

**BİR FÜZYON-FİSYON REAKTÖRÜNDE TRISO
KAPLAMALI CANDU NÜKLEER YAKIT ATIKLARININ
NÖTRONİK ANALİZİ**

HAKAN TAŞKOLU

**YÜKSEK LİSANS TEZİ
MAKİNA EĞİTİMİ**

**GAZİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**OCAK 2010
ANKARA**

HakanTAŞKOLUtarafindanhazırlanan”BİRFÜZYONFİSYONREAKTÖRÜNDETR
ISOKAPLAMALICANDUNÜKLEERYAKITATIKLARININNÖTRONİKANALİ
Zİ”adlı bu tezin Doktora tezi olarak uygun olduğunu onaylarım.

Doç. Dr. Adem ACIR

.....

Tez danışmanı, Makina Eğitimi Anabilim Dalı

Bu çalışma, jürimiz tarafından oy birliği ile Makina Eğitimi Anabilim Dalında
Yüksek Lisans tezi olarak kabul edilmiştir.

Prof. Dr. Taner ALTUNOK

.....

Endüstri Mühendisliği Anabilim Dalı, Çankaya Üniversitesi

Doç. Dr. Adem ACIR

.....

Makina Eğitimi Anabilim Dalı Gazi Üniversitesi

Prof. Dr. Mustafa İLBAŞ

.....

Makina Eğitimi Anabilim Dalı Gazi Üniversitesi

Prof. Dr. H.Mehmet ŞAHİN

.....

Makina Eğitimi Anabilim Dalı Gazi Üniversitesi

Doç.Dr. Eyüp TEL

.....

Fizik Anabilim Dalı ,Gazi Üniversitesi

Tarih:27/01/2010

Bu tez ile GÜ. Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu Yüksek Lisans
derecesini onamıştır.

Prof.Dr. Bilal TOKLU

.....

Fen Bilimleri Enstitüsü Müdürü

TEZ BİLDİRİMİ

Tez içindeki bütün bilgilerin etik davranış ve akademik kurallar çerçevesinde elde edilerek sunulduğunu, ayrıca tez yazım kurallarına uygun olarak hazırlanan bu çalışmada bana ait olmayan her türlü ifade ve bilginin kaynağına eksiksiz atıf yapıldığını bildiririm.

Hakan TAŞKOLU

**BİR FÜZYON-FİSYON REAKTÖRÜNDE TRISOKAPLAMALI CANDU
NÜKLEER YAKIT ATIKLARININ NÖTRONİK ANALİZİ
(Yüksek Lisans Tezi)**

Hakan TAŞKOLU

**GAZİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

Ocak 2010

ÖZET

Bu çalışmada; bir füzyon fisyon hibrid reaktöründe TRISO kaplamalı CANDU harcanmış nükleer atıklarının yakılmasının nötronik performansa etkisi araştırılmıştır. Nötron transport hesaplamaları XSDRNPM/SCALE 5 kodu yardımıyla yapılmıştır. Soğutucu olarak doğal lityum, Flibe, Flinabe ve $\text{Li}_{20}\text{Sn}_{80}$ kullanılmıştır. TRISO kaplamalı CANDU harcanmış nükleer atıkların, trityum üretim oranı (TBR), enerji çoğaltım faktörü (M), toplam fisyon oranı (Σ_f), kümülatif fisil yakıt zenginleştirilmesi (CFFE), fisil yakıt üretimi ve ortalama yanma oranlarına etkisi karşılaştırılmalı olarak araştırılmıştır. Zamana bağlı olarak elde edilen nötronik sonuçların yanma oranı açısından TRISO kaplamalı CANDU harcanmış nükleer atıklardan etkilendiği gözlenmiştir.

Bilim Kodu : 708

Anahtar kelimeler : Füzyon, Fisyon, TRISO yakıt, CANDU harcanmış yakıtı

Sayfa Adedi : 59

Tez yöneticisi : Doç. Dr. Adem ACIR

NEUTRONIC ANALYSIS OF TRISO COATED CANDU SPENT FUEL IN A FUSION-FISSION HYBRID REACTOR

(M. Sc. Thesis)

Hakan TAŞKOLU

**GAZI UNIVERSITY
INSTITUTE OF SCIENCE AND TECHNOLOGY**

January 2010

ABSTRACT

In this study present the effect of neutronic performance on the incineration of the TRISO fuel containing CANDU spent fuels in the Deuterium–Tritium (D-T) fusion driven hybrid reactor investigated as time dependent. Neutron transport calculations are performed by using XSDRNPM/SCALE 5 codes. Natural lithium, Flibe, Flinabe and $\text{Li}_{20}\text{Sn}_{80}$ is used as coolants. The impact of TRISO fuel containing CANDU spent fuels on tritium breeding (TBR), energy multiplication (M), total fission rate (Σ_f), cumulative fissile fuel enrichment (CFFE), fissile fuel breeding (FFB), average burn up values are comparatively investigated. It is observed that the neutronic results affect from TRISO fuel containing CANDU spent fuels as regards extended burn up as time dependent.

Science code : 708

Key words : Fusion, Fission, TRISO fuel, CANDU spent fuel.

Page number : 59

Adviser : Doç. Dr. Adem ACIR

TEŞEKKÜR

Çalışmalarım boyunca değerli yardımlarını esirgemeyen ve beni yönlendiren, çalışmamın iyi bir şekilde sonuçlanmasına katkıda bulunan Tez danışmanım Sayın Doç. Dr. Adem ACIR'a, Prof. Dr. H. Mehmet ŞAHİN, Prof. Dr. Taner ALTUNOK, Prof. Dr. Mustafa İLBAŞ ve Doç. Dr. Eyüp TEL'e, çalışmalarımın her safhasında katkılarını esirgemediği için teşekkür ederim.

İÇİNDEKİLER

	Sayfa
ÖZET.....	iv
ABSTRACT.....	v
TEŞEKKÜR.....	vi
İÇİNDEKİLER.....	vii
ÇİZELGELERİN LİSTESİ.....	ix
ŞEKİLLERİN LİSTESİ.....	x
SİMGELER VE KISALTMALAR.....	xi
1. GİRİŞ.....	1
2. TEORİ.....	4
2.1. Füzyon Teknolojisi.....	4
2.1.1 Kontrol edilmiş termonükleer güç elde edilmesi için gerekli şartlar.....	5
2.1.2. Füzyon yakıtları.....	12
3. MATERYAL VE METOT.....	13
3.1. Materyal.....	13
3.2. Yöntem.....	13
3.2.1. S_N metodu ve Boltzmann transport denklemi.....	16
4. NÜMERİK SONUÇLAR VE DEĞERLENDİRMELER.....	23
4.1. (D-T) Füzyon Kaynaklı TRISO Kaplamalı Yakıt İçeren Hibrit Reaktör Tasarımı ve Problemin Tanımı.....	23
4.2. Blanket Yapısı.....	26
4.3. Nümerik Sonuçların Değerlendirilmesi.....	30

Sayfa

4.3.1. Tritiyum üretimi (TBR).....	30
4.3.2. Enerji çoğaltım faktörü (M).....	32
4.3.3. Fisyon reaksiyonları.....	34
4.3.4. Termal nötronlarla Fisyon yapabilen yeni izotop üretimi.....	36
4.3.5. Kümülatif Fisil yakıt zenginleştirilmesi (CFFE)	41
4.3.6 Yakıt yanma derecesi.....	46
4.3.7. Plutonyum izotopları.....	49
5. SONUÇLAR VE ÖNERİLER.....	51
KAYNAKLAR.....	54
ÖZGEÇMİŞ.....	60

ÇİZELGELERİN LİSTESİ

Çizelge	Sayfa
Çizelge 2.1. Füzyon reaksiyonları.....	4
Çizelge 4.1. Yakıt elementinin özellikleri (2.2 mm)	24
Çizelge 4.2. Sıvı Trityum üretim malzemelerinin kimyasal özellikleri	26
Çizelge 4.3. Nümerik hesaplamalarda kullanılan atomik yoğunluklar.....	28
Çizelge 4.4. Farklı soğutucu ve nötron duvar yükleri için Trityum üretimi (a: işlem başlangıcı; b) 24 ay sonra).....	31
Çizelge 4.5. Farklı soğutucu ve nötron duvar yükleri için enerji çoğaltımı(a: işlem başlangıcı; b) 24 ay sonra).....	33
Çizelge 4.6. ^{235}U 'de termel nötronların yol açtığı Fisyon enerjisinin dağılımı.....	34
Çizelge 4.7. Farklı soğutucu ve nötron duvar yükleri için fisyon oranı (Σ_f) (a: işlem başlangıcı; b) 24 ay sonra).....	35
Çizelge 4.8. Farklı soğutucu ve nötron duvar yükleri için $^{238}\text{U}(n,\gamma)$ reaksiyonu (a: işlem başlangıcı; b) 24 ay sonra).....	36
Çizelge 4.9. Farklı soğutucu ve nötron duvar yükleri için zamana bağlı CFFE değerleri.....	42

ŞEKİLLERİN LİSTESİ

Şekil	Sayfa
Şekil 2.1. Füzyon reaksiyonları için plazma sıcaklığına göre reaksiyon tesir kesitleri	6
Şekil 2.2. Maxwell-ortalamalı Füzyon reaksiyon hızlarının iyon sıcaklığına göre değişimi.....	10
Şekil 2.3. Farklı Füzyon çevrimleri için reaksiyon parametresinin iyon sıcaklığına göre değişimi.....	11
Şekil 3.1. Açığa bağlı nötron akısının S_4 yaklaşımı ile ifadesi	21
Şekil 4.1. TRISO ve yakıt elemanının yapısı.....	25
Şekil 4.2. Hesaplamalarda kullanılan manto yapısı (Ölçüler cm verilmiştir).....	29
Şekil 4.3. Nükleer izotopların radyoaktif dönüşümleri.....	38
Şekil 4.4. Blankette MW_{th} başına Fisyon enerjisinde üretilen net ^{239}Pu üretiminin çalışma süresi zamanla değişimi a) Doğal Lityum soğutucu b) Flibe soğutucu.....	39
Şekil 4.5. Blankette MW_{th} başına fisyon enerjisinde üretilen net ^{239}Pu üretiminin çalışma süresi zamanla değişimi a) Flinabe soğutucu b) LisSoğutucu.....	40
Şekil 4.6. Araştırılan Blankette fisil yakıt kalitesinin (CFFE %) zamanla değişimi a)Doğal Lityum soğutucu b) Flibe soğutucu.....	43
Şekil 4.7. Araştırılan Blankette fisil yakıt kalitesinin (CFFE %) zamanla değişimi a) Flinabe soğutucu b) Lisn soğutucu.....	44
Şekil 4.8. Blankette fisil yakıt yanma oranının zamanla artışı a) Doğal lityum soğutucu b) Flibe soğutucu.....	47
Şekil 4.9. Blankette fisil yakıt yanma oranının zamanla artışı a) Flinabe soğutucu b) Lisn soğutucu	48

SİMGELER VE KISALTMALAR

Bu çalışmada kullanılmış bazı simgeler ve kısaltmalar, kısaltmaları ve açıklamaları ile birlikte aşağıda sunulmuştur.

Simgeler	Açıklama
n	Plazma yoğunluğu
t	Sıcak tutma süresi
η	Işınlama verimliliği
G	Füzyon kazanımı
n_0	Yakıtın başlangıç yoğunluğu
f_b	Yanma oranı
C_{DT}	Füzyonun özgül enerjisi
M_{DT}	D-T yakıtının kütlesi
τ_d	Parçalanma süresi
T_b	Buharlaşma sıcaklığı
p^{doy}	Doyma basıncı
Q	Enerji dengesi
m	Buharlaşmış Flibe kütlesi
V	Reaksiyon odası hacmi
ΔH_v	Buharlaşma gizli ısı
Y	Füzyon yakıtı enerji alanı
E	Gaz durumundaki enerji miktarı
T_{in}	Reaksiyondan önceki Flibe sıcaklığı
T_v	Doymuş buhar sıcaklığı
R_i	İlk yarıçap
R_s	Sıkıştırılmış yarıçap
k	Boltzman sabiti
P	Güç yoğunluğu
r	Uzay koordinatı

Kısaltmalar	Açıklama
E	Enerji
Ω	Hareket yönü
$\emptyset$	Nötron akısı
HTR	Yüksek sıcaklık reaktörü
CANDU	Kanada Döteryum uranyum reaktörleri
LWR	Hafif su reaktörleri
TRISO	Fisyon reaktörlerinde kullanılan yakıt tanecikleri
D-T	Döteryum-Trityum
D-D	Döteryum-Döteryum
IFE	Atalet Füzyon enerjisi
TBR	Trityum üretim oranı
M	Enerji çoğaltım faktörü
L	Nötron kaçağı
DPA	Atomik yer değişim
He	Helyum oluşumu

1. GİRİŞ

21. yüzyılda enerji kaynaklarının, artan nüfus yoğunluğu ve teknolojik gelişmelere paralel olarak artan kullanım hızı, insanoğlunu alternatif enerji arayışlarına sürüklemiştir. Özellikle fosil yakıtların her geçen gün giderek tükenmekte olması, üstelik bu kaynaklardan elde edilen enerjinin çevre kirliliğine yol açması, temiz enerji kaynaklarının araştırılmasında potansiyel bir itici güç olmuştur.

Güneş enerjisi, rüzgâr enerjisi, hidrolik enerji gibi yenilenebilir enerji kaynaklarının gelişen bu teknoloji için yetersiz kaldığı ve geleceğin enerji kaynağı olarak görülen hidrojen ise yakın gelecekte uygun bir şekilde faydalanılmasının henüz mümkün olmadığı görülmektedir.

Dünya enerji ihtiyacının karşılanmasında en büyük potansiyele sahip ve çevre açısından da son derece temiz enerji kaynağı, nükleer enerjidir. Normal çalışma koşullarında nükleer santrallerden çevreye radyasyon, radyoaktivite ve zehirli gaz yayılması hemen hemen yok gibidir. Gelişmiş pek çok ülke enerji ihtiyaçlarının önemli bir bölümünü nükleer enerjiden karşılamakta olup ve bazı ülkelerde nükleer enerjinin elektrik üretimindeki payı %70'in de üzerindedir.

Günümüzde, füzyon reaktörlerinin ticari olarak ekonomik hale getirilmesine çalışılmaktadır. Bundan dolayı enerji üretimini, kullanılan fisyon reaktörlerinin büyük bir kısmı karşılamaktadır. Enerji üretiminde nükleer santraller, hafif su reaktörlerinden (LWR) ve Kanadanın ağır sulu tabi Uranyumlu reaktörlerinden (CANDU) oluşmaktadır. Belirtilen LWR ve CANDU reaktörlerinden her yıl önemli miktarda atık nükleer yakıt olan minör aktinitleri içermektedir. Belirtilen atık yakıtların değerlendirilmesi için füzyon reaktörleri üzerinde çalışılmakta olup, nükleer enerji üretimi için gerekli olan yakıt üretiminin ve nükleer atıkların dönüşümlerinin yapılması için iki farklı sistem üzerinde çalışılmaktadır. Fisil yakıt üretmek ve artık nükleer yakıtların dönüştürülmesi için (D,T) veya (D,D) füzyon reaksiyonları üzerine kurulan reaktörler ele alınmaktadır [1-6].

Harcanmış yakıtların gençleştirilmesi ve üretken yakıtların fisil yakıtlara dönüşümü hibrid reaktör yardımıyla gerçekleşmektedir. Füzyon-Fisyon hibrid sistemi füzyon ve fisyon proseslerinin birleştirilmiş bir durumudur. Sistemin ana temeli, füzyon plazmasının etrafına üretken yakıtlardan (^{238}U veya ^{232}Th) oluşan bir mantonun geçirilmesi esasına dayanır. Füzyon plazmasından çıkan yüksek enerjili nötronlar bu mantoda tutulmakta ve üretken yakıtları ^{233}U ve ^{239}Pu gibi yüksek kaliteli fisyon olabilen yakıtlara dönüştürmektedir. Ayrıca bu yüksek enerjili nötronlar üretken yakıtlara da fisyon yaptırabilmektedir [1-3]. Burada üretilen yeni tip kaliteli fisyon olabilen yakıtlar mevcut LWR'lerde nükleer yakıt olarak kullanılabilir. Hibrid reaktörlerde LWR ve CANDU harcanmış yakıtlarının değerlendirilmesi için bir çok çalışma yapılmıştır. Bu çalışmalarda, nükleer reaksiyonları düzgünleştirme ve nükleer atıkların kaliteli fisil yakıtlara dönüştürülmesi için farklı soğutucu ve farklı nötronik parametrelerde değerlendirilmiştir. LWR ve CANDU nükleer atıkların geri dönüşümünde D-D ve D-T füzyon nötron kaynaklı manto geometrileri dikkate alınmış ve toryum yakıtı ile karıştırılarak ülkemizde bulunan toryum rezervlerinin de değerlendirilmesinde çığır açacak yaklaşımlar sunulmuştur [7-14]. CANDU nükleer atıkların değerlendirilmesinde farklı nötronik parametreler kullanılarak helyum soğutucu, doğal lityum ve Flibe soğutucular yardımıyla nötronik analizi yapılmıştır [14-16]. Öte yandan, nötronik performansı artırmak amacıyla ilk duvarda (W-5Re) tungsten yapı kullanılarak yüksek güç yoğunluklu hibrid reaktör tasarlanmış ve doğal lityum, flibe, flinabe ve Li₂₀Sn₈₀ soğutucu için CANDU harcanmış yakıtlarında nötronik analiz yapılmıştır [17]. Ayrıca, hibrid reaktörlerde minor aktinit, plutonyum, toryum ve uranyumun kullanılarak nötronik analiz çalışması yapılan bir seri çalışmalar mevcuttur [18-21]. Buna ilaveten, hibrid reaktörlerde 3 boyutlu model kullanılarak radyasyon hasar analizleri de yapılmıştır [22-23].

Bu çalışmada diğer çalışmalardan farklı olarak, hibrid reaktörlerde alternatif bir yaklaşım olarak yakıt çubuklarında yüksek sıcaklık reaktörü (HTR) fisyon reaktörlerinde kullanılan TRISO yakıt taneciklerinden faydalanılmıştır. TRISO yakıtlar, geçirgen karbon tabaka yakıtın ömrü boyunca uranyum dioksit parçacığının maruz kalabileceği mekanik deformasyon ve aynı zamanda parçacıklardan çıkan fisyon gazları için yataklık yapar. Pirolitik karbon ve silikon karpit tabakaları

parçacıklarda meydana gelen fisyon ürünleri ve yakıtı içerecek delinmez bir engel olarak tasarlanmıştır.

Bu çalışmada yüksek performans elde etmek için (D,T) kaynaklı, atalet çevrimli bir füzyon-fisyon hibrit reaktör tasarlanmıştır. Bu tasarım için yakıt çubuğuna grafit matriks yapıda TRISO kaplamalı CANDU harcanmış yakıtı yerleştirilmiştir. Farklı nötron duvar yükleri ($2-6-10 \text{ MW/m}^2$) ve farklı soğutucular (doğal lityum, Flibe, Flinabe, $\text{Li}_{20}\text{Sn}_{80}$) kullanılarak TRISO kaplamalı CANDU harcanmış yakıtının reaktör performansına etkisi incelenmiştir. Modellerin zamana bağlı nötronik değerleri hesaplanarak karşılaştırılmış ve en uygun model belirlenmiştir.

2. TEORİ

2.1. Füzyon Teknolojisi

İki hafif çekirdeğin daha ağır bir çekirdek oluşturmak için birleştirilmesiyle meydana gelen işleme füzyon reaksiyonu denir. Son çekirdeğin durgun kütlesi başlangıçtaki çekirdeklerin durgun kütleleri toplamından daha az olmasından dolayı aradaki kütle kaybı enerjiye dönüşür. Muhtemel füzyon reaktörlerinin yakıtları 2_1D , 3_1T , 3_2He , 6_3Li , $^{11}_5B$ çekirdeklerinden oluşmaktadır. Bu çekirdeklerin meydana getirdikleri füzyon reaksiyonları ve açığa çıkan enerji Çizelge 2.1’de verilmiştir [24].

