



**AĞIR METALLERDE DÜŞÜK ENERJİLİ
FOTON KULLANILARAK (γ, n)
REAKSİYONLARININ ÖLÇÜMÜ**

Abdullah KAPLAN

**Doktora Tezi
FİZİK ANABİLİM DALI
ISPARTA, 2003**

T. C.
SÜLEYMAN DEMİREL ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

AĞIR METALLERDE DÜŞÜK ENERJİLİ FOTON
KULLANILARAK (γ, n) REAKSİYONLARININ ÖLÇÜMÜ

135850

ABDULLAH KAPLAN

DOKTORA TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI

DANIŞMANLAR
Prof. Dr. Ali KÖKCE – Yrd.Doç.Dr. İskender AKKURT

ISPARTA, 2003

135850

Fen Bilimleri Enstitüsü Müdürlüğüne,

Bu çalışma jürimiz tarafından FİZİK ANABİLİM DALI'nda DOKTORA TEZİ olarak kabul edilmiştir.

Başkan : Prof. Dr. İhsan ULLER

Üye : Prof. Dr. Ali KÖKCE

Üye : Prof. Dr. Mustafa CENGİZ

Üye : Prof. Dr. Atalay KÜÇÜKBURSA

Üye : Doç. Dr. Nuri ÖZEK

ONAY

Bu tez 25/04/2003 tarihinde Enstitü Yönetim Kurulunca belirlenen yukarıdaki jüri üyeleri tarafından kabul edilmiştir.

08/05/2003


Prof. Dr. Remzi KARAGÜZEL

ENSTITÜ MÜDÜRÜ

İÇİNDEKİLER

	Sayfa
İÇİNDEKİLER.....	i
ÖZET.....	iii
ABSTRACT.....	iv
TEŞEKKÜR.....	v
SİMGELER DİZİNİ.....	vi
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	vii
ÇİZELGELER DİZİNİ.....	x
GİRİŞ.....	1
1.1 Fotonükleer Fizik.....	2
1.1.1 Yüksek Rezonans Bölgesi.....	2
1.1.2 Orta (yarı)-Döteron Bölgesi.....	2
1.1.3 Nükleon Rezonans Bölgesi.....	3
1.2 Bremsstrahlung.....	3
1.2.1 Coulomb Çarpışmalarında Görelî Olmayan Bremsstrahlung.....	6
1.2.2 Görelî Bremsstrahlung.....	11
1.3 (γ ,n) Reaksiyonu.....	13
1.4 Foton ve Özellikleri.....	16
1.5 Fotonun Maddeyle Etkileşmesi.....	16
1.5.1 Fotoelektrik Olay.....	17
1.5.2 Compton Olayı.....	18
1.5.3 Çift Oluşumu.....	18
1.5.4 Saçılma Olayı.....	19
1.5.5 Fotoçözünme Olayı.....	19
1.6. Foton Radyoterapi.....	20
1.6.1 Foton Radyoterapinin En Sık Uygulandığı Hastalıklar ve Tedavisi.....	21
1.6.2 Dozaj ve Radyoterapinin Uygulanma Süresi.....	22
1.6.3 Radyoterapinin Yan Etkileri.....	22
1.7 Kaynak Özetleri.....	23
2. MATERYAL ve METOD.....	31
2.1 Giriş.....	31
2.2 Max Laboratuvarı.....	31

2.2.1 Etiketleme Spektrometresi.....	33
2.2.2 Foton Etiketleme Metodu.....	35
2.2.3 Foton Etiketleme Verimliliği.....	36
2.3 Nötron Spektrometresi.....	37
2.3.1 Genel Bilgi.....	37
2.3.2 Uçuş Süresi (TOF) Metodu.....	37
2.3.3 Nötron Dedektörü.....	39
2.3.4 Nötron Dedektör Verimliliği.....	40
2.4 Elektronik Devre.....	40
2.5 Nötron-Foton Ayırımı (PSD).....	43
3. VERİ ANALİZİ.....	46
3.1 Giriş.....	46
3.2 Puls Yükseklik Kalibrasyonu.....	46
3.3 Nötron Uçuş Süresi Kalibrasyonu.....	48
3.3.1 Sıfır Noktası Kalibrasyonu.....	50
3.3.2 Rastlantı Çıkarımı.....	52
3.4 Puls Şekil Ayırımı (PSD) Analizi.....	52
3.5 Nötron Akısının Elde Edilmesi.....	53
3.6 Mutlak Tesir Kesitleri.....	54
4. SONUÇ VE TARTIŞMA.....	59
4.1 $^2\text{H}(\gamma,n)$ Reaksiyonu.....	59
4.2 $^{184}\text{W}(\gamma,n)$ Reaksiyonu.....	64
5. KAYNAKLAR.....	74
ÖZGEÇMİŞ.....	78

ÖZET

Foton radyoterapi kanser tedavisinde kullanılan etkili yollardan biridir. Tedavi amacıyla kullanılan yaklaşık 10-30 MeV enerjili fotonları elde etmek için bir hızlandırıcı gerekmektedir. Bu amaç için kullanılacak bir hızlandırıcı (LINAC), hastanelerin onkoloji merkezlerinde kullanılacak büyüklüktedir. Bu tür bir tedavide en önemli nokta, kanserli hücreye foton verirken sağlıklı hücreyi fotondan korumaktır. Çünkü; foton kendisi elektromagnetik dalga olduğundan, sağlıklı hücreye zarar verir. Bunun için, verilen fotonun doğrultularla kanserli hücreye odaklanması gerekir. Ancak; ~10 MeV'den büyük enerjili fotonların doğrultucu ile etkileşmesinden diğer parçacıkların yanında, fotonlardan daha tehlikeli olan nötronlar açığa çıkar. Bu nötronların ölçülerek, etkilerinin belirlenmesi foton radyoterapi için önemlidir. Bu amaçla, doğrultucu olarak kullanılan maddelerden biri olan Tungsten'den (4mm. ve 8mm. hedef kalınlığındaki) 11-33 MeV enerjili fotonlarla sökülen nötronların ölçümü yapılmıştır.

Bu çalışmanın deneysel kısmı, İsveç'in Lund Üniversitesi'ne bağlı olarak faaliyet gösteren Max Laboratuvarı'nda (Max-Lab), İtalyan (Torino,Bologna), İngiliz (Glasgow) ve İsveç (Lund) Üniversiteleri'yle işbirliği yapılarak gerçekleştirilmiştir.

Anahtar Kelimeler:Foton Radyoterapi, Uçuş Süresi Metodu, Fotonükleer Reaksiyon

ABSTRACT

The photon radiotherapy is one of the effective methods of treating cancer. An accelerator is required to obtain photons with energy of nearly 10-30 MeV which is used for treatment. An accelerator which is possible to use for this aim (LINAC) is of the size to use in oncology centers of hospitals. The most important point in such a treatment is to protect the healthy cell from photon while giving photon to the cancerous cell. The reason for this is that the photon itself is an electromagnetic wave and it can do harm to the healthy cell. For this, it is necessary that the photon given focus on the cancerous cell by the collimators. However, by the mutual influence of the photons with energy of higher than ~10 MeV with the collimator, neutrons, more dangerous ones, besides photons appear. It is important in respect of photon radiotherapy to measure those neutrons and determine their effects. For this aim, neutrons pulled out from Tungsten (of thickness of 4mm and 8mm), one of the matters used as a collimator, by using photons with energy of 11-33 were measured. The experimental part of this work was done in the Max Laboratory (Max-Lab) at Lund University, Sweden in cooperation with Italian (Torino, Bologna), British (Glasgow) and Swedish (Lund) Universities.

Key Words: Photon Radiotherapy, The Time-of-Flight Method, Photonuclear Reaction

TEŞEKKÜR

“Ağır Metallerde Düşük Enerjili Foton Kullanılarak (γ,n) Reaksiyonlarının Ölçümü” adlı doktora tezi çalışmamın yürütülmesinde sonsuz ilgi ve desteğini esirgemeyen değerli hocam, Süleyman Demirel Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü öğretim üyelerinden, Sayın Prof.Dr. Ali KÖKÇE’ye minnet ve şükranlarımı sunarım.

Bu tezin temelini oluşturan deneyi İsveç’in Lund şehrindeki Max-Lab’da gerçekleştirerek bu proje kapsamında bana çalışma fırsatı veren hocam, Sayın Yrd. Doç. Dr. İskender AKKURT’a teşekkürlerimi bir borç bilirim. Ayrıca, data analizi ve tez yazım çalışmalarımnda yardımlarını gördüğüm Süleyman Demirel Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü’nün tüm elemanlarına da teşekkür ederim.

Simgeler Dizini

KED	Kuantum-Elektro-Dinamik
TOF	Uçuş Süresi
KD	Kuadropol-Dipol
FPD	Odaksal Düzlem Dedektörü
E_e	Elektron Enerjisi
E_γ	Foton Enerjisi
E_r	Geri Kalan Elektron Enerjisi
TDC	Zamandan Sayısala Dönüştürücü
t_{tof}	Nötronun Uçuş Süresi
M_n	Nötronun Durgun Kütle Enerjisi
d	Dedektörle Hedef Arasındaki Uçuş Mesafesi
YDR	Yüksek Dipol Rezonans
PSD	Puls Şekil Ayırımı
ADC	Analogdan Sayısala Dönüştürücü
CFD	Sabit Fraksiyon Ayırıcısı
CAMAC	Bilgisayar Otomatik Yönetim ve Kontrolü
PS	Puls Şekil
LG	Uzun Kapılı İntegratör Sinyali
SG	Kısa Kapılı İntegratör Sinyalidir
ROT	Sabit
N_n	Nötron Sayısı
N_α	Birim Alana Düşen Hedef Çekirdek Sayısı [cm^{-2}]
N_e	Odak Düzlemindeki Elektronların Sayısı
Ω_n	Katı Açısı
ϵ_t	Etiketleme Verimliliği
ϵ_l	Yaşam Süresi Verimliliği
ϵ_n	Nötron Dedeksiyon Verimliliği
N_{avo}	Avogadro Sayısı
FWHM	Yarı Maksimumundaki Tüm Genişlik

Şekiller Dizini**Sayfa**

Şekil 1.1 Nükleon Başına Toplam Foton Soğrulma Kesiti.....	3
Şekil 1.2 Maksimum Frekans (E/\hbar) Biriminde Frekansın Bir Fonksiyonu Olarak, Coulomb Çarpışması İçin Işınım Tesir Kesiti (Enerji x Alan / Birim Frekans).....	10
Şekil 1.3 Laboratuvarında (durgun çekirdek) ve K' Referans Sisteminde (gelen parçacık esasen durgun) Gözlenen Görelî Çarpışmalar Sırasında Yayılan Işınım.....	12
Şekil 1.4 Tungsten İçin Nötron Enerji Spektrumu.....	26
Şekil 1.5 ^{184}W İçin GAMMAN fotonötron spektrumunun (Nelson, 1997) ve (Mutchler, 1966) İle Karşılaştırılması.....	27
Şekil 2.1 Max Hızlandırıcısının Şematik Gösterimi.....	32
Şekil 2.2 Foton Etiketleme Spektrometresi.....	32
Şekil 2.3 Etiketleyici, Nötron ve Foton Dedektörlerini (FPD) Gösteren Deneysel Bölge.....	34
Şekil 2.4 Foton Etiketleme Prensibinin Şematik Olarak Gösterilmesi.....	35
Şekil 2.5 Etiketleme Verimliliğinin Her Bir Elektron (FPD) Dedektörüne Karşılık Değeri.....	36
Şekil 2.6 $^{184}\text{W}(\gamma,n)$ Reaksiyonunun TOF Spektrumu.....	38
Şekil 2.7 Nötron Dedektörü.....	39
Şekil 2.8 Deneyin Elektroniklerinin Blok Diagramı.....	42
Şekil 2.9 PSD Yoluyla Foton ve Nötronun Ayırımı.....	44
Şekil 3.1 Enerjinin Kanal Sayısına Karşı Doğrusal Yerleştirimi.....	47
Şekil 3.2 ^{60}Co , ^{228}Th , Pu-Be Kaynaklarının Nötron Dedektörü Puls Yükseklik Spektrumları.....	48
Şekil 3.3 TDC Kalibrasyon Spektrumu.....	49
Şekil 3.4 Kanala Karşı Zamanın Doğrusal Yerleştirimi.....	49
Şekil 3.5 Tüm TDC Kanalları İçin Zaman Kalibrasyonu.....	50

Şekil 3.6 Fotonların TOF Spektrumu.....	51
Şekil 3.7 Nötronların TOF Spektrumu (taranmamış kısım) ve Rastlantı Dağılımı (taranmış kısım).....	51
Şekil 3.8 Fotonların Seçimi Bölgesini Gösteren Bir PSD Çizimi.....	52
Şekil 3.9 Tek Boyutta Puls Şekil Spektrumu.....	53
Şekil 4.1 Nötron Dedeksiyon Açısına Göre $^2\text{H}(\gamma,n)$ Reaksiyonunun TOF Spektrumu.....	60
Şekil 4.2 $^2\text{H}(\gamma,n)$ Reaksiyonunun Foton Enerjisine Göre TOF Spektrumu.....	61
Şekil 4.3 Dedeksiyon Açısına Göre $^2\text{H}(\gamma,n)$ Reaksiyonu İçin Nötron Akısı.....	62
Şekil 4.4 Dedeksiyon Açısına Göre $^2\text{H}(\gamma,n)$ Reaksiyonu İçin Tesir Kesiti.....	62
Şekil 4.5 $^2\text{H}(\gamma,n)$ Reaksiyonu Tesir Kesitinin Önceki Datalarla Karşılaştırılması.....	63
Şekil 4.6 Nötron Dedeksiyon Açısına Göre 4mm. Hedef Kalınlığındaki $^{184}\text{W}(\text{tungsten})$ İçin $^{184}\text{W}(\gamma,n)$ Reaksiyonunun TOF Spektrumu.....	66
Şekil 4.7 4mm. Hedef Kalınlığındaki $^{184}\text{W}(\text{tungsten})$ İçin $^{184}\text{W}(\gamma,n)$ Reaksiyonunun Foton Enerjisine Göre TOF Spektrumu.....	67
Şekil 4.8 Dedeksiyon Açısına Göre 4mm. Hedef Kalınlığındaki $^{184}\text{W}(\text{tungsten})$ İçin $^{184}\text{W}(\gamma,n)$ Reaksiyonunun Nötron Akısı.....	68
Şekil 4.9 Dedeksiyon Açısına Göre 4mm. Hedef Kalınlığındaki $^{184}\text{W}(\text{tungsten})$ İçin $^{184}\text{W}(\gamma,n)$ Reaksiyonunun Tesir Kesiti.....	68
Şekil 4.10 Nötron Dedeksiyon Açısına Göre 8mm. Hedef Kalınlığındaki $^{184}\text{W}(\text{tungsten})$ İçin $^{184}\text{W}(\gamma,n)$ Reaksiyonunun TOF Spektrumu.....	69
Şekil 4.11 8mm. Hedef Kalınlığındaki $^{184}\text{W}(\text{tungsten})$ İçin $^{184}\text{W}(\gamma,n)$ Reaksiyonunun Foton Enerjisine Göre TOF Spektrumu.....	70
Şekil 4.12 Dedeksiyon Açısına Göre 8mm. Hedef Kalınlığındaki $^{184}\text{W}(\text{tungsten})$ İçin $^{184}\text{W}(\gamma,n)$ Reaksiyonunun Nötron Akısı.....	71
Şekil 4.13 Dedeksiyon Açısına Göre 8mm. Hedef Kalınlığındaki $^{184}\text{W}(\text{tungsten})$ İçin $^{184}\text{W}(\gamma,n)$ Reaksiyonunun Tesir Kesiti.....	71
Şekil 4.14 Dedeksiyon Açısına Göre 4mm. ve 8mm Hedef Kalınlığındaki $^{184}\text{W}(\text{tungsten})$ İçin $^{184}\text{W}(\gamma,n)$ Reaksiyonunun Nötron Akılarının Karşılaştırılması.....	72

Şekil 4.15 Dedeksiyon Açısına Göre 4mm. ve 8mm Hedef Kalınlığındaki ^{184}W (tungsten) İçin $^{184}\text{W}(\gamma,n)$ Reaksiyonunun Tesir Kesitlerinin Karşılaştırılması.....	72
---	----



Çizelgeler Dizini

	Sayfa
Çizelge 2.1 Mikrotron ve Puls Gerdirme Halkası Parametreleri.....	33
Çizelge 3.1 Kalibrasyon Kaynakları.....	47
Çizelge 3.2 Hedef Parametreleri.....	55
Çizelge 3.3 Katı Açılar.....	56



1. GİRİŞ

1930'lu yıllarda parçacık fiziği kısıtlı araçlarla laboratuvarlarda gerçekleştiriliyordu. 1932'de nötronun keşfi birkaç milyon liraya mal olmuştu. Bugün ise, bir parçacık fiziği laboratuvarı kurabilmek için oldukça büyük maliyet gerekmektedir. Her geçen gün dev düzeneklere doğru bu yarış, basit bir fizik ilkesinden kaynaklanıyor; belirli boyutta olan bir cisim, ancak kendi boyutuna uygun dalga boyundaki bir ışıkla aydınlatıldığında gözlenebilir duruma gelir. Mikrometre mertebesinde dalga boyundaki görünür ışık, ancak bu büyüklükteki ayrıntıları ortaya çıkarabiliyor.

Maddenin incelenmesinde daha ileriye gitmek, bunlarla ilgili bilgi edinmek için gittikçe daha yüksek enerjilerde parçacıklar elde etmek gerekir. Yüklü parçacık demetleri boşlukta ışık hızına yakın hızlara varacak kadar hızlandırılarak buna ulaşılabilir. Yüksek gerilim altında ve çok sayıda hızlandırılan parçacıklar 2000 GeV enerjiye kadar erişebilir ve böylece ayrıntılar incelenebilir.

Atomik çekirdek yaklaşık yüz yıllık bir geçmişe sahip olmasına rağmen, çekirdeği oluşturan nükleonların etkileşimleri hala tam olarak anlaşılmış değildir. Bunun için, nükleonların çekirdekten koparılarak (nükleer reaksiyonlar) incelenmesi çekirdek yapısını araştırmada en iyi yollardan biridir. Böyle bir çekirdek reaksiyonunun gerçekleşebilmesi için, çekirdeği yüksek enerjili bir parçacıkla kullanım amaçlarına göre istenilen enerji seviyesine kadar hızlandırabilen hızlandırıcılar kullanılmaktadır. Bir nükleer reaksiyon için herhangi bir yüksek enerjili parçacık kullanılabilir. Ancak, bir elektromagnetik dalga olan fotonun kullanılması farklı avantajlar ortaya koyar. Bir fotonun maddeyle etkileşmesi, elektromagnetik bir etkileşme olup, Kuantum-Elektro-Dinamik (KED) uygulamaları ile açıklanmaktadır. Ancak, bir nükleer reaksiyon için böyle ideal olan fotonun elde edilmesi çok önemlidir. Çünkü, reaksiyonda fırlayan nükleonun enerjisi gelen fotonun enerjisine bağlıdır.

Bu çalışmada, kanser tedavisinde kullanılan fotonradyoterapi sırasında fotonlar tarafından vücut dışında (doğrultucuda) oluşan nötronların ölçümü amaçlanmıştır. Çünkü; buradaki nötron, kalite çarpanı (enerjinin bir fonksiyonu olup, doku kütleisindeki soğurulan enerjinin dağılımına bağlıdır) ~20 olan tehlikeli bir parçacıktır.

1.1 Fotonükleer Fizik

Fotonükleer reaksiyon çalışmaları tarihsel olarak Chadwick ve Goldhaber'in bir toryum kaynağından yayılan γ ışınlarını kullanarak döteronun fotoçözünme üzerine deneyi ile başlar. Bunu takiben çok değişik foton üretme teknikleri üzerinde çalışıldı ve halen yüksek verim çarpanlı elektron hızlandırıcılarında etiketli bremsstrahlung tekniği yaygın kullanımdadır.

Çekirdek ile fotonun etkileşimi, fotonların dalgaboyunun değişiminden dolayı, enerjiye bağlıdır ve 1 GeV altındaki foton enerji sınırı uygun bir şekilde üç bölgeye ayrılabilir. Şekil 1.1, çeşitli çekirdekler için nükleon başına toplam foton soğrulma kesitini gösterir.

1.1.1 Yüksek Rezonans Bölgesi

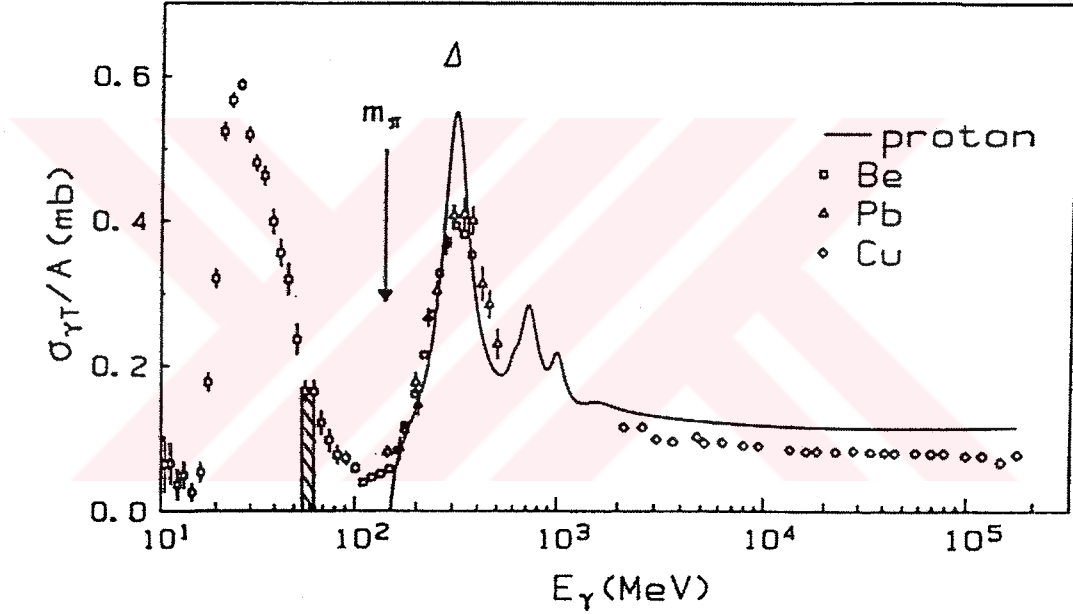
10-40 MeV arasındaki enerji bölgesinde, toplam foton soğrulma kesiti Şekil 1.1'de olduğu gibi, pik oluşturmaktadır. Bu tezdeki çalışma bu bölgede yoğunlaşmaktadır. Burada, fotonun dalgaboyu, çekirdeğin boyutuna benzemektedir. Fotonun çekirdekle etkileşimi nükleonlarıyla teker teker olmaktan çok, tamamıladır. Fotonükleon yayılımı; çekirdeğin 1- parçacık, 1-boşluk durumu ve yayılan ikincil nükleonla kolektif uyarılması olarak en iyi şekilde tarif edilebilir. Bu foton enerji aralığında, fotondan hedef çekirdeğe momentum transferi nispeten küçük olduğundan; fotouyarılma, bir elektrik dipolü baskısı altındadır.

1.1.2 Orta (yarı)-Döteron Bölgesi

40-140 MeV enerji bölgesi orta enerji bölgesi olarak adlandırılır. Bu bölgede, toplam soğrulma kesitinin büyük bir kısmı, uyumlu bir nötron-proton çiftiyle fotonun soğrulması yoluyla, (γ, pn) reaksiyonu sonucunda oluşur. Bu nedenle, bu bölge bazen de *yarı-detöron* olarak adlandırılır. Foton, tek bir nükleon ile veya nükleonlar arasında değiştirilen sanal bir mezon ile etkileşebilir. Bu iki mekanizmanın birbirlerine göre önemi halen yeterince anlaşılmış değildir. Tek nükleon işlemi, çekirdekte nükleonun yüksek-momentum bileşenleri hakkında biraz bilgi verebilir ve mezon değişim akımları hakkında da, parçacıklardaki soğrulma bilgi verebilir.

1.1.3 Nükleon Rezonans Bölgesi

Foton enerji aralığı 140 MeV'den büyük olan bölge nükleon rezonans bölgesi olarak adlandırılır. 140 MeV'deki pion (π) oluşum eşiğinin üzerindeki foton enerji aralığında nükleon rezonanslarının uyarılması önemlidir. Bu durumun en belirgin olanı, Şekil 1.1'de görüldüğü gibi, 330 MeV'deki rezonans pikidir ve içinde bulunan kuarklardan birinin spin-isospin geçişi yaptığı nükleonda birinci uyarılma seviyesi olarak düşünülebilir (Jallu, 1999).



Şekil 1.1 Nükleon Başına Toplam Foton Soğrulma Kesiti (Ahrens,1985)

1.2 Bremsstrahlung

Madde içinden geçen parçacıklar, çarpışmayla saçılırlar ve enerji kaybederler. Bu çarpışmalarda parçacıklar ivmelenir; bunun sonucunda, elektromagnetik ışınım yaparlar. İlk kez, yüksek enerjili elektronlar kalın bir metal hedefte durdurulduğunda gözlemlendiğinden dolayı, atomik çarpışma esnasında yayılan ışınım, bremsstrahlung (frenleme ışınımı) olarak adlandırılır. Bu terim özellikle, atom çekirdeklerinin alanından geçen ve frenlemeden kaynaklanan ışınım için kullanılır. Işınım ile; göreceli

olmayan parçacıkların enerji kaybı, çarpışma enerji kaybı ile karşılaştırıldığında ihmal edilebilir. Fakat, görelî parçacıkların ışıması enerji kaybında baskın rol oynar.

Yüklü parçacıkların oluşumu ışımanın saçılmasındaki diğeri bir olaydır. Böyle olaylar, sadece kuantum-mekaniksel kaynaklıdır. Bu olaylardaki elektromagnetik ışımanın spektrumu ve yoğunluğunun ne olduğunun bilinmesi gereklidir.

Nükleer beta bozunmasında aniden hızlı bir elektronun ortaya çıkması, örneğin, çok kısa zaman aralığında yüklü bir parçacığın başlangıçta durgun halden bir son hıza aniden ivmelenmesi veya alternatif olarak, kısa bir zaman aralığında hareketli parçacığın aniden yüklenip, boşalması amaçlarımız doğrultusunda dikkate alınabilir.

Hızlandırılan bir parçacığın yaydığı enerji, $\frac{1}{m^2}$ ile orantılıdır. m , parçacığın durgun kütesidir. Dolayısıyla; bremsstrahlung, hafif parçacıklar için büyük önem taşır. 100 GeV'luk enerjilere kadar; bremsstrahlung, sadece elektronlar için madde içinde enerji kaybına ikinci derecede katkıda bulunur. E_c kritik enerjisinde; yaklaşık olarak, $E_c=500 \text{ MeV}/Z$ ile verilen elektronlar için ışıınım ve iyonlaşmadan kaynaklanan ortalama enerji kaybı aynıdır (Z , maddenin atom numarasıdır).

Atom çekirdekleri alanında yavaşlatılan elektronların bremsstrahlung etkisinden kaynaklanan ışıınımın enerji spektrumu, atom elektronlarının enerji seviyelerine bağlıdır. Çünkü; bunlar, hareket eden parçacık ve parçacığın hızı üzerindeki ekranlama özelliğine sahiptirler. Spektrum, hareket eden parçacığın enerjisindeki büyüklüğe kadar yayılır. Yüksek enerji limitinde olasılık yoğunluğu,

$$\Phi(E,k)dk dx = \left(\frac{dx}{X_0} \right) \left(\frac{dk}{k} \right) F(E,k) \quad (1.1)$$

ile verilir.

