

**ÇUKUROVA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

DOKTORA TEZİ

Naghi GASIMOV

**NEGATİF KIRILMA İNDİSLİ ORTAMLARDA KÜTLE-
ENERJİ EŞDEĞERLİĞİNİN BAZI ÖZELLİKLERİ**

FİZİK ANABİLİM DALI

ADANA-2019

**ÇUKUROVA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**NEGATİF KIRILMA İNDİSLİ ORTAMLARDA KÜTLE-ENERJİ
EŞDEĞERLİĞİNİN BAZI ÖZELLİKLERİ**

Naghi GASIMOV

DOKTORA TEZİ

FİZİK ANABİLİM DALI

Bu tez/...../2019 Tarihinde Aşağıdaki Jüri Üyeleri Tarafından Oybirliği / Oyçokluğu İle Kabul Edilmiştir.

.....
Prof. Dr. Faruk KARADAĞ
DANIŞMAN

.....
Doç. Dr. Emin ÜNAL
ÜYE

.....
Prof. Dr. H. Mustafa KANDIRMAZ
ÜYE

.....
Doç. Dr. Ahmet EKİCİBİL
ÜYE

.....
Doç. Dr. Muharrem KARAASLAN
ÜYE

Bu tez Enstitümüz Fizik Anabilim Dalında hazırlanmıştır.

Kod No:

**Prof. Dr. Mustafa GÖK
Enstitü Müdürü**

**Bu Çalışma Çukurova Üniversitesi Bilimsel Araştırma Projeleri Birimi Tarafından
Desteklenmiştir. Proje No: FDK-2017-8948**

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

ÖZ

DOKTORA TEZİ

NEGATİF KIRILMA İNDİSLİ ORTAMLARDA KÜTLE-ENERJİ EŞDEĞERLİĞİNİN BAZI ÖZELLİKLERİ

Naghi GASIMOV

ÇUKUROVA ÜNİVERSİTESİ FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ FİZİK ANABİLİM DALI

Danışman : Prof. Dr. Faruk KARADAĞ
Yıl: 2019, Sayfa: 87
Jüri : Prof. Dr. Faruk KARADAĞ
: Doç. Dr. Emin ÜNAL
: Prof. Dr. H. Mustafa KANDIRMAZ
: Doç. Dr. Ahmet EKİCİBİL
: Doç. Dr. Muharrem KARAASLAN

Bu tez çalışmasında, malzemeler, kayıplar da dikkate alınarak negatif kırılma indisi özelliği göstermesi açısından incelenmiştir. Gösterilmiştir ki, kayıpların dikkate alınmaması kırılma indisi ile ilgili bazı önemli özelliklerin formüllerde görünmemesine sebep olmaktadır. Plazma ve manyetik malzemelerin negatif kırılma indisi özelliği göstereceği durumlar ve şartlar belirtilmiştir. Ayrıca, negatif kırılma indisli ortam içerisinde kütle-enerji eşitliği kavramı “Einstein kutusu” düşünce deneyi izlenerek tartışılmıştır. Negatif kırılma indisli ortam içerisinde faz ve grup hızları birbirine ters yönde yöneldiği için bir çok elektromanyetik etkinin değiştiği gibi, kütle-enerji eşitliği kavramında da bazı değişiklikler sözkonusudur. $E = mc^2$ formülü, vakumda, elektromanyetik dalganın kaynaktan alıcıya yayılımına, belli bir kütle-enerji eşitliğini öngörmektedir. Yayıncı ve alıcı arasındaki ortam negatif kırılma indisli olduğunda, elektromanyetik dalga kütle-enerji eşitliği üzere yayıcıdan alıcıya değil, alıcıdan yayıcıya taşımaktadır. Bu tezde, yoruma açık kalmış bu konuyla ilgili mevcut literatür derlenmiş ve farklı yaklaşımlarla konu incelenmeye çalışılmıştır. Alıcı dikkate alınmadığında da ters kütle akımının geçerliliğini yine koruduğu gösterilmiştir. Eğer yayıcı ışığı negatif kırılma indisli ortam içerisinde yaparsa, yayıcı kütle kaybetmek yerine, kütle kazandığı sonucuna varılmış ve kütle akımının alıcı ile bir bağlantısının olmadığı analitik olarak gösterilmiştir.

Anahtar Kelimeler: Metamalzeme, negatif kırılma, kütle-enerji eşdeğerliği

ABSTRACT

PhD THESIS

SOME ASPECTS OF MASS-ENERGY EQUIVALENCE IN NEGATIVE REFRACTIVE INDEX MEDIUMS

Naghi GASIMOV

**ÇUKUROVA UNIVERSITY
INSTITUTE OF NATURAL AND APPLIED SCIENCES
DEPARTMENT OF PHYSICS**

Supervisor : Prof. Dr. Faruk KARADAG
Year: 2019, Page: 87
Jury : Prof. Dr. Faruk KARADAG
: Assoc. Prof. Dr. Emin UNAL
: Prof. Dr. H. Mustafa KANDIRMAZ
: Assoc. Prof. Dr. Ahmet EKICIBIL
: Assoc. Prof. Dr. Muharrem KARAASLAN

In this thesis, the possibility of negative refractive index in plasma and magnetic materials was considered with a new approach. It is shown that simplification of fundamental equations by neglecting losses leads to losing important features about refractive index and therefore, it is expedient to take into consideration imaginary parts of dielectric permittivity and magnetic permeability for an accurate statement of the problem. Also active materials were briefly discussed via new approach. Moreover, the concept of mass-energy equivalence in left handed metamaterials is discussed by following Einstein's box thought experiment. Left handed metamaterials, artificial composite structures that are exhibit unusual properties, especially negative refractive index, in which phase and group velocities are directed oppositely. Equation, $E = mc^2$, assumes that, in vacuum, the propagation of an electromagnetic radiation from emitter to receiver is accompanied by the transfer of mass. It was hypothesized previously that, if the space between emitter and receiver is medium with a negative refractive index, then radiation transfers the mass not from the emitter to receiver as expected, but rather from the receiver to the emitter due to the opposite directions of phase and group velocities. In this work, it is shown that even though one radiating atom is taken, then the negative mass transferring must be in force. In particular, it means that, if the atom radiates a photon in a medium with negative refractive index, photon transfers the mass not from the atom, but to the atom.

Keywords: Metamaterial, negative refraction, mass-energy equivalence

GENİŞLETİLMİŞ ÖZET

Bilindiği üzere malzemelerin optik özelliğini karakterize eden önemli parametrelerden biri de kırılma indisidir. 1966 yılında kırılma indisi ile ilgili yeni bir kategori dahil edildi. Sovyet fizik bilim adamı Victor Veselago negatif kırılma indisli malzemelerin mevcut olabileceğini varsayarak bu malzemelerin teorik incelemesini yaptı. Bu çalışmanın ortaya çıkmasıyla elektromanyetizm ve optikte kırılma indisi bakımından malzemeler 2 gruba ayrılmış oldu: negatif kırılma indisli ve pozitif kırılma indisli malzemeler.

Negatif kırılma indisli malzemelerde elektromanyetik dalgaların yayılımı alışılmış, yani pozitif kırılma indisli malzemelerdeki yayılımından çok farklı olmalıydı. Teorik inceleme, bu tür ortam içerisinde dalganın faz ve grup hızlarının birbirinin tersi yönde yönelmesi, bilinen neredeyse bütün elektromanyetik ve optik etkilerin tersinin olacağını öngörüyordu. Bu malzemelerde elektromanyetik dalgaların ters kırılması, fotonun itme değil çekme özelliğine sahip olması, ters Dopler, ters Çerenkov etkileri gibi ilginç etkilerin gözlemlenmesi bekleniyordu. Fakat yapılan yoğun araştırmalara rağmen negatif kırılma indisli malzeme üretilmediği için ve doğada da bu tür malzemelere rastlanmadığı için bu hipotez rağbet görmedi ve bir kaç sene sonra tamamen unutuldu. Ancak XXI asrın başlarında V. Veselago`yu tekrar hatırladılar.

Yapay malzeme üretilmesi alanındaki ilerlemeler sayesinde 34 sene sonra bu düşünceyi gerçekleştirmek mümkün oldu. 2000 yılında Kaliforniya Üniversitesinden (ABD) Smith ve arkadaşları yapay bir malzemede elektromanyetik dalganın ters kırılmasını gözlemleyerek negatif kırılma indisli malzemelerin olabileceğini deneysel olarak ispatlamış oldular. Yapay şekilde oluşturulan bu malzemelere daha sonra metamalzeme denilmeye başlandı.

Metamalzemeler, bir çok alanda pratik uygulamalara geniş imkanlar sağlamakla beraber, fiziğin bazı temel konularına da nüfuz etmekte ve bu konuların daha iyi anlaşılmasına kapı açmaktadır.

Bu konulardan birisi, kütle-enerji eşitliğinin temel formülü ($E=mc^2$) ile ilgilidir. Bu sonuca, Einstein bir düşünce deneyi sonucunda varmıştır. Veselago, Einstein'ın düşünce deneyindeki “ c^2 ” çarpımının aslında, ışığın vakumdaki faz ve grup hızlarının çarpımı olduğu sonucuna varmıştır. Daha sonra Einstein'ın düşünce deneyini kırılma indisi negatif olan ortam içerisinde tekrarlamakla, kütle-enerji eşitliği formülünün daha genel şeklini ($E=mv_{ph}v_{gr}$) bulmuştur. $E=mc^2$ formülünün ise $E=mv_{ph}v_{gr}$ formülünün vakum için özel hali olması gerektiği sonucuna varmıştır. Işığın faz ve grup hızı vakumda birbirine eşittir ve çarpımı ışık hızının karesidir.

$E = mc^2$ formülü, vakumda, elektromanyetik dalganın kaynaktan alıcıya yayılımına, belli bir kütlenin de eşlik ettiğini öngörmektedir. Yayıcı ve alıcı arasındaki ortam negatif kırılma indisli olduğunda, elektromanyetik dalga kütleli alışıldığı üzere yayıcıdan alıcıya değil, alıcıdan yayıcıya taşımaktadır. Alıcı dikkate alınmadığında da ters kütle akımının geçerliliğini yine koruduğu gösterilmiştir. Eğer yayıcı ışımayı negatif kırılma indisli ortam içerisinde yaparsa, yayıcı kütle kaybetmek yerine, kütle kazandığı sonucuna varılmış ve kütle akımının alıcı ile bir bağlantısının olmadığı analitik olarak gösterilmiştir. Bununla, kütle akımı konusu daha sade şekil almış oluyor. Çünkü, kütlenin alıcıdan kaynağa doğru geldiği söylenirken, bu kütle akımının kabuledici ile bağlantılı olabileceği fikri oluşabilir.

Veselego, negatif kütle akımını sadece momentumun Minkowski formuna göre incelemiştir. Çalışmamızda, negatif kütle akımı momentumun Abraham formu açısından da incelenmiştir.

NKİ ortam içerisinde kaynağın hareketinin mümkün olması ile ilgili üç yaklaşım ileri sürülmüştür. Bu konu Veselago'nun çalışmalarında tartışılmamıştır. Negatif kütle akımı konusu, enerjinin koruma yasası açısından da ele alınmış ve yeni yorum ileri sürülmüştür: kütle akımını, kütlelerin ters yönde gitmesi şeklinde değil, "negatif kütlelerin" pozitif istikamette gitmesi şeklinde anlamalıyız.

Ayrıca, bu tez çalışmasında, malzemeler, kayıplar da dikkate alınarak negatif kırılma indisi özelliği göstermesi açısından incelenmiştir. Gösterilmiştir ki, kayıpların dikkate alınmaması kırılma indisi ile ilgili bazı önemli özelliklerin formüllerde görünmemesine sebep olmaktadır. Plazma ve manyetik malzemelerin negatif kırılma indisi özelliği göstereceği durumlar ve şartlar belirtilmiştir. Bu yaklaşımla, pasif malzemelerle beraber aktif malzemelere de kısaca bakılmıştır.



TEŞEKKÜR

Eđitimim boyunca bana her konuda yardımcı ve destek olan, tavsiyeleriyle beni yönlendiren değerli danışman hocam Prof. Dr. Faruk KARADAĞ'a teőekkürlerimi sunarım.

Tez dönemi boyunca desteklerini hiç esirgemeyen Doç. Dr. Muharrem KARAASLAN hocama ayrıca teőekkürümü bildiriyorum.

Telefon görüşmeleriyle, e-postayla sorularımı sabırla cevaplayan ve doktora tezime ciddi katkısı olan Prof. Dr. Victor V. Veselago'ya samimi bir teşekkür borçluyum. Kendisinin yakın bir tarihte vefatı üzücü olmuştur.

Eđitim süresince bana her konuda destek olan aileme de teşekkür ediyorum.

İÇİNDEKİLER

SAYFA

ÖZ	I
ABSTRACT.....	II
GENİŞLETİLMİŞ ÖZET	III
TEŞEKKÜR.....	VII
İÇİNDEKİLER	VIII
ÇİZELGELER DİZİNİ	XII
ŞEKİLLER DİZİNİ	XIV
SİMGELER VE KISALTMALAR.....	XVI
1. GİRİŞ	1
2. ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR	5
2.1. Negatif Kırılma İndisli (NKİ) Ortam ve Elektromanyetizma	5
2.2. NKİ Ortamda Yeni Etkiler.....	8
2.2.1. Ters Snell Yasası ve Mercekler	8
2.2.2. Ters Dopler Etkisi	11
2.2.3. Ters Çerenkov Etkisi.....	12
2.2.4. Negatif Momentum	13
2.2.5. Kırılma İndisi Sıfır Olan Ortamlar	15
2.2.6. Ters Kütle Akımı	16
2.3. Negatif Kırılma İndisi ve Elektromanyetik Yasaların Denklemleri.....	16
2.4. Metamalzeme Nedir ve NKİ Metamalzeme Nasıl Gerçekleştirildi?	18
2.5. NKİ ve PKİ Ortamda Kayıpların Dikkate Alınmasına Dair Bazı Notlar.....	21
2.6. Metamalzemelerin Kısa Tarihçesi	21
3. MATERYAL VE METOD.....	25
3.1. Kırılma İndisi, Maxwell Denklemleri ve LH Ortam.....	25
3.2. Dispersif LH Ortam	34

3.3. Sınır Şartları	37
3.4. Elektromanyetik Dalganın Faz Hızı, Grup Hızı, Sinyal Hızı.....	40
3.5. Dielektrik İçerisinde Fotonun Momentumu.....	43
4. BULGULAR VE TARTIŞMA	47
4.1. Kayıpların Dikkate Alınmasıyla Malzemelere Genel Bakış	47
4.1.1. Pozitif Durum.....	48
4.1.2. Negatif Durum	49
4.1.3. Kırılma İndisi Sıfır Olan Ortamın Oluşma Şartı	51
4.2. NKİ Ortamda Negatif Kütle Akımı	51
4.2.1. Kütle Nedir?.....	51
4.2.2. Negatif Kütle Akımı Konusuna Giriş	52
4.2.3. “Einstein Kutusu” Düşünce Deneyi Vakumda: $E=mc^2$ Eşitliğinin Çıkarımı	54
4.2.4. “Einstein Kutusu” Düşünce Deneyi Ortam İçerisinde	56
4.2.5. Dalga Kılavuzu ve Plazma İçerisinde Faz ve Grup Hızı.....	57
4.2.6. Fotonun Ortam İçerisindeki Momentumu.....	58
4.2.7. “Kütle Akımı” Abraham Formülü Açısından	61
4.2.8. $E=mc^2$ Eşitliğinin Işıma Yapan Atom Konfigürasyonu ile Çıkarımı .	62
4.2.9. Sol Elli Malzemeler İçerisinde Işıma Yapan Atom	64
4.2.10. Kaynak NKİ Ortam İçerisinde Nasıl Serbest Hareket Edebilir.....	65
4.3. Konunun Yorumu ve Farklı Yaklaşımlarla Ele Alınması.....	66
4.3.1. Kütle Merkezinin Değişmezliği Yasası ve Foton	66
4.3.2. Kütle-Enerji Eşitliği Formülüne Tarihsel Bakış	67
4.3.3. Kütle-Enerji Eşitliği Formülüne Fiziksel Bakış	68
4.3.4. Kırılma İndisi Sıfır Olan Ortamda Kütle Akımı	71
4.3.5. Grup Hızının Sinyal Hızı ile Değiştirilmesi Hakkında	71

4.3.6. Enerjinin Korunumu Yasası Açısından Negatif Kütle Akımının İncelenmesi.....	72
5. SONUÇLAR VE ÖNERİLER.....	77
5.1. Sonuçlar.....	77
5.2. Öneriler.....	79
KAYNAKLAR.....	81
ÖZGEÇMİŞ.....	87





ÇİZELGELER DİZİNİ

SAYFA

Çizelge 2.1. Bazı fizik yasalarının manyetik olmayan durum ile genel halinin
kıyaslanması 17





ŞEKİLLER DİZİNİ

SAYFA

Şekil 2.1.	$\epsilon - \mu$ diyagramı	6
Şekil 2.2.	Ters Snell yasası	9
Şekil 2.3.	NKİ malzemeden yapılmış merceklerde ışığın yayılımı	10
Şekil 2.4.	Süper Lens'in çalışma prensibi	10
Şekil 2.5.	NKİ ortamda ters Dopler etkisine dair	11
Şekil 2.6.	NKİ ortamda ters Çerenkov ışımaya dair	13
Şekil 2.7.	NKİ ortamda negatif momentuma dair	14
Şekil 2.8.	İlk NKİ metamalzemeni oluşturan iki ana kısım: metal çubuklar (a) ve dairesel metal parçalar (b)	20
Şekil 2.9.	İlk üretilmiş NKİ metamalzemenin görünümü	20
Şekil 2.10.	Marconi ve Franklin 1919 yılında günümüzdeki metamalzemelere benzer yapıyı patentlemişler	23
Şekil 3.1.	Elektromanyetik dalga için (\mathbf{k} , \mathbf{E} , \mathbf{H}) üçlüsü ve Poynting vektörü \mathbf{S} . (a) Sağ el ortam, $\epsilon > 0$, $\mu > 0$, (b) Sol el ortam, $\epsilon < 0$, $\mu < 0$	29
Şekil 3.2.	\mathbf{E} , \mathbf{H} alanlarını ve \mathbf{J}_s , \mathbf{M}_s kaynaklarını barındıran V hacmi	33
Şekil 3.3.	LH ve RH ortamlar ve sınır şartları	39
Şekil 4.1.	Enerjisi E , momentumu P olan foton kaynaktan kabulediciye taraf ilerliyor ve kaynak sola taraf momentum kazanıyor	55
Şekil 4.2.	"Işıma yapan atom" konfigürasyonu	63



SİMGELER VE KISALTMALAR

NKİ : Negatif kırılma indisli

PKİ : Pozitif kırılma indisli

RH : Right handed (sağ el)

LH : Left handed (sol el)





1. GİRİŞ

Tabiatta bulunan veya yapay olarak üretilen malzemeler farklı özelliklerine göre sınıflandırılırlar. Örneğin, bütün malzemeler katı, sıvı, gaz ve plazma olarak dört ayrı kategoriye bölünebildiği gibi, elektrik iletme özelliği göz önünde bulundurularak, malzemeler iletken, yarıiletken ve yalıtkan malzemeler olarak üç kategoride ele alınabilir.

Bilindiği üzere malzemelerin optik özelliğini karakterize eden önemli parametrelerden biri de kırılma indisidir. 1966 yılında kırılma indisi ile ilgili yeni bir kategori dahil edildi. Sovyet fizik bilim adamı Victor Veselago negatif kırılma indisli malzemelerin mevcut olabileceğini varsayarak bu malzemelerin teorik incelemesini yaptı. Bu çalışmanın ortaya çıkmasıyla elektromanyetizm ve optikte kırılma indisi bakımından malzemeler 2 gruba ayrılmış oldu: negatif kırılma indisli ve pozitif kırılma indisli malzemeler.

Negatif kırılma indisli malzemelerde elektromanyetik dalgaların yayılımı alışılmış, yani pozitif kırılma indisli malzemelerdeki yayılımından çok farklı olmalıydı. Teorik inceleme, bu tür ortam içerisinde dalganın faz ve grup hızlarının birbirinin tersi yönde yönelmesi, bilinen neredeyse bütün elektromanyetik ve optik etkilerin tersinin olacağını öngörüyordu. Bu malzemelerde elektromanyetik dalgaların ters kırılması, fotonun itme değil çekme özelliğine sahip olması, ters Dopler, ters Çerenkov etkileri gibi ilginç etkilerin gözlemlenmesi bekleniyordu. Fakat yapılan yoğun araştırmalara rağmen negatif kırılma indisli malzeme üretilmediği için ve doğada da bu tür malzemelere rastlanmadığı için bu hipotez rağbet görmedi ve bir kaç sene sonra tamamen unutuldu. Ancak XXI asrın başlarında V. Veselago`yu tekrar hatırladılar.

Yapay malzeme üretilmesi alanındaki ilerlemeler sayesinde 34 sene sonra bu düşüncüyü gerçekleştirmek mümkün oldu. 2000 yılında Kaliforniya

Üniversitesinden (ABD) Smith ve arkadaşları yapay bir malzemede elektromanyetik dalganın ters kırılmasını gözlemleyerek negatif kırılma indisli malzemelerin olabileceğini deneysel olarak ispatlamış oldular. Yapay şekilde oluşturulan bu malzemelere daha sonra metamalzeme denilmeye başlandı.

