

**NANO ÖLÇEKLİ ÇUBUKLARDA
DOĞRUSAL OLMAYAN DALGA
YAYILIMI**

Sezer AKDAL

Yüksek Lisans Tezi

İnşaat Mühendisliği Anabilim Dalı

Danışman: Dr. Öğr. Üyesi Güler GAYGUSUZOĞLU

2019

T.C.
TEKİRDAĞ NAMIK KEMAL ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

YÜKSEK LİSANS TEZİ

**NANO ÖLÇEKLİ ÇUBUKLARDA DOĞRUSAL OLMAYAN DALGA
YAYILIMI**

Sezer AKDAL

İNŞAAT MÜHENDİSLİĞİ ANABİLİM DALI

Danışman: Dr. Öğr. Üyesi Güler GAYGUSUZUOĞLU

TEKİRDAĞ-2019

Her hakkı saklıdır.

Dr. Öğr. Üyesi Güler GAYGUSUZUOĞLU danışmanlığında, Sezer AKDAL tarafından hazırlanan “Nano Ölçekli Çubuklarda Doğrusal Olmayan Dalga Yayılımı” başlıklı bu çalışma aşağıdaki jüri tarafından 09.09.2019 tarihinde İnşaat Mühendisliği Anabilim Dalı’nda Yüksek Lisans tezi olarak oy birliği ile kabul edilmiştir.

Jüri Başkanı : Doç. Dr. Ali ERCENGİZ

İmza:

Üye : Dr. Öğr. Üyesi Güler GAYGUSUZUOĞLU

İmza:

Üye : Dr. Öğr. Üyesi Aydın ÖZMUTLU

İmza:

Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu adına

Doç.Dr. Bahar UYMAZ
Enstitü Müdürü

ÖZET

Yüksek Lisans Tezi

NANO ÖLÇEKLİ ÇUBUKLARDA DOĞRUSAL OLMAYAN DALGA YAYILIMI

Sezer AKDAL

Tekirdağ Namık Kemal Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
İnşaat Mühendisliği Anabilim Dalı

Danışman: Dr. Öğr. Üyesi Güler GAYGUSUZOĞLU

Bu çalışmada, yerel olmayan elastisite teorisi kullanılarak nano ölçekli çubuklarda doğrusal olmayan dalga yayılımı incelenmiştir. Formülasyonlarda Eringen'in yerel olmayan elastisite teorisine dayanan bünye denklemleri kullanılmıştır. Hareket denklemleri malzeme koordinatları cinsinden yazılarak nano ölçekli çubuğun doğrusal olmayan hareket denklemleri yerel olmayan elastisite teorisine göre elde edilmiştir. Çalışmada çubuk malzemesi tek duvarlı karbon nanotüp (TDKNT) olarak ele alınmıştır. Alan denklemlerinin çözümü ile birlikte nano çubuğun hareketini yöneten evelüsyon denklemi olarak Korteweg de Vries (KdV) denklemi elde edilmiştir. Karbon nano çubukların hareketini karakterize eden denklemin yalnız (soliter) dalga çözümleri yerel olmayan parametreye ve elastik ortam parametresine bağlı olarak verilmiş ve yerel olmayan parametrenin ve elastik ortam parametrenin dalga profilini nasıl etkilediği gösterilmiştir.

Anahtar Kelimeler: Karbon nanotüpler, Doğrusal olmayan dalga yayılımı, İndirgeyici pertürbasyon yöntemi.

2019, 54 sayfa

ABSTRACT

Msc. Thesis

NONLINEAR WAVE PROPAGATION IN NANORODS

Sezer AKDAL

Tekirdağ Namık Kemal University
Graduate School of Natural and Applied Sciences
Department of Civil Engineering

Supervisor: Assist. Prof. Dr. Güler GAYGUSUZOĞLU

In this study, nonlinear wave propagation in nanorods was investigated using nonlocal elasticity theory. In the formulations, field equations based on Eringen's nonlocal elasticity theory were used. The equations of motion are written in terms of material coordinates and the nonlinear equations of the nanorod are obtained according to the nonlocal elasticity theory. The rod material is treated as single-walled carbon nanotube (SWCNT) in the study. By solving the field equations, Korteweg de Vries (KdV) equation was obtained as the evolution equation governing the wave propagation of the nanorod. The solitary wave solutions of the equation characterizing the propagation of the carbon nanorod are given depending on the nonlocal parameter and elastic medium parameter and how the nonlocal parameter and elastic medium parameter affect the wave profile are shown.

Keywords: Carbon nanotubes, Nonlinear wave propagation, Reductive perturbation method.

2019, 54 pages

İÇİNDEKİLER

Sayfa

ÖZET	i
ABSTRACT	ii
İÇİNDEKİLER	iii
ÇİZELGE DİZİNİ	iv
ŞEKİL DİZİNİ	v
KISALTMALAR	vii
SİMGELER DİZİNİ	viii
ÖNSÖZ	ix
1. GİRİŞ	1
1.1.Problem ve Önemi.....	1
1.2.Literatür Taraması	2
1.3.Çalışmanın Amacı ve Kapsamı.....	5
1.4.Çalışmanın Genel Yapısı.....	6
2.GENELBİLGİLER	7
2.1. Nanoteknoloji ve Nanoyapılar.....	7
2.2. Nanoteknolojinin Uygulama Alanları.....	10
2.2.1. Bilgisayar Teknolojileri Alanında.....	10
2.2.2. Havacılık Araştırmalarında.....	10
2.2.3. Tıp Araştırmalarında.....	10
2.2.4. İnşaat Alanında.....	10
2.3. Karbon Nanotüpler	11
2.3.1. Karbon Nanotüplerin Özellikleri.....	14
3.TEMEL DENKLEMLERİN ELDE EDİLMESİ	16
3.1. Yerel Olmayan Elastisite Teorisi.....	16
3.2. Elastik Ortam İçindeki Nano Çubuğun Doğrusal Olmayan Hareket Denklemi	17
3.2.1. Klasik Teoride Doğrusal Olmayan Elastik Nano Çubuk Modeli	17
3.2.2. Yerel Olmayan Teoride Doğrusal Olmayan Elastik Nano Çubuk Modeli	20
3.3. Pertürbasyon Metodları.....	21
3.3.1. İndirgeyici Pertürbasyon Metodu.....	21
4. TEMEL DENKLEMLERİN ÇÖZÜMÜ	24
4.1. Elastik Ortam İçerisindeki Nano Çubukda Doğrusal Olmayan Dalga Yayılımı	24
4.2. Korteweg de Vries (KdV) Denkleminin Genel Çözümü.....	26
5. SAYISAL SONUÇLAR	28
6. SONUÇLAR	41
KAYNAKLAR	43
ÖZGEÇMİŞ	45

ÇİZELGE DİZİNİ

Sayfa

Çizelge 2.1. Bazı karbon temelli malzemelerin özellikleri.....	15
---	----

ŞEKİL DİZİNİ

Sayfa

Şekil 2.1. Metrik ölçek üzerinde bazı büyüklükler.....	7
Şekil 2.2. Xe atomundan IBM yazısı.....	8
Şekil 2.3. Tekerlekleri üzerinde hareket eden nano arabalar.....	9
Şekil 2.4. Dünyada nanoteknolojiye yapılan yatırım.....	11
Şekil 2.5. Karbon elementi bağ şekilleri.....	12
Şekil 2.6. Tek duvarlı karbon nanotüpün yapısı.....	12
Şekil 2.7. Çok duvarlı karbon nanotüpün yapısı.....	13
Şekil 2.8. Karbon nanotüplerin fiziksel yapısı.....	13
Şekil 3.1. Elastik ortam içerisinde yer alan nano çubuk modeli şematik gösterimi.....	17
Şekil 5.1. k_u 'nun 1×10^9 değeri için μ 'nün farklı değerlerinde frekansın dalga sayısı ile değişim grafiği.....	28
Şekil 5.2. k_u 'nun 1×10^{11} değeri için μ 'nün farklı değerlerinde frekansın dalga sayısı ile değişim grafiği.....	29
Şekil 5.3. k_u 'nun 0 değeri için μ 'nün farklı değerlerinde frekansın dalga sayısı ile değişim grafiği.....	29
Şekil 5.4. k_u 'nun 1×10^9 değeri için k 'nın farklı değerlerinde frekansın yerel olmayan parametre ile değişim grafiği.....	30
Şekil 5.5. k_u 'nun 1×10^{11} değeri için k 'nın farklı değerlerinde frekansın yerel olmayan parametre ile değişim grafiği.....	30
Şekil 5.6. k_u 'nun 0 değeri için k 'nın farklı değerlerinde frekansın yerel olmayan parametre ile değişim grafiği.....	31
Şekil 5.7. k_u 'nun 0 değeri için k 'nın farklı değerlerinde frekansın yerel olmayan parametre ile değişim grafiği.....	31
Şekil 5.8. k_u 'nun 1×10^9 değeri için μ 'nün farklı değerlerinde faz hızının dalga sayısı ile değişim grafiği.....	32
Şekil 5.9. k_u 'nun 1×10^9 değeri için μ 'nün farklı değerlerinde faz hızının dalga sayısı ile değişim grafiği.....	32
Şekil 5.10. k_u 'nun 0 değeri için μ 'nün farklı değerlerinde faz hızının dalga sayısı ile değişim grafiği.....	33
Şekil 5.11. k 'nın 1×10^9 değeri için k_u 'nun farklı değerlerinde faz hızının yerel olmayan parametreye göre değişim grafiği.....	33
Şekil 5.12. k_u 'nun 0.5×10^9 değeri için k 'nın farklı değerlerinde faz hızının yerel olmayan parametreye göre değişim grafiği.....	34
Şekil 5.13. k 'nın 1×10^9 değeri için μ 'nün farklı değerlerinde faz hızının elastik ortam katsayısıyla değişim grafiği.....	34
Şekil 5.14. μ 'nün 1×10^{-18} değeri için k 'nın farklı değerlerinde faz hızının elastik ortam katsayısıyla değişim grafiği.....	35
Şekil 5.15. k_u 'nun 1.2×10^9 değeri için μ 'nün farklı değerlerinde lineer durum için açısız frekansın nonlineer durum için frekans oranının dalga sayısı ile değişim grafiği.....	35
Şekil 5.16. μ 'nün 1×10^{-18} değeri için k_u 'nün farklı değerlerinde lineer durum için açısız frekansın nonlineer durum için frekans oranının dalga sayısı ile değişim grafiği.....	36

Şekil 5.17. k 'nın 1×10^9 değeri için k_u 'nun farklı değerlerinde lineer durum için açısıl frekansın nonlinear durum için frekans oranının yerel olmayan parametre ile değişim grafiği.....	37
Şekil 5.18. k_u 'nun 1.2×10^9 değeri için k 'nın farklı değerlerinde lineer durum için açısıl frekansın nonlinear durum için frekans oranının yerel olmayan parametre ile değişim grafiği.....	37
Şekil 5.19. k 'nün 1×10^9 değeri için μ 'nün farklı değerlerinde lineer durum için açısıl frekansın nonlinear durum için frekans oranının elastik ortam katsayısıyla değişim grafiği.....	38
Şekil 5.20. μ 'nün 1×10^{-18} değeri için k 'nın farklı değerlerinde lineer durum için açısıl frekansın nonlinear durum için frekans oranının elastik ortam katsayısıyla değişim grafiği.....	38
Şekil 5.21. μ 'nün 4×10^{-18} değeri ile k 'nın 1×10^9 değeri için k_u 'nun farklı değerlerinde U nun ζ ile değişim grafiği.....	39
Şekil 5.22. k_u 'nun 1×10^9 değeri ile k 'nın 1×10^9 değeri için μ 'nun farklı değerlerinde U nun ζ ile değişim grafiği.....	40

KISALTMALAR

AKM	: Atomik Kuvvet Mikroskobu
ÇDKNT	: Çok Duvarlı Karbon Nano Tüp
TDKNT	: Tek Duvarlı Karbon Nano Tüp
TTM	: Taramalı Tünelleme Mikroskobu

SİMGELER DİZİNİ

A	: Nano çubuğun kesit alanı
k_u	: Elastik ortam parametresi
E_E	: Elastite Modülü
\rightarrow_u	: Yerdeğiştirme Vektörü
\rightarrow_I	: Birim Matris
ν	: Poisson Oranı
ω	: Açısal Frekans
k	: Dalga Sayısı
g	: Faz Hızı
ε	: Küçük Bir Parametre
ψ	: Alan büyüklüğü
μ	: Yerel olmayan parametre
ρ_0	: Ortam yoğunluğu
S	: İkinci Piola-Kirchoff gerilme tensörü
f	: Eksenel kuvvet
U	: Yer değiştirme fonksiyonu
F	: Şekildeğiştirme tensörü
E	: Green şekildeğiştirme tensörü
SF^T	: Yerel olmayan gerilme tensörü
E_{kl}	: Genleme tensörü
a	: İç karakteristik uzunluğu
r_0	: Tüp yarıçapı
e_0	: Eringen sabiti

ÖNSÖZ

Mekanik doğayı anlama ve doğayla birlikte yaşamak için vazgeçilmezdir. Doğadaki hemen herşeyin bir mekaniği, bir çalışma düzeni vardır. İnsanoğlu varlığından günümüze sürekli doğayı anlama ve belli bir matematiksel ve fiziksel kurallarla tanımlamaya çalışmaktadır. Mühendislik ise bugüne kadar sistematik bir şekilde süregelen mekanik bilgileri birleştirerek doğaya uygulama, insanlar ve diğer canlıların faydalarına çalışmalar yapmakla ilgilenmektedir. Bu bağlamda tez konusu olarak, geleceğin malzemesi görülen nanoçubuklar kullanılarak doğrusal olmayan dalga yayılımı incelenmiş ve sayısal olarak sonuçlar sunulmuştur. İlerleyen ve gelişen bilime katkı sunacağı düşünülen bu çalışmada; Yardımlarını, ilgisini esirgemeyen, sabırla ve gayretle sürekli yanımda olan, hemen her konuda hiç çekinmeden kendisine yönelebildiğim danışman hocam sayın Dr. Öğr. Üyesi Güler GAYGUSUZOĞLU'na,

Her zaman desteklerini arkamda hissettiğim ve bana güvenlerini bir an bile kaybetmeyen sevgili annem ve babama,

Arkadaş, kardeş, dost ve tabiki bana herşey olan sevgili abime,

Mutluluk kaynağım, yaşadığım, gördüğüm, duyduğum en güzeli olan sevgili eşime,

Beni yalnız bırakmadıkları, bana inandıkları ve güvendikleri için teşekkür ederim.

Eylül 2019

Sezer AKDAL

(İnşaat Mühendisi)

1. GİRİŞ

Bu bölümde problemin önemi üzerinde durularak, konu ile ilgili daha önce yapılmış çalışmalar özetlenmiş, çalışmanın amacı ve kapsamı üzerinde durulmuştur. Nanoteknolojinin öneminden, karbon nanotüplerden, yapılan çalışmalardan ve genel içerikten bahsedilmiştir.

1.1.Problem ve Önemi

Nanoteknoloji günümüz bilim insanları ve mühendisleri için oldukça ilgi çekici bir alandır. Yaklaşık son 50 yıllık süreçte oldukça hızlı ilerleme kaydetmiş ve şimdiden geleceğin mühendislik uygulamalarında önemli bir yer teşkil edeceği öngörülmektedir.

Nano kirişler, nano çubuklar ve nano tüpler üstün mekanik, ısı ve elektriksel özelliklerinden dolayı nano ölçekteki yapıların arasında en fazla dikkat ve ilgi çeken yapılardır. Karbon nanotüpler uzun ve ince silindirik yapıda karbon atomlarının periyodik altıgen düzende bir araya gelmesiyle oluşur. Tek duvarlı ve çok duvarlı yapıları bulunmaktadır. Karbon nano tüpler, süper kapasitörlerde elektrod, uzay asansörlerinde kablo malzemesi, nano ölçekteki aletlerde yapısal malzeme olarak, nano kompozitlerde destekleyici olarak, biyomedikal, biyoelektriksel, çok hızlı mikro elektronik çiplerde ve güneş hücrelerinde kullanılması konusunda üzerinde deneysel çalışmalar yapılan malzemelerdir.

Karbon nano tüpler ilk olarak 1991 yılında tesadüfen Suomi lijima tarafından keşfedilmiştir. Her ne kadar karbon nano tüpler teorik olarak bilinse bile bilim adına deneysel bir çalışma 1991 yılına kadar gerçekleşmemiştir. Suomi lijima fulleren üretmeyi amaçlarken karbon nano tüpleri elde etmiş ve bu alanda deneysel çalışma olarak ilk olmayı başarmıştır (lijima 1991). Minmire, Dunlop ve White karbon nano tüplerde incelemenin ötesine geçip tek duvarlı karbon nano tüp üretmeyi ve bunların iletim özelliklerini ortaya koyarak bilim dünyasında ilk olmayı başarmışlardır. Bu çalışmalar sonucunda karbon nanotüplerin elektronik, mekanik ve moleküler yapıları incelenmiş ve sürekli gelişim göstererek bugünkü bilimsel literatürü oluşturmuştur (Minmire ve ark. 1992). Bugün karbon nano tüplerin çok çeşidi elde edilmiş olup, onlar üzerinde birçok araştırma yapılmış ve yapılmaya da devam edilmektedir.

1.2. Literatür Taraması

Nano çubukların statik ve dinamik analizleriyle ilgili birçok çalışma yapılmış ve halen yapılmaya devam edilmektedir. Nano çubuklarda titreşim analizleri, dalga yayılımı analizleri konusunda oldukça çok sayıda çalışma kaydedilmiştir.

İlk olarak Peddieson ve arkadaşları (2003) yaptıkları bir çalışmada yerel olmayan elastite teorisini kullanarak Euler-Bernoulli kirişi üzerinde statik analiz yapmışlardır.

Reddy (2007) yaptıkları bir çalışmada Eringen'in yerel olmayan elastite teorisini kullanarak Euler-Bernoulli, Timoshenko, Reddy ve Levinson kiriş teorilerini yeniden ele almış ve incelemiştir.

Ece ve Aydoğdu (2007) yaptıkları bir çalışmada, Timoshenko kiriş teorisini kullanarak çift duvarlı karbon nanotüplerde titreşim ve burkulma analizi yapmışlardır. Düzlem içi yüklerin doğal frekanslara etkisini belirlemişlerdir. Sonuç olarak çift duvarlı karbon nanotüplerde yüksek titreşim modları için nonlinear etkilerin dikkate alınması gerektiğini göstermişlerdir.

Benzair ve arkadaşları (2008) yaptıkları bir çalışmada tek duvarlı nanotüplerde serbest titreşim analizi yapmışlardır. Timoshenko kiriş modeli kullanmış olup bu model üzerinde enine kesme deformasyonlarını ve dönел atalet etkilerini incelemişlerdir.

Yang ve arkadaşları (2010) yaptıkları bir çalışmada, Von Karman'ın geometrik doğrusal olmama durumunu ve Eringen'in yerel olmayan elastite teorisini kullanarak tek duvarlı karbon nanotüplerde doğrusal olmayan serbest titreşim analizi yapmışlardır. Kiriş modeli olarak Timoshenko kiriş teorisini kullanmışlardır. Hamilton ilkesiyle yönetici denklemleri ve sınır şartlarını oluşturmuşlardır. Uç şartlarının ve geometrik özelliklerinin etkilerini göstermişlerdir.

Huu ve Thuc (2012) yaptıkları bir çalışmada nano kirişlerin burkulma ve eğilme titreşimleri için sinüzoidal kesme deformasyonunu da içeren bir kiriş teorisini ortaya koymuşlardır. Bu kiriş teorisi kesme düzeltme faktörleri gerektirmeksizin, nano kirişlerde hem küçük ölçek etkisini, hem de kesme deformasyonunu içermektedir. Bu teoriye göre üretilen sayısal sonuçlar Timoshenko kiriş teorisiyle kıyaslanmış ve sonuçların kabul edilebilir olduğu gösterilmiştir.

Şimşek (2014) yaptığı bir çalışmada, Eringen'in yerel olmayan elastite teorisini kullanarak eksenele tutulu uçlara sahip bir nano kiriş üzerinde doğrusal olmayan titreşim analizi yapmıştır. Sonuç olarak doğrusal olmayan parametrenin doğrusal olmayan frekans oranı üzerine etkisini incelemiştir. Ayrıca mevcut formülasyonları doğrulamak için birkaç açıklayıcı örneği de çalışmasında sunmuştur.

Togun (2015) yaptığı bir çalışmada farklı sınır koşullarına sahip elastik bir zemin üzerindeki nano kirişlerin titreşimlerini yerel olmayan elastite teorisini kullanarak incelemiştir. Euler-Bernoulli kiriş teorisini kullanmış olup Hamilton metodu ile hareket denklemlerini elde etmiştir. Bu denklemleri çözmek için pertürbasyon metodlarından biri olan Çok Zaman Ölçekli Metodu kullanmış ve sonuç olarak küçük ölçek etkisinin frekanslar üzerindeki etkisini göstermiştir.

