

MUSTAFA KEMAL ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
MAKİNA MÜHENDİSLİĞİ ANABİLİM DALI

**DARBELİ LASER-METAL ETKİLEŞİMİ SIRASINDA MALZEMEDEKİ
SICAKLIK DAĞILIMININ KİNETİK TEORİ YARDIMIYLA ANALİZİ**

98216

NURHAN ADİL ÖZTÜRK

YÜKSEK LİSANS TEZİ

ANTAKYA
HAZİRAN 2000

T.C. YÜKSEK ÖĞRETİM KURULU
DOKÜMANİSYON MERKEZİ

Mustafa Kemal Üniversitesi

Fen Bilimleri Enstitüsü Müdürlüğüne,

Yrd.Doç.Dr. Ali KOÇ danışmanlığında *Nurhan Adil Öztürk* tarafından hazırlanan bu çalışma *28/06/2000* tarihinde aşağıdaki jüri tarafından *Makina Mühendisliği* Ana Bilim Dalında *Yüksek Lisans* tezi olarak kabul edilmiştir.

Başkan

Prof. Dr. İrtugrul BALTACIOĞLU

İmza:

Üye

Yrd. Doç. Dr. Ali KOÇ

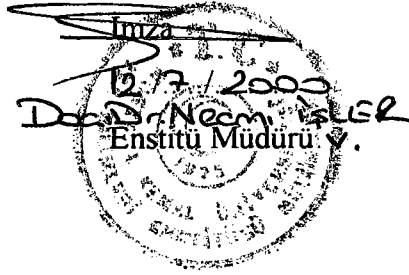
İmza:

Üye

Yrd. Doç. Dr. Yıldız KOÇ

İmza:

Yukarıda imzaların adı geçen öğretim üyelerine ait olduğunu onaylarım.



Kod No: 42

ÖZET

Teknolojinin hızlı gelişmesiyle birlikte Laserin imalat sanayiinde kullanımı düşük maliyet ve yüksek hassasiyetten dolayı çok önemli bir yer oluşturmuştur. Laserin imalat sanayisinde kullanılmaya başlanması nedeniyle Laser metal etkileşimi sırasında oluşan ısı transferi malzemenin bilinçli işlenmesi açısından son derece önem kazanmaktadır. Yapılan bu çalışmada Darbeli Laserle metalin işlenmesi esnasındaki ısı transferi, üç farklı darbe şekli ve dört ayrı malzemede, elektron kinetik teori modeli kullanılarak incelenmiş ve sonlu farklar metodu ile nümerik çözümleri yapılmıştır. Isı transfer modelinde, iletim ve ergimeden sonra konveksiyonla ısı transferi de göz önüne alınarak, malzeme derinliği boyunca değişik zamanlardaki sıcaklık dağılımı incelenmiştir.

Bu çalışmada malzemenin darbeli laser ile işlenmesi esnasında meydana gelen ısı transfer olayları literatürde verilen üç ayrı darbe için incelenmiş ve sonlu farklar metodu kullanılarak nümerik çözümler yapılmıştır. İlk olarak ısı iletim problemi ele alınıp ergime sıcaklığına kadar malzeme içerisindeki sıcaklık dağılımı için elektron kinetik teori modeli uygulanarak çözüm yapılmıştır. Malzeme ergime sıcaklığına ulaştıktan sonra, taşınım ile ısı transferi de başladığından ısı iletimi ve ısı taşınımı birlikte ele alınıp elektron kinetik teori modeli kullanılarak çözüm yapılmıştır.

Her üç darbeye de zamana ve faz dönüşümlerine bağlı olarak sıcaklık dağılımlarının malzeme derinliğine göre değişimi incelenmiştir. Kullanılan üç darbenin toplam güç yoğunlukları 428517 J/m^2 de sabit tutularak Çelik, Nikel, Tantalum, ve Titanyum olmak üzere dört farklı malzemede yüzeye dik doğrultuda, tek boyutlu ve zamana bağlı sıcaklık dağılımlarının malzemelerin termodinamik özelliklerine bağlı olarak değişimleri hesaplanmış, gerekli grafikler çizilmiş ve birbirleriyle mukayeseleri yapılmıştır. Nümerik çözümler yazılan bir bilgisayar programı ile yapılmıştır.

2000, 81 sayfa

Anahtar kelimeler: Laser enerjisi, Laser-metal etkileşimi, kinetik teori, sıcaklık dağılımı ve darbeli laser

ABSTRACT

With the rapid advances in the related technologies, Laser material processing techniques are proving to be very important due to their low-cost and precision processing features. Because of their wide use in manufacturing industry, heat transfer and material behavior in laser processing becomes an important issue that determines the overall process performance. In this work, as a part of the research in understanding the underlying principles of heat transfer and metal behavior under a laser beam, there different laser stroke types have been tested on four different materials for which kinetic theory is used to understand the underlying principles. As a result, numerical solutions are provided which use finite elements as the numerical solution method. In the heat transfer model, conduction and convection, which occur after the melting point, techniques are used to determine the temperature distribution within depth of the material being processed.

In this work, heat transfer mechanism has been studied for the three different stroked laser beam types given in the literature and as a result numerical solution are provided using finite elements numerical solutions technique. Firstly, the heat transfer problem is tackled and solutions are provided for the processed material being below melting point. After the melting point, in addition to the conduction, convection heat transfer mechanism becomes a part of the process and the presented work uses kinetic theory to model and to provide solution for the problem.

For the three types of laser beam specification chosen, the temperature distribution in the four different materials is investigated. The power rating for all three stroked laser beams is kept constant at 428517 J/m^2 and solutions are carried out on four different materials, steel, nickel, tantalum and titanium. One-dimensional and time-dependant temperature distribution for each material and for each beam type is calculated and related graphics are generated and comparisons are made. The numerical solutions of the complex differential equations are achieved using a software that uses finite elements as the numerical solution method.

2000, 81 pages

Key Words: Laser energy, Laser-material interaction, kinetic theory, temperature distribution and stroked laser

ÖNSÖZ

Laser-metal etkileşimi esnasında, laser ışınının güç yoğunluğu çok fazla olduğundan malzeme yüzeyindeki sıcaklık ile birkaç mikron derinlikteki malzeme sıcaklığı arasında çok kısa sürede çok yüksek sıcaklık farkları oluşmaktadır. Sıcaklık farklarının çok yüksek olduğu durumlarda ısı transferinin ve malzemedeki sıcaklık dağılımlarının hesabında Fourier denklemleri kullanıldığı zaman hesaplardaki hata oranı çok artmaktadır. Bu nedenle laser metal etkileşimi gibi çok yüksek sıcaklık farklarının ortaya çıktığı ısıtma işlemlerinde malzemedeki sıcaklık dağılımlarının hesaplanmasında hata oranlarını azaltmak için kinetik teori yaklaşımı ile oluşturulan bir model uygulanmaktadır. Bu çalışmada laser metal etkileşiminde malzemedeki sıcaklık dağılımlarının hesaplanmasında bu model kullanılmıştır. Sıcaklık dağılımı incelenirken, yüzeyden radyasyonla olan ısı kayıpları ihmal edilmiş ve ısı transferinin malzeme derinliği boyunca olduğu kabul edilmiştir.

Bu çalışmada, uygulamada kullanılan darbeli laserlerin özellikleri incelenmiş, bu darbe şekillerinden literatürde geçen üç değişik darbe seçilmiş ve bu darbe şekillerine göre hesaplamalar yapılmıştır. Önceki çalışmalar incelenip yorumlanarak daha sonraki çalışmalarda yapılması gerekenlere ışık tutulmaya çalışılmıştır.

Yüksek lisans tez konumun belirlenmesinde ve çalışmalarımın her aşamasında yardımlarını esirgemeyen, değerli fikir ve katkılarıyla bu çalışmaya ışık tutan ve yönlendiren danışman hocam, Sayın Yrd. Doç. Dr. Ali KOÇ' a (Mustafa Kemal Üniversitesi Mühendislik Mimarlık Fakültesi) ve yardımlarını gördüğüm tüm arkadaşlarıma teşekkür ederim. Ayrıca bütün tez çalışmam boyunca sabırla her türlü desteğini esirgemeyen eşim Orman Mühendisi Ayşen Öztürk' e sevgi ve saygılarımı sunarım.

İÇİNDEKİLER

ÖZET.....	i
ABSTRACT.....	ii
ÖNSÖZ.....	iii
ÇİZELGELER DİZİNİ.....	vi
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	vii
SİMGELER DİZİNİ.....	ix
1. GİRİŞ.....	1
1.1. Laser.....	1
1.1.1. Laserin tarihçesi.....	3
1.1.2. Laser ışığının özellikleri.....	3
1.1.3. Laserin çalışma prensibi.....	4
1.1.4. Pompalama olayı.....	5
1.1.5. Katı laserler.....	7
1.1.6. Gaz laserler.....	8
1.1.7. Darbeli CO ₂ laserde Q- anahtarlama tekniği.....	10
1.1.8 CO ₂ laserin uygulamaları.....	11
1.2. Laserin Endüstriyel Uygulamaları.....	11
1.3. Laser-Metal Etkileşimi.....	13
1.3.1. Katı hal etkileşimleri.....	17
1.3.2. Sıvı hal etkileşimleri.....	18
1.3.3. Buharlaşma ve iyonizasyon.....	19
1.3.4. Absorbsiyon	21
1.3.5. Kafes titreşimlerinin kuantumu.....	23
1.3.6. İyonik emisyon.....	24
2. ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR.....	26
3. MATERYAL VE YÖNTEM.....	28
3.1. Materyal.....	28

3.2. Yöntem.....	29
3.2.1. Isı transfer modeli.....	30
3.2.2. Matematik model.....	31
3.2.3. Buharlaştırmanın etkilerini ihtiva eden laser ısıtma mekanizması.....	38
3.2.4. Kinetik teori yaklaşımı ile ısı taşınımının matematik modellenmesi.....	39
3.2.5. Darbeli ısıtmanın matematik modeli.....	48
3.2.6. Kinetik teori yaklaşımı ile ısı iletimi ve ısı taşınımı denkleminin nümerik çözümü.....	51
3.2.7. Explicit metot.....	52
3.2.8. İntegrallerin indirgenmesi.....	54
4. ARAŞTIRMA BULGULARI VE TARTIŞMA.....	60
4.1. Laser Darbelerinin Zamana Göre Güç Yoğunluklarının Değişimi.....	60
4.2. Laser Malzeme Etkileşimi.....	62
4.2.1. Laser-Çelik Etkileşimi.....	63
4.2.2. Laser-Nikel Etkileşimi.....	66
4.2.3. Laser-Tantalum Etkileşimi.....	69
4.2.4. Laser-Titanyum Etkileşimi.....	72
5. SONUÇ VE ÖNERİLER.....	75
KAYNAKLAR.....	77
ÖZGEÇMİŞ.....	81

ÇİZELGELER DİZİNİ

Çizelge 1.1. Örgü kafesinde meydana gelen dalgalar.	23
Çizelge 3.1. Malzemelerin fiziksel özellikleri.	29



ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 1.1.	İki seviyeli enerji sistemi.....	4
Şekil 1.2.	Dört enerji seviyeli laser sistemi.....	6
Şekil 1.3.	Üç enerji seviyeli laser sistemi.....	6
Şekil 1.4.	Ruby laseri.....	8
Şekil 1.5.	CO ₂ laseri.....	8
Şekil 1.6.	CO ₂ vibrasyon modları.....	9
Şekil 1.7.	CO ₂ laserde Q anahtarlama tekniği diyagramı.....	10
Şekil 1.8.	Laser Işını ve Katı Haldeki Malzemenin Etkileşimi.....	15
Şekil 1.9.	Laser Işını ve Malzemenin Etkileşimi Sırasında Yüzeyde Ergime.....	15
Şekil 1.10.	Derin nüfuziyet Esnasında Laser Işını-Malzeme Etkileşimi.....	16
Şekil 1.11.	Laser Işını-Malzeme Etkileşimi Sırasında, Buhar bulutunun Işın Zayıflamasına Etkisi.....	16
Şekil 3.1.	Üç değişik darbeli laser güç yoğunluğunun zamana göre değişimi.....	29
Şekil 3.2.	Elektronların hareketi.....	35
Şekil 3.3.	Hayali ayna kabulü ile elektronların hareket yönü.....	35
Şekil 4.1.	Darbe-1 Laser güç yoğunluğunun zamana bağlı değişimi.....	60
Şekil 4.2.	Darbe-2 Laser güç yoğunluğunun zamana bağlı değişimi.....	61
Şekil 4.3.	Darbe-3 Laser güç yoğunluğunun zamana bağlı değişimi.....	61
Şekil 4.4.	Çelik’ de Darbe-1 in etkisiyle (428517 J/m ² sabit güç yoğunluğundaki laser ışını etkisi sonucu) oluşan farklı zamanlardaki sıcaklık dağılımlarının malzeme derinliğine göre değişimi.....	64
Şekil 4.5.	Çelik ’de Darbe-2 in etkisiyle (428517 J/m ² sabit güç yoğunluğundaki laser ışını etkisi sonucu) oluşan farklı zamanlardaki sıcaklık dağılımlarının malzeme derinliğine göre değişimi.....	65
Şekil 4.6.	Çelik’ de Darbe-3 ün etkisiyle (428517 J/m ² sabit güç yoğunluğundaki laser ışını etkisi sonucu) oluşan farklı zamanlardaki sıcaklık dağılımlarının malzeme derinliğine göre değişimi.....	65

Şekil 4.7.	Nikel 'de Darbe-1 in etkisiyle (428517 J/m^2 sabit güç yoğunluğundaki laser ışını etkisi sonucu) oluşan farklı zamanlardaki sıcaklık dağılımlarının malzeme derinliğine göre değişimi.....	67
Şekil 4.8.	Nikel' de Darbe-2 nin etkisiyle (428517 J/m^2 sabit güç yoğunluğundaki laser ışını etkisi sonucu) oluşan farklı zamanlardaki sıcaklık dağılımlarının malzeme derinliğine göre değişimi.....	68
Şekil 4.9.	Nikel 'de Darbe-3 ün etkisiyle (428517 J/m^2 sabit güç yoğunluğundaki laser ışını etkisi sonucu) oluşan farklı zamanlardaki sıcaklık dağılımlarının malzeme derinliğine göre değişimi.....	68
Şekil 4.10.	Tantalum 'da Darbe-1 'nin etkisiyle (428517 J/m^2 sabit güç yoğunluğundaki laser ışını etkisi sonucu) oluşan farklı zamanlardaki sıcaklık dağılımlarının malzeme derinliğine göre değişimi.....	70
Şekil 4.11.	Tantalum 'da Darbe-2 'nin etkisiyle (428517 J/m^2 sabit güç yoğunluğundaki laser ışını etkisi sonucu) oluşan farklı zamanlardaki sıcaklık dağılımlarının malzeme derinliğine göre değişimi.....	71
Şekil 4.12.	Tantalum 'da Darbe-3 'ün etkisiyle (428517 J/m^2 sabit güç yoğunluğundaki laser ışını etkisi sonucu) oluşan farklı zamanlardaki sıcaklık dağılımlarının malzeme derinliğine göre değişimi.....	71
Şekil 4.13.	Titanyum 'da Darbe-1 'nin etkisiyle (428517 J/m^2 sabit güç yoğunluğundaki laser ışını etkisi sonucu) oluşan farklı zamanlardaki sıcaklık dağılımlarının malzeme derinliğine göre değişimi.....	73
Şekil 4.14.	Titanyum 'da Darbe-2 'nin etkisiyle (428517 J/m^2 sabit güç yoğunluğundaki laser ışını etkisi sonucu) oluşan farklı zamanlardaki sıcaklık dağılımlarının malzeme derinliğine göre değişimi.....	74
Şekil 4.15.	Titanyum 'da Darbe-3 'ün etkisiyle (428517 J/m^2 sabit güç yoğunluğundaki laser ışını etkisi sonucu) oluşan farklı zamanlardaki sıcaklık dağılımlarının malzeme derinliğine göre değişimi.....	74

SİMGELER DİZİNİ

A	: Termoiyyonik Sabit
c	: Işıık Hızı (m/s)
c _v	: Sabit Hacimde Özgöl Isı (J / kg K)
c _p	: Sabit Basınçda Özgöl Isı (J / kg K)
E	: Potansiyel Enerji (V)
E _x	: Tek Bir Yönde Molekülün Enerjisi (J)
E _{s,t}	: Elektron Enerjisi (J)
E _{x,t}	: Fonon Enerjisi (J)
f	: Elektronlardan Fononlara Enerji Transfer Katsayısı
G	: Buharlaşıan Atom Sayısı
g	: Yer Çekim İvmesi (m / s ²)
h	: Planck's Sabiti (6.62620 10 ⁻³⁴ Js)
I ₀	: Lazer Çıkış Gücü (W / m ²)
I	: Termoiyyonik Yoğunluk (W / m ²)
I _s	: Doyma Akımı / Maksimum Akım (Amp s / cm ²)
K	: Isı İletim Katsayısı (W /m K)
k _B	: Boltzman Sabiti (1.38 10 ⁻²³ J / K)
m	: Elektron Kütlesi (9.10956 10 ⁻³¹ kg)
M	: Molekül kütlesi (kg)
n	: Foton Sayısı
N	: Elektron Sayı Yoğunluğu (m ⁻³)
N _f	: T sıcaklığında, Birim Hacimde Serbest Moleküllerin Sayısı
N _h	: Birim Hacimdeki Boşlukların Sayısı
N ₀	: Birim Hücredeki Kafes Sayısı
N _{bm}	: Birleşik Moleküllerin Sayısı
N _{ev}	: Yüzeye Doğru Net Kütle Akısı
N _{sx}	: s den x e Doğru Hareket Eden Serbest Moleküllerin Sayısı
P _h	: Boşlukla Moleküllerin Çarpışma İhtimali
P _{fm}	: Serbest Bir Molekülün Çarpışma İhtimali
P _{bm}	: Bağlı Bir Molekülün Çarpışma İhtimali

- r : DC elektrik Direncinin Bir Fonksiyonu
 S : Kafes Titreşimi Noktasında bir atomun yer değiştirmesi
 $T(s,t)$: Elektron Sıcaklığı (K)
 $T(x,t)$: Fonon Sıcaklığı (K)
 U : Serbest Molekölü Elde Etmek İçin Gerekli (Aktivasyon) Enerji (J)
 U_0 : Buharlaşma Gizli Isısı (J / kg)
 $U(s)$: Serbest Bir Molekölün s Pozisyonunda Aktivasyon Enerjisi (J)
 $U(x)$: Serbest Bir Molekölün x Pozisyonunda Aktivasyon Enerjisi (J)
 s_x : s den x e Serbest Moleküllerin Bağlı Hızı (m / s)
 v : Özgül hacim
 V_e : Elektron Hızı (m / s)
 V_f : Serbest Moleküllerin Ortalama Hızı (m / s)
 V_m : Maksimum Elektron Hızı (m / s)
 V_s : Yüzeyin Buharlaşma Hızı (m / s)
 V_x : Moleküllerin x yönündeki Ortalama Hızı (m / s)
 V_{th} : Isı Hızı (m / s)
 V_{sx} : İzafi Hız (m / s)
 Δx : Derinlik Artışı (m)
 Δt : Zaman Artışı (m)
 ν : Fotonun Frekansı
 ω : Açısal Frekans
 ψ : Termoyonik İş Fonksiyonu
 ρ : Şarj Aralık Yoğunluğu
 ϵ : Şarj Dielektrik Sabitesi ($10^{-9} / 36 \pi$)
 ϕ : Fotoelektrik İş Fonksiyonu
 ψ_1 : Bir Atomun İyonizasyon Potansiyeli (eV)
 δ : Absorpsiyon Katsayısı (m^{-1})
 $\langle \dots \rangle$: Isıl Dengede Ortalamayı Gösterir
 ζ : Moleküllerin yüzeyden kaçma ihtimali.
 $\phi(s,t)$: t Zamanının s Pozisyonunda Kafes Sıcaklığı
 $\phi(x,t)$: t Zamanının x Pozisyonunda Kafes Sıcaklığı

- τ : Elektronların birbirleriyle temas zamanı (sn)
 λ : Elektronların serbest yolu (m)
 μ : Moleküllerin serbest yolu (m)



1. GİRİŞ

Bu çalışmada, darbeli Laser metal etkileşimi sırasında malzemedeki sıcaklık dağılımının kinetik teori yardımıyla analizi yapılmıştır. Malzemenin darbeli Laser ile işlenmesi esnasında meydana gelen ısı transfer olayları iki ana grupta, üç ayrı darbe için incelenmiş ve sonlu farklar metodu uygulanarak nümerik çözümler yapılmıştır. İlk olarak ısı iletim problemi ele alınmış ve buna bağlı olarak elektron kinetik teori modeli kullanılarak çözüm yapılmış, akabinde malzeme ergime sıcaklığına ulaştıktan sonra, taşınım ile ısı transferi de başladığı için, ısı iletimi ve taşınımı birlikte ele alınarak elektron kinetik teori modeli kullanılarak çözüm yapılmıştır.

Laser-metal etkileşimi esnasında iki temel problem ortaya çıkmaktadır. Birincisi laser- metal etkileşimi esnasında metalin ısınması ve buna bağlı olarak iletim olayını açıklamak, ikincisi ise malzeme ergime sıcaklığına ulaştıktan sonra taşınım ile ısı transferi de başladığından taşınımın çözümüdür.

Meydana gelen ısı transfer olayları üç ayrı darbe için ayrı ayrı hesaplanmıştır. Her üç darbeye zamana ve faz dönüşümlerine bağlı olarak malzeme içerisindeki ve yüzeyindeki sıcaklık dağılımları incelenmiştir. Geliştirilen bir bilgisayar programı yardımıyla dört değişik malzemedeki, (çelik, nikel, tantalum, titanyum) 428517 J/m^2 sabit güç yoğunluğundaki üç değişik darbenin zamana bağlı ve tek boyutlu olarak malzeme derinliği boyunca oluşturduğu sıcaklık değişimi malzemelerin termodinamik özellikleri göz önüne alınarak hesap edilmiş, grafikleri çizilmiş ve birbirleri ile mukayese edilmiştir.

1.1. Laser

1940 ların sonlarına doğru ve 1960' ların başlarında, kuantum fiziği, dünya ve teknolojisine iki inanılmaz katkıda bulundu; bunlardan birincisi transistör ki bilgisayarları doğurmuştur ikincisi ise laserlerdir. Bu ikisi, teknolojimizi ve hayatımızı büyük ölçülerde değiştirdi.

Laserin önemini anlamak için önce biraz karakteristiğine ve normal ışıktan farkına bakalım: Laser ışını herhangi bir ışık kaynağından daha yoğun ve şiddetlidir. Bazı

laserlerin şiddetine ulaşmak için bir cisim 10^{30} Kelvin'e kadar ısıtılmalı ki o yoğunlukta ışık yaysın. Bir lambadaki tungsten 3000 Kelvin, güneş ise 10^8 Kelvin sıcaklığındadır. Laser son derece düzgün bir ışıktır ve çok az sapar. Bir keresinde Dünyadan gönderilmiş olan Laser ışını Apollo 11'in Aya bıraktığı bir aynadan yansıyıp hiç sapmadan geri dönmüştür. Işığın bu seyahatinde aldığı toplam yol 750.000 km idi. Laser ışını keskin bir şekilde hedeflendirilebilir ama normal ışık her yöne dağılır; bu da demektir ki Laser ışını küçük bir yere büyük enerjiler verebilir ve böylece çok ince işler yapılabilir.

Laser Uyarılmış ışımaya yayılımı ile ışığın şiddetlendirilmesi anlamına gelen " Light Amplification by stimulated Emission of Radiation " sözcüklerinin baş harfleri alınarak LASER olarak adlandırılmıştır.

Laser hemen hemen elli yıllık bir araştırma ve çalışma sonucunda 1960 yılında ortaya konulabilmiştir. Gelişen günümüz teknolojisinde mühendislikte, araştırma laboratuvarlarında, haberleşmede, tıp ve savunma sanayisi gibi bir çok alanda kullanılmaktadır.

Laserin en önemli özelliği atomik veya moleküler enerjiyi elektromanyetik enerjiye çeviren elektro-optik bir sistemdir. Bir kaynağın yaydığı elektromanyetik dalgaların, dalga boyları bir cm civarında ise böyle dalgalara mikro dalga, bu tip kaynaklara da maser denir. Eğer yayılan dalgaların dalga boyları kızıl ötesi veya mor ötesi bölgede ise bu tür dalgaları üreten veya yayan kaynaklara da laser denir.

1916 yıllarında uyarılarak enerji düzeyleri yükseltile atomların, kendiliklerinden daha alt bir enerji düzeyine düşmeleri sırasında bir enerji yaydıkları biliniyordu. Çözülmesi gereken problem kendiliğinden olan bu değişmeyi kontrol altına alabilmek, enerjiyi belli bir dalga üzerinde toplayarak istenilen şiddete yükseltebilmektir.

1953 yılında Gordon ve arkadaşları NH_3 molekülündeki N atomlarını yüksek frekanslı elektriksel alanda uyararak bunların H atomlarının belirttiği düzleme dik doğrultuda titreştirmeyi başardılar. (GORDON ve ark. 1961) Böylece 1.25 cm dalga boyunda elektromanyetik dalga üreten ve yayan ilk maseri buldular. Maser ışımasından laser ışımaya geçebilmek için yedi sene beklemek gerekmiştir. İlk kez Yakut laserini 1960 yılında Maiman geliştirerek laser çağını başlatmıştır.

1.1.1. Laserin tarihçesi

İlk olarak 1958 yılında Schowlaw tarafından teorik olarak laserin meydana gelebileceği ortaya atıldı. Bu teori ile 1960 yılında Maiman ilk yakut laseri geliştirerek, Ruby kristalinden laser ışını üretmeyi başardı. Böylece ilk darbe esaslı katı laser meydana getirilmiş oldu. Maiman'ın bu buluşundan sonra bu alana yönelen araştırmacılar çok kısa zamanda elli çeşit laser geliştirdiler. Bu laserler yaydıkları dalgaların boylarına, kullanılan aktif malzemenin cinsine ve güçlerine göre değişmektedir. 1960 yılının sonuna doğru Jovan, Bennet ve Herrat tarafından Helyum-Neon laseri yapılarak ilk gaz laseri imal edilmiş olup, 1962 yılında Stevenson yarı iletkenlerle çalışan laseri bularak laser çağının büyük bir hızla gelişmesini sağladı ve 1964'de Patel karbondioksit gaz laserini geliştirdi. (RILEY 1974)

Günümüzde ilerleyen laser teknolojisi ile istenilen dalga boyunda ışınım yapan ve çıkış gücü miliwatt ve kilowatt seviyesinde değişen katı, sıvı ve gaz laserin imalatı mümkün olmaktadır.

1.1.2. Laser ışığının özellikleri

- Laser ışığı çok az dağılan bir ışıdır.
- Laser ışığı hemen hemen tek frekanstadır.
- Laser ışığının gücü yüksektir.
- Laser ışığını oluşturan elektromanyetik dalgalar birbirleri ile uyum içinde ilerler.

Laser ışığının dağılması ve yayılması hemen, hemen yok gibidir laser çıkışında çapı 5 mm olan bir laser ışığı 100 m. sonra çapı en fazla 7 mm olur. Çaptaki bu değişmezliği sağlamak için her hangi bir yönlendirici merceğe de ihtiyaç yoktur.

Laser ışığı tek frekanslı olduğundan tek renktedir. (Yeşil ve kırmızı gibi). Halbuki normal ışık kaynakları görülebilen her frekansta ışık yayarlar ve buna beyaz ışık denir. Laser ışığının en önemli özelliklerinden biri de çok güçlü olmasıdır. Q anahtarlanması diye bilinen bir teknikte, laserin ışık üretmesi bir süre engellenir; bu da laser için güç birikimine yol açar daha sonra ışık üretimini engelleyen faktörün ortadan kalkmasıyla,

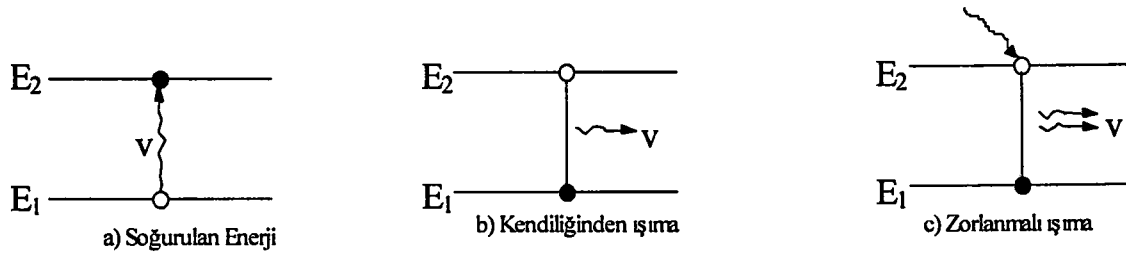
biriken güç aniden ve çok kısa bir süre içinde dışarıya salınır. Bu şekilde elde edilen ışık gücünün tepe değeri 1 milyar (10^9) wattı aşabilir. Bu değer sadece 100 watt'lık bir elektrik ampulünün verdiği ışıkla karşılaştırılırsa ne kadar olağan üstü olduğu anlaşılır. Laser ışığının kapladığı alan tipik olarak 10^{-3} cm^2 civarındadır. Dolayısı ile Q anahtarlanmış bir laserin ışık şiddeti yaklaşık olarak 10^{12} - 10^5 W/cm^2 civarındadır. Küçük mertebedeki sürekli laser ışığının doğrudan göze girmesi halinde insan gözünü kör eder.

