T.C.
HARRAN ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

YÜKSEK LİSANS TEZİ

İKİ BOYUTLU KATI/KATI FONONİK KRİSTALLERDE ELASTİK BAND YAPILARI

Gökhan ATASEVER

FİZİK ANABİLİM DALI

ŞANLIURFA
2019

Prof. Dr. Oral OLTULU danışmanlığında Gökhan ATASEVER' in hazırladığı "İki boyutlu katı/katı fononik kristallerde elastik band yapıları" konulu bu çalışma 05/09/2019 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından oy birliği ile Harran Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı' nda YÜKSEK LİSANS TEZİ olarak kabul edilmiştir.

İmza

Danışman : Prof. Dr. Oral OLTULU

Üye : Prof. Dr. Emirullah MEHMETOV

Üye : Dr. Öğr. Üyesi Selami PALAZ

Bu tezin Fizik Anabilim Dalı' da Yapıldığını ve Enstitümüz Kurallarına Göre Düzenlendiğini Onaylarım.

Doç. Dr. İsmail Hilali
Enstitü Müdürü

Not: Bu tezde kullanılan özgün ve başka kaynaktan yapılan bildirişlerin, çizelge, şekil ve fotoğrafların kaynak gösterilmeden kullanımı 5846 sayılı Fikir ve Sanat Eserleri Kanunundaki hükümlere tabidir.

İÇİNDEKİLER

Sayfa No

ÖZET i
ABSTRACT ii
TEŞEKKÜR iii
ŞEKİLLER DİZİNİ iv
ÇİZELGELER DİZİNİ v
1.GİRİŞ 1
1.1. Fononik Kristallerin Yapısı ve Tarihçesi 1
2. ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR 6
3. MATERYAL ve YÖNTEM 10
3.1. Teorik Materyal 10
3.1.1. Dalga mekaniği temelleri 10
3.1.1.1. Elastik dalgalar 14
3.1.1.2. Elastik dinamik teorisine göre dalga yayılımı 16
3.1.1.3. Elastik sabitler ve malzemede ki ses hızı 17
3.1.2. Bragg yasası ve brillouin bölgesi 18
3.1.2.1. Bragg yasası 18
3.1.2.2. Brillouin bölgesi 19
3.1.3. Bloch teoremi 23
3.2. Yöntem 24
3.2.1. Düzlem dalga yayılım metodu (plane wave expansion method -PWE) 24
3.2.2. Sonlu elemanlar metodu (finite elements method-FEM) 27
4. ARAŞTIRMA BULGULARI ve TARTIŞMA 29
4.1. Araştırmada Kullanılan Materyaller ve Özellikleri 29
4.2. Değişken Doldurma Oranı ve Bant Yapısı 30
4.3. Sabit Doldurma Oranı ve Bant Yapısı 39
5. SONUÇLAR ve ÖNERİLER 46
KAYNAKLAR 48
ÖZGEÇMİŞ 51

ÖZET

Yüksek Lisans Tezi

İKİ BOYUTLU KATI/KATI FONONİK KRİSTALLERDE ELASTİK BAND YAPILARI

Gökhan ATASEVER

Harran Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı

Danışman: Prof. Dr. Oral OLTULU
Yıl: 2019, Sayfa: 51

Bu çalışmada iki boyutlu bir katı/katı fononik kristalde, mekanik dalgaların fononik bant yapıları incelenmiştir. İki boyutlu fononik kristaller, fiziksel malzemelerde nadiren bulunan ilginç fiziksel özellikleri gösteren kompozit yapılardır. Katı-katı kompozit sistemler, katı bir ortam malzemesine gömülü periyodik olarak düzenlenmiş sonsuz saçıcıdan oluşur. Bu şekildeki katı periyodik yapılar boyunca yayılan mekanik dalgalar, elastik dalgalar olarak bilinir. Kare örgü yapıdaki naylon matriksine gömülü tungsten silindirlerden oluşan fononik kristal yapı, periyodik yapı boyunca dalga vektörünün bir fonksiyonu olarak elastik dalga yayılımını incelemek için kullanıldı. Önerilen yapıdaki elastik dalgaların dalga bandı yapıları, Sonlu Elemanlar Metodu (FEM) ve Düzlem Dalga Yayılım (PWE) yöntemi ile teorik olarak incelenmiştir. Bazı frekans aralıklarında, Fononik Kristalin elastik bant yapısı, mekanik dalgaların bu yapıda yayılamayacağını göstermektedir. Bir kare örgü için fononik dağılım diyagramları, birinci Brillouin bölgesinde yüksek simetri noktaları Γ-X-M-Γ boyunca k vektörünün bir fonksiyonu olarak elde edildi. Sabit bir örgü parametresi a için tungsten silindirinin yarıçapı değiştirilerek, $\omega = \omega(\mathbf{k})$ bant şemaları, kristal yapının farklı dolum oranları için çalışılmıştır. Dispersiyon bant diyagramları ayrıca a / r oranı sabit tutularak sabit bir doldurma oranı için araştırıldı. Teorik fononik bant aralığı hesaplamaları, Γ-X-M-Γ yolu boyunca naylon / tungsten fononik kristal yapısındaki elastik modlar için tam durdurma bantlarının varlığını göstermektedir. Sonuçlar ayrıca sabit dolum oranının sadece frekans değerlerini değiştirdiğini ve gözlenen durdurma bantlarının sayısı üzerinde önemli bir etkisi olmadığını göstermektedir.

ANAHTAR KELİMELER: Fononik kristal, bant yapıları, metamariyal, doldurma oranı

ABSTRACT

MSc Thesis

ELASTIC BAND STRUCTURE OF TWO-DIMENSIONAL SOLID/SOLID PHONONIC CRYSTALS

Gökhan ATASEVER

Harran University
Graduate School of Natural and Applied Sciences
Department of Physics

Supervisor: Prof. Dr. Oral OLTULU
Year: 2019, Page: 51

The phononic band structures of a mechanical waves in a two-dimensional solid/solid phononic crystals(PCs) are studied. Two-dimensional phononic crystals are composite structures that show interesting physical properties that are rarely found in physical materials. The solid-solid composite systems are composed of periodically arranged infinite scatterers embedded in a solid background material. Mechanical waves that propagate throughout these solid periodic structures are known as elastic waves. A square array of tungsten cylinders in nylon matrix as a phononic crystal structure is used to investigate elastic wave propogation properties through the periodic structure as a function of wave vector.The wave band structures of elastic waves in the suggested structure are studied theoretically by Finite Elements Methode (FEM) and Plane Wave Expansion (PWE). Over a range of some frequencies, the PC's elastic band structure shows that mechanical waves cannot propagate at some frequency interval. Phononic dispersion diagrams for a square lattice were obtained as a function of the wavevector k along the high symmetry points Γ-X-M-Γ in the first Brillouin zone. The band diagrams $\omega=\omega(\mathbf{k})$ were studied for different filling ratios of the crystal structure by changing the radius of the tungsten cylinder r for a constant lattice parameter a. The dispersion band diagrams were also investigated for a constant filling ratio by varying the a/r ratio. The theoretical phononic band gap calculations indicate the existence of full stop bands for the elastic modes in the nylon/tungsten phononic crystal structure along the Γ-X-M-Γ path. The results also show that constant filling ratio only changes the frequency values and has no significant effect on the number of observed stop bands.

KEY WORDS: Phononic Crystal, band structures, metamaterial, filling fraction

TEŞEKKÜR

Tez konusunun seçiminde, uygulamasında ve çalışmamda yardımlarını esirgemeyen, sabırlı davranışları, iş disiplini ve çalışma azmi ile örnek olan danışmanım sayın Prof. Dr. Oral OLTULU' ya, emeği geçen diğer bölüm öğretim üyelerine, üzerimde ödeyemeyeceğim emeği olan değerli annem Müzeyyen ATASEVER' e, çalışma ortamını en güzel şekilde hazırlayan, hayattaki en büyük destekçim ve cesaret kaynağım sevgili eşim Nihan ATASEVER' e ve kendisine ayırmam gereken zamanı ayıramadığımdan dolayı nazlı nazlı gözlerime bakan canım kızım Asel Elvin ATASEVER' e en içten dileklerim ile teşekkür ederim.

ŞEKİLLER DİZİNİ

Sayfa No

Şekil 3. 1. Düzlem akustik dalganın sonsuz uzayda yayılması sırasında hava molekülü kalıpları: (a) hava moleküllerinin herhangi bir dış kuvvet uyarımı olmadan denge pozisyonlarında düzenlenmesi, (b) düzlem akustik dalgaların hava ortamında yayılma anı (Chong, 2012). 12
Şekil 3. 2. Enine ve boyuna elastik düzlem dalgaların iki boyutlu kristal bir katı madde içinde yayılması, dalgalar yatay olarak dalga vektörleri (k) ile yayılır. a) Homojen kristalli malzemede atomların konfigürasyonu. b) Enine elastik dalganın yayılması. c) Boyuna elastik dalganın yayılması 13
Şekil 3. 3. Elastik dalganın yayıldığı katı bir çubuk..... 14
Şekil 3. 4. Bragg yasası için atomik ölçekte katı malzeme görünümü; atom düzleminden yansıyan a ve b iki ışın dalgasının yol farkı dalga boyu \lambda' nın tam katına eşittir..... 19
Şekil 3. 5. k-uzayında (kx - ky düzleminde) İki boyutlu kare örgüde birinci ve ikinci Brillouin bölgeleri 20
Şekil 3. 6. Fononik kristal için, (a) kristal örgüsü, (b) k-uzayındaki ters örgü (Birinci Brillouin B.) .. 21
Şekil 3. 7. İdeal bir kristalde atom dizilimi ve atomlar arasındaki potansiyel. (a: atomlar arası mesafe) 23

Şekil 4. 1. Naylon ve Tungstenden oluşan fononik kristalin 2 boyutlu görüntüsü..... 29
Şekil 4. 2. *ff*=0.031 doldurma oranı için elde edilmiş bant yapısı 30
Şekil 4. 3. *ff*=0.070 doldurma oranı için elde edilen bant yapısı 31
Şekil 4. 4. *ff*=0.125 doldurma oranı için elde edilen bant yapısı 32
Şekil 4. 5. *ff*=0.196 doldurma oranı için elde edilen bant yapısı 33
Şekil 4. 6. *ff*=0.282 doldurma oranı için elde edilen bant yapısı 33
Şekil 4. 7. *ff*=0.384 doldurma oranı için elde edilen bant yapısı 34
Şekil 4. 8. *ff*=0.502 doldurma oranı için elde edilen bant yapısı 35
Şekil 4. 9. *ff*=0.636 doldurma oranı için elde edilen bant yapısı 36
Şekil 4. 10. *ff*=0.031 doldurma oranı için PWE metoduyla elde edilen bant yapısı 37
Şekil 4. 11. *ff*=0.282 doldurma oranı için PWE metoduyla elde edilen bant yapısı 38
Şekil 4. 12. *ff* doldurma oranına karşılık Δω bant genişliğinin değişimi..... 38
Şekil 4. 13. Doldurma oranı *ff* = 0.636, *a*=1m ve *r* = 0.45m için bant yapısı..... 39
Şekil 4. 14. Doldurma oranı *ff* = 0.636, *a*=0.5m ve *r* = 0.225m için bant yapısı..... 40
Şekil 4. 15. Doldurma oranı *ff* = 0.636, *a*=0.25m ve *r* = 0.1125m için bant yapısı..... 41
Şekil 4. 16. Doldurma oranı *ff* = 0.636, *a*=0.125m ve *r* = 0.05625m için bant yapısı..... 42
Şekil 4. 17. Doldurma oranı *ff* = 0.636, *a*=0.0625m ve *r* = 0.028125m için bant yapısı..... 43
Şekil 4. 18. Doldurma oranı *ff* = 0.636, *a*=0.03125m ve *r* = 0.014063m için bant yapısı..... 43
Şekil 4. 19. (a) Örgü parametresi *a*=1m ve silindir yarıçapı *r* = 0.45m, (b) örgü parametresi $a_1=a/3$ ve silindir yarıçapı *r* =*r/3* için iki boyutlu fononik kristalin bant yapısı. Frekans değerlerindeki üç katlık artış şekilde görülmektedir..... 45

ÇİZELGELER DİZİNİ

Sayfa No

Çizelge 4. 1. Tungsten ve naylon malzemelerinin mekanik özellikleri..... 29
Çizelge 4. 2. *ff* doldurma oranı sabit, *a* ve *r*' nin değişimine göre ortaya çıkan bant genişliği değerleri 44

1.GİRİŞ

1.1. Fononik Kristallerin Yapısı ve Tarihçesi

Fononik kristaller, periyodik olarak dizilmiş bir (1D), iki (2D) veya üç (3D) boyutlu olabilen fiziksel ve elastik özellikleri farklılık gösteren iki veya daha fazla malzemeden oluşan karmaşık yapılardır. Kullanılan malzemelerin elastiklik yapılarındaki farklılıklar ve periyodik yapıda oluşları, Bragg saçılmasına ve/veya yerel rezonans durumlarına yol açarak dalgaların yapı içerisinde ilerlemesine engel olabilen bant boşluklarının oluşmasına yani bazı frekanslarda ki dalgaların geçişlerine engel olabilecek durumlara sebep olabilmektedir. Fononik kristaller ve akustik kompozit materyaller alanındaki çalışmalar daha önceki zamanlarda yoğun çalışma alanı olan fotonik kristal ve elektromanyetik metamateryal alanlarındaki çalışmalar gibi oldukça ilgi görmüş ve çalışmalar sonucunda ilgi çeken anlamlı sonuçlara ulaşılmıştır. Dielektrik özellikleri ile farklılık gösteren periyodik kompozit yapılar yani fotonik kristaller fikri ilk olarak E. Yablonovitch tarafından 1987 yıllarında ortaya atılmıştır (Yablonovitch, 1987). Yablonovitch (1987), üç boyutlu kompozit bir malzeme içinde hiçbir dalga türünün yayılamadığı frekansların olabileceğini belirtti. Bu bilgi ile ulaşılan sonuca göre, bu tür yapılar için elde edilebilecek frekans grafiklerinde, yasaklı frekansların olması yani bant boşluklarının olması gerektiğiydi. Çalışmalar sonucunda ortaya çıkan fikirler, fotonik kristal düşüncesini geliştirdi ve bu alanda çalışmaların başlamasına sebep oldu. Fotonik kristaller üzerine yapılan çalışmaların hemen ardından da bu çalışmaları fononik kristaller düşüncesi takip etti. Fononik kristalleri oluşturan materyallerde ses dalgalarının ve elastik dalgaların yayılımı araştırıldığı için bu çalışmaların temelini fizik biliminin alt dallarından olan akustik ve elastodinamik oluşturur. Bu konudaki isimlendirmeler, genellikle ilgilenilen dalga türleri tarafından belirtilir. Mesela, sonik kristal ismi, bu yapılarda yalnızca frekansı düşük olan boyuna dalgalar kullanıldığı için verilmiştir. Hem enine hem de boyuna dalgaların yayılımının incelenebilmesi için oluşturulan yapılara da fononik kristaller denilmiştir.

Fononik kristaller alanında, son yirmi yılda oldukça önemli gelişmeler yaşanmıştır. Ancak farklı malzemeler kullanılarak oluşturulan kompozit yapılarda dalgaların yayılımının araştırılması daha uzun zamana yayılmaktadır (Yablonovitch, 1987; Narayanamurti ve ark., 1979; Sigalas ve Economou, 1992). Achenbach ve ark. (1987), dikdörtgen dizilerden oluşmuş sonsuz üç boyutlu bir yapının her katmanında küresel boşluklar bulunacak şekilde oluşturulan bir yapının dağılım eğrisinde, düşük frekansta boyuna dalgaların bulunamayacağı bir bölgenin var olabileceğini teorik olarak göstermişlerdir. Bu çalışma, daha sonralarda periyodik olarak oluşturulan kompozit yapıların dağılım eğrilerinde, bant boşluklarının olabileceğini düşündürdü. Bu nedenle bu olasılıkların teorik ve deneysel araştırılması ihtiyacı ortaya çıkmıştır. Bu boşluklar fononların, kompozit sistemde iletilmesinin engellenmesinden kaynaklanmaktadır. 1990'lı yılların başında fonon durum yoğunluğundaki bant aralıklarının var olduğu, buna bağlı olarak iki ve üç boyutlu yapılarda sıvı ve katı sistemler için elastik ve akustik dalgaların bant yapısı gösterildi (Sigalas ve Economou, 1993; Economou ve Sigalas, 1994).

Düşük yoğunluklu malzemeye gömülü, paralel olarak dizilmiş, iki boyutlu, yüksek yoğunluğa sahip silindirlerden oluşan kompozit malzeme için tam bant boşluklarının bulunması gerektiğini teorik olarak ispatlayanların başında Sigalas ve E.N Economou (1993), gelir. Kısa bir süre sonra, Economou ve Sigalas (1994), ile Kushwaha ve ark. (1993), iki boyutlu bir fononik kristalde enine polarizasyon titreşimleri için ilk tam bant yapı hesaplamasını yapıp bildirmişlerdir. Vasseur ve ark. (2001), küp geometrisine sahip epoksi malzemeye gömülü, silindirik çeliklerden oluşan iki boyutlu fononik kristal için tam bant boşluklarını hem teorik hem de deneysel olarak göstermişlerdir. Tam bant boşlukları, fononik kristallerde hem enine hem de boyuna dalgaların yayılabilecekleri tüm yönler için yasaklı olduğu anlamına gelir. Elde edilen bu bant boşluklarını kullanarak dalgaları yakalamak, yönlendirmek ve filtrelemek gibi çeşitli uygulamalar birçok araştırmacının ilgi alanına girmişi ve birçok kişi bu konuda çalışmalara başlamışlardır (Vasseur ve ark., 1998; Khelif ve ark., 2002;). Bu çalışmalar, fononik kristallerde elastik dalgaların yayılımının kontrol edilebilir olduğunu göstermiştir.

Sonuç olarak, fononik kristaller, maruz kaldıkları akustik ve elastik dalga türlerini kendi içlerinde hapsederek tam veya kısmi bant boşluklarının meydana gelmesini sağlayabilir (Khelif ve ark., 2003; Khelif ve ark., 2006; Zafiris ve ark., 2014). Fononik kristallere bir akustik kaynak entegre edilerek meydana gelebilecek bant boşlukları elde edilebilir (Ke ve ark., 2006; Dong ve ark., 2017; Hsu ve ark., 2008). Ayrıca, bu yapıların fononik kristal içinde dalga kılavuzu olarak kullanılabilmesi için bir periyodik inklüzyon hattının çıkarılması mümkün olmuştur. Birçok araştırmacı teorik ve deneysel olarak, küçük hat kusurları ile klavuzlanmış dalgaların iletilmesinde çok az kayıp olduğunu göstermiştir (Pennec ve ark., 2004). Bununla birlikte, çizgi genişliğindeki artışlar, parazit etkileri nedeniyle iletimde indüklenen kayıplara neden olmaktadır. Bu dalga kılavuzlarının içindeki dalgaların bükülmesi de gösterilmiştir (Khelif ve ark. 2004).

