

CW CO₂ LASER DIZAYNINDA ELEKTRONİK
YAPININ İNCELENMESİ

Kenan DANIŞMAN

T. C.
Yükseköğretim Kurulu
Dokümantasyon Merkezi

Erciyes Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü'ne
Elektronik Anabilim Dalı'nda Doktora
tezi olarak sunulmuştur.

Mayıs - 1989

Erciyes Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü Müdürlüğü' ne

Bu çalışma, jürimiz tarafından Elektronik Anabilim Dal'ında Doktora tezi olarak kabul edilmiştir

15/5/1989

Başkan : Doç. Dr. B. Sami... YILBAŞ *Bezir Sami Yp*
Üye : Yrd. Doç. Dr. İ. Baha... MARTI *[Signature]*
Üye : Yrd. Doç. Dr. S. edat... ÖZSOY *Bedalman*

ONAY :

Yukarıdaki imzaların, adı geçen öğretim üyelerine ait olduğunu onaylarım.

15/5/1989

[Signature]
Doç. Dr. Bezir Sami YILBAŞ
Enstitü Müdürü

DZGEÇMİŞ

1961 yılında Denizli'nin Tavas ilçesinde doğdu. İlk okulu Seydişehir'de, ortaokul ve lise tahsilini Karabük'te tamamladı. 1978 yılında girdiği Erciyes Üniversitesi Mühendislik Fakültesi Elektronik Mühendisliği Bölümü'nden 1982 yılında mezun oldu. Aynı yıl bitirdiği fakülteye Araştırma Görevlisi olarak atandı. 1986 yılında Orta Doğu Teknik Üniversitesi Elektrik Elektronik Mühendisliği Bölümü'nde Yüksek Lisans eğitimini tamamladı. 1987 yılında Öğretim Görevlisi oldu. Halen bu görevde bulunmaktadır.

TEŞEKKÜR

Doktora konusu seçiminde ve bu çalışma esnasında bilgi ve yardımlarını esirgemeyen değerli hocam Doç.Dr. Bekir Sami Yılbaş'a en içten şükranlarımı sunarım.

Ayrıca çalışmalarım sırasında bana yardımcı olan Fakültedeki bütün öğretim elemanı arkadaşlarıma ve özellikle eşim Şengül'e teşekkürlerimi sunarım.

Kenan DANIŞMAN

ÖZET

Son yıllarda yapılan bir takım geliştirmelerle moleküler gaz laserler oldukça önem kazanmıştır. CO₂ laser, çıkış gücünün yüksek ve veriminin diğer laser türlerine göre büyük olmasından dolayı gaz laserler içerisinde en önemli yeri teşkil etmektedir.

Bu çalışmada, laser çıkış gücü ve kazancının optimizasyonu için gerekli birtakım matematik modeller geliştirilerek, en uygun laser çalışma şartları araştırılmıştır. Çalışma şartlarını belirleyen en önemli büyüklükler plazma ortamında kullanılan gazlar ve bunların karışımları, plazma uzunluğu ve rezonatör aynalarının yansıtma katsayılarıdır.

Bölüm-I'de günümüze kadar yapılan CO₂ laser araştırmaları ve laser çalışma prensibi özetlenmiştir. Bölüm-II'de ise uyarılmış plazma uzunluğu, boşluk kayıpları doyum parametresi gibi sistem parametrelerinin bir fonksiyonu olarak CO₂ laser çıkış gücünü belirleyen bir matematik model geliştirilmiştir.

CO₂ lineer bir üç atomlu yapıya sahiptir. Bölüm-III'de bu yapıya bağlı olarak moleküler enerji seviye ve değerleri tanımlanmıştır. Bölüm-II'de geliştirilen matematik modele ek olarak, bu enerji seviyeleri ve seviyeler arasındaki geçişleri ihtiva eden ikinci bir matematik model daha geliştirilmiştir.

Elde edilen matematik modeldeki denklemlerin analitik çözümü mümkün olmadığından, bu denklemlerin çözümleri ancak nümerik metodlarla olabilmektedir. Bu yüzden Bölüm-IV'de elde edilen denklemlerin çözümü için bir bilgisayar programı gerçekleştirilmiştir. Son bölümde ise denklem çözümlerinden elde edilen sonuçlara göre en uygun gaz karışım oranları, plazma uzunluğu ve ayna yansıtma katsayıları belirlenmiştir.

SUMMARY

In recent years CO_2 gas lasers become important due to the progress has been made. CO_2 lasers take particular part in the spectrum of lasers because of its relatively high power and efficiency.

In the present study, the optimal design of CO_2 lasers was investigated and mathematical models were developed for this purpose. The important performance parameters were selected as gases used and their mixture, the length of plasma column and resonator mirror reflectivity.

In the first chapter, the principal of laser operation was given and previous works were outlined. In the second chapter mathematical modeling covering the effect of excited plasma column, cavity losses and saturation parameters was developed.

CO_2 gas has three atomic structure. In the third chapter, molecular energy levels at excited states was studied concerning CO_2 molecules. The mathematical model developed in the second chapter also covers the energy levels and transitions of molecules between these levels. For this purpose second mathematical model was also developed.

The analytical solution of equations governing laser design was not ready available due to the complexity of the arguments. Hence numerical method was adopted to solve these equations. This was given in chapter IV

SEMBOLLER

CW	Sürekli Işıma
ν	Işıma Frekansı
N^*	Uyarılmış N molekülü
n	Enerji seviyesinde molekül sayısı (molekül/cm ³)
n	Verim
t	Zaman (sn)
T	Sıcaklık (K)
L	Boşluk uzunluğu
R ₁ , R _F	Ön ayna yansıtma katsayısı
R ₂ , R _B	Arka ayna yansıtma katsayısı
γ	Optik eleman geçirgenliği
B ₁ , B ₂ , ...	Akı yoğunluğu
m	Atom kütlesi
I	Atalet momenti (kg.cm.sn ²)
E	Enerji (Joule)
E	İki seviye arasındaki enerji farkı (Joule)
ϵ	Dalga sayısı cinsinden enerji (cm ⁻¹)
B	Rotasyonel sabit
J	Rotasyonel kuantum sayısı
P	Açısal momentum
ω_x	Osilasyon frekansı
$\bar{\omega}_{osc}$	Dalga sayısı cinsinden osilasyon frekansı
a	Alan
A	$1/\tau$, Einstein A katsayısı (sn ⁻¹)
c	2,997925.10 (cm/sn), Işık hızı
CO ₂	Karbondioksit
N ₂	Nitrojen
He	Helyum
000...020	Vibrasyonel enerji seviyeleri
D	Parçalanma (foton/cm.sn)
F	Giriş gücünün uyardıma uygulanan oranı
g	Kazanç (cm ⁻¹)

g_1, g_2	1. ve 2. enerji seviyelerinin çoğalması
h	6,62377.10 (J.sn), Planck sabiti
α	CO ₂ doğrudan uyarım oranı (sn ⁻¹)
β	N ₂ doğrudan uyarım oranı (sn ⁻¹)
γ	CO ₂ doğrudan durulma oranı (sn ⁻¹)
η	N ₂ doğrudan durulma oranı (sn ⁻¹)
σ	Yutma katsayısı (cm)
τ	L/C (sn)
τ_{sp}	Işıma ömürü (sn)
I_p	Foton yoğunluğu (Foton/cm ³)
IP	Elektrik giriş gücü (Watt/cm ²)
I_i	Laser harici dış uyarım şiddeti (Watt/cm)
k	1,38026.10 (J/K), Boltzman sabiti
$k_{15}=k_{51}$	1 ve 5'inci seviyeler arasında transfer geçiş sabiti (sn ⁻¹)
k_{320}	32. ve 0. seviyeler arasında transfer geçiş sabiti (sn ⁻¹)
$k_{21(3)}$	21. ve 31. seviyeler arasında transfer geçiş oranı (sn ⁻¹)
$k_{12(3)}$	22. ve 31. seviyeler arasında transfer geçiş oranı (sn ⁻¹)
$k_{sp}=A$	Kendiliginden ışımaya oranı (sn ⁻¹)
OP	Çıkış gücü (Watt/cm ³)
P	Basınç (Torr)
T_0	Foton sönüm zamanı (sn)
V	Boşalma voltajı (V)

İÇİNDEKİLER

BÖLÜM - I

1	GİRİŞ	1
1.1.	TARİHÇE	1
1.2.	LASER ÇALIŞMA PRENSİBİ	3
1.2.1.	Katı Laserler	6
1.2.2.	Gaz Laserler	7
1.3.	CO ₂ Laser Sisteminde Kullanılan Elemanlar	10
1.3.1.	Güç Kaynağı	10
1.3.2.	Laser Kafası	11
1.3.3.	Optik Düzenlemeler	12
1.4.	ÇALIŞMANIN AMACI	14

BÖLÜM - II

2.	CW CO ₂ LASER ÇIKIŞ GUCU ANALIZI	15
2.1.	TEORİK ANALİZ	15
2.2.	CW CO ₂ LASERDEN MAKSİMUM ÇIKIŞ GUCU ELDE ETMEK İÇİN SİSTEM PAREMETRELERİNİN OPTİMİZASYONU	21

BÖLÜM - III

3.	GAZ LASERLER VE MATEMATİK MODELLEME	29
3.1.	MOLEKULER GAZ LASERLER	29
3.1.1.	Moleküler Yapı ve Terminoloji	29
3.1.1.1.	Rotasyonel Hareket	30
3.1.1.2.	Rijit Olmayan Moleküller İçin Rotasyonel Hareket	34
3.1.2.	Vibrasyonel Hareket	36
3.1.2.1.	Basit Harmonik Hareket	38
3.1.2.2.	Harmonik Olmayan Osilatör	40

3.1.3.	Çift Atomlu Bir Molekülde Vibrasyonel-Rotasyonel Hareket	44
3.2.	CO ₂ LASER İÇİN MOLEKÜLER YAPI VE ENERJİ SEVİYELERİ	47
3.2.1.	CO ₂ ve N ₂ Vibrasyonel Modları	47
3.2.2	Rotasyonel Enerji Seviyeleri	48
3.3.	TERS ÇOĞALMA MEKANİZMASI	52
3.3.1.	Uyarma Mekanizmaları	52
3.3.1.1.	Elektron Çarpışmasıyla CO ₂ ve N ₂ Moleküllerinin Doğrudan Uyarılması	53
3.3.1.2.	N ₂ 'den Rezonant Enerji Transferi	57
3.3.2.	Durulma İşlemleri	58
3.3.	MATEMATİK MODEL	59
3.3.1.	Dinamik İşlemler ve Geçiş Denklemleri	59
3.3.1.2.	Doğrudan Boşalma	60
3.3.1.3.	Rezonant Enerji Transferi	60
3.3.1.4.	Laser Seviyeleri Durulma Mekanizması	61
3.3.1.4.1	Işımalı Durulma	61
3.3.1.4.2	Çarpışmalı Durulma	61
3.3.1.5.	Plazma Kazancı	64
3.3.1.6.	Zorlamalı Işıma ve Geçiş Denklemleri	65
3.3.1.7.	Geçiş Denklemlerinin Çözümü İçin Sınır Şartları	67
3.3.1.8.	Eşik Kazancı	68
3.3.1.9.	Geçiş Denklemlerinin Çözümü	69

BÖLÜM - IV

4.	LASER ÇIKIŞ GUCU VE KAZANCININ BILGISAYARLA ANALIZI	72
4.1.	Geçiş denklemlerinin Çözümü İçin Bilgisayar Programının Geliştirilmesi	73
4.2.	Geliştirilen Bilgisayar Programı Akış Diagramı	75

BÖLÜM - V

5.	İRDELEME	78
5.1.	Helyum'un Etkisi	79
5.2.	Nitrojen'in Etkisi	80

BÖLÜM - VI

6.	SONUÇ	97
-----------	--------------	-----------

KAYNAKLAR

99

EK-1

EK-2

BÖLÜM-1

1- GİRİŞ

1.1 TARİHÇE

1964 yılının başlarında Patel[1] ilk defa yaklaşık 10 μm dalga boyunda sürekli ışımaya yapan CW CO₂ Laser olayını gözlemiş ve yayınlamıştır. Bu keşif iyonik ve moleküler uzaylarda yeni laser geçişleri konusunda araştırmalar yapılırken ortaya çıktığı için bu çalışmaların sonucu bu keşif kadar önemli olmuştur. Fakat, bu özel laser pek dikkat çekmemiştir. Patel daha sonra CW ($\approx 1\text{mW}$) ve darbeli CO₂ çıkış güç spektrumu ile ilgili ve aynı zamanda daha önce yayınlanan sonuçların yorumunu ihtiva eden bir makale daha yayınlamıştır. Benzer türde olan bu çalışmalar Fransız bilim adamları tarafından da yapılmıştır. Bu çalışmalarda yoğunluk moleküler spektroskopik araştırmalar üzerineydi.

Daha sonraki iki yıl içerisinde iki büyük gelişme daha yapılmıştır. Bunlar, i) aktif ortam olarak N₂ ve CO₂ karışımının kullanılmasıdır. Bu çalışma sırası ile Legay ve

LegaySommaire[2] ve Patel[3] tarafından ortaya konmuştur. Patel[4] daha sonra, N_2 'nin yarı denge durumundan($v=1$) CO_2 'nin üst laser seviyesine (001) olan vibrasyonel rezonant enerji transferi ile laser çıkışını miliwattlar seviyesinden yaklaşık 10 Watt değerine çıkardığını göstermiştir. ii) Moeller ve Ridgen[5] tarafından, o zamanlarda çalışma mekanizması tam olarak anlaşılamamış olmasına rağmen Nitrojen kadar Helyum'unda laser çıkış gücünü arttırabileceğini göstermişlerdir. Aynı zamanlarda Patel[6] hızlı akımlı CO_2-N_2-He gaz karışımı kullanarak CO_2 laserden 100 Watt'ı aşan oldukça etkili CW çıkış gücü elde etmiştir. Daha sonraları 11 kW çıkış gücünü aşan CW laser ve multijoule Q-anahtarlamalı laser darbesi, bir metre boşalma uzunluğuna sahip CO_2 laserden elde edilmiştir.

Son zamanlarda endüstride ve Üniversite laboratuvarlarında CO_2 laserle ilgili yoğun araştırma ve geliştirme faaliyetleri yapılmaktadır. Bu faaliyetler aşağıdaki gibi guruplara ayrılabilir.

1- Yüksek verim, yüksek kazanç ve güç için mekanizmaların araştırılması: Bu, temel olarak durulma ve elektronik uyarma işlemlerinin araştırılmasını ihtiva etmektedir. İyi bilinen rezonant transfere bağlı olarak CO_2 laser uygun low - lying CO_2 moleküler vibrasyonel seviyelerle ilgili ve yabancı gazların ters çoğalmaya etkileri hakkında birçok bilgiler elde edilmiştir. Literatürde bu konularla ilgili bir teorik yayın serisi Rus bilim adamları tarafından yapılmıştır[7,8].

2- CO_2 moleküler ömürlerin ölçülmesi: Bu, vibrasyonel rotasyonel ömürler kadar, farklı çarpışma işlemleri için kinetik yapı denklemlerinin oran(rate), sabitlerinin de ihtiva etmektedir.

3- Çizgi aralığı, çizgi şekli, rotasyonel seviye değişimleri, kazanç karakteristikleri ve doyuma ulaşma etkileri üzerine çalışmalardır.

4- Aktif ve pasif Q anahtarlama, mod kilitleme, modülasyon ve CO₂ laser rezonatör sönümü ile ilgili çalışmalardır.

5- Akışkan ve akışkan olmayan gaz sistemleri için CO₂ laser ve laser amplifikatörlerinin geliştirilmesidir.

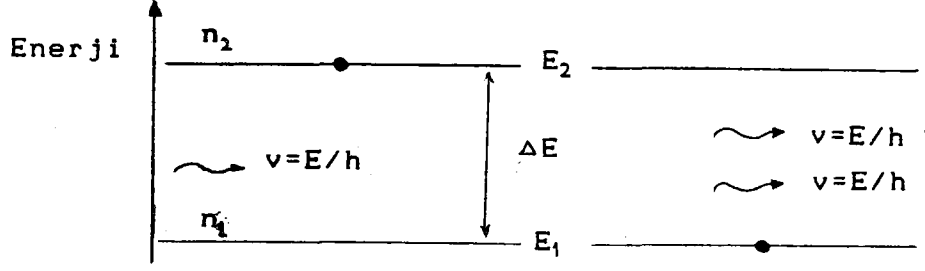
6- Isıl, kimyasal, yüksek hızda çapraz gaz akışlı CO₂ laser sistemleri ve yüksek basınç boşalma ihtiva eden farklı yeni sistemler üzerinde araştırma ve geliştirmelerdir.

7- Radar sistemleri, uzay haberleşmesi, kesme, delme, kaynak ve sıcak plazma üretme gibi endüstriyel alanlarda CO₂ laser araştırmaları,

Yukarıda bahsedilen alanlar elbette CO₂ laser çalışmalarının hepsini ihtiva etmemektedir. Laser-induced fluorescence, infrared-infrared, ve infrared- mikrodalga çift rezonans moleküler spektroskopisi CO₂ laser sayesinde elde edilen sonuçlarla oldukça aktif hale getirilmiştir

1.2- LASER ÇALIŞMA PRENSİBİ

Her elektron belirli bir enerji seviyesinde bulunur. Isı dengesi süresince alt enerji seviyelerinde bulunan elektronlar bir dış kaynaktan enerji soğurması ile daha yüksek enerji seviyelerine yükseltilebilirler. Bu işlem Şekil-1 de basitçe görülmektedir.



Şekil-1.1 Işıma mekanizması

Ust enerji seviyesinde bulunan bir atom alt enerji seviyesine bir geçiş yaptığında(bu enerji seviyeleri arasındaki açıklık yeterince olduğunda),

$$v = \frac{E_2 - E_1}{h} \quad (1.1)$$

frekansına sahip bir ışınım yapar. Bunun tersi ise E_1 enerji seviyesinden E_2 'ye bir geçiş için aynı değere sahip bir enerji değeri soğurur.

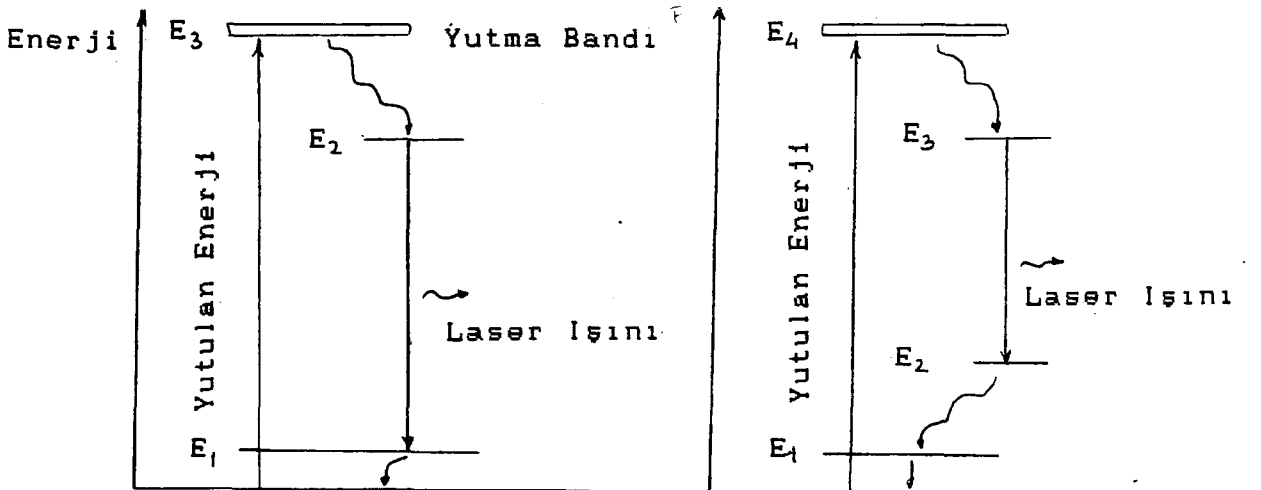
Işıma mekanizması iki farklı yolla meydana gelir. Bunlardan birincisi atomun rastgele olarak üst seviyeden alt seviyeye düşmesidir ki bu ışınım kendiliğinden(spontaneous) ışınım olarak adlandırılır. Diğer ışınım tipi ise Şekil-1'de görüleceği gibi iki enerji seviye farkı kadar bir enerjiye sahip bir foton üst enerji seviyesindeki bir atomla etkileşerek bu atomun alt enerji seviyesine düşmesine neden olur. Bu esnada ikinci bir foton üretilir. Bu ışınım tipi zorlamalı ışınım(stimulated) olarak adlandırılır ve laser mekanizmasının temelini oluşturur.

Termik denge durumunda sistemi oluşturan elektronlar en düşük enerji seviyesinde bulunurlar. Bu seviyede bulunan elektronlar dış bir kaynak olarak kullanılan elektromagnetik radyasyon ile üst enerji seviyelerine yükseltirler. Bu

durumda(yarı denge hali), etkileşmiş elektronların enerji miktarı azalacağından buldukları üst enerji seviyesinden alt enerji seviyesine düşeceklerdir. Bu durumda temel enerji seviyesine düşen bir elektron ile bir tepkime oluşturulursa bu tahrik olayı zincirlemeyi önleyici bir olay meydana getirir ve uyarılmış durumda bulunan tüm enerji frekansında ani bir ışımaya neticesinde sistem kararlı hale geçer.

Laser ışınının elde edilebilmesi için, üst enerji seviyesindeki elektron, atom veya moleküllerin sayısının alt enerji seviyesindeki elektron, atom veya molekül sayısından daha çok olabilmesi için, ters çoğalma(invers population) işleminin gerçekleşmesi gerekir. Alt enerji seviyesinde fazla miktarda atom varsa bu durumda soğurma işlemi meydana gelir. Uyarılmış ışımaya ise, pompalama işlemi ile elektronların üst enerji seviyesine çıkarılmasıyla elde edilir. Katı lazerlerde bu işlem flaş tüpü ile yapılır. Üst enerji seviyesine çıkan elektronlar bu seviyede 10^{-6} ile 10^{-10} sn kaldıktan sonra alt enerji seviyesine düşerlerken foton yayarak bir ışımaya meydana getirirler.

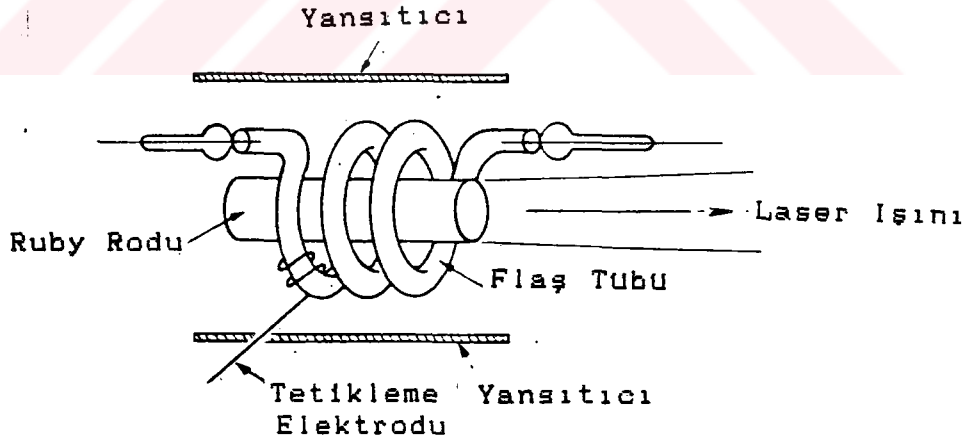
Laser sistemleri Şekil-2'de görüleceği gibi ışımaya meydana geldiği enerji seviyelerine göre, üç enerji seviyeli ve dört enerji seviyeli olmak üzere ikiye ayrılırlar.



Şekil-2.1 Üç enerji seviyeli laser sistemi Şekil-2.2 Dört enerji seviyeli laser sistemi

1.2.1 Katı Laserler

Nd^{+3} katı laserinde pompalama enerjisiyle etkileşen elektronlar dördüncü enerji seviyesine yükseltirler. Bu seviyedeki elektronlar üçüncü enerji seviyesine düşerken bu iki seviye arasındaki enerji farkı küçük olduğundan herhangi bir ışımaya meydana gelmez. Üçüncü enerji seviyesinden ikinci seviyeye düşerlerken belirli bir dalga boyunda foton yayarak enerjilerini kaybederler. Aynı işlemler uç enerji seviyeli Ruby laseri içinde geçerlidir. Aktif ortamın sonuna ve ön tarafına yansıtıcı aynalar(rezanatör) konularak laser çubuğu içinde belirli bir enerji birikimi ve amplifikasyonu sağlanır. Bu aynalardan biri ışımaya dalga boyunda %100 yansıtıcı diğeri ise %50 yansıtıcı özelliğe sahiptir. Kısmi geçirgen aynadan tek renkli ve ayrılmaz nitelikte(coherent) bir ışımaya meydana gelir. Şekil-1.3'de Ruby laserinin prensip şekli görülmektedir.



Şekil-1.3 Ruby Laseri

Ruby çubuğu Al_2O_3 kristallerinden meydana gelmiştir. Al_2O_3 yaklaşık olarak 1\1000 oranında aktif olarak Cr^{+3} ihtiva eder. Ruby laser çubuğu(rodu) çapı 0.1 cm ile 2 cm, boyu ise 2 cm ile 25 cm arasında olabilir. Laser çubuğu ve flaş lambası silindirik elips veya oval şeklinde olan yüksek yansıtıcı yüzeylerle sınırlandırılmıştır.

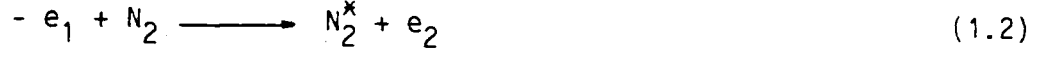
1.2.2. Gaz Laserler

Helyum-Neon, Helyum-Kadmiyum, Argon, Krypton, Karbondioksit, Excimer, Nitrojen ve Hidrojen laser gibi bir çok gaz laser çeşitleri geliştirilmiştir. Burada sadece ilk geliştirilen gaz olarak He-Ne ve çalışma itibariyle CO₂ laser hakkında kısa bir bilgi verilecektir.

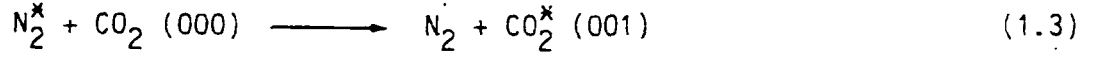
İlk CW(daimi işlem) He-Ne laser 1960 yılında Javan, Bennet ve Herriot[10] tarafından dizayn edilmiştir. Laser olayı Neon'un uyarılmış iki enerji seviyesi arasında meydana gelir. Burada kullanılan Helyum'un amacı, Neon atomlarını üst enerji seviyelerine uyarma işleminde kullanılmasıdır. He-Ne laser dört enerji seviyeli bir laser sistemidir. Işıma prensibi Nd⁺³ laserde olduğu gibidir.

Gaz laserler içinde güç ve verimlilik açısından en önemli olanı CO₂ laserlerdir. CO₂ laserde karbondioksit gazının yanında N₂ ve He gazları da kullanılır. N₂ Bölüm-3.'de açıklandığı gibi dipol momenti elde etmek için kullanılır. He ise sabit basınçta özgül ısı değerinin büyük olması nedeniyle sistemde oluşan ısı enerjisinin plazma duvarlarına hızlı bir şekilde aktarılmasını sağlamak amacıyla kullanılır. Sonuçların irdelenmesi bölümünde He'nin diğer etkileride belirlenmiştir. N₂'nin plazma içindeki en önemli görevi, He-Ne laserde Helyum'un oynadığı rol gibi, CO₂ moleküllerini üst enerji seviyelerine pompalama amacıyla kullanılmasıdır.

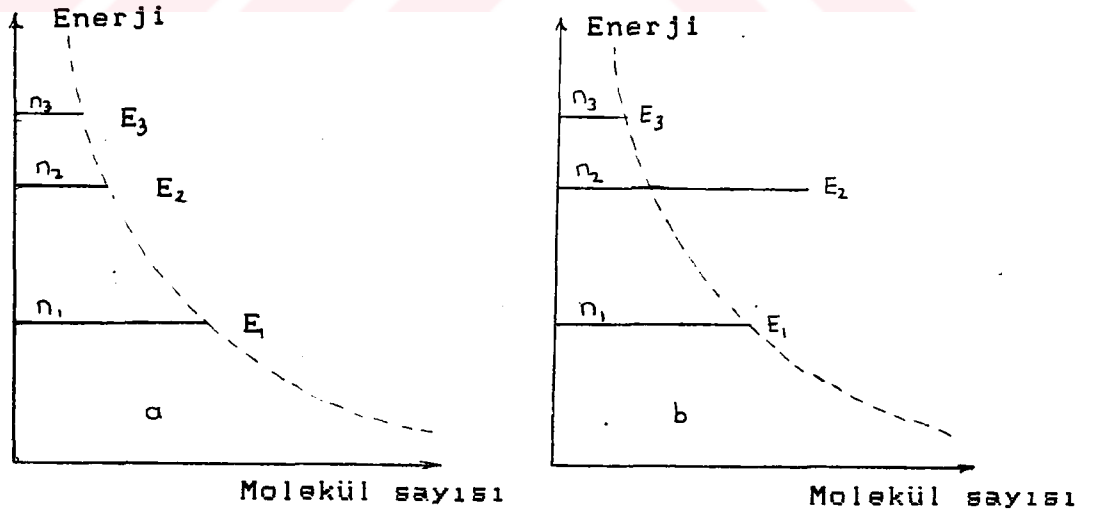
CO₂ laserde pompalama işlemi basitçe aşağıda olduğu gibi açıklanabilir. Taban seviyedeki N₂ molekülleri doğrudan elektron uyarımıyla bir üst enerji seviyesine çıkarılırlar. Bu işlem birinci tür çarpışma olarak adlandırılır.



Uyarılmış bulunan bu N_2 molekülleriyle taban seviyedeki CO_2 moleküllerinin ikinci tür çarpışma sonucu CO_2 molekülleri üst laser seviyesine(001) çıkarılırlar.



Burada kullanılan enerji seviye notasyonları Bölüm-3 'de açıklanmıştır. Bu tür bir uyarımın meydana gelebilmesi için N_2 ve $CO_2(001)$ enerji seviyelerinin enerji değerleri birbirlerine çok yakın olmalıdır. Alt enerji seviyesinin(100) enerji değeri üst seviye enerji değerinden küçük olduğundan, bu seviyedeki molekül sayısı üst seviyeye nazaran daha azdır. Şekil-1.4'de laser seviyelerindeki molekül sayılarının şematik dağılımı görülmektedir.



Şekil-1.4 Enerji seviye molekül dağılımları, a) denge durumu
b) ters çoğalma

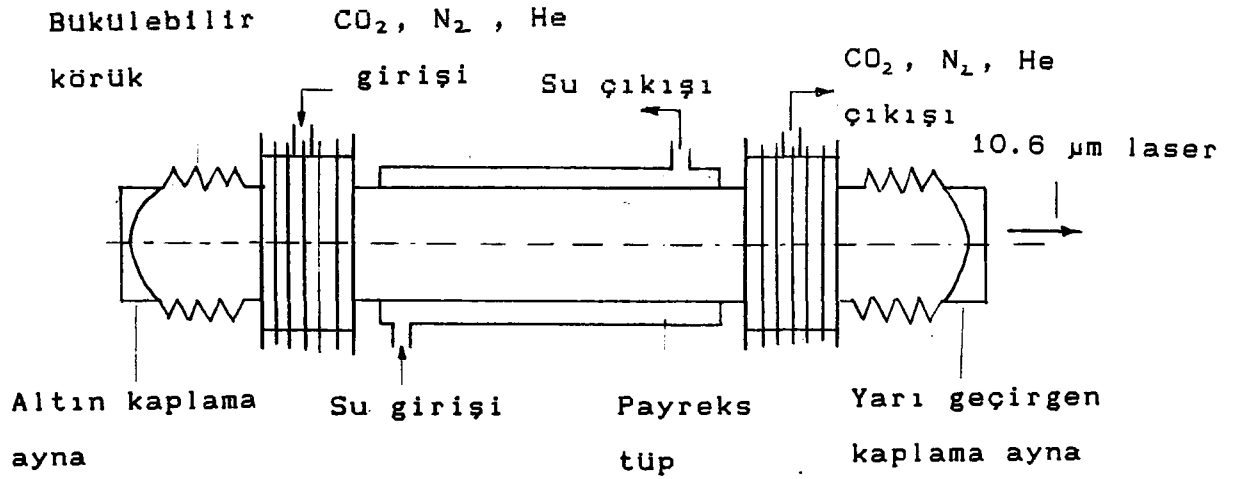
Termal denge şartlarında seviye molekül yoğunlukları Boltzman dağılımıyla tanımlanır. k'inci seviye molekül yoğunluğu n_k enerjisi E_k , i'inci seviye molekül yoğunluğu n_i ve enerji

degeri E_i olmak üzere;

$$\frac{N_k}{N_i} = \exp \frac{-(E_k - E_i)}{kF} \quad (1.4)$$

ile tanımlanır.

Şekil-1.4(a) temel denge şartlarında enerji seviyeleri populasyon dağılımını göstermektedir. Yukarıda açıklandığı gibi (001) enerji seviye populasyonu (100) enerji seviye populasyonunu aştığı anda, üst enerji seviyesindeki moleküller çarpışmalar sonucu alt enerji seviyesine düşerlerken belirli bir dalga boyunda ışımaya yaparlar. Bu işlemin meydana gelebilmesi için Şekil-1.4-(b)'de görüleceği gibi enerji seviyeleri populasyonlarının $n_2 > n_1$ şartını sağlaması gerekir. Bu işlem ters çoğalma olarak bilinir. (001) (100) geçişinde ışımaya dalga boyu yaklaşık olarak $10.6 \mu\text{m}$ civarındadır. Şekil-1.5'de bir CO_2 laser sistemi görülmektedir.



Şekil-1.5 CO_2 laser sistemi [11]

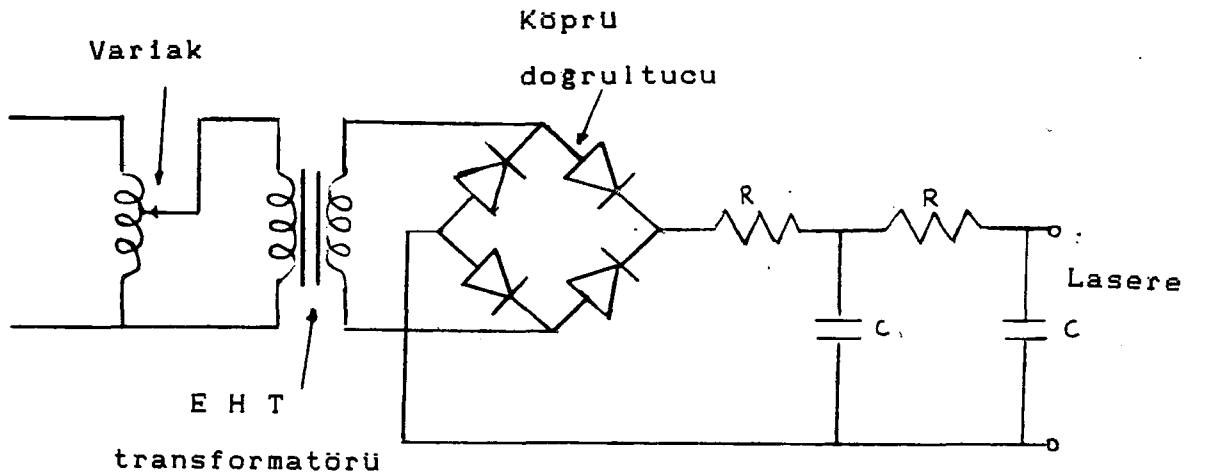
1.3. CO₂ Laser Sisteminde Kullanılan Elemanlar

Endüstriyel amaçlar için üretilen yüksek güçlü CO₂ laserler üç ana bölümden oluşur. Bunlar; güç kaynağı, laser kafası ve optik düzenlemelerdir.

