

İSTANBUL TEKNİK ÜNİVERSİTESİ ★ FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

YALITIM MALZEMELERİNİN MİKROYAPILARININ ISI GEÇİŞİNE ETKİSİ

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Orkun DOĞU

Makina Mühendisliği Anabilim Dalı

Isı-Akışkan Programı

AĞUSTOS 2015

İSTANBUL TEKNİK ÜNİVERSİTESİ ★ FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

YALITIM MALZEMELERİNİN MİKROYAPILARININ ISI GEÇİŞİNE ETKİSİ

YÜKSEK LİSANS TEZİ

**Orkun DOĞU
(503131126)**

Makina Mühendisliği Anabilim Dalı

Isı-Akışkan Programı

Tez Danışmanı: Prof. Dr. Seyhan Uygur ONBAŞIOĞLU

AĞUSTOS 2015

İTÜ, Fen Bilimleri Enstitüsü'nün 503131126 numaralı Yüksek Lisans Öğrencisi **Orkun DOĞU**, ilgili yönetmeliklerin belirlediği gerekli tüm şartları yerine getirdikten sonra hazırladığı “**YALITIM MALZEMELERİNİN MİKROYAPILARININ ISI GEÇİŞİNE ETKİSİ**” başlıklı tezini aşağıda imzaları olan jüri önünde başarı ile sunmuştur.

Tez Danışmanı : **Prof. Dr. Seyhan Uygur ONBAŞIOĞLU**
İstanbul Teknik Üniversitesi

Jüri Üyeleri : **Prof. Dr. İsmail Cem PARMAKSIZOĞLU**
İstanbul Teknik Üniversitesi

Doç. Dr. Özden AĞRA
Yıldız Teknik Üniversitesi

Teslim Tarihi : **3 Ağustos 2015**
Savunma Tarihi : **10 Ağustos 2015**

Aileme,

ÖNSÖZ

Öncelikle, tez çalışmam boyunca tecrübesi ve engin bilgileriyle bana yol gösteren, çalışmalarımı inceleyip, katkılarını esirgemeyen ve İTÜ Yüksek Sıcaklıkta Isı geçişi Araştırma Laboratuvarı'nda çalışma fırsatı veren saygıdeğer hocam Prof. Dr. Seyhan Uygur Onbaşıoğlu'na teşekkürlerimi sunarım.

Bu tez çalışmamın da ortaya çıkmasını sağlayan projeye verdiği destekten ötürü TÜBİTAK ve Arçelik A.Ş.'ye ve deney sonuçlarını bizimle paylaşan İzoder'e teşekkürlerimi sunarım. Verdiği desteklerden dolayı Arçelik A.Ş.'den Dr. Aslı Kayıhan'a ve Murat Bakyüze'e teşekkür ederim.

Başta 2 yıllık ortak çalışma hayatımız boyunca benden desteğini ve yardımlarını esirgemeyen çalışma arkadaşım Eren Dikeç'e, çalışmalarımızda bize teknik destek veren Salman Benli'ye ve bu tez çalışmasına katkılarından dolayı Özgür Işık, Orkun Temel, Büşra Uğurlu, Ahmet Yıldız'a ve benden desteğini esirgemeyen Beklen Aydemir'e ve tüm dostlarıma teşekkür ederim.

Son olarak, bugünlere gelebilmem için büyük emek sarf eden, elde ettiğim tüm başarılarımın mimarı olan aileme şükranlarımı sunarım.

Ağustos 2015

Orkun DOĞU
(Makina Mühendisi)

İÇİNDEKİLER

Sayfa

ÖNSÖZ.....	vii
İÇİNDEKİLER.....	ix
KISALTMALAR.....	xi
ÇİZELGE LİSTESİ.....	xiii
ŞEKİL LİSTESİ.....	xv
SEMBOL LİSTESİ.....	xvii
1. GİRİŞ	1
1.1 Tezin Amacı.....	2
1.2 Literatür Araştırması	3
2. YALITIM MALZEMELERİNDE ISI GEÇİŞİ.....	9
2.1 İletim Yoluyla Isı Geçişİ.....	9
2.2 Taşınım Yoluyla Isı Geçişİ	10
2.3 Işınım Yoluyla Isı Geçişİ	11
3. MONTE CARLO YÖNTEMİ	13
3.1 Giriş	13
3.2 Olasılık Dağılım Fonksiyonları.....	13
3.2.1 Işın yayılma noktasının belirlenmesi.....	14
3.2.2 Işın yayılma doğrultusunun belirlenmesi.....	15
3.3 Yöntemin Kullanım Alanları ve Uygulamaları.....	17
3.3.1 Pi sayısının bulunması	17
3.3.2 İntegral hesaplama	18
3.3.3 Görme faktörü hesabı	19
3.3.3.2 Birbirlerine dik iki levha için görme faktörü hesabı.....	21
3.3.3.3 Birbirlerine paralel eş merkezli diskler için görme faktörü hesabı	21
3.4 Monte Carlo Işın İzleme (MCII) Yöntemi.....	22
4. MCII YÖNTEMİ İLE SÜREKLİ HALDE ISI GEÇİŞİ HESABI.....	25
4.1 Lif Sıcaklıklarının Belirlenmesi	28
4.2 Yöntemin Doğruluğunun Kanıtlanması.....	29
4.3 Geometrik Saçınım Bölgesinde Sürekli Hal Isı Geçişİ Hesabı.....	30
4.4 Mie Saçınımı Bölgesinde Sürekli Hal Isı Geçişİ Hesabı.....	31
4.4.1 Faz fonksiyonları.....	32
4.4.1.1 Legendre polinomları.....	35
4.4.1.2 Lineer anizotropik faz fonksiyonu.....	36
4.4.1.3 Henvey-Greenstein faz fonksiyonu	36
4.4.1.4 Modifiye Henvey-Greenstein faz fonksiyonu	37
5. YALITIM MALZEMELERİNDE İLETİM YOLUYLA ISI GEÇİŞİ	41
5.1 Lif Esaslı Yalıtım Malzemelerinde Gaz İletimi Yoluyla Isı Geçişİ.....	41
5.2 Gaz ve Katı İletim Katsayılarından İletim Katsayısının Bulunması	42
6. LİF ESASLI YALITIM MALZEMELERİNDE ISI GEÇİŞİNİN	
 MAHFAZALI SICAK PLAKA İLE ÖLÇÜLMESİ	45
6.1 Cihazın Çalışma İlkesi.....	45
6.2 Sıcak Plaka Tasarımı	47

6.2.1 Sıcak plaka ısıtıcılarının güçlerinin bulunması.....	49
6.2.2 Direnç tellerinin yerleşimi	50
6.3 Soğuk Plaka Tasarımı	52
6.4 Çevre Isıtıcılar.....	53
6.5 Cihazın Kontrol Yöntemi	54
7. YALITIM MALZEMELERİNİN MORFOLOJİK ÖZELLİKLERİ	57
8. SONUÇLAR VE KARŞILAŞTIRMALAR	61
8.1 Geometrik Saçınım Bölgesi.....	61
8.2 Mie Saçınımı Bölgesi.....	68
9. ÇIKARIMLAR VE ÖNERİLER	73
9.1 Çıkarımlar.....	73
9.2 Öneriler.....	74
KAYNAKLAR.....	75
EKLER	79
ÖZGEÇMİŞ.....	81

KISALTMALAR

H-G	: Henvey-Greenstein
KHO	: Katı Hacim Oranı
MCIİ	: Monte Carlo Işın İzleme
RTE	: Radiative Transport Equations
DOM	: Discrete Ordinates Method
SEY	: Sonlu Elemanlar Yöntemi
MATLAB	: Matrix Laboratory
GHP	: Guarded Hot Plate
PID	: Proportional-Integral-Derivative
SEM	: Scanning Electron Microscope

ÇİZELGE LİSTESİ

Sayfa

Çizelge 3.1 : Pi sayısı bulma hatasının alınan nokta sayısı ile değişimi.	18
Çizelge 3.2 : Bir boyutlu integral alma hatasının alınan nokta sayısı ile değişimi. ...	19
Çizelge 3.3 : Paralel plakalarda görme faktörü hesabı hatasının gönderilen ışın sayısı ile değişimi.....	20
Çizelge 3.4 : Ortak kenarlı birbirine dik plakalarda görme faktörü hesabı hatasının gönderilen ışın sayısı ile değişimi.....	21
Çizelge 3.5 : Birbirine paralel eş merkezli disklerin görme faktörü hesabı hatasının gönderilen ışın sayısı ile değişimi.....	22
Çizelge 3.6 : Boyut parametresine göre kullanılması gereken saçılma teknikleri.	24
Çizelge 4.1 : Doğrulama geometrisinde görme faktörü hesabı hatasının gönderilen ışın sayısı ile değişimi.....	30
Çizelge 4.2 : Legendre polinomu katsayıları.	36
Çizelge 7.1 : SEM analizi yapılan malzemelerin özellikleri.....	57

ŞEKİL LİSTESİ

Sayfa

Şekil 2.1 : Bir yüzeye gelen ışının yutulması, saçılması ve malzeme içinden geçmesi.	12
Şekil 3.1 : Işın yayılma noktasının gösterimi.	15
Şekil 3.2 : Polar θ açısının örneklenmesi ($d\theta$ açısı içerisinde ışın yayılma olasılığı) [26].	16
Şekil 3.3 : Kare (hesap yapılan bölge) ve çeyrek çember (istenilen bölge).	18
Şekil 3.4 : Hizalı, paralel ve birbirlerine eşit iki paralel plaka [22].	20
Şekil 3.5 : Ortak kenarlı birbirlerine dik plakalar [22].	21
Şekil 3.6 : Birbirlerine paralel eş merkezli diskler.	22
Şekil 3.7 : Örneklenen ışının azimuthal 3 boyutta gösterimi ve aynı açının iki boyutta eğim açısı (α') ile gösterilmesi.	23
Şekil 3.8 : Işının çarpma olasılığı olan yüzeylerin gösterimi.	23
Şekil 4.1 : Modelleme için liflerin yerleşimi.	25
Şekil 4.2 : Periyodik sınır koşulunun gösterimi.	25
Şekil 4.3 : Görme faktörlerinin belirlenmesi.	26
Şekil 4.4 : Enerji Geçirgenliğinin Belirlenmesi.	27
Şekil 4.5 : Monte Carlo Işın İzleme Yöntemi'nin akış şeması.	28
Şekil 4.6 : Doğrulama geometrisi ve doğrulama geometrisinin simülasyon alanı [2].	29
Şekil 4.7 : Lif üzerine gelen ışının geometrik bölgede yansıması.	31
Şekil 4.8 : Lif üzerine gelen ışının Mie bölgesinde yansıması.	32
Şekil 4.9 : Tek parçacıkta saçılma açıları [26].	33
Şekil 4.10 : Bağımsız saçınım kabulünün yapılabileceği durumlar [27].	34
Şekil 4.11 : Faz fonksiyonu karakteristiklerine göre saçılma türleri [22]: a) İzotropik saçınım b) İleri yönlü saçınım c) Geri yönlü saçınım.	35
Şekil 4.12 : Modifiye Henvey Greenstein faz fonksiyonu [13].	37
Şekil 4.13 : Mie çözüm bölgesi için yapılan modelin akış diyagramı.	39
Şekil 6.1 : Cihazın çalışma ilkesi.	45
Şekil 6.2 : Cihazın dış haznesi.	46
Şekil 6.3 : Soğuk levha üzerine termoelemanların yerleştirilmesi.	46
Şekil 6.4 : Boru tipi ısıtıcıların yerleşimi.	48
Şekil 6.5 : Sıcak plaka.	48
Şekil 6.6 : Sıcak plakanın şematik gösterimi.	49
Şekil 6.7 : Mika yalıtımlı direnç levhası.	50
Şekil 6.8 : Koruyucu plakalarda dirençlerin yerleşimi.	51
Şekil 6.9 : Ölçme plakası direnç yerleşimi.	52
Şekil 6.10 : Soğuk plaka.	53
Şekil 6.11 : Cihazın kontrolü için geliştirilen yöntem şeması.	55
Şekil 7.1 : Aerojelin içyapısının genel görünüşü.	57
Şekil 7.2 : Aerojel içyapısı.	58

Şekil 7.3 : Seramik yün içyapısı.	58
Şekil 7.4 : Cam yünü içyapısı.	59
Şekil 7.5 : Taş yünü içyapısı.	59
Şekil 7.6 : Seramik battaniye SEM analizi.	60
Şekil 7.7 : İğnelenmiş cam yünü SEM analizi.	60
Şekil 8.1 : Lif sıcaklıklarının, farklı katı hacim oranları için kalınlık boyunca değişimi.	62
Şekil 8.2 : Son lif sıcaklığının malzeme kalınlığına göre değişimi.	62
Şekil 8.3 : Geometrik yansıma bölgesindeki literatürdeki sonuçlar [2] (Arambakam) ile liflerin merkezlerinden ve lif yüzeylerinden ışın yaydıkları modellerin karşılaştırılması.	63
Şekil 8.4 : Farklı yutma katsayılarında geçirgenliğin kalınlığa göre değişimi.	64
Şekil 8.5 : Farklı yutma katsayılarında geçirgenliğin kalınlığa göre değişimi.	65
Şekil 8.6 : Farklı lif çaplarında, geçirgenliğin KHO değerine göre değişimi.	65
Şekil 8.7 : İki farklı çaptaki liflerin simülasyon alanındaki dizilimi.	66
Şekil 8.8 : Lif çapı oranlarının kalınlık boyunca lif sıcaklığına etkisi.	67
Şekil 8.9 : Geçirgenliğin farklı lif çapı oranlarına göre değişimi.	67
Şekil 8.10 : Kararlı hal enerji geçirgenliğine asimetri faktörünün etkisi.	68
Şekil 8.11 : Kararlı hal enerji geçirgenliğine asimetri faktörünün ve lif yutma katsayısının etkisi (Henvey-Greenstein faz fonksiyonu kullanılarak).	69
Şekil 8.12 : Kararlı hal enerji geçirgenliğine asimetri faktörünün etkisi ve lif yutma katsayısının etkisi (lineer anizotropik faz fonksiyonu kullanılarak).	70
Şekil 8.13 : Havanın ısı iletkenliğimin sıcaklığa göre değişimi [36].	70
Şekil 8.14 : Cam yünü yalıtım malzemesi için deneysel veriler ile MCİİ yöntemi ile elde edilen sonuçların karşılaştırılması.	71
Şekil 8.15 : Cam yünü yalıtım malzemesi için ışıınım iletim katsayısının lif çapı ile değişimi.	71
Şekil 8.16 : Seramik yünü yalıtım malzemesi için deneysel veriler ile MCİİ yöntemi ile elde edilen sonuçların karşılaştırılması.	72
Şekil 8.17 : Seramik yünü yalıtım malzemesi için ışıınım iletim katsayısının lif çapı ile değişimi.	72

SEMBOL LİSTESİ

k_{efektif}	: efektif ısı iletim katsayısı
k_i	: İletim yoluyla ısı iletim katsayısı
k_l	: Işınım yoluyla ısı iletim katsayısı
Ra	: Rayleigh sayısı
g	: Yerçekimi ivmesi
α	: Isıl yayılım katsayısı
β	: Hacimsel ısı genleşme katsayısı
ν	: Kinematik viskozite
K	: Poroz ortamın geçirgenliği
μ	: Dinamik viskozite
ρ	: Yoğunluk
c_p	: Özgül ısı
R	: Rasgele sayı
ε	: Yüzey yayma katsayısı
σ	: Stefan-Boltzman katsayısı
T	: Yüzey sıcaklığı
x, y	: Yüzey koordinatları
Φ	: Azimuthal açı
θ	: Polar açı
i	: Işınım yoğunluğu
P	: Olasılık dağılım fonksiyonu
A	: Alan
$F_{1,2}$	: 1 plakasının 2 plakasını görme faktörü
χ	: Boyut parametresi
d_f	: Liflerin ortalama çapı
λ	: Işın dalga boyu
α_f	: Liflerin yutma katsayısı
m	: Işının eğimi
a_m	: Legendre polinomu katsayıları
g	: Asimetri faktörü
n	: Refraktif indeks
c	: Işığın boşluktaki yayılma hızı
v_i	: Işının ortamdaki yayılma hızı
k_g^*	: Atmosfer basıncındaki gazın iletim katsayısı
γ	: Özgül ısı oranı
κ, ψ	: Knudsen sayısına bağlı parametreler
α_1, α_2	: Isıl komşuluk katsayıları
Pr	: Prandtl sayısı
Kn	: Knudsen sayısı
Φ	: Faz fonksiyonu
ζ	: Moleküler ortalama serbest yolu
L_c	: Lifli malzemelerde gaz iletimi için karakteristik uzunluk
K_B	: Boltzmann sabiti

d_g	: Gaz arpışma çapı
q	: Isı akısı
U	: Isıl geçirgenlik katsayısı

YALITIM MALZEMELERİNİN MİKROYAPILARININ ISI GEÇİŞİNE ETKİSİ

ÖZET

Yalıtım malzemeleri sıcaklığı farklı iki ortam arasında ısı geçişini azaltmak, enerjinin daha verimli kullanılabilmesini sağlayabilmek için kullanılan malzemelerdir. Lif esaslı yalıtım malzemeleri endüstriyel ve evsel olarak kullanılan yalıtım malzemelerinin en yaygınıdır. Bu malzemelerin kullanım alanları sıradan bina yalıtımlarından, yüksek sıcaklıklarda kullanılan uzay araçlarına kadar değişkenlik gösterebilmektedir.

Lif esaslı yalıtım malzemelerinde ısı geçişi iletim ve ışıınım yoluyla olmaktadır. Havanın ısıl iletkenliği ve liflerin ışıınım saçma ve yayma özellikleri üzerlerine gelen ışıının dalga boyu ile, dolayısıyla sıcaklık ile değiştiğinden lif esaslı yalıtım malzemelerinin ısıl iletkenlikleri sıcaklığa bağlıdır. Lif esaslı yalıtım malzemeleri, liflerin malzeme içerisindeki havanın hareketini engelleyebilecek seviyede sürtünme yaratmasından dolayı taşınım ile ısı geçişini göz ardı edinilebilecek kadar engelleyebilmektedir.

Genelde yalıtım malzemelerinin ısı geçişi hesapları malzeme yığın olarak kabul edilerek bulunmuş ampirik formüllerle yapılır. Ama bu şekilde yapılan hesaplamalarla, malzemenin ısı yalıtımının nasıl arttırılabileceği konusunda çıkarımların yapılabilmesi mümkün değildir.

Bu tez çalışmasında, lif esaslı yalıtım malzemelerinin morfolojik özelliklerinin, malzemenin ısı geçirgenliğine etkileri araştırılmıştır. Malzemenin ışıınım ve iletim yolu ile ısı geçişleri ayrı ayrı incelenmiş ve yalıtım malzemesinin ısıl geçirgenliğini gösteren efektif ısıl iletim katsayısı elde edilmiştir. İletim terimi, gaz ve katı iletimi etkilerinin ampirik bir formül yardımıyla birlikte düşünülmesiyle elde edilirken, ışıınım terimi ise istatistiksel bir yöntem olan Monte Carlo Işın İzleme (MCİİ) yöntemi ile elde edilmiştir.

MCİİ yöntemi ile ısı geçişinde önemli rol oynayan görme faktörleri karmaşık geometrilerde dahi kolaylıkla hesaplanabilmektedir. Yöntemde ısı kaynağı olarak kabul edilen plakanın, olasılık dağılım fonksiyonlarına göre belirlenen koordinatından, yine olasılık dağılım fonksiyonlarına göre belirlenen yönde bir ışıın gönderilir ve bu ışıının izlediği yol takip edilir ve bu işlem bir çok kez tekrarlanır. İşlem sonucunda ısı kuyusu kabul edilen yere ulaşan ışıın sayısının, ısı kaynağı kabul edilen yerden gönderilen ışıın sayısına oranı, ısı kaynağının ısı kuyusunu görme faktörünü verir. Eğer ısı kaynağı ile ısı kuyusu arasına poroz bir ortam yani lif esaslı yalıtım malzemesi konursa işlem biraz daha karmaşıklaşır. Isı kaynağından yayılan ışıın ortam içerisindeki lifler tarafından saçınır, yutulur ve tekrar yayılır ve bu süreç ışıın ısı kuyusuna ulaşana ya da tekrar ısı kaynağına ulaşana kadar devam ettirilir. Bu işlem sonucunda ısı kuyusuna ulaşan ışıın sayısının, ısı kaynağından gönderilen ışıın sayısına oranı malzemenin ısıl geçirgenliğini verir. Malzemenin geçirgenliği demek aslında arasına konulduğu ısı kaynağının, ısı kuyusunu görme faktörü demektir.

MCİİ yöntemi sayesinde lif esaslı yalıtım malzemesinin ısıl geçirgenliğinin malzemenin katı hacim oranına (malzemedeki lif hacminin, malzemenin hacmine oranı), liflerin çapına ve liflerin yutma katsayısına bağlı olarak değişimleri bulunabilmekte ve bu sayede optimum yalıtım malzemesi tasarımı için fikirler elde edilebilmektedir.

Yapılan sayısal çalışmaların deneysel olarak da kanıtlanabilmesi için Sıcak Kılavuz Levhalı (Guarded Hot Plate) deney düzeneği tasarımı yapılmış ve denenen yalıtım malzemelerinin morfolojik özellikleri taramalı elektron mikroskobu (Scanning Electron Microscope) ile elde edilerek geliştirilen koda girilmiştir. Teorik ve deneysel çalışmalar karşılaştırıldığında MCİİ yönteminin lif esaslı yalıtım malzemelerinin ısıl analizinde kullanımının gerçekçi sonuçlar verdiği görülmüştür.

EFFECT OF MICROSTRUCTURE OF FIBROUS INSULATION MATERIALS ON HEAT TRANSFER

SUMMARY

Insulation materials are used to reduce to heat transfer between two media with different temperatures, thus, allow for more efficient usage of thermal energy. Fibrous insulation materials are the most common used insulation materials for both industrial and domestic usage. Fibrous insulation materials are used in a wide range of application areas from common building applications to spacecraft applications.

Heat transfer in fibrous insulation materials arise from conduction and radiation mechanisms. As heat conductivity of air and radiative properties of the insulation materials depend on temperature so does the overall thermal conductivity of fibrous insulation materials depend significantly on temperature. Due to their ability to suppress any air movement inside, convective heat transfer in the fibrous insulation materials can be neglected.

Generally, heat transfer calculations of fibrous insulation materials are done with the empirical correlations which are based on lumped formulation assumption. However, it is not possible to make any comment on how to increase the insulation performance of the material using these kind of formulations.

In this thesis, effects of the morphologic properties of the fibrous insulation materials upon the materials' thermal conductivity is investigated. The heat transfer of the material by the radiation and the conduction is investigated separately and the effective heat conduction coefficient of the fibrous insulation materials is found.

Conductive term for the fibrous insulation materials are acquired using empirical formulations based on the conductive terms of the gas and the solid phases. There are two approaches: parallel mode and the Bhattacharya model. While using these models, the heat conductivity of the solid phase is corrected using an empirical relation to correctly take into account the loose arrangement of the fibers relative to a continuous solid.

As for the radiative term, a statistical model, Monte Carlo Ray Tracing (MCRT) method is used. Monte Carlo method relies on randomly generated numbers and probability density functions and is used for a wide range of problems. In this thesis, the Monte Carlo method is used to compute the pi number, one-dimensional definite integral 1 and the view factor of simple geometries where the view factor can be analytically calculated and the change of the relative error based on the sampling number is demonstrated. After that, a simulation area for which an analytical solution is present in the literature is constructed with symmetric boundary condition to show that the symmetric boundary condition can be used to reduce the simulation area and it is validated by the analytical solution given. The change of the relative error based on the sampling number is determined for the validation geometry.

With the use of the MCRT method, the view factors which play a very important role in the radiative heat transfer can easily be calculated for even complex geometries. In

this method, a ray is emitted from a plate which acts as a heat source from a location on the plate defined by a probability density functions, and in a direction which again is defined by a probability density function and is traced. This is repeated several times. After desired number of rays are emitted, the number of rays that reach the sink plate divided by the total number of rays emitted from the source plate gives the view factor from the source plate to the sink plate. If a porous media (fibrous insulation material) is placed between the source and the sink plates, the procedure gets more complicated. In this case, a ray emitted from the source plate can either be scattered or absorbed and reemitted. The ray is traced until it eventually reaches to sink plate or returns to the source plate. Again, after desired number of rays are emitted, the number of rays that reach the sink plate divided by the total number of rays emitted from the source plate gives the steady state energy transmittance of the fibrous insulation material. The energy transmittance of the insulation material is actually the view factor of the source plate to the sink plate.

Number of fibers in the simulation area, mean diameter of the fibers, absorption coefficient of the fibers, solid volume fraction (the ratio of fiber volume to the total volume of the material), the temperatures of the source and the sink plates, the number of rays to be emitted and the asymmetry factor of the phase function are provided as input parameters to the code which is based on the MCRT method. The steady state energy transmittance of the fibrous insulation material is given as output in addition to the view factors between the fibers among themselves and the temperature of each fiber by the code.

In MCRT method, the ray emitted from the heat source is absorbed and scattered several times before reaching the sink plate. When a fiber absorbs a ray, according to conservation of energy the ray is emitted isotropically while the scattering is a little bit more complex. The most important parameter of the scattering is the size parameter (χ). When the size parameter is high ($\chi > 10$), it means that the wavelength of the ray is small compared to the diameter of the fiber. In this case, the scattering occurs according to the geometric scattering laws. In the geometric scattering region, the fiber acts as a mirror that reflects the ray. When the size parameter is between 10 and 0.1 ($10 > \chi > 0.1$) it means that the wavelength of the ray is comparable to the fiber diameter and in this case the scattering occurs according to the Mie scattering laws. As the Mie equations are hard to solve and complicated, simpler phase function equations such as Linear Anisotropic Scattering, Henvey-Greenstein etc. are used. These phase functions take into account both the forward and backward scattering with asymmetry factor. It can be seen from the literature that the scattering in the fibrous insulation materials is dominantly in a forward direction.

Using MCRT method, it is possible to observe the effect of the solid volume fraction, fiber diameter and absorption coefficient of the fiber on the effective heat conductivity of the fibrous insulation material. The ability to see the effects of various microstructural properties of the material is a valuable asset in designing the optimum insulation material composition regarding the heat insulation.

In order to verify the numerical studies done in the thesis, an experimental setup (Guarded Hot Plate) is designed and constructed according to ISO 8302 specifications. The morphologic properties of the insulation materials which are used in the guarded hot plate are measured by the Scanning Electron Microscope, and are also used in the numerical studies.

The guarded hot plate experimental setup obtain the effective heat transfer coefficient by one-dimensional Fourier heat transfer law. The experimental setup consists of two horizontal plates which have a homogeneous and steady temperature distribution ($\pm 1^\circ\text{C}$) along their faces. The insulation material for which the effective heat transfer coefficient is desired to be measured is placed between these two plates. Because the temperature difference and the distance between the plates are known, by measuring the power supplied to the hot plate, one can find the effective thermal conduction coefficient of the insulation material by applying the one-dimensional Fourier law.

Comparing the numerical and the experimental studies, it is concluded that the MCRT method gives satisfactory and realistic results for the thermal analysis of the fibrous insulation materials.

1. GİRİŞ

Isı geişi farklı sıcaklıktaki yüzeyler arasında iletim, taşınım, ışı nım yoluyla veya bu üç mekanizmanın herhangi bir kombinasyonu şeklinde gerçekleşebilir. Yalıtım malzemeleri bu ısı geçişi mekanizmalarının etkisini en aza indirmeye çalışarak, yüzeyler arasındaki ısı geçişini asgari düzeyde tutmayı hedefler. İletim yoluyla ısı geçişi cisimler arasındaki fiziksel etkileşim engellenerek azaltılabilir. Taşınım yoluyla ısı geçişi akışkan hareketi engellenerek minimize edilebilir. Iş nım yoluyla ısı geçişi ise yüzeylerin birbirlerini görme faktörleri azaltılabildiği ölçüde engellenebilir. Lif esaslı yalıtım malzemelerinde lifler birbirlerine tamamen temas etmediği için iletim yoluyla ısı geçişini azaltabilirler ve lifler sayesinde yüzeylerin birbirlerini görme faktörleri azaltılarak ışı nım yoluyla ısı geçişi de engellenebilir. Ama lif esaslı yalıtım malzemelerinin asıl avantajı liflerin yalıtım malzemesi içindeki havanın akışını, sürtünme etkisi sayesinde durdurarak taşınım yoluyla ısı geçişini engelleyebilmesidir.

Lif esaslı yalıtım malzemeleri ısı yalıtımını etkin bir şekilde sağlayabilmelerinden, hafif ve düşük maliyetli olmalarından dolayı binalarda, endüstriyel uygulamalarda kullanılmalarının yanı sıra uzay araçları, kazanlar, motorlar gibi yüksek sıcaklık uygulamalarında da tercih edilmektedir.

Lif esaslı yalıtım malzemelerinden geçen toplam ısı akısına iletim ve ışı nım terimlerinin etkisi yalıtım malzemesinin mikroyapısına, malzemesine ve kullanıldığı sıcaklığa göre değışmektedir. Bu yüzden yalıtım malzemesinin yapısı kullanılacağı ortamın şartlarına göre belirlenmeli ve tasarlanmalıdır.

Lif esaslı yalıtım malzemeleri boyunca olan ısı geçişi, yalıtım malzemesi yığın olarak kabul edilerek, efektif ısı iletim katsayısı sayesinde analitik olarak elde edilebilir. Ancak bu yöntemle yada başka ampirik formüllerle elde edilen sonuçlarla yalıtım malzemesi tasarlanamaz. Kullanılacağı yere göre en uygun yalıtım malzemesini seçebilmek ya da tasarlayabilmek için yalıtım malzemesinin

mikroyapısındaki parametrelerin (lif çapı, katı hacim oranı, lif dizilimi gibi) ısı geçişi mekanizmalarına nasıl etki ettiklerinin tam olarak anlaşılması gerekir.

Lif esaslı yalıtım malzemelerindeki ısı geçişinin karmaşıklığı genellikle ışıınım teriminin hesaplanmasında ortaya çıkmaktadır. Çünkü yalıtım malzemeleri katı hacim oranı (yalıtım malzemesindeki katı hacminin, yalıtım malzemesinin toplam hacmine oranı) düşük malzemelerdir ve ısı iletim teriminin büyük kısmı durgun havanın iletkenliğinden kaynaklanmaktadır. Yalıtım malzemesi alüminyum, bakır gibi yüksek ısı iletim katsayısına sahip malzemelerden yapılmadığı sürece katı iletimi önemli bir etkiye sahip olmaz. Lif esaslı yalıtım malzemeleri havanın düşük iletim katsayısı sayesinde de ısıl iletkenliğini etkin şekilde düşürebilmektedir. Oysaki ışıınım terimi yalıtımın mikroyapısına büyük ölçüde bağlıdır.

Yalıtım malzemelerindeki ışıınım terimleri farklı metotlarla hesaplanabilmektedir. Bu çalışmada ışıınının katkısı Monte Carlo yöntemi ile elde edilmiştir. Monte Carlo, istatistiksel tabanlı bir yöntem olmakta birlikte ışıınımla ısı geçişi hesabında sıklıkla kullanılan bir yöntemdir. Yöntem kaynak olarak seçilen bir yüzeyin rasgele bir yerinden rasgele yönlerde çok sayıda ışıın yollamak ve ışıınları kuyuya (yalıtım malzemesinin soğuk yüzeyi ile temas eden ortam) ulaşana ya da kaynağa (yalıtım malzemesinin sıcak yüzeyi ile temas eden ortam) geri dönene kadar takip etmek üzerine kuruludur. Bu yöntem karmaşık geometrilerde diğer yöntemlerle kıyaslandığında büyük avantaj sağlamaktadır.