Ek olarak, fononik kristallerde dalga vektörünün yayılımı, eşsiz kırılma davranışı nedeniyle araştırmacıların ilgi odağı olmaya başladı (Luo ve ark., 2002; Zhang ve Liu, 2004). Bu durumu ilk olarak Pendry (2000), fotonik kristallerde göstermiştir. Düz bir objektifte negatif kırılma kullanarak elektromanyetik dalgaların odaklanabileceğini kanıtladı. Sonralarda fononik kristallerde de negatif kırılma indisleri veren belirli geçiş bantları oluşturulmaya başlanmıştır (Zhang ve Liu, 2004; Sukhovich ve ark., 2008; Lu ve ark., 2009). Fononik kristallerde, dalganın grup hızı ile dalga vektörü doğrultuları paralel değil ise negatif kırılma elde edilir. Negatif kırılmanın ön şartı, fononik kristallerde, Bragg saçılmasından dolayı oluşan bant katlanması sonucu negatif eğimli birkaç bant üretilmesidir. Ayrıca bazı fononik kristallerde pozitif, negatif ve sıfır açılı kırılmalar olabileceği gösterilmiştir (Bucay ve ark., 2009; Bringuier, 2011). Yapılan deneysel ve teorik çalışmalar fononik kristallerin bahsedilen özellikleri gösterdiğini ortaya koymuştur. Ayrıca fononik kristallerin, alt dalga boylarında çözünürlükler sağlayan düz lensler olarak kullanılabileceği gösterilmiştir (Robillard ve ark., 2011). Bu durum, bir sıvıya batırılmış üçgen örgü şeklindeki çelik çubuklardan oluşan iki boyutlu bir fononik kristalde ortaya konulmuştur. Uygun açılarda ki negatif kırılma koşulları sağlandığı zaman yüksek çözünürlüklü görüntüleme elde edilir.

Son zamanlarda, fononik kristallerde, ω-k uzayı dışında akustik dalga faz uzayında da çalışmalar yapılmaktadır (Swinteck ve ark., 2011). Bir fononik kristalde, yayılan akustik dalga çiftleri arasındaki faz farkı, fononik kristal bant yapısının ve eş frekans kontörlerinin analizi ile tamamen anlaşılabilir. Aynı doğru üzerinde olmayan dalga ve grup hız vektörleri olan eş frekans hatlarını gösteren fononik kristaller, içlerinde uyarılmış Bloch modlarının farklı faz hızlarında hareket etmeleriyle yayılan akustik dalgalar arasındaki göreli fazın kontrol edilebilirliği açısından oldukça ideal sistemlerdir. Bu durumda, dalgalar arasındaki bağıl faz, gelen akustik dalgaların gelme açıları değiştirilerek veya fononik kristalin kalınlığı değiştirilerek istenilen hassasiyette modüle edilebilir.

Bu özelliklere ek olarak bir diğer özellik de fononik kristalin faza bağlı özelliğidir. Bu özellik kristal yapının birinci Brillouin bölgesinden daha büyük olan homojen ortamın Eş Frekans Kontör grafiğiyle ilgilidir. Bu durumda, aynı Bloch modları, farklı açılarla gelen dalgalar tarafından yapıya ait dalga vektörü uzayında uyarılabilir.

Fononik kristaller bazı teknolojilerin gelişimi açısından büyük öneme sahip olacaktır. Akustik / elastik dalgaların kontrol edilebilmesi ve yönlendirilebilmesi, özellikle bilgi aktarımı ve iletişim teknolojileri alanında uygulanabilecek birçok potansiyel uygulamada temel bir sorundur. Dalga boyu sınırlandırmalarında, istenilen veya istenmeyen frekanslar için filtreleme işlemlerinde, gelişmiş nanoteknolojik sensorlar ve benzeri aygıtlarda fononik kristallerin kullanımı oldukça verimlidir.

Bu çalışma kare örgü fononik kristallerde belirlenen malzemeler için kristaldeki bant özelliklerinin araştırılmasıdır. Oluşturulan metamateriyal fononik kristalin bant yapısının belirlenmesi ve özelliklerinin anlaşılması bu bant yapısının kontrol edilmesini mümkün kılar. Denetimli bant genişlikleri özellikle elastik dalgaların yayılımının kontrolünü sağlayacağından yapılardaki ses izolasyonunun sağlanması açısından son derece önemlidir. Bu, dış ortamdan gelen istenmeyen gürültülerin engellenmesinde, yani bina yalıtımlarında, güvenlik amacı ile denizaltıların kaplanması gibi izolasyon gerektiren birçok alanda kullanılabilir. Fononik kristaller

sensor aygıtların fabrikasyonu için oldukça elverişli malzemelerdir. Bu kristaller elastik sinyallere duyarlı malzemeler olduklarından, dışarıdan uygulanan uyarıcılara ve modülasyonlara sıkı sıkıya bağlıdır. Fononik kristaller sesi ve ısıyı kontol etmek amacıyla da kullanılırlar. Sonik ve termal diyotlarda ortaya çıkan gelişmeler, optomekanik kristallerin, hipersonik fononik kristallerin, termoelektrik ve termokristal teknolojilerinin ilerleyişi, fononik yapılar ve gelecek için teknolojik bir devrimdir. Önerilmiş olunan sistem, bu sistemlerde aranılan bant aralıklarına bağlı olarak kullanılabilir.

Bu çalışmada iki boyutlu fononik kristalde, boyuna mekanik dalganın ilerlemesi sonlu eleman yöntemi (Finite Elements Method-FEM) ile incelenmiştir. İki boyutlu fononik kristal naylon ortam içerisinde periyodik olarak dizilen silindirik yapıdaki tungsten malzemeden oluşmaktadır. Fononik kristalin bant yapısı düzlem dalga yöntemi (Plane Wave Expansion-PWE) ile elde edildi ve sonlu eleman analiz metodu (Finite Elements Method-FEM) ile analizinde elde edilen sonuçlar ile karşılaştırıldı. Simülasyonu yapılan rezonatör, elastik ses seviyesinde zayıflama sağlayan geniş bant yapısına sahiptir. Rezonatör tasarımında kullanılan malzemelerin örgü yapısı değiştirilerek elastik ses seviyesinin düşürüleceği farklı frekans aralığına sahip yapılar elde edildi.

2. ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR

Elastik dalgaların periyodik yapılarda ilerlemesi veya yayılması Fononik Kristal olarak adlandırılır. Bir başka deyişle fononik kristaller kendisini oluşturan materyallerin elastik yapılarında ve kütle yoğunluğunda uzaysal değişimler gösteren periyodik yapılı sentetik materyallerdir. Bunlar, belirli şartları sağlayabilecek malzeme ve cihaz gelişimini arttırmaya yönelik malzemelerdir. Çoklu materyale sahip yapılar katı/katı fononik kristal yapılar oluşturabilir. Bu yapılar son yıllarda yoğun araştırmaların ilgi merkezi haline gelmiştir.

Kuang ve ark. (2004), fononik bant yapılarında saçıcı olarak görev yapan malzemelerin simetrisini ve saçıcıların şeklinin yani geometrisinin etkilerini iki boyutlu yapılarda incelemiş ve bant aralığının saçıcının büyüklüğüne, boyutuna ve yönelimine bağlı olarak değiştirilebildiğini göstermişlerdir. İki boyutlu katı katı yapıdaki fononik kristallerin band yapılarını incelerken, geometrinin ve simetrinin etkilerini fononik bant düzlem dalga açılım metodu ile incelemişlerdir. Araştırma bulguları iki boyutlu fononik kristal dizaynı için önemli sonuçlar vermiştir.

Swinteck ve ark. (2012), epoksi malzeme içine gömülü kare geometriye sahip çelik silindir dizisinden oluşan iki (2D) boyutlu katı/katı fononik kristalin çeşitli spektral, dalga vektörü ve faz-uzay fonksiyonlarını yerine getirdiğini göstermişlerdir. Epoksi malzemeye gömülü çelik çubuklardan oluşan iki boyutlu fononik kristallerin x-uzayı, k-uzayı ve faz-uzayında çalışmayla çok işlevli olabileceğini gösterdiler.

Gang ve ark. (2005), iki boyutlu üçlü yerel olarak rezonant fononik kristallerde düşük frekanslı bant boşlukları ve bunlara karşılık gelen titreşim modlarını topaklanmış kütle metoduyla incelemişler ve birinci ve ikinci düzlem içi lokal rezonans modlarının hem kaplama tabakasında hem de çekirdeğinde lokalize olduğunu göstermişler.

Wu ve ark. (2009), mutlak fononik bant boşlukları, bir simetri azaltma yaklaşımı kullanılarak iki boyutlu kafeslerde büyük ölçüde geliştirilebilir düşüncesiyle elastik

dalgaların, hava ortamında paslanmaz çelik silindirlerden oluşan iki boyutlu bir hibrid üçgen örgü yapısındaki yayılımını teorik olarak incelediler ve bant boşluğunun yerinin ve genişliğinin, oluşturulan yapıdan çelik çubuk çıkarılarak ayarlanabileceğini gösterdiler. Ayrıca bu yapının düşük frekanslı gürültüyü izole etmek için mühendislik tasarımında oldukça uygun ve kullanışlı olabileceğini gösterdiler.

Yao ve ark. (2009), ince levha yapısındaki bir fononik kristalde kusurlu bükme dalgalarının bant yapılarını süper hücre tekniği ile inceleyerek gelişmiş bir düzlem dalga yöntemi kullanarak incelemişler ve süper hücre tekniğiyle birlikte düzlem dalga açılımı (PWE) yöntemini kullanarak epoksi malzemeye gömülü Al_2O_3 malzemesiyle oluşturulmuş ince plaka yapısında fononik kristalde bükülme dalgalarının bant yapılarını nokta kusurlu olarak hesaplamışlardır. Bant boşluğunda bulunan kusur modlarının, fononik kristalin doldurma oranına ve noktanın boyutuna oldukça bağlı olduğunu göstermişlerdir.

Yan ve ark. (2012), düzlem dalga genleşme yöntemi ve süper hücre hesaplamaları ile epoksi reçine malzeme içine gömülü kare kesitli geometriye sahip 4340 çelik silindirlerden oluşan iki boyutlu üçgen kafesleri incelemişler ve bant boşluklarını, bant boşluk eğilimlerinin sayısını ve farklı kusurlu durumlara sahip minimum epoksi reçine malzeme içine gömülü kare kesitli geometriye sahip 4340 çelik silindirlerden oluşan iki boyutlu üçgen kafes bantlarının maksimum genişliğini elde etmişlerdir.

Çiçek ve ark. (2015), hava ortamında bulunan paslanmaz çelik silindirlerden oluşmuş kare geometriye sahip fononik kristalin yüzey modlarının keskin kıvrımları, sayısal değerlerle göstermişler ve değiştirilmemiş yüzey kıvrımlarının, dik yüzeyler arasında çok düşük dalga geçirgenliği sağladığı sonucuna varmışlar ve bu sonuçları sonlu elemanlar metodu (FEM) ile gerçekleştirmişlerdir.

Yi Yeh (2011), hava ortamında bulunan kare örgü şeklinde dizili çelik silindirlerden oluşan fononik kristalin boşluk karakteristik analizini araştırmış, mükemmel ve hatalı modların bant yapılarını ve iletim özelliklerini elde etmek için

düzlem dalga genleşme metodu ve süper hücre yöntemini kullanmıştır. Çalışma sonucunda mükemmel ve nokta arızalı fononik kristallerin akustik özellikleri çalışılarak hata bantları ve bant yapılarını belirlemiştir.

Wang ve ark. (2015), sonlu elemanlar yöntemini kullanarak, düzlemsel polarize dalgaların karmaşık bant yapılarını incelemek için bir algoritma geliştirmişler. Bunun içinde polimer malzeme matriksine gömülü kauçuk kaplı yuvarlak geometrili metal çubuklardan oluşan iki boyutlu viskoelastik metamateryal kullanmışlar, oluşan kompleks bantların fiziksel anlamını anlamak için kaybolan Bloch dalgalarını hesaplayıp analiz etmişlerdir.

Gao ve ark. (2013), bal peteği şeklindeki kafes ve sudan oluşan bir fononik kristalin bant aralığının özelliklerini ultrasonik daldırma iletim tekniği kullanılarak hem teorik hem de deneysel olarak incelemişler ve bant yapısını, düzlem dalga genişlemesi (PWE) yöntemiyle hesaplamışlardır. Sonuçların, fononik kristalin düşük frekanslarda bant boşluğuna sahip olduğunu ve deneysel olarak elde edilen sonuçların teorik hesaplamalarla da uyumlu olduğunu belirtmişlerdir.

Phani ve ark. (2006), Floquet ve Block ilkelerini kullanarak iki boyutlu sonsuz periyodik örgülerde düzlem dalga yayılımını incelemişler, frekans bant boşluklarını ve filtreleme olaylarını incelemek için altıgen petek, Kagome kafes, üçgen petek ve kare petek olmak üzere dört düzlemsel kafes topolojisini kullanmışlardır. Bu topolojilerin uzun dalga boyu deformasyonunda önemli farklılıklar gösterdiğini görmüşlerdir. Dalga yayılımı için özdeğer problemini çözerek dağılma eğrilerini elde etmişler ve bant yapısının ortaya çıkması için frekansın dalga sayısına bağlı olduğunu belirlemişlerdir.

El-Naggar ve ark. (2011), epoksi malzeme içine gömülü kare kesitli geometriye sahip çelik çubuklardan oluşan fononik kristallerin bant boşluklarını ve bu boşlukların genişliklerini teorik olarak araştırmışlar ve hesaplamalar için süper hücre düzlem dalga yayılımı (SC-PWE) yöntemini kullanmışlardır. Önceki çalışmalarda yayınlanmış denklemlere ek olarak üçgen ve kare kafeslerdeki kare geometrili çubuklar için bazı

yeni denklemler de türetmişlerdir. Oluşan bant boşluklarının çubuklarının şeklinin, dolum faktörünün, plaka kalınlığının ve kafes yapısının değiştirilmesi ile ayarlanabileceğini göstermişlerdir. Bant boşluklarımız çubukların şeklinin, kafes yapısının, dolum faktörünün ve plaka kalınlığının değişmesi ile ayarlanabilir.

Kafesaki ve ark. (1995), homojen polimer malzeme içine gömülü küre, küp veya çubuk saçıcılardan oluşan periyodik yapıdaki kompozit malzemelerdeki elastik dalgalar için elde edilen bant yapısı sonuçlarını göstermişlerdir. Farklı doldurma oranları kullanılarak fcc, bcc ve sc yapılarındaki geniş bant boşluklarının varlığının, tek saçılma sonuçları kullanılarak analiz edilip tahmin edilebileceğini göstermişlerdir.

Hou ve ark. (2004), homojen epoksi matrisine gömülmüş dikdörtgen geometrili elastik izotropik kurşun çubuklar ile oluşturulmuş iki boyutlu fononik kristalin iletim özelliklerini öz-mod eşleştirme teorisi (EMMT) olarak adlandırılan yeni bir sayısal yöntemle hesaplamışlardır. Γ-X ve Γ-M yönleri boyunca iletim katsayılarını hesaplamışlar ve elde edilen sayısal sonuçlar, sistemin iletim spektrumları ile sitemin bant yapılarının uyumlu olduklarını göstermişler, ayrıca iletim spektrumlarından izin verilen bantların özelliklerini ve kristalin etkin hızını incelemişlerdir.

Cao ve ark. (2005), epoksi matrisine gömülü kurşun çubuklar ve su matrisindeki cıva çubuklardan oluşan iki boyutlu fononik kristal plakalardaki yansıma katsayılarını öz-mod eşleştirme teorisi (EMMT) yöntemini kullanarak hesaplamışlardır. Uzun dalga boylu dalgalarda fononik kristal levhaların etkili parametrelerini yansıma sonuçlarından elde edilen verilerle kolayca hesaplamışlardır. Sayısal sonuçların çalışmada kullanılan iki boyutlu periyodik yapıların etkili olan elastik dalga yayılım parametrelerini belirleyebilmekte oldukça geçerli bir yöntem olduğunu göstermişlerdir.

Oltulu ve ark. (2017), İki boyutlu sonik kristallerde akustik dalgaların yayılımını teorik olarak çalışmışlardır. Bu çalışmalarında polar sıvı içinde periyodik olarak dizilmiş katı çubuklar ile oluşturulmuş yapıda ki bant boşlukları için eliptik çubuk yöneliminin etkilerini incelemişler.

3. MATERYAL ve YÖNTEM

3.1. Teorik Materyal

3.1.1. Dalga mekaniği temelleri

Titreşim hareketi sonucunda esnek bir ortama aktarılan enerjinin bir noktadan başka bir noktaya iletilirken ortamda oluşturduğu şekil değişikliğine dalga, bu dalganın esnek ortamda yayılmasına da dalga hareketi denir. Bir ortama etki eden titreşim hareketi sonucunda ortamda yayılan dalgalara mekanik dalgalar, yüklü parçacıkların ivmeli hareketleri sonucunda oluşan ve boşlukta da yayılabilen dalgalara elektromanyetik dalgalar denir. Su dalgası, ses dalgası ve deprem dalgası mekanik dalgalara örnektir. Radyo dalgaları, mikrodalga, kızılötesi ışınlar, görünür ışık bölgesi, morötesi ışınlar, x-ışınları ve gama ışınları ise elektromanyetik dalgalardır.

Dalganın içinde yayıldığı madde ortam olarak adlandırılır. Mekanik dalgaların yayıldığı ortamlar katı, sıvı ve gaz ortamlar olabilir. Dalga yayılımı sırasında ilerleyen ortam parçacıkları değildir. Ortam parçacıkları sadece belli bir konum etrafında titreşim yapar, denge konumundan ayrılan parçacığın sahip olduğu titreşim enerjisi ortamdaki diğer parçacıklara aktırılarak dalganın yayılımı sağlanır. Bu duruma örnek olarak birbirine kinetik enerji aktararak düşen domino taşları verilebilir. Domino taşları sadece oldukları yerde hareket ederken ortamda periyodik bir dalga hareketi gerçekleşir.

Ortamın cinsi mekanik dalganın yayılım hızını belirler. Katı, sıvı ve gaz ortamlarda dalganın yayılma hızı farklıdır. Katı ve sıvı ortamda mekanik dalgalar gaz ortamlara göre daha hızlı yayılır. Çünkü katı ve sıvılarda, ortamı oluşturan moleküller gazlara göre daha yakın ve sık olarak dizilmiş haldedirler. Böylece enerji bir parçacıktan diğerlerine daha hızlı aktarılır. Gazlarda ise parçacıklar hızlı ve düzensiz olarak hareket etmektedir. Bundan dolayı da parçacıkların enerjilerini birbirine aktarması katı ve sıvı ortamlara göre daha zordur. Örneğin hava ortamında ses hızı

yaklaşık 300 m/s civarında iken sıvı ortamlarda 1500 m/s, katı ortamlarda ise 2500 m/s civarındadır.

Ses, belirli bir ortamda titreşim hareketi yapan kaynağın titreşim sonucunda kinetik enerjisini ortama aktarıp ortam moleküllerinin titreşmesi sonucu üretilir. Ses, herhangi bir ortamda yayılan basınç, parçacık yer değiştirmesi veya parçacık hızındaki değişimler olarak tanımlanabilir. Ses dalgasıyla ilişkili mekanik titreşim sıklığı yani frekansı,

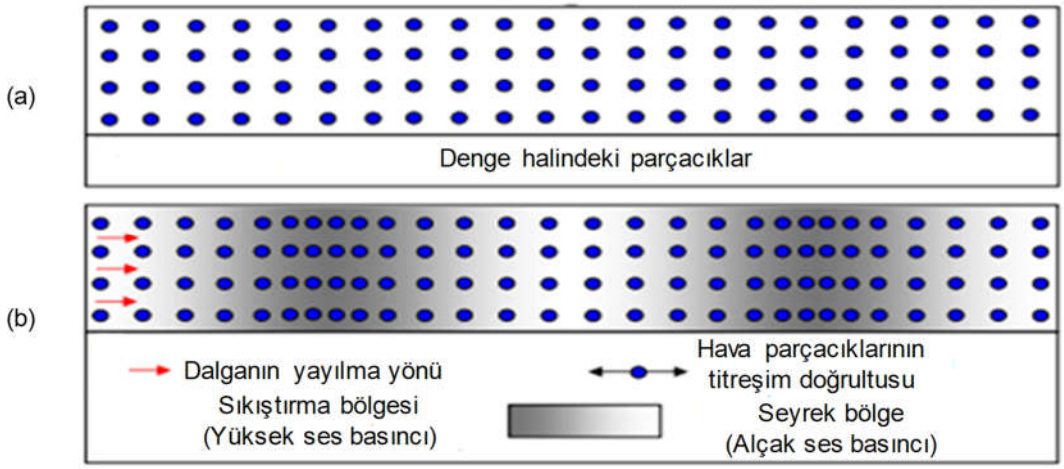
$$f = {}^{c}/_{\lambda} \tag{3.1}$$

şeklinde ifade edilebilir.