Bağdatlı ve Togun, (2016) yaptıkları bir çalışmada basit-basit ve ankastre-ankastre sınır şartları altında akışkan taşıyan nanokirişin doğrusal titreşimlerini incelemiştir. Kiriş modeli olarak Euler-Bernoulli kiriş modelini kullanmış olup, nanokirişin mekaniksel analizinde yerel olmayan elastite teorisini kullanmışlardır. Hamilton prensibiyle hareket denklemlerini elde etmişlerdir. Pertürbasyon metodlarından Katlı Ölçek metodu kullanarak çözüm elde etmişlerdir. Sonuç olarak yerel olmayan parametre ile tabii frekans arasındaki ilişkiler, akışkan hızı ile tabii frekans arasındaki ilişkiler, kritik hız değerleri sayısal olarak elde edilmiştir.

Nano çubuklarda titreşim analizleri yapılırken teknolojik gelişmelerin artması ve diğer sebeplerle dalga yayılımı analizleri de yapılmaya başlanmış olup zamanla bu çalışmalar artarak ilerlemiştir.

Yoon ve arkadaşları (2003) yaptıkları bir çalışmada çok duvarlı nanotüplerde enine ses dalgası yayılımını incelemiştir. Çok duvarlı nanotüplerde ses dalgaları sadece frekansa bağlı olmadıklarını, aynı zamanda aksel olmayan titreşim modlarına bağlı olarak çeşitli hızlarda yayıldıklarını göstermişlerdir.

Wang ve arkadaşları (2005) yaptıkları bir çalışmada sürekli ortamlar mekaniği ve moleküler dinamik simülasyonunu kullanarak tek duvarlı nanotüplerde eğilme dalga yayılımını incelemiştir. Sonuç olarak karbon nanotüplerin mikro yapısının, eğilme dalga yayılımında büyük rol oynadığını göstermişlerdir.

Wang ve arkadaşları (2006) yaptıkları bir çalışmada çift duvarlı nanotüplerde dalga yayılımı üzerindeki ölçek etkisini yerel olmayan elastite teorisini kullanarak incelemiştir. Euler-Bernoulli ve Timoshenko kiriş modellerini kullanarak dalga yayılım özellikleri üzerinden bu iki kiriş modeli için kıyaslamalar yapmışlardır.

Wu ve Dzenis (2006) yaptıkları çalışmalarda ultra ince polimer fiberlerde yüzey enerjisi, öngerilme ve doğrusal olmayan elastiklik etkisi altındaki dalga yayılımını incelemiştir. Bu tür bileşik etkiyi araştırmak için tek boyutlu doğrusal olmayan elastik bir model üzerinde

çalışmışlardır. Dinamik durum ve dinamik olmayan durum üzerinde sayısal örnekler üzerinde durmuşlardır. Çalışmanın sonucunda uyumlu nanofiberlerin nanofiber cihaz tasarımında ve nanoyapısal analizinin dinamik karakterizasyonunun teorik temeli olarak sayılabileceğini göstermişler.

Wang ve Varadan (2007) yaptıkları bir çalışmada karbon nano tüplerde dalga yayılımını önerdikleri nonlinear elastik kabuk teorisine dayanarak incelemişlerdir. Önerdikleri teoriyi hem teorik analizlerle hem de sayısal simülasyonlarla desteklemişlerdir. Literatürde var olan teorilerle kıyaslayıp doğruluğunu ortaya koymuşlardır. Nano tüplerin tasarımı ve nano mekaniğin gelişimi için bir aşama kaydetmeyi amaçlamışlardır.

Narender ve Gopalakrishnan (2009) yaptıkları çalışmada doğrusal olmayan elastikiyeti kullanılarak dönen bir nanotüpün dalga yayılımını incelemişlerdir. Dönen nanokirişi Euler-Bernoulli kiriş teorisini kullanarak modellemiş olup sayısal incelemelerde bulunmuşlardır. Sonuç olarak ileride yapılacak çalışmalara rehberlik etmesi açısından dönen tek duvarlı karbon nanotüplerin dalga yayılımına ait bir çalışma bırakmışlardır.

Song ve arkadaşları (2010) yaptıkları bir çalışmada aksel gerilme taşıyan çubuklarda enine ve boyuna dalga yayılımını incelemişlerdir. Yerel olmayan elastite teorisini ve uzama gradyanları teorisini kullanarak yönetici denklemleri elde etmişlerdir. Sonuç olarak dalga hızlarının daha düşük frekanslar için başlangıç kuvvetine duyarlı olduğunu, daha yüksek frekanslar için ise duyarsızlaştığını göstermişlerdir.

Yang ve arkadaşları (2010) yaptıkları bir çalışmada çift duvarlı karbon nanotüplerde dalga yayılımını incelemişlerdir. Timoshenko kiriş modelini kullanarak yerel olmayan elastite teorisini uygulamışlardır. Karbon nanotüpte önerilen yeni karınca modelini analiz edip dalga yayılım özelliklerini Timoshenko kirişiyle kıyaslamışlar ve önerilen yeni karınca modelinin kabul edilebilir seviyede sonuçlar verdiğini tespit etmişlerdir.

Selim (2011) yaptığı bir çalışmada tek karbon nanotüplerde küçük ölçek etkisi altında dalga yayılımını incelemiştir. Dilatasyon dalgasının hareket denklemini yerel olmayan elastisite teorisini kullanarak türetmiştir. Sonuç olarak dilatasyon dalgasının dispersiyon özelliklerinin yerel sürekli modellerde kaybolacak olan küçük ölçekli etkiler tarafından azaltıldığını göstermiştir.

Aydoğdu (2014) yaptıkları bir çalışmada çok duvarlı nanotüplerdeki boyuna dalga yayılımını yerel olmayan elastisite teorisini kullanarak araştırmıştır. Çalışmasında çok duvarlı

çubuk modeli kullanmış olup Van der Waals kuvvetini çubuk eksenine yönünde düşünmüştür. Sonuç olarak çift duvarlı karbon nanotüplerde farklı aksel hareketlerin olabileceği göstermiştir.

Ebrahimi ve Barati (2016) yaptıkları bir çalışmada termal ortamda boyuta bağlı işlevsel olarak derecelendirmiş nanokirişlerin dalga yayılım davranışlarını yerel olmayan elastite teorisi ile incelemiştir.

Literatürde yapılan çalışmalara bakıldığında, nano çubuklarda ve nano tüplerde dalga yayılımı konusunda yapılan çalışmalarda nonlinear etkilerin göz önüne alınmadığı görülmektedir. Bu çalışmada nonlinear etkiler de göz önüne alınarak inceleme yapılacak ve yerel olmayan elastisite teorisi kullanılarak, nonlinear dalga yayılımı problemi, pertürbasyon yöntemlerinden biri olan İndirgeyici Pertürbasyon Yöntemi kullanılarak çözülecektir.

1.3.Çalışmanın Amacı ve Kapsamı

Karbon elementi canlıların temel taşıdır. Bütün canlıların karbon esaslı hayatı olduğundan ve organik maddelerde karbon vazgeçilmez olduğundan nano teknoloji açısından da karbon atomu çok önemlidir ve nano teknolojinin gelişmesine çok önemli katkılar sağlar. Nano boyuttaki yapıların deneysel, hesaplamalı ve sürekli mekanik teorisine göre analizleri geleceğin nano mühendislik uygulamalarında önemli yer tutacaktır. Bu bağlamda nano çubukların kullanım alanlarında maruz kalacakları bir etki olarak doğrusal olmayan dalga yayılımı problemini dinamik açıdan incelemek bu konuda araştırma yapan bilim insanlarına da ışık tutacaktır.

Klasik elastisite teorisi atomik boyutlardaki olguları açıklamakta yetersiz kaldığı için nano malzemelerin yerel modelleri yanıltıcı, yetersiz ve hatalı olabilir. Sonuçlar nano yapıların mekanik davranışlarını anlamada yerel olmayan elastisitenin daha güçlü olduğunu ve yerel olmayan etkilerin nano teknolojide önemli olduğunu göstermektedir. Yerel olmayan elastisite teorisi, klasik elastisite teorisinin yetersiz olduğu durumları ortadan kaldırmak için geliştirilmiş bir teori olup, sürekli ortamlar mekaniğinde yeni bir yaklaşımdır. Klasik elastisite teorisinde bir noktadaki gerilme durumu hesaplanırken, o nokta komşuluğundaki diğer noktalarda olan şekil değiştirmeler hesaba katılmaz. Malzemenin gerilme gibi büyüklükleri sadece o noktadaki değerlerine bağlı olarak hesaplanır. Yani bu teori sadece yerel etkileri gözönüne alarak problemleri çözer (Artan 1992 ve Oruçoğlu 1991).

Dalga yayılımı problemi önemli bir problem olması sebebiyle bilim ve mühendisliğin birçok alanında dünya çapında dikkat çekmiştir (Lim ve Yang 2010, Silling 2016). Doğada

karbon nanotüp (KNT)'lerin şekil değiştirmeleri doğrusal değildir. (Cho ve ark. 2010). Doğrusal olmayan etkiler fizik ve mühendislikte önemli bir rol oynar ve doğrusal olmayan optik, su dalgaları, plazma fiziği gibi çeşitli alanlarda karşımıza çıkar.

Bu çalışmada, nano ölçekli çubuklarda doğrusal olmayan dalga yayılımı problemi yerel olmayan elastisite teorisi kullanılarak incelenmiştir. Nano çubuk sonsuz uzunluklu düşünülmüş ve elastik bir ortamın içerisinde yer aldığı varsayılmıştır. Böyle bir ortam içerisinde yer alan çubukta, yerel olmayan parametrenin ve elastik ortam parametresinin dalga yayılımına olan etkisine bakılmış ve bu parametrelerin dalga profilini nasıl etkiledikleri araştırılmaktadır.

Çalışmanın amacına ulaşmak için öncelikle karbon nano çubukların yerel olmayan elastisite teorisine dayanan bünye denklemleri çıkarılmıştır. Hareket denklemleri malzeme koordinatları cinsinden yazılarak nano ölçekli çubuğun doğrusal olmayan hareket denklemleri elde edilmiştir. Bu çalışmada çubuk malzemesi tek duvarlı karbon nanotüp (KNT) olarak ele alınmıştır. Alan denklemlerinin çözümü ile birlikte nano çubuğun hareketini yöneten evelüsyon denklemi olarak Korteweg de Vries (KdV) denklemi elde edilmiştir. Karbon nano çubukların hareketini karakterize eden denklemin yalnız (soliter) dalga çözümleri yerel olmayan parametreye bağlı olarak verilmiş ve yerel olmayan parametrenin dalga profilini nasıl etkilediği grafikler üzerinde gösterilmiştir.

1.4. Çalışmanın Genel Yapısı

Bu bölümde çalışmanın amacına ulaşabilmek için takip edilmesi gereken adımlar bölümler halinde aşağıdaki gibi verilmiştir. Birinci bölümde incelenecek problemten bahsedilmiş, bu konu ile ilgili daha önce yapılmış çalışmalar özetlenmiş, problemin amacı ve kapsamı üzerinde durulmuştur. İkinci bölümde nano teknolojinin gelişim sürecinden, karbon nano çubukların ve karbon nano tüplerin yapısı hakkında genel bilgiler verilmiştir. Üçüncü bölümde öncelikle yerel olmayan elastisite teorisi denklemleri verilmiş, ardından doğrusal olmayan klasik elastik nano çubuk modeli için hareket denklemi elde edilmiş ve yine aynı bölümde yerel olmayan elastisite teorisi kullanılarak doğrusal olmayan nano çubuk modelinin hareket denklemi verilmiştir. Son olarak bu bölümde denklemlerin çözümünde kullanılacak olan pertürbasyon metodlarından indirgeyici pertürbasyon metoduyla ilgili bilgiler verilmiştir. Dördüncü ve beşinci bölümde ise elde edilen hareket denklemlerinin indirgeyici pertürbasyon metoduyla çözümü verilmiş ve elde edilen çözümler sayısal olarak grafiklerle de gösterilmiştir. Altıncı bölümde ise yapılan çalışmalar sonucunda elde edilen genel sonuçlar verilmiştir.

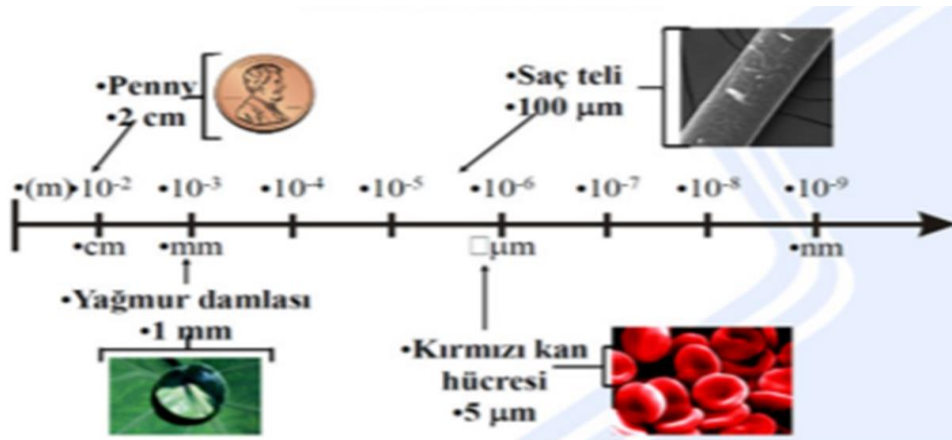
2. GENEL BİLGİLER

Tezin bu bölümünde nanoteknolojinin hangi alanları kapsadığı konusunda bilgiler verilmiş olup, dünyada ve ülkemizde nanoteknolojinin gelişim sürecinden bahsedilmiştir. Karbon nanotüplerin ve nano çubukların neler olduğu, karbon nanotüplerin hangi özelliklere sahip olduğu hakkında bilgiler verilmiştir. Karbon nanotüplerin elde edilmesi ve gelecekteki kullanım alanları da yine bu bölümde aktarılmıştır.

2.1. Nano teknoloji ve Nano yapılar

Son yıllarda büyük gelişme gösteren nano teknoloji; mühendislik, tıp, kimya, fizik gibi fen ve sağlık alanlarının ortak ve sürekli gelişim gösteren bir olgusu olmayı başarmıştır. Diğer makro boyuttaki malzemelere kıyasla oldukça güçlü özelliklere sahip olan nano tüpler ve/veya nano çubuklar birçok alanda büyük kolaylıkları beraberinde getirmiştir. Çeliğe ve diğer malzemelere göre kat ve kat sağlam ve esnek bir malzeme olmasıyla bilim insanlarını farklı ve eski zamanlarda fantastik sayılabilecek arayışlar içerisine sokmayı başarmıştır. Uzay asansörleri, sentetik kas üretimi, süper yalıtkan gibi ürünler nano tüplerin kullanılmasıyla mümkün hale gelmektedir. Bunların dışında birçok alanda ve birçok yöntemde yine üstün özellikler göstermekte ve kullanılmaktadır.

Nano kelimesi yunanca bir kelime olup cüce anlamında Türkçe’de kendisine karşılık bulmuştur. Boyut olarak metrenin milyarda birine karşılık gelmektedir (10^{-9} m). Şekil 2.1’de metrik ölçek üzerinde bazı büyüklükler gösterilmiştir.



Şekil 2.1. Metrik ölçek üzerinde bazı büyüklükler. (Anonim 2016)

Nano teknoloji atomların en küçük birimini ifade etmektedir. Maddeyi atomik boyutu ile kontrol etmeyi amaçlamaktadır. Mevcut maddelerin atomik yapısını değiştirmeyi ya da belli bir düzene göre atomları bir araya getirerek yapay madde elde etmeyi amaçlamaktadır.

Nanoteknolojinin amaçları aşağıdaki gibi sıralanabilmektedir;

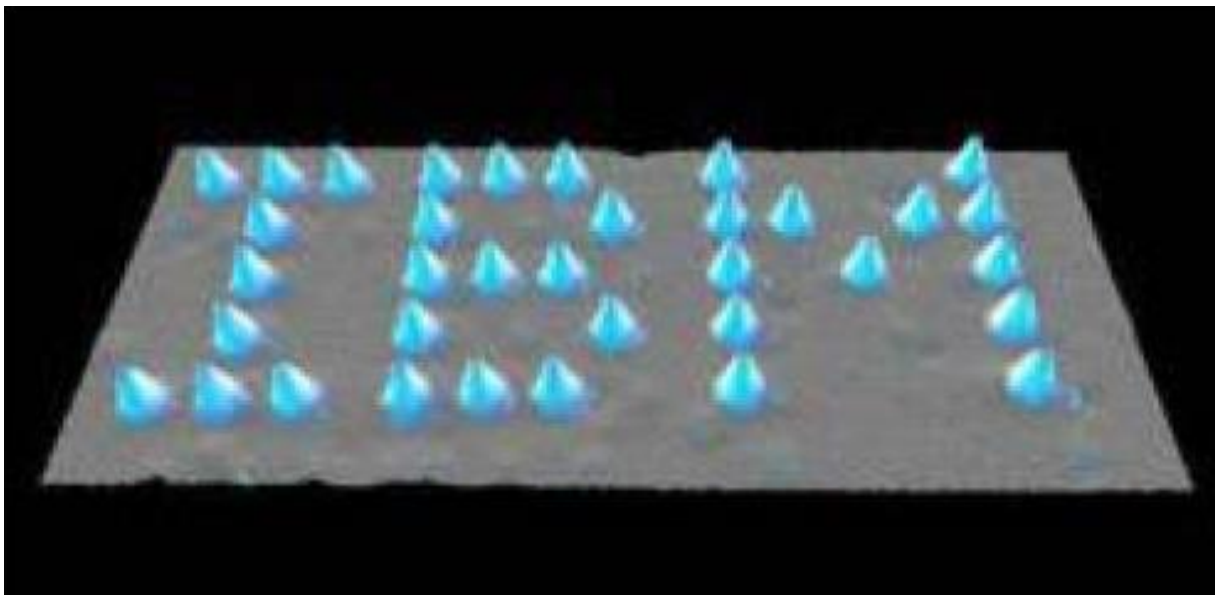
- Nano ölçekli yapıların analizi
- Nano ölçekli yapıların imalatı
- Nano ölçekli cihazların geliştirilmesi
- Nano hassasiyetli cihazların geliştirilmesi
- Nano ölçekli yapıların fiziksel özelliklerinin araştırılması

Richard Feynman (1959) *Three's Plenty of Room at the Bottom* konferansında yaptığı konuşmasında geçen “Eger moleküler düzeyde malzemeler ve cihazlar yapılabilirse bu, yeni buluşların kaynağı olacaktır.” sözü nanoteknolojinin temellerini atmıştır (Tepe 2007).

G.K. Binning, H.Rohrer (1981) STM mikroskobunu keşfetmeyi başarmış olup bu mikroskopla daha küçük boyutlara kadar inceleme yapma imkanı bulunmuştur (Tepe 2007).

G.K. Binning, C.F. Quate ve C Gerber 1986 yılında AFM mikroskobunu yapmayı başarmışlardır (Tepe 2007).

1989 yılında IBM şirketi Zürich’te Xe atomlarından IBM yazısını yazmayı başarmışlardır. 14 nanometre uzunluğunda olan bu yazı aynı zamanda bilgi saklayabilme özelliğine de sahiptir (Şekil 2.2).



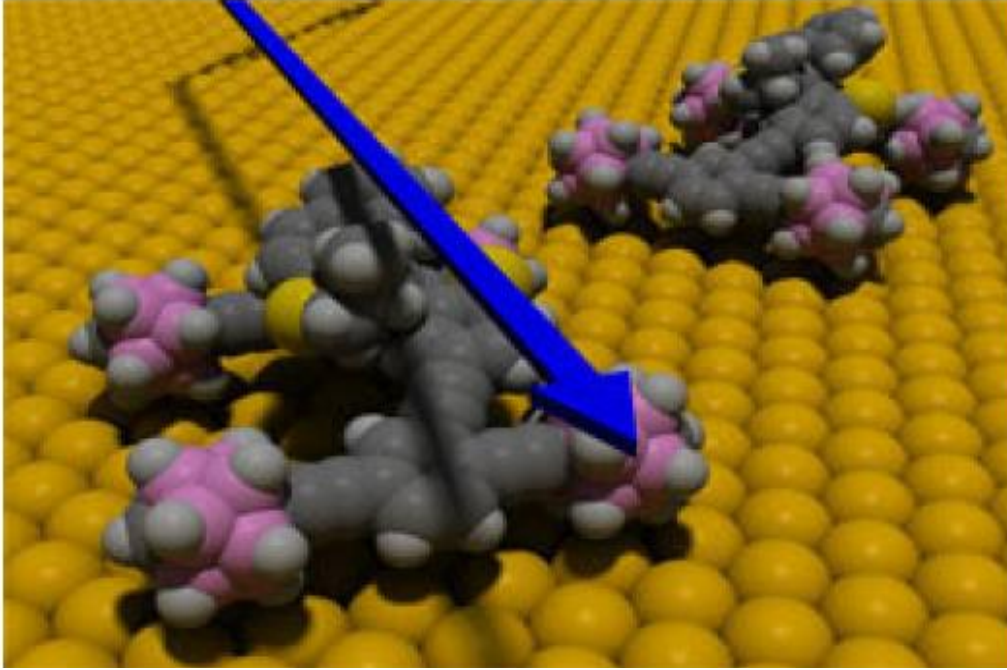
Şekil 2.2. Xe atomundan IBM yazısı. (Tepe 2007)

Rice Üniversitesinde 1990 yılında Richard Smalley öncülüğündeki araştırmacılar, 60 karbon atomunun simetrik biçimde sıralanmasıyla elde edilen futbol topu şeklindeki “fullerene” moleküllerini geliştirmişlerdir. Elde edilen molekül 1 nanometre büyüklüğünde olup, çelikten daha güçlü, plastikten daha hafif, elektrik ve ısı geçirgenliğine sahip bir yapıydı. Yaptıkları bu çalışmayla 1996 yılında Nobel Kimya ödülünü almışlardır.