Burada; k , yayılan enerji; x , yol uzunluğu; X_0 , ışıınım uzunluğu ve F , birimden çok farklı olmayan yavaşça değişen bir fonksiyon olup, yaklaşık olarak,

$$F(E,k) = 1 - \left(\frac{2}{3} \right) R + R^2 \quad (1.2)$$

dir.

$R = 1 - \frac{k}{E}$, ile ifade edilir (Lohrmann, 1981). Mantıklı bir yaklaşımla, enerji aralığı başına düşen yayılan enerji miktarı sabittir.

Yukarıdaki denklemin (Denklem 1.2) integrali birim uzunluk başına düşen ortalama enerji kaybını verir ve,

$$\frac{dE}{dx} = - \int k \Phi(E, k) dk = - \frac{E}{X_0} \quad (1.3)$$

şeklinde ifade edilir.

Görelî limitte, yayılan enerji ortalama yarı açılı dar bir koni içinde tutulur. Işınım enerjisinden bağımsız bu yarı açılı,

$$\langle \theta^2 \rangle^{\frac{1}{2}} = \frac{1}{\gamma} = \frac{m_e c^2}{E} \quad (1.4)$$

olarak yazılır (Jauch, 1980., Rossi, 1965).

İç bremstrahlung terimi, sanal olmayan kuantumların yani, foton ve gluonların bir etkileşime katılan parçacıklardan kaynaklanan ışınımı tarif etmek için kullanılır.

Görelî limitte; elektron saçılımında yer alan iç bremsstrahlung için verilen formüller,

$$\sigma_{brems} = 2\alpha \sigma_{elastik} \log \left(\frac{k_{max}}{k_{min}} \right) \left\{ \log \left(\frac{|q|^2}{m^2} \right) - 1 \right\} / \pi \quad (1.5)$$

$$\Phi(E, k) dk = \left(\frac{dk}{k} \right) \left\{ 2\alpha \left(\log \left(\frac{q^2}{m^2} \right) - 1 / \pi \right) \right\} F(E, k) \quad (1.6)$$

dır.

Burada; $\alpha = 1/137$, q^2 ; dörtlü momentum transferinin karesi, m ; parçacığın kütlesi ve $F(E, k)$ ise, yukarıda verilmiştir (Bjorken, 1964).

Yüksek enerji fiziğinde; bremsstrahlung, foton demetlerini oluşturmak için kullanılmıştır. Gelen enerjik elektron demetlerine sahip, kristaller üzerindeki uyumlu bremsstrahlung 200 GeV/C'den daha büyük enerjiye sahip foton demetleri üretmiştir (Bilokou, 1983., Jackson, 1975).

1.2.1 Coulomb Çarpışmalarında Göreli Olmayan Bremsstrahlung

Bir ışınım sürecinin yayıldığı en bilinen bir durum; bir atomla, hızlı bir parçacığın çarpışmasıdır. Bu olaya bir model olarak; ilk önce, hızlı fakat göreli olmayan, yükü ze , kütlesi M ve hızı v olan bir parçacıkla sabit bir noktasal Ze yükünün çarpışması düşünülüp, basitlik açısından, gelen parçacığın sapması küçük kabul edilebilir.

Ze yükünden kaynaklanan noktasal bir Coulomb alanındaki küçük bir sapma için; momentum değişimi eninedir ve

$$\Delta p = \int_{-\infty}^{\infty} eE_1(t) dt = \frac{2ze^2}{bv} \quad (1.7)$$

ile Z 'nin çarpımıyla verilir. Böylece; b çarpma parametresi ile geçen, gelen parçacığın hızındaki net değişimin büyüklüğü,

$$\Delta v = \frac{2zZe^2}{Mvb} \quad (1.8)$$

dir.

Frekans spektrumu; yaklaşık olarak,

$$I(\omega, b) \equiv \begin{cases} \frac{8}{3\pi} \left(\frac{z^2 e^2}{Mc^2} \right)^2 \frac{Z^2 e^2}{c} \left(\frac{c}{v} \right)^2 \frac{1}{b^2}, & \omega < \frac{v}{b} \\ 0, & \omega > \frac{v}{b} \end{cases} \quad (1.9)$$

ile verilir.

Enerji-kayıbı sürecinde olduğu gibi, fiziksel açıdan kullanılacak nicelik tüm mümkün çarpma parametreleri üzerinden alınacak integrallerle elde edilen bir tesir kesitidir. Buna uygun olarak, alan-enerji/frekans boyutlarına sahip $\chi(\omega)$, ışınım tesir kesiti olarak tanımlanır ve,

$$\chi(\omega) = \int I(\omega, b) 2\pi b db \quad (1.10)$$

şeklinde ifade edilir.

Klasik minimum çarpma parametresi; maksimum değeri Denklem 1.9 spektrumundaki kesme değerine bağlı olan,

$$b_{\min}^{(c)} = \frac{zZe^2}{Mv^2} \quad (1.11)$$

dir.

$\chi(\omega)$ 'deki verilen frekans ω 'ya dikkat edilirse; ivmeler sadece,

$$b_{\max} \equiv \frac{v}{\omega} \quad (1.12)$$

değerinden küçük çarpma parametreleri için, söz konusu frekansta belirgin ışınım üretmeye yetecek şiddet ve çabukluktadır. b 'deki bu sınırlamalarla ışınım tesir kesiti,

$$\chi_c(\omega) \equiv \frac{16}{3} \frac{Z^2 e^2}{c} \left(\frac{z^2 e^2}{Mc^2} \right) \left(\frac{c}{v} \right)^2 \ln \left(\frac{\lambda M v^3}{zZe^2 \omega} \right) \quad (1.13)$$

dir.

Burada; λ , çarpma parametrelerinde tam sınırlamalardaki belirsizlikleri hesaba katan birim değerdeki sayısal bir çarpandır. Bu sonuç, $b_{\max} \gg b_{\min}$ 'e karşılık gelen birim değere oranla logaritma ifadesinin büyük olduğu frekanslar için geçerlidir. Bunun anlamı;

$$\omega_{\max}^c \sim \frac{Mv^3}{zZe^2} \quad (1.14)$$

ile verilen frekans spektrumu için klasik bir üst sınır olduğudur. Oldukça yüklü, ağır, yavaş parçacıklar için klasik ışınım tesir kesiti geçerlidir. Fakat, enerji-kayıp olayında olduğu gibi, parçacıkların dalga özelliğinin az yüklü, hızlı parçacıklar

sınıfına girmesi önemlidir. Gelen parçacığın dalga özelliği, çarpma parametrelerinde bir kuantum-mekaniksel alt limit oluşturur.

$$b_{\min}^q \equiv \frac{\hbar}{Mv} \quad (1.15)$$

olur. Bunun anlamı; ışına tesir kesitinin, Denklem 1,13'nin yerine yaklaşık olarak,

$$\chi_q(\omega) \equiv \frac{16}{3} \frac{Z^2 e^2}{c} \left(\frac{z^2 e^2}{Mc^2} \right) \left(\frac{c}{v} \right)^2 \ln \left(\frac{\lambda M v^2}{\hbar \omega} \right) \quad (1.16)$$

şeklinde yazılmasıdır. Logaritma ifadesinin, $\eta = ze^2 / \hbar v$ kadarlık değişimi dikkat çekicidir (Z, katı yüklerin çarpımını verir). Klasik ve kuantum mekaniği formüllerinin geçerli olduğu alanla ilgili kuralların aynısı, burada enerji kaybı için uygulanabilir. Kuantum tesir kesitinin frekans spektrumu,

$$\omega_{\max}^q \sim \frac{Mv^2}{\hbar} \quad (1.17)$$

derecesinde maksimum bir frekansa ulaşır. Bunun yaklaşık olarak, $\omega_{\max} = Mv^2 / 2\hbar$ enerji limitinin korunumu olduğu dikkat çekicidir. Klasik sonucun sadece; $\eta \gg 1$ olduğunda kullanıldığı için,

$$\omega_{\max}^c \equiv \frac{1}{\eta} \omega_{\max}^q \ll \omega_{\max}^q \quad (1.18)$$

olduğunu görürüz.

Bu; klasik frekans spektrumunun enerjideki mümkün olan maksimum korunumla karşılaştırıldığında, daima çok düşük frekanslara sıkıştırıldığını gösterir.

Her ne kadar üst limit (Denklem 1.17), enerjinin korunumuyla kabaca uyumlu olsa da; kuantum ışınım tesir kesiti sadece, frekans spektrumunun üst sınırında nitelikli geçerliliğe sahiptir. Sebebi ise, saçılan fotonların kesikli kuantum özelliğidir. Maksimumdan uzak enerjili hafif fotonlar için, kesiklilik özelliğinin önemi yoktur. Çünkü, taşınan enerji ve momentum ihmal edilebilir. Fakat, spektrumun sınır değerlerine yakın fotonlar için, bu etkiler dikkat çekicidir. Enerji korunumu şartını

kapsayan açık ve mantıklı bir yol, Denklem 1.12 ve Denklem 1.15'deki çarpışma parametrelerinin,

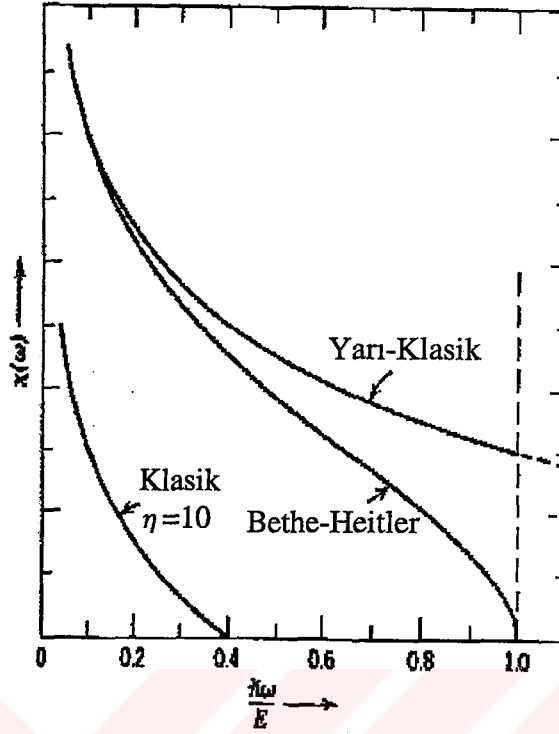
$$\langle v \rangle = \frac{1}{2}(v_i + v_f) = \frac{1}{\sqrt{2M}} (\sqrt{E} + \sqrt{E - \hbar\omega}) \quad (1.19)$$

ile ifade edilen bir ortalama hızı içermesi gerektiğini düşünmektir. Burada; $E = \frac{1}{2}Mv^2$, parçacığın başlangıçtaki kinetik enerjisi ve $\hbar\omega$, saçılan fotonun enerjisidir. Denklem 1.16'de yerine konulacak olan bu ortalama hızla,

$$\chi_q(\omega) \equiv \frac{16 Z^2 e^2}{3 c} \left(\frac{z^2 e^2}{M c^2} \right)^2 \left(\frac{c}{v} \right)^2 \ln \left[\frac{\lambda (\sqrt{E} + \sqrt{E - \hbar\omega})^2}{2 \hbar\omega} \right] \quad (1.20)$$

elde edilir.

$\lambda = 2$ ise; bu tesir kesiti, ilk olarak Bethe ve Heitler (1934) tarafından hesaplanan Born yaklaşımını veren tam kuantum-mekaniksel sonuçtur. $\hbar\omega = \frac{1}{2}Mv^2$ olduğunda logaritma ifadesi birim değere eşittir. Bunun sonucunda, enerjinin korunumu şartı tam olarak sağlanır. Şekil 1.2; frekansın bir fonksiyonu olarak, ışınım tesir kesitinin şeklini göstermektedir. Bethe-Heitler formülü (Denklem 1.20); klasik ve yarı-klasik kuantum formülleri (Denklem 1.13 ve Denklem 1.16) ile $\lambda = 2$ ve $\eta = 10$ olarak karşılaştırılmıştır.



Şekil 1.2 Maksimum Frekans Biriminde Frekansın Bir Fonksiyonu Olarak, Coulomb Çarpışması İçin Işınım Tesir Kesiti (Enerji x Alan / Birim Frekans), (Jackson, 1975).

Bremsstrahlung spektrum bazen, alan/birim boyutlarındaki foton enerjisi ile ifade edilen foton saçılımı için bir tesir kesiti olarak ifade edilebilir. Böylece,

$$\hbar\omega\sigma_{brems}(\hbar\omega)d(\hbar\omega)=\chi(\omega)d\omega \quad (1.21)$$

dir.

Bremsstrahlung foton tesir kesiti,

$$\sigma_{brems}(\hbar\omega)\cong\frac{16}{3}\frac{Z^2e^2}{\hbar c}\left(\frac{z^2e^2}{Mc^2}\right)\left(\frac{c}{v}\right)^2\frac{\ln(\)}{\hbar\omega} \quad (1.22)$$

dir.

Burada; logaritma ifadesi Denklem 1.13 ve Denklem 1.20'de yer alan ifadedir. Logaritma, foton enerjisi ile nispeten yavaşça değiştiğinden, tesir kesitinin foton enerjisine olan asıl bağılılığı tipik bremsstrahlung spektrumu olarak bilinen $(\hbar\omega)^{-1}$ gibidir.

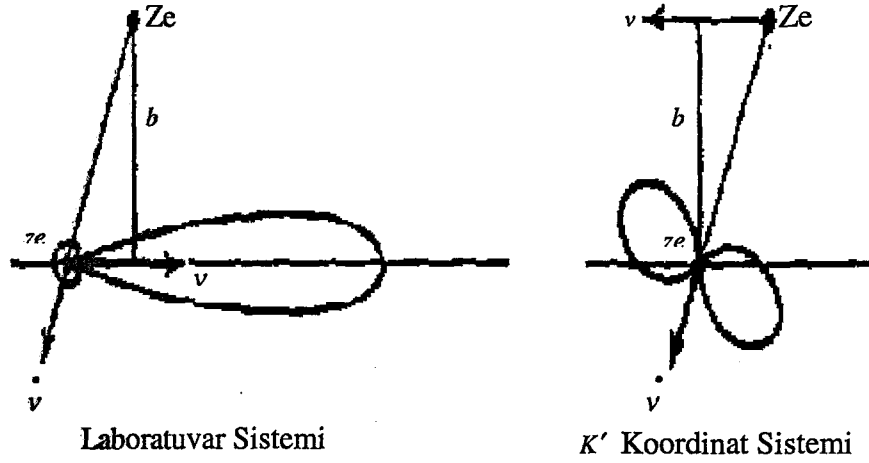
Işınım tesir kesiti $\chi(\omega)$; $Z^2 z^4 / M^2$ şeklinde, çarpışmadaki parçacıkların özelliklerine bağlıdır. Bu bağlılık, ışınım yayılmasının yüksek atom numaralı materyallerdeki elektronlar için oldukça önemli olduğunu gösterir. Birim hacimde N tane sabit Ze yükü (atom çekirdeği) içeren maddenin birim kalınlığından geçen bir parçacığın oluşturduğu ışınımdaki toplam enerji kaybı,

$$\frac{dE_{rad}}{dx} = N \int_0^{\omega_{max}} \chi(\omega) d\omega \quad (1.23)$$

dir.

1.2.2 Görelî Bremsstrahlung

Atom çekirdekleri ile çarpışmalar yapan görelî parçacıklar için, yayılan ışınımda karakteristik uyarlamalar söz konusudur. Burada ilk düşünce, önceki bölümlerde görelî olmayan tartışmaların artık geçerli olmadığı ve tamamen görelî bir müdahalenin gerekli olduğudur. Fakat, özel görelîlik teorisinin en önemli görüşü, hesaplamalar ve daha sonra laboratuvara geçişi sağlamak için uygun bir referans çerçevesi seçmeye imkan vermesidir. Dolayısıyla, görelî bremsstrahlung hesapların tamamının olmasa da, son basamaklarının görelî olmayan şekilde yapılabileceği görülecektir. Burada, iki durum söz konusudur. Birincisi; yüksek görelî bir parçacığın yaydığı ışınımın, E toplam enerjisi olmak üzere, Mc^2 / E mertebesinde dar bir yarım açılı koniye sıkıştığını bilinmektedir. Dolayısıyla, çok hassas ayrıntılarla uğraşmadığı sürece, sadece verilen bir frekansta ışınlanan toplam enerjiyi dikkate almak yeterlidir. İkincisi; oldukça yakın çarpışmalar haricinde, gelen parçacığın hafif bir değerde sapacağı ve çok küçük bir enerji kaybına uğrayacağıdır. Gelen parçacığın başlangıçta durgun ve çekirdeğin $v \sim c$ hızında hareket ettiği K' referans sisteminde, gelen parçacığın ilgili hareketi, çarpışma boyunca görelî değildir. Bunun anlamı; K' referans sisteminde ışınım sürecinin tamamen görelî olmayan biçimde ele alınabileceğidir. Laboratuvarda gözlenen ve K' referans sistemindeki koordinatları arasındaki bağlantı Şekil 1.3'de gösterilmiştir.



Şekil 1.3 Laboratuvarında (durgun çekirdek) ve K' Referans Sisteminde (gelen parçacık esasen durgun) Gözlenen Görelî Çarpışmalar Sırasında Yayılan Işınım (Jackson, 1975)

Bölüm 1.2.2'de verilen bilgilerin dışındaki tek değişiklik, çarpışma parametrelerindeki limitler için söz konusudur. Elektrik ve magnetik alanların görelî zıtlığı, çarpışma süresini ($\Delta t \cong \frac{b}{\gamma v}$), $\gamma = \frac{E}{Mc^2}$ 'lik bir çarpanla küçültmesidir. Bunun anlamı da; maksimum çarpışma parametresinin (Denkleml.1.12),

$$b_{\max} \cong \frac{\gamma v}{\omega'} \quad (1.24)$$

olarak yazılmasıdır. Burada; ω' , K' koordinat sistemindeki saçılım frekansıdır. Bu tür ışınım problemleri için, minimum çarpışma parametresi kuantum etkilerinden dolayı; parçacığın etkilenme derecesi olsa da, beklendiği gibi, $\hbar/p = \hbar/\gamma Mv$ değildir. Bunun doğru değeri, γ çarpanı olmaksızın yine de, Denklem 1.15'dir. Işınım saçılımında yayılan bir yük dağılımının bütün parçaları; aynı anda, aynı ivmeye uğrarlar. Aksi takdirde, girişim etkileri ışınım miktarını oldukça azaltacaktır. Bunun anlamı ise; sadece geçen çekirdek alanından dolayı, ortaya çıkan ivme pulslarının genişliğinin yükün etkilenmesine oranla, büyük olması durumunda dikkate değer bir ışınımın söz konusu olacağıdır. Enlemesine etkilenme uzaklığı, $\hbar/\gamma Mv$ mertebesinde iken; puls genişliği, b/γ mertebesinde dir. Bu da; görelî hareket için bile, çarpışma parametresinin Denklem 1.15'e eşit olduğu alt bir limit meydana getirir. Denklem

1.9, Denklem 1.10 ve ele alınan bu çarpışma parametreleri için K' sistemindeki ışınım tesir kesiti;

$$\chi'(\omega') \equiv \frac{16}{3} \frac{Z^2 e^2}{c} \left(\frac{z^2 e^2}{Mc^2} \right)^2 \left(\frac{c}{v} \right)^2 \ln \left(\frac{\lambda \gamma M v^2}{\hbar \omega'} \right) \quad (1.25)$$

dir.

Bu sonucu, laboratuvar sistemine dönüştürmek için, ışınım tesir kesitinin ve frekansın dönüşüm özelliklerinin bilinmesi gerekir. Işınım tesir kesiti; (tesir kesiti).(enerji).(frekans)⁻¹ boyutlarındadır. Lorentz dönüşümleri altında; enerji ve frekans dönüşümü aynıdır ve dönüşüm boyutları değişmez olduğu için, ışınım tesir kesiti bir Lorentz değişmezidir (Jackson, 1975).

1.3 (γ , n) Reaksiyonu

Fotonükleer reaksiyonlar; nükleer çalışmalarda diğer reaksiyonlarla karşılaştırıldığında, elektromagnetik özellikleri iyi bilindiğinden avantajlıdır. Bu bağlamda, yüksek dipol rezonans (YDR) bölgesinde (10-30 MeV nükleer uyarılma bölgesi) nükleer fotoetki çalışması nükleer fizikte önemli yer tutmaktadır.

Çekirdekle fotonların etkileşimini karakterize eden en önemli nicelik, γ -ışını soğrulma tesir kesitidir. Soğrulma tesir kesitinin teorik tarifi, uyarılmış çekirdeğin bozunumunda yer alan dinamiklerle ilgili ilave varsayımlar gerektirmez. Bu sebeple, bireysel fotoçözünüm işlemi hesaplarından daha basit ve daha güvenilirdir. Deneysel soğrulma tesir kesitinin teorik tahminlerle bir karşılaştırılması yapılacak olursa, prensip olarak, foton soğrulma mekanizması ile ilgili fikirlerin kontrol edilmesi imkanı sağlanır. γ -ışını soğurumunun tesir kesitine yönelik ayrıntılı çalışmaları, çekirdeğin yüksek uyarılma durumları ile ilgili önemli bilgiler verebilir. Bu bakış açısından; hafif çekirdekler üzerindeki çalışma büyük değer taşır. Teorik kavramlara bakılacak olursa, yüksek rezonans bölgesindeki fotonlarca uyarılmış seviyelerin sayısı bu tür çekirdeklerde (kapalı kabuğa sahip) göreceli olarak daha düşüktür. Dolayısıyla; bu seviyelerin veya birbirlerine yakın seviye gruplarının çözümlenmesine ilişkin pratik bir durum ve karakteristiklerini çalışma imkanı

olmaktadır. Yüksek rezonans parametrelerinin, özellikle bütünleşmiş x-ışını soğrulma tesir kesitinin hassaslaştırılması, hafif çekirdekler için ayrıca büyük önem taşır.

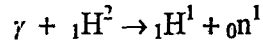
Fotonükleer çalışmaların başlangıcında (1957), hafif çekirdeklerdeki γ -ışınımı soğrulma tesir kesitine dair hiçbir nicel bilgi yoktu. Toplam nükleer tesir kesitine ilişkin veriler mevcut değildi. Soğrulma tesir kesiti ile ilgili bilgilerin elde edilmesine ilişkin temel araçlar, bireysel reaksiyonların tesir kesitinin toplanmasından ibaretti. Bunun da göreceli katkısı, kütle numarası A ve nükleer uyarılma enerjisine bağlıdır. $A > 100$ çekirdekler için toplam nükleer tesir kesiti yerine, ana bileşenleri (γ, n) reaksiyonu olan fotonötronların oluşturulması için gereken tesir kesiti, tatmin edici bir hassasiyetle alınabilir. Kütle numarasının azalmasıyla protonların saçılımını içeren reaksiyonların önemi giderek artar. ($A < 40$) hafif çekirdeklerde (γ, n) ve (γ, p) reaksiyonları için tesir kesitleri büyüklük açısından karşılaştırılabilir hale gelir (Dolbilkin, 1967).

Fizyon, uyarılmaya karşı çekirdek tepkisinin kollektif özelliğini sıkı sıkıya vurgularken; (γ, n) reaksiyonları ise, bir eşik değeri yani, Q değerinden daha büyük enerjili γ -ışınlarıyla uyarılan nötronların saçılımından kaynaklanan bireysel çekirdeklerin bozunumu ile ilgilidir. Birçok çekirdek için Q değeri, 8 MeV veya daha da büyüktür. Q değerinin altında, çekirdekler fazla gelen uyarılma enerjisini bir veya daha fazla foton saçarak geri alır.

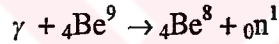
Uyarılma işleminde, bir çekirdek tarafından yüksek enerjili bir foton soğrulur. Uyarılan çekirdeklerin görünümü, çekirdeğin kendi içinde protonların nötronlara karşı salınım yapması şeklinde algılanabilir ki, bu da; nükleer yüksek dipol rezonansıdır (YDR). Bu geniş rezonans pikine yakın enerjiye sahip bir fotonun, soğrulma ihtimali oldukça yüksektir. Uyarılma durumunda, YDR'ler bir proton veya bir nötron saçarak çoğunlukla bozunur ama nötron saçılımı ihtimali daha yüksektir. Bir nötronun saçılımından sonra ortaya çıkan çekirdeğin protonları fazla hale gelir ve pozitron bozunum aktivitesi sergiler. Bu da bir β^+ yayıcısıdır. Pozitron, genelde madde içinde zıt yönlerde yayılan iki γ -ışını üreterek bir elektronla birlikte yok olur.

Pozitron aktiviteleri, yok olma sonucu oluşan 511 keV'luk ikili γ -ışınları sayılarak ölçülebilir. Aktivitelerin zamanın bir fonksiyonu olarak ölçümü, bozunan çekirdeğin yarı ömrünü karakterize etmek ve belirlemek için kullanılabilir (Ledingham, 2002).

Atom çekirdekleri yüksek enerjili fotonlar yoluyla fotoçözünmeye uğratılabilirler. Fotonun kütlesi olmadığından, bir nükleer reaksiyona sadece kinetik enerjisini verebilir. Bu enerjinin, bir parçacığı çekirdekten fırlatabilmesi için, en azından nükleer parçacığın bağlanma enerjisi kadar bir enerjiye sahip olması gerekir. Örneğin, döteron için bağlanma enerjisi 2.2 MeV iken, ${}^9_4\text{Be}$ için bağlanma enerjisi 1.67 MeV'dir. Döteron halinde reaksiyon,



dir. Berilyumda reaksiyon ise,



dir.

(γ, n) tipi reaksiyonlarda; çoğu hallerde, fotonu soğuran çekirdek uyarılmış halde kalır ve bir nötron yayınlar. ${}^9_4\text{Be}$ (γ, n) reaksiyonu için, foto-nötron kaynaklarının üstünlüğü; tek enerjili γ fotonları kullanıldığında, tek enerjik nötronlar elde edilmesidir.

Nükleer reaktörlerde, yapay radyoaktif çekirdekten yoğun bir γ -ışını elde etmek mümkündür. Bunlar da, fotoçözünme yoluyla nötron ışınları elde etmede kullanılabilir.

Foton enerjisine ve hedef çekirdek çeşidine göre; (γ, p), (γ, d), (γ, t), (γ, α) reaksiyonları gözlenebilir. Yüksek foton enerjilerinde ise; (γ, np), ($\gamma, 2n$), ($\gamma, \alpha n$), ($\gamma, n2p$), ($\gamma, 2p, 3n$)... gibi reaksiyonlar gözlenir (Kaplan, 1965., Tanyel, 1994).

1.4 Foton ve Özellikleri

Elektromagnetik dalgalar kaynaktan enerji paketleri halinde yayılırlar. Bu enerji paketlerine foton veya kuant adı verilir. Foton her türlü elektromagnetik ışımanın en küçük birimine verilen isimdir. Boşlukta ışık hızıyla hareket eden bir enerji birimi oluşturulduğunda ise kuantum adını alır. Fotonların dalga boyları ve frekansları enerji kaynağına bağlı olarak değişir. Elektromagnetik spektrumundaki bölgelerden farklı olarak, X-ışınları enerji düzeyleri ile değerlendirilirler ve elektron volt (eV) cinsinden ölçülürler. X-ışınlarının enerjileri 1 keV ile 50 MeV arasında değişmektedirler. X-ışını fotonu ilerledikçe enerjisi azalır. Fotonun en bariz özelliklerini şöyle sıralayabiliriz; Durgun kütlesi sıfırdır; ışık hızıyla gider; etkileşimlere parçacık olarak girebilir ancak dalga olarak yayılır; $E=h\nu$, $p=h/\lambda$ ve $E=pc$ bağıntılarına uyar; kütlesi sıfır olduğu halde diğer parçacıklar gibi kütle çekiminden bile etkilenir.

