



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



YÜKSEK LİSANS TEZİ

**APERİYODİK YAPILARDA IŞIĞIN YAYILMASININ
İNCELENMESİ**

Sakine GÖKŞİN

Fizik Anabilim Dalı

Katıhal Fiziği Programı

**DANIŞMAN
Doç. Dr. Ferhat NUTKU**

Temmuz, 2019

İSTANBUL

Bu çalışma 01.07.2019 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından Fizik Anabilim Dalı Katıhal Fiziği Programında Yüksek Lisans Tezi olarak kabul edilmiştir.

Tez Jürisi



Doç. Dr. Ferhat NUTKU (Danışman)
İstanbul Üniversitesi
Fen Fakültesi



Prof. Dr. Ayşe EROL
İstanbul Üniversitesi
Fen Fakültesi

Doç. Dr. Cem SERVANTIE
İstanbul Teknik Üniversitesi
Fen-Edebiyat Fakültesi





20.04.2016 tarihli resmi gazetede yayımlanan Lisansüstü Eğitim ve Öğretim Yönetmeliğinin 9/2 ve 22/2 maddeleri gereğince; Bu Lisansüstü teze, İstanbul Üniversitesi'nin abonesi olduğu intihal yazılım programı kullanılarak Fen Bilimleri Enstitüsü'nün belirlemiş olduğu ölçütlere uygun rapor alınmıştır.

ÖNSÖZ

Tez çalışmam boyunca yakın ilgi ve yardımlarını esirgemeyen tez danışmanım, saygı değer hocam Sayın Doç. Dr. Ferhat NUTKU'ya, en içten dileklerimle teşekkür ederim. Ders programımı tez çalışmama imkan verecek şekilde hazırlayan okul müdürüm ve müdür yardımcılara, zümre çalışmalarında omuzlarımdaki yükü hafifleten sevgili zümre arkadaşlarıma destek ve hoşgörülerinden dolayı teşekkürü bir borç bilirim. Yüksek lisans çalışmam boyunca, desteklerini esirgemeyen, sevgi, saygı ve anlayış gösteren değerli aileme ve dostlarıma sonsuz teşekkür ederim.

Yüksek lisans tezimi, hayatım boyunca bana destek olan annem Zilfi GÖKŞİN ve babam Halil GÖKŞİN'e ithaf etmekten mutluluk duyuyorum.

Temmuz, 2019

Sakine GÖKŞİN

İÇİNDEKİLER

	Sayfa No
ÖNSÖZ	iv
İÇİNDEKİLER	vi
ŞEKİL LİSTESİ	x
TABLO LİSTESİ	xii
SİMGE VE KISALTMA LİSTESİ	xv
ÖZET	xvi
SUMMARY	xvii
1. GİRİŞ	1
2. GENEL KISIMLAR	4
2.1. IŞIĞIN BOŞLUK VE MADDE ORTAMINDA YAYILMASI	4
2.1.1. Maxwell Denklemleri	4
2.1.2. Yansıma ve Kırılma Kanunları	9
2.1.3. Ara Yüzeyde Maxwell Denklemlerinin Sınır Koşulları	11
2.1.4. Fresnel Denklemleri	12
2.1.4.1. Dik Polarizasyon için Yansıma ve Geçirgenlik Katsayıları	12
2.1.4.2. Paralel Polarizasyon için Yansıma ve Geçirgenlik Katsayıları	13
2.1.4.3. Dış yansıma için yansıma ve geçirgenlik katsayıları ve faz kayması	15
2.1.4.4. İç yansıma için yansıma ve geçirgenlik katsayıları ve faz kayması	16
2.1.4.5. Normal ışın	17
2.1.4.6. Yansıtma ve Geçirgenlik	18
2.2. IŞIĞIN PERİYODİK YAPILARDAKİ DAVRANIŞI	19
2.2.1. Kırınım Ağı	19
2.2.2. Fotonik Kristaller	25
2.2.2.1. Bloch Dalgaları ve Fotonik Bant Aralığı	27
2.2.3. Dağıtılmış Bragg Yansıtıcıları	30
2.2.4. Fiber Optik Dalga Kılavuzu	32
2.2.5. Fiber Bragg Ağlar	36

2.3. IŞIĞIN APERİYODİK YAPILARDAKİ DAVRANIŞI	39
2.3.1. Aperiodyik Dielektrik Çok Tabakalı Yapılar	39
2.3.1.1. 1 Boyutta Fibonacci Yapıları	39
2.3.1.2. 1 Boyutta Thue-Morse Yapıları	41
2.3.1.3. 1 Boyutta Çift-Periyot Yapıları	42
2.3.1.4. 1 Boyutta Rudin-Shapiro Yapıları	43
2.4. APERİYODİK YAPILARIN UYGULAMA ALANLARI	44
3. MALZEME VE YÖNTEM	48
3.1. İNCELENEN PERİYODİK VE APERİYODİK YAPILAR	48
3.2. KULLANILAN MODEL VE SAYISAL YÖNTEMLER	50
3.2.1. Transfer Matris Yöntemi	50
3.2.2. Özmod Seri Açılım Metodu	53
3.2.3. CAMFR Yazılımı	56
4. BULGULAR	57
4.1. DAĞITILMIŞ BRAGG YANSITICILARI	57
4.1.1. Yansıtma'nın Dalgaboyuna Bağlı Değişimi	57
4.1.2. Yansıtmanın Işığın Geliş Açısına Bağlı Değişimi	72
4.2. FİBER BRAGG AĞLARI	84
5. TARTIŞMA VE SONUÇ	90
KAYNAKLAR	94
EKLER	97
EK 1. CAMFR Simülasyon Kodu	97
ÖZGEÇMİŞ	103

ŞEKİL LİSTESİ

	Sayfa No
Şekil 2.1: z doğrultusunda ilerleyen elektromanyetik dalga diyagramı.	8
Şekil 2.2: Geliş düzleminde gösterilen gelen, yansıyan ve iletilen ışınlar.....	9
Şekil 2.3: Elektromanyetik dalganın E ve B alanlarının sınır koşullarını belirlemekte kullanılan, ara yüzeydeki Gauss yüzeyi ve Amper akım halkaları.	11
Şekil 2.4: Dik polarizasyon (σ, s) için dalga geometrisi. Elektrik alan sayfa düzleminden dışarıya doğru gösterilmiştir.	12
Şekil 2.5: Paralel (π, p) için EM dalga geometrisidir. Manyetik alan sayfa düzleminden içeriye doğru gösterilmiştir.	14
Şekil 2.6: Flint camından TE ve TM polarize dalgaların dış yansımada (a) yansıma ve geçirgenlik katsayılarının ve (b) faz kaymalarının gelme açısına bağlı değişimi [8].	16
Şekil 2.7: Flint camından TE ve TM polarize dalgaların iç yansımada (a) yansıma ve geçirgenlik katsayılarının ve (b) faz kaymalarının gelme açısına bağlı değişimi [8].	17
Şekil 2.8: (a) Flint camı dışındaki dış yansıma için ve (b) flint camı içindeki iç yansıma için ışığın normale gelme açısına bağlı olarak yansıtmanın değişimi [8].	19
Şekil 2.9: Kırınım ağı için aydınlık saçaklar [9].	20
Şekil 2.10: Kırınıma uğrayan ışınlar arasında yol farkı oluşumu.....	20
Şekil 2.11: Çok dalgaboylu ışığın kırınıma uğrayarak renklerine ayrılması.	21
Şekil 2.12: Dalgaboyu çözme gücünün şematik gösterimi.	21
Şekil 2.13: Geçirgen ağı [10].	22
Şekil 2.14: Yansıma ağı [10].	23
Şekil 2.15: Blaze kırınım ağı.	24
Şekil 2.16: Blaze kırınım ağına yüzey normali üzerinden gelen ışın.	25
Şekil 2.17: Farklı kırılma indislerine sahip malzemelerin 1 boyutta, 2 boyutta ve 3 boyutta kendini periyodik olarak tekrarlaması [19].	26
Şekil 2.18: 1 boyutlu, 2 boyutlu ve 3 boyutlu çeşitli fotonik kristallerin SEM görüntüleri [20]. ..	27
Şekil 2.19: Kronig-Penney modelinin optik benzeri [21].	27
Şekil 2.20: Elektromanyetik dalgalar için dispersiyon eğrileri (a) homojen ve (b), (c) periyodik ortamdaki. (a) ve (b) de sadece pozitif k değerleriyle ilgili eğri parçaları gösterilmiştir [21].	28

Şekil 2.21: DBR'ın şematik gösterimi: kırılma indisi n_1 ve n_2 olan p tane çift, çeyrek dalgalı Bragg yansıtıcılarının birleşimi [11].	31
Şekil 2.22: Optik fiberin basit yapısı.	32
Şekil 2.23: Işığın, fiberde tam yansıma yaparak ilerleyişi.	32
Şekil 2.24: (a) Basamak indisli optik fiber, (b) Yumuşak geçişli optik fiber [13].	33
Şekil 2.25: İletilen mod yapısına göre fiber çeşitleri [14].	33
Şekil 2.26: Fiber optik kablolarda modlara göre çekirdek boyutları [14].	35
Şekil 2.27: Fiber optik iletişim sistemi.	35
Şekil 2.28: Fiber optik kabloda dalgaboyuna bağlı güç kaybı.	36
Şekil 2.29: Fiber Bragg Ağların (FBG) çalışma prensibi.	37
Şekil 2.30: Fiber Bragg Ağ tabakalarından ışığın yansımaları.	37
Şekil 2.31: Fiber Bragg Ağın kırılma indisi değişimi.	38
Şekil 2.32: Ağ periyoduna göre FBG çeşitleri.	38
Şekil 2.33: Apodize FBG yapılarında kırılma indisinin fiber boyunca değişimi: (a) Gauss dağılımlı kırınım indisi değişimi, (b)Yükseltilmiş-Kosinüs dağılımlı kırınım indisi değişimi.	39
Şekil 2.34: Farklı yapılara ait termal emisyon spektrumları: (a) Periyodik, (b) Fibonacci, (c) Thue-Morse, (d) Çift-Periyot [32].	46
Şekil 3.1: Kırılma indisinin dalgaboyuna bağlı değişimi.	49
Şekil 3.2: Aperiodyk yapıların şematik gösterimi: (a) F_5 için Fibonacci dizilimi, (b) TM_3 için Thue-Morse dizilimi, (c) DP_3 için Çift-Periyot (Double-Period) dizilimi, (d) RS_3 için Rudin-Shapiro dizilimi.	49
Şekil 3.3: Aperiodyk yapının normali ile θ_i açısı yapacak şekilde gelen ışın.	50
Şekil 3.4: Aperiodyk yapıya $\theta_i = 0^\circ$ olacak şekilde normal gelen ışın.	50
Şekil 3.5: TE polarize düzlem dalganın çok tabakalı yapıya gelişi.	51
Şekil 4.1: Referans yapısına (T=25, N=50) ışının havadan ve materyalden giriş yaptığı formlarının, TE ve TM polarize uyarımlar için dalgaboyuna bağlı yansıtma spektrumları....	58
Şekil 4.2: Periyodik yapılarda normal uyarım için dalgaboyuna bağlı yansıtma spektrumları: T=5, 20, 40 için.	59
Şekil 4.3: Farklı aperiodyk yapılarda TE ve TM polarize uyarımlar için dalgaboyuna bağlı yansıtma spektrumları: Referans, Fibonacci (F_5), Thue-Morse (TM_3), Çift-Periyot (DP_3), Rudin-Shapiro (RS_2) ve T=20 için.	60
Şekil 4.4: Farklı periyotlardaki F_5 Fibonacci yapısının TE ve TM polarize uyarımlar için dalgaboyuna bağlı yansıtma spektrumları.	61

Şekil 4.5: Fibonacci yapısının farklı mertebelerindeki TE ve TM polarize uyarım ve $T=20$ için dalgaboyuna bağlı yansıtma spektrumları: (a) F_2 , (b) F_3 , (c) F_4 , (d) F_5 , (e) F_6 , (f) F_7	62
Şekil 4.6: Farklı periyotlardaki TM_3 Thue-Morse yapısının TE ve TM polarize uyarımlar için dalgaboyuna bağlı yansıtma spektrumları.	63
Şekil 4.7: Thue-Morse yapısının farklı mertebelerindeki TE ve TM polarize uyarım ve $T=20$ için dalgaboyuna bağlı yansıtma spektrumları: (a) TM_1 , (b) TM_2 , (c) TM_3 , (d) TM_4 , (e) TM_5 , (f) TM_6	65
Şekil 4.8: Farklı periyotlardaki DP_3 Çift-Periyot (Double-Period) yapısının TE ve TM polarize uyarımlar için dalgaboyuna bağlı yansıtma spektrumları.	66
Şekil 4.9: Çift-Periyot (Double-Period) yapısının farklı mertebelerindeki TE ve TM polarize uyarım ve $T=20$ için dalgaboyuna bağlı yansıtma spektrumları: (a) DP_1 , (b) DP_2 , (c) DP_3 , (d) DP_4 , (e) DP_5 , (f) DP_6	68
Şekil 4.10: Farklı periyotlardaki RS_2 Rudin-Shapiro yapısının dalgaboyuna TE ve TM polarize uyarımlar için dalgaboyuna bağlı yansıtma spektrumları.	69
Şekil 4.11: Rudin-Shapiro yapısının farklı mertebelerindeki TE ve TM polarize uyarım ve $T=20$ için dalgaboyuna bağlı yansıtma spektrumları: (a) RS_2 , (b) RS_3 , (c) RS_4 , (d) RS_5 , (e) RS_6 , (f) RS_7	71
Şekil 4.12: Periyodik yapının farklı periyotlarının geliş açısına (θ_i) bağlı yansıtma spektrumları: (a) TE polarizasyon için, (b) TM polarizasyon için.	73
Şekil 4.13: Fibonacci yapısının farklı mertebelerinin geliş açısına (θ_i) bağlı yansıtma spektrumları $T=5$ ve $F_1, F_2, F_3, F_4, F_5, F_6$ yapıları için: (a) TE polarizasyon için, (b) TM polarizasyon için.	74
Şekil 4.14: Fibonacci yapısının $T=5$ için farklı polarizasyonlarda geliş açısına (θ_i) bağlı yansıtma spektrumları : (a) F_1 , (b) F_5 , (c) F_6 , (d) F_7 , (e) F_8 , (f) F_{10}	75
Şekil 4.15: Thue-Morse yapısının farklı mertebelerinin geliş açısına (θ_i) bağlı yansıtma spektrumları $T=5$ ve $TM_1, TM_2, TM_3, TM_4, TM_5, TM_6$ yapıları için: (a) TE polarizasyon için, (b) TM polarizasyon için.	76
Şekil 4.16: Thue-Morse yapısının $T=5$ için farklı polarizasyonlarda geliş açısına (θ_i) bağlı yansıtma spektrumları: (a) TM_1 , (b) TM_4 , (c) TM_5 , (d) TM_6 , (e) TM_7 , (f) TM_8	78
Şekil 4.17: Çift-Periyot (Double-Period) yapısının farklı mertebelerinin geliş açısına (θ_i) bağlı yansıtma spektrumları $T=5$ ve $DP_1, DP_2, DP_3, DP_4, DP_5, DP_6$ yapıları için: (a) TE polarizasyon için, (b) TM polarizasyon için.	79
Şekil 4.18: Çift-Periyot (Double-Period) yapısının $T=5$ için farklı polarizasyonlarda geliş açısına (θ_i) bağlı yansıtma spektrumları: (a) DP_1 , (b) DP_3 , (c) DP_4 , (d) DP_5 , (e) DP_7 , (f) DP_8	80
Şekil 4.19: Rudin-Shapiro yapısının farklı mertebelerinin geliş açısına (θ_i) bağlı yansıtma spektrumları $T=5$ ve $RS_1, RS_2, RS_3, RS_4, RS_5, RS_6$ yapıları için: (a) TE polarizasyon için, (b) TM polarizasyon için.	81
Şekil 4.20: Rudin-Shapiro yapısının $T=5$ için farklı polarizasyonlarda geliş açısına (θ_i) bağlı yansıtma spektrumları: (a) RS_1 , (b) RS_2 , (c) RS_5 , (d) RS_6 , (e) RS_7 , (f) RS_8	83

Şekil 4.21: Farklı periyotlardaki Periyodik yapısının TE ve TM polarize uyarımlar için dalgaboyuna bağlı yansıtma spektrumları.	85
Şekil 4.22: Fibonacci yapısının T=5 periyodundaki farklı mertebelerinin TE ve TM polarize uyarımlar için dalgaboyuna bağlı yansıtma spektrumları.	86
Şekil 4.23: Thue-Morse yapısının T=5 periyodundaki farklı mertebelerinin TE ve TM polarize uyarımlar için dalgaboyuna bağlı yansıtma spektrumları.	87
Şekil 4.24: Çift-Periyot (Double-Period) yapısının T=5 periyodundaki farklı mertebelerinin TE ve TM polarize uyarımlar için dalgaboyuna bağlı yansıtma spektrumları (DP_1 , DP_2 , DP_3 , DP_4	88
Şekil 4.25: Rudin-Shapiro yapısının T=5 periyodundaki farklı mertebelerinin TE ve TM polarize uyarımlar için dalgaboyuna bağlı yansıtma spektrumları.	89
Şekil 5.1: Fibonacci yapılarının dalgaboyuna bağlı yansıtma spektrumları: (a) Genişletilmiş F_7 , (b) F_6 , (c) genişletilmiş F_6 , (d) F_5	91
Şekil 5.2: Fibonacci yapılarının normal uyarım ve $T = 1$ için dalgaboyuna bağlı yansıtma spektrumlarındaki fraktal desen: (a) F_7 , (b) F_8 için.	92

TABLO LİSTESİ

Sayfa No

Tablo 2.1: Kuantum mekaniği ve elektrodinamiğin karşılaştırılması.	29
Tablo 2.2: Fibonnacci yerleştirme dizisinin farklı mertebelerine ait tabaka sayıları ve tabaka sıralamaları.....	40
Tablo 2.3: Thue-Morse yerleştirme dizisinin farklı mertebelerine ait tabaka sayıları ve tabaka sıralamaları.....	42
Tablo 2.4: Çift-Periyot yerleştirme dizisinin farklı mertebelerine ait tabaka sayıları ve tabaka sıralamaları.....	43
Tablo 2.5: Rudin-Shapiro yerleştirme dizisinin farklı mertebelerine ait tabaka sayıları ve tabaka sıralamaları.....	44
Tablo 4.1: Şekil 4.2’de incelenen periyodik yapının $T=5, 20, 40$ periyotlarına ait tabaka sayıları ve toplam tabaka uzunlukları.	59
Tablo 4.2: Şekil 4.3’de incelenen yapıların tabaka sayıları ve toplam tabaka uzunlukları.	60
Tablo 4.3: Şekil 4.4’de incelenen F_5 Fibonacci yapısının $T=5, 20, 40$ periyotlarına ait tabaka sayıları ve toplam tabaka uzunlukları.	61
Tablo 4.4: Şekil 4.5’de incelenen $T=20$ periyoduna sahip farklı mertebelerdeki Fibonacci yapılarına ait tabaka sayıları ve toplam tabaka uzunlukları.....	63
Tablo 4.5: Şekil 4.6’de incelenen TM_3 Thue-Morse yapısının $T=5, 20, 40$ periyotlarına ait tabaka sayıları ve toplam tabaka uzunlukları.....	64
Tablo 4.6: Şekil 4.7’de incelenen $T=20$ periyoduna sahip farklı mertebelerdeki Thue-Morse yapılarına ait tabaka sayıları ve toplam tabaka uzunlukları.....	66
Tablo 4.7: Şekil 4.8’de incelenen DP_3 Çift-Periyot (Double-Period) yapısının $T=5, 20, 40$ periyotlarına ait tabaka sayıları ve toplam tabaka uzunlukları.	67
Tablo 4.8: Şekil 4.9’de incelenen $T=20$ periyoduna sahip farklı mertebelerdeki Çift-Periyot (Double-Period) yapılarına ait tabaka sayıları ve toplam tabaka uzunlukları.....	69
Tablo 4.9: Şekil 4.10’de incelenen RS_2 Rudin-Shapiro yapısının $T=5, 20, 40$ periyotlarına ait tabaka sayıları ve toplam tabaka uzunlukları.....	70
Tablo 4.10: Şekil 4.11’de incelenen $T=20$ periyoduna sahip farklı mertebelerdeki Rudin-Shapiro yapılarına ait tabaka sayıları ve toplam tabaka uzunlukları.....	72
Tablo 4.11: Şekil 4.12’de incelenen periyodik yapısının $T=5, 20, 40, 80$ periyotlarına ait tabaka sayıları ve toplam tabaka uzunlukları.	73

Tablo 4.12: Şekil 4.13 ve Şekil 4.14’de incelenen $T=5$ periyoduna sahip farklı mertebelerdeki Fibonacci yapılarına ait tabaka sayıları ve toplam tabaka uzunlukları.....	76
Tablo 4.13: Şekil 4.15 ve Şekil 4.16’de incelenen $T=5$ periyoduna sahip farklı mertebelerdeki Thue-Morse yapılarına ait tabaka sayıları ve toplam tabaka uzunlukları.	79
Tablo 4.14: Şekil 4.17 ve Şekil 4.18’de incelenen $T=5$ periyoduna sahip farklı mertebelerdeki Çift-Periyot (Double-Period) yapılarına ait tabaka sayıları ve toplam tabaka uzunlukları.....	81
Tablo 4.15: Şekil 4.19 ve Şekil 4.20’de incelenen $T=5$ periyoduna sahip farklı mertebelerdeki Rudin-Shapiro yapılarına ait tabaka sayıları ve toplam tabaka uzunlukları.	84
Tablo 4.16: Şekil 4.21’de incelenen periyodik yapısının $T=3, 4, 5, 7$ periyotlarına ait tabaka sayıları ve toplam tabaka uzunlukları.	85
Tablo 4.17: Şekil 4.22’de incelenen $T=5$ periyoduna sahip farklı mertebelerdeki Fibonacci yapılarına ait tabaka sayıları ve toplam tabaka uzunlukları.....	86
Tablo 4.18: Şekil 4.23’de incelenen $T=5$ periyoduna sahip farklı mertebelerdeki Thue-Morse yapılarına ait tabaka sayıları ve toplam tabaka uzunlukları.....	87
Tablo 4.19: Şekil 4.24’de incelenen $T=5$ periyoduna sahip farklı mertebelerdeki Çift-Periyot (Double-Period) yapılarına ait tabaka sayıları ve toplam tabaka uzunlukları.....	88
Tablo 4.20: Şekil 4.25’de incelenen $T=5$ periyoduna sahip farklı mertebelerdeki Rudin-Shapiro yapılarına ait tabaka sayıları ve toplam tabaka uzunlukları.....	89

SİMGE VE KISALTMA LİSTESİ

Simgeler	Açıklama
a	: Kırınım ağında yarık genişliği
β	: Yayılma doğrultusundaki efektif vektör
$\mathbf{B}$	: Manyetik alan
$\mathbf{B}_0$	: Manyetik alan genliği
c	: Boşluktaki ışık hızı
d	: Kırınım ağında yarıklar arası mesafe
d_j	: j tabakasının kalınlığı
$\mathbf{D}$	: Deplasman alanı
$\mathcal{D}$	: Açısal dispersiyon
DP_n	: n. mertebedeki Çift-Periyot (Double-Period) yapısı
$\mathbf{E}$	: Elektrik alan
$\mathbf{E}_0$	: Elektrik alan genliği
ε	: Ortamın dielektrik sabiti (elektiriksel geçirgenliği)
ε_0	: Boşluğun dielektrik sabiti (elektiriksel geçirgenliği)
ε_r	: Bağıl dielektrik sabiti (elektiriksel geçirgenliği)
F_n	: n. mertebedeki Fibonacci yapısı
φ	: Altın oran
$\mathbf{H}$	: Manyetizasyon alanı
$\mathbf{J}$	: Akım yoğunluğu
$\mathbf{J}_f$	: Serbest akım yoğunluğu
J_l	: Birinci tip Bessel fonksiyonu
$\mathbf{k}$	: Dalga vektörü
k	: Bloch dalga sayısı
L	: Toplam tabaka uzunluğu
L_g	: Ağın boyu
λ	: Dalgaboyu
λ_B	: Bragg dalgaboyu
Λ	: Ağ periyodu
m	: Kırınım mertebesi

M	: Magnetizasyon vektörü
μ	: Ortamın manyetik geçirgenliği
μ_0	: Boşluğun manyetik geçirgenliği
μ_r	: Bağıl manyetik geçirgenliği
n	: Kırılma indisi
$\bar{n}$	: Ortalama kırılma indisi
n_{eff}	: Fiberin çekirdek bölgesinin etkin kırılma indisi
n_l	: Yarık yoğunluğu
n_0	: Boşluğun kırılma indisi
n_s	: Alttaşın kırılma indisi
N	: Tabaka sayısı
N_a	: Aydınlatılan toplam yarık sayısı
N_g	: Ağın toplam periyot sayısı
N_l	: İkinci tip Bessel fonksiyonu
N_{mod}	: Mod sayısı
p	: Dağıtılmış Bragg yansıtıcıları çifti sayısı
P	: Elektrik polarizasyon vektörü
ϕ	: Faz kayması
r	: Konum vektörü
r	: Yansıma katsayısı
R	: Yansıtma
R_p	: Çözme gücü
RS_n	: n. mertebedeki Rudin-Shapiro yapısı
ρ	: Yük yoğunluğu
ρ_f	: Serbest yük yoğunluğu
s	: Yol farkı
S	: Poynting vektörü
σ_f	: Serbest yüzey yükü
t	: Geçirgenlik katsayısı
T	: Geçirgenlik
T	: Periyot
TM_n	: n. mertebedeki Thue-Morse yapısı
θ_B	: Brewster açısı
θ_{Bl}	: Blaze açısı
θ_C	: Kritik açı

θ_{max}	: Maksimum gelme açısı (Kabul açısı)
u	: Elektromanyetik alanın enerji yoğunluğu
ν_A	: A tabakası frekansı
ν_B	: B tabakası frekansı
V	: Dalga kılavuzu parametresi
ω	: Açısal frekans
W	: Kırınım ağının aydınlatılan kısmının uzunluğu
χ_e	: Elektriksel doyumluk
χ_m	: Manyetik doyumluk
Z	: Atom numarası

Kısaltmalar	Açıklama
BEP	: Çift Yönlü Özmod Yayılım Yöntemi (Bidirectional Eigenmode Propagation Method)
DBR	: Dağıtılmış Bragg Yansıtıcı (Distributed Bragg Reflector)
DWDM	: Yoğun Dalgaboyu Bölmeli Çoklama (Dense Wavelength Division Multiplexing)
EME	: Özmod Seri Açılım Metodu (Eigenmode Expansion)
FBG	: Fiber Bragg Ağ (Fiber Bragg Grating)
MUX/DMUX	: Çoklayıcı/Birleştirici (Multiplexing/Demultiplexing)
FBA	: Fotonik Bant Aralığı (Photonic Band Gap-PBG)
PML	: Mükemmel Eşlenmiş Tabaka (Perfect Matched Layer)
SA	: Sayısal Açıklık
SEM	: Taramalı Elektron Mikroskobu (Scanning Electron Microscope)
VCSEL	: Dikey Kaviteli Yüzey Işınması Yapan Lazer (Vertical Cavity Surface Emitting Laser)

ÖZET

YÜKSEK LİSANS TEZİ

APERİYODİK YAPILARDA IŞIĞIN YAYILMASININ İNCELENMESİ

Sakine GÖKŞİN

İstanbul Üniversitesi

Fen Bilimleri Enstitüsü

Fizik Anabilim Dalı

Danışman: Doç. Dr. Ferhat NUTKU

Bu çalışmada GaAs ve AlAs yarıiletken tabakalarının farklı aperiodyik dizilişlere uygun olacak şekilde bir boyutta tekrarlanması sonucu oluşturulan düzlemsel çok tabakalı yapıların dalga boyuna bağlı yansıtma spektrumları ve monokromatik ışığın gelme açısına bağlı yansıtma spektrumları incelenmiştir. Düzlemsel çok tabakalı yapılara ek olarak tek mod fiber Bragg ağlarında da dalga boyuna bağlı yansıtma spektrumları hesaplanmıştır.

Fibonacci, Thue-Morse, Çift-Periyot (Double-Period) ve Rudin-Shapiro diziliş kurallarına uygun olarak oluşturulan aperiodyik yapılar ile periyodik yapı için elde edilen sonuçlar karşılaştırılmıştır. Çeşitli tipte aperiodyik yapıların, periyodik yapılara kıyasla farklı uygulamalarda sağlayabileceği avantajlar tartışılmıştır.

Hesaplamalarda transfer matris ve özmod seri açılım metodlarını kullanan CAMFR yazılımı kullanılmıştır.

Temmuz 2019, 103 sayfa.

Anahtar kelimeler: fotonik kristaller, aperiodyik yapılar, Fibonacci, Thue-Morse, Rudin-Shapiro, Çift-Periyot

SUMMARY

M.Sc. THESIS

AN INVESTIGATION OF LIGHT PROPAGATION IN APERIODIC STRUCTURES

Sakine GÖKŞİN

İstanbul University

Institute of Graduate Studies in Sciences

Department of Physics

Supervisor: Doç. Dr. Ferhat NUTKU

In this study, the wavelength dependence of the reflectance spectra of the planar multilayer structures which are formed by repeating the semiconductor GaAs and AlAs layers in one dimension and incidence angle dependence of the reflectance spectra for monochromatic light are examined. In addition to the planar multilayer structures, wavelength dependence of the reflectance spectra are calculated for single mod fiber Bragg gratings.

The results obtained for periodic and aperiodic structures which are constructed by according to the Fibonacci, Thue-Morse, Double-Period and Rudin-Shapiro sequential rules are compared. The advantages that various types of aperiodic structures can provide in different applications in comparison to periodic structures are discussed.

In the calculations, CAMFR software which utilizes transfer matrix and the eigenmode expansion methods is used.

June 2019, 103 pages.

Keywords: photonic crystals, aperiodic structures, Fibonacci, Thue-Morse, Rudin-Shapiro, Duble-Period

1. GİRİŞ

Belirli bir deterministik kurala göre dizilmiş çok sayıda katmandan oluşan aperiodyik yapılar geniş optik uygulama alanları, tasarım esnekliği ve hala keşfedilmeyi bekleyen özellikleri nedeniyle son yıllarda araştırmacıların gözdesi haline gelmiştir.

Malzemelerin aperiodyik şekilde düzenlenmeleri, uzun mesafede periyodik dizilişte olduğu gibi kendi içinde uzun erimli bir düzen sergiler. Aperiodyik yapılar bu bakımdan amorf malzemelerden oldukça farklıdır. Sadece kısa mesafede amorf yapılarla korelasyon gösterirler.

Deterministik aperiodyik fotonik yapılar, hem periyodik ortamlarla (fotonik bant aralığına sahip), hem de düzensiz rastgele ortamlarla (lokalize öz durumların varlığı) ayırıcı fiziksel özellikleri paylaşır [1].

Aperiodyik yapılarda ışığın kontrol edilmesi periyodik yapılara oranla farklı optik uygulamalarda avantaj sağlamaktadır. Örnek olarak çok yönlü aynalar [2], dalgakılavuzları [3], optik haberleşme sistemlerinde kullanılan optik filtreler [4], işaretlemesiz (label-free) biyosensörler [1] verilebilir.

İlk olarak 1987 yılında E.Yablonovitch, kendiliğinden emisyonu kontrol altına almak için elektromanyetik dalgaların yayılmasını yasaklayabilen bir malzeme oluşturma imkanını önerdi [5]. Bu fikir, katı hal fiziğinin temel kavramlarına dayanır ve fotonik bant aralıklarının elde edilmesinin bir aracı olarak dielektrik maddelerin periyodik şekilde düzenlenmesini önerir.

Aperiodyik yapılar, periyodik sistemlerde görülmeyen kendine has belirli karakteristik özelliklere sahiptir. Çoğu durumda, bu karakteristik özellikler, periyodik emsallerine kıyasla gelişmiş optik özelliklere yol açar. Bu geliştirilmiş optik özellikler, aperiodyik düzenlemelere özgü ek serbestlik dereceleri ile uygun bir şekilde birleştirilerek, bazı spesifik uygulamalar için daha iyi performans gösteren cihazların tasarımına imkan tanır. Böylece, aperiodyik yapılar, periyodik emsallerinden daha geniş ve esnek bir tasarım kabiliyeti sunar [6].

Aperiyodik yapılar iki farklı yöntem kullanılarak üretilebilir. Bunlardan biri yerine koyma kuralıdır, diğeri ise fraktal desenleri oluşturma yöntemidir. Bu yöntemlere sırasıyla Fibonacci ve Cantor-benzeri (Cantor-like) yapıları örnek verebiliriz. Bu tür yapılara ait dalgaboyuna bağlı iletim spektrumlarının birbirine benzer desen sergiledikleri gösterilmiştir [7].

Bu çalışmada Fibonacci, Thue-Morse, Çift-Periyot (Double-Period) ve Rudin-Shapiro dizilim kurallarına sahip olan aperiyodik yapılar yarıiletken tabakaları birbirinin yerine koyma kurallarından yararlanılarak elde edilmiştir.

Aperiyodik yapılar farklı kriterlere göre sınıflandırılabilir. Bu sınıflandırmalardan biri de yapıları, *kendine benzeyen (self-similar)* ve *kendine benzemeyen (non-self-similar)* olarak iki geniş kategoriye ayırmaktır. Yerine koyma kuralı uygulamasından türetilen aperiyodik dizilimlere dayanan tüm sistemler kendine benzeyen sınıfına aittir.

Her bir dielektrik çok tabakalı yapının temel özelliği optik iletim spektrumunda fotonik bant aralıklarının olmasıdır. Fotonik bant aralığı (Photonic Band Gap-FBA) frekansına eşit frekansa sahip optik dalgalar ilerleme yönünde yayılamazlar ve geri yönde yansıtılırlar. Yansıtılan her bir bileşen optik iletişim sisteminde durdurma (stopband) filtresi olarak işlev görür. Optik yansıtıcılık kullanılarak, çok tabakalı herhangi bir yapının FBA frekansları belirlenebilir. Böyle bir yapıya ait yansıtma spektrumundaki her bir pik FBA'ya eşit frekansı verir. Periyodik kırılma indisine sahip kırınım ağları, yansıtma bant filtresi gibi davranan tek bir durdurma bandına (stopband) sahiptir. Bu optik haberleşme için gerekli olan optik yoğun dalgaboyu bölmeli çoklama (Dense Wavelength Division Multiplexing-DWDM) sistemlerindeki filtreler için yapının çok sayıda kademelendirilmesini gerektireceği için yapının uzamasına sebep olacaktır. Tek-bantlı optik filtreler dizisi yerine çok-bantlı optik filtre kullanımı filtre sayısını azaltacaktır. Genelleştirilmiş Fibonacci yapılarının optik iletişim sistemlerinde DWDM filtreleri ve kanal Çoklayıcı/Birleştirici (Multiplexing/Demultiplexing-Mux/Dmux) olarak kullanım için periyodik emsallerine nazaran daha uygun oldukları literatürde gösterilmiştir [4].

Bu çalışmada incelenen düzlemsel çok tabakalı yapılar, GaAs ve AlAs tabakalarının farklı aperiyodik dizilimlere uygun olacak şekilde bir boyutta tekrarlanması sonucu oluşturulmuştur. Bu yapıların dalgaboyuna bağlı yansıtma spektrumları ve monokromatik ışığın gelme açısına bağlı yansıtma spektrumları incelenmiştir. Oluşturulan geometrik yapının yansıtma spektrumuna etkisini daha net gösterebilmek için kırılma indisinin

dalgaboyuna bağılılığı ihmal edilmiştir. Transfer matris metodu kullanılarak bu yapılara ait optik yansıtma spektrumları hesaplanmıştır.

İncelenen yapılardan Rudin-Shapiro dizilim kuralına göre oluşturulan 7. mertebe RS_7 yapısının çok yönlü ayna yapımı için uygun olduğu belirlenmiştir.

Ayrıca Thue-Morse yapısına ait yansıtma spektrumu bandının diğer yapılara ait olan yansıtma spektrumu bantlarına nazaran daha keskin ve dar olduğu görülmüştür. Bu ise Thue-Morse yapısının tek bant filtresi olarak kullanımının diğer yapılara nazaran daha uygun olacağını göstermektedir.

Yansıtmanın geliş açısına bağılılığını incelemek için yapılan çalışmalar sonucunda mertebe sayısı arttıkça yapıların polarizasyona bağılılığının azaldığı belirlenmiştir. Bu durum 8. ve 10. mertebe Fibonacci ile 7. mertebe Rudin-Shapiro (F_8 , F_{10} ve RS_7) yapılarında daha da belirginleşmektedir. Bilhassa 7. mertebe Rudin-Shapiro RS_7 yapısı tamamen polarizasyondan bağımsız hale geldiği için çok yönlü ayna yapımında kullanılabileceği düşünülmektedir.

Oluşturulan Fiber Bragg Ağlar (Fiber Bragg Grating-FBG)'in dalgaboyuna bağlı yansıtma spektrumları incelendiğinde yapıların belirli mertebelerine ait yansıtma spektrumlarının birbirini tekrar ettiği görülmüştür.

2. GENEL KISIMLAR

Bu kısımda ileriki kısımlardaki hesaplamaların yapılması için gerekli olan temel bilgiler verilmiştir.

2.1. IŞIĞIN BOŞLUK VE MADDE ORTAMINDA YAYILMASI

Elektromanyetik dalga olan ışık yayılmak için madde ortamına ihtiyaç duymaz. Yüklerin ivmeli hareketi sonucu oluşan elektromanyetik dalgalar, elektrik alan ve manyetik alan bileşenleri hem birbirlerine hem de yayılma doğrultularına dik olan enine dalgalardır. Işığın enine dalga olmasının en açık sonucu polarize edilebilmesidir. Elektromanyetik dalgalarda elektrik alan vektörünün titreşim yönü, polarizasyon yönü olarak tanımlanır.

2.1.1. Maxwell Denklemleri

Elektromanyetik teorisinin temelini oluşturan Maxwell denklemleri uzayın herhangi bir noktasında ve anında elektrik ve manyetik alanlar ile bu alanlara neden olan kaynaklar arasındaki ilişkiyi betimleyen diferansiyel denklem sistemleridir.

Bu denklem sistemleri elektrik ve manyetik alanların birbirlerinden ayrı düşünilemeyeceğini değişen elektrik alanın manyetik alan, değişen manyetik alanın elektrik alan oluşturacağını göstermektedir.

Maxwell o güne kadar bulunmuş elektrik ve manyetik alan denklemlerini bütünlük içerisinde matematiksel bir forma kavuşturup Amper yasasını modifiye etmiştir. Süreklilik denklemlerinden $(\nabla \cdot \mathbf{J} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0)$ ve herhangi bir vektör için rotasyonelin divarjansının sıfır olması kuralından $(\nabla \cdot (\nabla \times \mathbf{B}) = 0)$ yararlanarak Amper yasasının modifiye edilmiş haline ulaşabiliriz. Kaynağın olduğu yani serbest yük yoğunluğunun ve serbest akımın olduğu vakum ortamlarında Maxwell Denklemleri olarak bilinen denklem sistemi aşağıdaki gibi ifade edilir:

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (\text{Gauss Yasası}) \quad (2.1)$$

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

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (\text{Faraday Yasası}) \quad (2.3)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J} + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (\text{Maxwell'in düzeltmesiyle Amper Yasası}) \quad (2.4)$$

Bu denklemlerde $\mathbf{E}$ elektriksel alanı, $\mathbf{B}$ boşluk için manyetik alanı (manyetik akı yoğunluğunu), ρ yük yoğunluğunu ve $\mathbf{J}$ akım yoğunluğunu göstermektedir. Ayrıca ϵ_0 boşluğun dielektrik sabiti (elektriksel geçirgenliği) ($\epsilon_0 \approx 10^{-9}/36\pi \cong 8.85419 \times 10^{-12}$ F/m), μ_0 boşluğun manyetik geçirgenliği ($\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ H/m) olarak adlandırılır.