1.3.1. Güç Kaynağı

En basit şekliyle bir güç kaynağı, yüksek voltaj transformatörü ve çıkışa seri olarak bağlı denge rezistansları ihtiva eder. Bununla beraber sabit bir alternatif akım kaynağıyla uyarım verimsizdir ve çok az miktarda kullanılmaktadır[12].

Güç kaynağı genellikle şekil-6'da görüldüğü gibi dizayn edilir. Yüksek voltaj transformatörün girişi variak ile ayarlanmaktadır Bu şekilde değişken bir kaynak voltajı elde edilir. Doğrultucudan çıkış değeri, rezistans-kapasitans filtre devreleriyle düzgünleştirilir. Diğer bir sistemde ise variak ile yüksek voltaj transformatörü arasına reaktör yerleştirilmiştir[12]. Bu sistemin en büyük avantajı, elektrik güç kayıplarını minimum hale getirmesidir.



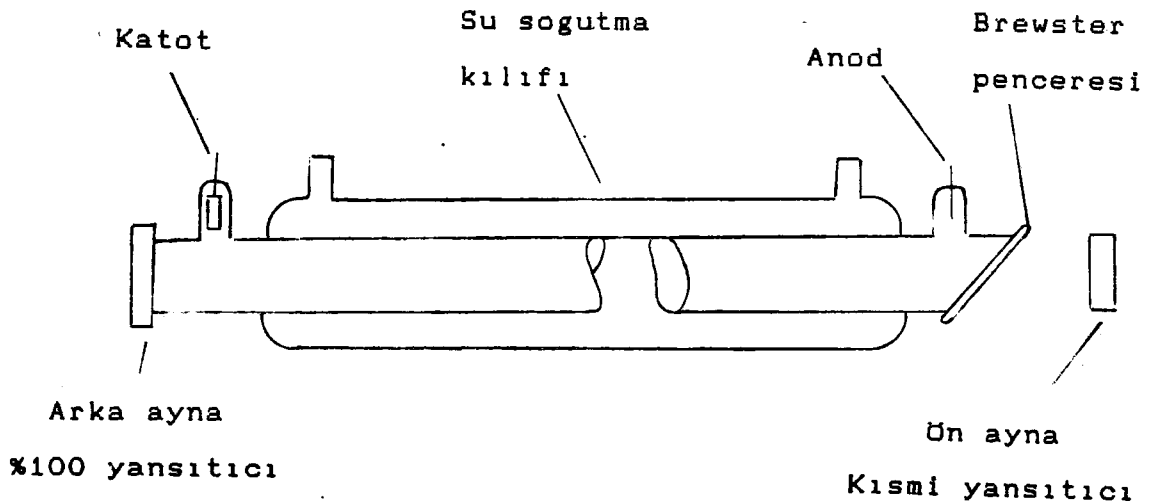
Şekil-6 Rezistif-Kapasitif filtreli güç kaynağı

Akım darbeleri laserlerde genellikle birinci tip (Şekil-1.6) kaynaklar kullanılır. Bu tip kaynaklarda güç kaynağı ile laser elektrodları arasında modülatör devresi ilave edilir.

1.3.2 Laser Kafası

Laser kafasının prensip diagramı Şekil-1.8'de görülmektedir. Laser kafasında bulunan temel elemanlar aşağıda verilmiştir.

- 1- Su soğutmalı pyrex veya kuartz deşarj tüpü
- 2- Elektrodlar: Katod bakırdan yapılmıştır ve içi oyuktur. Anod ise tungsten bir çubuktur.
- 3- Arka ayna: Ön yüzü altın kaplanmış ve parlatılmıştır. tabaka olarak bakır, pyrex veya çelik kullanılabilir.
- 4- Çıkış aynası: Ayna alt tabakası $10.6 \mu\text{m}$ 'lik ışımayı geçirebilecek yapıda olmalıdır. En uygun malzeme germanyumdur. Gerekli olan reflektiviteyi elde edebilmek için yansıtıcı yüzey dielektrik bir madde ile kaplanmıştır.
- 5- Brewster penceresi: Adından anlaşılacağı gibi boşluk kayıplarını minimum hale getirebilmek için Brewster açısında yerleştirilmiştir.



Şekil-8 Laser kafası

CO₂ laserde maksimum teorik verim %40 civarındadır. 10.6 µm'lik ışığa 0.29 ve 0.17 eV CO₂ enerji seviyeleri arasında meydana gelmektedir. Bu yüzden elde edilebilecek maksimum verim;

$$\eta = \frac{E_{001} - E_{100}}{E_{100}} = \frac{0.29 - 0.17}{0.29} = 0.416 \quad (1.5)$$

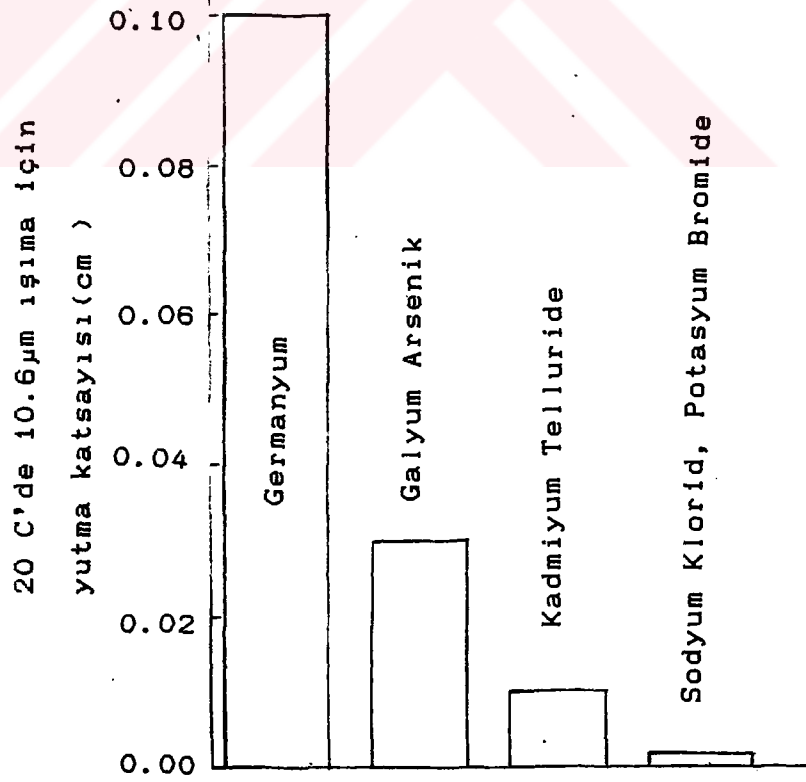
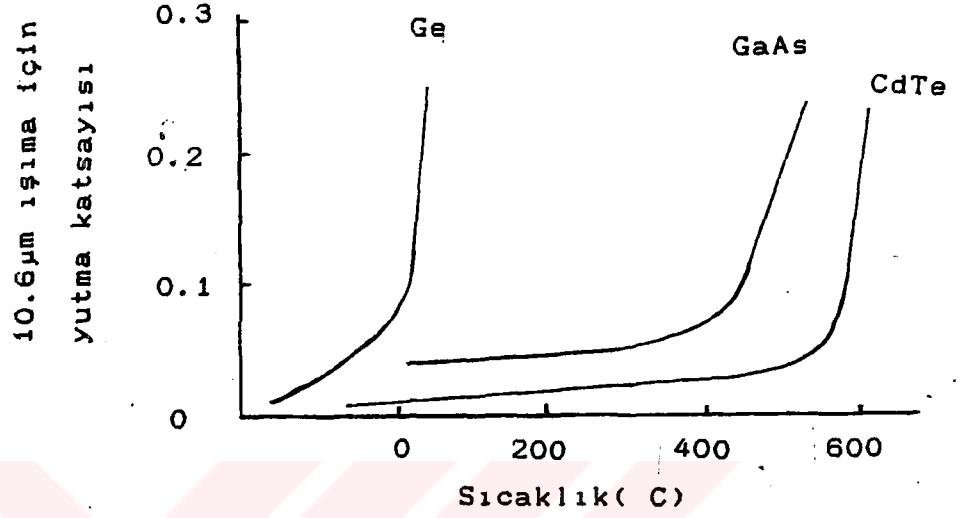
Bununla birlikte pratikte iyi bir dizaynla ancak %20'lik bir verim elde edilebilir. Kayıpların yaklaşık olarak %5'i sistemde kullanılan optik elemanlar üzerinde meydana gelmektedir.

İyi bir sistem dizaynıyla yukarıdaki kayıplar minimum hale getirilebilir. Gaz sıcaklığının artmasıyla, alt laser seviyesindeki molekül sayısı artacağından verim düşecektir. Plazma tüpü etrafına su soğutmalı bir sistem yerleştirilerek gaz sıcaklığı düşürülebilir ve bunun sonucu kazanç ve verim arttırılabilir. Buna benzer olarak optik elemanlar üzerinde meydana gelen kayıplarda azaltılabilir. Germanyum'un yutma katsayısı sıcaklığın artmasıyla artmaktadır. Bu artmayı önleyici şekilde ön ayna soğutulmalıdır.

1.3.3. Optik Düzenlemeler

Endüstriyel laser sistemlerinde kararlı bir yüksek güçlü laser ışınımının elde edilmesi yeterli bir sonuç değildir. Sistem elde edilen bu ışığı malzeme üzerine odaklıyabilmek için optik düzenlemelere ihtiyaç gösterir.

CO₂ laser ışığı dalga boyu infraruj bölgesinde olduğu için cam optik elemanlar kullanılamaz. CO₂ laserde kullanılan optik malzemeler germanyum, galyum arsenik, kadmiyum teluride, sodyum klorid ve potasyum klorid'dir. Şekil-1.9'da bu malzemelerin yutma karakteristikleri görülmektedir.



Sekil-1.9. Infraruj ışık ileten malzemeler için yutma katsayıları

1.3.4. Çalışmanın Amacı

Karbondioksit laser çıkış gücü, sistemin uyarılmış plazma uzunluğu, boşluk kayıpları, doyum parametresi, ayna yansıtma katsayıları gibi bir takım fiziki parametrelerin bir fonksiyonudur. Bunlara ek olarak sistemde kullanılan gaz karışımları ve uyarma türleride çok önemlidir.

Bu çalışmada, öncelikle sistemin fiziki parametrelerine bağlı olarak bir matematik model geliştirilerek, bu parametrelerin laser çalışmasındaki etkileri araştırılacaktır. CO₂ moleküler enerji seviyeleri ve bu seviyelerdeki molekül dağılımlarının analizi yapılacaktır.

Yukarıda elde edilen bilgiler ışığı altında, seviyeler arası geçişleri ve geçiş oranlarını ihtiva eden ikinci bir matematik model geliştirilerek, daha önce belirlenen parametrelerin laser çıkış gücü ve kazancı üzerindeki etkiler incelenecektir. Bu incelemede, elde edilen birinci mertebeden diferansiyel denklemlerin çözümü için ayrıca bir bilgisayar programı geliştirilecektir.

Analiz sonuçlarından 5 kW'lık bir laser sistemi için gerekli olan gaz karışım oranları, ayna yansıtma katsayıları ve plazma uzunluğu belirlenecektir.

BÖLÜM-II

2. CW CO₂ LASER ÇIKIŞ GUCU ANALIZI

2.1. TEORİK ANALİZ

CW CO₂ Laser çıkış gücü, sistemin fiziki parametrelerinin bir fonksiyonu olarak tanımlanabilir. Bu bölümün gayesi tanımlanan optimum işlem şartlarında çıkış gücü için matematik bir modelin geliştirilmesidir. Laser çalışmasında etkili bu parametreler aşağıda verilmiştir.

- 1- Uyarılmış plazma uzunluğu
- 2- Ayna yansımaları
- 3- Boşluk kayıpları
- 4- Küçük işaret kazancı
- 5- Doyum parametresi
- 6- Mod hacmi

Bütün bu parametreler dikkate alınarak yapılan bir analiz çok karışık olacaktır. Bu yüzden mod hacminin silindirik olarak alınması ve bazı yaklaşımlarla analiz dahada basitleştirilebilir. Bu basitleştirme çözümün

güvenilirliğini azaltmakla beraber, analizden çıkarılan sonuca pek etkisinin olmadığı görülmüştür.

Yapılan analiz CW Laser çıkışıyla ilgilidir. Bundan dolayı işleme laser boşluğundaki akı yoğunluğunu göz önüne alarak başlamak en iyi yoldur. Şekil-2.1. yüksek güçlü bir CO₂ laserin aksenal yönde akı şiddet dağılımını göstermektedir. Burada tanımlanmayan elemanın meydana getirdiği optik kayıpların laser boşluğunda yer aldığı dikkat edilmelidir. Bu Brewster penceresini veya boşluk içindeki diğer parçaların etkisini hesaba katarak açıklanabilir.

Hernekadar bu seviyede, herhangi bir noktada akı yoğunluğunun büyüklüğünü belirlemek mümkün değil ise de sistemin optik parametrelerinin bilinmesiyle şiddetler arasında belirli oranların tayin edilmesi mümkündür.

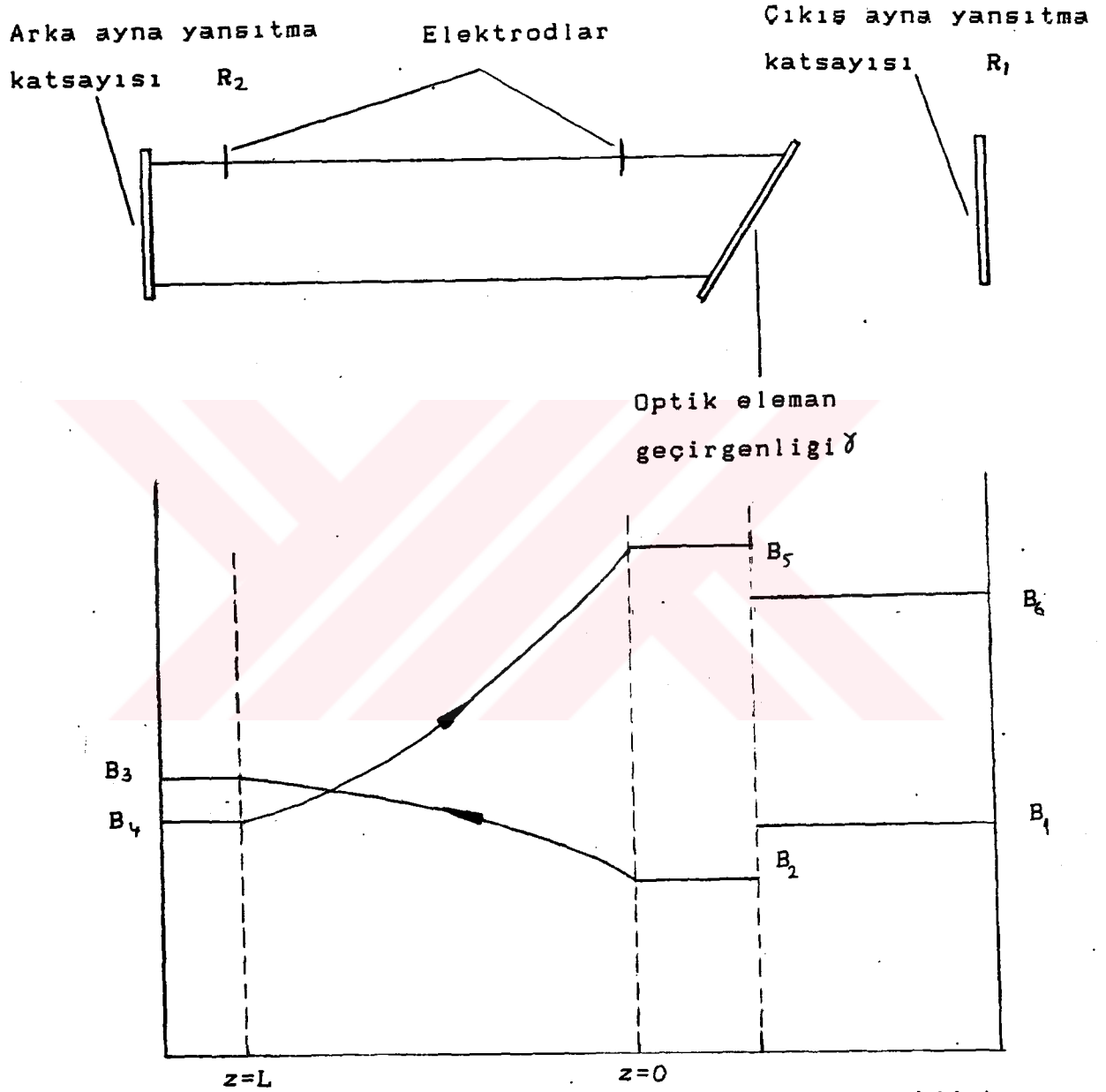
Aynaların yansıtma katsayıları R₁ ve R₂, intra-cavity optik elemanın iletkenliği γ olarak belirlendiğinde aşağıdaki ifadeler yazılabilir.

$$\frac{B_1}{B_6} = R_1 \quad (2.1)$$

$$\frac{B_4}{B_3} = R_2 \quad (2.2)$$

$$\frac{B_2}{B_1} = \frac{B_6}{B_5} = \gamma \quad (2.3)$$

Laser plazmasında kazanç isentropik(kayıpsız) olmasından dolayı ayrıca aşağıdaki ifadelerde yazılabilir



Şekil-2.1. Bir laserin tipik intra-cavity şiddet dağılımının şematik diagramı

$$\frac{1}{B^+} \cdot \frac{dB^+}{dz} = g \quad (2.4)$$

$$\frac{1}{B^-} \cdot \frac{dB^-}{dz} = -g \quad (2.5)$$

$$\frac{dB^+}{B^+} = \frac{-dB^-}{B^-}$$

$$B^+ \cdot B^- = \text{Sabit, } C \quad (2.6)$$

Normalleştirilmiş akı yoğunluğu, küçük işaret kazancı ve doyum parametresi arasındaki ilişki Rigrod[13] tarafından homojen olarak genişletilmiş bir ortam için aşağıdaki gibi tanımlanmıştır.

$$g = g_0 [1 + B^+ + B^-]^{-1} \quad (2.7)$$

Denklem (2.4) den g ifadesi (2.7) ye taşınırsa,

$$\frac{1}{B^+} \frac{dB^+}{dz} = \frac{g_0}{[1 + B^+ + B^-]}$$

buradan,

$$\left[\frac{1}{B^+} + 1 + \frac{B^-}{B^+} \right] dB^+ = g_0 dz \quad (2.8)$$

Denklem (2.6) dan $B^- = C (B^+)^{-1}$

$$\left[\frac{1}{B^+} + 1 + \frac{C}{B^{+2}} \right] dB^+ = g_0 dz \quad (2.9)$$

Bu denklem $0 < z < L$ bölgesinin herhangi bir noktası için geçerlidir, ve bunun integrasyonu ile

$$\int_{B_2}^{B_3} \left[\frac{1}{B^+} + 1 + \frac{C}{B^{+2}} \right] dB^+ = \int_0^L g_0 dz \quad (2.10)$$

Buradan,

$$\log_e \left(\frac{B_3}{B_2} \right) + B_3 - B_2 - C \left(\frac{1}{B_3} - \frac{1}{B_2} \right) = \int_0^L g_0 dz \quad (2.10)$$

Aynı görüşle negatif z yönünde hareket eden ışın içinde benzer işlemler yapılırsa,

$$\log_e \left(\frac{B_4}{B_5} \right) + B_4 - B_5 - C \left(\frac{1}{B_4} - \frac{1}{B_5} \right) = - \int_0^L g_0 dz \quad (2.11)$$

olur. Denklem (2.10) dan denklem (2.11) çıkarılırsa,

$$\begin{aligned} \log_e \left(\frac{B_3}{B_2} \cdot \frac{B_5}{B_4} \right) + B_3 + B_5 - B_2 - B_4 - C \left(\frac{1}{B_3} + \frac{1}{B_5} - \frac{1}{B_2} - \frac{1}{B_4} \right) \\ = 2 \int_0^L g_0 dz \end{aligned} \quad (2.12)$$

Denklemler (2.1), (2.2), (2.3) ve (2.6)'dan

$$B_2 = C/B_5 \quad (2.13)$$

$$B_3 = \sqrt{C/R_2} \quad (2.14)$$

$$B_4 = \sqrt{C \cdot R_2} \quad (2.15)$$

Denklem (2.12) aşağıdaki gibi yazılabilir

$$- \log_e (\gamma^2 R_1 R_2) + 2B_5 - \frac{2C}{B_5} - 2 \sqrt{C R_2} + 2 \sqrt{\frac{C}{R_2}} = 2 \int_0^L g_0 dz \quad (2.16)$$

Denklemler (2.11), (2.14), (2.15) den

$$B_2 = \gamma^2 R_1 R_5$$

ve denklem (2.13) den,

$$B_2 = C/B_5 \quad (2.17)$$

$$C = \gamma^2 R_1 B_5^2 \quad (2.18)$$

Bunlar denklem (2.17) de yerine konularak

$$\begin{aligned} - \log_e (\gamma^2 R_1 R_2) + 2B_5 - 2\gamma^2 R_1 B_5 - 2 (\gamma^2 R_1 R_2)^{1/2} B_5 + 2 (\gamma^2 R_1 / R_2)^{1/2} B_5 \\ = 2 \int_0^L g_0 dz \end{aligned} \quad (2.19)$$

$$B_5 = \frac{[\int_0^L g_0 dz + \log_e (\gamma^2 R_1 R_2)^{1/2}]}{[1 + (\frac{\gamma^2 R_1}{R_2})^{1/2}] [1 - (\gamma^2 R_1 R_2)^{1/2}]} \quad (2.20)$$

Çıkış aynasının transmisyon katsayısının α olduğu kabulüyle iletilen akı yoğunluğu,

$$B = \frac{\alpha \gamma (1-R_1) [\int_0^L g_0 dz + \log_e (\gamma^2 R_1 R_2)^{1/2}]}{[1 + (\frac{\gamma^2 R_1}{R_2})^{1/2}] [1 - (\gamma^2 R_1 R_2)^{1/2}]} \quad (2.21)$$

Sonuç olarak denklem (2.21) doyum parametresiyle çarpılarak çıkış güç şiddeti

$$P = \frac{w_0 \alpha \gamma (1 - R_1) \left[\int_0^L g_0 dz + \log_e (\gamma^2 R_1 R_2)^{1/2} \right]}{\left[1 + \left(\frac{\gamma^2 R_1}{R_2} \right)^{1/2} \right] \left[1 - (\gamma^2 R_1 R_2)^{1/2} \right]} \quad (2.22)$$

olarak elde edilir.

2.2 CW CO₂ LASERDEN MAKSIMUM ÇIKIŞ GUCU ELDE ETMEK İÇİN SİSTEM PAREMETRELERİNİN OPTİMİZASYONU

Önceki bölümde bir laser sisteminin fiziki parametreleri ile normalleştirilmiş çıkış güç yoğunluğu arasındaki matematiki ilişkiler ortaya konmuştur. Elde edilen denklemlerden aşağıdaki sonuçlar çıkarılabilir.

- 1- Çıkış güç yoğunluğu doyum parametresiyle doğru orantılıdır.
- 2- Çıkış gücü $\int_0^L g \cdot dz$ 'nin artmasıyla artar.
- 3- Çıkış güç yoğunluğu için elde edilen ifade R_1 'in bir polinomudur. R_1 'in sıfır veya bir olması teorik çıkışı sıfır yapacağından, çıkışı maksimum yapan en azından bir R_1 değerinin varolması gereklidir.

Çıkış güç yoğunluğu, $\int_0^L g \cdot dz$, ayna yansımaya katsayıları ve boşluk kayıpları arasındaki bağımlılığı ortaya koymak için yansıtma ile normalleştirilmiş çıkış yoğunluğu arasındaki ilişkiyi gösteren eğriler çizilmiştir. Bu eğrilerden (Şekil-2.2'den Şekil-2.7'ye) üç sonuç çıkarılabilir.

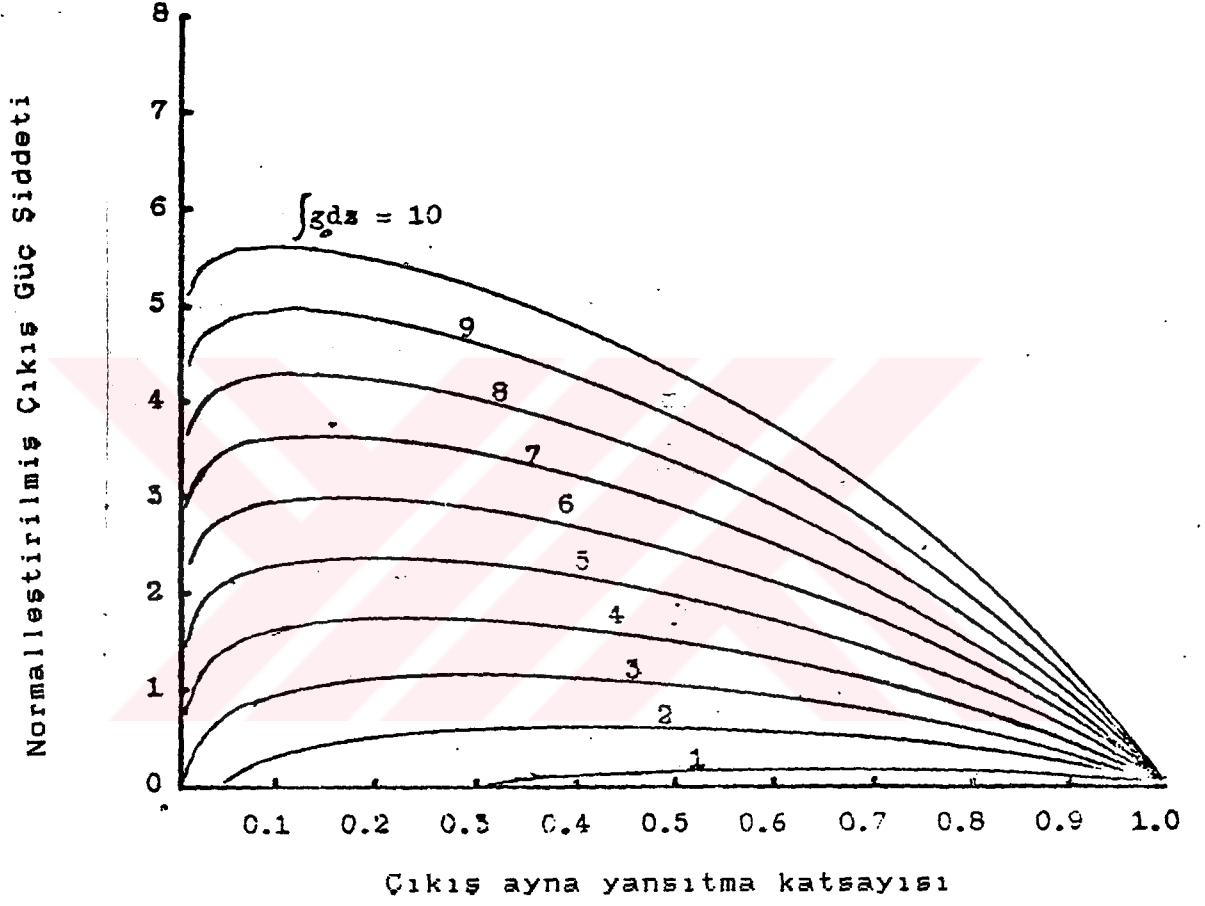
- 1- Normalleştirilmiş çıkış gücü $\int_0^L g_0 \cdot dz$ 'nin artmasıyla artar
- 2- Şekillerde görüleceği gibi verilen herhangi bir kazanç,

uzunluk ve kayıp durumları için, normalleştirilmiş çıkış gücü için sadece bir yansıtma değeri vardır. Teorik olarak kayıpsız bir durumda çıkış ayna yansıtma katsayılarının gerçekte %100'e ulaşmamasına rağmen, bu değere yaklaştıkça maksimum çıkış gücü elde edilebilmektedir. Kayıpların varolduğu gerçek durumlarda ise maksimum normalleştirilmiş çıkış gücü ayna yansıtma katsayısının birden küçük olduğunda elde edilir.

Laser uzunluğu dizayn sırasında belirlenmiştir ve bir parametre olarak yeni bir sistem dizaynı sırasında göz önüne alma gereği vardır. Elektrik uyarma oranları ve gaz akışı hem kazancı ve hemde doyum parametresini kontrol eder. Bununla beraber çıkış bu iki değere göre artar. Kazanç ve doyum parametresi vakum pompası ve güç kaynağı ile meydana getirilir.

Herhangi bir sistemde iyi bir inceleme ve çalışmayla kayıplar minimum hale indirgenebilir. Şekil-2.2'den Şekil-2.7'ye kadar olan eğriler bu kural çerçevesinde değerlendirilebilir. Sistem kayıplarında azalma, en uygun şekilde kaliteli optik elemanlar kullanılarak elde edilebilir.

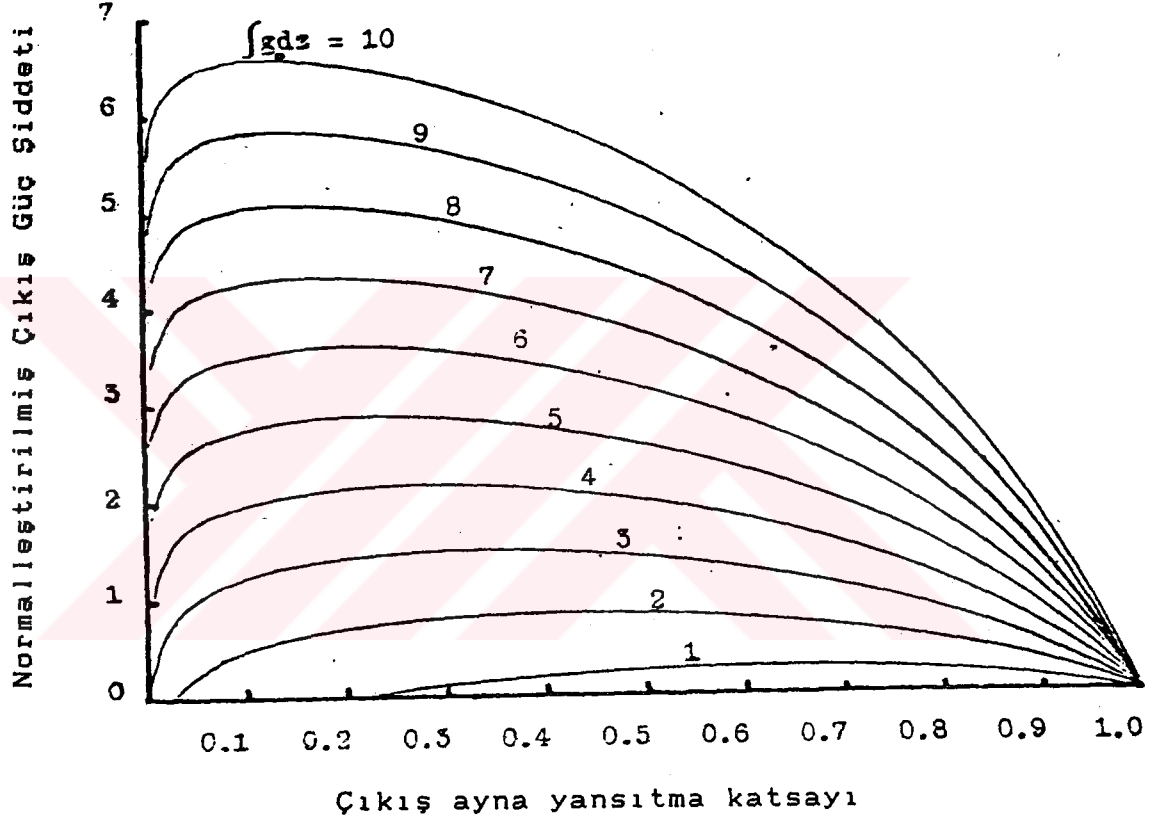
Çıkış aynası yansıtma katsayısı sistem optimizasyonu için önemli bir parametredir, zira diğer parametreler, sistem optimizasyonu gereği, minimum veya maksimum değerlere sahip olmalıdır. Şekil-2.2'den Şekil-2.7'ye kadar olan eğrilerden görüleceği gibi, herhangi bir sistem için sadece bir optimum yansıtma katsayısının olduğu görülmektedir. CW CO₂ laserin optimizasyonu için yapılan işlemler, işletim masrafı ve verim arasında doyum parametresi, kazanç, uzunluk ve kayıplar açısından bir denge meydana getirmek ve çıkış aynası yansıtma katsayısını optimum hale getirmesini temin etmek için yapılır.