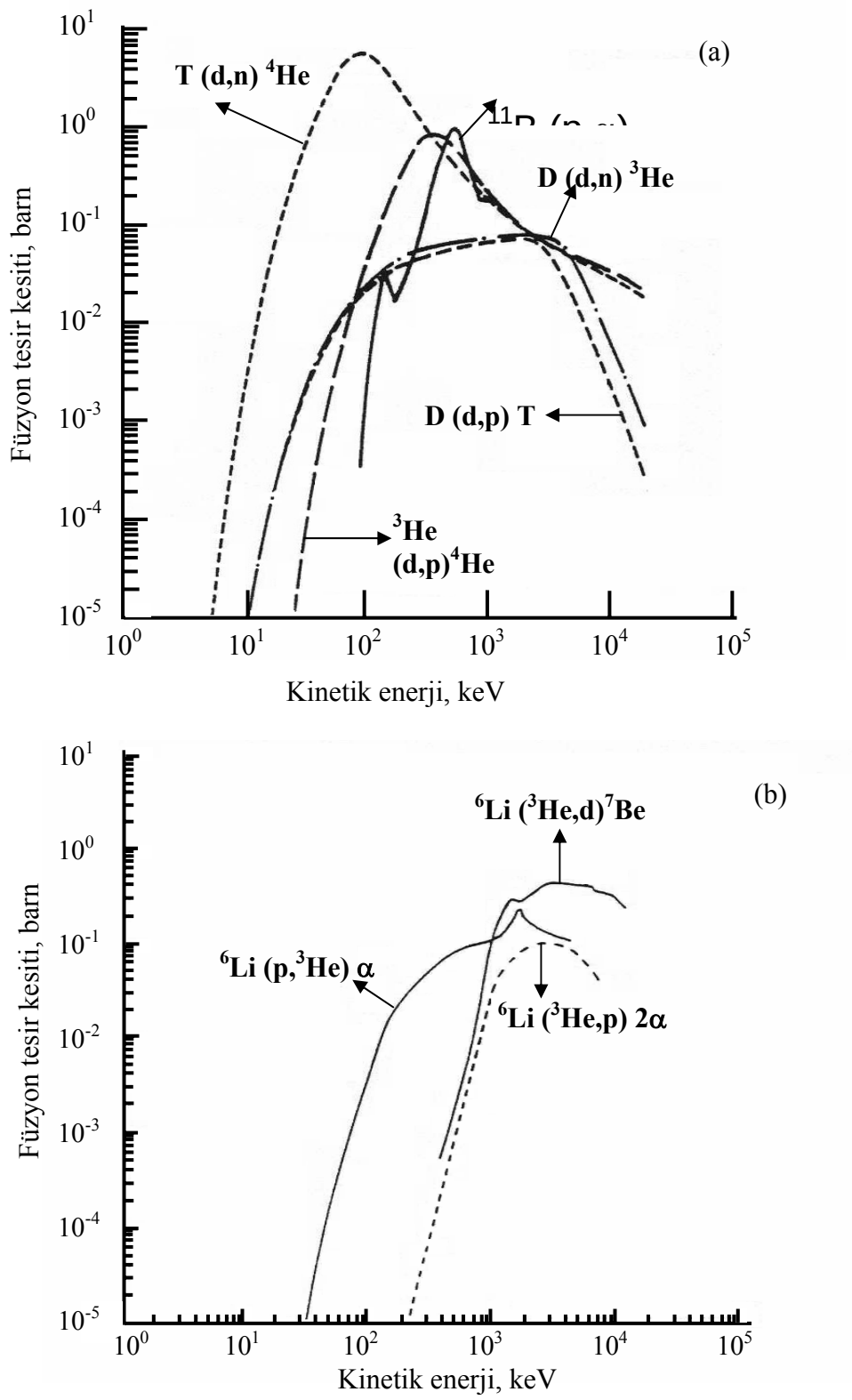
Çizelge 2.1. Füzyon reaksiyonları [24]

İsim	Füzyon reaksiyonu	Enerji
DT	$D + T \rightarrow {}^4_2He (3.5MeV) + {}^1_0n (14.1MeV)$	17,6MeV
DDp	$D + D \rightarrow {}^1_1p (3.02MeV) + T (1.01MeV)$	4,03MeV
DDn	${}^2D + {}^2D \rightarrow {}^3He (0.82MeV) + {}^1_0n (2.45MeV)$	3,27MeV
TT	$T + T \rightarrow {}^1_0n + {}^1_0n + {}^4_2He$	11,3MeV
D- 3He	$D + {}^3_2He \rightarrow {}^4_2He (3.6MeV) + {}^1_1p (14.7MeV)$	18,3MeV
p- 6Li	$p + {}^6_3Li \rightarrow {}^4_2He + {}^3_2He$	4,02MeV
p- ${}^{11}B$	$p + {}^{11}_5B \rightarrow 3({}^4_2He)$	8,68MeV
Tritiyum üretimi için reaksiyonlar (7,5 % 6Li , 92,5 % 7Li)		
n- 6Li	${}^6_3Li + {}^1_0n \rightarrow T + {}^4_2He + 4.8MeV$	4,78MeV
n- 7Li	${}^7_3Li + {}^1_0n \rightarrow {}^3_1T + {}^4_2He + {}^1_0n - 2.467 MeV$	- 2,47MeV

2.1.1. Kontrol edilmiş termonükleer güç elde edilmesi için gerekli şartlar

2.1.1.1. Sıcaklık derecesi

Nükleer füzyonda enerji elde etmedeki temel problemlerden biri, iki yüklü çekirdek arasındaki Coulomb itme kuvvetini yenmektir. Atom çekirdekleri pozitif yüklü oldukları için birleştirilmeye çalışılan iki çekirdek birbirlerini itmektedirler. Bu durumda çekirdek birleşmesi işleminin yani füzyon reaksiyonunun gerçekleşebilmesi için çekirdeklerin birbirlerine yaklaştırılmaları gerekmektedir. Bunun için de aradaki Coulomb engelini aşılmasını sağlayacak kadar kinetik enerjinin çekirdeklere verilmesi gereklidir. Bu da yakıtın çok yüksek sıcaklıklara kadar ısıtılmasını gerektirir. Böyle yüksek sıcaklıklarda ise atomlar iyonize olurlar ve sistem elektron ve çekirdeklerin toplamıdır. Aralarındaki elektrostatik itmeyi yenecek kadar kinetik enerji kazanmış atom çekirdeklerinin, birbiri ile karşılaşmalarında mutlaka füzyon yapacağı düşünülemez [25]. Şekil 2.1’de en önemli füzyon reaksiyonları için plazma sıcaklığına göre reaksiyon tesir kesitleri gösterilmiştir. (D-T) reaksiyonu bütün füzyon reaksiyonları arasında en yüksek reaksiyon ihtimaline sahiptir ve en düşük plazma sıcaklığını gerektirir. Füzyon reaksiyonlarının başlayabilmesi için döteron enerjisinin en az 10 keV civarında olması gereklidir. Bu enerji $E = k.T$ eşitliğine göre yaklaşık 10^8 K sıcaklık derecesine tekabül etmektedir. Bununla beraber, termik enerji ile hareketli çekirdeklerin Maxwell dağılımı göstermeleri sonucu daha aşağı sıcaklık derecelerinde de füzyon yapma ihtimali bulunsa da yüksek verimli güç elde edebilmek için sıcaklık derecesinin 10^8 - 10^9 K aralığında olması gereklidir. Böyle yüksek sıcaklıklarda çekirdekler elektron tabakalarından sıyrılmış bulunurlar. Bu duruma maddenin plazma hali denir. Bu sıcaklıkta iyonlar oldukça yüksek kinetik enerjiye sahip olduklarından çok büyük hızlara erişirler ve çarpıştıklarında aralarındaki itme kuvvetlerini yenerek birleşirler [26]. Ayrıca, istenilen gücü üretmeye yetecek miktarda reaksiyon hızı oluşturmaya uygun yoğunluğu ve yeterli süreyi sabit tutmak gerekmektedir [24-29].



Şekil 2.1. Füzyon reaksiyonları için plazma sıcaklığına göre reaksiyon tesir kesitleri [24,26]

2.1.1.2. Yoğunluk

Füzyon, maddenin plazma halinde oluşabilen bir nükleer reaksiyonudur. Aralarındaki elektrostatik itme kuvvetini yenecek kinetik enerjiler kazanmış atom çekirdeklerinin birbiri ile karşılaşmaları halinde mutlaka füzyon yapacağı düşünülemez. Füzyon tesir kesiti çok düşük olan bir nükleer reaksiyondur. Plazma füzyon için gerekli sıcaklığa ulaşsa dahi çekirdeklerin çok az bir kısmı reaksiyona girer. Bu nedenle plazma yoğunluğu füzyonun ikinci temel şartıdır. Yeterli sayıda füzyon sağlayabilmek için plazma yoğunluğunun yüksek tutulması gereklidir. Birim hacimde ne kadar çok iyon bulunursa çarpışmalar o kadar fazla olur. Füzyon ihtimalinin düşüklüğüne rağmen iyonların reaksiyon yapmaları böylece sağlanabilir. Plazma yoğunluğu (iyon/cm³) veya kısaltılmış birimiyle sadece cm⁻³ ile ifade edilir ve (n) harfi ile de gösterilir [24,26,28].

2.1.1.3. Sınırlama süresi

Sıcak tutma süresi plazmanın tutuşması için üçüncü şartıdır. Füzyon reaksiyonunun kendi kendine devam etmesi için plazmanın füzyon sıcaklığında belirli bir süre tutulması gerekir. Bu süre (t) ile gösterilir ve birimi saniye ile ifade edilir. Plazmanın tutuşması için gerekli olan sıcak tutma süresi de plazmanın yoğunluğuna bağlıdır. Yoğunluk yükselirse süre kısalır, yoğunluk düşerse süre uzar; fakat bunların çarpımları sabittir. Onun için son iki şart aslında birbirlerine bağlı ve tek şarttır. Plazmanın yoğunluğu ile sıcak tutma süresi çarpımı (n.t), füzyon reaksiyonunun kendi kendine devam edebilmesinin ikinci şartıdır. Füzyon reaksiyonunun meydana gelmesi için gerekli şartlar, Lawson tarafından 1950 yılında açıklanmış ve iyon yoğunluğu ile sabit tutma süresinin çarpımına “Lawson Kriteri” denilmiştir [29]. Pratikte kullanılacak bir termonükleer reaktörde, çekirdeklerin füzyona uğrama ihtimalinin yeter derecede büyük olması için, (t) sınırlama süresinin de yeter derecede büyük olması gerekmektedir. Lawson kriterine göre D-T reaksiyonu için 10 keV’lik (veya 10⁸ °C) bir çalışma sıcaklığında D-T karışımı için $n.t > 10^{14}$ sn/cm³ olması gerekmektedir. Bu ölçüt, farklı yakıtlar için ve farklı çalışma sıcaklıkları için farklıdır. D-D reaksiyonları için 10 keV çok düşük bir çalışma sıcaklığıdır. Reaktör

100 keV’de çalıştırılması durumunda D-D için $n.t > 10^{16}$ sn/cm³ olmaktadır. Dolayısıyla, bir D-D reaktöründe enerji kazanabilmek için iyon yoğunluğunun veya sınırlama süresinin ya da ikisinin çarpımının yüz kat artırılması gerekmektedir. Sonuç olarak Lawson kriteri sağlanması için gereken şart; D-T reaksiyonu için $n.t > 10^{14}$ sn/cm³, D-D reaksiyonu için $n.t > 10^{16}$ sn/cm³ olarak ifade edilmektedir [26,28,30].

Temel 2_1D , 3_1T , 3_2He , 6_3Li , ${}^{11}_5B$ reaksiyon çevrimleri için daha kapsamlı bilgi, enerji bağımlı reaksiyon hız fonksiyonları yoluyla çıkartılabilir (Şekil 2.2) [30]. En önemli füzyon yakıtları için manyetik sıkıştırılmalı bir füzyon plazmada güç yoğunluğu (P), Şekil 2.3’de gösterildiği gibi, $\langle \sigma.V \rangle / T^2$ ifadesi ile doğru orantılı olacaktır. Yine en yüksek güç yoğunluğu (D-T) reaktörü için verilmekte olup bunu sırasıyla, (D-D) ve (D-He³) reaktörleri takip etmektedir. (D-T) reaksiyonu bütün füzyon reaksiyonları arasında en yüksek reaksiyon ihtimaline sahip olduğu için klasik yakıt olarak düşünülmektedir. Bundan dolayı, ilk nesil füzyon reaktörleri (D-T) kaynaklı olacaktır.

Fakat trityum hidrojenin yapay bir izotopudur. Buna ilaveten, radyoaktif malzeme olmasından dolayı, sınırlı ömre ve depolama yeteneğine sahiptir. (D-T) füzyon reaktöründe, füzyon enerjisinin % 80’i nötronlar tarafından taşınır. Bu pratik olarak ısı makinası vasıtasıyla harici kullanım için geçerli olan bütün enerjiyi içermektedir. Ticari bir güç tesisinde, α parçacık enerjisi (toplam füzyon enerjisinin % 20’si) füzyon reaksiyonunun gerçekleşmesi için plazmanın ısıtılmasına katkıda bulunur.

Üç farklı (D-D) füzyon reaktör tipi sistem çalışmaları için düşünülebilir.

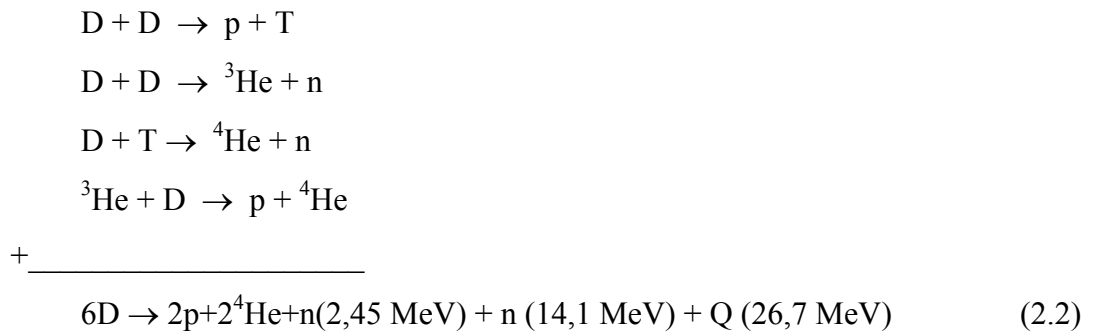
a) Saf (D-D) reaktörleri



Böyle bir reaktörde, reaksiyon ürünleri T ve ^3He izotoplarının yanmalarını önlemek için sürekli olarak çekilmelidir. Fakat pratikte trityumun önemli bir kısmının yanmasını engellemek imkânsız olmaktadır.

b) Katalize (D-D) reaktörleri

Katalize (D-D) reaksiyonunda, bütün reaksiyon ürünleri D ile etkileşirler ve füzyon enerji üretimine katkıda bulunurlar.

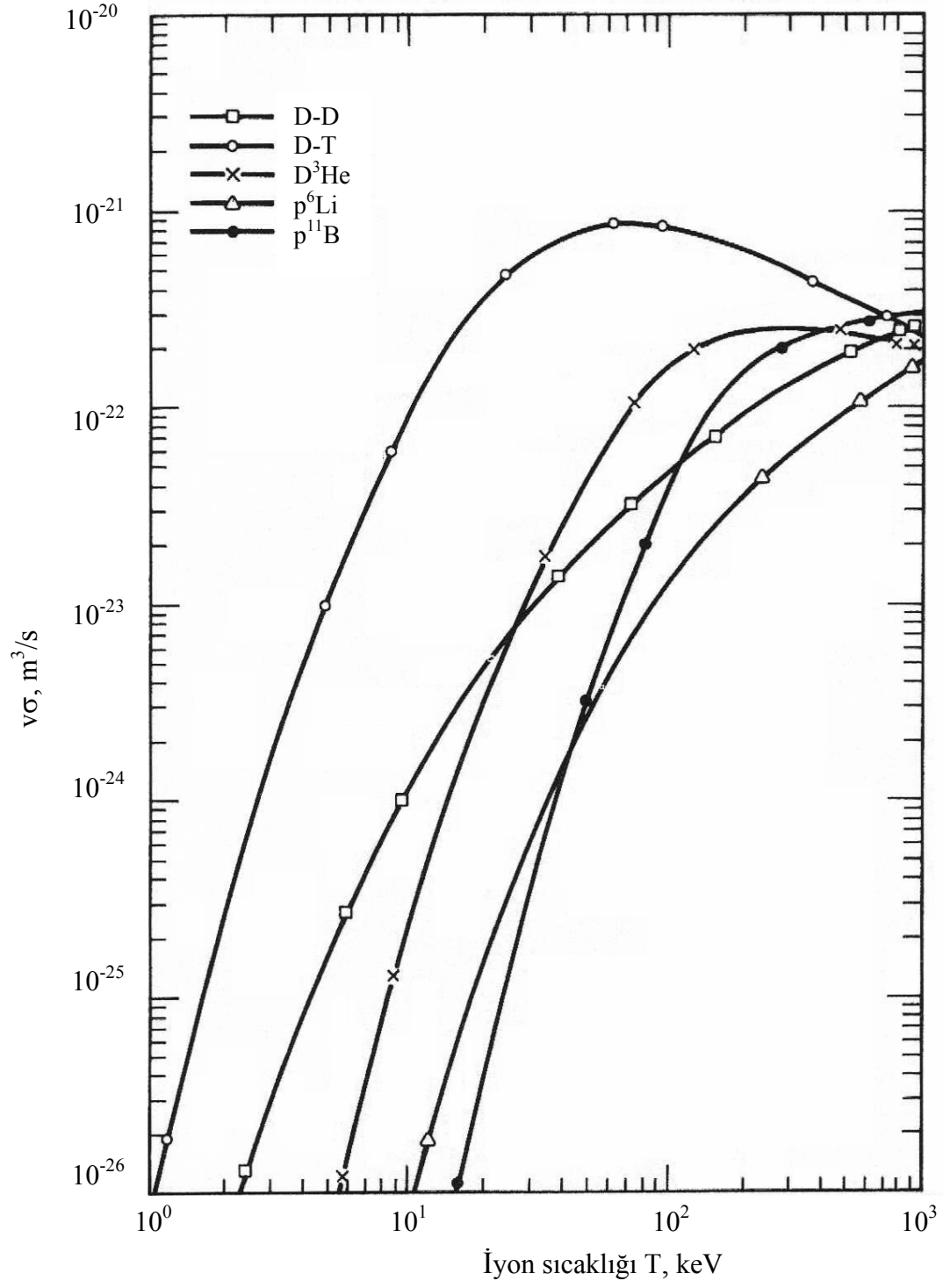


c) Yarı-katalize (D-D) reaktörleri

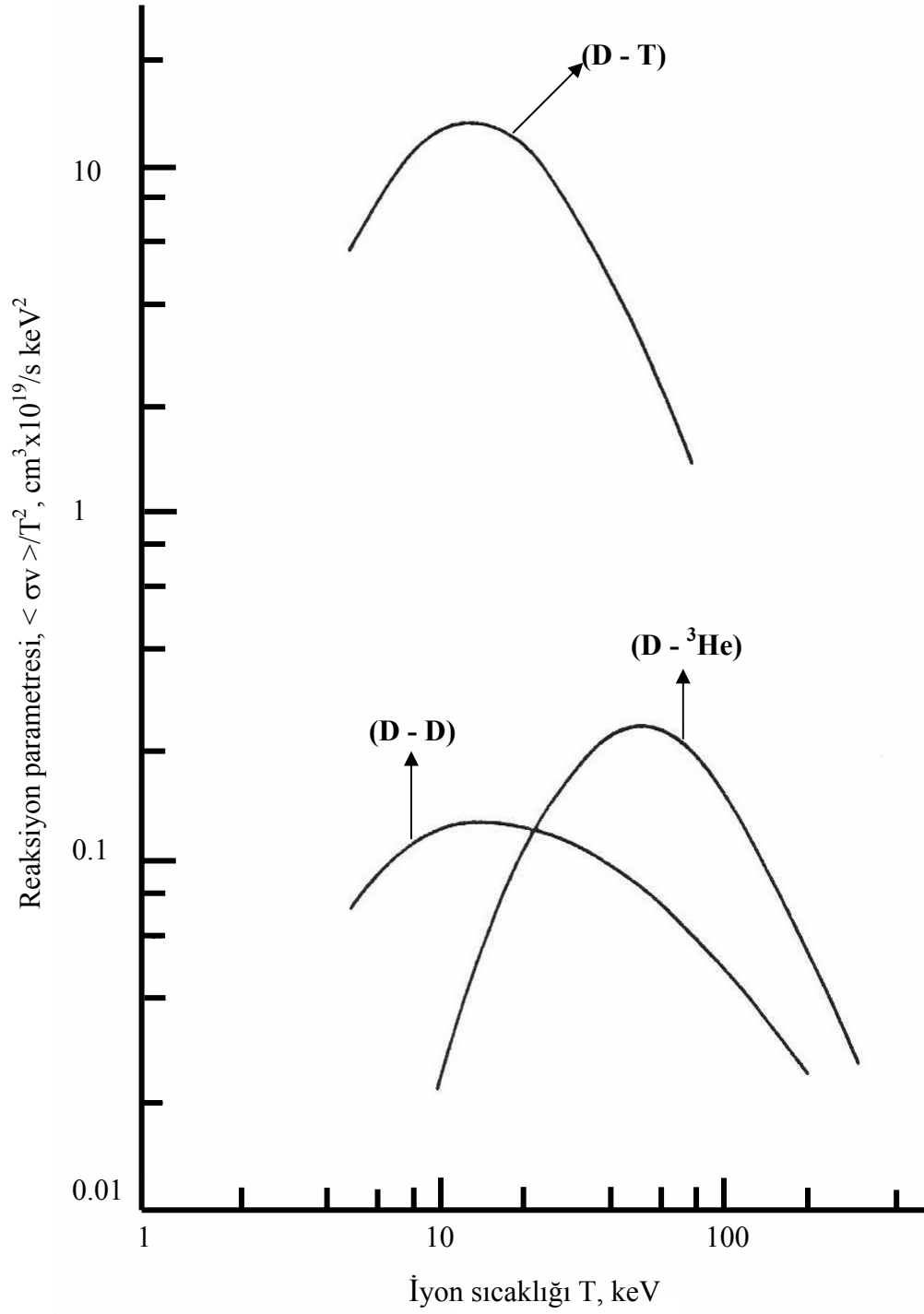
Katalize (D-D) reaksiyonları da benzerdirler, ama (D- He^3) reaksiyonu için He^3 'ün sürekli alınması gerekmektedir.