Madde ortamında Maxwell Denklemleri ise aşağıdaki gibi ifade edilir:

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho_f \quad (\text{Gauss Yasası}) \quad (2.5)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (2.6)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (\text{Faraday Yasası}) \quad (2.7)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J}_f + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (\text{Maxwell'in düzeltmesiyle Amper Yasası}) \quad (2.8)$$

Bu denklemlerde $\mathbf{D}$ maddesel ortam için elektriksel alanı (yerdeğiştirme ,deplasman vektörü), $\mathbf{H}$ maddesel ortam için manyetik alanı (manyetizasyon alanı), ρ_f serbest yük yoğunluğunu ve $\mathbf{J}_f$ serbest akım yoğunluğunu göstermektedir.

Denklem 2.5 Gauss yasası olarak bilinir ve durağan bir noktasal yükün etrafında elektrik alan oluşacağını yani yükün elektrik alan kaynağı olduğunu söyler.

Denklem 2.6 Manyetik alan için Gauss yasası olarak bilinir ve manyetik alanın skaler kaynağı olmadığını (manyetik yükün olmadığını) yani izole manyetik yükün yani monopolün (tek kutupluluk) olmadığını söyler.

Denklem 2.7 Faraday yasası olarak bilinir ve zamanla değişen manyetik alanın elektrik alanın vektörel kaynağı olduğunu söyler.

Denklem 2.8 Maxwell'in düzeltmesi ile Amper yasası olarak bilinir ve manyetik alanın

vektörel kaynağının sadece akım yoğunluğu olmadığını zamanla değişen elektrik alanının da etrafında manyetik alan oluşmasında sebep olduğunu söyler.

Elektriksel alan $\mathbf{E}$ ile elektrik akı yoğunluğu $\mathbf{D}$ ve manyetik akı yoğunluğu $\mathbf{B}$ ile manyetik alan $\mathbf{H}$ arasındaki bağıntılar aşağıdaki şekildedir:

$$\mathbf{D} \equiv \epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P} \quad (2.9)$$

$$\mathbf{H} \equiv \frac{1}{\mu_0} \mathbf{B} - \mathbf{M} \quad (2.10)$$

$$\mathbf{P} = \epsilon_0 \cdot \chi_e \cdot \mathbf{E} \quad (2.11)$$

$$\mathbf{M} = \chi_m \cdot \mathbf{H} \quad (2.12)$$

$$\epsilon = \epsilon_0(1 + \chi_e) = \epsilon_0 \cdot \epsilon_r \quad (2.13)$$

$$\mu = \mu_0(1 + \chi_m) = \mu_0 \cdot \mu_r \quad (2.14)$$

Buradaki ϵ ortamın dielektrik sabiti (elektriksel geçirgenliği), ϵ_r bağıl dielektrik sabiti, χ_e elektriksel doyumluk, μ ortamın manyetik geçirgenliği, μ_r bağıl manyetik geçirgenlik, χ_m manyetik doyumluk, $\mathbf{P}$ elektrik polarizasyon vektörü ve $\mathbf{M}$ manyetik polarizasyon vektörü (manyetizasyon) olarak adlandırılır. 2.9 denklemi 2.11 ve 2.13 denklemlerinden, 2.10 denklemi ise 2.12 ve 2.14 denklemlerinden yararlanarak tekrar düzenlenirlerse aşağıdaki şekli alırlar:

$$\mathbf{D} \equiv \epsilon \mathbf{E} \quad (2.15)$$

$$\mathbf{H} \equiv \frac{1}{\mu} \mathbf{B} \quad (2.16)$$

Amper yasasının Maxwell tarafından modifiye edilen yeni formu elektromanyetik dalgaların varlığının öngörülmesini sağlamıştır. Elektromanyetik dalgalar enine dalgalar ve boşlukta ışık hızıyla ($c = 1/\sqrt{\mu_0 \epsilon_0} = 2.99792458 \times 10^8$ m/s) yayılırlar. Maxwell'in varlığını matematiksel olarak kanıtladığı elektromanyetik dalgalar ilk kez Alman fizikçi Hertz tarafından 1888 yılında deneysel olarak gösterildi.

Maxwell denklemlerinden yararlanarak dalga denklemini yazmak mümkündür. Bu bize elektromanyetik dalgaların varlığını matematiksel olarak ispat etmektedir. Kaynaktan

yoksun vakum ortamında elektrik alan ve manyetik alan için dalga denklemlerini çıkarmak için sırasıyla 2.3 ve 2.4 denklemlerinin rotasyonellerini ($\nabla \times$) alıp,

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{A}) = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{A}) - \nabla^2 \mathbf{A}$$

kuralından yararlanabiliriz.

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) = -\nabla \times \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (2.17)$$

$$\nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) - \nabla^2 \mathbf{E} = -\frac{\partial(\nabla \times \mathbf{B})}{\partial t} \quad (2.18)$$

Denklem 2.18 de 2.1 ve 2.4 ifadeleri yerine yazılırsa

$$\nabla \left(\frac{\rho}{\epsilon_0} \right) - \nabla^2 \mathbf{E} = -\frac{\partial}{\partial t} (\nabla \times (\mu_0 \mathbf{J} + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t})) \quad (2.19)$$

elde edilir. Elde edilen 2.19 denklemi kaynaktan yoksun vakum ortamı için

$$\nabla^2 \mathbf{E} = \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} \quad (2.20)$$

şeklini alır. 2.20 denklemi ($c = 1/\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}$) ifadesinden yararlanılarak düzenlenir ise elektrik alan için dalga denklemi aşağıdaki şekilde elde edilir:

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = 0. \quad (2.21)$$

Şimdi kaynaktan yoksun vakum ortamında manyetik alan için dalga denklemini çıkaralım,

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{B}) = \nabla \times (\mu_0 \mathbf{J} + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}) \quad (2.22)$$

$$\nabla(\nabla \cdot \mathbf{B}) - \nabla^2 \mathbf{B} = \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial}{\partial t} (\nabla \times \mathbf{E}) \quad (2.23)$$

Denklem 2.23 de 2.2 ve 2.3 ifadeleri yerine yazılırsa

$$\nabla^2 \mathbf{B} = \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \mathbf{B}}{\partial t^2} \quad (2.24)$$

elde edilir. 2.24 denklemi ($c = 1/\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}$) ifadesinden yararlanılarak düzenlenir ise manyetik

alan için dalga denklemi aşağıdaki şekilde elde edilir:

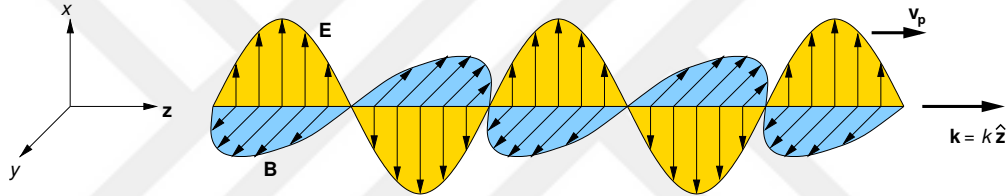
$$\nabla^2 \mathbf{B} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{B}}{\partial t^2} = 0. \quad (2.25)$$

Elektrik alan ve manyetik alan için elde ettiğimiz dalga denklemlerinin çözümleri aşağıdaki gibidir,

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 e^{i(\mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t)} \quad (2.26)$$

$$\mathbf{B} = \mathbf{B}_0 e^{i(\mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t)} \quad (2.27)$$

Buradaki $\mathbf{k}$ dalga vektörünü, $\mathbf{r}$ konum vektörünü, ω açısal frekansı, $\mathbf{E}_0$ ve $\mathbf{B}_0$ sırasıyla elektrik alan ve manyetik alan genliğini temsil etmektedir.



Şekil 2.1: z doğrultusunda ilerleyen elektromanyetik dalga diyagramı.

Elektromanyetik dalgaların taşıdıkları enerjinin akı vektörüne *Poynting vektörü* denir. Diğer bir deyişle, Poynting vektörü bir elektromanyetik dalganın birim alana birim zamanda taşıdığı enerji akısıdır. Bu vektör, dalganın elektrik alan ve manyetik alanına 2.28 denklemindeki gibi bağlıdır.

$$\mathbf{S} = \frac{1}{\mu_0} \mathbf{E} \times \mathbf{B} \quad (2.28)$$

Boşluktaki bir elektromanyetik dalganın enerji yoğunluğu 2.29 denklemiyle verilen Poynting teoremi ile elde edilir.

$$-\frac{\partial u}{\partial t} = \nabla \cdot \mathbf{S} + \mathbf{J} \cdot \mathbf{E} \quad (2.29)$$

Poynting teoremi elektromanyetik dalga için enerji korunumunu ifade eder. Denklem 2.29'daki $\nabla \cdot \mathbf{S}$ terimi bir bölgeye enerji akısını, $\mathbf{J} \cdot \mathbf{E}$ terimi ise o bölgedeki yükler üzerine elektromanyetik dalga tarafından yapılan iş oranını ifade eder. Elektromanyetik enerjinin belirli bir hacimde birim zamanda azalma miktarı, alan tarafından yapılan iş ile o hacmi birim

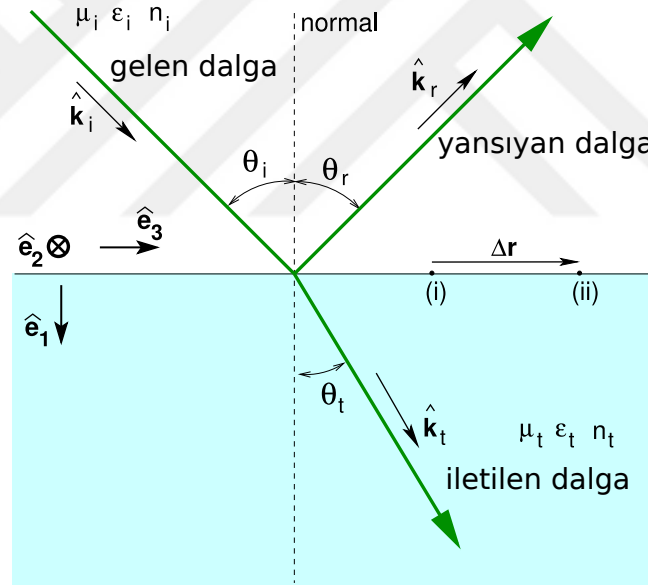
zamanda terk eden enerji akısının toplamıdır. Denklem 2.28 ve denklem 2.29 kullanılarak elektromanyetik alanın enerji yoğunluğu

$$u = \frac{1}{2} \left(\epsilon_0 \mathbf{E}^2 + \frac{1}{\mu_0} \mathbf{B}^2 \right) \quad (2.30)$$

şeklinde bulunur.

2.1.2. Yansıma ve Kırılma Kanunları

İki dielektrik malzeme arasındaki düzlem sınırına tek renk (monokromatik) elektromanyetik dalga geldiğinde gelen dalga bir kısmı iletilirken bir kısmı yansır. Sınır normali, gelen, yansıyan, iletilen ışınlar aynı düzlemedir ve bu düzleme *geliş düzlemi* veya *yansıma düzlemi* denir.



Şekil 2.2: Geliş düzleminde gösterilen gelen, yansıyan ve iletilen ışınlar.

Gelen, yansıyan ve iletilen dalgalar için sırasıyla i , r ve t indislerini kullanacağız. Ayrıca gelen ve yansıyan dalga için yayıldığı malzemeyi i ve r ile iletilen dalga için yayıldığı malzemeyi t ile göstereceğiz.

Gelen, yansıyan ve iletilen dalgaların elektrik ve manyetik alanları:

$$\mathbf{E}_i = E_{i0} \exp\{i(\mathbf{k}_i \cdot \mathbf{r} - \omega_i t)\} \quad (\text{Gelen dalga}) \quad (2.31)$$

$$\mathbf{E}_r = E_{r0} \exp\{i(\mathbf{k}_r \cdot \mathbf{r} - \omega_r t)\} \quad (\text{Yansıyan dalga}) \quad (2.32)$$

$$\mathbf{E}_t = E_{t0} \exp\{i(\mathbf{k}_t \cdot \mathbf{r} - \omega_t t)\} \quad (\text{İletilen dalga}) \quad (2.33)$$

$$\mathbf{B} = \frac{n}{c} \hat{\mathbf{k}} \times \mathbf{E} \quad (\text{Her bir dalga için}) \quad (2.34)$$

Elektromanyetik alan daima iki malzeme arasındaki her noktada $\mathbf{E}$, $\mathbf{D}$, $\mathbf{B}$ ve $\mathbf{H}$ için sınır koşullarını sağlamalıdır. Sınır koşullarının her zaman geçerli olması için ω üç dalga için aynı olmalıdır. Sınır şartlarının her noktada, örneğin Şekil 2.2'deki (i) ve (ii) noktalarında sağlanması için

$$\mathbf{k}_i \cdot \Delta \mathbf{r} = \mathbf{k}_r \cdot \Delta \mathbf{r} = \mathbf{k}_t \cdot \Delta \mathbf{r} \quad (2.35)$$

$$k_i \sin \theta_i = k_r \sin \theta_r = k_t \sin \theta_t \quad (2.36)$$

eşitlikleri doğru olmalıdır. Gelen ve yansıyan dalgalar aynı ortamda yayıldıklarından $k_i = k_r$ 'dir. Buradan

$$\sin \theta_i = \sin \theta_r \quad (2.37)$$

$$\theta_i = \theta_r \quad (\text{Yansıma Kanunu}) \quad (2.38)$$

elde edilir. Benzer şekilde $k = \omega/v_p = \omega n/c$ ve ω 'nın tüm dalgalar için aynı olmasından

$$n_i \sin \theta_i = n_t \sin \theta_t \quad (\text{Kırılma Kanunu-Snell Yasası}) \quad (2.39)$$

elde edilir. Yansıma ve Snell yasaları kullanılarak yansıyan ve iletilen dalgaların yönleri bulunabilir.

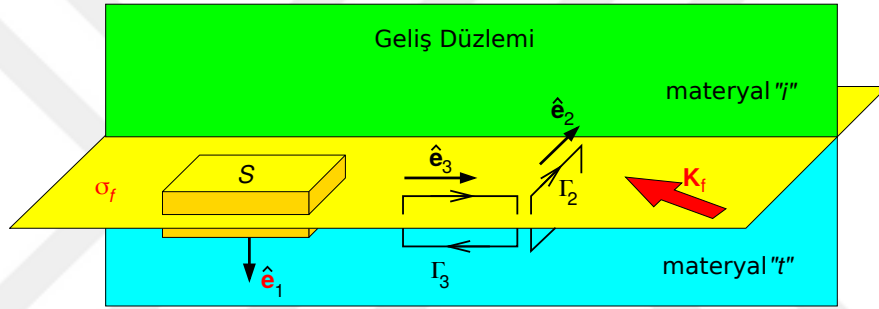
Işığın enine bir dalga olduğu ve polarizasyon durumunda göre yansıma ve kırılmada farklı davranışlar sergilediği ilk defa Augustin Jean Fresnel tarafından keşfedilmiştir. Geliş düzlemine dik olan polarizasyon σ , s veya TE modu olarak bilinir ve denklemlerde " $\perp$ " indisi ile ifade edilir. Geliş düzlemine paralel olan polarizasyon π , p veya TM modu olarak bilinir ve denklemlerde " $\parallel$ " indisi ile ifade edilir. TE modu (transverse electric) enine elektrik anlamına gelir, yani bu durumda $\mathbf{E}$ geliş düzlemine diktir. TM modunda ise (transverse magnetic, enine manyetik) $\mathbf{B}$ geliş düzlemine diktir.

Genel olarak, gelen elektromanyetik dalga, geliş düzlemine dik ve paralel olan iki doğrusal

(linear) polarize dalganın bir süperpozisyonu olarak ele alınabilir. Enine elektromanyetik dalgalarda (transverse electromagnetic), TEM dalgalarında, $\mathbf{E}$ ve $\mathbf{B}$ 'nin her ikisi de $\mathbf{k}$ yayılma doğrultusuna diktir.

2.1.3. Ara Yüzeyde Maxwell Denklemlerinin Sınır Koşulları

Bir elektromanyetik dalga iki dielektrik arasındaki arayüzeye geldiğinde, yansıyan ve iletilen dalgaların özellikleri $\mathbf{E}$ ve $\mathbf{B}$ 'nin sınır koşulları tarafından belirlenir. Gelen dalganın bulunduğu dielektrik ortamda, elektrik ve manyetik alanlar, gelen ve yansıyan dalgaların vektörel toplamıdır. Sınır koşullarının sağlanmasında kullanılacak olan Gauss yüzeyi ve Amper akım halkaları Şekil 2.3'de gösterilmiştir.



Şekil 2.3: Elektromanyetik dalganın $\mathbf{E}$ ve $\mathbf{B}$ alanlarının sınır koşullarını belirlemekte kullanılan, ara yüzeydeki Gauss yüzeyi ve Amper akım halkaları.

$\mathbf{D}$ ve $\mathbf{B}$ için sınır koşullarının elde edilmesinde, ara yüzeyin çok ince olduğu göz önüne alınır. Bu durumda serbest yüzey yükü $\sigma_f = 0$ olarak alınır. Böylece Gauss yasasının integral formu $\oint \mathbf{D} \cdot d\mathbf{S} = 0$ ve Maxwell'in 2. yasası olan $\oint \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S} = 0$ birlikte kullanılarak aşağıdaki ifadeler

$$\epsilon_i(\mathbf{E}_i + \mathbf{E}_r) \cdot \hat{\mathbf{e}}_1 = \epsilon_t \mathbf{E}_t \cdot \hat{\mathbf{e}}_1 \quad (\mathbf{D} \text{ için sınır koşulu}) \quad (2.40)$$

$$(\mathbf{B}_i + \mathbf{B}_r) \cdot \hat{\mathbf{e}}_1 = \mathbf{B}_t \cdot \hat{\mathbf{e}}_1 \quad (\mathbf{B} \text{ için sınır koşulu}) \quad (2.41)$$

elde edilir.

$\mathbf{H}$ ve $\mathbf{E}$ için sınır koşullarının elde edilmesinde, Amper akım halkaları, düzeltilmiş Ampere yasası $\oint \mathbf{H} \cdot d\mathbf{r} = \int (\mathbf{J}_f + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}) \cdot d\mathbf{S}$ ve Faraday yasası $\oint \mathbf{E} \cdot d\mathbf{r} = - \int \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \cdot d\mathbf{S}$ birlikte kullanılır. Amper akım halkalarında $\frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}$ ve $\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$ ihmal edilecek kadar incedir. Arayüzeyde serbest akım yoğunluğu $\mathbf{J}_f = 0$ dır. Bu nedenle $\mathbf{H}$ ve $\mathbf{E}$ için sınır koşulları aşağıdaki şekilde

elde edilir.

$$(\mathbf{B}_i + \mathbf{B}_r)/\mu_i \cdot \hat{\mathbf{e}}_2 = \mathbf{B}_t/\mu_t \cdot \hat{\mathbf{e}}_2 \quad (\text{H için sınır koşulu}) \quad (2.42)$$

$$(\mathbf{B}_i + \mathbf{B}_r)/\mu_i \cdot \hat{\mathbf{e}}_3 = \mathbf{B}_t/\mu_t \cdot \hat{\mathbf{e}}_3 \quad (\text{H için sınır koşulu}) \quad (2.43)$$

$$(\mathbf{E}_i + \mathbf{E}_r) \cdot \hat{\mathbf{e}}_2 = \mathbf{E}_t \cdot \hat{\mathbf{e}}_2 \quad (\text{E için sınır koşulu}) \quad (2.44)$$

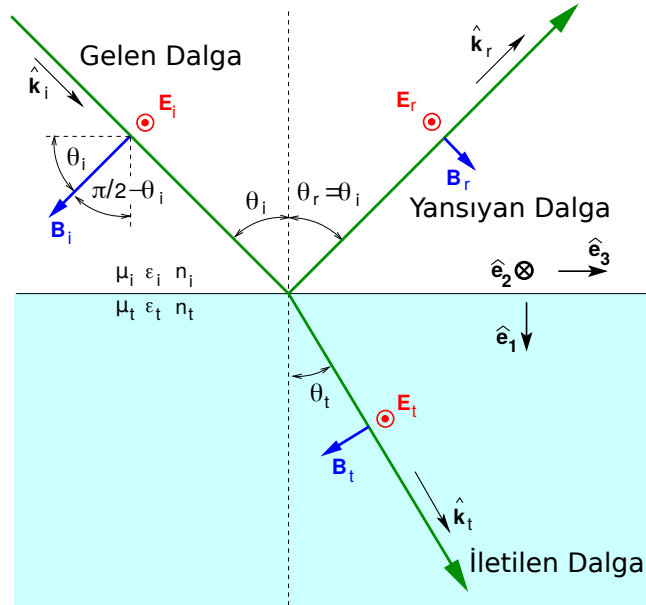
$$(\mathbf{E}_i + \mathbf{E}_r) \cdot \hat{\mathbf{e}}_3 = \mathbf{E}_t \cdot \hat{\mathbf{e}}_3 \quad (\text{E için sınır koşulu}) \quad (2.45)$$

Manyetik olmayan izotropik malzemelerin içinde bir monokromatik (tek renkli) düzlem elektromanyetik dalga için $B = (n/c)E$ ve $\mu \approx \mu_0$ olduğundan $\varepsilon \approx n^2\varepsilon_0$ ifadeleri kullanılabilir.

2.1.4. Fresnel Denklemleri

Yansıyan ve iletilen dalgaların elektrik alan genliklerinin gelen dalga genliğine göre nasıl değişime uğrayacağı Fresnel denklemleri ile belirlenir.

2.1.4.1. Dik Polarizasyon için Yansıma ve Geçirgenlik Katsayıları



Şekil 2.4: Dik polarizasyon (σ, s) için dalga geometrisi. Elektrik alan sayfa düzleminden dışarıya doğru gösterilmiştir.

Dik (σ, s) polarizasyon için elektromanyetik dalganın bileşenleri Şekil 2.4’de görülmektedir. Bu durumda $\mathbf{E} \cdot \hat{\mathbf{e}}_1 = 0$, $\mathbf{E} \cdot \hat{\mathbf{e}}_3 = 0$ ve $\mathbf{B} \cdot \hat{\mathbf{e}}_2 = 0$ olur ve böylece (2.40)-(2.45) denklemleri aşağıdaki üç denkleme indirgenir.

$$(E_i^\perp + E_r^\perp)(n_i/c) \cos(\pi/2 - \theta_i) = E_t^\perp(n_t/c) \cos(\pi/2 - \theta_t) \quad (\mathbf{B} \text{ için sınır koşulu}) \quad (2.46)$$

$$(-E_i^\perp + E_r^\perp)[n_i/(c\mu_0)] \cos \theta_i = -E_t^\perp[n_t/(c\mu_0)] \cos \theta_t \quad (\mathbf{H} \text{ için sınır koşulu}) \quad (2.47)$$

$$(E_i^\perp + E_r^\perp) = E_t^\perp \quad (\mathbf{E} \text{ için sınır koşulu}) \quad (2.48)$$

2.47 ve 2.48 denklemlerinin ortak çözümünden aşağıdaki denklemler elde edilir:

$$E_r^\perp = \frac{\cos \theta_i - (n_t/n_i) \cos \theta_t}{\cos \theta_i + (n_t/n_i) \cos \theta_t} E_i^\perp \quad (2.49)$$

$$E_t^\perp = \frac{2 \cos \theta_i}{\cos \theta_i + (n_t/n_i) \cos \theta_t} E_i^\perp \quad (2.50)$$

Snell yasasından ($n_t \sin \theta_t = n_i \sin \theta_i$) yararlanılarak kırılma açısının cosinüsü

$$\cos \theta_t = \sqrt{1 - n_i^2/n_t^2 \sin^2 \theta_i} \quad (2.51)$$

şeklinde elde edilir. 2.51 denklemi, 2.49 ve 2.50 deklemlerinde yerine konularak dik polarizasyon için yansıma katsayısı,

$$r_\perp \equiv \frac{E_r^\perp}{E_i^\perp} = \frac{\cos \theta_i - \sqrt{(n_t/n_i)^2 - \sin^2 \theta_i}}{\cos \theta_i + \sqrt{(n_t/n_i)^2 - \sin^2 \theta_i}} \quad (2.52)$$

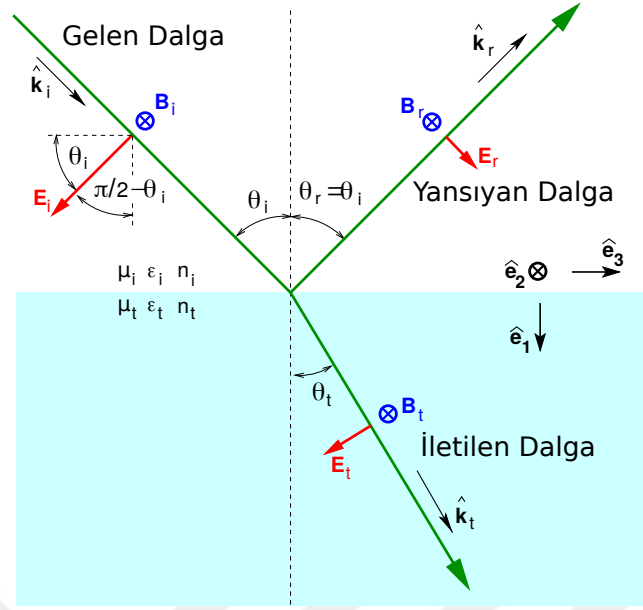
ve dik polarizasyon için geçirgenlik katsayısı,

$$t_\perp \equiv \frac{E_t^\perp}{E_i^\perp} = \frac{2 \cos \theta_i}{\cos \theta_i + \sqrt{(n_t/n_i)^2 - \sin^2 \theta_i}} \quad (2.53)$$

şeklinde elde edilir.

2.1.4.2. Paralel Polarizasyon için Yansıma ve Geçirgenlik Katsayıları

Paralel (π, p) polarizasyon için elektromanyetik dalganın bileşenleri Şekil 2.5’de görülmektedir.



Şekil 2.5: Paralel (π, p) için EM dalga geometrisidir. Manyetik alan sayfa düzleminden içeriye doğru gösterilmiştir.

Bu durumda $\mathbf{B} \cdot \hat{\mathbf{e}}_1 = 0$, $\mathbf{B} \cdot \hat{\mathbf{e}}_3 = 0$ ve $\mathbf{E} \cdot \hat{\mathbf{e}}_2 = 0$ ve (2.40)-(2.45) denklemleri aşağıdaki üç denkleme indirgenir.

$$(\epsilon_i E_i^{\parallel} + \epsilon_t E_r^{\parallel}) \sin \theta_i = \epsilon_t E_t^{\parallel} \sin \theta_t \quad (\mathbf{D} \text{ için sınır koşulu}) \quad (2.54)$$

$$(E_i^{\parallel} + E_r^{\parallel}) n_i = E_t^{\parallel} n_t \quad (\mathbf{H} \text{ için sınır koşulu}) \quad (2.55)$$

$$(-E_i^{\parallel} + E_r^{\parallel}) \cos \theta_i = -E_t^{\parallel} \cos \theta_t \quad (\mathbf{E} \text{ için sınır koşulu}) \quad (2.56)$$

2.55 ve 2.56 denklemlerinin ortak çözümünden aşağıdaki denklemler elde edilir,

$$E_r^{\parallel} = \frac{(n_t/n_i) \cos \theta_i - \cos \theta_t}{(n_t/n_i) \cos \theta_i + \cos \theta_t} E_i^{\parallel} \quad (2.57)$$

$$E_t^{\parallel} = \frac{2 \cos \theta_i}{(n_t/n_i) \cos \theta_i + \cos \theta_t} E_i^{\parallel}. \quad (2.58)$$

Snell yasasından yararlanarak elde ettiğimiz 2.51 denklemini, 2.57 ve 2.58 deklemlerinde yerine konularak paralel polarizasyon için yansıma katsayısı,

$$r_{\parallel} \equiv \frac{E_r^{\parallel}}{E_i^{\parallel}} = \frac{(n_t/n_i)^2 \cos \theta_i - \sqrt{(n_t/n_i)^2 - \sin^2 \theta_i}}{(n_t/n_i)^2 \cos \theta_i + \sqrt{(n_t/n_i)^2 - \sin^2 \theta_i}} \quad (2.59)$$

ve paralel polarizasyon için geçirgenlik katsayısı,

$$t_{\parallel} \equiv \frac{E_t^{\parallel}}{E_i^{\parallel}} = \frac{2(n_t/n_i) \cos \theta_i}{(n_t/n_i)^2 \cos \theta_i + \sqrt{(n_t/n_i)^2 - \sin^2 \theta_i}} \quad (2.60)$$

şeklinde elde edilir.

2.1.4.3. Dış yansıma için yansıma ve geçirgenlik katsayıları ve faz kayması

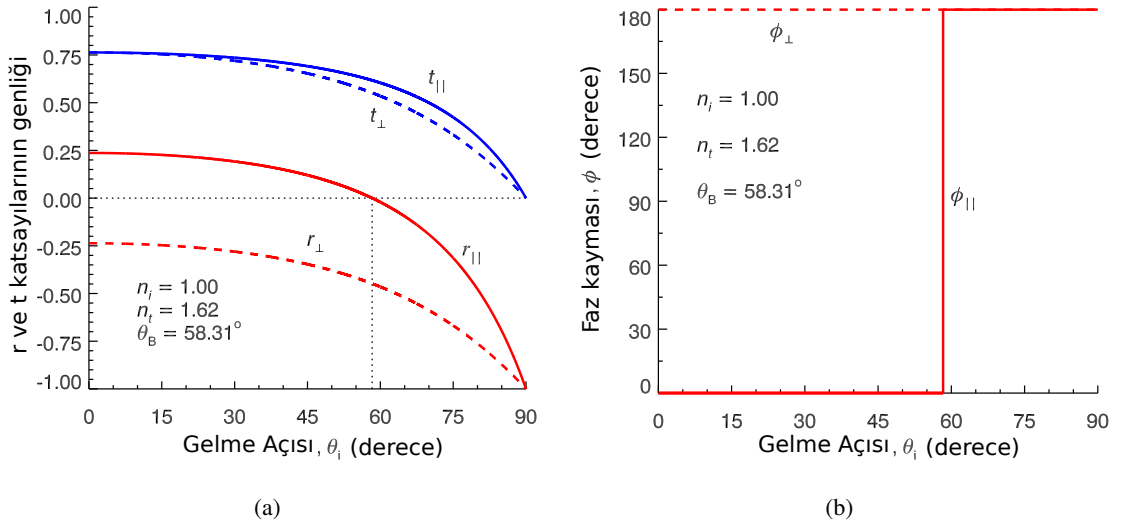
Dış yansıma için $n_t > n_i$ 'dir. Bundan dolayı 2.52, 2.53, 2.59 ve 2.60 denklemlerindeki $\sqrt{(n_t/n_i)^2 - \sin^2 \theta_i}$ ifadesi tüm θ_i değerleri için gerçektir (reeldir). Havadan ($n_i \approx 1$) flint camına ($n_i \approx 1.62$) gelen ışık için $r_{\perp}, t_{\perp}, r_{\parallel}$ ve $t_{\parallel}$ 'nin geliş açısına bağlı değişimi Şekil 2.6(a)'da gösterilmiştir.

Şekil 2.6(a)'da gelme açısının $\theta_i = 0^\circ$ 'den 90° 'ye değiştirilmesiyle paralel polarizasyon için yansıma katsayısı $r_{\parallel} = +0.24$ 'den -1 'e kadar değişmektedir. Paralel polarizasyon için yansıma katsayısının sıfır olduğu gelme açısı *Brewster açısı* (θ_B) olarak adlandırılır, bu açıda $r_{\parallel}(\theta_B) = 0$ dır. Brewster açısında sadece dik polarize dalga yansır. Bu lineer polarize ışık üretmenin bir metodudur. Denklem 2.59'den $r_{\parallel} = 0$ için Brewster açısını değeri aşağıdaki şekilde elde edilir,

$$\cos \theta_B = \frac{1}{\sqrt{1 + (n_t/n_i)^2}} \quad (2.61)$$

$$\tan \theta_B = \frac{n_t}{n_i}. \quad (2.62)$$

Yansıma katsayıları genelde komplekstir (karmaşık sayıdır), ama dış yansıma durumunda $r_{\parallel}$ ve $r_{\perp}$ tüm θ_i değerleri için reeldir. Eğer $r \geq 0$ ise faz kayması sıfırdır, ancak eğer $r < 0$ ise $e^{\pm i\pi} = -1$ 'den dolayı yansımada 180° 'lik bir faz kayması meydana gelir. Bu Şekil 2.6(b)'de gösterilmiştir. Yani Brewster açısından büyük açı ile gelen dalga 180° 'lik faz kaymasına uğrayarak yansıyacaktır.



Şekil 2.6: Flint camından TE ve TM polarize dalgaların dış yansımada (a) yansım ve geçirgenlik katsayılarının ve (b) faz kaymalarının gelme açısına bağlı değişimi [8].

2.1.4.4. İç yansım için yansım ve geçirgenlik katsayıları ve faz kayması

İç yansım için yansım ve geçirgenlik katsayıları $r_{\perp}, r_{\parallel}, t_{\perp}$ ve $t_{\parallel}$ Şekil 2.7(a)'da flint camından havaya çıkan ışık için çizilmiştir. Gelme açısı, kritik açıdan (θ_c) büyükse yani $\theta_i > \theta_c$ ise $\sin \theta_t$ 'nin 1'i aşması gerektiğinden Snell yasasına uymaz. $\theta_i > \theta_c$ olduğu durum için iletim yoktur ($t = 0$), ancak *tam iç yansım* ($|r| = 1$) vardır. Snell yasasında $\theta_t = 90^\circ$ olarak seçilirse kritik açı,

$$\theta_c = \sin^{-1}\left(\frac{n_t}{n_i}\right) \quad (2.63)$$

şeklinde elde edilir. İç yansım için $n_t < n_i$ 'dir. Bundan dolayı 2.52, 2.53, 2.59 ve 2.60 denklemlerindeki $\sqrt{(n_t/n_i)^2 - \sin^2 \theta_i}$ ifadesi eğer $\theta_i < \theta_c$ ise reeldir veya $\theta_i > \theta_c$ ise sanaldır. $r > 0$ ise faz kayması $\phi = 0^\circ$ dir ve $r < 0$ ise dış yansımada olduğu gibi $\phi = 180^\circ$ 'dir.

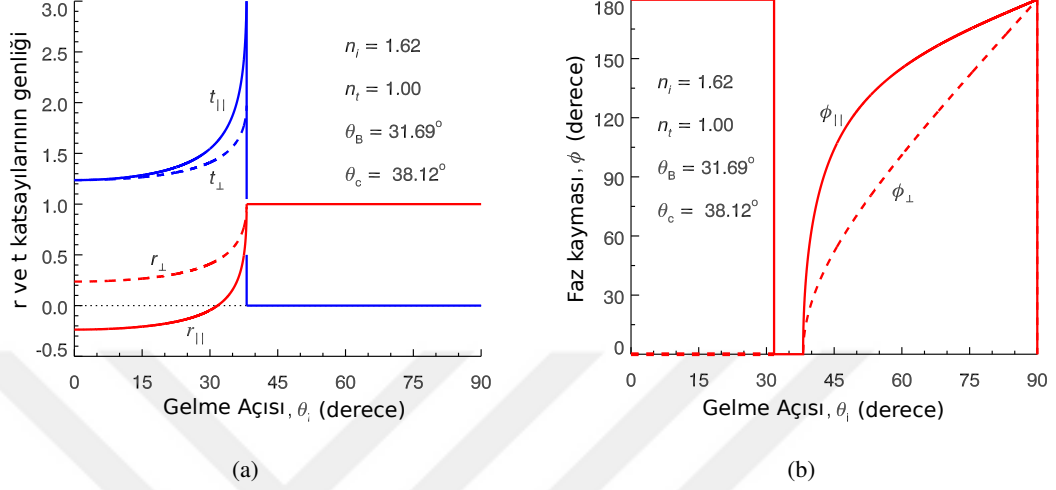
ϕ 'nin işareti yansım katsayısının $r = |r|e^{-i\phi}$ şeklinde tanımlanması ile belirlenir. ϕ faz kayması $\theta_i > \theta_c$ için türetilebilir. 2.52 ve 2.59 denklemleri aşağıdaki şekilde yazılırsa,

$$r = \frac{a - ib}{a + ib} = \frac{\sqrt{a^2 + b^2}e^{-i\psi}}{\sqrt{a^2 + b^2}e^{+i\psi}} = e^{-2i\psi} = e^{-i\phi} \quad (2.64)$$

faz kayması

$$\phi = 2 \tan^{-1} \left(\frac{b}{a} \right) \quad (2.65)$$

şeklinde bulunur. Buradaki $b = \sqrt{\sin^2 \theta_i - (n_t/n_i)^2}$ 'dür, dik polarizasyon için $a = \cos \theta_i$ ve paralel polarizasyon için $a = (n_t/n_i)^2 \cos \theta_i$ 'dir. İç yansımada paralel ve dik polarizasyon için faz kayması Şekil 2.7(b)'de çizilmiştir.



Şekil 2.7: Flint camından TE ve TM polarize dalgaların iç yansımasında (a) yansım ve geçirgenlik katsayılarının ve (b) faz kaymalarının gelme açısına bağlı değişimi [8].

2.1.4.5. Normal ışın

Farklı kırılma indisine sahip iki malzemenin ara yüzeyinin normali doğrultusunda gelen ışın için geliş düzlemi tanımsızdır ve $\theta_i \rightarrow 0$ iken dik ve paralel polarizasyon durumlarında elde edilen sonuçların aynı olması gerekir. Dik polarizasyon için yansım ve geçirgenlik katsayıları normal ışında (2.52 ve 2.53 denklemlerinden)

$$r_{\perp}(0^\circ) = \frac{1 - n_t/n_i}{1 + n_t/n_i} \quad (2.66)$$

$$t_{\perp}(0^\circ) = \frac{2}{1 + n_t/n_i} \quad (2.67)$$

şeklindeyken paralel polarizasyon için 2.59 ve 2.60 denklemlerinden

$$r_{||}(0^\circ) = \frac{n_t/n_i - 1}{n_t/n_i + 1} \quad (2.68)$$

$$t_{||}(0^\circ) = \frac{2}{n_t/n_i + 1} \quad (2.69)$$

olur.

Normale yakın gelen dalga için dış yansımada gelen ve yansıyan dalgaların elektrik

alan vektörleri zıtken, iç yansımada aynıdır. Normal gelen dalga dış yansımada 180° faz kaymasına uğrarken, iç yansımada polarizasyondan bağımsız olarak faz kayması yoktur.

2.1.4.6. Yansıtma ve Geçirgenlik

Yansıtma, R , ayrıca yansıtıcılık olarakda bilinir, yansıyanın gelenin gücüne oranıdır. *Geçirgenlik*, T , geçenin gelenin gücüne oranıdır. Gelen dalganın $\mathbf{E}_i$ 'nin, geliş düzlemine dik veya paralel oluşuna bağlı olarak yansıtma ve geçirgenlik farklıdır.