Şekil-2.2. Normalleştirilmiş Laser Çıkış Şiddeti

$R_2=0.98$

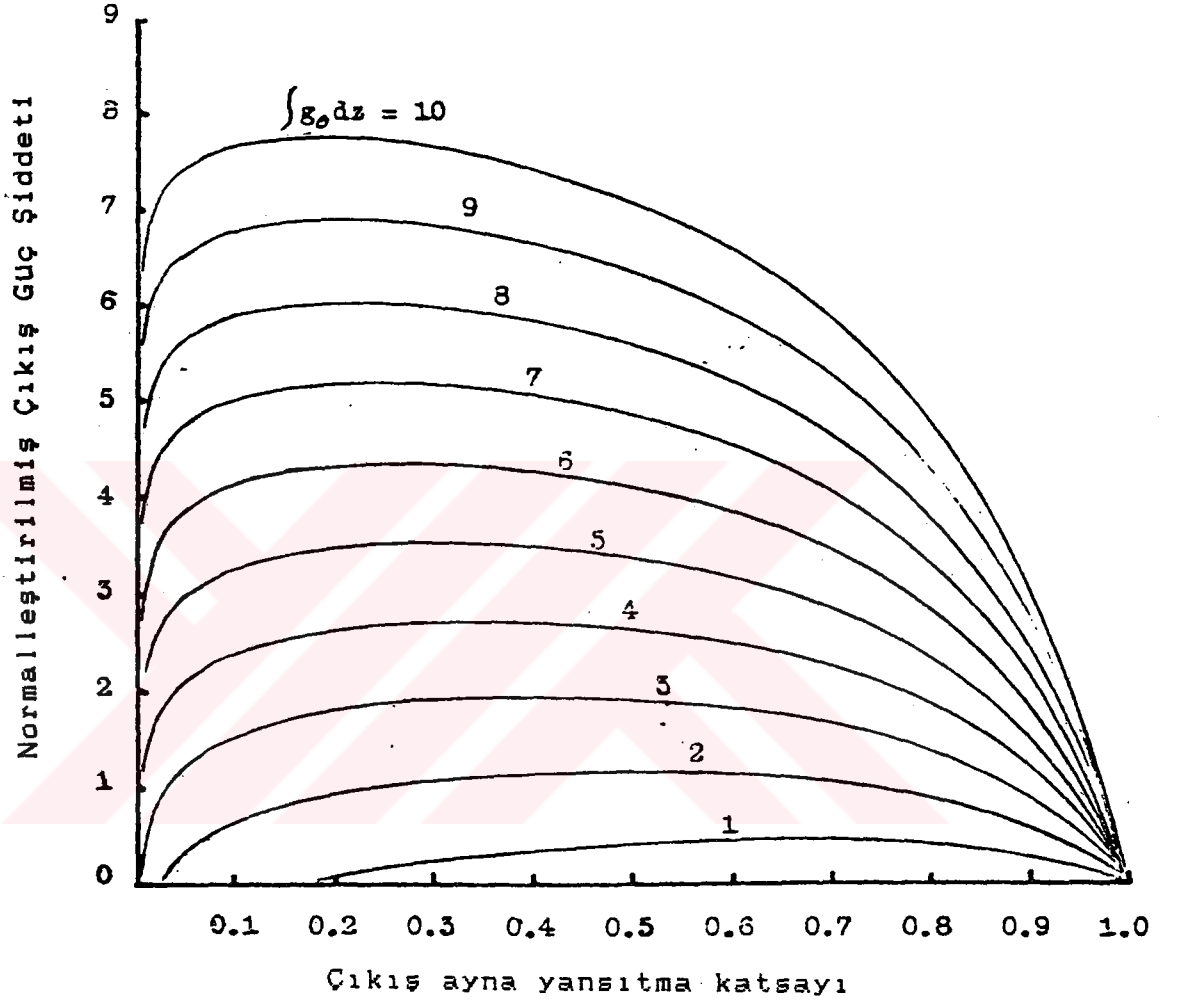
$\delta=0.7$



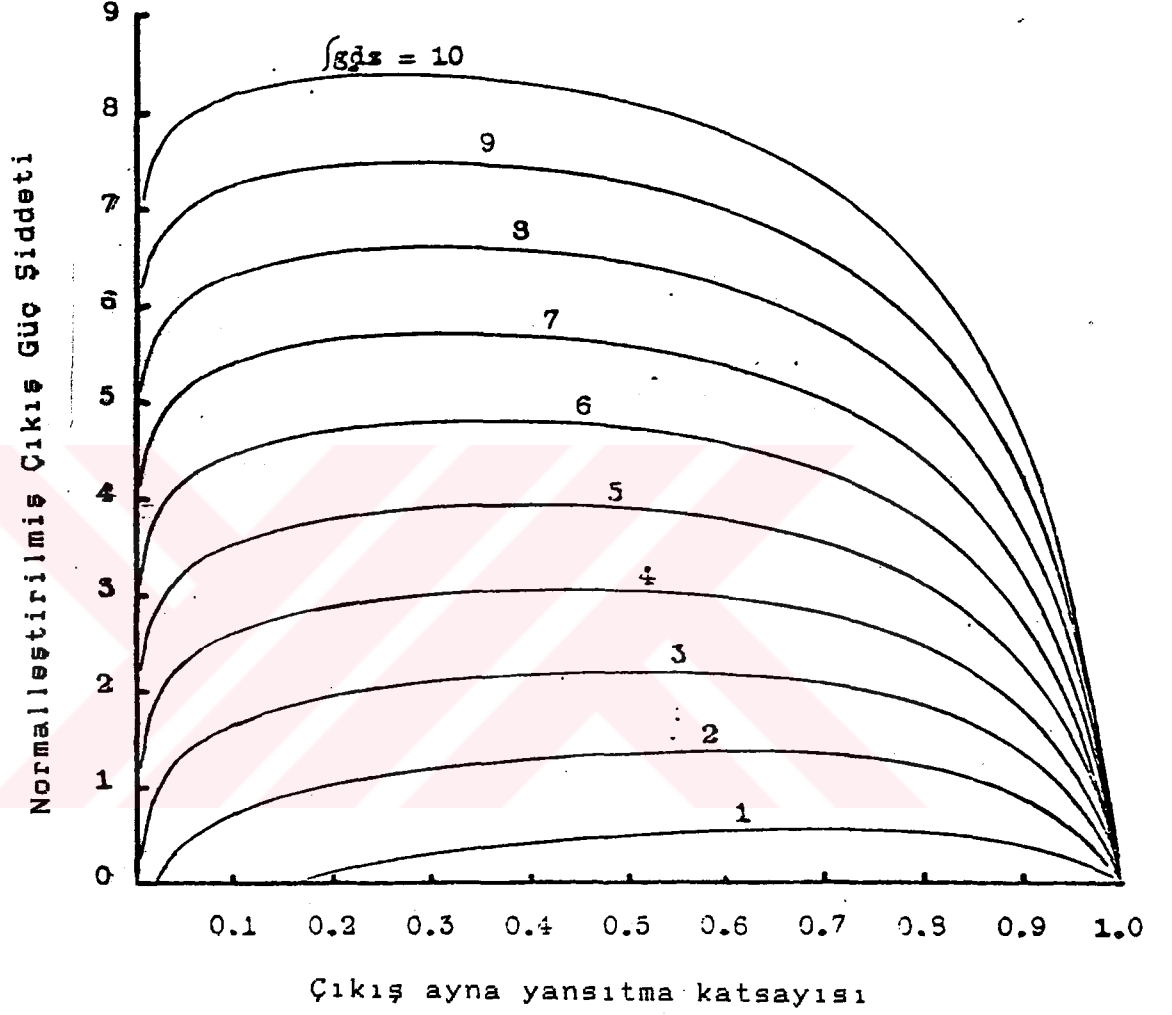
Şekil-2.3. Normalleştirilmiş Laser Çıkış Şiddeti

R2=0.98

$\gamma = 0.8$



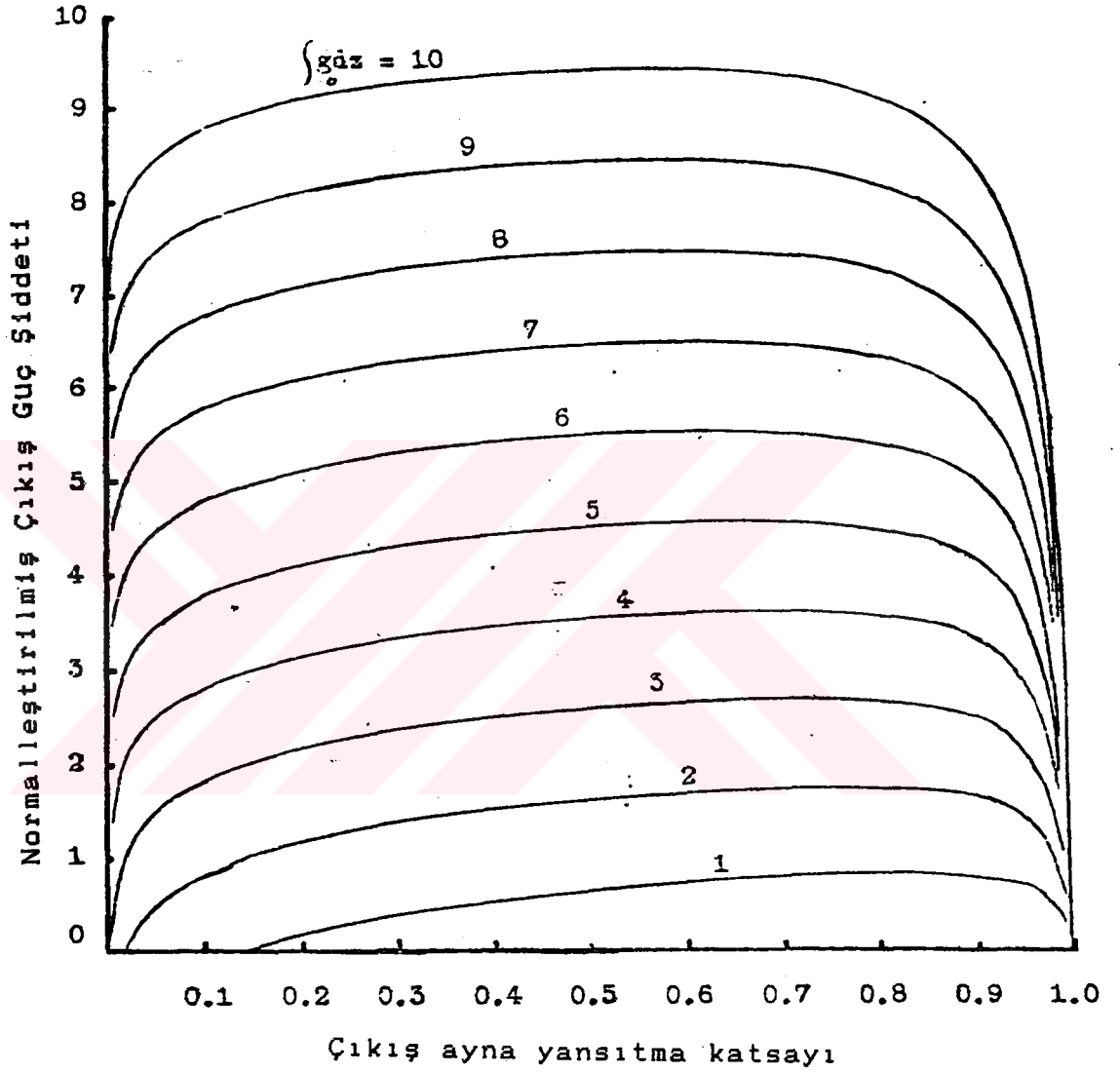
Şekil-2.4. Normalleştirilmiş Laser Çıkış Şiddeti
 $R_2=0.98$ $\gamma=0.9$



Şekil-2.5. Normalleştirilmiş Laser Çıkış Şiddeti

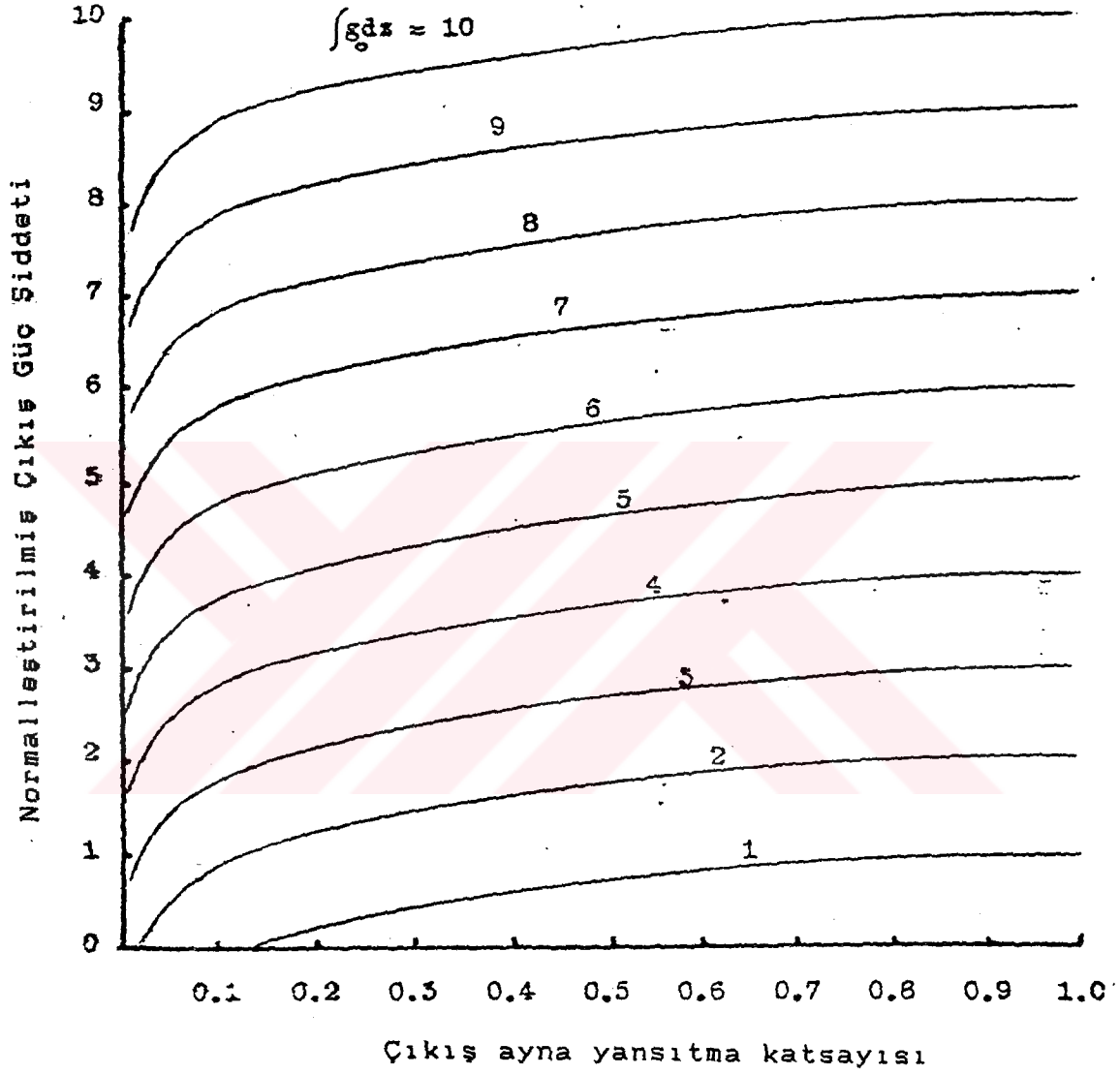
R2=0.98

$\gamma=0.95$



Şekil-2.6. Normalleştirilmiş Laser Çıkış Şiddeti

$R_2=0.98$ $\gamma=1.0$



Şekil-2.7. Normalleştirilmiş Laser Çıkış Şiddeti
 $R_2=1.0$ $\delta=1.0$

BÖLÜM-III

3. GAZ LASER VE MATEMATİK MODELLEME

3.1. MOLEKÜLER GAZ LASERLER

Moleküler gaz laserler, özellikle CO₂ laseri, yüksek verim ve oldukça yüksek çıkış gücüne sahiptirler. Moleküler gaz laserler moleküler nitrojen laser, moleküler hidrojen laser, CO₂ laserler ve exsimer laserler olmak üzere bir çok alt guruplara bölünebilir.

Bu bölümün amacı, laser olayını belirleyen fiziki parametrelerin belirlenmesi ve laser çıkış gücünü tanımlamada kullanılan matematik bir modelin çıkartılmasıdır.

3.1.1. MOLEKÜLER YAPI VE TERMINOLOJİ

Atomların uyarılmaları gibi çok atomlu moleküllerde çeşitli elektronik seviyelerde uyarılabilir. Elektronik enerji seviyelerindeki geçişlerin sırasında ışık spektrumunun görünür kısmında ultraviole sahası arasında belirli bir

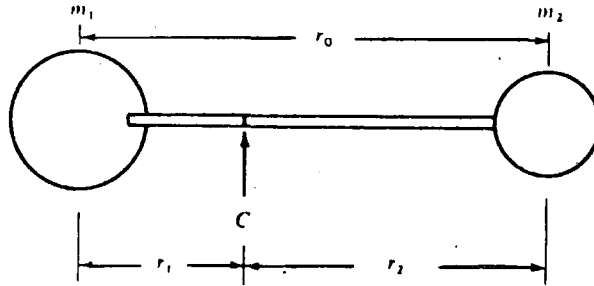
miktarda enerjiye ihtiyaç duyarlar veya ortaya çıkarırlar. Moleküler enerji yapıları, internükleer eksen boyunca molekül titreşimi(vibrasyonu) ve bir bütün olarak molekül dönüştü(rotasyonu) ile ilgili iki serbesiyet derecesine sahiptirler. Vibrasyonel enerji seviyeleri arasındaki farklar yaklaşık olarak spektrumun infraruj bölgesinde foton enerjilerini, rotasyonel enerji seviyeleri arasındaki farklar ise spektrumun mikrodalga bölgesinde foton enerjilerini temsil ederler[14].

3.1.1.1. Rotasyonel Hareket

Basit rijit çift atomlu bir molekül için denge denklemi veya dipol momentini, Şekil-3.1.'dende görüleceği gibi, kütleleri m_1 ve m_2 , aralarındaki mesafe $r_0 = r_1 + r_2$ olan iki atom için,

$$m_1 r_1 = m_2 r_2 \quad (3.1)$$

olarak yazılabilir.



Şekil-3.1 Rijit bir bağ ile bağlanmış iki atomlu bir molekül

C noktasındaki atalet momentini ise;

$$I = m_1 r_1^2 + m_2 r_2^2 \quad (3.2)$$

$$I = m_2 r_2 r_1 + m_1 r_1 r_2 \quad (3.2)$$

$$I = r_1 r_2 (m_1 + m_2) \quad (3.2)$$

şeklinde yazılabilir.

Denklem(3.1) ve $r_0 = r_1 + r_2$ bağıntısı kullanılarak,

$$m_1 r_1 = m_2 r_2 = m_2 (r_0 - r_1)$$

ve buradan;

$$r_1 = \frac{m_2 r_0}{m_1 + m_2} \quad \text{ve} \quad r_2 = \frac{m_1 r_0}{m_1 + m_2} \quad (3.3)$$

yazılabilir.

(3.3) nolu denklem (3.2) nolu denkleme taşınırsa,

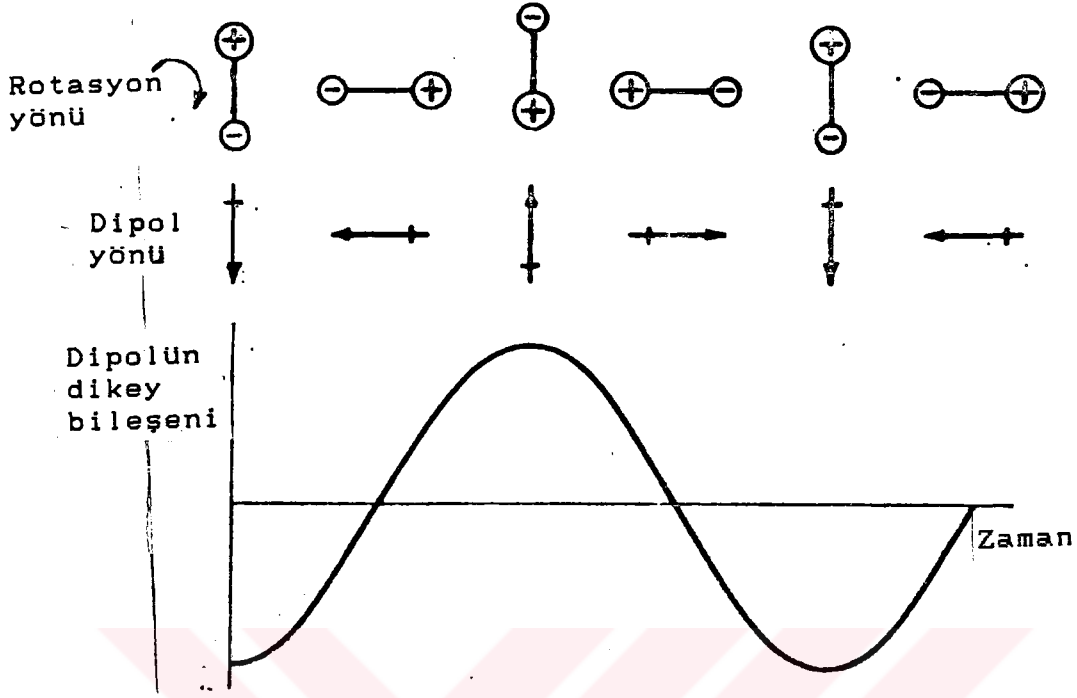
$$I = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} r_0^2 = \mu r_0^2 \quad (3.4)$$

Burada, $\mu = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}$ sistemin azaltılmış kütlesi olarak adlandırılır.

Denklem(3.4) atomik kütle ve bağ uzunluğuna bağlı olarak sistemin atalet momentini tanımlamaktadır.

Şekil-2'de mikrodalga bölgesinde çift atomlu bir molekül için rotasyonel hareket ve dipol momentini görülmektedir.

Sürekli bir momente sahip moleküller(CO, HCl gibi), "mikrowave active" eğer herhangi bir dipol yoksa(H,Cl gibi) herhangi bir etkileşim olmayacağından bu gibi moleküller "microwave inactive" olarak adlandırılır. Burada etkileşimden maksat enerjinin absorbe edilmesi veya yayılmasıdır.



Şekil-3.2. Çift atomlu bir molekülün rotasyonel hareketi

Schrödinger denkleminin kullanılmasıyla, rijit çift atomlu bir molekülde rotasyonel enerji seviyeleri için aşağıdaki bağıntı verilebilir[14]

$$E_J = \frac{h^2}{8\pi^2 I} J(J+1) \text{ joule}, \quad J = 0, 1, 2 \dots \quad (3.5)$$

Burada h , I , ve J sırasıyla Planck sabiti, atalet momenti ve rotasyonel kuantum sayısıdır.

İnceleme konusu genellikle enerji seviyeleri arasındaki enerji farkları olduğundan, bu farkın frekans veya dalga sayısı ile belirlenmesi daha uygundur.

$$\nu = \frac{\Delta E}{h} \text{ Hz} \quad \text{veya} \quad \bar{\nu} = \frac{\Delta E}{hc} \text{ (cm}^{-1}\text{)} \quad (3.6)$$

Burada ν frekans, $\bar{\nu}$ dalga sayısı, c ışık hızı ΔE ise iki seviye arasındaki yutulan veya yayılan enerji değeridir.

Denklem(3.5) dalga sayısı cinsinden tekrar düzenlenirse;

$$\epsilon_J = \frac{E_J}{h c} = \frac{h}{8 \pi^2 I c} J (J + 1) (\text{cm}^{-1}) \quad J = 0, 1, 2 \dots \quad (3.7)$$

Denklem(3.7) genellikle aşağıdaki formda yazılır.

$$\epsilon_J = B J (J + 1) (\text{cm}^{-1}) \quad J = 0, 1, 2 \dots \quad (3.8)$$

Denklem(3.8)'de B rotasyonel sabit olarak adlandırılır ve

$$B = \frac{h}{8 \pi^2 I c} (\text{cm}^{-1}) \quad (3.9)$$

J=0 (tabii rotasyonel seviye) seviyesinden J=1 seviyesine geçiş için gerekli olan enerji miktarı,

$$\epsilon_{J=1} - \epsilon_{J=0} = 2B - 0 = 2B (\text{cm}^{-1})$$

$$\bar{\nu}_{J=0 \rightarrow J=1} = 2B (\text{cm}^{-1}) \quad (3.10)$$

Bu ifade genelleştirilirse molekülün J seviyesinden J+1 seviyesine geçişi için

$$\bar{\nu}_{J \rightarrow J+1} = B(J+1)(J+2) - BJ(J+1) \quad \text{veya}$$

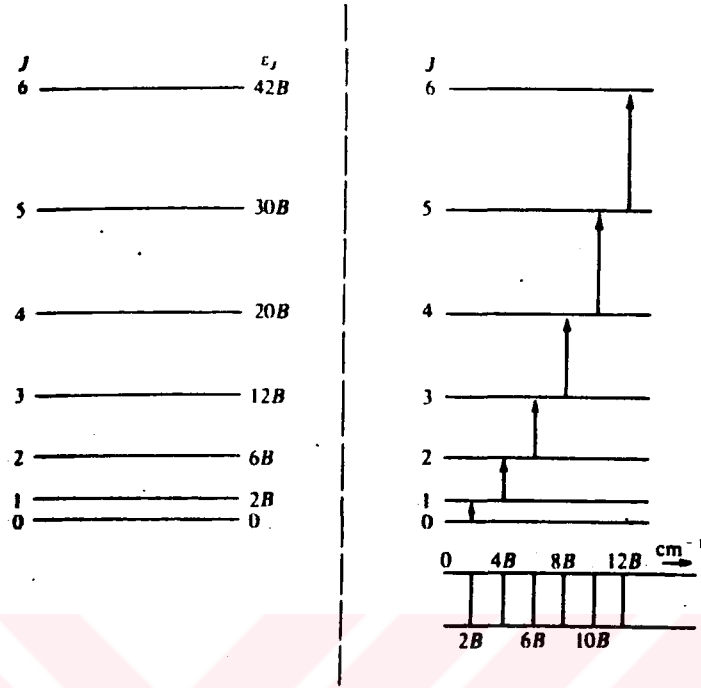
$$\bar{\nu}_{J \rightarrow J+1} = 2B(J+1) (\text{cm}^{-1}) \quad (3.11)$$

Burada seçilen geçiş kuralı;

$$\Delta J = \pm 1 \quad (3.12)$$

Şekil-3.3'de rijit çift atomlu bir molekül için rotasyonel enerji seviyeleri ve enerji seviyeleri arasındaki geçişler görülmektedir. Rotasyonel enerji seviyelerindeki molekül sayıları Boltzman dağılımına göre tanımlanabilir.

$$\frac{N_J}{N_0} = \exp (- E_J/kT) = \exp \left\{ -B \frac{h c}{k} J(J+1)/kT \right\} \quad (3.13)$$



Şekil-3.3. Çift atomlu bir moleküde rotasyonel enerji seviyeleri ve geçişler

3.1.1.1 Rijit Olmayan Moleküller İçin Rotasyonel Hareket

Rijit olmayan moleküller için Schrödinger dalga denklemi kullanılarak rotasyonel enerji seviyeleri için

$$E_J = \frac{h^2}{8\pi^2 I} J(J+1) - \frac{h^4}{32\pi^4 I^2 r^2 k} J^2(J+1)^2 \quad (\text{joule}) \quad (3.14)$$

$$\epsilon_J = \frac{E_J}{h_c} = BJ(J+1) - DJ^2(J+1)^2 \quad (\text{cm}^{-1}) \quad (3.15)$$

yazılabilir. Burada D, merkezkaç bozulma ve k ise kuvvet sabitidir ve

$$k = 4\pi^2 \frac{w^2}{c^2} \mu \quad (3.16)$$

dır. Burada $\bar{\omega}$ vibrasyon frekansıdır(cm^{-1}).

$\Delta J = \pm 1$ seçilerek, geçişler için

$$\begin{aligned} \epsilon_{J+1} - \epsilon_J = \bar{\nu}_J &= B [(J+1)(J+2) - J(J+1)] - D [(J+1)^2(J+2)^2 - J^2(J+1)^2] \\ &= 2B(J+1) - 4D(J+1)^3 \quad (\text{cm}^{-1}) \end{aligned} \quad (3.17)$$

elde edilir.

Rotasyonel spektrumda diğer bir özellik ise, enerji seviyelerindeki çoğalma(degeneracy) ihtimalidir. Çoğalma aynı enerji değerine sahip iki veya daha fazla enerji seviyesinin varlığıdır. İki atomlu bir dönen yapı için açısal momentumun bilinmesi gerekir. Enerji ve açısal momentum için

$$E = \frac{1}{2} I \omega^2, \quad P = I\omega \quad (3.18)$$

yazılabilir. Burada P açısal momentumdur. İfadeler düzenlenirse,

$$P = \sqrt{2EI} \quad (3.19)$$

elde edilir. Enerji seviye ifadesi(Denk.3-7) Denklem (3.19)'da yerine yazılırsa,

$$2EI = J(J+1) \frac{h^2}{4\pi^2}$$

$$P = \sqrt{J(J+1)} \frac{h}{2\pi} = \sqrt{J(J+1)} \quad \text{birimdir} \quad (3.20)$$

elde edilir. Burada $(h/2\pi)$ değeri açısal momentum birimi olarak alınmıştır. Görüleceği gibi P bir vektördür. Yönü ve belirli bir genliği mevcuttur

yönü rotasyonun meydana geldiği eksen boyuncadır. Şekil-3.4'de $J=1$ ve Şekil-3.5'de ise $J=2$ olan moleküller için rotasyonel açısal momentum vektörleri görülmektedir.

Şekil-3.4 ve 3.5'dende görüleceği gibi her bir dönme yönü aynı açısal momentuma ve aynı rotasyonel enerjiye sahiptir. $J=1$ seviyesi üç defa katlanmış çoğalma, $J=2$ ise beş defa katlanmış çoğalmadır. Genel bir ifade için her bir enerji seviyesi $(2J+1)$ katlanmış çoğalmadır.

Her bir enerji seviyesindeki molekül sayısı (Denk (3.13)) üstel olarak azalırken, mümkün olan çoğalma seviyelerinin sayısı J ile birlikte hızla artmaktadır. Herhangi bir E enerjisindeki toplam bağımlı molekül sayısı $(2J+1)$ değeri ile orantılıdır, ve

$$\text{Molekül sayısı} = (2J+1) \exp(-E_J/kT) \quad (3.21)$$

ile orantılıdır.

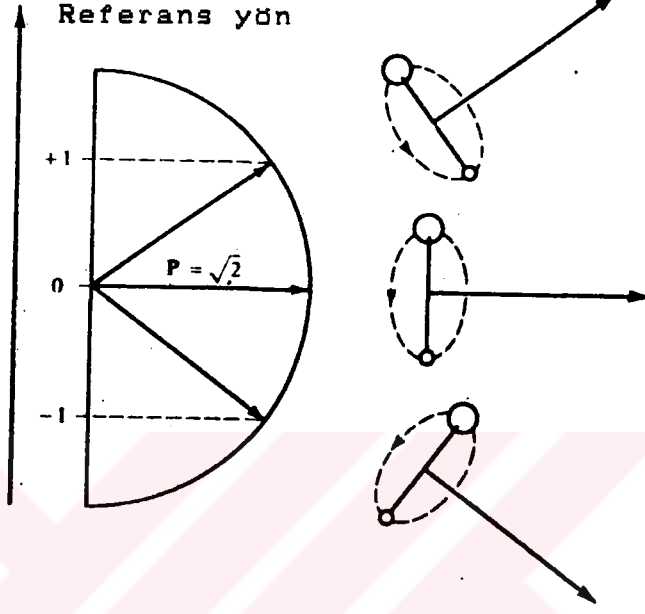
3.1.2. Vibrasyonel Hareket

Molekül bağlarındaki daralma ve açılma hareketi bir yay hareketine benzetilebilir ve Hooke kanununa göre açıklanabilir.

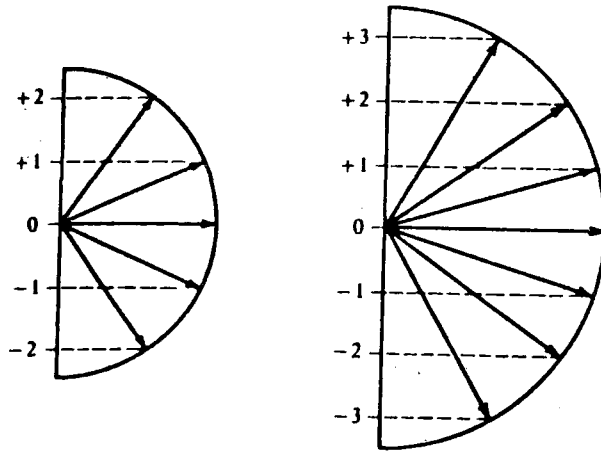
$$f = -k (r - r_{eq}) \quad (3.22)$$

Burada f koruyucu kuvveti, k kuvvet sabiti ve r internükleer mesafedir. Bu durumda enerji egrisi (Şekil-3.6.) paraboliktir ve aşağıdaki formda ifade edilebilir.

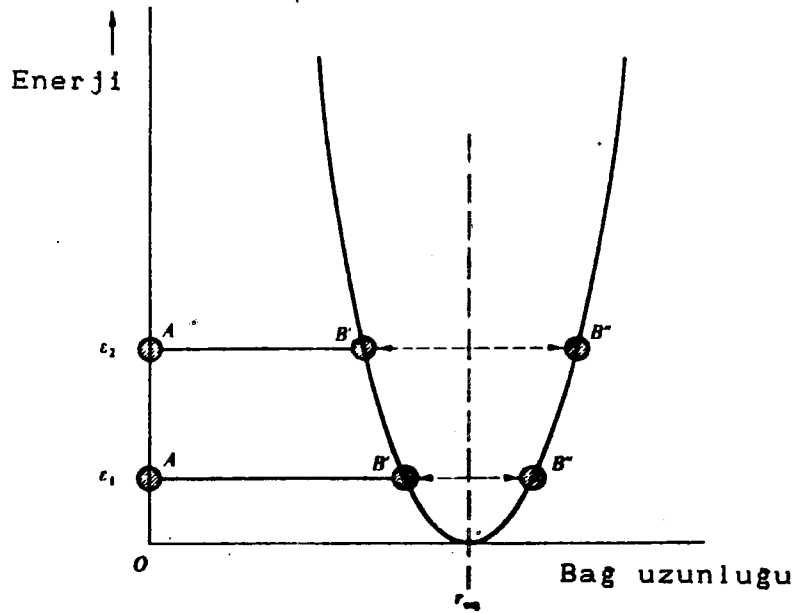
$$E = \frac{1}{2} k (r - r_{eq})^2 \quad (3.23)$$



Şekil-3.4. $J=1$ için açısal momentum vektörleri



Şekil-3.5. $J=2$ ve $J=3$ için açısal momentum vektörleri



Şekil-3.6. Çift atomlu bir molekülün vibrasyonel enerji değerinin bag uzunluguna göre değişimi

3.1.2.1 Basit Harmonik Hareket

Şekil-3.6'danda görüleceği gibi ϵ enerjisinde atomlardan biri (A) sabit iken diğer atom B' ile B'' arasında osilasyon yapmaktadır. Enerji ϵ_1 'den ϵ_2 'ye arttırıldığında osilasyon daha kuvvetli olmakta fakat vibrasyon frekansı değişmemektedir. Elastik bir bag kuvvet sabitine(k) ve sistemin kütlesine(μ) bağlı olarak bir vibrasyon frekansına sahiptir. Osilasyon frekansı;

$$\omega_{OSC} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{k}{\mu}} \quad (\text{Hz}) \quad (3.24)$$

olarak tanımlanır.

Vibrasyonel spektroskopide osilasyon frekansı dalga sayısı cinsinden yazılırsa,

$$\bar{\omega}_{OSC} = \frac{1}{2\pi c} \sqrt{\frac{k}{\mu}} \quad (\text{cm}^{-1}) \quad (3.25)$$

olur.