Bir (D-D) reaksiyonunda, füzyon enerjisinin önemli bir kısmı ($\sim \% 65$) yüklü füzyon reaksiyon ürünleri ile taşınmaktadır.



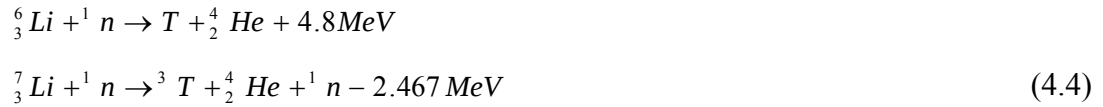
Şekil 2.2. Maxwell-ortalamalı füzyon reaksiyon hızlarının iyon sıcaklığına göre değişimi [30]



Şekil 2.3. Farklı füzyon çevrimleri için reaksiyon parametresinin iyon Sıcaklığına göre değişimi

2.1.2. Füzyon yakıtları

Döteryum, çekirdeğinde bir proton ve bir nötron bulunan bir hidrojen izotopudur. Atom çekirdeği yalnız bir protondan meydana gelen hidrojene oranla iki kat daha ağırdır. Bu nedenle ağır hidrojen ismiyle de bilinir. Hidrojen, nükleer mühendisliğin en önemli bir elementidir. Tabiatta bulunan hidrojen elementi iki izotopun karışımı halindedir. Ancak bu karışım çok dengesizdir. Doğal hidrojen %99,985 ^1H ve % 0.015 ^2H 'den oluşur. Trityum ise hidrojeninin en ağır ve radyoaktif bir izotopudur. Trityum izotopu bir proton ve iki nötrondan meydana gelir. Trityum izotopu tabiatta bulunmaz, yapay olarak üretilir. Genel olarak trityum izotopu lityumun nötronlarla reaksiyonu sonucunda üretilir. Gelecekteki füzyon reaktörlerinin yakıtı olarak kullanılacak olan trityum üretiminde gerekli iki reaksiyon,



şeklinde verilir. Görüldüğü gibi fisyon reaktörlerinde olduğu gibi füzyon reaktörlerinde de nötron reaksiyonları ile yakıt üretimi vardır. Fisyon yakıtı olarak plütonyum, füzyon yakıtı olarak trityum yapay olarak üretilmektedir. Ayrıca doğada kararlı döteryum elementinin bol olması (D-D) kaynaklı füzyon reaktörleri için füzyon yakıtının karşılanması açısından çok önemli bir avantaj sağlamaktadır. Doğal hidrojen çekirdeğindeki % 0.015 ^2H oranı, bir ton su içinde yaklaşık olarak 33 gr döteryuma karşılık gelmektedir. Her ne kadar döteryum oranı gayet az ise de dünyanın $\frac{3}{4}$ 'ünün sularla kaplı olduğu düşünülürse, döteryum rezervinin oldukça büyük miktarlarda olduğu görülebilir. Bu kaynak 6×10^{13} ton döteryum içermektedir. Bir litre doğal sudaki döteryum 300 litre kerosenin enerjisine eşit enerji üretir. Şayet mevcut döteryumun % 50'si $1,4 \text{ GW}_{\text{el}} \cdot \text{yıl/ton}$ döteryum enerji eşitliğiyle füzyon enerjisi için kullanılırsa bu kaynak $4 \times 10^9 \text{ TW}_{\text{el}} \cdot \text{yıl}$ sağlayacak $\sim 6 \times 10^9$ yıllık süre için devam edecektir [31]. Bu rakamlar füzyon enerjisinin tüketilemez potansiyelini göstermektedir.

(D-He³) füzyon reaksiyonu temiz füzyon enerjisi üretimi için uygun bir alternatif olarak tanımlanmaktadır [30,32]. Optimum (D-He³) plazmasında güç üretim yoğunluğu (D-D) reaksiyonundan daha yüksektir. Bundan dolayı, (D-He³) reaktörlerinde özellikle yan (D-D) reaksiyonu tarafından üretilen T'nin sürekli atılması ile birlikte nötron üretiminin çok düşük olması sağlanabilmektedir. (D-He³) reaktöründe nötronların, üretilen toplam enerjinin sadece ~ % 2'sini taşıdıkları tahmin edilmektedir [33]. Ana reaksiyon ürünleri yüklü parçacıklar olup radyoaktif değildirler.

İleri füzyon reaktörleri, potansiyel yakıt rezervleri, yüksek enerji dönüşüm oranı verimliliği ve daha düşük radyoaktif birikime sahip olmalarına rağmen, (D-T) füzyon reaktörlerine kıyasla daha yüksek plazma sıcaklıkları, düşük enerji yoğunluğu ve daha yüksek kazanım faktörü gereksinimlerinden dolayı ticari olarak geçerliliklerinin geliştirilmesi için daha uzun zamana ve ileri teknolojiye ihtiyacı bulunmaktadır.

3. MATERYAL VE METOT

3.1. Materyal

Nötronik hesaplamalar, Intel Pentium IV, 2.4 GHz işlemci ve 1024 RAM özelliğindeki bilgisayar yardımı ile SCALE 5 [34] kod sistemi kullanılarak yapılmıştır.

3.2. Yöntem

Nükleer analizlerin en önemli gayelerinden birisi, reaktör ortamı içindeki nötron akı dağılımının tespit edilmesidir. Akı dağılımının bilinmesinin nedeni açığa çıkan fisyon enerjisi ve nötronların başlattığı çekirdek reaksiyonlarının birer sonucu olmasıdır. Bu reaksiyonlar nötron enerjisinin fonksiyonu olduğundan, nötron akı dağılımının nötron enerjisine bağlı olarak da ifade edilmesi gereklidir. Nötron akı dağılımını etkileyen faktörler nötron ve çekirdek arasındaki reaksiyonlar ile ortamdaki çekirdeklerin atomik yoğunluğu ve reaktör geometrisidir. Ortam

malzemesinin yapısı ve geometrisinin nötron akı dağılımına etkisi, tesir-kesitleri yardımıyla, yaklaşık olarak diffüzyon teorisi ile hassas olarak da Boltzmann transport denklemi ile ifade edilebilir.

Tesir-kesit kütüphaneleri nötron transport ve reaksiyon miktarı hesaplamalarında çok önemli bir rol oynarlar. Nötron enerji grup yapıları, nötron enerji aralıkları, rezonans yapılar ve termal yapılar reaktör hesaplamalarında ve reaktör zırhlama işlemlerinde önemlidir. Tesir-kesit değerleri ortamdaki malzemelerin geometrik kesitinden farklı olup, nötron ile çekirdeklerin reaksiyon yapma ihtimalini ve reaksiyon türünü ifade eder. Ortam malzemesinin yapısı ve geometrisinin nötron akı dağılımına etkisi, tesir-kesitleri yardımıyla ifade edilebilir. Nötronlarla ortam malzemesi arasındaki reaksiyonlar tesir-kesitleri yardımıyla matematiksel olarak ifade edilebilir. Tesir-kesit değerlerinin düzensiz bir dağılım göstermesi nedeniyle matematiksel olarak formülüne edilememeleri, gerçek hesaplamalar ve konfigürasyonlar için diffüzyon ve transport denklemlerinin analitik olarak çözümlerini imkansız kılmaktadır. Bu nedenle de çözüm ancak nümerik metotlarla yapılabilmektedir.

Nötron tesir-kesit kütüphanelerinde nötron enerji aralıkları genel olarak üç bölgeye ayrılır. Bunlar;

- Enerjileri $E > 100$ keV olan hızlı nötron grupları
- Enerjileri $1\text{ eV} < E < 100$ keV aralığında olan rezonans nötron grupları
- Enerjileri $E < 1$ eV olan termal (yavaş) nötron gruplarıdır.

Sabit yataklı nükleer reaktör için, nötron transport hesaplamaları aşağıda verilen hesaplama yöntemi ile yapılmıştır. Reaktör hesaplamaları için yakıt bölgesinde hücre ağırlıklı ve rezonans işlemli tesir-kesitleri kullanılmıştır. Yakıt bölgesi için önce SCALE kod sisteminin [34] 238 Grup ENDF/B-V kütüphanesi [35] kullanılarak CSAS [36,37] kontrol modülü ile hücre ağırlıklı ve rezonans işlemli tesir-kesitleri elde edilmiştir. 238 Grup ENDF/B-V kütüphanesi genel amaçlı kritiklik analizleri kütüphanesidir. Bu kütüphane LAW (Radyoaktif Atıkların Analiz Kütüphanesi)

olarak bilinmektedir. 45 hızlı nötron grubu, 145 rezonans nötron grubu ve 48 termal nötron (1 eV'un altında) grubuna sahiptir. Nötron enerji aralığı 20 MeV ile 1.10^{-4} eV arasında 238 aralıktan oluşmaktadır. CSAS, hassas güvenli analiz düzenleri için modellenen sistemlerin nötron çoğaltım faktörünü (k_{eff}) hesaplayarak probleme bağlı tesir-kesit işlemlerini gerçekleştirmek için SCALE kod sisteminde geliştirilmiştir. CSAS modülü hücre geometrisine bağlı olarak rezonans işlemcisi ve hücre ağırlıklı tesir-kesit kütüphanesi oluşturmak için önce BONAMI [38], sonra NITAWL-II [39] ve en son XSDRNPM [40] kodlarını kullanılmaktadır. BONAMI (Bondarenko AMPX Interpolatör) rezonans zırlaması için Bondarenko faktörleri ihtiva eden bir AMPX ana kütüphanesi oluşturan, Bondarenko metoduna dayalı bir rezonans zırlaması (self-shielding) hesabı yapan ve probleme bağlı ana kütüphane dataları oluşturan bir SCALE sistem modülüdür.

Bu kod tek boyutlu (1-D) çok bölgeli düzlem, silindir ve küresel geometrilere dayalı problemler için çözümsüz rezonans bölgesi (unresolved resonance) hesaplamaları yapar. DANCOFF yaklaşımlarını kullanarak hücre geometrileri ve farklı kafes sistemleri için bir çok opsiyonlar sağlar.

NITAWL-II Nordheim Integral metoduna dayalı olarak çözümlü rezonans bölgeleri (resolved resonance) için hücre ağırlıklı ve rezonans işlemleri tesir-kesitlerini elde eder. Tesir-kesit kütüphanesi probleme bağlı olarak oluşturulduğundan, kütüphaneye problemdeki çekirdek yoğunlukları, hücre kafes geometrisi ve sıcaklık (Doppler genişmesi) etki eder. XSDRNPM nötron transport hesaplaması için S_N metodunu kullanarak Boltzman transport denkleminin nümerik çözümlerini tek boyutlu (1-D) düzlem, silindir ve küre şeklindeki sistemler için yapar. Bu kod hücre ağırlıklı tesir-kesit kütüphanesinden aldığı dataları mantodaki yakıt bölgesinde işleyerek Boltzmann transport denkleminin nümerik çözümünü gerçekleştirmek suretiyle nötron akı dağılımlarını hesaplayarak nötron reaksiyonlarını veren bir işlemcidir.

XSDRNPM kodları ile yapılmış bütün transport hesaplamalarında, açısız nötron akısının integrasyonu Gaussian Kuadratürleri [41] kullanılarak S_8-P_3 yaklaşımıyla yapılmıştır.

3.2.1. S_N metodu ve Boltzmann transport denklemi

Ortam içindeki nötron dağılımı en genel şekilde Eş. 3.1'de verilen Boltzmann Transport Denklemi ile ifade edilir.

$$\begin{aligned} \frac{1}{v} \frac{\partial}{\partial t} \phi(r, E, \Omega, t) = S(r, E, \Omega, t) + \iint \sum_{E' \Omega'} (r, E \rightarrow E', \Omega' \rightarrow \Omega) \phi(r, E', \Omega', t) dE' d\Omega' \\ - \Omega \nabla \phi(r, E, \Omega, t) - \sum_T (r, E) \phi(r, E, \Omega, t) \end{aligned} \quad (3.1)$$

Eş. 3.1'de (t) zamana, (r) uzay koordinatına, (E) enerjiye ve (Ω) hareket yönüne bağıllığı ifade etmektedir. Bu denklemdeki ifadeleri E civarındaki dE ve Ω civarındaki dΩ aralığı için şöyle tarif edilebilir.

a) $\frac{1}{v} \frac{\partial}{\partial t} \phi(r, E, \Omega, t) dE d\Omega$: Nötron akısının birim zaman içindeki değişimidir.

$$b) S(r, E, \Omega, t) = Q(r, E, \Omega, t) + \frac{1}{k_{eff}} \chi(E) \int_{E'} v(E') \sum f(r, E') \int_{\Omega'} \phi(r, E, \Omega, t) d\Omega' dE' \quad (3.2)$$

$\phi(r, E, \Omega, t) . d\Omega . dE$: Kaynak nötronlarının akıya katkısı

$\chi(E) \int_{E'} v(E') \sum f(r, E') \int_{\Omega'} \phi(r, E, \Omega, t) d\Omega' dE'$: Çekirdek parçalanması nedeniyle

meydana gelen nötronların akıya katkısı

$$c) \left[\iint \sum_{E' \Omega'} (r, E \rightarrow E', \Omega' \rightarrow \Omega) \phi(r, E', \Omega', t) dE' d\Omega' \right] dE . d\Omega : \text{Saçılma nedeniyle}$$

meydana gelen nötronun akıya etkisi.

d) $\Omega \nabla \phi(r, E, \Omega, t) dE d\Omega$: Konveksiyon yolu ile nötron kaybı

Konveksiyon terimi şu şekilde izah edilebilir. $dr = dv$ hacminin yüzeyi dQ ile gösterilirse, dr hacminden konveksiyon yolu ile kaybolan nötron miktarı

$$\int_{dQ} -J(r, E, \Omega, t) dS$$

olarak ifade edilebilir. Diverjans teoremi yardımıyla

$$\int_{dQ} -J(r, E, \Omega, t) dS = \int_{dQ} -\nabla J(r, E, \Omega, t) dr \text{ bulunabilir.}$$

$\nabla J(r, E, \Omega, t)$ konvektif nötron akımı, açıya bağlı nötron akısı cinsinden $\Omega J(r, E, \Omega, t)$ şeklinde yazılabilir.

e) $\sum_T (r, E) \phi(r, E, \Omega, t) dE d\Omega$: Ortam atomu ile reaksiyon neticesi nötron kaybı

Reaktör statik problemi incelenirken, nötron akısının zamana bağlılığı göz önüne alınmamaktadır. Bu takdirde, Boltzmann transport denklemi,

$$\Omega \nabla \Phi(r, E, \Omega) + \sum_T (r, E) \phi(r, E, \Omega) = S(r, E, \Omega) + \iint_{E' \Omega'} \sum_S (r, E' \rightarrow E, \Omega' \rightarrow \Omega) \phi(r, E', \Omega', t) dE' d\Omega' \quad (3.3)$$

şeklinde tanımlanır. Eş. 3.3'te faz uzayı 6 boyutludur;

$$r(x, y, z) \rightarrow 3\text{boyut}$$

$$E \rightarrow 1\text{boyut}$$

$$\Omega(\theta, \phi) \rightarrow 2\text{boyut}$$

Tesir-kesit değerlerinin düzensiz bir dağılım göstermesi nedeniyle matematiksel olarak formüle edilememeleri, gerçek hesaplamalar ve konfigürasyonlar için difüzyon ve transport denklemlerinin analitik olarak çözümlerini imkansız

kılmaktadır. Bu nedenle de çözüm ancak nümerik metotlarla yapılabilmektedir. Karışık bir yapıya sahip Boltzman transport denkleminin çözümü için, bilgisayarlarda kullanılabilecek şekilde çeşitli metotlar geliştirilmiştir. Bu çalışmada ise bunlardan S_N metodu kullanılmıştır. Boltzman transport denkleminin yaklaşık bir çözümüne imkan veren S_N metodunda nötron akısının açığa bağlılığı; nötron hareket yönü incelenirken, uzay açısı N sektöre bölünür ve her sektör içinde nötron akısının açığa bağlı olmadığı kabul edilir. Nötron akısının enerjiye bağlılığı; enerji bölgesini sonlu sayıda gruplara (IG) bölünüp, her grup içinde akı ve tesir-kesitlerin sabit olduğu kabul edilir. Akının uzay koordinatlara bağlılığı da tetkik edilen bölge IM sayısının sonlu elemanlara bölünerek göz önüne alınır. Anizotropik saçılma tesir-kesitlerinin açığa bağlılığını ifade etmek için ise küresel Legendre polinomlarından faydalanılır.

$$\Sigma_s(r, E' \rightarrow E, \Omega' \rightarrow \Omega) = \sum_{L=1}^{L_{\max}} \frac{2L+1}{4\pi} \Sigma_{s,L}(r, E' \rightarrow E) P_L(\Omega', \Omega) \quad (3.4)$$

Küresel Legendre polinomları ortogonal olduklarından, saçılma tesir-kesiti $\Sigma_{s,L}$ bileşeni şu şekilde elde edilir.

$$\Sigma_{s,L}(r, E' \rightarrow E) = \int \Sigma_s(r, E' \rightarrow E, \Omega' \rightarrow \Omega) P_L(\Omega, \Omega') d(\Omega, \Omega') \quad (3.5)$$

$\Sigma_s(r, E' \rightarrow E, \Omega' \rightarrow \Omega)$ değerlerini, tesir-kesit kütüphanelerinden elde etmek mümkündür.

