

İSTANBUL TEKNİK ÜNİVERSİTESİ ★ ENERJİ ENSTİTÜSÜ

**HIZLANDIRICIYLA SÜRÜLEN NÜKLEER SİSTEMLERDE
ÇOĞALTMA KATSAYILARI**

**YÜKSEK LİSANS TEZİ
Ali GÖKSU**

Anabilim Dalı : Enerji Bilim ve Teknoloji

Programı : Enerji Bilim ve Teknoloji

Tez Danışmanı: Prof. Dr. Melih GEÇKİNLİ

HAZİRAN 2010

İSTANBUL TEKNİK ÜNİVERSİTESİ ★ ENERJİ ENSTİTÜSÜ

**HIZLANDIRICIYLA SÜRÜLEN NÜKLEER SİSTEMLERDE
ÇOĞALTMA KATSAYILARI**

**YÜKSEK LİSANS TEZİ
Ali GÖKSU
(301011025)**

**Tezin Enstitüye Verildiği Tarih : 05 Mayıs 2010
Tezin Savunulduğu Tarih : 11 Haziran 2010**

**Tez Danışmanı : Prof. Dr. Melih GEÇKİNLİ (İTÜ)
Diğer Jüri Üyeleri : Prof. Dr. Atilla ÖZGENER (İTÜ)
Prof. Dr. Serhat ŞEKER (İTÜ)**

HAZİRAN 2010

Anneme, Anneanneme,

ÖNSÖZ

Kendisinden sayısız dersler aldığım, çok şey öğrendiğim, bu tezi hazırlarken beni yönlendiren, tez danışmanım, sayın hocam Prof. Dr. Melih Geçkinli'ye çok teşekkür ederim.

Beni yetiştiren, bu günlere getiren, desteğini arkamda hissettiğim aileme çok teşekkür ederim.

Haziran 2010

Ali Göksu
Yazılım Yüksek Mühendisi

İÇİNDEKİLER

Sayfa

ÖNSÖZ.....	iii
İÇİNDEKİLER.....	v
KISALTMALAR	vii
ÇİZELGE LİSTESİ.....	ix
ŞEKİL LİSTESİ	xi
SEMBOL LİSTESİ.....	xiii
ÖZET	xv
SUMMARY.....	xvii
1. GİRİŞ	1
1.1 Çalışmanın Amacı ve Tanıtılması.....	1
1.2 Ön Bilgiler	2
1.3 Literatür Taraması.....	3
1.4 Çalışmanın Amacı.....	4
2. ADS ÖZELLİKLERİ.....	5
2.1 ADS Bileşenleri	5
2.1.1 Hızlandırıcı	5
2.1.1.1 Doğrusal hızlandırıcı ve dairesel hızlandırıcı.....	8
2.1.1.2 Doğrusal hızlandırıcı çalışma ilkeleri.....	8
2.1.1.3 Dairesel hızlandırıcı.....	15
2.1.2 Spallasyon nötron kaynağı (SNS).....	17
2.1.2.1 Hedef çekirdeklerin yüksek enerjili nükleonlarla bombalanması sonucu oluşan reaksiyonlar ve spallasyon.....	18
2.1.2.2 Protonların madde ile etkileşmesi.....	20
2.1.2.3 Kalın hedeflerdeki nötron çoğaltması.....	21
2.1.3 Kritikaltı kalp.....	22
2.2 ADS Üzerine Başlıca Deneyler ve Projeler.....	24
2.2.1 TRIGA Projesi	24
2.2.2 Kurşun Soğutmalı ADSR: Rubbia'nın Tasarısı.....	25
2.2.3 Ergimiş Tuz Yakıtlı Melez Reaktör: Bowman'ın Tasarısı.....	25
3. TRANSMUTASYON VE İNSİNERASYON	29
3.1 Enerji ve Nötron Muhasebesi	29
3.1.1 Enerji muhasebesi ve kazancı	29
3.1.2 ADS'de nötron muhasebesi	30
3.2 Minör ve Majör Aktinidler	34
3.2.1 Aktinidler hakkında genel bilgiler.....	34
3.2.2 Minör ve majör aktinidler	36
3.3 Transmutasyon ve İnsinerasyon.....	37
3.3.1 Transmutasyonun getirdiği avantajlar	38
3.3.2 Atık insinerasyonu.....	40

3.3.2.1 Nükleer insinerasyonun fiziksel temelleri.....	40
3.4 LWR Atık Stoğu.....	42
4. BİR ADS MODELİ İÇİN ÇOĞALTMA KATSAYILARININ TANIMI... 45	
4.1 Harici kaynak ilave edilmiş sistemde çok gruplu akı için difüzyon denklemleri.....	45
4.2 Kaynakla Sürülen Sistemi Tasvir İçin Gereken Ağırlık Fonksiyonları ve Çoğaltma Katsayıları	46
4.2.1 Yardımcı akı için sınır ve ara sınır koşulları	49
4.3 Model Önerisi.....	51
4.3.1 ADS sistemi için kritiklik problemi	52
4.3.1.1 Kaynak bölgesi.....	53
4.3.1.2 Fisil örtü bölgesi.....	53
4.3.2 Kaynaksız Reaktör için Statik Akı.....	57
4.4 Harici Kaynakla Sürülen Reaktörde Akıların Hesaplanması.....	57
4.4.1 Kaynak bölgesi için çözümler	57
4.4.2 Fisil örtü bölgesi için akı çözümleri.....	59
4.5 Yardımcı Denklemler.....	59
4.6 Çoğaltma Katsayıları	61
5. SONUÇ VE ÖNERİLER..... 63	
5.1 Harici Kaynak ile Sürülen Sistem için Akılar	68
5.2 Yardımcı Akılar.....	70
5.3 Sistem için Çoğaltma Katsayılarının Hesaplanması.....	71
KAYNAKLAR..... 75	
ÖZGEÇMİŞ..... 77	

KISALTMALAR

ADS	: Accelerator Driven System
ADSR	: Accelerator Driven Subcritical Reactor
HDT	: Hızlı Değişen Terimler
LBE	: Lead Bismuth Eutectic – Kurşun bizmut ötektik alaşımı
LWR	: Light Water Reactor – Hafif sulu reaktör
LLFP	: Long Lived Fission Products - Uzun Ömürlü Fisyon Ürünleri – : UÖFÜ
MA	: Minor Actinides – Az miktarda üreyen aktinidler (minör aktinidler)
RF	: Radio Frequency - Radyo frekansı
SNS	: Spallation Neutron Source – Spallasyon nötron kaynağı
UÖFÜ	: Uzun Ömürlü Fisyon Ürünleri
YDT	: Yavaş Değişen Terimler

ÇİZELGE LİSTESİ

Sayfa

Çizelge 2.1: Be ve Pb için 1 GeV'lik proton bombardımanı altında elektronik ve nükleer menziller (Nifenecker ve diğerleri, 2003).....	21
Çizelge 3.1: Termal veya hızlı, ^{238}U - ^{239}Pu veya ^{232}Th - ^{233}U sistemlerinde transmutasyon için geriye kalan nötron sayısı.....	33
Çizelge 3.2: Aktinidler.....	34
Çizelge 3.3: LWR atık yakıtındaki (yanma oranı $55 \text{ GW}_{\text{gün termal}} / \text{T}$) transuranikler ve fisyon yapmak için tüketilecekleri ortalama nötron miktarları. Eksi sayılar, net nötron üreticisi olduğunu gösterir (Url 4) (Parent, 2003)...	37
Çizelge 3.4: 33,000MWD/ton yakıt yakan 300 MWth basınçlı LWR'nin bir yılda ürettiği plutonyum, minör aktinidler ve fisyon ürünleri (10 yıl bozunumdan sonra) (Conde, 2001).....	42
Çizelge 4.1: Model parametreleri ve değişkenlerinin yeniden isimlendirilmesi.....	52
Çizelge 4.2: Kökler ve bağımsız çözümler *).....	54
Çizelge 4.3: Serbest, simetri ve ara yüzey süreklilik sınır koşulları.....	56
Çizelge 5.1: Fisil örtü bölgesi için iki enerji grup sabitleri (Kobayashi, 2000).....	63
Çizelge 5.2: Spallasyon kaynağı bölgesi için iki enerji grup sabitleri.....	63
Çizelge 5.3: Kaynak-Fisil örtü sisteminin nötronik çoğaltma parametreleri, ^{235}U % 2.7, $Q= 5 \text{ n/s}$	72

ŞEKİL LİSTESİ

	<u>Sayfa</u>
Şekil 2.1 : ADS'nin bileşenleriyle birlikte gösterimi.....	5
Şekil 2.2 : eV'nin tanımı (eVatron).....	6
Şekil 2.3 : q'nun farklı değerleri için, B manyetik alan etkisi altındaki q yüklü parçacığın yörüngesi (Url 4).....	7
Şekil 2.4 : Pozitif yüklü parçacık için elektrostatik hızlandırıcının genel şeması (Wille, 2000).....	9
Şekil 2.5 : Wideröe doğrusal hızlandırıcısı.....	9
Şekil 2.6 : Wideröe doğrusal hızlandırıcısında sürüklenme tüpleri arasında parçacıklarla elektrik alanın senkronizasyonu. Sistemin durumu, birbirinden RF'nin periyodunun yarısı kadar farklı iki zamanda gösterilmiştir. Siyah daire, RF'ye eşzamanlı olan bir demet darbesini gösteriyor.....	11
Şekil 2.7 : Doğrusal hızlandırıcılarda faz odaklama. Faz odaklama, iki sürüklenme kademesi arasındaki RF geriliminin zamansal bağımlılığı üzerine kurulmuştur.....	13
Şekil 2.8 : Doğrusal hızlandırıcıda değişik hızlardaki parçacıkların göreceği fazlar.....	14
Şekil 2.9 : Alvarez Sürüklenme Tüpü Doğrusal Hızlandırıcısı (DTL) boşluğu (cavity) (Wangler, 2008).....	15
Şekil 2.10: Dairesel hızlandırıcının D plakaları ve hızlandırıcının çalışma prensibi. Sabit manyetik alan D'lere dik yöndedir (Url 6).....	16
Şekil 2.11: Farklı enerjideki proton ve döteron demetleriyle elde edilen nötron çoğaltmaları, hedef atom kütlelerinin fonksiyonu olarak verilmiştir (Nifenecker ve diğerleri, 2003).....	18
Şekil 2.12: 800 MeV protonlarla kurşun üzerinde 0° de uçuş süresi ve spektrometre teknikleriyle ölçülmüş nötron dağılımı.....	20
Şekil 2.13: Proton enerjisinin fonksiyonu olarak, kurşun üzerine gelen proton başına ortalama nötron üretimi (Nifenecker ve diğerleri, 2003).....	21
Şekil 2.14: Proton enerjisinin fonksiyonu olarak, uranyum üzerine gelen proton başına ortalama nötron üretimi (Nifenecker ve diğerleri, 2003).....	22
Şekil 2.15: Bir ADS kalp tasarımı (altıda birlik kısım gösterilmiştir) (Eriksson, 2005).....	24
Şekil 2.16: Ergimiş tuz yakıtlı melez reaktörün kesiti. Proton demeti, sıvı Pb hedefe yukardan çarpar ve onu çevreleyen moderatörde şiddetli bir nötron akışı meydana getirir. Örtü üç kısma bölünmüştür. ²³² Th'dan enerji üretimi için ²³² Th dış kısma verilir, ve burda ²³³ Pa'a dönüşür ve ²³³ Pa çıkartılır. ²³³ Pa, ²³³ U'e bozunduktan sonra, ²³³ U orta kısma verilir ve burda fisyon enerjisi üretilir. Fisyon ürünleri çıkartılır ve bir kısmı transmutasyon için iç kısma verilir (Bowman ve diğerleri, 1992).....	27

Şekil 3.1 : Aktinidler ve fisyon ürünlerinin yarıömürleri. “4n” Torium serilerini, “4n+1” Neptünyum serilerini, “4n+2” Uranyum serilerini, “4n+3” Aktinyum serilerini ifade eder. “nc→” nötron yakalamayı (neutron capture) ifade eder (Url 3).....	35
Şekil 3.2 : LWR’de ^{238}Pu ile ^{244}Cm arasındaki transmutasyon akışı. Fisyon yüzdesi, “100 – gösterilen yüzde”. Toplam transmutasyon oranı, nüklide bağlı olarak büyük değişiklik gösterir. ^{245}Cm - ^{248}Cm uzun ömürlüdür ve bunlar için bozunma ihmal edilebilir düzeydedir (Url 4) (Sasahara, 2004)	36
Şekil 3.3 : Radyoaktif ^{99}Tc , ^{237}Np ve ^{238}Pu ’un nötronlarla transmutasyonu. (Sadineni, 2005) (Bowman ve diğerleri, 1992).....	39
Şekil 3.4 : Fisyon ürünleri ve uranyum-üstü elementler için, belirli radyotoksik stoğun zamanla değişimi (Conde, 2001).....	43
Şekil 4.1 : Fiziksel model ve kullanılan grup ve bölge indislerinin tanımlanması (Ayrıca bakınız Çizelge 4.1).....	52
Şekil 5.1 : Üst eğri: λ ; alt eğri: μ ; yatay doğrular $\frac{\pi}{10}$ ve $\frac{\pi}{30}$ ‘dadır. ($\sqrt{\text{Çıplak Buckling}}$ değerleri) kıyaslama için verilmiştir. Yakıt zenginliği %2.7.....	64
Şekil 5.2 : Determinantın k ile değişimi, $k_{etk} = 0.30522$ ’de determinant sıfır olmaktadır ($b=10$ cm).	65
Şekil 5.3 : ADS boyutu b ile k_{etk} ’in değişimi ($a = 5$ cm, sabit).....	66
Şekil 5.4 : Kaynağı kapatılmış sistem için statik akılar. Hızlı akı merkezde lokal minimumdan geçmekte ve fisil bölgede de maksimum olmaktadır. (Hızlı akı $\phi_A(0) = 1$, yakıt zenginliği %2.7). (a) $k_{etk} = 0.82376$, (b) $k_{etk} = 0.30522$	67
Şekil 5.5 : Harici kaynakla akılar. Termal grup akısı fisil örtü bölgesinde hızlı akıdan daha düşük değerler alır. ($q_0 = 1$ n/cm ³ s, yakıt zenginliği = %2.7) (a) $b = 20$ cm, $k_{etk} = 0.82377$ (b) $b = 10$ cm, $k_{etk} = 0.30522$	69
Şekil 5.6 : Yardımcı akılar. (a) Termal yardımcı akı yakıt bölgesinde yüksek bir plato yapmaktadır. (b) Termal yardımcı akı yakıt bölgesinde zirve yapmaktadır.....	70

SEMBOL LİSTESİ

c_i, g_i	: Diferansiyel denklemlerin çözümünde kullanılan katsayılar
D_g	: Grup difüzyon katsayısı(cm)
E_{proton}	: Bir protonun enerjisi
e_{th}	: Proton hızlandırmanın toplam verimi (hızlandırıcı + reaktör + elektrik üretimi)
G	: Reaktörde üretilen termal enerji için kazanç
$G(x, y)$: Green fonksiyonu
K_X	: $\sqrt{\Sigma_{r,a} X / D_X}$ (1/cm) , $X = A, B, C, E$
k_{etk}	: Etkin çoğaltma katsayısı
k_q	: Kaynak çoğaltma katsayısı
k_s	: Filyon çoğaltma katsayısı
k_{sq}	: Çoğaltma katsayılarının ağırlıklı ortalaması
N_f	: Filyon zincirlerinden üretilen nötron sayısı (1/s)
N_F	: Filyon sayısı (1/s)
P	: Kayıp operatörü
λ, μ	: Fisil bölgedeki akının sağladığı 4. derece lineer diferansiyel denklemin genel çözümünü tanımlamak için gereken reel ve sanal kökleri
$\nu \Sigma_{fg}$: Filyon üretim tesir kesiti (1/cm)
P	: Üretim operatörü
q_g	: g grubu için harici nötron kaynağı yoğunluğu (n /cm ³ s)
$q_{g,yrd}$: g grubundaki yardımcı akı için nötron kaynağı yoğunluğu (n /cm ³ s)
Q	: Toplam harici kaynak (n/s)
S	: Toplam nötron üretimi (n/s)
$s_i, i = 1, 2$: Hızlı ve yavaş nötronlar arasındaki kuplaj katsayıları
Σ_{ag}	: g grubu için soğurma makroskopik tesir kesiti (1/cm)
Σ_{rg}	: g grubu için çıkarma makroskopik tesir kesiti (1/cm)
$\Sigma_{s(g \leftarrow g')}$: g' grubundan g grubuna transfer makroskopik tesir kesiti (1/cm)
v	: Nötron hızı
$\varphi_g(x)$: g-grubundaki akı için k-özfonksiyonları
$\phi_A a$: $\phi_A(a)$ ara sınır değeri
$\phi_g(x)$: g grubu için akı (n /cm ² s)
χ_g	: Normalize edilmiş nötron spektrumu
ψ_{gx}	: Ağırlık fonksiyonu (önem fonksiyonu, yardımcı akı, adjoint akı)
ω	: Reaktör periyodunun tersi (1/s)

İndisler

A	: Kaynak bölgesindeki hızlı nötronlar
B	: Kaynak bölgesindeki yavaş nötronlar
C	: Fisil örtü bölgesindeki hızlı nötronlar

E : Fisil örtü bölgesindeki yavaş nötronlar
g : grup indisi

HIZLANDIRICIYLA SÜRÜLEN NÜKLEER SİSTEMLERDE ÇOĞALTMA KATSAYILARI

ÖZET

Harici kaynakla sürülen bir fisil kalp kavramı, kritiklik açısından bakıldığında güvenli bir sistemdir. Uzun zaman önce önerilmiş olmasına rağmen bu kavramın yeniden dirilişi, GIF IV (4. Nesil Uluslararası Forum - Generation IV International Forum) girişiminin sahne almasıyla oldu. Bir ADS sistemi üç ana parçadan oluşur: Proton hızlandırıcı, spallasyon kaynağı - soğutucu, ve fisil ve/veya fertil örtü. Çok amaçlı bir sistemdir; günümüzdeki nükleer güç santrallerinden çıkan nükleer atığın insinerasyonu ve transmutasyonu, fertil nüklidlerin fisil nüklidlere dönüştürülmesi, ve ayrıca da enerji üretilmesi hedefleri için tasarlanır. Önerilen 6 yeni GIF IV nükleer reaktör prototipine paralel olarak, ADS geliştirilmesi yönünde ilerleyen araştırma çalışmaları vardır. Kritiklikten uzak olan ADS'de, geleneksel kalplerdeki kritiklik ve kinetiğin incelenmesi ile ilgili standart analitik yöntemler artık geçerli değildir.

Bu çalışma iki kısma bölünebilir. Birinci kısımda, ADS sisteminin üç bileşeniyle ilgili genel bilgiler verilmektedir. Bu bileşenlerden, hızlandırıcılar ve spallasyon kaynağı hakkında daha fazla bilgi verilmiştir. Transmutasyon ve insinerasyon süreçleri açıklanmıştır. Aktinidler hakkında bilgi verilmiştir. ADS sistemi için enerji ve nötron muhasebesi yapılmıştır.

İkinci kısımda, tek boyutlu plaka geometrisinde, bir fisil örtü bölgesi ile çevrelenmiş olan ve merkezinde spallasyon kaynağı bulunan bir kalp, model ADS olarak alınmıştır. Böyle bir sistemde, etkileşmemiş harici kaynak nötronlarının etkinliği kaynak çoğaltma katsayısı ile tanımlanmaktadır ve fisyon kaynağı çoğaltma katsayısı da sonradan gelen fisyon zincirlerinin nötron ekonomisine katkısının bir ölçüsüdür. Çoğaltma katsayısı, bütün fisil sistemin nötronsal davranışını gösteren skaler bir özelliktir, fakat sistemin detaylarını hesaba katabilmek için bu özelliğin mümkün olduğunca titiz bir şekilde tanımlanması gerekir. Bu amaçtan hareketle, problem için gerekli olan iki enerji gruplu difüzyon denklemleri ve bunlara eşlik eden ağırlık fonksiyonları için bir yardımcı denklemler seti kullanıldı. Sistemin etkin çoğaltma katsayısı, kaynak ve fisyon zinciri çoğaltma katsayısı ile karşılaştırıldı. Model basit olmasına rağmen, problemi anlamak için gereken temel fiziksel kavrayışı sağlamaktadır.

MULTIPLICATION CONSTANTS IN ACCELERATOR DRIVEN NUCLEAR SYSTEMS

SUMMARY

Although the concept of a fissile core driven by an external source as a safe system from the criticality point of view, has been proposed long time ago, its revival waited until the GIF IV (Generation IV International Forum) initiative took stage. An ADS system consists of three major parts, namely an accelerator, a spallation target-coolant, and a fissile and/or fertile blanket. It is a multi-purpose system designed to incinerate and transmute nuclear waste from the present-day nuclear power plants, to convert fertile nuclides into fissile nuclides and to generate energy as well. In parallel with 6 newly proposed GIF IV nuclear reactor prototypes, there is an ongoing research effort on the development of ADS. ADS being far away from criticality, the standard analytical methodology related to the investigation of criticality and kinetics of conventional cores is no longer valid.

This study can be divided into two parts. In the first part we give general information on the three components of the ADS system. Among these components, more information is given about accelerators and spallation source. Transmutation and incineration processes are explained. Information on actinides is given. For the ADS system, input and output balances for energy and neutrons are demonstrated.

In the second part, a core with a central spallation source target material surrounded by a fissile blanket region in a one-dimensional slab geometry is taken as a model ADS. In such a system the effectiveness of the virgin external source neutrons is defined by the source multiplication factor and fission source multiplication factor is a figure of merit for the contribution of the ensuing fission chains to the neutron economy. Multiplication factor is a scalar property representing the neutronic behavior of the entire fissile system, but it has to be defined as rigorously as possible, to take the fine details of the system into account. Towards this objective two energy group diffusion equations together with a set of adjoint equations for the accompanying weight functions necessary for the problem are used. Effective multiplication factor of the system is compared with the source and fission chain multiplication factor. Although the model is simple, it provides physical insight for the basic understanding of the problem.

1. GİRİŞ

1.1 Çalışmanın Amacı ve Tanıtılması

ADS, kritik Nükleer Reaktöre alternatif olarak düşünülen bir konsepttir. Üç ana bileşenden oluşur: Hızlandırıcı, spallasyon kaynağı ve kritikaltı fisil örtü bölgesi. ADS, bu bileşenlerin birlikte kullanılmasından doğan nötron kaynağıdır.

Hızlandırıcıda oluşturulan yüksek enerjili proton veya elektron ışını, spallation kaynağını bombardıman ederek nötronları koparır. Spallasyon kaynağı reaktör kalbinin merkezine yerleştirilmiştir. Spallasyon kaynağından kopan nötronlar birincil nötronlardır. Bunlar fisil örtü bölgesinde yeni reaksiyonlar yaparak çoğalır. Bir fisyonun açığa çıkan nötron sayısı $\nu = 0$ olsa bile spallasyon kaynağı yardımıyla bir fisyon zincirini sürdürüp enerji üretmek mümkündür. Ayrıca spallasyon kaynağına ilave edilecek ^{238}U ile nötron akısında önemli bir artış sağlamak mümkündür.

ADSR'ler yakın geçmişte geleceğin enerji üreten sistemleri olarak önerildi. Bu sistemlere yönelik giderek artan dünya çapındaki ilgi şuna bağlıdır: Bu sistemler sayesinde minör aktinidler ve uzun ömürlü fisyon ürünlerinin büyük stoklarını transmutasyona uğratmak ve böylece atık reaktör yakıtının uzun dönemli radyotoksikliğini azaltmak mümkündür (Kulik, 2004).

Ayrıca ADS'lerde sabit güce altkritik reaktör sistemi kullanılarak ulaşılır. Altkritik sistemler, geleneksel kritik reaktörlerle karşılaştırıldığında güvenlik açısından çok daha avantajlıdır, çünkü reaktörün güç seviyesi ($k < 1$ olarak kalmak üzere) hem kaynak şiddeti ile doğru orantılı hem de reaktivite ile ters orantılıdır ve bu iki etki birbirinden tamamen bağımsızdır.

Bunlardan başka, ADS'lerin nükleer atıkları transmutasyona uğratması sonucunda, plutonyum ve minör aktinidleri jeolojik depolara gömmekten kaynaklanan çevresel ve çoğalma (proliferasyon) riskleri önemli ölçüde azaltılabilir.

ADS reaktörü teknolojik açıdan, IV. nesil reaktör projeleri arasında bulunan kurşun soğutmalı hızlı reaktör projesine yakındır.

1.2 Ön Bilgiler

ADS reaktörleri kritiklikten uzak oldukları için daha önce kritik reaktörlerin kinetiği için geliştirilen yöntemlerin yeniden gözden geçirilmesi gerekir.

Fisil ortamda oluşan fisyon zicirlerinin akıbetini kayıp (L) ve üretim (P) işlemleri arasındaki denge belirler:

$$P\phi = L\phi \quad (1.1)$$

Matematiksel olarak nötron akısı ϕ için, verilen sınır koşulları ile genelde bu denklemin bir çözümü yoktur; çünkü fiziksel olarak, verilen sistem durağan değildir. Sistemi statik veya dinamik olarak dengelemek için iki temel yöntem başvurulur.

- i.) k –özmodları: makroskopik fisyon üretim tesir kesiti büyüklüğü bir $1/k$ katsayısıyla statik oluncaya kadar ayarlanır. Bu durumu sağlayan en büyük k değerine k_{etkin} denir. Statik duruma getirilen denklemlerin çözümü mümkündür:

$$L\phi_k(\vec{r}) = \frac{1}{k_{etk}} P\phi_k(\vec{r}) \quad (1.2)$$

- ii.) ω – özmodları: $1/v$ – soğurucu ilave edilerek (veya çıkarılarak) ve bunun büyüklüğünü belirleyen bir ω parametresi ile sistem dinamik olarak dengelenir,

$$P\phi_\omega - L\phi_\omega = \frac{\omega}{v} \phi_\omega. \quad (1.3)$$

k 'nın çoğaltma katsayısı şeklindeki fiziksel yorumunun sayısal uygulamaya daha yatkın olması nedeniyle, birinci yöntem uygulamalarda tercih edilir.