1.1 Tezin Amacı

Lif esaslı yalıtım malzemelerinde ısı geçişi yığın model kullanılarak tanımlanan efektif ısı iletim katsayısı sayesinde hesaplanır. Efektif ısı iletim katsayısı ışıınım, gaz iletimi, katı iletimi gibi terimlerin etkilerini içerisinde barındırır ve sıcaklıkla değişir. Efektif ısı iletim katsayısı bilindiği takdirde ısı geçişi Fourier kanuna göre hesaplanabilir.

$$q'' = -k_{\text{efektif}} \frac{\Delta T}{\Delta x} \quad (1.1)$$

Burada, q'' toplam ısı akısını, Δx yalıtım malzemesinin kalınlığını, ΔT değeri ise yalıtım malzemesinin uygulandığı yüzeyler arasındaki sıcaklık farkını, k_{efektif} ise yalıtım malzemesinin efektif ısı iletim katsayısını göstermektedir. Burada kullanılan

efektif ısı iletim katsayısı terimi ısı akısını hesaplayabilmek adına yeterli olsa da ısı akısını hangi ısı geçişi mekanizmasının daha çok arttırdığını ya da yalıtım malzemesi nasıl olmalı ki ısı yalıtımını daha etkin yapabilsin sorularını yanıtsız bırakmaktadır.

Bu tez çalışmasında, ısı akısını oluşturan iletim ve ışıınım terimleri ayrı ayrı hesaplanıp efektif ısı iletim katsayısı bulunacaktır. İletim terimi hesaplanırken ampirik formüller kullanılacak iken ışıınım terimi hesabı Monte Carlo Işın İzleme (MCII) yöntemine göre yapılacaktır. Bu sayede ısı geçişine yalıtım malzemesinin lif çapı, lif dizilimi, liflerin yutma katsayısı, liflerin oryantasyonu gibi parametrelerin nasıl etki ettiği incelenebilecek ve yalıtım malzemesinin kullanılacağı ortama göre nasıl olması gerektiği üzerine çıkarımlar yapılabilecektir. Ayrıca sıcak kılavuz levhalı sıcak plaka cihazı tasarlanıp, yalıtım malzemelerinin efektif ısı iletim katsayıları deneysel olarak da belirlenebilecek, sonra da bulunan deneysel ve sayısal değerler birbirleriyle karşılaştırılacaktır.

1.2 Literatür Araştırması

Lif esaslı yalıtım malzemelerinde ısı geçişi incelenmesi ve Monte Carlo metodunun ışıınım ile ısı geçişini analizinde kullanılması üzerine literatürde birçok çalışma mevcuttur.

Howell yayınladığı çalışmasında [1] Monte Carlo metodunun ışıınım ile ısı geçişinde kullanılması üzerine yapılan çalışmaları gözden geçirmiş ve yöntemin kullanım alanlarını incelemiştir. Metodun avantajlarını, dezavantajlarını, gereksinimlerini ortaya koymuş ve metod üzerine gelecekte yapılması gereken çalışmaları belirtmiştir. Ayrıca yazar bu çalışmasında Monte Carlo metodu ile elde edilen sonuçların diğer metotların doğruluğunu ölçmek için kullanılan bir referans olarak kullanıldığını da belirtmiştir.

Arambakam ve diğ. [2] Monte Carlo Işın İzleme (MCII) yöntemi ile yaptıkları çalışmalarında lif esaslı malzemelerdeki ışıınım ile ısı geçişinin yalıtım malzemelerinin mikroyapısına bağlı olarak değişiminin parametrik olarak incelemişlerdir. Çalışma yalıtım malzemesinin geometrik yansıma kanunlarının geçerli olduğu sıcaklık ve lif çaplarında yapılmıştır. Bu çalışmada kullandıkları parametreler lif yutma katsayısı, lif çapı, yalıtım malzemesinin katı hacim oranı ve yalıtım malzemesinin kalınlığı olmuştur. Lif esaslı yalıtım malzemelerinde ısı

geçişinin artan katı hacim oranı ve yalıtım kalınlığı ile arttığını ve artan lif yutma katsayısı ile azaldığını bulmuşlardır. Kalınlık boyunca olan lif sayısı ve malzemenin katı hacim oranı sabit tutulduğu takdirde lif çapının ışınlam ile olan ısı geçişini değiştirmediği sonucuna da varmışlardır. Ayrıca 3-boyutlu ve 2-boyutlu yapılan modellemelerin benzer sonuçları verdiği de belirtilmiştir.

Monte Carlo yönteminin geometrik yansıma kanunlarının geçerli olduğu bölgede yapılan çalışmalardan bir diğeri ise Nisipeanu ve Jones [3] tarafından yapılmıştır. Modellemenin 3- boyutlu olarak yapıldığı bu çalışmada polar yöndeki lif dağılımının ısı geçişine etkisi ortaya konulmuştur.

Arambakam ve diğ. [4] çalışmalarında iletim ve ışınlam ile ısı geçişini göz önüne alarak çok bileşenli yalıtım malzemelerinde ısı geçişini incelemişlerdir. Yapılan bu çalışmada iletim terimi analitik olarak hesaplanırken ışınlam terimi için RTE-DOM (Radiative Transfer Equations-Discrete Ordinates Method) denklemleri çözülmüştür. Farklı malzeme ve lif çaplarından oluşan yalıtım malzemelerinde lif dağılımının ısı geçişi üzerine bir etkisi olmadığı belirtilmiştir. Farklı malzeme katmanlarından oluşan yalıtım malzemelerinde ısı geçişinin malzeme katmanlarının yerleşim sırasından etkilenmediği de bulunan sonuçlar arasındadır. Ayrıca malzeme cinsine ve kullanıldığı ortamın sıcaklığına göre ısı geçişini minimuma indirebilen, optimum bir lif çapı bulunduğu söylenmiştir.

Larkin ve Churchill [5] çalışmalarında poroz yalıtım malzemelerinde ısı geçişinin deneysel ve teorik olarak incelemiş ve ışınlamla ısı geçişinin hesabında basit bir model oraya koymaya çalışmışlardır. Cam lifi esaslı yalıtım malzemeleri için ışınlam ile ısı geçişini en aza indiren lif çapının 2 ile 5 μm arasında olduğu sonucuna ulaşmakla birlikte poroz malzemeler içinde optimum bir poroz ölçüsü olduğunu belirtmişlerdir.

Arambakam ve diğ. [6] çalışmalarında lif esaslı yalıtım malzemelerinde ısı geçişini 3-boyutlu olarak modellemişlerdir. Mie saçılma teorisini kullanarak öncelikle her fiberin faz fonksiyonu, yutma ve saçılma katsayısı gibi parametreleri hesaplamış sonrasında da RTE-DOM denklemlerini çözerek sonuca ulaşmışlardır. Çalışmalarının sonucunda katı hacim oranı, yalıtım kalınlığı ve ısı geçişine polar yöndeki lif diziliminin oryantasyonu attıkça ısı geçişinin arttığını bulmuşlardır. Yalıtım malzemesinin uygulandığı sıcaklığa göre ısı geçişini en aza indirebilen bir lif

apına sahip olduğunu ve bu değerin cam lifler için 340-750 K sıcaklık aralığı için 3-10  m arasında olduğunu söylemişlerdir. Ayrıca ısı geçişine dik yöndeki lif oryantasyonunun da ısı geçişi üzerine bir etkisi olmadığı bulgular arasındadır.

Daryabeigi [7] yayınladığı çalışmasında yüksek sıcaklıktaki lif esaslı yalıtım malzemelerindeki ısı geçişini değişen ortam basınçlarında sayısal ve deneysel olarak incelemiştir. alışmasında iletim ile ısı geçişi hesabında ampirik formüller kullanırken ışınım ile ısı geçişi hesabında gri ortam ve anizotropik saçınım kabulleri yaparak iki akı yöntemini kullanmıştır. Ortam sıcaklığını 300-1300 K arasında değiştirirken, ortam basıncını ise 1.33×10^{-5} -101.32 kPa arasında değişirmiştir. Aynı zamanda yaptığı deneylerde örnekler üzerindeki ısı akısının yönünü yerçekimi vektörünün yönü ile aynı ve ters yönde olmak üzere değişirmiş ve bu sayede de taşınım ile ısı geçişinin lif esaslı yalıtım malzemelerindeki etkisini de deneysel olarak ortaya koymuştur. alışmasının sonucunda gaz iletiminin düşük basınçlarda ihmal edilebilir düzeyde olduğunu basınç arttığa gaz iletiminin öneminin arttığını, taşınım ile ısı geçişinin yüksek yoğunluklu malzemelerde ihmal edilebilir düzeyde olduğunun ve yüksek sıcaklıklarda baskın ısı geçişi mekanizmasının ışınım ile ısı geçişi olduğu sonuçlarına varmıştır.

Tong ve Tien [8] çalışmalarında lif esaslı yalıtım malzemelerinde ışınımla geçen ısı akısını bulmak için iki akı yöntemini ve lineer anizotropik saçınım modellerini gri ortam kabulü ile kullanmışlardır. alışmalarının sonucunda yalıtım malzemesinin ortalama çapının maksimum yutma katsayısının yakalandığı değere olabildiğince yakın olması gerektiğini bulmuşlardır. Ayrıca ışınım ile olan ısı akısının malzemenin katı hacim oranı ile neredeyse zıt orantılı olduğunu ve lineer anizotropik saçınım modelinin iki akı modelinden daha doğru sonuçlar verdiğini belirtmişlerdir. Tong ve diğ. [9] lif esaslı yalıtım malzemelerinde ısı geçişini deneysel olarak da incelemişler ve iki deney düzeneği kurmuşlardır. İlk düzenekte geçirgenlik deneyleri yapılmış ve malzemelerin yutma katsayıları belirlenmiştir. İkinci düzenek kılavuz levhali sıcak plaka cihazıdır ve bu cihazla toplam ısı akısı ölçülmüştür. Çalışmanın sonunda bulunan deneysel verileri önceki çalışmalarından elde ettikleri sayısal verilerle karşılaştırmışlar ve birbirleri ile uyumlu olduklarını söylemekle birlikte aradaki farklılıkları da malzemenin aslında gri olmayan karakterine bağlamışlardır.

Veiseh ve Fard [10] çalışmalarında taş yünü yalıtım malzemesindeki ısı geçişini sayısal ve deneysel olarak belirlemişlerdir. Sayısal çalışmalarında iletim terimleri

için ampirik formüller kullanırken ışıınım terimi için Monte Carlo Işın İzleme (MCII) yöntemini kullanmışlardır. Deneysel çalışmalarında ise ısı akısı ölçer kullanmışlardır. Sayısal çalışmalarından buldukları sonuçların deneylerden elde ettikleri sonuçlarla gayet uyumlu olduğunu söylemişlerdir.

Collin ve diğ. [11] çalışmalarında ışıınım ile olan ısı geçişi hesabında Sonlu Elemanlar Yöntemi'ni (SEY) kullanarak 3-boyutlu Işıınım Transfer Denklemlerini (RTE) ileri yönlü saçınım kabulü yaparak çözmüşlerdir. Hesaplarında faz fonksiyonu olarak Henvey-Greenstein (H-G) tipi faz fonksiyonunu asimetri faktörü 0.2-0.93 aralığında değişen değerlerde ve Mie faz fonksiyonunu asimetri faktörü 0.93 olarak kullanılmıştır. Çalışmanın sonuçlarını doğrulamak için Monte Carlo yöntemi ile elde edilen sonuçlar kullanılmıştır. Sonuçlar arasında H-G faz fonksiyonu kullanılan hesaplar için maksimum hata % 8 ve Mie faz fonksiyonu kullanılan durum için % 3 olarak verilmiştir.

Kim ve Lee [12] çalışmalarında anizotropik saçınımın ışıınım ile ısı geçişindeki etkisini araştırmışlardır. Çalışmalarında S-N ayrık ordinatlar yöntemini ortamı gri ve yutan, ışıyan, anizotropik saçınım yapan kabulleri ile kullanmışlardır. Genel Mie anizotropik faz fonksiyonlarını Legendre polinomları olarak ifade etmiş ve 2 tanesi ileri yönlü 2 tanesi de geri yönlü olmak üzere 4 tane faz fonksiyonunda katsayılarını belirlemişlerdir. Çalışmalarının sonucunda sınır koşullarının simetrik olmadığı durumlarda saçınım fonksiyonlarının anizotropik olmasının büyük öneme sahip olduğu, sınır koşullarının simetrik olduğu durumda ise çok önemli olmadığı çıkarımını yapmışlardır.

Nicolau ve diğ. [13] çalışmalarında poroz, lif esaslı ve benzeri ortamların optik kalınlık, albedo (lif ışın saçma katsayısının lif ışın sönümleme katsayısına oranı) ve faz fonksiyonu gibi ışıınım özelliklerini belirlemeye çalışmışlardır. Faz fonksiyonunu belirlerken saçınımın çoğunlukla ileri yönlü olmasına rağmen az miktarda da geri yönde olmasında dolayı klasik H-G faz fonksiyonun yerine izotropik, ileri yönlü ve geri yönlü saçınım terimlerini içerisinde barındıran modifiye H-G faz fonksiyonu kullanmayı tercih etmişlerdir.

Irvine [14] çalışmasında ışıının saçınımın karakteristiğini belirleyen asimetri faktörü değerini malzemelerin refraktif indekslerine (n) ve ölçü parametrelerine (χ) göre hesaplamış ve tablo halinde yayınlamıştır. Hsieh ve Su [15] çalışmalarında camın

refraktif indeksini ve yutma katsayısını (k) 0.32-206 μm bandında hesaplamış ve sonuçlarını tablo halinde paylaşmışlardır. Ljungdahl ve diğ. [16] çalışmalarında camın refraktif indeksini ve yutma katsayısını 2-25 μm bandında hesaplamış ve sonuçlarını tablo halinde vermişlerdir.

Bu tez çalışmasında, lif malzemelerinin mikroyapılarının ısı geçişine etkisi geliştirilen MCII yöntemine dayalı kod sayesinde parametrik olarak incelenmiştir. Yapılan sayısal çalışmanın doğruluğunun kanıtlanabilmesi için yalıtım malzemelerinin efektif ısı iletim katsayısı deneysel olarak da belirlenmiş ve bu yalıtım malzemeleri elektron mikroskobu ile incelenerek mikroyapıları belirlenmiştir. Gerçeğe uygun olarak belirlenen parametrelerle gerçekleştirilen sayısal analiz sonucu bulunan değerler ile deneysel çalışmanın sonuçları karşılaştırılmıştır.

2. YALITIM MALZEMELERİNDE ISI GEÇİŞİ

2.1 İletim Yoluyla Isı Geçişı

Isı iletimi aralarında sıcaklık farkı olan ve birbirlerine temas eden iki maddesel ortam arasındaki ısı geçişı modudur. Moleküler seviyede ısı iletimi mekanizması, yüksek ve alçak sıcaklık seviyelerindeki moleküllerin kinetik enerji transferi olarak tanımlanabilir. Bu kinetik enerji değişimini gazlarda moleküllerin elastik etkileşimleri ile, metallerde serbest elektronların hareketi ile, elektriği iletmeyen katılarda ise atomların boylamsal titreşimleri ile olur.

Isı iletimi ile ısı geçişini çözümlayebilmek için iki bakış açısı mevcuttur. Bunlardan birincisi deneysel gözlemlere dayanan makroskobik bakış açısı, diğeri ise moleküler düzeyde kinetik enerji değişimini göz önüne alan mikroskobik bakış açısıdır. Makroskobik bakış açısında sürekli ortam kabulü yapılır. Yani, moleküllerin ortalama serbest yolu ortamda var olan herhangi bir boyuttan çok daha küçüktür. Başka bir deyişle ortamda istatistiksel ortalama kabulü ile skaler veya vektörel bir değişken bulunabilir. Mikroskobik bakış açısında ise, istatistiksel ortalama yöntemi yapılmaz. Bu yöntemde ortam içerisine uzaysal olarak dağılmış olan her bir molekül için genel yasalar yazılır, zamanda ve uzayda çözümlenerek sonuca ulaşılır. Bu yöntem matematiksel zorlukları ve moleküller arası etkileşim kuvvetleri hakkında çok fazla bilgi olmamasından dolayı ikinci planda kalmaktadır. Genel olarak iki yönteminde birbirlerine göre kullanımının daha kolaylık sağladığı durumlar mevcuttur. Örneğin katı bir parçada ısı iletimi çözümü yapılırken makroskobik bakış açısı büyük avantaj sağlarken, içerisinde seyreltilmiş gaz bulunan bir ortamda mikroskobik bakış açısından probleme yaklaşmak daha doğru olacaktır.

İletim ile ısı geçişı lif esaslı yalıtım malzemelerinde lifler ve lifleri saran ortam gazı (genel olarak hava) üzerinden gerçekleşir. Bu çalışmada iletim terimi sürekli ortam kabulü yapılarak ampirik denklemler üzerinden bulunacak olmasına rağmen, gaz iletimi katsayısı hesaplanırken molekül ortalama serbest yolunun değişimini dikkate alan denklemler kullanılmıştır. Bu sayede basınç değişimi ile moleküller arası

etkileşimin değişmesi hesaba katılabilmiş ve basınç değişiminin etkisi gözlemlenebilmiştir.

2.2 Taşınım Yoluyla Isı Geçişi

Kavramsal olarak bakıldığında taşınım temel ısı geçişi modlarından birisi değildir. Taşınım, iletim veya ışınlama ısı geçişinin hareketli ortamlarda kinetik enerjiyle taşınmasıdır. Bu yüzden taşınım ısı geçişinde akışkan denklemleri önemli rol oynar.

Dikdörtgensel bir çerçevenin karşılıklı kenarlarından yerçekimi yönünde bir sıcaklık gradyeni uygulandığında, soğuk olan akışkan çerçevenin alt kenarına doğru hareket etmeye çalışır. Doğal taşınımın gerçekleşebilmesi için akışkanın yerçekimi etkisinden kaynaklanan bu harekete geçirici kuvvetin viskoz kuvvetleri yenebilmesi gerekir. Yerçekimsel kuvvetlerin viskoz kuvvetlere oranı genellikle Rayleigh sayısı (Ra) ile verilir ve düşük Rayleigh sayılarında viskoz kuvvetler yerçekimi kuvvetlerini domine ederek doğal taşınımı engeller. Rayleigh sayısı büyüdükçe doğal taşınım etkileri görülmeye başlar. Rayleigh sayısı şu şekilde ifade edilir:

$$Ra = \frac{g\beta\Delta TL^3}{\alpha\nu} \quad (2.1)$$

Burada, g yerçekimi ivmesini, β hacimsel ısı genleşme katsayısını, ΔT sıcaklık farkını, L karakteristik uzunluğu, α ısı yayılım katsayısını ve ν ise kinematik viskozite değerinin göstermektedir.

Dikdörtgensel biçimli bir boşluk içerisinde taşınımın etkilerinin görülmeye başlandığı kritik Rayleigh sayısı 1708'dir. Yani, yüzeyleri arasındaki sıcaklık farkı 900K olan bir dikdörtgensel çerçevenin kalınlığı 1.1cm'den az olduğu sürece içerisi boş olduğu durumda dahi taşınım etkisi önemli olmaz [17].

Poroz ortamda doğal taşınım için Rayleigh sayısı farklı bir biçimde denklem 2.2'de görüldüğü gibi verilir [18].

$$Ra^{pm} = \frac{\rho g \beta K L \Delta T}{\alpha_m \mu} \quad (2.2)$$

Burada, ρ yoğunluğu, K poroz ortamın geçirgenliğini, μ dinamik viskoziteyi, α_m ısı difuziteyi ($\alpha_m = k/\rho c_p$, burada k efektif ısı iletim katsayısı, c_p özgül ısıdır) göstermektedir.

Poroz ortamdaki taşınımın meydana gelmesi beklenen kritik Rayleigh sayısı $4\pi^2$ 'dir [18]. Bu değere göre, poroz ortamın geçirgenliği [19-20]'ye göre hesaplandığında, yüzeyleri arasındaki sıcaklık farkı 100 K, lif çapı 10 μm , katı hacim oranı 1% olan yalıtım malzemesinin kalınlığı 1m'den az olduğu sürece taşınım etkileri göz ardı edilebilir seviyede kalacaktır. Bu durum pratikteki çoğu yalıtım uygulamasını kapsamaktadır. Eğer lif çapı düşürülür ya da katı hacim oranı yükseltirirse malzemenin geçirgenliği azalacağı için taşınımı daha yüksek kalınlık seviyelerine kadar engelleyebilecektir. Bunun tersine, lif çapı yükseldiğinde ya da katı hacim oranı düşürüldüğünde ise taşınımın engellenebildiği yalıtım kalınlığı seviyesi azalacaktır [17].

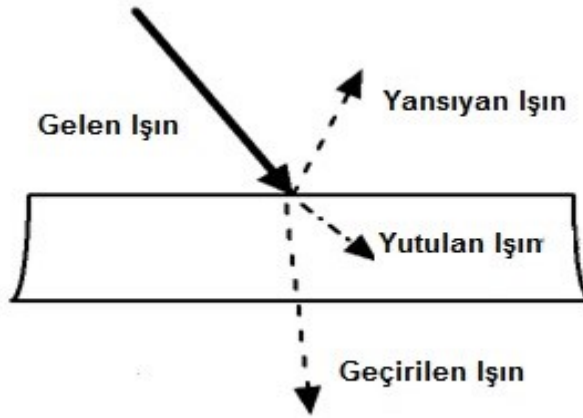
2.3 Işınım Yoluyla Isı Geçişi

Işınımın doğası ve transfer mekanizmaları günümüzde hala tam anlaşılamamış olmasına rağmen, bazı kısımları elektromanyetik dalga teorisi ile bazı kısımları da kuantum mekaniği ile açıklanmaktadır ama bütün deneysel gözlemleri açıklayabilen bir teori mevcut değildir. Elektromanyetik dalga teorisine göre katı, sıvı ve gaz bütün maddeler sıcaklıklarına bağlı olarak ışıınım ile enerji yayarlar ve diğer maddelerden yayılan ışınları yutarlar. Bu dalgalar uzayda ışık hızı ile hareket ederler ve başka bir cisme çarparak yutulurlar, saçılırlar ya da içerisinden geçerler. Dalga başka bir cisim tarafından emilir ise enerjisi iç enerjiye dönüşür.

Lif esaslı yalıtım malzemelerinde ışıınım çözümlemesi yapılırken ortamın ışıınım özelliklerinin (saçılma açısını belirleyen faz fonksiyonu, malzemenin yutma katsayısı ve malzeme içinde ışığın yayılma hızını veren kompleks refraktif indeksi gibi) bilinmesi gerekir. Bunun için iki temel yaklaşım söz konusudur. Birinci yaklaşım analitik olarak her bir fiber için elektromanyetik dalga teorisinden ışıınım özelliklerinin bulunması ve sonrasında bütün ortamın özelliklerinin çıkarılması gerekmektedir. İkinci yaklaşım ise deneysel olarak malzemenin geçirgenlik ve yansıtıcılık değerlerinin bulunmasının ardından tersine yöntem kullanarak ışıınım özelliklerinin çekilmesidir.

Bir ışın demeti lifli ortamda hareketi sırasında lifler tarafından saçılarak, yutularak enerji kaybeder. Aynı zamanda da liflerin ışınlım yapmasından ve ışın saçmasından dolayı enerji kazanır (Şekil 2.1). Bu çalışmada ileriki bölümlerde daha detaylı anlatılacağı üzere, her bir ışının

lifli ortamdaki hareketi izlenecek, ışın enerjisini ve hareketini liflerle etkileşime girerek değiştirecek ve sonunda kaynak ya da kuyu tarafından yutularak hareketini sonlandıracaktır. Yeteri kadar ışın takibi yapılmasının ardından genel sonuca varılabilecektir.



Şekil 2.1 : Bir yüzeye gelen ışının yutulması, saçılması ve malzeme içinden geçmesi.

3. MONTE CARLO YÖNTEMİ

3.1 Giriş

Monte Carlo istatistiksel tabanlı bir yöntemdir ve ortaya çıkışında şans oyunlarının rastlantısal yapısının fiziksel problemlere uygulanması düşüncesi yatmaktadır. Yöntemde çözülmeye çalışılan fiziksel problemle aynı davranışa sahip bir oyun modellenir ve bu oyun defalarca oynanarak gerçekte olacak sonuca erişilmeye çalışılır.

Monte Carlo metodunun uygulanmasında rasgele sayılar kullanılır. Bu sayılar 0-1 aralığında ve rasgele üretilen bir sıralamaya sahip olmalıdır. Yani bir sonraki sayının seçimi önceki sayıların seçiminden bağımsız olmalıdır. Bu bir sarhoşun sokaklarda dolaşmasına benzetilebilir, sarhoşun bir sonraki yol seçimi önceki tercihlerinden tamamen bağımsız olacaktır.

Bilgisayar çözümlerinde sonucun belli bir değere yakınsaması ve güvenilirliği açısından 10^5 ya da daha fazla sayıda rastgele sayı kullanılmalıdır. Fakat bilgisayar programları tarafından üretilen sayı dizileri gerçek anlamda rastgele değildir ve bir algoritmaya göre sayı üretirler. Bu yüzden bu sayı dizilerinin geçmesi gereken bazı testler vardır. Örneğin 0-1 arasını 10 eşit parçaya böldüğünde rastgele sayı üreticisinin ürettiği sayılardan her parçaya dağılan sayı adedi ya birbirlerine eşit ya da aralarındaki fark az olmalıdır.

3.2 Olasılık Dağılım Fonksiyonları

Monte Carlo metodunda giriş bölümünde bahsedildiği gibi problemin fiziksel yapısına uyumlu bir oyun belirlenir ve defalarca oynanarak uğraşılan fiziksel problemin sonucuna ulaşılır. Yöntemin doğru olarak kullanılabilmesi için bilinmesi gereken ilk parametre olasılık dağılım fonksiyonudur. Olasılık dağılım fonksiyonunun belirlenmesinin ardından rasgele sayılar elde edilebilir. Olasılık dağılımının önemine örnek olarak bir genel seçim anketinin yapılması verilebilir. Anket yapılırken insanlar rastgele seçilmez, ülkenin gerçek kimliğini yansıtabilecek

sayıda doktor, mühendis, ev hanımı, berber, işçi, sigara içen, kel olan gibi farklı gruplardan insanlar seçilmelidir. Monte Carlo yönteminde de yapılacak örneklemin dağılımı ilgilenilen probleme göre bulunmuş olan olasılık dağılım fonksiyonları sayesinde yapılır.

Matematiksel olarak ifade edilecek olursa, parametresi ξ olan P fonksiyonu ile modellenen bir fiziksel olatın olasılık dağılım fonksiyonu aşağıdaki şekilde bulunur.

$$\frac{\int_0^{R_\xi} d\xi}{\int_0^1 d\xi} = \frac{\int_{\xi_{min}}^{\xi} P(\xi) d\xi}{\int_{\xi_{min}}^{\xi_{max}} P(\xi) d\xi} \quad (3.1)$$

Burada, R_ξ 0 ile 1 arasında rastgele sayı dizisinden edilen bir sayıdır.

Işınım problemlerinde ışının yayılma noktası, ışının polar ve azimuthal yöndeki bileşenleri rastgele sayılar ilişkisiyle olasılık dağılım fonksiyonları sayesinde örneklenir.

3.2.1 Işın yayılma noktasının belirlenmesi

Işın yayan bir yüzeyde, ışının yayılma noktasının koordinatları ışın yayılma prosesini temsil edebilecek olasılık kanunlarına göre belirlenir. Yüzey özelliklerinin gri olduğu kabulü ile bir diferansiyel dA alanından olabilecek ışınımın olasılığı dA alanından yayılan ışınımın, A alanından olan toplam ışınımına bölünmesiyle bulunur.

$$R_x = \frac{\int_{x_{min}}^x \int_{y_{min}}^{y_{max}} \epsilon \sigma T^4 dy dx}{\int_{x_{min}}^{x_{max}} \int_{y_{min}}^{y_{max}} \epsilon \sigma T^4 dy dx} \quad (3.2)$$

$$R_y = \frac{\int_{x_{min}}^{x_{max}} \int_{y_{min}}^y \epsilon \sigma T^4 dy dx}{\int_{x_{min}}^{x_{max}} \int_{y_{min}}^{y_{max}} \epsilon \sigma T^4 dy dx} \quad (3.3)$$

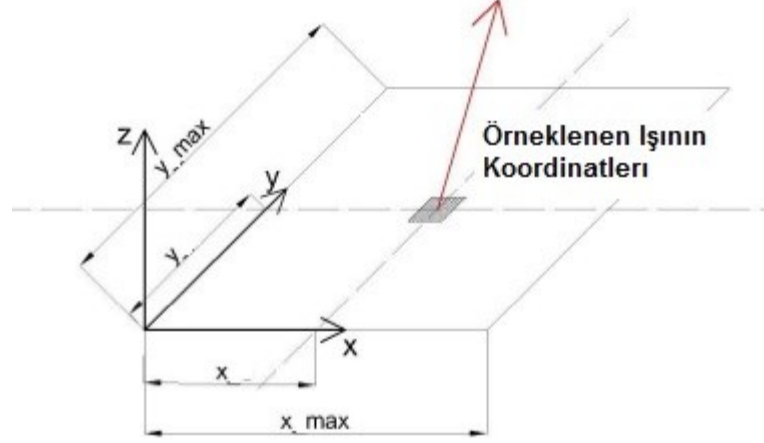
Burada, ϵ yüzeyin yayma katsayısını, σ Stefan-Boltzman katsayısını, T yüzeyin sıcaklığını, x ve y de yüzey koordinatlarını göstermektedir.

Işınım yapan yüzeyin sıcaklığı sabit ise denklem 3.2 ve 3.3 kullanılarak rastgele sayılar ilişkisiyle x ve y koordinatları aşağıdaki şekilde elde edilir. Bu x ve y koordinatları sayesinde Şekil 3.1’de görüldüğü gibi ışının plaka üzerinden yayılacağı nokta belirlenmiş olur.

$$y = R_x(x_{max} - x) + x_{min} \quad (3.4)$$

$$y = R_y(y_{max} - y_{min}) + y_{min}$$

Bu çalışmada, rastgele sayı üretici olarak gereklilik koşullarının uygunluğu test edildikten sonra MATLAB programının sayı üretici kullanılmıştır.



Şekil 3.1 : Işın yayılma noktasının gösterimi.

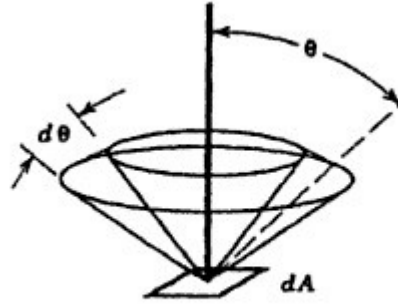
3.2.2 Işın yayılma doğrultusunun belirlenmesi

Diferansiyel bir dA alanından, küçük bir $d\Omega = \sin \theta d\theta d\Phi$ katı açısı içerisine ışınım yayılması olasılığı, dA alanından $d\Omega$ içerisine yayılan ışınım miktarının, A alanından toplam yayılan ışınım miktarına bölünmesi ile elde edilir. Bu olasılık, olasılık dağılım fonksiyonunun diferansiyel yön ve alan elemanlarıyla çarpılması sonucunda bulunur.

$$P(\theta, \Phi, \mathbf{r})d\theta d\Phi d\mathbf{r} = \frac{\epsilon i \cos \theta \sin \theta d\theta d\Phi dA}{\int_A \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} \epsilon i \cos \theta \sin \theta d\theta d\Phi dA} \quad (3.5)$$

Burada, $\mathbf{r}$ yüzey vektörünü, Φ azimuthal açısını, θ polar açıyı, i ışınım yoğunluğunu göstermektedir. Ayrıca, belirtmek gerekir ki ışınım yoğunluğu yansıtılan alan temelinde tanımlanır. Yani bir yüzeyden yayılan ışınım miktarı o yüzeyin gerçek alanına göre olurken, diğer yüzeye ulaşan ışınım miktarı o yüzeyin ışınım yayan yüzey üzerine yansıtılan alanı kadar olur. Bu özellik denklem 3.6 ile verilir ve Lambert'in kosinüs yasası olarak bilinir. Bu kurala uyan yüzeyler kosinüs yasası yüzeyi (ya da diffuse surface) olarak adlandırılır.