Negatif kırılma indisli metamalzemelerin ortaya çıkmasıyla elektromanyetik ve optik konularının yeniden ele alınma zorunluluğu ortaya çıktı. Bunun sebebi, kırılma indisinin, elektromanyetik ve optik formüllerinin bir çoğunda bulunmasıydı. Dolayısıyla, şöyle bir soru soruldu. Kırılma indisi pozitif varsayılarak çıkarılan bu formüllerde pozitif kırılma indisi yerine negatif değer konulursa bu formüller geçerliliğini korur mu? Teorik incelemeler gösterdi ki, böyle direk yapılan değişimden sonra bazı formüller yine doğru kalır, bazıları yanlış olur, bazı formüller ise tamamen yeni etkilerin olabileceğini öngörür. Böylelikle, bu durum göz önünde bulundurularak elektromanyetik ve optik kitapları bazı düzeltme ve ilaveler yapılmakla yeniden yazıldı.

Metamalzemeler, farklı fiziksel özellikleri ile bir çok pratik uygulamaya geniş imkan sağlamaktadırlar. Bunlardan, süperlens, görünmezlik pelerini, depremden korunma, enerji problemleri, veri depolama, anten uygulamaları ve bir çok farklı konularda geniş uygulama alanları bulunmuş ve yenilerinin bulunulması günümüzde de devam etmektedir.

Pratik uygulamalarla beraber, negatif kırılma indisli metamalzemeler fiziğin bazı temel konularına da nüfuz etmekte ve bu konuların daha iyi anlaşılması için yeni kapılar açmaktadır. Bu konulardan birisi, kütle-enerji eşitliği kavramı ile ilgilidir. Fiziğin temel formüllerinden olan kütle-enerji eşitliği bilindiği üzere $E = mc^2$ olarak yazılır. 2009 yılında yine V. Veselago tarafından yeni bir iddia ortaya konuldu. Bu iddia kütle-enerji eşitliği formülünün genel halde $E = mv_{ph}v_{gr}$ şeklinde yazılması (v_{ph} – faz hızı, v_{gr} – grup hızı), $E = mc^2$ ifadesinin ise sadece vakumda geçerli olduğudur. Bu sonuç, fotonun ortam içerisinde yayılımı

incelendikten sonra bulunmuştur. Veselagoya göre kütle-enerji eşitliği formülündeki “ c^2 ” aslında dalğanın faz ve grup hızlarının çarpımıdır. Vakumda faz ve grup hızı ışığın vakumdaki hızına eşit olduğu için $v_{ph}v_{gr} = c^2$ yazıla bilir ve $E=mc^2$ doğru olur. Fakat ortam içerisinde, faz ve grup hızı ışığın vakumdaki hızından farklı olduğu için faz ve grup hızlarının çarpımının sonucu “ c^2 ”-ye eşit değildir ve formül $E=mv_{ph}v_{gr}$ olarak yazılmalıdır.

Bu ciddi iddianın söylenmesinin üzerinden 10 yıla yakın zaman geçmesine rağmen, bu konuda açık olarak ne olumlu ne de olumsuz yorum yapılmamış ve literatürde tartışılmamıştır. Bu durum dikkate alınarak tezin ana konusu olarak bu konu seçilmiş, konuyla ilgili mevcut sonuçlar ve literatür derlenmiş ve daha detaylı incelenerek genişletilmiştir. Yeni kütle-enerji eşitliği formülü üzerinde durularak bu formülün çıkarılması, doğru olması veya olmaması farklı yaklaşımlarla incelenmiş ve bu formülden çıkan sonuçlar daha detaylı gözden geçirilmeye çalışılmıştır.

Aynı zamanda, malzemelerdeki kayıplar dikkate alınarak plazma ve manyetik malzemeler (aktif ve pasif) tek bakış açısından incelenmiş ve bu malzemelerde negatif kırılma indisinin hangi şartlarda gözlemlenmesinin mümkün olduğu analitik olarak gösterilmiştir.



2. ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR

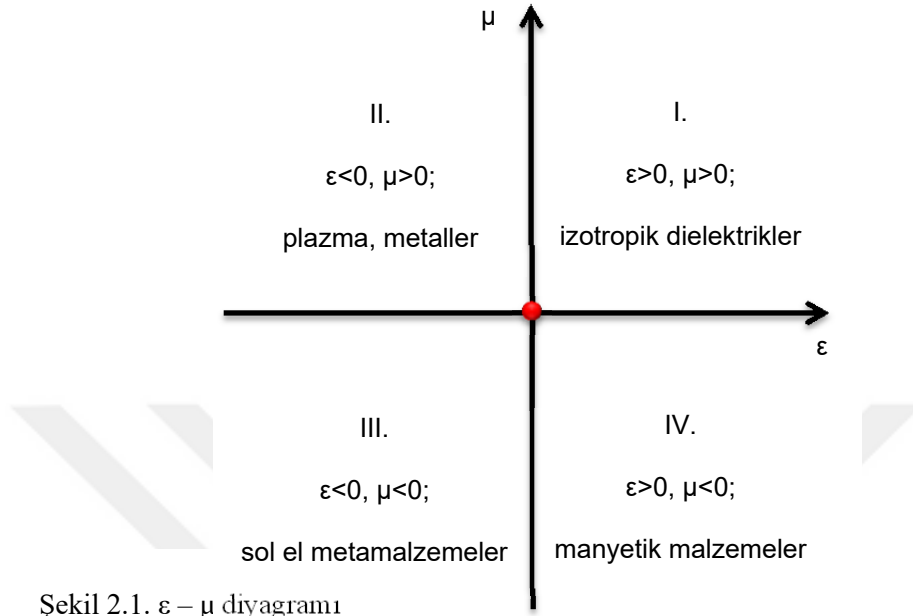
2.1. Negatif Kırılma İndisli (NKİ) Ortam ve Elektromanyetizma

Ortamın elektromanyetik özelliğini karakterize eden elektrik (ϵ) ve manyetik geçirgenlik (μ), elektromanyetik dalgaların ortamda nasıl hareket edeceğini gösteren en önemli parametrelerdendir. Ortamın kristal yapısına, ortamdaki serbest yük yoğunluğuna, elektromanyetik dalganın frekansına ve başka etkenlere bağlı olarak, elektrik ve manyetik geçirgenlik pozitif değerlerle beraber negatif değerler de ala bilmektedir. Şekil 2.1.'de ϵ ve μ 'nün alabileceği değerler diyagram şeklinde gösterilmiştir. (ϵ, μ) için dört farklı kombinasyon ola bilir: (+,+), (-,+), (-,-), (+,-). I., II. ve IV. bölümlerdeki kombinasyona uygun malzemeler daha önceleri iyi bilinmekteydi. Bir çok şeffaf ortamlar ve dielektrikler I. bölüm için örnek verilebilir. II. bölüme plazma ve metaller uygundur. IV. bölüm için ise manyetik malzemeler örnek verilebilir.

Fakat III. bölümde yer alan (-,-) kombinasyonu, yani ϵ ve μ 'nün her ikisinin aynı zamanda eksi değer alması durumuna uygun malzeme gözlenmemiştir ve varlığı da tartışılmamıştır. Veselago (1968) ϵ ve μ için negatif değerler koyarak böyle bir malzemenin farklı elektromanyetik özelliklerini incelemiştir.

Kırılma indisi n , ortamın elektrik ϵ ve manyetik geçirgenliği μ ile belirlenmekte ve aşağıdaki formül ile ifade edilmektedir

$$n = \sqrt{\epsilon\mu} . \quad (2.1)$$



(2.1) formülünden görüldüğü üzere, eğer elektrik ve manyetik geçirgenliğin işaretleri aynı anda eksi yapılırsa, formülde bulunan kırılma indisi için işaret değişmez. Bu değişimi göre bilmek için Maxwell denklemlerine başvurmak gerekir. Çünkü, Maxwell denklemlerinde ϵ ve μ aynı denklemde çarpım olarak değil, farklı denklemlerde yer almaktadır. Monokromatik düzlem dalga için Maxwell denklemlerini yazalım

$$[\mathbf{kE}] = \frac{\omega}{c} \mu \mathbf{H} \quad (2.2)$$

$$[\mathbf{kH}] = -\frac{\omega}{c} \epsilon \mathbf{E}, \quad (2.3)$$

burada \mathbf{k} - dalganın yayılım yönünü gösteren dalga vektörüdür. (2.2) ve (2.3) denklemlerinden görülür ki, eğer $\varepsilon > 0$ ve $\mu > 0$ olursa \mathbf{E} , \mathbf{H} , \mathbf{k} üçlüsü sağ el kuralına, $\varepsilon < 0$ ve $\mu < 0$ olursa sol el kuralına uygun gelmektedir. Bu anlamda, malzemeleri sağ ellive sol elli malzemeler olarak ikiye ayırmak mümkündür. İngilizcede olan “left handed metamaterials” (sol elli metamateryaller) ismi de bu durumdan gelmektedir.

Dalga yayılımı zamanı enerjinin akımı Poynting vektörü \mathbf{S} ile belirlenmektedir ve şöyle ifade edilir (Veselago, 1968)

$$\mathbf{S} = \frac{c}{4\pi} [\mathbf{E}\mathbf{H}]. \quad (2.4)$$

(2.4) formülünden görüldüğü gibi \mathbf{S} vektörü \mathbf{E} ve \mathbf{H} vektörleri ile beraber sağ el kuralına uygundur. Böylelikle, sağ elli malzemelerde \mathbf{S} ve \mathbf{k} vektörleri aynı yönde, sol elli malzemelerde ise birbirine ters yönde yönelmektedirler. Dalganın faz hızı dalga vektörü \mathbf{k} ile bağlı olduğu gibi, grup hızı da enerjinin yayılım yöne ile, yani Poynting “ \mathbf{S} ” vektörü ile bağlıdır. Böylelikle, sol elli malzemelerde faz ve grup hızları birbirinin tersi yönde yönelmiş oluyor.

Grup hızının yönünü pozitif yön kabul edersek sol elli malzemelerde faz hızının negatif olduğu söylenebilir. Burada bir not eklememiz yerinde olur. Veselago'nun 1968 makalesinde sol elli malzemelerde negatif grup hızından bahsedilse de, modern literatürde negatif faz hızından bahsedilmektedir. Aslında her iki bakış açısı da aynıdır. Burada oluşan fark pozitif yönün hangisinin seçilmesi ile ilgilidir. Eğer pozitif yön faz hızı kabul edilirse grup hızı negatif olur ve aksine, eğer grup hızının yönü pozitif kabul edilirse faz hızı negatif olur. Önceki çalışmalarda faz hızının yönü pozitif kabul edildiği için ve sol elli malzemede grup hızı faz hızının tersi yönde olduğu için “negatif grup hızı” deniliyordu. Daha sonra

bu kabul değişmiştir. Enerjinin akım yönü grup hızının yönü ile aynı olduğu için grup hızının yönünün pozitif yön olarak seçilmesi daha doğal görülmüş ve sonuç olarak sol elli malzemelerde faz hızı negatif kabul edilmiştir.

2.2. NKİ Ortamda Yeni Etkiler

Daha önce söylendiği gibi negatif kırılma indisli (NKİ) ortamda dalganın faz ve grup hızı birbirine ters yönde yönelmektedir. Bu durumun sonucu olarak elektromanyetik ve optik etkilerde bazı değişiklikler oluşmaktadır. Bu etkileri kısa olarak gözden geçirelim.

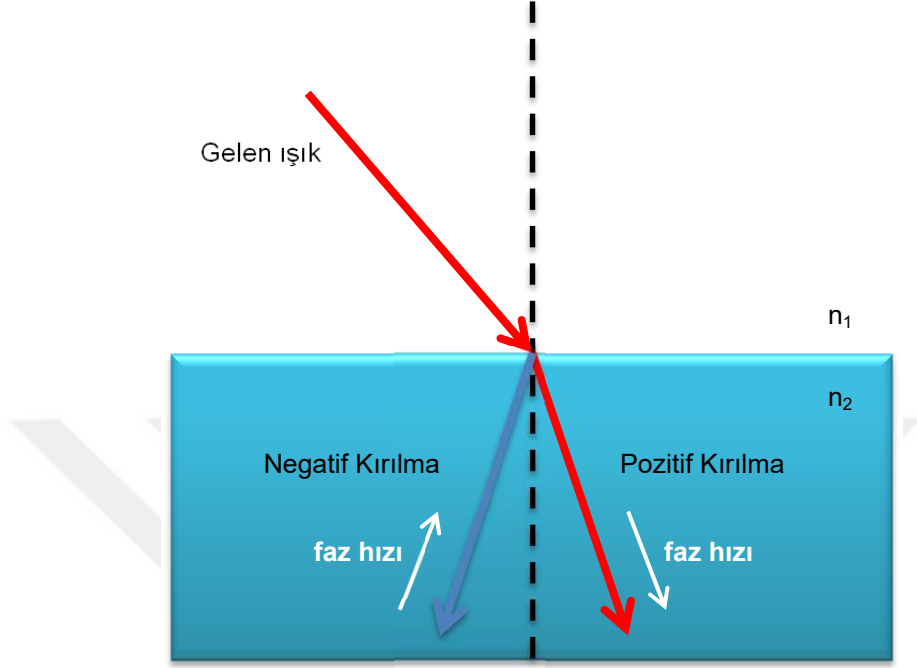
2.2.1. Ters Snell Yasası ve Mercekler

Işığın ortamda kırılmasını karakterize eden Snell yasası şöyle ifade edilmektedir

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{n_2}{n_1} \quad (2.5)$$

Burada α - gelen, β - kırılan ışığın normalle yaptığı açıyı, n_2 ve n_1 iki farklı ortamın kırılma indisini gösteriyor. Eğer her iki ortamın kırılma indisleri pozitif değere sahipse kırılan ışık alışıldığı üzere Şekil 2.2.'de gösterilen kırmızı yönde ilerler. Eğer ortam negatif kırılma indisine sahipse, o zaman kırılan ışık mavi renkli yönde gider, fakat faz hızı aşağıdan yukarıya doğru yönelmiş olur (Caloz, 2006).

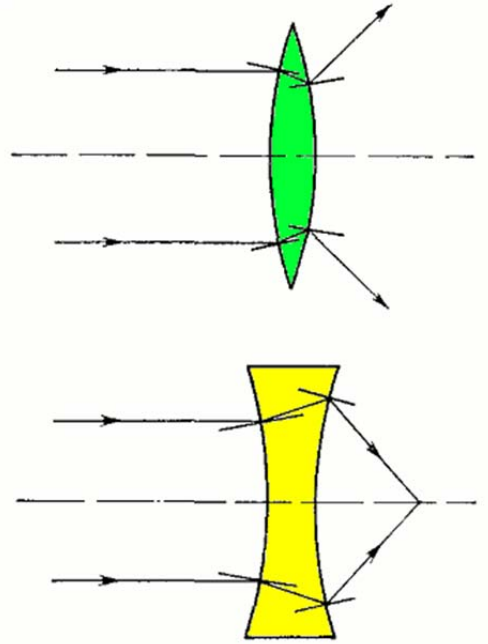
Optikten bilindiği üzere mercekler iki kısımdır: üzerine gelen ışınları toplayıcı özelliğe sahip olan ince kenarlı mercekler ve dağıtıcı özelliğe sahip olan kalın kenarlı mercekler.



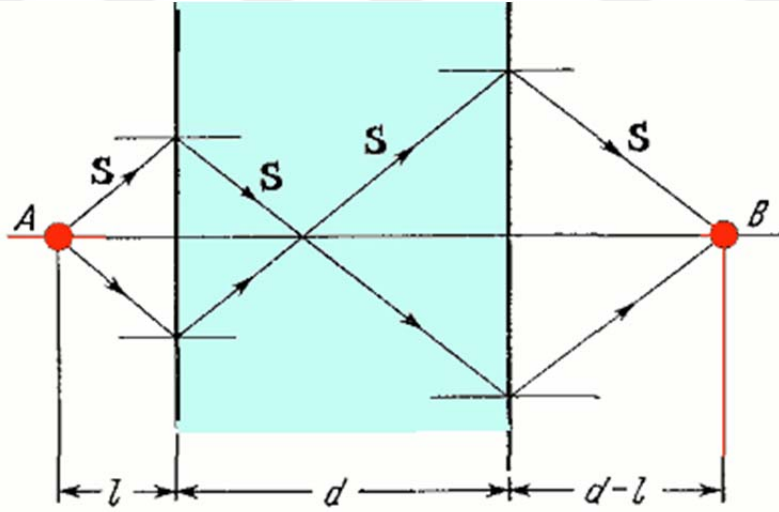
Şekil 2.2. Ters Snell yasası

NKİ malzemeden yapılan mercekler ters Snell yasasının geçerli olması yüzünden yer değiştirmiş olurlar (Şekil 2.3.). NKİ malzemeden yapılan ince kenarlı mercek dağıtıcı, kalın kenarlı mercek ise toplayıcı özelliğe sahip olur.

Farklı bir durum prizma şeklindeki şeffaf malzemenin optik cihaz olarak kullanılabileceğidir. Yine ters Snell yasasından dolayı kaynaktan gelen ışınlar Şekil 2.4.'de gösterildiği şekilde kırılır ve levhanın sağ tarafında odaklanır (Veselago, 1968). Bu etkinin geçerli olması için kaynağın NKİ levhaya olan mesafesi l , levhanın kalınlığından (d) küçük olmalıdır ($l < d$). Bu efekt ilk defa Veselago tarafından incelendiği için bu prensiple çalışabilen merceğe Veselago merceği de denilmektedir.



Şekil 2.3. NKİ malzemenen yapılmış merceklerde ışığın yayılımı

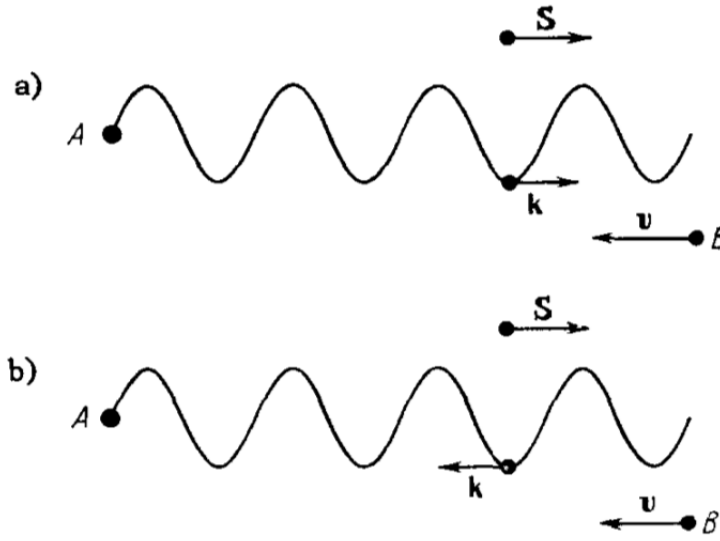


Şekil 2.4. Süper Lens'in çalışma prensibi

Daha sonra bu durum Pendry tarafından (Pendry, 2000) daha detaylı olarak incelenerek Süper Lens (Perfect Lens) şeklinde yeniden ortaya konulmuştur. Pendry çalışmasında göstermiştir ki, bu etki optik cihazlara uygulanırsa daha hassas görünürlük sağlayabilecektir.

2.2.2. Ters Dopler Etkisi

Şekil 2.5.a'da gösterildiği gibi ω_0 frekansına sahip dalganın A kaynağından çıkarak pozitif kırılma indisli (PKİ) ortamda sağa doğru ilerlediğini varsayalım (Veselago, 1968). B cisminin ise A kaynağına doğru v hızı ile ilerlediğini farz edelim. PKİ ortamda faz ve grup hızı aynı istikametde olduğu için \mathbf{k} dalga vektörü ve \mathbf{S} Poynting vektörü aynı istikametlidir. B cismi A kaynağına doğru ilerlediği zaman dalganın faz hızının aksine gitdiği için daha yüksek frekans "hiss edecektir". Bu normal bilinen Dopler etkisidir.



Şekil 2.5. NKİ ortamda ters Dopler etkisine dair

NKİ ortamda ise bunun tersi gözlemlenecektir. NKİ ortamda faz hızı grup hızına ters yönde olduğu için \mathbf{k} dalga vektörü sola yönelmiş olacaktır. Bu durumda B cismi \mathbf{k} dalga vektörü ile aynı yönde olduğu için A kaynağının frekansının daha düşük olduğunu “hiss edecektir”. Her iki durum için genel olarak Dopler etkisi matematiksel olarak

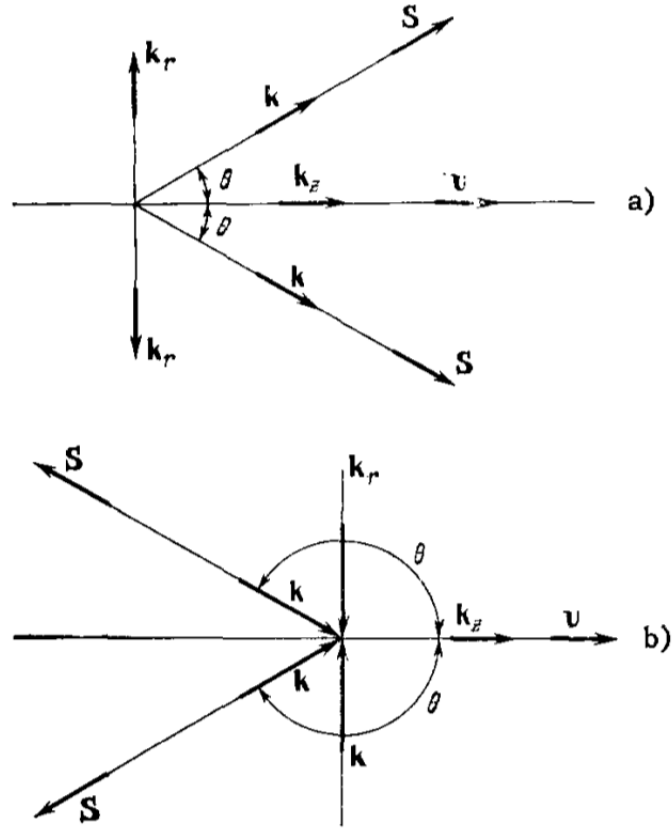
$$\omega = \omega_0 \left(1 - p \frac{v}{u}\right) \quad (2.6)$$

şeklinde gösterilebilir. Burada p ortamın sağ veya sol ortam olduğunu gösteriyor (sağ olursa 1, sol olursa -1 değerini alır). Alıcının (B cismi) v hızı kaynaktan uzaklaştığı sürece pozitif kabul edilir. Dalga enerjisinin yayılım hızı u ise her zaman pozitif kabul edilmektedir.

