

İSTANBUL TEKNİK ÜNİVERSİTESİ *NÜKLEER ENERJİ ENSTİTÜSÜ

**$^3\text{He}(n,p)^3\text{H}$ UYARIMLI NÜKLEER TAHRİKLİ BİR LAZERDE POMPALAMA
GÜÇ YOĞUNLUĞUNUN GAZ YOĞUNLUĞU İLE KUPLE DEĞİŞİMİNİN
MODELLENMESİ VE ANALİZİ**

DOKTORA TEZİ

Yük. Müh. Füsun ÇETİN ŞİŞMAN
(302922001)

98133

Tezin Enstitüye Verildiği Tarih : 29 Eylül 2000
Tezin Savunulduğu Tarih : 20 Aralık 2000

Tez Danışmanı :

Prof. Dr. Hasbi YAVUZ

Hasbi Yavuz 17.01.2001

Diğer Jüri Üyeleri

Prof. Dr. Fahir BORAK (B.Ü.)

Fahir Borak 17.01.2001

Prof. Dr. Orhan YEŞİN (O.D.T.Ü)

Orhan Yeşin 18.01.2001

Prof. Dr. Hüseyin GÜVEN (İ.T.Ü.)

Hüseyin Güven 19.01.2001

Doç. Dr. Gönül ÖZEN (İ.T.Ü.)

Gönül Özen 17.01.2001

ARALIK 2000

T.C. YÜKSEKÖĞRETİM KURULU
DOKÜMANTASYON MERKEZİ

ÖNSÖZ

Nükleer tahrikli lazerlerde, kullanılan pompalama yöntemlerinden birisi $^3\text{He}(n, p)^3\text{H}$ reaksiyonun ürünleri olan yüklü parçacıklarla gerçekleştirilen hacimsel uyarımdır. Literatürde hacimsel olarak pompalanan nükleer tahrikli lazerler, pompalama süresince gaz yoğunluğunun sabit kaldığı varsayımı altında ele alınmıştır. Ancak, gerçekte gaz yoğunluğu ile güç yoğunluğu pompalama süresince kuple değişmekte ve gazda lazer çıkış karakteristiklerinin yanısıra demet kalitesini de etkileyen önemli yoğunluk ve sıcaklık gradyanları meydana gelmektedir. Bu durum, gazdaki parçacık transportu ile akışkanlar mekaniğine ilişkin fiziksel olayların kuple analizini gerektirir. Bu çerçevede sabit yoğunluk varsayımı altında yapılan bir modelleme yeterince doğru ve detaylı bilgi sağlayamamaktadır. Bu tez çalışmasında, parçacık erimlerinin ve reaksiyon yoğunluğunun yoğunluk alanına bağlı değişimi de dikkate alınarak pompalama güç yoğunluğunun gaz yoğunluğu ile kuple değişimi konuma ve zamana bağlı olarak modellenmiş ve analiz edilmiştir.

Öncelikle, bana bu konuda çalışma imkanını veren ve çalışmam süresince desteğini esirgemeyen değerli hocam, Prof. Dr. Hasbi YAVUZ'a teşekkürü borç bilirim.

Ayrıca, Sayın Doç. Dr. Hasan SAYGIN ve Sayın Yrd. Doç. Dr. Altuğ ŞİŞMAN'a da yardımları ve verdikleri moral desteği için çok teşekkür ederim.

EYLÜL 2000

Fusun ÇETİN ŞİŞMAN

İÇİNDEKİLER

KISALTMALAR	v
TABLO LİSTESİ	vi
ŞEKİL LİSTESİ	vii
SEMBOL LİSTESİ	x
ÖZET	xiii
SUMMARY	xvi
1. GİRİŞ	1
2. NÜKLEER TAHRİKLİ LAZERLER	8
2.1. Lazer Fiziği İle İlgili Temel Kavramlar	8
2.1.1. Ters Nüfusun Oluşturulması	11
2.1.2. Lazer Amplifikasyonu ve Çoğaltma	13
2.1.3. Osilasyon ve Rezonans	14
2.2. Nükleer-Tahrikli Lazer Çalışmalarının Tarihsel Gelişimi	20
2.3. Nükleer Tahrikli Lazerlerde Uyarım ve Plazma Kinetiği	27
2.4. Nükleer Tahrikli Lazerlerin Verimi	33
2.5. Nükleer Tahrikli Lazer Araştırmalarında Darbeli Reaktörlerin Yeri ve İTÜ TRIGA MARK-II Reaktörü	34
2.6. İ.T.Ü. TRIGA MARK-II Reaktörünün Genel Özellikleri ve Darbe Karakteristikleri	38
3. LAZER TÜPÜ İÇİNDEKİ POMPALAMA GÜÇ YOĞUNLUĞUNUN GAZIN YOĞUNLUK ALANINA BAĞLI OLARAK BULUNMASI	41
3.1. $^3\text{He}(n,p)^3\text{H}$ Reaksiyonu Sonucu Oluşan Yüklü Parçacıkların Gaz İçerisindeki Transportu İle İlgili Temel Bağlıntılar	45
3.2. $^3\text{He}(n,p)^3\text{H}$ Reaksiyonlarıyla Elde Edilen Pompalama Güç Yoğunluğunu Gazın Yoğunluk Alanına Bağlı Olarak Veren Matematiksel İfadelerin Elde Edilmesi	50
3.3. Lazer Tüpü İçerisindeki Akının Konuma ve Zamana Bağlı Değişiminin Bulunması	62

4. GAZIN KONUMA VE ZAMANA BAĞLI DİNAMİK CEVABINI VEREN DENKLEMLERİN YÜKLÜ PARÇACIK TRANSPORTU İLE KUPLE ÇÖZÜMÜ	70
4.1. Gazın Konuma ve Zamana Bağlı Dinamik Davranışının Modellenmesi	70
4.2. Yüklü Parçacık Transportu ile Kuplajın Yapılması ve Çözüm Yönteminin Oluşturulması	75
5. DARBELİ ÇALIŞAN HACİMSEL UYARIMLI NÜKLEER TAHRİKLİ BİR LAZERDE GAZIN POMPALAMA GÜÇ YOĞUNLUĞU İLE GAZ YOĞUNLUĞUNUN KUPLE DEĞİŞİMİNE CEVABININ KONUMA VE ZAMANA BAĞLI ANALİZİ	84
5.1 Darbe Süresince Lazer Tüpü İçerisindeki Pompalama Güç Yoğunluğunun Konuma ve Zamana Bağlı Olarak Değişimi	85
5.2. Lazer Tüpü İçerisindeki Gaz Yoğunluğunun Konuma ve Zamana Bağlı Olarak Değişimi	97
5.3. Lazer Tüpü İçerisinde Gazda Meydana Gelen Yoğunluk Gradyanlarının Darbe Süresince Konuma ve Zamana Bağlı Olarak Değişimi	100
5.4. Darbe Süresince Lazer Tüpü İçerisindeki Radyal Gaz Hızının Konuma ve Zamana Bağlı Olarak Değişimi	104
5.5. Darbe Süresince Lazer Tüpü İçerisindeki Gaz Sıcaklığının Konuma ve Zamana Bağlı Olarak Değişimi	108
5.6. Farklı Başlangıç Basınçları İçin Ortalama Pompalama Güç Yoğunluğunun, Gücün, Basıncın Darbe Süresince ve Gaza Aktarılan Toplam Enerjinin Başlangıç Basıncı ile Değişimi	111
6. SONUÇ VE DEĞERLENDİRME	115
KAYNAKLAR	121
EK A	125
ÖZGEÇMİŞ	128

KISALTMALAR

ACRR	: Annular Core Research Reactor
ARSRIEP	: All-Russia Scientific-Research Institute of Experimental Physics
ARSRI TP	: All-Russia Scientific-Research Institute of Technical Physics
IGP	: Institute of General Physics
MEPI	: Moscow Engineering-Physics Institute
NTL	: N�kleeer Tahrikli Lazer
RM	: Reaksiyon Merkezi
TRIGA	: Training Research Isotope Production General Atomics



TABLO LİSTESİ

	<u>Sayfa No</u>
Tablo 2.1	ABD ve Rusya’da gerçekleştirilen ve NTL’in çalışmalarında temel teşkil eden önemli gelişmeler..... 21
Tablo 2.2	ABD ve Rusya’da gerçekleştirilen bazı NTL deneylerine ilişkin parametreler 24
Tablo 2.3	Metal buharlı nükleer tahrikli lazer deneylerine ilişkin optimum parametreler 27
Tablo 2.4	ABD ve Rusya’daki NTL araştırmalarında kullanılan reaktörlere ilişkin bazı karakteristikler 35
Tablo 2.5	İ.T.Ü. TRIGA MARK-II reaktörünün tasarımı ve uygulamada elde edilen temel parametreleri 39
Tablo 2.6	Reaktörün darbeli çalışmasına ilişkin tasarım parametreleri .. 40
Tablo 6.1	Sabit yoğunluk varsayımı altında elde edilen sonuçların gaz yoğunluğunun güç yoğunluğu ile kuple değişimi ele alınarak elde edilen sonuçlarla karşılaştırılması 119

ŞEKİL LİSTESİ

		<u>Sayfa No</u>
Şekil 2.1	Ters nüfus oluşumunun temsili gösterimi	11
Şekil 2.2	Ters nüfus oluşumu ve lazer ışımasının dört seviyeli şeması .	13
Şekil 2.3	Lazer ışığının çoğalmasının şematik gösterimi	14
Şekil 2.4	Aynalar yardımıyla lazer ortamından çok geçişin sağlanarak etkin uzunluğun dolayısıyla foton sayısının artırılması	15
Şekil 2.5	Çeşitli rezonatör tipleri	17
Şekil 2.6	Enine yayınma ilişkin lazer modlarının gösterimi	19
Şekil 2.7	Lazer ışınının oluşması için gerçekleşen fiziksel işlemlerin genel akış diyagramı	30
Şekil 2.8	Darbeli reaktörlerde gerçekleştirilen çeşitli NTL deneylerinde lazer hücresinin konumu	37
Şekil 3.1	Lazer tüpü içerisinde herhangi bir noktadaki pompalama güç yoğunluğunun bulunması için kullanılan koordinat sistemleri ve koordinatlar.....	51
Şekil 3.2	Lazer tüpü içersindeki nötron akısının hesaplanmasında kullanılan koordinat sistemi	64
Şekil 4.1	Lazer hücresinin reaktörün yakıt elemanları arasındaki temsili gösterimi	71
Şekil 4.2	Ayrıklaştırmada kullanılan kontrol hacimleri	77
Şekil 4.3	Çözümün akış diyagramı.....	82
Şekil 5.1a	$p_0=0.5, 1, 2, 3, 4$ ve 5 atm için darbe süresince farklı zaman adımlarında tüp içerisindeki boyutsuz nötron akısının radyal doğrultudaki değişimi	86
Şekil 5.1b	$p_0=6, 7, 8, 9$ ve 10 atm için darbe süresince farklı zaman adımlarında tüp içerisindeki boyutsuz nötron akısının radyal doğrultudaki değişimi	87
Şekil 5.2	$p_0=0.5$ atm için darbe süresince farklı zaman adımlarında gaza aktarılan boyutsuz güç yoğunluğunun radyal doğrultudaki değişimi.	89
Şekil 5.3	$p_0=1$ atm için darbe süresince farklı zaman adımlarında gaza aktarılan boyutsuz güç yoğunluğunun radyal doğrultudaki değişimi	89
Şekil 5.4	$p_0=2$ atm için darbe süresince farklı zaman adımlarında gaza aktarılan boyutsuz güç yoğunluğunun radyal doğrultudaki değişimi	90
Şekil 5.5	$p_0=3$ atm için darbe süresince farklı zaman adımlarında gaza aktarılan boyutsuz güç yoğunluğunun radyal doğrultudaki değişimi	90

Şekil 5.6	$p_0=4$ atm için darbe süresince farklı zaman adımlarında gaza aktarılan boyutsuz güç yoğunluğunun radyal doğrultudaki değişimi	92
Şekil 5.7	$p_0=5$ atm için darbe süresince farklı zaman adımlarında gaza aktarılan boyutsuz güç yoğunluğunun radyal doğrultudaki değişimi	92
Şekil 5.8	$p_0=6$ atm için darbe süresince farklı zaman adımlarında gaza aktarılan boyutsuz güç yoğunluğunun radyal doğrultudaki değişimi	93
Şekil 5.9	$p_0=3$ atm için darbe süresince farklı zaman adımlarında gaza aktarılan boyutsuz güç yoğunluğunun radyal doğrultudaki değişimi	93
Şekil 5.10	$p_0=8$ atm için darbe süresince gaza aktarılan boyutsuz güç yoğunluğunun radyal doğrultudaki değişimi	95
Şekil 5.11	$p_0=9$ atm için darbe süresince gaza aktarılan boyutsuz güç yoğunluğunun radyal doğrultudaki değişimi	95
Şekil 5.12	$p_0=10$ atm için darbe süresince gaza aktarılan boyutsuz güç yoğunluğunun radyal doğrultudaki değişimi	96
Şekil 5.13a	$p_0=0.5, 1, 2, 3, 4$ ve 5 atm için lazer tüpü içerisindeki gaz yoğunluğunun darbe süresince farklı zaman adımlarında radyal doğrultudaki değişimi	98
Şekil 5.13b	$p_0=6, 7, 8, 9$ ve 10 atm için lazer tüpü içerisindeki gaz yoğunluğunun darbe süresince farklı zaman adımlarında radyal doğrultudaki değişimi	99
Şekil 5.14a	$p_0=0.5, 1, 2, 3, 4$ ve 5 atm için lazer tüpü içerisindeki gazın yoğunluk gradyanlarının darbe süresince radyal doğrultudaki değişimi	102
Şekil 5.14b	$p_0=6, 7, 8, 9$ ve 10 atm için lazer tüpü içerisindeki gazın yoğunluk gradyanlarının darbe süresince radyal doğrultudaki değişimi	103
Şekil 5.15a	$p_0=0.5, 1, 2, 3, 4$ ve 5 atm için darbe süresince gaz hızının farklı zaman adımlarında radyal doğrultudaki değişimi	106
Şekil 5.15b	$p_0=6, 7, 8, 9$ ve 10 atm için darbe süresince gaz hızının farklı zaman adımlarında radyal doğrultudaki değişimi	107
Şekil 5.16a	$p_0=0.5, 1, 2, 3, 4$ ve 5 atm için darbe süresince farklı zaman adımlarında gaz sıcaklığının radyal doğrultudaki değişimi ...	109
Şekil 5.16b	$p_0=6, 7, 8, 9$ ve 10 atm için darbe süresince farklı zaman adımlarında gaz sıcaklığının radyal doğrultudaki değişimi ...	110
Şekil 5.17	Darbe boyunca ortalama güç ve güç yoğunluğunun farklı başlangıç basıncı değerleri için zamanla değişimi	111
Şekil 5.18	Darbe boyunca gaza aktarılan toplam pompalama enerjisinin başlangıç basıncı değeri ile değişimi.....	112

Şekil 5.19	Farklı Başlangıç Basınçları İçin Darbe Süresince İlerleyen Zaman adımlarında Basıncın Değişimi	113
Şekil 6.1	Bu tez çalışmasında ele alınan problemin koşullarında, sabit yoğunluk için hesaplanan normalize enerji yoğunluğunun tüp içindeki radyal mesafeye bağlı olarak değişimi.	117
Şekil 6.2	Literatürde sabit yoğunluk varsayımı altında elde edilen normalize enerji yoğunluğunun tüp içindeki radyal mesafeye bağlı olarak değişimi [12].	117
Şekil A.1	$p_0=0.5, 1, 2$ ve 3 atm için darbe süresince boyutsuz güç yoğunluğunun ortalamadan sapmasının radyal doğrultudaki değişimi.....	125
Şekil A.2	$p_0=4, 5, 6, 7, 8$ ve 9 atm için darbe süresince boyutsuz güç yoğunluğunun ortalamadan sapmasının radyal doğrultudaki değişimi.....	126
Şekil A.3	$p_0=10$ atm için darbe süresince boyutsuz güç yoğunluğunun ortalamadan sapmasının radyal doğrultudaki değişimi.....	127

SEMBOL LİSTESİ

a	: Lazer tüpünün yarıçapı
c	: Reaksiyon yoğunluğu
c_0	: Ses hızı
C_p^f	: Yakıtların başlangıçtaki toplam ısı kapasitesi
C_1, C_2, C_3	: Fuch-Hansen yönteminde kullanılan sabitler
e	: İç enerji
E	: Enerji
E_0	: Yüklü parçacıkların başlangıçta sahip olduğu enerji
f	: Ağırlık faktörü
F_p	: Protonların belirli bir mesafeyi kat edinceye değin içinde yol aldıkları ortama bıraktıkları enerji
h	: Planck sabiti
H	: Lazer tüpünün yüksekliği
l	: Ani nötron ömrü
L_R	: Radyal doğrultudaki geometrik üst sınır
L_H	: Eksenel doğrultudaki geometrik üst sınır
L_e	:Erim yüzeyli hacmi belirleyen erime bağlı üst sınır
L_e^t	: Tritonlara ilişkin erime bağlı üst sınır
L_e^p	: Protonlara ilişkin erime bağlı üst sınır
m_p, m_t	: Protonun ve tritonun kütlesi
N_u	: Yüklü parçacıklar tarafından uyarılan atom veya moleküllerin sayısı
N_i	: Yüklü parçacıklar tarafından oluşturulan iyon sayısı
p	: Gaz basıncı
$\bar{p}$	: Gaz basıncının konumsal ortalaması
$\hat{p}$	: Gaz basıncının ortalamadan sapması
p_0	: Gaz basıncının başlangıç değeri
P	: Lazer çıkış gücü
P_R	: Reaktör gücü
Q	: Güç yoğunluğu
$\hat{Q}$	:Güç yoğunluğunun ortalamadan sapması
$\bar{Q}$	: Güç yoğunluğunun hacimsel ortalaması
$\vec{r}'$	: Reaksiyon merkezinin enerji yoğunluğunun bulunmak istendiği noktada merkezlenmiş küresel koordinat sistemine göre konum vektörü
r'	: Reaksiyon merkezinin enerji yoğunluğunun bulunmak istendiği noktada merkezlenmiş küresel koordinat sistemine göre radyal koordinatı

r_o	: Başlangıçtaki enerjisi E_o olan parçacığın erimi
r_s	: Lazer tüpü yüzeyindeki herhangi bir noktanın akının hesaplanmak istendiği noktada merkezlenmiş silindirik koordinat sistemine göre olan radyal koordinatı
R	: Enerji yoğunluğunun bulunmak istendiği noktanın lazer tüpünün merkezindeki silindirik koordinat sistemine göre radyal koordinatı
R_g	: Gaz sabiti
R	: Erim (kg/m^2)
R'	: Erim (m)
R_a	: Nötron akısının hesaplanmak istendiği noktanın lazer tüpünün merkezinde konumlanmış silindirik koordinat sistemindeki radyal koordinatı
R'	: Reaksiyon merkezinin bulunduğu noktanın enerji yoğunluğunun hesaplanmak istendiği noktada merkezlenmiş silindirik koordinat sistemindeki radyal koordinatı
$R'_{s\max}$	: Lazer tüpü içerisinde nötron akısının hesaplanmak istendiği noktanın belirli bir doğrultuda tüp yüzeyine olan mesafesi
s	: Belirli bir hareket doğrultusu için reaksiyon merkezinden parçacığın enerjisinin tümünü yitirdiği noktaya olan radyal mesafe
s_a	: Lazer tüpü yüzeyindeki herhangi bir noktanın akının hesaplanmak istendiği noktada merkezlenmiş küresel koordinat sistemine göre radyal mesafesi
S	: Durdurma gücü
S_p, S_t	: Protonları ve tritonları durdurma gücü
t	: Zaman
$t_{1/2}$	: Darbe esnasında palsın yarı yükseklikteki tam genişliği
T	: Gaz sıcaklığı
T_0	: Gaz sıcaklığının başlangıçtaki değeri
$\bar{T}_f$	: Ortalama yakıt sıcaklığı
T_f^0	: Yakıtların ortalama başlangıç sıcaklığı
$\vec{u}$	: Gazın hız vektörü
u_R	: Radyal doğrultudaki gaz hızı
$\vec{x}$	: Reaksiyon merkezinin lazer tüpünün merkezindeki O silindirik koordinat sistemine göre konum vektörü
$\vec{x}'$	: Enerji yoğunluğunun bulunmak istendiği noktanın lazer tüpünün merkezindeki O silindirik koordinat sistemine göre konum vektörü ...
V	: Hacim
z'	: Reaksiyon merkezinin bulunduğu noktanın enerji yoğunluğunun hesaplanmak istendiği noktada merkezlenmiş silindirik koordinat sistemindeki eksenel koordinatı
z_s	: Lazer tüpü yüzeyindeki herhangi bir noktanın akının hesaplanmak istendiği noktada merkezlenmiş silindirik koordinat sistemine göre olan eksenel koordinatı
Z	: Enerji yoğunluğunun bulunmak istendiği noktanın lazer tüpünün merkezindeki silindirik koordinat sistemine göre eksenel koordinatı
Z_a	: Nötron akısının hesaplanmak istendiği noktanın lazer tüpünün merkezinde konumlanmış silindirik koordinat sistemine göre eksenel koordinatı

Φ_t	: Termal nötron akısı
Φ_d	: Tüp yüzeyine gelen dış nötron akısı
Θ	: Enerji yoğunluğunun bulunmak istendiği noktanın lazer tüpünün merkezindeki silindirik koordinat sistemine göre açısıl koordinatı
Σ	: Makroskopik tesir kesiti
α_f	: Yakıt kaynaklı sıcaklık geri besleme katsayısı
$\bar{\beta}$	: Gecikmiş nötron kesri
ϵ_u	: Uyarım için harcanan ortalama enerji
ϵ_u	: İyonlaştırma için harcanan enerji
$\bar{\epsilon}_e$	: Uyarım altı elektronların enerjisi
γ	: Özgül ısılar oranı
ϕ'	: Reaksiyon merkezinin bulunduğu noktanın enerji yoğunluğunun hesaplanmak istendiği noktada merkezlenmiş küresel ve silindirik koordinat sistemindeki x eksenine göre açısıl koordinatı
ϕ_a	: Lazer tüpü yüzeyindeki herhangi bir noktanın akının hesaplanmak istendiği noktada merkezlenmiş küresel koordinat sistemindeki X' eksenine göre olan açısıl koordinatı
η	: Nükleer tahrikli lazer verimi
κ	: Uyarılmış atom sayısının iyonlaştırılmış atom sayısına oranı
η_u	: Nihai verim
λ	: Dalga boyu
ν	: Frekans
θ_a	: Lazer tüpü yüzeyindeki herhangi bir noktanın akının hesaplanmak istendiği noktada merkezlenmiş küresel koordinat sistemindeki Z' eksenine göre olan açısıl koordinatı
θ_s	: Lazer tüpü yüzeyindeki herhangi bir noktanın akının hesaplanmak istendiği noktada merkezlenmiş silindirik koordinat sistemine göre olan açısıl koordinatı
θ'	: Reaksiyon merkezinin bulunduğu noktanın enerji yoğunluğunun hesaplanmak istendiği noktada merkezlenmiş küresel koordinat sistemindeki z eksenine göre açısıl koordinatı
ρ	: Yoğunluk
ρ_o	: Yoğunluğun başlangıçtaki değeri
$\langle \rho \rangle$	: Yüklü parçacıkların doğdukları noktadan enerjilerinin tümünü kaybedinceye değin kat ettikleri yol üzerinden ortalama yoğunluk
ρ_R	: Reaktivite
ξ_p	: Protonlar tarafından birim hacim başına gaza aktarılan güç
$\bar{\xi}$	: Tek tip yüklü parçacıklar tarafından gaza aktarılan toplam güç yoğunluğu
ξ_{top}	: Proton ve tritonlardan gaza aktarılan toplam güç yoğunluğu
$\langle \xi_{top} \rangle$	: Proton ve tritonlardan gaza aktarılan toplam güç yoğunluğunun hacimsel ortalaması
$\hat{\xi}$	: Proton ve tritonlardan gaza aktarılan toplam güç yoğunluğunun ortalamadan sapması
Ψ_1	: Merkezdeki deneysel kanallara ilişkin hızlı nötron akısı
Ψ_2	: Kenarlardaki deneysel kanallara ilişkin hızlı nötron akısı

$^3\text{He}(n,p)^3\text{H}$ UYARIMLI NÜKLEER TAHRİKLİ BİR LAZERDE POMPALAMA GÜÇ YOĞUNLUĞUNUN GAZ YOĞUNLUĞU İLE KUPLE DEĞİŞİMİNİN MODELLENMESİ VE ANALİZİ

ÖZET

Lazer ortamının nükleer reaksiyon ürünü yüklü parçacıklarla uyarıldığı lazerler nükleer tahrikli lazer olarak adlandırılmaktadır. Nükleer tahrikli lazerlerde, lazer ortamının pompalanması için kullanılan yöntemlerden birisi de $^3\text{He}(n,p)^3\text{H}$ reaksiyon ürünü yüklü parçacıklarla hacimsel uyarıdır. Literatürde hacimsel uyarımla yüklü parçacıklardan gaza aktarılan güç yoğunluğu, pompalama süresince gaz yoğunluğunun sabit kaldığı varsayımı altında ele alınmıştır. Ancak, gaz yoğunluğu başlangıçta sabit olmasına karşın, duvar kayıpları ve nötronların gazdaki yutulmaları nedeniyle pompalama güç yoğunluğu homojen değildir. Bu durum, pompalama süresince gazın güç yoğunluğunun yüksek olduğu bölgelerden düşük olduğu bölgelere doğru hareket ederek gaz içerisinde değişken bir yoğunluk alanının oluşmasına neden olur. Yoğunluk alanındaki değişimler yüklü parçacıkların gaz içerisindeki transportunun ve reaksiyon yoğunluğunun değişmesine neden olarak güç yoğunluğu alanını yeniden düzenler. Bir başka deyişle, pompalama süresince gaz yoğunluğu güç yoğunluğu ile kuple değişmekte ve bu değişim gazda lazer karakteristiklerini ve demet kalitesini etkileyen önemli sıcaklık ve yoğunluk gradyanlarının oluşmasına neden olmaktadır. Nükleer enerjiyi etkin bir şekilde optik enerjiye dönüştüren bir lazer tasarımı için bu niceliklerin bilinmesi önemlidir. Bu bağlamda, yüklü parçacıklardan gaza enerji aktarımının betimlenebilmesi için lazer gazı içerisindeki parçacık transportu, yüklü parçacıklardan gaza enerji aktarımı ve bu hacimsel enerji aktarımının uzaysal değişimi sonucu meydana gelen gaz hareketi gibi bir kaç fiziksel olayın birlikte analizi, bir başka deyişle yüklü parçacık transportu ile akışkanlar mekaniği analizinin kuplajının sağlanması gerekmektedir. Bu anlamda, literatürdeki sabit yoğunluk varsayımına dayanan güç yoğunluğu modeli yeterli olmamaktadır.

Bu tez çalışmasında, literatürdeki sabit yoğunluk varsayımına dayanan güç yoğunluğu modeli, parçacık erimlerinin ve reaksiyon yoğunluğunun gazın yoğunluk alanına bağlı değişimi ele alınarak geliştirilmiş ve gazın dinamik cevabını veren akustik filtreleme uygulanmış hareket denklemleri ile kullanılarak, pompalama güç yoğunluğu ve gazın yoğunluk alanının konuma ve zamana bağlı kuple değişimi modellenerek analiz edilmiştir. Bu modele dayanarak yapılan nümerik hesaplamalar sonucunda, pompalama güç yoğunluğu ve gaz yoğunluğunun yanısıra yoğunluk gradyanları, sıcaklık ve gazın hız alanının konuma ve zaman göre değişimi belirlenmiştir. Hesaplamalar, 0.5-10 atm aralığında yer alan farklı başlangıç basınçları için İ.T.Ü TRIGA MARK-II Reaktörünün karakteristik değerleri kullanılarak yapılmış ve yukarıdaki büyüklüklerin yanısıra, ortalama pompalama gücünün ve toplam pompalama enerjisinin başlangıç basıncına bağlı değişimine ek olarak ortalama basıncın zamanla değişimi de incelenmiştir.

**MODELING AND ANALYSIS OF THE COUPLED VARIATION OF POWER
DENSITY WITH GAS DENSITY IN A NUCLEAR PUMPED LASER
EXCITED BY ${}^3\text{He}(n, p){}^3\text{H}$**

SUMMARY

Lasers excited by nuclear reaction products are called nuclear-pumped lasers. One of the reactions used in nuclear pumping of lasers is volumetric excitation by ${}^3\text{He}(n, p){}^3\text{H}$ reaction products. In the literature, volumetric pumping is considered only under the assumption that gas density is constant during pumping pulse. Although gas density is constant at the beginning, deposited energy or power density is non-uniform because of the wall losses and neutron absorption in the gas. This fact causes a gas flow from the region of largest power density to that of lower power density and a variable density field takes place in the gas. Changes in the density field modify the power density field by effecting both particle transport in the gas and reaction density. In the other words, gas density and power density changes is coupled during the nuclear pumping and this causes temperature or density gradients effecting the laser characteristics and beam quality. It is important to know these quantities to design a laser converting nuclear energy to optical energy efficiently. This means that the description of energy deposition in the laser gas requires the coupling of many physical phenomena including particle transport in laser gas, energy deposition of source in the gas and gas motion. In this manner, the model in literature based on an assumption that gas density is constant during volumetric pumping is not sufficient.

In this work, power deposition density based on the variable density field is modelled considering the dependency of particle range and reaction density on gas density field and coupling acoustically filtered equations of the gas motion. Numerical calculations are made using this model and spatial and temporal variations of deposited power density and gas density, density gradients, temperature and velocity fields of the gas are determined. Calculations are made for different initial pressure in the range of 0.5-10 atm by using characteristics of I.T.U TRIGA MARK-II Reactor. Variations of averaged power density and total energy deposition with initial pressure, and variations of spatially averaged pressure with time are also determined.

1. GİRİŞ

Lazer ortamının nükleer reaksiyon ürünleriyle uyarıldığı veya yaygın olarak kullanılan ifade şekliyle pompalandığı nükleer-tahrikli bir lazer geliştirme fikri, 1974 yılında CO gazının nükleer reaksiyonlarla pompalanması ilk kez başarıldığında gerçekleştirilmiştir. Nükleer-tahrikli lazerlerle ilgili çalışmalar özellikle 1980'li yıllardan itibaren yoğunlaşarak günümüze kadar uzanmış ve bu alanda önemli gelişmeler kaydedilmiştir. Amerika Birleşik Devletleri ve Sovyetler Birliği'ndeki çeşitli çalışma grupları tarafından birbiri ardına başarılı nükleer-tahrikli lazer deneyleri gerçekleştirilmiştir. Ancak, söz konusu olan yüksek güç potansiyeline sahip bir lazer olduğundan, bu konudaki çalışmalar genellikle askeri projeler çerçevesinde yürütülmektedir [1-3].

Nükleer-tahrikli lazerler deneylerinde uyarımı sağlayan nükleer reaksiyonlar reaktörlerden elde edilen nötronlarla sağlanmaktadır. Bu amaçla özel olarak tasarlanmış olmasalar da, çeşitli araştırma kurumlarında ve üniversitelerde bulunan araştırma reaktörleri, özellikle yüksek nötron akısı sağlayan darbeli reaktörler nükleer-tahrikli lazer araştırmaları için uygun birer laboratuvar teşkil etmektedirler. Nükleer tahrikli lazer araştırmalarında farklı darbe karakteristiklerine sahip çeşitli reaktörler kullanılmakla birlikte, TRIGA tipi reaktörler bunların arasında en uygun özelliklere sahip olanlardandır. Nitekim, Amerika Birleşik Devletlerinde nükleer-tahrikli lazer deneylerinin gerçekleştirildiği sayılı bir kaç kurumdan biri olan Illinois Üniversitesindeki deneyler bir TRIGA reaktörü ile gerçekleştirilmektedir [1-5].

Son yıllarda, bu alandaki araştırmalar, daha kısa dalga boylarında ışınlam yapan lazerlerin geliştirilmesi, yüksek nötron akısına maruz bırakılan lazer aktif ortamlarda verimi arttıran koşulların araştırılması ve optimize edilmesi, ışınlamın gerçekleştirilmesi için gereken minimum nötron akısının (eşik akısının) düşürülmesi, nükleer-tahrikli lazerlerin temel tasarım parametrelerinin ve kavramlarının belirlenerek lazer çıkış gücünü ve demet kalitesini arttıracak yönde optimize edilmesi

ve nükleer tahrikli lazerlerin diğer yüksek güçlü lazerlere göre avantajlarının araştırılması üzerine yoğunlaşmış bulunmaktadır. Nükleer tahrikli lazer deneyleri, bugüne değin var olan reaktör teknolojisi kullanılarak gerçekleştirilmekle birlikte hedeflenen, nükleer enerjiyi optik enerjiye dönüştürmek üzere özel olarak tasarlanmış reaktör-lazerlerin gerçekleştirilmesidir. Ancak bu alandaki çalışmalar henüz araştırma geliştirme aşamasında olduğundan bu tasarımlar kavramsal boyuttadır[1-3].

Nükleer-tahrikli lazerler, aktif ortamı gaz olan lazerlerdir. Bir başka deyişle nükleer reaksiyon ürünleri ile pompalanan gaz lazerlerdir. Nükleer-tahrikli lazer deneylerinde, içinde lazer gazının bulunduğu, genellikle silindir şeklinde olan lazer tüpü, reaktör kalbinde nötron akısının yeterince yüksek olduğu bir konuma veya deneysel ışınlama kanallarından birine yerleştirilerek nötron akısına maruz bırakılır. Tüm lazer tiplerinde olduğu gibi, nükleer tahrikli lazerlerde de en önemli kavramlardan biri gazın uyarımını sağlayan pompalama güç yoğunluğudur. Lazer tüpü içindeki gazda meydana gelen nükleer reaksiyonlar sonucu ortaya çıkan yüklü parçacıklar vasıtasıyla sağlanan uyarım veya pompalama güç yoğunluğunun belirlenmesi, yüklü parçacıkların kat ettikleri ortamdaki transportu, bu parçacıkların erimine bağlı olan hacimsel güç yoğunluğunun konuma ve zamana bağlı değişimi sonucu meydana gelen gaz hareketi ve lazer tüpünün duvarlarından ısı geçişi gibi bazı fiziksel olayların kuple analizini gerektirmektedir. Tüp içindeki gaza söz konusu yüklü parçacıklar vasıtasıyla büyük miktarlarda hacimsel enerji aktarımı olması ve aktarılan enerji yoğunluğunun (nükleer pompalamanın tipine bağlı olarak değişen profillerle) homojen olmamasından kaynaklanan gaz hareketi, tüp içerisinde yoğunluk gradyanlarının oluşmasına neden olur. Bu durum, pompalama güç yoğunluğu profilinin değişmesinin yanısıra bazı lazer karakteristiklerini ve elde edilen demetin kalitesini önemli ölçüde etkileyeceğinden gaz içerisindeki yoğunluk alanının bilinmesi önemlidir [2,4,6-10]. Nitekim, lazer gazının $^{235}\text{U}(n,n)ff$ reaksiyonları ile yüzeysel uyarımı için bu problemi ele alan çalışmalar mevcuttur [6-10].

Yüzeysel uyarımın yanısıra, lazer gazının $^3\text{He}(n,p)^3\text{H}$ reaksiyon ürünleriyle hacimsel uyarımı da nükleer tahrikli lazerlerde kullanılan önemli uyarım yöntemlerinden birisidir. Literatürde $^3\text{He}(n,p)^3\text{H}$ reaksiyon ürünleriyle hacimsel

uyarım, yalnızca tüp yüzeyine gelen dış nötron akısının konumdan ve zamandan bağımsız olduğu durumda ve gaz yoğunluğunun pompalama süresince değişmediği varsayımı altında incelenmiştir [11,12]. ^3He ile dolu uzun silindirik bir tüpteki gaza $^3\text{He}(n, p)^3\text{H}$ reaksiyon ürünleri yüklü parçacıklardan enerji aktarımı, ilk olarak [11] numaralı kaynakta ele alınmıştır. Bu çalışmada, yüklü parçacıklardan lazer tüpü içerisindeki gaza enerji aktarımı, lazer tüpünün maruz bırakıldığı nötron akısının yalnızca termal nötronlardan oluştuğu, gazda proton üretiminin homojen olarak gerçekleştiği ve tritonlara ilişkin duvar kayıplarının ihmal edilerek tüp duvarlarından ortalama enerji kaybının protonlara ilişkin ortalama enerji kaybına eşit alındığı varsayımları altında gerçekleştirilmiştir. Protonların tüp içerisinde enerjilerinin tümünü kaybedinceye veya tüp duvarlarından saçılincaya değin kat ettikleri mesafe için bir bilgisayar programı yardımıyla ortalama bir değer hesaplanmış ve protonun basitleştirilmiş yavaşlama (slowing-down) formülünde kullanılarak protonların tüp içerisindeki ortalama enerji kaybı hesaplanmıştır. Tüpün yüzeyinden merkezine gelinceye kadar nötron akısının gaz içerisindeki soğurulmasını hesaba katmak için, gaz dolu bir kürenin merkezindeki nötron akısı hesaplanarak bir düzeltme faktörü ile çarpılmıştır. Bu çalışma oldukça fazla basitleştirmeler içermektedir.

[12] numaralı kaynakta, ^3He ile dolu uzun silindirik bir tüpteki gaza $^3\text{He}(n, p)^3\text{H}$ reaksiyon ürünleri yüklü parçacıklardan enerji aktarımı, tüpün dış yüzeyinin maruz bırakıldığı nötron demetinin spektral bağımlılığının etkisi, tüp yüzeyine gelen dış nötron akısının tüp içerisindeki gazda soğurulması ve meydana gelen yüklü parçacıkların gaz içerisindeki transportu doğruluk derecesini fazla azaltmayan (% 3.2'den küçük hata ile) basitleştirmelerle çok daha ayrıntılı olarak incelenmiştir. Yüklü parçacıklardan gaza aktarılan enerji yoğunluğunu tüp içerisindeki konumun, tüp yarıçapının, çalışma basıncının ve tüp yüzeyindeki nötron fluensin fonksiyonu olarak veren bir ifade sunulmuştur. Literatürde yer alan protonlara ilişkin deneysel verilerden elde edilen enerji-erim bağıntıları kullanılarak bu ifade yardımıyla farklı tüp yarıçapları için yapılan hesaplamalar sonucu, tüp merkezindeki enerji yoğunluğunun optimizasyonu için yarıçap ile basınç arasında bir bağıntı elde edilmiştir.

Ancak, yukarıda belirtildiği gibi, söz konusu her iki çalışmada da, $^3\text{He}(n, p)^3\text{H}$ reaksiyon ürünleri yüklü parçacıklardan gaza enerji aktarımı tüp

yüzeyine gelen dış nötron akısının konumdan ve zamandan bağımsız olduğu durumda ve gaz yoğunluğunun pompalama süresince değişmediği varsayımı altında incelenmiştir. Oysa, lazer demetinin elde edilebilmesi için gerekli minimum nötron akısı oldukça yüksek olduğundan, gerçekleştirilen nükleer-tahrikli lazerlerin çoğu darbeli reaktörlerle tahrik edilen lazerlerdir. Darbeli çalışma halinde, nötron akısında ve dolayısıyla pompalama güç yoğunluğunda konuma bağlı değişimlerin yanısıra zamana bağlı önemli değişimler de söz konusudur. Ayrıca, sabit dış nötron akısı durumunda dahi gaz yoğunluğu başlangıçta sabit olsa da tüp içerisindeki güç yoğunluğu, duvar kayıpları ve nötronların gaz içerisindeki yutulmaları nedeniyle homojen değildir. Bu nedenle, gaz pompalanmaya başlandığında tüp içerisinde oluşan sıcaklık gradyanlarına bağlı olarak meydana gelen gaz hareketi gazın yoğunluk dağılımını değiştirerek güç yoğunluğu profilinin yeniden düzenlenmesine neden olur. Sonuç olarak, gerçekte pompalama süresince gaza aktarılan güç yoğunluğu ile yoğunluğun kuple bir değişimi söz konusudur ve bu esnada gazda lazer karakteristiklerini ve çıkış demetinin kalitesini etkileyen önemli sıcaklık ve yoğunluk gradyanları meydana gelmektedir. Nükleer enerjiyi optik enerjiye etkin bir şekilde dönüştürecek bir lazer rezonatör tasarımı için kırınım indisi gradyanlarının, dolayısıyla yoğunluk gradyanlarının konuma ve zamana göre değişiminin bilinmesi gerekmektedir [2,4,6-10]. Bu nedenle, hem pompalama güç yoğunluğunun daha doğru bir yaklaşımla hesaplanması hem de problemin detaylı bir şekilde ele alınarak pompalama süresince gazın davranışının modellenmesi için güç yoğunluğu ile gaz yoğunluğunun kuple değişiminin göz önüne alındığı bir fiziksel ve matematiksel modelin kurulması gerekmektedir.

Bu tez çalışmasında, darbeli çalışma esnasında elde edilen nötronlarla gerçekleştirilen $^3\text{He}(n,p)^3\text{H}$ reaksiyonlarının ürünü yüklü parçacıklar ile hacimsel olarak uyarılan nükleer tahrikli bir lazerde, pompalama güç yoğunluğu ile gazın yoğunluk alanının kuple değişimi ele alınarak, homojen olmayan pompalama güç yoğunluğu ve buna maruz kalan gazın dinamik cevabı konuma ve zamana bağlı olarak modellenmiş ve bu modele dayanarak elde edilen sonuçlar analiz edilmiştir. Hacimsel uyarımda lazer aktif ortamla nükleer aktif ortam aynı olduğundan, yüzeysel uyarımla pompalamaya kıyasla daha da karmaşık fiziksel olaylar meydana gelmektedir. Bu durumda, lazer gazının uyarımını sağlayan yüklü parçacıklar, yine aynı gazın nötronlarla girdiği nükleer reaksiyonlar sonucu olduğundan, homojen

olmayan güç yoğunluğunun neden olduğu gaz hareketi nedeniyle gaz içerisinde oluşan yoğunluk alanındaki değişimler, gaz içerisindeki nötron absorpsiyonunu ve yüklü parçacık transportunu değiştirmektedir. Bir başka deyişle, söz konusu lazer tüpü içerisindeki pompalama güç yoğunluğunun konuma ve zamana bağlı olarak değişmesinin nedeni, darbe süresince tüp yüzeyine gelen dış nötron akısının yanısıra reaksiyon yoğunluğunun, dolayısıyla meydana gelen yüklü parçacık sayısının ve bu parçacıkların gaz içerisindeki erimlerinin gazın değişken yoğunluk alanına bağlı olarak konuma ve zamana göre değişmesidir. Kısaca, bu durum, güç yoğunluğunun tüp içerisinde konuma bağlı olarak değişmesine gazın dinamik cevabı nedeniyle, pompalama süresince güç yoğunluğu ile gaz yoğunluğunun kuple değiştiği anlamına gelmektedir.

Bu tez çalışmasında, yüklü parçacık erimlerinin, makroskopik tesir kesitlerinin ve tüp içerisindeki nötron akısının, gazın yoğunluk alanındaki değişimlere bağlı olarak değişimi göz önünde bulundurularak geliştirilen fiziksel ve matematiksel model çerçevesinde, lazer tüpü içerisindeki pompalama güç yoğunluğunun darbe süresince konuma ve zamana bağlı olarak değişimini veren matematiksel bir ifade elde edilmiştir. Ancak elde edilen ifade, güç yoğunluğunu tüp içerisindeki pompalama süresince değişen yoğunluk alanına bağlı olarak veren bir ifade olup ve başlangıç anındaki değeri hariç, yoğunluk alanının pompalama süresince değişimi bilinmemektedir. Bu nedenle, güç yoğunluğu için elde edilen bu ifade, hacimsel bir güç yoğunluğuna maruz kalan gazın dinamik cevabını veren akustik filtreleme uygulanmış hareket denklemleri ile birlikte kullanılarak, güç yoğunluğu ile gazın yoğunluk alanının kuple değişiminin belirlenmesi için gereken matematiksel model oluşturulmuştur. Bu model kullanılarak, darbe süresince kuple değişen pompalama güç yoğunluğu ile gazın yoğunluk alanı aşağıda genel olarak verilen adımlar izlenerek hesaplanmıştır.

Darbe süresince meydana gelen değişimler, darbenin maksimumuna yakın olan bölgede daha sık olmak üzere, uygun mertebede seçilen zaman adımlarıyla incelenmiştir.

Gazın başlangıç anındaki yoğunluk alanı kullanılarak tüp içerisinde oluşan pompalama güç yoğunluğunun başlangıçtaki dağılımı hesaplanmıştır.

Daha sonra, homojen olmayan bu güç yoğunluğuna maruz kalan gazın dinamik cevabını belirlemek için, değişken yoğunluk alanı için bu tez çalışmasında elde edilen güç yoğunluğu ifadesi; kütle, momentum, enerji ve ideal gaz hal denklemleri ile birlikte kullanılmıştır. Ele alınan problemin koşulları, gaz basıncında meydana gelen pertürbasyonların ortalama basınca göre küçük olduğu varsayımının yapılması için uygun olduğundan. söz konusu denklemlere akustik filtreleme metodolojisi uygulanarak elde edilen yeni denklem takımı çözülmüştür. Bu denklemler uygun sırada çözülerek, sırasıyla gaz basıncının tüp içindeki ortalama değeri, gaz sıcaklığı, hızı ve gazın sıcaklığın yüksek olduğu bölgelerden daha düşük olduğu bölgelere doğru hareketi sonucu oluşan yeni yoğunluk alanı belirlenmiştir. Bulunan yoğunluk alanı yardımıyla güç yoğunluğu alanının yeni değeri hesaplanmış ve buna dayanarak bir sonraki zaman adımına ait yoğunluk alanı belirlenmiştir. Bu hesaplamalar, takip eden zaman adımları için tekrarlanarak darbe süresince, lazer tüpü içerisindeki güç yoğunluğu ve yoğunluk alanının konuma ve zamana bağlı değişimleri elde edilmiştir.

Bölüm 2’de, tez metninde geçen lazer fiziği ile ilgili temel bazı kavramların ardından, nükleer-tahrikli lazerlerin tarihsel gelişimi, yapısı, uyarım mekanizması, lazer aktif ortamının kinetiği, verimi ve bu alandaki çalışmalar üzerine genel bilgiler verilmiştir.

Bölüm 3’de, ${}^3\text{He}(n, p){}^3\text{H}$ reaksiyon ürünleri ile pompalan lazer ortamına aktarılan güç yoğunluğu için sabit yoğunluk varsayımı ile kurulan parçacık transportu modeli parçacık erimlerinin, nötron akısının ve makroskopik tesir kesitlerinin yoğunluk alanına bağlı değişimini kapsayacak şekilde geliştirilerek, değişken bir yoğunluk alanına sahip gaz ortamdaki güç yoğunluğunun hesabı için gereken matematiksel model türetilmiştir.

Bölüm 4’de, Bölüm 3’de elde edilen matematiksel ifade ile verilen bu hacimsel güç yoğunluğuna maruz kalan gazın hareket denklemlerine akustik filtreleme metodolojisi uygulanarak, elde edilen yeni denklem setinden güç yoğunluğu ve gaz yoğunluğunun hesaplanması için çözüm yöntemi oluşturulmuştur.

Bölüm 5’de, bu çözüm yöntemi yardımıyla 0.5-10 atm aralığında yer alan başlangıç basınçları için kuple değişen güç yoğunluğu ve gazın yoğunluk alanının

belirlenmesinin yanısıra, yoğunluk gradyanları, gaz hızı ve sıcaklık dağılımlarının da darbe süresince konuma ve zamana göre değişimi hesaplanmıştır. Ayrıca, söz konusu başlangıç basınçları için, ortalama güç yoğunluğu, ortalama güç ve basıncın darbe süresince zamana bağlı olarak değişimi ve .darbe esnasında gaza aktarılan toplam enerjinin başlangıç basıncı ile değişimi de hesaplanmıştır. Yapılan hesaplamalarda silindirik lazer tüpünün İ.T.Ü TRIGA Mark-II Reaktörünün merkez boşluğuna yerleştirildiği varsayılarak, söz konusu bu reaktöre ait karakteristik değerler kullanılmıştır. Elde edilen tüm sonuçlar birbirleriyle karşılaştırmalı olarak analiz edilmiştir.