Çok gruplu difüzyon denklemlerinde g enerji grubuna ait uzay-zaman bağımlı akı

$$\phi_g(r, t) = T(t)\psi_g(r, t) \quad (1.4)$$

olarak, genlik ve şekil fonksiyonlarının çarpımı olarak gösterilir (Henry, 1975). Hızlı değişim gösteren $T(t)$ için uygun bir *ağırlık fonksiyonu* kullanılarak nokta kinetik denklemler türetilebilir. $T(t)$ denklemi için gereken parametreler başlangıçta başlangıçtaki akı ve yardımcı akı kullanılarak bulunur. Klasik statik-gibi (quasi-statik) yaklaşımlarda geleneksel olarak λ -, veya k-moduna ait adjoint akı ağırlık

fonksiyonu olarak seçilmektedir. $T(t)$ için kurulan basit nokta kinetik denklemler küçük zaman adımlarıyla çözümlenerek yavaş değişim gösteren $\psi_g(r, t)$ için türetilen denklemlerin çözümünde kullanılır. Böylece hesaplama açısından verimli bir yöntem kullanılmış olur. Diğer bir alternatif ise nötron transport denklemlerinin her küçük zaman adımında tekrar çözümlenmesidir. Hesaplama teknolojisindeki kısıtlamalar nedeniyle bu yöntem kaba kuvvet metodu olarak nitelendirilir, ve tercih edilmez.

Kaynaklı sistemlerde ağırlık fonksiyonu olarak bir *önem* fonksiyonu önerilebilir.

Henry (1976) *kritik* reaktör için önem fonksiyonunu reaktör içinde bir \mathbf{r} noktasına ilave edilen E enerjisindeki bir nötronun, toplam nötron popülasyonunda yapacağı değişim olarak tanımlamaktadır; ve bu tanım da kritiğe çok yakın reaktör için temel λ - moduna ait adjoint akıya karşılık gelmektedir.

ADS reaktörleri için ağırlık veya önem fonksiyonu tanımları tartışmalıdır ve söz konusu olan probleme bağlıdır. ADS'lerin diğer problemleri arasında enerji kazancı veya verimliliği ve nötron ekonomisi vardır.

1.3 Literatür Taraması

Burns (1999) yaptığı detaylı çalışmada nokta kinetik denklemlerinin gelişimiyle ilgili iyi bir literatür taraması vermektedir. Dört tür ağırlık fonksiyonu için nokta kinetik denklemleri türetmekte ve sonuçlarını kıyaslamaktadır. Bunlar; birim ağırlık fonksiyonu, gerçek kritik adjoint akı, temel ω ve λ -modları için yardımcı (adjoint) akılardır. Hızlandırıcıyla sürülen nükleer sistemlerin iki önemli karakteristik özelliğinin, i) gecikmiş nötron öncülerinin akı dağılımında fazla bir etkisinin olmadığı ii) akı şeklini tamamen kaynak dağılımının belirlediği ve bunun temel akı modundan çok farklı olacağını saptamıştır. Bu kriterlere dayanarak kritikaltı durum için nokta kinetik denklemlerin uygulanamaz hale geldiği reaktivite sınırını bulmaya çalışmıştır.

Nifenecker ve diğerleri (2001) ile Nifenecker ve diğerleri (2003) yardımcı akı olarak yere ve enerjiye bağlı kaynak çoğaltma katsayısına dayalı bir tanım vermektedir. Hatta daha ileri giderek her yeni nötron nesli için bir çoğaltma katsayısını MCNP koduyla hesaplamaktadır.

Kobayashi ve Nishihara (2000) ADS için bir çoğaltma katsayısı tanımlamış ve çok gruplu difüzyon veya transport denklemlerinden yola çıkarak türetimini yapmıştır ve bazı analitik uygulamalar vermiştir.

Kobayashi (2005) çalışmasında, ADS reaktörü için nokta kinetik denklemin türetiminde ağırlık fonksiyonu olarak ω -moduna ait adjoint temel akının kullanılmasının daha az hatalı olacağını göstermiştir.

Gandini ve Salvatores (2002) kaynakla sürülen sistem için önerdiği önem fonksiyonunu bir adjoint kaynakla sürülen adjoint denklemin çözümünden bulmaktadır. Bu çalışmada adjoint kaynak olarak (makroskopik fisyon tesir kesiti / birim zamanda olan fisyon adedi) oranı önerilmiştir.

Lodhi ve Shubov (2008) yaptıkları analiz sonucunda ^{238}U hedefli spallasyon kaynağı ile sürülen ve örtü bölgesi ^{232}Th 'den oluşan sistemin termal bölgede çalışması durumunda, hızlı bölgede çalışan sisteme göre elektrik verimliliğinin çok daha yüksek olacağını bulduklarını rapor etmişlerdir.

1.4 Çalışmanın Amacı

Bu çalışmada henüz geliştirme ve deneme aşamasında olan ADS'lerin genel bir tanıtımı yapılmakta ve alışlagelmişin dışında nötronik özelliklere sahip olması nedeniyle, kinetik parametrelerinden çoğaltma katsayısının tanımı yapılarak önerilen bir model için uygulanmıştır.

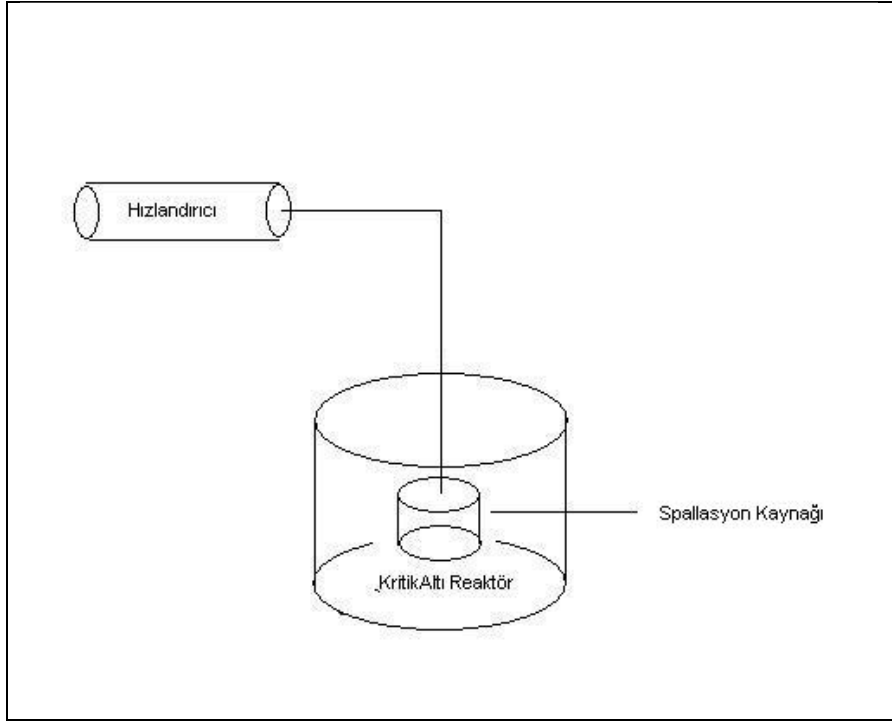
Bölüm 2'de ADS'nin bileşenleri tanıtılmaktadır ve ADS üzerine yapılan başlıca deney ve projelerden bahsedilmektedir. Bölüm 3'te ADS'nin önemli bir özelliği olan atık yakıt transmutasyonu ve minör aktinid insinerasyonu üzerinde durulmaktadır. Bölüm 4'te önerilen bir ADS'nin kinetik parametrelerinden çoğaltma katsayısı analitik bir model için hesaplanmıştır. Bölüm 5'te sonuçlar tartışılmakta ve ileriye dönük öneriler sunulmaktadır.

Bu çalışma için yazılan program kodları ekteki CD'de verilmiştir.

2. ADS ÖZELLİKLERİ

2.1 ADS Bileşenleri

ADS üç ana bileşenden oluşur: Hızlandırıcı, spallasyon kaynağı ve kritikaltı kalp. Şekil 2.1’de bir ADS kendini oluşturan üç bileşeni ile gösterilmiştir.



Şekil 2.1 : ADS'nin bileşenleriyle birlikte gösterimi.

Şimdi bu bileşenleri inceleyelim.

2.1.1 Hızlandırıcı

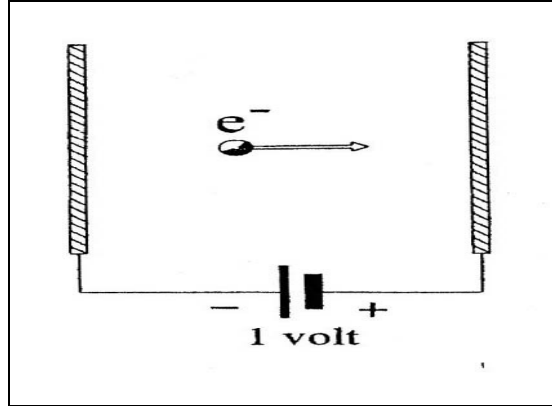
Parçacık hızlandırıcı, elektrik alanlar kullanarak yüklü parçacıkları ileri iten ve bu şekilde onları yüksek hızlara ulaştıran ve onları iyi tanımlanmış demetlerde tutan cihazdır. Hızlandırıcılar, yüklü parçacıkları düşük enerjiden yüksek enerjiye (10 TeV'a kadar – $\text{TeV} = 10^{12} \text{ eV}$) hızlandırır ve enerjisini artırır. İyonlar tekrar tekrar anlık elektrostatik alanlara tabi tutulur. Her tekrarlama iyonuna bir miktar daha enerji kazandırır ve onu hızlandırır. Birçok hızlandırıcı sırayla dizilip birleştirilerek daha yüksek enerjilere ulaşılabilir. Parçacıkları hızlandırmak için elektrik alan

kullanılır, parçacıkları döndürmek ve odaklamak için ise manyetik alan kullanılır (Url 2).

Hızlandırıcılar hızlandıkları parçacığın türüne göre (elektron, proton, vs.), hızlandırıcının doğrusal ya da dairesel olmasına göre (doğrusal, dairesel, vs.) çeşitli sınıflara ayrılır. ADS projelerinde proton ve elektron hızlandırıcıları kullanılmıştır. Nötron üretimi bakımından proton hızlandırıcıları elektron hızlandırıcılara göre daha verimlidir. Aynı parçacık enerjisi için, proton hızlandırıcı elektron hızlandırıcıya göre şiddet olarak birkaç derece daha fazla nötron üretir. Elektron hızlandırıcı proton hızlandırıcıya göre daha küçük ebatlardadır (Sadineni, 2005).

Proton hızlandırıcıdan nötron üretimi spallasyon reaksiyonu (p,n) ile gerçekleşir. Bu reaksiyonda hedef çekirdek tarafından bir proton soğurulur ve sonuç olarak bir veya daha fazla nötron serbest bırakılır. Elektron hızlandırıcıdan nötron üretimi (γ,n) reaksiyonu ile olur. Bu reaksiyonda gelen elektronlar bremsstrahlung fotonları üretir, ve sonrasında bu fotonlar bir atomun çekirdeğiyle etkileşmeye girerek bu çekirdeğin nötron salarak bozunmasına neden olur (Sadineni, 2005).

Hızlandırılan enerjileri belirtirken eV (elektron Volt) birimi tercih edilir. Bu, giriş yükü $e = 1.602 \times 10^{-19}$ C olan bir parçacığın, $\Delta U = 1$ V olan potansiyel farkını geçerken kazandığı kinetik enerjidir (Şekil 2.2).



Şekil 2.2 : eV'nin tanımı (eVatron).

Fizikte, bir noktasal yüke elektromanyetik alanlara bağlı olarak etki eden kuvvete, Lorentz kuvveti denir:

$$\vec{F} = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}). \quad (2.1)$$

Burada \vec{F} (Newton) Lorentz kuvveti, \vec{E} (volt/metre) elektrik alan vektörü, \vec{B} (tesla) manyetik alan vektörü, q (kulomb) parçacığın elektrik yükü, \vec{v} (metre/saniye) parçacığın anlık hızıdır. Elektrik alanı kütlesi m olan parçacığı ivmelendirir:

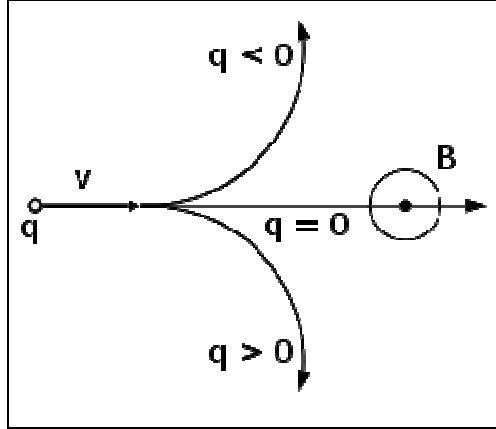
$$\frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{q}{m} \vec{E}; \quad (2.2)$$

Manyetik alan ise hareket halindeki parçacığın yörüngesini saptırır. Lorentz kuvvetinin manyetik bileşeni merkezci ivmeyle ilişkilendirilebilir:

$$\frac{mv^2}{r} = qvB \quad (2.3)$$

$$\omega_c = \frac{q}{m} B \quad (2.4)$$

Sonuç olarak, manyetik alan etkisi altında hareket eden parçacık enerjisinin belirleyeceği yörüngede sabit ω_c (rad/s) açısal frekansıyla döner. Şekil 2.3'te manyetik alanın yüklü parçacığın yörüngesine olan saptırıcı kuvveti görülüyor.



Şekil 2.3 : q 'nin farklı değerleri için, B manyetik alan etkisi altındaki q yüklü parçacığın yörüngesi (Url 4).

Sonuç olarak yüklü parçacığa elektrik alanı içinde enerji transfer edilerek hızı artırılabilir. Manyetik alan ise parçacık demetini yönlendirir.

2.1.1.1 Doğrusal hızlandırıcı ve dairesel hızlandırıcı

Bu ilkelere göre temel olarak iki tip hızlandırıcı yapmak mümkündür. Doğrusal hızlandırıcılar ile dairesel hızlandırıcılar değişik avantaj ve dezavantajlara sahiptir. Dairesel hızlandırıcının en önemli avantajları az yer kaplaması ve ucuz olmasıdır. Ancak ADS'de kullanım için teknik açıdan bakıldığında doğrusal hızlandırıcı daha iyi bir seçimdir (Url 1).

2.1.1.2 Doğrusal hızlandırıcı çalışma ilkeleri

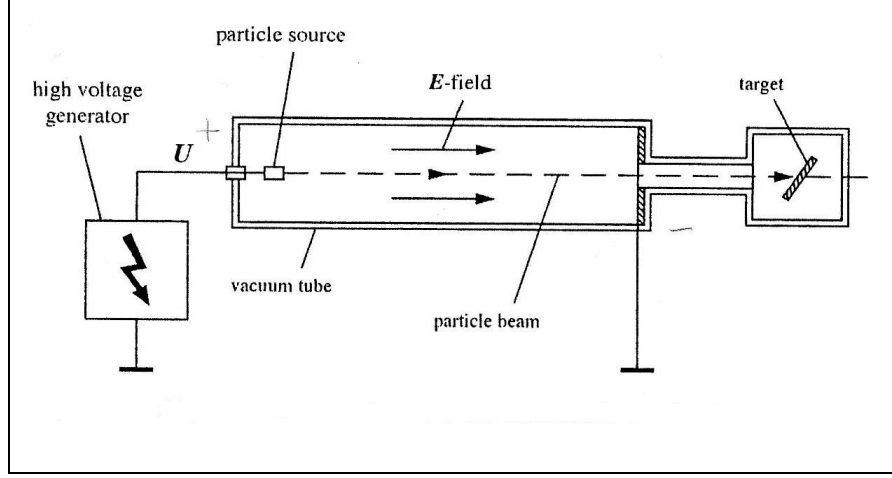
Elektromanyetik dalgadan yüklü parçacığa enerji transferi koşulları

Bir elektromanyetik dalganın hareket eden yüklü bir parçacığa sürekli enerji vermesi için iki koşul sağlanmalıdır:

1. Dalganın elektrik alan bileşeni parçacığın hareket yönünde olmalıdır.
2. Eşzamanlılığı (synchronism) sağlamak için parçacığın hızı, dalganın faz hızına eşit olmalıdır.

Direkt-gerilim (elektrostatik) hızlandırıcısı

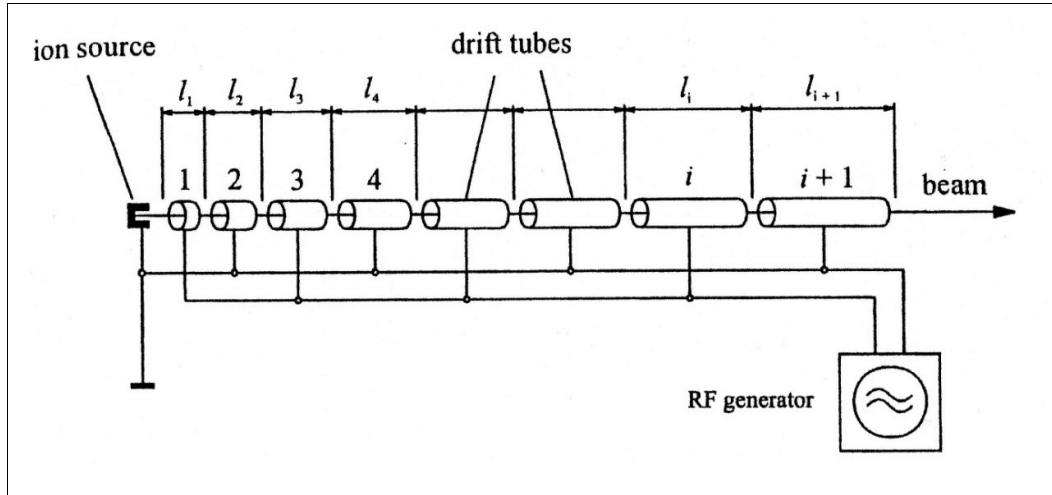
En basit parçacık hızlandırıcıları, iki elektrot arasındaki sabit elektrik alanı kullanır. Bu elektrik alan bir RF yüksek gerilim üretici tarafından üretilir. Bu modelin prensibi Şekil 2.4'te gösterilmiştir. Elektrotlardan biri, parçacık kaynağını içerir. Elektron demetleri durumunda bu, bir termiyonik (thermionic) katottur. Vakum tüpü teknolojisinde çok kullanılır. Yüklü parçacıklar parçacık kaynağından yayılır ve elektrik alanı tarafından hızlandırılır. Hızlandırma bölgesinde nisbeten iyi bir vakum vardır, bu sayede geriye kalan gaz molekülleri ile parçacıkların çarpışması engellenir. Parçacıklar ikinci elektroda ulaşana kadar sürekli hızlandırılır. İkinci elektrotta, parçacıklar hızlandırıcıyı terk eder ve genelde bir miktar daha elektrik alandan bağımsız sürüklenme bölgesinde ilerler, ve bu bölgenin sonuna kadar sabit enerjiyle hareket eder. Bu bölgenin sonunda bir hedefe ulaşır. Bu şekilde ulaşılacak parçacık enerjileri modern standartlara göre oldukça sınırlıdır. Yüksek gerilim uygulandığında elektrotlar arasında akım atlaması (voltage discharge) sorunu vardır. Bu nedenle daha değişik bir tasarıma ihtiyaç vardır.



Şekil 2.4 : Pozitif yüklü parçacık için elektrostatik hızlandırıcının genel şeması (Wille, 2000).

Wideröe doğrusal hızlandırıcısı

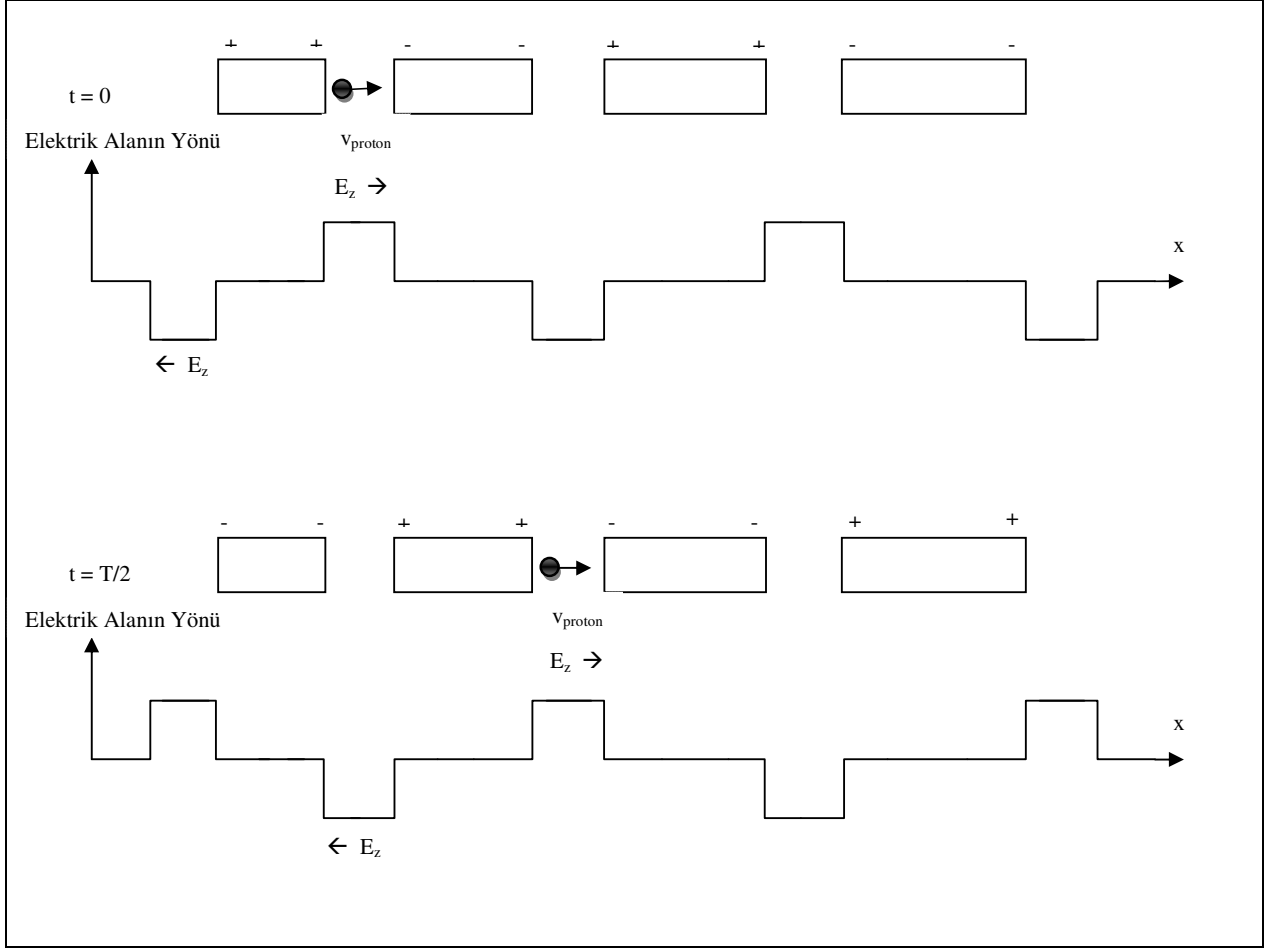
Bu hızlandırıcıda sürüklenme tüpleri alternatif elektrik alanına maruz bırakılır, böylece komşu iki tüp zıt polariteye sahip olur. Metal tüplerin içinde hareket eden parçacıklar elektrik alandan korunur ve serbest olarak sabit hızla düzgün doğrusal hareketle sürüklenir. Hızlanan parçacıklarla yön değiştiren elektrik alanını senkronize yapabilmek için hızlandırıcının girişinden sonuna doğru tüplerin uzunlukları artar. Şekil 2.5'te Wideröe doğrusal hızlandırıcısı şematik olarak gösterilmiştir.



Şekil 2.5 : Wideröe doğrusal hızlandırıcısı.

Şekil 2.5'te görüldüğü gibi, bir yarım periyod süresince, birinci sürüklenme tüpüne uygulanan voltaj, iyon kaynağından çıkan parçacıkları hızlandırır. Parçacıklar birinci sürüklenme tüpüne v_1 hızıyla girer. Tüpün içinden geçerken dışarıdaki alanlardan etkilenmezler ve sabit hızla ilerlerler. Parçacık tüpten çıkmadan önce uygulanan potansiyelin işareti değiştirilir ve böylece iki tüp arasındaki alanın yönü tersine döner. Sonuç olarak parçacık tüpten çıkıp birinci ile ikinci sürüklenme tüpü arasındaki boşluğa gelince, yine bir hızlanmaya (ivmelenmeye) maruz kalır. Bu süreç her sürüklenme tüpü için tekrarlanır.

Şekil 2.6'da bir Wideröe hızlandırıcısının bir kısmı, birbirinden yarım RF periyodu kadar farklı iki ardışık zamanda şematik olarak gösterilmiştir. Yüklü parçacık demeti darbesinin RF ile senkronizasyonu, parçacıklar tarafından iki komşu hızlandırma boşluğu arasında geçirilen zamanın RF periyodunun yarısına ($T/2$) eşit olmasını gerektirir.



Şekil 2.6 : Wideröe doğrusal hızlandırıcısında sürüklenme tüpleri arasında parçacıklarla elektrik alanın senkronizasyonu. Sistemin durumu, birbirinden RF'nin periyodunun yarısı kadar farklı iki zamanda gösterilmiştir. Siyah daire, RF'ye eşzamanlı olan bir demet darbesini gösteriyor.

Bir sürüklenme tüpünden sonra q yüklü bir parçacığın kazanacağı enerji:

$$\Delta E = qU_{\max} \sin \Psi_0 . \quad (2.5)$$

Burada Ψ_0 , parçacıkların boşlukları geçerken gördüğü RF voltajın ortalama fazıdır. Önemli bir husus şudur ki, sistemdeki en büyük voltaj hiçbir zaman U_{\max} 'tan daha büyük değildir. Dolayısıyla ilke olarak, voltaj boşalması sorunuyla karşılaşmadan istenilen oranda yüksek enerjili parçacık enerjilerine ulaşmak mümkündür. Bu da RF hızlandırıcıların elektrostatik sistemlere karşı sahip olduğu kesin bir avantajdır. Bu nedenle günümüzde nerdeyse bütün hızlandırıcılar, güçlü RF kaynaklar tarafından sağlanan yüksek frekanslı alternatif gerilimler kullanır.