Sumio Ijima (1991) çok duvarlı karbon nanotüpü keşfetmiştir. Çelikten 100 kat daha güçlü olan bu madde yine çeliğin 1/6 sı kadar ağırlığındadır.

2002 yılında süper örgü nanoteller yapılmıştır.

Rice Üniversitesi 2005 yılında ilk defa dört tekerlekli nano araba modelini hareket ettirmiştir. Arabanın boyutu (3nm x 4nm) yani bir DNA satırı genişliğinde olup, bu nano arabalardan 20.000 tanesini yan yana parkedince bir insan saç telinin kalınlığına ulaşılmaktadır. Işıkla çalışan nano arabanın atomları bir araya getirilip moleküler akslar, dingiller yapılarak güç aktarım sistemi inşa edilmiş, sonra da atomsal boyuttaki tekerlekleri ile, sürüklenerek değil, tekerlekleri de dönerek yüzey üzerinde hareket ettirilmiştir (Şekil 2.3).



Şekil 2.3. Tekerlekleri üzerinde hareket eden nano arabalar. (Tepe 2007)

2.2. Nano Teknolojinin Uygulama Alanları

Nanoteknoloji geçmişten bugüne kendine birçok alanda yer bulmayı başarmıştır. Gelişen teknoloji ve bilgiye kolay ulaşma imkanlarıyla birlikte bu alanlar her geçen gün genişleyerek büyümektedir. Bu bölümde en yaygın kullanılan alanlarla ilgili açıklamalara yer verilmiştir.

2.2.1. Bilgisayar Teknolojileri Alanında

Küçük ebatlarda bilgi depolarının geliştirilmesi, daha az enerjiyle daha fazla verim sağlayabilecek devre elemanlarının geliştirilmesi, bilgisayar fiziki boyutlarının küçülerek portatif kullanımın sağlanması, veri depolayıcılarının alan gereksinimleri ve hız-işlemci performansının geliştirilmesi gibi konularda çalışmalar sağlanmaktadır.

2.2.2. Havacılık Araştırmalarında

Isıya dayanıklı nano kaplamalarının geliştirilmesi, sürtünmeyi minimize edecek gövde parçalarının üretimi, yakıt tasarrufu sağlayabilecek ya da daha ucuz yakıt cinsine yönlendirebilecek motorların geliştirilmesi ve yakıt sistemlerinin oluşturulması gibi gelişmeler üzerinde çalışmalar sağlanmaktadır.

2.2.3. Tıp Araştırmalarında

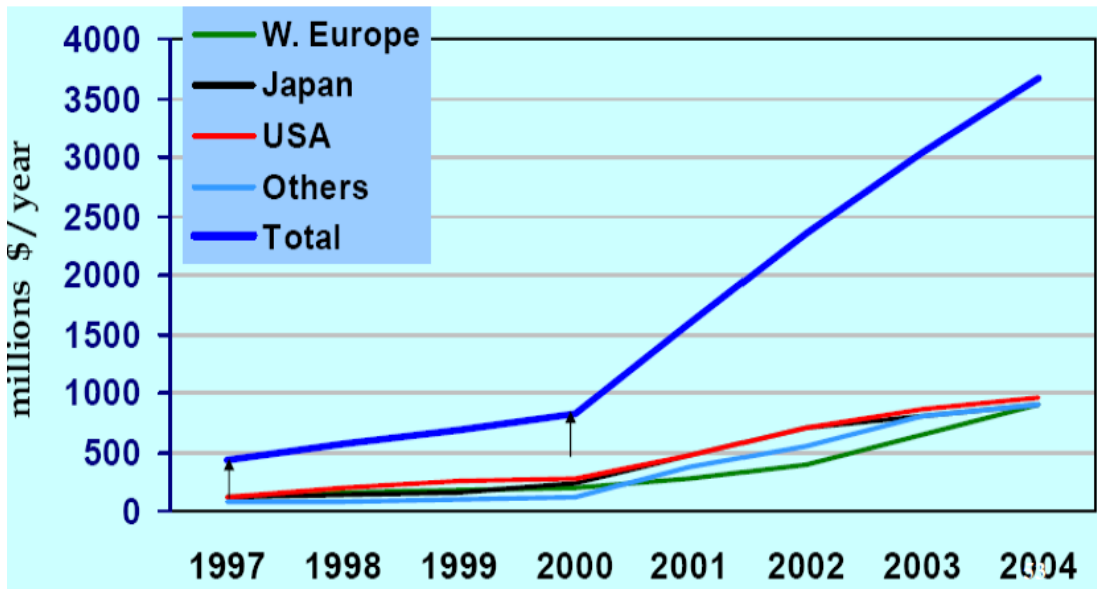
Nanoteknolojinin doğadaki karşılığı olarak hücre alınabilmektedir. Boyut olarak yaklaşık mertebelerde oldukları için nanoteknoloji yaşayan bütün canlılar için önem derecesi bir hayli fazladır. Vücuttaki hastalıklı hücrelerin tedavisinde, genetik bozuklukların onarılmasında, istenmeyen ve ileride hastalık yapacağı düşünülen hücrelerin tedavisinde, kanser ve diğer ölümcül hastalıkların teşhisi ve tedavisi gibi gelişmeler üzerinde çalışmalar yapılmaktadır.

2.2.4. İnşaat Alanında

Nanoteknolojinin kullanım olarak oldukça geniş bir yer bulacağı bir diğer alan inşaat ve yapı malzemeleri alanıdır. Çelikten kat ve kat güçlü ve esnek olan bu yapılar teknolojinin gelişmesiyle kendine yer bulacağı kaçınılmazdır. Yapı elemanların üretiminde, yapı malzemelerinin üretiminde etkin rol oynaması düşünülmektedir. Bu şekilde deprem performansı açısından daha sağlıklı yapılar elde edilebilecek maliyet-zaman dengesinde de tasarruf sağlanabilecektir. Yapı malzemelerinin bünyesine girmesiyle beraber mevcut kullanılan yapı elemanlarının performansı arttırılacak ve inşaat sektörü için oldukça verimli olacaktır.

2.3. Dünyada Nanoteknolojiye Yapılan Yatırımlar

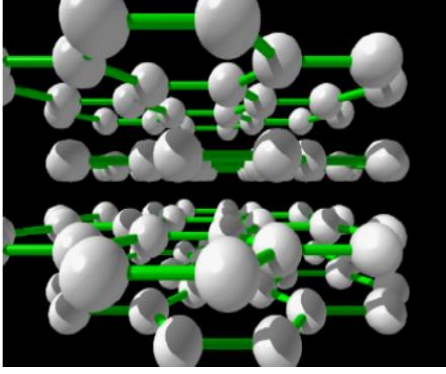
Nanoteknoloji alanında dünyada en çok yatırım A.B.D. de yapılmaktadır. Bu ülkede 50 ve üstü nanoteknoloji araştırma merkezi vardır. Nanoteknoloji için A.B.D. de 2003 yılında ayrılan bütçe 710 milyon dolarken bu 2005 yılında 850 milyon dolara çıkarılmıştır. A.B.D yi 650 milyon dolarlık yatırım ile Japonya takip ederken, 400 milyon dolar ile Avrupa birliği üçüncü sırada yerini almayı başarmıştır. Bu alanda Rusya, İsrail, Güney Kore, Çin, Kanada ve Avusturya yaptıkları yatırımlarla kendilerini bu yarışın içine dahil etmişlerdir. Çizelge 2.1. de 1997-2004 yılları arası ülkelerin ayırdıkları bütçeler grafiksel olarak gösterilmiştir.



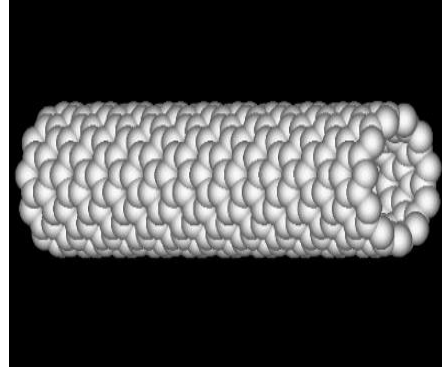
Şekil 2.4. Dünyada nanoteknolojiye yapılan yatırım. (Anonim 2016)

2.4. Karbon Nanotüpler

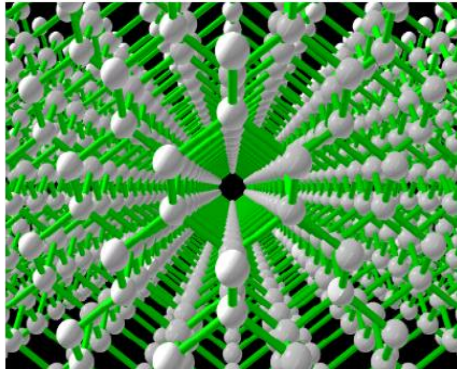
Karbon elementi bağ şekillerine göre ve atomlarının dizilimine göre fiziksel, kimyasal ve elektriksel farklılıkları da beraberinde getirmektedir. İçi boş tüp şekilleri, içi dolu tüp şekilleri, yüzeysel dizilimiyle grafit halleri ve top şeklinde atomlarının dizili halleri mevcuttur. Şekil 2.5. de bu halleri gösterilmiştir.



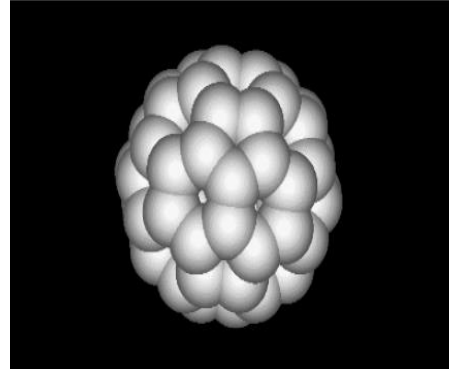
a) Grafit



b) Karbon Nanotüp



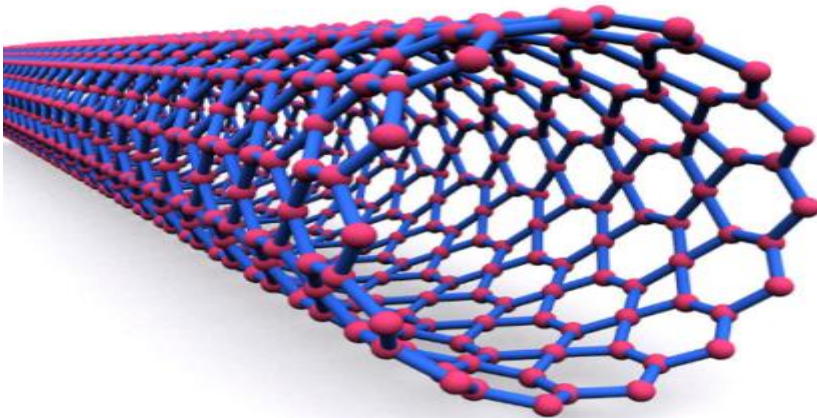
c) Karbonlu Grafit



d) Top Yapıları

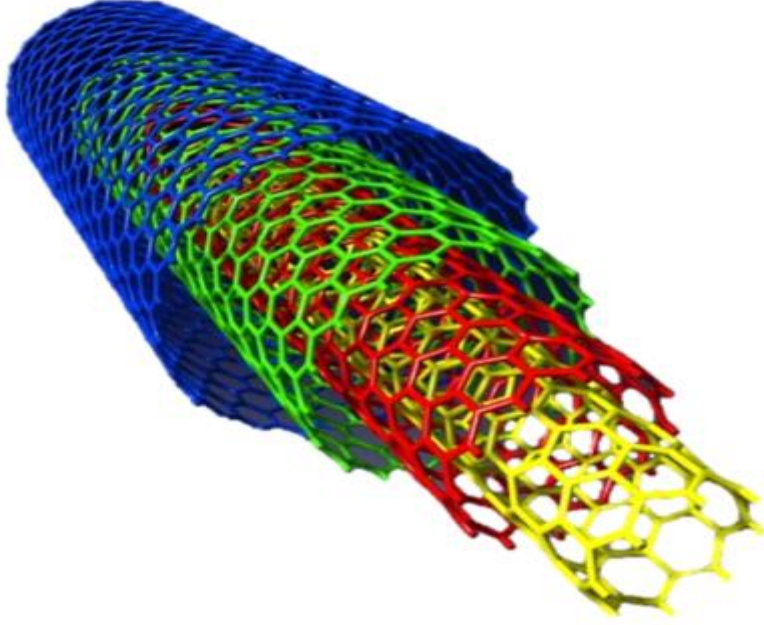
Şekil 2.5. Karbon elementi bağ şekilleri.(Tepe 2007)

Karbon nanotüpler tek ya da iç içe geçmiş, uçları açık ya da kapalı silindirler biçiminde farklı çaplarda ve ebatlarda olabilmektedirler. Tek duvarlı karbon nanotüpler temel silindirik yapı olarak varsayılabilmektedir. Şekil 2.6 da tek duvarlı karbon nano tüp gösterilmiştir.



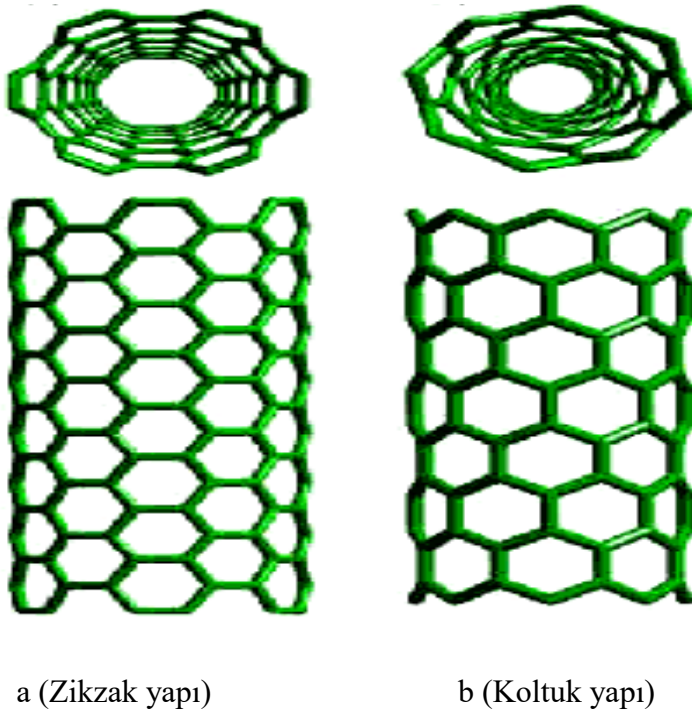
Şekil 2.6. Tek duvarlı karbon nano tüpün yapısı. (Anonim 2019)

Çok duvarlı karbon nanotüpler ise iç içe geçmiş karbon tüplerden oluşmaktadır. Şekil 2.7 de çok duvarlı karbon nanotüpün yapısı gösterilmiştir.



Şekil 2.7. Çok duvarlı karbon nanotüpün yapısı. (Anonim 2019)

Karbon nanotüpler büküm yönüne göre zikzak ya da koltuk yapıda olabilmektedir. Bu farklılık fiziksel, mekanik ve elektronik farklılığı da beraberinde getirmektedir. Şekil 2.8 de zikzak ve koltuk yapıdaki karbon nanotüpler gösterilmiştir.



Şekil 2.8. Karbon nanotüplerin fiziksel yapısı. (Tepe 2007)

2.4.1. Karbon Nanotüplerin Özellikleri

Karbon nano tüpler fiziksel kimyasal ve elektriksel birçok üstün özelliğe sahiptirler. Karbon nano tüplerin elastite modülleri yüksektir. Ve bununla birlikte düşük şekil değiştirmeler altında yüksek dayanım göstermektedirler. Hafif malzemelerdir. Karbon nanotüpler metalik ya da yarı iletken özellikleri gösterebilmektedir. Genellikle koltuk yapıda olanlar metalik özellik gösterirken, zikzak yapıda olanlar yarı iletken özellik gösterebilmektedir. Tüp eksenel yönünde aksenal çekmeye karşı oldukça güçlüdür. Hemen hemen hiç hasar görmeden mukavemet gösterebilmektedirler. Yaklaşık 1-2 nanometrelik tüplerden oluşturulmuş bir demeti aksenal yönde çekme kuvveti uygulayarak koparabilmek için yaklaşık 36 GPA bir gerilmeye ihtiyaç vardır. Bu diğer malzemelere kıyasla kat ve kat güçlü olduğunu gözler önüne sermektedir. Bu performansına karşın karbon nano tüpler düğüm atılabilecek kadar esnek olması da diğer malzemelere üstün gelen bir diğer özelliğidir. Hem çok esnek olması, hem de çok güçlü olması yönüyle insanoğlunun hayal olarak kurguladığı şeyleri gerçeğe dönüştürme yönünde önemli bir malzeme olduğunu göstermektedir. Aykırı bir örnek vermek gerekirse şehirlerin üstünü örtebilecek membranlar bu malzemeyle mümkün hale gelebilecektir. Kimyasal yapı malzemelerin içerisinde kullanıldığı zaman güçlü betonlar veya güçlü karma malzemeli elemanlar elde edilmesi mümkün hale gelebilecektir. Mimari-statik birlikteliğinin en büyük sorunu olan estetik kavramı bu malzemenin yapı alanında yaygın kullanılmasıyla birlikte kendine çözüm bulacaktır. İnşaat alanında kullanılan klasik kolon-kiriş eleman bütünlüğü yerini karbon nano tüplerle üretilmiş kabuk elemanlara bırakabilecek ve büyük açıklıkların geçilmesi problemi çözüm bulacaktır. Klasik yapı elemanlarına kıyasla üstün deprem performansı sağlayacak, can ve mal güvenliği gerçek anlamda güvence altına alınacaktır.

Çizelge 2.1 de grafit, elmas, fullerin, tek duvarlı karbon nanotüp ve çok duvarlı karbon nanotüpler için bazı özellikler verilmiştir.

Çizelge 2.1. Bazı karbon temelli malzemelerin özellikleri.

Özellik	Grafit	Elmas	Fulleren	TDKNT	ÇDKNT
Spesifik yer çekimi (g/cm ³)	1,9-2,3	3.5	1,7	0,8	1,8
Elektrik iletkenliği (S/cm)	4000(p), 3,3 (c)	10 ⁻² -10 ⁻¹⁵	10 ⁻⁵	10 ² -10 ⁶	10 ³ -10 ⁵
Termal iletkenlik (W/(Mk))	298 (p), 2,2 (c)	900-2320	0,4	6000	2000
Termal genişleme katsayı (K ⁻¹)	-1×10 ⁻⁶ (p) 2,9×10 ⁻⁵ (c)	(1~3)x10 ⁻⁶	6,2×10 ⁻⁵	İhmal	İhmal
Havadaki termal kararlılık (OC)	450-650	<600	~600	600	600

3. TEMEL DENKLEMLERİN ELDE EDİLMESİ

Ele alınan problem yerel olmayan elastisite teorisi kullanılarak çözüleceği için bu bölümde yerel olmayan elastisite teorisi hakkında teorik bilgiler verilecektir. Bunun yanında hareket denklemleri elde edilip, bu hareket denklemlerin çözümü için gerekli olan pertürbasyon metodları hakkında bilgiler verilecektir.

