

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

**ELASTİK ZEMİNE OTURAN GRAFEN TABAKALARIN MEKANİK
ÖZELLİKLERİNİN HESABI**

Mehmet Cihad ERDİNÇ

**YÜKSEK LİSANS TEZİ
İNŞAAT MÜHENDİSLİĞİ ANABİLİM DALI**

2016

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

**ELASTİK ZEMİNE OTURAN GRAFEN TABAKALARIN MEKANİK
ÖZELLİKLERİNİN HESABI**

Mehmet Cihad ERDİNÇ

**YÜKSEK LİSANS TEZİ
İNŞAAT MÜHENDİSLİĞİ ANABİLİM DALI**

2016

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

**ELASTİK ZEMİNE OTURAN GRAFEN TABAKALARIN MEKANİK
ÖZELLİKLERİNİN HESABI**

Mehmet Cihad ERDİNÇ

**YÜKSEK LİSANS TEZİ
İNŞAAT MÜHENDİSLİĞİ ANABİLİM DALI**

Bu tez/...../2016 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından Oybirliği/Oyçokluğu ile kabul edilmiştir.

Prof. Dr. Ömer CİVALEK

.....

Yrd.Doç. Dr. Rıfat TÜR

.....

Yrd. Doç. Dr. Mehmet AVCAR(SDÜ)

.....

ÖZET

ELASTİK ZEMİNE OTURAN GRAFEN TABAKALARIN MEKANİK ÖZELLİKLERİNİN HESABI

Mehmet Cihad ERDİNÇ

Yüksek Lisans Tezi, İnşaat Mühendisliği Anabilim Dalı

Danışman: Prof. Dr.Ömer CİVALEK

Mayıs 2016, 39 Sayfa

Elastik bir ortam ile temas halinde olan grafenler uygulamada sıklıkla kullanılmaktadır. Bu tez çalışmasında, yüksek mertebeden elastisite yöntemleri kullanılarak nano ya da mikro boyutlu grafen tabakaların frekansları hesaplanmıştır. Çift gerilme ve lokal olmayan elastisite yöntemleri boyut etkisini dikkate almak için kullanılmıştır. Boyut etkisinin diğer parametrelere bağlı olarak titreşim üzerindeki etkisi incelenmiştir.

ANAHTAR KELİMELE: Lokal olmayan elastisite teorisi, gerilme çifti teorisi, nano mekanik, grafen tabakalar, serbest titreşim analizi

JÜRİ: Prof. Dr. Ömer CİVALEK (Danışman)
Yrd.Doç. Dr. Rıfat TÜR
Yrd.Doç. Dr. Mehmet AVCAR(SDÜ)

ABSTRACT

MECHANICAL PROPERTIES OF GRAPHENE SHEETS ON ELASTIC FOUNDATION

Mehmet Cihad ERDİNÇ

**MSc. Thesis in Civil Engineering
Supervisor: Prof. Dr. Ömer CİVALEK
May 2016, 39 pages**

Graphene sheets which are on elastic foundation are being used in practical. In this thesis, the frequencies of micro and nano scaled graphene sheets are obtained by using higher order elasticity methods. Couple-stress and non-local methods are used to consider the size-effect. The effect of size-effect with other parameters on vibration is investigated.

KEYWORDS: Non-local elasticity theory, couple stress theory, nano mechanic, graphene sheet, free vibration analysis

COMMITTEE: Prof. Dr. Ömer CİVALEK (Supervisor)

Asst. Prof. Dr. Rıfat TÜR

Asst. Prof. Dr. Mehmet AVCAR(SDU)

ÖNSÖZ

Bu tez çalışmasında, kullanım alanlarının genişlemesi ve üstün özellikleriyle popülaritesini gün geçtikçe arttıran grafen tabakaların mekanik özelliklerinin hesabı ele alınacaktır. Teknolojinin ilerlemesi ve teknolojik cihazların zamanla küçülmesi nedeniyle neredeyse bütün sektörlerde mikro ve nano ölçekteki malzemelerle çalışma gereksinimi duyulmaya başlanmıştır. Bilim dalı olarak ‘nanoteknoloji’, boyutları 1-100 nm arasındaki bütün disiplinleri kendi alanlarında moleküler seviyede inceleyerek yeni ürünler elde etmek için çalışır. Günümüzde bu ölçekteki yapılar membran, plak ve giriş olarak Naoelektromekanik (NEMS) ve Mikroelektromekanik (MEMS) cihazlarının bileşenlerinde kullanılmaktadır.

Bu tezi yazmama ve bu konuda çalışmama olanak veren ve yardımlarını esirgemeyen danışman hocam Prof. Dr. Ömer CİVALEK’e sonsuz teşekkür ve şükranlarımı sunarım. Tez çalışmam boyunca bana her konuda destek olan Çiğdem Işık (Demir), Kadir Mercan ve Bekir Akgöz’e de teşekkürü bir borç bilirim.

İÇİNDEKİLER

ÖZET.....	i
ABSTRACT.....	ii
ÖNSÖZ.....	iii
SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ	v
ŞEKİLLER DİZİNİ	vii
ÇİZELGELER DİZİNİ	1
1. GİRİŞ	1
2. KURAMSAL BİLGİLER VE KAYNAK TARAMALARI	3
2.1. Nanoteknoloji.....	3
2.2. Grafen.....	5
2.2.1 Grafenin sentezlenmesi	6
3. MATERYAL ve METOT.....	7
3.1. Değiştirilmiş Gerilme Çifti (DGÇ) Elastisite Teorisi	7
3.1.1 Genel tanım	7
3.1.2. Dikdörtgen bir mikro plağın dinamik modeli	8
3.2. Lokal Olmayan Elastisite Teorisi.....	16
3.2.1. Genel tanım	16
3.2.2. Dikdörtgen bir mikro plağın dinamik modeli	18
3.2.3. Dikdörtgen bir mikro plağın statik modeli.....	20
4. BULGULAR.....	22
4.1. Değiştirilmiş Gerilme Çifti (DGÇ) Elastisite Teorisi ile Serbest Titreşim Probleminin Analitik Çözümü	22
4.2. Lokal Olmayan Elastisite Teorisi ile Serbest Titreşim Probleminin Analitik Çözümü	23
4.3. Lokal Olmayan Elastisite Teorisi ile Eğilme Probleminin Analitik Çözümü.....	24
5. SAYISAL SONUÇLAR ve TARTIŞMA.....	26
6. SONUÇ.....	33
7.KAYNAKLAR	34
ÖZGEÇMİŞ	

SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ

Simgeler

u, v, w	: sırasıyla x, y ve z doğrultusundaki deplasmanlar
ν	: Poisson oranı
$\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z$	: İlgili doğrultudaki normal gerilmeler
$\tau_{xy}, \tau_{yz}, \tau_{xz}$	: İlgili doğrultudaki kayma gerilmeleri
G	: Kayma modülü
E	: Elastisite modülü
Ω	: Plak için boyutsuz frekans
k	: Plak kenar boyutları oranı (a/b)
ω	: Doğal frekans
τ_{kl}	: Gerilme tansörü
ρ	: Kütle yoğunluğu
u_l	: Yer değiştirme vektörü
ε_{kl}	: Şekil değiştirme
$\tau_{kl}(x^l)$	: x^l noktasındaki lokal gerilme tansörü
$\varepsilon_{kl}(x^l)$	: Cismin x^l noktasındaki lineer şekil değiştirme tansörü
$\alpha x - x^l $	: Öklidyen formda uzaklık
μ, λ	: Lamé sabitleri
a	: Malzemenin iç ve dış karakteristik uzunluğu
e_0	: Her malzeme için deneysel olarak belirlenmiş olan katsayı
u, v, w	: Orta düzlemdeki bir noktanın yer değiştirmeleri
σ_{ij}	: ij yönündeki normal ve kayma gerilmesi bileşeni
γ_{ij}	: ij yönündeki açısal şekil değiştirme
U	: Şekil değiştirme enerjisi

Kısaltmalar

ATK	: Ayrık Tekil Konvolüsyon
TK	: Tekil Konvolüsyon
BBBB	: Dört noktadan sabit mesnetli plak
AAAA	: Dört noktadan ankastre mesnetli plak
BABA	: Farklı iki noktadan hem sabit hem ankastre mesnetli plak
ÇDKNT	: Çok Duvarlı Karbon Nanotüp
N&T	: Nano-Teknoloji
KNT	: Karbon Nanotüp
TDKNT	: Tek Duvarlı Karbon Nanotüp
TTM	: Taramalı Tünelleme Mikroskobu
AKM	: Atomik Kuvvet Mikroskobu
TPa	: Terapascal
GPa	: Gigapascal
MPa	: Megapascal

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 1.1. Grafenin yapısı.....	6
Şekil 3.1. Winkler-Pasternak zemine oturan dikdörtgen grafen	9
Şekil 5.1. Temel frekans değerinin elastik zemin parametrelerine ve boyut ölçek parametresinin kalınlığa oranına göre değişimi ($m=n=1, a=b=30h$).....	28
Şekil 5.2. Doğal frekans değerinin elastik zemin parametrelerine ve boyut ölçek parametresinin kalınlığa oranına göre değişimi ($m=1, n=2, a=b=30h$).....	28
Şekil 5.3. Elastik zemin parametrelerinin klasik temel frekans değeri üzerindeki etkisi ($m=n=1, a=b=30h, l=0$).....	29
Şekil 5.4. Elastik zemin parametrelerinin boyut etkili temel frekans değeri üzerindeki etkisi ($m=n=1, a=b=30h, l=h$).....	29

ÇİZELGELER DİZİNİ

Çizelge 5.1. Kare grafen plakanın temel frekans değeri (THz) üzerindeki boyut ve elastik zemin parametrelerinin etkisi ($a=b=20h$, $l=h$).....	26
Çizelge 5.2. Elastik zemin üzerindeki dikdörtgen grafen plakaya ait frekans değerlerinin (THz) değişimi ($a=20h$, $K_w=K_G=10$, $l=h$).....	27
Çizelge 5.3. Grafenin malzeme özellikleri.....	30
Çizelge 5.4. Winkler zemine oturan kare bir grafen tabakanın boyutsuz temel titreşim frekansı.....	30
Çizelge 5.5. Winkler elastik zemine oturan SSSS sınır şartına sahip grafen tabakanın boyutsuz frekans değerleri	30
Çizelge 5.6. İki parametrelili elastik matris yapı üzerindeki grafen tabakanın boyutsuz temel frekans değerleri.....	31
Çizelge 5.7. İki parametrelili elastik zemine oturan SSSS sınır şartına sahip grafen tabakanın boyutsuz deplasman değerleri	31
Çizelge 5.8. İki parametrelili elastik zemine oturan SSSS sınır şartına sahip grafen tabakanın farklı malzeme katsayısında boyutsuz deplasman değerleri.....	32

1. GİRİŞ

Plaklar, yüzey olarak adlandırılan iki paralel düzlem ile kenar adı verilen bu yüzeylere dik yüzeylerle sınırlandırılmış, başlangıçta düz yapısal elemanlardır. Düzlem yüzeyler arasındaki uzaklığa plağın kalınlığı (h) denir. İnce plaklar dikkate alındığında, plak kalınlığının diğer karakteristik boyutları yanında (boy, genişlik, çap vb.) küçük olduğu varsayılacaktır. Plaklar tarafından taşınan statik ya da dinamik yükler ağırlıklı olarak plak yüzeylerine diktir. Taşınan yüklerin, taşıyıcı elemanın düzlemi içinde olması durumunda eleman levha olarak adlandırılmaktadır.

Bir plağın yük taşıma prensibi, belli bir noktaya kadar kirişlerin ya da kabloların yük taşıma şekline benzemektedir. Plakların bu iki boyutlu yapısal harekete sahip olmasından dolayı hafif yapılar elde etmek mümkün olmakta ve bununla birlikte birçok ekonomik avantaj sağlanmaktadır. Başlangıçta düz olan plakta, yükleme sonucunda kesme kuvveti, eğilme ve burulma momentleri şeklinde reaksiyon kuvvetleri meydana gelir. Yükler her iki doğrultuda taşındığından ve burulma rijitliği izotropik plaklarda oldukça önemli olduğundan bir plak, benzer uzunluk ve kalınlıktaki bir kirişten daha rijittir. Böylece, ince plaklar, düşük ağırlık ve yüksek yük taşıma kapasitesi, ekonomi ve yapısal verimlilik sağlamaktadır (Akgöz 2011).

Genellikle bir plak, orta düzlem denilen plağın iki yüzeyine paralel, kalınlığını iki eşit parçaya bölen bir düzlem ile birlikte dikkate alınır. Enine yükler altında, başlangıçta düz olan plak deformasyona uğrar ve orta düzlem, düşey eksen içerisinde orta yüzey denilen eğrisel bir hal alır (kirişlerdeki elastik eğri gibi). Bir plak, eğilme ile sadece enine yüklere karşı koyar (Narendar 2011). Bir plağın eğilme davranışı, diğer boyutlarına nazaran büyük ölçüde kalınlığına bağlıdır. Plaklar, a/h oranına göre üç gruba ayrılabilir. Burada a , düzlemsel bir plağın bir kenar uzunluğu ve h plak kalınlığıdır (Ventsel ve Krauthammer 2001, Aghababai ve Reddy 2009, Aksencer ve Aydoğdu 2011, Alibeigloo 2011).

Birinci grup, $a/h \leq 8-10$ oranına sahip kalın plaklardan oluşmaktadır. Böyle cisimlerin analizi, üç boyutlu elastisitenin genel denklemlerinin kullanıldığı katı cisimler için olduğu gibi gerilme, şekil değiştirme ve deplasmanın tüm bileşenlerini kapsar (Özer 2008 ve Özin 2009).

İkinci grup, $a/h \geq 80-100$ olan plaklardır. Bu plaklara membran denir ve eğilme rijitlikleri ihmal edilebilecek kadar küçüktür. Membranlar, plak orta yüzeyinde etkiyen eksenel çekme kuvveti “ N ” tarafından yanal yükleri taşır. Bu kuvvetlere membran kuvvetleri denir.

Uygulamada en sık rastlanılan grup ise, $8-10 \leq a/h \leq 80-100$ oranına sahip olan ince plaklardır. Plağın maksimum deplasmanının plak kalınlığına oranına (w_{maks}/h) bağlı olarak, eğilme ve membran kuvvetler burada farklı olabilir. Bu yüzden bu grup kendi içinde rijit ve esnek plaklar olmak üzere iki alt gruba ayrılabilir (Akgöz 2011).