Diğer ışıklarda bulunmayan bir başka özellik de laserin ürettiği elektromanyetik dalgaların birbiri ile uyum içinde ilerlemesidir. Yani laserin meydana getirdiği elektromanyetik dalganın iki noktası arasında faz farkı hem zamana ve hem de mesafeye göre sabit kalır (MARTON ve EL-KAREH 1986).

1.1.3. Laserin çalışma prensibi

Laser sisteminin gerçekleşmesinde atom fizığının temel prensiplerinden faydalanmıştır. Kuantum teorisine göre her atom, yörüngesinde elektronların işgal ettiği bir enerji seviyesine sahiptir. Elektronların yörüngelerini değiştirmesi için o yörüngenin enerji seviyesi kadar enerji uygulanması gerekir. Böylece ısı dengesi süresince alt enerji seviyesinde bulunan elektronlar bir dış kaynaktan enerji absorpsiyonu ile daha üst enerji seviyesine yükselebilirler.

Laser çalışma ilkesi, Şekil 1.1'de görüldüğü gibi teorik olarak şu şekilde incelenebilir. E_1 alt enerji seviyesini, E_2 'de üst enerji seviyesini göstermek üzere, alt enerji seviyeli bir elektronun, belli bir frekansa sahip bir fotonla etkileştiği kabulü ile elektron E_1 enerji seviyesinden E_2 enerji seviyesine fotonun soğurulmasıyla çıkacaktır.



Şekil 1.1. İki seviyeli enerji sistemi

Bu sırada sistemin enerjisinde

$$E_2 - E_1 = h \cdot \nu \quad (1.1)$$

kadar bir artış meydana gelir. Burada; h : Planck sabiti ν : Işık fotonun frekansı. Alt enerji seviyesine inme eğilimindeki elektronun bu geçişi iki yönde gerçekleşir.

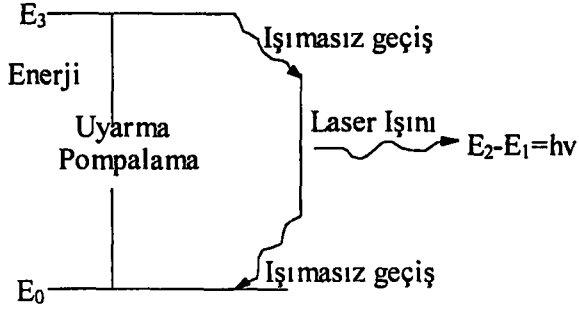
Enerji seviyelerinde (genellikle elektronun sıçradığı yüksek enerji seviyesi) elektron stabil (kararlı) durumda değildir. Çünkü termodinamikten de bilindiği gibi her sistem serbest enerjisini mümkün olan en alt enerji seviyeye düşürmek ister. Bunun sonucu olarak eski enerji seviyesine geri dönen elektron aldığı fazla enerjiyi geri vermek zorunda kalır. Burada da elektron E_2 enerji seviyesinde belirli bir süre sonra kendiliğinden (spontonekus) E_1 enerji seviyesine geçiş yapar. Açığa çıkan enerji miktarı ise, denklem (1.1) de verildiği şekilde fotonun enerjisine eşittir. (KESTANBAUM 1972). Bu fotonun salındığı yön tamamen geliş güzeldir

E_2 seviyesinde bulunan bir elektron dışardan ışınlam alanıyla etkileşerek veya E_2 seviyesindeki elektrona dışardan aynı frekanstaki bir fotonun etkisi ile E_1 seviyesine geçiş yapar. Bu şartlarda E_2 seviyesinde bulunan bir elektron dışardan ışınlam alanıyla etkileşerek E_1 enerji seviyesine geçiş yapar ve yine $(E_2 - E_1)$ enerji aralığına eş değer bir foton salar. Bu geçiş biçimine zorlanmalı ışıma (simulated emission) denir (HUGHES 1975). Bu olaylar laser ışığının temelini ortaya koymaktadır.

1.1.4. Pompalama olayı

Uyarılmış ışınlam, pompalama işlemi ile elektronların E_0 enerji seviyesinden E_3 üst enerji seviyesine çıkarılmasıyla sağlanır. Pompalama işlemi için katı laserlerde darbeli ışık kaynakları, gaz laserlerde gaz boşalması yardımı ile elektron uyarılması, yarı iletken laserlerde akım enjeksiyonu (current-injection) gibi değişik yöntemler kullanılmaktadır.

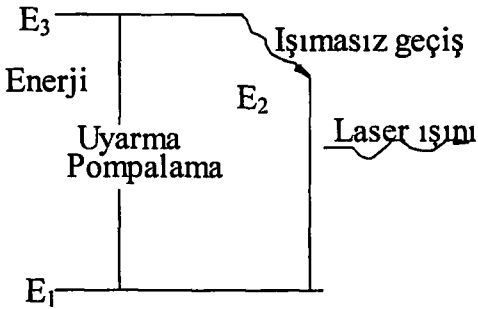
Şekil 1.2 'de görüldüğü gibi elektron E_3 enerji seviyesine dış etkilerle pompalanarak uyarılır ve yarı dengede bulunan E_2 seviyesine ışımasız bir geçiş yapar. E_2 seviyesinden E_1 seviyesine düşerken dışarıya $(E_2 - E_1)$ enerji aralığına eş değer bir foton yayar.



Şekil 1.2. Dört enerji seviyeli laser sistemi

Üç enerji seviyeli laserde E_1 -enerji seviyesi E_0 enerji seviyesi olarak kabul edilir. Böyle bir pompalamayı gerçekleştirmek için de güçlü uyarma kaynakları gereklidir (BABACAN 1986). Şekil 1.3 de görüldüğü gibi Laser ışını E_2 seviyesi ile E_1 seviyesi arasında oluşmaktadır.

Bir laser ortamının verimi çeşitli etkenlere bağlıdır. Ancak ideal bir ortamda teorik olarak ulaşılacak verimden söz edilebilir. E_0 seviyesinden E_3 enerji seviyesine uyarım yapıldığında, ortama verilmesi gereken en az enerji miktarı $(E_3 - E_0)$ kadardır.



Şekil 1.3. Üç enerji seviyeli laser sistemi

Elde edilen laser ışını da (E_2-E_1) enerji farkına eşit olacağından $[(E_3-E_2), (E_1-E_0)]$ boşa giden enerji miktarları], ortamın en büyük teorik verimi,

$\eta = \text{Çıkan enerji} / \text{Giren enerji}$

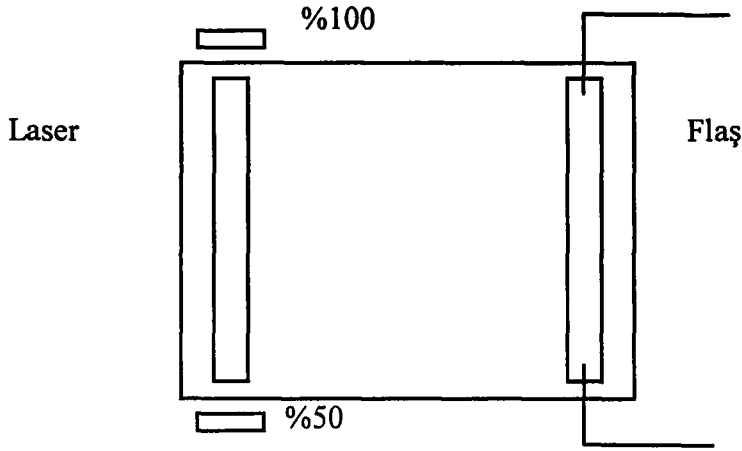
$$\eta = (E_2-E_1) / (E_3-E_0) \quad (1.2)$$

şeklinde tanımlanabilir. Bu ulaşılabilecek en fazla verimdir. Gerçek bir laserde ortamın verimi teorik verimden daha küçük olacaktır (BABACAN 1986).

1.1.5. Katı laserler

Katı laserlerde pompalama işlemi flaş tüpü ile yapılır. Pompalama esnasında etkileşen elektronlar daha yüksek enerji seviyesine yükselirler. Üst enerji seviyesinde 10^{-6} ile 10^{-10} sn kadar bir süre kaldıktan sonra alt enerji seviyesine düşerken foton saçarlar. Nd^{+3} katı laseri dört enerji seviyeli bir laser sistemidir. Aynı işlevler üç enerji seviyeli, Ruby laseri için de geçerlidir (KOÇ 1985).

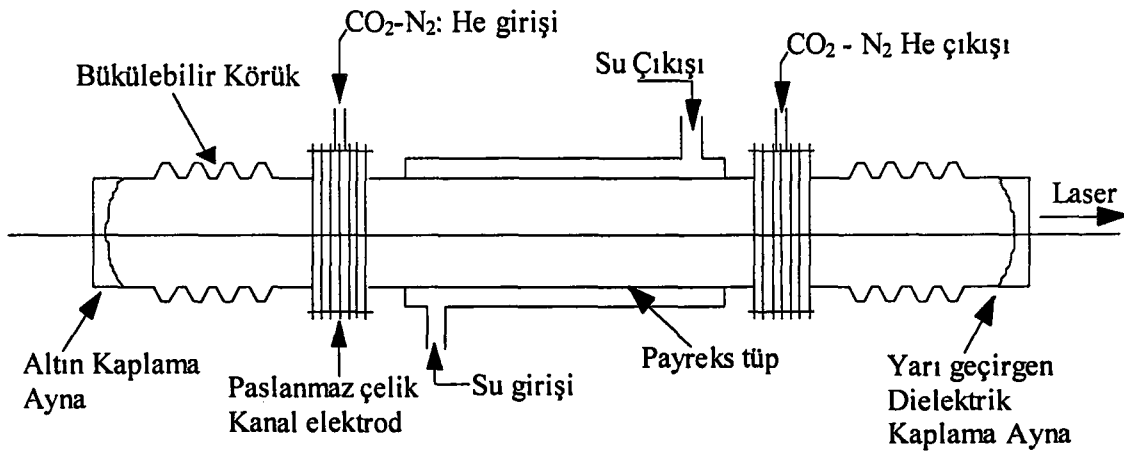
Şekil 1.4 'de Ruby laserinin şekli şematik olarak görülmektedir. Ruby çubuğu Al_2O_3 kristallerinden meydana gelmiştir. Al_2O_3 yaklaşık olarak 1/1000 arasında aktif olarak Cr^{+3} ihtiva eder. Ruby laser çubuğu (rodu) çapı 0.1 cm ile 2 cm boyu ise 2 cm ile 2.5 cm arasında olabilir. laser çubuğu ve flaş lambası silindirik elips veya oval şeklinde olan yüksek yansıtıcı yüzeylerle sınırlandırılmıştır (KOÇ 1985).



Şekil 1.4. Ruby laseri

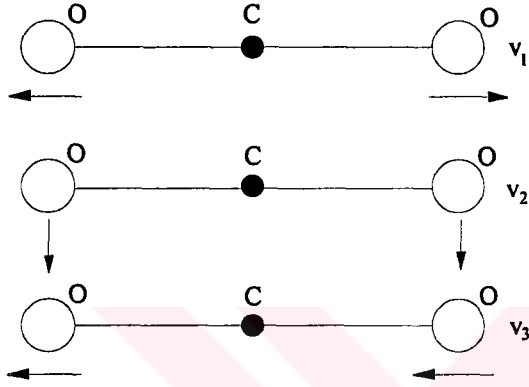
1.1.6. Gaz laserler

İlk CW He laser 1960 yılında Bennet ve Herriot tarafından dizayn edilmiştir. Laser Neon'un uyarılmış iki enerji seviyesi arasında meydana gelir. Burada kullanılan Helyum'un amacı, Neon atomlarını üst enerji seviyelerine uyarmaktır. He-Ne laseri dört enerji seviyeli bir laser sistemidir. (JOVAN ve ark.1961) Şekil 1.5' de CO₂ gaz laseri görülmektedir.



Şekil 1.5. CO₂ laseri

Gaz laserler içinde güç ve verimlilik açısından en önemli olanı CO_2 laserleridir. CO_2 lineer simetrik bir moleküldür ve CO_2 molekülü 3 tane temel asilasyon moduna sahiptir. Bunlar V_1 boylamsal simetrik, V_2 deformasyonel, V_3 boylamsal asimetric modları olup Şekil 1.6. da verilmiştir. (SOBOLEV ve STOVIKOV 1967).



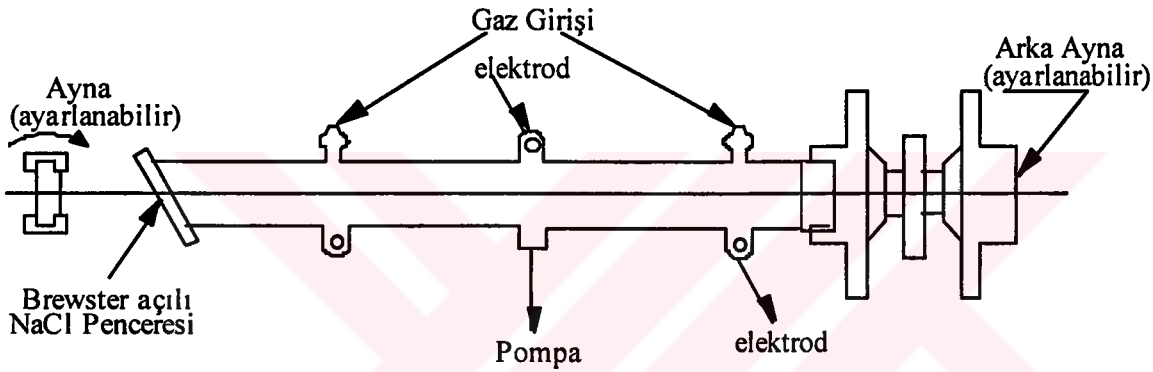
Şekil 1.6. CO_2 vibrasyon modları.

İlk defa darbeli modda çalışan çok güçlü CO_2 laser Fropard tarafından elde edildi.

Fropard'ın yaptığı laserde, kapasitör kümeleri aracılığı ile 10 μs sürekli akım darbeleri üretildi. Tepe gerilim değerinde 1.1 A 'lik akımda 10 KV 'a ulaştı. Radyasyon 77 K 'de soğutulmuş altın kaplamalı germanyum alıcı vasıtasıyla osiloskopta kaydedildi. Saf CO_2 , $\text{CO}_2 + \text{N}_2$ ve $\text{CO}_2 + \text{He}$ karışımları deşarj tüpü içerisinde incelendi ve tek frekanstaki ışıma 10.59 da gözlemlendi. CO_2 ile çalışıldığı zaman 1/3 yüksekliğinde seçilen darbe genişliği 500 μs ve tepe güç değeri 220 W olmasına karşılık; $\text{CO}_2 + \text{N}_2$ karışımında 450 W tepe güç değerine ulaşıldı. İki durumda da üretim yalnızca deşarj anında değil aynı zamanda bozulan plazma içinde elde edildi. En büyük ışıma tepe güç değeri $\text{CO}_2 + \text{He}$ karışımında 825 W olarak elde edildi (SOBOLEV ve STOVIKOV 1967).

1.1.7. Darbeli CO₂ laserde Q- anahtarlama tekniği.

Kısa aralıklarla tekrar edilen yüksek çıkış güçlü CO₂ laser darbeleri elde etmek için JOVAN ve ark.(1961) Q-anahtarlama tekniği kullanmışlardır. Deney düzenek diyagramı Şekil 1.6'da gösterilmiştir. 1.5 cm boyunda 2.54 cm çapındaki deşarj tüpü, Brewster açısında yerleştirilmiş NaCl pencereye sahiptir. Rezonatör, eğrilik yarıçapı 3m olan bir ayna, emisyon için açılmış bir delik ve motor mili üzerindeki düzgün bir aynadan meydana gelmiştir. Toplam interferometre uzunluğu 2.1 m'dir.



Şekil 1.7. CO₂ laserde Q anahtarlama tekniği diyagramı

Maksimum Q anahtarlama tekrar darbe frekansı 500 d/d 'yı aşmayacak şekilde dönen aynanın hızı ile sınırlanmıştır. Optimum çalışma şartlarında darbe enerjisi 1.1 MJ idi. Daha sonra yapılan araştırmalar, Q anahtarlama darbe tekrar frekansının büyüklüğünün hemen hemen bir misli artabileceğini gösterdi. Altın kaplamalı germanyum alaşımının yardımı ile darbe genişliğinin üst limiti 100 nsn olarak tespit edildi (SOBOLEV ve STOVIKOV 1967).

1.1.8. CO₂ laserin uygulamaları

Patel Q-anahtarlama modu ve sürekli olarak çalışan CO₂ laser kullanarak. çok sayıda kristallerde ikinci harmonik üretimini elde etmiştir. Patel ikinci harmonik ışıması

için en uygun malzemenin, lineer olmayan en büyük katsayıya sahip Tellur olduğunu açıkladı. Patel 15 µm den 25 µm ye kadar ayarlanabilen sürekli olarak çalışan bir jeneratörün, pompalama kaynağı olarak CO₂ laserin kullanılması ve lineer olmayan malzeme olarak da Tellur'un kullanılmasıyla oluşturulabileceğini açıkladı (HELEBRANT ve ark.1993).

CO₂ laserin uygulama alanı çeşitli endüstri dallarıdır ve endüstride kullanılımasının getirdiği avantajlar; aşağıdaki şekilde sıralanabilir.

- Işığın ataletsiz olmasından dolayı yüksek işlem hızında, işlemi anında durdurma ve istenilen yerde tekrar işleme başlamanın mümkün olması,
- Yüksek kesme hızı ve düşük işletme sesinde çalışma
- Kesilen yüzeylerin düz ve temiz olması
- Toz, talaş ve benzeri problemlerin ortadan kalkması,
- Dar ve temiz kaynak yapılabilmesidir.

1.2. Laserin Endüstriyel Uygulamaları

Laser, endüstride takım tezgahı olarak geniş uygulama alanları bulmuştur. laserin ilk tatbikatları sırasında laser çıkış gücünün işleme kalitesini kontrol eden tek parametre olduğu kabul edilmiştir (HOWN 1968). Yeni araştırmalar ise işleme kalitesini kontrol eden parametrelerin; darbe uzunluğu, çıkış enerjisi, malzeme kalınlığı, delme ortamı ve basınç olduğunu göstermişlerdir (CHON 1972, YILBAŞ ve ark. 1991). Darbeli laserlerde çıkış enerjisinin zamanla değişimi çok önemlidir. Çünkü kaynak işleminde darbe uzunluğu büyük, delme işleminde ise darbe uzunluğu daha kısa olması arzu edilir. Malzeme içerisinde ısıl bir etki oluşturabilmek için iki önemli şart söz konusudur. Bu şartlar;

- Işınım malzemeye nüfuz edebilmelidir.
- Laser ışınının malzemeye temas ettiği bölgeden giren ısı miktarı malzemenin ısı iletim kabiliyeti, konveksiyon ve radyasyon nedeniyle o bölgeden atılan ısı miktarından fazla olmalıdır.

Genel olarak bir iş parçası üzerine düşen ışınlar kısmen yansıtılır ve kısmen absorbe edilir. Ayrıca malzemelerin geçirgenlik özelliklerine bağlı olarak gelen ışınların bir kısmı malzeme içerisinden geçer. Malzeme içerisinde ancak absorpsiyon yolu ile ısı üretilir. Bu nedenle malzemelerin absorpsiyon kabiliyeti burada önem kazanmaktadır. Laserle malzemelerin işlenmesinde absorpsiyon kabiliyetini; malzemenin yoğunluğu, alaşım durumu ve alaşım elemanlarının cinsi, yüzey durumu (oksitli, parlak, mat v.s.), katı fazdan sıvıya veya gaz fazına geçiş halleri gibi faktörler etkiler. Bu nedenle malzemenin veya bir malzeme grubunun absorpsiyonunu etkileyen faktörler oldukça fazladır. Metal malzemeler (demir, nikel, molibden v.s.) görünür ışık tayfında kızıl ötesine yakın bir dalga uzunluğuna kadar ($\lambda = 1 \mu\text{m}$) ışınların %40 'ı ile %60 'ını absorbe ederler. Kızıl ötesi dalga boyunun ortalarında ise metal malzemeler, ışınların ancak %5 ile %10'u kadarını absorbe ederler. A metal malzemeler ise (cam, kuvars, hemen hemen bütün yapay malzemeler) farklı bir tutum göstererek görünür ışık tayfında hemen hemen tamamen geçirgen davranırlar. 2 ila 10 μm dalga uzunluklarını A metaller %80 ile %96 oranında absorbe ederler (CHON 1972, YILBAŞ ve ark. 1991).

Laser ile yapılan işlemler diğer takım tezgahlarından farklıdır. Çıkış enerjileri 5 ile 75 Joule arasında değişen laser ışınları bir kondenser mercekle bir malzeme yüzeyine odaklandığında, odak düzleminde büyük bir güç yoğunluğu meydana gelmektedir. Bu güç yoğunluğundan dolayı malzeme, sırası ile önce ısınmakta, ergimekte ve buharlaşmaktadır. Böylece malzemenin ısı olarak işlenmesi mümkündür. Laserin diğer takım tezgahlarına olan üstünlüklerini, aşağıdaki gibi sıralamak mümkündür (KOÇ 1985).

- Laserle, malzemelerin işlenmesinde işleme kalitesi malzemenin mekanik özelliklerine (sertlik kırılgenlik) bağlı değildir.
- Laserle malzeme arasında mekanik bir temas yoktur
- Çapları birkaç μm 'den 1 mm'ye kadar değişen delikleri ve. delik çapının delik derinliğine oranı 1/1 ile 1/20 arasında değişen delikleri delmek mümkündür.
- Delme ve kesme zamanı çok kısa olduğu için seri imalatla işleme hızı yüksektir.
- Delik delme ve kaynak konumu çok hassa bir şekilde tespit edilebilmektedir.
- Dezavantajları ise;
- İmalat maliyetleri yüksektir.

- Verimleri çok düşüktür (katı laserlerde %1 ile %6, gaz laserlerde maksimum %30 gibi) .

1.3. Laser-Metal Etkileşimi

Odaklanmış veya odaklanmamış yüksek güçlü laser ışınlarını kullanarak malzemelerin işlenmesi, modern endüstri tarafından geniş bir alanda kabul edilmiştir. Laser malzeme etkileşimlerinin tabiatı laser ışının metalde yaptığı değişiklikler nedeniyle karışıktır.

Laser-malzeme etkileşiminde malzeme yüzeyine çarpan fotonlar yüzeyin iletim bandında bulunan serbest elektronlarla etkileşerek soğurulurlar. Bunun sonucunda kinetik enerjisi artan elektronlar daha yüksek enerjilerde uyarılmış kafes fononları veya kafes molekülleri ile çarpışırlar. Aynı anda moleküllerin titreşim enerjileri ile foton enerjilerinde de artış bir olur, ve buna bağlı olarak da daha yüksek sıcaklıklara sahip olurlar. Bütün bu etkileşmeler ısı dengeyi kuracak şekilde fonon-fonon çarpışmalarına sebep olur (YILBAŞ 1986). Bu olayların tümü ısı iletim mekanizmasının genel tanımını verir. Bu etkileşimde elektron-fonon çarpışmasında enerji transferinin Laser ışını ile malzemelerin işlenmesi laser ışının ısıya dönüştürülmesiyle yapılır. Laser enerjisi, absorpsiyonun yer aldığı noktada malzemede iç enerji artışıyla ısı enerjisine çevrilir. Absorpsiyon, Lamber kanunu ile tarif edilecek olursa, laser ışınının malzeme tarafından absorbe edilen miktarı (YILBAŞ 1993);

$$I=I_0\exp(-\delta.x) \quad (1.3)$$

şeklinde yazılır. Burada; I_0 : Laser çıkış gücü şiddeti x : Yüzeyden malzeme derinliğine uzaklık δ : Absorpsiyon katsayısıdır

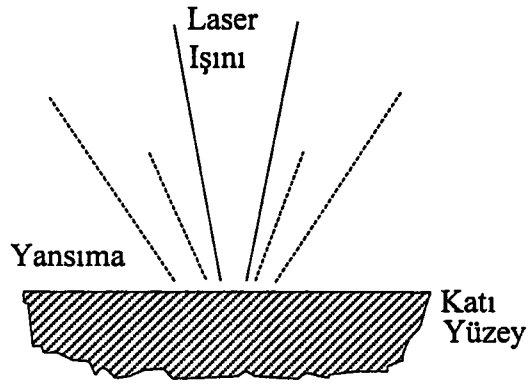
Laser malzeme etkileşimi süresince malzeme yüzeyinde büyük bir güç yoğunluğu meydana gelmektedir. Bu güç yoğunluğundan dolayı malzeme sırasıyla ısınmakta, ergimekte ve buharlaşmaktadır. Malzemede meydana gelen ısı işlemler sırayla Şekil 1.8'den Şekil 1.11'e kadar olan şekillerde gösterilmiştir (CHIANG ve ALBRIGHT

1988). Laser ışını-malzeme etkileşiminde malzeme yüzünün fiziksel durumu da büyük bir etkindir. Bu etkileşimler, şu şekilde bölümlere ayrılabilir.

- Katı hal
- Yüzey Ergimesi
- Hızlı buharlaşma, derinlik geçirgenliği, ve plâzma şekli

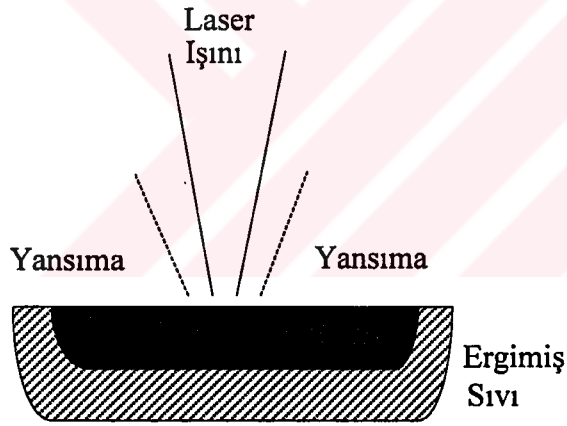
Düşük laser ışın gücü ve kısa süreli yayılım için, laser ile yüzey tabakasının ısıtılması çok yüzeyseldir (Şekil 1.8). Laser-malzeme etkileşim süresi artırıldığında sıvı faz dönüşümü başlar (Şekil 1.9). Katı sıvı etkileşimi laser ışın gücü ile işlem hareket hızı gibi işlem değişkenlerine bağlı olduğu oranda metalin ısı özellikleri ve geometrik şekline de bağlıdır. Laser ışını ile yapılan daha hızlı bir ısıtma, buharlaşmaya (Şekil 1.10) veya fişkırmaya sebep olacaktır (Şekil 1.11).

(CHIANG ve ALBRIGHT 1988) yapmış oldukları bu çalışmada, metalin işlenmesi sırasında laser ışını-malzeme etkileşiminin anlaşılması için laserle malzeme işleme uygulamalarını özetlemişlerdir.