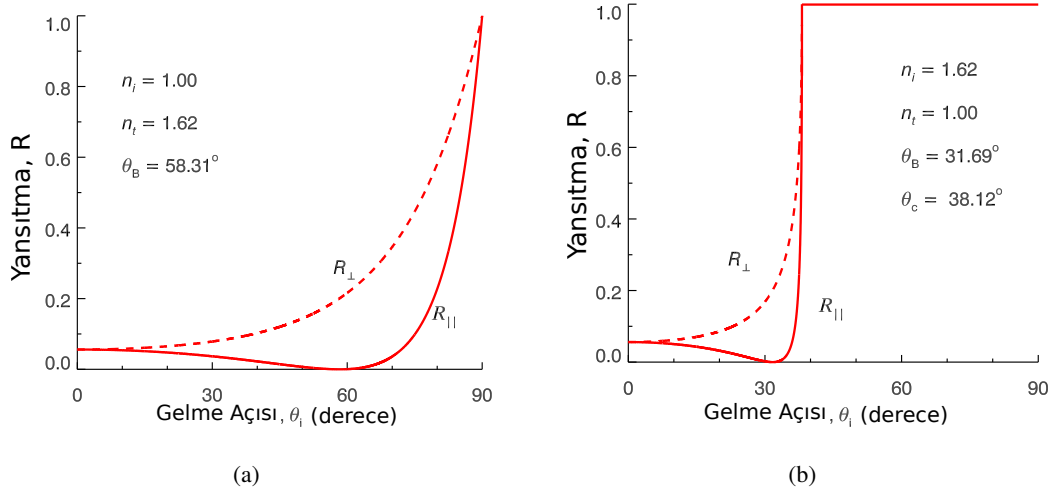
Diğer bir deyişle yansıtma ve geçirgenlik, ara yüzeyin birim alanına gelen enerji akılarının oranıdır, $S_i \cdot (-\hat{e}_1) = S_i \cos \theta_i$ olduğundan yansıtma ve geçirgenlik aşağıdaki şekilde tanımlanır:

$$R = \frac{S_r \cos \theta_r}{S_i \cos \theta_i} = |r|^2 \quad (2.70)$$

$$T = \frac{S_t \cos \theta_t}{S_i \cos \theta_i} = \frac{n_t \cos \theta_t}{n_i \cos \theta_i} t^2 = 1 - R \quad (2.71)$$

Burada S Poynting vektörün büyüklüğüdür ve $\cos \theta$ çarpanları gelen, yansıyan ve geçen dalgaların göz önüne alınan ara yüzeydeki izdüşümünü elde etmemizi sağlar.

İç yansıma için (Şekil 2.7) $\theta_i \rightarrow \theta_c$ 'ye giderken yansıma katsayısı $r \rightarrow 1$ 'e gider ve geçirgenlik katsayısı sonlu kalır. $\theta_i \rightarrow \theta_c$ giderken $\cos \theta_t \rightarrow 0$ gider ve 2.71 denkleminde $T \rightarrow 0$ gider. Açıkça görüldüğü gibi enerji korunumundan $R + T = 1$ olmalıdır. Şekil 2.8(a)'da dış yansıma, Şekil 2.8(b)'de iç yansıma durumu için yansıtmanın geliş açısına bağlı değişimi görülmektedir.



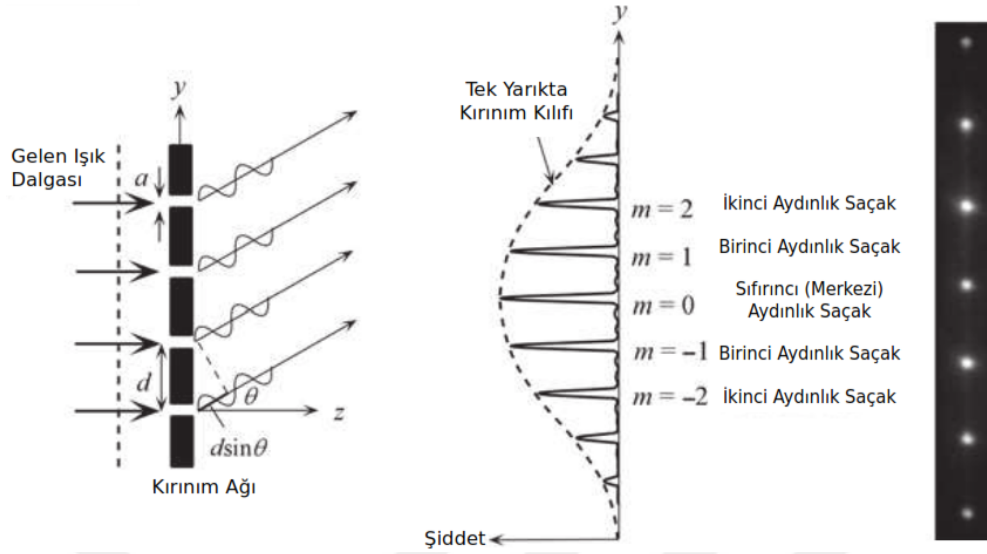
Şekil 2.8: (a) Flint camı dışındaki dış yansıma için ve (b) flint camı içindeki iç yansıma için ışığın normale gelme açısına bağlı olarak yansıtmanın değişimi [8].

2.2. IŞIĞIN PERİYODİK YAPILARDAKİ DAVRANIŞI

Literatürde periyodik yapılarda ışığın davranışı çok iyi analiz edilmiştir. Aperiyojik yapılarla karşılaştırma yapılabilmesi için bu bölümde bazı periyodik yapılarda ışığın davranışı özetlenmiştir. Tez kapsamında incelenmiş olan Dağıtılmış Bragg Yansıtıcıları (Distributed Bragg Reflector-DBR) ve fiber optik dalga kılavuzları hakkında gerekli olan ön bilgi verilmiştir.

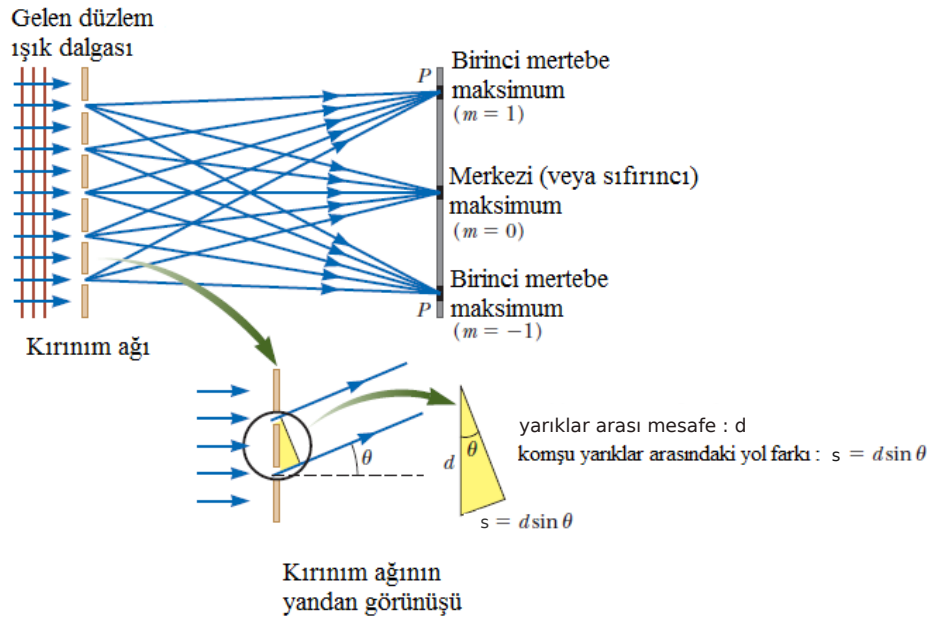
2.2.1. Kırınım Ağı

Üzerinde eşit d aralıklı ve a genişliğinde çok sayıda paralel yarığın bulunduğu çok dalgaboylu ışığı (beyaz ışık gibi) bileşenlerine ayıran optik aygıtlara kırınım ağı denir. Kırınım ağındaki her bir yarıktan kırınım oluşur ve kırınıma uğrayan ışık ışınları birbirleriyle girişim yaparak, Şekil 2.9'da görüldüğü gibi, kırınım desenini oluştururlar. Yarık sayısı arttıkça ekrandaki ışık şiddeti artar ve girişim saçakları daralarak netleşir.



Şekil 2.9: Kırınım ağı için aydınlık saçaklar [9].

Oluşan kırınım deseninin maksimumlarının çift yarıktakinden çok daha net olması sebebiyle ışığı farklı dalgalıboylarına daha keskin bir şekilde ayırıp ölçebiliriz. Optik spektroskopide kırınım ağıının kullanılma nedeni budur.

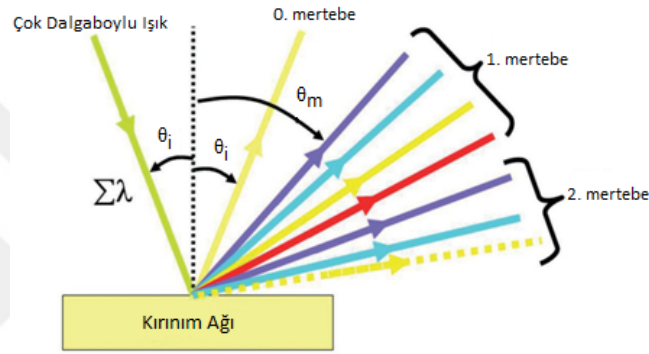


Şekil 2.10: Kırınım ağına uğrayan ışınlar arasında yol farkı oluşumu.

Yarıklardan aynı fazda çıkan ışık ışınları ekran üzerine düştüğünde, Şekil 2.10'de görüldüğü gibi, aralarında belli bir yol farkı oluşur. Ardışık iki komşu yarık için bu yol farkı $d \sin \theta$

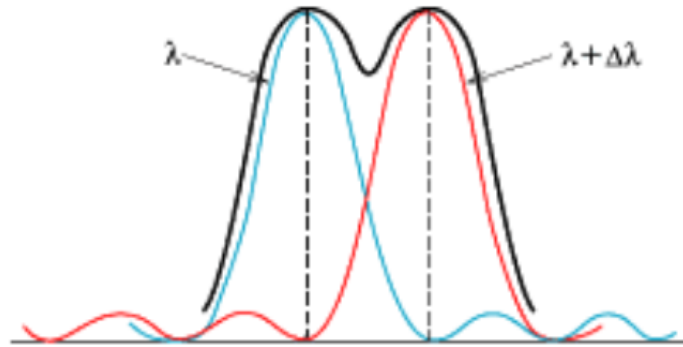
kadardır. Eğer yol farkı gelen ışığın dalgaboyunun tam katlarıysa ışın demetleri yapıcı girişim yaparak aydınlık saçak oluştururlar. Denklem 2.72’de gösterilen bu koşula *Aydınlık Saçak Koşulu* denir. Burada m , kırınım mertebesidir. Eğer kırınım ağı n kırılma indisli bir ortamda ise denklem 2.72’de λ yerine $\frac{\lambda}{n}$ kullanılır. Yani yeni aydınlık saçak koşulumuz $d \sin \theta = m \frac{\lambda}{n}$ olur.

$$d \sin \theta = m \lambda \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (\text{Aydınlık Saçak Koşulu}) \quad (2.72)$$

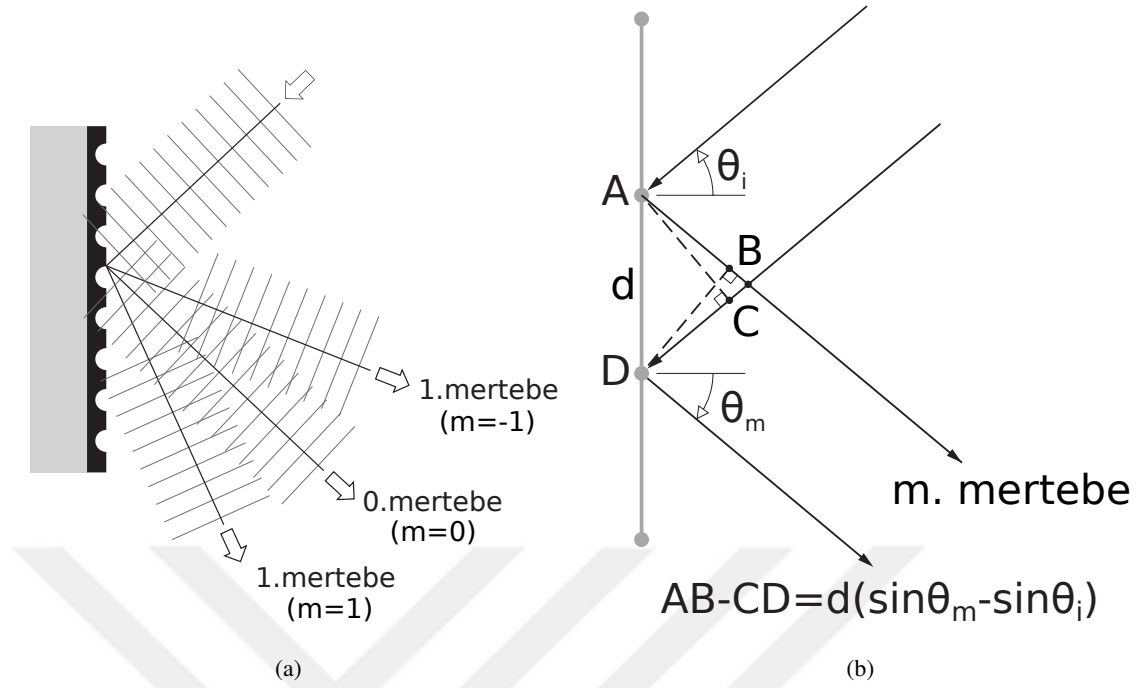


Şekil 2.11: Çok dalgaboylu ışığın kırınımına uğrayarak renklerine ayrılması.

Kırınım ağı çok dalgaboylu ışıkla aydınlatılırsa her bir dalgaboyu için kırınım açısı birbirinden farklı olur. Yani ışın demetleri dalgaboylarına bağlı olarak Şekil 2.11’de görüldüğü gibi birbirlerinden ayrılırlar. Eğer kırınım ağını aydınlatan ışın demeti beyaz ışık ise, merkezi aydınlık saçak ($\theta = 0^\circ$) beyaz renkte oluşur. Çünkü merkezi aydınlık saçığa dalgaboyundan bağımsız olarak tüm yarıklar aynı fazda katkıda bulunurlar, bütün renkler yapıcı girişim yaptığı için merkez beyaz renkte görünür.



Şekil 2.12: Dalgaboyu çözme gücünün şematik gösterimi.



Şekil 2.14: Yansıma ağı [10].

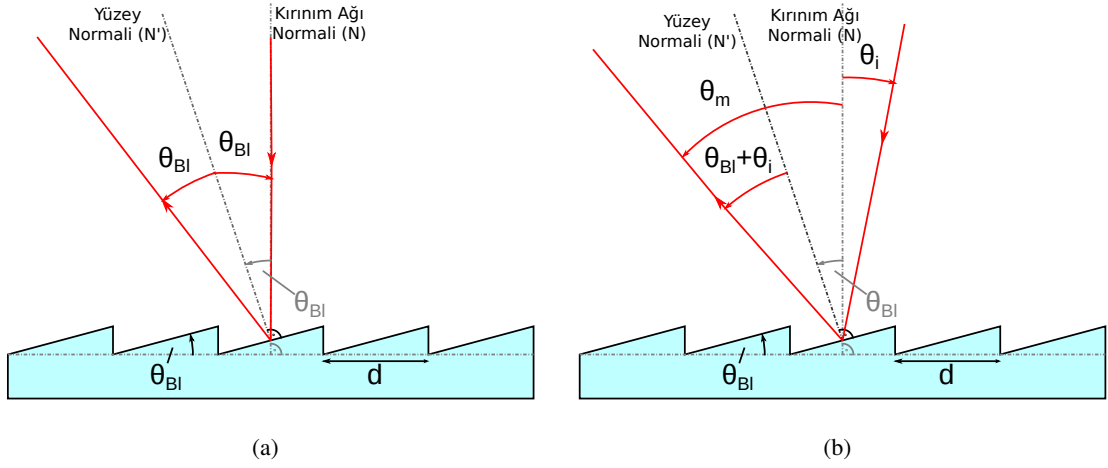
Yansıma Ağı metal gibi yansıtıcı bir malzemenin yüzeyine paralel çizgiler oyularak elde edilir. Bu çizgilerin arasında kalan parlak kısımdan yansıyan ışınlar birbirlerine paralel olurlar. Yani paralel ışık kaynağı gibi davranırlar. Bu paralel ışın demetleri arasında oluşacak yol farkı nedeniyle kırınım deseni oluşur (Şekil 2.14).

Gelen ışın kırınım ağına normal üzerinden gelmez belli bir θ_i açısı ile gelir ve m. mertebe için θ_m açısı ile kırınıma uğrarsa 2.72 denklemini aşağıdaki gibi düzenlememiz gerekir (bkz. Şekil 2.13 ve Şekil 2.14).

$$d(\sin \theta_m \pm \sin \theta_i) = m\lambda \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (\text{Aydınlık Saçak Koşulu}) \quad (2.74)$$

Denklem 2.74 yarık yoğunluğu (n_l : mm başına düşen yarık sayısı) cinsinden tekrar ifade edilebilir:

$$\sin \theta_m \pm \sin \theta_i = n_l m \lambda \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (\text{Aydınlık Saçak Koşulu}) \quad (2.75)$$

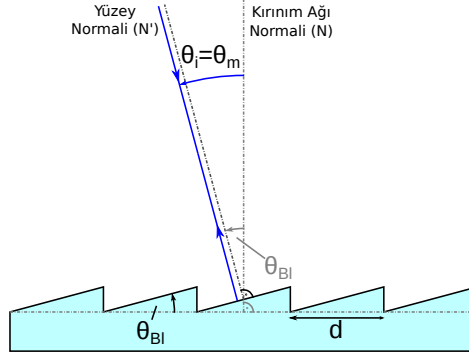


Şekil 2.15: Blaze kırınım ağı.

Blaze Kırınım Ağı olarak bilinen testere dişi gibi eğik oluklardan oluşan kırınım ağına *kırınım ağı normali* ve *yüzey normali* olmak üzere iki tane normalden bahsetmemiz gerekir. Kırınım ağının oluklarının eğimi *blaze açısı* olarak bilinen θ_{Bl} ile temsil edilir. Kırınım ağının oluklarındaki θ_{Bl} eğimi sebebiyle ışığın gelme açısı θ_i ve kırınım açısı θ_m arasında $2\theta_{Bl}$ kadarlık bir sapma olacaktır. Buradaki θ_i ve θ_m ışınların kırınım ağı normaliyle yaptıkları açılardır. Yansıma kurallarını uygularken yüzey normalleriyle yaptıkları açıları dikkate alacağız.

Eğer ışın kırınım ağı normalinden geliyorsa Şekil 2.15 (a)'daki gibi $\theta_i = 0$ ve $\theta_m = 2\theta_{Bl}$ olacaktır. Eğer ışın kırınım ağı normali ile θ_i açısı yapacak şekilde gelirse Şekil 2.15 (b)'deki gibi $\theta_m = \theta_i + 2\theta_{Bl}$ olacaktır. Her iki durumda da ışığın gelme açısı θ_i ve kırınım açısı θ_m arasında $2\theta_{Bl}$ kadarlık bir sapma olacaktır. Dolayısıyla blaze açısı θ_i ve θ_m cinsinden aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$\theta_{Bl} = \frac{\theta_i + \theta_m}{2} \quad (\text{Blaze Açısı}) \quad (2.76)$$



Şekil 2.16: Blaze kırınım ağına yüzey normali üzerinden gelen ışın.

Eğer ışın yüzey normali üzerinden geliyorsa Şekil 2.16 daki gibi $\theta_i = \theta_m = \theta_{Bl}$ olacaktır ve gelen ışın kendi üzerinden geri dönecektir. Bu durum *Littrow konumu* (*Littrow mounting configuration*) olarak adlandırılır.

Denklem 2.75 'de sabit gelme açısında, her iki tarafın türevi alınarak dalgaboyundaki değişimin kırınım açısında ne kadarlık değişime sebep olacağını veren ve *Dispersiyon Açısı* ($\mathcal{D}$) olarak adlandırılan ifade aşağıdaki şekilde elde edilir,

$$\mathcal{D} = \frac{d\theta_m}{d\lambda} = \frac{N_a m}{\cos \theta_m} = N_a m \sec \theta_m. \quad (\text{Açısal Dispersiyon}) \quad (2.77)$$

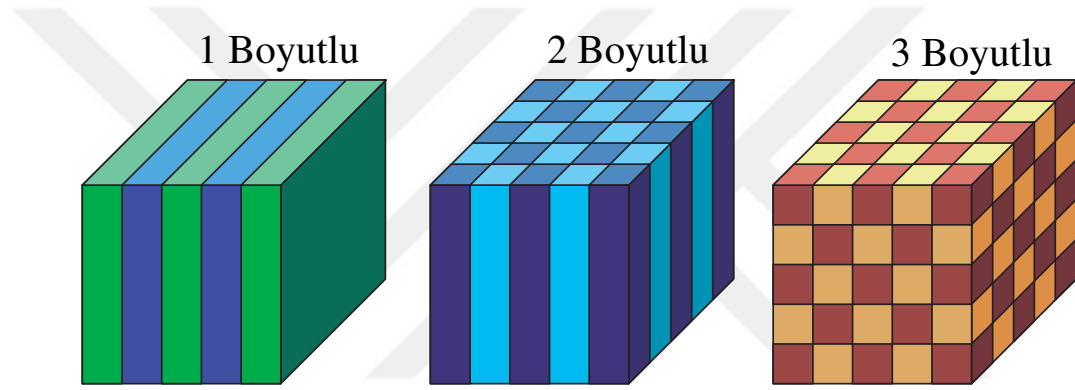
2.2.2. Fotonik Kristaller

Farklı yarıiletken malzemelerden büyütülmüş heteroeklemlı yapılarda elektron iletimi ile farklı dielektrik katsayılarına sahip çok tabakalı yapılardaki elektromanyetik dalganın yayılması birçok açıdan birbirine benzerdir. Katıhal kristallerinde elektronların tünellemesi, yansımaları ve iletilmesi olgularına benzer şekilde fotonik kristalde fotonların tünellemesi, yansımaları ve iletilmesi gerçekleşmektedir. Yani Fotonik kristallerde elektronların yerini fotonlar almıştır. Kristal içindeki elektronlara atomik örgünün uyguladığı potansiyele benzer şekilde fotonik kristal içerisindeki fotonlara dielektrik materyaller tarafından uygulanan bir potansiyel oluşur. Potansiyel bariyer içerisinde hapsolan elektron kuantum tünelleme yaparak oluşan engeli aşabilir veya engele çarparak geri yansıyabilir. Benzer şekilde fotonik kristalleri oluşturan farklı dielektrik katsayılarına sahip ara yüzeyler üzerine düşen değişik frekanslardaki elektromanyetik dalgalar da geri yansıyabilir, iletilebilir, kristalin içinde hapsolür veya hapsolan foton tünelleme yapabilir.

Fotonik kristal konsepti ilk olarak E. Yablonovitch tarafından ortaya atılmıştır [17]. Yablonovitch, V.P. Bykov'un periyodik yapılarda ışığın kendiliğinden ışımasının engellenmesi probleminden ilham almıştır [18].

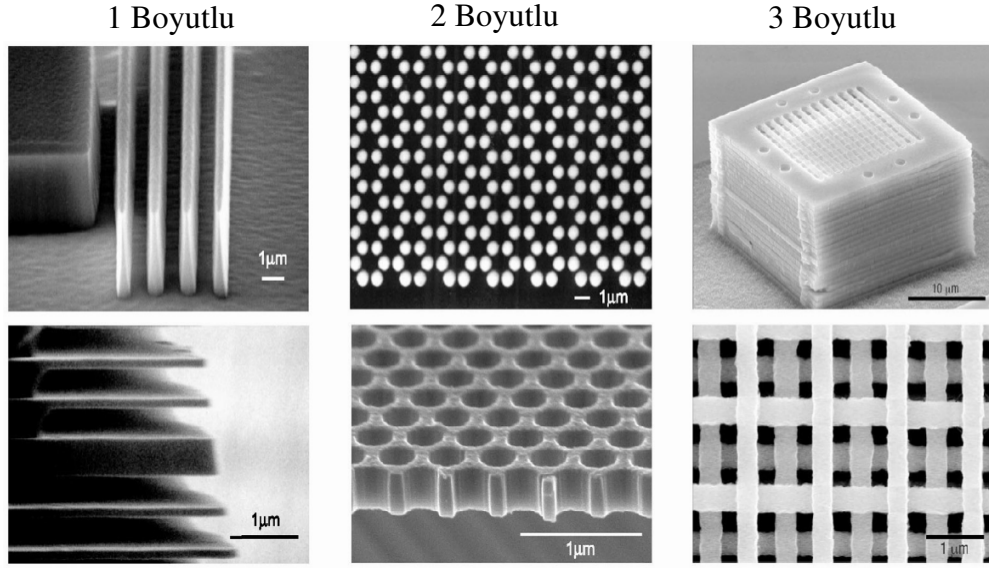
Genel olarak fotonik kristaller geometrik olarak 1, 2 ve 3 boyutlu olarak birbirlerinden ayrılabilir. Burada önemli olan nicelik yapının içersinde kırılma indisi farklı malzemelerin periyodik olarak kendini tekrarlamasıdır. Yapıda kırılma indisi kendisini periyodik olarak kaç boyutta tekrarlıyorsa, fotonik kristalde o boyuttadır.

Fotonik kristallerde, ışığın dalgaboyu mertebesi kalınlığındaki periyodik tabakaların kırılma indisi farkı çok az dahi olsa yansıma bandı oluşur.



Şekil 2.17: Farklı kırılma indislerine sahip malzemelerin 1 boyutta, 2 boyutta ve 3 boyutta kendini periyodik olarak tekrarlaması [19].

Bu tip bir periyodiklik yarıiletkendeki elektronik bant yapısına ve bant aralığına benzer şekilde elektromanyetik dalgalar için bir bant yapısının ve bant aralığının ortaya çıkmasına sebep olur. Fotonik bant aralığının oluşmasının temel sebebi yapı içersinde periyodikliğin olması ve bunun duran dalgaların oluşumuna yol açmasıdır.

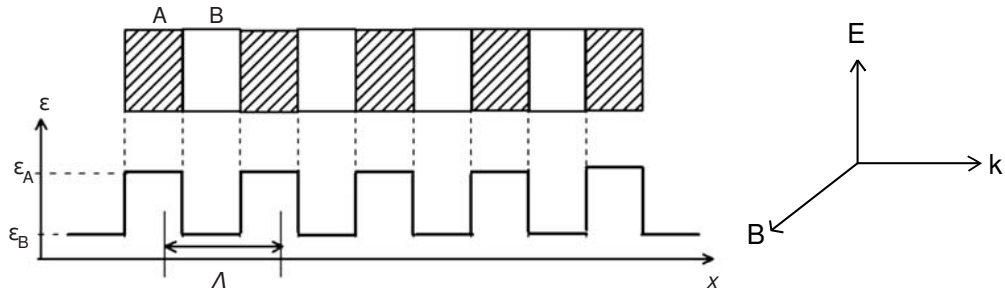


Şekil 2.18: 1 boyutlu, 2 boyutlu ve 3 boyutlu çeşitli fotonik kristallerin SEM görüntüleri [20].

Şekil 2.18’de farklı boyutlardaki çeşitli fotonik kristallerin Taramalı Elektron Mikroskobu (Scanning Electron Microscope-SEM) kullanılarak elde edilen görüntüleri görülmektedir.

2.2.2.1. Bloch Dalgaları ve Fotonik Bant Aralığı

Bir elektromanyetik dalganın dielektrik fonksiyonunun $\epsilon(x + a) = \epsilon(x)$ şeklinde tekrarlandığı bir ortama dielektrik modülasyon ortamına Şekil 2.19’deki gibi dik olacak şekilde geldiğini düşünelim.



Şekil 2.19: Kronig-Penney modelinin optik benzeri [21].

Elektrik alan için dalga denklemi

$$\frac{d^2}{dx^2} E(x, t) + \frac{1}{c^2} \epsilon(x) \frac{d^2}{dt^2} E(x, t) = 0 \quad (2.78)$$

şeklindedir.

$$E(x,t) = E(x)e^{i\omega t} \quad (2.79)$$

Denklem 2.78’da $E(x,t)$ yerine denklem 2.79’deki karşılığı konulursa Helmholtz denkleminde ulaşılır,

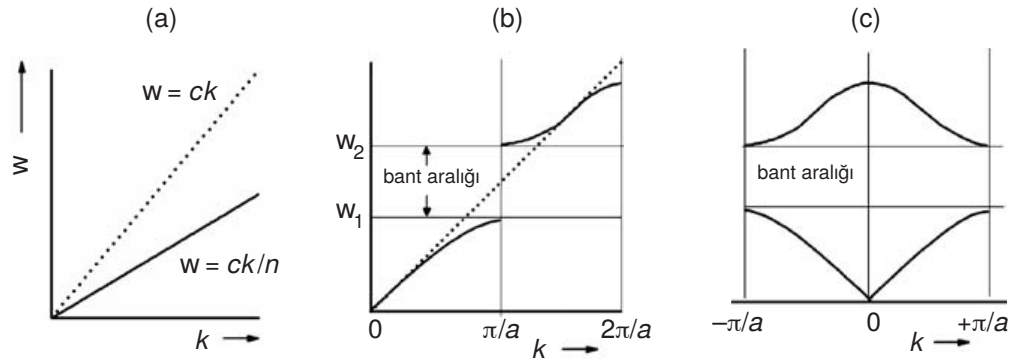
$$\frac{d^2}{dx^2}E(x) + \epsilon(x)\frac{\omega^2}{c^2}E(x) = 0. \quad (2.80)$$

Denklem 2.80’nin bir çözümü elektromanyetik Bloch dalgası olarak yazılabilir.

$$E(x) = E_k(x)e^{ikx} \quad (2.81)$$

Buradaki k Bloch dalga sayısıdır ve elektrik alan fonksiyonu $E(x)$, $\epsilon(x)$ ile aynı periyotta yani $E(x) = E(x+a)$ olacak şekilde tekrarlanır. $E_k(x)$ ’deki k alt indisi fonksiyonun k ’ya bağlı olduğu anlamına gelir.

Tek elektron için Kronig-Penney potansiyelinin Schrödinger denkleminde çözümü sonucunda elde edilen bant yapısına benzer yapı, elektromanyetik dalgalar için Helmholtz denkleminin çözümü sonucunda fotonik bant diyagramı olarak karşımıza çıkar.



Şekil 2.20: Elektromanyetik dalgalar için dispersiyon eğrileri (a) homojen ve (b), (c) periyodik ortamdaki. (a) ve (b) de sadece pozitif k değerleriyle ilgili eğri parçaları gösterilmiştir [21].

Şekil 2.20 (a)’da görüldüğü gibi vakumdaki elektromanyetik dalga için dispersiyon ifadesi

$$\omega = ck \quad (2.82)$$

iken kırılma indisi $n > 1$ olan sürekli ortamlar için

$$\omega = \frac{ck}{n} \quad (2.83)$$

dir. Kırılma indisi $n(x)$, periyodik olan bir ortamda, N pozitif veya negatif tamsayı olmak üzere,

$$k_N = N \frac{\pi}{a} \quad (2.84)$$

koşulunu sağlayan her bir değer için dispersiyon eğrisinde boşluk görülür.

Elektronlar için olduğu gibi, Brillouin bölgelerini $k = 0$ noktasına göre simetrik olarak seçmek uygundur. Örneğin N . bölge için,

$$(N-1) \frac{\pi}{a} < |k| < N \frac{\pi}{a} \quad (2.85)$$

şeklindedir. İlk Brillouin bölgesi $[-\pi/a, +\pi/a]$ aralığındadır. İkinci Brillouin bölgesi $[-2\pi/a, -\pi/a]$ ve $[+\pi/a, +2\pi/a]$ olmak üzere iki simetrik aralıktan ibarettir. Elektron durumunda da olduğu gibi, dispersiyon eğrisinin tüm kısımlarını ilk Brillouin bölgesine taşımak uygundur. Bu taşımanın sonunda, Şekil 2.20 (c)'de gösterilen indirgenmiş dispersiyon eğrisine varırız. Bu gösterim *fotonik bant yapısı* olarak adlandırılır.

Tablo 2.1: Kuantum mekaniği ve elektrodinamiğin karşılaştırılması.

	Kuantum Mekaniik	Elektrodinamik
Alan	$\Psi(\mathbf{r}, t) = \Psi(\mathbf{r})e^{-iEt/\hbar}$	$\mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{H}(\mathbf{r})e^{-i\omega t}$
Özdeğer Problemi	$\hat{H}\Psi = E\Psi$ (Schrödinger Denklemi)	$\hat{\Theta}\mathbf{H} = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \mathbf{H}$ (Helmholtz Denklemi)
Hermityen Operatör	$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 + V(\mathbf{r})$	$\hat{\Theta} = \nabla \times \frac{1}{\epsilon(\mathbf{r})} \nabla \times$

Dolayısıyla parçacıklar için Schrödinger denklemi kuantum mekanikte ne kadar önemliyse fotonikte elektromanyetik dalga için Helmholtz denklemi de o kadar önemlidir. Tablo 2.1'de kuantum mekanik ve elektrodinamikte kullanılan mastır denklemlerin bir özeti çıkarılmıştır.

2.2.3. Dağıtılmış Bragg Yansıtıcıları

Optoelektronik teknolojisinde çok geniş uygulamalara sahip olan Dağıtılmış Bragg Yansıtıcılar (Distributed Bragg Reflector-DBR), yüksek ve alçak kırılma indisine sahip iki farklı dielektrik tabakanın art arda dizilmesiyle oluşturulan dielektrik ayna yığınlarıdır. Bu tabakalar arasında tam yansıma oluşturmak için, ardışık tabakların kırılma indisleri arasındaki kontrastın büyük olması gerekir. Her bir tabakanın kalınlığının kavite dalgaboyunun çeyreğine göre ayarlandığı, yüksek ve alçak kırılma indisine sahip tabaka çifti *çeyrek dalga DBR çifti* olarak isimlendirilir.

$$d_0 = \frac{\lambda_0}{4} \quad (2.86)$$

olmak üzere, her bir tabakanın kalınlığı

$$d_0 = d_j n_j \quad j = 1, 2 \quad (2.87)$$

şeklinde bulunur.

DBR tabakalarının kalınlıklarının elde edilmesinde Bragg Yasası kullanılmakta olup,

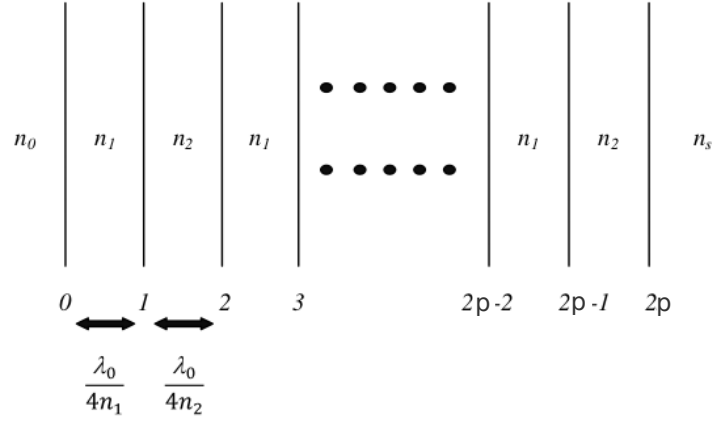
$$n_1 d_1 + n_2 d_2 = \frac{\lambda}{2} \quad (2.88)$$

ifadesiyle verilmektedir. Sistemin toplam uzunluğu ise

$$L_{top} = \sum_{i=1}^p d_i \quad (2.89)$$

şeklindedir.

Çeyrek dalgaboyuna sahip materyallerin üst üste büyütülmesi ile her bir ara yüzeyde yapıcı girişim oluşur ve DBR yüzeyinden elde edilen toplam yansıma her bir ayna çiftine bağlı olarak artar.



Şekil 2.21: DBR'in şematik gösterimi: kırılma indisi n_1 ve n_2 olan p tane çift, çeyrek dalgalı Bragg yansıtıcılarının birleşimi [11].

DBR içerisinde herhangi bir ara yüzeyde elektromanyetik dalga yansır ya da diğer DBR katmanına geçer. DBR yüzeyine gelen elektromanyetik dalganın normalize akı miktarı $\phi = 1$ olmak üzere soğurmanın olmadığı durumlarda yansıtıcılık (R) ve geçirgenlik (T) arasında $R + T = 1$ eşitliği vardır. DBR için yansıtıcılık,

$$R = \left[\frac{1 - \frac{n_s}{n_0} \left(\frac{n_1}{n_2} \right)^{2p}}{1 + \frac{n_s}{n_0} \left(\frac{n_1}{n_2} \right)^{2p}} \right]^2 \quad (2.90)$$

formülü ile verilir [11]. Buradaki n_0 ışığın geldiği ortamın (havanın) kırılma indisi, n_s alttaşın kırılma indisi, n_1 ve n_2 tabakaları oluşturan dielektrik malzemelerin kırılma indisleri, p ise tabaka çifti sayısıdır. Buradaki tabakalar $n_1/n_2 > 1$ olacak şekilde seçilmiştir.

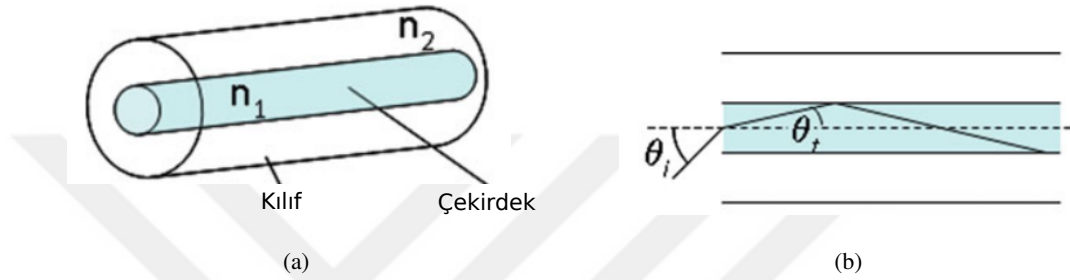
Yüksek yansıtma spektrumunun bant (stopband-durdurma bandı) genişliği

$$\Delta\lambda_0 = \frac{4\lambda_0}{\pi} \sin^{-1} \left(\frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right) \quad (2.91)$$

ifadesiyle verilir [12].

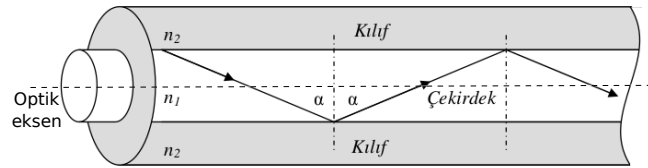
2.2.4. Fiber Optik Dalga Kılavuzu

Optik haberleşmenin temel elemanlarından olan fiberler ışık formundaki bilgiyi diğer iletişim malzemelerine oranla daha hızlı ve daha az kayıpla uzun mesafelere iletebilmektedir. Genellikle silindirik yapıda olan optik fiberler ışığı farklı kırılma indislerine sahip bölgelerde hapsederek kendi içersinde yönlendirebilen iletim ortamlarıdır.



Şekil 2.22: Optik fiberin basit yapısı.

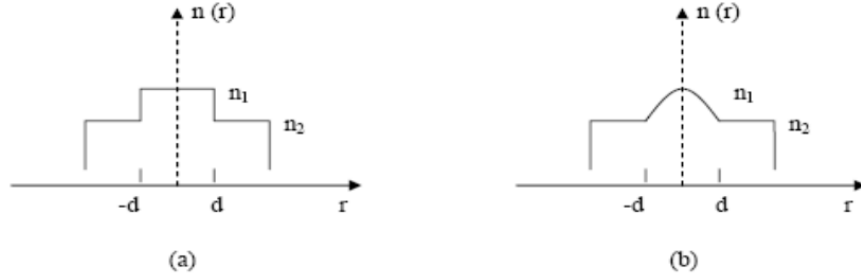
Fiberde en içte, kırılma indisi, fiberi oluşturan diğer bölgelerden daha büyük olan ve ışığın içerisinde hapsedilerek iletilmesini sağlanan çekirdek bölge (core region) bulunur. Çekirdek bölgeyi daha düşük bir kırılma indisine sahip kılıf bölgesi (cladding region) çevreler. Çekirdek bölgesinin kırılma indisi n_1 , kılıf bölgesinin kırılma indisi n_2 'den daha büyüktür ($n_1 > n_2$).