Eğer $w_{maks}/h \leq 0.2$ ise plak rijit plak olarak adlandırılabilir (Wang vd 2000). Rijit plaklar, eğilmeye karşı dayanıklı ince plaklardır. Bu tip plaklar, genellikle iki boyutlu olarak yük taşırlar, eğilme, burulma ve kesme kuvvetleri gibi. Orta düzlem deformasyonları ve membran kuvvetleri ihmal edilir. Aksi belirtilmedikçe mühendislik uygulamalarında, plak terimi rijit plak anlamına gelmektedir. Rijit plakların temel özelliklerinden biri, statik denge denklemlerinin, plağın deforme olmamış başlangıçtaki düzlem şekli üzerinden yazılabilesidir (Malekzadeh vd 2011, Miyakazi ve Islam 2007).

Eğer plağın yaptığı deplasmanlar belirli bir düzeyin ötesindeyse, $w_{maks}/h \geq 0.3$ gibi, yanal deformasyonlar orta yüzeyin uzamasıyla açığa çıkacaktır. Bu tip plaklar, esnek plaklar olarak adlandırılırlar. Bu plaklar, rijit plaklar ile membranların birleşmiş bir halini temsil eder. Bu tipteki plaklar, uygun ağırlık/yük oranından dolayı, uçak-uzay sanayisinde genişçe kullanılmaktadır. Maksimum deplasmanın büyüklüğü, plak kalınlığından oldukça fazla olduğunda, membran etkisi ağır basar. Eğer $w_{maks}/h > 5$ ise, eğilme gerilmeleri, membran gerilmeleri yanında ihmal edilebilir (Akgöz 2011).

Bu tez çalışması kapsamında, yalnızca karbon atomlarından iki boyutlu hekzagonal yapıdaki tek katmanlı grafen plakaların eğilme ve titreşim analizleri klasik olmayan elastisite teorileri ile gerçekleştirilecektir. Grafen plakalar ince plak şeklinde modellenecek olup modellemede Kirchhoff ince plak teorisi kullanılacaktır. Ayrıca, bu yapının elastik bir üzerinde olması durumu Winkler ve Pasternak zemin modelleri kullanılarak dikkate alınacaktır .

2. KURAMSAL BİLGİLER VE KAYNAK TARAMALARI

2.1. Nanoteknoloji

Son yıllarda teknolojide yaşanan hızlı gelişmeler, mikro ve nano boyutlu yapılar üzerindeki ilginin artmasına yol açmıştır. Bu yapıları en verimli biçimde kullanabilmek için tasarım aşamasında mekanik davranış karakteristiklerinin çok iyi bir biçimde bilinmesi gerekir. Bu tip yapıların analizinde iki temel yaklaşım, atomik seviyede oluşturulan modeller ve sürekli ortam mekaniği modellemesidir. Moleküler dinamik simülasyonu gibi atomik düzeyde kurulan modellerde, sadece belirli sayıda atomdan meydana gelmiş basit sistemler incelenebilmekte ve hesaplamalar çok uzun sürmektedir. Dolayısıyla, bu konu üzerinde çalışan araştırmacılar, modelleme aşamasında sürekli ortam mekaniği yaklaşımlarını kullanmayı tercih etmeye başlamışlardır. Aşağıda konuyla ilgili literatürde yer alan bazı çalışmalar sunulmuştur (Altmann ve Gubrud 2004, Andreeva ve Shchukin 2008, Arnall 2003, Ayhan 2002, Baykara vd 2010, Çıracı 2006, Hunt ve Mehta 2006, Kayır ve Başçıl 2010, Ramsden 2009, Roming 2004, Saltan vd 2013, Roco 2005, TÜSIAD 2008, Van Lente 2006).

Pradhan ve Phadikar (2009) tarafından çok katmanlı grafen plakaların serbest titreşim analizlerini lokal olmayan elastisite teorisine dayalı olarak gerçekleştirmişlerdir. Grafen plakaların polimer bir matris içerisinde olduğunu dikkate alarak bunları ortotropik ince plak gibi modellemişlerdir. Titreşimde, lokal olmayan etkinin yüksek modlarda daha etkin olduğunu, ayrıca polimer matrisin rijitliği arttıkça lokal olmayan etkilerin azaldığını ve kayma tabakasının etkisinin Winkler tabakasından daha fazla olduğunu belirtmişlerdir (Pradhan ve Kuma 2010, Reddy 2007, Ansari ve Rouhi 2012, Ansari vd 2010a-2010b-2011a-2011b).

Tsiatas (2009) tarafından değiştirilmiş gerilme çifti (DGÇ) teorisine mikro plakların Kirchhoff plak teorisine göre modellenmesi yapılmıştır. Yönetici denklemleri ve sınır koşullarını minimum toplam potansiyel enerji ilkesi yardımıyla çıkartmıştır. Çeşitli sınır koşullarındaki dikdörtgensel ve eliptik plakların eğilme analizlerini yaparak ilave boyut parametresinin davranış üzerine etkisini incelemiştir. İlave malzeme parametresinin artmasıyla plağın deplasman değerlerinin azaldığını ve bunun sadece Poisson oranına bağlı olduğunu ifade etmiştir. Bununla birlikte, bu değişimin plağın sınır koşullarından ve en/boy oranından tamamen bağımsız olduğunu vurgulamıştır. Poisson oranının artmasının deplasman değerlerinin azalmasına neden olduğunu belirtmiştir.

Jomehzadeh vd (2011) ise Kirchhoff plak teorisine göre mikro plakların DGÇ teorisine dayalı titreşim analizini gerçekleştirmişlerdir. Harekete ait yönetici denklemleri Hamilton prensibi yardımıyla türetmişlerdir. Plak geometrisinin dikdörtgen ve dairesel olması durumlarını göz önüne almışlardır. Farklı sınır koşullarında, çeşitli ilave malzeme parametresi ve en/boy değerleri için doğal frekanslar ait sonuçlar elde etmişlerdir. Elde ettikleri sonuçları hem grafiksel hem de tablolar halinde karşılaştırmalı olarak sunmuşlardır. Plak kalınlığı/boy oranının küçük olduğu durumlarda boyut etkisinin önemli olduğunu ifade etmişlerdir.

Samaei vd (2011), tek katmanlı grafen plakaların burkulma analizini lokal olmayan elastisite ve Mindlin plak teorisini kullanarak gerçekleştirmişlerdir. Grafen plakaların elastik bir zemin üzerinde olduğunu Pasternak zemin modelini kullanarak dikkate almışlardır. Bu duruma ait yönetici denklemleri çıkartarak tüm kenarları basit mesnetli tek katmanlı grafen plaka için burkulma problemini analitik olarak çözmüşlerdir. Elde ettikleri sonuçları, grafiksel formda boyutsuz burkulma yükü oranının (lokal olmayan boyutsuz burkulma yükünün lokal (klasik) boyutsuz burkulma yüküne oranı) değişimi şeklinde sunmuşlardır. Grafen plakanın boyunun artmasıyla bütün burkulma modları için bu oranın arttığını ve mod sayısı arttıkça da bu oranın azaldığını göstermişlerdir. Ayrıca, hem Winkler hem de kayma parametresi değerlerindeki artışın bu oranda azalmaya neden olduğunu belirtmişlerdir. Burkulma analizi literatürde farklı parametre ve değişkenlerle çalışılmıştır (Babaei ve Shahidi 2011, Farajpur vd 2011a-2011b, Hashemi ve Samaei 2011, Sun ve Liew 2008).

Elastik zemin üzerindeki tek katmanlı grafen plakaların serbest titreşim analizi değiştirilmiş gerilme çifti teorisine dayalı olarak Akgöz ve Civalek (2012) tarafından gerçekleştirilmiştir. Yönetici denklemler ve sınır koşulları Hamilton prensibi yardımıyla elde edilmiştir. Elastik zemin ile grafen plaka arasındaki etkileşim Pasternak zemin modeli ile hesaba katılmıştır. Zemin parametresi ve ilave malzeme boyut ölçek parametresi değerlerinin artmasıyla doğal frekans değerlerinin de arttığını tespit etmişlerdir. Literatürde titreşim analizi üzerinde durulmuş pek çok çalışma bulunmaktadır (Gürses 2012, Liew vd 1995, Lim ve Liew 1995, Lim vd 1996, Wang ve Wang 2011, Wang ve Arash 2012, Wang vd 2011, Ma vd 2008, Malekzadeh vd 2011).

Nanobilim ve Nanoteknolojinin Kronolojik Gelişimi

- 1959: Richard Feynman meşhur konuşmasını yaptı; “Eğer moleküler düzeyde malzemeler ve cihazlar yapılabilirse bu, yeni buluşların kaynağı olacaktır.”
- 1974: Aviram ve Seiden ilk moleküler aygıt için patent aldı.
- 1981: G.K. Binnig ve H. Rohrer atomları tek tek görüntüleyebilmek için TTM’yi icat etti.
- 1985: R. Curl Jr, H. Kroto, R. Smalley C60’ı keşfettiler.
- 1986: G.K. Binnig, C.F. Quate, C. Gerber AFM’yi icat ettiler.
- 1986: K.E. Drexler ‘Engines of Creation’ kitabını yayınladı (moleküler nanoteknoloji fikri).
- 1987: iletkenliğin kuantum özelliği ilk defa gözlemlendi.
- 1987: T.A. Fulton ve G.J. Dolan ilk defa tek elektron transistörü yaptı.
- 1988: W. De Grado ve ekibi ilk defa suni protein yaptılar.
- 1989: IBM (Zurich)’de 35 Xe atomundan IBM yazısı yazıldı.
- 1991: Iijima çok duvarlı karbon nanotüpleri keşfetti.
- 1993: Iijima ve Bethune tek duvarlı karbon nanotüpleri keşfetti.
- 1993: Rice Üniversitesi’nde (ABD) ilk ‘nanoteknoloji’ laboratuvarı kuruldu.
- 1997: N. Seeman ilk defa DNA molekülü kullanarak nanomekanik aygıt yaptı.
- 1998: C. Dekker ve ekibi TUBEFFET yaptı.
- 1999: M. Reed ve J.M. Tour ilk defa tek organik molekül ile elektronik anahtar yaptı.
- 2000: ABD’de ilk defa nanoteknoloji araştırmaları için 422 Milyon \$ kaynak ayırdı.
- 2001: ilk defa nanotüplerden transistör ve mantık devreleri yapıldı.

2001: ZnO nanotel laseri yapıldı.

2002: Süperörgü nanoteller yapıldı.

2005: ilk dört tekerlekli nano araba modeli hareket ettirildi (Erkoç 2007).

Nanoteknolojinin amaçları kısaca aşağıdaki gibi verilebilir:

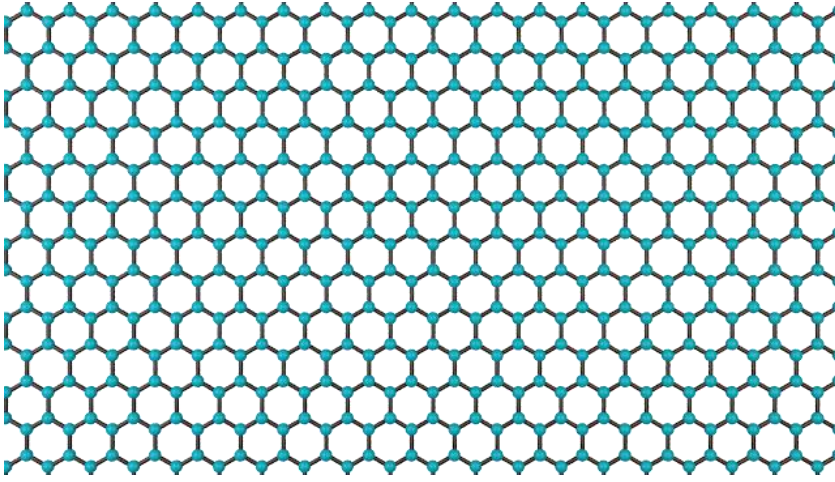
- Nanometre ölçekli yapıların analizi
- Nanometre boyutunda yapıların fiziksel özelliklerinin anlaşılması
- Nanometre ölçekli yapıların imalatı
- Nano hassasiyetli cihazların geliştirilmesi
- Nano ölçekli cihazların geliştirilmesi
- Uygun yöntemler ile makroskopik ve nanoskopik bağın kurulabilmesi (Cenger 2006).

Nanoteknolojinin kullanım alanları:

- Malzeme ve imalat
- Nanoelektronik ve bilgisayar teknolojisi
- Havacılık ve uzay çalışmaları
- Tıp ve sağlık
- Çevre ve enerji
- Biyoteknoloji ve tarım (Kaiser 2008).
- Bunlardan başka; daha hafif ve daha emniyetli taşıma sistemleri; kirlilik ölçümleri, kontrolü, azaltıcı yöntemleri geliştirmeleri; güvenilir adli araştırmalar, kaliteli baskı işleri, kuantum özellikleri ile bilgisayar uygulamalarında, nanometre boyutunda miknatıslar yapılabilir (Erkoç 2008).

2.2. Grafen

Grafen, karbon atomunun bal peteği örgülü yapılarından bir tanesine verilen isimdir (Şekil 1.1). Periyodik tablodaki en ilginç elementlerden biri Karbon atomudur (Salvetat vd 1999). Karbonun grafit (kurşun kalem, katı yağlayıcılar vb.) ve elmas gibi gündelik hayattan çok iyi bilinen allotroplarının yanında nanotüp ve fulleren gibi yeni sentezlenen formları da mevcuttur. Özellikle karbon nanotüpler ve C60 (fulleren) molekülleri ilk sentezlendikleri yıllardan günümüze kadar katı hal fiziğini son derece aktif araştırma alanları arasına girmiştir (Şimşek 2010, Williams ve Adams 2007, Zhang vd 2005-2007). Bal peteği kristal yapısında, sp² melezleşmesi yapan; grafitin, nanotübün ve C60'ın ana yapıtaşı olan grafen ise ancak 2004 yılında sentezlenebilmiştir. İngilizce'de "Graphite" ve "ene" kelimelerinden türetilen "graphene" terimi türkçede grafen olarak karşılık bulmuştur. 2010 Nobel Fizik Ödülü, "iki-boyutlu grafen malzemesine ilişkin çığır açan deneyleri için" Andre Geim ve Konstantin Novoselov'a verilmiştir.