İvmelenme sırasında hız monoton olarak artar, fakat alternatif gerilimin frekansı sabit kalmalıdır çünkü zaten çok pahalı olan RF güç kaynağı maliyetlerini makul sınırlar içinde tutmak gerekir. Bu da demektir ki, ardışık boşluklar arası mesafeler uzamalıdır. i 'inci sürüklenme tüpünde v_i hızına ulaşılır, bu da m kütleli bir parçacık için, relativistik olmayan hızlarda ($v \ll c$) olduğumuzu varsayarsak enerji olarak:

$$E_i = \frac{1}{2} m v_i^2 = iq U_{max} \sin \Psi_0 \quad (2.6)$$

olarak ifade edilebilir. Ayrıca, parçacık bir sürüklenme bölümünü bitirirken, RF gerilimi de tam olarak yarım periyod ($T_{RF}/2$) ilerler. Buradan, i ile $i+1$ 'inci boşluklar arasındaki mesafe:

$$l_i = \frac{v_i T_{RF}}{2} \quad (2.7)$$

Burada v_{RF} frekansının sabit olduğunu varsayıyoruz. v_i parçacığın i 'inci tüpteği hızıdır. T_{RF} RF kaynağının periyodudur. (2.5) ve (2.7) birleştirildiğinde i 'inci tüpün boyu olarak:

$$l_i = \frac{1}{v_{RF}} \sqrt{\frac{iq U_{max} \sin \Psi_0}{2m}} \quad (2.8)$$

bulunur.

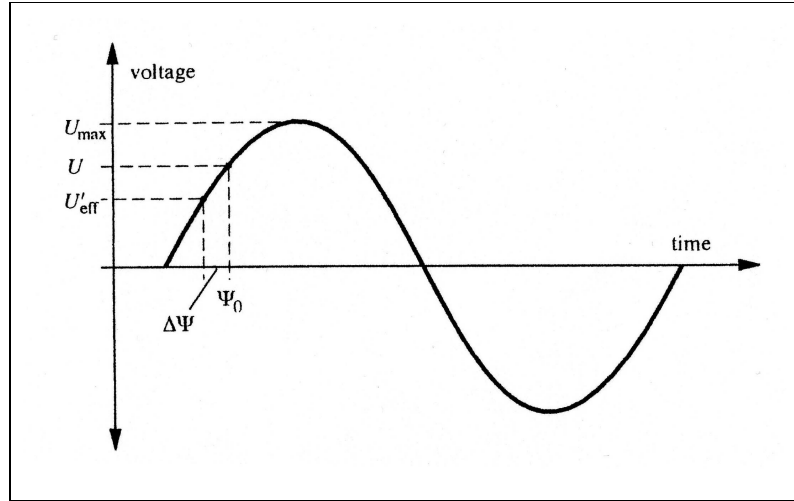
Bu denklemden de görüldüğü gibi, ardışık iki tüpün merkezleri arasındaki mesafe \sqrt{i} ile orantılı olarak artmalıdır.

Yüksek frekanslı doğrusal hızlandırıcıyla ilgili olarak bir sorun daha vardır. Denklem (2.5)'e bakarsak, parçacığa transfer edilen enerji kritik bir şekilde U_{max} gerilimine ve Ψ_0 nominal fazına bağlıdır. (2.5)'e bakarsak, parçacığa transfer edilen enerji $\Psi = \pi/2$ 'de maksimum olur. Çok sayıda sürüklenme kademesi kullanıldığında, Ψ_{max} maksimum fazından küçük bir sapma; parçacık hızının, sürüklenme kademesi uzunluklarıyla ayarlanan tasarım hızıyla eşit olmamasına yol açar. Böylece parçacıklar RF gerilimine bağlı olarak bir faz kaymasına maruz kalır. Bir sapma durumunda otomatik olarak parçacıkları nominal faza geri getirecek bir mekanizmaya ihtiyaç vardır. Bu mekanizma Şekil 2.7 ve 2.8'da açıklanmıştır. Parçacıkları hızlandırmak için $\Psi_0 = \pi/2$ fazı kullanılmamalıdır, yani tepe voltajı U_{max}

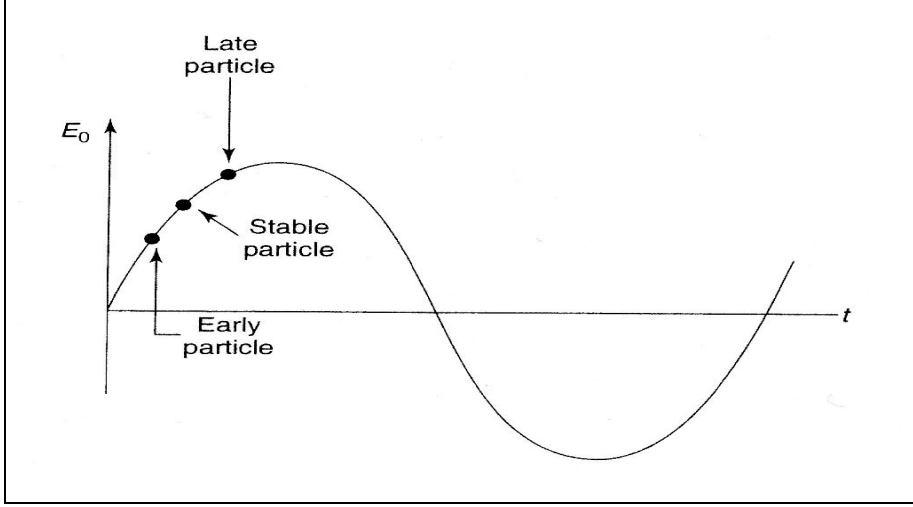
kullanılmamalıdır; bunun yerine $\Psi_0 < \pi / 2$ değeri kullanılır. Bu durumda etkin hızlandırma gerilimi $U_{eff} < U_{max}$ olur. Varsayalım ki bir parçacık önceki kademede çok fazla enerji kazanmış olsun ve ideal bir parçacıktan daha hızlı hareket ediyor olsun ve böylece bu parçacık yeni kademeye daha erken ulaşır. Bu parçacık $\Psi = \Psi_0 - \Delta\Psi$ kadar bir ortalama RF fazıyla karşılaşır ve bunu hızlandıran gerilim:

$$U'_{eff} = U_{max} \sin(\Psi_0 - \Delta\Psi) < U_{max} \sin \Psi_0 \quad (2.9)$$

Bu gerilim de ideal gerilimden küçüktür. Dolayısıyla parçacık daha az enerji kazanır ve nominal hıza geri dönünceye kadar yavaşlar. Bunu tersi de, enerjisi çok düşük olan parçacıklar için olur. Pratik olarak, bütün parçacıklar nominal faz olan Ψ_0 civarında osilasyon yapar. Bu “faz odaklama” ilkesi, RF gerilim kullanan bütün hızlandırıcıların tasarımında kritik öneme sahiptir.



Şekil 2.7 : Doğrusal hızlandırıcılarda faz odaklama. Faz odaklama, iki sürüklenme kademesi arasındaki RF geriliminin zamansal bağımlılığı üzerine kurulmuştur.



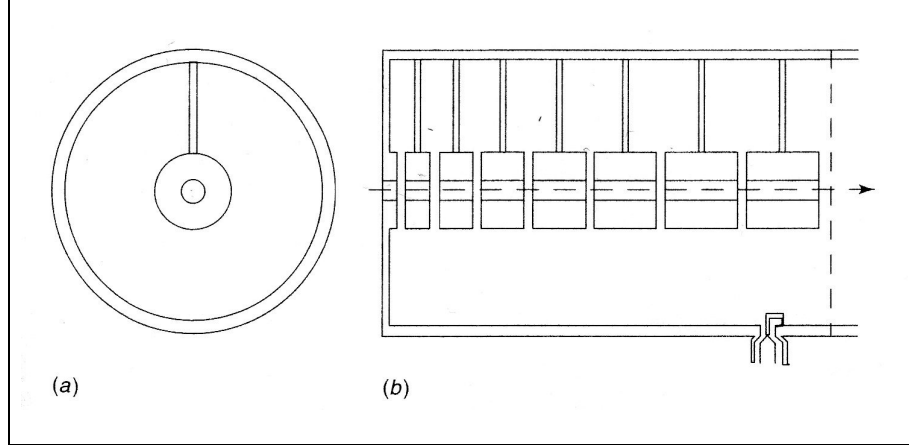
Şekil 2.8 : Doğrusal hızlandırıcıda değişik hızlardaki parçacıkların göreceği fazlar.

Bir RF dalganın yüklü parçacığı hızlandırması, bir sörfçünün uygun dalgayı yakalayıp hızlanmasına benzetilebilir.

Alvarez sürüklenme tüpü doğrusal hızlandırıcısı

Wideröe hızlandırıcıları yüksek enerjilere çıkmak için yeterli değildir. Özellikle elektronları ışık hızına kadar hızlandırmak için son kademelerdeki sürüklenme tüplerinin boylarını çok uzun yapmak gerekir. Bu pratik bir çözüm değildir. Bunun yerine hızlandırıcı yüksek frekanslarla (GHz) sürülen dalga kılavuzları içine kurulur. Dalga kılavuzları içinde durağan veya hareketli RF elektrik alana sahip dalgalar oluşturmak mümkündür. Bu dalgaların şeklini sınır koşulları belirler. Ayrıca bu dalgaların faz hızları yapılacak bazı yapısal değişikliklerle hızlanan parçacıkla senkronize olacak şekilde ayarlanabilir.

Alvarez tarafından önerilen çözüm, Şekil 2.9'da gösterildiği gibi dalga kılavuzu içine eksen boyunca içi boş iletken sürüklenme tüpleri yerleştirmektir. Bu sürüklenme tüplerinin içinde Wideröe doğrusal hızlandırıcısında olduğu gibi RF elektrik alanı sıfıra düşer. Bu sayede elektrik alandan korunan bölgeler oluşur ve bu bölgeler, eksensel elektrik alanın polaritesi demet yönüne zıt iken parçacıkları korur. Sonuçta oluşan bu hızlandırma yapısı Sürüklenme Tüpü Doğrusal Hızlandırıcısı (DTL – Drift Tube Linac) olarak bilinir.

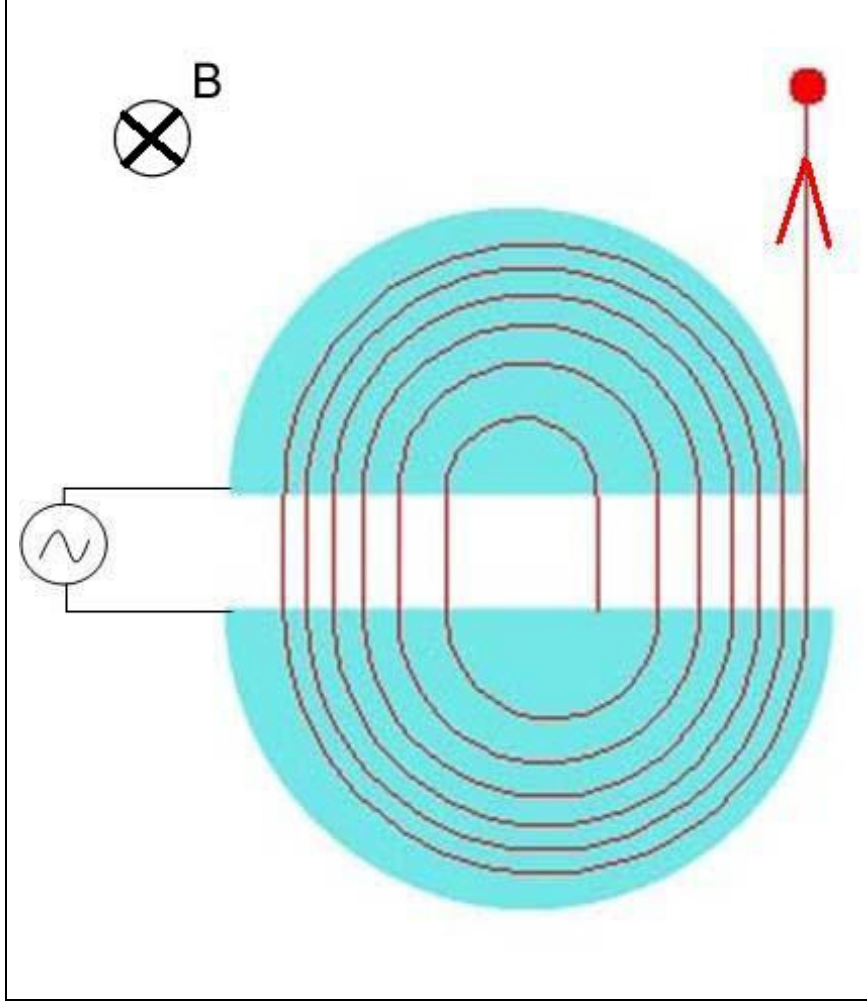


Şekil 2.9 : Alvarez Sürüklenme Tüpü Doğrusal Hızlandırıcısı (DTL) boşluğu (cavity) (Wangler, 2008).

2.1.1.3 Dairesel hızlandırıcı

Yüklü parçacıkları, yüksek frekanslı alternatif gerilim kullanarak hızlandırır. Harekete dik manyetik alan, parçacıkların spiral çizerek hareket etmesine neden olur. Bu spiral, daireye çok yakındır, ve böylece parçacıklar hızlandırıcı gerilime defalarca maruz kalır.

Dairesel hızlandırıcıda D elektrotlarına uygulanan yüksek frekanslı alternatif gerilim, yüklü parçacıkları değişen yönde iter ve çeker. Manyetik alanın merkezine yakın yerden ortama sokulan parçacıklar, sadece elektrotlar arasındaki boşluktan geçerken hızlanırlar. Harekete dik olan manyetik alan (D elektrotlarına dik olarak geçer), parçacıkların artan enerjisiyle birleşince onları spiral yörünge izlemeye zorlar. Şekil 2.10'da dairesel hızlandırıcının işleyişi gösterilmiştir. Şekilde gösterilen elektrotlar vakum odasında olacaktır. Vakum odası düzdür ve büyük bir mıknatısın iki kutbu arasındaki dar boşluktadır (Url 5).



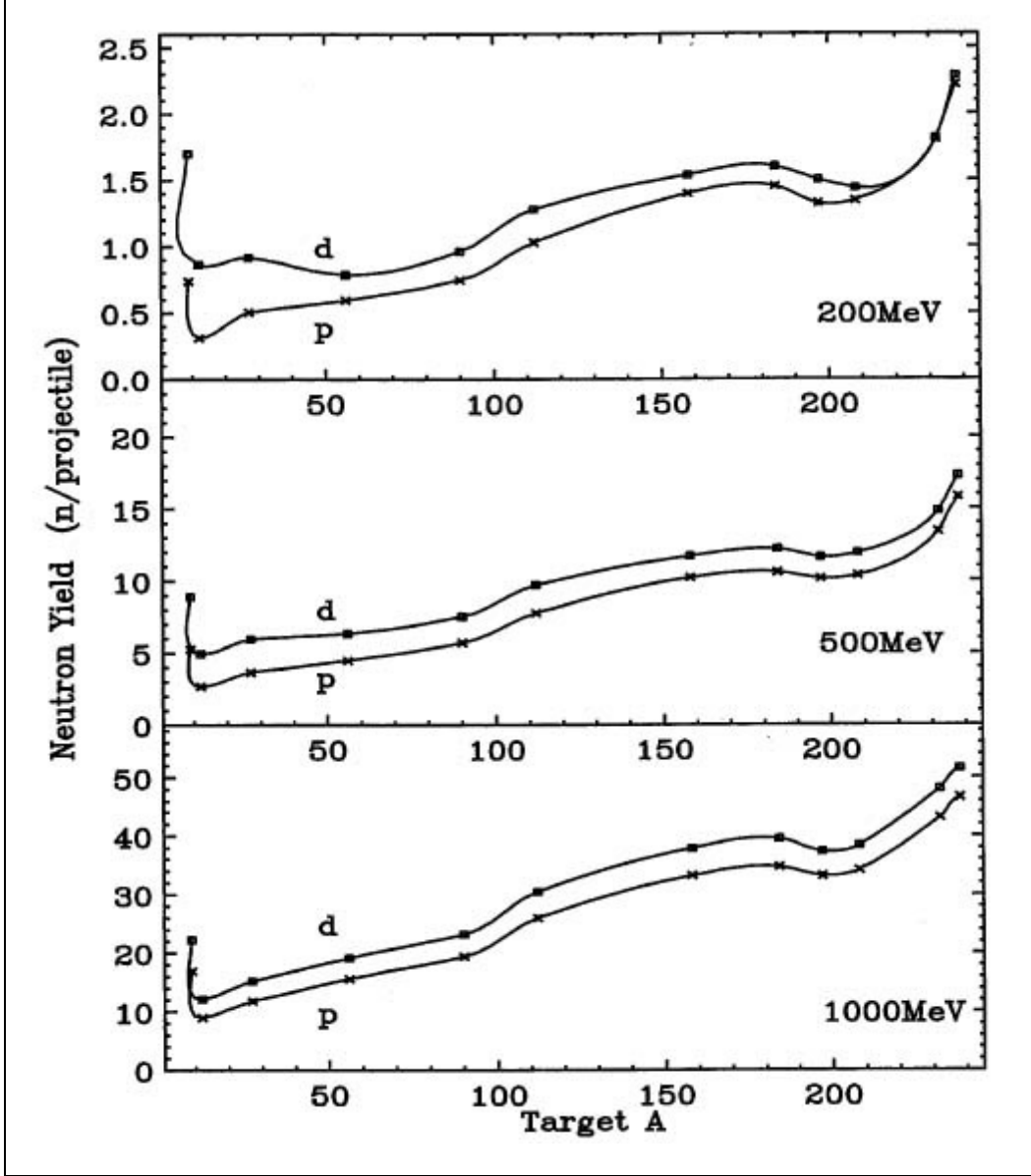
Şekil 2.10 : Dairesel hızlandırıcının D plakaları ve hızlandırıcının çalışma prensibi. Sabit manyetik alan D'lere dik yöndedir (Url 6).

Enerjilerinde değişiklik olmasa, parçacıklar manyetik alanda dairesel yörünge izler. Dairesel hızlandırıcıda, D'ler arasındaki boşluğu geçerken parçacıklar enerji kazanır ve böylece hızlanırlar (tipik relativistik-altı hızlarda); ışık hızına yaklaştıklarında ise kütle artışı etkili olmaya başlar. Bu etkilerden biri ya da diğeri (artan hız veya artan kütle) parçacığın izlediği dairesel yörüngeyi yarıçapını artırır ve böylece yörünge spiral olur (Url 5).

Parçacıklar vakum odasının çevresindeki bir hedefe çarpana kadar, izledikleri yörüngenin yarıçapı artar. Hedef olarak çeşitli maddeler kullanılabilir. Parçacıkların hedefle çarpışması ikincil parçacıkların oluşmasına neden olur. Bunlar dairesel hızlandırıcının dışına ve ölçme aletlerinin içine doğru yönlendirilebilirler. Sonuçlar sayesinde, atomlar arası ortalama mesafe ve çeşitli çarpışma çarpımlarının oluşturulması gibi çeşitli özelliklerin hesaplanması sağlanır. Bunu takiben, hedef maddenin kimyasal ve parçacık analizi sayesinde, hedefte kullanılan elementlerin nükleer transmutasyonu konusunda bilgi edinilebilir (Url 5).

2.1.2 Spallasyon nötron kaynağı (SNS)

Kritikaltı reaktörün içinde yer alır. Hızlandırıcıda hızlandırılan yüksek enerjili yüklü parçacıklar demeti ağır kütleli atomlardan oluşan hedefe çarpar ve spallasyon sonucunda nötronları koparır. Spallasyon kaynağının yapıldığı madde ve kaynağın geometrisi, hızlandırıcıdan çıkan demetin enerjisine bağlı olarak nötron üretimi en yüksek sayıda olacak şekilde seçilir. Şekil 2.11'den de görüleceği gibi, Atom kütlesi (A) arttıkça, koparılan nötron sayısı artma eğilimindedir. Dolayısıyla yüksek atom kütle numaralı elementlerden yapılan bir spallasyon kaynağında nötron üretimi en yüksek seviyede olacaktır. Bu tip elementlere örnek olarak Pb, Bi, W ve U gösterilebilir. (Sadineni, 2005)



Şekil 2.11 : Farklı enerjideki proton ve döteron demetleriyle elde edilen nötron çoğaltmaları, hedef atom kütlelerinin fonksiyonu olarak verilmiştir (Nifenecker ve diğerleri, 2003).

2.1.2.1 Hedef çekirdeklerin yüksek enerjili nükleonlarla bombalanması sonucu oluşan reaksiyonlar ve spallasyon

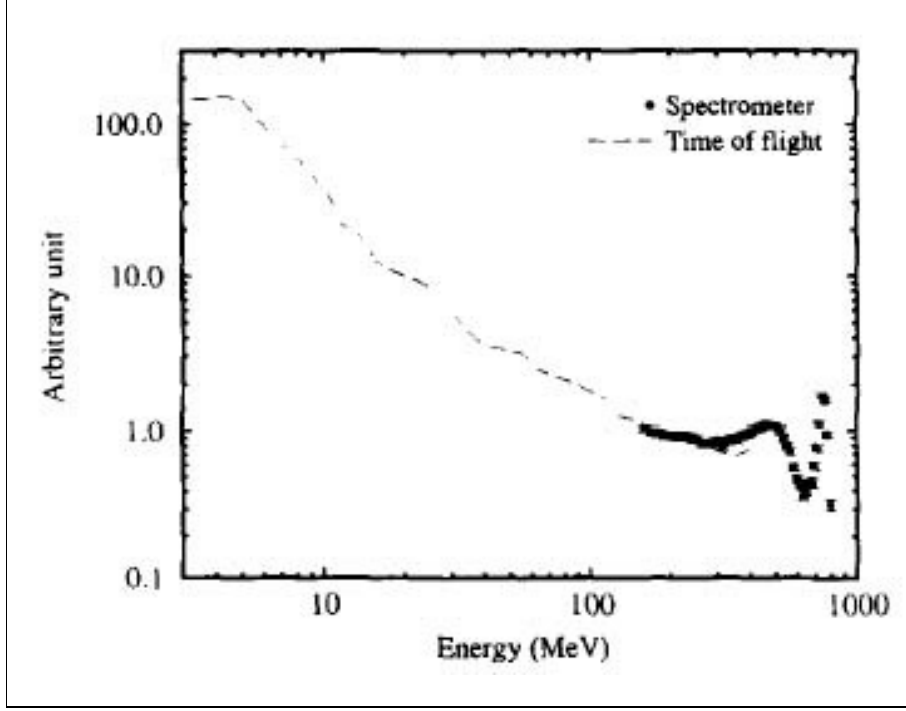
Spallasyon reaksiyonu, hedef çekirdeklerin yüksek enerjili (birkaç yüz MeV) nükleonlarla (örneğin hızlandırılmış elektronlar veya protonlar) bombardıman edilmesiyle başlar.

Çekirdekiçi çığ (intranuclear cascade) denen birinci aşamada, hedef üzerine gelen yüksek enerjili parçacıklar hedef çekirdeği oluşturan nükleonlarla (nötron ve protonlar) bireysel olarak (tek tek) etkileşime girer. Bunun sonucunda yüksek enerjili ikincil parçacıklar (asıl olarak nötronlar ve protonlar, bazı alfa parçacıkları, piyonlar, vs.) yayınlanır. İkinci aşamada, hedef çekirdek yüksek bir uyarılma düzeyinde (high excitation state) kalmıştır ve bu yüksek enerjili düzeyden normal düzeye geçmek için asıl olarak çok sayıda düşük enerjili (birkaç MeV) nötronu buharlaştırır. Ayrıca, yüksek enerjideki fisyonlar da fazladan ikincil parçacıklar oluşmasını sağlar (Url 1).

Şimdi bu reaksiyonlara biraz daha detaylı bakalım.

Yüzeyde fenomenler olmaktadır; örneğin, bol bulunan yüksek enerjili inelastik saçılmış nükleonlar. Bunlar, dış yüzeye ait çarpışmalarla açıklanabilir. Bu çarpışmalarda bileşik çekirdek oluşumu olmamakta, gelen parçacık çekirdek yüzeyinden nükleonları ufalamaktadır. Doğrudan reaksiyon yorumu, inelastik saçılan parçacıkların açısal dağılımının incelenmesi ile de doğrulanmaktadır. Yüksek enerjide olanlar çoğunlukla ileri saçılır, ki doğrudan çarpışmada (direct collision) da bu beklenir. Düşük enerjili olanlar ise eş yönlü saçılır, ki bu da buharlaşma olayından beklenir (Segre, 1965).

Şekil 2.12'de kurşun hedefe çarpan 800 MeV enerjili protonlarla oluşan ve ileri saçılan nötron spektrumu verilmiştir.



Şekil 2.12 : 800 MeV protonlarla kurşun üzerinde 0° de uçuş süresi ve spektrometre teknikleriyle ölçülmüş nötron dağılımı.

Spallasyon reaksiyonları; hedef maddede fisil çekirdekler bulunması durumunda, düşük enerjideki klasik nükleer fisyon reaksiyonlarıyla desteklenebilir. Bütün bu reaksiyonlar sonucunda, gelen hızlandırılmış parçacıkların enerjisine ve hedef çekirdeklerin atom numarasına bağlı olarak çok sayıda spallasyon nötronu elde edilebilir. Örneğin bir kurşun spallasyon kaynağı 1 GeV enerjili protonlarla bombardıman edildiğinde sonuç olarak her gelen proton için 25 nötron açığa çıkar. 600MeV'e hızlandırılmış protonlarla bombalandığında, her gelen proton için 13 nötron açığa çıkması beklenir (sadece spallasyon reaksiyonundan) (Url 1).

2.1.2.2 Protonların madde ile etkileşmesi

Protonlar yüklü oldukları için elektronlarla etkileşir. Elektronik etkileşme menzili Z_p (Z :atom numarası, ρ : hedef yoğunluğu) ile orantılı olarak azalır. Ayrıca protonlar çekirdek ile doğrudan etkileşir. Bu etkileşme için yüksek enerjilerde tesir kesiti olarak *kara çekirdek* değeri kullanılabilir; diğer bir deyişle sıvı damla modeline göre $\sigma \propto (A^{1/3})^2$ ve menzil de $\frac{1}{\Sigma} \propto A/\rho\sigma$ olur.

Çizelge 2.1 : Be ve Pb için 1 GeV’lik proton bombardımanı altında elektronik ve nükleer menziller (Nifenecker ve diğerleri, 2003).