Bölüm 6’da bu tez çalışmasında ulaşılan sonuçlar değerlendirilmiştir.



2. NÜKLEER TAHRİKLİ LAZERLER

Bu tez çalışmasında, ${}^3\text{He}(n,p){}^3\text{H}$ reaksiyonu ile hacimsel olarak uyarılan nükleer tahrikli lazerlere ilişkin bir problem ele alınmaktadır. Bu nedenle, bu bölümde ilk olarak tez metninde kullanılan lazer fiziği terminolojisine ilişkin bazı temel kavramlara ilişkin bilgiler sunulduktan sonra, konuya uygun bir giriş sağlamak amacıyla nükleer tahrikli lazerler ve bu alandaki çalışmalarla ilgili genel bilgiler verilmiştir.

2.1 Lazer Fiziği İle İlgili Temel Kavramlar

Bilindiği gibi lazer sözcüğü, İngilizce "Light Amplification by the Stimulated Emission of Radiation" sözcüklerinin baş harflerinden oluşan "laser" kelimesinden gelmektedir. Bu, ışının uyarılmış yayını ile ışığın kuvvetlendirilmesi anlamına gelen bir ifadedir. Pratik anlamda lazer, monokromatik, eşfazlı (kohorent) ve dar bir ışık demeti yayımlayan bir ışık kaynağıdır. Bu tanım aynı zamanda lazer ışığı ile sıradan ışık arasındaki farkı ifade etmektedir. Sıradan bir ışık demeti ile lazer demeti arasındaki yukarıda betimlenen farklar oluşum mekanizmalarının farklı olmasından kaynaklanmaktadır. Şöyle ki, konvansiyonel ışık kaynaklarının yaydığı ışık, kendiliğinden yayını (spontaneous emission) sonucu üretilirken lazer ışını uyarılmış yayını (stimulated emission) sonucu üretilmektedir. 1916 yılında Albert Einstein tarafından "uyarılmış yayını" fikri ortaya atılıncaya kadar, bir atomla fotonun etkileşmesinin, atomun fotonu absorblayarak daha yüksek bir enerji seviyesine çıkması (uyarım) veya uyarılmış seviyedeki atomun foton yayımlayarak daha düşük bir enerji seviyesine inmesi (kendiliğinden yayını) olmak üzere iki şekilde gerçekleşebileceği düşünülmekteydi. Ancak, Einstein üçüncü bir mekanizmanın daha olduğunu öngörmüştür. Enerji seviyeleri arasındaki olası geçişlerden herhangi biriyle aynı enerjiye sahip olan bir foton, söz konusu seviyeye uyarılmış bir atomu alt enerji seviyesine inmesine neden olacak şekilde uyarabilir.

Bu esnada, gelen foton ile aynı enerjiye sahip ve eş fazlı olan diğer bir foton, bir başka deyişle lazer ışını yayımlanır. Bu durum, uyarılmış yayının olarak adlandırılmıştır. Uyarılmış yayınının kânıtlanması Einstein'ın öngörüsünden on iki yıl kadar sonra (1928) olmuştur. Doğada kendiliğinden yayının çok yaygın olduğundan kolaylıkla gözlemlenebilir. Bunun nedeni, termodinamik denge durumunda düşük enerji seviyelerinde bulunan atomların sayısının yüksek enerji seviyelerindekilere oranla çok daha fazla olmasıdır. Uyarılmış yayınının gerçekleşmesi için temelde bu dağılımın tersine çevrilmesi ve uyarılmış seviyedeki atomların sayısının temel seviyedekilerden daha yüksek olması gerekmektedir. Bu yüzden, normal koşullarda düşük enerji seviyesindeki bir atom bir fotonla etkileştiğinde fotonun absorblanması uyarılmış yayının gerçekleşmesinden daha yüksek bir olasılık taşır. Bu nedenle, çok nadir oluşan rastlantısal olaylar dışında uyarılmış yayının doğada kendiliğinden gerçekleşmediğinden gözlemlenememiştir. Yıllar süren çalışmalar sonucu, laboratuvar şartlarında gerçekleştirildiğinde bu durum lazer fiziği, ya da formal adıyla kuantum elektrodinamiğinin doğmasına neden olmuştur. Lazer fiziği, aralarında kuantum mekaniği, optik, gaz dinamiği, yarıiletken fiziği , atom ve molekül fiziği ve rezonatör teorisinde bulunduğu bir çok alanı kapsayan bir disiplindir. Lazer fiziğinde kullanılan terminolojinin büyük bir bölümü spektroskopi ile atom ve molekül fiziğinden, bir kısmı da optik veya elektronikten gelmektedir [13,14].

Lazer fiziğindeki en önemli kavramlardan birisi, bir atom veya molekülün kuantum hali olarak belirlenen enerji seviyeleridir. Lazer fiziğinde karşılaşılan üç temel tip enerji seviyesi vardır. Elektron enerji seviyeleri, atom veya moleküllerin elektronlarının konfigürasyonu ile ilişkilidir. Elektronlar kuantum mekaniği yasaları tarafından belirlenen enerji seviyelerine, yine aynı yasalarla belirlenen bir düzende yerleşirler. Lazer fiziğinde söz konusu olan elektronlara ait enerji seviyeleri arasındaki geçişler, normalde dış yörüngelerdeki elektronların enerji seviyeleri arasındaki geçişleri ihtiva eder. Bunlar 1eV ve üzerindeki enerjilere karşılık gelen geçişler olup yakın kızılötesi, görünür bölge ve morötesi dalga boylarında lazer ışımaya neden olurlar. Atomlara ilişkin geçişlerde söz konusu olan yalnızca elektronların enerji seviyeleri arasındaki geçişlerdir. Ancak moleküller için durum farklıdır. Moleküllerin enerji durumları, molekül elektronlarının enerji seviyelerinden olduğu kadar, bir bütün olarak molekülün dönmesinden ve molekülü teşkil eden

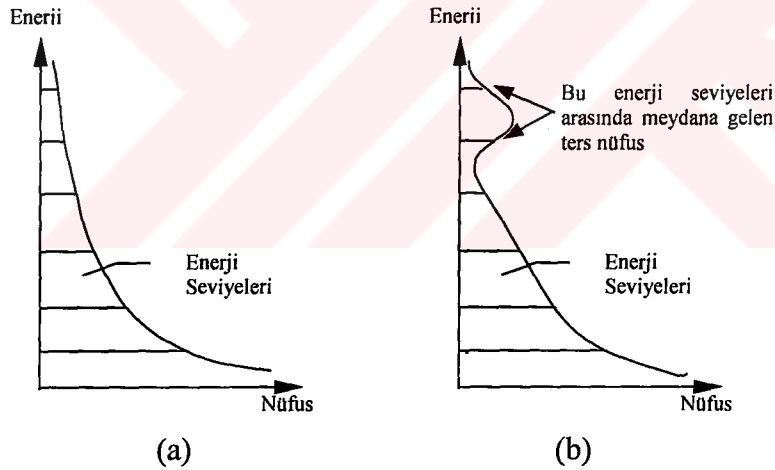
atomlardan birinin diğerine göre titreşimlerinden de oluşur. Titreşim enerji seviyeleri, moleküldeki atomların titreşimlerini içerir. Değişik serbestlik derecelerindeki titreşimler, her olası titreşim deseni için bir seri oluşturacak şekilde kuantizedir. Titreşimsel geçişler, adından da anlaşılacağı üzere, moleküllerin bir titreşim enerji seviyesinden diğerine geçmesi sonucu meydana gelir. Tipik olarak titreşimsel geçişler bir elektron voltun kesirleri kadardır ve kızılötesi dalga boylarına karşılık gelirler. Dönme enerji seviyeleri ise, moleküllerin kuantize dönme hareketlerini içerir. Dönme Enerji seviyeleri arasındaki geçişler ise, 0.001-0.1 eV arasındadır ve uzak kızılötesi veya milimetre altı dalga boylarına karşılık gelirler. Moleküllere ilişkin bu farklı tipteki enerji seviyeleri birbirinden bağımsız olmalarına rağmen, tek bir geçişle eş zamanlı olarak değişebilirler. Atomların veya iyonların bu tür titreşim veya dönme hareketine ilişkin kuantum halleri olmadığından elektron enerji seviyelerindeki geçişler bağımsızdır. Ancak, moleküllerde titreşimsel hallerdeki değişime genellikle elektronlara ilişkin hallerdeki değişimler eşlik eder. Farklı kuantum halleri veya enerji seviyeleri arasında geçiş olasılığı kuantum mekaniği yasaları tarafından belirlenir. Uyarılmış seviyeler bir veya bir seri izin verilmiş geçişlerle daha alt enerji seviyelerine bozunurlar. Uyarılmış bir seviyenin ömrü genellikle çok kısadır ve ortalama olarak $10^{-8} - 10^{-9}$ sn arasında değişmektedir. Bunların ömürleri bir fotonla etkileşip uyarılmış yayını yapabilmek için çok kısa olduğundan kendiliğinden yayınımla enerjilerini derhal kaybederler. Ancak, atomik ölçeğe göre daha uzun ömürlü olan yarı kararlı (metastable) enerji seviyeleri de mümkündür. Bunların ömürleri 10^{-6} - 10^{-3} sn arasında değiştiğinden, atomik ölçeğe kıyasla kararlı davrandıklarından, uygun enerjili bir fotonla karşılaşarak uyarılmış yayını yapma olasılıkları yüksektir. Daha sonra açıklanacağı gibi yarıkararlı bu seviyeler lazer fiziğinde çok önemlidir ve ters nüfusun oluşturulabilmesini sağlarlar [13-15].

Lazer ışımalarının gerçekleşmesinin ön koşullarından biri lazer aktif ortamın uyarımıdır. Bilindiği gibi, uyarım bir atom veya molekülün daha düşük bir enerji seviyesinden daha yüksek bir enerji seviyesine yükselmesi işlemidir. Lazer aktif ortamının uyarımını sağlamak için gereken enerjinin lazer ortamına aktarılması temel olarak, fotonların absorpsiyonu, elektronlar veya iyonlarla aktif ortamdaki türler arasındaki çarpışmalar, aktif ortamdaki atomlar ve moleküller arasındaki çarpışmalar, serbest elektronların iyonize atomlarla yeniden birleşmesi, yarıiletken

lazerlerde yük taşıyıcılarının yeniden birleşmesi, uyarılmış atom ve moleküller üreten kimyasal reaksiyonlar, elektronların hızlandırılması gibi işlemler vasıtasıyla gerçekleşir. Atom veya moleküllerin bu mekanizmalardan biri ile enerji absorblama olasılığı tesir kesitleri ile belirlenir. Uyarım olasılıkları veya tesir kesitleri, uyarım fotonlarla yapılıyorsa ışığın dalga boyu, elektronlarla yapılıyorsa elektronların hızları ile atom veya moleküllerin enerji seviyeleri arasındaki uyum gibi faktörlere bağlıdır. Lazer ortamının uyarımı genellikle çok kademeli bir işlemdir [13-16].

2.1.1 Ters Nüfusun Oluşturulması

Doğada atom veya moleküller en düşük enerji seviyesinde bulunma eğiliminde olduğundan, uyarılmış yayının çok daha nadirdir. Şekil 2.1’de görüldüğü gibi, termodinamik denge olarak bilinen normal şartlarda, seviyelerin nüfusu, bir başka deyişle bir enerji seviyesinde bulunan atom ve moleküllerin sayısı, seviyenin temsil ettiği enerji arttıkça azalma eğilimindedir.



Şekil 2.1 Ters nüfus oluşumunun temsili gösterimi [14]. (a) Termodinamik denge durumundaki, (b) Ters nüfus oluşturulduktan sonraki enerji dağılımları.

Termodinamik denge durumunda, bir geçişe ait alt ve üst enerji seviyelerinin nüfusu arasındaki ilişki,

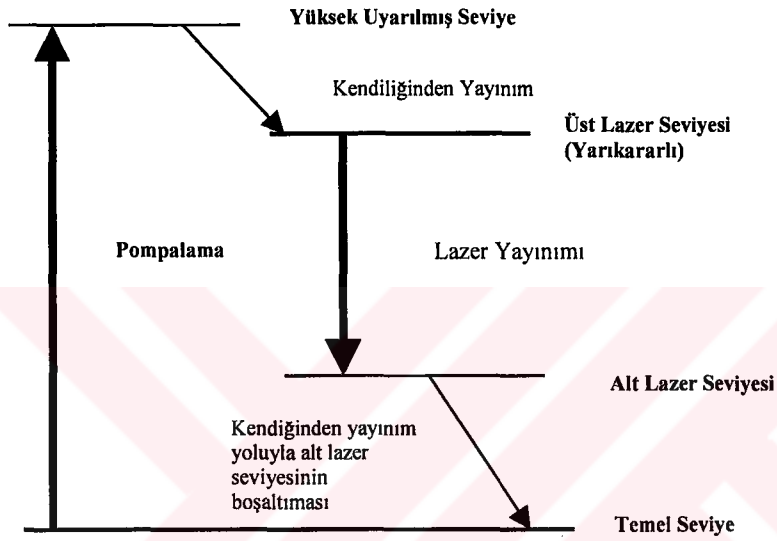
$$\frac{N_2}{N_1} = \exp[-(E_2 - E_1)/kT] \quad (2.1)$$

bağıntısı ile verilir [13]. Burada, E_1 alt ve E_2 üst enerji seviyelerinin enerjisi ve N_1 ve N_2 bu seviyelere ait atom veya molekül sayısı, k Boltzman Sabiti, ve T sıcaklıktır. Böylece termodinamik denge durumunda, alt enerji seviyelerinin nüfusu üst enerji seviyelerinin nüfusundan daha yüksektir. İşte bu nedenle, normal koşullarda gelen bir fotonun düşük enerji seviyesinde bulunan bir atom veya molekül tarafından absorblanma olasılığı, daha yüksek enerji seviyesinde bulunan bir atom veya molekülün uyarılmış yayınına yol açma olasılığından daha yüksektir. O halde, uyarılmış yayınının ya da lazer ışımasının gerçekleşmesi için her şeyden önce bu durumun tersine çevrilmesi gerekmektedir. Daha açık olarak ifade edilirse, lazer ışımasına neden olacak geçişin üst seviye nüfusunun alt seviye nüfusundan fazla olması anlamında ters nüfusun oluşturulması gerekir. Ancak bu koşul sağlandıktan sonradır ki, geçiş enerjisi ile aynı enerjiye sahip bir fotonun uyarılmış seviyeyi kendisiyle aynı dalga boyunda ve eşfazlı bir foton yayımlayacak şekilde uyarması, düşük seviye tarafından absorblanmasından daha yüksek olasılık taşır. Ters nüfusun oluşturulabilmesi için lazer ortamının uygun bir kaynaktan büyük miktarda enerji aktararak uyarılması ya da lazer fiziğinde yaygın olarak kullanılan bir deyişle, lazer ortamının pompalanması gerekmektedir [13,14,17].

Lazer ortamının pompalanması çeşitli şekillerde gerçekleştirilebilir. Örneğin, lazer ortamının uyarımı için fotonlar kullanılıyorsa bu durum optik pompalama, elektrik akımı kullanılarak pompalanıyorsa elektriksel pompalama olarak adlandırılır. Kimyasal pompalamada ise, lazer ortamı, uyarılmış atom veya moleküller üreten kimyasal reaksiyonların gerçekleşmesi sağlanarak pompalanır [13]. Konvansiyonel pompalama yöntemlerinin dışında, olası pompalama yöntemlerinden biri de bu çalışmanın ilgi konusu olan nükleer-tahrikli lazerlerde olduğu gibi, nükleer reaksiyon ürünlerinin enerjisi ile pompalamadır. Nükleer reaksiyonlar sonucu çok yüksek enerjiler açığa çıktığından nükleer pompalama yüksek güçlü bir lazer elde etmek için çekici bir potansiyel oluşturmaktadır [1,6].

Ancak kullanılan pompalama yöntemlerinin işe yarayabilmesi için lazer ortamındaki atom veya moleküllerin enerji-seviyesi yapılarının uygun olması gerekir. Lazer ışınının gerçekleştirilebilmesi için yukarıda sözü edilen yarı kararlı (metastabil) seviyelere ihtiyaç vardır. Yarı kararlı seviyelere sahip uyarılmış atom veya moleküller, atomik ölçeğe göre uzun ömürlü olan bu seviyelerde uyarılmış

yayınımın gerçekleşebileceği kadar uzun bir süre kalabilir. Atom veya moleküller pompalandığında, doğrudan lazer geçişinin gerçekleşeceği üst enerji seviyesine değil, genellikle daha yüksek bir seviyeye uyarılırlar. Bu yüksek uyarılmış seviyeler kendiliğinden yayınımla hızla bozunarak, yarı kararlı üst lazer seviyesine dönüşür. Yarı kararlı seviyedeki atom veya moleküller uygun enerjili bir fotonla karşılaştığında ise lazer geçişi gerçekleşir. Bu durum, Şekil 2.2’de şematik olarak gösterilmiştir. Burada nüfus dönüşümü alt lazer seviyesi ile yarı kararlı üst lazer seviyesi arasında gerçekleşmektedir [13-17].

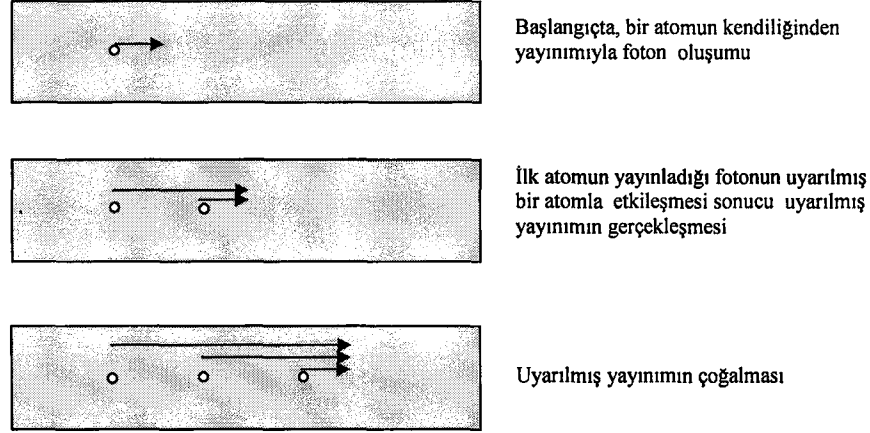


Şekil 2.2 Ters nüfus oluşumu ve lazer ışımasının dört-seviyeli şeması [13].

2.1.2 Lazer Amplifikasyonu ve Çoğaltma

Ters nüfusun oluşturulması, faydalanılabilir bir lazer demetinin elde edilmesi için yeterli değildir. Ancak uyarılmış yayınım olasılığını arttırdığından, lazer geçişi ile aynı enerjiye sahip foton sayısında net bir artışı, bir başka deyişle, gelen fotonların amplifikasyonunu sağlar. Şöyle ki, ilk gelen lazer ışığı lazer geçişinin kendiliğinden yayınımla oluşmuştur. Ancak bu ışık dalgası üst lazer seviyesine uyarılmış bir atomla karşılaştığında onun kendisi ile aynı dalgaboyunda ve eşfazlı bir ışık yayımlayarak alt lazer seviyesine inmesine neden olur. İlk uyarılmış yayınımdan sonra aynı enerji ve aynı dalga boyuna sahip bu fotonlar aynı üst lazer seviyesindeki bir atomla karşılaştıklarında onun uyarılmış yayınımla neden olurlar. Böylece, ters nüfus korunduğu sürece uyarılmış yayınım olasılığı fotonların absorblanmasından

daha yüksek olduğundan, ilk foton ile aynı enerjiye sahip ve aynı doğrultuda ilerleyen foton sayısı giderek artar. Bu durum, Şekil 2.3’de şematik olarak gösterilmiştir.



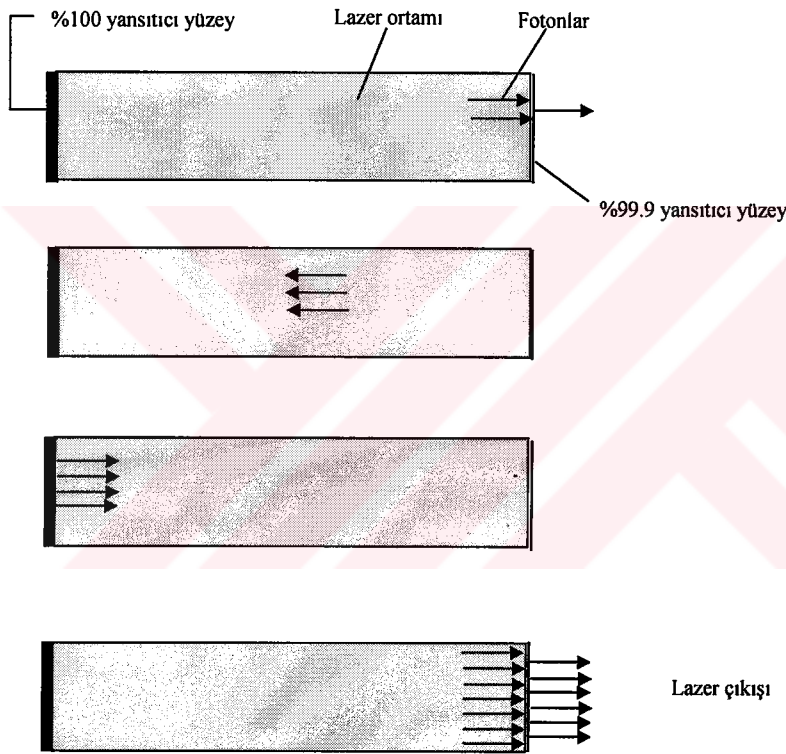
Şekil 2.3 Lazer ışığının çoğalmasının şematik gösterimi [13].

Lazer amplifikasyonunun derecesi, "kazanç" ile tanımlanır. Lazer ortamının kazancı, genellikle gelen bir fotonun lazer ortamında etkilenmiş uyarıma neden olarak kat ettiği birim uzunluk (cm) başına yarattığı foton sayısındaki yüzde artış ile ölçülürse de, bazen lazer ortamının her cm’inde üretilen ek fotonların sayısı ile tanımlanabilir. Örneğin 5 cm^{-1} : cm başına 5 ek fotonun yaratıldığı anlamına gelir. Lazer ortamında ancak bir dalga boyu aralığı içinde yer alan ışık dalgaları için kazanç sağlamak olasıdır. Bu dalga boyu aralığı kazanç bandı olarak adlandırılır. Lazer kazancı, alt ve üst seviyelerin nüfusu arasındaki farkla orantılıdır. Bu nedenle lazer faaliyetinin sürmesi isteniyorsa üst seviyelerin nüfusunun artırılması yanında, alt seviyelerin nüfusunun da azaltılması gerekmektedir. Aksi halde ters nüfus korunamayarak lazer ışınımının gerçekleşmesi için sağlanması gereken koşul bir süre sonra ortadan kalkar. Bu durumda darbeli çalışan bir lazer söz konusudur. Ancak, alt ve üst lazer seviyeleri arasındaki fark korunuyorsa lazerin sürekli çalışması sağlanmış olur [13,14,17].

2.1.3 Osilasyon ve Rezonans

Ters nüfusun oluşturulması uyarılmış yayını baskın hale getireceğinden lazer ışığının çoğaltılması sağlanır. Ancak pompalanan hacim küçük olduğundan bu çoğaltma yeterince büyük değildir. Bunun sonucunda yalnızca rasgele yönlerde

oluşan lazer ışınları elde edileceğinden, ters nüfusun oluşturulması işe yarar bir çıkış demeti elde etmek için tek başına yeterli değildir. Lazerin faydalı özelliklerinin çoğu lazer ışınının lazer ortamı içerisindeki osilasyonu ile sağlanır. Lazer osilasyonu, uzunluğu fotonların lazer ortamında yeterince uzun bir mesafeyi kat edeceği şekilde belirlenmiş lazer ortamının her iki ucuna aynalar yerleştirilerek sağlanır. Bu aynalar, optik kaviteyi oluştururlar. Lazer ışınları, bu aynalar yardımıyla yansıtılarak lazer ortamını ileri geri bir çok kez kat etmeleri sağlanır. Böylece ortamın etkin uzunluğu artırılmış olur. Uyarılmış yayının baskın olması nedeniyle foton sayısı her geliş gidişte artarak sonuçta bir denge değerine ulaşmaktadır [13,14,17]. Bu durum Şekil 2.4’de şematik olarak gösterilmiştir.



Şekil 2.4 Aynalar yardımıyla lazer ortamından çok kez geçişin sağlanarak etkin uzunluğun dolayısıyla foton sayısının artırılması [13].

Tamamen yansıtıcı aynalarla donatılmış bir lazer kavitesinin, pozitif geri beslemeli bir sistemde olduğu gibi sonsuz çoğaltma sağlayabileceği düşünülebilir. Ancak, pratikte karşılaşılan kavite kayıpları nedeniyle bu pozitif geribesleme dengelendiğinden lazer ışığının amplifikasyonu sınırlıdır. Kavite içerisinde oluşan lazer gücünden faydalanabilmek için lazer kavitesindeki aynalardan biri (veya bazen her ikisi de) ışığın bir bölümünün dışarı sızmasına izin verecek şekilde yapılır. Lazer

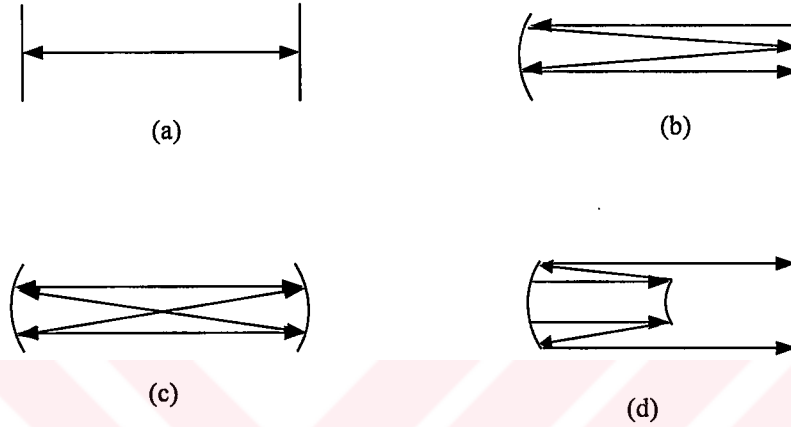
kavitesinin dışına sızmasına izin verilen kısmı faydalanılabilir çıkış demetini oluşturur [13,14].

Ters nüfusun oluşturulması dışında, lazer osilasyonunun başlatılması ve devam etmesi için kazancın minimum bir eşik değerin üzerinde olması gerekir. Lazer osilasyonunu şu şekilde ifade etmek de olasıdır. Lazer ortamının kazancı, kavite kayıpları ile çıkış aynasından iletilen toplam foton sayısından büyük olacağı bir değere ulaşıncaya değin kayda değer bir çıkış gücü elde edilemez. Kazanç, lazer ortamına girilen enerji ve diğer çalışma koşulları ile orantılıdır. Bu nedenle, pompalama gücü belirli bir eşik değerine ulaşıncaya değin çıkışta elde edilen güç sıfırdır. Bu eşik değeri aşıldıktan sonra ise çıkış gücü hızla artar. Farklı kavite konfigürasyonları ve çalışma koşullarında farklı eşik değerleri söz konusudur [13,14,17].

Lazer osilasyonu, lazer ortamının her iki ucundaki aynalarla tanımlanmış rezonant kavite (rezonatör) içerisinde meydana gelir. Osilasyonun gerçekleştirilebilmesi için, rezonans koşulunun sağlanması gerekmektedir. Rezonans, kavite uzunluğu D , dalga boyunun yarısının tam katlarına eşit olacak şekilde tasarlandığında gerçekleşir. Yani osilasyon oluşabilmesi için, n bir tamsayı olmak üzere, $D = \frac{n\lambda}{2}$ rezonans koşulu sağlanmalıdır. Bu durumda, lazer ışığı eşfazlı olduğundan kavite aynaları arasındaki osilasyonlar ışık dalgalarının genliğinin artmasına neden olur. Ancak eğer rezonans koşulu sağlanmazsa, gelen ve aynalardan yansıyan dalgalar birbirini sönmüleyecek şekilde girişime uğrayacağından osilasyon ortadan kalkar ve faydalanılabilir bir lazer çıkışı elde edilemez. $D = \frac{n\lambda}{2}$ ifadesi dalga boyu için çözüldüğünde osilasyonun hangi dalga boylarında gerçekleşebileceği bulunabilir. Bir lazer kavitesinin uzunluğu, dalga boyu uzunluğundan çok daha büyük olduğundan, çok sayıda dalga boyunda osilasyonun mümkün olacağı görülebilir. Ancak, osilasyon yalnızca lazer ortamının kazanç bandı içerisindeki dalga boylarında olasıdır. Ayrıca kullanılan optik donanımlarla osilasyonun dalga boyu aralığı kısıtlanır [13,14].

Lazer rezonatörler için düzlemsel ve küresel aynaların kullanıldığı çeşitli konfigürasyonlar söz konusudur. Rezonatörler kararlı ve kararsız rezonatörler olmak

üzere sınıflandırılabilir. Rezonatörün kararlılığı, ışığın lazer kavitesi içinde nasıl bir yol izlediğine bağlı olarak tanımlanmaktadır. Lazer ışığı, lazer kavitesinin eksenine paralel yol alıyorsa, kavite dışına kaçmadan iki ayna arasında ileri geri yansıtılabileceğinden kararlılık eşiğine ulaşabilir. Ancak, kayıpların eksen doğrultusundan bir miktar sapmış olan lazer ışınlarının odaklanmasını sağlarken azaltılmasıyla kararlılığın sağlandığı rezonatör tasarımları mevcuttur. Bunlardan bazıları Şekil 2.5’de sunulmuştur.



Şekil 2.5 Çeşitli rezonatör tipleri. (a) düzlemsel paralel rezonatör (marjinal kararlılık); (b) yarı küresel rezonatör (kararlı); (c) ortak odaklı rezonatör (kararlı); (d) ortak odaklı rezonatör (kararsız)[8].

Rezonatörler tipleri arasında en basiti, düzlemsel-paralel veya Fabry-Perot rezonatörüdür. İki düz ayna kavitenin karşılıklı uçlarına birbirine paralel ve kavite eksenine dik olacak şekilde yerleştirilir. Düzlemsel-paralel rezonatör basit yapısına rağmen, lazerin kararlı (stabil) çalışması için aynaların birbirine tam olarak paralel olacak şekilde hizalamak oldukça zordur. Hizalamayı tam olarak başarabilmek için, küresel aynalar kullanılmaktadır. Bu tip rezonatör tasarımlarından bazıları aşağıda verilmiştir [13,14].

Eşmerkezli Rezonatör: Aralarında eğrilik merkezleri aynı olacak şekilde eğrilik yarıçapının iki katına eşit mesafe bırakılmış küresel aynalardan oluşur.

Ortak Odaklı Rezonatör: Aralarındaki mesafe odak uzunluğunun iki katı olduğundan odak noktaları çakışan (küresel aynalarda eğrilik yarıçapı odak uzunluğunun iki katı olduğu için, bu aynalardan birinin eğrilik yarıçapının diğerinin merkezinde olduğu anlamına gelir) özdeş eğrilikte iki küresel aynadan oluşur.

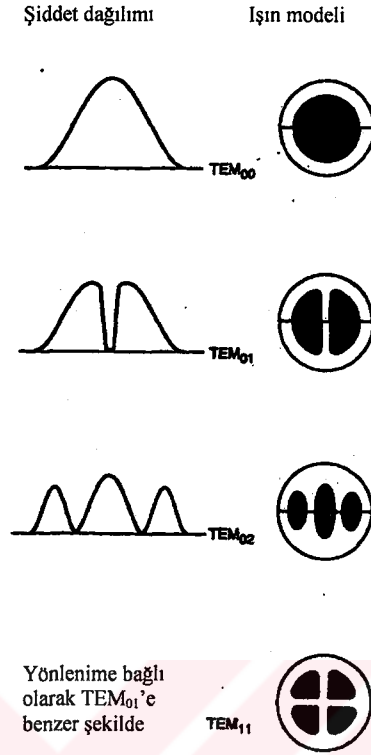
Yarı Odaklı Rezonatör: Aralarındaki mesafe odak uzaklığı kadar olan küresel bir ayna ile düz bir aynadan meydana gelir.

Yarıküresel Rezonatör: Aralarında eğrilik yarıçapı kadar mesafe olan küresel bir ayna ile düz bir aynadan oluşur.

Bu rezonatörler ve yalnızca aynalar arası mesafenin farklı olduğu benzeri tasarımlar kararlı (stabil) rezonatörler olarak kabul edilirler. Düzlemsel paralel rezonatörler, kararlılık için gereken kazanç eşiği koşulunu sağlar, ancak odaklama güçleri yoktur. Bu nedenle, düzlemsel-paralel rezonatörler, özellikle aynaları birbirine tam paralel olacak şekilde ayarlamamanın çok güç olması nedeniyle tam olarak kararlı değildirler. Ancak lazer kavitesine odaklamayı sağlayan başka bir faktör söz konusu ise kullanılabilirler. Örneğin, katı hal kristal lazerlerde odaklanma çubuğun kendi içindeki termal odaklanma ile sağlanır. Eşmerkezli rezonatör, diğer bir özel durumdur. Teorik olarak kararlılık kriterini sağlarlar, ancak iç dalga cephesini ortadaki bir noktaya odakladıkları için, bu pratikte lazerin kararlı çalışmasını sağlamaz. Pratikte, kararlılığı sağlayan rezonatör tasarımları en az bir içbükey ayna içeren diğer tip tasarımlardır [13,14].

Işık ışınlarının eksenden uzaklaşarak ıraksadığı rezonatörler kararsız rezonatör olarak adlandırılır. Çeşitli kararsız rezonatör konfigürasyonları mevcuttur. Örneğin, dışbükey (konveks) küresel bir aynanın karşısına yerleştirilmiş düz bir ayna kararsız rezonatörlere basit bir örnek oluşturur. Bunun dışında, çapları farklı (öyle ki daha büyük aynalardan yansıyan ışık daha küçük aynaların kenarlarından kaçabilir) içbükey aynalar veya bir dışbükey ayna çifti diğer kararsız rezonatör tiplerinden bazılarıdır. Kararlı ve kararsız rezonatörlerin her ikisinin de birbirine göre avantajlı olduğu durumlar söz konusudur. Kararlı rezonatörlerde ışığın kavite eksenine civarında kalması sağlandığından, eksene yakın bölgelerden enerji çekerler. Bu nedenle yararlanılan aktif lazer hacmi küçüktür. Bu tip rezonatörlerde üretilen lazer demeti, eksende maksimum yapan Gaussian bir şiddet dağılımı göstermektedir. Kararsız rezonatörler ışığın eksenden uzaklaşmasına izin verdiklerinden daha büyük bir lazer hacminden faydalanılabilmektedir, bu nedenle kararlı rezonatörlere göre daha yüksek bir enerji verimi sağlayabilir. Elde edilen çıkış demeti genellikle halka şeklindedir. Lazer rezonatörlerinin sağladığı farklı osilasyonun mod tipleri vardır. Enine modlar, demetin enine şiddet dağılımını belirler. Demetin kesitinde iki yönde görülen sıfır

sayısına göre sınıflandırılırlar. Bu durum, Şekil 2.6'da şematik olarak gösterilmiştir[13,14].



Şekil 2.6 Enine yayınıma ilişkin çeşitli lazer modları [13].

En düşük mertebeden veya temel mod, merkezde tek bir şiddet pikinin olduğu moddur ve TEM₀₀ olarak bilinir. Eksenlerden birinde yalnızca bir sıfırı olan ve ona dik ekseninde hiç sıfırı olmayan mod, yönelimine göre TEM₀₁ veya TEM₁₀ olarak adlandırılır. Bu durum genellenerek, modlar, eksenlerdeki sıfır sayısına göre isimlendirilebilir. Bunlar arasında, en fazla istenen TEM₀₀ modudur. Çok modlu demetlerin demet kalitesi genellikle daha düşük olmakla birlikte, lazer hacminden çekilen güç daha yüksek olduğundan bazı durumlarda önemlidir. Boyuna modlar lazerin kazanç bandı içindeki farklı dalga boylarında veya frekanslarda, lazer kavitesi boyunca meydana gelen farklı rezonanslara karşılık gelir. Kararsız rezonatör lazer modlarını belirlemek için farklı bir terminoloji kullanılmaktadır. Ancak, çoğu zaman kararsız rezonatörler halka şeklinde kesit üreten en düşük modda çalışıyormuş gibi ele alınır [13,14,17].

2.2 Nükleer-Tahrikli Lazer Çalışmalarının Tarihsel Gelişimi [1-3,18-29]

Lazer ortamının nükleer reaksiyonlar sonucu elde edilen yüklü parçacıklarla uyarılarak pompalandığı düzenekler nükleer-tahrikli lazer (nuclear-pumped laser) olarak adlandırılmaktadır. Nükleer-tahrikli lazerler (NTL) ile ilgili araştırmalar Amerika Birleşik Devletleri ve Sovyetler Birliği'nde aşağı yukarı aynı yıllarda, yüksek güçlü yeni bir lazer gerçekleştirmek amacıyla başlatılmıştır. NTL'in gelişiminde temel teşkil eden önemli gelişmeler Tablo 2.1'de özetlenmiştir. Teorik Çalışmalar 1960'lı yıllara uzanmaktadır ve katı, sıvı ve gaz ortamların nükleer reaksiyon ürünlerinin enerjileri kullanılarak pompalanması üzerine uzun yıllar tartışılmıştır. Lazer aktif bölge ile nükleer aktif bölgenin birlikte tasarlandığı bir lazer, yani reaktör lazer düzeneğinin kurulması düşüncesi hemen hemen aynı zaman periyodunda geliştirilmiştir. Zamanla, reaktör lazerin aktif ortamının gaz olması gerektiği anlaşılmıştır. Bunun nedeni katı ve sıvı ortamlarda meydana gelen radyasyon hasarının fazla olması ve relaksasyon zamanlarının büyük olmasıdır. Başlangıçta, yüksek basınçlı gaz lazerler geliştirilmeden önce, yüklü parçacıkların yoğun ortamlardaki erimlerin küçük olması nedeniyle daha fazla enerji aktaracağı ve daha yüksek güçte lazer çıkışı elde edilebileceği düşüncesiyle lazer aktif ortam olarak sıvı veya katı ortamların nükleer pompalanması üzerinde durulmuştur. Ancak, yoğun ortamların kullanılması aynı zamanda radyasyon hasarının çok büyük olacağı anlamına da gelmekte olduğundan, ortamın lazer aktif özelliği kısa zamanda bozularak başarılı sonuçlar elde edilmesini engellemiştir. Çok sayıda çalışmanın sonunda yoğun ortam fikrinden vazgeçilerek, nükleer tahrikli lazer gerçekleştirmek için yapılan çalışmalar gaz ortamlara yöneltilmiştir. Aktif ortam olarak CO_2 ve CO gibi gazları kullanan lazerlerin geliştirilmesiyle, nükleer pompalamayı gerçekleştirmeye yönelik çabalar bu tip moleküler gaz lazerler üzerinde yoğunlaşmıştır. Bunun nedeni, ilk teorik çalışmalar sonucunda bu tip gazlarla lazer ışıması elde etmek için gereken minimum nötron akısının (eşik akısı) düşük olduğunun öngörülmesidir. Ancak, Amerika Birleşik Devletleri ve Sovyetler Birliği'nde, bu konuda çalışan bilim adamlarından oluşan bir çok araştırmacı grubu CO_2 gazının nükleer reaksiyonlarla pompalanması yoluyla lazer ışıması elde etmek için çalışmalarını sürdürmesine karşın, 70'li yılların ortalarına değin lazer ışıması elde edilememiştir. Daha sonra, bunun nedeninin radyasyon nedeniyle CO_2 'in moleküller bağlarının parçalanması olduğu ortaya çıkmıştır.

Tablo 2.1 ABD ve Rusya’da gerçekleştirilen ve NTL’in çalışmalarında temel teşkil eden önemli gelişmeler [1,2].

TARİH	OLAY	KİŞİ/ LABORATUVAR
1951	Elektromagnetik radyasyonun , özellikle dış radyasyon kaynağı vasıtasıyla uyarılan bir ortamda amplifikasyonu için önerilen bir yöntem NTL fikrinin doğmasına temel oldu.	V.A. Fabrikant, M.M. Vudynskii, F.A. Buteva.
1963	CO ₂ NTL düşüncesi ortaya atıldı.	United Aircraft Lab.
1972	İlk He-Xe($\lambda = 3\mu\text{m}$) NTL gerçekleştirildi.	ARSRIEP
1974-75	CO lazer gerçekleştirildi.	Sandia Nat. Labs.
1974-75	3.51- μm Xe lazer gerçekleştirildi.	U.Florida/LANL
1974-76	Xe-I , Kr-I and Ar-I ile lazer ışıması($\lambda = 31.15\text{-}3.5\mu\text{m}$, $W \leq 2$ kW ve % 2.2’ye varan verimle) gerçekleştirildi.	ARSRIEP
1975-77	Eşik akısı düşük safsızlık lazerleri gerçekleştirildi.	U. Illinois
1976	Nötron geribeslemeli ICF önerildi.	U. Illinois
1976	³ He-Kr, ³ He-Xe , ³ He-Ar lazer gerçekleştirildi.	NASA, Langley
1977	He-Hg lazer (ilk görünür bölge NTL) gerçekleştirildi.	U. Illinois
1977-81	Asal gaz lazerlerle ilgili geniş ölçekli deneysel ve teorik çalışmalar başarıyla gerçekleştirildi.	NASA-Langley
1978	Cl atomundan ($\lambda = 1.59\mu\text{m}$) lazer ışıması elde edildi.	NASA-Langley
1978	Egzimer (XeF) lazerde ilk kez nükleer pompalama ile kazanç bildirildi.	U. Illinois
1979-82	Görünür bölgede yayılım yapan ($\lambda = 533.7, 537.8$ ve 441.6 nm) ilk He-Cd NTL çalıştırıldı.	MEPI
1981	1 kW gücünde çok geçişli He-Ar NTL çalıştırıldı.	NASA-Langley
1983	He-Zn lazer ($\lambda = 747.9$ nm) çalıştırıldı.	ARSRIEP, MEPI
1983	O ₂ ’in nükleer pompalanması gerçekleştirildi.	U. Illinois

Tablo 2.1 ABD ve Rusya’da gerçekleştirilen ve NTL’in çalışmalarında temel teşkil eden önemli gelişmeler [1, 2].
(devam)

TARİH	OLAY	KİŞİ/ LABORATUVAR
1984-85	He-Cd NTL ($\lambda = 441.6$ nm, $W=1$ kW, $\eta=\%0.4$) gerçekleştirildi.	ARSRITP, ARSRIEP
1984-88	Yüksek akıda XeF aktif ortam da kazanç ölçüldü.	Sandia Nat. Labs.
1985	${}^3\text{He}(n,p){}^3\text{H}$ ${}^{235}\text{U}(n,n)ff$ reaksiyonları ile uyarılan He-Ne-Ar($\lambda =585.3\text{nm}$) NTL çalıştırıldı.	ARSRIEP, MEPI
1985-90	Metal buharları ile asal gaz karışımlarına dayanan NTL’lerin reaksiyon kinetiğinin modellenmesinde bir seri gelişme kaydedildi.	IGP, ARSRIEP
1987-89	5-MJ NPL ICF hedef özellikli tasarımı gerçekleştirildi.	U. Illinois
1987-89	He(Ar)-Xe ortamda $\%3$ ($\lambda =2.03$ μm) ve $\%2.4$ ($\lambda =1.73$ μm) çok yüksek verimlere ulaşıldı.	Sandia Nat. Labs.
1989-90	Bir Ar-Xe karışımında minimum eşik akısında (10^{12} - 10^{13} n/cm ² s) lazer ışıması elde edildi.	ARSRIEP
1989	İlk nükleer-tahrikli flaş-lambalı lazer (XeBr-I ₂) gerçekleştirildi.	U. Illinois
1990	He-Ne-Ar lazer gerçekleştirildi.	Sandia Nat.Labs.
1992	Görünür bölge ${}^3\text{He}$ -Ne-H ₂ NTL gerçekleştirildi.	U. Illinois
1992-93	Xe,Ne ve Ar lazerlerin ayrıntılı kinetik modelleri geliştirildi.	U. Illinois, Sandia
1992	Bir He-Xe-Hg-H ₂ karışımında (HgI atomundan $\lambda =546.1$ nm) lazer ışıması sağlandı.	ARSRITP
1993	Ne-H ₂ karışımı ile lazer ışıması $\lambda =585.3$ nm) gerçekleştirildi.	ARSRITP
1994	Cl ($\lambda =1.59$ ve 2.45 μm) ve O ($\lambda =2.65$ ve 2.76 μm) atomlarının geçişlerinde güçlü lazer ışıması elde edildi.	ARSRIEP
1994	BIGR/LM-4 sistemi çalıştırılarak, AR-Xe karışımından 1.5 s lazer ışıması elde edildi.	ARSRIEP

Nükleer reaksiyonlarla pompalanan bir lazerin gerçekleştirilebileceği fikri ilk kez 1974 yılında, termonükleer bir patlama ile sağlanan γ -ışınlarıyla uyarılan bir lazer deneyinin başarıyla gerçekleştirildiği açıklandığında kanıtlanmıştır. Bu durum, nükleer tahrikli lazerler üzerine çalışmaları hızlandırmış ve yoğunlaştırmıştır. Nihayet 1975 yılında, Sandia Ulusal Laboratuvarlarında bir hızlı-püskürtmeli (fast- burst) reaktörden elde edilen nötronlarla gerçekleştirilen fisyon reaksiyonları sonucu doğan reaksiyon ürünleri ile pompalanan, 77 K' e kadar soğutulmuş CO gazından lazer ışıması elde edilmesiyle ilk başarılı NTL olarak açıklanmıştır. Deneysel olarak gerçekleştirilen ilk nükleer-tahrikli lazerden elde edilen lazer demeti çok zayıf ve kazancı çok düşüktür. Ancak, fisyon ürünleriyle uyarımla lazer ışınımının gerçekleştirilebileceğini kanıtlaması bakımından oldukça önemlidir. Böylece, varolan reaktör teknolojisi kullanılarak büyük boyutlara ve büyük güçlere sahip NTL'lerin geliştirilmesi için çalışmalara başlanmıştır. Daha sonra yapılan çalışmalar sonucu, oda sıcaklığında CO ve asal gazlarla lazer ışıması gerçekleştirilmiştir. O tarihten itibaren Sandia Los Alamos Ulusal laboratuvarları, NASA Langley Araştırma Merkezi, Illinois, Missouri ve Florida Üniversitelerindeki çalışma grupları tarafından bir çok NTL deneysel olarak gerçekleştirilmiştir. Aynı zaman aralığında Rusya'da da bu alanda önemli ve yoğun çalışmalar yürütülmüştür. Gaz lazerlerin nükleer pompalanmasına ilişkin ilk başarılı deneyin 1972'de ARSRIEP'de Sovyet bilim adamları tarafından gerçekleştirildiği ancak 1979 yılına kadar gizli tutulduğu açıklanmıştır. Gerçekleştirilen önemli NTL deneylerine bazılarına ilişkin bazı bilgiler ise Tablo 2.2'de verilmiştir.

Asal gazların nükleer reaksiyonlarla pompalanması ile lazer ışınımının başarılmasından sonraki aşamada, o güne değin kazanılan deneyimler sonucu NTL çalışmaları üç temel hedefe yönelmiştir. Bunlar, daha kısa dalga boylarında ışınım yapan lazerlerin geliştirilmesi, lazer ışıması için gereken eşik akısının düşürülmesi, verimin artırılması ve bütün bunları sağlayan yeni lazer aktif ortamların araştırılmasıdır. Bu doğrultuda yapılan çalışmalar sonucu, asal gazlarla metal buharı karışımlarının nükleer reaksiyonlarla pompalanması başarılmıştır.

Tablo 2.2 ABD ve Rusya’da gerçekleştirilen bazı NTL deneylerine ilişkin bazı parametreler [2].