Şekil 1.1. Grafenin yapısı

2.2.1 Grafenin sentezlenmesi

2004 yılında şaşırtıcı bir şekilde bilimadamları iki boyutlu grafen kristallerini ayırmayı başarmışlardır. Andre Geim, Kostya Novoselov ve proje arkadaşları sıradan bir yapışkan selobantı grafit üzerine tekrar tekrar yapıştırıp kaldırmak suretiyle tekil grafen katmanını ayırmayı başarmış ve izole ettikleri grafen katmanını basit bir optik mikroskop ile gözlemlemiştir. Bu olay ilk başlarda pek dikkat çekmemiştir ancak daha sonraları grafende keşfedilen kütleli Dirac fermiyonları, anormal kuvantum hall etkisi, oda sıcaklığında balistik taşınma, Klein paradoksu, gibi yeni olgular grafende deneysel olarak gözlenmiştir. Bunlar sonucunda grafene olan ilgi son derece artmıştır ve artmaya da devam etmektedir.

Grafen yaygın olarak şu yöntemler ile elde edilmektedir:

- Katman Ayırma Yöntemi (Eksfoliasyon Yöntemi)
- Epitaksiyel Büyütme
- Silisyum-Karbon Yöntemi
- Kimyasal Ayrıştırma Yöntemi

3. MATERYAL ve METOT

Kirchhoff ince plak teorisi olarak da adlandırılan, eğilmenin lineer, elastik ve küçük deformasyon teorisinin geçerli olduğu plak teorisinin temel varsayımları aşağıda görüldüğü biçimde sıralanabilir (Akgöz 2011):

- Plak malzemesi homojen, elastik ve izotropiktir.
- Plak, başlangıçta düzlemseldir.
- Orta düzlemin sehim, kalınlık yanında küçüktür. Sehimli yüzeyin eğimi bu nedenle çok küçüktür ve eğimin karesi, diğer birimlerle karşılaştırıldığında ihmal edilebilecek durumdadır.
- Eğilmeden önce orta düzleme dik olan ipçikler, deformasyon sırasında orta yüzeye dik ve doğru kalır. Ayrıca, orta düzlem üzerindeki ipçiklerin boyu değişmez. Yani, kayma şekil değiştirmeleri ihmal edilebilir.
- Orta düzleme dik olan gerilme bileşeni σ_z , diğer gerilme bileşenleri yanında çok küçüktür ve hesapları kolaylaştırmak için gerilme-şekil değiştirme bağıntılarında ihmal edilebilir.
- Plaktaki deplasmanlar küçük olduğundan, eğilmeden sonra orta yüzeyin şekil değiştirmedeği varsayılır.

Bu varsayımlardan birçoğu, kirişlerin basit eğilme teorisine benzemektedir. Bu varsayımlar, üç boyutlu plak probleminin iki boyutlu bir probleme indirgenmesine olanak sağlar (Liew ve Han 1995, Liew ve Wang 2007a-2007b, Liew vd 2008) .

3.1. Değiştirilmiş Gerilme Çifti (DGÇ) Elastisite Teorisi

3.1.1 Genel tanım

İzotropik elastik malzemeler için 4 malzeme sabiti içeren (2 klasik, 2 ek), yüksek mertebeden elastisite teorilerinden klasik gerilme çifti elastisite teorisi birçok araştırmacı tarafından çalışılmıştır (Toupin 1962, Mindlin ve Tiersten 1962, Mindlin 1963, Koiter 1964). Mikro yapılardaki boyut etkisini belirlemenin zorluğundan dolayı lokal olmayan kiriş modellerinin mümkün olduğunca az ilave malzeme parametresi içermesi arzu edilir. Bu nedenle araştırmacılar, yeni teoriler geliştirmeye çalışmışlar ve var olan teorileri değiştirerek daha basit bir hale getirmeye başlamışlardır.

Değiştirilmiş Gerilme Çifti Teorisi (DGÇ) Yang vd (2002) tarafından önerilmiştir. Klasik halinden farklı olarak bu yeni teoride gerilme çifti tansörü simetriktir ve sadece tek bir ilave malzeme boyut ölçek parametresine ihtiyaç duyulur. Bu teori Park ve Gao (2006) ile Kong vd (2008) tarafından Bernoulli-Euler kirişine ve Ma vd (2008) tarafından Timoshenko kirişine uygulanmıştır.

Bu teoride, şekil değiştirme enerji yoğunluğu hem şekil değiştirme hem de eğriliğin bir fonksiyondur. Ω bölgesini kaplayan deforme olmuş lineer elastik malzeme için şekil değiştirme enerjisi U şöyledir (Yang vd 2002):

$$U = \frac{1}{2} \iiint_{\Omega} (\sigma_{ij} \varepsilon_{ij} + m_{ij} \chi_{ij}) d\Omega \quad (3.1)$$

Burada σ_{ij} gerilme tansörü, ε_{ij} şekil değiştirme tansörü, m_{ij} gerilme çifti tansörünün deviatorik parçası ve χ_{ij} eğrilik tansörüdür.

$$\sigma_{ij} = \lambda \varepsilon_{kk} \delta_{ij} + 2\mu \varepsilon_{ij} \quad (3.2)$$

$$\varepsilon_{ij} = \frac{1}{2} (u_{i,j} + u_{j,i}) \quad (3.3)$$

$$m_{ij} = 2l^2 \mu \chi_{ij} \quad (3.4)$$

$$\chi_{ij} = \frac{1}{2} (\theta_{i,j} + \theta_{j,i}) \quad (3.5)$$

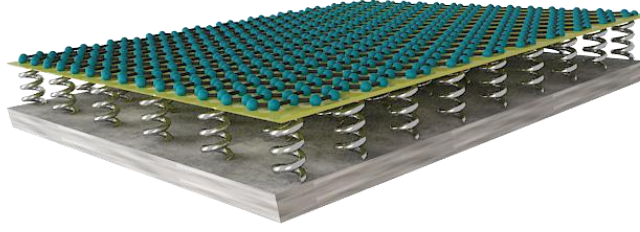
λ ve μ Lamé sabitleri, l malzeme boyut ölçek parametresi, u deplasman vektörü, θ dönme vektörüdür.

$$\theta_i = \frac{1}{2} e_{ijk} u_{k,j} \quad (3.6)$$

e_{ijk} permütasyon sembolüdür.

3.1.2. Dikdörtgen bir mikro plağın dinamik modeli

Şekil 3.1’de Winkler-Pasternak zemine oturan dikdörtgen şeklindeki bir grafen tabakası gösterilmiştir. Burada Winkler zemin yay şeklinde, Pasternak zemin ise plak şeklinde gösterilmiştir.



Şekil 3.1. Winkler-Pasternak zemine oturan dikdörtgen grafen

Şekil 3.1’de görünen ince dikdörtgen bir grafen tabakasının plak olarak deplasman ifadeleri Kirchhoff teorisine göre aşağıdaki gibi yazılabilir:

$$u(x, y, z, t) = u_0(x, y, t) - z \frac{\partial w}{\partial x} \quad (3.7)$$

$$v(x, y, z, t) = v_0(x, y, t) - z \frac{\partial w}{\partial y} \quad (3.8)$$

$$w(x, y, z, t) = w \quad (3.9)$$

Burada, u_0 , v_0 , ve w sırasıyla x , y , ve z eksenlerine ait deplasman bileşenleridir. Küçük deformasyonlar varsayımı ve doğrusal şekil değiştirme-deplasman bağıntıları ile bir mikro boyutlu plağın sıfırdan farklı şekil değiştirme bileşenleri

$$\begin{aligned} \varepsilon_{xx} &= \frac{\partial u_0}{\partial x} - z \frac{\partial^2 w}{\partial x^2}, & \varepsilon_{yy} &= \frac{\partial v_0}{\partial y} - z \frac{\partial^2 w}{\partial y^2}, \\ \varepsilon_{xy} = \varepsilon_{yx} &= \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_0}{\partial y} + \frac{\partial v_0}{\partial x} - 2z \frac{\partial^2 w}{\partial x \partial y} \right) \end{aligned} \quad (3.10)$$

şeklindedir. Dönme vektörünün bileşenleri denklemler (3.7)-(3.9)’ un denklem (3.6)’da kullanılmasıyla

$$\theta_x = \frac{\partial w}{\partial y}, \quad \theta_y = -\frac{\partial w}{\partial x}, \quad \theta_z = -\frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_0}{\partial y} - \frac{\partial v_0}{\partial x} \right) \quad (3.11)$$

biçiminde elde edilir. Benzer biçimde simetrik dönme değişimi tansörünün sıfırdan farklı bileşenleri de yukarıdaki denklemin, denklem (3.5)'te yerine yazılmasıyla aşağıdaki gibi elde edilir:

$$\begin{aligned}\chi_{xx} &= \frac{\partial^2 w}{\partial x \partial y}, & \chi_{yy} &= -\frac{\partial^2 w}{\partial x \partial y}, \\ \chi_{xy} = \chi_{yx} &= -\frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} \right), & \chi_{xz} = \chi_{zx} &= -\frac{1}{4} \left(\frac{\partial^2 u_0}{\partial x \partial y} - \frac{\partial^2 v_0}{\partial x^2} \right), \\ \chi_{yz} = \chi_{zy} &= -\frac{1}{4} \left(\frac{\partial^2 u_0}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 v_0}{\partial x \partial y} \right)\end{aligned}\quad (3.12)$$

Hamilton ilkesine göre,

$$0 = \int_0^T (\delta T - (\delta U + \delta W)) dt \quad (3.13)$$

koşulu sağlanması gerekir. Burada U şekil değiştirme enerjisi, W dış kuvvetler tarafından yapılan iş ve T ise kinetik enerjidir.

Yukarıdaki eşitliklerin denklem (3.1)'de yerlerine yazılmasıyla mikro plağın şekil değiştirme enerjisinin birinci varyasyonu aşağıdaki gibi ifade edilebilir:

$$\begin{aligned}\delta U &= \int_{\Omega} \int_{-\frac{h}{2}}^{\frac{h}{2}} \left[\sigma_{xx} \delta \epsilon_{xx} + 2\sigma_{xy} \delta \epsilon_{xy} + \sigma_{yy} \delta \epsilon_{yy} + m_{xx} \delta \chi_{xx} + 2m_{xy} \delta \chi_{xy} + 2m_{xz} \delta \chi_{xz} \right. \\ &\quad \left. + m_{yy} \delta \chi_{yy} + 2m_{yz} \delta \chi_{yz} \right] dz dx dy \\ &= \int_{\Omega} \left\{ \int_{-\frac{h}{2}}^{\frac{h}{2}} \left[\sigma_{xx} \left(\frac{\partial \delta u_0}{\partial x} - z \frac{\partial^2 \delta w}{\partial x^2} \right) + \sigma_{xy} \left(\frac{\partial \delta u_0}{\partial y} + \frac{\partial \delta v_0}{\partial x} - 2z \frac{\partial^2 \delta w}{\partial x \partial y} \right) + \sigma_{yy} \left(\frac{\partial \delta v_0}{\partial y} - z \frac{\partial^2 \delta w}{\partial y^2} \right) \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + m_{xx} \left(\frac{\partial^2 \delta w}{\partial x \partial y} \right) + m_{xy} \left(-\frac{\partial^2 \delta w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \delta w}{\partial y^2} \right) + \frac{m_{xz}}{2} \left(-\frac{\partial^2 \delta u_0}{\partial x \partial y} + \frac{\partial^2 \delta v_0}{\partial x^2} \right) \right] \right. \\ &\quad \left. + \int_{-\frac{h}{2}}^{\frac{h}{2}} \left[\sigma_{yz} \left(\frac{\partial \delta u_0}{\partial y} + \frac{\partial \delta v_0}{\partial x} - 2z \frac{\partial^2 \delta w}{\partial x \partial y} \right) + \sigma_{zx} \left(\frac{\partial \delta u_0}{\partial x} - z \frac{\partial^2 \delta w}{\partial x^2} \right) + m_{yz} \delta \chi_{yz} + m_{zx} \delta \chi_{zx} \right] dz \right\} dx dy\end{aligned}$$

$$+ m_{yy} \left(-\frac{\partial^2 \delta w}{\partial x \partial y} \right) + \frac{m_{yz}}{2} \left(-\frac{\partial^2 \delta u_0}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \delta v_0}{\partial x \partial y} \right) \Big] dz \Big\} dx dy \quad (3.14)$$

Yukarıdaki eşitlikte yer alan klasik ve klasik olmayan gerilme bileşenleri

$$\begin{Bmatrix} N_{xx} \\ N_{xy} \\ N_{yy} \end{Bmatrix} = \int_{-\frac{h}{2}}^{\frac{h}{2}} \begin{Bmatrix} \sigma_{xx} \\ \sigma_{xy} \\ \sigma_{yy} \end{Bmatrix} dz, \quad \begin{Bmatrix} M_{xx} \\ M_{xy} \\ M_{yy} \end{Bmatrix} = \int_{-\frac{h}{2}}^{\frac{h}{2}} \begin{Bmatrix} \sigma_{xx} \\ \sigma_{xy} \\ \sigma_{yy} \end{Bmatrix} z dz, \quad \begin{Bmatrix} Y_{xx} \\ Y_{xy} \\ Y_{xz} \\ Y_{yy} \\ Y_{yz} \end{Bmatrix} = \int_{-\frac{h}{2}}^{\frac{h}{2}} \begin{Bmatrix} m_{xx} \\ m_{xy} \\ m_{xz} \\ m_{yy} \\ m_{yz} \end{Bmatrix} dz \quad (3.15)$$

şeklinde kuvvet veya kuvvetin momenti olarak tanımlanabilir. Bu durumda denklem (3.14), gerilme bileşenleri cinsinden şöyle ifade edilebilir:

$$\begin{aligned} \delta U = \int_{\Omega} & \left[N_{xx} \frac{\partial \delta u_0}{\partial x} - M_{xx} \frac{\partial^2 \delta w}{\partial x^2} + N_{xy} \left(\frac{\partial \delta u_0}{\partial y} + \frac{\partial \delta v_0}{\partial x} \right) - 2M_{xy} \frac{\partial^2 \delta w}{\partial x \partial y} + N_{yy} \frac{\partial \delta v_0}{\partial y} \right. \\ & - M_{yy} \frac{\partial^2 \delta w}{\partial y^2} + Y_{xx} \left(\frac{\partial^2 \delta w}{\partial x \partial y} \right) + Y_{xy} \left(-\frac{\partial^2 \delta w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \delta w}{\partial y^2} \right) + \frac{Y_{xz}}{2} \left(-\frac{\partial^2 \delta u_0}{\partial x \partial y} + \frac{\partial^2 \delta v_0}{\partial x^2} \right) \\ & \left. + Y_{yz} \left(-\frac{\partial^2 \delta w}{\partial x \partial y} \right) + \frac{Y_{yz}}{2} \left(-\frac{\partial^2 \delta u_0}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \delta v_0}{\partial x \partial y} \right) \right] dx dy \quad (3.16) \end{aligned}$$