Vibrasyon enerjisi Schrödinger denkleminden hesaplanabilir[14]
Basit bir harmonik osilatör için;

$$E_v = \left(v + \frac{1}{2}\right) h \omega_{osc} \quad (\text{joule}) \quad v = 0, 1, 2 \dots \quad (3.26)$$

elde edilir. Burada v vibrasyonel kuantum sayısıdır. Enerji spektroskopik birim cinsinden yazılırsa

$$\epsilon_v = \frac{E_v}{hc} = \left(v + \frac{1}{2}\right) \bar{\omega}_{osc} \quad (\text{cm}^{-1}) \quad (3.27)$$

olur. Şekil-3.7'de farklı v değerleri için vibrasyonel enerji seviyeleri görülmektedir. En düşük enerji seviyesi $v=0$ için elde edilir.

$$E_0 = \frac{1}{2} h \omega_{osc} \quad (\text{joule}) \quad \text{veya}$$

$$\epsilon_0 = \frac{1}{2} \bar{\omega}_{osc} \quad (\text{cm}^{-1}) \quad (3.28)$$

dır. Seviyeler arasındaki enerji emisyonu için

$$\begin{aligned} \epsilon_{v+1} - \epsilon_v &= \left(v+1 + \frac{1}{2}\right) \bar{\omega}_{osc} - \left(v + \frac{1}{2}\right) \bar{\omega}_{osc} \\ &= \bar{\omega}_{osc} \quad (\text{cm}^{-1}) \end{aligned} \quad (3.29)$$

absorbsiyon için ise aynı şekilde

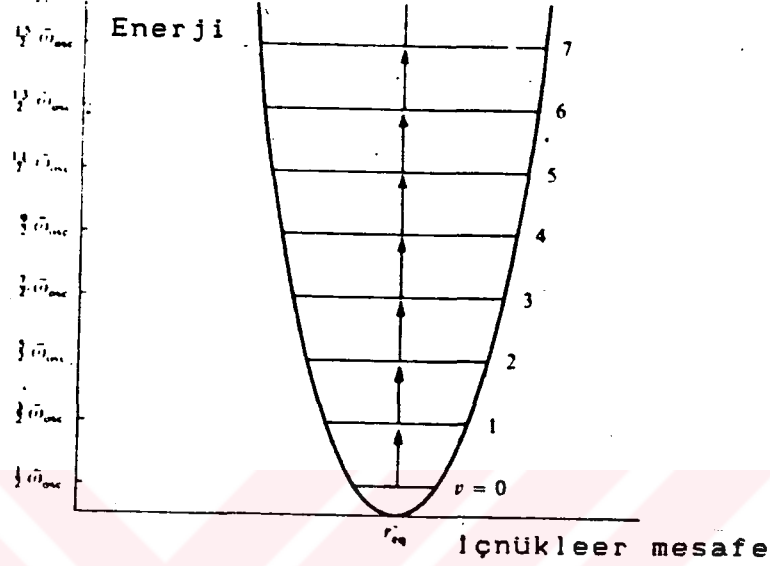
$$\epsilon_v - \epsilon_{v+1} = \bar{\omega}_{osc} \quad (\text{cm}^{-1}) \quad (3.30)$$

elde edilir.

Şekil-3.7, denklem(3.29) ve (3.30)'danda görüleceği gibi harmonik bir osilatör için yutulan veya yayılan enerji değerleri birbirlerine eşittir. Enerji seviyeleri arasındaki

enerji farkı ise,

$$\nu_{\text{spektroskopik}} = \Delta e = \bar{\omega}_{\text{osc}} \quad (\text{cm}^{-1}) \quad (3.31)$$

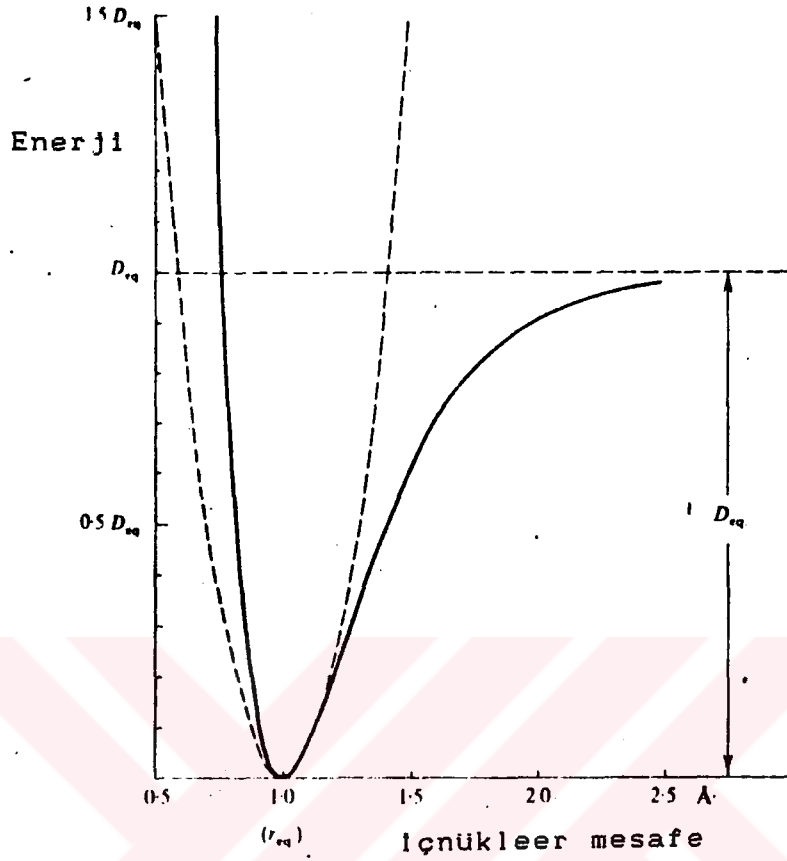


Şekil-3.7. Farklı v değerleri için vibrasyonel enerji seviyeleri

3.1.2.2 Harmonik Olmayan Osilatör

Gerçek moleküller basit harmonik hareket davranışına uymazlar. Eğer atomlar arası mesafe olduğundan daha fazla gerilirse bağ kopabilir ve sonuçta molekül atomlarına ayrılır. Küçük sıkıştırma ve gerilme değeri için bağ, elastik olarak alınabilmesine rağmen bağ uzunluğunun %10'undan daha büyük değerlerdeki değişimler için daha karmaşık davranışlar göz önüne alınmalıdır. Şekil-3.8'de çift atomlu bir molekül için enerji eğrileri görülmektedir. Kesik çizgilerle gösterilen enerji eğrisi ideal hal için çizilmiştir.

Şekil-3.8'de görülen eğri için en uygun ampirik ifade P. M. Morse[14] tarafından türetilmiş ve Morse fonksiyonu olarak adlandırılmıştır.



Şekil-3.8. Harmonik olmayan vibrasyonda enerjinin internükleer mesafeye göre değişimi

Morse fonksiyonu;

$$E = D_{eq} [1 - \exp \{ a (r_{eq} - r) \}]^2 \quad (3.32)$$

Burada a molekülün cinsine bağlı olarak türetilen bir sabit, D_{eq} ise ayrılma enerjisidir.

Denklem(3.32) Schrödinger denklemi kullanılarak çözümlerse, vibrasyonel enerji seviyeleri için

$$\epsilon_v = (v + \frac{1}{2}) \bar{\omega}_e - (v + \frac{1}{2})^2 \bar{\omega}_e x_e \text{ (cm}^{-1}\text{)}, \quad v = 0, 1, 2 \dots \quad (3.33)$$

elde edilir. Burada $\bar{\omega}_e$ dalga sayısı cinsinden osilasyon frekansını, x_e ise anharmonik sabitini tanımlamaktadır.

Denklem(3.33) düzenlenirse

$$\epsilon_v = \bar{w}_e \left[\left(1 - \chi_e \left(v + \frac{1}{2} \right) \right) \left(v + \frac{1}{2} \right) \right] \quad (3.34)$$

olur. Elde edilen bu ifade Denklem(3.27) ile, yani harmonik osilatörün vibrasyonel enerjisiyle, mukayese edilirse \bar{w}_{osc} frekansı için

$$\bar{w}_{osc} = w_e \left\{ 1 - \chi_e \left(v + \frac{1}{2} \right) \right\} \quad (3.35)$$

yazılabilir. Harmonik olmayan osilatör, harmonik osilatör gibi davranmasına rağmen osilasyon frekansı v 'nin artmasıyla durmadan azalmaktadır. Şekil-3.9'da farklı v değerleri için vibrasyonel enerji seviyeleri görülmektedir. Taban seviyedeki($v=0$), osilasyon frekansı ve vibrasyonel enerji değeri ise;

$$\bar{w}_0 = \bar{w}_e \left(1 - \frac{1}{2} \chi_e \right) \quad (\text{cm}^{-1}) \quad \text{ve}$$

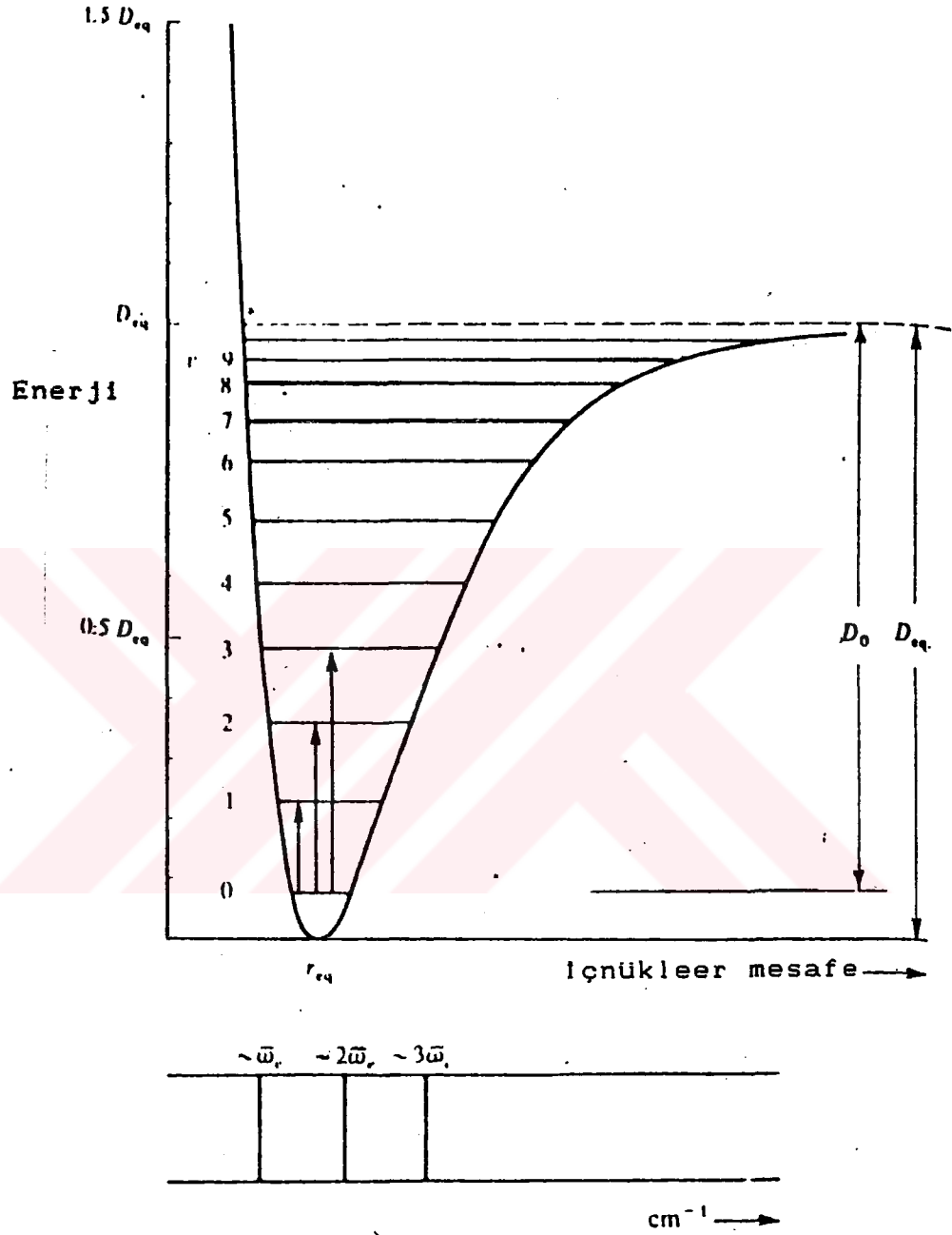
$$\epsilon_0 = \frac{1}{2} \bar{w}_e \left(1 - \frac{1}{2} \chi_e \right) \quad (\text{cm}^{-1}) \quad \text{dir} \quad (3.36)$$

ve burada seçilen geçiş kuralı ise,

$$\Delta v = \bar{+} 1, \bar{+} 2, \bar{+} 3 \dots \quad (3.37)$$

dir.

Vibrasyonel enerji seviyelerindeki molekül sayıları rotasyonel seviyelerde olduğu gibi Boltzman Dağılım Kanunu'na göre ifade edilir.



Şekil-3.9. Çift atomlu bir molekülde harmonik olmayan osilasyon için farklı v değerlerinde enerji seviyeleri

3.1.3. Çift Atomlu Bir Molekülde Vibrasyonel-Rotasyonel Hareket

Çift atomlu bir molekül için toplam enerji;

$$E_{\text{top}} = E_{\text{rot}} + E_{\text{vib}} \quad (\text{joule})$$
$$\epsilon_{\text{top}} = \epsilon_{\text{rot}} + \epsilon_{\text{vib}} \quad (\text{cm}^{-1}) \quad \text{dir} \quad (3.38)$$

Enerji ifadeleri açılarak tekrar yazılırsa,

$$\epsilon_{J,v} = \epsilon_J + \epsilon_v$$
$$= BJ(J+1) - DJ^2(J+1)^2 + HJ^3(J+1)^3 + \dots + \left(v + \frac{1}{2}\right) \bar{w}_e$$
$$- X_e \left(v + \frac{1}{2}\right)^2 \bar{w}_e \quad (\text{cm}^{-1}) \quad (3.39)$$

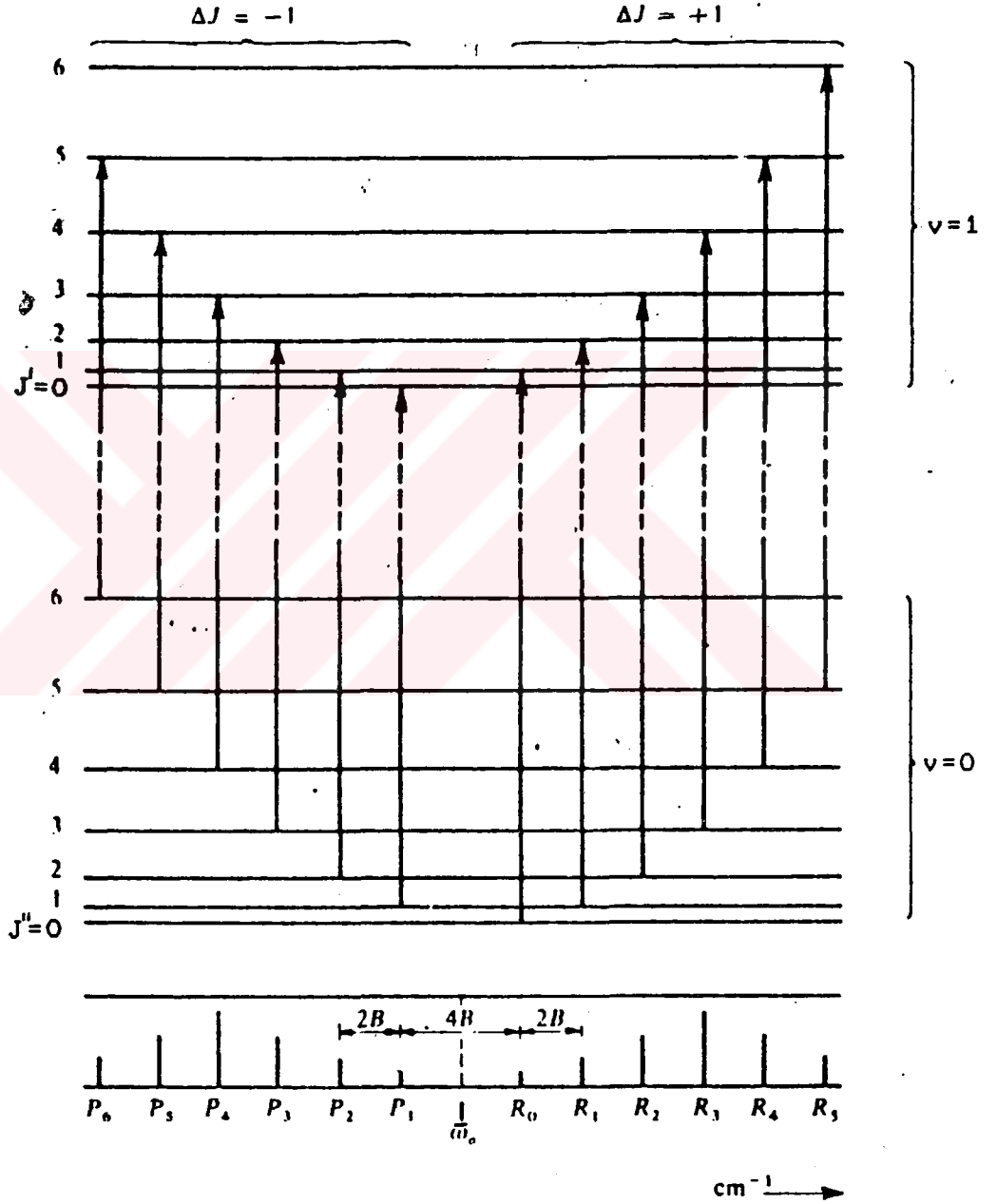
elde edilir.

Şekil-3.10'da çift atomlu bir molekül için $v=0$ ve $v=1$ vibrasyonel seviyelerinde rotasyonel seviyeleri ve bu seviyeler arasındaki geçişler görülmektedir. Seviyeler arasındaki geçiş kuralı

$$\Delta v = \mp 1, \mp 2, \dots \quad \Delta J = \mp 1 \quad (3.40)$$

olarak kabul edilmiştir.

Şekil-3.10'da enerji seviye ve geçişlerde $v=0$ vibrasyonel seviyede rotasyonel kuantum sayıları J'' , $v=1$ seviyesinde ise J' ile temsil edilmiştir.



Şekil-3.10. Rotasyonel-Vibrasyonel enerji seviyeleri ve geçişler

Denklem(3.39) ve (3.40)'ta belirlenen geçiş kuralı kabul edilerek sadece $v=0 \rightarrow v=1$ geçişi göz önünde tutulduğunda,

$$\begin{aligned}\Delta \epsilon_{J,v} &= \epsilon_{J',v=1} - \epsilon_{J'',v=0} \\ &= BJ'(J'+1) + \frac{1}{2} \bar{w}_e - 2 \frac{1}{4} x_e \bar{w}_e - \{ BJ''(J''+1) + \frac{1}{2} \bar{w}_e - \frac{1}{4} x_e \bar{w}_e \} \\ &= \bar{w}_0 + B(J'-J'')(J'+J''+1) \quad (\text{cm}^{-1})\end{aligned}\quad (3.41)$$

elde edilir. Burada $\bar{w}_0 = \bar{w}_e (1-2x_e)$ alınmıştır.

Born-Oppenheimer[15] yaklaşımına göre alt ve üst vibrasyonel seviyelerdeki B değeri aynı olduğundan, rotasyon vibrasyon değişikliklerinden etkilenmeyecektir. Bu durumda

$$(i) \quad \Delta J = +1 \quad , \quad J' = J'' + 1 \quad \text{veya} \quad J' - J'' = +1$$

$$\Delta \epsilon_{J,v} = \bar{w}_0 + 2B(J''+1) \quad (\text{cm}^{-1}) \quad , \quad J'' = 0, 1, 2, \dots \quad (3.42)$$

$$(ii) \quad \Delta J = -1 \quad , \quad J'' = J'+1 \quad \text{veya} \quad J' - J'' = -1$$

$$\Delta \epsilon_{J,v} = \bar{w}_0 - 2B(J'+1) \quad (\text{cm}^{-1}) \quad , \quad J' = 0, 1, 2, \dots \quad (3.43)$$

Bu iki ifade birleştirilerek aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$\Delta \epsilon_{J,v} = \bar{v}_{\text{spec}} = \bar{w}_0 + 2Bm \quad (\text{cm}^{-1}) \quad m = 1, 2, 3, \dots \quad (3.44)$$

Burada m Denklem(3.42)'de $J+1$ yerine $\Delta J=+1$ için pozitif, Denklem(3.43)'de ise $\Delta J=-1$ için negatif değerlerle yer değiştirmiştir. \bar{w}_0 frekansı band orijini veya band merkezi olarak adlandırılır. Denklem(3.44) ise vibrasyonel-rotasyonel spektrumu ihtiva etmektedir. \bar{w}_0 'nın alçak frekans kısmı, ki bu bölge negatif $m(\Delta J=-1)$ ile belirlenmiştir, P branş(kolu) olarak adlandırılır. Bunun

yanında yüksek frekans tarafı ise (pozitif m , $\Delta J=+1$) R
branş(kolu) olarak adlandırılır. Diğer branşlar ise J 'nin
 $0, \mp 1, \mp 2$ değerleri için

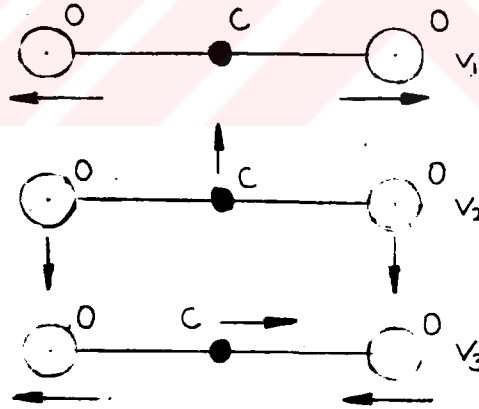
$\Delta J = - 2$	$- 1$	0	$+ 1$	$+ 2$
0	P	Q	R	S

notasyonları kullanılır.

3.2. CO₂ LASER İÇİN MOLEKÜLER YAPI VE ENERJİ SEVİYELERİ

3.2.1 CO₂ ve N₂ Vibrasyonel Modları

Karbondioksit molekülü lineer bir üç atomlu yapıya sahiptir ve bu yapı üç farklı vibrasyon modunu ortaya çıkarır. Şekil-3.11'dende görüleceği gibi bu modlar simetrik aksenal, asimetrik aksenal ve simetrik eğilme modlarıdır.



Şekil-3.11. CO temel vibrasyon modları

Literatürde, CO vibrasyonel seviyeleri (v_1, v_2, v_3) gibi üçlü bir notasyonla temsil edilirler. Burada v_1 simetrik aksenal vibrasyonu, v_3 asimetrik aksenal vibrasyonu, v_2 ise simetrik eğilme vibrasyonunu belirlemektedir. Eğilme modu üç katlı çoğalma olduğundan bir üst indisi ihtiva etmektedir. Bu seviyeler sırasıyla (00^0_1) , (1^0_0) , (02^0_0) ve (01^1_0) ile temsil edilir. Bu seviyelerdeki enerji değerleri ise 2349.3 cm^{-1} , 1388.3 cm^{-1} , 1285.5 cm^{-1} ve 667.3 cm^{-1} 'dir [16]

N_2 ise $v=1$ ve $v=2$ olmak üzere iki vibrasyonel enerjiye sahiptir. Bu seviyelerdeki enerji değerleri ise 2329.66 cm^{-1} ve 4630.83 cm^{-1} 'dir[16]. N_2 homonükleer bir moleküler yapıya sahip olduğundan taban seviyede sıfır dipol momentine sahiptir. Yani ışığa ile rotasyonel-vibrasyonel geçişler mümkün değildir. Bu ise içmoleküler çarpışmalar esnasında vibrasyonel enerjinin translasyonel enerjiye dönüştürülemeyeceğini göstermektedir[17]. Şekil-3.12'de CO_2 ve N_2 vibrasyonel enerji seviyelerini göstermektedir.

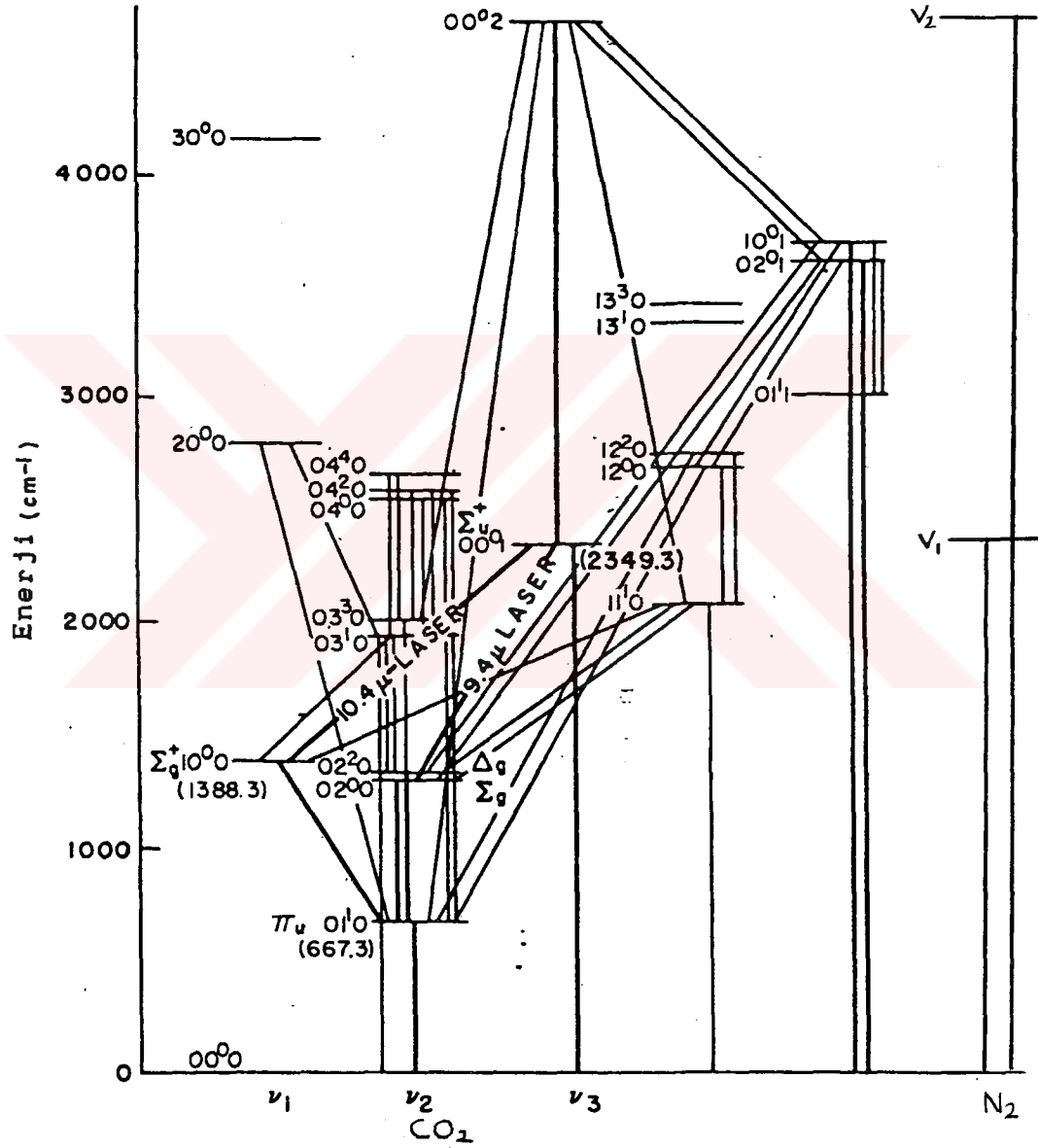
(001) enerji seviyesi ile N_2 'nin $v=1$ seviyesi arasındaki enerji farkının sadece 20 cm^{-1} olması, bu iki molekül arasında rezonant enerji transferini mümkün kılmaktadır. Birbirlerine çok yakın olan (100) ve (020) seviyeleri ise fermi-rezonans durumundadır (1388.3 cm^{-1} ve 1285.5 cm^{-1}). CO_2 molekülünün infraruj ve Raman bantları Tablo-3.1'de görülmektedir. Vibrasyonel seviye enerji değerleri ve bu seviyelerdeki molekül sayıları iki atomlu moleküllerde olduğu gibidir[18].

3.2.2. Rotasyonel Enerji seviyeleri

İçnükleer eksen civarındaki elektronların açısal momentumlarının sıfır olmasından dolayı CO_2 rotasyonel enerji seviyeleri iki atomlu moleküllerde olduğu gibi kabul edilebilir.

$$(FJ) = \frac{EJ}{hc} = BJ(J+1) - DJ^2(J+1)^2 \quad (\text{cm}^{-1}) \quad (3.45)$$

Burada $DJ^2(J+1)^2$ ifadesi molekülün rijit olmayan yapısından dolayı ortaya çıkan bir büyüklüktür ve $BJ(J+1)$ ile mukayese edildiğinde küçük bir değere sahiptir. Tablo-3.2'de R. Oberly ve K. N. Rao[19] tarafından ölçülen rotasyonel sabitler görülmektedir.



Şekil-3.12. CO₂ ve N₂ vibrasyonel enerji seviyeleri[15]

Ust seviye		Alt seviye		Gözlenen (cm ⁻¹)
$\nu_1\nu_2\nu_3$	Uzaylar	$\nu_1\nu_2\nu_3$	Uzaylar	
01 ¹ 0	π_u	00 ⁰ 0	Σ_g^+	667.3
02 ⁰ 0	Σ_g^+	00 ⁰ 0	Σ_g^+	1285.5
10 ⁰ 0	Σ_g^+	00 ⁰ 0	Σ_g^+	1388.3
03 ¹ 0	π_u	00 ⁰ 0	Σ_g^+	1937.5
00 ⁰ 1	Σ_u^+	00 ⁰ 0	Σ_g^+	2349.3
02 ⁰ 0	Σ_g^+	01 ¹ 0	π_u	618.1
02 ² 0	Δ_g	01 ¹ 0	π_u	668.3
10 ⁰ 0	Σ_g^+	01 ¹ 0	π_u	720.5
03 ¹ 0	π_u	01 ¹ 0	π_u	1264.8
04 ⁰ 0	Σ_g^+	01 ¹ 0	π_u	1886
20 ⁰ 0	Σ_g^+	01 ¹ 0	π_u	2137
03 ¹ 0	π_u	02 ² 0	Δ_g	596.8
03 ¹ 0	π_u	02 ⁰ 0	Σ_g^+	647.6
00 ⁰ 1	Σ_u^+	10 ⁰ 0	Σ_g^+	960.8
00 ⁰ 1	Σ_u^+	02 ⁰ 0	Σ_g^+	1063.6
04 ² 0	Δ_g	02 ² 0	Δ_g	1242
04 ² 0	Δ_g	02 ⁰ 0	Σ_g^+	1305.1
20 ⁰ 0	Σ_g^+	02 ⁰ 0	Σ_g^+	1528

Tablo-3.1. CO₂ infraruj ve Raman bandları[15]

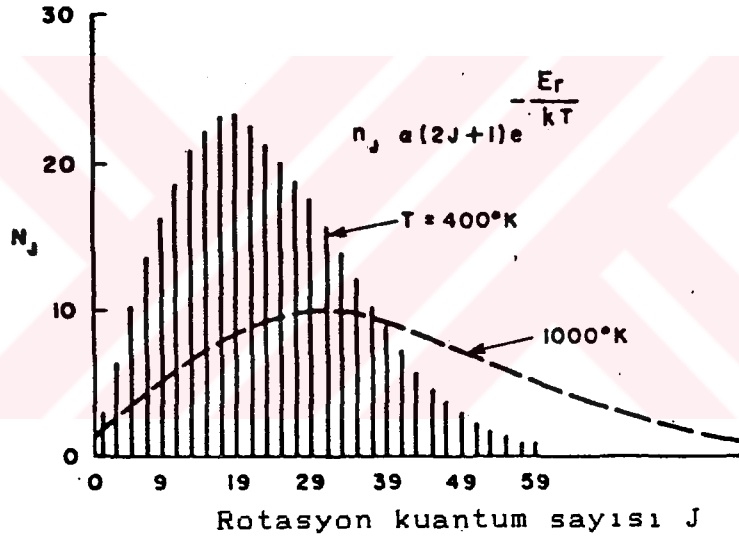
Sabit	(MHz)	(cm ⁻¹)
B _{00⁰1}	11606,180	387140,44.10 ⁻⁶
D _{00⁰1}	39,728.10 ⁻⁴	13,252.10 ⁻⁸
B _{10⁰0} - B _{00⁰1}	91,3585	3047,389.10 ⁻⁶
D _{10⁰0} - D _{00⁰1}	-5,506.10 ⁻⁴	-1,8366.10 ⁻⁸
B _{02⁰0} - B _{00⁰1}	100,1534	3340,757.10 ⁻⁶
D _{02⁰0} - D _{00⁰1}	7,140.10 ⁻⁴	2,3816.10 ⁻⁸

Tablo-3.2. CO₂ laserde ölçülen rotasyonel sabitler[19]

Farklı enerji seviyelerindeki molekül sayıları Boltzman dağılımı ile tanımlanır.

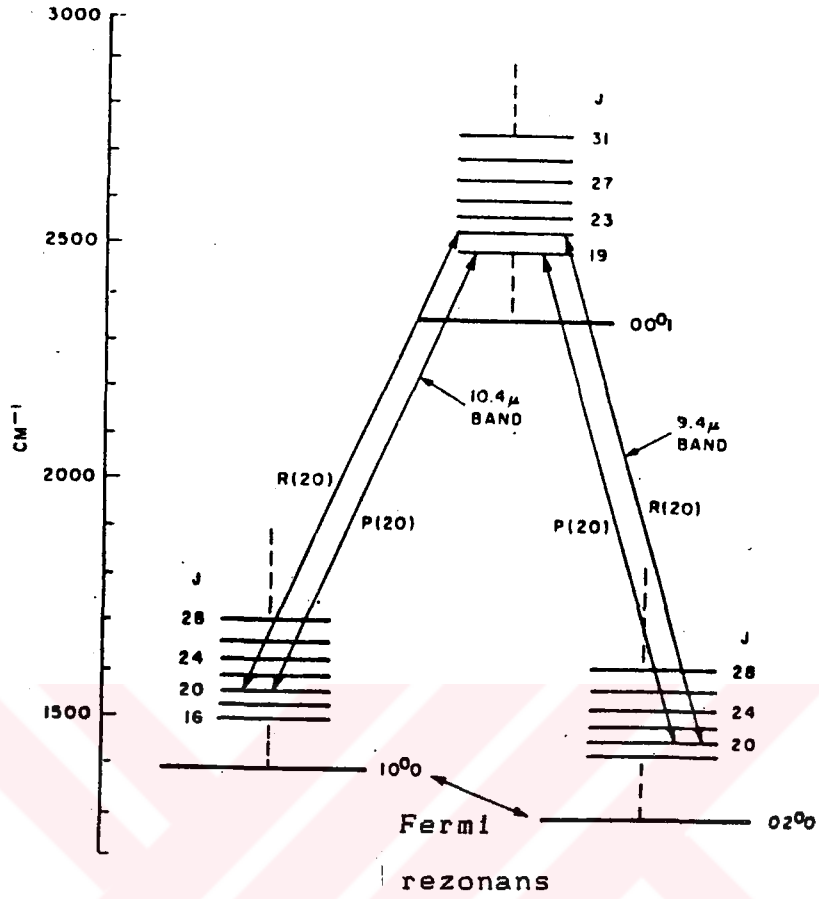
$$n_J \approx n_T \left(\frac{hcB}{kT} \right) g(J) \exp \left(-F(J) \frac{hc}{kT} \right) \quad (3.46)$$

Burada $g(J)$ istatistik ağırlıktır ve $g(J)=(2J+1)$ ile tanımlanır $B=0.38714 \text{ cm}^{-1}$ ve $T=400 \text{ }^\circ\text{K}$ için $(00\bar{1})$ enerji seviyesindeki rotasyonel seviye molekül sayılarının ısı dağılımı Şekil-3.13' de görülmektedir[15].



