

**TRIGA TİPİ ARAŞTIRMA REAKTÖRLERİ İÇİN
BİR TERMALİZASYON YÖNTEMİ**

YÜKSEK LİSANS TEZİ
Fiz. Lis. Gülten SADULLAHOĞLU
304971071

98125

Tezin Enstitüye Verildiği Tarih : 6 Haziran 2000
Tezin Savunulduğu Tarih : 20 Haziran 2000

Tez Danışmanı : Prof. Dr. Atilla ÖZGENER
Diğer Jüri Üyeleri Prof. Dr. Melih GEÇKİNLİ
Doç. Dr. Akif ATALAY

10.7.2000
Melih Geçkinli.
Atilla

HAZİRAN 2000

İTÜ YÜKSEKÖĞRETİM KURULU
DOKÜMANTASYON MERKEZİ

ÖNSÖZ

Enstitümdeki öğrenimim ve tez çalışmalarım süresince üstün bilgisiyle bana destek olan ve yol gösteren danışman öğretmenim Prof.Dr. Atilla ÖZGENER ve FORTRAN programıyla ilgili bilgileri benimle paylaşan ve yardımlarını hiçbir zaman esirgemeyen Doç.Dr. Bilge ÖZGENER'e teşekkür ve minnettarlığımı sevgi ve saygılarımla arz ederim.

Ayrıca öğrenimim sırasında beni tez aşamasına getiren, bilgi ve becerileri kazandıran bütün öğretmenlerime teşekkür ederim.

Haziran 2000

Gülten SADULLAHOĞLU



İÇİNDEKİLER

TABLO LİSTELERİ	iv
ŞEKİL LİSTESİ	v
SEMBOL LİSTESİ	vi
ÖZET	vii
SUMMARY	viii
1. GİRİŞ	1
2. İ.T.Ü. TRIGA MARK-II EĞİTİM VE ARAŞTIRMA REAKTÖRÜNÜN DİZAYN KARAKTERİSTİKLERİ	3
2.1 Yakıt Elamanları	3
2.2 Kontrol Çubukları	4
2.3 Nötron Kaynağı	4
2.4 Işınlama Üniteleri	6
2.5 Reaktör Su Soğutma ve Arıtma Sistemleri	7
2.6 Reaktör Güvenlik Sistemleri	7
3. ÇOK GRUPLU VE ÇOK BÖLGELİ ÇARPIŞMA OLASILIKLI İNTEGRAL TRANSPORT YÖNTEMİ	11
3.1 Dört Bölgeli Birim Hücre için Termal Grup Sabitleri	11
3.2 Çok Kabuklu Birim Hücre için Enerjiye Bağlı İntegral Transport ÇarpışmaOlasılıkları Yöntemi	14
3.3 Hız Gruplarına Ayrıklaştırma	17
3.4 Kaynak Terimi Hesabı	19
3.5 Sistem Matrisi ve Sağ Taraf Matrisinin Oluşturulması	21
3.6 Nelkin, Zirkonyum ve Serbest Gaz Kernelleri	23
3.6.1 Nelkin Kerneli	24
3.6.2 Zirkonyum Kerneli	27
3.6.3 Serbest Gaz Kerneli	29
3.7 N Kabuklu Sistem için Çarpışma Olasılıkları Hesabı	30
3.8 Termal Grup Sabitlerinin Hesaplanması için Oluşturulan Veri Tabanı	32
4. UYGULAMALAR	43
4.1 Fiziksel Etkiler	54
4.1.1 Sıcaklık Değişimleri	54
4.1.2 E_c Kesme Enerjisi	55
4.2 Nümerik Etmenler	56
4.2.1 Enerji Grubu Sayısı	56
4.2.2 Bölge Sayısı	56
5. SONUÇLAR VE İRDELEMELER	58
KAYNAKLAR	59
EKLER	60
ÖZGEÇMİŞ	61

TABLO LİSTESİ

Sayfa No

Tablo 3.1	Nelkin Kerneli ve Zirkonyum Kernelindeki Hidrojenin Su, Ağır Su Zirkonyum-Hidrit için Aldığı Değerler.....	28
Tablo 3.2	15 Noktalı Gauss-Legendre Sayısal İntegrasyon Sabitleri..	29
Tablo 3.3	Gauss-Jacobi quadratikleri.....	32
Tablo 3.4	Saçılma ve Yutma Tesir Kesitleri.....	34
Tablo 3.5	40 Hız noktasında Saçılma Tesir Kesitleri.....	35
Tablo 3.6	U^{235} 'in 120 Hız Noktasında Yutma ve Fisyon Tesir Kesitleri.....	37
Tablo 3.7	Termal Bölgeye Ait 27 Adet Hız Noktası.....	39
Tablo 3.8	Termal Bölgeye Ait 14 Adet Hız Noktası.....	40
Tablo 3.9	Termal bölgeye ait 54 adet Hız Noktası.....	41
Tablo 3.10	Eşdeğer Silindirik Birim Hücre Boyutları ve Malzeme Kompozisyonları.....	42
Tablo 4.1	TRIGA Mark-II Reaktörünün Termal Grup Sabitlerine Transport Düzeltmesinin Etkisi.....	46
Tablo 4.2	Birim Hücre Ortalama Sıcaklık Değerleri.....	54
Tablo 4.3	Farklı Sıcaklık Değerleri için Termal Grup Sabitleri.....	54
Tablo 4.4	TRIGA Mark-II Reaktörünün Farklı Isıl Bölgeler için Grup Sabitleri.....	55
Tablo 4.5	TRIGA Mark-II Reaktörünün Farklı Enerji Gruplarında Termal Grup Sabitleri.....	56
Tablo 4.6	Değişik Faktörlerin Grup Sabitlerine Etkisi.....	56
Tablo 4.7	TRIGA Mark-II Reaktörünün İki Farklı Çalışmada Hesaplanan Termal Grup Sabitleri.....	57

ŞEKİL LİSTESİ

	<u>Sayfa No</u>
Şekil 2.1	ZrH Alaşımının Faz Diyagramı..... 5
Şekil 2.2	TRIGA Mark-II Reaktör Kesitleri.....9
Şekil 2.3	TRIGA Standart Yakıt Elemanı.....10
Şekil 3.1	Reaktör Kare Birim Hücresi..... 11
Şekil 3.2	Wigner-Seitz Birim Hücresi.....14
Şekil 3.3	Açısal Geometride Çarpışma Olasılıkları.....30
Şekil 4.1	Yakıt Bölgesinde, $ZrH_{1.6}$ içerisindeki Hidrojenin Enerjiye bağlı Saçılma Tesir Kesiti.....44
Şekil 4.2	Su İçerisindeki Hidrojenin Saçılma Tesir Kesitinin Enerjiye Bağlı Değişimi.....45
Şekil 4.3	Zirkonyum Bölgesi Ortalama Akı Dağılımı.....47
Şekil 4.4	Yakıt Bölgesi Ortalama Akı Dağılımı.....48
Şekil 4.5	Zarf Bölgesi Ortalama Akı Dağılımı.....49
Şekil 4.6	Yavaşlatıcı Bölgesi Ortalama Akı Dağılımı.....50
Şekil 4.7	Yakıt Bölgesi Ortalama Akı Dağılımı ile Birim Hücre Maxwelliyen Akı Dağılımının Karşılaştırılması.....52
Şekil 4.8	Normalize Edilmiş Termal Nötron Akı Dağılımı.....53

SEMBOLLER

Σ_t	: Makroskopik toplam tesir kesiti
Σ_a	: Makroskopik yutma tesir kesiti
Σ_f	: Makroskopik fisyon tesir kesiti
Σ_{tj}	: j kabuğuna ait makroskopik toplam tesir kesiti
Σ_{tj}^k	: j kabuğuna ait k mikrohız grubu makroskopik toplam tesir kesiti
σ_{so}	: Mikroskopik potansiyel saçılma tesir kesiti
σ_s	: Mikroskopik saçılma tesir kesiti
σ_b	: Bağlı atom saçılma tesir kesiti
μ_o	: Saçılma açısı kosinüsü
Φ	: Nötron akısı
Φ_j	: j kabuğuna ait nötron akısı
τ_{ij}	: V_i hacmi ile V_j hacmi arasındaki ortalama serbest yol cinsinden mesafe
ω_o	: $ZrH_{1.6}$ içindeki hidrojenin temel uyarılma enerji seviyesi
V_i	: Kare birim hücrede i 'nci bölgenin hacmi
E_n	: n 'nci mikrogrup enerjisi
S_i	: i kabuğuna ait saçılma kaynağı terimi
R	: Silindirik birim hücrenin yarıçapı
J	: Hücre sınırından giren kısmi akım
J^+	: Hücre sınırından çıkan kısmi akım
S	: Birim hücrenin dış yüzey alanı
$T_{ij}(E)$	: E enerjide j mikrogrupuna ait transport kerneli
$S_j(E)$	: E enerjide j kabuğu için saçılma kaynağı terimi
$A(E)$	: Hücre sınırından E enerjide giren nötronların hücreyi terketmeden yaptıkları saçılma olasılıkları
$N(v)$	: v hızındaki nötron yoğunluğu
V_c	: kesme enerjisinin hız cinsinden ifadesi
$N_j(v_k)$	: j kabuğunda k mikrohız grubundaki nötron yoğunluğu
S_j^k	: j kabuğunda k mikrohız grubuna ait epitermal bölge saçılma kaynağı terimi
T_{ij}^k	: k mikrohız grubuna ait transport kerneli
$R_i^{kk'}$	: i kabuğuna ait k saçılma öncesi hız, k saçılma sonrası hız olmak üzere saçılma kerneli
S_i^{km}	: m çekirdeği, i kabuğu ve k hız grubu için saçılma kaynağı terimi
$\underline{A}$	: Lineer sistem matrisi
$\underline{N}$	: Nötron yoğunluk vektörü matrisi
$\underline{S}$	: Epitermal bölge saçılma kaynağı vektör matrisi
S_{ij}	: i kabuğundan j kabuğuna saçılan nötronun çarpışma olasılıkları matrisi
D	: Difüzyon sabiti
N_i	: i bölgesine ait nötron yoğunluğu

TRIGA TİPİ ARAŞTIRMA REAKTÖRLERİ İÇİN BİR TERMALİZASYON YÖNTEMİ

ÖZET

Çarpışma Olasılıkları Yöntemi, İntegral Transport denkleminin nümerik olarak çözümünü sağlayan ve birim hücre hesaplarında kullanılan bir metottur.

Termalizasyon hesapları olarak bilinen termal grup tesir kesitlerinin hesaplanmasında bu yöntem bilgisayar teknolojisinin gelişmesinden sonra tercih edilen bir yöntem oldu.

Bu çalışmada; TRIGA tipi reaktörler için çok gruplu ve çok bölgeli çarpışma olasılıkları yöntemi kullanılarak bir termalizasyon hesabı geliştirilmiştir. TRIGA reaktörlerinin yakıtında yapısal özelliğinden dolayı zirkonyum içermesi yüksek sıcaklıklarda ilave bir geri besleme katsayısına neden olur. Bu nedenle termalizasyon hesabının hassas bir şekilde yapılması TRIGA nötronik analizinde önemlidir.

Birim hücre hesabında heterojen geometri olduğu gibi alınmış ve reaktörü temsil eden kare birim hücre silindirik birim hücreye dönüştürülmüştür. Hücre sınırında Wigner-Seitz yaklaşımıyla beyaz sınır koşulu kullanılmış ve hücre dış yüzeyinde net nötron akımı sıfır kabul edilmiştir.

Termal Bölgedeki saçılma modelinde tek diferansiyel saçılma tesir kesiti hesabında su içerisindeki hidrojen saçılmaları için Nelkin Kerneli, yakıttaki ($ZrH_{1.6}$) hidrojen saçılmaları için Zirkonyum Kerneli, ve diğer çekirdek saçılmaları için Serbest Gaz Kerneli kullanılarak hesaplanmıştır. Epitermal bölgedeki saçılma kaynağı hesabında ise akı $1/E$ alınmıştır.

Çok gruplu ve çok bölgeli çarpışma olasılıklarının hesaplanması Bickley fonksiyonlarının integrasyonu ile sağlanmıştır. Elde edilen lineer denklem sistemi simetrik olmayan ve tam dolu bir yapıya sahiptir. Oluşturulan lineer sistemin çözümü için Gauss Eliminasyon metodu kullanılmıştır. Çekirdeğin termal bölgedeki tesir kesitlerine göre 4 ayrı kategoride 11 çeşit çekirdek için bir veri tabanı oluşturulmuştur.

Elde edilen teorik formülasyonun çözümü için geliştirilen TRTHCP bilgisayar programı FORTRAN dilinde yazılmış ve derlenmiştir. Program, 4 bölgeden oluşan İ.T.Ü. TRIGA Mark-II Reaktörünün termal enerji aralığı 0eV-0.911 eV alınarak, 27 enerji grubunda ve toplam 25 bölge üzerinden koşularak termal grup sabitleri elde edilmiştir.

Elde edilen sonuçlar, transport düzeltmesi, kesme enerjisi ve sıcaklık gibi faktörlerin etkisi incelenmiş ve diğer program sonuçlarıyla karşılaştırılmıştır.

A THERMALIZATION METHOD FOR TRIGA-TYPE RESEARCH REACTORS

SUMMARY

The collision probability method is a technique which is used in unit cell calculation and enables the numerical solution of the integral transport equation.

With recent advances in computer technology, the method has become the preferred technique for thermalization calculations for the calculation of thermal group cross sections.

In this study, a thermalization calculation method has been developed for TRIGA type reactors utilizing the multigroup, multiregion collision probability technique. The special character of the zirconium containing TRIGA fuel results in a high negative temperature coefficient of reactivity at high temperatures. Thus an accurate thermalization calculation is of prime importance in TRIGA neutronic analysis.

In unit cell calculation, heterogeneous geometry is taken as it is and square unit cell is transformed into cylindrical Wigner-Seitz cell. White boundary conditions are applied at the cell boundary where the current is assumed to vanish.

For the scattering model in energy region, Nelkin Kernel is used for hydrogen scatterings in water, harmonic oscillation model is utilized for hydrogen scattering in the fuel. All other scatterings are treated by the free gas kernel. In scattering source evaluation from epithermal energies, a $1/E$ flux is assumed.

Multigroup, multiregion collision probabilities are evaluated by the integration of Bickley functions. The resulting linear system has a full and nonsymmetric coefficient matrix. For the solution of the linear system, Gauss elimination is employed. The data base library contains eleven nuclei in four different categories.

The developed theoretical formulation is implemented in the FORTRAN program TRTHCP. For obtaining the thermal group cross sections, the unit cell of the TRIGA Mark-II reactor of I.T.Ü. is treated using 27 energy groups and 25 shells and a thermal energy interval of 0eV-0.911eV.

The effect of various features, namely transport correction, cutoff energy and temperature, in the thermal-group parameters are assessed. The results obtained by TRTHCP is also compared with the results of other programs.

1. GİRİŞ

1958 yılından günümüze kadar faaliyet göstermekte olan TRIGA tipi Araştırma reaktörleri Nükleer Bilimler, Reaktör Teknolojisi ve Endüstriyel Araştırmalarda birçok deneysel çalışmaların yapılmasına ve bu alandaki gelişmelere hizmet etmiştir[9].

Ülkemizde bulunan iki araştırma reaktöründen birisi İ.T.Ü. Nükleer Enerji Enstitüsünde 1979 yılından bu yana halen çalışmalarını sürdürmekte olan TRIGA Mark II Eğitim ve Araştırma Reaktörüdür. İ.T.Ü. TRIGA Mark-II Eğitim ve Araştırma Reaktörü ; hafif su soğutuculu, grafit yansıtıcı ve TRIGA tipi yakıt elemanları kullanan açık tank tipi bir reaktördür. Sürekli ve darbe modunda çalıştırılabilir, sürekli çalışmada 250 kW ve darbeli çalışmada ise çok kısa bir zaman aralığında 1200 MW güç seviyelerine çıkılmaktadır[8,9].

TRIGA tipi araştırma reaktörleri darbe modunda çalışması durumunda; diğer reaktörlerden farklı olarak TRIGA tipi yakıt kullanılması termalizasyon dolayısıyla ilave bir geri besleme etkisi yaratmaktadır. Bu nedenle termalizasyon hesabının duyarlı bir şekilde yapılması TRIGA nötronik analizinde oldukça önemlidir. Heterojen bir yapıya sahip olan TRIGA reaktörünün termal bölgeye ait tesir kesitlerinin hesabı termalizasyon hesabı gerektirir. Termalizasyon hesabının iki zorluğu vardır. Bunlardan birincisi ılık bölgeye ait çift diferansiyel saçılma tesir kesitlerinin yani saçılma kernellerinin belirlenmesidir. Termalizasyon hesabının ikinci zorluğu, heterojen yapı içinde termal nötron spektrumunun belirlenmesidir. Burada iki yaklaşım söz konusudur. Birinci yaklaşımda homojen ortam için termal nötron spektrumu sonsuz ortam süreklilik denkleminin çözümü elde edildikten sonra heterojenite etkileri ABH veya benzeri yöntemle ilave edilerek termal grup sabitleri hesaplanır[1].

Birinci metotta ya sonsuz ortam süreklilik denklemi ikinci derece bir diferansiyel denkleme dönüştürülmekte ve böylece çözümü yapılmaktadır. Bu dönüşümü yaparken de Wigner-Wilkins proton gazı modeli veya benzeri modeller

kullanılmaktadır. Bir alternatif olarak sonsuz ortam süreklilik denklemi olan integral denklemin dolaysız sayısal çözümünde gidilebilir. İntegral denklemin dolaysız çözümü ise daha karmaşık saçılma kernelleri kullanılmasına olanak sağlamaktadır[11].

Termalizasyon hesabında kullanılabilecek ikinci yaklaşımda heterojen geometrinin mümkün mertebe olduğu gibi alınarak birim hücre üzerinden transport hesabının yapılmasıdır[2,10]. Bu yaklaşımda genellikle kare birim hücre bir Wigner-Seitz eşdeğer silindirik birim hücresine dönüştürülür. Yapılan hesaplamalar hücre dış yüzeyinde mükemmel yansıma sınır şartı uygulanması halinde bu moderatör dezavantaj faktörünün olduğundan daha büyük hesaplanacağını göstermiştir[3]. Bu durum Newmarch etkisi olarak bilinir[6]. Bu etkinin giderilmesi için Honeck'in önerdiği beyaz sınır koşulu (izotropik sınır şartı) kullanılabilir[3]. Transport denkleminin çözümünde integro-diferansiyel denklem, P_N metodu, S_N metodu veya integral transport denklemi, çarpışma olasılıkları yöntemi kullanılarak çözülebilir[7].

Çarpışma olasılıkları yöntemi günümüzde reaktör hesaplarında bilgisayar teknolojisinin gelişmesiyle birlikte en çok kullanılan metottur. Burada genellikle termal bölgede saçılmaların laboratuvar sisteminde izotropik olduğu kabul edilir.

Bu çalışmada İ.T.Ü. TRIGA Mark-II Reaktörünün merkezde zirkonyum, yakıt olarak $UZrH_{1.6}$ alaşımı, paslanmaz çelik zarf ve moderatör olarak da hafif sudan oluşan dört bölge bir birim hücre modeli alınmış ve bu eşdeğer birim hücre N adet kabuğa bölünerek İntegral Transport denklemi çarpışma olasılıkları yöntemi çok gruplu ve çok bölge model ile kullanılarak bir TRIGA tipi araştırma reaktörü için termal grup tesir kesitlerinin elde edilmesi amaçlanmıştır. Sudaki hidrojen saçılmaları için Nelkin kerneli[3], yakıt içerisindeki $ZrH_{1.6}$ 'deki hidrojen saçılmaları için izotropik harmonik osilatör modeli[5], diğer saçılmalar için ise serbest gaz modeli kullanılmıştır. Çarpışma olasılıklarının hesabında Carlvik tarafından geliştirilen Gauss-Jacobi İntegrasyonu dönüşümü kullanılmıştır[6]. Elde edilen sonuçlar, diğer program sonuçlarıyla karşılaştırılmış ve sıcaklık, transport düzeltmesi ve kesme enerjisi gibi faktörlerin etkisi incelenmiş ve irdelenmeler yapılmıştır.

2. İ.T.Ü. TRIGA MARK-II EĞİTİM VE ARAŞTIRMA REAKTÖRÜNÜN DİZAYN KARAKTERİSTİKLERİ

İ.T.Ü. TRIGA Mark-II Eğitim ve Araştırma Reaktörü, yüksekliği 625 cm, iç çapı 198 cm ve kalınlığı 0.64 cm olan alüminyumdan yapılmış altı kapalı silindirik bir tank içerisinde bulunmaktadır. Şekil 2.2’de reaktörün geometrik yapısı sunulmaktadır[9].

2.1.Yakıt Elemanları

İ.T.Ü. TRIGA Mark-II Reaktörü yakıt elemanları %20 zenginlikte uranyum ile zirkonyum-hidrit alaşımının ($UZrH_{1.6}$) homojen karışımından oluşmaktadır. Yakıt peletleri ortalarında 6.35 mm çapında delik olan silindirik UZr karışımları hazırlandıktan sonra hidrojen gazı peletin içine H/Zr oranı 1.6 olacak şekilde yakıt peletin çevresinden ve ortasındaki delikten difüzyonlanır. Hidrojen-zirkonyum atomları arasındaki oranın 1.6 olmasının önemi Şekil 2.1’de verilen ZrH alaşımının faz diyagramında görülmektedir, bu oran 1.5 ‘tan küçük ise yaklaşık 530°C civarında faz değişiminden dolayı yakıtta hacim ve mekanik özellik değişimleri meydana gelmektedir. Bu nedenle yakıtın bu özellikler bakımından kararlı olması için Zr/H oranı 1.6 olarak seçilmiştir[10,11].