Aktif ortam	λ (μm)	Φ_i ($\text{n/cm}^2\text{s}$)	p (atm)	P (W)	Verim (%)	Laboratuvar
CO	5.1-5.6	5×10^{16}	0.13	2-6	0.1-0.3	Sandia
	5.1-5.3	5×10^{16}	0.1-0.5	20	–	Sandia
He-Xe	3.5	3×10^{15}	0.26	0.01	10^{-4}	LANL
Ar-CO	5.1-5.6		0.53	100	1.0	LANL
He-CO	1.45	1×10^{14}	1.0	0.12	5×10^{-4}	Illinois Univ.
He-CO ₂	1.45	2×10^{14}	1.0	0.12	5×10^{-4}	Illinois Univ.
He-CO	≈ 5	3×10^{16}	3.0	200	0.5	NASA
Ne-N ₂	0.8639	1×10^{15}	0.5	1.5×10^3	1.5×10^{-4}	Illinois Univ.
	0.9393					
³ He-Ar	1.27	1.4×10^{16}	1	5×10^3	–	NASA
	1.79					
³ He-Xe	2.026	$\approx 4 \times 10^{15}$	0.87		<0.1	NASA
				–		
	3.508			–	–	
³ He-Kr	2.19	5×10^{16}	0.5		<0.1	NASA
	2.52					NASA
³ He-Cl	1.59	$\approx 7 \times 10^{15}$	0.8	0.1	<0.1	NASA
³ He-Ar	1.79	2.9×10^{16}	2	26	–	NASA
³ He-Ar	1.79	4×10^{15}	3	550	–	NASA
³ He-Ar	1.79	4×10^{15}	3	1012	–	NASA
Ar-Xe	2.63	3.5×10^{16}	1	50	–	NASA
³ He-Xe	2.63	6.4×10^{16}	3	215	–	MEPI
³ He-Xe	2.026	4×10^{15}	1	90	–	
³ He-Cd	0.5337	2×10^{14}	0.5	0.1	<0.01	MEPI
	0.5378					
	0.4416	2.5×10^{14}	0.5	0.05	<0.01	MEPI

Tablo 2.2 ABD ve Rusya’da gerçekleştirilen bazı NTL deneylerine ilişkin bazı parametreler [2].
(devam)

Aktif ortam	λ (μm)	Φ_i ($\text{n/cm}^2\text{s}$)	p (bar)	P (W)	Verim (%)	Laboratuvar
$^3\text{He-Zn}$	0.7479	2.1×10^{15}	—	—	—	MEPI
He-Ne-Ar	0.5853	1.4×10^{15}		0.35	0.1	MEPI
He-Ne-Ar	0.5853	1×10^{16}			10^{-2}	Sandia
Ar-Xe	1.73		0.7	1.35	3.0	Sandia
He-Ar-Xe	2.03				2.4	
He-Ne-Ar (Kr,Xe)	0.5853	6.5×10^{14}	2	35		ARSRIEP
(He)-Ne-Kr	0.7032	5×10^{14}	1.3	40		
	0.7245					
He-Ar	1.79		1		1.4	Sandia
He-Ne- CCl_4	1.59	4.3×10^{13}	2	130	0.2	ARSRIEP
He-Ne- CHCl_3	1.59	5.6×10^{13}	2	40		ARSRIEP
He-Ne- CF_2Cl_2	1.59	4.6×10^{13}	2	8		ARSRIEP
He-Ne- $\text{C}_2\text{F}_3\text{Cl}_3$	1.59	2.2×10^{14}	2	10		ARSRIEP
Ar- CCl_4	1.59	1.8×10^{15}	0.4	2.5		ARSRIEP
He-Ne- CCl_4	2.45	1.0×10^{15}	1	5		ARSRIEP
He-Ne- O_2	2.65	3×10^{14}	2	30		ARSRIEP
	2.76					
He-CO	1.45	3.4×10^{14}	1.0	7	0.05	ARSRIEP
Ne-CO	0.940	5×10^{14}	0.5	2	0.01	ARSRIEP
	0.833					
Ar-CO	0.940	6.3×10^{14}	0.5	3	0.02	ARSRIEP
	0.833					
	1.45	4.4×10^{14}	0.5	3	0.02	

Metal buharı ve asal gaz karışımından oluşan aktif ortamları kullanarak gerçekleştirilen NTL deneylerine ilişkin bazı parametreler Tablo 2.3’de verilmiştir. Ayrıca, asal gazlar ve asal gazlar ile metal buharlarının karışımlarından oluşan aktif ortamlardaki reaksiyon kinetiğinin modellenmesiyle ilgili önemli gelişmeler kaydedilmiş ve yüksek basınçta (bir kaç atmosfer) çalışan nükleer tahrikli lazerlere geçilerek daha yüksek çıkış güçlerine ulaşılmıştır. Düşük nötron akılarında lazer ışımasının gerçekleştirildiği ile ilgili bazı sonuçlar açıklanmıştır.

ABD’deki nükleer-tahrikli lazerlerle ilgili çalışmalar 1980’li yıllardan itibaren ABD Sandia Ulusal laboratuvarları, EG&G Idaho, Illinois Üniversitesi ve Missouri Üniversitesi olmak üzere dört ana laboratuvarında toplanmıştır. Rusya’da ise ağırlıklı olarak ARSRITP (All-Russia Scientific-Research Institute of Technical Physics), ARSRIEP (All-Russia Scientific-Research Institute of Experimental Physics), MEPI (Moscow Engineering-Physics Institute) olmak üzere, IGP (Institute of General Physics) ve MEPI (Moscow Engineering-Physics Institute)’da NTL ile ilgili çalışmalar yürütülmektedir. Günümüzde, bu alandaki çalışmalar bağımsız reaktör lazerlerin geliştirilmesi ve veriminin artırılması yönündedir.

NTL’lerle ilgili yapılan teorik çalışmalar, enerji kaynağını kendi içinde barındıran, uyarım hacmi son derece büyük ve teorik olarak yüksek güçlü bir sistemi(reaktör lazer) vaad ettiğinden, yüksek güç gerektiren çeşitli uygulamalar için çekici bir potansiyel oluşturmaktadır. Bu potansiyel uygulamalar kritik öneme sahip olduğundan, bu alandaki çalışmaların bir kısmı askeri projelerle kapalı olarak yürütülmektedir. Bunların arasında uçan hedeflerin ve askeri uyduların imhası olası bazı askeri uygulamalardır. NTL’lerin diğer uygulamaları arasında lazerle ısıtmaya dayanan füzyon ve uzay araştırmaları sayılabilir. Lazerle ısıtmaya dayanan füzyonda, füzyona uğrayacak hedefin lazer demetleriyle ani olarak çok yüksek sıcaklıklara ısıtılması amaçlandığından yüksek güçlü lazerlere ihtiyaç vardır. Bu noktada NTL’ler diğer tür yüksek güçlü lazerlere bir alternatif oluşturabileceği düşünülmektedir. Uzay çalışmalarında ise, uzayda ihtiyaç duyulan enerjinin sağlanması amacıyla reaktör-lazer yer istasyonları kurularak, bu istasyonlarda elde edilen lazer demetinin yörüngede veya daha genel olarak uzayda yer alan uydu veya istasyona gönderilmesi ve burada bu enerjinin elektrik veya itme enerjisine dönüştürülerek kullanılması tasarlanmaktadır.

Tablo 2.3 Metal buharlı nükleer tahrikli lazer deneylerine ilişkin optimum parametreler [2].

Karışım	λ (nm)	T (K)	P (atm)	P_d (kW/cm ³)	Φ_t (n/cm ² s)	η (%)	W_{th} W/cm ³
He-Cd	441.6	633-663	3-5	2	5×10^4	0.7	15
	325.0	633-673	2-3	2	2×10^{16}	0.2	300
	533.7	723-773	1-1.5	2.5	10^{15}	0.13	7
	537.8						
He-Zn	610.3	903-993	2-4	10	3×10^{15}	0.4	40
	747.9	723-763	3-5	2	10^{15}	0.08	25
	758.8	803-873	≈ 2	2	8×10^{15}	<0.1	80
He-Hg	615.0	473-523	1-2	2	7×10^{15}	0.02	100
He-Mg	448.1	973-993	2-3	1	10^{15}	0.2	13
	921.8	973	1-2	0.3	2×10^{15}	0.03	10
He-Sr	430.5	923	3-4	2.5	4×10^{16}	0.1	800
He-Ca	373.7	923	2-4	10	2×10^{16}	0.11	400
He-Ba	490.1	1123-1173	2-4	5	5×10^{16}	0.02	1000

2.3 Nükleer Tahrikli Lazerlerde Uyarım ve Plazma Kinetiği

Nükleer-tahrikli lazerlerde (NTL) lazer ışımasının gerçekleştirilebilmesi için ters nüfusun oluşturulması amacıyla lazer gazının uyarılması (pompalanması), esas olarak aşağıdaki nükleer reaksiyonlar sonucu meydana gelen yüksek enerjili yüklü parçacıklar vasıtasıyla sağlanır:

$${}^3\text{He} + n \rightarrow {}^3\text{H} + H + 0.76 \text{ MeV} \quad (2.2)$$

$${}^{10}\text{B} + n \rightarrow {}^7\text{Li} + \alpha + 2.38 \text{ MeV} \quad (2.3)$$

$${}^{235}\text{U} + n \rightarrow 2ff + \nu n + 167 \text{ MeV} \quad (2.4)$$

Burada, ff fisyon ürünlerini ve ν meydana gelen nötron sayısını ifade etmektedir.

(2.4)'de ${}^{235}\text{U}$ yerine, ${}^{233}\text{U}$, ${}^{239}\text{Pu}$ gibi diğer fisil malzemeler de kullanılabilir.

Yukarıda belirtilen enerjiler reaksiyon sonucu meydana gelen yüklü parçacıkların paylaştığı ortalama enerjileri göstermektedir . Nükleer reaksiyon ürünü olan yüklü parçacıklar çok yüksek enerjilere sahiptir, bu da nükleer reaksiyonlarla sağlanan pompalama gücünün çok yüksek olacağı anlamına gelmektedir. Yukarıdaki reaksiyonlar sonucu meydana gelen yüklü parçacıkların çoğu gaz içerisinde yol alırken enerjilerinin bir kısmını ya da tümünü gaz ortamına aktarırlar. Bir kısmı ise lazer tüpünü tümüyle katederek duvar kayıplarına neden olur. Nükleer reaksiyon ürünlerinin erimi oldukça kısa olup, yoğun ortamlarda bir kaç mikron ve atmosferik basınçtaki gazlarda bir kaç santimetre mesafe mertebesinde [2,6,11,21,30].

Lazer gazının uyarımı, (2.2) ile verilen ${}^3\text{He}(n, p){}^3\text{H}$ reaksiyonlarında olduğu gibi, nötronların lazer tüpü içerisindeki gaz atomları ile girdiği nötron absorpsiyon reaksiyonu ile sağlanıyorsa, hacimsel bir yüklü parçacık kaynağı olduğundan hacimsel uyarım olarak adlandırılır. Hacimsel uyarımı UF_6 gazı kullanılarak gerçekleştirilmek olası ise de , söz konusu gazın zararlı etkileri bulunduğu [31] hacimsel uyarım için ${}^3\text{He}(n, p){}^3\text{H}$ reaksiyonları kullanılmaktadır.

Lazer gazının uyarımı, lazer tüpünün iç çeperine ince film şeklinde kaplanan bir nükleer yakıt malzemesi ile nötronların girdiği reaksiyonlar sonucu oluşan yüklü parçacıklarla sağlanıyorsa, bu durumda yüzeysel bir yüklü parçacık kaynağı söz konusu olduğundan yüzeysel uyarım olarak adlandırılır. Yüzeysel uyarım için, iç çeperi B_4C veya UO_2 'den oluşan ince bir yakıt tabakası ile kaplanmış lazer tüpünün nötron akısına maruz bırakılmasıyla gerçekleştirilen ve sırasıyla (2.3) ve (2.4) ile verilen ${}^{10}\text{B}(n, \alpha){}^7\text{Li}$ veya ${}^{235}\text{U}(n, n)\text{ff}$ reaksiyonları sonucu oluşan yüklü parçacıklar kullanılmaktadır. Ancak, yüzeysel uyarım sağlayan reaksiyonlarla hacimsel uyarım sağlayan reaksiyonların bir arada kullanıldığı karma tasarımlar da mümkündür [4,30,32].

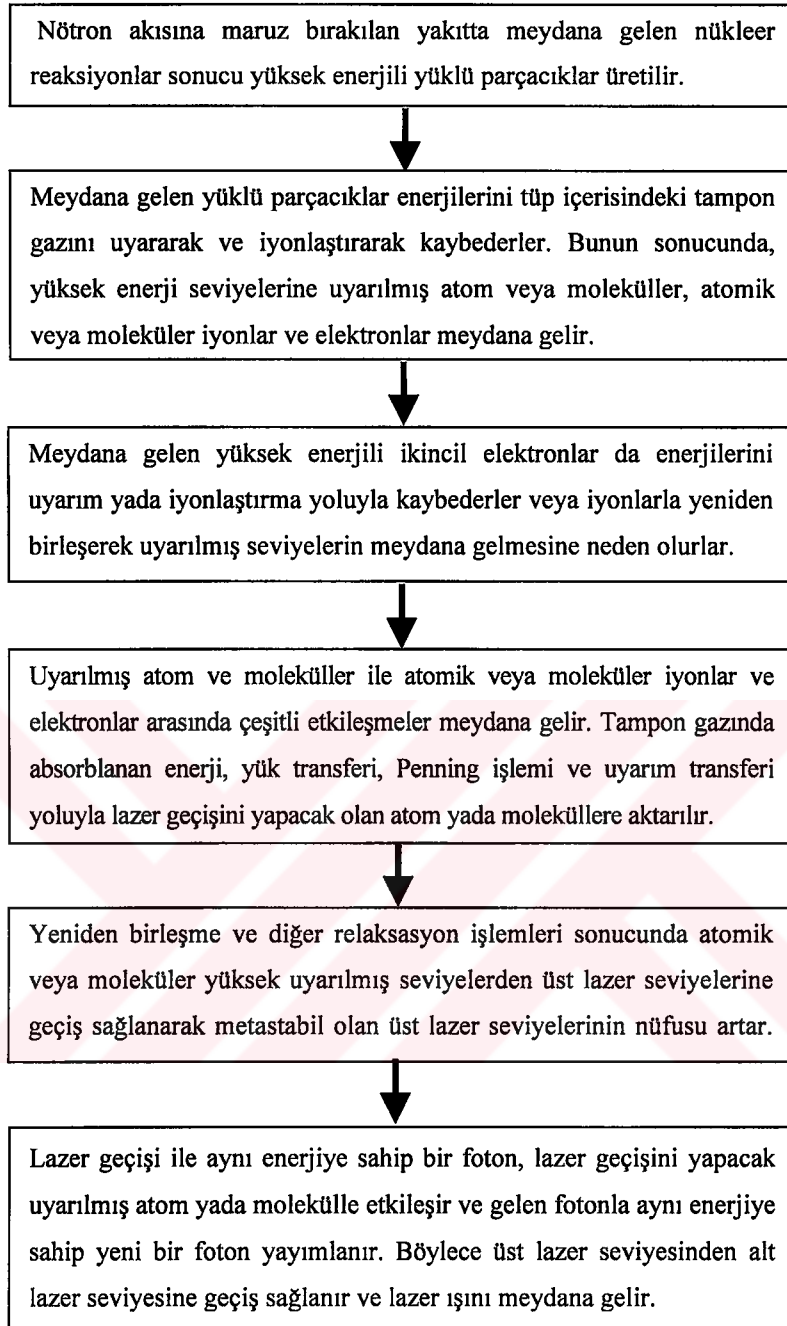
Ayrıca, Nükleer-tahrikli lazerler doğrudan ve dolaylı pompalamalı olarak da sınıflandırılabilirler. Doğrudan pompalanan lazerlerde yüklü parçacığın enerjisi doğrudan lazer gazına aktarılır. Dolaylı pompalanan lazerlerde, enerji önce yeniden yayımlanacağı (genellikle foton olarak) bir pompalama bölgesine aktarıldıktan sonra lazer hacmini pompalamak için kullanılır. Doğrudan pompalama ara bir enerji dönüşümü gerektirmediğinden genellikle daha yüksek enerji aktarımı sağlar. Ancak,

söz konusu reaksiyonlarda meydana gelen yüklü parçacıkların erimleri normal koşullarda santimetre mertebesinde olduğundan, parçacıkların enerjisinin pompalama için doğrudan aktarımı sırasında bu kadar küçük mesafelerde böylesine büyük enerjilerin aktarılması önemli sıcaklık ve yoğunluk gradyanlarının oluşmasına neden olur ki, bu da lazer kavitesinin kararlılığını etkileyebilir ve çıkan lazer demetinin kalitesini önemli ölçüde azaltabilir [2, 4, 6, 7-10, 25, 28].

NTL tüpü içerisindeki gaz enerji aktarımının betimlenebilmesi için lazer gazı içerisindeki parçacık transportu (yüzeysel uyarımda yakıt filmi içerisindeki parçacık transportunun da dahil edilmesi gereklidir), gaz pompalama kaynağından yani nükleer reaksiyonlar sonucu meydana gelen yüklü parçacıklardan enerji aktarımı, bu hacimsel enerji aktarımının uzaysal değişimi sonucu meydana gelen gaz hareketi ve kavite duvarları ile gaz arasındaki ısı iletimi gibi bir kaç fiziksel olayın birleştirilmesini gerektirir. Bu durum, yüklü parçacık transportu ile akışkanlar mekaniği analizinin kuplajını gerektirir [6, 9].

Nükleer pompalamada, enerjisi lazer ortamındaki atomların ve/veya moleküllerin iyonizasyon potansiyelinden önemli ölçüde büyük olan yüksek enerjili parçacıklar kullanılır. Bu nedenle NTL’lerde üst lazer seviyelerine uyarılmış atom veya moleküllerin nüfusunun artışına ilişkin kinetik ve lazer için kullanılan enerji seviyeleri, diğer pompalama yöntemlerinden oldukça farklıdır [25]. NTL plazmasında meydana gelen ve lazer kinetiği olarak tanımlanan işlemler Şekil 2.7’de verilen akış diyagramı ile genel olarak ifade edilmiştir.

Yüklü parçacıklar tarafından uyarılan NTL ortamında birincil olarak uyarılmış seviyelerdeki atomlar ve moleküller üretilir. Ortamdaki elektron sıcaklığı yeterince yüksek değilse ve iyon ile elektron konsantrasyonları ısı dengesindeki değerlerinden daha büyükse, meydana gelen plazmanın yeniden birleşme (recombination) yönünde bir dengesizliği vardır. Yeniden birleşme reaksiyonları ve kullanılan gaz karışımının türüne bağlı olarak meydana gelen diğer relaksasyon işlemleri nedeniyle NTL’in üst lazer seviyesi nüfusunun artırılması ‘aşağı enerjilere doğru’ gerçekleşir. Bir başka deyişle, lazer ortamının pompalanması, tampon gazından lazer gazına çeşitli işlemler vasıtasıyla enerji aktarımı sonucu meydana gelen yüksek uyarılmış seviyelerden daha aşağıda yer alan metastabil üst lazer seviyesine geçişle sağlanmaktadır [25].



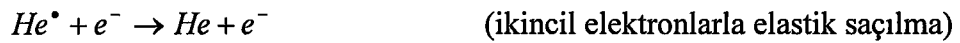
Şekil 2.7 Nükleer tahrikli lazer ortamında lazer ışınımının oluşması esnasında gerçekleşen fiziksel işlemlerin genel akış diyagramı.

Daha önce de belirtildiği gibi nükleer tahrikli lazerin aktif ortamı bir gaz karışımıdır ve bu gaz karışımını oluşturan gazlar yüklü parçacıklarla uyarımın yukarıda ifade edilen bu karakteri göz önünde bulundurularak seçilir. Genellikle iki çeşit gazdan oluşan bu karışım, ağırlıklı olarak tampon gazı olarak adlandırılan bir gaz ile düşük orandaki lazer katkısından oluşur. Tampon gazı olarak kullanılan gaz,

lazer katkısına oranla iyonlaştırma ve uyarım potansiyeli yüksek gazlar arasından seçilir. Bu durumda, yüklü parçacıkların enerjileri ağırlıklı olarak tampon gazında absorblanır ve yük transferi, Penning işlemi ve uyarım transferi gibi reaksiyonlar yoluyla lazer ışımasını yapan diğer gazı iletilir. Lazer katkısının yüklü parçacıklarla doğrudan uyarımı çok nadir gerçekleşeceğinden kolaylıkla ihmal edilebilir [25, 31, 33].

Lazer kinetiğinin mekanizması hakkında bir fikir sağlaması için, deneysel olarak gerçekleştirilen ${}^3\text{He}(n, p){}^3\text{H}$ reaksiyonu ile pompalanan bir ${}^3\text{He} - \text{Ar}$ lazer kinetiğinin modellendiği bir çalışmada[33], plazmayı oluşturan türler arasında gerçekleştiği öngörülen işlemler aşağıda örnek olarak sunulmuştur.

Söz konusu NTL’de tampon gaz olarak kullanılan He gazında uyarım ve iyonlaşma sonucu meydana gelen türlerle ikincil elektronlar arasındaki etkileşimler aşağıdaki şekildedir[33]:



Lazer katkısı olarak kullanılan Ar gazında, ikincil elektronlarla olan etkileşimler aşağıda verilmiştir:



He gazına ait türlerle Ar gazına ait türler arasındaki etkileşmeler ise aşağıdaki şekilde verilmiştir:



Nükleer reaksiyon ürünü yüklü parçacıklar ve ikincil hızlı elektronlar ile atom veya moleküllerin iyonlaştırılması ve uyarımına ait tesir kesitlerine ilişkin önemli bir veri eksikliği olması nedeniyle, bunların iyonizasyon ve uyarım işlemlerine katkısı ancak yaklaşım yöntemleriyle hesaplanabilmektedir. Çoğu durumda yalnızca iyonlaştırma ve uyarım için harcanan enerji kesri hesaplanabilmektedir. Gazda absorblanan toplam enerji E 'nin plazma bileşenleri tarafından paylaşımı, aşağıdaki şekilde ifade edilebilir:

$$E = N_u \varepsilon_u + N_i (\varepsilon_i + \bar{\varepsilon}_e) \quad (2.5)$$

Burada, N_u yüklü parçacıklar tarafından yapılan uyarım sayısı, ε_u uyarım için harcanan ortalama enerji; N_i üretilen serbest elektron (veya iyon) sayısı, ε_i iyonlaştırma için harcanan enerji, $\bar{\varepsilon}_e$ uyarım altı ikincil elektronların kinetik enerjisidir [25, 33].

Bir iyon çifti oluşturmak için enerji transfer eden parçacığın sahip olması gereken enerji, (2.5) ifadesinden aşağıdaki şekilde elde edilir[33]:

$$\omega = E / N_i = \varepsilon_u (N_u / N_i) + \varepsilon_i + \bar{\varepsilon}_e \quad (2.6)$$

Bütün asal gazlar için $N_u / N_i = 0.53$ olarak ölçülmüştür. Bir iyon çifti oluşturmak için parçacığın sahip olması gereken enerji iyonlaştırmayı yapan yüklü parçacıkların türünden bağımsızdır. (2.5) ifadesindeki büyüklükler, yörüngesel elektronlara transfer edilebilen maksimum enerjinin iyonizasyon potansiyeline göre büyük olması koşuluyla, iyonlaştırıcı parçacıkların enerjisinin yavaş değişen bir fonksiyonudur [33].

2.4 Nükleer Tahrikli Lazerlerin Verimi

Bir NTL'in üst (nihai) verimi; lazer fotonunun enerjisinin, üst lazer seviyesi nüfusunun arttırılmasını sağlayan bir iyon ya da uyarılmış atom yaratmak için gerekli enerjiye oranı olarak aşağıdaki şekilde tanımlanır [25, 33].

$$\eta_u = (1 + \kappa) \frac{h\nu}{\omega} \quad (2.7)$$

Burada, h Planck sabiti, ν fotonun frekansı, κ uyarılmış atomların sayısının (N_u) iyonlaştırılmış atomların sayısına (N_i) oranı olup,

$$\kappa = \frac{N_u}{N_i} \quad (2.8)$$

şeklinde ifade edilebilir. (2.7) ifadesinden görülebileceği gibi, NTL'in verimi, elde edilen lazer fotonunun enerjisi ile artarken, iyon-elektron çifti yaratmak için gereken enerji ile azalmaktadır. O halde, lazer katkısı olarak elektromagnetik spektrumun görünür veya morötesi bölgelerinde ışımanın gerçekleştirilebileceği gazların ve/veya tampon gazı olarak iyonizasyon potansiyeli düşük olan gazların kullanılması, nükleer tahrikli lazerin verimini arttırmaktadır. Bu nedenle, asal gaz ve karışımları ile metal buharları (Li, Na, Mg, Hg, Cd vb.) bir arada kullanılarak lazer ışıması için uygun gaz karışımları elde edilebilmektedir. Bu tip karışımların avantajları; elektromagnetik spektrumun görünür ve morötesi bölgelerinde ışıının elde edilebilmesi ve metal buharlarının düşük iyonizasyon potansiyeline sahip olması nedeniyle geniş bir tampon gazı seçeneği oluşturmalarıdır [25, 27].

Nükleer tahrikli lazerlerin pratik verimleri, nihai verim η_u yanında plazmanın relaksasyon hızları arasındaki ilişki, ters nüfus oluşumunu sağlamada hangi işlemin baskın olduğu, üst lazer seviyesinin nüfuslandırılmasını sağlayan son işlemin seçilme olasılığı, alt lazer seviyelerinin nüfusunu azaltan işlemin verimi gibi lazer kinetiği ile ilgili diğer bazı faktörlere de bağlıdır. Bu nedenle, NTL'lerin verimini arttırmak için η_u 'nun yüksek olmasını sağlayan gazları kullanmak gerekliyse de bu tek başına yeterli olmamaktadır. Bunun için kullanılan lazer gazının plazma kinetiğinin de bilinmesi önemlidir. Asal gazların ve asal gazlarla metal buharı karışımlarının reaksiyon kinetiğinin modellenmesi ile ilgili önemli gelişmeler sağlayan çalışmalar gerçekleştirilmiştir. Bazı gaz karışımları için plazma kinetiği yaklaşık olarak modellenenilmişse de, bir çok gaz karışımı için tam olarak bilinmemektedir [25].

Tablo 2.2'den de görüleceği üzere, genel olarak NTL'lerin pratik verimlerinin bugün için %0.05 ile % 3 arasında değiştiği söylenebilir. Bu anlamda, başlangıçtan günümüze değin önemli gelişmeler kaydedilmesine karşın, elde edilen sonuçlar henüz amaçlanan yüksek güçleri elde etmek için ulaşılması gereken değerlerin altındadır. Daha önce de belirtildiği gibi nükleer radyasyon enerjisinin lazer enerjisine dönüşüm verimini arttırmak amacıyla çalışmalar devam etmektedir.

2.5 Nükleer Tahrikli Lazer Araştırmalarında Darbeli Reaktörlerin Yeri ve İTÜ TRIGA MARK-II Reaktörü

Bugüne kadar gerçekleştirilen nükleer tahrikli lazer deneylerinde genellikle darbeli reaktörler kullanılmıştır. Bunun nedeni, lazer demetinin elde edilebilmesi için yüksek nötron akısına gereksinim olması ve minimum bir eşik değerinin altına inildiğinde lazer ışımasının gerçekleşmemesidir. Sürekli çalışan reaktörlerde lazer çıkışının elde edilebilmesi için yeterince yüksek akılara ulaşmak mümkün olmadığından, yüksek nötron akısı sağlayabilen darbeli reaktörler nükleer tahrikli lazer deneylerine çok uygun birer laboratuvar teşkil etmektedir. Bugüne değin, ABD ve Rusya'daki bazı üniversite veya araştırma kurumlarında bulunan darbeli reaktörler kullanılarak çok sayıda NTL gerçekleştirilmiştir.

NTL deneylerinde nötron veya bazen diğer tip nükleer radyasyon kaynağı olarak kullanılan reaktörlerin, önemli olan özellikleri darbe başına sağlanan nötron

akısı (veya γ dozu), darbe süresi (genişliği), darbe tekrarlama oranı, ve deney esnasında kullanılan ışınlama düzeneğinin konfigürasyonudur. Bugüne kadar kurulan darbeli reaktörlerde, bir kaç on mikro saniyeden bir saniyeye kadar değişen darbe süreleriyle tek darbe (pals) yapma özelliği yaygındır. Darbe esnasında çok kısa sürelerde çok yüksek güçlere çıkıldığından, diğer bir darbenin yapılabilmesi için yakıt sıcaklığının yeterince düşmesinin beklenmesi gerekir [21, 22]. Doğrudan nükleer pompalamalı lazer araştırmalarında kullanılan bazı darbeli reaktörler ve karakteristiklerine ilişkin veriler ise Tablo 2.4’de verilmiştir.

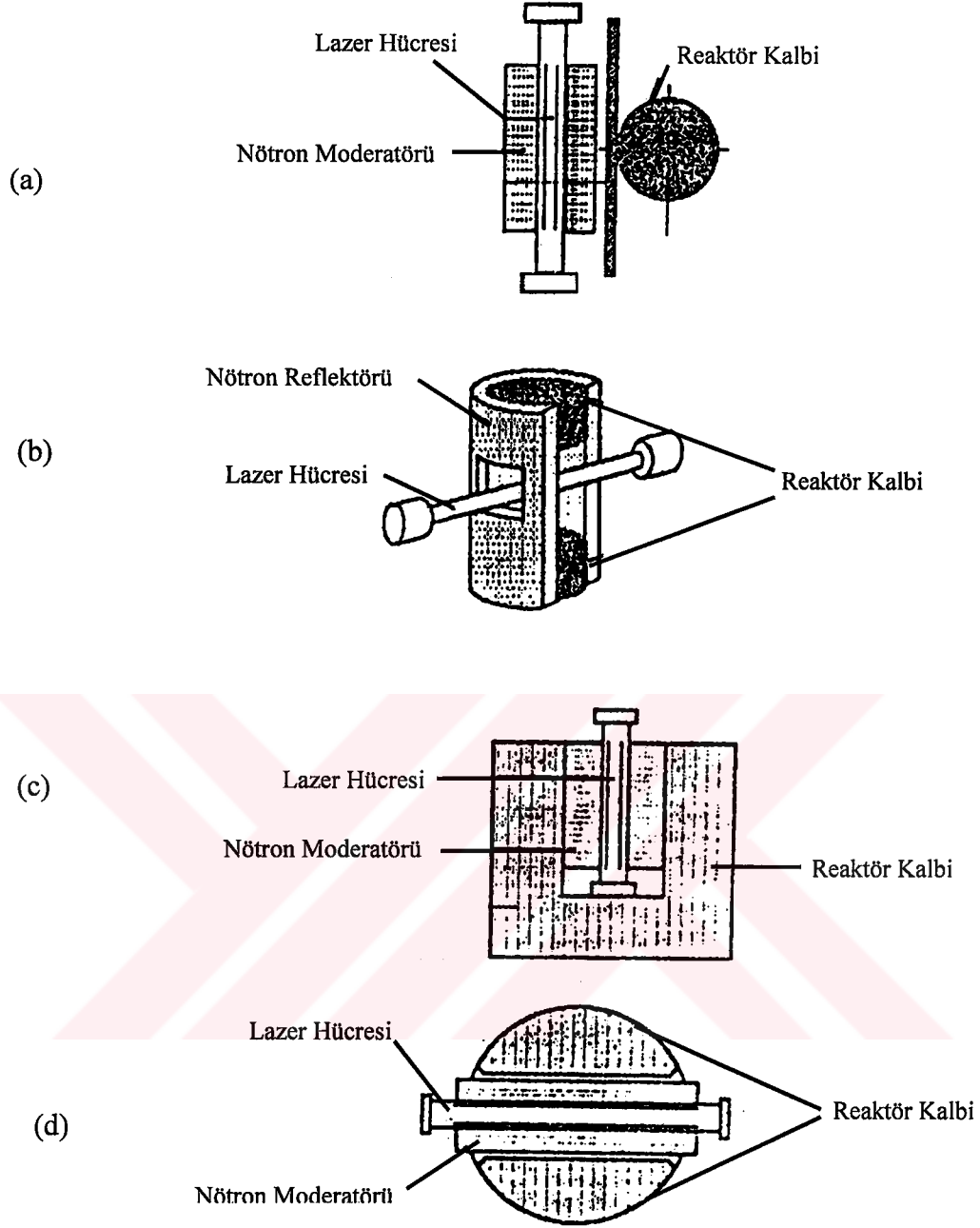
Tablo 2.4 ABD ve Rusya’daki NTL araştırmalarında kullanılan reaktörlere ilişkin bazı karakteristikler [2, 3].

Reaktör	Ülke	$10^4 t_{1/2}$ (s)	$10^{-14} \Psi_1$ (n/cm ²)	$10^{-14} \Psi_2$ (n/cm ²)	$10^{-14} \Phi_t$ (n/cm ² s)
Godiva-IV	ABD	0.24	100	1.0	0.02-0.004
APRFR	ABD	0.35	9.4	2.8	700
SPR-II	ABD	0.46	10	3.2	100-700
BARS	Rusya	0.50	—	0.6	20
BIR-2	Rusya	0.55	5	1	$\approx 10^3$
BR-1	Rusya	0.53	10	3.6	en az 10^3
EBR-L	Rusya	26	—	—	1.6×10^3
SPR-III	ABD	0.65(3)	6.5		
IBR-30	Rusya	0.7	—	—	5
BIR-2M	Rusya	30	7.0	—	20
TIBR	Rusya	5	10	2.0	600
IIN-3	Rusya	30			
TRIGA	ABD	120	—	0.5	30-50
BIGR	Rusya	$20 \cdot 10^6$	110	11	—
IGR	Rusya	1000	—	10^3	10^4
ACRR	ABD	65	74	—	—
SKUA (planlanan)	ABD	$4 \cdot 10^4$	3.3	—	—

Söz konusu reaktörlerde, yüksek zenginlikli uranyum metal, uranyum-molibden alaşımı, uranyum-grafit karışımı, uranyum-zirkonyum-hidrojen alaşımı, uranyum-aliminyum alaşımı, uranyum tuzlu su çözeltileri vb. olmak üzere çeşitli yakıt tipleri kullanılmıştır. Bu özellikler, darbe başına meydana gelen fisyon sayısı için yaklaşık 10^{16} değerinden başlayarak reaktör tipine göre değişen ve maksimum bir değere varan fisyon reaksiyonu sağlamaktadır. Örneğin uranyum-grafit termal reaktörlerinde bu değer darbe başına 10^{20} fisyondur. Böyle bir durumda darbe sırasında deneysel ışınlama tüplerindeki birim yüzeye gelen toplam nötron sayısı (nötron fluensi) 10^{13} - 10^{16} n/cm² arasında değişir [2, 3].

Nükleer-tahrikli lazer deneylerinde kullanılan lazer düzeneği, reaktör kalbinde yoğun radyasyona maruz kalan bir konuma yerleştirilir. Bir çok nükleer tahrikli lazer deneyi yoğun radyasyon hasarı nedeniyle başarısızlıkla sonuçlanmıştır. Bu nedenle, deneylerde kullanılan donanımın radyasyona dayanıklı olması gereklidir.

Darbeleri reaktörlerde gerçekleştirilen çeşitli deneylerde, lazer tüpünün kalp içindeki konumuna ait şematik gösterimler Şekil 2.8'de verilmiştir. TIBR-1M, SPR-3, Godiva-IV reaktörlerindeki deneylerde, Şekil 2.8a'da şematik olarak gösterildiği gibi lazer hücresi reaktör kalbi dışına yerleştirilerek, lazer hücresinin reaktör kalbi üzerinde yaratacağı pertürbasyon önlenmiştir. BR-1, TIBR-1M reaktörlerinde gerçekleştirilen deneylerde, Şekil 2.8b'de görüldüğü gibi lazer hücresi reaktör kalbi içine yerleştirilmekle birlikte, kalp hacmi küçük olduğu için reaktör kalbi üzerinde yaratabileceği pertürbasyonun minimum olması sağlanacak bir konuma yerleştirilmiştir: Şekil 2.8c'de şematik olarak gösterildiği gibi, SPR-3 reaktöründe gerçekleştirilen deneylerde moderatörlü lazer hücresi reaktör kalbi içerisine yerleştirilmiştir. Yine, Şekil 2.8d'de görüldüğü gibi, EBR ve ERB-L reaktörlerinde gerçekleştirilen deneylerinde de, moderatörlü lazer hücresi reaktör kalbi içerisine yerleştirilmiştir. Her iki durumda da lazer hücresi reaktör parametrelerini hissedilir ölçüde değiştirebilir. $^3\text{He}(n,p)^3\text{H}$ reaksiyonları ile uyarımda, güçlü bir nötron yutucu olan ^3He 'ün reaktör kalbine eklenmesi, nötron spektrumunu yüksek enerjilere doğru öteleyebilirse de reaktöre yeni yakıtların eklenmesiyle bu durum dengelenebilir [2].



Şekil 2.8 Darbeli reaktörlerde gerçekleştirilen çeşitli NTL deneylerinde lazer hücresinin konumu [3].

Nükleer reaksiyonlarla pompalamada kullanılan nükleer reaksiyonların tesir kesitleri hızlı nötronlar için çok düşük, termal nötronlar için yüksek olduğundan nötron kaynağı olarak kullanılan reaktörler arasında en uygun olanlar, kalpleri moderatör içeren reaktörlerdir. Bunlar, ^{235}U 'in tuzlu su çözeltisinden oluşan bir kalbe sahip VIR-2M, IGRIK reaktörleri, uranyum-zirkonyum-hidrojen alaşımlı kalbe sahip havuz tipi TRIGA

reaktörleri, kalbi uranyum-dioksit ve berilyum-dioksit karışımı ile takviye edilmiş bir TRIGA reaktörü olan ACRR reaktörü ile uranyum-grafit kalpli reaktörler olan BİGR, TREAT ve IGR dir. Yüksek nötron akısı sağladığı için darbeli hızlı-nötron reaktörleri de nükleer tahrikli lazer deneylerinde kullanılmaktadır. Bu durumda, lazer hücresinin etrafı genellikle polietilen olarak seçilen bir moderatör tabakası ile çevrelenerek lazer aktif ortamın termal nötronlarla etkileşmesi sağlanır [2,3].

Yukarıda belirtildiği gibi, TRIGA tipi reaktörler NTL deneyleri için en uygun reaktör tipleri arasındadır. Nitekim, Amerika Birleşik Devletleri'nde yapılan NTL deneylerinden bazıları Illinois Üniversitesinde bulunan TRIGA MARK-II reaktöründe başarıyla gerçekleştirilmiş olup, söz konusu kurum ABD'deki NTL çalışmalarının yapıldığı dört araştırma kurumundan birisidir. Rusya'da ki NTL deneylerinde kullanılan ACRR reaktörü de TRIGA tipinin modifiye edilmiş bir versiyonudur. Bu nedenle, İTÜ TRIGA MARK-II reaktörü nükleer-tahrikli lazer deneyleri için uygun özelliklere sahip bir reaktördür [1-5]. İTÜ TRIGA MARK-II reaktörünün genel özellikleri ve darbe karakteristikleri bir sonraki alt bölümde verilmiştir.

2.6 İTÜ TRIGA MARK-II Reaktörünün Genel Özellikleri ve Darbe Karakteristikleri

İ.T.Ü. TRIGA MARK-II reaktörü; 250kW sürekli, 1200MW darbeli çalışabilme özelliğine sahip açık havuz tipi bir araştırma reaktörüdür. Reaktör silindirik kalp geometrisine sahip olup kalp çevresinde 4 adet ışınlama tüpü mevcuttur. Bu ışınlama tüplerine ilave olarak kalbin tam merkezinde merkezi ışınlama boşluğu vardır. Ayrıca kalbin en dış halkasında pnömatik transfer sistemine sahip bir kuru ışınlama ünitesine de sahiptir. Yakıt elemanı olarak paslanmaz çelik zarf içersinde %8.5 uranyum içeren %20 zenginlikte Uranyum-Zirkonyum-Hidrit alaşımı kullanılmaktadır. Kontrol çubuğu olarak üç adet B₄C içeren eleman kullanılmaktadır. Bu elemanların, onların hareketini sağlayan mekanizmaya bağlantısında 2 kontrol çubuğu için elektromıknatıs kullanılırken darbe çubuğu olarak adlandırılan kontrol çubuğunda basınçlı hava kullanılmaktadır. Böylelikle darbeli çalışma için gerekli olan reaktörün ani nötronlarla kritik yapılmasında gereken ani reaktivite girdisi, basınçlı hava ile çalışan bu kontrol çubuğu aracılığıyla oluşturulmaktadır. Söz konusu reaktörün tasarımı ve uygulamada elde edilen temel parametreleri Tablo 2.5'de verilmiştir.

Tablo 2.5 İ.T.Ü. TRIGA MARK-II Reaktörü'ne ilişkin temel parametreler [35].

Reaktör tipi	TRIGA MARK-II
Sürekli halde maksimum güç	250 kW
Darbeli halde maksimum güç	1200 MW (tasarımda)
Maksimum ani reaktivite girdisi	3\$
Maksimum aşırı reaktivite	3\$ (temiz ve soğuk kalp)
Yakıt elemanı sayısı	69 (tasarımda:63)
Yakıt malzemesi	U-ZrH _{1.6}
Uranyum yüzdesi	%8.5 (kütlece)
Uranyum zenginliği	%20
Yakıt şekli	Silindirik
Yakıt aktif boyu	38 cm
Yakıt çapı	3.63 cm
Yakıt zarf malzemesi	SS304
Yakıt zarf kalınlığı	0.051 cm
Kontrol çubuğu sayısı	3
Kontrol malzemesi	B ₄ C
Kontrol çubuklarının toplam reaktivitesi	7.67\$ (tasarımda:8.6\$)
Kalp soğutma sistemi	Havuz suyunun doğal konveksiyonu yoluyla

İ.T.Ü TRIGA MARK-II Reaktörünün 250kW sürekli çalışma rejiminde merkezi ışınlama boşluğunun eksenel olarak yakıtların orta noktasına karşılık gelen bölgesindeki termal nötron akısı daha önce yapılan çalışmalarda yaklaşık 8×10^{12} n/cm²s olarak ölçülmüştür [34]. Bu değer reaktörün güvenlik analizi raporunda verilen değerlerle uyum içersindedir [35]. İ.T.Ü. TRIGA MARK-II Reaktörü'nün darbeli çalışmasına ilişkin tasarım parametreleri ise Tablo 2.6'de özetlenmiştir.

Tablo 2.6 İ.T.Ü TRIGA MARK-II Reaktörünün darbeli çalışmasına ilişkin tasarım parametreleri [35].

Maksimum ani reaktivite girdisi	3.00\$
Maksimum güç	1200 MW
Maksimum toplam enerji	16 MWs
Peryod	3.1ms
Darbenin yarı yüksekliğindeki tam genişlik	11 ms
Maksimum yakıt sıcaklığı	540 °C
Ani yakıt sıcaklık geri besleme katsayısı	$-1.1 \times 10^{-4} \frac{\delta k/k}{^{\circ}C}$
Efektif geçikmiş nötron kesri	0.007
Ani nötron ömrü	43 μ s
Yakıt elemanlarının sabit basıncındaki ısı kapasitesi	817 J/ °C Eleman

3. LAZER TÜPÜ İÇİNDEKİ POMPALAMA GÜÇ YOĞUNLUĞUNUN GAZIN YOĞUNLUK ALANINA BAĞLI OLARAK BULUNMASI

Bu tez çalışmasında temel olarak, reaktör kalbindeki merkezi ışınlama kanalına yerleştirilmiş silindirik bir tüp içerisinde bulunan, başlangıçta sabit yoğunluk ve basınçtaki saf ^3He gazının, darbeli çalışma ile sağlanan yüksek nötron akısına maruz bırakılmasıyla meydana gelen $^3\text{He}(n, p)^3\text{H}$ reaksiyonlarının ürünü yüklü parçacıklardan enerji aktarımının gazda yarattığı pompalama güç yoğunluğunun, gaz yoğunluğu ile kuple değişiminin konuma ve zamana bağlı olarak modellenmesi ve analizi ile lazer çıkış karakteristiklerini etkileyen önemli gaz özelliklerinin değişiminin belirlenmesi amaçlanmıştır.

Nükleer-tahrikli lazerlerle ilgili literatürde, $^3\text{He}(n, p)^3\text{H}$ nükleer reaksiyonlarıyla hacimsel olarak uyarılan gaza enerji aktarımı; tüp yüzeyine gelen dış nötron akısının konumdan ve zamandan bağımsız olduğu durumda ve gaz yoğunluğunun pompalama süresince değişmediği varsayımı altında incelenmiştir [11, 12]. Ancak, $^3\text{He}(n, p)^3\text{H}$ reaksiyonları ile uyarılan gaza, reaksiyon ürünü yüklü parçacıklar tarafından aktarılan enerji veya güç yoğunluğunun daha doğru bir şekilde hesaplanabilmesi için problemin daha detaylı olarak irdelenmesi gerekmektedir. Çünkü gerçekte gaz yoğunluğu pompalama süresince sabit olmayıp, gaz yoğunluğunun güç yoğunluğu ile kuple değişimi söz konusudur ve bu esnada gazda lazer çıkış karakteristiklerini ve demet kalitesini etkileyen önemli sıcaklık ve yoğunluk gradyanları meydana gelmektedir [2, 6-10, 32].

Lazer tüpü içerisindeki gaza yüklü parçacıklar tarafından aktarılan enerji yoğunluğu, meydana gelen $^3\text{He}(n, p)^3\text{H}$ reaksiyonlarının sayısına ve reaksiyon ürünü yüklü parçacıkların gaz içerisindeki transportuna bağlıdır. Tüp içerisinde herhangi bir noktadaki reaksiyon yoğunluğu, hem o noktadaki nötron akısı hem de makroskopik tesir kesitleri vasıtasıyla gazın yoğunluğuna bağlıdır. Yüklü parçacıkların gaz içerisindeki erimleri yoğunluğa bağlı olduğundan, meydana gelen

yoğunluk değişimleri yüklü parçacıkların gaz içerisindeki transportunu da değiştirir. Gazın yoğunluğu başlangıçta sabit olsa da, nötron akısının tüp içinde ve dışındaki konum bağımlılığı ve meydana gelen yüklü parçacıkların lazer tüpünün duvarlarına transportu nedeniyle gaza aktarılan güç yoğunluğu sürekli halde dahi uniform olmayıp uzaysal bir değişim gösterir. Güç yoğunluğunun bu uzaysal değişimi, gaz içerisinde önemli sıcaklık ve dolayısıyla yoğunluk gradyanlarının oluşmasına neden olur. Bu durumda, gazın yoğunluğun yüksek olduğu bölgelerden düşük olduğu bölgelere doğru hareket etmesiyle yoğunluk dağılımı değişir ve güç yoğunluğunun profili yeniden düzenlenir. Bu durum, pompalama süresince güç yoğunluğu ile kuple değişen bir yoğunluk alanının söz konusu olduğu anlamına gelmektedir. Ayrıca, nükleer tahrikli lazerlerde lazer ışımasının meydana gelmesi için gereken minimum nötron akısı (eşik akısı) çok yüksek olduğundan sürekli çalışan reaktörlerde bu akı değerine erişmek olası değildir. Bu nedenle, pratikte gerçekleştirilen NTL'lerin çoğu darbeli reaktörlerle çalışan lazerlerdir. Darbeli çalışma halinde, nötron akısında ve dolayısıyla pompalama güç yoğunluğunda konuma bağlı değişimin yanısıra zamana bağlı önemli değişimler söz konusudur. Bu nedenle, gaz yoğunluğunun pompalama süresince sabit kaldığı varsayımı altında yapılan güç yoğunluğu hesabı, belirli bir öngörü sağlamakla birlikte lazer tasarımı için yeterli bilgi sağlamaz.. Tüp içerisindeki gazda yoğunluk gradyanlarının oluşması bazı önemli lazer karakteristiklerini etkileyeceğinden ve lazer demetinin çıkış kalitesini azaltacağından, gerek sürekli gerekse darbeli çalışmada tüp içerisindeki yoğunluk alanının ve reaksiyon kinetiğini etkileyen sıcaklık gibi diğer bazı gaz parametrelerinin değişiminin bilinmesi önemlidir. Bu durum, pompalama güç yoğunluğunun, gaz yoğunluğu ile kuple değişimini kapsayacak daha gerçekçi bir yaklaşımla modellenmesini, bir başka deyişle, dış nötron akısının eksenel ve zamana bağlı değişiminin yanısıra yüklü parçacıkların gaz içerisindeki erimlerinin ve reaksiyon yoğunluğunun gazın yoğunluk alanına bağlı değişimini de dikkate alarak elde edilen güç yoğunluğu ifadesinin, bu güç yoğunluğuna maruz kalan gazın dinamik davranışını veren gaz denklemlerinde kullanılarak yüklü parçacıkların transportu ile gazın akışkanlar mekaniği davranışının kuple analizini gerektirir.