Dış kuvvetler tarafından yapılan işin birinci varyasyonu

$$\delta W = \int_{\Omega} \left(-k_w w + k_G \nabla^2 w \right) \delta w dx dy \quad (3.17)$$

biçimindedir. k_w ve k_G sırasıyla Winkler ve Pasternak elastik zemin parametreleri olup ∇^2 iki boyutlu Laplace operatörüdür. Diğer taraftan sistemin kinetik enerjisinin birinci varyasyonu

$$\begin{aligned}
\delta T &= \int_{\Omega} \int_{-\frac{h}{2}}^{\frac{h}{2}} \rho (\dot{u} \delta \dot{u} + \dot{v} \delta \dot{v} + \dot{w} \delta \dot{w}) dz dx dy \\
&= \int_{\Omega} \left[I_0 (\dot{u}_0 \delta \dot{u}_0 + \dot{v}_0 \delta \dot{v}_0 + \dot{w}_0 \delta \dot{w}_0) - I_1 \left(\frac{\partial \delta \dot{w}}{\partial x} \dot{u}_0 + \frac{\partial \dot{w}}{\partial x} \delta \dot{u}_0 + \frac{\partial \delta \dot{w}}{\partial y} \dot{v}_0 + \frac{\partial \dot{w}}{\partial y} \delta \dot{v}_0 \right) \right. \\
&\quad \left. + I_2 \left(\frac{\partial \dot{w}}{\partial x} \frac{\partial \delta \dot{w}}{\partial x} + \frac{\partial \dot{w}}{\partial y} \frac{\partial \delta \dot{w}}{\partial y} \right) \right] dx dy \quad (3.18)
\end{aligned}$$

şeklinde yazılabilir. Buradaki I_0 , I_1 ve I_2 kütle eylemsizlik momentleri olup aşağıdaki biçimde ifade edilebilir:

$$\begin{Bmatrix} I_0 \\ I_1 \\ I_2 \end{Bmatrix} = \int_{-\frac{h}{2}}^{\frac{h}{2}} \rho \begin{Bmatrix} 1 \\ z \\ z^2 \end{Bmatrix} dz = \rho \begin{Bmatrix} h \\ 0 \\ \frac{h^3}{12} \end{Bmatrix} \quad (3.19)$$

burada ρ yoğunluktur. Yukarıdaki ifadenin düzenlenmesiyle

$$\begin{aligned}
0 &= \int_0^T \left\{ \int_{\Omega} \left[- \left(\frac{\partial N_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial N_{xy}}{\partial y} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 Y_{xz}}{\partial x \partial y} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 Y_{yz}}{\partial y^2} - I_0 \frac{\partial^2 u_0}{\partial t^2} \right) \delta u_0 \right. \right. \\
&\quad - \left(\frac{\partial N_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial N_{xy}}{\partial x} - \frac{1}{2} \frac{\partial^2 Y_{xz}}{\partial x^2} - \frac{1}{2} \frac{\partial^2 Y_{yz}}{\partial x \partial y} - I_0 \frac{\partial^2 v_0}{\partial t^2} \right) \delta v_0 \\
&\quad - \left(\frac{\partial^2 M_{xx}}{\partial x^2} + 2 \frac{\partial^2 M_{xy}}{\partial x \partial y} + \frac{\partial^2 M_{yy}}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 Y_{xx}}{\partial x \partial y} + \frac{\partial^2 Y_{xy}}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 Y_{xy}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 Y_{yy}}{\partial x \partial y} \right. \\
&\quad \left. \left. - k_w w + k_G \nabla^2 w - I_0 \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} + I_2 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} \right) \right) \delta w \right] dx dy \\
&\quad + \oint_{\Gamma} \left[\left(\left(N_{xx} + \frac{1}{4} \frac{\partial Y_{xz}}{\partial y} \right) n_x + \left(N_{xy} + \frac{1}{4} \frac{\partial Y_{xz}}{\partial x} + \frac{1}{2} \frac{\partial Y_{yz}}{\partial y} \right) n_y \right) \delta u_0 - \frac{1}{4} Y_{xz} n_y \frac{\partial \delta u_0}{\partial x} \right. \\
&\quad \left. - \left(\left(\frac{1}{4} Y_{xz} \right) n_x + \left(\frac{1}{2} Y_{yz} \right) n_y \right) \frac{\partial \delta u_0}{\partial y} + \left(\left(N_{xy} - \frac{1}{2} \frac{\partial Y_{xz}}{\partial x} - \frac{1}{4} \frac{\partial Y_{yz}}{\partial y} \right) n_x + \left(N_{yy} - \frac{1}{4} \frac{\partial Y_{yz}}{\partial x} \right) n_y \right) \delta v_0 \right]
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + \left(\left(\frac{1}{2} Y_{xz} \right) n_x + \left(\frac{1}{4} Y_{yz} \right) n_y \right) \frac{\partial \delta v_0}{\partial x} + \frac{1}{4} Y_{yz} n_x \frac{\partial \delta v_0}{\partial y} \\
& + \left(\left(\frac{\partial M_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial M_{xy}}{\partial y} - \frac{1}{2} \frac{\partial Y_{xx}}{\partial y} + \frac{\partial Y_{xy}}{\partial x} + \frac{1}{2} \frac{\partial Y_{yy}}{\partial y} \right) n_x \right. \\
& \quad \left. + \left(\frac{\partial M_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial M_{xy}}{\partial x} - \frac{1}{2} \frac{\partial Y_{xx}}{\partial x} - \frac{\partial Y_{xy}}{\partial y} + \frac{1}{2} \frac{\partial Y_{yy}}{\partial x} \right) n_y \right) \delta w \\
& - \left((M_{xx} + Y_{xy}) n_x + \left(M_{xy} - \frac{1}{2} Y_{xx} + \frac{1}{2} Y_{yy} \right) n_y \right) \frac{\partial \delta w}{\partial x} \\
& - \left(\left(M_{xy} - \frac{1}{2} Y_{xx} + \frac{1}{2} Y_{yy} \right) n_x + (M_{yy} - Y_{xy}) n_y \right) \frac{\partial \delta w}{\partial y} \Big] ds \Big\} dt \tag{3.20}
\end{aligned}$$

ifadesine ulaşılır. Buradan, elastik zemin üzerindeki bir dikdörtgen grafen plakanın yönetici denklemleri aşağıdaki gibi elde edilir:

$$\frac{\partial N_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial N_{xy}}{\partial y} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 Y_{xz}}{\partial x \partial y} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 Y_{yz}}{\partial y^2} = I_0 \frac{\partial^2 u_0}{\partial t^2} \tag{3.21}$$

$$\frac{\partial N_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial N_{xy}}{\partial x} - \frac{1}{2} \frac{\partial^2 Y_{xz}}{\partial x^2} - \frac{1}{2} \frac{\partial^2 Y_{yz}}{\partial x \partial y} = I_0 \frac{\partial^2 v_0}{\partial t^2} \tag{3.22}$$

$$\begin{aligned}
& \frac{\partial^2 M_{xx}}{\partial x^2} + 2 \frac{\partial^2 M_{xy}}{\partial x \partial y} + \frac{\partial^2 M_{yy}}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 Y_{xx}}{\partial x \partial y} + \frac{\partial^2 Y_{xy}}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 Y_{xy}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 Y_{yy}}{\partial x \partial y} \\
& - k_w w + k_G \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} \right) = I_0 \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} - I_2 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} \right) \tag{3.23}
\end{aligned}$$

İlgili sınır koşulları da

$$\left(N_{xx} + \frac{1}{4} \frac{\partial Y_{xz}}{\partial y} \right) n_x + \left(N_{xy} + \frac{1}{4} \frac{\partial Y_{xz}}{\partial x} + \frac{1}{2} \frac{\partial Y_{yz}}{\partial y} \right) n_y = 0 \text{ ya da } u_0 = 0 \tag{3.24}$$

$$\left(-\frac{1}{4} Y_{xz} \right) n_y = 0 \text{ ya da } \frac{\partial u_0}{\partial x} = 0 \tag{3.25}$$

$$\left(-\frac{1}{4}Y_{xz}\right)n_x + \left(-\frac{1}{2}Y_{yz}\right)n_y = 0 \text{ ya da } \frac{\partial u_0}{\partial y} = 0 \quad (3.26)$$

$$\left(N_{xy} - \frac{1}{2}\frac{\partial Y_{xz}}{\partial x} - \frac{1}{4}\frac{\partial Y_{yz}}{\partial y}\right)n_x + \left(N_{yy} - \frac{1}{4}\frac{\partial Y_{yz}}{\partial x}\right)n_y = 0 \text{ ya da } v_0 = 0 \quad (3.27)$$

$$\left(\frac{1}{2}Y_{xz}\right)n_x + \left(\frac{1}{4}Y_{yz}\right)n_y = 0 \text{ ya da } \frac{\partial v_0}{\partial x} = 0 \quad (3.28)$$

$$\left(\frac{1}{4}Y_{yz}\right)n_x = 0 \text{ ya da } \frac{\partial v_0}{\partial y} = 0 \quad (3.29)$$

$$\begin{aligned} &\left(\frac{\partial M_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial M_{xy}}{\partial y} - \frac{1}{2}\frac{\partial Y_{xx}}{\partial y} + \frac{\partial Y_{xy}}{\partial x} + \frac{1}{2}\frac{\partial Y_{yy}}{\partial y} + I_2 \frac{\partial \ddot{w}}{\partial x}\right)n_x \\ &+ \left(\frac{\partial M_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial M_{yy}}{\partial y} - \frac{1}{2}\frac{\partial Y_{xx}}{\partial x} - \frac{\partial Y_{xy}}{\partial y} + \frac{1}{2}\frac{\partial Y_{yy}}{\partial x} + I_2 \frac{\partial \ddot{w}}{\partial y}\right)n_y = 0 \text{ ya da } w = 0 \end{aligned} \quad (3.30)$$

$$-(M_{xx} + Y_{xy})n_x + \left(-M_{xy} + \frac{1}{2}Y_{xx} - \frac{1}{2}Y_{yy}\right)n_y = 0 \text{ ya da } \frac{\partial w}{\partial x} = 0 \quad (3.31)$$

$$\left(-M_{xy} + \frac{1}{2}Y_{xx} - \frac{1}{2}Y_{yy}\right)n_x + (-M_{yy} + Y_{xy})n_y = 0 \text{ ya da } \frac{\partial w}{\partial y} = 0 \quad (3.32)$$

halindedir. Denklem (3.15)'teki gerilme bileşenleri deplasman terimleriyle aşağıda görüldüğü biçimde yeniden yazılabilir:

$$\begin{bmatrix} N_{xx} \\ N_{xy} \\ N_{yy} \end{bmatrix} = \frac{Eh}{1-\nu^2} \begin{bmatrix} 1 & \nu & 0 \\ 0 & 0 & (1-\nu)/2 \\ \nu & 1 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \partial u_0 / \partial x \\ \partial v_0 / \partial y \\ \partial u_0 / \partial y + \partial v_0 / \partial x \end{bmatrix} \quad (3.33)$$

$$\begin{bmatrix} M_{xx} \\ M_{xy} \\ M_{yy} \end{bmatrix} = -\frac{Eh^3}{12(1-\nu^2)} \begin{bmatrix} 1 & \nu & 0 \\ 0 & 0 & (1-\nu)/2 \\ \nu & 1 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \partial^2 w_0 / \partial x^2 \\ \partial^2 w_0 / \partial x \partial y \\ \partial^2 w_0 / \partial y^2 \end{bmatrix} \quad (3.34)$$

$$\begin{bmatrix} Y_{xx} \\ Y_{xy} \\ Y_{xz} \\ Y_{yy} \\ Y_{yz} \end{bmatrix} = \mu l^2 h \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 2 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & -1 & 1 & 0 \\ 0 & -1/2 & 1/2 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -2 \\ -1/2 & 0 & 0 & 1/2 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \partial^2 u_0 / \partial y^2 \\ \partial^2 u_0 / \partial x \partial y \\ \partial^2 v_0 / \partial x^2 \\ \partial^2 v_0 / \partial x \partial y \\ \partial^2 w_0 / \partial x^2 \\ \partial^2 w_0 / \partial y^2 \\ \partial^2 w_0 / \partial x \partial y \end{bmatrix} \quad (3.35)$$

Buradan, dikdörtgen grafen plakanın titreşim davranışına ait yönetici denklemleri deplasman bileşenleri terimleriyle

$$\begin{aligned} \frac{Eh}{(1-\nu^2)} \left\{ \frac{\partial^2 u_0}{\partial x^2} + \frac{(1-\nu)}{2} \frac{\partial^2 u_0}{\partial y^2} + \frac{(1+\nu)}{2} \frac{\partial^2 v_0}{\partial x \partial y} \right. \\ \left. + \frac{(1-\nu)l^2}{8} \left(-\frac{\partial^4 u_0}{\partial y^4} - \frac{\partial^4 u_0}{\partial x^2 \partial y^2} + \frac{\partial^4 v_0}{\partial x^3 \partial y} + \frac{\partial^4 v_0}{\partial x \partial y^3} \right) \right\} = I_0 \frac{\partial^2 u_0}{\partial t^2} \end{aligned} \quad (3.36)$$

$$\begin{aligned} \frac{Eh}{(1-\nu^2)} \left\{ \frac{\partial^2 v_0}{\partial y^2} + \frac{(1-\nu)}{2} \frac{\partial^2 v_0}{\partial x^2} + \frac{(1+\nu)}{2} \frac{\partial^2 u_0}{\partial x \partial y} \right. \\ \left. + \frac{(1-\nu)l^2}{8} \left(-\frac{\partial^4 v_0}{\partial x^4} - \frac{\partial^4 v_0}{\partial x^2 \partial y^2} + \frac{\partial^4 u_0}{\partial x^3 \partial y} + \frac{\partial^4 u_0}{\partial x \partial y^3} \right) \right\} = I_0 \frac{\partial^2 v_0}{\partial t^2} \end{aligned} \quad (3.37)$$

$$\begin{aligned} \left(\frac{Eh^3}{12(1-\nu^2)} + \mu l^2 h \right) \left(\frac{\partial^4 w}{\partial x^4} + 2 \frac{\partial^4 w}{\partial x^2 \partial y^2} + \frac{\partial^4 w}{\partial y^4} \right) + k_w w - k_G \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} \right) \\ = \frac{\rho h^3}{12} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} \right) - \rho h \frac{\partial^2 w_0}{\partial t^2} \end{aligned} \quad (3.38)$$

şeklinde yeniden yazılabilir.