Polar açı θ (Şekil 3.2) için olasılık dağılım fonksiyonu $P(\theta)$ 'yı bulabilmek için denklem (3.5) azimuthal açı ve alan integrali alınarak denklem 3.6 elde edilir [26].



Şekil 3.2 : Polar θ açısının örneklenmesi ($d\theta$ açısı içerisinde ışın yayılma olasılığı) [26].

Polar açı θ (Şekil 3.2) için olasılık dağılım fonksiyonu $P(\theta)$ 'yı bulabilmek için denklem (3.5) azimuthal açı ve alan integrali alınarak denklem 3.6 elde edilir [26].

$$P(\theta)d\theta = d\theta \int_A \int_0^{2\pi} P(\theta, \Phi, \mathbf{r}) d\Phi dA = \frac{2\varepsilon \cos \theta \sin \theta d\theta}{\epsilon} \quad (3.6)$$

Kümülatif olasılık fonksiyonu denklem 3.6'nın $0-\theta$ arasında integrali alınarak bulunur.

$$R(\theta) = \int_0^\theta P(\theta) d\theta = \frac{1}{\varepsilon} \int_0^{(\sin \theta)^2} \varepsilon d((\sin \theta)^2) \quad (3.7)$$

$$R(\theta) = (\sin \theta)^2 \quad (3.8)$$

$$\theta = \sin^{-1} \sqrt{R(\theta)} \quad (3.9)$$

Benzer işlemler yapılarak azimuthal açı Φ bulunabilir. Işınım yoğunluğu azimuthal yönden bağımsız olduğu için işlem daha kolaydır. Azimuthal yöndeki olasılık dağılım fonksiyonu denklem 3.10 ile verilir ve çözümünde denklem 3.11 ile Φ açısı elde edilir.

$$R(\Phi) = \int_0^\Phi P(\Phi) d\Phi = \frac{1}{\varepsilon} \int_0^{2\pi} \varepsilon d\Phi \quad (3.10)$$

$$\Phi = 2\pi R(\Phi) \quad (3.11)$$

Hacimden yayılan ışının yönü de aynı işlemler yapılarak bulunur. Azimuthal yönde hiçbir değişiklik olmaz ama polar yönde, yüzeyden ışıyımında $0-\pi/2$ arasında integral alınırken hacimden ışıyımında $0-\pi$ arasında integral alınır. Hacimden ışıyımında polar açı denklem 3.12 ile verilir.

$$\theta = \cos^{-1}(1 - 2R(\theta)) \quad (3.12)$$

3.3 Yöntemin Kullanım Alanları ve Uygulamaları

Monte Carlo yöntemi, bağımlı değişkenin birden çok bağımsız değişkene bağlı olarak değiştiği ya da serbestlik derecesinin çok yüksek olduğu, analitik olarak çözümü çok zor ya da imkânsız olan problemlerde çözüm imkanı sunmaktadır. Metot mühendislik problemlerinde, hesaplamalı biyolojide, bilgisayar grafiklerinde, uygulamalı istatistikte, oyunlar için yapay zekâ uygulamalarında, finansta ve matematikte kullanım alanlarına sahiptir. Monte Carlo metodu bazı problemler için matematiksel zorlukları açısından efektif bir çözüm olarak görülmesi de, ortada başka bir çözüm metodunun bulunmaması, yeni geliştirilen bir metodun doğruluğu kontrol edilmek istenmesi ve hesaplama süresi açısından daha kısa bir çözüm yolu aranması durumlarında oldukça kullanışlıdır..

Monte Carlo yöntemi iletim ve ışıyım ile ısı geçişi problemlerinde sıklıkla kullanılmaktadır. Ayrıca türbülanslı akışlar doğası gereği rastgele olduğu için bu alanda da kullanılmaya başlanmıştır. Yöntem geleneksel güç santrallerinin fırın hesaplarında, jet motorlarının yanma odası hesaplarında, lifli malzemelerin ısı geçişi hesabında sıklıkla kullanılmaktadır.

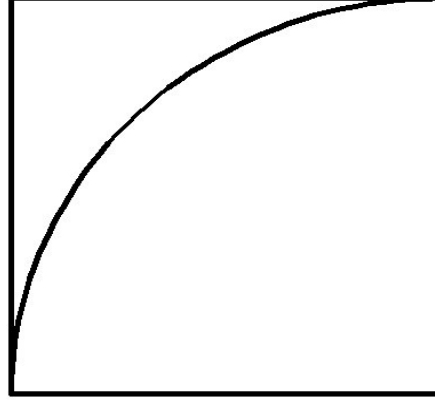
3.3.1 Pi sayısının bulunması

Monte Carlo yönteminin çok basit bir uygulaması π sayısı bulunarak yapılır. Şekil 3.3'te görülen kare hesap yapılan bölge, çeyrek çember ise istenilen bölgedir. Hesap yapılan bölgeden belirli miktarda nokta seçilir ve bu noktaların kaç tanesi çeyrek çember içerisine düştüğüne bakılır. Seçilen noktaların toplam sayısı hesap yapılan bölgenin alanını, çeyrek çemberin içerisine düşen noktaların sayısı ise istenilen

bölgenin alanını temsil edecektir. Bu durumda π sayısı aşağıdaki formüle göre bulunur ve nokta sayısı ile yapılan mutlak hatanın değişimi Çizelge 3.1 ile gösterilmiştir. Hata değeri denklem 3.14 ile bulunmuştur.

$$\pi = \frac{4A_{\text{çeyrek daire}}}{A_{\text{kare}}} \quad (3.13)$$

$$E = \frac{|Analitik \text{ Çözüm} - Monte Carlo \text{ Çözümü}|}{Analitik \text{ Çözüm}} \times 100 \quad (3.14)$$



Şekil 3.3 : Kare (hesap yapılan bölge) ve çeyrek çember (istenilen bölge).

Çizelge 3.1 : Pi sayısı bulma hatasının alınan nokta sayısı ile değişimi.

Alınan Nokta Sayısı	Pi sayısı	Monte Carlo Yöntemi ile Bulunan Değer	Hata %
100	3.141593	2.9200	7.0535
1000	3.141593	3.2240	2.6231
10000	3.141593	3.11720	0.7764
100000	3.141593	3.136880	0.1500
1000000	3.141593	3.142448	0.0272
10000000	3.141593	3.141988	0.0126

3.3.2 İntegral hesaplama

Burada da mantık pi sayısı bulma ile aynıdır. Hesap yapılan bölge integralin alt ve üst sınırlarıdır, istenilen bölge ise integrali alınan fonksiyonun belirttiği bölgedir. Örneğin denklem 3.15 ile belirtilen integral, denklem 3.16 halini alır ve sonucu bulunur. $f(x) = (3x^2 - 3)e^{(x^3 - 3x + 6)}$ fonksiyonu için $b=2$, $a=0$ alındığında kullanılan nokta sayısı ile yapılan mutlak hatanın değişimi Çizelge 3.2 ile gösterilmiştir.

$$I = \int_a^b f(x)dx \quad (3.15)$$

$$I \approx \frac{(b-a)}{n} \sum_{i=1}^n f(x_i) \quad (3.16)$$

Burada, n kullanılan nokta sayısıdır.

Çizelge 3.2 : Bir boyutlu integral alma hatasının alınan nokta sayısı ile değişimi.

Alınan Nokta Sayısı	Analitik Çözüm	Monte Carlo Yöntemi ile Bulunan Değer	Hata %
100	2577.529194	1953.082052	24.2266
1000	2577.529194	2346.679743	8.9562
10000	2577.529194	2603.417945	1.0044
100000	2577.529194	2563.281370	0.5528
1000000	2577.529194	2571.359475	0.2394
10000000	2577.529194	2575.622254	0.07340

3.3.3 Görme faktörü hesabı

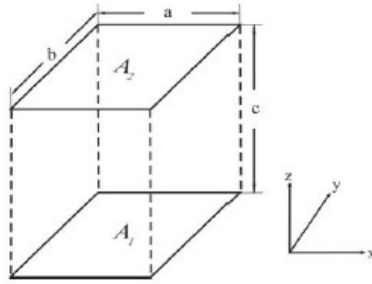
Görme faktörü, bir yüzeyden ışınlama yayılan enerjinin diğer yüzeylere ulaşma miktarını gösterir. 1 yüzeyinden yayılan ışınlama miktarını 2 yüzeyine ulaşma oranı F_{12} ile gösterilir ve 2 yüzeyine ulaşan ışınların, 1 yüzeyinden yayılan toplam ışınlama oranıdır.

Görme faktörü hesabı basit geometriler için analitik olarak hesaplanabilmesine karşın, karmaşık geometriler için çok zor ya da imkânsızdır. Monte Carlo yöntemi ile çok karmaşık geometriler de dahi bu işlem kolaylıkla yapılabilir.

3.3.3.1 Paralel iki levha için görme faktörü hesabı

Şekil 3.4'te görülen A_1 plakasından yayılan ışınların ne kadarının A_2 plakasına ulaştığını gösteren F_{12} görme faktörü Monte Carlo yöntemine göre bulunurken, A_1 plakasından çok sayıda ışın gönderilir ve bu ışınların ne kadarının A_2 plakasına ulaştığına bakılır. Bunun yapılabilmesi için öncelikle ışın yayılma noktasının ve ışın yayılma doğrultusunun Bölüm 3.2'de anlatıldığı gibi olasılık dağılım fonksiyonları ve rastgele sayılar ilişkine göre bulunur ve aşağıdaki denklemler ile tanımlanır.

Yöntem uygulanırken denklem 3.17-20'ye göre ışının neşredilme yeri ve doğrultusu belirlendikten sonra ışın Şekil 3.4'te gösterilen c mesafesini aldıktan sonra yani A_2 plakasının bulunduğu yüksekliğe geldiği andaki x ve y koordinatları kontrol edilir. Işının yeni koordinatı A_2 plakası üzerinde ise ışın plakaya çarpmıştır. Belirlenen miktarda ışın için işlem tekrar edildikten sonra A_2 plakasına çarpan ışınların sayısının, A_1 plakasından neşredilen ışınlarla bölümü ile F_{12} yani, A_1 plakasının A_2 plakasını görme faktörü belirlenmiş olur. Şekil 3.4' te gösterilen geometri için analitik çözüm [21] bilinmektedir, bu analitik çözüme ($a/c=0.5$, $b/c=0.7$) göre gönderilen ışın sayısı ile yapılan hatanın değişimi Çizelge 3.3 ile gösterilmiştir



Şekil 3.4 : Hizalı, paralel ve birbirlerine eşit iki paralel plaka [22].

$$x = R_x(x_{max} - x_{min}) + x_{min} \quad (3.17)$$

$$y = R_y(y_{max} - y_{min}) + y_{min} \quad (3.18)$$

$$\theta = \sin^{-1} \sqrt{R(\theta)} \quad (3.19)$$

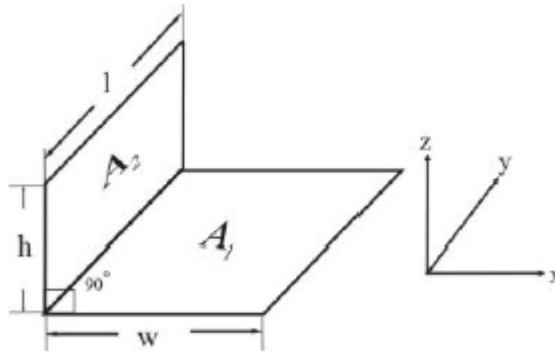
$$\Phi = 2\pi R(\Phi) \quad (3.20)$$

Çizelge 3.3 : Paralel plakalarda görme faktörü hesabı hatasının gönderilen ışın sayısı ile değişimi.

Alınan Nokta Sayısı	Analitik Çözüm (F_{12})	Monte Carlo Yöntemi ile Bulunan Değer	Hata %
100	0.090496	0.070000	22.6485
1000	0.090496	0.080000	11.5983
10000	0.090496	0.087100	3.752652
100000	0.090496	0.091110	0.6785
1000000	0.090496	0.090617	0.1337
10000000	0.090496	0.090519	0.0249

3.3.3.2 Birbirlerine dik iki levha için görme faktörü hesabı

Yöntemin uygulanması bir önceki bölümdeki örnekle aynıdır. A_1 plakasından yayılan ışının neşredilme noktası ve doğrultusu denklem 3.17-20'ye göre bulunur. Şekil 3.5'te gösterilen geometri için analitik çözüm [22] bilinmektedir, bu analitik çözüme ($h=l=w=2$) göre gönderilen ışın sayısı ile yapılan hatanın değişimi Çizelge 3.4 ile gösterilmiştir.



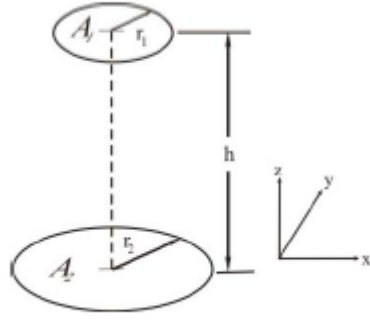
Şekil 3.5 : Ortak kenarlı birbirlerine dik plakalar [22]

Çizelge 3.4 : Ortak kenarlı birbirine dik plakalarda görme faktörü hesabı hatasının gönderilen ışın sayısı ile değişimi.

Alınan Nokta Sayısı	Analitik Çözüm (F_{12})	Monte Carlo Yöntemi ile Bulunan Değer	Hata %
100	0.20000	0.160000	20.0000
1000	0.20000	0.212000	6.0000
10000	0.20000	0.198400	0.8000
100000	0.20000	0.200930	0.4650
1000000	0.20000	0.199685	0.1575
10000000	0.20000	0.200078	0.0388

3.3.3.3 Birbirlerine paralel eş merkezli diskler için görme faktörü hesabı

Yöntemin uygulanmasında bir değişiklik yoktur. Işının A_2 diskinden neşredilme doğrultusu denklem 3.19-20'ye göre bulunur fakat neşredilme yeri bir açı (α) ve yarıçap uzunluğuna (r) göre denklem 3.22 ve 3.24'e göre belirlenir. Şekil 3.6'da gösterilen geometri için analitik çözüm [21] bilinmektedir, bu analitik çözüme göre ($r_2/r_1=1.5$, $h/r_1=1.8$) gönderilen ışın sayısı ile yapılan hatanın değişimi Çizelge 3.5 ile gösterilmiştir.



Şekil 3.6 : Birbirlerine paralel eş merkezli diskler.

$$R_{\alpha} = \int_0^{\alpha} d\alpha / \int_0^{2\pi} d\alpha = \frac{\alpha}{2\pi} \quad (3.21)$$

$$\alpha = 2\pi R_{\alpha} \quad (3.22)$$

$$R_r = \int_0^r r dr / \int_0^{r_0} r dr = \frac{r^2}{r_0^2} \quad (3.23)$$

$$r = \sqrt{r_0^2 R_r} \quad (3.24)$$

Çizelge 3.5 : Birbirine paralel eş merkezli disklerin görme faktörü hesabı hatasının gönderilen ışın sayısı ile değişimi.

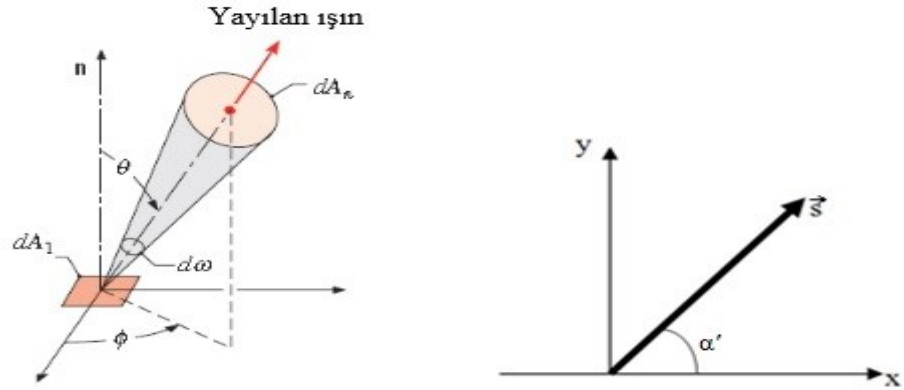
Alınan Nokta Sayısı	Analitik Çözüm (F_{12})	Monte Carlo Yöntemi ile Bulunan Değer	Hata %
100	0.367497	0.4200	14.2867
1000	0.367497	0.3820	3.9464
10000	0.367497	0.37110	0.9804
100000	0.367497	0.36670	0.2169
1000000	0.367497	0.367685	0.0512
10000000	0.367497	0.367485	0.0031

3.4 Monte Carlo Işın İzleme (MCII) Yöntemi

Monte Carlo Işın İzleme (MCII) yönteminde ışın kaynak olarak kabul edilen yerden neşredildikten sonraki hareketi tekrar kaynağa dönene kadar ya da kuyu olarak kabul edilen yer tarafından yutulana kadar takip edilir. Bu çalışmada yapılan analiz 2 boyutlu olduğundan dolayı neşredilen ışının polar ve azimuthal açıları belirlendikten

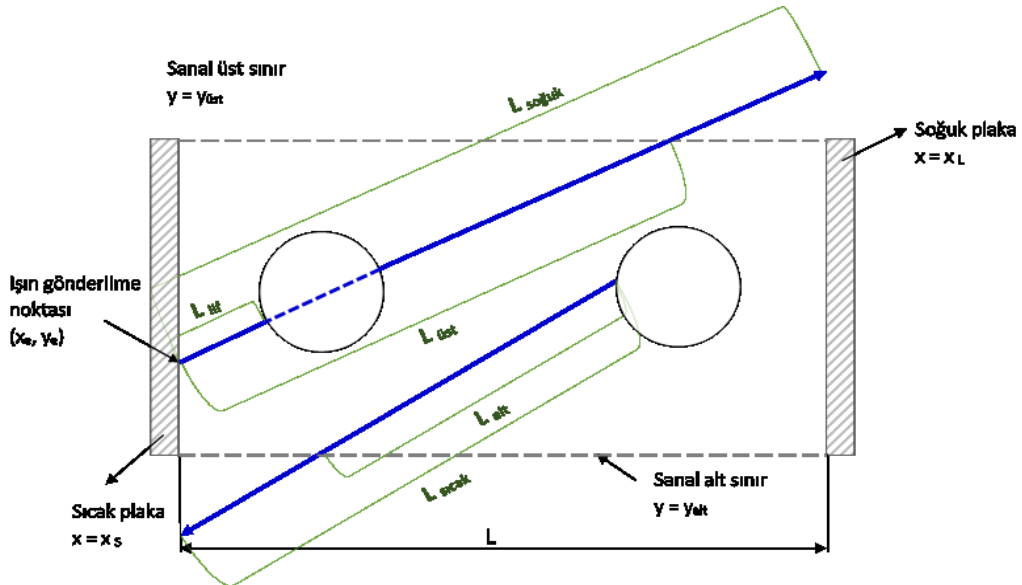
sonra bu açılar kullanılarak denklem 3.25'e göre Şekil 3.7'de gösterilen ışının eğim açısı (α') belirlenir.

$$\alpha' = \tan^{-1}(\tan\theta \cdot \cos\phi) \quad (3.25)$$



Şekil 3.7 : Örneklenen ışının azimuthal 3 boyutta gösterimi ve aynı açının iki boyutta eğim açısı (α') ile gösterilmesi.

Işın yüzeyden ayrıldıktan sonra çarpabileceği 5 (sanal üst sınır, sanal alt sınır, soğuk plaka, sıcak plaka ve lif yüzeyleri) (Şekil 3.8) vardır. Işın takibi yapılırken ışının bu 5 noktaya çarpma mesafeleri (eğer çarpıyor ise) hesaplanır. Çok açıktır ki, ışın bu yüzeylerden çarpma mesafesi en kısa olana çarpacaktır. Işının liflere çarpma mesafesi ışın ve çember denkleminin ortak çözümünden, diğer yüzeylere çarpma mesafesi ise ışın ve doğru denkleminin ortak çözümünden elde edilir.



Şekil 3.8 : Işının çarpma olasılığı olan yüzeylerin gösterimi.

Lifli malzemelerde ışınlama ısı geçişinin modellenmesinde ışın takibini etkileyen en parametreler lif çapı ve sıcaklıktır. Bu iki parametre ışının lifle etkileşime girdikten sonraki davranışını belirler. Bu davranışı belirleyen parametre ışının dalga boyunu ve lif çapını kullanan boyut parametresidir (χ).

$$\chi = \frac{\pi d_f}{\lambda} \quad (3.26)$$

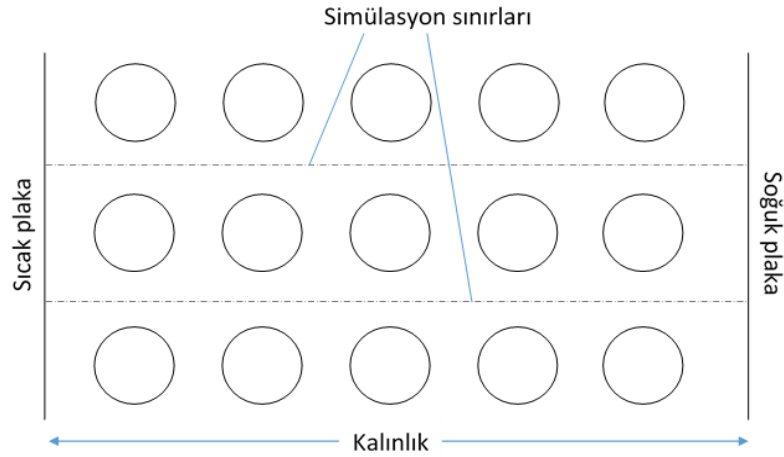
Burada d_f ve λ sırasıyla yalıtım malzemesindeki liflerin ortalama çapı ve ışının dalga boyudur. Boyut parametresi ışının liflerle etkileşime girdikten sonraki davranışının nasıl modelleneceğini belirler. Örneğin, $\chi > 10$ olacak şekilde, lif çapı büyük, sıcaklık yüksek olduğunda ışının lifle çarptıktan sonraki hareketinin geometrik yansıma kurallarına göre belirlenebileceği sonucu çıkarılır. Lif çapı ve sıcaklık daha düşük olduğunda ise ($10 > \chi > 0.1$) ışının lifle çarpmasından sonraki hareketin Mie saçılma teorisine göre belirlenir [17]. Çizelge 3.6'da boyut parametresine göre saçılma şekli özetlenmiştir.

Çizelge 3.6 : Boyut parametresine göre kullanılması gereken saçılma teknikleri.

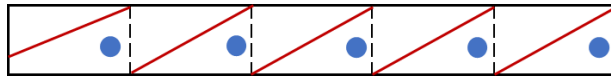
Boyut Parametresi	Durum	Yapılan Kabul
$\chi > 10$	Geometrik Yansıma	Işın dalga boyu merteye olarak lif çapından küçük
$0.1 < \chi < 10$	Mie Saçılması	Işın dalga boyu lif çapı ile aynı mertebede
$\chi < 0.1$	Rayleigh Saçılması	Işın dalga boyu merteye olarak lif çapından büyük

4. MCİİ YÖNTEMİ İLE SÜREKLİ HALDE ISI GEÇİŞİ HESABI

Lif esaslı yalıtım malzemelerinde MCİİ yöntemi ile ışınlama ısı geçişi hesabı yapılırken ilk adım olarak malzemenin mikroyapısını yansıtan bir simülasyon alanı kurulur. Bu çalışmada yapılan analiz 2-boyutludur ve simülasyon alanı Şekil 4.1’de görüldüğü gibidir. Burada lifler kaynak ve kuyu arasına, katı hacim oranı, lif çapı, malzeme kalınlığı gibi parametrelere göre yerleştirilmektedir. Simülasyon alanını küçültmek ve çözüm süresini kısaltmak için Şekil 4.2’de görüldüğü gibi sanal sınır koşulları uygulanmaktadır. Burada uygulanan sınır koşulu periyodik sınır koşuludur. Bu koşula göre üst sanal sınıra çarpan ışın alt sanal sınırdan, alt sanal sınıra çarpan ışında üst sanal sınırdan yeniden simülasyon alanına girmektedir.



Şekil 4.1 : Modelleme için liflerin yerleşimi.

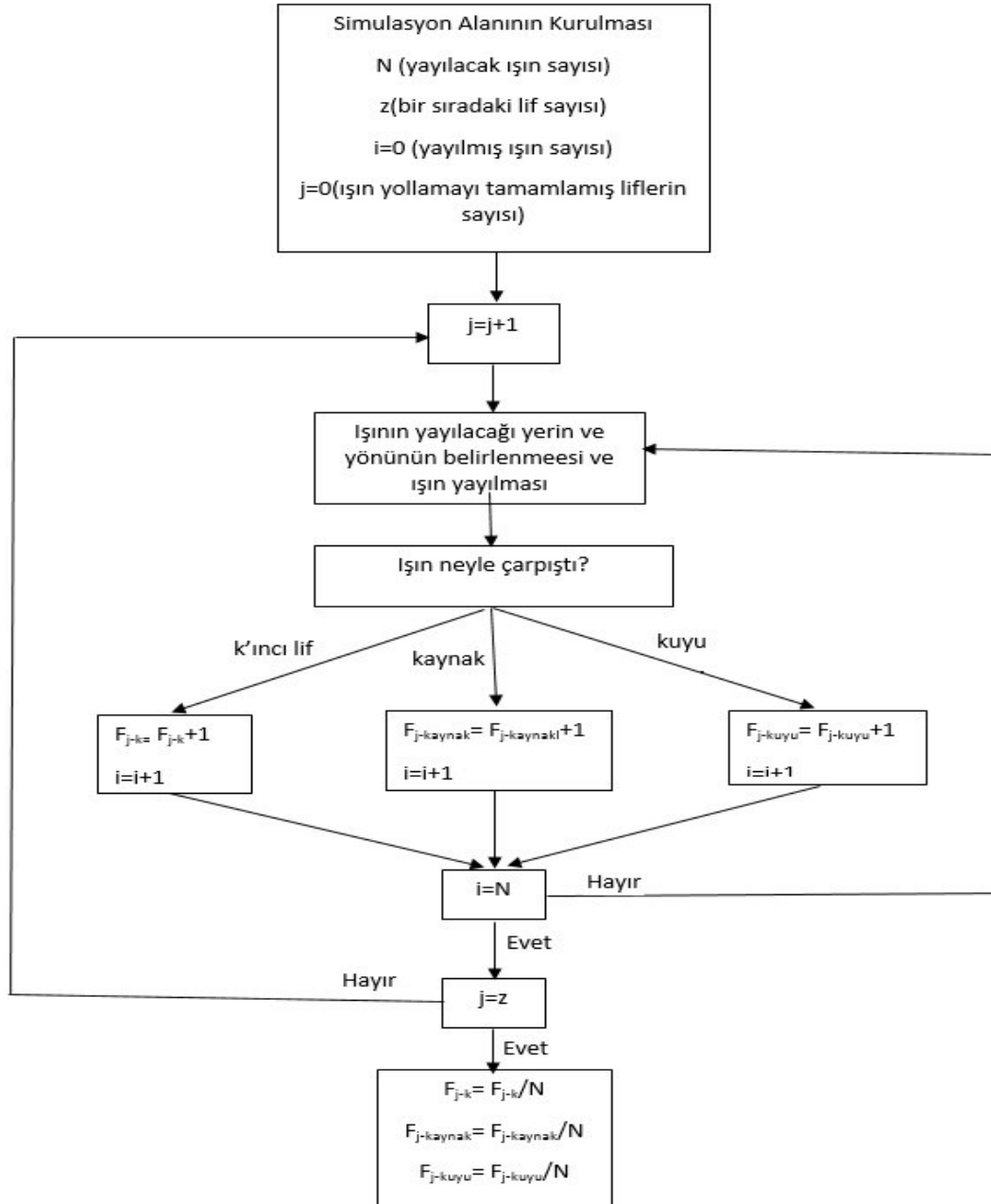


Şekil 4.2 : Periyodik sınır koşulunun gösterimi.

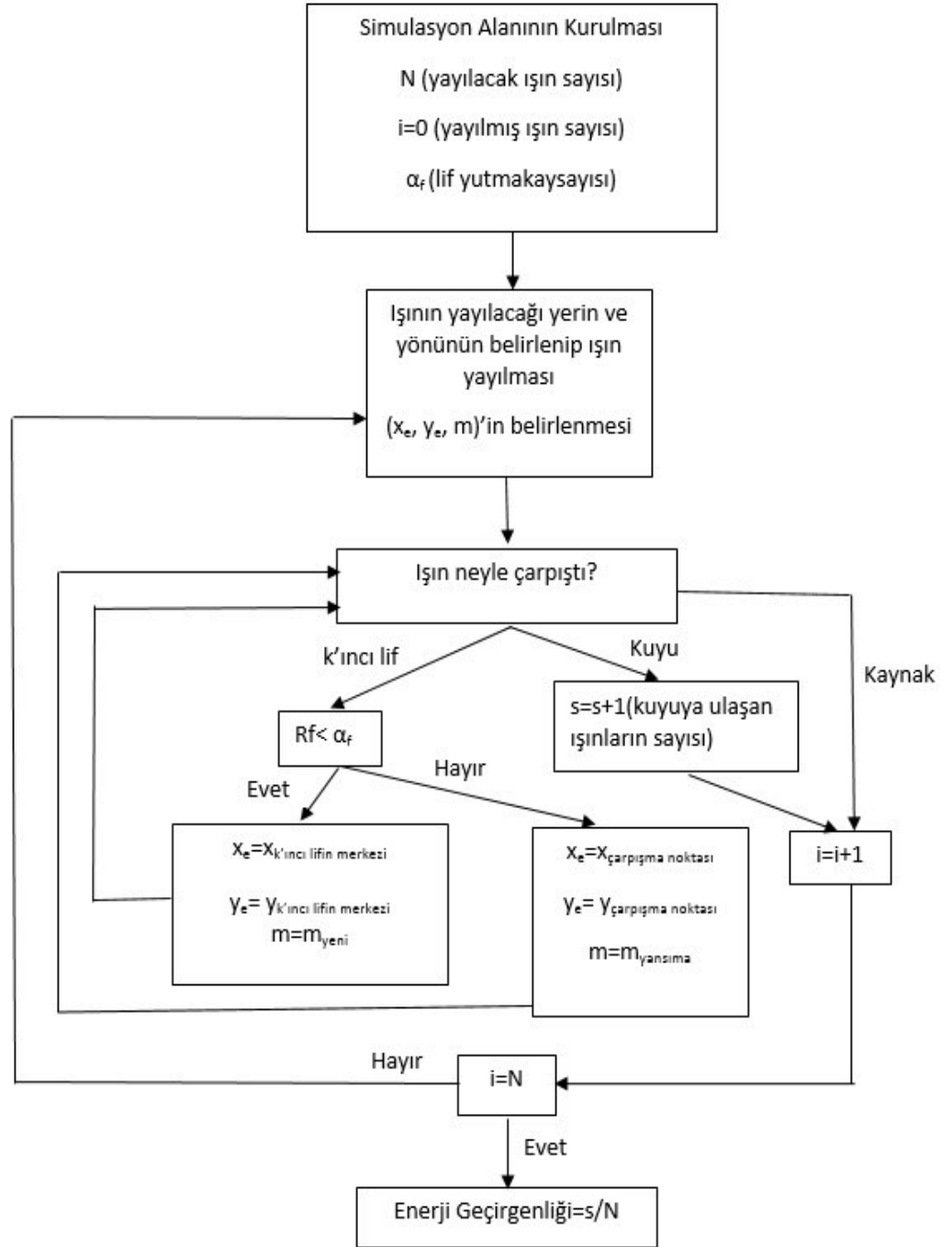
Burada kaynak (sıcak plaka) ve kuyu (soğuk plaka) kusursuz yayıcı ve yutucu, liflerde opak olarak kabul edilmişlerdir.