Bu amaçla, hacimsel uyarımlı Nükleer-tahrikli lazerlerde yüklü parçacıklar tarafından gaza aktarılan güç yoğunluğunu bulmak için, yukarıda ifade edilen ve güç yoğunluğunu etkileyen fiziksel olaylar aşağıda maddelenmiştir:

1) Dış nötron akısının konumdan ve zamandan bağımsız olduğu durumda ve gaz yoğunluğunun da tüp içerisinde her yerde aynı olduğu başlangıç anında dahi yüklü parçacıklardan gaza aktarılan güç yoğunluğu uniform değildir. Bunun nedeni, dış kaynak tarafından sağlanan nötronların gaz içerisinde yol alırken yutulmaları nedeniyle nötron akısının tüp içerisinde konuma bağlı olarak değişmesidir. Güç yoğunluğunun homojen olmamasının diğer bir nedeni de yüklü parçacıkların enerjilerinin bir kısmını tüp duvarlarıyla yaptıkları çarpışmalarla kaybetmesi ve kenara yakın bölgelerde duvar kayıplarının merkeze oranla daha büyük olmasıdır. Bunlara ek olarak, tüp yüzeyinin maruz kaldığı dış nötron akısının reaktör içerisindeki konuma ve darbeli çalışma durumunda olduğu gibi zamana bağlı olarak değişmesi durumunda, tüp içerisindeki nötron akısı dolayısıyla reaksiyon yoğunluğu da konuma ve zamana bağlı olarak değişeceğinden bu durum güç yoğunluğunun konuma ve zamana bağlı olarak değişmesine neden olur.

2) Pompalama güç yoğunluğunun konuma ve zamana bağlı olarak değişmesi, tüp içerisindeki gazda sıcaklık gradyanlarının oluşmasına ve gazın güç yoğunluğunun yüksek olduğu bölgelerden düşük olduğu bölgelere doğru hareket etmesine neden olur. Gaz yoğunluğu başlangıçta sabit olmasına rağmen, bu durum tüp içerisinde pompalama süresince konuma ve zamana bağlı bir yoğunluk alanının oluşmasına neden olur.

3) Meydana gelen yüklü parçacıkların gaz içerisindeki erimleri yoğunluğa bağlı olduğundan, gaz içerisindeki yoğunluk alanının değişimi, parçacıkların erimini de değiştirir. Dolayısıyla, yüklü parçacıkların gaz içerisindeki transportuna etki ederek güç yoğunluğu profilinin değişmesine neden olur.

4) $^{10}B(n, \alpha)^7Li$ ve $^{235}U(n, n)ff$ reaksiyonları kullanılarak yüzeysel uyarımla pompalanan NTL'lerde; nötronlarla reaksiyon sonucu oluşan parçacıklar yardımıyla lazer gazının uyarılmasını sağlayan katı yakıt kaplamasının yoğunluğu sabittir. Bu nedenle, güç yoğunluğunun tüp içerisinde homojen olmaması ve zamana bağlı olarak değişmesi nedeniyle gaz yoğunluğunda meydana gelen değişimler, reaksiyon yoğunluğunu ve yüklü parçacıkların yakıt tabakası içerisindeki transportunu değiştirmez. Oysa, $^3He(n, p)^3H$ reaksiyonu ile gerçekleştirilen hacimsel uyarımda durum daha karmaşıktır. Lazer gazının uyarımı, yine aynı gazın nötronlarla girdiği

absorbsiyon reaksiyonu sonucu oluşan yüksek enerjili yüklü parçacıklarla sağlanır. Bu durumda, laser gazının uyarımını sağlayan enerjinin kaynağı olan yakıt, laser gazının kendisidir. Bu nedenle, gaza aktarılan enerjinin tüp içerisinde uniform olmaması ve zamana bağlı olarak güçlü bir değişim göstermesi sonucu meydana gelen yoğunluk değişimleri, yakıt içerisindeki yüklü parçacık transportunun yanısıra reaksiyon yoğunluğunu da değiştirir. Dolayısıyla, güç yoğunluğunun profili bu nedenle de değişir. Güç yoğunluğunda meydana gelen her değişimden sonra gazın yoğunluk alanı yeniden düzenlenir. Bu kuple değişim pompalama süresince devam eder.

5) Güç yoğunluğu profilindeki değişimler lazer karakteristiklerini ve demet kalitesini önemli ölçüde etkilemektedir. Meydana gelen yoğunluk gradyanları gaz içerisinde ilerleyen lazer ışınlarına mercek etkisi yaparak demetin ıraksamasına veya yakınsamasına neden olmaktadır. Bu durum, lazer kavitesinin kararlılığının bozulmasına ve demet kalitesinin azalmasına yol açabilir. Bunun yanında, deneysel çalışmalar sırasında gözlemlendiği üzere, laser gazının sıcaklığının artması belirli bir noktadan sonra laser ışıması için gereken eşik akısını arttırdığından ve ayrıca malzeme problemlerine neden olabileceğinden tüp içerisindeki gazın sıcaklık değişimlerinin bilinmesi de önemlidir.

Bütün bunların ışığında, yoğunluğun sabit kaldığı varsayımına dayanan bir güç yoğunluğu hesabının yeterli olamayacağı ve gaza aktarılan güç yoğunluğunun gaz yoğunluğu ile kuple değişimine yol açan bütün bu fiziksel olayları göz önünde bulundurarak daha ayrıntılı ve gerçekçi bir şekilde modellenmesinin zorunluluğu açıktır.

${}^3\text{He}(n, p){}^3\text{H}$ reaksiyonu ile hacimsel olarak uyarılan laser gazına aktarılan güç yoğunluğu, gaz yoğunluğu ve sıcaklığın konum ve zamana bağlı olarak değişiminin belirlenmesi için, pompalama güç yoğunluğunun hesaplanmasını sağlayan parçacık transportu modelinin reaksiyon yoğunluğu ve yüklü parçacık erimlerinin gaz yoğunluğuna dolayısıyla da konuma ve zamana bağlı olarak değişimini kapsayacak şekilde geliştirilmesi gerekmektedir. Bu durumda, ilk olarak güç yoğunluğu için yukarıdaki maddelerde detaylandırılan fiziksel olayları dikkate alarak oluşturulan fiziksel modele dayanan bir ifadenin elde edilmesi gerekmektedir. Daha sonra, bu ifadenin böyle bir güç yoğunluğuna maruz kalan gazın dinamik

davranışını belirleyen kütle, momentum ve enerji denklemlerinde kullanılarak gaz denklemlerinin parçacık transportu ile kuplajını sağlayacak şekilde çözülmesi gerekir. Bunlar, bu tez çalışması çerçevesinde gerçekleştirilmiş olup, ilgili bölümlerde ayrıntılı olarak ele alınmıştır.

3.1 $^3\text{He}(n,p)^3\text{H}$ Reaksiyonu Sonucu Oluşan Yüklü Parçacıkların Gaz İçerisindeki Transportu İle İlgili Temel Bağıntılar

$^3\text{He}(n,p)^3\text{H}$ reaksiyonu ile hacimsel olarak uyarılan lazer gazında, reaksiyon ürünü yüklü parçacıkların enerjilerini gaz içerisinde kaybetmeleri sonucu ortaya çıkan güç yoğunluğunu hesaplayabilmek için, öncelikle söz konusu yüklü parçacıklar olan proton ve tritonun gaz içerisindeki transportu ile ilgili temel bağıntılarının bilinmesi gereklidir. Bu amaçla güç yoğunluğunun hesaplanmasına temel teşkil edecek erim-enerji bağıntıları ile bazı temel büyüklüklerin tanım ve bağıntıları bu alt bölümde verilmiştir.

Herhangi bir ortam içerisinde hareket eden yüklü parçacık için, ortamın durdurma gücü parçacığın birim uzunlukta kaybettiği enerji olarak tanımlanır. dx mesafesinde parçacığın enerjisindeki değişim dE ise, durdurma gücü,

$$S(E) = -dE / dx \quad (3.1)$$

şeklindedir [36].

Bu durumda E enerjisiyle doğan bir parçacığın gaz içindeki erimi $\mathcal{R}$, aşağıdaki şekilde ifade edilebilir[36]:

$$\mathcal{R}(E) = \int_0^E dE' / S(E') \quad (3.2)$$

Erim; parçacığın başlangıçta sahip olduğu enerjinin tümünü kaybetmesi için katetmesi gereken mesafe olarak tanımlandığı için uzunluk boyutundadır. Ancak erim için kullanılan bir başka birim kg/m^2 olup ikisi arasında aşağıdaki şekilde bir ilişki söz konusudur [37];

$$\mathcal{R}(kg/m^2) = [\mathcal{R}'(m)] [\rho(kg/m^3)]. \quad (3.3)$$

Bir parçacığın sahip olduğu kinetik enerji, momentumunun karesi ile doğru kütlesi ile ters orantılıdır. Reaksiyon sonrası momentumun korunumu gereği triton ve proton aynı momentuma sahip olacağından ve proton ile triton aynı ortam içerisinde yol aldıklarından, gazın tritonu durdurma gücü ile protonu durdurma gücü arasında aşağıdaki şekilde bir ilişki kurulabilir [12].

$$S_t(E) = S_p(m_p E / m_t) \quad (3.4)$$

Bilindiği gibi gaz ortamda yüklü parçacıkların erimi gaz ortamın özelliklerine bağlı olmasının yanı sıra, parçacıkların kütlesi ile doğru yükleri ile ters orantılıdır. Böylece triton ve protonun aynı elektriksel yüke sahip olmaları nedeniyle (3.2) ve (3.4) ifadelerinden de yararlanarak tritonun erimi için,

$$\mathcal{R}_t(E) = (m_t / m_p) \mathcal{R}_p(m_p E / m_t) \quad (3.5)$$

elde edilir[12]. Protonun erimi için Miley tarafından verilen ifade;

$$\mathcal{R}_n^p(E) \approx r_0 (E / E_0)^{n+1} \quad (3.6)$$

şeklindedir. Burada E_0 ; erimi r_0 olan protonun sahip olduğu başlangıç enerjisi, n ise bu enerjiye uygun olarak seçilen bir parametre olup yavaşlama parametresi olarak adlandırılır. Yavaşlama parametresi birincil olarak söz konusu parçacığın tipine bağlıdır. Parçacığın içinde yol aldığı ortamın özelliklerine zayıf bir şekilde bağlı olup atom numarası ve malzeme yoğunluğuna ait geniş bir değişim aralığında sabit kalmaktadır [12, 38, 39].

Başlangıç enerjisi E_0 ve erimi r_0 olan protonun r mesafesini kat edene kadar gaz ortamına bıraktığı enerji aşağıdaki şekilde tanımlanır [12]:

$$F_p(r, E_0) = E_0 - \varepsilon_p(r_0 - r). \quad (3.7)$$

Burada $\varepsilon_p(r_0 - r)$; protonun kalan yolunu kat etmesi için harcaması gereken enerji olarak tanımlanmıştır. Aynı büyüklük için Miley tarafından bulunan bir diğer ifade aşağıdaki şekildedir [12, 38-40];

$$F_n^p(r, E_o) = E_o \left[1 - (1 - r / r_0)^{(1/n+1)} \right]. \quad (3.8)$$

Janni'nin deneysel datalarından elde edilen ve literatürde 1MeV'in altındaki enerjilerde, protonların He gazı içerisindeki erimi (mg/cm^2 cinsinden) için kullanılan enerji-erim bağıntılarından biri aşağıdaki şekildedir [12],

$$\mathcal{R}_p(E) \approx \frac{3}{4} E + \frac{4}{3} E^2. \quad (3.9)$$

Burada E ; protonun MeV cinsinden başlangıç enerjisi olup $\mathcal{R}_p$ bu enerjiye sahip protonun mg/cm^2 cinsinden erimidir.

(3.9) ifadesinin tersi; $\mathcal{R}_p E_p(\mathcal{R})$ enerjisine sahip protonun erimi olmak üzere,

$$\varepsilon_p(\mathcal{R}) \approx \mathcal{R} [0.97 - \mathcal{R} (0.45 - 0.11 \mathcal{R})] \quad (3.10)$$

şeklinde elde edilir[12].

Aynı verilere dayanarak, kalan erimin fonksiyonu olarak protonun durdurma gücü($\text{MeV cm}^2/\text{mg}$) için,

$$S_p(\mathcal{R}) = 1.226 - \mathcal{R} [1.873 - \mathcal{R} (1.333 - 0.313 \mathcal{R})] \quad (3.11)$$

bağıntısı bulunmuştur [12].

Yüklü parçacıklar tarafından gaza aktarılan enerjiyi hesaplarken kullanılan en önemli niceliklerden birisi, bir reaksiyon merkezinde üretilen, başlangıç enerjisi E_0 ve erimi r_0 olan parçacık tarafından r yarıçaplı δ kalınlıklı küresel bir kabuk içerisinde birim hacim başına bırakılan enerji olup aşağıdaki şekilde tanımlanabilir[12],

$$\xi(r) = \lim_{\delta \rightarrow 0} \frac{F(r + \delta, E_0) - F(r, E_0)}{\frac{4}{3} \pi (r + \delta)^3 - \frac{4}{3} \pi r^3}. \quad (3.12)$$

Paydadaki parantezli terim açık olarak yazılır ve δ^2 ile δ^3 içeren terimler alınan limit nedeniyle ihmal edilirse bu ifade aşağıdaki şekle dönüşür,

$$\xi(r) = \frac{1}{4\pi r^2} \frac{\partial F(r, E_0)}{\partial r}. \quad (3.13)$$

(3.7) ifadesinden faydalanarak $\partial F_p / \partial r = -\partial \varepsilon_p(r_0 - r) / \partial r$ yazılabileceğinden (3.13) ifadesini (3.1) ile tanımlı durdurma gücü tanımını da kullanarak protonlar tarafından birim hacim başına gaza aktarılan enerjiyi,

$$\xi_p(r) = (-1/4\pi r^2) S_p(r_0 - r) \quad (3.14)$$

şeklinde yazmak mümkündür [12].

Yüklü parçacıklar tarafından birim hacim başına bırakılan enerji Janni'nin deneysel verilerinden elde edilen bağıntılar yardımıyla, bir başka deyişle, (3.11) ifadesini (3.14)'de kullanarak hesaplanabileceği gibi, Miley tarafından sunulan (3.8) ifadesini (3.13)'de kullanarak da hesaplanabilir. (3.13)'de (3.8) ifadesi kullanıldığında ; protonlardan birim hacim başına gaza aktarılan enerji için,

$$\xi_n^p(r) = \frac{1}{n+1} \frac{E_0}{4\pi r_0} \frac{r_0^{n(n+1)}}{r^2 (r_0 - r)^{n/(n+1)}} \quad (3.15)$$

elde edilir. (3.8) ile ifade edilen büyüklük yukarıda ifade edilen iki farklı şekilde hesaplandığında $F_0(r, E_0) \geq F_p(r, E_0) \geq F_1(r, E_0)$ olduğu görülür. $F_p(r, E_0)$, $F_0(r, E_0)$ ve $F_1(r, E_0)$ 'ın orta noktasında yer aldığından, n=0 veya 1 alınarak $\xi(r)$ büyüklüğü %3-4 hata ile hesaplanabilmektedir [12].

Lazer tüpü içerisindeki gazda E_0 enerjisi ile doğan ve erimi r_0 olan parçacıkların meydana getirdiği toplam güç yoğunluğu, silindirin merkezinde yer alan O koodinat sistemine göre $\vec{x}'$ ile tanımlanan bir nokta için

$$\bar{\xi}(\vec{x}') = \int \xi(|\vec{x} - \vec{x}'|) c(\vec{x}) d^3\vec{x} \quad (3.16)$$

 eklinde ifade edilebilir[12]. Bu ifadeye göre reaksiyonlar, $\vec{x}$ noktalarında $c(\vec{x})$ oranında gerçekleşmekte ve oluşan yüklü parçacıklar $|\vec{x} - \vec{x}'|$ kadar yol aldıktan sonra $\vec{x}'$ noktasına ula maktadırlar. $c(\vec{x})$ birim zamanda birim hacimde meydana gelen reaksiyon sayısı olup,

$$c(\vec{x}) = l^{-1} \phi(\vec{x}) \quad (3.17)$$

 eklinde ifade edilebilir [12, 41]. Burada, l ortalama nötron serbest yoludur. $\xi(|\vec{x} - \vec{x}'|)$ reaksiyon sonucu $\vec{x}$ noktasında oluşan tek bir parçacığın $\vec{x}'$ noktasında birim hacim başına bıraktığı enerji olup (3.15) ifadesi kullanılarak bulunabilir. (3.16) ifadesinde integrasyon toplam gaz hacmi üzerindendir.

3.2 ${}^3\text{He}(n, p)H^3$ Reaksiyonlarıyla Elde Edilen Pompalama Güç Yoğunluğunu Değişken Yoğunluk Alanına Bağlı Olarak Veren Matematiksel İfadelerin Elde Edilmesi

Lazer tüpünün sınırlandığı gaz hacmi içerisinde, tüpün merkezine yerleştirilmiş O silindirik koordinat sistemine göre $\vec{x}'$ vektörü ile tanımlanan herhangi bir noktada yüklü parçacıkların neden olduğu güç yoğunluğunu bulmak için, tüp içerisinde bu noktayı etkileyebilecek mesafede olan diğer tüm $\vec{x}$ noktalarının katkısını dikkate almak gerekir. $\vec{x}'$ noktasındaki güç yoğunluğuna katkı, bu noktadan en fazla yüklü parçacıkların erimi kadar uzakta olan noktalarla daha yakın olan noktalardan gelir. Gaz hacmi içerisinde kalan diğer noktalarda doğan yüklü parçacıklar bu noktaya ulaşamayacağından buradaki enerji yoğunluğuna katkıda bulunamazlar. Eğer tüp içindeki gazın yoğunluğu sabit olsaydı enerji yoğunluğuna katkı sağlayabilen gaz hacmi, ele alınan noktada merkezlenen erim yarıçaplı bir küre olarak tanımlanabilirdi. Ancak, burada ele alınan problem çerçevesinde tüp içerisindeki güç yoğunluğunun ve gaz yoğunluğunun zamana ve konuma bağlı kuple değişimi nedeniyle, parçacık erimlerinin de içinde yol aldıkları gaz ortamın yoğunluğuna, dolayısıyla da konum ve zamana göre değiştiği hatırlanmalıdır. Bu şartlar altında, ele alınan noktadaki güç yoğunluğuna katkı sağlayabilecek konumdaki reaksiyon merkezlerinin oluşturduğu gaz hacminin sabit ve düzgün yüzeyli olamayacağı göz önüne alınarak, söz konusu hacim erim yüzeyli hacim olarak betimlenebilir. Bir başka deyişle, erim yüzeyli hacim, güç yoğunluğundaki non-uniform değişimlere karşı gazın dinamik cevabının parçacık transportuna etkisi ile belirlenen dinamik bir hacimdir.

Tüp içerisindeki herhangi bir noktada güç yoğunluğunu hesaplarken Şekil 3.1'de gösterildiği gibi biri, merkezi enerji yoğunluğunun bulunmak istendiği noktada olan O' küresel koordinat sistemi, diğeri ise silindir ile eş merkezli O silindirik koordinat sistemi olmak üzere iki farklı koordinat sistemi kullanılmıştır. O' 'daki konumu $\vec{x}'$ ile verilen herhangi bir noktada güç yoğunluğu bulunurken, bu noktalardaki güç yoğunluğuna katkısı olabilecek erim yüzeyli hacim içerisindeki noktalar O' küresel koordinat sisteminde küresel koordinatlar kullanılarak betimlenmiştir. Ancak, bu noktalara ait küresel koordinatlar, silindir içerisinde kalacak şekilde sınırlandırılmıştır.

Reaksiyon merkezi olan noktanın silindirin merkezindeki O silindirik koordinat sistemine göre konumu ve koordinatları $\vec{x} = \vec{x}(r, \theta, z)$, enerji yoğunluğunun bulunmak istendiği noktadaki O' küresel koordinat sistemine göre konumu ve koordinatları $\vec{r}' = \vec{r}'(r', \theta', \phi')$, yine bu noktada merkezlenmiş silindirik koordinat sistemine göre koordinatları $\vec{r}' = \vec{r}'(R', \phi', z')$ şeklindedir. O' Koordinat Sisteminin merkezlendiği noktanın, O Silindirik Koordinat Sistemi'ne göre konumu ve koordinatları ise $\vec{x}' = \vec{x}'(R, \Theta, Z)$ ile betimlenmekte olup, R, Θ ve Z koordinatları $0 \leq R \leq a$, $0 \leq \Theta \leq 2\pi$ ve $-H/2 \leq Z \leq H/2$ aralığında değer almaktadır.

Şekil 3.1'den de görüleceği gibi, $r' = |\vec{x} - \vec{x}'|$ olarak yazılabilir. Bu durumda (3.16) ifadesi için;

$$\bar{\xi}(\vec{x}') = \int \xi(|\vec{r}'|) c(\vec{r}' + \vec{x}') d^3 \vec{r}' \quad (3.18)$$

elde edilir. Burada, küresel hacim elemanı $d^3 \vec{r}' = r'^2 dr' \sin \theta' d\theta' d\phi'$ şeklindedir. Reaksiyonun gerçekleştiği noktanın konumu, O Silindirik Koordinat sisteminde $\vec{x}$ vektörü ile belirlenebildiği gibi, aynı nokta O' 'ne göre olan küresel koordinatları da işin içine katarak $\vec{x}' + \vec{r}'$ ile de betimlenebilir. Böylece,

$$c(\vec{x}) = c(\vec{x}' + \vec{r}') \quad (3.19)$$

olacağından,

$$\Sigma(\vec{x}) \Phi(\vec{x}) = \Sigma(\vec{x}' + \vec{r}') \Phi(\vec{x}' + \vec{r}') \quad (3.20)$$

yazılabilir. O' koordinat sisteminin merkezinden r' uzaklığındaki bir noktada, E_0 enerjisiyle doğan tek bir parçacığın O' merkezinde oluşturduğu enerji yoğunluğu, (3.15) ifadesi $n=0$ alınarak kullanıldığında aşağıdaki şekilde bulunabilir,

$$\xi_0(r') = \frac{E_0}{4\pi r_0} \frac{1}{r'^2}. \quad (3.21)$$

O halde, N_A Avagadro Sayısı, σ_a mikroskopik yutma tesir kesiti ve M gazın moleküler kütlesi olmak üzere $\Sigma = (N_A \sigma_a / M) \rho$ [42] olduğu göz önüne alınarak, güç

yoğunluğunun hesaplanmak istendiği noktaya erim yüzeyli hacim içerisinde kalan tüm reaksiyon merkezlerinden gelen toplam katkıyı bulmak için, (3.18) ifadesinden de yararlanarak,

$$\bar{\xi}(R, \Theta, Z) = \frac{E_0}{4\pi} \left(\frac{N_A}{M} \sigma_a \right) \int_0^{2\pi} d\phi' \int_0^{\pi} d\theta' \sin \theta' \int_0^L dr' \frac{1}{r_0} \rho(r, \theta, z) \Phi(r, \theta, z) \quad (3.22)$$

yazılabilir. Burada, L küresel r' koordinatının hem erim yüzeyli hacim hem de silindir içerisinde kalmasını sağlamak üzere kullanılmış bir üst sınır olup bir çok parametreye bağlı olarak değişmektedir.

Silindir içerisindeki gaz yoğunluğu ve akının O silindirik koordinat sisteminde açılal simetriye sahip olması nedeniyle (3.22) ifadesi aşağıdaki şekle dönüşür:

$$\bar{\xi}(R, Z) = \frac{E_0}{4\pi} \left(\frac{N_A}{M} \sigma_a \right) \int_0^{2\pi} d\phi' \int_0^{\pi} d\theta' \sin \theta' \int_0^L dr' \frac{1}{r_0} \rho(r, z) \Phi(r, z) \quad (3.23)$$

Şekil 3.1'den yararlanarak, silindir hacmi içerisindeki bir noktanın O ve O' koordinat sistemlerindeki koordinatları arasında aşağıdaki bağıntılar yazılabilir.

$$z = Z + z' \quad (3.24)$$

$$z' = r' \cos \theta' \quad (3.25)$$

$$R' = r' \sin \theta' \quad (3.26)$$

$$r = (R^2 + R'^2 + 2RR' \cos \phi')^{1/2} \quad (3.27)$$

$$r = (R^2 + r'^2 \sin^2 \theta' + 2Rr' \sin \theta' \cos \phi')^{1/2} \quad (3.28)$$

(3.23) ile verilen integral ifadenin güç yoğunluğunun hesaplanmasında kullanılabilmesi için L üst sınırının problemin fizikine uygun şekilde belirlenmesi gerekir. Burada L , enerji yoğunluğunun bulunmak istendiği noktanın r' koordinatını

hem silindirin içerisinde kalacak hem de ilgilenilen noktadan en fazla erim mesafesi kadar uzakta olacak şekilde kısıtlamak amacıyla kullanılmış, büyüklüğü zamana ve konuma göre değişen bir üst sınırdır. Çünkü, bu noktaya ne silindirin dışında kalan noktalardan, ne de yüklü parçacıkların gaz içerisindeki erimini aşan bir mesafedeki noktadan yüklü parçacık gelmesi mümkün değildir. Bu amaçla, hesaplamalar esnasında L büyüklüğü her iki sınırlandırma koşulu göz önüne alınarak ayrı ayrı belirlenmiş ve daha küçük olanı L' 'nin değeri olarak seçilmiştir. L' 'nin, r' noktasının silindir içerisinde kalmasını sağlayan değeri, geometrik sınırlandırmayı temsil etmesi nedeniyle L_g olarak adlandırılmıştır. Öte yandan, r' koordinatının yüklü parçacıkların eriminden küçük veya eşit olmasını sağlayan L değeri de, erim kısıtlandırmasını temsil etmesi nedeniyle L_e olarak adlandırılmıştır. Ancak daha önce de ifade edildiği gibi, parçacıkların erimi sabit olmayıp gazın başlangıçta sağlanan güç yoğunluğuna dinamik cevabı ile parçacık transportunun etkileşmesi nedeniyle konuma ve zamana bağlı olarak değiştiğinden problemi karmaşık bir hale sokar. Söz konusu üst sınır değerleri aşağıdaki şekilde belirlenmiştir.

Şekil 3.1'den görülebileceği gibi, r' değerinin artırılması sonucu r' koordinatı ile betimlenen reaksiyon merkezi (RM) iki farklı şekilde silindir dışında kalabilir. Bunlardan biri silindir yarıçapının değeri ise silindirin yüksekliğinin aşılması durumudur. Bu nedenle L_g , radyal ve eksenel olarak iki farklı sınırlandırmaya tabi olup, bunlardan en küçük olanının değeri L' ye atanmalıdır. Radyal doğrultuda sınırlandırmayı sağlayan üst sınır değeri L_R , eksenel sınırlandırmayı sağlayan üst sınır değeri L_H ile temsil edilmiştir. L_R 'yi belirleyen koşul; O koordinat sisteminde RM'nin silindir ekseninden itibaren radyal mesafesini veren r koordinatının silindirin yarıçapından küçük veya eşit olmasıdır. Böylece, R' koordinatının alacağı maksimum değer enerji yoğunluğunun bulunmak istendiği noktadan silindir yüzeyine olan radyal mesafe $R'_{\max}$ ile sınırlandırıldığından, verilen bir ϕ' ve R değeri için,

$$L_R = \frac{R'_{\max}(R, \phi')}{\sin \theta'} \quad (3.29)$$

olarak belirlenmiştir. Cosinüs teoreminden faydalanarak $R'_{\max}$ için,

$$R'_{\max}(R, \phi') = (a^2 - R^2 \sin^2 \phi')^{1/2} - R \cos \phi' \quad (3.30)$$

ifadesi yazılabilir. Böylece, $0 \leq r' \leq L_R$ için $0 \leq r \leq a$ şartı sağlanmış olacağından RM'nin konumlandığı noktanın radyal doğrultuda silindirin dışına çıkması önlenmiş olur.

Diğer geometrik üst sınır olan L_H 'yi belirleyen şart ise, RM'nin, O koordinat sistemindeki eksenel koordinatı z 'nin alt ve üst yarıdüzlemde silindirin yüksekliğinden küçük veya eşit olması gerektiğidir. O' koordinat merkezinin O koordinat sistemindeki eksenel koordinatının sıfırdan farklı olabileceği ($Z \neq 0$) göz önüne alındığında, üst yarıdüzlemde eksenel doğrultuda silindirin dışına taşmaması için z' 'nin alacağı maksimum değer üst yarı düzlemde $(\frac{H}{2} - Z)$, alt yarı düzlemde

$(\frac{H}{2} + Z)$ olmalıdır. Buna bağlı olarak da L_H için iki farklı değer hesaplanabilir.

Bunlar L_{H_u} ve L_{H_a} şeklinde gösterilmiş olup sırasıyla, RM'nin üst ve alt yarıdüzlemde silindir dışına çıkmaması için r' koordinatının alması gereken maksimum değerini temsil etmektedirler. Böylece verilen bir θ' ve Z değeri için, L_{H_u} ve L_{H_a} büyüklükleri,

$$L_{H_u} = \frac{(H/2) - Z}{\cos \theta'} \quad (3.31)$$

$$L_{H_a} = \frac{(H/2) + Z}{|\cos \theta'|} \quad (3.32)$$

olarak elde edilir. L_{H_u} , üst yarı düzlemde r' 'nin alacağı maksimum değeri belirlediğinden $0 \leq \theta' \leq \pi/2$ değer aralığında kullanılır. L_{H_a} ise alt yarıdüzlemde r' 'nin alacağı maksimum değeri belirlediğinden $\pi/2 < \theta' \leq \pi$ değer aralığında kullanılır. Alt yarıdüzlemde $\cos \theta'$ negatif değerler aldığından geometrik uzunluğun belirlenebilmesi için $\cos \theta'$ teriminin mutlak değeri alınmıştır. Böylece L_H , (3.31) ve (3.32) ifadeleri kullanılarak aşağıdaki şekilde tanımlanmıştır,

$$L_H = \begin{cases} L_{H_a}, & 0 \leq \theta' \leq \frac{\pi}{2} \\ L_{H_b}, & \frac{\pi}{2} < \theta' \leq \pi. \end{cases} \quad (3.33)$$

Bu durumda L_g , (3.29) ve (3.33) yardımıyla,

$$L_g = \begin{cases} L_R, & L_R \leq L_H \\ L_H, & L_H < L_R \end{cases} \quad (3.34)$$

olarak elde edilmiştir. Sonuç olarak, $0 \leq r' \leq L_g$ şartı sağlandığında RM'nin silindirin dışına çıkması geometrik olarak sınırlandırılmış olur.

Erime bağlı sınırlandırmayı temsil eden L_e belirlenirken ise daha önce ifade edilen nedenlerle durum daha karmaşıktır. Sabit gaz yoğunluğu halinde, triton ve protonun erim bağıntıları; (3.5) ve (3.9) ifadelerinde parçacıkların reaksiyonda kazandıkları başlangıç enerjileri kullanılarak elde edilen değerlerin (3.3) ifadesinde kullanılmasıyla aşağıdaki şekilde elde edilebilir:

$$r'_0[m] = \frac{\mathcal{R}_t(E'_0)}{\rho[kg/m^3]} \quad (3.35)$$

$$r'_0[m] = \frac{\mathcal{R}_p(E'_0)}{\rho[kg/m^3]} \quad (3.36)$$

Daha önce de ifade edildiği gibi, burada ele alınan problemin şartlarında, reaksiyon ürünü yüklü parçacıkların içinde yol aldığı gaz ortamın yoğunluğu sabit olmayıp, bu çalışma çerçevesinde gaz içerisindeki parçacık transportu ve gazın dinamik cevabının kuplajını içeren denklemlerden konuma ve zamana bağlı olarak bulunmaktadır. Bu nedenle, erim bağıntıları yukarıdaki şekliyle kullanılamaz. Bu sorunu aşmak için, parçacıkların erimleri enerjilerinin tümünü kaybedinceye kadar kat ettiği yol üzerindeki yoğunluk dağılımının, bu yol üzerinden integral ortalamasına bağlı olarak tanımlanabilir. Ancak, yoğunluk sabit olmadığı için bu yol da sabit değildir. Her reaksiyon merkezinde meydana gelen parçacık, yolu üzerindeki yoğunluk dağılımına bağlı olarak farklı bir mesafe katetmekte ve bir reaksiyon

merkezinde doğan parçacığın izleyeceği yol, reaksiyon merkezinin silindir içindeki konumuna, parçacığın hareket yönüne ve zamana bağlı olarak değişmektedir. Bu yüzden, reaksiyon sonucu doğan yüklü parçacıkların erimleri için, (3.35) ve (3.36) ifadelerinde yoğunluğun parçacığın izlediği yol üzerinden alınmış integral ortalama değeri kullanılarak erime bağlı üst sınır aşağıda ifade edildiği şekilde bulunmuştur. Burada erimi bulmak için yoğunluğun integral ortalamasını alırken, integralin üst sınırının yine bilinmeyen erime eşit olduğuna dikkat edilmelidir. Bunun sonucu olarak, triton ve protonun L_e^t ve L_e^p üst sınırları için, sırasıyla aşağıdaki integral ifadeler yazılabilir:

$$L_e^t = L_e^t(R, t, \theta', \phi') = \frac{\mathcal{R}_t(E_0^t)}{\frac{1}{L_e^t} \int_0^{L_e^t} \rho[r(R, r', \theta', \phi'), t] dr'} , \quad (3.37)$$

$$L_e^p = L_e^p(R, t, \theta', \phi') = \frac{\mathcal{R}_p(E_0^p)}{\frac{1}{L_e^p} \int_0^{L_e^p} \rho[r(R, r', \theta', \phi'), t] dr'} . \quad (3.38)$$

Yoğunluğun konuma bağlı değişimi, O koordinat sistemindeki radyal koordinata göre betimlenmektedir. Bu nedenle O' 'de tanımlı bir noktada yoğunluk değeri bulunurken, O' küresel koordinat sistemindeki (r', θ', ϕ') koordinatlarının O silindirik koordinat sistemindeki radyal r koordinatı ile ilişkisini veren (3.28) ifadesinden yararlanılmaktadır.

(3.37) ve (3.38) ifadeleri aşağıdaki şekilde sadeleştirilebilir:

$$\int_0^{L_e^t} \rho[r(R, r', \theta', \phi'), t] dr' = \mathcal{R}_t(E_0^t) , \quad (3.39)$$

$$\int_0^{L_e^p} \rho[r(R, r', \theta', \phi'), t] dr' = \mathcal{R}_p(E_0^p) . \quad (3.40)$$

(3.39) ve (3.40) denklemleri Newton-Raphson yöntemiyle nümerik olarak çözümlenerek belirli bir konuma ve zamana ait L_e^t ve L_e^p değerleri elde edilebilir. Geometrik üst

sınır olan L_g , triton ve proton için doğal olarak aynı değeri almasına rağmen bu parçacıkların gaz ortamdaki transportu birbirinden farklı olduğundan, erime bağlı üst sınır L_e , parçacıkların türüne bağlı olarak farklı değer almaktadır. Bu nedenle, triton ve proton için erime bağlı üst sınırlar sırasıyla aşağıdaki şekilde tanımlanmıştır,

$$L' = L'(R, Z, \theta', \phi', t) = \begin{cases} L_g = L_g(R, Z, \theta', \phi'), & L_g \leq L_e' \\ L_e' = L_e'(R, \theta', \phi', t), & L_g > L_e' \end{cases}, \quad (3.41)$$

$$L^p = L^p(R, Z, \theta', \phi', t) = \begin{cases} L_g = L_g(R, Z, \theta', \phi'), & L_g \leq L_e^p \\ L_e^p = L_e^p(R, \theta', \phi', t), & L_g > L_e^p \end{cases}. \quad (3.42)$$

İntegrasyon limitindeki bu farklılaşma sonucunda (3.23) ifadesi ile verilen güç yoğunluğu, bu çalışmada oluşturulan fiziksel model çerçevesinde $\rho(r, t) = \rho[r(R, r', \theta', \phi'), t]$ ve $\Phi(r, z, t) = \Phi[r(R, r', \theta', \phi'), z(Z, r', \theta'), t]$ olduğu da dikkate alınarak aşağıdaki şekle dönüşür:

$$\begin{aligned} \xi_{top}(R, Z, t) = & \frac{1}{4\pi} \left(\frac{N_A}{M} \sigma_a \right) \int_0^{2\pi} d\phi' \int_0^\pi d\theta' \sin \theta' \\ & \times \left[E_0' \int_0^{L'(R, Z, \theta', \phi', t)} dr' \frac{1}{r_0'(R, Z, r', \theta', \phi', t)} \rho[r(R, r', \theta', \phi'), t] \Phi[r(R, r', \theta', \phi'), z(Z, r', \theta'), t] \right. \\ & \left. + E_0^p \int_0^{L^p(R, Z, \theta', \phi', t)} dr' \frac{1}{r_0^p(R, Z, r', \theta', \phi', t)} \rho[r(R, r', \theta', \phi'), t] \Phi[r(R, r', \theta', \phi'), z(Z, r', \theta'), t] \right] \end{aligned} \quad (3.43)$$

Burada r_0' ve r_0^p ; (r', ϕ', θ') koordinatları ile verilen bir noktada konumlanmış bir reaksiyon merkezinde (RM) de doğan sırasıyla triton ve protonun $RM \rightarrow O'$ yönünde gidebilecekleri maksimum mesafeyi yani erimlerini temsil etmektedir.

Triton ve protonun $RM \rightarrow O'$ yönündeki erimleri olan r_0' ve r_0^p , L_e' ve L_e^p 'den farklı değerlere sahiptir. O' noktasındaki güç yoğunluğuna katkıda bulunabilecek reaksiyon merkezleri $0 \leq r' \leq L$ aralığında yer almaktadır. Bir başka deyişle, bu aralıktaki reaksiyon noktalarında doğan triton ve protonun O' noktasına olan

mesafeleri de 0 ile L arasında değişmektedir. Ancak, $r' = L_e^t$ noktasında doğan bir tritonun erimi L_e^t 'ye veya $r' = L_e^p$ noktasında doğan bir protonun erimi L_e^p 'ye eşit olmasına karşın, $r' < L_e^t$ veya $r' < L_e^p$ noktalarında doğan parçacıkların erimi, sırasıyla, L_e^t veya L_e^p 'den farklı olmaktadır. Çünkü, enerji yoğunluğunun bulunmak istendiği noktaya r' 'nin üst sınırını belirleyen L mesafesinden daha yakın noktalarda yer alan reaksiyon merkezlerinde doğan bir parçacık, $\overline{r'O'}$ mesafesini tamamladıktan sonra enerjisini henüz tüketmemiş olacağından yoluna devam ederek kalan enerjisini gaz içerisindeki diğer noktalara veya tüp duvarına aktaracaktır. Bu durumda, $0 \leq r' \leq L$ arasında yer alan her reaksiyon merkezinde doğan parçacığın yolu birbirinden farklı olup, her bir parçacık, enerjisinin tümünü kaybedinceye değin gazın farklı bölgelerinde ilerlemektedir. Bir başka deyişle, aynı türden parçacıkların kat ettikleri maksimum mesafe yani erim de reaksiyon merkezinin konumuna ve zamana göre değişmektedir. Bu nedenle r_0^t ve r_0^p 'nin ayrıca belirlenmesi gereklidir. Bu büyüklükler hesaplanırken iki farklı durum söz konusudur. Bunlardan biri, parçacığın O' 'nü geçtikten sonra kalan enerjisinin tümünü gaz içerisindeki diğer noktalarda kaybetmesidir. Diğeri ise, tüp duvarına ulaştığında hala bir miktar kinetik enerjiye sahip olması nedeniyle kalan enerjisinin bir kısmını ya da tümünü tüp duvarı içerisinde kaybetmesi durumudur. İlk durum herhangi bir yaklaşımı gerekli kılmaz ve erim parçacığın yolu üzerindeki yoğunluk dağılımının integral ortalaması alınarak hesaplanabilir. Ancak ikinci durum, erimin hesaplanabilmesi için bu noktada bir varsayımı gerekli kılar. Burada ele alınan problem açısından, parçacıkların gaz ortamdan çıktıktan sonra katı malzeme içerisindeki transportunun ne şekilde gerçekleşeceğinin bir önemi yoktur. Önemli olan parçacığın gaz içerisindeki transportu esnasında gaza ne kadar enerji aktardığıdır. Bu ise, çalışmada kullanılan (3.8) bağıntısının sabit gaz yoğunluğu şartlarında türetilmiş erime bağlı bir korelasyona dayanması nedeniyle, parçacığın doğduğu noktadan gaz hacmi dışına çıkıncaya kadar kat ettiği mesafenin, gaz ortamı içerisindeki erim mesafesine oranı ile ilgilidir. Bu durum (3.8) ifadesinden de görülebilir. Bu nedenle, lazer tüpünün duvarına girerek gaz ortamdan çıkacak olsa da parçacık bu gaz ortam içinde yoluna devam edebilseydi erimi ne olurdu sorusunun cevabı aranmalıdır. Gerçekte parçacığın gaz içerisinde ilerlerken geçtiği noktalara bıraktığı enerji, parçacığın o noktanın ilerisinde ne şekilde duracağından bağımsız olup sadece o noktaya hangi

yoğunluktaki ortamlardan geçerek geldiği ile ilgilidir. Bu nedenle, parçacık aynı gaz ortam içerisinde ilerlemeye devam ediyormuş gibi düşünülerek, erimi tüp duvarına varıncaya kadar katettiği yol üzerinden integral ortalama yoğunluk kullanılarak hesaplanmıştır.

Bu durumda, r'_0 ve r_0^p 'nin hesaplanabilmesi için erimin, $r' \rightarrow O'$ doğrultusunda ve r' noktasından itibaren tanımlanan s mesafesi ile verildiği kabul edilmiştir. Böylece, O' eksen takımında parçacığın enerjisinin sıfırlandığı noktanın koordinatları $\{s-r', \theta'+\pi, \phi'\}$ olmaktadır. Bu noktanın silindirin geometrisi içinde kaldığı durumda bir başka deyişle, $s-r'$ büyüklüğü, $\{R, Z, \theta'+\pi, \phi'\}$ değerleri için hesaplanan L_g değerinden küçük olduğunda, erimler L_e' ve L_e^p 'ye benzer şekilde

$$\int_0^{r'_0} \rho[r(R, r' - s, \theta' + \pi, \phi'), t] ds = \mathfrak{R}_t(E'_0) \quad (3.44)$$

$$\int_0^{r_0^p} \rho[r(R, r' - s, \theta' + \pi, \phi'), t] ds = \mathfrak{R}_p(E_0^p). \quad (3.45)$$

denklemlerinden Newton-Raphson metoduyla nümerik olarak çözülerek hesaplanabilir. Bu denklemlerde integral üst sınırı için $L_g\{R, Z, \theta'+\pi, \phi'\}$ değeri kullanıldığında eşitlik sağlanamıyorsa bu durum, erimlerin silindirin dışına kadar uzandığı anlamına gelir ki, böyle bir durumda silindir dışına taşan mesafeler için yoğunluğun $0 \leq s \leq r' + L_g(R, Z, \theta' + \pi, \phi')$ değer aralığındaki aşağıda verilen integral ortalaması kullanılır.

$$\langle \rho \rangle_s = \frac{1}{r' + L_g(R, Z, \theta' + \pi, \phi')} \int_0^{r' + L_g(R, Z, \theta' + \pi, \phi')} \rho[r(R, r' - s, \theta', \phi'), t] ds \quad (3.46)$$

Böylece, bu durum için proton ve tritonun erimleri sırasıyla,

$$r_0^p = \frac{\mathfrak{R}_p(E_0^p)}{\langle \rho \rangle_s}, \quad (3.47)$$

$$r_0^t = \frac{\mathcal{R}_t(E_0^t)}{\langle \rho \rangle_s} \quad (3.48)$$

olarak elde edilir. Sonuç olarak r_0^t ve r_0^p 'nin hesaplanmasında kullanılacak denklemler, r_0^t ve r_0^p 'nin büyüklüğüne bağlı olarak,

$$r_0^t = r_0^t(R, Z, r', \theta', \phi', t)$$

$$= \begin{cases} \int_0^{r_0^t} \rho[r(R, r' - s, \theta' + \pi, \phi'), t] ds = \mathcal{R}_t(E_0^t) & r_0^t \leq L_g(\theta' + \pi, \phi', R, Z) + r' \\ r_0^t = \frac{\mathcal{R}_t(E_0^t)}{\langle \rho \rangle_s}, & r_0^t > L_g(\theta' + \pi, \phi', R, Z) + r' \end{cases} \quad (3.49)$$

$$r_0^p = r_0^p(R, Z, r', \theta', \phi', t)$$

$$= \begin{cases} \int_0^{r_0^p} \rho[r(R, r' - s, \theta' + \pi, \phi'), t] ds = \mathcal{R}_p(E_0^p) & r_0^p \leq L_g(\theta' + \pi, \phi', R, Z) + r' \\ r_0^p = \frac{\mathcal{R}_p(E_0^p)}{\langle \rho \rangle_s}, & r_0^p > L_g(\theta' + \pi, \phi', R, Z) + r' \end{cases} \quad (3.50)$$

şeklinde özetlenebilir.

Bu durumda, yukarıda elde edilen bağıntılar (3.43) ifadesinde kullanılarak, ^3He ile dolu silindirik laser tüpünde açığa çıkan güç yoğunluğu bilinen bir yoğunluk dağılımı ve bilinen bir akı dağılımı için bulunabilir. Ancak, tüp içerisindeki yoğunluk alanının darbe süresince konuma ve zaman bağlı değişimi henüz bilinmemektedir ve daha önce ifade edildiği gibi yukarıda elde edilen güç yoğunluğu ifadesinin gaz denklemleriyle kuple çözülerek belirlenmesi gerekmektedir. Ancak, bunun için öncelikle, yoğunluğun konuma ve zamana bağlı olarak değişmesi durumunu göz önüne alarak tüp içerisindeki nötron akısının değişimini konuma ve zamana bağlı olarak veren ifadenin elde edilmesi gerekmektedir.

3.3 Lazer Tüpü İçerisindeki Akının Konuma ve Zamana Bağlı Değişiminin Bulunması

Lazer gazının reaktörden sağlanan nötronların girdiği nükleer reaksiyonlardan doğan yüklü parçacıklarla uyarıldığı nükleer tahrikli lazerlerde, lazer hücresi hızlı, epitermal ve termal olmak üzere üç grupta sınıflandırılabilen nötronlara maruz kalır. Ancak, her bir gruptaki nötronların gaza aktardığı enerji bileşeni hesaplanırsa, ${}^3\text{He}$ ile pompalamadaki ana katkının termal akıdan kaynaklandığı ve diğer bileşenlerin ihmal edilebileceği görülebilir [12].

Daha önce de belirtildiği gibi, bu tez çalışmasında ele alınan problemin şartlarında lazer tüpü içindeki homojen olmayan güç dağılımının neden olduğu gaz hareketi nedeniyle, gaz yoğunluğu konuma ve zamana bağlı olarak değiştiğinden, söz konusu nükleer reaksiyonun makroskopik tesir kesiti de konuma ve zamana bağlı olarak değişmektedir. Ayrıca, darbeli halde, tüpün yüzeyine gelen dış nötron akısı da zamanla değişmektedir. Bu nedenle, hem nötron akısının tüp içerisindeki absorpsiyonun, hem de tüp yüzeyine gelen dış nötron akısının konuma ve zamana bağlı olarak değişmesi nedeniyle, tüp içerisindeki nötron akısı da konuma ve zaman bağlı olarak değişmektedir. Düşük enerjilerdeki nötronların elastik saçılmalar yoluyla gaza transfer ettikleri enerjinin katkısı çok düşük olduğundan tümüyle ihmal edilerek yalnızca ${}^3\text{He}(n, p){}^3\text{H}$ reaksiyonlarının gerçekleştiği varsayılabilir. Bir başka deyişle, lazer gazı nötronik açıdan tamamen yutucu bir ortam olarak kabul edilebilir.