3.2. Lokal Olmayan Elastisite Teorisi

3.2.1. Genel tanım

Boyut etkisinin önemli olduğu mikro ve nano ölçekli yapılarda (karbon nanotüp, biyolojik virüslerin ve kanser hücrelerinin matematik modellenmesi, mikrotüpçükler, mikro-elektro aygıtlar, mikro devreler gibi) özellikle Eringen tarafından önerilen lokal olmayan elastisite yaygın olarak kullanılmaktadır (Civalek ve Akgöz 2011).

Klasik fizik teorilerine göre denge denklemleri maddenin her bir noktası için geçerli olmaktadır. Bu durum madde boyutu büyük olan cisimler için geçerlidir. Fakat boyutlar küçüldükçe maddenin iç yapısını da dikkate alarak referans noktası dışındaki yerlerin de etkileşimini göz önünde bulundurmak yerinde olacaktır. Yerel olmayan elastisite teorisi bir noktadaki gerilmeyi hesap ederken sadece o noktadaki şekil değiştirmelerin bilinmesinin yeterli olmadığına aynı zamanda diğer tüm noktaların şekil değiştirmelerinin bir fonksiyonuna bağlı olması gerektiğine dayanmaktadır.

Cisimler yerdeğiştirdiklerinde cismin şeklinde düzensizlikler meydana gelmektedir. Bu düzensizlikler de cismin içinde gerilmeler meydana getirmektedir. Buna örnek; bazı malzemelerin şekil değiştirdiğinde iç gerilme ve şekil değiştirme enerjilerinin sonsuza gitmesidir. Yerel olmayan elastisite teorisi ile çözüm yapıldığında bu sorun ortadan kalkmaktadır (Tepe 2007).

Klasik (makro) elastisite teorilerinin yeterli olmadığı, boyut etkisinin önemli olduğu nanotüp, nanoplak, mikrotüpçük, mikroeletirik devre elemanları AKM gibi nano ve mikro ölçekli yapılarda iç malzeme uzunluğu boyut parametresi olmaksızın klasik giriş modelleriyle bu mikro yapıya bağlı boyut etkisi yorumlanamamış ve bu nedenle ek malzeme boyut parametresi içeren yüksek mertebeden elastisite teorilerine ihtiyaç duyulmuştur (Akgöz 2012). A.C. Eringen tarafından önerilen iki ek malzeme sabiti içeren Lokal Olmayan Elastisite Teorisi, mikro ve nano boyuttaki yapıların analizinde yaygın bir biçime kullanılmaktadır.

Özetle atomik yapının bünyesinden meydana gelen gerilmeler ihmal edilebilecek durumdaysa çözüm için klasik elastisite teorisi kullanılırken, gerilmelerin ihmal edilemeyecek kadar büyük olması durumu ve lokal şartların dışındaki şartlarında dikkate alınması gerektiği durumlar için lokal olmayan elastisite teorisi kullanılır.

Homojen ve izotrop elastik bir katının yerel olmayan cauchy hareket denklemi

$$\tau_{kl,l} + \rho(f_l - \frac{\partial^2 u_l}{\partial t^2}) = 0 \quad (3.39)$$

Bünye denklemi;

$$\tau_{kl}(x) = \int_v \varepsilon_{klmn}(x - x') \varepsilon_{mn} dv(x') \quad (3.40)$$

Şeklindedir. Burada τ_{kl} gerilme tansörünü, ρ kütle yoğunluğunu, f_l kütle kuvveti yoğunluğunu, u_l yer değiştirme vektörünü, v elastik cismin kapladığı hacmi, t zamanı, ε_{kl} şekil değiştirmeyi ifade etmektedir.

$$\varepsilon_{kl} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_k}{\partial x_l} + \frac{\partial u_l}{\partial x_k} \right) \quad (3.41)$$

Şeklinde olduğu bilinmektedir. ε_{klmn} , $(x - x')$ vektörünün bir fonksiyonu olmak üzere buradan da anlaşılacağı gibi x noktasındaki gerilme x' noktasındaki şekil değiştirmeye de bağlıdır.

$$\tau_{kl}(x') = \lambda \varepsilon_{mm}(x') \delta_{kl} + 2\mu \varepsilon_{kl}(x') \quad (3.42)$$

$$\varepsilon_{kl}(x') = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_k(x')}{\partial x'_l} + \frac{\partial u_l(x')}{\partial x'_k} \right) \quad (3.43)$$

Bu denklemlerde, $\tau_{kl}(x')$ cismin x' noktasındaki klasik (Cauchy) ya da lokal gerilme tansörü, $\varepsilon_{kl}(x')$ cismin x' noktasındaki lineer şekil değiştirme tansörü, $\alpha|x - x'|$ öklidyen formda uzaklık λ ve μ ise Lamé sabitleridir. Lokal olmayan kernel $\alpha|x - x'|$ ise elastik cismin x noktasındaki gerilme değerinin x' noktasındaki şekil değiştirme etkisini tanımlar. Yine denklemlerdeki χ , $(e_0 a/l)$ oranına bağlı olup malzeme sabitidir. Buradaki a değeri malzemenin iç (granüler mesafe, latik parametre C-C karbon molekülleri çapları arasındaki uzaklık) ve dış karakteristik uzunluğudur (kırılma veya dalga uzunluğu) ve e_0 ise her bir malzeme için deneysel olarak belirlenmiş ve önerilmiş olan katsayıdır.

Eringen tarafından kurucu denklem aşağıdaki bağıntı ile verilmiştir.

$$[1 - (e_0 a)^2 \nabla^2] \sigma_{kl} = C : \varepsilon \quad (3.44)$$

Burada ∇^2 Laplace operatörünü temsil etmektedir, aşağıdaki şekilde ifade edilebilir

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \quad (3.45)$$

Burada a iç karakteristik uzunluğu ve e_0 ise sabit bir katsayıyı ifade etmektedir. Denklem (3.44)'ün yerel olmayan iki boyutlu gerilme-şekil değiştirme ifadesi

$$\sigma_{xx} - (e_0 a)^2 \left(\frac{\partial^2 \sigma_{xx}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \sigma_{xx}}{\partial y^2} \right) = \frac{E}{(1-\nu^2)} (\varepsilon_{xx} + \nu \varepsilon_{yy}) \quad (3.46)$$

$$\sigma_{yy} - (e_0 a)^2 \left(\frac{\partial^2 \sigma_{yy}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \sigma_{yy}}{\partial y^2} \right) = \frac{E}{(1-\nu^2)} (\varepsilon_{yy} + \nu \varepsilon_{xx}) \quad (3.47)$$

$$\sigma_{xy} - (e_0 a)^2 \left(\frac{\partial^2 \tau_{xy}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \tau_{xy}}{\partial y^2} \right) = \frac{E}{1+\nu} \varepsilon_{xy} \quad (3.48)$$

Burada E elastisite modülünü, ν poisson oranını ifade etmektedir.

3.2.2. Dikdörtgen bir mikro plağın dinamik modeli

Klasik Kirchoff plak teorisine göre deplasman ifadeleri

$$u = u(x, y, t) - z \frac{\partial v}{\partial x}, \quad v = v(x, y, t) - z \frac{\partial v}{\partial y}, \quad w = w(x, y, t) \quad (3.49)$$

u_0 , v_0 , w nanoplağın orta yüzeylerindeki deplasman fonksiyonlarını ifade etmektedir, ' t ' ise zamanı ifade etmektedir. u_0 ve v_0 0 alındığı zaman

$$\varepsilon_{xx} = \frac{\partial u}{\partial x} - z \frac{\partial^2 w}{\partial x^2}, \quad \varepsilon_{yy} = \frac{\partial v}{\partial x} - z \frac{\partial^2 w}{\partial y^2}, \quad \gamma_{xy} = \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) - 2z \frac{\partial^2 w}{\partial x \partial y} \quad (3.50)$$

Normal kuvvet ve eğilme momenti ile gerilme arasındaki ifade aşağıdaki gibi tanımlanır.

$$M_{xx} = \int_{-h/2}^{h/2} z \sigma_{xx} dz \quad M_{yy} = \int_{-h/2}^{h/2} z \sigma_{yy} dz \quad M_{xy} = \int_{-h/2}^{h/2} z \sigma_{xy} dz \quad (3.51)$$

Bu denklemler kullanılarak normal ve kayma gerilme bileşenleri

$$\sigma_{xx} - (e_0 a)^2 \left[\frac{\partial^2 \sigma_{xx}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \sigma_{xx}}{\partial y^2} \right] = \frac{E}{1-\nu^2} \varepsilon_{xx} + \nu \frac{E}{1-\nu^2} \varepsilon_{yy} \quad (3.52)$$

$$\sigma_{yy} - (e_0 a)^2 \left[\frac{\partial^2 \sigma_{yy}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \sigma_{yy}}{\partial y^2} \right] = \nu \frac{E}{1-\nu^2} \varepsilon_{xx} + \frac{E}{1-\nu^2} \varepsilon_{yy} \quad (3.53)$$

$$\tau_{xy} - (e_0 a)^2 \left[\frac{\partial^2 \tau_{xy}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \tau_{xy}}{\partial y^2} \right] = 2G \varepsilon_{xy} \quad (3.54)$$

Denklem (3.51) denklem (3.46), denklem (3.47), denklem (3.48)'de yerine yazılırsa lokal olmayan eğilme momenti ifadeleri

$$M_{xx} - (e_0 a)^2 \left(\frac{\partial^2 M_{xx}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 M_{xx}}{\partial y^2} \right) = -D \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \nu \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} \right) \quad (3.55)$$

$$M_{yy} - (e_0 a)^2 \left(\frac{\partial^2 M_{yy}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 M_{yy}}{\partial y^2} \right) = -D \left(\frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \nu \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} \right) \quad (3.56)$$

$$M_{xy} - (e_0 a)^2 \left(\frac{\partial^2 M_{xy}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 M_{xy}}{\partial y^2} \right) = -D(1-\nu) \frac{\partial^2 w}{\partial x \partial y} \quad (3.57)$$

Burada $D = \frac{Eh^3}{12(1-\nu^2)}$ 'yi ifade etmektedir.

Pasternak ve Winkler zemin etkisi aşağıdaki şekilde ifade edilebilir

$$q_{Winkler} = k_w w \quad (3.58)$$

$$q_{Pasternak} = k_w w - k_G \nabla^2 w \quad (3.59)$$

Sanal çalışma prensibi üzerinden plak hareket denklemi her üç deplasman doğrultusunda

$$\frac{\partial^2 M_{xx}}{\partial x^2} + 2 \frac{\partial^2 M_{xy}}{\partial x \partial y} + \frac{\partial^2 M_{yy}}{\partial y^2} = \rho h \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} + k_w w - k_G w \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} \right) \quad (3.60)$$

Denklem (3.55-3.57) ve (3.60) kullanılarak serbest titreşim denklemi,

$$\begin{aligned} D \left(\frac{\partial^4 w}{\partial x^4} + 2 \frac{\partial^4 w}{\partial x^2 \partial y^2} + \frac{\partial^4 w}{\partial y^4} \right) - (e_0 a)^2 \left[m_0 \left(\frac{\partial^4 w}{\partial x^2 \partial t^2} + \frac{\partial^4 w}{\partial y^2 \partial t^2} \right) + k_w \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} \right) - k_G \left(\frac{\partial^4 w}{\partial x^4} + 2 \frac{\partial^4 w}{\partial x^2 \partial y^2} + \frac{\partial^4 w}{\partial y^4} \right) \right] \\ + k_w w - k_G \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} \right) + m_0 \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} = 0 \end{aligned} \quad (3.61)$$

3.2.3. Dikdörtgen bir mikro plağın statik modeli

Eğilme momenti ve kesme kuvveti ile gerilme arasındaki ifade aşağıdaki gibi tanımlanır

$$M_{xx} = \int_{-h/2}^{h/2} z \sigma_{xx} dz, \quad M_{yy} = \int_{-h/2}^{h/2} z \sigma_{yy} dz, \quad M_{xy} = \int_{-h/2}^{h/2} z \sigma_{xy} dz \quad (3.62)$$

$$S_x = \int_{-h/2}^{h/2} \tau_{xz} dz, \quad S_y = \int_{-h/2}^{h/2} \tau_{yz} dz \quad (3.63)$$

lokal olmayan eğilme momenti ifadeleri

$$M_{xx} - (e_0 a)^2 \left(\frac{\partial^2 M_{xx}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 M_{xx}}{\partial y^2} \right) = -D \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \nu \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} \right) \quad (3.64)$$

$$M_{yy} - (e_0 a)^2 \left(\frac{\partial^2 M_{yy}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 M_{yy}}{\partial y^2} \right) = -D \left(\frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \nu \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} \right) \quad (3.65)$$

$$M_{xy} - (e_0 a)^2 \left(\frac{\partial^2 M_{xy}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 M_{xy}}{\partial y^2} \right) = -D(1-\nu) \frac{\partial^2 w}{\partial x \partial y} \quad (3.66)$$

$$S_x - (e_0 a)^2 \nabla^2 S_x = 0 \quad (3.67)$$

$$S_y - (e_0 a)^2 \nabla^2 S_y = 0 \quad (3.68)$$

Burada $D = \frac{Eh^3}{12(1-\nu^2)}$ 'yi ifade etmektedir.