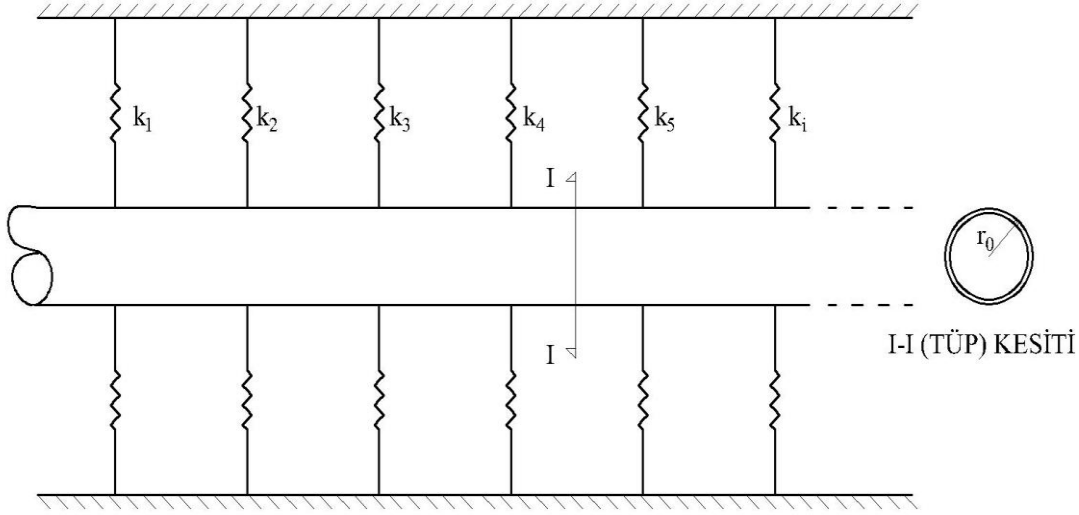
3.1. Yerel Olmayan Elastisite Teorisi

Boyuta bağlı sürekli ortam teorileri ve mikro ve nano teknolojinin gelişmesi ile birlikte oldukça küçük boyuttaki yapıların analizinde ve modellenmesinde kullanılmasına olanak vermiştir. Klasik elastisite teorisinin nano boyuttaki elemanların analizinde kullanılamaması bilim insanlarını başka bir teoriye yönlendirmiş ve Eringen (1983) tarafından yerel olmayan elastite teorisinin kapsamı ilk olarak bilim dünyasına sunulmuştur. Yerel olmayan elastite teorisi küçük boyutlu elemanlara uygulanabilir olması ve kabul edilebilir sonuçlar vermesi bakımından büyük yankı uyandırmıştır. Yerel olmayan elastite teorisi; klasik elastite teorisine göre herhangi bir x noktasındaki gerilmeyi, o x noktasındaki şekil değiştirmenin bir fonksiyonu almak yerine, bir noktadaki gerilmeyi ortama ait tüm x noktalarındaki şekil değiştirmenin bir fonksiyonu olarak almaktadır.

Burada Eringen'in yerel olmayan elastisite teorisi kullanılarak karbon nano çubuklarda doğrusal olmayan dalga yayılımını veren temel hareket denklemleri elde edilecektir. Cisimlerin yer değiştirmelerinden meydana gelen geometrik düzensizlikler, cisim içerisinde bazı düzensizlikler meydana getirir. Meydana gelen bu gerilmeler, klasik elastisite teorisi kurallarıyla incelendiğinde matematiksel olarak sonsuza gittiği ve bu sonucun da fiziki olarak karşılık bulmadığı görülür. Aynı problem yerel olmayan elastite teorisi kurallarıyla ele alındığında ise matematiksel olarak da, fiziksel olarak da kendine karşılık bulmakta ve sorun ortadan kalkmaktadır. Başka bir deyişle, cismin iç yapısındaki normal gerilmeler arasındaki mesafe atomik boyuta inildiğinde iç yapının önemi azalacağı için gerilmelerin hesabında klasik elastite teorisi doğru sonuçlar verebilmektedir. Ancak aynı şartlar altında cisme etkiyen dış yüklerin daha büyük değerlerde olması durumunda cismin iç yapısı önem kazanır ve gerilme hesabı yapılırken yerel olmayan elastite teorisi ancak geçerli olabilmektedir. Yerel olmayan elastite teorisinde çözüm ortamı oldukça geniş olduğu için her problemin özellikleri, tipi, sınır koşullarının belirlenmesi oldukça önem arz etmektedir ve bu parametrelerin kabul edilebilir sınırlar içinde kalması ayrıca dikkat edilmesi gereken diğer bir husustur.

3.2. Elastik Ortam İçindeki Nano Çubuğun Doğrusal Olmayan Hareket Denklemi

Bu bölümde nano çubukların elastik ortamda doğrusal olmayan hareket denklemleri önce klasik teoriye göre türetilmiş ve buradan hareketle yerel olmayan teoriye göre düzenlenerek elde edilmiştir. Şekil 3.1'de elastik ortam içerisinde yer alan nano çubuk modeli şematik gösterimi verilmiştir.



Şekil 3.1. Elastik ortam içerisinde yer alan nano çubuk modeli şematik gösterimi

3.2.1. Klasik teoride doğrusal olmayan elastik nano çubuk modeli

Bu bölümde, nano çubukların elastik ortamdaki hareketlerinin temel denklemleri türetilmiştir. Bir nano tüpün doğrusal olmayan titreşim denklemini elde etmek için ilk olarak Malvern tarafından tanımlanan şekildeğiştirme gradyanı tensörünü ele alalım (Malvern 1969):

$$\mathbf{F} = \nabla U + \mathbf{I} \quad (1)$$

Burada U , hareketin yer değiştirme bileşenini temsil eder ve \mathbf{I} birim matristir. Sonlu uzamaya maruz kalan bir ortamda, maddesel koordinatlar cinsinden hareket denklemini aşağıdaki gibi yazmak mümkündür:

$$\nabla \cdot [\mathbf{S}\mathbf{F}^T] + \mathbf{f} = \rho_0 \frac{\partial^2 \mathbf{U}}{\partial t^2} \quad (2)$$

Burada ρ_0 , ortamın deforme olmamış yoğunluğu ve \mathbf{S} , ikinci Piola-Kirchoff gerilme tensörüdür. İkinci Piola-Kirchoff gerilme tensörü, enerji yönünden Green gerilme tensörünün eşleniği, \mathbf{f} ise çubuğa etki eden yayılı eksenel kuvvettir. Böylece, Hooke kanunu yönetici denklem olarak kullanılabilir ve denklem şu şekilde yazılır:

$$\mathbf{S} = \mathbf{dE} \quad (3)$$

Bu çalışmada elastik ortamdan kaynaklanan aksenal kuvvetin aşağıdaki şekilde olduğu varsayılmaktadır:

$$f = -k_u U$$

Burada k_u elastik ortam katsayısıdır.

Denklem (3)'te \mathbf{d} , malzemenin elastik davranışını temsil eden dördüncü mertebeden tensörü ve \mathbf{E} , aşağıdaki gibi yazılan Green şekil değiştirme tensörünü ifade etmektedir:

$$\mathbf{E} = \frac{1}{2}[\mathbf{F}^T \mathbf{F} - \mathbf{I}] \quad (4)$$

Çubuğun sınır koşulları sınırlandırıldığında ve ortamda sadece aksenal deformasyon $U(x,t)$ 'nin meydana geldiği varsayıldığında, kartezyen koordinatlardaki deformasyon gradyanı tensörü diyagonal bir matris haline gelir:

$$F_{xx} = 1 + \frac{\partial U}{\partial x} \quad , \quad (5)$$

$$F_{yy} = 1, \quad (6)$$

$$F_{zz} = 1. \quad (7)$$

Sadece Green şekil değiştirme tensöründeki sıfır olmayan elemanına atıfta bulunarak, aşağıdaki denklem elde edilebilir:

$$E_{xx} = \left(1 + \frac{1}{2} \frac{\partial U}{\partial x}\right) \frac{\partial U}{\partial x}. \quad (8)$$

Poisson oranı ν ve elastisite modülü E_E olarak tanımlandığında, izotropik malzemelerin gerilme deformasyon ilişkisi aşağıdaki gibi olur:

$$S_{ij} = \frac{E_E}{(1+\nu)} \left[E_{ij} + \frac{\nu}{1-2\nu} E_{kk} \delta_{ij} \right]. \quad (9)$$

Burada δ_{ij} , Kronecker deltasını ifade etmektedir. Denklem (8)'i Denklem (9)'da yerine yazdığımızda, kayma gerilmelerinin olmadığı durumda, normal gerilmelerin aşağıdaki şekilde verilebileceği görülür:

$$S_{xx} = \frac{E_E(1-\nu)}{(1+\nu)(1-2\nu)} \left(1 + \frac{1}{2} \frac{\partial U}{\partial x}\right) \frac{\partial U}{\partial x}, \quad (10)$$

$$S_{yy} = S_{zz} = \frac{E_E \nu}{(1+\nu)(1-2\nu)} \left(1 + \frac{1}{2} \frac{\partial U}{\partial x}\right) \frac{\partial U}{\partial x}. \quad (11)$$

Denklem (10) ve (11)'in yeniden düzenlenmesi ve Denklem (5), (6) ve (7)'nin kullanılması ile Denklem (12) aşağıdaki gibi elde edilir:

$$\left[\frac{3}{2} \left(\frac{\partial U}{\partial x} \right)^2 + 3 \frac{\partial U}{\partial x} + 1 \right] \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} - \frac{k_u(1+\nu)(1-2\nu)}{E_E(1-\nu)} U = \frac{\rho_0(1+\nu)(1-2\nu)}{E_E(1-\nu)} \frac{\partial^2 U}{\partial t^2}. \quad (12)$$

Elastik ortamın sonsuz deformasyonu için, Denklem (12)'deki doğrusal olmayan terimler ihmal edilirse, (12) denklemi aşağıdaki denkleme indirgenir:

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} - \frac{k_u(1+\nu)(1-2\nu)}{E_E(1-\nu)} U = \frac{\rho_0(1+\nu)(1-2\nu)}{E_E(1-\nu)} \frac{\partial^2 U}{\partial t^2}. \quad (13)$$

Denklemlerimizi boyutsuz yapmak için, aşağıdaki boyutsal olmayan değişkenleri tanıtalım:

$$\Psi = \frac{U}{r_0}, \quad (14)$$

$$\zeta = \frac{x}{r_0}. \quad (15)$$

Burada, r_0 nano çubuğun yarıçapını tanımlamaktadır. Denklem (12) ve (13), Denklem (14) ve (15) kullanılarak yeniden düzenlenirse, boyutsuz denklem aşağıdaki gibi elde edilebilir;

$$\left[\frac{3}{2} \left(\frac{\partial \Psi}{\partial \zeta} \right)^2 + 3 \left(\frac{\partial \Psi}{\partial \zeta} \right) + 1 \right] \frac{\partial^2 \Psi}{\partial \zeta^2} - \kappa_u \Psi = \delta \frac{\partial^2 \Psi}{\partial t^2} \quad (16)$$

buradaki κ_u katsayısı aşağıdaki şekilde tanımlanmıştır:

$$\kappa_u = \frac{k_u r_0^2(1+\nu)(1-2\nu)}{E_E(1-\nu)}. \quad (17)$$

Doğrusal olmayan nano çubuk modeli, Mousavi ve Fariborz tarafından aşağıdaki gibi elde edilmiştir (Mousavi ve Fariborz 2012).:

$$\left[\frac{3}{2} \left(\frac{\partial \Psi}{\partial \zeta} \right)^2 + 3 \left(\frac{\partial \Psi}{\partial \zeta} \right) + 1 \right] \frac{\partial^2 \Psi}{\partial \zeta^2} = \delta \frac{\partial^2 \Psi}{\partial t^2} \quad (18)$$

(18) denkleminin lineerleştirilmesi durumunda

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial \zeta^2} = \delta \frac{\partial^2 \Psi}{\partial t^2}, \quad (19)$$

elde edilir. Bu denklemdeki δ katsayısı aşağıdaki şekilde tanımlanmıştır:

$$\delta = \frac{\rho_0 r_0^2(1+\nu)(1-2\nu)}{E_E(1-\nu)}. \quad (20)$$

3.2.2. Yerel olmayan teoride doğrusal olmayan elastik nano çubuk modeli

Bu bölümde nano çubukların yerel olmayan elastik ortamdaki hareket denklemleri türetilenektir. Yerel olmayan elastisite teorisi kullanılarak Eringen ve Aydoğdu tarafından önerilen nano çubuğun bünye denklemi aşağıdaki gibi verilebilir (Eringen 1972, Aydogdu 2009).:

$$[1 - (e_0 a)^2 \nabla^2][\mathbf{SF}^T] = \lambda_L E_{rr} \delta_{kl} + 2 \mu_L E_{kl}, \quad (21)$$

Burada \mathbf{SF}^T yerel olmayan gerilme tensörünü belirtirken, E_{kl} genleme tensörünü, λ_L ve μ_L Lamé sabitlerini, a iç karakteristik uzunluğunu ifade etmektedir ve e_0 ise bir sabittir. Yerel olmayan parametre $(e_0 a)^2$ için, e_0 parametresinin seçimi, yerel olmayan modellerin doğruluğunu sağlamada çok önemlidir.

Elastik ortamda, nanoçubuğun kesit alanının x koordinatı boyunca sabit olduğunu ve nano çubuğun x yönünde uzadığını varsayalım. Bu tür bir yapıda dalga yayılımını araştırmak için nano çubuğun yerel olmayan hareket denklemlerini aşağıdaki gibi vermek uygun olacaktır:

$$\nabla \cdot [\mathbf{SF}^T] + f = \rho_0 \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} \quad (22)$$

Burada, elastik ortam kaynaklı aksenal kuvvetin aşağıdaki şekilde olduğu varsayılmıştır:

$$f = -k_u U \quad (23)$$

Burada k_u elastik ortamın rijitliğidir.

Denklem (21)' in \mathbf{SF}^T için çözüümüyle ve her iki tarafın gradyanının alınmasıyla, aşağıdaki denklem elde edilebilir:

$$\nabla \cdot [\mathbf{SF}^T] = (e_0 a)^2 \nabla^2 \nabla [\mathbf{SF}^T] + \nabla (\lambda_L E_{rr} \delta_{kl} + 2 \mu_L E_{kl}). \quad (24)$$

Denklem (22)'nin gradyanının alınması ve yerel olmayan parametre ile çarpılması ile aşağıda verilen denkleme ulaşılır:

$$(e_0 a)^2 \nabla^2 [\mathbf{SF}^T] = (e_0 a)^2 \nabla \rho_0 \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} - (e_0 a)^2 \nabla f. \quad (25)$$

Denklem (25), Denklem (24)'e konulduğunda aşağıdaki denklem elde edilir:

$$\nabla \cdot [\mathbf{SF}^T] = (e_0 a)^2 \nabla^2 \rho_0 \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} - (e_0 a)^2 \nabla f + \nabla (\lambda_L E_{rr} \delta_{kl} + 2 \mu_L E_{kl}). \quad (26)$$

Denklem (22) ve Denklem (26) birlikte kullanılarak (27) diferansiyel denkleminde ulaşılır:

$$\rho_0 \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = (e_0 a)^2 \nabla^2 \rho_0 \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} - (e_0 a)^2 \nabla f + \nabla (\lambda_L E_{rr} \delta_{kl} + 2 \mu_L E_{kl}). \quad (27)$$

Bir önceki bölümde yapılan (14)-(15) boyutsuzlaştırmaları kullanılır ve katsayılar (17) ve (20) denklemlerinde tanımlandığı gibi alınırsa aşağıdaki doğrusal olmayan hareket denkleminde bulunur:

$$\left[\frac{3}{2} \left(\frac{\partial \psi}{\partial \zeta} \right)^2 + 3 \left(\frac{\partial \psi}{\partial \zeta} \right) + 1 \right] \frac{\partial^2 \psi}{\partial \zeta^2} = \delta \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} - \delta \mu \frac{\partial^4 \psi}{\partial \zeta^2 \partial t^2} + \kappa_u \psi - \kappa_u \mu \frac{\partial^2 \psi}{\partial \zeta^2} \quad (28)$$

Burada $\mu = (e_0 a / r_0)^2$ dir ve boyutsuz yerel olmayan parametre olarak adlandırılır. $\mu = 0$ alındığında elastik ortam içindeki nano çubuğun yerel hareket denklemi elde edilir.

3.3. Pertürbasyon Metodları

Doğa içerisindeki birçok olayın matematik modelinin oluşturulması esnasında ortaya çıkan doğrusal olmayan kısmi türevli diferansiyel denklemlerin çözümünde birçok sorun ortaya çıkmaktadır. Bu sorunların ortadan kaldırılması için kesin ve yaklaşık metodlar ileri sürülmüştür. Bu metodlardan birisi olan pertürbasyon metodu, birçok değişik ortam modellerinde dalga yayılması problemlerinin incelenmesinde kullanılmaktadır.

Pertürbasyon metodu çözümü tam olarak belli olmayan bir problemin buna bağlı ve çözümü bilinen başka bir problemde yola çıkılarak bir çözüm elde etme yoludur. Çözümü kesin olarak bilinen problemin teorik formülüne küçük bir terim eklenerek esas probleme çözüm oluşturma mantığına dayanmaktadır. Bu küçük terim esas problemin çözümünün matematikçe çözümü bilinen problemde sapma miktarını temsil etmektedir. Genel olarak;

$u = \varepsilon^0 u_0 + \varepsilon^1 u_1 + \varepsilon^2 u_2 + \dots$ şeklinde esas probleme yaklaşık bir çözüm elde edilebilmektedir. Burada u tam çözümü, ε küçük bir parametreyi, u_0 kesin çözümlü problemin çözümünü, u_1, u_2, u_3, \dots yüksek mertebeden sistematik prosedürde tekrarlanarak bulunan terimleri ifade etmektedir. Bu çalışmada nano çubukta nonlinear dalga yayılımı problemi indirgeyici pertürbasyon yöntemi ile inceleneceğinden, burada bu yöntem hakkında bilgi verilecektir.

3.3.1. İndirgeyici pertürbasyon metodu

Doğrusal olmayan dalgaların incelemesinde bir çok pertürbasyon metodu kullanılmaktadır. Bunlardan birisi de indirgeyici pertürbasyon metodudur. Bu metod konum ile zamana bağlı olarak seçilmiş değişkenlerin pertürbasyon parametresine göre seri açılımlarını ve bu seri açılımları da sistemin uzak alan davranışını karakterize eden bir veya birkaç doğrusal olmayan denkleme indirgemek için sistematik bir yol olarak kullanılmaktadır. Bu pertürbasyon yöntemini ilk defa, Taniuti ve Washimi kuvasi-monokromatik düzlem dalgaların yavaş modülasyonunun yayılımı için kullanmışlardır. Bu yöntem daha sonra Taniuti ve Yajima ve

Asano ve Taniuti tarafından doğrusal olmayan dalga sistemlerine genelleştirilmiştir (Akgün 1999).

Doğrusal olmayan dispersif dalgaların asimptotik davranışını incelemek için Gardner ve Morikova (1960) aşağıda verildiği gibi bir koordinat dönüşümü tanımlamışlardır.

$$\xi = \varepsilon^\gamma(x - \lambda t) \quad , \quad \tau = \varepsilon^\beta t \quad (29)$$

Burada λ , β ve γ birer pozitif sabitlerdir. Gardner ve Morikawa, doğrusal olmayan dalga denklemlerinin asimptotik davranışını tanımlamak için bağlı değişkenlerin pertürbasyon açılımları ile bu dönüşümü birleştirmişlerdir. Bu birleştirmenin sonucunda yeni bir metod olan indirgeyici pertürbasyon metodunu bulmuşlardır. Bu yöntem en kaba tabirle doğrusal olmayan denklemlerin uzun dalga davranışlarını karakterize eden bir veya birkaç doğrusal olmayan denkleme indirgenmesi için sistematik bir çözüm önermektedir.

Bu yöntem hem dispersif, hem de dissipatif sistemleri içeren aşağıdaki denklem için uygulanabilir.

$$\frac{\partial U}{\partial t} + A(U) \frac{\partial U}{\partial x} + \sum_{\beta=1}^s \prod_{\alpha=1}^p (H_\alpha^\beta \frac{\partial}{\partial t} + K_\alpha^\beta \frac{\partial}{\partial x}) U = 0 \quad (30)$$

Gardner-Morikawa dönüşümü aşağıdaki gibi tanımlanırsa;

$$\xi = \varepsilon^\alpha(x - \lambda t) \quad , \quad \tau = \varepsilon^{\alpha+1} t \quad , \quad \alpha = \frac{1}{p-1} \quad (31)$$

burada ε küçük bir parametreyi ifade etmektedir ve doğrusal denklemlerin uzun dalga yaklaşımında asimptotik verilerinden elde edilmektedir. λ ise $U = U_0$ ve $A(U_0) = A_0$ matrisinin öz değeridir. U , A , H_α^β , K_α^β ifadelerinin $U = U_0$ sabit çözümü etrafında aşağıdaki gibi bir seriye açıldığı varsayılmıştır.

$$U = \sum_{j=1}^{\infty} \varepsilon^j U_j \quad , \quad A = \sum_{j=1}^{\infty} \varepsilon^j A_j \quad , \quad H_\alpha^\beta = \sum_{j=1}^{\infty} \varepsilon^j H_{\alpha j}^\beta \quad , \quad K_\alpha^\beta = \sum_{j=1}^{\infty} \varepsilon^j K_{\alpha j}^\beta \quad (32)$$

(31) dönüşümü kullanılarak gerekli türev operatörleri;

$$\frac{\partial}{\partial x} \rightarrow \frac{\partial}{\partial \xi} + \varepsilon \frac{\partial}{\partial \xi}; \quad \frac{\partial}{\partial t} \rightarrow \frac{\partial}{\partial \tau} - \varepsilon \lambda \frac{\partial}{\partial \xi} + \varepsilon^2 \frac{\partial}{\partial \tau} \quad (33)$$

şeklinde yazılabilir. (33) türetme operatörleri ile (32)'de verilen seri açılımları (30)'da verilen diferansiyel denklem sisteminde yerine yazıldığında ε , ε^2 , ε^3 mertebelerinde denklem sistemi bulunur. Bu denklem sisteminin sırasıyla çözülmesi sonucunda $U_1(\xi, \tau)$ ' i yöneten denkleme ulaşılır:

$$\frac{\partial U_1}{\partial \tau} + c_1 U_1 \frac{\partial U_1}{\partial \xi} + c_2 \frac{\partial^p U_1}{\partial \xi^p} = 0 \quad (34)$$

(34) denkleminde $p=2$ yazıldığında Burgers denklemi, $p=3$ yazıldığında ise Korteweg-de Vries denklemi olarak literatürde yer alan denklemler elde edilebilmektedir.