Bu çalışmada, lazer tüpünün reaktör kalbinin merkezine yerleştirildiği düşünülerek, tüp içerisindeki akının konuma bağlı değişimi belirlenirken tüpün dış yüzünün maruz kaldığı dış nötron akısının izotropik olduğu ve tüp yarıçapının reaktör kalbine göre ihmal edilebilecek kadar küçük olması nedeniyle dış akının yalnızca eksenel doğrultuda değiştiği kabul edilmiştir. Darbe sırasında akının zaman bağımlılığını belirlemek için Fuchs-Hansen modelinden [41] yararlanılmıştır.

Gazda nötron çoğaltıcı bir nükleer reaksiyon gerçekleşmediği için, nötron akısının tüp içinde herhangi bir noktadaki değeri belirli bir doğrultuda yol alan nötron demetinin soğurulma bağıntısı yardımıyla dış nötron akısının ne kadar azaldığı bulunarak belirlenebilir. Belirli bir doğrultuda gelen nötronların oluşturduğu yönsel dış nötron akısının, bu noktaya geldiğinde sahip olacağı değer soğurulma bağıntısı

yardımıyla bulunduktan sonra, katı açısı üzerinden integre edilerek her doğrultudan gelen toplam katkı hesaplanarak o noktadaki akı bulunabilir. Ancak dış nötron akısının zamanla değişiyor olması, tüp içerisindeki akının sadece konuma değil, zamana da bağlı olmasını zorunlu kılar. Oysa nötron soğurulma bağıntısı kararlı hale ait bir çözüm olduğundan ilk bakışta bunun için uygun bir başlangıç ifadesi olmadığı düşünülebilir. Ancak dış nötron akısındaki bir değişimin tüp içerisinde bir değişime yol açması nötronların difüzyonu ile ilgilidir. Difüzyon hızı ne kadar yüksek ise dıştaki değişimin tüp içerisinde algılanması ve yeni değerine ulaşması da o kadar hızlı olur. Eğer bu süre içerisinde dış nötron akısı çok az değişiyorsa sabit gibi kabul edilebilir. Bir başka deyişle, nötronların tüpün yüzeyinden merkezine kadar ulaşması için geçen süre dış akıda anlamlı bir değişimin gözlenmesi için gerekli olan süreden çok kısa ise, belirli bir t anında akının tüp içindeki değişimini hesaplamak için nötron demetinin soğurulma bağıntısı kullanılabilir. Sonuç olarak nötron difüzyonuna ilişkin zaman sabitinin, darbe esnasındaki reaktör periyodundan yeterince küçük olması bu bölümdeki türetimlerin ön koşuludur. Literatürdeki ilgili çalışmalarda da [11,12] lazer tüpü içerisindeki nötron akısının modellenmesinde nötron soğurulma bağıntısından faydalanılmıştır.

Tüp içerisindeki herhangi bir noktada akının değerini bulmak için bu noktaya silindir yüzeyindeki tüm noktalardan, dolayısıyla tüm doğrultulardan gelen nötronların katkısı hesaplanmalıdır. Bu nedenle, toplam katı açısı üzerinden integrasyon gereklidir. Gerek formülasyonu gerekse integrasyonu kolaylaştırmak için, tüp içinde akının hesaplanmak istendiği noktada merkezlenmiş küresel bir koordinat sistemini kullanılabilir. Böylece, silindir şeklindeki tüpün yüzeyindeki noktalar küresel koordinatlarda tanımlanarak, silindir yüzeyindeki her noktadan gelen toplam katkı hesaplanabilir. Öte yandan çalışmada ele alınan akı, güç yoğunluğu, gazın hızı ve yoğunluğu gibi büyüklüklerin konumsal değişimlerini tanımlamak üzere kullanılacak en uygun koordinat sistemi, silindirik lazer tüpünün merkezine konumlandırılmış silindirik bir koordinat sistemidir. Bu durumda, tüp içerisindeki nötron akısını hesaplarken de iki farklı koordinat sisteminin kullanılması söz konusudur. Şekil 3.2’de gösterildiği gibi, bunlardan biri nötron akısının hesaplanmak istendiği noktaya yerleştirilmiş olan küresel O_a koordinat sistemidir. Diğerisi ise, incelenmek istenen tüm büyüklüklerin uzaysal değişimlerinin tanımlandığı, lazer tüpünün merkezine yerleştirilmiş olan silindirik O koordinat

[illegible]

64

Silindirik lazer tüpünün maruz kaldığı dış nötron akısı izotropik ve tüp içersindeki gaz yoğunluğu başlangıçta sabit olduğundan, nötron akısının tüp içindeki değişimi başlangıçta Θ_a koordinatından bağımsız olup, sadece R_a ve Z_a koordinatlarının fonksiyonu olarak değişmektedir. Buna bağlı olarak, gaz içindeki güç yoğunluğu için de açısız simetri söz konusu olduğundan tüp içindeki gaz hızının açısız bileşeni başlangıçta sıfır olacaktır. Bu durum, yoğunluğun başlangıçtaki açısız simetrisini darbe süresince korumasına neden olur. Sonuç olarak nötron akısı, güç yoğunluğu, gazın hızı ve yoğunluğu gibi büyüklükler darbe süresince sadece radyal ve eksenel uzaklıklara bağlı olarak değişmektedir.

Bu çalışmada ele alınan problemin şartlarında, tüp yüzeyinden belirli bir doğrultuda girerek akının hesaplanmak istendiği O_a noktasına gelen nötronların sayısı hesaplanırken, bu yol üzerindeki gaz yoğunluğunun değişken olduğu göz önünde bulundurulmaktadır. Bu nedenle, tüpün yüzeyindeki bir nokta ile O_a noktasını birleştiren yol boyunca yoğunluk değişiminin bilinmesi gerekmektedir. Öte yandan yoğunluğun konumsal değişimleri O koordinat sistemine göre tanımlanmaktadır. Böylece O_a koordinat sisteminde, $\vec{Q}_a(\theta_a, \phi_a)$ katı açısı ve s_a radyal mesafesi ile temsil edilen bir noktanın, O koordinat sistemindeki $\{r_s, \theta_s, z_s\}$ koordinatları belirlenmelidir. Bu amaçla, Şekil 3.2'den yararlanarak, söz konusu koordinatlar arasında cosinüs teoremi yardımıyla aşağıdaki bağıntılar yazılabilir:

$$r_s = (R_a^2 + s_a^2 \sin^2 \theta_a + 2s_a R_a \sin \theta_a \cos \phi_a)^{1/2}, \quad (3.51)$$

$$z_s = Z_a + s_a \cos \theta_a. \quad (3.52)$$

Ayrıca, O_a noktasının ϕ_a açısı altında silindir yüzeyine olan radyal uzaklığı,

$$R'_{s,\max}(\phi_a) = (a^2 - R_a^2 \sin^2 \phi_a)^{1/2} - R_a \cos \phi_a \quad (3.53)$$

olarak bulunabilir. Bu durumda s_a 'nin silindir dışına çıkmaması için değişim aralığı $0 \leq s_a \leq R'_{s,\max}(\phi_a)/\sin \theta_a$ ile sınırlandırılmalıdır.

O halde, yoğunluğun değişken olduğu, belirli bir doğrultuda hareket eden nötronların üstel olarak soğrulduğu ve de nötron sayısındaki azalmanın alınan yol ve makroskopik tesir kesiti ile azaldığı göz önüne alınarak, tüp içerisinde akının konuma bağlı olarak değişimi;

$$\Phi(R_a, Z_a) = \frac{\Phi_d(z_s, t)}{4\pi} \int d\Omega \exp \left[- \left(\frac{N_A \sigma}{M} \right) \int_0^{R'_s \max(\phi_a)/\sin \theta_a} \rho[r_s(s_a, \theta_a, \phi_a, R_a, Z_a), z_s(s_a, \theta)] ds_a \right] \quad (3.54)$$

şeklinde yazılabilir. $d\Omega$ 'nın küresel koordinatlardaki açık ifadesi kullanılırsa; (3.54) ifadesi

$$\Phi(R_a, Z_a, t) = \frac{\Phi_d(z_s, t)}{4\pi} \int_0^{2\pi} d\phi_a \int_{\theta_a^{\min}}^{\theta_a^{\max}} d\theta_a \sin \theta_a \exp \left[- \left(\frac{N_A \sigma}{M} \right) \times \int_0^{R'_s \max(\phi_a)/\sin \theta_a} \rho[r_s(s_a, \theta_a, \phi_a, R_a, Z_a), z_s(s_a, \theta)] ds_a \right] \quad (3.55)$$

haline gelir. Burada, $\theta_a^{\min}$ ve $\theta_a^{\max}$ açıları, O_a küresel koordinat sisteminde s_a ile temsil edilen noktaların silindir hacmi içerisinde kalmasını sağlayabilmek için θ_a 'ya getirilmesi gereken sınırlamalar olup, bu sırasıyla aşağıdaki şekilde bulunmuştur:

$$\theta_a^{\min} = \arctan\left(\frac{R'_{s \max}(\phi_a)}{H/2 - Z_a}\right) \quad (3.56)$$

$$\theta_a^{\max} = \pi - \arctan\left(\frac{R'_{s \max}(\phi_a)}{H/2 + Z_a}\right) \quad (3.57)$$

Tüp yüzeyindeki dış akı ϕ_a 'nin zamana bağlı değişimini modellemek için Fuch-Hansens yöntemi[41] kullanılmıştır. Bu yöntemde geçikmiş nötronlar ve nötron kaynak terimi tamamen ihmal edilmektedir. Ayrıca, reaktör kalbindeki nükleer yakıtlar adyabatik sistem olarak kabul edilmekte yani darbe süresince yakıtlarla soğutucu akışkan arasındaki ısı transferi ihmal edilmektedir. Darbe süresinin

milisaniyeler mertebesinde olduğu düşünülecek olursa bu yaklaşımların oldukça gerçekçi oldukları görülebilir. Nokta kinetik denklemleri yardımıyla reaktör gücünün zamanla değişimi

$$\frac{dP_R(t)}{dt} = \frac{\rho_R(t) - \bar{\beta}}{l} P_R(t) \quad (3.58)$$

şeklinde ifade edilebilir. Burada $\bar{\beta}$ gecikmiş nötron kesrini, l ani nötron ömrünü ve $\rho_R(t)$ reaktivitenin zamanla değişimini temsil etmektedir. Reaktivitenin zamanla değişmesinin nedeni yakıt sıcaklığındaki artış dolayısıyla meydana gelen negatif sıcaklık geri beslemesidir. Reaktivitenin zamanla olan bu değişimi için

$$\rho_R(t) = \rho_R^0 - \alpha_f [\bar{T}_f(t) - T_f^0] \quad (3.59)$$

denklemini yazılabilir. Burada ρ_R^0 başlangıçta girilen ani reaktiviteyi, α_f yakıt kaynaklı negatif sıcaklık geri besleme katsayısını, $\bar{T}_f(t)$ yakıtların ortalama sıcaklığının zamanla değişimini, T_f^0 ise yakıtların başlangıç sıcaklığını temsil etmektedir. Ortalama yakıt sıcaklığının değişimini bulmak için açığa çıkan enerjinin yakıt elemanları içerisinde kaldığı varsayımına dayanarak,

$$C_p^f \frac{d\bar{T}_f(t)}{dt} = P_R(t) \quad (3.60)$$

yazılır. Burada C_p^f yakıtların sabit basınçtaki toplam ısı kapasitelerini temsil etmektedir. (3.58)-(3.60) denklemlerinin birlikte çözülmesi sonucunda reaktör gücünün zamanla değişimi için,

$$P_R(t) = \frac{2C_1C_2 \exp(-\sqrt{C_1}t)}{C_3(C_2 \exp(-\sqrt{C_1}t) + 1)^2} \quad (3.61)$$

elde edilir. Burada C_1 , C_2 ve C_3 sabitleri aşağıdaki şekilde tanımlanmıştır;

$$C_1 = \Lambda^2 + 2C_3 P_R^0 \quad (3.62)$$

$$C_2 = \frac{\sqrt{C_1} + \Lambda}{\sqrt{C_1} - \Lambda} \quad (3.63)$$

$$C_3 = \frac{\alpha_f}{C_p^f l} \quad (3.64)$$

Ayrıca, (3.62) ve (3.63) ifadelerindeki Λ ise,

$$\Lambda = \frac{\rho_R^0 - \bar{\beta}}{l} \quad (3.65)$$

şeklinde tanımlanmaktadır. Gücün maksimuma ulaştığı andaki değeri $P_R^{\max}$ ise (3.61) ifadesinin zamana göre birinci ve ikinci türevlerine bakılarak,

$$P_R^{\max} = \frac{\Lambda^2}{2C_3} \quad (3.66)$$

şeklinde elde edilir. Reaktör gücünün zamanla değişimi ile nötron akısının zamanla değişimi doğru orantılıdır. Bir başka deyişle, reaktörde gücün oransal değişimi ile akının oransal değişiminin eşit olduğu söylenebilir. Bu nedenle, herhangi bir t anındaki gücün maksimum güce oranı ile bulunacak boyutsuz zaman fonksiyonu akının zaman bağımlılığı için de geçerli olacaktır. Bu zaman fonksiyonu, (3.61) ifadesinin (3.66) ifadesine bölünmesi ile

$$f(t) = \frac{4C_1 C_2 \exp(-\sqrt{C_1} t)}{\Lambda^2 (C_2 \exp(-\sqrt{C_1} t) + 1)^2} \quad (3.67)$$

olarak elde edilmiştir. Akının belirli bir güçteki değeri bilindiğinde herhangi bir güçteki değeri kolayca bulunabilir. Böylece eğer P_1 gücünde lazer tüpünün yerleştirileceği noktadaki dış nötron akısının değeri Φ_1 ise, $P_R^{\max}$ gücündeki değeri

$\Phi_{\max} = \Phi_1 P_R^{\max} / P_1$ olmaktadır. Bu durumda lazer tüpünün dışındaki nötron akısının zamana bağlı değişimi için,

$$\Phi_d(t) = \Phi_1 \frac{P_R^{\max}}{P_1} f(t) \quad (3.68)$$

bulunur. Φ_d 'nin z_s 'ye olan bağımlılığı ise cosinüs bağımlılığı şeklinde alınırsa, $\Phi_d(z_s, t)$ aşağıdaki gibi elde edilir,

$$\Phi_d(z_s, t) = \Phi_1 \frac{P_R^{\max}}{P_1} f(t) \cos\left(\frac{\pi z_s}{H}\right). \quad (3.69)$$

Burada H , yaklaşık olarak aktif yakıt uzunluğuna eşit alınabilir.



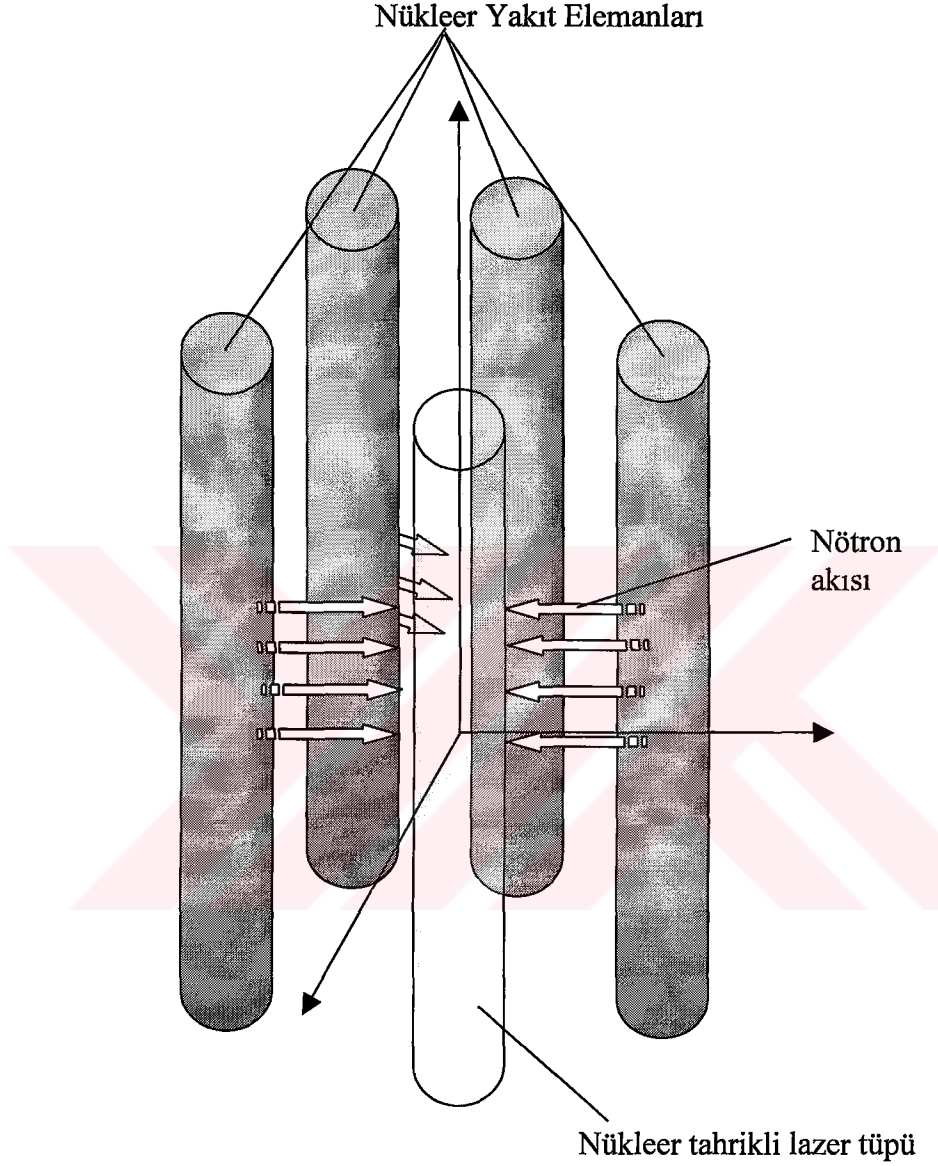
4. GAZIN KONUMA VE ZAMANA BAĞLI DİNAMİK CEVABINI VEREN DENKLEMLERİN YÜKLÜ PARÇACIK TRANSPORTU İLE KUPLE ÇÖZÜMÜ

4.1 Gazın Konuma ve Zamana Bağlı Dinamik Davranışının Modellenmesi

Nükleer-tahrikli lazerlerde, lazer ışımasının gerçekleşmesi için ters nüfusun oluşturulması, nükleer reaksiyon ürünleri olan yüklü parçacıklar vasıtasıyla lazer gazına enerji aktarılacak sağlanır. Daha önceki bölümlerde ayrıntılı olarak ele alındığı gibi bu yüklü parçacıklar tarafından sağlanan enerji veya güç yoğunluğu lazer tüpü içindeki her noktada aynı değildir ve uzaysal bir dağılıma sahiptir. Bu durum gaz içerisinde basınç gradyanlarının oluşmasına neden olur ve gaz yoğunluğun yüksek olduğu bölgelerden düşük olduğu bölgelere doğru hareket eder. Bu gaz hareketi yoğunluk alanını ve dolayısıyla uyarımı sağlayan güç yoğunluğunun uzaysal dağılımını değiştirir. Bu değişim lazer kazancını ve çıkış enerjisini etkiler. Güç yoğunluğu profilini değiştirmesinin yanında, lazer hücresindeki gazın hareketinin neden olduğu yoğunluk gradyanları bu değişim ortamının optik davranışını da etkiler. Yoğunluk alanı kırınım indisi alanını belirlediği için, yoğunluk alanındaki değişimler lazer kavitesinin kararlılığını ve mod seçimini de etkiler. Bu nedenle, yüklü parçacıklarla enerji aktarımına karşı gazın dinamik davranışının bilinmesi önemlidir.

Bu çalışmada, ${}^3\text{He}(n,p){}^3\text{H}$ reaksiyonu ile hacimsel olarak uyarılan bir NTL ele alındığından, ilk olarak bu nükleer reaksiyon sonucu meydana gelen proton ve tritonun gaz ortamı içerisindeki transportu ve buna bağlı olarak gaza aktarılan enerji yoğunluğu konuma ve zamana bağlı olarak modellenmiştir. Bu bölümde, silindirik kalp geometrisine ve darbeli çalışma özelliklerine sahip bir nükleer reaktör kalbinin merkezine düşey olarak yerleştirilmiş silindirik bir kapalı kap içerisindeki ${}^3\text{He}$ gazının nötronlarla girdiği absorpsiyon reaksiyonu sonucu oluşan proton ve tritonlar vasıtasıyla enerji aktarımına karşı gazın dinamik davranışı modellenmiştir. Lazer

hücrenin reaktörün yakıt elemanları arasındaki temsili gösterimi Şekil 4.1’de verilmiştir.



Şekil 4.1 Lazer hücresinin reaktörün yakıt elemanları arasındaki temsili gösterimi.

Bu modelleme için, gazın başlangıçta hareketsiz, basıncının p_0 , sıcaklığının T_0 ve yoğunluğunun ρ_0 olduğunu göz önünde bulundurarak, ideal bir gazın hareketini betimleyen denklemler kullanılabilir. Q güç yoğunluğuna maruz kalan gazın hareketini betimleyen denklemler, kütle, momentum ve enerji korunum

denklemleri ile ideal gaz hal denklemidir ve bunlar sırasıyla aşağıdaki şekilde ifade edilebilir [7,43].

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \rho \vec{u} = 0 \quad (4.1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho \vec{u} + \vec{\nabla} \cdot \rho \vec{u} \vec{u} = -\vec{\nabla} p \quad (4.2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho \left(e + \frac{1}{2} u^2 \right) + \vec{\nabla} \cdot \rho \vec{u} \left(e + \frac{p}{\rho} + \frac{1}{2} u^2 \right) = Q \quad (4.3)$$

$$p = R \rho T = (\gamma - 1) \rho e \quad (4.4)$$

Burada, γ özgül ısılar oranı, e gazın özgül iç enerjisidir. Söz konusu akışkanın gaz olması nedeniyle viskozitesi ve ısıl iletkenliği burada ihmal edilmiştir. Gazın darbe süresince dinamik davranışı incelendiğinden, bu sürenin milisaniyeler mertebesinde olması ısı iletiminin ihmalı için uygun bir fiziksel koşul oluşturmaktadır. Ayrıca, gaz içerisinde meydana gelen basınç pertürbasyonlarının ortalama basınca göre çok küçük olduğu varsayılabilir. Bu varsayıma dayanan metodoloji literatürde [7-9] akışkanlar mekaniği denklemlerinden akustik dalgaları kaldırmak için kullanıldığından “akustik filtreleme” olarak adlandırılmaktadır. Akışın Mach Sayıları 1’den çok küçük olduğunda, meydana gelen basınç değişimleri ortalama basınca göre çok küçük olacağından akustik filtreleme yöntemi kullanılabilir. Literatürde yer alan söz konusu metodoloji [7] ve burada ele alınan probleme uygulanması aşağıda verilmiştir.

(4.3) denklemi daha açık bir formda yazılırsa,

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho e) + \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{2} \rho u^2 \right) + \vec{\nabla} \cdot \rho \vec{u} e + \vec{\nabla} \cdot \rho \vec{u} \frac{p}{\rho} + \vec{\nabla} \cdot \rho \vec{u} \left(\frac{1}{2} u^2 \right) = Q \quad (4.5)$$

elde edilir. (4.4) ifadesinden, $\rho e = p/(\gamma - 1)$ yazılabileceğinden, (4.5) ifadesi

$$\frac{1}{\gamma - 1} \frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\partial \rho}{\partial t} \left(\frac{1}{2} u^2 \right) + \rho \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{2} u^2 \right) + \frac{1}{\gamma - 1} \vec{\nabla} \cdot \rho \vec{u} + \vec{\nabla} \cdot \rho \vec{u} + \vec{\nabla} \cdot \rho \vec{u} \left(\frac{1}{2} u^2 \right) = Q \quad (4.6)$$

şeklinde yeniden düzenlenebilir. Süreklilik denklemi (4.1)'den faydalanarak (4.6) denklemi

$$\frac{1}{(\gamma-1)} \frac{\partial p}{\partial t} - \vec{\nabla} \cdot \rho \vec{u} \left(\frac{1}{2} u^2 \right) + \rho \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{2} u^2 \right) + \frac{\gamma}{(\gamma-1)} \vec{\nabla} \cdot p \vec{u} + \vec{\nabla} \cdot \rho \vec{u} \left(\frac{1}{2} u^2 \right) = Q \quad (4.7)$$

formuna getirilirse,

$$\frac{1}{(\gamma-1)} \frac{\partial p}{\partial t} + \rho \vec{u} \cdot \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \frac{\gamma}{(\gamma-1)} \left(\vec{\nabla} p \cdot \vec{u} + p \vec{\nabla} \cdot \vec{u} \right) = Q \quad (4.8)$$

ifadesi elde edilir. Bu ifadede süreklilik ve momentum denklemlerinin bir arada kullanılmasıyla elde edilebilecek olan $\vec{\nabla} p = -\rho \partial \vec{u} / \partial t$ özdeşliği kullanılarak,

$$\frac{1}{(\gamma-1)} \frac{\partial p}{\partial t} + \rho \vec{u} \cdot \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \frac{\gamma}{(\gamma-1)} \left(-\rho \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} \cdot \vec{u} + p \vec{\nabla} \cdot \vec{u} \right) = Q \quad (4.9)$$

elde edilir. Sonuç olarak, (4.1)-(4.4) denklemlerinin uygun bir kombinasyonu olarak

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \vec{u} \cdot \vec{\nabla} p + \gamma p \vec{\nabla} \cdot \vec{u} = (\gamma-1)Q \quad (4.10)$$

denklemi elde edilir.

(4.10) denklemine akustik filtre uygulamak amacıyla basıncın ortalamadan sapma miktarı için,

$$\hat{p} = p(t, x) - \bar{p} \quad (4.11)$$

tanımlanır ve akustik filtrelemenin temel yaklaşımı olan $p(t, x) \cong \bar{p}$ yaklaşımı yapılırsa, (4.10) denkleminin akustik filtre uygulanmış formu için,

$$\frac{\partial \bar{p}}{\partial t} + \vec{u} \cdot \vec{\nabla} \bar{p} + \gamma \bar{p} \vec{\nabla} \cdot \vec{u} = (\gamma-1)Q(t, x) \quad (4.12)$$

elde edilir. (4.12) denklemi V hacmi üzerinden integre edilerek sonuç V ile normalize edilirse

$$\frac{1}{V} \int \frac{\partial \bar{p}}{\partial t} d^3 \vec{x} + \frac{\gamma}{p} \int \bar{p} \vec{\nabla} \cdot \vec{u} d^3 \vec{x} = \frac{(\gamma-1)}{V} \int Q(t, \vec{x}) d^3 \vec{x} \quad (4.13)$$

ifadesine ulaşılır. Diverjans teoreminden faydalanarak bu denklem aşağıdaki şekilde yazılabilir,

$$\frac{d\bar{p}}{dt} + \frac{\gamma}{p} \oint \bar{p} \vec{u} \cdot \vec{n} ds = \frac{(\gamma-1)}{V} \int Q(t, \vec{x}) d^3 \vec{x}. \quad (4.14)$$

Sınırlarda hızın normal (yüzeye dik) bileşeni sıfır olduğundan (4.14) denklemi,

$$\frac{d\bar{p}}{dt} = (\gamma-1) \bar{Q}(t) \quad (4.15)$$

şekline dönüşür. Burada,

$$\bar{Q}(t) \equiv \frac{1}{V} \int Q(t, \vec{x}) d^3 \vec{x} \quad (4.16)$$

olarak tanımlıdır. (4.15) denklemi (4.12) denkleminde kullanılırsa,

$$\gamma \bar{p} \vec{\nabla} \cdot \vec{u} = (\gamma-1) \hat{Q}(t, \vec{x}) \quad (4.17)$$

yazılabilir. Burada $\hat{Q}$, kaynak terimi ile onun uzaysal ortalaması arasındaki fark olup aşağıdaki şekilde tanımlanır,

$$\hat{Q}(t, \vec{x}) \equiv Q(t, \vec{x}) - \bar{Q}(t). \quad (4.18)$$

(4.2) denklemindeki basınç değişimleri ihmal edilemese de, ortalama basınç gradyanı sıfır olduğundan,

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho \vec{u} + \nabla \cdot \rho \vec{u} \vec{u} = -\vec{\nabla} \hat{p} \quad (4.19)$$

şekline dönüşür. Güç yoğunluğu olan Q'nun açık ifadesi ile birlikte (4.1), (4.15), (4.17) ve (4.19) denklemleri, (4.16) ve (4.18) tanımları ve normal hız sınır koşulu olan,

$$\vec{u} \cdot \vec{n} = 0 \quad (4.20)$$

ifadesi uniform olmayan güç yoğunluğuna maruz kalan gazın hareketini betimleyen tam bir denklem sistemi oluştururlar.

Akustik Filtreleme yönteminin uygulanabilmesi için problemin fiziksel şartlarının aşağıdaki koşulları sağlaması gereklidir [7].

1) Gaza enerji aktarımı yeterince yavaş olmalıdır. Bunun için akustik dalganın, problemde ilgilenilen ve a uzunluğu ile karakterize edilen fiziksel mesafeyi katetmesi için geçen sürenin problemin zaman skalası t_0 'a göre küçük olması gerekmektedir. O halde;

$$\frac{L}{c_0 t_0} \ll 1 \quad (4.21)$$

koşulu sağlanmalıdır. Burada, c_0 sesin gaz içindeki başlangıç hızıdır. Bu koşul sağlanmadığı takdirde basınç dengeye varmadan önce gaza önemli miktarda enerji transfer edileceğinden akustik filtreleme varsayımı geçerli olmayacaktır.

2) İndüklenen maksimum gaz hızının akustik hız olan c_0 'dan çok daha küçük olması gerekir. Aksi takdirde, büyük basınç gradyanları oluşabilir ki bu durumda teoremin dayandığı varsayımı geçersiz kılar.

4.2 Yüklü Parçacık Transportu ile Kuplajın Yapılması ve Çözüm Yönteminin Oluşturulması

Reaktörden sağlanan nötron akısına maruz bırakılan bir lazer tüpü içindeki ^3He gazına, $^3\text{He}(n,p)^3\text{H}$ reaksiyonu sonucu oluşan yüklü parçacıklar vasıtasıyla aktarılan güç yoğunluğunu veren ifade darbeleri çalışma hali için konuma ve zamana bağlı olarak Bölüm 3'de elde edilmiştir. O halde, (4.1), (4.14)-(4.20) denklemlerinin silindirik koordinatlardaki şeklinin elde edilen bu güç yoğunluğu ifadesini kullanılarak çözülmesi ^3He gazının dinamik davranışının modellenmesini olanaklı kılar. $^3\text{He}(n,p)^3\text{H}$ reaksiyonu sonucu gaza aktarılan güç yoğunluğunun konum bağımlılığı, R ve Z koordinatlarına bağlı olarak modellenmekle birlikte, laser karakteristiklerin çoğunu ve oluşan lazer demetinin kalitesini etkileyen esas olarak

laser demetinin yayılma doğrultusuna dik doğrultudaki yoğunluk gradyanlarıdır [2,29]. Bu nedenle gazın hareket denklemlerinde Bölüm 3’de bulunan güç yoğunluğunun Z eksenini üzerinden ortalanmış değeri kullanılarak gazın davranışı radyal mesafeye ve zamana bağlı olarak bu çalışma çerçevesinde modelleneyecektir.

${}^3\text{He}(n,p){}^3\text{H}$ reaksiyonunun ürünleriyle oluşan uyarımın sağladığı güç yoğunluğunun Z koordinatı üzerinden ortalamasını veren ifade aşağıdaki şekilde elde edilebilir:

$$\xi_{top}(R,t) = \frac{1}{H} \int_{-H/2}^{H/2} \xi_{top}(R,Z,t) dZ \quad (4.22)$$

Böylece gazın davranışını belirleyen denklem sistemi, söz konusu denklemlerin silindirik koordinatlardaki formları da göz önüne alınarak;

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} (\rho R u_R) = 0 \quad (4.23)$$

$$\gamma \bar{p} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} (R u_R) \right) = (\gamma - 1) \hat{\xi}_{top}(R,t) \quad (4.24)$$

$$\frac{d\bar{p}}{dt} = (\gamma - 1) \xi_{top}(t) \quad (4.25)$$

$$\hat{\xi}_{top}(R,t) \equiv \xi_{top}(R,t) - \xi_{top}(t) \quad (4.26)$$

$$\xi_{top}(t) \equiv \frac{2}{a^2 H} \int_{-H/2}^{H/2} dZ \int_0^a R dR \xi_{top}(R,Z,t) \quad (4.27)$$

şeklinde yazılabilir. Problemin başlangıç koşulları;

$$\rho(R,0) = \rho_0 \quad (4.28)$$

$$u_R(R,0)=0 \quad (4.29)$$

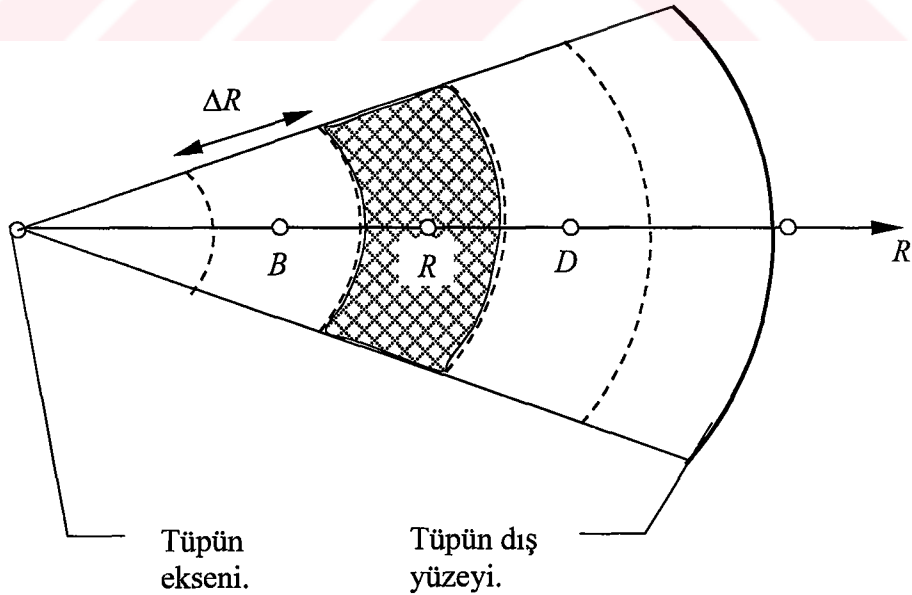
$$\xi_{top}(R,0)=0 \quad (4.30)$$

$$\bar{p}(0)=p_0 \quad (4.31)$$

olurken sınır koşulları da;

$$u_R(a,t)=0 \quad (4.32)$$

olarak yazılabilir. Böylece (4.23)-(4.25) denklemleri sırasıyla süreklilik, momentum ve enerji denklemlerinin akustik filtreleme sonrasındaki formlarını temsil etmektedir. Belirli bir t anında $\xi_{top}(R,Z,t)$ biliniyorsa, (4.27) ve (4.26) ifadeleri hesaplanabilir. (4.27)'nin (4.25)'de kullanılarak $\bar{p}(t)$ bulunabilir. (4.26) ve bulunan $\bar{p}(t)$ değeri kullanılarak (4.24) denkleminde $u_R(R,t)$ hesaplanabilir. $u_R(R,t)$ nin bulunan değeri kullanılarak (4.23) denkleminde yoğunluk dağılımı bulunabilir. Görüldüğü gibi, (4.23) ifadesi yoğunluğun hem konuma hem de zamana göre türevlerini içeren bir denklemdir. Bu denklem, konum ve zamana göre ayrıklaştırılarak sonlu farklar yöntemiyle çözülebilir.



Şekil 4.2 Ayrıklaştırmada kullanılan kontrol hacimleri

Söz konusu denklemin silindirik koordinatlarda ayrıştırılmasında Şekil 4.2' den faydalanabilir. Burada yoğunluğun hesaplanmak istendiği R noktasını içeren kontrol hacmi R ile gösterilirken, bu noktanın bir konum adımı solundaki noktayı içeren kontrol hacmi batı yönünde olması nedeniyle B ile, sağındaki ise doğu yönünde olması nedeniyle D ile gösterilmiştir. Ayrıca, ilgilenilen t anındaki değerler “0” üst indisi ile gösterilirken, $t+\Delta t$ anındaki değerler “1” üst indisi ile gösterilmiştir.

(4.23) denklemini ayrıştırmak için her iki tarafın hem zaman hem de konuma göre aşağıdaki şekilde integrali alınırsa,

$$\int_B^D \int_t^{t+\Delta t} R \frac{\partial \rho}{\partial t} dR dt = - \int_B^D \int_t^{t+\Delta t} \frac{\partial(\rho R u_R)}{\partial R} dR dt \quad (4.33)$$

elde edilir. (4.33) ifadesinde sol tarafın zaman integrali sağ tarafın ise konum integrali işlemleri tamamlanırsa,

$$\int_B^D (\rho_R^1 - \rho_R^0) R dR = - \int_t^{t+\Delta t} (\rho_D R_D u_{R_D} - \rho_B R_B u_{R_B}) dt \quad (4.34)$$

elde edilir. Herhangi bir W_R büyüklüğünün bir Δt zaman adımı içerisindeki integralini genel olarak,

$$\int_t^{t+\Delta t} W_R dt = [f W_R^1 + (1-f) W_R^0] \Delta t \quad (4.35)$$

şeklinde yazmak mümkündür [44]. Burada f , 0 ile 1 arasında değişebilen bir ağırlık faktörüdür. (4.35) ifadesi kullanılarak (4.34) ifadesi

$$(\rho_R^1 - \rho_R^0) \left(\frac{R_D^2 - R_B^2}{2} \right) = - [f(\rho R u_R)_D^1 + (1-f)(\rho R u_R)_D^0 - f(\rho R u_R)_B^1 - (1-f)(\rho R u_R)_B^0] \Delta t \quad (4.36)$$

şeklinde yazılabilir. (4.36) ifadesinden görülebileceği gibi yoğunluğun $t+\Delta t$ anındaki dağılımı $\rho_R^1 = \rho(R, t + \Delta t)$, $f \neq 0$ durumunda, gaz hızı u_R 'nin $t+\Delta t$ anındaki uzaysal dağılımına da bağlıdır. u_R 'nin $t+\Delta t$ anındaki uzaysal dağılımının bulunabilmesi için

(4.24) denkleminin çözülmesi gerekir ki bu da (4.26) ile verilen büyüklüğün ve dolayısıyla $\xi_{top}(R, Z, t + \Delta t)$ 'nin bilinmesini zorunlu kılar. Öte yandan $\xi_{top}(R, Z, t + \Delta t)$ 'nin bilinebilmesi, yoğunluğun $t + \Delta t$ anındaki dağılımının bilinmesine bağlıdır. Oysa çözümü aranan dolayısıyla da bilinmeyen büyüklük zaten yoğunluğun $t + \Delta t$ anındaki dağılımıdır. Bu nedenle, $f \neq 0$ olması durumunda denklem kendi üzerine kapalı (self-consistent veya implicit) bir denklem haline gelmektedir. Bu durumda, söz konusu denklem setini öngörülen bir yoğunluk alanı için çözdükten sonra süreklilik denkleminin sağlanıp sağlanmadığını kontrol eden; süreklilik denklemini sağlamıyorsa yoğunluk alanı öngörüsünü bu denklemini sağlayacak yönde değiştiren; ancak süreklilik denklemini için verilen bir yakınsama kriteri sağlandığında t anı için yoğunluk dağılımının bulunduğunu kabul eden bir çözüm algoritmasının kullanılması gerekmektedir. Fakat bu tür bir algoritma problemin çözüm süresini pratik olamayacak kadar uzatmaktadır. Diğer yandan, $f = 0$ durumunda, yoğunluğun $t + \Delta t$ anındaki dağılımı, gaz hızı u_R 'nin bir önceki zaman adımı olan t anındaki uzaysal dağılımına bağlıdır. Bu ise $\xi_{top}(R, Z, t)$ 'nin dolayısıyla da yoğunluğun t anındaki dağılımının bilinmesini gerektirir. Yoğunluğun t anındaki dağılımı bir önceki zaman adımındaki dağılım olduğundan zaten bilinmektedir. Böylece denklem açık (explicit) bir denklem haline gelmektedir. Bu durum yoğunluk alanı öngörüsünü ve bu öngörüü iyileştirmeye yönelik hesap çevrimlerini ortadan kaldırdığından hesaplama süresini kısaltarak problemin çözümünün pratik olarak kabul edilebilir bir sürede bulunmasını sağlamaktadır. Bu nedenle bu çalışmada $f = 0$ alınarak açık (explicit) şema tercih edilmiştir. Böylelikle (4.36) denklemini,

$$\left(\rho_R^1 - \rho_R^0\right) \left(\frac{R_D^2 - R_B^2}{2}\right) = -\left[(\rho R u_R)_D^0 - (\rho R u_R)_B^0\right] \Delta t \quad (4.37)$$

formunu alır. (4.37) ifadesinin sol tarafında yer alan $R_D^2 - R_B^2$ terimi için,

$$R_D^2 - R_B^2 = (R_D - R_B)(R_D + R_B) = 2\Delta R(R_D + R_B) = 2\Delta R(2R_B + 2\Delta R) \quad (4.38)$$

yazılabileceğinden (4.37) ifadesi yeniden düzenlenerek,

$$\rho_R^1 = \rho_R^0 - \frac{1}{R_B + \Delta R} \frac{(\rho R u_R)_D^0 - (\rho R u_R)_B^0}{2\Delta R} \Delta t \quad (4.39)$$

elde edilir. Ayrıca $R_B = R - \Delta R$ olduğu gözönüne alınırsa, (4.39) ifadesi

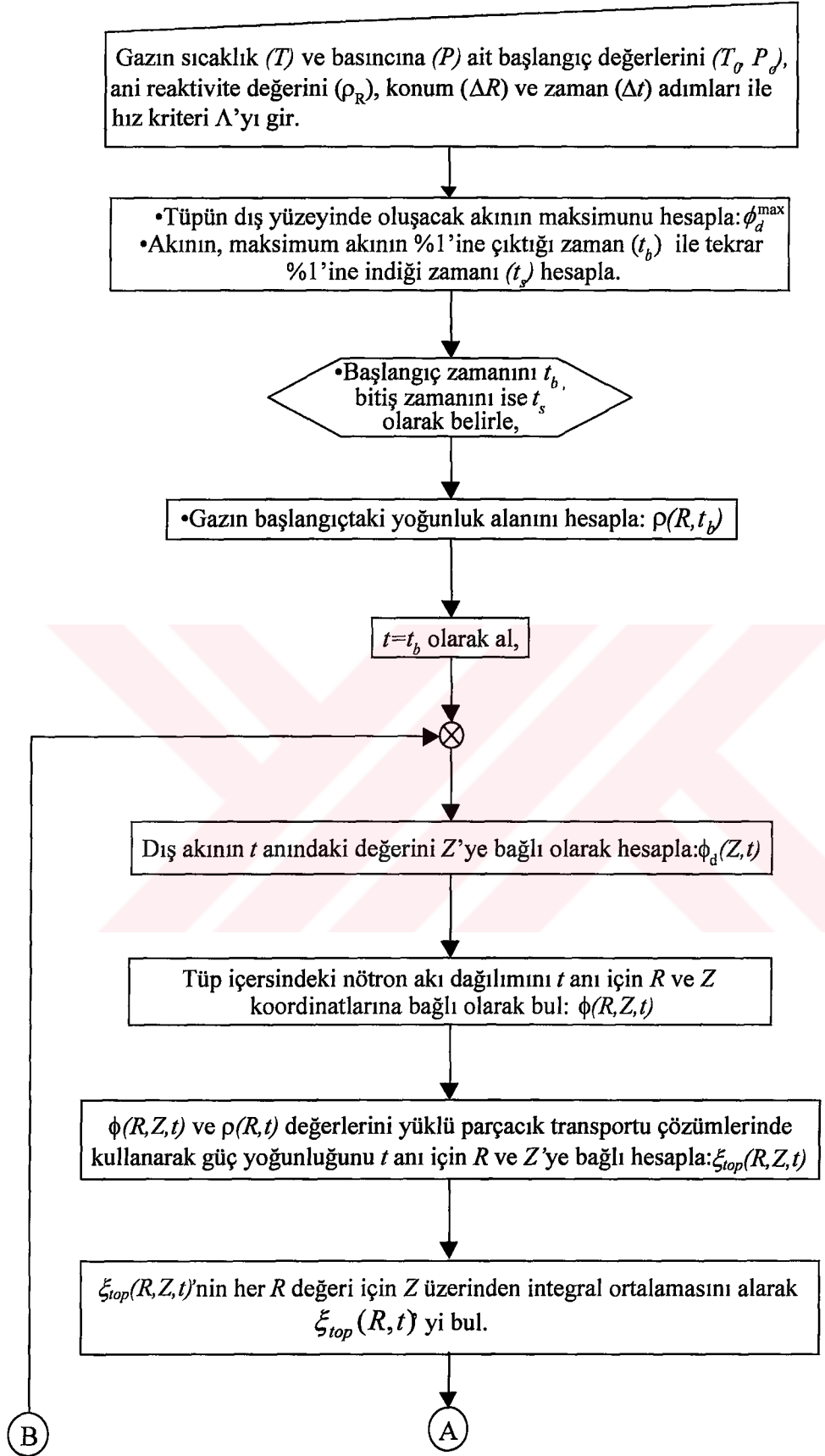
$$\rho_R^1 = \rho_R^0 - \frac{1}{R} \frac{(\rho R u_R)_D^0 - (\rho R u_R)_B^0}{2\Delta R} \Delta t \quad (4.40)$$

şekline dönüşür. Sonuç olarak, (4.40) ifadesi yardımıyla t anındaki yoğunluk ve hız dağılımlarını kullanarak, $t + \Delta t$ anındaki yoğunluk dağılımı bulunabilir. (4.40) ifadesi, süreklilik denkleminin diferansiyel formu olan (4.23) ifadesinde zaman türevi için birinci dereceden hata içeren ileri yönde fark ifadesi (forward-difference expression with first-order error), konum türevi için ise ikinci dereceden hata içeren merkezi fark ifadesi (central-difference expression with second-order error) kullanılarak da elde edilebilir.

