

768529

YILDIZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

TORYUM NÖTRON ETKİLEŞMELERİNDE  
MONTE-CARLO SİMULASYONU

Fizikçi Esra ERDER AYDIN

F.B.E. Fizik Anabilim Dalı Fizik Programında  
Hazırlanan

YÜKSEK LİSANS TEZİ

*M. Nizamettin Erduran*

Prof. Dr. M. Nizamettin Erduran

*M. Şirin*

Doç. Dr. Mehmet Şirin

*Metin Subaşı*

Tez Danışmanı: Prof. Dr. Metin SUBAŞI

İSTANBUL, 2004

# İÇİNDEKİLER

Sayfa

SİMGE LİSTESİ.....	iii
KISALTIMA LİSTESİ .....	iv
ŞEKİL LİSTESİ.....	v
ÇİZELGE LİSTESİ .....	vi
ÖNSÖZ .....	vii
ÖZET .....	viii
ABSTRACT.....	ix
1. GİRİŞ .....	1
2. GENEL BİLGİLER .....	2
2.1 Alçak enerjili iyon hızlandırıcısı (SAMES J-15).....	2
2.2 D-T Reaksiyonu ve kinematığı .....	3
2.3 Nötron-Çekirdek reaksiyonları .....	8
2.3.1 Nötron aktivasyon yöntemiyle nötron akısının belirlenmesi .....	9
2.3.2 Değerlendirilmiş nükleer data kütüphanesi.....	14
2.3.3 Işınlanma süresince nötron akısındaki değişimlerin hesaba katılması.....	22
3. SİMULASYONU YAPILACAK DENEYSEL SİSTEM.....	25
3.1 Monte-Carlo esasları .....	25
3.2 Belirli bir kesikli dağılımdan gelen örnekleme.....	26
3.3 Rasgele Yürüme Olayında Göz önüne Alınan Olaylar .....	27
3.4 Döteron-Döteryum / Döteron-Trityum reaksiyonları ile nötron üretimi: .....	29
3.5. Eşik Foilleri ile Nötron tepkileşmeleri.....	30
3.6. Toryum ile Nötron Etkileşimleri:.....	43
4. SONUÇLAR ve TARTIŞMA.....	52
KAYNAKLAR .....	54
ÖZGEÇMİŞ .....	55

## SİMGE LİSTESİ

$\Phi$	Akı
m	Kütle
d	Kalınlık
R	Tepkileşim sayısı
$\sigma$	Tepkileşim kesiti (olasılığı)
$E_n$	Nötron enerjisi
n	Hedef atomların sayısı
n	Işınlanan malzeme içindeki hedef çekirdek sayısı
m	Işınlanan malzemenin net ağırlığı
$N_A$	Avagadro sayısı
A	Hedef çekirdeğin atom ağırlığı
h	Tepkileşime giren izotopun doğal zenginliği
$\lambda$	Bozunma sabiti
$\Delta t$	Zaman aralığı
$T_b$	Bekleme süresi
$T_s$	Sayım süresi
B	isotobik bolluk
$N(t)$	t anındaki radyoaktif ürün çekirdeklerin sayısı
$P(E_\gamma)$	Fotonlara ait fotopik alanı
F	Fotonların toplam bozunum oranı
$\Omega$	Gamaların soğurulmasını içeren sayım katı açısı
$\varepsilon(E_\gamma)$	Mutlak fotopik verimi
$T_1$	Işınlanma süresi
$N^*$	Işınlanma bitiminde var olan aktif çekirdek sayısı
D	Akı için düzeltme faktörü
$P(x)$	Olasılık yoğunluk fonksiyonu
$\Sigma_t$	Mikroskobik tesir kesiti
M	Atom ağırlığı

## KISALTMA LİSTESİ

ADS	(Accelerator Driven Systems) Hızlandırıcıyla Sürülen Sistemler
MUSE	(Multiplication avec Source Externe)
TAEK	Türkiye Atom Enerjisi Kurumu
ÇNAEM	Çekmece Nükleer Araştırma Eğitim Merkezi
TET	Tüm Enerji Tepesi
FR	Yakıt Çubuğu
YG	Yüksek Gerilim
ENDF/B	Evaluated Nuclear Data Files
NAM	Nötron Akı Mönitörü
PDF	Olasılık Yoğunluk Fonksiyonu
CDF	Birikmiş Yoğunluk Fonksiyonu



## ŞEKİL LİSTESİ

Şekil 2.1. SAMES J-15 iyon hızlandırıcısı.....	3
Şekil 2.2 Döteryum-Trityum füzyon tepkimesi.....	4
Şekil 2.3 Nükleer reaksiyonların ve saçılmaların kinematikleri.....	6
Şekil 2.4 Nötron enerjisinin çıkış açısına bağlı grafiği .....	7
Şekil 2.5. Nötron emisyonu olasılığı ve çıkış açısı .....	7
Şekil 2.6 Nötron tepkileşim datası $^{27}Al(n, \alpha)^{24}Na$ için.....	14
Şekil 2.7 Nötron tepkileşim datası $^{54}Fe(n, p)^{54}Mn$ için .....	15
Şekil 2.9 Nötron tepkileşim datası $^{93}Nb(n, 2n)^{92}Nb$ için.....	17
Şekil 2.11 Toryum hesaba katıldığında (1) .....	19
Şekil 2.12 Toryum hesaba katıldığında (2) .....	20
Şekil 2.13 Toryum hesaba katıldığında (3) .....	21
Şekil 3.1 Örneklemeler için kullanılan olasılık yoğunluk ve kümülatif dağılım fonksiyonu... 26	
Şekil 3.2 :Parçacıklar için rasgele yürüyüş.....	27
Şekil 3.3. Bir parçacığın rasgele yürüme süreci şematik olarak verilmektedir. ....	28
Şekil 3.4 Alt kritik düzeneğin foillerinin konumlarına bağlı değişimi (d-d reaksiyonu için) ..	33
Şekil 3.5 Alt kritik düzeneğin foillerinin konumlarına bağlı değişimi (d-t reaksiyonu için) ...	34
Şekil 3.6 Nötron enerji spektrumununun %70 atomik, %30 moleküler olması durumu.....	35
Şekil 3.7 Nötron kaynağından uzaklıkla, nötron çıkış açısının değişimi ve tesir kesitindeğişimi (Al için) .....	36
Şekil 3.8 Nötron kaynağından uzaklıkla ortalama enerjinin değişimi.....	37
Şekil 3.9 Nötron enerjisinin tesir kesitine bağlı ifadesi.....	38
Şekil 3.10 Işınlanma süresinin beklenen aktiviteye bağlı olan gösterimi (FS=1 için) .....	39
Şekil 3.11 Işınlanma süresinin beklenen aktiviteye bağlı olan gösterimi (FS=4 için) .....	40
Şekil 3.12 Işınlanma süresinin beklenen aktiviteye bağlı olan gösterimi (FS=5 için) .....	41
Şekil 3.13 Işınlanma süresinde nötron enerjisinin d-d ve d-t reaksiyonları için gösterimi .....	42
Şekil 3.14 ENDF/B VI' nın bize verdiği reaksiyon kesitleri.....	46
Şekil 3.15 Nötron enerji dağılımınınun olasılık ve kümülatif dağılıma bağlı gösterimi (n,2n için)47	
Şekil 3.16 Nötron enerji dağılımınınun olasılık ve kümülatif dağılıma bağlı gösterimi (n,3n için)48	
Şekil 3.17 Nötron enerji dağılımlarında nötron sayıları (Fisyon nötronları , Elastik , (n,2n)(n,3n) , Toplam) Birinci bölge için .....	49
Şekil 3.18 Nötron enerjisinin , nötron sayısına bağlı tüm bölgelerdeki gösterimi .....	50
Şekil 3.19 Nötron enerjisinin nötron sayısı hesaplanırken açığa bağlı değişimi.....	51

## ÇİZELGE LİSTESİ

Çizelge 2.1 $Al^{27}$ için meydana gelebilecek tepkileşimler (Karlsruher, 1974).....	11
Çizelge 3.1 Foil aktivite hesapları .....	31



## ÖNSÖZ

Yüksek Lisans' a devam etmem de büyük yardımlarını gördüğüm ve karşılaştığım tüm sorunlarda güler yüzlü ve yardım severliği ile yanımda olan danışman hocam Prof. Dr. Metin Subaşı'ya,

Bu mesleğe adım atmamı ve her koşulda gerçekleri gösterip ayakta kalmamı sağlayan yaptığımız bu çalışmada büyük emeği olan hocam Prof. Dr. Baki Akkuş'a,

Bu güne kadar birçok tez çalışmasında olduğu kadar hatta daha da fazla emek harcıyıp , en zor ve çaresiz durumlarda bile yılmamam için elinden geleni yapan , bu işte belki de benden çok emeği olan hocam Prof. Dr. M. Nizamettin Erduran'a,

Hayatta inandıklarının arkasında durabilen, tek başına başarılarla adım atmış ve tüm birikimlerini hiç çekinmeden ve usanmadan herkesle paylaşan , kendisinden her zaman ve her konuda birçok şey öğrendiğim ve hayat boyu asla kaybetmek istemediğim hocam, dostum ve arkadaşım Araş.Gör.Dr. Mehtap Yalçinkaya'ya,

Okula girdiğim ilk andan beri yanımdan hiç ayrılmayan her anımda en büyük destekçim, can yoldaşım, iş arkadaşılığından öte, dosttan yakın,ömür boyu hep yanımda olacağını hissettiğim, oda arkadaşım, Araş.Gör. Işın Türüng'e, hem bu tez çalışmasında gösterdiği iyi niyet ve destek için hem de geçmişteki paylaşımlarımız için,

Ve her zaman birikimleri ve desteği ile benimle olan Araş.Gör. Ela Ganioglu başta olmak üzere tüm meslektaşlarım ve hocalarıma teşekkürü bir borç bilirim.

Eğer bugün yaşıyor ve ayakta dura biliyorsam, yaşantımda bir parça doğrular ve başarılar varsa, şuan bu yazıyı bu sayfalara dökabiliyorsam, hayatta sahip olduğum en değerli varlıklar sayesinde. Tüm yaşamımı onlara adayamasam da, bu yazılanları armağan edebilirim . Başta hayatta her şeyi ile örnek aldığım, Babam Alparslan Erder, Annem Necla Erder ve kardeşim Eda Erder'e , bu zor günlerimde benimle oldukları için teşekkür ederim.

Sevgili eşim Ethem Aydın'a, hayatıma girdiği andan beri tezimle beraber yaşama mecburiyetinden hiç bıkmadığı, meslektaş olmamızın avantajlarını kullanıp her konuda destek olduğu ve en zor zamanlarımda elimi hiç bırakmadığı için teşekkür ederim.

## ÖZET

Bu çalışmada Monte-Carlo metoduna dayalı bir fortran programı, ÇNAEM/FİZİK alt kritik düzeneği için geliştirildi. SAMES J-15 düşük enerjili hızlandırıcısına ait parametreler ve düzeneğin geometrik özellikleri kullanıldı ve deney sonuçlarını etkileyebilecek faktörler göz önüne alındı. Değişik ışınlama konumları için ışınlama sonucu elde edilecek foil aktiviteleri yanında Toryum yakıt çubuklarının ışınlama durumunda oluşacak ikincil nötron akı ve enerji dağılımları belirlendi.





## **ABSTRACT**

In this work a Monte-Carlo based fortran program has been developed in order simulate ÇNAEM/PHYSICS Sub-critical assembly. Parameters related to SAMES J-15 low energy accelerator and geometry of the assembly are used and factors may influence on the results are taken into account. Expected foil activities after irradiation are determined for different irradiation positions as well as secondary neutron flux and energy distribution during Thorium fuel rods irradiation process.



## 1. GİRİŞ

Hızlandırıcıyla Sürülen Sistemler (Accelerator Driven Systems, ADS) (Saltores, 1999) , kullanılmış nükleer reaktör yakıtlarında bulunan ve çok uzun yarılanma ömürlerine ve aktiviteye sahip radyoizotopların yok edilebilmesi amacıyla üzerinde son 10 yıldır çalışılan bir konudur. Bu tür bir alt kritik sisteme ait korun, kullanıla gelen ve üst kritik rejimde çalışılan reaktörler için müsaade edilenden çok daha fazla konsantrasyona sahip minör aktinid içermesi mümkün görülmektedir. ADS'ler üzerine yapılan çalışmalar artık yok edilme oranlarının teorik olarak 50 den 100 faktör mertebesinde olabileceğini göstermiştir. (Delpech et al, 1999).

ADS'ler temel prensibi, bir alt-kritik korun bir harici ve yüksek yoğunlukta nötron üreten kaynak tarafından beslenmesidir. Bu nötron kaynağı parçalayıcı reaksiyonlar (spallation reaction) ve ağır metal hedef olabilir. Bu fikir MUSE deneyleri (MULTiplication avec Source Externe) çerçevesinde CEA Cadarache 'da MASURCA deneysel sisteminde gerçekleştirilmektedir. Bu deneylerde değişik konfigürasyonlar ve alt-kritiklik düzeyleri incelenmiştir (Salvatores, 1996; Soule, 1997; Lebrat, 1999). MUSE-4 deneyinde ise yüksek yoğunlukta ve darbeli nötron jeneratörü GENEPI, kullanılmıştır. Bu nötron jeneratörü CNRS/ISN/Grenoble tarafından imal edilmiştir ve 250 keV dötronların hızlandırılarak bir döteryum veya trityum hedefde, karakteristik özellikleri çok iyi bilinen (d,d) ve (d,t) reaksiyonlarından sırasıyla enerjileri 2-3 MeV ve 13-15 MeV nötronlar elde etmek için kullanılmıştır. MUSE deneylerinin amacı, çok iyi bilinen (d,d) veya (d,t) kaynakları kullanarak bir alt kritik kor için nötron kaynağı etkilerinin araştırılması, elde edilen sonuçların, aynı kora kuble edilebilecek bir hipotetik parçalayıcı reaksiyon nötronların etkileri ile karşılaştırılmasıydı.

Bu tez çalışmasının amacı ise yukarıda özetlenmeye çalışılan konuyla çok yakından ilgili olarak TAEK-ÇNAEM/Fizik bölümünde başlatılan bir alt-kritik bir sisteme ait karakteristiklerin incelenmesi çalışmaları için gerekli olan nötron akı ölçüm ve hesaplamalarına esas teşkil edecek alt yapının hazırlanmasıdır. Bu çerçevede Monte-Carlo simülasyonuna dayanan bilgisayar programları hazırlanmış ve alt-kritik sistem ile yapılması düşünülen deneylerde kullanılması gerekli parametrelerin tahminleri nükleer data kütüphaneleri (ENDF/B VI) (F. Rose, C. L. Dunford) kullanılarak gerçekleştirilmiştir.

## 2. GENEL BİLGİLER

### 2.1 Alçak enerjili iyon hızlandırıcısı (SAMES J-15)

Maksimum 150 kV doğru akım hızlandırma gerilimi ve 1,5 mA hedef akımında çalışabilen Sames J-15 hızlandırıcısı üç ana birimden oluşmaktadır.

1. Ana hızlandırma birimi
2. Yüksek gerilim birimi
3. Kontrol birimi

Ana hızlandırma birimi iyon kaynağı, hızlandırma kolonu, elektrostatik kuadropol mercekle, hüzmeye kesici, hüzmeye saptırma yoluyla darbeleme sistemi ve penceresi, diyafram, elektron tuzağı, hedef ve vakum sisteminden oluşmaktadır. Hızlandırıcı  $2 \cdot 10^{-6}$  torr vakum değerinde çalıştırılmaktadır. Vakum sistemi  $10^3$  m<sup>3</sup>/saat' lik çift kademeli mekanik pompa ve 600 litre/s kapasiteli yağ difüzyon pompasından oluşmaktadır. Osmoregülatör, yüksek frekans kaynağı ve konsantrasyon (büzme) bobininden meydana gelen iyon kaynağı pyreks bir ampul biçimindedir.

Hızlandırıcının en önemli ikinci ünitesi olan yüksek gerilim (YG) birimi , yüksek gerilim üretici ve yüksek gerilim besleme kaynağından oluşmaktadır. Maksimum 150 kVolt gerilim üretir.

Hızlandırıcının uzaktan çalıştırılabilmesini ve kontrolünü sağlayan kontrol ünitesi , sistemin çeşitli birimlerinden bilgi aktaran bir çok göstereyi içeren önemli bir bölümdür . Yüksek gerilim üretici ve iyon kaynağının çalıştırılmasını , yüksek gerilim değerini , iyon kaynağına giren gaz miktarını, uygulanan yüksek frekans şiddetini, fokalizasyon (odaklama ) ve eksitasyon (uyarma) gerilimlerinin uzaktan kontrol edilebilmesini sağlar. Ayrıca çalışma süresince yüksek gerilim ve akım şiddeti, yüksek vakum seviyesi, hedef ve diyafram akım

şiddetleri hakkında bilgi sahibi olmamızı sağlayan göstergeler de bulunur.

SAMES J-15 alçak enerjili iyon hızlandırıcısı ile ilgili ayrıntılı bilgiler ÇNAEM-TR 335 (Tarcan G . vd . , 1998) araştırma raporunda verilmiştir.

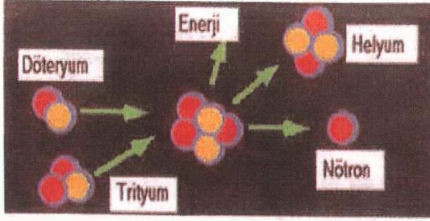


Şekil2.1. SAMES J-15 iyon hızlandırıcısı

## 2.2 D-T Reaksiyonu ve kinematiği

Döteryum bir proton ve bir nötrondan oluşan hidrojen çekirdeğinin bir izotopudur. Bilindiği gibi izotop proton sayısı aynı nötron sayısı farklı olan atom çekirdekleri için kullanılan bir tanımdır. Simgesel olarak  ${}^2_1H$  şeklinde gösterilir.

Döteryum-Tritiyum füzyon tepkimesi aşağıdaki şekilde meydana gelir.



Şekil 2.2 Döteryum-Tritiyum füzyon tepkimesi

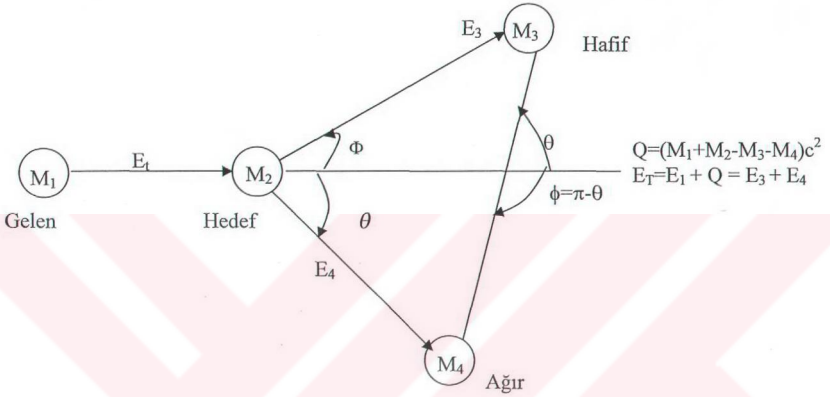
Gelen döteron ile hedef olan hafif çekirdek arasındaki coulomb engeli küçük olduğundan iyi bir nötron verimi elde etmek için döteronların yüksek enerjilerde hızlandırılmasına gerek yoktur. Bu tepkileşim nötron üreticilerinde yaygın olarak kullanılır ve döteryum iyonları 100-300 kV'luk bir potansiyelde hızlandırılırlar. Gelen parçacığın enerjisi, tepkileşim Q değeriyle kıyaslayınca daha küçük olduğu için tüm nötronlar yaklaşık aynı enerjide üretilirler. D-T tepkileşimi için bu değer 14 MeV civarındadır. 1 mA'lık bir döteron demeti kalın bir trityum hedefte saniyede  $10^{11}$  nötron oluşturur. (Knoll, 1979)

Döteron huzmesinin trityum hedefi bombardıman etmesi sonucu



meydana gelir.