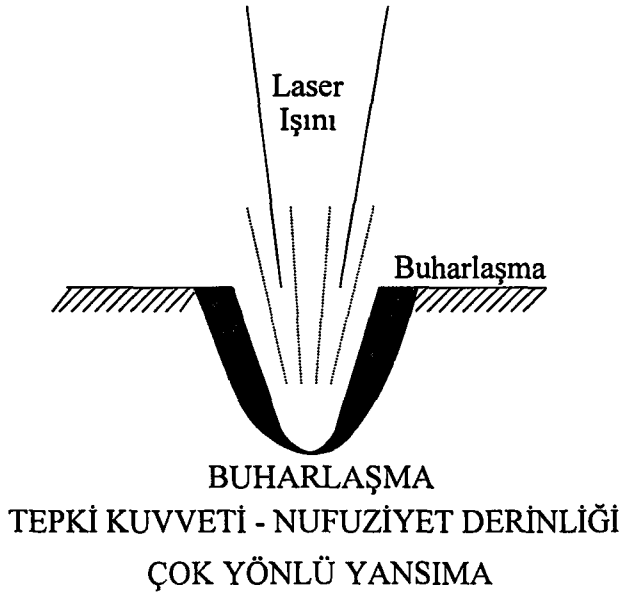
İLETİMLE ISITMA

Şekil 1.8. Laser Işını ve Katı Haldeki Malzemenin Etkileşimi

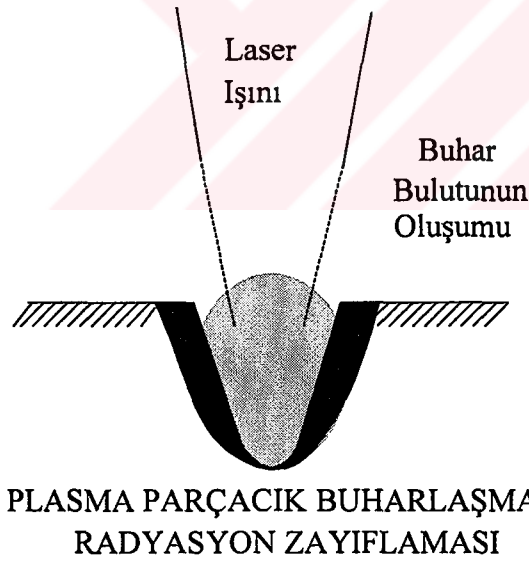


YÜZEYSEL NÜFUZİYET

Şekil 1.9. Laser Işını ve Malzemenin Etkileşimi Sırasında Yüzeyde Ergime



Şekil 1.10. Derin nüfuziyet Esnasında Laser Işını-Malzeme Etkileşimi



Şekil 1.11. Laser Işını-Malzeme Etkileşimi Sırasında, Buhar bulutunun Işın Zayıflamasına Etkisi

1.3.1. Katı hal etkileşimleri

Katı yüzeylerde laser ışını-malzeme etkileşimleri basit bir absorbsiyon-yansıma modeli ile uygun bir şekilde açıklanmıştır. Laser gücünün absorbsiyonu, gelen ışının dalga boyuna, polaritesine ve malzemenin sıcaklık ve yüzey şartlarına bağlıdır. Oda sıcaklığında seçilen malzemelerin yansıması dalga boyuna bağlıdır (CHIANG ve ALBRIGHT 1988, READ 1978).

Oda sıcaklığında metallerin absorbsiyon katsayılarının düşük olduğunu CHUN ve ROSE (1970) ortaya koymuşlardır. Etkili ışıma altında absorbsiyon katsayısında önemli derecede artma görülmektedir.

Absorbsiyon, $A = 1 - R$ olarak tanımlanabilir. Burada R yüzey yansıtma katsayıdır. Bu konuda ayrıntılı bilgi Libenson analizinden elde edilebilir (LIBENSON ve ark. 1969). Libenson, absorbsiyonun 1000 K' den daha az bir sıcaklık alanı içerisinde bakır ve alüminyum için önemli derecede arttığını göstermiştir.

Mühendislikte kullanılan bir çok malzeme yüksek güçlü Nd YAG veya CO₂ laser ışınları için şeffaf değildir (Işın ya yansıtılır veya absorbe edilir). Birçok ametaller (metal olmayan) yüksek güçlü laser ışınları için yüksek absorbsiyona sahiptirler. Çoğu metaller CO₂ laser ışını için (1.06 µm) daha düşük bir yansıtıma sahiptir. Alüminyum, bakır gibi yüksek yansıma özelliğine sahip malzemelerin işlenmesinde Nd YAG laserler, CO₂ laserlerden daha çok tercih edilir. Çoğu malzemeler yüksek sıcaklıklarda iç yapı kusurlarına ve elektronlar için elverişli dağılım merkezleri olan iyon boşluklarına sahiptirler. Etkileşme yüzeyi küçük sıcaklık gradyanlarının çok yüksek olduğu durumlarda malzemedeki, büyük gerilmeler zorlanmalar ve dislokasyonlar gibi kusurlar ortaya çıkar. Laser ışınının malzeme iç yüzeyinden çarparak yansıması yüzey pürüzlülüğünden dolayı da meydana gelebilir (YILBAŞ 1986).

Uzun dalga boyu infrared (kızıl ötesi ışıma) radyasyonu için metallerin absorbsiyonu, doğru akım elektriksel direncine bağlıdır. Yansımanın Fresnel denklemlerini kullanarak DC elektrik direncinin bir fonksiyonu (r) olarak tanımlanmış ise düz bir metal yüzeyinin absorbsiyonu aşağıdaki denklemle açıklanmıştır (ARATA ve MIYAMATO 1986).

$$A=112.2 (r)^{\frac{1}{2}} \quad (1.4)$$

Bu bağıntı, hem katı hem de sıvı hallerde metaller için oldukça iyi sonuç vermektedir. Oksidasyon reaksiyonlarının neticesinde oluşan oksit tabakası, absorpsiyonun artmasına neden olmaktadır. Katı metallerin laser ile işlenmesinin yaygın olan bir uygulaması çeliklerin yüzeylerinin sertleştirilmesidir.

Absorpsiyonu arttırmak için malzemelerin yüzeyleri kaplama yapılır. Yüzey ısıtma işlemlerinde çok yüksek güç yoğunluklarına ihtiyaç yoktur. Uniform olmayan ısıtma etkilerinden kaçınmak için, laser ışınının güç dağılımını biraz azaltılmalıdır (modife edilmelidir). Işında homojen güç değişimleri ve kare ışın profilleri üreten özel optik ve ışın dağıtım sistemleri dizayn edilmiştir (BLAYCE ve BELL 1988).

1.3.2. Sıvı hal etkileşimleri

Malzeme yüzey bölgesinde enerji absorpsiyonu olduğu gibi aynı zamanda iletimden dolayı enerji malzeme içerisine de transfer edilir. Malzemenin artan sıcaklığı, daha sonra katı-sıvı faz değişiminin meydana gelmesine ve hatta yüzeyde buharlaşmanın oluşmasına neden olabilir. Vander Mert ve Herziger' e göre 10^6 J/cm^2 'nin altındaki laser ışın güç yoğunlukları ile ergimiş metal, şiddetli buharlaşma olmaksızın şekillenir ve nufuziyet yüzeyseldir. Fakat ergimiş metalin yansıma ve ısıl geçirgenlik özelliği hala önemli rol oynamaktadır (KOÇ 1995). Yüzeysel erimede, malzemenin hacimsel özellikleri korunurken, yüzeysel özellikleri değişmektedir.

Daha yüksek sıcaklıkta bulunan malzemenin sıvı fazı için kaynama basıncı tespit edilmelidir. Şöyle ki, normal kaynama sıcaklığından daha yüksek bir yüzey sıcaklığı için, yeniden kaynama basıncı, durgunluk buharlaşma basıncından daha büyüktür. Buna bağlı olarak dengeli sıvı bir faz oluşmaktadır. Hali hazırda çok yüksek sıcaklık kademelerine yeterince yükselmiş ise yüzeyin altındaki malzeme yüzeyden önce kritik sıcaklığa yükselebilir. Bu durumda sıvı-buhar faz değişimi oluşabilir. Yani buharlaşma basıncının yeniden kaynama basıncından daha az olduğu durumlarda sıvı dengeli bir fazdadır. Sıcaklık seviyelerinde aşırı artış olduğunda, yeniden kaynama basıncı kritik basınçlara doğru meyil eder.

1.3.3. Buharlaşma ve iyonizasyon

Herziger' e göre yüksek güç yoğunluklu laser ışıması altında bulunan malzemede, sırası ile ısınma, ergime ve şiddetli buharlaşma meydana gelmektedir. Malzemenin artan sıcaklığı ile katı-sıvı faz değişiminin meydana gelmesine ve hatta yüzeyde buharlaşma oluşmasına neden olacağından önceden de bahsedilmiştir. Eğer buhar dengeli fazda ise kaynama basıncı durgunluk buharlaşma basıncından daha az olabilir. Durgunluk anından sonra sıvıdan buhara faz değişimi; daha sonra da sıvı hacminden buhar nükleasyonunun ortaya çıkmasına sebep olabilir (KOÇ 1995). O zaman belli bir aralıkta, süper ısıtılmış sıcaklığa tekabül eden durgun buhar basıncında bir buhar tabakası meydana gelebilir. Bu basıncın tekrar buharlaşma basıncından daha yüksek olması neticesinde malzemenin patlayarak taşınım olayı ortaya çıkabilir. Bunların düzenli bir şekilde meydana gelmesi için, malzemenin daha önceki dengeli sıvı fazına dönmesi ve yeniden kaynama basıncının sağlanması gerekir.

Yüzey sıcaklığı yükselmeye başlayan malzemede parçacık ışıması (emisyon) yer almaya başlar. Bu olay aşağıdaki hususları meydana getirebilir:

- Enerjileri artan parçacıklardan dolayı elektronların ve iyonların emisyonu
- Yüksek enerjili yüksüz moleküllerin buharlaşmasından dolayı termoiyonik emisyon
- Plazma formasyonu

Bu durumların her biri birbirini takip ederler ve sırası ile daha yüksek enerjilere ihtiyaç duyarlar. Bununla birlikte ısıma şiddeti yoğunluğuna ve ısıma olayının süresine bağlı olarak aynı anda üçünün de yer alması da mümkündür.

Malzeme içerisindeki elektronlar iş fonksiyonunu yenebilecek yeterli enerjiye sahip olduğunda yüzeyden kaçabilirler. Katı hal fizikçileri böyle elektronların bulunması ihtimalinin sıcaklıkla arttığını göstermişlerdir.

Termoiyonik yoğunluk Richardson denkleminde hesaplanabilir (AMOT ve ALBRIGHT 1983).

$$J=AT^2\exp\left(-\frac{\phi}{KT}\right) \quad (1.5)$$

Burada;

A : Bir sabit olup genellikle $60.2 \text{ A cm}^{-2} \text{ K}^{-2}$ (metaller için)

T : Yüzey sıcaklığı

ϕ : İş fonksiyonu

LICHTMAN ve READY (1963) Laserle ışıma sırasında metal yüzeyinden neşredilen termoiyonik emisyonun laser darbe şiddetini takip ettiğini göstermişlerdir. Laser darbe enerjisinin büyümesi ile plazma oluşur. Elektronların, iyonların ve moleküllerin karışımı olan yüklü buhar bulutu (plazma) genişler. Genişleme neticesinde malzeme yüzeyine erişen laser ışıması artar ve netice olarak, gelen fotonlar ve boşalan parçacıklar arasında etkileşim, hızlı bir iyonizasyonun oluşmasına neden olur. Böylece yeni bir plazma meydana gelir. Yüklü ve nötr parçacıklar tarafından foton absorpsiyonu şeffaf olmayan plazmanın oluşmasına neden olur (DEKKER 1975). Foton, soğurması ile plazma enerjisi fazla artırılırsa plazmada hızlı bir genişleme ortaya çıkar. Netice olarak plazma yoğunluğunda azalma meydana gelir ve plazmanın ışın geçirgenliği artar. Böylece, gelen ışının absorpsiyonunun azalması malzeme yüzeyine ulaşan laser ışının artmasına neden olur. Plazmanın oluşması için ihtiyaç duyulan laser darbe enerjisinin büyük olması gerekir düşüncesiyle plazmanın orta güçteki laserlerle elde edilemeyeceği varsayılmıştır. SMITH ve FOWLER (1973) 5 KW çıkış güçlü bir CW CO₂ laserle plazma üretimini gösteren çalışmayı sunmuş ve odaklama merkezinden dışa doğru hareket eden plazmayı da göstermişlerdir. Daha sonra bunun uygulamada orta güçteki (600 W) laserler için de doğru olduğunu YILBAŞ (1982) göstermiştir.

Bu mekanizmaların bazıları için deneysel veriler YILBAŞ (1982) tarafından ortaya konulmuştur. Yılbaş, darbeli YAG laser delme işlemi esnasında bir malzemenin yüzeyindeki etkileşim bölgesini hızlı kamera aracılığı ile filme almış ve bu işlemlerde birkaç fazın görüldüğünü kayıt etmiştir. Netice olarak, iç kısımdaki yapıda buhar, yüksek hızlarda metalden bir huzme şeklinde dışarıya çıkmaktadır. Kısa bir zaman sonra bir seri küçük ve sivri görünümde ışımlar malzeme yüzeyinde görülmektedir. Bu

sivri görünümlerin gözden kayboluşları yaklaşık 3000 μ s'den sonradır. YILBAŞ (1982), bu sivri görünümlü ışımayı plazma formasyonu ile açıklamıştır.

1.3.4. Absorbsiyon

Malzeme tarafından, laser ışığının absorbe edilmesiyle malzeme içerisindeki sıcaklık dağılımının incelenmesi açısından absorpsiyon olayı önem kazanmaktadır. Bu nedenle malzeme üzerine gelen ışının ne kadarının malzeme tarafından absorbe edildiğinin bilinmesi gerekir. Yüksek sıcaklıklarda malzemedeki şekil değişiklikleri, absorpsiyonu etkilediği için malzeme içerisindeki sıcaklık profillerinin şeklini de etkilemektedir.

Işığın elektromanyetik teorisi, maxwell eşitliklerinin çözümüne dayanır (CHIANG ve ALBRIGHT 1988)]. Bu çözüm sonuçlarını, yapılan deney sonuçlarıyla da doğrulanmıştır. Elektromanyetik dalgalar ile malzemenin etkileşimini açıklamak için temel bilgilere ihtiyaç vardır. Etkileşim mekanizmasını incelemek için kuantum teorisi kullanılarak gerekli çözümler yapılabilir. Fakat bulunan çözüm sonuçlarının pratikte kullanımı oldukça güçtür.

Etkileşim mekanizmasına daha kolay bir yaklaşım Drude tarafından yapılmıştır. Bu yaklaşımda atomların yapısının detayına gerek yoktur. Sadece ışık dalgalarının malzeme ile etkileşimi ve elektronların iletiminin göz önünde tutulması yeterlidir (YILBAŞ 1993). Bu şekilde Lorenz'in de (LORENZ 1906) fikirlerini kullanarak dielektrik elektronlar içeren denge pozisyonunda, uzaklıkla orantılı yarı elastik kuvvetler tarafından kuşatıldığını açıklamıştır. İlk olarak metallerin fiziksel özelliklerini, metalik kafeste bulunan iyonlar arasındaki serbest elektronların hareketini gazlardaki elektronların hareketlerinden faydalanarak Drude açıklamıştır (YILBAŞ 1993). Sabit elektrik alan, metale uygulandığı zaman elektronlar alan yönünde ivmelenirler. Eğer elektronlar kafes içerisindeki iyonlar ile çarpışmamış olsalardı o zaman serbest yol sonsuz olacak ve elektrik direncide sıfır olacaktı. Metallerin elektrik direnci sıfır olmadığına göre, elektronlar ile iyonlar arasında bir çarpışma meydana gelmektedir.

Etkileşim esnasında malzeme üzerinde şekillenmiş oksidasyon tabakası absorpsiyon işleminde çok önemli rol oynar. Bir ışık yoğunluğu I_0 şiddetinde x

kalınlığındaki malzeme üzerinde bulunan oksidasyon tabakasını üzerine düşürülür. Bu ışının bir miktarı oksidasyon tabakasından yansır (α) ve bir kısmı ise oksidasyon tabakasından geçer. Geçen ışın oksit tabakasında ilerler ve metal yüzeyine geldiğinde bu ışının bir kısmı tekrar yansır (β), diğer kısmı metal tarafından absorbe edilir. Metal yüzeyinden yansıyan ışın tekrar oksit tabakasına gelir, oksit tabakası bu ışının bir miktarını tekrar malzeme üzerine yansıtır. Işın tanımlanan yöntemle mütemadiyen absorbe edilir. Normal etkileşim için ışının absorbe edilen şiddeti ;

$$I=I_0 \exp (-2.\delta.x) \quad (1.6)$$

şeklinde yazılır (YILBAŞ 1993).;. Burada I_0 başlangıç şiddeti ve δ oksidasyon için absorpsiyon katsayısıdır. Yansıyan ışık şiddeti;

$$I_1 = I_2 + I_3 \quad (1.7)$$

ile tanımlanır. Burada;

$$I_2 = \alpha I_0 \quad (1.8)$$

$$I_3 = \beta.(1 - \alpha).I_0.\exp (-2.\delta.x) \quad (1.9)$$

Olmak üzere ; (1.8) ve (1.9) denklemlerinin değerleri (1.7) denkleminde yerine konursa;

$$\frac{I_1}{I_0} = \alpha + \beta.(1 - \alpha).\exp(-2.\delta.x) \quad (1.10 a)$$

elde edilir. $\frac{I_1}{I_0}$ yansıma ifadesi γ ile gösterilirse ,

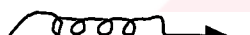
$$\frac{I_1}{I_0} = \gamma = \alpha + \beta.(1 - \alpha).\exp(-2.\delta.x) \quad (1.10 b)$$

şeklinde yazılır.

1.3.5. Kafes titreşimlerinin kuantumu

Elastik dalga veya kafes titreşiminde enerji miktarı tayin edilir. Elastik dalgada enerjinin kuantumu fonon-olarak isimlendirilir, Kuant; maddenin atomları tarafından alınan ve verilen enerjiye denir. Diğer bir benzeşimde ise foton, elektro manyetik bir dalgada enerjinin kuantumudur. Maddelerde örgü kafesleri içerisinde meydana gelen dalgaların isim ve işaretleri Çizelge 1.1'de verilmiştir. (KITTLE 1971).

Çizelge 1.1. Örgü kafesinde meydana gelen dalgalar.

Sembol	İsim	Açıklama
	Elektron	
	Foton	Elektromanyetik dalga
	Fonon	Elastik dalga
	Plasmon	Elektron dalgası
	Magnon	Manyetik dalga
	Polaron	Elektron+Elastik Şekil Değiştirme
	Excition	Polarizasyon Dalgası

Foton ve fonon kavram olarak dalga-tanecik ikilisi gibi incelenmiş ve uygulamalarda fotonla fonon birbirine eşit olduğu kabul edilmiştir. Kristallerin ses dalgaları fononu oluşturur. Bir boşluktaki siyah cismin elektromanyetik ışıması ısı olarak harekete geçirdiği fotonlara benzer şekilde kristallerdeki ısı titreşimlerinde fononları ısı olarak harekete geçirirler.

Kuantum teorisinin başlangıcı 1900'de Max Planck ısı dengede bulunan siyah cisim tarafından elektromanyetik enerji yayılım frekansındaki dağılımı inceleyerek enerji miktarının tayin edebileceğini göstermiştir. Planck boşlukta kabul ettiği

elektromanyetik alanın salınımının her bir enerjisi $h\nu$ 'nin integral toplamına eşit olduğunu belirtmiştir. Bir foton enerji $E=h\nu$ dir. Burada ν frekansında n sayıda fotonun enerjisi;

$$E = nh\nu \quad (1.11)$$

şeklinde yazılır. Bu denklemde n pozitif bir tam sayı veya sıfırdır. h sabitesi (Planck sabiti) değeri 6.6262×10^{-27} erg.sn'dir. (1.11) denkleminin daha genel yazılımı

$$E = n \cdot \hbar \cdot \omega \quad (1.12)$$

gibidir, Burada

$$\omega \equiv 2\pi \cdot \nu \text{ açısal frekanstır, ve } \hbar \equiv h / 2\pi. \quad \pi \cong 3.14159 \text{ erg sn.dir.}$$

Elektromanyetik alanda deneylerden bilinen birçok dalga görüşleri vardır. Planck dağılım kanunundan elektromanyetik alanda enerjinin miktarı tayin edilir. Benzer görüşleri elastik dalgalara uygulamak mümkündür (KITTLE 1971).

1.3.6. İyonik emisyon

Elektronlar, iyonlar, nötr parçacıklar ve fotonlar kendilerini metal yüzeye bağlayan enerjinin üzerinde bir enerji kazandıklarında katı yüzeyden ayrılırlar veya katı yüzeyine absorbe edilirler (soğurulurlar), bu olaya emisyon denir. Katı da bu işlem 0 K den farklı sıcaklıkta. buhar içinde veya boşluk içinde olduğu zaman gerçekleşir. Bundan başka parçacıklar elektriksel olarak şarj edilirler. Emisyon olayı termioyonik emisyon olarak da tanımlanır.

Deneysel olarak bir çok yüzey modeli üzerinde emisyon olayı, ve özellikle termioyonik emisyon olayı araştırılmıştır. Bu araştırmalar sonuçta, emisyon olayının, yüzeyin sertliğine, bileşimine ve yapısına bağlı olduğu gösterilmiştir (GEVERS 1964).

Emisyon teorisi, malzeme yüzeyin özelliklerine ve tipini bağlı olarak nasıl etkilendiği yeteri kadar henüz açıklanamamıştır. Malzeme yüzeydeki meydana gelen emisyon, teorik olarak dört adımda açıklanabilir. Bunlar:

- 1- Özel emisyon işleminin karakteristik özellikleri tanımlanır. Örneğin, termoiyonik elektron emisyonu, iş fonksiyonu değerine bağlı bulunabilir.
- 2- Emisyon hızları arasındaki ilişkiler ve uygun özellikler çıkartılabilir. Örneğin Elektron akı yoğunluğu ve iş fonksiyonu arasındaki ilgili ilişki tayin edilebilir.
- 3- Değişik özelliklerin değerleri katının sabit durumunu belirleyen bağımsız değişkenlerin fonksiyonu olarak ifade edilebilir. Katının sıcaklığı ve malzeme yüzeyinde yapılan kaplamanın özelliği gibi ifade edilen değerler, iş fonksiyonun değerini bulmak için kullanılır.
- 4- İlk üç basamak sonuçları, koruma yasalarıyla birleştirildiğinde, katının ve buharın bağımsız özellikleriyle ilgili ilişkiler ortaya çıkar. Burada da iyonik emisyon hızı, katının sıcaklığı ve buharın basıncının fonksiyonu olarak ifade edilir.

Günümüzde, yukarıdaki ilk üç basamak tam olarak kullanılmaktadır. Katının kuantum-termodinamik analizinde matematik çözüm zordur. Bu sebeple teorinin nümerik yaklaşımlarla çözümü mümkün olmaktadır. Laser-metal etkileşmesi sırasında üç çeşit iyonik emisyon meydana gelir. Bunlar termoiyonik emisyon, foto elektrik ve alan emisyonudur.

2. ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR

Kasım 1990 tarihinde Erciyes Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsüne Makina Anabilim Dalında doktora tezi olarak sunulan Ahmet Turan Bulgan' a ait çalışmada yarı klasik ve elektron kinetik teori yardımıyla Laser-iş parçası etkileşmesinde ısı transferinin analizi yapılmıştır. Bu çalışmada 10^{10} W/m² den büyük Laser işleme güçlerinde meydana gelen ısı transferi olayı iki ana grupta incelenmiştir. Birinci grupta ısı iletimi esas alınmış buna bağlı olarak mikroskobik düzeyde elektron kinetik teori modeli geliştirilmiştir. İkinci grupta ise ısı iletimi ve taşınımı birlikte incelenmiş, ısı iletimi elektron kinetik teori yardımıyla modellenmiş ısı taşınımı ise klasik yaklaşım olan erime ve buharlaşma ifadeleri esas alınarak modellenmiştir. Elde edilen matematik modeller bir bilgisayar programı yardımıyla nümerik olarak çözülmüş sonuçlar grafiklerde gösterilmiştir. Bu grafiklerde zamana bağlı sıcaklık değişimi ve çeşitli zamanlarda malzeme derinliği boyunca sıcaklık dağılımı gösterilmeye çalışılmıştır. Ancak sıcaklık dağılımında exponansiyel azalış yeterince gösterilememiştir. Bu çalışmada enerji kaynağı olarak klasik Laser düşünülmüştür.

Ekim 1995 tarihinde Erciyes Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsüne Makine Anabilim Dalında doktora tezi olarak sunulan Yıldız Koç' a ait çalışmada kinetik teori yaklaşımı ile Laser – malzeme etkileşimi sırasında malzemedeki sıcaklık dağılımının analizi yapılmıştır. Bu çalışmada 1.10^{10} W/m² ve 5.10^{10} W/m² Laserle malzeme işleme güçlerinde meydana gelen ısı transferi olayı iki ana grupta incelenmiştir. Birinci grupta ısı iletimi esas alınmış ve buna bağlı olarak elektron kinetik teori modeli ile çözüm yapılmış malzeme ergime sıcaklığına ulaştıktan sonra taşınım ile ısı transferi olayı meydana geldiği için ısı iletimi ve taşınımı ortaklaşa ele alınmış, iletim olarak kinetik teori modeli, taşınım olarak klasik teori modeli kullanılarak çözüm yapılmıştır. İkinci grupta ise ısı iletimi ve taşınımı ortaklaşa incelenerek her ikisinde de kinetik teori modeli göz önüne alınmıştır. Klasik Laser ışını düşünülerek elde edilen matematik modeller bir bilgisayar programı yardımıyla nümerik olarak çözülmüş sonuçlar grafiklerde gösterilmiştir. Elektron kinetik teori ile yarı klasik teori çözümleri arasındaki fark gösterilmiş malzemedeki sıcaklık dağılımı zamana ve derinliğe bağlı üç boyutlu olarak gösterilmiştir.

Mayıs 1997 Erciyes Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsüne Makine Anabilim Dalında yüksek lisans tezi olarak sunulan F.Şinasi Kazancıoğlu' na ait çalışmada dabeli Laser metal etkileşimi sırasında malzeme yüzeyindeki sıcaklık dağılımının kinetik teori yaklaşımı ile analizi yapılmıştır. Bu çalışmada $428\ 517\ \text{J/m}^2$ 'lik sabit güç yoğunluğunda uygulamada kullanılan laserlerden deneysel olarak elde edilen ve literatürde verilen darbe tiplerinden üç değişik tipi kullanılarak Laserle malzeme etkileşiminde malzeme yüzeyindeki sıcaklık dağılımları incelenmiştir. Isı iletimi ve taşınımı ortaklaşa incelenerek her ikisinde de kinetik teori modeli göz önüne alınmıştır. Darbe güçleri için ayrı ayrı üç adet matematik model kullanılmış ve her bir malzemeye bu darbeler uygulanmıştır.



3. MATERYAL VE YÖNTEM

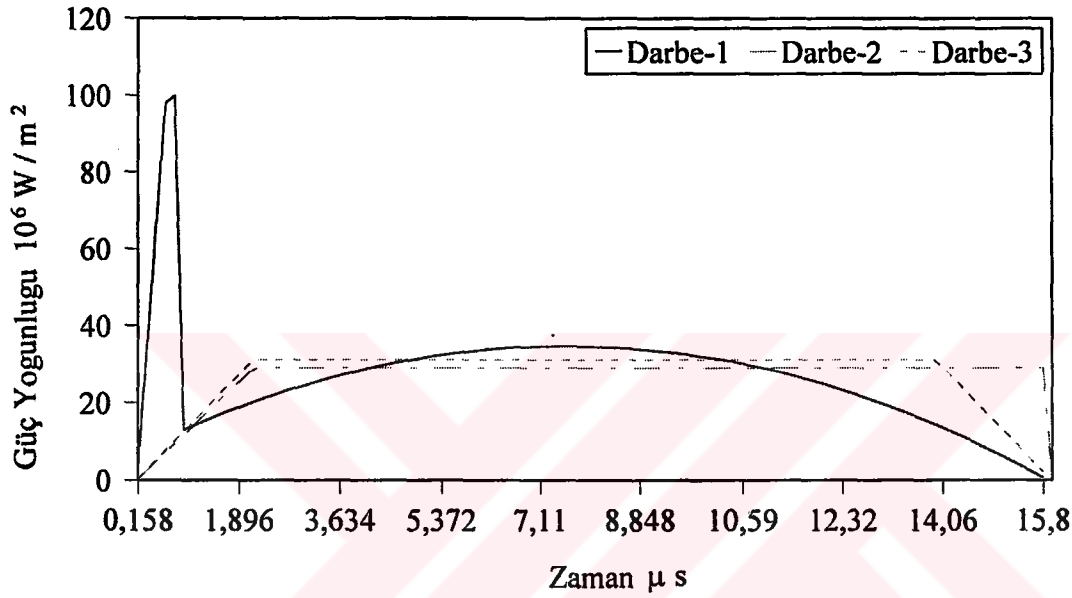
3.1. Materyal

Bu çalışmada Laser metal etkileşimi esnasında malzeme içerisindeki ve yüzeyindeki sıcaklık dağılımlarının değişimini incelemek gayesiyle dört farklı malzeme (Çelik, Nikel, Tantalum, Titanyum) kullanılmıştır. Malzemelerin termodinamik ve fiziksel özellikleri incelenirse Çeliğin ergime sıcaklığı 1453 °C, Nikel 1728 °C, Titanyum 1950 °C Tantalum 3270 °C. Titanyumun özgül ısı değeri 523 J/kg.K, Nikel 447 J/kg.K, Çelik 460 J/kg.K, Tantalum 150 J/kg.K. Nikelin ısıl iletkenliği 90.3 J/s.m.K Çelik 80.3 J/s.m.K, Tantalum 57.7 J/s.m.K, Titanyum 20.4 J/s.m.K. Tantalumun yoğunluğu 16620 kg/m³, Nikel 8900 kg/m³, Çelik 7880 kg/m³, Titanyum 4570 kg/m³. Bu malzemelerle ilgili özellikler Çizelge 3.1 de toplu olarak gösterilmiştir.