Bir doğrusal olmayan denklem sistemine uygun Gardner-Morikawa dönüşümü bulunamadığı durumlarda denklem sisteminin doğrusallaştırılmış hali için dispersiyon bağıntısına bakılmaktadır. Eğer a, b reel sabitler olmak üzere dispersiyon bağıntısı k 'nın küçük değerleri için,

$$\omega = ak + bk^3 + O(k^4)$$

$$\omega = ak + bk^2 + O(k^4) \quad (35)$$

şeklinde seriye açılabilirse, sonlu genlikli dalga yayılımı probleminin incelemesi durumunda doğrusal olmayan diferansiyel denklem sisteminin asimptotik olarak Burgers denklemine, Korteweg-de Vries veya onun genelleştirilmiş hallerine indirgeneceği söylenebilmektedir (Antar 1999).

4. TEMEL DENKLEMLERİN ÇÖZÜMÜ

Bu bölümde incelenen problemin indirgeyici pertürbasyon metodu kullanılarak çözümü verilecektir. Elde edilen hareket denklemi çözümü bilinen bir probleme yakınlştırılacak ve yeni bir çözüm elde edilecektir.

4.1 Elastik Ortam İçerisindeki Nano Çubukta Doğrusal Olmayan Dalga Yayılımı

Daha önceki bölümde elde ettiğimiz (28) denklemini aşağıdaki gibi tekrar yazalım;

$$\left[\frac{3}{2} \left(\frac{\partial \psi}{\partial \zeta} \right)^2 + 3 \left(\frac{\partial \psi}{\partial \zeta} \right) + 1 \right] \frac{\partial^2 \psi}{\partial \zeta^2} = \delta \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} - \mu \frac{\partial^4 \psi}{\partial \zeta^2 \partial t^2} \right) + \kappa_u \left(\psi - \mu \frac{\partial^2 \psi}{\partial \zeta^2} \right) \quad (36)$$

Bu denkleme $\psi = Ae^{i(k\zeta - \omega t)}$ harmonik dalga çözümü verilecek olursa dispersiyon bağıntısı aşağıdaki gibi elde edilir. Verilen bu çözümden elde edilen dispersiyon bağıntısı

$$\omega = \mp \sqrt{\frac{k^2}{\delta(1+\mu k^2)} + \frac{\kappa_u}{\delta}} \quad (37)$$

şeklindedir. Burada ω açısal frekansı gösterirken k ise dalga sayısını göstermektedir.

Yukarıdaki (36) denkleminin çözümü için aşağıdaki gibi bir koordinat dönüşümü yapmak uygun olacaktır:

Koordinat dönüşümü;

$$\xi = \varepsilon^\alpha (\zeta - gt) \quad , \quad \tau = \varepsilon^{\alpha+1} gt \quad (38)$$

Burada ε doğrusal olmamanın ve dispersiyonun zayıflığını gösteren küçük bir parametre, g ise ölçek parametresi olup daha sonra belirlenecektir. Yukarıdaki koordinat dönüşümü kullanılarak türetme operatörleri aşağıdaki şekilde verilebilir:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} &\rightarrow g\varepsilon^\alpha \left(\varepsilon \frac{\partial}{\partial \tau} - \frac{\partial}{\partial \xi} \right) \quad , \quad \frac{\partial^2}{\partial t^2} \rightarrow \varepsilon^{2\alpha} g^2 \left(\varepsilon^2 \frac{\partial^2}{\partial \tau^2} - 2\varepsilon \frac{\partial^2}{\partial \xi \partial \tau} + \frac{\partial^2}{\partial \xi^2} \right) \quad , \\ \frac{\partial}{\partial \xi} &\rightarrow \varepsilon^\alpha \frac{\partial}{\partial \xi} \quad , \quad \frac{\partial^2}{\partial \xi^2} \rightarrow \varepsilon^{2\alpha} \frac{\partial^2}{\partial \xi^2} \end{aligned} \quad (39)$$

Türetme operatörleri elastik ortamdaki nano çubuğun doğrusal olmayan hareket denkleminde yerine yazılacak olursa,

$$\begin{aligned} \left[\frac{3}{2} \left(\varepsilon^\alpha \frac{\partial \psi}{\partial \xi} \right)^2 + 3 \left(\varepsilon^\alpha \frac{\partial \psi}{\partial \xi} \right) + 1 \right] \varepsilon^{2\alpha} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \xi^2} &= \delta g^2 \varepsilon^{2\alpha} \left(\varepsilon^2 \frac{\partial^2 \psi}{\partial \tau^2} - 2\varepsilon \frac{\partial^2 \psi}{\partial \tau \partial \xi} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial \xi^2} \right) - \\ \delta \mu g^2 \varepsilon^{4\alpha} \left(\varepsilon^2 \frac{\partial^4 \psi}{\partial \tau^2 \partial \xi^2} - 2\varepsilon \frac{\partial^4 \psi}{\partial \tau \partial \xi^3} + \frac{\partial^4 \psi}{\partial \xi^4} \right) &+ \kappa_u \left(\psi - \mu \varepsilon^{2\alpha} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \xi^2} \right) \end{aligned} \quad (40)$$

elde edilir. Uzun dalgalarla ilgilenildiği için, $\varepsilon > 0$ dalga genliğini ölçen küçük bir parametre olmak üzere ψ alan büyüklüğü de aşağıdaki şekilde ε cinsinden asimptotik seriye açılabilir:

$$\psi = \sum_{n=1}^{\infty} \varepsilon^n \psi_n(\xi, \tau) = \varepsilon \psi_1 + \varepsilon^2 \psi_2 + \varepsilon^3 \psi_3 + \dots \quad (41)$$

(41) açılımı (40) denkleminde yerine yazıldığında denklem aşağıdaki hali alır;

$$\begin{aligned} & \left[\frac{3}{2} \varepsilon^{2\alpha} \left(\varepsilon \frac{\partial \psi_1}{\partial \xi} + \varepsilon^2 \frac{\partial \psi_2}{\partial \xi} + \dots \right)^2 + 3\varepsilon^\alpha \left(\varepsilon \frac{\partial \psi_1}{\partial \xi} + \varepsilon^2 \frac{\partial \psi_2}{\partial \xi} + \dots \right) + 1 \right] \varepsilon^{2\alpha} \left[\varepsilon \frac{\partial^2 \psi_1}{\partial \xi^2} + \varepsilon^2 \frac{\partial^2 \psi_2}{\partial \xi^2} + \right. \\ & \left. \varepsilon^3 \frac{\partial^2 \psi_3}{\partial \xi^2} + \dots \right] = \delta g^2 \varepsilon^{2\alpha} \left[\varepsilon^2 \left(\varepsilon \frac{\partial^2 \psi_1}{\partial \tau^2} + \dots \right) - 2\varepsilon \left(\varepsilon \frac{\partial^2 \psi_1}{\partial \xi \partial \tau} + \dots \right) + \left(\varepsilon \frac{\partial^2 \psi_1}{\partial \xi^2} + \varepsilon^2 \frac{\partial^2 \psi_2}{\partial \xi^2} + \dots \right) \right] - \\ & \delta \mu g^2 \varepsilon^{4\alpha} \left[\varepsilon^2 \left(\varepsilon \frac{\partial^4 \psi_1}{\partial \tau^2 \partial \xi^2} \right) - 2\varepsilon^2 \frac{\partial^4 \psi_1}{\partial \tau \partial \xi^3} + \varepsilon \frac{\partial^4 \psi_1}{\partial \xi^4} \right] + \kappa_u (\varepsilon \psi_1 + \varepsilon^2 \psi_2 + \dots) - \kappa_u \mu \varepsilon^{2\alpha} \left(\varepsilon \frac{\partial^2 \psi_1}{\partial \xi^2} + \right. \\ & \left. \varepsilon^2 \frac{\partial^2 \psi_2}{\partial \xi^2} + \dots \right) \end{aligned} \quad (42)$$

(42) denkleminde eşitliğin her iki tarafı $\varepsilon^{2\alpha}$ ile bölüldüğü takdirde,

$$\begin{aligned} & \left[\frac{3}{2} \varepsilon^{2\alpha} \left(\varepsilon \frac{\partial \psi_1}{\partial \xi} + \varepsilon^2 \frac{\partial \psi_2}{\partial \xi} + \dots \right)^2 + 3\varepsilon^\alpha \left(\varepsilon \frac{\partial \psi_1}{\partial \xi} + \varepsilon^2 \frac{\partial \psi_2}{\partial \xi} + \dots \right) + 1 \right] \left[\varepsilon \frac{\partial^2 \psi_1}{\partial \xi^2} + \varepsilon^2 \frac{\partial^2 \psi_2}{\partial \xi^2} + \varepsilon^3 \frac{\partial^2 \psi_3}{\partial \xi^2} + \right. \\ & \left. \dots \right] = \delta g^2 \left[\left(\varepsilon^3 \frac{\partial^2 \psi_1}{\partial \tau^2} + \dots \right) - 2\varepsilon^2 \left(\frac{\partial^2 \psi_1}{\partial \xi \partial \tau} + \dots \right) + \left(\varepsilon \frac{\partial^2 \psi_1}{\partial \xi^2} + \varepsilon^2 \frac{\partial^2 \psi_2}{\partial \xi^2} + \dots \right) \right] - \\ & \delta \mu g^2 \varepsilon^{2\alpha} \left[\varepsilon^3 \left(\frac{\partial^4 \psi_1}{\partial \tau^2 \partial \xi^2} \right) - 2\varepsilon^2 \frac{\partial^4 \psi_1}{\partial \tau \partial \xi^3} + \varepsilon \frac{\partial^4 \psi_1}{\partial \xi^4} \right] + \kappa_u \varepsilon^{-2\alpha} (\varepsilon \psi_1 + \varepsilon^2 \psi_2 + \dots) - \kappa_u \mu \left(\varepsilon \frac{\partial^2 \psi_1}{\partial \xi^2} + \right. \\ & \left. \varepsilon^2 \frac{\partial^2 \psi_2}{\partial \xi^2} + \dots \right) \end{aligned} \quad (43)$$

denkleminde ulaşılır. (43) denklemi ε 'nin çeşitli mertebelerine göre düzenlenirse, sırasıyla aşağıdaki denklemler ve çözümleri bulunur:

$O(\varepsilon)$ mertebesindeki denklem ve çözümü:

$$\frac{\partial^2 \psi_1}{\partial \xi^2} = \delta g^2 \frac{\partial^2 \psi_1}{\partial \xi^2} - \kappa_u \mu \frac{\partial^2 \psi_1}{\partial \xi^2} \quad (4)$$

$$(1 - \delta g^2 + \kappa_u \mu) \frac{\partial^2 \psi_1}{\partial \xi^2} = 0 \quad g = \sqrt{\frac{1 + \kappa_u \mu}{\delta}} \quad \text{faz hızı}$$

$O(\varepsilon^2)$ mertebesinde denklem ve çözümü:

$$\frac{\partial^2 \psi_2}{\partial \xi^2} + 3\varepsilon^\alpha \frac{\partial \psi_1}{\partial \xi} \frac{\partial^2 \psi_1}{\partial \xi^2} = \delta g^2 \frac{\partial^2 \psi_2}{\partial \xi^2} - 2\delta g^2 \frac{\partial^2 \psi_1}{\partial \xi \partial \tau} - \delta \mu g^2 \varepsilon^{2\alpha-1} \frac{\partial^4 \psi_1}{\partial \xi^4} - \kappa_u \mu \frac{\partial^2 \psi_2}{\partial \xi^2} \quad (45)$$

(45) nolu denklemde taraflar yer değiştirip denklem sıfıra eşitlendiğinde,

$$(1 - \delta g^2 + \kappa_u \mu) \frac{\partial^2 \psi_2}{\partial \xi^2} + 3\varepsilon^\alpha \frac{\partial \psi_1}{\partial \xi} \frac{\partial^2 \psi_1}{\partial \xi^2} + 2\delta g^2 \frac{\partial^2 \psi_1}{\partial \xi \partial \tau} + \delta \mu g^2 \varepsilon^{2\alpha-1} \frac{\partial^4 \psi_1}{\partial \xi^4} = 0 \quad (46)$$

bulunur. (46) denklemdeki ilk terim $(1 - \delta g^2 + k_u \mu) = 0$ olduğu $0(\varepsilon)$ mertebesindeki denklemin çözümünden görülmüştü, dolayısıyla ilk terim sıfır olacaktır. Denklemde $\varepsilon^\alpha \frac{\partial \psi_1}{\partial \xi} = U$ olarak düzenleme yapılırsa,

$$3U\varepsilon^{-\alpha} \frac{\partial U}{\partial \xi} + 2\delta g^2 \varepsilon^{-\alpha} \frac{\partial U}{\partial \tau} + \delta \mu g^2 \varepsilon^{\alpha-1} \frac{\partial^3 U}{\partial \xi^3} = 0 \quad (47)$$

elde edilir. Bu denklemin tekrar düzenlenmesiyle aşağıdaki master denkleme ulaşılır;

$$3U \frac{\partial U}{\partial \xi} + 2\delta g^2 \frac{\partial U}{\partial \tau} + \delta \mu g^2 \varepsilon^{2\alpha-1} \frac{\partial^3 U}{\partial \xi^3} = 0 \quad (48)$$

$$\frac{\partial U}{\partial \tau} + \frac{3}{2\delta g^2} U \frac{\partial U}{\partial \xi} + \frac{\mu}{2} \varepsilon^{2\alpha-1} \frac{\partial^3 U}{\partial \xi^3} = 0 \quad (49)$$

(49) denkleminde α parametresi aşağıdaki değeri aldığıda Korteweg-de Vries denklemini elde edilir.

$\alpha = 1/2$ için

$$\frac{\partial U}{\partial \tau} + \gamma_1 U \frac{\partial U}{\partial \xi} + \gamma_2 \frac{\partial^3 U}{\partial \xi^3} = 0 \quad \text{Korteweg-de Vries denklemini} \quad (50)$$

Burada γ_1 ve γ_2 katsayıları aşağıdaki gibidir:

$$\gamma_1 = \frac{3}{2\delta g^2} \quad , \quad \gamma_2 = \frac{\mu}{2} \quad (51)$$

Korteweg-de Vries denklemini doğrusal olmama ve dispersiyonun dengelenmesi sonucunda elastik ortamda nano çubukta uzun dalgaların yayılımını karakterize eden bir denklem olarak ortaya çıkmıştır.

4.2. Korteweg-de Vries (KdV) Denkleminin Genel Çözümü

Burada KdV denkleminin çözüm adımlarını vermek yerine literatürde yer alan genel çözümü verilecektir (Jeffrey, 1979). KdV denklemini genel çözümü,

$$U = U_\infty + a \operatorname{sech}^2 \zeta \quad (52)$$

şeklinde verilir. Burada U_∞ soliter dalgaının sonsuzdaki üniform durumunu, a ise pertürbe dalgaının genliğini vermektedir.

(52) çözümü kullanılarak KdV denkleminin çözümünü γ_1 ve γ_2 sabitleri cinsinden aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$U(\xi, \tau) = U_\infty + a \operatorname{sech}^2 \sqrt{\frac{\gamma_1 a}{12\gamma_2}} \left\{ \xi - \gamma_1 \left(U_\infty + \frac{a}{3} \right) \tau \right\} \quad (53)$$

Burada ζ aşağıdaki gibi bir eşitliğe sahiptir.

$$\zeta = \sqrt{\frac{\gamma_1 a}{12\gamma_2}} \left\{ \xi - \gamma_1 \left(U_\infty + \frac{a}{3} \right) \tau \right\} . \quad (54)$$

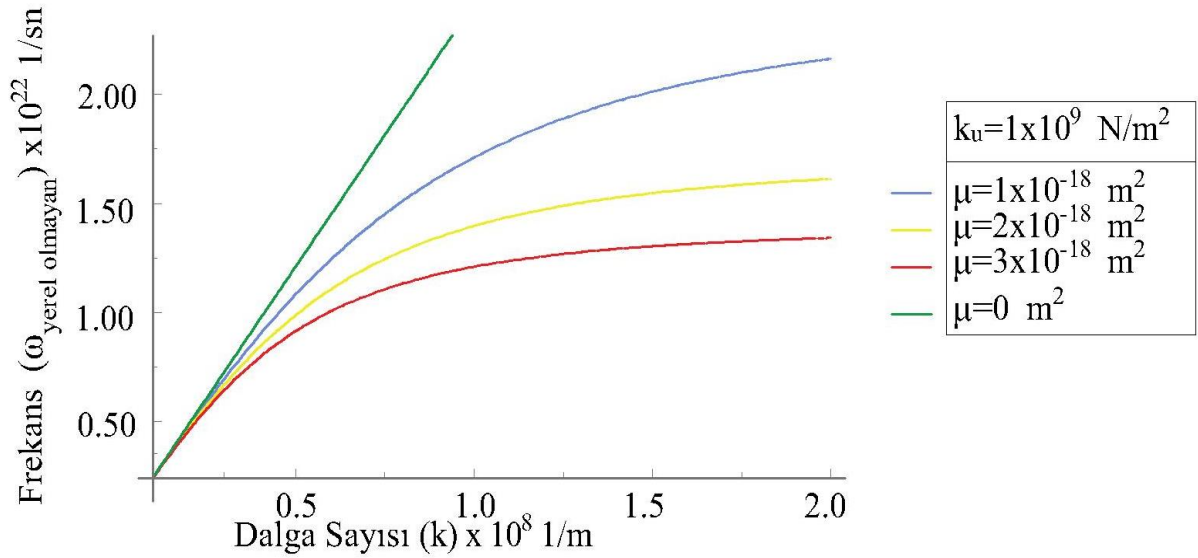
Dalga bir ortamda veya bir boşlukta genelde enerjinin taşınması için gerçekleşen titreşimlerin bütünüdür. Suda ilerleyen yüzey dalgaları, ses dalgaları, ışık dalgaları, deprem dalgaları en bilindik dalgalar arasında yer almaktadır. Genel olarak dalgalar duran ve ilerleyen dalgalar olarak ikiye ayrılmaktadır. Duran dalgalar ortamın dalganın ilerleme yönüne ters yönde hareket etmesi ya da durağan bir ortamda birbirine zıt yönde ilerleyen dalgaların çarpışması sonucu meydana gelmektedir. İlerleyen dalgalar ise enerjinin yayılması ile oluşan dalgalardır. Soliter dalgalar ise şekil, hız gibi özellikleri değişmeksizin yayılan dalgalardır. Bunun yanında karşılıklı çarpışma sonrasında kendi özelliklerini koruyabilmekte ve hiçbir şekilde bir bozulmaya uğramamaktadırlar. Bu iki şartı sağlayan dalgalar soliter dalgalar olarak adlandırılırlar.

Bundan sonra karbon nano çubukların fiziksel ve mekanik özellikleri kullanılarak nümerik çalışma yapılacaktır.

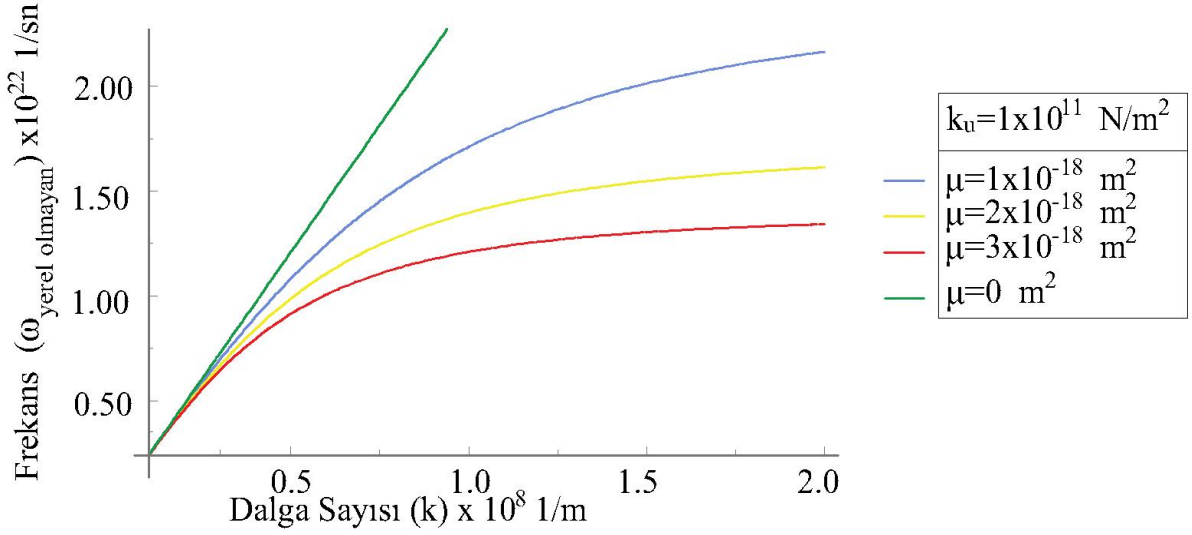
5. SAYISAL SONUÇLAR

Bu çalışmada, elastik ortama gömülü nano çubuklarda nonlinear dalga yayılımı, yerel olmayan elastisite teorisi temelinde incelenmiştir. Çalışmada, tek duvarlı karbon nanotüplerin (TDKNT) malzeme ve mekanik özellikleri kullanılarak sayısal sonuçlar verilmiştir. Literatüre bakıldığında, nano tüplerin Poisson oranı konusunda bir fikir birliği bulunmamaktadır. Önerilen değerler 0.19 ~ 0.34 gibi geniş bir aralıkta değişmektedir. Bu nedenle, bu çalışmada $\nu=0.3$ alınmış ve yerel olmayan parametre μ , $0 \sim 4 \times 10^{-18} m^2$ olarak kabul edilmiştir ve bazı malzeme özellikleri $\rho_0 = 2300 \text{ kg/m}^3$, $r_0 = 10^{-9} m$, $E = 1 \text{ TPa}$ olarak alınmıştır.