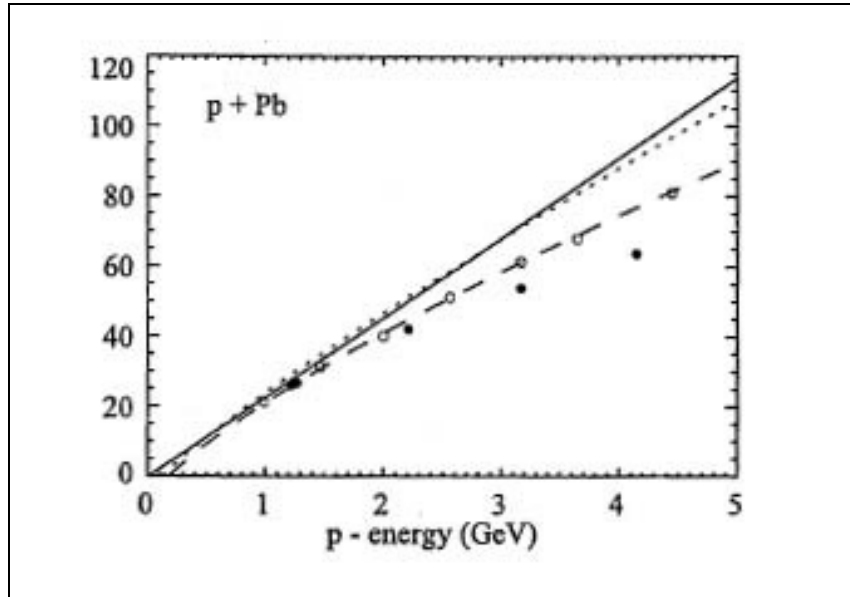
Hedef	Menzil (cm)	
	Elektronik	Nükleer
Be	250	35
Pb	45	16

Çizelgeden görüldüğü gibi düşük kütle numaralarında elektronik ile nükleer menziller arasındaki fark yüksek atom numaralarına göre belirgin şekilde artmaktadır.

2.1.2.3 Kalın hedeflerdeki nötron çoğaltması

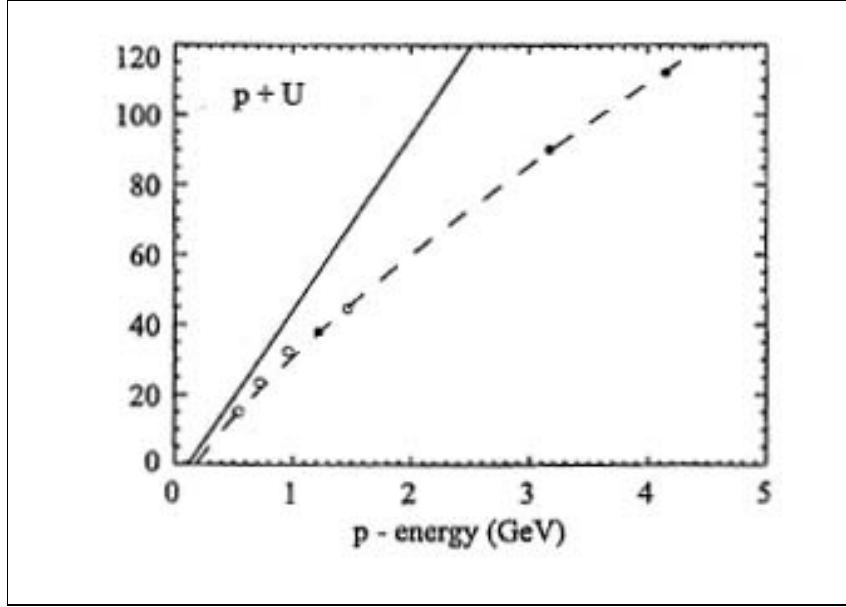
ADS sistemleri kalın hedeflere ihtiyaç duyar. Burada “kalın hedef” ile anlatılmak istenen, hedefin proton demetini tamamen durduracak kadar kalın olmasıdır. Kalın hedeflerden açığa çıkan nötron miktarı, ADS tasarımı için büyük ilgi görmektedir.

Şekil 2.13’te kurşunun protonla bombalanması ile elde edilen sonuçlar gösterilmektedir.



Şekil 2.13 : Proton enerjisinin fonksiyonu olarak, kurşun üzerine gelen proton başına ortalama nötron üretimi (Nifenecker ve diğerleri, 2003).

Diğer taraftan, doğal uranyum için: $k_{\infty}^{U_{nat}} = 0.29$ ve buna karşı gelen sonsuz ortamdaki toplam çoğaltma da; $1/(1- 0.29) = 1.4$ olur. Bu etki büyük olasılıkla, kurşunla karşılaştırıldığında uranyumda gözlemlenen çok daha yüksek nötron çoğaltmasının sebebidir. Uranyumla kurşunun durumunu Şekil 2.13 ile Şekil 2.14'ü karşılaştırınca görüyoruz (Nifenecker ve diğerleri, 2003).



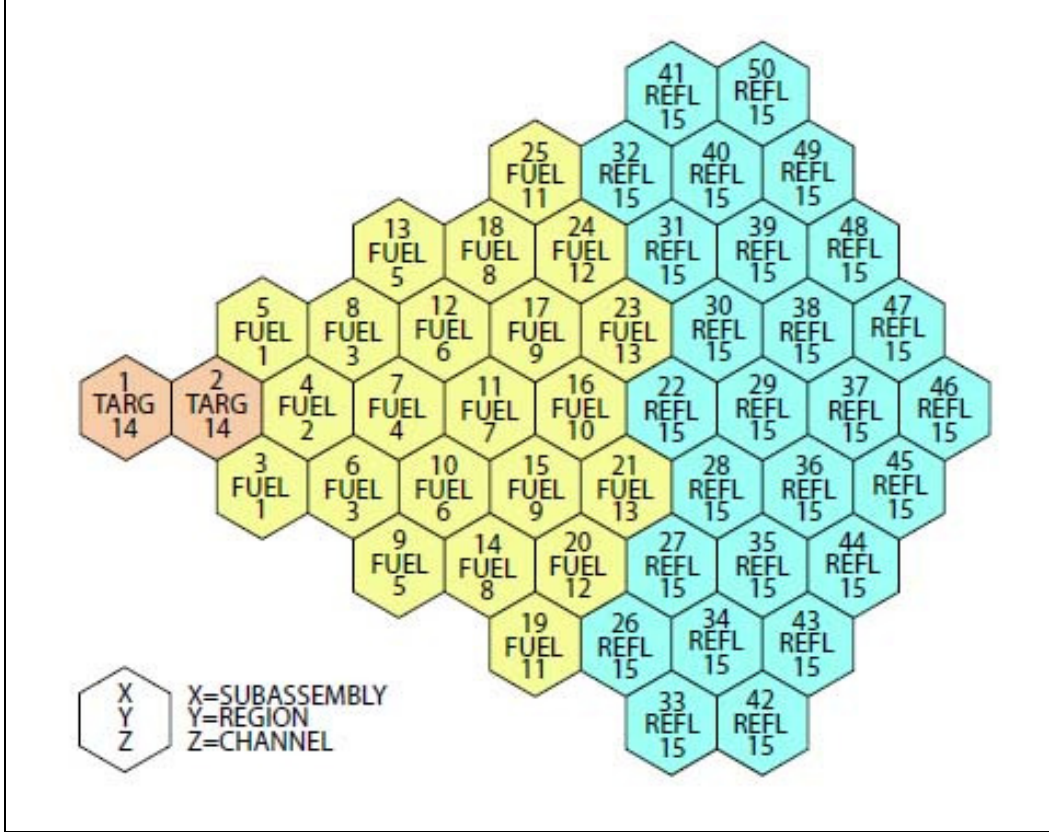
Şekil 2.14 : Proton enerjisinin fonksiyonu olarak, uranyum üzerine gelen proton başına ortalama nötron üretimi (Nifenecker ve diğerleri, 2003).

2.1.3 Kritikaltı kalp

Kritikaltı kalp nükleer yakıtlardan yapılır. Genelde, atık yakıttaki ayrılmış radyoizotoplardan da yapılır. Minör aktinidler (Np, Pu, Cm, Am gibi) buna dahildir. ADS tasarlanırken genelde kalp kritikaltı olacak şekilde tasarlanır, öyle ki $0.95 < k_{etk} < 0.98$ olacak şekildedir. Bu da güvenliği artırır. Kritikaltı olan bir reaktörde fisyon reaksiyonları harici bir nötron kaynağı olmadan sürdürülemez. ADS için bunu sağlayan hızlandırıcı ve spallation kaynağıdır. Hızlandırıcı durdurulduğunda, kritikaltı reaktördeki reaksiyonlarda durur. Bu da ADS için çok önemli bir güvenlik avantajı getirir. Bu güvenlik avantajı sayesinde, ADS güvenli bir şekilde minör aktinidleri ve diğer uzun ömürlü fisyon ürünlerini yakar.

Kritikaltı kalbin enerji spektrumu kritikaltı kalbin uygulama alanına bağlıdır. Bununla beraber, kritikaltı kalp için hızlı nötron spektrumu, çeşitli avantajlar sağlar. Bu avantajlardan biri de daha fazla miktarda nötron salınmasıdır ki bu da minör aktinid transmutasyonu, kalpte daha az miktarda minör aktinid oluşması ve enerji üretiminde daha fazla miktarda enerji elde edilmesinde kullanılabilir (Url 1).

Şekil 2.15'te Eriksson(2005)'un çalışmasında kullanılan ve daha önceki bir OECD/NEA benchmark modelini temel alan test modeli görülüyor. Model, hızlandırıcıyla sürülen kurşun-bizmut soğutmalı ve minör aktinid yüklenmiş transmuter kalbine aittir. Kalp, merkezde kurşun-bizmut hedef bölgesi ve homojenleştirilmiş yakıt bölgesinden ve bunları saran radyal ve eksensel (axial) reflektörlerden (%70 çelik ve %30 soğutucu) oluşur. Altıgen – z temsiline 114 yakıt asamblesi vardır; Şekil 2.15 kalbin altıda birlik simetri kısmının plan görünümünü içerir. Aktif kalbin yüksekliği 100 cm'dir. Yakıt, 2/3 oranında minör aktinidler ve 1/3 oranında ZrN seyreltici plutonyumdan oluşur; $(Pu_{0.1}, MA_{0.2}, Zr_{0.7})N$. Yakıt bileşimi, UOX yakıtlı LWR'nin plutonyum deşarjının minör aktinidlerle karışımına tekabül eder.



Şekil 2.15 : Bir ADS kalp tasarımı (altıda birlik kısım gösterilmiştir) (Eriksson, 2005).

2.2 ADS Üzerine Başlıca Deneyler ve Projeler

2.2.1 TRIGA Projesi

Bu projenin amacı bir proton hızlandırıcısı, bir spallasyon kaynağı ve yeterli büyüklükteki bir kritikaltı sistemi birleştirerek büyükçe bir güç üretmektir. Bu deney ENEA Casaccia Centre'da (İtalya) kritikaltı reaktör olarak işletilen TRIGA reaktöründe yapılması planlanmıştır. TRIGA, varolan 1 MW termal güçte, suyun reaktör havuzunda doğal ısı taşınımı (convection) ile soğutulan havuz tipi reaktördür. Yakıt elemanları, %20 zenginleştirilmiş U içerir.

Yapılabilirlik çalışmasında, TRIGA projesi yükseltilmiş (upgraded) ticari bir proton siklotronu (cyclotron) ile TRIGA reaktörü merkezine yerleştirilen tungsten katı hedefin birleşiminden oluşmaktadır (Nifenecker ve diğerleri, 2003).

Spallasyon kaynağı merkeze konacaktır. Birkaç on kilowattlık demet gücü, uygun çoğaltma faktörlü bir kritikaltı sistemi çalıştırmak için uygun gözükmetedir. 0.97 (5 \$) civarında bir k_s ile, sistem reaktörde birkaç yüz kWth güç ve hedefte birkaç on kWth güç üretebilir.

2.2.2 Kurşun Soğutmalı ADSR: Rubbia'nın Tasarısı

Katı yakıtlı, kurşun soğutmalı, hızlı kritikaltı reaktörüdür. Hızlandırıcı sistem: seri bağlanmış üç siklotronu içerir. Protonları 1 GeV enerjiye ulaştırır. Şiddeti 10 mA'dir ($6 \cdot 10^{16}$ proton). Hızlı kritikaltı sistemin çoğaltma katsayısı 0.98'dir. Beklenen enerji kazancı 120'dir. Bu da 1500 MW termal güç ve 600 MW elektrik gücü verir.

2.2.3 Ergimiş Tuz Yakıtlı Melez Reaktör: Bowman'ın Tasarısı

Ergimiş tuz yakıtlı, termal nötron kritikaltı reaktörüdür. Önerilen yakıt döngüsü Th – U döngüsüdür. Bowman ve diğerleri (1992), atık transmütasyonu ve aktinid insinerasyonu için D₂O ile modere edilen, ergimiş tuz içinde çözülmüş fisil malzemenin dolaştığı bir sistem önermiştir. Bu sistem sayesinde atıksız nükleer enerji üretimi amaçlanmaktadır. Ana amaçlar:

- Uranyum-üstü elementlerin insinerasyonu
- Bazı fisyon ürünlerinin transmütasyonu.

Kullanılmış yakıtlar, fisyon ürünleri ve aktinidler içerir. Zaten uzun bir süre reaktör içinde ışınlanmış olan fisyon ürünlerinin, aynı reaktör içinde transmütasyonu mümkün değildir. Bu nedenle çok daha yüksek akı içeren termal bir kaynağa ihtiyaç vardır. Ayrıca aktinidler hızlı spektrumda daha iyi yanmakla beraber, termal spektrum içinde yakılırsa, geriye kalan radyoaktif fisyon ürünleri miktarı daha az olur.

Ergimiş tuz yakıtlar, yarı süreç sırasında (semi-online) işlem ve saflaştırmayı mümkün kılar. Bu da reaktivitenin çok iyi bir şekilde kontrol edilmesini sağlar ve ayrıca fisyon ürünleri tarafından yakalanma sebebiyle oluşan nötron kayıplarını önleyerek nötron ekonomisi optimizasyonunu sağlar.

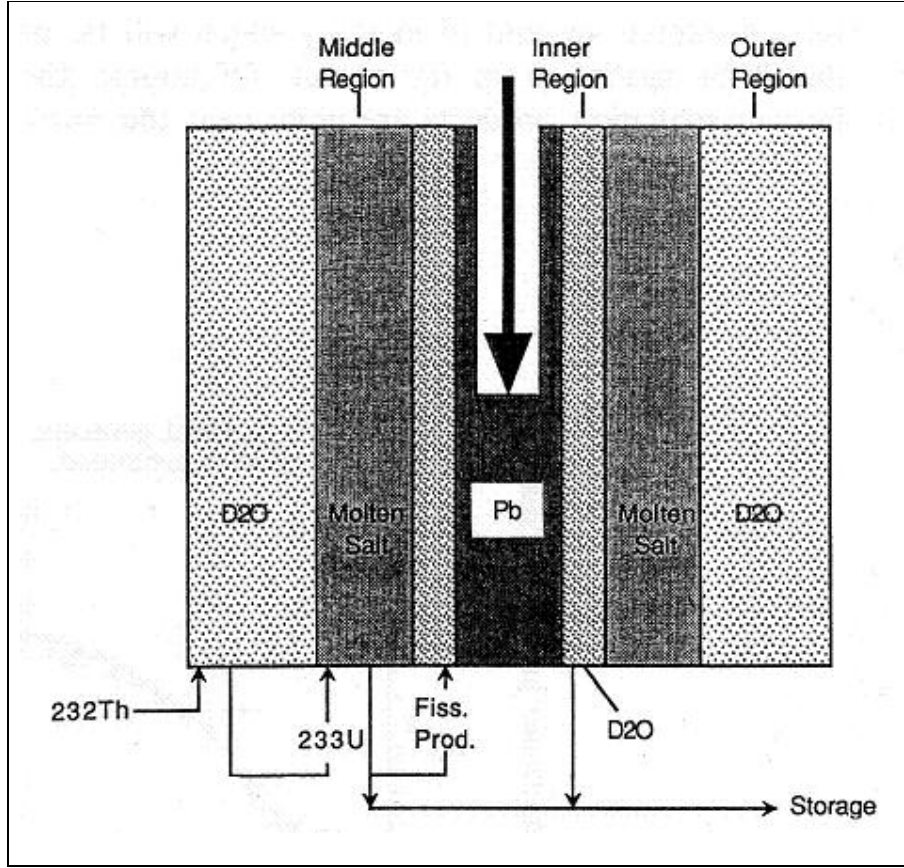
Bir nötron üretmek için spallasyon kaynağında 20 MeV enerji salınır. Fisyon kaynağında ise, üretilen bir nötron için $200 / 2.5 = 80$ MeV enerji salınır. Spallasyon kaynağından ısı çekilmesi daha kolaydır. Bu nedenlerle spallasyon kaynağından çok yüksek nötron akısı elde etmek mümkündür.

Önerilen çok yüksek nötron akısı $10^{16} / \text{cm}^2 \text{ s}$ 'ye ulaşır. Nötron çoğaltma ya ^{233}U fisyonundan ya da insinerasyonu istenen aktinidlerin (Pu, Am veya Cm) fisyonundan sağlanır. ^{233}U , ^{232}Th örtünün nötronla ışınlanmasından ve sonrasında bundan ^{233}Pa 'nın süreç sırasında çıkarılmasından sağlanır. Bunun, nötron akısının dışında ^{233}U 'e bozunması beklenir. Bunu mümkün kılan, ergimiş tuz (floridlerin bir karışımı) yakıt kullanılmasıdır. Sıvı yakıt, Pa çıkarma tesisini sürekli dolaşır. Ayrıca, kararlı hale geçmiş fisyon ürünlerinin nötron yakalama ile radyoaktif hale gelmesini önlemek için, transmutasyona uğrattılacak fisyon ürünlerinin süreç sırasında ayrılması gereklidir.

Yukarıda bahsedilen avantajlarının yanında oldukça karmaşık bir sistemdir:

- 100 mA'den büyük şiddette, protonları en az 1 GeV'a hızlandıracak bir hızlandırıcı gerekir.
- Pa ve fisyon ürünlerinin ayrılması ve sürekli yakıt enjeksiyonu için karmaşık ve süreç sırasında uygulanan bir kimya gerekir.

Şekil 2.16'da Bowman'ın önerisinin kalp kısmı gösterilmiştir.



Şekil 2.16 : Ergimiş tuz yakıtlı melez reaktörün kesiti. Proton demeti, sıvı Pb hedefe yukarıdan çarpar ve onu çevreleyen moderatörde şiddetli bir nötron akısı meydana getirir. Örtü üç kısma bölünmüştür. ²³²Th'dan enerji üretimi için ²³²Th dış kısma verilir, ve burda ²³³Pa'a dönüşür ve ²³³Pa çıkartılır. ²³³Pa, ²³³U'e bozunduktan sonra, ²³³U orta kısma verilir ve burda fisyon enerjisi üretilir. Fisyon ürünleri çıkartılır ve bir kısmı transmutasyon için iç kısma verilir (Bowman ve diğerleri, 1992).

Bundan sonraki bölümde ADS'nin enerji ve nötronik muhasebesi üzerinde kavramsal olarak durulacaktır. Ayrıca transmutasyon ve insinerasyon konularına değinilecektir.

3. TRANSMUTASYON VE İNSİNERASYON

3.1 Enerji ve Nötron Muhasebesi

3.1.1 Enerji muhasebesi ve kazancı

Çoğaltma katsayısı k olan bir çoğaltıcı ortam düşünelim. Bu çoğaltıcı ortam tarafından çevrelenmiş bir kaynak ile bir protonun etkileşimi sonucu üretilen birincil nötron sayısını N_0 olarak alalım. Çoğaltmadan sonra, üretilen nötronların toplam sayısı:

$$1 \text{ proton} \rightarrow N_0 \left(\underbrace{1}_{\text{birincil}} + \underbrace{k+k^2+\dots}_{\text{ikincil}} \right) = \frac{N_0}{1-k} \text{ nötron} \quad (3.1)$$

Burada *birincil* nötronlar, spallasyon kaynağından üretilenler, *ikincil* nötronlar ise çoğaltıcı ortamdaki sönen fisyon zincirinden üretilenlerdir. İkincil nötronları şöyle ifade edebiliriz:

$$\frac{N_0}{1-k} - N_0 = \frac{kN_0}{1-k} \equiv N_f \quad (3.2)$$

Bir fisyonun çıkan nötron sayısı ν olduğuna göre bir zincirdeki toplam fisyon sayısı:

$$N_F = \frac{1}{\nu} \frac{kN_0}{1-k} \quad (3.3)$$

Her fisyonun 0.18 GeV (ani) enerji çıkar. Buna göre, ortamda üretilen toplam termal enerji:

$$0.18 \frac{1}{\nu} \frac{kN_0}{1-k} \quad (3.4)$$

Fisyon zincirlerinden üretilen enerji ile gelen protonun enerjisi E_p kıyaslanarak sistemin enerji kazancı G tanımlanır:

$$G = \frac{1 \text{ protonun başlattığı fisyon zincirinde üretilen toplam termal enerji}}{E_{\text{proton}} / e_{\text{th}}} \quad (3.5)$$

Reaktörün ısıdan elektrik üretmedeki termodinamik enerji verimi %40'tır. Yüksek şiddetteki (high intensity) hızlandırıcılardaki verim de %40 kadardır. Dolayısıyla proton hızlandırmanın toplam verimi e_{th} :

$$e_{th} = 0.4 \times 0.4 = 0.16 \quad (3.6)$$

(3.5)'i tekrar yazalım:

$$G = 0.18 \frac{1}{v} \frac{kN_0}{(1-k)E_p} \frac{1}{0.16} = \frac{G_0 k}{1-k} 0.16 \quad (3.7)$$

CERN'deki FEAT deneyi, gelen proton enerjilerinden 1 GeV'den büyük olanlar için ve uranyum hedef için, $G_0 = 3$ sabit değerini vermiştir (Nifenecker ve diğerleri, 2003).

Buradan, enerji üretimi açısından sistemin başabaş ($G = 1$) olması için çoğaltma faktörü k 'nın minimum değeri olarak:

$$k_m = 0.68 \quad (3.8)$$

bulunur. Bu değere "başabaş olma noktası" (break-even point) denir. $k = 0.98$ olduğunda net enerji kazancı $G = 23$ olmaktadır.

3.1.2 ADS'de nötron muhasebesi

ADS'ler için, enerji üretiminin yanında, bu sistemlerin transmutasyon için potansiyelini ortaya çıkarmak önemlidir. Yani, ne ölçüde, transmutasyon için kullanılacak, fazladan nötron üretirler. Bir fisyonun 200 MeV enerji ve 2.5 nötron çıkar. Spallasyon sürecinde ise, bir nötron üretmek için 30 MeV gerekir. Fisyonun çıkan 200 MeV'lik enerji proton hızlandırmada kullanılabilse, bu durumda bir fisyonun 9 nötron ($2.5 + 6.6$) elde edilirdi. Gerçekte ise, % 40 termodinamik verim ve %40 hızlandırıcı verimini hesaba katınca, bu durumda bir fisyonun 3.5 nötron ($2.5 + 1$) elde edilebilir. Tabii bu durumda kullanılabilir enerji üretilemez. Buradan vardığımız sonuç şudur: Hızlandırıcı kullanarak, üretilen enerjiyi azaltmak pahasına transmutasyon için müsait olan nötron sayısını artırmak mümkündür (Nifenecker ve diğerleri, 2003).

Şimdi giren nötron sayısı ve çıkan nötron sayısına bakalım, yani olayın nötron muhasebesini yapalım. Buna göre, fisyon için harcanan nötronlardan sonra, transmutasyon için geriye nötron kalıp kalmadığına bakalım. Çoğaltma faktörü k 'yı değiştirmek nötron muhasebesinin sonucuna etki ediyor mu? Bunu değerlendirelim.

Fisyon zincirinde üretilen toplam nötron sayısı (spallasyon kaynağından gelenler + fisyon nötronları):

$$N = \frac{N_0}{1 - k} \quad (3.9)$$

Şimdi, perturbasyon analizi yapalım. k 'yı ve δN 'yi şöyle tanımlayalım:

$$k = k_0 + \delta k \quad (3.10)$$

$$\delta N = \frac{N_0}{(1 - k_0)^2} \delta k \quad (3.11)$$

Sadece fisyon nötronlarını (3.2)'de vermiştik:

$$N_f = \frac{N_0 k}{1 - k} \quad (3.12)$$

δN_f 'yi tanımlayalım:

$$\delta N_f = N_0 \left(\frac{k_0}{(1 - k_0)^2} + \frac{1}{1 - k_0} \right) \delta k \quad (3.13)$$

N_0 kaynak nötronu tarafından başlatılan reaksiyonlarda, fisyon zincirindeki toplam fisyon sayısı:

$$N_F = \frac{N_0 k}{v(1 - k)} \quad (3.14)$$

δN_F 'yi tanımlayalım:

$$\delta N_F = \frac{N_0}{v} \left(\frac{k_0}{(1 - k_0)^2} + \frac{1}{1 - k_0} \right) \delta k \quad (3.15)$$

Zincirde yakalanan nötronlar:

$$N_c = N - N_F (1 + \alpha) \quad (3.16)$$

Burada $\alpha = \Sigma_c / \Sigma_f$. δN_c 'yi tanımlayalım:

$$\delta N_c = \delta N - \delta N_F (1 + \alpha_0) - N_{F0} \delta \alpha \quad (3.17)$$

k_0 'ı ve k 'yi tesir kesitleri cinsinden yazalım:

$$k_0 = \frac{v \Sigma_f}{\Sigma_f + \Sigma_{c0}} \quad (3.18)$$

$$k = k_0 + \delta k = \frac{v \Sigma_f}{\Sigma_f + \Sigma_{c0} + \delta \Sigma_c} \quad (3.19)$$

Burada Σ_{c0} asıl yakalamaları, $\delta \Sigma_c$ ise mutant atık izotoplarındaki yakalamaları gösterir. δk 'yi yazalım:

$$\delta k = - \frac{v \Sigma_f}{(\Sigma_{c0} + \Sigma_f)^2} \delta \Sigma_c \quad (3.20)$$

α ve $\delta \alpha$ 'yi tesir kesitleri cinsinden yazalım:

$$\alpha = \frac{\Sigma_c}{\Sigma_f} \quad (3.21)$$

$$\delta \alpha = \frac{\delta \Sigma_c}{\Sigma_f} \quad (3.22)$$

Bunlar (3.17)'de yerine konursa:

$$\delta N_c = 0 \quad (3.23)$$

bulunur. Yani, transmutasyon amacıyla fisyon ürünlerinin eklenmesi ile Σ_c 'de meydana gelen perturbasyonun sonucunda, transmutasyon için geriye kalan nötronların sayısında meydana gelen değişim sıfırdır. $\delta \Sigma_c > 0$ olduğundan $\delta k < 0$; fisyon zinciri kısalır, fakat fisyon zinciri süresince yakalama için uygun durumda olan nötronların sayısı, perturbasyon analizinde $v \Sigma_f$ ve N_0 değişmez parametreler olarak tutuldukça değişmez.