Çizelge 3.1. Malzemelerin özellikleri

Birimi	Malzeme Özellikleri	Çelik	Nikel	Titanyum	Tantalum
°C	Eriye Noktası	1473	1728	1950	3270
°C	Kaynama Noktası	3100	3110	3350	5700
°C	Kritik Sıcaklık	10300	10800	12500	22000
J/kg .K	Özgöl Isı	460	447	523	150
J/s.m.K	Isıl İletkenlik	80.3	90.3	20.4	57.7
kg/m ³	Yoğunluk	7880	8900	4570	16620
1/m	soğurma Katsayısı	6.16*10 ⁷	6.75*10 ⁷	4.38*10 ⁷	5.69*10 ⁷
m ² /sn	Isıl Difüzivite	0.227*10 ⁻⁴	0.229*10 ⁻⁴	0.092*10 ⁻⁴	0.247*10 ⁻⁴

Sıcaklık dağılımlarında darbe şekillerinin etkisinin görülebilmesi için darbelerin içerdiği toplam güç yoğunlu eşit kalmak üzere Laser güç yoğunluğunun zamana göre değişimi farklı, üç değişik darbeli laser türü kullanılmıştır. Kullanılan darbeli laserlerin güç yoğunluklarının zamana göre değişimini gösteren grafik Şekil 3.1. de gösterilmiştir.



Şekil 3.1. Üç değişik darbeli laser güç yoğunluğunun zamana göre değişimi

3.2. Yöntem

Laser-metal etkileşimi esnasında iki temel problem ortaya çıkmaktadır. Birincisi laser- metal etkileşimi esnasında metalin ısınması ve buna bağlı olarak iletim olayını açıklamaktır. İkincisi ise malzemenin ergime sıcaklığına ulaştıktan sonra taşınımın değişik metotlarla çözümüdür.

Bu çalışmada, malzemenin darbeli laser ile işlenmesi esnasında meydana gelen ısı transfer olayları iki ana grupta, üç ayrı darbe için incelenmiş ve sonlu farklar metodu uygulanarak nümerik çözümler yapılmıştır. İlk olarak ısı iletim problemi ele alınmış ve buna bağlı olarak elektron kinetik teori modeli kullanılarak çözüm yapılmıştır. Malzeme

ergime sıcaklığına ulaştıktan sonra, ısı transferi taşınım ile olduğu için, ısı iletimi ve taşınımı birlikte ele alınarak elektron kinetik teori modeli kullanılarak çözüm yapılmıştır.

Her üç darbede de, zamana ve faz dönüşümlerine bağlı olarak malzeme içerisindeki ve yüzeyindeki sıcaklık dağılımları incelenmiştir. Yrd.Doç.Dr. Yıldız KOÇ'un geliştirdiği bilgisayar programı yardımıyla değişik malzemelerdeki, 428517 J/m^2 sabit güç yoğunluğunda 3 değişik darbenin değişik zamanlarda, malzeme derinliği boyunca sıcaklık değişimi hesap edilerek birbirleri ile mukayese edilmiştir. Çözümler çelik, nikel, tantalum ve titanyum için yapılmış olup, iletim ve taşınım kinetik teori kullanılmış, malzeme derinliği boyunca malzemenin değişik zamanlardaki sıcaklık dağılımı incelenmiştir.

3.2.1. Isı transfer modeli

Metal yüzeylere çarpan fotonlar, yüzeydeki elektronlarla etkileşerek soğurulurlar. Bunun sonucunda malzeme yüzeyindeki elektronların kinetik enerjilerinde artma olur. Enerjisi artan elektronlar, örgü molekülleriyle çarpışarak, daha yüksek enerjilerde uyarılmış örgü fononlarını oluştururlar. Aynı anda molekül titreşim enerjilerinde de artış olur (yani fonon enerjileri artar) ve buna bağlı olarak da yüksek sıcaklığa ulaşırlar. Bütün bu etkileşmeler termal dengeyi kuracak şekilde fonon fonon çarpışmalarına sebep olur. (DEKKER 1975). Isıl dengeye ulaşma hızı, ısı direnç faktörü olarak tanımlanır. Bu olayların tümü ısı transferi mekanizmasının genel tanımını oluşturur.

Elektron kinetik teoriden üretilen ısı iletim denklemi analitik olarak çözülemeyen fakat nümerik metotlarla çözüm veren bir integro-diferansiyel denklemdir. Bu denklem katı fazdaki malzeme için, ısı iletimi düşünülerek türetilmiş olup katı faz dışındaki fazlar için geçerli değildir.

Laser'le ısıtma işlemlerinde ısı iletim probleminin çözümünde elektron serbest aralığı, atomlar arası mesafeyle karşılaştırılabilir bir düzeyde olmalı ve kullanılan uzaklık aralığı bu boyutlardan daha küçük seçilmelidir. Bu problemin çözümünde verilen düzlemden geçen ısı akısının malzeme içerisindeki elektron enerji dağılımına bağlı olduğu göz önüne alınmalıdır. Tüm bu şartları sağlayan nümerik çözüm elektron

kinetik teori modelidir. Elektron kinetik teoriyi kullanarak böyle bir problemi çözebilmek için elektronlar tarafından taşınan enerjinin bilinmesi gerekir. Problemi basitleştirebilmek için bazı kabullerin yapılması gerekir. Bu kabullerden biri kararlı uzay yükü kabulüdür. Buna göre malzeme yüzeyinden yayılan elektronların sayısı uzay yükünden malzeme yüzeyine geri dönenlerle aynı olduğudur. Bu kabulle termoiyonik emisyonundan dolayı meydana gelen enerji kaybı ortadan kalkmakta, enerji transfer işlemleri sadece elektron-fonon çarpışmaları sırasında meydana gelmektedir. Bu çarpışmalar esnasında elektronlar enerji fazlalığının bir kısmını fononlara aktarırlar. Diğer bir kabul elektron ortalama serbest yolunun sıcaklıktan bağımsız olduğudur. Böylece analiz sırasında elektron-elektron çarpışması elastik olarak kabul edilir, yani çarpışmadan önce ve sonra elektronların kinetik enerjileri ve momentumları korunur (DEKKER 1975).

3.2.2. Matematik model

Kinetik teoriye göre ısı iletim olayını incelemek için, kuantum alanında serbest elektron modelini göz önüne almak gerekir. Serbest elektronlar, belirli bir hıza sahip olan ve yüzey içerisinde serbest olarak hareket eden elektronlardır. Belirli bir yüzeyle sınırlandırılan hacim içerisinde elektronlar fermi dağılım yasasına göre enerjilerini değiştirebilirler. Elektronlar moleküler kafese yerleşir ve titreşim hareketlerine göre foton enerjisine sahip olurlar (KITTLE 1971). Kafes titreşimi düşünüldüğü zaman, kafes içerisinde “s” örgü noktasındaki bir atomun yer değiştirmesi aşağıdaki ifadeyle verilir.

$$A = A_g e^{i(g s - \omega g t)}$$

Burada; A_g hareketin genliğidir. T sıcaklığında bu titreşim modu ile ilgili ortalama birleşim enerjisi aşağıdaki planck formülü ile verilir (DEKKER 1975).

Kafes titreşiminin enerjisi frekans (ω) ve fonon sayısına (n) bağlıdır. T sıcaklığında ve ısı dengede bulunan fonon sayısı (n) Planck dağılımına bağlı olarak yazılırsa;

$$\langle n \rangle = \frac{1}{e^{\frac{\hbar \omega}{k_B T}} - 1} \quad (3.1a)$$

veya;

$$\langle n \rangle = +\frac{1}{2} = \frac{1}{2} \coth \frac{\hbar \omega}{2 k_B T} \quad (3.1 b)$$

Burada; $\langle \rangle$: ısı dengedeki ortalamayı gösterir. k_B : Boltzman sabiti. $\langle n \rangle$: Isıl dengedeki ortalama foton sayısıdır.

Planck dağılımında, ısı dengede bulunan aynı harmonik salınımların değişimi göz önüne alınır. (KITTLE 1969, KITTLE 1971). Kuantum durumunda bulunan (nth) daki uyarma sayısının kuantum durumdaki [(n + 1)th] salınımlarının sayısına oranı Boltzman sabitine bağlı olarak;

$$\frac{N_{n+1}}{N_n} = e^{-\frac{\hbar \omega}{\tau}} \quad (3.2)$$

$$\tau = k_B \cdot T$$

Şeklinde yazılır. ω frekansında bir salınımın ortalama enerjisi $\langle h \rangle = \hbar \omega$ dir. Tek bir yöndeki N adet atomun salınımı için, aynı frekanstaki fononların ısı enerjisi;

$$\langle E \rangle = \frac{\hbar \omega g}{\left[\exp \left(\frac{\hbar \omega g}{k T} - 1 \right) \right]} \quad \text{dir.} \quad (3.3)$$

Salınımların ısı kapasitesi;

$$C_v = \left(\frac{dE}{dT} \right)_v = N k_B \left(\frac{\hbar \omega}{\tau} \right)^2 \frac{e^{\frac{\hbar \omega}{\tau}}}{\left(e^{\frac{\hbar \omega}{\tau}} - 1 \right)^2} \quad (3.4)$$

Şeklinde yazılır. Üç boyutlu N adet atomun salınımları için denkleme 3N yazılır. Çünkü her bir atom üç serbestlik derecesine sahiptir. Kafes titreşimlerinden dolayı tek bir yöndeki N adet molekülün enerjisi;

$$E_x = N_x k_B T \quad (3.5)$$

Bu denklem foton enerjisi olarak tanımlanabilir. Genel olarak homojen yapıdaki bir malzemede sürekli halde ısı geçişi olduğu kabulü ile ısı iletkenlik katsayısı tanımlanmış olup tek yöndeki ısı iletkenlik katsayısı aşağıdaki gibidir. (ZIMON 1960, MENDELSSOHN ve ROSENBERG 1961, YILBAŞ 1982,).

$$K = \frac{N \bar{V}_x k_B \lambda}{6} \quad (3.6)$$

Deby sıcaklığından daha yüksek sıcaklıklar için, ısı iletkenlik sabit olacaktır. (DEBY 1914). Analizde, yüzeyden yansıyan elektronlardan dolayı bir zorluk meydana gelmektedir. Bu güçlük Şekil 3.2 de görüldüğü gibi yüzeyde bir yansıtıcının olduğu kabulüyle aşılmıştır.

Şekil 3.3' de birinci bölüm, A alanında dt zamanında I kesitini x yönünde terk eden elektronların sayısı:

$$N_x A \bar{V}_x dt \quad (3.7)$$

Şekil 3.2 den yararlanılarak, hareket eden bir elektronun çarpışma yapmadan x mesafesine gitme ihtimali:

$$\exp\left(-\frac{x}{\lambda}\right) \quad (3.8)$$

Burada $x \ll 2\lambda$ dır. dx mesafesinde bir elektronunun çarpışma ihtimali,

$$\frac{dx}{\lambda} \quad (3.9)$$

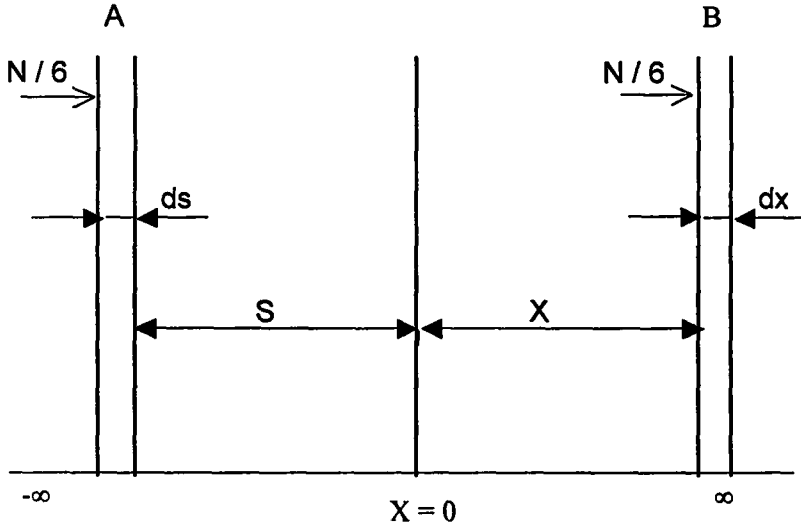
Elektronlar, Şekil 3.3 de görülen (II, I) veya (III, I) yolunu izlerler. Yüzey bölgesinde elektronların toplam çarpışma ihtimali aşağıdaki gibi yazılabilir (SCHAPER ve ark. 1993, SAMİ ve ark. 1994)

$$\int_{-\infty}^{\infty} \exp\left[-\frac{|x-s|}{\lambda}\right] \frac{ds}{\lambda} \frac{dx}{\lambda} \quad (3.10)$$

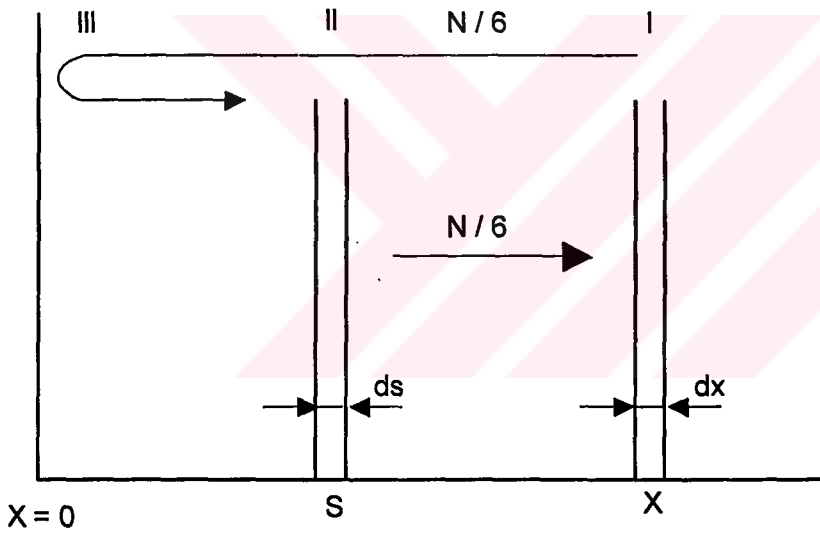
Entegralin negatif sınırı, yüzeyden yansıyan elektronlardan dolayı düşünülen yansıtıcıdan dolayıdır. Bütün cisimde elektron-foton çarpışması esnasında net enerji transferi aşağıdaki gibidir.

$$\Delta E_{x,t} = \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left[-\frac{|x-s|}{\lambda}\right] \frac{ds}{\lambda} \frac{dx}{\lambda} f(E_{s,t}-E_{x,t}) \quad (3.11)$$

Burada $E_{s,t}$ ve $E_{x,t}$ sırası ile göz önüne alınan bölgede elektronların ve atomların enerjisidir. Yukarıdaki f parametresi elektron enerjisinin bir oranını göstermekte olup daha sonra açıklanacaktır.



Şekil 3.2. Elektronların hareketi



Şekil 3.3. Hayali ayna kabulü ile elektronların hareket yönü

X mesafesinin bir fonksiyonu olarak, homojen bir ortamdan geçen ısıнын geçişindeki değişim aşağıdaki denklemle verilir.

$$\frac{dl}{dx} = -\delta dl \quad (3.12)$$

Burada δ soğurma katsıyıdır. Buradaki negatif işaret δ pozitif büyüklüğü ile soğurmadan dolayı ışın şiddetindeki azalmayı belirtmektedir. Bu denklemi entegre edersek

$$I = I_0 \exp (-\delta x) \quad (3.13)$$

Burada, I_0 gelen laser ışınının maksimum şiddetidir. Bundan dolayı, laser ışınının şiddeti için yukarıdaki formül kullanılarak, dt zaman aralığında dx boyunda uygulanan enerji aşağıdaki gibi yazılabilir;

$$\Delta E_{x,t} \big|_{abs} = I_0 \delta e^{-\delta x} A dt dx \quad (3.14)$$

dt zamanında dx boyundaki metaldeki toplam enerji artışı:

$$N A (E_{x,t+dt} - E_{x,t}) dx = \Delta E_{x,t} + \Delta E_{x,t} \big|_{abs} \quad (3.15)$$

Bundan dolayı toplam enerji transfer denklemi:

$$N A (E_{x,t+dt} - E_{x,t}) dx = I_0 \delta \exp (-\delta x) A dt dx +$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{N n}{6 \lambda^2} \exp \left(-\frac{|x-s|}{\lambda} \right) f(E_{s,t} - E_{x,t}) ds A dt dx \quad (3.16)$$

Bununla birlikte elektronlar ve moleküller arasındaki enerji transferi, elektronların ve kafes titreşimlerinin sonucu oluşan sıcaklığa bağlı olarak hesaplanabilmektedir (FERENDECI 1977, KITTLE 1971). Toplam enerji transfer denklemi düzenlendikten sonra kafes sıcaklığının değişimi aşağıdaki şekilde yazılabilir.

$$\frac{dT(x, t)}{dt} = \frac{I_0 \delta}{\rho c_p} \exp (-\delta x) - \frac{K f}{2 \lambda^3 \rho c_p} T(x, t)$$

$$\begin{aligned}
& + \frac{K f}{4 \lambda^3 \rho c_p} \cdot \left[\int_0^{\infty} \exp \left(-\frac{|x+s|}{\lambda} \right) T(s, t) ds \right. \\
& \left. + \int_0^{\infty} \exp \left(-\frac{|x-s|}{\lambda} \right) T(s, t) ds + \int_x^{\infty} \exp \left(-\frac{|x-s|}{\lambda} \right) T(s, t) ds \right] \quad (3.17)
\end{aligned}$$

Elektron fonon çarpışmaları esnasında, fazla elektron enerjisi f oranı fotonlara transfer edilir. Herhangi bir elastik olmayan çarpışma için herhangi bir alanda enerjinin korunumu aşağıdaki şekilde yazılmıştır.

Alana gelen elektron enerjisi = Alandan ayrılan elektron enerjisi
+ Alandan fotonlara enerji transferi

$$f = \frac{(\text{Elektron Enerjisi})_{\text{giren}} - (\text{Elektron Enerjisi})_{\text{çıkan}}}{(\text{Fazla Elektron Enerjisi})_{\text{çıkan}}} \quad (3.18a)$$

yada;

$$f = \frac{(E_{el})_{\text{giren}} - (E_{el})_{\text{çıkan}}}{(E_{el})_{\text{giren}} - E_{\text{fonon}}} \quad (3.18b)$$

Enerjinin korunumundan $0 \leq f \leq 1$ şartı kullanılırsa, buradan;

$$(E_{el})_{\text{fazla enerji}} = (E_{el})_{\text{giren}} - E_{\text{fonon}} \quad (3.19)$$

Burada; E_{fonon} ortalama fonon enerjisidir. Ortalama fonon enerjisi yeterince çok sayıda çarpışmaya müsaade edecek kadar geniş bir alanda ise f 'nin değeri 1'dir. Bu sonuç ısııl denge şartına karşılık gelir. Fakat göz önüne alınan durumda, elektronlar radyasyon alanında enerji soğurdıkları için denge kurulamaz. Yalnız bir çarpışma

durumunda, f çarpışan parçacıkların kütlelerine bağlı olarak aşağıdaki şekilde ifade edilir.

$$f = \frac{2 M m}{(M + m)^2} \quad (3.20)$$

Burada M molekül kütlesi, m elektron kütlesidir. Uygun değerleri yerine koyarsak f 'nin değeri 10^{-4} mertebesinde bir değer olduğu görülür. HARRINGTON (1968) un 10^{-4} olarak ileri sürdüğü f değeri, KITTLE (1971) tarafından da ortalama olarak uygun bulunmuştur.

Yukarıdaki bilgilerin ışığı altında $f = 10^{-4}$ olarak alınmıştır. İletim denkleminin bularlaşmayı içermesi için, yüzey sıcaklığı ile buharlaşma gizli ısısının ve yüzey hızının değişimi için yapılan çalışmaların geliştirilmesi gerekmektedir.

3.2.3. Buharlaşmanın etkilerini ihtiva eden laser ısıtma mekanizması

Isı transferi işlemlerinde buharlaşma etkilerinin göz önüne alınabilmesi için malzemenin fiziksel bir modeline ihtiyaç vardır. Bu konumda bir metale ihtiyaç vardır. Laserle bir metalin ısıtılması durumunda, enerji, çarpışma işlemleri vasıtasıyla kafes molekülüne iletilmektedir. Bundan dolayı, işlem serbest elektronlardan kafes molekülüne kinetik enerji geçişinden daha karışıktır istatistiki mekanik kanunlarına göre yalnızca serbest gaz elektronlarına ihtiyaç olmakla beraber aynı zamanda kafes boşluklarında serbest moleküllere de ihtiyaç vardır. Bununla beraber enerji geçiş mekanizması elektron-serbest molekül çarpışması ve serbest molekülün delik çarpışması işlemi ile meydana gelmektedir. İkincisinde serbest molekül kafes içerisinde yer almaktadır (YILBAŞ 1982).

Bunun yanında sıçrayan moleküllerin bağ kuvvetleri, metal içerisindeki molekülün bağ kuvvetlerinin değerinin yaklaşık olarak yarısı kadar olduğunda, kendi kendine metal yüzey seviyesinden kaçmaya çalışacaklardır. Bundan dolayı yüzeye sıçrayan molekülün kaçma oranı çok fazla olmaktadır. Metalin içerisinde serbest molekül, eğer yeterli enerjiye sahip iseler yüzey seviyesine gelebileceklerdir.

Metaldeki ısı transferi işleminin hesabının tam olarak yapılabilmesi için bu etkiler göz önüne alınmalıdır. Aslında laser işlemlerinde temel mekanizmalardan biri yok olan kütleler olduğundan dolayı, en azından yüzey buharlaşmasının da hesaba katılması gereklidir. Bu olmadan analiz laser kaynak durumu ile sınırlı olacaktır. Burada sürekli hasar olayı yoktur.

Kristal halindeki cisimler ancak düzenli yapılarında moleküller kendi kendilerine küçük termal titreşimler ile ayrılırlar, ve mükemmel bir şekilde düzenli yapıya sahip olan cisimler olarak tarif edilir. Katı bir cismin buharlaşması kabaca cisimden metalin yüzey atomlarının uzaklaşması ve uzaklaşan atomlar yerine bir diğerinin gelmesi şeklindedir.

Böyle bir kaçışın gerekliliği, partiküllerin hız dağılımının belirlenerek Maxwell kanunundan direk olarak takip edilir. Bu dağılım yüksek sıcaklıklarda katılarda, sıvılarda ve gaz fazlarda aynıdır. Partiküller bir hız dağılımına sahip olacaklarından dolayı, kendi kafes kenarlarından kaçabilecek yeterli enerjiye sahip bazı partiküller bulunacaktır

3.2.4. Kinetik teori yaklaşımı ile ısı taşınımının matematik modellemesi

Yüzeydeki buharlaşma FRENKEL (1946) ve LEOB (1934) tarafından tartışılmıştır. Yüzeyden dışarı doğru hareket eden bir atom buharlaşma fazında ise, uygulanan karşı kuvvetler atomu yavaşlatır. Eğer atomun başlangıç kinetik enerjisi kaçış işine izin verirse, atom buharlaşır. Kaçış işi buharlaşma gizli ısısına eşit olacaktır. V_x yüzeye normal atomun bileşik hızıysa, kaçış için gereken başlangıç minimum değeri V_x 'i ifade eden değer

$$\frac{1}{2} m V_x^2 = U_0 \quad \text{dir.} \quad (3.21)$$

Moleküllerin Maxwell yasasına göre hız dağılımı

$$f(V_x) dV_x = \left[\frac{m}{2 \pi k_B T} \right]^{\frac{1}{2}} \exp \left[\frac{-m V_x^2}{2 k_B T} \right] dV_x \quad (3.22)$$

Şeklinde yazılır. Bundan dolayı, dt zamanında yüzeyden ayrılan moleküllerin sayısı:

$N f(V_x) dV_x V_x dt$ 'dir.

Burada N yüzeyde birim hacimdeki moleküllerin sayısıdır. V_{min} 'den daha büyük hızlara sahip bütün bu atomlar yüzeyden uzaklaşabileceklerdir. G birim alanda, birim zamanda buharlaşan atom sayısı ise

$$\begin{aligned} G &= N \int_{V_{min}}^{\infty} f(x) V_x dV_x \\ G &= N \left[\frac{m}{2 \pi k_B T} \right]^{\frac{1}{2}} \frac{1}{m} \int_{\frac{1}{2} m V^2}^{\infty} \exp \left[\frac{-m V_x^2}{2 k_B T} \right] \frac{d(m V_x^2)}{2} \\ G &= N \left[\frac{k_B T}{2 \pi m} \right]^{\frac{1}{2}} \exp \left[- \frac{U_0}{k_B T} \right] \end{aligned} \quad (3.23)$$

$$\text{Şeklinde yazılır. Burada; } V_0 = \frac{1}{2} m V^2 \text{ dir.} \quad (3.24)$$

Yüzeyin buharlaşma hızı;

$$\frac{G}{N} = V_s = \left[\frac{k_B T}{2 \pi m} \right]^{\frac{1}{2}} \exp \left[- \frac{U_0}{k_B T} \right] \quad (3.25)$$

Şeklinde yazılır.

Kafes içerisinde moleküllerin kaçmasına engel olacak bir sınırlama yoktur. Bununla beraber serbest bırakılmayan moleküllerin arkasındaki kafes bölgesinde bir boşluk kalacaktır. Bu boşluk, serbest kalan enerji ile diğer serbest moleküller tarafından

doldurulur. Kafeste serbest kalan moleküller hemen yeni bir denge pozisyonu oluştururlar. Bir molekül kafesten ayrıldığında, diğer bir çatlğa veya boşluğa gittiğinde ayrılma işlemi tamamlanır. Bu şekilde kafes içerisinde bir boşluk oluşur. Bununla beraber atomlar çatlaklar arasını doldurabileceği gibi yüzey tarafından da absorbe edilebilirler. İlk durumda bir yüzey atomu normal bir buharlaşma da olduğu gibi denge durumunda dışarıya doğru hareket edebilir. Bununla beraber uzaklaşma yerine mevcut olan en üst yüzey seviyesinde yeni bir pozisyon şeklini alır. Sonuç olarak bir boşluk, kendisinden bir önceki katmandan gelecek bir molekül tarafından hızlı bir şekilde doldurularak alade bir kafeste şekillenir. Bu yolla molekül, metalin bir boşluğu tarafından absorbe edilir ve kafes iç seviyesinde hareket edebilir. Kafes içerisinde hareketli serbest moleküllerin ortalama hızı, ısı hızlardan V_{th} , çok daha azdır. Serbest moleküllerin V_f hızı yaklaşık olarak (MARK ve ark. 1992)

$$V_f = V_{th} \cdot \exp\left[-\frac{U}{k_B \cdot T}\right] \quad (3.26)$$

Şeklinde yazılır

Burada U serbest molekülü elde etmek için gerekli enerji. Bu serbest molekül ve deliklerden dolayı iletilen enerji göz önüne alınması için önemlidir. T sıcaklığında herhangi bir kesitte birim hacimde serbest moleküllerin sayısı;

$$N_f = N_0 \cdot \exp\left[-\frac{U_1}{k_B \cdot T}\right] \quad \text{dir.} \quad (3.27)$$

Birim hacimdeki boşlukların sayısı;

$$N_h = N_0 \cdot \exp\left[-\frac{U_2}{k_B \cdot T}\right] \quad (3.28)$$

Burada U_2 aktivasyon enerjisidir. Bu durumda N_0 birim hücredeki kafes yerlerinin sayısıdır. Ve U her iki durumda da aynı olacağı kabul edilebilir. Sonuç olarak

$$N_f = N_h \quad (3.29)$$

Fakat bu kabul tam olarak doğru değildir.

$$N_{bm} + N_h = N_0 \quad (3.30)$$

Burada N_{bm} , birleşik moleküllerin sayısıdır. Eğer μ diğer moleküller ve boşluk ile çarpışmalara uğrayan bir molekül için ortalama serbest yol ise dx mesafesinde bir çarpışma yapma ihtimali (YILBAŞ 1988, D'COUTO ve ark. 1994).

$$1 - \exp\left[-\frac{dx}{\mu}\right] = \frac{dx}{\mu} \quad (3.31)$$

Bir boşlukta olan çarpışma ihtimali P_h ;

$$P_h = \frac{N_h}{N_{bm} + N_{fm} + N_h} = \frac{N_h}{N_0 + N_{fm}} = \frac{\exp\left[-\frac{U_2}{k_B \cdot T}\right]}{1 + \exp\left[-\frac{U_1}{k_B \cdot T}\right]} \quad (3.32)$$

Serbest bir molekül ile olan çarpışma ihtimali P_m ;

$$P_m = \frac{N_{fm}}{N_{bm} + N_{fm} + N_h} = \frac{N_{fm}}{N_0 + N_{fm}} = \frac{\exp\left[-\frac{U_1}{k_B \cdot T}\right]}{1 + \exp\left[-\frac{U_1}{k_B \cdot T}\right]} \quad (3.33)$$

Birleşik bir molekül ile olan çarpışma ihtimali P_{bm} ;

$$P_{bm} = \frac{1 - \exp\left[-\frac{U_2}{k_B \cdot T}\right]}{1 + \exp\left[-\frac{U_1}{k_B \cdot T}\right]} \quad (3.34)$$

Bir çarpışma moleküller arasında meydana geldiğinde artan kinetik enerjinin g ve h oranları sırasıyla birleşik ve serbest molekül çarpışmalarda transfer olduğu kabul edilir.