Şekil 2.23: Işığın, fiberde tam yansıma yaparak ilerleyişi.

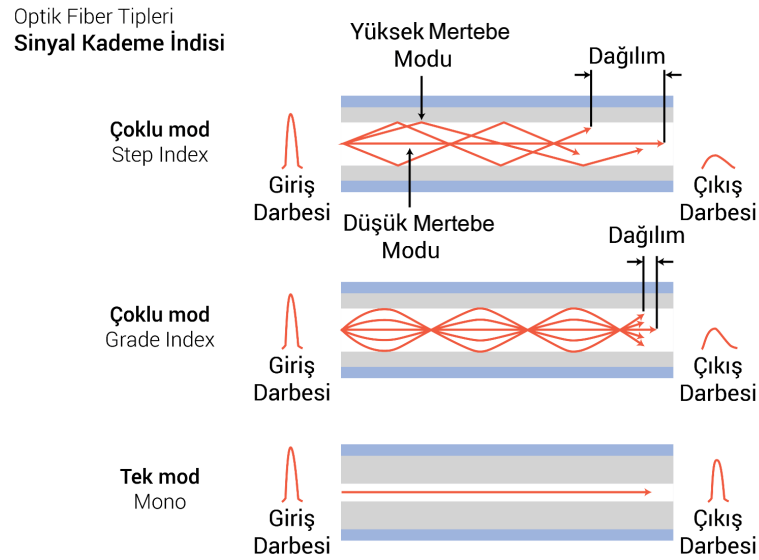
Eğer fibere giren ışık, çekirdek-kılıf arayüzeyinin normaline kritik açıdan (θ_c) daha büyük açı ile gelmişse, çekirdek-kılıf sınırına çarparak tam yansıma yapar ve dalga kılavuzu görevi gören fiberin içinde ilerler. Kritik açı Snell yasasından yani $n_1 \sin \theta_c = n_2 \sin 90$ eşitliğinden yararlanarak belirlenebilir. Buradan kritik açı $\theta_c = \sin^{-1}(n_2/n_1)$ şeklinde bulunur. θ_c 'nin 90° 'ye yakın olması (ışığın çekirdek eksenini üzerinden gönderilmesi) ışığın çekirdekten kılıfa geçmesine engel olacaktır. Bu nedenle n_1 ve n_2 birbirine oldukça yakın seçilir. Işığın fiber

içerisinde ilerleyebilmesi için optik eksen ile yapacağı en büyük açı ise *kabul açısı* olarak adlandırılır.



Şekil 2.24: (a) Basamak indisli optik fiber, (b) Yumuşak geçişli optik fiber [13].

Fiberin çekirdek bölgesi homojen maddeden yapılmışsa yani bu bölgede kırılma indisi üniform olup çekirdek- kılıf ara yüzeyinde ani bir değişikliğe uğruyor ise bu tip fiberlere *basamak indisli optik-fiberler (step index optical fibers)* denir. Ancak çekirdek bölgesi homojen olmayan maddeden yapılmışsa yani kırılma indisi çekirdeğin merkezinde maksimum ve merkezden uzaklaştıkça azalıyorsa bu tip fiberlere *yumuşak geçişli optik fiberler (graded index optical fibers)* denir.



Şekil 2.25: İletilen mod yapısına göre fiber çeşitleri [14].

Fiberin çekirdeği içerisinde ilerleyen elektromanyetik dalganın şiddet dağılımı mod olarak adlandırılır. Fibere değişik açılarla giren ışınlar gelme açıları ile yansıyacağından farklı yolları izleyerek farklı sürelerde hedefe (fiberin çıkışına) ulaşırlar. Işığın çekirdek eksenine

0° açı yaparak geldiği yani yansımaya uğramadan asal eksen üzerinden en kısa sürede hedefe ulaştığı moda *ana mod* denir (bkz. Şekil 2.25). Işığın çekirdek eksenine yaptığı açı büyüdükçe yani yansıma açısı küçüldükçe alınan yol ve süre artar. Fiberler çekirdeğin içerisinde ilerleyen elektromanyetik dalganın şiddet dağılımına göre *tek modlu optik fiberler* ve *çok modlu optik fiberler* olmak üzere sınıflandırılır. Bir fiber içerisinde ilerleyen ışının mod sayısı ve modların güç oranlarını belirlemek için (V) dalgakılavuzu parametresinden yararlanılır.

$$V = \frac{2\pi}{\lambda_0} d \sqrt{n_1^2 - n_2^2} = \frac{2\pi}{\lambda_0} d \sqrt{2n_1 n \Delta} \quad (2.92)$$

Burada λ_0 dalgaboyunu, d fiber çekirdeğinin yarıçapını, $\sqrt{n_1^2 - n_2^2}$ ise fiberin ışık toplama kabiliyetinin bir ölçüsü olan sayısal açıklığı (SA), n ortalama kırılma indisini ve Δ normalize indis değişimini temsil etmektedir. Tek modlu optik fiberlerde $0 \leq V \leq 2.405$ olmalıdır [13].

$$n = \frac{n_1 + n_2}{2} \quad (2.93)$$

$$\Delta = \frac{n_1 - n_2}{n_1} \approx \frac{n_1^2 - n_2^2}{2n_1^2} \quad (2.94)$$

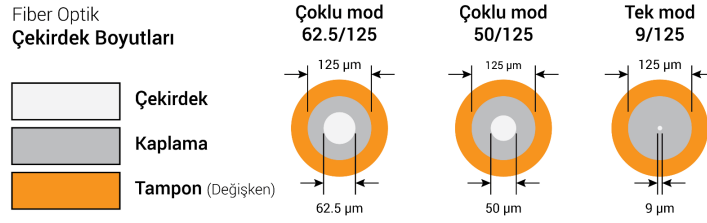
Sayısal açıklık arttıkça fiberin kabul ettiği ışın miktarı artar. Başka bir deyişle sayısal açıklık fiber içerisinde ilerleyecek ışınların en çok kaç derecelik açı ile geldiğini yani kabul açısını belirleyen bir değerdir. Maksimumu gelme açısı (kabul açısı),

$$\sin \theta_{max} = \frac{\sqrt{n_1^2 - n_2^2}}{n_0} \quad (2.95)$$

formülüyle bulunur. Burada n_0 fibere ışının girmeden önce bulunduğu ortamın kırılma indisidir. Işığın hava ortamından fibere girdiği kabul edildiği için $n_0 = 1$ olarak alınacaktır. $V \gg 1$ iken mod sayısı,

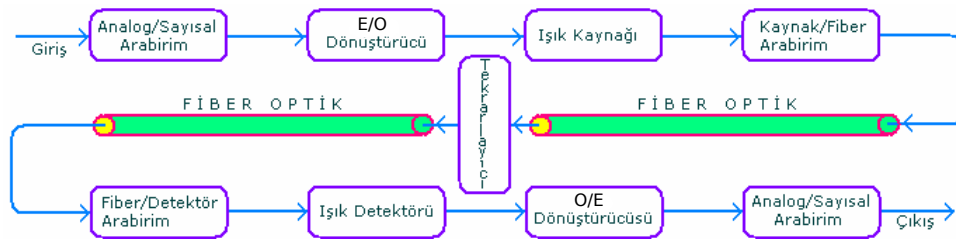
$$N_{mod} = \frac{V^2}{2} \quad (2.96)$$

formülüyle bulunur.



Şekil 2.26: Fiber optik kablolarda modlara göre çekirdek boyutları [14].

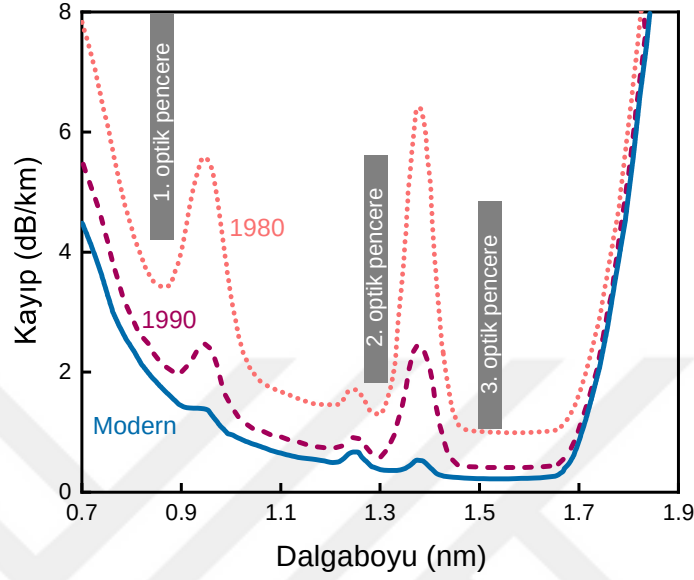
Çekirdek çapı büyüdükçe ışığın fiber boyunca takip edebileceği yol sayısı yani mod sayısı artar. Çok modlu fiber optik kablolar, 125 μm dış çapa ve 50 μm civarında çekirdek çapına sahiptirler ve ilerleyen ışık, çoklu yol üzerinden hareket eder. Veri alma ve gönderme tek modlu fiber optik kabloya göre daha yavaş ve kısa mesafelidir. Tek modlu fiber optik kablolar ise sadece bir tip yayılmaya izin vermek için 10 μm çapından daha az bir çapa indirgenmiştir ve ilerleyen ışığın tümü tek bir yol üzerinde hareket eder. Bu tip fiberler yüksek kapasitedeki bilgiyi çok modlu fiberlerden daha iyi iletirler. Çünkü sinyalin yayılması ve kaplamaya çarparak ilerlemesi yoktur. Işığın farklı yollar izleyerek farklı sürelerde hedefe ulaşması *mod dispersiyonu* olarak adlandırılan zaman kaymalarına sebep olur. Böylece optik darbe genişleyerek özgün şeklini yitir ve iletim hızı önemli derecede sınırlanmış olur. Bu istenmeyen duruma mahal vermemek için çekirdek çapı sadece tek moda izin verecek ölçüde küçük (10 μm 'den daha küçük) seçilmelidir. Çok modlu optik fiberlerdeki mod dispersiyonu yumuşak geçişli optik fiberler seçilerek bir nebze azaltılabilir.



Şekil 2.27: Fiber optik iletişim sistemi.

Fiber optik ile bilgi aktarımı Şekil 2.27'de gösterildiği gibi gerçekleştirilir: Vericide modüle edilmiş elektrik sinyali, dönüştürücü görevi gören lazer veya LED yardımıyla optik sinyale (E/O) dönüştürülür. Optik sinyalin dalgaboyu emilme kaybının düşük olduğu 0.78 ile 1.6 μm arasındaki infrared bölgesinde yer alır. Bu optik sinyal fiber optik kablo yardımıyla

alıcıya kadar taşınır. Uzun iletimler için sinyali büyüten ve tekrarlayan cihazlar kullanılır. Hedeflenen noktada fotodedektör yardımıyla optik sinyal tekrar elektrik sinyaline (O/E) dönüştürülür.

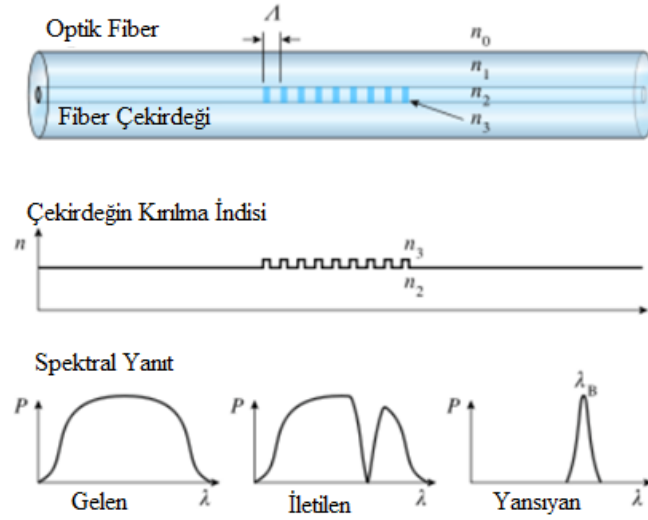


Şekil 2.28: Fiber optik kabloda dalgaboyuna bağlı güç kaybı.

Fiber optik dalga kılavuzlarındaki gelişmelerle birlikte, yarıiletken teknolojisindeki gelişmeler de fiber optik iletişimdeki kayıpların azalmasında önemli rol oynamıştır. Fiber optik kabloda $1.5 \mu m$ dalgaboyunda kayıplar minimumken, $1.3 \mu m$ dalgaboyun dispersiyon daha azdır.

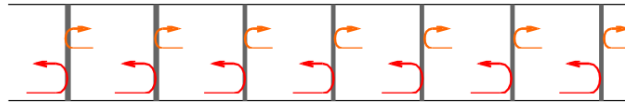
2.2.5. Fiber Bragg Ağlar

Optik haberleşme ve sensör uygulamalarında oldukça önemli yer tutan Fiber Bragg Ağlar (Fiber Bragg Grating-FBG) optik fiberin çekirdek bölgesinde küçük bir uzunlukta kırılma indisinin belli bir periyotta değiştirilmesiyle elde edilen optik elemanlardır.



Şekil 2.29: Fiber Bragg Ağların (FBG) çalışma prensibi.

İlk fiber Bragg ağı 1978 yılında K. O. Hill tarafından Ge katkılanmış optik fibere 488 nm dalgaboylu lazer ışığı uygulanarak oluşturulmuştur [15]. 1989 yılında ise Meltz 244 nm dalgaboylu ultraviyole (morötesi) ışının daha etkili olduğunu göstermiştir [16]. Kırılma indisinin ışığa bağlı olarak değişmesine fotorefraktif etki denir ve bu etki malzeme ışığa duyarlı (fotoduyarlı) ise gerçekleşir. Çoğunlukla fiberin fotoduyarlılığı çekirdeğine veya kılıfına germanyum (Ge) katkılanmasıyla sağlanır. Kırılma indisindeki değişim fiberlerde kalıcıdır. Yani bu etki ışık kesildiğinde ortadan kalkmaz. Kırılma indisindeki bu değişim, uygulanan ışığın miktarına, dalgaboyuna ve yoğunluğa bağlıdır. FBG'ler için tahmini ömür yaklaşık 25 yıldır.

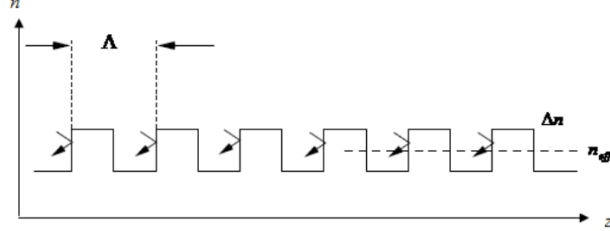


Şekil 2.30: Fiber Bragg Ağ tabakalarından ışığın yansımaları.

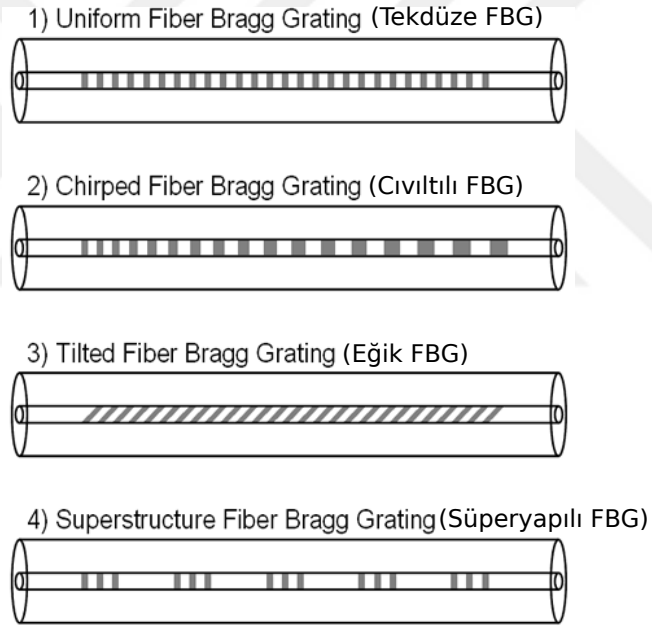
FBG'lerin kırılma indisindeki modülasyon sebebiyle çekirdek boyunca yönlendirilen ışığın her düzlemde (ağ tabakasında) Şekil 2.30'da görüldüğü gibi bir kısmı iletilirken, bir kısmı geri yansıyacaktır. Ağ girişinde her bir ağ tabakasından geriye yansıyan ışınlar girişime uğrar. Yansıyan ışınlar arasında faz uyumu varsa yapıcı girişim gerçekleşir. Bu yansıtıcılık Bragg dalgaboyunda (λ_B) maksimuma ulaşır.

$$\lambda_B = 2n_{eff}\Lambda \quad (2.97)$$

Bragg şartı olarak bilinen bu denklemde n_{eff} çekirdek bölgesinin etkin kırılma indisini, Λ ağ periyodunu temsil etmektedir. Fiber Bragg ağlarda, ağ periyodu $1 \mu m$ 'den daha küçüktür. N_g ağın toplam periyot sayısı olmak üzere ağın boyu $L_g = N_g \Lambda$ şeklinde bulunur (bkz. Şekil 2.31).

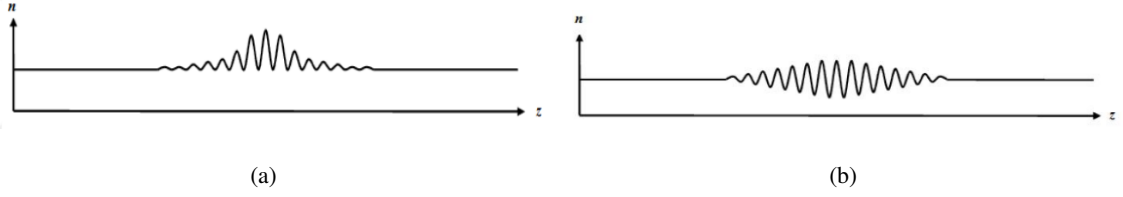


Şekil 2.31: Fiber Bragg Ağın kırılma indisi değişimi.



Şekil 2.32: Ağ periyoduna göre FBG çeşitleri.

FBG'nin yapısı ağ periyoduna ve kırılma indislerine göre değişiklik gösterebilir. Ağ periyodunun ve kırılma indisinin ağ boyunca sabit olduğu yapılar *tekdüze (uniform) FBG*, ağ periyodunun azalarak yada artarak değişiklik gösterdiği yapılar *cıvıltılı (chirped) FBG*, kırılma indisinde meydana gelen değişimin ağ boyunca farklılık gösterdiği yapılar *apodize FBG* olarak adlandırılır (bkz. Şekil 2.32). Apodize FBG'lerde kırılma indisindeki değişim profili için genellikle, *Gauss* ya da *Yükseltilmiş-Kosinüs* dağılımları kullanılmaktadır.



Şekil 2.33: Apodize FBG yapılarında kırılma indisinin fiber boyunca değişimi: (a) Gauss dağılımlı kırınım indisi değişimi, (b)Yükseltilmiş-Kosinüs dağılımlı kırınım indisi değişimi.

FBG’lerde yansıma spektrumundaki ışığın merkez dalgaboyu sıcaklık, gerilim ve basınca bağlı olarak değişime uğrar. Bu da FBG’lere sıcaklık, gerilim ve basınç sensörü olarak kullanım alanları açmıştır.

2.3. IŞIĞIN APERİYODİK YAPILARDAKİ DAVRANIŞI

Bu bölümde 1 boyuttaki aperiyojik dizilimler hakkında bilgi verilecektir. 1 boyutta en yaygın dizilimler Fibonacci, Thue-Morse, Rudin-Shapiro, Çift-Periyot (Double-Period) ve Cantor’dur. Bu dizilimler hakkında daha geniş bilgiye [3, 6, 22–26] numaralı kaynaklardan ulaşılabilir.

2.3.1. Aperiyojik Dielektrik Çok Tabakalı Yapılar

2.3.1.1. 1 Boyutta Fibonacci Yapıları

Adını İtalyan matematikçi Leonardo Fibonacci’nin soyadından alan Fibonacci dizisi, her terimin kendinden önceki terimle toplanması sonucu elde edilen bir sayı dizisidir. n . Fibonacci sayısı F_n ile gösterilir ve bu serinin ilk iki elemanı $F_0 = 1$, $F_1 = 1$ olarak alınırsa dizinin elemanları

$$F_0 = 1, F_1 = 1, F_2 = 2, F_3 = 3, F_4 = 5, F_5 = 8, F_6 = 13, F_7 = 21, F_8 = 34, F_9 = 55, F_{10} = 89 \dots$$

şeklinde olur. Fibonacci dizisinin genel terimi;

$$F_n = F(n) = \begin{cases} 1 & ; n = 0 \\ 1 & ; n = 1 \\ F_{n-1} + F_{n-2} & ; n > 1 \end{cases} \quad (2.98)$$

şeklindedir. Fibonacci dizisinde yer alan elemanlar bir önceki elemanla oranlandığında altın orana ($\varphi = \frac{1 + \sqrt{5}}{2} = 1.618$) yaklaşarak ilerler.

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \frac{F_n}{F_{n-1}} = \varphi = \frac{1 + \sqrt{5}}{2} = 1.618 \quad (2.99)$$

Fibonacci dizisinde yer alan elemanlar bir sonraki elemanla oranlandığında ise 0.618 değerine yaklaşmaktadır. Bu değer ($\varphi - 1$) ve $\frac{1}{\varphi}$ değerine eşittir. Buradan da görüleceği gibi altın oranın karesi kendisinin bir fazlasına ($\varphi^2 = \varphi + 1$) eşittir.

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \frac{F_{n-1}}{F_n} = \varphi - 1 = \frac{1}{\varphi} = 0.618 \quad (2.100)$$

Farklı kırılma indisine sahip dielektrik maddelerin ($n_A \neq n_B$) Fibonacci dizisine uygun olarak sıralanmasıyla tabaka (katman) sayısı N, Fibonacci sayı dizisine eşit aperiodyik çok tabakalı yapılar elde edilir. Bu dizilimdeki ilk iki mertebe $F_0 = B$, $F_1 = A$ olarak alınır ve $A \rightarrow AB$, $B \rightarrow A$ şeklinde yerleştirme kuralları uygulanırsa elde edilen yapının mertebelerine ait tabaka sayıları ve tabaka sıralamaları Tablo 2.2 deki gibi olur.

Tablo 2.2: Fibonnacci yerleştirme dizisinin farklı mertebelerine ait tabaka sayıları ve tabaka sıralamaları.

Fibonacci Mertebeleri	N	Tabaka Sıralaması
F_0	1	B
F_1	1	A
F_2	2	AB
F_3	3	ABA
F_4	5	ABAAB
F_5	8	ABAABABA
F_6	13	ABAABABAABAAB
F_7	21	ABAABABAABAABAABAABA
F_8	34	ABAABABAABAABAABAABA...AAB
F_9	55	ABAABABAABAABAABAABAABA...ABA
F_{10}	89	ABAABABAABAABAABAABAABA...AAB
$\vdots$	$\vdots$	$\vdots$

Fibonacci Yerleştirme dizisinin genel terimi;

$$F_n = F(n) = \begin{cases} B & ; n = 0 \\ A & ; n = 1 \\ F_{n-1} + F_{n-2} & ; n > 1 \end{cases} \quad (2.101)$$

şeklindedir.

Fibonacci yerleştirme dizisinde n . mertebenin tabaka sayısının (N) yaklaşık değeri,

$$N \approx \frac{\varphi^{n+1} - (1 - \varphi)^{n+1}}{\sqrt{5}} \quad (2.102)$$

ifadesi ile bulunabilir. Bu Fibonacci sayı dizisinde n . elemanın yaklaşık değerini veren formüldür.

Fibonacci diziliminde A ve B tabakalarının sayılarının, toplam tabaka sayına oranı (tabaka frekansı) sırasıyla $v_A = 1/\varphi$ ve $v_B = 1/\varphi^2$ dir. A tabaka frekansının B tabaka frekansına oranı φ 'e eşittir ($v_A/v_B = \varphi$). Fibonacci diziliminin n . mertebesini (F_n 'i) oluşturan A ve B tabakalarının sayıları sırasıyla F_{n-1} ve F_{n-2} mertebelerindeki toplam tabaka sayısına eşittir. Bu dizilimde iki B yan yana yer almaz ve A 'lar tarafından izole edilmiştir.

2.3.1.2. 1 Boyutta Thue-Morse Yapıları

$A \rightarrow AB, B \rightarrow BA$ yerleştirme kuralları uygulanırsa Thue-Morse (TM) yapısının ilk 4 mertebesi,

$$TM_0 = A; \quad TM_1 = AB; \quad TM_2 = ABBA; \quad TM_3 = ABBABAAB;$$

şeklinde bulunur. Thue-Morse dizilimindeki N tabaka sayısı, n mertebe olmak üzere $N = 2^n$ formülü ile belirlenebilir. Thue-Morse diziliminde A ve B tabakalarının frekansı $v_A = v_B = 1/2$ dir. Yani her mertebe için A ve B tabakalarının sayıları birbirine eşittir. Thue-Morse diziliminin n . mertebedeki elemanını yani genel terimini TM_n ile göstereceğiz. Bu dizilimin genel terimini belirlemek için TM_n^+ şeklindeki yardımcı elemanlardan yararlanacağız. $TM_0 = A$ ve $TM_0^+ = B$ olmak üzere Thue-Morse diziliminin genel terimi;

$$TM_n = TM(n) = \begin{cases} A & ; n = 0 \\ TM_{n-1} + TM_{n-1}^+ & ; n \geq 1 \end{cases} \quad (2.103)$$

şeklindedir. Buradaki diğer mertebelerdeki yardımcı elemanlar ise

$$TM_n^+ = TM_{n-1}^+ + TM_{n-1} \quad (n \geq 1) \quad (2.104)$$

şeklinde belirlenir. Thue-Morse diziliminde Fibonacci diziliminden farklı olarak iki tane B yan yana gelebilmektedir. Yapının mertebelerine ait tabaka sayıları ve tabaka sıralamaları Tablo 2.3 deki gibidir.

Tablo 2.3: Thue-Morse yerleştirme dizisinin farklı mertebelerine ait tabaka sayıları ve tabaka sıralamaları.

TM Mertebeleri	N	Tabaka Sıralaması
TM_0	1	A
TM_1	2	AB
TM_2	4	ABBA
TM_3	8	ABBABAAB
TM_4	16	ABBABAABBAABABBA
TM_5	32	ABBABAABBAABABBABAABABBAABBABAAB
$\vdots$	$\vdots$	$\vdots$

2.3.1.3. 1 Boyutta Çift-Periyot Yapıları

$A \rightarrow AB$, $B \rightarrow AA$ yerleştirme kuralları uygulanırsa Çift-Periyot (Double-Period) (DP) yapısının ilk 4 mertebesi,

$$DP_0 = A; \quad DP_1 = AB; \quad DP_2 = ABAA; \quad DP_3 = ABAAABAB$$

şeklinde bulunur. Çift-Periyot dizilimindeki N tabaka sayısı, n mertebe olmak üzere $N = 2^n$ formülü ile belirlenebilir. Çift-Periyot diziliminde A ve B tabakalarının frekansı sırasıyla $v_A = 2/3$ ve $v_B = 1/3$ tür. Çift-Periyot diziliminin n . mertebedeki elemanını yani genel terimini DP_n ile göstereceğiz. Bu dizilimin genel terimini belirlemek için DP_n^+ şeklindeki yardımcı elemanlardan yararlanacağız. $DP_0 = A$ ve $DP_0^+ = B$ olmak üzere Çift-Periyot diziliminin genel terimi;

$$DP_n = DP(n) = \begin{cases} A & ; n = 0 \\ DP_{n-1} + DP_{n-1}^+ & ; n \geq 1 \end{cases} \quad (2.105)$$

şeklindedir. Buradaki diğer mertebelerdeki yardımcı elemanlar ise

$$DP_n^+ = DP_{n-1} + DP_{n-1} \quad (n \geq 1) \quad (2.106)$$

şeklinde belirlenir. Yapının mertebelerine ait tabaka sayıları ve tabaka sıralamaları Tablo 2.4 deki gibidir.

Tablo 2.4: Çift-Periyot yerleştirme dizisinin farklı mertebelerine ait tabaka sayıları ve tabaka sıralamaları.

DP Mertebeleri	N	Tabaka Sıralaması
DP_0	1	A
DP_1	2	AB
DP_2	4	ABAA
DP_3	8	ABAAABAB
DP_4	16	ABAAABABABAAABAA
DP_5	32	ABAAABABABAAABAAABAAABABABABAAABAB
$\vdots$	$\vdots$	$\vdots$

2.3.1.4. 1 Boyutta Rudin-Shapiro Yapıları

Rudin-Shapiro Yapıları $A \rightarrow AB, B \rightarrow AC, C \rightarrow DB, D \rightarrow DC$ yerleştirme kuralına uygun olarak 4 farklı dielektrik maddeden veya $AA \rightarrow AAAB, AB \rightarrow AABA, BA \rightarrow BBAB, BB \rightarrow BBBA$ yerleştirme kuralına uygun olarak 2 farklı dielektrik maddeden elde edilebilir. $RS_0 = A$ ve $RS_1 = AA$ olmak üzere $AA \rightarrow AAAB, AB \rightarrow AABA, BA \rightarrow BBAB, BB \rightarrow BBBA$ yerleştirme kuralları uygulanırsa Rudin-Shapiro (RS) yapısının ilk 4 mertebesi,

$$RS_0 = A; \quad RS_1 = AA; \quad RS_2 = AAAB; \quad RS_3 = AAABAABA$$

şeklinde bulunur. Rudin-Shapiro dizilimindeki N tabaka sayısı, n mertebe olmak üzere $N = 2^n$ formülü ile belirlenebilir. Rudin-Shapiro diziliminin n . mertebedeki elemanı RS_n ile göstereceğiz. Yapının mertebelerine ait tabaka sayıları ve tabaka sıralamaları Tablo 2.5'deki gibidir.

Tablo 2.5: Rudin-Shapiro yerleştirme dizisinin farklı mertebelerine ait tabaka sayıları ve tabaka sıralamaları.

RS Mertebeleri	N	Tabaka Sıralaması
RS_0	1	A
RS_1	2	AA
RS_2	4	AAAB
RS_3	8	AAABAABA
RS_4	16	AAABAABAAAABBBAB
RS_5	32	AAABAABAAAABBBABAAABAABABBBBAAABA
$\vdots$	$\vdots$	$\vdots$

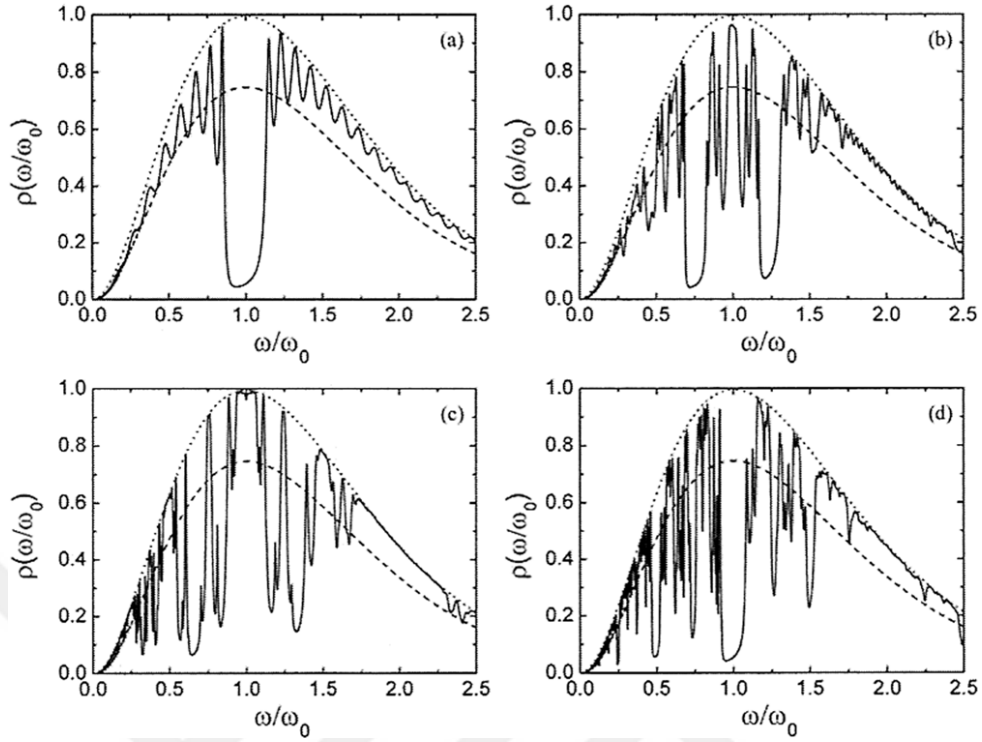
2.4. APERİYODİK YAPILARIN UYGULAMA ALANLARI

Günümüzde geniş uygulama alanlarına sahip olan aperiodyik yapılar belirli optik uygulamalarda periyodik yapılara nazaran avantajlar sağlamaktadır.

Alternatif dielektrik tabakaların peş peşe dizilmesine dayanan aynalar, fotonik ve optoelektronik teknolojisinde çok geniş uygulamalara sahiptir. Genellikle bu aynalar, büyük kırılma indisi kontrastına sahip iki farklı malzemenin tabakalarının sırayla dizilmesiyle üretilir. Katman sayısını, katman kalınlığını ve benimsenen katman diziliş kuralını değiştirerek, yansıtmanın maksimum olduğu dalgaboyu aralığının bant genişliği değeri doğru ve hassas bir şekilde kontrol edilebilir. Böylece, birkaç nanometreden yüzlerce nanometreye kadar değişen yansıma pencerelerine (stopband) ve yüksek yansıtma değerlerine sahip aynalar elde edilebilir. Daha detaylı bir tasarım ile çok yönlü yansıtıcılar, yani ışığı herhangi bir polarizasyonda, herhangi bir açıda ve geniş bir dalgaboyu aralığında yansıtabilen aynalar elde etmek amaçlanmaktadır. Aslında, uygun koşullar altında, bir boyutlu periyodik çok tabakalı yapılar ışığı tüm geliş açılarında ve herhangi bir polarizasyonda yansıtabilirler [27]. Bununla birlikte, bu özel koşullar uygun bir şekilde yerine getirilse bile, periyodik çok tabakalı yapılar için yalnızca bir tane tam Fotonik Bant Aralığı(FBA) mevcuttur. Bu sınırlama, aperiodyik çok tabakalı yapılar için geçerli değildir. Böylece, daha önce Fibonacci çok katmanlı yapılarda [28] gözlemlenen FBA'lara benzer şekilde, Thue-Morse yerleştirme kuralına göre oluşturulan Si/SiO₂ [29] veya TiO₂/SiO₂ tabakalarının [30] dizilişine dayanan çok tabakalı yapılar için de çok yönlü FBA'ların varlığı

deneysel olarak gösterilmiştir. Mevcut literatür incelendiğinde, periyodik diziliş kuralına uygun olarak oluşturulan çok tabakalı yapılar kullanılarak geniş dalgaboyu aralığında (örneğin 400 ile 700 nm arasındaki tüm görünür bölgeyi kaplayan) çok yönlü aynalar yapmanın kolay olmadığı anlaşılmaktadır. Son zamanlarda çok geniş bir spektral bölge aralığında onlarca, hatta yüzlerce dar ve sık yüksek yansıtma bantları elde etmek için Fibonacci dizilişine dayanan yapılar önerilmiştir [2]. Bu önerilen yapı $S_0 = B$ ve $S_j = S_{j-1}S_{j-2}$ olmak üzere S_0 'dan istenilen S_n mertebesine kadar olan yapıların $F_n = S_0S_1S_2...S_n$ şeklinde ardışık olarak dizilmesiye oluşturulmuştur. Benzer şekilde, Fibonacci sınıfı dizilişlerine dayanan dielektrik çok tabakalı yapılar için yoğun yansıtma spektrumlarından yararlanarak, uzun mesafeli optik fiber iletim hatları için özellikleri optik yoğun dalgaboyu bölmeli çoklama (Dense Wavelength Division Multiplexing-DWDM) sistem gereksinimlerini karşılayan dispersiyon kompensatörü (dengeleyicisi) tasarımı önerilmiştir [31]. Önerilen yapı, Fibonacci kuaziperiyodik çok katmanlı yapılara dayanan büyük kırılma indisi farklılıkları olan katmanlara dayanmaktadır. Bu yapı ile Fibonacci diziliminin mertebesinin yanı sıra katman boyutlarını ve kırılma indislerini değiştirerek, 220 km'ye kadar mesafeler için uygun DWDM dispersiyon kompensatörleri tasarlanabilmektedir. Benzer şekilde, Genelleştirilmiş Fibonacci yapıları optik iletişim sistemlerinde DWDM filtreleri ve kanal Çoklayıcı/Birleştirici (Multiplexing/Demultiplexing - Mux/Dmux) olarak kullanım için önerilmiştir [4].

Çoğu malzeme ısıtıldığında gri cisim (graybody) olarak davranır. Yüksek absorpsiyon (emicilik) durumunda bile gelen ışığın tamamı absorbe edilemez ve bir kısmı malzemenin yüzeyinden yansıtılır. Literatürde termal yayılım gücünü artırmak için aperiodyk yapılara dayanan tasarımlar önerilmiştir [32]. Şekil 2.34'de görüldüğü gibi periyodik sistemlerin termal emisyon (yayılım) spektrumlarında termal emisyonun gerçekleşmediği yasak bölge oluşmaktadır. Ancak periyodik sistemler için termal emisyonun yasaklı olduğu bölgelerde özellikle Fibonacci ve Thue-Morse yapılarında izili bantlar oluşmaktadır. Bu durum aperiodyk sistemlerin karakteristik özelliğidir. Tüm aperiodyk yapılar, periyodik emsallerine nazaran daha zengin bir termal emisyon spektrumuna sahiptir.



Şekil 2.34: Farklı yapılar için termal emisyon spektrumları: (a) Periyodik, (b) Fibonacci, (c) Thue-Morse, (d) Çift-Periyot [32].

Aperiyodik çok tabakalı yapılarda, periyodik emsallerine oranla daha çok ek yansıtma piki oluşur ve bu da yansıtma önemli bir artışa neden olur. Bu özellik onların X-ışını aynaları olarak kullanılmalarına olanak sağlar [6, 33]. Aynı zamanda bu tepe noktalarının keskinliği aperiyodik çok tabakalı yapılarda farklı dar çizgilerin ince (hassas) ayarına izin verir. Bu şekilde V/Mo, W/Ti veya Ta/Al ince filmlerin alternatif yığılımlarıyla büyütülenler gibi yüksek-Z/düşük-Z metalik tabakaları temel alan aperiyodik çok tabakalı yapılar, düşük enerjili X-ışınlarını ayıklamak için seçici filtre olarak kullanılabilir [34].

Aperiyodik fotonik kristaller plazmonik uygulamalarda da kullanılmaktadır. Literatürde şeffaf kuvars alttaşıda Fibonacci, Thue-Morse ve Rudin-Shapiro dizilimine uygun olarak elektron demet litografisi (electron-beam lithography) ile üretilen belirli aperiyodik Au nanoparçacık dizilerinin tüm görünür bölgeyi kapsayan geniş plazmonik rezonanslara yol açtığı gösterilmiştir [35].

Aperiyodik dalgakılavuzu uygulamaları da vardır [3]. Önerilen Fibonacci, Thue-Morse ve Rudin-Shapiro gibi aperiyodik dizilime sahip yapıların optik aletler için dalga kılavuzu yapımına uygun olduğu gösterilmiştir. Lazer üretimi için de aperiyodik dizilime uygun

yapılar önerilmiştir [36].