Yakıtta fisyon sonucu açığa çıkan hızlı nötronlar yakıt içerisindeki hidrojen atomlarıyla esnek saçılmaları sonucu moderasyona uğrarlar, böylece yavaşlamanın %50’si yakıt içerisinde gerçekleşmiş olur.Yakıt sıcaklığı yükseldiğinde zirkonyum kristali içerisindeki hidrojen atomları birer harmonik osilatör gibi davranan hidrojen atomlarının salınımları artar. Böylece kristal kafes içerisinde uyarılmış enerji düzeylerine çıkan hidrojen atomlarının yakıt elemanı içerisindeki nötronların yavaşlatması yerine hızlandırması olasılığı artar. Bu olay Einstein Osilatörü olarak adlandırılır ve TRIGA yakıt elemanında bir negatif sıcaklık geri besleme katsayısına sahip olmasını sağlar. Sadece TRIGA tipi yakıt elemanında bulunan bu özellikten

dolayı TRIGA reaktörlerinde ani nötronlarla kritikliğin sağlandığı darbeli çalışmalar yapılmaktadır.

Reaktör kalbinde 69 yakıt elemanı bulunmakta ve bunlardan ikisinin içine yakıt sıcaklığının ölçülebilmesi için üçer adet Chromel-Alumel termikçift yerleştirilmiştir. Bu çiftler yakıt merkezinden radyal olarak 8 mm uzaklıkta ve düşey eksene paralel biri yakıt merkezinde, diğer ikisi merkezden 2.5 cm mesafeye yerleştirilmiştir. 0.25 mm çapındaki termikçiftler içerisi yalıtkan MgO ile doldurulmuş 1.57 mm'lik paslanmaz çelik muhafaza ile çevrilmiştir.

2.2. Kontrol Çubukları

Reaktördeki kontrol isimleri aşağıda belirtilen üç adet kontrol çubuğu ile sağlanmaktadır:

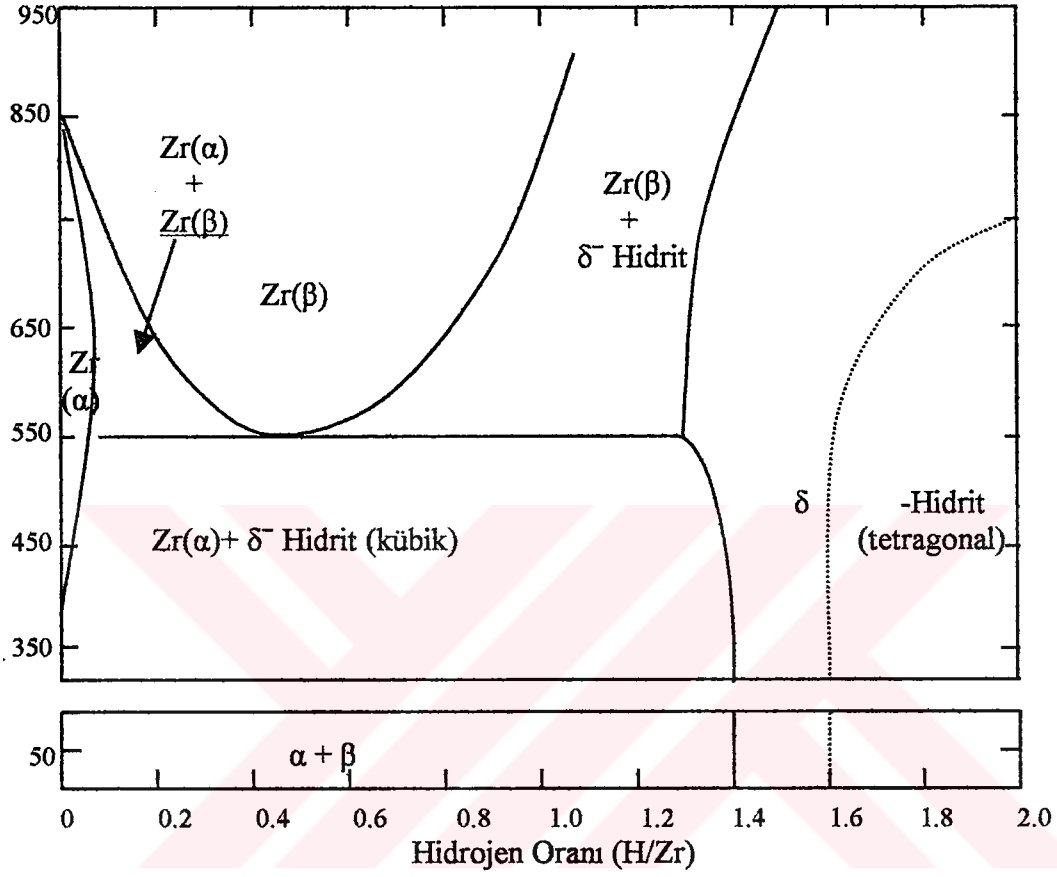
- 1- Darbe çubuğu (Transient Rod)
- 2- Güvenlik çubuğu (Safety Rod)
- 3- Ayar çubuğu (Regulating Rod)

Kontrol çubukları borkarbürden (B₄C) yapılmış ve alüminyum zarf içerisine yerleştirilmiştir. Kontrol çubuklarının hepsi alüminyumdan yapılmış kılavuz tüpleri içerisinde hareket etmektedirler, hareketleri sürücü mekanizmaları ile sağlanır. Güvenlik ve ayar çubuklarının hareketi elektromekanik mekanizma ile sağlanırken sürücü biriminin kontrol çubuğuna bağlantı mekanizması elektromagnetiktir. Darbe çubuğunun ise elektromekanik-pnömatik bir sürücü mekanizması vardır. Reaktörde darbeli çalışma darbe çubuğunun yaklaşık 0.1 saniyeden kısa bir süre içerisinde reaktörden fırlatılması ile gerçekleşir.

2.3. Nötron Kaynağı

Reaktör durdurulduktan sonra yeniden işleme alındığında fisyon olayının başlayabilmesi için TRIGA Mark-II reaktöründe gerekli olan 3 Ci'lik minimum aktivite özel koruyucu içindeki Am-Be kaynağı tarafından sağlanır.

Sıcaklık (°C)



Şekil 2.1 ZrH Alaşımının Faz Diyagramı

2.4. Işınlama Üniteleri

Reaktörde yapılabilecek deney ve araştırmalar için gerekli nötron ve gama akılarının elde edilebileceği ışınlama üniteleri aşağıdaki gibidir;

- 1- Merkezi ışınlama kanalı
- 2- Tavşan sistemi
- 3- Radyal ışınlama tüpü
- 4- Delici ışınlama tüpü
- 5- Teğetsel ışınlama tüpü
- 6- Isıl kolon

Merkezi ışınlama kanalı reaktörde nötron akısının maksimum olduğu kalp merkezine inen altı kapalı alüminyum bir borudan oluşur. Tavşan sistemi çok kısa ömürlü radyoizotopların elde edilmesi amaçlıdır. Reaktör kalbinin en dış halkası olan F halkasında bulunur. Tavşan sisteminde ısıtılmak istenen numune Polyethylene bir tüp içerisine yerleştirilerek hava emerek çalışan Pnömatik transfer sisteminin 2.74 cm çaplı borusu içerisinden reaktöre gönderilir. Borudan emilen hava reaktörden geçtiği için radyoaktif gazlar içerebileceğinden emilen hava fana girmeden önce çok ince cam fiber filtreden geçirilir. Delici ışınlama tüpü yakıt elemanlarına kadar uzanırken radyal ışınlama tüpü yakıt elemanlarının dışındaki grafit yansıtıcının dış yüzeyine kadar uzanır. Reaktörü teğetsel olarak gören teğetsel ışınlama tüpü yakıt elemanlarına kadar uzanmakta olup bu tüpte gama dozu diğer tüplere kıyasla oldukça düşük olup nötron/gama oranı yüksektir. Bu nedenle teğetsel ışınlama tüpü nötrografi çalışmaları için elverişlidir. Isıl kolon ise belirli sayıda grafit bloğun arkasından reaktör kalbinin çevresindeki grafit yansıtıcıyı gören ışınlama tüpüdür. Bu kolonda özelliğinden dolayı ısı nötron akısı yüksek olduğundan ısı nötronlarla yapılacak çalışmalar için elverişlidir.

Işınlama tüplerinden radyasyon sızmasını önlemek için; gama radyasyonuna karşı bor, kurşun, bor katılmış normal yoğunlukta beton ve dış kısmında yer alan çelikten yapılmış tıkaç, nötronlar için ise tahtadan yapılmış tıkaç kullanılır. Ayrıca bunların dışında en dışta kurşundan yapılmış ve yatay hareket eden sürgü vardır.

2.5. Reaktör Su Soğutma ve Arıtma Sistemleri

Reaktördeki tank içindeki soğutma suyu normal su seviyesinin 90 cm aşağısından emilmekte, ısı değiştiricisinden geçtikten sonra tekrar reaktör tankına geri dönmektedir. Dönüş suyu borusu reaktör tankının üst kısmında iki kola ayrılmakta , kollardan biri reaktör tankının yan yüzüne dayalı olarak reaktör kalbinin alt yüzeyine yakın bir yerde sonuçlanırken, diğer kol ise reaktör kalbinin üzerinde bir yayıcı ile son bulur. Yayıcının buradaki görevi yarı ömrü çok kısa ancak yüksek gama ve beta enerjisine sahip N-16'nın tank yüzeyine ulaşmasını yavaşlatmaktadır. Her iki dönüş borusu üzerinde açılan delikler herhangi bir kaza sonucu tank suyunun sifon yoluyla dönüş borusundan boşalmasını önlemektedir. Reaktör ısı değiştiricisinden birinci devre suyunun ısını alan ikinci devre suyu soğutma kulesine gider ve tekrar ısı değiştiricisine geri gelir. Burada kuleden dökülen sıcak suyun bir miktarı buharlaşma yoluyla havaya giderken, buharlaşan suyun yerine yumuşak su eklenir. Reaktör havuzu içerisinde bulunan malzemelerin korozyona uğramaması ve suyun radyoaktif hale gelmemesi ayrıca suyun berrak kalarak görüntünün net olması için suyun içindeki partiküllerin ve çözünmüş durumda bulunan iyonların tutulması gereklidir. Bu işlem su arıtma sistemi ile gerçekleştirilir. Reaktörde bulunan su arıtma sisteminde; havuz suyu yüzen fitre tarafından yüzeyden emilir, buradan emilen su, partiküllerin toplandığı hassas bir filtreden geçirildikten sonra aktif iyonlarından arındırılmaları amacıyla iyon değiştiricilerden geçirilerek reaktöre geri gider. Bu işlem sırasında suyun iletkenliği azaltılarak reaktör tankı ve içindeki malzemelerin korozyonu önlenmiş olur. Su arıtma sistemindeki maksimum debi 37.8 lt/dk' dır. Bu debi su ve demineralizör arasında iyon değişimin yeterince verimli olabilmesi için müsaade edilen maksimum debidir. Daha yüksek debilerde suyun reçinelerle temas süresi kısılacığından iyon değişimi yeterince gerçekleşemez ve suyun demineralizör çıkışındaki kalitesi düşer. Tank suyu sıcaklığının 40°C 'den yukarı çıkmasına izin verilmez.

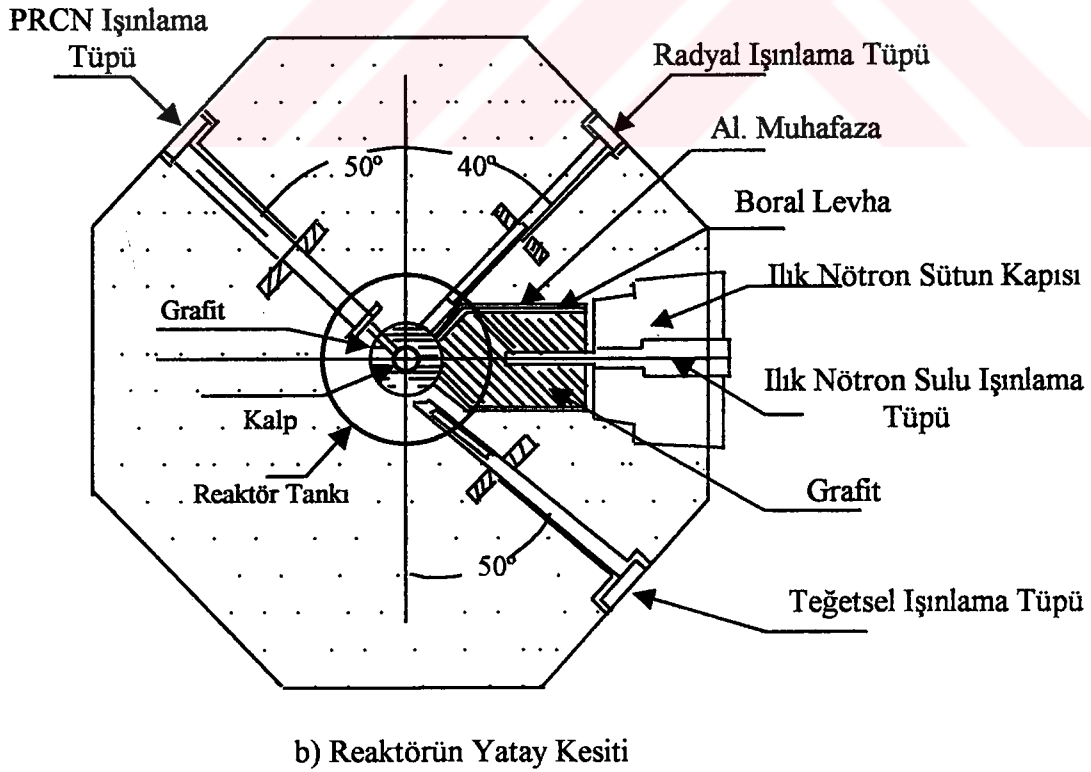
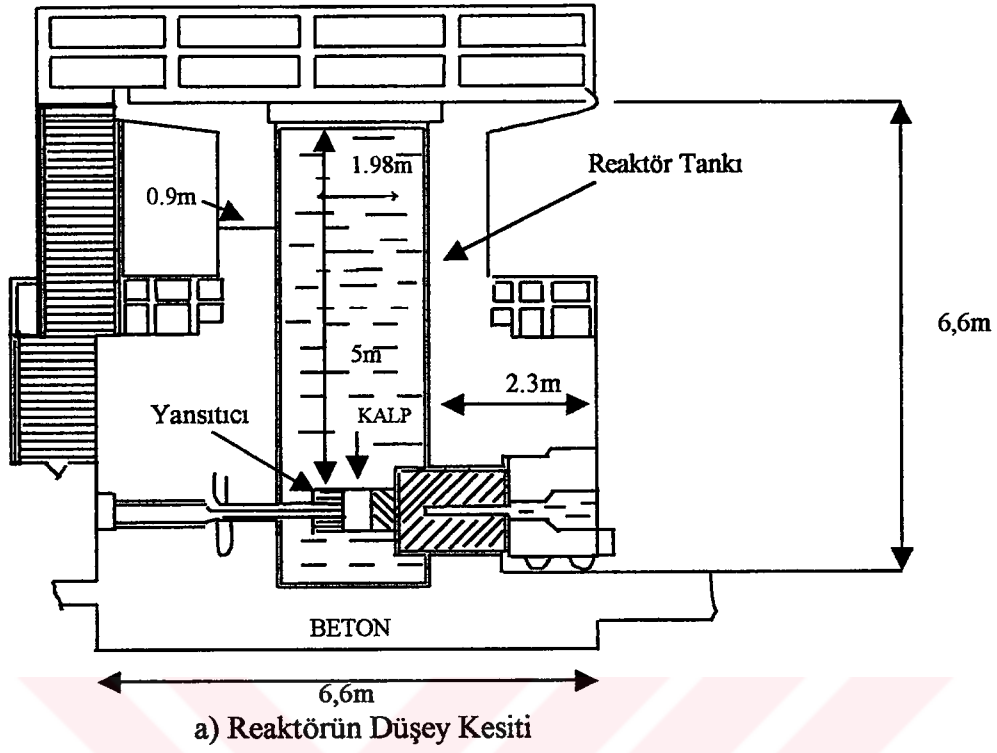
2.6. Reaktör Güvenlik Sistemleri

Reaktör konsoluna, bilgi reaktörde bulunan üç adet fisyon odası ve bir adet iyon odası adı verilen dedektörler yardımı ile ulaşmaktadır. Konsolda iki adet yüzde güç kanalı vardır. Bunlar reaktör kalbi civarında iki ayrı fakat aynı özelliklere sahip fisyon odasından sinyal alırlar. Elde edilen sinyaller kumanda konsolunun sağ ve sol

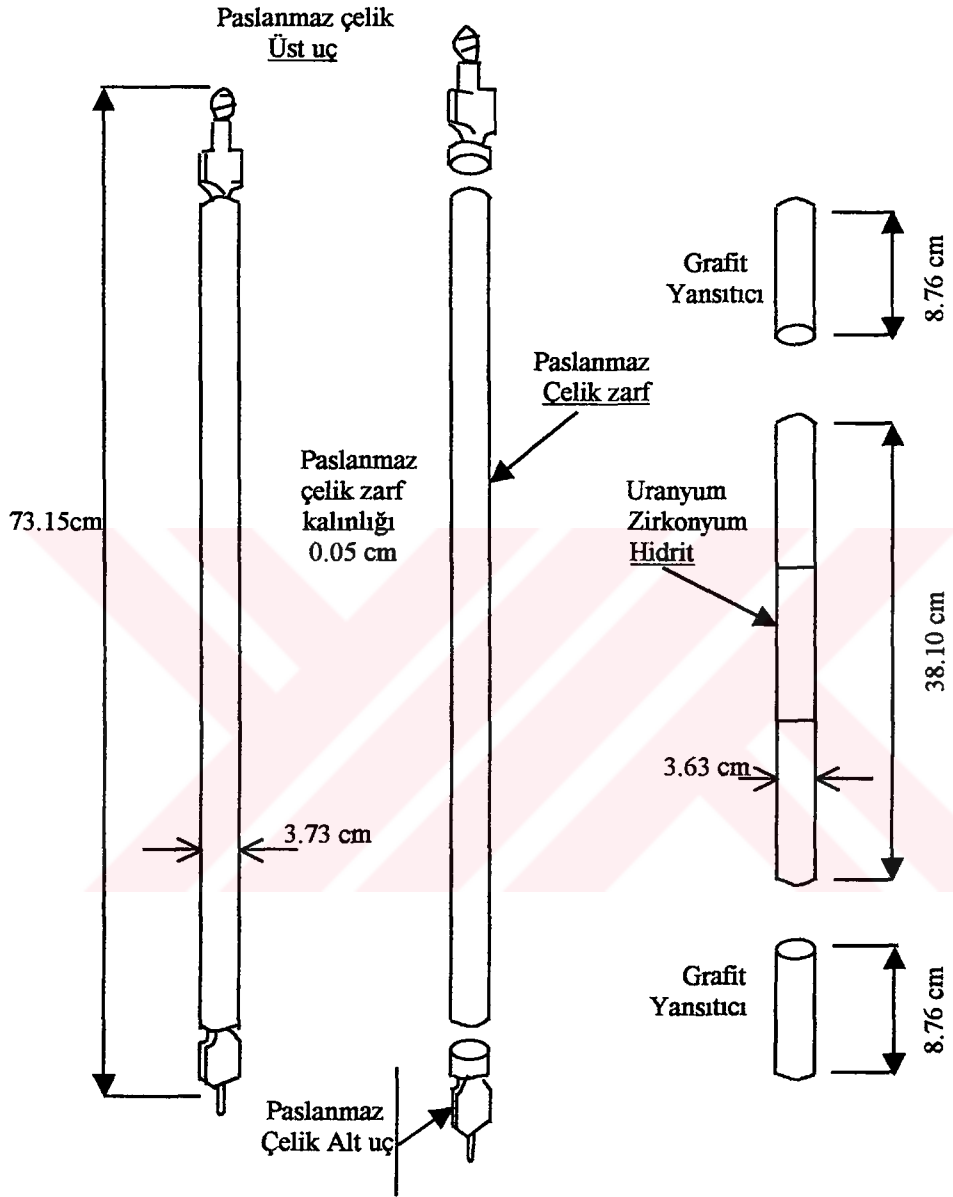
çekmecelerindeki “% güç” göstergelerinden gözlenir. Bu kanallar üzerinde gücün %110 ‘a ulaşması anında reaktörü otomatik olarak durduran reaktör terminojisinde yüksek reaktivite şartlarında tüm kontrol çubuklarının reaktör kalbinin içine sokularak fisyon reaksiyonunu durdurma anlamına gelen “scram” devreleri bulunmaktadır. Bunun dışında reaktör kalbinde sıcaklıkların izlenebileceği “Chromel-Alomel termikçiftli” iki yakıt elemanı vardır. Bu yakıtlardan alınan sinyaller yakıt sıcaklığı göstergelerinden okunurlar. Sıcaklığın üst sınırı 600°C olarak belirlenmiştir. Sıcaklık bu sınıra ulaşıncaya reaktör yine otomatik olarak durur.