Bu gibi reaksiyonlarda ortaya çıkan parçacıkların kinetik enerjileri saçılma ve reaksiyon ürünlerinin çıkış açıları aşağıdaki şekilde şekil 2.3 de ifade edilmiştir.



$$A = \frac{M_1 M_4 (E_1 / E_T)}{(M_1 + M_2)(M_3 + M_4)}, C = \frac{M_2 M_3}{(M_1 + M_2)(M_3 + M_4)} \left( 1 + \frac{M_1 Q}{M_2 E_T} \right) = \frac{E_4}{E_T}$$

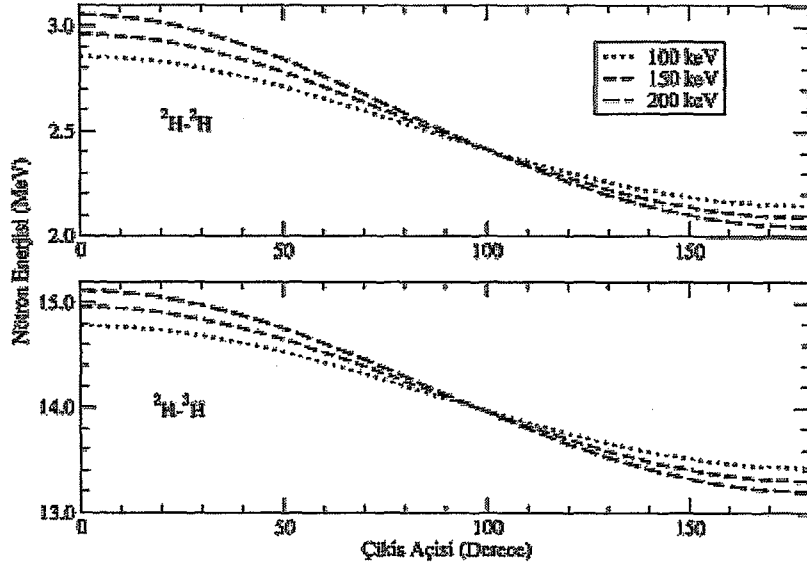
$$B = \frac{M_1 M_3 (E_1 / E_T)}{(M_1 + M_2)(M_3 M_4)}, D = \frac{M_2 M_4}{(M_1 + M_2)(M_3 + M_4)} \left( 1 + \frac{M_1 Q}{M_2 E_T} \right) = \frac{E_3}{E_T}$$

$$A+B+C+D=1 \text{ ve } AC=BD$$

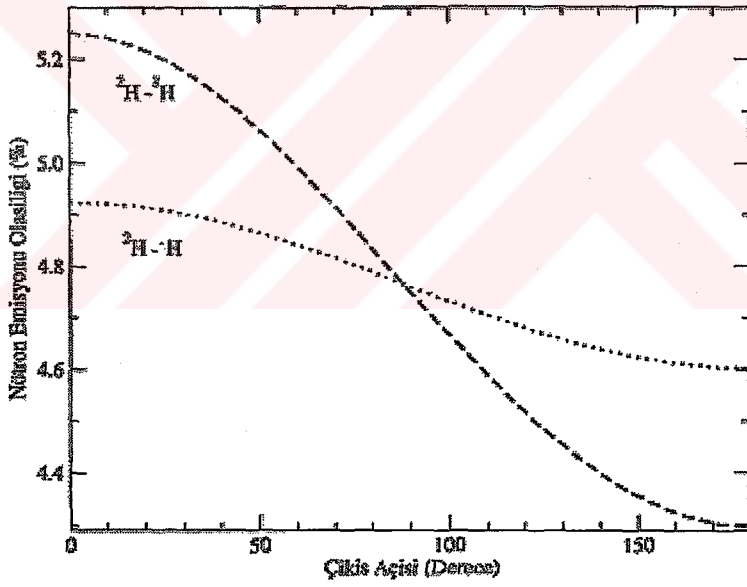
Hafif ürün lab. enerjisi	$\frac{E_3}{E_T} = B + D + 2(AC)^* \cos \theta$ $= B \left[ \cos \psi \pm (B/D - \sin^2 \psi)^* \right]^2$	$B > D$ $\psi_{\max} = \sin^{-1}(D/B)^*$
Ağır ürünün lab. enerjisi	$\frac{E_4}{E_T} = A + C + 2(AC)^* \cos \phi$ $= A \left[ \cos \zeta \pm (C/A - \sin^2 \zeta)^* \right]^2$	$A > C$ $\zeta_{\max} = \sin^{-1}(C/A)^*$
Ağır ürünün lab. açısı	$\sin \zeta = \left( \frac{M_3 E_3}{M_4 E_4} \right)^* \sin \psi$	Hafif ürünün kütle merkezi açısı $\sin \theta = \left( \frac{E_3 / E_T}{D} \right) \sin \psi$
Hafif ürün için katı açı oranı yada şiddeti	$\frac{\sigma(\theta)}{\sigma(\psi)} = \frac{I(\theta)}{I(\psi)} = \frac{\sin \psi d\psi}{\sin \theta d\theta} = \frac{\sin^2 \psi}{\sin^2 \theta} \cos(\theta - \psi) = \frac{(AC)^* (D/B - \sin^2 \psi)^*}{E_3 / E_T}$	
Ağır ürün için katı açı oranı yada şiddeti	$\frac{\sigma(\phi)}{\sigma(\zeta)} = \frac{I(\phi)}{I(\zeta)} = \frac{\sin \zeta d\zeta}{\sin^2 \phi} \cos(\phi - \zeta) = \frac{(AC)^* (C/A - \sin^2 \zeta)^*}{E_4 / E_T}$	
Lab. Sistemindeki birleştirilmiş parçacıklar için katı açı oranı yada şiddeti	$\frac{\sigma(\zeta)}{\sigma(\psi)} = \frac{I(\zeta)}{I(\psi)} = \frac{\sin \psi d\psi}{\sin \zeta d\zeta} = \frac{\sin^2 \psi \cos(\theta - \psi)}{\sin^2 \zeta \cos(\phi - \zeta)}$	

Şekil 2.3 Nükleer reaksiyonların ve saçılmaların kinematikleri

ÇNAEM SAMES J-15 hızlandırıcısına ait parametreler ve şekil 2.3 deki kinematik formülleri kullanılarak d-d ve d-t reaksiyonlarında nötronların enerji ve çıkış açıları şekil 2.4 de gösterilmektedir. Şekil 2.5 de ise nötron emisyonunun çıkış açısına bağlılığı görülmektedir.



Şekil 2.4 Nötron enerjisinin çıkış açısına bağlı grafiği



Şekil 2.5. Nötron emisyonu olasılığı ve çıkış açısı



### 2.3 Nötron-Çekirdek reaksiyonları

Bu alt başlık altında hızlı nötronların madde ile etkileşmesi sadece bu tez çalışmasına konu olacak hızlı nötron akı ve spektrum ölçümlerinde faydalanılacak datanın kullanımı olarak verilecektir.

Bir reaktör kuru içinde nötronların davranışları ve sayılarının dağılımları (nötron tranportu) tüm reaktörün davranışlarının belirlenmesinde çok önemli bir yer alır. Bu nedenle, reaktör korundaki nötron sayılarının dağılımları ve reaksiyon hızlarını belirlemek için nötron-çekirdek reaksiyonlarının tiplerini ve bunların meydana geliş olasılıklarının çok iyi bilinmesi gerekir. Bu reaksiyonlarda Elastik saçılma sonrasında nötron ve çekirdeklerin kinetik enerjileri değişir, bununla birlikte çekirdek temel seviye enerjisinde kalır.

Aşağıda verilecek olan reaksiyon tiplerinde nötron-çekirdek reaksiyonları sonunda bileşik çekirdek oluşumu sürecinden geçirilir.

#### 1) Esnek saçılma(n,n)

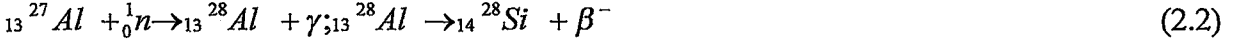
Nötron bir atom çekirdeğine çarparak kinetik enerjisinin bir kısmını ona ilettikten sonra çekirdeğin fiziksel yapısında bir değişikliğe sebep olmadan çarpışma tesiriyle kendi geliş doğrultusundan başka bir doğrultuya sapar. Nötronların atom çekirdeklerinden esnek saçılmaları mekanikte momentum ve enerji korunumu na uygun bir şekilde meydana gelir.

#### 2) Esnek olmayan saçılma $(n, n')$ , $(n, n'\gamma)$ , $(n, 2n)$

Nötron çarptığı çekirdeğin içine girerek çekirdeğin fiziksel yapısını değiştirir. Fakat çok kısa bir zaman içerisinde kinetik enerjisinin bir kısmını çekirdeğe iletmış olarak çekirdeği, geliş açısından farklı bir açı ve başlangıçtaki sahip olduğu kinetik enerjisinden daha az bir enerjiyle terk eder. Nötronun çekirdeği terk etmesinden bir süre sonra çekirdek meydana gelen iç enerji fazlalığından kurtulmak için bir  $\gamma$  fotonu yayar ve temel enerji seviyesine döner. Kinetik enerjinin bir kısmı iç uyarılma enerjisine dönüştüğünden nötronlar ile hedef çekirdek arasında kinetik enerji korunmaz.

#### 3) Nötronların Çekirdek tarafından tutulması $(n, \gamma)$

Hedef çekirdeğin üzerine gelen nötron çekirdeğin içine girebilir ve onunla birleşerek bombardıman edilen atomun yeni bir izotopunu meydana getirebilir. Örneğin alüminyumun nötronlarla bombardıman edildiğini varsayalım.



T=2.2414 dk

Bu etkileşimde gama ışınlarının meydana gelmesi çekirdeğin reaksiyon sonucunda eksite bir halde kaldığını ve enerjisinin fazlasını gama ışınları şeklinde yaydığını ifade eder. Meydana gelen izotopun kütle numarası bir birim büyüktür. Meydana gelen izotop uyarılmış durumda ise ikinci bir bozulma sonucunda kararlı bir çekirdek haline gelir.

#### 4) Filyon tepkileşmeleri ( $n, f$ )

$Z > 30$  olan bütün çekirdekler üzerine gönderilen belirli bir kinetik enerjiye sahip olan nötronlarla bombardıman edildiğinde hemen hemen eşit atom numaralarına sahip iki parçaya bölünebilirler. Bu bölünme esnasında bir miktar  $\bar{\nu}, \gamma$  fotonu, nötrino ve nötronda açığa çıkar.

#### 5) Yüklü parçacık yayımlanmasına sebep olan nükleer tepkileşimler ( $n, p$ ), ( $n, d$ ), ( $n, t$ ), ( $n, \alpha$ ), ( $n, \alpha p$ )

Bunlar nötron enerjisine bağlı olarak meydana gelebilecek ( $n, p$ ), ( $n, d$ ), ( $n, t$ ), ( $n, \alpha$ ), ( $n, \alpha p$ ), tepkileşimleridir. Bu tepkileşimler sonucu oluşan çekirdekte uyarılmış durumda olabileceğinden tekrar bozularak ( $\beta^-, \beta^+$  gibi) stabil duruma geçer.

### 2.3.1 Nötron aktivasyon yöntemiyle nötron akısının belirlenmesi

Nötronlarla ışınlanan, özel seçilmiş (standart) bir hedef malzemedan tepkileşim sonucunda radyoaktif çekirdekler meydana geliyorsa, bu aktivite belirlenerek nötron akısı dolaylı olarak belirlenebilir. Bu yöntemle nötron aktivasyon yöntemi denir. Bu yöntemin uygulanmasında, öncelikle, hedef olarak bir standart malzeme ile uygun bir nükleer reaksiyon seçilir. Hedef malzeme ışınlama için uygun şekle (toz, palet gibi) getirilir. Belli enerjideki nötronlar ile ışınlanan hedef malzeme içinde meydana gelen radyoizotopların enerji fazlalığından kurtulmak için yayınladığı gamalarının sayımı yapıldıktan sonra sayım sonuçları analiz edilir.

Hedef malzemenin seçimi çok önemlidir. Bombardımanda kullanılacak nötronların enerjisinde nötron tepkileşim kesiti büyük olan ve çok iyi bilinen bir malzeme seçilmelidir. Aynı zamanda tepkileşim sonunda ortaya çıkacak ürün çekirdek, basit bozunum şemasına ve yeterince uzun yarılanma süresine sahip olmalıdır. Gama spektrumundaki çizgilerde bir girişim oluşmaması için tek izotoplu bir elementin seçilmesi daha uygundur. Diğer bir dikkat edilmesi gereken özellik de seçilen malzemenin yüksek kimyasal saflıkta olması gerektiğidir.

Uygun bir nükleer reaksiyon seçiminde ise ; yüksek aktivitenin uygun bir ışınlama süresinde meydana gelmesi, üretilen radyoizotopun uygun bir yarı ömre sahip olması ( $T > \text{min}$ ), radyoizotop tarafından yayılan radyasyon tipinin ve enerjisinin büyük sayım güçlükleri sunmaması ve bu reaksiyonunda minimum sayıda müdahale ile gerçekleştirilebilmesi gibi göz önüne alınması gereken durumlar vardır.

Bazen aynı radyoizotop için birden fazla reaksiyon kanalı söz konusu olabilir. Örneğin hızlı nötronlar ile bombardıman edilen Alüminyum üç farklı reaksiyona uğrayabilir.



Bunlar içinde  $(n, \gamma)$  tepkileşimi çoklu element analizinde en çok kullanılan bir reaksiyondur. Genelde  $(n, \gamma)$  tepkileşiminin tesir kesiti termal nötronlarda hızlı nötronlardan daha yüksektir.  $(n, \alpha)$  ve  $(n, p)$  nötron etkileşimleri ise, birkaç  $(n, \alpha)$  ekzotermik reaksiyonu dışında eşik nötron enerji değerleri gerektiren hızlı nötronlarla meydana gelen reaksiyonlardır. Bu yüzden eğer hızlı nötronlar ile çalışılacaksa genellikle  $(n, \alpha)$  veya  $(n, p)$  reaksiyonları seçilir.

Çizelge 2.1  $^{27}\text{Al}$  için meydana gelebilecek tepkileşimler (Karlsruher, 1974)

	$^{28}\text{P}$ $(\alpha, 3n)$	$^{29}\text{P}$ $(\alpha, 2n)$	$^{30}\text{P}$ $(\alpha, n)$
	$^{27}\text{Si}$ $(p, n)$		
$^{25}\text{Al}$ $(n, 3n)$	$^{26}\text{Al}$ $(n, 2n)$ $(\gamma, n)$	$^{27}\text{Al}$ hedef çekirdek	$^{28}\text{Al}$ $(n, \gamma)$ $(d, p)$
			$^{27}\text{Mg}$ $(n, p)$
	$^{24}\text{Na}$ $(n, \alpha)$ $(n, n\text{He}^3)$	$^{25}\text{Na}$ $(n, \text{He}^3)$ $(n, pd)$	

Sabit bir  $\Phi$  akısı ile ışınlanan, kütlesi  $m$  olan  $d$  kalınlıklı malzeme içinde, birim zaman ve birim yüzeyde meydana gelen tepkileşim sayısı;

$$R = \Phi[1 - \exp(-\sigma \cdot n' \cdot d)] \quad (2.4)$$

Bağıntısıyla verilir. Burada  $\sigma$ ,  $E_n$  nötron enerjisindeki tepkileşim kesitini (olasılığını) göstermektedir.  $n'$  ışınlanan malzemenin birim hacmindeki hedef atomlarının sayısını göstermektedir. Genelde  $(\sigma \cdot n' \cdot d) \ll 1$  olduğundan ışınlanan tüm malzeme için (2.4) bağlantısı

$$R = \Phi \sigma (N_A / A) h.G = \Phi \cdot \sigma \cdot n_0 \quad (2.5)$$

Şeklinde yazılabilir.

$$n = \frac{m \cdot N_A \cdot h}{A}; \text{ ışınlanan malzeme içindeki hedef çekirdek sayısı}$$

$G$ ; ışınlanan elementin net ağırlığı (g)

$N_A$ ; Avogadro sayısı ( $6,022045 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$ )

$A$ ; hedef çekirdeğin atom ağırlığı (g/mol)

$h=h(A,Z)$ ; ışınlanmış malzeme içindeki tepkileşime giren izotopun doğal zenginliğidir.

Eğer  $t$  anındaki radyoaktif ürün çekirdeklerin sayısı  $N(t)$  ise ve birim zamanda birim yüzeyde meydana gelen tepkileşim sayısının ışınlama süresi boyunca değişmediği varsayılırsa  $\lambda$  bozunma sabitini göstermek üzere,  $dt$  süresi içinde bozunan  $dN(t)$  çekirdek sayısı, yani, çekirdek sayısının birim zamandaki değişim hızı;

$$\frac{dN(t)}{dt} = R - \lambda N(t) \quad (2.6)$$

diferansiyel denkleminin çözümünden , ışınlamanın herhangi bir  $t$  anındaki radyoaktif çekirdek sayısı;

$$\lambda_0 \equiv \Phi \cdot \sigma \quad (2.7)$$

tanımı ile,

$$N(t) = [(n_0 \lambda_0) / (\lambda - \lambda_0)] [\exp(-\lambda_0 t) - \exp(-\lambda t)] \quad (2.8)$$

olarak elde edilir. Burada  $\lambda_0$  küçük bir sayı olduğundan, bu eşitlik;

$$N(t) = n_0 \sigma \phi \left( \frac{1}{\lambda} \right) [1 - \exp(-\lambda t)] \quad (2.9)$$

şeklinde yazılabilir.

$T_1$  , ışınlanma süresini ;  $T_b$  , ışınlanmanın bitiminden sayımın başlangıcına kadar geçen bekleme süresini ;  $T_s$  ise, sayım süresini saniye cinsinden göstermek üzere

$$\Phi = \frac{P(E_\gamma)}{(N_A / A) Gh \sigma(E_n) f \Omega \epsilon(E_\gamma) Z} \quad (2.10)$$

şeklinde bulunur. Burada

Deney koşullarının da (dedektör verimi, ölçme katı açısı vs.) ifadeye eklenmesi ile ışınlanan örnek hacmi içinde ortalama nötron akısı

$$\Phi = \frac{P(E_\gamma)}{(N_A / A) m h \sigma(E_n) f \Omega \epsilon(E_\gamma) Z} \quad (2.11)$$

şeklinde bulunur. Birimi nötron/s.cm<sup>2</sup> olarak gösterilir. Burada,

$$Z \equiv \frac{1}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t_1}) (e^{-\lambda t_b}) (1 - e^{-\lambda t_s}) \quad (2.12)$$

süreler saniye cinsinden olmak üzere, zaman faktörünü göstermektedir. Ayrıca

$P(E_\gamma)$ ;  $t_s$  sayım süresi sonunda ölü zaman düzeltmesi yapılmış spektrumda  $E$  enerjisindeki fotonlar a ait net fotopik (TET: tüm enerji tepesi) alanı

$f$ ;  $E$  enerjisindeki fotonların toplam bozunumundaki oranı

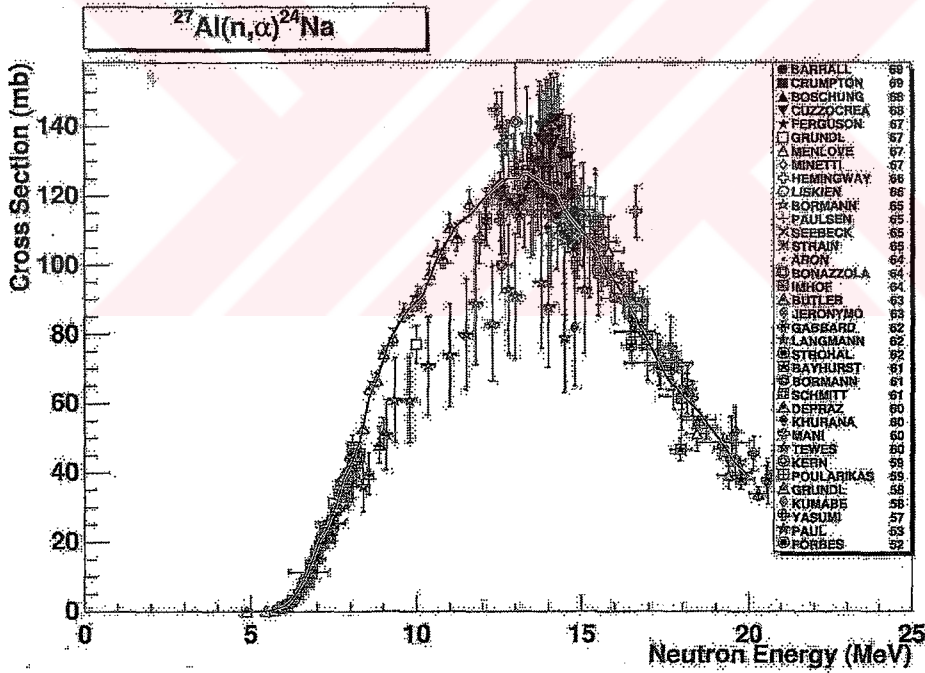
$\Omega$  ; ışınlanan örnek hacmi içerisinde gamaların soğurulmasını da içeren sayım katı açısı