Geliştirilen MATLAB kodu sayesinde kaynaktan ya da liflerden yayılan her bir ışının simülasyon alanındaki hareketi (lifler tarafından yansıtılması, saçılması) ışın kaynak ya da kuyu tarafından yutuluncaya kadar izlenir. Bu izleme algoritması sayesinde yalıtım malzemesinin enerji geçirgenliğinin yanı sıra kaynağın lifleri,

kuyunun lifleri ve liflerin birbirlerini görme faktörleri de hesaplanabilir. Görme faktörleri hesaplanırken ışın liflere çarptığında ışın takibi sonlandırırken (Şekil 4.3) enerji geçirgenliği hesabında ışın takibi ışın kaynak ya da kuyu tarafından yutulana kadar devam ettirilir (Şekil 4.4). Enerji geçirgenliği hesabında ışın bir life çarptığında lifin yutma özelliklerine göre enerjisinin bir kısmını kaybeder ve lif tarafından saçılarak kaynak ya da kuyu tarafından yutulana kadar yoluna devam eder.



Şekil 4.3 : Görme faktörlerinin belirlenmesi.



Şekil 4.4 : Enerji Geçirgenliğinin Belirlenmesi.

Şekil 4.5'te ışın takip algoritmasının akış şeması gösterilmiştir. Algoritma da ilk adım yalıtım malzemesinin özelliklerine göre lif özelliklerinin ve yerlerinin belirlenmesi olmaktadır. Sonrasında görme faktörleri hesaplanmakta ve görme faktörleri sayesinde her lifin sürekli haldeki sıcaklıkları bulunabilmektedir. Son adımda da yalıtım malzemesinin sürekli hal enerji geçirgenliği hesaplanarak program sonlandırılmaktadır.



Şekil 4.5 : Monte Carlo Işın İzleme Yöntemi'nin akış şeması.

4.1 Lif Sıcaklıklarının Belirlenmesi

Şekil 4.3'te gösterilen şemaya göre görme faktörleri hesaplandıktan sonra enerjini korunumu yasasına göre sürekli hal lif sıcaklıkları belirlenebilir. Enerjinin korunumu her bir lif için aşağıdaki denkleme göre yazılır.

$$\sum_{j=1}^n F_{i,j} (T_i^4 - T_j^4) + F_{i,sıcak} (T_i^4 - T_{sıcak}^4) + F_{i,soğuk} (T_i^4 - T_{soğuk}^4) = 0 \quad (4.1)$$

Burada n her satırda bulunan lif sayısını, $T_{sıcak}$ -sıcak plaka sıcaklığını, $T_{soğuk}$ soğuk plaka sıcaklığını, T_i lif sıcaklığını, $F_{i,j}$ i'nci lifin j'nci lifi görme faktörünü, $F_{i,sıcak}$ i'nci lifin sıcak plakayı görme faktörünü, $F_{i,soğuk}$ ise i'nci lifin soğuk plakayı görme faktörünü göstermektedir. Denklem 4.1 her bir lif için yazıldığında n tane bilinmeyen lif sıcaklığı için n tane denklem elde edilir. Bu denklem takımı $A \times B = C$ matris formunda yazılıp çözülerek lif sıcaklıkları bulunur.

$$A = \begin{bmatrix} \sum_{j=1(j \neq 1)}^n F_{1,j} + F_{1,sıcak} + F_{1,soğuk} & -F_{1,2} & \cdots & -F_{1,n} \\ -F_{2,1} & \sum_{j=2(j \neq 2)}^n F_{2,j} + F_{2,sıcak} + F_{2,soğuk} & \cdots & -F_{2,n} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \vdots & \vdots & \cdots & \sum_{j=2(j \neq 2)}^n F_{2,j} + F_{2,sıcak} + F_{2,soğuk} \end{bmatrix} \quad (4.2)$$

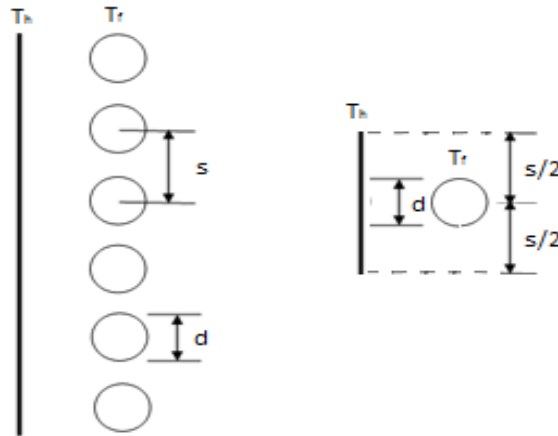
$$B = \begin{bmatrix} T_1^4 \\ T_2^4 \\ \vdots \\ T_n^4 \end{bmatrix} \quad (4.3)$$

$$C = \begin{bmatrix} F_{1,sıcak} T_{sıcak}^4 + F_{1,soğuk} T_{soğuk}^4 \\ F_{2,sıcak} T_{sıcak}^4 + F_{2,soğuk} T_{soğuk}^4 \\ \vdots \\ F_{n,sıcak} T_{sıcak}^4 + F_{n,soğuk} T_{soğuk}^4 \end{bmatrix} \quad (4.4)$$

4.2 Yöntemin Doğruluğunun Kanıtlanması

Yöntemin ne kadar doğru sonuçlar verebildiğini görebilmek için analitik çözümü var olan basit bir geometrinin görme faktörü hesabının simülasyonu yapılmıştır. Şekil 4.6'da görülen geometrinin görme faktörü denklem 4.5 ile verilmektedir.

$$F_{sıcak,lif} = \left(\frac{d}{s}\right) \cdot \cos^{-1}\left(\frac{d}{s}\right) + 1 - (1 - (d/s)^2)^{0,5} \quad (4.5)$$



Şekil 4.6 : Doğrulama geometrisi ve doğrulama geometrisinin simülasyon alanı [2].

Şekil 4.6'da görülen analitik çözümü mevcut olan geometri, simülasyon alanı ile birlikte gösterilmiştir. Burada simülasyon alanına yalnızca bir lif konularak simetri

sınır koşulu kullanılmıştır. $d=10\text{ }\mu\text{m}$, $s=20\text{ }\mu\text{m}$ konfigürasyonlu geometri için, gönderilen ışın sayısı ile yapılan hatanın değişimi Çizelge 4.1 ile gösterilmiştir.

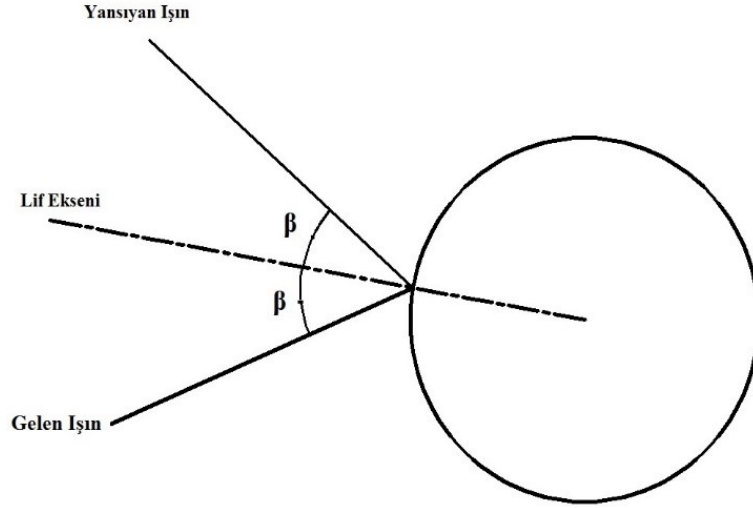
Çizelge 4.1 : Doğrulama geometrisinde görme faktörü hesabı hatasının gönderilen ışın sayısı ile değişimi.

Alınan Nokta Sayısı	Analitik Çözüm	Monte Carlo Yöntemi ile Bulunan Değer	Hata %
100	0.657573	0.6000	8.7554
1000	0.657573	0.6710	2.0419
10000	0.657573	0.65140	0.9387
100000	0.657573	0.659450	0.2854
1000000	0.657573	0.656816	0.1151
10000000	0.657573	0.657153	0.0638

4.3 Geometrik Saçınım Bölgesinde Sürekli Hal Isı Geçişi Hesabı

Çizelge 3.6'ya göre ışının lifler tarafından geometrik saçınım kanunlarına göre saçılabilmesi için $\chi > 10$ olması gerekmektedir. Bu da gelen ışının dalga boyunun, liflerin çapı ile karşılaştırıldığında çok küçük olması ile sağlanabilir. Küçük dalga boylu ışın ise yüksek sıcaklıktaki bir yüzeyden yayılabilir. Bu bilgiler doğrultusunda ortalama lif çapı $30\text{ }\mu\text{m}$ olan lifler üzerine gelen ışının dalga boyu $9.42\text{ }\mu\text{m}$ olduğunda geometrik saçınım kanunları geçerli olabilir. Plank Yasası'na göre 1200 K sıcaklığında bir yüzeyden yayılan enerjinin % 94'ü $9.42\text{ }\mu\text{m}$ 'den daha küçük dalga boylu ışınlar tarafından yayılmaktadır [23]. Yani sıcak plakanın sıcaklığı ($T_{\text{sıcak}}$) 1200 K , soğuk plakanın sıcaklığı ($T_{\text{soğuk}}$) 300 K olduğunda, sıcak plakanın yüzeyinden yayılan ışınların % 94'ü lifler tarafından geometrik saçınım kanunlarına göre saçılacaktır. Ayrıca bahsetmek gerekir ki, soğuk plaka sıcaklığı 300 K olmasına rağmen bu büyük bir hataya sebep olmamaktadır. Çünkü, Bölüm 8'de görüleceği üzere en düşük lif sıcaklığı 700 K civarında olacak ve Plank Yasası'na göre bu liften yayılacak enerjinin % 80'i dalga boyu $9.42\text{ }\mu\text{m}$ 'den daha küçük dalga boylarında yayılacaktır.

Geometrik saçınım bölgesinde hesap yapmak daha kolaydır çünkü life gelen ışın lif tarafından Şekil 4.7'de görüldüğü gibi aynaya çarpmış gibi yansır. Lif yüzeyine gelen ışının lif eksenini ile yaptığı açı ile yansıyan ışının lif eksenini ile yaptığı açı birbirlerine eşit olur. Mie saçınım bölgesinde ise yansıyan ışının doğrultusu lifin özelliklerine göre belirlenen faz fonksiyonlarına göre belirlenir.



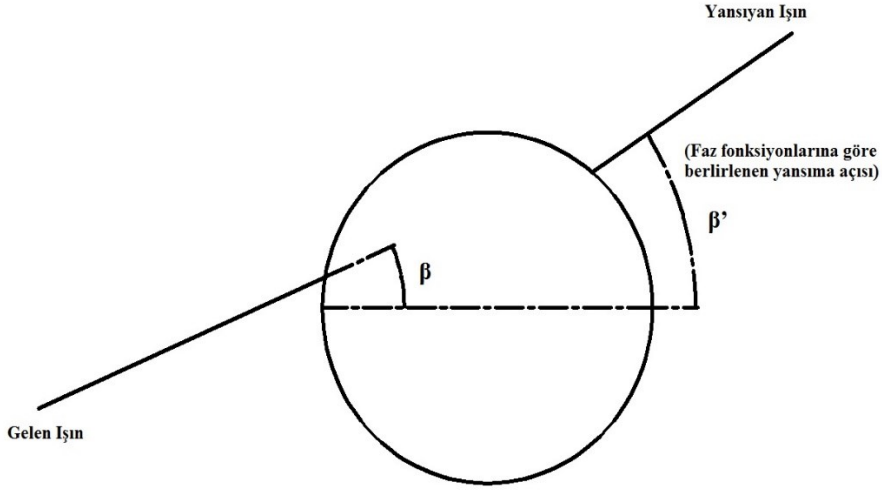
Şekil 4.7 : Lif üzerine gelen ışının geometrik bölgede yansıması.

4.4 Mie Saçınımı Bölgesinde Sürekli Hal Isı Geçişi Hesabı

Çizelge 3.6'ya göre ışının lifler tarafından Mie saçınım kanunlarına göre saçılabilmesi için $10 > \chi > 0.1$ olması gerekmektedir. Gelen ışının dalga boyu lif çapı ile kıyaslandığında aynı mertebede olduğunda ışın lif tarafından Mie kanunlarına göre saçılır.

Yalıtım malzemelerinde liflerin ortalama çapı Bölüm 7'de de görüleceği üzere yaygın olarak 5-10 μm arasında değişmekte ve uygulandığı yüzeylerin sıcaklığı genel olarak 300-1000 K arasında kalmaktadır. Bu bilgiler ışığında, yalıtım malzemelerindeki ışınım modellenirken çoğu zaman lif tarafından ışınımın saçılması Mie saçınım kanunlarına göre yapılacağı sonucuna varılır.

Monte Carlo Işın İzleme (MCII) yönteminin Mie çözüm bölgesinde uygulanması ve Geometrik çözüm bölgesinde uygulanması arasındaki tek fark gelen ışının life çarptıktan sonra saçıldığında izleyeceği yönle ilgilidir. Geometrik çözüm bölgesinde ışın life çarptıktan sonra saçıldığında liften ayna benzeri yansırken, Mie çözüm bölgesinde ışının life çarptıktan sonra saçıldığında, izleyeceği yön, lifin özelliklerine ve gelen ışının dalga boyuna göre değişebilen faz fonksiyonlarına göre belirlenir. Mie saçınımı bölgesinde life gelen ışının, life çarptıktan sonraki hareketi Şekil 4.8'de gösterilmiştir.



Şekil 4.8 : Lif üzerine gelen ışının Mie bölgesinde yansıması.

Mie teorisi, elektromanyetik dalganın bir küre tarafından saçılmasının bulunması için Maxwell denklemlerinin analitik olarak çözülmesidir [24]. Maxwell denklemleri Mie teorisine çözülerek her bir lif için tek tek ışınım özellikleri elde edilir. Sonra da, lif oryantasyonu bilinen ortam için ortalama alınarak ortamın ışınım özellikleri (yutma, saçılma katsayısı, faz fonksiyonu) belirlenir [25].

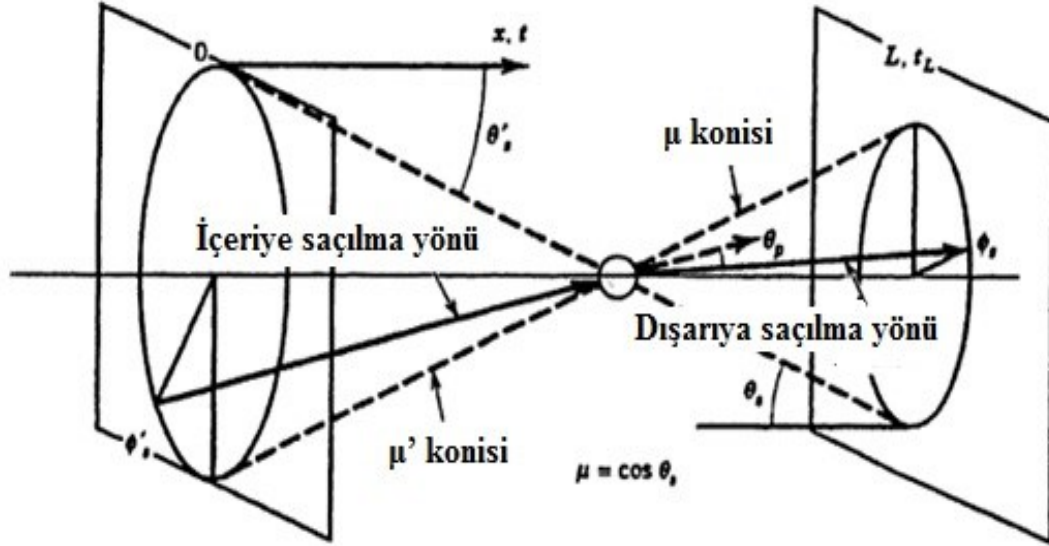
Gerçek Mie faz fonksiyonlarının ışınım ile ısı geçişinde kullanımı karmaşık ve zor olduğundan yaklaşık faz fonksiyonlarının kullanımı daha yaygındır.

4.4.1 Faz fonksiyonları

MCII yönteminde ışın life çarptıktan sonra lif tarafından bir kısmı yutulur, bir kısmı da saçılır. Yutulan ışın enerjinin korunumu gereği lif tarafından izotropik olarak tekrar yayılırken, lif tarafından saçılan ışın için bulunması gereken bir sonraki adım ışının yeni yönüdür. Işının lif tarafından saçılması çok adımlı bir süreçtir. İlk olarak olasılık dağılım fonksiyonlarına göre saçılan ışının rastgele sayılar yardımıyla polar (R_θ) ve azimuthal (R_ϕ) yöndeki bileşenleri bulunur. Bu açılar, life gelen ışının doğrultusuna göre bulunan açılardır. Yani, bir diğer deyişle life gelen ışının lif tarafından saçıldıktan sonra doğrultusundaki değişimi verir. Bu değişim life göre, lokal koordinat düzleminde hesaplandıktan sonra, global koordinat düzlemindeki değeri denklem 4.6 sayesinde elde edilir [26].

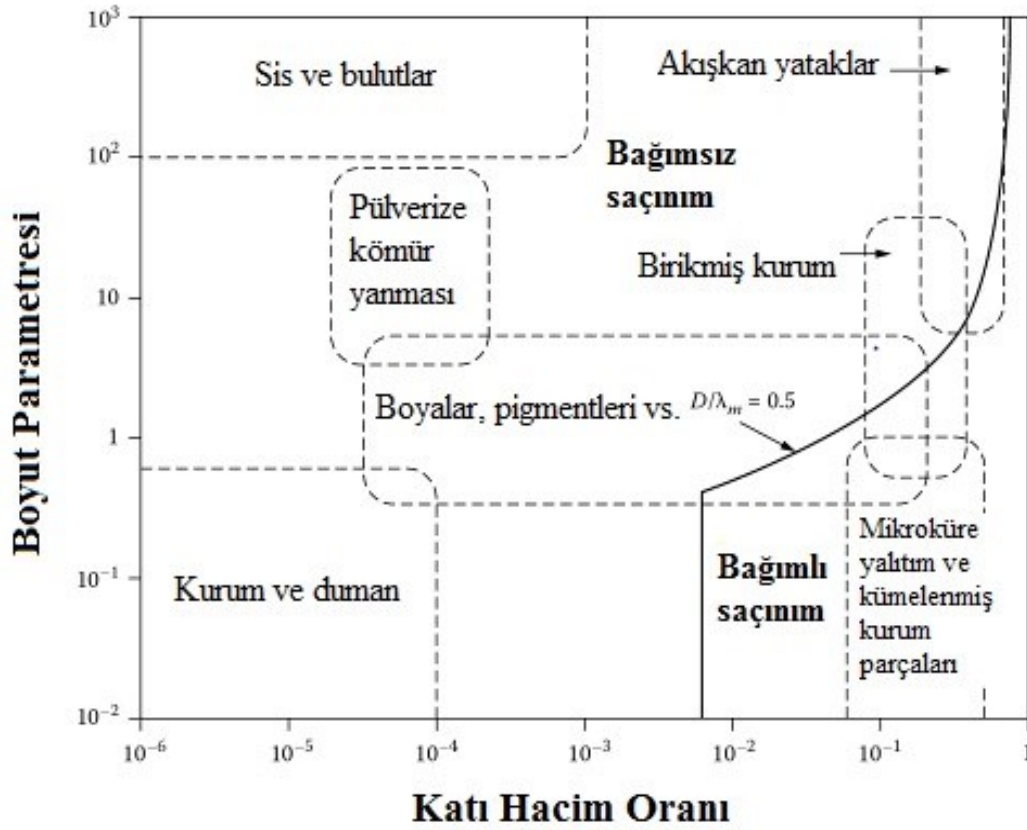
$$\cos \theta_p = \mu \mu' + \sqrt{1 - \mu^2} \sqrt{1 - \mu'^2} \cos(\phi_s - \phi'_s) \quad (4.6)$$

Burada, μ ($\mu = \cos \theta_s$) polar açının kosinüsünü, θ polar açı bileşenini, ϕ azimuthal açı bileşenini, kesme işareti üst indisi life gelen ışını, kesme işareti olmayanlar ise saçılan ışının bileşenlerini göstermektedir. Şekil 4.9'dan görüldüğü gibi θ_p gelen ışın ile saçılan ışın arasındaki farkı göstermektedir.



Şekil 4.9 : Tek parçacıkta saçılma açıları [26].

Olasılık dağılım fonksiyonları türetilirken ve uygulanırken dikkat edilmesi gereken nokta, saçılmayı gerçeğe yakın modelleyebilecek uygun faz fonksiyonlarının bulunmasıdır. Bu çalışmada azimuthal simetrik ve bağımsız saçınım kabulü ile bulunan faz fonksiyonları kullanılmıştır. Bağımsız saçınım kabulünde liflerin birbirlerinden belirli bir mesafede bulundukları ve bir lifin ışınla olan etkileşimini diğer liflerin etkilemediği varsayılır. Bu yaklaşım düşük katı hacim oranlı malzemelerde güvenle yapılabilir. Diğer taraftan yüksek katı hacimli malzemelerde bu kabul yapılamaz. Bu durumda bağımlı saçınım kabulü ile lifler grup olarak hesaba katılmalıdır. Şekil 4.10'da bağımsız saçınım kabulünün hangi katı hacim oranlarında yapılabileceği gösterilmiştir [27]. Daha yoğun malzemelerde, daha yüksek katı hacim oranlı malzemelerde, bağımlı saçınım kabulünün yapılması gerekmektedir. Bağımlı saçınım kabulünde lifler üzerlerine gelen ışını saçarken diğer liflerin varlıklarından etkilenirler ve saçınım açısı belirlenirken bu etkilerin göz önüne alınması gerekmektedir.



Şekil 4.10 : Bağımsız saçınım kabulünün yapılabileceği durumlar [27].

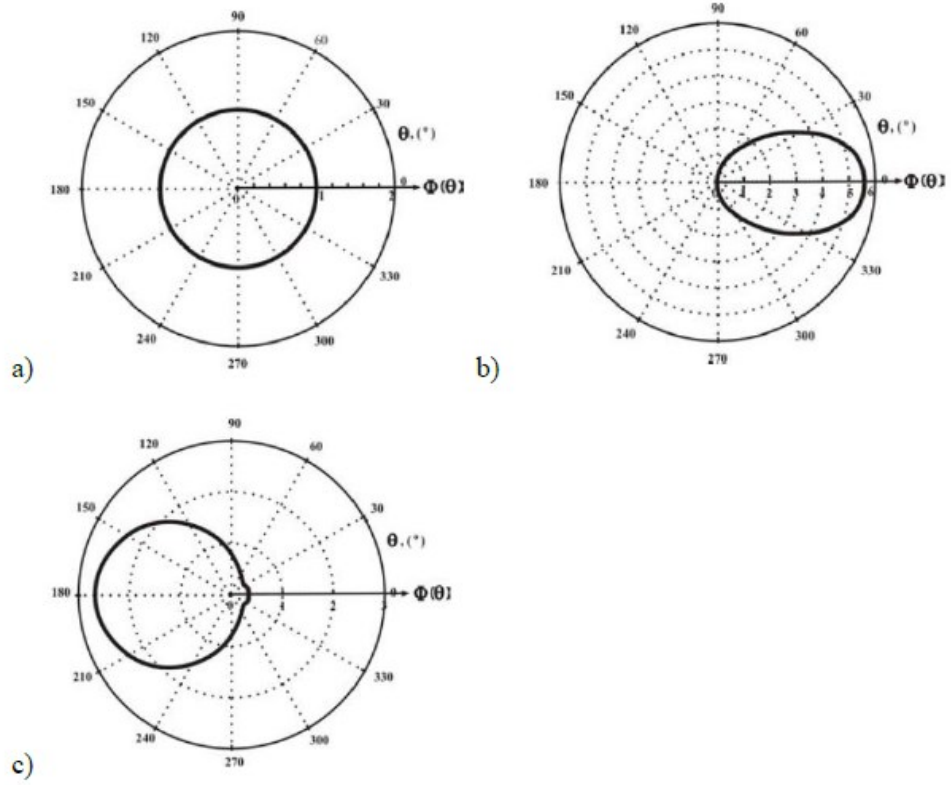
Saçılma türü olarak 3 çeşit saçılma türünden bahsedilebilir. Bunlar izotropik, ileri yönlü ve geri yönlü saçılma çeşitleridir. Saçılma türleri Şekil 4.11’de gösterilmiştir.

Saçılma faz fonksiyonu ($\Phi(s',s)$) s' yönüne gelen enerjinin, s yönüne saçılan oranını gösterir ve s yönüne saçılan enerjinin, saçınım izotropik olsaydı s yönüne saçılacak olan enerjiye bölünmesiyle elde edilir. Bu tanımdan da anlaşılabilirdiği üzere izotropik saçınım durumunda faz fonksiyonu 1 değerini almaktadır.

Olasılık dağılım faz fonksiyonları kullanılarak, azimuthal simetri ve bağımsız saçınım kabulleri ile θ_p ve ϕ_p açıları denklem 4.7 ve 4.8 yardımı ile bulunur [28].

$$R_{\theta_p} = \frac{\int_0^{2\pi} \int_0^\theta \Phi(\theta, \phi) \sin \theta d\theta d\phi}{\int_0^{2\pi} \int_0^\pi \Phi(\theta, \phi) \sin \theta d\theta d\phi} \quad (4.7)$$

$$\phi_p = 2\pi R_{\phi_p} \quad (4.8)$$



Şekil 4.11 : Faz fonksiyonu karakteristiklerine göre saçılma türleri [22]: a) İzotropik saçınım b) İleri yönlü saçınım c) Geri yönlü saçınım.

4.4.1.1 Legendre polinomları

Bir parçacık tarafından saçılan ışının Mie saçınım fazı, gelen ışının doğrultusuna göre θ_p sapma açısı Legendre polinomları ile ifade edilebilir.

$$\Phi(\mu_p) = 1 + \sum_{m=1}^{\infty} a_m P_m(\mu_p) \quad (4.9)$$

Burada, a_m Legendre polinomunu, Mie çözümüne temsil edebilecek şekilde ayarlanan katsayılarıdır ve $P_m(\mu_p)$ polinomları denklem 4.10 yardımıyla belirlenir.

$$P_0(\mu_p) = 1$$

$$P_1(\mu_p) = \mu_p \quad (4.10)$$

$$P_m(\mu_p) = \frac{(2m-1)m P_{m-1}(\mu_p) - (m-1)P_{m-2}(\mu_p)}{m}$$

Literatürde [12] boyut parametresi (χ) 5 ve 2, refraktif indeksi 1.33 olan iki malzeme sırasıyla F1 ve F2 faz fonksiyonları için a_m katsayıları Çizelge 4.2’de verilmiştir.

Çizelge 4.2 : Legendre polinomu katsayıları.

j	a_m	
	F₁	F₂
1	2.53602	2.00917
2	3.56594	1.56339
3	3.97976	0.67407
4	4.00292	0.22215
5	3.66401	0.04725
6	3.01601	0.00671
7	2.23304	0.00068
8	1.30251	0.00005
9	0.53463	
10	0.20136	
11	0.05480	
12	0.01099	

4.4.1.2 Lineer anizotropik faz fonksiyonu

$$\Phi(\mu_p) = 1 + g\mu_p \quad (4.11)$$

Burada, g değeri $\pm\infty$ arasında değişebilen boyutsuz asimetri faktörüdür. $g=0$ olduğunda izotropik faz fonksiyonu olmaktadır ve aslında Legendre polinomunun ilk iki terimini içermektedir. 4.11 denklemi ile verilen lineer anizotropik faz fonksiyonu 4.7 denkleminde yerine konur ve çözülürse, denklem 4.12 elde edilir.

$$\theta_p = \cos^{-1} \left(\frac{-1 + \sqrt{1 + 4g(R_{\theta_p} - 0.5 - g/4)}}{g} \right) \quad (4.12)$$

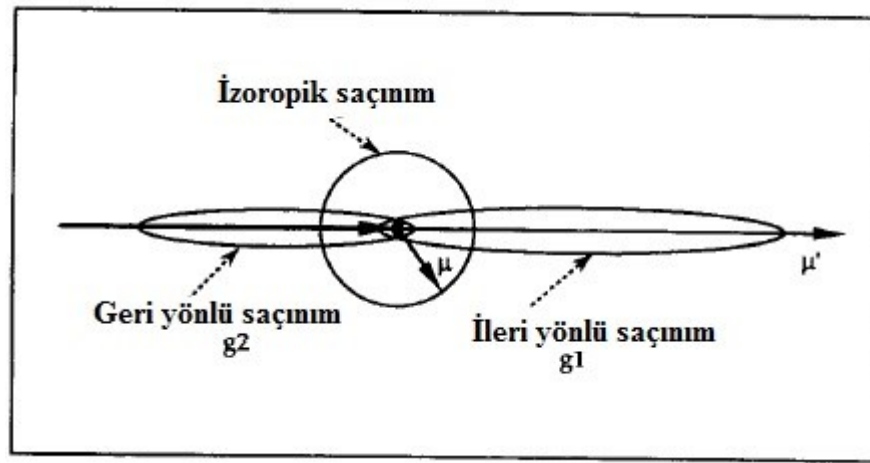
4.4.1.3 Henvey-Greenstein faz fonksiyonu

$$\Phi(\mu_p) = \frac{(1 - g^2)}{(1 + g^2 - 2g\mu_p)^{3/2}} \quad (4.13)$$

Burada, g değeri ± 1 arasında değişebilen boyutsuz asimetri faktörüdür. $g=0$ olduğunda izotropik faz fonksiyonu, g pozitif değer aldığı anda ileri yönlü faz fonksiyonu, g negatif değer aldığı anda ise geri yönlü faz fonksiyonu olmaktadır.

4.4.1.4 Modifiye Henvey-Greenstein faz fonksiyonu

Henvey-Greenstein faz fonksiyonu asimetri faktörü sayesinde ileri ve geri yönlü saçılımı modelleyebilse de, bazı araştırmacılar [13] liflerin ışını saçmasını, büyük ölçüde ileri yönlü bir saçınım ile birlikte daha küçük oranda geri yönlü saçınım ile gerçekleştirdiğini söylemektedir (Şekil 4.12).



Şekil 4.12 : Modifiye Henvey Greenstein faz fonksiyonu [13].

Modifiye Henvey-Greenstein faz fonksiyonu denklem 4.14 ile verilmektedir. Burada, f_1 ve f_2 parametreleri g_1 ve g_2 ile temsil edilen ileri ve geri yönlü faz fonksiyonlarının ağırlık katsayılarını göstermektedir. $(1-f_2)$ sabit terimi ise faz fonksiyonunun izotropik kısmının ağırlığını göstermektedir.

$$\Phi(\mu_p) = f_1 f_2 \Phi_{g_1}(\mu_p) + (1 - f_1) f_2 \Phi_{g_2}(\mu_p) + (1 - f_2) \quad (4.14)$$

Literatürde modifiye Henvey-Greenstein [13] ve Legendre polinomları faz fonksiyonları için katsayı değerleri mevcut olmakla birlikte bu çalışmalar geniş bir malzeme ve sıcaklık aralığını kapsamamaktadır. Irvine [14] çalışmasında Henvey-Greenstein faz fonksiyonundaki asimetri faktörünü (g) değişik ölçü parametreleri (χ) ve refraktif indeksler (n) için vermiştir. Ölçü parametresi denklem 3.26 yardımı ile bulunurken lif üzerine gelen ışının dalga boyu (λ) “Wien Yer Değiştirme Yasası” ile bulunur. Bu yasa verilen bir sıcaklıkta, ışının spektral dağılımının maksimum olduğu değeri ifade eder ve denklem 4.15 ile ifade edilir. Burada $C = 2898 \mu\text{m K}$ alınır [6].

$$\lambda_{max} \cdot T = C \quad (4.15)$$

Boyut parametresi elde edildikten sonra, Irvine'in çalışmasından asimetri faktörünün okunabilmesi için malzemenin refraktif indeksinin de belirlenmesi gerekmektedir. Refraktif indeks ışığın boşluktaki yayılma hızının, ışığın malzeme içindeki yayılma hızına bölünmesiyle (denklem 4.16) elde edilir. Refraktif indeks malzeme türüne ve malzemeye gelen ışığın dalga boyuna göre değişkenlik gösterir. [15] çalışmasında cam malzemeye 0.32-206 μm bandında dalga boylu ışınlar geldiği durum için ve [16] çalışmasında taş yünü malzemeye 3-30 μm bandında dalga boylu ışınlar geldiği durum için malzemelerin refraktif indeks (n) ve yutma katsayısı (k) değerlerini vermişlerdir.