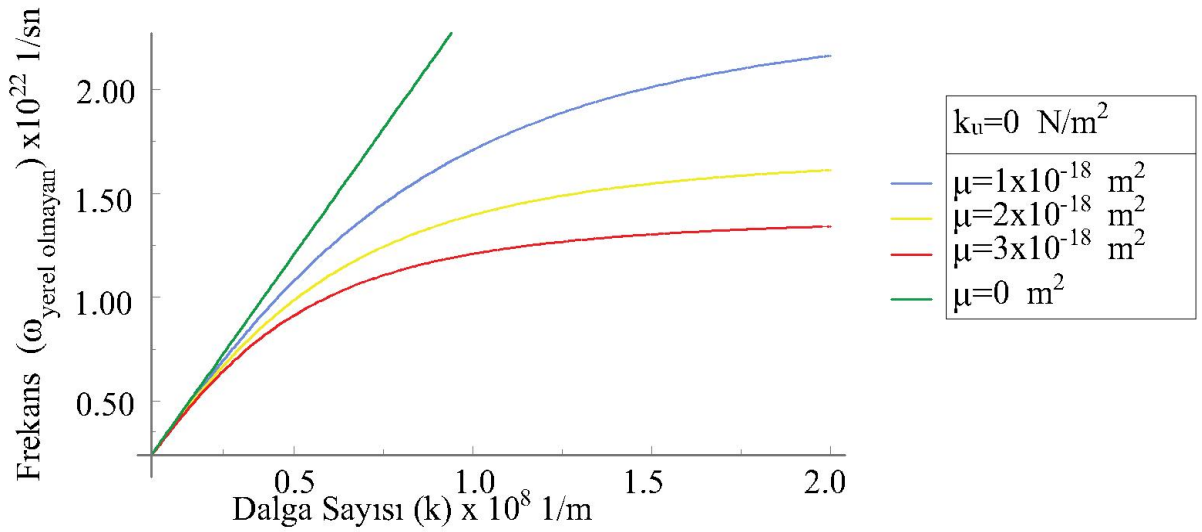
Şekil 5.1. Şekil 5.2. ve Şekil 5.3.'de elastik ortam katsayısının ve yerel olmayan parametrenin farklı değerleri için frekansın dalga sayısı ile değişim grafikleri verilmiştir. Bu grafiklerden de anlaşıldığı üzere elastik ortam katsayısının sabit bir değeri için yerel olmayan parametrenin farklı değerlerinde dalga sayısının artmasıyla birlikte frekansın artmakta olduğu görülmektedir. Yine aynı grafiklerde yerel olmayan parametrelerin aynı değerlerinde elastik ortam katsayısının farklı değerlerinde, frekans-dalga sayısı grafiklerinde bir değişim olmadığı görülmüştür.



Şekil 5.1. k_u 'nun 1×10^9 değeri için μ 'nün farklı değerlerinde frekansın dalga sayısı ile değişim grafiği.

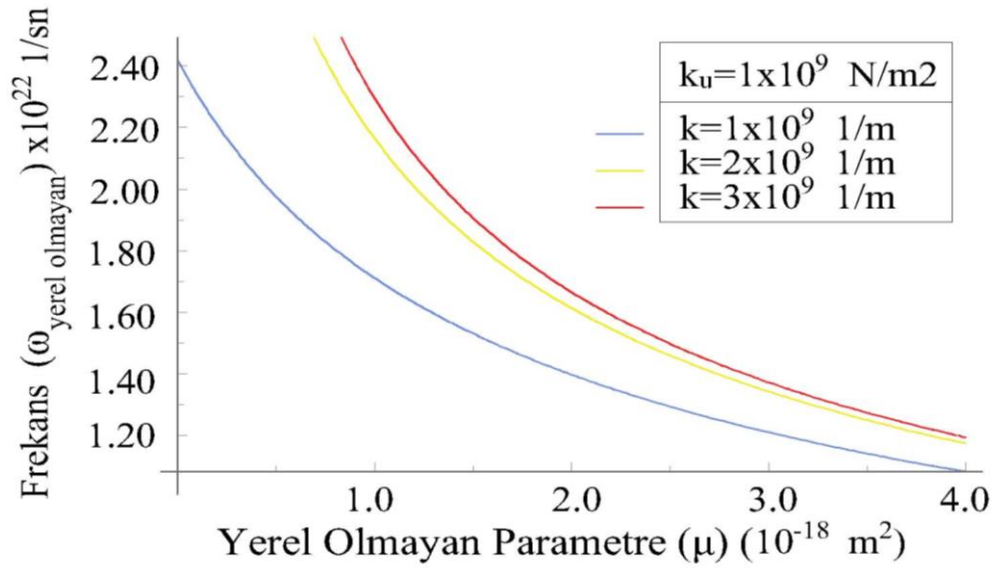


Şekil 5.2. k_u 'nun 1×10^{11} değeri için μ 'nün farklı değerlerinde frekansın dalga sayısı ile değişim grafiği.

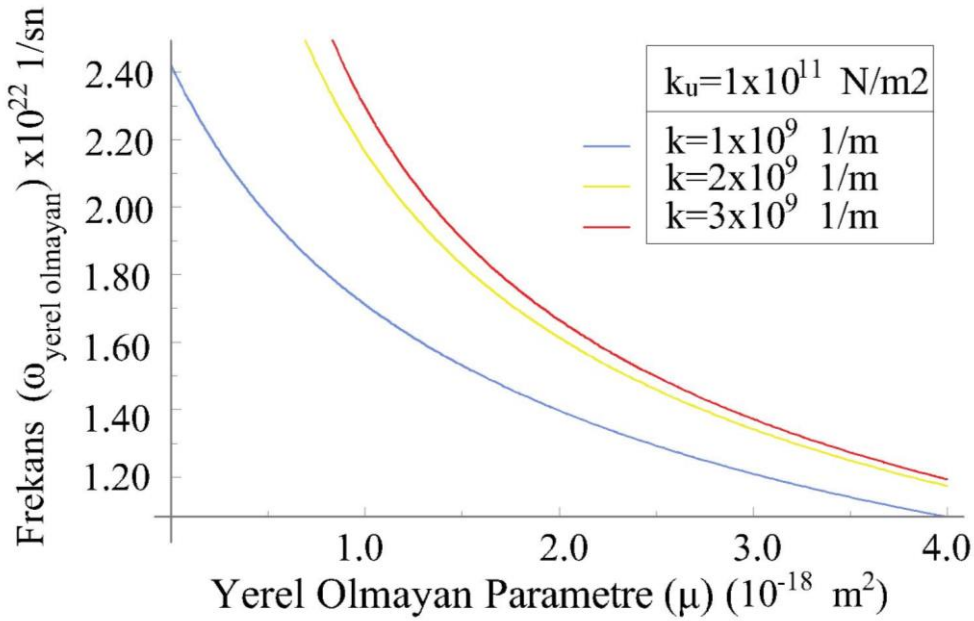


Şekil 5.3. k_u 'nun 0 değeri için μ 'nün farklı değerlerinde frekansın dalga sayısı ile değişim grafiği.

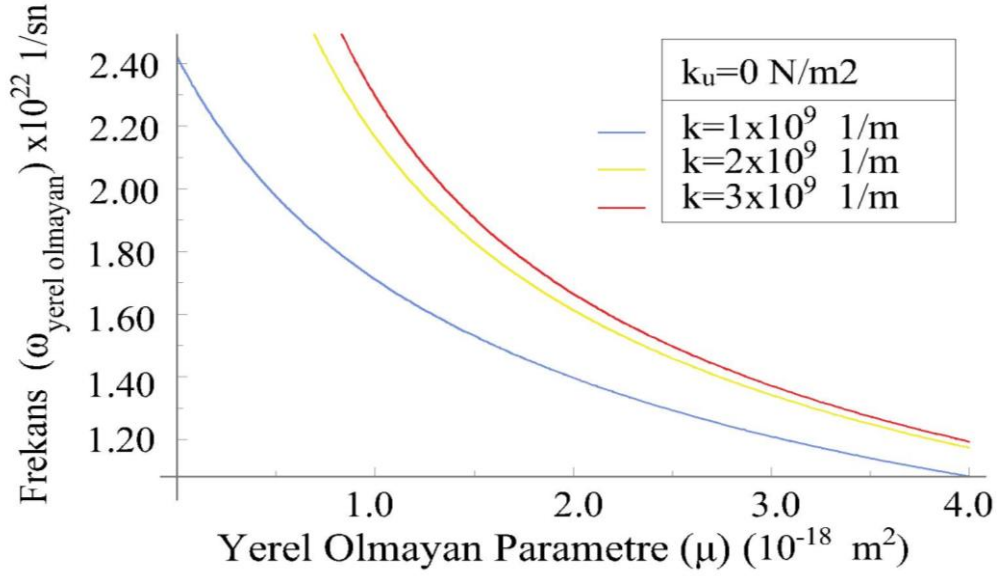
Şekil 5.4. Şekil 5.5. ve Şekil 5.6.'da elastik ortam katsayısının ve dalga sayısının farklı değerleri için frekansın yerel olmayan parametre ile değişim grafikleri verilmiştir. Bu grafiklerden de anlaşıldığı üzere elastik ortam katsayısının sabit bir değeri için dalga sayısının farklı değerlerinde yerel olmayan parametrenin artmasıyla birlikte frekansın azaldığı görülmektedir. Yine aynı grafiklerde dalga sayısının aynı değerlerinde elastik ortam katsayısının farklı değerlerinde, frekans-yerel olmayan parametre grafiklerinde bir değişim görülmemiştir.



Şekil 5.4. k_u 'nun 1×10^9 değeri için k 'nin farklı değerlerinde frekansın yerel olmayan parametre ile değişim grafiği.

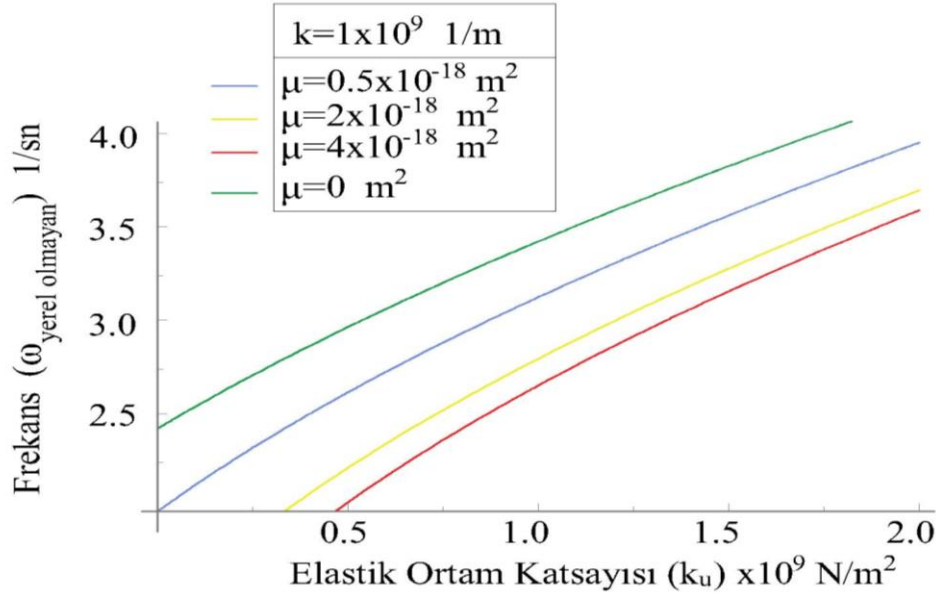


Şekil 5.5. k_u 'nun 1×10^{11} değeri için k 'nin farklı değerlerinde frekansın yerel olmayan parametre ile değişim grafiği.



Şekil 5.6. k_u 'nun 0 değeri için k 'nın farklı değerlerinde frekansın yerel olmayan parametre ile değişim grafiği.

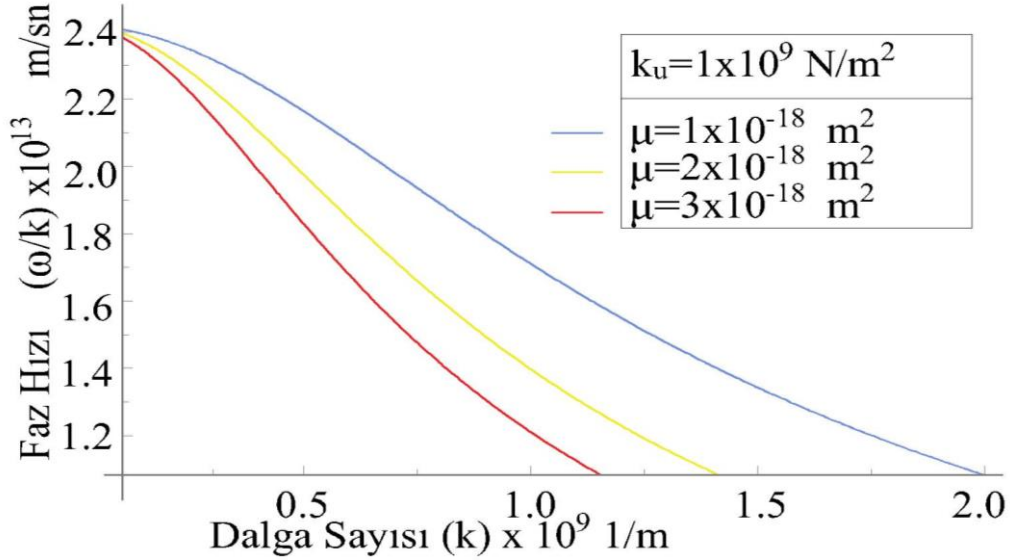
Şekil 5.7'de dalga sayısının sabit bir değeri için yerel olmayan parametrenin farklı değerlerinde frekansın elastik ortam katsayısı ile değişim grafiği verilmiştir. Bu grafikten de anlaşıldığı üzere elastik ortam katsayısının artmasıyla birlikte frekans da artmaktadır.



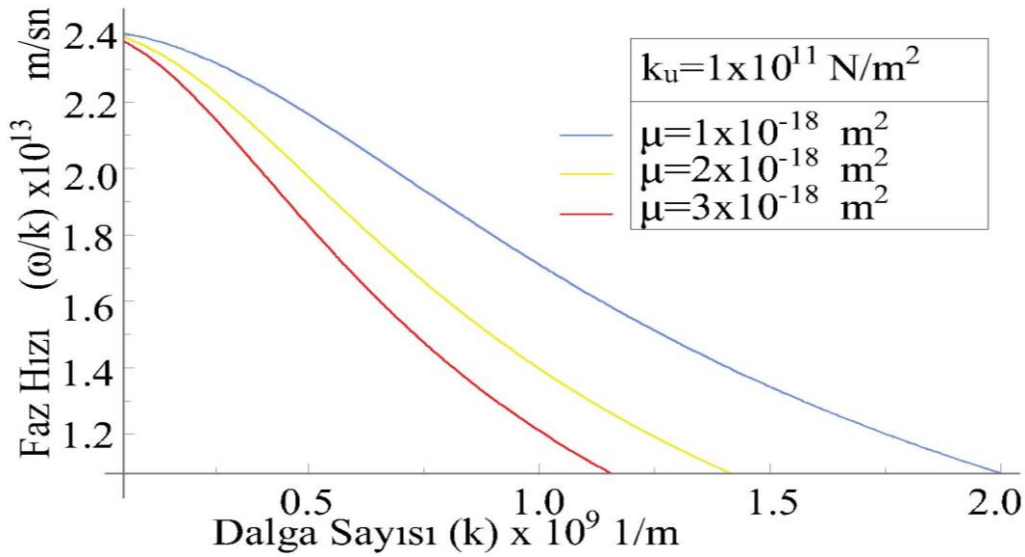
Şekil 5.7. k 'nın 1×10^9 değeri için μ 'nün farklı değerlerinde frekansın elastik ortam katsayısı ile değişim grafiği.

Şekil 5.8. Şekil 5.9. ve Şekil 5.10.'de elastik ortam katsayısının ve yerel olmayan parametrenin farklı değerleri için faz hızının dalga sayısı ile değişim grafikleri verilmiştir. Bu grafiklerden de anlaşıldığı üzere elastik ortam katsayısının sabit bir değeri için yerel olmayan parametrenin farklı değerlerinde dalga sayısının artmasıyla birlikte faz hızının azalmakta

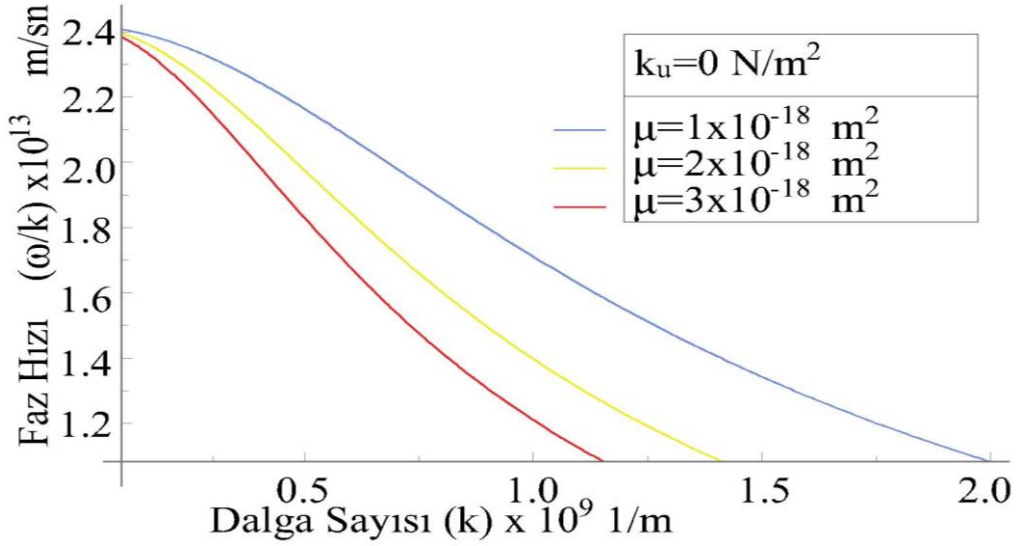
olduğu görülmektedir. Yine aynı grafiklerde yerel olmayan parametrelerin aynı değerlerinde elastik ortam katsayısının farklı değerlerinde, faz hızı-dalga sayısı grafiklerinde bir değişim görülmemiştir.



Şekil 5.8. k_u 'nun 1×10^9 değeri için μ 'nün farklı değerlerinde faz hızının dalga sayısı ile değişim grafiği.

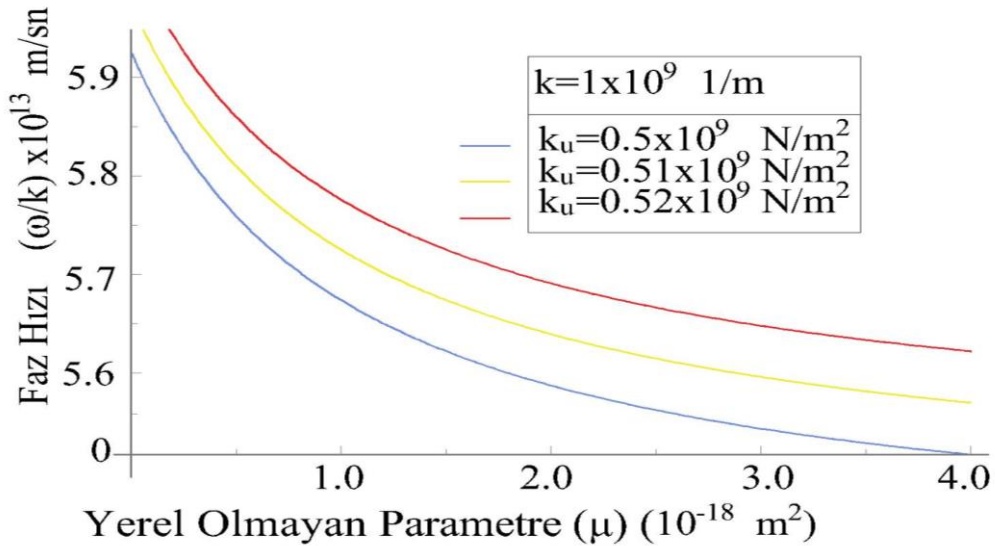


Şekil 5.9. k_u 'nun 1×10^{11} değeri için μ 'nün farklı değerlerinde faz hızının dalga sayısı ile değişim grafiği.