$\varepsilon(E_\gamma)$ ;  $E$  enerjisindeki fotonlar için gama sayım sisteminin mutlak TETverimini gösterir

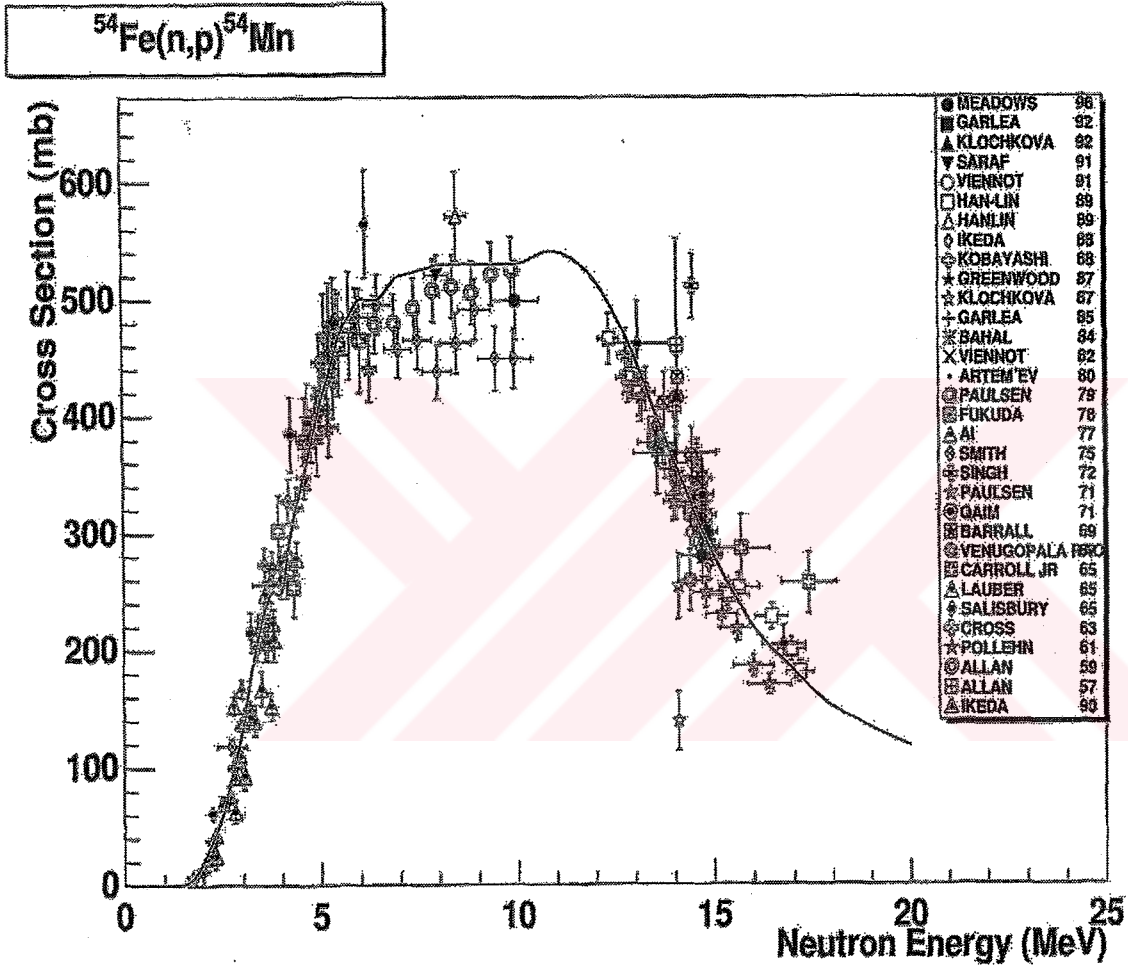
### 2.3.2 Değerlendirilmiş nükleer data kütüphanesi

Birçok nötron-çekirdek etkileşimine göre ait nükleer data ENDF/B V (Evaluated Nuclear Data Files) (<http://www.iaea.org/>) data dosyaları olarak kullanıma açık tutulmaktadır. Bizim çalışmamız içinde kullanılacak olan nötron tepkileşimi datası ENDF/B V ' dan alınmıştır ve şekil 2.6-şekil 2.10 kullanılan reaksiyon tesir kesitlerini göstermektedir.

Şekil 2.11-şekil 2.13 bu çalışma kapsamında n-Th datası olarak kullanılmışlardır.

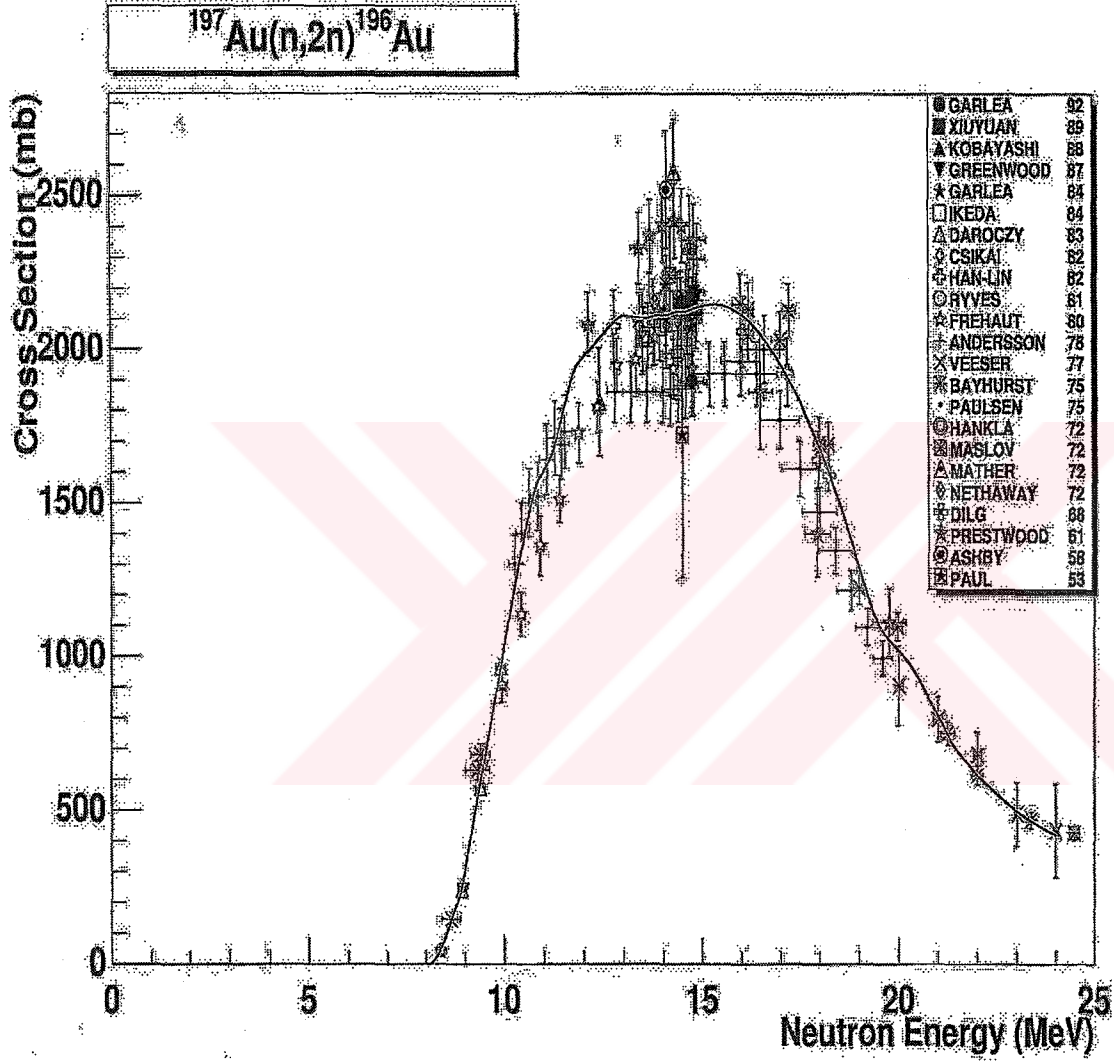


Şekil 2.6 Nötron tepkileşim datası  $^{27}\text{Al}(n, \alpha)^{24}\text{Na}$  için

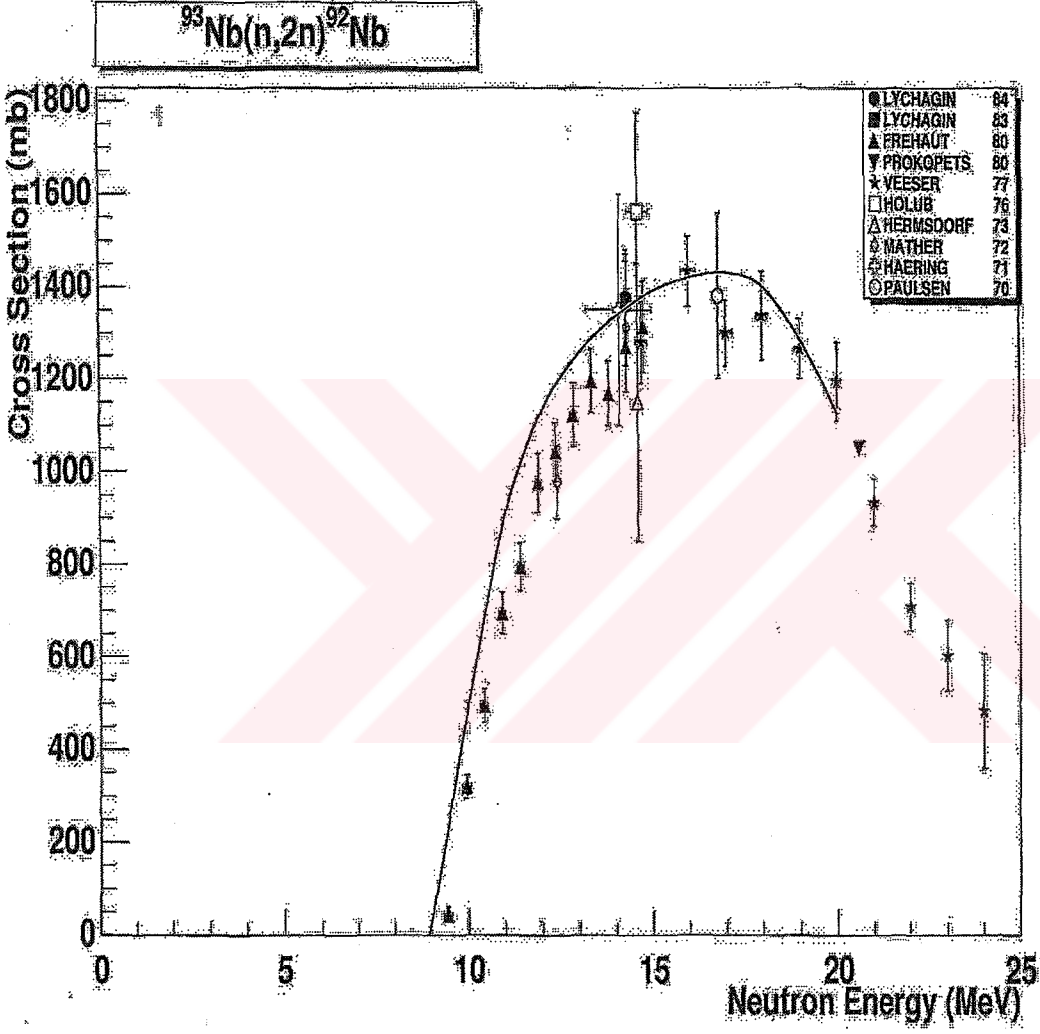


Şekil 2.7 Nötron tepkileşim datası  $^{54}\text{Fe}(n,p)^{54}\text{Mn}$  için

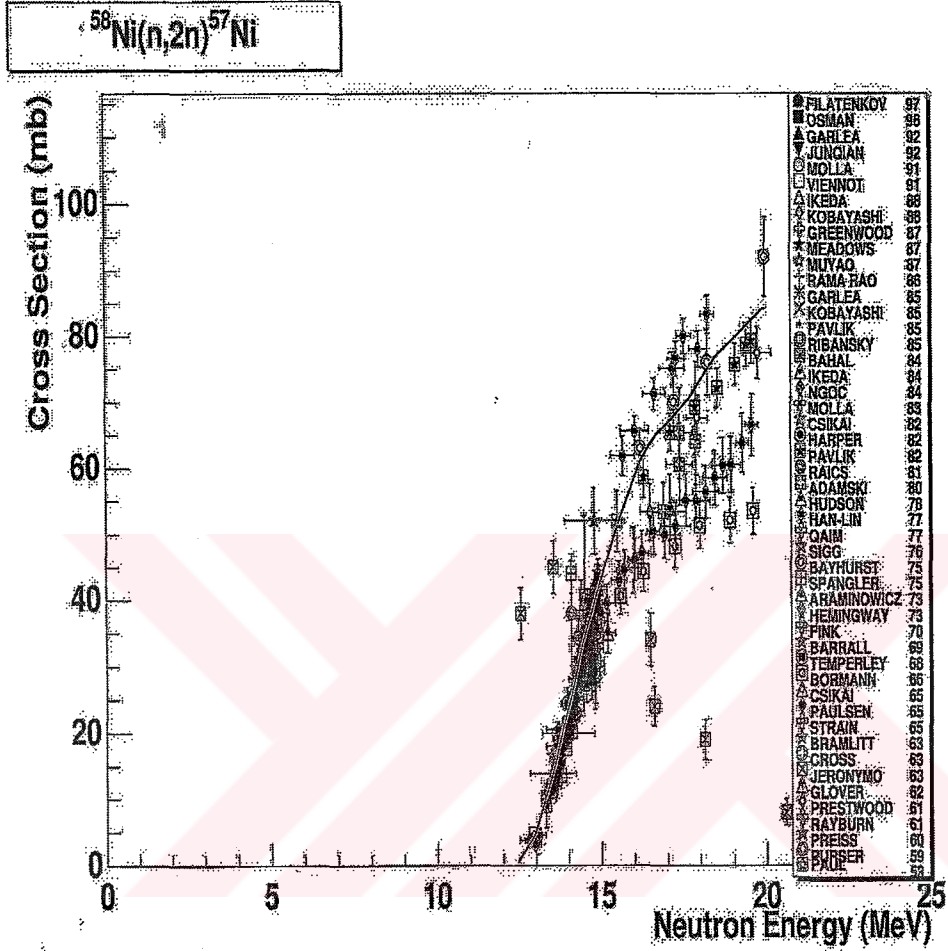




Şekil 2.8 Nötron tepkileşim datası  $^{197}\text{Au}(n,2n)^{196}\text{Au}$  için

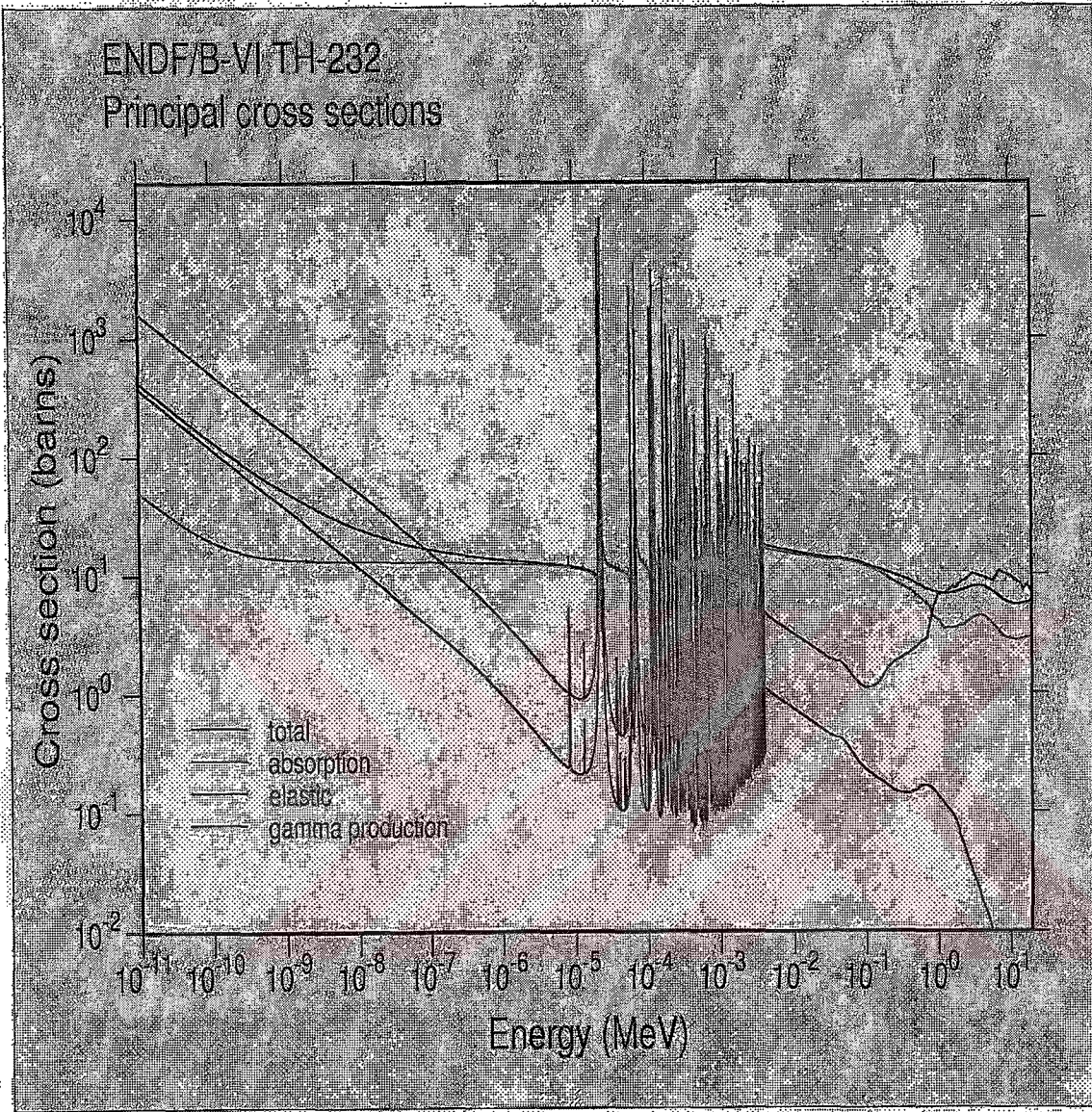


Şekil 2.9 Nötron tepkileşim datası  $^{93}\text{Nb}(n,2n)^{92}\text{Nb}$  için



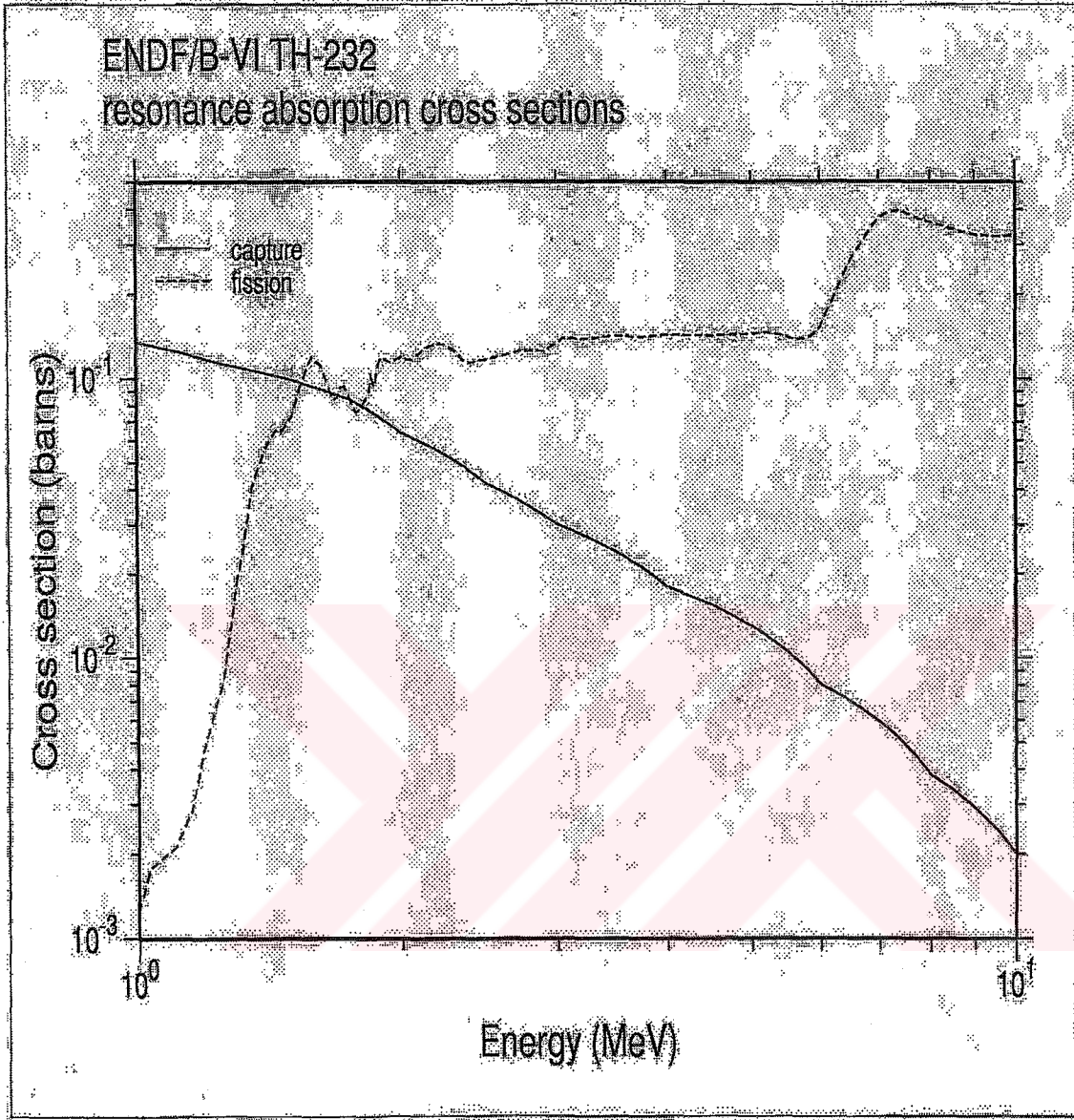
Şekil 2.10 Nötron tepkileşim datası  $^{58}\text{Ni}(n,2n)^{57}\text{Ni}$  için