1.5 Fotonun Maddeyle Etkileşmesi

Fotonlar herhangi bir maddeden geçerken bir kısmı soğurulur. Soğurulma; foton dalga boyunun uzunluğuna, maddenin kalınlığına, yoğunluğuna, atom numarasının büyüklüğüne bağlıdır. Fotonlar atomun orbital elektronları ile veya çekirdeği ile etkileşebilir. Diagnostik enerji sınırlarında etkileşim her zaman orbital elektronlarda olmaktadır. Eğer bu elektronlar atomu moleküle bağlayan elektronlar ise, bağlar kopar ve moleküler yapı bozulur. Fotonun madde ile etkileşiminde önemli olan faktör dokunun moleküler yapısı değil, atomik yapısıdır. Bir elektromagnetik dalga fotonu bir madde ile karşılaştığında fotonun enerjisine göre beş farklı etkileşimde bulunur.

1. Fotoelektrik olay
2. Compton olayı
3. Çift oluşumu
4. Saçılma etkisi
5. Fotoçözülme (Fotodisintegrasyon) etkisi

1.5.1 Fotoelektrik Olay

Elektromagnetik dalga fotonu çekirdeğin çevresindeki elektronlardan biri ile etkileşerek tüm enerjisini bu elektrona verir ve elektronu yörüngesinden fırlatır. Bu olaya fotoelektrik olay denir. Bir elektronunu kaybeden atom iyonize olmuştur. Bu etkileşim sırasında atomun genelde bir elektronu ayrılır. Elektronların yörüngelerindeki bağlanma enerjileri atomun atom numarası ile ilgilidir. Atom numarası yüksek olan atomların elektron bağlanma enerjileri daha yüksektir. Düşük atom numaralı hedef maddelerde K düzeyi elektronlarının bağlanma enerjileri oldukça düşük olduğundan, oluşan fotoelektron ile foton ışınının enerjisi yaklaşık olarak aynıdır. Gelen fotonun enerjisinin bir kısmı yörüngedeki elektrona çekirdeğin çekim etkisinden kurtarmak için kullanılır, geriye kalan enerji ise, elektromagnetik dalga olarak yayınlanmaz. Kalan enerji fırlayan elektrona hızlandırıcı enerjidir. Fotoelektrik olay sonucunda K yörüngesinden boşalan elektronun yerine diğer yörüngelerden bir elektron geçer. Bu elektron transferi sırasında elektronun enerjisi X-ışını fotonu olarak açığa çıkar. Açığa çıkan enerji her element için karakteristiktir ve elektronların atom içindeki hareketiyle açığa çıkan bu ışımaya “karakteristik ışımaya” denir. Sonuçta, atomun bir elektronu eksildiği için pozitif hale gelir. Fotoelektrik olay sonucunda karakteristik radyasyon, bir negatif iyon (fotoelektron) ve bir pozitif iyon (elektronu eksik atom) açığa çıkar. Fotoelektrik olay sonucu atomdan fırlayan elektronun enerjisi yeterli ise, bu elektron diğer atomun elektronlarına çarparak yeni iyonizasyonlara yol açar. Böylece, yüksek enerjili bir fotonun meydana getirdiği fotoelektrik olayı bir dizi çarpışmalar ve iyonizasyonlar izler. Fotoelektrik olay tam bir soğurma şeklidir. Gelen fotonun tüm enerjisi atomdan fırlatılan elektron için kullanılmış, yeni bir elektromagnetik dalga olmamıştır. Fotoelektrik olay, 0.5 MeV'den düşük enerjili fotonlarda görülür.

Fotoelektrik olay sonucu saçılmış ışımaya söz konusu olmadığından, tanısal radyolojide önemi büyüktür. Hastanın çekilen herhangi bir grafisinin görüntü kontrastı iyidir, ancak hastanın maruz kaldığı ışımaya miktarı diğer etkileşimlere göre yüksektir. Hastadaki dozun yüksek olması, düşük enerjili fotonlarla yüksek atom numaralı elementler arasında fotoelektrik olayın görülme oranının yüksek olması şeklinde açıklanabilir. Yüksek enerji teknikleri kullanılarak bu olumsuz etki minimize edilebilir.

1.5.2 Compton Olayı

Compton etkisinde gelen foton atomun orbitalerindeki bir elektrona çarpar ve elektronu yörüngeden fırlatır. Fakat bu çarpma esnasında enerjinin tümü değil, bir kısmını çarptığı elektrona aktardığı için yön değiştirerek saçılmış radyasyon olarak yeni bir yönde ilerler. Bu olayda atomdaki dış yörünge elektronunu yerinden koparan foton ışını atomu iyonize hale getirir. Compton olayı sonucunda pozitif yüklü atom ve negatif yüklü elektron olmak üzere iki iyon çifti oluşur. Fotonun enerjisinin büyük bir kısmı negatif yüklü elektrona kinetik enerji olarak aktarılır ve enerjinin geri kalan kısmı yön değiştiren fotonda kalır. Fotonda kalan enerji miktarı fotonun ilk sahip olduğu enerjiye ve elektrona çarpma-yer değiştirme açısına bağlıdır. Gelen foton elektrona ne kadar dik bir açı ile çarparsa, yer değiştirmesi o kadar fazla olur ve foton o kadar çok enerji kaybeder. Yani, açı arttıkça saçılan radyasyonun enerjisi azalmaktadır. Compton olayı hastanın çekilen grafisi üzerinde negatif bir etki oluşturmaktadır. Tanısal radyolojide karşılaşılan saçılmanın hemen hemen tümü Compton etkileşiminden kaynaklanmaktadır. Yüksek enerjili ve dar açılı saçılmış radyasyon hem hasta dozunu arttırmakta, hem de grafi kalitesini düşürmektedir. Oluşan her iki enerji de, enerjileri sonlanana kadar birçok iyonizan çarpışmalar yaparlar. Oluşan foton demetinin enerjisi azaldıkça, yeni bir Compton etkileşimine girme olasılığı da azalır. Enerjisi 0.5 MeV'den büyük olan fotonlar Compton etkileşimi yapabilirler. Compton olayı; elektronların sayısına, yoğunluğuna ve fotonun enerjisine bağlı olup, atom numarasından bağımsızdır. Fotonun enerjisi arttıkça, Compton etkileşim sayısı da artar.

1.5.3 Çift Oluşumu

Bu olayda; gelen elektromagnetik dalga fotonu atomun çekirdeği ile etkileşir ve bir elektron, bir pozitron oluşturur. Gelen foton tamamıyla kaybolur. Çarpışmayla oluşan yüklü parçacıklar elektron ve pozitrondur. Oluşan parçacıkların atom ve elektronlarla hiçbir ilgisi yoktur. Bu nedenle atomun iyonizasyonu söz konusu değildir. Meydana gelen parçacıklar diğer çift oluşumu sonucu meydana gelen parçacıklarla çarpışarak yok olurlar. Bu yok olma sırasında iki elektromagnetik dalga oluşur ki, buna annihilasyon (yok olma) adı verilir. Çift oluşumu sonucu meydana

gelen zıt yüklü parçacıkların kütlelerinin enerji karşılığı yaklaşık 0.51 MeV'dir. Dolayısı ile çift oluşumu için çekirdeğe yaklaşan ışımının enerjisinin en az bunun iki katı, yani 1.02 MeV olması gerekir. Her çift oluşumu sırasında fotoelektrik ve Compton olayı da gerçekleşir. Ancak, çift oluşumu sonucunda meydana gelen fotonlar yeni bir çift oluşumuna neden olmazlar. Buna enerjileri yeterli gelmez. Çift oluşumu radyoterapide kullanılmaktadır.

1.5.4 Saçılma Olayı

Yüksek enerjili fotonlar karşılaştıkları maddeyi büyük ölçüde geçebildikleri halde düşük enerjili fotonlar maddeye çarptıkları zaman bir saçılma olayı meydana gelir. Enerjileri 10 keV'dan düşük olan fotonlar madde üzerinde saçılma etkisine neden olur. Bu düşük enerjili fotonların dalga boyu ile etkileştiği atomdan saçılan fotonun dalga boyu aynıdır. Madde ile foton arasında iyonizasyona yol açmayan tek etkileşim saçılma olayıdır. İyonizasyonun oluşması için fotonun atoma enerji transfer etmesi gereklidir. Oysa bu olayda tek etki, ışımının yönünün değişmesidir. Saçılma gösteren ışım oranı % 5'den düşüktür.

1.5.5 Fotoçözünme Olayı

Enerjileri 10 MeV'dan büyük olan fotonlar hedef atomun çekirdeği ile etkileşime girerek, enerjileri çekirdek tarafından soğurulur ve sonucunda çekirdekten nükleer bir parçacık ortama salınır. Salınan bu parça nötron, proton, α parçacığı veya parçacık kümesi olabilir. Fotoçözünme olayının tanısal radyolojide pratik bir önemi yoktur. Çünkü, 150 keV'un üzerinde bir enerji kullanılmadığından çift oluşumu ve fotoçözünme olayları ile karşılaşılmaz (Ceydeli, 2000). Fakat, foton radyoterapide fotoçözünmenin büyük önemi vardır. Açığa çıkan parçacıkların mutlaka ölçülmesi gereklidir. Yani; foton radyoterapide kanser tedavisinde kullanılan foton, hastanın kanserli bölgesine bir doğrultucu ile yönlendirilirken, fotonun doğrultucu ile etkileşiminden dolayı; nötron, foton, proton, elektron veya α parçacığı açığa çıkabilir. Bunlardan en tehlikelisi nötronlardır. Açığa çıkan bu nötronlar da, kanserli hücre dışındaki sağlıklı hücrelere zarar vermektedir. Yani, sağlıklı hücreleri de kanser yapabilmektedir. Dolayısı ile, nötronların ölçülmesi gereklidir. Bu da çalışmamızın özünü teşkil etmektedir.

1.6 Foton Radyoterapi

Kanser bugün Türkiye’de ve Batı ülkelerinde, kalp hastalıklarından sonra, en önemli ikinci ölüm nedeni olarak yer almaktadır. Kanser, hücrenin genetik yapısında ortaya çıkan bir değişiklik sonucu oluştuğunu, genetik değişikliğin üzerine zaman içerisinde yeni genetik değişikliklerin eklenmesi, hücrenin iyi huylu durumdan aşama aşama kötü duruma geçmesi ve kontrolsüz olarak çoğalması şeklinde kanseri tanımlayabiliriz.

Kanserin çok fazla türü ve birbirinden çok farklı tedavileri vardır. Genel olarak söylenirse, kanser tedavisinin üç temel ayağı vardır. Birincisi kemoterapi olarak adlandırılan ilaç tedavisi, ikincisi radyoterapi dediğimiz ışın tedavisi, üçüncüsü de cerrahi tedavidir. Kanserden kansere bu tedaviler değişiklik gösterebilir.

Radyoterapi kanserli (tümör) hücreleri öldürmek amacıyla bir merkezden yayılan fotonun (ışının) meydana getirdiği iyonlaştırma olayını kullanarak yapılan tedavi yöntemidir. Bu tedavi tamamen ağrısız olup, bir akciğer filmi çekilmesinden farklı değildir. Radyasyonla yapılan bir tedavi olan radyoterapi % 99.9 denilebilecek oranda kanser tedavisinde kullanılmaktadır. Sadece radyoterapiyle hastalar tedavi edilebilir. Ya da hastaların tedavisi mümkün değildir, fakat hasta o sırada ağrı çekiyordur, veya kanaması vardır veya hayati organlarına bir baskı vardır ve bu onu muzdarip ediyordur. Yaşam kalitesini düzeltmek, yaşam kalitesini artırmak yani, hastanın o anki yakınmalarını gidermek için de radyoterapi kullanılabilir. Bir diğer radyoterapi şekli de kemoterapiyle birlikte eş zamanlı olarak yapılan tek başına olan radyoterapidir.

Kanserleri meydana getiren hücreler, düzensiz ve kontrolsüz bir şekilde çoğalarak, çevredeki normal dokulara da zarar verirler. Radyasyon belirli dozda verince, kanserli hücrelerin çoğalmasını önlemekte ve hatta tahrip etmektedir. Maalesef hiçbir tümör, hiçbir kanser tek başına değildir ve yanında mutlaka hayati bir organ vardır. Tümöre maksimum dozu verirken, yanındaki dokularda da dozu minimalde tutabilmek çok önemlidir.

1.6.1 Foton Radyoterapinin En Sık Uygulandığı Hastalıklar ve Tedavisi

MEME KANSERİ:

1. Erken evrede: Sınırlı cerrahi + Radyoterapi
2. Lokal ilerlemiş evrede : Cerrahi + Radyoterapi + Kemoterapi + Radyoterapi
3. Yaygın Hastalıkta : Kemoterapi + Radyoterapi

AKCİĞER KANSERİ:

1. Erken evrede: Radyoterapi
2. Lokal ilerlemiş evrede: Radyoterapi
3. İlerlemişte ve Küçük Hücreli Kanserde: Kemoterapi + Radyoterapi

SES TELİ – LARİNKS KANSERİ:

1. Erken evrede: Radyoterapi
2. Daha ilerlemişte: Cerrahi + Radyoterapi
3. Yaygın: Kemoterapi

UTERUS KANSERİ:

1. Erken evrede: Radyoterapi
2. İleri evrede: Cerrahi +Radyoterapi

SERVİKS (Rahim Ağzı) KANSERİ:

1. Erken evrede: Radyoterapi
2. İleri evrede: Cerrahi+ Radyoterapi

CİLT KANSERİNİN MALİGN MELANOM DIŞINDA KALANI:

1. Erken evrede:Radyoterapi
2. İleri evrede: Cerrahi + Radyoterapi

REKTUM KANSERİ:

Radyoterapi + Cerrahi

TESTİS SEMİNOMU:

Orkiektomi + Radyoterapi

1.6.2 Dozaj ve Radyoterapinin Uygulanma Süresi

Hastanın alacağı radyasyon miktarı *rad* adı verilen birimlerle belirtilir. Şu anda kullanılan terim *Gray(Gy)* dir. 1 Gy 100 *rad*'a eşittir.

Radyasyonun dozuna karar verme tedavi planının en kritik noktasıdır. Dikkatli bir planlama görünen tümöre uygun dozu verirken sağlam dokulara zarar vermeden görülmeyen tümör odaklarını da etkilemesini sağlar.

Bu iki amacı sağlayacak dozu hesaplamak zordur, çünkü tümörün evresi ve boyutu hesaba katılmalıdır. Değişik dokuların radyasyona cevabının farklı olduğu unutulmamalıdır. Radyasyon onkoloğu tümörü harap etmek için gerekli toplam dozu hesapladıktan sonra verilecek olan günlük dozu hesaplar. Buna fraksinasyon takvimi denir.

Genelde radyasyon haftada 5 gün verilir. Bu takvim tümöre bağlı olarak 2 ila 8 hafta devam edebilir. Bu sürede kullanılan tedavinin şekli ve gereken dozajda önemlidir.

Bir de ağrıyı, acıyı, kanamayı dindirmek için yani, hastaya konfor vermek için tedaviden ziyade hastanın o anki yakınmalarını gidermek için yapılan radyoterapi ise, 2 haftalık, 2.5 haftalık kısa süreler kullanılmaktadır.

1.6.3 Radyoterapinin Yan Etkileri

Radyoterapi uygulaması yalın bir şekilde, tümör hücrelerinin öldürülmesi amacıyla seçilen hedef hacme lokal bir enerji aktarımıdır. Planlanan hedef hacmin ışınlanmasında, radyasyonun ışın geçiş yolu üzerindeki sağlam doku ve organlar üzerindeki etkisi her hasta için değerlendirilmektedir. Tıbbın en eski prensiplerinden biri " önce zarar vermeme " ilkesidir. Tüm tedavi yaklaşımlarında geçerli olduğu gibi radyoterapide de, tedavinin getireceği yan etkiler hiçbir zaman hastalığın kendisinden daha kötü olmamalıdır. Bu nedenle tümör bölgesine verilmek istenen doz, çoğunlukla komşuluk ilişkisinde bulunan çevre kritik organ ve dokuların tolerans dozları tarafından sınırlanmaktadır. Ancak her tedavi hastaya sağlayacağı yararın yanında doğal olarak bazı riskleri ve istenmeyen etkileri de içermektedir. Radyoterapi uygulanmasında her zaman amaç, hastaya kabul edilebilir bir yan etkinin ötesinde, zarar vermeksizin tedavi sonucuna varmaktadır. Bununla beraber,

bu yan etki riskini uygun bir perspektifte tutmak çok önemlidir. Çünkü, radyoterapi hemen her zaman kanser tanısı konmuş olguların tedavisinde kullanılmaktadır. Hastalığın tedavisinde başarısız kalındığında karşılaşılabilecek olan tablo, tedaviye bağlı gelişebilecek olan yan etkilerden çok daha kötü olacaktır. İyileştirmek amacıyla tedavi edilen olgularda kabul edilebilen yan etki riski, palyatif (hastaya konfor verme amaçlı) tedavilere kıyasla daha fazla ve daha dramatik olabilmektedir. İnsanın her anatomik bölgesinde, hastanın fonksiyonel bir şekilde yaşamını sürdürebilmesi için gerekli olan, doz sınırlayıcı doku ve organlar vardır. Lens radyasyona en duyarlı yapılardandır. 200 cGy' lik bir fraksiyonluk doz katarakt oluşumuna ve buna bağlı görme fonksiyonunun bozulmasına neden olabilmektedir. Kas ve kıkırdak gibi diğer dokular ise 8000 cGy gibi oldukça yüksek radyasyon dozlarını tolere edebilmektedirler. Böbrek, akciğer, karaciğer, kalp ve beyin gibi yaşamsal önemli organların tolerans dozları ise bu iki doz sınırı arasında yer almaktadır. Sağlam doku hasarını kabul edilebilir sınırdaki tutabilmek için tolerans doz sınırları aşılmamakta, özel bloklarla bu organ ve dokular korunacak yüksek doz hacmi dışında tutulmaktadır.

1.7 Kaynak Özetleri

Modern endüstri toplumlarında yaklaşık her dört kişiden biri kanser olma riski taşımakta fakat, sadece beşte biri bu yüzden hayatını kaybetme durumundadır. Radyoterapi ve ameliyat birincil tümörleri veya bazen iyi tanımlanmış ikincil kanser kalıntıları yok etmek için kullanılan metotlardır. Radyoterapideki başlıca gelişmeler fiziksel yönden olanlardır. İlk olarak dokulardaki emilen ışımanın dozunu ölçmek amacıyla güvenilir metotların geliştirilmesi gerekmiştir. Daha sonra 1950'lerde, kaynakların enerjisi 200-300 kV'dan birkaç MV'a çıkarıldığında X-ışınlarının geçişi geliştirilmiştir. Bunları Cobalt-60 makineleri, lineer elektron hızlandırıcıları ve betatronların gelişimi takip etmiştir. Günümüzde ise, yüksek enerjili (GeV mertebesine varan) hızlandırıcılar kullanılarak, radyoterapi çalışmaları sürmektedir. Radyoterapide kanser tedavisine ışık tutması bakımından yapılan bu çalışma için faydalanılan kaynakların kısa bir özeti aşağıda verilmiştir.

8-10 MeV'lik enerjilerin üzerinde çalışılan ışınlama kanser tedavisi için kullanılan tıbbi elektron hızlandırıcılarının çeşitli köprü maddelerindeki (γ, n) ve ($e, e'n$) reaksiyonları yoluyla ikincil nötron ışınlama üretmesi yolundaki çalışmalar, Agosteo, S. ve arkadaşları ile yapılmıştır. Tedavi odasındaki nötron akısının uzaysal dağılımı, Monte Carlo metodu ve bremsstrahlung hedef ve köprü koruması içeren maddelerin; akının doğrudan bileşeninin açıl ve uzaysal dağılımları üzerindeki etkisi, MCNP (Monte Carlo N-Parçacık) kodu kullanılarak hesaplanmıştır (Agosteo, 1992).

15-30 MeV yüksek dipol rezonans (YDR) enerji bölgesinde hedefe dayalı $A(\gamma, \gamma')A^m$ tipi fotouyarma deneylerinde üretilen fotonötron spektrumunu belirlemek için (istatistik basamaklı bir nötron buharlaşma modeline dayalı), basit ve hızlı bir metot, Safara, J. ve Lakosia, L. tarafından sunulmuştur ve $(n, n')^m$ dağılımının (istenmeyen şartlarda) ilk ölçümlerinin, ölçülen ürün eğrilerinde belirgin bozunumlara sebep olabileceği gösterilmiştir. Aynı yaklaşımla, 15-50 MeV enerji bölgesinde bremsstrahlung'a dayalı fotonötron spektrumu hesaplanmıştır (Safara, 1994).

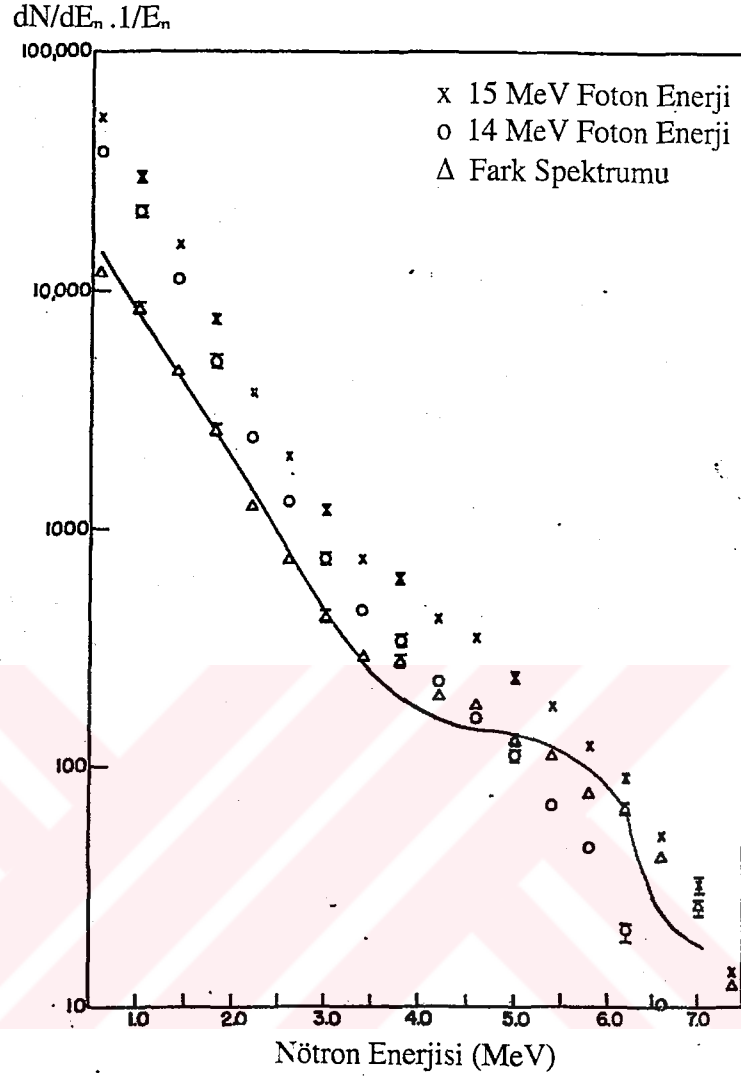
Baltatenau, N.; lineer elektron hızlandırıcıları kullanarak, hızlı nötron akıları üretmek amacıyla optimize edilmiş bir metot geliştirmiş ve hem γ -ışınlama dönüşüm hedefleri (Pb, W, U, Au) hem de (γ, n) reaksiyon hedefleri (Be, Döteryum) üzerinde çalışmıştır. Bu iki işlemin değişken geometrilerdeki uzaya yayılmış hedeflerdeki Monte Carlo simülasyonu; en yüksek hızdaki nötron akılarını elde etmek amacıyla madde, boyutlar ve kaynak konumu cinsinden optimize edilmesine imkan vermiş ve teorik simülasyonları doğrulamak için deneysel ölçümler yapmıştır (Baltatenau, 2002).

Elektron bremsstrahlung spektrumlarının hesaplanması için, genel olarak kullanılan formüllerin atom numarası Z 'ye bağımlılığı, 165 MeV'lik gelen elektronlar için Alüminyum ve Tungsten radyatörler kullanılarak, 70-150 MeV foton enerji aralığında, $d(\gamma, p)n$ tesir kesitlerinin ölçümlerinin yapılması yoluyla Yuly, M. ve arkadaşları tarafından test edilmiştir (Yuly, M., vd., 2002).

Tseng, H.K. tarafından göreceli bir kısmi-dalga metodu kullanılarak; $T=1.0, 2.0$ ve 2.5 MeV'lik pozitronlar ve elektronların kinetik enerjileri için, $Z=1, Z=13$ ve $Z=79$

atom numaralı atomların alanında yer alan pozitron ve elektron bremsstrahlung'u için fotonun enerji-açı dağılımları sayısal olarak hesaplanmıştır. Orta enerji bölgesinde yapılan bu çalışmada; pozitron bremsstrahlung'un foton enerji-açı dağılımı, Born yaklaşık tahminleriyle karşılaştırılmıştır. Çalışmadaki kısmi dalga sonuçları; pozitron veya elektron bremsstrahlung'u için foton enerji-açı dağılımının şeklinin, atomik elektron ekranlanmasından yaklaşık olarak bağımsız olduğunu göstermiştir (Tseng, 2002).

Ağır metallere yayılan fotonötronların enerji spektrumları ve açısal dağılımları adlı çalışmada Mutchler, G.S.; Bi, Pb, Tl, Hg, W, Ta, Er, Ho, Sm, Pr, La, I ve In metallereinden açığa çıkan fotonötronların enerjilerini ve açısal dağılımlarını; MIT (Massachusetts Institute of Technology) lineer hızlandırıcısından elde edilen 13-15 MeV enerji aralığındaki bremsstrahlung fotonları kullanarak, 10 m. uçuş mesafesindeki 24°, 76° ve 156°'lik açılarda nötron uçuş süresi spektrometresiyle elde etmiştir. Şekil 1.4, bu çalışmadaki Tungsten için nötron enerji spektrumunu göstermektedir. (Mutchler, 1966).



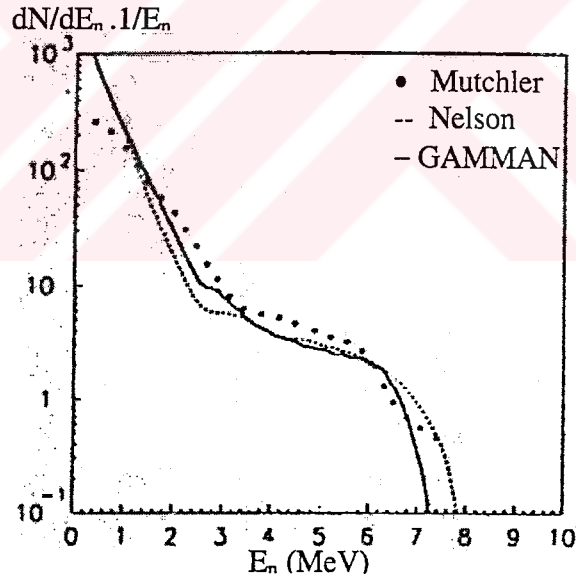
Şekil 1.4 Tungsten İçin Nötron Enerji Spektrumu (Mutchler, 1966)

Nötron enerji spektrumlarının kabarcık dedektörleriyle tahmini çalışması da, Rosenstock, W. ve arkadaşları tarafından yapılmıştır. Sınırlı enerji bilgileri vermek üzere nötron kabarcık dedektörlerinin yetenekleri, ^{252}Cf ve D-T (nötron jeneratör) kaynaklarından çıkan nötronlarla 10 keV-10 MeV aralığındaki altı farklı enerji eşiğine sahip kabarcık dedektör spektrometresi kullanılarak incelenmiştir (Rosenstock, 1995).