2.2.3. Ters Çerenkov Etkisi

Eğer yüklü parçacık saydam bir madde içinde ışığın o madde içindeki hızından daha büyük bir hızla hareket ederse Çerenkov ışıması gerçekleşir. Vakumda bu durum mümkün olmasa da ortam içerisinde ışık hızı daha az olduğu için bu efekti gözlemlemek mümkündür. Yüklü parçacık ışığın ortamdaki hızından daha yüksek hız aldığı anda parçacığın hareket istikametinde koni şeklinde ışık yayılımı gerçekleşir ve \mathbf{k} dalga vektörü Şekil 2.6.a’da gösterildiği şekilde yönelmiş olur.

Eğer yüklü parçacığın hareketi NKİ ortamda olursa Şekil 2.6.b’de gösterildiği gibi \mathbf{k} dalga vektörü parçacığın v hızına ters yönde yönelerek geniş açı oluşturur (Veselago, 1968).



Şekil 2.6. NKİ ortamda ters Çerenkov ışınımına dair

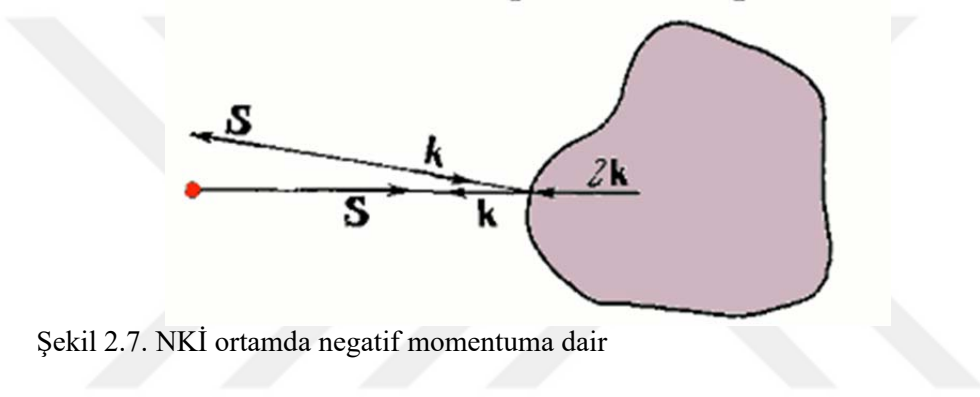
2.2.4. Negatif Momentum

Veselagonun 1968 makalesinde (Veselago, 1968) tartışılmış konulardan bir diğeri de NKİ ortamlarda negatif momentum ile ilgilidir. Veselago'ya göre NKİ ortam içerisinde cisim üzerine düşen ışık kendinden itme değil, kendine çekme özelliği göstermelidir.

Bu sonuç,

$$p = hk \quad (2.7)$$

formülünden çıkmaktadır. Formülden görüldüğü gibi, NKİ ortam içerisinde k dalga vektörü negatif değere sahipse p momentumu da negatif olmalıdır. Önceki efektlerin hepsi bilim çevresi tarafından kabul görse de NKİ ortamlarda negatif momentumun varlığı tartışma konusu olabilmektedir (Milonni ve Boyd, 2010). Şekil 2.7’de gösterildiği üzere, eğer dalga NKİ ortam içerisinde hareket ediyorsa PKİ ortamdaki durumun aksine olarak üzerine düştüğü cismi itmek yerine kendine çeker.



Şekil 2.7. NKİ ortamda negatif momentuma dair

Böylelikle, PKİ ortamdaki ışığın itme özelliği NKİ ortamda ışığın çekme özelliğine dönüşmektedir. Burada not edilmesi gereken önemli bir nokta vardır*. Aslında negatif momentumun gözlemlenmesi için makalede (Veselago, 1968) gösterildiği gibi dalganın NKİ ortam içerisinde hareket etmesi zorunlu değildir. Eğer NKİ ortam PKİ ortam içerisine yerleştirilmişse (mesela vakumda yerleştirilmiş NKİ malzeme gibi) ve elektromanyetik dalga PKİ ortam içerisinde hareket ediyorsa, NKİ malzemedan yapılan cisim üzerine düştüğü zaman bu cisimi kendine doğru çekmesi lazımdır. Yani olayın NKİ ortam içerisinde olma zorunluluğu yoktur. Bu durum negatif momentumun deneysel olarak gözlemlenmesi açısından ciddi kolaylık sağlamaktadır.

* Veselago ile sözlü görüşme

2.2.5. Kırılma İndisi Sıfır Olan Ortamlar

NKİ ortamların gündeme gelmesi beraberinde kırılma indisi sıfır olan malzemeleri de getirmiştir. Çünkü negatif ve pozitif kırılma indisleri mevcut ise, onların ortasında bulunan sıfır indisli malzemelerin de olması gerekir. Şekil 2.1.'deki $\epsilon - \mu$ diyagramında bu durum kırmızı nokta ile gösterilmiştir. Kırılma indisi sıfır olan malzemelerin elektrik (ϵ) ve manyetik geçirgenliklerinin (μ) reel kısımları sıfıra eşittir.

Bu ortamlar, NKİ ve PKİ ortamlardan çok farklı özellikler göstermektedirler. Böyle bir ortamın fiziksel özelliklerini ilk defa Ziolkowski (2004) ele almıştır. Bu ortamın bazı özelliklerini ele alalım.

Kırılma indisi sıfır olan ortamda elektromanyetik dalganın faz hızı,

$$v_{ph} = \frac{c}{n}$$

formülüne göre sonsuz değer almaktadır. Sonsuz faz hızı elektromanyetik dalganın dalgaboyununun sonsuz büyük olması anlamına da gelmektedir (Enoch ve ark, 2002). Bu özellik, anten uygulamalarında yönlenmeyi iyileştirmek açısından avantaj sağlamaktadır.

Kırılma indisi sıfır olan ortama ışık ortama dahil olurken fazı hangi değere sahip ise, ortamdan ayrıldığında faz kesilmeden devam eder. Faz hızının sonsuz olması faz kesintisinin olmamasını sağlamaktadır (Engheta, 2013). Bunlardan başka sıfır indisli malzemelerin perdeleme, nanofotonik ve fotonik katkılama gibi konularda da uygulama alanları geliştirilmektedir.

2.2.6. Ters Kütle Akımı

Ters kütle akımı etkisi Veselago tarafından 2009 yılında ortaya atılmıştır (Veselago, 2009). Her halde anlaşılması ve kabul edilmesi en zor olan iddia da budur.

Kütle-enerji eşitliğine göre, elektromanyetik dalga vakumda yayılırken kendi enerjisine eşdeğer kütle taşımaktadır. Böylelikle, elektromanyetik dalga kaynaktan alıcıya doğru yönelmişse kütle akımı da kaynaktan alıcıya doğru yönelmektedir. Veselago'ya göre elektromanyetik dalga NKİ ortam içerisinde hareket ederken kütle akımı kaynaktan alıcıya doğru değil, alıcıdan kaynağa doğru yöneliyor.

Bu konu ileride daha detaylı inceleneceği için burada daha uzun üzerinde durmuyoruz.

2.3. Negatif Kırılma İndisi ve Elektromanyetik Yasaların Denklemleri

NKİ metamalzemelerin ortaya çıkmasıyla elektromanyetik yasaların denklemleri yeniden gözden geçirilmiştir. Genel olarak denklemlerde kırılma indisi için $n \rightarrow -n$ değişimi her zaman doğru sonuç vermemektedir. Bunun sebebi, genellikle elektromanyetik ve optik formüllerinin manyetik olmayan durum için çıkarılmasıdır (Veselago, 2003). Bilinen bir çok malzemenin manyetik geçirgenliği $\mu=1$ olduğu için, yasaların formüllerinde de manyetik kısım dikkate alınmaz. Sonuç olarak, yasaların formüllerinde ciddi değişiklik oluşmaktadır. Bu durum: Çizelge 2.1'den daha ayrıntılı görülebilir.

Çizelge 2.1. Bazı fizik yasalarının manyetik olmayan durum ile genel halinin kıyaslanması

Fizik Yasası	Manyetik olmayan durum	Genel Formül
Snell yasası, Dopler ve Çerenkov etkisi $n = \sqrt{\varepsilon} \rightarrow n = \sqrt{\varepsilon\mu}$, eğer $\varepsilon, \mu < 0$, o zaman $n < 0$	$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = n_{21} = \sqrt{\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}}$	$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = n_{21} = \sqrt{\frac{\varepsilon_2 \mu_2}{\varepsilon_1 \mu_1}}$
Frenel denklemleri $n = \sqrt{\varepsilon} \rightarrow \frac{1}{z} = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}}$	$r_{\perp} = \frac{n_1 \cos \alpha - n_2 \cos \beta}{n_1 \cos \alpha + n_2 \cos \beta}$	$r_{\perp} = \frac{z_2 \cos \alpha - z_1 \cos \beta}{z_2 \cos \alpha + z_1 \cos \beta}$
Arayüz sınırına dikey düşen ışığın yansımaya katsayısı	$r = \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2}$	$r = \frac{z_2 - z_1}{z_2 + z_1}$
Yansımamanın olmaması şartı	$n_1 = n_2$	$z_1 = z_2$
Brewster yasası	$\tan \alpha = n$	$\tan \alpha = \sqrt{\frac{\varepsilon_2 \varepsilon_2 \mu_1 - \varepsilon_1 \mu_2}{\varepsilon_1 \varepsilon_2 \mu_2 - \varepsilon_1 \mu_1}}$

Çizelge 2.1.'den görüldüğü gibi yasalar, manyetik olmayan durumdan genel duruma geçerken şekil değişimine göre üç gruba bölünebilir. Birinci gruba Snell yasası, Dopler ve Çerenkov etkisi dahildir. Bu yasaların manyetik olmayan formüllerinde $n = \sqrt{\varepsilon}$ yerine sadece $n = \sqrt{\varepsilon\mu}$ yazılması yeterlidir. Eğer ε ve μ

değerlerinin her ikisi negatif değere sahipse, o zaman n 'in karşısında “eksi” işareti konulur.

İkinci gruba, yansıma ve kırılma yasaları ve özel halde Frenel formülleri aittir. Bu formüllerde manyetik olmayan durumdan genel duruma geçerken $n = \sqrt{\epsilon}$ direk olarak $n = \sqrt{\epsilon\mu}$ ile değil, $\sqrt{\epsilon/\mu} = 1/z$ ile değiştirilmesi gerekir. Burada z – ortamın dalga direncidir ve şu formülle ifade edilmektedir

$$z = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} .$$

Dalga direncinin ölçü birimi Ohm'dur ve ortamı karakterize eden parametrelerden birisidir. Çizelge 2.1.'den görüldüğü gibi genel formüle geçiş yapıldığı zaman, özellikle iki ortamın arayüzünden yansımanın olmaması şartı ciddi anlamda değişmektedir. Manyetik olmayan durumda yansımanın olmaması için her iki ortamın kırılma indisinin aynı olması gerektiği halde, manyetik özellik de eklendiğinde yansımanın olmaması için ortamların dalga dirençlerinin birbirine eşit olması gerektiği ortaya çıkıyor. Burada, şunu not etmek çok önemlidir: ϵ ve μ değerlerinin her ikisinin negatif olması durumunda dalga direnci, kırılma indisinden farklı olarak pozitif değere sahip olmaktadır.

Nihayet, üçüncü grup formüllere gelecek olursak, özellikle Brewster yasası örnek verilebilir. Brewster yasası, manyetik olmayan durumdan genel duruma geçilirken ciddi şekilde değişmektedir (Çizelge 2.1).

2.4. Metamalzeme Nedir ve NKİ Metamalzeme Nasıl Gerçekleştirildi?

Metamalzeme tabiattaki malzemelerden farklı özellik gösteren yapay şekilde elde edilmiş malzemelere denir. Metamalzemeler mekanik, akustik,

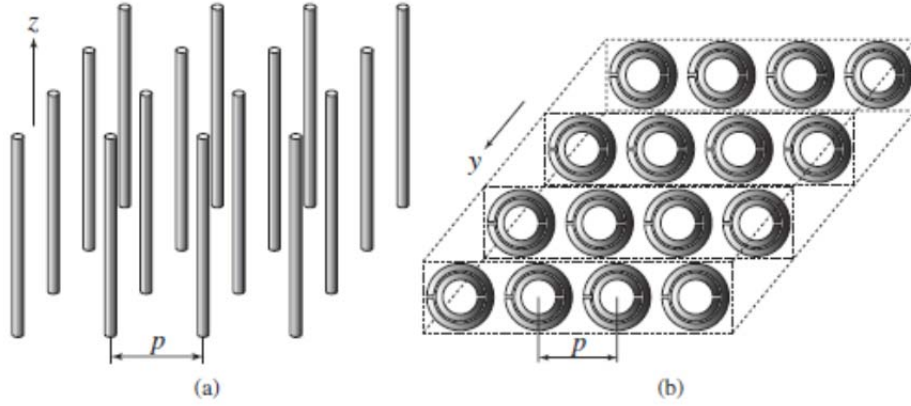
elektromanyetik ve başka özelliklerine göre farklı türlere bölünebilir. Bu tez çalışması özellikle elektromanyetik metamalzemelerle ilgilidir.

Normal malzemelerde elektromanyetik dalga malzemenin atomları ile etkileşime geçer ve bunun sonucu olarak dalga, ortam içerisinde belli özellikler kazanarak hareket eder. Metamalzemelerde atomların yerini periyodik dizilmiş yapay elementler alır. Bu elementler metal, dielektrik veya bunların karışımı olabilir. Elektromanyetik dalga böyle bir ortam içerisinde hareket ederken bu elementleri atom olarak “hiss eder” (Maier, 2007). Elementlerin yapıldığı malzeme, elementlerin şekli ve aralarındaki mesafe değiştirilerek metamalzemenin belli özellikleri değiştirilebilir. Dolayısıyla, metamalzeme, normal malzemelerden yapılmasına rağmen tabiatta bulunan malzemelerden tamamen farklı özellikler gösterebilmektedir. Bu farklılıkla beraber, metamalzemelerin ana özelliklerinden birisi de üretilen malzemenin mekaniksel, akustik, elektromanyetik ve ya optik özelliklerinin önceden belirlenebilmesi ve isteğe bağlı olarak kontrol edilebilmesidir.

Farklı dalga boylarına uygun olarak farklı metamalzemeler üretilmektedir. Örneğin mikrodalgalar için üretilen metamalzemenin elementleri bir kaç cm ölçülerinde olabilmektedir. Daha kısa dalga boyunda tepki için (veya daha yüksek frekanslar) elementlerin ölçüleri de küçültülmelidir. Buradaki şart dalga boyunun elementler arasındaki karakteristik mesafeden çok büyük olmasıdır ($\lambda > d$). (Veselago, 2011).

NKİ metamalzeme 2000 yılında Smith ve arkadaşları (Smith ve ark, 2000) tarafından üretilmiştir. Bu çalışma 90'lı yıllardaki çalışmalara dayanmaktadır (Pendry ve ark, 1998; Pendry ve ark, 1999). Pendry ve ark. metal çubukların (Şekil 2.8.a) negatif elektrik geçirgenliğe, ayırık dairesel elementlerin (Şekil 2.8.b) ise negatif manyetik geçirgenlik sağlayacağını öngörmüşlerdi. 2000 yılında bu iki

ortam birleştirilerek ilk NKİ metamalzeme üretilmiş oldu (Şekil 2.9.) ve bu metamalzemedede ters Snell yasası gözlemlenmiştir.



Şekil 2.8. İlk NKİ metamalzemeni oluşturan iki ana kısım: metal çubuklar (a) ve dairesel metal parçalar (b)



Şekil 2.9. İlk üretilmiş NKİ metamalzemenin görünümü

2.5. NKİ ve PKİ Ortamda Kayıpların Dikkate Alınmasına Dair Bazı Notlar

NKİ malzemelerin elektromanyetik özellikleri incelenirken bir çok çalışmada ortamda olan kayıplar dikkate alınmamıştır. Hatta Veselago'nun iyi bilinen 1968 makalesinde (Veselago, 1968) de kayıpların çok düşük olduğu varsayılarak dikkate alınmadığı makalenin ilk sayfasında belirtilmiştir. Kayıpların dikkate alınmaması formüllerin sadeleşmesine sebep olurken, diğer taraftan NKİ malzemelerin bazı özelliklerinin formüllerden görünmemesine ve hatta yanlış sonuç çıkarılmasına sebep olmuştur. Örneğin, kayıplar dikkate alınmadığında plazma ve manyetik malzemelerde NKİ özelliğinin mümkün olmadığı sonucu çıkmaktadır. Konu genel olarak bilinen bir konu olsa da bazı makalelerde yanlış anlaşılma yol açacak şekilde ele alınmıştır (Chui ve Liangbin, 2002). Kayıplar dikkate alınırsa, plazma ve manyetik malzemelerde de NKİ ortamın gözlemlenmesinin mümkün olduğu görülmüştür. Tezde tartışılan konulardan biri de bu durumla bağlı olduğu için bu konu ileride daha detaylı ele alınmıştır.

2.6. Metamalzemelerin Kısa Tarihçesi

NKİ metamalzeme alanının başlangıç tarihi genel olarak 1968 yılı kabul edilse de aslında çok daha önceleri de bu konuya değinen ve konunun altyapısını oluşturanlar olmuştur.

1904 yılında H. Lamb (Lamb, 1904) faz ve grup hızlarının antiparalel olması ile ilgili makale yazmıştır.

Yine 1904 yılında Artur Shuster "Teorik optik konusuna giriş" isimli kitabında (Schuster, 1904) ters Snell yasasının mümkün ola bileceğinden bahsetmiş, hatta kitabında ters kırılmanın resmini de vermiştir.

1905 yılında H.C. Pocklington "Nature" dergisinde (Pocklington, 1905) grup hızının negatif olması ile ilgili makale yayınlamıştır.

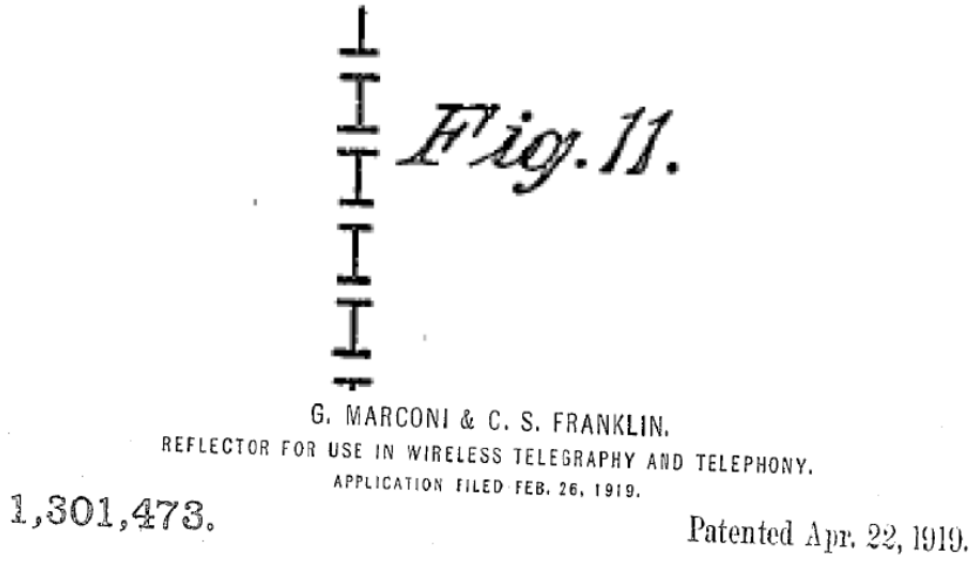
1945 yılında Mandelstam ders notlarında (Mandelstam, 1945) Lamb'in çalışmasına dayanarak Snell yasasını faz ve grup hızlarının ters olduğu ortamlarda geniş bir şekilde incelemiştir. Ancak konuyu negatif elektrik ve manyetik geçirgenlik veya negatif kırılma indisi bakımından ele almamıştır.

1957 yılında D. Sivukhin (Sivukhin, 1957) elektrik ve manyetik geçirgenliğin negatif olduğu durumları inceleyerek böyle bir ortam içerisinde faz ve grup hızlarının birbirine ters yönde olacağı sonucuna varmış, ancak negatif kırılma indisinden bahsetmemiştir.

Nihayet 1967 yılında V. Veselago (Veselago, 1967) elektrik ve manyetik geçirgenliğin negatif olması durumunu Maxwell denklemleri vasıtası ile incelemiş ve kırılma indisinin negatif olacağı sonucuna varmıştır. Bu durumda faz ve grup hızlarının birbirine ters yönde olacağını göstermiş ve daha önce belirtilen ters etkilerin bir çoğunu incelemiştir. Bu makalenin İngilizcesi 1968 yılında yayımlandığı için NKİ malzemelerin başlangıç tarihi daha çok 1968 yılı olarak bilinmektedir. Şunu da eklemek yerinde olur: Veselagonun 1967 makalesinden önce Rusça olan kısa 1966 makalesi (Veselago, 1966) de mevcuttur. Bu makalede yine NKİ malzemenin mümkünlüğü incelenmiş, ancak konu üzerinde detaylı durulmamıştır.