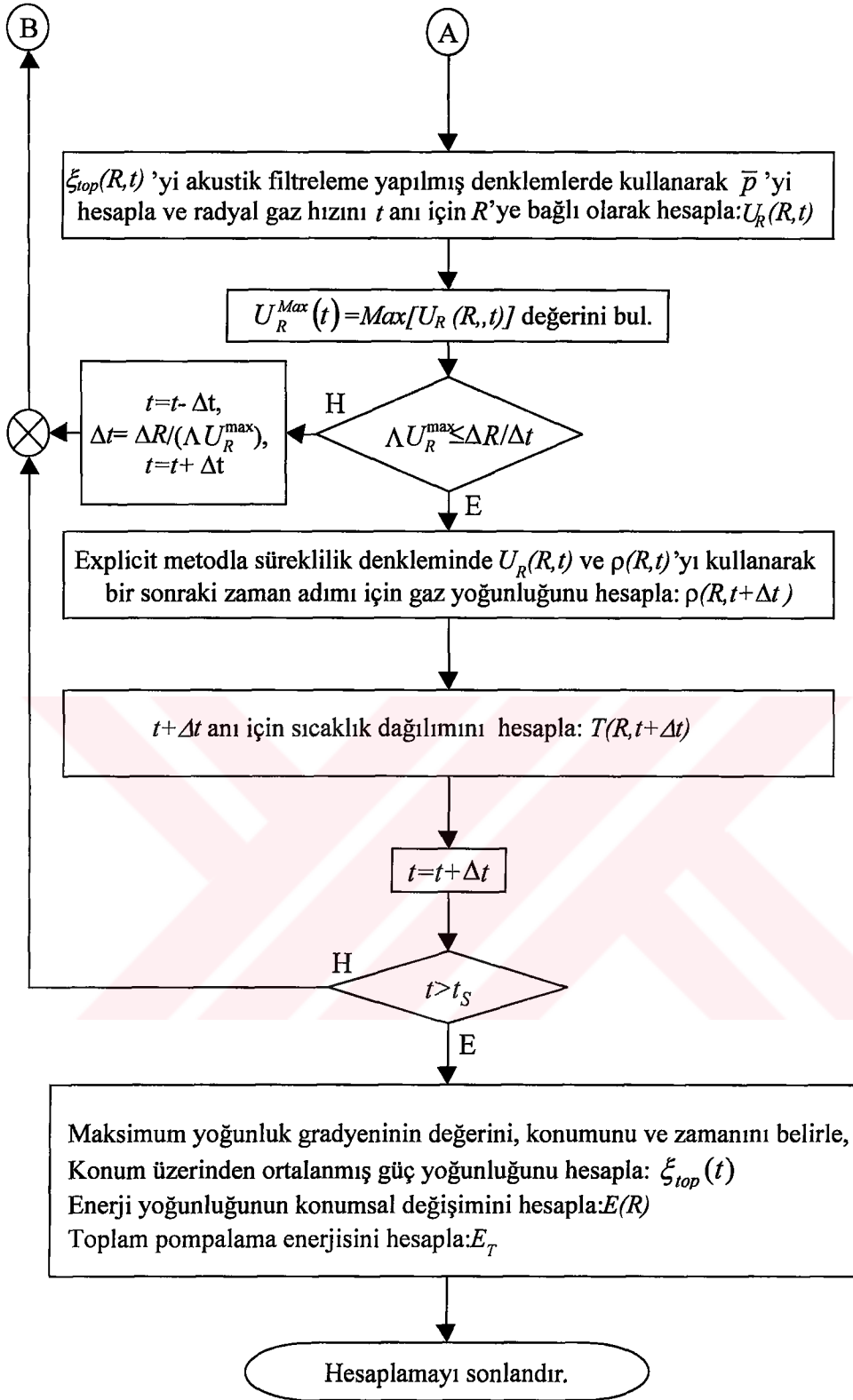
(4.40) ifadesinin çözümü esnasında konum ve zaman adımlarının belirlenmesinde iki önemli sınırlandırma söz konusudur. Bunlardan biri ayrıklaştırmada kullanılan kontrol hacimlerinin yapısı nedeniyle gazın özelliklerinin hesaplanmak istendiği radyal mesafe olan R 'nin minimum değerinin sınırlı olmasıdır. Şekil-4.2'den de görülebileceği gibi $R_{\min} = 3\Delta R/2$ olmaktadır. Bu nedenle, incelenmek istenen minimum radyal mesafe $R_{\min}$ 'in değeri belirlendikten sonra konum adımı olan ΔR , $\Delta R \leq 2R_{\min}/3$ olacak şekilde seçilmelidir. Diğer sınırlandırma ise, seçilen konum ve zaman adımları oranının temsil ettiği hızın gaz hızından yeterince büyük olması koşulundan doğar. Çünkü, ancak bu koşul gerçekleştiği takdirde, seçilen zaman adımı süresince gazın katettiği mesafe seçilen konum adımından yeterince küçük olmaktadır. Böylece, gazın zaman adımı süresince yer değiştirmesi konum adımı içerisinde kalacağından burada kurulan nümerik modelin bu hareketi temsil edebilmesi sağlanmış olmaktadır. Bu nedenle, burada nümerik hız olarak da adlandırılacak olan $u_N = \Delta R/\Delta t$ büyüklüğü, gaz hızı u_R 'den büyük olacak şekilde ($\Delta R/\Delta t > u_R$) seçim yapılmalıdır [45,46]. Bir başka deyişle Courant sayısı olan $U_R \Delta t/\Delta R$ büyüklüğü 1'den küçük olmalıdır. Eğer gaz hızının mertebesi hakkında çözüm öncesi bir öngörde bulunulamıyorsa, bu durumda çözüm algoritmasının uygulanması sonucu elde edilen gaz hızlarının $u_N = \Delta R/\Delta t$ 'den küçük olup olmadığı kontrol edilerek, bu koşulun sağlanmaması halinde seçimler yenilenmelidir.

Şekil 4.3’de, silindirik ve darbe yapabilme özelliğine sahip bir reaktörün merkezine düşey olarak yerleştirilmiş nükleer tahrikli hacimsel uyarımlı bir lazer tüpü içersindeki güç yoğunluğu, enerji yoğunluğu, gaz radyal hızı, gaz yoğunluğu ve sıcaklığının uzaysal ve zamansal dağılımlarını hesaplamak amacıyla bu çalışmada oluşturulan çözüm algoritması görülmektedir. Çözümleme Mathematica [47] ortamında yapılmış olup nümerik integrasyonlarda integrasyon metodu olarak Gauss Quadrature yöntemi seçilmiştir.





Şekil 4.3 Çözümün akış diyagramı.



Şekil 4.3 Çözümün akış diyagramı (devam).

5. DARBELİ ÇALIŞAN HACİMSSEL UYARIMLI NÜKLEER TAHRİKLİ BİR LAZERDE GAZIN POMPALAMA GÜÇ YOĞUNLUĞU İLE GAZ YOĞUNLUĞUNUN KUPLE DEĞİŞİMİNE CEVABININ ANALİZİ

Bu bölümde, darbeli çalışan ve ${}^3\text{He}(n, p) {}^3\text{H}$ nükleer reaksiyon ürünleri yüklü parçacıklarla hacimsel olarak uyarılan nükleer tahrikli bir lazerin; önceki bölümlerde geliştirilen fiziksel ve matematiksel model yardımıyla belirlenen; pompalama güç yoğunluğu, gaz yoğunluğu, yoğunluk gradyanları, gaz sıcaklığı ve basıncı gibi gaz özelliklerinin konuma ve zaman bağlı olarak değişiminin incelenmesi ve sabit yoğunluk varsayımı altında elde edilen çözümlerle karşılaştırılması amaçlanmıştır.

Nükleer tahrikli lazerlerde uyarımı sağlayan nükleer reaksiyonların gerçekleşmesi için gereken nötron akısını sağlamak amacıyla nükleer reaktörler kullanıldığından, pompalama güç yoğunluğu, reaktörden elde edilen dış nötron akısı ile doğrudan orantılıdır. Bu nedenle, pompalama güç yoğunluğu, deney esnasında kullanılan reaktörün karakteristiklerine ve lazer tüpünün yerleştirildiği ışınlama düzeneğinin konumuna bağlı olarak önemli ölçüde değişmektedir. Bu tez çalışmasında yapılan hesaplamalarda, söz konusu nükleer reaksiyon ürünleriyle lazer gazının pompalanması için gereken yüksek nötron akısının İ.T.Ü. TRIGA MARK-II reaktöründen sağlandığı ve lazer tüpünün akının en yüksek olduğu merkezi ışınlama kanalına yerleştirildiği varsayılmıştır. Bu nedenle, söz konusu reaktör kalbinin geometrisine ve boyutlarına uygun olarak silindirik lazer tüpünün yarı çapı 1.8 cm ve yüksekliği 38 cm olarak alınmıştır. Reaktörün etiket değerlerinin sağlandığı varsayılarak, nükleer tahrikli lazer deneylerinde lazer ışınlamının gerçekleşmesi için gereken nötron akı mertebelerine ulaşılabilmesi için, 3.00 \$ ani reaktivite girdisiyle 1200 MW maksimum güçte darbe yapıldığı kabul edilmiştir. Darbe esnasında tüpün dış yüzeyindeki nötron akısının değişimi, Bölüm 3.3’de verilen bağıntılar kullanılarak hesaplanmıştır. Nötron akısının tüp içerisindeki değişiminin bulunması için Bölüm 3.3’de türetilen bağıntılardan, pompalama güç yoğunluğunun bulunması için ise Bölüm 3.1’de türetilen bağıntılardan yararlanılmıştır. Bu pompalama güç

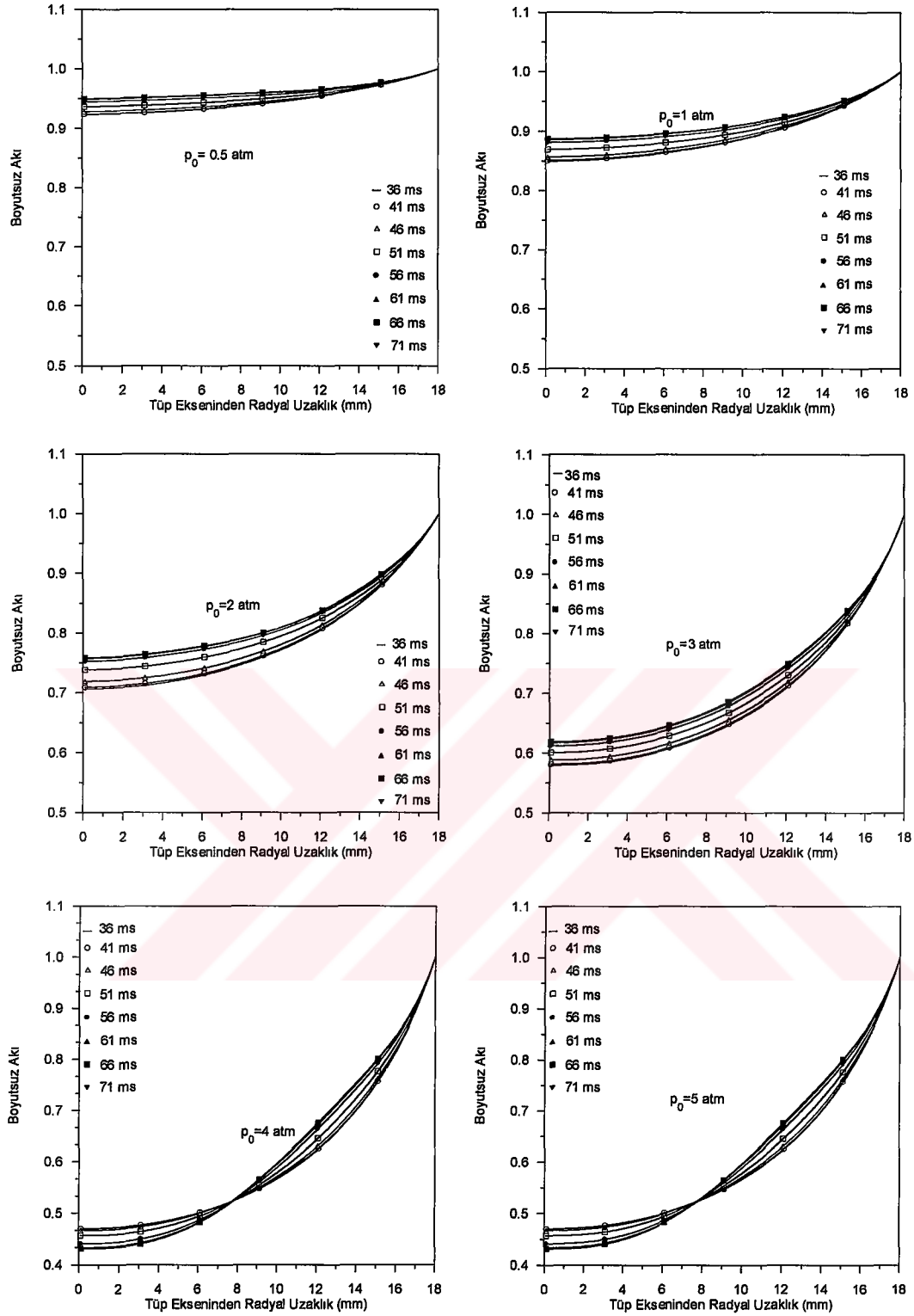
yoğunluğuna karşı gazın dinamik cevabı, Bölüm 4’de türetilen ifadelerin çözülmesiyle bulunmuştur. Hesaplamalar, Şekil 4.3’de sunulan akış diagramı ile verilen çözüm algoritması kullanılarak, konum adımı 0.5 mm, zaman adımı ise 0.5 ms seçilerek noktadan sonra 16 basamak hassasiyetle gerçekleştirilmiştir.

Lazer demetinin tüp içerisindeki hareket doğrultusunu değiştirerek rezonatör kararlılığı, çalışma modları ve ışın kalitesi gibi özellikleri etkileyen yoğunluk gradyanları, ışının yayıldığı doğrultu olan optik eksene dik doğrultudaki yoğunluk gradyanları olduğundan [2,6-10,32], bu doğrultudaki yoğunluk değişimlerinin bilinmesi önemlidir. Bu nedenle, pompalama güç yoğunluğu radyal ve eksenel koordinatlara bağımlı olarak bulunduktan sonra, eksenel yönde integral ortalama değeri alınarak gazın hareketini betimleyen denklemlerde bu değer kullanılmıştır. Gazın hareketine neden olan fiziksel mekanizma güç yoğunluğu gradyanlarıdır. Radyal güç yoğunluğu gradyanları eksenel güç yoğunluğu gradyanlarına kıyasla çok daha büyük olduğundan, gazın hareketinin betimlenmesinde radyal doğrultudaki hareketin belirleyici olduğu ayrıca belirtilmelidir.

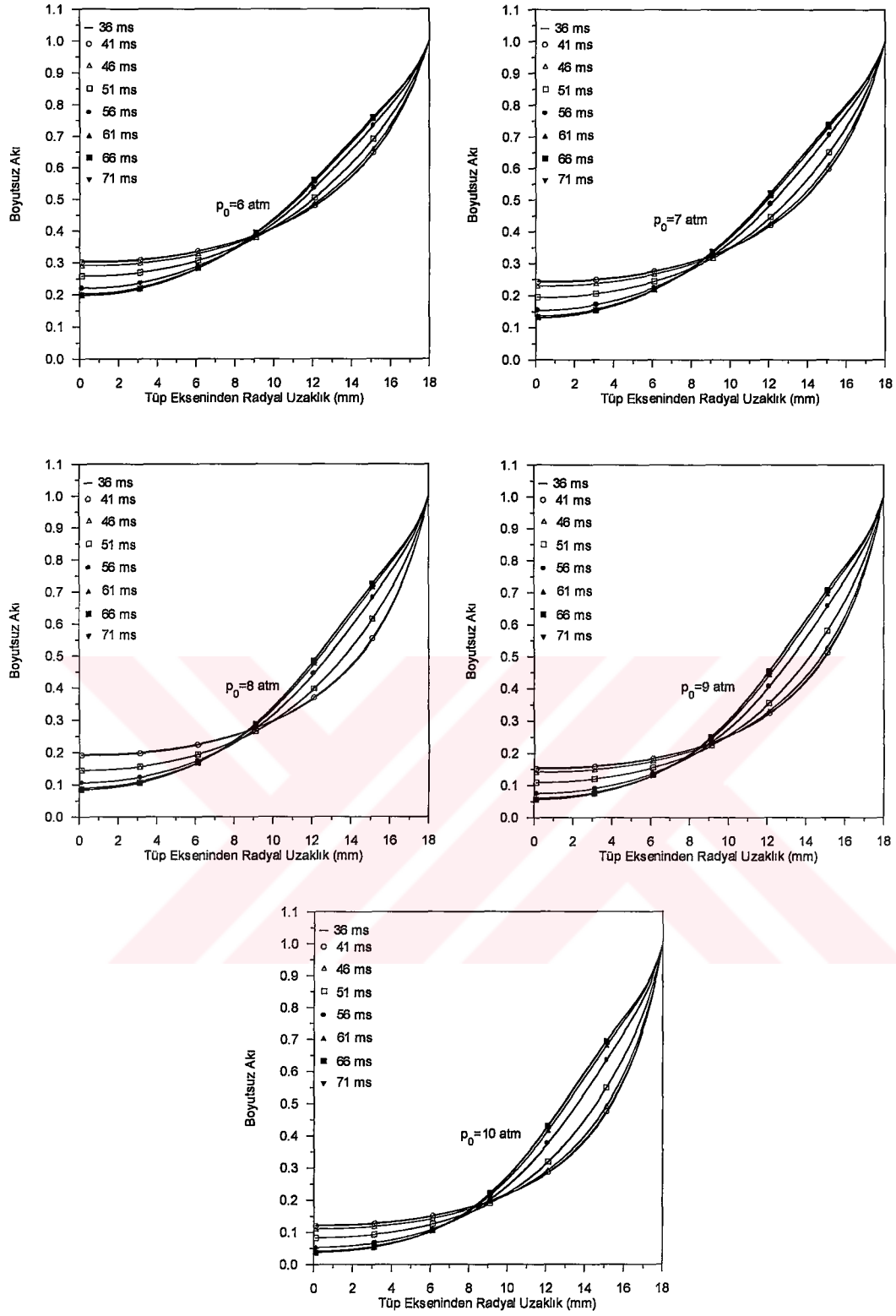
Gazın başlangıç sıcaklığı 300 K alınarak, hesaplamalar nükleer tahrikli lazerlerde üzerinde durulan 0.5-10 atm basınç aralığındaki çeşitli başlangıç basınçları için gerçekleştirilmiş olup, elde edilen sonuçlar aşağıda sunulmuştur.

5.1 Darbe Süresince Lazer Tüpü İçerisindeki Pompalama Güç Yoğunluğunun Konuma ve Zamana Bağlı Olarak Değişimi

Gaza aktarılan enerji veya güç yoğunluğunun konuma ve zamana bağlı değişimi, çıkışta elde edilen lazer demetinin özelliklerini belirleyen önemli bir parametredir. Bu güç yoğunluğunun profili, uyarılmış hal dönüşümünün profilini, dolayısıyla lazer demetinin şiddet dağılımını (modlarını) doğrudan belirler. Ayrıca gazın sıcaklık ve yoğunluk dağılımını ve dolayısıyla kırınım indisi profilini de belirlediğinden kavitenin performansını ve demet kalitesini önemli ölçüde etkilemektedir [6-10,32].



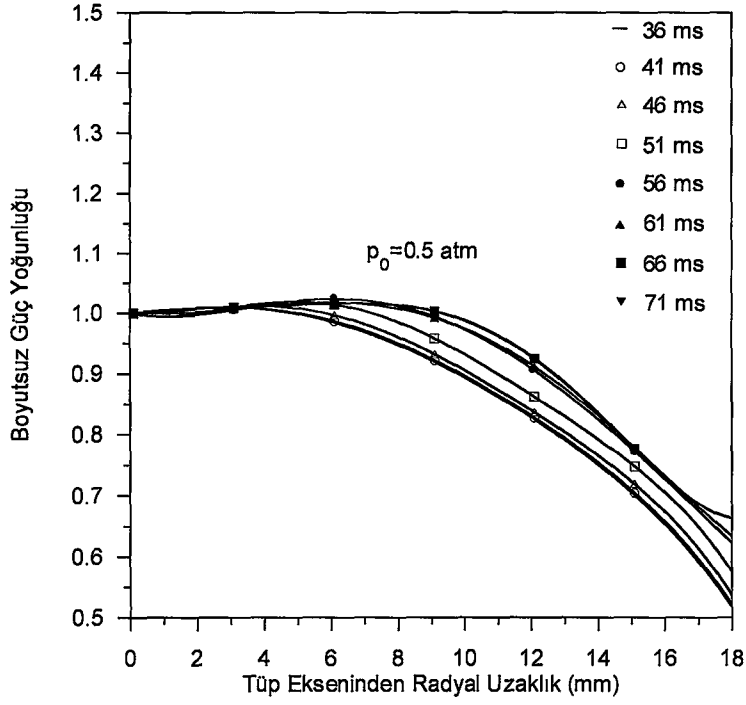
Şekil 5.1a $p_0=0.5, 1, 2, 3, 4$ ve 5 atm için darbe süresince farklı zaman adımlarında tüp içerisindeki boyutsuz nötron akısının radyal doğrultudaki değişimi.



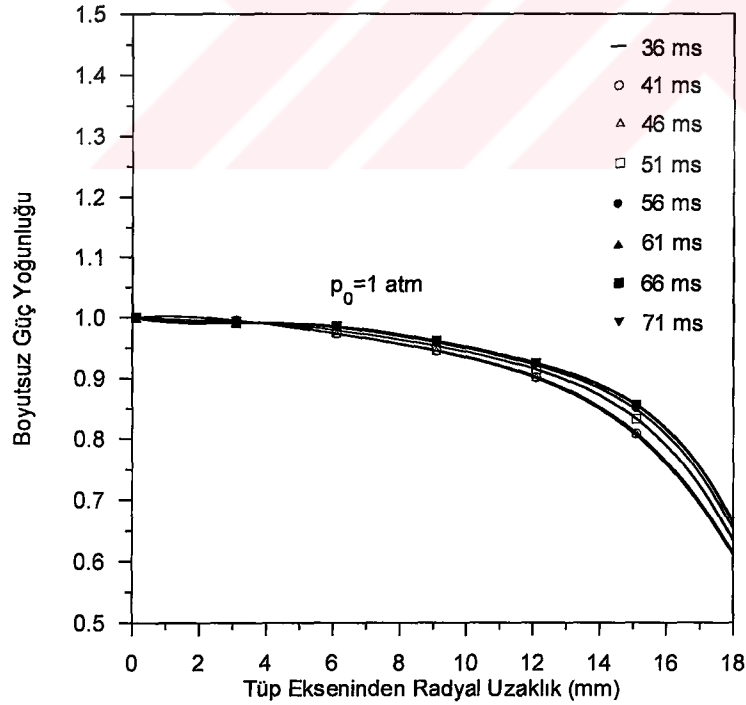
Şekil 5.1b $p_0=6, 7, 8, 9$ ve 10 atm için darbe süresince farklı zaman adımlarında tüp içerisindeki boyutsuz nötron akısının radyal doğrultudaki değişimi.

Reaktör karakteristiklerinin ve deney düzeneğinin konfigürasyonuna bağlı olarak belirlenen nötron akısının yanısıra, tüp parametreleri olarak adlandırılabilir olan başlangıç (çalışma) basıncının ve tüp yarıçapının değişimi de gaza enerji aktarımının profilini önemli ölçüde değiştirmektedir. Burada ele alınan problemin koşullarında lazer tüpünün yarıçapı sabit olduğundan, güç yoğunluğunun başlangıç basıncı ile değişimi analiz edilmiştir. Darbe süresince lazer tüpü içerisindeki gaza aktarılan güç yoğunluğunun radyal doğrultudaki değişimi, 0.5-10 atm aralığında yer alan farklı başlangıç basınçları için hesaplanmıştır. Bu esnada belirlenen ve güç yoğunluğunun değişimini etkileyen en önemli faktörlerden biri olan tüp içerisindeki nötron akısının darbe süresince radyal doğrultudaki değişimi Şekil 5.1a ve 5.1b’de verilmiştir. Şekil 5.2-5.12’de, söz konusu basınç değerleri için güç yoğunluğunun darbe süresince konuma ve zamana bağlı değişimi verilmiştir. Değerlendirmelerde kolaylık sağlaması için, grafiklerde her noktadaki güç yoğunluğunu merkezdeki, nötron akısını ise tüp çeperindeki değerine bölerek elde edilen boyutsuz akı ve güç yoğunluğu dağılımlarının değişimi verilmiştir.

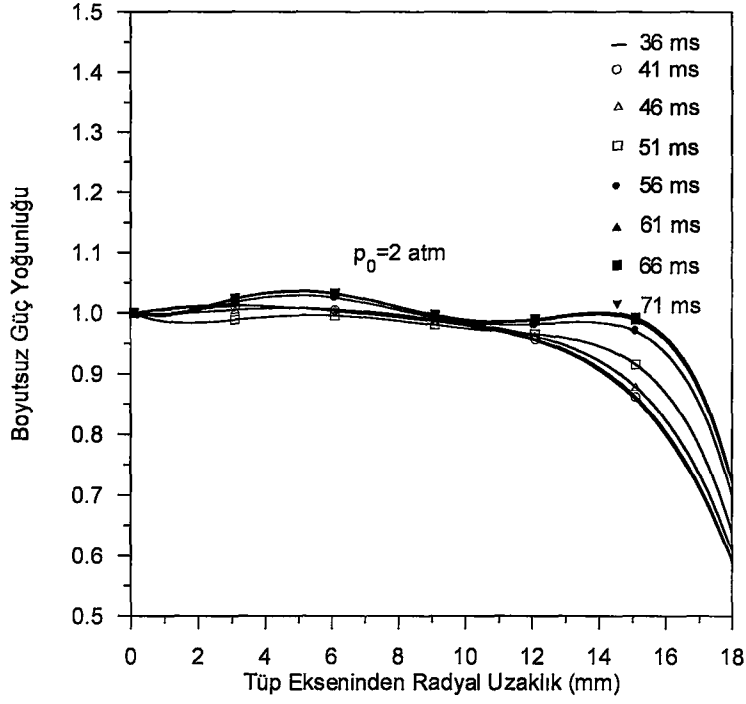
Şekil 5.2 ve Şekil 5.3’den görülebileceği gibi, 0.5 ve 1 atm başlangıç basınçlarında genel olarak, güç yoğunluğunun merkezden kenarlara doğru gidildikçe hızla azaldığı görülmektedir. Bu azalmanın en önemli nedenlerinden birini, duvar kayıpları oluşturmaktadır. Nötronların gaz ortamla girdiği nükleer reaksiyonlar sonucu meydana gelen yüklü parçacıkların bazıları enerjilerinin tümünü gaz atomlarıyla yaptıkları çarpışmalar sonucu kaybetmekle birlikte, bazıları da enerjilerinin bir kısmını veya tümünü lazer tüpünün duvarlarıyla yaptıkları çarpışmalarda kaybetmektedir. Bu etki, lazer tüpünün duvarlarına yaklaştıkça giderek artmakta ve duvarlara yeterince yakın noktalarda baskın hale gelmektedir. Öte yandan, Şekil 5.1a ve 5.1b’de görüldüğü gibi, nötron akısı tüp çeperine yakın kısımlarda daha büyük iken, nötronların gaz içerisindeki yutulmalar sonucu tüpün merkezine doğru giderek azalmaktadır. Nötron akısındaki bu azalma, güç yoğunluğu dağılımını yukarıdakinin tersine merkeze yaklaştıkça azaltacak yönde etkilemektedir. Ancak etkinliği gazın yoğunluğuna, dolayısıyla başlangıç basıncına bağlıdır. Tüp içerisindeki gazın başlangıç basıncı arttıkça nötronların yutulması arttığından, yüksek basınçlarda akının tüp içerisindeki azalması da artmaktadır. Bununla birlikte, basıncın daha yüksek olduğu başlangıç koşullarında daha fazla ${}^3\text{He}(n, p) {}^3\text{H}$ reaksiyonu gerçekleşmesinin yanısıra, meydana gelen yüklü parçacıklar daha kısa mesafede yavaşlayarak gaz



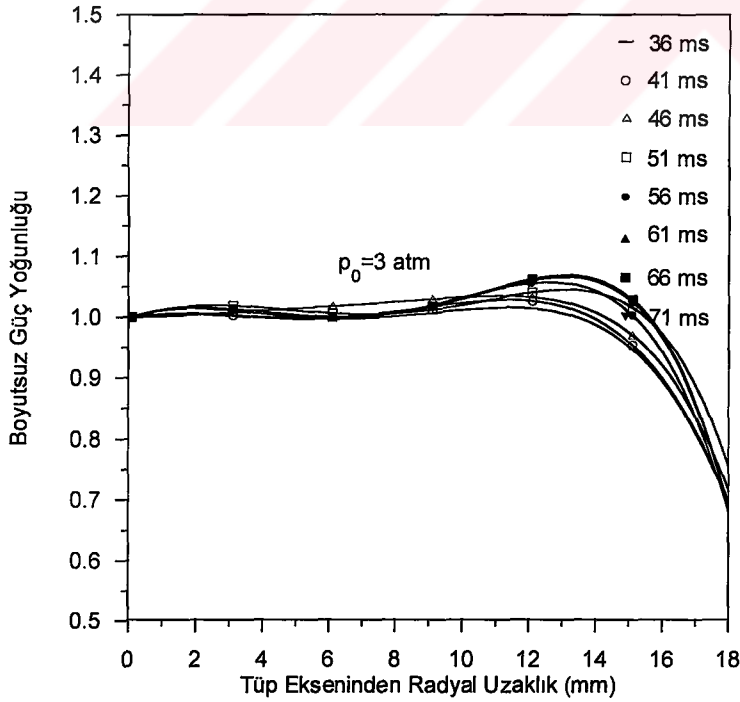
Şekil 5.2 $p_0=0.5$ atm için darbe süresince farklı zaman adımlarında gaza aktarılan boyutsuz güç yoğunluğunun radyal doğrultudaki değişimi.



Şekil 5.3 $p_0=1$ atm için darbe süresince farklı zaman adımlarında gaza aktarılan boyutsuz güç yoğunluğunun radyal doğrultudaki değişimi.



Şekil 5.4 $p_0=2 \text{ atm}$ için darbe süresince farklı zaman adımlarında gaza aktarılan boyutsuz güç yoğunluğunun radyal doğrultudaki değişimi.



Şekil 5.5 $p_0=3 \text{ atm}$ için darbe süresince farklı zaman adımlarında gaza aktarılan boyutsuz güç yoğunluğunun radyal doğrultudaki değişimi.

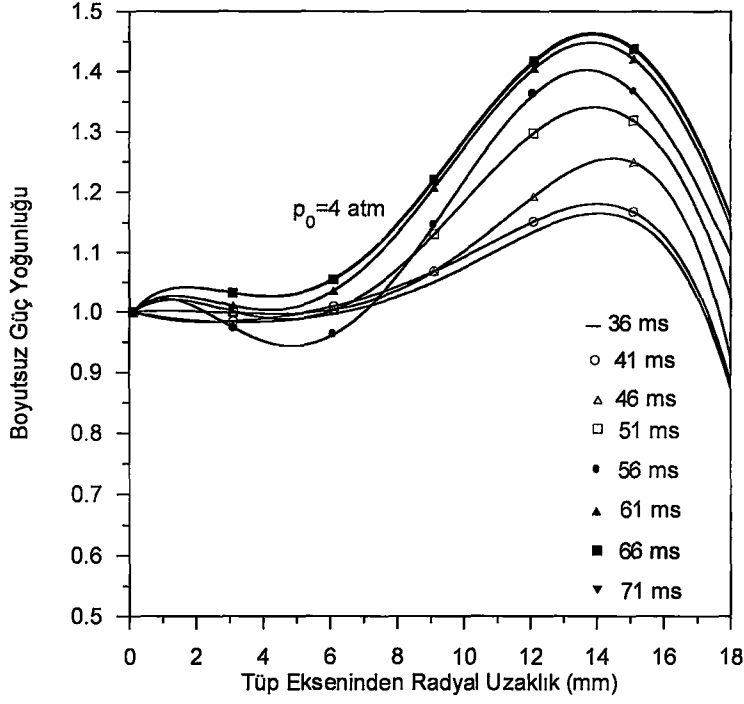
ortama daha fazla enerji aktarılmasına neden olmaktadır. Güç yoğunluğu profili bu birbirinin aksi yönde etki eden faktörler arasındaki dengeye, daha açık ifade edilirse hangi bölgede hangi faktörün ne kadar etkin veya baskın olacağına bağlı olarak ortaya çıkar.

Başlangıç basıncının 0.5 ve 1 atm olduğu düşük başlangıç basınçlardaki gaz koşullarında, Şekil 5.1a'dan da görülebileceği gibi, nötron akısının gaz içerisindeki yutulmalar nedeniyle azalması oldukça küçüktür. Buna karşılık, parçacıkların erimleri daha yüksek basınçlardakine kıyasla büyük olduğundan buna paralel olarak duvar kayıpları da daha büyüktür. Bu nedenle, güç yoğunluğu eksene yakın noktalarda yüksek olup, çeperlere yaklaştıkça duvar kayıpları nedeniyle sürekli olarak azalmaktadır.

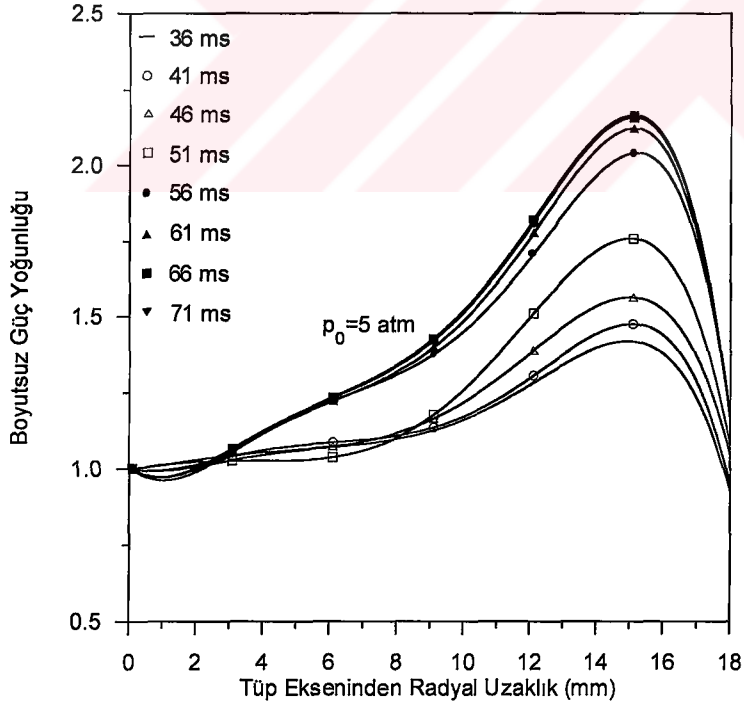
Bu başlangıç basınçları için, güç yoğunluğu profilinin zamanla değişimine bakılacak olursa, darbe süresince güç yoğunluğu profilinin zamanla merkezde çökerek kenarlarda yükseldiği görülmektedir. Bunun nedeni, darbe esnasında gazın zamanla güç yoğunluğunun başlangıçta yüksek olduğu merkezdeki bölgelerden daha düşük olduğu kenar bölgelere hareket etmesidir.

Şekil 5.4-5.5'den görülebileceği gibi, 2 ve 3 atm başlangıç basınçlarında, basıncın artması nedeniyle yüklü parçacıkların gaz içerisindeki erimleri kısaldığından, bunların daha çoğu enerjilerinin daha büyük bir kısmını lazer tüpü içerisindeki gaza aktarmaktadırlar. Bu nedenle, duvar kayıpları azalmakta ve daha düşük başlangıç basınçlarına kıyasla, duvar kayıplarının etkisi tüp duvarına daha yakın bölgelerde kendini göstermektedir. Nitekim, duvar kayıpları başlangıç basıncının 0.5 ve 1 atm olduğu düşük basınç koşullarında eksenden yaklaşık olarak 6-7 mm uzaklıktaki noktalarda etkin olmaya başlamasına karşın, 2 atm'den itibaren olan daha yüksek başlangıç basınçlarında duvar kayıplarının etkin olmaya başladığı bu mesafe tüp merkezinden itibaren 14-15 mm'ye kadar çıkmaktadır.

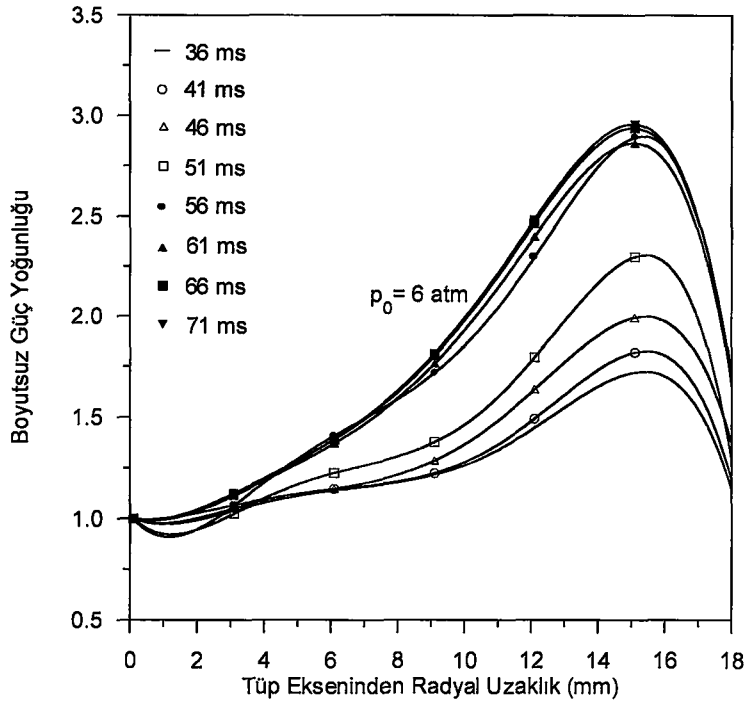
Başlangıç basıncının 2 atm olduğu gaz koşullarında, darbenin ilk zaman adımlarında güç yoğunluğu merkezde maksimum olup kenarlara doğru azalmaktadır. Ancak, daha sonraki zaman adımlarında (46. ms'den itibaren) merkezden kenarlara doğru olan gaz hareketinden dolayı nötron yutulmasının



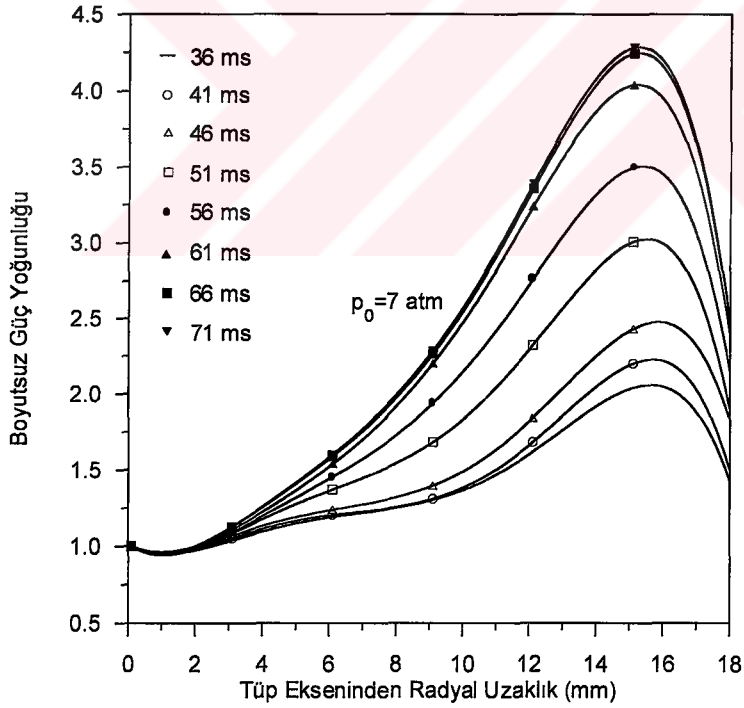
Şekil 5.6 $p_0=4$ atm için darbe süresince farklı zaman adımlarında gaza aktarılan boyutsuz güç yoğunluğunun radyal doğrultudaki değişimi.



Şekil 5.7 $p_0=5$ atm için darbe süresince farklı zaman adımlarında gaza aktarılan boyutsuz güç yoğunluğunun radyal doğrultudaki değişimi.



Şekil 5.8 $p_0=6 \text{ atm}$ için darbe süresince farklı zaman adımlarında gaza aktarılan boyutsuz güç yoğunluğunun radyal doğrultudaki değişimi.

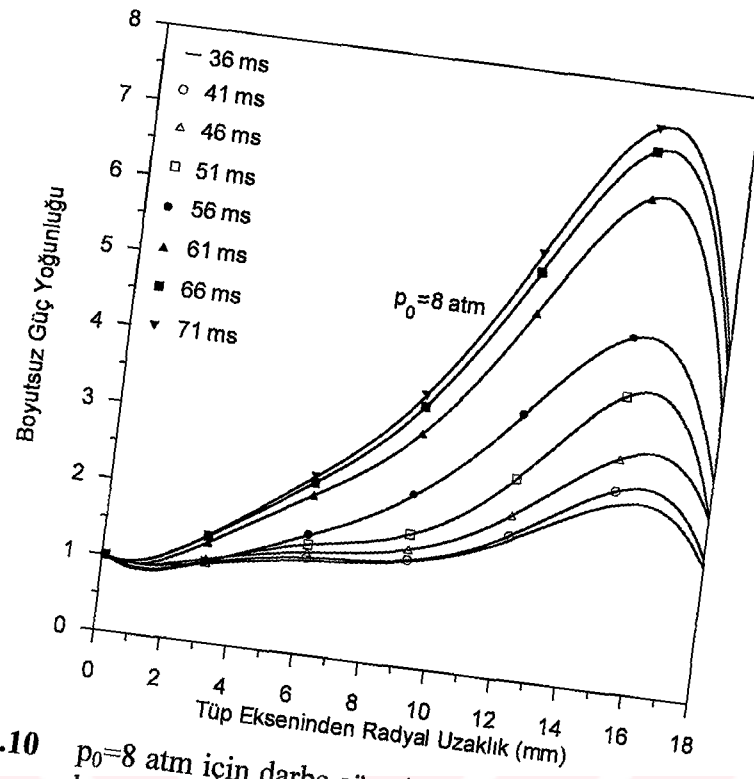


Şekil 5.9 $p_0=3 \text{ atm}$ için darbe süresince farklı zaman adımlarında gaza aktarılan boyutsuz güç yoğunluğunun radyal doğrultudaki değişimi.

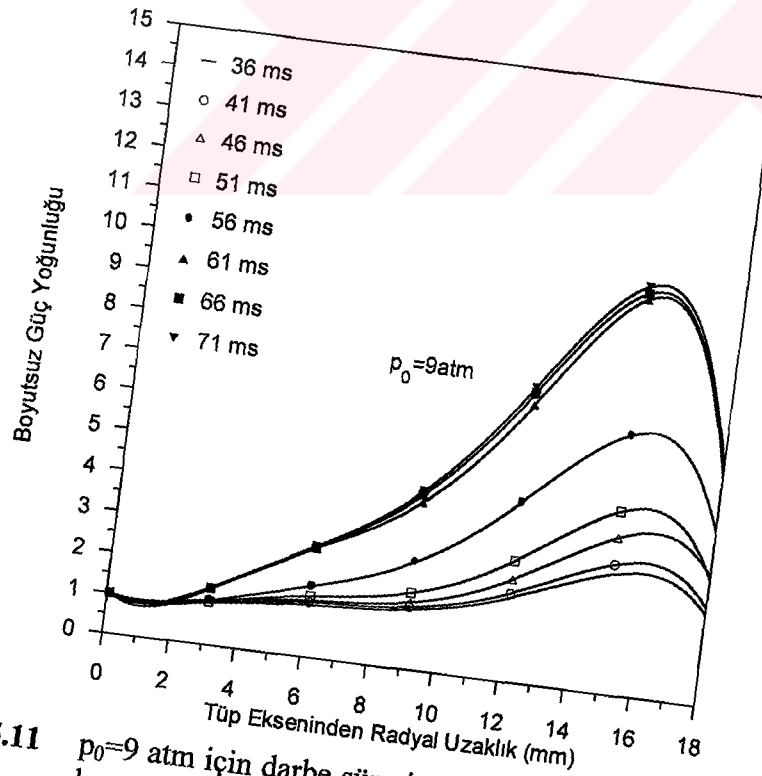
merkeze yakın bölgelerde azalması nedeniyle güç profili bu bölgelerde hafifçe çökerek kenar bölgelerde yükselmeye başlamaktadır. Ancak 56 ms'den itibaren güç yoğunluğu profili tam merkezde çökmesine karşılık, ara bölgede bir pik daha yapmaktadır. Bunun nedeni zamanla yoğunluğun arttığı bölgelerde, parçacık erimlerinin daha da küçülmesi ve yüklü parçacıklardan, erimi protonlara oranla daha küçük olan tritonlardan gaza enerji aktarımının bu ara bölgede artmasına karşın, duvar kayıplarının ve nötron akısındaki azalmanın etkisinin daha az olmasıdır. 3 atm başlangıç basıncında güç yoğunluğunda meydana gelen bu ikinci artış erimlerin daha da küçülmesi nedeniyle daha da merkeze kaymış olup, bölgedeki nötron akısındaki azalmanın görece olarak daha büyük olması nedeniyle 2 atm başlangıç basıncına oranla daha küçüktür.

Şekil 5.1a ve 5.1b'den de görüldüğü gibi, 4 atm'e kadar olan başlangıç basınçları için, darbe esnasında ilerleyen zaman adımlarında, kenarlara doğru gaz hareketi nedeniyle nötronların yutulması merkezdeki bölgede azalmaktadır. Ancak başlangıç basıncının 4 atm'den daha büyük olduğu çalışma koşullarında, darbe süresince ilerleyen zaman adımlarında, merkeze doğru olan gaz hareketi nedeniyle yutulmalar sonucu nötron akısında meydana gelen azalma kenar bölgelerde küçülürken merkezde büyümektedir.

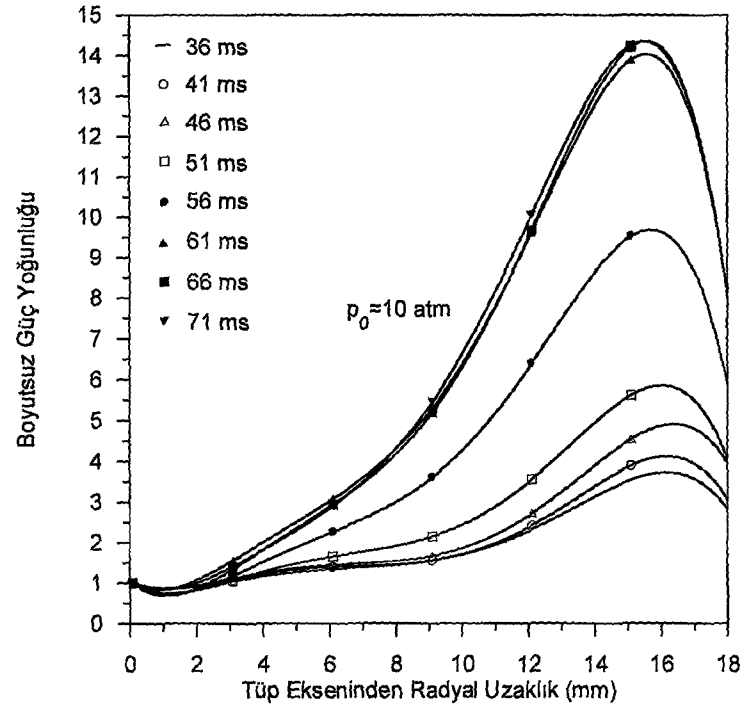
Bu durum, Şekil 5.6–5.12'den görülebileceği gibi, 4 atm'den itibaren olan başlangıç basınçlarında güç yoğunluğunun maksimumunun merkezden tüp çeperlerine daha yakın bir noktaya kaymış olmasından kaynaklanmaktadır. Bu kaymanın nedenlerinden biri, bu basınç değerinden itibaren yüklü parçacık erimlerinin önemli ölçüde azalması nedeniyle, protonların erimlerinin uygun mertebelere inmesi ve bu parçacıklara ilişkin duvar kayıplarının azalmasına bağlı olarak tüp duvarına yakın bölgedeki gaz ortamdaki enerji absorpsiyonunun artmasıdır. Yüksek başlangıç basıncı koşullarında, nötron yutulmalarının artması nedeniyle tüp duvarına yakın noktalarda nötron akısının merkez bölgelere oranla oldukça büyük olması da diğer bir önemli nedendir. Yine Şekil 5.6-5.12' den görüleceği gibi, güç yoğunluğunun maksimumu tüp merkezinden itibaren olan radyal mesafenin yaklaşık olarak 15 mm civarında olduğu noktada gerçekleşmektedir. Güç yoğunluğunun zamana ve konuma bağlı değişiminin karakteri aynı olmakla birlikte, güç yoğunluğu basınç arttıkça artmaktadır.



Şekil 5.10 $p_0 = 8 \text{ atm}$ için darbe süresince farklı zaman adımlarında gaza aktarılan boyutsuz güç yoğunluğunun radyal doğrultudaki değişimi.



Şekil 5.11 $p_0 = 9 \text{ atm}$ için darbe süresince farklı zaman adımlarında gaza aktarılan boyutsuz güç yoğunluğunun radyal doğrultudaki değişimi.