Gudowska, I. ve arkadaşları tarafından ise; yumuşak doku, akciğer, meme, bazı doku ve kemiklerdeki fotonükleer reaksiyonlardan kaynaklanan doz soğurulumu, doğrusal bir hızlandırıcıdan elde edilen 50 MeV'lik bir bremsstrahlung foton demeti

kullanılarak hesaplanmıştır. Bremsstrahlung hedeften çıkan foton kaynağı spektrumunu belirlemek ve tedavi başlığı ve hastaya geçen foton taşınımını simüle etmek için, Monte Carlo kodu MCNP4B kullanılmıştır. Dokudaki fotonükleer parçacık üretimi; Monte Carlo simülasyonlarından türetilen fotonların enerji dağılımı kullanılıp, sayısal olarak hesaplanmıştır. Hastadaki fotonötronların taşınımı ve dokuya fotonötronlu soğrulan doz MNCP4B kullanılarak belirlenmiştir (Gudowska, 1999).

Radyoterapi amaçlı medikal bir lineer hızlandırıcı (foton maksimum enerjisi 15-30 MeV arasında) kullanımıyla, ^{184}W ve ^{181}Ta 'daki fotonötron üretiminin Monte Carlo simülasyonu da, Ongaro, C. Ve arkadaşları tarafından farklı kodlar (POLAS ve GAMMAN) kullanılarak yapılmıştır. Şekil 1.5'de; foton enerjisi 14 MeV ve 0.56 cm. kalınlığında Tungsten kullanılarak GAMMAN fotonötron spektrumunun bazı çalışmalarla karşılaştırılması verilmiştir (Ongaro, 1999).



Şekil 1.5 ^{184}W için GAMMAN fotonötron spektrumunun (Nelson, 1997) ve (Mutchler, 1966) ile Karşılaştırılması

Jallu, F. ve arkadaşlarının çalışmalarında da; Tungsten, Bakır, Praseodmiyum ve Berilyum'daki fotonötron üretimi ölçümleri arasındaki karşılaştırmaları ve ELEPHANT (Elektron, foton ve nötron taşıma) kodundan kaynaklanan veriler ortaya konmaktadır. Fransa'nın Arcueil kentindeki DGA/ETCA lineer elektron

hızlandırıcısından alınan ölçümler için, 15-25 foton enerji aralığında değişen bremsstrahlung son-noktaları kullanılmıştır (Jallu, 1999).

Fotonötron ölçüm deneyleri için, Lin, J.P. ve arkadaşlarının çalışmalarında ise; BD-PND kabarcık dedektörleri kullanılarak bir Siemen Primus tıbbi lineer hızlandırıcıdan saçılan fotonötron kirliliğinin ölçümü yapılmış ve tedavi odasında doz eşdeğerli dağılımı ölçmek amacıyla; çeşitli kabarcık dedektörleri, izomerkez olarak 1m. aralıklı ve aynı yükseklikte lineer hızlandırıcı (LINAC) başlığı etrafında konumlandırılmıştır (Lin, 2001).

Bir kurşun cam kalorimetre ve Andersson-Braun rammetresi kullanılarak, gelişmiş foton kaynağının yerleştirme aleti demetlerindeki bremsstrahlung gücünün ve ilgili fotonötron doz eşdeğer hızının eş zamanlı ölçümleri de, Pisharody, M. ve Semones, E. tarafından yapılmıştır. Fe, Cu, W ve Pb'den yapılan hedefler, yerleştirme aleti demetlerinin birinci optik koruyucusu içindeki bremsstrahlung demetine yerleştirilerek; bremsstrahlung gücü, demet akımı ve depolama halkası basıncına göre normalize edilen nötron dozu eşdeğer hızlar, dört hedef için ölçülmüştür (Pisharody, 1999)

En uygun su hafifletici seviyesini belirlemek amacıyla; Kim, G.N ve arkadaşları Kore'de nükleer veri elde edilmesi amacıyla kurulan atımlı nötron düzeneğine dayalı bir lineer elektron hızlandırıcısı (LINAC) Pohang Nötron Tesisi'ni kullanmışlardır. Nötron enerji spektrumları, hafifletici içindeki su seviyeleri için ölçülmüş ve Monte Carlo N-parçacık taşıyıcı kodu kullanılarak hesaplamalar yapılmıştır (Kim, 2002).

Radyoterapide hasta tedavisi esnasında, yüksek enerjili foton veya elektron ışınlarıyla açığa çıkan nötronların ölçümü de; Kliqua, P., tarafından gaz oranlı silindirik sayaç kullanarak yapılmış olup, doz ve mikrodozimetrik spektrum aynı anda ölçülmüştür (Kliqua, 1994).

Nötron ölçümündeki değişik başka bir çalışma ise, Sasaki, M. ve arkadaşları tarafından yapılmıştır. NE213 organik sıvı sintilatör ve TOF (uçuş süresi) dedektörü kullanarak radyoterapide kanser tedavisi amacıyla, demir korumadan yayılan yüksek

enerji nötronlarının ölçümünü, Japonya'da Ulusal Radyoloji Bilimleri Enstitüsü'nün Chiba Ağır-İyon Hızlandırıcı'sını kullanarak yapmışlardır (Sasaki, 2002).

Bu çalışmada kullanılan nötron dedektörlerindeki sıvı sintilatör, nötron-foton spektrometresi ve nötron uçuş süresi ölçümü (TOF), çeşitli amaçlarla farklı çalışmalar için kullanılmışlardır.

Çekirdek yapısının araştırılmasını öngören çeşitli (γ, n) reaksiyonları değişik maddeler için yapılmıştır. Bunlara; 27-50 MeV foton enerji aralığında $^{40}\text{Ca}(\gamma, n)$ reaksiyonlarıyla ^{40}Ca 'daki izovektör kuadropol rezonans karakteristiklerinin belirlenmesi çalışmaları (Sims, 1995), $^4\text{He}(\gamma, n)$ reaksiyonu için diferansiyel $(\sigma(E_\gamma, \theta_n))$ tesir kesiti, $E_\gamma=50-71$ MeV foton enerji aralığında ve $\theta_n=30^\circ-120^\circ$ arasında değişen çeşitli açılarda Sims ve arkadaşları tarafından yapılan ölçüm çalışmaları (Sims, 1998) ve ilk defa, uyarılan çekirdekten tekrar yayınlanan, bozunan fotonun ölçümünü amaçlayan $^{16}\text{O}(\gamma, n\gamma^1)$ reaksiyonu çalışmaları (Akkurt, 2002), örnek olarak verilebilir.

Perkins, L.J. ve Scott, M.C. de, nötron spektrometresi için NE213 sintilatöründe sıfır-çaprazlama puls şekil ayırımı tekniğini kullanarak, α -parçacıklarından nötronları ayırmışlardır (Perkins, 1979).

Nötron uçuş süresi deneyleri için, eksenli su ile hafifleştirilmiş hedef (ESHH) ve sade sıçramalı hedef (SSH) şeklinde iki yeni fotonötron hedefi, Overberg, M.E. tarafından gerçekleştirilmiş ve her iki dedektör nötron çözünürlüğü ve uçuş süresi ölçümleri için karşılaştırılmıştır (Overberg, M.E., 1999).

Sıvı sintilatörlerle yapılan diğer bir çalışmada; Horvath, A. ve arkadaşları, nötron dedeksiyonunda puls şekil ayırımı yönünden, BC519 ve NE213 (BC501) sıvı sintilatörlerin karşılaştırmalarını yapmışlardır (Horvath, 2000).

Yine, nötron çalışmalarında; Marrone, S. ve arkadaşları, sıvı sintilatörlerdeki nötronlar ve γ -ışınları pulslarının şekil analizini iki farklı sintilatör (NE213 ve C_6D_6) kullanarak gerçekleştirmişlerdir (Marrone, 2002).

Çoklu sıvı sintilatör sistemi (NE213'ün iki veya daha fazla kalın olanı) kullanılarak, 15-150 MeV enerji aralığında nötron enerji spektrumlarının ölçümü de Buffler, A. ve arkadaşları tarafından yapılmış ve tek-enerjik nötronlar için nötron spektrometresinin dedeksiyon verimliliği hesaplanmıştır (Buffler, 2002).

Foton ve nötron ayırımı için; Klein, H. ve Neumann, S. de; nötron- γ alanları karışımında, nötron-foton puls yükseklik spektrumlarını kullanarak puls şekil analizini, NE213 tipi sıvı sintilatör dedektörü kullanarak yapmışlardır. Hesaplamalarda ise, Monte Carlo simulasyon metodunu kullanmışlardır (Klein, 2002).

Fotonlarla hafif çekirdeklerden yayılan nötronların ölçümü, üç halkalı bir "Halpern tipi" nötron dedektörü kullanarak "üç-nokta" bremsstrahlung tarama tekniği ile Thies, H.H. ve arkadaşları tarafından ölçülmüştür (Thies, 1985).

Işıma korunumu amaçları için doz eşdeğerlerinin belirlenmesine gerek duyulur ancak böyle bir belirleme işlemi nötron ışıması için oldukça zordur. Doğru dozimetrik belirlemeler yapmak için; çalışma alanı içi yanında dozimetrik cihazları ayarlamak için kullanılan referans ışınımın nötron akı spektrumu ile ilgili bilgilerin elde edilmesi önemlidir. Bu bağlamda, ışınım korunmasındaki spektrometrelerin uygulanması ve daha ileri gelişmeler için birtakım tavsiyelerin olduğu kısa bir özetleme Mc Donald, J.C. ve arkadaşları tarafından verilmiştir (Mc Donald, 2002).

BÖLÜM 2: MATERYAL ve METOD

2.1 Giriş

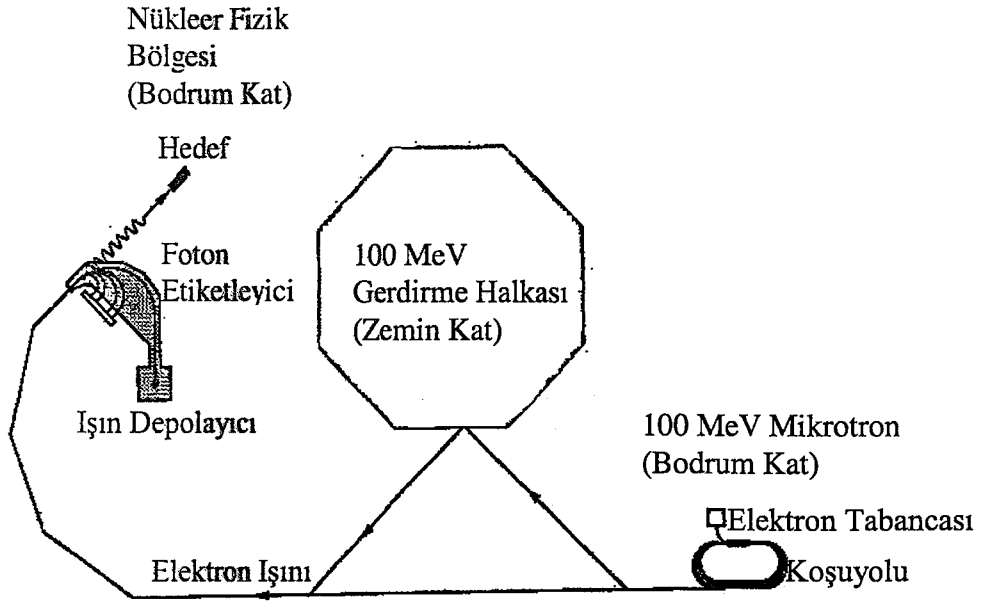
Ağır metallerde düşük enerjili foton kullanarak (γ,n) reaksiyonlarının ölçümü adlı bu çalışmanın deneysel kısmı, İsveç'in Lund Üniversitesi'ne bağlı olarak faaliyet gösteren Max Laboratuvarı'nda (Max-Lab), İtalyan (Torino,Bologna), İngiliz (Glasgow) ve İsveç (Lund) Üniversiteleri'yle işbirliği yaparak gerçekleştirilmiştir.

Böyle bir çalışma için öncelikle, foton radyoterapide kullanılan foton enerjisine (10-30 MeV) yakın enerjili foton üretebilen bir hızlandırıcıya ihtiyaç vardır. Max-Lab adlı hızlandırıcısı bu merkezlerden birisidir. Burada 0-80 MeV'ye kadar foton üretilebilmektedir. Bunun yanında elde edilen nötronların (yüksüz olduklarından) ölçülmesi de çok önemlidir. Bunun en iyi yolu, nötronun uçuş zamanının ölçülerek enerjisinin bulunmasıdır ki; buna, uçuş süresi (TOF) metodu denilir. Bu metod, Max-Lab'da Glasgow Üniversitesi tarafından kurulmuş nötron spektrometresiyle yıllardan beri kullanılmaktadır (Akkurt, 1998., Akkurt, 2002., Annand,1997., ve Anderesson, 1995).

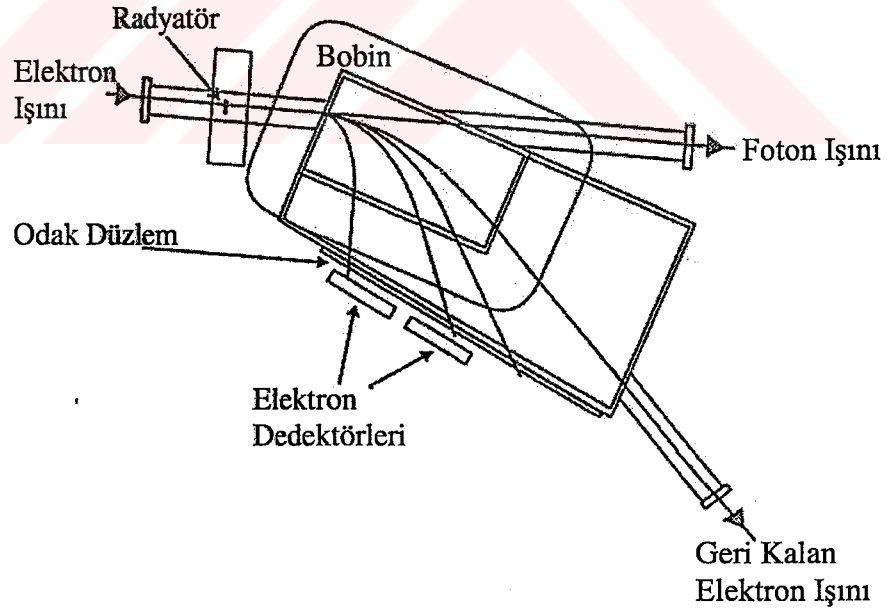
Bu bölümde; Max-Lab ve TOF spektrometresi tanıtılarak, nötron ölçüm metodu detaylandırılacaktır.

2.2 Max Laboratuvarı

Max-Lab lineer bir elektron hızlandırıcısı olup, İsveç'in Lund Üniversitesi bünyesinde faaliyetlerini sürdürmektedir. Laboratuvar normal kapasitesi 100 MeV olan mikrotron, puls gerdirme halkası (stretcher ring) ve etiketleyici (mıknatıs) den oluşmaktadır.



Şekil 2.1 Max Hızlandırıcısının Şematik Gösterimi



Şekil 2.2 Foton Etiketleme Spektrometresi

Max-Lab kuruluş şekli şematik olarak Şekil 2.1' de gösterilmiştir. Elektron tabancasından çıkan 1 μ s uzunluğunda ve 50 Hz frekansında olan elektron pulsuları koşu yolu (racetrack) boyunca hızlanarak maksimum 100 MeV enerjiye kadar

hızlandırılırlar. Bu boy ve frekansa sahip bir elektron demeti 5×10^{-5} değerinde bir verim çarpanı verir ki, bu foton etiketleme için çok küçük bir değerdir. Bir puls demeti için verim çarpanı, puls süresinin pulslar arasındaki zamana oranı olarak tanımlanır. Foton etiketleme için bu oranın yüksek yani elektron demetinin sürekliliğe yakın bir değerde olması gerekir. Bu yüzden, mikrotrondan gelen elektron demeti 32 metre çevreye sahip bir gerdirme halkasına alınarak puls genişliği 20 ms oluncaya kadar gerdirilir ki, bu da %75-80 kadarlık bir verim çarpanı verir. Bu değer fotonükleer bir reaksiyon için yeterli bir değerdir.

Çizelge 2.1 Mikrotron ve Puls Gerdirme Halkası Parametreleri

	Mikrotron	Puls Gerdirme Halkası
Elektron Enerjisi	100 MeV	75-100 MeV
Verim çarpanı	% 0.005	% 50-80
Puls Uzunluğu	0-1 μ s	20 ms

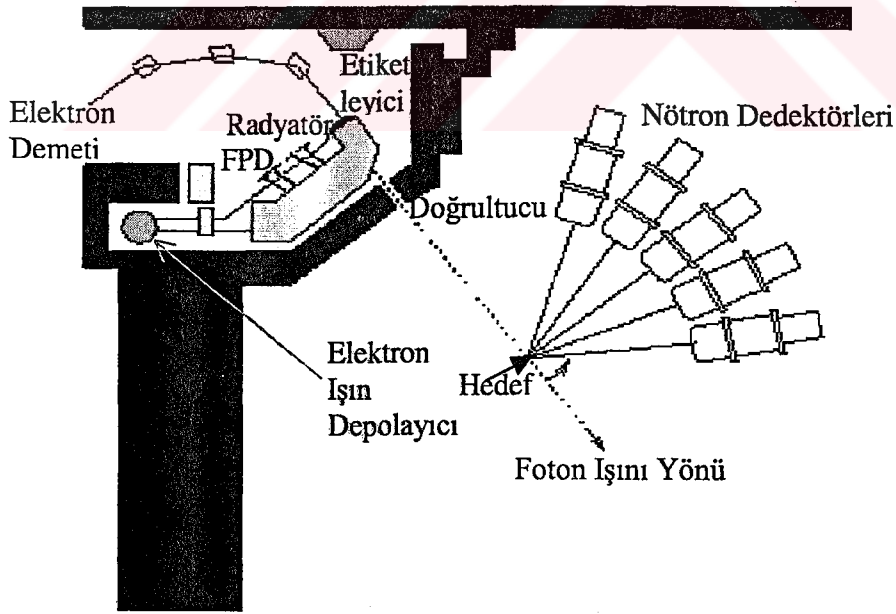
2.2.1 Etiketleme Spektrometresi

Çekirdeğin yapısını araştırma çalışmalarında kullanılan fotonlar çoğunlukla bremsstrahlung ışıması olarak elde edilir. Foton kaynakları olarak genelde bremsstrahlung ışıması kullanılmaktadır. Bu kaynaklar, istenilen enerji bölgesinde reaksiyon tesir kesitlerinin ölçümü için yeterli miktarda foton akışı üretebilmektedir. Fakat, bremsstrahlung işlemi niteliğinden ötürü, üretilen fotonun enerjisi; sıfırdan, gelen elektronun enerjisine doğru uzanan bir spektruma sahiptir.

Bir fotonükleer reaksiyon deneyinde reaksiyona sebep olan fotonun enerjisi bilinmelidir. İstenilen enerjideki fotonu elde etmek, çalışmanın en önemli ve zor kısımlarından birisidir.

Foton elde etmenin değişik yolları (lazer backscattering, pozitron ve elektronun yok olmasıyla oluşan foton vb.) olmasına rağmen en çok kullanılan metotlardan birisi; elektronun bir elektrik alandaki ivmeli hareketiyle fotonun açığa çıkması şeklinde özetlenebilecek olan bremsstrahlung (durdurma ışıması) metodudur. Eğer sürekli bir elektron demeti ince bir yaprak üzerine gönderilirse, sürekli bir foton elde edilmiş

olur. Maxlab'da reaksiyon için gerekli fotonlar bu prensipte (bremsstrahlung) elde edilmektedir. Gerdirme halkasından gelen gerilmiş elektron demeti daha sonra nükleer fizik bölgesine gönderilir (Şekil 2.1). Bu elektron ilk önce etiketleyici denilen mıknatısın arkasına yerleştirilen ince (50 μm) Al yaprağa çarparak bremsstrahlung foton üretilir (Şekil 2.2). Bunun yanında elektron demetinin bir kısmı Al yaprağa çarpmadan geçer ve bunlar da etiketleyici tarafından yönlendirilerek elektron ışın depolayıcı denilen bir bölgede depo edilir. Etiketleme spektrometresi 22 msr (mili steradyan) katı açılı Kuadrupol-Dipol (KD) ve 64 elemente sahip elektron dedektör sisteminden oluşur. Bu dedektör sistemi ki, odaksal düzlem dedektörü (FPD) olarak adlandırılır ve plastik sintilatör (NE 102) tip bir dedektör olup, Al yaprakta meydana gelen bremsstrahlung olayından sonra geri tepen elektronları (recoil electron) ölçmektedir. 64 element 20 MeV genişliğinde foton enerji aralığını ölçmekte olup, istenilen enerji aralığı bu elementlerin pozisyonlarının değiştirilmesiyle elde edilir. Şekil 2.3'de etiketleyici, nötron ve foton dedektörlerini (FPD) gösteren deneysel bölgenin şematik olarak gösterimi verilmiştir.

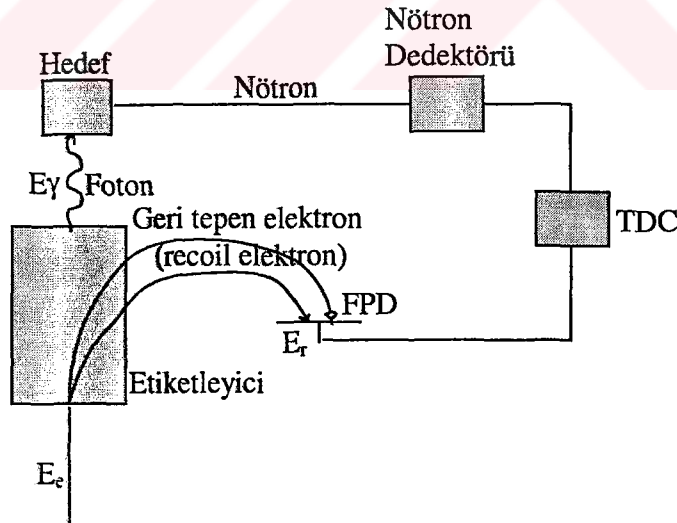


Şekil 2.3 Etiketleyici, Nötron ve Foton Dedektörlerini (FPD) Gösteren Deneysel Bölge

2.2.2 Foton Etiketleme Metodu

Foton enerjisi, bremsstrahlung foton oluştuktan sonra geri kalan elektronların enerjisi reaksiyon sonucu açığa çıkan parçacıkla eşzamanlı ölçülerek bulunur ki, buna foton etiketleme metodu denilir. Bu metodun prensibi Şekil 2.4'de şematik olarak gösterilmiştir. E_e enerjili bir elektron demeti ince bir yaprağa çarptığında bremsstrahlung foton oluşturarak yaprağı terk eder. E_e enerjisi belli olduğuna göre; yaprağı terk eden geri kalan elektron enerjisi E_r ölçülürse, $E_\gamma = E_e - E_r$ ifadesinden foton enerjisi kolayca bulunabilir.

Foton enerjisinin çözünürlüğü, ölçülen geri tepen elektron enerjisi E_r 'ye bağlıdır ki, bu da FPD'nün kalınlığı ile verilir. Bu değer Maxlab için ~ 300 keV dir. Hangi enerjili elektronun reaksiyona sebep olduğuna karar vermek için, reaksiyonda oluşan parçacıkla geri tepen elektronun aynı anda ölçülmesi gerekir ki; buna eşzamanlı ölçüm (coincidence measurement) denilir. Şekil 2.4'de şematik olarak gösterildiği gibi, bu iki dedektör sistemi arasında kullanılan elektronik cihazlar yardımıyla buralara aynı anda çarpan parçacıkların verdiği sinyallerle eşzamanlılık (coincidence) dağılımı elde edilir.

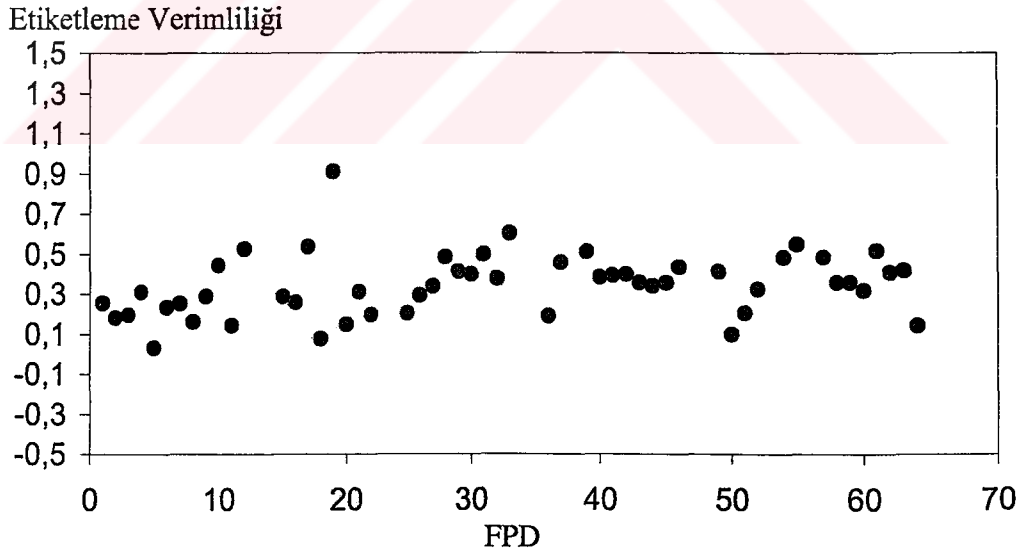


Şekil 2.4 Foton Etiketleme Prensibinin Şematik Olarak Gösterilmesi

2.2.3 Foton Etiketleme Verimliliği

Bir fotonükleer reaksiyon deneyinde ölçülmesi gerekli en önemli niceliklerden birisi de etiketleme metodunun verimliliğidir. Çünkü elde edilen fotonların reaksiyonun gerçekleşmesi için hedef çekirdek üzerine gönderilirken bir doğrultucu ile yönlendirilmesi gerekir (Şekil 2.3). Bu sırada fotonların hepsi çekirdek üzerine düşmeyecek, bir kısmı doğrultucu ile etkileşecektir. Reaksiyon sonunda fırlayan nötronların ölçülmesinde, hedef çekirdek üzerine gelen bu fotonlardaki azalmanın dikkate alınması gerekir. Bu etkinin ölçümü verimliliği %100 olan bir foton dedektörü kullanarak yapılır. FPD'de ölçülen elektronlar ki, oluşan toplam foton sayısını verir, bilindiğine göre hedef çekirdek üzerine düşen toplam foton miktarı bu dedektörle ölçülürse, bu ikisinin oranı etiketleme sisteminin verimliliğini verir.

Bu çalışmada elde edilen etiketleme verimliliği, her bir FPD dedektörüne karşılık olarak Şekil 2.5'de verilmiştir. Buradan da görüldüğü gibi ortalama verimlilik ~%30 olmuştur.



Şekil 2.5 Etiketleme Verimliliğinin Her Bir Elektron (FPD) Dedektörüne Karşılık Değeri

2.3 Nötron Spektrometresi

2.3.1 Genel Bilgi

Nötronlar, fotonlar gibi yüksüz olduklarından, bir dedektörde direk sinyal vermezler. Bu yüzden; bir nötronun ölçümü nötrondan gelen direk sinyalden değil de, ikinci bir reaksiyon sonucu oluşan yüklü bir parçacığın verdiği sinyalden yapılabilir. Hızlı nötronlar için, hidrojenik materyalleri dedektör ortamı olarak seçmek uygundur. Çünkü, istenilen reaksiyonların ihtimalini maksimuma çıkarırlar.