Şekil-3.13. $(00\bar{1})$ enerji seviyesindeki molekül sayılarının ısı dağılımı

Laser olayı Şekil-3.12'de görüleceği gibi $10.4 \text{ }\mu\text{m}$ dalga boyunda $(00\bar{1}-1\bar{0}0)$ vibrasyonel bandının vibrasyonel-rotasyonel geçişlerinde, $9.4 \text{ }\mu\text{m}$ dalga boyunda ise $(00\bar{1}-0\bar{2}0)$ geçişlerinde gözlenmektedir. Laser geçişleri her bir bandın $P(\Delta J=-1)$ ve $R(\Delta J=+1)$ kollarında elde edilir. Şekil-3.14'de rotasyonel seviyeleride ihtiva eden laser geçişleri görülmektedir.



Şekil-3.14. Rotasyonel seviyeleride ihtiva eden (00⁰1)-(1⁰0) ve (00⁰1)-(02⁰0) bandları için laser geçişleri[15]

3.3 TERS ÇOĞALMA MEKANİZMASI

Enerji seviyeleri arasında ışıma olayının meydana gelebilmesi için üst enerji seviyesindeki atom veya molekül sayılarının alt enerji seviyesindeki atom veya molekül sayısından daha çok olması gerekir. Bu şartı meydana getirebilmek için farklı uyarım mekanizmaları mevcuttur.

3.3.1 Uyarma Mekanizmaları:

Patel, 0.29 eV üst enerji seviyesindeki CO₂ molekül sayısının 0.17 eV alt enerji seviyesindeki molekül sayısından daha az olmasına rağmen ters çoğalmanın (00⁰1)'den (1⁰0)

bandına geçişlerle meydana gelebileceğini göstermiştir[31].

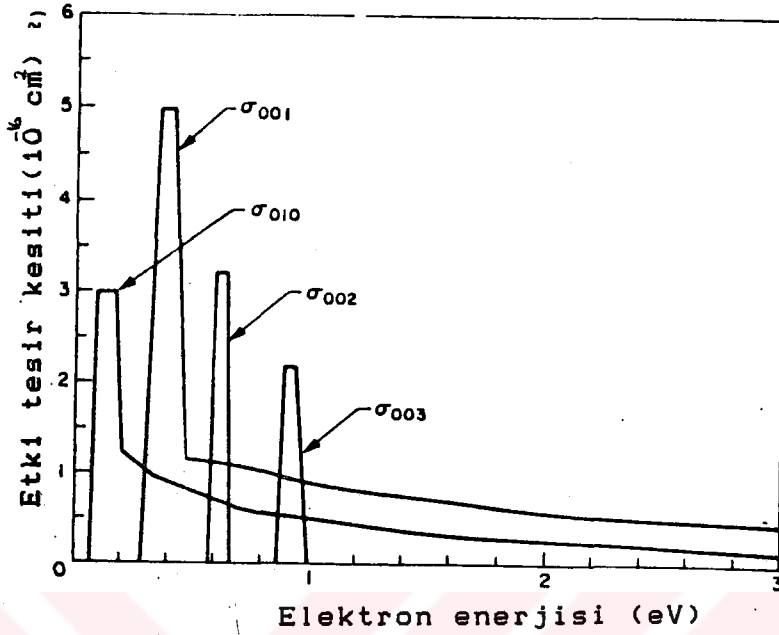
Pompalama yani alt enerji seviyelerindeki moleküllerin üst enerji seviyelerine çıkarılmaları, taban seviyedeki CO₂ molekülleriyle elektronların doğrudan çarpışması ve, N₂(v=1) ve CO₂(000) arasında rezonant enerji transferiyle gerçekleştirilir.

3.3.1.1. Elektron Çarpışmasıyla CO₂ ve N₂ moleküllerinin Doğrudan Uyarılması

Elektrik boşalması ile gaz karışımı içerisinde bir elektrik akımı geçirildiğinde moleküller ve elektronlar arasında iki çarpışma işlemi meydana gelir. Bu işlemler elastik ve inelastik çarpışma olarak adlandırılır. Genelde, elastik çarpışmadan dolayı elektronlar ve moleküller arasındaki enerji değişimi, inelastik çarpışmayla mukayese edildiğinde daha küçüktür. Burada pompalama işlemi CO₂ ve N₂ moleküllerinin elektronlarla inelastik çarpışması sonucu taban seviyeden vibrasyonel enerji seviyelerine çıkarılmalarıdır.

Elektronlarla gaz molekülleri arasındaki inelastik çarpışma için teorik ve deneysel etki tesir kesitleri(cross-section) birçok araştırmacı tarafından belirlenmiştir. Şekil-3.15'de Hake ve Phels[20] tarafından türetilen CO₂'nin elektronlarla vibrasyonel uyarımı için elde edilen tesir kesitleri görülmektedir.

Şekil-3.15'dende görüleceği gibi maksimum etki tesir kesitleri 1 eV'tan daha küçük elektron enerjilerinde elde edilmektedir. Bu değerlerin maksimum olduğu seviyeler ise (001) ve (002) vibrasyonel seviyeleridir

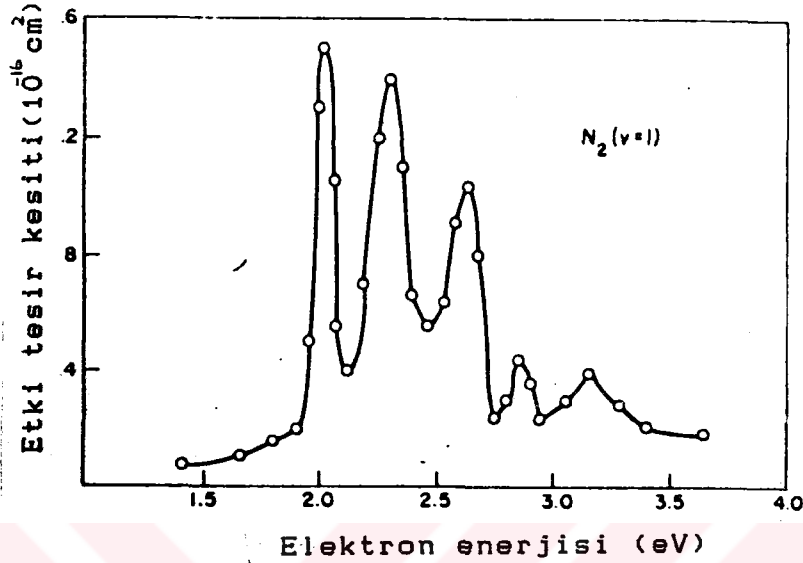


Şekil-3.15. Elektron çarpışmasıyla CO₂'nin vibrasyonel uyarımı için etki tesir kesitleri[20]

Schultz tarafından, elektronlarla N₂ moleküllerinin inelastik çarpışması sırasında elde edilen deneysel sonuçlar ve bu deneysel veriler etki tesir kesitinin teorik olarak hesaplanmasıyla Chen tarafından doğrulanmıştır[21]. En büyük çarpışma ihtimali 2.3 eV elektron enerjisinde ortaya çıkmaktadır. Şekil-3.16'da N₂ için üretilen etki tesir kesiti görülmektedir.

Şekillerdende görüleceği gibi CO₂ ve N₂ molekülleriyle elektron arasındaki elastik çarpışma tesir kesitleri elektron enerjisinin bir fonksiyonudur. Elektron enerjisiyle tesir kesitlerindeki değişimler verilen herhangi bir gaz karışımı ve basıncı için optimum bir elektriki uyarma şartını ortaya çıkarır. Tesir kesitlerinden elde edilen datalarla Holstein[23] tarafından elde edilen denklemler kullanılarak Nighan[24, 25] gaz karışımı için, bu gazların kısmi basınçları ve laser plazmasındaki voltaj gradyanının bir

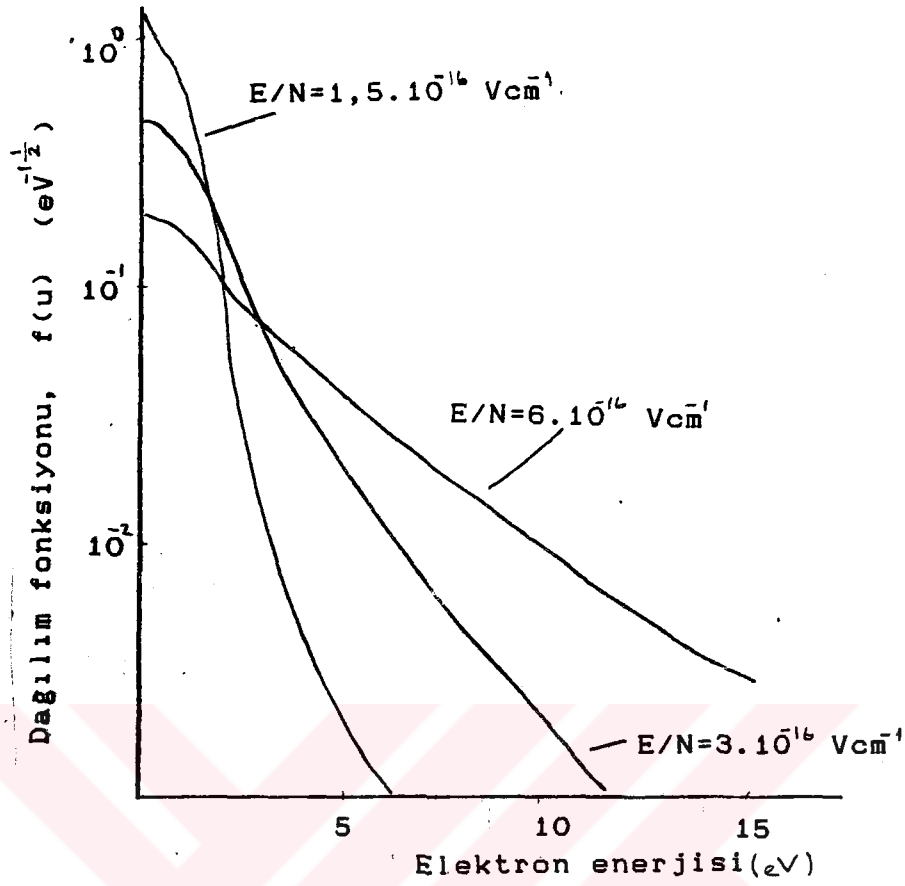
fonksiyonu olarak ilk defa elektron enerji dağılım fonksiyonu elde etmiştir.



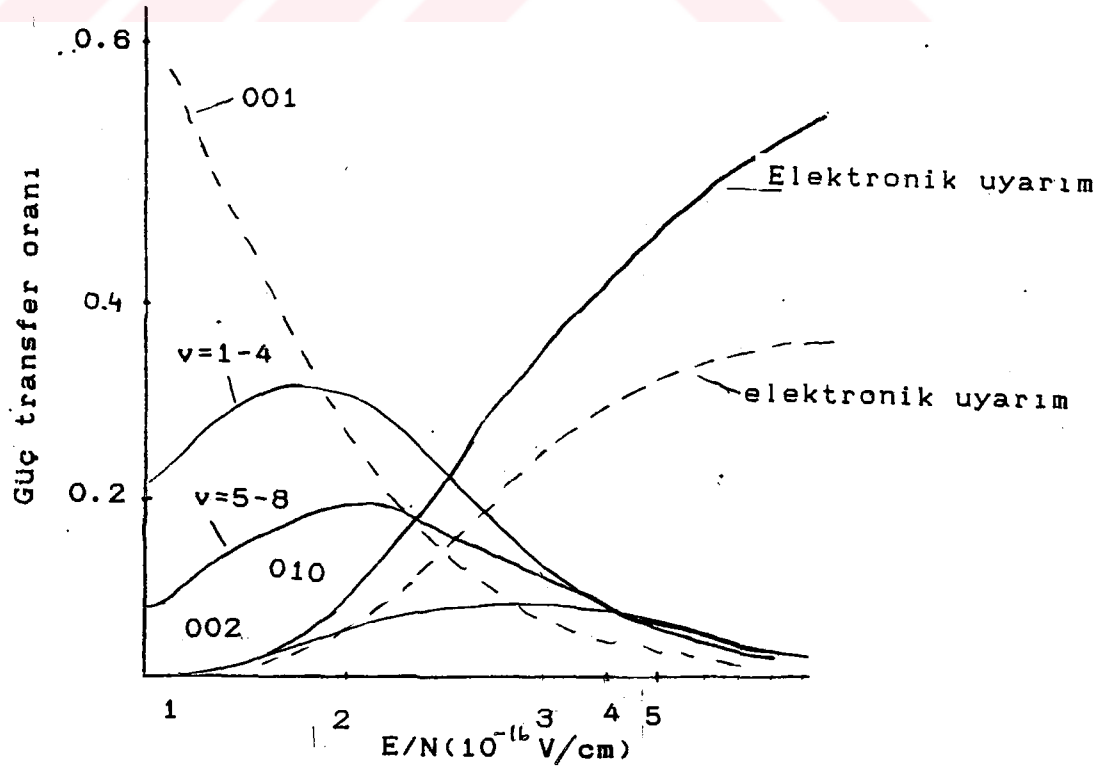
Şekil-3.16. Elektron çarpışmasıyla N_2 'nin vibrasyonel uyarımı için etki tesir kesiti[22]

Elde edilen bu fonksiyonla laser plazmasına uygulanan toplam giriş enerjisinin bir oranı olarak her bir enerji seviyelerinin uyarılmalarında harcanan enerji miktarı hesaplanmıştır. Şekil-3.17'de Nighan[24] tarafından hesaplanan tipik bir elektron enerji dağılımı, Şekil-3.18'de ise belirli gaz karışımında çarpışmayla transfer edilen enerji oranının (E/N) oranına göre değişimi görülmektedir. (E/N) değeri laser plazmasındaki voltaj gradyanının birim hacimdeki toplam molekül sayısına oranıdır. Bazı araştırmacılar (E/N) oranını, (E/P) oranı olarak tanımlamaktadırlar. Burada E yine voltaj gradyanı, P gaz mutlak karışım basıncıdır. Birim hacimdeki molekül sayısı doğrudan P ile orantılı olduğundan genelde bu iki terim eş anlamlıdır.

Nighan'dan önceki çalışmalarda, bir laserde gaz karışımının ve elektrik boşalmasının optimizasyonuna, laser plazmasında meydana gelen işlem tiplerinin bilinmesiyle birlikte bir takım denemelerle ulaşılmıştı[12]. Nighan tarafından yapılan



Şekil-3.17. (1-1-8) oranında CO_2-N_2-He gaz karışımı için elektron enerji dağılımı



Şekil-3.18. N_2 ve CO_2 'ye transfer edilen enerji oranı

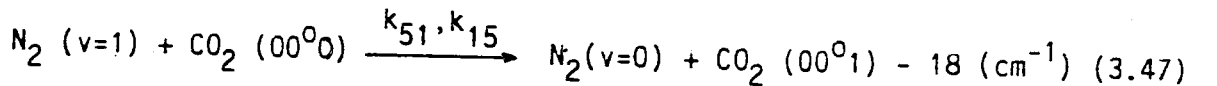
bu geliştirmeler sonucu farklı uyarma işlemleri boyunca giriş enerji dağılımları guvenilir bir şekilde ortaya çıkmıştır. Bunun sonucu olarakta N_2 ve CO_2 'nin 0.29 eV enerji seviyelerinin uyarılmasındaki enerji oranı maksimum, buna bağlı olarak diğer enerji seviyelerinin uyarma oranı ise minimum yapılmaktadır. şekil-3.18'de (E/N) oranının bir fonksiyonu olarak N_2 ve CO_2 'nin elektronik ve vibrasyonel seviyelerine transfer edilen enerji oranı gürulmektedir.

Özetlemek gerekirse, N_2 ve CO_2 'nin vibrasyonel enerji seviyelerinin uyarılması moleküllerle elektronların inelastik çarpışması ile elde edilir. Bu uyarma işleminin verimi (E/N) oranının bir fonksiyonudur ve CO_2 ile N_2 arasındaki enerji dağılımları bu gazların ayrı ayrı konsantrasyonları ile (E/N) değerine bağlıdır.

3.3.1.2. N_2 'den Rezonant Enerji Transferi

Rezonant enerji transferiyle uyarım mekanizması Javan[10] tarafından Helyum-Neon laserde önemli bir ters çoğalma işlemi olarak öne sürülmüştür. Burada yarı dengede bulunan Helyum, Neon'u pompalama gayesi ile kullanılmıştır.

N_2 'nin $v=1$ vibrasyonel seviyesi ile CO_2 'nin (00^0_1) vibrasyonel enerji seviyesi arasında çok yakın bir enerji ilişkisi vardır. Bu yakınlık, N_2 ile CO_2 vibrasyonel enerji seviyeleri arasında çok hızlı bir enerji bölüşümü olarak ortaya çıkar. Bu uyarım işlemi $300^\circ C$ 'de $1,9.10$ /sn-torr'luk bir oranda meydana gelir[16] .



Burada $k_{51} = k_{15}$ seviyeler arasındaki geçiş oranıdır. $N_2 (v=1)$ ile $CO_2 (00^0_1)$ vibrasyonel enerji seviyeleri arasındaki enerji

farkı denklem(3.47)'dende görüleceği gibi sadece 18 cm^{-1} 'dir. Aksi taktirde N_2 'nin sıfır dipol momente sahip olmasından dolayı $N_2(v=1)$ taban seviyeye bozunamayacaktır.

3.3.2 Durulma İşlemleri

Durulma(relaxation) işlemleri, uyarma işlemlerine benzer bir şekilde ters çoğalma işleminde önemli bir rol oynar.

Karbondiyoksit-Helyum gaz karışımını kullanmak, CO_2-N_2 gaz karışımına göre eşit veya daha fazla bir laser çıkış gücü sağlar. Bu, düşük seviyelerdeki moleküllerin Helyum molekülleri ile çarpışarak verimli bir şekilde taban seviyeye geçmesinden dolayıdır[15]. Helyumun üst laser seviyesindeki etkisi oldukça düşüktür.

Yüksek verimlilik ve yüksek çıkış gücü elde etmek için üst laser seviyesinin ışına ömrü, düşük laser seviyesinden oldukça yüksek olmak zorundadır. Ayrıca, yüksek enerji çevrim verimini elde edebilmek için yüksek enerji seviyeleri taban seviyeye yakın olmalıdır. Düşük laser seviyesi(10^0) ve düşük eğilme modları(01^0 ve 02^0) için hesaplanan ışına ömürleri oldukça uzundur. Tablo-3.3'de hesaplanan bu değerler görülmektedir.

Enerji seviyesi	ömür(saniye)
(01 0)	1.1
(02 ⁰ 0)	1.0
(02 ² 0)	0.26
(10 ⁰ 0)	1.1

Tablo-3.3. Enerji seviyelerinin hesaplanan ışına ömürleri

Bu şekilde, düşük enerji seviye moleküllerinin çarpışmasıyla ortaya çıkan durulma ters çoğalmanın üretiminde önemli bir rol oynamaktadır.

3.3 MATEMATİK MODEL

Bu bölümde laser sisteminin teorik analizini yapabilmek için bir matematik model geliştirilmiştir. Bu modelin şematik gösterimi Şekil-3.19'da görülmektedir. Bu model üzerinde enerji seviyeleri, bu seviyelerdeki molekül sayıları ve geçişler belirlenmiştir.

3.3.1 DİNAMİK İŞLEMLER VE GEÇİŞ DENKLEMLERİ

3.3.1.1 Doğrudan Uyarma

Taban seviyedeki N_2 ve CO_2 moleküllerinin uyarılması elektronlarla inelastik çarpışma sonucu elde edilir. α ve γ kinetik enerji transfer oranları aşağıdaki gibi ifade edilebilir.

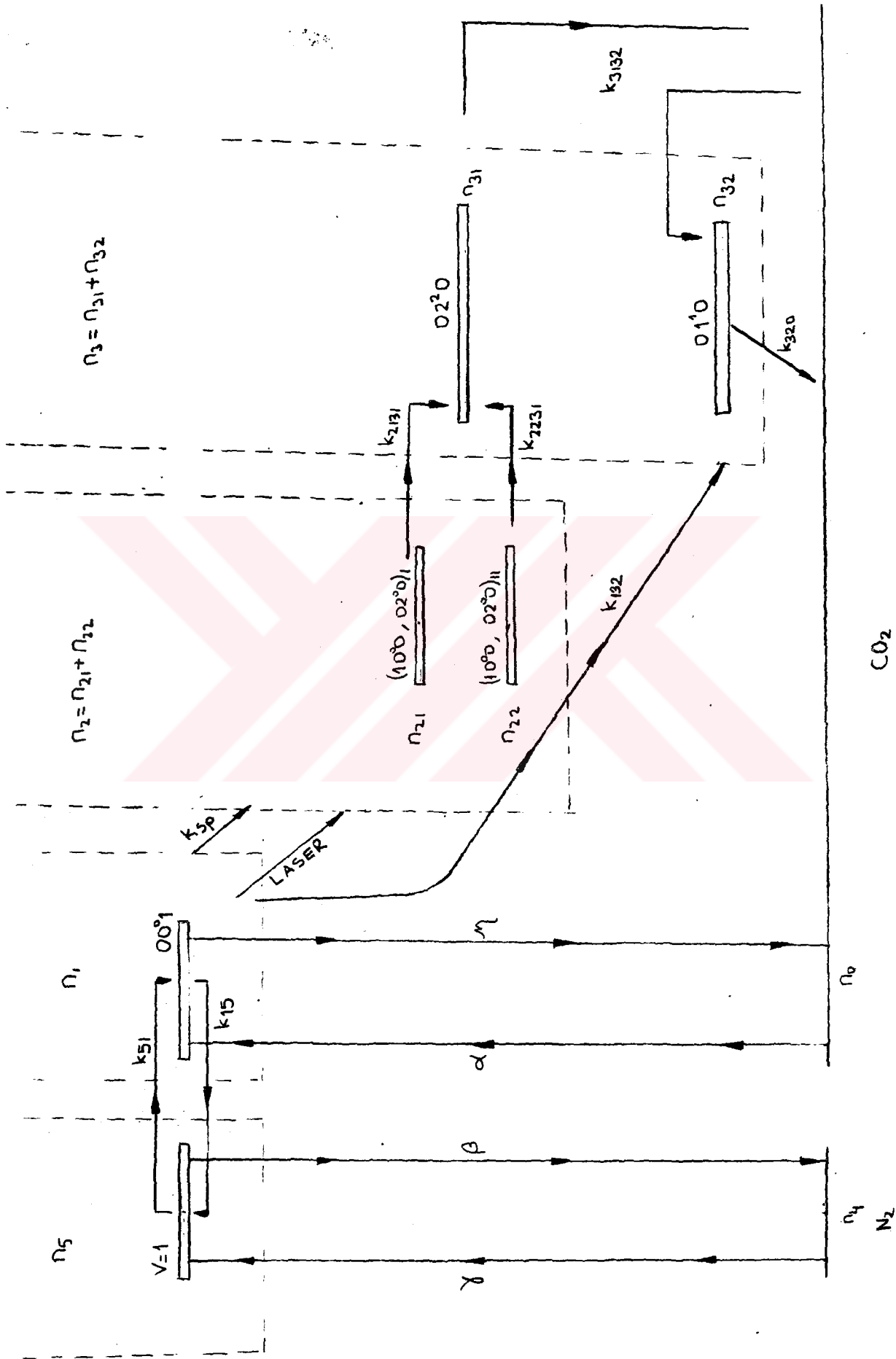
$$\alpha = \frac{FCO_2 \times IP}{E_{00^0_1} \times n_0} \quad (sn^{-1}) \quad (3.48)$$

$$\gamma = \frac{FN_2 \times IP}{E_{V=1} \times n_4} \quad (sn^{-1}) \quad (3.49)$$

Burada $FCO = E_{00^0_1}$ enerji seviyesine uygulanan giriş enerjisi oranı.

$FN = E_{V=1}$ enerji seviyesine uygulanan giriş enerjisi oranı

İncelemede giriş enerjisinin tümünün $E_{00^0_1}$ ve $E_{V=1}$ seviyelerince yutulduğu kabul edilmiştir. FCO_2 ve FN_2 nümerik değerleri Boltzman taşıma denkleminin çözümünden elde edilmiştir[26]. Elde edilen nümerik değerler Ek-2, Tablo-1'de verilmiştir.



Şekil-3.19. Matematik modelde kullanılan CO ve N enerji seviyeleri

3.3.1.2. Doğrudan Boşalma

Yukarıdaki işlemin tersine moleküller enerjilerini elektronlara vererek kaybederler ve elektronlar bu enerjiye eşit bir değerde kinetik enerji kazanırlar. Boşalma oranları η ve β , α ve δ değerlerinden aşağıdaki bağıntılara göre hesaplanır[16]

$$\eta = \alpha \exp\left(\frac{E_{00^01}}{E_e}\right) \quad (\text{sn}^{-1}) \quad (3.50)$$

$$\beta = \gamma \exp\left(\frac{E_{v=1}}{E_e}\right) \quad (\text{sn}^{-1}) \quad (3.51)$$

Burada E_e Khahra[26] tarafından Boltzman taşıma denkleminin çözümünden elde edilen ortalama elektron enerjileridir ve Ek-2.'de verilmiştir.

3.3.1.3. Rezonant Enerji Transferi

$\text{CO}_2(00^01)$ ve $\text{N}_2(v=1)$ enerji seviyeleri arasında rezonant enerji transferi, uyarılmış moleküllerle taban seviyedeki moleküller arasındaki çarpışma sonucu meydana gelir. Ust laser seviyesinin uyarılmasının büyük bir bölümü, uyarılmış N_2 molekülleriyle taban seviyedeki CO_2 moleküllerinin çarpışması sonucu ortaya çıkar. Seviyelerin uyarılmasında ortaya çıkan enerji transfer oranı bir çok araştırmacı tarafından da elde edilmiştir[28,29,30]. Literatürde elde edilen bu sonuçların incelenmesinden 300°K 'de geçiş oranı için,

$$K_{51} = 19000 P_{\text{CO}_2} \quad (\text{sn}^{-1}) \quad (3.52)$$

$$K_{15} = 19000 P_{\text{N}_2} \quad (\text{sn}^{-1}) \quad (3.53)$$

değerleri kabul edilmiştir:

3.3.1.4. Laser Seviyeleri Durulma Mekanizması

Laser seviyelerine pompalanan molekül yoğunluğu ışıma ve çarpışma işlemleri sonucu azalır. Bu işlemlerden çarpışmalı işlemler, ışıma işlemlerine göre daha önemlidir. Işıma işlemi ancak ışıma şartlarında ortaya çıkar.

3.3.1.4.1. Işımalı Durulma

CO₂(00⁰1) seviyesi için ışıma sönüm katsayısı "A" 0.2 ile 2 sn⁻¹ değerleri arasındadır. Statz, Tang ve Koter[30] tarafından belirlenen CO₂ geçişleri için Einstein A katsayıları Ek-2, Tablo-2'de verilmiştir. Bu katsayı, geçiş denklemlerinde kendiliginden ışımanın dikkate alınmasında kullanılır. Ust laser seviyesinden alt laser seviyesine geçişte Einstein "A" katsayısı

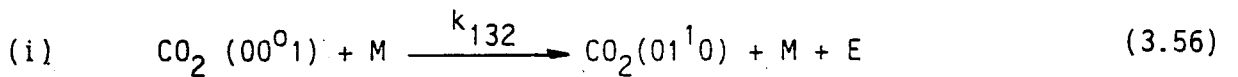
$$(00^01) \longrightarrow (10^00, 02^00)_I = 4.7 \text{ sn} \quad P(20) \text{ kolunda} \quad (3.54)$$

olarak alınmıştır. Burada;

$$\tau_{sp} = 4,7 \text{ (sn)} \quad \text{ve} \quad A = \frac{1}{\tau_{sp}} = 0,213 \text{ (sn}^{-1}\text{)} \quad (3.55)$$

3.3.1.4.2. Çarpışmalı Durulma

Ust ve alt laser seviyelerinin çarpışmalı durulması, CO₂ laserde en önemli kinetik işlemdir. Ust laser seviyelerinde meydana gelen durulma işlemlerinin önemli olanları aşağıda verilmiştir.



Burada;

$$K_{132} = K_{\text{CO}_2^P \text{CO}_2} + K_{\text{N}_2^P \text{N}_2} + K_{\text{He}^P \text{He}} \quad (3.57)$$

olmak üzere CO₂, N₂ ve He geçiş oranları 300°K'de farklı

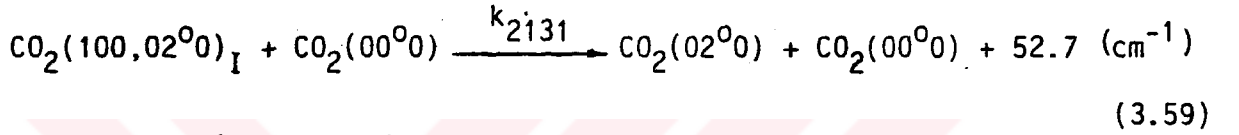
araştırmacıların elde ettikleri değerlerin bir ortalaması olarak seçilmiştir. Bu seçim işlemi Tablo-3.4'de verilmiştir.

Tablo-3.4'den elde edilen değerlere göre

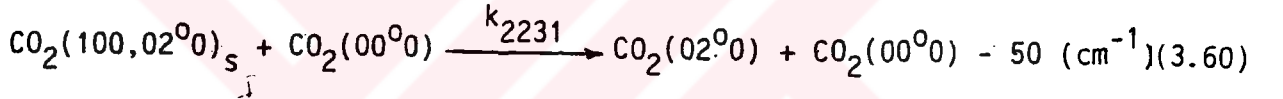
$$K_{132} = 365 P_{CO_2} + MOP_{N_2} + 65 P_{He} \quad (3.58)$$

olarak tayin edilmiştir.

(ii) Düşük laser seviyeleri Fermi-rezonans durumundadır. Bu yüzden bu seviyeler arasındaki geçişler oldukça hızlıdır.

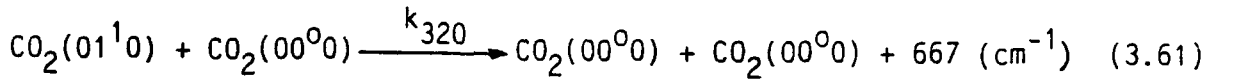


$$K_{2131} = 6.10 \text{ (sn}^{-1} \text{ torr}^{-1}\text{)} [31]$$



$$K_{2231} = 5,15.10 \text{ (sn}^{-1} \text{ torr}^{-1}\text{)} [28]$$

(iii) (01¹0) seviyesinden taban seviyeye vibrasyonel-translasyonel enerji çevriminde en son adım,



dır. Burada;

$$k_{320} = k_{CO_2} P_{O_2} + k_{N_2} P_{N_2} + k_{He} P_{He} \quad (3.62)$$

(i) adımında olduğu gibi aynı referanslardan faydalanılarak ve

$$K_{CO_2} = 200 \text{ (sn}^{-1} \text{ torr}^{-1}\text{)}$$

$$K_{N_2} = 215 \text{ (sn}^{-1} \text{ torr}^{-1}\text{)}$$

$$K_{He} = 3.2 \times 10^3 \text{ (sn}^{-1} \text{ torr}^{-1}\text{)}$$

kCO ₂ için	Referans
kCO ₂ = 365 ± 15 (sn ⁻¹ torr ⁻¹)	[27]
kCO ₂ = 385 (sn ⁻¹ torr ⁻¹)	[28] Pals kazanç metodu
kCO ₂ = 350 (sn ⁻¹ torr ⁻¹)	[28] Flouresan metodu
Bunların ortalama degeri olarak	
kCO ₂ = 365 (sn ⁻¹ torr ⁻¹)	
kHe için	
kHe = 85 (sn ⁻¹ torr ⁻¹)	[27]
kHe = 0-50 (sn ⁻¹ torr ⁻¹)	[28] Pals kazanç metodu
kHe = 85 (sn ⁻¹ torr ⁻¹)	[28] Flouresan metodu
Bunların ortalama degeri olarak	
kHe = 65 (sn ⁻¹ torr ⁻¹)	
kN için	
kN ₂ = 110 ± 5 (sn ⁻¹ torr ⁻¹)	[29]
kN ₂ = 115 (sn ⁻¹ torr ⁻¹)	[28] Pals kazanç metodu
kN ₂ = 106 (sn ⁻¹ torr ⁻¹)	[28] Flouresan metodu
Bunların ortalama degeri olarak	
kN ₂ = 110 (sn ⁻¹ torr ⁻¹)	

Tablo-3.4. 300°K'de CO₂, N₂ ve He geçiş oranlarının tesbiti

kabul edilerek

$$k_{320} = 200 P_{CO_2} + 215 P_{N_2} + 3.2 \times 10^3 P_{He} \quad (3.63)$$

olarak alınmıştır.

Farklı gaz ortamları için Taylor ve Bitterman[31] tarafından türetilen geçiş oranları Ek-2, Tablo-3'de verilmiştir.

3.3.1.5. Plazma Kazancı

Matematik modelin tamamlanabilmesi için laser plazma kazancı, soğurma katsayısı ile üst ve alt enerji seviyelerine ait sayısal yoğunlukların bir fonksiyonu olarak hesaplanmak zorundadır. Plazma kazancı g ;

$$g = \sigma (n_{00}^{01} - \frac{g_1}{g_2} n_{10}^{00}) \quad (cm^{-1}) \quad (3.64)$$

dir.

Hoffman[32] soğurma katsayısı(σ) için

$$\sigma = \frac{718}{nT} \quad (cm^2)$$

değerini elde etmiştir.

Vlases[33] ise,

$$\sigma = \frac{700}{nT} \quad (cm^2)$$

olduğunu belirtmiştir. Değerlerdende görüleceği gibi Vlases ve Hoffman uyum içindedirler.

Elde edilen bu neticeler, Helyum'un çizgi daralması etkisi hesaba alınmadan yapıldığı için yetersizdir. $CO_2 \rightarrow CO_2$, $N_2 \rightarrow CO_2$ ve $He \rightarrow CO_2$ çarpışmaları için, farklı etki tesir kesitleri ve farklı moleküler hız dağılımları göz önüne

alındığında, soğurma katsayısı(σ) Gery ve Leonard[34] tarafından aşağıdaki gibi hesaplanmıştır. Bu üç gaz için etki tesir kesitleri 5.7, 5.0 ve $1,77 \cdot 10^{-15}$ cm^2 olarak alınmıştır.

$$\sigma = \frac{692.5}{T_{\text{CO}_2} \left(1 + 1.063 \frac{n_{\text{N}_2}}{n_{\text{CO}_2}} + 1.4846 \frac{n_{\text{He}}}{n_{\text{CO}_2}} \right)} \quad (3.65)$$

Denklem(3.65)'dende görüleceği gibi Helyum'un çizgi daralması etkisi, kazançta gözlenebilir bir azalmaya neden olmaktadır.