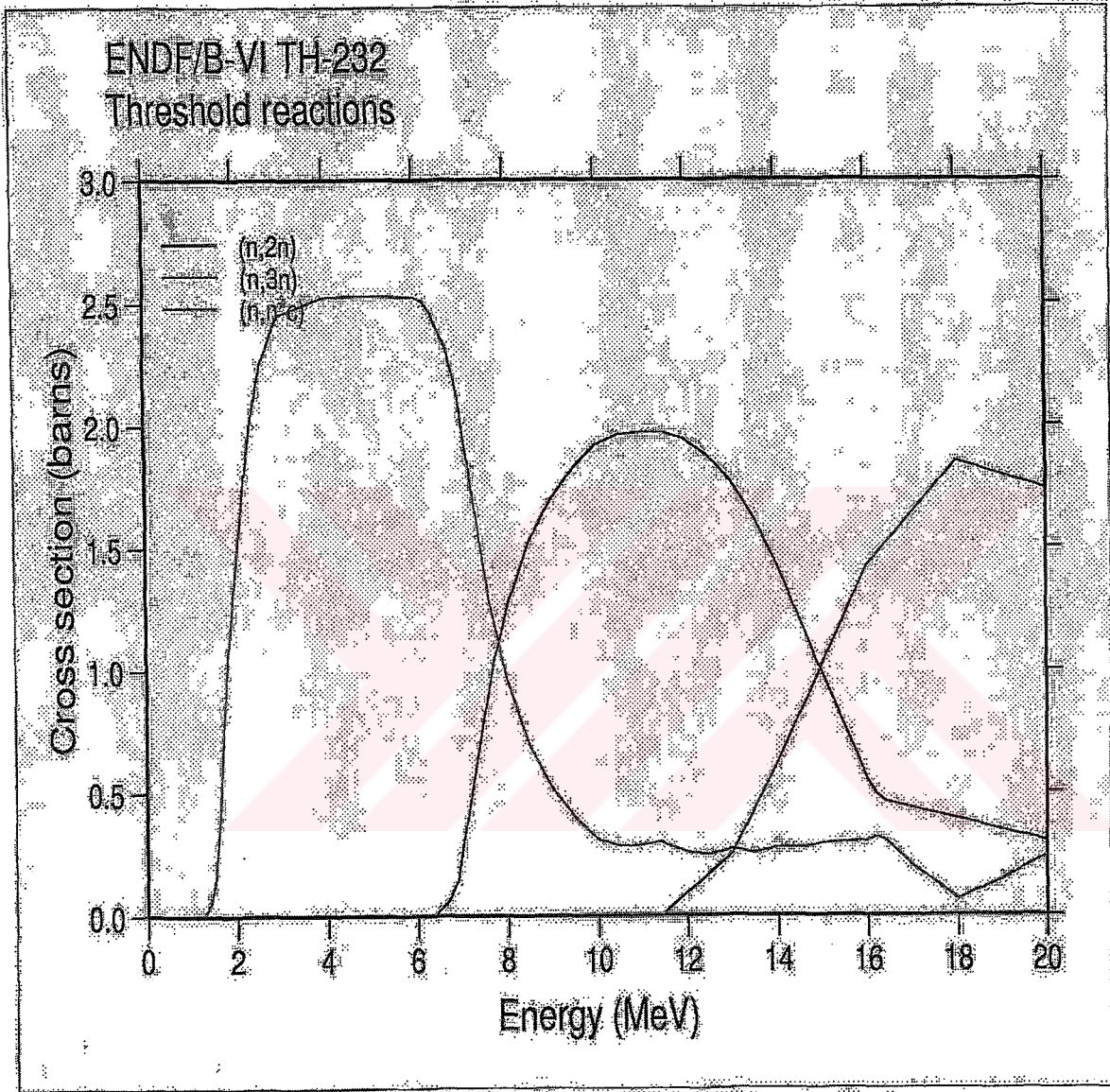


Şekil 2.11 Toryum hesaba katıldığında (1)





Şekil 2.12 Toryum hesaba katıldığında (2)



Şekil 2.13 Toryum hesaba katıldığında (3)

### 2.3.3 Işınlama süresince nötron akısındaki değişimlerin hesaba katılması

Nötron akısının tüm ışınlama süresince sabit kaldığı kabul edilse de, ışınlama süresince rasgele değişimler göstermektedir. Hızlandırıcıda zamana bağlı olarak, yüksek gerilim biriminde gerilimin, ana hızlandırma biriminde vakumun, iyon kaynağında iyonlaşan parçacık sayısının ve soğutma ünitesinde sıcaklığın değişimler göstermesi ayrıca hedef malzemenin aktivitesinin değişmesi (trityum oksitlenmesi) gibi sebepler nötron akısındaki bu rasgele değişimlerin nedeni olabilir. Bu yüzden  $T_1$  ışınlama süresince ortalama bir nötron akısının belirlenmesine ihtiyaç duyulur ve  $(0, T_1)$  aralığında ortalama nötron akısı

$$\langle \Phi \rangle = \frac{1}{T_1} \int_0^{T_1} \Phi(t) dt \quad (2.13)$$

olarak ifade edilebilir.  $T_1$  ışınlama süresi,  $n$  tane küçük zaman aralığına bölünerek nötron akısının değişmez kabul edilebileceği  $\Delta t$  zaman aralığı alınırsa,

$$\Delta t = \frac{T_1}{n} \quad (2.14)$$

ışınlama süresinin  $k$  tane  $\Delta t$  zaman aralığı için (2.13) eşitliği

$$\langle \Phi \rangle = \frac{1}{T_1} \sum_{k=1}^n \Phi_k \Delta t \quad (2.15)$$

şeklinde de gösterilebilir ve  $k$ 'inci  $\Delta t$  zaman aralığında oluşan aktif çekirdek sayısı; ışınlamanın herhangi bir  $t$  anındaki aktif çekirdek sayısı 2.8 ifadesinden

$$N_k = \frac{n_0 \sigma \Phi_k}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t}), n_0 = \frac{m N_A h}{A} \quad (2.16)$$

ise,

$$N_k = \frac{n_0 \sigma \Phi_k}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t}) \quad (2.17)$$

olarak bulunur. Böylece  $k$  ıncı  $\Delta t$  zaman aralığında oluşan ve ışınlama bitiminde hala var olan aktif çekirdek sayısı  $N_k^*$  ile gösterilirse, tüm ışınlanma sonunda var olan aktif çekirdek sayısı

$$N^* = \sum N_k^* = \frac{1}{\lambda} n_0 \sigma e^{-\lambda t_1} (1 - e^{-\lambda \Delta t}) \sum_{k=1}^n \Phi_k e^{k \lambda \Delta t} \quad (2.18)$$

İfadesi ile tanımlanabilir. Işınlamanın bitiminden  $T_b$  bekleme süresi ve  $T_s$  sayım süresi boyunca ölçülen  $E$  enerjisindeki fotopik'in alanı

$$P(E_\gamma) = \Omega f \varepsilon(E_n) \int_{T_1+T_b}^{T_1+T_b+T_s} \lambda N^*(t) dt \quad (2.19)$$

olarak verilebilir. Bu ifadede  $N^*$  eşitliği yerleştirildiğinde

$$P(E_\gamma) = \frac{n_0 \sigma f \Omega \varepsilon(E_n)}{\lambda} [1 - e^{-\lambda \Delta t}] e^{-\lambda T_1} e^{-\lambda T_b} [1 - e^{-\lambda T_s}] \sum \Phi_k e^{k \lambda \Delta t} \quad (2.20)$$

haline dönüşür.



$M_k$  Nötron akı monitörü (NAM) sayımlarının nötron akısına lineer bağımlılığı göz önünde tutularak ( $M_k = \text{Sabit} \cdot \Phi_k$ ), 2.15 ve 2.20 bağıntıları oranlanırsa, akı için düzeltme faktörü,

$$D \equiv \left( \frac{\Delta t}{T_1} \right) \left[ \frac{e^{\lambda T_1} - 1}{1 - e^{-\lambda \Delta t}} \right] \left[ \frac{\sum_{k=1}^n M_k}{\sum_{k=1}^n M_k e^{k \lambda \Delta t}} \right] \quad (2.21)$$

tanımını ile, ortalama nötron akısı için aranan ifade

$$\langle \Phi \rangle = \frac{P(E_\gamma)}{(N_A / A) G h \sigma_f \Omega \varepsilon(E_\gamma) Z} D \quad (2.22)$$

Yukarıda sözü edilen düzeltmeler sırasında yapılan hatalar ve kullanılan nükleer verilerdeki belirsizlikler göz önüne alınırsa nötron akısının hesaplanmasında beklenen hata,

$$\left( \frac{\sigma_\Phi}{\Phi} \right)^2 = \left( \frac{\sigma_{P(E_\gamma)}}{P(E_\gamma)} \right)^2 + \left( \frac{\sigma_n}{n} \right)^2 + \left( \frac{\sigma_\sigma}{\sigma} \right)^2 + \left( \frac{\sigma_\varepsilon}{\varepsilon} \right)^2 + \left( \frac{\sigma_f}{f} \right)^2 + \left( \frac{\sigma_z}{z} \right)^2 + \left( \frac{\sigma_\Omega}{\Omega} \right)^2 \quad (2.24)$$

İfadesiyle verilebilir. Burada  $\sigma$ 'lar söz konusu büyüklüklerdeki belirsizlikleri gösterilmektedir (Yılmaz, 2003).

### 3. SİMULASYONU YAPILACAK DENEYSSEL SİSTEM

#### 3.1 Monte-Carlo esasları

Monte-Carlo metodu nötron veya foton gibi radyasyonun davranışını istatistiksel olarak hesaplayan bir süreçtir. Başlıca belirgin karakteri, deterministik veya transport metodlarından çok daha hassas hesaplamalara olanak sağlamasıdır. Bu metoda dayanan ve çok yaygın olarak kullanılan programların başlıcaları

(Morse., 1985), (Keno., 1997), (MCNP., 2000), (VIP., 2000)

olarak gösterilebilir.

Monte Carlo ile hesaplama tekniği, verilen bir problem için bir rastgele (random) süreç yapılandırılması ve nümerik deneylerin N-katlı önergeler ile yapılmasıdır. Bu örneklemeler rasgele sıralanmış sayılar ve ön tanımlı olasılık dağılımları kullanılarak gerçekleştirilir. Şekil 3.1 de bu çalışma kapsamında kullanılan örneklemelerin ve bu örneklemeler için kullanılan olasılık yoğunluk(PDF) ve kümülatif dağılım (CDF) fonksiyonları gösterilmektedir.

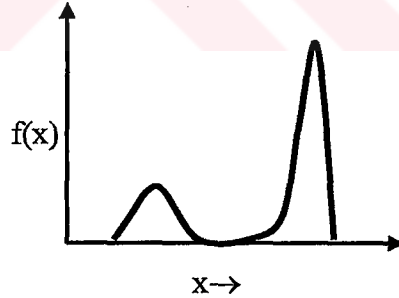
#### Olasılık Yoğunluk (PDF) ve Kümülatif Dağılım Fonksiyonları (CDF)

Olasılık Yoğunluk Fonksiyonu (PDF)

$$f(x), f(x)dx = P\{x \leq x' \leq x + dx\}$$

$$0 \leq f(x), \int_{-\infty}^{\infty} f(x)dx = 1$$

$$\text{Olasılık } \{a \leq x \leq b\} = \int_a^b f(x)dx$$



3.1a

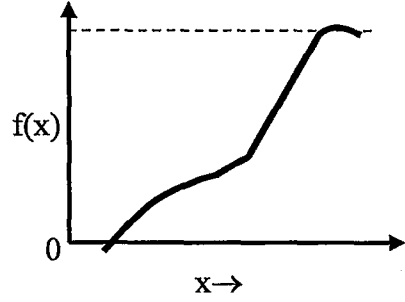
### Kümülatif Yoğunluk Fonksiyonu (CDF)

$$F(x) = \int_{-\infty}^x f(x') dx' = P\{x' \leq x\}$$

$$0 \leq F(x) \leq 1$$

$$0 \leq \frac{d}{dx} F(x) = f(x)$$

$$\int_a^b f(x') dx' = P\{a \leq x \leq b\} = F(b) - F(a)$$



3.1b

### Direk örnekleme (CDF ' lerin direk tersinin alınması)

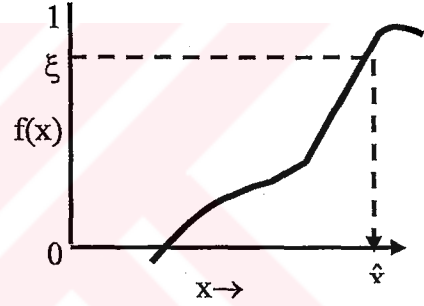
**Direk sonuçlar :**

$$\hat{x} \leftarrow F^{-1}(\xi)$$

#### Örneklenen Prosedür

$\xi$  Üret

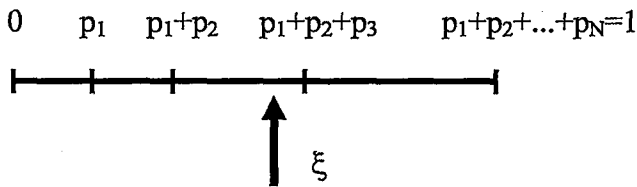
$F(\hat{x}) = \xi$  olacak şekilde  $\hat{x}$  i belirle.



3.1c

### 3.2 Belirli bir kesikli dağılımdan gelen örnekleme

Verilen  $f(x) = p_i$  ve  $\sum_i p_i = 1, i = 1, 2, \dots, N$

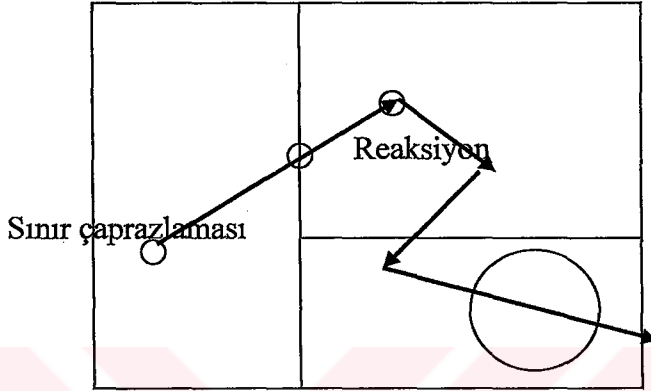


ve  $0 \leq \xi \leq 1$ , sonra  $P(x = x_k) = p_k = P(\xi \in d_k)$  or

$$\sum_{i=1}^{k-1} p_i \leq \xi < \sum_{i=1}^k p_i$$

Şekil 3.1 Örnekleme için kullanılan olasılık yoğunluk ve kümülatif dağılım fonksiyonu

psödo-parçacıkların bilgisayarın 3x boyutlu sanal uzayında parçacık ve çekirdekler arasındaki fizik kanunlarına uyumlu rasgele yürüme hareketini şekil 3-2 de göstermektedir. Burada parçacığın hareketi fizik kanunlarını istatistiksel olarak sağlayan rasgele sayılar kullanımı ile belirlenmektedir. Bu rasgele yürüme (Random Walk) adı verilir.



Şekil 3.2 :Parçacıklar için rasgele yürüyüş

### 3.3 Rasgele Yürüme Olayında Göz önüne Alınan Olaylar

#### 1. Parçacık Üretimi

Parçacıkların belli özelliklere sahip uzay, zaman ve enerjileri ile cinslerinin seçimi olasılık yoğunluğuna göre seçilir ve rasgele yürüme başlatılır.

#### 2. Parçacığın Uçuşu

Parçacığın enerjisi uzaydaki çekirdekler ile yapılan çarpışmalar dışında değişikliğe uğramaz. Bir çarpışmadan diğerine kat edilecek mesafeler, parçacığın uçuşu yaptığı malzemeyi oluşturan çekirdeklere ait tepkileşim olasılıkları kullanılarak istatistiksel olarak belirlenir. Burada mesafenin olasılık yoğunluğu fonksiyonu  $p(x)$ ,  $x$  çarpışmaya olan mesafe  $\Sigma_t$ , mikroskopik tesir kesiti olmak üzere

$$p(x)dx = \sum_t e^{-\Sigma_t x} dx. \quad (3.1)$$

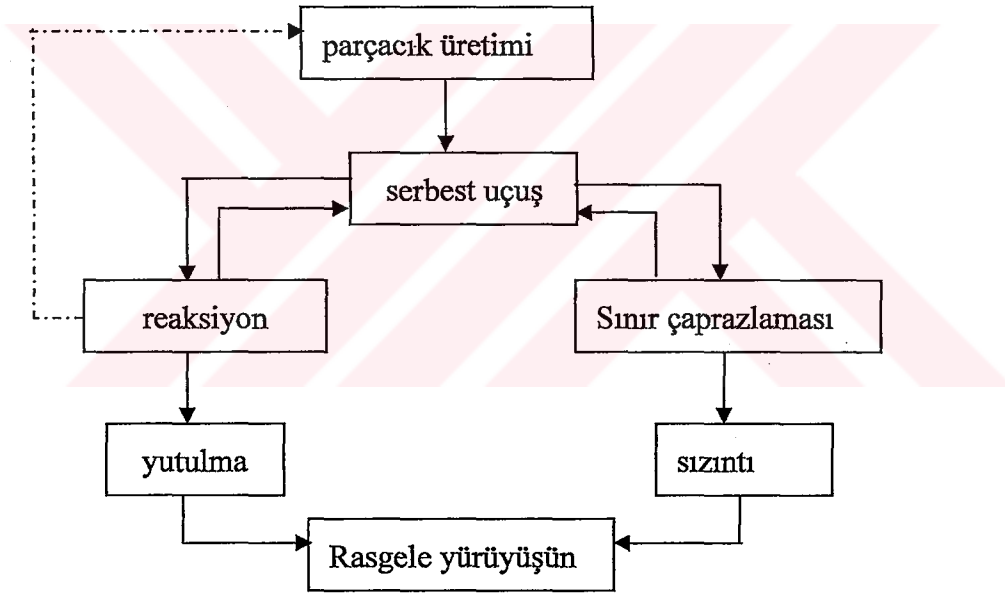
kerneli ile verilir.

### 3. Olay Bölgesi Aranması

Genelde parçacık farklı özelliklere sahip bölgelerde geçer. Bu durumlarda uzayın yeniden düzenlenmesi gerekir ve parçacığın uçuşu yeni koşullara göre belirlenir.

### 4. Çekirdek ile tepkime (reaksiyon)

Parçacık bir çekirdek ile çarpıştığında, parçacık enerjisi ve uçuş yönü ilgili reaksiyon kanalının tesir-kesitine bağlı olan dağılımına göre değişir. Bir yutulma olayı durumunda ise rasgele yürüme sonlandırılır.