Nötron ve dedektör arasındaki en olası etkileşim, $^1\text{H}(n,p)n$ reaksiyonu yoluyla bir proton üretilmesidir. Seçilen dedektör yeterli derecede ince ise; gelen nötronun enerjisi, fırlayan protonun yayılma açısı ve enerjisinden bulunabilir (Beise, 1989a ve Beise, 1989b). Bu metodun nötron enerjisi ölçmedeki verimliliği, önemli bir sınırlamadır. Verimliliği artıracak daha kalın bir dedektör kullanılabilir ancak, fırlayan protonun dönüştürücüden kaçmasına müsaade etmez. Bu yüzden; dönüştürücü aynı zamanda bir dedektörse, nötronun varlığını kaydedebilir ancak enerjisini kaydedemez. Bununla birlikte, bu dedektörü hedeften biraz uzağa koymakla, hedeften dedektöre olan nötronun uçuş süresini ölçerek nötronun enerjisi bulunabilir. Buna, uçuş süresi (TOF) metodu denilir.

2.3.2 Uçuş Süresi (TOF) Metodu

Reaksiyonda çekirdekten fırlayan nötronun enerjisi TOF metodu kullanılarak ölçüldü. Bilinen uçuş mesafesini kullanarak, nötronun kinetik enerjisi T_n ; TOF yoluyla,

$$T_n = M_n \left[\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right] \quad (2.1)$$

olarak yazılır. Burada,

$$\beta = \frac{v}{c} = \frac{1}{c} \cdot \frac{d}{t_{tof}} \quad (2.2)$$

ve

$$t_{tof} = (t_n - t_0) \quad (2.3)$$

olup,

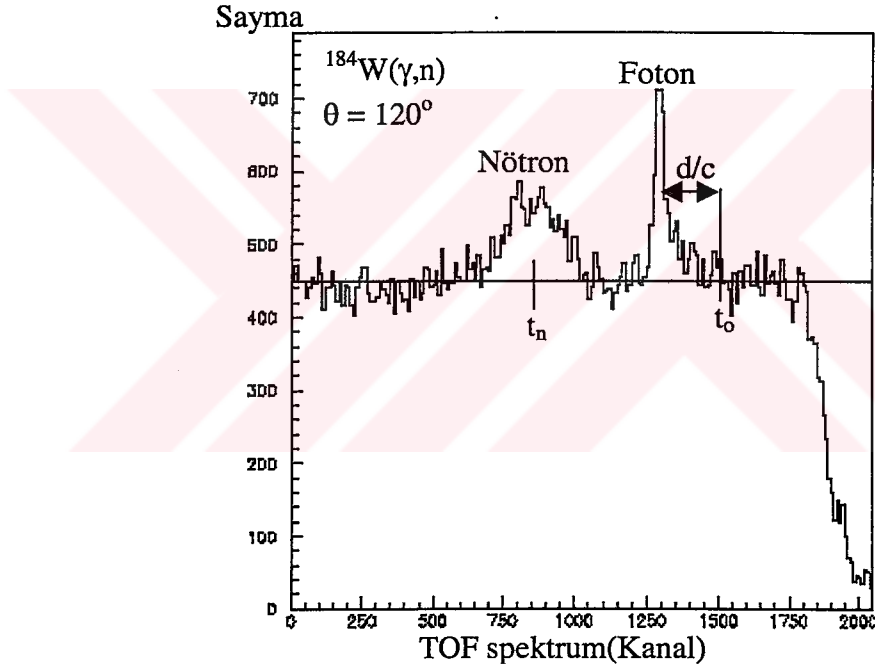
t_{tof} = Nötronun uçuş süresi

M_n = Nötronun durgun kütle enerjisi

d = Dedektörle hedef arasındaki uçuş mesafesi

c = Işık hızı

dır.

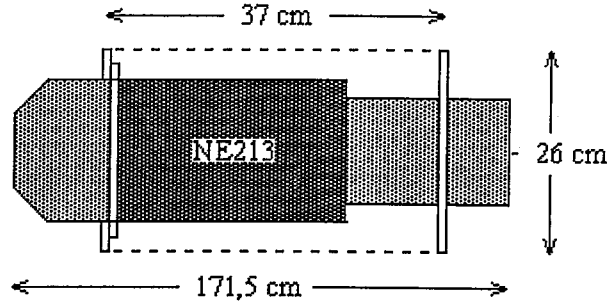


Şekil 2.6 $^{184}\text{W}(\gamma,n)$ Reaksiyonunun TOF Spektrumu

Bir zamandan sayıya dönüştürücü (TDC)'nin başlaması (BAŞLA) için , odaksal düzlem elektron dedektörü (FPD)'den gelen sinyali ve durdurmak (DUR) için de, bir nötron dedektöründen gelen sinyali kullanarak nötronun TOF'ünü ölçmek mantıklıdır. Bununla birlikte, FPD'den gelen sinyalin sayma oranı $\sim 10^7 \text{ s}^{-1}$ olup, bu data veri sistemindeki BAŞLA sinyaline gidecektir. Böylece, kabul edilebilir oranı $\sim 10^2 \text{ s}^{-1}$ olan nötron dedektör sinyalleri TDC'leri başlatmak (BAŞLA) için, bilinen bir gecikme süresinden sonra da elektron dedektör sinyalleri TDC'leri durdurmak için

kullanıldı. TOF verileri, daha sonra ters durumda yani, TDC kanal sayısının yükselmesi TOF'un düşmesi durumunda, TDC saçılımından okundu.

2.3.3 Nötron Dedektörü



Şekil 2.7 Nötron Dedektörü

Şekil 2.7, bu çalışmada kullanılan bir nötron dedektörünü göstermektedir. Boyutları 26x26x171.5 cm. olan 5mm. kalınlığında bir alüminyum tanktan oluşur. Bu tank 3x3 şeklinde bölümlendirilmiştir. Her bir bölüm, cam bir pencere ve perpex ışık rehberi yoluyla optik olarak 12.7 cm.'lik fotoçoğaltıcı bir tüple eşleştirilmiştir(XP9823KB). Her bölüm ışık toplama verimliliğini artırmak için, yüksek yansıtma özelliği olan boyayla boyanmıştır(NE562). Sıvı sintilatör, bölümler arasında akmada özgür olmasına rağmen, bölümler optik olarak izole edilmiştir. Sıvı sintilatör NE213 mükemmel Puls Şekil Ayırımı (PSD) ve zamanlama özelliklerinden dolayı, dedektör malzemesi olarak seçilmiştir. Eğer sıvı oksijenle kirlenirse, PSD özelliklerinin derecesi düşer. Bu da ışık çıktısının yavaş zaman bileşeninden sorumlu hal olan, uyarılmış üçlü halin doluluğunu (popülasyonunu) olumsuz etkiler. Bu nedenden dolayı; sintilatör, içine azot gazı konularak oksijensiz hale getirilmiştir ve tank dolarken hareketsiz bir atmosfer sağlamak için azot gazı ile temizlenmiştir.

2 cm. kalınlığında bir veto dedektörü nötron dedektörlerinin önüne yerleştirilmiştir. Bu veto(red) dedektörü, yüklü parçacıkları hedeften ayırt edecektir ve böyle olayların kaydedilmemesini sağlayacaktır.

Nötron dedektörü, sıkıştırılmış hava yastıkları üzerinde deney bölgesinde kolaylıkla hareket edebilen ve devrilmeyen demir bir masa üzerine yerleştirildi. Nötron dedektör bölümleri, dışarıdan gelen ışımalarla kurşun ve parafin ile korunur.

Parafinin amacı, nötronları kontrol etmek ve kurşununki de, bu nötron reaksiyonlarından fotonları emmektir.

2.3.4 Nötron Dedektör Verimliliği

Daha önce açıklandığı gibi, nötronlar sadece nükleer reaksiyon yoluyla etkileşirler. Bu yüzden; dedektör verimliliği, nötron tarafından sevk edilen çeşitli nükleer reaksiyonların tesir kesitlerine bağlıdır. Bu çalışmada kullanılan dedektörlerin verimliliği, STANTON kodu (Cecil, 1979) kullanılarak hesaplanıp, ~%10 olarak bulundu.

2.4 Elektronik Devre

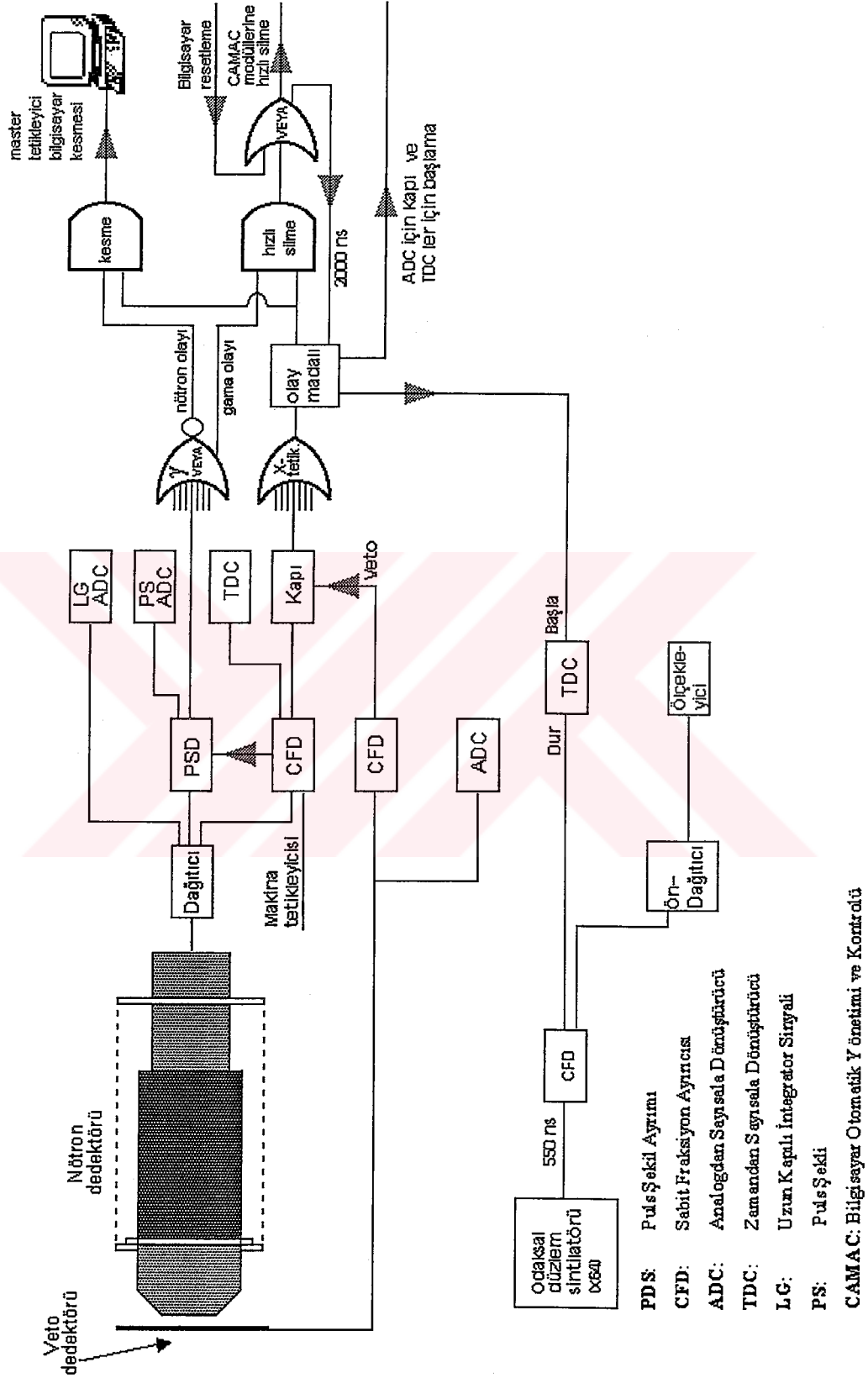
Bu deneyde olduğu gibi, çok parametrelili deneylerin karmaşıklığını çözmek, toplanan verilerin basamak basamak değerlendirilmesini gerektirir. Yani; nötron dedektörlerinden gelen her sinyal mantık devresinden geçerek, bilgisayarı tetiklediğinden, bilgisayar tüm ADC (Analogdan Sayıya Dönüştürücü) ve TDC (Zamanı Sayıya Dönüştürücü) bilgilerini okur ve kaydeder. Bir olayın depolanmasını başlatmak üzere basit, güvenli ve kolay ayarlanabilen mantık devresi kullanılmalıdır. Şekil 2.8’de ham dedektör sinyallerinin işlenmesi için kullanılan elektronik düzeneği göstermektedir. CFD (Sabit Fraksiyon Ayırıcısı) eşikinden geçen ve veto dedektöründe bir sinyal üretmeyen herhangi bir olay; 64 hızlı bağlantı terminali(Fastbus) TDC’lerini başlatıp, CAMAC (Bilgisayar Otomatik Yönetim ve Kontrolü) ve ADC’ler için kapılar sağlamıştır. Dolayısıyla, PSD (Nötron-Foton Ayırımı) modülüne olay belirlemek için 0.6µs gerekmiştir. Eğer olayın bir nötron olduğu belirlenmişse, veri edinimi sistemi için bir şablon tetikleyici oluşturulmuştur. Bir foton olayını toplam zamanın %1’inden daha az sürede temizleyen hızlı bir temiz sinyal bütün ADC ve TDC modüllerinden geçmediği takdirde, olayın normal bir tarzda işlenmemesi gerekecekti.

Her bir nötron dedektörü bölmesi için, nötron dedektörü anodunda okunan bir puls yükseklikli ADC sinyali ve PSD modülünde okunan bir puls şekilli ADC sinyali kaydedebilmiştir. Elektron ve nötron dedektörü sayım hızları gibi incelenmekte olan

tesir kesitlerinin mutlak büyüklüklerini belirlemek için gerekli diğer bilgiler, ölçekleyiciler (scaler'ler) yoluyla kaydedilmiştir.

Her bir şablon tetikleyicisi 1ms. süreyle veri edinimi sistemini durduran bir okuma/silme işlemini başlatmıştır. Bütün ADC, TDC ve ölçekleyici bilgileri bilgisayarın sabit diskinde geçici olarak saklanarak verilerin online kontrolüne erişilebilmiştir. Bu online kontroller; deneyin özellikle PSD modüllerinin performansını sürekli gözlemek amacıyla, elektronik düzeneğin kontrolü için hayati önem taşımaktadır. Elde edilen veriler daha sonra $\sim 10^{18}$ bit'lik magnetik kasetlere kaydedilmiştir ve analiz için bilgisayarlara yüklenmiştir.





Şekil 2.8 Deneyin Elektroniklerinin Blok Diagramı

2.5 Nötron-Foton Ayrımı (PSD)

Dedektör üzerine gelen yüklü parçacıklar, ince bir veto(red) dedektörü ile tespit edildikleri için pek az probleme neden olurlar. Ancak; yüksüz parçacıklar (foton gibi) veto dedektörü tarafından durdurulamadığından, dedektörde nötron yanında diğer yüksüz parçacıkların da ayırt edilmesi gerekir.

Bu deneyde kullanılan NE213 sintilatörü için sintilatördeki farklı uyarılmış durumlardan olan bozunma nedeniyle farklı ışık çıkışları olur. Çıkan ışığın çoğu, tekli uyarılmış halin uyarılmamış durumundan olan hızlı bileşendedir (3ns) ve üçlü uyarılmış halin geciktirilen flüoresanından olan uzun ömürlü bileşendeki daha küçük bir bölüme sahiptir. Bu yavaş bileşendeki ışık oranı iyonlaşmaya neden olan parçacığın özelliğine bağlıdır.

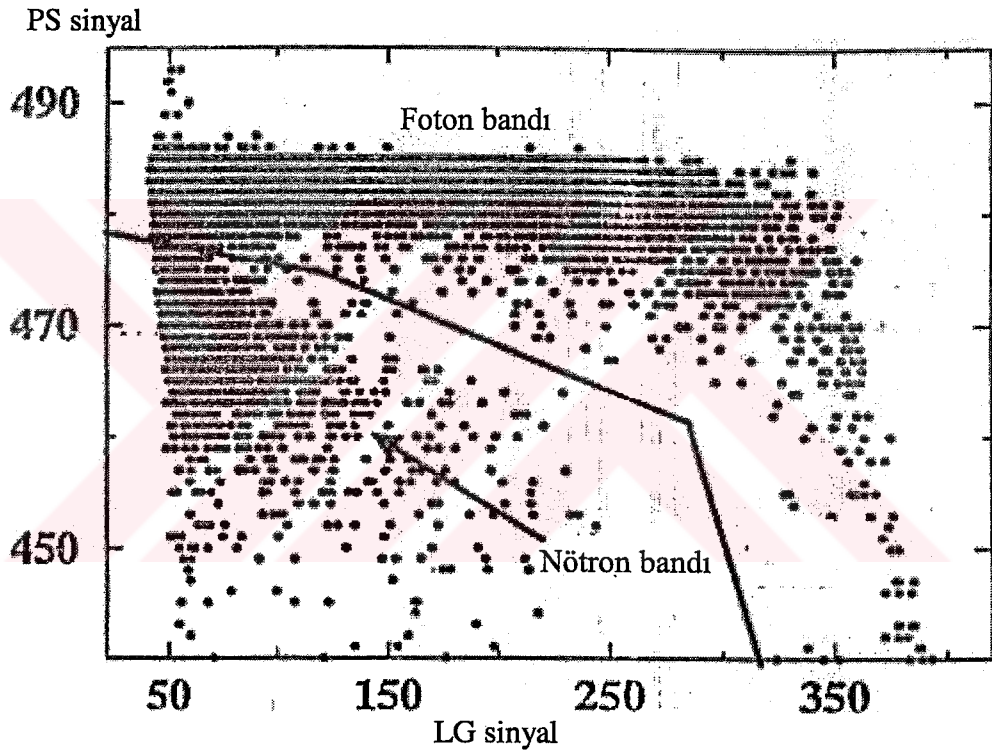
Nötronlar sintilatör içinde öncelikle fırlayan proton reaksiyonu ve küçük oranda da $^{12}\text{C}(n,\alpha)$ ve $^{12}\text{C}(n,p)$ reaksiyonları yoluyla etkileşirler. Fotonlar da büyük ölçüde e^+ veya e^- yoluyla etkileşirler. Böylece, sintilatör ile olan iletişimlerinden farklı gelen parçacıklar, farklı ürünler üretirler. Bu ürünler esasen sintilatördeki uyarılmış durumların nüfus (popülasyon) oranını tespit eden farklı spesifik iyonlaşmalara sahiptir. Daha yüksek spesifik iyonlaşmaya sahip olan protonlar ve alfa parçacıklar, üçlü uyarılmış durumun daha büyük bir oranını nüfuslandırır. Bundan dolayı, bu tür parçacıklardan çıkan ışığın daha uzun bir bozunma süresi olur. Bütünleşmiş olan aynı ışık için, daha düşük spesifik iyonlaşmalarından dolayı genellikle tekli uyarılmış durumu dolduruldukları için, elektronlar daha kısa bozunma zamanı üretir. Böylece; bir pulsun bozunum süresi ölçülerek, sintilasyonu üreten parçacığın özdeşi elde edilir.

Fotonötron deneylerinin kabarık bir elektromagnetik geçmişi vardır. Fakat; bu geçmişin ayırım çizgisi olmadan, veri edinme sistemi özellikle istenmeyen foton olaylarını topluyor olacaktır. Bu da, toplanan verilerin hacmini artıracaktır ve daha da önemlisi, bir nötron olayı kaydedilebildiğinde mevcut zamanı azaltacaktır.

Kaydedilen foton olaylarının sayısını azaltmak için, online parçacık teşhisi yapabilen modüller tasarlanmıştır. Bu tür modüller foton olaylarını teşhis eder, bu olayların normal okunma süreleri içinde iyice temizlenmesini sağlar ve böyle bir

olayı hafızadan siler. Ticari amaçla kullanılan bağlantı modülü bu tür bir alet örneğidir. Fakat, tipik bir fotonötron ölçümünde olay oranları için bu alet son derece yavaştır. Bundan dolayı, benzer prensipler üzerine çalışan fakat, sayma oranlarını 500 kHz'e kadar yükselten bir modül tasarlandı(Annand, 1987).

PSD modülü, "yük kıyaslama" metodunu kullanarak bir olayı teşhis eder. Bu yöntem, gelen bir parçacığı teşhis etmede nispi olarak kararlı bir metottur.



Şekil 2.9 PSD Yoluyla Foton ve Nötronun Ayırımı

Modüller aynı zamanda,

$$PS \equiv LG - ROT \cdot SG \quad (2.4)$$

olarak tanımlanan PS adında bir sinyal üretirler. Burada, LG: uzun kapılı integratör ve SG: kısa kapılı integratör sinyalidir. ROT: modülün önünde üçlü sinyal (LG, SG, PS) yoluyla seçilen bir sabittir. Puls şekil (PS) sinyali ışık çıktısının yavaş bileşeninin bir ölçümüdür ve bundan dolayı, olayın nötron tarafından sevk edilmiş olma

olasılığının direkt bir ölçüsüdür. Şekil.2.9 LG ye karşı PS nin iki boyutlu bir çizimidir. Bu çizim, nötron ve foton bantlarını ve verilere uygulanan online PSD kesimini gösterir. Online PSD kesimleri, hiçbir nötron olayının verilerden reddedilmemesini sağlamak için oldukça dikkatli yapılmalıdır. Online (veri hattının açık olması hali) PSD kesimlerini geçmesi sağlanan fotonlar daha sonra offline (veri hattının kapalı olması hali) analizdeki verilere uygulanan daha belirgin kesimlerle reddedilir.



BÖLÜM 3: VERİ ANALİZİ

3.1 Giriş

Bu bölümde, yapılan deneyin veri analiz işlemleri sırasıyla verilecektir. Max-Lab'dan alınan veriler Süleyman Demirel Üniversitesi Fizik Bölümü'ndeki bilgisayarlara yüklenmiştir. Linux işletim sisteminde (γ, n) reaksiyonlarının analizi için Glasgow Üniversitesi (İskoçya) Fizik Bölümü'nde geliştirilen ve hem TDC ve hem de ADC değerlerini fiziksel niceliklere dönüştüren ACQU (Annand, 1996) adlı program kurularak analiz işlemleri yapılmıştır. Grafik analizi için de Cern bilgisayar yazılım paket programı olan PAW (Cern Program, 1993) adlı analiz programı kullanılmıştır. Analizin işlem sırası ise aşağıdaki gibidir.

1. Puls yükseklik kalibrasyonu
2. TOF kalibrasyonu
3. Nötron-foton ayrımı (PSD)
4. Nötron TOF'unun elde edilmesi
5. Nötron akısının hesaplanması
6. Mutlak tesir kesitleri

3.2 Puls Yükseklik Kalibrasyonu

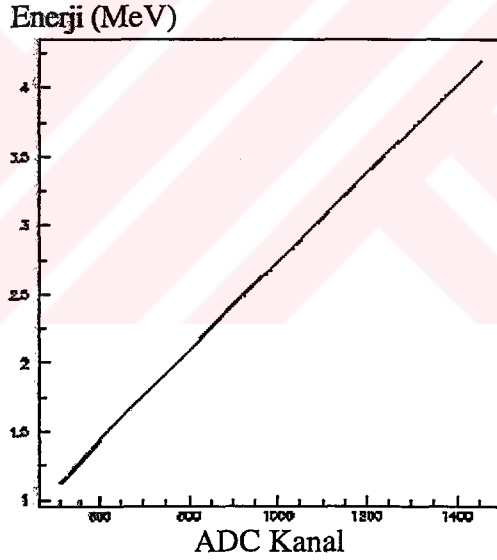
Dedektöre gelen nötronların enerjileri direk olarak bu dedektörden alınan sinyallerle bulunmasına rağmen, dedektör verimliliğinin hesaplanması için dedektörün hangi eşik seviyesinde olduğunun bilinmesi gerekmektedir. Deney esnasında elektronik olarak ayarlanan bu eşik seviyesi, offline analizi sırasında istenildiği şekilde de yükseltilebilir. Dedektörden alınan pulsların ADC'deki kanal numarasının enerjiye (MeV) dönüştürülmesi, çeşitli γ -ışın kaynakları kullanılarak yapılmıştır. Ana soğurma mekanizmasının Compton saçılması olduğu, NE213 gibi organik bir sintilatörün foto-pik verimliliği oldukça düşüktür. γ -ışının sintilatör ile etkileşiminden sonuçlanan Compton kenarını tanımlayarak elektron enerjisi ile ilgili olduğunu görürüz. E_γ enerjisinin γ -ışını için; Compton saçılmasını takiben, Compton kenarı (mümkün olan en yüksek) elektronun maksimum enerjisi,

$$E_e = \frac{E_\gamma}{1 + m_0 c^2 / 2E_\gamma} \quad (3.1)$$

ile verilir. Reaksiyon kaynağı olarak; ^{228}Th , ^{60}Co ve bir Pu-Be kaynakları kullanılmıştır. Çizelge 3.1 de E_γ ve E_e değerleri verilmiştir.

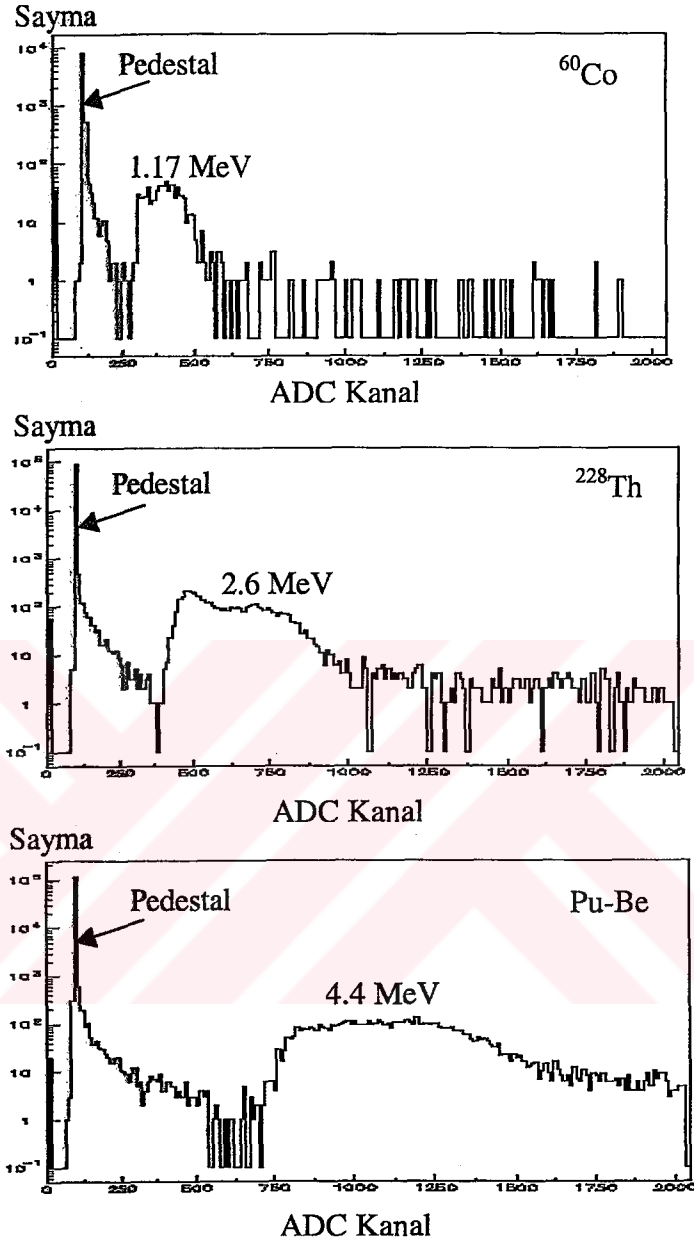
Çizelge 3.1 Kalibrasyon Kaynakları

Kaynak	γ (MeV)	Compton Kenarı (MeV)
^{228}Th	2.6	2.37
Pu-Be	4.4	4.198
^{60}Co	1.17	1.110



Şekil 3.1 Enerjinin Kanal Sayısına Karşı Doğrusal Yerleşirimi

Şekil 3.1'deki kanal sayısına karşı enerjinin tam doğrusal yerleşirimi, kalibrasyonun doğruluğunu göstermektedir. Şekil 3.2, ise çeşitli kaynaklar vasıtasıyla alınan Compton enerji spektrumlarını göstermektedir.