Serbest molekül ve bir boşluğun çarpışması esnasında, başka bir deyişle mevcut enerji, molekülün serbest ve yüzeyde irtibatlı olması halindeki potansiyel enerjilerinin farkına eşittir. Bu çarpışma esnasına kinetik enerjinin tümü harcanır.

Yüzeyde ise bu durum kaçan moleküller dışında hemen, hemen aynıdır. Yer değiştiren enerjinin miktarı sahip olunan aktivasyon enerji ile termal enerjinin ($3.k_B.T$) toplamına eşittir (SCHAPER ve ark. 1993, ŞAHİN ve ark. 1994). Ayrıca yüzeye ulaşan moleküller yüzeyden uzaklaşabileceklerdir. Bununla beraber bu moleküller yüzey potansiyel engelinden kaçmadan engellenir. Kaçmak için yalnız bir molekül bu yüzey engelini aşmak için yeterli enerjiye sahip olmalıdır. Bu iki etkinin kombinasyonu yüzeyden buharlaşan moleküllerin sayısını verir.

Bu hacimsel buharlaşma işlemi şu şekilde özetlenebilir; içindeki işlemler genel prosestir. Fakat bu işlem yüzeydeki molekülün kaçabileceği göz önüne alınarak yorumlanmalıdır. Analiz metodunda metalin sonsuz bir bloğu göz önüne alınmalıdır. Bununla beraber bu durum da yüzey V_s hızında hareketlidir ve moleküller yüzeyden kaçmaktadır. Bundan dolayı burada N_{ev} yüzeye doğru net kütle akısıdır. Tahminen bu net akış materyalin her bir kesitine yansıyarak ulaşmaktadır. Bu kabul ile şok dalgalarının etkilerini ihmal etmeye benzeyen bir kabuldür. Koordinat eksenleri V_s hızında hareketlidir ve bundan dolayı bütün kütle iletim usulleri relativ hızları ihtiva etmektedir. (ROY ve ark. 1993, QUI ve ark. 1994)

Burada moleküllerin iletim işlemlerini yapan iki tipi enerji taşıyıcı vardır. Bunlar serbest moleküller ve boşluklardır. Eğer istatistik dengenin her bir kesitte mevcut olduğu kabulü, yapılırsa bir boşluk ile çarpışan serbest moleküllerin sayısı dt zamanında herhangi bir periyotla kafesten ayrılan hareketli moleküllerin sayısı aynıdır. Bu ifade serbest molekül delik çarpışma işlemi için uygun sayıdaki kaçan hareketli moleküller

sebebiyle herhangi bir dx kesitinden iletim enerjisinin sonuçlarını izah eder. (BANG ve ark. 1993).

Elastik çarpışma işleminde, tekrar yakalanan moleküle bir miktar enerji aktaracaktır. Aktaracağı enerji (QUI ve ark. 1994, YILBAŞ ve ŞAHİN 1994).

$$U(s) + 3 k_B \phi(s, t) \quad (3.35)$$

Burada; $\phi(s, t)$ t zamanında s pozisyonunda kafes sıcaklığıdır. Bununla beraber kaçan moleküllerin götüreceği enerji miktarı

$$U(x) + 3 k_B \phi(x, t) \quad (3.36)$$

Böylece ayrıntılı işlemde bir miktar enerjinin terk edildiği veya herhangi bir dx kesitinde çarpışan moleküllerin olduğu bir yer gibi kabul edilecektir.

$$U(s) - U(x) + 3 k_B [\phi(s, t) - \phi(x, t)] \quad (3.37)$$

Burada $U(s)$ serbest bir molekülün s pozisyonundaki aktivasyon enerjisi olup genellikle sıcaklığın bir fonksiyonudur. Fakat yüzey az miktardaki moleküllerle çevrildiğinden dolayı, yüzeyde U_0 da bir azalma olur. Göz önünde tutulan moleküller enerji ds kesitinden dx kesitine transfer olduğundan, burada bir çarpışma olduktan sonra dt zamanında ds'den dx'e doğru ayrılan serbest moleküllerin sayısı;

$$N_{sx} A \bar{U}_{sx} dt \frac{ds}{\mu} \quad (3.37)$$

Burada ; U_{sx} , s'den x'e serbest moleküllerin bağlı hızıdır. dx kesitinde ilk olarak bu moleküllerin çarpışma ihtimali;

$$N_{sx} A \bar{U}_{sx} dt \frac{ds}{\mu} \frac{dx}{\mu} \exp\left(-\frac{|x-s|}{\mu}\right) \quad (3.38)$$

Serbest moleküller ile olan çarpışma sayısı;

$$N_{sx} A \bar{U}_{sx} dt \frac{ds}{\mu} \frac{dx}{\mu} \exp\left(-\frac{|x-s|}{\mu}\right) P_{fm} \quad (3.38)$$

Sıçrayan moleküller ile olan çarpışmaların sayısı;

$$N_{sx} A \bar{U}_{sx} dt \frac{ds}{\mu} \frac{dx}{\mu} \exp\left(-\frac{|x-s|}{\mu}\right) P_{bm} \quad (3.39)$$

Boşluklar ile alan çarpışmaların sayısı;

$$N_{sx} A \bar{U}_{sx} dt \frac{ds}{\mu} \frac{dx}{\mu} \exp\left(-\frac{|x-s|}{\mu}\right) P_h \quad (3.40)$$

Bir boşluk ile çarpışmada molekülün transfer ettiği enerji miktarı;

$$U(s) - U(x) + 3 k_B [\phi(s,t) - \phi(x,t)] \quad (3.41)$$

Sıçrayan molekül ile olan çarpışmada molekülün transfer ettiği enerji miktarı;

$$\frac{1}{2} g k_B [\phi(s,t) - \phi(x,t)] \quad (3.42)$$

Bir serbest molekül ile çarpışmada, molekülün transfer ettiği enerji miktarı;

$$\frac{1}{2} h k_B [\phi(s,t) - \phi(x,t)] \quad (3.43)$$

Bundan dolayı ds gibi bütün başlıca alanlardan dx kesitine transfer olan enerji

$$\begin{aligned}
\frac{\Delta E}{A \, dx \, dt} &= \int_{-\infty}^{\infty} \frac{N_{sx}}{2 \mu^2} \bar{U}_{sx} \, h \, k_B \, P_{fm} \exp\left(-\frac{|x-s|}{\mu}\right) [\phi(s, t) - \phi(x, t)] \, ds \\
&+ \int_{-\infty}^{\infty} \frac{N_{sx}}{2 \mu^2} \bar{U}_{sx} \, g \, k_B \, P_{bm} \exp\left(-\frac{|x-s|}{\mu}\right) [\phi(s, t) - \mu(x, t)] \, ds \\
&+ \int_{-\infty}^{\infty} \frac{N_{sx}}{\mu^2} \bar{U}_{sx} \, P_h \exp\left(-\frac{|x-s|}{\mu}\right) [U(s) - U(x) + 3 \, k_B [\phi(s, t) - \phi(x, t)]] \, ds \quad (3.44)
\end{aligned}$$

Burada N_{sx} ds elemanından s'den x'e doğru hareket eden serbest moleküllerin sayısıdır ve $\bar{U}_{sx}$ bu yöndeki serbest moleküllerin bağıl hızıdır. Yoğunluk dağılımını temsil etmek için dikdörtgen fonksiyonunu kullanılırsa;

$$N_{sx} = \frac{N_{fm}(s)}{6} - \xi \, \pi \left[\frac{(2s-x)}{2s} \right] \frac{N_{fm}(0)}{6} \quad \text{Şeklinde yazılır.} \quad (3.45)$$

Burada; ξ yüzeyden kaçan molekül ihtimali olup ;

$$\zeta = \exp\left[-\frac{U_0}{\phi(0, t)}\right] \quad \text{dir.} \quad (3.46)$$

İşaret fonksiyonunu kullanırsak, $\text{Sign}(x)$; Burada $x > 0$ için , $\text{Sign}(x) = 1$ ve $x < 0$ için $\text{Sign}(x) = -1$ dir. Relativ (bağıl) hız;

$$V_{sx} = V_{fm} + V_s \, \text{Sign}(|s| - |x|) \quad (3.47)$$

Öyleyse

$$|s| > |x| \quad \text{için} \quad \text{Sign}(|s| - |x|) = 1$$

$$|s| < |x| \quad \text{için} \quad \text{Sign}(|s| - |x|) = -1$$

Sonuçta, (3.25) denklemi yeniden düzenlenirse;

$$V_s = \sqrt{\frac{k_B \phi(s, t)}{2 \pi m}} \exp\left[-\frac{U}{k_B \phi(s, t)}\right] \quad (3.48)$$

Şeklinde yazılır. Konveksiyon denkleminde gerekli düzenlemeler yapıldıktan sonra aşağıdaki şekilde yazılır.

$$\begin{aligned} \frac{\Delta E}{A dx dt} = & -\frac{P_{fm} h K^m}{2 \mu^2} T(x, t) + \frac{P_{fm} h K^m}{4 \mu^3} \cdot \left[\int_0^\infty \exp\left(-\frac{|x+s|}{\mu}\right) T(s, t) ds \right. \\ & + \int_0^x \exp\left(-\frac{|x-s|}{\mu}\right) T(s, t) ds + \int_x^\infty \exp\left(-\frac{|x-s|}{\mu}\right) T(s, t) ds \left. \right] \\ & - \frac{P_{bm} g K^m}{2 \mu^2} T(x, t) + \frac{P_{bm} g K^m}{4 \mu^3} \cdot \left[\int_0^\infty \exp\left(-\frac{|x+s|}{\mu}\right) T(s, t) ds \right. \\ & + \int_0^x \exp\left(-\frac{|x-s|}{\mu}\right) T(s, t) ds + \int_x^\infty \exp\left(-\frac{|x-s|}{\mu}\right) T(s, t) ds \left. \right] \\ & - \frac{P_h K^m}{2 \mu^2} T(x, t) + \frac{P_h K^m}{4 \mu^3} \left[\int_0^\infty \exp\left(-\frac{|x+s|}{\mu}\right) T(s, t) ds \right. \\ & + \int_0^\infty \exp\left(-\frac{|x-s|}{\mu}\right) T(s, t) ds + \int_x^\infty \exp\left(-\frac{|x-s|}{\mu}\right) T(s, t) ds \left. \right] \\ & - \frac{3}{2} \frac{P_h K^m}{\mu^2} T(x, t) + \frac{3}{4} \frac{P_h K^m}{\mu^3} \left[\int_0^\infty \exp\left(-\frac{|x+s|}{\mu}\right) T(s, t) ds \right. \\ & + \int_0^x \exp\left(-\frac{|x-s|}{\mu}\right) T(s, t) ds + \int_x^\infty \exp\left(-\frac{|x-s|}{\mu}\right) T(s, t) ds \left. \right] \end{aligned} \quad (3.49)$$

Böylece, konveksiyon etkilerini ihtiva eden iletim denklemi de göz önüne alınarak sıcaklık dağılımını veren kinetik teoriye göre iletim ve taşınım denklemi şu şekilde yazılır.

$$\begin{aligned}
\frac{dT(x,t)}{dt} = & \frac{I_0 \delta}{\rho c_p} \exp(-\delta x) - \frac{K f}{2 \lambda^2 \rho c_p} T(x,t) \\
& + \frac{K f}{4 \lambda^3 \rho c_p} \cdot \left[\int_0^\infty \exp\left(-\frac{|x+s|}{\lambda}\right) T(s,t) ds \right. \\
& + \left. \int_0^x \exp\left(-\frac{|x-s|}{\lambda}\right) T(s,t) ds + \int_x^\infty \exp\left(-\frac{|x-s|}{\lambda}\right) T(s,t) ds \right] \\
& - \frac{P_{fm} h K^m}{2 \mu^2 \rho c_p} T(x,t) + \frac{P_{fm} h K^m}{4 \mu^3 \rho c_p} \cdot \left[\int_0^\infty \exp\left(-\frac{|x+s|}{\mu}\right) T(s,t) ds \right. \\
& + \left. \int_0^x \exp\left(-\frac{|x-s|}{\mu}\right) T(s,t) ds + \int_x^\infty \exp\left(-\frac{|x-s|}{\mu}\right) T(s,t) ds \right] \\
& - \frac{P_{bm} g K^m}{2 \mu^2 \rho c_p} T(x,t) + \frac{P_{bm} g K^m}{4 \mu^3 \rho c_p} \left[\int_0^\infty \exp\left(-\frac{|x+s|}{\mu}\right) T(s,t) ds \right. \\
& - \frac{P_h K^m}{2 \mu^2 \rho c_p} T(x,t) + \frac{P_h K^m}{4 \mu^3 \rho c_p} \cdot \left[\int_0^\infty \exp\left(-\frac{|x+s|}{\mu}\right) T(s,t) ds \right. \\
& + \left. \int_0^x \exp\left(-\frac{|x-s|}{\mu}\right) T(s,t) ds + \int_x^\infty \exp\left(-\frac{|x-s|}{\mu}\right) T(s,t) ds \right] \\
& - \frac{3}{2} \frac{P_h K^m}{\mu^2 \rho c_p} T(x,t) + \frac{3}{4} \frac{P_h K^m}{\mu^3 \rho c_p} \left[\int_0^\infty \exp\left(-\frac{|x+s|}{\mu}\right) T(s,t) ds \right. \\
& + \left. \int_0^x \exp\left(-\frac{|x-s|}{\mu}\right) T(s,t) ds + \int_x^\infty \exp\left(-\frac{|x-s|}{\mu}\right) T(s,t) ds \right]
\end{aligned} \tag{3.50}$$

3.2.5. Darbeli ısıtmanın matematik modeli

Genelde, laser çıkış darbesinin matematiksek olarak ifade edilmesi kolay değildir. Örneğin, Nd YAG laseri gibi katı laserlerden ışın çıkışı birkaç μ sn uzunluğunda pikler yapar. Bu pikler serisi yükselir ve sonunda düşmeyle sonuçlanır. CO₂ darbeli laser için (3.51) eşitliğinden laser çıkış güç yoğunluğunun zamana göre değişimi şematik olarak

Şekil 3.1 de verilmiştir. (D'COUTO ve BABU 1994, YILBAŞ ve ŞAHİN 1994). Bu iki üstel fonksiyonlu analitik denklem;

$$I_0 = I_1 [\exp(-\beta t) - \exp(-\zeta t)] \quad (3.51)$$

Burada; β ve ζ uygun olarak seçilmiş olup darbe yükselme zamanını veren parametrelerdir. I_1 , belirlenen maksimum genliktir. (3.51) eşitliğindeki input şekli için Fourier eşitliği yazılacak olursa;

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\delta}{K} I_1 \exp(-\delta x) [\exp(-\beta t) - \exp(-\zeta t)] = \frac{1}{\alpha} \frac{\partial T}{\partial t} \quad (3.51a)$$

Denklem lineer olduğunda, tüm darbe için çözüm gerekli değildir. Sıcaklık dağılımlarında darbe şeklinin etkisinin görülmesi için, darbenin içerdiği toplam güç yoğunluğu eşit kalmak üzere üç tane darbe üretilmiş ve bu darbeler modifiye edilerek Şekil 3.1 de gösterilmiştir. Her iki şekildeki darbelerde aynı miktarda enerji ihtiva etmektedir.

Laser-metal etkileşimi uygulamalarında, verimli darbe profilleri Şekil 3.1'de gösterilmiştir. Sıcaklık dağılımında darbe, şeklinin etkisi görülebilmesi için, darbe 1, darbe 1'in içerdiği toplam enerjinin modifiye edilmiş darbenin içerdiği toplam enerjiye eşit tutmak için modifiye edilmiştir. Bu darbe 1 ve modifiye edilen darbe için şiddet ve zaman arasında çizilen eğri altındaki alan ölçülerek sağlanmıştır. Bu yolla üç adet darbe üretilmiştir. Bu darbeler aynı miktarda enerji ihtiva etmektedirler fakat, zamanla farklı iniş ve çıkış gösteren şekillere sahiptirler. Bu şekilden görüleceği üzere üç darbenin de güç yoğunlukları aynıdır. Üçünün de altında kalan alan sabittir ve bu değer 428517 J/m^2 'ye eşittir. Bu değer sabit kalmak üzere üç darbenin şekilleri Şekil 3.1'de çıkarılmıştır. Darbelerin şekilleri sıcaklık dağılımları bir bilgisayar programı kullanılarak yapılmıştır. Darbeler değişik malzemelerde uygulanarak zamana bağlı sıcaklık grafikleri çizilmiş ve her üç darbenin derinliğe bağlı olarak sıcaklık grafikleri çizilmiştir.

Darbe 1

Bilgisayar programında bu darbeyi tanımlamak için bu darbeyi tarif eden bazı matematiksel açıklamalara ihtiyaç vardır.

$$I(t) = 2 \times 10^{17} t \quad 0.0 < t \leq 0.5 \quad \mu s$$

$$I(t) = 10^{11} - 2.909 \times 10^{17} (t - 0.5 \times 10^{-6}) t \quad 0.5 < t \leq 0.8 \quad \mu s$$

0.5 ≤ t ≤ 15.8 μs zaman alanı için darbe 1 için zaman ile şiddetin parabolik değişimi bir bilgisayar programı kullanılarak elde edilmiştir. İterasyonlardan sonra aşağıdaki açıklama darbe şekli için elde edilmiştir:

$$I(t) = (7.356 + 7.374 \times t \times 10^6 - 0.498 \times t^2 \times 10^2) 10^9 \quad 0.8 \leq t \leq 15.8 \quad \mu s$$

Yukarıda ifade edilen üç bağıntı bilgisayar programında denenmiş ve darbe şekli etkileri analiz edilmiştir.

Darbe 2

Darbe 2' yi tanımlayan matematik ifadeler aşağıdaki gibidir:

$$I(t) = 2.893 \times 10^{10} (t/2 \cdot 10^{-6}) \quad 0.0 \leq t \leq 2 \quad \mu s$$

$$I(t) = 2.893 \times 10^{10} \quad 2 \leq t \leq 15.8 \quad \mu s$$

$$I(t) = 0 \quad t > 15.8 \quad \mu s$$

Darbe 3

Darbe 3' ü tanımlayan matematik ifadeler aşağıdaki gibidir:

$$I(t) = 3.1052 \times 10^{10} (t/2 \cdot 10^{-6}) \quad 0.0 \leq t \leq 2 \quad \mu s$$

$$I(t) = 3.1052 \times 10^{10} \quad 2 \leq t \leq 13.8 \quad \mu s$$

$$I(t) = 3.1052 \times 10^{10} [(15.8 \times 10^{-6} - t)/2 \times 10^{-6}] \quad 13.8 \leq t \leq 15.8 \quad \mu s$$

$$I(t) = 0 \quad t > 15.8 \quad \mu s$$

3.2.6. Kinetik teori yaklaşımı ile ısı iletimi ve ısı taşınımı denkleminin nümerik çözümü

Konveksiyon etkilerini ihtiva eden iletim denklemi de göz önüne alınarak sıcaklık dağılımını veren kinetik teoriye göre iletim ve taşınım denklemi ;

$$\begin{aligned}
 \frac{dT(x,t)}{dt} = & \frac{I_0 \delta}{\rho c_p} \exp(-\delta x) - \frac{K f}{2 \lambda^2 \rho c_p} T(x,t) \\
 & + \frac{K f}{4 \lambda^3 \rho c_p} \cdot \left[\int_0^\infty \exp\left(-\frac{|x+s|}{\lambda}\right) T(s,t) ds \right. \\
 & + \int_0^x \exp\left(-\frac{|x-s|}{\lambda}\right) T(s,t) ds + \int_x^\infty \exp\left(-\frac{|x-s|}{\lambda}\right) T(s,t) ds \left. \right] \\
 & - \frac{P_{fm} h K^m}{2 \mu^2 \rho c_p} T(x,t) + \frac{P_{fm} h K^m}{4 \mu^3 \rho c_p} \left[\int_0^\infty \exp\left(-\frac{|x+s|}{\mu}\right) T(s,t) ds \right. \\
 & + \int_0^x \exp\left(-\frac{|x-s|}{\mu}\right) T(s,t) ds + \int_x^\infty \exp\left(-\frac{|x-s|}{\mu}\right) T(s,t) ds \left. \right] \\
 & - \frac{P_{bm} g K^m}{2 \mu^2 \rho c_p} T(x,t) - \frac{P_{bm} g K^m}{4 \mu^3 \rho c_p} \left[\int_0^\infty \exp\left(-\frac{|x+s|}{\mu}\right) T(s,t) ds \right. \\
 & + \int_0^x \exp\left(-\frac{|x-s|}{\mu}\right) T(s,t) ds + \int_x^\infty \exp\left(-\frac{|x-s|}{\mu}\right) T(s,t) ds \left. \right] \\
 & - \frac{P_h K^m}{2 \mu^2 \rho c_p} T(x,t) + \frac{P_h K^m}{4 \mu^3 \rho c_p} + \frac{P_h K^m}{4 \mu^3 \rho c_p} \cdot \left[\int_0^\infty \exp\left(-\frac{|x+s|}{\mu}\right) T(s,t) ds \right. \\
 & + \int_0^x \exp\left(-\frac{|x-s|}{\mu}\right) T(s,t) ds + \int_x^\infty \exp\left(-\frac{|x-s|}{\mu}\right) T(s,t) ds \left. \right] \\
 & - \frac{3}{2} \frac{P_h K^m}{\mu^2 \rho c_p} T(x,t) + \frac{3}{4} \frac{P_h K^m}{\mu^3 \rho c_p} \left[\int_0^\infty \exp\left(-\frac{|x+s|}{\mu}\right) T(s,t) ds \right. \\
 & + \int_0^x \exp\left(-\frac{|x-s|}{\mu}\right) T(s,t) ds + \int_x^\infty \exp\left(-\frac{|x-s|}{\mu}\right) T(s,t) ds \left. \right]
 \end{aligned}$$

şeklinde (3.50) eşitliğinde verilmişti. Bu denklemin nümerik çözümünde türevler için explicit metod ve integraller için yamuk metodu kullanılmıştır (KOÇ 1995).

3.2.7. Explicit metod

Birinci türevler için ileriye doğru farklar kullanarak , $a = \Delta t$ olarak T' nin t' ye göre türevini yazarak, I yerine x ve j yerine t indislerini kullanarak (3.50) denkleminde taşınırsa denklem aşağıdaki gibi yazılır.

$$\begin{aligned}
 T(x, t + \Delta t) = & \frac{I_0 \delta \Delta t}{\rho c_p} \exp(-\delta x) \left[1 - \frac{K f \Delta t}{2 \lambda^2 \rho c_p} \right] T(x, t) \\
 & + \frac{K f \Delta t}{4 \lambda^3 \rho c_p} \left[\int_0^\infty \exp\left(-\frac{|x+s|}{\lambda}\right) T(s, t) ds \right. \\
 & + \left. \int_0^x \exp\left(-\frac{|x-s|}{\lambda}\right) T(s, t) ds + \int_x^\infty \exp\left(-\frac{|x-s|}{\lambda}\right) T(s, t) ds \right] \\
 & - \frac{P_{fm} h K^m \Delta t}{2 \mu^2 \rho c_p} T(x, t) + \frac{P_{fm} h K^m \Delta t}{4 \mu^3 \rho c_p} \left[\int_0^\infty \exp\left(-\frac{|x+s|}{\mu}\right) T(s, t) ds \right. \\
 & + \left. \int_0^x \exp\left(-\frac{|x-s|}{\mu}\right) T(s, t) ds + \int_x^\infty \exp\left(-\frac{|x-s|}{\mu}\right) T(s, t) ds \right] \\
 & - \frac{P_{fm} h K^m \Delta t}{2 \mu^2 \rho c_p} T(x, t) + \frac{P_{fm} h K^m \Delta t}{4 \mu^3 \rho c_p} \left[\int_0^\infty \exp\left(-\frac{|x+s|}{\mu}\right) T(s, t) ds \right. \\
 & + \left. \int_0^x \exp\left(-\frac{|x-s|}{\mu}\right) T(s, t) ds + \int_x^\infty \exp\left(-\frac{|x-s|}{\mu}\right) T(s, t) ds \right] \\
 & - \frac{P_{fm} h K^m \Delta t}{2 \mu^2 \rho c_p} T(x, t) + \frac{P_{fm} h K^m \Delta t}{4 \mu^3 \rho c_p} \left[\int_0^\infty \exp\left(-\frac{|x+s|}{\mu}\right) T(s, t) ds \right. \\
 & + \left. \int_0^x \exp\left(-\frac{|x-s|}{\mu}\right) T(s, t) ds + \int_x^\infty \exp\left(-\frac{|x-s|}{\mu}\right) T(s, t) ds \right]
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& - \frac{3}{2} \frac{P_h K^m \Delta t}{\mu^2 \rho c_p} T(x, t) - \frac{3}{4} \frac{P_h K^m \Delta t}{\mu^3 \rho c_p} \cdot \left[\int_0^\infty \exp\left(-\frac{|x+s|}{\mu}\right) T(s, t) ds \right. \\
& \left. + \int_0^x \exp\left(-\frac{|x-s|}{\mu}\right) T(s, t) ds + \int_x^\infty \exp\left(-\frac{|x-s|}{\mu}\right) T(s, t) ds \right] \quad (3.52)
\end{aligned}$$

Bu şekilde yazılan denklemin çözümü iki aşamada yapılabilir. T çevre sıcaklığından, ergime sıcaklığına kadar sıcaklık değişimi için, (3.52) eşitliğinin ısı iletimi ile ilgili terimleri kullanılarak ;

$$\begin{aligned}
T(x, t + \Delta t) &= \frac{I_0 \delta \Delta t}{\rho c_p} \exp(-\delta x) \cdot \left[1 - \frac{K f \Delta t}{2 \lambda^2 \rho c_p} \right] T(x, t) \\
&+ \frac{K f \Delta t}{4 \lambda^3 \rho c_p} \cdot \left[\int_0^\infty \exp\left(-\frac{|x+s|}{\lambda}\right) T(s, t) ds \right. \\
&+ \int_0^x \exp\left(-\frac{|x-s|}{\mu}\right) T(s, t) ds + \int_x^\infty \exp\left(-\frac{|x-s|}{\mu}\right) T(s, t) ds \left. \right] \quad (3.53)
\end{aligned}$$

Şeklinde yazılır. Burada, zaman artışının dikkatli seçilmesi gerekmektedir. İletim durumu için uygun zaman artışının üst limiti aşağıdaki şartı sağlayacak büyüklükte olmalıdır (KOÇ 1995).

$$\frac{K f \Delta t}{2 \lambda^2 \rho c_p} \leq 1$$

T ergime sıcaklığı ve daha yüksek sıcaklıklarda , sıcaklık dağılımı iletim ve taşınım ile ilgili terimleri beraber kullanarak ve (3.52) denkleminde gerekli düzenlemeler yapıldıktan sonra aşağıda verilen sonlu farklar denklemiyle hesap edilecektir (KOÇ 1995).

$$T(x, t + \Delta t) = \frac{I_0 \delta \Delta t}{\rho c_p} \exp(-\delta x) \left[1 - \frac{K f \Delta t}{2 \lambda^2 \rho c_p} - \frac{P_{fm} h K^m \Delta t}{2 \mu^2 \rho c_p} \right]$$

$$\begin{aligned}
& - \frac{P_{bm} g K^m \Delta t}{2 \mu^2 \rho c_p} - \frac{P_h K^m \Delta t}{2 \mu^2 \rho c_p} - \frac{3 P_h K^m \Delta t}{2 \mu^2 \rho c_p} \Big] T(x, t) \\
& + \frac{K f \Delta t}{4 \lambda^3 \rho c_p} \left[\int_0^\infty \exp\left(-\frac{|x+s|}{\lambda}\right) T(s, t) ds \right. \\
& + \int_0^x \exp\left(-\frac{|x-s|}{\lambda}\right) T(s, t) ds + \int_0^\infty \exp\left(-\frac{|x-s|}{\lambda}\right) T(s, t) ds \\
& + \left[\frac{P_{fm} h K^m \Delta t}{4 \mu^3 \rho c_p} + \frac{P_{bm} g K^m \Delta t}{4 \mu^3 \rho c_p} + \frac{P_h K^m \Delta t}{4 \mu^3 \rho c_p} \right. \\
& + \left. \frac{3 P_h K^m \Delta t}{4 \mu^3 \rho c_p} \right] \left[\int_0^\infty \exp\left(-\frac{|x+s|}{\mu}\right) T(s, t) ds \right. \\
& + \left. \int_0^x \exp\left(-\frac{|x-s|}{\mu}\right) T(s, t) ds + \int_x^\infty \exp\left(-\frac{|x-s|}{\mu}\right) T(s, t) ds \right] \quad (3.54)
\end{aligned}$$

Çözümün dengeli olabilmesi için;

$$\left[\frac{K f \Delta t}{2 \lambda^2 \rho c_p} - \frac{P_{fm} h K^m \Delta t}{2 \mu^2 \rho c_p} - \frac{P_{bm} g K^m \Delta t}{2 \mu^2 \rho c_p} - \frac{P_h K^m \Delta t}{2 \mu^2 \rho c_p} - \frac{3 P_h K^m \Delta t}{2 \mu^2 \rho c_p} \right] \leq 1$$

şartını sağlayacak şekilde zaman artışının üst limiti tayin edilmelidir. Sıcaklık dağılımını veren (3.53) ve (3.54) denklemlerinin sağ taraflarındaki ikinci terimleri hiç bir zaman negatif olmamalıdır (KOÇ 1995).