Darbeli çalışması sırasında yakıt sıcaklığında büyük artışlar meydana gelir. Bu nedenle kabarcıklı kaynamadan ayrılmaya sebep olmaması için darbe öncesi sürekli hal çalışma seviyesi sınırlandırılır. Bu amaçla “1 KW Interlock” elektronik devre kesici sistemde mevcuttur. Bunların dışında konsola yüksek voltaj gelmesi, konsol anahtarının kapatılması ve scram butonunun basılması hallerinde reaktör otomatik olarak durur. Birçok reaktörde bulunan “period scrami” yakıtın ani sıcaklık geri besleme katsayısına sahip olmasından dolayı bu reaktörde kullanılmamıştır.

Bunların dışında reaktördeki radyasyon seviyesi, reaktörü değişik konumlardan gören beş adet alarmlı alan monitörleri ile reaktörün çalışması sırasında ortamdaki radyasyon değerleri ölçülmektedir. Monitörlerin alarm seviyesi, insan sağlığı için zararlı olduğu uluslararası yönetmeliklerle belirlenen 2,5 mR/h ‘tır. Ortamdaki doz miktarı bu değere ulaştığında monitörler alarm verirler ve sağlık fizikçilerinin uyarısı ile reaktör durdurulur.



Şekil 2.2 İ.T.Ü. TRIGA Mark-II Reaktör Kesitleri



Şekil 2.3 TRIGA Standart Yakıt Elemanı

3. ÇOK GRUPLU VE ÇOK BÖLGELİ ÇARPIŞMA OLASILIKLI İNTEGRAL TRANSPORT YÖNTEMİ

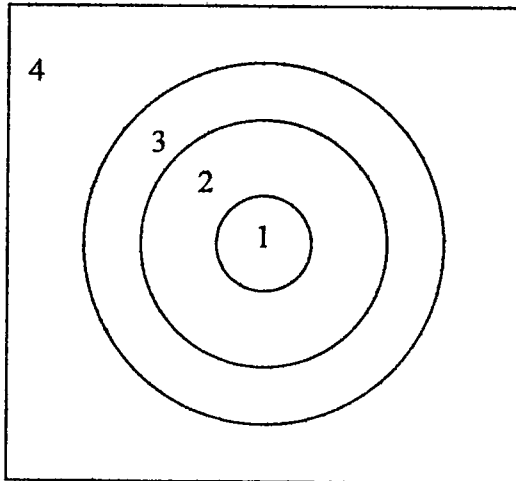
3.1 Dört Bölge Birim Hücre için Termal Grup Sabitleri

Bu çalışmada amaç; Heterojen bir yapıya sahip olan TRIGA Reaktörünün eşdeğer birim hücrelerini N adet kabuğa bölerek enerjiye bağlı İntegral Transport Denklemine Çarpışma Olasılıkları Yöntemini çok gruplu ve çok bölgesel model ile kullanarak termalizasyon hesabını yapmaktır[4].

Çarpışma Olasılıkları Metoduna geçmeden önce 4 bölgesel birim hücreyi gözönüne alarak bu kare birim hücre için homojenleştirilmiş termal grup sabitlerini belirlenecektir.

TRIGA Reaktörü birim hücresi 4 bölgeden oluşur;

- Merkezde zirkonyum çubuk
- Yakıt ($UZrH_{1.6}$)
- Paslanmaz çelik zarf
- Yavaşlatıcı (H_2O)



- 1- Zirkonyum
- 2- Yakıt
- 3- Zarf
- 4- Yavaşlatıcı

Şekil 3.1 Reaktör Kare Birim Hücresi

$$V = V_{Zr} + V_f + V_{Cl} + V_M$$

Bu durumda birim hücre tesir kesitini şöyle ifade edebiliriz;

$$\Sigma_{\alpha} = \frac{\int_0^{E_c} \int_V \Sigma_{\alpha}(r, E) \Phi(r, E) dV dE}{\int_0^{E_c} \int_V \Phi(r, E) dV dE} \quad (3.1)$$

Bu ifadeyi 4 bölgeden oluşan birim hücre için daha açık bir ifadeyle yazarsak, m=1,2,3,4 bölge sayıları olmak üzere;

$$\Sigma_{\alpha} = \frac{\sum_{m=1}^M \int_0^{E_c} \Sigma_{\alpha}^m(E) \left[\int_{V_m} \Phi(r, E) dV \right] dE}{\sum_{m=1}^M \int_0^{E_c} \int_{V_m} \Phi(r, E) dV dE} \quad (3.2)$$

olarak elde edilir. Burada bölgesel ortalama akıları $m = \text{Zr, f, Cl, M}$ bölgeleri olmak üzere;

$$\Phi^m(E) = \frac{\int_{V_m} \Phi(r, E) dV}{V_m} \quad (3.3)$$

Bu tanımlamalardan sonra termal grup tesir kesiti aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$\Sigma_{\alpha} = \frac{\sum_{m=1}^M V_m \int_0^{E_c} \Sigma_{\alpha}^m(E) \Phi^m(E) dE}{\sum_{m=1}^M V_m \int_0^{E_c} \Phi^m(E) dE} \quad (3.4)$$

(m = 1,2,3,4 bölge sayısı)

Eğer N adet enerji grubu kullanılırsa, bu durumda en son yazdığımız denklemden enerji integrasyonu N tane enerji grubu üzerinden alınarak, m=1,2,3,4 bölge sayıları olmak üzere denklem aşağıdaki şekle dönüşür.

$$\Sigma_{\alpha} = \frac{\sum_{m=1}^M V_m \sum_{n=1}^N \int_{E_n}^{E_{n-1}} \Sigma_{\alpha}^m(E) \Phi^m(E) dE}{\sum_{m=1}^M V_m \sum_{n=1}^N \int_{E_n}^{E_{n-1}} \Phi^m(E) dE} \quad (3.5)$$

Burada 4 bölgeden oluşan birim hücre için mikrogrup tesir kesitlerin aşağıdaki gibi tanımlayabiliriz. ($m = \text{Zr, f, Cl, M}$ bölgeleri olmak üzere)

$$\Sigma_{\alpha}^m = \frac{\int_{E_n}^{E_{n-1}} \Sigma_{\alpha}^m(E) \Phi^m(E) dE}{\int_{E_n}^{E_{n-1}} \Phi^m(E) dE} \quad (3.6)$$

Yine burada;

$$\Phi_n^m = \int_{E_n}^{E_{n-1}} \Phi^m(E) dE \quad (3.7)$$

Mikrogrup akı tanımlamaları yapıldıktan sonra (3.5) denklemini aşağıdaki şekilde elde edilir. ($m=1,2,3,4$ bölge sayısı)

$$\Sigma_{\alpha} = \frac{\sum_{m=1}^M V_m \sum_{n=1}^N \Sigma_{\alpha,n}^m \Phi_n^m}{\sum_{m=1}^M V_m \sum_{n=1}^N \Phi_n^m} \quad (3.8)$$

$m = \text{Zr, f, Cl, M}$ bölgeleri olmak üzere, (3.8) denkleminde her bölge için termal akıyı aşağıdaki gibi tanımlayabiliriz.

$$\Phi^m = \sum_{n=1}^N \Phi_n^m \quad (3.9)$$

Yine benzer bir dönüşüm yaparak ;

$$\Sigma_{\alpha}^m = \frac{\sum_{n=1}^N \Sigma_{\alpha,n}^m \Phi_n^m}{\Phi^m} \quad (3.10)$$

elde edilir. Bu tanımlamalardan sonra homojenleştirilmiş hücre termal grup tesir kesiti;

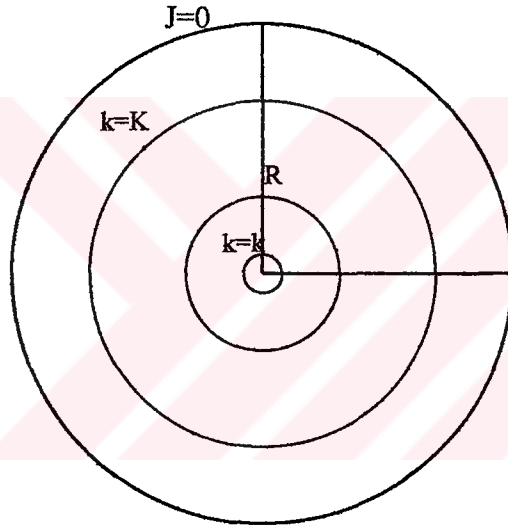
$$\Sigma_{\alpha} = \frac{V_{\text{Zr}} \Sigma_{\alpha}^{\text{Zr}} \Phi^{\text{Zr}} + V_{\text{f}} \Sigma_{\alpha}^{\text{f}} \Phi^{\text{f}} + V_{\text{Cl}} \Sigma_{\alpha}^{\text{Cl}} \Phi^{\text{Cl}} + V_{\text{M}} \Sigma_{\alpha}^{\text{M}} \Phi^{\text{M}}}{V_{\text{Zr}} \Phi^{\text{Zr}} + V_{\text{f}} \Phi^{\text{f}} + V_{\text{Cl}} \Phi^{\text{Cl}} + V_{\text{M}} \Phi^{\text{M}}} \quad (3.11)$$

şeklinde yazılabilir. Burada mikrogrup akılarının belirlenmesi birim hücre için integral transport denkleminin çözümünü gerektirir. Bundan sonraki bölümde bu belirleme için geliştirilen integral transport çarpışma olasılıkları yöntemi çok gruplu ve çok bölge model ile incelenecektir.

3.2. Çok Kabuklu Birim Hücre için Enerjiye Bağlı İntegral Transport Çarpışma Olasılıkları Yöntemi

Burada kare birim hücre bir Wigner-Seitz hücresine dönüştürülecek ve hücre K kabuğa bölünerek Çok Gruplu İntegral Transport Çarpışma Olasılıkları Yöntemiyle TRIGA Mark-II Reaktörünün Ilık Grup Sabitleri hesaplanacaktır.

Wigner-Seitz yaklaşımında dolaysız beyaz sınır koşulu uygulanarak hücre sınırına ulaşan nötronların izotropik bir dağılımla tekrar hücre içerisine ulaştıkları ve böylece hücre sınırında net nötron akımının sıfır olduğu kabul edilmiştir.



Şekil 3.2 Wigner - Seitz birim hücresi

Çarpışma Olasılıkları İntegral Transport Denkleminin yazılmasına geçmeden önce aşağıdaki tanımlamaları yaparsak;

$P_{ij}(E)$: i' nci kabukta üniform ve izotropik olarak E enerjide doğan bir nötronun ilk çarpışmasını j' nci kabukta yapması olasılığı.

$P_{sj}(E)$: S yüzeyinden eşyönlü olarak giren E enerjili bir nötronun ilk çarpışmasını hücreden ayrılmadan j' nci kabukta yapması olasılığı.

$P_{js}(E)$: j' nci kabukta üniform ve izotropik olarak E enerjide doğan bir nötronun etkileşme yapmadan S dış yüzeyine ulaşma olasılığı.

$P_{ss}(E)$: Hücre yüzeyinden üniform izotropik olarak giren E enerjili bir nötronun hiçbir etkileşme yapmadan hücreyi terketme olasılığı.

- $S_i(E)$: i kabuğuna ait saçılma kaynağı terimi.
 J^- : Hücre sınırından giren kısmi akım.
 J^+ : Hücre sınırından çıkan kısmi akım.
 $S = 2\pi R$: Hücrenin dış yüzey alanı
 R : Birim hücrenin yarıçapı
 $\Phi_j(E)$: j kabuğu ortalama akısı

Bu tanımlamalardan sonra enerjiye bağlı çok gruplu ve çok bölgeli integral transport çarpışma olasılıkları denklemi aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$V_j \sum_{ij} (E) \Phi_j(E) = \sum_{i=1}^J V_i P_{ij}(E) S_i(E) + P_{sj}(E) S J^-(E) \quad (3.12)$$

(j=1,.....J, kabuk sayısı)

Denklemdaki $S_i(E)$ saçılma kaynağı terimini daha açık bir ifadeyle gösterirsek;

$$S_i(E) = \int_0^{E_c} \sum_s^i (E' \rightarrow E) \Phi(E') dE' + \int_{E_c}^{\infty} \sum_s^i (E' \rightarrow E) \Phi(E') dE' \quad (3.13)$$

olarak tanımlanır.

Hücre içerisinde etkileşme yapmadan hücre dış yüzeyine ulaşan nötronlar için aşağıdaki tanımlamayı yapabiliriz.

$$S J^+(E) = \sum_{i=1}^J V_i P_{is}(E) S_i(E) + P_{ss}(E) S J^-(E) \quad (3.14)$$

$$P_{ss}(E) + \sum_{i=1}^J P_{si}(E) = 1 \quad (3.15)$$

ve hücre sınırında net nötron akımının sıfır olduğu göz önüne alınırsa;

$$J(E) = J^+(E) - J^-(E) = 0 \quad (3.16)$$

olarak ifade edilir. (3.15) ve (3.16) ifadeleri (3.14) denkleminde kullanıldığında aşağıdaki eşitlik elde edilir.

$$S[J^+(E) - J^-(E)] = \sum_{i=1}^J V_i P_{is}(E) S_i(E) - \sum_{i=1}^J P_{sj}(E) S J^-(E) \quad (3.17)$$

(3.16) ifadesi göz önüne alınırsa;

$$J^-(E) S = \frac{\sum_{i=1}^J V_i P_{is}(E) S_i(E)}{\sum_{j=1}^J P_{sj}(E)} \quad (3.18)$$

elde edilir.

$$A(E) = \sum_{j=1}^J P_{sj}(E) = 1 - P_{ss}(E) \quad (3.19)$$

(3.18) ve (3.19) ifadeleri (3.12) denkleminde kullanıldığında enerjiye bağlı çarpışma olasılıklı integral transport denklemi aşağıdaki şekilde yazılabilir.

$$\Sigma_{ij}(E)\Phi(E) = \sum_{i=1}^J \frac{V_i}{V_j} \left[P_{ij}(E) + \frac{P_{sj}(E)P_{is}(E)}{A(E)} \right] S_i(E) \quad (3.20)$$

Burada ;

$$T_{ij}(E) = \left[P_{ij}(E) + \frac{P_{sj}(E)P_{is}(E)}{A(E)} \right] \frac{V_i}{V_j} \quad (3.21)$$

tanımlaması yapıldığında;

$$\Sigma_{ij}(E)\Phi_j(E) = \sum_{i=1}^J T_{ij}(E)S_i(E) \quad (3.22)$$

denklemi elde edilir.

(3.13) denklemi (3.22) denkleminde yerine yazıldığında aşağıdaki denklem elde edilir.

$$\Sigma_{ij}(E)\Phi_j(E) = \sum_{i=1}^J T_{ij}(E) \left[\int_0^{E_c} \Sigma_s^i(E' \rightarrow E)\Phi_i(E')dE' + \int_{E_c}^{\infty} \Sigma_s^i(E' \rightarrow E)\Phi_i(E')dE' \right] \quad (3.23)$$

Burada ;

$$\overline{S_j}(E) = \sum_{i=1}^J T_{ij}(E) \int_{E_c}^{\infty} \Sigma_s^i(E' \rightarrow E)\Phi_i(E')dE' \quad (3.24)$$

tanımlaması yapılarak (3.22) denklemi aşağıdaki şekilde yazılabilir.

$$\Sigma_{ij}(E)\Phi_j(E) = \sum_{i=1}^J T_{ij}(E) \int_0^{E_c} \Sigma_s^i(E' \rightarrow E)\Phi_i(E')dE' + \overline{S_j}(E) \quad (3.25)$$

Bu denklemin çözümü Termalizasyon hesabının çıkış noktasını oluşturur. Yalnız bu denklemin çözümüne geçmeden önce enerji değişkeni yerine bağımsız değişken olarak hız değişkeni kullanılacaktır.

3.3. Hız Gruplarına Göre Ayırıklaştırma

Termal enerji bölgesinde çekirdeklerin etkileştikleri ılık nötronların farklı hızlarına karşılık çekirdeklerin tesir kesitleri de değişmektedir. Bu durum ılık bölgede bulunan çekirdeklerin değişik hız noktalarındaki tesir kesitlerinin ayrı ayrı hesaplanmasını gerektirir.

Bu bölümde (3.25) denkleminde yer alan Enerjiye Bağlı Çarpışma Olasılıklı İntegral Transport Denkleminin çözümünde termal bölgeye ait enerjiye bağlı tek diferansiyel saçılma tesir kesitinin hesaplanmasında kullanılan saçılma kernellerinin enerjiye nazaran hızın daha düzgün fonksiyonları olması nedeniyle enerji değişkeni yerine boyutsuz hız değişkeni ile çalışmak tercih edilmiştir. Böylece E ile eV cinsinden kinetik enerjiyi, v ile 2200m/sn cinsinden boyutsuz hızı simgelersek, E enerjisi şöyle ifade edilebilir.

$$E=0.0253v^2 \quad (3.26)$$

$$dE=2 \times 0.0253 v dv \quad (3.27)$$

$\Phi(E)$ akısının hız cinsinden ifadesi aşağıdaki gibi tanımlanır.

$$\Phi(E)dE=\Phi(v)dv \quad (3.28)$$

(3.27) ifadesini (3.28)'de kullandığımızda $\Phi(E)$ aşağıdaki şekilde elde edilir.

$$\Phi(E)=\frac{\Phi(v)}{2 \times 0.0253 v} \quad (3.29)$$

Eğer akıyı $N(v)v$ nötron yoğunluğu cinsinden yazarsak $\Phi(E)$ aşağıdaki şekilde elde edilir;

$$\Phi(E)=\frac{N(v)}{2 \times 0.0253} \quad (3.30)$$

Diğer taraftan;

$$\Sigma_s(E' \rightarrow E)=\frac{\Sigma_s(v' \rightarrow v)}{2 \times 0.0253 v} \quad (3.31)$$

şeklinde ifade edilir. (3.31) denklemini $\Phi(E)dE$ ile çarptığımızda aşağıdaki eşitlik elde edilir.

$$\Sigma_{ij}(v_k) v_k N_j(v_k)=\sum_{i=1}^J \sum_{k=1}^K T_{ij}(v_k) \Sigma_s^i(v_{k'} \rightarrow v_k) v_{k'} N(v_{k'}) \Delta v_{k'} + \bar{S}_j(v_k) \quad (3.32)$$

Benzer şekilde

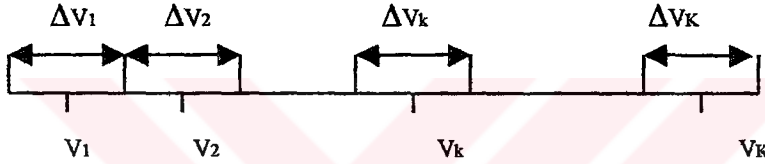
$$\bar{S}(E) = \frac{\bar{S}(v)}{2 \times 0.0253 v} \quad (3.33)$$

şeklinde tanımlanır.

Yapılan bu dönüşümlerden sonra çarpışma olasılıklı integral transport denklemi (3.25) aşağıdaki gibi elde edilir.

$$v \Sigma_g(v) N_j(v) = \sum_{i=1}^J T_{ij}(v) \int_0^{v_c} \Sigma_s^i(v' \rightarrow v) v' N(v') dv' + \bar{S}_j(v) \quad (3.34)$$

Nümerik çözümü elde etmek için $0 < v < v_c$ arasında yer alan termal grup hız aralığını aşağıdaki şekilde K adet hız grubuna ayırıyoruz.