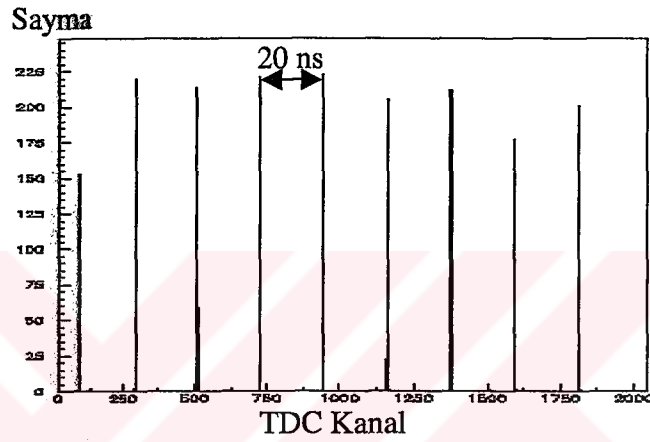


Şekil 3.2 ^{60}Co , ^{228}Th , Pu-Be Kaynaklarının Nötron Dedektörü Puls Yükseklik Spektrumları

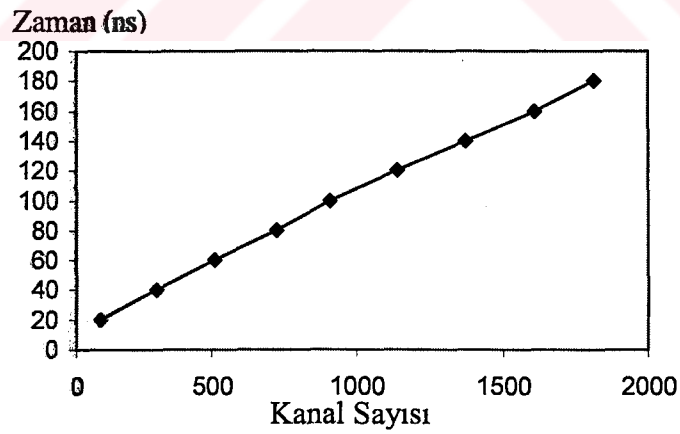
3.3 Nötron Uçuş Süresi Kalibrasyonu

Zaman; nötron dedektörleri ile başlatılıp, FPD dedektörleri ile durdurulan TOF yoluyla elde edilir.

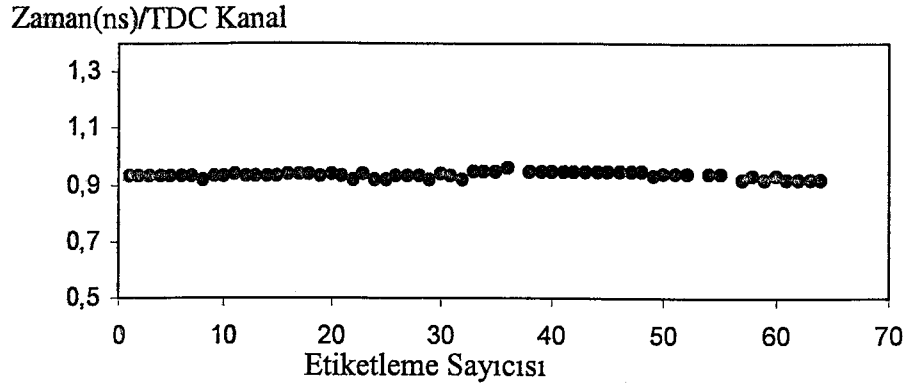
Zamandan kanala dönüşüm, başladıktan sonra $n \times 20$ ns aralıklarda durdurma pulsu üretimi amacıyla bir ORTEC 462 zaman kalibratörü kullanılarak kalibre edildi. Burada n , bir "rastgele" tamsayıdır. Şekil 3.3, tipik bir TDC kalibrasyon spektrumunu ve Şekil 3.4 de kanala karşı zamanın doğrusal bir yerleşimini göstermektedir. Şekil 3.5'deki gradient (eğri) tüm 64 FPD'lerin TDC'leri için TDC değişme kazancını gösterir.



Şekil 3.3 TDC Kalibrasyon Spektrumu



Şekil 3.4 Kanala Karşı Zamanın Doğrusal Yerleşimi



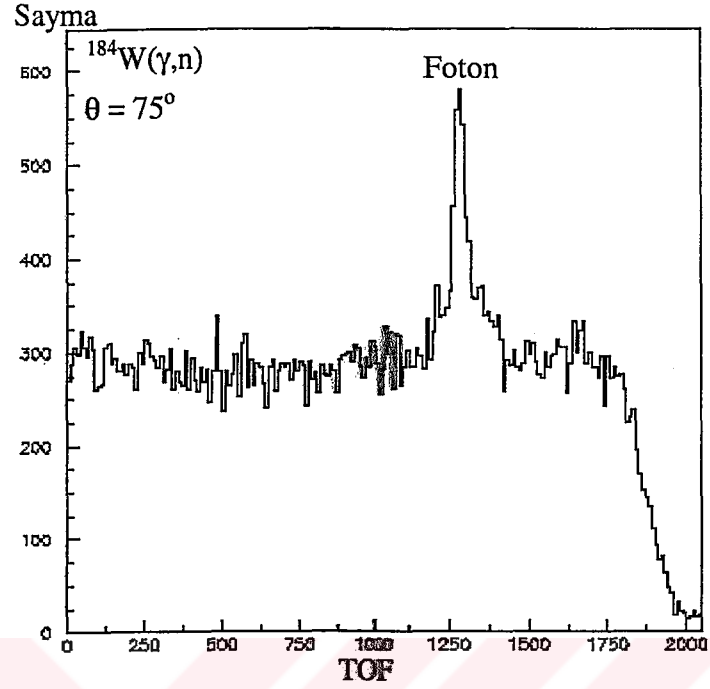
Şekil 3.5 Tüm TDC Kanalları İçin Zaman Kalibrasyonu

3.3.1 Sıfır Noktası Kalibrasyonu

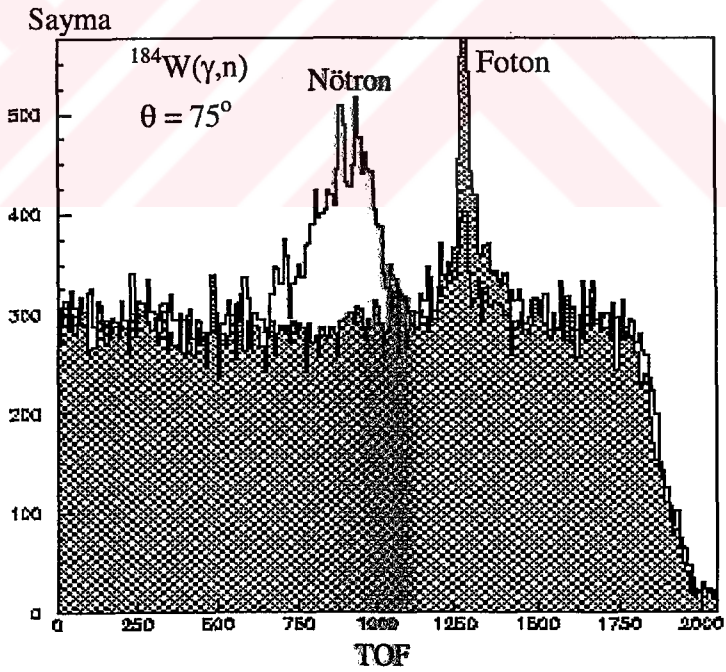
TOF spektrumları; mümkün olabilen 16 başlatmaya, mümkün olan 64 durdurmaya sahiptir. 16x64 başlatma-durdurma kombinasyonlarından her biri elektronik devre boyunca parçacık yörüngelerindeki bir miktar farklılık ve yayılım gecikmelerinden dolayı konumunda oluşan hafif bir farkla, bir sıfır noktası piki üretecektir. Bu, offline analizin düzene konulması açısından bütün sıfır noktası piklerinin aynı kanalda bulundurulması amacıyla tercih edilen bir durumdur.

Bu amaçla öncelikle, TOF spektrumunda tek bir dedektör seçilmeli ve FPD düzenleme katsayılarını veren 64 FPD TOF spektrumlarının her birine hızlı elektron piki yerleştirilmelidir. Bunları kullanarak, düzenleme katsayılarını veren her bir element (5 tane açındaki dedektörler) için bir OR FPD zaman spektrumu üretilir. FPD sıfır noktası piklerinin FWHM'si'(yarı maksimumundaki tüm genişlik) sistemin zaman çözünürlüğünün bir açıklamasını verir. TOF spektrumlarının kalibrasyonu ve düzenlenmesi yapılırsa; nötronun kinetik enerjisi, açı ve fotonun enerjisi kullanılarak reaksiyon kinematikleri hesap edilebilir. Şekil 3.6'da fotonların TOF spektrumu ve Şekil 3.7'de de nötronların TOF spektrumu (taranmamış kısım) ve rastlantı dağılımı (taranmış kısım) gösterilmiştir.

TOF; bir vuruş (genellikle sadece bir dedektör) kaydeden her bir nötron dedektörü için ve bir vuruş (genellikle 1 > vuruşlar) kaydeden her bir FPD kanalı için yeniden oluşturuldu.



Şekil 3.6 Fotonların TOF Spektrumu



Şekil 3.7 Nötronların TOF Spektrumu (taranmamış kısım) ve Rastlantı Dağılımı (taranmış kısım)

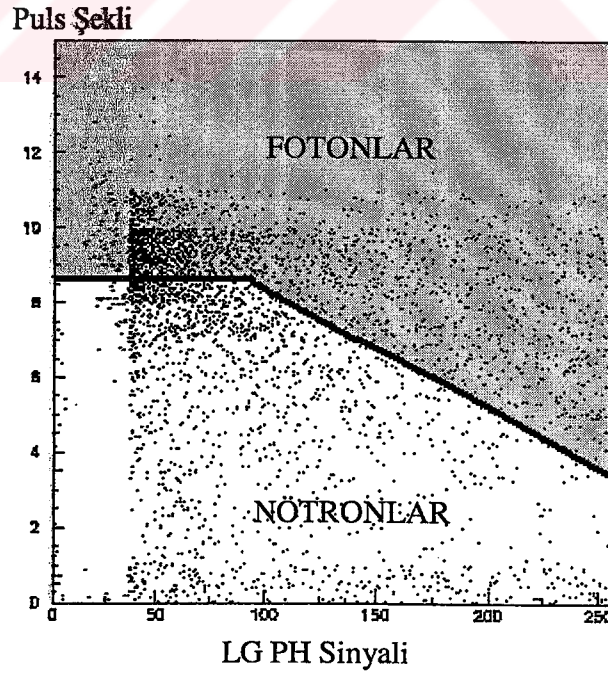
3.3.2 Rastlantı Çıkarımı

Rastlantı çıkarımı amacıyla saf bir rastlantı spektrumu üretilmelidir. Rastlantı spektrum için iyi bir yaklaşım, PSD ile nötronların yerine fotonu seçmekle elde edilebilir (Şekil 3.8).

Şekil 3.7 (taralı bölge), bazı bütünleştirilmiş sayımları vermeye normalize edilmiş sonuç TOF spektrumunu gösterirken, taranmamış spektrum, hiçbir yapının gözlenmediği 0-500 ve 1050-1200 arasında kanal bölgelerindeki spektrumu göstermektedir.

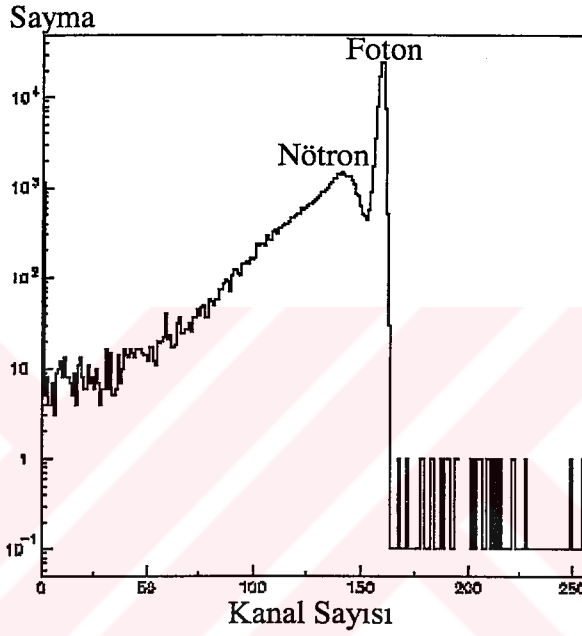
3.4 Puls Şekil Ayırımı (PSD) Analizi

PSD tekniği (Bölüm 2.5'de tarif edildiği gibi), nötronların ve fotonların belirlenmesini gerçekleştirmek amacıyla kullanılmıştır. Her bir bireysel nötron dedektörü için, puls yüksekliği ve puls şekli sayısallaştırıldı ve kaydedildi. Puls yüksekliğinin puls şekline karşı nötron ve foton olaylarının açık ayrımının tipik bir iki boyutta çizimi Şekil 3.8'de gösterilmiştir.



Şekil 3.8 Fotonların Seçimi Bölgesini Gösteren Bir PSD Çizimi

Şekil 3.8’de gösterildiği gibi, iki boyutlu kontur spektrumunu veren bu spektrumun puls yüksekliğine bağlı grafiği çizildi. Tek boyutta puls şekil spektrumunu (Şekil 3.9) kullanarak offline analizdeki fotonları reddetmek her ne kadar mümkün olsa da, iki boyutlusunu kullanmak daha iyidir. Çünkü; puls şekil sinyali, tüm puls-yükseklik bölgesi boyunca her zaman doğrusal değildir ve eğer modül doğru kurulmassa, foton bandları yataya döndürülebilir.



Şekil 3.9 Tek Boyutta Puls Şekil Spektrumu

3.5 Nötron Akısının Elde Edilmesi

60°,75°,90°,105° ve 120°'lik dedeksiyon açılarındaki TOF spektrumlarından nötron sayıları elde edildi (Bölüm 3.6'da detaylandırılacaktır). Bu sayılar 3.2 denkleminde yerine konularak nötron akısı hesaplandı.

$$Akı = \frac{N_n}{A \times \epsilon_n} \quad (3.2)$$

Burada; N_n : Nötron sayısını, A :Dedektör yüzey alanını ve ϵ_n de, nötron dedeksiyon verimliliğini göstermektedir.

3.6 Mutlak Tesir Kesitleri

(γ, n) reaksiyonunun diferansiyel tesir kesitinin hesaplanması için bazı faktörlerin göz önünde bulundurulması gereklidir. Bu ise,

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{N_n}{N_\alpha \cdot N_e \cdot \Omega_n \cdot \varepsilon_t \cdot \varepsilon_l \cdot \varepsilon_n} \quad (3.3)$$

ile verilir. Burada,

N_n : Nötron sayısı

N_α : Birim alana düşen hedef çekirdek sayısı [cm^{-2}]

N_e : Odak düzlemindeki elektronların sayısı

Ω_n : Katı açı

ε_t : Etiketleme verimliliği

ε_l : Yaşam süresi verimliliği

ε_n : Nötron dedeksiyon verimliliği

Bu faktörler aşağıda tartışılmıştır.

Nötron Sayısı (N_n)

$60^\circ, 75^\circ, 90^\circ, 105^\circ$ ve 120° 'lik dedeksiyon açılarındaki TOF spektrumlarından nötron sayıları,

$$N_n = \text{Nötron} - d_{NF} \times \text{foton} \quad (3.4)$$

eşitliğini kullanarak elde edildi. Burada d_{NF} , nötron sayısının foton sayısına oranıdır. Elde edilen nötron sayıları Denklem 3.2'de kullanılarak nötron akısı hesaplanmıştır.

Hedefteki Atom Sayıları (N_α)

Bir hedefteki atom sayıları (N_α),

$$N_\alpha = \frac{t \cdot \rho}{A} \times N_{avo} \quad (3.5)$$

ile verilmektedir. Burada, t ; kalınlığı, ρ ; yoğunluğu, A ; hedef çekirdeğin kütle numarasını ve N_{avo} , Avogadro sayısını (6.02×10^{23}) göstermektedir. Hedef çekirdeklerinin sayısındaki belirsizlik, hedeflerin boyutları ve ağırlıklarının ölçümündeki hatalardan kaynaklanmaktadır. Hedeflerin ayrıntıları Çizelge 3.2'de verilmektedir.

Çizelge 3.2 Hedef Parametreleri

Hedef Madde	Yoğunluk [ρ] g/cm ³	Kalınlık [t] cm	Kütle U	N_α cm ⁻²
4mm ¹⁸⁴ W	19.35	0.4 ± 0.2	183.85	2.53 × 10 ²² ± %2
8mm ¹⁸⁴ W	19.35	0.8 ± 0.2	183.85	5.06 × 10 ²² ± %2
D ₂ O	1.105	9 ± 0.1	20.023	2.99 × 10 ²³ ± %1.1

Odak Düzlemdaki Elektron Sayıları (N_e)

Her FPD'deki geri tepen (recoil) elektronların sayısı ölçekleyiciler yardımı ile sayılmıştır. Ölçekleyicilerin okunması fakat silinmemesinden dolayı, sayılar ardışık iki okuma arasındaki farklardan elde edilmiştir. Ancak; her bir FPD'de kaybedilen elektronların sayısı, FPD elektroniği içindeki sönüm zamanından dolayı gerçek sayıdan daha azdır. Bu ise, 25 ± 5 ns. olarak hesaplanmıştır ve FPD içindeki elektron sayılarındaki yaklaşık % 0.75'lik hata veren her bir FPD kanalına düşen sayım hızı 3×10^5 s⁻¹/dedektör' dür.

Katı Açı (Ω_n)

Noktasal kaynak dedektörünün katı açısı,

$$\Omega = \frac{Alan}{d^2} \quad (3.6)$$

ile yaklaşık olarak verilmektedir. Burada, d ; hedef ile dedektörün ön yüzü arasındaki mesafeyi, alan ise; nötron dedektörünün ön yüzü alanını ($26 \times 26 \text{ cm}^2$) göstermektedir. Bu formül; uçuş mesafesi, dedektörün büyüklüğünden çok uzun olduğu zaman geçerlidir. Benzer geometriye sahip bir Monte Carlo simulasyonu Denklem 3.6'dan %1.5 farklı katı açıları vermiştir. Bu oran, basit formülün kullanılışından kaynaklanan hata olarak alınmıştır. Çizelge 3.3'de uçuş yolları ve ilgili katı açı verilmiştir.

Çizelge 3.3 Katı Açılar

θ	Dedektör Sayısı	d [m]	Ω [msr]
60^0	3	1.568 ± 0.005	$26.8 \pm \%1.5$
75^0	3	1.560 ± 0.005	$27.0 \pm \%1.5$
90^0	4	1.568 ± 0.005	$33.6 \pm \%1.5$
105^0	3	1.560 ± 0.005	$27.0 \pm \%1.5$
120^0	3	1.568 ± 0.005	$26.8 \pm \%1.5$

Nötron Dedeksiyon Verimliliği (ϵ_n)

Nötron dedeksiyon verimliliği, Monte Carlo Kodu STANTON (Cecil, 1979) kullanılarak hesaplanmıştır (Akkurt, 1998). Bu hesap; bireysel her bir nötron dedektörü için hesaplanmış ve daha sonra bütün dedektörlerin ortalama değeri, tesirkesiti hesaplamalarında kullanılmıştır. Bunun sebebi, nötron geliş açılarındaki ve her bir dedektör için dedeksiyon eşiklerindeki hafif farklılıktır. Nötron dedeksiyonu bir nükleer etkileşim gerektirdiğinden,

$$\varepsilon_n = \frac{\text{kaydedilen nötronlar}}{\text{gelen nötronlar}} < 1 \quad (3.7)$$

dir.

Bu çalışmada, nötron dedeksiyon verimliliği %10 olarak kullanılmıştır.

Yaşam Süresi Verimliliği (ε_l)

Veri edinimi sisteminin aktivasyon zamanı esnasında; elektron ölçekleyicileri engellenmediği için, nötron tetikleyicileri engellendiği zaman, tesir kesitini normalize etmek üzere elektronik düzeneğin yaşam süresi verimliliğinin düzeltilmesi gerekmektedir. Prensip olarak; yaşam süresi ölçümü, sistem tarafından meşgul edilen bir sinyalle engellenen bir osilatör kullanılarak yapılabilir.

$$\varepsilon_{(osc)} = \frac{\text{engellenen saat}}{\text{serbest çalışan saat}} \quad (3.8)$$

Ancak; ışın demetinin verim çarpanı %100 olmadığı için, $\varepsilon_{(osc)}$, gerçek yaşam süresi verimliliğinden büyüktür ve verim çarpanının etkisi dahil edilmelidir. Dolayısıyla; yaşam süresi verimliliği, (3.9) formülü kullanılarak, $\varepsilon_{(osc)}$ yardımıyla hesaplanmalıdır.

$$\varepsilon_l = \frac{1}{d_f} [\varepsilon_{(osc)} - 1] + 1 \quad (3.9)$$

Burada; d_f , ışın demetinin verim çarpanı'dır. Eğer, ışın demetinin verim çarpanı %100 ise, ε_l 'nin $\varepsilon_{(osc)}$ 'ye eşit olacağı açıktır. Bu çalışma için; yaşam süresi verimliliği, ortalama % 45 olmuştur.

Etiketleme Verimliliği (ε_e)

Bölüm 2.2.3 'de tartışıldığı gibi; etiketleme verimliliği, "spaghetti" dedektöründen gelen puls yükseklik spektrumuna bağlıdır. Etiketleme verimliliği; N_γ , doğrultucu

boyunca geçen ve ‘‘spaghetti’’ dedektöründe ölçülen fotonların sayısı, N_u , ölçülmeyen etiketli fotonların sayısını vermek üzere,

$$\varepsilon_t = \frac{N_\gamma}{N_u + N_\gamma} \quad (3.10)$$

oranından bulunur. Etiketleme verimliliği, bu çalışmada %30 olmuştur.

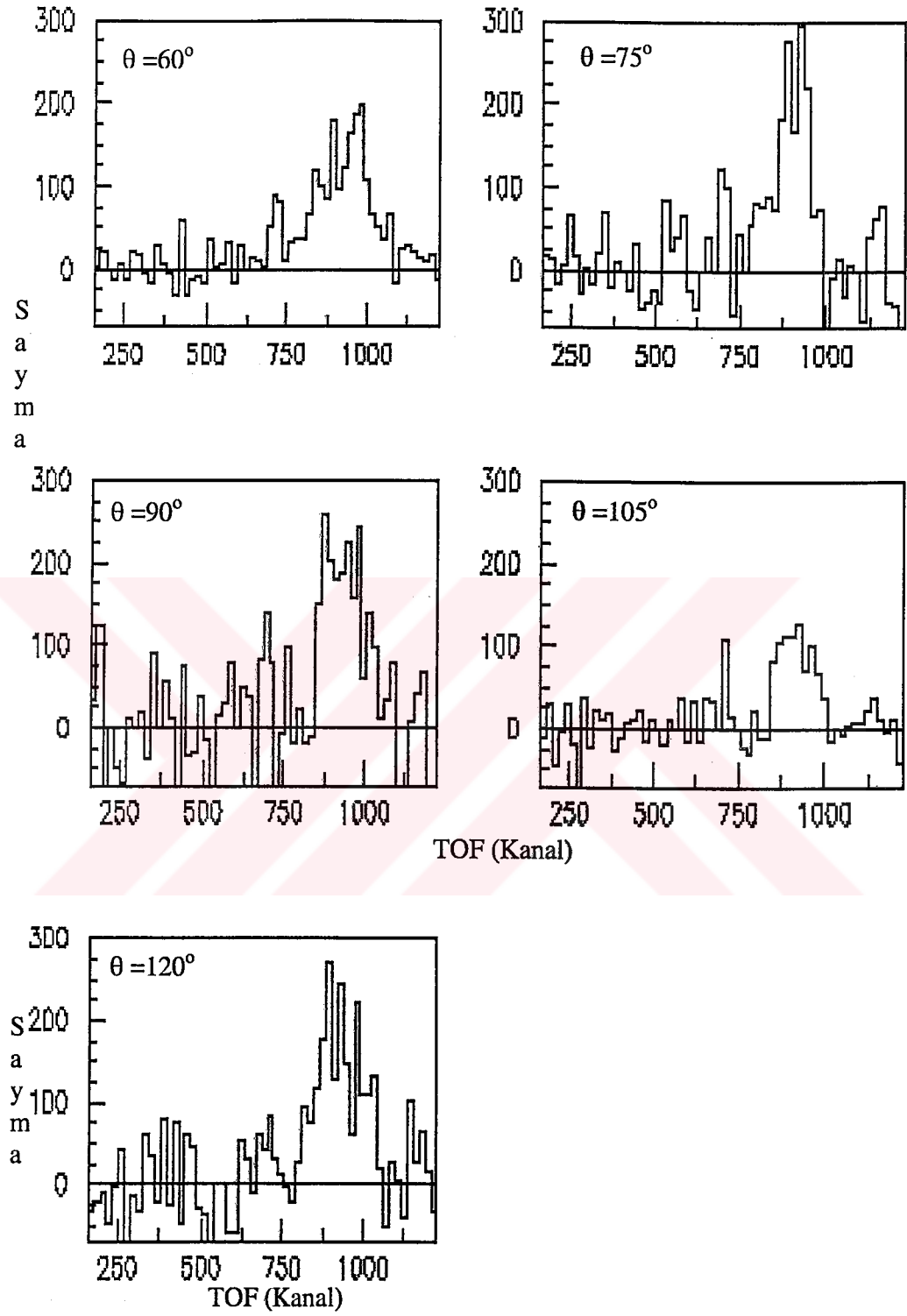


BÖLÜM 4: SONUÇ VE TARTIŞMA

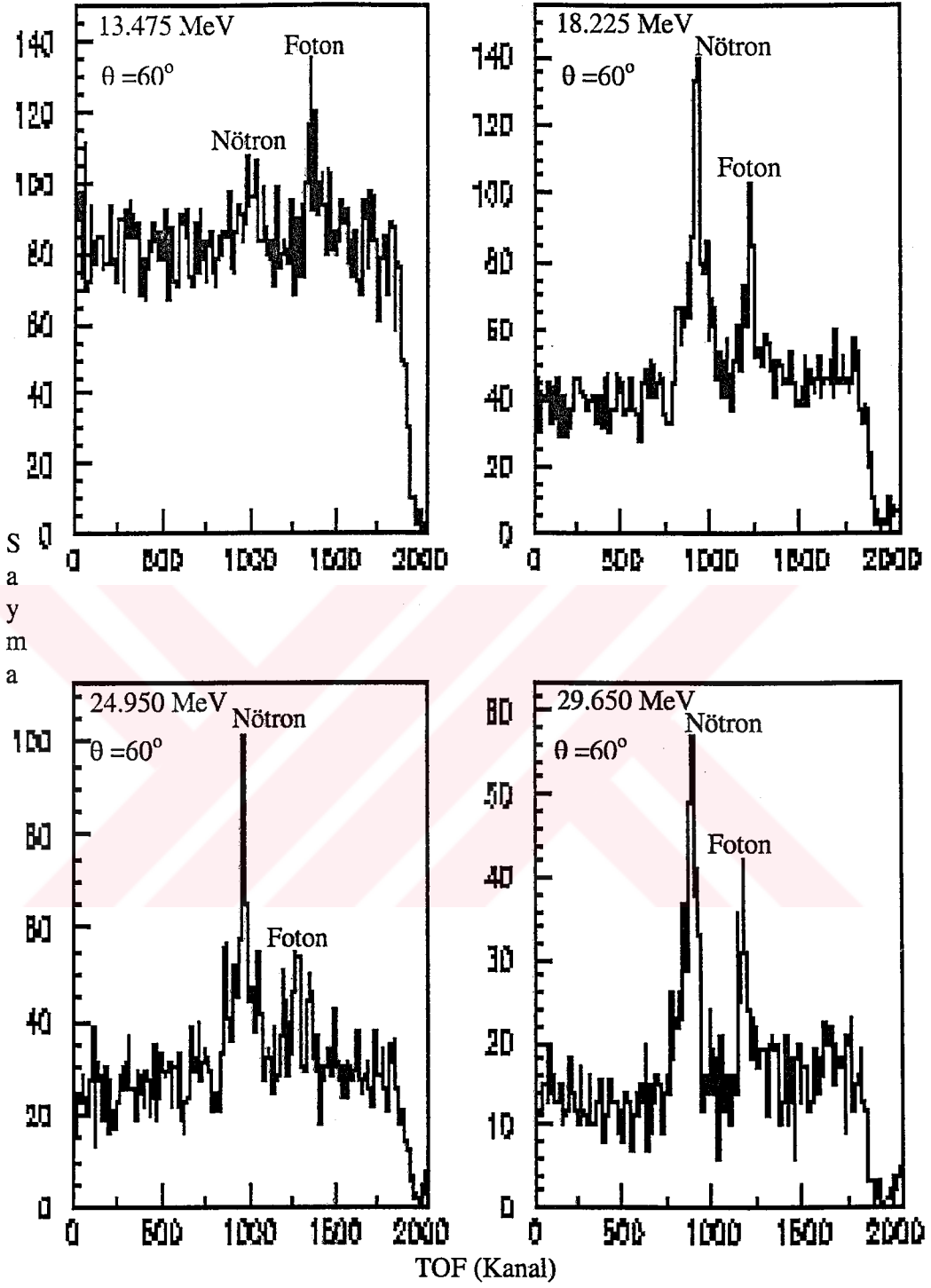
4.1 $^2\text{H}(\gamma,n)$ Reaksiyonu

Fotonükleer reaksiyonlarda tesir kesiti normalizasyonunun tam kontrolünü sağlamak amacıyla döteryumun fotoçözünme tesir kesiti, yapılan çalışmaların doğruluğunu test etme bakımından iyi bilinmelidir. Tüm (γ,n) reaksiyonları ölçümünde döteryumun fotoçözünmesindeki tesir kesiti ölçülerek, nötron ölçüm sistemlerinin testi yapılır. Bundan dolayı, yapılan bu çalışmada $^2\text{H}(\gamma,n)$ reaksiyonu için 11-33 MeV foton enerji aralığında ve 60° , 75° , 90° , 105° , 120° lik açılarda ölçülmüştür. Hedef madde olarak Ağır su (D_2O) kullanılmış, ancak; reaksiyon kinematiğinde H_2 göz önünde bulundurulmuştur. $^2\text{H}(\gamma,n)$ Reaksiyonu bir test çalışması olup, $^{184}\text{W}(\gamma,n)$ reaksiyonu deneylerinin doğruluğunu görmek açısından önemlidir.