Şekil 3.3. Bir parçacığın rasgele yürüme süreci şematik olarak verilmektedir.

Bu çalışmada simülasyonlar 3 genel süreci kapsamaktadır.

### 3.4 Döteron-Döteryum / Döteron-Trityum reaksiyonları ile nötron üretimi:

Bu çalışma çerçevesinde incelenecek olan alt-kritik düzeneği besleyen Nötron Üretici, döteron iyonlarının hızlandırılarak bir Trityum hedef üzerine gönderilmesi ile oluşturulan  ${}^2\text{H}({}^3\text{H},n){}^4\text{He}$  reaksiyonu ile çalışmaktadır. İyonların hızlandırılması işlemi bir düşük enerjili hızlandırıcı ile gerçekleştirilir. Bu süreç içinde üç temel etken üretilen nötronların enerjilerini etkileyebilir. Bunlar ilki iyon kaynağının çalışma ilkesinden ve koşullarından kaynaklanır. İdeal olarak, RF kaynağında döteryum gazının tam olarak iyonize olması beklenir. Bununla birlikte en iyimser koşullarda bile Atomik/moleküler oran %10 dan daha iyi olamaz ve RF kaynağının durumuna ve kullanılma koşullarına göre %30 dan %50 kadar değerlerde bulunabilir. Dolayısıyla reaksiyona giren döteronların enerjileri hızlandırma geriliminin tam veya yarı enerji değerlerinde olabilir. İkinci etken ise hızlandırma gerilimindeki dalgalanmalardır. Bu etken reaksiyona giren döteronların enerjisinde dolayısı ile nötron enerjisinde dalgalanmalara yol açar. Üçüncü etken ise sözü edilen iki etkenin ortaklaşa yol açacağı huzme yarıçapındaki değişiktir. Bu etken özellikle yakın nötron ışınlama geometrisi kullanımında ihmal edilemeyecek kadar fazla olabilir.

Nötron üreten hedefler genelde, Bakır veya Molibdenyum plakalar üzerine kaplanmış olan titanyuma emdirilmiş trityum gazından oluşurlar ve Titanyum keV mertebesine enerjilerde hızlandırılan döteronlar girişkenliğine göre sonsuz bir kalınlığa sahiptir. Dolayısıyla reaksiyona giren döteronların enerjileri, Titanyum derinliğine bağlı olacaktır. böylece üretilen nötronlar, bu etkeninde katkısıyla tek enerjili olmak özelliklerinden uzaklaşırlar.

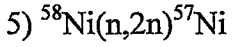
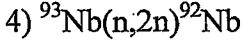
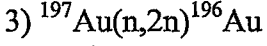
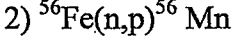
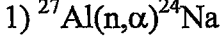
Göz önüne alınması gereken diğer bir etken ise Hızlandırılmış döteronların hedef üzerindeki birikiminden oluşan  ${}^2\text{H}({}^2\text{H},n){}^3\text{He}$  yığılım reaksiyonudur. Çok uzun ışınlama yapılması veya daha önce uzun ışınlalarda kullanılmış hedeflerin kullanımı durumunda d-d nötronları katkısı ihmal edilmeyecek kadar büyük olabilir.

Nötron enerjisini belirleyen diğer etken reaksiyon kinematiği nedeniyle ortaya çıkar. Nötronların reaksiyondan çıkış enerjileri çıkış açısına bağlıdır. Aşağıda bu çalışmada kullanılan kinematik parametreler ve reaksiyon kinematiğinin formülasyonu verilmektedir.

(Şekil 2.3 de gösterildiği üzere)

### 3.5. Eşik Foilleri ile Nötron tepkileşmeleri

İncelenmekte olan alt-kritik düzenek içindeki nötron enerji ve akı dağılımının belirlenmesi Aktivasyon diğer bir terimle Eşik foilleri kullanılarak yapılacaktır. Bu çalışma kapsamında kullanılması önerilen foiller ve ilgili reaksiyonlar aşağıda verilmiştir.



Kullanılması önerilen foillerin boyutları

Foil çapı: 1.0 cm

Foil kalınlığı : 0.1 cm

olarak alınmıştır.

Hesaplamlarda Nötron kaynak şiddeti olarak ( $10^9$  nötron) ve Işınlama süresi olarak 5 saat seçilmiştir. Nötron kaynak şiddeti için en kötümser tahmin yapılırken, ışınlama süresinin ÇANAEM-Fizik bölümü SAMES J-15 çalışma koşullarına göre gerçekçi olacağı düşünülmüştür.

Bu çalışmada sadece ışınlama sonrası elde edilecek foil aktivitelerinin tahmini gerçekleştirilmiştir. Bununla birlikte istenildiğinde bu aktivite değerleri unfolding kodları örneğin (SAND\_II. V.d., 1994) kullanılarak nötron akısı ve enerji spektrumu belirlenmesinde kullanılabilir. Foil aktiviteleri hesabı aşağıda verildiği gibi yapılmıştır.

Foil aktivitelerinin hesabı:

R: Toplam reaksiyon hızı

n: Foildeki toplam atom sayısı

$\phi$ : Nötron akısı [ $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ]

$\sigma$ : reaksiyon kesiti [ $\text{cm}^2$ ]

$$R = n \Phi \sigma$$

$$n = \frac{m}{M} N_A B \quad (3.2)$$

m: Foil kütlesi [g]

M: Atom Ağırlığı [g mol<sup>-1</sup>]

N<sub>A</sub>: Avogadro sayısı = 6.022x10<sup>23</sup> [molekül mol<sup>-1</sup>]

B: isotopik bolluk

Çizelge 3.1 Foil aktivite hesapları

Reaksiyon	Yarılanma Ömrü	E <sub>γ</sub> (keV)	I <sub>γ</sub> (%)	E <sub>th</sub> (MeV)
<sup>27</sup> Al(n,α) <sup>24</sup> Mg	15.03 saat	1369	100	3.2
<sup>56</sup> Fe(n,p) <sup>56</sup> Mn	257 saat	846	100	2.8
<sup>197</sup> Au(n,2n) <sup>196</sup> Au	6.18 gün	356	87	8.0
<sup>93</sup> Nb(n,2n) <sup>92m</sup> Nb	10.15 gün	934	100	8.8
<sup>58</sup> Ni(n,2n) <sup>57</sup> Ni	1.50 gün	127	17	12.4



Foillerin nötron enerji dağılımları nötron enerjilerinin foilin kaynaktan olan uzaklığına ve nötron çıkış açısına bağlı olarak değişeceğini biliyoruz. Şekil 3.4-şekil 3.5 bize bunları ifade etmektedir. Bu hesaplamalar yapılırken nötron enerjileri atomik hızının %70 olması durumu için hesaplanmıştır.

Şekil 3.6 da ise döteron hüzmesinin %70 atomik, %30 moleküler olması durumunda nötron enerji spektrumunun nasıl olacağı gösterilmektedir.

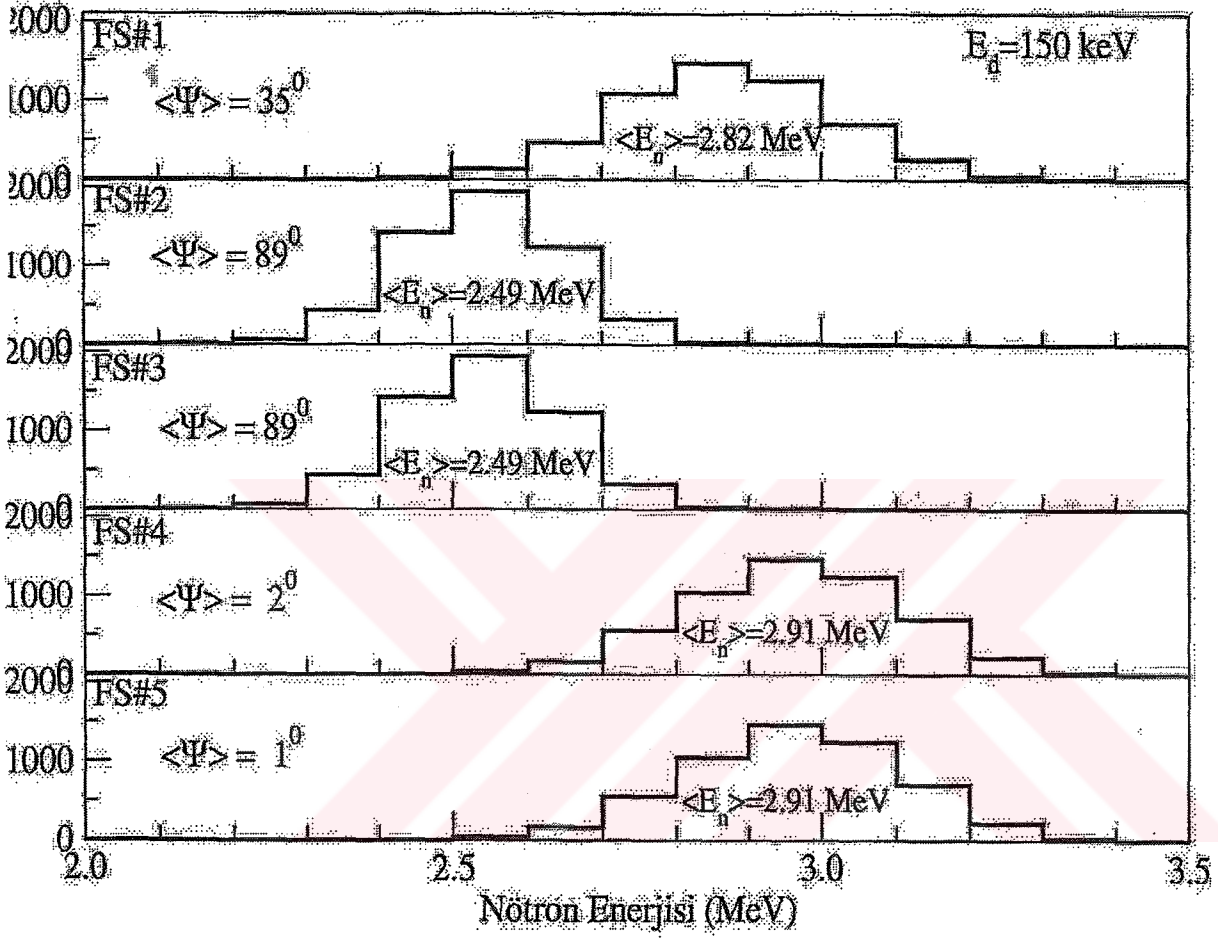
Şekil 3.7 bize, göze en fazla çarpan nötron kaynağından uzaklığın 5 mm' nin altında veya daha yakına konan foillerin çıkış açısının çok hızlı bir şekilde değiştiğini gösterir

Şekil 3.7 de söylediğimiz argümanlara dayanarak şekil 3.8 deki ortalama enerjinin nötron kaynağından uzaklıkla nasıl değişeceğini görebiliriz.

ENDF/B VI' dan alınan ve bu çalışma içinde kullanılan reaksiyon tesir kesitlerinin, nötron enerjisine bağlı değişimi ise şekil 3.9 da gösterilmektedir.

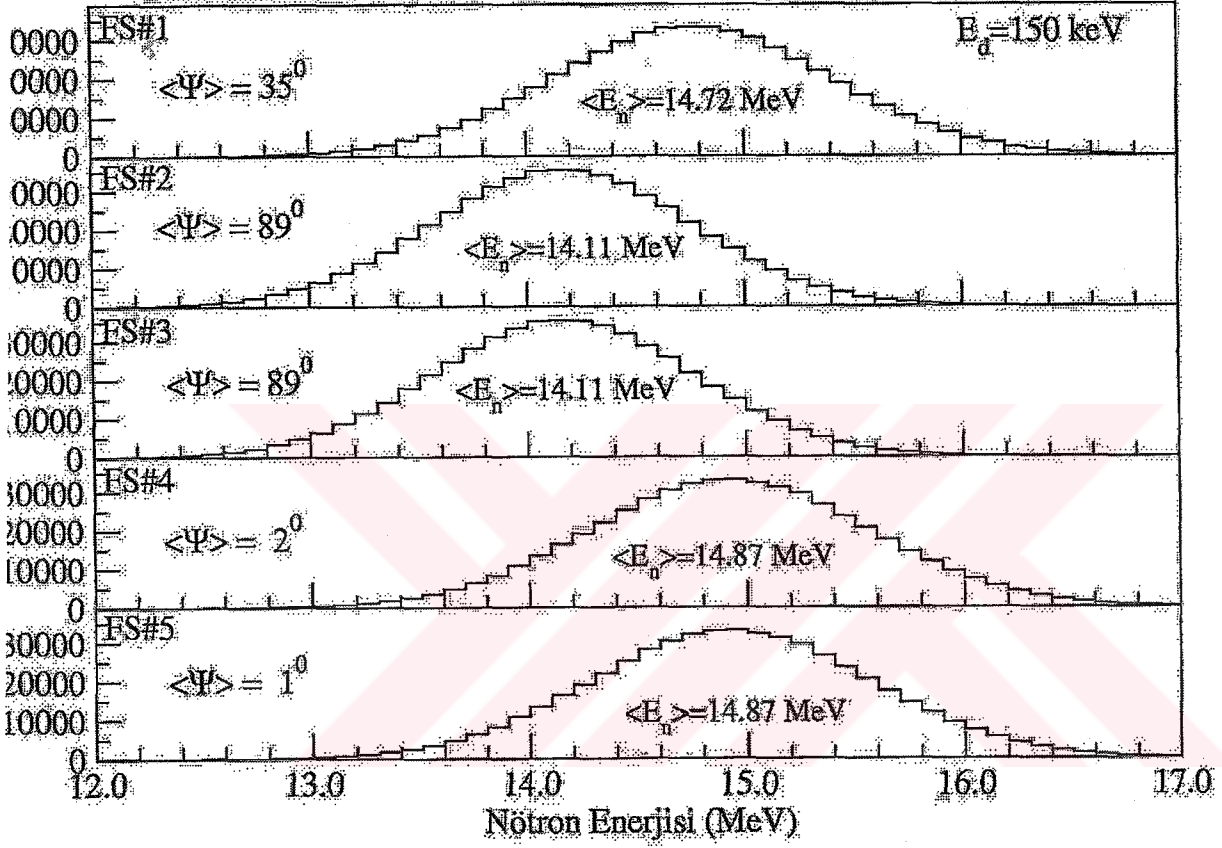
Belli ışınlama süreleri sonucunda kullanılan foillere ait aktivitelerin ne olduğunu, şekil 3.10-şekil 3.11-şekil 3.12 incelendiğinde görebiliriz.

Bütün bu hesaplamalar sırasında monte-carlo olarak bütün faktörler hesabın içine konulduğunda, d-t reaksiyonları ve d-d reaksiyonları için nötron enerjilerinin ne olduğu, nasıl değiştiği ve nasıl ortalama enerji içinde dalgalandığını şekil 3.13' e baktığımızda anlayabiliriz.

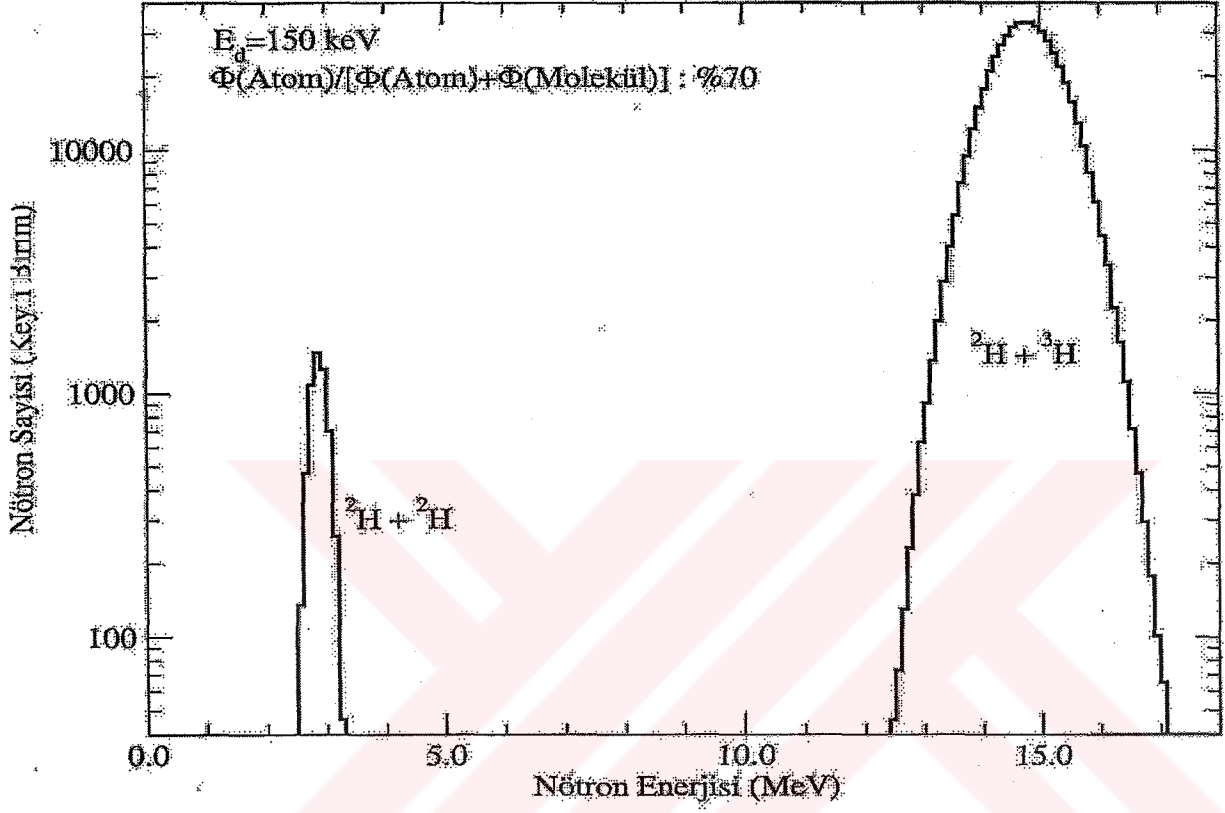


Şekil 3.4 Alt kritik düzeneğin foillerinin konumlarına bağlı değişimi (d-d reaksiyonu için)

P03-4

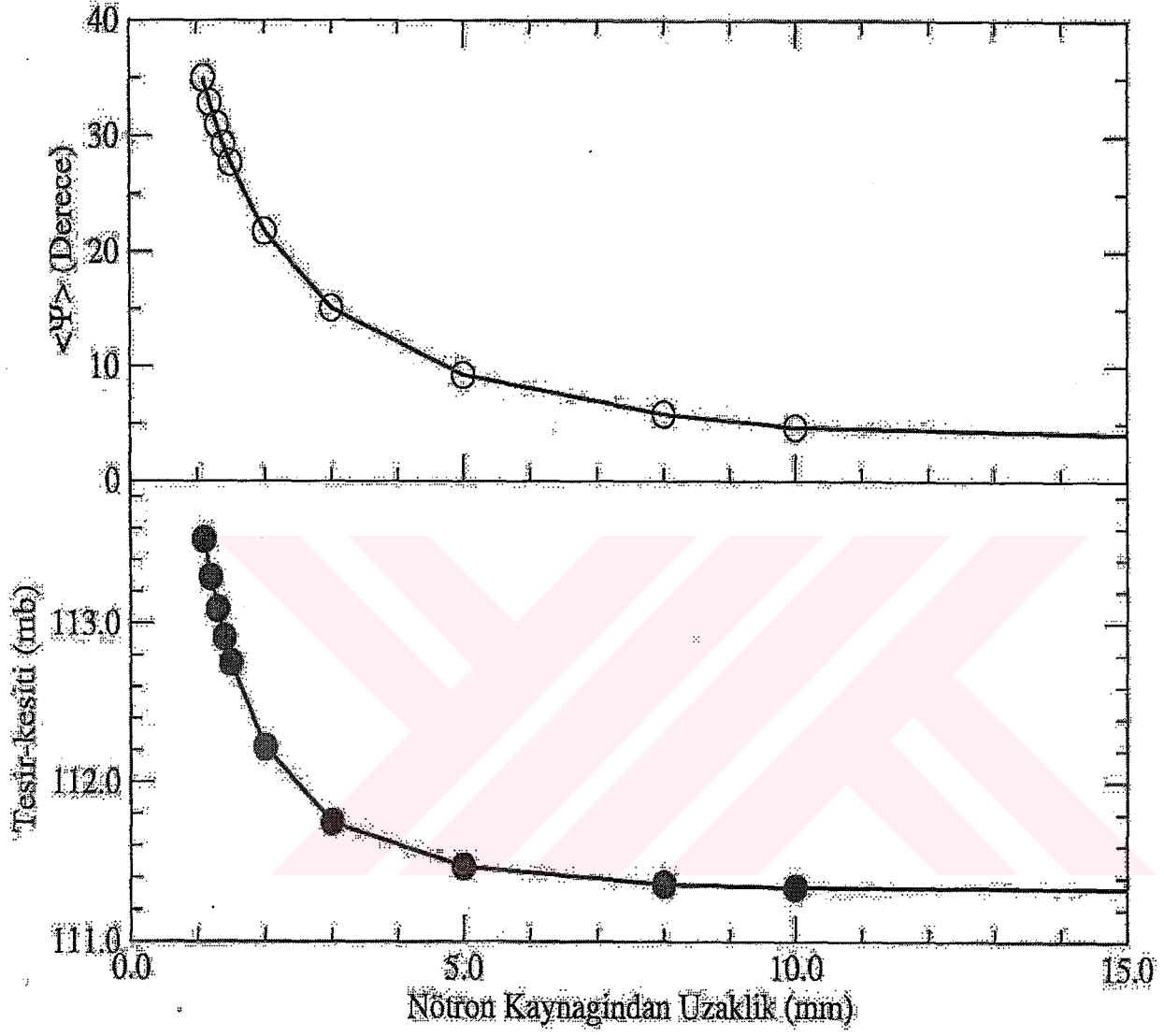


Şekil 3.5 Alt kritik düzeneğin foillerinin konumlarına bağlı değişimi (d-t reaksiyonu için)