3.2.8. İntegrallerin indirgenmesi

Sıcaklık dağılımını veren denklemlerdeki integraller yamuk metodu kullanarak hesap edilebilir. Bu metoda göre f fonksiyonu eşit bir şekilde bölünmüş noktalarda ilk 1 noktasından son noktasına kadar f değerleri hesap edilerek yazılır. h noktalar arasındaki uzaysal artış olmak üzere;

$$I = \frac{h}{2} [f_1 + 2f_2 + 2f_3 + 2f_4 + \dots + 2f_{n-1} + f_n] \quad (3.55)$$

şeklinde yazılır. h noktalar arasındaki uzaysal artıştır. Eğer integraller aşağıdaki şekilde yazılırsa;

$$G_1 = \int_0^{\infty} \exp\left(-\frac{|x+s|}{\mu}\right) T(s, t) ds \quad (3.56a)$$

$$G_2 = \int_0^x \exp\left(-\frac{|x-s|}{\mu}\right) T(s, t) ds \quad (3.56b)$$

$$G_3 = \int_x^{\infty} \exp\left(-\frac{|x-s|}{\mu}\right) T(s, t) ds \quad (3.56c)$$

Bu integrallerden birisinin yamuk metoduna göre uygulamasını aşağıdaki şekilde yazılabilir.

$$G_1 = \frac{\Delta x}{2} \left[\exp\left(-\frac{|x+s_0|}{\mu}\right) T(s_0, t) + 2 \exp\left(-\frac{|x+s_1|}{\mu}\right) T(s_1, t) + 2 \exp\left(-\frac{|x+s_2|}{\mu}\right) T(s_2, t) \right. \\ \left. + \dots + 2 \exp\left(-\frac{|x+s_{n-1}|}{\mu}\right) T(s_{n-1}, t) + \exp\left(-\frac{|x+s_n|}{\mu}\right) T(s_n, t) \right] \quad (3.57)$$

Burada;

$$S_1 = \Delta x$$

$$S_2 = 2.\Delta x$$

.

.

$$S_n = n.\Delta x$$

dir. G_1 , G_2 ve G_3 bağıntıları exponensiyel terimleri ihtiva etmektedirler. Genelleştirmek için exponensiyel terimler aşağıdaki şekilde yazılırlar (KOÇ 1995).

$$A_7(j, m) = \sum_{j=1}^{n+1} \sum_{m=1}^{n+1} \exp\left(-\frac{|j \Delta x + m \Delta x|}{\mu}\right) \quad (3.58a)$$

$$A_8(j, m) = \sum_{j=1}^{n+1} \sum_{m=1}^{n+1} \exp\left(-\frac{|j \Delta x - m \Delta x|}{\mu}\right) \quad (3.58b)$$

(3.58a) eşitliğini, (3.56a) eşitliğinde ve (3.58b) eşitliğini, (3.56b) ile (3.56c) eşitliklerinde yerine yazarak yeniden düzenlenirse üç adet integral elde edilir (KOÇ 1995).

$$G_1 = \frac{\Delta x}{2} \left[A_7(j, 1) T(1, t) + 2 \sum_{r=2}^n A_7(j, r) T(r, t) + A_7(j, n+1) T(n+1, t) \right] \quad (3.59a)$$

$$G_2 = \frac{\Delta x}{2} \left[A_8(j, 1) T(1, t) + 2 \sum_{r=2}^{j-1} A_8(j, r) T(r, t) + A_8(j, j) T(j, t) \right] \quad (3.59b)$$

$$G_3 = \frac{\Delta x}{2} \left[A_8(j, j) T(j, t) + 2 \sum_{r=j+1}^n A_8(j, r) T(r, t) + A_8(j, n+1) T(n+1, t) \right] \quad (3.59c)$$

Denklemlerden de görüldüğü gibi explicit formülasyon x ve çevresindeki, düğüm noktalarındaki sıcaklıklar vasıtasıyla Δt zaman sonraki x noktasındaki sıcaklığı verir. Bundan dolayı bütün düğüm noktalarında ilk sıcaklıkların bilinmesi ile Δt zaman artışları için mevcut düğüm noktalarındaki sıcaklıklar hesap edilecektir. Bununla beraber explicit formülasyon kararlı problemlerde uygulanır. Isı iletimiyle ilgili integraller (3.56a), (3.56b) ve (3.56c) denklemlerinde olduğu gibi alınarak, taşınım ile ilgili integraller aşağıdaki şekillerde yazılırsa;

$$G_4 = \int_0^{\infty} \exp\left(-\frac{|x+s|}{\mu}\right) T(s, t) ds \quad (3.60a)$$

$$G_5 = \int_0^x \exp\left(-\frac{|x-s|}{\mu}\right) T(s, t) ds \quad (3.60b)$$

$$G_6 = \int_x^{\infty} \exp\left(-\frac{|x-s|}{\mu}\right) T(s, t) ds \quad (3.56c)$$

Bu integrallerden birisini, (3.57) eşitliğine benzer şekilde yamuk metoduna göre uygulamasını aşağıdaki şekilde yazılabilir.

$$G_4 = \frac{\Delta x}{2} \left[\exp\left(-\frac{|x+s_0|}{\mu}\right) T(s_0, t) + 2\exp\left(-\frac{|x+s_1|}{\mu}\right) T(s_1, t) + 2\exp\left(-\frac{|x+s_2|}{\mu}\right) T(s_2, t) \right. \\ \left. + \dots + 2\exp\left(-\frac{|x+s_{n-1}|}{\mu}\right) T(s_{n-1}, t) + \exp\left(-\frac{|x+s_n|}{\mu}\right) T(s_n, t) \right] \quad (3.61)$$

Burada;

$$S_1 = \Delta x$$

$$S_2 = 2.\Delta x$$

.

.

$$S_n = n.\Delta x$$

dir. (3.56a), (3.56b), (3.56c), (3.60a), (3.60b) ve (3.60c) eşitliklerinde verilen G_1 , G_2 , G_3 , G_4 , G_5 ile G_6 bağıntıları exponensiyel terimleri ihtiva etmektedirler. Genelleştirmek için exponensiyel terimler ısı iletimi için (3.58a) ve (3.58b) denklemlerinde olduğu gibi, ısı taşınımı için ise aşağıdaki şekilde yazılırlar.

$$A_{11}(j, m) = \sum_{j=1}^{n+1} \sum_{m=1}^{n+1} \exp\left(-\frac{|j \Delta x + m \Delta x|}{\mu}\right) \quad (3.62a)$$

$$A_{12}(j, m) = \sum_{j=1}^{n+1} \sum_{m=1}^{n+1} \exp\left(-\frac{|j \Delta x - m \Delta x|}{\mu}\right) \quad (3.62b)$$

Isı iletimi için (3.58a) eşitliğini, (3.56a) eşitliğinde ve (3.58b) eşitliğini, (3.56b) ile (3.56c) eşitliklerinde yerine yazarak yeniden düzenlenirse (3.59a), (3.59b) ve (3.59c) eşitlikleri elde edilir. Isı taşınımı için (3.62a) eşitliğini, (3.60a) eşitliğinde ve (3.62b) eşitliğini, (3.60b) ile (3.60c) eşitliklerinde yerine yazarak yeniden düzenlenirse üç adet integral elde edilir (KOÇ 1995).

$$G_4 = \frac{\Delta x}{2} \left[A_{11}(j, 1)T(1, t) + 2 \sum_{r=2}^n A_{11}(j, r)T(r, t) + A_{11}(j, n+1)T(n+1, t) \right] \quad (3.63a)$$

$$G_5 = \frac{\Delta x}{2} \left[A_{12}(j, 1)T(1, t) + 2 \sum_{r=2}^{j-1} A_{12}(j, r)T(r, t) + A_{12}(j, j)T(j, t) \right] \quad (3.63b)$$

$$G_6 = \frac{\Delta x}{2} \left[A_{12}(j, j)T(j, t) + 2 \sum_{r=j+1}^n A_{12}(j, r)T(r, t) + A_{12}(j, n+1)T(n+1, t) \right] \quad (3.63c)$$

Denklemlerden de görüldüğü gibi explicit formülasyon x ve çevresindeki, düğüm noktalarındaki sıcaklıklar vasıtasıyla dt zaman sonraki x noktasındaki sıcaklığı verir. Bundan dolayı bütün düğüm noktalarında ilk sıcaklıkların bilinmesi ile Δt zaman artışları için mevcut düğüm noktalarındaki sıcaklıklar hesap edilecektir. Bununla beraber explicit formülasyon kararlı problemlerde uygulanır. Eğer (3.54) denklemindeki;

$$A_1 = \frac{I_0 \delta \Delta t}{\rho c_p} \quad (3.64a)$$

$$B_1 = \left[1 - \frac{K f \Delta t}{2 \lambda^2 \rho c_p} - \frac{P_{fm} h K^m \Delta t}{2 \mu^2 \rho c_p} - \frac{P_{bm} g K^m \Delta t}{2 \mu^2 \rho c_p} - \frac{P_h K^m \Delta t}{2 \mu^2 \rho c_p} - \frac{3 P_h K^m \Delta t}{2 \mu^2 \rho c_p} \right] \quad (3.64b)$$

$$C_1 = \frac{K f \Delta t}{4 \lambda^3 \rho c_p} \quad (3.64c)$$

$$D_1 = \left(\frac{P_{fm} h K^m \Delta t}{4 \mu^3 \rho c_p} + \frac{P_{bm} g K^m \Delta t}{4 \mu^3 \rho c_p} + \frac{P_h K^m \Delta t}{4 \mu^3 \rho c_p} + \frac{3 P_h K^m \Delta t}{4 \mu^3 \rho c_p} \right) \quad (3.64d)$$

kabulleri yapılarak, sıcaklık dağılımını veren (3.54) denkleminin en genel halini explicit metoda göre türevleri ve yamuk metoduna göre integralleri yukarıdaki kısaltmalarla birlikte yeniden düzenleyerek yazacak olursak.

$$T(x, t + \Delta t) = A_1 \exp(-\delta x) + B_1 T(x, t) + C_1 (G_1 + G_2 + G_3) + D_1 (G_4 + G_5 + G_6) \quad (3.65)$$

şeklını alır. Burada; $B_1 \geq 0$ olmalıdır (KOÇ 1995).

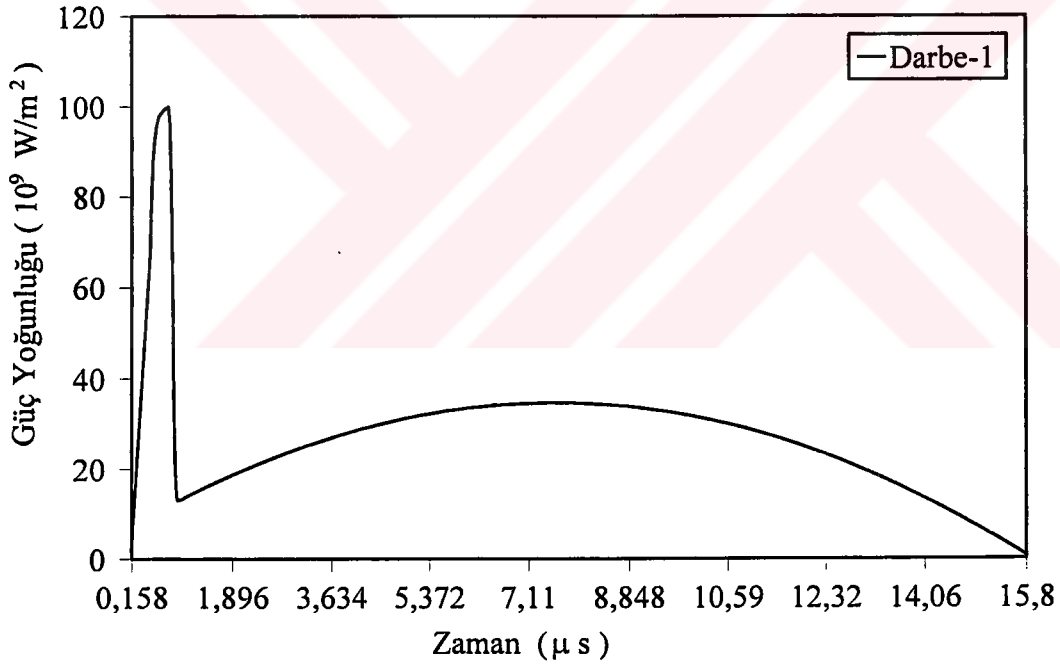


4. ARAŞTIRMA BULGULARI VE TARTIŞMA

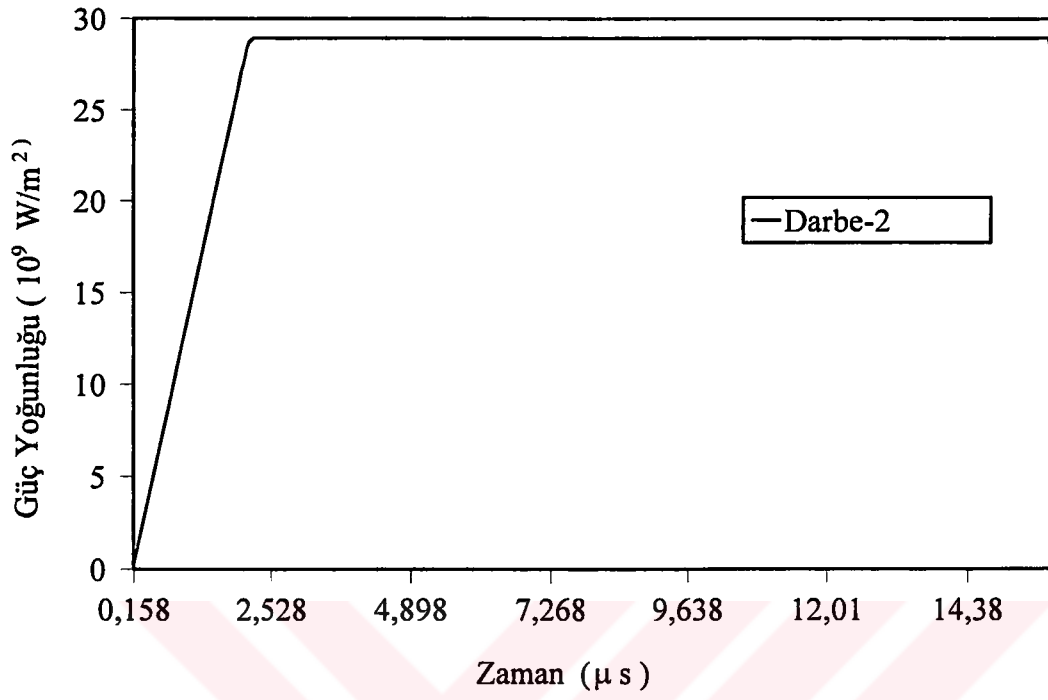
4.1. Darbelerinin Zamana Göre Güç Yoğunluklarının Değişimi

Bu çalışmada üç değişik darbe şekli ele alınmış ve güç yoğunlukları (428517 J/m^2) eşit tutulmuştur. 428517 J/m^2 güç yoğunluğundaki Laser ışını ile Çelik, Nikel, Tantalum ve Titanyum malzemelerinin etkileşimi esnasındaki sıcaklık dağılımları; her üç darbe için, kinetik teori yaklaşımına göre matematiksel modeli çıkartılarak ve bu modeli sayısal yöntemlerle çözen bir bilgisayar programı hazırlanarak, analiz edilmiştir.

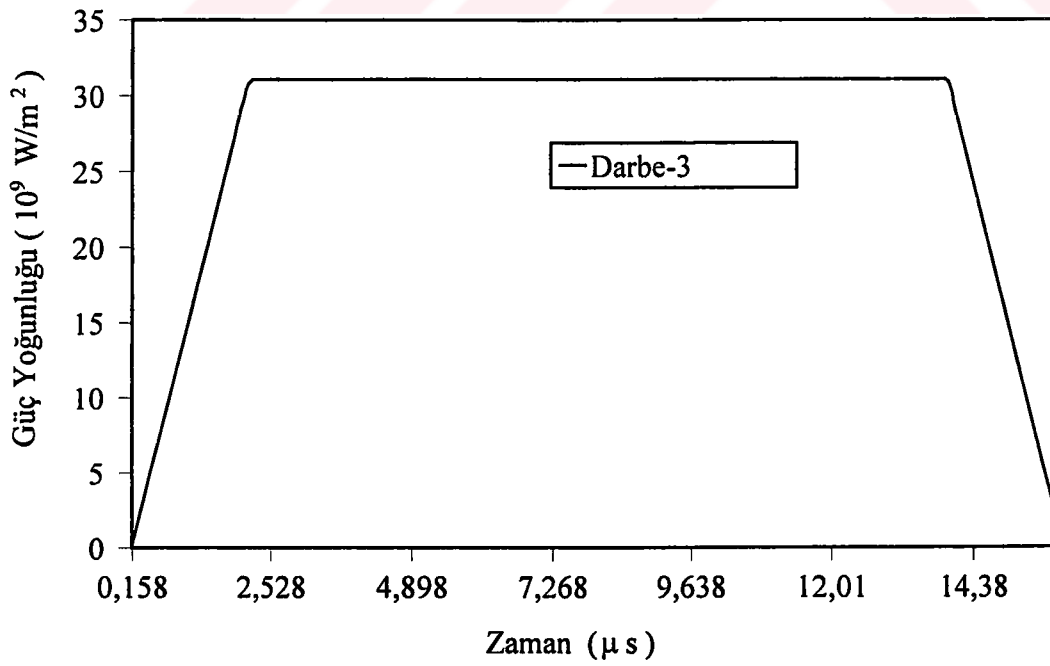
Şekil 4.1, Şekil 4.2 ve Şekil 4.3 te kullanılan darbelerin zamana göre laser güç yoğunluğunun değişimi verilmiştir.



Şekil 4.1. Darbe-1 Laser güç yoğunluğunun zamana bağlı değişimi



Şekil 4.2. Darbe-2 Laser güç yoğunluğunun zamana bağlı değişimi



Şekil 4.3. Darbe-3 Laser güç yoğunluğunun zamana bağlı değişimi

4.2. Laser Malzeme Etkileşimi

Malzemelerin laserle etkileşimi sırasında malzemedeki meydana gelen sıcaklık dağılımı, tek boyutlu, çeşitli zamanlarda ve malzeme yüzeyine dik olarak derinlik boyunca incelenmiştir.

Laser ışını ile Çelik, Nikel, Tantalum ve Titanyum malzemelerinin etkileşimi esnasındaki sıcaklık dağılımları; her üç darbe için, kinetik teori yaklaşımına göre matematiksel modeli çıkartılarak ve bu modeli sayısal yöntemlerle çözen bir bilgisayar programı hazırlanarak, analiz edilmiştir.

Şekil 4.4, Şekil 4.5 ve 4.6 da Laser ışını ile Çelik malzemesinin etkileşimi sırasında malzeme yüzeyine dik doğrultuda derinlik boyunca sıcaklık dağılımı her üç darbe için de elektro kinetik teori yaklaşımına göre analizi yapılarak zamana bağlı olarak verilmiştir.

Şekil 4.7, Şekil 4.8 ve 4.9 da Laser ışını ile Nikel malzemesinin etkileşimi sırasında malzeme yüzeyine dik doğrultuda derinlik boyunca sıcaklık dağılımı her üç darbe için de elektro kinetik teori yaklaşımına göre analizi yapılarak zamana bağlı olarak verilmiştir.

Şekil 4.10, Şekil 4.11 ve 4.12 de Laser ışını ile Tantalum malzemesinin etkileşimi sırasında malzeme yüzeyine dik doğrultuda derinlik boyunca sıcaklık dağılımı her üç darbe için de elektro kinetik teori yaklaşımına göre analizi yapılarak zamana bağlı olarak verilmiştir.

Şekil 4.13, Şekil 4.14 ve 4.15 de Laser ışını ile Titanyum malzemesinin etkileşimi sırasında malzeme yüzeyine dik doğrultuda derinlik boyunca sıcaklık dağılımı her üç darbe için de elektro kinetik teori yaklaşımına göre analizi yapılarak zamana bağlı olarak verilmiştir.

4.2.1. Laser-çelik etkileşimi

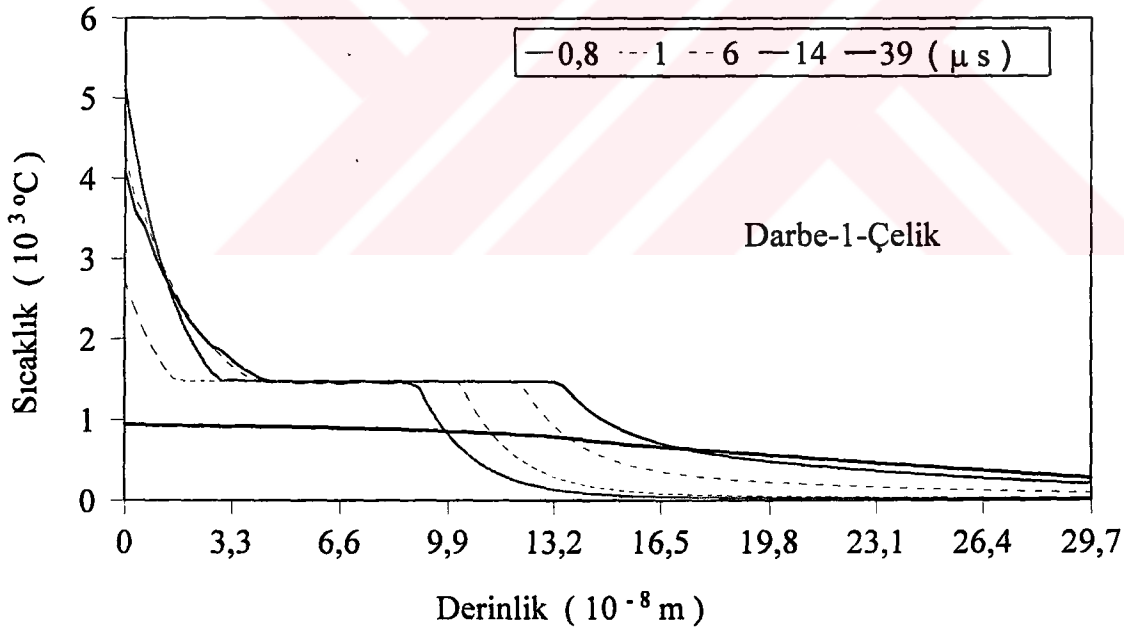
Şekil 4.4' de Darbe 1' in etkisiyle Çelikte oluşan sıcaklık dağılımı derinlik boyunca değişik zamanlar için gösterilmiştir. Darbe 1' in özelliğinden dolayı maksimum güç yoğunluğunun meydana geldiği 0.8 μ s sonra Çelik yüzeyindeki sıcaklık en yüksek seviyeye 5116 °C' a çıkmaktadır, daha sonra ani güç düşümü nedeniyle yüzey sıcaklığında da ani azalma meydana gelmektedir. Şekil 4.4'den de görüleceği gibi 1 μ s sonra yüzey sıcaklığı 2716 °C'a düşmektedir. Çelik yüzeyinde ergime sıcaklığının üzerinde 0,8 μ s, 1 μ s, 6 μ s, 14 μ s zamanlarında oluşan sıcaklıklar ergime sıcaklığına kadar malzeme derinliği boyunca ilk önce hızlı bir şekilde parabolik olarak düşmekte, ergime sıcaklığında derinlik boyunca faz değiştirme nedeniyle sıcaklık sabit kalıp daha sonra yine önce parabolik olarak azalmakta ve sonra da asimptot olarak devam etmektedir. Darbe 1' e göre Çelik yüzeyindeki sıcaklık 6 μ s sonra 4311 °C'a 8 μ s sonra 4439 °C seviyesine çıkmakta 8 μ s den sonra yüzey sıcaklığında bir miktar azalma başlayıp 14 μ s sonra yüzey sıcaklığı 4117 °C olmaktadır. Ancak derinlik boyunca faz değiştirme bölgesi artmaktadır. Yüzeydeki sıcaklık düşmesi darbenin özelliğinden kaynaklanmakta olup 8 μ s sonra güç yoğunluğundaki azalmanın başlamasından dolayı meydana gelmektedir. Uygulanan darbe süresi 15.8 μ s sürdüğünden ve Laser darbesi bu süre bitiminde sona erdiğinden dolayı malzemede hızlı bir şekilde soğuma başlamaktadır. 39 μ s de malzeme derinliği boyunca sıcaklık dağılımı, ergime sıcaklığının altında olup derinlik boyunca yaklaşık olarak lineer bir şekilde azalmaktadır.

Şekil 4.5' de Darbe 2' in etkisiyle Çelikte oluşan sıcaklık dağılımı derinlik boyunca değişik zamanlar için gösterilmiştir. Darbe 2' nin etkisiyle 0.5 μ s sonra Çelik yüzey sıcaklığı ergime sıcaklığına ulaşmaktadır. 1 μ s sonra yüzey sıcaklığı halen ergime sıcaklığında olup ancak derinlik boyunca faz değiştirme devam etmektedir. 14 μ s sonra yüzey sıcaklığı en yüksek seviyeye 4202 °C'a ulaşmaktadır. Uygulanan Laser darbe süresi 15.8 μ s sürdüğünden ve Laser darbesi bu süre bitiminde sona erdiğinden dolayı malzemede hızlı bir şekilde soğuma başlamaktadır.

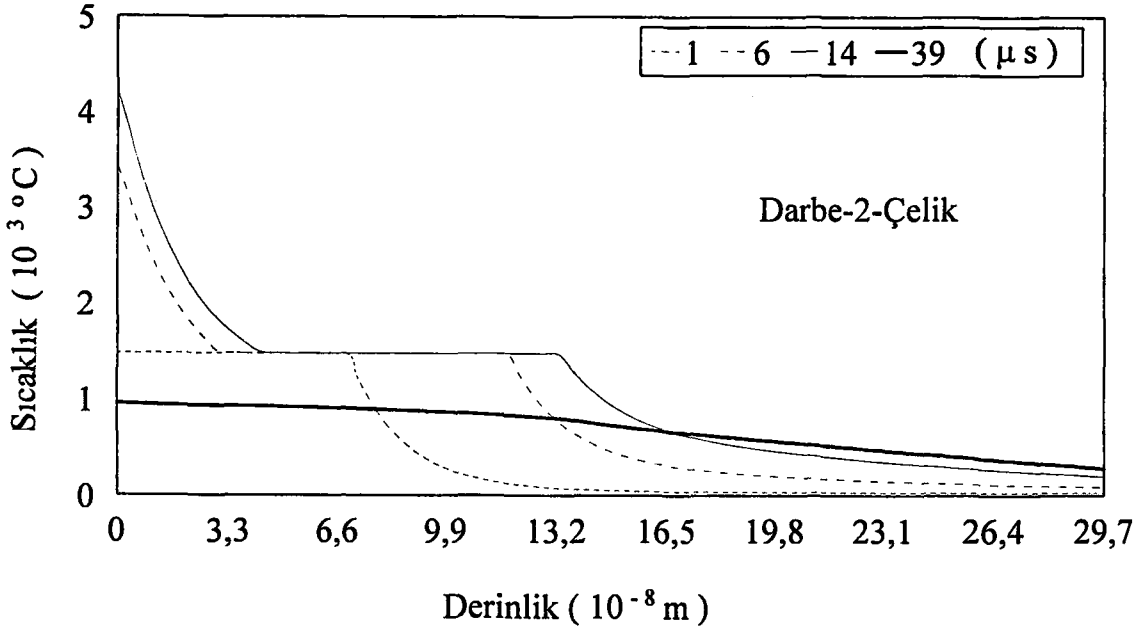
Şekil 4.6' de Darbe 3' ün etkisiyle Çelikte oluşan sıcaklık dağılımı derinlik boyunca değişik zamanlar için gösterilmiştir. Darbe 3' ün etkisiyle 0.5 μ s sonra Çelik

yüzey sıcaklığı ergime sıcaklığına ulaşmaktadır. 1 μ s sonra yüzey sıcaklığı halen ergime sıcaklığında olup ancak derinlik boyunca faz değiştirme devam etmektedir. Yüzeydeki maksimum sıcaklık 4247.55 $^{\circ}$ C 13 μ s sonra gerçekleşmektedir. Yüzeydeki sıcaklık düşmesi Şekil.4.3' de gösterilen Darbe 3' ün özelliğinden kaynaklanmaktadır. 13.9 μ s sonra güç yoğunluğunda lineer bir şekilde azalma başlayıp 15.8 μ s sonunda Laser darbesi sona ermektedir. Bundan dolayı Laser darbesindeki güç yoğunluğunun azalmaya başladığı andan itibaren malzemede hızlı bir şekilde soğuma başlamaktadır.