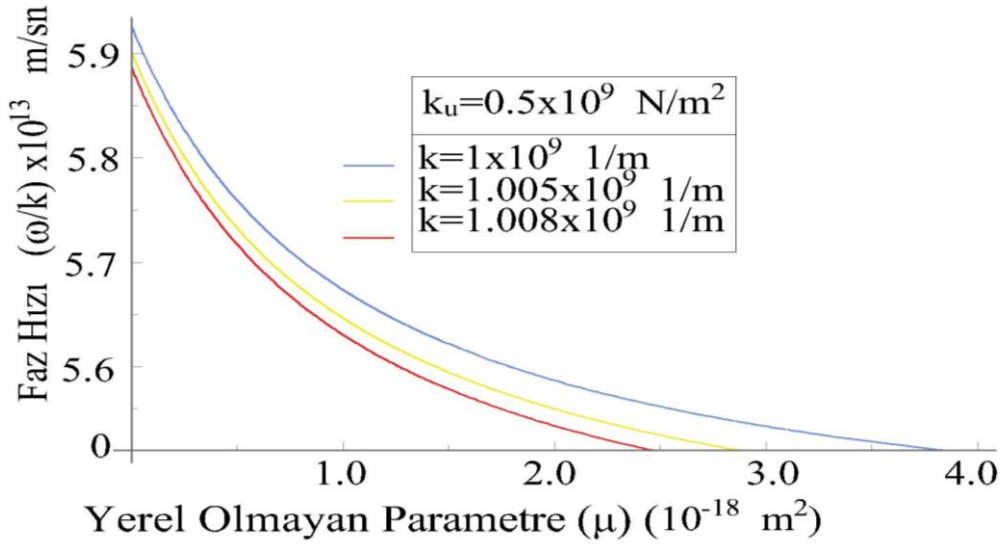


Şekil 5.10. k_u 'nun 0 değeri için μ 'nün farklı değerlerinde faz hızının dalga sayısı ile değişim grafiği.

Şekil 5.11. ve Şekil 5.12.'de dalga sayısı ve elastik ortam katsayısının farklı değerleri için faz hızının yerel olmayan parametreye göre değişim grafikleri verilmiştir. Bu grafiklerden de anlaşıldığı üzere dalga sayısının sabit bir değeri için elastik ortam katsayısının farklı değerlerinde yerel olmayan parametrenin artışıyla faz hızının da artış halinde olduğu görülmüştür. Yine aynı grafiklerde elastik ortam katsayısının sabit bir değeri için dalga sayısının farklı değerlerinde yerel olmayan parametre artarken faz hızının da artmakta olduğu görülmüştür.

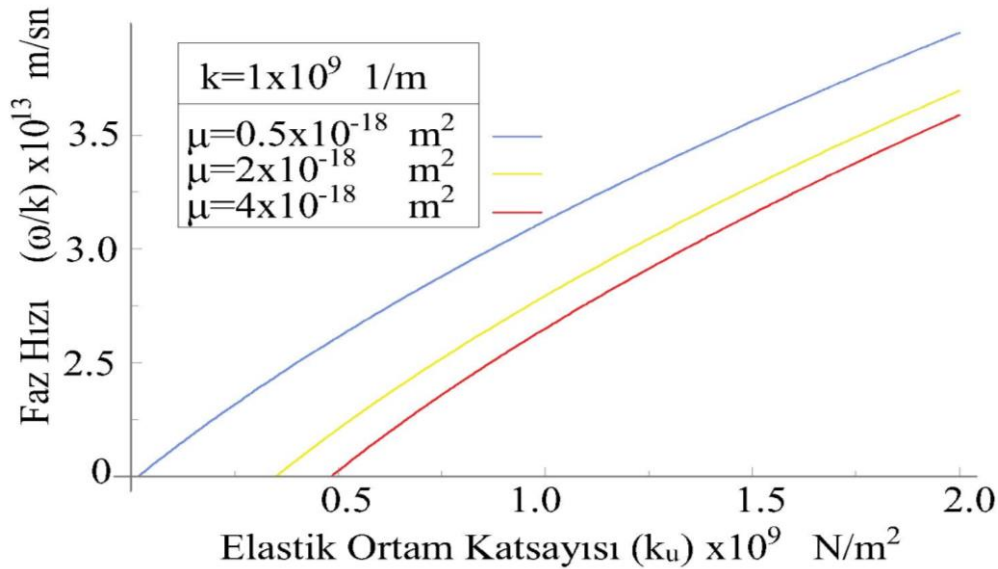


Şekil 5.11. k 'nın 1×10^9 değeri için k_u 'nün farklı değerlerinde faz hızının yerel olmayan parametreye göre değişim grafiği.

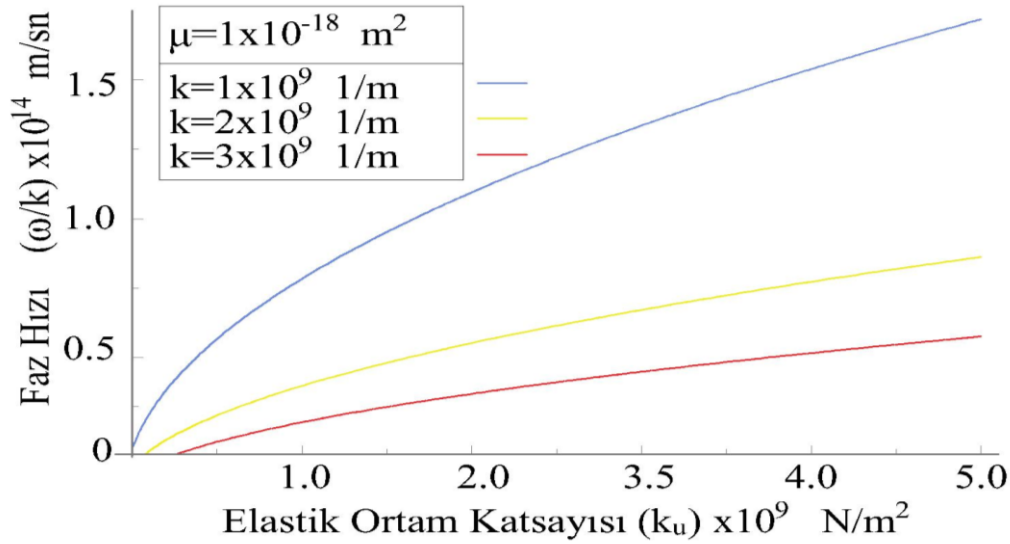


Şekil 5.12. k_u 'nun 0.5×10^9 değeri için k 'nın farklı değerlerinde faz hızının yerel olmayan parametreye göre değişim grafiği.

Şekil 5.13. ve Şekil 5.14.'de dalga sayısı ve yerel olmayan parametrenin farklı değerleri için faz hızının elastik ortam katsayısıyla değişim grafikleri verilmiştir. Bu grafiklerden de anlaşıldığı üzere dalga sayısının sabit bir değeri için yerel olmayan parametrenin farklı değerlerinde elastik ortam katsayısının artmasıyla faz hızının da artmakta olduğu görülmüştür. Yine aynı grafiklerde yerel olmayan parametrenin sabit bir değeri için dalga sayısının farklı değerlerinde elastik ortam katsayısının artmasıyla faz hızının da arttığı görülmüştür.

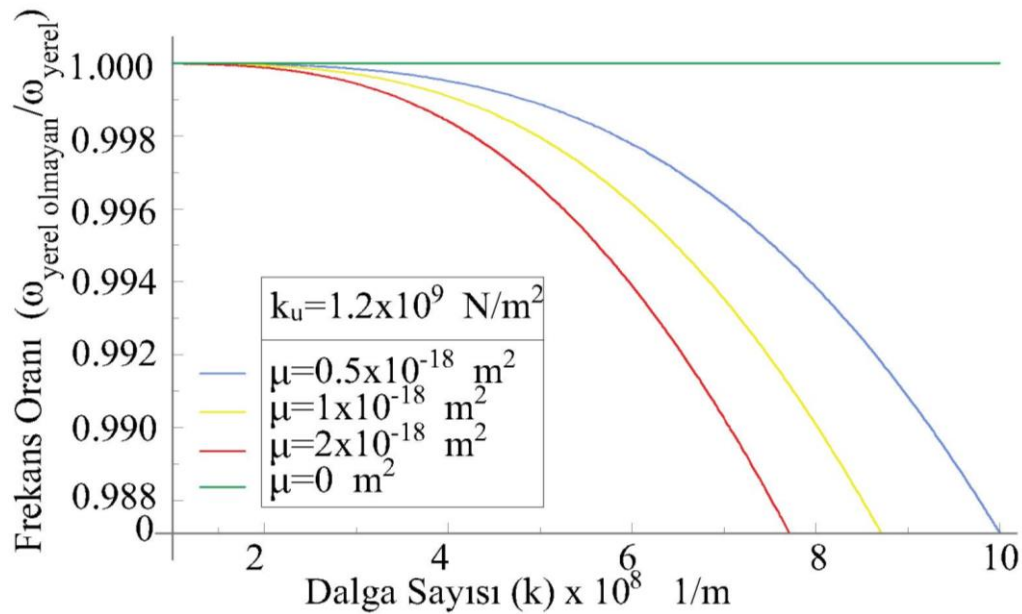


Şekil 5.13. k 'nın 1×10^9 değeri için μ 'nun farklı değerlerinde faz hızının elastik ortam katsayısıyla değişim grafiği.

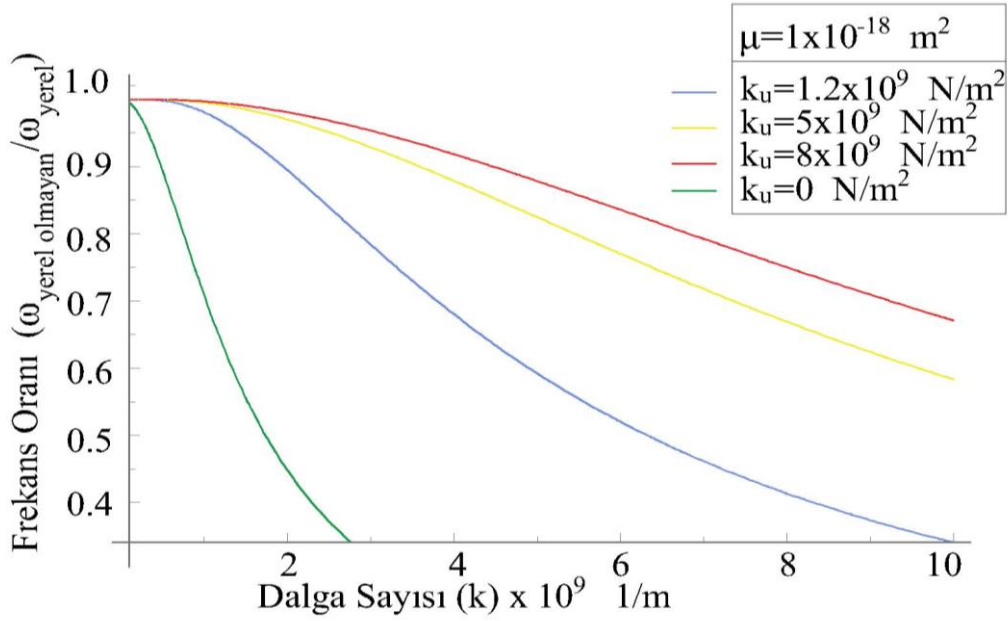


Şekil 5.14. μ 'nün 1×10^{-18} değeri için k 'nın farklı değerlerinde faz hızının elastik ortam katsayısıyla değişim grafiği.

Şekil 5.15. ve Şekil 5.16.'da elastik ortam katsayısının ve yerel olmayan parametrenin farklı değerleri için frekans oranının (frekans oranı = $\frac{\text{yerel olmayan frekans}}{\text{yerel frekans}}$) dalga sayısıyla değişim grafikleri verilmiştir. Bu grafiklerden de anlaşıldığı üzere elastik ortam katsayısının sabit bir değeri için yerel olmayan parametrenin farklı değerlerinde dalga sayısının artmasıyla frekans oranının azalmakta olduğu görülmektedir. Yine aynı grafiklerde yerel olmayan parametrenin sabit bir değeri için elastik ortam katsayısının farklı değerlerinde dalga sayısı artarken frekans oranının azalmakta olduğu görülmektedir.

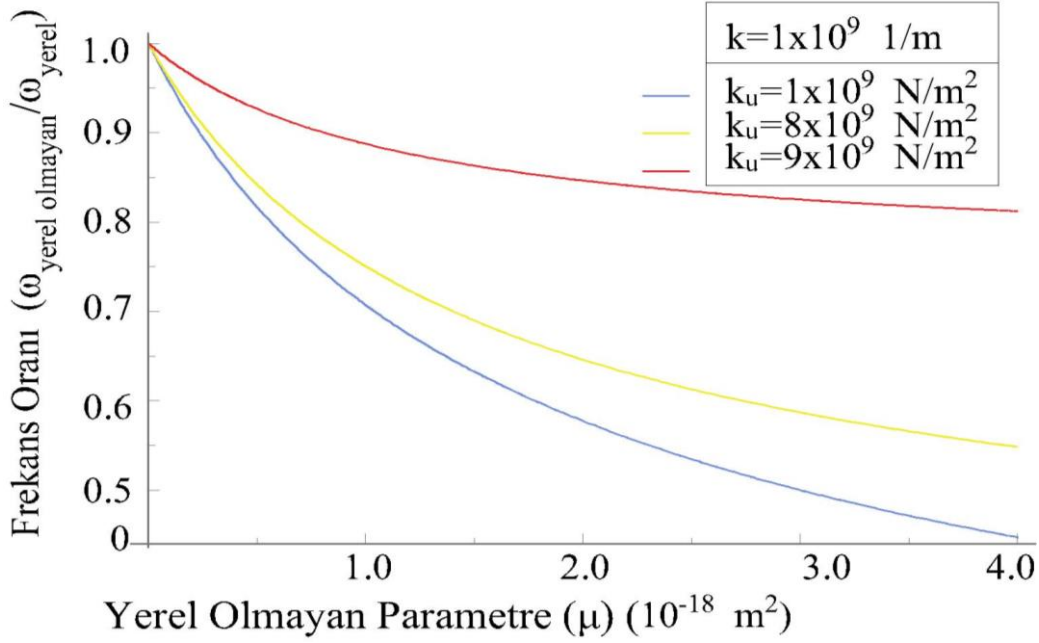


Şekil 5.15. k_u 'nun 1.2×10^9 değeri için μ 'nün farklı değerlerinde yerel olmayan açısız frekansın yerel frekansa oranının dalga sayısı ile değişim grafiği.

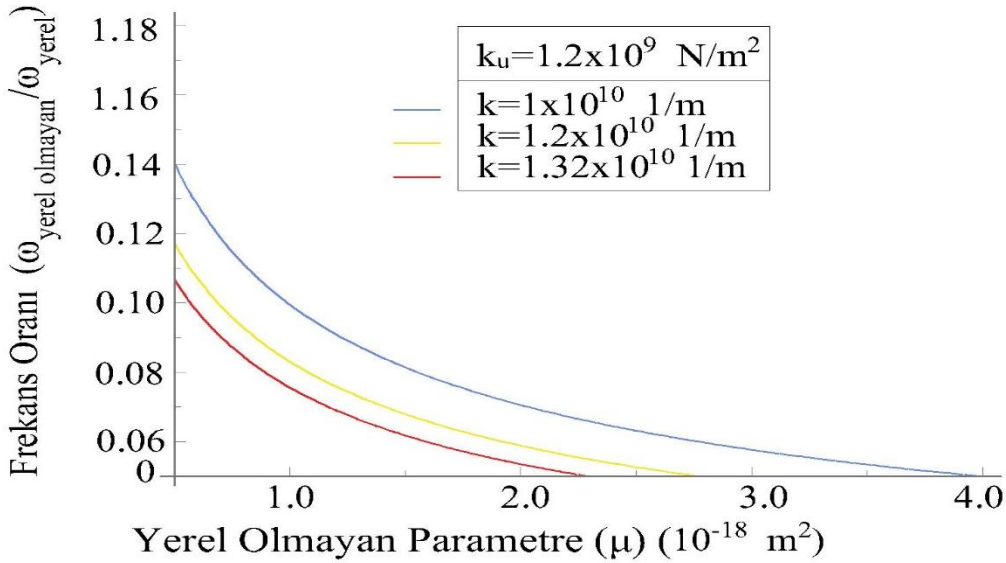


Şekil 5.16. μ 'nün 1×10^{-18} değeri için k_u 'nün farklı değerlerinde yerel olmayan açısıl frekansın yerel frekansa oranının dalga sayısı ile değişim grafiği.

Şekil 5.17. ve Şekil 5.18.'de dalga sayısı ve elastik ortam katsayısının farklı değerleri için frekans oranının yerel olmayan parametreye göre değişim grafikleri verilmiştir. Bu grafiklerden de anlaşıldığı üzere dalga sayısının sabit bir değeri için elastik ortam katsayısının farklı değerlerinde yerel olmayan parametrenin artması ile birlikte frekans oranının da artmakta olduğu görülmüştür. Yine aynı grafiklerde elastik ortam katsayısının sabit bir değeri için dalga sayısının farklı değerlerinde yerel olmayan parametre artarken frekans oranının da artmakta olduğu görülmüştür.



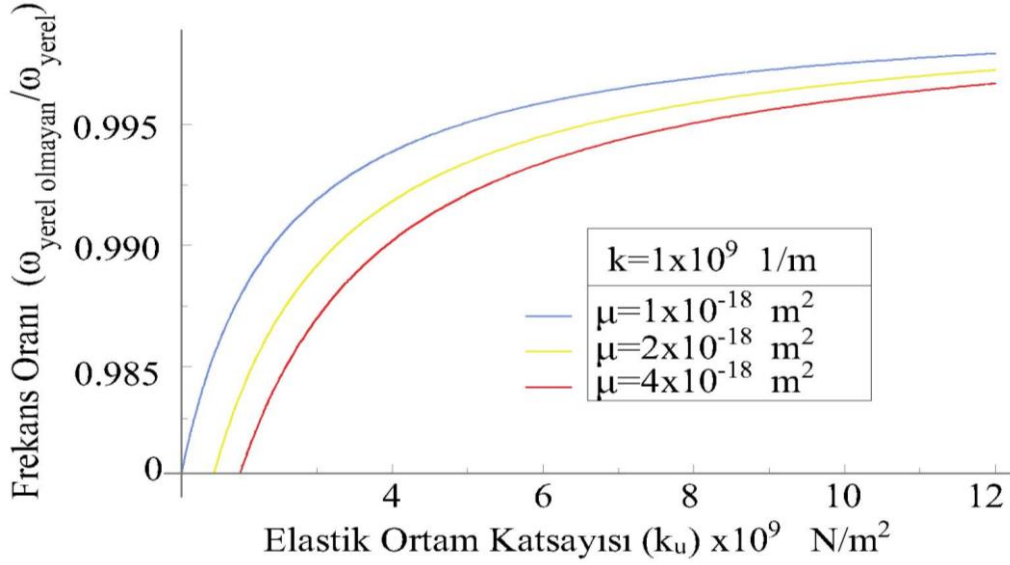
Şekil 5.17. k 'nın 1×10^9 değeri için k_u 'nun farklı değerlerinde yerel olmayan açısıl frekansın yerel frekansa oranının yerel olmayan parametre ile değişim grafiği.