Sanal çalışma prensibi üzerinden plak hareket denklemi her üç deplasman doğrultusunda

$$\frac{\partial S_x}{\partial x} + \frac{\partial S_y}{\partial y} + q = k_w w - G_b \nabla^2 w \quad (3.69)$$

$$\frac{\partial M_x}{\partial x} + \frac{\partial M_{xy}}{\partial y} - S_x = 0 \quad (3.70)$$

$$\frac{\partial M_y}{\partial y} + \frac{\partial M_{xy}}{\partial x} - S_y = 0 \quad (3.71)$$

Denklem (3.69-3.71) ve (3.64-3.68) kullanılarak deplasman denklemi,

$$D \nabla^2 \nabla^2 w + [1 - (e_0 a)^2 \nabla^2] (k_w w - G_b \nabla^2 w) = [1 - (e_0 a)^2 \nabla^2] q \quad (3.72)$$

4. BULGULAR

4.1. Değiştirilmiş Gerilme Çifti (DGÇ) Elastisite Teorisi ile Serbest Titreşim Probleminin Analitik Çözümü

Denklem (3.38)'de verilen serbest titreşim durumuna ait yönetici denklemi çözebilmek için değişkenlerine ayırma yöntemi yardımıyla

$$w(x, y, t) = W(x, y)(A \sin \omega t + B \cos \omega t) \quad (4.1)$$

bağıntısı yazılır. Burada $W(x, y)$ şekil fonksiyonu ve ω ise grafen plakanın doğal frekans değeridir. Denklem (4.1)'in denklem (3.38)'de kullanılmasıyla

$$\left(\frac{Eh^3}{12(1-\nu^2)} + \mu l^2 h \right) \nabla^2 \nabla^2 W + k_w W - k_G W \nabla^2 - \omega^2 \rho h W + \omega^2 \frac{\rho h^3}{12} \nabla^2 W = 0 \quad (4.2)$$

ifadesine ulaşılır. Diğer taraftan şekil fonksiyonu basit mesnetli durum için sınır koşullarını sağlayacak biçimde aşağıdaki gibi seri açılımı şeklinde yazılabilir.

$$W(x, y) = \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} C_{mn} \sin \frac{m\pi x}{a} \sin \frac{n\pi y}{b} \quad (4.3)$$

burada C_{mn} Fourier katsayısıdır. Denklem (4.3)'ün denklem (4.2)'de kullanılmasıyla

$$\begin{aligned} \left(\frac{Eh^3}{12(1-\nu^2)} + \mu l^2 h \right) \pi^4 \left(\frac{m^2}{a^2} + \frac{n^2}{b^2} \right)^2 + k_w + k_G \pi^2 \left(\frac{m^2}{a^2} + \frac{n^2}{b^2} \right) \\ = \omega_{mn}^2 \left(\rho h + \frac{\rho h^3}{12} \pi^2 \left(\frac{m^2}{a^2} + \frac{n^2}{b^2} \right) \right) \end{aligned} \quad (4.4)$$

elde edilir. Değiştirilmiş gerilme çifti teorisine göre tek katmanlı grafen plakanın doğal frekans ifadesine aşağıdaki gibi ulaşılır:

$$\omega_{mn} = \sqrt{\frac{\left(\frac{Eh^3}{12(1-\nu^2)} + \mu l^2 h\right) \pi^4 \left(\frac{m^2}{a^2} + \frac{n^2}{b^2}\right)^2 + k_w + k_G \pi^2 \left(\frac{m^2}{a^2} + \frac{n^2}{b^2}\right)}{\rho h + \frac{\rho h^3}{12} \pi^2 \left(\frac{m^2}{a^2} + \frac{n^2}{b^2}\right)}} \quad (4.5)$$

Yukarıdaki denklemde ilave malzeme boyut ölçek parametresi sıfır alınırsa klasik doğal frekans değerine ulaşılır.

4.2. Lokal Olmayan Elastisite Teorisi ile Serbest Titreşim Probleminin Analitik Çözümü

Denklem (3.61)'de verilen serbest titreşim durumuna ait yönetici denklemi çözebilmek için aşağıdaki dönüşüm uygulanacaktır.

$$w(x, y, t) = \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} W_{mn} \sin(\lambda_m x) \sin(\lambda_n y) e^{-i\omega_{mn} t} \quad (4.6)$$

Burada $w(x, y, t)$ şekil fonksiyonu ve ω_{mn} ise grafen plakanın açılal frekans değeridir, m ve n mod numaralarını göstermektedir. Ayrıca, $j = \sqrt{-1}$, $\lambda_m = \frac{m\pi}{a}$, $\lambda_n = \frac{n\pi}{b}$ 'dir. Denklem (4.6)'in denklem (3.61)'de kullanılmasıyla

$$\begin{aligned} & \left\{ D(\lambda_m^2 + \lambda_n^2)^2 - m_0 \omega^2 - (e_0 a)^2 \omega^2 (\lambda_m^2 + \lambda_n^2) \right\} W_{1_{mn}} \\ &= \left\{ -K_w - K_G (\lambda_m^2 + \lambda_n^2) - (e_0 a)^2 K_w (\lambda_m^2 + \lambda_n^2) - K_G (e_0 a)^2 (\lambda_m^2 + \lambda_n^2)^2 \right\} W_{1_{mn}} \end{aligned} \quad (4.7)$$

ifadesine ulaşılır. Bu denklemin aşikar olmayan çözümü aşağıdaki gibidir.

$$\begin{aligned}
& D \left(\left(\frac{m\pi}{a} \right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b} \right)^2 \right)^2 - m_0 \omega^2 - (e_0 a)^2 \omega^2 \left(\left(\frac{m\pi}{a} \right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b} \right)^2 \right) \\
& = -K_w - K_G \left(\left(\frac{m\pi}{a} \right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b} \right)^2 \right) - (e_0 a)^2 K_w \left(\left(\frac{m\pi}{a} \right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b} \right)^2 \right) \\
& - K_G (e_0 a)^2 \left(\left(\frac{m\pi}{a} \right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b} \right)^2 \right)^2
\end{aligned} \tag{4.8}$$

$$\omega^2 = \frac{D \left(\left(\frac{m\pi}{a} \right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b} \right)^2 \right)^2 + K_w (1 + (e_0 a)^2) \left(\left(\frac{m\pi}{a} \right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b} \right)^2 \right) + K_G \left(\left(\frac{m\pi}{a} \right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b} \right)^2 \right) (1 + (e_0 a)^2) \left(\left(\frac{m\pi}{a} \right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b} \right)^2 \right)}{m_0 (1 + (e_0 a)^2) \left(\left(\frac{m\pi}{a} \right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b} \right)^2 \right)} \tag{4.9}$$

Yukarıdaki denklemde ilave malzeme boyut ölçek parametresi sıfır alınırsa klasik doğal frekans değerine ulaşılır.

4.3. Lokal Olmayan Elastisite Teorisi ile Eğilme Probleminin Analitik Çözümü

Denklem (3.72)'nin çözümü için aşağıdaki dönüşümler uygulanacaktır

$$w = \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} W_{mn}^M \sin \alpha_m x \sin \beta_n y \tag{4.10}$$

$$q = \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} q_{mn} \sin \alpha_m x \sin \beta_n y \tag{4.11}$$

Burada $\alpha_m = \frac{m\pi}{a}$, $\beta_n = \frac{n\pi}{b}$, dir

Denklem (4.10) ve (4.11), denklem (3.72)'de uygulanırsa

$$W_{mn} = \frac{q_{mn} \left[1 + (e_0 a)^2 \left(\left(\frac{m\pi}{a} \right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b} \right)^2 \right) \right]}{D \left(\left(\frac{m\pi}{a} \right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b} \right)^2 \right)^2 + \left[k_w + (G_b + N_T) \left(\left(\frac{m\pi}{a} \right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b} \right)^2 \right) \right] \left[1 + (e_0 a)^2 \left(\left(\frac{m\pi}{a} \right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b} \right)^2 \right) \right]} \quad (4.12)$$

şeklinde bulunur.

5. SAYISAL SONUÇLAR ve TARTIŞMA

Bu bölümde bütün kenarları basit mesnetli dikdörtgen şekle sahip tek katmanlı grafen plakanın serbest titreşim analizi değiştirilmiş gerilme çifti teorisine dayalı olarak gerçekleştirilmiştir. Grafen plakaya ait malzeme özellikleri şöyledir: $E = 1.06 \text{ TPa}$, $\nu = 0.25$, $h = 0.34 \text{ nm}$ ve $\rho = 2250 \text{ kg/m}^3$ (Akgöz ve Civalek 2012). İlave malzeme boyut ölçek ve elastik zemin parametrelerinin grafen plakaya ait doğal frekans değerleri üzerindeki etkileri detaylı bir biçimde incelenmiştir. Tablo ve şekillerde yer alan boyutsuz zemin parametreleri $K_w = \frac{k_w a^4}{D}$ ve $K_G = \frac{k_G a^2}{D}$ şeklinde ifade edilebilir ($D = \frac{Eh^3}{12(1-\nu^2)}$).

Çizelge 5.1 Kare grafen plakanın temel frekans değeri (THz) üzerinde boyut ve elastik zemin parametrelerinin etkisi sunulmuştur. Burada Winkler ve Pasternak zemin parametrelerindeki bir artışın temel frekans değerlerinin de artmasına neden olduğu açıkça görülmektedir. Ayrıca boyut etkisinin dikkate alınmasıyla klasik sonuçlardan daha büyük frekans değerleri elde edilmiştir.

Çizelge 5.1. Kare grafen plakanın temel frekans değeri (THz) üzerindeki boyut ve elastik zemin parametrelerinin etkisi ($a=b=20h$, $l=h$)

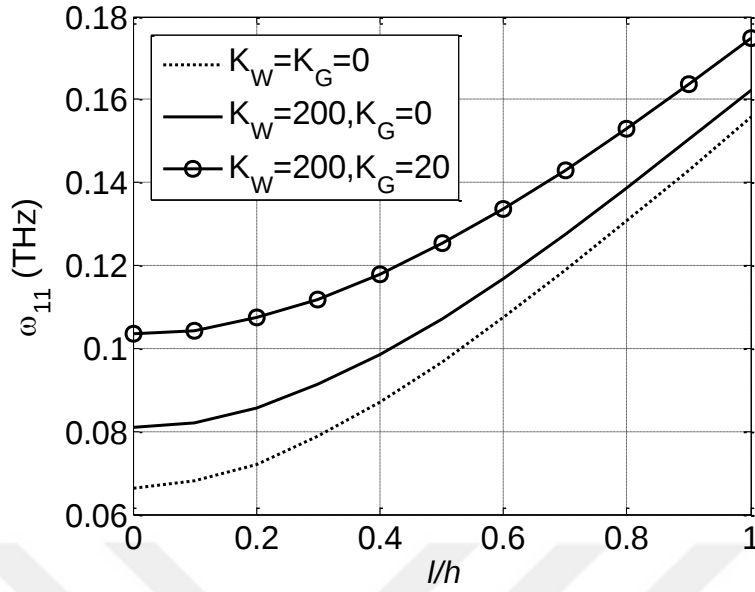
K_w	$K_G=0$		$K_G=10$		$K_G=20$	
	Klasik	Boyut etkili	Klasik	Boyut etkili	Klasik	Boyut etkili
0	0,1492	0,3499	0,1812	0,3646	0,2083	0,3789
10	0,1510	0,3506	0,1826	0,3654	0,2096	0,3796
50	0,1579	0,3537	0,1884	0,3683	0,2146	0,3824
100	0,1662	0,3574	0,1954	0,3719	0,2208	0,3859

Çizelge 5.2’de ise elastik zemin üzerindeki dikdörtgen grafen plakaya ait çeşitli modlardaki frekans değerlerinin en/boy oranına bağlı değişimi verilmiştir. En/boy oranının artmasıyla doğal frekans değerlerinin azaldığı gözlemlenmiştir. Ayrıca klasik ve boyut etkili frekans değerleri arasındaki farkın yüksek modlarda daha belirgin olduğu açıkça vurgulanabilir.

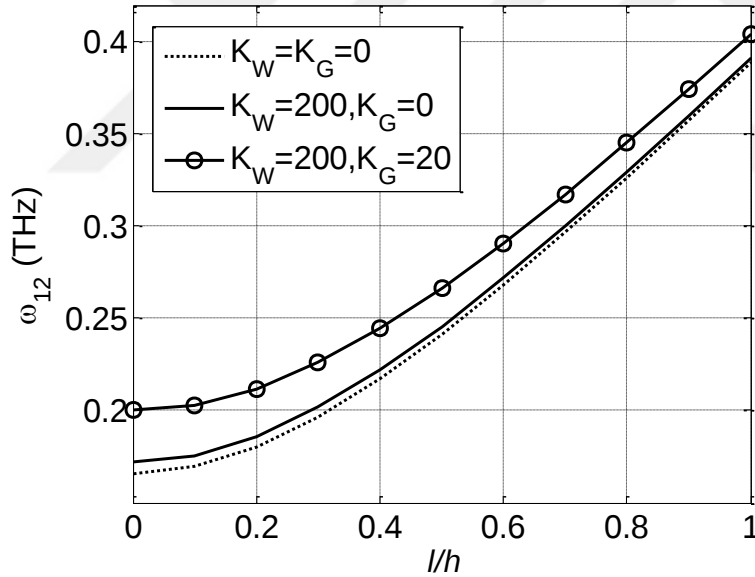
Çizelge 5.2. Elastik zemin üzerindeki dikdörtgen grafen plakaya ait frekans değerlerinin (THz) değişimi ($a=20h$, $K_w=K_G=10$, $l=h$)

Mod	$b=a$		$b=1,5a$		$b=2a$	
	Klasik	Boyut etkili	Klasik	Boyut etkili	Klasik	Boyut etkili
ω_{11}	0,1826	0,3654	0,1407	0,2685	0,1259	0,2346
ω_{12}	0,4062	0,8872	0,2409	0,5009	0,1826	0,3654
ω_{13}	0,7745	1,7502	0,4062	0,8872	0,2762	0,5831
ω_{21}	0,4062	0,8872	0,3650	0,7908	0,3506	0,7570
ω_{22}	0,6277	1,4060	0,4638	1,0220	0,4062	0,8872
ω_{23}	0,9936	2,2639	0,6277	1,4060	0,4987	1,1037
ω_{31}	0,7745	1,7502	0,7338	1,6547	0,7196	1,6213
ω_{32}	0,9936	2,2639	0,8315	1,8837	0,7745	1,7502
ω_{33}	1,3557	3,1132	0,9936	2,2639	0,8660	1,9646

Şekiller 5.1 ve 5.2’de sırasıyla tek katmanlı kare grafen plakaya ait ilk iki doğal frekans değerinin elastik zemin parametrelerine ve boyut ölçek parametresinin kalınlığa oranına göre değişimi çizdirilmiştir. Boyut ölçek parametresinin kalınlığa oranı arttıkça doğal frekans değerlerinin de giderek arttığı görülmüştür. Bu şekillerden her iki elastik zemin parametresinin de frekans değerleri üzerinde artışa neden olduğu ve ayrıca Pasternak zemin modeline ait parametrenin daha etkili olduğu rahatlıkla söylenebilir.