Rotasyonel kuantum sayısındaki birim değişiklikler ihmal edilerek enerji seviye çoğalmaları g_1 ve g_2 terkedilip n_{100} değeri, $n_{100} = 0.1452 n_2$ olarak alınabilir. Bu durumda Denklem (3.64) tekrar düzenlenirse;

$$g = \sigma (n_1 - 0.1452 n_2) \quad (\text{cm}^{-1}) \quad (3.66)$$

olarak elde edilir.

3.3.1.6 Zorlamalı Işıma ve Geçiş Denklemleri

Ek-3, Şekil-1'de görüldüğü gibi paralel iki ayna ile sınırlandırılmış bir laser osilatöründe aynalardan biri aktif ortamın sonuna, diğeri kısmi geçirgen olan ise diğeri uç kısma yerleştirilmiştir. Laser olayı normalde kendiliginden ışıma tarafından başlatılır ve daha sonra rezonatör boşlugunda aynalara dik bir doğrultuda bir ışıma meydana gelir.

Literatürde laser modelinin çözümü, verilen denklemlerin ve keyfi foton akı değerinin çözümünden başlanır. Model için kurulan deklemler ve çözüm metodu aşağıda verilmiştir.

Laser boşlugunda foton sayı yoğunlugunun(I_p) değişim oranı aşağıdaki gibi ifade edilebilir.

$$\frac{dI_p}{dt} = I_p c g - \frac{I_p}{T_0} \quad (3.67)$$

İfadenin sağ tarafındaki ilk terim $I_p.c.g$, zorlamalı ışımının etkisini, ikinci terim ise laser boşluğundan çıkan foton sayısını belirlemektedir. Foton sönüm zamanı (T_0) Ek-3'de verilmiştir. Denklem(3.67) literatürde oldukça sık kullanılan bir ifadedir. Geçiş denklemlerine zorlamalı ışım terimini dahil ederek üst ve alt enerji seviyeleri için beş farklı birinci mertebeden diferansiyel denklem kurulmuştur. Denklemlerde Şekil-3.19'da gösterilen notasyonlar kullanılarak

$$\begin{aligned} \frac{dn_1}{dt} = & \alpha n_0 - \mu n_1 + k_{51} n_5 - k_{15} n_1 - k_{sp} n_1 - k_{132} \left\{ n_1 \left(\frac{n_1}{n_{32}} \right) e^{n_{32}} \right\} \\ & - I_p c g \end{aligned} \quad (3.68)$$

$$\begin{aligned} \frac{dn_2}{dt} = & k_{sp} n_1 + I_p c g - k_{2131} \left\{ n_{21} - \left(\frac{n_{21}}{n_{31}} \right) e^{n_{31}} \right\} \\ & - k_{2231} \left\{ n_{22} - \left(\frac{n_{22}}{n_{31}} \right) e^{n_{31}} \right\} \end{aligned} \quad (3.69)$$

$$\begin{aligned} \frac{dn_3}{dt} = & 2k_{2131} \left\{ n_{21} - \left(\frac{n_{21}}{n_{31}} \right) e^{n_{31}} \right\} + 2k_{2231} \left\{ n_{22} - \left(\frac{n_{22}}{n_{31}} \right) e^{n_{31}} \right\} \\ & + k_{132} \left\{ n_1 - \left(\frac{n_1}{n_{32}} \right) e^{n_{32}} \right\} - k_{320} \left\{ n_{32} - \left(\frac{n_{32}}{n_0} \right) e^{n_0} \right\} \end{aligned} \quad (3.70)$$

$$\frac{dn_5}{dt} = \gamma n_4 - \beta n_5 - k_{51} n_5 + k_{15} n_1 \quad (3.71)$$

$$\frac{dI_p}{dt} = I_{pcg} - \frac{I_p}{T_0} \quad (3.72)$$

elde edilmiştir. Parantez içindeki terimler sistemin termodinamik dengede kalmasını sağlamaktadır. Sistem denge şartı dışına çıktığında bu terimler, denge şartına dönebilmek için bir sürme kuvvetine maruz kalmaktadırlar. Bu beş diferansiyel denklem geliştirilen bir bilgisayar programı ile çözülmüştür.

3.3.1.7. Geçiş Deklemlerinin Çözümü İçin Sınır Şartları

Termodinamik denge durumunda herhangi iki vibrasyonel enerji seviyesi (E_i, E_j) molekül sayısı (n_i, n_j) arasındaki ilişki Boltzman dağılım denklemi ile belirlenir.

$$\frac{n_i}{n_j} = \frac{g_i}{g_j} \exp\left(\frac{-\Delta E_{(i-j)}}{kT}\right) \quad (3.73)$$

Enerji seviyelerinin çoğalmaları (g), Herzberg tarafından elde edilen datalardan alınmıştır [17,35].

Düşük basınçlarda (P), intermoleküler kuvvetler ihmal edildiğinde birim hacimdeki toplam molekül sayısı (n_t) ideal gaz için durum denklemi kullanılarak elde edilir.

$$n_t = \frac{P}{kT} \quad (\text{mol/cm}^3) \quad (3.74)$$

Bütün enerji seviyelerindeki molekül sayıları toplamı, n_t değerine eşittir. Denklem (3.73) ve (3.74) kullanılarak bütün enerji seviyelerindeki denge molekül sayıları hesaplanmıştır.

Bu ise denklemlerin çözümü için gerekli başlangıç sınır değerlerini sağlamaktadır.

3.3.1.8. Eşik Kazancı

Denklem(3.72) kullanılarak,

$$\frac{dI_p}{dt} = I_p \sigma (n_1 - 0,1452 n_2) - \frac{I_p c}{2L} \ln \left(\frac{1}{R_B R_F + \frac{I_i R_B (1-R_F)}{I_p h v c}} \right) \quad (3.75)$$

Buradan, $\frac{dI_p}{dt} = 0$ için

$$g = \sigma (n_1 - 0.1452 n_2) = \text{Boşluk kayıpları} = \frac{\ln}{2L} \left(\frac{1}{R_B + R_F + \frac{I_i R_B (1-R_F)}{I_p h v c}} \right) \quad (3.76)$$

elde edilir. Bu değer ise kayıpların eşlendiği eşik kazançtır. Burada iki durum söz konusudur.

(i)

$$\text{Eşik kazancı} = \frac{\ln}{2L} \left(\frac{1}{R_B R_F + \frac{I_i R_B (1-R_F)}{I_p h v c}} \right) \quad (3.77)$$

Başlangıçta, belirli bir çıkış elde edilmeden önce $[I_i R_B (1-R_F)] / (I_p h v c)$ terimi eşik kazancını tanımlar. Laser çıkışı elde edilmeden önce eşik kazancı değişkendir ve I_i ile I_p 'ye bağlıdır. I_i girişinin kontrol edilmesiyle, çıkış darbesinin gelişmesi kontrol edilebilir.

(ii)

$$\text{Eşik kazancı} = \frac{\ln}{2L} \left(\frac{1}{R_B R_F} \right) \quad (3.78)$$

Başlangıçta $[I_i R_B (1 - R_F)] / (I_p h \nu c)$ terimi, I_i 'nin I_p ile mukayesesini sonucu çok küçük olduğundan belirsizdir. Bu durumda kazanç $\ln/2L(1/R_B R_F)$ ile tarif edilir.

3.3.1.9. Geçiş Denklemlerinin Çözümü

Bilgisayarda geçiş denklemlerinin çözümüyle 10 μsn 'lik kısa bir elektrik gücü girişi için çıkış gücü elde edilmiştir. Giriş akım ve voltaj dalga formları Şekil-3.20'de verilmiştir. Bu giriş darbeleri Khahra'nın deneysel ölçümlerinden alınmıştır[26].

Boltzman denklemi(20) seviye molekül sayılarının başlangıç şartlarını belirleme amacı ile kullanılmıştır. Geçiş denklemleri sıfır kazanç elde edilinceye kadar, foton yoğunluğu sıfırda tutularak çözülmüştür. Foton yoğunluğunun başlangıç değeri olarak

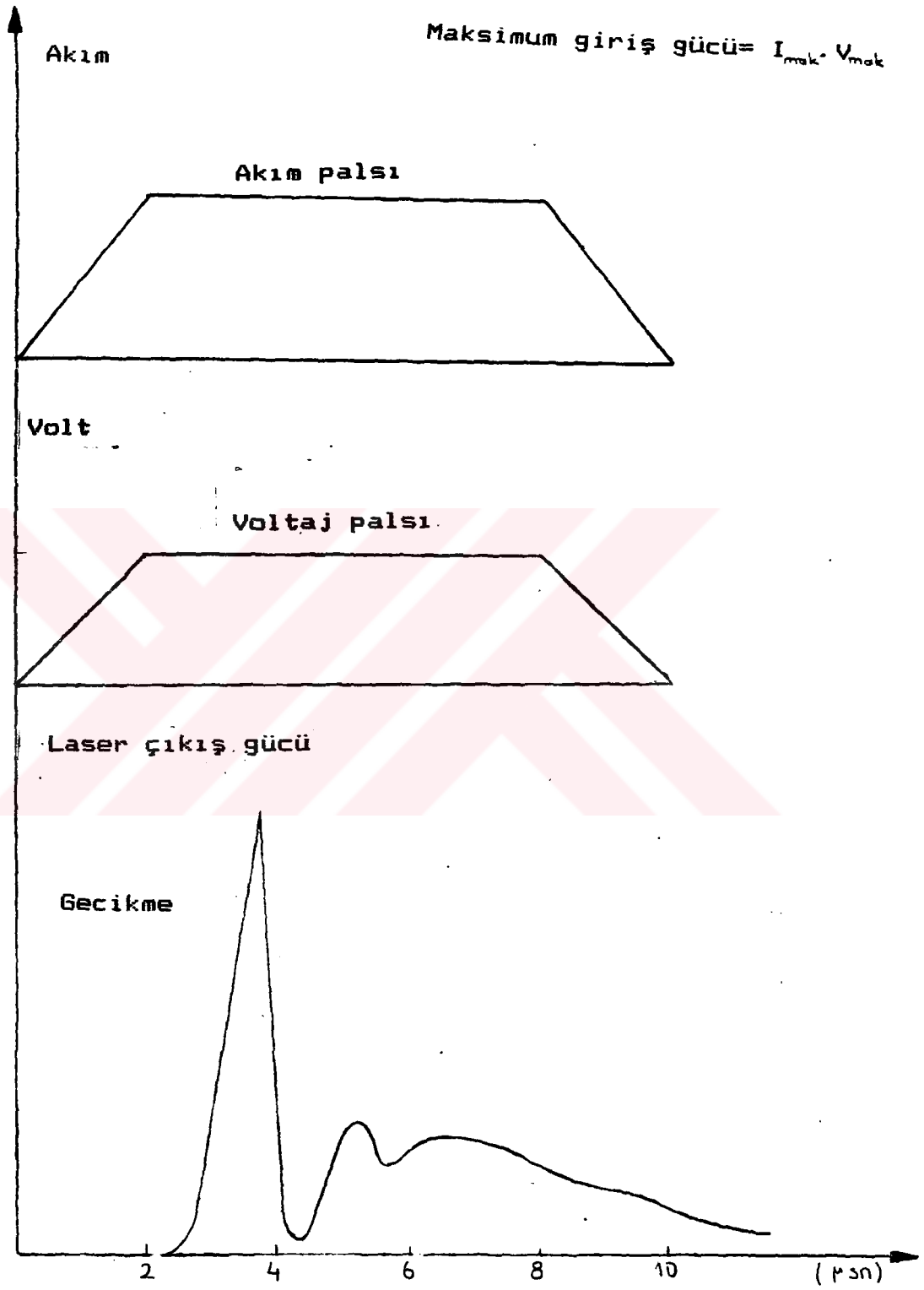
$$I_p = \frac{I_i R_B (1 - R_F)}{h \nu c (1 - R_B R_F)} \quad (\text{foton/cm}^3) \quad (3.79)$$

alınmıştır. Burada I_i giriş dalga siddetidir(Watt/cm².)

Çıkış gücü(OP) ise;

$$OP = \frac{h \nu I_p}{T_0} + \frac{I_i R_F}{L} \quad (\text{Watt/cm}^3) \quad (3.80)$$

alınarak hesaplanmıştır. Burada foton sönüm zamanı(T_0),



Şekil-3.20. Akım ve voltaj darbe şekilleri

$$T_c = \frac{2L}{c \ln \left(\frac{1}{I_p h \nu c} \left(\frac{I_i R_B (1 - R_F)}{R_B R_F} + R_B R_F \right) \right)} \quad (3.81)$$

dır.

Başlangıç şartları daha geniş bir şekilde Ek-3'de verilmiştir



BÖLÜM IV

4- LASER ÇIKIŞ GUCU VE KAZANCININ BILGISAYARLA ANALIZI

4.1. Geçiş Denklemlerinin Çözümü İçin Bilgisayar Programının Geliştirilmesi

Geçiş denklemlerinin analitik çözümleri mümkün olmadığından bu denklemlerin çözümleri ancak bilgisayar programı ile olabilmektedir. Geliştirilen matematik model üç enerji seviyeli CO_2 , iki seviyeli N_2 ve bir enerji seviyeli He'u ihtiva etmektedir. Denklemlerde görüleceği gibi her bir enerji seviyesi için geçiş oranları, diğer bütün seviyelerdeki molekül sayılarının bir fonksiyonudur.

Programda seçilen adım büyüklüğü (Δt), ışık hüzmesinin laser plazmasını kat edebileceği zaman olarak alınmıştır. $10 \mu sn'$ lik laser çıkış darbesi için yapılan analizde, plazma uzunluğu (L) 150 cm olarak alınmıştır. Buna göre hesaplanan adım büyüklüğü $t=L/c=5.10 sn^2$ dir.

Göz önüne alınan CO_2 ve N_2 kısmi basıçları için taban

seviyedeki molekül sayıları ideal gaz denklemine göre hesaplanmıştır. Bu hesaplama sonucu ortalama molekül sayıları 4.10^{-17} molekül/cm³ civarındadır. Termodinamik denge şartlarında enerji seviyelerindeki molekül sayıları ise Boltzman dağılım kanununa göre belirlenmiştir.

Elektriki uyarma darbesinin uygulandığı andaki molekül sayılarının başlangıç değerleri, yukarıda belirlendiği gibi alınmıştır. Rezonan enerji transferi vasıtasıyla 0.29 eV uyarılmış N₂ seviyesindeki moleküller taban seviyedeki CO₂ moleküllerini 19000.n₅.PCO₂'lik bir oranda uyarırlar. Bu yüzden elektrik uyarma darbesi başlangıcında, taban seviyeden 0.29 eV seviyesine uyarılan molekül oranı oldukça büyüktür.

Işıma olayı ancak ters çoğalma işlemi meydana geldiği zaman ortaya çıkar. Işımanın meydana gelmeye başladığı anda, üst laser ve Nitrojen 0.29 eV seviyeleri, N₂'den rezonant enerji transferi yüzünden meydana gelen taban seviyeden üst laser seviyesine molekül geçiş oranından daha büyük bir degerde molekül yoğunluguna sahiptirler.

Zamana göre, üst laser seviyesi ve N₂ 0.29 eV seviyesi molekül yoğunluklarında doğrudan uyarım işlemlerinin etkisi benzerdir ve bu işlemler için kurulan birinci mertebeden denklemlerin kullanılması yeterlidir. Doğrudan uyarım ve sönüm için kullanılan kinetik enerji transfer oranları Bölüm-3'de verildiği gibi meydana getirilen bilgisayar programı ile belirlenmiştir. Bu hesaplamada kullanılan giriş enerji kesirleri ve elektron enerjileri Ek-2, Tablo-1'de verilmiştir

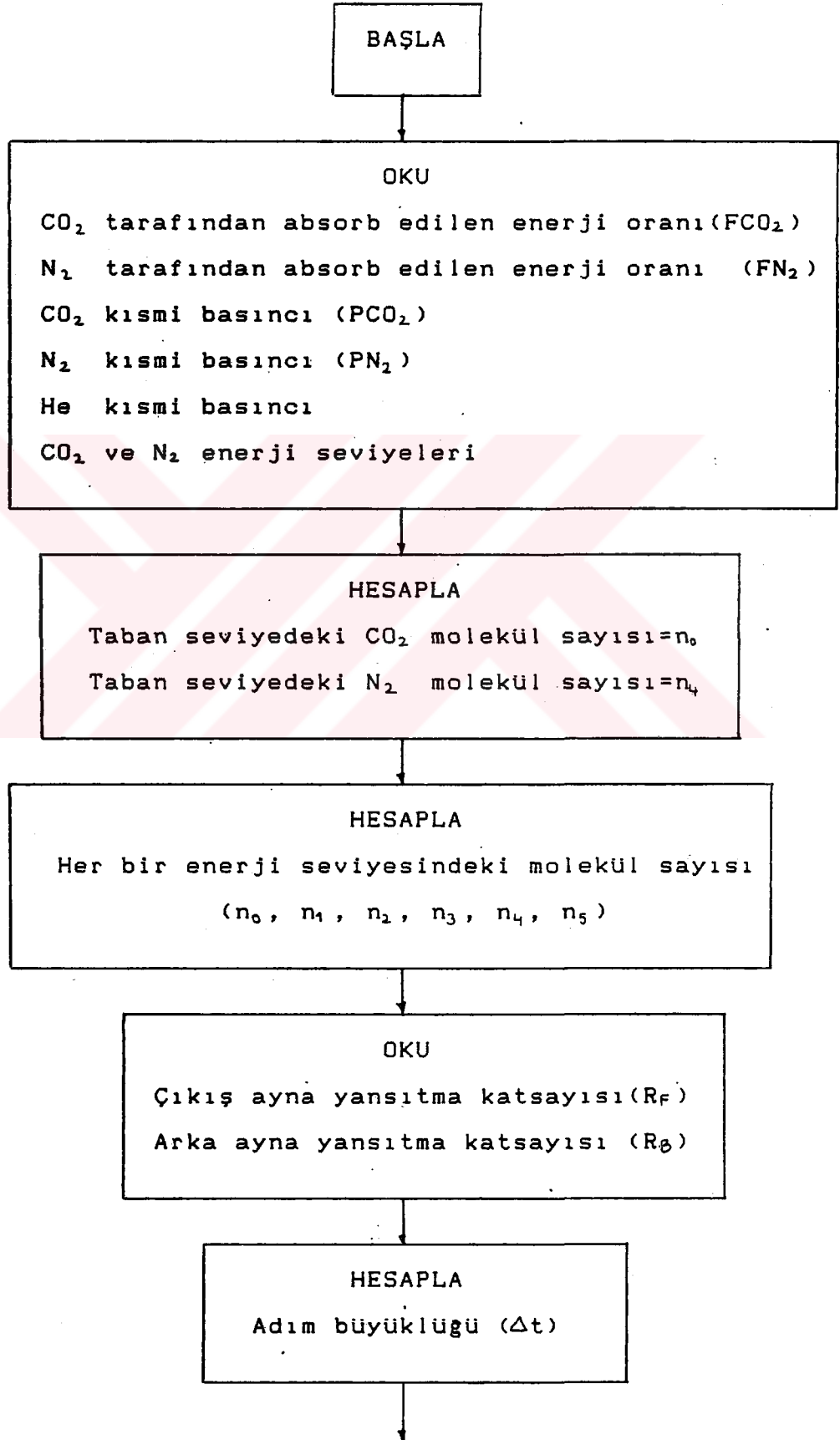
Zorlamalı ışımaya yüzünden meydana gelen üst laser seviyesinden alt laser seviyesine geçişler için, üst laser seviyesinden alt laser seviyesine olan molekül geçiş oranları oldukça büyüktür. Ters çoğalma işleminin sona ermesi çıkış gücü

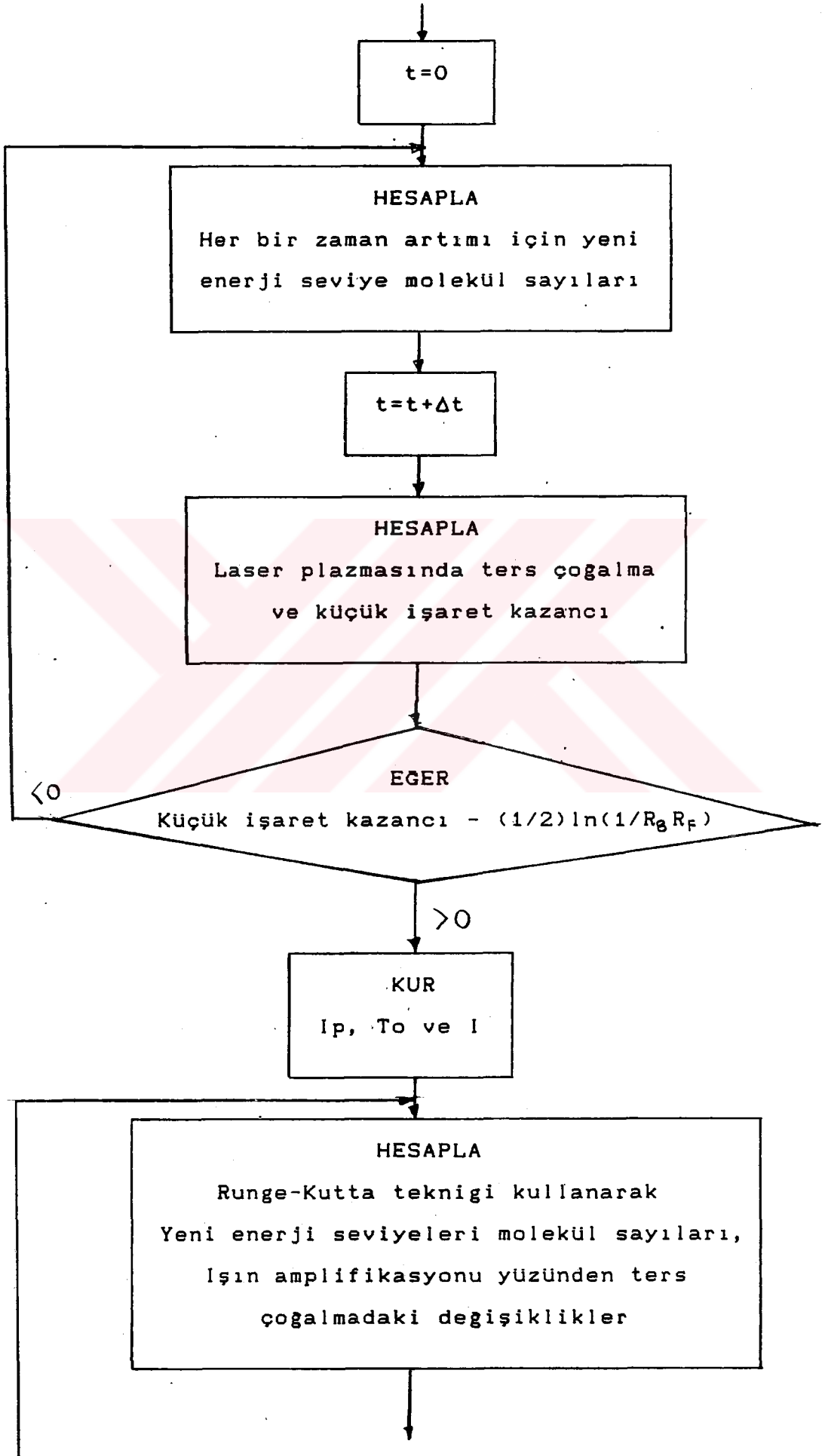
hesaplamasında bir takım kararsızlıklara sebep olur. Bu yüzden kararlılığı arttırmak için laser ışınının büyütülmesinde, üst ve alt laser seviyelerindeki molekül yoğunluklarındaki değişimler için Runge-Kutta çözüm tekniği kullanılmıştır.

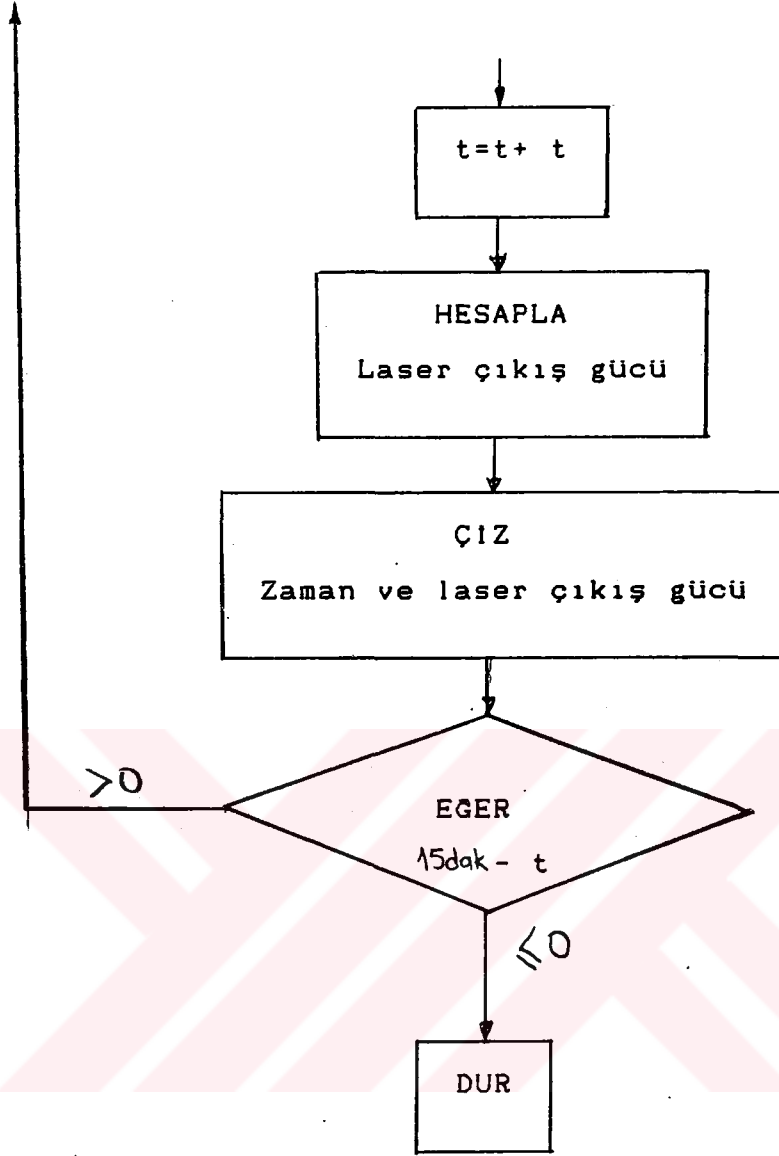
Ters çoğalma işlemi meydana gelmeden önce herhangi bir ışına olmayacağından, foton yoğunluğu kazanç elde edilinceye kadar sıfırda tutulmuştur. Çözümde kullanılan foton yoğunluğunun başlangıç değeri Bölüm-3 ve Ek-2'de etraflıca verilmiştir.

Farklı gaz karışımları ve ayna yansıtma katsayıları için seviyelerdeki molekül sayılarının değişimleri, kazanç ve çıkış gücü için elde edilen sonuçlar Şekiller(5.1. ... 5.14) de görülmektedir.

4.2. Geliştirilen Bilgisayar Programı Akış Diagramı







BÖLÜM V

5. İRDELEME

Bölüm-3'de darbeli CO₂ laser çıkış gücü ile ilgili denklemler türetilmiş olup bu denklemlerin çözümü ancak nümerik teknikler kullanılarak elde edilebilmektedir. Bölüm-4'de geliştirilen bilgisayar programı kullanılarak farklı gaz karışımları ve uyarma şartları için çözümler elde edilmiştir.

Bu denklem çözümlerinden iki temel hususun çıkarılması mümkündür. Bunlar sırası ile,

- 1- Laser darbe şekli ve enerjisi üzerinde CO₂, N₂ ve He kısmi basınçlarının etkisinin incelenmesi
- 2- CO₂ ve N₂ moleküllerinin taban seviyeden 0.29 eV seviyesine uyarılmalarındaki verimliliğin değişmesiyle elde edilen laser darbe karakteristiğinin değişiminin incelenmesidir.

Yukarıdaki hususlara ait analizin yapılabilmesi için elektrik uyarma darbe şekli ve toplam enerji değerinin tanımlanması gerekir. Matematik çözüm esnasında Şekil-3.20.'da verilen darbe şekli ve Ek-2 Tablo-1'de verilen datalar kullanılmıştır.

Giriş enerji yoğunluğu 0.002 J/cm^3 , laser dış uyarım güç şiddeti $1.10^{-10} \text{ watt/cm}^2$ ve ayna yansıtma katsayıları ise $R_F = 0.8$ $R_B = 1.0$ olarak alınmıştır.

5.1. Helyum'un Etkisi

Helyum oranının artmasıyla zorlamalı ışımaya etki tesir kesiti (σ) azalmaktadır. Bu yüzden Helyum'un çizgi daralması etkisi hesaba katılmalı ve etki tesir kesiti tekrar düzenlenmelidir. Ek-2, Tablo-1.'dende görüleceği gibi Helyum'un artmasıyla FCO_2 ve FN_2 giriş enerji oranları artmaktadır. Bu yüzden doğrudan uyarım ve boşalma oranları sabitleri artmaktadır. Bunun yanında bu, ortalama elektron ömürlerinde bir azalmaya neden olmaktadır.

Uyarım oranının arttırılmasının bir sonucu olarak ters çoğalma gradyanı artmaktadır. Daha sonra açıklanacağı gibi Helyum'un arttırılması laser çıkış darbesi gecikme zamanında bir artışa neden olmaktadır.

Doğrudan uyarım kesildikten sonra üst laser seviyesindeki molekül sayısı, yarı denge üst laser seviyesi molekül sayısı olarak tanımlanan sabit bir değerde kalmaktadır (Şekil-5.11.). Bu durumda kazanç, denklem (3.78)'de görüldüğü gibi eşik kazancına yani sabit bir değere yaklaşmaktadır. Bu esnada rezonant enerji transferi üst laser seviyesinden üst Nitrojen seviyesine doğru belirli bir sabit değerde meydana gelmektedir. Üst Nitrojen seviyesi üstel olarak CO_2 molekülleriyle etkileşimi sonucu bozunmaktadır. Şekil-5.12.'dende görüleceği gibi üst Nitrojen seviyesinin bozunumu, yarıdenge üst laser seviyesi molekül sayısına asimtotik olarak yaklaşmaktadır. Helyum ile arttırılan yarıdenge üst seviye molekül sayısına bağlı olarak Nitrojen üst enerji seviye molekül sayısında artmaktadır.

Helyum'un artmasıyla CO_2 üst laser seviyesinden alt laser seviyesine olan geçişteki k oranında bir artış meydana gelir. Yüksek helyum oranlarında alt laser molekül sayısı çok hızlı bir şekilde denge durumuna ulaşır.

Bu incelemede laser dış uyarım güç şiddeti sabit tutulmuştur. Zorlamalı ışımaya, ters çoğalma ürünü ve zorlamalı ışımaya etki tesir kesitinin bir fonksiyonudur. Karışımdaki Helyum miktarının arttırılmasıyla Şekil-5.7, 5.10'danda görüleceği gibi, etki tesir kesitinin azalması ve bunun kazancın düşmesiyle ters çoğalma gradyanının artması etkin hale gelir. Eşik kazançlarıyla ilgili denklemlerden görüleceği gibi, eşik kazancı gaz karışımından bağımsız bir büyüklüktür ve karışımdaki Helyum'un azlığı veya çokluğu bunu etkilemez. Helyum'un artmasıyla azalan kazancın sonucu olarakta foton akısının meydana getirilmesi çok yavaş olur. Bütün gaz karışımları için eşik kazancındaki, kazanç değerleri eşit olacağından karışımda helyumun artmasıyla foton akısının azalması yüzünden zorlamalı ışımaya azalmaktadır.

Artan doğrudan uyarım oranıyla birlikte zorlamalı ışımaya azalması, doğrudan uyarımı iyileştirmek için, zorlamalı ışımaya süresini arttıracaktır. Bunun sonucunda ise gecikme zamanı artacaktır.

4.2. N_2 'nin etkisi

Bu çalışmada, CO_2 ve N_2 toplam basıncı 40 torr'da sabit tutulmuştur. Bunun sonucu olarak N_2 'nin kısmi basıncındaki artmalara karşılık, CO_2 kısmi basıncıda buna bağlı olarak azalmaktadır. Azaltılan CO_2 miktarına göre denge durumunda, Boltzman dağılımına göre alt laser seviyesindeki molekül sayısı oldukça düşüktür. Bunun sonucu olarak oldukça az bir üst laser seviye molekül sayısı ters çoğalmayı meydana getirir.

Denklemler(3.65)'de görüleceği gibi N_2 'nin etkisi önemsizdir. N_2 'nin en önemli etkisi kısmi basıncının artması durumunda, basıncın 40 torr'da sınırlandırılmış olmasından dolayı toplam basıncın azaltılmasıdır. He - Serbest karışım kabulüyle etki tesir kesitinde bir artma elde edilir.

N_2 oranının artmasıyla, N_2 için giriş enerji oranı artar. Bunun sonucu ise doğrudan uyarma ve boşalma oranlarında büyüme olur. Bununla beraber, CO_2 miktarı azalacağından CO_2 tarafından absorbe edilen giriş enerji oranı azalmakta ve ayrıca doğrudan uyarma/doğrudan boşalma oranında buna bağlı olarak azalmaktadır. N_2 'nin arttırılması ortalama elektron enerjisinde bir azalmaya, bunun yanında CO_2 ve N_1 için doğrudan boşalma oranlarında bir artmaya neden olmaktadır.

N_2 miktarının artması durumunda, üst laser seviyesi molekül sayısının artma oranı, oran sabitinin azalması ve taban seviyedeki molekül sayılarının iki katlı çoğalma etkisi yüzünden azalacaktır. Üst laser seviyesindeki molekül sayılarının genliğinin azalması ise rezonant enerji transferini azaltacaktır.

Doğrudan uyarma kesildikten sonra üst laser seviyesi, yarı denge durumuna geri dönecek ve kazanç (Denklemler 3.78), $[\ln/(2L)(1/(R_F R_B))]$ sabit değerine ulaşacaktır.

CO_2 kısmi basıncındaki azalma n_2 değerinde bir azalmaya neden olmaktadır. Bundan dolayı n_1 değeri sabit kazanç şartını sağlayacak bir değere azaltılmak zorundadır. Böylece N_2 arttırımı, yarı denge molekül sayısının genliğini azaltmaktadır. Bu etkiler Şekil-5.12'de görülmektedir.