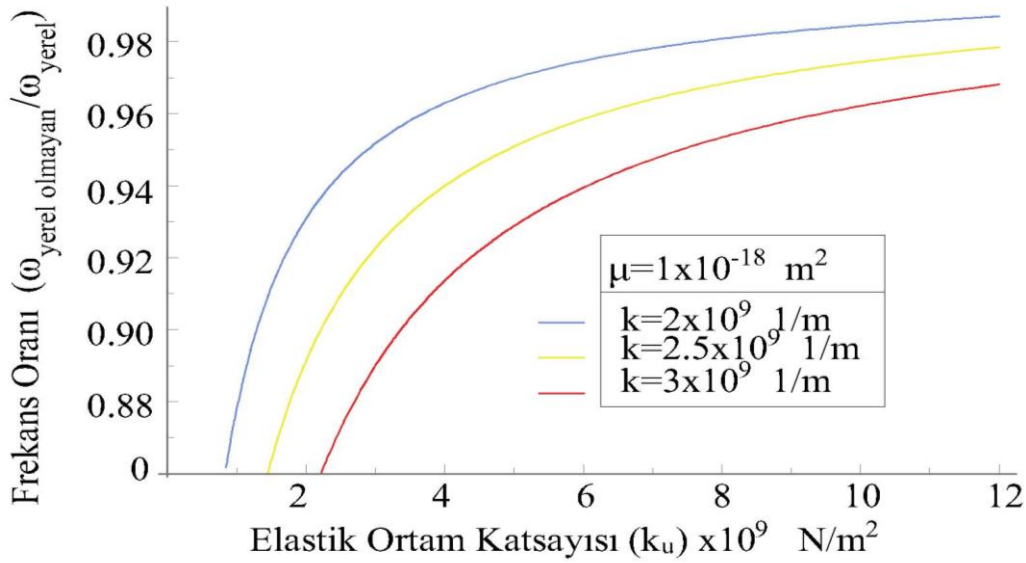
Şekil 5.18. k_u 'nun 1.2×10^9 değeri için k 'nin farklı değerlerinde yerel olmayan açısıl frekansın yerel frekansa oranının yerel olmayan parametre ile değişim grafiği.

Şekil 5.19. ve Şekil 5.20.'da dalga sayısı ve yerel olmayan parametrenin farklı değerleri için frekans oranının elastik ortam katsayısıyla değişim grafikleri verilmiştir. Bu grafiklerden de anlaşıldığı üzere dalga sayısının sabit bir değeri için yerel olmayan parametrenin farklı değerlerinde elastik ortam katsayısının artmasıyla oranın da artış halinde olduğu görülmüştür. Yine aynı grafiklerde yerel olmayan parametrenin sabit bir değeri için dalga sayısının farklı

değerlerinde elastik ortam katsayısının artmasıyla frekans oranının artmakta olduğu görülmüştür.



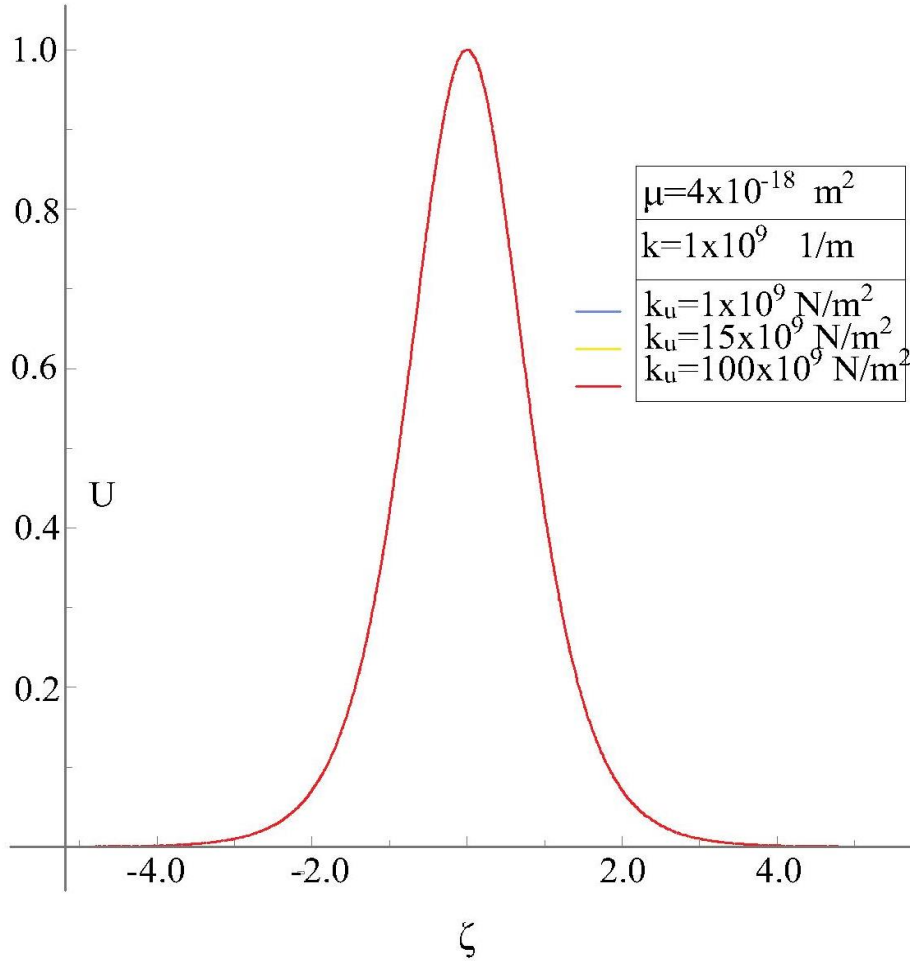
Şekil 5.19. k 'nün 1×10^9 değeri için μ 'nün farklı değerlerinde yerel olmayan açısız frekansın yerel frekansa oranının elastik ortam katsayısıyla değişim grafiği.



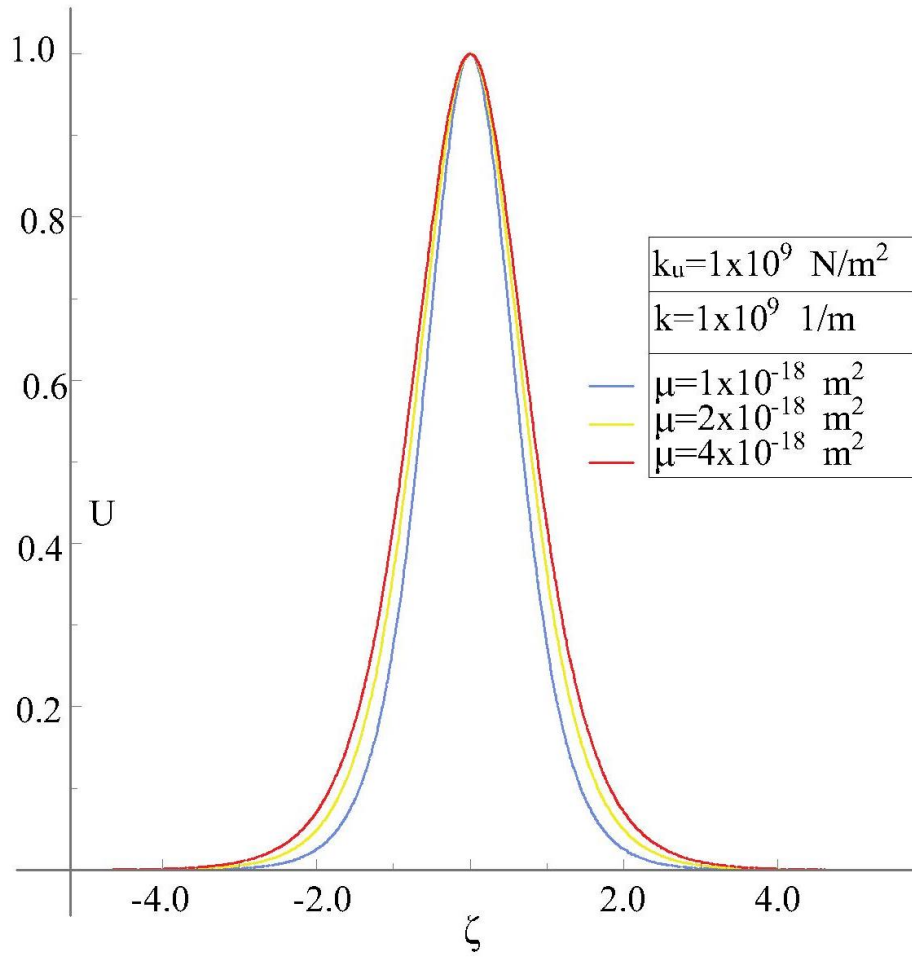
Şekil 5.20. μ 'nün 1×10^{-18} değeri için k 'nün farklı değerlerinde yerel olmayan açısız frekansın yerel frekansa oranının elastik ortam katsayısıyla değişim grafiği.

Şekil 5.21 ve Şekil 5.22'de sabit bir dalga sayısı için yerel olmayan parametre ve elastik ortam katsayısının farklı değerleri için U soliter dalga profilinin ζ ile değişim grafikleri verilmiştir. Grafiklerden de anlaşıldığı üzere dalga sayısı ve yerel olmayan parametrenin sabit değerlerinde elastik ortam katsayısının değişimiyle U profilinde herhangi bir değişim olmadığı

görülmüştür. Elastik ortam katsayısının değişimi dalga profilini etkilememektedir. Bu ise elastik parametrenin Korteweg-de Vries (KdV) denklemi içerisinde sadece doğrusal olmayan terimin katsayısının içerisinde yer alması sebebiyle olduğu şeklinde yorumlanabilir. Yine dalga sayısı ve elastik ortam katsayısı sabit bir değerdeyken yerel olmayan parametrenin değişimiyle U profilindeki değişime bakılmış ve beklendiği gibi yerel olmayan parametrenin değeri artarken dalganın gövde yapısının genişlediği veya yerel olmayan parametre azalırken profilin daralmaya uğradığı görülmüştür.



Şekil 5.21. μ 'nün $4 \times 10^{-18} \text{ m}^2$ değeri ile k 'nın $1 \times 10^9 \text{ 1/m}$ değeri için k_u 'nun farklı değerlerinde U dalga profilinin ζ ile değişim grafiği.



Şekil 5.22. k_u 'nun $1 \times 10^9 \text{ N/m}^2$ değeri ile k 'nin $1 \times 10^9 \text{ 1/m}$ değeri için μ 'nun farklı değerlerinde U dalga profilinin ζ ile değişim grafiği.

6. SONUÇLAR

- Bu çalışmada, elastik ortama gömülü nano çubuklarda doğrusal olmayan ve dispersif dalgaların yayılımı incelenmiş ve bu dalgaların yayılımını veren uzak alan denklemi olarak Korteweg-de Vries (KdV) denklemi elde edilmiştir.
- Doğrusal olmamanın ve dispersiyonun birbirleriyle dengelenmesi sonucunda kararlı bir durumun meydana geldiği ve ortamın yönetici denklemi olarak da KdV denkleminin ortaya çıktığı gösterilmiştir.
- Elastik ortamda nano çubukta yayılan uzun dalgaların frekansının dalga sayısı, yerel olmayan parametre ve elastik ortam parametresi ile değişimine bakılmış ve frekansın elastik ortam katsayısı ve dalga sayısının artan değerleri ile birlikte arttığı, fakat yerel olmayan parametrenin artan değerleri ile birlikte azaldığı görülmüştür.
- Elastik ortamda nano çubukta yayılan uzun dalgaların faz hızının dalga sayısı, yerel olmayan parametre ve elastik ortam katsayısı ile değişimine bakılmış ve faz hızının yerel olmayan parametre ve dalga sayısının artan değerleri ile birlikte azaldığı, fakat elastik ortam parametresinin artan değerleri ile birlikte arttığı görülmüştür.
- Yerel olmayan frekansın yerel frekansa olan oranının dalga sayısı, yerel olmayan parametre ve elastik ortam katsayısı ile değişimi incelenmiş ve frekans oranının dalga sayısının ve yerel olmayan parametrenin artması ile birlikte azaldığı, fakat elastik ortam parametresinin artan değerleri ile birlikte arttığı görülmüştür.
- Doğrusal olmayan düzlem dalgalar için KdV denklemine yönelik düzlem dalga çözümleri elde edilmiştir. Bu çalışmada elastik ortam, dispersif bir karaktere sahiptir. Ortamın dispersif karakterini temsil eden parametre yerel olmayan parametre olan μ parametresidir. Bu parametrenin soliter dalga genliğine olan etkileri incelenmiş ve bu etkiler grafikler üzerinde gösterilmiştir.
- Grafiklere bakıldığında yerel olmayan parametrenin artan değerleri ile birlikte soliter dalga profilinin genişlediği görülmüştür. Yerel olmayan parametre dispersif bir etkiye sahip olduğundan beklendiği gibi soliter dalga profilinin genişlemesine yani dağılmasına sebep olmuştur.
- Ancak elastik parametrenin değişimi ile soliter dalga profilinin hiç etkilenmediği görülmüştür. Bu ise elastik parametrenin Korteweg-de Vries (KdV) denkleminde sadece doğrusal olmayan terimin katsayısının içerisinde yer alması sebebiyle olduğu şeklinde yorumlanabilir.

- Tez konusu olarak geleceğin malzemesi olarak görülen nano çubuklarda doğrusal olmayan dalga yayılımı problemi yerel olmayan elastisite teorisi kullanılarak incelenmiş ve sayısal sonuçlar tek duvarlı karbon nanotüpün fiziksel ve mekanik özellikleri kullanılarak grafikler üzerinde gösterilmiştir. İlerleyen ve gelişen bilime katkı sunacağı düşünülen bu çalışmanın nano çubuklarda dalga yayılımı problemlerinde araştırmacılara ışık tutması beklenmektedir.

KAYNAKLAR

- Akgün G. (1999). İçersinde akışkan bulunan viskoelastik ve elastik tüplerde nonlinear dalga modülasyonu. Doktora tezi, İstanbul Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, İstanbul.
- Anonim (2016). http://content.lms.sabis.sakarya.edu.tr/Uploads/48944/49262/nano_yeni_malzemeler_8_hafta_6_4_2016.pdf (erişim tarihi, 21.04.2019).
- Anonim (2019). <https://anahtar.sanayi.gov.tr/tr/news/nanomalzemeler/9683> (erişim tarihi 24.09.2019)
- Antar N. (1999). İçerisinde akışkan bulunan öngerilmeli ince elastik tüplerde nonlinear dalga yayılımı. Doktora tezi, İstanbul Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, İstanbul.
- Artan R., (1992). Yerel olmayan plastisitede varlık ve teklik problemleri, Doktora Tezi, İ.T.Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü, İstanbul.
- Aydoğdu M. (2009). Axial vibration of the nonaroads with the non local continuum rod model. *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures*, 41(5), 861-864.
- Aydoğdu M. (2014). Longitudinal wave propagation in multiwalled carbon nanotubes. *Composite Structures*, 107,578-584
- Bağdatlı S.M. ve Toğun N. (2016). Yerel Olmayan Elastite Teorisine Göre Akışkan Taşıyan Nanokirişin Serbest Titreşimlerinin Analizi. Pamukkale Üniversitesi Mühendislik Bilimleri Dergisi, 23,6-10
- Benzair A., Tounsi A., Besseghier A., Heireche H., Moulay N. ve Boumia L. (2008). The thermal effect on vibration of single-walled carbon nanotubes using nonlocal Timoshenko beam theory. *Journal of Physics D: Applied Physics*,41:1-10
- Cho H., Yu MF., Vakakis AF., Bergman LA., McFarland DM. (2010). Tunable, Broadband Nonlinear Nanomechanical Resonator. *Nano Lett*, 10, 1793-1798.
- Ebrahimi F. and Barati M.R. (2016). Wave propagation analysis of quasi-3D FG nanobeams in thermal environment based on nonlocal strain gradient theory. *Applied Physics A*, 122,1-15
- Ece M.C. ve Aydoğdu M. (2007). Nonlocal elasticity effect on vibration of in-plane loaded double-walled carbon nano-tubes. *Acta Mechanica*,190:185-195
- Eringen A.C. (1972). Nonlocal polar elastic continua. *International Journal of Engineering Science*, 10, 1-16.
- Eringen A.C. (1983). Interaction of dislocation with a crack. *J. Applied Physics*, 24, 6811-6817.
- Gardner C.S. and Morikawa G.K. (1960). Smilarity in the asymptotic behaviour of collision-free hydromagnetic waves and water waves. *Courant Inst. Math. Sci. Rep.*, NYO-9082,1-30
- Huu-TaiThai and Thuc P.Vo (2012). A nonlocal sinusoidal shear deformation beam theory with application to bending, buckling, and vibration of nanobeams. *International Journal of Engineering Science*, 54:58-66
- Iijima S. (1991). Helical microtubules of graphitic carbon. *Nature*. 354,56-58
- Jeffrey A. (1979). Some aspects of the mathematical modelling of long nonlinear waves. *Arch. Of. Mech*, 31, 559-574
- Lim C.W., Yang Y (2010). Wave propagation in carbon nanotubes: nonlocal elasticity-induced stiffness and velocity enhancement effects. *J Mech Mater Struct*, 5, 459-476.
- Malvern L.E. (1969). Introduction to the Mechanics of a Continuum Medium, Prentice Hall. Englewood Cliffs, New Jersey.
- Minmire J.W., Dunlap B.I., White C.T. (1992). Are fullerene tubules metallic. *Physical Review Letters*. 68,5,631-634
- Mousavi SM. and Fariborz SJ. (2012). Free vibration of a rod undergoing finite strain. *J. Phys*

- Conf Series*, 382(1).
- Narendar S. and Gopalakrishnan S (2009). Nonlocal scale effects on wave propagation in multi-walled carbon nanotubes, *Comput. Mater. Sci.*, 47, 526-538,
- Oruçoğlu K. (1991), Yerel olmayan elastisitede çatlak problemi, Doktora Tezi, İ.T.Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü, İstanbul.
- Peddie J., Buchanan G.R., McNitt R.P. (2003). Application of nonlocal continuum models to nanotechnology, *International Journal of Engineering Sci.*, 41(3-5),305-312
- Reddy J.N.N. (2007). Nonlocal theories for bending, buckling and vibration of beams, *Int. J. Eng. Sci.*, 45(2-8), 288-307.
- Rice University (2006). Rice Scientists Attach Motor To Single-molecule Car. *ScienceDaily*. www.sciencedaily.com/releases/2006/04/060412203521.htm (erişim tarihi, 17.05.2019).
- Selim M.M. (2011). Dispersion of dilatation wave propagation in single-wall carbon nanotubes using nonlocal scale effects, *Journal of Nanoparticle Research*, 13(3) 1229-1235
- Silling S.A. (2016). Solitary waves in a peridynamic elastic solid. *J Mech and Phys of Solids*, 96, 121-132.
- Song J., Shen J., Li X.F. (2010). Effects of initial axial stress on waves propagating in carbon nanotubes using a generalized nonlocal model, *Computational Mat. Sci.*, 49(3) 518-523
- Şimşek M (2014). Large amplitude free vibration of nanobeams with various boundary conditions based on the nonlocal elasticity theory. *Composites Part B: Engineering*, 56:621-628
- Tepe A (2007). Nanoteknolojide nano ölçekteki yapıların yerel olmayan elastisite çerçevesinde incelenmesi. Doktora tezi, İstanbul Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, İstanbul.
- Toğun N. (2015). Elastik Zemin Üzerindeki Nano Ölçekteki Kirişlerin Titreşimlerinin Pertürbasyon Metodu İle Çözümü. Uluslararası Katılımlı 17. Makine Teorisi Sempozyumu, İzmir, 14-17 Haziran 2015
- Wang L. and Hu H. (2005). Flexural wave propagation in single-walled carbon nanotubes, *Phys. Rev.*, 71(195412)
- Wang Q. and Varadan VK (2006). Wave characteristics of carbon nanotubes. *Int. J. Solids Struct*, 43, 254-265.
- Wang Q., Zhou G.Y., Lin K.C. (2006). Scale effect on wave propagation of double-walled carbon nanotubes. *International Journal of Solids and Structures*, 43,6071-6084
- Wang Q. and Varadan V.K. (2007). Application of nonlocal elastic shell theory in wave propagation analysis of carbon nanotubes. *Smart Materials and Structures*, 16:178-190
- Wu, X. F. and Dzenis, Y. A (2006). Wave propagation in nanofibers, *J. App. Phys.*, 100, 124318
- Yang J., Ke L.L., Kitipornchai S. (2010). Nonlinear free vibration of single-walled carbon nanotubes using nonlocal Timoshenko beam theory. *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures*,42:1727-1735
- YangYang ,LixiangZhang, C.W.Lim (2010). Wave propagation in double-walled carbon nanotubes on a novel analytically nonlocal Timoshenko-beam model. *Journal of Sound and Vibration*, 330,1704-1717
- Yoon J., Ru C.Q., Mioduchowski A. (2003). Vibration of an embedded multiwall carbon nanotube. *Composite Science and Technology*, 63(11):1533-1542

ÖZGEÇMİŞ

Sezer AKDAL, 1995 yılında Ordu’da doğdu. İlk ve Orta öğrenimini Edirne’de tamamladı. 2009 yılında Edirne Lisesi’ne başlayıp 2013 yılında başarıyla mezun oldu. Aynı yıl Balıkesir Üniversitesi İnşaat Mühendisliği bölümünü kazanarak 2017 yılında lisans eğitimini tamamladı. Lisans eğitimi boyunca bir adet çelik proje, bir adet betonarme proje, bir adet beton kano, bir adet mevcut bina deprem performansı değerlendirme projelerinde yer alarak eğitim sürecini geliştirdi. 2017 yılında Namık Kemal Üniversitesi İnşaat Mühendisliği Anabilimdalında yüksek lisansına başlayarak hala devam etmektedir. Bunun yanında 2017 yılında kendi firmasını kurarak serbest mühendislik hizmeti vermektedir.