2000'den sonraki yıllarda ise teori düzeyinde kalan bu çalışmalar deneysel olarak gerçekleştirilmeye başlanmıştır. Nitekim, 2000 yılında ilk NKİ metamatizeme üretilmiştir (Smith ve ark, 2000). 2004 yılında ilk defa kırılma indisi sıfır olan ortam Ziolkowski (2004) tarafından incelenmiştir. Perdeleme (Schurig, 2006; Bilotti ve ark, 2008), fotonik doping (Liberal, 2017), sıfıra yakın kırılma indisi fotonığı (Liberal ve Engheta, 2017), depremden korunma (Brun ve ark, 2009; Brule ve ark, 2014) gibi bir çok pratik uygulama alanları bulunmuş ve yeni uygulama alanları bulunmaya devam etmektedir.

Metamalzemeler ile ilgili çok önceki bazı çalışmalar da zamanla ortaya çıkmaktadır. Örneğin, radyonun mucidi olarak bilinen Marconi (Popovla aynı zamanda) Şekil 2.10'da görüldüğü gibi günümüzdeki metamalzemelere benzer yapının 1919 yılında Franklin ile beraber patentini almıştır.



Şekil 2.10. Marconi ve Franklin 1919 yılında günümüzdeki metamalzemelere benzer yapının patentini almışlardır



3. MATERYAL VE METOD**3.1. Kırılma İndisi, Maxwell Denklemleri ve LH Ortam**

Kırılma indisi, malzemelerin temel özelliklerinden olup, aşağıdaki şekilde dielektrik ve manyetik geçirgenliğe bağlıdır

$$N^2 = \varepsilon\mu \quad (3.1)$$

Genel olarak N , ε ve μ karmaşık sayılardır ve şöyle tayin edilir

$$N = n - ik \quad (3.2)$$

$$\varepsilon = \varepsilon_1 - i\varepsilon_2 \quad (3.3)$$

$$\mu = \mu_1 - i\mu_2, \quad (3.4)$$

burada n - kırılma indisi, k - sönümlenme katsayısı, ε_1 , μ_1 - reel ve ε_2 , μ_2 - sırasıyla dielektrik geçirgenliğin ve manyetik geçirgenliğin imajiner kısımlarıdır. İmajiner kısımlar kayıpları (veya malzemenin aktif olması halinde elektromanyetik dalganın yayıldıkça güçlenmesini) tanımlar. Eğer kesin olarak bakılırsa, vakum hariç tüm ortamlarda enerji kaybı mevcuttur. Bu nedenle, problemin doğru bir şekilde ele alınması için, çok küçük olsalar bile, imajiner kısımları dikkate almak gerekir ve bu çalışmada malzemeler önce kayıplar dikkate alınarak kategorilere ayrılmıştır, daha sonra NkI 'nin gözlemlenmesinin mümkün olduğu kategoriler ayrıca belirtilmiş, oluşma şartları gösterilmiştir.

Sol elli malzemeler, elektrik ε ve manyetik geçirgenliklerin μ aynı anda negatif değere sahip olduğu ortamdır. Bu durumun, ortam içerisinde ilerleyen elektromanyetik dalganın faz ve grup hızını nasıl etkilediğini detaylı görmek, faz ve grup hızlarının antiparalel olmalarını ispatlamak için Maxwell denklemlerine başvurulur

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} - \mathbf{M}_s, \text{ (Faraday yasası)} \quad (3.5a)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = -\frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \mathbf{J}_s, \text{ (Ampere yasası)} \quad (3.5b)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \xi_e, \text{ (elektrik Gauss yasası)} \quad (3.5c)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = \xi_m, \text{ (manyetik Gauss yasası)} \quad (3.5d)$$

burada, \mathbf{E} – elektrik alan şiddeti, \mathbf{H} – manyetik alan şiddeti, \mathbf{D} – elektrik akı yoğunluğu, \mathbf{B} – manyetik akı yoğunluğu, \mathbf{M}_s – manyetik akım yoğunluğu (hayali), \mathbf{J}_s – elektrik akım yoğunluğu, ξ_e – elektrik yük yoğunluğu, ξ_m – manyetik yük yoğunluğu (hayali). Ayrıca, eğer ortam lineer (ε ve μ , \mathbf{E} ve \mathbf{H} 'tan bağımsızsa) ve frekansdan bağımsız ise (ε ve μ değerleri frekansın değişmesinden etkilenmiyor) $[\mathbf{D}, \mathbf{E}]$ ve $[\mathbf{B}, \mathbf{H}]$ vektörel çarpımlarında bulunan vektörler şu şekilde bağlantılıdır

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P} = \varepsilon_0 (1 + \chi_e) \mathbf{E} = \varepsilon_0 \varepsilon_r \mathbf{E} = \varepsilon \mathbf{E}$$

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H} + \mathbf{M} = \mu_0(1 + \chi_m) \mathbf{H} = \mu_0 \mu_r \mathbf{H} = \mu \mathbf{E}$$

burada, $\mathbf{P} = \varepsilon_0 \chi_e$ ve $\mathbf{M} = \mu_0 \chi_m$ elektrik ve manyetik polarizasyonu karakterize eden vektörler, χ_e ve χ_m elektrik ve manyetik duyarlılık (susceptibility), $\varepsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12}$ ve $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ uygun olarak vakumun elektrik ve manyetik geçirgenlikleri, $\varepsilon_r = 1 + \chi_e$ ve $\mu_r = 1 + \chi_m$ ise uygun olarak ortamın elektrik ve manyetik geçirgenlikleridir. Son iki denklem imajiner kısımlar da dikkate alınarak şöyle yazılabilir

$$\varepsilon_r = \varepsilon' - i\varepsilon'' = \varepsilon'(1 - i \tan \delta_e), \quad \tan \delta_e = \frac{\omega\varepsilon'' + \sigma_e}{\omega\varepsilon'}$$

$$\mu_r = \mu' - i\mu'' = \mu'(1 - i \tan \delta_m), \quad \tan \delta_m = \frac{\omega\mu'' + \sigma_m}{\omega\mu'}$$

Son iki denklemdeki ε ve μ 'nün imajiner kısımları kayıpları temsil etmektedir: $\omega\varepsilon''$ - dielektrik sönümlenme yüzünden oluşan kayıpları, σ_e - sonlu iletkenlik yüzünden oluşan kayıpları, $\omega\mu''$ - manyetik sönümlenme kayıplarını, σ_m - sonlu manyetik iletkenlik (hayali) dolayısı ile oluşan kayıpları göstermektedir. Harmonik alanı $e^{+i\omega t}$ şeklinde zamana bağlı olarak ifade edilir ve fazörü de $\mathbf{F}(\mathbf{r})$ olarak yazılırsa,

$$\mathbf{F}(\mathbf{r}, t) = \text{Re}[\mathbf{F}(\mathbf{r})e^{+i\omega t}]$$

şeklinde kabul edilir. Burada \mathbf{F} , (\mathbf{x}) denklemlerindeki her hangi bir fiziksel değeri simgelemektedir. Sonuç olarak, Maxwell denklemlerini

$$\nabla \times \mathbf{E} = -i\omega\mu\mathbf{H} - \mathbf{M}_s$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = i\omega\varepsilon\mathbf{E} + \mathbf{J}_s$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho_e$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = \rho_m$$

şeklinde ve yapıcı denklemlerini de

$$\mathbf{D} = \varepsilon\mathbf{E}$$

$$\mathbf{B} = \mu\mathbf{H}$$

şeklinde yazabiliriz.

Şimdi ise düzlem dalganın ortamda yayılımını inceleyelim. Bunun için

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}$$

$$\mathbf{H} = \frac{\mathbf{E}_0}{\eta} e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}$$

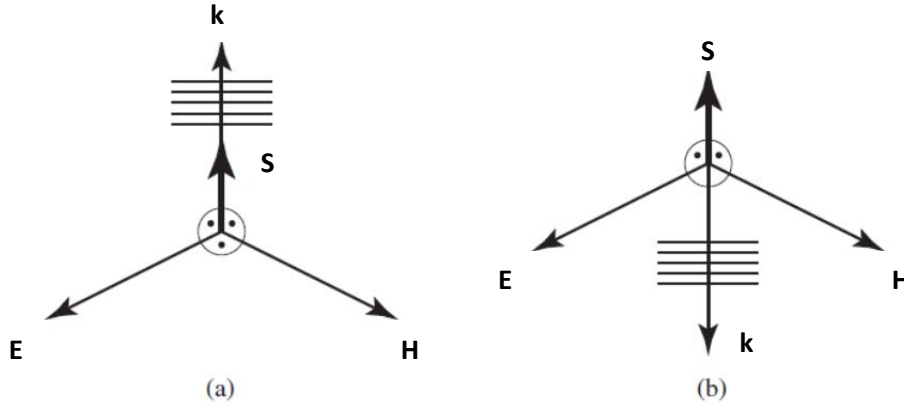
şeklinde karakterize edilen bir düzlem dalga varsayalım. Burada $\eta = |\mathbf{E} / \mathbf{H}|$ dalga empedansını gösteriyor.

Sade olması için, ortamda kayıpların çok düşük olduğunu, dolayısıyla $\varepsilon'' = \mu'' = 0$ olduğunu ve her hangi bir kaynak bulunmadığını ($\mathbf{M}_s = \mathbf{J}_s = 0$) varsayalım. Sağ elli ortam (RH) için, $\varepsilon > 0, \mu > 0$ ve dolayısıyla

$$\mathbf{k} \times \mathbf{E} = +\omega\mu\mathbf{H} \quad (3.6a)$$

$$\mathbf{k} \times \mathbf{H} = -\omega\varepsilon\mathbf{E} \quad (3.6b)$$

olacaktır. Son denklemler sağ el üçlüsü ($\mathbf{k}, \mathbf{E}, \mathbf{H}$) olarak karşımıza çıkmaktadır. Bu durum, Şekil 3.1.a'da gösterilmiştir.



Şekil 3.1. Elektromanyetik dalga için ($\mathbf{k}, \mathbf{E}, \mathbf{H}$) üçlüsü ve Poynting vektörü \mathbf{S} . (a) Sağ elli ortam, $\varepsilon > 0, \mu > 0$, (b) Sol elli ortam, $\varepsilon < 0, \mu < 0$

Sol elli ortamda (LH) ise $\varepsilon < 0$, $\mu < 0$ ve $|\varepsilon| = -\varepsilon > 0$, $|\mu| = -\mu > 0$ olduğu için

$$\mathbf{k} \times \mathbf{E} = -\omega |\mu| \mathbf{H} \quad (3.7a)$$

$$\mathbf{k} \times \mathbf{H} = +\omega |\varepsilon| \mathbf{E} \quad (3.7b)$$

olarak yazılmalıdır. Bu denklemler ise alışık olmadığımız sol el üçlüsü (\mathbf{k} , \mathbf{E} , \mathbf{H}) oluşturmaktadır (Şekil 3.1.b).

Böylelikle, frekans her zaman pozitif değere sahip olduğu için, sol el ortamda faz hızının

$$\mathbf{v}_{ph} = \frac{\omega}{k} \hat{\mathbf{k}}, \quad (\hat{\mathbf{k}} = \mathbf{k} / |\mathbf{k}|)$$

yönü (formül (3.6)) sağ elli ortamda olan faz hızının tersi yönündedir (formül 3.7)). Ayrıca, sağ elli (RH) ortam içerisinde \mathbf{k} dalga vektörü pozitif değere sahip olduğu bilindiği için (kaynaktan dışa doğru yayılım yönü), sol elli (LH) ortam içerisinde de bunun aksine olarak faz hızı negatif değere sahip olur (dışarıdan kaynağa doğru yayılım yönü):

$$\text{RH ortam: } k > 0 \quad (v_{ph} > 0),$$

$$\text{LH ortam: } k < 0 \quad (v_{ph} < 0).$$

Genel formül olması için, (3.6) ve (3.7) denklemleri birleştirilerek aşağıdaki gibi yazılabilir

$$\mathbf{k} \times \mathbf{E} = s\omega|\mu|\mathbf{H}$$

$$\mathbf{k} \times \mathbf{H} = -s\omega|\varepsilon|\mathbf{E}$$

burada, s – ortamın sağ veya sol eli olduğunu gösteren işaret olarak tanımlanıyor. Matematiksel olarak bu şekilde gösterilebilir

$$s = \begin{cases} +1 & \text{eğer ortam RH ise} \\ -1 & \text{eğer ortam LH ise} \end{cases} \quad (3.8)$$

3.7 denkleminde ve Şekil 3.1.b’den görüldüğü için LH ortam içerisinde faz hızı v_{ph} , kaynağın enerjisinin yayılım yönünün aksine yönelmiştir. Enerjinin yayılımı ise grup hızı ile bağlı olduğu için LH ortam içerisinde faz ve grup hızları birbirine ters yönelmiş durumdadırlar.

Kayıplar dikkate alınmadan kırılma indisini

$$n = \pm\sqrt{\varepsilon_1\mu_1}$$

şeklinde yazmak mümkündür. Eğer ortamın elektrik ve manyetik geçirgenliği negatif değere sahipse kırılma indisi de negatif olur. Bunun için kırılma indisi genel olarak

$$n = s\sqrt{\varepsilon_1\mu_1}$$

şeklinde yazılabilir. Burada s , (3.8) formülünde gösterildiği gibidir.

LH ortamlarda oluşan sonuçları enerji bakımından ele almak için Poynting teoremini gözden geçirelim (Şekil 3.2)

$$P_s = P_0 + P_l + 2j\omega(W_e - W_m)$$

burada

$$P_s = -\frac{1}{2} \int_V (\mathbf{E} \cdot \mathbf{J}_s^* + \mathbf{H}^* \cdot \mathbf{M}_s) dv ,$$

$$P_0 = \frac{1}{2} \oint_S \mathbf{E} \times \mathbf{H}^* \cdot d\mathbf{s} \quad (3.9c)$$

$$P_l = \frac{\sigma_e}{2} \int_V |\mathbf{E}|^2 dv + \frac{\sigma_m}{2} \int_V |\mathbf{H}|^2 dv + \frac{\omega}{2} \int_V (\epsilon'' |\mathbf{E}|^2 + \mu'' |\mathbf{H}|^2) dv$$

$$W_e = \frac{1}{4} \text{Re} \int_V \mathbf{E} \cdot \mathbf{D}^* dv \quad (3.9e)$$

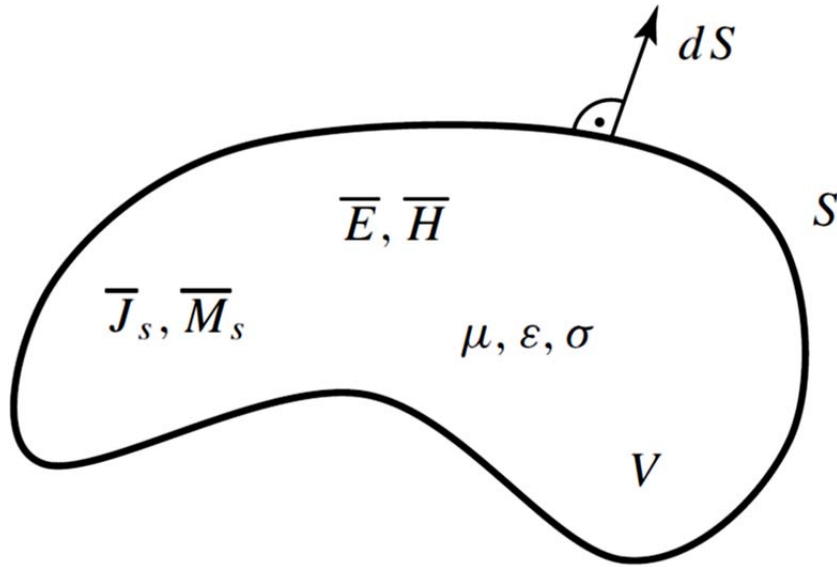
$$W_m = \frac{1}{4} \text{Re} \int_V \mathbf{H} \cdot \mathbf{B}^* dv \quad (3.9f)$$

Bu teorem, \mathbf{J}_s ve \mathbf{M}_s kaynaklarının V hacmi içerisinde oluşturduğu enerjiyi karakterize etmektedir. Burada P_0 , V hacmini kuşatan S alanından enerji akımını, P_l , V hacmi içerisinde iletkenlik, dielektrik ve manyetik kayıplardan dolayı saçılan enerjiyi, W_e ve W_m ise uygun olarak V hacmi içerisindeki elektrik ve manyetik

enerjiyi gösterir. Enerji akımı P_0 , Poynting vektörü \mathbf{S} ile bağımlıdır. \mathbf{S} ise şu şekilde tayin edilir

$$\mathbf{S} = \mathbf{E} \times \mathbf{H}^*$$

(3.9c) denkleminde görüldüğü gibi, enerji akımı P_0 ile bağımlı olan Poynting vektörü \mathbf{S} enerjinin yayılımı yönünde yönelmektedir ve dolayısıyla, grup hızına paraleldir.



Şekil 3.2. \mathbf{E} , \mathbf{H} alanlarını ve \mathbf{J}_s , \mathbf{M}_s kaynaklarını barındıran V hacmi

Böylelikle, Poynting vektörü \mathbf{S} , ortamın elektrik ve manyetik geçirgenliğine değil, sadece \mathbf{E} ve \mathbf{H} vektörlerine bağımlıdır. Bununla, RH ve LH ortamların elektromanyetik karakterizasyonu tamamlanmış olur (Şekil 3.1) ve enerjinin yayılım istikametini pozitif kabul ederek şu şekilde özetleme yapılabilir

RH ortamda: $v_{ph} > 0$ ve $v_{gr} > 0$

LH ortamda: $v_{ph} < 0$ ve $v_{gr} > 0$

LH ortam içerisinde faz hızının negatif olması ($v_{ph} < 0$) ilk bakışta ilginç görünebilir. Ancak dikkat edilmelidir ki, faz hızı sadece atmanın ilerlemesidir ve enerji akımı ile ilgili değildir. Enerji akımı ise grup hızı ile bağlantılıdır ve her zaman pozitifdir, yani kaynaktan dışa doğru yönelmiştir.

3.2. Dispersif LH Ortam

Buraya kadar bahsedilenler kayıpların az olduğu varsayılarak dikkate alınmadığı durumları ele alıyordu. Şimdi ise ortam içerisinde kayıpların olduğunu kabul ederek konuyu biraz daha genelleştirelim. İleride göreceğimiz gibi, aslında LH ortam yalnız kayıpların olduğu ortamda gözlemlenebilir.

Ortam içerisinde kayıpların olması frekansın değişmesiyle dalga vektörünün de değişeceği anlamına gelir. Bu değişimin frekans bazında hangi şekilde olduğunu bulabiliriz. Bu bağlantıya entropi şartı denir.

Kayıpların olduğu ortam aynı zamanda dispersif ortam olarak da isimlendiriliyor. Dispersif ortamda yayılım sabiti (β) frekansın lineer olmayan bir fonksiyonudur. Bu da frekansa bağımlı olan grup hızının ortaya çıkmasına ve module edilmiş sinyalin bozulmasına sebep olur. Daha temel kavramlarla ele alınacak olursa dispersif ortam için şunlar söylenebilir: dispersif ortam öyle bir ortamdır ki, orada **D** ile **E** (ve **B** ile **H**) arasındaki ilişki belli bir dinamiğe sahiptir. Alan şiddetleri (**E** ve **H**) ortamın ibaret olduğu atomların elektronlarının titreşim yapmasını sağlamakla akım yoğunlukları (**D** ve **B**) oluşturur. Bu elektronlar dış etkenlere (**E** ve **H**) “tepkiyi” (**D** ve **B**) farklı gecikmelerle göstermekle ortamda farklı bir kolektif dalga oluştururlar. Sonuç olarak, zamana göre değişen alan

şiddetleri ($\mathbf{E}(t)$ ve $\mathbf{H}(t)$) zamana göre değişen akım yoğunluğu ($\mathbf{D}(t)$ ve $\mathbf{B}(t)$) oluşturmuş olurlar. Sonuncu ise, $t' \leq t$ zamanında $\mathbf{E}(t')$ ve $\mathbf{H}(t')$ efektlerinin superpozisyonundan ibarettir. Bu durum, şu şekilde ifade edilebilir

$$\mathbf{D}(\mathbf{r}, t) = \varepsilon(t) * \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \int_{-\infty}^t \varepsilon(t-t') \mathbf{E}(\mathbf{r}, t') dt'$$

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = \mu(t) * \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = \int_{-\infty}^t \mu(t-t') \mathbf{H}(\mathbf{r}, t') dt'$$

Fourier dönüşüm formüllerini kullanarak

$$f(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{f}(\omega) e^{+i\omega t} d\omega$$

$$\tilde{f}(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(t) e^{-i\omega t} dt$$

şu denklemleri buluruz

$$\tilde{\mathbf{D}}(\mathbf{r}, \omega) = \tilde{\varepsilon}(\omega) \cdot \tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, \omega)$$

$$\tilde{\mathbf{B}}(\mathbf{r}, \omega) = \tilde{\mu}(\omega) \cdot \tilde{\mathbf{H}}(\mathbf{r}, \omega)$$

Buradan yola çıkarak, \mathbf{E} ve \mathbf{H} vektörleri ile ifade edilen Poynting vektörünü şu şekilde ifade edebiliriz

$$\mathbf{S}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \times \mathbf{H}(\mathbf{r}, t)$$

Ortamin birim hacmindeki enerjisinin elektromanyetik kısmı Őu Şekilde ifade ediliyor

$$\mathbf{W} = \frac{1}{4} \left[\frac{d(\omega\epsilon)}{d\omega} \mathbf{E}^2 + \frac{d(\omega\mu)}{d\omega} \mathbf{H}^2 \right]$$

Eğer dispersiyon yoksa, ϵ ve μ sabit olarak kabul edilir ve denklem

$$\mathbf{W} = \frac{\epsilon \mathbf{E}^2 + \mu \mathbf{H}^2}{4}$$

Şeklinde ifade edilir. Bu ise, beklenildięi gibi V hacmi içerisinde olan elektrik ve manyetik enerjinin toplamına $W = W_e + W_m$ uygun gelmektedir. Burada, (3.9e) ve (3.9f) denklemlerine uygun olarak

$$\mathbf{W}_e = \epsilon \mathbf{E}^2 / 4$$

$$\mathbf{W}_m = \mu \mathbf{H}^2 / 4$$

yazabiliriz.