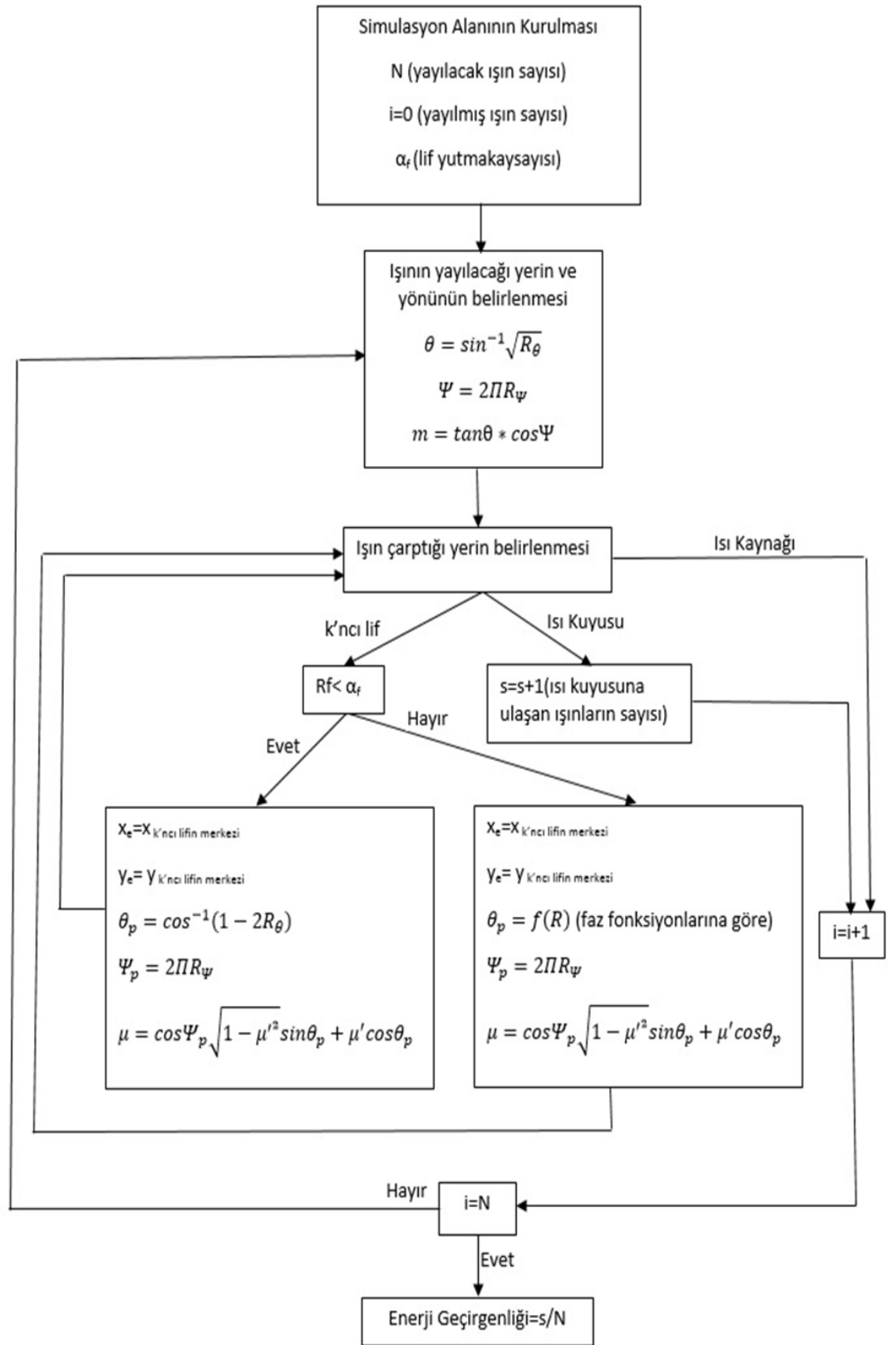
$$n_i = \frac{c}{v_i} \quad (4.16)$$

Burada, v_i ışının ortamdaki yayılma hızını, c ise ışının boşluktaki yayılma hızını göstermektedir (c her koşulda sabittir).

Bu bilgiler ışığında, kullanılan malzemeye ve kullanıldığı sıcaklığa göre uygun asimetri faktörü bulunduktan sonra faz fonksiyonu elde edilir. Bulunan bu faz fonksiyonu ile birlikte denklem 4.7 ve 4.8 yardımıyla gelen ve saçılan ışınlar arasındaki açı farkları θ_p ve ϕ_p bulunur. Bu life göre elde edilen sapma açıları sayesinde, denklem 4.6 yeniden düzenlenecek, ışının lif tarafından saçıldıktan sonraki global koordinat düzlemindeki doğrultusu denklem 4.17 sayesinde bulunur.

$$\mu = \cos \phi_p \sqrt{1 - \mu'^2} \sin \theta_p + \mu' \cos \theta_p \quad (4.17)$$

Mie saçınım bölgesinde lif tarafından saçılan ışının yeni yönünün ve enerji geçirgenliğinin bulunmasının daha iyi anlaşılabilmesi için Şekil 4.13'te ilgili akış şeması gösterilmiştir.



Şekil 4.13 : Mie çözüm bölgesi için yapılan modelin akış diyagramı.

5. YALITIM MALZEMELERİNDE İLETİM YOLUYLA ISI GEÇİŞİ

Lif esaslı yalıtım malzemelerinde ışıınım, yüksek sıcaklıklarda baskın ısı geçişi mekanizması geçişi olmasına karşın; artan katı hacim oranı ile ışıınım etkisi azalmaya ve iletim etkisi artmaya başlamaktadır. Bunun sonucunda da yüksek katı hacim oranlarında ve sıcaklığın yüksek olmadığı durumlarda iletim yoluyla ısı geçişi baskın olmaktadır.

Lifli bir malzemede ısı iletimi; gaz içerisindeki moleküller arası ilişki (gaz iletimi) ve katı iletimi olarak iki kısımda incelenmelidir.

5.1 Lif Esaslı Yalıtım Malzemelerinde Gaz İletimi Yoluyla Isı Geçişi

Gaz iletimi yoluyla ısı geçişi gaz iletim katsayısı bulunarak hesaplanır. Lif esaslı yalıtım malzemelerinde çoğu zaman özel olarak bir gaz kullanılmadığından lifler arasındaki gaz havadır. Gazların ısı iletim katsayısı basınç ile değişmez fakat gaz moleküllerinin katı yüzeylerle yaptıkları ısı geçişi çevre basıncından etkilenir. Bu nedenle, gaz ısı iletim katsayısı denklem 5.1 ile verilir [7].

$$k_g = \frac{k_g^*}{\kappa + 2\psi \frac{2 - \alpha}{\alpha} \frac{2\gamma}{\gamma + 1} \frac{1}{Pr} Kn} \quad (5.1)$$

Burada, k_g^* atmosfer basıncındaki gazın ısı iletim katsayısını, γ özgül ısı oranını göstermektedir. κ ve ψ parametreleri Knudsen sayısına (Kn) bağlı olarak değişen parametrelerdir. Knudsen sayısı 0.01'den daha az olduğunda (sürekli rejim) $\kappa=1$, $\psi=0$ olarak, Knudsen sayısı 0.01 ile 10 arasında bir değer aldığında (geçiş rejimi) $\kappa=1$, $\psi=1$ olarak ve Knudsen sayısı 10'dan büyük olduğu durumda da (serbest molekül rejimi) $\kappa=0$, $\psi=1$ olarak alınır. Denklem 5.1'deki diğer bir parametre de gaz moleküllerinin katı veya sıvı ortamla çarpıştıklarındaki karakterinin tanımlayan α , ısıl komşuluk katsayısıdır (thermal accommodation coefficient). Denklem 5.1'deki α denklem 5.2'de, Kn sayısı da denklem 5.3'te gösterildiği gibi bulunur.

$$\alpha = \frac{\alpha_1 \alpha_2}{\alpha_2 + \alpha_1(1 - \alpha_2)} \quad (5.2)$$

Burada, α_1 hava için 0.83 [30], α_2 cam için 0.38 [31] olarak alındı.

$$Kn = \frac{\zeta}{L_c} \quad (5.3)$$

Burada, ζ moleküler ortalama serbest yolu (denlem 5.4), L_c lifli malzemelerde gaz iletimi için karakteristik uzunluğu (denklem 5.5) göstermektedir.

$$\zeta = \frac{K_B T}{\sqrt{2} \pi d_g^2 P} \quad (5.4)$$

$$L_c = \frac{\pi D_f}{4 KHO} \quad (5.5)$$

Burada, K_B Boltzmann sabitini (1.3806×10^{-23} J/K), d_g gaz çarpışma çapını (N_2 için 3.74×10^{-10} m), P ortam basıncını (Pa), D_f yalıtım malzemesinin ortalama lif çapını göstermektedir.

5.2 Gaz ve Katı İletim Katsayılarından İletim Katsayısının Bulunması

Katı ve gaz iletim katsayılarından, yalıtım malzemesinin iletim katsayısının bulunması için yaygın olarak kullanılan iki farklı model vardır: Bhattacharyya modeli (denklem 5.6) ve paralel ağ modeli (denklem 5.7).

$$k_i = k_{lif} + \frac{k_{hava} - k_{lif}}{1 + \frac{KHO}{1 - KHO} \left(1 + z \frac{k_{hava} - k_{lif}}{k_{hava} + k_{lif}} \right)} \quad (5.6)$$

$$k_i = KHO \cdot k_{lif} + (1 - KHO) k_{hava} \quad (5.7)$$

Bhattacharyya modelini ifade eden denklem 5.6'daki z sayısı liflerin yalıtım malzemesi içerisindeki dizilimleri ile ilişkilidir ve liflerin hepsi ısı geçiş yönüne dik olarak yerleştirildiklerinde $z=1$, rasgele yerleştirildiklerinde $z=2/3$ ve yarısı ısı geçişine dik olarak diğer yarısı da rasgele yerleştirildikleri varsayıldığında $z=5/6$ değerini alır [7]. Bu denklemlerin sık kullanılma sebeplerinden birisi de KHO sınır

değerlerinde doğru sonuç vermeleri, dolayısıyla genelleştirilmiş olmalarıdır. Yani $KHO=1$ olduğunda $k=k_{lif}$ olurken $KHO=0$ olduğunda da $k=k_{hava}$ olmaktadır.

Bu modeller yalıtım malzemesi içindeki katıyı tek bir parça olarak hesaba katarlar. Bu yüzden de ısı iletim katsayısını gerçekte olduğundan fazla hesaplar. Gerçekte lifler arasında sürekli bir bağ yoktur ve ısı iletimi liflerin birleşme noktalarındaki birleşme yerlerinden iletilir.

Denklem 5.6-7 ile verilen iletim modellerinin kullanılabilmesi için katı iletimi teriminin denklem 5.8’de verildiği haliyle kullanılması gerekir. Denklem 5.8 sayesinde lifler bir bütün bir katı olarak değil, gerçekte olduğu gibi lokal birleşme noktalarından temas halinde olan lifler gibi hesaba katılır, katı iletiminin etkisi küçülür.

$$k_{lif} = k_{lif}^{**} KHO^{1.47} \quad (5.8)$$

Burada k_{lif}^{**} yalıtım malzemesinin yapıldığı maddenin iletim katsayısını göstermektedir.

Daha önce de bahsedildiği üzere, lif esaslı yalıtım malzemelerinde lifler arasındaki sürtünme, taşınım ile ısı geçişini ihmal edilebilir seviyelere kadar düşürür ($q_t=0$); etkin ısı geçişi modları olarak iletim (q_i) ve ışıınım (q_r) kalır. Düşük yoğunluklu (düşük KHO) malzemelerde veya yüksek sıcaklıklara çıkıldığında ısı geçişinde ışıınım terimi baskınken, yüksek yoğunluklu malzemelerde ise ısı iletimi öne çıkar. Toplam ısı geçişi denklem 5.9 ile gösterilebilir.

$$q_{toplam} = q_i + q_t + q_r \quad (5.9)$$

İletim terimi Fourier kanunu ile elde edilir.

$$q_i = -k_i \frac{dT}{dx} \quad (5.10)$$

İki yüzey arasındaki ışıınım ile ısı geçişi ise bir yüzeye gelen ışıınım ile o yüzeyden giden ışıının farkına eşittir.

$$q_r = I_2 - I_1 \quad (5.11)$$

5.11 denklemi ile verilen eşitlik bu çalışmada MCİİ izleme yöntemi kullanılarak bulunan net ışıınım ısı geçiştir ve 5.12 denklemi ile aynıdır.

$$q_l = \varepsilon \cdot \sigma \cdot (T_{sıcak}^4 - T_{soğuk}^4) \cdot Geçirgenlik \quad (5.12)$$

Efektif iletim katsayısını bulabilmek için ışıınım iletim katsayısını (k_l) denklem 5.13 ile tanımlamak uygun olacaktır.

$$k_l = \frac{-q_l}{dT/dx} \quad (5.13)$$

Denklem 5.12, 5.13’de yerine yazılırsa denklem 5.14 elde edilir.

$$k_l = \frac{-\varepsilon \cdot \sigma \cdot (T_{sıcak}^4 - T_{soğuk}^4) \cdot Geçirgenlik}{dT/dx} \quad (5.14)$$

Burada ε liflerin yayma katsayısı, σ Stefan-Boltzmann sabiti ve “Geçirgenlik” MCİİ izleme yöntemiyle bulunan, kaynaktan yayılan ışınların kuyuya ulaşma oranını veren boyutsuz bir sayıdır.

Sıcaklık değişiminin kalınlık boyunca lineer olduğu kabulü [5, 9] ile Denklem 5.14 ve Denklem 5.10, Denklem 5.9’da yerlerine yazılırsa efektif iletim katsayısı ($k_{efektif}$) aşağıdaki şekilde elde edilir.

$$q_{toplam} = k_i \frac{(T_{sıcak} - T_{soğuk})}{l} + \varepsilon \cdot \sigma \cdot (T_{sıcak}^4 - T_{soğuk}^4) \cdot Geçirgenlik \quad (5.15)$$

$$k_{efektif} = -\frac{q_{toplam}}{dT/dx} \quad (5.16)$$

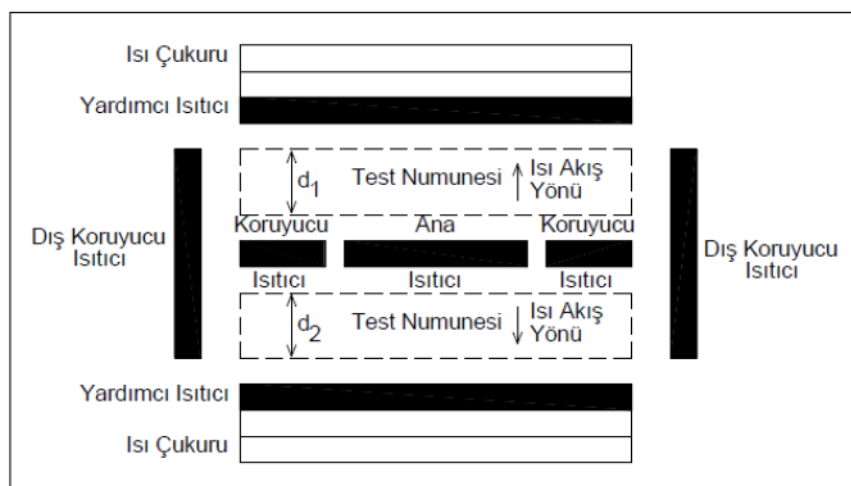
$$k_{efektif} = k_i + \varepsilon \cdot \sigma \cdot (T_{sıcak}^4 - T_{soğuk}^4) \cdot Geçirgenlik \cdot \frac{l}{(T_{sıcak} - T_{soğuk})} \quad (5.17)$$

6. LİF ESASLI YALITIM MALZEMELERİNDE ISI GEÇİŞİNİN MAHAFAZALI SICAK PLAKA İLE ÖLÇÜLMESİ

6.1 Cihazın Çalışma İlkesi

Mahfazalı sıcak plaka cihazı (Guarded Hot Plate) lif esaslı yalıtım malzemelerinin ölçülmesinde sıklıkla kullanılan bir deney düzeneğidir. Yalıtım malzemelerinin efektif ısı iletim katsayılarının ölçülmesinde kullanılan bu cihaz sayesinde, yalıtım malzemelerinin iletim katsayılarının sıcaklıkla değişiminin belirlenebilmesinin yanı sıra cihazda vakum ortamı oluşturularak malzemelerin uzaydaki davranışları hakkında da sonuçlar almak mümkün olabilmektedir. Bu tez çalışmasında kurulan mahfazalı sıcak plaka cihazı atmosfer şartlarında çalışmakta ve yalıtım malzemelerinin efektif ısı iletim katsayılarını 300 °C'ye kadar ölçebilmektedir.

Mahfazalı sıcak plaka cihazı iki adet soğuk plaka ve bir adet sıcak plaka, yağ banyosu, iki adet güç ünitesi, bir adet enerji analizörü, bir adet basınç ölçer, 4 adet boru tipi rezistans, 22 adet termoçift, 8 adet termopil, bir bilgisayar, kontrol organı ve mekanik aksamdan meydana gelmektedir. Cihaz simetrik olarak çalışmaktadır. Cihazın ortasında sıcak plaka (ana ısıtıcı), diğer tarafında soğuk plakalar (ısı çukuru) yer almaktadır (Şekil 6.1).



Şekil 6.1 : Cihazın çalışma ilkesi.

Sistemin çevreniştir olduğu dış haznenin iç tarafına döşenmiş olan yalıtım malzemesi ile dış ortama olan ısı kayıplarını önlemektedir (şekil 6.2).



şekil 6.2 : Cihazın dış haznesi.

Deney sisteminde, sıcaklık gradyeni ısıtıcılara yerleştirilecek termoelemanlar yardımıyla ölçülmektedir (şekil 6.3).



şekil 6.3 : Soğuk levha üzerine termoelemanların yerleştirilmesi.

Cihazın çalışma prensibi denklem 1.1 ile verilen tek boyutlu Fourier denkleminin uygulanmasıdır. Cihazda sıcaklıkları plaka boyunca homojen olarak ayarlanmış sıcak ve soğuk plaka, bu plakaların arasına konulan ısı iletim katsayısı belirlenmek istenen kalınlığı bilinen yalıtım malzemesi ve Şekil 6.4’de görülen cihazın iç ortam havasını deney sıcaklığına getiren çevre ısıtıcılardan oluşmaktadır. Sıcak plaka, içerisine rezistans teli sarılmış iki bakır plakadan oluşmaktadır ve verilen elektrik ölçülerek sisteme verilen güç hassas olarak ölçülebilmektedir. Bu sayede denklem 1.1’deki ısı akısı belirlenmiş olmaktadır. Sıcak ve soğuk plakaların sıcaklığı ile birlikte deney malzemesinin kalınlığı da bilindiğinden denklem 1.1’deki tek bilinmeyen olan efektif ısı iletim katsayısı (k_e) deney sonucunda elde edilmiş olmaktadır.

6.2 Sıcak Plaka Tasarımı

Sıcak plaka ve soğuk plaka üzerinden elde edilmesi gereken sıcaklık homojenliği ve kararlılığı TS ISO 8302’e [33] göre, 1°C’den daha az olmalıdır. Bunu sağlayabilmek için direnç telleri plaka içerisinde mümkün olduğunca homojen dağıtılmaya çalışılmıştır. Direnç telinin plaka içerisinde homojen olarak dağılabilmesinin yolu direnç telinin uzun olmasıyla sağlanabilmektedir, bu da büyük direnç değerlerinin elde edilmesine yol açar. Büyük direnç değerlerine sahip plaka ancak voltaj değeri yüksek bir güç kaynağına bağlandığında üzerinden plakayı yüksek sıcaklıklara çıkarabilecek akım geçebilecektir. Bu yüzden sıcak plaka 160V gerilim uygulayabilen ve 640W güç sağlayabilen doğru akımlı güç ünitesine bağlanmıştır.

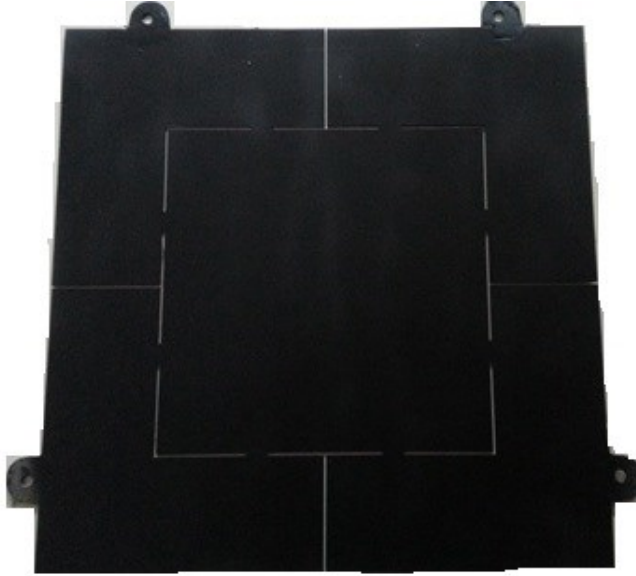
Sıcak plaka, iki adet koruyucu plaka ve bir adet ölçme plakası olarak üç bölgeye ayrılmıştır (Şekil 6.5). Koruyucu plakaların amacı, ölçme plakasının kenar ısı kayıplarını önlemesidir. Plakalarda istenen sıcaklık homojenliğini sağlayabilmek için kenar ısı kayıplarının da önlenmesi gerekecektir. Plaka ısı kayıplarını önlemek, cihaz içerisindeki çevre havasının sıcak ve soğuk plaka sıcaklıklarının ortalaması bir değere getirilmesiyle sağlanmaktadır. Çevre havasını ısıtmak için 4 adet boru tipi direnç kullanılmıştır (Şekil 6.4).

Sıcak plaka malzemesi olarak kullanılacak malzeme yüksek ısıl iletkenliğe ve düşük ısıl kapasiteye sahip olmalıdır. Plaka yüksek ısıl iletkenliği sayesinde homojen sıcaklığa sahip olabilecek ve düşük ısıl kapasitesi sayesinde istenilen sıcaklığa ve sürekli rejime girme süresi kısalmış olacaktır. Bu özelliklere sahip malzemeler incelendiğinde sıcak plaka için en uygun seçenek olarak bakır öne çıkmaktadır.

Bakırın yüksek sıcaklıkta korozyona uğramasını önleyebilmek ve [33] standardına göre sıcak plakanın ışın yayma katsayısının 0.8'den büyük olması gerektiğinden dolayı siyah renkte boya ile boyanmıştır (Şekil 6.5).



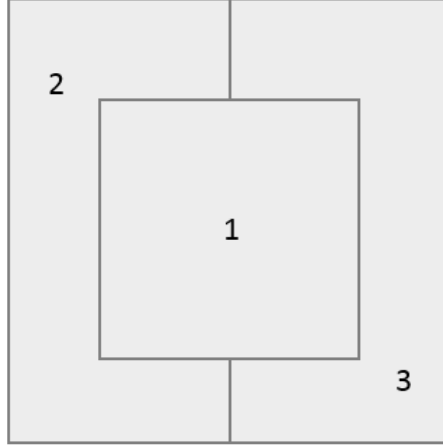
Şekil 6.4 : Boru tipi ısıtıcıların yerleşimi.



Şekil 6.5 : Sıcak plaka.

Şekil 6.6'da görüldüğü gibi, sıcak plaka 3 bölümden oluşmaktadır. Şekilde 1 numara ile gösterilen bölge ölçme plakası adı verilen, deney esnasında ölçme verilerinin alınacağı bölgedir. 2. ve 3. bölgeler ise koruma plakası olarak adlandırılır ve 1 numaralı plakanın kenar ısı kayıplarını önleme ve bu sayede 1 numaralı plakanın

sıcaklık homojenliğini sağlamak amacıyla kullanılır. Burada, 3 numaralı plakaya verilmesi gereken maksimum ve minimum ısıtıcı güçlerinin bilinmesi gerekmektedir. Çünkü bu bilgiler direnç tellerinin yerleşimi ve ısıtıcıların kontrolünün etkin bir şekilde yapılabilmesi açısından önemlidir. Bu güç değerlerine, denge durumunda sıcak plaka üzerinden soğuk plakaya olan ısı geçişi hesaplanarak ulaşılır.



Şekil 6.6 : Sıcak plakanın şematik gösterimi.

Ölçme plakası ile koruyucu plakalar arasından 2 mm genişliğinde bir boşluk bırakılır. Bu boşluğun iki tarafına termoelemenlar bağlanarak ölçme plakası ve koruyucu plakalar arasındaki sıcaklık farklılıkları tespit edilir ve kontrol organı sayesinde bu farklılıklar giderilmeye çalışılır. Ayrıca bu boşluğun genişliği cihazda ölçümü yapılacak yalıtım malzemesinin minimum kalınlığını da belirler. Cihazda ölçümü yapılacak yalıtım malzemesinin kalınlığı en az boşluk genişliğinin 10 katı olmalıdır [33].

6.2.1 Sıcak plaka ısıtıcılarının güçlerinin bulunması

Şekil 6.5’de görülen 1 numaralı plakaya (ölçme plakası) verilmesi gereken maksimum güç değerinin bulunması için yalıtım özelliği kötü olan bir malzemenin (örneğin, $k=0.5\text{W/m.K}$) test edildiği düşünölsün ve yalıtım numunesinin kalınlığının cihazda ölçölebilecek en düşük kalınlık değeri olan 2 cm olduğu kabul edölsün. Sıcaklık farkı olarak, sıcak ve soğuk plaka arasında izin verilen en yüksek sıcaklık farkı olan $50\text{ }^{\circ}\text{C}$ alönsün:

$$q = k \cdot \frac{\Delta T}{L} \cdot A \quad (6.1)$$

$$q = 112.5 \text{ W}$$

1 numaralı plakaya verilmesi gereken minimum güç değerinin bulunması için yalıtım özelliği çok iyi olan bir malzemenin (örneğin, $k=0.01 \text{ W/m.K}$) test edildiği düşünölsün ve yalıtım numunesinin kalınlığının cihazda ölçölebilecek en büyük kalınlık değeri olan 10 cm olduğu kabul edilsin. Sıcaklık farkı burada da 50 °C olarak alınsın. 6.1 denkleminde:

$$q = 0.45 \text{ W}$$

olarak bulunur. Hesaplamalar ışığında, sıcak plakanın ölçme plakası bölgesine verilmesi gereken güç değeri, cihazın simetrik olarak çalıştığı göz önüne alınarak, maksimum 225 W ve minimum 1 W olmasına karar verilmiştir.

Şekil 6.6’da görölen 2 ve 3 numaralı plakalar (koruyucu plakalar) için ölçme plakası için verilen koşullarda denklem 6.1 ile verilen hesap yeniden yapıldığında verilmesi gereken maksimum güç değeri 100 W, minimum güç değeri de 0.40 W olarak hesaplanmıştır. Plakaların simetrik olarak çalışacak olması göz önüne alınarak plakalara verilmesi gereken maksimum güç 200 W, minimum güç de 1 W olarak belirlenmiştir.

6.2.2 Direnç tellerinin yerleşimi

Direnç teli izolatör görevi yapan mika levhaya istenilen uzunlukta sarıldıktan sonra iki metal plaka arasına yerleştirilir ve perçinlenir (Şekil 6.7).

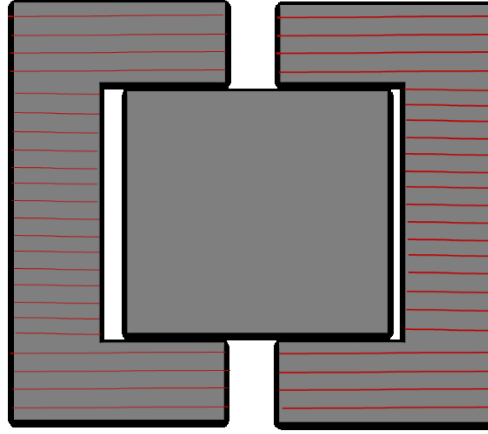


Şekil 6.7 : Mika yalıtımlı direnç levhası.

Mika levhaya sarılacak direnç telinin yerleşimine ve tellerin birbirlerine olan mesafenin belirlenebilmesi için öncelikle direnç telinin uzunluğunun belirlenmesi

gerekir. Bu da denklem 6.2 yardımıyla, hesaplanan maksimum güç değeri kullanarak yapılır. Burada akılda tutulması gereken nokta şudur: Isıtıcılara güç sağlayan güç ünitesi 160 V gerilim uygulayabilmekte ve 640 W güç verebilmektedir. Fakat; güvenlik açısından 150V değerinden daha fazla gerilim uygulanmamalıdır [33].

Direnç yerleşimi için yapılan ilk tasarımda, 5,815 ohm/m dirence ve 1x0,2 mm kesite sahip Cr-Ni alaşımı rezistans teli kullanılmıştır. Güç-direnç ilişkisinden direnç teli uzunluğu koruyucu plaka için (Şekil 6.8) aşağıdaki şekilde bulunmuştur.



Şekil 6.8 : Koruyucu plakalarda dirençlerin yerleşimi.

$$P = \frac{V^2}{R} \quad (6.2)$$

$$200 = \frac{150^2}{R} \rightarrow R = 112,5 \text{ Ohm}$$

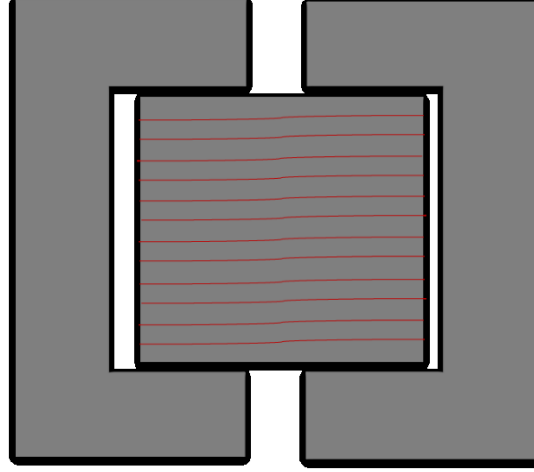
$$112,5 \text{ Ohm} = 5,815 \frac{\text{Ohm}}{\text{m}}, L \rightarrow L = 19,346 \text{ m}$$

Ölçme plakasına (Şekil 6.9) sarılması gereken direnç teli aynı işlem yapılarak 17.197 m olarak bulunmuştur.

Tasarımın başarılı sayılabilmesi için ölçme ve koruyucu plakaların sıcaklıklarındaki farkın 1 °C'den az olması gerekir [33]. İlk tasarım için yapılan testlerde ölçme plakası ve koruyucu plaka arasındaki sıcaklık farklılıkları 5 °C'ye kadar çıkmıştır. Bu nedenle yeni bir tasarıma gidilmiştir.

Plakalar üzerinde, ilk tasarımda yakalanamayan 1 °C homojenlikte sıcaklık dağılımı elde edilmesi için, ikinci tasarımda daha büyük kesitli, dolayısıyla daha düşük

dirençli tel kullanılmasına karar verilmiştir. İkinci tasarımda kullanılan direnç teli 1,8 mm x 0,2 mm kesit alanına ve 3,193 ohm/m direnç değerine sahip Cr-Ni alaşımı rezistans telidir. Bu telle hesaplar tekrarlandığında koruyucu plakaya sarılması gereken direnç telinin uzunluğu 35.233 m ve ölçme plakasına sarılması gereken direnç telinin uzunluğu da 31.318 m olarak bulunmuştur.