Burada;

f = frekans, birim zamanda oluşan dalga sayısı (Hz)
c = ortamdaki ses hızı (m/s)
λ = bir tam periyot sürede oluşan dalganın dalga boyu (m)

Ses dalgaları hava ortamında boyuna dalga olarak yayılırlar, yani dalganın ilerleme doğrultusu ile ortam moleküllerinin titreşim doğrultusu birbirine paraleldir (Şekil 3.1.b).



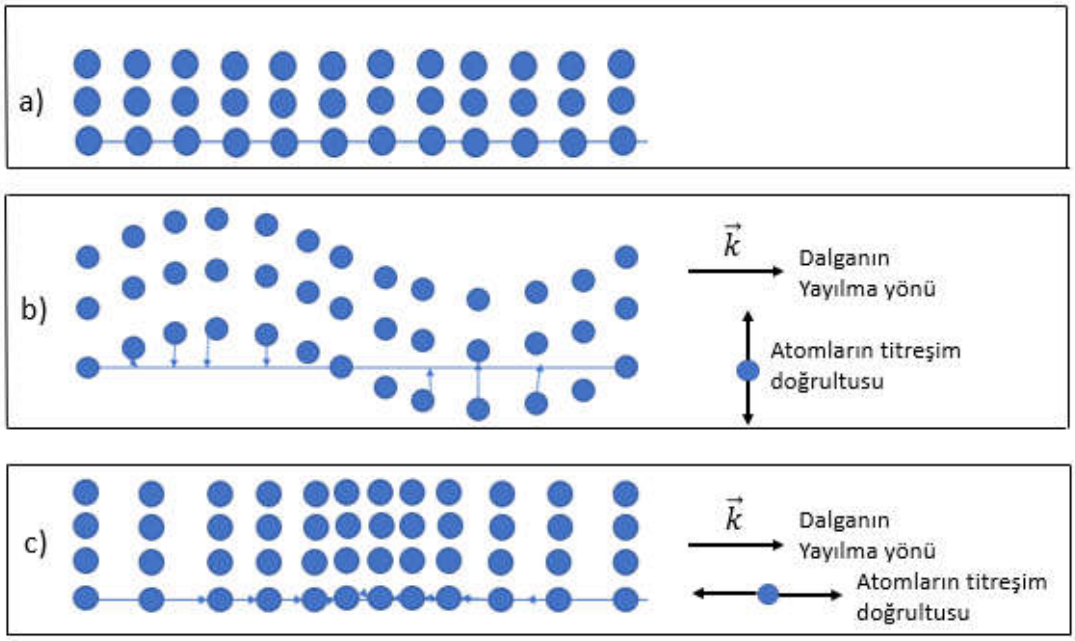
Şekil 3. 1. Düzlem akustik dalganın sonsuz uzayda yayılması sırasında hava molekülü kalıpları: (a) hava moleküllerinin herhangi bir dış kuvvet uyarımı olmadan denge pozisyonlarında düzenlenmesi, (b) düzlem akustik dalgaların hava ortamında yayılma anı (Chong, 2012)

Ses dalgalarının yayılımı akustik dalga yayılımı olarak bilinir. Bununla birlikte katı ortamlarda dalgaların yayıldığı da göz önüne alınmalıdır. Evlerin dış kapıları genellikle tahta veya metal gibi katı maddelerden yapılmaktadır. Eve gelen kişi kapıya eliyle veya tokmakla vurarak ses üretir. Kapının vurulmasıyla oluşan ses önce katıda sonra da gaz ortamında yayılarak kulağımıza ulaşmaktadır. Sokakta darbeli matkapla asfaltın delinmesi sonucunda oluşan sesler önce hava ortamında daha sonra da katı ortam olan duvarlarda yayılarak kulağımıza ulaşır.

Bir malzeme esneklik özelliğine sahipse ve belirli bir bölgedeki parçacıklar dış bir kuvvetin etkisi ile titreşimli harekete ayarlanırsa, malzeme içerisinde elastik bir dalga yayılır.

Bunlara bağlı olarak, katı-katı fononik kristallerde dalga yayılımı, mekanik dalgaların katı homojen malzemeler içerisindeki davranışı ile ilgili olup, önem arz eden araştırma konuların arasında yer almaktadır. Homojen katı maddeler genellikle kristaller gibi atomları çoğu zaman periyodik bir düzen içerir. Mükemmel şekilde düzenlenmiş kristal içindeki atomların denge konumlarında yer aldığı varsayılabilir (Şekil 3.2.a.). Dalga vektörü $\vec{k}$ olan elastik bir dalga homojen bir kristalin malzeme içinde yayıldığında, atomlar denge konumlarından yer değiştirir (Şekil 3.2.b ve Şekil

3.2.c). Elastik düzlem dalga malzemede atomların dizilişinde denge durumlarına göre bozunumlara neden olur ve atomlar denge durumlarına göre bir miktar yer değiştirirler.



Şekil 3. 2. Enine ve boyuna elastik düzlem dalgaların iki boyutlu kristal bir katı madde içinde yayılması, dalgalar yatay olarak dalga vektörleri ($\vec{k}$) ile yayılır. a) Homojen kristalli malzemede atomların konfigürasyonu. b) Enine elastik dalganın yayılması. c) Boyuna elastik dalganın yayılması

Enine ve boyuna elastik düzlem dalgaları homojen katı madde boyunca farklı hızlarda ve birbirlerinden bağımsız olarak yayılır.

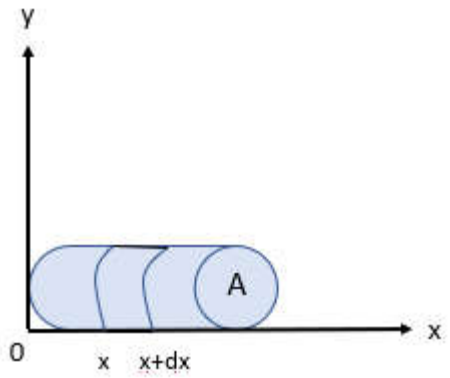
Yay sabiti k olan ideal bir yayı denge konumundan x kadar çekebilmek için F kadar bir kuvvet gerekiyorsa, 2x kadar çekebilmek için 2F kadarlık kuvvet gerekir. Yani yayın uzama miktarı ile uzaması için gereken kuvvet büyüklüğü doğru orantılıdır. Ayrıca, yayı geren kuvvet F kadar ise yay, denge konumuna dönmek için uygulanan F kuvvetine zıt yönde eşit büyüklükte geri çağırıcı kuvvet uygular ve bu geri çağırıcı kuvvetin büyüklüğü F = k.x şeklinde hesaplanır. Buna “Hooke Yasası” denir. Elastik bir ortamda, ortamın elastikliği bozulmamak kaydıyla uygulanan bir dış kuvvet sonucu meydana gelen ortamdaki parçacıkların hareketleri Hooke Yasası ile analiz edilebilir. Yay sabiti k olan ideal bir yaya bir kütle asılıp bulunduğu statik denge konumundan bir miktar çekilip bırakılırsa, sürtünmesiz ortamda bulunan böyle bir sistem basit

harmonik hareket yapar. Ancak yay gereğinden fazla uzatılırsa esnekliğini kaybeder ve artık eski haline dönemez. Bu duruma benzer olarak, katı bir cisme uygulanan kuvvet sonucu Şekil 3.2.' deki gibi denge konumu etrafında Hooke Yasası'na uyacak şekilde elastik ortam gibi davranır. Ancak uygulanan kuvvet belli bir değerin üzerine çıkarsa ortam elastikiyetini kaybeder. Buna elastik limit denir. Elastik limit veya elastik sınır dediğimiz bu durum kalıcı deformasyonun meydana geldiği durumdur. Uygulanan dış kuvvet ortadan kalksa bile ortam orijinal şekline ve boyutuna geri dönmeyecektir. Dalga boyu, katıyı oluşturan atomların arasındaki mesafeden çok çok büyük olduğunda katı cisim sürekli elastik ortam gibi davranabilir.

3.1.1.1. Elastik dalgalar

Bir katı içinde, dalga boyu çok büyük olan ve katıda yayılan ses dalgaları düşünelim. Bu etki boyunca katı sürekli elastik bir ortam gibi davranır. Bu şekilde oluşan dalgalara elastik dalgalar denir.

Şimdi katı bir çubukta yayılan boyuna elastik dalgayı düşünelim (Şekil 3.3.).



Şekil 3. 3. Elastik dalganın yayıldığı katı bir çubuk

Şekil 3.3.' de x noktasından itibaren yer değiştirme U(x) olsun ve çubukta meydana gelen gerinim (strain) yani birim uzunluk başına, çubuğun boyundaki değişim *e* olsun. O zaman;

$$e = \frac{dU}{dx} \tag{3.2}$$

şeklinde hesaplanır. Gerilim (stress) ise malzemede birim yüzeye etki eden kuvvet olarak tanımlanır. Gerinimi "e" ile gerilimi ise "S" ile gösterelim.

Şimdi Hooke Yasası'nı Şekil 3.3.' deki silindir geometriye sahip çubuk üzerinde tekrar uygulayalım. Çubukta yayılan elastik bir dalganın herhangi bir *x* noktasında ve herhangi bir t anında sebep olduğu gerilim yani S, oluşan gerinim yani *e* ile doğru orantılıdır. Bu durumu;

$$S = E.e \tag{3.3}$$

şeklinde ifade edebiliriz. Burada kullanılan "*E*" Young modülünü ifade eder. *x* noktasından *dx* kadar uzaklaşıp bu hareket için Newton'un 2. Hareket yasası ($F = m.a$) kullanılırsa, ρ çubuğun yoğunluğu olmak üzere;

$$(\rho A dx)\frac{\partial^2 U}{\partial t^2} = [S(x+dx) - S(x)]A \tag{3.4}$$

şeklinde yazılabilir. (3.3) denkleminin sağ tarafı gerilimden kaynaklanan net kuvvetin ifadesidir. Denklem 3.1, denklem 3.2 de yerine yazılırsa;

$$S = E\frac{\partial U}{\partial x} \tag{3.5}$$

elde edilir ve Denklem 3.4' ün her iki tarafının *x* e göre kısmi türevi alınırsa;

$$\frac{\partial S}{\partial x} = E\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} \tag{3.6}$$

ifadesi elde edilir. Denklem 3.4' ün sağ tarafındaki gerilimdeki değişim ifadesi (köşeli parantez içindeki ifade) $\frac{\partial S}{\partial x}dx$ şeklinde yazılabilir. Denklem 3.4 ve Denklem 3.6 beraber kullanılırsa;

$$(\rho A dx)\frac{\partial^2 U}{\partial t^2} = E\frac{\partial^2 U}{\partial x^2}Adx \tag{3.7}$$

eşitliği elde edilir. Her iki taraftaki ortak terimler olan Adx ifadeleri sadeleştirilirse;

$$\rho \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} = E \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} \tag{3.8}$$

şeklinde düzlem dalga denklemi elde edilmiş olur. Bu dalga denkleminin çözümü bize malzeme içinde yayılan ses dalgasının hızını (V_s) verir. Bu dalga denklemine $U(x) = Ae^{i(kx-\omega t)}$ şeklinde bir çözüm önerilebilir. Önerilen çözümde k dalga sayısı, A genlik ve ω ise açısal frekanstır.

3.1.1.2. Elastik dinamik teorisine göre dalga yayılımı

Elastik dinamik teorisine dayanarak, üç boyutlu homojen olmayan elastik bir ortamdaki dalga yayılımı;

$$\rho \frac{\partial^2 U_X}{\partial t^2} = \frac{\partial}{\partial x}(\lambda \vec{\nabla}.\vec{U}) + \vec{\nabla}.(\mu(\vec{\nabla}U_x + \frac{\partial \vec{U}}{\partial x})), \tag{3.9}$$

$$\rho \frac{\partial^2 U_y}{\partial t^2} = \frac{\partial}{\partial y}(\lambda \vec{\nabla}.\vec{U}) + \vec{\nabla}.(\mu(\vec{\nabla}U_y + \frac{\partial \vec{U}}{\partial y})), \tag{3.10}$$

$$\rho \frac{\partial^2 U_z}{\partial t^2} = \frac{\partial}{\partial z}(\lambda \vec{\nabla}.\vec{U}) + \vec{\nabla}.(\mu(\vec{\nabla}U_z + \frac{\partial \vec{U}}{\partial z})), \tag{3.11}$$

şeklinde yazılır. Burada ρ malzeme yoğunluğu, $\lambda \, ve \, \mu$ Lame katsayılarını göstermektedir. $\vec{U} = (U_x U_y U_z)$ ise yer değiştirme vektörüdür ve diverjansı, $\vec{\nabla}.\vec{U} = \frac{\partial U_x}{\partial x} + \frac{\partial U_y}{\partial y} + \frac{\partial U_z}{\partial z}$ şeklinde tanımlanır. Lame sabitleri ise;

$$\lambda = \frac{E\upsilon}{(1+\upsilon)(1-2\upsilon)} \tag{3.12}$$

$$\mu = \frac{E}{2(1+\upsilon)} \tag{3.13}$$

şeklindedirler. Burada E Young Modülü ve υ ise malzemenin Poisson Oranı dır.

Yayılan elastik dalgalar xy düzlemi ile sınırlandırıldığı varsayıldığından, $\frac{\partial \vec{U}}{\partial z} = 0$ olarak alınacaktır. Denklemler tekrar düzenlenirse;

$$\rho \frac{\partial^2 U_x}{\partial t^2} = \frac{\partial}{\partial x}((2\mu + \lambda)\frac{\partial U_x}{\partial x} + \lambda \frac{\partial U_y}{\partial y}) + \frac{\partial}{\partial y}(\mu(\frac{\partial U_x}{\partial y} + \frac{\partial U_y}{\partial x})) \quad (3.14)$$

$$\rho \frac{\partial^2 U_y}{\partial t^2} = \frac{\partial}{\partial y}((2\mu + \lambda)\frac{\partial U_y}{\partial y} + \lambda \frac{\partial U_x}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial x}(\mu(\frac{\partial U_y}{\partial x} + \frac{\partial U_x}{\partial y})) \quad (3.15)$$

$$\rho \frac{\partial^2 U_z}{\partial t^2} = \frac{\partial}{\partial x}(\mu \frac{\partial U_z}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial y}(\mu \frac{\partial U_z}{\partial y})) \quad (3.16)$$

denklemleri elde edilir. (3.14) ve (3.15) denklemleri birleştirildiğinde xy modu elde edilmiş olur. (3.16) denklemi ise z modu olarak adlandırılır (Xie ve ark., 2017).

3.1.1.3. Elastik sabitler ve malzemede ki ses hızı

Elastik sabitler, katı maddelerde bağlanma kuvvetlerinin yapısını anlama açısından oldukça ilgi çekicidir ve ayrıca katıların termal özellikleri için de önemlidir. Eğer ilgilenilen kristal yapı simetri elemanlarına sahipse dikkate alınması gereken bağımsız elastik sabitlerin sayısı azalır. Biz bunlardan sadece iki tanesiyle ilgileneceğiz. Bu elastik sertlik sabitinin değer dizisi, bir kübik kristal için [C] matrisi ile aşağıdaki gibi gösterilebilir.

$$[C] = \begin{bmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{12} & 0 & 0 & 0 \\ C_{12} & C_{11} & C_{12} & 0 & 0 & 0 \\ C_{12} & C_{12} & C_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & C_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & C_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & C_{44} \end{bmatrix} \quad (3.17)$$

Bir kübik kafeste, üç bağımsız elastik sabit $C_{11}, C_{12}\ ve\ C_{44}$ uygun kafes distorsiyonları kullanılarak belirlenir. $C_{11}\ ve\ C_{44}$;

$$C_{11} = \frac{E(1-\upsilon)}{(1+\upsilon)(1-2\upsilon)} \quad (3.18)$$

$$C_{44} = \frac{E}{2(1+\upsilon)} \tag{3.19}$$

bağıntıları ile hesaplanırlar.

Malzemede ki ses hızları yayılma yönlerine önemli ölçüde bağlıdır. Eğer katı malzemenin yoğunluğu ρ ve elastik sertlik sabiti C_{ij} biliniyor ise ses hızı c;

$$c = \sqrt{\frac{C_{ij}}{\rho}} \tag{3.20}$$

bağıntısı ile hesaplanabilir. Genel olarak, kristalde belirli bir yayılma yönü için üç tür dalga hareketi vardır, ancak yalnızca birkaç özel yön için dalgalar, sadece boyuna veya sadece enine dalgalar olarak sınıflandırılabilir. Sadece boyuna dalga hızı c_l;

$$c_l = \sqrt{\frac{C_{11}}{\rho}} \tag{3.21}$$

bağıntısı ile ve sadece enine dalganın hızı c_t;

$$c_t = \sqrt{\frac{C_{44}}{\rho}} \tag{3.22}$$

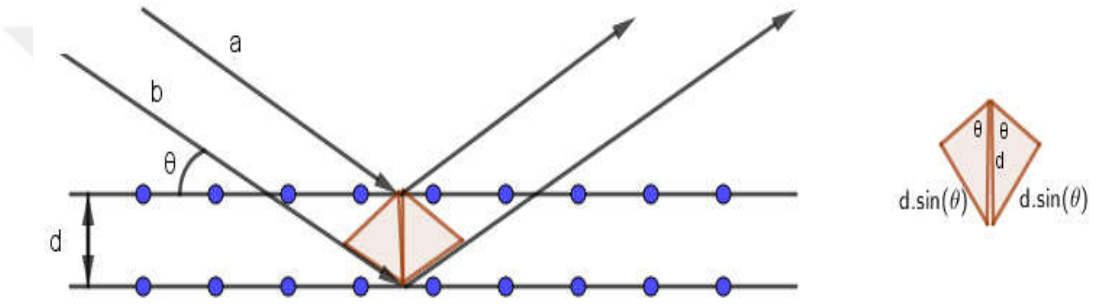
bağıntısı ile hesaplanır.

3.1.2. Bragg yasası ve brillouin bölgesi

3.1.2.1. Bragg yasası

Periyodik yapıda dalgaların ilerlemesi ile ilgili ilk çalışma Leon Brillouin tarafından yapılmıştır. Elektronun bir dalga gibi davrandığı düşünüldüğünde, elektron dalga boyu Bragg şartlarını sağladığında kırınım gerçekleşir. Düzenli atom dizilimlerinden oluşan tabakalardan meydana gelen katı kristallerin özelliklerini

katmanları arasındaki d mesafesi ölçeğinde çözebilmek için dalga boyu $\lambda < d$ olan ışık dalgaları ile görüntü almamız gerekir (Şekil 3.4.). Katı atomları aralarında yaklaşık $2\,\text{Å}$ mesafe olacak şekilde dizilmişlerdir. Bundan dolayı da katıların yapısını araştırabilmek için dalga boyu $\lambda \leq 2\,\text{Å}$ olan veya x- ışınlarına ihtiyacımız vardır. Yapıların periyodikliği kırınım yoluyla etkili şekilde incelenebilir. Elektronlardan yansıyan ışık dalgaları yapıcı girişim veya yıkıcı girişim oluşturacak şekilde üst üste gelme durumunu oluşturabilirler ve meydana gelen yoğun yansıma yapıcı girişim yapıldığını gösterir.