Aperiyodik fotonik yapılardaki kritik modlar kullanılarak hassas doğrudan ölçüm yapılabilen işaretlemesiz (label-free) biyosensörler yapmak mümkündür. Literatürde, işaretlemesiz (label-free) biyosensör üretimi için Rudin-Shapiro yapısının kullanımı önerilmiştir [1].



3. MALZEME VE YÖNTEM

Bu bölümde tez çalışması kapsamında hesapları yapılan çok tabakalı düzlemsel yapılar ve fiberlerin malzeme özellikleri ve geometrileri hakkında genel bilgiler verilmiştir.

3.1. İNCELENEN PERİYODİK VE APERİYODİK YAPILAR

İncelenen yapılar GaAs ve AlAs yarıiletken tabakalardan oluşmaktadır. Bu yarıiletkenlerin optik özellikleri aşağıda kısaca özetlenmiştir.

GaAs'ın kırılma indisi Skauli ve arkadaşlarına [37] göre dalgaboyuna bağlı olarak aşağıdaki formülle belirlenebilir.

$$n^2 - 1 = 4.372514 + \frac{5.466742\lambda^2}{\lambda^2 - 0.4431307^2} + \frac{0.02429960\lambda^2}{\lambda^2 - 0.8746453^2} + \frac{1.957522\lambda^2}{\lambda^2 - 36.9166^2} \quad (3.1)$$

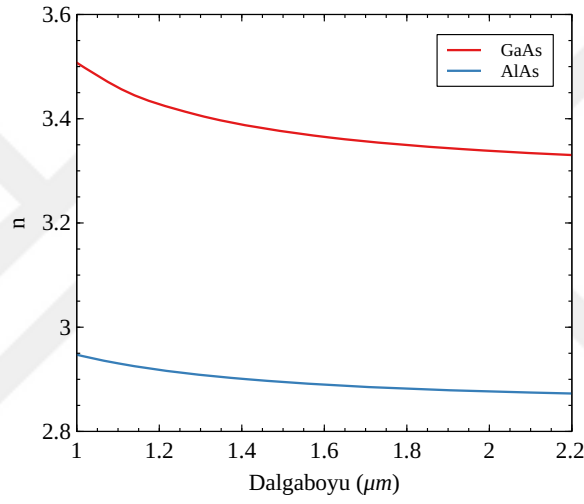
AlAs'ın kırılma indisi Fern ve Onton'a [38] göre dalgaboyuna bağlı olarak aşağıdaki formülle belirlenebilir.

$$n^2 - 1 = 1.0792 + \frac{6.0840\lambda^2}{\lambda^2 - 0.2822^2} + \frac{1.900\lambda^2}{\lambda^2 - 27.62^2} \quad (3.2)$$

Denklem 3.1 ve 3.2'de dalgaboyu $\lambda(\mu m)$ cinsinden verilmiştir. Kırılma indislerini belirlemede kullanılan referanslar deneysel çalışmalardır. Literatürde kırılma indisinin dalgaboyuna bağlılığını belirlemek için yapılmış teorik çalışmalarda yer almaktadır.

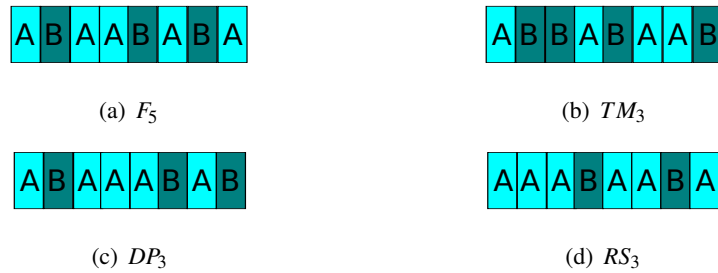
Bu tez çalışmasında kırılma indisi n için referans yapısının tasarlanan dalgaboyu olan $1.3 \mu m$ 'deki değeri alınmıştır. Tez çalışmasında incelenen düzlemsel çok tabakalı yapıların (Thue-Morse hariç) kalınlıkları $n_A d_A = n_B d_B$ koşulunu sağlayacak şekilde $d_A = \lambda_0/4n_A$ ve $d_B = \lambda_0/4n_B$ seçilmiştir. Thue-Morse yapısında ise $\bar{n} = (n_{GaAs} + n_{AlAs})/2$ olmak üzere $d_A = d_B = \lambda_0/4\bar{n}$ seçilmiştir. Burada A ve B materyalleri sırasıyla GaAs ve AlAs yarıiletken malzemeleri ifade etmektedir. λ_0 tasarlanan dalgaboyu ve $\bar{n}$ yapının ortalama kırılma indisidir. Referans yapısı kalınlığı $d_{GaAs} \approx 0.09542 \mu m$ olan GaAs tabakası ile $d_{AlAs} \approx$

0.11174 μm olan AlAs tabakasının toplam 50 tabaka olacak şekilde art arda periyodik olarak dizilmesiyle oluşturulmuştur. Toplam tabaka uzunluğu $L = 5.179 \mu\text{m}$ 'dir. İncelenen 1.1 $\mu\text{m} - 1.5 \mu\text{m}$ dalgaboyu aralığında kırılma indisi sabit olarak seçilmiştir. Kırılma indisinin sanal kısmı teorik hesaplamalara soğurma dahil edilmediği için ihmal edilmiştir. Ayrıca incelenen dalgaboyu aralığına karşılık gelen enerji, GaAs ve AlAs malzemelerinin bant aralığından düşük olduğu için absorpsiyon yoktur ve kırılma indislerinin sanal kısımları sıfırdır. Tasarlanan dalgaboyu olan 1.3 μm 'de GaAs'ın kırılma indisi değeri $n_{\text{GaAs}} = 3.4059$, AlAs'ın kırılma indisi değeri ise $n_{\text{AlAs}} = 2.9086$ olarak alınmıştır. Kırılma indisinin dalgaboyuna bağlı değişimi Şekil 3.1'de görülmektedir.



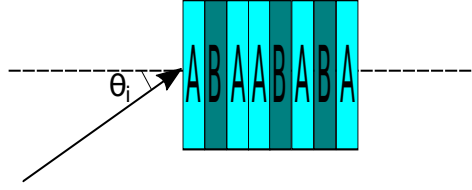
Şekil 3.1: Kırılma indisinin dalgaboyuna bağlı değişimi.

Şekil 3.2'de incelenen bazı yapıların tabaka dizilimleri gösterilmiştir.

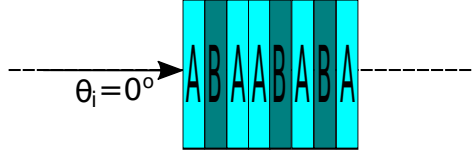


Şekil 3.2: Aperiyyodik yapıların şematik gösterimi: (a) F_5 için Fibonacci dizilimi, (b) TM_3 için Thue-Morse dizilimi, (c) DP_3 için Çift-Periyot (Double-Period) dizilimi, (d) RS_3 için Rudin-Shapiro dizilimi.

Şekil 3.3'de aperiyyodik yapının normaline θ_i açısı ile gelen bir ışın gösterilmiştir. İncelemede θ_i değeri 0° ile 90° arasında değiştirilmiştir.



Şekil 3.3: Aperiodik yapının normali ile θ_i açısı yapacak şekilde gelen ışın.



Şekil 3.4: Aperiodik yapıya $\theta_i = 0^\circ$ olacak şekilde normal gelen ışın.

Şekil 3.4'deki gibi yapıya normal üzerinden gelen ışın için TE ve TM polarize uyarımlar için dalgaboyuna bağlı yansıtma spektrumları aynı olacaktır.

3.2. KULLANILAN MODEL VE SAYISAL YÖNTEMLER

3.2.1. Transfer Matris Yöntemi

Transfer matris yöntemi fizikte farklı fiziksel özelliklere sahip tabakalı yapıların incelenmesinde yaygın olarak kullanılan bir yöntemdir. Kuantum mekaniğinde, tek ve çoklu kuantum kuyulu, tek ve çoklu kuantum engelli yapılarda enerji seviyelerinin ve dalga fonksiyonlarının bulunmasında, enerjiye bağlı geçirgenlik ve yansıtma spektrumlarının hesaplanmasında kullanılır. Optikte de farklı dielektrik sabite sahip çok tabakalı yapıların yansıtma, geçirgenlik katsayılarının bulunmasında ve yansıma sonrasındaki faz değişimlerinin incelenmesinde kullanılır [39].

Eğer ortam x-yönü boyunca homojen değilse yani $\epsilon = \epsilon(x)$ ve $\mu = \mu(x)$ ise elektriksel geçirgenlik ve manyetik geçirgenlik yapı boyunca farklılık gösterir ve bu durumda transfer matrisi metodunu kullanılabilir. Şekil 3.5'de gösterilen yapı için $\mu_\ell = \mu(x_\ell)$ ve $\epsilon_\ell = \epsilon(x_\ell)$ tabaka indisi olan ℓ 'nin fonksiyonudur. TE polarizasyonda gelen dalga

$$\mathbf{E}_i = \hat{y}E_0 e^{-ik_0 x + ik_0 z} \quad (3.3)$$

şeklindeyken, sahip olduğumuz yansıyan dalga

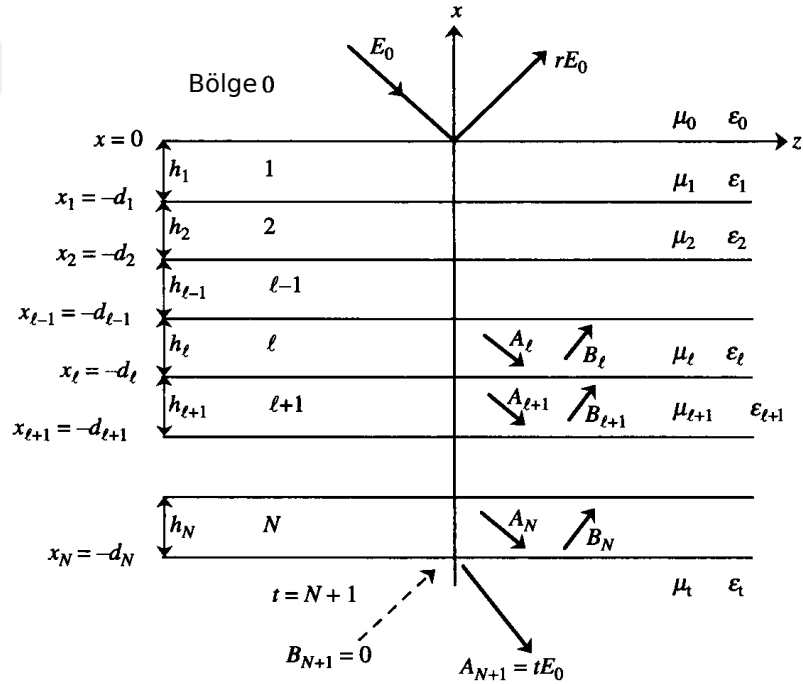
$$\mathbf{E}_r = \hat{y} r E_0 e^{ik_{0x}x + ik_{0z}z} \quad (3.4)$$

şeklindeyken. Burada r yansıma katsayısıdır. Ayrıca ℓ . tabakadaki, $x_{\ell-1} \geq x \geq x_\ell$, elektrik alan $\mathbf{E}_\ell = \hat{y} E_y^\ell$ ile verilir. Tüm ℓ 'ler için elektrik alanın y bileşeni ve manyetik alanın z bileşeni aşağıdaki şekilde ifade edilir.

$$E_y^\ell = \left[A_\ell e^{-ik_{\ell x}(x+d_\ell)} + B_\ell e^{ik_{\ell x}(x+d_\ell)} \right] e^{ik_{\ell z}z} \quad (3.5)$$

$$\begin{aligned} H_z^\ell &= \frac{1}{i\omega\mu_\ell} \frac{\partial}{\partial x} E_y^\ell \\ &= \frac{-k_{\ell x}}{\omega\mu_\ell} \left[A_\ell e^{-ik_{\ell x}(x+d_\ell)} - B_\ell e^{ik_{\ell x}(x+d_\ell)} \right] e^{ik_{\ell z}z} \end{aligned} \quad (3.6)$$

Burada $k_{\ell x} = \sqrt{\omega^2\mu_\ell\epsilon_\ell - k_{0z}^2}$ ve $k_{\ell z} = k_{0z}$ şeklindedir.



Şekil 3.5: TE polarize düzlem dalganın çok tabakalı yapıya gelişi.

E_y ve H_z 'nin sürekli olduğu sınır koşullarından

$$A_\ell + B_\ell = A_{\ell+1} e^{-ik_{(\ell+1)x}(-d_\ell + d_{\ell+1})} + B_{\ell+1} e^{ik_{(\ell+1)x}(-d_\ell + d_{\ell+1})} \quad (3.7)$$

$$A_\ell - B_\ell = \frac{\mu_\ell k_{(\ell+1)x}}{\mu_{\ell+1} k_{\ell x}} (A_{\ell+1} e^{-ik_{(\ell+1)x}(-d_\ell + d_{\ell+1})} - B_{\ell+1} e^{ik_{(\ell+1)x}(-d_\ell + d_{\ell+1})}) \quad (3.8)$$

denklemleri elde edilir. Yine, Schrödinger denklemindeki bir boyutlu potansiyeldeki transfer matris yöntemine benzer olarak

$$P_{\ell(\ell+1)} = \frac{\mu_\ell k_{\ell+1} x}{\mu_{\ell+1} k_{\ell x}} \quad (3.9)$$

ve

$$h_{\ell+1} = d_{\ell+1} - d_\ell \quad (3.10)$$

şeklinde tanımlanır (bkz. Şekil 3.5). Denklem 3.7 ve 3.8 birlikte matris formunda ifade edilebilir.

$$\begin{bmatrix} A_\ell \\ B_\ell \end{bmatrix} = \mathbf{B}_{\ell(\ell+1)} \begin{bmatrix} A_{\ell+1} \\ B_{\ell+1} \end{bmatrix} \quad (3.11)$$

Buradaki geri-yayılm matrisi $B_{\ell+1}$

$$\begin{aligned} \mathbf{B}_{\ell(\ell+1)} &= \frac{1}{2} \begin{bmatrix} (1 + P_{\ell(\ell+1)}) e^{-ik_{(\ell+1)x}h_{\ell+1}} & (1 - P_{\ell(\ell+1)}) e^{ik_{(\ell+1)x}h_{\ell+1}} \\ (1 - P_{\ell(\ell+1)}) e^{-ik_{(\ell+1)x}h_{\ell+1}} & (1 + P_{\ell(\ell+1)}) e^{ik_{(\ell+1)x}h_{\ell+1}} \end{bmatrix} \\ &= \mathbf{T}_{\ell(\ell+1)} \mathbf{P}_{\ell+1} \end{aligned} \quad (3.12)$$

şeklinde tanımlıdır. Bu ifade $\mathbf{T}_{\ell(\ell+1)}$ arayüzey iletim matrisi ile $\ell + 1$ ortamındaki uniform tabaka yayılım matrisi $\mathbf{P}_{\ell+1}$ 'in çarpımıdır. Alternatif olarak bir ileri-yayılm matrisi $\mathbf{F}_{(\ell+1)\ell}$ de tanımlanabilir.

$$\begin{bmatrix} A_{\ell+1} \\ B_{\ell+1} \end{bmatrix} = \mathbf{F}_{(\ell+1)\ell} \begin{bmatrix} A_\ell \\ B_\ell \end{bmatrix} \quad (3.13)$$

$$\mathbf{F}_{(\ell+1)\ell} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} (1 + P_{(\ell+1)\ell}) e^{ik_{(\ell+1)x}h_{\ell+1}} & (1 - P_{(\ell+1)\ell}) e^{ik_{(\ell+1)x}h_{\ell+1}} \\ (1 - P_{(\ell+1)\ell}) e^{-ik_{(\ell+1)x}h_{\ell+1}} & (1 + P_{(\ell+1)\ell}) e^{-ik_{(\ell+1)x}h_{\ell+1}} \end{bmatrix} \quad (3.14)$$

Burada $P_{(\ell+1)\ell} = 1/P_{\ell(\ell+1)}$ 'dir. Gelen ve yansıyan dalgaların genlikleri ile $N + 1$ bölgesine

geçenlerin genlikleri arasındaki ilişki

$$\begin{aligned} \begin{bmatrix} E_0 \\ rE_0 \end{bmatrix} &= \mathbf{B}_{01}\mathbf{B}_{12}\mathbf{B}_{23}\cdots\mathbf{B}_{N(N+1)} \begin{bmatrix} A_{N+1} \\ B_{N+1} \end{bmatrix} \\ &= \begin{bmatrix} b_{11} & b_{12} \\ b_{21} & b_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} tE_0 \\ 0 \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (3.15)$$

şeklindedir. Şekil 3.5’de en alt bölgeden gelen dalga olmadığından $B_{N+1} = 0$ ’dır. Çok tabakalı yapılarda geçirgenlik katsayısı denklem 3.15’deki matristen elde edilebilir.

$$t = \frac{1}{b_{11}} \quad (3.16)$$

Yansıma katsayısı ise

$$r = \frac{b_{21}}{b_{11}} \quad (3.17)$$

şeklinde elde edilir.

3.2.2. Özmod Seri Açılım Metodu

Özmod seri açılım metodu (eigenmode expansion, EME), hesaplamalı bir elektrodinamik modelleme tekniğidir. Mod eşleştirme tekniği veya çift yönlü özmod yayılım yöntemi (bidirectional eigenmode propagation method, BEP yöntemi) olarak da adlandırılır.

Özmod seri açılım metodu, elektromanyetik alanların, cihazın enine kesitinde hesaplanan lokal özmodlar kümesine ayrıştırılmasına dayanan, elektromanyetik yayılımın simülasyonu için kesin sonuç veren bir tekniktir. Özmodlar, her bir lokal kesitte Maxwell denklemleri çözülerek elde edilir. Bir dalga kılavuzunda, birkaç kılavuzlanmış mod (dalga kılavuzu boyunca eşleşmeden (without coupling) yayılan) ve sonsuz sayıda radyasyon modu (optik gücü dalga kılavuzundan uzağa taşıyan mod) vardır. Kılavuzlanmış modlar ve radyasyon modları birlikte tam bir baz kümesi oluştururlar. EME yönteminde az sayıda modla çalışılsa bile doğru sonuçlar elde edilebilir.

EME yöntemi aşağıda kısaca özetlenmiştir. Kaynak terimin olmadığı yani serbest yükün ve

akımın olmadığı durumda, Maxwell denklemleri aşağıdaki gibi yazılır.

$$\begin{aligned}
 \nabla \cdot \mathbf{D} &= 0 \\
 \nabla \cdot \mathbf{B} &= 0 \\
 \nabla \times \mathbf{E} &= -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \\
 \nabla \times \mathbf{H} &= \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}
 \end{aligned} \tag{3.18}$$

Bu dört adet denklem $\nabla \times (\nabla \times \mathbf{A}) = (\nabla \cdot \mathbf{A})\nabla - \nabla^2 \mathbf{A}$ özdeşliği kullanılarak iki adet denkleme düşürülebilir. Ampere yasası ile Faraday'ın indüksiyon yasasını birleştirerek elektrik ve manyetik alan için dalga denklemleri aşağıdaki şekilde elde edilir,

$$\frac{1}{\mu\epsilon(\mathbf{r})} \nabla^2 \mathbf{E}(\mathbf{r}) = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \mathbf{E}(\mathbf{r}) \tag{3.19}$$

$$\nabla \times \left(\nabla \times \frac{1}{\mu\epsilon(\mathbf{r})} \mathbf{H}(\mathbf{r}) \right) = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \mathbf{H}(\mathbf{r}) \tag{3.20}$$

bu denklemlerin çözümleri harmonik çözümler olarak adlandırılır ve aşağıdaki şekilde matris formda ifade edilebilir,

$$\begin{bmatrix} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \\ \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) \end{bmatrix} = e^{-i\omega t} \begin{bmatrix} \mathbf{E}(\mathbf{r}) \\ \mathbf{B}(\mathbf{r}) \end{bmatrix} \tag{3.21}$$

Farklı n_i kırma indislerine sahip malzemelerden oluşan bir yapıyı ele alalım. Bu yapı kırma indisinin sabit olduğu alt aralıklara bölünür, her bir aralıkta denklem 3.21'nin E_k, H_k özmod kümesini oluşturan uzaysal çözümler bulunursa $\mathbf{E}$ ve $\mathbf{B}$ 'nin genel çözümü aşağıdaki gibi özmodların seri toplamı şeklinde yazılabilir.

$$\begin{aligned}
 \mathbf{E}(\mathbf{r}) &= \sum_k A_k E_k(\mathbf{r}) \\
 \mathbf{H}(\mathbf{r}) &= \sum_k A_k H_k(\mathbf{r})
 \end{aligned} \tag{3.22}$$

Alt aralıklar için bulunan çözümler, ardışık sınır bölgelerinde çiftlenerek (coupling), süreklilik sağlanarak, elektrik ve manyetik alan dağılımları elde edilebilir. Bu çiftlenim işlemi iki farklı şekilde gerçekleştirilebilir.

T-Şeması: Bu şema kullanılarak yansıtma ve geçirgenlik spektrumlarını hesaplamak

mümkündür. Yansıtma ve geçirgenlik özellikleri, iki farklı malzeme arasındaki ara yüzeyde elektromanyetik alanların sınır şartları kullanılarak oluşturulan transfer matris yöntemi kullanılarak hesaplanır.

S-Şeması: Bu yöntemde, yapıdan dışı doğru yayılan alanlar ile yapının içine doğru yayılan alanlar ilişkilendirilir. Bu yöntem ile Q kalite faktörü cinsinden yapıdaki enerji yitimi hesaplanabilir.

Fiberlerde hesaplama yapmak için ise aşağıdaki dönüşümler yapılarak silindirik koordinatlara geçiş yapılır.

$$\begin{aligned} x &= r \cos \theta \\ y &= r \sin \theta \\ z &= z \end{aligned} \quad (3.23)$$

E ve **B** alanlarının z -bileşenleri için dalga denklemleri aşağıdaki gibidir.

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} + k^2 - \beta^2 \right] \begin{bmatrix} E_z(\mathbf{r}) \\ B_z(\mathbf{r}) \end{bmatrix} = 0 \quad (3.24)$$

Bu denklemlerin genel çözümü

$$(AJ_l(k_t \rho) + BN_l(k_t \rho)) (C \cos(\beta z) + D \sin(\beta z)) e^{il\phi} \quad (3.25)$$

şeklindedir [40]. Burada J_l ve N_l sırasıyla birinci ve ikinci tip Bessel fonksiyonlarıdır. Burada $k_t = \sqrt{k^2 - \beta^2}$, β z yayılma doğrultusundaki efektif vektördür. Öz modların hesaplanabilmesi için, sınır ve ortonormalizasyon koşulları kullanılarak A, B, C ve D sabitlerinin belirlenmesi gerekmektedir.

Silindirik koordinatlarda bulunan çözümlerde E_z/H_z oranı birden büyükse mod EH modu, birden küçükse HE modu olarak isimlendirilir. Bu modlar hibrid modlardır. Hibrid modların dışında 2 küme halinde saf modlar da vardır. Eğer E_z/H_z oranı sıfır ise mod, enine elektrik (TE), sonsuz ise enine manyetik (TM) olarak adlandırılır.

3.2.3. CAMFR Yazılımı

Bu tez çalışmasında yansıtmanın dalgaboyuna ve sabit dalgaboyunda açığa bağlı değişimini hesaplamak için Peter Bienstman tarafından geliştirilmiş olan CAMFR [41] yazılımı kullanılmıştır.

CAMFR frekans-uzayında (frequency-domain) özmod açılım metodunu kullanarak hesap yapan bir yazılım paketidir. CAMFR, C++ ve nesne tabanlı programlama kullanılarak yazılmıştır [42].

Simülasyonlar Python dili ile yazılmış betik dosyaların çalıştırılmasıyla gerçekleştirilir. Bu betik dosyalarında yapıların malzeme bilgileri, malzemelerin fiziksel parametreleri, yapıların geometrileri, simülasyon parametreleri yer alır. CAMFR ile yapıların saçılma matrisi, verilen bir uyarım için yapının içindeki elektrik ve manyetik alan dağılımı, sonlu periyodik yapıların fotonik bant diyagramı, yapının eşik kazanç değeri ve lazer modlarının rezonans dalgaboyları 2 boyutlu kartezyen geometriye ve 3 boyutlu silindirik geometriye sahip yapılar için hesaplanabilir.

CAMFR, Mükemmel Eşlenmiş Tabaka (Perfect Matched Layer, PML) adı verilen bir metodun kullanılmasına da imkan tanır. Bu yöntem, simülasyon bölgesinde bağlı olmayan modları (durumları) absorbe ederek parazitik yansımaların elenmesini sağlar.

Bu çalışmadaki hesapların yapılması için gerekli olan CAMFR giriş dosyası EK 1.'de verilmiştir.

4. BULGULAR

Bu tez çalışması kapsamında beş farklı dizilime sahip çok tabakalı yapıların ve bu yapıların farklı mertebelerinin TE ve TM polarize uyarımlar için dalgaboyuna ve geliş açısına bağlı yansıtma spektrumları incelenmiştir. Yapıların dalgaboyuna bağlı yansıtma spektrumları normal ışın için incelendiğinden TE ve TM polarize uyarımlar için aynı sonuçlar elde edilmiştir.

Çalışmada incelenen Referans, Periyodik, Fibonacci, Çift-Periyot (Double-Period) ve Rudin-Shapiro yapılarında GaAs tabakasının kalınlığı $d_{GaAs} = \lambda_0/4n_{GaAs} \approx 0.09542 \mu m$ ve AlAs tabakasının kalınlığı $d_{AlAs} = \lambda_0/4n_{AlAs} \approx 0.11174 \mu m$ olarak alınmıştır. Thue-Morse yapısında ise $\bar{n}$ ortalama kırılma indisi $\bar{n} = (n_{GaAs} + n_{AlAs})/2$ olmak üzere GaAs ve AlAs tabakalarının kalınlıkları birbirine eşit ve $d_{GaAs} = d_{AlAs} = \lambda_0/4\bar{n} \approx 0.10294 \mu m$ olarak alınmıştır. λ_0 dalgaboyu $1.3 \mu m$ olarak alınmıştır ve sadece temel mod göz önüne alınarak hesap yapılmıştır. Kullanılan malzemelerin fiziksel parametreleri ve simülasyon parametreleri EK 1.'de verilen betik dosyasında görülebilir.

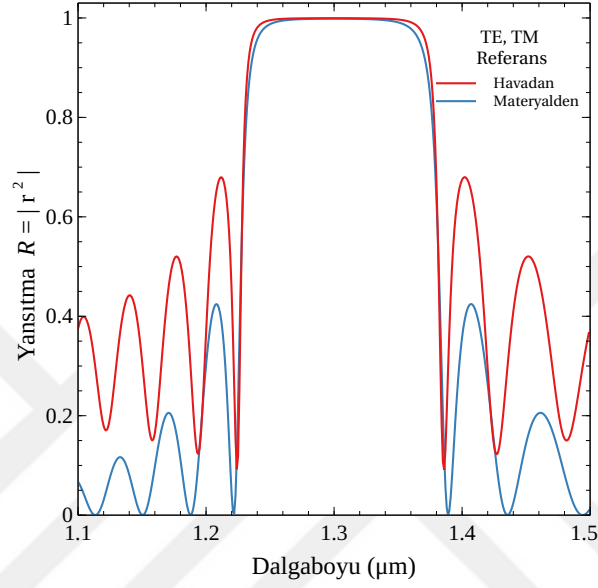
4.1. DAĞITILMIŞ BRAGG YANSITICILARI

İncelenen düzlemsel çok tabakalı yapılar, GaAs ve AlAs tabakalarının farklı aperiodyik dizilimlere uygun olacak şekilde bir boyutta tekrarlanması sonucu oluşturulmuştur. Yapı üzerine düzlem dalga gönderilmiştir.

4.1.1. Yansıtma'nın Dalgaboyuna Bağlı Değişimi

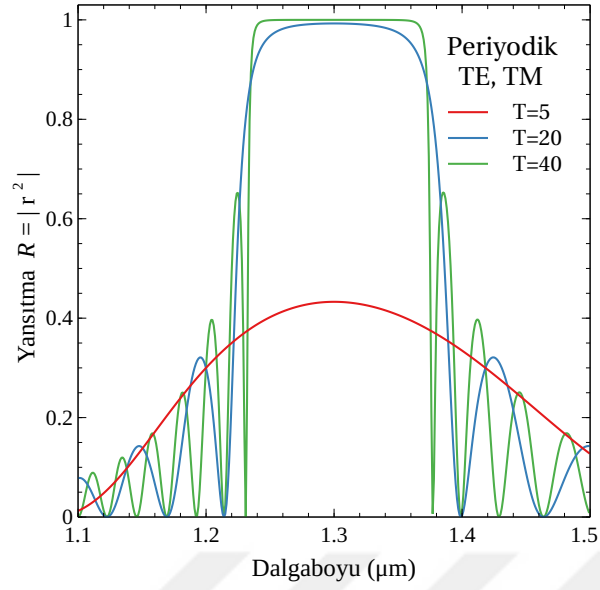
Işık yapıya iki farklı şekilde giriş yapmaktadır. Birinci şekilde ışın hava tabakasından, ikinci şekilde ise GaAs materyalinden geçerek yapı içerisinde ilerler. Tezin bu kısmında ışın direkt GaAs materyalinden geçerek yapıya girmektedir. Şekil 4.1'de Referans yapısına ışının havadan ve materyalden giriş yaptığı formlarının TE ve TM polarize uyarımlar için dalgaboyuna bağlı yansıtma spektrumları görülmektedir. Referans yapısı kalınlığı $d_{GaAs} \approx 0.09542 \mu m$ olan GaAs tabakası ile $d_{AlAs} \approx 0.11174 \mu m$ olan AlAs tabakasının toplam 50

tabaka olacak şekilde art arda periyodik olarak dizilmesiyle oluşturulmuştur. Toplam tabaka uzunluğu $L = 5.179 \mu m$ 'dir. Referans yapısına ışının havadan ve materyalden giriş yaptığı formlarında yüksek yansıtma bölgesinin bant genişliğinde ve pik noktalarında belirgin bir değişiklik oluşmamaktadır. Yapıya ışının havadan giriş yaptığı formunda, yansıtma spektrumunda oluşan osilasyonların şiddeti yukarı doğru kaymıştır.



Şekil 4.1: Referans yapısına ($T=25$, $N=50$) ışının havadan ve materyalden giriş yaptığı formlarının, TE ve TM polarize uyarımlar için dalgaboyuna bağlı yansıtma spektrumları.

Şekil 4.2’de periyodik yapının farklı periyotlarının TE ve TM polarize uyarımlar için dalgaboyuna bağlı yansıtma spektrumları görülmektedir. T periyoduna sahip periyodik yapı, kalınlığı $d_{GaAs} \approx 0.09542 \mu m$ olan GaAs tabakası ile $d_{AlAs} \approx 0.11174 \mu m$ olan AlAs tabakasının, toplam $N = 2T$ tabaka olacak şekilde art arda periyodik olarak dizilmesiyle oluşturulmuştur. L, toplam tabaka uzunluğunu ifade etmektedir. Tablo 4.1’de T, N ve L değerleri listelenmiştir. Periyot arttıkça yansıtıcılık ve incelenen dalgaboyu aralığında oluşan osilasyonlar artmaktadır. Ancak yansıtıcılık maksimuma ulaştıktan sonra periyodun artması yüksek yansıtma bölgesinin bant genişliğinde belirgin bir değişiklik oluşturmamaktadır.



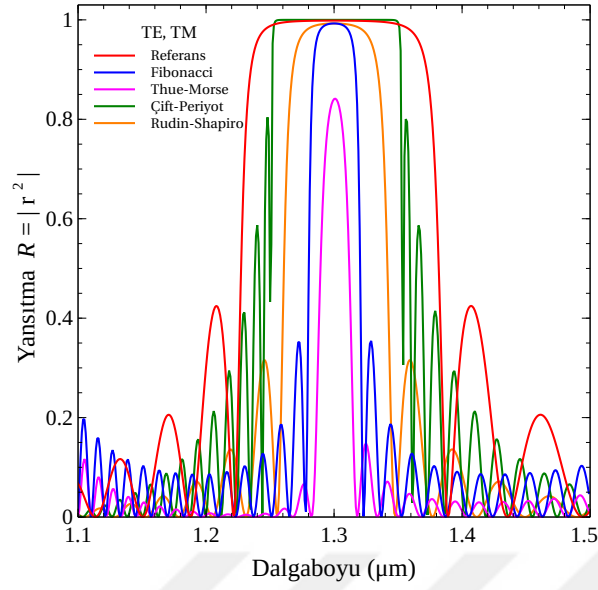
Şekil 4.2: Periyodik yapılarda normal uyarım için dalgaboyuna bağlı yansıtma spektrumları: $T=5, 20, 40$ için.

Tablo 4.1: Şekil 4.2’de incelenen periyodik yapının $T=5, 20, 40$ periyotlarına ait tabaka sayıları ve toplam tabaka uzunlukları.

T	$N = 2T$	$L(\mu m)$
5	$2 \cdot 5 = 10$	1.0358
20	$2 \cdot 20 = 40$	4.1432
40	$2 \cdot 40 = 80$	8.2864

Şekil 4.3’de farklı dizilimlere sahip yapıların TE ve TM polarize uyarımlar için dalgaboyuna bağlı yansıtma spektrumları görülmektedir. İncelenen aperiodyodik yapılarda oluşan osilasyon sayısının Referans yapısında oluşanlardan daha fazla olmasının sebebi tabaka sayılarının daha çok olmasıdır. Burada incelenen aperiodyodik yapılar Tablo 2.2, Tablo 2.3, Tablo 2.4 ve Tablo 2.5 ’de verilen aperiodyodik çok tabakalı yapıların farklı mertebelerine ait tabaka sıralamalarında A harfiyle GaAs tabakası, B , harfiyle AlAs tabakası temsil edilmek üzere uygun sıralamanın 20 kez tekrarlanması sonucu oluşturulmuştur. $T=1$ için oluşturulan yapının tabaka sayısı $s(n)$ olmak üzere yapının T periyodu için sahip olduğu toplam tabaka sayısı $N = T \cdot s(n)$ değerine eşittir. Burada n aperiodyodik yapılar için mertebe sayısıdır.

Rudin-Shapiro yapısında RS_2 seçilmesinin sebebi, 8 tabakadan oluşan RS_3 yapısının yansıtma spektrumunda çift pik vermesi ve karşılaştırmayı güçleştirmesidir.

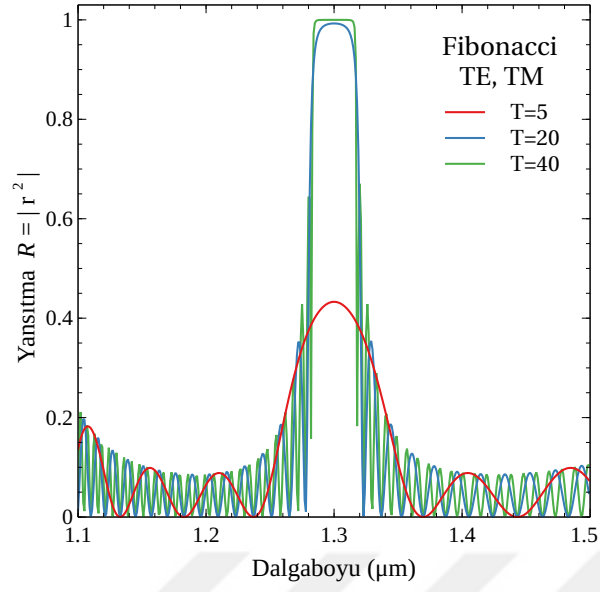


Şekil 4.3: Farklı aperiyojik yapılarda TE ve TM polarize uyarımlar için dalgaboyuna bağlı yansıtma spektrumları: Referans, Fibonacci (F_5), Thue-Morse (TM_3), Çift-Periyot (DP_3), Rudin-Shapiro (RS_2) ve $T=20$ için.

Tablo 4.2: Şekil 4.3’de incelenen yapıların tabaka sayıları ve toplam tabaka uzunlukları.

Yapı	$N = T \cdot s(n)$	$L(\mu m)$
Referans	$2 \cdot 25 = 50$	5.179
Fibonacci (F_5)	$20 \cdot 8 = 160$	16.2464
Thue-Morse (TM_3)	$20 \cdot 8 = 160$	16.4704
Çift-Periyot (DP_3)	$20 \cdot 8 = 160$	16.2464
Rudin-Shapiro (RS_2)	$20 \cdot 4 = 80$	7.96

Şekil 4.4’de Fibonacci yapısının farklı periyotlarının TE ve TM polarize uyarımlar için dalgaboyuna bağlı yansıtma spektrumları görülmektedir. F_5 Fibonacci yerleştirme kuralına uygun olarak kalınlığı $d_{GaAs} \approx 0.09542 \mu m$ olan GaAs tabakası ile $d_{AlAs} \approx 0.11174 \mu m$ olan AlAs tabakasının dizilmesiyle oluşturulmuştur. Periyot arttıkça yansıtıcılık ve incelenen dalgaboyu aralığında oluşan osilasyonlar artmaktadır. Ancak yansıtıcılık maksimuma ulaştıktan sonra periyodun artması yüksek yansıtma bölgesinin bant genişliğinde belirgin bir değişiklik oluşturmamaktadır.