(3.34) denklemi her bir hız grubu üzerinden integre edilirse aşağıdaki denklem elde edilir.

$$\int_{v_k - \frac{\Delta v_k}{2}}^{v_k + \frac{\Delta v_k}{2}} v \Sigma_g(v) N_j(v) dv = \sum_{i=1}^J \sum_{k'=1}^K \int_{v_k - \frac{\Delta v_k}{2}}^{v_k + \frac{\Delta v_k}{2}} T_{ij}(v) dv \int_{v_{k'} - \frac{\Delta v_{k'}}{2}}^{v_{k'} + \frac{\Delta v_{k'}}{2}} \Sigma_s^i(v' \rightarrow v) v' N(v') dv' + \int_{v_k - \frac{\Delta v_k}{2}}^{v_k + \frac{\Delta v_k}{2}} \bar{S}_j(v) dv \quad (3.35)$$

Eğer hız grup aralıkları yeterince küçük seçilirse integral hız grubunun orta noktasındaki Δv_k değeriyle integral dışına çıkarılarak ;

$$\Sigma_g(v_k) v_k N_j(v_k) = \sum_{i=1}^J \sum_{k'=1}^K T_{ij}(v_k) \Sigma_s^i(v_{k'} \rightarrow v_k) v_{k'} N(v_{k'}) \Delta v_{k'} + \bar{S}_j(v_k) \quad (3.36)$$

Aşağıdaki tanımlamaları yaparsak;

$$T_{ij}(v_k) = T_{ij}^k \quad (3.37)$$

$$N_j(v_k) = N_j^k \quad (3.38)$$

$$\frac{\bar{S}_j(v_k)}{v_k} = \bar{S}_j^k \quad (3.39)$$

$$\Sigma_g(v_k) = \Sigma_g^k \quad (3.40)$$

Bu tanımlamalardan sonra (3.36) denklemi aşağıdaki şekilde elde edilir.

$$\sum_j^k N_j^k = \sum_{i=1}^J T_{ij}^k \sum_{k'=1}^K \sum_s^i (v_{k'} \rightarrow v_k) \frac{v_{k'} \Delta v_{k'}}{v_k} + \bar{S}_j^k \quad (3.41)$$

$$\sum_j^k N_j^k = \sum_{i=1}^J T_{ij}^k \sum_{k'=1}^K R_i^{kk'} N_i^{k'} + \bar{S}_j^k \quad (3.42)$$

Burada aşağıdaki tanımlama yapılmıştır.

$$R_i^{kk'} = \sum_s^i (v_{k'} \rightarrow v_k) \frac{v_{k'} \Delta v_{k'}}{v_k} \quad (3.43)$$

Bu ifade i'nci kabuğun hangi bölgeye ait olduğuna bağlıdır ve daha sonraki bölümde yer alan saçılma kernelleriyle hesaplanacaktır. Burada saçılma kernelleri $k'=k$ olması durumunda bir maksimuma sahip olacaktır. Bu nedenle bu durum için aşağıdaki yaklaşım yapılmıştır.

$$R_i^{kk} = \frac{1}{4} \sum_{j=1}^4 R^{j \rightarrow k} \quad (3.44)$$

Burada ; $v_j = \pm \frac{3}{8} \Delta v_k$ ve $v_k \pm \frac{1}{8} \Delta v_k$ 'dir.

Bu değerlerin aritmetik ortalaması alınmıştır ve $k > k'$ (yukarı saçılmalar) için ise aşağıda belirtilen detaylı denge koşulu kullanılmıştır.

$$R^{k'k} = \frac{v_{k'} \Delta v_k}{v_k \Delta v_{k'}} \exp \left[-\frac{293}{T(K)} (v_{k'} - v_k) \right] R^{kk'} \quad (3.45)$$

3.4 Kaynak Terimi Hesabı

Epitermal bölgeye ait saçılma kaynağı terimi aşağıdaki gibidir.

$$S_i(v) = \int_{v_c}^{\infty} n_i \sigma_{so}^i (v' \rightarrow v) v' N(v') dv' \quad (3.46)$$

Burada epitermal bölgeye ait tek diferansiyel mikroskopik potansiyel saçılma tesir kesiti aşağıda ifade edilmiştir.

$$\sigma_{so} (v' \rightarrow v) = \frac{2v\sigma_{so}}{(v')^2 (1-\alpha)}, \quad \alpha v \leq v \leq v' \quad (3.47)$$

Epitermal akı $\Phi(E) = \frac{1}{E}$ kabul edilir.

Eğer akıyı $N(v)$ ile ifade etmek istersek, epitermal akı;

$$N(v) = \frac{1}{v^2} \text{ olur.}$$

Bu dönüşümlerden sonra (3.46) denklemini yeniden yazarsak;

$$S_{i(v_k)} = \frac{n_i 2v \sigma_{so}^i}{(1-\alpha)} \int_{v_c}^{v/\alpha} \frac{dv'}{v'} \quad (3.48)$$

M_i ; i ' nci kabuktaki izotop sayısı olarak tanımlanırsa;

$$S_i^k = \sum_{m=1}^{M_i} S_k^{im} \quad (3.49)$$

Burada

$$S_i^{km} = \begin{cases} \frac{n_i^m \sigma_{so}^{im}}{(1-\alpha_m)} \left[\frac{1}{v_c^2} - \frac{\alpha_m}{v_k^2} \right] & , \quad \sqrt{\alpha_m} v_c < v_k < v_c \\ 0 & , \quad v_k < \sqrt{\alpha_m} v_c \end{cases} \quad (3.50)$$

şeklindedir.

Kaynak teriminin (3.46) denklemi ile hesabı k ' ncı mikrogrubun tümünün saçılma

bölgesi içinde olması yani $\sqrt{\alpha_m} v_c < v_k - \frac{\Delta v_k}{2}$ durumunda iyi bir yaklaşım

olmalıdır ki k ' ncı mikrogrubun tamamının saçılma bölgesi

dışında kalması yani $v_k + \frac{\Delta v_k}{2} < \sqrt{\alpha_m} v_c$ durumunda kaynak terimi sıfırdır.

Fakat k ' ncı grubun bir bölümünün saçılma bölgesi içinde, bir bölümünün saçılma

bölgesi dışında kalması yani $v_k - \frac{\Delta v_k}{2} < \sqrt{\alpha_j} v_c < v_k + \frac{\Delta v_k}{2}$ biraz sorunlu bir

durumdur. Çünkü bu durumda v_k ' nın çok az da olsa küçük olması durumunda (3.50) denklemine göre kaynak terimi sıfır olmakta, çok azda olsa büyük olması durumunda (3.50) daki değere sıçramaktadır.

Bu durumda kaynak terimini aşağıdaki gibi yazabiliriz;

$$S_i^{km} = \begin{cases} \frac{n_i^m \sigma_{so}^{im}}{(1-\alpha_m)} \left[\frac{1}{v_c^2} - \frac{\alpha_m}{v_k^2} \right], & \sqrt{\alpha_m} v_c < v_k - \frac{\Delta v_k}{2} \\ \frac{n_i^m \sigma_{so}^{im}}{(1-\alpha_m)} \left[\frac{1}{v_c^2} - \frac{4\alpha_m}{\left[\sqrt{\alpha_m} v_c + v_k + \frac{\Delta v_k}{2} \right]^2} \right] \frac{\left[v_k + \frac{\Delta v_k}{2} - \sqrt{\alpha_m} v_c \right]}{\Delta v_k}, & v_k - \frac{\Delta v_k}{2} < \sqrt{\alpha_m} v_c < v_k + \frac{\Delta v_k}{2} \\ 0, & \sqrt{\alpha_m} v_c > v_k + \frac{\Delta v_k}{2} \end{cases} \quad (3.51)$$

3.5 Sistem Matrisi ve Sağ Taraf Matrisinin Oluşturulması

(3.42) denklemini aşağıdaki gibi yazabiliriz.

$$\left(\sum_{ij}^k - T_{ij}^k R_i^{kk'} \right) N_j^k = \sum_{i=1}^J \sum_{\substack{k'=1 \\ k' \neq k}}^K R_i^{kk'} N_i^{k'} + \bar{S}_j^k \quad (3.52)$$

Burada $i=1, \dots, J$ (kabuk sayısı) ve $k'=1, \dots, K$ (mikrogrup sayısı) olduğuna göre (3.51) denkleminin çözümünü sağlayan $J \times K$ boyutlu lineer sistem matrisi aşağıdaki şekilde elde edilir.

$$\sum_{i=1}^J \sum_{k'=1}^K \left(\sum_{ij}^k \delta_{kk'} \delta_{ij} - T_{ij}^k R_i^{kk'} \right) N_i^{k'} = \bar{S}_j^k \quad (3.53)$$

Burada $k=1, \dots, k'$ ve $j=1, \dots, J$ (kabuk sayısı)'dır.

Aşağıda üç gruplu ve iki kabuktan oluşan örnek bir sistem matrisi sunulmuştur.

$$\underline{\underline{A}} = \begin{bmatrix} \Sigma_{t1}^1 - T_{11}^1 R_1^{11} & -T_{11}^1 R_1^{12} & -T_{11}^1 R_1^{13} & -T_{21}^1 R_2^{11} & -T_{21}^1 R_2^{12} & -T_{21}^1 R_2^{13} \\ -T_{11}^2 R_1^{21} & \Sigma_{t1}^2 - T_{11}^2 R_1^{22} & -T_{11}^2 R_1^{23} & -T_{21}^2 R_2^{21} & -T_{21}^2 R_2^{22} & -T_{21}^2 R_2^{23} \\ -T_{11}^3 R_1^{31} & -T_{11}^3 R_1^{32} & \Sigma_{t1}^3 - T_{11}^3 R_1^{33} & -T_{21}^3 R_2^{31} & -T_{21}^3 R_2^{32} & -T_{21}^3 R_2^{33} \\ -T_{12}^1 R_1^{11} & -T_{12}^1 R_1^{12} & -T_{12}^1 R_1^{13} & \Sigma_{t2}^1 - T_{22}^1 R_2^{11} & -T_{12}^1 R_2^{12} & -T_{12}^1 R_2^{13} \\ -T_{12}^2 R_1^{21} & -T_{12}^2 R_1^{22} & -T_{12}^2 R_1^{23} & -T_{22}^2 R_2^{21} & \Sigma_{t2}^2 - T_{22}^2 R_2^{22} & -T_{22}^2 R_2^{23} \\ -T_{12}^3 R_1^{31} & -T_{12}^3 R_1^{32} & -T_{12}^3 R_1^{33} & -T_{22}^3 R_2^{31} & -T_{22}^3 R_2^{32} & \Sigma_{t2}^3 - T_{22}^3 R_2^{33} \end{bmatrix}$$

$$\underline{\underline{N}} = \begin{bmatrix} N_1^1 \\ N_1^2 \\ N_1^3 \\ N_2^1 \\ N_2^2 \\ N_2^3 \end{bmatrix} \quad \underline{\underline{S}} = \begin{bmatrix} \bar{S}_1^1 \\ \bar{S}_1^2 \\ \bar{S}_1^3 \\ \bar{S}_2^1 \\ \bar{S}_2^2 \\ \bar{S}_2^3 \end{bmatrix}$$

Bu tanımlamalardan sonra çarpışma olasılıklı integral transport denklemi matrisyel olarak aşağıdaki gibi ifade edilebilir.

$$\underline{\underline{A}}\underline{\underline{N}} = \underline{\underline{S}} \quad (3.54)$$

(3.53) Lineer Matris sistemi simetrik olmayan dolu bir yapıya sahiptir ve bu sistem Gauss Eliminasyon Metoduyla çözülerek $\underline{\underline{N}}$ nötron yoğunluk vektörü elde edilir.

Matrisin çözülmesiyle J kabuk için elde edilen bu değerler 4 bölgeden oluşan sistemde bölgesel olarak değerlendirilerek homojenleştirilmiş termal grup tesir kesitlerinin hesaplanmasında kullanılacaktır.

Bunun için kare birim hücre için yazdığımız termal grup sabitlerinde yer alan enerji değişkeni yerine hız değişkeni kullanılacaktır. Bunun için önceki bölümde $E = 0.0253v^2$ hız dönüşümü buradaki sabitler için uygulandığında ve $0 < v < v_0$ termal

enerji bölgesi K adet hız grubuna bölünerek bütün hız grupları üzerinden yazıldığında homojenleştirilmiş termal grup tesir kesiti aşağıdaki gibi yazılabilir; (m = bölge sayısı)

$$\Sigma_{\alpha} = \frac{\sum_{m=1}^M V_m \sum_{k=1}^K \sum_{\alpha}^m N_m^k v_k \Delta v_k}{\sum_{m=1}^M V_m \sum_{k=1}^K N_m^k v_k \Delta v_k} \quad (3.55)$$

3.6 Nelkin, Zirkonyum ve Serbest Gaz Kernelleri

Termal enerji bölgesinde çarpışma olasılıklı integral transport denkleminin çözülerek termal grup sabitlerinin belirlenmesi için ; çarpışma olasılıklarının, epitermal saçılma kaynağı teriminin ve ılık bölge içindeki saçılma teriminde yer alan saçılma tesir kesitlerinin saçılma kernelleriyle herbir hız noktasında hesaplanması ve J kabuk için mikrogram akılarının saptanması gerekir. Bu bölümde bu saçılma tesir kesitlerinin hesaplanmasında geliştirilen modeller incelenecektir.

Dört bölgeden oluşan birim hücre için bölgesel atomik yoğunlukları ; zirkonyum bölgesi için $N(Zr)$, yakıt için $N(UZrH_{1.6})$, zarf içindeki atomik yoğunluğu $N(\text{Paslanmaz çelik})$ ve yavaşlatıcı için hafif su atomik yoğunluğunu da $N(H_2O)$ ile tanımlanırsa;

$$\Sigma_s^{Zr}(E' \rightarrow E) = N(Zr) \{ \sigma_s^{Zr}(E' \rightarrow E) \} \quad (3.56)$$

Yakıt içerisindeki saçılmalar U-238, zirkonyum ve hidrojen tarafından yapıldığına göre;

$$\Sigma_s^f(E' \rightarrow E) = N(UZrH_{1.6}) \{ \sigma_s^u(E' \rightarrow E) + \sigma_s^{Zr}(E' \rightarrow E) + 1.6x\sigma_s^H(E' \rightarrow E) \} \quad (3.57)$$

Zarf malzemesi için tek diferansiyel saçılma tesir kesiti de aşağıdaki şekilde ifade edilir;

$$\Sigma_s^{Cl}(E' \rightarrow E) = N(\text{Paslanmaz çelik}) \{ \sigma_s^{Cl}(E' \rightarrow E) \} \quad (3.58)$$

Yavaşlatıcı için tek diferansiyel saçılma tesir kesitini ise şöyle ifade edebiliriz;

$$\Sigma_s^M(E' \rightarrow E) = N(H_2O) \{ 2x\sigma_s^H(E' \rightarrow E) + \sigma_s^O(E' \rightarrow E) \} \quad (3.59)$$

Burada su içerisinde bulunan Hidrojen saçılmaları için Nelkin Kerneli, $ZrH_{1.6}$ içerisindeki hidrojen saçılmaları için Zirkonyum kerneli ve diğer çekirdek saçılmaları için Serbest gaz kerneli kullanılmıştır.

Bu çalışmada tek diferansiyel saçılma tesir kesitlerinin hesaplanmasında çift diferansiyel saçılma tesir kesitlerinin integrasyonu aşağıdaki şekilde alınmıştır.

$$\sigma_s^x(E' \rightarrow E) = 2\pi \int_{-1}^1 \sigma_s^x(E' \rightarrow E, \mu_0) d\mu_0 \quad (3.60)$$

Burada μ_0 saçılma açısı kosinüsüdür. μ_0 integrasyonu Tablo 3.2 de verilen 15 noktalı Gauss Legendre sayısal integrasyonu ile yapılmış ve ;

$$\sigma_s^x(E' \rightarrow E) = 2\pi \sum_{k=1}^{15} \omega_k \sigma_s^x(E' \rightarrow E, \mu_{0,k}) \quad (3.61)$$

şeklinde hesaplanmıştır.

3.6.1 Nelkin Kerneli:

Su içerisinde bulunan H_2O molekülünün yapısındaki hidrojen atomun çift diferansiyel saçılma tesir kesitinin hesaplanmasında Nelkin kerneli kullanılır[3].

Nelkin Kerneli; Zemach ve Gleuber tarafından ilk kez moleküler yapılar için geliştirilen nötron saçılma teorisinin bazı makul sadeleştirmelerden sonra son olarak Nelkin tarafından su içerisindeki nötron saçılmaları için uygulanmış bir saçılma modelidir. Nelkin Kerneli deneysel sonuçlarla tam bir uyum içerisinde. Böylece günümüzde reaktör hesaplamalarında çok yaygın olarak kullanılan bir modeldir.

Nelkin Kernelinin hesaplanmasında su moleküllerinin dinamiği ile ilgili olarak aşağıdaki yaklaşımlar yapılmıştır.

- I. Molekülün bir bütün olarak sahip olduğu akustik titreşimlere karşılık gelen translasyonel modun ağırlığı $\lambda_t = 1/m_0$ ile verilir. Burada m_0 = molekülün kütlesidir.
- II. Su molekülünün bütün olarak sahip olduğu rotasyonel hareket modu enerjisi ω_r ve buna uygun $\lambda_r = 1/m_r$ ağırlığa sahiptir.
Su moleküllerinin zayıf hidrojen bağları dolayısıyla etkileşmeleri nedeniyle molekülün rotasyonel hareketi diğer moleküller tarafından

engellenmiş ve torsiyonel harmonik osilatör olarak modellenmiştir. Molekülün engellenmiş translasyoneli ise ihmal edilmiştir.

- III.** Su molekülünün yapısında bulunan hidrojenin oksijenle yapmış olduğu OH bağının sahip olduğu 3 adet titreşim modu yani serbestlik derecesi $\omega_1, \omega_2, \omega_3$ ve bunlara uygun ağırlıklar $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$ bulunmaktadır.

Bu açıklamalardan sonra Nelkin Kerneline göre su içerisindeki hidrojen çift diferansiyel saçılma tesir kesiti

$$\sigma_s^H(E' \rightarrow E, \mu_0) = \frac{\sigma_b}{4\pi} \sqrt{\frac{E}{E'}} \frac{1}{\sqrt{4\pi\lambda\xi E}} \sum_{m=0}^2 \sum_{n=-\infty}^{\infty} \exp\left(-\xi/A\right) f_{nm} \quad (3.62)$$

şeklinde ifade edilir, denklemde yer alan f_{nm} ise aşağıdaki gibi tanımlanır.

$$f_{nm} = \frac{1}{m!} \left[\frac{\xi}{\alpha} \right]^m \exp(nw/2kT) I_n\left(\frac{\xi}{B}\right) \exp\left(-\frac{\left(E - E' + nw + \frac{m\alpha}{\beta} + \lambda\xi\right)}{4\lambda\xi E}\right) \quad (3.63)$$

(3.62) ve (3.63) denklemlerinde yer alan değişik nicelikler aşağıda tanımlanmıştır.

E' : saçılma öncesi nötron kinetik enerjisi (eV)

E : saçılma sonrası nötron kinetik enerjisi (eV)

μ : saçılma açısı kosinüsü

I_n : n'nci mertebe birinci çeşit değiştirilmiş Bessel fonksiyonu

σ_b : bağlı atom saçılma tesir kesiti

ω : osilatör enerjisi

β : fonon açılımı olarak ele alınan osilatörün enerjisi (eV)

k : boltzman sabiti = 0.861735×10^{-4} eV/°K

T : ortamın sıcaklığı (°K)

λ : translasyonel hareket modunun ağırlığı

λ : rotasyonel hareket modunun ağırlığı

λ_1 : birinci vibrasyonel modun ağırlığı

λ_2 : ikinci vibrasyonel modun ağırlığı

λ_3 : üçüncü vibrasyonel modun ağırlığı

ω : rotasyonel modun enerjisi (eV)

ω_1 : birinci vibrasyonel modun enerjisi (eV)

ω_2 : ikinci vibrasyonel modun enerjisi (eV)

$\xi = E' + E - 2\mu_0 \sqrt{EE'}$: Momentum değişimi

ω_3 : üçüncü vibrasyonel modun enerjisi (eV)

(3.62) denkleminde çift diferansiyel saçılma tesir kesitinin hesabında $n=-10$ ile $+10$ arasında sınırlandırılmış ve aşağıdaki şekilde tanımlanmıştır.

$$\sigma_s^H(E' \rightarrow E, \mu_0) = \frac{\sigma_b}{4\pi} \sqrt{\frac{E}{E'}} \frac{1}{\sqrt{4\pi\lambda\xi\bar{E}}} \sum_{m=0}^2 \sum_{n=-10}^{10} \exp\left(-\xi/A\right) f_{nm} \quad (3.64)$$

Diğer niceliklerin değerleri ise saçılma sırasında nötronun enerji değişimine bağlı olarak aşağıdaki şekilde belirlenir.

$|E'-E| < E_1$ ise

$$1/\lambda = 1/\lambda_t$$

$$\bar{E} = kT$$

$$A = \left[\lambda_1/\omega_1 + \lambda_2/\omega_2 + \lambda_3/\omega_3 + \left(\lambda_r/\omega_r \right) \coth\left(\omega_r/2kT \right) \right]^{-1}$$

$$B = \left(\lambda_r/\omega_r \right) \sinh\left(\omega_r/2kT \right)$$

$$\omega = \omega_r$$

$$\beta = 1/\lambda_1$$

$$\alpha/\beta = \omega_1$$

$$\underline{E_1 \langle |E' - E| \text{ ise}$$

$$1/\lambda = 1/(\lambda_t + \lambda_r)$$

$$\bar{E} = \frac{\lambda_t kT + \lambda_r \bar{E}}{(\lambda_t + \lambda_r)}$$

$$A = \left[\lambda_2/\omega_2 + \lambda_3/\omega_3 + \left(\lambda_1/\omega_1 \right) \coth\left(\omega_1/2kT \right) \right]^{-1}$$

$$B = \left(\lambda_1/\omega_1 \right) \sinh\left(\omega_1/2kT \right)$$

$$\bar{E}_r = \omega_r \left[\frac{1}{2} + 1/\exp((\omega_r/kT) - 1) \right]$$

$$\omega = \omega_1$$

$$\beta = 1/\lambda_1 + \lambda_2$$

$$\alpha/\beta = \omega_2$$

3.6.2 Zirkonyum Kerneli:

ZrH_{1.6} içerisinde yer alan hidrojen atomunun çift diferansiyel mikroskopik saçılma tesir kesitinin hesaplanmasında İzotropik Harmonik Osilatör modeli kullanılmıştır[5].