Şekil 3. 4. Bragg yasası için atomik ölçekte katı malzeme görünümü; atom düzleminden yansıyan a ve b iki ışın dalgasının yol farkı dalga boyu \lambda' nın tam katına eşittir

Şekil 3.4.' de a ve b λ dalga boylu iki ışın olsun ve bu ışınlar kristalin yüzeyine θ açısıyla geliyor olsun. Bragg şartının sağlanıp kırınımın gerçekleşebilmesi için;

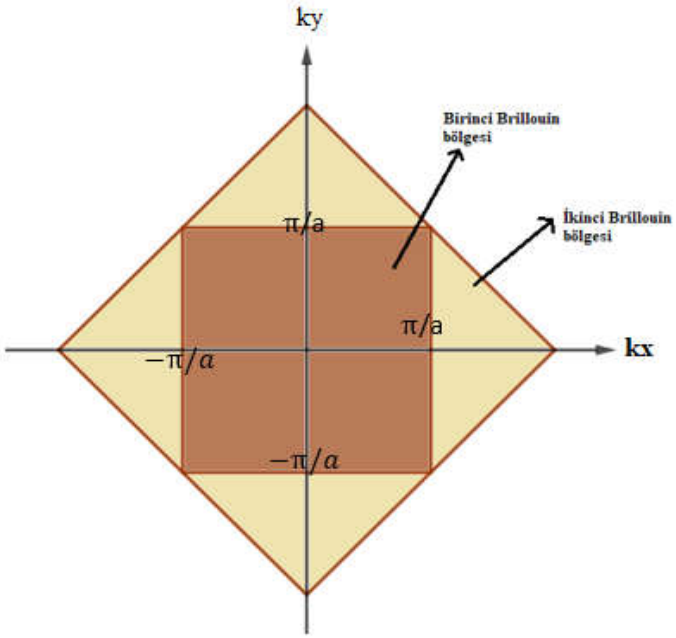
$$2d.sin(\theta) = n.\lambda \tag{3.23}$$

eşitliğinin sağlanması gerekir. Burada n tam sayıdır.

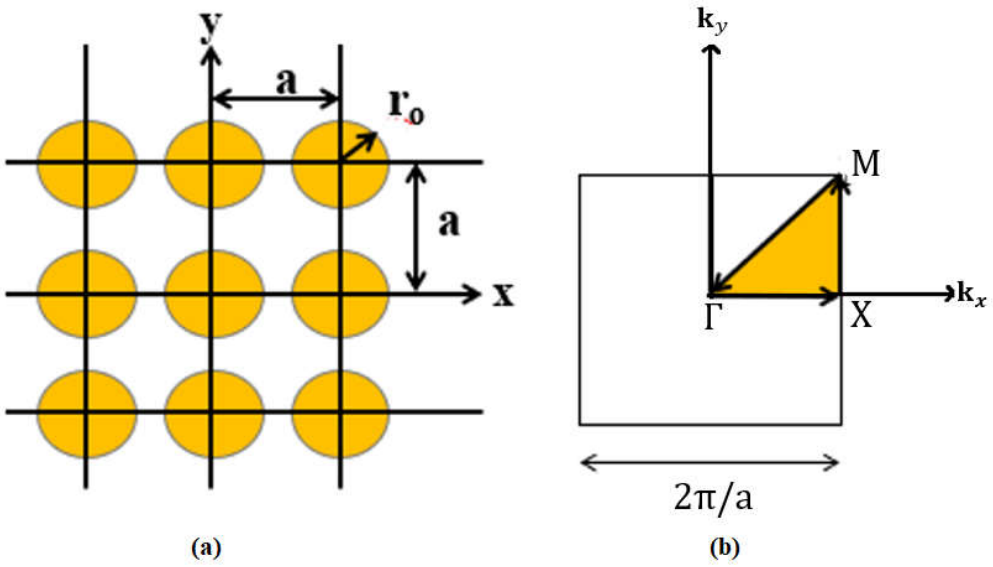
3.1.2.2. Brillouin bölgesi

Brillouin bölgesi kavramı Fransız fizikçi Léon Brillouin (1889-1969) tarafından geliştirilmiştir. Brillouin bölgesi kavramı, katıların elektronik yapılarının özelliklerini belirleyebilmekte oldukça önemli ve kullanışlıdır. Brillouin bölgesi karşılıklı kafesler içindeki Wigner-Seitz ilkel hücresi olarak tanımlanır. Birinci Brillouin bölgesi, ters

örgünün orijininden çizilen ve ters örgü vektörlerini ortadan kesen düzlemlerin oluşturduğu en küçük hacimdir. Birinci Wigner-Seitz ilkel hücresi, bir örgü noktası ile en yakın komşularını birleştiren çizgileri dik olarak ortalarından kesen çizgilerin oluşturduğu ve yalnızca merkezinde bir örgü noktası içeren yapıdır. Aynı zamanda, merkeze olan uzaklık arttırılarak kullanılan aynı yöntemle oluşturulan aynı hacme sahip bölgeler ikinci, üçüncü, vb. Brillouin bölgeleri de vardır, ancak bunlar pek sık kullanılmazlar. Yani genellikle birinci Brillouin bölgesi kullanılır ve Brillouin bölgesi denilince ilk akla gelendir. k-uzayında (burada dikdörtgen koordinatları k_x ve k_y olan hayali bir düzlem), düşük dalga vektörlü dalgaların kırılmadan geçebilecekleri, Şekil 3.5.' de gösterilen koyu renkli kısım birinci Brillouin bölgesi olarak adlandırılır. Birinci Brillouin bölgesi karşıt uzayda tanımlanmış ilkel hücredir. Bu hücrenin sınırları, ters örgüdeki noktaların bulunduğu düzlemle gösterilmiştir (Şekil 3.6.(b)).



Şekil 3. 5. k-uzayında (kx - ky düzleminde) İki boyutlu kare örgüde birinci ve ikinci Brillouin bölgeleri



Şekil 3. 6. Fononik kristal için, (a) kristal örgüsü, (b) k-uzayındaki ters örgü (Birinci Brillouin B.)

Periyodik yapı iki farklı materyalden meydana geliyor ise $a/2$ genişliğinde, ses hızının yüksek olduğu materyal ile ses hızının düşük olduğu materyalde zarf fonksiyonun maksimum noktaları meydana gelebilir. Bu durumda k' ya bağlı frekans için aynı dalga sayısına karşılık iki frekans oluşabilir. Bu durum bantların açılarak bant boşluklarının meydana gelmesine sebep olur. Bant boşluğunun genişliği, dalga hızları arasındaki farkın büyüklüğüne bağlıdır. Genel olarak periyodik yapıdaki iki materyalin özelliklerinin çok farklı olması, bant boşluğunun da büyük olmasına sebep olur. Fononik kristallerde mekanik dalga, silindirlerin rijit yapıda oluşundan dolayı daha çok akışkanda ilerlerler. Silindirlerin z yönünde uzandığını, örgünün ise xy düzleminde sonsuz periyodik olduğu varsayılırsa, fononik kristalin mekanik özellikleri xy düzleminde periyodik olarak değişir. Bu denklemlerin çözümü yasak dalga yayılımının frekansa bağlı davranışını bize gösterdi. İlerleyen kısımlarda bahsedildiği üzere bu çözümleri elde etmek için kullanılan iki farklı yöntemden bahsedilmiştir.

Fononik kristal tasarlamak ve ona özgü özelliklerden faydalanabilmek için, belirli bir kristal yapı içerisinde akustik veya elastik dalgaların nasıl yayıldığını belirlemek ve anlamak gerekir. Spesifik olarak, verilen bir kristal yapıda izinli frekansları yani öz-frekansları tüm kristal yönleri için bulduk. Homojen bir ortamda dalga yayılımı, ortama yerleştirilmiş periyodik saçıcılar tarafından güçlü bir şekilde değiştirilir. Bu fononik kristalleri oluşturan periyodik dizilim dalgaların saçılmasını

sağlar ve meydana gelen yıkıcı girişim, bant boşluklarına neden olacak şekilde bazı frekans değerlerinde meydana gelir. Buna bağlı olarak herhangi bir frekans değeri için fononik kristalde alan dağılımları da hesaplanmıştır. Bunu yapabilecek birkaç teknik mevcuttur. Bunlardan en çok kullanılanı düzlem dalga yayılım (Plan Wave Expansion-PWE) metodudur. Bu yöntem bir fononik kristal için öz frekansların hesaplanmasını mümkün kılar. Yöntem temel olarak bir düzlem dalga ve bu dalganın Fourier dönüşümünün alınmasına dayanmaktadır. Akustik ve elastik dalga terimlerinin periyodikliği göz önüne alınır ve bunların Fourier dönüşümleri ana denklemde yerine konulur. İlgili denklem ortamın katı-sıvı-gaz olmasına bağlı olarak modellenerek Fourier dönüşüm tekniği yardımı ile çözülmüştür.

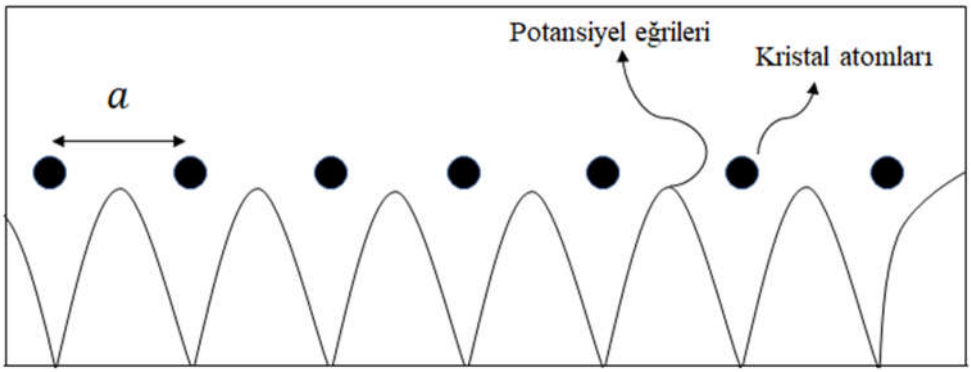
Özet olarak düzlem dalga yayılımı (Plane Wave Expansion-PWE) metodu bir denklemi özdeğer problemi olarak formülize edip elektromanyetik teoride ve elastik/akustik dalga teorisinde hesaplama yöntemidir. Ancak sözü edilen yönteme ilaveten sonlu elemanlar metodu (Finite Elemets Method-FEM) ile de hesaplamalar yapılmıştır. Bu çalışmada literatürde çoğunlukla çalışılan iki boyutlu fononik kristal yapı kullanılmıştır. İki boyutlu fononik kristal tasarımı, xy düzleminde periyodik olan ve z yönünde sonsuza uzanan farklı geometrilere sahip farklı özellikteki iki materyalden oluşmaktadır. Analizde kullanılan materyallere ait parametreler tabloda verilmiştir. Fononik kristalde ses partiküllerinin normal bileşeninin sıfır olması için matrikse gömülü materyale Sound Hard Boundary sınır şartı, sınırlarına ise absorber sınır şartı uygulanmıştır.

Akustik veya mekanik dalganın periyodik ortamdaki ilerlemesi katı hal fiziğindeki elektronik bant boşluklarında olduğu gibi akustik bant boşlukları ile ilgilidir. Bant yapısının elde edilmesinde kullanılan en yaygın yöntem düzlem dalga yayılımı (PWE) metodudur. Bant yapısı çıkarılırken ilerleme düzlemine dik olarak polarize olan dalgalar göz önüne alınmıştır. Fononik kristalin akustik basınç haritası sonlu elemanlar metodu (FEM) ile analiz edilerek düzlem dalga yayılımı metodu (PWE) ile elde edilen bant yapısı ile karşılaştırılıp yöntemin geçerliliği test edilmiştir.

3.1.3. Bloch teoremi

Periyodik yapılar, genellikle içlerinde yayılan dalgaların yayılım özelliklerini etkili bir biçimde değiştirirler. Bu durumun ilk örnekleri metal malzemelerde ve yarı iletken malzemelerde atomik boyuttaydı. Atomlar periyodik bir örgü içinde belirli bir düzende bulunurlar. Elektronlar kristal yapıdan geçerken elektrona eşlik eden dalga atom çekirdeğinde bulunan pozitif yüklü protonlardan kaynaklanan potansiyel enerjide periyodik olan bir değişime uğrarlar. Bu periyodik değişimlerin çözümleri Bloch teorimi veya bir boyutlu (1D) yapılar için Floquet teoremi ile elde edilir.

Bloch dalgasının periyodik potansiyel için çözümü, izin verilen ve yasaklanan enerji bölgelerinin bant yapılarının oluşumuna yol açar. İzin verilen enerji bölgesi iletkenlik ve değerlik bandı olarak bilinirken, Bloch dalgası için hiçbir çözüm bulunmayan yasaklanmış enerji grubu, bant aralığı olarak bilinir. Bu bant boşlukları yarı iletken malzemelerde oldukça yaygındır ve tüm modern elektronik cihazların temelini oluşturur.



Şekil 3. 7. İdeal bir kristalde atom dizilimi ve atomlar arasındaki potansiyel. (a: atomlar arası mesafe)

İdeal bir kristalde atomlar periyodik olarak düzenlenmiş haldedirler. Bundan dolayı da bir elektronun sahip olduğu iyonik potansiyel periyodik yapı boyunca hep aynıdır. Bu ifade, $\vec{\mathbf{r}}$ konum vektörü olmak üzere;

$$V(\vec{r}) = V(\vec{r} + \vec{a}) \tag{3.24}$$

şeklinde verilebilir. Burada $\vec{a}$ herhangi bir örgü vektörüdür. Bloch teoremi şu şekilde ifade edilir: Periyodik bir potansiyelde tek elektron Hamiltonyeninin özfonksiyonları, bir düzlem dalga ile örgünün periyodikliğine sahip bir fonksiyonun ($\vec{u}_k$) çarpımı olarak yazılabilir. Denklem (3.25) deki gibi.

$$\Psi_{n\vec{k}}(\vec{r}) = u_{n\vec{k}}(\vec{r}).e^{i\vec{k}.\vec{r}} \tag{3.25}$$

Tüm $\vec{a}$ örgü sabitleri için:

$$u_{n\vec{k}}(\vec{r}) = u_{n\vec{k}}(\vec{r} + \vec{a}) \tag{3.26}$$

ifadesini sağlar. Burada *n* bant sayısını veren indis, $\vec{k}$ ise birinci Brillouin bölgesi ile sınırlanan sürekli dalga vektörüdür. Denklem (3.26) ile denklem (3.25) birlikte değerlendirilirse;

$$\Psi_{n\vec{k}}(\vec{r}) = \Psi_{n\vec{k}}(\vec{r}).e^{i\vec{k}.\vec{a}} \tag{3.27}$$

elde edilir.

3.2. Yöntem

3.2.1. Düzlem dalga yayılım metodu (plane wave expansion method -PWE)

Düzlem dalga yayılım (PWE) metodu fononik kristallerde bant yapılarını hesaplamak için temel yöntemdir. Ayrıca düzlem dalga genleşme yöntemi, viskozitenin etkisini araştırmak için de kullanılır ve viskozitenin daha büyük bant boşluklarına neden olduğu bu yöntem ile gösterilmiştir. Düzlem dalga yayılım (PWE) metoduna dayanan iki boyutlu ve üç boyutlu fononik kristallerin teorik modelleri, akustik bant boşluklarının genişliğinin kuvvetle bileşime ve geometrinin yanı sıra bileşen malzemenin doğasına da bağlı olduğunu göstermiştir.

Konvansiyonel düzlem dalga genleşme metoduna göre, tüm malzeme parametreleri uzaysal periyodikliğe göre Fourier serisinde doğrudan genişletilmelidir. Bununla birlikte, geliştirilmiş düzlem dalga genleşme metodunda, tüm ters malzeme parametreleri, iyi bir yakınsama elde etmek için Fourier serisinde genişletilir.

Düzlem dalga yayılım metodu (PWE), dalga denklemini çözmek için, dalga vektörü ve dalganın frekansı ile ilgili basit bir özdeğer problemi elde etmek için sistemin periyodikliğini ve Bloch teoremini kullanır. Daha önceki çalışmalarda, fotonik kristaller dahil fononik kristaller için de bu yöntem oldukça yaygın olarak kullanılmıştır. Elde edilen özdenkleme göre, problem dalga vektörü $\vec{k}$ nın hem gerçek hem de imajiner kısmı için çözülebilir. Vektörün gerçek kısmı dalganın yapı içerisindeki yayılımı ile, imajiner kısım ise dalganın yapı içerisinde ki sönümlenmesi ile ilgilidir. Biz $\vec{k}$ vektörünün sadece gerçek çözümlerini ele alacağız, zaten genellikle de gerçek çözümler kullanılır ve PWE terimleri $w(\vec{k})$ çözümünü ifade eder.

Şimdi $w(\vec{k})$ çözümünü ifade edecek olursak; yapı içinde elastik dalga yayılımı, elastik sabitleri de içinde barındıran;

$$\rho(\vec{r})\frac{\partial^2 U_i}{\partial t^2} = \nabla_T.[C_{44}(\mathrm{r})\nabla_T U_i] + \nabla_T.\left[C_{44}\frac{\partial U_T}{\partial x_i}\right] + \frac{\partial}{\partial x_i}[(C_{11}(r) - 2C_{44}(r))\nabla_T.U_T] \quad (3.28)$$

denklemi ile de ifade edilebilir. Burada C_{ij} elastik sabitler, ρ ortam yoğunluğu ve U ise konum ve zamana bağlı yer değiştirme vektörüdür. XY düzleminde dalga yayılımı için, bir $\boldsymbol{k}$ $(\boldsymbol{k_x}, \boldsymbol{k_y})$ dalga vektörü tanımlanabilir (bu, $\boldsymbol{k_z} = \mathbf{0}$ anlamına gelir) ve yer değiştirme alanını yazmak için Bloch teoremi kullanılabilir.

$$U(\vec{r},t) = e^{i(\vec{k}.\vec{r}-wt)}\sum_{\vec{G}} U_k(\vec{G})e^{i(\vec{G}.\vec{r})} \quad (3.29)$$

burada ω dalganın açısal frekansıdır.

Bu çalışmamızda kare geometriye sahip katı ortam içinde xy düzleminde periyodik olan ve z ekseninde sonsuza uzanan silindirlerden oluşan bir sistem ele alınmıştır. Bu periyodik olma özelliğini kullanarak, Fourier serisi kullanılarak ortam özellikleri genişletilebilir,

$$\sigma = \frac{1}{\rho(\vec{r})} = \sum_{\vec{G}} \sigma_{\vec{k}}(\vec{G}) e^{i(\vec{G}.\vec{r})} \tag{3.30}$$

$$\eta = \frac{1}{K(\vec{r})} = \sum_{\vec{G}} \eta_{\vec{k}}(\vec{G}) e^{i(\vec{G}.\vec{r})} \tag{3.31}$$

Burada $\vec{G}$ iki boyutlu yapıda karşıt örgü vektörü, $K(\vec{r}) = \rho(\vec{r})c(\vec{r})^2$ şeklinde olan Bulk modülüdür.