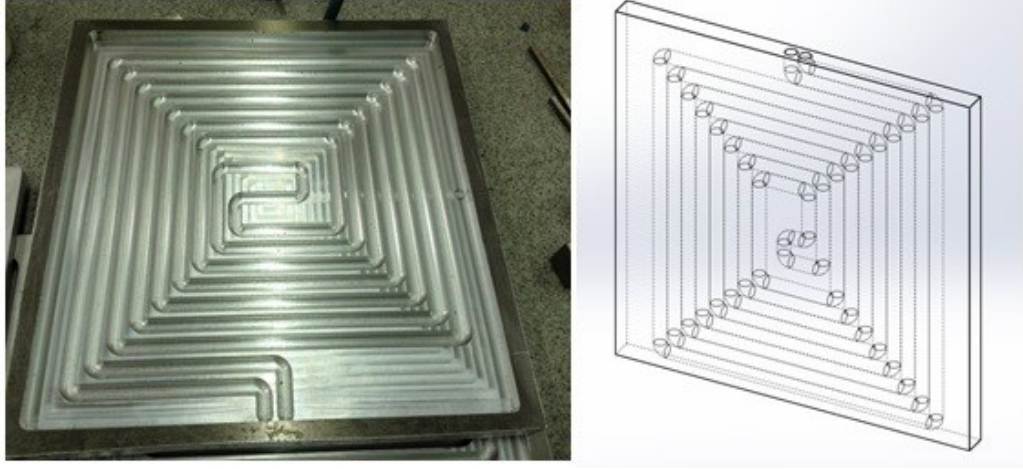


Şekil 6.9 : Ölçme plakası direnç yerleşimi.

6.3 Soğuk Plaka Tasarımı

Soğuk plaka ile sıcak plaka arasındaki sıcaklık farkı 10 °C'den az, 50 °C'den fazla ve soğuk plakanın sıcaklık homojenliği 1°C'den az olmamalıdır [33]. Soğuk plaka, ısı kuyusu olarak da görev yapacağı için yani sıcak plakadan ve çevre ısıtıcılardan gelen ısıyı da emeceği için bu plakanın direnç telleriyle ısıtılıp kontrol edilmesi zordur. Bu plakanın sıcaklığının yağ banyosu ile ayarlanması daha kolaydır. Burada, istenilen sıcaklık homojenliğinin sağlanabilmesi için gerekenler, soğuk plaka içerisinde yağın dolaşacağı kanalların, plakanın büyük kısmında olması ve yağ banyosunun, yağ sıcaklığını istenilen sıcaklık aralığında hassas olarak sabit tutabilmesidir. Kullanılan yağ banyosu, yağın sıcaklığını istenilen sıcaklığı 0.01 °C hassasiyet ile sağlayabilmektedir. Normal bir tasarımda yağın plakaya giriş ve çıkış sıcaklığı arasında bile 1 °C'den fazla bir sıcaklık değişimi olacağı beklenirken, plakanın 1 °C sıcaklık homojenliği elde edilemeyeceği açıktır. Bu yüzden, kanal tasarımında giriş ve çıkış kanalları sarmal olmalıdır. Yani, Şekil 6.10' da görülebildiği gibi plakaya giren yağ plakanın merkezine kadar dörtgenler çizerek gitmekte ve oradan geriye aynı şekilde geri dörtgenler çizerek çıkmaktadır. Bu

sayede yağın giriş ve çıkış sıcaklıkları arasındaki fark azaltılarak plakanın sıcaklık homojenliği de arttırılmış olmaktadır.



Şekil 6.10 : Soğuk plaka.

6.4 Çevre Isıtıcılar

Çevre ısıtıcılar, cihazın iç ortam havasının sıcaklığını soğuk ve sıcak plakaların sıcaklıklarının ortalamasına getirerek, plakaların yanal ısı kayıplarının önüne geçer. Bu sayede de plakaların sıcaklık homojenliğinin sağlanmasına katkıda bulunur. 4 adet boru tipi ısıtıcıdan oluşan çevre ısıtıcılar Şekil 6.4'den görüldüğü gibi cihaz duvarına asılı durmaktadır. Bu duvar, 7 cm kalınlığında sertleştirilmiş cam yünü (0,25 W/m.K) ve 2 mm paslanmaz çelikten (100 °C'de 15,2 W/m.K) oluşmaktadır.

Çevre ısıtıcılarının çekmesi gereken güç, cihazın çıkabileceği en yüksek sıcaklıkta dış ortama kaybettiği ısı hesaplanarak bulunabilir ve aşağıdaki şekilde formüle edilir.

$$q = U \cdot A \cdot (T_{\text{cihaz}} - T_{\text{dış}}) \quad (6.3)$$

$$\frac{1}{U} = \frac{L_{\text{yalıtım}}}{k_{\text{yalıtım}}} + \frac{L_{\text{çelik}}}{k_{\text{çelik}}} \frac{1}{h_{\text{ortam}}} \quad (6.4)$$

Burada, T_{cihaz} olarak cihazın en fazla çıkabileceği sıcaklık olan 300 °C, $T_{\text{dış}}$ olarak laboratuvar ortamının sıcaklığı olan 20 °C, A olarak 4 adet cihaz yan yüzeyinin ve cihazın üst yüzeyinin alanı alınmıştır. Cihazın içindeki hava alt yüzeye temas etmediği için alt yüzey hesaba dâhil edilmemiştir. Bu hesapların sonucunda, cihazın iç duvarlarına yerleştirilecek ısıtıcıların her birinin 600W gücünde olmasına karar verilmiştir.

6.5 Cihazın Kontrol Yöntemi

Cihazın testlere hazır hale getirilmesi, ölçümlerin standartlara uygun hassasiyetlerde yapılabilmesi ve levhalara verilecek akımın ayarlanması için bir kontrol yöntemi geliştirilmiştir. Kontrol organı olarak PID kontrolör seçilmiş, kontrolörün parametreleri ise Ziegler-Nichols metoduna göre belirlenmiştir [34].

Bu yöntemle göre, ölçme plakasının altından, üstünden ve soğuk plakaların yüzeylerinden 5'er adet ve 2 adet de cihaz içerisindeki boşluktan olmak üzere toplam 22 adet, kalınlıkları ve ölçme hataları standartlara [33] uygun olan J tipi termoelemanlar ile sıcaklık ölçümü alınmakta ve bu veriler bilgisayara aktarılmaktadır (Şekil 6.11). Ayrıca sıcak plakadaki ölçme ve koruma plakaları arasında 2 mm genişliğinde kanallar açılmış ve bu kanallara, kanalın iki tarafındaki sıcaklık farkını ölçecek şekilde termopiller bağlanmıştır. Kontrol organı, termoelemanların aldığı bu sıcaklık değerlerine göre ölçme plakasındaki, termopillerde sıcaklık farkı ölçülmesi durumunda ise koruma plakasındaki, ısıtıcıların güçlerini ayarlamaktadır. Burada, ölçme plakası ısıtıcısına bir adet güç ünitesi güç sağlarken, diğer güç ünitesi iki adet koruma plakasına güç sağlamaktadır. Kontrol organının bir diğer görevi de, boru tipi dirençlere şehir şebekesinden güç vererek, çevre havasının soğuk ve sıcak plaka sıcaklıklarını ortalaması bir sıcaklık değerine getirilmesidir.

Ölçme plakasına güç veren güç ünitesine bir enerji analizörü bağlanmıştır. Enerji analizörü sayesinde ölçme plakasına verilen güç hassas bir şekilde belirlenebilir ve soğuk plaka ve sıcak plaka üzerinde sıcaklık homojenliği sağlanarak tek boyutlu ısı geçişi kabulüne uygun ortam hazırlanabilir. Plakalar arasındaki mesafe (L) ve sıcaklık farkı (ΔT) cihazdan kolayca belirlenebildiği için geriye tek bilinmeyen olarak malzemenin ısı iletimi katsayısı kalmaktadır (Denklem 1.1) ve bu da cihazdan elde edilen verilerden kolayca hesaplanabilir.

Öte yandan, malzemelerin ısı iletim katsayıları, özellikle lifli malzemelerin, üzerlerine uygulanan basınçla değişmektedir [35]. Cihazın malzemelere uyguladığı basıncın [33]'de belirtilen sınırlar içinde kaldığından emin olunabilmesi için, malzemeye uygulanan basınç cihaz üstünden kontrol edilmektedir.

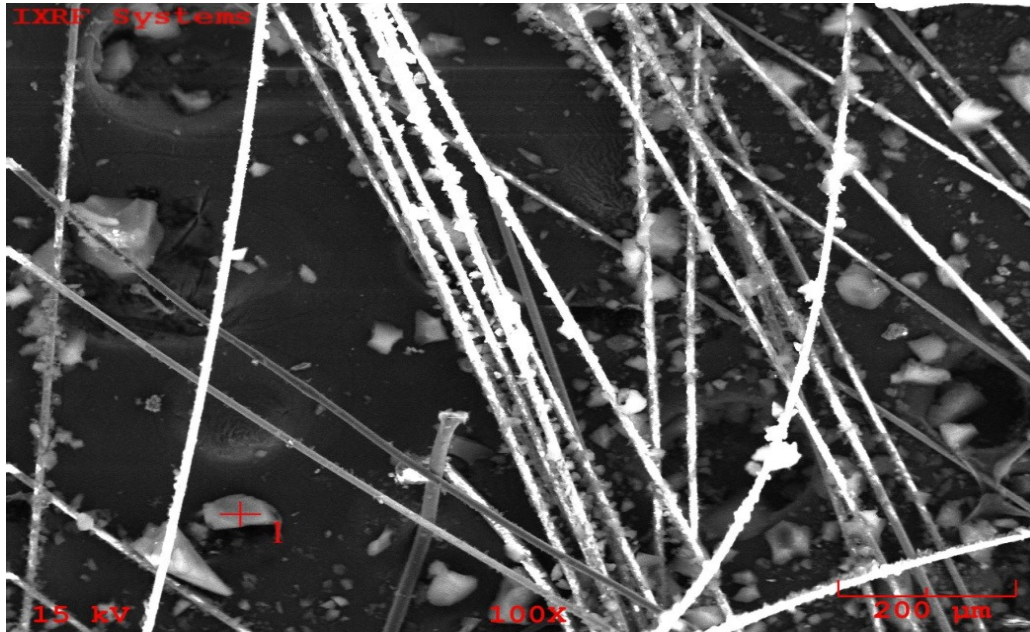
7. YALITIM MALZEMELERİNİN MORFOLOJİK ÖZELLİKLERİ

Monte Carlo Işın İzleme yöntemine göre ışıınım modellemesinde bilinmesi gereken en önemli parametrelerden bir tanesi lif çapıdır. Lif çapı, ışının life çarptıktan sonra hangi saçılma bölgesinde olacağını ve Mie bölgesinde olan ışıının için de saçılma açısını belirleyen parametreleri etkiler.

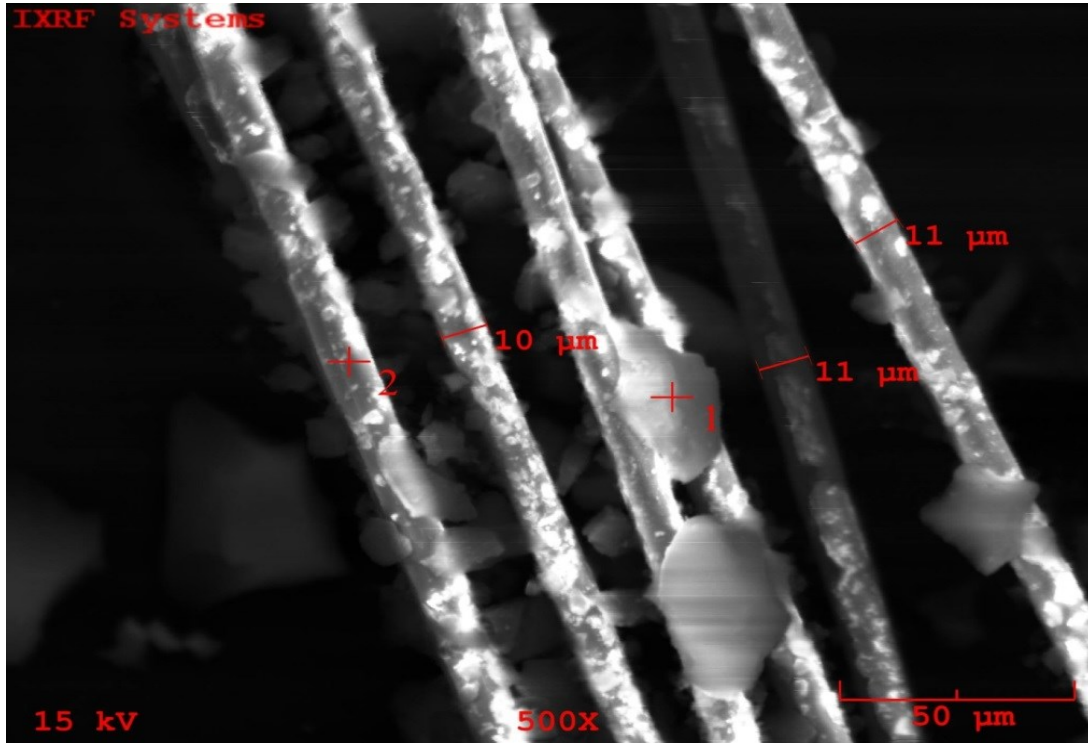
Endüstride sıklıkla kullanılan ve lif esaslı yalıtım malzemelerinden bazıları SEM (Scanning Electron Microscope) ile iç yapı morfolojileri görsellenmiştir (Şekil 7.1-5). Bu sayede, geliştirilen modelde gerçek yalıtım malzemelerinin içyapı dağılımının incelenmesi ve modele girilen parametrelerin doğruluğundan emin olunmuştur. Morfolojik analizi yapılan malzemeler Çizelge 7.1’de gösterilmiştir.

Çizelge 7.1 : SEM analizi yapılan malzemelerin özellikleri.

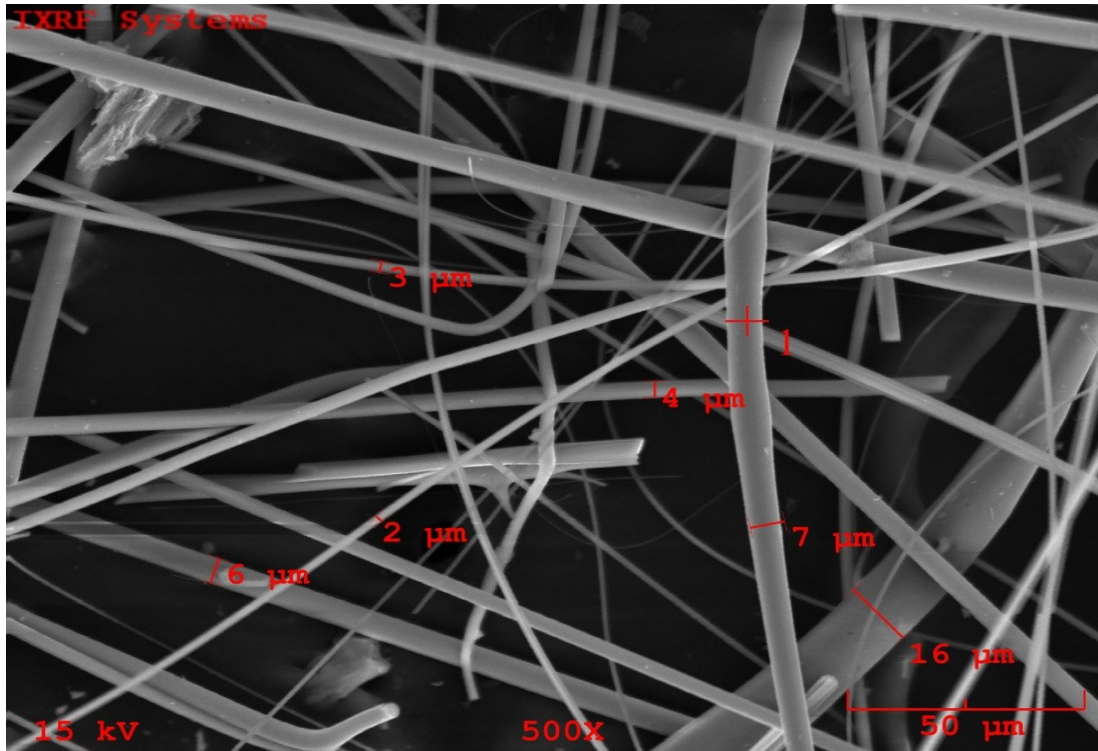
	Boyutlar [mm]	Kalınlık [cm]	K [mW/mK]	c_p [J/kgK]	P [kg/m ³]
Beyaz arojel	500 x 500	10	14 (25 ⁰ C’de)	1050	150
Cam yünü	450x 500	40	35 (25 ⁰ C’de)	1030	32
Taş yünü	450 x 500	20	45 (25 ⁰ C’de)	840	45
Seramik yünü	450 x 500	20	120 (600 ⁰ C’de)	1140	128



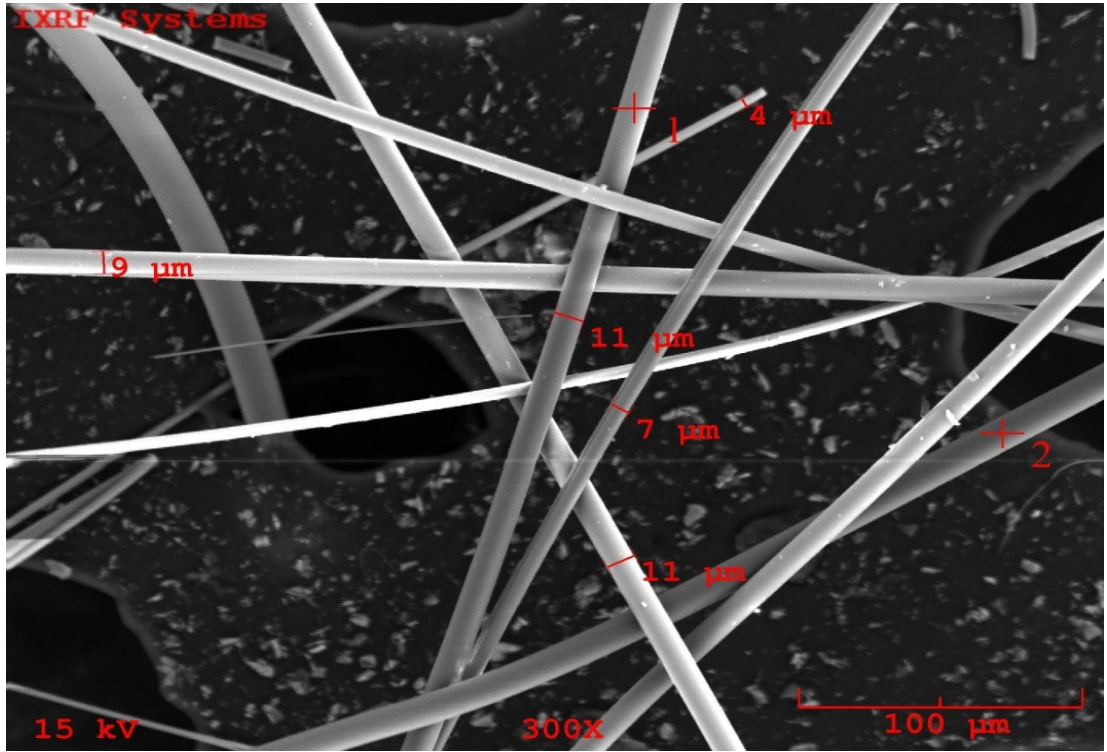
Şekil 7.1 : Arojelin içyapısının genel görünüşü.



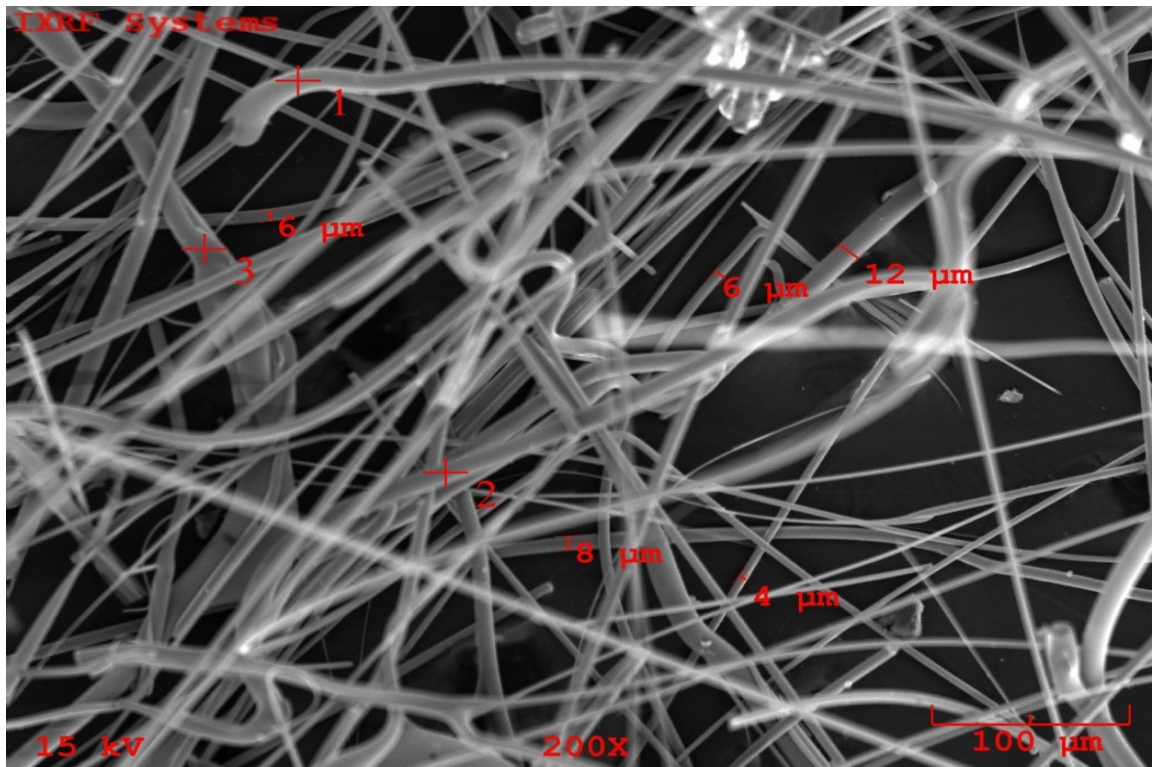
Şekil 7.2 : Aerojel içyapısı.



Şekil 7.3 : Seramik yün içyapısı.

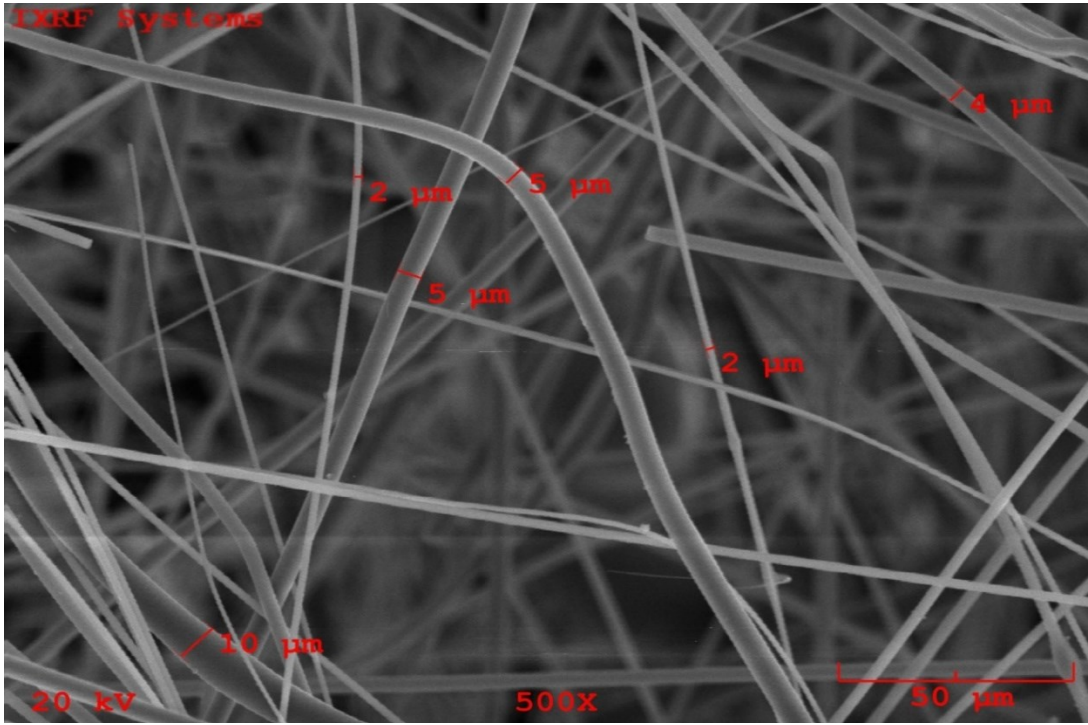


Şekil 7.4 : Cam yünü içyapısı.

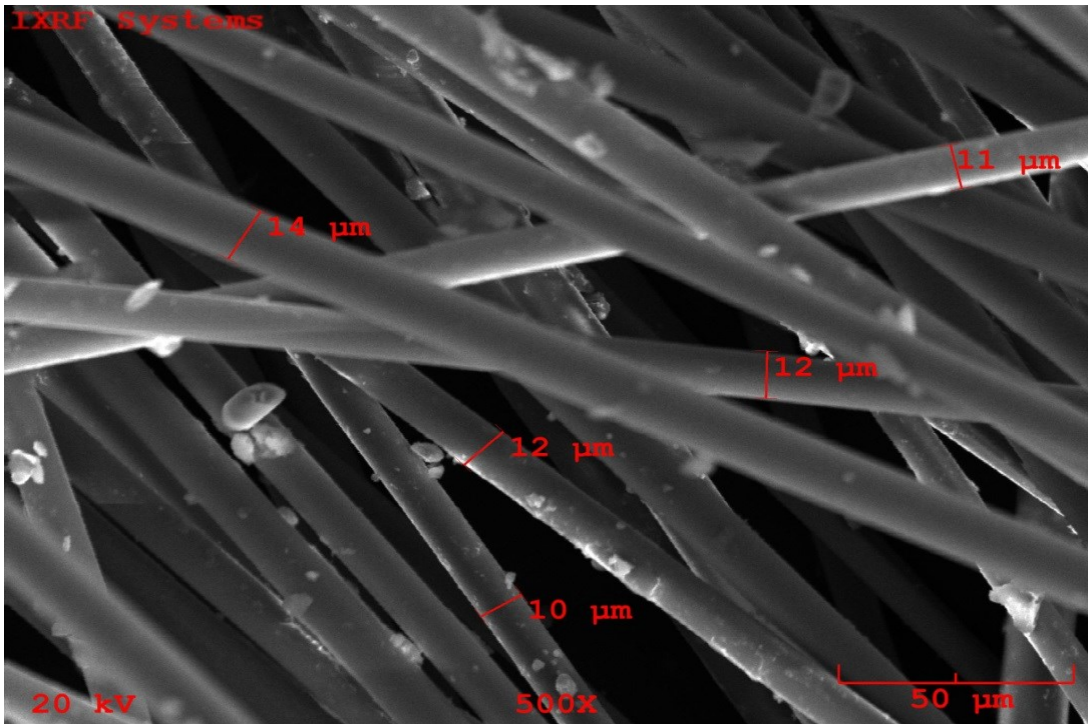


Şekil 7.5 : Taş yünü içyapısı.

Bu analizlerin yanı sıra, seramik battaniye ve iğnelenmiş cam yünü yalıtım malzemelerinin de SEM analizleri yapılmıştır (Şekli 7.6-7).



Şekil 7.6 : Seramik battaniye SEM analizi.



Şekil 7.7 : İğnelenmiş cam yünü SEM analizi.

Bu analizlerde, seramik yünü için (Şekil 7.3) $d=2-7\ \mu\text{m}$, seramik battaniye için (Şekil 7.6) $d=2-10\ \mu\text{m}$ olarak gözlemlenmiştir. Cam yünü için (Şekil 7.6) $d=4-11\ \mu\text{m}$ ve iğnelenmiş cam yünü (Şekil 7.7) için de $d=11-14\ \mu\text{m}$ arasında olduğu belirlenmiştir.

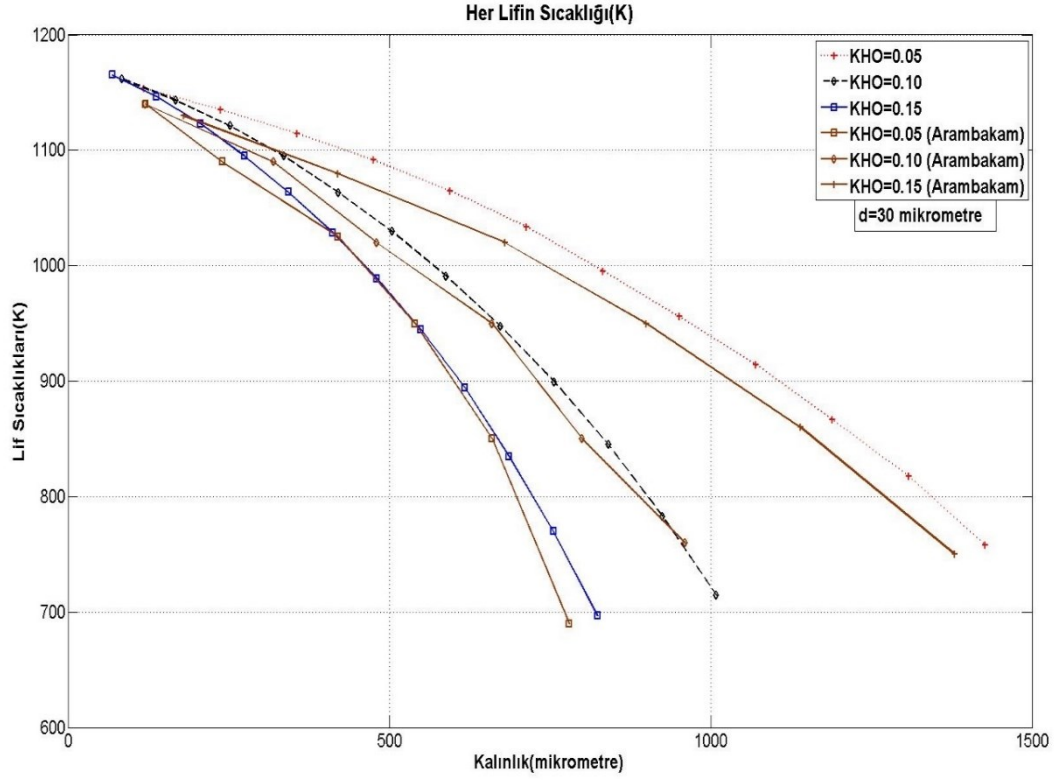
8. SONUÇLAR VE KARŞILAŞTIRMALAR

Bu bölüme kadar lif esaslı yalıtım malzemelerinde ışınlama ısı geçişinin modellenmesinde kullanılan yöntem, yöntemin girdi parametrelerinin nasıl elde edildiği ve toplam ısı iletim katsayısının sayısal ve deneysel olarak nasıl elde edildiği anlatılmıştır. Bu bölümde elde edilen sonuçlar ilgili ışınlama saçınım bölgesine göre iki bölümde incelenmiş, literatürdeki değerlerle ve deneysel verilerle karşılaştırılmıştır.