Harmonik Osilatör Modeli ; Kristal yapı içerisindeki denge konumu etrafında salınımlar yaparak harmonik osilatör gibi davranan bağlı atomdan yapılan nötron saçılmalarının hesaplanmasında kullanılan bir modeldir. Bu modelde sadece optik titreşimler alınmış, akustik titreşimler ihmal edilmiştir. Zirkonyum-Hidrit latisi içerisindeki hidrojen atomu tetrahedral yapıdaki zirkonyum atomlarının merkezinde yer alır ve iki atomun kütleleri oranı 1/91 ' dir. Böylece merkezde bulunan hidrojen atomu bir harmonik osilatör gibi davranır ve $\omega_0=0.130$ eV ve katları olan titreşim modlarına sahiptir.

Zirkonyum kernelini veren çift diferansiyel saçılma tesir kesiti yine (3.64) denkleminde olduğu gibi $n=-10$ ile $+10$ arasında sınırlandırılarak aşağıdaki şekilde tanımlanmıştır.

$$\sigma_s(E' \rightarrow E, \mu_0) = \frac{\sigma_b}{4\pi} \sqrt{\frac{E}{E'}} \frac{1}{\sqrt{4\pi kT \lambda \xi}} \sum_{n=-10}^{10} \exp\left(-\frac{\xi}{A} + \frac{n\omega_0}{2kT}\right) I_n\left(\frac{\xi}{B}\right) \exp\left(-\frac{(E'-E+n\omega+\lambda\xi)^2}{4kT\lambda\xi}\right) \quad (3.65)$$

Denklemlerde yer alan:

$$\omega = \omega_0 = 0.130 \text{ eV}$$

$$\sigma_b: 6.3 \text{ barn}$$

$$\lambda = \frac{1}{91}$$

$$\bar{E} = kT$$

$$A = \omega_0 \tanh\left(\frac{\omega_0}{2kT}\right)$$

$$B = \omega_0 \sinh\left(\frac{\omega_0}{2kT}\right)$$

$$\xi = E' + E - 2\mu_0 \sqrt{EE'}$$

şeklinde ifade edilmiştir.

Yukarıdaki ifadelerde yer alan niceliklerin H₂O içerisindeki H , D₂O içerisindeki D ve ZrH_{1.6} içerisindeki H için alması gereken değerler aşağıdaki tabloda verilmiştir.

Tablo 3.1 Nelkin Kerneli ve Zirkonyum Kernelinde yer alan Hidrojenin Su , Ağır su ve Zirkonyum-Hidrit için aldığı değerler

	H ₂ O içerisinde H	D ₂ O içerisinde D	ZrH _{1.6} içerisinde H
λ_t	0.0555	0.0500	0.01098901
λ_r	0.4310	0.2433	-
λ_1	0.1712	0.0689	-
λ_2	0.1712	0.0689	-
λ_3	0.1712	0.0689	-
w_r	0.060	0.050	5.138340
w_1	0.205	0.150	-
w_2	0.480	0.350	-
w_3	0.480	0.350	-
σ_b	81.60	0.754	6.3
$E_1(\text{eV})$	0.320	0.250	-

3.6.3 Serbest Gaz Kerneli

Hidrojen dışındaki çekirdeklerin çift diferansiyel saçılma tesir kesitlerinin hesaplanmasında aşağıda ifade edilen serbest gaz kerneli kullanılmaktadır.

$$\sigma_s(E' \rightarrow E, \mu_0) = \frac{\sigma_b}{4\pi} \sqrt{\frac{m}{4\pi k T \xi}} \sqrt{\frac{E}{E'}} \exp \left[\frac{-m \left(E' - E + \frac{\xi}{m} \right)^2}{4kT\xi} \right] \quad (3.66)$$

Burada;

m = izotopun kütlesi

A= izotopun kütle numarası

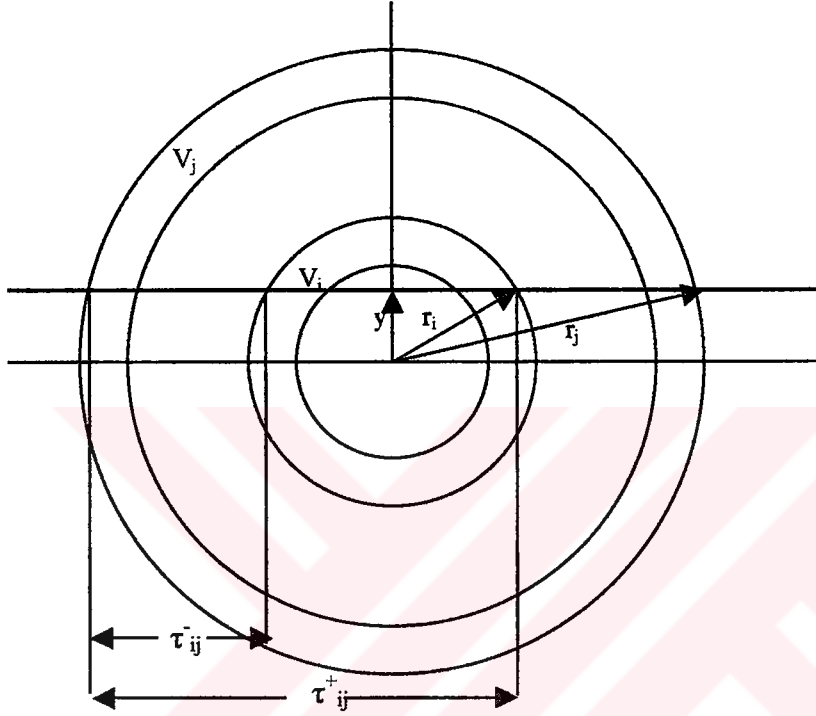
$$\sigma_b : \text{Bağlanma tesir kesiti} = \sigma_s \left(\frac{A+1}{A} \right)^2$$

Tablo 3.2 15 Noktalı Gauss – Legendre sayısal integrasyon sabitleri

k	w _k	μ _{0,k}
1	0.03074	-0.98799
2	0.07036	-0.93727
3	0.10716	-0.84821
4	0.13956	-0.72441
5	0.16628	-0.57097
6	0.18616	-0.39415
7	0.19842	-0.20119
8	0.20258	0.0
9	0.19842	0.20119
10	0.18616	0.39415
11	0.16628	0.57097
12	0.13956	0.72441
13	0.10716	0.84821
14	0.07036	0.93727
15	0.03074	0.98799

3.7 N Kabuklu Sistem için Çarpışma Olasılıkları Hesabı

N adet kabuktan oluşan eşdeğer silindirik birim hücre için çarpışma olasılıkları hesabı yapılırken her bir kabuğun ılık grup sabitleri yönünden homojen olduğu ve izotropik sınır şartı göz önünde bulundurulacaktır.



Şekil 3.3 Açısal Geometride Çarpışma Olasılıkları

Burada; V_i hacminde izotropik olarak yayınlanan bir nötronun ilk çarpışmasını V_j hacminde gerçekleştirme olasılığını aşağıdaki şekilde ifade edebiliriz[6].

$$P_{ij} = \frac{2}{\sum_i V_i} [S_{i-1,j-1} - S_{i-1,j} - S_{i,j-1} + S_{ij}] \quad (3.67)$$

$$P_{ij} = \frac{1}{\sum_i V_i} [\sum_j V_j + (S_{i-1,j-1} - S_{i-1,j} - S_{i,j-1} + S_{ij})] \quad (3.68)$$

$$\tau_i = \sum_i \sqrt{r_i^2 - y^2} \quad (\text{mfp})$$

$$\tau_{ij} = \tau_j - \tau_i : V_i \text{ hacmi ile } V_j \text{ arasındaki mesafe} \quad (\text{mfp})$$

Σ_i : i kabuğuna ait toplam makroskopik tesir kesiti.

Halka düzleminde sağ ve sol simetriden dolayı τ_{ij} ifadesi için;

$$\tau_{ij}^- = \tau_j - \tau_i \text{ ve}$$

$$\tau_{ij}^+ = \tau_j + \tau_i$$

tanımlamaları yapılmıştır.

(3.67) ve (3.68) denklemlerinde yer alan S_{ij} ifadesi;

$$S_{ij} = \int_0^{r_i} (K_{iz}(\tau_{ij}^+) - K_{iz}(\tau_{ij}^-)) dy \quad (3.69)$$

ile tanımlanır ve integrasyon aralığı (0-1) aralığına normalize edilerek aşağıda belirtilen Gauss-Jacobi integrasyonu şeklinde hesaplanır.

$$\int_0^1 xf(x)dx = 2 \int_0^1 sf(s)ds = (2) \sum_{k=1}^n 2w_k f(s_k) \quad r_i \leq r_j \quad (3.70)$$

$K_{iz}(x)$ üçüncü derece Bickley-Naylor fonksiyonudur[6] ve tanım olarak;

$$K_{in}(x) = \int_0^{\pi/2} \cos^{(n-1)}\theta e^{-x/\cos\theta} d\theta = \int_0^{\infty} \frac{e^{x \cosh(u)}}{\cosh^n(u)} du \quad (3.71)$$

ile verilir.

$$K_{in}(x) = K_{in}(0) - \int_0^x K_{i(n-1)}(t)dt = \int_x^{\infty} K_{i(n-1)}(t)dt \quad (3.72)$$

(3.70) denkleminde görüldüğü gibi S_{ij} integrasyon hesabı Gauss quadratikleri dönüşümü kullanılarak nümerik olarak hesaplanabilir. Burada yer alan gauss noktaları ve bunlara uygun ağırlıklar Tablo 3.3 'de verilmiştir.

Böylece;

$\Delta r_i = r_i - r_j$: i' nci kabuğun kalınlığı.

$$y_k^2 = (r_{i-1} - \Delta r_i x_{n,k})^2 \quad (3.73)$$

$$x_j = \sqrt{r_j^2 - y_k^2} \quad (3.74)$$

ve

$$\tau_j = \sum_j (x_j - x_{j-1}) \quad (3.75)$$

tanımlamaları yapılarak;

$$S_{ij} = 4\Delta r_i \sum_{k=1}^5 w_k f(s_k) \quad (3.76)$$

elde edilir.

Tablo 3.3 Gauss-Jacobi quadratikleri

n	Xk	Wk
1	0,66666 66667	0,50000 00000
2	0,35505 10257 0,84494 89743	0,18195 86183 0,31804 13817
3	0,21234 05382 0,59053 31356 0,91141 20405	0,06982 69799 0,22924 11064 0,20093 19137
4	0,13975 98643 0,41640 95676 0,72315 69864 0,94289 58039	0,03118 09710 0,12984 75476 0,20346 45680 0,13550 69134
5	0,09853 50858 0,30453 57266 0,56202 51898 0,80198 65821 0,96019 01429	0,01574 79145 0,07390 88701 0,14638 69871 0,16717 46381 0,09678 15902

3.8 Termal Grup Sabitlerinin Hesaplanması için Oluşturulan Veri Tabanı

İ.T.Ü. TRIGA Mark-II Reaktörünün Termal Grup Sabitlerinin hesaplanmasında Isıl bölge 0eV - 0.911eV aralığında 27 enerji grubuna bölünmüştür. Nötron enerjisini belirlemek için 2200m/sn cinsinden boyutsuz hız değişkeni kullanılmıştır. Veri tabanı $0 \leq v \leq 6$ arasındaki hız aralığını kapsamaktadır. Termal bölgeye ait hız gruplarının hız aralıkları Tablo – 3.4 ‘te verilmiştir[3]. Bu grup yapısı WIMS-D/4 kodu ile TRIGA tipi reaktörlerin spektrum hesaplarının yapılabilmesi için geliştirilen WIMS-TRIGA kütüphanesinden alınmıştır.

Bu çalışmada reaktörü temsil eden ve 4 bölgeden oluşan eşdeğer silindirik birim hücre ; zirkonyum bölgesi 2, yakıt bölgesi 10, zarf bölgesi 1 ve yavaşlatıcı bölgesi 12 aralığa bölünmüş ve toplam 25 bölge için 293 K’de oluşturulan lineer sistem çözümlere Homojenleştirilmiş Termal Grup Sabitleri ve enerjiye bağlı ortalama Nötron Akı Dağılımı elde edilmiştir.

Daha sonra, yapılan bu hesaplamalar aynı enerji aralığında 14 ve 54 hız grupları için de yapılarak elde edilen değerler karşılaştırılmış ve yine WIMS/D

metodu ve TRTHCP programı ile alınan sonuçlar ve karşılaştırmalar Tablo – 4.7 ‘de verilmiştir.

Ayrıca bu veri tabanında 11 çeşit çekirdek tipi tesir kesitlerinin özelliklerine göre 4 ayrı kategoride toplanmışlardır[3].

1. **KATEGORİ:** Bu kategori Grafit, 304-Paslanmaz çelik, 2S aliminyum ve zirkonyumdan oluşmaktadır. Bu çekirdeklerin fisyon tesir kesitleri sıfırdır. Yutma tesir kesiti ise;

$$\sigma_a(v) = \frac{\sigma_a(v=1)}{v} \quad \text{şeklinde } 1/v \text{ özelliği göstermektedir. Saçılma tesir kesiti}$$

ise ılık enerji bölgesinde sabittir. Bu malzemelerin $v=1$ de σ_a ve σ_s değerlerinin bilinmesi, tüm ılık enerji tesir kesitlerini bilinir kılar

2. **KATEGORİ:** Bu kategoriye giren çekirdekler H, D, O¹⁶, ve U²³⁸ dir. Bu çekirdeklerin fisyon tesir kesitleri sıfır, yutma tesir kesitleri ise $1/v$ özelliği gösterir. Fakat saçılma tesir kesitleri termal bölgede değişir. B kategoriye giren çekirdekler için $v=1$ deki σ_a ve σ_s değerleri yanında , saçılma tesir kesiti hız skalasında 40 eşit aralıklı noktada ($v=0.15, 0.30, \dots, 6.00$) verilecektir. Bu hız noktaları arasında kalan hızlarda σ_s lineer interpolasyonla belirlenebilir.

3. **KATEGORİ:** Bu kategoriye giren çekirdekler Dy¹⁶⁴ ve Lu¹⁷⁶ dir. Bu çekirdeklerinde fisyon tesir kesitleri sıfırdır. Fakat yutma tesir kesiti $1/v$ özelliği göstermez[3]. Lu¹⁷⁶’nın saçılma tesir kesiti sabit (1.0 barn) kabul edilebilir. Dy¹⁶⁴ için

$$\sigma_s(E) = \frac{1535.68 + 203.61 \times (E + 1.89)}{4(E + 1.89)^2 + 0.0276} + 8.0 \quad \text{bağıntısı kullanılmıştır.}$$

Her iki çekirdeğin tesir kesitleri ise aşağıdaki gibidir.

$$\text{Dy}^{164}: \sigma_a(E) = \frac{5884/\sqrt{E}}{4(E + 1.89)^2 + 0.0276}$$

$$\text{Lu}^{176}: \sigma_a(E) = \frac{4.736/\sqrt{E}}{0.000963 + (E - 0.142)^2} + \frac{15.67/\sqrt{E}}{0.0026 + (E - 1.574)^2}$$

4. **KATEGORİ:** Bu kategoriye giren çekirdek ise U²³⁵ dir. Fisyon ve yutma tesir kesitleri $1/v$ özelliği gösterir . σ_a , σ_s ve σ_f nin $v=1$ deki değerleri

dışında σ_a ve σ_f , 120 eşit aralıklı hız noktası ($v = 0.05, 0.10, \dots, 6.00$) için verilmiştir. Arada kalan hızlarda lineer interpolasyon kullanılabilir.

İ.T.Ü. TRIGA Mark-II Reaktörünün Termal Grup sabitlerinin hesabında alınan birim hücreyi oluşturan 4 bölgeye ait malzeme kompozisyonları ve geometrik boyutlar Tablo 3.10 da verilmiştir.

Ilık Bölgede nötron kinetik enerjileri yanında atomların bağ (E_m) enerjileri de ihmal edilemez. Bu nedenle saçılma tesir kesitleri de atomlararası kimyasal bağ niteliklerine göre değişir. $E \ll E_m$ limitinde ; $\sigma_{s,bağlı} = \left(\frac{A+1}{A} \right)^2 \sigma_{s,serbest}$ olduğu gösterilebilir. Bu etki bilhassa hafif çekirdekler için önemlidir.

Yukarıdaki tanımlamalarla birlikte çekirdeklerin tesir kesitleri ile ilgili bilgiler Tablo – 4,5 ve 6 ‘ da verilmiştir.

Tablo-3.4 Saçılma ve Yutma Tesir Kesitleri

Element veya malzeme	Kategori	Kütle(akb)	$\sigma_s(b,v=1)$	$\sigma_a(b,v=1)$	$\sigma_f(b,v=1)$
H	2	1.0080	51.57	0.330	0
D	2	2.0147	5.23	0.00046	0
Grafit	1	12.0110	4.7	0.00373	0
O ¹⁶	2	16.0000	4.21	0.00015	0
25 Aliminyum	1	26.98	1.4	0.230	0
paslanmaz çelik – 304	1	55.85	11.0	3.25	0
Dy ¹⁶⁴	3	164.00	406.48	3516.3	0
Lu ¹⁷⁶	3	176.00	1.00	2082.9	0
U ²³⁵	4	235.12	16.6	683.0	582.1
U ²³⁸	2	238.12	7.452	2.71	0
Zr ⁹²	1	91.2	6.3	0.0180	0

Tablo 3.5 40 Hız Noktasında Saçılma Tesir Kesitleri (barn)

Hız Noktası	H	D	O	U ²³⁵	U ²³⁸
1	128.25	3.60	13.50	16.80	7.46
2	93.45	7.80	8.10	16.77	7.46
3	79.01	7.21	5.98	16.74	7.46
4	70.00	6.00	4.90	16.70	7.45
5	62.76	5.76	4.48	16.67	7.45
6	55.86	5.46	4.28	16.63	7.45
7	49.42	5.12	4.17	16.58	7.45
8	44.21	4.86	4.08	16.53	7.45
9	41.00	4.70	4.01	16.47	7.45
10	38.28	4.53	3.95	16.41	7.45
11	36.30	4.40	3.89	16.34	7.45
12	34.82	4.27	3.86	16.26	7.44
13	33.33	4.18	3.83	16.18	7.44
14	32.10	4.10	3.81	16.10	7.44
15	30.90	4.02	3.81	16.02	7.44
16	29.90	3.93	3.80	15.93	7.44
17	29.00	3.86	3.79	15.83	7.43
18	28.11	3.81	3.78	15.75	7.43
19	27.42	3.76	3.77	15.67	7.43
20	26.62	3.72	3.76	15.58	7.42
21	25.02	3.68	3.75	15.50	7.42
22	25.50	3.65	3.75	15.49	7.42
23	24.83	3.63	3.74	15.50	7.42
24	24.23	3.61	3.74	15.54	7.41
25	23.74	3.60	3.73	15.48	7.41
26	23.19	3.58	3.73	15.37	7.40
27	22.69	3.56	3.72	15.28	7.40
28	22.34	3.54	3.72	15.18	7.40
29	22.00	3.50	3.71	15.07	7.39
30	21.55	3.48	3.71	14.96	7.39
31	21.10	3.45	3.71	14.84	7.38
32	20.70	3.42	3.71	14.71	7.38
33	20.34	3.41	3.71	14.61	7.37
34	20.05	3.40	3.71	14.51	7.37
35	19.70	3.40	3.71	14.42	7.36
36	19.40	3.40	3.71	14.34	7.36
37	19.15	3.40	3.70	14.24	7.35
38	18.85	3.40	3.70	14.17	7.35
39	18.60	3.40	3.70	14.11	7.34
40	18.35	3.40	3.70	14.06	7.33

Tablo-3.5 de yer alan tesir H, D ve O çekirdeklerine ait tesir kesitleri yakıt içerisinde bulundukları zaman kullanılmış , yavaşlatıcı içinde bulundukları zaman sayısal değerleri ilgili saçılma tesir kerneli integre edilerek yeniden bulunmuştur.

$$\sigma_s(E) = \int \sigma_s(E' \rightarrow E) dE' \quad (3.77)$$

ifadesi Bölüm 3.6'da açıklanan saçılma kernelleriyle malzeme yapısına göre bütün çekirdekler için hesaplanabilir.

Tranport tesir kesiti ise ;

j = sistemdeki toplam izotop sayısı ve

i = bölge sayısı olmak üzere ;

$$\Sigma_t^i(E) = \sum_{j=1}^J n^j \sigma_t^j \quad (3.78)$$

Burada;

$$\sigma_t^j(E) = \sigma_t^j(E) - \sigma_{s,1}^j(E) \quad (3.79)$$

ile tanımlanır. $\sigma_{s,1}$ mikroskopik saçılma tesir kesiti 1.nci derece Legendre Component olup;

$$\sigma_{s,1}(E) = \bar{\mu}_0 \sigma_s(E) \quad (3.80)$$

şeklinde ifade edilir, (3.79) denklemini burada yerine konulursa sonuç olarak;

$$\sigma_{s,1}(E \rightarrow E') = 2\pi \int_{-1}^1 \mu_o \sigma_s^j(E \rightarrow E, \mu_o) d\mu_o \quad (3.81)$$

denklemini, su içindeki hidrojen saçılmaları için nelkin kerneli, yakıt içindeki hidrojen saçılmaları için harmonik osilatör model ve diğer çekirdek saçılmaları için de serbest gaz kerneli kullanılarak elde edilir.