Kare geometriye sahip örgüsü olan iki boyutlu fononik kristalde PWE metodu için bazı değişkenleri tanımlamamız gerekir. Böyle bir fononik kristalde iç malzeme silindir geometriye sahip ve ρ_a yoğunluğuna sahip ve ayrıca içine gömülü olduğu kare geometriye sahip, ρ_b yoğunluklu dış malzemedeki doldurma oranı ff olsun. Bu durum;

$$\Lambda(\vec{G}) \begin{cases} \sigma_a \eta_a^2 ff + \sigma_b \eta_b^2 (1-ff), & \vec{G} = 0 \\ (\sigma_a \eta_a^2 - \sigma_b \eta_b^2) F(\vec{G}), & \vec{G} \neq 0 \end{cases} \tag{3.32}$$

şeklinde gösterilebilir. Burada $F(\vec{G})$ yapı faktörü ve a ve b alt indisleri sırasıyla ev sahibi ve saçıcı ortamı ifade etmektedir. Fononik kristal dairesel saçıcıya sahip olduğundan PWE metodunda yapı faktörü;

$$F\left(\vec{G}\right) = \frac{1}{A_{uc}} \int_{A_{cyl}} e^{-i\vec{G}.\vec{r}} \, d^2\vec{r} = \frac{2ff \, J_1\left(\vec{G}r_0\right)}{\left(\vec{G}r_0\right)} \tag{3.33}$$

şeklinde tanımlanır. Burada A_{uc} birim hücrenin alanı, A_{cyl} yapı içersinde yer alan silindirin alanı, J_1 ise birinci tür Bessel fonksiyonudur.

Genişletilmiş (3.30) ve (3.31) dalga denklemlerini ve Bloch formundaki (3.29) denklemini başlangıç denkleminde yerine koyduğumuzda;

$$\sum_{\overrightarrow{G'}}((\vec{k}+\vec{G})_{\sigma_k}(\vec{G}-\overrightarrow{G'})(\vec{k}+\overrightarrow{G'})-w^2\eta(\vec{G}-\overrightarrow{G'}))U_{\vec{k}}(\overrightarrow{G'})=0 \qquad (3.34)$$

elde edilir. Bu denklem $\vec{G}$ nin alabileceği olası tüm değerler için, özvektörler $U_{\vec{k}}(\vec{G})$ ve özfrekanslar $w(\vec{k})$ için bir dizi lineer ve homojen denklemler oluşturur. Bu denklemin çözümünden elde edilen *w* özdeğerleri elastik dalgaların ortam içerisinde sahip olabileceği izinli frekans değerlerinin bulunmasını sağlayacaktır.

3.2.2. Sonlu elemanlar metodu (finite elements method-FEM)

Saçıcıların geometrik şekilleri veya bu durumlarda oluşan etkilerin birleşiminin bazen analitik bir yöntemle çözülmesi zor olabiliyor. Böyle durumlarda meydana gelen sorunlara çözüm bulmak için nümerik metotlar oldukça iyi alternatifler üretmektedirler. Bu çalışmada kullandığımız fononik kristaller için, periyodik sınır koşulları dikkate alınarak özdeğer problemlerini çözmede FEM kullanılabilir.

FEM, sınırlı alanlardaki problemlerin sayısal olarak ayrılması için kavramsal olarak geliştirilmiştir ve Helmholtz problemlerini çözmek için özellikle uygulanabilir. Periyodik yapılar ele alındığında, özdeğer probleminin çözümü ile bant yapılarının belirlenmesi sınırlı sorunu temsil eder. FEM sınırı olmayan bölgelere uygulandığında, engelin etrafında yapay bir sınır oluşturarak belirli bir sınırı olan bölgenin meydana gelmesine olanak sağlar. Oluşan bu yapay sınırda, meydana gelen nümerik ayrışma, analitik çözümün bazı ayrık temsillerine çeşitli yollarla bağlanabilir.

Teorik hesaplamalar yapan bazı ticari yazılımlar, modelleme işlemlerinin her adımında; istenilen geometrinin kullanılabilmesinde, olayın fiziğinin belirlenmesinde, istenilen özelliklerde mesh oluşturulmasında, sonuçların çözülmesi ve işlenmesinde, oldukça kullanışlı bir arayüze ve simülasyon ortamına sahiptir. Bu tür yazılımlar kullanılarak FEM ile gerekli olan teorik çalışma yapılabilir ve bant boşluklarının elde

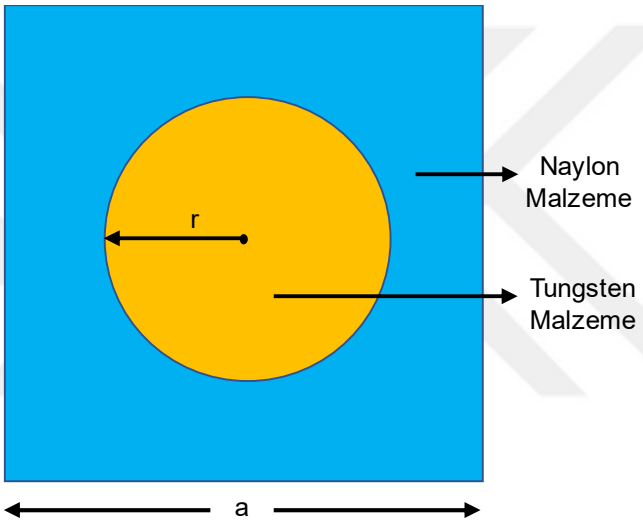
edildiği frekans değerleri bulunabilir. Çalışmamızda FEM yöntemi ile elde edilen veriler ve grafikler kullanılmıştır.

İki boyutlu periyodik sistemler için problemlerde değişkenlerin ayrılması, denklemi iki bağımsız denklemde bölme problemini çözmek için kullanılır. Bunlardan bir tanesi periyodikliğin olduğu düzlem için diğeri de homojen yönde serbest alanın olduğu düzlem içindir.

4. ARAŞTIRMA BULGULARI ve TARTIŞMA

4.1. Araştırmada Kullanılan Materyaller ve Özellikleri

Bu çalışmamızda iç malzeme olarak yarıçapı r olan silindir çubuk geometriye sahip tungsten ve dış malzeme olarak bir kenarı a olan kare geometriye sahip naylon kullanarak fononik kristal yapımızı oluşturduk. Fononik kristalin 2 boyutlu görüntüsü Şekil 4.1.' de gösterilmiştir.



Şekil 4. 1. Naylon ve Tungstenden oluşan fononik kristalin 2 boyutlu görüntüsü

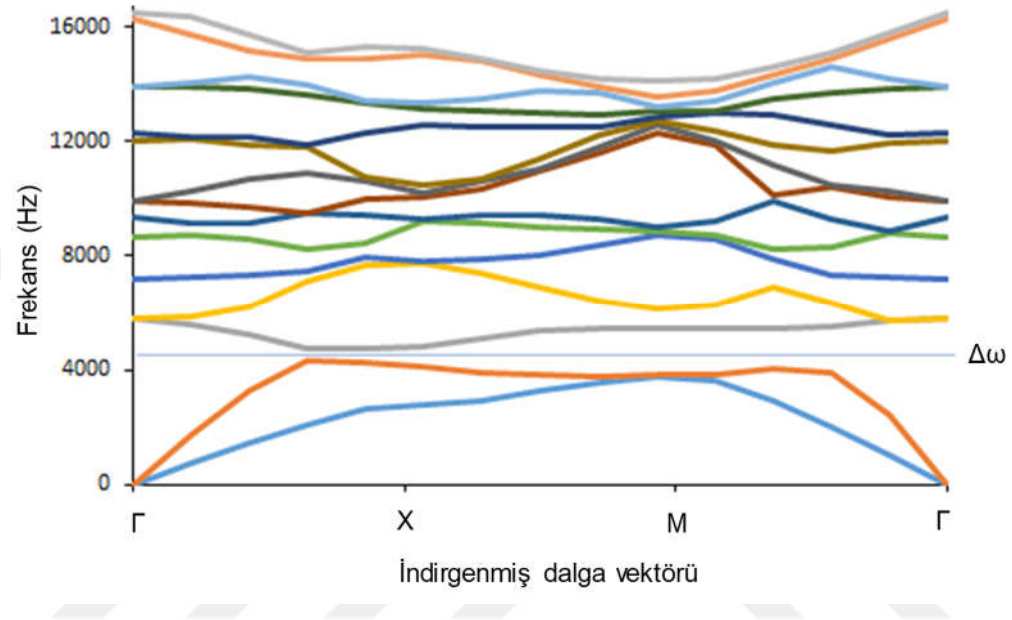
Kullanılan malzemelerin mekanik özellikleri ise Çizelge 4.1. de verilmiştir.

Çizelge 4. 1. Tungsten ve naylon malzemelerinin mekanik özellikleri

	Yoğunluk(ρ) (kg/m^3)	**Young Modülü(E) (Pa)**	**Poisson Oranı(υ)**	C_{11}	C_{44}	c_l **(m/s)**	c_t **(m/s)**
Tungsten	17 800	$3.6x10^{11}$	0.28	$4.6x10^{11}$	$1.4x10^{11}$	5 083	2 084
Naylon	1 150	$2x10^{9}$	0.40	$4.3x10^{9}$	$7.14x10^{8}$	1 933.7	787.9

4.2. Değişken Doldurma Oranı ve Bant Yapısı

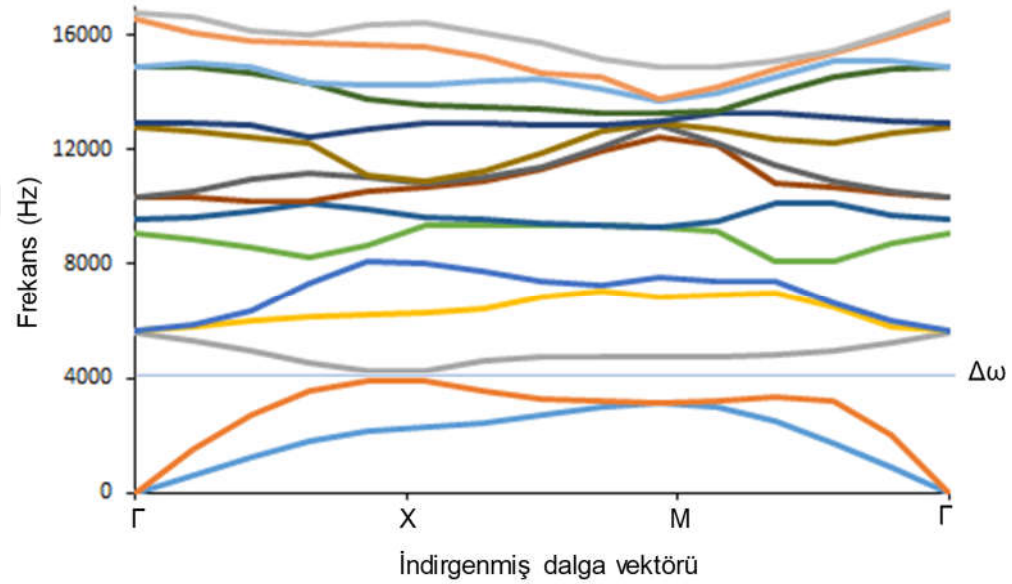
Şekil 4.1 de de görüldüğü gibi kare geometriye sahip naylon malzeme içine silindir geometriye sahip tungsten malzeme yerleştirerek fononik kristalimizi oluşturduk.



Şekil 4. 2. *ff*=0.031 doldurma oranı için elde edilmiş bant yapısı

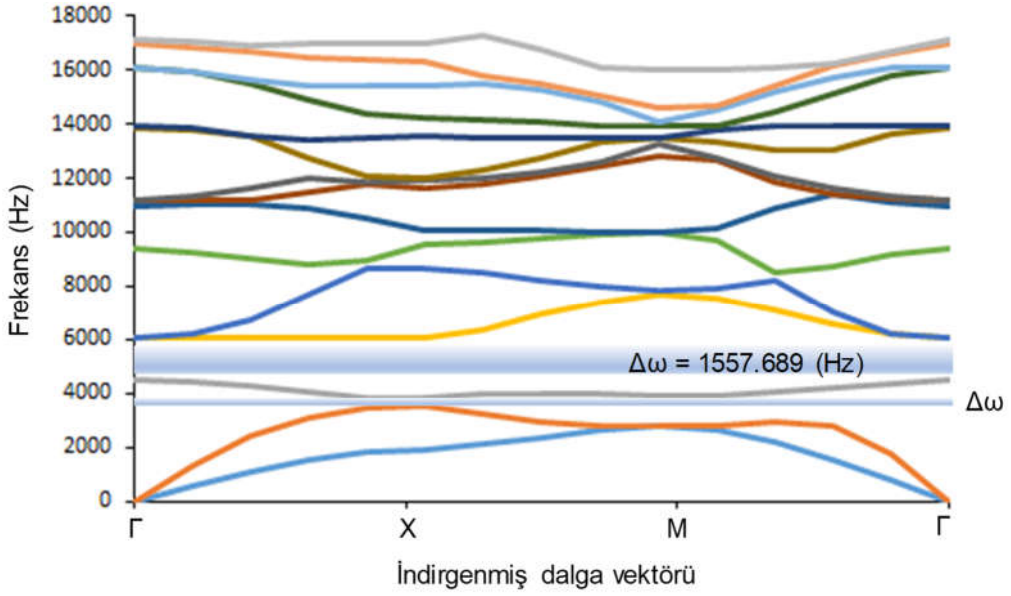
Şekil 4.2.' de elde edilen bant yapısı, iki boyutlu fononik kristal kare örgü yapı için elde edilmiştir. Modellenen geometrik yapının örgü sabiti a ve saçıcı özellik gösteren silindirik yapının r yarıçapı sırasıyla a = 0.1m ve r = 0.01m olacak şekilde tanımlanmıştır. Belirlenen parametreler için sistemin doldurma oranı ff = 0.031 olarak hesaplanmıştır. Bu doluluk oranına sahip yapı şekilden görüldüğü gibi sadece bir tane tam bant aralığına sahiptir. Bahsedilen Δω bant aralığı, şekilde ince taralı bir alan ile gösterilmiştir. Gözlemlenen bant aralığının oluştuğu frekans aralığı 4 289.101 Hz ile 4 709.398 Hz arasında olup, bant genişliği Δω = 420.297 Hz olarak hesaplanmıştır. Şekildeki bant yapı hesabı, 15 mod göz önüne alınarak hesaplanmıştır. İlgili mod daha da arttırılabilir. Teorik olarak bu mod sayısı sonsuz olarak değerlendirilebilir. Diğer bir değişle hesaplanmak istenen mod sayısı istenilen sayıda ayarlanabilir. Bu mod sayısını belirleme mantığı fiziksel nedenlere bağlı olarak ayarlanabilir. Örneğin, insan duyum eşik frekans aralığı 20 Hz-20 000 Hz olarak düşünüldüğünde daha yüksek

frekanslara ilgi duyulmayabilir. Ultrasonik bölge ile ilgilenildiğinde ise yine sayısı arttırılabilir. Görüldüğü gibi çalışılan ilgi alanına bağlı olarak mod sayısı değişim gösterebilir. Yüksek sayıda mod hesaplanabilmesine rağmen, elde edilen değerleri bant grafiğinde göstermek oldukça zor olacaktır. Çok sayıda mod arasından bant aralıklarını görmek, grafik alanı yoğunlaşacağından oldukça zorlaşacaktır. Ancak bu bahsedilenler çözülemeyecek sorunlar değildir.



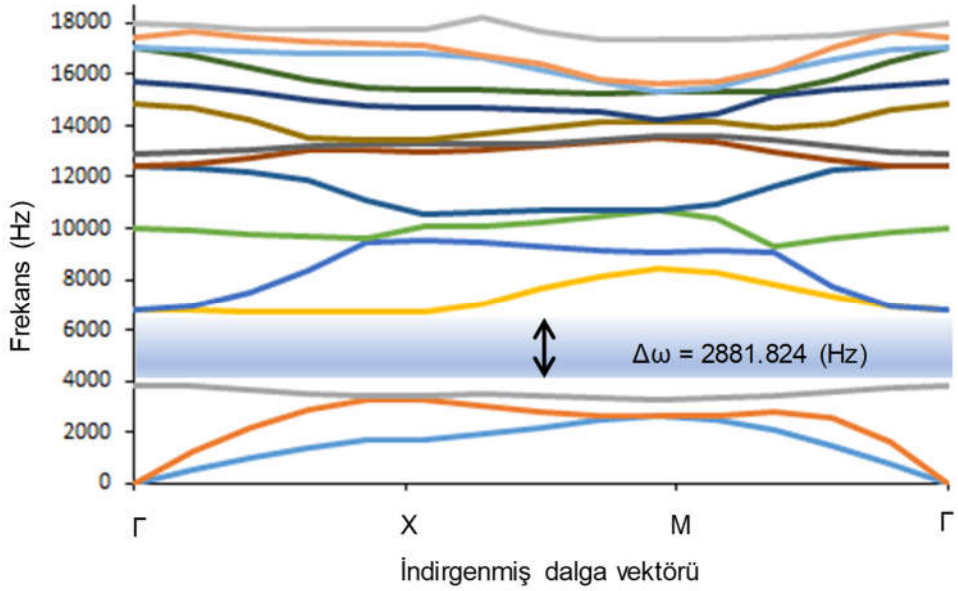
Şekil 4. 3. *ff*=0.070 doldurma oranı için elde edilen bant yapısı

Şekil 4.3.' de ki bant yapısı için a = 0.1m, r = 0.015m olarak alınmıştır. Bu parametreler ile oluşan doldurma oranı *ff* = 0.070 dir. Şekilde de ince bir taralı alan ile gösterilen bant aralığı elde edilmiştir. Gözlemlenen bant aralığının oluştuğu frekans aralığı 3 380.423 Hz ile 4 222.723 Hz arasında olup, bant genişliği Δω = 342.360 Hz olarak hesaplanmıştır. Grafik eğrileri Şekil 4.2.' deki grafik eğrilerine oldukça benzemektedir.



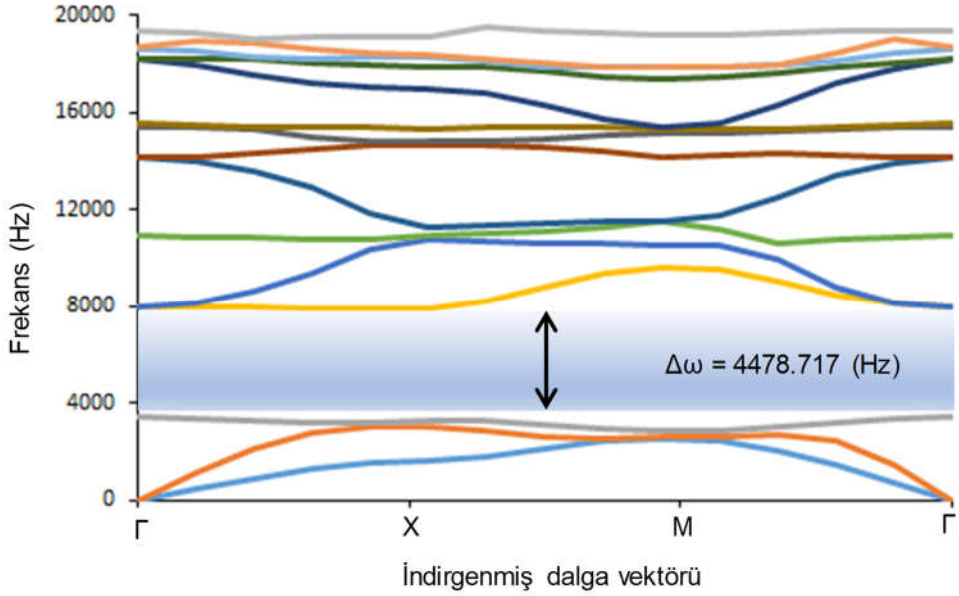
Şekil 4. 4. *ff*=0.125 doldurma oranı için elde edilen bant yapısı

Şekil 4.4.' de elde edilen bant yapısı için $a = 0.1$m ve $r = 0.020$m olarak ayarlandı ve taralı alanlarla gösterilen iki farklı bant yapısı elde edildi. Bu parametreler ile oluşan doldurma oranı $ff = 0.125$ olarak hesaplanmıştır. Aşağıdan yukarıya numaralandırıldığında birinci bant aralığı 3 496.028 Hz ile 3 837.242 Hz arasında olup bant genişliği $\Delta\omega = 341.214$ Hz dir. İkinci bant aralığı ise, 4 469.935 Hz ile 6 027.624 Hz frekansları arasında elde edilmiş ve bant genişliği $\Delta\omega = 1\ 557.689$ Hz olarak hesaplanmıştır.