Bunun devamı olarak şunu söyleyebiliriz: k 'nın değerindeki değişiklikler, sistemin transmutasyon kapasitesini etkilemez. k 'nın değerinden bağımsız olarak, transmutasyon için geriye kalan olan nötron sayısı:

$$N_D = N_0 + N_F [v - (1 + \alpha)] \quad (3.24)$$

Fisyon başına transmutasyon için geriye kalan maksimum nötron sayısının $v - (1 + \alpha)$ olduğunu biliyoruz. Pratikte, gerçek sayı, yapısal maddelerdeki yakalamalar ve fertil çekirdeklerin transmutasyonlarına bağlı olarak, bundan daha küçüktür. Bu tip yakalama nötronlarının sayısına v_c diyelim. Transmutasyon için geriye kalan nötron sayısı $v - (1 + \alpha + v_c)$ olur. Yapısal maddelerdeki yakalamalar 0.2'den az olamaz. Her bir fisyon yapan çekirdek başına, α fisil çekirdek nötron yakalamaya maruz kalır ve fertil çekirdeğe dönüşür. Nükleer yakıtın rejenerasyonu gerekse, görülür ki en azından $v_c = 0.2 + 1 + \alpha$ olacaktır. Transmutasyon için geriye kalan nötron sayısı da $v - 2(1 + \alpha) - 0.2$ olacaktır. Dört değişik durumu Çizelge 3.1'de görüyoruz.

Çizelge 3.1 : Termal veya hızlı, ^{238}U - ^{239}Pu veya ^{232}Th - ^{233}U sistemlerinde transmutasyon için geriye kalan nötron sayısı.

Yakıt (fissil+fertil)	v	α	$v - 2(1 + \alpha) - 0.2$	Değerlendirme
Termal ^{238}U - ^{239}Pu	2.871	0.36	-0.05	Rejenerasyon mümkün değil. Transmutasyon için geriye nötron kalmamış.
Termal ^{232}Th - ^{233}U	2.492	0.09	0.11	Rejenerasyon mümkün. 0.1 nötron transmutasyon için geriye kalmış.
Hızlı ^{238}U - ^{239}Pu	2.98	0.14	0.5	Rejenerasyon yapmak kolay. Transmutasyon için geriye kalan nötron sayısı çok yüksek.
Hızlı ^{232}Th - ^{233}U	2.492	0.093	0.10	Rejenerasyon mümkün. 0.1 nötron transmutasyon için geriye kalmış.

Bu kısmın başında anlatılan nötron hesabına göre, müsait olan enerjinin % 10'unu kullanarak, fisyon başına 0.1 ilave nötron elde etmek mümkündür. Bu küçük nötron sayısı aslında, Çizelge 3.1'e bakınca çok işe yaramaktadır. Çizelge 3.1'in satırlarını yukardan aşağı 1'den 4'e numaraladığımızı varsayalım:

1. durumda, hızlandırıcıdan gelen 0.1 ilave nötron, rejenerasyonu mümkün kılar.
2. durumda, hızlandırıcıdan gelen 0.1 ilave nötron kayda değer miktardadır.
3. durumda, hızlandırıcıdan gelen 0.1 ilave nötron çok önemli değildir.
4. durumda, hızlandırıcıdan gelen 0.1 ilave nötron kayda değer miktardadır.

3.2 Minör ve Majör Aktinidler

3.2.1 Aktinidler hakkında genel bilgiler

Aktinidler dizisi, periyodik cetvelde Aktinyum (Actinium - Ac) ile başlayan ve Lavrensyum (Lawrencium - Lr) ile sona eren 15 elementten oluşur. Atom numaraları 89'dan 103'e kadardır. Aktinid ismi dizideki ilk element olan Aktinyum'dan türemiştir. Ve bu türeme nihai olarak Yunanca aktiç (okunuşu: aktis) kelimesinden gelir ki ışın anlamındadır ve bu da bu elementlerin radyoaktifliğini gösterir (Url 4). Aktinidler, isimleriyle birlikte Çizelge 3.2'de gösterilmiştir.

Çizelge 3.2 : Aktinidler.

Atom No.	İsim	Sembol
89	Aktinyum	Ac
90	Toryum	Th
91	Protaktinyum	Pa
92	Uranyum	U
93	Neptünyum	Np
94	Plutonyum	Pu
95	Amerisyum	Am
96	Küryum	Cm
97	Berkelyum	Bk
98	Kaliforniyum	Cf
99	Aynştaynyum	Es
100	Fermiyum	Fm
101	Mendelevyum	Md
102	Nobelyum	No
103	Lavrensyum	Lr

Bütün aktinidler radyoaktiftir. Dünyanın yerkabuğunda sadece toryum ve uranyum bulunur, bunlar da az miktardadır. Uranyumun bozunması sonucu oluşan Protaktinyum ve Aktinyum sentezlenmeden daha önce doğada bulunan diğer aktinidlerdir. Neptünyum ve plutonyumun; doğal olarak uranyum cevherlerinde bozunma veya bombardıman sonucu az miktarda bulunduğu bilinir, ancak bu da onlar sentezlendikten sonra keşfedildi. Kalan aktinidler; ya nükleer serpintide keşfedildi ya da parçacık çarpıştırıcılarda veya nükleer reaktörlerde sentezlendi, ve bunlardan hiçbirinin dünyada doğal olarak oluşumu bulunmadı. Kaliforniyumdan sonraki aktinidlerin yarıömürleri oldukça kısadır (Url 4).

Fermiyum da dahil olmak üzere, Fermiyuma kadar olan aktinidlerin izotopları, daha hafif nüklidlerin şiddetli nötron bombardımanına maruz bırakılması ile oluşur. Bu tip şartlar doğal olarak “supernova”da olmaktadır, yapay olarak ise nükleer patlamalarda ve bazı bu konuda özelleşmiş nükleer reaktörlerde sağlanmaktadır. (Supernova, bir yıldızın muazzam bir patlamasıdır.) (Url 4)

Şekil 3.1’de aktinidlerin yarıömürleri, fisyon ürünleri ile birlikte gösterilmiştir.

Actinides				Half-life	Fission products
²⁴⁴ Cm	²⁴¹ Pu f	²⁵⁰ Cf	²⁴³ Cm f	10–30 y	¹³⁷ Cs ⁹⁰ Sr ⁸⁵ Kr
²³² U f		²³⁸ Pu	f is for	69–90 y	¹⁵¹ Sm nc→
4n	²⁴⁹ Cf f	²⁴² Am f	fissile	141–351	No fission product has half-life 10 ² to 2×10 ⁵ years
	²⁴¹ Am		²⁵¹ Cf f	431–898	
²⁴⁰ Pu	²²⁹ Th	²⁴⁸ Cm	²⁴³ Am	5–7 ky	
4n	²⁴⁹ Cm f	²⁵⁰ Cm	²³⁹ Pu f	8–24 ky	
	²³³ U	²³⁰ Th	²³¹ Pa	32–160	
4n+1	²³⁴ U			211–290	⁹⁹ Tc ¹²⁶ Sn ⁷⁹ Se
	²⁴⁸ Cm	²⁴² Pu	4n+3	340–373	Long-lived fission products
	²³⁷ Np			1–2 my	⁹³ Zr ¹³⁵ Cs nc→
²³⁶ U		4n+2	²⁴⁷ Cm f	6–23	¹⁰⁷ Pd ¹²⁹ I
²⁴⁴ Pu	4n+1			80 my	>7% >5% >1% >.1%
²³² Th	²³⁸ U	²³⁵ U f		0.7–12by	fission product yield

Şekil 3.1 : Aktinidler ve fisyon ürünlerinin yarıömürleri. “4n” Torium serilerini, “4n+1” Neptünyum serilerini, “4n+2” Uranyum serilerini, “4n+3” Aktinyum serilerini ifade eder. “nc→” nötron yakalamayı (neutron capture) ifade eder (Url 3).

Çizelge 3.3 : LWR atık yakıtındaki (yanma oranı 55 GW_{termal} / T) transuranikler ve fisyon yapmak için tüketilecekleri ortalama nötron miktarları. Eksi sayılar, net nötron üreticisi olduğunu gösterir (Url 4) (Parent, 2003).

İzotop	Oranı	D _{LWR}	D _{hızlı}	D _{süpertermal}
Np-237	0.0539	1.12	-0.59	-0.46
Pu-238	0.0364	0.17	-1.36	-0.13
Pu-239	0.451	-0.67	-1.46	-1.07
Pu-240	0.206	0.44	-0.96	0.14
Pu-241	0.121	-0.56	-1.24	-0.86
Pu-242	0.0813	1.76	-0.44	1.12
Am-241	0.0242	1.12	-0.62	-0.54
Am-242m	0.000088	0.15	-1.36	-1.53
Am-243	0.0179	0.82	-0.60	0.21
Cm-243	0.00011	-1.90	-2.13	-1.63
Cm-244	0.00765	-0.15	-1.39	-0.48
Cm-245	0.000638	-1.48	-2.51	-1.37
Ağırlıklı toplam		-0.03	-1.16	-0.51

3.3 Transmutasyon ve İnsinerasyon

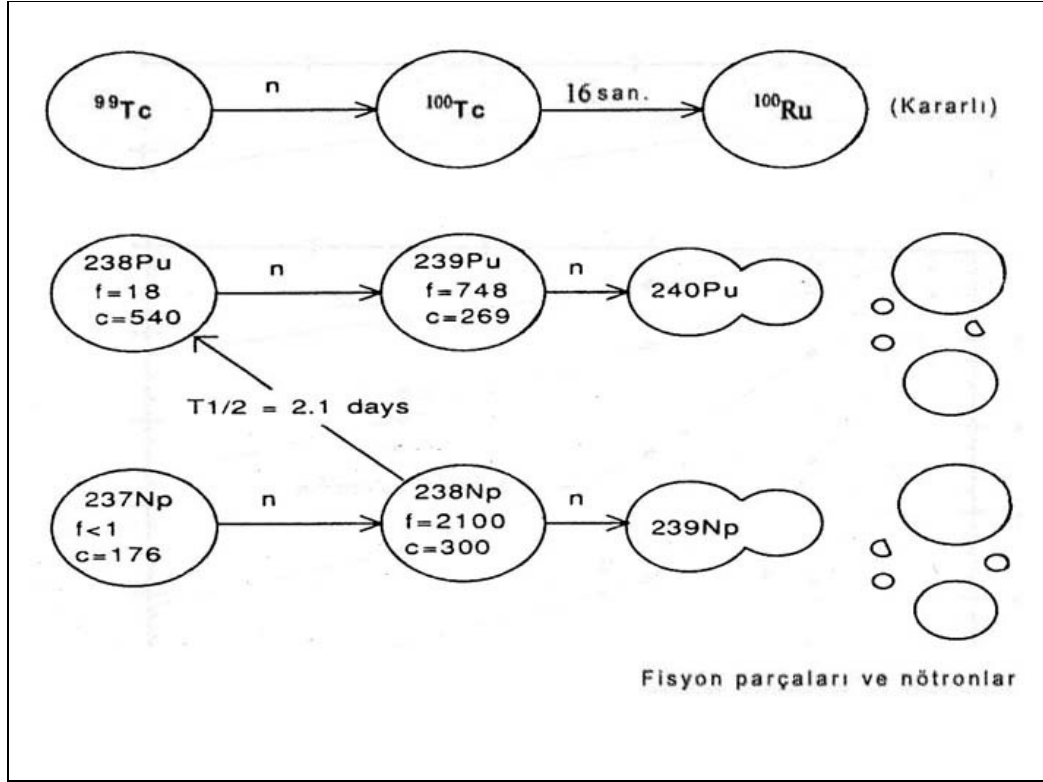
Nükleer atık işlemede (processing) kullanılan nükleer reaksiyonlar iki çeşittir:

1. Transmutasyon: Nötron yakalama ile radyoaktif çekirdeği kararlı çekirdeğe dönüştürür. Bu dönüşüm sırasında kısa ömürlü izotopların oluştuğu ve yok olduğu ara adımlar bulunabilir. Bu yöntem fisyon ürünleri için uygundur. Aynı zamanda, kararlı çekirdeklerin radyoaktif çekirdeklere dönüşümü de mümkün olabileceğinden dolayı, bu yöntem, ilk başta transmutasyona maruz bırakılacak izotopların ayrılmasını (separation) gerektirebilir. Ancak ⁹⁹Tc ve ¹²⁹I böyle bir ayrıştırma (separation) gerektirmez (Nifenecker ve diğerleri, 2003).
2. İnsinerasyon: Nötron yakalamayı takiben nükleer fisyon olmasıdır. Burada, fisyon, bir veya birkaç radyatif yakalamadan sonra olabilir. Bu yöntem uranyum-üstü (transuranik) elementler için uygundur. Enerji ve nötron üretimi ile her zaman ilişkilidir. Bu yöntem halihazırda, endüstriyel ölçekte, plutonyuma uygulanmaktadır.

3.3.1 Transmutasyonun getirdiği avantajlar

Her enerji üretim yöntemi gibi nükleer enerji de atıkların oluşmasına neden olur, ancak bu atıklar yüksek derecede radyoaktiftir ve radyoaktif bozunum ile ısı da üretir. Radyoaktif nükleer atık stoğunun en büyük kısmına neden olan, elektrik üretimi için tasarlanan ticari reaktörlerdir. Reaktörlerden çıkan atık yakıt, fisyon ürünleri ve minör aktinidler içerir ki bunların yarı-ömürleri saniyelerden milyarlarca yıla kadar değişir. Atık yakıtın toplam kütleinin sadece % 1 - 2 kadarı çevresel ve çoğalma (proliferation) risklerini beraberinde getiren uzun ömürlü izotoplardan oluşur. Nükleer atığın uzun dönem depolanmasının geleneksel yöntemi bunun jeolojik depolarda yapılmasıdır. Uzun dönem depolamaya alternatif olarak, nükleer atıktaki uzun ömürlü izotoplar yüksek nötron akısına maruz bırakılarak transmutasyona uğratılabilir ve sonuçta kısa ömürlü izotoplara dönüştürülebilir (Kulik, 2004).

Uzun ömürlü izotopların transmutasyonu, uzun bir süre boyunca güvenli bir şekilde depolanacak madde miktarını önemli ölçüde azaltarak nükleer atık yönetimi giderlerini büyük ölçüde azaltabilir. Şekilde 3.3'te görüldüğü gibi, uzun ömürlü ^{99}Tc 'un (yarı-ömrü 212,000 yıl) nötronlarla ışınlanması sonucu ^{100}Tc oluşur. ^{100}Tc de dakikalar içinde bütünüyle radyoaktif bozunmaya girerek kararlı rutenyuma dönüşür. Benzer olarak ^{237}Np ve ^{238}Pu gibi radyoaktif izotoplar, nötronlar sayesinde transmutasyona uğratılabilir.



Şekil 3.3 : Radyoaktif ^{99}Tc , ^{237}Np ve ^{238}Pu 'un nötronlarla transmutasyonu.
(Sadineni, 2005) (Bowman ve diğerleri, 1992).

Uzun ömürlü radyoaktif izotoplar nükleer atık yakıtın sadece küçük bir yüzdesi olduğu için, ADS'de nötron akısına tabi tutulmadan önce atık yakıt yeniden işlemeye tabi tutulmalı ve uzun ömürlü radyoizotoplar sınıflandırılıp ayrılmalıdır (partition).

Transmutasyon iki şekilde olabilir:

1. Uzun ömürlü radyoizotoplar kritik bir fisyon reaktörüne yerleştirilir.
2. Uzun ömürlü radyoizotoplar transmutasyon için kurulmuş kritikaltı bir reaktörde yakılır. Bu reaktör bir ADS'dir.

Nükleer atıkların kritik reaktörlerde transmutasyonu mümkün olsa da, bu durumda transmutasyonun verimi, kritiklik için gereken şartlar ile sınırlıdır. İlk başlarken, önemli miktarda fazladan reaktivite (excess reactivity) gereklidir ve bu, uygun kontrollerle (yanabilir zehir, kontrol çubukları) telafi edilmelidir. Buna bir alternatif olarak, ADS'lerde de transmutasyon için gereken yüksek enerjili nötronlar üretilmektedir. Bazı minör aktinidlerin fisyon girme kabiliyetlerini kullanarak, hızlandırıcıdan ve spallasyon kaynağından sağlanan nötronlar çoğaltılabilir. İşte bu kritikaltı reaktörü kullanan ADS sistemi, nükleer atıkların transmutasyonu için iyi bir seçim olarak görünmektedir.

3.3.2 Atık insinerasyonu

Nükleer atıktaki uranyum-üstü (transuranik) aktinidler ve uzun ömürlü fisyon ürünleri miktarını azaltmak için farklı yaklaşımlar mevcuttur. Çok düşük nötron yakalama tesir kesitlerine sahip olan belirli radyoaktif fisyon ürünlerini elimine etmek için, proton veya daha ağır yüklü parçacıklarla bombardıman etme sonucu transmutasyon çalışılmıştır, ancak şimdilik pratik olarak buna ilgi çok düşüktür. Ayrıca, nükleer atık insinerasyonu için, manyetik olarak sınırlanmış füzyon plazma Tokamak reaktörünün ilk duvarındaki 14 MeV'lik yoğun nötron akısını kullanan füzyon-fisyon melez sistemleri konsepti ortaya konmuştur, ancak öngörülebilir gelecekte gerçekleşecek gibi gözükmemektedir (Conde, 2001).

Bu kısımdaki tartışma, kritik veya kritikaltı bir sistemde nötronla ışınlama sonucu insinerasyon ile sınırlanmıştır. Bu kavramların temel ilkesi, nötron yakalama ile aktinidleri fisyon yapmaya yönlendiren ve fisyon ürünlerini transmutasyon sonucu daha kısa ömürlü, kararlı türlere dönüştüren nükleer reaksiyonların başlatılmasıdır.

3.3.2.1 Nükleer insinerasyonun fiziksel temelleri

İnsinerasyonun verimi temel olarak, kritik veya kritikaltı reaktörün nötron ekonomisi ve enerji spektrumu ile belirlenmektedir.

Tek nötron sayılı aktinid çekirdekleri (örneğin ^{233}U , ^{235}U ve ^{239}Pu) büyük termal fisyon tesir kesitlerine sahiptir. Çift nötron sayılı aktinid çekirdekleri ise sadece hızlı nötronlarla fisyon yapar. Yine çift nötron sayılı aktinidlerden bazıları nötron yakalama ile termal olarak fisil çekirdeklere dönüşür (örneğin ^{232}Th ve ^{238}U 'in sırasıyla ^{233}U ve ^{239}Pu 'a dönüşmesi) ve bundan dolayı fertil çekirdekler olarak adlandırılır. Fisyon ürünlerinin çoğu, hızlı nötronlar için olan tesir kesitlerine kıyasla büyük termal yakalama tesir kesitlerine ve ayrıca büyük epitermal rezonans yakalama tesir kesitlerine sahiptir. Buradan anlaşılacağı üzere, bir termal veya hızlı nötron transmutasyon sistemi nükleer atıkların sadece belirli bir kısmını optimal şekilde transmutasyona uğratabilir.

Termal-dışında (non-thermally) fisil olan uranyum-üstü izotopları insinerasyona uğratmak için hızlı nötron spektrumlu bir reaktör gerekir. Bu tip izotoplar arasında minör aktinidlerin izotopları (neptünyum, amerisyum, kuryum) yer alır. Hızlı reaktörde yüksek minör aktinid içeren yakıtı yakmak iki sebepten dolayı güvenlik sorunlarına yol açar. Minör aktinidler düşük gecikmiş nötron oranına sahiptir, bu da reaktör gücünün katlanması süresinin kısa olmasına yol açar; bundan başka bu aktinidler için Doppler geribeslemesi düşüktür. Hızlı reaktörlerin minör aktinid yakıcı olarak ortaya çıkan bu güvenlik sorunlarının, ADS sistemindeki altkritiklik sayesinde üstesinden gelinebilir.

Ergimiş tuz soğutuculu ADS kritikaltı sistemi termal veya epitermal bir spektruma sahiptir. Bu tip sistemlerde reaktör atığı hafif-ağırlıklı (berilyum ve lityum) veya orta-ağırlıklı (sodyum ve zirkonyum) floridlerden oluşan tuzun içinde çözülmüş halde bulunurlar. Ergimiş tuz konseptlerinin termal nötron enerji spektrumuna göre, termal olarak fisil olan aktinid izotoplarının (örneğin ²³⁹Pu) insinerasyonu ve fisyon ürünlerinin transmutasyonu çok verimli bir şekilde mümkündür. Diğer yandan, örneğin minör aktinidler açısından insinerasyon daha az verimli olacaktır ve termal-dışında fisil olan aktinid izotoplarında nötron yakalama ile az miktarda çok ağır aktinid izotopları oluşacaktır. Reaktör zehirleri oluşumuyla kaybedilen reaktiviteyi geri kazanmak için, ya şiddetli (10^{15-16} n/s) bir spallasyon kaynağı gerekir ve/veya süreç sırasında (online) ayırıştırma sistemi gerekir veya çevrimin başında daha fazla reaktivite (plutonyum veya yüksek oranda zenginleştirilmiş uranyum) eklenmelidir. 60'lı yıllarda Oak Ridge National Laboratuvarı'nda 4 sene kadar deneysel kritik bir sistemin çalıştırılmış olmasından dolayı, ergimiş tuz teknikleri konusunda tecrübe mevcuttur (Conde, 2001).

Transmutasyon için, ADS'lerde genelde kritik reaktörlere göre (özellikle termal kritik reaktöre göre), transmutasyon için fisyon başına fazladan nötron sayısı daha çoktur.

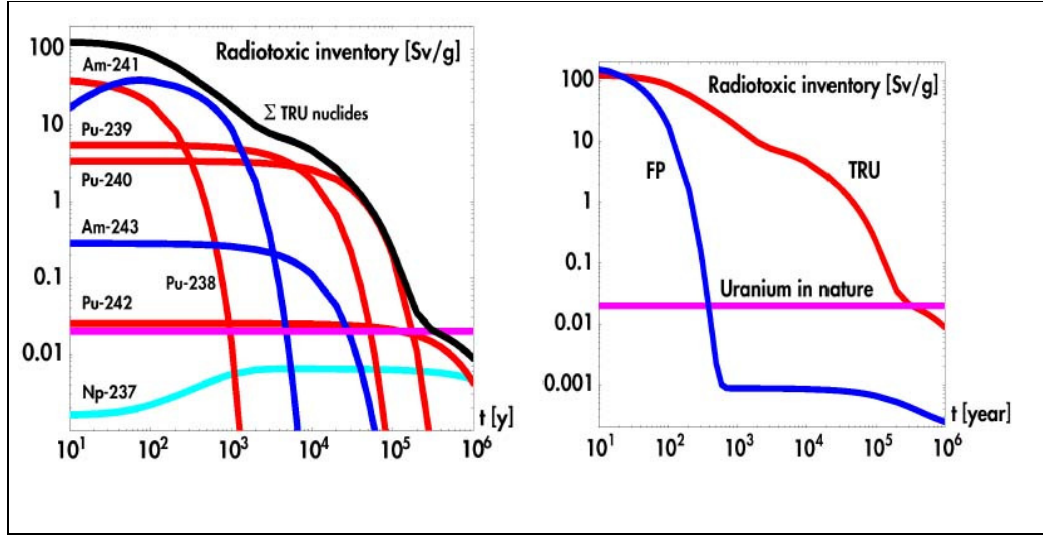
Fiziksel analize göre, standart kritik reaktörlerde minör aktinidler ve uzun ömürlü fisyon ürünlerinin transmutasyonu mümkündür. Ancak, LWR'lerde minör aktinid transmutasyonu için uranyumca zenginlik yüksek değerlere (% 10 civarına) çıkarılmalıdır (Conde, 2001).

3.4 LWR Atık Stoğu

Çizelge 3.4'ten de görüldüğü gibi, reaktör atık yakıtı iki ana kısımdan oluşur: Aktinidler ve fisyon ürünleri. Aktinidler kısmı; asıl olarak uranyum, fakat daha az miktarlarda daha ağır elementler (plutonyum gibi uranyum-üstü elementler) ve minör aktinidlerden oluşur. Fisyon ürünleri, uranyum yakıtındaki fisyon süreçlerinden meydana çıkan orta ağırlıklı elementlerdir. Uranyum-üstü elementler, ^{238}U ve ^{235}U 'te nötron yakalamayla başlayan tekrar tekrar nötron yakalamaların sonucunda oluşur. Aktinid elementleri yüksek oranda radyotoksiktir ve izotoplarından çok azı 10,000 yıl veya daha fazla yarıömre sahiptir. Fisyon ürünlerinin çoğu çok kısa yarıömre sahiptir, fakat birkaç tanesi milyonlarca yıla kadar olan yarıömürlere sahiptir (ayrıca bakınız Şekil 3.1). Uzun ömürlü fisyon ürünlerinden bazıları suda yüksek çözünürlüğe sahiptir; bu nedenle eğer yer suyu depoya giriyorsa bu elementlerin dışarı kaçma riski vardır.

Çizelge 3.4 : 33,000MWD/ton yakıt yakan 300 MWth basınçlı LWR'nin bir yılda ürettiği plutonyum, minör aktinidler ve fisyon ürünleri (10 yıl bozunumdan sonra) (Conde, 2001).

İzotop	Yarıömür (yıl)	Kütle (kg/yıl)
Plutonyum ve Minör Aktinidler		
^{237}Np	2,100,000	14.5
^{238}Pu	80	4.5
^{239}Pu	24,000	166.0
^{240}Pu	6,600	76.7
^{241}Pu	14	25.4
^{242}Pu	380,000	15.5
^{241}Am	430	16.6
^{243}Am	7,400	3.0
^{244}Cm	18	0.6
Uzun Ömürlü Fisyon Ürünleri		
^{79}Se	65,000	0.2
^{90}Sr	29	13.4
^{93}Zr	1,500,000	23.2
^{99}Tc	210,000	24.7
^{107}Pd	6,500,000	7.3
^{126}Sn	100,000	1.0
^{129}I	17,000,000	5.8
^{135}Cs	3,000,000	9.4
^{137}Cs	30	31.8
^{153}Sm	90	0.4



Şekil 3.4 : Filyon ürünleri ve uranyum-üstü elementler için, belirli radyotoksik stoğun zamanla değışimi (Conde, 2001)

Şekil 3.4'te LWR atık yakıtının belirli radyotoksik stoğunun zamanla değışimi gösterilmiştir. Filyon ürünleri 1000 yıldan az bir sürede doğal uranyumun radyotoksiklik denge seviyesine bozunurken, uranyum-üstü elementlerin aynı radyotoksiklik seviyesine bozunması 200,000 yıl civarında zaman almaktadır.