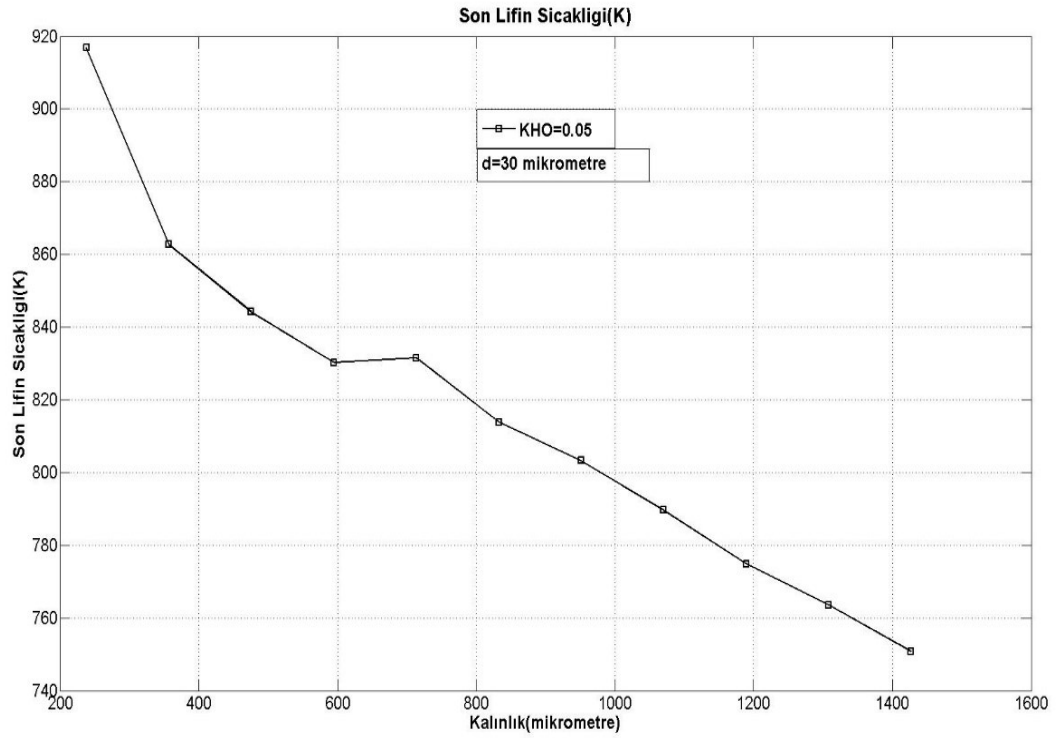
8.1 Geometrik Saçınım Bölgesi

Geometrik saçınım, lif üzerine gelen ışının dalga boyunun lif çapından merteye olarak küçük olduğu durumlarda gerçekleşir (Çizelge 3.6). Geometrik saçınım Bölüm 4.3'te ayrıntılı olarak anlatıldığı üzere lif üzerinden ayna benzeri yansıyarak saçınır.

Modelde kullanılan lif sayısı kalınlık boyunca her sırada 12 adettir ve liflerin çapları 30 μm 'dir. Modelleme sonucunda liflerin sıcaklıklarının 1150 K ile 700 K arasında değiştiği görülmüştür (Şekil 8.1-2). Bu sonuca göre lif sıcaklığı kuyuya yaklaştıkça düşmesine karşın, Wien Yer Değiştirme Yasası'na [29] göre, maksimum dalga boyundaki değişim, ışının saçılma şeklinin (Denklem 3.26) geometrik yansıma kurallarının dışına çıkacağı mertebeye gelmemektedir. Öte yandan, katı hacim oranı arttıkça, lifler arasındaki mesafe azaldığından, liflerdeki sıcaklık düşüşü daha hızlı gerçekleşmektedir. Bunun nedeni, sıklaşan lif dağılımı ile birlikte ışının bir lifle karşılaşma olasılığının artmasıdır. Liflerdeki sıcaklık düşüşü kaynağa olan uzaklıktan bağımsızdır. Yani, liflerdeki sıcaklık düşüşünün nedeni kaynaktan olan uzaklıkları değil, bulunan lif sayısıdır. Şekil 8.1'den farklı kalınlıklarda olan fakat aynı sayıda lif içeren malzemelerin analizinde sıcaklığın kalınlık ile değil lif sayısı ile değiştiği görülebilmektedir. Şekil 8.2'den de görüldüğü üzere aynı katı hacim oranında, farklı kalınlıklardaki yalıtım malzemelerinde son lifin sıcaklığı artan kalınlık ile birlikte düşmektedir. Bunun nedeni, yine, kalınlık arttıkça ışının, karşılaşma olasılığı bulunan lif sayısının artmış olmasıdır. Bulunan sıcaklıklar Arambakam'in sonuçlarıyla karşılaştırıldığında sonuçların büyük oranda benzer olduğu görülmektedir.

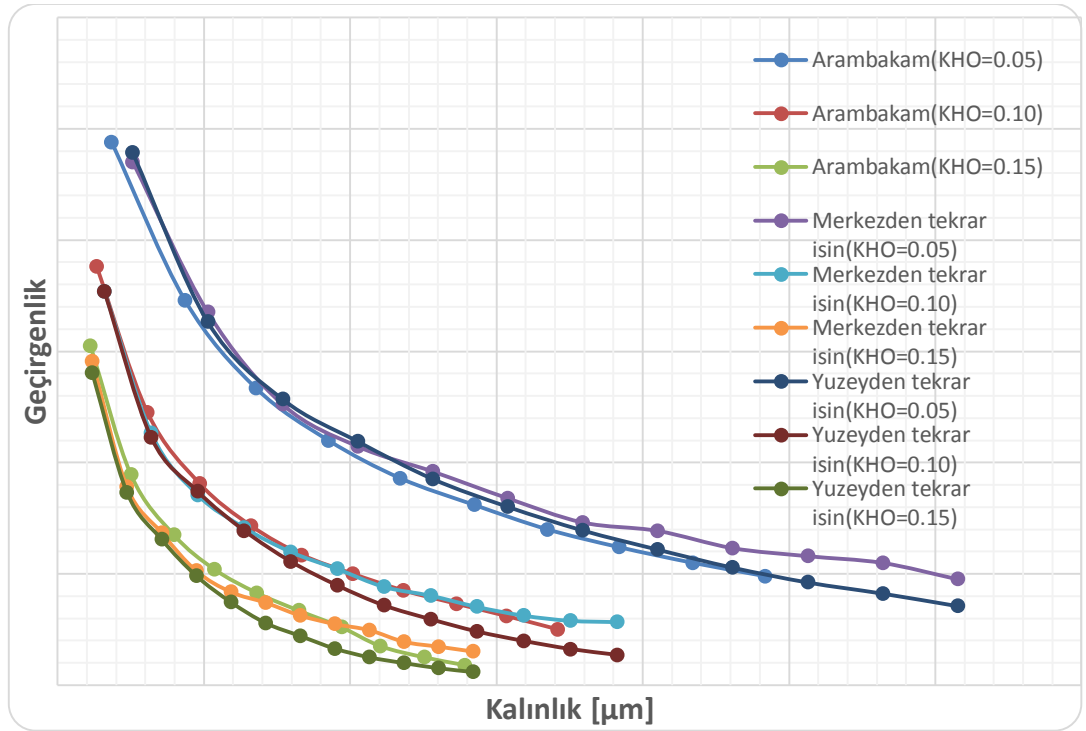


Şekil 8.1 : Lif sıcaklıklarının, farklı katı hacim oranları için kalınlık boyunca değişimi.



Şekil 8.2 : Son lif sıcaklığının malzeme kalınlığına göre değişimi.

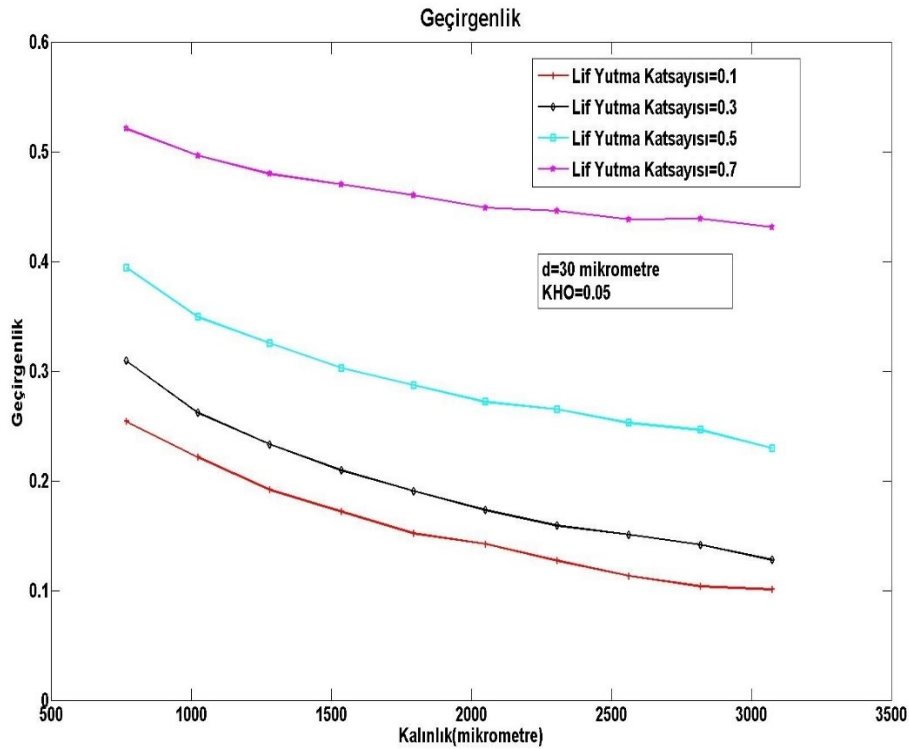
Geçirgenlik, kuyunun yuttuğu ışının kaynağın yaydığı ışına oranı olarak tanımlanabilir. Geçirgenlik; yüksek sıcaklıklarda, yalıtım malzemesinin toplam ısı iletkenliğinin düşürülmesi açısından önemli bir etkidir. Şekil 8.3'te, yalıtım malzemesinin kararlı haldeki geçirgenliğinin, farklı katı hacim oranlarında, kalınlığa göre değişimi gösterilmiştir. Kaynaktan çıkan ışının, lif yüzeyleri ile karşılaşma olasılığının, katı hacim oranı ve lif sayısı ile birlikte artması nedeni ile; yalıtım malzemesinin geçirgenliği artan kalınlık ve katı hacim oranı ile azalmaktadır. Bulunan geçirgenlik değerleri Arambakam'ın sonuçları ile karşılaştırıldığında yalıtım malzemesinin kati hacim oranı ve kalınlıkla değişiminin doğasını doğru olarak yansıtabilmekle birlikte ve önemli bir farklılık görülmektedir[2]. Burada, literatürden anlaşılamayan nokta, ışının lif tarafından yutulduktan sonra ışının lif merkezinden mi yoksa lif yüzeyinden mi yayılması gerektiğidir. Şekil 8.3'te görülebildiği gibi iki durumda incelenmiş ve lif merkezinden yayılma olduğunda elde edilen sonuçların daha uyumlu olduğu gözlemlenmiştir.



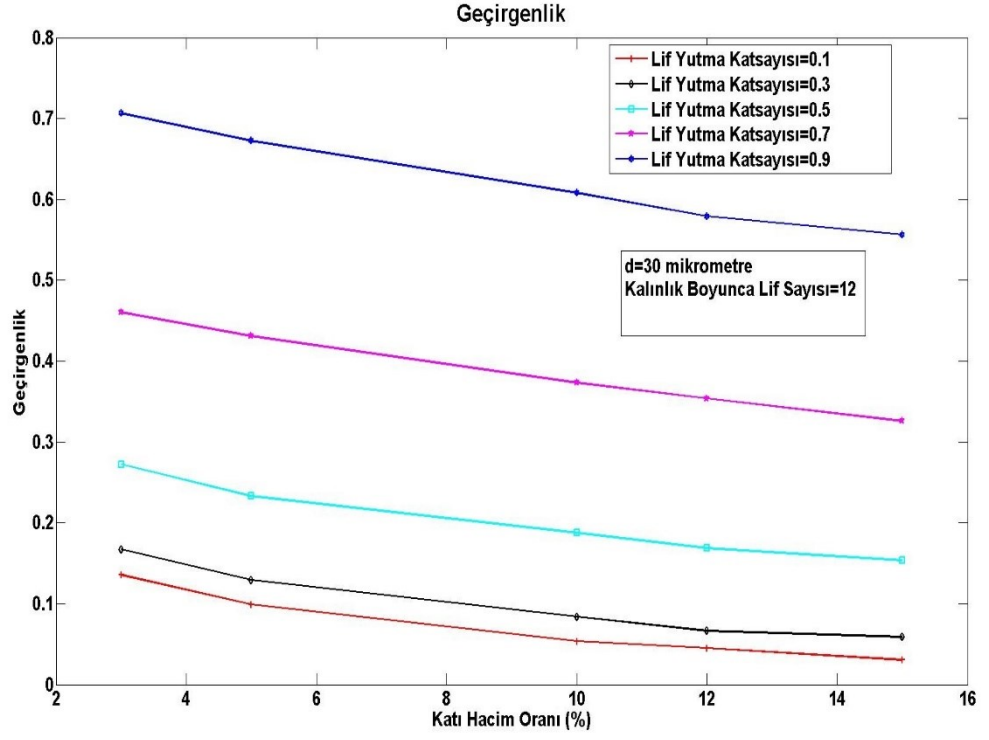
Şekil 8.3 : Geometrik yansıma bölgesindeki literatürdeki sonuçlar [2] (Arambakam) ile liflerin merkezlerinden ve lif yüzeylerinden ışın yaydıkları modellerin karşılaştırılması.

Şekil 8.4'de yalıtım malzemesinin kararlı hal geçirgenliğinin değişimi farklı lif yutma katsayılarında ve kalınlıklarda karşılaştırılmıştır. Liflerin yutma katsayılarındaki azalma ve malzeme kalınlığındaki artış ile birlikte geçirgenlikte

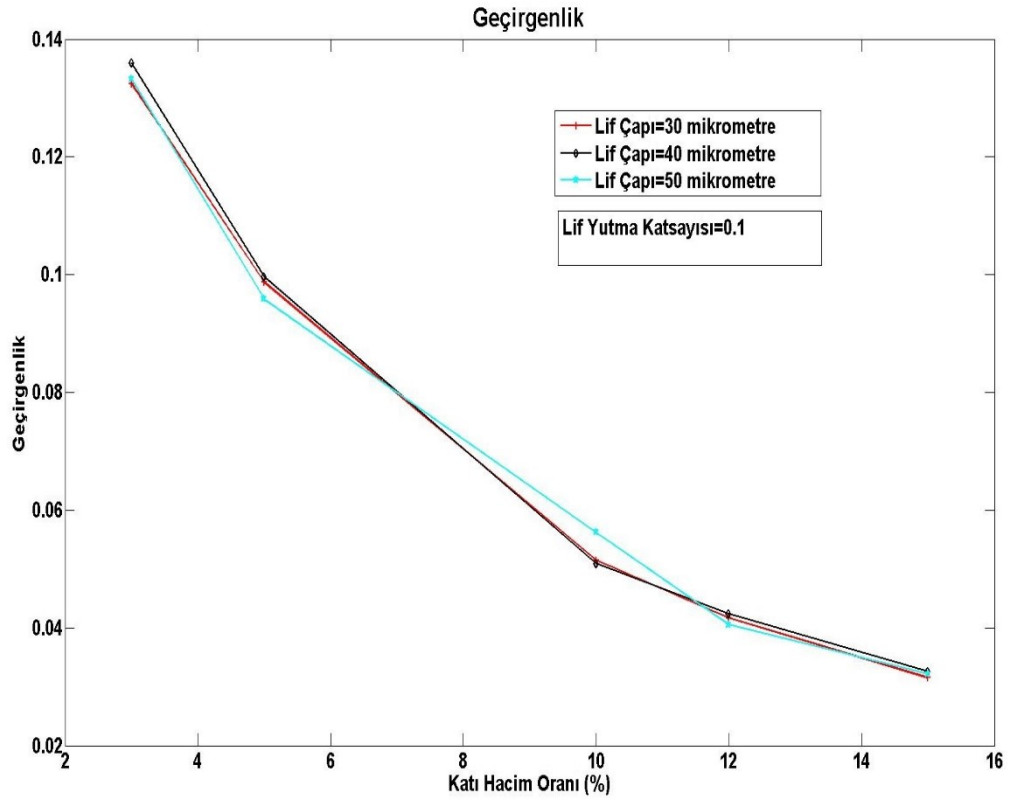
azalma görülmüştür. Bunun sebebi olarak artan yutma katsayılarında liflerin üzerine gelen ışınları daha çok yutması ve tekrar yayması sonucunda, ışınların daha çok kuyuya doğru yönlenmesidir. Bu yönelimin sebebi olarak ise liflerin üzerlerine gelen ışını yutup tekrar yaydığı izotropik olarak yayarken, saçınımı ise üzerine gelen ışını ayna benzeri yansıtmasından dolayı kuyuya yönelimin daha az olduğu düşünülebilir. Şekil 8.5'te yalıtım malzemesinin kararlı hal enerji geçirgenliğinin lif yutma katsayısı ve katı hacim oranı ile değişimi gösterilmiştir. Şekil 8.6'da ise yalıtım malzemesinin kararlı hal geçirgenliğinin katı hacim oranlarında ve farklı lif çaplarında değişimi incelenmiştir. Burada lif sayısı sabit kalmış ve her simülasyonda 12 adet lif kullanılmıştır. Görüldüğü üzere katı hacim oranının değişiminin enerji geçirgenliği üzerinde etkisi varken, lif çap değişiminin ise yok denecek kadar azdır. Çap; sabit KHO değerinde arttırıldığı için, kaynaktan çıkan ışınların liflere çarpma olasılıklarında bir değişiklik olmamıştır. Dolayısıyla; çap değerinin geçirgenliğe etkisi, sayısal hata sınırları içerisinde kalmıştır. Öte yandan; lif çapı artırılırken, yalıtım kalınlığı sabit alınsaydı, lif sayısı azalacağından, geçirgenlikte de bir azalma söz konusu olurdu.



Şekil 8.4 : Farklı yutma katsayılarında geçirgenliğin kalınlığa göre değişimi.

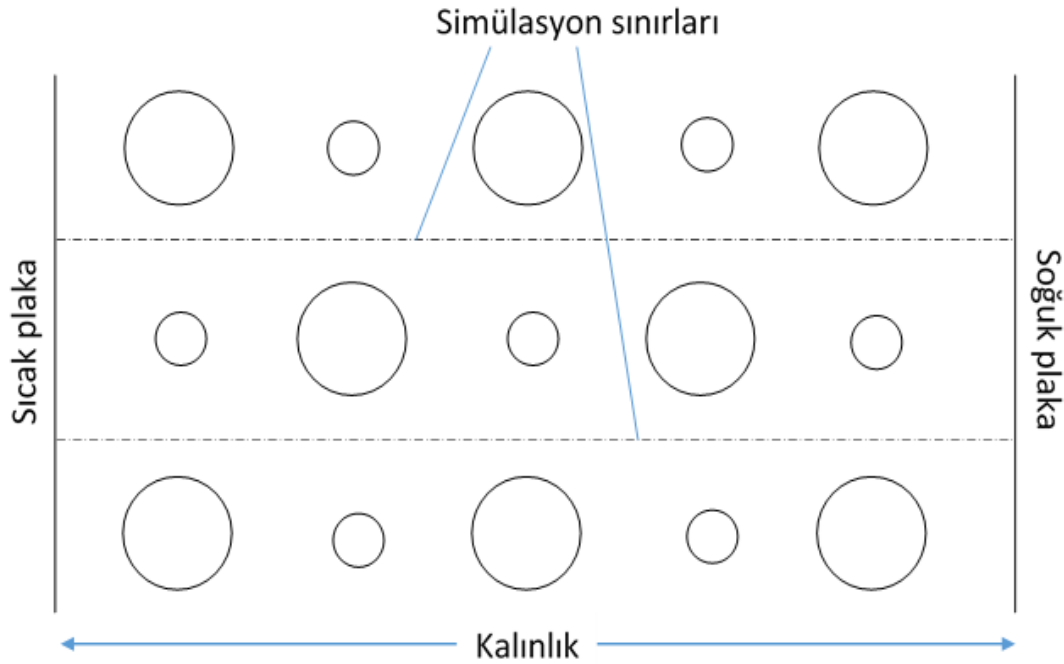


Şekil 8.5 : Farklı yutma katsayılarında geçirgenliğin kalınlığa göre değişimi.

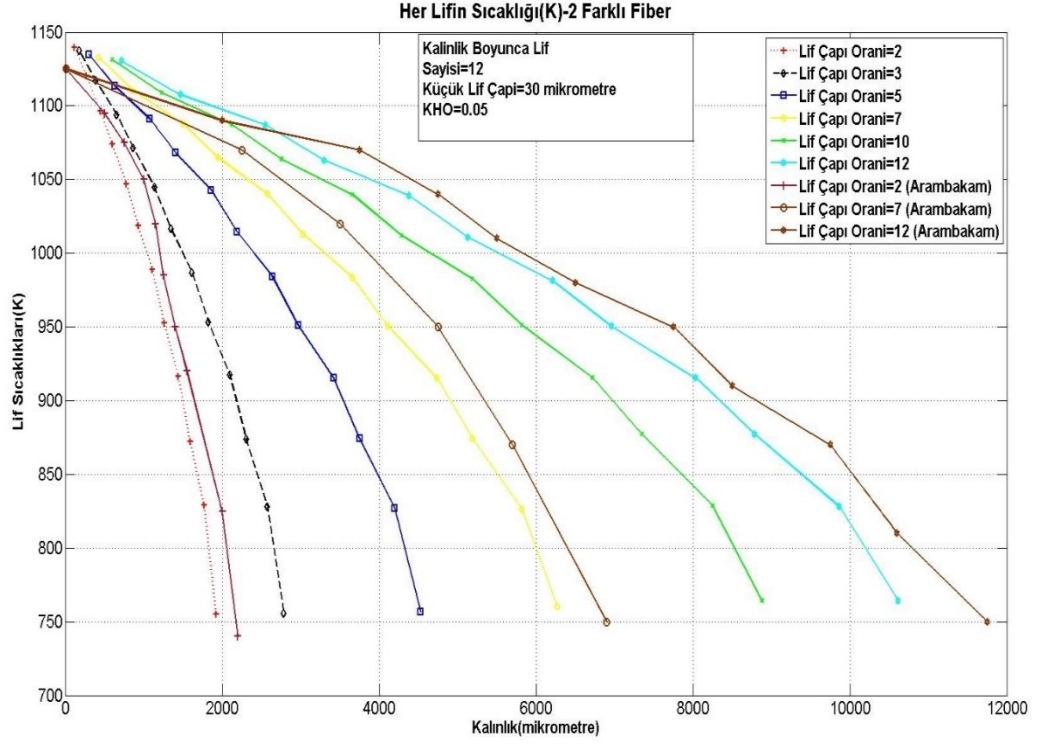


Şekil 8.6 : Farklı lif çaplarında, geçirgenliğin KHO değerine göre değişimi.

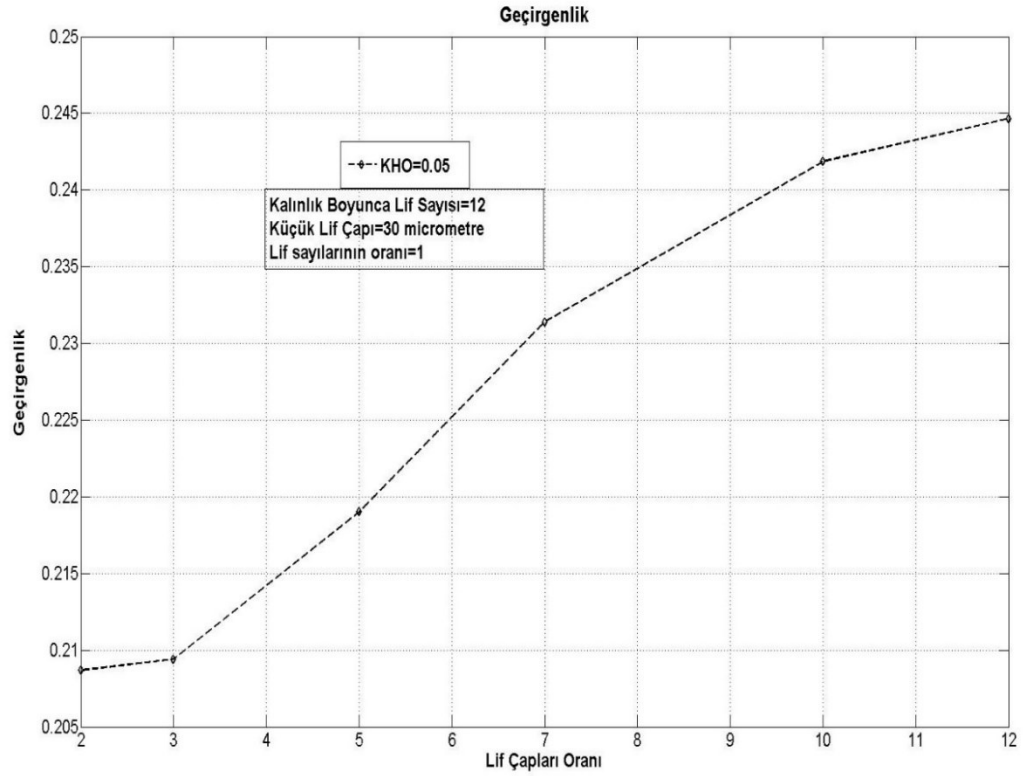
Yalıtım malzemesinin kararlı hal enerji geçirgenliğinde, lif çapının önemini daha iyi anlayabilmek için aynı simülasyon alanı içerisinde farklı çaplarda lifler kullanılarak çalışma genişletilmiştir. Şekil 8.7’de iki farklı çapta lif kullanılarak oluşturulan simülasyon alanı gösterilmiştir. Sınır koşulları burada da aynıdır. Büyük liflerin ve küçük liflerin yerleşimi bir büyük bir küçük lif olarak yapılmış ve her iki çaptaki lif sayılarının eşit olarak yerleştiği kabul edilmiştir. Şekil 8.8’de farklı lif çapı oranlarında KHO değeri sabit kalmak üzere, yalıtım malzemesi içerisindeki sıcaklık dağılımları gösterilmiştir. Burada her yalıtım malzemesinde aynı sayıda lif (6 büyük çaplı ve 6 küçük çaplı) ve katı hacim oranı kullanılmış; dolayısıyla kalınlığın değişmesine izin verilmiştir. Lif sıcaklıklarındaki fark az iken, büyük çaplı lif kullanıldıkça yalıtım malzemesinin kalınlığının artması nedeni ile eğrilerinin eğimleri değişmektedir. Bulunan sonuçlar Arambakam’ın çalışmasındaki sonuçlar ile karşılaştırıldığında değerlerin çok yakın olduğu görülmektedir[2]. Şekil 8.9’da lif çapı oranının, sabit KHO değerinde, geçirgenliği üzerindeki etkisi gösterilmiştir. Lif çapı oranı 2’den 12’ye çıkarılması enerji geçirgenliğini 20% oranında arttırmaktadır. Burada, KHO değerinin sabit olduğu, yani çap büyüdükçe yalıtım malzemesinin kalınlığının da arttığı göz önünde bulundurulmalıdır. Eğer lif çapı artarken kalınlık sabit tutulsaydı, malzemenin enerji geçirgenliğindeki artış daha fazla olurdu.



Şekil 8.7 : İki farklı çaptaki liflerin simülasyon alanındaki dizilimi.



Şekil 8.8 : Lif çapı oranlarının kalınlık boyunca lif sıcaklığına etkisi.

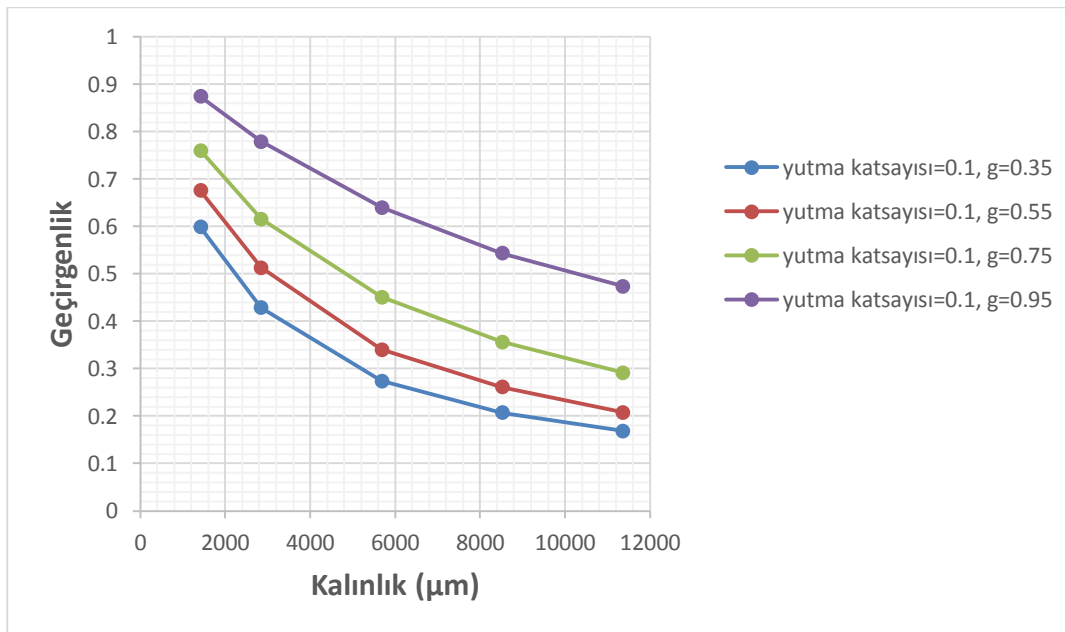


Şekil 8.9 : Geçirgenliğin farklı lif çapı oranlarına göre değişimi.

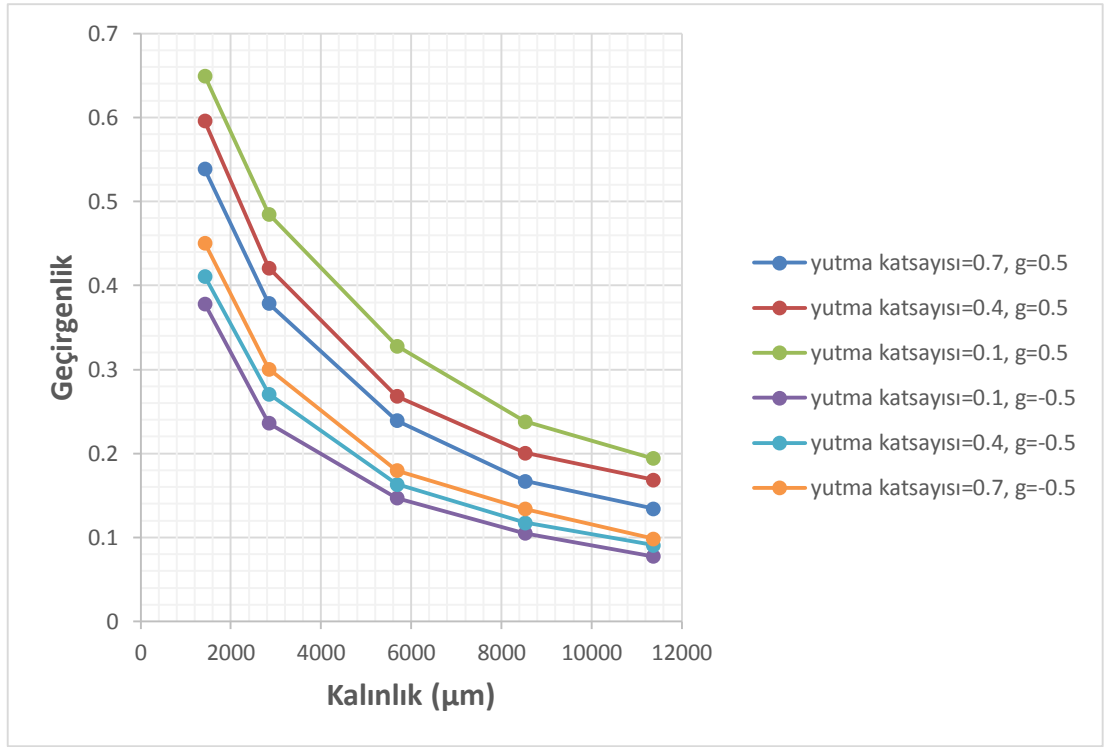
8.2 Mie Saçınımı Bölgesi

Piyasada kullanılan lif esaslı yalıtım malzemelerinin birçoğu, Bölüm 7’de yapılan SEM analizlerinden de görüldüğü gibi, 2-15 μm çapındaki liflerden üretilmektedir. Bu çap değerine göre boyut parametresi (χ) hesaplandığında sonucun büyük çoğunlukla 0.1-10 değerleri arasında olduğu yani Çizelge 3.6’ya göre ışın izleme de kullanılacak yöntemin Mie saçılma teorisi olacağı anlaşılmaktadır.