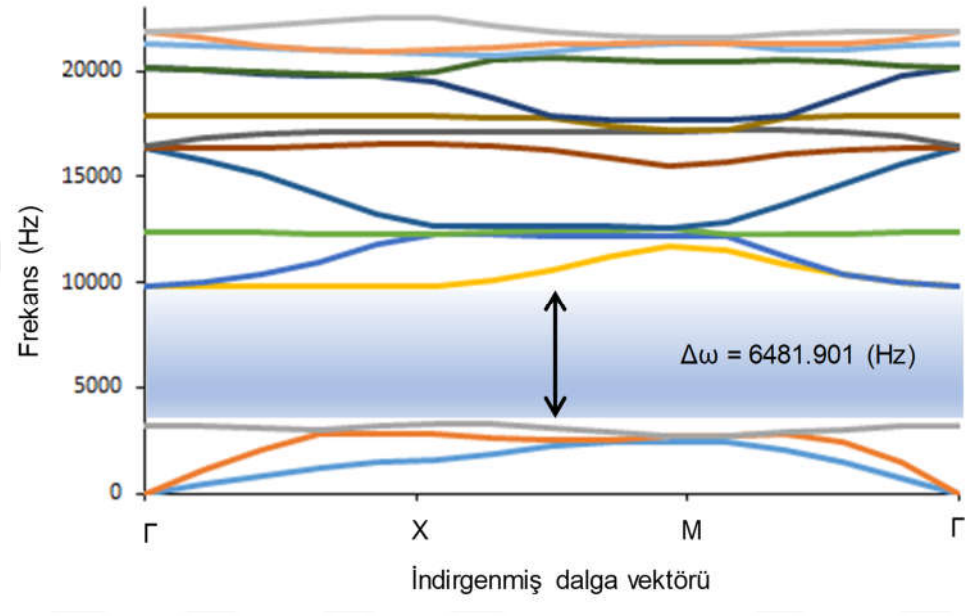
Şekil 4. 5. *ff*=0.196 doldurma oranı için elde edilen bant yapısı

Şekil 4.5.' deki grafik a = 0.1m ve r = 0.025m alınarak oluşturulan fononik kristal için elde edilmiştir. Burada hesaplanan doldurma oranı *ff* = 0.196 olmuştur. Şekilde de görüldüğü üzere oldukça geniş bir tam bant boşluğu elde edilmiştir. Şekilde düz taralı alan ile gösterilen bant boşluğu 3 813.232 Hz ile 6 695.057 Hz arasında olup bant genişliği Δω = 2 881.824 Hz dir.



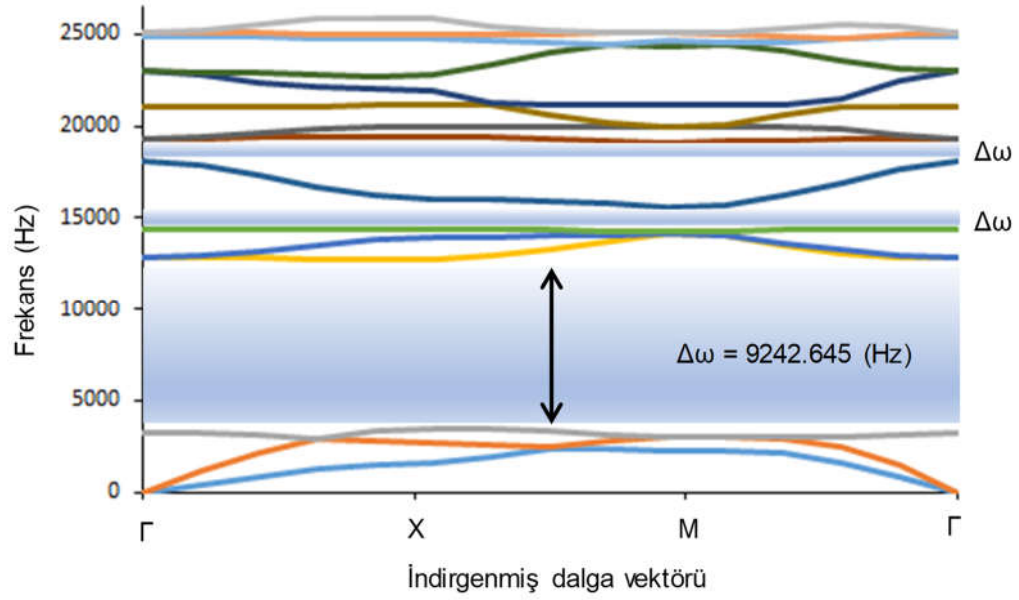
Şekil 4. 6. *ff*=0.282 doldurma oranı için elde edilen bant yapısı

Şekil 4.6.' ya baktığımızda ise oluşan tam bant yapısı için bant genişliğinin Δω=4 478.717 Hz olduğu görülmektedir. Burada ki bant boşluğu 3 418.626 Hz ile 7897.343 Hz frekans aralığında elde dilmiştir. Bu sonuçlar örgü parametresi a = 0.1m ve saçıcı silindirik yapının yarıçapı r = 0.030m için elde edilmiştir. Bu parametreler için doldurma oranı ise ff = 0.282 olarak hesaplanmıştır.



Şekil 4. 7. ff=0.384 doldurma oranı için elde edilen bant yapısı

Şekil 4.7.' de ki tam bant boşluğu 3 309.371 Hz ile 9 791.272 Hz aralığında elde edilmiş ve bant genişliği Δω = 6 481.901 Hz olarak hesaplanmıştır. Fononik yapı için kullanılan örgü sabiti a = 0.1m ve saçıcı silindirik yapının yarıçapı r = 0.035m dir. Oluşturulan materyalin doldurma oranı ff = 0.384 olarak belirlenmiştir.

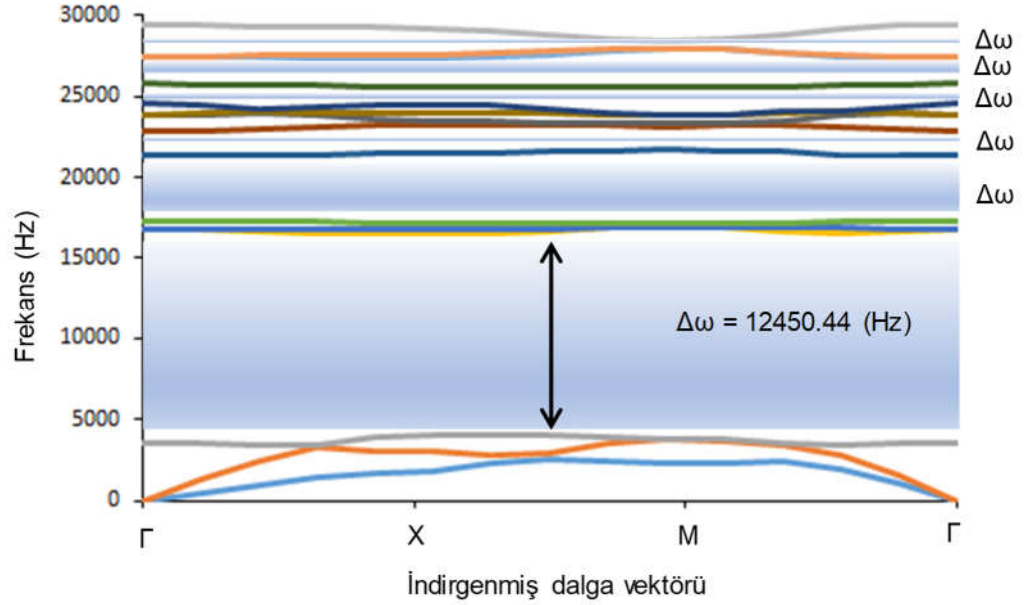


Şekil 4. 8. *ff*=0.502 doldurma oranı için elde edilen bant yapısı

Şekil 4.8.' de ise görüldüğü üzere üç farklı tam bant boşluğu elde dilmiştir. Aşağıdan yukarıya sıralama yapıldığında birinci bant boşluğu en geniş olanıdır ve 3483.985 Hz ile 12 726.61 Hz frekansları arsındadır. Elde edilen bu sonuçlara göre bant genişliği Δω= 9 242.645 Hz dir. Yapı parametreleri ise a = 0.1m ve r = 0.040m olarak belirlenmiş olup doldurma oranı ff = 0.502 dir. İkinci bant boşluğu 14 424.87 Hz ile 15 579.92 Hz arasında olup bant genişliği Δω = 1 155.047 Hz olarak hesaplanmıştır. Üçüncü bant genişliği ise Δω = 1 055.662 Hz olup bant boşluğu 18066.06 Hz ile 19 121.72 Hz arasında elde edilmiştir.

Şekil 4.9.' da ise altı adet tam bant boşluğu görülmüştür. Burada örgü sabiti a = 0.1m ve saçıcı silindirik yapının yarıçapı r = 0.045m olarak alınmıştır. Doldurma oranı ise ff = 0.636 dır. Aşağıdan yukarıya doğru sıralandığında birinci tam bant boşluğu en geniş olanıdır ve 4 020.304 Hz ile 16 470.75 Hz aralığında oluşmuştur. Bu durumda hesaplanan bant genişliği Δω = 12 450.44 Hz dir. Sırasıyla gidilirse, ikinci bant boşluğu, 12 277.78 Hz ile 21 300.85 Hz arasında ve bant genişliği Δω = 4 023.069 Hz, üçüncü bant boşluğu, 21 671.61 Hz ile 22 826.49 Hz arasında ve bant genişliği Δω=1 154.883 Hz, dördüncü bant boşluğu, 24 585.24 Hz ile 25 577.11 Hz arasında ve bant genişliği Δω = 991.873 Hz, beşinci bant boşluğu, 25 752.26 Hz ile 27 323.68 Hz

arasında ve bant genişliği Δω = 1 571.419 Hz , altıncı bant boşluğu ise, 27 970.75 Hz ile 28 435.78 Hz arasında olup bant genişliği Δω = 465.033 Hz olarak hesaplanmıştır.

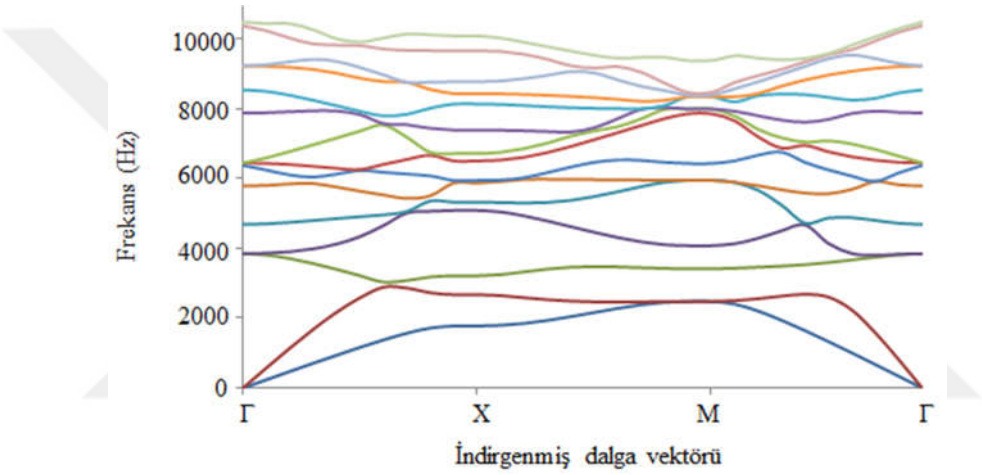


Şekil 4. 9. *ff*=0.636 doldurma oranı için elde edilen bant yapısı

Görüldüğü gibi örgü parametresi *a* sabit tutulup sadece saçıcı silindirik yapının yarıçapı *r* değiştirilmiştir. Elde edilen sonuçlar *r* değerinin değişmesinin, bant genişliklerini, bant sayılarını ve bantların yerlerinin değişmesine sebep olduğunu göstermiştir. Özellikle *r* = 0.045m olduğunda oldukça fazla tam bant boşlukları elde edilmiştir. Ancak her zaman arzu edilen, çok sayıda bant boşluğunun elde edilmesi değildir. Bu tür çalışmalarda sıklıkla aranan, mümkün olan en geniş bant boşluğunu elde etmektir (Gruszka ve ark., 2014). Çalışılan yapı için en geniş bant boşluğu saçıcı silindirik yarıçapının *r*=0.045m (doldurma oranı *ff* = 0.636) olduğu durum için elde edilmiştir.

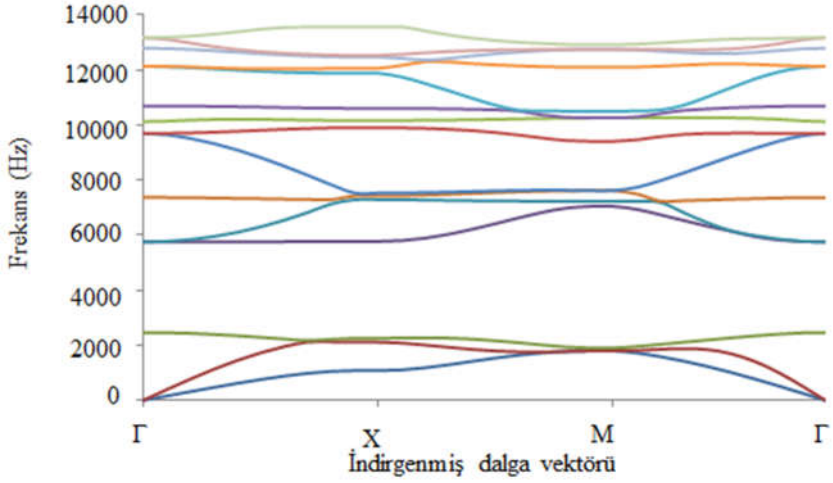
PWE metodu fononik kristallerde bant yapı hesaplamalarında yaygın bir biçimde kullanılan nümerik çözümleme metotlardan biridir. Bu yöntem saçıcı materyalin çok farklı geometrik şekilleri için rahatlıkla uygulanabilir. Ancak modelleme matematiksel olarak sonsuz bir yapı için modellenmelidir. Bahsedilen modelde bant yapısının hesaplanması önemli bir yakınsaklık problemi ortaya çıkarmaktadır. Hesaplama çok büyük sayıda düzlem dalgaların kullanılmasını

gerektirmektedir. Bu çalışmada n_x ve n_y tamsayıları -12 ile +12 arasında değer alacak şekilde seçilmişlerdir. Bu seçilen değerler hesaplamada $(2n+1)^2$ tane düzlem dalga kullanılmasını gerektirmektedir. Kullanılan düzlem dalga sayısı 625 olup nümerik hesaplamada yaklaşıklık şartını sağlamaktadır. Şekil 4.10. PWE metodu ile elde edilen bant yapı grafiğini göstermektedir. Bu bant grafiği örgü sabiti a = 0.1m ve silindir yarıçapı r = 0.01m için elde edilmiştir. Bahsedilen parametrelerle PWE metodunun verdiği bu grafik şekil 4.2.'de FEM metoduyla bulunan bant grafiğine benzerlik göstermektedir. Aradaki göze çarpan en büyük fark sadece frekans değerleridir. Bunun dışında grafik hemen hemen aynıdır.

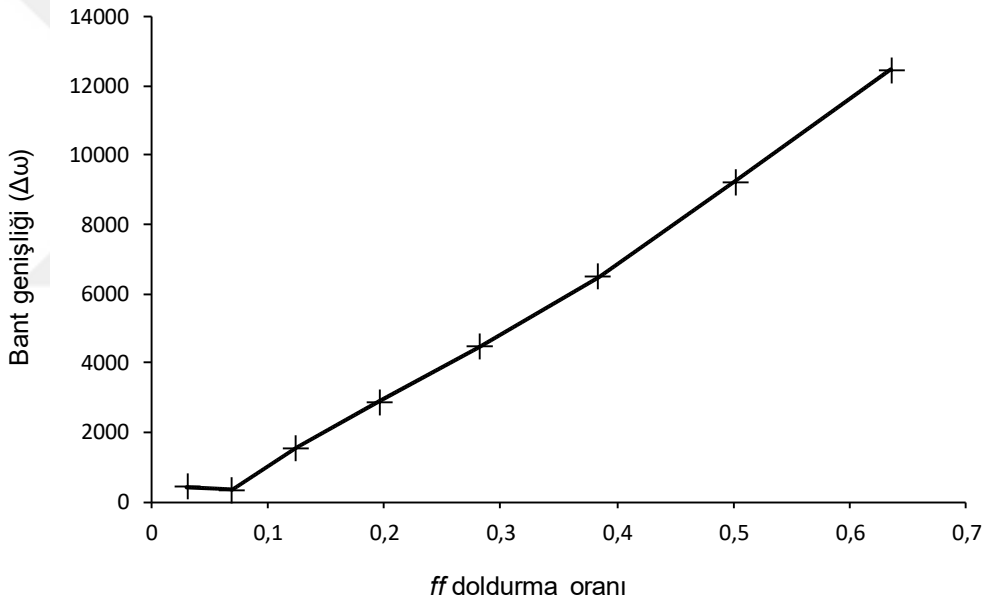


Şekil 4. 10. *ff*=0.031 doldurma oranı için PWE metoduyla elde edilen bant yapısı

PWE metodunun işlevselliğini göstermek için aynı geometri için fakat farklı saçıcı yarıçapı için hesaplama tekrarlanmıştır. Hesaplamada örgü parametresi a = 0.1m ve silindir yarıçapı r= 0.03m olarak alınmıştır. Bu parametreler için doldurma oranı *ff*=0.282 olarak hesaplanmıştır. PWE metodunun verdiği Şekil 4.11.' deki grafiğe ait bant yapısı Şekil 4.6.'da FEM metoduyla elde edilen fononik bant grafiği ile aynıdır. İki farklı metot ile elde edilen bu grafiklerdeki göze çarpan fark frekans değerleridir. Bunun dışında grafikler neredeyse birebir aynıdır. Bu frekans değerlerindeki farklılığın nedeni metot farklılığı olabilir. Önemli olan burada metotların aynı bant yapısını vermesidir.



Şekil 4. 11. *ff*=0.282 doldurma oranı için PWE metoduyla elde edilen bant yapısı



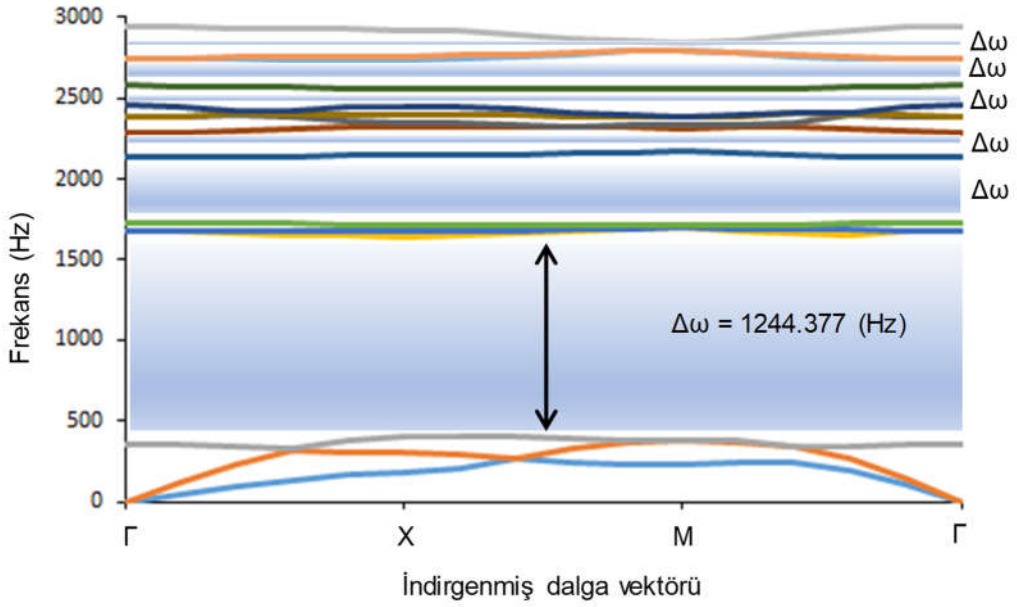
Şekil 4. 12. *ff* doldurma oranına karşılık Δω bant genişliğinin değişimi

Şekil 4.12.' de ki grafikte *ff* doldurma oranına göre Δω bant genişliğinin değişimi elde edilmiştir. Grafik incelendiğinde örgü parametresi *a* sabit tutularak silindirik saçıcı materyalin *r* yarıçapı değiştirilerek *ff* doldurma oranının artması sonucunda Δω bant genişliğinin de arttığı görülmektedir.