Reaktör birim hücresine ait Difüzyon sabiti ise;

$$D = \frac{1}{3\Sigma_t} \quad (3.82)$$

ifadesi kullanılarak elde edilmiştir.

Tablo 3.6 U^{235} ' in 120 Hız noktasında yutma ve fisyon tesir kesitleri (barn)

Hız Noktası	σ_a	σ_f	Hız Noktası	σ_a	σ_f
1	16000	14000	40	299	251
2	7700	6650	41	290	243
3	5000	4320	42	279	234
4	3730	3200	43	271	227
5	2940	2520	44	264	221
6	2420	2070	45	256	213
7	2070	1750	46	248	207
8	1795	1530	47	241	201
9	1585	1345	48	235	195
10	1420	1215	49	230	190
11	1280	1085	50	225	186
12	1170	995	51	220	182
13	1080	920	52	216	178
14	1000	860	53	212	175
15	935	800	54	210	172
16	870	747	55	208	170
17	815	700	56	207	169
18	765	658	57	207	168
19	715	620	58	208	168
20	683	582	59	210	170
21	650	555	60	215	174
22	618	523	61	222	179
23	590	497	62	231	186
24	562	472	63	241	194
25	538	451	64	248	201
26	515	430	65	250	203
27	490	412	66	247	202
28	470	396	67	242	199
29	449	381	68	236	196
30	432	366	69	227	190
31	414	351	70	216	181
32	398	337	71	206	174
33	384	325	72	197	167
34	370	313	73	188	160
35	356	301	74	180	153
36	343	290	75	171	146
37	331	279	76	163	140
38	320	270	77	155	133
39	309	260	78	147	127

Tablo 3.6 U^{235} ' in 120 Hız noktasında yutma ve fisyon tesir kesitleri (barn)
(devam)

Hız Noktası	σ_a	σ_f	Hız Noktası	σ_a	σ_f
79	140	121	100	71.7	62.8
80	134	116	101	70.3	61.6
81	128	111	102	69.0	60.5
82	123	107	103	67.8	59.5
83	118	102	104	66.9	58.5
84	114	98.7	105	65.7	57.6
85	109	94.8	106	64.7	56.7
86	105	91.2	107	63.8	55.8
87	101	87.8	108	63.0	55.1
88	97.0	84.6	109	62.3	54.5
89	93.7	81.7	110	61.7	53.9
90	91.2	79.6	111	61.1	53.3
91	88.5	77.3	112	60.5	52.8
92	86.3	75.4	113	60.1	52.4
93	84.0	73.5	114	59.9	52.0
94	81.9	71.7	115	59.8	51.8
95	79.9	70.7	116	59.8	51.7
96	78.1	68.4	117	60.1	51.8
97	76.4	67.0	118	60.5	52.0
98	74.8	65.5	119	61.2	52.4
99	73.1	64.1	120	65.5	53.2

Yakıttaki U-235 çekirdeğinin termal enerji aralığında 120 hız noktasındaki yutma tesir kesiti yukarıdaki Tablo 3.6 da görüldüğü gibi $1/v$ özelliğinden dolayı nötron hızının artışıyla birlikte büyük ölçüde azalma göstermektedir. Aynı durum fisyon tesir kesitinde de görülmektedir.

Tablo 3.7 Termal Bölgeye ait 27 adet Hız Noktası ($v = \sqrt{\frac{E(eV)}{0.0253}}$)

Hız Grubu	Hız Grubu Üst Sınırı	Hız Grubu Alt Sınırı	Hız Grubu Aralığı
1	0.4446	0.2223	0.4446
2	0.6287	0.5367	0.1841
3	0.7700	0.6994	0.1413
4	0.8891	0.8296	0.1191
5	0.9941	0.9416	0.1050
6	1.0889	1.0415	0.0948
7	1.1762	1.1326	0.0873
8	1.2884	1.2323	0.1122
9	1.4058	1.3471	0.1174
10	1.5141	1.4600	0.1083
11	1.6273	1.5707	0.1132
12	1.7782	1.7028	0.1509
13	1.9881	1.8832	0.2099
14	2.3524	2.1703	0.3643
15	2.6673	2.5099	0.3149
16	2.9488	2.8081	0.2815
17	3.1435	3.0462	0.1947
18	3.3267	3.2351	0.1832
19	3.4435	3.3851	0.1168
20	3.5564	3.5000	0.1129
21	3.7194	3.6379	0.1630
22	3.9762	3.8478	0.2568
23	4.4455	4.2109	0.4693
24	4.9703	4.7079	0.5248
25	5.5525	5.2614	0.5022
26	5.7963	5.6744	0.2438
27	5.9974	5.8969	0.2011

Tablo 3.7 de 0eV – 0.911eV aralığındaki termal enerji bölgesinde 27 enerji grubunun hız dönüşümü $E=0.0253 \times v^2$ denklemi ile sağlanarak hız noktaları belirlenmiştir.

Tablo 3.8 Termal Bölgeye ait 14 adet Hız Noktası ($v = \sqrt{\frac{E(eV)}{0.0253}}$)

Hız Grubu	Hız Grubu Üst Sınırı	Hız Grubu Alt Sınırı	Hız Grubu Aralığı
1	0.6287	0.3144	0.6287
2	0.8891	0.7589	0.2604
3	1.0889	0.9890	0.1998
4	1.2884	1.1887	1.1995
5	1.5141	1.4013	0.2257
6	1.7782	1.6462	0.2641
7	2.3524	2.0654	0.5742
8	2.9488	2.6507	0.5964
9	3.3267	3.1378	0.3779
10	3.5564	3.4416	0.2297
11	3.9762	3.7663	0.4198
12	4.9703	4.4733	0.9941
13	5.7963	5.3833	0.8260
14	5.9974	5.8969	0.2011

Tablo 3.8’ de 0eV-0.911eV aralığındaki enerji bölgesi 14 aralığa bölünerek hız noktaları elde edilmiştir. Termal bölgede çekirdeğin mikroskopik tesir kesiti etkileştiği nötronun enerjisine veya hızına göre değiştiği Bölüm 3’de belirtilmiştir. Hız grubu aralığının genişletilmesinin termal grup sabitlerine etkisi Uygulamalar bölümünde sunulmuştur.

Tablo 3.9 Termal Bölgeye ait 54 adet Hız Noktası ($v = \sqrt{\frac{E(eV)}{0.0253}}$)

Hız Grubu	Hız Grubu Üst Sınırı	Hız Grubu Alt Sınırı	Hız Grubu Aralığı
1	0.3144	0.1572	0.3144
2	0.4446	0.3795	0.1302
3	0.5445	0.4945	0.0999
4	0.6287	0.5866	0.0842
5	0.7029	0.6658	0.0742
6	0.7700	0.7365	0.0671
7	0.8317	0.8009	0.0617
8	0.8891	0.8604	0.0574
9	0.9430	0.9161	0.0539
10	0.9941	0.9686	0.0511
11	1.0426	1.0184	0.0485
12	1.0889	1.0658	0.0463
13	1.1334	1.1112	0.0445
14	1.1762	1.1548	0.0428
15	1.2336	1.2049	0.0574
16	1.2884	1.2610	0.0548
17	1.3484	1.3184	0.0600
18	1.4058	1.3771	0.0574
19	1.4610	1.4337	0.0552
20	1.5141	1.4876	0.0531
21	1.5717	1.5429	0.0576
22	1.6273	1.5995	0.0556
23	1.7045	1.6659	0.0772
24	1.7782	1.7414	0.0737
25	1.8861	1.8322	0.1079
26	1.9881	1.9371	0.1020
27	2.1779	2.0830	0.1898
28	2.3524	2.2652	0.1745
29	2.5148	2.4336	0.1624
30	2.6673	2.5911	0.1525
31	2.8116	2.7395	0.1443
32	2.9488	2.8802	0.1372
33	3.0477	2.9983	0.0989
34	3.1435	3.0956	0.0958
35	3.2364	3.1900	0.0929
36	3.3267	3.2816	0.0903
37	3.3856	3.3562	0.0589
38	3.4435	3.4146	0.0579

Tablo 3.9 Termal Bölgeye ait 54 adet Hız Noktası ($v = \sqrt{\frac{E(eV)}{0.0253}}$) (devam)

Hız Grubu	Hız Grubu Üst Sınırı	Hız Grubu Alt Sınırı	Hız Grubu Aralığı
39	3.5004	3.4720	0.0569
40	3.5564	3.5284	0.0540
41	3.6388	3.5976	0.0824
42	3.7194	3.6791	0.0806
43	3.8500	3.7847	0.1306
44	3.9762	3.9131	0.1262
45	4.2174	4.0968	0.2412
46	4.4455	4.3315	0.2281
47	4.7152	4.5804	0.2697
48	4.9703	4.8428	0.2551
49	5.2694	5.1199	0.2991
50	5.5525	5.4110	0.2831
51	5.6757	5.6141	0.1232
52	5.7963	5.7360	0.1206
53	5.8977	5.8470	0.1014
54	5.9974	5.9476	0.0997

Tablo 3.10 Eşdeğer Silindirik Birim Hücre Boyutları ve Malzeme Kompozisyonlar

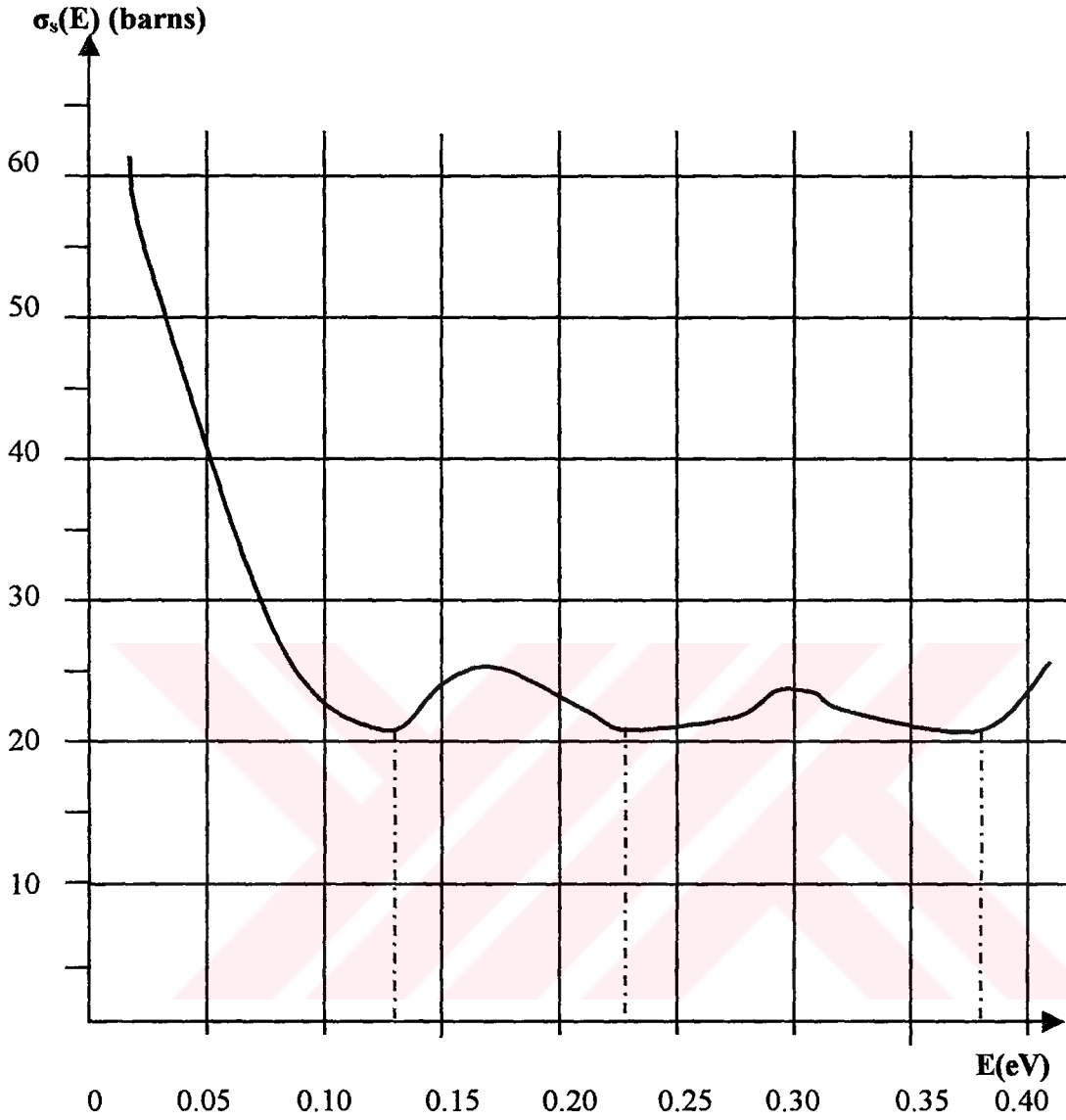
Bölge	Bölge Dış Yarıçapı (cm)	Malzeme	Yoğunluk (gr/cm ³)	Malzeme Kompozisyonu
1	0.3175	Zirkonyum	6.4900000	%100 Zr
2	1.8169	UZrH _{1.6}	5.7186597	%1.7 U-235 %6.8 U-238 %89.9 Zr-91 %1.6 H
3	1.8669	Paslanmaz Çelik (SS-304)	8.021000	%70.92 Fe-1056 %10 Ni-58 %19 Cr-52 %0.008 C-12
4	2.3100	Su	0.9979000	%88.89 O-16 %11.11 H

4. UYGULAMALAR

Bu çalışmada; TRIGA tipi Araştırma Reaktörleri için bir termalizasyon hesabı yapılması amaçlanmıştır. Burada alınan 4 bölgeli eşdeğer silindirik birim hücre toplam 25 aralığa bölünmüş ve N kabuklu sistemler için geliştirilen Çok Gruplu Çarpışma Olasılıklı İntegral Transport Denklemi çözülerek Termal Grup Sabitleri ve Bölgesel Ortalama Nötron Dağılımı elde edilmiştir.

İ.T.Ü. TRIGA Mark-II Reaktörünün 0-0.911eV aralığındaki Ilık bölgede birim hücre için homojenleştirilmiş termal grup sabitlerinin hesaplanmasında 186.03 gr Uranyum içeren yakıt hücresi kullanılmıştır. Termal Bölge enerji grupları verileri TRIGA tipi reaktörler için geliştirilen WIMS-TRIGA kütüphanesinden 27 enerji grubu alınarak Ilık Grup hesapları yapılmıştır. Alınan TRIGA tipi reaktörlere ait sonuçlar, Bölüm 4.1 'de yer alan bazı fiziksel ve nümerik koşulların etkileri altında incelenmiş ve Teorik tespitlerin doğruluğu bilgisayar ortamında da görülmüştür. Özellikle sıcaklık faktörünün TRIGA tipi reaktörlerde diğer termal reaktörlerden farklı olarak meydana getirdiği ilave geri besleme katsayısının etkisi Tablo-4.3'de açık bir şekilde görülmektedir. Ayrıca Termal enerji aralığının daha aşağılara çekilmesi yakıttaki U-235'in fisyon tesir kesitinin $1/v$ özelliği göstermesi nedeniyle fisyon tesir kesitindeki artış ve bunun nötron yoğunluğuna etkisi Tablo-4.4'de sunulmuştur. Termal bölgedeki enerji gruplarının alt gruplara bölünmesi ve bölge sayısının artırılması Termalizasyon Hesaplarının hassasiyeti açısından önemlidir, çünkü her bölge nötron yoğunluğu açısından homojen kabul edilmiştir, bu etki Tablo-4.6'de açık bir şekilde görülmektedir.

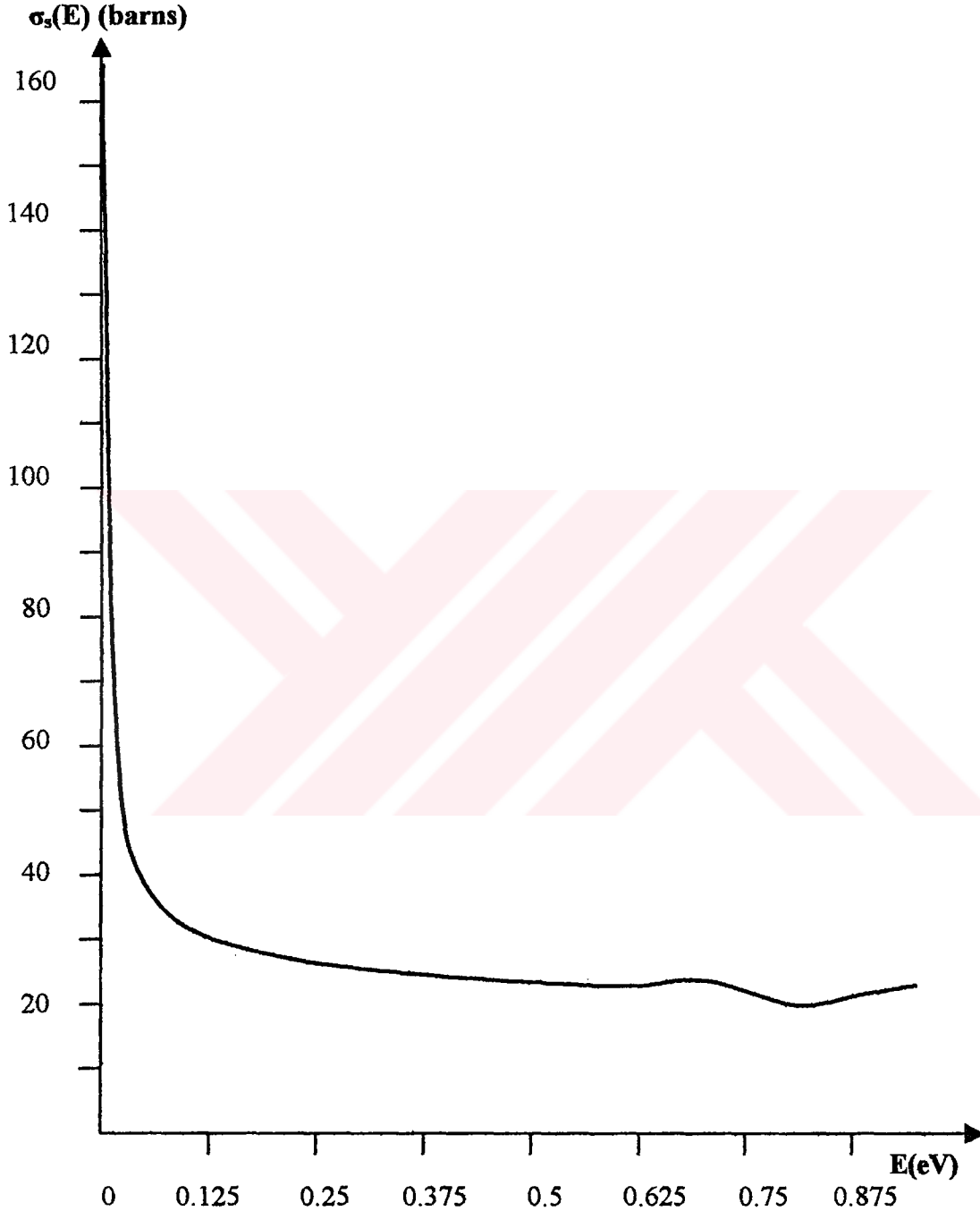
Termal bölgede saçılmaları malzeme yapısına göre değişen saçılma kernelleri tarafından hesaplanmaktadır. Yakıt içerisindeki hidrojen saçılma tesir kesiti için bilgisayar ortamında 54 enerji grubu üzerinden yapılan hesaplamalarda Zirkonyum-hidrit içindeki hidrojenin enerjiye bağlı mikroskopik saçılma tesir kesiti dağılımı Şekil - 4.1 'de verilmiştir.



Şekil- 4.1 Yakıt bölgesinde, $ZrH_{1.6}$ İçerisindeki Hidrojenin Enerjiye Bağlı Saçılma Tesir Kesiti

Tetrahedral yapı içerisindeki hidrojenin davranışı Bölüm 3’de yer alan Zirkonyum Kernelinde ayrıntılı olarak açıklanmıştır. Şekil – 4.1 ‘ de hidrojenin saçılma tesir kesitinin enerjiye bağlı dağılımının deney sonuçları ile hemen hemen uyum gösterdiği görülebilir[5]. Burada Ilık Enerji bölgesindeki enerji gruplarının yeterince küçük seçilmesi hesaplamaların hassasiyetini artırması açısından oldukça önemlidir. Ayrıca Zirkonyum Kernelinde çift diferansiyel saçılma tesir kesitinin hesabında kullanılan Gauss – Legendre integrasyon sabitlerinin artırılarak deneysel değerlere ulaşılabilir.

Termal Bölgede sudaki hidrojen saçılmaları için kullanılan Nelkin Kerneli'nin bilgisayar programında hesaplanması sonucu hidrojenin enerjiye bağlı saçılma tesir kesitini veren grafik Şekil 4.2 ' de sunulmuştur.



Şekil-4.2 Su içerisindeki Hidrojenin Saçılma Tesir Kesitinin Enerjiye Bağlı Değişimi

Yukarıdaki şekilde de görüldüğü gibi enerjinin artması ile birlikte $\sigma_s(E)$ saçılma tesir kesiti belli bir değere kadar hızla düşmekte ve daha sonra pek değişmemektedir.