Eğer dışarıdan temin edilen elektromanyetik enerji sınır frekansında ise, soğurma, \mathbf{W} enerjisinin tamamını ısıya çevirir. Entropi kanununa gore her hangi bir sistemin entropisi zaman geçtikçe sürekli artar, dolayısıyla ısının soğurulması değil, aksine ısının artımı beklenir. O halde enerji için

$$\mathbf{W} > 0 \quad (3.10)$$

yazmalıyız ve buradan da genel olan (dispersif ortam)

$$\frac{d(\omega\varepsilon)}{d\omega} > 0 \quad (3.11a)$$

$$\frac{d(\omega\mu)}{d\omega} > 0 \quad (3.11b)$$

eşitsizliklerine varıyoruz. Çünkü,

$$\mathbf{E}^2 > 0 \quad \text{ve} \quad \mathbf{H}^2 > 0$$

olarak bilinir. (3.10) denklemini entropi şartı olarak isimlendirilir. (3.11) denklemleri ise dispersiyonu da hesaba katan genel entropi şartlarıdır. Bu entropi şartları gösteriyor ki, dispersif olmayan ortamda elektrik ve manyetik geçirgenliğin aynı zamanda negatif olması mümkün değildir. Çünkü bu, entropi kanununa aykırıdır. Böylelikle, gösterilmiştir ki, LH ortam mutlaka dispersif ortam olmalıdır.

3.3. Sınır Şartları

Sınır şartları Maxwell denklemlerinden çıkarıldığı için LH ortamlar için de geçerlidir

$$\hat{n} \cdot (\mathbf{D}_2 - \mathbf{D}_1) = \rho_{es} \quad (3.12a)$$

$$\hat{n} \cdot (\mathbf{B}_2 - \mathbf{B}_1) = \rho_{ms} \quad (3.12b)$$

$$\hat{n} \times (\mathbf{E}_2 - \mathbf{E}_1) = -\mathbf{M}_s \quad (3.12c)$$

$$\hat{n} \times (\mathbf{H}_2 - \mathbf{H}_1) = \mathbf{J}_s \quad (3.12d)$$

burada ρ_{es} iki ortamın sınırındaki yüzeysel elektrik yük yoğunluğu, ρ_{ms} yine sınırındaki yüzeysel manyetik (hayali) yük yoğunluğu, \hat{n} ise 1. ortamdaki 2. ortama doğru olmak şartı ile sınıra dikey olarak yönelmiş birim vektörüdür. İlk iki formülden ((3.12a) ve (3.12b)) anlaşılıyor ki, eğer sınırda yükler olmazsa ($\rho_{es} = \rho_{ms} = 0$), \mathbf{D} ve \mathbf{B} 'nin dikey bileşeni sürekli, son iki formül de ((3.12c) ve (3.12d)) gösterir ki, sınırda kaynakların olmadığı ($\mathbf{J}_s = \mathbf{M}_s = 0$) durumda \mathbf{E} ve \mathbf{H} 'in dikey teğetsel bileşenleri sürekli, yani

$$D_{1n} = D_{2n} \quad (3.13a)$$

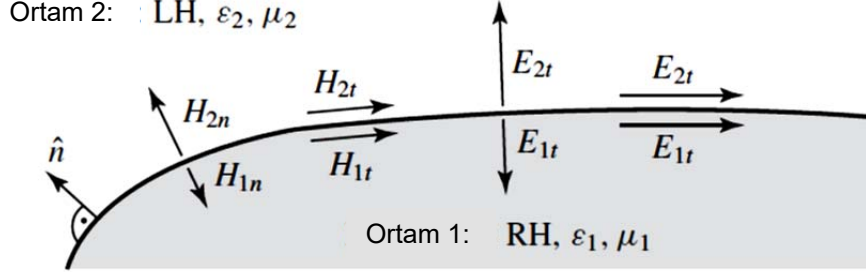
$$B_{1n} = B_{2n} \quad (3.13b)$$

$$E_{1t} = E_{2t} \quad (3.13c)$$

$$H_{1t} = H_{2t} \quad (3.13d)$$

burada n ve t indisleri uygun olarak düşey ve teğetsel yönleri simgeliyor.

Şimdi ise, RH ve LH ortamların biraraya gelmesi ile oluşan sınırı ele alalım (Şekil 3.3.).



Şekil 3.3. LH ve RH ortamlar ve sınır şartları (Caloz, 2006)

(3.13) denklemleri bazı özellikler ortaya çıkarır. Sınır şartları, iki ortamın birleşme yüzeyinde \mathbf{E} ve \mathbf{H} vektörlerinin teğetsel bileşenlerinden etkilenmez. Çünkü, denklemler ε ve μ 'ye bağımlı değildir. Bunun aksine, ε ve μ 'nün işaretine bağımlı olduğundan, dikey bileşenler için sınır şartları mutlaka değişmelidir. LH ortamın zayıf dispersif ortam olduğunu kabul etmekle RH/LH arayüzeyi için sınır şartlarını yazabiliriz

$$E_{1n} = -\frac{\varepsilon_2}{|\varepsilon_1|} E_{2n}$$

$$H_{1n} = -\frac{\mu_2}{|\mu_1|} H_{2n}$$

$$E_{1t} = E_{2t}$$

$$H_{1t} = H_{2t}$$

Böylelikle, \mathbf{E} ve \mathbf{H} vektörlerinin teğetsel bileşenleri sürekli olduğu halde, dikey bileşenleri LH ve RH ortamların arayüzeyinde zıt yönde olmaktadır. Bu farklılığı dikkate alarak sınır şartları genel olarak şu şekilde yazılabilir

$$E_{1n} = s_1 s_2 \frac{|\varepsilon_2|}{|\varepsilon_1|} E_{2n}$$

$$H_{1n} = s_1 s_2 \frac{|\mu_2|}{|\mu_1|} H_{2n}$$

burada s_i ($i=1, 2$) (3.8) denkleminde gösterildiği gibi ortamın sağ eli (RH) veya sol eli (LH) olmasını belirtmek için kullanılıyor.

3.4. Elektromanyetik Dalganın Faz Hızı, Grup Hızı, Sinyal Hızı

İleride tartışılacak konular elektromanyetik dalganın ortam içerisindeki hareketinin karakteri ile çok ilgilidir. Bu bakımdan, faz hızı, grup hızı, enerji hızı gibi kavramları burada kısaca ele alalım.

Bu konu, elektromanyetik ders kitaplarında genel haliyle anlatılmış olsa da aslında basit bir mesele değildir, aksine her zaman ciddi tartışmalara sebep olmuştur. Bunu görmek için Milonni'nin kitabına (Milonni, 2005) bakmak yeterlidir ("Fast light, Slow light and Left-Handed Light"). Örneğin, bir çok kitapda grup hızının ışığın vakumdaki hızını geçemeyeceği söylenmektedir, halbuki belli frekans aralığında (özellikle anormal dispersiyon aralığında) grup hızı ışığın vakumdaki hızını geçebilmektedir (Bohren and Huffmann, 1983). Grup hızının sinyal hızı ile ilgili olduğu kabul edildiği ve Einstein'in görelilik teorisine göre de sinyal hızı ışığın vakumdaki hızını geçemediği için böyle bir durum görelilik teorisinde bir çıkmaza dönüşmüştü. Bu durumun çözülmesi için anormal

dispersiyon aralığında grup hızı kavramının anlamını kaybettiği gibi yaklaşımlar ileri sürüldü (Oughstun ve Sherman, 1994). Bu yaklaşım özel durumlarda doğru olsa da meselenin tam çözümü değildi. Yapılan teorik incelemeler grup hızıyla sinyal hızının iki farklı kavram olarak ele alınması gerektiğini ortaya çıkardı (Sommerfeld, Brillouin). Dolayısıyla, ışık hızını geçemeyen hız sinyal hızıdır, grup hızı değildir. Böyle bir yanlış anlaşılma Veselago'nun çalışmalarında da sözkonusudur. Veselago, negatif kütle akımı konusunu ele alırken grup hızından bahsetmektedir, ancak aslında kastettiği sinyal hızıdır. Bu konuya tezin sonunda değinilecektir.

Öncelikle iki düzlem dalğanın birleşiminden oluşan grup hızını gözden geçirelim (Milonni, 2005). Bunun için, polarizasyon ve genliği aynı olan, fakat frekans " ω " ve dalga vektörleri " k " az farklı olan iki düzlem dalga farzedelim. Bu iki dalğanın toplamı

$$\begin{aligned} S(z, t) &= \cos[(\omega + \Delta\omega)t - (k + \Delta k)z] + \cos[(\omega - \Delta\omega)t - (k - \Delta k)z] \\ &= 2 \cos(\omega t - kz) \cos \Delta\omega \left(t - \frac{\Delta k}{\Delta\omega} z \right) \end{aligned}$$

verecektir. $\cos(\omega t - kz)$ faktörü, faz hızı

$$v_{ph} = \frac{\omega}{k}$$

olan taşıyıcı dalgadır. İkinci kosinüs faktörü dalga modülasyonunu göstermektedir. Eğer $\Delta\omega$ ve Δk , ω ve k 'dan küçükse dalga grubu taşıyıcı dalgaya göre $\Delta\omega/\Delta k$ hızıyla hareket ederek yavaşça değişecektir. Eğer frekansları ve dalga vektörleri

birbirine yakın olan dalgaları biraraya getirirsek faz hızı ω/k olan taşıyıcı dalga ve grup hızı

$$v_{gr} = \frac{d\omega}{dk}$$

olan dalga grubu elde etmiş oluruz. Grup hızını daha detaylı incelemek için

$$E(z,t) = \xi(z,t) \exp[-i(\omega_L t - k_L z)]$$

formülü ile ifade edilen düzlem dalga farzedelim. Burada $k_L = k(\omega_L)$. Taşıyıcı dalganın frekans ve dalga vektörü ise ω_L ve k_L 'dir. $\xi(z,t)$ ise modülasyon fonksiyonudur. Türev ve Taylor açılımı işlemlerini uyguladıktan sonra sonuç olarak

$$\frac{\partial \xi}{\partial z} + \left(\frac{dk}{d\omega} \right)_{\omega_L} \frac{\partial \xi}{\partial t} + \frac{i}{2} \left(\frac{d^2 k}{d\omega^2} \right)_{\omega_L} \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} + \dots = 0 \quad (3.14)$$

formülünü buluruz. Genellikle, (3.14) formülündeki

$$\left(\frac{d^2 k}{d\omega^2} \right)_{\omega_L} \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2}$$

ve daha üst türev bileşenleri ilk türevlere göre küçük olduğu için dikkate alınmaz ve eğer ω_L frekansında soğurulma az ise

$$\left(\frac{dk}{d\omega} \right)_{\omega_L}$$

bileşeni de reel sayı olarak kabul edilebilir. O zaman (3.14) formülü şu şekilde yazılır

$$\frac{\partial \xi}{\partial z} + \frac{1}{v_{gr}} \frac{\partial \xi}{\partial t} = 0$$

Burada grup hızı

$$v_{gr} = \left(\frac{d\omega}{dk} \right)_{\omega_L} = \frac{c}{(n_1 + \omega dn_1 / d\omega)_{\omega_L}} \quad (3.15)$$

şeklinde ifade edilmektedir. n_1 kırılma indisinin reel kısmıdır. Böylelikle, bu yaklaşımla, şeklini ve genliğini değiştirmeden hareket eden dalganın grup hızı için (3.15) formülü bulunmuş olur.

3.5. Dielektrik İçerisinde Fotonun Momentumu

Fotonun vakumdaki momentumu

$$\mathbf{p} = \hbar \mathbf{k} \quad (k = n\omega / c)$$

formülü ile bulunmaktadır. Fakat, ortam içerisindeki fotonun momentumu ile ilgili kapsamlı tartışmalar olmuştur ve devam etmektedir. Negatif kütle akımı konusu, fotonun ortam içerisindeki momentumu ile yakından bağlıdır. Negatif kütle akımı için alınan değer momentum için kullanılacak olan formüle göre değişmektedir.

Ortam içerisinde elektromanyetik momentum yoğunluğu iki şekilde yazılmaktadır (Milonni, 2005). Bunlardan birisi Abraham

$$\mathbf{g}_A = \frac{1}{c^2} \mathbf{S} = \frac{1}{c^2} \mathbf{E} \times \mathbf{H}$$

diğeri ise Minkowski şeklindedir

$$\mathbf{g}_M = \mathbf{D} \times \mathbf{B} .$$

Enerjisi $\hbar\omega$ olan tek fotonun momentumu Abraham formuna göre

$$\mathbf{p}_A = \mathbf{z} \frac{\hbar\omega}{c} \frac{v_g}{c} = \frac{1}{n(\omega)} \frac{v_g}{c} \hbar\mathbf{k}$$

formülü ile tayin edilmektedir. Burada \mathbf{z} yönü gösteren birim vektörüdür. Minkowski formuna göre ise ortam içerisinde bir tek fotonun momentumu

$$\mathbf{p}_M = n(\omega) \frac{v_g}{c} \hbar\mathbf{k}$$

formülü ile bulunmaktadır. Diğer taraftan

$$|\mathbf{p}_A| = \left| \frac{v_g}{c} \right| \frac{\hbar\omega}{c}$$

ve

$$|\mathbf{p}_M| = n^2(\omega) \left| \frac{v_g}{c} \right| \frac{\hbar\omega}{c}$$

şeklinde ifade edilebilir.

Eğer dispersiyonun olmadığını veya dikkate alınmayacak kadar az olduğunu farzederseniz, yani son iki formülde

$$\frac{v_{gr}}{c} \rightarrow \frac{1}{n}$$

değişikliğini yaparsak \mathbf{p}_A ve \mathbf{p}_M için

$$|p_A| = \frac{\hbar\omega}{c|n|}$$

ve

$$|p_M| = \frac{|n|\hbar\omega}{c}$$

formüllerini bulmuş oluruz.

Veselago'nun çalışmalarında negatif kütle akımı konusu Minkowski formülü bakış açısından ele alınmıştır. Bu çalışmada ise negatif kütle akımı her iki yaklaşım (Minkowski ve Abraham) açısından incelenmiş ve kütle akımı değeri için her iki formül ayrıca belirtilmiştir. NKİ ortam içerisinde fotonun ilerlemesi zamanı kütle akımının ne kadar olacağını bulmak için kütle-enerji eşitliği formülü "Einstein kutusu" düşünce deneyi (Einstein, 1906) metodu ile yeniden

ıkarılmıştır. Yalnız ‘‘Einstein kutusu’’ düşünce deneyinin French (1968) modifikasyonu kullanılmış ve NKİ ortam içerisinde faz ve grup hızlarının birbirine ters istikamette olduğu göz önünde bulundurulmuştur.



4. BULGULAR VE TARTIŞMA**4.1. Kayıpların Dikkate Alınmasıyla Malzemelere Genel Bakış**

Daha önce belirtildiği gibi vakumdan farklı ortamlarda kayıplar mutlaka bulunmaktadır. Bunun için genel olarak kırılma indisi, elektrik ve manyetik geçirgenlikler için karmaşık sayılar kullanılmaktadır. İmajiner kısımlar dikkate alınmadığında malzemenin kırılma indisi ile ilgili bazı özellikleri kaybolmaktadır. Bu özellikleri ortaya çıkarmak için (3.2), (3.3) ve (3.4) formüllerini (3.1) formülünde yerine yazalım,

$$(n - ik)^2 = (\varepsilon_1 - i\varepsilon_2)(\mu_1 - i\mu_2) \quad (4.1)$$

Reel ve imajiner kısımları ayırarak genel denklemleri bulabiliriz,

$$n^2 - k^2 = \varepsilon_1\mu_1 - \varepsilon_2\mu_2 \quad (4.2)$$

$$2nk = \varepsilon_1\mu_2 + \mu_1\varepsilon_2 \quad (4.3)$$

Eğer $\mu_1=1$ ve $\mu_2=0$ olarak kabul edersek elektromanyetizma ve optikte çok iyi bilinen formülleri bulmuş oluruz,

$$n^2 - k^2 = \varepsilon_1 \quad (4.4)$$

$$2nk = \varepsilon_2 \quad (4.5)$$

(4.4) ve (4.5) denklemleri (4.2) ve (4.3) denklemlerinin özel durumlarıdır. Fakat bu denklemler arasında farklı sonuçlara yol açan önemli bir fark vardır. Dikkat edilirse, (4.5) denkleminin sağ tarafının sadece pozitif bir değere sahip olabileceği görülebilir (burada ve devamında $\varepsilon_2 > 0$ ve $\mu_2 > 0$ olan pasif ortamdan bahsediyoruz). Ancak genel olan (4.3) formülü için böyle bir kısıtlama söz konusu değildir ve sağ taraf hem pozitif hem de negatif bir değere sahip olabilir. (4.3) denkleminin sağ tarafının negatif değere sahip olması ise kırılma indisi n ve sönümlenme katsayısı k 'nın ters işaretlere sahip olması anlamına gelir. Bu durumları ayrı ayrı ele alalım.

4.1.1. Pozitif Durum

$$2nk = \varepsilon_1\mu_2 + \mu_1\varepsilon_2 > 0 \quad (4.6)$$

$\varepsilon_1\mu_2 + \mu_1\varepsilon_2 > 0$ olması (4.6) formülünden görüldüğü gibi n ve k 'nin aynı işarete sahip olması anlamına geliyor. $n < 0$, $k < 0$ durumunun mümkünlüğüne bakılmamaktadır. Çünkü, pasif ortamlar için ($\varepsilon_2 > 0$ ve $\mu_2 > 0$) sönümlenme katsayısı olan k negatif değere sahip olamaz. Sonuç olarak sadece $n > 0$, $k > 0$ durumu kalmaktadır. Bu durum, dalganın yayılımı sırasında tedricen sönümlenmesi durumuna uygundur. (4.6) formülü üç farklı yolla sağlanabilir:

A1. (4.6) şartı öncelikle $\varepsilon_1 > 0$, $\mu_1 > 0$ olduğunda sağlanır. Bu durum Şekil 2.1.'de gösterilen I. bölüme aittir.

A2. Daha sonra (4.6) şartı şu durumda sağlanabilir: $\varepsilon_1 < 0$, $\mu_1 > 0$ ve $|\varepsilon_1\mu_2| < |\mu_1\varepsilon_2|$ olursa sağlanır. Bu durum II. bölüme aittir (Şekil 2.1.) ve plazmaya uygun gelmektedir.

A3. Üçüncü olarak (4.6) şartı şu durumda da sağlanabilir: $\varepsilon_1 > 0$, $\mu_1 < 0$ ve $|\varepsilon_1 \mu_2| > |\mu_1 \varepsilon_2|$ olursa. Bu durum da IV. bölüme aittir (Şekil 2.1.) ve manyetik malzemelere uygun gelmektedir.

4.1.2. Negatif Durum

$$2nk = \varepsilon_1 \mu_2 + \mu_1 \varepsilon_2 < 0 \quad (4.7)$$

$\varepsilon_1 \mu_2 + \mu_1 \varepsilon_2 < 0$ olması n ve k 'nin farklı işaretlere sahip olması anlamına geliyor: $n < 0$, $k > 0$ (yine $n > 0$, $k < 0$ durumunun mümkünlüğüne bakılmamaktadır, çünkü pasif malzeme için $k < 0$ olamaz). Böylelikle bu durum, kayıpların olduğu sol elli malzemelere uygun gelmektedir. Elektrik ve manyetik geçirgenliğin (4.7) şartını sağlayabileceği mümkün kombinasyonlara göz atalım.

B1. Eğer $\varepsilon_1 < 0$ ve $\mu_1 < 0$ olursa, (4.7) şartı her zaman sağlanmış olur. Bu durum Şekil 2.1.'de gösterilen III. bölüme aittir ve bu gün iyi bilinen NKİ malzemelere uygun gelmektedir.

Ancak (4.7) şartı ε_1 ve μ_1 farklı işaretlere sahip olduğu zamanlarda da sağlanabilir. İki durum da mümkündür.

B2. $\varepsilon_1 < 0$, $\mu_1 > 0$ ve eğer $|\varepsilon_1 \mu_2| > |\mu_1 \varepsilon_2|$ olursa (4.7) şartı sağlanır. Bu durum II. bölüme uygundur (Şekil 2.1.). Örnek verirsek, eğer $|\varepsilon_1| > |\mu_1|$ olduğu halde imajiner kısımlar bir birine eşit olursa ($\varepsilon_2 = \mu_2$), böyle bir ortamda negatif kırılma indisi gözlemlenebilir.

B3. $\varepsilon_1 > 0$, $\mu_1 < 0$, eğer $|\varepsilon_1 \mu_2| < |\mu_1 \varepsilon_2|$ olursa (4.7) şartı sağlanır. Bu durum IV. bölüme uygun gelmektedir (Şekil 2.1.).