4. BİR ADS MODELİ İÇİN ÇOĞALTMA KATSAYILARININ TANIMI

Bu çalışmada enerji bağımlılığı iki gruba indirilmiş difüzyon denklemleri kullanılacaktır.

4.1 Harici kaynak ilave edilmiş sistemde çok gruplu akı için difüzyon denklemleri

$$\begin{aligned} -\nabla D_g \nabla \phi_g(\mathbf{r}) + \Sigma_{rg} \phi_g(\mathbf{r}) - \sum_{g' \neq g} \Sigma_{s(g \leftarrow g')} \phi_{g'}(\mathbf{r}) \\ = \chi_g \sum_{g'} \nu \Sigma_{fg'} \phi_{g'}(\mathbf{r}) + q_g \end{aligned} \quad (4.1)$$

Harici kaynak ilave edilmiş sistemde önem veya ağırlık fonksiyonları için yardımcı denklemler:

$$\begin{aligned} -\nabla D_g \nabla \psi_g(\mathbf{r}) + \Sigma_{rg} \psi_g(\mathbf{r}) - \sum_{g' \neq g} \psi_{g'}(\mathbf{r}) \Sigma_{s(g' \leftarrow g)} \\ = \nu \Sigma_{fg} \sum_{g'} \chi_{g'} \psi_{g'}(\mathbf{r}) + q_{g,yrd} \end{aligned} \quad (4.2)$$

Burada D_g grup difüzyon sabiti, Σ_{rg} gruptan çıkarma tesir kesitidir. Denklemin sağ tarafındaki birinci toplam, gruba diğer gruplardan olan transferleri ve ikinci toplam ise fisyon kaynağını temsil eder. χ_g normalize ($\sum_{g=1}^G \chi_g = 1$) fisyon spektrumudur. q_g ve $q_{g,yrd}$ sırasıyla grup için nötron kaynağı ve amacımıza uygun olarak seçilebilecek yardımcı kaynaktır (Henry, 1976).

$\psi_g(\mathbf{r})$ nin sağlamasını istediğimiz sınır koşulları ayrıca türetilir. İleride problemimizin çözümü için yardımcı kaynak olarak fisyon üretim makroskopik tesir kesiti seçilecektir (Henry, 1976; Kobayashi, 2000; Duderstadt ve Hamilton, 1976).

Kaynaksız sistem için kritiklik de sistemin güvenli çalışması açısından takip edilmesi gereken ilk ve en önemli bir parametredir. k çoğaltma katsayısı ile dengelenmiş nötron süreçleri için (4.1) bağıntısını yeniden yazarsak:

$$\begin{aligned}
-\nabla D_g \nabla \phi_g(\mathbf{r}) + \Sigma_{rg} \phi_g(\mathbf{r}) - \sum_{g' \neq g} \Sigma_{s(g \leftarrow g')} \phi_{g'}(\mathbf{r}) \\
= \frac{1}{k} \chi_g \sum_{g'} v_{\Sigma_{fg'}} \phi_{g'}(\mathbf{r})
\end{aligned} \tag{4.3}$$

(4.3) için yardımcı denklem aynı k parametresiyle yazılır.

$$\begin{aligned}
-\nabla D_g \nabla \psi_g(\mathbf{r}) + \Sigma_{rg} \psi_g(\mathbf{r}) - \sum_{g' \neq g} \psi_{g'}(\mathbf{r}) \Sigma_{s(g' \leftarrow g)} \\
= \frac{1}{k} v_{\Sigma_{fg}} \sum_{g'} \chi_{g'} \psi_{g'}(\mathbf{r})
\end{aligned} \tag{4.4}$$

Yardımcı akılar kritikliğe yakın sistemlerde kinetik parametrelerin bulunmasında ağırlık fonksiyonu görevini üstlenirler.

4.2 Kaynakla Sürülen Sistemi Tasvir İçin Gereken Ağırlık Fonksiyonları ve Çoğaltma Katsayıları

Genelliği kaybetmeyeceği için bundan sonraki türetim modelimiz iki enerji grubu (G=2) üzerinden yapılacaktır.

Formulasyon önce 1-bölgeli fisil system için yapılacak, daha sonra bulunan tanımlar iki bölgeli sisteme uyarlanacaktır.

$$-D_1 \frac{d^2 \phi_1}{dx^2} + \Sigma_{r1} \phi_1(x) - v_{\Sigma_{f1}} \phi_1(x) - v_{\Sigma_{f2}} \phi_2(x) - q_0 = 0 \tag{4.5}$$

$$-D_2 \frac{d^2 \phi_2}{dx^2} + \Sigma_{a2} \phi_2(x) - \Sigma_{s(2 \leftarrow 1)} \phi_1(x) = 0 \tag{4.6}$$

ψ_1 ve ψ_2 hızlı ve yavaş gruplar için daha sonra tanımlanacak olan ağırlık fonksiyonlarıdır. Birinci denklemi (4.5) ψ_1 , ikinci denklemi (4.6) ψ_2 ile çarpalım, taraf tarafa toplayalım, ve bütün uzay üzerinden integre edelim;

$$\begin{aligned}
& \int \left[-D_1 \psi_1 \frac{d^2 \phi_1}{dx^2} + \psi_1 \Sigma_{r1} \phi_1(x) - \psi_1 (v \Sigma_{f1} \phi_1(x) + v \Sigma_{f2} \phi_2(x)) \right. \\
& \quad \left. - q_0 \psi_1 - D_2 \psi_2 \frac{d^2 \phi_2}{dx^2} + \psi_2 \Sigma_{a2} \phi_2(x) \right. \\
& \quad \left. - \psi_2 \Sigma_{s(2 \leftarrow 1)} \phi_1(x) \right] dx = 0
\end{aligned} \tag{4.7}$$

Daha sonra Green bağıntısı kullanılarak ikinci mertebeden türevler ağırlık fonksiyonları üzerine taşınır. Bu işlemler 4.2.1 altbölümünde anlatılacaktır.

$$\begin{aligned}
& \int \left[-\phi_1 D_1 \frac{d^2 \psi_1}{dx^2} + \phi_1 \Sigma_{r1} \psi_1 - \psi_1 (v \Sigma_{f1} \phi_1(x) + v \Sigma_{f2} \phi_2(x)) - q_0 \psi_1 \right. \\
& \quad \left. - \phi_2 D_2 \frac{d^2 \psi_2}{dx^2} + \phi_2 \Sigma_{a2} \psi_2 - \phi_1 \Sigma_{s(2 \leftarrow 1)} \psi_2 \right] dx = 0 ,
\end{aligned} \tag{4.8}$$

ve integral içindeki terimler amacımıza uygun bir şekilde gruplanırsa:

$$\begin{aligned}
& \int \left\{ \phi_1 \left[\underbrace{-D_1 \frac{d^2 \psi_1}{dx^2} + \Sigma_{r1} \psi_1 - \Sigma_{s(2 \leftarrow 1)} \psi_2}_{=v \Sigma_{f1}} \right] + \phi_2 \left[\underbrace{-D_2 \frac{d^2 \psi_2}{dx^2} + \Sigma_{a2} \psi_2}_{=v \Sigma_{f2}} \right] \right. \\
& \quad \left. - \psi_1 (v \Sigma_{f1} \phi_1(x) + v \Sigma_{f2} \phi_2(x)) - \psi_1 q_0 \right\} dx = 0 .
\end{aligned} \tag{4.9}$$

Yukarıda (4.9) integrali içinde vurgulandığı gibi ψ_1 ve ψ_2 aşağıdaki diferansiyel denklemleri sağlasın.

$$-D_1 \frac{d^2 \psi_1}{dx^2} + \Sigma_{r1} \psi_1 - \Sigma_{s(2 \leftarrow 1)} \psi_2 = v \Sigma_{f1} \quad (\equiv \text{yardımcı kaynak}) \tag{4.10}$$

$$-D_2 \frac{d^2 \psi_2}{dx^2} + \Sigma_{a2} \psi_2 = v \Sigma_{f2} \quad (\equiv \text{yardımcı kaynak}) \tag{4.11}$$

Bu denklemlerin sol tarafları ile (4.2) denkleminin sol tarafı birbirinin aynısıdır. Böylece (4.9) aşağıdaki şekle indirgenilerek yorumlanabilir:

$$\begin{aligned}
& \underbrace{\int (\nu\Sigma_{f1}\phi_1(x) + \nu\Sigma_{f2}\phi_2(x))dx}_{\text{Toplam fisyon kaynağı, } S} \\
&= \underbrace{\int \psi_1(x)(\nu\Sigma_{f1}\phi_1(x) + \nu\Sigma_{f2}\phi_2(x))dx}_{\text{Fisyon nötronlarının başlattığı zincirlerin katkısı, } k_s S} \\
&+ \underbrace{\int \psi_1(x)q_0(x)dx}_{\text{Kaynağın nötronlarının başlattığı zincirlerin katkısı, } k_q Q}
\end{aligned} \tag{4.12}$$

Yukarıda görüleceği gibi birinci grupta doğan fisyon ve kaynak nötronları için ağırlık fonksiyonu olarak $\psi_1(x)$ kullanılması gerekmektedir. Yorumu basitleştirmek için hızlı fisyonları ihmal edelim; $\nu\Sigma_{f1} = 0$. Sonucu özetlersek,

$$S \equiv k_s S + k_q Q, \quad (Q = \int q_0(x)dx) \tag{4.13}$$

ve yeniden düzenlersek istediğimiz sonuca ulaşmış oluruz:

$$S = \frac{k_q \cdot Q}{1 - k_s}, \tag{4.14}$$

$$k_s = \frac{\int \psi_1(x)\nu\Sigma_{f2}\phi_2(x)dx}{\int \nu\Sigma_{f2}\phi_2(x)dx}, \tag{4.15}$$

$$k_q = \frac{\int \psi_1(x)q_0(x)dx}{\int q_0(x)dx}. \tag{4.16}$$

Buradaki integraller gerçekte 1 cm^2 'lik kesite sahip prizmatik karot (*core*) örnek için hesaplanan hacim integrali anlamındadır. Çoğaltma faktörlerinin ağırlıklı ortalaması da:

$$k_{sq} = \frac{k_s S + k_q Q}{S + Q} \tag{4.17}$$

olarak tanımlanır (Kobayashi, 2000). k_s sistem içindeki toplam nötronlara fisyon zincirlerinin katkısını, k_q ise kaynağın katkısını belirleyen çoğaltma faktörleridir.

Buradan görüleceği gibi, kaynak nötronları ile fisyon zincirine ait nötronlar çıkış konumları ve enerji spektrumlarındaki farklılıklar nedeniyle farklı çoğaltma katsayılarına sahip olabilirler ve bu değerler de k_{etk} 'den farklı olabilir. Bu sonucu daha basit bir fiziksel argümanla türetilen (3.2) bağıntısı ile kıyaslayabiliriz.

4.2.1 Yardımcı akı için sınır ve ara sınır koşulları

Yardımcı sınır ve ara sınır koşullarını bulmak için Green formülünü kullanalım:

$$\int_{x_1}^{x_2} \left(\psi_1 \frac{d}{dx} D_1 \frac{d}{dx} \phi_1 - \phi_1 \frac{d}{dx} D_1 \frac{d}{dx} \psi_1 \right) dx \quad (4.18)$$

$$= D_1 \left[\psi_1 \frac{d}{dx} \phi_1 - \phi_1 \frac{d}{dx} \psi_1 \right] \Big|_{x_1}^{x_2}$$

Bu denklemin sağ tarafı sıfıra eşit olduğu zaman türev terimleri akı üzerinden adjoint akı üzerine taşınmış olur.

Sağ taraftaki, sınırlarda hesaplanan terimi iki komşu bölge (A ve C) için yazalım. A bölgesi: $0 < x < a$, C bölgesi: $a < x < b$; akı $x = 0$ 'da simetri sınır koşullarını, $x = a$ 'daki arayüzeyde süreklilik koşullarını, $x = b$ 'deki dış yüzeyde Dirichlet sınır koşulunu sağlar. (4.18) bağıntısını yeniden hesaplayalım. ϕ_A ve ϕ_C 'nin sağlamasını istediğimiz koşullar Çizelge 4.3'te verilmiştir.

$$D_A \left[\psi_A \frac{d}{dx} \phi_A - \phi_A \frac{d}{dx} \psi_A \right] \Big|_0^a + D_C \left[\psi_C \frac{d}{dx} \phi_C - \phi_C \frac{d}{dx} \psi_C \right] \Big|_a^b = 0 \quad (4.19)$$

ve terimleri uygun bir şekilde toplayalım:

$$\underbrace{[D_A \psi_A(a) \frac{d}{dx} \phi_A(a) - D_C \psi_C(a) \frac{d}{dx} \phi_C(a)]}_I$$

$$+ \underbrace{[D_C \phi_C(a) \frac{d}{dx} \psi_C(a) - D_A \phi_A(a) \frac{d}{dx} \psi_A(a)]}_II$$

$$+ \underbrace{[D_C \psi_C(b) \frac{d}{dx} \phi_C(b) - D_C \phi_C(b) \frac{d}{dx} \psi_C(b)]}_III$$

$$+ \underbrace{[D_A \phi_A(0) \frac{d}{dx} \psi_A(0) - D_A \psi_A(0) \frac{d}{dx} \phi_A(0)]}_IV = 0 \quad (4.20)$$

Her bir parantezin içindeki terimlerin toplamını sıfıra eşitleyelim.

$$I = D_A \psi_A(a) \frac{d}{dx} \phi_A(a) - D_C \psi_C(a) \frac{d}{dx} \phi_C(a) = 0 \quad (4.21)$$

$$D_A \frac{d}{dx} \phi_A(a) = D_C \frac{d}{dx} \phi_C(a) \quad (4.22)$$

olduğuna göre ara sınır koşulu:

$$\psi_A(a) = \psi_C(a) \quad (4.23)$$

olmalıdır.

$$II = [D_C \phi_C(a) \frac{d}{dx} \psi_C(a) - D_A \phi_A(a) \frac{d}{dx} \psi_A(a)] = 0 \quad (4.24)$$

$$\phi_A(a) = \phi_C(a) \quad (4.25)$$

olduğu için ara sınır koşulu

$$D_A \frac{d}{dx} \psi_A(a) = D_C \frac{d}{dx} \psi_C(a) \quad (4.26)$$

olması gerekir.

$$III = [D_C \psi_C(b) \frac{d}{dx} \phi_C(b) - D_C \phi_C(b) \frac{d}{dx} \psi_C(b)] = 0 \quad (4.27)$$

$$\phi_C(b) = 0 \Rightarrow \psi_C(b) = 0$$

$$IV = [D_A \phi_A(0) \frac{d}{dx} \psi_A(0) - D_A \psi_A(0) \frac{d}{dx} \phi_A(0)] = 0 \quad (4.28)$$

$$\frac{d}{dx} \phi_A(0) = 0 \Rightarrow \frac{d}{dx} \psi_A(0) \quad (4.29)$$

olması gerekir.

Sonuç olarak yardımcı problem de akıların sağlamak zorunda olduğu sınır ve diğer koşullara tabi olduğu zaman, yukarıda (4.20) bağıntısının sınırlarda hesaplanan değerlerinin sıfır olacağını görmüş olduk.

(4.10) ve (4.11) bağıntılarının daha genel bir yorumu vardır ve farklı amaçlar için de kullanılabilir (Henry, 1976). Örneğin hızlı nötronlar ile transmutasyonu istenen bir çekirdeğe ait makroskopik soğurma tesir kesiti Σ_1 olsun. Hızlı grup için yardımcı denklemlere Σ_1 şeklinde kaynak terimi eklersek:

$$-D_1 \frac{d^2 \psi_1(x)}{dx^2} + \Sigma_{r1} \psi_1(x) - \Sigma_{s(2 \leftarrow 1)} \psi_2(x) = \Sigma_1(x) \quad (4.30)$$

(\equiv yardımcı kaynak)

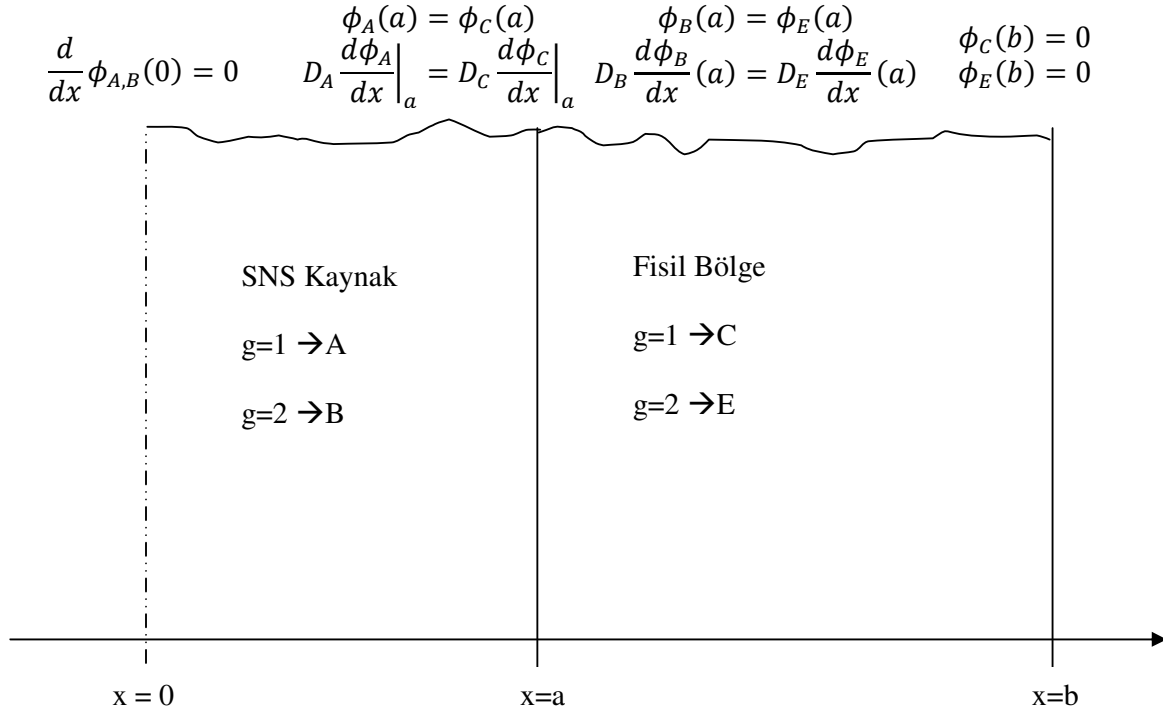
$$-D_2 \frac{d^2 \psi_2(x)}{dx^2} + \Sigma_{a2} \psi_2(x) = 0 \quad (4.31)$$

$$\underbrace{\int \Sigma_1(x) \phi_1(x) dx}_{\text{Toplam mutasyon hızı}} = \underbrace{\int \psi_1(x) \nu \Sigma_{f2} \phi_2(x) dx}_{\text{Fisyon zincirinin katkısı}} + \underbrace{\int \psi_1(x) q_0(x) dx}_{\text{Kaynağın katkısı}} \quad (4.32)$$

ve (4.9) denklemini türetmek için kullandığımız adımları uygularsak, toplam mutasyon hızına fisyon zincirlerinin ve kaynağın etkilerini bu şekilde ayrıştırmak mümkün olur.

4.3 Model Önerisi

Şekil 2.16'daki Bowman'ın kalp tasarımından esinlenerek göz önüne alacağımız fiziksel model Şekil 4.1'de verilmiştir.



Şekil 4.1 : Fiziksel model ve kullanılan grup ve bölge indislerinin tanımlanması (Ayrıca bakınız Çizelge 4.1).

Çizelge 4.1 : Model parametreleri ve değişkenlerinin yeniden isimlendirilmesi.

Değişkenler, Parametreler	Grup, g	Kaynak Bölgesi $0 < x < a$	Fisil Örtü $a < x < b$
$\phi(x)$	1	ϕ_A	ϕ_C
	2	ϕ_B	ϕ_E
D	1	D_A	D_C
	2	D_B	D_E
Σ_{r1}	1	Σ_{rA}	Σ_{rC}
Σ_{a2}	2	Σ_{aB}	Σ_{aE}
$\nu \Sigma_f$	1	0	0
	2	0	$\nu \Sigma_f$
$\Sigma_{s(2 \leftarrow 1)} \phi_1$		$\Sigma_{sA} \phi_A$	$\Sigma_{sC} \phi_C$
SNS	1	q_0	0
	2	0	0

4.3.1 ADS sistemi için kritiklik problemi

Etkin çoğaltma katsayısının tanımı için $q_0 = 0$ alınır.

4.3.1.1 Kaynak bölgesi

İki enerji grubu ve iki bölge için tanımlanan indisleri kullanarak (4.3) denklemini yeniden yazalım.

$$-D_A \frac{d^2}{dx^2} \varphi_A(x) + \Sigma_{rA} \varphi_A(x) = 0 \quad (4.33)$$

$$-D_B \frac{d^2}{dx^2} \varphi_B(x) + \Sigma_{aB} \varphi_B(x) - \Sigma_{sA} \varphi_A(x) = 0 \quad (4.34)$$

$$\frac{d^2 \varphi_A}{dx^2} - K_A^2 \varphi_A(x) = 0 \quad , \quad K_A^2 = \frac{\Sigma_{rA}}{D_A} \quad (4.35)$$

$$\frac{d^2 \varphi_B}{dx^2} - K_B^2 \varphi_B(x) = -\frac{\Sigma_{sA}}{D_B} \varphi_A(x) \quad , \quad K_B^2 = \frac{\Sigma_{aB}}{D_B} \quad (4.36)$$

Bu iki denklem için aşağıdaki çözümler önerilebilir.

$$\varphi_A(x) = c_3 \cosh K_A x \quad (4.37)$$

$$\varphi_B(x) = \underbrace{s_3 \varphi_A(x)}_{\text{özel çözüm}} + c_4 \underbrace{\cosh K_B x}_{\text{homojen çözüm}} \quad (4.38)$$

(4.34) denkleminde yerine koyalım.

$$\left(-D_B \frac{d^2}{dx^2} + \Sigma_{aB} \right) [s_3 \varphi_A(x) + c_4 \cosh K_B x] = \Sigma_{sA} c_3 \cosh K_A x \quad (4.39)$$

$$-D_B s_3 c_3 K_A^2 \cosh K_A x + \Sigma_{aB} s_3 c_3 \cosh K_A x = \Sigma_{sA} c_3 \cosh K_A x \quad (4.40)$$

$$s_3 = \frac{\Sigma_{sA}}{-D_B K_A^2 + \Sigma_{aB}} = \frac{\Sigma_{sA}}{D_B (K_B^2 - K_A^2)} \quad (K_B^2 \neq K_A^2) \quad (4.41)$$

4.3.1.2 Fisil örtü bölgesi

(4.3) denklemini fisil örtü bölgesi için Çizelge 4.1'de tanımlanan notasyonla yazalım.

$$-D_C \frac{d^2}{dx^2} \varphi_C(x) + \Sigma_{rC} \varphi_C(x) = \frac{v \Sigma_{f2}}{k} \varphi_E(x) \quad (4.42)$$

$$-D_E \frac{d^2}{dx^2} \varphi_E(x) + \Sigma_{aE} \varphi_E(x) - \Sigma_{sC} \varphi_C(x) = 0 \quad (4.43)$$

(4.43)'ü $\varphi_C(x)$ için çözelim.

$$\varphi_C(x) = \left[-\frac{D_E}{\Sigma_{sC}} \frac{d^2}{dx^2} + \frac{\Sigma_{aE}}{\Sigma_{sC}} \right] \varphi_E(x) \quad (4.44)$$

Ve (4.42)'de yerine koyalım.

$$\left(-D_C \frac{d^2}{dx^2} + \Sigma_{rC} \right) \left(-\frac{D_E}{\Sigma_{sC}} \frac{d^2}{dx^2} + \frac{\Sigma_{aE}}{\Sigma_{sC}} \right) \varphi_E(x) = \frac{v\Sigma_f}{k} \varphi_E(x) \quad (4.45)$$

$$\frac{d^4 \varphi_E}{dx^4} - \frac{\Sigma_{sC}}{D_C D_E} \left(\frac{D_C \Sigma_{aE}}{\Sigma_{sC}} - \frac{D_E \Sigma_{rC}}{\Sigma_{sC}} \right) \frac{d^2 \varphi_E}{dx^2} + \frac{\Sigma_{sC}}{D_C D_E} \left(\frac{\Sigma_{rC} \Sigma_{aE}}{\Sigma_{sC}} - \frac{v\Sigma_f}{k} \right) \varphi_E(x) = 0 \quad (4.46)$$

$$\frac{d^4 \varphi_E}{dx^4} - \underbrace{\left(\frac{\Sigma_{aE}}{D_E} + \frac{\Sigma_{rC}}{D_C} \right)}_{e_1} \frac{d^2 \varphi_E}{dx^2} + \underbrace{\frac{\Sigma_{rC} \Sigma_{aE} - \Sigma_{sC} (v\Sigma_f/k)}{D_C D_E}}_{e_2} \varphi_E(x) = 0 \quad (4.47)$$

$$e_1 = K_E^2 + K_C^2, \quad K_C^2 = \frac{\Sigma_{rC}}{D_C}, \quad K_E^2 = \frac{\Sigma_{aE}}{D_E} \quad (4.48)$$

$$e_2 = K_C^2 K_E^2 - \frac{\Sigma_{sC} (v\Sigma_f/k)}{D_C D_E} \quad (4.49)$$

Çizelge 4.2 : Kökler ve bağımsız çözümler *).

Kökler	Bağımsız çözümler
$\lambda = \sqrt{\frac{e_1 + \sqrt{e_1^2 - 4e_2}}{2}}$	$\{\cosh \lambda x, \sinh \lambda x\}$
$\mu = \sqrt{-\frac{e_1 - \sqrt{e_1^2 - 4e_2}}{2}}$	$\{\cos \mu x, \sin \mu x\}$

*) μ değerini reel yapmak için karekök içindeki ifadenin işareti değiştirilmiştir.

Kökler λ ve μ , sistemin geometrisinden bağımsız olup değerlerini k_{etk} ve malzemenin grup sabitleri belirler.