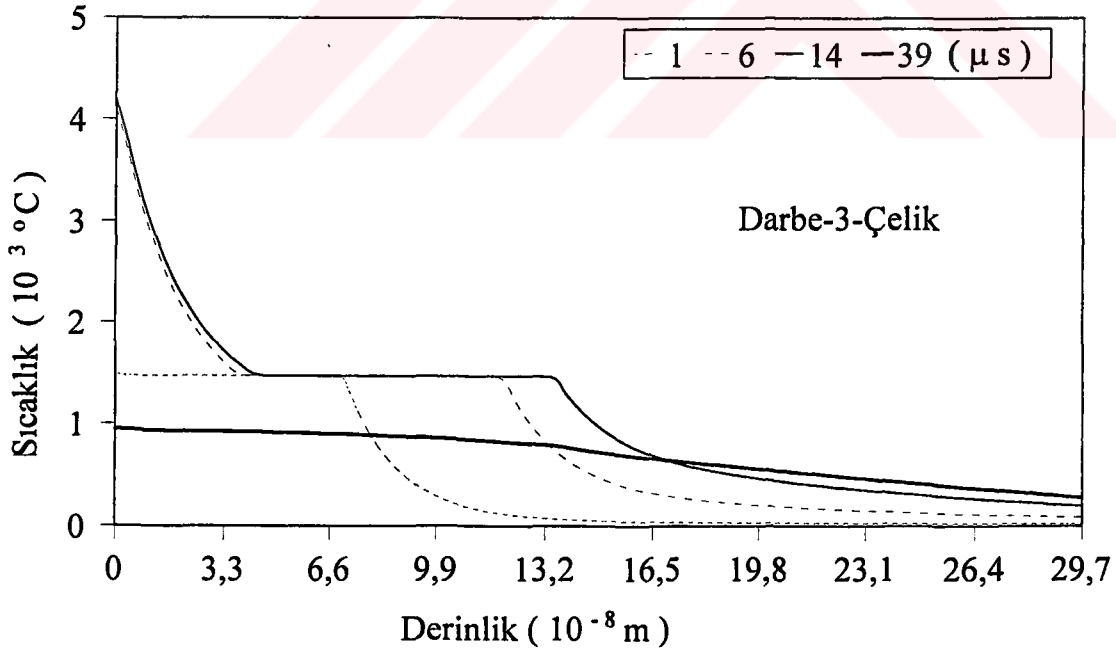
Her üç darbe şeklinde de malzeme yüzeyindeki sıcaklık dağılımları ergime sıcaklığına kadar parabolik, ergime sıcaklığında derinlik boyunca lineer, ergime sıcaklığından sonra önce parabolik ve daha sonra asimptot olarak azalmaktadır. Laser darbesi sona erdikten sonra soğuma başlamakta 39 μ s sonra artık yüzey sıcaklığı ergime sıcaklığının altında olup ve sıcaklık dağılımı malzeme derinliği boyunca lineer olarak azalmaktadır.



Şekil 4.4. Çelik' de Darbe-1 in etkisiyle (428517 J/m^2 sabit güç yoğunluğundaki laser ışını etkisi sonucu) oluşan farklı zamanlardaki sıcaklık dağılımlarının malzeme derinliğine göre değişimi



Şekil 4.5. Çelik' de Darbe-2 in etkisiyle (428517 J/m^2 sabit güç yoğunluğundaki laser ışını etkisi sonucu) oluşan farklı zamanlardaki sıcaklık dağılımlarının malzeme derinliğine göre değişimi



Şekil 4.6. Çelik 'te Darbe-3 in etkisiyle (428517 J/m^2 sabit güç yoğunluğundaki laser ışını etkisi sonucu) oluşan farklı zamanlardaki sıcaklık dağılımlarının malzeme derinliğine göre değişimi

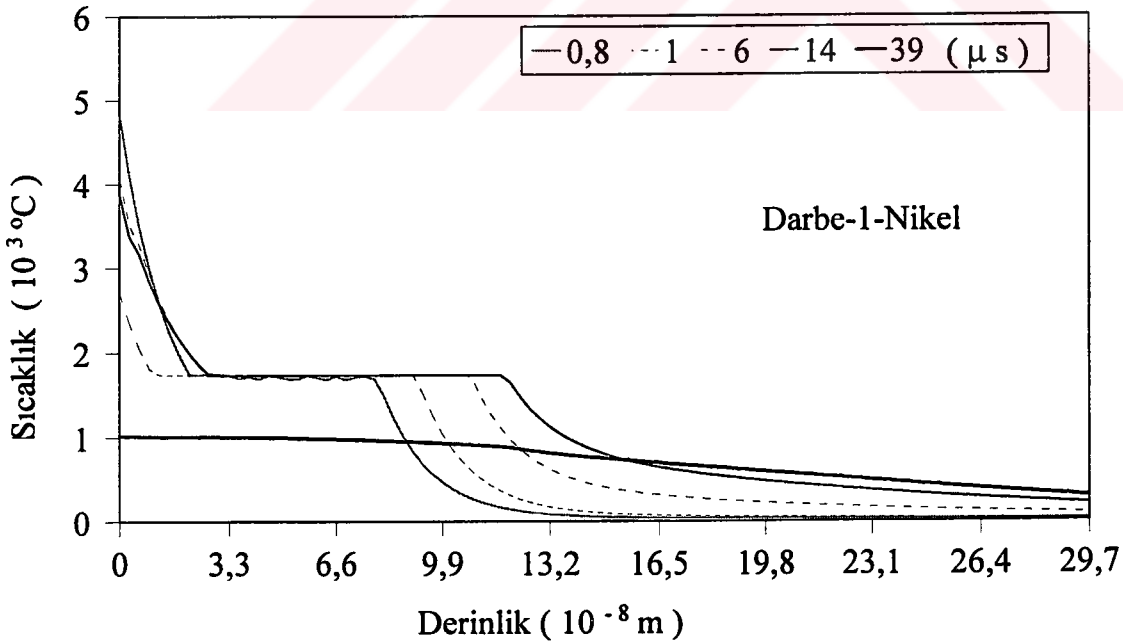
4.2.2. Laser-nikel etkileşimi

Şekil 4.7' de Darbe 1' in etkisiyle Nikelde oluşan sıcaklık dağılımı derinlik boyunca değişik zamanlar için gösterilmiştir. Darbe 1' in özelliğinden dolayı maksimum güç yoğunluğunun meydana geldiği 0.8 μ s sonra Nikel yüzeyindeki sıcaklık en yüksek seviyeye 4856 °C' a çıkmaktadır, daha sonra ani güç düşümü nedeniyle yüzey sıcaklığında da ani azalma meydana gelmektedir. Şekil 4.7'den de görüleceği gibi 1 μ s sonra yüzey sıcaklığı 2707 °C'a düşmektedir. Nikel yüzeyinde ergime sıcaklığının üzerinde 0,8 μ s, 1 μ s, 6 μ s, 14 μ s zamanlarında oluşan sıcaklıklar ergime sıcaklığına kadar malzeme derinliği boyunca ilk önce hızlı bir şekilde parabolik olarak düşmekte, ergime sıcaklığında derinlik boyunca faz değiştirme nedeniyle sıcaklık sabit kalıp daha sonra yine önce parabolik olarak azalmakta ve sonra da asimptot olarak devam etmektedir. Darbe 1' e göre Nikel yüzeyindeki sıcaklık 6 μ s sonra 4077 °C'a 8 μ s sonra 4253 °C seviyesine çıkmakta 8 μ s den sonra yüzey sıcaklığında bir miktar azalma başlayıp ve 14 μ s sonra yüzey sıcaklığı 3896 °C olmaktadır. Ancak derinlik boyunca faz değiştirme bölgesi artmaktadır. Yüzeydeki sıcaklık düşmesi darbenin özelliğinden kaynaklanmakta olup 8 μ s sonra güç yoğunluğunda azalmanın başlamasından dolayı meydana gelmektedir. Uygulanan darbe süresi 15.8 μ s sürdüğünden ve Laser ışın darbesi bu süre bitiminde sona erdiğinden dolayı malzemede hızlı bir şekilde soğuma başlamaktadır. Şekil 4.7 den görüleceği gibi 39 μ s de malzeme derinliği boyunca sıcaklık dağılımı, ergime sıcaklığının altında olup derinlik boyunca yaklaşık olarak lineer bir şekilde azalmaktadır.

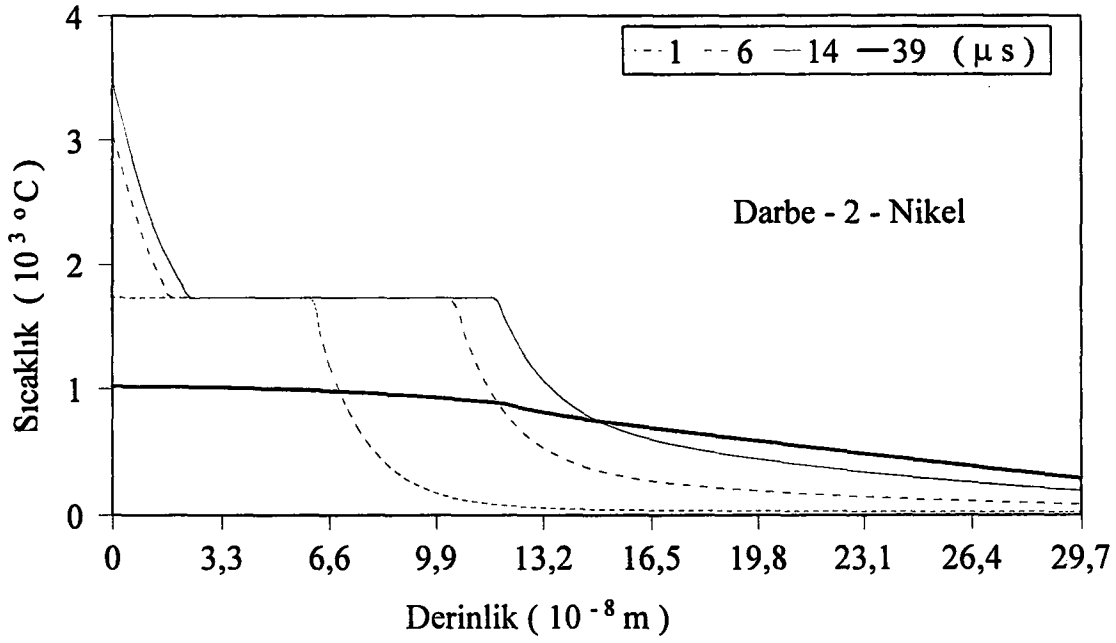
Şekil 4.8' de Darbe 2' in etkisiyle Nikelde oluşan sıcaklık dağılımı derinlik boyunca değişik zamanlar için gösterilmiştir. Darbe 2' nin etkisiyle 0.5 μ s sonra Nikel yüzey sıcaklığı 1731 °C ergime sıcaklığına ulaşmaktadır. 1 μ s sonra yüzey sıcaklığı halen ergime sıcaklığında olup ancak derinlik boyunca faz değiştirme devam etmektedir. 14 μ s sonra yüzey sıcaklığı en yüksek seviyeye 3479 °C'a ulaşmaktadır. Uygulanan Laser darbe süresi 15.8 μ s sürdüğünden ve Laser darbesi bu süre bitiminde sona erdiğinden dolayı malzemede hızlı bir şekilde soğuma başlamaktadır. 39 μ s sonra artık yüzey sıcaklığı ergime sıcaklığının altında olup sıcaklık dağılımı malzeme derinliği boyunca lineer olarak azalmaktadır.

Şekil 4.9' da Darbe 3' ün etkisiyle Nikelde oluşan sıcaklık dağılımı derinlik boyunca değişik zamanlar için gösterilmiştir. Darbe 3' ün etkisiyle 0.5 μs sonra Nikel yüzey sıcaklığı ergime sıcaklığına 1731.91 °C ulaşmaktadır. 1 μs sonra yüzey sıcaklığı halen ergime sıcaklığında olup ancak derinlik boyunca faz değiştirme devam etmektedir. Yüzeydeki maksimum sıcaklık 3961.76 °C 13 μs sonra gerçekleşmektedir. Yüzeydeki sıcaklık düşmesi Şekil.4.3' de gösterilen Darbe 3' in özelliğinden kaynaklanmaktadır. 13.9 μs sonra güç yoğunluğunda lineer bir şekilde azalma başlayıp 15.8 μs sonunda Laser darbesi sona ermektedir. Bundan dolayı Laser darbesindeki güç yoğunluğunun azalmaya başladığı andan itibaren malzemede hızlı bir şekilde soğuma başlamaktadır.

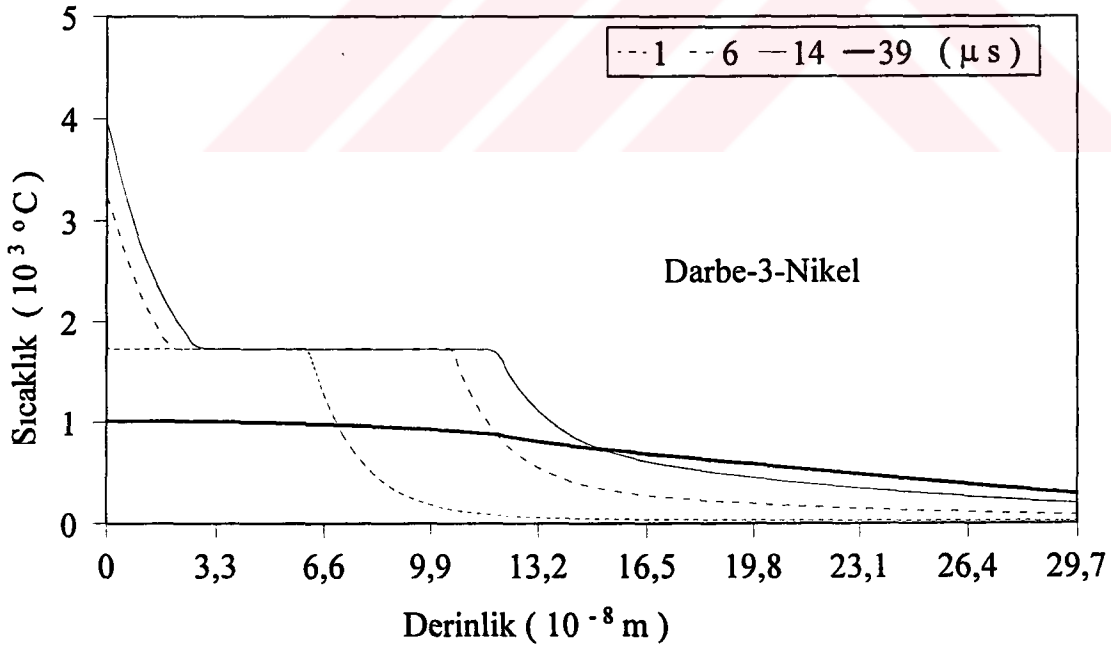
Her üç darbe şeklinde de malzeme yüzeyindeki sıcaklık dağılımları ergime sıcaklığına kadar parabolik, ergime sıcaklığında derinlik boyunca lineer, ergime sıcaklığından sonra önce parabolik ve daha sonra asimptot olarak azalmaktadır. Laser darbesi sona erdikten sonra soğuma başlamakta 39 μs sonra artık yüzey sıcaklığı ergime sıcaklığının altında olup ve sıcaklık dağılımı malzeme derinliği boyunca lineer olarak azalmaktadır.



Şekil 4.7. Nikel 'de Darbe-1 in etkisiyle (428517 J/m^2 sabit güç yoğunluğundaki laser ışını etkisi sonucu) oluşan farklı zamanlardaki sıcaklık dağılımlarının malzeme derinliğine göre değişimi



Şekil 4.8. Nikel 'de Darbe-2 nin etkisiyle (428517 J/m^2 sabit güç yoğunluğundaki laser ışını etkisi sonucu) oluşan farklı zamanlardaki sıcaklık dağılımlarının malzeme derinliğine göre değişimi



Şekil 4.9. Nikel 'de Darbe-3 'ün etkisiyle (428517 J/m^2 sabit güç yoğunluğundaki laser ışını etkisi sonucu) oluşan farklı zamanlardaki sıcaklık dağılımlarının malzeme derinliğine göre değişimi

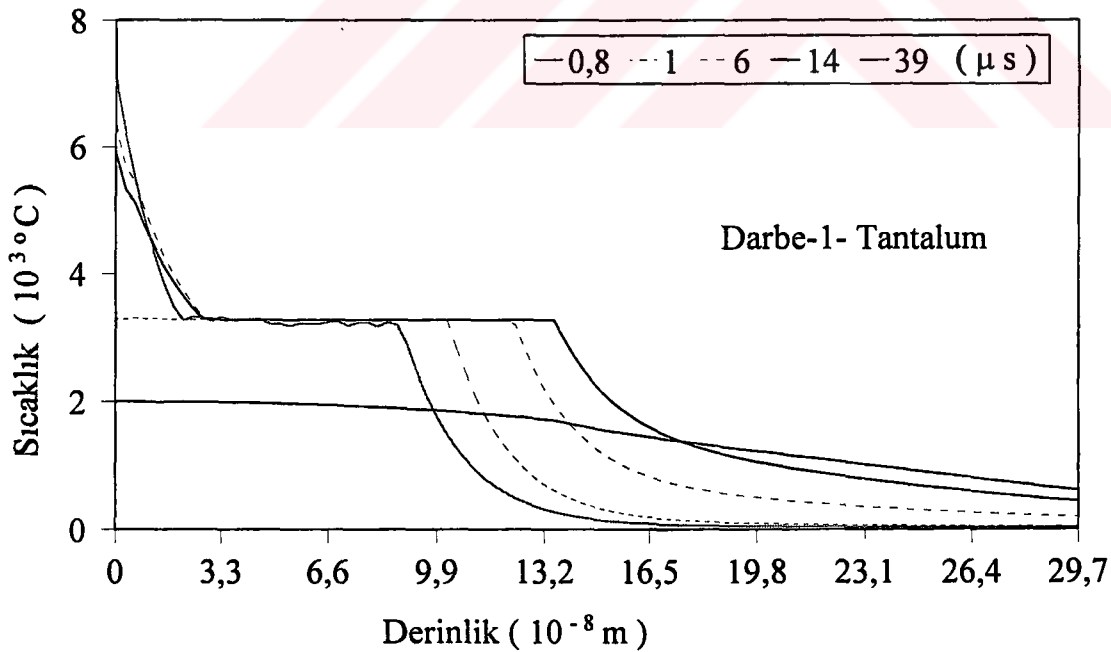
4.2.3. Laser-tantalum etkileşimi

Şekil 4.10' da Darbe 1' in etkisiyle Tantalumda oluşan sıcaklık dağılımı derinlik boyunca değişik zamanlar için gösterilmiştir. Darbe 1' in özelliğinden dolayı maksimum güç yoğunluğunun meydana geldiği 0.8 μ s sonra Tantalum yüzeyindeki sıcaklık en yüksek seviyeye 7113 °C' a çıkmaktadır, daha sonra ani güç düşümü nedeniyle yüzey sıcaklığında da ani azalma meydana gelmektedir. Şekil 4.10'dan da görüleceği gibi 1 μ s sonra yüzey sıcaklığı 3287 °C'a düşmektedir. Tantalum yüzeyinde ergime sıcaklığının üzerinde 0,8 μ s, 1 μ s, 6 μ s, 14 μ s zamanlarında oluşan sıcaklıklar ergime sıcaklığına kadar malzeme derinliği boyunca ilk önce hızlı bir şekilde parabolik olarak düşmekte, ergime sıcaklığında derinlik boyunca faz değiştirme nedeniyle sıcaklık sabit kalıp daha sonra yine önce parabolik olarak azalmakta ve sonra da asimptot olarak devam etmektedir. Darbe 1' e göre Tantalum yüzeyindeki sıcaklık 6 μ s sonra 6373 °C'a 8 μ s sonra 6541 °C seviyesine çıkmakta, 8 μ s den sonra yüzey sıcaklığında bir miktar azalma başlayıp 14 μ s sonra yüzey sıcaklığı 5927 °C olmaktadır. Ancak derinlik boyunca faz değiştirme bölgesi artmaktadır. Yüzeydeki sıcaklık düşmesi darbenin özelliğinden kaynaklanmakta olup 8 μ s sonra güç yoğunluğundaki azalmanın başlamasından dolayı meydana gelmektedir. Uygulanan darbe süresi 15.8 μ s sürdüğünden ve Laser ışını darbesi bu süre bitiminde sona erdiğinden dolayı malzemede hızlı bir şekilde soğuma başlamaktadır. Şekil 4.10 dan görüleceği gibi 39 μ s de malzeme derinliği boyunca sıcaklık dağılımı, ergime sıcaklığının altında olup derinlik boyunca yaklaşık olarak lineer bir şekilde azalmaktadır.

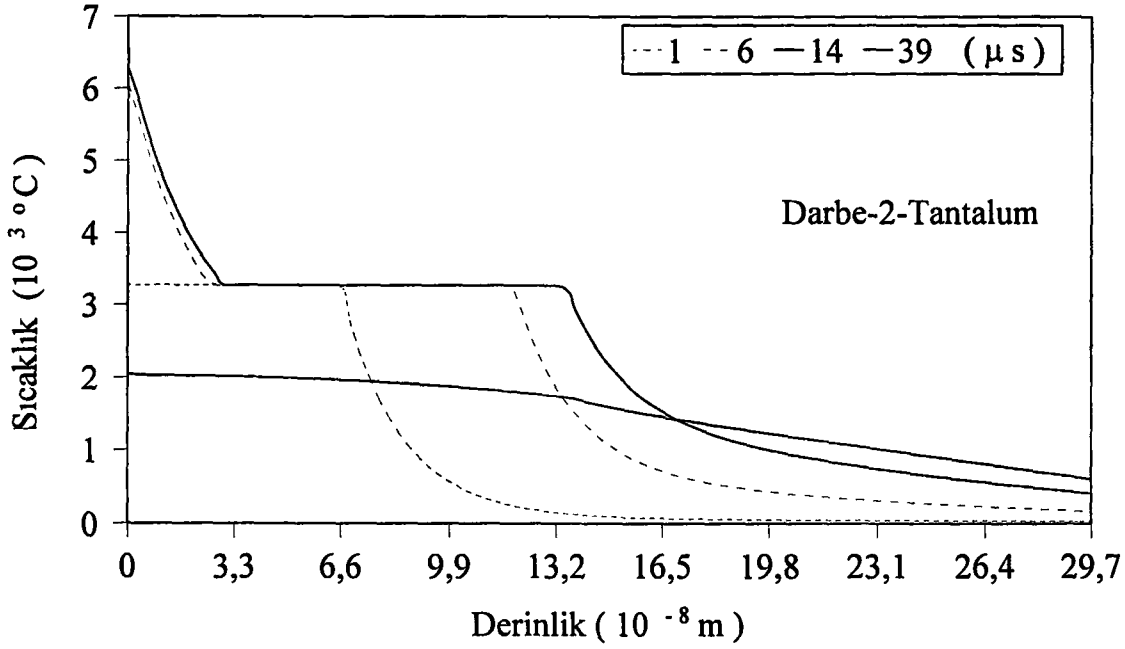
Şekil 4.11' de Darbe 2' in etkisiyle Tantalumda oluşan sıcaklık dağılımı derinlik boyunca değişik zamanlar için gösterilmiştir. Darbe 2' nin etkisiyle 0.5 μ s sonra Tantalum yüzey sıcaklığı 3273 °C ergime sıcaklığına ulaşmaktadır. 1 μ s sonra yüzey sıcaklığı halen ergime sıcaklığında olup ancak derinlik boyunca faz değiştirme devam etmektedir. 14 μ s sonra yüzey sıcaklığı en yüksek seviyeye 6305 °C'a ulaşmaktadır. Uygulanan Laser darbe süresi 15.8 μ s sürdüğünden ve Laser darbesi bu süre bitiminde sona erdiğinden dolayı malzemede hızlı bir şekilde soğuma başlamaktadır. 39 μ s sonra artık yüzey sıcaklığı ergime sıcaklığının altında olup sıcaklık dağılımı malzeme derinliği boyunca lineer olarak azalmaktadır.

Şekil 4.12' de Darbe 3' ün etkisiyle Tantalumda oluşan sıcaklık dağılımı derinlik boyunca değişik zamanlar için gösterilmiştir. Darbe 3' ün etkisiyle 0.5 μ s sonra Tantalum yüzey sıcaklığı ergime sıcaklığına 3272.53 °C ulaşmaktadır. 1 μ s sonra yüzey sıcaklığı halen ergime sıcaklığında olup ancak derinlik boyunca faz değiştirme devam etmektedir. Yüzeydeki maksimum sıcaklık 6571.16 °C, 13 μ s sonra gerçekleşmektedir. Yüzeydeki sıcaklık düşmesi Şekil.4.3' de gösterilen Darbe 3' in özelliğinden kaynaklanmaktadır. 14 μ s sonra güç yoğunluğunda lineer bir şekilde azalma başlayıp 15.8 μ s sonunda Laser darbesi sona ermektedir. Bundan dolayı Laser darbesindeki güç yoğunluğunun azalmaya başladığı andan itibaren malzemede hızlı bir şekilde soğuma başlamaktadır.

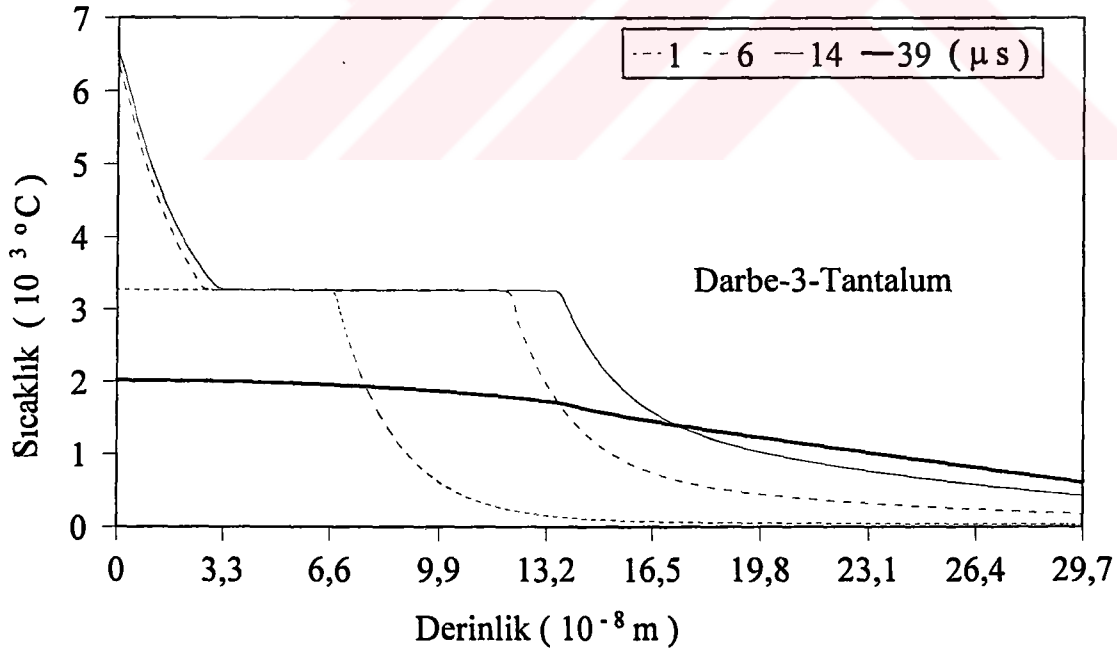
Her üç darbe şeklinde de malzeme yüzeyindeki sıcaklık dağılımları ergime sıcaklığına kadar parabolik, ergime sıcaklığında derinlik boyunca lineer, ergime sıcaklığından sonra önce parabolik ve daha sonra asimptot olarak azalmaktadır. Laser darbesi sona erdikten sonra soğuma başlamakta 39 μ s sonra artık yüzey sıcaklığı ergime sıcaklığının altında olup ve sıcaklık dağılımı malzeme derinliği boyunca lineer olarak azalmaktadır.