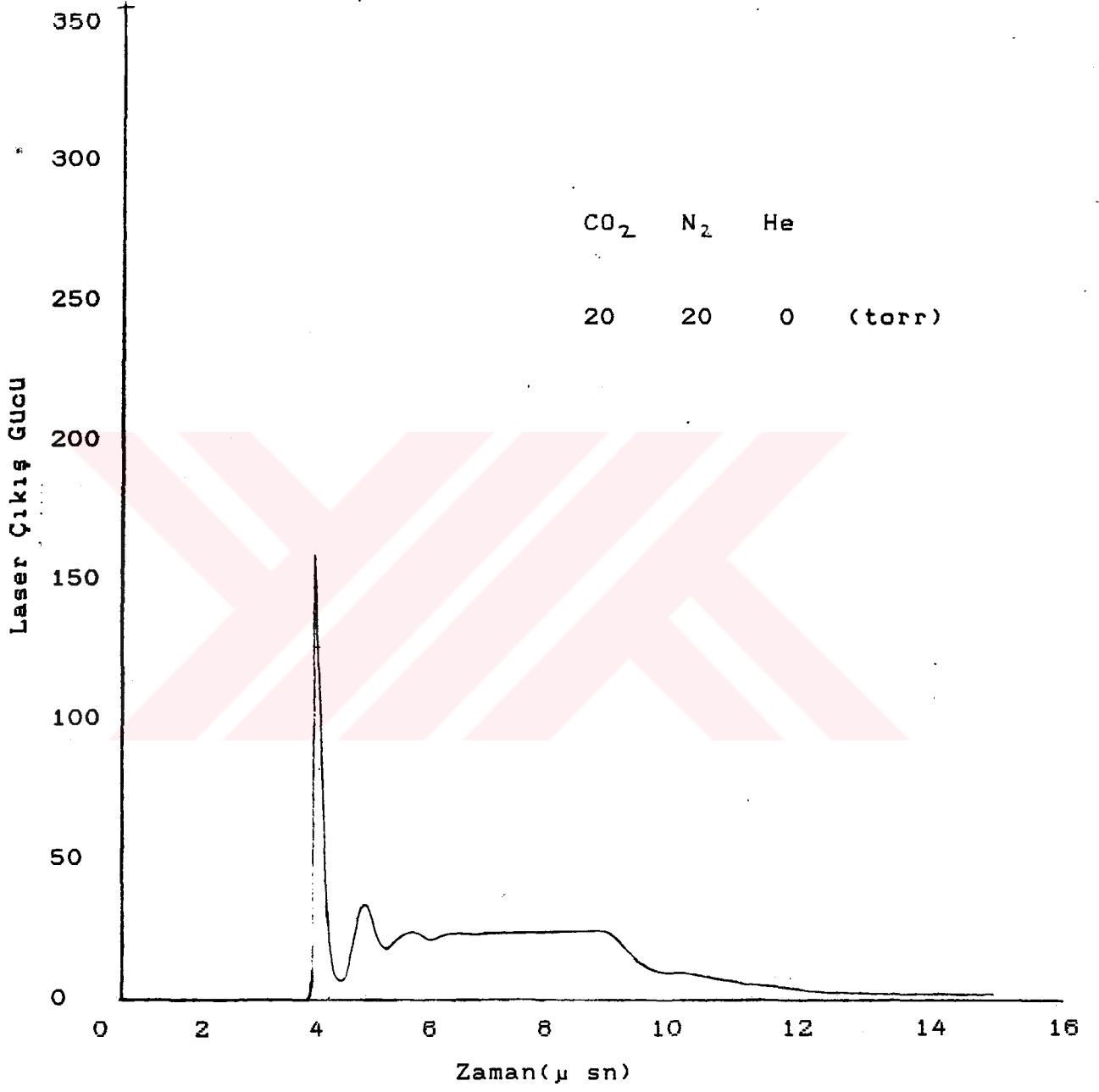
Üst N_2 seviyesindeki molekül sayısı iki nedenden dolayı hızlı bir şekilde artar. Bunlardan birincisi; taban seviyedeki

molekül sayısının artması, diğeri ise; N_2 tarafından absorbe edilen giriş enerji oranının büyük olmasıdır. Her iki faktör doğrudan uyarma oranında büyük bir artmanın meydana gelmesinde birbirlerine yardımcı olurlar.

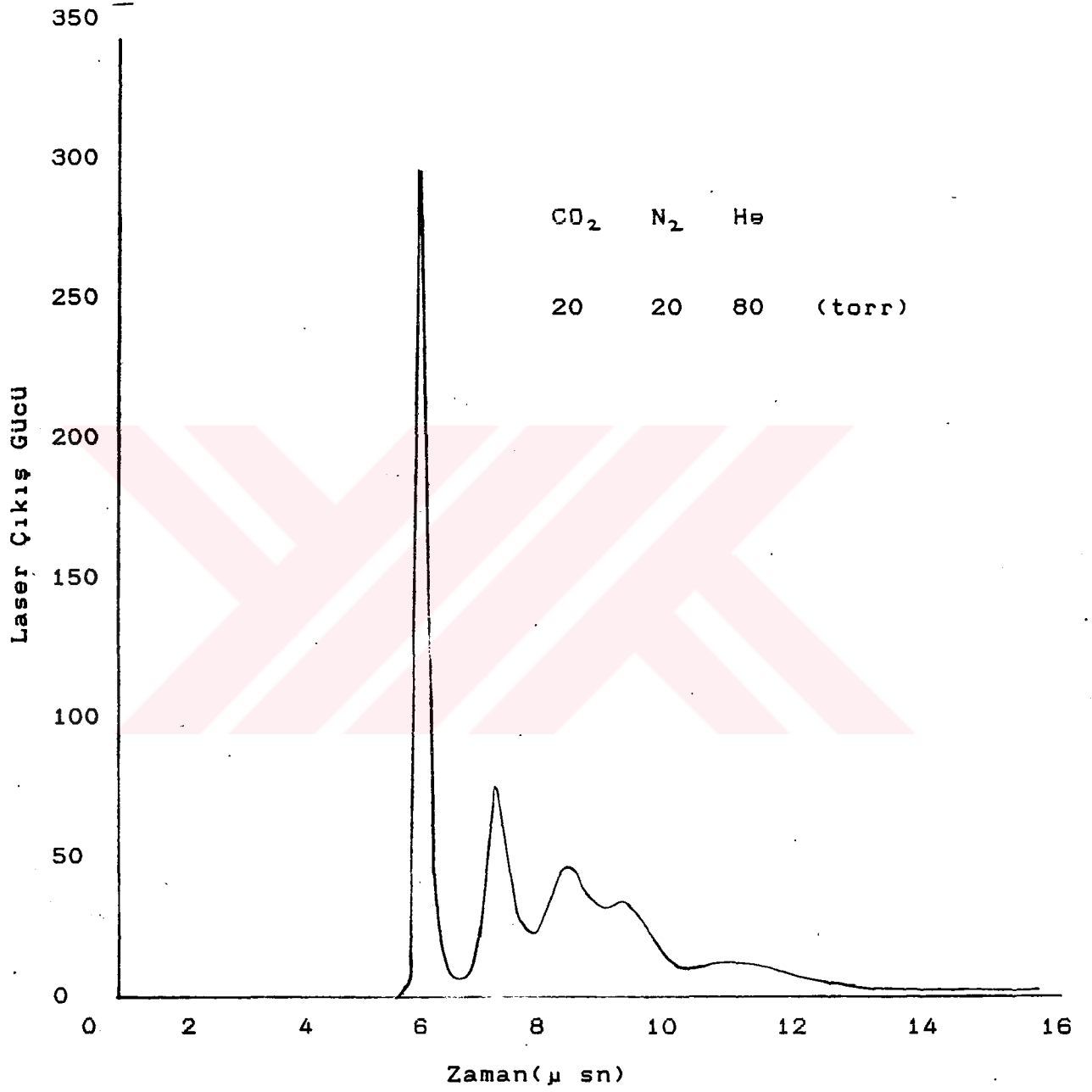
Doğrudan uyarma kesildikten sonra üst N_2 seviyesi üstel olarak yarıdenge durumuna doğru bozular. Arttırılan N_2 değeri için, üst laser seviyesi yarıdenge molekül sayısı azalır. Üst N_2 seviyesi tarafından tutulan enerji değeri, daha düşük basınçlardaki N_2 karışımlarına göre daha büyüktür. Bu mukayeseler Şekil-5.12 ve 5.14'den daha açık bir şekilde görülmektedir.

Helyum'a göre N_2 miktarındaki bir artış, üst laser seviyesinden alt laser seviyesine geçişteki K_{sp} (ışınmasız bozunma oranı) oranı üzerinde daha az etkilidir. Denklem(3.63)'de görüldüğü gibi CO_2 ve N_2 için ağırlık faktörleri benzerdir.

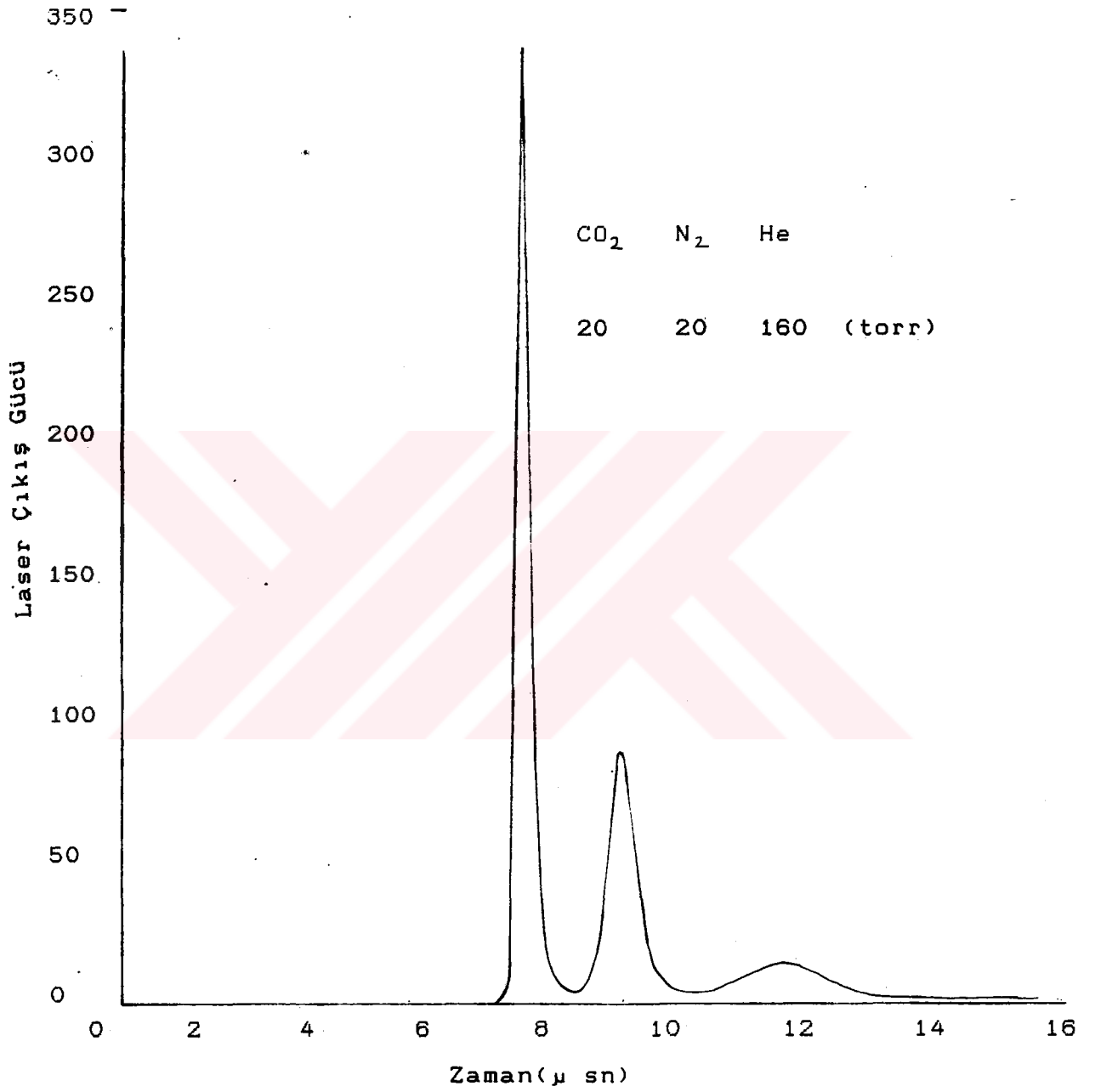
N_2 'nin arttırılmasının en önemli özelliği, CO_2 kısmi basıncında düşme ve bunun sonucu ise n molekül sayısında bir azalmaya neden olmasıdır. Bunun sonucu ise hızlı bir ters çoğalma meydana gelir. Doğrudan uyarma oranının artmasıyla çıkış darbesindeki gecikme zamanı azalır.



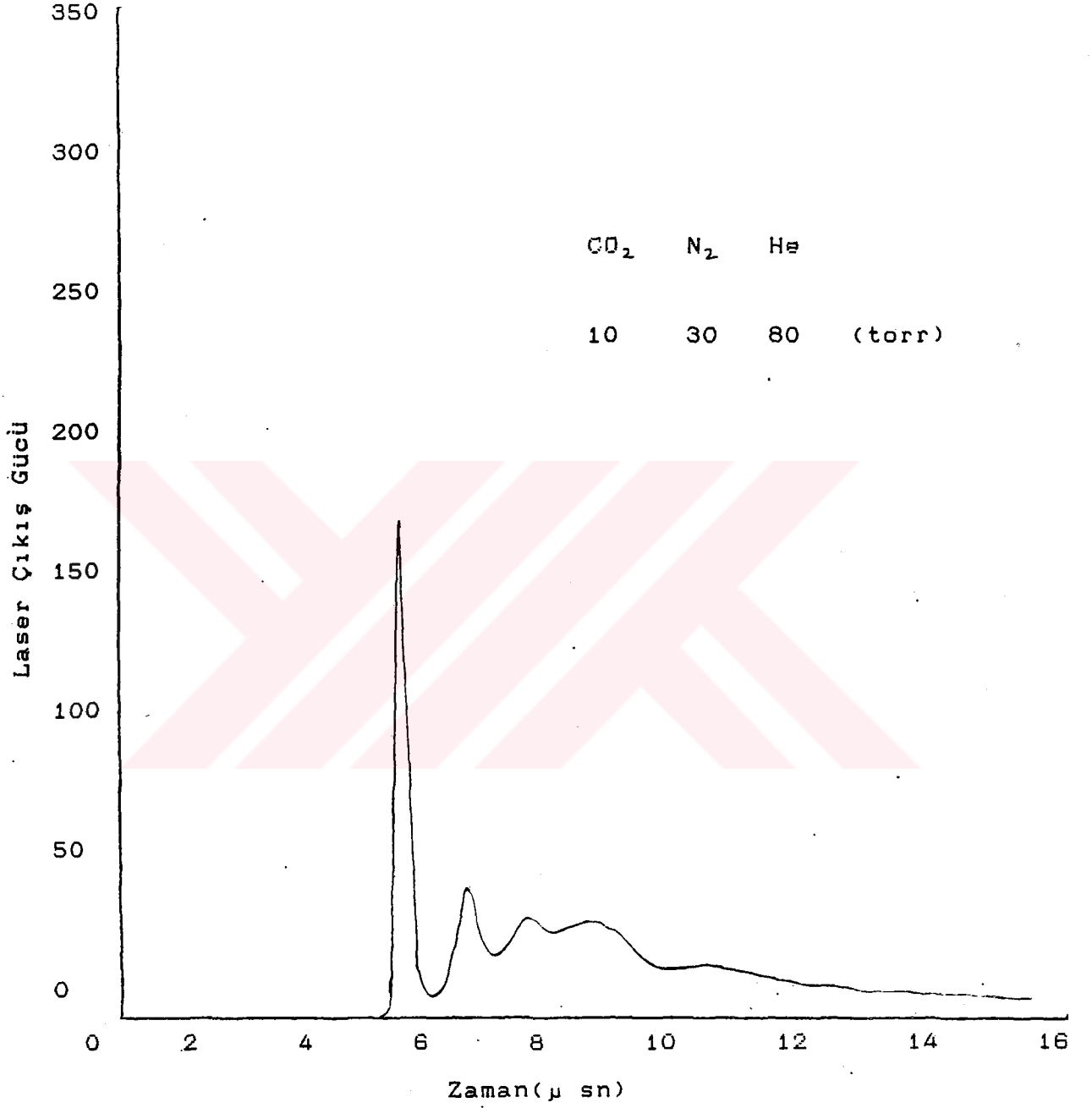
Şekil-5.1. Zamana göre laser çıkış gücü



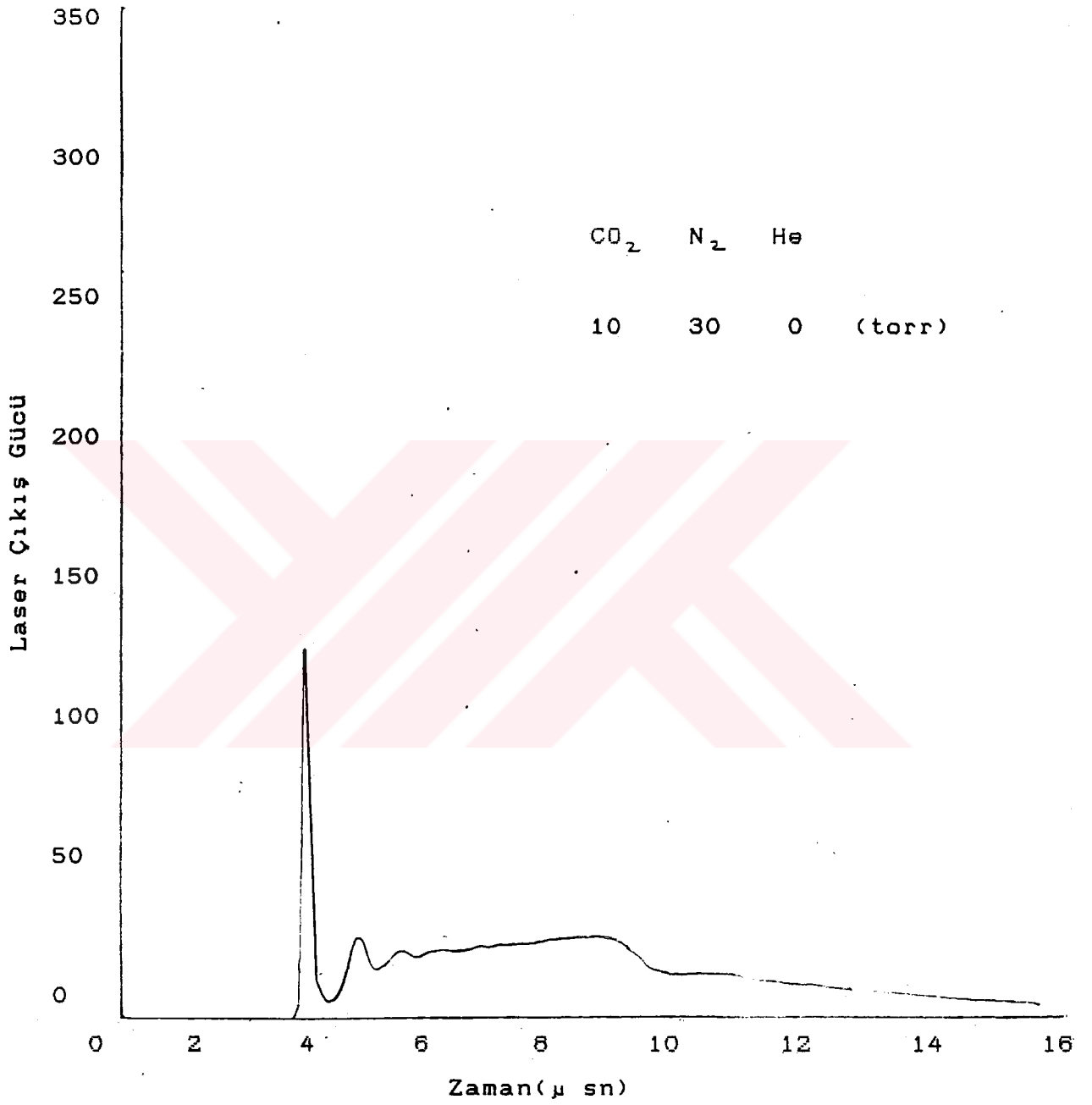
Şekil-5.2 Zamana göre lazer çıkış gücü



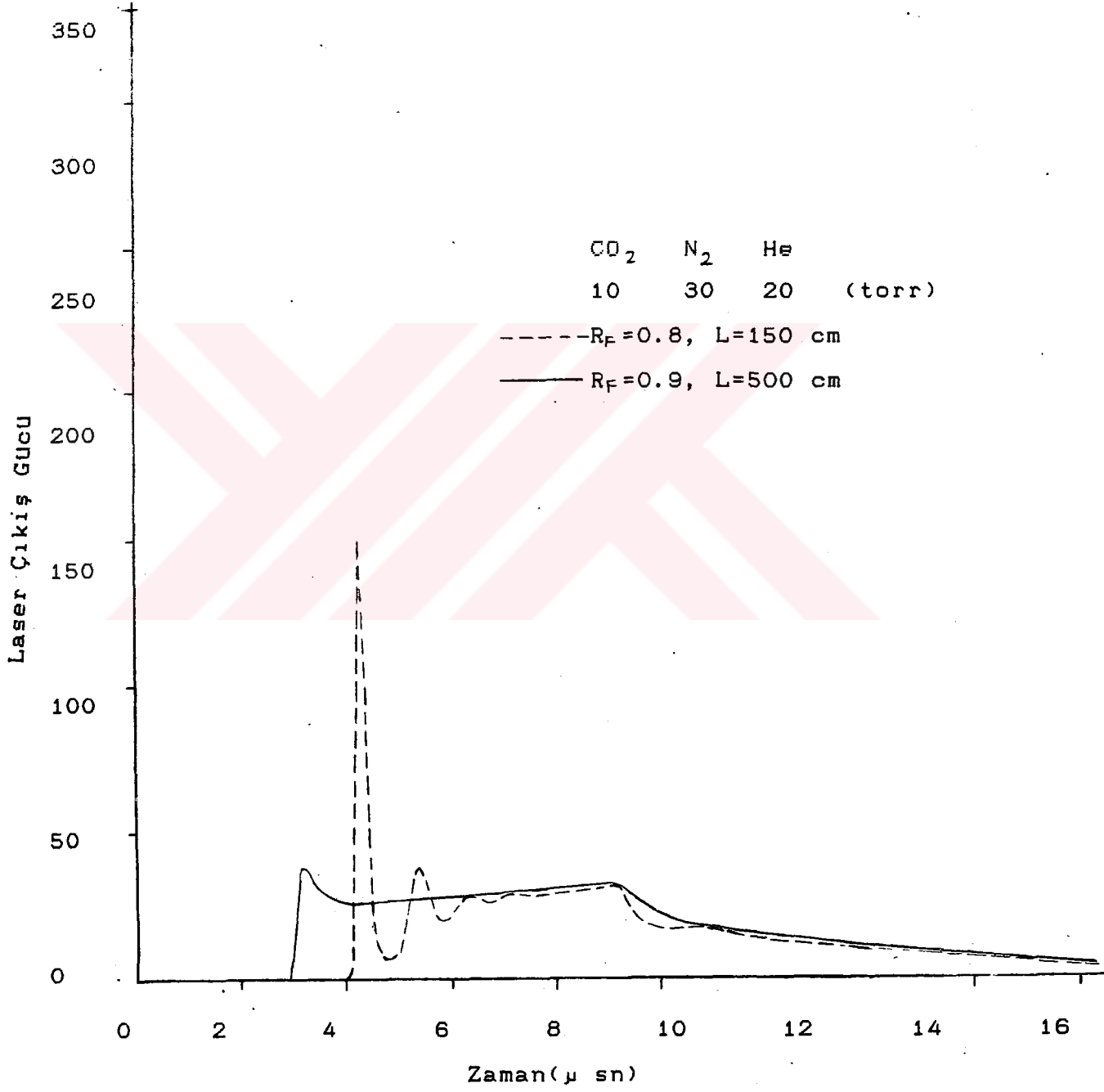
Şekil-5.3 Zamana göre laser çıkış gücü



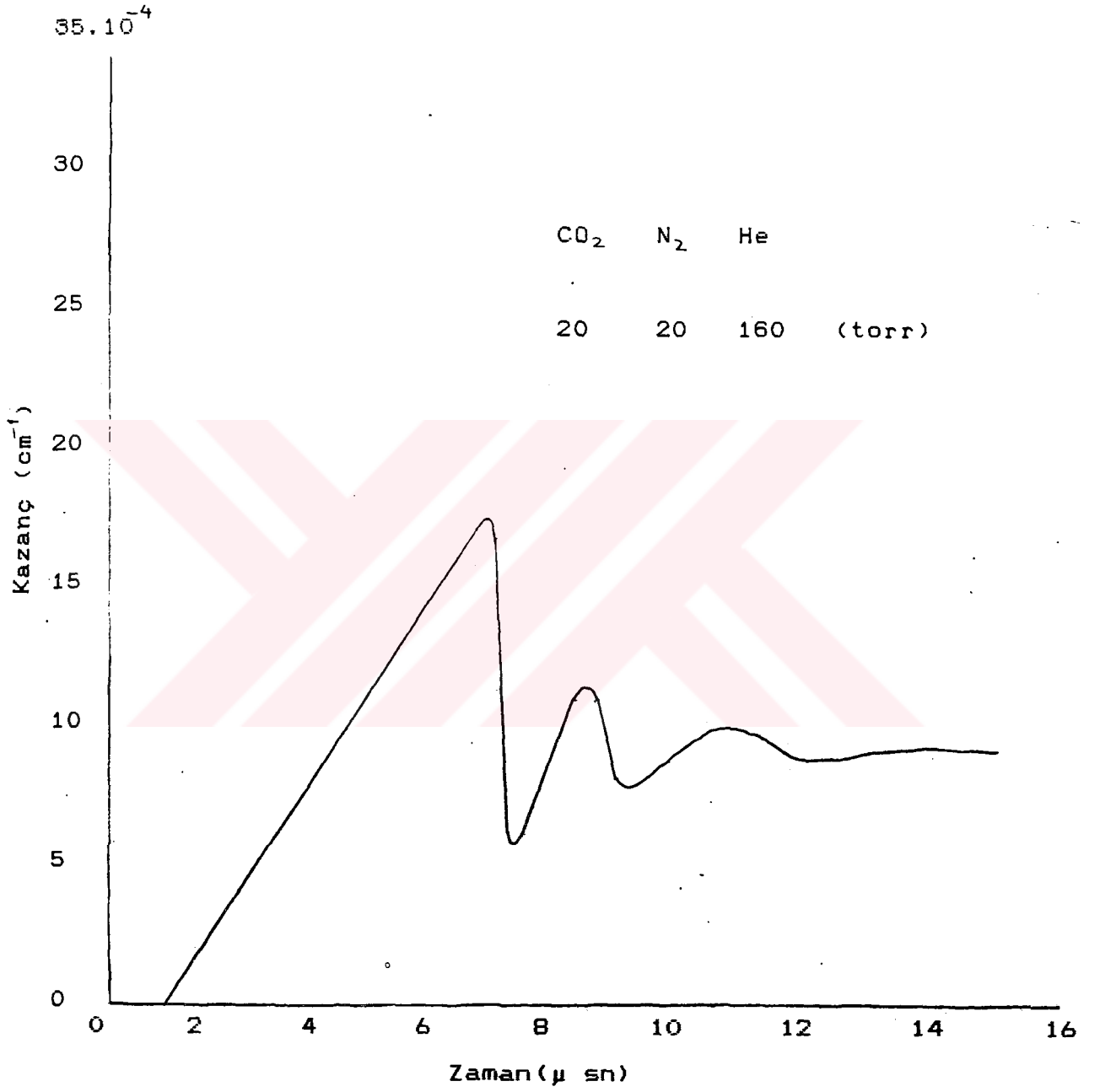
Şekil-5.4. Zamana göre laser çıkış gücü



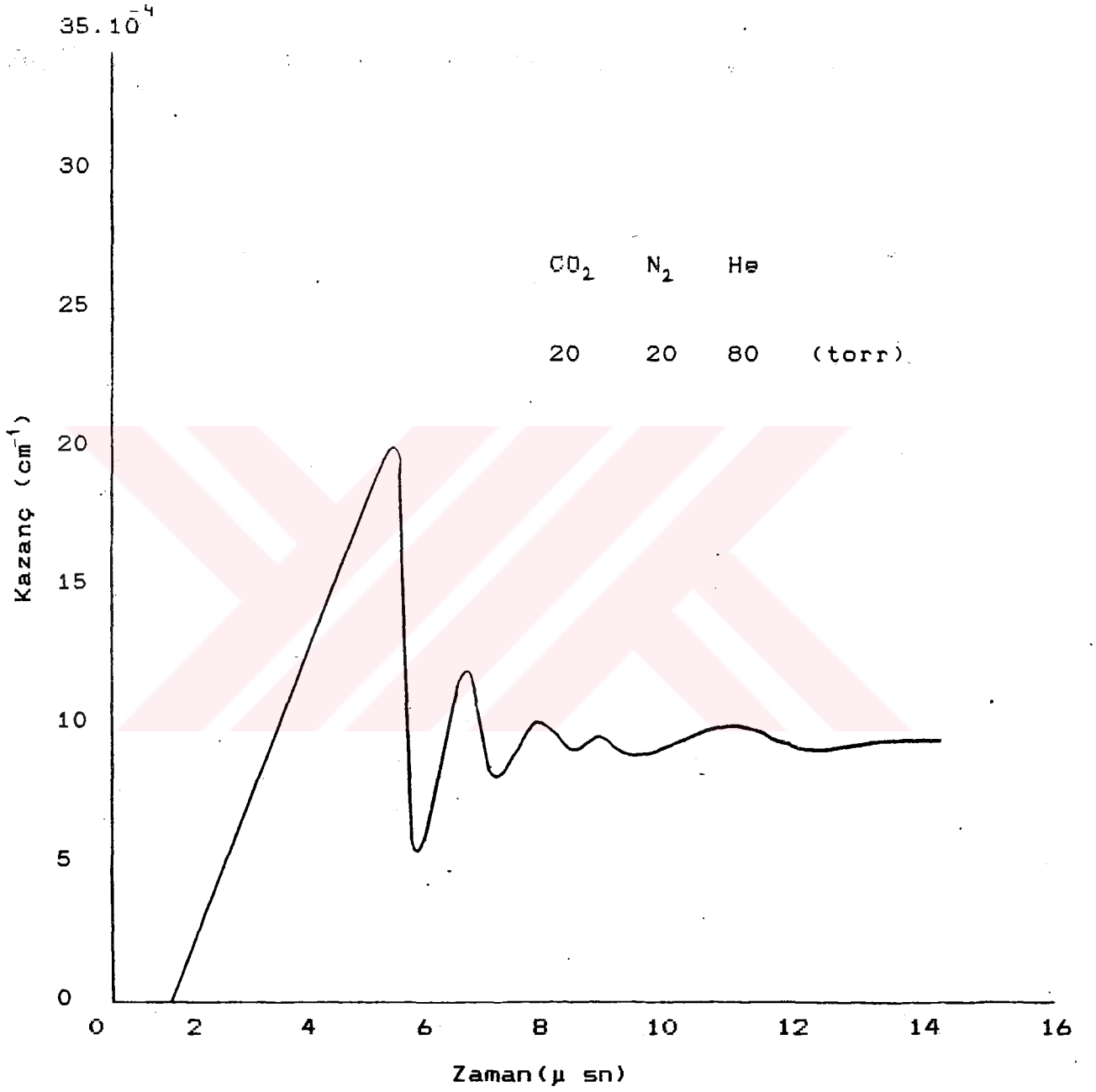
Şekil-5.5. Zamana göre lazer çıkış gücü



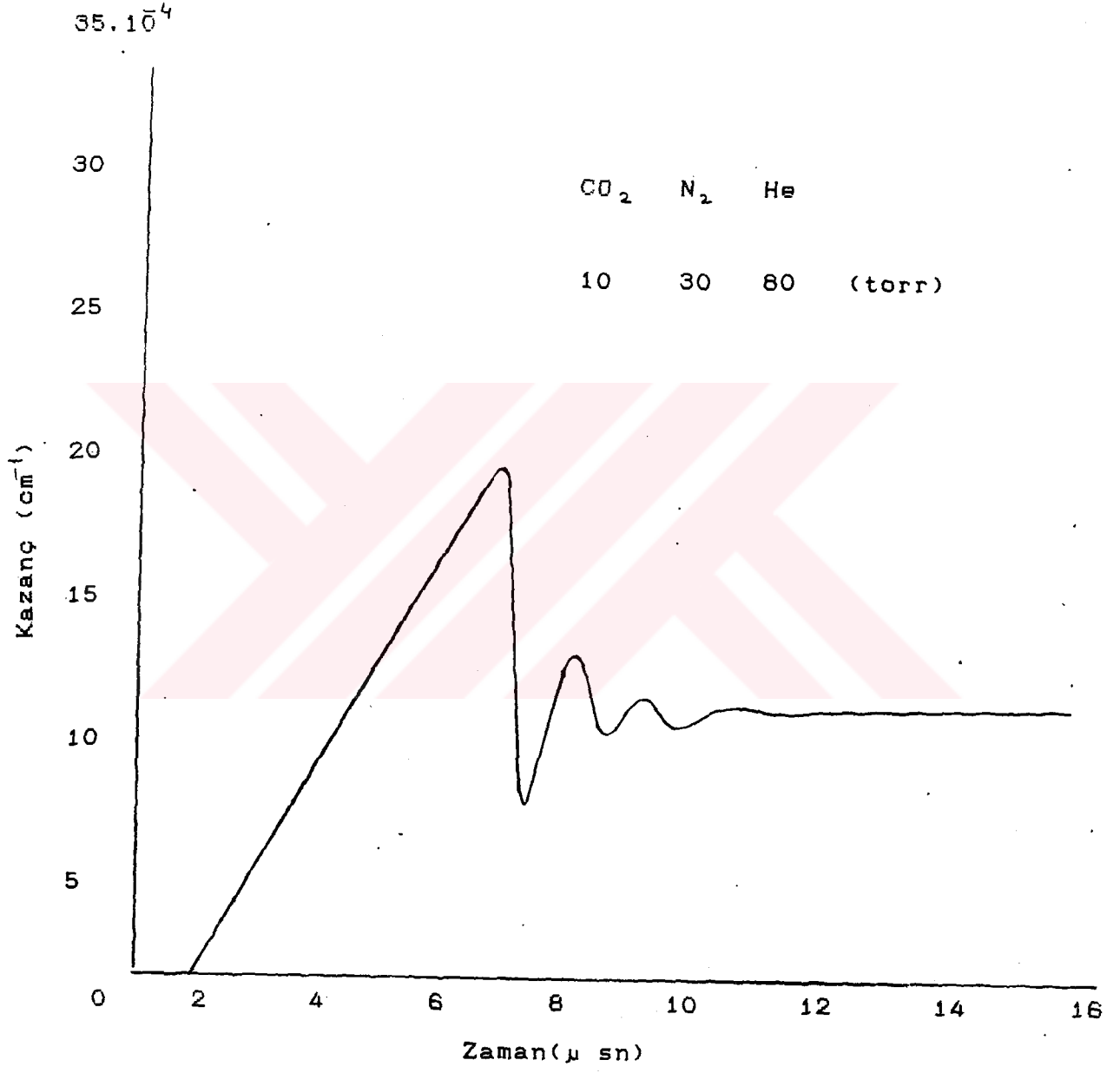
Şekil-5.6. Zamana göre laser çıkış gücü.