Uzay açısı Ω 'nin elemanı θ 'nin çözümü:

$$\mu = \cos\theta \quad (3.6)$$

şeklinde tanımlanır ve küresel Legendre polinomlarının toplama teoreminden faydalanılarak,

$$P_L(\Omega', \Omega) = P_L(\mu') P_L(\mu) \cdot 2 \sum_{m=1}^L \frac{(L-m)!}{(L+m)!} P_L^m(\mu') P_L^m(\mu) \cos(\psi' - \psi) \quad (3.7)$$

ifadesini yazabiliriz. Nötron akısının ψ açısına bağlı olmadığı bir boyutlu düzlem ve küresel geometrilerde belirtilen Ω' integrasyonu, ψ bileşeni için 0 ile 2π arasında uygulandığı takdirde Eş. 3.7 ifadesindeki $\text{Cos}\psi$ terimini ifade eden kısımlar,

$$\int_0^{2\pi} \text{Cos}\psi' d\psi' = 0$$

olduğundan kaybolurlar. Böylece Eş. 3.5 ifadesi bir boyutlu düzlem ve küresel geometrilerde

$$\Sigma_s(x, E' \rightarrow E, \mu' \rightarrow \mu) = \sum_{L=1}^{L_{\max}} \frac{2L+1}{4\pi} \Sigma_{s,L}(x, E' \rightarrow E) P_L(\mu') P_L(\mu) \quad (3.8)$$

şeklini alır. Alt enerji gruplarından üst enerji gruplarına saçılma olayı (upscatter), hızlı spektrumlar için ihmal edilebilir. Bu durumda Boltzman transport denklemi,

$$\begin{aligned} \mu \frac{\partial}{\partial x} \Phi(x, E, \mu) + \Sigma_t(x, E) \Phi(x, E, \mu) &= Q(x, E, \mu) \\ + \sum_{L=1}^{L_{\max}} \frac{2L+1}{4\pi} P_L(\mu) \int_{E'=E}^{\infty} \Sigma_L(x, E' \rightarrow E) \int_{\mu'=-1}^{+1} P_L(\mu') \Phi(x, E, \mu') d\mu dE & \end{aligned} \quad (3.9)$$

şeklinde olur. Eş. 3.9 ifadesini S_N metodu ile çözerken, daha önce belirtilen açıya bağlılığı $\mu=1$ ($\theta=0$) ile $\mu=-1$ ($\theta=\pi$) arasındaki bölgeyi N sektöre bölerek dikkate alınır. N, IG değerleri büyüdükçe nümerik çözümün sıhhati artar. Tesir-kesitlerin anizotropik olması da P_L açılımında L derecesi yükseldikçe çözümü daha doğrulaştırır [41].

Eş. 3.9'dan S_N metoduna geçiş şöyle ifade edilebilir: Denklemin her iki tarafı da,

$$\int_{x \in \Delta X} \int_{E \in \Delta E} \int_{\mu \in \Delta \mu} dx dE d\mu \quad \text{integral operatörü ile çarpılarak,}$$

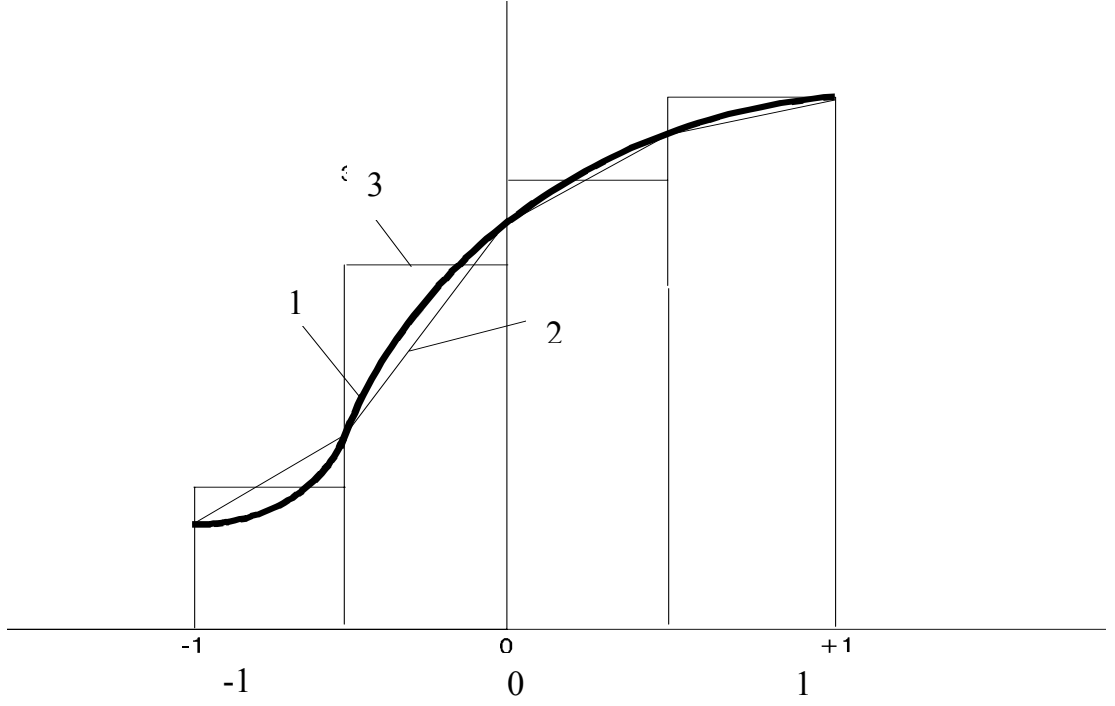
$$\begin{aligned}
& \int \int \int_{x, E, \mu} \mu \frac{\partial}{\partial x} \Phi(x, E, \mu) dx dE d\mu + \int \int \int_{x, E, \mu} \mu \Sigma_t \Phi(x, E, \mu) dx dE d\mu = Q(x, E, \mu) \\
& + \int \int \int_{x, E, \mu} \sum_{L=1}^{L_{\max}} \frac{2L+1}{4\pi} P_L(\mu) \int_{E'=E}^{\infty} \Sigma_{s,L}(x, E' \rightarrow E) \int_{\mu'=-1}^{+1} P_L(\mu') \Phi(x, E, \mu') d\mu' dE' dx dE d\mu
\end{aligned} \tag{3.10}$$

elde edilir. Ortalama değer teoremine göre y_1 - y_2 = Δy integral aralığı için,

$$\int_{y_1}^{y_2} y \cdot f(y) dy = \bar{y} \cdot f(y) \cdot \Delta \bar{y} \tag{3.11}$$

yazılabilir. Burada $y_1 < y < y_2$ dir. y gerçek ortalama değere ne kadar yakınsa Eş. 3.11 bağıntısı da o kadar iyi netice verir.

$E \in \Delta x$ aralıkları için ortalama değer teoreminden faydalanılırken tesir-kesitlerinin enerjiye göre değişimi, ortamın geometrik yapısını ve malzeme dağılımını göz önüne alarak ΔE ve Δx aralıklarının tespitinde uygun bir karara varmak gerekir. Nümerik açı (m) integrasyonunun uygulanması için çeşitli yollara baş vurulur. S_N metodunda $\mu=-1$ ile $\mu=+1$ aralığındaki bölge N eşit aralığa bölünüp, nötron akısının bu aralıklarda sabit veya lineer olduğu kabul edilmiştir.



Şekil 3.1. Açıya bağlı nötron akısının S_4 yaklaşımı ile ifadesi [41].

- a) Gerçek akı dağılımı
- b) Akının açısı sektörlerinde lineer olduğu kabul eden yaklaşım
- c) Akının açısı sektörlerinde sabit olduğu kabul eden yaklaşım

Bu çalışmada N sayısı 16 olarak alınmıştır. Legendre-Gauss kuadratürleri yardımıyla yapılan integrasyonda hata miktarı,

$$e = \frac{\Phi^{2N}(E)}{2N!} \left[\frac{2}{2N+1} - \sum_{i=1}^N w_i \mu_i^{2N} \right] \quad (3.12)$$

olarak belirtilmiştir. Burada w_i ağırlıkları, Legendre polinomları yardımıyla,

$$w_i = \frac{2}{(1-\mu^2)[P_N(\mu_i)]^2} \quad (3.13)$$

şeklinde tanımlanır.

Böylece bir boyutlu düzlem geometride S_{16} yaklaşımıyla, nötron akısının sabit olduğunu kabul ettiğimiz takdirde Eş. 3.12 bağıntısı,

$$\begin{aligned} \mu \frac{\partial}{\partial x} \Phi(x_j, E_g, \mu_i) \Delta x_j \Delta E_g w_i + \Sigma_t(x_j, E_g) \Phi(x_j, E_g, \mu_i) \Delta x_j \Delta E_g w_i = Q(x_j, E_g, \mu_i) \Delta x_j \Delta E_g w_i \\ + \sum_{L=1}^{L_{\max}} \frac{2L+1}{4\pi} P_L(\mu_i) \sum_{g'=g}^{IG} \Sigma_{s,L}(x_j, E'_g \rightarrow E) \sum_{n=1}^N P_L(\mu'_n) \Phi(x_j, E_g, \mu_i) \Delta E'_g w'_n \end{aligned} \quad (3.14)$$

şeklinde ifade edilir. Boltzman transport denkleminin S_N metodu yardımıyla nümerik çözümünde başlangıç için kabul edilen akı değerlerinden hareket edilerek ϵ ile ifade edilen küçük bir tolerans elde edilinceye kadar; $J=1$ 'den i 'ye ve n 'den N 'e, $g=1$ 'den IG 'ye, $L=1$ 'den $L_{\max}$ 'a kadar Eş. 3.14 sistemleri yardımıyla, uzay koordinatı, enerji grubu ve açı sektörüne bağlı olarak nötron akısının değeri aranır.

4. NÜMERİK SONUÇLAR ve DEĞERLENDİRME

4.1. (D-T) Füzyon Kaynaklı TRISO Kaplamalı Yakıt İçeren Hibrit Reaktör

Tasarımı ve Problemin Tanımı

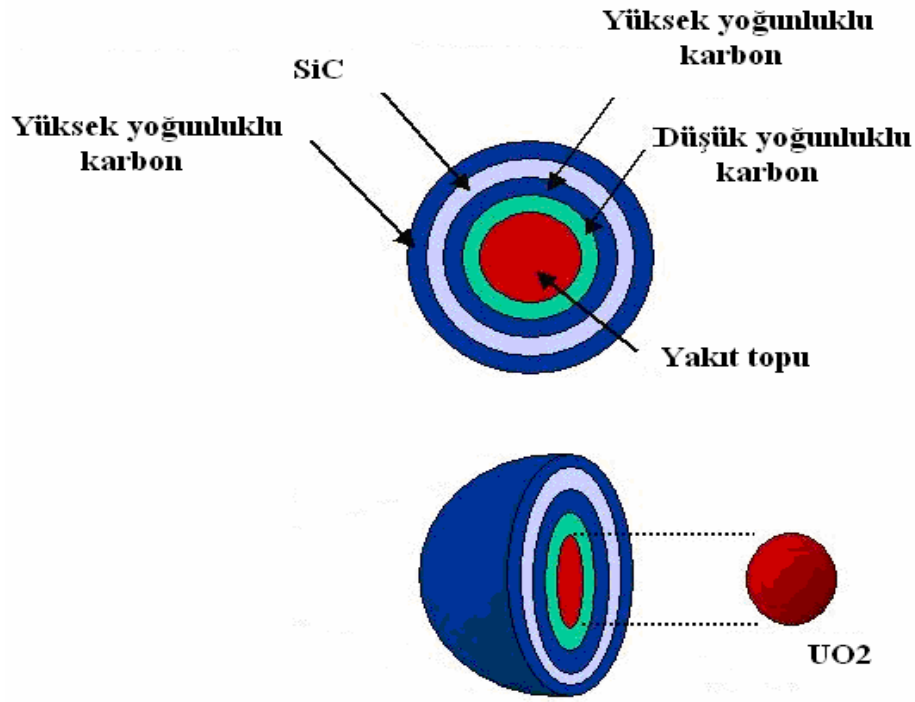
Füzyon-fisyon reaktörlerde yüksek performans ve verim elde etmek için yüksek nötron yükü, yüksek çalışma sıcaklıklarına dayanıklı yapı malzemeleri ve TRISO kaplamalı yakıtlar kullanılmalıdır. Reaktör yapısında füzyon odasından kaynaklanan en yüksek nötron, gama ışını, X-ışını ve yüklü parçacık yüküne maruz kalacak yapı ilk duvar ve yakıt çubuklarıdır. Bundan dolayı, ilk duvarda ve yakıt çubuklarında yüksek enerjili füzyon nötronları ile çarpışmaları sonucunda atomların kafesteki normal pozisyonlarını terk ederek yer değiştirmesi ve nükleer reaksiyonlar yoluyla özellikle helyum gazının oluşumu en önemli hasar mekanizmaları olarak ortaya çıkacaktır. Bu mekanizmalar ilk duvar yapısının ömrünü azaltacaktır. Bu dezavantajları minimize etmek amacıyla ve fisyon gazlarının grafit matriks içerisinde hapsedilerek güvenlik tehdidini ortadan kaldırmak amacıyla, bu çalışmada yüksek sıcaklık reaktörlerinde kullanılan TRISO yakıtlar dikkate alınmıştır. Yüksek sıcaklık reaktörlerinde, fisyonun gerçekleşeceği (2.2 mm çapında) TRISO kaplamasının en içinde yer alır. CANDU harcanmış yakıtı 4 karbon kademesi sarmaktadır Bunlar içten dışa sıra ile: Düşük yoğunluklu pirolitik karbon (Porous Pyrolytic Carbon Buffer), Yüksek yoğunluklu pirolitik karbon iç tabakası (Inner Isotropic Pyrolytic Carbon), Silikon karbid kaplaması (Silicon Carbide Barrier Coating) ve Yüksek yoğunluklu pirolitik karbon dış tabakası (Outer Isotropic Pyrolytic Carbon)'dır. Trisonun toplam çapı (Uranyum ve 4 karbon tabakası ile birlikte) 2.2 mm'dir. Çizelge 4.1'de TRISO fuel ile ilgili teknik bilgiler ve Şekil 4.1'de TRISO yapısı gösterilmiştir [42].

Üretim işlemlerinde uranil nitrat solüsyonu mikro kürecikleri oluşturmak amacıyla toz haline getirilir daha sonra uranyum dioksit yakıt parçacıklarını oluşturmak için katılaştırılmaktadır. Parçacıklar belirli kimyasal katmanların son derece hassas bir biçimde eklenebildiği 1000 °C sıcaklıktaki argon ortamındaki kimyasal buhar tortusundan geçirilir. Parçacıkların üzerindeki ilk tabaka, kaplanmış yakıt

parçacıklarına aşırı basınç uygulamaksızın fisyon ürünlerini tutabilen geçirgen karbon tabakadan meydana gelir. Bu tabaka ince bir pirolitik karbon kaplama (ısıl işleme tabi tutulmuş yoğun bir karbon formu), silikon karpit tabakası (güçlü bir yansıtıcı malzeme) ve bir başka pirolitik karbon tabakasıyla kaplanmıştır.

Çizelge 4.1. Yakıt elementinin özellikleri (2.2 mm) [42]

Malzeme	Yoğunluk (g/cm ³)	D _{inside} (cm)	D _{outside} (cm)	Hacim (cm ³)	Kütle (gr)
UO ₂	10.5	0	0.158	0.002065237	0.021684988
PYC (porous)	1	0.158	0.176	0.000789306	0.000789306
PYC (dense)	1.8	0.176	0.18	0.000199085	0.000358353
SiC	3.17	0.18	0.2	0.001135162	0.003598464
OPyC	1.8	0.2	0.22	0.001386489	0.002495680
Ort. küre	6.3099629		0.22	0.00418879	0.026431111



Şekil 4.1. TRISO ve yakıt elemanının yapısı

Geçirgen karbon tabaka yakıtın ömrü boyunca CANDU harcanmış yakıt parçasının maruz kalabileceği mekanik deformasyon ve aynı zamanda parçacıklardan çıkan fisyon gazları için yataklık yapmaktadır. Pirolitik karbon ve silikon karpit tabakaları parçacıklarda meydana gelen fisyon ürünleri ve yakıtı içerecek delinmez bir engel olarak tasarlanmıştır.

Bu çalışma ise yüksek performans elde etmek için yüksek nötron yüklerine dayanıklı değişik soğutucular için TRISO kaplamalı CANDU harcanmış yakıtı kullanılarak (D,T) füzyon kaynaklı, atalet çevrimeli bir hibrit reaktör tasarımı ele alınmıştır.

4.2. Blanket Yapısı

Tasarımı modifiye edilen füzyon fisyon reaktörünün [5,6] silindirik hibrid mantonun kesitinin görünümü ise Şekil 4.2’de gösterilmektedir. TRISO kaplamalı CANDU harcanmış yakıtının reaktördeki nötronik ve radyasyon hasar performanslarını incelemek ve karşılaştırmak için üç farklı nötron yükü ($2,6,10 \text{ MW/m}^2$) ve doğal lityum, flibe, flinabe ve $\text{Li}_{20}\text{Sn}_{80}$ olmak üzere dört farklı soğutucu kullanılmıştır. Füzyon reaktörlerinde kullanılan soğutucu özellikleri Çizelge 4.2’de verilmiştir.

Çizelge 4.2. Sıvı trityum üretim malzemelerinin kimyasal özellikleri [43-50]

Özellik	Li	Li_2BeF_4	$\text{Li}_{20}\text{Sn}_{80}$	Flinabe
Ergime noktası ($^{\circ}\text{C}$)	180	459	330	240
Yogunluk (g/cm^3)	0.48	2.0	6.2	2.0
Li yoğunluk (g/cm^3)	0.48	0.28	0.09	0.12
Üretim özelliği	İyi	Nötron çoğaltımı gerekli	Nötron çoğaltımı gerekli	Nötron çoğaltımı gerekli
Kimyasal kararlılık	Aktif	Kararlı	Kararlı	Kararlı
Trityum katkısı	Yüksek	Düşük	-	-

Bu tasarımda önceki çalışmalardan farklı olarak [5,6, 15-17], Şekil 4.2’de görüldüğü gibi sadece yakıt çubuğu içine TRISO yakıt yerleştirilmiş olup diğer tüm bileşenler aynı tutulmuştur. Manto bileşenleri ve atomik yoğunlukları Çizelge 4.3’ de verilmiştir.

İlk duvarda (1.3 cm kalınlığında) SS-304 yapı malzemesi kullanılmıştır. (Şekil 4.2.) İlk duvarın hemen arkasındaki 12,5 cm kalınlığındaki yakıt bölgesinde ise, TRISO kaplamalı CANDU harcanmış yakıtı, yakıt zırhlı olarak ilk duvarda kullanılan yapı malzemesinin aynısı ve soğutucu olarak ise doğal lityum, flibe, flinabe ve $\text{Li}_{20}\text{Sn}_{80}$

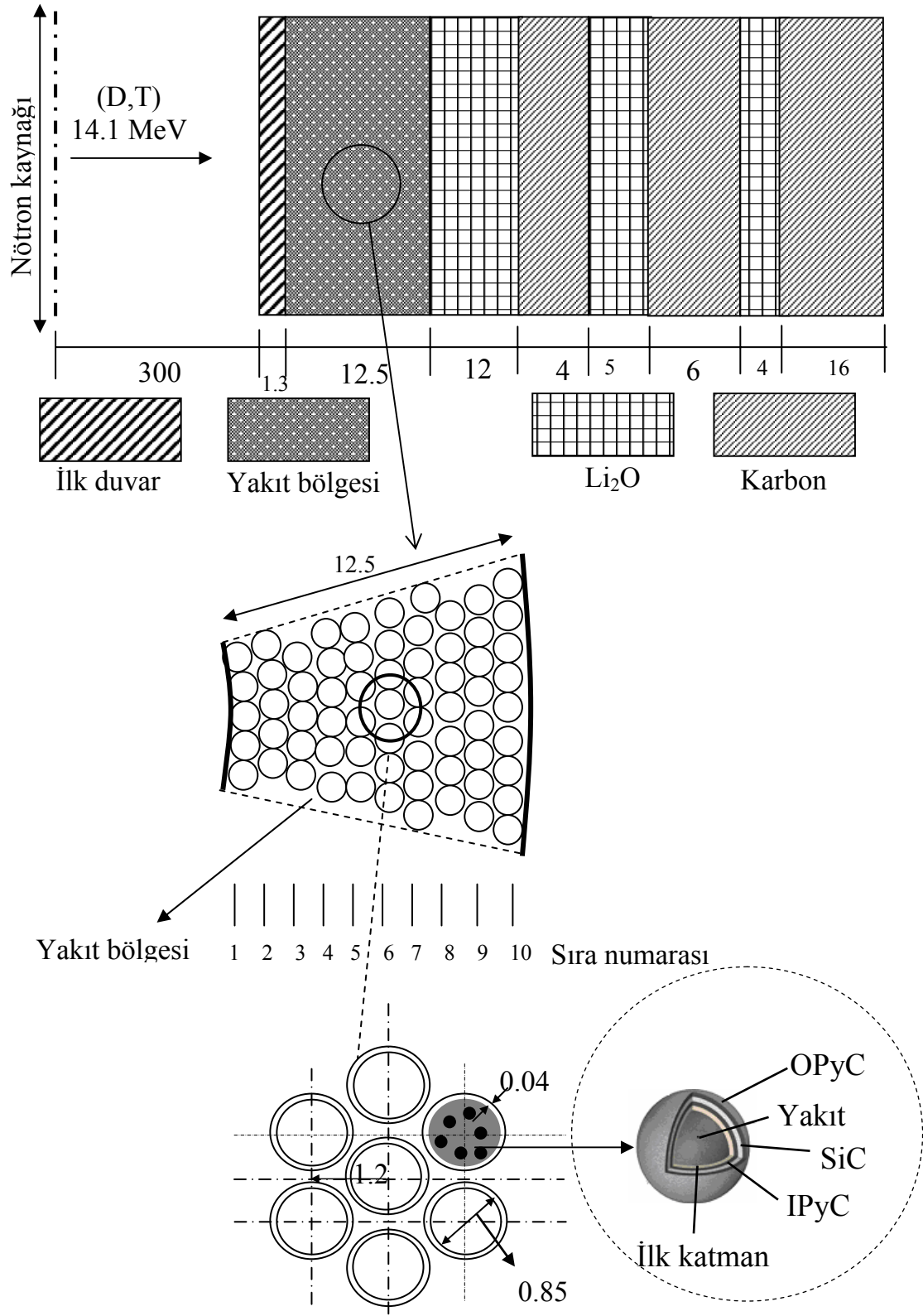
seçilmiştir. Soğutucu hacminin yakıt hacmine oranı, $V_m/V_f = 2$ olarak alınmıştır. Yakıt bölgesine silindirik yakıt çubukları 10 sıra halinde ve hekzagonal olarak yerleştirilmişlerdir.