Şekil 4.10. Tantalum' da Darbe-1 in etkisiyle (428517 J/m² sabit güç yoğunluğundaki laser ışını etkisi sonucu) oluşan farklı zamanlardaki sıcaklık dağılımlarının malzeme derinliğine göre değişimi



Şekil 4.11. Tantalum 'da Darbe-2 'nin etkisiyle (428517 J/m^2 sabit güç yoğunluğundaki laser ışını etkisi sonucu) oluşan farklı zamanlardaki sıcaklık dağılımlarının malzeme derinliğine göre değişimi



Şekil 4.12. Tantalum 'da Darbe-3 'ün etkisiyle (428517 J/m^2 sabit güç yoğunluğundaki laser ışını etkisi sonucu) oluşan farklı zamanlardaki sıcaklık dağılımlarının malzeme derinliğine göre değişimi

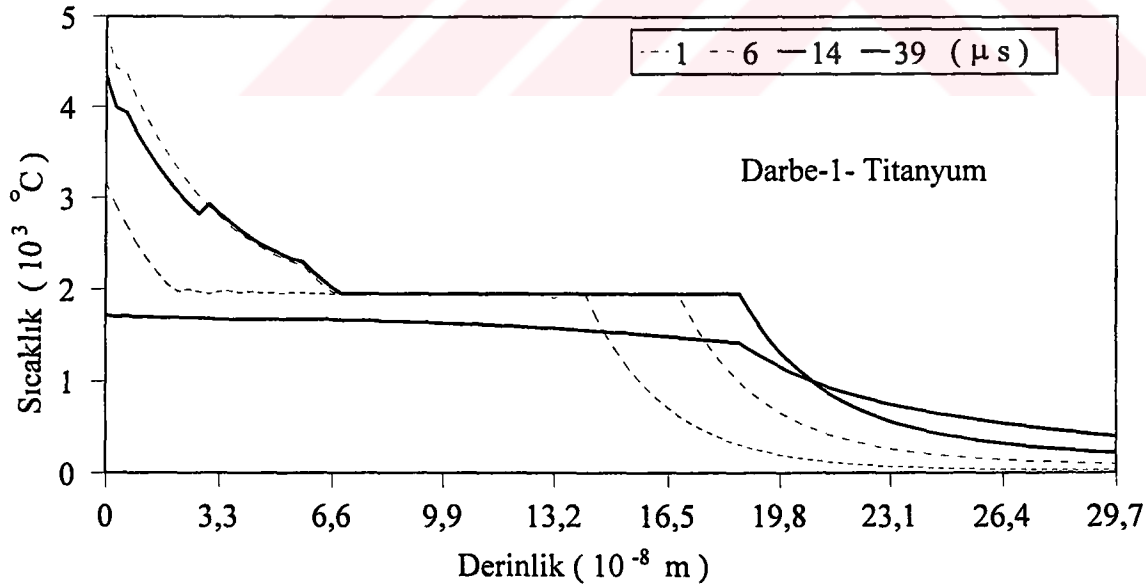
4.2.4. Laser-titanyum etkileşimi

Şekil 4.13' de Darbe 1' in etkisiyle Titanyumda oluşan sıcaklık dağılımı derinlik boyunca değişik zamanlar için gösterilmiştir. Darbe 1' in özelliğinden dolayı maksimum güç yoğunluğunun meydana geldiği 0.8 μ s sonra Titanyum yüzeyindeki sıcaklık en yüksek seviyeye çıkmaktadır, daha sonra ani güç düşümü nedeniyle yüzey sıcaklığında da ani azalma meydana gelmektedir. Şekil 4.13'den de görüleceği gibi 1 μ s sonra yüzey sıcaklığı 3156 °C'a düşmektedir. Titanyum yüzeyinde ergime sıcaklığının üzerinde 0,8 μ s, 1 μ s, 6 μ s, 14 μ s zamanlarında oluşan sıcaklıklar ergime sıcaklığına kadar malzeme derinliği boyunca ilk önce hızlı bir şekilde parabolik olarak düşmekte, ergime sıcaklığında derinlik boyunca faz değiştirme nedeniyle sıcaklık sabit kalıp daha sonra yine önce parabolik olarak azalmakta ve sonra da asimptot olarak devam etmektedir. Darbe 1' e göre Titanyum yüzeyindeki sıcaklık 6 μ s sonra 4841 °C'a 8 μ s sonra 4852 °C seviyesine çıkmakta, 8 μ s den sonra yüzey sıcaklığında bir miktar azalma başlayıp 14 μ s sonra yüzey sıcaklığı 4335 °C olmaktadır. Ancak derinlik boyunca faz değiştirme bölgesi artmaktadır. Yüzeydeki sıcaklık düşmesi darbenin özelliğinden kaynaklanmakta olup 8 μ s sonra güç yoğunluğundaki azalmanın başlamasından dolayı meydana gelmektedir. Uygulanan darbe süresi 15.8 μ s sürdüğünden ve Laser ışın darbesi bu süre bitiminde sona erdiğinden dolayı malzemede hızlı bir şekilde soğuma başlamaktadır. Şekil 4.13 den görüleceği gibi 39 μ s de malzeme derinliği boyunca sıcaklık dağılımı, ergime sıcaklığının altında olup derinlik boyunca yaklaşık olarak lineer bir şekilde azalmaktadır.

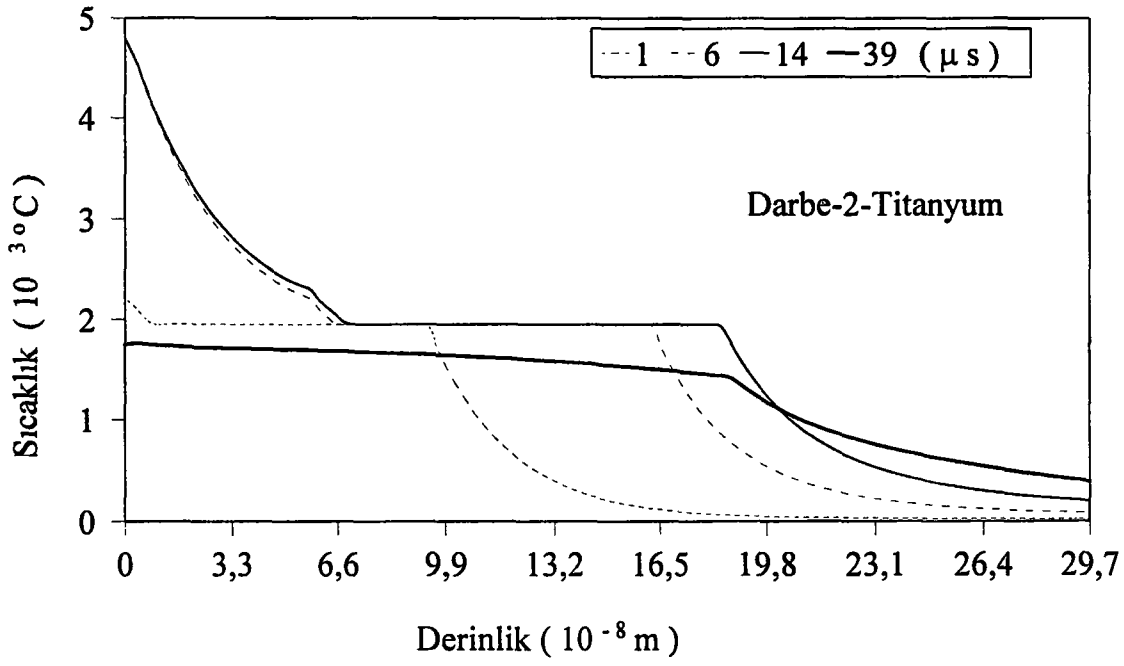
Şekil 4.14' de Darbe 2' in etkisiyle Titanyumda oluşan sıcaklık dağılımı derinlik boyunca değişik zamanlar için gösterilmiştir. Darbe 2' nin etkisiyle 0.5 μ s sonra Titanyum yüzey sıcaklığı 1954 °C ergime sıcaklığına ulaşmaktadır. 1 μ s sonra yüzey sıcaklığı halen ergime sıcaklığında olup ancak derinlik boyunca faz değiştirme devam etmektedir. 14 μ s sonra yüzey sıcaklığı en yüksek seviyeye 4791 °C'a ulaşmaktadır. Uygulanan Laser darbe süresi 15.8 μ s sürdüğünden ve Laser ışını darbesi bu süre bitiminde sona erdiğinden dolayı malzemede hızlı bir şekilde soğuma başlamaktadır. 39 μ s sonra artık yüzey sıcaklığı ergime sıcaklığının altında olup sıcaklık dağılımı malzeme derinliği boyunca lineer olarak azalmaktadır.

Şekil 4.15' de Darbe 3' ün etkisiyle Titanyumda oluşan sıcaklık dağılımı derinlik boyunca değişik zamanlar için gösterilmiştir. Darbe 3' ün etkisiyle 0.5 μ s sonra Titanyum yüzey sıcaklığı ergime sıcaklığına 1953.33 °C ulaşmaktadır. 1 μ s sonra yüzey sıcaklığı halen ergime sıcaklığında olup ancak derinlik boyunca faz değiştirme devam etmektedir. Yüzeydeki maksimum sıcaklık 4820.67 °C, 13 μ s sonra gerçekleşmektedir. Yüzeydeki sıcaklık düşmesi Şekil.4.3' de gösterilen Darbe 3' in özelliğinden kaynaklanmaktadır. 13.9 μ s sonra güç yoğunluğunda lineer bir şekilde azalma başlayıp 15.8 μ s sonunda Laser darbesi sona ermektedir. Bundan dolayı Laser darbesindeki güç yoğunluğunun azalmaya başladığı andan itibaren malzemede hızlı bir şekilde soğuma başlamaktadır.

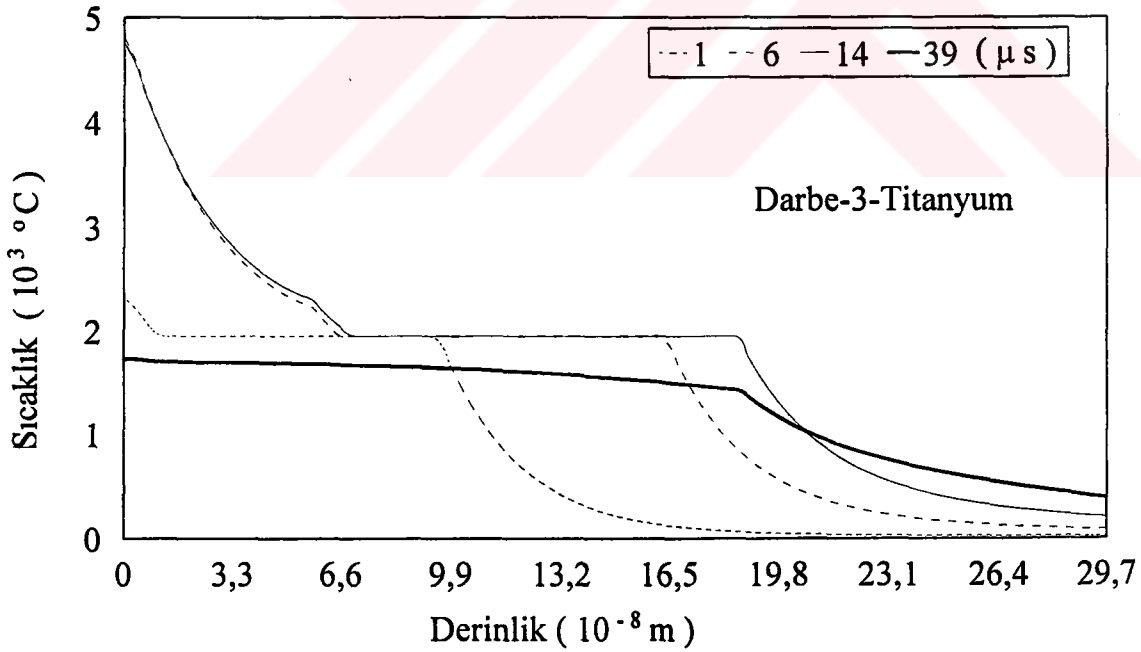
Her üç darbe şeklinde de malzeme yüzeyindeki sıcaklık dağılımları ergime sıcaklığına kadar parabolik, ergime sıcaklığında derinlik boyunca lineer, ergime sıcaklığından sonra önce parabolik ve daha sonra asimptot olarak azalmaktadır. Laser darbesi sona erdikten sonra soğuma başlamakta 39 μ s sonra artık yüzey sıcaklığı ergime sıcaklığının altında olup ve sıcaklık dağılımı malzeme derinliği boyunca lineer olarak azalmaktadır.



Şekil 4.13. Titanyum 'da Darbe-1 in etkisiyle (428517 J/m^2 sabit güç yoğunluğundaki laser ışını etkisi sonucu) oluşan farklı zamanlardaki sıcaklık dağılımlarının malzeme derinliğine göre değişimi



Şekil 4.14. Titanyum 'da Darbe-2 'nin etkisiyle (428517 J/m^2 sabit güç yoğunluğundaki laser ışını etkisi sonucu) oluşan farklı zamanlardaki sıcaklık dağılımlarının malzeme derinliğine göre değişimi



Şekil 4.15. Titanyum 'da Darbe-3 'ün etkisiyle (428.517 J/m^2 sabit güç yoğunluğundaki laser ışını etkisi sonucu) oluşan farklı zamanlardaki sıcaklık dağılımlarının malzeme derinliğine göre değişimi

5. SONUÇ VE ÖNERİLER

Bu çalışmada, elektron kinetik teori yaklaşımı ile üç ayrı darbe şekline göre aynı güç yoğunluğunda elde edilen sonuçlar ve öneriler aşağıdaki şekilde sıralanabilir:

1. Her üç darbe şeklinde ve dört ayrı malzeme için elde edilen sonuçlara bakıldığında, malzeme yüzeyine dik doğrultuda sıvı faz değiştirme bölgesinde sıcaklık exponansiyel olarak hızlı bir şekilde azalmaktadır. Malzemenin faz değiştirme bölgesinde derinlik boyunca sıcaklık sabit kalmakta ve katı faz bölgesinde, malzeme derinliği arttıkça sıcaklık ilk önce exponansiyel olarak azalmakta daha sonra asimtot olarak devam etmektedir. Darbe 1' e göre dört ayrı malzeme için elde edilen sonuçlara bakıldığında, darbenin özelliğinden dolayı güç yoğunluğunun maksimum olduğu 0.8 μ s de yüzey sıcaklıkları maksimum seviyeye çıkmakta, daha sonra güç yoğunluğu düştüğü için yüzey sıcaklığında bir düşme meydana gelmektedir. Ancak derinlik boyunca sıvı faz bölgesi ve faz değiştirme bölgesi gittikçe artmaktadır. Laser darbesi sona erdiğinde çok hızlı bir şekilde soğumaya başlayan malzeme çok kısa bir sürede katı faza dönüşmektedir. Darbe 2 ve Darbe 3' deki sıcaklık dağılımları ve faz değiştirme bölgeleri birbirine benzemektedir. Bu benzemenin nedeni darbe tiplerinin birbirine çok yakın olmasındandır.
2. Laser-metal etkileşiminde göz önüne alınan Çelik, Nikel, Titanyum ve Tantalum ayrı ayrı incelendiğinde; aynı zaman aralığında yüzey sıcaklığı Tantalum' da en yüksek olmaktadır. Bunun sebebi özgül ısısının diğer malzemelere göre çok düşük ve ısı iletim katsayısının ise çelik ve nikel' den düşük olmasıdır. Malzeme derinliği boyunca sıvı faz ve faz değiştirme bölgelerinin aynı zaman aralığında maksimum derinlik Titanyum' da oluşmaktadır. Bunun nedeni ise, her ne kadar ısı iletkenlik düşük olsa da yoğunluğu diğer üç malzemeye göre düşük ve ergime sıcaklığı Tantalum' dan düşük Çelik ve Nikel' den bir miktar yüksek olmasındandır.
3. Malzeme yüzeyinde çok yüksek sıcaklıkların oluşması elektronların davranışları ile açıklanabilir; bu bölgede elektron enerjisi daha fazla olup elektron-fonon çarpışma ihtimali daha yüksektir. Böylece enerji transferi bu bölgede daha çok olmaktadır.

Ayrıca laser ışınlarının malzeme yüzeyince soğurulma derinliği oldukça küçük olup 10^{-7} m mertebesindedir. Malzemelerin yüzeylerinde farklı yüksek sıcaklıkların oluşmasını malzemelerin fiziksel özelliklerine bağlı olarak açıklayabiliriz. Malzeme yoğunluğu ve soğurma katsayısı yüksek malzemelerde daha yüksek yüzey sıcaklığı oluşmakta, faz dönüşümü yoğunluğu yüksek malzemelerde daha erken başlamaktadır.

4. Laser ışını malzeme yüzeyine etkidiği anda malzeme yüzey sıcaklığı buharlaşma sıcaklığının üzerine çıkmaktadır. Laser ışını etkidiği süre esnasında değişik zamanlarda malzemelerdeki sıcaklık dağılımları incelendiğinde ilk anda malzeme yüzeyi buharlaşma sıcaklığının üstüne çıktığından buradaki olaylar ayrıca incelenip araştırılması gerekir.
5. Malzeme yüzeyi ergime sıcaklığının üzerindeki bir sıcaklıktayken malzeme yüzeyine dik doğrultuda derinlik boyunca sıcaklık dağılımının üç farklı bölge oluşturduğu görülür. Birinci bölgede sıcaklık düşüşü ergime sıcaklığına kadar parabolik olarak azalmakta, ikinci bölge ergime sıcaklığında olup sıcaklık sabit faz değiştirmeden dolayı sabit kalmaktadır. Bu bölgede denge durumu söz konusudur. Bu durum iç enerjideki artışın duraklaması laser ışını nedeniyle malzemenin kazandığı enerjinin faz değişimleri için gerekli olan gizli ısılara dönüştüğü şeklinde açıklanabilir. Üçüncü kısımda ise sıcaklık dağılımı eksponansiyel olarak azalıp asimtot olarak devam etmektedir.

KAYNAKLAR

AMOT, R.S. and ALBRIGHT, C.E. 1983. **Plasma Plume Effects in Pulsed Carbon Dioxide Laser Spot Welding**. Ed.E.A. Metz bower Laser Institute of America, 38, 51-58.

ARATA, Y. and MIYAMATO, I. 1986. **Some Fundamental Properties of High Power Laser Beam as a Heat Source Plasma**. Electron on Laser Beam Technology, ed. Y.Arata, Metals Park, OH : ASM International 234-244.

BABACAN, A.Y. 1986. **Laser ve Endüstride Kullanım Alanları**. Uludağ Üniversitesi. Bursa.

BANG, S. Y., ROY, S. and MICHAEL, F. M. 1993. **CW Laser Machining of Hard Ceramics- II. Effects of Multiple Reflections**. Int J. Heat Mass Trs. 36, 3529-3540.

BLAYCE, A. and BELL, T. 1988. **Laser Surface Engineering**. The Industrial Laser, Annual Handbook, Ed. D.Belforte and M.Levitt 61-68.

CHIANG, S. and ALBRIGHT, C.E. 1988. **A Review of Light I Material Interactions During Laser Material Processing**. Research Report, Mr8817, 1-20.

CHON, M.I. 1972. **Material Processing**. In Laser Handbook edited by F.T. Arechi and E.O.Schulz, Dubois. 2, 1577-1647.

CHUN, M.K., and ROSE, K. 1970. **Interaction of High Intensity Laser Beams with Metals**. J. App. Phys. 41, 614-619.

D'COUTO, G.C. and BABU, S.V. 1994. **Heat Transfer and Material Removal in Pulsed Eximer Laser Induced ablation: Pulse width Dependence** J. Appt. Phys 76, 3052-3058.

DANIŞMAN, K., YILBAŞ, B.S., GÖRÜR, A., DAVIES, R., ÇİFTLİKLİ, C., YILBAŞ, Z., and BEGH, F. 1991. **Study of some Characteristics of the Plasma Generated During a CO₂ Laser Beam Cutting Process**. Accepted to be Published, J. of Optics and Laser Tech.

DEBY, P. 1914. **Zustandsgleichung und Quanten Hypothese mit einem Anhang über Wärmeleitung**. In Vorträge über die kinetische Theorie der Materie und Elektrizität von M.Planck et al, Leipzig Teubner, 19-60.

DEKKER, A.J. 1975. **Solid State Phys**. McMillan Student Edition.

FERENDECI, A.M. Mayıs 1977. **Gerçekler ve Düşler**. Çağdaş Fizik.

FRENKEL, M. 1946. **Kinetic Theory of Liquids**. Oxford University Press. UK.

GEVERS, R. 1964. **Infraction of Radiation in Solids**. In Strumane et al. ed. North- Holland Amsterdam.

GORDON, J.P. and BOYD, D.G. 1961 **Confucian Multimode Resonator for Millimeter Trough Optical Wave length Masers**. Bell System Tech. Journal. 40, 489 – 508.

HELEBRANT, A., BUERHOP, C. and WEISSMANN R. 1993. **Mathematical - Modeling of Temperature Distribution During CO₂ Laser Irradiation of Glass**. Glass Tech. 34, 154 – 158.

HERZIGER, G. **The Influence of Laser-Indicated Plasma on Laser Materials Processing**. The Industrial Laser Annual Handbook. Ed. D.Belfoite and M. Levitt, 108-115.

HOWN, D.R. 1968. **Laser Applications** IEF Spectrum. 82-93.

HUGHES, H.P. 1975. **Plasma and Laser Light**. Adam Hilger Publishing Ltd.

JOVAN, A. et al. 1961. **Population Inversion and Continuous Optical Maser Oscillation in a Gas Discharge**. Phys. Rev. Lett. 6, 92 – 106.

KESTENBAUM, A. 1972. **Laser Fundamental Lasers In Industry**. Van Nostrand Reinhold Co. New York.

KITTLE, C. 1971. **Introduction to Solid State Physics**. John Wiley and Sons, Inc. Fourth Edition Chapter 5, 159, New York.

KOÇ, A. 1985. **Nd⁺³ Katı Laser Kafası ve Soğutma Sisteminin Dizaynı**. Yüksek Lisans Tezi, Erciyes Üniversitesi Kayseri.

KOÇ, Y. 1995. **Kinetik Teori Yaklaşımı ile Laser-Malzeme Etkileşimi Sırasında Malzemedeki Sıcaklık Dağılımının Analizi**. Erciyes Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Doktora Tezi. Kayseri.

LEOB, L.B. 1934. **The Kinetic Theory of Gas Int J. Heat Mass Trs. Es.** 2nd ed. McGraw Hill.

LIBENSON, M.N. et al. 1969. **Temperature Dependence of the Optical Constants of A metal in Heating by Laser Radiation**. Sov. Phys. Tech.Phys. 13, 918-925.

LICHTMAN, D. and READY, J. 1963. **Laser Beam Induced Electron Emission**. Phys. Rev. Lett., 10, 342-346.

LORENTZ, H.A. 1906. **Theory of Electrons and Its Applications to the Phenomena of Light and Radiant Heat** New York.

MAIMAN, T.H. 1960. **Stimulated Optical Radiation in Ruby Masers.** Nature. 187, 484-493.

MARK, A., ROSTAMI, A. A., and RICHARD, E.R. 1992. **Photo thermal Deflection Measurements for Monitoring Heat Transfer During Modulated Laser Heating of Solids.** J. Appl. Phys. 71, 53-63.

MARTON, L. and EL-KAREH, A.B. 1986. **Electron Beam and Laser Beam Technology.**

MENDELSSOHN, K. and ROSENBERG, H.M. 1961. **Thermal Conductivity of Metals at Low Temperatures.** Solid State Physics. 12, 223-274.

PATEL, C.K.N. et al. 1964. **CW Laser Action on Rotational Transition of the $U^+ = g^+$ Vibrational Bank of CO_2 .** Bull. Am. Phys. Soc., 9, 486-500.

READ, J.F. 1978. **Interaction of High-Power Laser Radiation With Material Industrial Applications Lasers.** 336-357, New York.

RILEY, K. 1974. **The Thermodynamics of Laser Induced Interaction.** Ph D Thesis Mach. Eng. Dept., Birmingham University.

ROY, S., SUBHRANSU and MICHAEL, F.M. 1993. **CW Laser Machining of Hard Ceramics-I. Effects of Three-Dimensional Conduction, Variable Properties and Various Laser Parameters.** Int J. Heat Mass Trs. 36, 3515-3528.

SAMI, M., YILBAŞ, B.S., and ŞAHİN, A.Z. 1994. **Heat Transfer Mechanisms Governing Laser-Metal Interactions.** Int. Conf. Brighton 77, 133-138. England.

SCHAPER, W., BORMANN, R., and FREYHARD, H.C. 1993. **Laser Processing of Nb_3Al (Ge,Si) High-Field Superconductors.** J. Appl. Phys. 74, 2686-2691.

SCHAWLOW, A.L. 1958. **Infrared and Optical Masers.** Phys. Rev. Lett. 112, 63-78.

SMITH, D.C. and FOWLER, M.C. 1973. **Ignition and Maintenance of CW Plasma in Atmospheric Pressure Air with CO_2 Laser Radiation.** App. Phys. Lett., 10, 491-500.

SOBOLEV, N.N. and STOVIKOV, V.V. 1967. **CO_2 Laser.** Ups. Phys. Navk. 91, 425-454.

ŞAHİN, A.Z., YILBAŞ, B.S. and ALGAMİ, A.Z. 1994. **Transient Heat-Conduction in a Slab During Direct Resistance and Induction –Heating.** Int. Com. in Heat and Mass Trs. 21, 199-205.

YILBAŞ, B.S. 1982. Heat Transfer Mechanics Unstinting The Laser Drilling of Metals. Ph.D. Thesis University of Birmingham.

YILBAŞ, B.S. 1986. Heating of Metals at a Free Surface by Laser Irradiation and Electron Kinetic Theory Approach. Int. J. of Eng. Sci., 24, 1325-1334.

YILBAŞ, B.S. 1988. The Validity of Fourier Theory of Radiation Heating of Metals. Res. Mech 24, 377-382.

YILBAŞ, B.S. 1988. Some Aspects of Laser-Metal Vapor Interactions. Pramana J. Physics 31-5, 365-381.

YILBAŞ, B.S., DAVLES, R., and YILBAŞ, Z. 1991. A Study into the Laser Spot - Welding of Sheet Metals Using Oxygen and Argon as Assisting Gases. J. Material Processing Tech., 25, 139 –151.

YILBAŞ, B.S. 1993. Analytical Solution for The Heat Conduction Mechanism Appropriated. Int. Comm. Heat Mass Trs. 20, 545-555.

YILBAŞ, B.S. 1986. The Absorption of Plasma During Laser Drilling of Sheet Metals. J. Optics and Laser Tech. 18, 27-32.

YILBAŞ, B.S., DAVLES, R., and YILBAŞ, Z. 1991. A Study into the Laser Spot - Welding of Sheet Metals Using Oxygen and Argon as Assisting Gases. J. Material Processing Tech., 25, 139-151.

ZIMON, J.M. 1960. Electrons and Phonons. Chapter 8, Oxford.

ÖZGEÇMİŞ

1961 yılında Trabzon ili Çaykara ilçesinde doğdu. İlk okula Hatay Kırıkhan' da başladı Trabzon Çaykara Kabataş Köyünde bitirdi, orta okula Ankara' da başladı Kayseri' de bitirdi, liseye Kırşehir' de başladı Samsun' da bitirdi. Elazığ DMMA Elektrik Mühendisliği bölümünde 3 yıl okuduktan sonra KTÜ Mühendislik Mimarlık Fakültesi Makina Mühendisliği Bölümünü 1990 Haziran döneminde bitirdi. Askerliğini MSB İnş.Eml.D.Bşk. Keşif ve İhale kısmında Proje Subayı olarak yaptı. Bir süre özel bir şirkette uygulama mühendisi olarak çalıştıktan sonra MKÜ Mühendislik Mimarlık Fakültesi Makina Mühendisliği Bölümü Termodinamik Anabilim dalında araştırma görevlisi olarak göreve başladı halen burada görev yapmaktadır. Evli ve iki çocuk babasıdır.