Hızlı ve termal akı arasındaki kuplaj katsayıları cinsinden genel çözüm (Lamarsh, 1966):

$$\varphi_C(x) = c_1 \sin \mu(x - b) + c_2 \sinh \lambda(x - b) \quad (4.50)$$

$$\varphi_E(x) = d_1 \sin \mu(x - b) + d_2 \sinh \lambda(x - b) \quad (4.51)$$

(4.42)'de yerine konursa:

$$\begin{aligned} (-D_C \frac{d^2}{dx^2} + \Sigma_{rC})[c_1 \sin \mu(x - b) + c_2 \sinh \lambda(x - b)] \\ = \frac{v\Sigma_f}{k} [d_1 \sin \mu(x - b) + d_2 \sinh \lambda(x - b)] \end{aligned} \quad (4.52)$$

$$\begin{aligned} \left[D_C c_1 \mu^2 + \Sigma_{rC} c_1 - d_1 \frac{v\Sigma_f}{k} \right] \sin \mu(x - b) \\ + \left[-D_C c_2 \lambda^2 + \Sigma_{rC} c_2 - d_2 \frac{v\Sigma_f}{k} \right] \sinh \lambda(x - b) = 0 \end{aligned} \quad (4.53)$$

Köşeli parantezler içindeki terimleri sıfıra eşitleyerek

$$d_1 = c_1 s_1 = c_1 \frac{D_C \mu^2 + \Sigma_{rC}}{\frac{v\Sigma_f}{k}}, \quad s_1 = \frac{D_C \mu^2 + \Sigma_{rC}}{\frac{v\Sigma_f}{k}} \quad (4.54)$$

$$d_2 = c_2 s_2 = c_2 \frac{-D_C \lambda^2 + \Sigma_{rC}}{\frac{v\Sigma_f}{k}}, \quad s_2 = \frac{-D_C \lambda^2 + \Sigma_{rC}}{\frac{v\Sigma_f}{k}} \quad (4.55)$$

kuplaj katsayıları olarak isimlendirilen ve fisil bölgedeki hızlı akıyı termal akıyla ilişkilendiren s_1 ve s_2 'nin değerleri bulunur.

Aşağıda Çizelge 4.3'te verilen ve henüz kullanılmamış olan dört sınır koşulunu, bulunan (4.37), (4.38), (4.50) ve (4.51) denklemlerinde verilen akılara uygulayalım.

Çizelge 4.3 : Serbest, simetri ve ara yüzey süreklilik sınır koşulları.

i.	$\phi_A(a) = \phi_C(a)$	
ii.	$D_A \frac{d\phi_A}{dx} \Big _a = D_C \frac{d\phi_C}{dx} \Big _a$	
iii.	$\phi_B(a) = \phi_E(a)$	
iv.	$D_B \frac{d\phi_B}{dx}(a) = D_E \frac{d\phi_E}{dx}(a)$	
v.	$\frac{d\phi_A}{dx}(0) = 0$	kullanıldı
vi.	$\frac{d\phi_B}{dx}(0) = 0$	kullanıldı
vii.	$\phi_C(b) = 0$	kullanıldı
viii.	$\phi_E(b) = 0$	kullanıldı

Böylece dört bilinmeyen için dört homojen denklemimiz olur.

$$i. \quad -\sin[(a-b)\mu]c_1 - \sinh[(a-b)\lambda]c_2 + \cosh[K_A a]c_3 = 0$$

$$ii. \quad -D_C \mu \cos[(a-b)\mu]c_1 - D_C \lambda \cosh[(a-b)\lambda]c_2 + D_A K_A \sinh(K_A a)c_3 = 0$$

$$iii. \quad -s_1 \sin[(a-b)\mu]c_1 - s_2 \sinh[(a-b)\lambda]c_2 + s_3 \cosh[K_A a]c_3 + \cosh[K_B a]c_4 = 0$$

$$iv. \quad -D_E s_1 \mu \cos[(a-b)\mu]c_1 - D_E s_2 \lambda \cosh[(a-b)\lambda]c_2 + D_B K_A s_3 \sinh(K_A a)c_3 + D_B K_B \sinh[K_B a]c_4 = 0$$

Katsayılar matrisimizi kurduktan sonra gereken sütunları $\cos(a-b)\mu$ 'ye ve $\cosh(a-b)\lambda$ 'ya bölerek elde edilen matris ile determinant ifadesi sadeleştirilebilir.

$$\det \begin{pmatrix} \tan \mu(a-b) & \tanh \lambda(a-b) & 1 & 0 \\ D_C \mu & D_C \lambda & D_A K_A \tanh K_A a & 0 \\ s_1 \tan \mu(a-b) & s_2 \tanh \lambda(a-b) & s_3 & 1 \\ D_E s_1 \mu & D_E s_2 \lambda & D_B K_A s_3 \tanh K_A a & D_B K_B \tanh K_B a \end{pmatrix} = 0 \quad (4.56)$$

Bu determinanti sıfır yapan k_{etkin} değerini bulabilmek için hızlı değişim gösteren tanjant terimlerini, diğer yavaş değişen hiperbolik fonksiyonlardan ayırmak gerekir.

4.3.2 Kaynaksız Reaktör için Statik Akı

Katsayılar matrisinin determinantını sıfır yapan k_{etk} değerini bulduktan sonra akıları hesaplayabilmek için katsayıların hesaplanması gerekir. Elimizde dört bilinmeyen için dört homojen denklem vardır. Burada keyfi olarak katsayılarından birine "1" değeri atayarak diğer üç değişken için homojen olmayan bir lineer denklem takımı üreterek çözeriz. Burada hızlı akının merkezdeki değeri $\phi_A(0) = 1$ olması için $c_3 = 1$ alınmıştır.

İleriki bölümde sayısal bir uygulama yapılacaktır.

4.4 Harici Kaynakla Sürülen Reaktörde Akıların Hesaplanması

4.4.1 Kaynak bölgesi için çözümler

$$\frac{d^2}{dx^2} \phi_A(x) - \frac{\Sigma_{rA}}{D_A} \phi_A(x) = -\frac{q_0(x)}{D_A} \quad (4.57)$$

Bu denklemi herhangi bir kaynak dağılımı $q_0(x)$ için çözmek üzere bir Green fonksiyonuna ihtiyacımız vardır (Haberman, 2004) (Kobayashi ve Nishihara, 1967).

$$\frac{d^2}{dx^2} G_A(x, y) - K_A^2 G_A(x, y) = \delta(x - y) \quad (x = y \text{ de nokta kaynak}) \quad (4.58)$$

Green fonksiyonunun daima homojen sınır koşullarını sağlaması beklenir:

$$\frac{d}{dx} G_A(0) = 0 \quad , \quad G_A(a) = 0 \quad (4.59)$$

$$G_A(x, y) = \frac{1}{K_A \cosh K_A a} \begin{cases} \cosh K_A x \sinh K_A (y - a) , & x < y \\ \cosh K_A y \sinh K_A (x - a) , & x > y \end{cases} \quad (4.60)$$

$$\phi_A(x) = \int_0^a G_A(x, y) \left(-\frac{q_0}{D_A} \right) dy + \left. \frac{\partial G_A}{\partial y} \right|_{y=a} \phi_A(a) - \left. \frac{\partial G_A}{\partial y} \right|_{y=0} \phi_A(0) \quad (4.61)$$

$\frac{\partial G_A}{\partial y}$, (4.60) bağıntısındaki nokta kaynağın yerinin sınırlar civarında ötelenmesiyle ortaya çıkan türevi ifade eder.

$$\begin{aligned}\frac{\partial G_A}{\partial y}\Big|_{y=a} &= \frac{K_A}{K_A \cosh K_A a} \cosh K_A x \cosh K_A (y-a)\Big|_{y=a} \\ &= \frac{\cosh K_A x}{\cosh K_A a}\end{aligned}\quad (4.62)$$

$$\frac{\partial G_A}{\partial y}\Big|_{y=0} = \frac{K_A}{K_A \cosh K_A a} \sinh K_A y \sinh K_A (x-a)\Big|_{y=0} = 0 \quad (4.63)$$

Uniform bir kaynak dağılımı için bağıntı (4.61) uygulanarak,

$$\phi_A(x) = \frac{1}{D_A K_A^2} \left[q_0 - (q_0 - D_A K_A^2) \phi_{Aa} \frac{\cosh K_A x}{\cosh K_A a} \right] \quad (4.64)$$

bulunur. Bu aşamada $\phi_{Aa} = \phi_A(a)$ bilinmeyen bir parametre olup daha sonra hesaplanacaktır.

Kaynak bölgesindeki termal akı dağılımını hesaplamak için

$$\frac{d^2}{dx^2} \phi_B(x) - \frac{\Sigma_{aB}}{D_B} \phi_B(x) = -\frac{\Sigma_{sA} \phi_A(x)}{D_B} \quad (4.65)$$

denklemini yukarıda olduğu gibi yine bir Green fonksiyonu ile çözeriz.

$$\frac{d^2}{dx^2} G_B(x, y) + K_B^2 G_B(x, y) = \delta(x - y) \quad (4.66)$$

Yukarıda A indisli denklem için kurulan Green fonksiyonundaki indisleri B yaparak $G_B(x, y)$ 'yi buluruz. Böylece (4.65) denkleminin çözümü

$$\begin{aligned}\phi_B(x) &= \int_0^a G_B(x, y) \left(-\frac{\Sigma_{sA} \phi_A(y)}{D_B} \right) dy + \underbrace{\frac{\partial G_B}{\partial y}\Big|_{y=a}}_{\frac{\cosh K_B x}{\cosh K_B a}} \phi_B(a) \\ &\quad - \underbrace{\frac{\partial G_B}{\partial y}\Big|_{y=0}}_0 \phi_B(0)\end{aligned}\quad (4.67)$$

şeklinde verilir.

Yukarıdaki integral daha önceki adımda bulunan $\phi_A(x)$ kullanılarak hesaplanabilir. $\phi_{Ba} = \phi_B(a)$ da ikinci bilinmeyen parametredir.

4.4.2 Fisil örtü bölgesi için akı çözümleri

Daha önce kritiklik hesabı için kullanılan kuplaj katsayılarıyla birbirine bağlanan akı tanımları burada da olduğu gibi geçerlidir.

$$\phi_C(x) = c_1 \sin \mu(x - b) + c_2 \sinh \lambda(x - b) \quad (4.68)$$

$$\phi_E(x) = s_1 c_1 \sin \mu(x - b) + s_2 c_2 \sinh \lambda(x - b) \quad (4.69)$$

Bu denklemlerdeki s_1 ve s_2 eşleştirme (kuplaj) katsayıları daha önce kritiklik hesabı aşamasında bulunmuştu. (4.54) ve (4.55)'te verilen değerler $k = 1$ alınarak kullanılır.

Bundan sonra dört adet sınır koşulu uygulanarak bilinmeyen $\{\phi_A(a), \phi_B(a), c_1, c_2\}$ parametreleri için dört adet homojen olmayan lineer denklem bulunur ve çözülür; böylece aranan akılar elde edilir.

4.5 Yardımcı Denklemler

İki grup için yardımcı denklemler (4.10) ve (4.11)'de verilmişti.

i. Spallasyon kaynağı bölgesi:

$$\frac{d^2}{dx^2} \psi_A(x) - K_A^2 \psi_A(x) = -\frac{\Sigma_{sA}}{D_A} \psi_B(x) \quad (4.70)$$

$$\frac{d^2}{dx^2} \psi_B(x) - K_B^2 \psi_B(x) = 0 \quad (4.71)$$

ii. Fisil örtü bölgesi (Termal adjoint kaynak, $v\Sigma_{f2}$)

$$\frac{d^2}{dx^2} \psi_C(x) - K_C^2 \psi_C(x) = -\frac{\Sigma_{sC}}{D_C} \psi_E(x) \quad (4.72)$$

$$\frac{d^2}{dx^2} \psi_E(x) - K_E^2 \psi_E(x) = -\frac{v\Sigma_{f2}}{D_E} \quad (4.73)$$

Denklemleri çözmeye $\psi_B(x)$ 'den başlayabiliriz.

$$\psi_B(x) = g_1 \cosh K_B x \quad (4.74)$$

$$\psi_A(x) = g_2 \cosh K_A x + \frac{\Sigma_{sA}/D_A}{K_A^2 - K_B^2} \psi_B(x) , \quad (K_A^2 \neq K_B^2) \quad (4.75)$$

$$\psi_E(x) = \frac{\nu \Sigma_{f2}}{\Sigma_{aE}} (1 - \cosh K_E (x - b)) + g_3 \sinh K_E (x - b) \quad (4.76)$$

$\psi_C(x)$ 'nin çözümünde problem için uygun olan bir Green fonksiyonundan yararlanabiliriz.

$$\frac{d^2}{dx^2} G_C(x, y) - K_C^2 G_C(x, y) = \delta(x - y) \quad (4.77)$$

$(x = y \text{ de nokta kaynak}) , a < x < b.$

Green fonksiyonunun yine homojen sınır koşullarını sağlaması beklenir:

$$G_C(a) = 0 , G_C(b) = 0 \quad (4.78)$$

$$G_C(x, y) = \frac{1}{K_C \sinh K_C (b - a)} \begin{cases} \sinh K_C (x - a) \sinh K_C (y - b), x < y \\ \sinh K_C (y - a) \sinh K_C (x - b), x > y \end{cases} \quad (4.79)$$

$$\psi_C(x) = \int_a^b G_C(x, y) \left(-\frac{\Sigma_{sC}}{D_C} \psi_E(y) \right) dy + \frac{\partial G_C}{\partial y} \Big|_{y=b} \frac{\psi_C(b)}{0} - \frac{\partial G_C}{\partial y} \Big|_{y=a} \psi_C(a) \quad (4.80)$$

$$\frac{\partial G_C(x, y)}{\partial y} \Big|_{y=a} = \frac{1}{K_C \sinh K_C (b - a)} K_C \sinh K_C (x - b) \cosh K_A (y - a) \Big|_{y=a} \quad (4.81)$$

$$= \frac{\sinh K_C (x - b)}{\sinh K_C (b - a)}$$

$$\psi_C(x) = \frac{1}{K_C \sinh K_C (b-a)} \left(\int_a^x \sinh K_C (y-a) \sinh K_C (x-a) \left(-\frac{\Sigma_{sC}}{D_C} \psi_E(y) \right) dy + \int_x^b \sinh K_C (x-a) \sinh K_C (y-a) \left(-\frac{\Sigma_{sC}}{D_C} \psi_E(y) \right) dy \right) - \frac{\sinh K_C (x-b) \sinh K_C (x-a)}{\sinh K_C (b-a)} \psi_{Ca} \quad (4.82)$$

Bu denklemde $\psi_E(y)$ (4.76)'da verildiği gibidir ve $\psi_{Ca} = \psi_C(a)$, bilinmeyen ara sınır değeridir. Çizelge 4.3'te verilen sınır koşulları adjoint akılar için de geçerlidir. Bu koşullarını uyguladığımız zaman bilinmeyen $\{g_1, g_2, g_3, \psi_{Ca}\}$ parametreleri için dört adet homojen olmayan lineer denklem buluruz. Bu denklemleri çözerek adjoint akıları oluşturabiliriz.

4.6 Çoğaltma Katsayıları

En son olarak, bu çalışmada kullanılan notasyona geçerse (4.15) ve (4.16) bağıntıları

$$k_s = \frac{\int_a^b \psi_C(x) v \Sigma_{f2} \phi_E(x) dx}{\int_a^b v \Sigma_{f2} \phi_E(x) dx} \quad (4.83)$$

$$k_q = \frac{\int_0^a \psi_A(x) q_0(x) dx}{\int_0^a q_0(x) dx} \quad (4.84)$$

yazılır.

İleride k_q ve k_s değerlerinin k_{etk} 'den farklı olabileceğini göreceğiz.

Ayrıca, toplam dış kaynak ve fisyon kaynağı terimleri aşağıda verilmiştir.

$$Q = \int_0^a q(x) dx \quad (4.85)$$

$$S = \int_a^b \nu \Sigma_{f2} \phi_E(x) dx \quad (4.86)$$

Bundan sonraki bölümde yapılan bir uygulamaya dair sonuçlar sunularak tartışılacaktır.

5. SONUÇ VE ÖNERİLER

Uygulama olmak üzere iki enerji grubu için sabitleri aşağıdaki çizelgede verilen sistem için hesaplamalar yapılacaktır.

Çizelge 5.1 : Fisil örtü bölgesi için iki enerji grup sabitleri (Kobayashi, 2000).

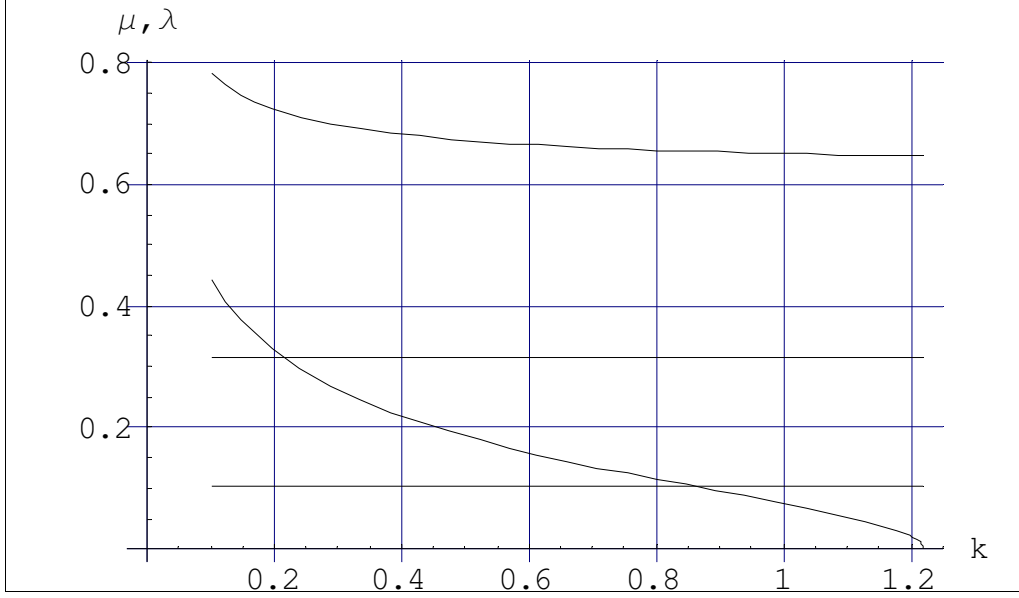
^{235}U (%)	g	D_g (cm)	$\Sigma_{rg}(\text{cm}^{-1})$	$\nu\Sigma_{fg}(\text{cm}^{-1})$	$\Sigma_{(s,2\leftarrow 1)}(\text{cm}^{-1})$
2.7	1	1.2105	0.033338	0.0	0.0295616
2.7	2	0.21958	0.085579	0.11772	0.0

Çizelge 5.2 : Spallasyon kaynağı bölgesi için iki enerji grup sabitleri.

g	D_g (cm)	$\Sigma_{rg}(\text{cm}^{-1})$	$\Sigma_{(s,2\leftarrow 1)}(\text{cm}^{-1})$
1	0.8800	0.0300	0.0250
2	0.2000	0.0500	0.0

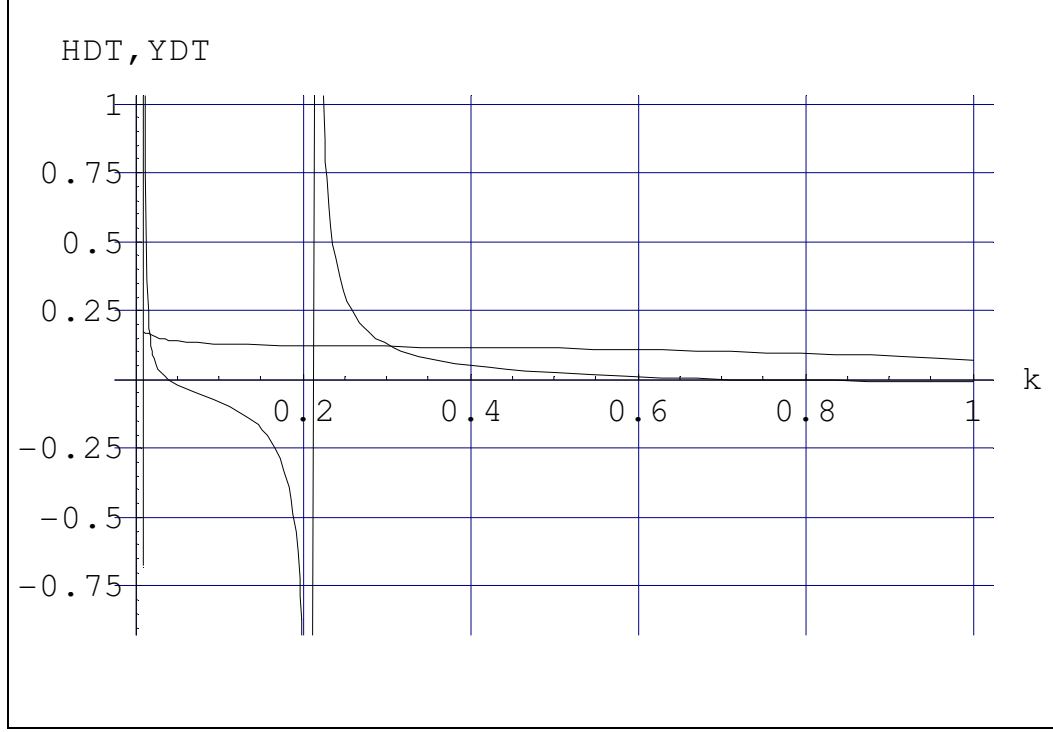
Öncelikle, harici kaynağı durdurulmuş sistem için kritiklik tespiti ve devamı olarak statik akıların hesaplanmasıyla işe başlayalım.

Çizelge 4.2’de verilen ve fisil bölgedeki çözüm için gereken μ kökünün k ’nın bütün değerleri için reel olup olmadığını denetlemeliyiz; sanal olması durumunda çözümlerde gereken düzenlemenin yapılması gerekir.



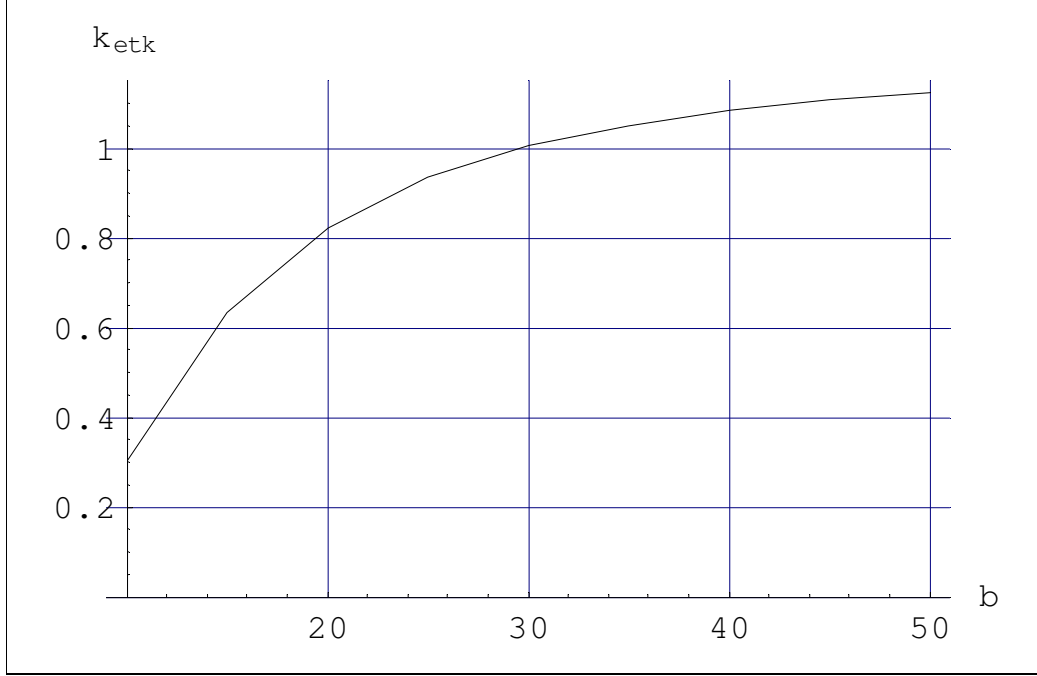
Şekil 5.1: Üst eğri: λ ; alt eğri: μ ; yatay doğrular $\frac{\pi}{10}$ ve $\frac{\pi}{30}$ 'dadır.
 $(\sqrt{\text{Çıplak Buckling değerleri}})$ kıyaslama için verilmiştir. Yakıt zenginliği %2.7.

Bağıntı (4.56) ile verilen determinanı sıfır yapan k_{etk} değerini bulabilmek için hızlı değişim gösteren tanjant terimlerini (HDT: hızlı değişen terimler), diğer yavaş değişen hiperbolik fonksiyonlardan (YDT: yavaş değişen terimler) ayırmak gerekir. $HDT(k) = YDT(k)$ şeklinde parçalanmış determinanın bir sonuç örneği aşağıda grafik olarak gösterilmektedir. İki eğrinin kesişme noktalarından en büyük değere karşılık gelen k değeri k_{etk} olarak alınır. Şekil 5.2'de görüleceği gibi, asimptot civarında determinant işaret değiştirdikten sonra çok dar bir bölge içinde sonsuz değer almakta ve tekrar işaretini değiştirmektedir. Bu da sayısal olarak kök aramada sorun yaratmaktadır.



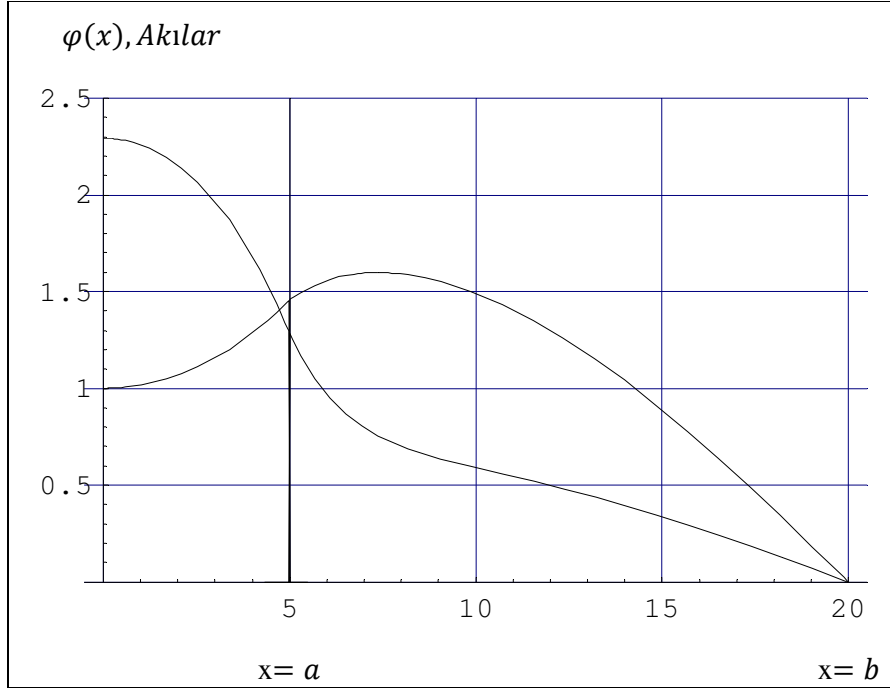
Şekil 5.2: Determinantın k ile değişimi, $k_{etk} = 0.30522$ 'de determinant sıfır olmaktadır ($b=10$ cm).