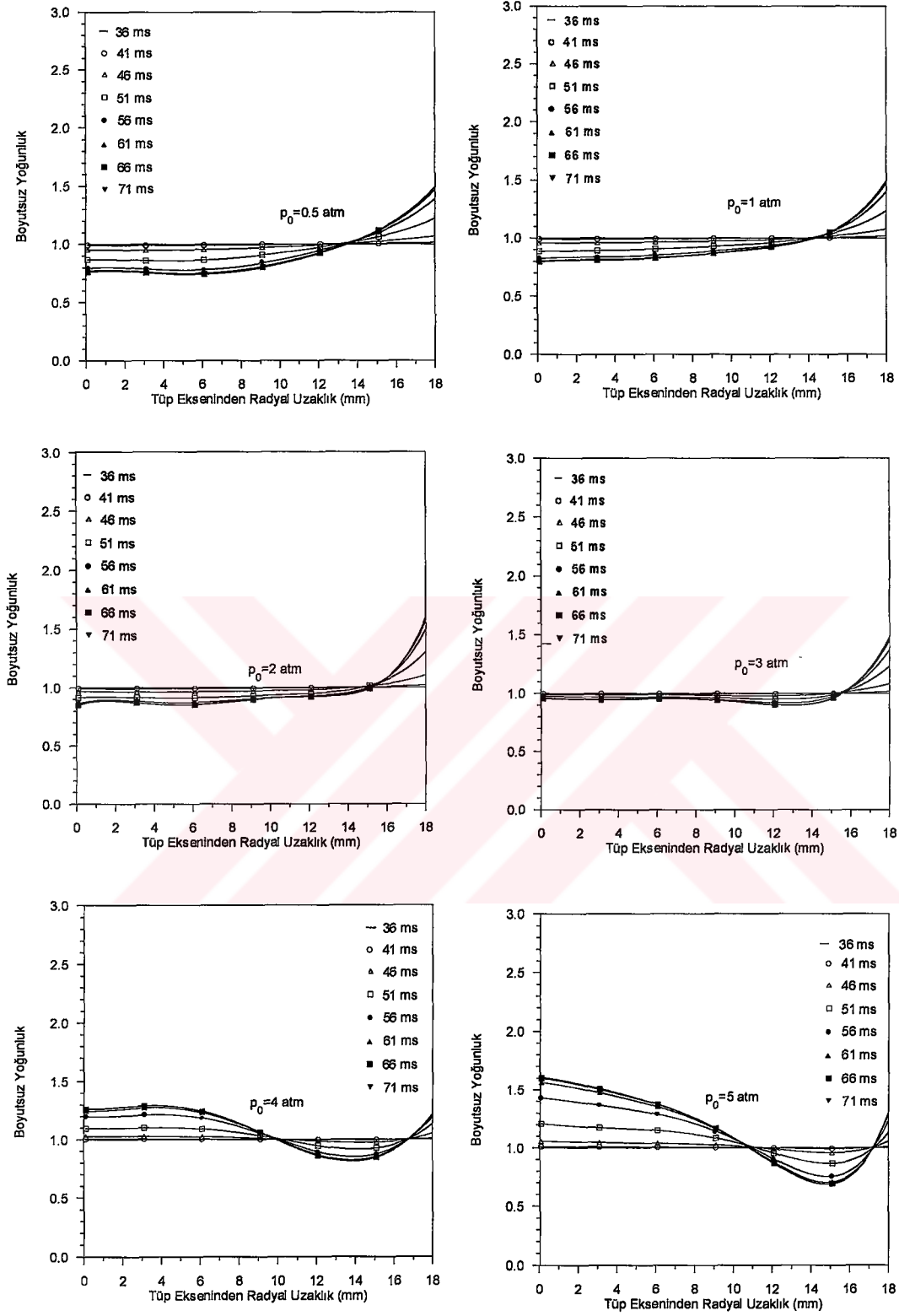


Şekil 5.12 $p_0=10$ atm için darbe süresince gaza aktarılan boyutsuz güç yoğunluğunun radyal doğrultudaki değişimi.

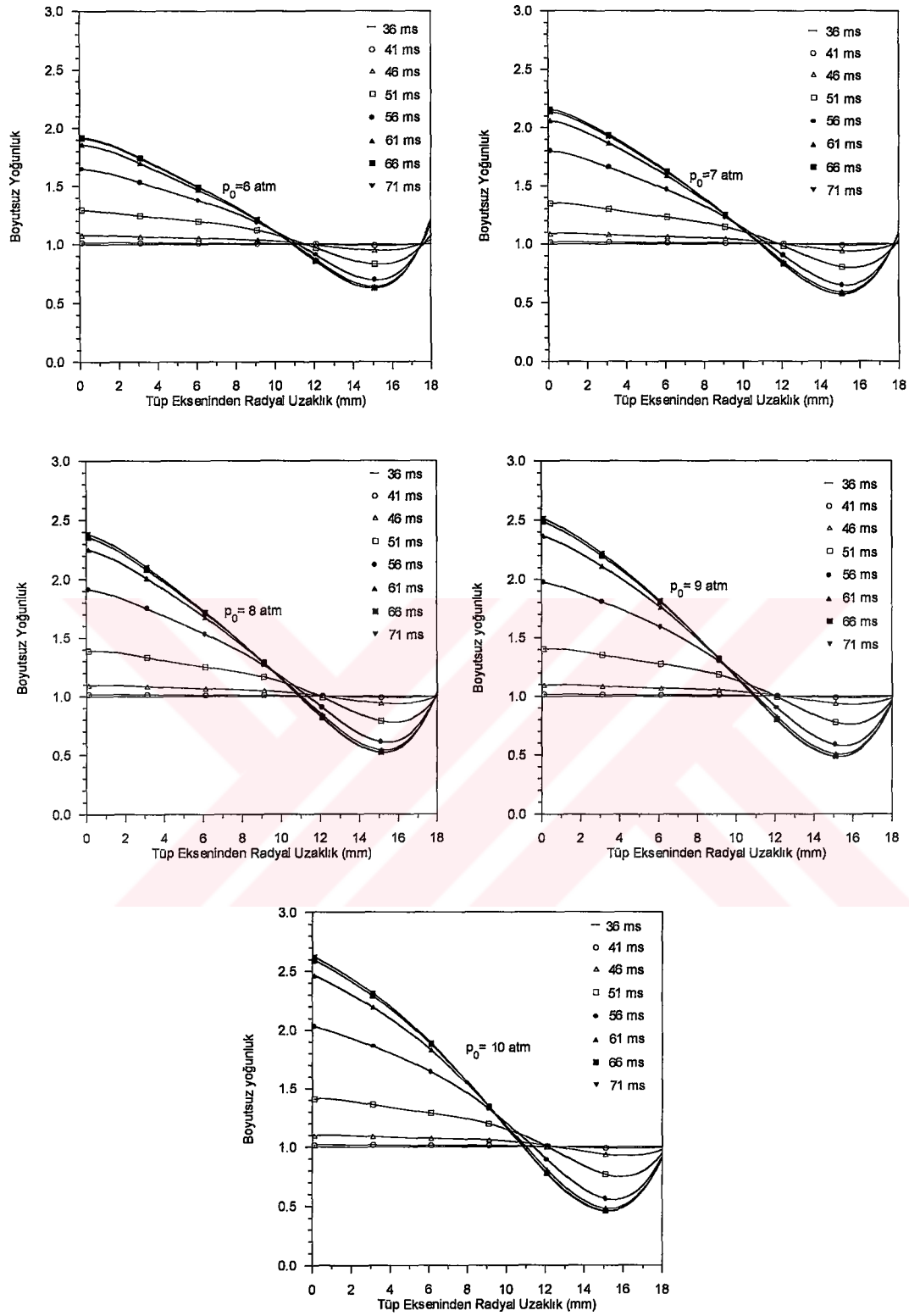
5.2 Lazer Tüpü İçerisindeki Gaz Yoğunluğunun Konuma Ve Zamana Bağlı Değişimi

Şekil 5.13a ve 5.13b’de, yukarıda ele alınan başlangıç basınçları için $^3\text{He}(n, p) ^3\text{H}$ reaksiyon ürünleri ile pompalanan gazın yoğunluğunun darbe süresince konuma ve zamana bağlı değişimi verilmiştir. Değerlendirme kolaylığı sağlamak amacıyla, grafiklerde yoğunluğun her zaman adımı için başlangıçtaki değerine bölünerek bulunan boyutsuz değeri kullanılmıştır.

Şekil 5.13a -5.13b’den görülebileceği gibi, lazer tüpü içerisindeki gazın yoğunluk değişimleri Şekil 5.2-5.12 ile verilen pompalama gücü yoğunluğundaki değişimlerle uyum içerisinde ve söz konusu şekiller birlikte değerlendirildiğinde, gaz yoğunluğu ile güç yoğunluğunun kuple değişimi takip edilebilmektedir. Darbe süresince ilerleyen zaman adımlarında gazın güç yoğunluğunun yüksek olduğu bölgelerden daha düşük olduğu bölgelere doğru hareket etmesiyle tüp içerisinde yeni bir yoğunluk dağılımı oluşmaktadır. Böylece, gaz yoğunluğu güç yoğunluğunun yüksek olduğu bölgelerde azalırken, düşük olduğu bölgelerde artmaktadır. Yoğunluk dağılımındaki bu değişim, güç yoğunluğu dağılımını etkiler ve yoğunluğun arttığı bölgelerde güç yoğunluğunun bir önceki zaman adımına göre bir miktar artmasına, azaldığı bölgelerde ise azalmasına neden olur. Bu karşılıklı etkileşme darbe sonuna kadar sürer. Güç yoğunluğunun merkezde büyük olduğu düşük başlangıç basınçlarında, gaz zamanla merkezden kenarlara doğru hareket ettiğinden yoğunluğun merkezde azalarak tüp çeperine yakın noktalarda artmasına neden olmaktadır. Güç yoğunluğunun maksimumunun tüpün çeperine daha yakın noktalara kaydığı yüksek başlangıç basınçlarında merkeze ve kenarlara doğru gaz hareketi olduğundan, güç yoğunluğunun maksimum olduğu söz konusu bölgedeki gaz yoğunluğu darbe süresince ilerleyen zaman adımlarında önemli ölçüde azalmaktadır. Güç yoğunluğunun maksimum olduğu noktalarda yoğunluğun darbe süresince minimuma ulaştığı görülmektedir. Güç yoğunluğunun maksimum olduğu noktadaki değerinin tüp kenarındaki değeri ile farkının, tüpün merkezindeki değeri ile farkından daha büyük olduğu başlangıç basıncı değerlerinde, tüpün çeperine bitişik olan bölgedeki yoğunluk değişimleri merkezdekine oranla daha büyüktür.



Şekil 5.13a $p_0 = 0.5, 1, 2, 3, 4$ ve 5 atm için lazer tüpü içerisindeki gaz yoğunluğunun darbe süresince farklı zaman adımlarında radyal doğrultudaki değişimi.



Şekil 5.13b $p_0=6, 7, 8, 9$ ve 10 atm için lazer tüpü içerisindeki gaz yoğunluğunun darbe süresince farklı zaman adımlarında radyal doğrultudaki değişimi.

Bu durumun tersinin geçerli olduğu daha yüksek başlangıç basıncı değerlerinde ise, merkezdeki bölgede bulunan gazın yoğunluğunda daha şiddetli değişimler meydana gelmektedir. Bu durum, darbe süresince lazer tüpü içerisindeki yoğunluk gradyanlarının konuma göre değişimine ilişkin aşağıdaki alt bölümde verilen grafiklerden de takip edilebilir.

5.3 Lazer Tüpü İçerisinde Gazda Meydana Gelen Yoğunluk Gradyanlarının Darbe Süresince Konuma Ve Zamana Bağlı Değişimi.

Daha önce de ifade edildiği gibi, gaz içerisinde meydana gelen yoğunluk gradyanları çıkışta elde edilen lazer demetinin kalitesini ve rezonatör kararlılığını etkiler. Gaz içerisindeki güç yoğunluğunun konuma bağlı olarak değişmesinin neden olduğu yoğunluk gradyanları, kırınım indisi gradyanlarıyla orantılıdır. Söz konusu bu nicelik, lazer ışınının kavite içerisinde ilerleme karakteristiğini belirlediğinden lazerin optik davranışını önemli ölçüde değiştirebilmekte ve kavite performansını ve demet kalitesini etkilemektedir. Tüp içerisindeki yoğunluk gradyanlarının büyüklüğü, lazer gazı içerisinde ilerleyen lazer ışının doğrultusundan sapmasının bir ölçüsüdür. Eğer güç yoğunluğunun maksimumu merkezde ise meydana gelen yoğunluk gradyanları lazer demetinin genişleyerek yol almasına, bir başka deyişle eksenden uzaklaşarak ıraksamasına neden olur. Bunun aksine, tüp içerisindeki güç yoğunluğu dağılımı kenar bölgelerde maksimum yapıyorsa, bu durumda ortaya çıkan yoğunluk gradyanları lazer demetinin yakınsamasına ve gaz içerisinde yol alırken tüp eksenine yaklaşarak yol almasına neden olur. Pompalama süresince güç yoğunluğu ile gaz yoğunluğunun kuple değişimi nedeniyle, gaz ilerleyen lazer ışınına kırınım indisi konuma ve zamana göre değişen bir mercek etkisi yapar. Lazer demetinde bu şekilde meydana gelen deformasyonların bazıları lazer kavitesinin optik düzenini uygun şekilde tasarlayarak giderilebilir. Ancak, ıraksama veya yakınsamanın büyük olduğu durumlarda bunu gerçekleştirmek oldukça zor olacağından uygun güç yoğunluğu profilini sağlayacak çalışma koşullarının seçilmesi daha uygun olabilir.

Lazer gazı içerisindeki kırınım problemi, lazer aktif ortamın kompozisyonuna, çalışma basıncı ve sıcaklığına, güç yoğunluğu profiline ve sistemin geometrisine bağlı olarak değiştiğinden her spesifik fiziksel sistem için farklı olup, ayrıca belirlenmesi zorunludur. Nükleer tahrikli lazerlerde, lazer demetinin gaz ortam

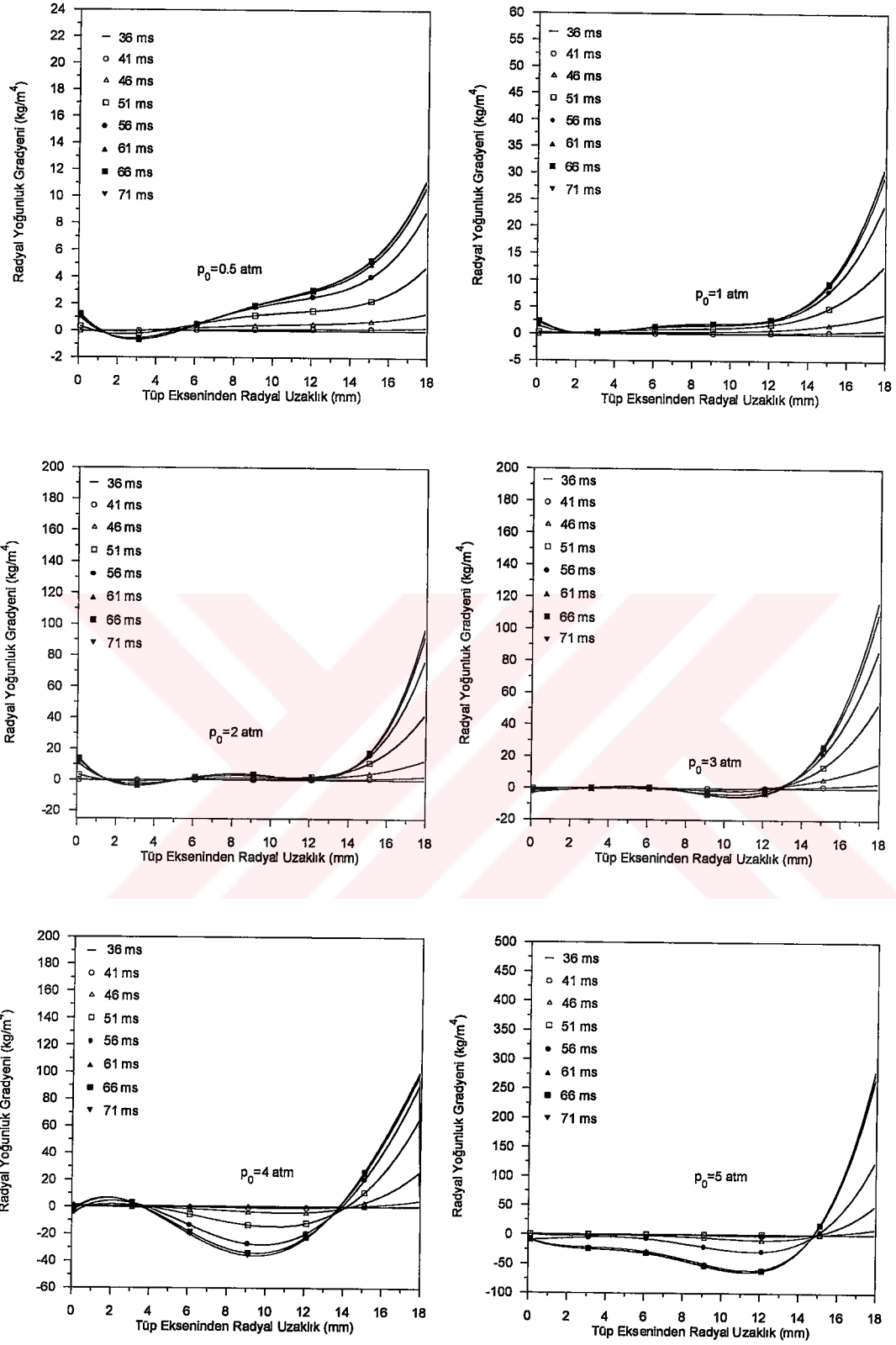
içerisinde ilerlemesinin ve demetin kalitesinin modellenmesi ile ilgili çalışmalar henüz ilk aşamasında olup bu tez çalışmasının kapsamı dışındadır. Ancak, demetin gaz içerisindeki ilerlemesinin modellenebilmesi için öncelikle güç yoğunluğu profilinin ve meydana gelen yoğunluk gradyanlarının konuma ve zamana göre değişiminin belirlenmesi gerekmektedir [2, 10,48].

Bu tez çalışmasında $^3\text{He}(n, p) ^3\text{H}$ reaksiyon ürünleri ile hacimsel uyarım için güç yoğunluğu ve gaz yoğunluğunun kuple değişimini dikkate alarak kurulan model ve kullanılan çözüm yöntemi bu bilgiyi sağlamaktadır. Ele alınan problemin koşullarında, 0.5-10 atm başlangıç basıncı aralığında hesaplanan yoğunluk gradyanlarının darbe süresince radyal doğrultudaki değişimi Şekil 5.14a ve 5.14b ile verilmiştir. Yoğunluk merkezden kenara doğru gidildiğinde azalıyorsa yoğunluk gradyanları negatif, artıyorsa yoğunluk gradyanları pozitifdir.

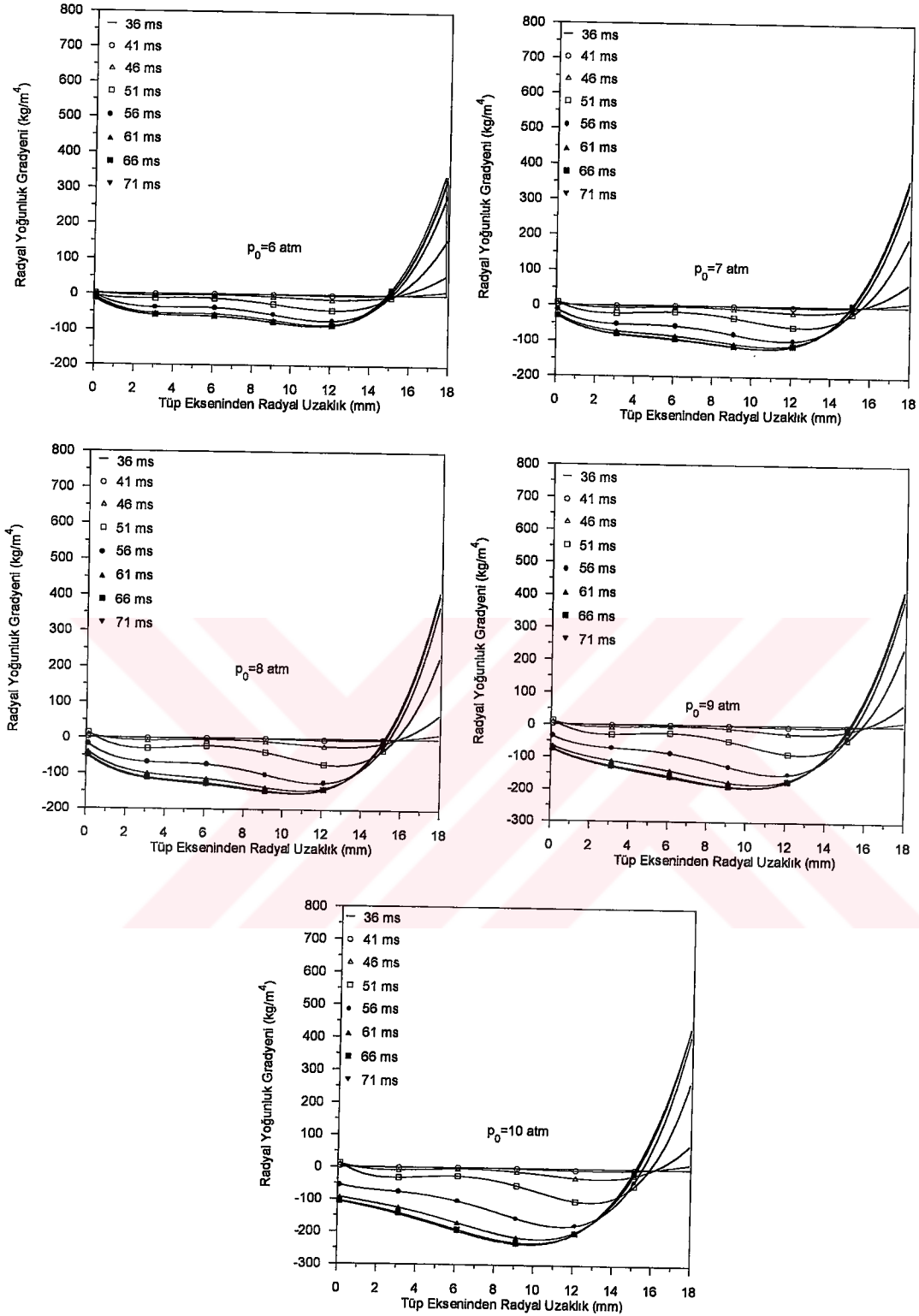
Görüldüğü gibi, 0.5 atm başlangıç basıncı koşullarında, yoğunluk gradyanları, tüp eksenine yaklaşık 5 mm uzaklıktaki noktadan itibaren darbe süresince ilerleyen zaman adımlarında önemli ölçüde artmaktadır. Bunun nedeni, bu bölgede güç yoğunluğundaki değişimlerin büyük olmasıdır. Bu noktaya kadar olan merkez bölgedeki yoğunluk gradyanları ise, söz konusu bölgedeki yoğunluk gradyanlarına kıyasla oldukça küçüktür.

1 atm başlangıç basıncı koşullarında, yoğunluk gradyanları aynı koşullardaki güç yoğunluğu dağılımına paralel olarak eksenden aşağı yukarı 12 mm mesafeye kadar önemli ölçüde değişmemesine karşın, güç yoğunluğunun önemli ölçüde azalmaya başladığı bu noktadan itibaren hızla artmaktadır. Yoğunluk gradyanlarının değişim karakteri 2 ve 3 atm başlangıç basıncı koşullarında da benzer şekildedir. Merkezdeki bölge ile tüp çeperine bitişik bölge arasında kalan konumda görülen küçük pozitif ve negatif yoğunluk gradyan pikleri, bu basınç değerlerine ait güç yoğunluğu dağılımındaki piklerle paralellik göstermektedir.

4 atm'den itibaren daha yüksek başlangıç basıncı koşullarında, merkez bölge ile tüp çeperine bitişik bölge arasında kalan, ancak tüp çeperine daha yakın olan ara bir bölgedeki gaza aktarılan güç yoğunluğu diğer bölgelerdeki değerine kıyasla oldukça büyük olduğundan, bu bölgeden hem merkeze hem de kenarlara doğru gaz akışı gerçekleşmektedir.



Şekil 5.14a $p_0 = 0.5, 1, 2, 3, 4$ ve 5 atm için lazer tüpü içerisindeki gazın yoğunluk gradyanlarının darbe süresince farklı zaman adımlarında radyal doğrultudaki değişimi



Şekil 5.14b $p_0 = 6, 7, 8, 9$ ve 10 atm için lazer tüpü içerisindeki gazın yoğunluk gradyanlarının darbe süresince farklı zaman adımlarında radyal doğrultudaki değişimi

Basınç arttıkça gaz aktarılan güç yoğunluğu büyüdüğü için, 4 atm başlangıç basıncından itibaren hem kenar bölgedeki pozitif yoğunluk gradyanları hem de merkezdeki negatif yoğunluk gradyanları giderek büyümektedir. Ancak, yoğunluğun güç yoğunluğunun maksimum olduğu bu noktadaki değeri ile merkezdeki değeri arasındaki fark, kenarlardaki değeri ile olan farkından daha büyük olduğundan negatif yoğunluk gradyanları artan başlangıç basıncı ile daha fazla büyümektedir. Pozitif yoğunluk gradyanlarının daha büyük olduğu bölgenin sınırı tüp çeperine giderek daha çok yaklaşmakta ve büyük negatif yoğunluk gradyanlarının olduğu merkezdeki bölge genişlemektedir. Yoğunluk gradyanlarının darbe süresince değişimine bakılacak olursa, 4 atm başlangıç basıncından itibaren ilerleyen zaman adımlarında hem pozitif hem de negatif yoğunluk gradyanlarının büyüdüğü görülmektedir.

4 atm'den daha düşük başlangıç basınçlarında, tüp kenarına bitişik bölgelerdeki pozitif yoğunluk gradyanları zamanla önemli ölçüde artmasına rağmen, merkezde ve ara bölgedeki yoğunluk gradyanlarında zamana göre önemli bir değişim gözlenmemektedir. Bunun nedeni söz konusu başlangıç basıncına karşılık gelen çalışma koşullarında, bu bölgelerdeki yoğunluk dağılımının zamanla değişiminin küçük olmasıdır. Beklendiği gibi, yoğunluk gradyanlarındaki bütün bu değişimler, ilgili basınç değerlerine karşılık gelen güç yoğunluğu dağılımına bağlı yoğunluk değişimlerinin belirlediği şekilde gerçekleşmektedir.

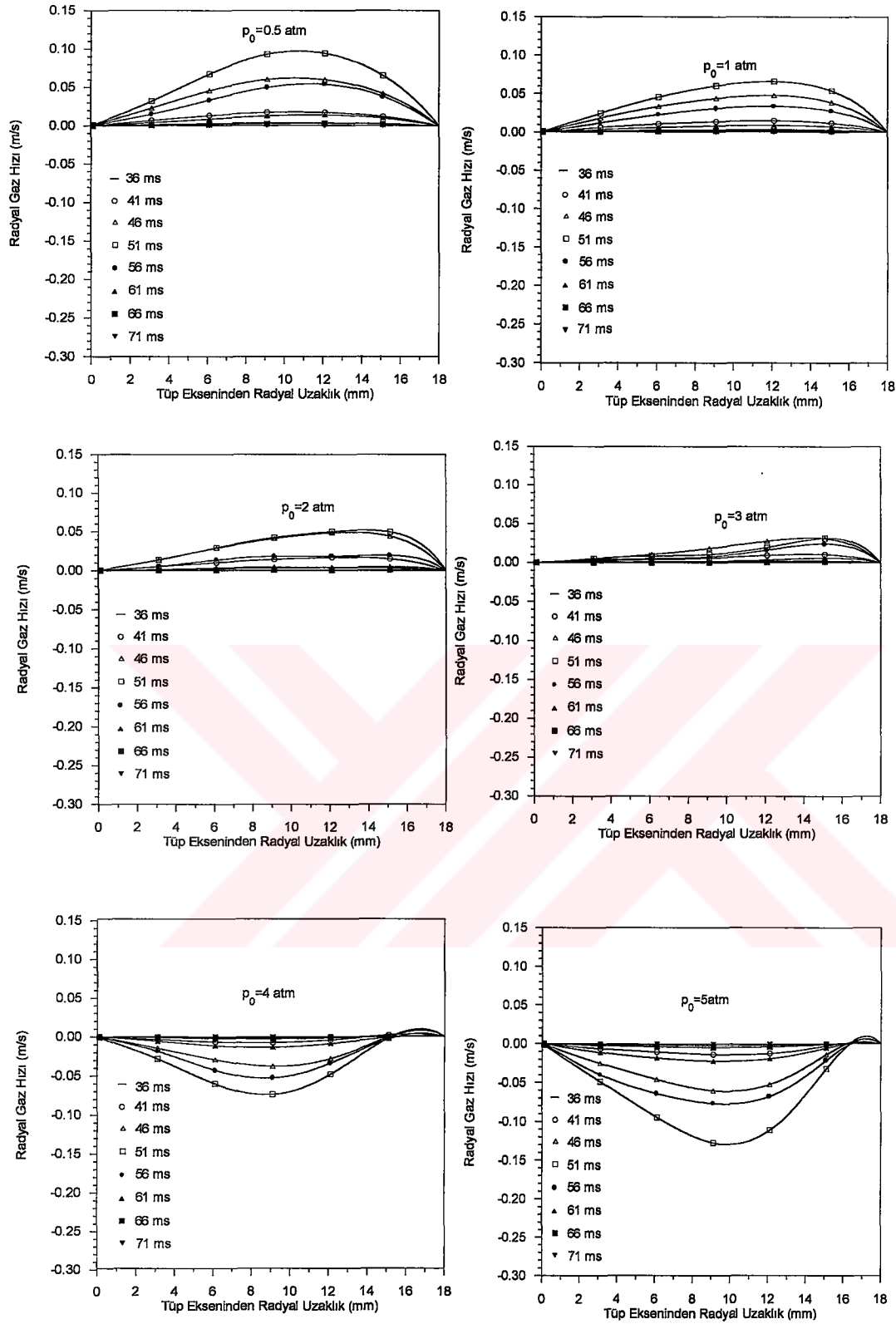
5.4 Darbe Süresince Lazer Tüpü İçerisindeki Radyal Gaz Hızının Konuma ve Zamana Göre Değişimi

Şekil 5.15a ve 5.15b'de, ele alınan farklı başlangıç basınçları için gazın radyal doğrultudaki hız dağılımları darbe süresince farklı zaman adımları için verilmiştir. Gaz yoğunluğunun başlangıçta tüp içerisinde her yerde aynı olmasına karşın, darbe başladıktan sonra oluşan pompalama güç yoğunluğunun tüp içerisinde homojen olmaması nedeniyle meydana gelen gaz hareketinin hızı konuma ve zamana göre değişmektedir. Gaz hızının negatif olması gaz hareketinin tüpün merkezine doğru olduğunu, pozitif olması ise gaz hareketinin tüpün çeperine doğru olduğunu göstermektedir.

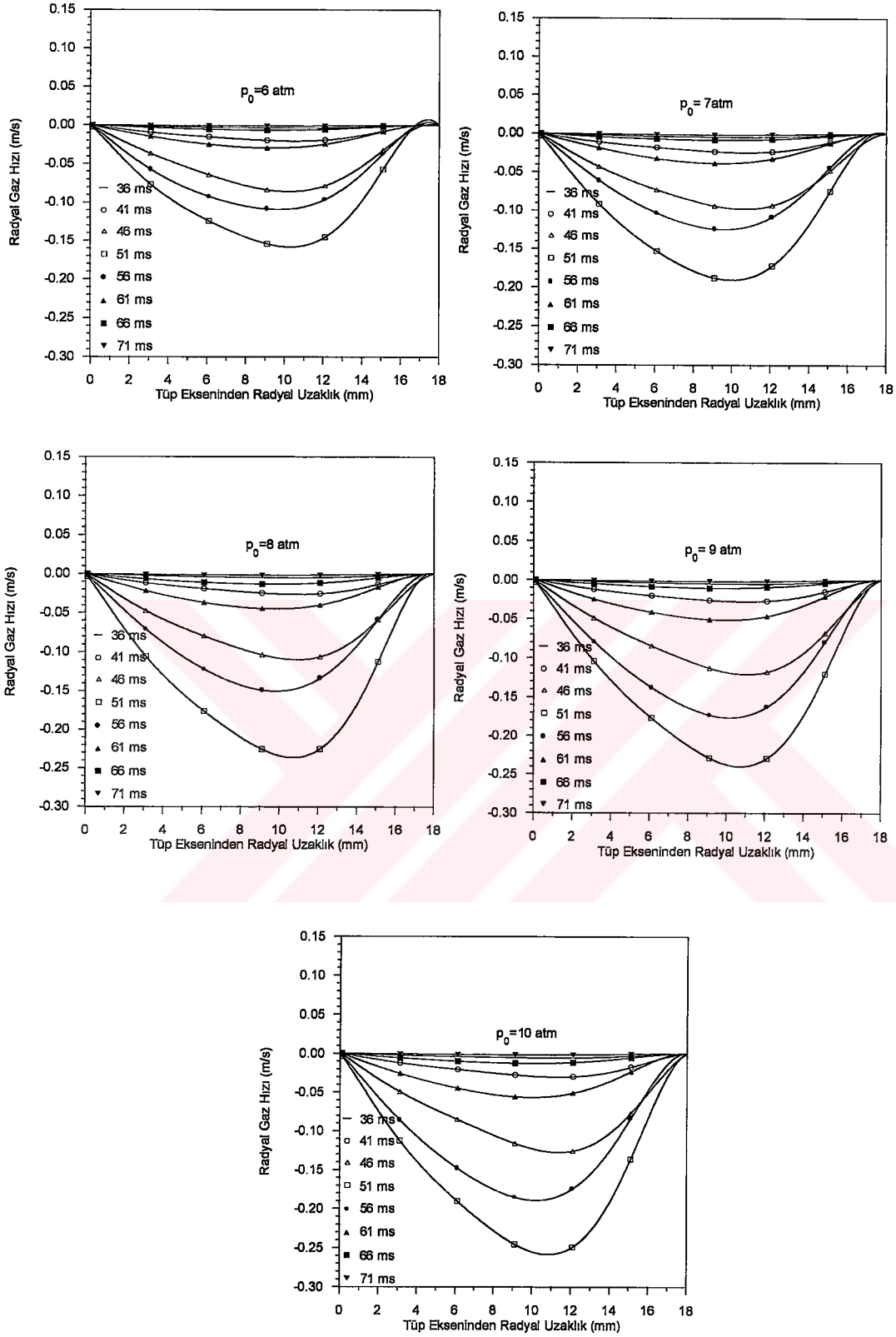
(4.24) matematiksel ifadesinden görülebileceği gibi, gaz hızının diverjansı güç yoğunluğunun ortalamadan sapmasına ve ortalama basınca bağlı olarak ifade edilebilir. Gaz hızının diverjansı, güç yoğunluğunun ortalamadan sapması ile doğru, ortalama basınç ile ters orantılıdır. Bu nedenle gaz hızındaki değişimleri güç yoğunluğunun ortalamadan sapmasına bağlı olarak irdelemek kolaylık sağlar. Bu amaçla, Ek A'da, söz konusu farklı basınç değerleri için güç yoğunluğunun ortalamadan sapmasına ait grafikler Şekil A.1a ve A.1b ile verilmiştir.

Şekil 5.15a ve 5.15b ile Şekil A.1a ve A.1b'den görüldüğü gibi, 0.5, 1, 2 ve 3 atm başlangıç basınçları için güç yoğunluğu merkez bölgede kenarlardan oldukça büyük olduğundan, meydana gelen sıcaklık gradyanları nedeniyle oluşan gaz hareketi merkezden kenarlara doğru olup, gaz hızları pozitifdir. Söz konusu aralıktaki farklı başlangıç basınçlarına karşılık gelen ortalama basınçlar arasındaki farkın, yine bu başlangıç basınçlarına ait boyutsuz güç yoğunluğunun ortalamadan sapmaları arasındaki farktan daha büyük olması nedeniyle hız profilinde ortalama basınçtaki değişimin etkisi baskındır. Bu nedenle, sözü edilen basınç değerlerinde başlangıç basıncı arttıkça pozitif hız küçülmekte, 4 atm itibaren ise gaz hızları negatife dönmektedir. Bu durum, pompalama gücünün kenara yakın bölgelerde çok daha büyük olması nedeniyle kenarlardan merkeze doğru gaz hareketinin baskın olması sonucu ortaya çıkmaktadır. Bu başlangıç basınçlarından itibaren, farklı basınçlara ait güç yoğunluğun ortalamadan sapma miktarı arasındaki fark, ortalama basınçlar arasındaki farktan daha büyük olduğundan, negatif gaz hızı başlangıç basıncı ile büyümektedir.

4, 5 ve 6 atm başlangıç basınçlarında, tüp çeperine bitişik olan çok dar bir bölgede gaz hızı pozitif olmakla birlikte çok küçüktür. Bunun nedeni, bu basınç değerlerine karşılık gelen çalışma koşullarında, yoğunluk dağılımından da görülebileceği gibi, merkeze doğru olan büyük bir gaz hareketinin yanında, kenarlara doğru da küçük bir miktar gazın hareket etmesidir. Ancak, 7 atm'den itibaren bu durum ortadan kalkmaktadır. Bunun nedeni, söz konusu basınç değerlerinde gücün ortalamadan sapmasının bu bölgede sıfıra oldukça yakın olmasıdır.



Şekil 5.15a $p_0 = 0.5, 1, 2, 3, 4$ ve 5 atm için darbe süresince farklı zaman adımlarında gaz hızının radyal doğrultudaki değişimi.



Şekil 5.15b $p_0=6, 7, 8, 9$ ve 10 atm için darbe süresince farklı zaman adımlarında gaz hızının radyal doğrultudaki değişimi.

Hız dağılımlarının darbe süresince değişimine bakılacak olursa, gaz hızının darbe esnasında maksimum güce ulaşıncaya değin artmakta olduğu, daha sonra azalarak darbe sonunda sıfıra indiği görülebilir. Ele alınan basınç aralığında, en büyük pozitif gaz hızı 0.5 atm başlangıç basıncında 10 cm/sn olarak bulunurken, gaz hızı, en büyük negatif gaz hızı 10 atm başlangıç basıncında -25 cm/sn olarak gözlemlenmektedir.

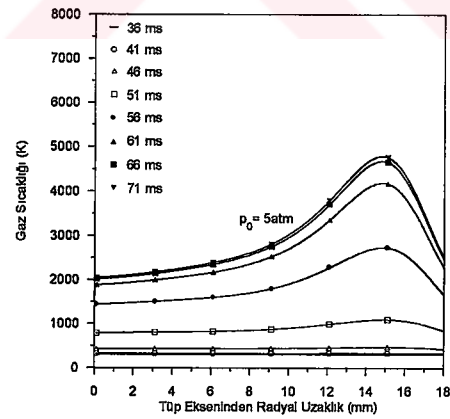
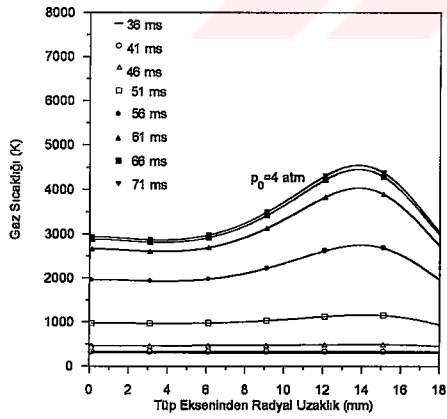
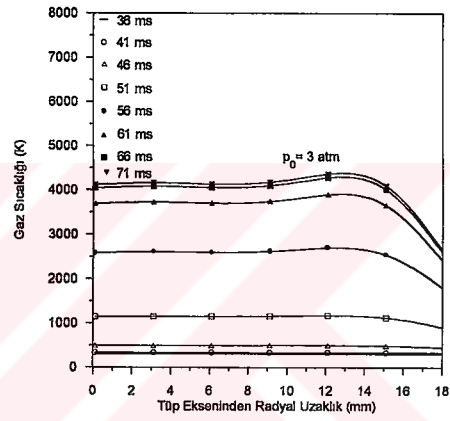
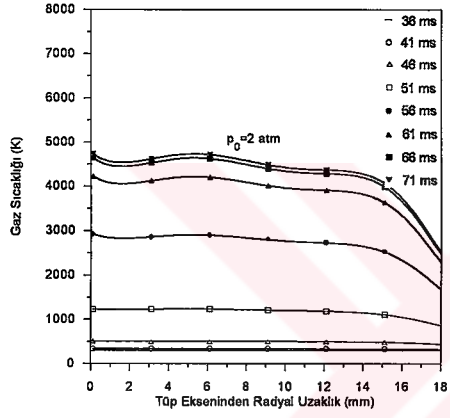
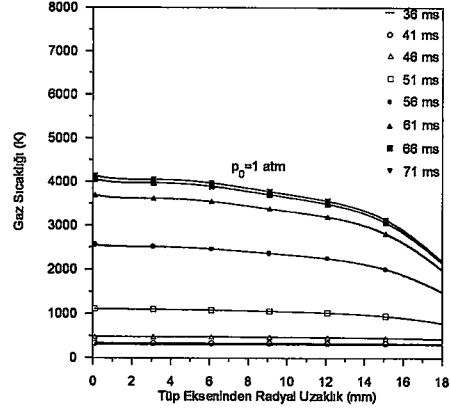
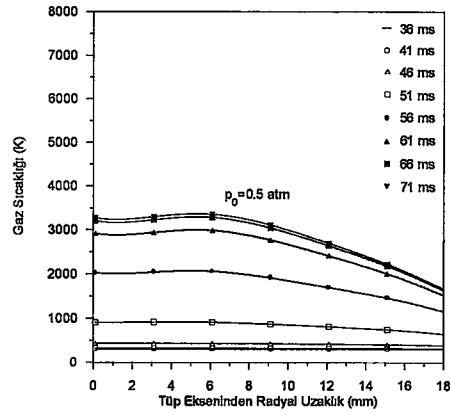
5.5 Darbe Süresince Lazer Tüpü İçerisindeki Gaz Sıcaklığının Konuma ve Zamana Bağlı Olarak Değişimi

Bu tez çalışmasında kurulan fiziksel ve matematiksel model yardımıyla, gazın yukarıda verilen özelliklerine ait bilgilerin yanında, sıcaklığının da konuma ve zamana bağlı olarak değişimi hesaplanabilmektedir. Literatürde yer alan bazı çalışmalarda [27,49,50] ortaya konulduğu üzere, lazer tüpü içerisindeki gazın sıcaklığı lazerin reaksiyon kinetiğini etkilediğinden, lazer aktif ortamın kompozisyonuna göre değişen belirli bir sıcaklığın üzerine çıkıldığında lazer kazancı ve verimi sıcaklıkla azalan bir değişim göstermektedir. Daha önce de belirtildiği gibi, lazer kinetiği bu tez çalışmasının kapsamı dışında olup, ayrı bir disiplin ve çalışma konusunu oluşturmakla birlikte tüp içerisindeki sıcaklık dağılımının bilinmesi lazer kinetiği ile ilgili çalışmalar için olduğu kadar lazerin diğer bazı tasarım parametrelerinin belirlenebilmesi için de önemlidir.

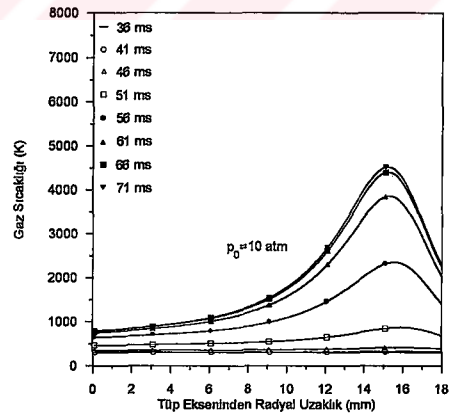
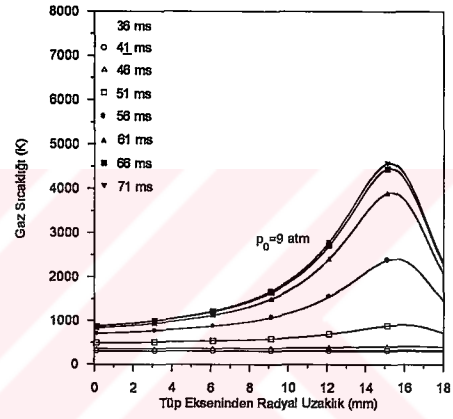
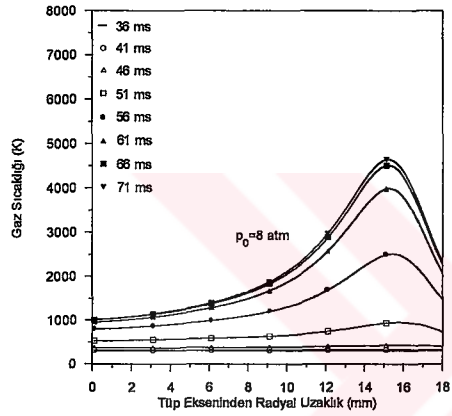
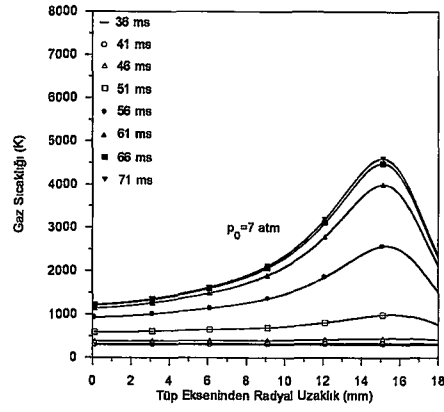
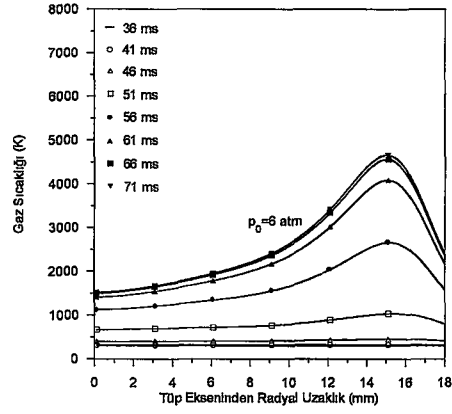
Ele alınan aralıkta değişen farklı başlangıç basınçlarına karşılık gelen çalışma koşulları için, lazer tüpü içerisindeki gaz sıcaklığının darbe süresince farklı zaman adımlarında radyal doğrultudaki değişimi Şekil 5.16a ve 5.16b’de verilmiştir.

Hesaplamalarda gazın hareket denklemleri ile birlikte ideal gaz hal denklemi kullanıldığından, sıcaklığın basınçla doğru yoğunluk ile ters orantılı olarak değişeceği öngörülebilir. Şekil 5.16a ve 5.16b ile Şekil 5.13a ve 5.13b karşılaştırıldığında, gazın sıcaklık ve yoğunluğunun konuma ve zamana bağlı değişimlerinin bu öngörüyle uyumlu olduğu görülmektedir. Benzer şekilde, gaz sıcaklığının, başlangıç basıncı ile arttığı da görülmektedir.

Ele alınan tüm basınç değerleri için darbe zamanının ilk yarısında gaz sıcaklığının tüpün hiç bir noktasında 1000 K değerini aşmadığı, buna karşılık düşük basınçlarda darbe sonunda tüpün büyük bölümünde sıcaklığın 4000-5000 K değerlerine ulaştığı öte yandan yüksek basınç değerlerinde darbe sonu sıcaklığının tüpün merkezine yakın geniş bir bölgede (0-8 mm) 1000 K civarında sınırlı kaldığı görülmektedir.