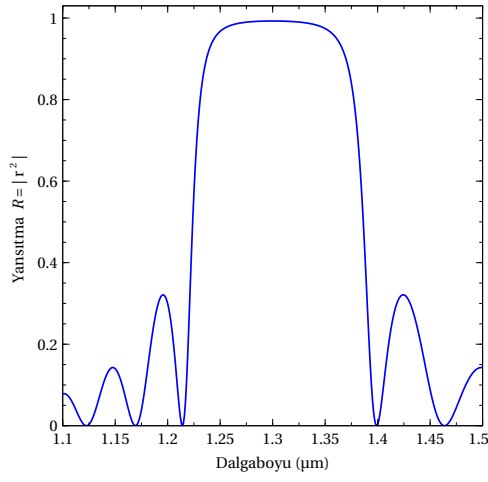
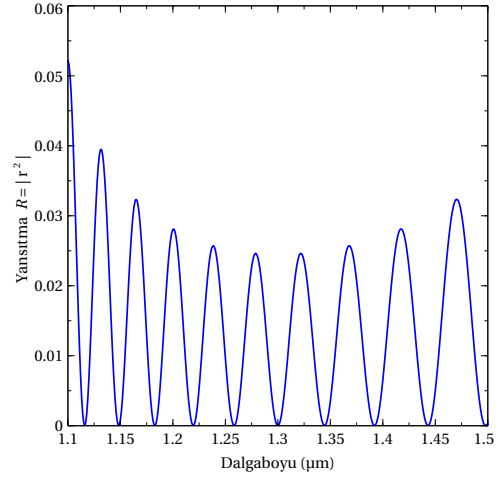
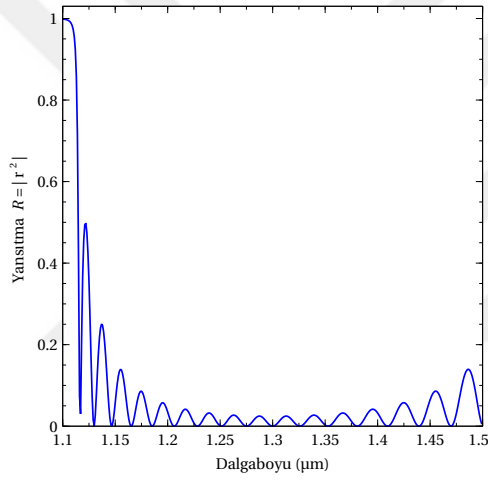
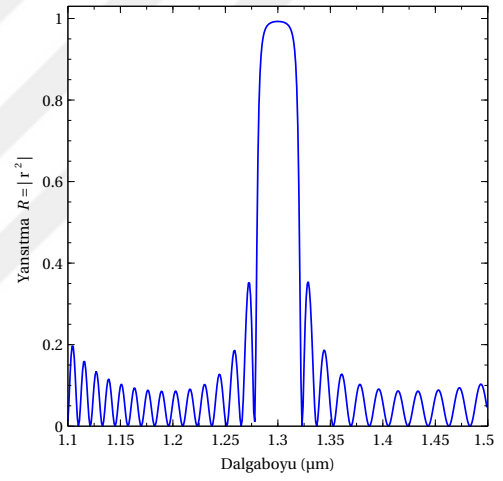
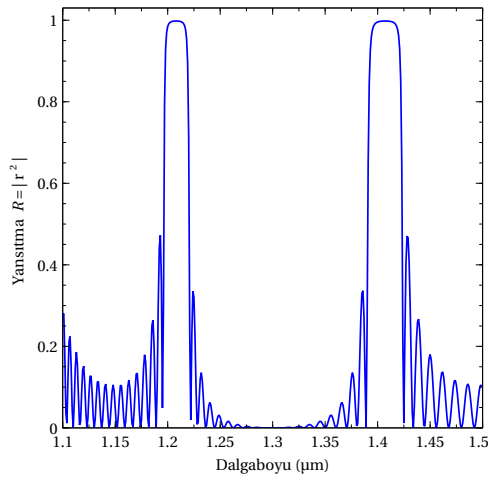
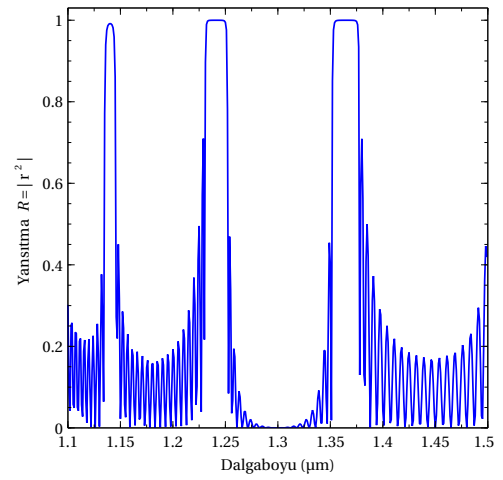
F_5

Şekil 4.4: Farklı periyotlardaki F_5 Fibonacci yapısının TE ve TM polarize uyarımlar için dalgaboyuna bağlı yansıtma spektrumları.

Tablo 4.3: Şekil 4.4’de incelenen F_5 Fibonacci yapısının T=5, 20, 40 periyotlarına ait tabaka sayıları ve toplam tabaka uzunlukları.

T	$N = T \cdot s(F_5)$	$L(\mu m)$
5	$5 \cdot 8 = 40$	4.0616
20	$20 \cdot 8 = 160$	16.2464
40	$40 \cdot 8 = 320$	32.4928

Şekil 4.5’de Fibonacci yapısının farklı mertebelerindeki TE ve TM polarize uyarım ve T=20 için dalgaboyuna bağlı yansıtma spektrumları görülmektedir. Buradaki F_2 yapısı periyodu 20 olan periyodik yapıyla aynıdır. Tabaka sayısı arttıkça oluşan osilasyonlar artmaktadır. Tasarlanan dalgaboyunda ($1.3 \mu m$) geniş yansıtma bant genişliğine F_5 mertebesinde ulaşılmıştır. Fibonacci yapısında yansıtma belli dalgaboyları dışında düşük olduğu için geçirgen filtre yapımı için elverişlidir.

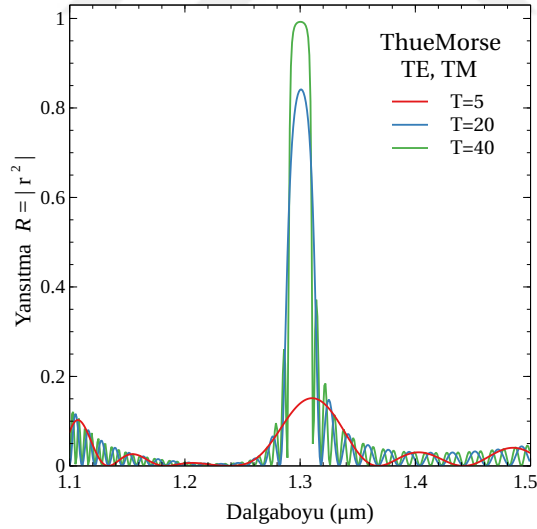
(a) F_2 (b) F_3 (c) F_4 (d) F_5 (e) F_6 (f) F_7

Şekil 4.5: Fibonacci yapısının farklı mertebelerindeki TE ve TM polarize uyarım ve $T=20$ için dalgaboyuna bağlı yansıtma spektrumları: (a) F_2 , (b) F_3 , (c) F_4 , (d) F_5 , (e) F_6 , (f) F_7 .

Tablo 4.4: Şekil 4.5’de incelenen $T=20$ periyoduna sahip farklı mertebelerdeki Fibonacci yapılarına ait tabaka sayıları ve toplam tabaka uzunlukları.

Mertebe	$N = T \cdot s(F_n)$	$L(\mu m)$
F_2	$20 \cdot 2 = 40$	4.1432
F_3	$20 \cdot 3 = 60$	6.0516
F_4	$20 \cdot 5 = 100$	10.1948
F_5	$20 \cdot 8 = 160$	16.2464
F_6	$20 \cdot 13 = 260$	26.4412
F_7	$20 \cdot 21 = 420$	42.6876

Şekil 4.6’da Thue-Morse yapısının farklı periyotlarının TE ve TM polarize uyarımlar için dalgaboyuna bağlı yansıtma spektrumları görülmektedir. TM_3 Thue-Morse yerleştirme kuralına uygun olarak kalınlıkları birbirlerine eşit olan $d_{GaAs} = d_{AlAs} \approx 0.10294 \mu m$ olan GaAs ve AlAs tabakalarının dizilmesiyle oluşturulmuştur. Periyot arttıkça yansıtıcılık ve incelenen dalgaboyu aralığında oluşan osilasyonlar artmakta ve pikler keskinleşmektedir.



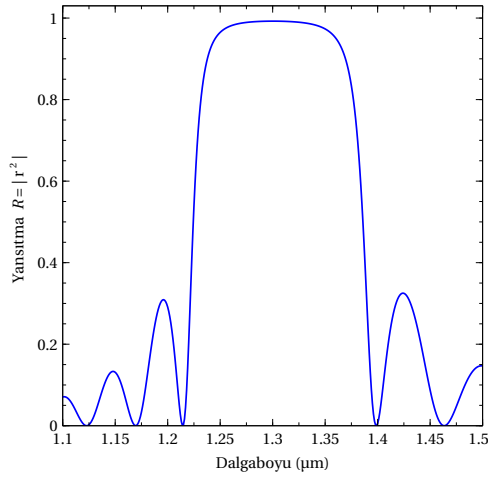
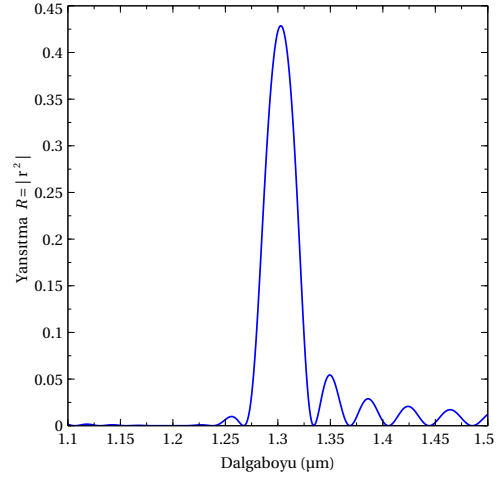
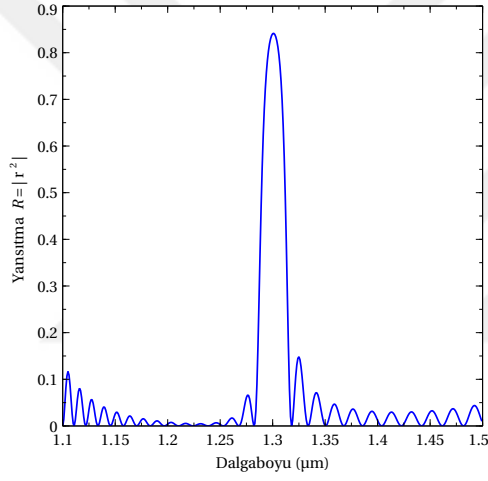
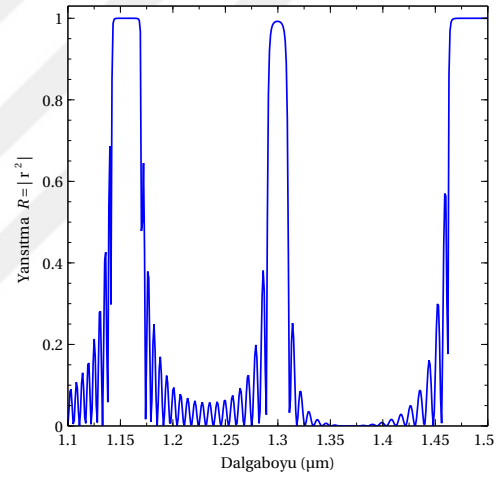
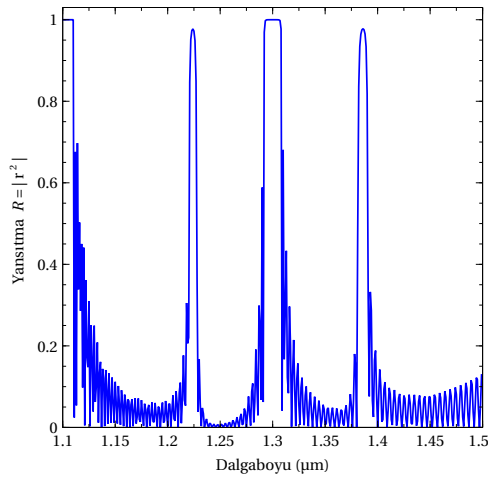
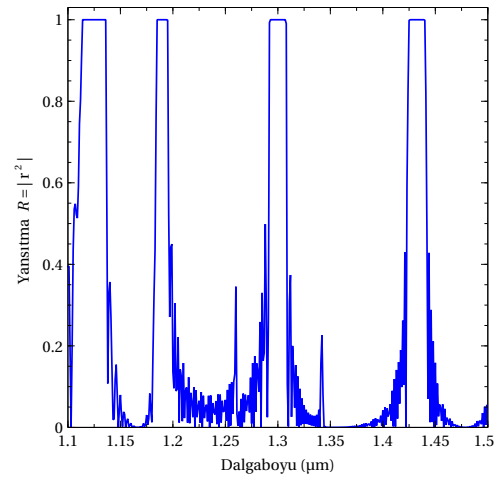
TM_3

Şekil 4.6: Farklı periyotlardaki TM_3 Thue-Morse yapısının TE ve TM polarize uyarımlar için dalgaboyuna bağlı yansıtma spektrumları.

Tablo 4.5: Şekil 4.6’de incelenen TM_3 Thue-Morse yapısının T=5, 20, 40 periyotlarına ait tabaka sayıları ve toplam tabaka uzunlukları.

T	$N = T \cdot s(TM_3)$	$L(\mu m)$
5	$5 \cdot 8 = 40$	4.1176
20	$20 \cdot 8 = 160$	16.4704
40	$40 \cdot 8 = 320$	32.9408

Şekil 4.7’de Thue-Morse yapısının farklı mertebelerindeki TE ve TM polarize uyarım ve T=20 için dalgaboyuna bağlı yansıtma spektrumları görülmektedir. Tabaka sayısı arttıkça oluşan osilasyonlar artmakta ve pikler keskinleşmektedir. Tasarlanan dalgaboyunda yüksek yansıtıcılık değerine ve istenilen yüksek yansıtma bölgesi bant genişliğine en uygun olan yapıya TM_3 mertebesinde ulaşılmıştır.

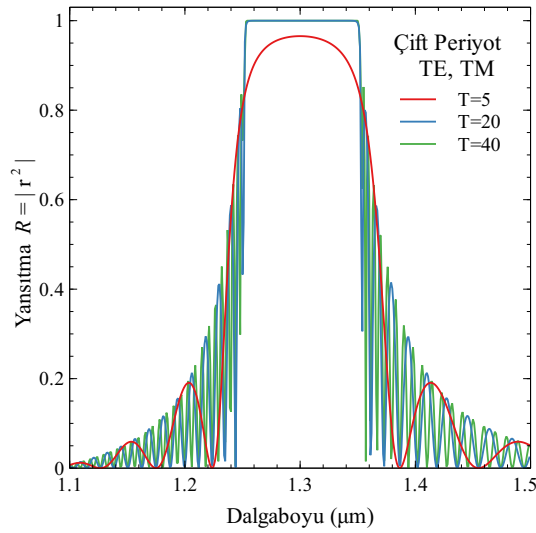
(a) TM_1 (b) TM_2 (c) TM_3 (d) TM_4 (e) TM_5 (f) TM_6

Şekil 4.7: Thue-Morse yapısının farklı mertebelerindeki TE ve TM polarize uyarım ve $T=20$ için dalgaboyuna bağlı yansıtma spektrumları: (a) TM_1 , (b) TM_2 , (c) TM_3 , (d) TM_4 , (e) TM_5 , (f) TM_6 .

Tablo 4.6: Şekil 4.7’de incelenen $T=20$ periyoduna sahip farklı mertebelerdeki Thue-Morse yapılarına ait tabaka sayıları ve toplam tabaka uzunlukları.

Mertebe	$N = T \cdot s(TM_n)$	$L(\mu m)$
TM_1	$20 \cdot 2 = 40$	4.1176
TM_2	$20 \cdot 4 = 80$	8.2352
TM_3	$20 \cdot 8 = 160$	16.4704
TM_4	$20 \cdot 16 = 320$	32.9408
TM_5	$20 \cdot 32 = 640$	65.8816
TM_6	$20 \cdot 64 = 1280$	131.7632

Şekil 4.8’de Çift-Periyot (Double-Period) yapısının farklı periyotlarının TE ve TM polarize uyarımlar için dalgaboyuna bağlı yansıtma spektrumları görülmektedir. DP_3 Çift-Periyot (Double-Period) yerleştirme kuralına uygun olarak kalınlığı $d_{GaAs} \approx 0.09542 \mu m$ olan GaAs tabakası ile $d_{AlAs} \approx 0.11174 \mu m$ olan AlAs tabakasının dizilmesiyle oluşturulmuştur. Periyot arttıkça yansıtıcılık ve incelenen dalgaboyu aralığında oluşan osilasyonlar artmaktadır. Ancak yansıtıcılık maksimuma ulaştıktan sonra periyodun artması yüksek yansıtma bölgesinin bant genişliğinde belirgin bir değişiklik oluşturmamaktadır.



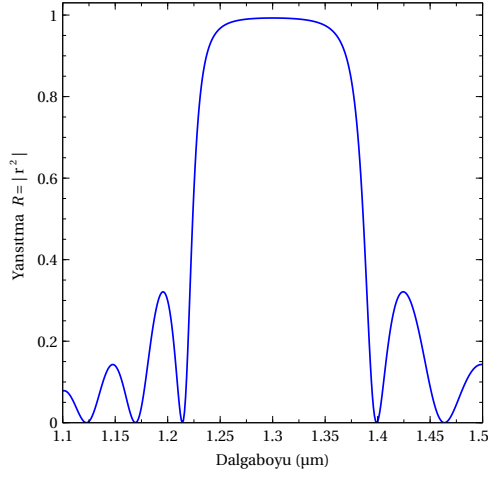
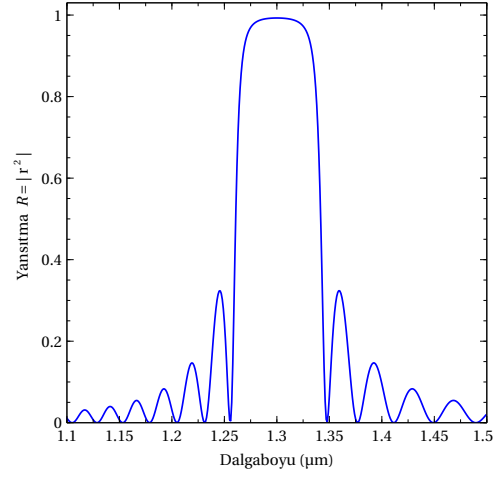
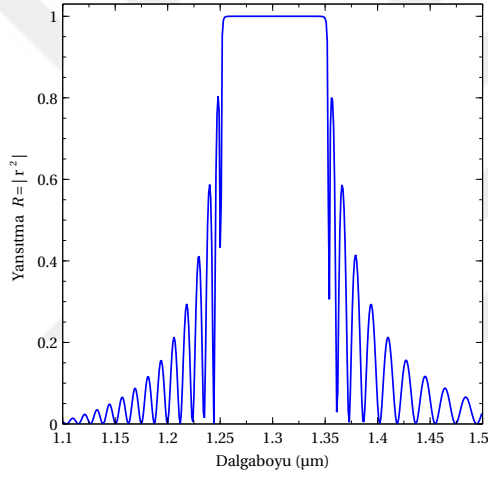
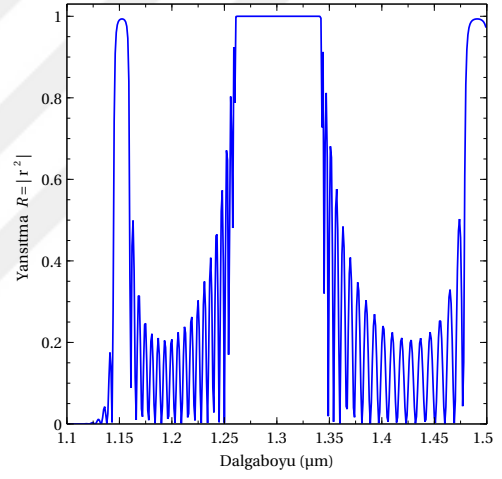
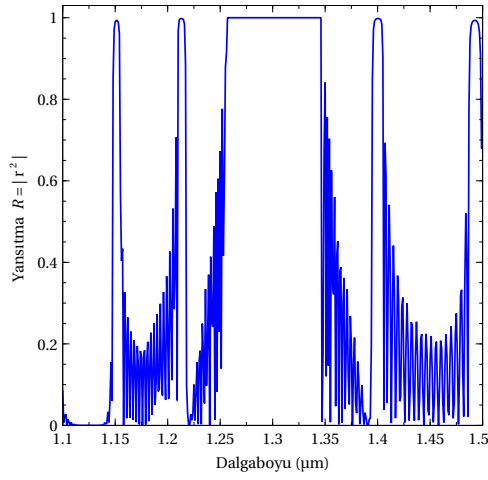
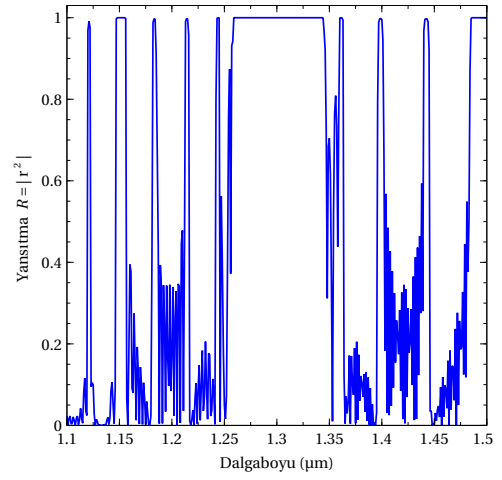
DP_3

Şekil 4.8: Farklı periyotlardaki DP_3 Çift-Periyot (Double-Period) yapısının TE ve TM polarize uyarımlar için dalgaboyuna bağlı yansıtma spektrumları.

Tablo 4.7: Şekil 4.8’de incelenen DP_3 Çift-Periyot (Double-Period) yapısının $T=5, 20, 40$ periyotlarına ait tabaka sayıları ve toplam tabaka uzunlukları.

T	$N = T \cdot s(DP_3)$	$L(\mu m)$
5	$5 \cdot 8 = 40$	4.0616
20	$20 \cdot 8 = 160$	16.2464
40	$40 \cdot 8 = 320$	32.4928

Şekil 4.9’de Çift-Periyot (Double-Period) yapısının farklı mertebelerindeki TE ve TM polarize uyarım ve $T=20$ için dalgaboyuna bağlı yansıtma spektrumları görülmektedir. Buradaki DP_1 yapısı periyodu 20 olan Periyodik yapıyla aynıdır. Tabaka sayısı arttıkça oluşan osilasyonlar artmaktadır. Tasarlanan dalgaboyunda ($1.3 \mu m$) geniş yansıtma bant genişliğine DP_3 mertebesinde ulaşılmıştır. DP_6 yapısı belli dalgaboyu değerlerinde keskin ve dar pikler verdiği için biosensör olarak kullanılmaya elverişlidir.

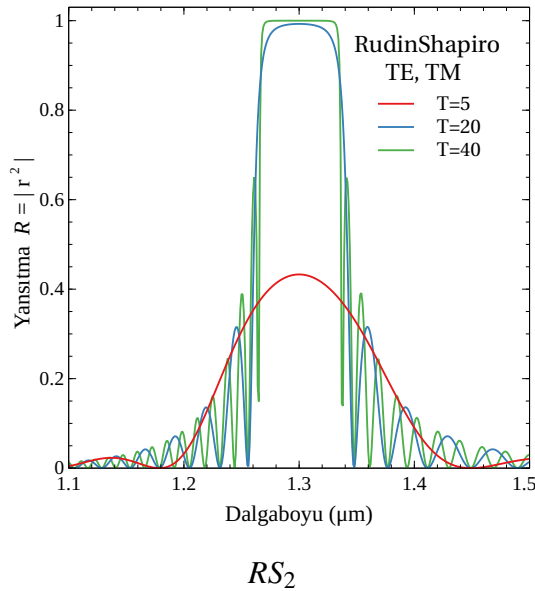
(a) DP_1 (b) DP_2 (c) DP_3 (d) DP_4 (e) DP_5 (f) DP_6

Şekil 4.9: Çift-Periyot (Double-Period) yapısının farklı mertebelerindeki TE ve TM polarize uyarım ve $T=20$ için dalgaboyuna bağlı yansıtma spektrumları: (a) DP_1 , (b) DP_2 , (c) DP_3 , (d) DP_4 , (e) DP_5 , (f) DP_6 .

Tablo 4.8: Şekil 4.9’de incelenen $T=20$ periyoduna sahip farklı mertebelerdeki Çift-Periyot (Double-Period) yapılarına ait tabaka sayıları ve toplam tabaka uzunlukları.

Mertebe	$N = T \cdot s(DP_n)$	$L(\mu m)$
DP_1	$20 \cdot 2 = 40$	4.1432
DP_2	$20 \cdot 4 = 80$	7.96
DP_3	$20 \cdot 8 = 160$	16.2464
DP_4	$20 \cdot 16 = 320$	32.1664
DP_5	$20 \cdot 32 = 640$	64.6592
DP_6	$20 \cdot 64 = 1280$	128.992

Şekil 4.10’de Rudin-Shapiro yapısının farklı periyotlarının TE ve TM polarize uyarımlar için dalgaboyuna bağlı yansıtma spektrumları görülmektedir. RS_2 Rudin-Shapiro yerleştirme kuralına uygun olarak kalınlığı $d_{GaAs} \approx 0.09542 \mu m$ olan GaAs tabakası ile $d_{AlAs} \approx 0.11174 \mu m$ olan AlAs tabakasının dizilmesiyle oluşturulmuştur. Periyot arttıkça yansıtıcılık ve incelenen dalgaboyu aralığında oluşan osilasyonlar artmaktadır. Ancak yansıtıcılık maksimuma ulaştıktan sonra periyodun artması yüksek yansıtma bölgesinin bant genişliğinde belirgin bir değişiklik oluşturmamaktadır.

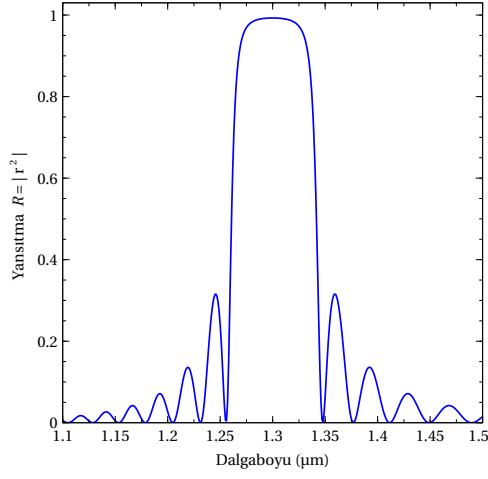
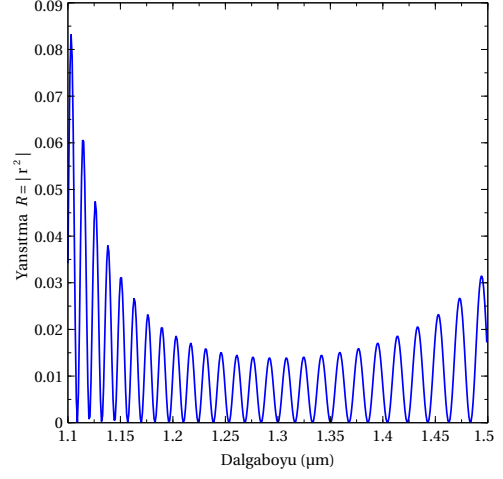
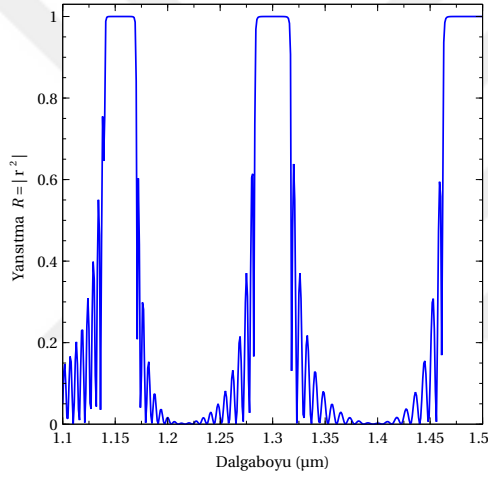
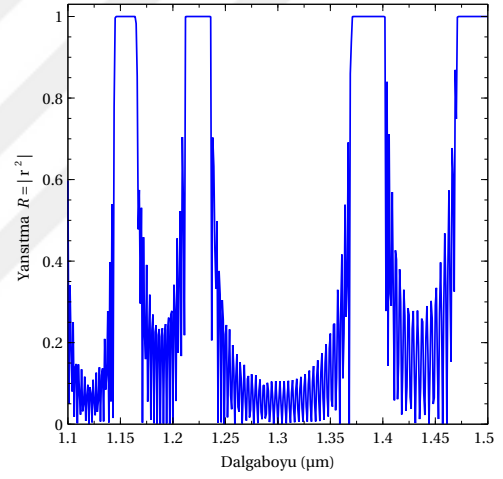
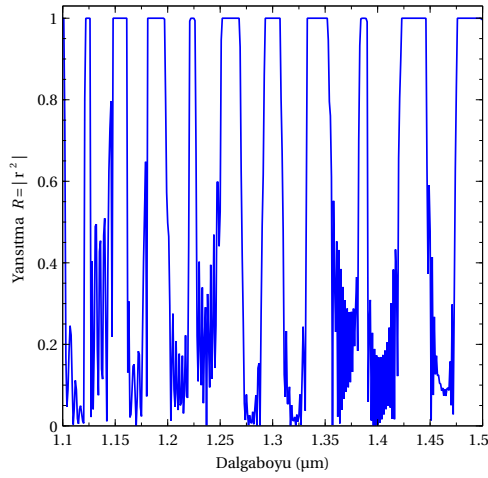
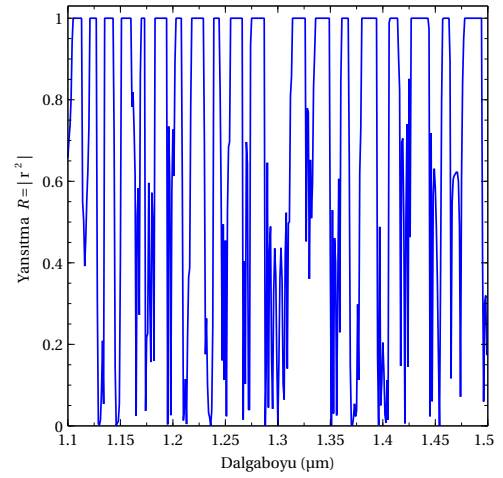


Şekil 4.10: Farklı periyotlardaki RS_2 Rudin-Shapiro yapısının dalgaboyuna TE ve TM polarize uyarımlar için dalgaboyuna bağlı yansıtma spektrumları.

Tablo 4.9: Şekil 4.10’de incelenen RS_2 Rudin-Shapiro yapısının $T=5, 20, 40$ periyotlarına ait tabaka sayıları ve toplam tabaka uzunlukları.

T	$N = T \cdot s(RS_2)$	$L(\mu m)$
5	$5 \cdot 4 = 20$	1.99
20	$20 \cdot 4 = 80$	7.96
40	$40 \cdot 4 = 160$	15.92

Şekil 4.11’de Rudin-Shapiro yapısının farklı mertebelerindeki TE ve TM polarize uyarım ve $T=20$ için dalgaboyuna bağlı yansıtma spektrumları görülmektedir. Tabaka sayısı arttıkça oluşan osilasyonlar artmaktadır. Tasarlanan dalgaboyunda ($1.3 \mu m$) geniş yansıtma bant genişliğine RS_2 mertebesinde ulaşılmıştır.

(a) RS_2 (b) RS_3 (c) RS_4 (d) RS_5 (e) RS_6 (f) RS_7

Şekil 4.11: Rudin-Shapiro yapısının farklı mertebelerindeki TE ve TM polarize uyarım ve $T=20$ için dalgaboyuna bağlı yansıtma spektrumları: (a) RS_2 , (b) RS_3 , (c) RS_4 , (d) RS_5 , (e) RS_6 , (f) RS_7 .

Tablo 4.10: Şekil 4.11’de incelenen $T=20$ periyoduna sahip farklı mertebelerdeki Rudin-Shapiro yapılarına ait tabaka sayıları ve toplam tabaka uzunlukları.

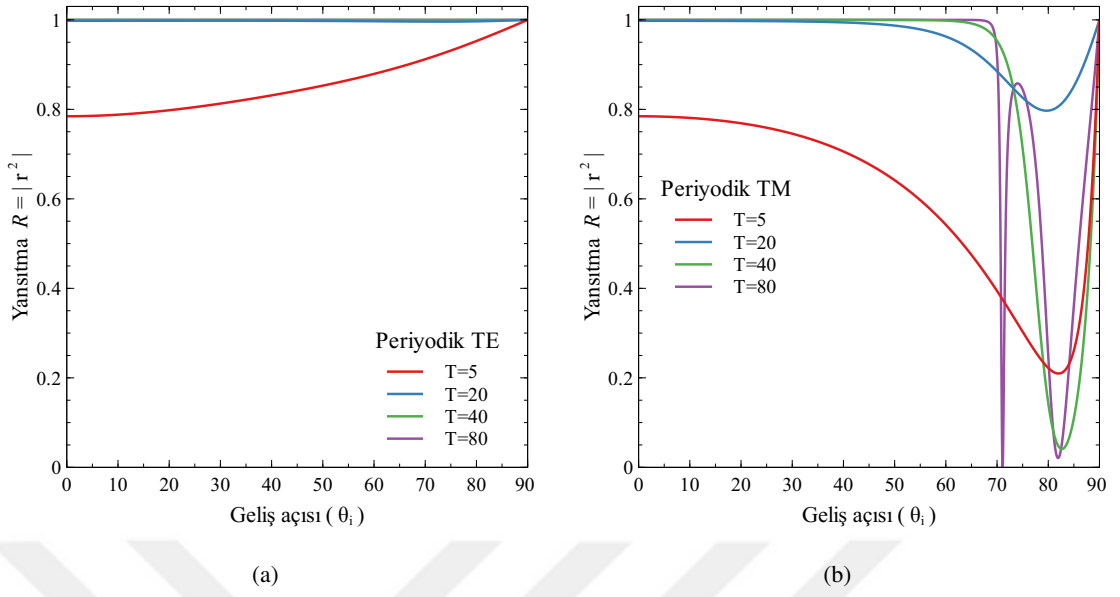
Mertebe	$N = T \cdot s(RS_n)$	$L(\mu m)$
RS_2	$20 \cdot 4 = 80$	7.96
RS_3	$20 \cdot 8 = 160$	15.92
RS_4	$20 \cdot 16 = 320$	32.4928
RS_5	$20 \cdot 32 = 640$	64.9856
RS_6	$20 \cdot 64 = 1280$	131.2768
RS_7	$20 \cdot 128 = 2560$	262.5536

4.1.2. Yansıtmanın Işığın Geliş Açısına Bağlı Değişimi

Yansıtmanın geliş açısına bağlılığını incelemek için yapılan çalışmalar kapsamında tüm yapılarda ışının havadan giriş yaptığı formları kullanılmıştır.

Bu hesaplamalarda gelen ışığın dalgaboyu, referans yapısının tasarlanan dalgaboyu olan $1.3 \mu m$ olarak seçilmiştir. İncelenen $1.3 \mu m$ tasarlanan dalgaboyunda tabakaları oluşturmak için yapılarda kullanılan GaAs ve AlAs yarıiletkenlerinin havadan materyale gelen ışın için Brewster açıları sırasıyla $\theta_{BGaAs} = 73^\circ.637$ ve $\theta_{BAlAs} = 71^\circ.027$ şeklindedir.

Şekil 4.12’de periyodik yapısının farklı periyotlarının TE ve TM polarize uyarımlar için geliş açısına (θ_i) bağlı yansıtma spektrumları görülmektedir.

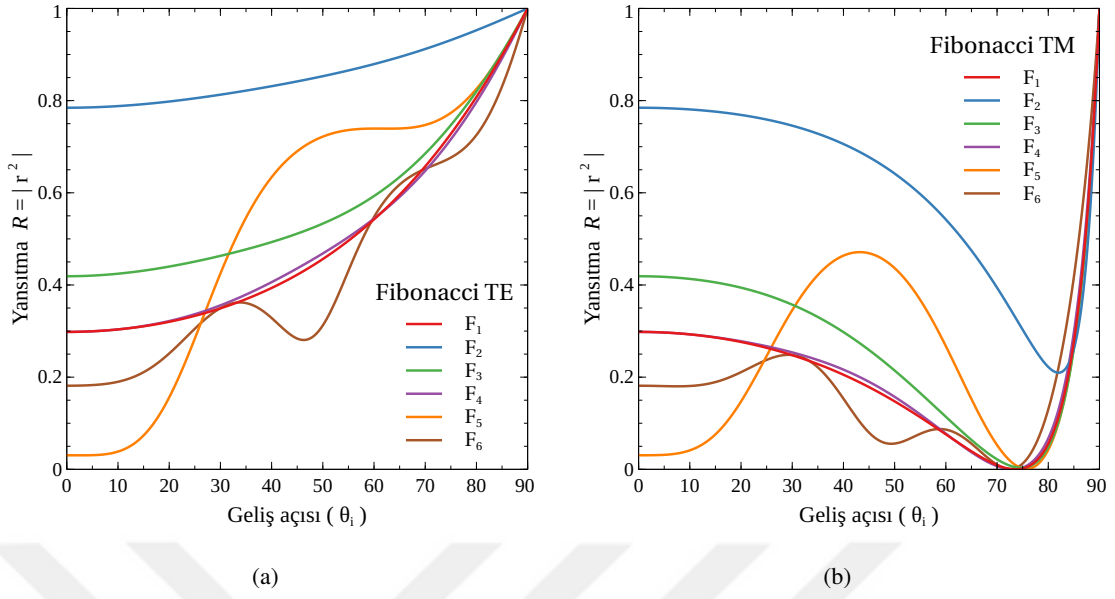


Şekil 4.12: Periyodik yapının farklı periyotlarının geliş açısına (θ_i) bağlı yansıtma spektrumları: (a) TE polarizasyon için, (b) TM polarizasyon için.

Tablo 4.11: Şekil 4.12’de incelenen periyodik yapısının $T=5, 20, 40, 80$ periyotlarına ait tabaka sayıları ve toplam tabaka uzunlukları.

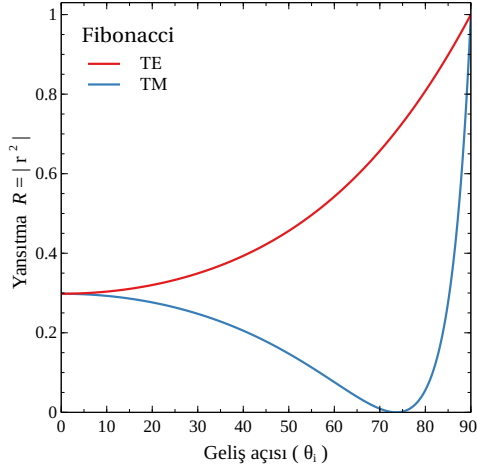
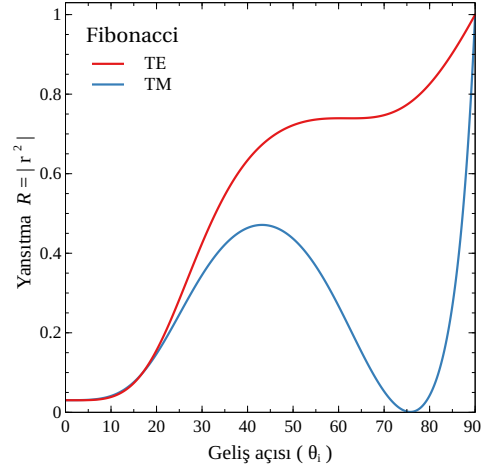
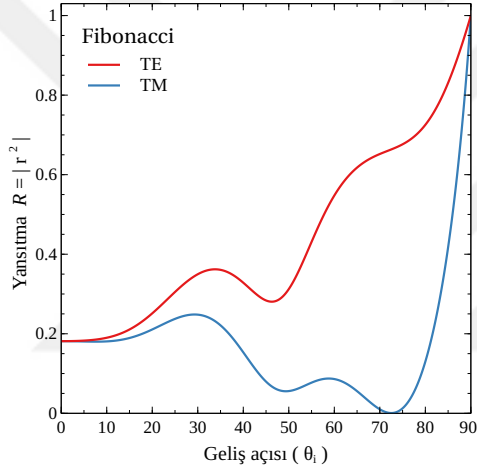
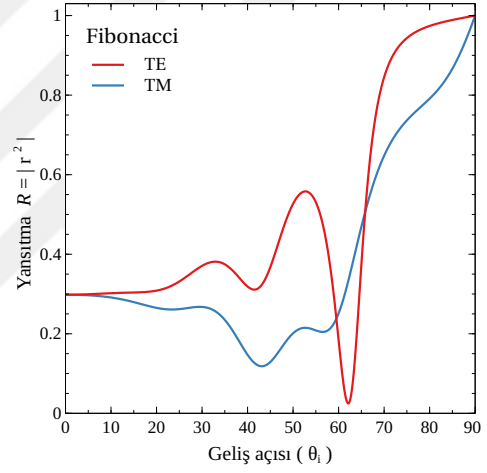
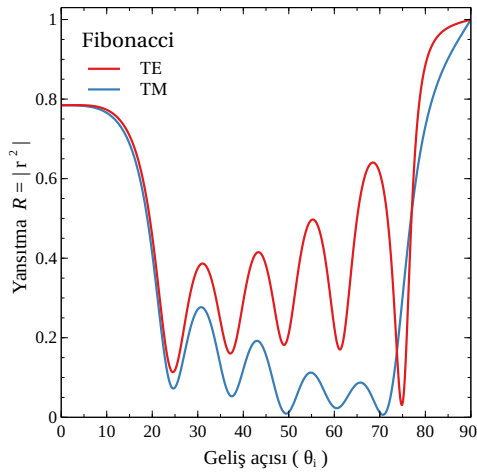
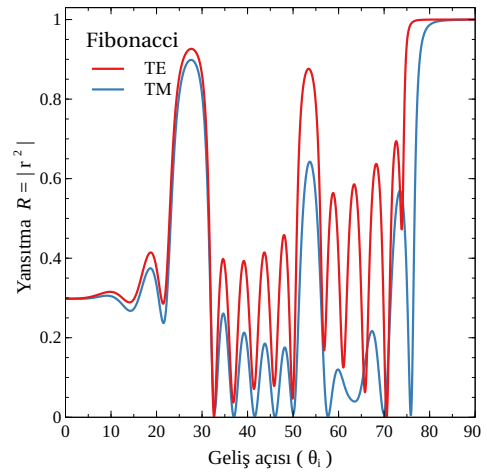
T	$N = 2T$	$L(\mu m)$
5	$2 \cdot 5 = 10$	1.0358
20	$2 \cdot 20 = 40$	4.1432
40	$2 \cdot 40 = 80$	8.2864
80	$2 \cdot 80 = 160$	16.5728

Şekil 4.13’de Fibonacci yapısının farklı mertebelerindeki TE ve TM polarize uyarmı ve $T=5$ için geliş açısına (θ_i) bağlı yansıtma spektrumları görülmektedir.