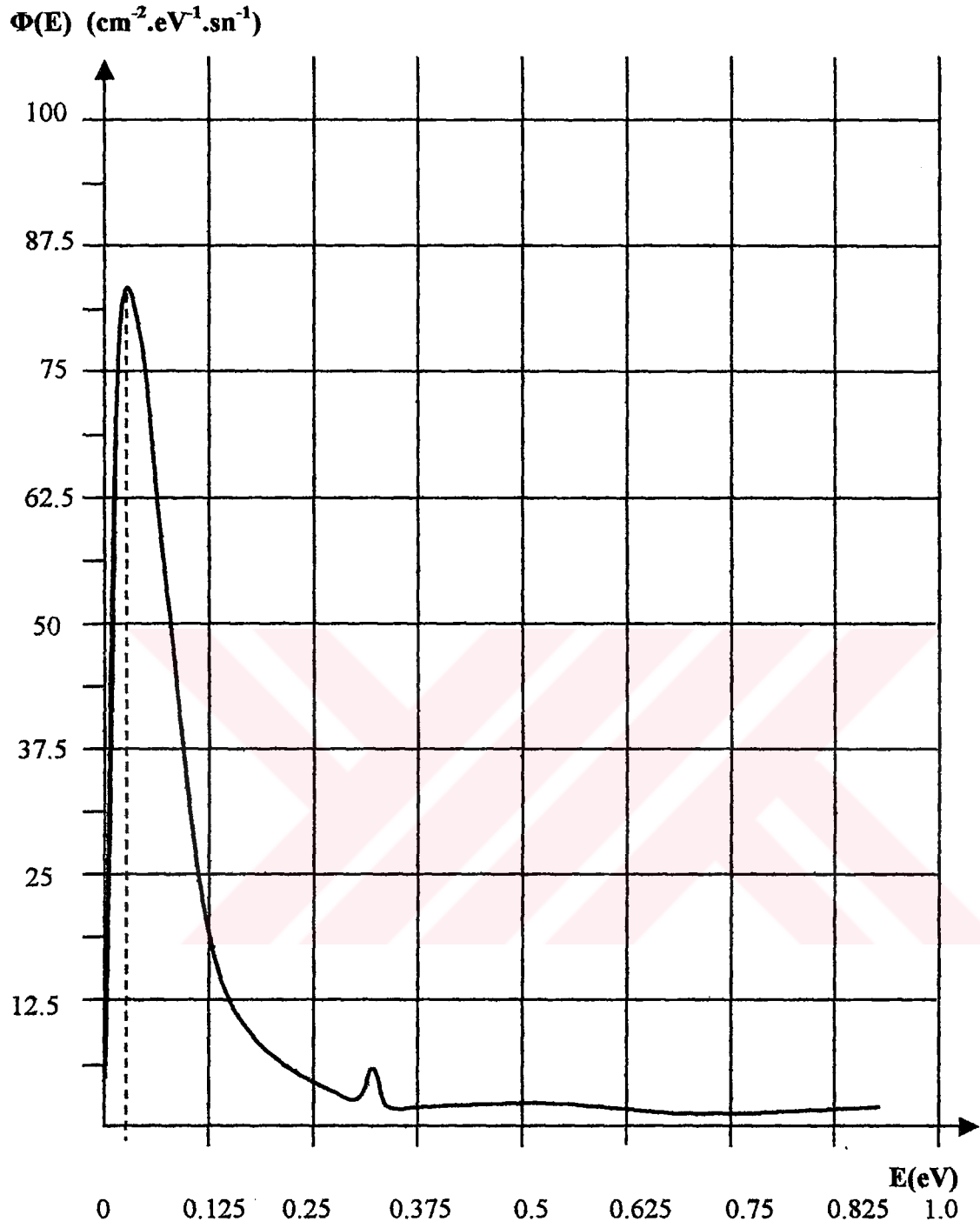
Reaktör Hesaplarında nötron saçılmalarının laboratuvar sistemine göre eşyönlü olduğu kabul edilmiş ve eşyönlü olmayan (anizotropik) saçılmalar ihmal edilmiştir. Ancak genelde durum böyle değildir. Bu nedenle eşyönlü olmayan saçılmalarda hesaba katılarak $\bar{\mu}_0$ ortalama saçılma açısı kosinüsü, Σ_t toplam makroskopik tesir kesiti ve Σ_s makroskopik saçılma tesir kesiti olmak üzere; $\Sigma_{tr} = \Sigma_t - \bar{\mu}_0 \Sigma_s$ şeklinde bir transport düzeltmesi yapılmıştır. Bu durumda İ.T.Ü. TRIGA Mark-II Reaktörünün Ilık Bölgede 27 enerji grubu üzerinden 20 °C ‘ de hesaplanan homojenleştirilmiş termal grup sabitleri transport düzeltmesinin olması ve olmaması durumunda Tablo - 4.1 ‘ de verilmiştir.

Tablo-4.1 TRIGA Mark-II Reaktörünün Termal Grup Sabitlerine Transport Düzeltmesinin etkisi

Transport Düz.	D (cm)	Σ_a (cm ⁻¹)	Σ_f (cm ⁻¹)	Dez. Faktörü (N _m /N _e)
Var	0.232168	0.081579	0.052311	1.185560
Yok	0.232428	0.081316	0.052079	1.199183

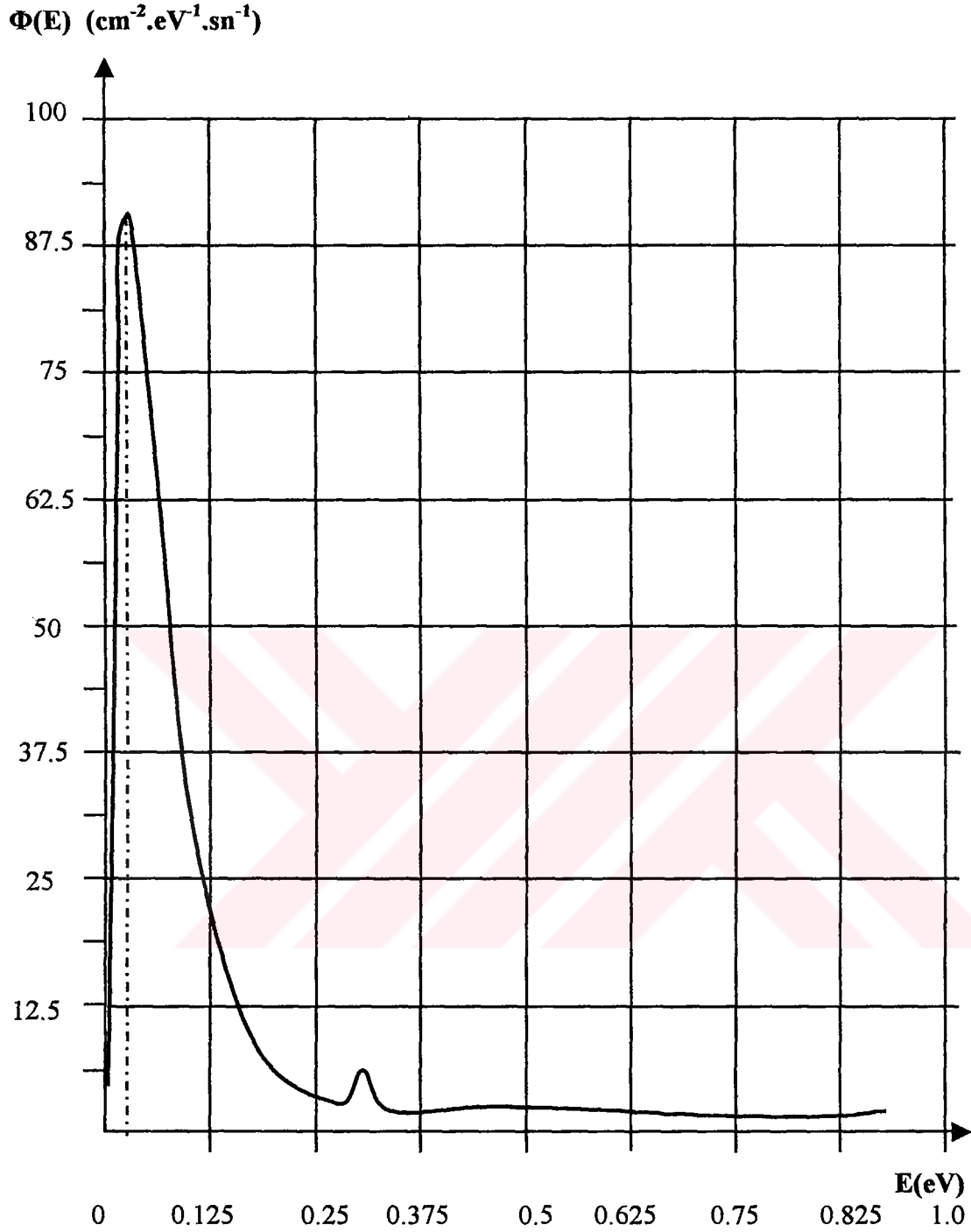
Burada her iki koşul altında elde edilen değerler karşılaştırıldığında dezavantaj faktörünün yani yavaşlatıcıdaki nötron yoğunluğunun yakıttaki nötron yoğunluğuna oranı transport düzeltmesi durumunda yaklaşık %1.5 oranında bir azalmaya sebep olduğu yani; yavaşlatıcı bölgesindeki nötron yoğunluğunun daha fazla bir değere ulaştığı görülür.

TRIGA Mark-II Reaktörünün eşdeğer birim hücresinin Termal Bölgede 27 enerji grubu üzerinden dört bölgeye ait ortalama enerjiye bağlı nötron akı dağılımını veren grafikler Şekil 4.3,4,5 ve 6 da verilmiştir.



Şekil 4.3 Zirkonyum Bölgesi Ortalama Akı Dağılımı

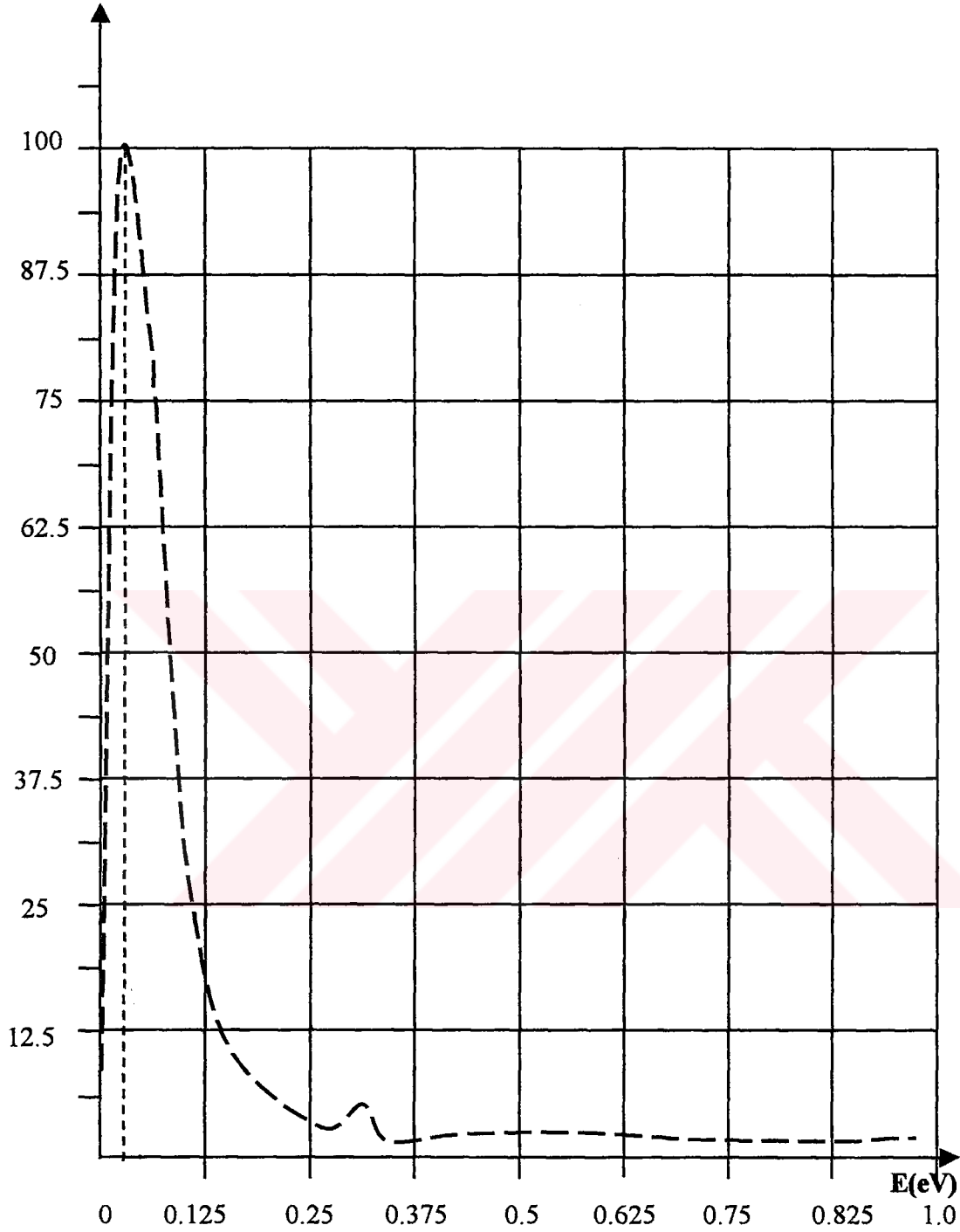
Zirkonyum bölgesinde enerjiye bağlı nötron akısı diğer bölgelere oranla minimum düzeydedir. Buradaki termalizasyon nötronların yutulma tesir kesiti çok düşük olan zirkonyum atomlarıyla saçılmaları sonucu olmaktadır.



Şekil 4.4 Yakıt Bölgesi Ortalama Akı Dağılımı

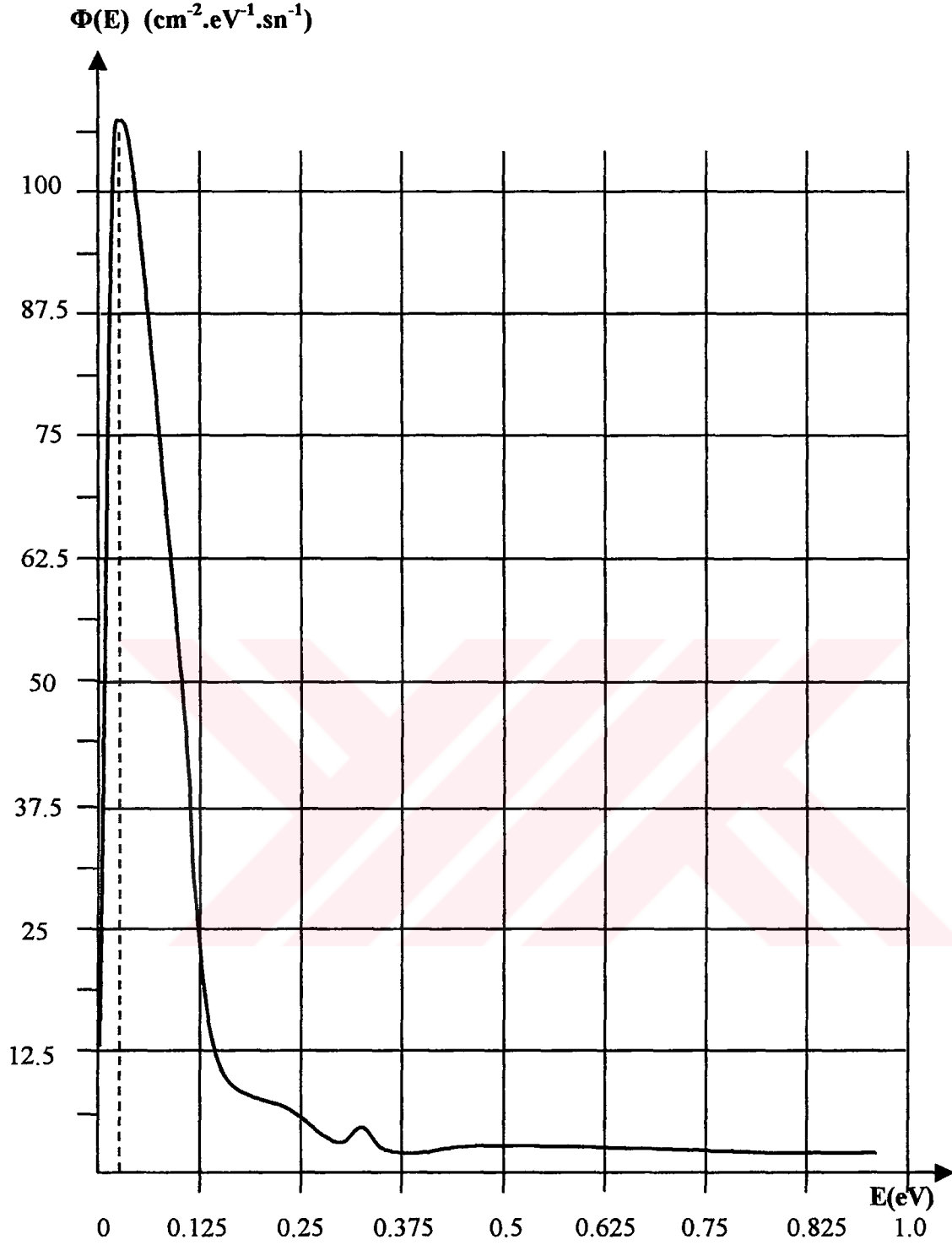
Yakıt bölgesinde fisyon nedeniyle termal nötronlar U-235 tarafından yutulmakta ve fisyon sonucu hızlı nötronlar yayınlanmaktadır. Bu nedenle bu bölgenin ısı nötronlar açısından çok fakir olması beklenir. Fakat TRIGA tipi reaktörlerin yapısal özelliği nedeniyle nötron termalizasyonunun % 50'si bu bölgede gerçekleşmektedir. Bu ayrıcalık, yakıt bölgesindeki termal nötron akısının fazla olmasına sebep olur.

$\Phi(E) \text{ (cm}^{-2} \cdot \text{eV}^{-1} \cdot \text{sn}^{-1}\text{)}$



Şekil 4.5 Zarf Bölgesi Ortalama Akı Dağılımı

Zarf bölgesi paslanmaz çelikten oluşmaktadır ve bu malzemenin yutma tesir kesiti $1/v$ özelliği göstermekte ve saçılma tesir kesiti termal bölgede sabittir. Yavaşlatıcı bölgesindeki termal nötron akısının bu bölgedeki termal nötron akısının artışına katkıda bulunmaktadır.



Şekil 4.6 Yavaşlatıcı Bölgesi Ortalama Akı Dağılımı

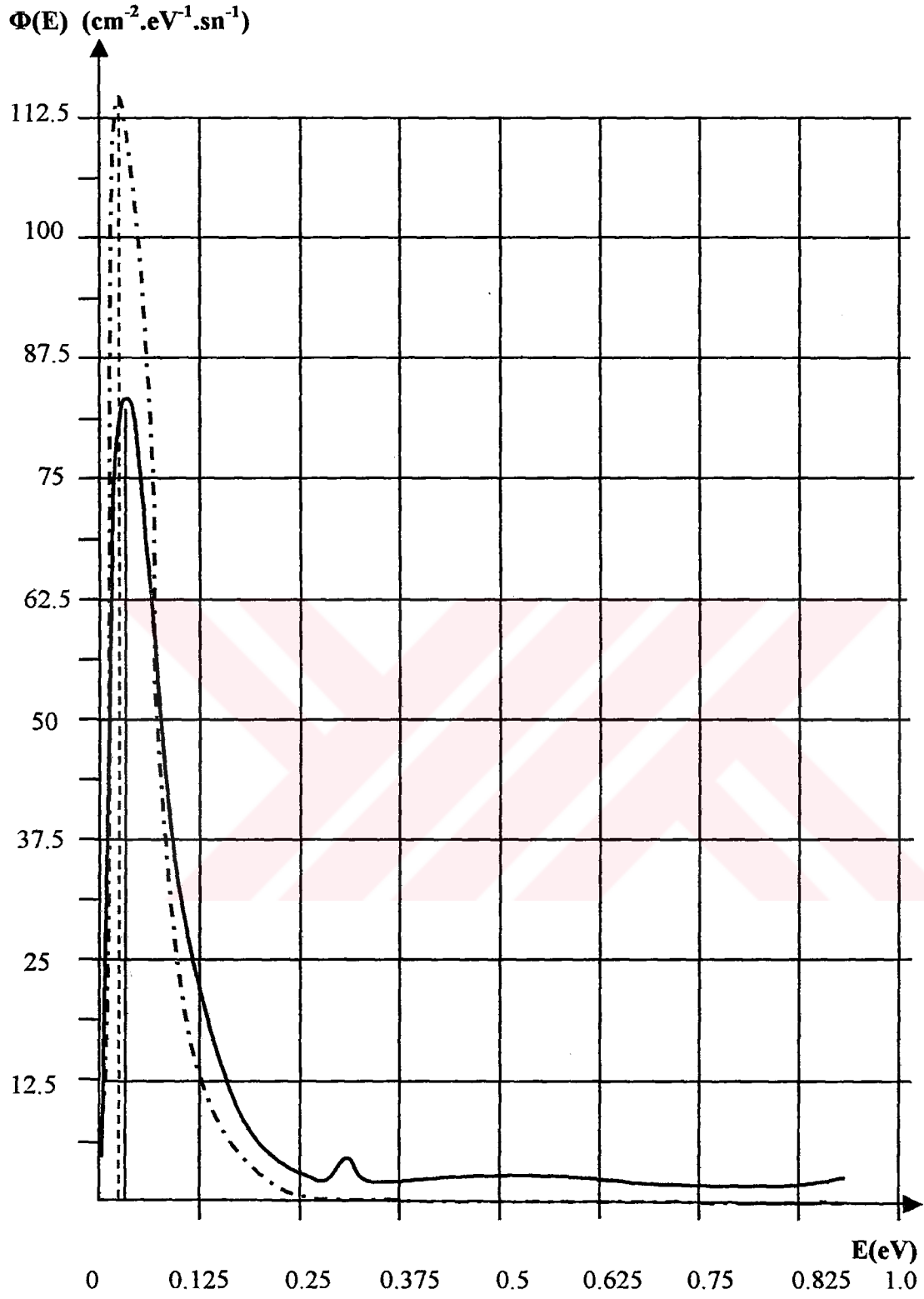
Yavaşlatıcı bölgesi termalizasyona katkısı nedeniyle ılık nötronların maksimum düzeyde olduğu bölgedir. Buradaki nötron termalizasyonu su molekülleri tarafından gerçekleşmektedir. Su moleküllerindeki hidrojen tarafından gerçekleşen saçılmalarda Nelkin Kerneli, Oksijen saçılmalarında ise serbest gaz kerneli kullanılmıştır.