Şekil 8.10’da Henvey-Greenstein faz fonksiyonu kullanılarak, farklı asimetri faktörleri için elde edilen geçirgenlik (kuyuya ulaşan ışın sayısının kaynaktan çıkan ışına oranı) değerleri gösterilmiştir. Şekilden anlaşılabileceği üzere asimetri faktörü büyüdüğünde ki bu daha ileri yönlü saçılımı temsil eder, enerji geçirgenliği artmaktadır. Bunun sebebi ileri yönlü saçılımda lifler, üzerlerine gelen ışını saçarken, ileriye, yani ısı kuyusuna doğru yöneltmektedirler. Şekil 8.11’de görülen sonuç ise, düşen lif yutma katsayısının asimetri faktörü pozitif iken, yani ileri yönlü saçınım durumunda, enerji geçirgenliğinde bir artışa sebep olurken, asimetri faktörü negatif olduğu durumda, yani geri yönlü saçınım durumunda, enerji geçirgenliğinde bir azalmaya sebep olmasıdır. Bu beklenen bir sonuçtur, çünkü lif yutma katsayısı düştükçe, ışınların lif tarafından saçılma oranı büyür. Yapılan modellemede, ışın lif tarafından yutulduğunda izotropik olarak tekrar yayılırken, saçıldığında ise yayılım asimetri faktörü pozitif olduğunda ileri yönlü, negatif olduğunda ise geri yönlü olmaktadır.



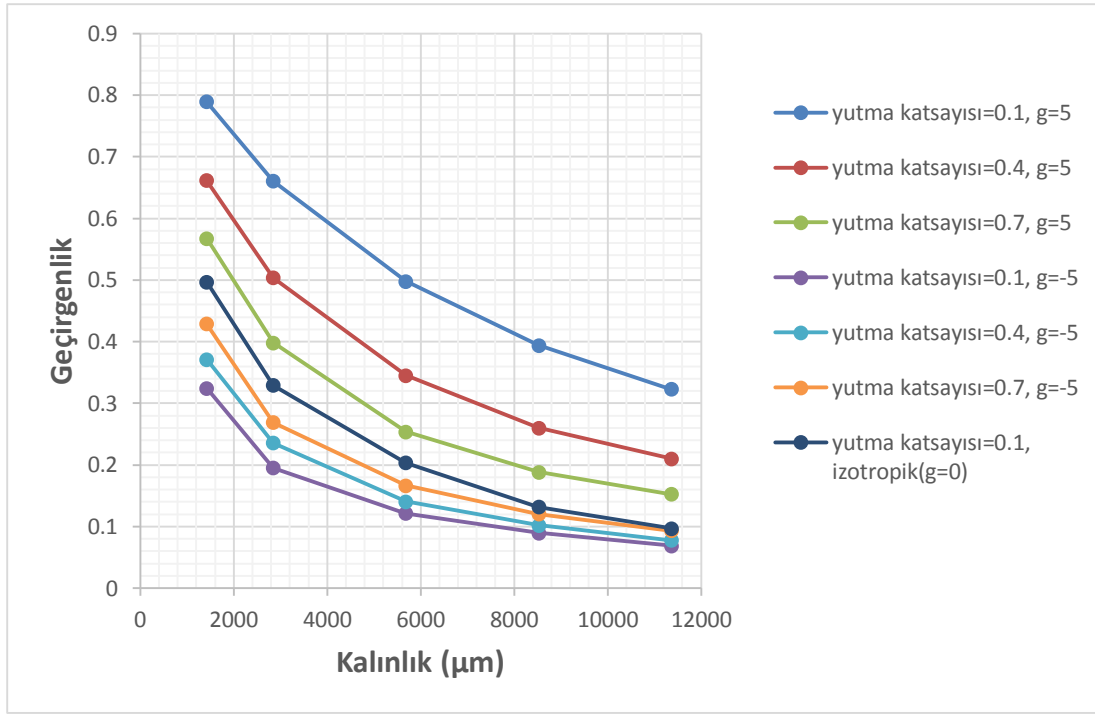
Şekil 8.10 : Kararlı hal enerji geçirgenliğine asimetri faktörünün etkisi.



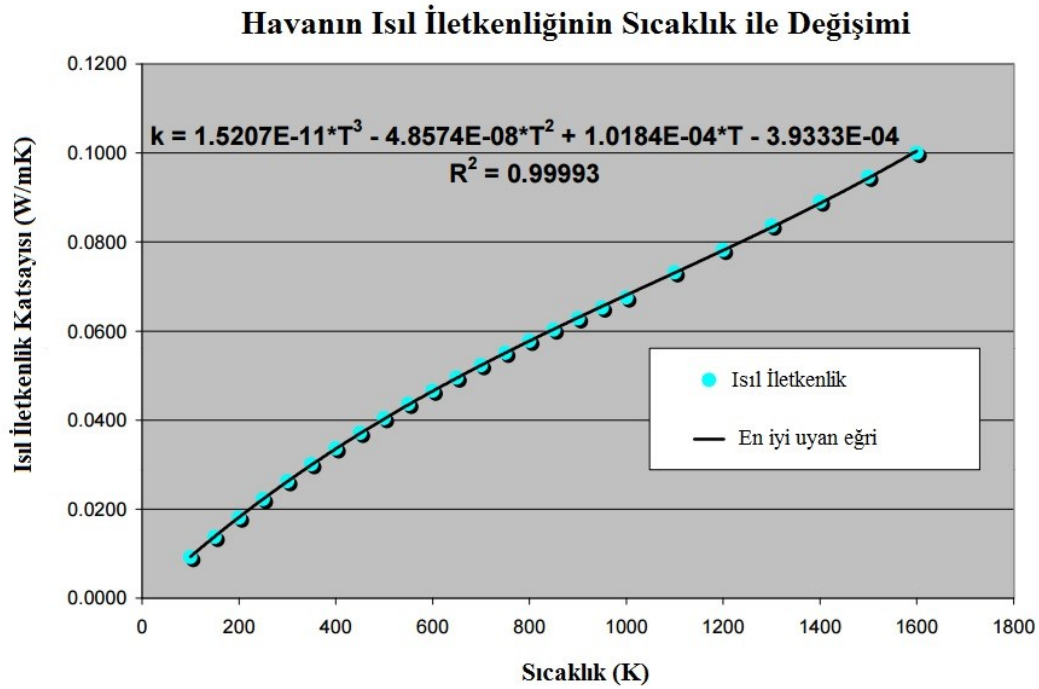
Şekil 8.11 : Kararlı hal enerji geçirgenliğine asimetri faktörünün ve lif yutma katsayısının etkisi (Henvey-Greenstein faz fonksiyonu kullanılarak).

Şekil 8.12’de Mie bölgesindeki saçınımı izotropik ve lineer-anizotropik faz fonksiyonları kullanılarak elde edilen sonuçlar gösterilmiştir. Görüldüğü üzere, Şekil 8.11’dekine benzer olarak asimetri faktörü pozitif olduğunda artan lif yutma katsayısı kararlı hal enerji geçirgenliğinde bir azalmaya sebep olurken, asimetri faktörü pozitif olduğunda kararlı hal enerji geçirgenliğinde bir artışa sebep olmaktadır. Sonuçlar benzer olmasına rağmen, lineer anizotropik faz fonksiyonu kullanıldığında saçınım açısı analitik olarak hesaplanabildiğinden (denklem 4.12) çözüm süresi Henvey-Greenstein faz fonksiyonu ile karşılaştırıldığında önemli ölçüde kısalmaktadır.

Bölüm 4.4’de anlatıldığı gibi elde edilen ve geliştirilen programa girilen asimetri faktörü, lif yutma katsayısı, lif çapı gibi yalıtım malzemesinin optik özelliklerini tanımlayan parametrelere bağlı olarak, programdan malzemenin kararlı hal enerji geçirgenliği elde edilir. Bu geçirgenlik değeri 5.17 denkleminde yerine konulduğunda malzemenin efektif ısı iletim katsayısı elde edilir. Efektif ısı iletim katsayısı (k_{efektif}), iletim katsayısı (k_i) ve ışıınım katsayısının (k_r) toplamıdır. İletim katsayısı gaz iletimi ve katı iletiminin katkıları birlikte düşünülerek denklem 5.7-8 sayesinde elde edilir. Katı iletimi sıcaklık ile değişmez ama gaz iletimi (bu tez çalışmasında hava) artan sıcaklıkla birlikte artar. Havanın ısıl iletkenliğinin sıcaklıkla değişimi Şekil 8.13’te gösterilmiştir.



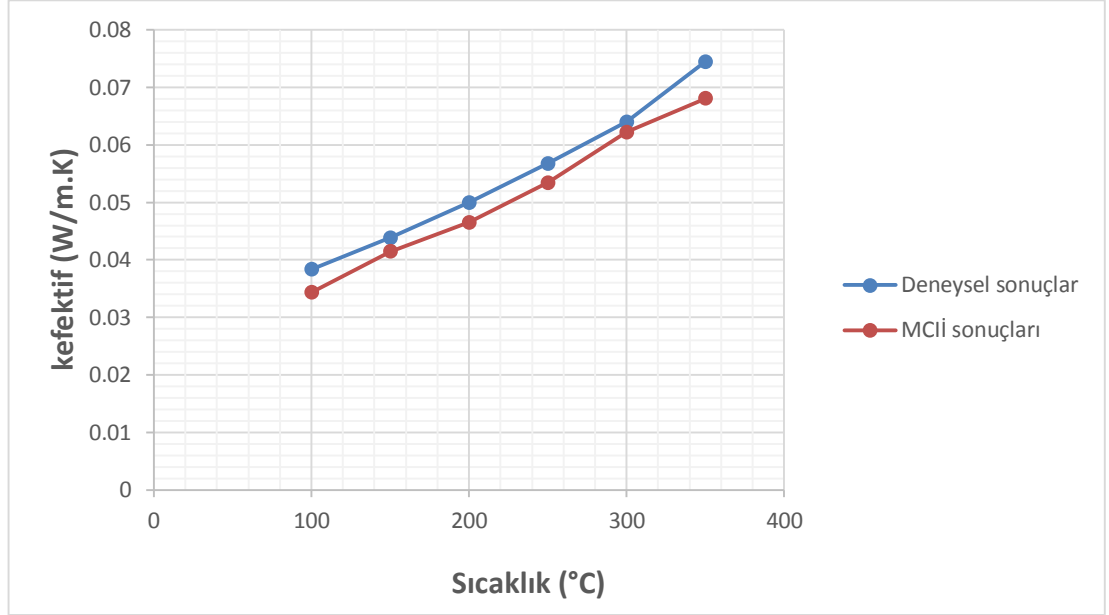
Şekil 8.12 : Kararlı hal enerji geçirgenliğine asimetri faktörünün etkisi ve lif yutma katsayısının etkisi (lineer anizotropik faz fonksiyonu kullanılarak).



Şekil 8.13 : Havanın ısı iletkenliğinin sıcaklığa göre değişimi [36].

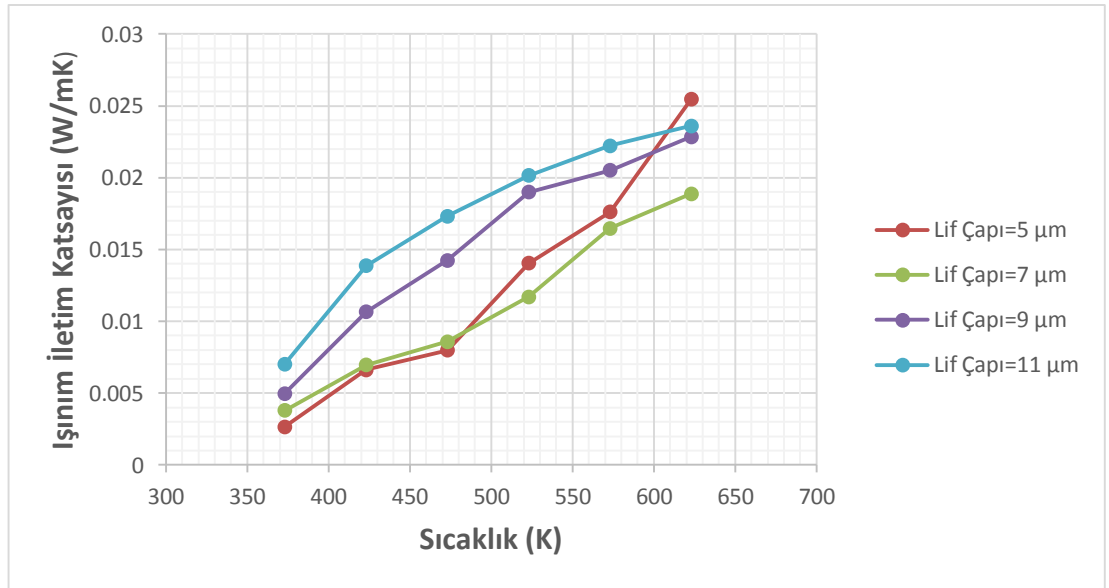
Şekil 7.4'e göre cam yünü için ortalama lif çapı 7 μm olarak alınmış ve programdan elde edilen sonuçlar, sıcak kılavuz levhali deney düzeneği ile elde edilen deneysel

verilerle Şekil 8.14'te karşılaştırılmıştır. Elde edilen sonuçlar, deneysel verilerle uyum içerisinde dir.



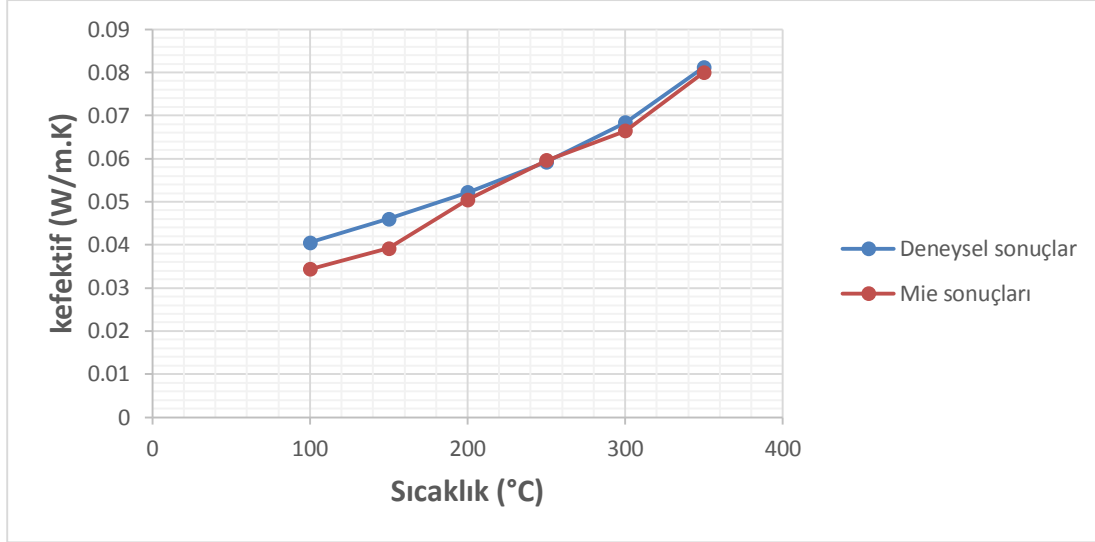
Şekil 8.14 : Cam yünü yalıtım malzemesi için deneysel veriler ile MCIİ yöntemi ile elde edilen sonuçların karşılaştırılması.

Şekil 8.15'te cam yünü yalıtım malzemesi için farklı lif çaplarında ısı iletim katsayılarının karşılaştırılması verilmiştir. Buradan anlaşılmaktadır ki 300-600 K sıcaklık aralığında kullanılacak cam yünü yalıtım malzemeleri için 5-7 μm çapındaki lifler uygun bir seçim olacaktır.



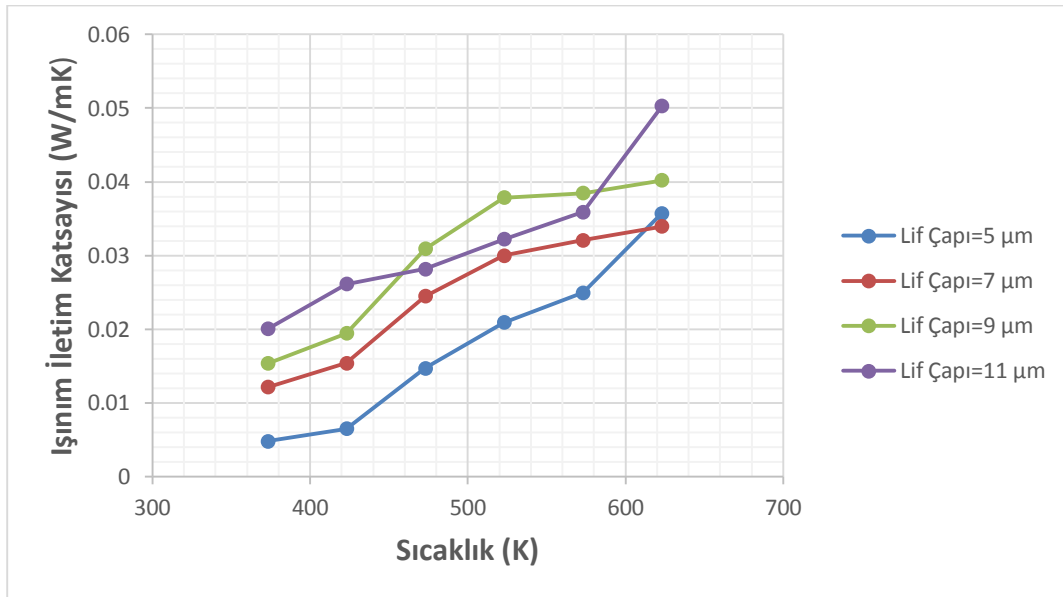
Şekil 8.15 : Cam yünü yalıtım malzemesi için ısı iletim katsayısının lif çapı ile değişimi.

Şekil 7.3'e göre seramik yünü için ortalama lif çapı 5 μm olarak alınmış ve programdan elde edilen sonuçlar, sıcak kılavuz levhalı deney düzeneği ile elde edilen deneysel verilerle Şekil 8.16'da karşılaştırılmıştır. Elde edilen sonuçların, deneysel verilerle uyum içerisinde olduğu gözlenmiştir.



Şekil 8.16 : Seramik yünü yalıtım malzemesi için deneysel veriler ile MCIİ yöntemi ile elde edilen sonuçların karşılaştırılması.

Şekil 8.17'de cam yünü yalıtım malzemesi için farklı lif çaplarında ısıtım iletim katsayılarının karşılaştırılması verilmiştir. Buradan anlaşılmaktadır ki 300-600 K sıcaklık aralığında kullanılacak seramik yünü yalıtım malzemeleri için de 5-7 μm çapındaki lifler uygun bir seçim olacaktır.



Şekil 8.17 : Seramik yünü yalıtım malzemesi için ısıtım iletim katsayısının lif çapı ile değişimi.

9. ÇIKARIMLAR VE ÖNERİLER

Bu çalışmada, lif esaslı yalıtım malzemelerinin mikroyapılarının malzemenin ısı yalıtımı performansına etkileri araştırılmıştır. İletim terimi için ampirik formüller kullanılırken, ışıınım terimi için Monte Carlo Işın İzleme yöntemi kullanılarak geliştirilen kod kullanılmıştır. Yalıtım malzemelerinin mikroyapıları SEM kullanılarak analiz edilmiş ve bulunan sonuçlar geliştirilen koda girdi parametreleri olarak kullanılmıştır. Elde edilen sonuçlar, Sıcak Kılavuz Levhalı deney düzeneğinden elde edilen verilerle karşılaştırılmıştır.

9.1 Çıkarımlar

Bu tez çalışmasında elde edilen sonuçlardan aşağıdaki çıkarımlar yapılabilir:

- Düşük sıcaklıklarda kullanılan yalıtım malzemelerinde etkin ısı geçişi mekanizması iletimdir. Düşük sıcaklıklarda kullanılacak yalıtım malzemelerinin düşük katı hacim oranına sahip olması iletimle ısı geçişini azaltacağından dolayı iyi bir seçim olacaktır.
- Lif yutma katsayısının artması, ileri yönlü saçınma sahip liflerde ısı geçişini arttırmaktadır. Yalıtım malzemelerinde kullanılan lifler çoğunlukla ileri yönlü saçınım yapmaktadırlar. Bu yüzden büyük yutma katsayısına sahip lifler tercih etmek ısı geçişini azaltacaktır.
- Lif esaslı yalıtım malzemelerinde kullanılan lifler için, kullanıldığı sıcaklığa bağlı olarak ışıınımla ısı geçişini minimumda tutabilen bir lifi çapı mevcuttur ve bu lif çapı 400-500 K ortam sıcaklığında cam yünü malzeme için 5-7 μm ve seramik yünü malzemeler için 5 μm olarak alınabilir.
- Yüksek sıcaklıklarda kullanılan malzemelerde etkin ısı geçişi mekanizması iletim ile birlikte ışıınımla ısı geçişidir. Katı hacim oranı arttıkça iletim ile ısı geçişi artarken ışıınım ile ısı geçişi azalır. Bu yüzden yalıtım malzemesinin kullanıldığı ortam koşullarına göre belirlenecek optimum katı hacim oranı belirlenmelidir.

- Yalıtım malzemesi içerisindeki optimum lif çapındaki liflerin sayısı ne kadar çok olursa, malzemenin ısı yalıtım performansı o derece iyi olacaktır. Bu nedenle, farklı malzemeleri karıştırmak ya da farklı çaplarda lif kullanmak iyi bir seçenek değildir.

9.2 Öneriler

Bu tez çalışmasında yapılan çalışma şu çalışmalar yapılarak geliştirilebilir:

- Yalıtım malzemesinin refraktif indeksi ve buna bağlı asimetri faktörü kullanılan her sıcaklık ve çap için mevcut olmadığından, kullanılan değerler mevcut değerler arasında interpolasyon yapılarak bulunmuştur. Daha doğru sonuçlar alabilmek için her sıcaklık ve çap değeri için bu değerler tam olarak bulunabilir.
- Refraktif indeks ve asimetri faktörü değerleri ısı kaynağının sıcaklığında hesaplanmıştır. Daha doğru sonuçların elde edilebilmesi için her lif sıcaklığında refraktif indeks ve asimetri faktörü değerleri hesaplanabilir.
- Yalıtım malzemelerindeki lif çapları değişkenlik gösterirken, bu çalışmada ortalama lif çapı değeri kullanılmıştır. Deney sonuçları ile daha iyi bir uyum elde edebilmek için 3-boyutlu ve gerçeğe uygun dağılımlı lif çaplarındaki, lif dağılımı kullanılabilir.
- Bu çalışmada 2-boyutlu simülasyon alanı kullanıldığından, liflerin ısı geçişine dik ve paralel yöndeki lif oryantasyonunun ısı geçişi üstündeki etkisi araştırılamamıştır. Yapılacak 3-boyutlu analizde, liflerin oryantasyonun ısı geçişine etkisi incelenebilir.
- Bu çalışmada bağımsız saçınım kabulü yapılmıştır. Bağımlı saçınım kabulü yapılarak daha yoğun (yüksek katı hacim oranlı) malzemeler için analiz genişletilebilir.
- Yapılan çalışma yalıtım malzemelerinin geçici rejimdeki ısı geçişi özelliklerini inceleyebilmek için genişletilebilir.

KAYNAKLAR

- [1] **Howell, J.R.** (1997). The Monte Carlo Method in Radiative Heat Transfer, *Journal of Heat Transfer*, **120**, 547–560.
- [2] **Arambakam, R., Hosseini, S.A., Tafreshi, H.V., Pourdeyhimi, B.,** (2011). A Monte Carlo simulation of radiative heat through fibrous media: Effects of boundary conditions and microstructural parameters, *International Journal of Thermal Sciences*, **50**, 935–941.
- [3] **Nisipeanu, E. ve Jones, P.D.,** (2002). Monte Carlo Simulation of Radiative Heat Transfer in Coarse Media, *Journal of Heat Transfer*, **125**, 748–752.
- [4] **Arambakam, R., Tafreshi, H.V., Pourdeyhimi, B.,** (2014). Modeling performance of multi-component fibrous insulations against conductive and radiative heat transfer, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, **71**, 341–348.
- [5] **Larkin, B.K., Churchill, S.W.,** (1959). Heat Transfer by Radiation through Porous Insulations, *A.I.Ch.E. Journal*, **5**, 467–474.
- [6] **Arambakam, R., Tafreshi, H.V., Pourdeyhimi, B.,** (2013). Dual-scale 3D approach for modeling radiative heat transfer in fibrous insulations, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, **64**, 1109–1117.
- [7] **Daryabeigi, K.** (2002). Heat Transfer in High-Temperature Fibrous Insulation, *8th AIAA/ASME Joint Thermophysics and Heat Transfer Conference*, St Louis, MO, June 24-26
- [8] **Tong, T.W. ve Tien, C.L.** (1983). Radiative Heat Transfer in Fibrous Insulations-Part1: Analytical Study, *Journal of Heat Transfer*, **105**, 76–81.
- [9] **Tong, T.W., Yang, Q.S., Tien, C.L.** (1983). Radiative Heat Transfer in Fibrous Insulations-Part2: Experimental Study, *Journal of Heat Transfer*, **105**, 70–75.
- [10] **Veisoh, S. ve Hakkaki-Fard A.** (2009). Numerical Modeling of Combined Radiation and Conduction Heat Transfer in Mineral Wool Insulations, *Heat Transfer Engineering*, **30(6)**, 477–486.
- [11] **Collin, A., Consalvi, J.L., Boulet, P.** (2011). Acute anisotropic scattering in a medium under collimated irradiation, *International Journal of Thermal Sciences*, **50**, 19–24.
- [12] **Kim, T.K. ve Lee, H.** (1988). Effect of anisotropic scattering on radiative heat transfer in two-dimensional rectangular enclosures, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, **31(8)**, 1711–1721.

- [13] **Nicolau, V.P., Raynaud, M., Sacadura, J.F.** (1994). Spectral radiative properties identification of fiber insulating materials, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, **37**, 311–324.
- [14] **Irvine, W.M.** (1963). The asymmetry of the scattering diagram of a spherical particle, *Communication from the Observatory at Leiden*, **17(3)**, 176–184.
- [15] **Hsieh, C.K. ve Su, C.K.** (1978). Thermal radiative properties of glass from 0.32 to 206 μm , *Solar Energy*, **22**, 37–43.
- [16] **Ljungdahl, G., Fellman, J., Ribbing, C.G.** (1991). Infrared optical constants of mineral wool raw materials, *Journal of Non-Crystalline Solids*, **136**, 137–150.
- [17] **Arambakam, R.R.** (2013). Modelling Effect of Microstructure on the Performance of Fibrous Heat Insulation, *Doktora Tezi, Virginia Commonwealth University, Virginia*, 136 s
- [18] **Nield, D.A. ve Bejan, A.** (1999). Convection in Porous Media, 2. Basım, Springer, New York.
- [19] **Spielman, L. ve Goren, S.L.** (1968). Model for Predicting Pressure Drop and Filtration Efficiency in Fibrous Media, *Environmental Science and Technology*, **2(4)**, 279–287.
- [20] **Shou, D., Fan, J., Ding, F.** (2011). Hydraulic permeability of fibrous porous media, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, **54**, 4009–4018.
- [21] **Fred, R.P.** (1986). Integral Methods in Science and Engineering, *Hemisphere, Washington, DC*, syf. 563-574.
- [22] **Demirkaya, G.** (2003). Monte Carlo Solution of a Radiative Heat Transfer Problem in a 3-D Rectangular Enclosure Containing Absorbing, Emitting and Anisotropically Scattering Medium, *Yüksek Lisans Tezi, Orta Doğu Teknik Üniversitesi, Ankara*, 103 s
- [23] **Lowan, A.N. ve Blanch, G.** (1940). Tables of Planck's Radiation and Photon Functions, *Project for the Computation of Mathematical tables*, **30**, 70–81.
- [24] **Michels, R., Foschum, F., Kienle, A.** (2008). Optical properties of fat emulsions, *Optics Express*, **16(8)**, 5907–5925.
- [25] **Milandri, A., Asllanaj, F., Jeandel, G.** (2002). Determination of radiative properties of fibrous media by an inverse method-comparison with the Mie Theory, *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, **74**, 637–653.
- [26] **Brewster, M.Q.**, (1991). Thermal Radiative Transfer and Properties, 2. Basım, John Wiley and Sons, New York.
- [27] **Siegel, R. ve Howell, J.R.** (2002). Thermal Radiation Heat Transfer, 4. Basım, Taylor and Francis, New York, syf. 488.
- [28] **Farmer, J.T. ve Howell, J.R.** (1998). Comparison of Monte Carlo Strategies for

Radiative Transfer in Participating Media, *Advances in Heat Transfer*, **31**, 333–429.

- [29] **Incorpera, F.P., DeWitt, D.P., Bergman, T.L., Lavine, A.S.** (2005). Fundamentals of Heat and Mass Transfer, 6. Basım, John Wiley and Sons, USA, syf. 737.
- [30] **Song, S. ve Yovanovich, M.M.** (1987). Correlation of Thermal Accommodation Coefficient for Engineering Surfaces, *Twenty-fourth National Heat Transfer Conference and Exhibitioni Pittsburg, PA, August 9-12, 1987, New York*, American Society of Mechanical Engineers, 107-116.
- [31] **O'Shea, S.J., Collins, R.E., Pailthorpe, B.A.** (2006). Development of evacuated tubular collectors with over temperature protection, *School of Pyhsics, University of Sydneyi Australia*, 586–590.
- [32] **Arambakam, R., Tafreshi, H.V., Pourdeyhimi, B.,** (2013). A simple simulation method for designing fibrous insulation materials, *Materials and Design*, **44**, 99–106.
- [33] **TS ISO 8302**, (Nisan 2002). Isı yalıtımı - Kararlı halde ısıl direncin ve ilgili özelliklerin tayini - Mahfazalı sıcak plaka cihazı, *Türk Standardı* .
- [34] **Ogata, K.,** (2002). Modern Control Engineering, 4. Basım, Printice Hall, syf. 684.
- [35] **TS-EN 1946-2**, (Aralık 2008). Yapi Malzemeleri Ve Ürünlerinin Isil Performansi- Isı Aktarma Özelliklerini Ölçen Laboratuvarların Degerlendirilmesi İçin Özel Kriterler - Bölüm 2: Mahfazalı Sıcak Tabla Metodu Ile Yapılan Ölçmeler, *Türk Standardı*.
- [36] **Url-1** <http://bouteloup.pierre.free.fr/lica/phythe/don/air/air_k_plot.pdf>, alındığı tarih: 20.07.2015.

EKLER

EK A: MATLAB Programlama Kodları (CD içerisinde)

ÖZGEÇMİŞ

Ad Soyad: Orkun DOĞU

Doğum Yeri ve Tarihi: Bursa – 11.02.1989

E-Posta: doguo@itu.edu.tr

Lisans: İstanbul Teknik Üniversitesi Makina Mühendisliği Bölümü (2013)

Yüksek Lisans: İstanbul Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü (devam ediyor)