Şekil 4.13: Fibonacci yapısının farklı mertebelerinin geliş açısına (θ_i) bağlı yansıtma spektrumları $T=5$ ve $F_1, F_2, F_3, F_4, F_5, F_6$ yapıları için: (a) TE polarizasyon için, (b) TM polarizasyon için.

Şekil 4.14’de Fibonacci yapısının $T=5$ periyodu için farklı mertebelerinin geliş açısına (θ_i) bağlı yansıtma spektrumlarının TE ve TM polarize uyarımları karşılaştırılmıştır. Tabaka sayısı arttıkça oluşan osilasyonlar artmaktadır. F_8 ve F_{10} yapılarında TE ve TM uyarımlarında aynı aç değ erlerinde yansıtma osilasyonlar oluşmaktadır. Ancak TE uyarımında oluşan osilasyonlar daha şiddetlidir. TM uyarımında yansıtıcılığın minimum olduğ u noktalar yapının Brewster açılarını vermektedir. Şekil 4.14’den de görüldüğü gibi Fibonacci yapısının mertebesi arttıkça, yapı polarizasyondan bağımsız hale gelmektedir.

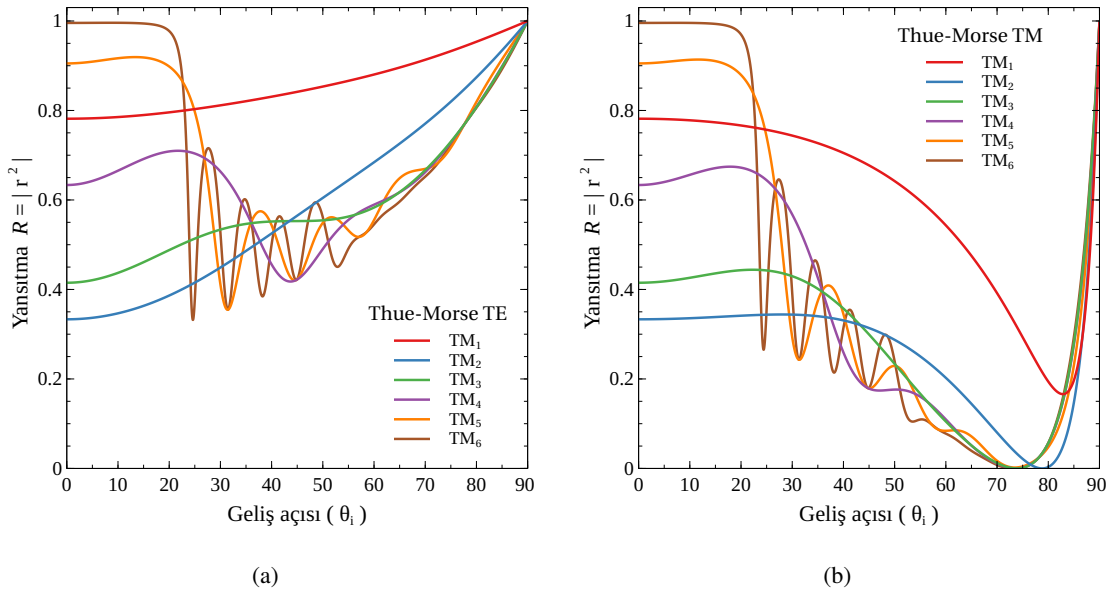
(a) F_1 (b) F_5 (c) F_6 (d) F_7 (e) F_8 (f) F_{10}

Şekil 4.14: Fibonacci yapısının $T=5$ için farklı polarizasyonlarda geliş açısına (θ_i) bağlı yansıtma spektrumları : (a) F_1 , (b) F_5 , (c) F_6 , (d) F_7 , (e) F_8 , (f) F_{10} .

Tablo 4.12: Şekil 4.13 ve Şekil 4.14’de incelenen $T=5$ periyoduna sahip farklı mertebelerdeki Fibonacci yapılarına ait tabaka sayıları ve toplam tabaka uzunlukları.

Mertebe	$N = T \cdot s(F_n)$	$L(\mu m)$
F_1	$5 \cdot 1 = 5$	0.4771
F_2	$5 \cdot 2 = 10$	1.0358
F_3	$5 \cdot 3 = 15$	1.5129
F_4	$5 \cdot 5 = 25$	2.5487
F_5	$5 \cdot 8 = 40$	4.0616
F_6	$5 \cdot 13 = 65$	6.6103
F_7	$5 \cdot 21 = 105$	10.6719
F_8	$5 \cdot 34 = 170$	17.2822
F_{10}	$5 \cdot 89 = 445$	45.2363

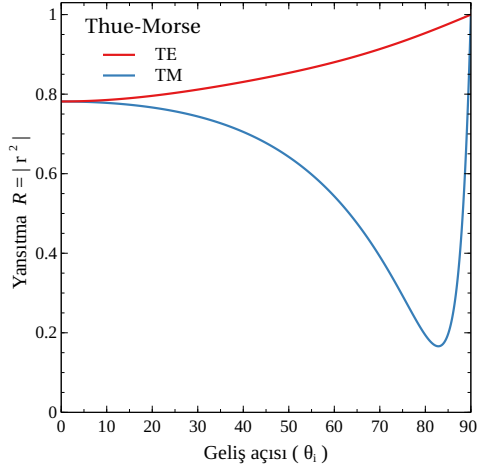
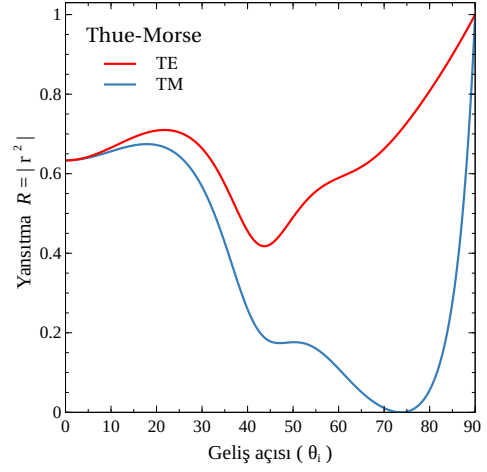
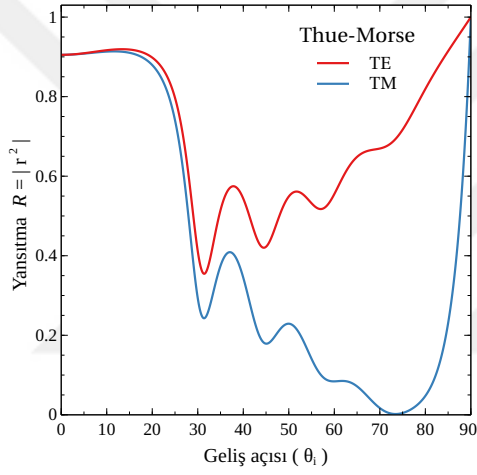
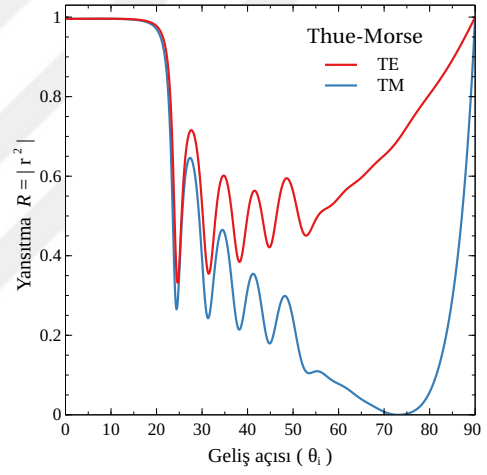
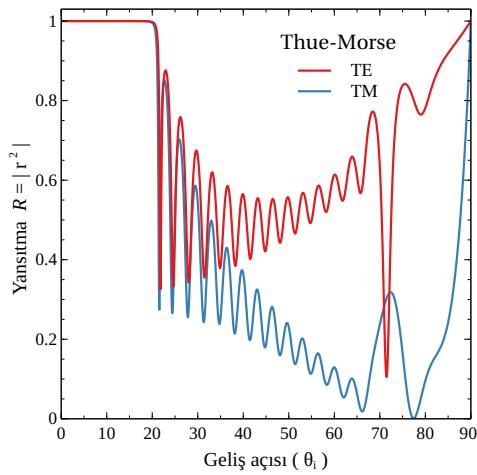
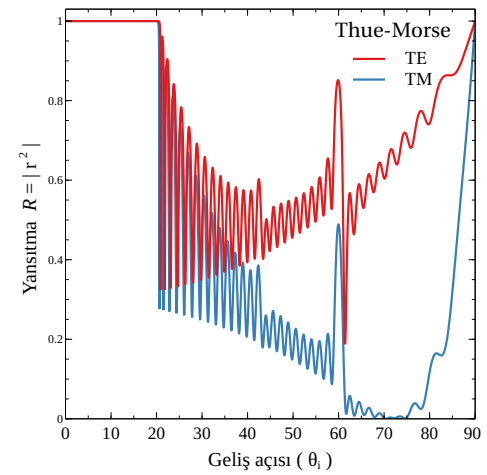
Şekil 4.15’de Thue-Morse yapısının farklı mertebelerindeki TE ve TM polarize uyarım ve $T=5$ için geliş açısına (θ_i) bağlı yansıtma spektrumları görülmektedir. Tabaka sayısı arttıkça oluşan osilasyonların arttığı ve Brewster açısının küçülerek belli bir değerden sonra değişmediği görülmektedir.



Şekil 4.15: Thue-Morse yapısının farklı mertebelerinin geliş açısına (θ_i) bağlı yansıtma spektrumları $T=5$ ve $TM_1, TM_2, TM_3, TM_4, TM_5, TM_6$ yapıları için: (a) TE polarizasyon için, (b) TM polarizasyon için.

Şekil 4.16’de Thue-Morse yapısının $T=5$ periyodu için farklı mertebelerinin geliş açısına (θ_i) bağlı yansıtma spektrumlarının TE ve TM polarize uyarımları karşılaştırılmıştır.



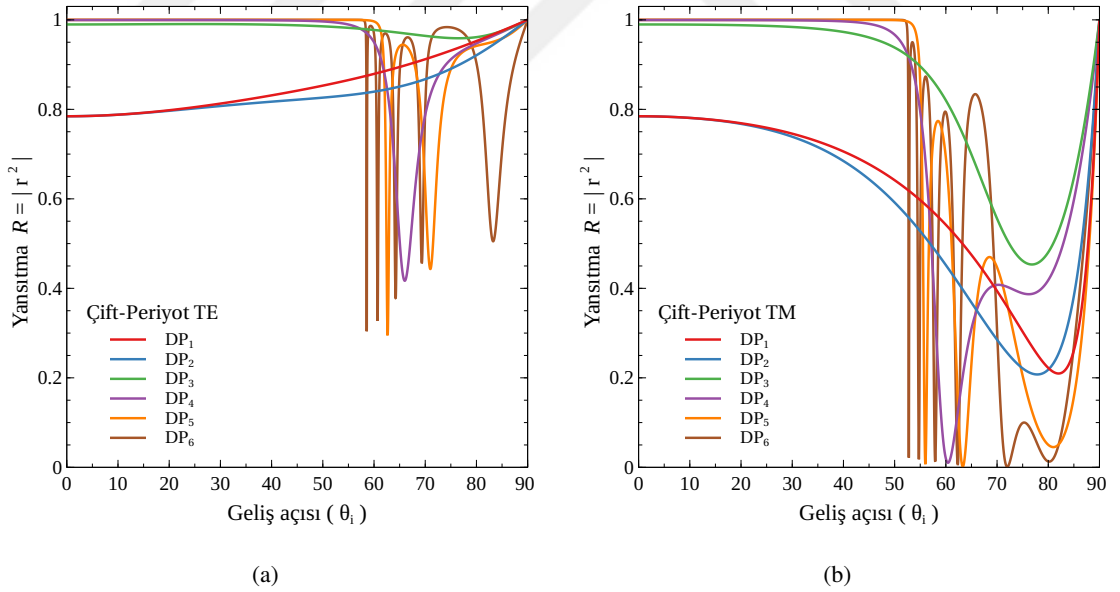
(a) TM_1 (b) TM_4 (c) TM_5 (d) TM_6 (e) TM_7 (f) TM_8

Şekil 4.16: Thue-Morse yapısının $T=5$ için farklı polarizasyonlarda geliş açısına (θ_i) bağlı yansıma spektrumları: (a) TM_1 , (b) TM_4 , (c) TM_5 , (d) TM_6 , (e) TM_7 , (f) TM_8 .

Tablo 4.13: Şekil 4.15 ve Şekil 4.16’de incelenen $T=5$ periyoduna sahip farklı mertebelerdeki Thue-Morse yapılarına ait tabaka sayıları ve toplam tabaka uzunlukları.

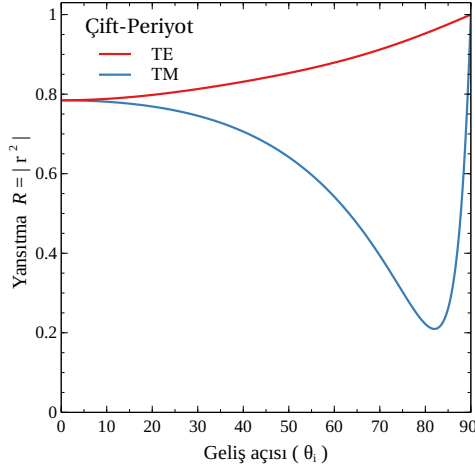
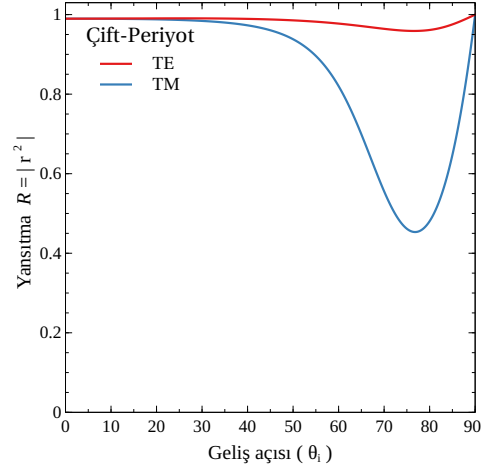
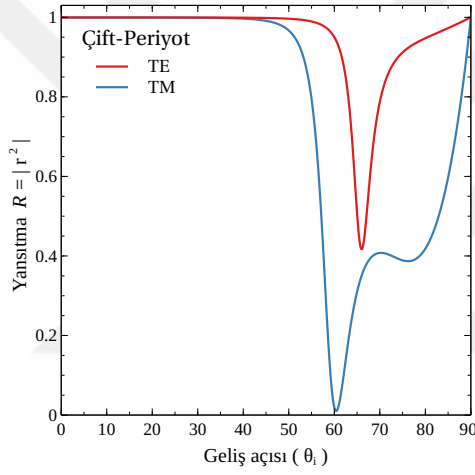
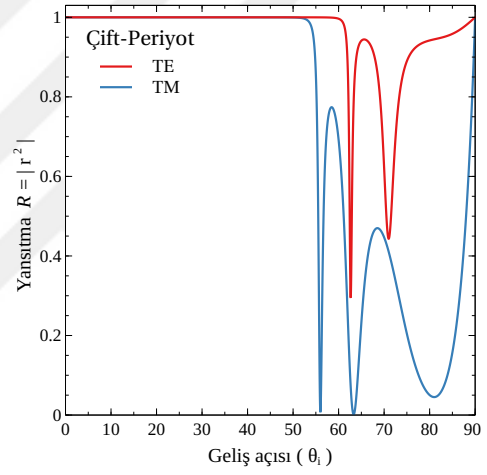
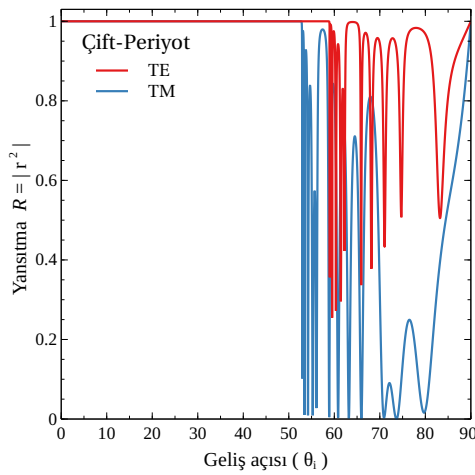
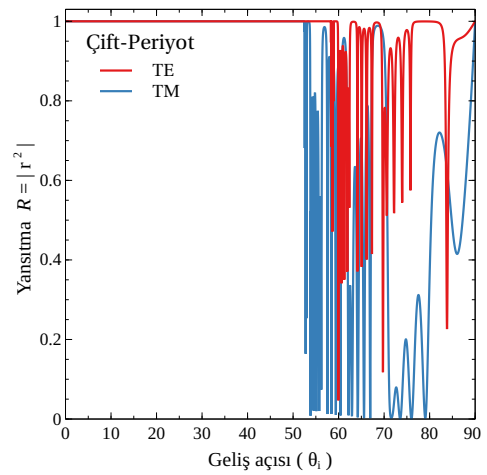
Mertebe	$N = T \cdot s(TM_n)$	$L(\mu m)$
TM_1	$5 \cdot 2 = 10$	1.0294
TM_2	$5 \cdot 4 = 20$	2.0588
TM_3	$5 \cdot 8 = 40$	4.1176
TM_4	$5 \cdot 16 = 80$	8.2352
TM_5	$5 \cdot 32 = 160$	16.4704
TM_6	$5 \cdot 64 = 320$	32.9408
TM_7	$5 \cdot 128 = 640$	65.8816
TM_8	$5 \cdot 256 = 1280$	131.7632

Şekil 4.17’de Çift-Periyot (Double-Period) yapısının farklı mertebelerindeki TE ve TM polarize uyarım ve $T=5$ için geliş açısına (θ_i) bağlı yansıtma spektrumları görülmektedir.



Şekil 4.17: Çift-Periyot (Double-Period) yapısının farklı mertebelerinin geliş açısına (θ_i) bağlı yansıtma spektrumları $T=5$ ve $DP_1, DP_2, DP_3, DP_4, DP_5, DP_6$ yapıları için: (a) TE polarizasyon için, (b) TM polarizasyon için.

Şekil 4.18’de Çift-Periyot (Double-Period) yapısının $T=5$ periyodu için farklı mertebelerinin geliş açısına (θ_i) bağlı yansıtma spektrumlarının TE ve TM polarize uyarımları karşılaştırılmıştır.

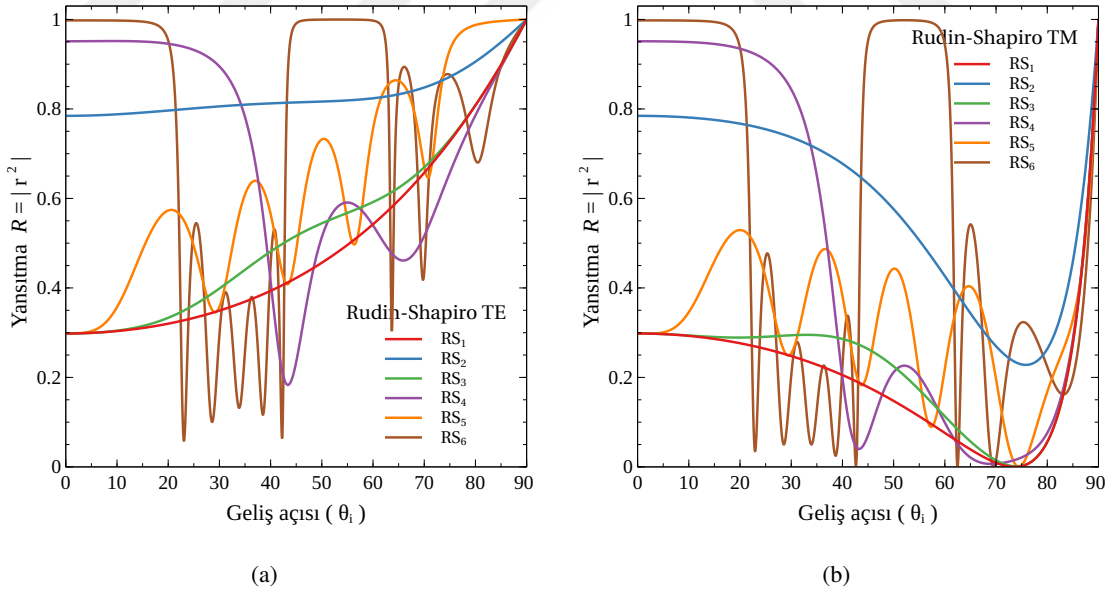
(a) DP_1 (b) DP_3 (c) DP_4 (d) DP_5 (e) DP_7 (f) DP_8

Şekil 4.18: Çift-Periyot (Double-Period) yapısının $T=5$ için farklı polarizasyonlarda geliş açısına (θ_i) bağlı yansıtma spektrumları: (a) DP_1 , (b) DP_3 , (c) DP_4 , (d) DP_5 , (e) DP_7 , (f) DP_8 .

Tablo 4.14: Şekil 4.17 ve Şekil 4.18’de incelenen $T=5$ periyoduna sahip farklı mertebelerdeki Çift-Periyot (Double-Period) yapılarına ait tabaka sayıları ve toplam tabaka uzunlukları.

Mertebe	$N = T \cdot s(DP_n)$	$L(\mu m)$
DP_1	$5 \cdot 2 = 10$	1.0358
DP_2	$5 \cdot 4 = 20$	1.99
DP_3	$5 \cdot 8 = 40$	4.0616
DP_4	$5 \cdot 16 = 80$	8.0416
DP_5	$5 \cdot 32 = 160$	16.1648
DP_6	$5 \cdot 64 = 320$	32.248
DP_7	$5 \cdot 128 = 640$	64.5776
DP_8	$5 \cdot 256 = 1280$	129.0736

Şekil 4.19’de Rudin-Shapiro yapısının farklı mertebelerindeki TE ve TM polarize uyarım ve $T=5$ için geliş açısına (θ_i) bağlı yansıtma spektrumları görülmektedir.

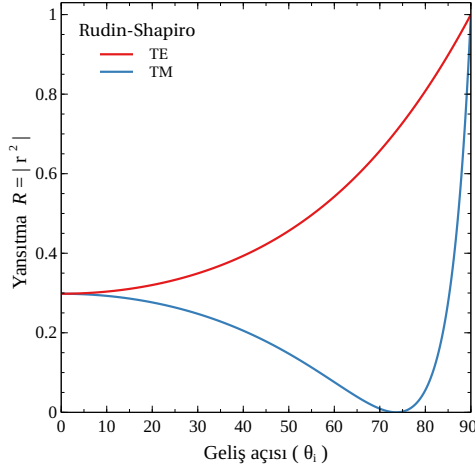
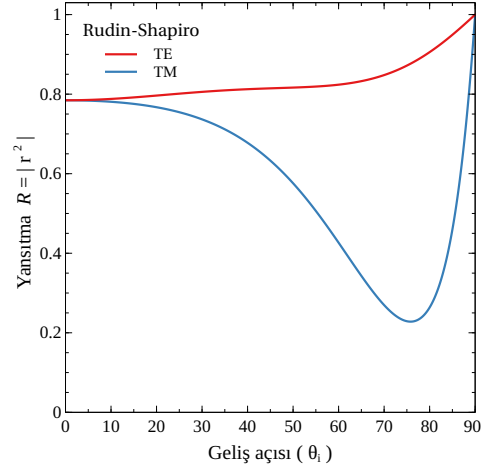
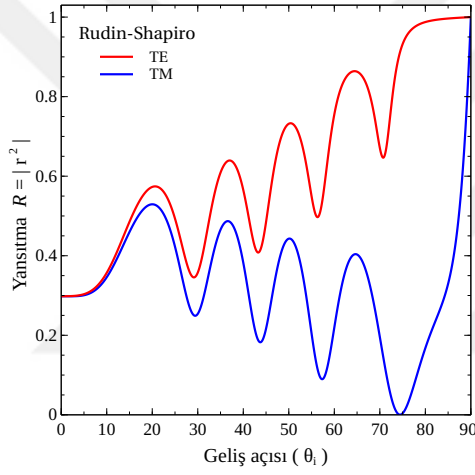
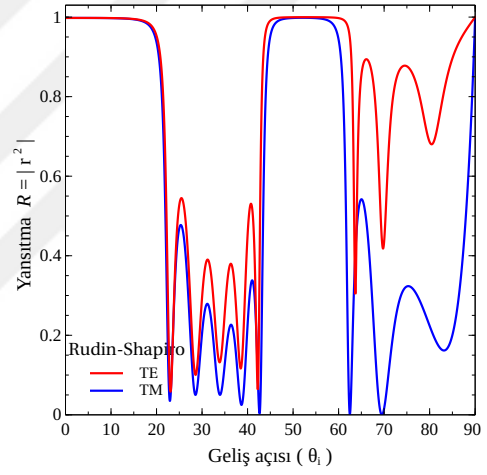
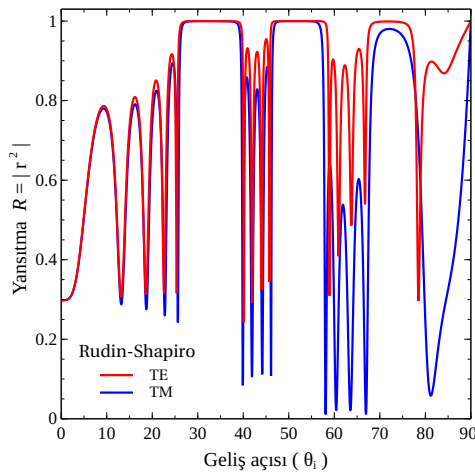
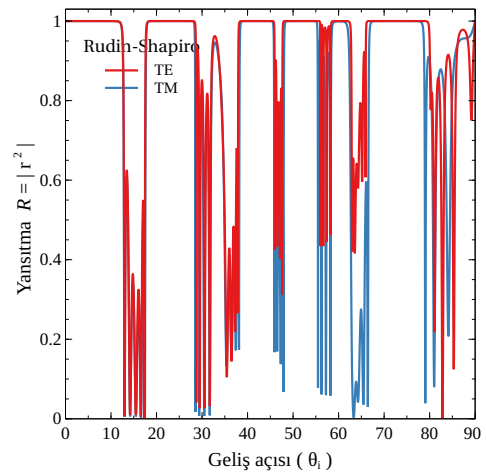


Şekil 4.19: Rudin-Shapiro yapısının farklı mertebelerinin geliş açısına (θ_i) bağlı yansıtma spektrumları $T=5$ ve RS_1 , RS_2 , RS_3 , RS_4 , RS_5 , RS_6 yapıları için: (a) TE polarizasyon için, (b) TM polarizasyon için.

Şekil 4.20’de Rudin-Shapiro yapısının $T=5$ periyodu için farklı mertebelerinin geliş açısına (θ_i) bağlı yansıtma spektrumlarının TE ve TM polarize uyarımları karşılaştırılmıştır. Tek

mertebeli olan yapılarda yansıtma 0° 'de daima 0.3'den başlamaktadır. Çift mertebelilerde ise yansıtma ~ 0.8 'den başlayarak merteye arttıkça artarak 1'e ulaşmaktadır. Merteye arttıkça yapı polarizasyondan bağımsız hale gelmektedir. Yapının RS_8 mertebesi çeşitli açılarda seçici geçirgenliğe sahip olamasından dolayı çok yönlü yansıtıcı ayna yapımı için elverişlidir. Ayrıca yapı RS_8 mertebesinde polarizasyondan bağımsızdır.



(a) RS_1 (b) RS_2 (c) RS_5 (d) RS_6 (e) RS_7 (f) RS_8

Şekil 4.20: Rudin-Shapiro yapısının $T=5$ için farklı polarizasyonlarda geliş açısına (θ_i) bağlı yansıtma spektrumları: (a) RS_1 , (b) RS_2 , (c) RS_5 , (d) RS_6 , (e) RS_7 , (f) RS_8 .

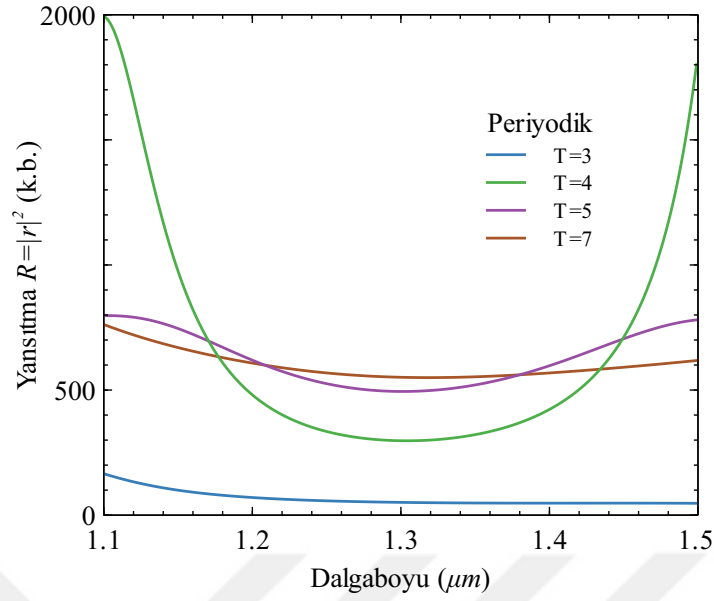
Tablo 4.15: Şekil 4.19 ve Şekil 4.20’de incelenen $T=5$ periyoduna sahip farklı mertebelerdeki Rudin-Shapiro yapılarına ait tabaka sayıları ve toplam tabaka uzunlukları.

Mertebe	$N = T \cdot s(DP_n)$	$L(\mu m)$
RS_1	$5 \cdot 2 = 10$	0.9542
RS_2	$5 \cdot 4 = 20$	1.99
RS_3	$5 \cdot 8 = 40$	3.98
RS_4	$5 \cdot 16 = 80$	8.1232
RS_5	$5 \cdot 32 = 160$	16.2464
RS_6	$5 \cdot 64 = 320$	32.8192
RS_7	$5 \cdot 128 = 640$	65.6384
RS_8	$5 \cdot 256 = 1280$	131.9296

4.2. FİBER BRAGG AĞLARI

Bu kısımda silindirik geometriye sahip fiber Bragg ağlarının dalgaboyuna bağlı yansıtma spektrumları elde edilip incelenmiştir. Fiberin çekirdek malzemesinin çapı $0.5 \mu m$, kılıf malzemesinin kalınlığı $4 \mu m$ olarak seçilmiştir. Kılıf malzemesinin kırılma indisi, ışığın yapı içerisinde tam yansıma yapabilmesi için çekirdek malzemenin kırılma indisinden daha küçük olacak şekilde $n = 2.90$ olarak seçilmiştir. Çekirdek malzeme benimsenen tabaka dizilim kuralına uygun olarak GaAs ve AlAs tabakalarının dizilişiyle oluşturulmuştur. Thue-Morse dışındaki yapılar için GaAs tabakasının kalınlığı $d_{GaAs} = \lambda_0/4n_{GaAs} \approx 0.09542 \mu m$ ve AlAs tabakasının kalınlığı $d_{AlAs} = \lambda_0/4n_{AlAs} \approx 0.11174 \mu m$ olarak alınmıştır. Thue-Morse yapısında ise $\bar{n}$ ortalama kırılma indisi $\bar{n} = (n_{GaAs} + n_{AlAs})/2$ olmak üzere GaAs ve AlAs tabakalarının kalınlıkları birbirine eşit ve $d_{GaAs} = d_{AlAs} = \lambda_0/4\bar{n} \approx 0.10294 \mu m$ olarak alınmıştır. Ayrıca çalışmanın bu kısmında tüm yapılarda ışının materyalden giriş yaptığı formları kullanılmıştır. Başka bir deyişle ışığın direkt ilk tabaka olan GaAs’ın üzerine düşürüldüğü yapı formları kullanılmıştır.

Şekil 4.21’de periyodik yapısının $T=3$, $T=4$, $T=5$ ve $T=7$ periyotlarının TE ve TM polarize uyarımları için dalgaboyuna bağlı yansıtma spektrumları görülmektedir. $T=7$ ’nin üstündeki periyotlarda yapının dalgaboyuna bağlı yansıtma spektrumu $T=7$ ’ninkiyile aynı olmaktadır. Yani 14 tabakalı yapıdan sonra tabaka sayısının artması yansıtma spektrumunda değişiklik yaratmamaktadır.

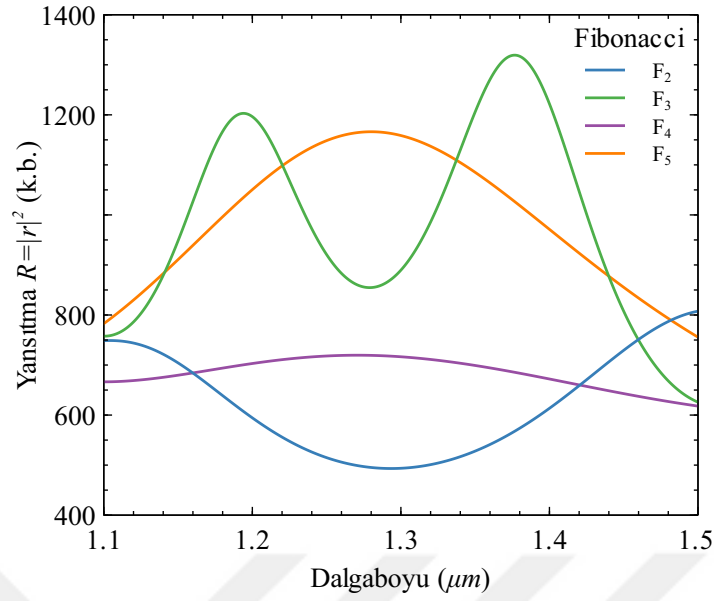


Şekil 4.21: Farklı periyotlardaki Periyodik yapısının TE ve TM polarize uyarımlar için dalgaboyuna bağlı yansıtma spektrumları.

Tablo 4.16: Şekil 4.21’de incelenen periyodik yapısının T=3, 4, 5, 7 periyotlarına ait tabaka sayıları ve toplam tabaka uzunlukları.

T	$N = 2T$	$L(\mu m)$
3	$2 \cdot 3 = 6$	0.62148
4	$2 \cdot 4 = 8$	0.82864
5	$2 \cdot 5 = 10$	1.0358
7	$2 \cdot 7 = 14$	1.45012

Şekil 4.22’de Fibonacci yapısının T=5 periyodundaki farklı mertebelerinin TE ve TM polarize uyarımları için dalgaboyuna bağlı yansıtma spektrumları görülmektedir. Grafikte sadece yapının F_2, F_3, F_4, F_5 mertebelerinin yansıtma spektrumlarına yer verilmiştir. Bunun sebebi yapının F_2 ve F_3 mertebeleri dışındaki tek mertebelerinin ve çift mertebelerinin kendilerini tekrar etmeleridir. Yani oluşturulan Fibonacci yapısının F_5, F_7 ve F_9 mertebeleri birbirleriyle aynı yansıtma spektrumuna sahipken, F_4, F_6, F_8 ve F_{10} mertebeleri birbirleriyle aynı yansıtma spektrumuna sahiptir.

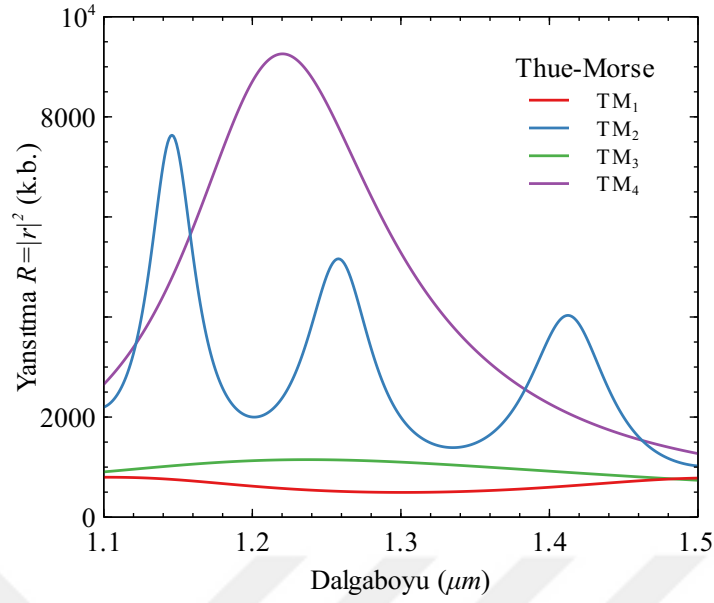


Şekil 4.22: Fibonacci yapısının T=5 periyodundaki farklı mertebelerinin TE ve TM polarize uyarımlar için dalgaboyuna bağlı yansıtma spektrumları.

Tablo 4.17: Şekil 4.22’de incelenen T=5 periyoduna sahip farklı mertebelerdeki Fibonacci yapılarına ait tabaka sayıları ve toplam tabaka uzunlukları.

Mertebe	$N = T \cdot s(F_n)$	$L(\mu m)$
F_2	$5 \cdot 2 = 10$	1.0358
F_3	$5 \cdot 3 = 15$	1.5129
F_4	$5 \cdot 5 = 25$	2.5487
F_5	$5 \cdot 8 = 40$	4.0616

Şekil 4.23’de Thue-Morse yapısının T=5 periyodundaki farklı mertebelerinin TE ve TM polarize uyarımları için dalgaboyuna bağlı yansıtma spektrumları görülmektedir. Grafikte yapının TM_1 , TM_2 , TM_3 , TM_4 mertebelerinin yansıtma spektrumuna yer verilmiştir. Bunun sebebi yapının TM_1 ve TM_2 mertebeleri dışındaki tek mertebelerinin ve çift mertebelerinin kendilerini tekrar etmeleridir. Yani oluşturulan Thue-Morse yapısının TM_3 , TM_5 , TM_7 ve TM_9 mertebeleri birbirleriyle aynı yansıtma spektrumuna sahipken, TM_4 , TM_6 , TM_8 ve TM_{10} mertebeleri birbirleriyle aynı yansıtma spektrumuna sahiptir.