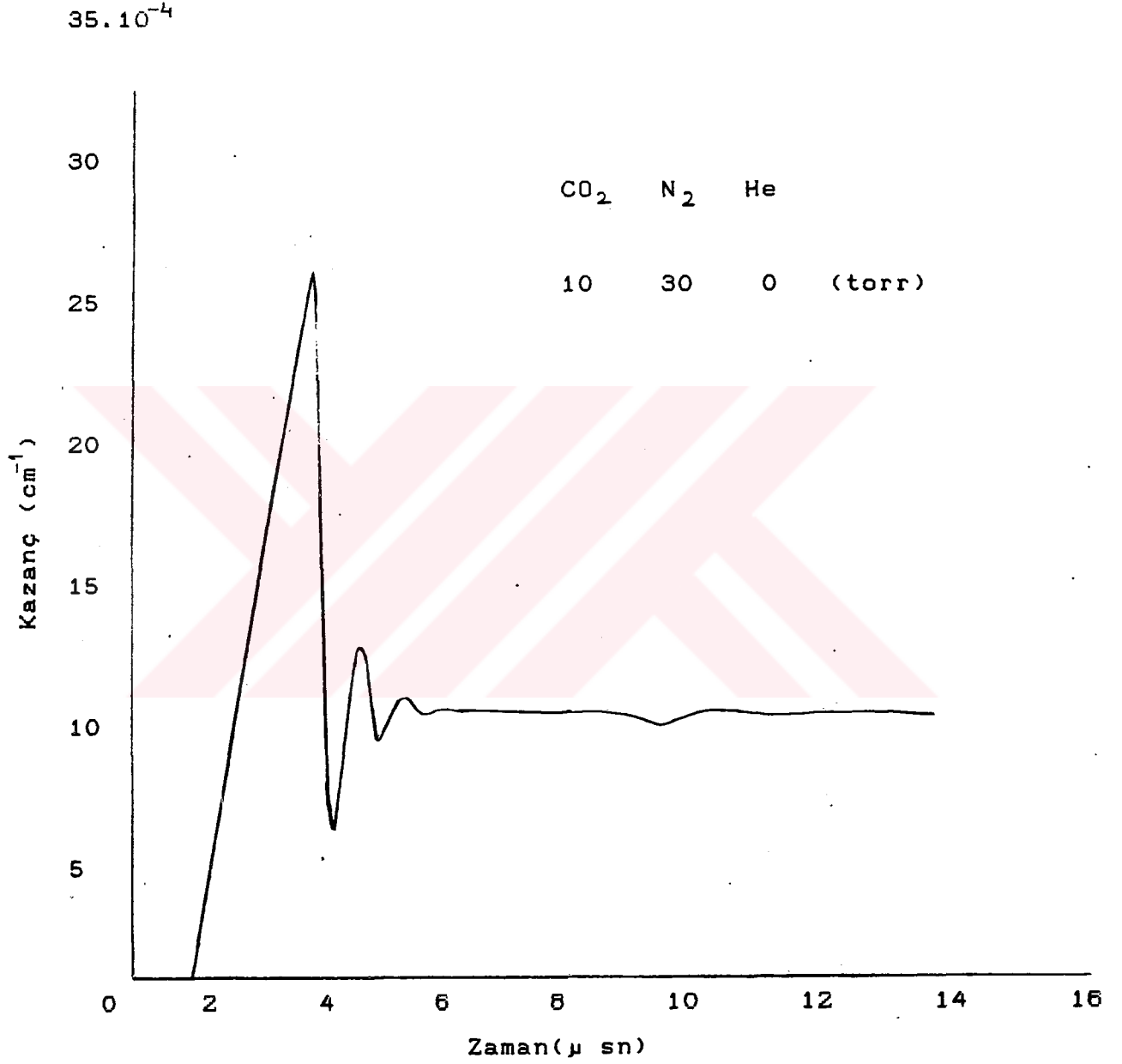
Şekil-5.7 Zamana göre kazançtaki değişim



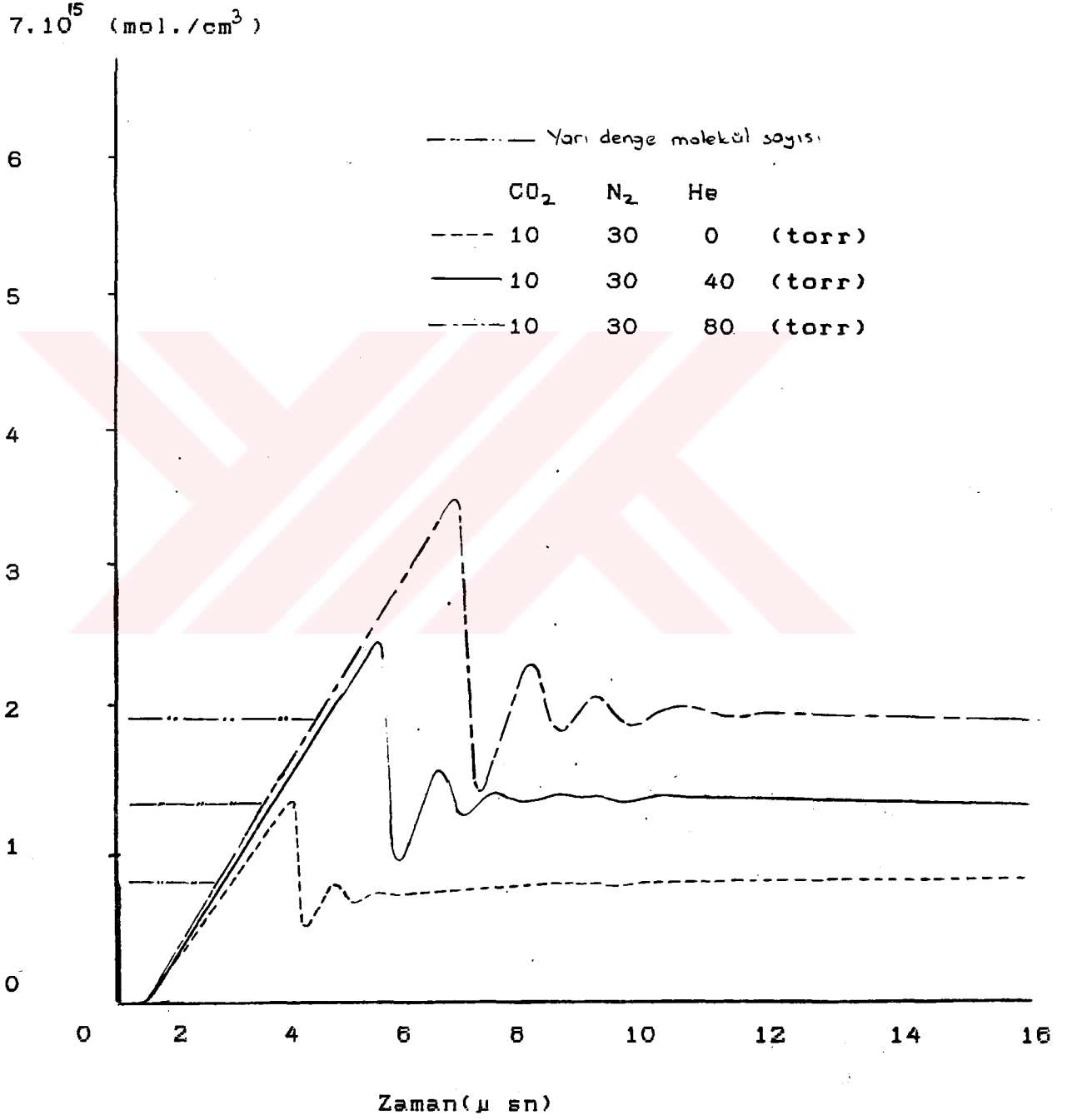
Şekil-5.8. Zamana göre kazançtaki değişim



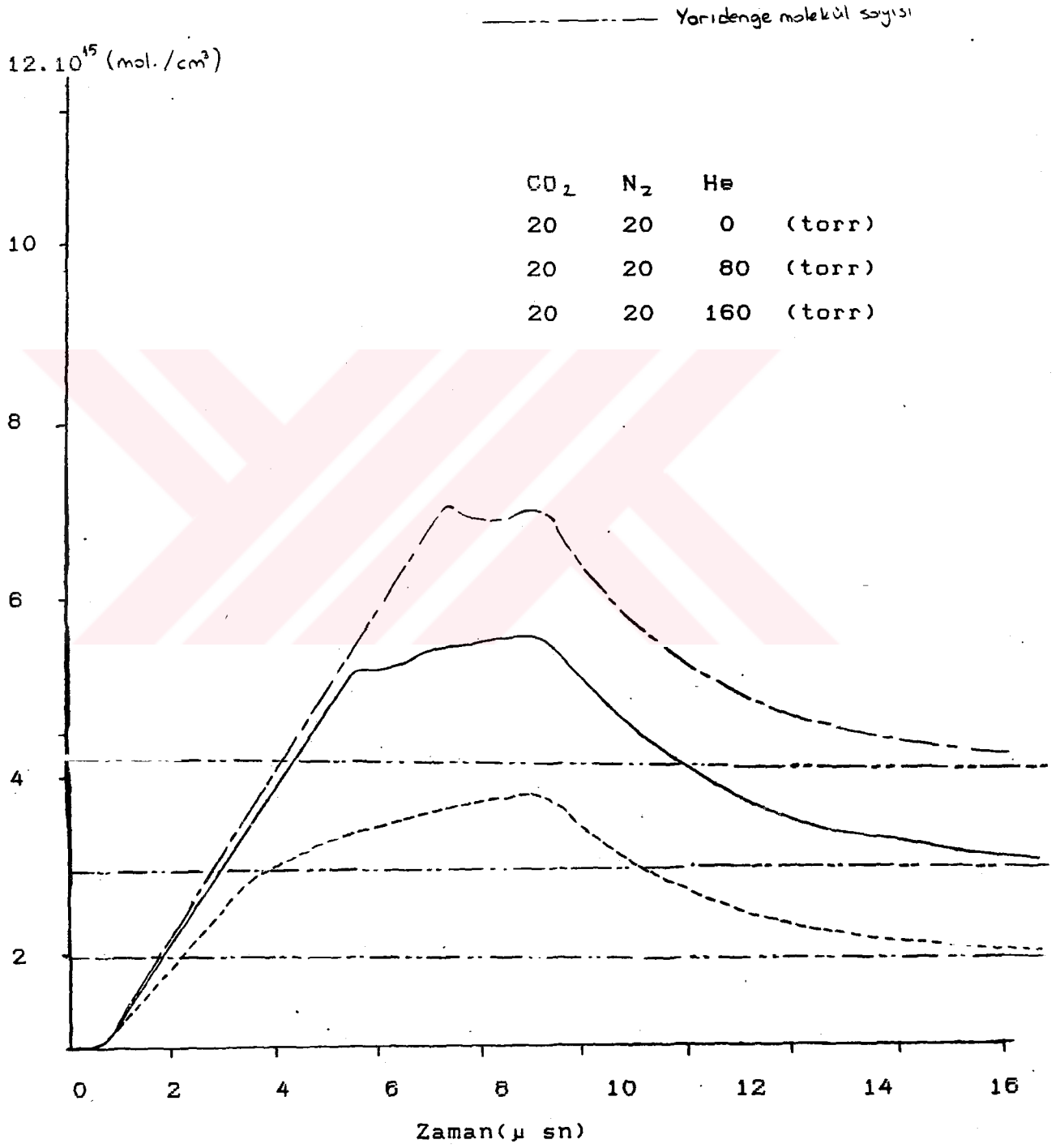
Şekil-5.9. Zamana göre kazançtaki değişim



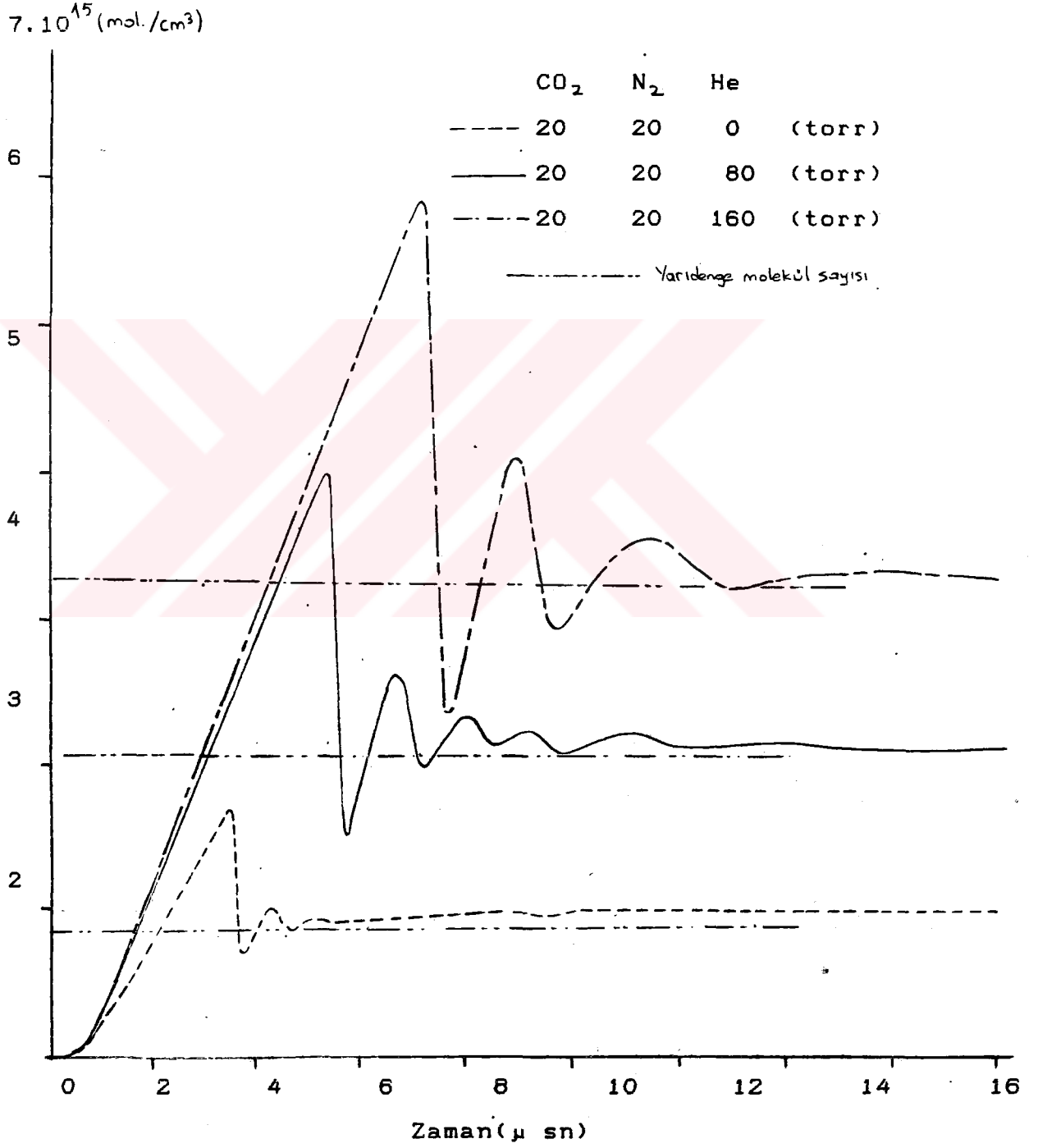
Şekil-5.10. Zamana göre kazançtaki değişim



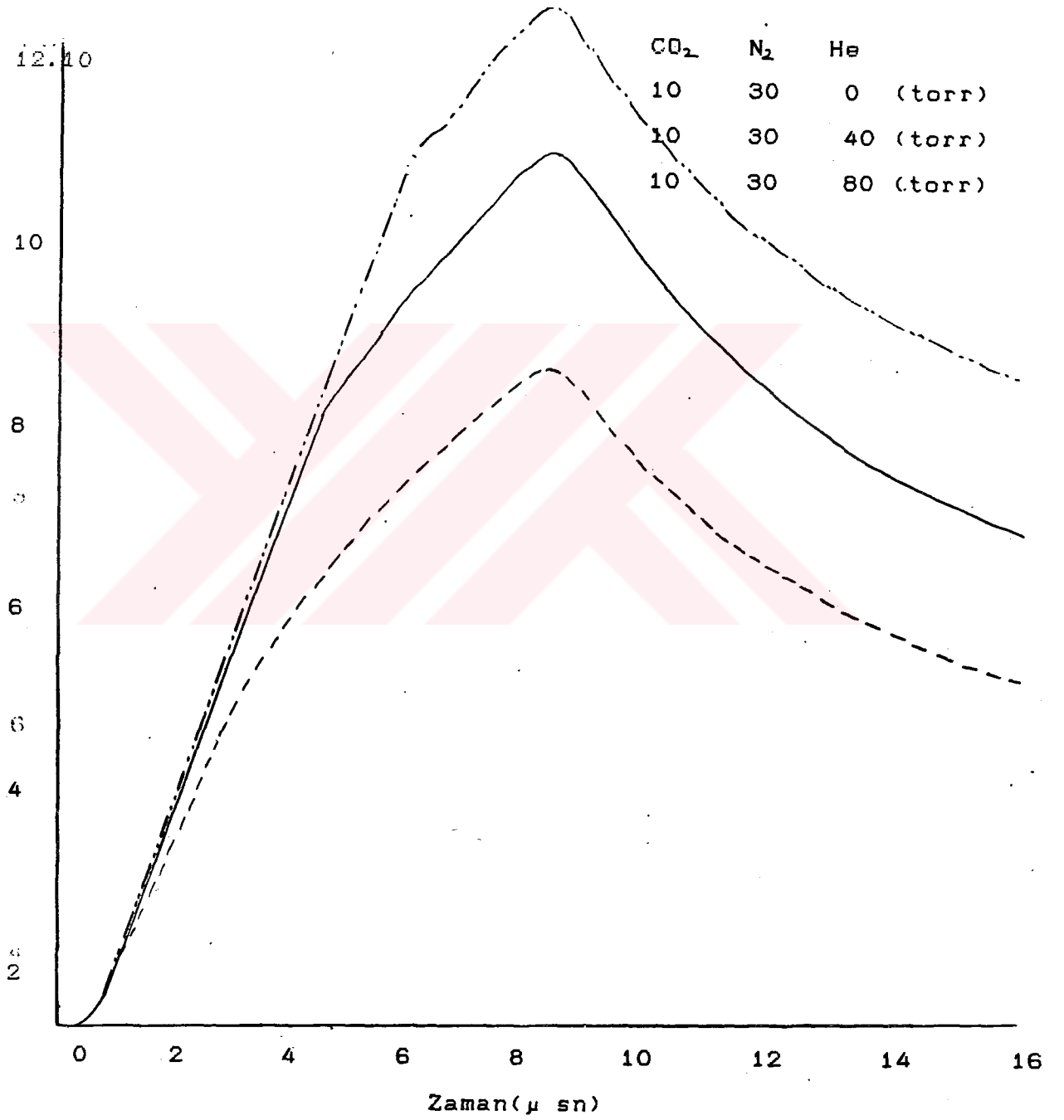
Şekil-5.11. Zamana göre üst laser seviyesindeki molekül değişimi



Şekil-5.12. Zamana göre üst Nitrojen seviyesindeki molekül değişimi



Şekil-5.13. Zamana göre üst laser seviyesindeki moleköl değişimi



Şekil-5.14. Zamana göre üst Nitrojen seviyesindeki molekül değişimi

BÖLÜM VI

6. SONUÇLAR

CO₂ laser çıkışıyla ilgili denklemlerin çözümünden, laser darbe şekli ve enerjisi üzerinde CO₂, N₂ ve He kısmi basınçlarının etkisi ve enerji seviye uyarımlarındaki verimliliğin değişmesiyle elde edilen laser darbe karakteristiğinin değişimi olmak üzere iki genel sonuç elde edilmiştir. Bunun yanında plazma uzunluğu ve ayna yansıtma katsayılarının değiştirilmesiyle çıkış darbe şeklindeki değişimler belirlenmiştir.

Plazmadaki N₂ değerinin artmasıyla, giriş enerjisinin büyük bir oranı N₂ üst enerji seviyesine transfer edildiğinden, oldukça az bir üst laser seviye molekül sayısı ters çoğalmayı meydana getirmektedir. Bunun sonucunda seviyeler arasındaki rezonant enerji transferi azalmaktadır.

He miktarının olduğundan fazla arttırılması çıkış darbesi gecikme zamanında bir artışa ve kazançta bir azalmaya neden olmaktadır. Bunun yanında arttırılan He miktarına göre ters

çoğalma gradyanı artmaktadır.

Yapılan çalışmada, CO_2-N_2 karışım basıncı 40 torr'da sabit tutulduğundan, birinin diğerine göre azlığı veya çokluğu laser mekanizmasında çok etkili olmaktadır. Sonuçların analizinden en uygun $CO_2:N_2$ karışım oranınının 1:1 olduğu ortaya çıkmıştır.

Plazma uzunluğunun ve ön ayna yansıtma katsayısının büyük olması laser çıkış gücünde bir düşmeye neden olmaktadır.

Sonuç olarak en uygun sistem parametreleri ;

Gaz basıncı: $PCO_2:PN_2:PHe=20:20:80$ torr

Giriş güç şiddeti: 1 Watt/cm³

Boşluk uzunluğu: 150 cm ve,

$R_F:0.8$ ve $R_B:1.0$

olarak tesbit edilmiştir.

KAYNAKLAR

- 1- Patel, C.K.N., Faust, W.L., and Farlane, R.A., Bull. Am. Phys. Soc., 9, 500, 1964
- 2- Legay, F. and Legay-Sommaire, N., Comp. Rend., 260, 3339, 1964
- 3- Patel, C.K.N., Phys. Rev. Letters, 13, 617, 1964
- 4- Patel, C.K.N., Appl. Phys. Letters, 7, 15, 1965
- 5- Moeller, G. and Ridgen, J.D., Appl. Phys. Letters, 7, 274, 1965
- 6- Patel, C.K.N., Tien, P.K., and Fee, J.H.Mc, Appl. Phys. Letters, 7, 290, 1965
- 7- Gordietz, B.F., Sobolev, N.N., and Shelepin, L.A., Soviet Phys. JETP, 26, 1039, 1968
- 8- Sobolev, N.N; and Sokovikov, V.V., JETP Letters, 4, 204, 1966
- 9- Beesley, M.J., "Lasers and Their Applications", Taylor and Francis LTD, London, 1978
- 10- Javan, A., and Herriott, D.R., Phys. Rev. Letters, 6, 3, 1961
- 11- Guesic, J.E., Marcos, H.M., Appl. Phys. Letters, 1964
- 12- Barbour, A.E., "A current pulsed CO₂ laser for use in machining operations", PhD Thesis, Birmingham University, 1976
- 13- Rigrod, W.W., Journal of App. Phys., 34, 9, 1963
- 14- Banwell, C.N., "Fundamentals of Molecular Spectroscopy" Mc Graw-Hill, London, 1972
- 15- Cheo, P.K., "CO₂ Laser", Marcel Dekker, New York, 1971
- 16- Tyte, D.C., "Carbon Dioxide Lasers", Akademic Press, New York, 1976
- 17- Herzberg, G., "Molecular Spectra and Molecular Structure-I Spectra of Diatomic Molecules", D. Van Nostrand, New York 1950

- 18- Cherrington, B.E., "Gaseous Electronics and Gas Lasers"
Pergamon Press, London, 1979
- 19- Oberly, R. and Rao, K.N., J. Mol. Spect., 18, 73, 1965
- 20- Hake, R.D. and Phelps, A.V., Phys. Rev. Letters, 158, 70,
1967
- 21- Chen, J.C.Y., The Journal of the Institute of Phys., 40,
12, 1964
- 22- Schulz, G.J., Phys. Rev., 125, 229, 1962
- 23- Holstein, T., Phys. Rev., 70, 5-6, 1964
- 24- Nighan, W.L., Appl. Phys. Letters, 14, 8, 1969
- 25- Nighan, W.L., Appl. Phys. Letters, 2, 5, 1970
- 26- Khahra, J.S., "Optimisation of the Output Characteristics
of a Pulsed CO Laser for Processing of Materials", PhD.
Thesis, Birmingham University, 1976
- 27- Tyte, D.C., "Advances in Quantum Electronics", Vol I
Academic Press, London, Edited by Goodwin, D.W.
- 28- Cheo, P.K., "Lasers", Vol-3, Edited by Levine, Marcel
Dekker, New York,
- 29- Moore, C.B., Wood, R.E. and Yarley, J.T., J. Chem. Phys.
46, 1967
- 30- Statz, H., Tang, C.L., and Koster, G.F., J. Appl. Phys.,
37, 4278, 1966
- 31- Taylor, R.L., and Bitterman, S., Rev. Mod. Phys., 41, 26,
1966
- 32- Hoffman, A.L., Vlases, G.C., I.E.E.E., J of Q. Elect.,
QE-8, 2, 1972
- 33- Vlases, G.C., Moeny, W.M., J. Appl. Phys., 43, 4, 1972
- 34- Gery, E.T., Leonard, A.D., Appl. Phys. Letters, 8, 9, 1966
- 35- Herzberg, G. "Molecular Spectra and Molecular Structure
Vol.2 Infrared and Raman Spectra of Polyatomic Molecules"
Van Nostrand, New York, 1945

Ek-1. Tablo-1. Khahra'dan alınan gaz bosajma dataları [26]

Hacim Oranı CO.:N.:He	Karışım Basıncı = P (PCO + PN = 40 Torr)	$\left(\frac{\text{V/P Volt}}{\text{cm.torr.}}\right) \left(\frac{\text{Volt}}{\text{cm}}\right)$	FCO ₂	FN ₂	Ortalama Elektron Enerjisi Ee (ev)	230 Watt/cm giriş gücü için akım değ. (Amper)
1:1:0	40	29.35	0.113	0.164	2.23	99.91
1:1:1	60	20.00	0.132	0.184	2.00	97.75
1:1:2	80	15.50	0.146	0.197	1.86	94.6
1:1:4	120	11.10	0.170	0.216	1.63	88.06
1:1:6	160	8.80	0.184	0.224	1.60	83.31
1:1:8	200	7.50	0.184	0.223	1.48	78.20
1:2:0	40	25.75	0.124	0.240	1.75	113.88
1:2:1	53.33	20.20	0.130	0.255	1.65	108.94
1:2:2	66.67	16.60	0.136	0.262	1.62	106.00
1:2:4	93.33	12.70	0.146	0.274	1.50	98.96
1:2:6	119.98	10.05	0.152	0.280	1.45	93.11
1:2:8	146.67	9.00	0.155	0.283	1.42	88.86
1:3:0	40	24.50	0.124	0.283	1.54	119.69
1:3:1	50	20.20	0.128	0.316	1.48	116.14
1:3:2	60	17.30	0.132	0.324	1.47	113.01
1:3:4	80	13.65	0.137	0.334	1.39	107.42
1:3:6	100	11.50	0.142	0.342	1.36	102.00
1:3:8	120	10.10	0.144	0.347	1.33	96.78
1:4:0	40	23.40	0.117	0.325	1.46	125.32
1:5:0	40	22.75	0.113	0.352	1.35	128.9

Geçiş	Untrapped A	Trapped A
00 ⁰ 1-00 ⁰ 0 R	1.9 x 10 ²	8.9
P	2.0 x 10 ²	10.2
00 ⁰ 1-02 ⁰ 0 R	0.34	
P	0.36	
00 ⁰ 1-10 ⁰ 0 R	0.23	
P	0.24	
10 ⁰ 0-01 ¹ 0 R	0.24	
P	0.28	
Q	0.53	
01 ¹ 0-00 ⁰ 0 R	0.55	
P	0.52	
Q	1.07	

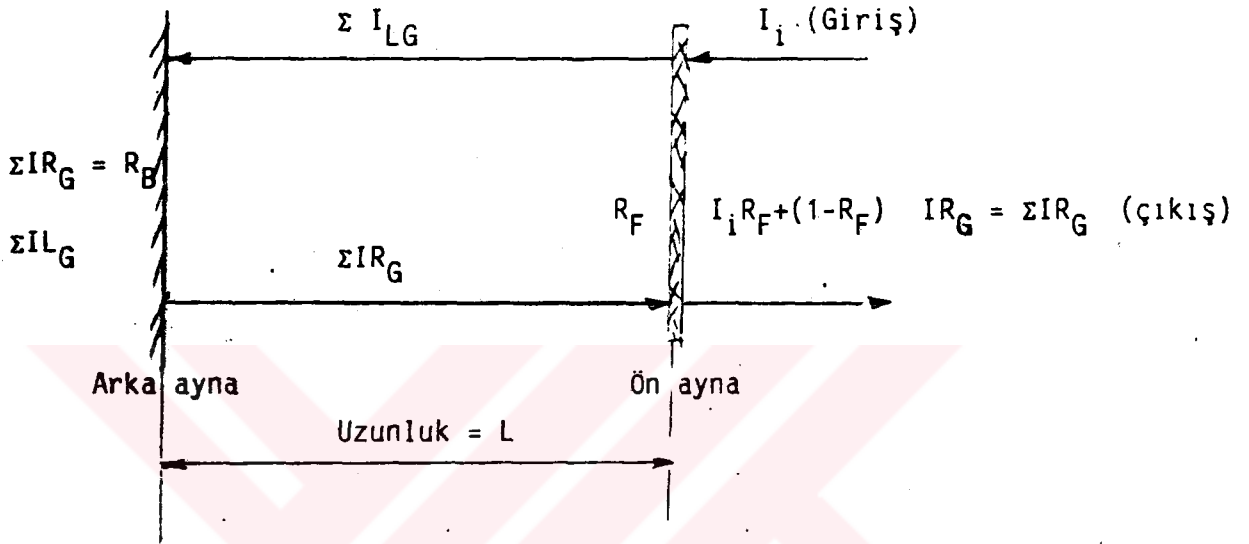
Ek-1., Tablo-2 CO geçişlerinde Einstein A katsayıları[30]

Gaz	00 ⁰ 1 Ust seviye	01 ¹ 0 Alt seviye
CO ₂	350-365	175-210
N ₂	106-110	<200 ^a
O ₂	110	-40
H ₂	(3.8-4.1) x 10 ³	(7 ± 3) x 10 ⁴
D ₂	271	(1.5-2.3) x 10 ⁴
CO	993	4 x 10 ³
H ₂ O	(2.4-3.3) x 10 ⁴	(3.5-4.9) x 10 ⁵
He	<85	(3.4-5.3) x 10 ³
Ne	57.5	110
Ar	53	<44
Xe	-30	<44

Ek-1. Tablo-3. 300 Kde CO için çarpışmalı durulma oranları[31]

Ek-2.

KAZANÇ VE SINIR DEĞERLERİNİN TESBİTİ



I = Sağa veya sola doğru giden dalgaların şiddetleri

R_B = Arka ayna yansıtma katsayısı

R_F = Ön ayna yansıtma katsayısı

Şekil-1 : Sıfır kazançta paralel rezonatör şematik gösterimi

Ortalama I_i şiddetinde bir dış giriş, kısmi olarak geçiren ön aynadan tatbik edildiğinde, sıfır kazanç durumunda ;

$$\text{Kayıplar} = I_i - \Sigma I_{RG}(\text{çıkış}) = \Sigma I_{LG} - \Sigma I_{RG} \quad (1)$$

$$\Sigma I_{RG} = R_B \Sigma I_{LG}$$

olduğundan,

$$I_i (1 - R_F) - (1 - R_F) R_B \Sigma I_{LG} = (1 - R_B) \Sigma I_{LG} \quad (2)$$

elde edilir.

Bu ifadeler tekrar düzenlendiğinde

$$\Sigma I_{LG} = \frac{I_i (1-R_F)}{(1-R_B R_F)} \quad (\text{Watt/cm}^2) \quad (3)$$

$$\Sigma I_{RG} = \frac{I_i R_B (1-R_F)}{(1-R_B R_F)} \quad (\text{Watt/cm}^2) \quad (4)$$

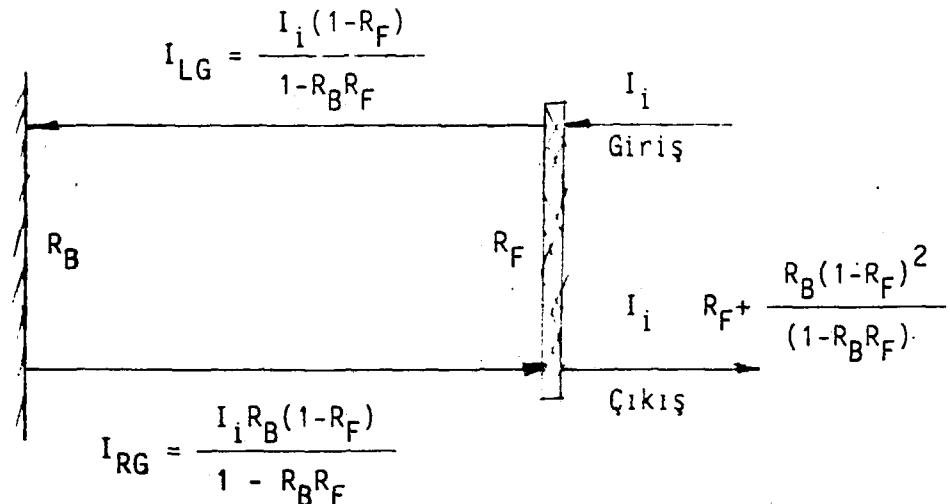
elde edilir. Şekil-2'de görüleceği gibi, şiddetleri I_i ve I_{RG} olan iki dalga birlikte hareket ederler. Bu iki dalganın sıfır kazançla (g) gidiş - geliş boyunca toplamı gözönüne alınarak,

$$I_{RG} = I_i (1-R_F) \exp(gL) \cdot R_B \exp(gL) + I_{RG} R_F \exp(gL) \cdot R_B \exp(gL) \quad (5)$$

yazılabilir. ifade düzenlenerek,

$$g = \frac{1}{2L} \ln \left(\frac{1}{\frac{I_i}{I_{RG}} (1-R_F) R_B + R_B R_F} \right) \quad (\text{cm}^{-1}) \quad (6)$$

elde edilir.



Şekil-2 : Sıfır kazançla düzlemsel paralel rezonatör şematik gösterimi.

Sıfır kazançta bilgisayar programının hesaplara başlayabilmesi için sınır şartları,

$$I_{RG} = \frac{I_i R_B (1-R_F)}{(1-R_B R_F)} \quad (\text{Watt/cm}^2) \quad (7)$$

Foton sönüm zamanı (T_0) aşağıdaki gibi yazılabilir,

$$T_0 = \frac{2L}{c \ln \left\{ \frac{1}{\frac{I_i}{I_{RG}} (1-R_F) R_B + R_B R_F} \right\}} \quad (\text{sn}) \quad (8)$$

Foton sönüm zamanı, fotonun dağılımı yüzünden veya laser çıkış penceresinden dışarı çıkıp kaybolmasına kadar laser boşluğunda kaldığı ortalama zaman olarak adlandırılır.

T. C.
Yükseköğretim Kurulu
Dokümantasyon Merkezi