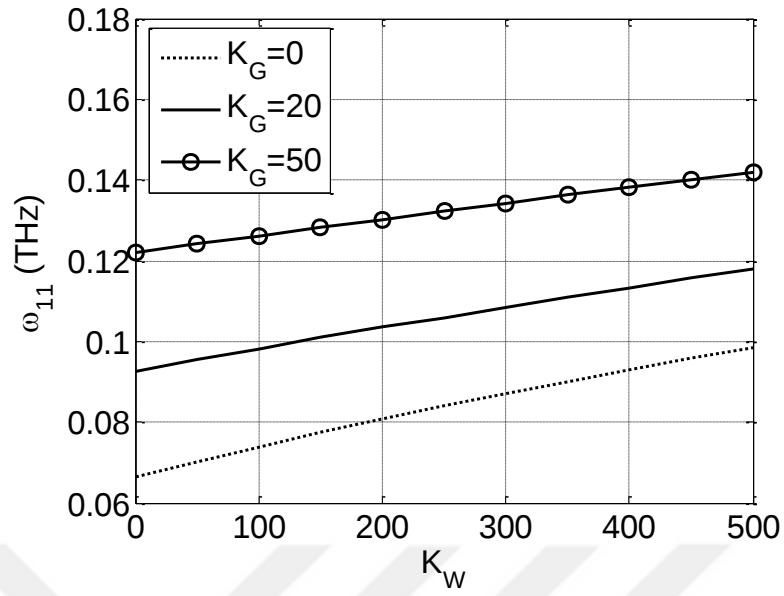


Şekil 5.1. Temel frekans değerinin elastik zemin parametrelerine ve boyut ölçek parametresinin kalınlığa oranına göre değişimi ($m=n=1$, $a=b=30h$)

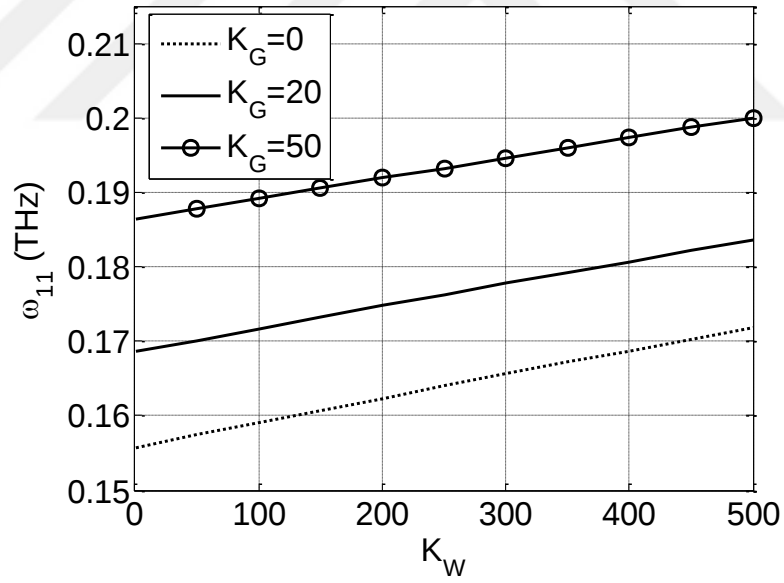


Şekil 5.2. Doğal frekans değerinin elastik zemin parametrelerine ve boyut ölçek parametresinin kalınlığa oranına göre değişimi ($m=1$, $n=2$, $a=b=30h$)

Şekiller 5.3 ve 5.4'te sırasıyla klasik ve boyut etkili temel frekans değerleri üzerinde elastik zemin parametrelerinin etkileri araştırılmıştır. Elastik zemin parametrelerinin değeri arttıkça frekans değeri de sürekli artmıştır. Ayrıca boyut etkisinin hesaba katıldığı durumda daha yüksek frekans değerlerine ulaşılmıştır.



Şekil 5.3. Elastik zemin parametrelerinin klasik temel frekans değeri üzerindeki etkisi ($m=n=1$, $a=b=30h$, $l=0$)



Şekil 5.4. Elastik zemin parametrelerinin boyut etkili temel frekans değeri üzerindeki etkisi ($m=n=1$, $a=b=30h$, $l=h$)

Çizelge 5.3. Grafenin malzeme özellikleri

Parametreler	Değerler
E	1,06 TPa
ν	0,25
ρ	2250 kg/m ³
h	0,34 nm

Çizelge 5.3’de bu çalışmada dikkate alınan grafen tabakanın malzeme özellikleri yer almaktadır.

Çizelge 5.4. Winkler zemine oturan kare bir grafen tabakanın boyutsuz temel titreşim

$$\text{frekansı} \left(\Omega = \omega_a^2 \sqrt{\frac{\rho h}{D}} \right)$$

K_w	SSSS	SCSC	SSSC
0	19,8073	28,3433	23,6730
100	22,1314	30,6412	25,6832
1000	37,2781	42,8571	39,5003

Çizelge 5.4’de b/a oranı 1 olan Winkler zemine oturan grafen tabakanın boyutsuz temel frekans değerleri yer almaktadır. Winkler zemin parametresi değerinin artması bütün mesnet koşullarında boyutsuz temel titreşim frekansı değerini artırmaktadır. Winkler zemin etkili veya etkisiz en düşük boyutsuz temel titreşim frekansı değerleri SSSS mesnet koşulunda çıkarken en yüksek değerler SCSC mesnet koşulunda gözlenmiştir.

Çizelge 5.5. Winkler elastik zemine oturan SSSS sınır şartına sahip grafen tabakanın boyutsuz frekans değerleri ($b/a = 1$)

K_w	mod sayısı			
	1	2	3	4
100	22,1314	50,2861	79,6771	99,8913
500	29,8758	54,2032	82,1412	101,6573

Çizelge 5.5'te SSSS mesnet koşuluna sahip winkler zemine oturan kare bir grafen tabakanın ilk 5 modu için boyutsuz titreşim frekans değerleri görülmektedir. Winkler zemin etkisi dahilinde mod sayısı değeri arttıkça frekans değerleri artmaktadır. Winkler zemin parametresi değerinin artması da frekans değerlerini artırmakla birlikte yüksek modlarda bu parametrenin etkisinin azaldığı gözlenmektedir.

Çizelge 5.6. İki parametrelili elastik matris yapı üzerindeki grafen tabakanın boyutsuz temel frekans değerleri

zemin parametreleri		SSSS	SCSC	SSSC
K_w	K_p			
0	0	19,8073	28,3433	23,6730
0	100	48,6233	54,7412	51,3345
100	100	49,6378	55,6521	52,3145

Çizelge 5.6'da Winkler ve Pasternak zemin etkisindeki kare bir grafen tabakanın boyutsuz temel frekans değerleri bulunmaktadır. Pasternak ve Winkler zemin parametreleri ayrı ayrı bütün mesnet koşullarında boyutsuz temel titreşim frekans değerlerini artırırken aynı değere sahip olduklarında Pasternak zemin parametresinin frekans değerini artırmada daha baskın olduğu görülmektedir. Çizelge 5.4.'ye benzer olarak en düşük boyutsuz temel frekans değeri SSSS mesnet koşulunda iken yine en yüksek değerler SCSC mesnet koşuluna sahip bir grafen tabakada görülmektedir.

Çizelge 5.7. İki parametrelili elastik zemine oturan SSSS sınır şartına sahip grafen tabakanın boyutsuz deplasman değerleri

$$\left(\delta = \frac{WD}{q\alpha^4} \right)$$

K_w	K_p	δ
1	5	0,00346
	20	0,00251
75	5	0,00281
	20	0,00181
500	5	0,00130
	20	0,00114

Çizelge 5.7'de iki parametreye sahip grafen tabakanın SSSS mesnet koşulunda yaptığı deplasmanlar bulunmaktadır. Winkler zemin parametresi değerinin artması deplasman değerini düşürmektedir. Yine sabit bir winkler zemin parametresi etkisinde pasternak zemin parametresi değerinin artması boyutsuz deplasman değerini

düşürmektedir. Pasternak zemin parametresinin etkisi, Winkler zemin parametresinin düşük olduğu yerlerde daha fazla belli olmaktadır.

Çizelge 5.8. İki parametrelili elastik zemine oturan SSSS sınır şartına sahip grafen tabakanın farklı malzeme katsayısında boyutsuz deplasman değerleri

$$\left(\delta = \frac{WD}{q\alpha^4} \right)$$

K_w	K_g	$\mu^2 = (e_0 a)^2$			
		0	1	2	4
0	0	0,00438	0,01186	0,01934	0,0269
100	0	0,00344	0,00685	0,00883	0,0101
200	0	0,00284	0,00481	0,00570	0,00628
100	10	0,00243	0,00374	0,00426	0,00451
200	10	0,00212	0,00305	0,00338	0,00357

Çizelge 5.8’de yerel olmayan elastisite teorisine göre iki farklı zemin etkisinde olan SSSS mesnet koşuluna sahip grafen tabakanın farklı malzeme katsayısındaki boyutsuz deplasman değerleri görülmektedir. Yerel olmayan malzeme katsayısı dahilinde veya dahil olmadan winkler ve pasternak zemin parametrelerinin artmasıyla boyutsuz deplasman değerleri azalmaktadır. Zemin etkili veya etkisiz yerel olmayan malzeme katsayısı arttıkça deplasman değerleri artmaktadır. Yerel olmayan malzeme katsayısı değeri arttıkça winkler ve pasternak zeminin etkisi daha fazla olmakta, deplasmanlar arasındaki fark artmaktadır. Genel olarak bakıldığında düşük pasternak zemin parametresi daha yüksek olan winkler zemin parametrelerini baskılamakta deplasmandaki azalma oranını daha düşük seviyelere indirmektedir.

6. SONUÇ

Bu yüksek lisans tezi kapsamında, elastik zemin üzerindeki tek katmanlı grafen plakaya ait eğilme ve serbest titreşim analizleri gerçekleştirilmiştir. Grafen plaka Kirchhoff plak teorisine göre modellenmiştir. Elastik zemin etkisi Winkler-Pasternak elastik zemin modelleri ile hesaba dahil edilmiştir. Lokal olmayan elastisite ve değiştirilmiş gerilme çifti teorilerine dayalı olarak elde edilen sonuçlar klasik sonuçlarla karşılaştırmalı biçimde tablolar ve şekiller ile sunulmuştur.

Yapılan analizler sonucu ulaşılan sonuçlar incelendiğinde elastik zemin etkisinin dikkate alınmasıyla birlikte deplasman değerlerinin azaldığı temel frekans değerlerinin ise arttığı gözlemlenmiştir. Göz önüne alınan yapıların karakteristik boyutlarında meydana gelen artış sonucunda boyut etkisi giderek azalmakta olduğu ve elde edilen sonuçların klasik sonuçlara yaklaştığı görülmüştür.

7.KAYNAKLAR

- AGHABABAEI, R. and REDDY, J.N. 2009. Nonlocal third-order shear deformation plate theory with application to bending and vibration of plates. *Journal of Sound and Vibration*, 326: 277-289
- AKGÖZ, B. 2010. Yüksek mertebeden elastisite teorileriyle mikro ve nano yapıların lineer ve lineer olmayan analizleri. Yüksek Lisans Tezi, Akdeniz Üniversitesi, 72 sayfa.
- AKGÖZ, B. 2011. Yüksek mertebeden elastisite teorilerinin plaklara uygulanması. Doktora Semineri, Akdeniz Üniversitesi, 34 sayfa.
- AKGÖZ, B. and CİVALEK, Ö. 2012. Free vibration analysis for single-layered graphene sheets in an elastic matrix via modified couple stress theory. *Mater. Des.*, 42: 164-171.
- AKSENCER, T. and AYDOĞDU, M. 2011. Levy type solution method for vibration and buckling of nanoplates using nonlocal elasticity theory. *Physica E*, 43: 954-959
- ALIBEIGLOO, A. 2011. Free vibration analysis of nano-plate using three-dimensional theory of elasticity. *Acta Mechanica*, 222: 149-159
- ALTMANN, J. and GUBRUD, M. 2004. Anticipating military nanotechnology. *IEEE Technology and Society Magazine*, 33.
- ANDREEVA, D.V. and SHCHUKIN, D.G. 2008. Smart self repairing protective coatings. *Materials Today*, 11 (11).
- ANSARI, R. and ROUHI, H. 2012. Explicit analytical expressions for the critical buckling stresses in a monolayer graphene sheet based on nonlocal elasticity. *Solid State Communications*, 152: 56-59
- ANSARI, R., ARASH, B. and ROUHI, H. 2011. Vibration characteristics of embedded multi-layered graphene sheets with different boundary conditions via nonlocal elasticity. *Composite Structures*, 93: 2419-2429
- ANSARI, R., RAJABIEHFARD, B. and ARASH, B. 2010. Nonlocal finite element model for vibrations of embedded multi-layered graphene sheets. *Computational Materials Science*, 49: 831-838
- ANSARI, R., SAHMANI, S. and ARASH, B. 2010. Nonlocal plate model for free vibrations of single-layered graphene sheets. *Physics Letters A*, 375: 53-62
- ARNALL, A.H. 2003. Future technologies today's choices. Greenpeace Environmental Trust Report, London.
- ASSADI, A. and FARSHI, B. 2011. Stability analysis of graphene based laminated composite sheets under non-uniform inplane loading by nonlocal elasticity. *Elsevier Applied Mathematical Modelling*, 35: 4541-4549
- AYHAN, A. 2002. Düünden Bugüne Türkiye'de Bilim-Teknoloji ve Geleceğin Teknolojileri, Beta Basım Yayım Dağıtım, İstanbul.

