



**YÜKSEK GAZ KAZANÇLARININ KARIŞIM ORANI ve
BASINCINA GÖRE İNCELENMESİ**

Yasemi Nurbanu KAYA



T.C.
BURSA ULUDAĞ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**YÜKSEK GAZ KAZANÇLARININ KARIŞIM ORANI ve BASINCINA GÖRE
İNCELENMESİ**

Yasemi Nurbanu KAYA
0000-0001-7373-9963

Prof. Dr. Özkan ŞAHİN
(Danışman)

YÜKSEK LİSANS TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI

BURSA – 2024
Her Hakkı Saklıdır

ÖZET

Yüksek Lisans Tezi

YÜKSEK GAZ KAZANÇLARININ KARIŞIM ORANI ve BASINCINA GÖRE İNCELENMESİ

Yasemi Nurbanu KAYA

Bursa Uludağ Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı

Danışman: Prof. Dr. Özkan ŞAHİN

Gazlı parçacık detektörlerinde gaz kazançlarının en yüksek değere ulaştığı karışım oranlarının belirlenmesi elde edilecek performans açısından kritik bir öneme sahiptir. Doğrudan iyonlaşmalar ve uyarılan atomların enerji transferleriyle tetiklenen elektron çoğalma süreçleri maksimum kazancın gözlemlendiği karışım oranı ile yakından ilintilidir. Ayrıca gaz basıncı bu oranı belirleyen en önemli faktörlerden biridir. Bu çalışmada Argon-Zenon gaz karışımlarında maksimum kazançlara karşılık gelen Zenon kesrini belirlemek için farklı basınçlarda sistematik gaz kazancı hesaplamaları yapılmıştır. Enerji transfer parametreleri ve Magboltz benzetişim programı yardımıyla yapılan hesaplamaların literatürdeki deneysel sonuçlar ile tutarlı olduğu saptanmıştır. Geliştirilen yöntemin tutarlılığı, gazlı detektörlerde sıklıkla kullanılan diğer karışımlar için benzer analizlerin yapılabileceğinin önemli bir göstergesidir.

Anahtar Kelimeler: İyonlaşma, Gaz kazancı, Gazlı detektörler, Enerji Transferi, Simülasyon, Magboltz, Garfield

2024, ix + 65 pages.

ABSTRACT

MSc Thesis

INVESTIGATION OF HIGH GAS GAINS ACCORDING TO MIXING RATIO AND
PRESSURE

Yasemi Nurbanu KAYA

Bursa Uludağ University
Graduate School of Natural and Applied Sciences
Department of Physics

Supervisor: Prof. Dr. Özkan ŞAHİN

In gaseous particle detectors, the determination of the mixing concentrations at which gas gains are maximised is of particular importance for the performance to be achieved. Electron multiplication processes triggered by direct ionisation and energy transfer of excited atoms are closely related to the mixing ratio at which maximum gain is observed. In addition, gas pressure is one of the most important factors defining this ratio. In this thesis work, systematic gas gain calculations were performed at different pressures to specify the Zenon fraction corresponding to the maximum gains in Argon-Zenon gas mixtures. It is found that the calculations made with the assistance of energy transfer parameters and Magboltz simulation software are well consistent with the experimental results in the literature. The consistency of the developed method is an significant indication that similar analyses can be performed for other mixtures frequently used in gas detectors.

Key words: Ionisation, Gas gain, Gaseous detectors, Energy Transfer, Simulation, Magboltz, Garfield
2024, ix + 65 pages.

TEŞEKKÜR

Yüksek lisans eğitim hayatımın her aşamasında bilgisi ve tecrübesi ile beni aydınlatarak değerli fikirleri ile beni yönlendiren, özellikle tezin hazırlanması sürecinde hem teorik olarak hem de uygulamada yardımlarını esirgemeyen ve hoşgörü göstererek maddi manevi her türlü desteğini veren değerli danışman hocam Prof. Dr. Özkan ŞAHİN'e teşekkürlerimi sunarım.