Mevcut durumda CANDU fisyon reaktörlerinde önemli miktarda harcanmış yakıt oluşmaktadır. Bu harcanmış yakıt içerisinde değerli fisil izotopların yanı sıra üretken izotoplarda mevcuttur. Bundan dolayı yüksek enerjili füzyon nötronları altında CANDU harcanmış yakıtıyla enerji üretmenin yanı sıra bu yakıtın gençleştirilmesi işleminin yapılması mümkündür. Bu çalışmanın temel amacı TRISO kaplamalı CANDU harcanmış yakıtının gençleştirilmesi ve yeniden fisyon reaktörlerinde kullanılmak üzere kaliteli fisil yakıt elde etmek ve fisyon reaktörü için gerekli pahalı yakıt zenginleştirme işlemini ortadan kaldırmaktadır.

Şekil 4.2’de TRISO kaplamalı yakıt içeren yakıt çubuğunun üst kesit görünümünü verilmiştir. Trityum üretimine katkıda bulunması için biri yakıt bölgesinin arkasında diğeri de iki karbon bölgesinin arasına olmak Li_2O ’dan oluşan iki adet trityum bölgesi oluşturulmuştur. Nötron kaçağını azaltmak için ise iki trityum bölgesi arasında ve ikincisi ise mantonun en dış kısmında yer alacak şekilde karbon bölgeleri yerleştirilmiştir.

Çizelge 4.3. Nümerik hesaplamalarda kullanılan atomik yoğunluklar

	Malzeme	İzotop	Atomik yoğunluk ($10^{24}/\text{cm}^3$)
İlk duvar	SS-304	C Si Cr Fe Ni	$7.873 \cdot 10^{-4}$ $6.734 \cdot 10^{-4}$ $1.728 \cdot 10^{-2}$ $5.926 \cdot 10^{-2}$ $8.055 \cdot 10^{-3}$
Yakıt bölgesi	CANDU harcanmış yakıtı (31.3 %) Natural lithium (62.6 %) Flinabe (62.6 %) Li ₂₀ Sn ₈₀ (62.6 %) SS-304 alloy (6.1 %)	²³⁵ U ²³⁶ U ²³⁸ U ²³⁷ Np ²³⁸ Pu ²³⁹ Pu ²⁴⁰ Pu ²⁴¹ Pu ²⁴² Pu ²⁴¹ Am ⁶ Li ⁷ Li Na Be F ⁶ Li ⁷ Li Sn ⁶ Li ⁷ Li	2.629×10^{-6} 2.179×10^{-6} 2.426×10^{-3} 1.242×10^{-7} 2.332×10^{-7} 6.671×10^{-7} 4.304×10^{-6} 9.089×10^{-7} 5.159×10^{-7} 9.132×10^{-7} 2.175×10^{-3} 2.682×10^{-2} 6.556×10^{-3} 6.556×10^{-3} 2.622×10^{-2} 4.917×10^{-4} 6.064×10^{-3} 1.941×10^{-2} 3.639×10^{-4} 4.488×10^{-3}
Tritiyum üretim bölgesi	Li ₂ O (100 %)	⁶ Li ⁷ Li Al O	4.638×10^{-3} 5.707×10^{-2} 3.014×10^{-3} 3.084×10^{-2}
Reflektör	Karbon (100 %)	C	1.128×10^{-1}



Şekil 4.2. Hesaplamalarda kullanılan manto yapısı (Ölçüler cm verilmiştir)

4.3. Nümerik Sonuçların Değerlendirilmesi

Bu çalışmada; D-T kaynaklı bir fisyon füzyon reaktöründe, TRISO kaplamalı CANDU harcanmış yakıtının trityum üretimi, enerji çoğaltımı, fisil yakıt üretimi, yanma etkisi sayısal olarak incelenmiştir.

4.3.1. Trityum üretimi (TBR)

Füzyon-fisyon reaktörlerinde füzyon reaksiyonlarının devam edebilmesi için füzyon kaynağı için gerekli füzyon yakıtının sağlanması gereklidir. Döteryum doğal su içinde bulunduğundan dolayı çok kısa yarı ömürlü olan ve doğal olarak bulunmayan trityumun reaktörde üretilmesi gereklidir. Kendi kendine yeterli bir füzyon reaktörü için toplam trityum üretiminin $TBR > 1.05$ olması gereklidir [1-5]. Füzyon reaktörlerinde trityum üretimi kullanılan soğutucu ve trityum üretim malzemeleri yardımıyla gerçekleşir. Lityum bileşenleri Doğal lityum 7,5% ^6Li ve 92,5% ^7Li içermektedir. Soğutucu ve Li_2O bölgelerinde düşük enerjili nötronlar ^6Li (Eş. 4.2) ile ve yüksek enerjili nötronlar ^7Li (Eş. 4.3) ile reaksiyon yaparak trityum üretilmesini sağlayacaktır. Böylece daha iyi bir nötron ekonomisi sağlanacaktır.



Çizelge 4.4'te ^6Li 'den elde edilen trityum değeri (T_6) ile ^7Li 'den elde edilen trityum değerinin (T_7) ve mantodaki toplam TBR değerleri reaktör çalışma başlangıcı ve 24 aylık bitiş süresi için hesaplanmıştır. Eş. 4.2'de de belirtildiği gibi T_6 düşük enerjili nötronlarla reaksiyon yaparak trityum üretiminde en büyük katkıya sahip olduğu her bir parametre için Çizelge 4.4'de görülmektedir. Çizelge 4'de görüldüğü gibi elde edilen sayısal sonuçlar farklı nötron duvar yükleri ve farklı soğutucular için elde edilmiştir. Bütün bu nötron duvar yükleri ve soğutucular için Çizelge 4.4 incelendiğinde TBR değeri başlangıçta doğal lityum ve flibe soğutucu için 1.05'den

büyüktür ve çalışma süresince artarak devam etmektedir. Ancak Flinabe ve $\text{Li}_{20}\text{Sn}_{80}$ soğutucuları ancak 5'inci aydan itibaren 1.05 değerini geçmekte ve 24 aylık periyot boyunca 1.05 değerinin üzerinde seyretmektedir.

Çizelge 4.4. Farklı soğutucu ve nötron duvar yükleri için trityum üretimi
(a:işlem başlangıcı; b: 24 ay sonra)

Nötron duvar yükü	2 MW/m ²			
Soğutucu	Lityum	Flibe	Flinabe	$\text{Li}_{20}\text{Sn}_{80}$
T ₆	0.99937 ^{a)}	0.95729	0.90866	0.88326
	1.00846 ^{b)}	0.97982	0.94029	0.89923
T ₇	0.26814	0.14289	0.11349	0.08100
	0.26882	0.14348	0.11407	0.08130
TBR (T ₆ + T ₇)	1.26750	1.10343	1.02505	0.96426
	1.27728	1.12655	1.05725	0.98053
Nötron duvar yükü	6 MW/m ²			
T ₆	0.99937	0.95729	0.90866	0.88326
	1.02309	1.01132	0.97962	0.92331
T ₇	0.26814	0.14289	0.11349	0.08100
	0.27004	.14445	0.11502	0.08183
TBR (T ₆ + T ₇)	1.26750	1.10343	1.02505	0.96426
	1.29313	1.15903	1.09754	1.00514
Nötron duvar yükü	6 MW/m ²			
T ₆	0.99937	0.95729	0.90866	0.88326
	1.03363	1.03168	1.00241	0.94021
T ₇	0.26814	0.14289	0.11349	0.08100
	0.27124	0.14536	0.11590	0.08233
TBR (T ₆ + T ₇)	1.26750	1.10343	1.02505	0.96426
	1.30487	1.18031	1.12122	1.02254

Başlangıçta, doğal lityum ve flibe soğutucu için (D,T) füzyon kaynağı trityum açısından kendi kendine yeterli durumdadır, ancak Flinabe ve $\text{Li}_{20}\text{Sn}_{80}$ soğutucular

için başlangıçta lityum zenginleştirilmesi yardımıyla (D,T) füzyon kaynağı için ilave trityuma ihtiyaç duyacaktır. Trityum üretim performansı açısından doğal lityum, flibe soğutucular, Flinabe ve $\text{Li}_{20}\text{Sn}_{80}$ soğutucularına göre daha iyi bir performans sağlamaktadır. Bu durum Çizelge 4.2’de de görüldüğü gibi doğal lityumun diğer soğutuculara göre daha yüksek atomik yoğunluğa sahip olmasından kaynaklanmaktadır.

4.3.2. Enerji çoğaltım faktörü (M)

Enerji çoğaltım faktörü (M), mantoda açığa çıkan enerjinin füzyon nötron enerjisine oranıdır ve (D,T) kaynaklı bir hibrid reaktör için ${}^6\text{Li}(n,\alpha)\text{T}$ ekzotermik reaksiyon enerjisi ve ${}^7\text{Li}(n,\alpha n)\text{T}$ endotermik reaksiyon enerjisi göz önüne alınarak enerji çoğaltım faktörü aşağıda belirtildiği gibi hesaplanmıştır:

$$M = \frac{200 * < \Phi \bullet \Sigma_f > + 4.784 * T_6 - 2.467 * T_7}{14.1} + 1 \quad (4.4)$$

$< \Phi \bullet \Sigma_f >$: toplam fisyon miktarı

M değeri, mantodaki nükleer yakıtın fisyon değerleri ile direkt olarak ilişkilidir. M değerinin yüksek elde edilebilmesi için ve TRISO kaplamalı CANDU harcanmış yakıtından daha fazla nötronik performans elde edilmesi için, yakıt bölgesi füzyon nötron kaynağına mümkün olabildiğince yakın olacak şekilde yerleştirilmeli ve yakıt kompozisyonundaki fisil yakıt oranı yüksek olmasına özen gösterilmelidir. Farklı nötron duvar yükleri ve soğutucular için elde edilen M değerinin çalışma süresine göre değişimi Çizelge 4.5’de verilmiştir. M değeri incelenen tüm modeller için çalışma süresince artarak devam etmektedir. Başlangıçta farklı nötron duvar yükleri için soğutucular arasında Çizelge 4.5’de görüldüğü gibi, en yüksek M değerine doğal lityum soğutucu sağlarken, en düşük M değeri $\text{Li}_{20}\text{Sn}_{80}$ soğutucu kullanılan modelde elde edilmiştir. İşlem sonunda ise, en yüksek M değerini Flinabe sağlarken, en düşük M değeri doğal lityumda ulaşılmıştır. 24 aylık işlem periyodu sonunda, en düşük M değerinin doğal lityum içeren modelde elde edilmesinin sebebi işlem

zamanına bağlı olarak daha düşük oranda fisyon gerçekleşmesinden kaynaklanmaktadır. Flinabe soğutuculu modelde ise en yüksek M değerine sahip olmasının temel nedeni ise nötron yutma tesir kesitinin diğer soğutuculara orana daha düşük olması ve bir sonraki bölümde de görülebileceği gibi daha fazla fisyon açığa çıkarmasıdır. Farklı modeller için elde edilen bu M değerleri doğrudan yakıt bölgesinde oluşacak fisyon reaksiyon oranına bağlı olduğu için farklı değişimler gözlenmektedir.

Çizelge 4.5. Farklı soğutucu ve nötron duvar yükleri için enerji çoğaltımı (a: işlem başlangıcı; b: 24 ay sonra)

Nötron duvar yükü	2 MW/m ²	6 MW/m ²	10 MW/m ²
Lityum	2.04241 ^{a)}	2.04241	2.04241
	2.14299 ^{b)}	2.30539	2.42355
Flibe	1.96679	1.96679	1.96679
	2.24561	2.62288	2.85110
Flinabe	1.98195	1.98195	1.98195
	2.37269	2.84488	3.10319
Li ₂₀ Sn ₈₀	1.95400	1.95400	1.95400
	2.13056	2.39728	2.57668

Nötronik hesaplamalarda, fisyon reaksiyonlarının oranı ise yakıt bölgesine gelen nötron akısına bağlıdır. Natural lityum soğutuculu modelde doğal lityumunun hem atomik yoğunluğu hem de nötron yutma tesir kesitinin büyük olmasından dolayı yakıt bölgesine gelen nötron sayısında azalma gerçekleşmekte, bu durum doğrudan yakıt bölgesinde oluşacak fisyon reaksiyonlarının azalmasına yol açmaktadır.

4.3.3. Filyon reaksiyonları

Filyon ağır bir çekirdeğin nötron ile etkileşimi ile parçalanması sonucunda enerji açığa çıkarmasıyla gerçekleşen temel bir nükleer reaksiyon tipidir. Filyon reaksiyonu sonucunda hedef çekirdek iki büyük parçaya bölünerek enerji açığa çıkarır. Filyon reaksiyonları sonucunda enerji açığa çıkmasının yanı sıra gama ışını yayımı ve nötron üretimi de gerçekleşir ve bu yolla nötron ekonomisine katkıda bulunmuş olur. Fisil yakıtlar termal nötronlarla filyon yaparken, üretken yakıtların filyona uğraması için yüksek enerjili nötronlar gerekmektedir. Doğal izotoplar arasında sadece ^{235}U (doğal uranyumun %0,7'sini oluşturur) temel (yavaş) nötronlarla filyon yapar. Doğal uranyumun %99,3 'sini oluşturan ^{238}U 'in hızlı filyonun oluşabilmesi için kinetik enerjisi 1 MeV veya daha yüksek olan nötronlara gereksinim duyar. Bir diğer önemli üretken izotop ise ^{232}Th 'dir ve yine hızlı nötronlarla filyona uğrar.

Çizelge 4.6: ^{235}U 'de termel nötronların yol açtığı filyon enerjisinin dağılımı [51]

Kaynak	Enerji (MeV)
Filyon parçaları kinetik enerjisi	168
Nötron kinetik enerjisi	5
Filyon gamaları(ani)	5
Filyon gamaları(geçikmiş)	6
Filyon ürünü betalar	7
Isı olarak yeterli toplam	191
Nötrino enerjisi (ısı olarak geçersiz)	11
Toplam	202

Yapay olarak üretilen fisil izotoplar ^{233}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu , ^{242}Am , ^{244}Am , ^{243}Cm , ^{245}Cm iken üretken izotoplar ^{240}Pu , ^{242}Pu , ^{241}Am , ^{244}Cm 'dir. Füzyon filyon reaktörlerinde yüksek enerjili füzyon nötronları kullanıldığı için fisil izotopların yanı sıra üretken izotoplar ve aktinitler yüksek bir etkinlikle filyona uğratılabilmektedir. Reaktörlerde enerji çoğalımı oluşacak füzyon hızına bağlıdır. Filyon başına elde edilen enerji yaklaşık 200 MeV'dur. Filyon enerjisinin sonucu oluşan ürünlere göre dağılımı

Çizelge 4.6’da verilmektedir. Çizelgeden de görüldüğü gibi fisyon enerjisinin büyük bir bölümünü fisyon reaksiyonları sonucu gerçekleştirmektedir.

Çizelge 4.7 incelendiğinde farklı nötron duvar yükleri ve farklı soğutucular için hibrid reaktörde, toplam fisyon (Σ_f) üretiminde işlem zamanına bağlı olarak artış göstermektedir. 10 MW/m² nötron duvar yükü için en yüksek fisyon reaksiyonu (Σ_f) başlangıçta natural lityum soğutuculu reaktörde oluşmakta (0.05289), en küçük fisyon üretimi ise flibe (0.04702) soğutuculu modelde gerçekleşmektedir.

Çizelge 4.7. Farklı soğutucu ve nötron duvar yükleri için fisyon oranı (Σ_f) (a: işlem başlangıcı; b) 24 ay sonra)

Nötron duvar yükü	2 MW/m ²	6 MW/m ²	10 MW/m ²
Lityum	0.05289 ^{a)}	0.05289	0.05289
	0.05977 ^{b)}	0.07089	0.07898
Flibe	0.04702	0.04702	0.04702
	0.06615	0.09200	0.10762
Flinabe	0.04889	0.04889	0.04889
	0.07569	0.10805	0.12573
Li ₂₀ Sn ₈₀	0.04713	0.04713	0.04713
	0.05920	0.07743	0.08968

İşlem sonunda ise 10 MW/m² nötron duvar yükü için en yüksek fisyon reaksiyonu (Σ_f) sırasıyla en yüksekten en düşüğe doğru flinabe (0.12573), flibe (0.10762), Li₂₀Sn₈₀ (0.08968) ve Natural lityum (0.07898) olarak belirlenmektedir. Bu sıralama bir önceki bölümde de bahsedildiği gibi doğrudan enerji çoğaltımı ve soğutucu akışkanların nötron reaksiyon tesir kesitleri ile doğrudan ilişkilidir.

4.3.4. Termal nötronlarla fisyon yapabilen yeni izotop üretimi

Nükleer reaktörlerde yakıt olarak kullanılan doğal izotoplar ^{235}U ve ^{238}U 'dir. ^{235}U izotopu ana fisyon yakıtı olmasına rağmen ^{238}U izotopu sadece MeV seviyesindeki nötronlarla fisyon reaksiyonu yapabilmektedir. Bununla birlikte çalışan her nükleer reaktörde $^{238}\text{U}(n,\gamma)$ reaksiyonları sonucu ^{239}Pu gibi iyi parçalanen izotoplar oluşur. ^{239}Pu düşük enerjili nötronlarla çok iyi parçalanen kaliteli bir izotoptur ($\sigma_{f,\text{th}}(^{239}\text{Pu}) = 742,5$ barn). Bu nedenle oluşan ^{239}Pu 'un bir miktarı fisyonu uğrayarak reaktörün enerji artışına katkı sağlar. Nükleer reaktörlerde yakıt olarak kullanılabilmesi için üzerinde çalışılan ^{232}Th izotopu sadece MeV seviyesindeki nötronlarla fisyon reaksiyonu yapabilmektedir.