Reaktörde $\Sigma_a(E)$, yutma tesir kesitinin ve $S(E)$, yavaşlama kaynağının sıfır olduğu kabul edilirse, enerjiye bağlı nötron akısı Maxwellyen bir dağılım gösterecek, yani; sıcaklığın bir fonksiyonu olacaktır. Bu durumda,

$\Phi_M(E) = \frac{2\pi\pi}{(\pi kT)^{3/2}} \left(\frac{2}{M}\right)^{1/2} E e^{-E/kT}$ ile ifade edilebilir. Böylece $\Phi_M(E)$ 'nin dağılımı ortam sıcaklığına olacak ve saçılma kernellerinin özel fonksiyonel şeklinden bağımsız olacaktır.

İ.T.Ü. TRIGA Mark-II Reaktörünün TRTHCP programının çalıştırılması ile termal bölgede 54 enerji grubu üzerinden Maxwellyen akı dağılımı ve bölgesel ortalama akı dağılımını veren grafik Sekil 4.7 'de sunulmuştur.



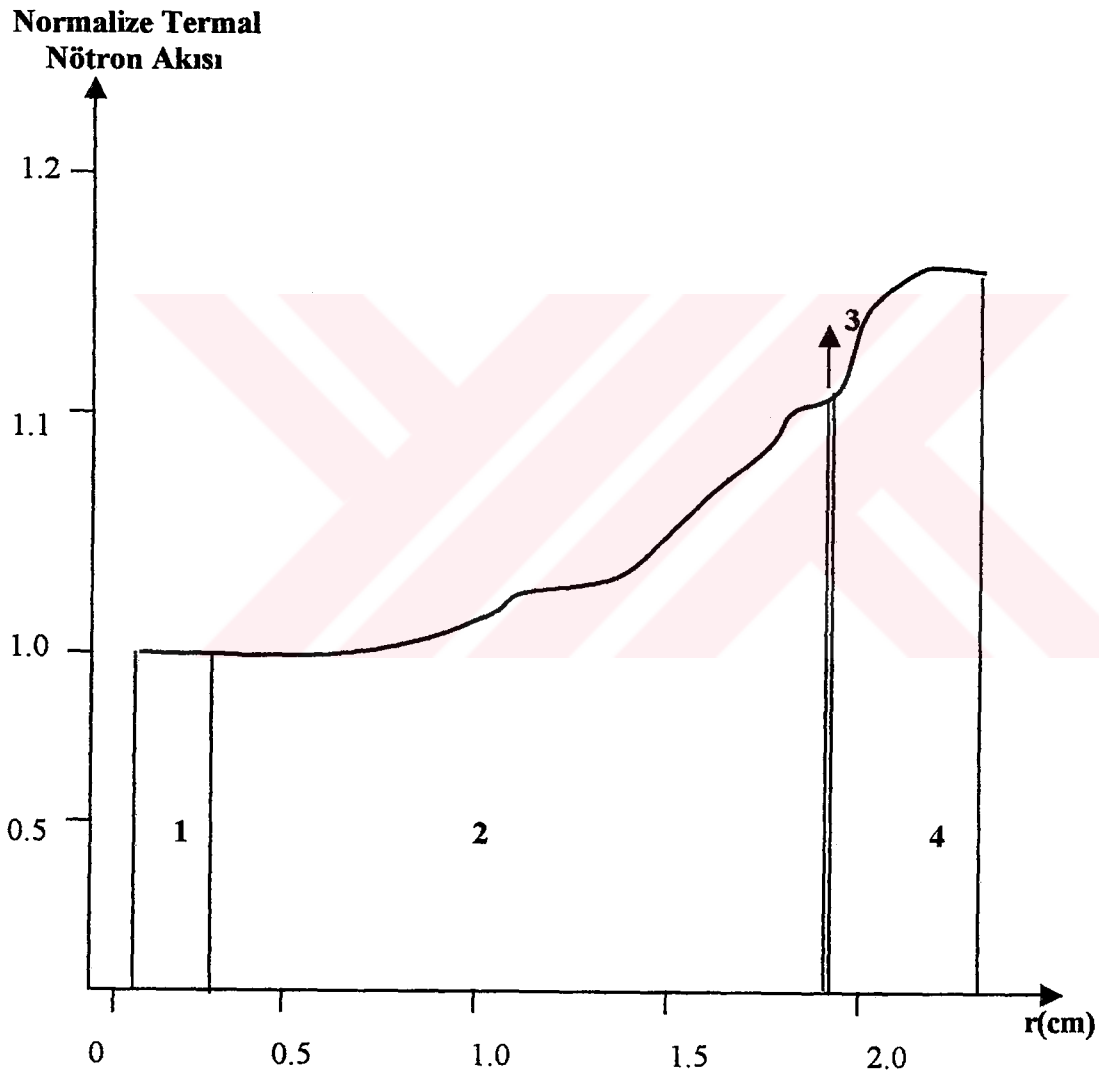


Şekil 4.7 Yakıt Bölgesi Ortalama Akı Dağılımı ve Birim Hücre Maxwelllyen Akı Dağılımının Karşılaştırılması

----- Maxwelllyen Akı
 ————— Ortalama Akı

Gerçek Reaktör ortamında yutulmanın varlığı ve $1/v$ özelliğinden dolayı düşük enerjilerde nötronların çok fazla yutulmasından dolayı ılık nötron dağılımı sağ tarafa çekilmektedir. Bu durum Şekil 4.7'deki grafikte görülmektedir.

TRIGA Mark-II Reaktörünün Isıl Bölgede normalize edilmiş nötron akılarının bölgesel olarak dağılımları grafik Şekil 4.8' de sunulmuştur. Termal nötron yoğunluğunun eşdeğer birim hücre yarıçapının artışı ile birlikte nasıl değiştiği görülmektedir.



Şekil 4.8 Normalize Edilmiş Termal Nötron Akı Dağılımı

- 1 – Zirkonyum Bölgesi
- 2 – Yakıt Bölgesi
- 3 – Zarf Bölgesi
- 4 – Yavaşlatıcı Bölgesi

TRIGA Mark-II Reaktörünün eşdeğer birim hücresine ait Termal Grup Sabitlerini etkileyen bazı fiziksel ve nümerik koşullar vardır. Bunlar; sıcaklık, termal bölge aralığı, grup sayısı ve bölge sayısının değiştirilmesidir. Aşağıda bu faktörlerin etkileri sunulmuştur.

4.1. Fiziksel Etkiler

4.1.1. Sıcaklık Değişimleri

İ.T.Ü. TRIGA Mark-II Reaktörünün eşdeğer birim hücresinin üst, orta ve alt düzlemleri farklı sıcaklık dağılımlarına sahiptir ve birim hücrenin 4 bölgesi için ayrı sıcaklık dağılımları mevcuttur. Tablo 4.2’de her bölge için alınan ortalama sıcaklık değerleri verilmiştir.

Tablo 4.2 Birim Hücre Ortalama Sıcaklık Değerleri

Düzlem	Zirkonyum Böl. Ort.Sıc.(°C)	Yakıt Böl. Ort.Sıc.(°C)	Zarf Böl. Ort.Sıc.(°C)	Yavaşlatıcı Böl. Ort.Sıc.(°C)
Üst	130	97	62	46
Orta	250	182	137	36
Alt	120	90	57	26

Aşağıdaki Tablo 4.3’te sıcaklık artışının reaktör birim hücresinin farklı sıcaklıklardaki bölümlerine ait termal grup sabitlerine etkisi verilmiş ve ılık grup sabitlerinin 27 enerji grubu için 20°C’de transport düzeltmesi olması durumunda aldığı değerler standart değer kabul edilmiştir.

Tablo 4.3 Farklı sıcaklık değerleri için Termal Grup Sabitleri

Termal Grup Sabitleri	Stand.Değer	Üst Düzlem	Orta Düzlem	Alt Düzlem
D (cm)	0.23217	0.23747	0.24167	0.23553
$\Sigma_a(\text{cm}^{-1})$	0.08158	0.07875	0.07618	0.07959
$\Sigma_f(\text{cm}^{-1})$	0.05231	0.05035	0.04850	0.05086
Dez. Fakt. (N_M/N_f)	1.18556	1.19537	1.22593	1.21009

Tablo 4.3’de elde edilen sonuçları irdelersek;

20°C sıcaklıkta; Yakıt bölgesinde termalizasyon diğer sıcaklık koşullarına bakıldığında en yüksek değerdedir. Sıcaklık artışı yakıt malzemesinde bulunan $ZrH_{1.6}$ içerisinde bir harmonik osilatör gibi davranan hidrojen atomlarının salınımlarını artırarak üst enerji seviyelerine çıkmasına neden olmakta ve bu bölgede termalizasyon olumsuz yönde etkilenmektedir. Bu durumda yakıt bölgesinde termal nötron yoğunluğunda bir azalma beklenir.

Tablo 4.3 ‘ de farklı sıcaklık koşullarında elde edilen değerler incelenirse, en yüksek yakıt sıcaklığına sahip orta düzlem için hesaplanan termal grup sabitleri ile standart değerler karşılaştırıldığında; Sıcaklık artışının Σ_a makroskopik yutma tesir kesitinin yaklaşık %6.6, Σ_f makroskopik fisyon tesir kesitinin %7.3 civarında azalmasına, dezavantaj faktörünün %3.5 ve difüzyon sabitinin de %4.1 civarında artmasına neden olduğu görülmektedir.

Böylece sıcaklık artışının termal bölgedeki nötron popülasyonuna etkisi Tablo 4.3’te görülmektedir.

4.1.2. E_c Kesme Enerjisi

TRIGA Mark-II Reaktörünün Isıl enerji bölgesindeki E_c kesme enerjisinin değiştirilmesi ile hesaplanan Termal Grup Sabitlerinin karşılaştırılması Tablo 4.4’de verilmiştir. Burada birim hücre sıcaklığı 20°C alınmış ve transport düzeltmesi yapılmıştır.

Tablo 4.4 TRIGA Mark-II Reaktörünün farklı Isıl Gruplar için Grup Sabitleri

E_c (eV)	D (cm)	Σ_a (cm ⁻¹)	Σ_f (cm ⁻¹)	Dez.Faktörü (N_M/N_f)
0.400	0.225133	0.086096	0.055181	1.207315
0.625	0.227633	0.083943	0.053847	1.191381
0.911	0.232168	0.081579	0.052311	1.185560

Termal enerji bölgesinde U^{235} ‘in $1/v$ özelliğinden dolayı düşük enerjilerde yutma tesir kesiti hızla artmaktadır. Tablo 4.4’de E_c kesme enerjisinin 0.911eV’dan 0.400 eV’a çekilmesi; Σ_a makroskopik yutma tesir kesiti yaklaşık %5.5, Σ_f makroskopik fisyon tesir kesitinin %5.3 civarında artmasına, dezavantaj faktörü %1.8 ve difüzyon sabiti de %3 civarında görüldüğü gibi azalmasına neden olmuştur.

4.2. Nümerik Etmenler

4.2.1. Enerji Grubu Sayısı

İ.T.Ü. TRIGA Mark-II Reaktörünün 0eV-0.911 eV aralığındaki ılık bölgede 27 enerji grubu üzerinden 20°C ' de transport düzeltmesi olması durumu için hesaplanan homojenleştirilmiş termal grup sabitleri aynı aralığın 14 ve 54 gruplu hesapları ile Tablo 4.5'da karşılaştırılmıştır.

Tablo 4.5 TRIGA Mark-II Reaktörünün farklı enerji gruplarında Termal GrupSabitleri

Enerji Grubu	D (cm)	Σ_a (cm ⁻¹)	Σ_f (cm ⁻¹)	Dez. Faktörü (N _m /N _f)
14	0.252842	0.075768	0.048020	1.245782
27	0.232168	0.081579	0.052311	1.185560
54	0.230581	0.081694	0.052282	1.194591

Seçilen enerji aralığının yeterince küçük gruplara ayrılması yapılan hesaplamaların hassasiyetini artırır. Bu fark Tablo 4.5 'da özellikle 14 enerji grubu üzerinden elde edilen sonuçlar diğerleriyle kıyaslandığında belirginleşmektedir.

4.2.2. Bölge Sayısı

Şimdiye kadar bütün hesaplamalar reaktör birim hücresi için toplam 25 kabuk üzerinden yapılmıştı. Bölge sayısının 50'ye çıkarılmasının önceki hesapları ne şekilde etkilediği Tablo-4.6'da verilmiştir.

Tablo 4.6 Değişik faktörlerin Ilık Grup Sabitlerine etkisi

Grup Sabiti	Standart Değer	27 Enerji Grubu ve 50 bölge	54 Enerji Grubu ve 50 bölge	54 Enerji Grubu ve 25 bölge
Σ_a	0.0816	0.0813	0.08181	0.0817
D	0.2322	0.2323	0.23012	0.2306
Dez.Fak	1.1856	1.1114	1.19621	1.1946

Yukarıdaki tabloda alınan standart değer 27 enerji grubu için, 25 kabuk üzerinden ve transport düzeltmesi var durumudur. Burada standart değerle en bariz fark yaklaşık %1 civarında olan 54 enerji grubu ve 50 kabuk için elde edilen sonuçtur.

İ.T.Ü. TRIGA Mark-II Reaktörünün TRTHCP Bilgisayar programı ile 20°C ' de 27 enerji grubu için hesaplanan Termal Grup Sabitlerinin WIMS-D/4 kodunun WIMS-TRIGA kütüphanesi ile birlikte çalıştırılması ile hesaplanan tesir kesitleri Tablo 4.7'de karşılaştırılmıştır.

Tablo 4.7 TRIGA Mark-II Reaktörünün iki farklı çalışmada hesaplanan Termal Grup Sabitleri

Kullanılan Program	D (cm)	Σ_a (cm ⁻¹)
WIMS-D/4	0.211227	0.082565
TRTHCP	0.232168	0.081579

Her iki program arasında difüzyon sabitinde yaklaşık %10'a varan bir fark gözlenmekte, yutma tesir kesitlerinde ise bu oran %1.2 civarındadır. Burada WIMS-D/4 programında TRIGA Mark-II Reaktörünün Termal bölge enerji aralığı 0eV- 4eV arasında alınarak 42 enerji grubu kullanılmış ve hidrojen veri seti için ise standart ENDF/B-V ile ENDF/B-III Saçılma kanunu kütüphanesinden yararlanılmıştır

5. SONUÇLAR VE İRDELEMELER

Bu çalışmada; Çarpışma Olasılıklı İntegral Transport Denklemi çok gruplu ve çok bölgeli sistemler için genişletilerek TRIGA tipi reaktörlerin termalizasyon hesabını yapabilen bir program geliştirilmiştir. Reaktörün heterojen geometrisi olduğu gibi alınarak kare birim hücre Wigner-Seitz yaklaşımıyla silindirik birim hücreye dönüştürülmüştür. Hücre dış yüzeyinde beyaz sınır koşulu uygulanmış, böylece hücre sınırında net nötron akımı sıfır kabul edilmiştir. Elde edilen lineer denklem sisteminin çözümü Gauss Eliminasyon yöntemiyle sağlanmıştır.

Geliştirilen TRTHCP bilgisayar programı teorik olarak elde edilen çarpışma olasılıklı integral transport denkleminin çözümünü sağlamaktadır. Tezin uygulanabilirliğinin sınanması açısından TRTHCP programı çalıştırılarak İ.T.Ü. TRIGA Mark-II Reaktörünün dört bölgeli birim hücresinin termalizasyon hesabı yapılmıştır. 0eV-0.911eV aralığında 27 enerji grubu için elde edilen bölgesel ortalama akı spektrumu, homojenleştirilmiş termal grup tesir kesitleri üzerinde bazı nümerik ve fiziksel etkilerin meydana getirdiği değişimler gözlenmiş ve böylece teorik bilgilerin ışığında bu değişikliklerin sebepleri irdelenmiştir. Elde edilen Difüzyon sabiti ve makroskopik fisyon tesir kesiti WIMS-D/4 programı sonuçlarıyla karşılaştırılmış ve her iki programın uyum sağladığı gözlenmiştir.

Bu çalışmada geliştirilen TRTHCP programı reaktörde yakıt yanması sıfır alınarak koşulmuştur. Program bunun geliştirilmesine izin vermektedir. Ayrıca TRTHCP programı genelleştirilerek bütün termal hafif su ve ağır su reaktörleri için termalizasyon hesabı yapmaya elverişli duruma getirilebilir.

KAYNAKLAR

- [1] **Williams M.M.**, 1966. The Slowing Down and Thermalization of Neutrons, Publishing Company, North Holland
- [2] **Honeck H.C.**, 1961. "Thermos; A Thermalization Transport Code for Reactor Lattice Calculation", BNL-5826
- [3] **Stammler R.J.J., Takac S.M., Werus Z.J.**, 1968. Neutron Thermalization in Reactor Lattice Cell; An NPY Project Report, Technicals Reports Series No.68,
- [4] **Özgener H.A., Özgener B.**, 1999. Hafif Su Reaktörlerinde Nötron Termalizasyonu için Bir İntegral Transport Yöntemi, TFD 18. Fizik Kongresi , Çukurova Üniversitesi, Adana
- [5] **McReynolds A.W., Nelkin M.S., Rosenbluth M.N., Whitemore W.L.**, 1958. Neutron Thermalization by Chemically-Bound Hydrogen and Carbon, 2nd United Nations International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy, Vol.16, Geneva
- [6] **Stammler R.J.J., Abbate M.J.**, 1983. Methods of Steady – Reactor Physics in Nuclear Design, Academic Press
- [7] **Lewis E.E., Jr. Miller W. F., John Wiley and Sons**, Computational Methods of Neutron Transport
- [8] **Büke T.** 1997. İ.T.Ü. TRIGA Mark-II Reaktöründe Yakıt Elemanlarının Reaktivite Eşdeğerlerinin İki Gruplu Pertürbasyon Teorisi İle Hesabı, Doktora Tezi, İ.T.Ü. Nükleer Enerji Enstitüsü, İstanbul.
- [9] **Safety Analysis Report for the TRIGA Mark-II Reactor**, 1978. Institute for Nuclear Energy, Istanbul Technical University, İstanbul
- [10] **Öztürk E.**, 1997. Su Reaktörleri İçin Bir Heterojen Geometri Termalizasyon Hesabı Yöntemi, Yüksek Lisans Tezi, İ.T.Ü. Nükleer Enerji Enstitüsü, İstanbul
- [11] **Toprak E.**, 1990. Hafif Su Ağır Su Reaktörleri İçin Bir Termal Spektrum Yöntemi, Ağır Su Reaktörleri İçin Bir Termal Spektrum Yöntemi, Yüksek Lisans Tezi, İ.T.Ü. Nükleer Enerji Enstitüsü, İstanbul

EKLER

EK A : Geliştirilen TRTHCP Bilgisayar Programının;

- LINUX ortamında koşulabilen dosyalarının,
- Uygulama problemlerinin verileri ve bu verilerden alınan sonuçlarının,

İçerildiği bir adet disket tezin arka iç kapağına konuşlandırılmış cep içerisinde EK A olarak sunulmuştur.



ÖZGEÇMİŞ

1967 yılında Kırcaali 'de doğdu. İlk, orta ve lise eğitimini İstanbul'da tamamladı. 1985 yılında Bakırköy Ticaret Meslek Lisesi'nden mezun oldu. 1993 yılında İstanbul Üniversitesi Fizik Bölümü'ne (İkili Öğretim) girdi. 1997 yılında bu bölümden mezun oldu ve aynı yıl İ.T.Ü. Nükleer Enerji Enstitüsü'nde Yüksek Lisans Programına başladı. 1999 yılına kadar devlet memurluğu görevi yaptı.