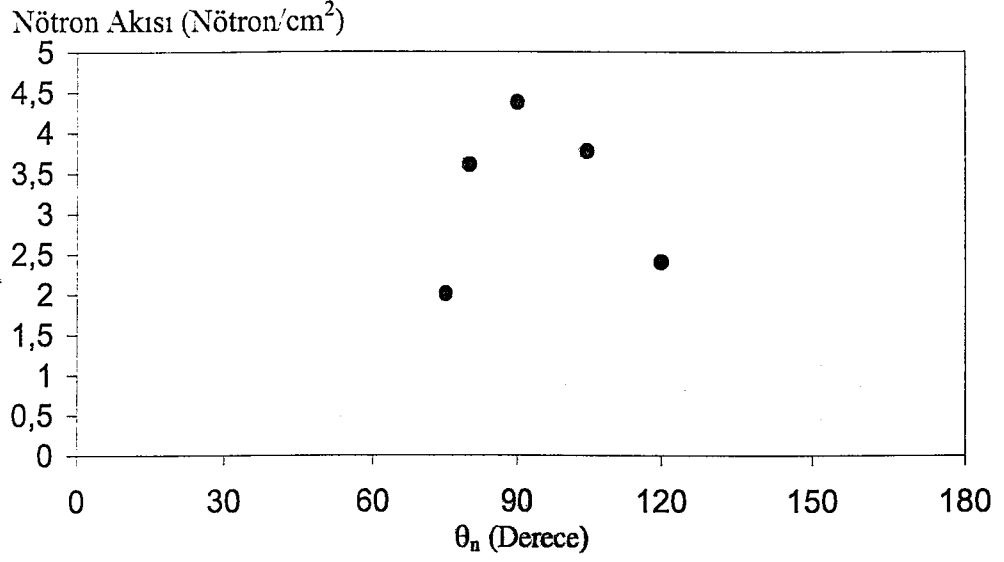
Şekil 4.1'de nötron ölçüm açısına bağlı olarak nötronun uçuş zamanı (TOF) spektrumu gösterilmiştir. Bu şekilden görüldüğü gibi, nötron pikleri belirgin şekildedir. Nötron piklerinin ölçüm açısına göre fazla veya az belirgin olması, nötronların dedektörlerle fazla ya da az etkileşmesinin bir sonucudur. Bir çekirdekten fırlayan nötronun enerjisi gelen fotonun enerjisine bağlı olduğundan, nötron TOF'unun foton enerjisine bağlı değişimine bakmak ilginçtir. Şekil 4.2'de 60° 'deki TOF spektrumu değişik foton enerjilerine bağlı olarak gösterilmiştir. Burada görüldüğü gibi, foton enerjisi büyüdükçe, sayma oranı küçülmektedir. Şekil 4.3'de nötron açısına göre nötron akısı (birim yüzeye düşen nötron sayısı) görülmektedir. En fazla akı 90° 'lik nötron dedeksiyon açısında mevcuttur. Şekil 4.4 ise, yine dedeksiyon açısına göre $^2\text{H}(\gamma,n)$ reaksiyonunun tesir kesitini vermektedir. Ölçülen tesir kesiti Akkurt'un (Akkurt, 1998) elde ettiği verilerle ve Jenkins (Jenkins, 1994) ile Rossi (Rossi, 1989) tarafından elde edilen eğrilerle (şu ana kadar yapılan tüm deney sonuçları kullanılarak yapılmıştır) karşılaştırılmıştır (Şekil 4.5). Şekil 4.4'de görüldüğü gibi; elde edilen sonuçlar eğrilerle uyum içinde olup, $^{184}\text{W}(\gamma,n)$ reaksiyonu için kullanılan metodun güvenirliliğini göstermektedir.



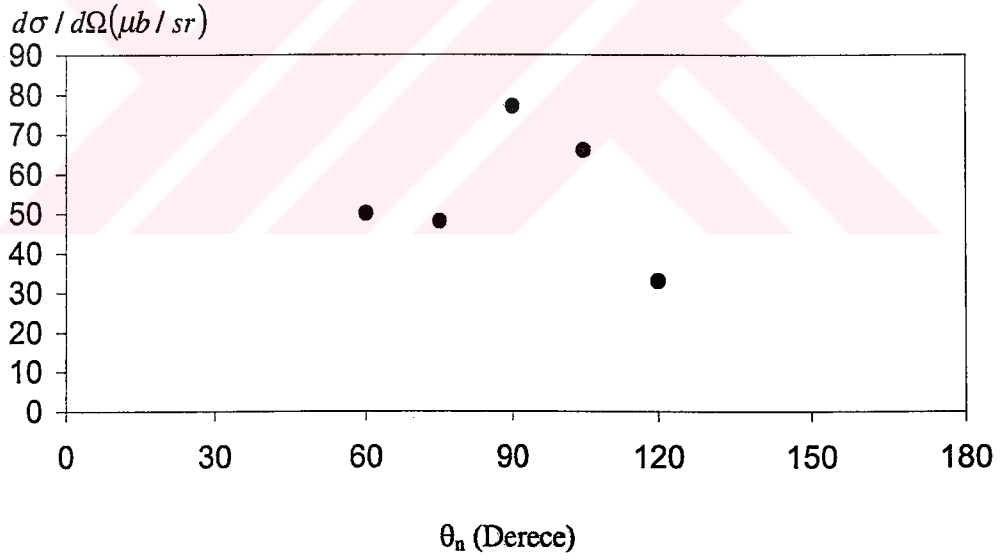
Şekil 4.1 Nötron Dedeksiyon Açısına Göre $^2\text{H}(\gamma, n)$ Reaksiyonunun TOF Spektrumu



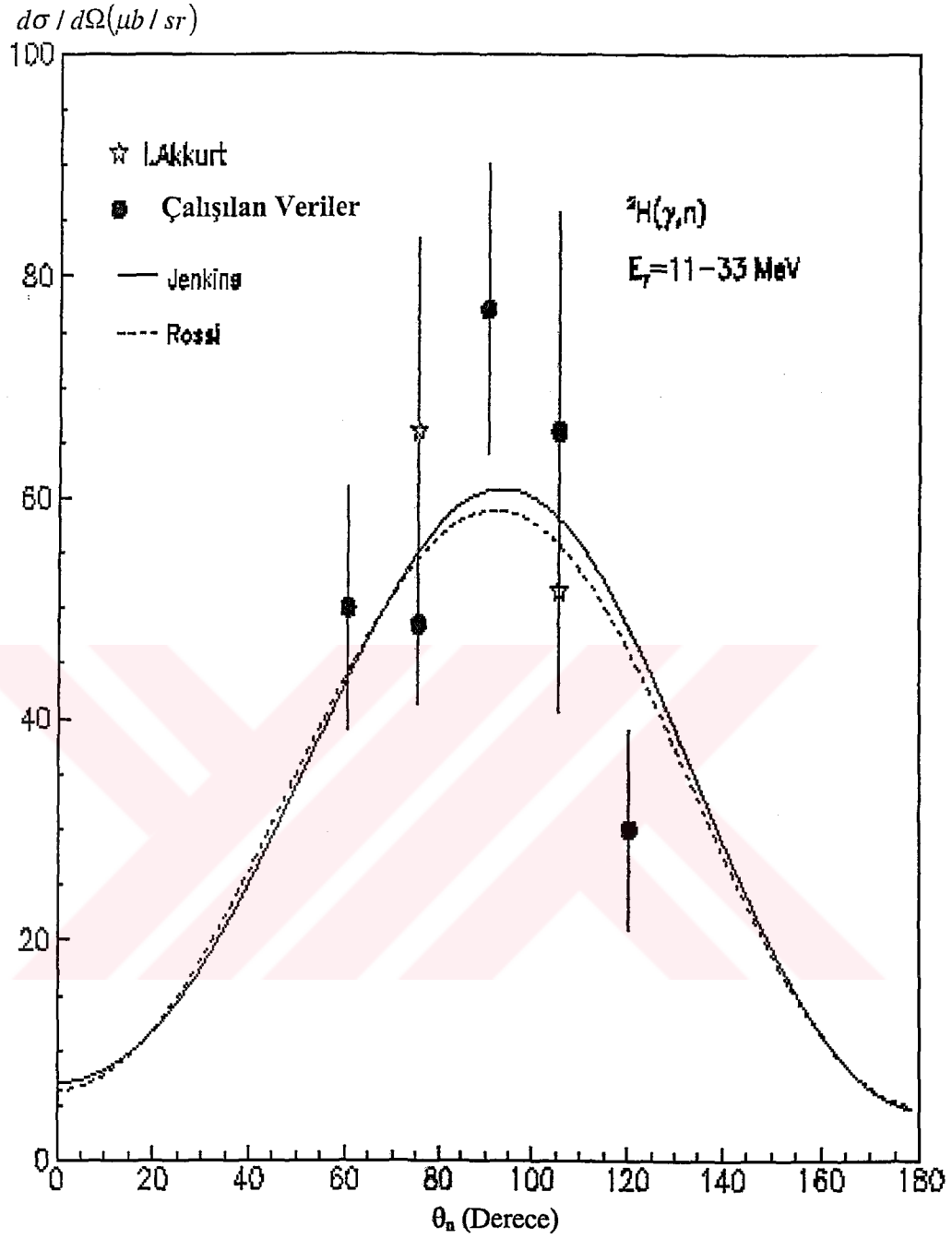
Şekil 4.2 ${}^2\text{H}(\gamma, n)$ Reaksiyonunun Foton Enerjisine Göre TOF Spektrumu



Şekil 4.3 Dedeksiyon Açısına Göre $^2\text{H}(\gamma,n)$ Reaksiyonu İçin Nötron Akısı



Şekil 4.4 Dedeksiyon Açısına Göre $^2\text{H}(\gamma,n)$ Reaksiyonu İçin Tesir Kesiti



Şekil 4.5 ${}^2\text{H}(\gamma, n)$ Reaksiyonu Tesir Kesitinin Önceki Verilerle Karşılaştırılması

4.2 $^{184}\text{W}(\gamma,n)$ Reaksiyonu

Bu bölümde, foton radyoterapide radyoterapi cihazında doğrultucu olarak kullanılan Tungsten'den sökülen nötronların ölçümü verilmiştir.

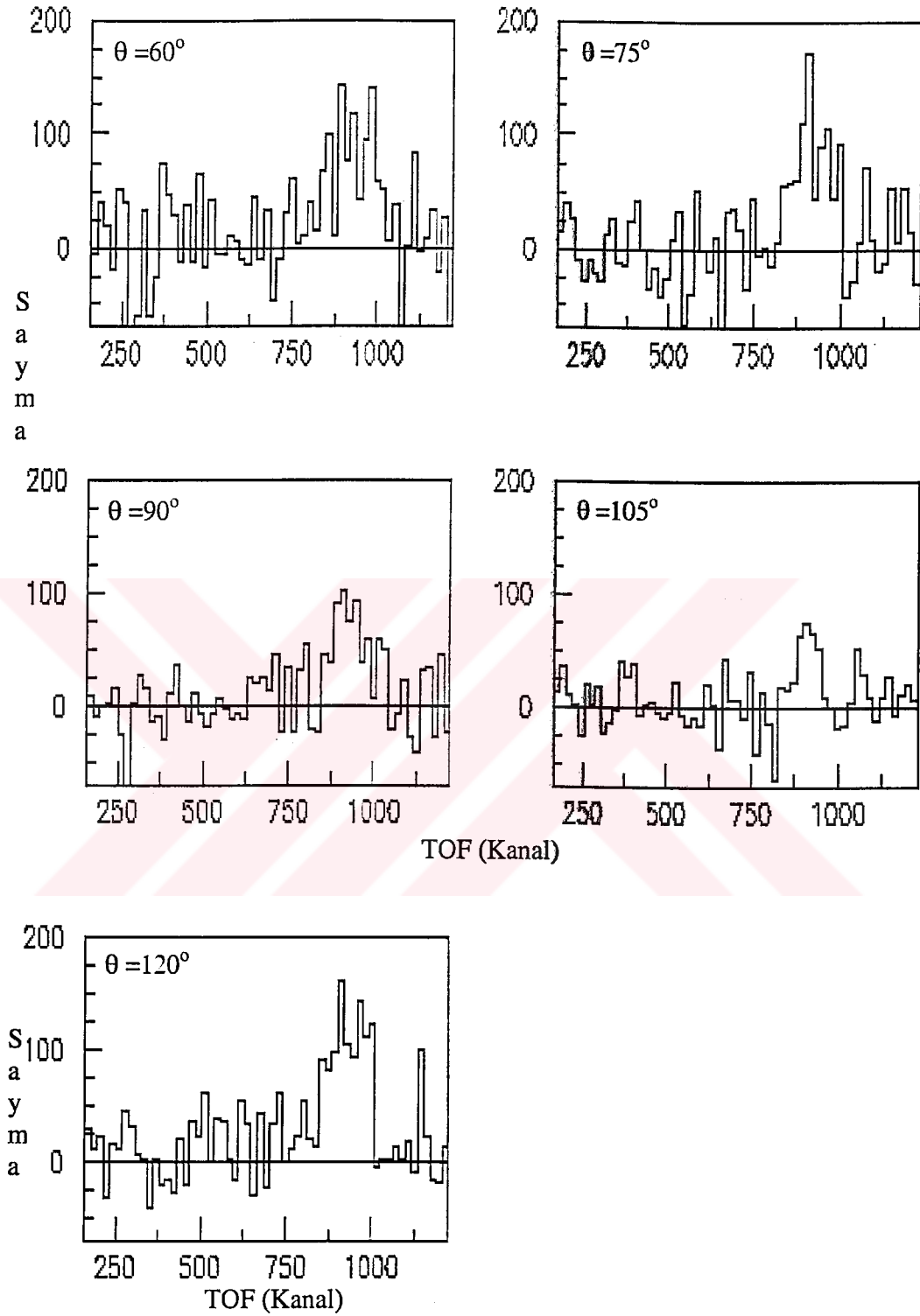
Şekil 4.6'de nötron ölçüm açısına bağlı olarak 4mm. hedef kalınlığındaki Tungsten için $^{184}\text{W}(\gamma,n)$ reaksiyonunun TOF spektrumu elde edilmiştir. Farklı açılarda elde edilen bu TOF spektrumlarında nötron pikleri açık bir şekilde gözükmemektedir. Nötron piklerinin büyüklük veya küçüklük oranı, nötronların dedektörlerle etkileşme oranına bağlıdır. Bunun $^2\text{H}(\gamma,n)$ reaksiyonundaki TOF spektrumuyla (Şekil 4.1) uyumlu olduğu görülmektedir. Foton enerjisi arttıkça sayma oranının düşük olduğu, foton enerjisine göre 4mm. hedef kalınlığındaki $^{184}\text{W}(\gamma,n)$ reaksiyonunun 60° 'lik nötron dedeksiyon açısına göre TOF spektrumu Şekil 4.7'de verilmiştir. Buna göre, 13.475 MeV foton enerjisine göre sayma oranı 125° 'lerde iken, 18.225 MeV'de 85, 24.950 MeV'de 55 ve 29.650 MeV'de de 30° 'larda görülmektedir. Yani; foton enerjisi arttıkça, buna paralel olarak sayma oranı da azalmaktadır. Bu da yine $^2\text{H}(\gamma,n)$ reaksiyonundaki TOF spektrumuyla (Şekil 4.2) uyumludur. Şekil 4.8'de, nötron dedeksiyon açısına göre 4mm. hedef kalınlığındaki $^{184}\text{W}(\gamma,n)$ reaksiyonunun nötron akısı beş açıda verilmiştir. 60° 'deki nötron dedeksiyon açısına göre akı 6.7 iken, 75° 'de 8, 90° 'de 8.4, 105° 'de 6.4 ve 120° 'de 4.9 olarak bulunmuştur. Görüldüğü gibi; en fazla akı, 90° 'lik nötron dedeksiyon açısında elde edilmiştir. Bunun nedeni ise, nötronun dedeksiyon açısına dik olarak gelmesidir. Şekil 4.3'e de uygundur. Dedeksiyon açısına göre 4mm. hedef kalınlığındaki $^{184}\text{W}(\gamma,n)$ reaksiyonunun tesir kesiti de, Şekil 4.9'de görülmektedir. 60° 'de 121, 75° 'de 220, 90° 'de 235, 105° 'de 196 ve 120° 'de 109 olarak elde edilmiştir. En fazla tesir kesiti olması gereken şekliyle 90° 'de elde edilmiştir. Çünkü; tesir kesiti, dedektörlere gelen nötron sayısına bağlıdır (Denklem 3.3)

8mm. hedef kalınlığındaki $^{184}\text{W}(\gamma,n)$ reaksiyonu için elde edilen değerler de, Şekil 4.10-4.13'de verilmektedir. Şekil 4.10'da, nötron dedeksiyon açısına göre nötronun TOF spektrumu görülmektedir. Farklı açılarda elde edilen bu TOF spektrumlarında yine nötron pikleri belirgin olup, büyüklüğü nötronların dedektörlerle etkileşim oranına bağlıdır. $^2\text{H}(\gamma,n)$ reaksiyonundaki TOF spektrumuyla da (Şekil 4.1)

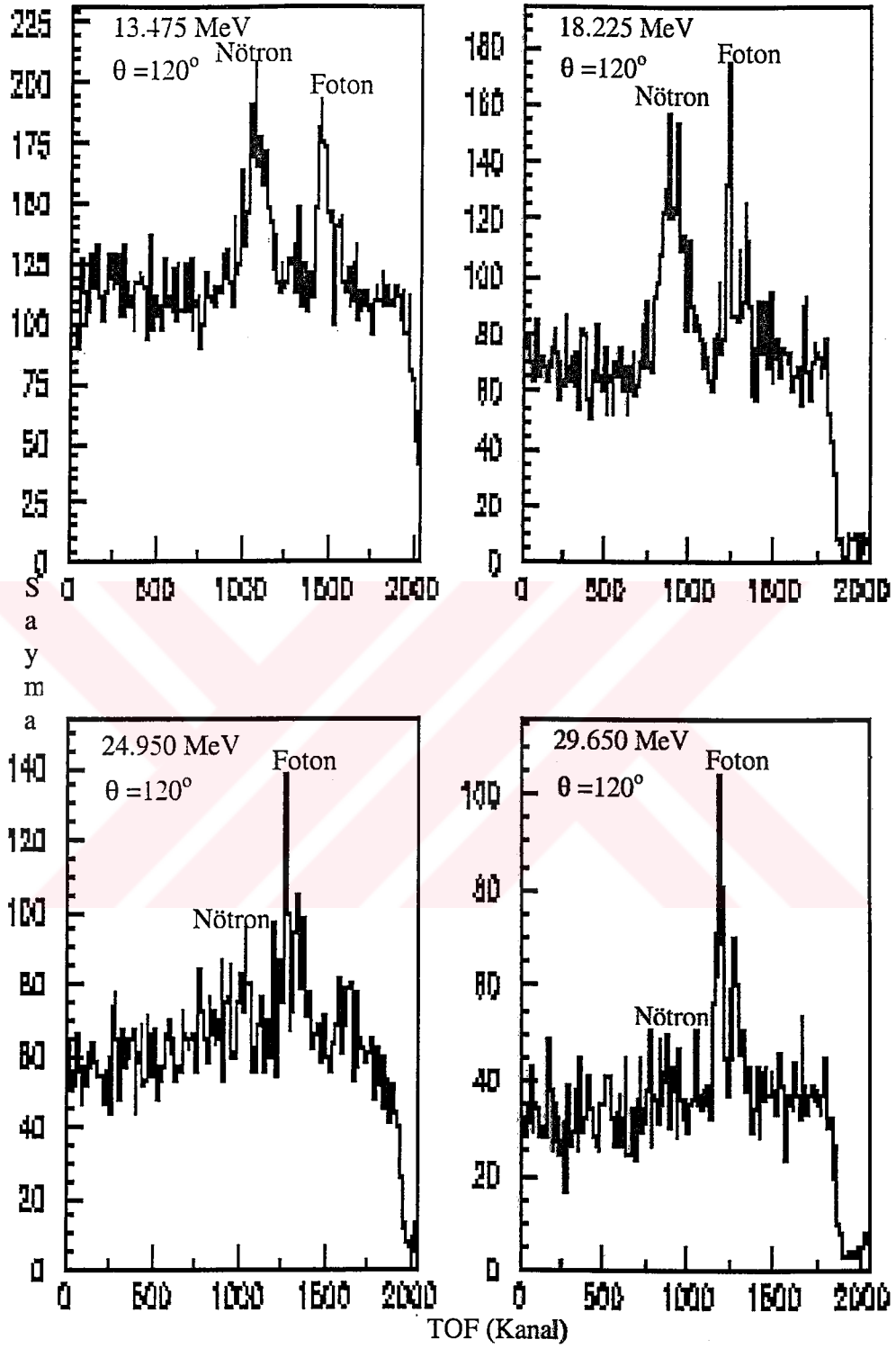
uyumludur. Şekil 4.11'de, 8mm. hedef kalınlığındaki $^{184}\text{W}(\gamma,n)$ reaksiyonunun foton enerjisine göre 75° nötron dedeksiyon açısındaki TOF spektrumu verilmiştir. 13.475 MeV foton enerjisine göre sayma oranı 150° lerde iken, 18.225 MeV'de 100, 24.950 MeV'de 75, 29.650 MeV'de ise, 50° lerde olmuştur. Bu da; yine bize, foton enerjisi arttıkça, sayma oranının azaldığını göstermektedir. Ayrıca, $^2\text{H}(\gamma,n)$ reaksiyonundaki TOF spektrumuyla (Şekil 4.2) ile de uyumludur. Şekil 4.12'de, 8mm. hedef kalınlığındaki $^{184}\text{W}(\gamma,n)$ reaksiyonunun nötron akısı beş açıda verilmiştir. 60° 'deki nötron dedeksiyon açısına göre akı 7.8 iken, 75° 'de 10.3, 90° 'de 10.78, 105° 'de 7.7 ve 120° 'de 6.9 olarak bulunmuştur. Görüldüğü gibi; en fazla akı, yine 90° 'lik nötron dedeksiyon açısında elde edilmiştir. Şekil 4.13'de ise, nötron dedeksiyon açısına göre 8mm. hedef kalınlığındaki $^{184}\text{W}(\gamma,n)$ reaksiyonunun tesir kesiti verilmiştir. 60° 'de 126, 75° 'de 216, 90° 'de 232, 105° 'de 196 ve 120° 'de 130 olarak elde edilen tesir kesitlerine göre, en fazla tesir kesiti 90° 'de görülmektedir. Bu da, $^2\text{H}(\gamma,n)$ reaksiyonunda elde edilen değerlerle uyumludur.

4mm. ve 8mm. hedef kalınlığındaki $^{184}\text{W}(\gamma,n)$ reaksiyonlarından elde edilen nötron akılarının ve tesir kesitlerinin değerleri, Şekil 4.14 ve 4.15'de karşılaştırılmıştır. Buna göre; Şekil 4.14'den görüleceği gibi, 4mm. ve 8mm. hedef kalınlığındaki $^{184}\text{W}(\gamma,n)$ reaksiyonları ele alındığında, en fazla akı 8mm. hedef $^{184}\text{W}(\gamma,n)$ reaksiyonunda elde edilmiştir. Demek ki; hedef maddede kalınlık arttıkça, birim yüzeye düşen nötron akı miktarı da artmaktadır.