Çizelge 4.8. Farklı soğutucu ve nötron duvar yükleri için $^{238}\text{U}(n,\gamma)$ reaksiyonu
(a: İşlem başlangıcı; b) 24 ay sonra)

Nötron duvar yükü	2 MW/m ²	6 MW/m ²	10 MW/m ²
Lityum	0.07492 ^{a)}	0.07492	0.07492
	0.07325 ^{b)}	0.06994	0.06648
Flibe	0.13610	0.13610	0.13610
	0.13266	0.12530	0.11764
Flinabe	0.15980	0.15980	0.15980
	0.15431	0.14379	0.13377
Li ₂₀ Sn ₈₀	0.10052	0.10052	0.10052
	0.09805	0.09323	0.08834

Bununla birlikte, $^{232}\text{Th}(n,\gamma)$ reaksiyonları sonucu ^{233}U gibi iyi parçalanen izotoplar oluşabilmektedir. ^{233}U düşük enerjili nötronlarla parçalanen kaliteli bir izotoptur. Kısaca, gerek ^{238}U izotopu ve gerekse ^{232}Th izotopu yüksek enerjili nötronlarla fisyon reaksiyonları yapmalarının yanında orta enerjili nötronları yutmak suretiyle ^{239}Pu ve ^{233}U gibi çok kaliteli termal nötronlarla parçalanen yakıtlara dönüşebilmektedirler. Şekil 4.3'de çekirdeklerin reaksiyon dönüşüm biçimi şeması verilmektedir [52].

Fisyon füzyon reaktörlerinin fisil yakıt üretme yeteneği, net üretilen ^{239}Pu fisil yakıtlarının kütesinin hibrid mantonun fisyon çıktı gücüne oranı ile tanımlanmaktadır. Bu tanımlama aşağıdaki şekilde verilmiştir:

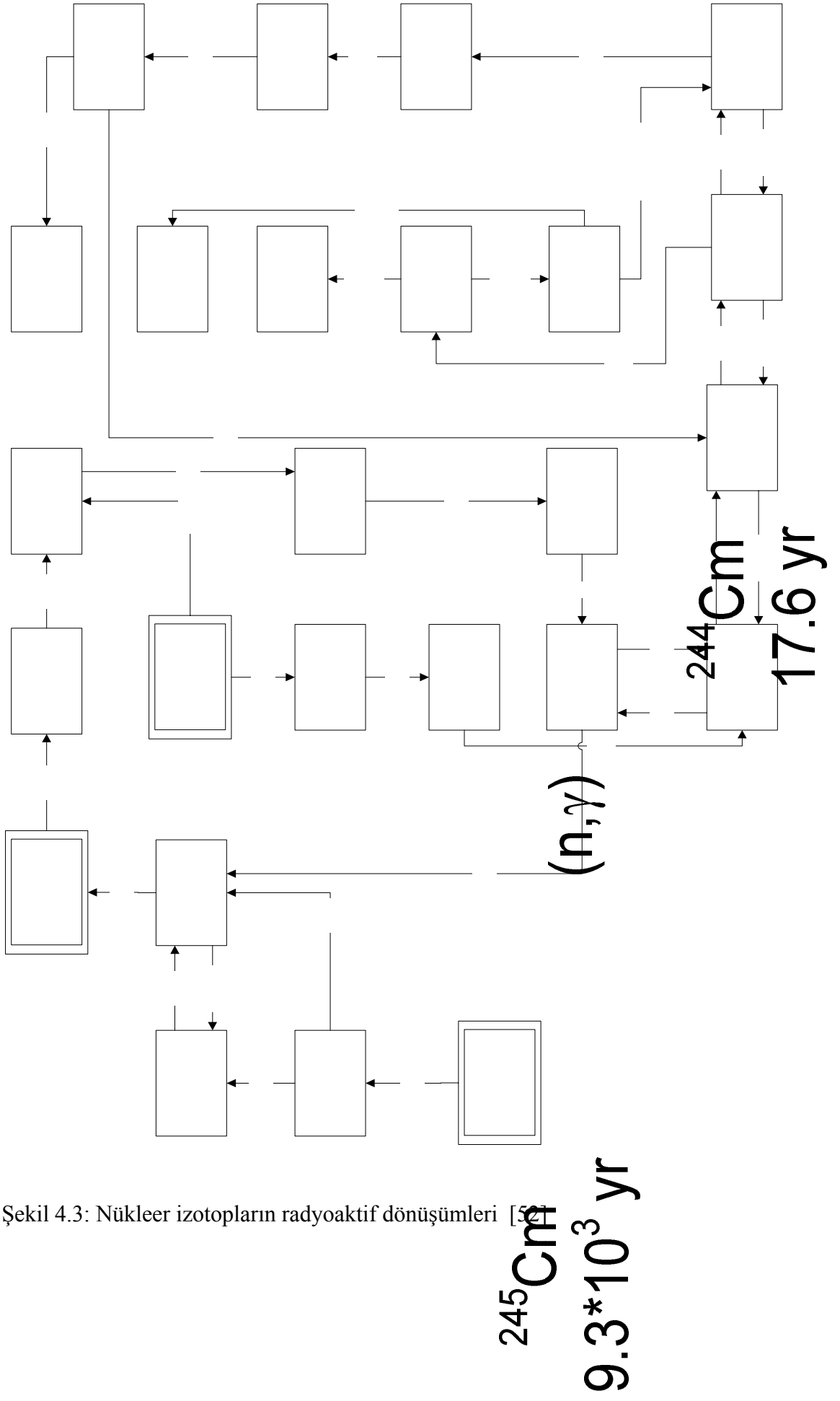
$$m_{\text{Pu}-239} = PF \cdot \Delta t \cdot A \cdot F_w \cdot C_{\text{PU}} \iint \left[\sum_{\gamma, U-238} (E) - \sum_{\text{har}, \text{Pu-239}} (E) \right] \phi(E) \cdot dE \cdot dV \quad (4.5)$$

$$P_{th} = E_f \cdot A \cdot F_w \cdot C_f \iint \sum_f (E) \cdot \phi(E) \cdot dE \cdot dV \quad (4.6)$$

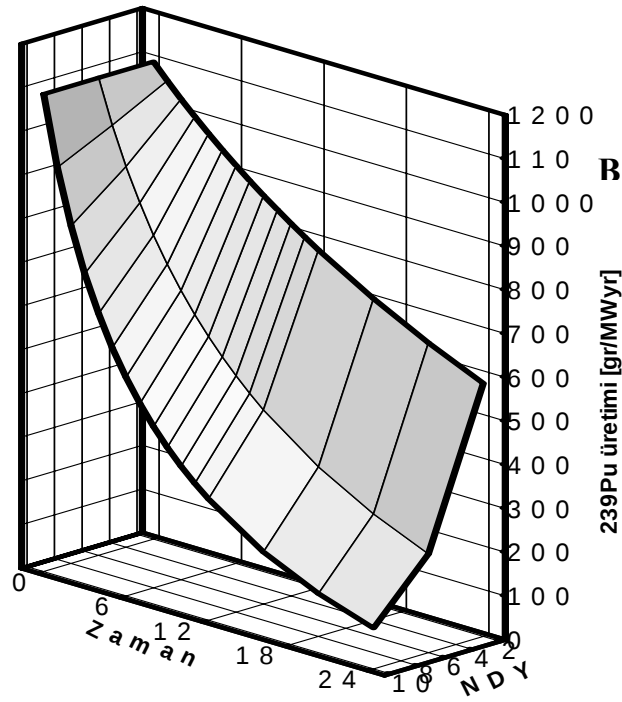
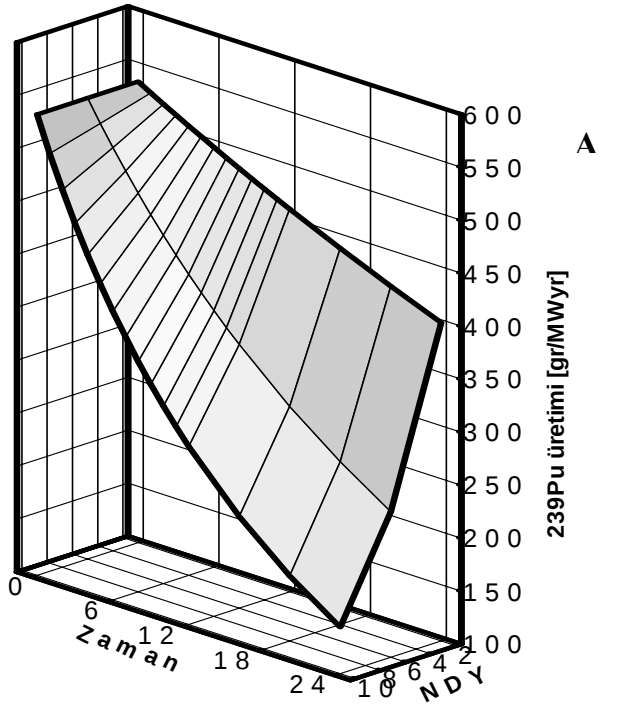
$$FOM_{\text{Pu}-239} = m_{\text{Pu}-239} / p_{th} \quad (4.7)$$

^{239}Pu fisil yakıtı yapay olarak üretilen en önemli fisil yakıtlardan birisidir. Fisyon füzyon reaktörlerinde üretilen fisil yakıtların bir kısmı işlem zamanı boyunca fisyonla uğrar. Bu yüzden zamana bağlı olarak farklı soğutucu ve nötron duvar yükleri için Çizelge 4.8’de görüldüğü gibi $^{238}\text{U}(n,\gamma)$ reaksiyonları sonucu ^{239}Pu fisil yakıt miktarı azalır. 10 MW/m² nötron duvar yükü için elde edilen nötron başına ^{239}Pu miktarı $^{238}\text{U}(n,\gamma)$ reaksiyonları sonucu oluşan ^{239}Pu fisil yakıt miktarı başlangıcı ve 24 aylık işlem periyodu sonunda en yüksek değeri flinabe soğutuculu modelde (0.15980: 0.13377) sağlanırken, en düşük değeri doğal lityum soğutuculu modelde (0.07492: 0.06648) elde edilmiştir. Bunun temel sebebi ise flinabe soğutucunun, doğal lityum soğutucuya göre daha düşük reaksiyon tesir kesitine sahip olması ve daha fazla $^{238}\text{U}(n,\gamma)$ reaksiyonları gerçekleştiriyor olmasıdır.

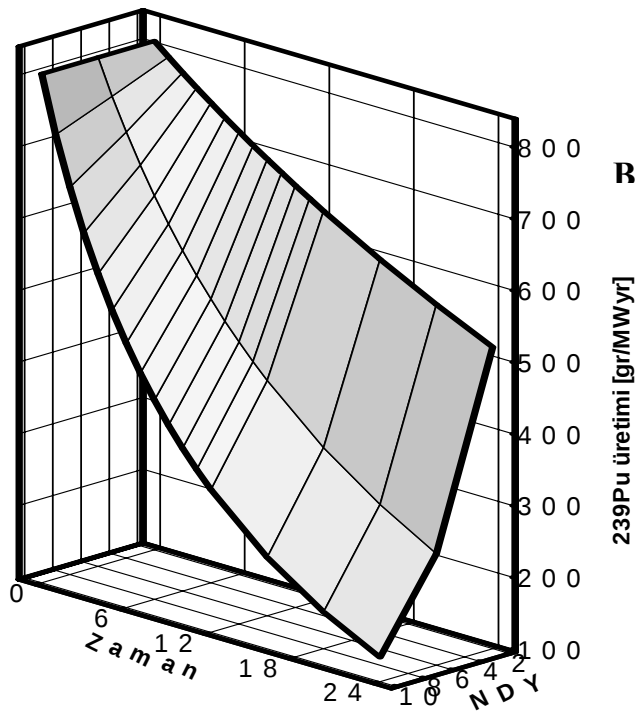
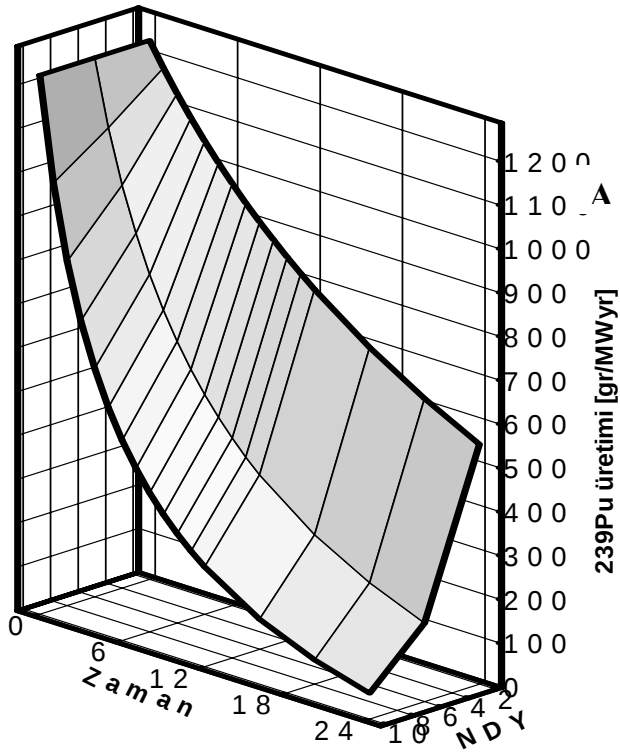
Öte yandan, Şekil 4.4 ve Şekil 4.5’de 3 boyutlu olarak farklı soğutuculu yapıya sahip manto geometrisi için ^{239}Pu fisil yakıt üretim miktarı (gr/MWyr) cinsinden gösterilmiştir. Şekilden de görüldüğü gibi her bir soğutucu için nötron duvar yüküne bağlı olarak ^{239}Pu fisil yakıt miktarı (gr/MWyr) artmakta ve zamana bağlı olarak logaritmik olarak azalmaktadır. Şekilden de görüldüğü gibi 2-6-10 MW/m² nötron duvar yükleri için doğal lityum, flibe, flinabe ve Li₂₀Sn₈₀ soğutucular için elde edilen kaliteli nükleer yakıt ^{239}Pu miktarı çalışma periyodu başlangıcında sırasıyla 535, 1092, 1229 ve 805 olarak elde edilmiştir.



Şekil 4.3: Nükleer izotopların radyoaktif dönüşümleri [54]



Şekil 4.4. Blankette MW_{th} başına fisyon enerjisinde üretilen net ^{239}Pu üretiminin çalışma süresi zamanla değişimi a) Doğal lityum soğutucu b) Flibe soğutucu



Şekil 4.5. Blankette MW_{th} başına fisyon enerjisinde üretilen net ^{239}Pu üretiminin çalışma süresi zamanla değişimi a) Flinabe soğutucu b) $\text{Li}_{20}\text{Sn}_{80}$ soğutucu

İşlem zamanı başlangıcında en yüksek ^{239}Pu fisil yakıt miktarı (gr/MWyr) flinabe soğutuculu modelde elde edilmiştir. Öte yandan, 24 aylık çalışma süresi sonunda 10 MW/m² nötron duvar yükü için ^{239}Pu fisil yakıt miktarı (gr/MWyr) doğal lityum, flibe, flinabe ve Li₂₀Sn₈₀ soğutucular için sırasıyla 143, 93, 58 ve 130 (gr/MWyr) olarak elde edilirken, 2 MW/m² nötron duvar yükü için ^{239}Pu fisil yakıt miktarı 400, 579, 547 ve 517 (gr/MWyr) elde edilmiştir.

Elde edilen sonuçlardan da görülebileceği gibi ^{239}Pu fisil yakıt (gr/MWyr) üretiminde soğutucuların etkisi yanında nötron duvar yüklerinin güçlü nötron akı dağılımına katkıda bulunmasından dolayı özellikle çalışma periyoduna bağlı olarak büyük değişikliklere neden olduğu görülmektedir.

4.3.5. Kümülatif fisil yakıt zenginleştirilmesi (CFFE)

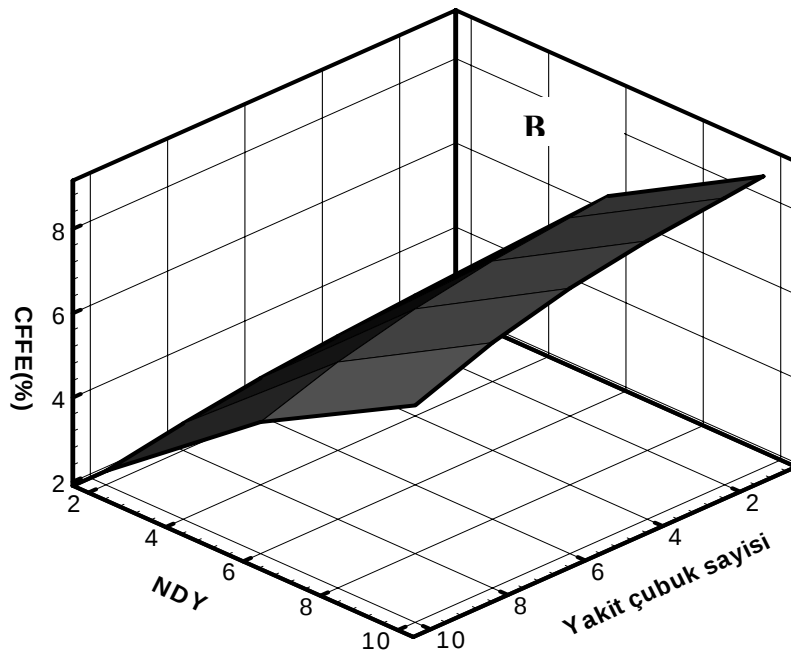
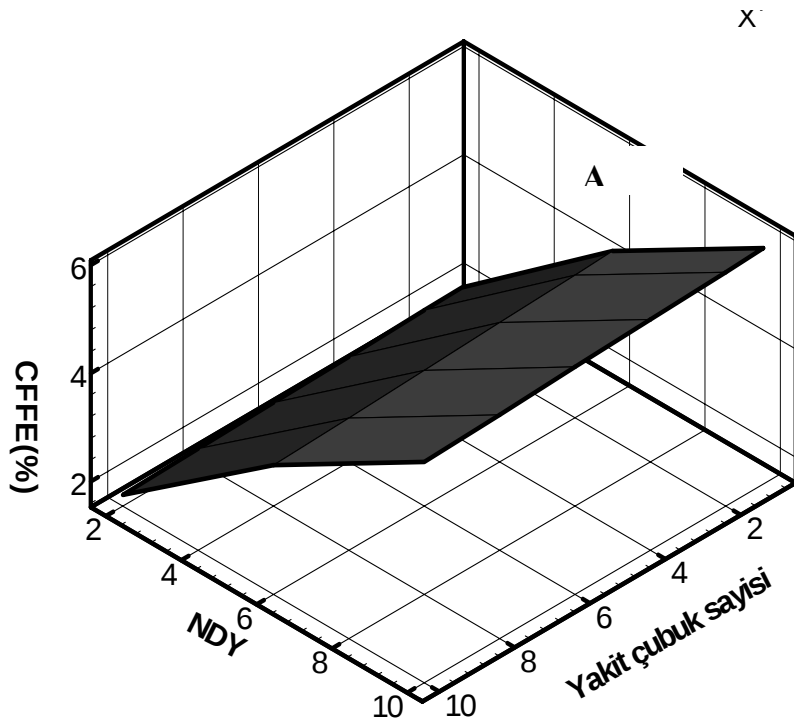
Hibrid reaktörlerde faydalı amaçlar için nükleer yakıtın kalitesini ifade etmek kümülatif fisyon olabilir yakıt zenginleştirilmesi (CFFE) ile yapılabilir. CFFE termal nötronlarla fisyon reaksiyonu yapan yakıt izotoplarının izotopik yüzdesinin toplamıdır. Tüm modellerde 1. ve 10. yakıt sıraları için CFFE değerine göre çalışma süresince değişimin Çizelge 4.9’da gösterilmektedir. Tüm modeller için başlangıç CFFD değeri 0,417’dir ve çalışma periyodu boyunca hızlı bir şekilde artmaktadır.

24 aylık çalışma periyodu sonunda 10 MW/m² nötron duvar yükü ve doğal lityum için CFFE değeri 1. ve 10. yakıt sıraları için sırayla 5.884 ve 5.607 iken, Flibe soğutuculu model de 1. ve 10. yakıt sıraları için sırayla 8.819 ve 7.056’dir. Öte yandan, 10 MW/m² nötron duvar yükü ve flinabe için CFFE değeri 1. ve 10. yakıt sıraları için sırayla 9.241 ve 7.413 iken, Li₂₀Sn₈₀ soğutucu mantoda CFFE değeri sırasıyla 7.108 ve 6.538’dir.