Böylelikle, negatif kırılma indisi $\varepsilon_1 < 0$, $\mu_1 < 0$ özelliğine sahip malzemelerle beraber $\varepsilon_1 < 0$, $\mu_1 > 0$ ve $\varepsilon_1 > 0$, $\mu_1 < 0$ özelliği gösteren malzemelerde de mümkündür. Sonuncular ise plazma ve manyetik malzemelere uygun gelmektedir. Başka bir

deyişle, kırılma indisinin negatif olması için elektrik ve manyetik geçirgenliklerin her ikisinin aynı zamanda eksi değere sahip olması zorunlu koşul değildir, (4.7) şartının sağlanması yeterlidir.

Bu gün metalmalzemelerin elektromanyetik parametrelerinin bilgisayar simülasyonları ile önceden belirlenmesi mümkündür. Eğer (4.7) şartını sağlamak için $\varepsilon_1, \mu_1, \varepsilon_2, \mu_2$ için gereken değerleri barındıran malzeme üretilirse, bu malzeme belli frekans aralığında sol elli malzemelerin özelliğine sahip olacaktır. Genellikle, sol elli metalmalzemeler tartışılırken sadece B1 durumu, yani elektrik ve manyetik geçirgenliğin her ikisinin eksi olduğu durum konuşulmakta, B2 ve B3 durumları dikkatten kaçmaktadır.

Bu konu, örneğin Depine ve Lakhtakia'nın (2004) makalesinde tartışılmıştır, ancak bu çalışmada ek şartlar da dahil edilmiştir (ve bulunan sonuç aktif malzemelere uygulanamamaktadır (Lakhtakia ve ark, 2009)). Bu konuyu, farklı bir yaklaşımla Afanasev ve ark. (2013) da ele almışlardır. Bizim çalışmamızın farklılığı da burada yatmaktadır; ek şart ve gereksinimler olmadan, sadece (4.3) denklemini kullanarak daha sade yaklaşımla konuyu ele almaktayız.

Bu yaklaşım pasif malzemelerle beraber aktif malzemelere de uygulanabilir. Şimdiye kadar $\varepsilon_2 > 0$ ve $\mu_2 > 0$ özelliğine sahip olan pasif ortamları ele aldık. Aktif malzemelere uygulandığında ise elektrik ve manyetik geçirgenlikler için $\varepsilon_2 < 0$ ve $\mu_2 < 0$ (yani, $k < 0$) olduğu dikkate alınmalıdır. Aynı yaklaşımla şu sonucu elde ediyoruz: (4.3) denkleminde bula biliriz ki, aktif ($\varepsilon_2 < 0$ ve $\mu_2 < 0$) ve sol elli ($\varepsilon_1 < 0$, $\mu_1 < 0$) malzemeler için kırılma indisi negatiftir, ancak aktif ve sağ elli ($\varepsilon_1 > 0$, $\mu_1 > 0$) malzemeler için kırılma indisi pozitifdir.

$\varepsilon_1, \mu_1, \varepsilon_2, \mu_2$ 'nin işaretlerinin karışık olduğu durumlarda mesele daha da zorlaşmaktadır. Mesela, aynı anda $\varepsilon_1 \mu_1 < 0$ ve $\varepsilon_2 \mu_2 < 0$ şartını sağlayan malzemenin kırılma indisinin hangi işarete sahip olacağı (4.3) denkleminde kesin olarak çıkarılamamaktadır. Bu problemler Afanasev ve ark (2013) tarafından sistemli

şekilde tartışılmış ancak konu bu güne kadar tam olarak çözüme kavuşturulamamıştır.

4.1.3. Kırılma İndisi Sıfır Olan Ortamın Oluşma Şartı

(4.3) denklemini kullanarak kırılma indisi sıfır olan ortamın oluşma şartını da incelemek mümkündür. Bunun için (4.3) denklemini sıfıra eşit yaparak ε_1 , μ_1 , ε_2 , μ_2 'nin hangi değerlerinde kırılma indisinin sıfır olduğunu bulabiliriz.

$$\varepsilon_1 \mu_2 + \mu_1 \varepsilon_2 = 0$$

Buradan, eşitliği şöyle yazabiliriz

$$\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} = -\frac{\mu_1}{\mu_2} \quad (4.8)$$

Yani malzememizin elektrik ve manyetik geçirgenliklerinin gerçek ve imajiner kısımları (4.8) denklemini sağlarsa, böyle bir malzeme, kırılma indisi sıfır olan ortamların özelliklerini taşır (Engheta, 2013).

4.2. NKİ Ortamda Negatif Kütle Akımı

4.2.1. Kütle Nedir?

Bu soru ilk bakışta basit bir soru olarak gözükse de, aslında kütle kavramının tam olarak tanımını vermek hiç de kolay bir mesele değildir (Jammer, 1961). Eğer bir deneysel fizikçi için kütle, matematiksel olarak eylemsizlik veya madde miktarı katsayısı rolünü oynuyorsa, teorik fizikçi için kütle, daha soyut bir kavramdır. Fizik tarihine bakılırsa kütle farklı dönemlerde farklı tanımlarının olduğu görülür. Örneğin, XIX. asrın sonlarına kadar kütle madde ile eşdeğer kabul

edilmiş olsada, elektromanyetizmanın gelişmesi ile kütle, elektromanyetik nesne olarak ele alınmaya çalışıldı. Bu konuda Poincare “Bilim ve Metod” kitabında: “Kütleye verdiğimiz tanım bir uydurmadır. Atalet bütünüyle elektromanyetik tabiatlıdır.” yazıyordu. Özel görelilik teorisinin ortaya çıkmasıyla parçacığın hıza bağlı olarak kütle arttığı iddia edildi. Günümüzde kütle-enerji eşdeğerliği ilişkisinden kütle, aynı zamanda belli bir enerji olduğu yorumlanabilir. H. Jackson (1959) kütle hakkında şunları yazıyor: “Kütleyi bir oyuncuya benzete biliriz. Her zaman sahnede farklı maskelerle oynamaktadır, ancak hiç bir zaman kendi yüzü ile ortada gözükmez.”

Veselago'nun kütle akımı konusu teorik olarak ele alındıktan sonra tezin sonunda kütle ve kütle-enerji eşitliği ile ilgili daha detaylı yorum yapılacaktır.

4.2.2. Negatif Kütle Akımı Konusuna Giriş

1905 yılında Albert Einstein özel görelilik teorisi ile ilgili ilk makalesini yayınladı (Einstein, 1905a). Einstein'ın aynı yıl yayınlanan bir diğer makalesinde ise kütle-enerji eşitliğini içeren ilk makalesi de yayınlanmış oldu (Einstein, 1905b)

$$E = mc^2 \quad (4.8)$$

(4.8) eşitliği Einstein'ın makalesinde (Einstein, 1905b) özel görelilik teorisinin bir sonucu olarak ortaya konulmuştur.

Bununla birlikte 1906 yılında Einstein bir düşünce deneyi sundu (Einstein, 1906). Bu düşünce deneyi şimdi “Einstein kutusu” olarak bilinmektedir. Einstein bu düşünce deneyinin sonucu olarak yine (4.8) eşitliğine varmıştır ancak bu çalışmasında özel görelilik teorisinin postullarını kullanmamıştır.

(4.8) eşitliği özel durumda şu özelliği belirtmektedir: eğer kaynak ve alıcı arasındaki ortam vakum ise, enerjisi E olan elektromanyetik dalganın kaynaktan

alıcıya doğru yayılımına, $m = E/c^2$ formülü ile bulunan kütle akımı eşlik etmektedir.

Einstein'ın düşünce deneyi faz ve grup hızlarının birbirine eşit olduğu vakum için ortaya konulmuştur. Vakumda ise elektromanyetik dalganın faz ve grup hızlarının birbirine eşit olmasının yanısıra, bu hızlar ışığın vakumdaki hızına eşittirler $v_{ph} = v_{gr} = c$. Dolayısı ile soru şudur: eğer biz düşünce deneyini vakum içinde değil, faz ve grup hızlarının birbirinden farklı olduğu (dolayısıyla ışık hızına da eşit olmadığı), kırılma indisi n olan her hangi bir ortam içerisinde tekrarlırsak ne değişmiş olur?

Bildiğimiz üzere, NKİ malzemelerde faz ve grup hızları bu ortam içerisinde ters yöndedir. Sonuç olarak şu soruyu da sorabiliriz: eğer “Einstein kutusu” düşünce deneyini PKİ ortam içerisinde değilde, faz ve grup hızlarının birbirine ters yönde olduğu NKİ ortam içerisinde tekrarlırsak deneyin sonucu nasıl değişir?

Bu problemler fotonun ortam içerisinde yayılımı esnasında enerji akımı, momentum paylaşımı ve kütle akımı ile ilgilidir ve Veselago'nun çalışmalarında ele alınmıştır (Veselago, 2009; Veselago, 2011; Veselago, 2015) ve çok ciddi sonuçlar bulunmuştur. Örneğin, (4.8) formülünün genel formül olan

$$E = mv_{ph}v_{gr} \quad (4.8)$$

formülü ile değiştirilmesi gerektiği sonucuna varılmıştır. Bundan başka, NKİ ortam içerisinde faz (v_{ph}) ve grup (v_{gr}) hızlarının birbirine ters olması sebebinden, elektromanyetik dalga alışıldığı üzere kütleli kaynaktan alıcıya değil, alıcıdan kaynağa taşımaktadır.

Eğer Veselago'nun bu çıkarımları doğruysa, o zaman bu sonuçlar “ışımaya yayan atom” için de uygulanabilir. Başka bir deyişle, bu düşünce deneyinde alıcının varlığı zorunlu değildir. Eğer alıcının olmadığını varsayar ve kaynağı da tek bir atom olarak düşünürsek bütün önceki çıkarımlar geçerliliğini korumuş olur. Özel olarak şu sonuca varabiliriz: eğer atom NKİ ortam içerisinde foton ışıması yaparsa, böyle bir ortamda faz ve grup hızlarının birbirine ters olmasından dolayı foton, kütleyi atomdan dışarıya doğru değil, dışarıdan atoma doğru taşımış olur. Yani, atom, foton ışıması yaptığında kütlesi azalır, fotonu soğurduğunda ise kütlesini arttırmış olur.

4.2.3. “Einstein Kutusu” Düşünce Deneyi Vakumda: $E=mc^2$ Eşitliğinin Çıkarımı

1906 yılından bu yana “Einstein kutusu” deneyinin farklı konfigürasyonları ortaya konulmuştur. Öncelikle biz, Einstein'ın (1906) makalesine dayanarak kütle-enerji eşitliğini A.P. French'in “bölünmüş kutu” konfigürasyonuna göre çıkaracağız (French, 1968).

Enerjisi E ve momentumu

$$P = \frac{E}{c} \quad (4.9)$$

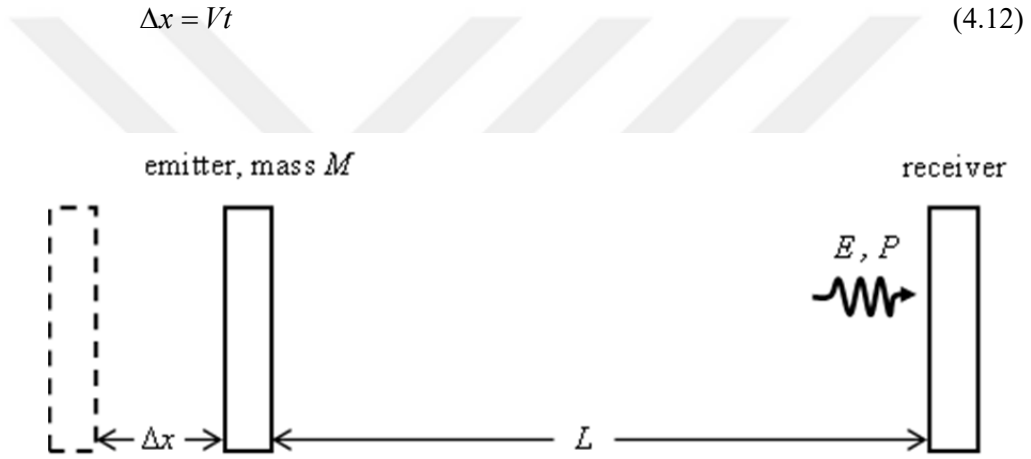
olan fotonun kütlesi M olan bir kaynağı terk ettiğini farz edelim (Şekil 4.1). Bunun sonucunda kaynak fotonun hareket yönüne ters yönde

$$V = \frac{P}{M} = \frac{1}{M} \frac{E}{c} \quad (4.10)$$

hızını kazanmış olur ve sol tarafa doğru ilerlemeye başlar. Kaynak ve alıcı arasındaki mesafe L kadardır ve dolayısıyla, foton alıcıya

$$t = \frac{L}{c} \quad (4.11)$$

zamanından sonra ulaşacaktır. Bu zaman içinde kaynak sola doğru



Şekil 4.1. Enerjisi E , momentumu P olan foton kaynaktan kabulediciye taraf ilerliyor ve kaynak sola taraf momentum kazanıyor

kadar yol alacaktır. Eğer (4.10) hızını ve (4.11) zamanını (4.12) formülünde yerine yazarsak,

$$\Delta x = \frac{EL}{Mc^2} \quad (4.13)$$

buluruz. Bu formül şu şekilde de yazılabilir

$$\Delta xM = \frac{E}{c^2}L \quad (4.14)$$

Eğer kütle merkezinin değişmezliği kuralına dayanarak, kaynağın ışımaya süreci boyunca bütün sistemin (kaynak, foton, alıcı) kütle merkezinin değişmediğini varsayarsak, kaynaktan alıcıya doğru

$$m = \frac{E}{c^2} \quad (4.15)$$

kütlesinin taşındığını söylemeliyiz. Başka bir ifade ile, E enerjisi kaynaktan alıcıya doğru gittiği zaman, kaynak m kadar kütle kaybetmekte, alıcı ise m kadar kütle kazanmaktadır.

Kütle merkezinin değişmezliği kuralı mekanikten bilindiği üzere şunu söyler: her hangi bir kapalı sistemin kütle merkezi, içerisinde oluşan mekanik değişimlerden dolayı değişmez.

4.2.4. “Einstein Kutusu” Düşünce Deneyi Ortam İçerisinde

(4.15) formülünde iki adet “ c ” vardır. Dikkat edilirse, onlardan biri (4.9) formülünden geliyor. (4.9) formülündeki c faz hızıdır. Diğeri ise (4.11) formülünden gelmektedir. (4.11) formülündeki c ise grup hızıdır. Çünkü belli bir enerjinin kaynaktan alıcıya ulaşma süresi grup hızı ile ifade edilmektedir. Eğer kaynak ve alıcı arasında sadece vakum olsaydı faz ve grup hızları birbirine ve ışığın vakumdaki hızına eşit olurdu $v_{ph} = v_{gr} = c$. Ancak, kaynak ve alıcı arasında her hangi bir ortam varsa artık faz ve grup hızları c ışık hızından farklıdır. Aynı zamanda birbirine de eşit değildirler. Bunun için ortamın varlığı durumunda (4.15)

formülündeki c 'lerin yerine ortamdaki faz v_{ph} ve grup v_{gr} hızlarını yazmalıyız. Sonuç olarak taşınan kütle için şu denklemi buluruz (Veselago, 2011)

$$m = \frac{E}{v_{ph}v_{gr}} \quad (4.16)$$

Buradan anlaşılıyor ki, (4.15) denklemi (4.16) denkleminin vakum için olan özel halidir.

Daha önce belirtildiği üzere, NKİ ortamlar içerisinde faz ve grup hızları birbirine ters istikamette yönelmektedirler. Bu sebepten, kaynak ve alıcı arasındaki ortam NKİ ortam olursa, o zaman (4.16) formülünden görüldüğü üzere taşınan kütlelerin de negatif olması gerekir. Bu durumu Veselago (2009) şöyle yorumlamıştır: eğer her hangi bir ışımaya kaynağı NKİ ortam içerisinde ışımaya yaparsa kütle kaybetmek yerine kütle kazanmış olur.

Bu sonuçlar, ortam içerisindeki fotonun momentumu, dalga-parçacık ikilemi ve Abraham-Minkowski tartışması ile yakından ilgilidir ve sonraki bölümlerde ele alınmıştır.

4.2.5. Dalga Kılavuzu ve Plazma İçerisinde Faz ve Grup Hızı

Ortam içerisinde (4.16) formülünün genel formül olduğu iddia edilmiş oldu. Şimdi, bu formülün, özellikleri iyi bilinen bazı ortamlar için uygulanıp uygulanamayacağı konusuna bakalım. Elektromanyetizmada dalga kılavuzu ve plazma geniş bir şekilde ele alınan ortamlardır.

Dalga kılavuzu içerisinde elektromanyetik dalgaların faz ve grup hızlarının aşağıdaki formüllerle bulunduğu iyi bilinmektedir (Orfanidis, 2016)

$$v_{ph} = \frac{c}{\sqrt{1 - \omega_c^2 / \omega^2}} \quad (4.17a)$$

$$v_{gr} = c\sqrt{1 - \omega_c^2 / \omega^2} \quad (4.17b)$$

Bu formüllerde c - ışığın vakumdaki hızı, ω_c - sınır frekansı (ondan daha aşağı frekanslı elektromanyetik dalgalar dalga kılavuzu içerisinde sönümleniyor), ω - elektromanyetik dalgaların frekansını gösteriyor. (4.17a) ve (4.17b) formüllerinden görüldüğü üzere (Orfanidis, 2016)

$$v_{ph}v_{gr} = c^2 \quad (4.18)$$

olduğu için, (4.16) eşitliği sağlanmaktadır.

Plazma içerisinde hareket eden elektromanyetik dalgaların faz ve grup hızları için de (4.17a) ve (4.17b) denklemlerine benzer denklemler geçerlidir (Fitzpatrick, 2015). Sonuç olarak, içi boş olan dalga kılavuzu ve plazma ortamı için (4.16) formülünün geçerli olduğu söylenebilir.

4.2.6. Fotonun Ortam İçerisindeki Momentumu

Fotonun ortam içerisinde hareket ederken her hangi bir cisme yaptığı itme gücünün ne kadar olduğu konusu 100 yıldan bu yana tartışılıyor. Bu tartışma bu gün de tam olarak bitmiş değildir ve farklı yaklaşımlarla çözülmeye çalışılıyor (Leonhardt, 2006; Veselago ve Shchavlev, 2010; Kemp, 2016; Silveirinha, 2017). Bu tartışma fizikte “Abraham-Minkowski tartışması” olarak biliniyor ve 2 farklı sonuca varılıyor:

$$\text{Minkowski: } p = \frac{nE}{c} \quad (4.19)$$

$$\text{Abraham: } p = \frac{E}{nc} \quad (4.20)$$

Bu denklemlerdeki n ortamın kırılma indisidir. Görüldüğü gibi, ortam içerisindeki momentumu bulmak için iki tür denklem vardır. Bu denklemlerden hangisinin doğru olduğuna dair bir çok çalışmalar yapılmıştır. Genel formül olan (4.16) formülü bulunurken (4.19), yani Minkowski'nin teklif ettiği denklem kullanılmıştır. Şöyle bir soru sorulabilir: bu denklemlerden hangisi doğrudur? Hatta, eğer "Einstein kutusu" düşünce deneyinde (4.19) formülü değil, (4.20) formülü kullanılsaydı sonuç nasıl değişirdi?

(4.19) ve (4.20) formüllerinden hangisinin doğru olduğuna bakmak için iki teoriye başvurabiliriz. Bunlar Lui de Broglie'nin dalga-parçacık ikilemi ve Çerenkov ışınmasının kuantum teorisidir.

Öncelikle, "Abraham-Minkowski tartışması"nın detaylarına girmeden söyleyebiliriz ki, (4.19) denklemini, yani momentumun Minkowski şekli dalga-parçacık ikilemi teorisinin direk sonucu olarak karşımıza çıkıyor (Feynman, 1977). Aslında, momentum ve enerji için

$$p = \hbar k \quad (4.21)$$

$$E = \hbar \omega \quad (4.22)$$

denklemlerini yazabiliriz. (4.21) ve (4.22) denklemlerinden momentum için

$$p = \frac{kE}{\omega} \quad (4.23)$$

denklemini bulabiliriz. Formüldeki ω/k 'nın faz hızı olduğu bilinmektedir. Bunun için, (4.23) denklemi

$$p = \frac{E}{v_{ph}} = \frac{nE}{c} \quad (4.24)$$

şeklinde yazılabilir. Görüldüğü gibi, (4.24) denklemi (4.19) denkleminin aynısıdır. Buradan anlaşılıyor ki, dalga-parçacık ikilemi teorisi ortam içerisinde momentumun bulunması için (4.19) denklemini “teklif” etmektedir. Burada dikkat edilmesi gereken husus dalga-parçacık ikilemi teorisi için ortamın olup olmamasının farkı yoktur, teori her iki durumu da kapsamaktadır. Bu durum, (4.19) denkleminin doğru olduğunu destekler.

Diğer teori 1940 yılında Ginzburg (Ginzburg, 1940) tarafından ileri sürülen Çerenkov ışımalarının kuantum teorisidir. Bilindiği üzere, Çerenkov ışması ortam içerisinde oluşmaktadır. Vurgu yapılması gerekir ki, Çerenkov ışımalarının kuantum teorisinin kurulması için, yalnızca ortam içerisindeki momentumun

$$p = \hbar k = \frac{\hbar\omega}{c} \quad (4.25)$$

denklemini ile bulunduğu kabul edildiği takdirde mümkündür. $\hbar\omega$ 'nın enerjiye eşit olduğu dikkate alınır, (4.25) denkleminin de (4.19) denkleminin aynısı olduğu anlaşılır. Demek ki, Çerenkov ışımalarının kuantum teorisi de ortam içerisindeki momentum için (4.19) denklemini “teklif” etmektedir. Bu teori uzun zamandan

beri bilinmekte ve tartışmasız kabul edilmektedir ve sonuç olarak bu teörinin de (4.19) denklemini desteklediğini söyleyebiliriz.