- BABAEI, H. and SHAHIDI, A.R. 2011. Small-scale effects on the buckling of quadrilateral nanoplates based on nonlocal elasticity theory using the Galerkin method. *Arch. Appl. Mech.*, 81: 1051-1062
- BAYKARA, T., GÜNAY, V. and MUSLUOĞLU, E. 2010. Nanoteknoloji ve nanomalzeme süreçleri. Tübitak MAM, 217 sayfa.
- CENGER, Y. 2006. Nanoteknoloji ve karbon nanoyapılar, Bitirme Tezi, Ankara Üniversitesi, 80 ss.
- CİVALEK, Ö., DEMİR, Ç. 2011. Bending analysis of microtubules using nonlocal Euler-Bernoulli beam theory. *Applied Mathematical Modeling*, 35: 2053-2067.
- CİVALEK, Ö., DEMİR, Ç. 2011. Buckling and bending analyses of cantilever carbon nanotubes using Euler- Bernoulli beam theory based on non-local continuum model. *Asian Journal of Civil Engineering*, 12(5): 651-661.
- CİVALEK, Ö., DEMİR, Ç., AKGÖZ, B. 2010. Free vibration and bending analyses of cantilever microtubules based on nonlocal continuum model. *Mathematical and Computational Applications*, 15: 289-298.
- ÇIRACI, S. 2006. Nanoteknolojide yeni ufuklar, Bilim ve Teknik Dergisi.
- DEMİR, C., CİVALEK, Ö. and AKGÖZ, B. 2010. Free Vibration Analysis of Carbon Nanotubes Based on Shear Deformable Beam Theory by Discrete Singular Convolution Technique, *Mathematical and Computational Applications*, 15: 57-65.
- DEMİR, Ç. 2011. Nano ve mikro yapıların lokal olmayan elastisite teorisi ile eğilme ve titreşim hesabı, Yüksek Lisans Tezi, Akdeniz Üniversitesi, 143 sayfa.
- ERINGEN, A.C. 1983. On differential equations of nonlocal elasticity and solutions of screw dislocation and surface waves. *Journal of Applied Physics*, 54: 4703-4710.
- ERKOÇ, Ş. 2001. Karbon nano yapılar, Bilim ve Teknik Dergisi.
- ERKOÇ, Ş. 2008. Nanobilim ve Nanoteknoloji, O.D.T.Ü. Bilim ve Toplum Kitapları Dizisi, 107 ss.
- FARAJPOUR, A., SHAHIDI, A.R., MOHAMMADI, M. and MAHZOON, M. 2011. Axisymmetric buckling of the circular graphene sheets with the nonlocal continuum plate model. *Physica E*, 43: 1820-1825
- FARAJPUR, A., DANESH, M. and MOHAMMADI, M. 2011. Buckling analysis of variable thickness nanoplates using nonlocal continuum mechanics. *Physica E*, 44: 719-727
- FREITAS, R.A. 2005. Nanotechnology, nanomedicine and nanosurgery. *Int. J. Surgery*.
- GURSES, M. 2012. Linear and Nonlinear Free Vibration and Buckling Analyses of Curvilinear Quadrilateral Shaped Nanoplates by the Nonlocal Continuum Theory, Ph.D. Thesis Seminar, Graduate School of Natural and Applied Sciences, Akdeniz University.
- HASHEMI, S.H. and SAMAEI, A.T. 2011. Buckling analysis of micro/nanoscale plates via nonlocal elasticity theory. *Physica E*, 43: 1400-1404

- HUNT, G. and MEHTA, M. 2006. Nanotechnology: Risk, Ethics and Law, London.
- JOMEHZADEH, E. and SAIDI, A.R. 2011. Decoupling the nonlocal elasticity equations for three dimensional vibration analysis of nano-plates. *Composite Structures*, 93: 1015-1020
- JOMEHZADEH, E., NOORI, H.R. and SAIDI, A.R. 2011. The size-dependent vibration analysis of micro-plates based on a modified couple stress theory. *Physica E*, 43 (4): 877-883.
- KAISER, David. Notes Toward a Nanotech Timeline, OSTI Working Paper, 03 _ubat 2008, <<http://www.osti.gov/innovation/research/diffusion/nanotechdiscussionDK.pdf>>.
- KAYIR, Z.Y. and BAŞÇIL, E.G. 2010. Nanoteknoloji nedir. 15. Uluslararası Metalurji ve Malzeme Kongresi, Ankara.
- KOITER, W.T. 1964. Couple stresses in the theory of elasticity: I and II. *Proc. K. Ned. Akad. Wet. B-Phys. Sci.*, 67: 17-44.
- KONG, S., ZHOU, S., NIE, Z. and WANG, K. 2008. The size-dependent natural frequency of Bernoulli-Euler micro-beams. *Int. J. Eng. Sci.*, 46 (5): 427-437.
- LIEW, K. M. and HAN, J.B. 1995. Bending analysis of simply supported shear deformable skew plates. *Journal of Engineering Mechanics ASCE*, 123(3): 214-221.
- LIEW, K.M. and WANG, Q. 2007. Application of nonlocal continuum mechanics to static analysis of micro- and nano-structures. *Physics Letters A*, 363: 236-242.
- LIEW, K.M. and WANG, Q. 2007. Wang, Analysis of wave propagation in carbon nanotubes via elastic shell theories, *International Journal of Engineering Science*, 45: 227-241.
- LIEW, K.M., HU, Y.G. and HE, X.Q. 2008. Flexural wave propagation in single-walled carbon nanotubes, *Journal of Computational and Theoretical Nanoscience*, 5: 581-586.
- LIEW, K.M., HUNG, K.C. and LIM, M.K. 1995. Vibration characteristic of simply supported thick skew plates in three-dimensional setting. *Journal Of Applied Mechanics ASME*, 62: 880-886.
- LIM, C.W. and LIEW, K.M. 1995. Vibration of pretwisted cantilever trapezoidal symmetric laminates. *Acta Mechanica*, 111(3-4): 193-208.
- LIM, C.W., LIEW, K.M. and KITIPORNCHAI, S. 1996. Vibration of arbitrarily laminated plates of general trapezoidal planform. *Journal of the Acoustical Society of America*, 100(6): 3674-3685.
- MA, H.M., GAO, X.-L. and REDDY, J.N. 2008. A microstructure-dependent Timoshenko beam model based on a modified couple stress theory. *J. Mech. Phys. Solids*, 56 (12): 3379-3391.

- MALEKZADEH, P., SETOODEH, A.R. and BENI A.A. 2011. Small scale effect on the free vibration of orthotropic arbitrary straight-sided quadrilateral nanoplates. *Composite Structures*, 93: 1631-1639
- MALEKZADEH, P., SETOODEH, A.R. and BENI A.A. 2011. Small scale effect on the thermal buckling of orthotropic arbitrary straight-sided quadrilateral nanoplates embedded in an elastic medium. *Composite Structures*, 93: 2083-2089
- MINDLIN, R.D. 1965. Second gradient of strain and surface-tension in linear elasticity. *Int. J. Solids Struct.*, 1 (4): 417-438.
- MINDLIN, R.D. and TIERSTEN, H.F. 1962. Effects of couple-stresses in linear elasticity. *Arch. Ration. Mech. Anal.*, 11: 415-448.
- MIYAZAKI, K. ve ISLAM, N. Nanotechnology Systems of Innovation - An Analysis of Industry and Academia Research Activities. *Technovation*, 2007: 661-675.
- NARENDAR, S. 2011. Buckling analysis of micro-/nano-scale plates based on two-variable refined plate theory incorporating nonlocal scale effects. *Composite Structures*, 93: 3093-3103
- ÖZER, Y. 2008. Nanobilim ve nanoteknoloji: ülke güvenliği/etkinliği açısından doğru modelin belirlenmesi. Yüksek Lisans Tezi, T.C. Kara Harp Okulu, 197 sayfa.
- ÖZIN, G.A. 2009. Nanofabrication by self assembly. *Materials Today* , 12 (5).
- PARK, S.K. and GAO, X.-L. 2006. Bernoulli-Euler beam model based on a modified couple stress theory. *J. Micromech. Microeng.*, 16 (11): 2355-2359.
- PHADIKAR, J.K. and PRADHAN, S.C. 2010. Variational formulation and finite element analysis for nonlocal elastic nanobeams and nanoplates. *Computational Materials Science*, 49: 492-499
- PRADHAN, S.C. and KUMAR, A. 2010. Vibration analysis of orthotropic graphene sheets embedded in Pasternak elastic medium using nonlocal elasticity theory and differential quadrature method. *Computational Materials Science*, 50: 239-245
- PRADHAN, S.C. and KUMAR, A. 2011. Vibration analysis of orthotropic graphene sheets using nonlocal elasticity theory and differential quadrature method. *Composite Structures*, 93: 774-779
- PRADHAN, S.C. and MURMU, T. 2009. Buckling of biaxially compressed orthotropic plates at small scales. *Mechanic Research Communications*, 36: 933-938
- PRADHAN, S.C. and MURMU, T. 2009. Small scale effect on free in-plane vibration of nanoplates by nonlocal continuum model. *Physica E*, 41: 1628-1633
- PRADHAN, S.C. and MURMU, T. 2009. Small scale effect on the buckling of single-layered graphene sheets under biaxial compression via nonlocal continuum mechanics. *Computational Materials Science*, 47: 268-274

- PRADHAN, S.C. and MURMU, T. 2009. Vibration analysis of nanoplates under uniaxial prestressed conditions via nonlocal elasticity. *Journal of Applied Physics*, 106: 104301
- PRADHAN, S.C. and MURMU, T. 2010. Small scale effect on the buckling analysis of single-layered graphene sheet embedded in an elastic medium based on nonlocal plate theory. *Physica E*, 42: 1293-1301
- PRADHAN, S.C. and PHADIKAR, J.K. 2009. Nonlocal elasticity theory for vibration of nanoplates. *Journal of Sound and Vibration*, 325: 206-223.
- PRADHAN, S.C. and PHADIKAR, J.K. 2009. Small scale effect on vibration of embedded multilayered graphene sheets based on nonlocal continuum models. *Phys. Lett. A*, 373 (11): 1062-1069.
- RAMSDEN, J. 2009. Nanoteknolojinin Esasları. ÖDTÜ Geliştirme Vakfı Yayıncılık ve İletişim A.Ş. Yayınları, Ankara, 156ss.
- REDDY, J.N. 2007. Nonlocal theories for bending, buckling and vibration of beams. *International Journal of Engineering Sciences*, 45: 288-307.
- REDDY, J.N. and PANG, S.D. 2008. Nonlocal continuum theories of beams for the analysis of carbon nanotubes. *Journal of Applied Physics*, 103: 023511.
- ROCO, M.C. 2005. International perspective on government nanotechnology funding in 2005. *Journal of Nanoparticle Research*, 7: 707-712.
- ROMING, A.D. 2004. Nanotechnology: Scientific challenges and societal benefits and risks. *Metallurgical and Materials Trans A*, 35: 3641.
- SALTAN M., TERZİ, S., SARGIN, Ş., MOROVA, N., SERİN, S. 2013. Yol agregalarında nanoteknoloji kullanımı. *SDU International Journal of Technologic Sciences*, 5(1):12-21
- SALVETAT, J.-P., BONARD, J.-M., THOMSON, N.H., KULÍK, A.J., FORRÓ, L., BENOIT, W. and ZUPPIROLI, L. 1999. Mechanical properties of carbon nanotubes. *Applied Physics A*, 69(3): 255-260.
- SAMAEI, A.T., ABBASION, S. and MIRSAYAR, M.M. 2011. Buckling analysis of a single-layer graphene sheet embedded in an elastic medium based on nonlocal Mindlin plate theory. *Mech. Res. Commun.*, 38 (7): 481-485.
- SUN, Y.Z. and LIEW, K.M. 2008. The buckling of single-walled carbon nanotubes upon bending: The higher order gradient continuum and mesh-free method, *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 197: 3001-3013.
- ŞİMŞEK, M. 2010. Vibration analysis of a single-walled carbon nanotube under action of a moving harmonic load based on nonlocal elasticity theory, *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures*, 43: 182-191.
- TEPE, A. 2007. Nanoteknolojide nano ölçekteki yapıların lokal olmayan elastisite çerçevesinde incelenmesi. Doktora Tezi, İstanbul Teknik Üniversitesi, 114 sayfa.

- TOUPIN, R.A. 1964. Theory of elasticity with couple stresses. *Arch. Ration. Mech. Anal.*, 17: 85–112.
- TSIATAS, G.C. 2009. A new Kirchhoff plate model based on a modified couple stress theory. *Int. J. Solids Struct.*, 46 (13): 2757-2764.
- TÜSİAD, 2008. Uluslararası Rekabet Stratejileri: Nanoteknoloji ve Türkiye. Rekabet Stratejileri Dizisi No:11, TÜSİAD-T/2008-11/474
- VAN LENTE, M.A. 2006. Building the new world of nanotechnology. *Western Reserve J Int.*, 38(1):173
- VENTSEL, E., and KRAUTHAMMER, T. 2001. Thin plates and shells: *Theory, analysis, and applications*. Marcel Dekker Inc., USA.
- WANG CM, REDDY JN, LEE KH. Shear deformable beams and plates-Relationship with classical solutions, Elsevier 2000.
- WANG, K.F. and WANG, B.L. 2011. Vibration of nanoscale plates with surface energy via nonlocal elasticity. *Physica E*, 44: 448-453
- WANG, Q. and ARASH, B. 2012. A review on the application of nonlocal elastic models in modeling of carbon nanotubes and graphenes. *Elsevier Computational Materials Science*, 51: 303-313
- WANG, Y.Z., LI, F.M. and KISHIMOTO K. 2011. Thermal effects on vibration properties of double-layered nanoplates at small scales. *Elsevier Composites: Part B*, 42: 1311-1317
- WILLIAMS, L. and ADAMS, W. 2007. Nanotechnology Demystified. The McGraw-Hill Companies, USA.
- YANG, F., CHONG, A.C.M., LAM, D.C.C. and TONG, P. 2002. Couple stress based strain gradient theory for elasticity. *Int. J. Solids Struct.*, 39 (10): 2731-2743.
- ZHANG, Y.Q., LIU, G.R. and LIU, X. 2007. Thermal effect on transverse vibrations of double-walled carbon nanotubes. *Nanotechnology*, 18: 445701.
- ZHANG, Y.Q., LIU, G.R. and XIE, X.Y. 2005. Free transverse vibrations of double-walled carbon nanotubes using a theory of nonlocal elasticity. *Physical Review B*, 71: 195404.

ÖZGEÇMİŞ

Mehmet Cihad ERDİNÇ 1984 yılında Isparta'da doğdu. ilk, orta, lise öğrenimini Isparta'da tamamladı. 2004 yılında girdiği Yıldız teknik üniversitesi mühendislik fakültesi İnşaat Mühendisliği Bölümü'nden 2010 yılında İnşaat Mühendisi olarak mezun oldu. 2010 yılından itibaren özel sektörde İnşaat Mühendisi olarak görev yapmaktadır.