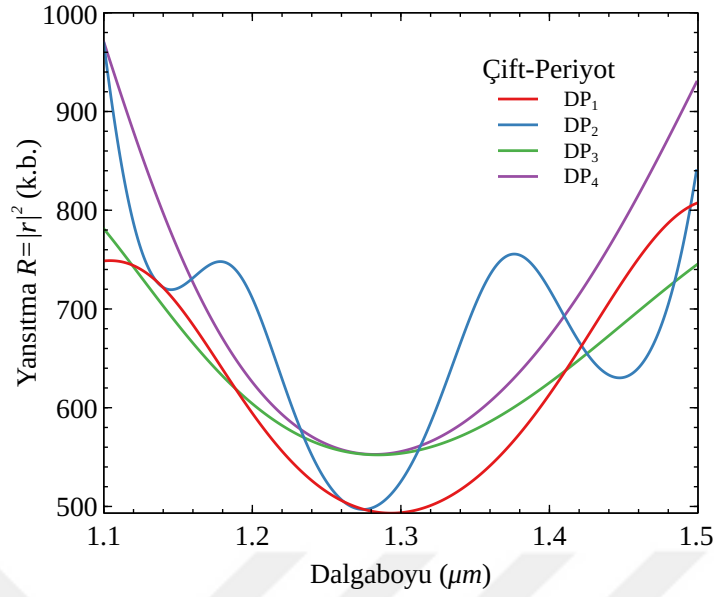


Şekil 4.23: Thue-Morse yapısının $T=5$ periyodundaki farklı mertebelerinin TE ve TM polarize uyarımlar için dalgaboyuna bağlı yansıtma spektrumları.

Tablo 4.18: Şekil 4.23’de incelenen $T=5$ periyoduna sahip farklı mertebelerdeki Thue-Morse yapılarına ait tabaka sayıları ve toplam tabaka uzunlukları.

Mertebe	$N = T \cdot s(TM_n)$	$L(\mu m)$
TM_1	$5 \cdot 2 = 10$	1.0294
TM_2	$5 \cdot 4 = 20$	2.0588
TM_3	$5 \cdot 8 = 40$	4.1176
TM_4	$5 \cdot 16 = 80$	8.2352

Şekil 4.24’de Çift-Periyot (Double-Period) yapısının $T=5$ periyodundaki farklı mertebelerinin TE ve TM polarize uyarımları için dalgaboyuna bağlı yansıtma spektrumları görülmektedir. Grafikte yapının DP_1 , DP_2 , DP_3 , DP_4 mertebelerinin yansıtma spektrumuna yer verilmiştir. Bunun sebebi yapının DP_1 ve DP_2 mertebeleri dışındaki tek mertebelerinin ve çift mertebelerinin kendilerini tekrar etmeleridir. Yani oluşturulan Çift-Periyot (Double-Period) yapısının DP_3 , DP_5 , DP_7 ve DP_9 mertebeleri birbirleriyle aynı yansıtma spektrumuna sahipken, DP_4 , DP_6 , DP_8 ve DP_{10} mertebeleri birbirleriyle aynı yansıtma spektrumuna sahiptir.

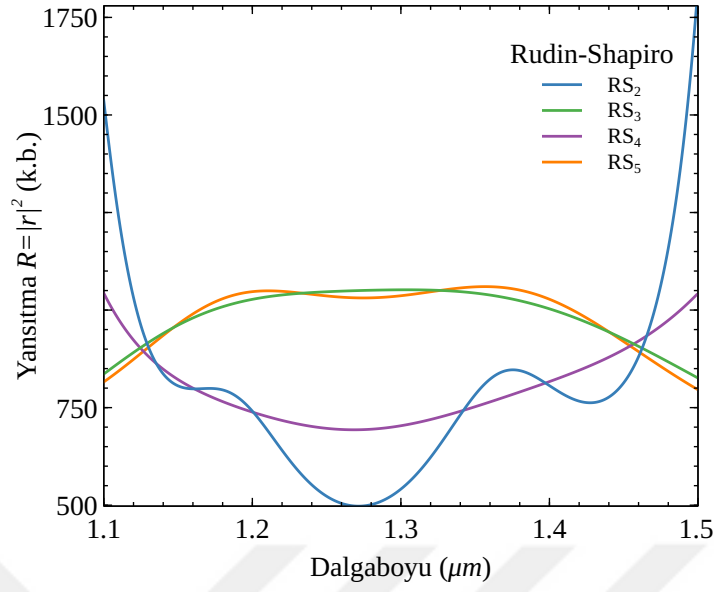


Şekil 4.24: Çift-Periyot (Double-Period) yapısının $T=5$ periyodundaki farklı mertebelerinin TE ve TM polarize uyarımlar için dalgaboyuna bağlı yansıtma spektrumları (DP_1 , DP_2 , DP_3 , DP_4).

Tablo 4.19: Şekil 4.24’de incelenen $T=5$ periyoduna sahip farklı mertebelerdeki Çift-Periyot (Double-Period) yapılarına ait tabaka sayıları ve toplam tabaka uzunlukları.

Mertebe	$N = T \cdot s(DP_n)$	$L(\mu m)$
DP_1	$5 \cdot 2 = 10$	1.0358
DP_2	$5 \cdot 4 = 20$	1.99
DP_3	$5 \cdot 8 = 40$	4.0616
DP_4	$5 \cdot 16 = 80$	8.0416

Şekil 4.25’de Rudin-Shapiro yapısının $T=5$ periyodundaki farklı mertebelerinin TE ve TM polarize uyarımları için dalgaboyuna bağlı yansıtma spektrumları görülmektedir. Grafikte yapının RS_2 , RS_3 , RS_4 , RS_5 mertebelerinin yansıtma spektrumuna yer verilmiştir. Bunun sebebi bu mertebeler dışındaki tek mertebelerin ve çift mertebelerin kendilerini tekrar etmeleridir. Rudin-Shapiro yapısının RS_5 , RS_7 ve RS_9 mertebeleri birbirleriyle aynı yansıtma spektrumuna sahipken, RS_3 mertebesi de yaklaşık olarak bunlarla aynıdır. Ayrıca RS_4 , RS_6 , RS_8 ve RS_{10} mertebeleri birbirleriyle aynı yansıtma spektrumuna sahiptirler.



Şekil 4.25: Rudin-Shapiro yapısının $T=5$ periyodundaki farklı mertebelerinin TE ve TM polarize uyarımlar için dalgaboyuna bağlı yansıtma spektrumları.

Tablo 4.20: Şekil 4.25’de incelenen $T=5$ periyoduna sahip farklı mertebelerdeki Rudin-Shapiro yapılarına ait tabaka sayıları ve toplam tabaka uzunlukları.

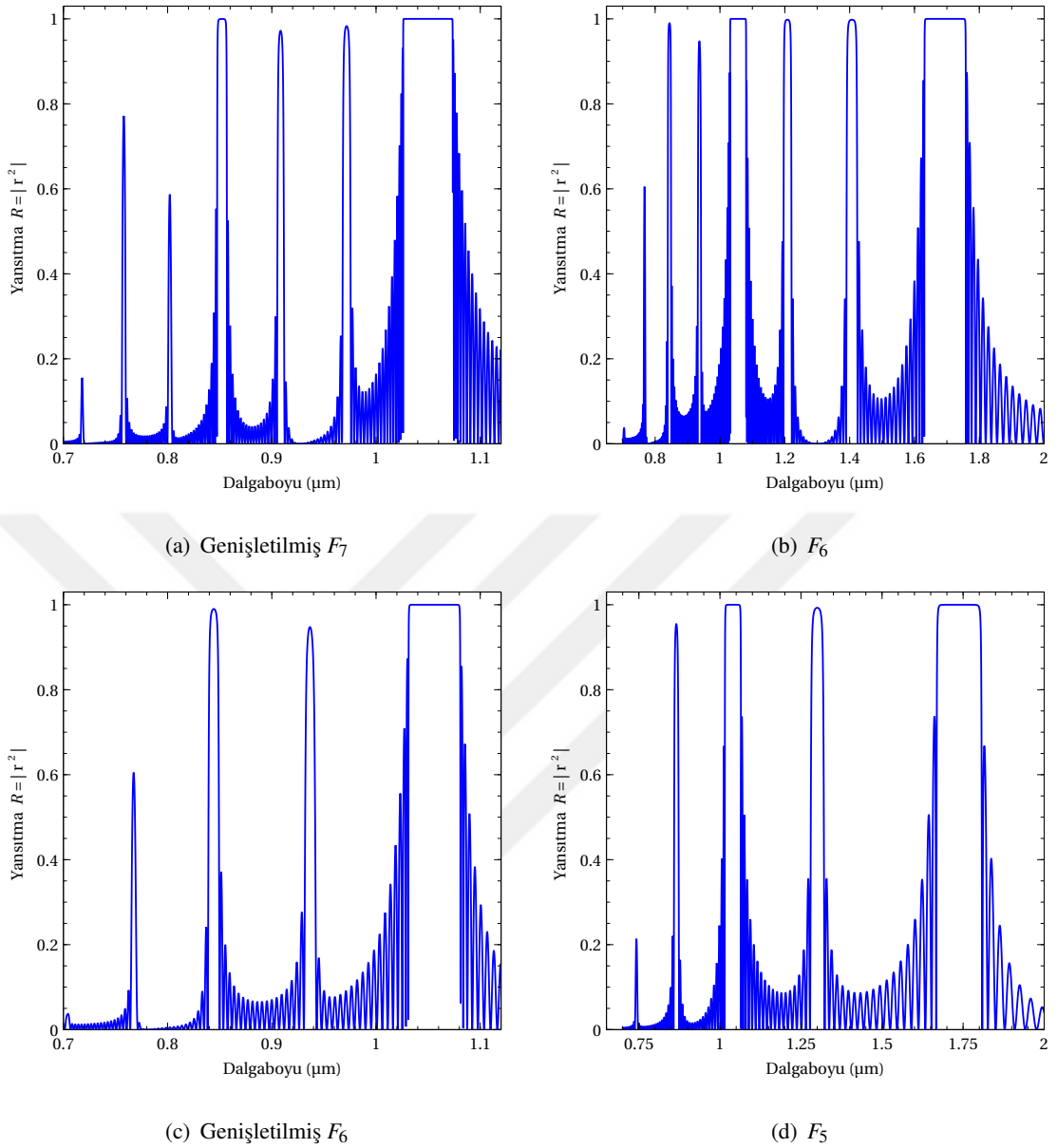
Mertebe	$N = T \cdot s(DP_n)$	$L(\mu m)$
RS_2	$5 \cdot 4 = 20$	1.99
RS_3	$5 \cdot 8 = 40$	3.98
RS_4	$5 \cdot 16 = 80$	8.1232
RS_5	$5 \cdot 32 = 160$	16.2464

5. TARTIŞMA VE SONUÇ

Bu çalışmada, Fibonacci, Thue-Morse, Çift-Periyot (Double-Period) ve Rudin-Shapiro gibi farklı dizilim kurallarına sahip çok tabakalı aperiodyik yapıların çeşitli mertebelerinin TE ve TM polarize uyarımlar için dalgaboyuna ve geliş açısına bağlı yansıtma spektrumları incelenmiştir.

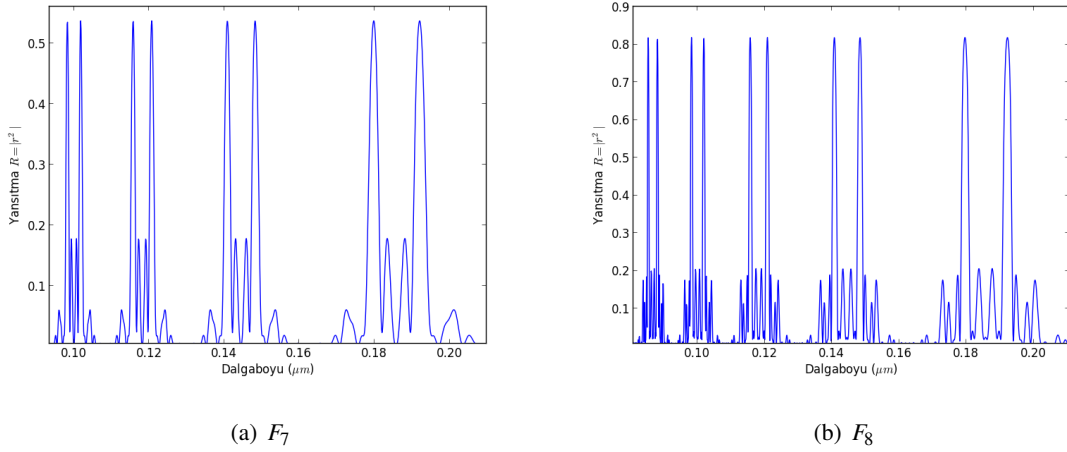
Fibonacci, Thue-Morse, Çift-Periyot (Double-Period) ve Rudin-Shapiro dizilim kurallarına sahip olan aperiodyik yapılar, yerine koyma kurallarından yararlanılarak elde edilmiştir.

Bu çalışmada, kullanılan aperiodyik yapılara ait dalgaboyuna bağlı yansıtma spektrumlarının birbirlerine benzer desenler sergiledikleri görülmüştür. Yani bir yapının üst mertebesinin yansıtma spektrumu kendinden önceki mertebelere ait yansıtma spektrumlarını da dalgaboyunda belli bir miktar kayma olacak şekilde içinde barındırmaktadır. Bunun sebebi oluşturduğumuz aperiodyik yapıların yerine koyma metoduyla oluşturulmasıdır. Örneğin Fibonacci yapısından rastgele seçilen herhangi bir tabaka sayısındaki bölüm, seçilen tabaka sayısının maksimum 2 katı uzunluğundaki bir sonraki bölümde bulunmaktadır. Bu durum literatürde Canway teoremi olarak adlandırılmaktadır [6]. Şekil 5.1 (a)'da F_7 yapısının dalgaboyuna bağlı yansıtma spektrumunun içinde, F_6 yapısının dalgaboyuna bağlı yansıtma spektrumunun bulunduğu dalgaboyu aralığı genişletilmiştir. Şekil 5.1 (b)'de F_6 yapısının dalgaboyuna bağlı yansıtma spektrumuna yer verilmiştir. Benzer şekilde Şekil 5.1 (c)'de F_6 yapısının dalgaboyuna bağlı yansıtma spektrumunun içinde, F_5 yapısının dalgaboyuna bağlı yansıtma spektrumunun bulunduğu dalgaboyu aralığı genişletilmiştir. Şekil 5.1 (d)'de F_5 yapısının dalgaboyuna bağlı yansıtma spektrumuna yer verilmiştir. Görüldüğü gibi üst mertebedeki yapıların yansıtma spektrumu kendinden önceki mertebelerin yansıtma spektrumlarını da içinde barındırmaktadır. Ancak üst mertebenin içinde saklı olan alt mertebe spektrumlarında düşük dalga boylarına doğru bir kayma söz konusudur.



Şekil 5.1: Fibonacci yapılarının dalgaboyuna bağlı yansıtma spektrumları: (a) Genişletilmiş F_7 , (b) F_6 , (c) genişletilmiş F_6 , (d) F_5 .

Aperiyojik yapıların dalgaboyuna bağlı yansıtma spektrumları fraktal desenler sergilemektedir. Bu yapıların dalgaboyuna bağlı yansıtma spektrumları Şekil 5.2’de görüldüğü gibi düşük dalgaboylarından yüksek dalgaboylarına doğru genişleyerek devam eden birim yansıtma hücrelerinden oluşmaktadır. Mertebe arttıkça birim yansıtma hücrelerinde oluşan osilasyon sayısı ve şiddeti artmaktadır. Şekil 5.2 (a) ve (b)’de bir periyotluk F_7 ve F_8 Fibonacci dizilimlerine uygun olarak oluşturulmuş aperiyojik yapıların dalgaboyuna bağlı yansıtma spektrumlarının sergilediği fraktal desen gösterilmiştir.



Şekil 5.2: Fibonacci yapılarının normal uyarım ve $T = 1$ için dalgaboyuna bağlı yansıtma spektrumlarındaki fraktal desen: (a) F_7 , (b) F_8 için.

Genel olarak aperiyojik yapılarda merteye arttıkça yansıtma pikleri git gide daralır keskinleşmekte ve oluşan piklerin sayısı artmaktadır. Bu tarz yapılar çok yönlü ayna imalatı için uygun aday yapılardır. 20 periyoda sahip RS_7 yapısının çok yönlü ayna yapımı için ideal bir yapı olduğu düşünülmektedir. Ayrıca Thue-Morse yapısına ait yansıtma spektrumu bandının diğer yapılara ait olan yansıtma spektrumu bantlarına nazaran daha keskin ve dar olduğu görülmüştür. Bu ise Thue-Morse yapısının tek bant filtresi olarak kullanımının diğer yapılara nazaran daha uygun olacağını göstermektedir. Özellikle TM_3 yapısı tasarlanan dalgaboyu olan $1.3\mu m$ 'de oluşturulacak dikey kaviteli yüzey ışıması yapan lazerlerde (Vertical Cavity Surface Emitting Laser-VCSEL), DBR'lar yerine yansıtıcı tabakalar olarak kullanılabilir. Çift periyot (Double-Period) yapısına ait yansıtma spektrumları Periyodik yapıya ait olanlar ile benzerlik göstermektedirler. Ancak Periyodik yapıda sadece bir tane yansıtma bandı oluşmasına karşın Çift periyot (Double-Period) yapısında ana yansıtma bandının yanlarında ek yansıtma bantları da oluşmaktadır.

Çalışmamızda incelediğimiz farklı geometrik dizilişlere sahip tüm yapılarda tabaka sayısını artırmanın yansıtma spektrumunun şiddetini artırdığı sonucuna ulaşılmıştır. Ancak yapı uzunluğunun artması hem imalat sıkıntıları doğuracaktır hem de daha önce belirttiğimiz gibi dispersiyon ve enerji kayıplarına yol açacaktır.

Kendi kendine benzerlik (self-similarity) ve kuazi periyodiklikle ilgili etkilerden kaynaklanan yararlı durumlar yeterince büyük sistemleri gerektirirken, pratik uygulamalarda

kaçınılmaz olan enerji kayıpları ve dispersiyon etkilerinin varlığı nispeten küçük sistemleri gerekli kılar. Sistemin uzunluğu belirlenirken bu iki durum arasında dengeye ulaşılması gereklidir. Daha gerçekçi uygulamalar için çok tabaka sayılı büyük sistemlerden kaçınmakta fayda vardır.

Yansıtmanın geliş açısına bağlılığını incelemek için yapılan çalışmalar sonucunda merteye sayısı arttıkça yapıların polarizasyona bağlılığının azaldığı belirlenmiştir. Özellikle Fibonacci ve Rudin-Shapiro yapılarında belirli mertebelerden sonra polarizasyona bağıllık azalarak neredeyse kaybolmaktadır. F_8 , F_{10} ve RS_7 yapıları bu bakımdan en dikkat çekici olanlarıdır. Bilhassa RS_7 yapısının, polarizasyondan tamamen bağımsız hale gelmesinden dolayı çok yönlü ayna yapımında kullanılabileceği düşünülmektedir.

Oluşturulan Fiber Bragg Ağlar (Fiber Bragg Grating-FBG)'ın dalgaboyuna bağlı yansıtma spektrumları incelendiğinde yapıların belirli mertebelerine ait yansıtma spektrumlarının birbirini tekrar ettiği görülmüştür. Dolayısıyla istenilen özelliklerin elde edilmesi için FBG yapılarında aperiodyk dizilimin mertebesinin arttırılmasına ihtiyaç yoktur.

KAYNAKLAR

- [1] Boriskina, S. V. and Dal Negro, L., 2008, Sensitive label-free biosensing using critical modes in aperiodic photonic structures, *Optics Express* 16 (17), 12511–12522.
- [2] Nguyen, D. T., Norwood, R. A. and Peyghambarian, N., 2010, Multiple spectral window mirrors based on Fibonacci chains of dielectric layers, *Optics Communications* 283 (21), 4199–4202.
- [3] Hiltunen, M., Negro, L. D., Feng, N. N., Kimerling, L. C. and Michel, J., 2007, Modeling of aperiodic fractal waveguide structures for multifrequency light transport, *Journal of Lightwave Technology* 25 (7), 1841–1847.
- [4] Golmohammadi, S. and Rostami, A., 2010, Optical filters using optical multi-layer structures for optical communication systems, *Fiber and Integrated Optics* 29 (3), 209–224.
- [5] Yablonovitch, E., 1987, Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics, *Phys. Rev. Lett.* 58, 2059–2062.
- [6] Maciá, E., 2012, Exploiting aperiodic designs in nanophotonic devices, *Reports on Progress in Physics* 75 (3), 036502.
- [7] Sibilia, C., Masciulli, P. and Bertolotti, M., 1998, Optical properties of quasiperiodic (self-similar) structures, *Pure and Applied Optics: Journal of the European Optical Society Part A* 7 (2), 383–391.
- [8] Protheroe, R. J., 2015, *Essential electrodynamics*, London: Ventus publishing, ISBN 978-87-403-0448-0.
- [9] Kasap, S. O., 2013, *Optoelectronics and photonics: principles and practices*, Boston: Pearson, ISBN 9780132151498.
- [10] Hecht, E., 2017, *Optics*, Boston: Pearson, ISBN 9780133977226.
- [11] Sale, T. E., 1995, Cavity and reflector design for vertical cavity surface emitting lasers, *IEE Proceedings - Optoelectronics* 142 (1), 37–43.
- [12] Abdul Manaf, N. A., Alias, M. S., Mithani, S. M., Maulud, M. F., Yahya, M. R. and Awang Mat, A. F., 2008, Design and optimization of distributed Bragg reflector for 1310nm vertical cavity surface emitting lasers, *2008 IEEE International Conference on Semiconductor Electronics*, September 2014, IEEE, ISBN 978-1-4244-2560-0, 254–258.
- [13] Dutton, H. J. R., 1998, *Understanding Optical Communications: International Technical Support Organization (IBM)*, Upper Saddle River (New Jersey): Prentice Hall, ISBN 9780130201416.

- [14] Anonim, Fiber Optik Kablo Nedir, URL <https://www.samm.com/fiber-optik-kablo-nedir> [Ziyaret Tarihi:12 Nisan 2019].
- [15] Kawasaki, B. S., Hill, K. O., Johnson, D. C. and Fujii, Y., 1978, Narrow-band Bragg reflectors in optical fibers, *Opt. Lett.* 3 (2), 66–68.
- [16] Meltz, G., Morey, W. W. and Glenn, W. H., 1989, Formation of Bragg gratings in optical fibers by a transverse holographic method, *Opt. Lett.* 14 (15), 823–825.
- [17] Yablonovitch, E. and Gmitter, T. J., 1989, Photonic band structure: The face-centered-cubic case, *Phys. Rev. Lett.* 63, 1950–1953.
- [18] Bykov, V. P., 1972, Spontaneous Emission in a Periodic Structure, *Soviet Physics- JETP* 35 (2), 269–273.
- [19] Joannopoulos, J. D., 2013, *Photonic crystals : molding the flow of light*, Beijing: World Publishing Corporation, ISBN 9787510061400.
- [20] Xiaodong, Y., 2011, Nanoscale Optics and Photonics, Technical report, URL <https://www.slideserve.com/asasia/nanoscale-optics-and-photonics> [Ziyaret Tarihi:10 Mayıs 2019].
- [21] Gaponenko, S. V., 2010, *Introduction to nanophotonics*, Cambridge; New York: Cambridge University Press, ISBN 978-0-521-76375-2.
- [22] Dal Negro, L., 2014, *Optics of aperiodic structures: fundamentals and device applications*, Boca Raton: Pan Stanford Publishing, ISBN 978981446309.
- [23] Rahimi, H., 2016, Analysis of photonic spectra in Thue-Morse, double-period and Rudin-Shapiro quasiregular structures made of high temperature superconductors in visible range, *Optical Materials* 57 (October), 264–271.
- [24] Albuquerque, E. and Cottam, M., 2003, Theory of elementary excitations in quasiperiodic structures, *Physics Reports* 376 (4-5), 225–337.
- [25] Poddubny, A. N. and Ivchenko, E. L., 2010, Photonic quasicrystalline and aperiodic structures, *Physica E: Low-Dimensional Systems and Nanostructures* 42 (7), 1871–1895.
- [26] Agarwal, V., Mora-Ramos, M. E. and Alvarado-Tenorio, B., 2009, Optical properties of multilayered Period-Doubling and Rudin-Shapiro porous silicon dielectric heterostructures, *Photonics and Nanostructures - Fundamentals and Applications* 7 (2), 63–68.
- [27] Fink, Y., 1998, A dielectric omnidirectional reflector, *Science* 282 (5394), 1679–1682.
- [28] Gellermann, W., Kohmoto, M., Sutherland, B. and Taylor, P. C., 1994, Localization of light waves in Fibonacci dielectric multilayers, *Phys. Rev. Lett.* 72, 633–636.
- [29] Dal Negro, L., Stolfi, M., Yi, Y., Michel, J., Duan, X., Kimerling, L. C., LeBlanc, J. and Haavisto, J., 2004, Photon band gap properties and omnidirectional reflectance in *Si – SiO₂* Thue–Morse quasicrystals, *Applied Physics Letters* 84 (25), 5186–5188.

- [30] Qiu, F., Peng, R. W., Huang, X. Q., Hu, X. F., Wang, M., Hu, A., Jiang, S. S. and Feng, D., 2004, Omnidirectional reflection of electromagnetic waves on Thue-Morse dielectric multilayers, *Europhysics Letters* 68 (5), 658–663.
- [31] Golmohammadi, S., Moravvej-Farshi, M. K., Rostami, A. and Zarifkar, A., 2008, Dense wavelength-division multiplexing dispersion compensators based on chirped and apodized Fibonacci structures: Ca-fc(j,n), *Appl. Opt.* 47 (35), 6477–6487.
- [32] De Medeiros, F. F., Albuquerque, E. L., Vasconcelos, M. S. and Mauriz, P. W., 2007, Thermal radiation in quasiperiodic photonic crystals with negative refractive index, *Journal of Physics Condensed Matter* 19 (49), 496212.
- [33] Domínguez-Adame, F. and Maciá, E., 1995, X-ray reflectivity of Fibonacci multilayers, *Physics Letters A* 200 (1), 69–72.
- [34] Pan, F. M., Jin, G. J., Wu, X. L., Feng, J. W., Hu, A. and Jiang, S. S., 1996, Raman scattering by longitudinal acoustic phonons in metallic W/Ti Fibonacci superlattice, *Journal of Applied Physics* 80 (7), 4063–4066.
- [35] Gopinath, A., Boriskina, S. V., Feng, N.-n., Reinhard, B. M. and Negro, L. D., 2008, Photonic-plasmonic scattering resonances in deterministic aperiodic structures, *Nano Letters* 8 (8), 2423–2431.
- [36] Vardeny, Z. V., Nahata, A. and Agrawal, A., 2013, Optics of photonic quasicrystals, *Nature Photonics* 7 (3), 177–187.
- [37] Skauli, T., Gerard, B., Pinguet, T. J., Lallier, E., Fejer, M. M., Levi, O., Harris, J. S., Eyres, L. A., Kuo, P. S., Vodopyanov, K. L. and Becouarn, L., 2003, Improved dispersion relations for GaAs and applications to nonlinear optics, *Journal of Applied Physics* 94 (10), 6447–6455.
- [38] Fern, R. E. and Onton, A., 1971, Refractive index of AlAs, *Journal of Applied Physics* 42 (9), 3499–3500.
- [39] Chuang, S. L., 2009, *Physics of photonic devices*, Hoboken, N.J.: John Wiley & Sons, ISBN 9780470293195.
- [40] Murillo, C. A. P., 2009, *Study of semiconductor heterostructures with embedded quantum dots: micropillars and photodetectors*, Ph.D. thesis, Federal University of Minas Gerais.
- [41] Bienstman, P. and Available: CAMFR, (CAvity Modelling FRamework), URL <http://camfr.sourceforge.net> [Ziyaret Tarihi: 10 Nisan 2019].
- [42] Bienstman, P., 2001, *Rigorous and efficient modelling of wavelength scale photonic components*, Ph.D. thesis, Ghent University.

EKLER

EK 1. CAMFR Simülasyon Kodu

Tez kapsamında gerçekleştirilen simülasyonların kaynak kodu aşağıda verilmiştir.

```
#!/usr/bin/env python
# -*- coding: iso-8859-9 -*-
#####
# Propagation of light in aperiodic structures.
#####
from camfr import *
lang = {1:"tr", 2:"en"}[1]
sol = {1:"planar", 2:"circ"}[1]
structure = {1:"capless_Fib", 2:"capped_Fib",
             3:"capless_TM", 4:"capped_TM",
             5:"capless_DP", 6:"capped_DP",
             7:"capless_RS", 8:"capped_RS",
             9:"capless_periodic", 10:"capped_periodic",
             11:"capless_Fib_cFib", 12:"capped_Fib_cFib",
             13:"periodic"}[1]
materials = {1:"GaAs_AlAs", 2:"2_layers"}[1]
simulation = {1:"R_vs_l", 2:"R_vs_theta"}
simulation = simulation[1]

(target_l, min_l, max_l, dl) = (1.3, 1.1, 1.5, 0.001)
set_lambda(target_l)
eps = 1e-5
T = 20
order = 6

[ls, RsTE, RsTM, R_vs_l] = [[],[],[],[]]
[thetas, RsTE_t, RsTM_t, R_vs_theta] = [[],[],[],[]]
filename = "fib_1D_sol_{0}_mat_{1}_ord_{2}_T_{3}_str_{4}"\
.format(sol, materials, order, T, structure)

if materials == "GaAs_AlAs":
    A_m = Material(3.4059) # GaAs
    B_m = Material(2.9086) # AlAs
    clad_m = Material(2.90) # Cladding material.
    air_m = Material(1.0) # Air

    # length of each unit
    d_A = (get_lambda()/4./A_m.n().real).real
    d_B = (get_lambda()/4./B_m.n().real).real

elif materials == "2_layers":
    # 2_layers is developed for testing Brewster's angle.
    target_l=0.5876
    A_m = Material(3.9476)
    B_m = Material(3.9476)
    air_m = Material(1.0)
```

```

def DoublePeriod(n, text=False):
    """
    Generates a double-period replacement sequence.
    A → AB, B → AA.
    """
    if text == False:
        a, b = A(d_A), B(d_B)
        for i in range(0, n):
            a, b = a+b, a+a
        return a

    elif text == True:
        a, b = "A", "B"
        for i in range(0, n):
            print("DP({0}) = {1}".format(i, a))
            a, b = a+b, a+a
        print("DP({0}) = {1}".format(n, a))

def Fib(n, conj=False, text=False):
    """
    Generates a Fibonacci replacement sequence.
    A → AB, B → A.
    """
    if text == False:
        if conj==False:
            # Fib sequence
            a, b = B(d_B), A(d_A)
        else:
            # Conjugated Fib sequence
            a, b = A(d_A), B(d_B)
        for i in range(0, n):
            a, b = b, b+a
        return a

    elif text == True:
        if conj==False:
            # Fib sequence
            a, b = "B", "A"
        else:
            # Conjugated Fib sequence
            a, b = "A", "B"
        for i in range(0, n):
            print("F({0}) = {1}".format(i, a))
            a, b = b, b+a
        print("F({0}) = {1}".format(n, a))

def RudinShapiro(n, text=False):
    """
    Generates a Rudin-Shapiro replacement sequence.
    AA → AAAB, AB → AABA
    BA → BBAB, BB → BBBA
    """
    if text == False:
        aa, ab = A(d_A)+A(d_A), A(d_A)+B(d_B)
        ba, bb = B(d_B)+A(d_A), B(d_B)+B(d_B)
        for i in range(1, n):
            aa, ab, ba, bb = aa+ab, aa+ba, bb+ab, bb+ba
        return aa

```

```

elif text == True:
    aa, ab = "AA", "AB"
    ba, bb = "BA", "BB"
    for i in range(1, n):
        print("RS({0}) = {1}".format(i, aa))
        aa, ab, ba, bb = aa+ab, aa+ba, bb+ab, bb+ba
    print("RS({0}) = {1}".format(n, aa))

def ThueMorse(n, text=False):
    """
    Generates a Thue–Morse replacement sequence.
    A → AB, B → BA.
    """
    # length of each unit
    nh = A_m.n()
    nl = B_m.n()
    n0 = nh-(nh-nl)/2.0          # no=(nh+nl)/2, Deltan=nh-n0=n0-nl
    d_A = (get_lambda()/4./n0).real
    d_B = (get_lambda()/4./n0).real

    if text == False:
        a, b = A(d_A), B(d_B)
        for i in range(0, n):
            a, b = a+b, b+a
        return a

    elif text == True:
        a, b = "A", "B"
        for i in range(0, n):
            print("TM({0}) = {1}".format(i, a))
            a, b = a+b, b+a
        print("TM({0}) = {1}".format(n, a))

def set_structure():
    if structure == "capless_Fib":
        res = Stack(T*Fib(order))
    elif structure == "capped_Fib":
        res = Stack(air(0) + T*Fib(order) + A(0))
    elif structure == "capless_Fib_cFib":
        res = Stack(T*(Fib(order)+Fib(order, conj=True)))
    elif structure == "capped_Fib_cFib":
        res = Stack(air(0) + T*(Fib(order)+Fib(order, conj=True)) + A(0))
    elif structure == "capless_TM":
        res = Stack(T*ThueMorse(order))
    elif structure == "capped_TM":
        res = Stack(air(0) + T*ThueMorse(order) + A(0))
    elif structure == "capless_DP":
        res = Stack(T*DoublePeriod(order))
    elif structure == "capped_DP":
        res = Stack(air(0) + T*DoublePeriod(order) + A(0))
    elif structure == "capless_RS":
        res = Stack(T*RudinShapiro(order))
    elif structure == "capped_RS":
        res = Stack(air(0) + T*RudinShapiro(order) + A(0))
    elif structure == "periodic":
        (GaAs, AlAs)=(A,B)
        (d_GaAs, d_AlAs)=(d_A, d_B)
        res = Stack(air(0) + 25*(GaAs(d_GaAs) + AlAs(d_AlAs)) + GaAs(0))

```



```

elif structure == "capless_periodic":
    res = Stack(T*(A(d_A)+B(d_B)))
elif structure == "capped_periodic":
    res = Stack(air(0) + T*(A(d_A)+B(d_B)) + A(0))
return res

def calc_R_vs_l():
    # Calculates reflectance and transmittance.
    ls.append(1)

    set_polarisation(TE)
    s.calc()
    refTE = abs(s.R12(0,0))**2
    RsTE.append(refTE)

    set_polarisation(TM)
    s.calc()
    refTM = abs(s.R12(0,0))**2
    RsTM.append(refTM)

    R_vs_l.append([1, refTE, refTM])
    print(1, refTE, refTM)

def calc_R_vs_theta():
    # Calculates reflectance versus incident angle.
    # Loop over incidence angle at a fixed wavelength lambda.
    set_lambda(target_l)
    for theta in arange(0.0, 90.0, 0.01):
        thetas.append(theta)
        air.set_theta(theta * pi / 180.)

        set_polarisation(TE)
        s.calc()
        refTE = abs(s.R12(0,0))**2
        RsTE_t.append(refTE)

        set_polarisation(TM)
        s.calc()
        refTM = abs(s.R12(0,0))**2
        RsTM_t.append(refTM)

        R_vs_theta.append([theta, refTE, refTM])
        print(theta, refTE, refTM)

    # Find Brewster angle.
    bangle = thetas[RsTM_t.index(min(RsTM_t))]
    print("Brewster Angle=", bangle)

def plot_R_vs_l():
    # Plot reflectance versus wavelength.
    fig, ax = plt.subplots()
    ax.plot(ls, RsTE)
    ax.set_xlabel(txt['wavelength'])
    ax.set_ylabel(txt['reflectance'])
    plt.title("TE")
    plt.show()
    plt.savefig("R_l_"+filename+"_TE.pdf", format='pdf', dpi = 300,
                bbox_inches='tight', pad_inches = 0.05)

```

```

fig, ax = plt.subplots()
ax.plot(ls, RsTM)
ax.set_xlabel(txt['wavelength'])
ax.set_ylabel(txt['reflectance'])
plt.title("TM")
plt.show()
plt.savefig("R_l_"+filename+"_TM.pdf", format='pdf', dpi = 300,
            bbox_inches='tight', pad_inches = 0.05)

def plot_R_vs_theta():
    # Plot reflectance versus angle of incidence.
    fig, ax = plt.subplots()
    ax.plot(thetas, RsTE_t)
    ax.set_xlabel(txt['incidence'])
    ax.set_ylabel(txt['reflectance'])
    plt.title("TE")
    plt.show()
    plt.savefig("R_t_"+filename+"_TE.pdf", format='pdf', dpi = 300,
                bbox_inches='tight', pad_inches = 0.05)

    fig, ax = plt.subplots()
    ax.plot(thetas, RsTM_t)
    ax.set_xlabel(txt['incidence'])
    ax.set_ylabel(txt['reflectance'])
    plt.title("TM")
    plt.show()
    plt.savefig("R_t_"+filename+"_TM.pdf", format='pdf', dpi = 300,
                bbox_inches='tight', pad_inches = 0.05)

def plot_save():
    # Plot & save results.
    if "R_vs_l" in simulation:
        plot_R_vs_l()
        np.savetxt("R_l_" + filename + ".txt", R_vs_l)

    if "R_vs_theta" in simulation:
        plot_R_vs_theta()
        np.savetxt("R_t_" + filename + ".txt", R_vs_theta)

def set_lang(plang):
    dictionary = {
        'en': {
            'incidence' : u"Angle of incidence  $\theta_i$ ",
            'reflectance' : u"Reflectance  $R=|r|^2$ ",
            'wavelength' : u"Wavelength ( $\mu m$ )"},
        'tr': {
            'incidence' : u"Gelis açısı  $\theta_i$ ",
            'reflectance' : u"Yansıtma  $R=|r|^2$ ",
            'wavelength' : u"Dalgaboyu ( $\mu m$ )"}
    }
    res = dictionary[plang]
    return res

"""
Simulation Section
"""
txt = set_lang(lang)
if sol=="planar":

```

```

# A = GaAs ve B = AlAs
A = Planar(A_m)
B = Planar(B_m)
air = Planar(air_m)
s = set_structure()
"""
Loop over incidence wavelengths.
Note that you should set the wavelength before setting the angle,
as set_theta effectively sets the transverse part of the wavevector,
which is dependent on the wavelength.
"""

if "R_vs_l" in simulation:
    for l in arange(min_l, max_l, dl):
        set_lambda(l)
        set_N(1)
        theta = 0
        air.set_theta(theta * pi / 180.)
        calc_R_vs_l()

    if "R_vs_theta" in simulation: calc_R_vs_theta()
elif sol=="circ":
    # Define waveguide sections.
    set_circ_PML(-0.1)
    t = 0.5 #0.5 # thickness of each slab. #0.2
    A = Circ(clad_m(4*t) + A_m(t) + clad_m(4*t))
    B = Circ(clad_m(4*t) + B_m(t) + clad_m(4*t))
    air = Circ(air_m(9*t))
    s = set_structure()
    # Loop over incidence wavelengths.
    for l in arange(min_l, max_l, dl):
        set_lambda(l)
        set_N(1)
        set_circ_order(0)
        calc_R_vs_l()
    free_tmps()

plot_save()
print(filename + " calculation is finished.")

```

ÖZGEÇMİŞ

Kişisel Bilgiler	
Adı Soyadı	Sakine GÖKŞİN
Doğum Yeri	Aralık
Doğum Tarihi	13.09.1986
Uyruğu	☒ T.C. ☐ Diğer:
Telefon	
E-Posta Adresi	2601070199@ogr.iu.edu.tr
Web Adresi	



Eğitim Bilgileri	
Lisans	
Üniversite	İstanbul Üniversitesi
Fakülte	Fen Fakültesi
Bölümü	Fizik
Mezuniyet Yılı	2007

Yüksek Lisans	
Üniversite	İstanbul Üniversitesi
Enstitü Adı	Fen Bilimleri
Anabilim Dalı	Fizik Anabilim Dalı
Programı	Katıhal Fiziği Programı
Mezuniyet Tarihi	2019