4.3. Sabit Doldurma Oranı ve Bant Yapısı

Bir önceki bölümde a örgü parametresi sabit tutularak, r silindirin yarıçapı değiştirilmiş ve bu değişimin etkisi fononik bant grafiğinde gözlenmiştir. Elde edilen bant grafikleri farklı doldurma oranlarına bağlı olarak incelenmiştir. Bu bölümde ise fononik kristallerde örgü ve silindir boyutları $r_1/r_2 = a_1/a_2$ olacak şekilde değiştirilmiş ve yapının frekans-dalga vektörü ilişkisi, fononik bant grafiği hesaplanarak araştırılmıştır. Yukarıda bahsedilen $r_1/r_2 = a_1/a_2$ sabit oran ilişkisi, fononik kristalde *ff* doldurma oranının sabit tutulması anlamına gelmektedir. Dolayısıyla yapının boyut olarak büyümesi veya tersi bir şekilde yapının boyut olarak küçülmesi, bu değişimin fononik bant yapısında nasıl bir etki doğuracağı fikri bu bölümün ana fikrini oluşturmuştur. Dolayısıyla, sabit doldurma oranının katı-katı formundaki fononik kristaldeki elastik dalgalara ait öz frekanslar ve bu öz frekanslara ait öz modlar üzerindeki etkileri incelenmiştir.

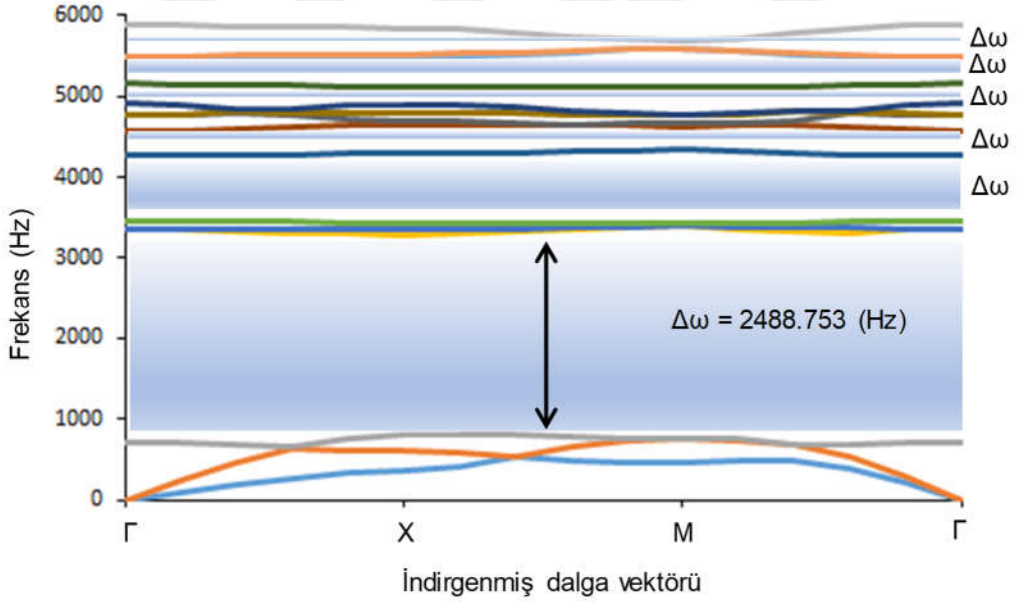
Sabit doldurma oranının etkisini incelemek için örgü parametresi a = 1m ve silindir yarıçapı r = 0.45m olarak seçilmiştir. Bu durum için doldurma oranı *ff* = 0.636 olarak hesaplanmıştır. Şekil 4.13. bu değerler için elde edilen fononik bant yapısını göstermektedir.



Şekil 4. 13. Doldurma oranı *ff* = 0.636, *a*=1m ve *r* = 0.45m için bant yapısı

Belirtilen parametrelere göre Şekil 4.13. altı tane tam bant aralığına sahiptir. Ancak burada en geniş bant aralığına sahip ilk bant olan birinci bant en dikkat çeken bant yapısı olarak göze çarpmaktadır. Bahsi geçen bant aralığı 402.1156 Hz ile 1646.492 Hz aralığında elde edilmiş ve bant genişliği Δω = 1 244.377 Hz olarak hesaplanmıştır.

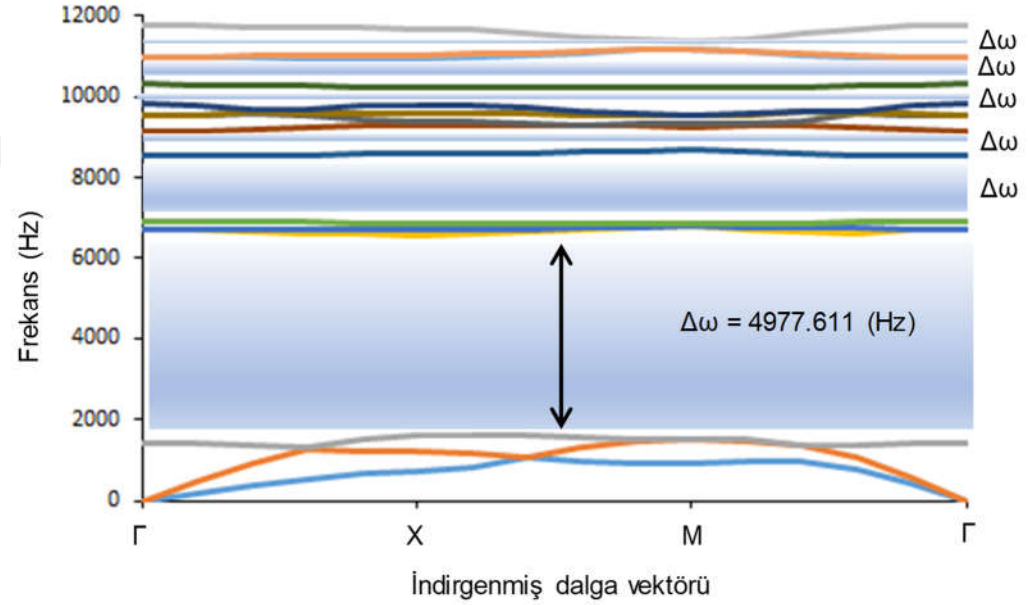
Şekil 4.14.'deki bant grafiği için, örgü parametresi a = 0.5m ve silindir yarıçapı r = 0.225m olarak seçilmiştir. Bu durum için doldurma oranı ff = 0.636 olarak hesaplanmıştır. Dikkat edilirse fononik kristal bant yapısında frekans değerleri hariç, önemli bir değişim gözlenmemektedir. Şekil 4.13. ve Şekil 4.14. karşılaştırıldığında yapı hala altı tane tam bant aralığına sahiptir. Görsel olarak bant yapıları aynı kalmıştır. Detaylı veri analizi temel değişimin frekans aralığında olduğunu, bu Δω bant aralıklarının iki katı bir genişliğe (Δω→2Δω) sahip olacak şekilde değiştiğini göstermiştir.



Şekil 4. 14. Doldurma oranı ff = 0.636, a=0.5m ve r = 0.225m için bant yapısı

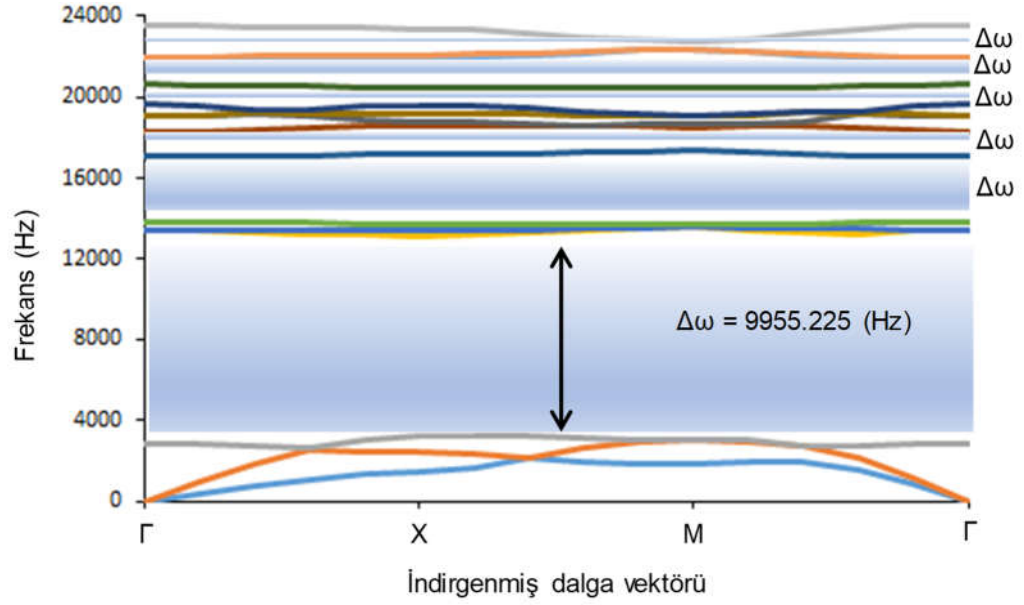
Şekil 4.15.'de görülen fononik bant yapı grafiği için temel hesaplama parametreleri, a kare örgü parametresi 0.5m, r silindir yarıçapı ise 0.225m olarak seçilmiştir. Bu parametrelerin seçiminden görüleceği üzere ff doldurma oranı 0.636 olarak sabitlenmektedir. Bu parametrelerle hesaplanarak elde edilen ω(k) grafiği Şekil

4.15.'de gösterilmektedir. Şekil 4.15.' deki grafik altı tane tam bant aralığına sahip olup, Şekil 4.13. ve Şekil 4.14.'deki bant yapısıyla benzerlik göstermektedir. Grafikte en önemli farklılık frekans değerlerindeki değişimdir. Bant grafiği aynı kalmış, sadece frekans değerleri değişmiştir. Eğer Şekil 4.14.'deki ilk bant aralığın Δω ile gösterilirse, Şekil 4.15.'deki ilk bant aralığı da Δω→2Δω olarak değişmiştir. Benzer şekilde yapılan hesaplamalarda geri kalan diğer beş bant aralığının da iki kat artacak şekilde değiştiğini göstermiştir.



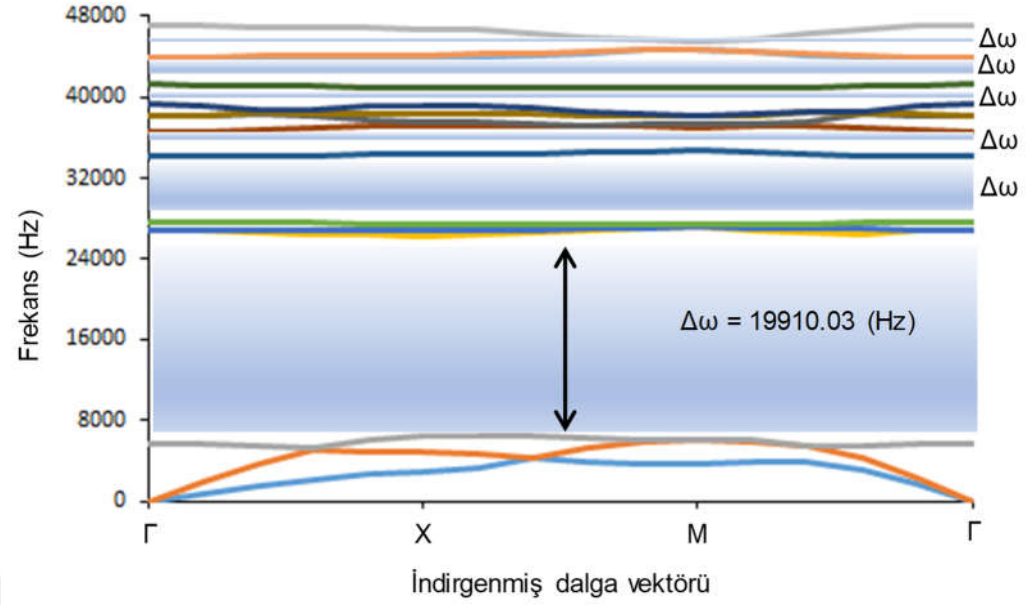
Şekil 4. 15. Doldurma oranı *ff* = 0.636, *a*=0.25m ve *r* = 0.1125m için bant yapısı

İki boyutlu fononik kristal için örgü parametresi *a* = 0.125m ve silindir yarıçapı *r* = 0.05625m olarak seçildiğinde Şekil 4.16' de görülen bant yapısı elde edilmiştir. Seçilen örgü parametresi ve silindir yarıçapı doldurma oranını *ff* = 0.636 olacak şekilde mümkün kılmıştır. Şekil 4.16. altı tane tam bant aralığına sahip olup, Şekil 4.13, 4.14 ve 4.15.'deki bant yapılarıyla benzerlik göstermektedir. Şekil 4.16'ya dikkatlice bakıldığında frekans eksenindeki değerlerinin değişimi dışında bir farklılık görülmemektedir. Önceki grafiklerde olduğu gibi burada da frekans değerleri iki katı olacak şekilde değişmiştir. Bu göze çarpan özellik diğer beş bant aralığı içinde aynıdır. Değişim sadece bant aralıklarının iki katı genişliğe sahip olmasıyla kalmamaktadır. Frekans eksenindeki tüm değerlerin değişimiyle sonuçlanmaktadır. Şekil 4.15. ile kıyaslandığında bu değişim iki kat yani 2Δω olacak şekilde olmuştur.

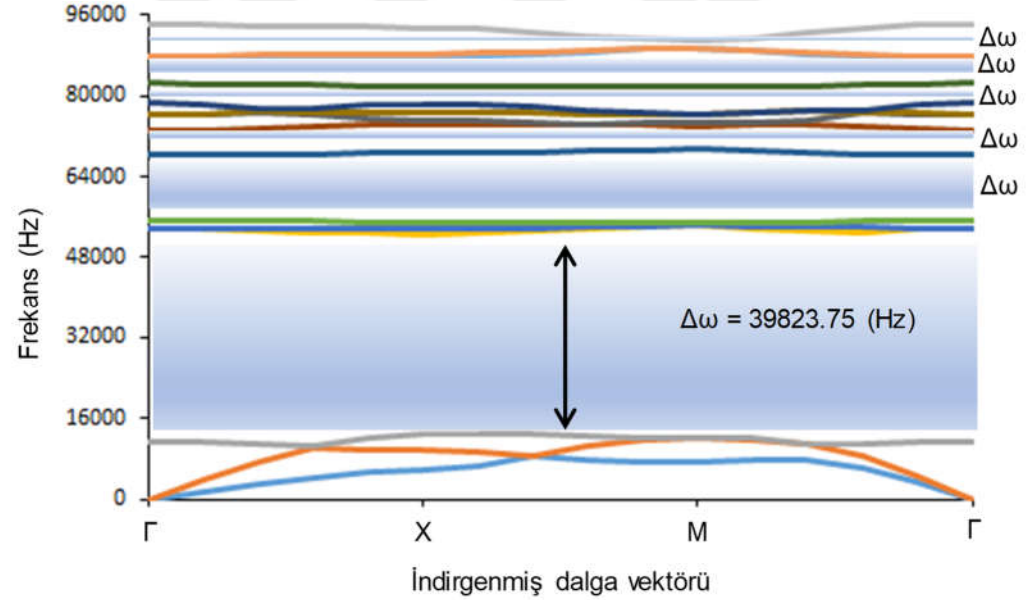


Şekil 4. 16. Doldurma oranı *ff* = 0.636, *a*=0.125m ve *r* = 0.05625m için bant yapısı

Şekil 4.17.'deki bant grafiği için, örgü parametresi *a*=0.0625m ve silindir yarıçapı *r* = 0.028125m olarak seçilmiştir. Bu sayısal değerlerde fononik kristal geometrisinde doldurma oranını *ff* = 0.636 sabit değerinde kalmasını mümkün kılmıştır. Bu fononik kristal bant yapısında da tıpkı diğerlerinde olduğu gibi frekans değerleri hariç, önemli bir değişim olmamaktadır. Şekil 4.13-4.16' da elde edilen bant yapıları karşılaştırıldığında yapı yine altı tane tam bant aralığına sahiptir. Görsel olarak bant yapılarında bir değişim yoktur. Değişimler sadece frekans değerlerinde gözlenmiştir. Şekil 4.18.'de görülen bant yapısı grafiği *a* = 0.03125m, *r* = 0.014063m ve buna bağlı olarak *ff* = 0.636 doldurma oranı için hesaplanmıştır. Bant grafiği yapısı herhangi bir değişiklik göstermemiş, grafikte görülen frekans değerleri sayısal olarak değişmiştir. Dikkat edildiğinde ve her bir grafik önceki şekille karşılaştırıldığında burada da frekans değerleri iki kat olacak şekilde değişim göstermektedir. Bir genelleme olarak *a* örgü parametresi, *r* silindirik yapının yarıçapı olmak üzere frekans değerleri arasındaki oran ilişkisi $\frac{a_i}{a_j}=\frac{r_i}{r_j}=\frac{\omega_j}{\omega_i}$ şeklinde ifade edilebilir (*i, j* = 1,2,3,… olan alt indislerdir). Bu durum yapı boyutunun orantılı şekilde ölçeklendirilmesinin frekans değerlerinin de aynı oranda bir değişime yol açtığını göstermektedir.



Şekil 4. 17. Doldurma oranı *ff* = 0.636, *a*=0.0625m ve *r* = 0.028125m için bant yapısı



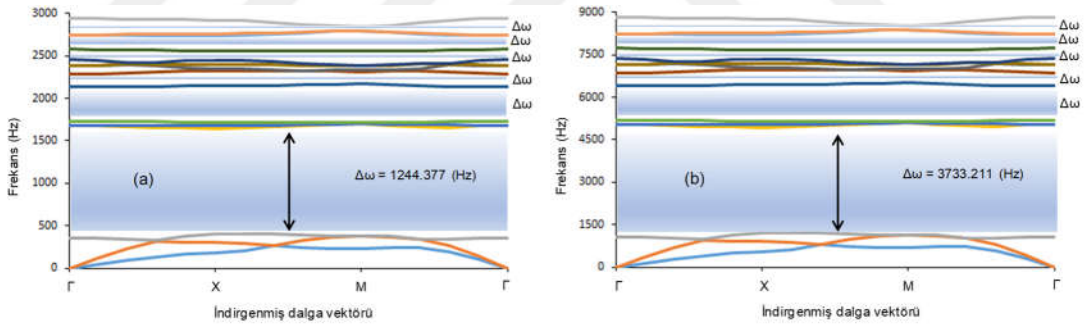
Şekil 4. 18. Doldurma oranı *ff* = 0.636, *a*=0.03125m ve *r* = 0.014063m için bant yapısı

Bant yapı grafiklerinde örgü parametresindeki ve silindirik saçıcının r yarıçapındaki değişime bağlı her bir bant aralıklarının frekans aralık değerleri Çizelge 4.2' de verilmiştir. Çizelge 4.2 bant genişlikleri arasında ilişkinin bir önceki bant aralık değerinin iki katı olduğunu göstermektedir. Değişim görüldüğü gibi 2Δω olacak şekilde gerçekleşmiştir.