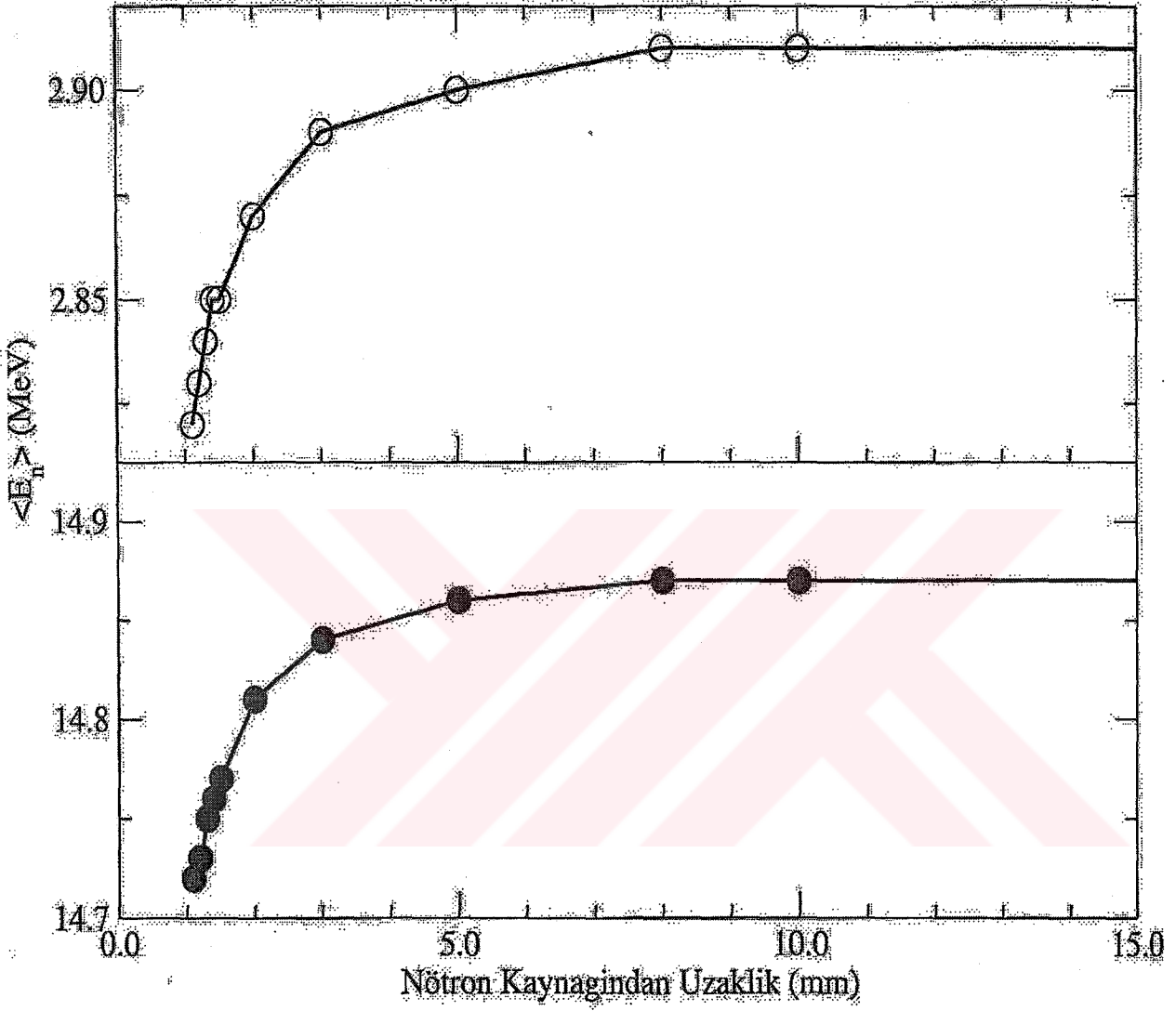
Şekil 3.6 Nötron enerji spektrumunun %70 atomik, %30 moleküler olması durumu

P00-6

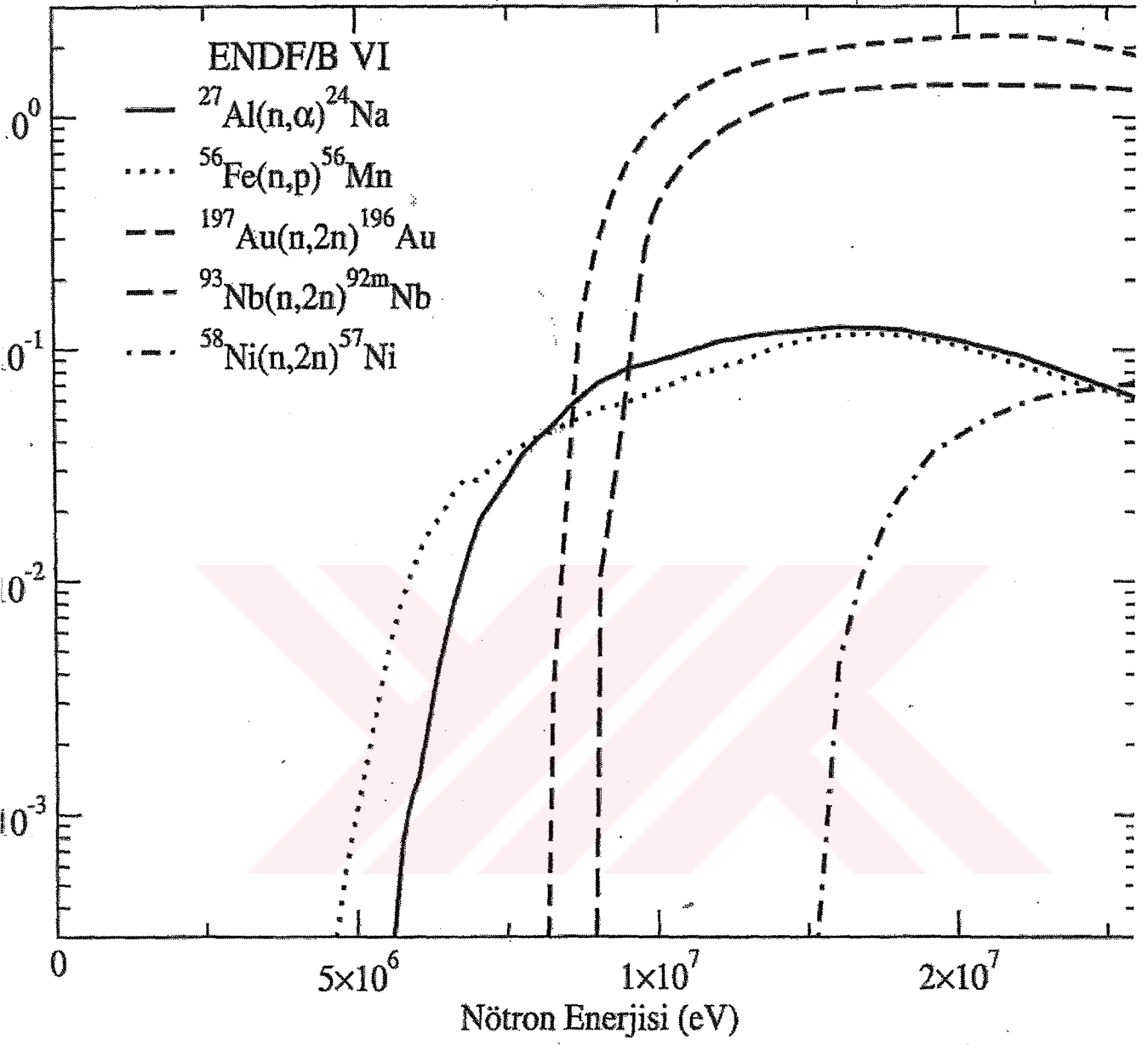


Şekil 3.7 Nötron kaynağından uzaklıkla, nötron çıkış açısının değişimi ve tesir kesitinin değişimi (Al için)