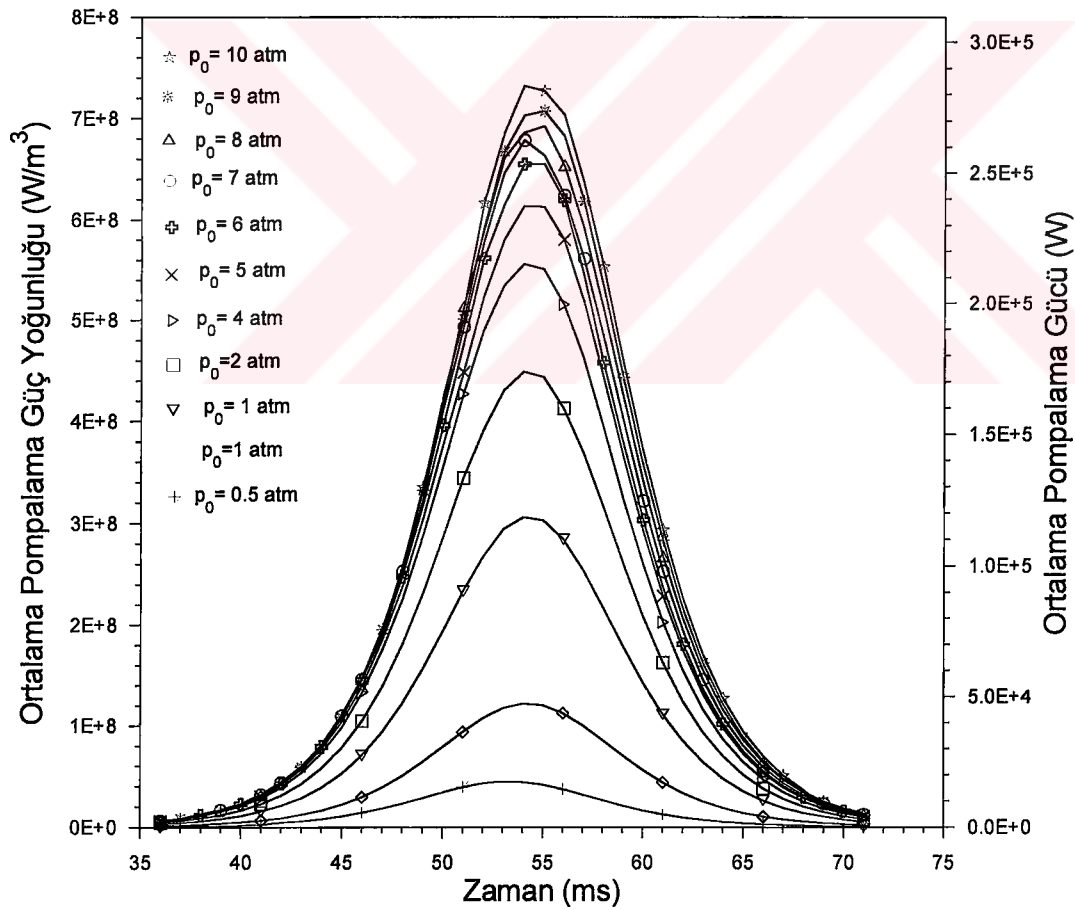
Şekil 5.16a $p_0=0.5, 1, 2, 3, 4$ ve 5 atm için darbe süresince farklı zaman adımlarında gaz sıcaklığının radyal doğrultudaki değişimi.



Şekil 5.16b $p_0=6, 7, 8, 9,$ ve 10 atm için darbe süresince farklı zaman adımlarında gaz sıcaklığının radyal doğrultudaki değişimi.

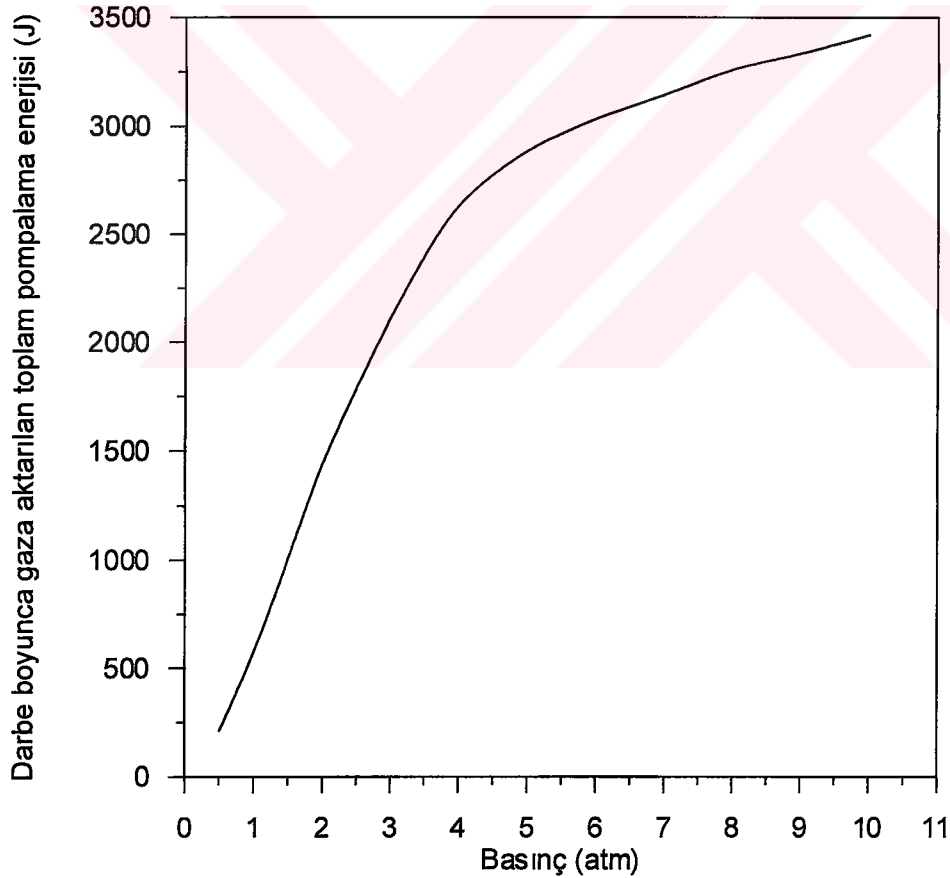
5.6 Farklı Başlangıç Basınçları İçin Ortalama Pompalama Güç Yoğunluğunun, Gücün, Basıncın Darbe Süresince Ve Gaza Aktarılan Toplam Enerjinin Başlangıç Basıncı İle Değişimi.

Güç yoğunluğunun darbe esnasında konuma ve zamana bağlı olarak değişimi daha önceki bölümlerde ayrıntılı olarak ele alınmıştır. Bu bölümde, çalışma basıncının belirlenmesine yönelik daha genel bir değerlendirme yapılabilmesini sağlamak amacıyla, farklı başlangıç basınçları için ortalama güç yoğunluğunun ve gücün darbe süresince zamana göre değişimi ve gaza aktarılan toplam enerjinin başlangıç basıncı ile değişimi ele alınmıştır. Şekil 5.17’de farklı başlangıç basınçları için ortalama güç yoğunluğu ve gücün zamana göre değişimi verilmiştir. Görüldüğü gibi, farklı başlangıç basınçlarına karşılık gelen ortalama pompalama güç yoğunluğu profilleri birbirinin benzeri bir karakter sergilemektedir.



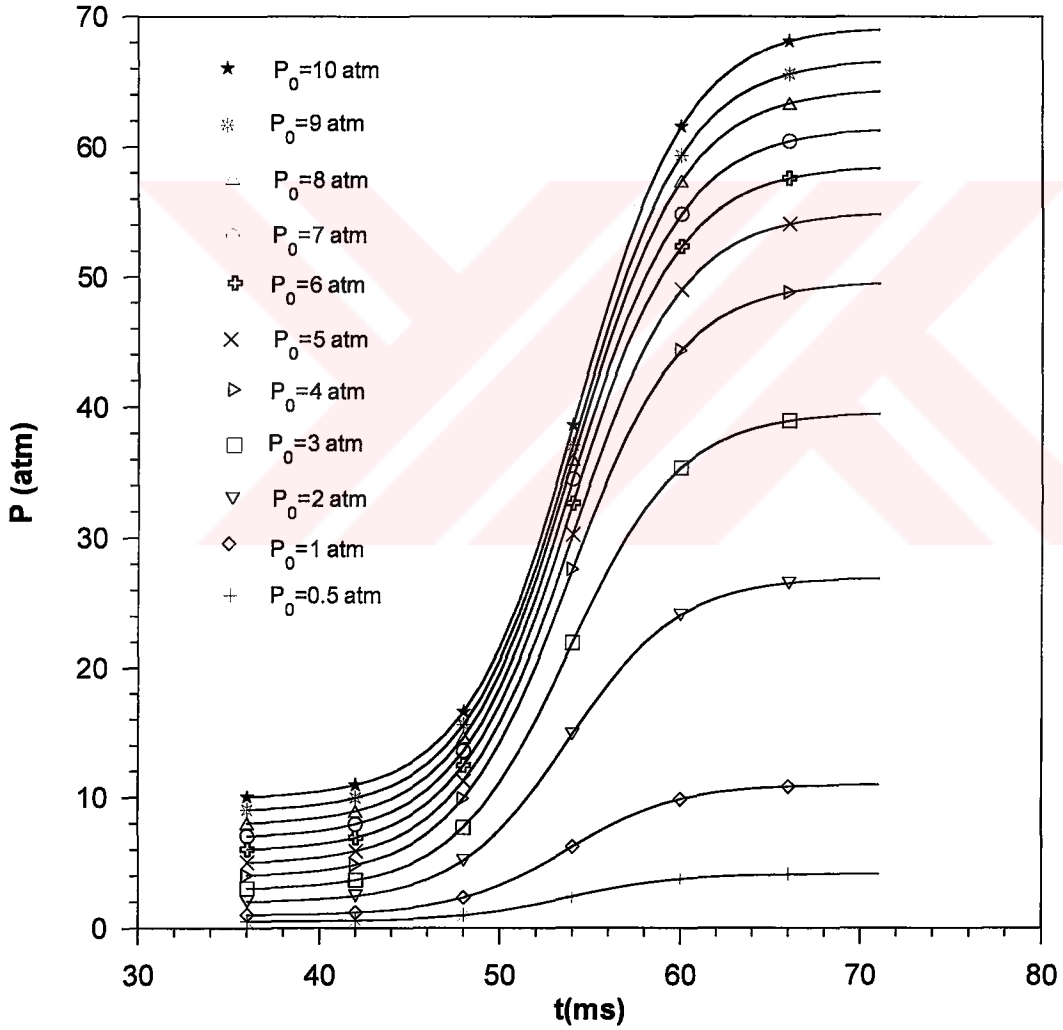
Şekil 5.17 Ortalama güç ve güç yoğunluğunun farklı başlangıç basıncı değerleri için darbe süresince zamanla değişimi.

Beklendiği gibi, darbe süresince pompalama güç yoğunluğu reaktörün gücündeki artışa paralel olarak artmakta ve darbenin maksimumunda maksimuma ulaştıktan sonra simetrik bir şekilde azalarak darbe sonunda sıfıra inmektedir. Ancak, ulaşılan ortalama güç yoğunluğunun büyüklüğü bakımından kıyaslandığında düşük başlangıç basınçlarına karşılık gelen ortalama pompalama güç yoğunluğunun maksimumları birbirinden oldukça farklıdır. Bu fark, daha yüksek başlangıç basınçlarına doğru gidildikçe giderek azalmakta ve yaklaşık olarak 5-6 atm'den itibaren önemli bir değişim göstermemektedir. Bu durum, gaza darbe esnasında aktarılan toplam pompalama enerjisinin basınca göre değişiminin verildiği Şekil 5.18'den de anlaşılabilir. 0.5 atm'den yaklaşık 5 atm'e kadar olan başlangıç basıncı değerlerinde, gaza aktarılan toplam pompalama enerjisi artan basınçla hızlı bir şekilde artmakta iken, 5 atm başlangıç basıncından itibaren bu değişim başlangıçtakine nazaran oldukça azalan bir eğimle devam etmektedir.



Şekil 5.18 Darbe boyunca gaza aktarılan toplam pompalama enerjisinin başlangıç basıncı ile değişimi.

Şekil 5.19’da, farklı başlangıç basınçları için, tüp içerisindeki gaz basıncının darbe süresince zamana bağlı olarak değişimi verilmiştir. Görüldüğü gibi, başlangıç basıncı büyüdükçe, darbe esnasında meydana gelen basınç artışı giderek büyümekte, bir başka deyişle, basıncın başlangıçtaki değeri ile darbe sonunda ulaşılan değeri arasındaki fark giderek büyümektedir. Ancak 5 atm’den başlayarak farklı başlangıç basınçlarında, darbe süresince meydana gelen basınç artışları arasındaki fark, daha düşük olan başlangıç değerlerine kıyasla daha küçük olup, hemen hemen aynı kalmaktadır. Bu durum, darbe süresince meydana gelen basınç artışının darbe esnasında gaza aktarılan toplam enerji ile orantılı olmasından kaynaklanmaktadır.



Şekil 5.19 Farklı başlangıç basınçları için gaz basıncının darbe süresince zamanla değişimi.

Düşük başlangıç basınçlarında, farklı başlangıç basınçlarına karşılık gelen pompalama enerjileri arasındaki farklar daha büyük olduğundan, darbe esnasındaki basınç artışları arasındaki fark da büyüktür. Başlangıç basıncının belirli bir değerinden (≈ 5 atm) itibaren aradaki fark azaldığından, darbe esnasında ulaşılan maksimum basınçlar arasındaki fark azalmaktadır. Darbe esnasında, gaz basıncının başlangıçtaki değerinin yaklaşık olarak 7-8 katına çıktığı görülmektedir. Bu durum lazer tüpünün tasarımında göz önünde bulundurulması gereken önemli bir noktadır.



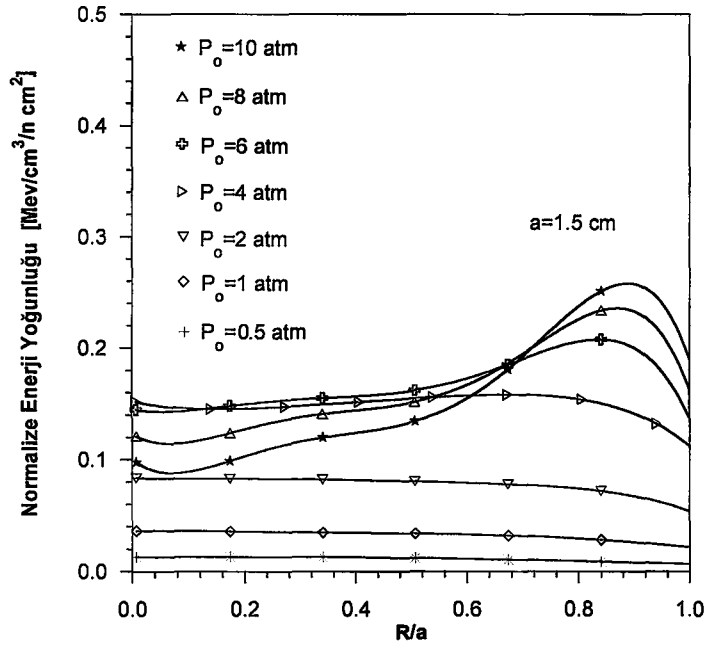
6. SONUÇ VE DEĞERLENDİRMELER

Bu tez çalışmasında geliştirilen fiziksel ve matematiksel model sonucunda, hacimsel uyarımlı nükleer tahrikli ve silindirik geometriye sahip lazerlerin darbeli çalışma rejiminde güç yoğunluğu ve gaz özelliklerinin lazer tüpünün merkezinden olan radyal mesafeye ve zamana bağlı değişiminin analizi mümkün hale gelmiştir. Kuple değişen güç yoğunluğu ve gaz yoğunluğunun yanısıra, bunlara bağlı olarak yoğunluk gradyanları, sıcaklık, gaz hızı gibi parametrelerin konuma ve zamana göre değişimleri 0.5-10 atm aralığında değişen farklı başlangıç basınçları için hesaplanmıştır. Ayrıca, söz konusu aralıktaki başlangıç basınçları için ortalama güç yoğunluğunun ve basıncın darbe süresince zamana göre değişiminin yanısıra, darbe süresince gaza aktarılan toplam enerjinin başlangıç basıncına bağlı olarak değişimi belirlenmiştir. Hesaplamalar İ.T.Ü. TRIGA MARK-II reaktörüne ilişkin karakteristik değerler kullanılarak yapılmış olmasına karşın söz konusu model, gereken parametreler bilindiği takdirde başka reaktörlerde gerçekleştiren $^3\text{He}(n, p)^3\text{H}$ reaksiyonlarıyla hacimsel uyarıma ilişkin hesaplarda da kullanılabilir.

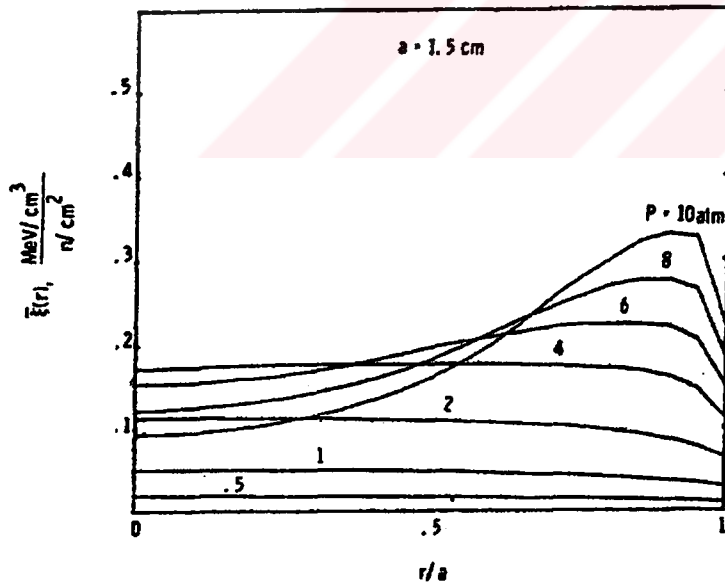
Daha önce de belirtildiği gibi, $^3\text{He}(n, p)^3\text{H}$ hacimsel uyarımlı nükleer tahrikli bir lazerde yüklü parçacıklardan gaza enerji aktarımı, literatürde [11,12] yalnızca gaz yoğunluğunun pompalama süresince sabit kaldığı varsayımı altında incelenmiştir. Bu varsayım altında, pompalama süresince gaza aktarılan güç yoğunluğu yaklaşık olarak hesaplanabilir. Ancak, güç yoğunluğu profilinin zamanla değişiminin ve homojen olmayan pompalamaya maruz kalan gazın dinamik davranışının modellenmesi ve böylece lazer kinetiği ve optiği açısından önemli olan tüp içerisindeki yoğunluk veya sıcaklık gradyanları gibi niceliklere ilişkin bilgilere ulaşılması olası değildir. Bu tez çalışması çerçevesinde geliştirilen model yardımıyla, gaz yoğunluğunun pompalama esnasında sabit kaldığı şeklindeki varsayım kaldırılarak, yüklü parçacıklardan gaza aktarılan güç yoğunluğunun daha gerçekçi bir yaklaşımla konuma ve zamana bağlı olarak hesaplanabilmesi ve bu güç yoğunluğuna maruz kalan gazın dinamik

davranışının belirlenebilmesi sağlanmıştır. Böylece lazer çıkış karakteristiklerini ve demet kalitesini etkileyen büyüklüklere ilişkin ayrıntılı bilgiler sağlanabilmektedir.

Önceki bölümlerde ayrıntılarıyla ifade edildiği gibi, bu tez çalışmasında, yüklü parçacıklardan gaza aktarılan enerji yoğunluğunun sabit yoğunluk varsayımı altında hesaplanması için kullanılan literatürdeki yüklü parçacık tranportu modeli [12], gerçekte olduğu gibi, değişken bir yoğunluk alanının olduğu gazdaki yüklü parçacık tranportu davranışının belirlenmesine olanak sağlayacak şekilde geliştirilmiş ve gereken matematiksel ifadelerin türetilerek gaz denklemleriyle birlikte çözülmesiyle pompalama güç yoğunluğu ile yoğunluğun kuple değişimi konuma ve zamana bağlı olarak modellenmiştir. Literatürde ${}^3\text{He}(n, p){}^3\text{H}$ uyarımlı bir NTL'de pompalama süresince oluşan değişken yoğunluk alanını dikkate alarak güç yoğunluğu ile gaz yoğunluğunun kuple değişimini belirleyen herhangi bir çalışma bulunmadığından, hesaplanan tüm büyüklüklerin bire bir karşılaştırılabileceği bir çalışma mevcut değildir. Bununla birlikte, konuma ve zamana bağlı olarak değişen yoğunluk dağılımı için sabit bir değer alındığında, bu çalışma çerçevesinde oluşturulan fiziksel ve matematiksel model, gaza enerji aktarımının hesaplanması için sabit yoğunluk varsayımı altında kurulan literatürdeki modele indirgenmektedir. Bu tez çalışmasında ele alınan koşullarda lazer tüpü içerisindeki gaz yoğunluğu başlangıçta sabit olduğundan, konuma ve zamana bağlı olarak hesaplanan güç yoğunluğunun ve tüp içerisindeki nötron akısının darbe başlangıcı olarak kabul edilen 36. ms'deki dağılımları kullanılarak yapılan toplam enerji yoğunluğu hesaplamaları sabit yoğunluk varsayımı altında yapılan hesaplamalara karşılık gelmektedir. Öte yandan, bu şekilde elde edilen sonuçlar ile, lazer tüpünün geometrisi, konumu ve nötron kaynağı olarak kullanılan reaktörün karakteristiklerine bağlı olarak bazı parametrelere ait sayısal değerlerin farklı olması nedeniyle, gaza aktarılan toplam enerji yoğunluğunun sabit yoğunluk varsayımı altında hesaplandığı literatürdeki çalışmanın [12] sonuçları arasında bire bir niceliksel bir karşılaştırma yapılamamaktadır. Bu nedenle, söz konusu deney parametrelerinden olabildiğince bağımsızlaştırmak için, ele alınan farklı başlangıç basınçlarında 36. ms'deki güç yoğunluğu dağılımının zaman üzerinden integrali alınarak enerji 36. ms'deki nötron akısına bölünmesiyle elde edilen normalize enerji yoğunluğu dağılımı, [12] numaralı kaynaktaki hesaplamalarda kullanılan 1.5 cm'lik tüp yarıçapı için hesaplanmış ve elde edilen sonuçlar Şekil 6.1'de verilmiştir. [12] numaralı kaynaktaki verilen, sabit yoğunluk varsayımına dayanan model ile elde edilen sonuçlar ise Şekil 6.2'de görülmektedir.



Şekil 6.1 Bu tez çalışmasında ele alınan problemin koşullarında, sabit yoğunluk için hesaplanan normalize enerji yoğunluğunun tüp içindeki radyal mesafeye bağlı olarak değişimi.



Şekil 6.2 Literatürde sabit yoğunluk varsayımı altında elde edilen normalize enerji yoğunluğunun tüp içindeki radyal mesafeye bağlı olarak değişimi [12].

Söz konusu şekillerden faydalanarak bir karşılaştırma yapılacak olursa, beklendiği gibi, bu tez çalışmasında ele alınan problemin koşullarında, sabit yoğunluk için elde edilen sonuçların, [12] numaralı kaynakta verilen sonuçlarla niteliksel olarak uyumlu olduğu ve pompalama güç yoğunluğunun başlangıç basıncına göre değişiminin aynı karakteri sergilediği görülmektedir.

Bu durumda, sabit yoğunluk varsayımına dayanan model ile gaz yoğunluğu ile güç yoğunluğunun kuple değişimini dikkate alarak bu tez çalışmasında geliştirilen modeli karşılaştırmak için, yine bu tez çalışmasında ele alınan ele alınan problemin koşullarında ve İ.T.Ü TRIGA MARK-II reaktörünün karakteristikleri kullanılarak sabit yoğunluk için yapılan hesaplamalar kullanılabilir. $^3\text{He}(n, p)^3\text{H}$ reaksiyon ürünü yüklü parçacıklardan gaza enerji aktarımı, sabit yoğunluk varsayımı altında modellendiğinde, yoğunluk, yoğunluk gradyanları ve gaz hızının konuma ve zamana bağlı değişimleri ile pompalama güç yoğunluğu ve sıcaklık profillerinin zamana bağlı değişimleri elde edilemeyip, darbe sonundaki toplam pompalama enerji yoğunluğu, ortalama (konumsal) sıcaklık ve basınca ilişkin bilgiler elde edilebilmektedir. Bu nedenle, sabit yoğunluk varsayımı altında yapılan hesaplamalar ile yoğunluğun pompalama güç yoğunluğu ile kuple değişimini göz önüne alarak yapılan hesaplamalar arasında niceliksel bir karşılaştırma ancak toplam pompalama enerjisi, ortalama sıcaklık ve basınca ilişkin bilgiler kullanılarak yapılabilir. Bu nedenle, bu tez çalışmasında ele alınan problemin koşullarında, sabit yoğunluk varsayımı altında elde edilen sonuçlar ile yoğunluk değişimlerini göz önüne alan ve bu çalışma çerçevesinde geliştirilen modelin sonuçlarının bu büyüklükler açısından bir karşılaştırması ise Tablo 6.1’de verilmiştir.

Burada, E_T pompalama (darbe) süresince gaza aktarılan toplam pompalama enerjisini, T ve P sıcaklık ve basıncın sabit yoğunluk ile yapılan hesaplamalarda elde edilen darbe sonundaki ortalama (konumsal) değerlerini göstermektedir. Güç yoğunluğu ve gaz yoğunluğunun kuple değişimi dikkate alınarak yapılan hesaplamalarda ilgili büyüklükler için konuma ve zamana bağlı bir dağılım elde edildiğinden, $T_{\min}$, $T_{\max}$ sıcaklığın darbe sonundaki minimum ve maksimum değerleri, $P_{\max}$ ise basıncın darbe sonunda ulaşılan maksimum değerini temsil etmektedir.

Tablo 6.1'den görüldüğü gibi, yüksek başlangıç basınçları söz konusu olduğunda, sabit yoğunluk varsayımı altında elde edilen sonuçlarla bu tez çalışmasında güç yoğunluğu ile gaz yoğunluğunun kuple değiştiğini göz önüne alarak geliştirilen model yardımıyla elde edilen sonuçlar arasında önemli farklılıklar olduğu ve sabit yoğunluk varsayımına dayanan bir modellemenin yeterince iyi bir yaklaşım olmadığı görülmektedir. Toplam pompalama enerjisi, ortalama sıcaklık ve ortalama basınca ait değerlerin hesaplanması bakımından, sabit yoğunluk varsayımı düşük basınçlarda iyi bir yaklaşım sağlamakla birlikte, pompalama süresince yoğunluk sabit kabul edildiği için güç yoğunluğu profilinin zamana göre değişimi ve gazın dinamik davranışı modellenememekte ve nükleer tahrikli lazer tasarımında oldukça önemli olan yoğunluk gradyanları, sıcaklık ve gaz hızının konuma ve zamana, basıncın zamana göre değişimine ilişkin bilgi sağlanamamaktadır. Bu büyüklüklerin konum ve zamana göre değişimine ilişkin ayrıntılı bilgiler bu tez çalışmasında geliştirilen model ve çözüm yöntemi kullanılarak yapılan hesaplamalar sonucu elde edilebilmektedir

Tablo 6.1 Sabit yoğunluk varsayımı altında elde edilen sonuçların gaz yoğunluğunun güç yoğunluğu ile kuple değişimi ele alınarak elde edilen sonuçlarla karşılaştırılması.

P ₀	Sabit Yoğunluk Varsayımı Altında Elde Edilen Sonuçlar.			Gaz Yoğunluğunun Güç Yoğunluğu ile Kuple Değişimi Ele Alınarak Elde Edilen Sonuçlar.			
	E _T (J)	T (K)	P (atm)	E _T (J)	T _{min} (K)	T _{max} (K)	P _{max} (atm)
0.5	206	2433	4.0	211	1665	3361	4.2
1	579	3295	11.0	577	2196	4135	11.0
2	1361	3819	25.5	1442	2525	4735	26.9
3	2007	3760	37.6	2113	2654	4390	39.5
4	2528	3568	47.6	2635	2932	4548	49.5
5	2656	3046	50.8	2887	2045	4787	54.8
6	2746	2667	53.3	3034	1518	4660	58.4
7	2775	2356	54.8	3145	1219	4594	61.3
8	2778	2095	55.9	3259	1013	4641	64.2
9	2776	1894	56.8	3333	881	4571	66.5
10	2763	1729	57.6	3418	789	4517	69.0

Sonuç olarak, bu tez çalışmasında geliştirilen modelleme ve çözüm yöntemi kullanılarak nükleer tahrikli lazer tasarımıda önemli rol oynayan parametrelere ilişkin detaylı bilgiler sağlanabilmektedir.

Yüksek başlangıç basıncı koşullarında, meydana gelen yoğunluk değişimlerinin ortalama gaz basıncı, toplam enerji yoğunluğu, güç ve darbe enerjisi gibi büyüklükleri de önemli ölçüde değiştirdiği görülmüştür.

Bu çalışmada geliştirilen model yardımıyla gazın başlangıç basıncı istenilen bir parametreye göre optimize edilebilmektedir. Böylece, hacimsel uyarımlı, silindirik geometriye sahip nükleer tahrikli lazerlerde; darbeli çalışma rejiminde maksimum güç yoğunluğu, maksimum darbe enerjisi ve/veya minimum yoğunluk gradyanı oluşacak şekilde optimizasyonlar yapmak mümkün hale gelmiştir.

Bu çerçevede, bir önceki bölümde verilen farklı başlangıç basınçları için elde edilen güç yoğunluğu ve yoğunluk gradyanlarının değişimlerine ilişkin grafiklerden görüleceği üzere, güç yoğunluğu ile optik homojenite bir arada değerlendirildiğinde, söz konusu tüp yarıçapı için 2-3 atm başlangıç basınçlarının optimum çalışma basıncını temsil ettiği görülmektedir. Literatürde [2], ${}^3\text{He}(n, p){}^3\text{H}$ uyarımlı NTL'lere için deneysel verilere dayanan, güç yoğunluğu ile optik homojenite açısından optimum çalışma basıncının 2 atm civarında olduğu belirtilmektedir. Bu durum, burada elde edilen sonuçların literatürdeki deneysel sonuçlarla uyumlu olduğunu göstermektedir. Bütün bunların yanı sıra, bu çalışmada belirlenen niceliklerin değişimine ilişkin sonuçların birbiri ile uyumlu olması modelin kendi içerisindeki tutarlığının bir göstergesi olup, elde edilen sonuçlar fiziksel öngörülerle de uyum içerisindedir.

KAYNAKLAR

- [1] **Miley, G.H.**, 1993. Overview of nuclear-pumped lasers, *Laser and Particle Beams*, **11**, 575-581.
- [2] **Karelin, A.V., Sinyanskii, A.A., Yakovlenko, S.I.**, 1998. Nuclear-pumped lasers and physical problems in constructing a reactor laser, *Quantum Electronics*, **27**(5), 375-402.
- [3] **Voinov, A.M.**, 1993. Pulsed nuclear reactors in nuclear-pumped laser research, *Laser and Particle Beams*, **11**, 635-644.
- [4] **Shaban, Y.R. and Miley, G.H.**, 1993. Practical. Visible wavelength nuclear-pumped laser, *Laser and Particle Beams*, **11** (3), 559-566.
- [5] **Williams W. H., and Miley, G.H.**, 1993. Lasing in atomic iodine with a nuclear-pumped $Xe - Br^{\bullet}$ flashlamp, *Appl. Phys. Lett.*, **61** (15), 1724-26.
- [6] **Montierth, L.M., Neumann, W.A., Nigg, D.W. and Merrill B.J.**, 1991. Energy deposition in direct nuclear pumped optical cavities, *J. Appl. Phys.*, **69**, 6776-6788.
- [7] **Torczynski, J.R.**, 1989. On the motion of a gas experiencing range-dependent volumetric heating, *J. Fluid Mech.*, **201**, 167-188.
- [8] **Torczynski, J.R.**, 1991. Heating-Induced damping of density perturbations in nuclear-reactor-pumped lasers, *Nuclear Science and Engineering*, **109**, 401-410.
- [9] **Torczynski, J.R., and Neal, D.R.**, 1993. Transient motion in nuclear-reactor-pumped lasers: Computational and experimental results, *Nuclear Science and Engineering*, **113**, 189-206.
- [10] **Neal, D.R., Torczynski, J.R. and Sweatt, W.C.**, 1990. Time-resolved measurements and analyses for a pulsed, nuclear-reactor-pumped laser gain region, *Optical Engineering*, **29** (11), 1404-1412.
- [11] **DeYoung, R.J. and Winters, P.A.**, 1977. Power deposition in He from the volumetric $^3He(n, p)^3H$ reaction, *J. Appl. Phys.*, **48** (8), 3600-3602.
- [12] **Wilson, J.W. and DeYoung, R.J.**, 1978. Power density in direct nuclear-pumped 3He lasers, *J. Appl. Phys.*, **49** (3), 980-988.
- [13] **Hecht, J.**, 1988. Understanding Lasers, Howard W. Sams & Company, USA.

- [14] **Hecht, J.**, 1986. The Laser Guidebook, McGraw-Hill Company, Singapore
- [15] **BEISER, A.**, 1988-89. Çağdaş Fiziğin Kavramları, Bizim Büro Basımevi, Ankara.
- [16] **Yariv, A.**, 1991. Optical Electronics, Saunders college Publishing, A Division of Holt, Rinehart and Winston Inc., USA.
- [17] **Wilson, J. and Hawkes, J.F.B.**, 1987. Lasers Principles and Applications, Prentice Hall International, UK.
- [18] **McArthur, D.A., Miller, G.H. and Tollefsrud, P.B.**, 1973. Pumping of high-pressure CO₂ laser media via a fast-burst reactor and electrical sustainer, *Appl. Phys. Lett.*, **23**, 303-305.
- [19] **McArthur, D.A. and Tollefsrud, P.B.**, 1975. Observation of laser action in CO gas excited only by fission fragments, *Appl. Phys. Letters*, **26**, 187-189.
- [20] **DeYoung, R.J., Wells, W.E., Miley, G.H. and Verdeyen, J.T.**, 1976. Direct nuclear pumping of He-N₂ laser, *Appl. Phys. Letters*, **9**, 519-521.
- [21] **DeYoung, R.J., Wells, W.E and Miley G.H.**, 1975. Lasing in a ternary mixture of He – Ne – O₂ at pressures up to 200 Torr, *J. Appl. Phys.* **47**, 1477-1478.
- [22] **DeYoung, R.J., Jalufka, N.W. and Hohl, F.**, 1976. Nuclear-pumped lasing of ³He – Xe and ³He – Kr, *Appl. Phys. Letters*, **30**, 19-21.
- [23] **DeYoung, R.J.**, 1981. Kilowatt multiple-path ³He – Ar nuclear-pumped laser, *Appl. Phys. Lett.*, **38**, 297-298.
- [24] **Magda, E.P.**, 1993. Analysis of experimental and theoretical research of nuclear-pumped lasers at the Institute of Technical Physics, *Laser and Particle Beams*, **11**, 469-476.
- [25] **Melnikov, S.P. and Sinyanskii, A.A.**, 1993. Ultimate efficiency of nuclear-pumped gas lasers, *Laser and Particle Beams*, **11**, 645-654.
- [26] **Seregina, E.A., D'yachenko, P.P., and Kalinin, V.V.**, 1994. Application of accelerator in research of condensed lasant for nuclear pumped lasers, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*, **89**, 412-415.
- [27] **Konak, A.I., Melnikov, S.P., Porkhaev, V.V. and Sinyanskii, A.A.**, 1993. Nuclear-pumped gas lasers at temperatures up to 800°C, *Laser and Particle Beams*, **11**(4), 663-668.
- [28] **Boichenco, A.M., Karelin, A.V., Sereda, O.V. and Yakovlenko, S.I.**, 1993. Kinetics of the active media of nuclear-pumped lasers, *Laser and Particle Beams*, **11**, 655-661.

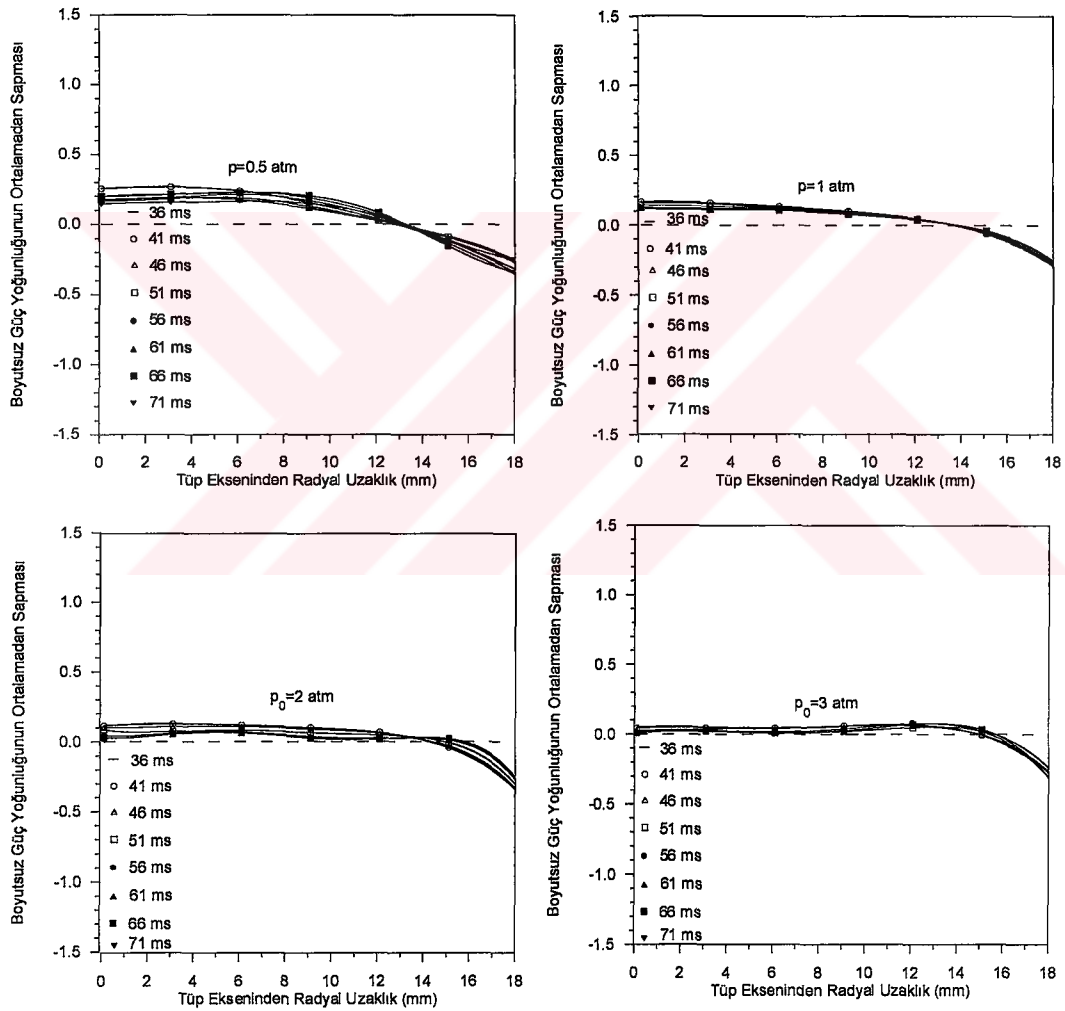
- [29] **Alford, W.J. and Hays, G.N.**, 1989. Measured Laser Parameters for reactor-pumped *He/Ar/Xe* and *Ar/Xe* lasers, *J. Appl. Phys.*, 3760-65.
- [30] **Chung, A.K. and Prelas, M.A.**, 1983. The transport of heavy charged particles in a cylindrical nuclear-pumped plasma, *Nuclear Science and Engineering*, **86**, 267-274.
- [31] **Wilson, J.W. and DeYoung, R.J.**, 1978. Power deposition in volumetric $^{235}\text{UF}_6$ – He fission-pumped nuclear lasers, *J. Appl. Phys.*, **49** (3), 989-993.
- [32] **Petra, M. and Miley, G.H.**, 1993. Nuclear-powered laser beam profile control method, *Laser and Particle Beams*, **11** (3), 549-557.
- [33] **Wilson, J.W., DeYoung, R.J. and Harries, W.L.**, 1979. Nuclear-pumped $^3\text{He} - \text{Ar}$ laser modeling, *J. Appl. Phys.*, **50**, 1226-1235.
- [34] **Üstün, G.**, 1985. TRIGA MARK-II Reaktöründe Yere Bağlı Mutlak Akı Dağılımı ve Antisimetri Oranları, *Yüksek Lisans Tezi*, İ.T.Ü. Nükleer Enerji Enstitüsü.
- [35] *Safety Analysis Report* for the TRIGA MARK-II Reactor, for the Institute for Nuclear Energy Technical University of Istanbul, 1978.
- [36] **Kaplan, I.**, 1958. Nuclear Physics, Addison Wesley Publishing Company, Inc., USA.
- [37] **Shapiro, J.**, 1990. Radiation Protection, Harward University Press, USA.
- [38] **Miley, G.H.**, 1970. Direct Conversion of Nuclear Radiation Energy, American Nuclear Society, USA.
- [39] **Watanabe, Y. and Appelbaum, J.**, 1992. Fission fragment transport effects on heat transfer in fissioning gases, *Nuclear Science and Engineering*, **111**, 379-390.
- [40] **Guyot, J.C., and Miley, G.H.**, 1972. Application of two-region heavy charged particle model to noble-gas plasmas induced by nuclear radiations, *Nuclear Science and Engineering*, **48**, 373-386.
- [41] **Bell, G.I., Glasstone, S.**, 1982. Nuclear Reactor Theory, Robert E. Krieger Publishing Company, Florida.
- [42] **Lamarsh J.R.**, 1972. Introduction to Nuclear Reactor Theory, Addison-Wesley Publishing Company Inc., USA.
- [43] **Bird, R.B., Stewart W.E., and Lightfoot, E.N.**, 1966. Transport Phenomena, John Wiley & Sons, Inc., USA.
- [44] **Patankar, S.V.**, 1980. Numerical Heat Transfer and Fluid flow, Hemisphere Publishing Corporation, McGraw-Hill Book Company, USA.

- [45] **Özışık, M.N.**, 1994. Finite Difference Method in Heat Transfer, CRC Press.,USA.
- [46] **Özışık, M.N.**, 1980. Heat Conduction, John Wiley & Sons, Inc.,USA.
- [47] Mathematica 4.0 for Windows, Wolfram Research,1999.
- [48] **Neuman, W.A. and Fincke, J.R.**, 1991. Beam quality of direct nuclear pumped laser amplifiers, *J. Appl. Phys.*, **69** (10), 6789-6798.
- [49] **Hebner, G.A., Jong W.S. and Kushner, M.J.**, 1993. Temperature dependent gain of the atomic xenon laser, *Appl. Phys. Lett.*, **63**, 2872-2874.
- [50] **Hebner, G.A.**, 1995. Gas temperature dependent output of the atomic argon and xenon lasers, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **31** (99), 1626-1631.

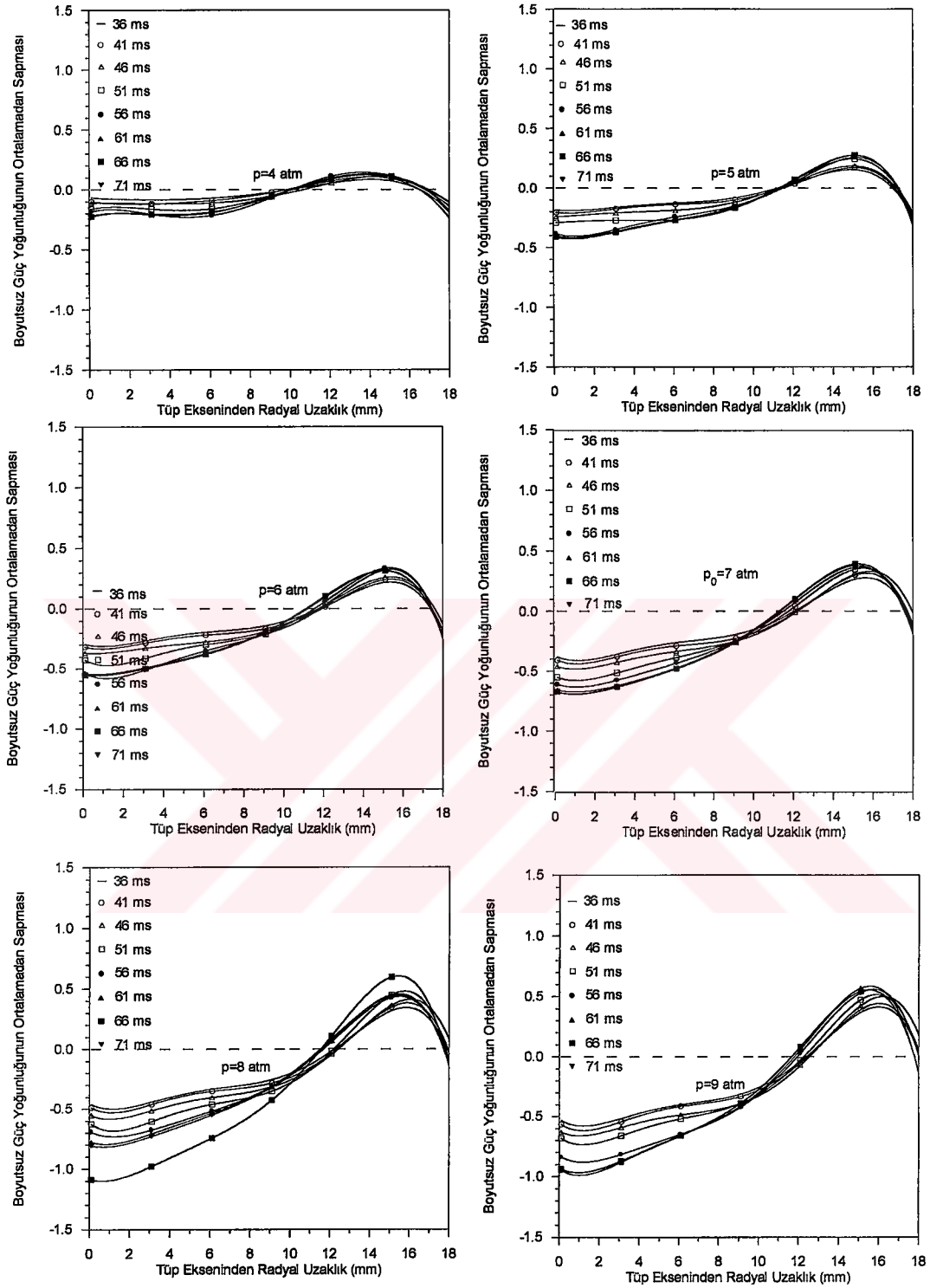


EK-A

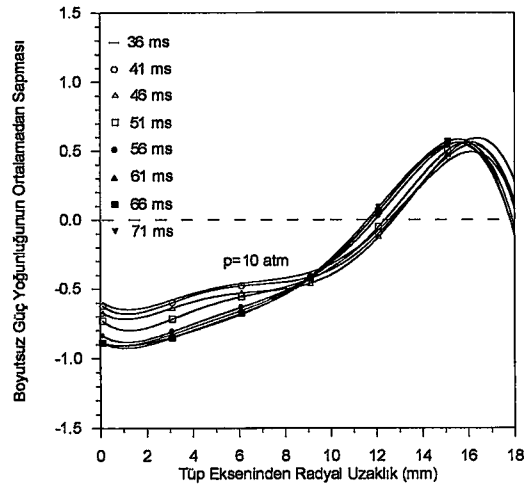
GÜÇ YOĞUNLUĞUNUN ORTALAMA DEĞERİNDEN SAPMA MİKTARININ KONUMA VE ZAMANA BAĞLI DEĞİŞİMİ



Şekil A.1 $p_0=0.5, 1, 2$ ve 3 atm için darbe süresince boyutsuz güç yoğunluğunun ortalamadan sapmasının radyal doğrultudaki değişimi.



Şekil A.2 $p_0=4, 5, 6, 7, 8$ ve 9 atm için darbe süresince boyutsuz güç yoğunluğunun ortalamadan sapmasının radyal doğrultudaki değişimi.



Şekil A.3 $p_0=10$ atm için darbe süresince boyutsuz güç yoğunluğunun ortalamadan sapmasının radyal doğrultudaki değişimi.

ÖZGEÇMİŞ

1965 yılında İstanbul'da doğdu. Orta öğrenimini 1981 yılında Beşiktaş Kız Lisesinde tamamladıktan sonra aynı yıl İ.T.Ü. Fen-Edebiyat Fakültesi, Fizik Mühendisliği Bölümüne girdi. 1986 yılında Fizik Mühendisi olarak mezun oldu. 3 yıl süreyle International Hospital'ın Nükleer Tıp bölümünde fizik mühendisi olarak çalıştı. 1989 yılında İ.T.Ü. Nükleer Enerji Enstitüsü'nde Yüksek Lisans eğitimine başladı ve 1991 yılında Yüksek Mühendis olarak mezun oldu.

1991 yılında İ.T.Ü. Nükleer Enerji Enstitüsü, Nükleer Teknoloji Anabilim Dalı'nda Araştırma Görevlisi olarak çalışmaya başlamış olup halen bu görevini sürdürmektedir. SCI'de yer alan dergilerde 1 uluslararası makalesi, 1 uluslararası ve 1 ulusal tebliği olmak üzere toplam 3 yayını bulunmaktadır. Yabancı dili İngilizcedir.