Kırılma indisi sıfır olan malzemeler açısından baktığımızda da ortam içerisindeki momentum için Minkowski formülünün doğru olduğu söylenebilir. (4.20) formülüne göre, kırılma indisi sıfır olan ortam içerisinde fotonun momentumu sonsuza gidiyor, bu ise fiziksel olarak mümkün değildir. (4.19) formülüne göre ise fotonun momentumu sıfıra eşittir.

4.2.7. “Kütle Akımı” Abraham Formülü Açısından

Farz edelim ki, ortam içerisindeki momentum için Minkowski formu değil, Abraham formu doğrudur. Eğer doğru olarak Abraham formunu kabul edersek, yani (4.20) denklemini kullanırsak, fotonun ortamda hareketi esnasında kütle akımı yine geçerlidir, fakat taşınan kütle miktarı farklı olmuş olur. Aynı mantıkla ilerleyerek momentum için (4.20) denklemini (Abraham) kullanarak kütle akımı için

$$m = \frac{v_{ph} E}{v_{gr} c^2} \quad (4.26)$$

formülünü bulabiliriz. (4.26) formülünden görüldüğü gibi kütle akımı yine geçerliliğini koruyor, hatta faz ve grup hızları ters işaretli oldukları zaman taşınan kütle miktarının de negatif olması gerekiyor. Yani her iki yaklaşımda da negatif kütle akımından bahsetmek olağandır.

Abraham ve Minkowski arasındaki değer farkını da (4.26) formülünü (4.16) formülüne bölmekle bulabiliriz

$$\frac{E}{v_{ph} v_{gr}} \div \frac{v_{ph} E}{v_{gr} c^2} = \frac{c^2}{v_{ph}^2} = n^2 \quad (4.27)$$

Böylelikle, ortam içerisindeki momentum için Abraham formu kullanıldığında kütle akımı n^2 kadar az bulunur, ancak akım istikameti yine negatif kalmış olur.

4.2.8. $E=mc^2$ Eşitliğinin Işıma Yapan Atom Konfigürasyonu ile Çıkarımı

Her hangi bir sistemin tamamının kütle merkezi, sadece kaynağın ışımaya yaptıktan ve alıcının ışımayı kabul ettikten sonra değil, bu olayın oluştuğu zaman aralığında da değişmez olarak kalması gerekiyor. Yani fotonun kaynaktan alıcıya gittiği süre zarfında da kütle merkezi yine değişmez kalmalıdır. Alıcı henüz fotonu “görmediği” zaman da sistemin kütle merkezi değişmez kalıyorsa, o zaman aslında “Einstein kutusu” düşünce deneyinde alıcıya gerek kalmıyor. Böylelikle, alıcıyı “unutarak”, kaynağı da bir atom olarak düşünerek “Einstein kutusu” düşünce deneyini tek bir atom olarak ele alabiliriz (Antippa, 1976). Sonuç olarak elimizde ışımaya yapan tek bir atom kalıyor. Diğer bir deyişle, sistem üç parçadan iki parçaya indirgeniyor: kaynak ve foton. Bu sadeleştirme işlemi kütle akımı konusunda daha doğru sonuçlar çıkarmamızda yardımcı olabilir. Çünkü, alıcı olduğu müddetce ve “kütle, kabulediciden kaynağa gidiyor” dedikçe, kütle akımının alıcı ile herhangi bir ilişkisinin olduğu düşünülebilir. Ancak alıcı olmadığı zaman da kütle akımının geçerli olduğu görülebilir. Bu durumu analitik olarak göstermek mümkündür.

Hareketsiz olan ve kütlesi M olan bir atom farz edelim (Şekil 4.2). Bir ölçülü koordinat sistemini yatay şekilde soldan sağa doğru yöneltelim. Doğal olarak, kütle merkezinin yeri $x_{cm} = 0$ olacaktır.



Şekil 4.2. “Işıma yapan atom” konfigürasyonu.

Daha sonra, $t = 0$ anında atomun, enerjisi E olan foton ışıması yaptığını farzedelim. Atomu E kadar enerji terkettiği için kütle-enerji eşitliğine dayanarak atomun kütesinin azaldığını söyleyebiliriz. Foton ışıması gerçekleştikten sonra atomun kütesinin azalarak m_0 olduğunu düşünelim. Foton ışıması gerçekleşirken diğer taraftan atom, onu sol tarafa doğru iten momentum kazanacaktır. Atomun kazandığı hızın ışık hızından çok çok düşük olduğunu kabul ediyoruz ($V \ll c$)

$$V = -\frac{P}{m_0} = -\frac{E}{m_0 c} \quad (4.28)$$

Kütle merkezinin değişmezliği yasasına göre foton ışıması gerçekleştikten sonra, yani atom sola, foton ise sağa doğru hareket ettikten sonra, kütle merkezi şu formülle bulunur

$$m_0 V t + m c t = M x'_{cm} \quad (4.29)$$

Işımadan önce ve sonra kütle merkezi değişmeyeceği için $x'_{cm} = x_{cm}$ olmalıdır. Diğer taraftan $x_{cm} = 0$ olduğu kabul edilmişti. Böylelikle,

$$m_0Vt + mct = 0 \quad (4.30)$$

Eğer (4.28) denklemini (4.30) denkleminde yerine yazarsak kütle akımı için

$$m = \frac{E}{c^2} \quad (4.31)$$

denklemini bulmuş oluruz.

Bununla, “Einstein kutusu” düşünce deneyinde alıcıya gerek kalmadan kütle-enerji eşitliği formülünü çıkarmanın mümkün olduğu gösterilmiş olur.

4.2.9. Sol Elli Malzemeler İçerisinde Işıma Yapan Atom

Önceki sonuçlara dayanarak ilk bakışta ilginç görünen sonuca varıyoruz: eğer atom foton ışınmasını NKİ ortam içerisinde gerçekleştiriyorsa, o zaman atom bunu ek kütle kazanarak yapıyordu. Bunun tersi de doğrudur: eğer atom fotonu NKİ ortam içerisinde soğuruyorsa kütle kaybediyordu.

Eğer üç boyutlu bir NKİ metamateryale düşünersek, bu metamateryali oluşturan bütün elementlere NKİ ortamın “atomları” olarak bakabiliriz. Bunu dikkate alırsak bu elementlerin aslında kendi oluşturduğu NKİ ortam içerisinde yerleştiğini söyleyebiliriz. O zaman buradan şu sonuç çıkarılabilir: NKİ malzemeden yapılan bir ışık kaynağı ışımaya yaparken kütle kazanır.

Belki de şimdi tam olarak anlaşılmayan bu negatif kütle akımı meselesi ileride egzotik uygulamaları olan bir alana dönüşebilir.

4.2.10. Kaynak NKİ Ortam İçerisinde Nasıl Serbest Hareket Edebilir

Önceki bölümlerde “Einstein kutusu” düşünce deneyini tartışırken kaynağın serbest hareket edebileceğini varsayıyorduk. Özellikle NKİ ortam içerisinde atomun onu kuşatan ortam ile hiç bir momentum paylaşımı yapmadığını farz etmiştik. Ancak, aslında ortam içerisinde her zaman hareket eden cisme karşı bir mukavemet vardır. Bu gün elimizde var olan NKİ ortamları dikkate alırsak hepsinin katı, sert ortamlar olduğunu görebiliriz. Peki, böyle bir ortamda kaynağın serbest hareket ettiğini nasıl kabul edebiliriz? Bu durum üç yaklaşımla ele alınabilir.

Öncelikle sert olan NKİ metamalzemelerin içerişi tamamıyla dolu değildir. Bu gün bilinen üç boyutlu metamalzemeler içerisinde belli hacimde boşluklar mevcuttur. Özellikle terahertz metamalzemelerde bu boşluklar meta-atomların kendilerinden daha büyük olmaktadır (Smith, 2000). Bu boşlukların hacimleri periyodik olarak dizilmiş meta-atomlar arasındaki mesafeye göre değişmektedir. Kaynağı, bu boşluklardan birine yerleştirdiğimizi düşünürsek, kaynağın belli bir mesafeyi serbest hareket edeceğini anlayabiliriz. Eğer metamalzeme kendisi vakumda yerleştirilmiş olursa, kaynak kendini vakumdaymış gibi “hiss eder”. Diğer taraftan kaynağı terk foton ise NKİ ortam içerisinde hareket etmiş olur.

İkinci yaklaşım olarak sıvılar örnek verilebilir. Her hangi bir sıvının içerisinde katı cisim hareket ederse sıvının direnci ile karşılaşır. Ancak, çok düşük sıcaklıklarda bazı sıvılar ve Bose-Einstein kondensatları süperakışkanlara (kuantum sıvılar) dönüşüyor (Landau ve Lifshitz, 1987). Süperakışkanlar düşük sıcaklık fiziğinden bilindiği gibi sıfır dirence sahiptirler. Eğer düşük sıcaklıkta her hangi bir sıvının NKİ ortam özelliği gösterdiği ortaya çıkarılabilirse, “Einstein kutusu” düşünce deneyi için gerçek bir ortam bulunmuş olur. Böyle bir ortam içerisinde hareket eden (belli bir hızı geçmemek şartı ile) sert cisim sıvının hiç bir direnci ile karşılaşmaz (Ceperley, 1998). Elbette, bu gün her hangi bir sıvı

metamalzeme bilinmemektedir ve bu yaklaşım meseleyi sadece varsayım olarak ele alıyor. Bununla beraber, bu tür malzemelerin ileride ortaya çıkması için de fiziksel bir kısıtlama görünmemektedir.

Son olarak, belirtilmelidir ki, atom tamamıyla NKİ ortam içerisine yerleştirilmemiş de olabilir. Yani, eğer NKİ ortam vakum içerisinde ise ve atom NKİ ortamın yüzeyine yerleştirilmişse, o zaman atom NKİ ortam yönünde ışına yaparken yine serbest hareket edebilir. Aynı zamanda atomdan ayrılan foton da NKİ ortam içerisinde hareketini devam ettirecektir. Bu yaklaşım aslında Veselago'nun da çalışmasında (Veselago, 2009) kullandığı düşünce deneyinin French konfigürasyonuna (French, 1968) uygundur.

4.3. Konunun Yorumu ve Farklı Yaklaşımlarla Ele Alınması

4.3.1. Kütle Merkezinin Değişmezliği Yasası ve Foton

“Einstein kutusu” düşünce deneyinin temelinde kütle merkezinin değişmezliği yasası durmaktadır. Bu yasa, fiziğin klasik mekanik konusundan gelen bir yasadır. Daha önce de belirtildiği gibi, Einstein, kütle-enerji eşitliği formülünü ilk defa özel görelilik teorisinin postullarını kullanarak, bu teoriden çıkan bir sonuç olarak bulmuştu. Daha sonra ise düşünce deneyi yolu ile yine aynı kütle-enerji eşitliği formülüne varmıştı. Düşünce deneyinde ise özel görelilik teorisinin postulları kullanılmamıştır. Nitekim, Veselago'nun çalışmalarında da, bizim tek atom konfigürasyonu ile tekrarladığımız düşünce deneyinde de özel görelilik teorisinin postulları kullanılmamıştır. Burada, şöyle bir soru oluşuyor: nasıl oluyor ki, relativistik yaklaşımla da, klasik yaklaşımla da aynı sonuca varılıyor? Bu durum, Veselago (2011) ve Mandelstam (1945) tarafından not edilmiştir.

Bu meselenin çözümü, kanaatimizce klasik olan kütle merkezinin değişmezliği yasasının klasik olmayan fotona uygulanmasından

kaynaklanmaktadır. Foton klasik parçacık değildir. Momentumu vardır, ancak kütlesi sıfırdır. Burada, bir sorunu hatırlamak yerinde olur. Aslında özel görelilik teorisinin postulları, klasik Galilean yasasının, Einstein tarafından elektromanyetik dalgalara da uygulanması sonucunda ortaya çıkmıştır (Ugarov, 1979). Einstein'a kadar böyle bir işlem yapılmamıştı. Çünkü, elektromanyetik dalgaya parçacık olarak bakılmıyordu ve sadece dalga yasaları uygulanıyordu. Kütle merkezinin değişmezliği yasası ise parçacıklara, sert cisimlere uygulanabilirdi. Einstein klasik görelilik yasasını genelleştirerek elektromanyetik dalgalara da uygulamış oldu. "Einstein kutusu" düşünce deneyinde de benzer durum vardır. Bu düşünce deneyinde klasik olan kütle merkezinin değişmezliği yasası atom-foton sistemine uygulanmaktadır. Foton ise bir taraftan momentumu olmakla beraber, diğer taraftan kütlesi olmayan bir parçacıktır. Dolayısıyla klasik olan bir yasa klasik olmayan bir parçacığa uygulanmış oluyor. Bu ise Veselago'nun çalışmasında (2011) belirtildiği gibi klasik bir işlem değildir. Veselago'nun (2011) çalışmasında, "Einstein kutusu" düşünce deneyi yolu ile kütle-enerji eşitliği formülünün bulunulması klasik metot olarak görülmüştür, ancak kanaatimizce klasik yasanın relativistik parçacığa uygulanması klasik işlem olarak kabul edilmemelidir.

Sonuç olarak, eğer foton atomu terkettikten sonra kütle merkezinin değişmediğini varsayıyorsak fotonun kendi enerjisine eşdeğer kütle taşıdığını söylemek zorunda kalıyoruz ve bu ise bize sonuç olarak kütle-enerji eşitliği formülünü vermektedir.

4.3.2. Kütle-Enerji Eşitliği Formülüne Tarihsel Bakış

Kütle-enerji eşitliği formülünün bulunması genel olarak Einstein'ın ismi ile anılıyor. Ancak bu formül farklı şekilde Einstein'dan önce de bilinmekteydi. Hatta Einstein'ın ilk makalesindeki (Einstein, 1905b) kütle-enerji eşitliği formülünün

çıkarmı metodunun daha sonra yanlış olduğu kanıtlanmıştır (Jammer, 1961; Ives, 1952). Varılan sonuç doğru olsa da metod yanlış idi.

F. Hasenhörl 1904 yılında yayınladığı makalesinde (Hasenhörl, 1904) kütle-enerji eşitliği için

$$E = \frac{3}{8} mc^2 \quad (4.32)$$

formülünü çıkarmıştır. 1905 yılında ise Abraham ile görüşükten sonra Hasenhörl bazı matematiksel hatalarını düzelterek kütle-enerji eşitliği formülünü

$$E = \frac{3}{4} mc^2 \quad (4.33)$$

şeklinde yazmıştır (Hasenhörl, 1905). Hatta (4.33) formülü 1889 yılında Heaviside (Rothman, 2015) tarafından da etkin kütle için yazılmıştır. (4.33) formülü, J.J. Thomson, A. Poincare, W. Wein ve M. Abraham'ın 1905 yılından önceki çalışmalarında da vardı (Jammer, 1961).

(4.33) formülünde bulunan 3/4 sayısının nereden geldiğini, bu farkın neden kaynaklandığını ortaya çıkarmak için 1922 yılında E. Fermi, 1936 yılında ise W. Wilson (Jammer, 1961) Einstein'ın görelilik teorisi ile her şeyi elektromanyetik kütle olarak ele alan elektromanyetik kütle teorisi ile kıyaslayarak yeniden hesaplamıştır, ancak konu tam olarak çözülememiştir. Hatta günümüzde bile bu konu tam olarak çözüme kavuşmamıştır (Boughn, 2013).

4.3.3. Kütle-Enerji Eşitliği Formülüne Fiziksel Bakış

Kütle-enerji eşitliği formülü kütle ve enerjinin tamamen birbirine eşit olduğunu, birbirinin aynısı olduğunu gösterirmi? Parçacığın kütlesi hızı değiştikçe

değişirmi? Bu konuda çok farklı yorumlar olmuştur (Baierlein, 2007; Hecht, 2009; Kolb, 1966).

Sovyet fizikçisi L.B. Okun makalesini (Okun, 1989) küçük bir testle başlıyor. Kütle-enerji eşitliği formülünü 4 farklı şekilde yazıyor ve bu formüllerden hangisinin kütle-enerji eşitliği kavramının fiziksel anlamını daha doğru anlattığını soruyor.

$$E_0 = mc^2 \quad (4.34a)$$

$$E = mc^2 \quad (4.34b)$$

$$E_0 = m_0c^2 \quad (4.34c)$$

$$E = m_0c^2 \quad (4.34d)$$

burada c – ışık hızı, E – parçacığın toplam enerjisi, m – kütlesi, E_0 – durgun enerji, m_0 – aynı parçacığın durgun kütlesidir.

Popüler bilimde en çok kullanılan şekil (4.34b) ve (4.34c) formülüdür. Bu formüllerden, parçacığın enerjisi arttıkça kütlesi de artmaktadır sonucu çıkıyor. Nitekim, “parçacığın hızı çoğaldıkça kütlesi de artar” yaklaşımı çok yaygındır. Ancak modern fizikte böyle bir görüş kabul edilmemekte, relativistik ve durgun kütle ayırımı yapılmamaktadır. Modern bakış açısına göre kütle varsa, ona eşdeğer enerji de vardır, ancak enerji varsa ona eşdeğer kütle olmayabilir. Kütle ise şu formülle bulunmaktadır

$$m^2 = \frac{E^2}{c^4} - \frac{p^2}{c^2} \quad (4.35)$$

burada E – parçacığın toplam enerjisi, p – momentumu, c –ışık hızıdır. (4.35) formülündeki kütle bir eylemsiz referans sisteminden diğer eylemsiz sisteme geçerken değişmiyor. Değişen parçacığın enerjisidir. Bu bakımdan (4.34a) formülü daha doğrudur. Çünkü, belli bir parçacığın kütlesine eşdeğer enerji vardır ve bu enerji durgun enerjidir. Eğer parçacık harekete başlıyorsa ek olarak kinetik enerji alıyor ve bu onun toplam enerjisinin artması anlamına geliyor, ancak kütlesi ise değişmemektedir (Okun, 2000).

Kütle-enerji eşitliği kavramı fotonun kütlesi ile de yakından bağlıdır. Kuantum fiziğinde fotonun kütlesi sıfır kabul ediliyor. Foton, enerjisi ve momentumu olan, fakat kütlesi sıfır olan bir parçacıktır.

Relativistik fizikte de fotonun kütlesi sıfır olarak kabul ediliyor. Eğer fotonun momentumu için olan,

$$p = \frac{E}{c} \quad (4.36)$$

formülünü (4.35) formülünde yerine yazarsak fotonun kütlesi için sıfır bulmuş oluruz. Kütle akımı konusunda fotonun kütlesi meselesi temel konulardandır. Kütle akımında fotonun kendisinin kütlesi sıfıra eşit olsa da kütle taşımaktadır. Bu durum, paradoksal gözükse de, Einstein'ın görelilik teorisinde, kütle korunması yasasının olmaması ile ilgili bir konudur (Okun, 2000).

4.3.4. Kırılma İndisi Sıfır Olan Ortamda Kütle Akımı

Önceki çalışmalar bölümünde kırılma indisi sıfır olan malzemelerin bazı elektromanyetik özelliklerini belirtmiştik. Böyle bir ortam içerisinde kütle akımının nasıl olacağını inceleyebiliriz. Bunun için Veselago'nun ortam içerisindeki kütle akımı için elde ettiği (4.16) formülünü kullanacağız. Sıfır indisli ortam içerisinde, elektromanyetik dalganın faz hızının sonsuz ($v_{ph}=\infty$) olduğunu (4.16) formülünde dikkate alırsak, buluruz

$$m = \frac{E}{v_{ph} v_{gr}} = \frac{E}{\infty * v_{gr}} = 0 \quad (4.37)$$

(4.37) sonucundan anlaşılıyor ki, kırılma indisi sıfır olan ortam içerisinde taşınan kütle sıfırdır, ancak bu taşınan enerjinin sıfır olması anlamına gelmiyor. Bu durum, vakumda kütlesi sıfır olan fotonun enerji taşımada iştirak etmesini hatırlatıyor (Okun, 2000).

4.3.5. Grup Hızının Sinyal Hızı ile Değiştirilmesi Hakkında

Veselago'nun çalışmalarında ve bu tezde faz ve grup hızından bahsedildi. Grup hızıyla, ortam içerisinde belli bir enerjinin bir noktadan diğer noktaya ulaşması kast ediliyor. Bu hızın, ışık hızını geçemeyeceği söyleniyor. Burada bir terim hatası olduğunu düşünüyoruz.

Ders kitaplarında genellikle grup hızının ışık hızını geçemeyeceği yazılıdır. Ancak, aslında grup hızı da ışığın vakumdaki hızından daha yüksek olabilir (Milonni, 2005). Milonni (2005) kitabında ortam içerisinde farklı hızlardan bahsetmektedir. Faz, front, grup, sinyal, enerji hızlarını ayrıca ele almaktadır. Veselago'nun kastettiği hız^{*}, aslında sinyal hızıdır ve sinyal hızı ışık hızını hiç bir

* Veselago ile sözlü görüşme

zaman geçemiyor (Milonni, 2005). Bu durumu dikkate alarak Veselago'nun kütle-enerji eşitliği formülünü şu şekilde yazabiliriz

$$E = mv_{ph}v_{si} \quad (4.38)$$

burada v_{si} - ortam içerisindeki sinyal hızını göstermektedir. Bu durum, sadece bir terim düzeltmesidir ve konunun diğer kısımlarını etkilememektedir.