P33-7

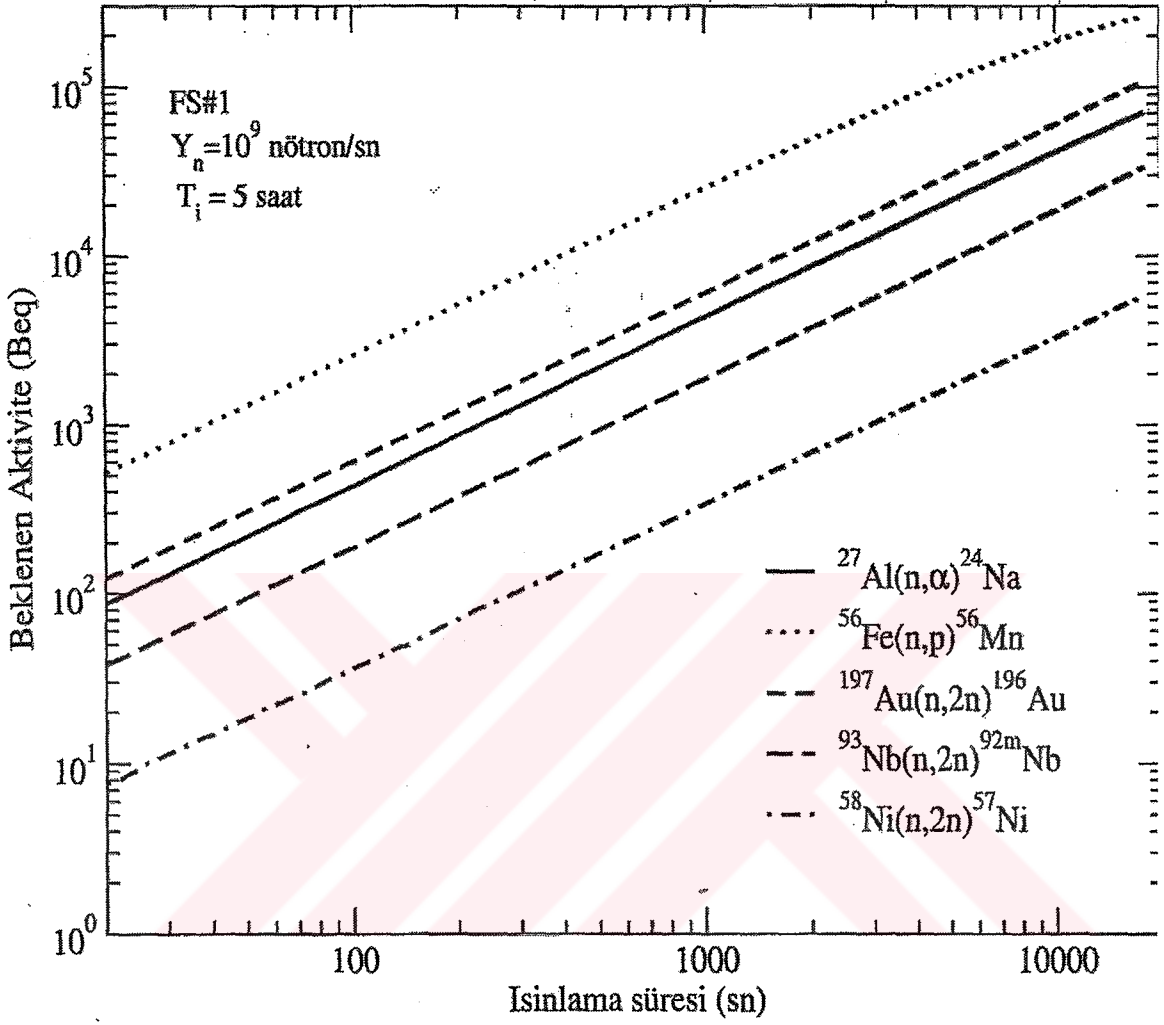


Şekil 3.8 Nötron kaynağından uzaklıkla ortalama enerjinin değişimi

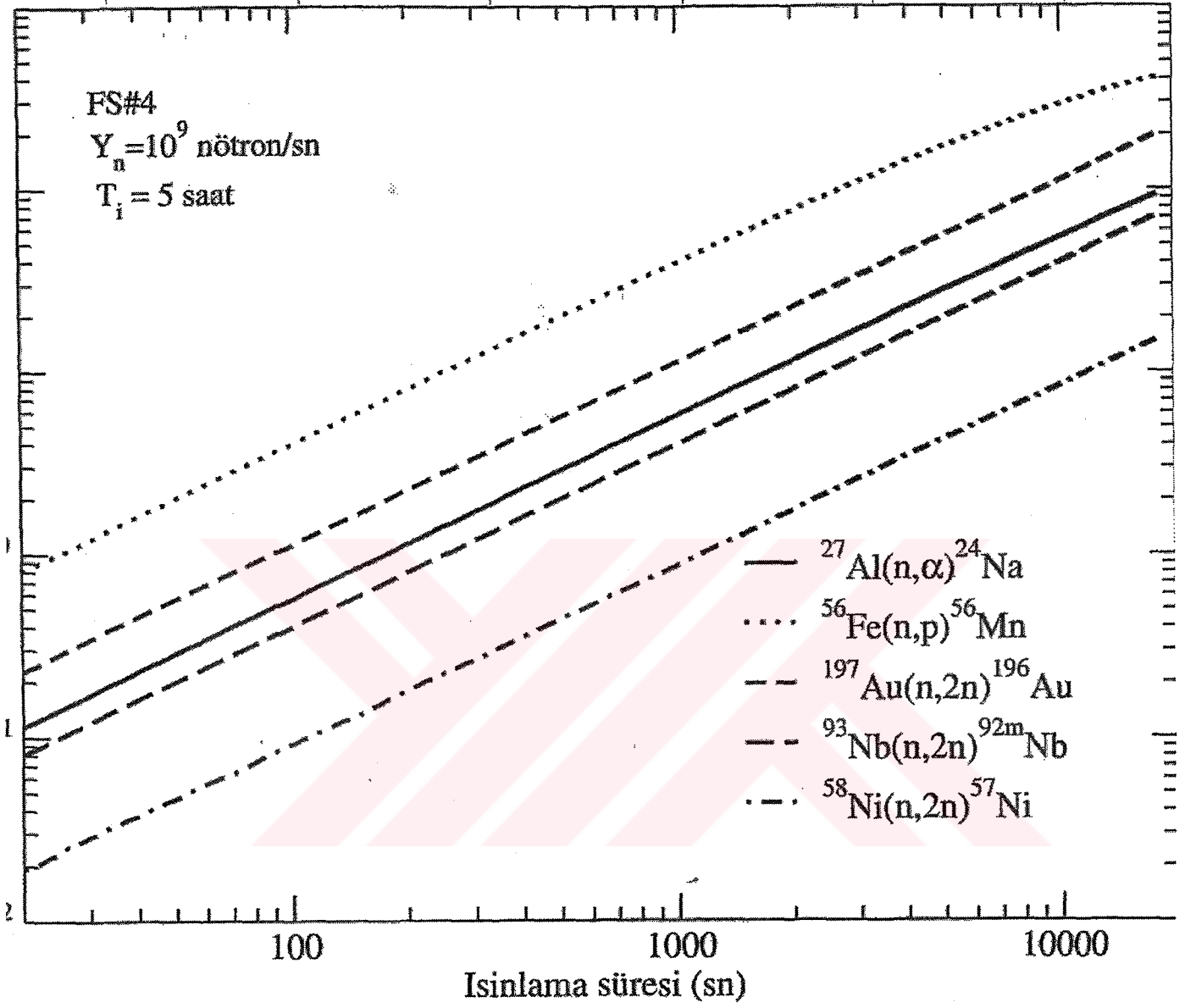


Şekil 3.9 Nötron enerjisinin tesir kesitine bağlı ifadesi

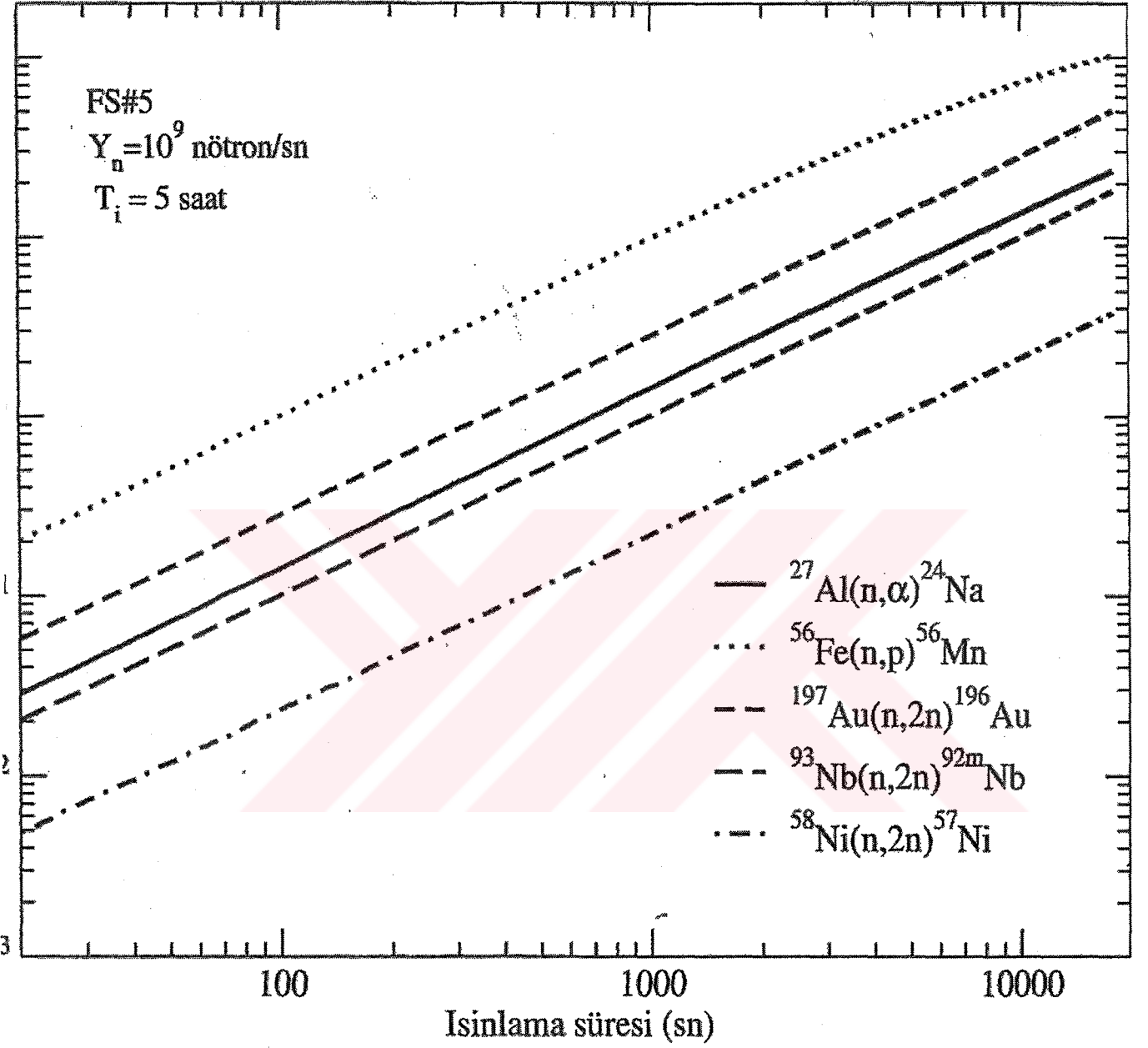




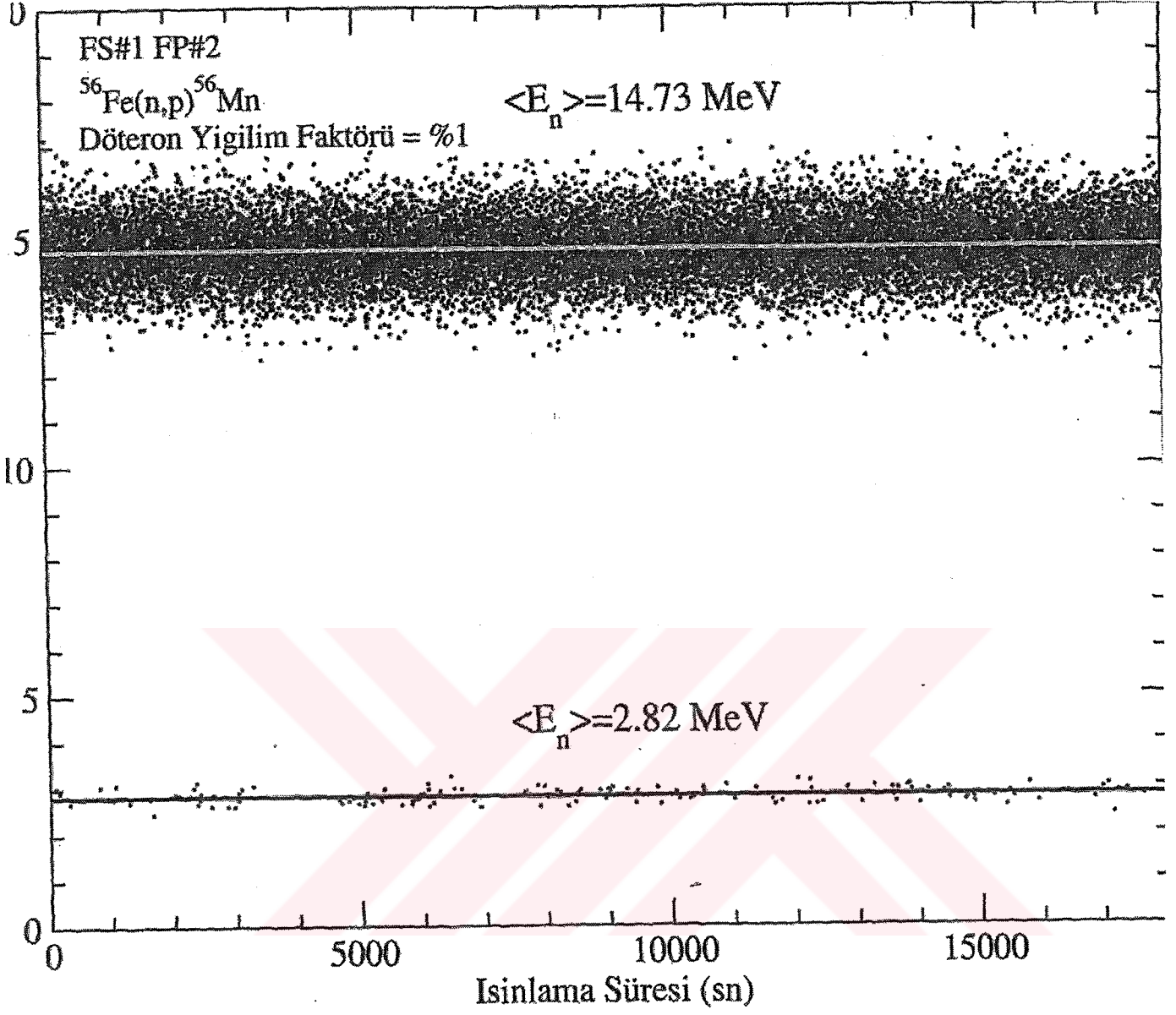
Şekil 3.10 Isinlanma süresinin beklenen aktiviteye bağlı olan gösterimi (FS=1 için)



Şekil 3.11 Isinlanma süresinin beklenen aktiviteye bağlı olan gösterimi (FS=4 için)



Şekil 3.12 Isınlama süresinin beklenen aktiviteye bağlı olan gösterimi (FS=5 için)



Şekil 3.13 Işınlama süresinde nötron enerjisinin d-d ve d-t reaksiyonları için gösterimi

### 3.6. Toryum ile Nötron Etkileşimleri:

Burada 5 reaksiyon kanalı incelenmiştir

#### 1) n-Th Fisyonu

$\bar{\nu}$  ortalama fisyon nötronları sayısı ENDF den örnekleme ve interpolasyonla elde edildi. Fisyon nötronlarının ortalama enerjileri ise yine ENDF den alınan Enerji bağımlı Spektrumlardan örneklendi. Bu basit analitik fonksiyon Watt spektrumu (Sampling, 2004 } olarak

$$W(a, b, E') = C * \text{Exp}[-a * E'] * \text{Sinh}[b * E']^{1/2}$$

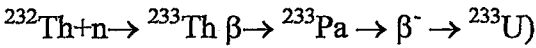
formunda verilir. Burada C normalizasyonu sağlayan katsayıdır ve

$$C = [\pi b / 4a]^{1/2} \text{Exp}[b / 4a] / a$$

Formundadır. a ve b katsayıları gelen nötron enerjisine göre bir izotoptan diğerine çok yavaş ve zayıf bağımlılıkla değişir. E' ise ikincil nötron enerjisidir.

#### 2) Nötron yakalanması

Bu reaksiyonun oluşması durumunda nötron izlenmesi sonlandırıldı. Bu reaksiyon ADS' lerdeki esas amaç olan fisil  $^{233}\text{U}$  üretimini gerçekleşmesini sağlar.



#### 3) Elastik saçılma

Elastik nötron saçılması gama-ışını üretiminden sonra en yüksek olasılığa sahip olan n-Th etkileşmesidir. Bu etkileşme ağır toryum çekirdeği ile olduğundan nötron enerjisinde büyük bir değişmeye yol açmaz. Bu çalışmada nötron-Th elastik saçılmasının kütle merkezi sisteminde (KMS) izotropik olacağı varsayılmış ve nötron saçılma açısı bu varsayımla, gelen nötron enerjisine bağlı olarak örneklendirilmiştir.

#### 4) n, 2n

Bu reaksiyon alt-kritik düzenekteki nötron bilançosunu etkileyecek ve  $^{231}\text{Th}$  üretecek bir reaksiyondur. Burada yayınlanan nötronlarında KMS'nde izotropik olarak dağılacakları

varsayılmıştır. Yayınlanan nötronların enerjileri kümülatif olasılık dağılımından örneklenmiştir.

### 5) n, 3n

Bu reaksiyonunda, alt-kritik düzenekteki nötron bilançosunu elastik saçılma ve n, 2n kadar etkileyecek bir süreç olmamasına karşın, incelenmiştir ve  $^{230}\text{Th}$  üretiminin tahmini için gereklidir. Burada da yayınlanan nötronlarında KMS'nde izotopik olarak dağılacakları varsayılmıştır. Yayınlanan nötronların enerjileri kümülatif olasılık dağılımından örneklenmiştir.

Nötron ışınlaması sırasında radyoaktif ortamların sayılarındaki değişme hızı :

$$\frac{dN}{dt} = R - \lambda N \quad (3.4)$$

N: radyoaktif atomların sayısı

$\lambda$  : bozunma sabiti [ $s^{-1}$ ],  $\lambda = \ln 2 / t_{1/2}$

$t_{1/2}$ : yarılanma ömrü [s]

Aktivite (birim zaman içinde bozunan çekirdek sayısı):

$$A = -\frac{dN}{dt} = \lambda N \quad (3.5)$$

Eğer  $t=0$  anında hiç radyoaktif çekirdek olmadığını varsayarak, ışınlamanın bittiği andaki ( $t=t_1$  ışınlama süresi) radyoaktif çekirdek sayısı olarak

$$N_{IS} = \frac{R}{\lambda} \left[ 1 - e^{-\lambda t_1} \right] \quad (3.6)$$

yazabiliriz.

Şimdiye kadar nötron enerji ve akısını düzeneğin içinde tanımladık. Artık nötron akısını bildiğimize göre, bildiğimiz nötron akısı ile Toryum yakıt çubuklarını kazanın içinde düşünelim. Alt kritik düzenekte nötronlardan bir tanesi esnek saçılma yapacak, nötron gelecek ve toryuma çarptıktan sonra enerjisinin bir kısmını toryuma verecek., toryum ağır olduğu için fazla enerji veremeyip saçılacak, ikincisi fisyon olayıdır, oda enerjiye bağlı bir büyüklüktür.

Üçüncüsü ise, yutulmadır. Yutulma önemli bir reaksiyondur, çünkü gelen nötron toryum tarafından yutulduğunda oluşan reaksiyonların sonucunda, esas üretmek istediğimiz  $^{233}\text{U}$  e ulaşır. Bu düşük enerji bölgesinde iki önemli reaksiyon daha var, birincisinde toryuma bir nötron gelip, iki nötron çıkması, diğerinde ise toryuma bir nötron gelip, üç nötron çıkması. Tüm anlatılan özellikleri şekil 3.14' de görebiliriz.

Nötronların içindeki enerjileri elastik saçılma yaptığı zaman kinematik formülü yardımıyla bulabiliriz. Fakat  $(n,2n)$  ve  $(n,3n)$  reaksiyonlarında nötron çıkış enerjileri farklı olduğundan, bunları hesaplayabilmek için monte-carlo' da kümülatif dağılım fonksiyonu kullanmalıyız.

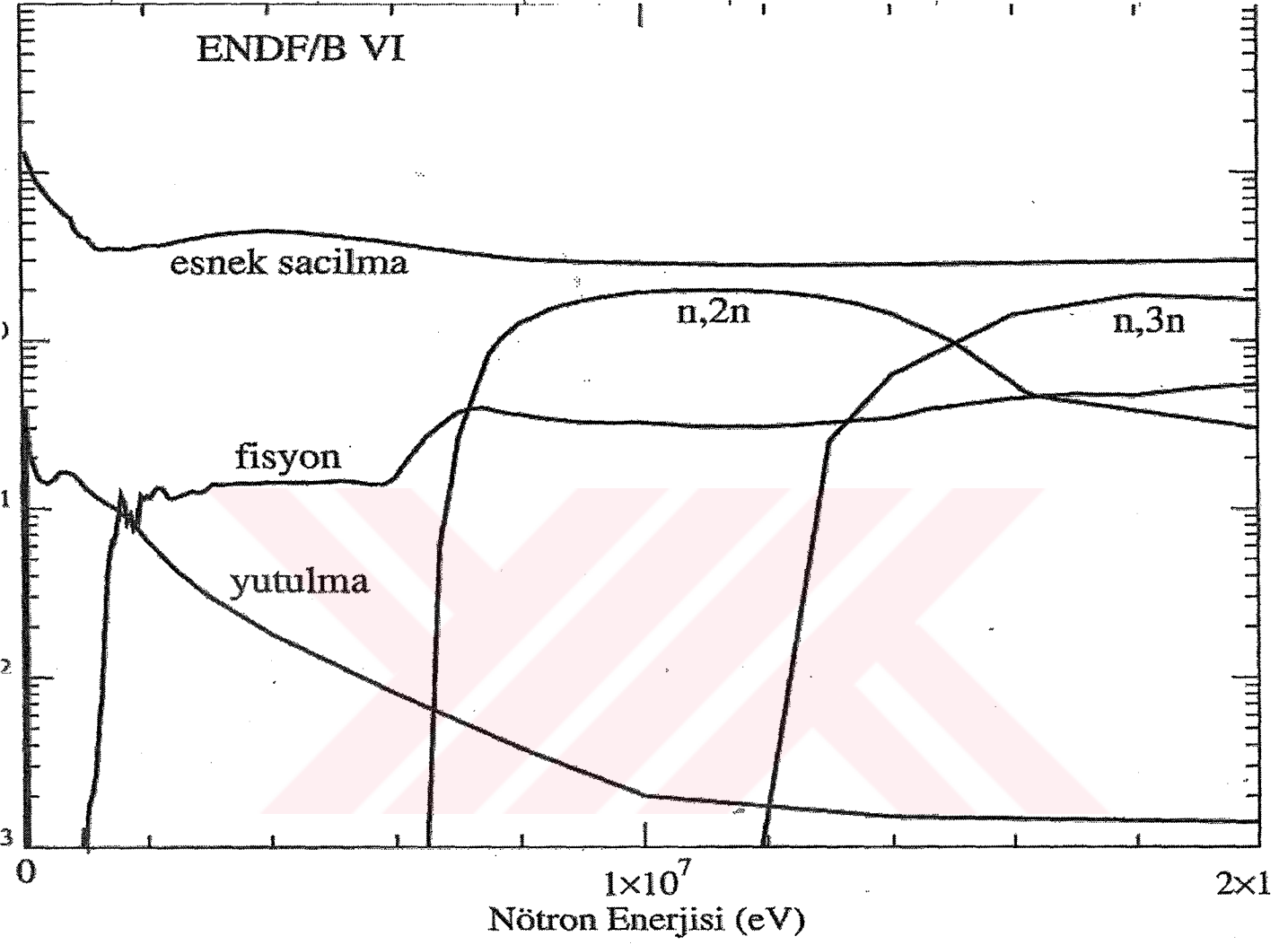
Şekil 3.15 bize  $(n,2n)$  reaksiyonları için çıkacak nötron enerjilerinin olasılığını ve buna bağlı olarak bulunan kümülatif dağılımını göstermektedir. Aynı şekilde şekil 3.16' da  $(n,3n)$  reaksiyonları için değerleri verir.

Bizim belli bir nötron spektrumumuz var, nötron enerji dağılımlarını bulmak için nötron spektrumumuzdan seçtiğimiz nötronları belli uzunluktaki, belli yerdeki toryum yakıtlara yolluyoruz. Tüm bu dağılımlar çubuğun içindeki dağılımları göstermekte, ve biz sadece bir çubuk için hesaplama yapıyoruz. Oluşan fisyon nötronları enerji dağılımı Watt dağılımından örnekleniyor. Şekil 3.17' de gösterilen tüm hesaplamalar birinci bölge için geçerli hesaplamalardır.

Biraz önce bahsettiğimiz tüm bu hesaplamalar değişik bölge yakıt çubukları üzerinden de hesaplandığında her bir bölge için ayrı ayrı gösterimde şekil 3.18' de görülmektedir.

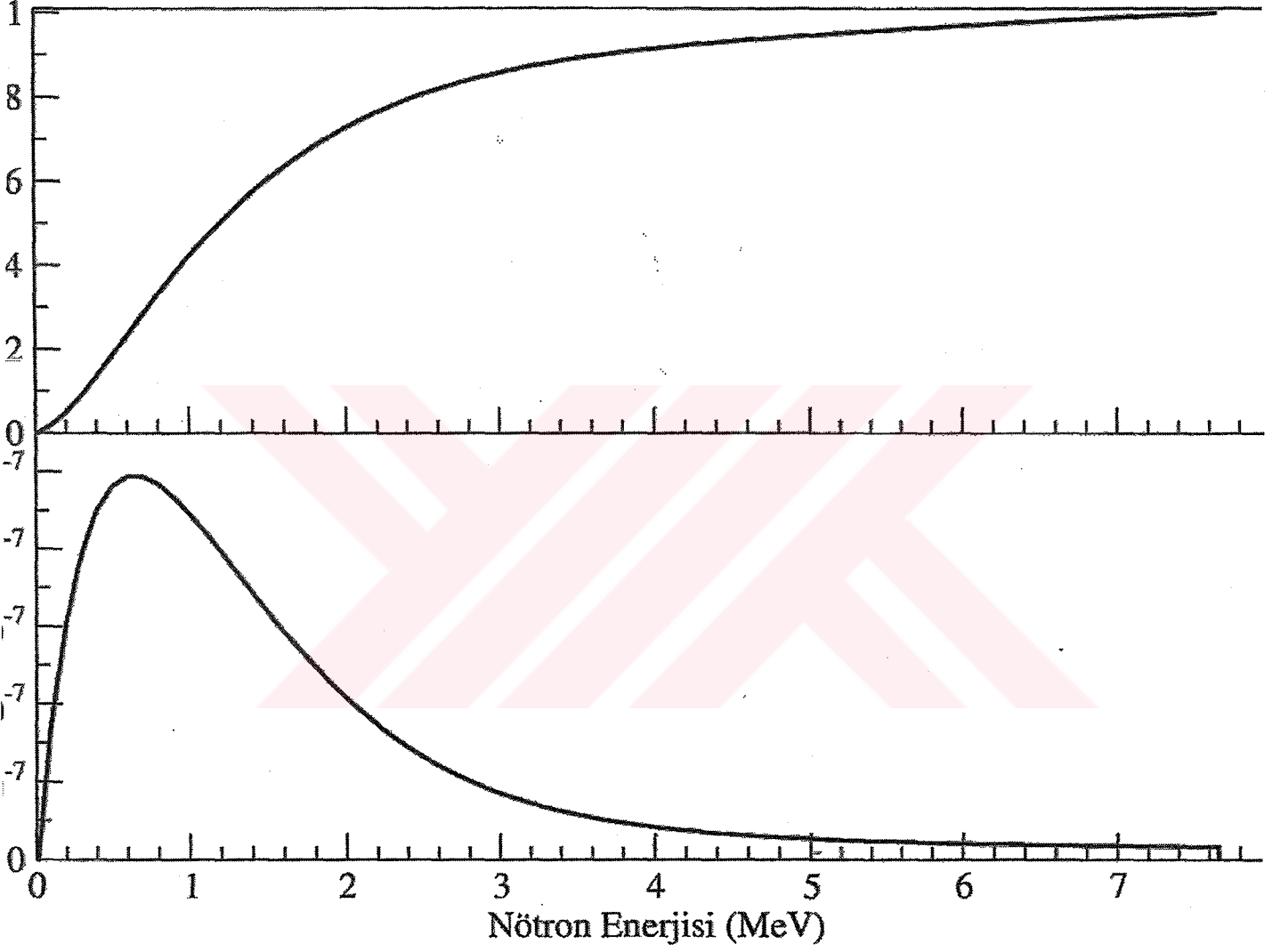
Açığa çıkan nötron enerjilerini bulurken birçok metod kullanılıyor, yine birinci bölge yakıt çubuğu için düşündüğümüzde, kullandığımız yakıt çubuğunu düz bir çubuk şeklinde düşünebildiğimiz gibi, dairesel bir biçimde dizilmiş gibide düşünebiliriz. Şekil 3.19' da  $(n,2n)$ ,  $(n,3n)$  ve fisyon nötronlarının açıyla olan ilişkileri görülmektedir.