Çizelge 4. 2. *ff* doldurma oranı sabit, *a* ve *r*' nin değişimine göre ortaya çıkan bant genişliği değerleri

a (örgü sabiti) (m)	*r* (silindir yarıçapı) (m)	Bant aralığı numarası	Başlangıç frekansı (Hz)	Bitiş frekansı (Hz)	Bant Genişliği $\Delta\omega$(Hz)
1	0.45	1	402.1156374	1646.492312	1244.376674
		2	1727.777602	2130.084537	402.3069352
		3	2167.431025	2282.64905	115.2180254
		4	2458.523941	2557.696799	99.17285856
		5	2575.226274	2731.823209	156.5969351
		6	2797.607579	2842.217666	44.61008713
0.5	0.225	1	804.2312748	3292.984624	2488.753349
		2	3455.555204	4260.169074	804.6138703
		3	4334.86205	4565.298101	230.4360508
		4	4917.047882	5115.393599	198.3457171
		5	5150.452548	5463.646419	313.1938702
		6	5595.215159	5684.435333	89.22017427
0.25	0.1125	1	1608.466273	6586.077366	4977.611093
		2	6911.290752	8520.507017	1609.216265
		3	8669.927856	9130.622247	460.6943911
		4	9834.144351	10231.70884	397.5644852
		5	10301.8182	10927.41403	625.5958248
		6	11190.52156	11368.94341	178.4218451
0.125	0.05625	1	3216.932695	13172.15796	9955.22527
		2	13822.5842	17041.01643	3218.432222
		3	17339.8585	18261.24733	921.3888273
		4	19668.28845	20463.53571	795.2472555
		5	20603.75452	21854.81364	1251.059119
		6	22381.03375	22737.8858	356.8520409
0.0625	0.028125	1	6433.850337	26343.87675	19910.02641
		2	27644.43338	34081.33683	6436.903444
		3	34678.87473	36522.3859	1843.511174
		4	39336.37553	40923.19855	1586.823023
		5	41203.66966	43709.14966	2505.480006
		6	44761.70817	45475.47992	713.7717497
0.03125	0.014063	1	12868.73582	52692.48579	39823.74998
		2	55293.80784	68168.06594	12874.2581
		3	69366.00168	73043.14279	3677.141118
		4	78672.49089	81859.38877	3186.897882
		5	82419.86964	87419.19511	4999.325471
		6	89522.03729	90963.80966	1441.772365

Bu çalışmada önerilen iki boyutlu yapının orantılı bir şekilde ölçeklendirilmesinin, frekans değerlerinde de orantılı bir değişime yol açtığını yukarıdaki grafiklerde açıkça gözükmektedir. Bu orantılı değişimin rastgele bir durum veya tesadüfi bir örnekleme olup olmadığını test etmek için örgü parametresi ve silindir yarıçapı a=1m ve silindir yarıçapı r = 0.45m olmak üzere bant grafiği karşılaştırma amaçlı Şekil 4.16. (a) ile tekrar verilmiştir. Şekil 4.16. (b) ile verilen bant yapı grafiğinde örgü parametresi $a/3$=0.333m ve silindir yarıçapı $r/3$=0.15m olacak şekilde yani yapı boyutu üçte bir oranında küçültülmüştür. Şekil 4.16.(a) ve (b) grafikleri dikkatli, bir şekilde incelendiğinde, üçte bir oranında küçültmenin, küçültülen yapıda frekans değerlerinde üç katlık bir artışa neden olduğunu göstermektedir. Dolayısıyla önceki grafiklerde yapının iki katlık ölçekli küçülmesi frekans değerlerinde iki katlık bir artışa neden olmasının tesadüfi olmadığını göstermektedir. Boyuttaki iki katlık küçülme frekansın $\Delta\omega \rightarrow 2\Delta\omega$, üç katlık küçülme $\Delta\omega \rightarrow 3\Delta\omega$ şeklinde olması yapıdaki n katlık bir küçülmenin de frekans değerlerinde $\Delta\omega \rightarrow n\Delta\omega$ kadarlık genel bir değişime neden olduğunu göstermektedir.



Şekil 4. 19. (a) Örgü parametresi a=1m ve silindir yarıçapı r = 0.45m, (b) örgü parametresi a_1=a/3 ve silindir yarıçapı r =r/3 için iki boyutlu fononik kristalin bant yapısı. Frekans değerlerindeki üç katlık artış şekilde görülmektedir.

5. SONUÇLAR ve ÖNERİLER

Bu çalışmada iki boyutlu katı-katı formunda olan metamateryal bir yapının karakteristik band yapıları incelenmiştir. Oluşturulan yapı, naylon matriks içersinde yer alan silindirik bir tungsten malzemenin elastik dalga yayılımını modellemeye yöneliktir. Kare örgü içerisinde elde edilen yapı periyodik özelliğe sahip olduğundan, periyodik sınır şartları sisteme uygulanmış ve yapı içerisinde hangi frekansların yayılımına izin verildiği nümerik olarak araştırılmıştır. Sayısal hesaplama düzlem dalga açılım yöntemi (Plane Wave Expansion-PWE method) ve Sonlu Elemanlar Metodu (Finite Elements Method-FEM) ile yapılmıştır. İki yöntemde hesaplamalar farklılıklar içersede sonuçlar birbirine benzerlik göstermiştir. Naylon/Tungsten fononik kristalin elastik dalga yayılımına gösterdiği davranış ω-uzayı ve k-uzayında incelenmiş, buna bağlı olarak elde edilen nümerik veriler fononik bant diyagramı ω(k), Γ-X-M-Γ yolu boyunca k dalga vektörüne karşı çizilerek Naylon/Tungsten yapının bant yapıları elde edilmiştir. Burada elastik dalgaların katı-katı ortam içerisindeki yayılımı farklı doldurma oranları için incelenmiş ve Γ-X-M-Γ simetri noktaları boyunca tam bantlar elde edilmiştir. Bu bant yapıları fononik kristallerin rezonatör, dalga kılavuzu gibi kullanılmasını ve bunun için entegre cihaz tasarımına öncülük edebileceği fikrini ortaya atmaktadır. Önerilen yapı sensör tasarımı, titreşim sönümleme, gürültü, ses perdeleme ve yalıtım gerektiren durumlar için ilgi çekici özellikler göstermektedir.

Sabit doldurma oranının etkisi ayrıca incelenmiş ve elastik dalganın katı-katı ortamdaki yayılımı çalışılmıştır. Sabit doldurma oranı için, farklı boyutlardaki, kristal yapının bant yapısının değişmediği ancak tam bant aralıklarına sahip frekans aralığının değiştiği gözlenmiştir. Bu değişim seçilen her durum için, bu tam bant aralıklarına sahip $\Delta\omega$ frekans aralıklarının yaklaşık olarak iki katı şeklinde değiştiğini göstermiştir. Yapıdaki üç katlık orantılı küçülmeninde frekans değerlerinde üç katlık artış olduğu hesaplama sonucu bulunmuştur. Bu durum fononik kristal boyutunun orantılı bir şekilde değiştirildiğinde bant genişliğinin ayarlanabileceğini göstermiştir. Bu ilginç durum ayarlanabilir bant genişliği demektir.

Bu çalışma ileride farklı malzemelerle tasarlanıp malzemeye bağlı bant yapıları çalışılabilir. Ancak bu çalışmayı ilginç yapan durum naylon malzemesinin matriks olarak kullanılmasıdır. Naylon maliyeti son derece düşük ve bundan dolayı son derece ucuz bir malzemedir. Bu yüzden matriks malzeme olarak naylon muhafaza edilip, tungsten yerine başka yüksek yoğunluklu farklı malzemeler saçıcı materyal olarak denenebilir. Saçıcı malzeme olarak piezoelektrik özelliğe sahip malzemelerin kullanılması da ilginç sonuçlar verebilir. Bilindiği gibi piezoelektrik malzemeler mekanik bir basınca maruz kaldığında elektrik akımı oluşturmakta veya elektrik akımı verildiğinde mekanik tepki vermektedir. Bu amaçla Baryum Titanat ($BaTiO_3$), Çinko Oksit (ZnO), Lityum niobat-(LN, $LiNbO_3$), PVDF (Poli-vinilidin-klorür), Kuartz (SiO_2) gibi piezoelektrik malzemeler naylon yapı içerisinde saçıcı malzeme olarak kullanılabilir.

KAYNAKLAR

ACHENBACH, J.D., and KITAHARA, M., 1987. Harmonic waves in a solid with a periodic distribution of spherical cavities. The Journal of the Acoustical Society of America, 81(3):595-598.

ARAVANTINOS-ZAFIRIS, N., SIGALAS, M.M., KAFESAKI, M., and ECONUMOU, E.N., 2014. Phononic crystals and elastodynamics: Some relevant points. Aip Advances, 4(124203):1-19.

BRINGUIER, S.A., 2011. Acoustic Logic Gates Implemented Using a Phase-Controlling Phononic Crystal. The University of Arizona, Departmen of Materials Science and Enginineering, Master's thesis, Arizona, 71s.

BUCAY, J., ROUSSEL, E., VASSEUR, J.O., DEYMIER, P.A., HLADKY-HENNION, A.C., PENNEC, Y., MURALIDHARAN, K., DJAFARI-ROUHANI, B., and DUBUS, B., 2009. Positive, negative, zero refraction, and beam splitting in a solid/air phononic crystal: Theoretical and experimental study. Physical Review B, 79(214305):1-7.

CAU, Y., HOU, Z., SRITRAKOOL, W., and LIU, Y., 2005. Reflection properties and effective parameters of two-dimensional phononic crystals. Physics Letter A, 337:147-154.

CHONG, Y.B., 2012. Sonic Crystal Noise Barriers. The Open University, Faculty of Mathematics, Computing and Technology, Doctoral Thesis, Milton Keynes, 352s.

CİCEK, A., SALMAN, A., OLGUN, A.K., ve ULUG, B., 2015. Sharp bends of phononic crystal surface modes. Journal of Physics: Condensed Matter, 27(475003):1-10.

DONG, H.W., WANG, Y.S., and ZHANG, C., 2017. Inverse design of high-Qwave filters in two-dimensional phononiccrystals by topology optimization. Ultrasonics, 76: 109-124.

ECONOMOU, E.N., and SIGALAS, M.M., 1994. Stop bands for elastic waves in periodic composite materials. The Journal of the Acoustical Society of America, 95(4):1-6.

EL-NAGGAR, S.A., MOSTAFA, S.I., and RAFAT, N.H., 2012. Complete band gaps of phononic crystal plates with square rods. Ultrasonics, 52(2012): 536-542.

GANG, W., YAO-ZONG, L., JI-HONG, W., and DIAN-LONG, Y., 2006. Formation mechanism of the low-frequency locally resonant band gap in the two-dimensional ternary phononic crystals. 2006 Chin. Phys. Soc. And IOP Publishing Ltd, 15(02):1-6.

GAO, Z., FANG, J., ZHANG, Y., and JIANG, L., 2013. Band Structure Research of a 2D Honeycomb Lattice Phononic Crystal. Int. J. Electrochem. Sci., 8 (2013): 7918 – 7925.

GRUSZKA, K., NABIALEK, M., and SZOTA, M., 2014. Influence of rod diameter on acoustic band gaps in 2D phononic crystal. Archives of Materials Science and Engineering, 68(1): 24-30.

HOU, Z., KUANG, W., LIU, Y., 2004. Transmission property analysis of a two dimensional phononic crystal. Physics Letters A, 333(2004): 172–180.

HSU, F.C., WU, T.T., HSU, J.C., and SUN, J.H., 2008. Directional enhanced acoustic radiation caused by a point cavity in a finite-size two-dimensional phononic crystal. Applied Physics Letters, 93(20):1-8

KAFESAKI, M., SIGALAS, M.M., and ECONOMOU, E.N., 1995. Elastic wave band gaps in 3-D periodic polymer matrix composites. Solid State Communications, 96(5): 285-289.

KE, M., LIU, Z., PANG, P., WANG, W., CHENG, Z., SHI, J., and ZHAO, X., 2006. Highly directional acoustic wave radiation based on asymmetrical two-dimensional phononic crystal resonant cavity. Applied Physics Letter, 88(263505):1-3.

KHELIF, A., CHOUJAA, A., and BENCHABANE, S., 2004. Guiding and bending of acoustic waves in highly confined phononic crystal waveguides. Applied Physics Letters, 84(4400):

KHELIF, A., CHOUJAA, A., DJAFARI-ROUHANI, B., WILM, M., BALLANDRAS, S., and LAUDE, V., 2003. Trapping and guiding of acoustic waves by defect modes in a full-band-gap ultrasonic crystal. Pyhsical Review B, 68(214301):1-4.

KHELİF, A., AOUBIZA, B., MOHAMMADI, S., ADIBI, A., and LAUDE, V., 2006. Complete band gaps in two-dimensional phononic crystal slabs. Phys. Rev. E, 74(046610):1-7.

KHELİF, A., DJAFARİ-ROUHANİ, B., VASSEUR, J.O., DEYMİER, P.A., LAMBİN, PH., and DOBRZYNSKİ, L., 2002. Transmittivity through straight and stublike waveguides in a two-dimensional phononic crystal. Physical Review B, 65(174308):1-4.

KUANG, W., HOU, Z., and LIU, Z., 2004. The effects of shapes and symmetries of scatterers on the phononic band gap in 2D phononic crystals. Physics Letters A, 332:481-490.

KUSHWAHA, M.S., HALEVI, P., DOBRZYNSKI, L., and DJAFARI-ROUHANI, B., 1993. Acoustic Band Structure of Periodic Elastic Composites. Physical Review Letters, 71(13):1-4.

LU, M.H., FENG, L., and CHEN, Y.F., 2009. Phononic crystals and acoustic metamaterials. Materialstoday, 12(12): 34-42.

LUO, C., JOHNSON, S.G., JOANNOPOULOS, J.D., and PENDRY, J.B., 2002. All-angle negative refraction without negative effective index. Physical Review B, 65(201104(R)):1-6.

NARAYANAMURTI, V., STORMER, H.L., CHIN, M.A., GOSSARD, A.C., and WIEGMANN, W., 1979. Selective Transmission of High-Frequency Phonons by a Superlattice: The "Dielectric" Phonon Filter. Physical Review Letters, 43(2012):1-8.

OLTULU, O., MAMEDOV, M.A., OZBAY, and E., 2017. Band gap structure of elliptic rods in water for a 2D phononic crystal. Applied Physics A, 123(212):1-7.

PENDRY, J.B., 2000. Negative Refraction Makes a Perfect Lens. Physical Review Letters, 85(3966):1-4.

PENNEC, Y., DJAFARI-ROUHANI, B., VASSEUR, J.O., KHELIF, A., and DEYMIER, P.A., 2004. Tunable filtering and demultiplexing in phononic crystals with hollow cylinders. Physical Review E, 69(046608):1-5.

ROBILLARDA, J.F., BUCAY, J., DEYMIER, P.A., SHELKE, A., MURALIDHARAN, K., MERHEB, B., VASSEUR, J.O., SUKHOVICH, A., and PAGE, J.H., 2011. Resolution limit of a phononic crystal superlens. Physical Review B, 83(224301):1-11.

SIGALAS, M.M., and ECONOMOU, E.N., 1992. Elastic and Acoustic Wave Band Structure. Journal of Sound and Vibration, 158:377-382.

SIGALAS, M.M., and ECONOMOU, E.N., 1993. Band structure of elastic waves in two dimensional systems. Solid State Communications, 86(3): 141-143.

SUKHOVICH, A., JING, L., and PAGE, J.H., 2008. Negative refraction and focusing of ultrasound in two-dimensional phononic crystals. Physical Review B, 77(014301):1-9.

SWINTECK, N., BRINGUIER, S., ROBILLARDA, J.F., VASSEUR, J.O., HLADKY-HENNION, A.C., RUNGE, K., and DEYMIER, P.A., 2011. Phase-control in two-dimensional phononic crystals. Journal of Applied Physics, 110(074507):1-10.

SWINTECK, N., VASSEUR, J.O., HLADKY-HENNION, A.C., CROENNE, C., BRINGUIER, S., and DEYMIER, P.A., 2012. Multifunctional solid/solid phononic crystal. Journal of Applied Physics, 112(024514):1-10.

VASSEUR, J.O., DEYMIER, P.A., CHENNI, B., DJAFARI-ROUHANNI, B., DOBRZYNSKI, L., and PREVOST, D., 2001. Experimental and Theoretical Evidence for the Existence of Absolute Acoustic Band Gaps in Two-Dimensional Solid Phononic Crystals. Physical Review Letters, 86(312):1-15.

VASSEUR, J.O., DEYMIER, P.A., FRANTZISKONIS, G., HONG, G., DJAFARI-ROUHANI, B., and DOBRZYNSKI, L., 1998. Experimental evidence for the existence of absolute acoustic band gaps in two-dimensional periodic composite media. Journal of Physics: Condensed Matter, 10(6051):1-15.

WANG, Y.F., WANG, Y.S., and LAUDE, V., 2015. Wave propagation in two-dimensional viscoelastic metamaterials. Physical Review B, 92(104110):1-14.

WU, B., WEI, R., ZHAO, H., and HE, C., 2010. Phononic Band Gaps In Two-Dimensiomal Hybrid Triangular Lattice. Acta Mechanica Solida Sinica, 23(3):1-14.

XIAO-YAN, K., LEI-LEI, Y., YU, C., and YING-KAI, L., 2012. Influence of defect states on band gaps in the two-dimensional phononic crystal of 4340 steel in an epoxy. Chin. Phys. B, 21(9):1-4.

XIE, L., XIA, B., LIU, J., HUANG, G., and LEI, J., 2017. An improved fast plane wave expansion method for topology optimization of phononic crystals. International Journal of Mechanical Sciences, 120: 171-181.

YABLONOVIC, E., 1987. Inhibited Spontaneous Emission in Solid-State Physics and Electronics. Physical Review Letters, 58(20):1-4.

YAO, Z.J., YU, G.L., WANG, Y.S., and SHI, Z.F., 2009. Propagation of bending waves in phononic crystal thin plates with a point defect. International Journal of Solids and Structures, 46: 2571-2576.

YEH, J.Y., 2011. Cavity characteristic analysis of two-dimensional phononic crystal. Journal of Engineering Technology and Education, 8(3): 393-399.

ZHANG, X., and LIU, Z., 2004. Negative refraction of acoustic waves in two dimensional phononic crystals. Applied Physics Letters, 85(341):1-3.

ÖZGEÇMİŞ

KİŞİSEL BİLGİLER

Adı Soyadı : Gökhan ATASEVER
Uyruğu : T.C.
Doğum Yeri ve Tarihi : Bulanık/1986
Telefon : (0505) 984 17 03
e-mail : gokhanatasever@gmail.com

EĞİTİM

Derece	Adı	İlçe	İl	Bitirme Yılı
Lise	Hacı Fahri Zümbül Anadolu Lisesi	Çerkezköy	Tekirdağ	2005
Üniversite	Yıldız Teknik Üniversitesi	Esenler	İstanbul	2012
Yüksek Lisans	Harran Üniversitesi	Haliliye	Şanlıurfa	2019

İŞ DENEYİMLERİ

Yıl	Kurum	Görevi
2012	Özel Meslek Akademi Kursu	Kurucu Müdür
2013	Çerkezköy Uğur Dershanesi	Fizik Öğretmeni
2015	Millî Eğitim Bakanlığı	Fizik Öğretmeni

YABANCI DİLLER: İngilizce