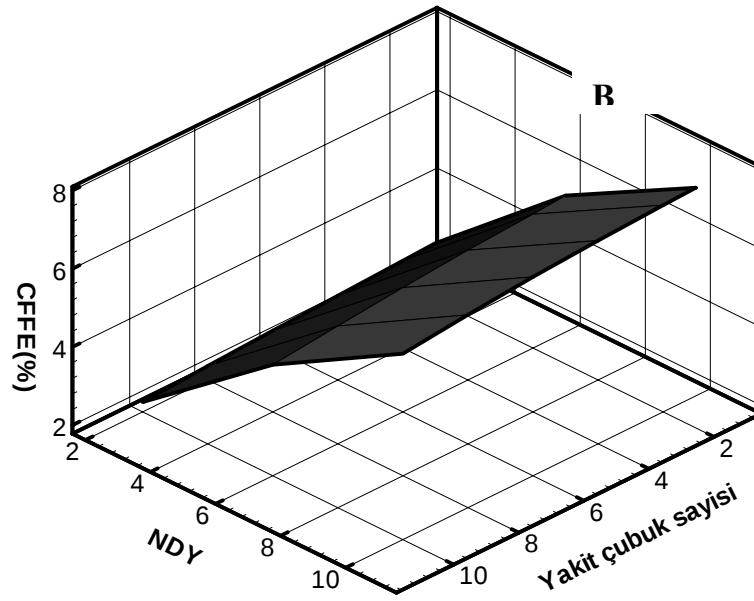
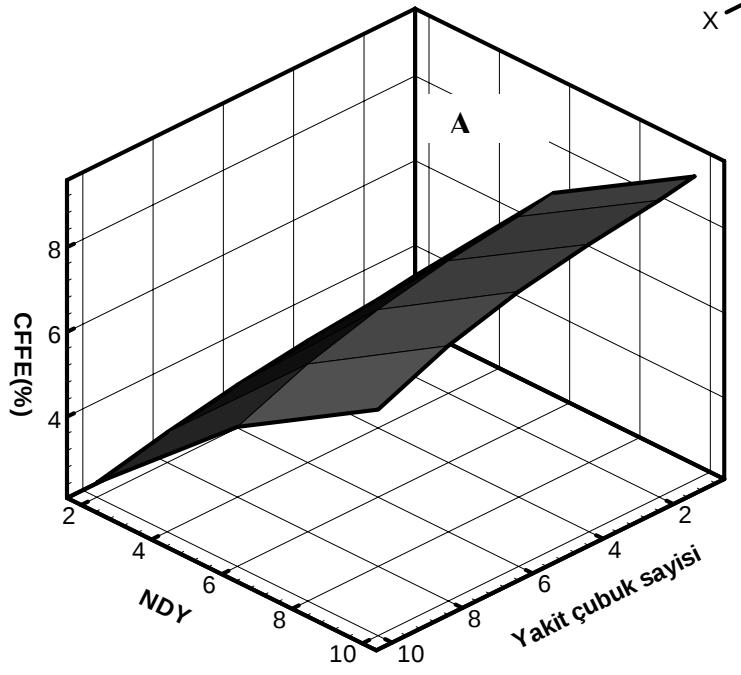
24 aylık çalışma periyodu sonunda 2 MW/m² nötron duvar yükü ve doğal lityum için CFFE değeri 1. ve 10. yakıt sıraları için sırayla 1.892 ve 1.732 iken, Flibe soğutuculu model de 1. ve 10. yakıt sıraları için sırayla 3.202 ve 2.235’dir.

Çizelge 4.9. Farklı nötron duvar yükleri ve soğutucular için zamana bağlı CFFE değerleri

Nötron duvar yükü		2 MW/m ²							
Soğutucu		Lityum		Flibe		Flinabe		Li ₂₀ Sn ₈₀	
Sıra #		1	10	1	10	1	10	1	10
Zaman (ay)	0.0	0.417	0.417	0.417	0.417	0.417	0.417	0.417	0.417
	6.0	0.756	0.715	1.106	0.835	1.234	0.886	0.893	0.788
	12.0	1.082	1.004	1.740	1.237	1.966	1.332	1.343	1.144
	24.0	1.892	1.732	3.202	2.235	3.601	2.423	2.428	2.037
Nötron duvar yükü		6 MW/m ²							
Soğutucu		Lityum		Flibe		Flinabe		Li ₂₀ Sn ₈₀	
Sıra #		1	10	1	10	1	10	1	10
Zaman (ay)	0.0	0.417	0.417	0.417	0.417	0.417	0.417	0.417	0.417
	6.0	1.404	1.293	2.353	1.631	2.665	1.768	1.781	1.500
	12.0	2.281	2.093	3.881	2.537	4.328	2.934	2.936	2.474
	24.0	4.199	3.915	6.719	5.027	7.220	5.373	5.276	4.622
Nötron duvar yükü		10 MW/m ²							
Soğutucu		Lityum		Flibe		Flinabe		Li ₂₀ Sn ₈₀	
Sıra #		1	10	1	10	1	10	1	10
Zaman (ay)	0.0	0.417	0.417	0.417	0.417	0.417	0.417	0.417	0.417
	6.0	2.012	1.843	3.447	2.375	3.873	2.584	2.593	2.169
	12.0	3.328	2.878	5.522	3.978	6.037	4.294	4.246	3.640
	24.0	5.884	5.607	8.819	7.056	9.241	7.413	7.108	6.538



Şekil 4.6. Araştırılan blankette fisil yakıt kalitesinin (CFFE %) zamanla değişimi
a) Doğal lityum soğutucu b) Flibe soğutucu



Şekil 4.7. Araştırılan blankette fisil yakıt kalitesinin (CFFE %) zamanla değişimi
a) Flinabe soğutucu b) $\text{Li}_{20}\text{Sn}_{80}$ soğutucu

Öte yandan, 2 MW/m^2 nötron duvar yükü ve flinabe için CFFE değeri 1. ve 10. yakıt sıraları için sırayla 3.601 ve 2.423 iken, $\text{Li}_{20}\text{Sn}_{80}$ soğutucu mantoda CFFE değeri sırasıyla 2.428 ve 2.037'dir. Ayrıca tüm modeller için 1. ve 10. yakıt sıraları için CFFE değerine göre çalışma süresince değişimin Çizelge 4.9'de gösterilmektedir. Çizelge 4.9'da görüldüğü gibi zamana bağlı olan yakıt bölgesinde bulunan yakıt çubuklarında CFFE artış göstermektedir.

Çalışma periyodu sonunda Şekil 4.4 ve 4.8'de manto yakıt bölgesindeki yakıt çubukları ve nötron duvar yüklerine göre doğal lityum, flibe, flinabe ve $\text{Li}_{20}\text{Sn}_{80}$ soğutuculu modeller için CFFE değişimi gösterilmiştir.

Şekil 4.6 ve 4.7' de görüldüğü gibi tüm modeller için ilk sıradaki yakıt çubuklarında CFFE değeri yüksek için, son çubuktaki CFFE değeri düşüktür. Bunun sebebi ise ilk duvara yakın bölgelerdeki yakıt çubuklarının daha fazla nötron akı dağılımına maruz kalmasıdır. İlk duvardan uzaklaştıkça nötron akısı azalmakta ve CFFE değeri ilk sıradaki yakıt çubuğuna göre daha düşük olmaktadır.

Toplam fisil yakıt zenginleştirme değerleri açısından da beklenildiği gibi en düşük performans doğal lityum soğutuculu modelde sağlanırken, en yüksek performans Flinabe de görülmektedir. Flinabe soğutulu modeli Flibe ve $\text{Li}_{20}\text{Sn}_{80}$ soğutuculu modeller takip etmektedir. Doğal lityum soğutuculu modelde nötron yutma tesir kesitleri yüksek olduğu için nötron ekonomisi açısından daha düşük değerde olmaktadır. Görüldüğü gibi, özellikle soğutucu olarak kullanılan trityum üretici malzemelerin nötron yutma tesir kesitleri doğrudan hibrid mantonun performansını etkilemektedir.

LWR'ler %3-4 arasında fisil yakıt içeren zenginleştirilmiş nükleer yakıt kullanılmaktadırlar. LWR'ler için ortalama %3.5 oranında zenginleştirilmiş yakıtı referans alırsak, 2 MW/m^2 nötron duvar yükü için 24 aylık çalışma periyodu sonunda Flibe (3.202) ve Flinabe (3.601) soğutucu sağlamıştır. Diğer yakıtlar henüz bu referans değere ulaşamamış ve ilerleyen aşamalarda belirtilen referans değere ulaşacaktır. Öte yandan, 10 MW/m^2 nötron duvar yükü için CFFE referans değeri,

lityum soğutucu 12 ay sonunda (3.328), flibe soğutucu 6 ay sonunda (3.447), flinabe soğutucu 4 ay sonunda (3.225) ve $\text{Li}_{20}\text{Sn}_{80}$ soğutuculu modelde ise 8 ay sonunda (3.150) TRISO kaplamalı CANDU harcanmış yakıtı LWR'ler için yeniden şarj edilebilecek fisil yakıt zenginliğine ulaştırılmış olacaktır.

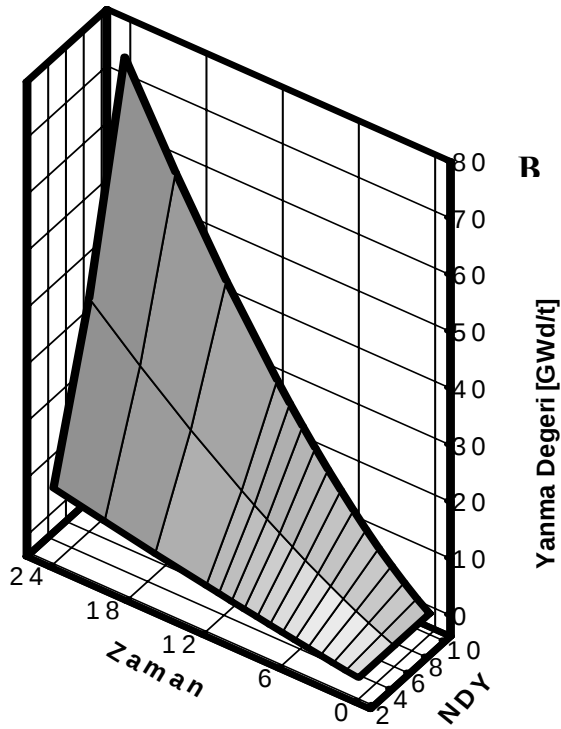
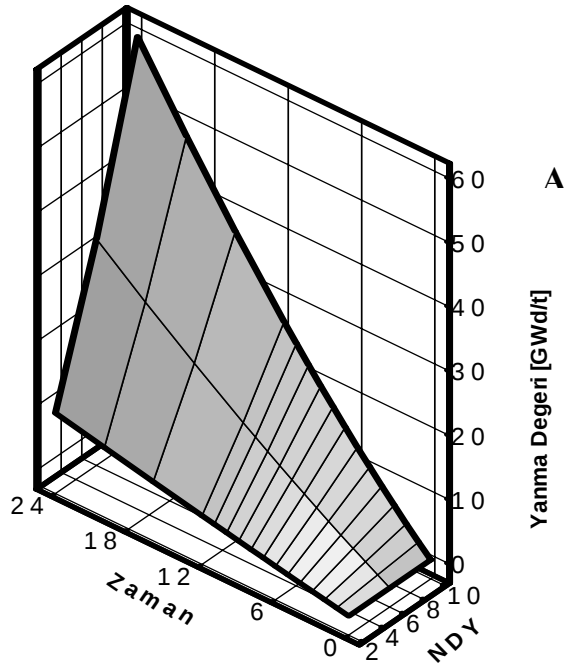
4.3.6. Yakıt yanma derecesi

Reaktör işlem zamanı boyunca nükleer yakıt hibrid mantoda fisyon enerjisi üretir. Üretken yakıtlardan elde edilen fisyon olabilen yeni izotopların miktarı mantoda arttıkça fisyon enerjisi de artar. Fisyon reaksiyonları ile yakıtın tümünü tüketmek mümkün değildir. Bu durum, aşağıda verilen işlem zamanı boyunca hibrid mantodaki yakıt yanma derecesi (BU) yardımıyla ölçülebilir [5,6].

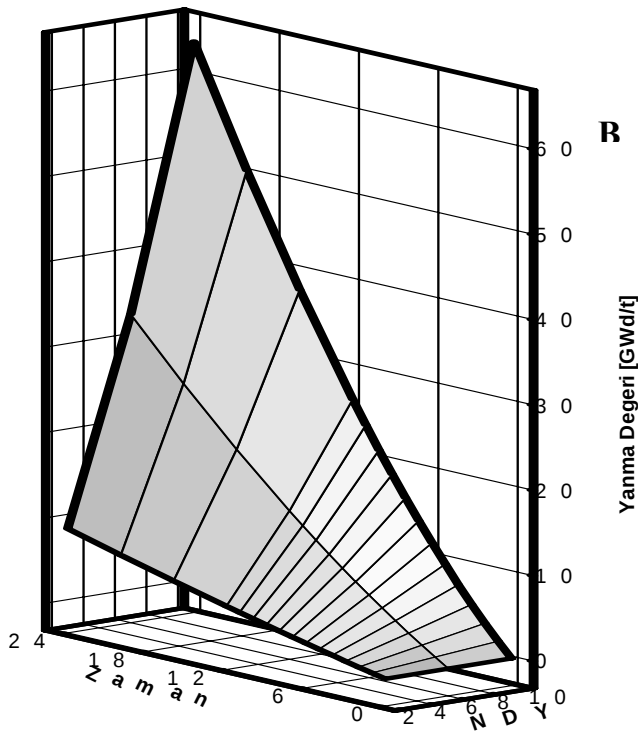
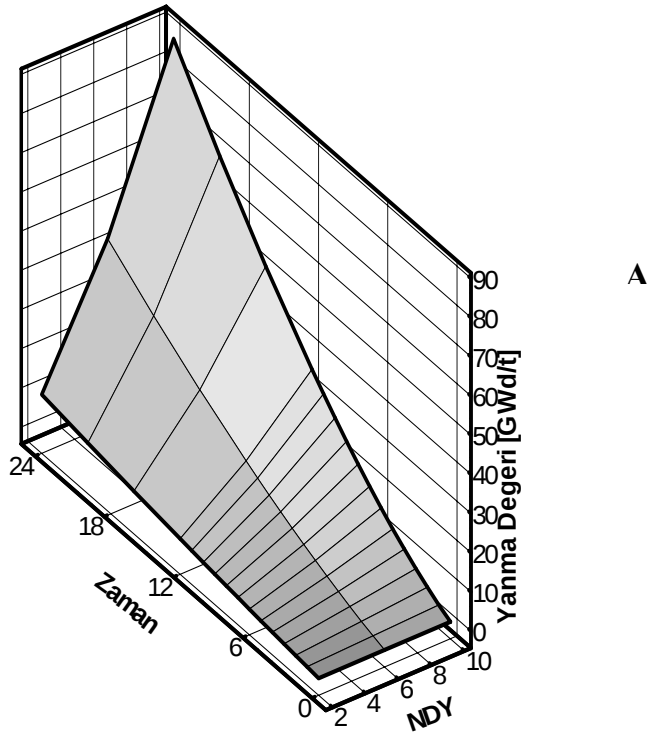
$$\text{BU} = E_f (2.2 \times 10^{14} F_w) C_f \frac{\iint \Sigma_f \Phi dEdV}{M_f} \Delta t \quad (4.8)$$

Eş.4.8'de 5 MW/m^2 'lık nötron akısı için nötron akı yükü $2.2 \times 10^{14} \text{ n/cm}^2$ 'dir. Burada F_w füzyon nötronlarının saçıldığı ilk duvar yüzey alanı, C_f dönüşüm faktörü olup birimi $1.6021 \times 10^{-19} \text{ MWs/MeV}$, E_f fisyon reaksiyonu başına açığa çıkan enerji (200 MeV), M_f ise mantodaki toplam yakıt miktarıdır.

TRISO kaplamalı CANDU harcanmış yakıtının yanma oranları Şekil 4.8 ve 4.9'da 3 boyutlu olarak GWgün/ton cinsinden gösterilmiştir. Şekil 4.8 ve 4.9'da görüldüğü gibi her bir soğutucu manto geometrisi için nötron duvar yüküne bağlı olarak yanma oranı zamana bağlı olarak logaritmik olarak artmaktadır. Şekilden de görüldüğü gibi 2-6-10 MW/m^2 nötron duvar yükleri için doğal lityum, flibe, flinabe ve $\text{Li}_{20}\text{Sn}_{80}$ soğutuculu manto geometrileri için yanma oranları, 24 aylık çalışma periyodu sonunda sırasıyla 59, 74, 87 ve 63 GWgün/ton olarak elde edilirken, 6 MW/m^2 nötron duvar yükleri için doğal lityum, flibe, flinabe ve $\text{Li}_{20}\text{Sn}_{80}$ soğutuculu manto geometrileri için yanma oranları, 24 aylık çalışma periyodu sonunda sırasıyla 32, 37, 43 ve 33 GWgün/ton olarak hesaplanmıştır.



Şekil 4.8. Blankette fisil yakıt yanma oranının zamanla artışı a) Doğal lityum soğutucu b) Flibe soğutucu



Şekil 4.9. Blankette fisil yakıt yanma oranının zamanla artışı a) Flinabe soğutucu b) $\text{Li}_{20}\text{Sn}_{80}$ soğutucu

Öte yandan, 24 aylık çalışma süresi sonunda 2 MW/m^2 nötron duvar yükleri için doğal lityum, flibe, flinabe ve $\text{Li}_{20}\text{Sn}_{80}$ soğutuculu manto geometrileri için yanma oranları 9.5, 9.6, 10.7 ve 9 GWgün/ton olarak elde edilmiştir.

4.3.7. Plutonyum izotopları

Plutonyumun radyoaktif bir izotop olup ve yarı ömrü 21 dakika ile 82.6 milyon yıl arasında değişmektedir. Plutonyumun en önemli özelliği bazı izotoplarının termal nötronlarla fisyon yapabilmesidir. Bu açıdan en değerli izotoplar ^{239}Pu ve ^{241}Pu 'dur. Plutonyum için şimdiye kadar herhangi bir izotopik ayrıştırma veya zenginleştirme işlemi uygulanmamıştır. Uranyumdan iki ayrı yöntemle istenen kalitede plutonyum üretilmektedir. ^{238}U hızlandırıcıda döteryum ile bombardıman edilirse ^{238}Pu ve ^{241}Pu ; reaktörde nötronlarla bombardıman edilirse ^{239}Pu ve ^{241}Pu elde edilir. ^{239}Pu reaktör içerisinde ya fisyon yaparak parçalanır ya da ^{240}Pu izotopuna dönüşür. Üretilen plutonyumun güvenlik açısından nükleer silah kalitesinde olmasının önlenmesi gerekmektedir.

Gençleştirme işlemi esnasında plutonyum yakıtının verimli olmayan bölümünü takip etmek önemlidir. ^{238}Pu ve ^{240}Pu 'da (kendiliğinden fisyonun yarı ömrü $t_{1/2} = 4,9 \times 10^{10}$ ve $1,2 \times 10^{11}$ yıl) kendiliğinden fisyon nötronlarının yoğunluğu ^{239}Pu 'dakinden ($t_{1/2} = 5,5 \times 10^{15}$ yıl) 50000 – 110000 kat daha fazladır [52,53]. Böylece ^{238}Pu ve ^{240}Pu 'ın küçük bir yüzdesi üretilen plutonyumun saflığını bozup verimsizleştirecektir [52]. Önceki çalışmalar ^{240}Pu bileşeninin silah derecesindeki plutonyum yakıtta [52,53] %5'den küçük olması gerektiğini göstermiştir. Bundan dolayı biriken ^{238}Pu ve ^{240}Pu oranının %5'i geçmesi durumunda plutonyumun saflığının bozulmasını güvenlik açısından dikkate almak gerekmektedir. Bu sebepten dolayı ^{240}Pu izotopunun %10 'dan daha yüksek bir değerde olması plutonyumun saflığının giderilmesi için yeterli olacaktır.