Şekil 5.3'te k_{etk} değerinin sistem boyutu b ile değişimi verilmiştir. Şekilden anlaşılacağı gibi $b > 30$ cm için $k_{etk} > 1$ olmaktadır. Bu nedenle sistemin güvenli bir şekilde kritiklikten uzak olarak çalışabilmesi için $b = 20$ cm seçilmiştir.

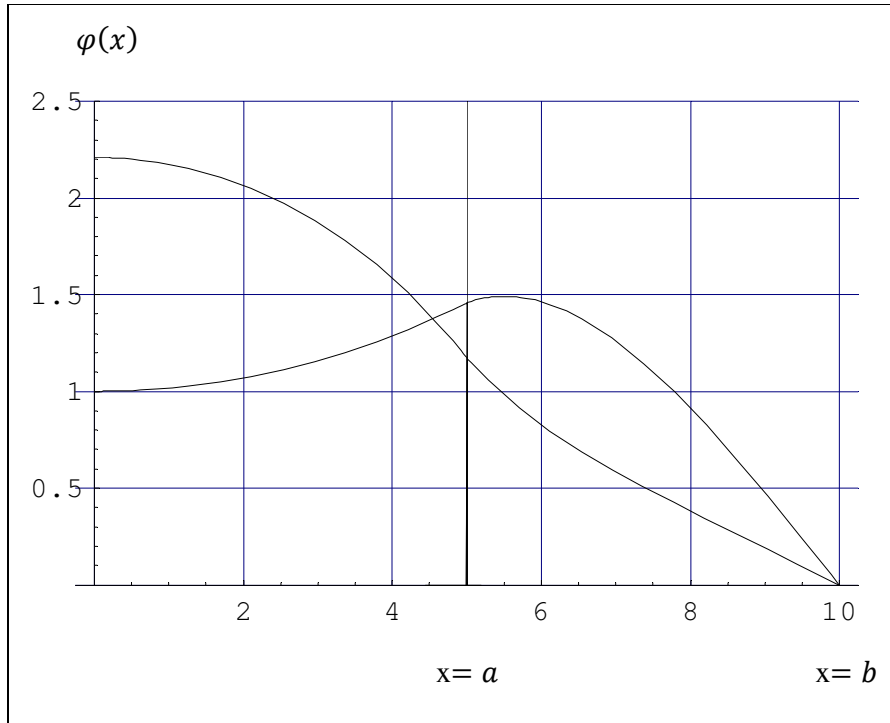


Şekil 5.3: ADS boyutu b ile k_{etc} 'in değişimi ($a = 5$ cm, sabit).

Şekil 5.4 a) ve b) 'de iki ayrı system için statik akılar verilmiştir. Hızlı akı kaynak bölgesinde bir krater yaptıktan sonra fisil bölge içinde bir maksimumdan geçmektedir. Termal akı ise merkezden başlayarak monotonik olarak azalmaktadır. Merkezdeki termal / hızlı akı oranı her iki system için de hemem hemen aynıdır. Bu akılar daha sonra kaynakla sürülen sistemin akıları ile karşılaştırılmak üzere verilmiştir.



(a)

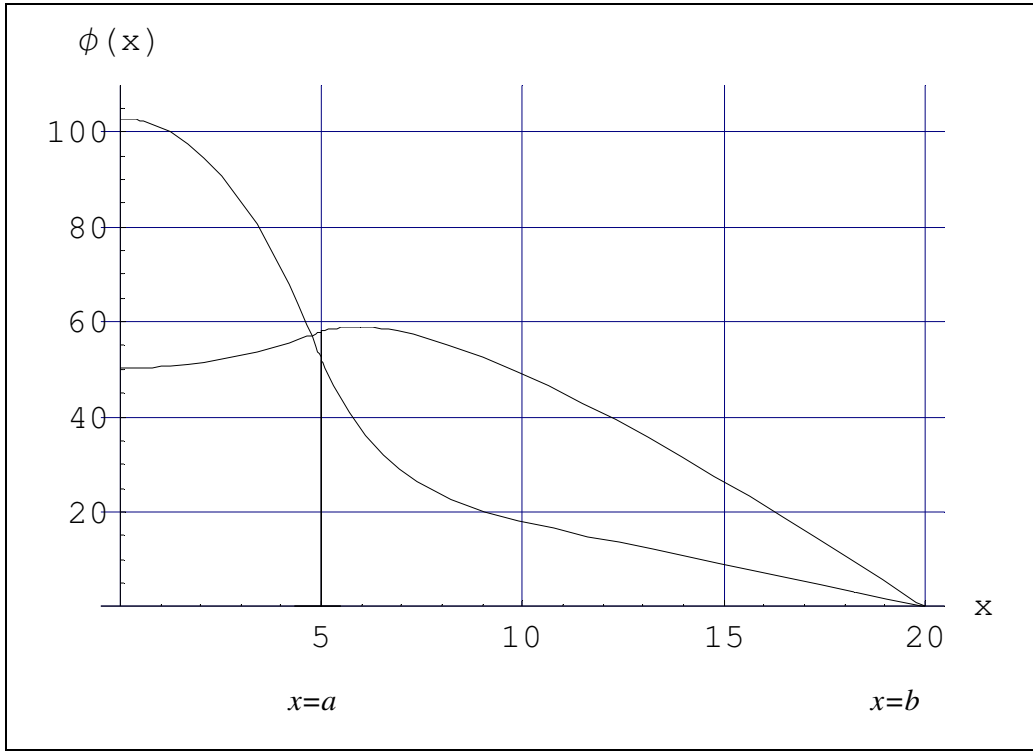


(b)

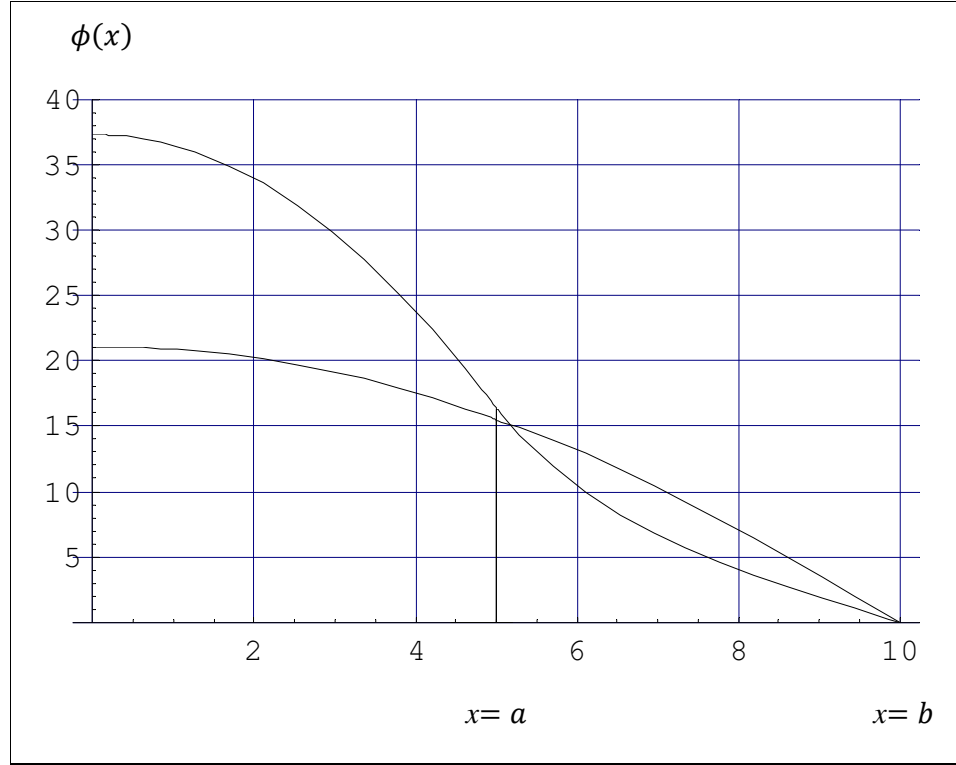
Şekil 5.4: Kaynağı kapatılmış sistem için statik akılar. Hızlı akı merkezde lokal minimumdan geçmekte ve fisil bölgede de maksimum olmaktadır. (Hızlı akı $\phi_A(0) = 1$, yakıt zenginliği %2.7).
(a) $k_{\text{etk}} = 0.82376$, **(b)** $k_{\text{etk}} = 0.30522$.

5.1 Harici Kaynak ile Sürülen Sistem için Akılar

Harici kaynak şiddeti keyfi olarak $q_0 = 1.0 \text{ n/cm}^3 \text{ s}$ alınmıştır. Hızlı ve termal akılar karşılaştırma amacıyla iki farklı fisil tabaka kalınlığı ($b=10, 20 \text{ cm}$) için hesaplanmış ve Şekil 5.5'te verilmiştir. Doğal olarak kaynak bölgesinde termal akı, yakıt bölgesinde ise hızlı akı daha büyük değerler almaktadır. Fisil örtü kalınlığı arttıkça merkezdeki termal / hızlı akı oranı da artar ve fisil bölgedeki akılar birbirinden uzaklaşır; hızlı akı da statik akıda olduğu gibi tepe yapar.



(a)

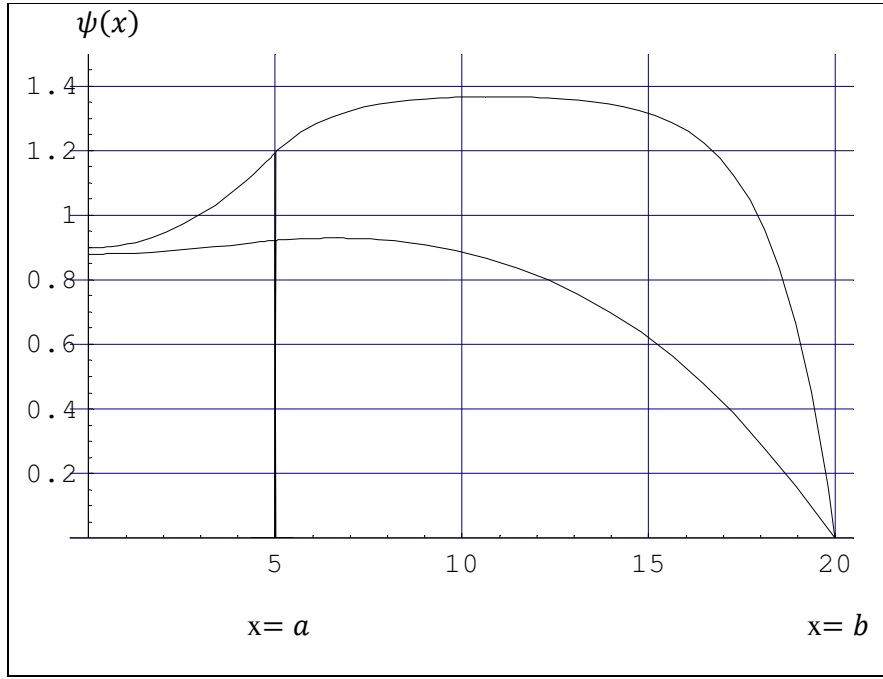


(b)

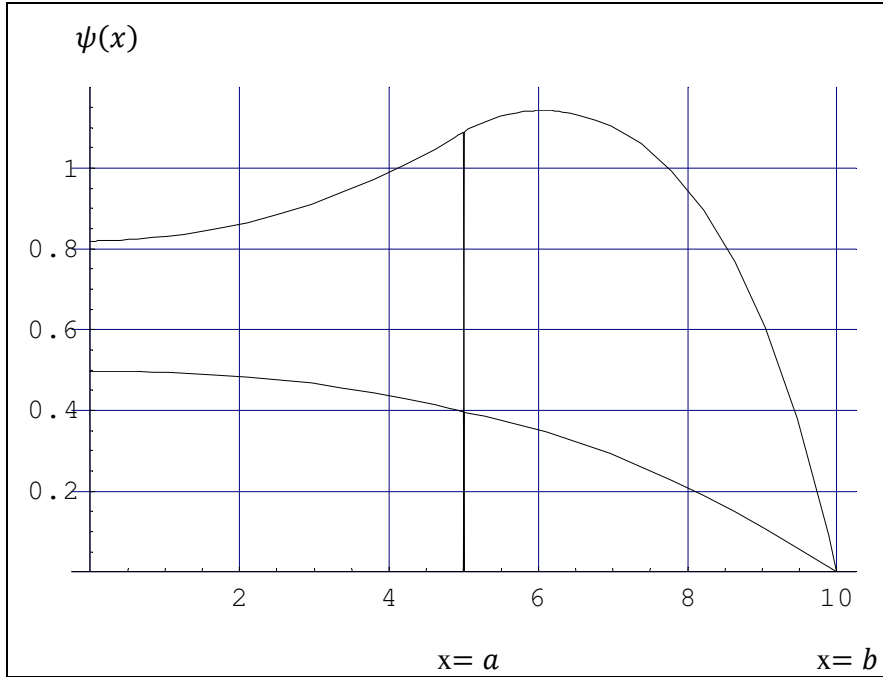
Şekil 5.5: Harici kaynakla akılar. Termal grup akısı fisil örtü bölgesinde hızlı akıdan daha düşük değerler alır. ($q_0 = 1 \text{ n/cm}^3 \text{ s}$, yakıt zenginliği = %2.7)
(a) $b = 20 \text{ cm}$, $k_{etk} = 0.82377$
(b) $b = 10 \text{ cm}$, $k_{etk} = 0.30522$

Hızlı akı $b = 20 \text{ cm}$ için merkezde çökerken, $b = 10 \text{ cm}$ olduğu zaman merkezden itibaren monotonik olarak azalmaktadır.

5.2 Yardımcı Akılar



(a)



(b)

Şekil 5.6: Yardımcı akılar. (a) Termal yardımcı akı yakıt bölgesinde yüksek bir plato yapmaktadır. (b) Termal yardımcı akı yakıt bölgesinde zirve yapmaktadır.

Şekil 5.6’da sistemin çoğaltma katsayılarını hesaplamak için gereken ağırlık fonksiyonları verilmiştir. Her iki sistem için de $\psi_1(x) < 1$ olmaktadır. $b=20$ için $\psi_1(x)$ fisil bölgenin ortasına kadar yatay bir profil takip eder ve daha sonra hızlı bir şekilde azalır; $b=10$ için ise merkezden itibaren monotonik olarak azalma gösterir. $\psi_2(x)$ ‘ye gelince $b=20$ için kaynak bölgesinde çöker ancak daha sonra fisil bölgede geniş bir plato yapar. Bunun nedeni termal nötronların fisiyona katkı açısından öneminin fisil bölgede artması olarak açıklanabilir. $b=10$ için ise $\psi_2(x)$ yine merkezde çöker ancak fisil bölgede bir maksimum yapar.

5.3 Sistem için Çoğaltma Katsayılarının Hesaplanması

Bölüm 4’te tanımları verilen çoğaltma katsayıları farklı iki fisil bölge kalınlığı için yukarıda verilen akı ve yardımcı akı dağılımları yardımıyla hesaplanmıştır ve açıklamalı olarak Çizelge 5.3’te verilmiştir. Görüldüğü gibi k_s ve k_q değerleri k_{etk} değerinden daha büyük olmaktadır.

Son değerlendirme ve ileriye dönük tavsiyeler:

Bu çalışmada ele alınan bir ADS düzeneği plaka şeklindeki merkezi kaynak etrafındaki fisil örtüden oluşmaktadır. Hızlı fisyonlar ihmal edilmiştir. Kobayashi ve Nishihara (2000) tarafından önerilen uygun ağırlık fonksiyonları kullanarak sistemdeki harici nötron kaynağının ve fisyon nötronlarının fisyon zincirlerine katkılarının hesaplanması için k_{etk} ‘den farklı çoğaltma katsayılarının gerekli olduğu anlaşılmıştır. Gerçeğe daha yakın modellerin incelenmesinde sayısal yöntemlerle elde edilecek olan akılar ve ağırlık fonksiyonları yardımıyla aynı parametreler hesaplanabilir.

- i.) ADS sistemindeki global nötron ekonomisini değerlendirmek için geçerli olan parametre $\frac{k_{etk}}{1-k_{etk}}$ yerine $\frac{k_q}{1-k_s}$ olmalıdır.
- ii.) Bir ADS sisteminin kaynak, fisil malzeme ve geometri açısından optimizasyonunda sistemin güvenli çalışması açısından k_{etk} değeri minimize edilirken, $k_q/(1 - k_s)$ değerinin de maksimizasyonu gerekir.
- iii.) ADS’nin transmutasyon ve/veya insinerasyon yönünden etkinliğinin optimizasyonu benzer bir formülasyonla yapılabilir.

Çizelge 5.3 : Kaynak-Fisil örtü sisteminin nötronik çoğaltma parametreleri,
²³⁵U % 2.7, Q= 5 n/s.

Parametre	Açıklama	b=10 cm	b=20 cm
k_{etk}	Klasik etkin çoğaltma katsayısı.	0.30522	0.82377
k_q	Harici kaynak nötronları için çoğaltma katsayısı.	0.46631	0.895187
k_s	Fisyon nötronları için çoğaltma katsayısı.	0.31293	0.83658
k_{sq}	Harici kaynak + fisyon nötronları için çoğaltma katsayılarının ağırlıklı ortalaması.	0.40430	0.84563
$k_q Q$	Toplam harici kaynağın fisyon zincirlerini ateşleme açısından etkin değeri (Q= 5 n/s, hızlı n kaynağı).	2.3315	4.4759
$k_s S$	Fisyon nötronlarının başlattığı fisyon zincirleri tarafından üretilen nötronlar.	1.0619	22.913
S (n/s)	Üretilen toplam fisyon nötronları.	3.3934	27.389
$\frac{k_s}{1 - k_s}$	Bir fisyon nötronunun ateşlediği fisyon zincirinin sönünceye kadar üreteceği toplam nötron sayısı.	0.45547	5.1191
$\frac{k_q}{1 - k_s}$	Bu çalışmada hesaplanan kaynak çoğaltma faktörü (S/Q).	0.67868	5.4778
$\frac{k_{etk}}{1 - k_{etk}}$	Klasik kaynak çoğaltma faktörü .	0.48052	4.6742

$$*) k_s = \frac{\int_a^b \psi_C(x) v \Sigma_{f2} \phi_E(x) dx}{\int_a^b v \Sigma_{f2} \phi_E(x) dx} \quad (4.83)$$

$$k_q = \frac{\int_0^a \psi_A(x) q_0(x) dx}{\int_0^a q_0(x) dx} \quad (4.84)$$

$$Q = \int_0^a q(x) dx \quad (4.85)$$

$$S = \int_a^b v \Sigma_{f2} \phi_E(x) dx \quad (4.86)$$

- iv.) Bu çalışmada kullanılan çözüm yöntemi, çok gruplu ve çok bölgeli bir sistem için geliştirilerek uygulanabilir; ancak notasyonun yeniden düzenlenmesi gerekir.
- v.) Bu çalışmada termal spektrumda çalışan bir sistem göz önüne alındı. Ergimiş kurşun soğutmalı sistemler doğal olarak hızlı spektrum bölgesinde çalışırlar. Bu durumda örneğin 100 keV ve 1 MeV gibi iki enerji grubu için alınacak grup sabitleri ile aynı çözümler güncellenebilir (Kobayashi, 2005).

İleriye dönük olarak:

- i.) Spallasyon kaynağı hedefi olarak ^{238}U kullanılarak hızlı fisyon zincirlerinden de yararlanılabilir.
- ii.) Bu çalışmada kullanılan modele benzer bir sistemin uzay-zaman kinetiğinin üzerinde durulabilir.
- iii.) Enstitümüzdeki TRIGA reaktörüne hızlandırıcı eklenerek ADS deneyleri yapılabilir.

KAYNAKLAR

- Bowman, C. D., et al.**, 1992: Nuclear Energy Generation and Waste Transmutation Using an Accelerator-Driven Intense Thermal Neutron Source, *Nuclear Instruments and Methods*, Vol **A320**, 336-367.
- Burns, T. D.**, 1999. Neutronics Methods for the Dynamics Analysis of Source Driven Sub-Critical Multiplying Systems, *PhD Thesis*, University of Virginia.
- Conde H.**, 2001: The Impact of Nuclear Science on Life Science, Introduction to ADS for Waste Incineration and Energy Production, Dept. of Neutron Research Technical Report, Uppsala University, Sweden.
- Duderstadt, J. J., and Hamilton, L. J.**, 1976: Nuclear Reactor Analysis. J. Wiley & Sons.
- Ganini, A., and Salvatores, M.**, 2002: The Physics of Subcritical Multiplying Systems, *Journal of Nuclear Science and Technology*, Vol **39**, No **6**, 673-686.
- Eriksson, M.**, 2005. Accelerator-driven Systems: Safety and Kinetics, *PhD Thesis*, MIT, Cambridge, MA.
- Haberman, R.**, 2004: Applied Partial Differential Equations, 4th ed. Prentice Hall.
- Henry, A. F.**, 1975: Nuclear Reactor Analysis. The MIT Press.
- Kobayashi, K.**, 2005: The Rigorous Weight Function for Neutron Kinetics Equations of the Quasi-Static Method for Subcritical Systems, *Ann. Nucl. Energy*, **32**, 763–766.
- Kobayashi, K., and Nishihara, H.**, 1967: Solution of Group-Diffusion Equations Using Green's Function, *Nuclear Science and Engineering*, **29**, 93-104.
- Kobayashi, K., and Nishihara, K.**, 2000: Definition of Subcriticality Using the Importance Function for the Production of Fission Neutrons, *Nuclear Science and Engineering*, **136**, 272-281.
- Kulik, V.V.**, 2004. Space-Time Analysis for Reactivity Determination In Source-Driven Subcritical Systems, *PhD Thesis*, MIT, Cambridge, MA.
- Lamarsh, J. R.**, 1966: Introduction to Nuclear Reactor Theory. Addison-Wesley Publishing Co.
- Lodhi, M. A. K., and Shubov, M.**, 2008: Accelerator Driven Thermal Nuclear Reactor, *Annals of Nuclear Energy*, **35**, 1125-1130.
- Nifenecker, H., David, S., Loiseaux, J. M., and Meplan, O.**, 2001: Basics of accelerator driven subcritical reactors, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, **A463**, 428–467.

- Nifenecker, H., Meplan, O., and David, S.,** 2003: Accelerator Driven Subcritical Reactors. IOP Publishing Ltd, Bristol And Philadelphia.
- Parent, E.,** 2003. Nuclear Fuel Cycles for Mid-Century Deployment, MSc *Thesis*, MIT, Cambridge, MA.
- Sadineni, S.B.,** 2005. Transient Behavior of A Nuclear Reactor Coupled To An Accelerator, *PhD Thesis*, MIT, Cambridge, MA.
- Sasahara, A.,** 2004: Neutron and Gamma Ray Source Evaluation of LWR High Burn-up UO₂ and MOX Spent Fuels, *Journal of Nuclear Science And Technology*, **41(4)**, 448–456.
- Segre, E.,** 1965: Nuclei and Particles. W.A. Benjamin, Inc.
- Url-1** < <http://myrrha.sckcen.be/en>>, alındığı tarih 15.02.2010.
- Url-2** < <http://public.web.cern.ch/public> >, alındığı tarih 15.02.2010.
- Url-3** < www.electrical-res.com >, alındığı tarih 17.02.2010.
- Url-4** < <http://en.wikipedia.org/wiki/>>, alındığı tarih 17.02.2010.
- Url-5** < <http://en.wikipedia.org/wiki/Cyclotron> >, alındığı tarih 22.02.2010.
- Url-6** < http://webphysics.davidson.edu/physlet_resources/bu_semester2/c13_cyclotron.html >, alındığı tarih 05.05.2010.
- Wangler, T. P.,** 2008: RF Linear Accelerators. WILEY-VCH Verlag GMBH&Co, KgaA, Weinheim.
- Wille, K.,** 2000: The Physics of Particle Accelerators. Oxford University Press.

ÖZGEÇMİŞ



Ad Soyad : Ali GÖKSU
Doğum Tarihi : 03.09.1976
E-mail : goksuali@yahoo.com

EĞİTİM

12.2006 TTU (Texas Tech University) Lubbock, TEXAS/ ABD
Doktora (çekildim) GPA: 3.25/4.00

Bilgisayar Bilimi

8.2005 'te başladım. 1.5 yıl kadar okudum. 24 kredilik ders bitirdim.
Sonbahar 2007 döneminde derslerden ve okuldan çekildim. Okulun finansal problemleri nedeniyle.

Notlar: Araştırma asistanlığı (research assistantship) ve harcın büyük kısmından muafiyet kazandım.

5/2004, Bahçeşehir Üniversitesi İstanbul/ TÜRKİYE
Yüksek Lisans GPA: 3.72/4.00

(BT) Bilgi Teknolojileri (Tezli)

Tez: Bir Web Sitesinde Veri Madenciliği Kavramlarının Uygulanması
Notlar: Özel üniversite, asistanlık ve harç muafiyeti kazandım.

1/2001, İstanbul Teknik Üniv. İstanbul/ TÜRKİYE
Lisans GPA: 2.51/4.00

Fizik Mühendisliği

Tez: Optik Kaplamalar– İnce Film Kaplamaları (DeneySEL)

YAYIN LİSTESİ

- Hewett, R., **Goksu, A.**, Datta, S., 2006: From Cancer Gene Expression Data to Simple Vital Rules. IEEE Region 5 TPS Conference, San Antonio, Texas/ USA.
- **Goksu, A.**, Karahoca, A., 2005: Web Usage Data Analysis for A Web-Site. 35th International Conference on Computers and Industrial Engineering, Istanbul/ TURKEY.
- Karahoca, A., Kaykayođlu, R., Gökçöl, O., Bozbora, F. T., **Goksu, A.**, 2003: Neural Network Approach To Schedule Container Transfers. International Logistics Congress, Istanbul/ TURKEY.