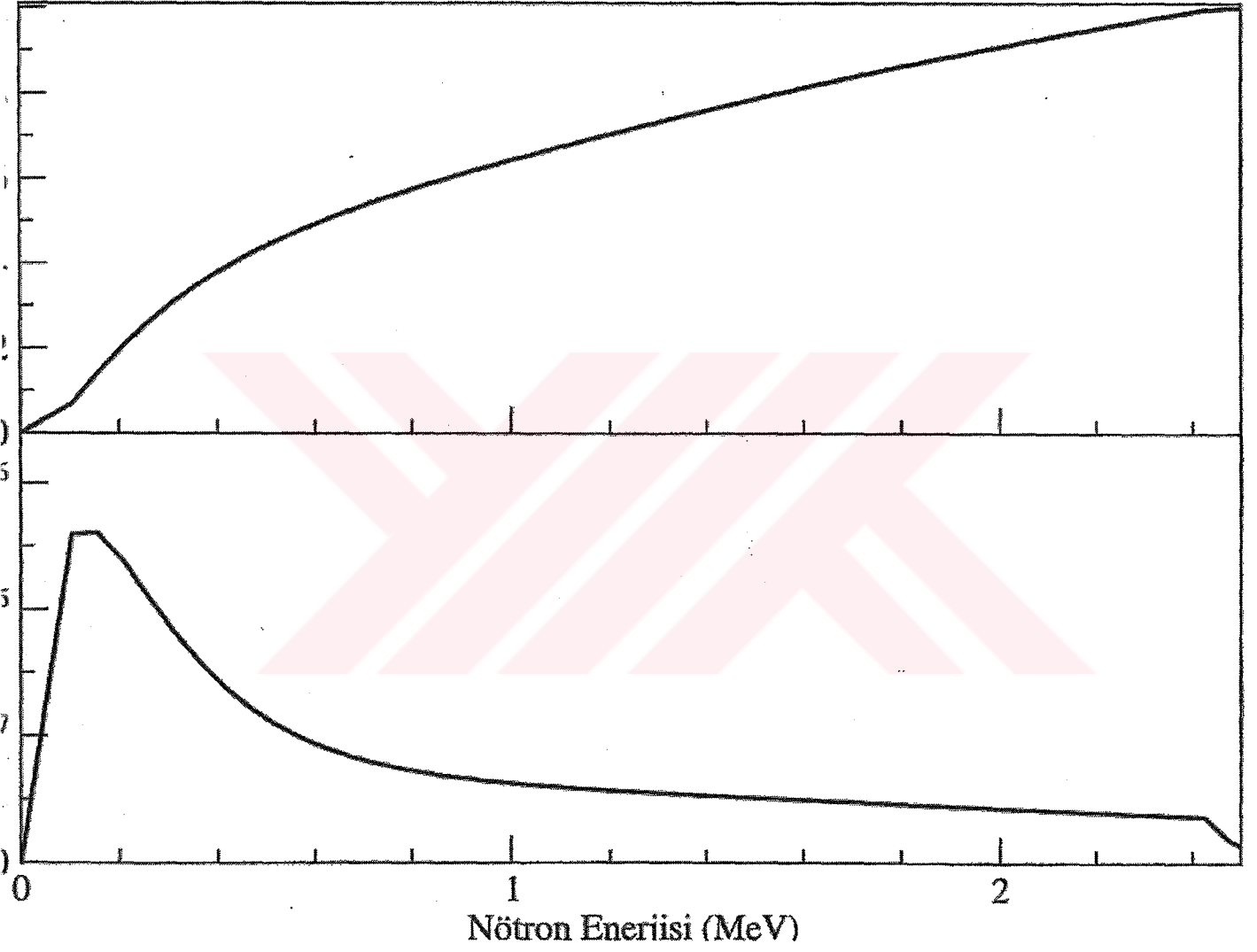
Şekil 3.14 ENDF/B VI' nın bize verdiği reaksiyon kesitleri

Nötron Enerji Dağılımı (n,2n)  
 $E_n = 14.8 \text{ MeV}$



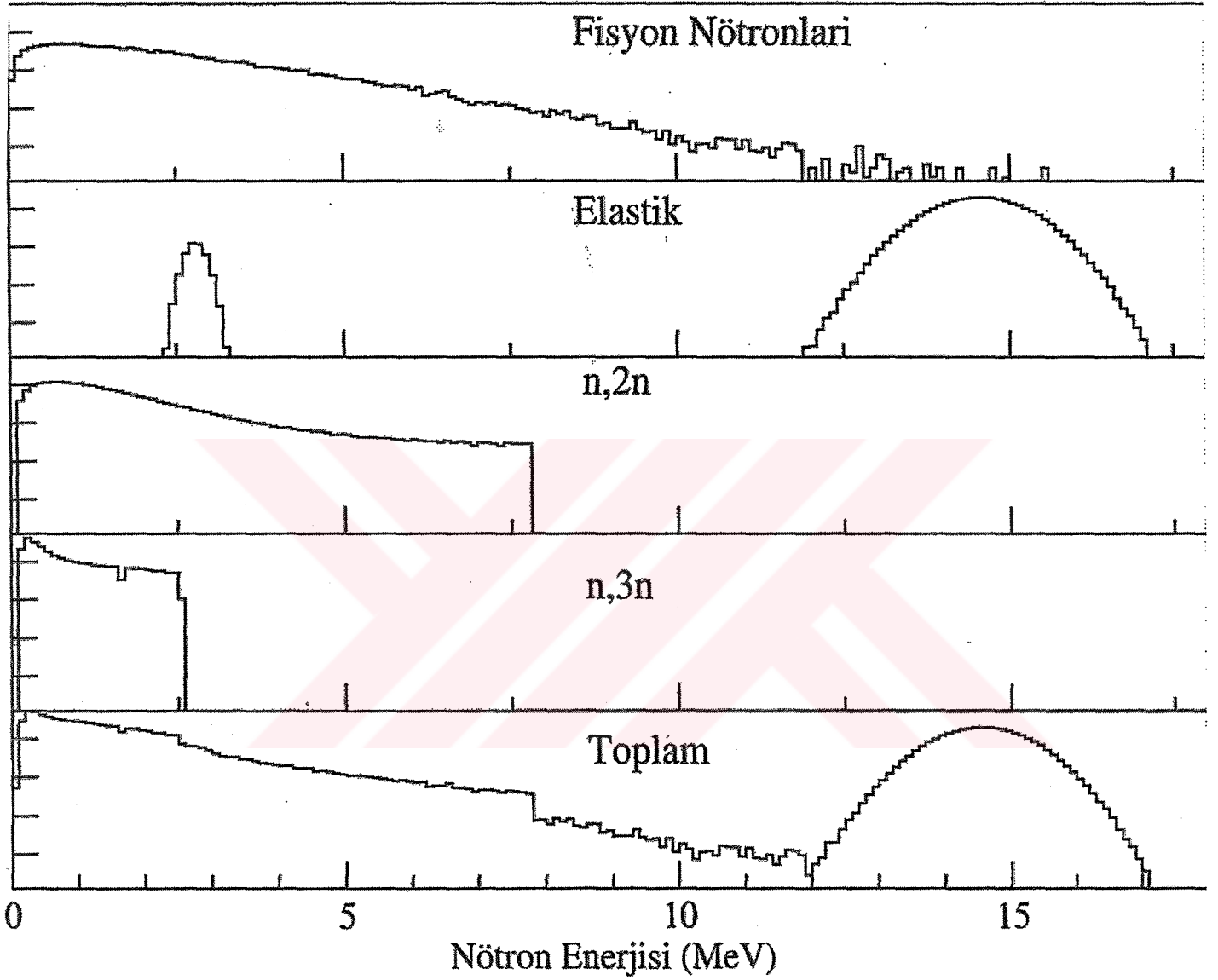
Şekil 3.15 Nötron enerji dağılımının olasılık ve kümülatif dağılıma bağlı gösterimi (n,2n için)

Nötron Enerji Dağılımı (n,3n)  
 $E_n = 14.8 \text{ MeV}$

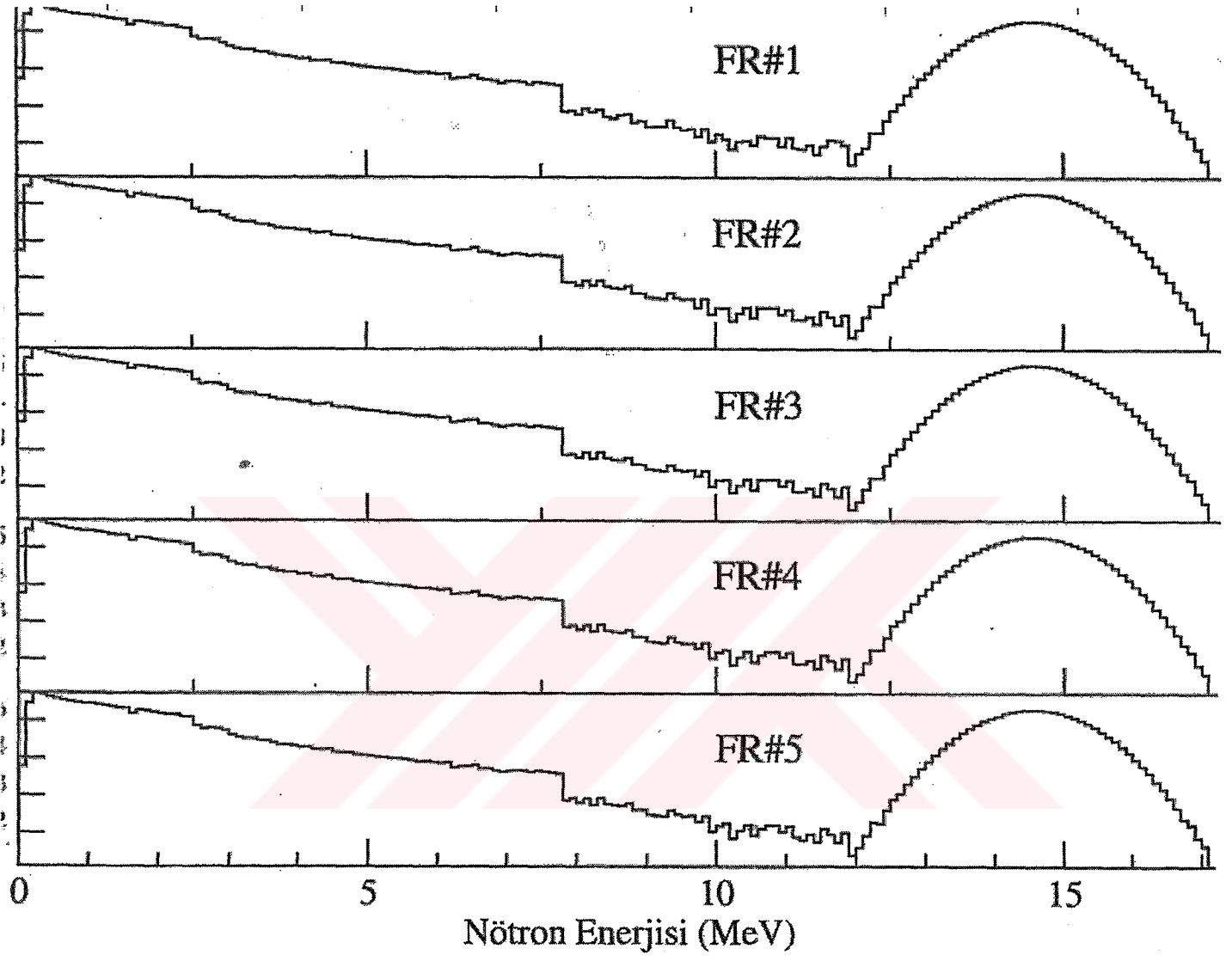


Şekil 3.16 Nötron enerji dağılımının olasılık ve kümülatif dağılıma bağlı gösterimi (n,3n için)

## Nötron Enerji Dağılımları (FR#1)

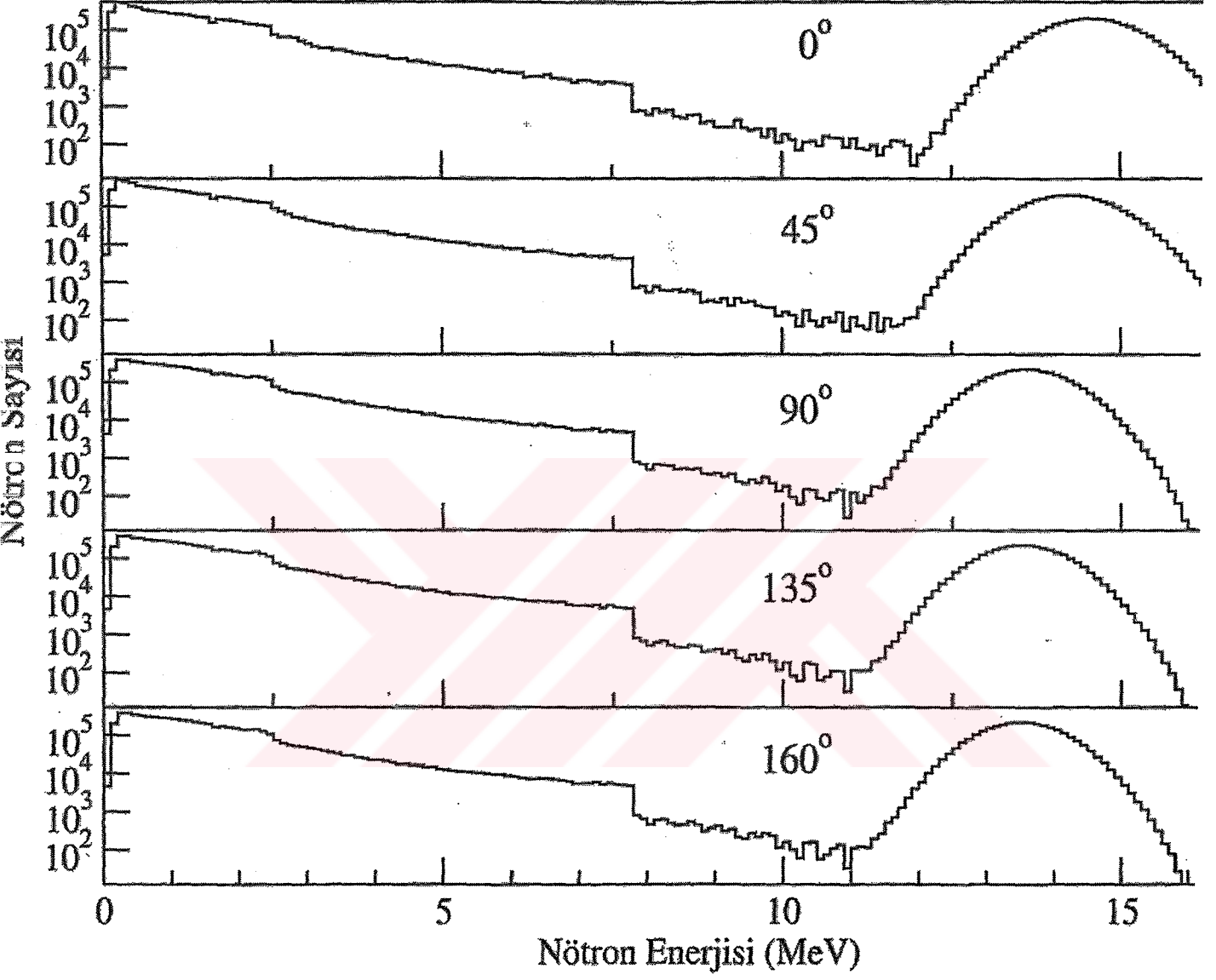


Şekil 3.17 Nötron enerji dağılımlarında nötron sayıları (Fisyon nötronları , Elastik , (n,2n) , (n,3n) , Toplam) Birinci bölge için



Şekil 3.18 Nötron enerjisinin , nötron sayısına bağlı tüm bölgelerdeki gösterimi

FR#1



Şekil 3.19 Nötron enerjisinin nötron sayısı hesaplanırken açığa bağlı değişimi

#### 4. SONUÇLAR ve TARTIŞMA

Bu çalışma kapsamında, bir alt-kritik düzenek ile yapılacak araştırmalar için gerekli olan ölçülebilir parametrelerin önceden tahmin edilebilmesine olanak sağlayan bir bilgisayar programı geliştirilmiştir. Bu program FORTRAN programlama dilinde yazılmış ve GNU g77 derleyicisi kullanılmıştır. Monte-carlo tekniklerinin kullanılması ile deneysel düzeneğin ve ışınlama süreçlerinin gerçeğe yakın simulasyonu gerçekleştirilmiştir. Deneysel çalışmalarda ortaya çıkabilecek sistematik hatalar ve istatistik dalgalanmalar göz önüne alınmış, bunların etkilerinin büyüklükleri tahmin edilerek beklenen nötron akılarının ve bunların uzaya bağımlı değişmeleri incelenmiştir.

Bu tez çalışması ile elde edilen sonuçların ışığı altında, bir alt kritik düzenek ile yapılacak deneysel çalışma öncesi göz önüne alınması gereken önemli noktalar ve sunacağımız öneriler aşağıda verilmektedir.

- 1) d-T reaksiyonu kullanılıyor olmasına karşın, reaksiyon ürünü nötronların çıkış açılarına bağlı enerji değişimleri dikkate alınmalıdır. Özellikle 14 MeV civarında hızlı değişim gösteren eşik foillerine ait tesir kesitleri kullanımı durumunda mutlak açı ölçümlerinde bu enerji değişimi göz önüne alınmalıdır.
- 2) Nötron enerjisinin nötron çıkış açısına bağlı olması ve ışınlanan foillerin sonlu boyutları nedeniyle bir ortalama çıkış açısı çevresindeki yayılımı, tek enerjili olma özelliğinden uzaklaşmaya yönelmektedir. Bu durum öncelikli olarak çok yakın ışınlama geometrisine sahip foil ışınlama bölgeleri için önemlidir.
- 3) d-T reaksiyonu ürünü 14 MeV nötronlar yanında, hedefte döteryum birikimi sonucu oluşacak d-d reaksiyonunda oluşacak 2.5 MeV nötronlarında önüne alınması gerekir. Bu birikimin az olacağı varsayılsa bile d-d nötronlarının çok daha çabuk enerji kaybederek özellikle yutulma reaksiyonlarında ihmal edilemeyecek etkisi olacağı açıktır.
- 4) Eşik foilleri kullanılarak yapılacak olan akı ölçümlerinde daha yukarda değinildiği gibi mesafe ölçümlerinin çok duyarlı yapılması gerekmektedir. Bu yakın geometride ortalama çıkış açısı dolayısıyla tahmin edilen ortalama nötron enerjisi çok hızlı değişmektedir.



5) Th yakıt çubukları kullanılması durumunda, 5 saatlik bir ışınlama sonucunda  $10^9$  Nötron/saniye' lik mütevazi bir akı sağlanması ile nötron-Th reaksiyon ürünlerinin gözleneceği görülmektedir.



**KAYNAKLAR**

Delpech, M. et al., (1999) The Am and Cm Transmutation Physics and Feasability. Global 99.

ENDF/B VI, <http://www.original.nndc.bnl.gov/nndc/endl/>.

Knoll, G., (1979), "Radiation Detection and Measurements", John Wiley and sons, New York

KENO Petrie L.M., Landers N.F., (1997), "KENO\_V.a: An Improved Monte Carlo Criticality Program with Supergrouping, vol. II, sect. F11of" SCALE: "A modular code system for Performing standardized computer Analyses for Licensing Evaluation", NUREG/CR-0200, Rev.5(ORNL/NUREG/CSD-2R5)

Krane, K., (1998), "Introduction in Nuclear Physics", J.V. and sons

Lebrat, J.F. et al., (1999) Experimental investigation of multiplying sub-critical media in presence of an external source operating in pulsed or continuous mode: The MUSE-3 experiment. ADTTA 99.

MCNP Briesmeister, J.F., (2000) (Ed): "MCNP TM-A General Monte Carlo N-Particle Transport Code, Version 4C", LA-13709

MORSE, EMMETT M.B., (1985) "MORSE-CEA, A monte-carlo Radiation Transport code with Arbitrary Geometry Capability"

Rose, P.F. Dunford, C.L.: ENDF 6 Formats Manual. Version of Oct. 1991. Report IAEA

Salvatores, M., (1999) "Accelerator Driven Systems (ADS)", Physics Principles and Specificities. J. Phys. IV, France 9, pp. 7-17 7-33

Salvatores, M., Martini, M., Slessarev, (1996) I. MUSE-1: A first experiment at MASURCA to validate the physics of sub-critical multiplying systems relevant to ADS. Kalmar, Sweden, June 3-7,

SAND-II, J. Griffin, J. G. Kelly, J. W. VanDenburg, (1994) "User's Manual for SNL-SAND-II code," SAND93-3957

Sampling. ENDL. Watt. Fission spectra Dermott E Cullen, UCRL-TR-203351 University of California, (2004)

Soule, R., Salvatores, M., Jacquemin, R., (1997) Validation of neutronic methods applied to the analysis of fast sub-critical systems: The MUSE – 2 experiments. Global 97, pp. 639

Tarcan, G., Subaşı, M., Özbir, Y., Baykal, A., (1998), "SAMES J-15 Hızlandırıcısının yeniden Kazanılması", Ç:N:A:E:M: TR-335

VIP Blomquist R. N. (2000): "VIM Monte Carlo Neutron/Photon Transport code user's Guide Version 4.0", <http://www.ra.anl.gov/vimguide/>

Yılmaz, D., (2003), "Bir D-T nötron kaynağında nötron akısının belirlenmesi", Yüksek Lisans

**ÖZGEÇMİŞ**

Doğum tarihi 04-11-1975

Doğum yeri İstanbul

Lise 1990-1993

Lisans 1994-2000

Şehremini lisesi

Trakya Üniversitesi

Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü

Yüksek Lisans 2000-2004

Yıldız Teknik Üniversitesi

Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Bölümü

**Çalıştığı kurumlar**

2000-Devam ediyor İstanbul Üniversitesi

Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü Araş. Gör.