Bir hibrid reaktörde plutonyumun nükleer silah derecesinden uluslar arası kabul edilebilir güvenli dereceye indirilmesi için belli bir çalışma süresi gerekmektedir ve TRISO kaplamalı yakıtlar bu süreyi kısaltacaktır. 10 MW/m^2 nötron duvar yükü için

plutonyum izotoplarının % oranlarının çalışma periyoduna göre değişimini doğal lityum, flibe, flinabe ve $\text{Li}_{20}\text{Sn}_{80}$ soğutuculu manto geometrileri için verilmiştir. Hesaplamalarda kullanılan doğal lityum, flibe, flinabe ve $\text{Li}_{20}\text{Sn}_{80}$ soğutuculu manto geometrilerinde başlangıçta harcanmış yakıt içerisinde %53 ^{239}Pu , %34 ^{240}Pu , %7 ^{241}Pu ve %4 ^{242}Pu izotopu bulunmaktadır. 24 aylık çalışma sonunda, bu değerler doğal lityum soğutuculu manto geometride ^{239}Pu %79 değerine yükselirken ^{240}Pu değeri %10 değerine düşer iken, Flibe soğutucu için ^{239}Pu %68 değerine yükselirken ^{240}Pu değeri %18 değerine azalmaktadır. Öte yandan Flinabe soğutucu için ^{239}Pu %64 değerine yükselirken, ^{240}Pu değeri %21 düşmekte ve $\text{Li}_{20}\text{Sn}_{80}$ soğutuculu manto geometride ^{239}Pu % 77 değerine yükselirken, ^{240}Pu değeri %11 olarak elde edilmiştir. Hesaplamalarda kullanılan diğer nötron duvar yüklerinde de benzer davranışlar gözlemlenmiştir. Bundan dolayı elde edilen plutonyum nükleer silah kalitesinde değildir ve güvenlik açısından uygun bir durumdadır.

5. SONUÇLAR ve ÖNERİLER

Helyum gaz soğutuculu yüksek sıcaklık reaktörlerinde, yaklaşık olarak tenis topu büyüklüğünde TRISO olarak adlandırılan küresel yakıt elementleri kullanılmaktadır. TRISO yakıt elementleri yüksek sıcaklığa dayanıklı seramiklerden ve grafit yakıt elemanlarından oluşan yapısından dolayı geleneksel bir reaktörün kalbini tamamen eritecek kaza koşullarında bile radyoaktif salınımına izin vermemektedir. Bu nedenle pahalı güvenlik sistemlerine de ihtiyaç duyulmamaktadır. Bu yüzden yüksek sıcaklık reaktörleri, ekonomik ve çevre açısından daha güvenilir olmasından dolayı hızla gelişmektedir. Bu tip reaktörlerde kullanılan TRISO yakıt elementlerinin içerisine ThC_2 , ThO_2 , PuO_2 , $(\text{Th,U})\text{O}_2$, UO_2 gibi fisil ve fertil yakıtları içeren kaplanmış yakıt tanecikleri yerleştirilmektedir. Yüksek sıcaklık reaktörlerinde TRISO yakıtların ekonomik ve çevre açısından daha güvenilir olmasından yola çıkarak, bu avantajlardan füzyon fisyon reaktörlerinde faydalanılmak istenmiştir.

Bu çalışmada bir füzyon-fisyon reaktör hesaplamalarında TRISO kaplamalı CANDU harcanmış yakıtlarının reaktör performansı üzerine etkileri incelenmiş ve farklı nötron duvar yükleri ve soğutucular için bu yakıt elementi üzerindeki etkileri hesaplamalarla ortaya konmuştur.

TBR değeri başlangıçta doğal lityum ve flibe soğutucu için 1.05'den büyüktür ve çalışma süresince artarak devam etmektedir. Ancak Flinabe ve $\text{Li}_{20}\text{Sn}_{80}$ soğutucuları ancak 5'inci aydan itibaren 1.05 değerini geçmekte ve 24 aylık periyot boyunca 1.05 değerinin üzerinde seyretmektedir.

En yüksek M değerine doğal lityum soğutucu sağlarken, en düşük M değeri $\text{Li}_{20}\text{Sn}_{80}$ soğutucu kullanılan modelde elde edilmiştir. İşlem sonunda ise, en yüksek M değerini Flinabe sağlarken, en düşük M değeri doğal lityumda ulaşılmıştır.

LWR'ler %3-4 arasında fisil yakıt içeren zenginleştirilmiş nükleer yakıt kullanmaktadırlar. LWR'ler için ortalama %3.5 oranında zenginleştirilmiş yakıtı referans alırsak, 2 MW/m^2 nötron duvar yükü için 24 aylık çalışma periyodu sonunda

Flibe (3.202) ve Flinabe (3.601) soğutucu sağlamıştır. Diğer yakıtlar henüz bu referans değere ulaşamamış ve ilerleyen aşamalarda belirtilen referans değere ulaşılacaktır. Öte yandan, 10 MW/m² nötron duvar yükü için CFFE referans değeri, lityum soğutucu 12 ay sonunda (3.328), flibe soğutucu 6 ay sonunda (3.447), flinabe soğutucu 4 ay sonunda (3.225) ve Li₂₀Sn₈₀ soğutuculu modelde ise 8 ay sonunda (3.150) TRISO kaplamalı CANDU harcanmış yakıtı LWR'ler için yeniden şarj edilebilecek fisil yakıt zenginliğine ulaştırılmış olacaktır.

2-6-10 MW/m² nötron duvar yükleri için doğal lityum, flibe, flinabe ve Li₂₀Sn₈₀ soğutuculu manto geometrileri için yanma oranları, 24 aylık çalışma periyodu sonunda sırasıyla 59, 74, 87 ve 63 GWgün/ton olarak elde edilirken, 6 MW/m² nötron duvar yükleri için doğal lityum, flibe, flinabe ve Li₂₀Sn₈₀ soğutuculu manto geometrileri için yanma oranları, 24 aylık çalışma periyodu sonunda sırasıyla 32, 37, 43 ve 33 GWgün/ton olarak hesaplanmıştır. 24 aylık çalışma süresi sonunda 2 MW/m² nötron duvar yükleri için doğal lityum, flibe, flinabe ve Li₂₀Sn₈₀ soğutuculu manto geometrileri için yanma oranları 9.5, 9.6, 10.7 ve 9 GWgün/ton olarak elde edilmiştir.

Bir hibrid reaktörde plutonyumun nükleer silah derecesinden uluslar arası kabul edilebilir güvenli dereceye indirilmesi için belli bir çalışma süresi gerekmektedir. Bu sebepten dolayı ²⁴⁰Pu izotopunun %10 'dan daha yüksek bir değerde olması plutonyumun saflığının giderilmesi için yeterli olacaktır. 24 aylık çalışma sonunda, bu değerler doğal lityum soğutuculu manto geometride ²³⁹Pu %79 değerine yükselirken ²⁴⁰Pu değeri %10 değerine düşer iken, Flibe soğutucu için ²³⁹Pu %68 değerine yükselirken ²⁴⁰Pu değeri %18 değerine azalmaktadır. Öte yandan Flinabe soğutucu için ²³⁹Pu %64 değerine yükselirken, ²⁴⁰Pu değeri %21 düşmekte ve Li₂₀Sn₈₀ soğutuculu manto geometride ²³⁹Pu % 77 değerine yükselirken, ²⁴⁰Pu değeri %11 olarak elde edilmiştir. Hesaplamalarda kullanılan diğer nötron duvar yüklerinde de benzer davranışlar gözlemlenmiştir. Bundan dolayı elde edilen plutonyum nükleer silah kalitesinde değildir ve güvenlik açısından uygun bir durumdadır.

2-6-10 MW/m² nötron duvar yükleri için doğal lityum, flibe, flinabe ve Li₂₀Sn₈₀ soğutucular için elde edilen kaliteli nükleer yakıt ²³⁹Pu miktarı çalışma periyodu başlangıcında sırasıyla 535, 1092, 1229 ve 805 olarak elde edilmiştir. İşlem zamanı başlangıcında en yüksek ²³⁹Pu fisil yakıt miktarı (gr/MWyr) flinabe soğutuculu modelde elde edilmiştir. Öte yandan, 24 aylık çalışma süresi sonunda 10 MW/m² nötron duvar yükü için ²³⁹Pu fisil yakıt miktarı (gr/MWyr) doğal lityum, flibe, flinabe ve Li₂₀Sn₈₀ soğutucular için sırasıyla 143, 93, 58 ve 130 (gr/MWyr) olarak elde edilirken, 2 MW/m² nötron duvar yükü için ²³⁹Pu fisil yakıt miktarı 400, 579, 547 ve 517 (gr/MWyr) elde edilmiştir.

Sonuç olarak füzyon sürücülü Füzyon-Fisyon (hibrid) blanketler nükleer güvenlik özellikleri ile beraber nükleer yakıt üretimi için tasarlanması uygundur. Böylece hibrid blanketde TRISO kaplamalı CANDU harcanmış yakıtları kullanılarak elde edilen zenginleştirilmiş yakıt performansı ve yanma oranları daha önce yapılan çalışmalara göre [15-17] daha iyi performans sergilemiş olup, elde edilen zengin yakıt direkt olarak LWR 'lerde kullanılabilir.

KAYNAKLAR

1. R.W. Moir, "The fusion breeder, submitted to the National Science Foundation Policy workshop", Washington DC, March 4-5, **Lawrence Livermore Laboratory**, CA, UCRL-87290 (1982).
2. D.H. Berwald, "Fission suppressed hybrid reactor fusion breeder," **Lawrence Livermore National Laboratory**, UCID-19327 (1982).
3. E. Greenspan, "Fusion-fission hybrid reactors, Advances in Science and Technology", **Plenum Press**, 16: 289-295 (1984).
4. Şahin, S., Al-Kusayer, T., "²⁴⁴Cm as multiplier and breeder in a ThO₂ hybrid blanket driven by a (Deuterium-Tritium) source", **Fusion Technology**, 10:1297-1302 (1986).
5. Şahin S., Al-Kusayer, T., Al-Samair, M., Raoof, M. A., "Neutronic investigations of experimental AYMAN hybrid blankets", **Transactions of the American Nuclear Society 1984 International Conference**, 47:151-156 (1984).
6. Şahin S., Al-Kusayer, T., Raoof, M. A., "Preliminary design studies of a cylindrical experimental hybrid blanket with Deuterium-Tritium driver", **Fusion Technology**, 10:84-99 (1986).
7. Şahin, S., "Power flattening in a catalyzed (D,D) fusion driven hybrid blanket using nuclear waste actinides", **Nuclear Technology**, 92: 93-105 (1990).
8. Şahin, S., Yapıcı, H., Baltacıoğlu, E., "Regeneration of LWR spent fuel in hybrid reactors," **Kerntechnik**, 59: 270-277 (1994).
9. Şahin, S., Şahin, H. M., Sözen, A., Bayrak, M., "Power flattening and minor actinide burning in a Thorium fusion breeder," **Energy Conversion and Management**, 43: 799-815 (2002).
10. Şahin, S., Yapıcı, H., Bayrak, M., "Spent mixed oxide fuel rejuvenation in fusion breeders", **Fusion Engineering and Design**, 47: 9-23 (1999).
11. Şahin S., Yapıcı, H., "Rejuvenation of light water reactor spent fuel in fusion blankets", **Annals of Nuclear Energy**, 25:1317-1339 (1998).
12. Şahin S., Yapıcı, H., "Neutronic analysis of a Thorium fusion breeder with enhanced protection againsts nuclear weapon proliferation", **Annals of Nuclear Energy**, 26:13-27 (1999).

13. S. Şahin, M. Übeyli, "LWR spent fuel transmutation in a high power density fusion reactor", *Annals of Nuclear Energy* 31 (8):871-890 (2004).
14. S.Ünalan "Rejuvenation of LWR spent fuel in (D,T) driven hybrids reactors", *Fusion Engineering and Design*, 38:393-416 (1998).
15. Şahin, S., Baltacıoğlu, E., Yapıcı, H., "Potential of a catalyzed fusion driven hybrid reactor for the regeneration of CANDU spent fuel," *Fusion Technology*, 20:26-39 1991
16. S.Ünalan "Rejuvenation of CANDU Spent Fuel in (D,T) Driven Hybrids Reactors", *Fusion Technology*, 33(4):398-417, 1998.
17. Übeyli, Neutronic performance of new coolants in a fusion-fission (hybrid) reactor, *Fusion Engineering and Design*, 70(4):319-328 (2004).
18. Übeyli, M., Acır A., "Utilization of Thorium in a high power density hybrid reactor with innovative coolants" *Energy Conversion and Management*, 48(2):576-582 (2007).
19. Übeyli, M., Acır A., "Incineration of weapon grade plutonium in a (DT) fusion driven hybrid reactor using various coolants" *Kerntechnik*, 72(1-2): 27-32 (2007).
20. Acır A., Übeyli, M., "Burning of reactor grade plutonium mixed with thorium in a hybrid reactor" *Journal of Fusion Energy*, 26(3):293-298 (2007).
21. Acır A., "Impact of resonance treatment on minor actinide incineration in a D-T Thorium fusion concept" *Journal of Fusion Energy*; 28(4):364-370 (2009).
22. Şahin HM, Acır A, Altinok T, Yalcin S., "Monte Carlo calculation for various enrichment lithium coolant using different data libraries in a hybrid reactor" *Energy Conversion and Management*, 49(7):1960-1965 (2008).
23. H.M. Şahin, "Monte Carlo calculation of radiation damage in first wall of an experimental hybrid reactor", *Ann. Nucl. Energy* 34:861–870 (2007).
24. Dolan, T,J., "Fusion research", *Pergamon Press*, U.S.A, 20-38 (1982).
25. Choppin G. R., Rydberg J., "Nuclear chemistry theory and applications", *Pergamon Press Inc.*, New York, USA, 1-654 (1980).
26. Şarer, B., "Nükleer fizik II", *Palme Yayıncılık*, Ankara, Türkiye, 378-550 (2001).

27. Şahin, S., "Physics of the fusion-fission (hybrid) reactors", **8th International Summer College on Physics and Contemporary Needs**, Islamabad, Pakistan, 1-15 (1983).
28. Tanyel, B., "Nükleer fizik", **Ege Üniversitesi Basımevi**, İzmir, 240-254 (1994).
29. Krane, S.K., "Introductory nuclear physics", **John Wiley & Sons. Inc.**, Canada, 528-553 (1988).
30. Duderstadt, J. J., Moses, G. A., "Inertial confinement fusion" **John Wiley & Sons. Inc.**, Newyork, 30-64 (1982).
31. Wittenberg, L.J., Cameron, E.N., Kulcinski, G.L., Ott, S.H., Santarius, J.F., Sviatoslavsky, G.I., Sviatoslavsky, I.N., Thompson, H.E., "A review of ^3He resources and acquisition for use as fusion fuel", **Fusion Technology**, 21: 2230-2253 (1992).
32. Teller, E., "Fusion, magnetic confinement", part B, **Academic Pres**, 1: 1-150 (1981).
33. McNally, JR. Jr., "Physics of fusion fuel cycles", **Nuclear Technology /Fusion**, 2(1): 9-28 (1982).
34. Petrie L. M., "SCALE system driver", NUREG/CR-0200, Revision 5, 3, Section M1, ORNL/NUREG/CSD-2/R5, **Oak Ridge National Laboratory**, 1-10 (2000).
35. Jordan, W. C., Bowman, S. M., "Scale cross-section libraries", NUREG/CR-0200, Revision 5, 3, section M4, ORNL/NUREG/CSD-2/V3/R5, **Oak Ridge National Laboratory**, 1-74 (2000).
36. Landers, N. F., Petrie, L. M., Bucholz, J. A., "Material information processor", NUREG/CR-0200, Revision 5, 3, section M 7, ORNL/NUREG/CSD-2/V2/R5, **Oak Ridge National Laboratory**, 1-290 (2000).
37. Landers N. F., Petrie, L. M., "CSAS, control module for enhanced criticality safety analysis sequences", NUREG/CR-0200, Revision 5, 1, Section C4, ORNL/NUREG/CSD-2/V1/R5, **Oak Ridge National Laboratory**, 1-314 (2000).
38. Greene N. M., "BONAMI, resonance self-shielding by the bondarenko method", NUREG/CR-0200, Revision 5, 2, section F1, ORNL/NUREG/CSD-2/V2/R5, **Oak Ridge National Laboratory**, 1-76 (2000).

39. Greene N. M., Petrie, L. M., Westfall, R. M., "NITAWL-II, scale system module for performing resonance shielding and working library production", NUREG/CR-0200, Revision 5, 2, Section F2, ORNL/NUREG/CSD-2/V2/R5, **Oak Ridge National Laboratory**, 1-102 (2000).
40. Greene N. M., Petrie, L. M., "XSDRNPM, a one-dimensional discrete-ordinates code for transport analysis", NUREG/CR-0200, Revision 5, 2, Section F3, ORNL/NUREG/CSD-2/V2/R5, **Oak Ridge National Laboratory**, 1-140 (2000).
41. Şahin S. "Radiation shielding calculations for fast reactors (in Turkish)", **Gazi University Publication # 169, Faculty of Science and Literature**, Publication number 22, Ankara, Turkey (1991).
42. Sefidvash F., R. S. da Silva, "Neutronics design of the FBNR", **International Atomic Energy Agency**, Vienna, Austria, **IAEA Report** 2008 Contract No. 12960/R3 (2007).
43. Bettis ES, Robertson RC. "Design and performance features of a single-fluid molten salt breeder reactor." **Nucl Appl Technol**, 8-190 (1970).
44. Debonnel CS, Fukuda GT, Bardet PM, Peterson "PF. Control of heavy ion beam line gas pressure and density in the HYLIFE thick liquid chamber. fusion" **Eng Des**, 63-64 (2002).
45. Grimes WR, Cantor S. Molten "Salt as blanket fluids in controlled fusion reactors." **The chemistry of fusion technology**, Plenum Press, (1972).
46. Malinauskas AP, Richardson DM. "The solubilities of hydrogen, deuterium and helium in molten LiF-BeF₂." **Ind Eng Chem Fundam**, 13-242 (1974).
47. Moriyama H, Tanaka S, Sze DK, Reimann J, Terlain A. "Tritium recovery from liquid metals Fusion" **Eng Des**, 28-226 (1995).
48. Smith DL, Morgan GD, "et al. Blanket comparison and selection study." **Fusion Technol**, 8-10 (1985).
49. Sze DK, Moir RW, Zinkle S. "Database for liquid breeders and coolants. In: Abdou MA, editor. On the exploration of innovative concepts for fusion" **chamber technology, APEX Interim Report (Overview)**, UCLA-ENG 99-206, UCLA-FNT-107, University of California, Los Angeles, CA, (1999).
50. Moriyama H, Sagara A, Tanaka S, Moir RW, " Sze DK. Molten salts in fusion nuclear technology." **Fusion Eng Des** (39-40):627 -633 (1998).
51. Foster, A.R., Wright, R.L., "Basic nuclear engineering", Massachusetts: **Allyn and Bacon, Inc.** 1-399 (1983).

52. Manson, B., Pigford, T. H., Levi, **H. W.**, *Nuclear Chemical Engineering*. New York, McGraw-Hill (1981).
53. Meyer, W., Loyalka, S. K., Nelson, W. E., Williams R. W., "The homemade nuclear bomb syndrome", *Nuclear Safety*, 18-427 (1977).

ÖZGEÇMİŞ

Kişisel Bilgiler

Soyadı, adı : TAŞKOLU, Hakan
 Uyuğu : T.C.
 Doğum tarihi ve yeri : 04.07.1975 Erzincan
 Medeni hali : Bekar
 Telefon : 0 (533) 3350967
 e-mail :htaskolu@yahoo.com

Eğitim

Derece

Eğitim Birimi

Mezuniyet tarihi

Lisans	Balıkesir Üniversitesi	2001
Lise	Salih Dede Lisesi	1993

İş Deneyimi

Yıl

Yer

Görev

2002-2005	Kayseri Şeker Fab.	Bakım Müh.
2006-2008	Tekfen	Saha Şefi

Yabancı Dil

İngilizce
 Arapça