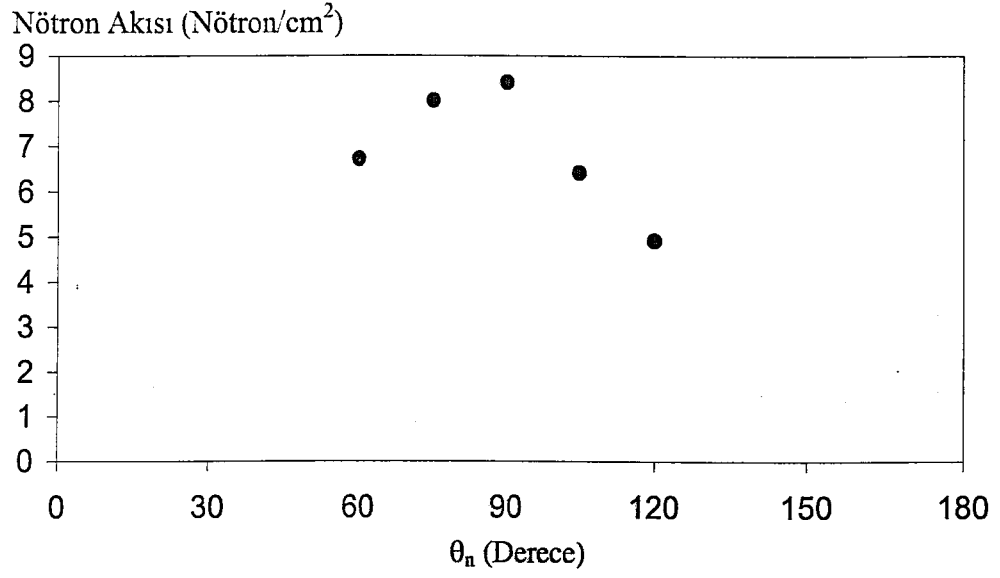
Şekil 4.15'de ise; nötron dedeksiyon açısına göre, 4mm. ve 8mm. hedef kalınlığındaki $^{184}\text{W}(\gamma,n)$ reaksiyonlarından elde edilen tesir kesitlerinin karşılaştırılması verilmektedir. Buna göre, 4mm. ve 8mm. hedef kalınlığındaki $^{184}\text{W}(\gamma,n)$ reaksiyonlarından elde edilen bu değerlerin aynı çıkması gerekir. Çünkü; kullanılan hedef madde aynı olduğundan, tesir kesitlerinin değişmemesi gerekir. Bulunan bu değerler, Şekil 4.15'den de görüldüğü üzere hemen hemen aynıdır.



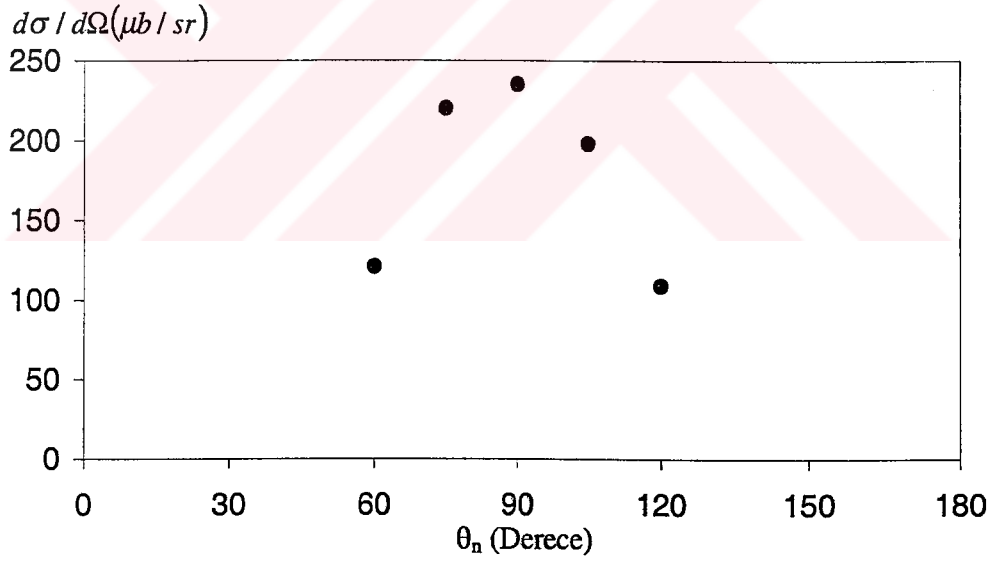
Şekil 4.6 Nötron Dedeksiyon Açısına Göre 4mm. Hedef Kalınlığındaki ^{184}W (tungsten) İçin $^{184}\text{W}(\gamma, n)$ Reaksiyonunun TOF Spektrumu



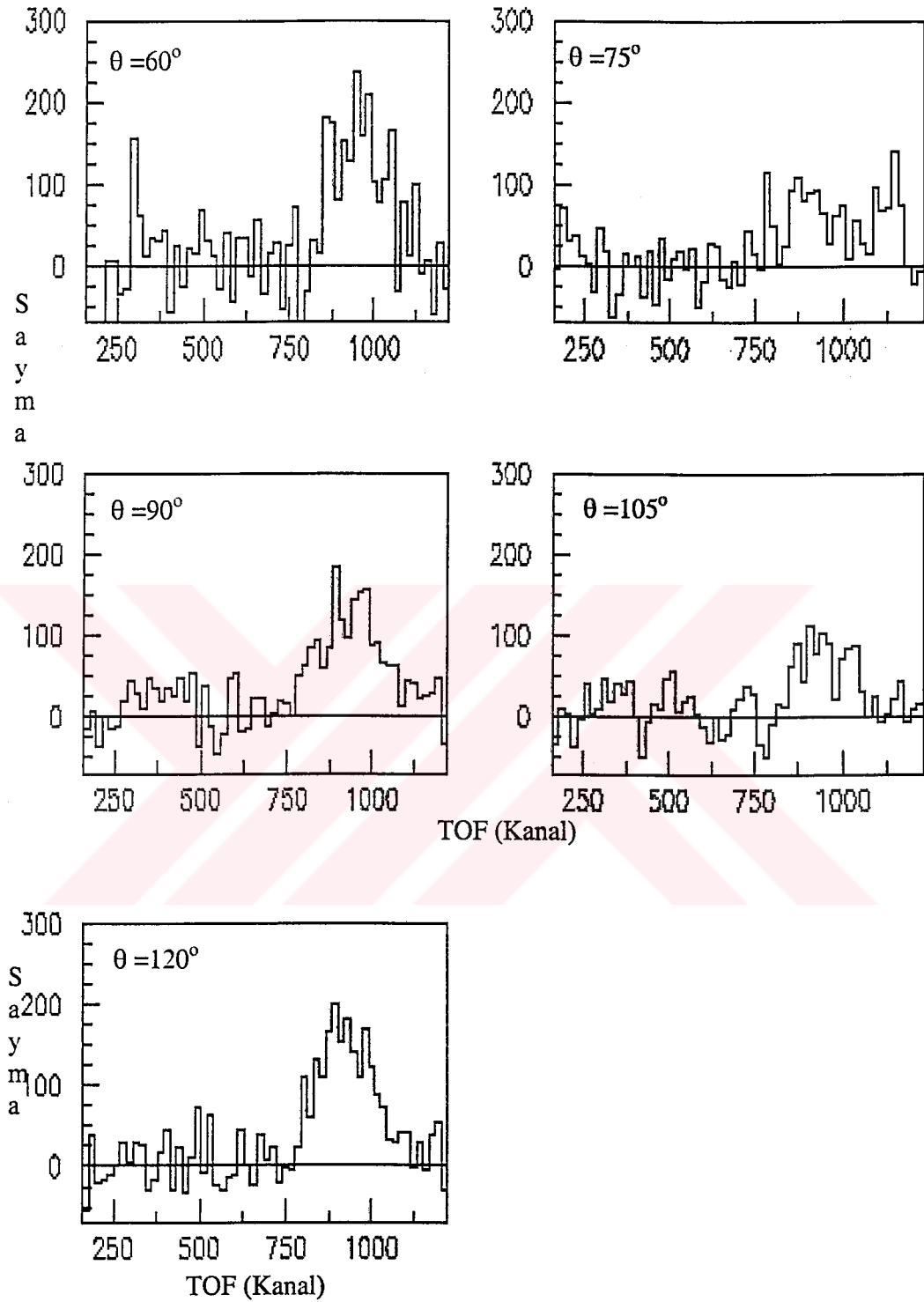
Şekil 4.7 4mm. Hedef Kalınlığındaki ^{184}W (tungsten) İçin $^{184}\text{W}(\gamma, n)$ Reaksiyonunun Foton Enerjisine Göre TOF Spektrumu



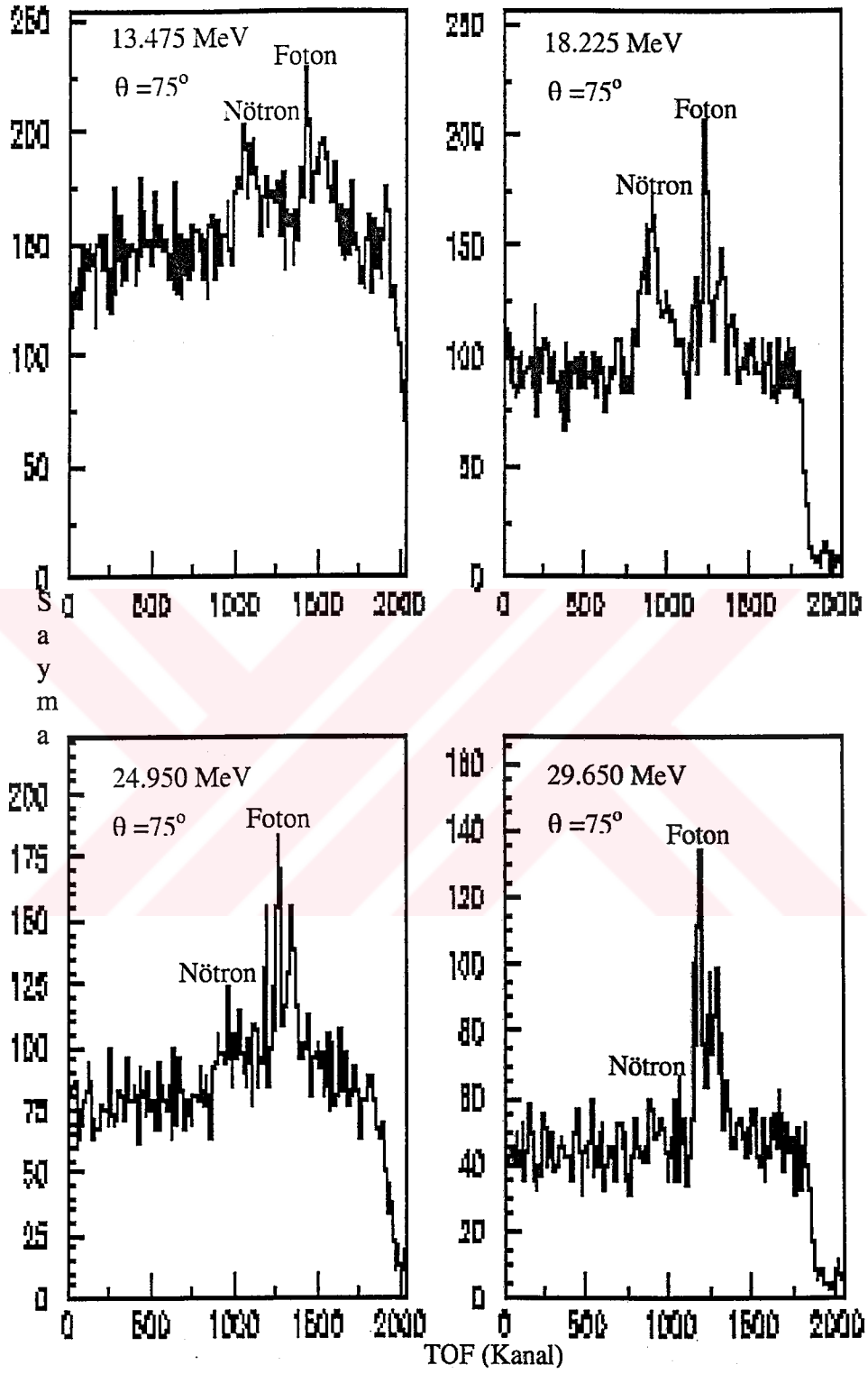
Şekil 4.8 Dedeksiyon Açısına Göre 4mm. Hedef Kalınlığındaki ¹⁸⁴W(tungsten) İçin ¹⁸⁴W(γ ,n) Reaksiyonunun Nötron Akısı



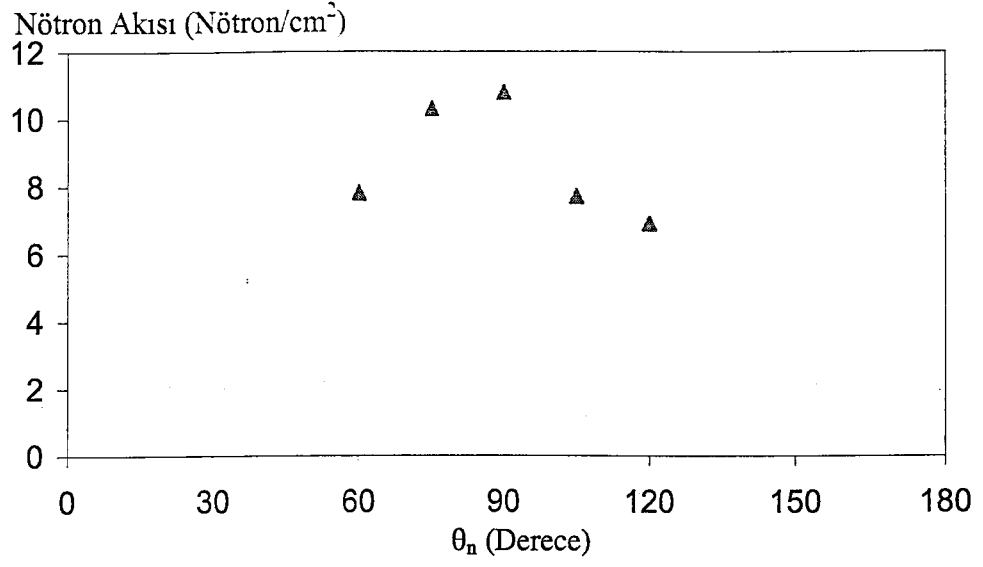
Şekil 4.9 Dedeksiyon Açısına Göre 4mm. Hedef Kalınlığındaki ¹⁸⁴W(tungsten) İçin ¹⁸⁴W(γ ,n) Reaksiyonunun Tesir Kesiti



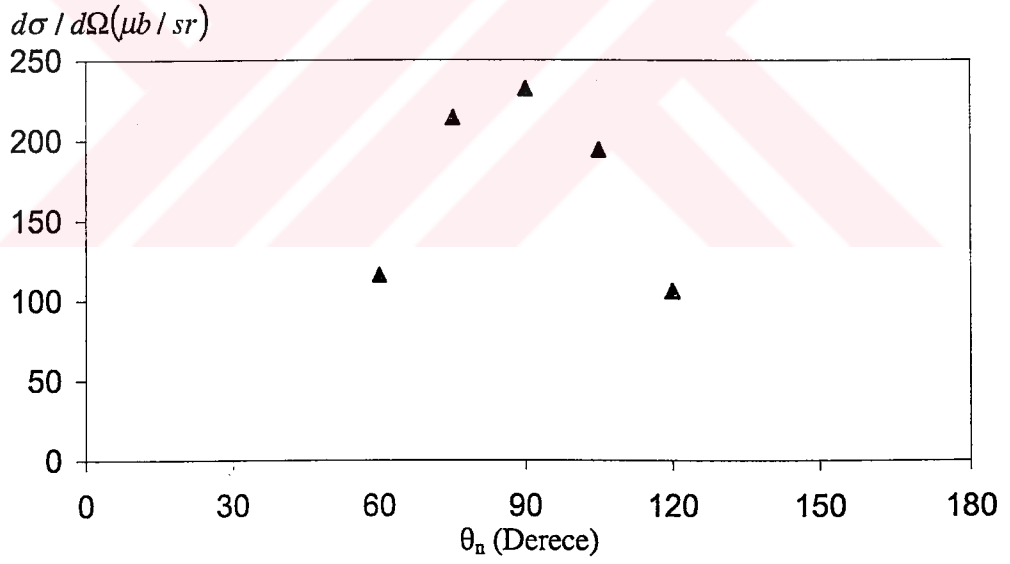
Şekil 4.10 Nötron Dedeksiyon Açısına Göre 8mm. Hedef Kalınlığındaki ^{184}W (tungsten) İçin $^{184}\text{W}(\gamma, n)$ Reaksiyonunun TOF Spektrumu



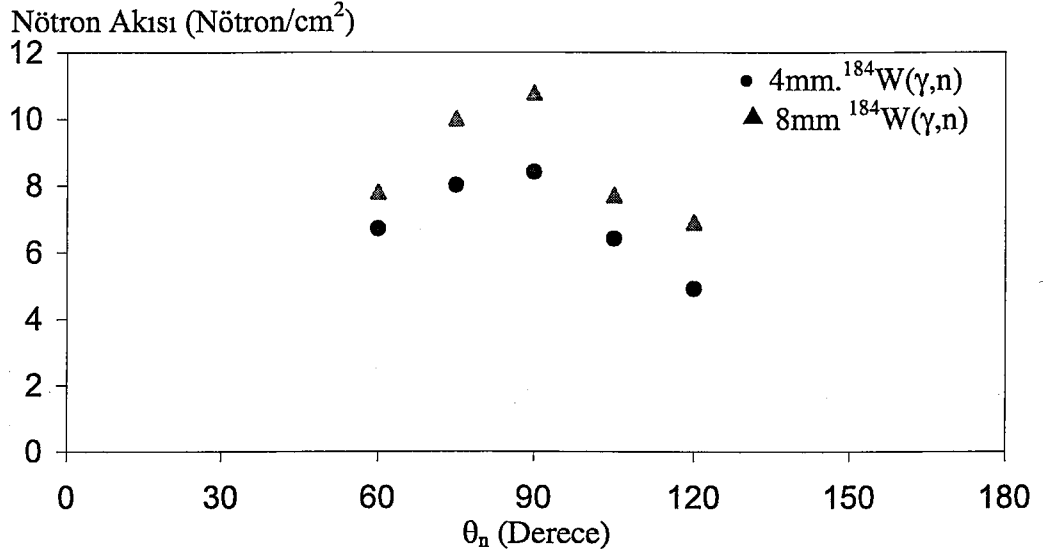
Şekil 4.11 8mm. Hedef Kalınlığındaki ^{184}W (tungsten) İçin $^{184}\text{W}(\gamma, n)$ Reaksiyonunun Foton Enerjisine Göre TOF Spektrumu



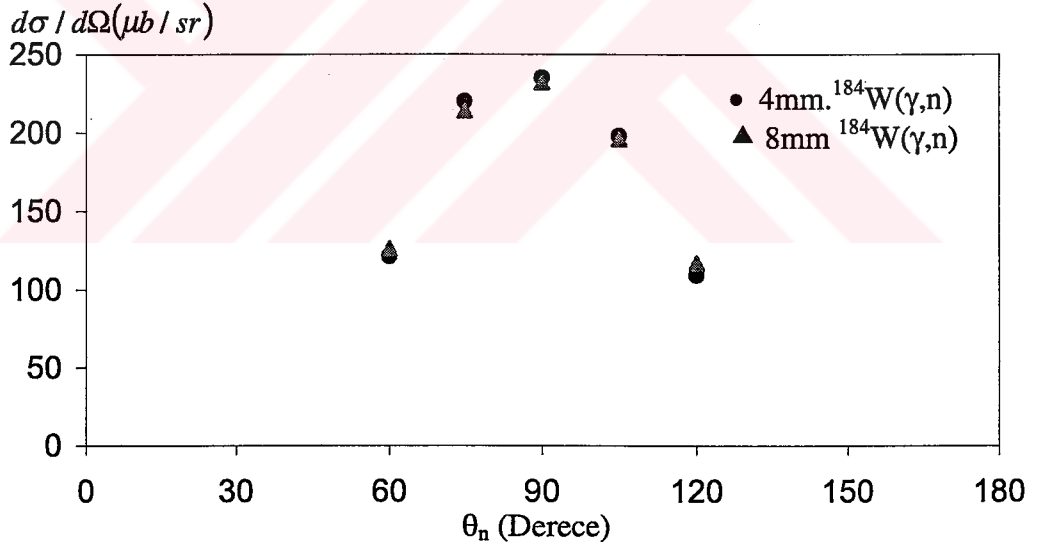
Şekil 4.12 Dedeksiyon Açısına Göre 8mm. Hedef Kalınlığındaki ¹⁸⁴W(tungsten) İçin ¹⁸⁴W(γ ,n) Reaksiyonunun Nötron Akısı



Şekil 4.13 Dedeksiyon Açısına Göre 8mm. Hedef Kalınlığındaki ¹⁸⁴W(tungsten) İçin ¹⁸⁴W(γ ,n) Reaksiyonunun Tesir Kesiti



Şekil 4.14 Dedeksiyon Açısına Göre 4mm. ve 8mm Hedef Kalınlığındaki $^{184}\text{W}(\text{tungsten})$ İçin $^{184}\text{W}(\gamma, n)$ Reaksiyonunun Nötron Akılarının Karşılaştırılması



Şekil 4.15 Dedeksiyon Açısına Göre 4mm. ve 8mm Hedef Kalınlığındaki $^{184}\text{W}(\text{tungsten})$ İçin $^{184}\text{W}(\gamma, n)$ Reaksiyonunun Tesir Kesitlerinin Karşılaştırılması

Görüldüğü gibi, $^{184}\text{W}(\gamma, n)$ reaksiyonu sonucunda hedef madde olan Tungsten'den yani, fotonun doğrultucu ile etkileşmesinden dolayı tehlikeli olduğu bilinen nötronlar sökülmemektedir. Bu nötronlara karşı radyoterapide önlem alınmalıdır. Aksi halde sökülen nötronların sağlıklı hücrelerde yeni kanserler oluşturabileceği göz ardı edilmemelidir.



5. KAYNAKLAR

Agosteo, S., et al., 1992. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms, **72(1)**, 84p.

Ahrens, J., 1985. Nuclear Phys, **A446**, 229c

Akkurt, I., Annand, J.R.M., 2002. Journal of Physics-G Nuclear and Particle Physics, **28(2)**, 197p.

Akkurt, I., 1998. Ph. D. Thesis, Glasgow University.

Andersson, B. E., Adler, J-O., Bulychjev, S.A., Isaksson, L., Ruijter, H., Schroder, B., Annand, J.R.M., Crawford, G.I., Harty, P.D., McGeorge, J.C., Miller, G.J. and Ryckebusch, J., 1995. Physical Rev., **C51**, 2553p.

Annand, J.R.M., 1987. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, **A262**, 371p.

Annand, J.R.M., Anthony, I. And Oussena, B., 1996. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, **A368**, 385p.

Annand, J.R.M., Andersson, B.-E., Akkurt, I., Nilsson, B., 1997. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, **A400**, 344p.

Baltateanu, N., Proceedings of EPAC 2002, Paris, France

Beise, E. J., Dodson, G., Garçan, M., Hoibraten, S., Maher, C., Phom, L.D., Redwine, R.P., Sapp, W., Wilson, K.E. and Wood, S.A., 1989. Physics Review Letters, **62**, 2593p.

Beise, E. J., et al., 1989. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, **A281**, 559p.

Bjorken, J.D. and Drell, S.D., 1964. Relativistik Kuantum Mechanics, McGraw-Hill, New York.

Blokou, H., et al., 1983. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, **A204**, 209p.

Bufler, A., et al., 2002. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, **A476**, 181p.

Cecil, R. A., Anderson, B.D. and Madey, R., 1979. Nuclear Instruments and Methods, **161**, 439p.

Cern Program Libra., 1993. Q121

Ceydeli, N., 2000. Radyolojik Görüntüleme Tekniği, Ege Üniversitesi Tıp Fakültesi Radyodiagnostik Anabilim Dalı, İzmir.

Dolbilkin, B.S., 1967. Photodisintegration of Nuclei in The Giant Resonance Region, New York, USA.

Gudowska, I., et al., 1999. Phys. Med. Biol., **44**, 2099p.

Horvath, A., et al., 2000. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, **A440**, 451p.

Jackson, J.D., 1975. Classical Electrodynamics, Wiley, New York.

Jallu, F., et al., 1999. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, **B155**, 373p.

Jallu, F., et al., 2002. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, **A488**, 262p.

Jaunc, J.M. and Rohrlich, F., 1980. Theory of Photons and Electrons.

Jenkins, D. A., Debevec, P.T. and Harty, P.D., 1994. Physics Review, **C50**, 74p.

Kaplan, I., 1965. Nuclear Physics, Massachusetts Institute of Technology, Nuclear Physics Department.

Kim, N.G., et al., 2002. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, **A485**, 458p.

Klein, H. and Neumann, S., 2002. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, **B196**, 113p.

Kliqua, P., 1995. International Journal of Radiation Oncology: Biology, Physics, **31**, 629p.

Ledingham, K.W.D., et al., 2002. Europhysics News, **33**, No:4

Lin, J-P., et al., 2001. Applied Radiation and Isotopes, **55**, 315p.

Lohrmann, E., 1981. Hochenergiephysik, Teubner Studienbücher.

Marrone, S., et al., 2002. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, **A490**, 299p.

McDonald, J.C., et al., 2002. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, **A476**, 347p.

Mutchler, G.S., 1966. Ph.D. Thesis, Massachusetts Institute of Technology.

Nelson, W.R., 1997. Radiation Protection Dosimetry, **70**, 49p.

Ongaro, C., et al., 1999. Monte Carlo Methods and Appl., **5(1)**, 69p.

Overberg, M.E., et al., 1999. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, **A438**, 253p.

Perkins, L.J. and Malcolm, C.Scott., 1979. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, **166**, 451p.

Pisharody, M., et al., 1999. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, **A430**, 542p.

- Rosenstock, J., et al., 1995. *Radiation Protection Dosimetry*, **61(1-3)**, 133p.
- Rossi, B., 1965. *High-Energy Particles*, Prentice Hall Series.
- Rossi, P., De Sanctis, E., Levi Sandri, P., Bianchi, N., Guaraldo, C., Lucherini, V., Muccifora, V., Polli, E., Reolan, A.R. and Urciuoli, G.M., 1989. *Physics Review*, **C40**, 2412p.
- Safara, J. And Lakosia, L., 1994. *Applied Radiation and Isotopes*, **45**, 1057p.
- Sasaki, M., et al., 2002. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, **B196**, 113p.
- Sims, D.A., et al., 1998. *Physics Letters*, **B442**, 43p.
- Sims, D.A., 1995. Ph. D. Thesis, The University of Melbourne, Australia.
- Tanyel, B., 1994. *Nükleer Fizik*, Ege Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümü, Bornova-İzmir.
- Thiep, T.D., et al., 1996. *Communications in Physics*, **6(3)**, 29p.
- Thies, H.H., et al., 1985. *Nuclear Instruments and Methods in Physics A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, **A242**, 117p.
- Tseng, H.K., 2002. *Chinese Journal of Physics*, **40(2)**, 168p.
- Yuly, M., et al., 1998. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, **A488**, 262p.

ÖZGEÇMİŞ

Adı Soyadı : Abdullah KAPLAN

Doğum Yeri : Yenişarbademli/ISPARTA

Doğum Yılı :20/06/1965

Eğitim ve Akademik Durumu:

İlkokul :1971-1976 Yenişarbademli İlkokulu

Ortaokul :1976-1979 Yenişarbademli Ortaokulu

Lise :1979-1982 Ankara Elektronik Astsubay Hazırlama Okulu

Lisans :1982-1988 O.D.T.Ü Eğitim Fakültesi Fizik Öğretmenliği Bölümü

Yüksek Lisans :1993-1996 S.D.Ü Fen Bilimleri Enstitüsü

Yabancı Dil :İngilizce

İş Deneyimi:

1991-1993 Ankara Özel Ayşeabla Lisesi Fizik Öğretmeni

1993-1997 S.D.Ü Fen Edebiyat Fak. Fizik Böl. Araştırma Görevlisi

1997- S.D.Ü Fen Edebiyat Fak. Fizik Böl. Öğretim Görevlisi