4.3.6. Enerjinin Korunumu Yasası Açısından Negatif Kütle Akımının İncelenmesi

Son olarak, negatif kütle akımını enerjinin korunumu kanunu açısından inceleyelim. Konunun daha iyi anlaşılması için ilerlemeyi adımlar şeklinde ele alalım:

1) Uyarılmış bir atom düşünelim. Toplam enerjisi

$$E = E_0 + \Delta E \quad (4.39)$$

olsun. Burada E_0 – atomun durgun enerjisi, ΔE – ek uyarılma enerjisidir.

2) Varsayalım ki, uyarılmış atom bir foton saldı ve atom da kinetik enerji kazanarak hareket etmeye başladı. Bu durumda ek olan uyarılmış enerji aşağıdaki gibi iki kısımdan oluşur

$$\Delta E = E_k + \varepsilon_{foton} \quad (4.40)$$

burada E_k – atomun kinetik enerjisi, ε_{foton} – fotonun enerjisidir. O halde uyarılmış atomun toplam enerjisini (4.40) eşitliğini (4.39) eşitliğinde yazarak şu şekilde gösterebiliriz

$$E = E_0 + \Delta E = E_0 + E_k + \varepsilon_{foton} \quad (4.41)$$

3) Şimdi farz edelim ki, uyarılmış atom NKİ ortam içerisinde. Kolaylık olsun diye kırılma indisinin $n=1$ olduğunu, faz ve grup hızlarının birbirine ters yönde olsa da değer olarak ışığın vakumdaki hızına eşit olduğunu düşünelim. Bu durumda

$$E = mc^2$$

formülünü kullanabiliriz.

4) Uyarılmış atom NKİ ortam içerisinde foton ışıması yaptığında, atom, fotonun enerjisine eşdeğer bir kütle kaybeder

$$\Delta m = \frac{\varepsilon_{foton}}{c^2}$$

Geri kalan enerjinin ise durgun ve kinetik enerji şeklinde atomda toplandığını ve atoma ait olduğunu söyleyebiliriz.

5) Atom ışımayı NKİ ortam içerisinde yaptığı için Veselago'nun yaklaşımına göre atom fotonun enerjisine eşdeğer kütle kazanmaktadır. Yani sonuç olarak, atom kaybettiği kütleyi NKİ ortam dolayısı ile tekrar kazanmaktadır. Başka deyişle, kütle-enerji eşdeğerliğine göre foton salarak kaybettiği enerjiyi tekrar kazanmaktadır. Yani, sonuç olarak atom enerji kaybetmemiş oluyor.

6) Ancak bir paradoksla karşılaşırız. Atomu terk eden foton varlığını sürdürmektedir ve belli bir enerjiye sahiptir. Eğer ışına yapan atom sonuç olarak enerji kaybetmediyse, bu foton enerjisini nereden aldı ve nasıl ortaya çıktı? Bu durum, enerjinin korunumu yasasına zıttır.

Bu bakış açısıyla aslında gösterilmiş oluyor ki, Veselago'nun negatif kütle akımı iddaası doğru olamaz. Ancak, bu iddaayı biraz değiştirmekle negatif kütle akımı meselesini "koruya" biliriz. Kanaatimizce, bu durumu en azından iki yaklaşımla çözüme kavuşturmak mümkündür:

- a) Ortam içerisinde atomların yanısıra ek enerji kaynağı da vardır ve kaynak bu enerjiyi kullanarak kütle arttırıyor. Bu yaklaşım, kaynağa kütle kazandıracak başka bir mekanizmanın olduğu yönünde düşündürmektedir.
- b) NKİ ortam içerisinde Veselago'nun kütle-enerji eşdeğerliği formülünü alıcıdan kaynağa doğru kütle akımı şeklinde değil, kaynaktan alıcıya negatif kütle gitmesi şeklinde anlamak gerekiyor.

Elbette, bu durumda da negatif kütle ne olduğu sorusu ortaya çıkıyor ve mesele belki biraz daha karışık hale geliyor. Aslına bakılırsa, Veselago (4.16) formülündeki faz ve grup hızlarının zıt işaretli olmasına dayandırarak negatif kütle akımı yorumunu yapmıştır. Ancak bu durum sadece bu tür yaklaşımla ele alınabilir demek değildir.

Bu noktada enteresan bir ayrıntıyı hatırlamak yerinde olur. Çerenkov ışımalarının teorisinin mucitlerinden biri olan I.M. Frank 1978 yılındaki "Negatif grup hızlı ortamda fotonun momentumu" isimli makalesinde (Frank, 1978) bu konuya değinmiştir. Frank, aynı durumu inceliyor, fakat Veselago'dan farklı olarak kütle ters istikamette gideceğini değil, negatif kütle pozitif yönde gideceğini söylüyor. Eğer Frank'ın bu görüşünü alıp Veselago'nun kütle-enerji eşitliği formülüne uygularsak, bu formülün doğruluğunu korumuş oluruz. Diğer taraftan ise giden negatif kütle tabiatının ne olduğu konusunda da yeni sorular doğururuz.

Her halde, bütün bu anlaşılamayan noktalar, aslında kütle ve enerjinin de tam olarak anlaşılmasından kaynaklanmaktadır. İki anlaşılamayan kavramın (kütle ve enerji) eşdeğerliğini anlamak, tabiatını tam olarak bilmediğimiz pozitif veya negatif kütle ve enerjiyi yorumlamak kolay olmasa gerek.





5. SONUÇLAR VE ÖNERİLER

5.1. Sonuçlar

Bu tez çalışması iki kısımdan oluşmaktadır. Birinci kısımda malzemeler, kayıplar dikkate alınarak kategorilere bölünmüş ve her kategori ayrıca incelenmiştir. İkinci kısımda ise NKİ ortam içerisinde negatif kütle akımı konusu araştırılmış ve farklı yaklaşımlarla ele alınarak tartışılmıştır. Önemli sonuçları liste halinde yazabiliriz

- 1 Genellikle malzemelerde kayıpların az olduğu varsayılarak kayıplar dikkate alınmamaktadır ve bunun sonucu olarak bazı optik özellikler de dikkatten kaçmaktadır. Bu tez çalışmasında malzemeler, elektrik ve manyetik geçirgenliklerinin işaretleri göz önünde bulundurularak ve aynı zamanda kayıplar da dikkate alınarak tek bir bakış açısıyla kategorilere bölünmüş ve ele alınmıştır. Bu yaklaşımla pasif ortamların yanında, aktif ortamlar da incelenmiştir.
- 2 Plazma ve manyetik malzemelerin belli şartlar içerisinde NKİ özelliğe sahip olabileceği gösterilmiştir.
- 3 NKİ ortam içerisinde negatif kütle akımı konusu yalnız Veselago'nun çalışmalarında tartışılmıştır. Konunun ilk defa 2009 yılında yayınlanmasına ve ciddi sonuçlar içermesine rağmen bu güne kadar yorumlanmamıştır. Bu tez çalışmasının katkılarında birisi bu konuyla bağlantılı olabilecek çalışmaların derlenmesi ve daha detaylı incelenerek gündeme getirilmesidir.
- 4 Veselago'nun çalışmalarında düşünce deneyi, kaynak ve alıcı açısından ele alınıyor. Tez çalışmamızda, alıcının varlığının zorunlu olmadığı ve sadece kaynağın yeterli olabileceği gösterilmiştir. Bununla, kütle akımı konusu

daha sade şekil almış oluyor. Çünkü, kütlelerin alıcıdan kaynağa doğru geldiği söylenirken, bu kütle akımının kabuledici ile bağlantılı olabileceği fikri oluşabilir. Alıcıyı “kenara koymakla” konuyu bir adım daha ileri götürmüş oluyoruz. Bunun sonucu olarak, şunu söyleyebiliriz: NKİ ortam içerisinde ışımaya yapan atom kütle kaybetmek yerine kütle kazanmış oluyor. Ayrıca, buradan şu sonucu da çıkarabiliriz: NKİ ortamdan yapılmış herhangi bir ışık kaynağı ışımaya yapmakla kütle kaybedecektir.

- 5 Veselego, negatif kütle akımını sadece momentumun Minkowski formuna göre incelemiştir. Çalışmamızda, negatif kütle akımı momentumun Abraham formu açısından da incelenmiş ve Abraham formu ile negatif kütle akımının yine geçerli olacağı gösterilmiştir. Ayrıca, kütle akımının değeri için formül de bulunmuş ve Minkowski formundan elde edilen sonuçla kıyaslanmıştır.
- 6 NKİ ortam içerisinde kaynağın hareketinin mümkün olması ile ilgili üç yaklaşım ileri sürülmüştür. Birincisi, NKİ ortam içerisindeki boşlukların olması ile ilgilidir. İkincisi, çok düşük sıcaklıklarda bazı sıvıların süperakışkan özelliğine sahip olması ve dolayısıyla, kaynağın direnç “hissetmeden” hareket edebilmesi ile ilgilidir. Üçüncü yaklaşım ise kaynağın NKİ ortamla vakum sınırında yerleştirilmesi ile ilgilidir. Bu konuya Veselago'nun çalışmalarında değinilmemiştir.
- 7 $E=v_{gr}v_{ph}$ formülünde grup hızının v_{gr} sinyal hızı v_{si} ile değiştirilmesi gerektiği gösterilmiştir.
- 8 Negatif kütle akımı konusu, enerjinin korunma yasası açısından ele alınmış ve Veselago'nun yorumladığı şekilde mümkün olamayacağı gösterilmiştir. Konunun geçerli kalması için yeni yorum ileri sürülmüştür: NKİ ortam içerisinde kütle akımını, kütlelerin ters yönde gitmesi şeklinde değil, “negatif kütlelerin” pozitif istikamette gitmesi şeklinde anlamalıyız.

- 9 Kütle merkezinin değişmezliği yasasına dayanarak kütle-enerji eşdeğerliğinin çıkarılmasının Veselago'nun ileri sürdüğü gibi klasik bir işlem olmadığı söylenmiştir. Bunun sebebi olarak klasik olmayan fotona klasik olan Galilean yasasının uygulanmış olması gösterilmiştir.

5.2. Öneriler

Veselago'nun bulduğu kütle-enerji eşitliği formülündeki faz ve grup hızları aslında birbirinden bağımsız değildir, her birinin bulunması için ayrıca formüller mevcuttur. Bu bakımdan, faz ve grup hızları için formülleri yerine yazarak daha genel formül bulunabilir. Fakat, bu işlemin konuya nasıl bir fayda ekleyeceğini söylemek şu aşamada zordur.

Bu tezde yapılan hesaplamalar belirtildiği gibi, kaynağın hızının ışık hızından çok düşük olduğu kabul edilerek yapılmıştır. Ancak, kütle-enerji eşdeğerliğinin relativistik açıdan da ele alınabilmesi mümkün olabilir.

Katıhal fiziğinde etkin negatif kütleli parçacıklardan bahsediliyor. Bu yaklaşımı, negatif kütle akımı konusuna uygulayarak daha detaylı inceleme yapılabilir.

Veselago'nun kütle-enerji eşdeğerliği formülü ile De Broglie'nin dalga-parçacık ikilemi teorisi arasında bağlantı olabilir. De Broglie, Einstein'ın kütle-enerji eşdeğerliği formülünü kullanarak kendi teorisini ileri sürmüştü. Veselago'nun kütle-enerji eşdeğerliği formülünü kullanarak dalga-parçacık ikilemi teorisini yeniden ele almak bu bağlantıyı ortaya çıkarmada yardımcı olabilir.



KAYNAKLAR

- Veselago, V.G., 1968. The electrodynamics of substances with simultaneously negative values of ϵ and μ . Soviet Physics Uspekhi, 10(4):509-514.
- Veselago, V.G., 1966. Properties of materials with simultaneously negative values of ϵ and μ . Solid State Physics, 8(12):3571-3573.
- Caloz, C., 2006. Electrodynamic Metamaterials: Transmission line theory and microwave applications. John Wiley & Sons, New Jersey, 352.
- Pendry J., 2000. Negative Refraction Makes Perfect Lens. Phys. Rev. Lett., 85:3966.
- Veselago, V.G., 2009. Energy, linear momentum and mass transfer by an electromagnetic wave in a negative-refraction medium. Phys. Usp., 52(6): 649-654.
- Veselago, V.G., 2011. Waves in metamaterials: their role in modern physics. Phys. Usp., 54(11):1161-1165.
- Veselago, V.G., 2014. Negative refraction, light pressure and attraction, equation $E=mc^2$ and wave-particle dualism. EPJ Appl. Metamat., 1(9):1-2.
- Pendry, J.B., Holden, A.J., Robbins, D.J., and Stewart, W.J., 1999. Magnetism From Conductors And Enhanced Nonlinear Phenomena. IEEE Trans. Microwave Theory Tech., 47:2075-2080.
- Pendry, J.B., Holden, A.J., Robbins, D.J., and Stewart, W.J., 1998. Low Frequency Plasmons in Thin-Wire Structures. J. Phys. Condens. Matter, 10:4785-4809.
- Smith, D.R., Padilla, W J., Vier, D.C., Nemat-Nasser, S.C., and Schultz, S., 2000. Composite Medium with Simultaneously Negative Permeability and Permittivity. Phys. Rev. Lett., 84:4184.

- Maier, A.S., 2007. Plasmonics: Fundamental and Applications. Springer, Bath, 201.
- Sivukhin, D.V., 1957. The energy of electromagnetic waves in dispersive media. *Opt. Spektrosk.*, 3:308-312.
- Mandelstam, L.I., 1972. Lectures on optics, relativity theory and quantum mechanics. Nauka, Moskova, 440. (in russian)
- Lamb, H., 1904. On Group-Velocity. *Proc. London Math. Soc.*, 1:473-479.
- Schuster, A., 1928. An Introduction to the Theory of Optics. Edward Arnold and Co., London, 340.
- Pocklington, H.C., 1905. Growth of a Wave-group when the Group-velocity is Negative. *Nature*, 71:607-08.
- Schurig, D., Mock, J.J., Justice, B.J., Cummer, S.A., Pendry, J.B., Starr, A.F., Smith, D.R., 2006. Metamaterial electromagnetic cloak at microwave frequencies. *Science*, 314:977–980.
- Depine, R.A. and Lakhtakia, A., 2004. A new condition to identify isotropic dielectric-magnetic materials displaying negative phase velocity. *Microw. Opt. Technol. Lett.*, 41(4):315–316.
- Lakhtakia, A., Mackay, T.G., and Geddes, J.B., 2009. On the inapplicability of a negative-phase-velocity condition as a negative-refraction condition for active materials. *Microw. Opt. Technol. Lett.*, 51(5):1230.
- Afanas'ev, S.A., Sannikov, D.G., and Sementsov, D.I., 2013. The refractive index sign chosen for amplifying and lossy metamaterials. *J. Commun. Technol. Electron.*, 58(1):1–11.
- Einstein, A., 1905. Zur Elektrodynamik bewegter Körper. *Ann. Phys.*, 17:891-921.
- Einstein, A., 1905. Ist die Trägheit eines Körpers von seinem Energieinhalt abhängig?. *Ann. Phys.*, 18:639-641.

- Einstein, A., 1906. Das Prinzip von der Erhaltung der Schwerpunktsbewegung und die Trägheit der Energie. *Ann. Phys.*, 20:627-633.
- French A.P., 1968. *Special Relativity: The M.I.T Introductory Physics Series*. W. W. Norton & Company, Inc., New York, 165.
- Orfanidis, S.J., 2016. *Electromagnetic Waves and Antennas*. Rutgers University, 1413.
- Fitzpatrick, R., 2015. *Plasma Physics: An Introduction*. CRC Press, Boca Raton, 276.
- Leonhardt, U., 2006. Momentum in an uncertain light. *Nature*, 444:823-824.
- Kemp, B.A., 2016. Momentum in metamaterials. *Nat. Photon.*, 10:291-293.
- Silveirinha, M.G., 2017. Reexamination of the Abraham-Minkowski dilemma. *Phys. Rev. A*, 96:033831.
- Feynman, R.P., 1977. *The Feynman Lectures on Physics*. Addison-Wesley, Menlo Park, 34-11.
- Ginzburg, V.L., 1960. Certain theoretical aspects of radiation due to superluminal motion in a medium. *Sov. Phys. Usp.*, 2:874-893.
- Veselago, V.G., Shchavlev, V.V., 2010. *Phys. Usp.*, 53:317-318.
- Antippa, A.F., 1976. Inertia of Energy and the Liberated Photon. *Am. J. Phys.*, 44:841-844.
- Okun, L.B., 2000. Reply to the letter 'What is mass?' by R I Khrapko. *Phys. Usp.*, 43:1270-1275.
- Landau, L.D., Lifshitz, E.M., 1987. *Fluid Mechanics, Course of Theoretical Physics, Volume 6*, Pergamon Press, Oxford, 539.
- Ceperley, D., 1998. Superfluid helium as a vacuum. *Phys. World.*, 11(6):19.
- Ugarov, V.A., 1979. *Special Theory of Relativity*. Mir Publishers, Moscow, 406.
- Liberal, I., Mahmoud, A.M., Li, Y., Edwards, B., Engheta, N., 2017. Photonic doping of epsilon-near-zero media. *Science*, 10:355(6329):1058-1062.

- Liberal, I., Engheta, N., 2017. Near-zero refractive index photonics. *Nature Photonics*, 11:149-158.
- Brun, M., Guenneau, S., Movchan, A.B., 2009. Achieving control of in-plane elastic waves. *Appl. Phys. Lett.*, 94(61903):1-7.
- Brûlé, S., Javelaud, E.H., Enoch, S., Guenneau, S., 2014. Experiments on Seismic Metamaterials: Molding Surface Waves. *Physical Review Letters*, 112:133901.
- Engheta, N., 2013. Pursuing Near-Zero Response. *Science* 340(6130):286-287.
- Jammer, M., 1961. Concept of Mass in Classical and Modern Physics. Harvard University Press. AMBRIDGE-MASSACHUSETTS, 242.
- Jackson, L.H., 1959. Presentation of the concept of mass to beginning physics students, *American Journal of Physics*, 27(4):278-280.
- Poincare, H., 2007. *Science and Method*. Cosimo Classics, New York, 292.
- Hasenöhrl, F., 1904. Zur Theorie der Strahlung in bewegten Körpern, *Annalen der Physik*, 320:344-370.
- Hasenöhrl, F., 1905. Zur Theorie der Strahlung in bewegten Körpern, *Berichtigung*. *Annalen der Physik*, 321:589-592.
- Rothman, T., 2015. Was Einstein the First to Invent $E = mc^2$?. *Scientific American*, 313(3).
- Ives E.H., 1952. Derivation of the Mass-Energy Relation. *Journal of the Optical Society of America*. 42(8):540-543.
- Boughn, S., 2013. Fritz Hasenöhrl and $E = mc^2$. *The European Physical Journal H*, 38(2):261-278.
- Okun, L.B. 1989. The concept of mass (mass, energy, relativity). *Sov. Phys. Usp.*, 32:629-638.
- Baierlein, R., 2007. Does nature convert mass into energy?. *Am. J. Phys.*, 75(4):320-325.

- Hecht, E., 2009. Einstein on mass and energy. *Am. J. Phys.* 77(9):799-806.
- Kolb, K.B., 1966. Mass and Energy. *American Journal of Physics.* 34(8):705.
- Milonn, P.W., Boyd, R.W., 2010. Momentum of Light in a Dielectric Medium. *Advances in Optics and Photonics*, 2(4):519:553.
- Dogariu, A., Sukhov, S., Saenz, J.J. 2013 Optically induced 'negative forces' *Nature Photonics*, 7:24-27.
- Kemp, B.A., 2016. Momentum in metamaterials. *Nature Photonics.* 10:291-293.
- Bilotti, F., Tricarico, S., Vegni, L., 2008. Electromagnetic cloaking devices for TE and TM polarizations, *New Journal of Physics*, 10(11):115035.
- Enoch, S., Tayeb, G., Sabouroux, P., Guerin, N., Vincent, P. 2002. A Metamaterial for Directive Emission. *Phys. Rev. Lett.*, 89(21):213902.
- Frank, I.M., 1978. Photon momentum in a medium with negative group velocity. *JETP Lett.*, 28(7):446-449.
- Milonni, P.W., 2005. *Fast Light, Slow Light and Left-Handed Light.* IOP Publishing, London, 262.
- Bohren C.F., Huffman D.R., 1983. *Absorption and Scattering of Light by Small Particles.* John Wiley&Sons, Canada, 544.
- Sommerfeld, A., 1914. Uber die Fortpflanzung des Lichtes in diesper-dierenden Medien. *Ann. Phys.*, 44:177-202.
- Oughstun K.E., Sherman G.C., 1994. *Electromagnetic Pulse Propagation in Casual Dielectrics.* Springer, Berlin, 465.
- Brillouin, L., 1960. *Wave Propagation and Group Velocity,* Academic Press, New York, 166.
- Veselago, V.G., 2003. Electrodynamics of materials with negative index of refraction. *Phys. Usp.*, 46(7):764-768.



ÖZGEÇMİŞ

23.12.1987 yılında Azerbaycan'ın Bakü ilinde doğdu. Orta öğrenimini Bakü'de tamamladı. 2005 yılında başladığı Bakü Devlet Üniversitesi, Fizik Bölümü'nü 2009'da tamamladı. 2010 yılında askeri görevini tamamlayarak Bakü Devlet Üniversitesi'nde yüksek lisansa başladı. 2011'de yüksek lisansını Moskova Fizik-Teknik Üniversitesi'nde devam ettirdi. 2012'de yüksek lisans eğitimini tamamlayarak Azerbaycan Ulusal Bilimler Akademisi, Fizik Enstitüsü'nde araştırma görevlisi olarak çalışmaya başladı. 2015 yılında Çukurova Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Fizik bölümünde doktora eğitimine başladı.