Çalışmalarım sırasında büyük fedakârlık göstererek desteğini hiçbir zaman esirgemeyen hep yanımda olarak bana sevgisi ile güç ve ilham veren, her zaman bana inanan ve beni destekleyen, varlıkları ile cesaret veren sevgili annem Süreyya KAYA ve sevgili ablam Dr.Öğretim Üyesi Aslı KAYA'ya teşekkürlerimi sunarım.

Yasemi Nurbanu KAYA

26/06/2024

İÇİNDEKİLER

Sayfa

ÖZET.....	i
ABSTRACT.....	ii
TEŞEKKÜR.....	iii
İÇİNDEKİLER	iv
SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ	v
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	vii
ÇİZELGELER DİZİNİ	ix
1. GİRİŞ	1
2. KURAMSAL TEMELLER VE KAYNAK ARAŞTIRMASI.....	3
2.1. Detektörlerin Temel Çalışma İlkeleri	3
2.2. Gaz Kazancı	4
2.3. Sayıcı Gazın Önemi	7
2.4. Geri-Besleme (Feedback) Etkisi	9
2.5. Mikro Desenli Gazlı Detektörler.....	10
2.5.1. GEM (Gaz elektron çoğaltıcı).....	11
2.5.2. MICROMEGAS (Mikro ağ yapılı gazlı detektörler).....	13
2.6. Parçacıkların Gaz Ortamında Enerji Kaybı ve Temel Etkileşmeleri	16
2.6.1. Yüklü parçacıkların enerji kaybı ve etkileşme türleri	17
2.6.2. Yüksüz parçacıkların enerji kaybı ve etkileşme türleri.....	26
2.7. İyonlaşma Çifti Sayısı.....	31
3. MATERYAL ve YÖNTEM.....	33
3.1. Benzetimde Kullanılan Programlar	33
3.1.1 Magboltz	33
3.1.2. ROOT.....	34
3.1.3. Garfield ve garfield++.....	35
3.2. Deneysel Veriler.....	36
3.3. Doğrudan ve Uyarılan Atomlar ile İyonlaşmalar.....	37
3.4. Ar-Xe Karışımlarında İyonlaşma Türleri.....	39
3.5. Enerji Transfer Olasılıklarının Hesaplanması	39
3.6. Enerji Transfer Olasılıklarının Modellenmesi	44
4. BULGULAR ve TARTIŞMA.....	49
4.1. Gaz Kazancına Katkılar	49
4.1.1. Gaz kazancı maksimumlarının basınçla değişimi	53
4.1.2. Farklı anot gerilimleri için gaz kazancı maksimumları	55
5. SONUÇ	59
KAYNAKLAR	60
ÖZGEÇMİŞ	65

SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ

Simgeler	Açıklama
σ_{γ}	Fotoelektrik olayın tesir kesiti
e^{-}	Elektron
e^{+}	Pozitron
$E_{e^{-}}$	Fırlatılan elektronun enerjisi
E_b	Elektronun bağlanma enerjisi
I_0	Gelen foton demetinin şiddeti
N_a	Avogadro sayısı
W_{max}	Tek bir çarpışmada maksimum enerji transferi
m_0	Parçacığın durgun kütlesi
m_e	Elektron kütlesi
m_p	Proton kütlesi
r_{pen}	Penning enerji transfer olasılığı
r_a	Anot elektrotunun yarıçapı
r_b	Elektron çığı başlangıcının anod elektrotuna olan uzaklığı
r	$r_a - r_b$ arasında anottan herhangi bir radyal uzaklık
r_c	Silindirik tek telli bir sayacın katot yarıçapı
r_e	Elektron çapı
α_{pen}	Penning düzeltmeli Townsend katsayısı
ν^{ion}	İyonlaşmaların toplam üretilme frekansı
ν^{exc}	İyonlaşma eşiğinden daha yüksek enerjiye sahip uyarılma seviyelerinin toplam üretilme frekansı
σ_c	Toplam Compton saçılması tesir kesiti
σ_{pair}	Çift üretimi tesir kesiti
σ_{th}	Thomson tesir kesiti
v_{th}	Cherenkov emisyonu eşik hızı
Ne	Neon
Kr	Kripton
CH ₄	Metan
C ₂ H ₆	Etan
iC ₄ H ₁₀	İzobütan
CF ₄	Karbon tetraflorür
c	Işık hızı
C	Kabuk düzeltmesi
He	Helyum
$h\nu$	Yayımlanan foton enerjisi
I	Soğurucu maddenin iyonlaşma potansiyeli
N_0	Detektöre giren bir parçacığın izi boyunca üretilen birincil elektron sayısı
v	Katot ve anot arasına uygulanan gerilim
v_{th}	Eşik hızı
N_T	Oluşan toplam elektron-iyon çifti sayısı
n_p	Birim uzunluk (cm) başına üretilen birincil elektron-iyon çifti sayısı
n_T	Toplam elektron-iyon çifti sayısı

Simgeler	Açıklama
Xe	Zenon
Ar	Argon
Z	Atom numarası
z	Gelen parçacığın yükü
τ	Parçacığın kinetik enerjisi
A	Soğurucu materyalin atom ağırlığı
E	Silindirik tek telli bir sayacın elektrik alan şiddeti
G	Gaz kazancı
$I(x)$	Demetin x mesafesindeki şiddeti
N	Anotta elektrotunda toplanan elektron sayısı
$f(z)$	Coulomb Düzeltmesi
n	Ortamın kırılma indisi
W	Ortamda bir elektron-iyon çifti üretmek için gerekli olan ortalama enerji
α	Townsend katsayısı
β	Gelen parçacığın $\frac{v}{c}$ oranı
δ	Yoğunluk düzeltmesi
μ	Ortamın soğurma katsayısı
ξ	Perdeleme etkisi
ρ	Soğurucu maddenin yoğunluğu
σ	Tesir kesiti
v_p	Gelen parçacığın hızı
$\phi(\xi)$	Perdeleme etkisine (ξ) bağlı perdeleme fonksiyonu
E_+	Pozitronun toplam enerjisi
E_-	Elektronun toplam enerjisi
ΔE	Parçacığın ortam içindeki enerji kaybı
h	Kazanç kalibrasyon parametresi

Kısaltmalar Açıklama

CERN	Avrupa Nükleer Araştırma Merkezi
GEM	Gaz Elektron Çoğaltıcısı
GPM	Gazlı Foto Çoğaltıcı
IBF	İyon Geri Akışı
LHC	Büyük Hadron Çarpıştırıcısı
MHSP	Mikro Delikli Şerit Plaka
MPGDs	Mikro Desenli Gazlı Detektörler
MSGC	Mikro Şeritli Gaz Odaları
PCBs	Baskı Devre Kartları
PLD	Paralel Levhalı Detektör
RETGEM	Dirençli Elektroda Sahip Gaz Elektron Çoğaltıcı
TGEM	Kalın Gaz Elektron Çoğaltıcı

ŞEKİLLER DİZİNİ

	Sayfa
Şekil 2.1.	Gazlı dedektörlerin çalışma bölgelerinin genel karakterizasyonu. Grafikte yer alan bölgelerin sınırları ve şekillenimleri, dedektörün ve gaz karışımının türüne göre değişkenlik gösterebilir..... 3
Şekil 2.2.	Silindirik tek telli bir orantısal sayaçta farklı basınçlardaki Ar %99 CO ₂ %1 gaz karışımları için ölçülen gaz kazancı değerleri 5
Şekil 2.3.	Çeşitli soygazlar için indirgenmiş Townsend katsayılarının (a/p), indirgenmiş elektrik alan (E/p) ile değişimi..... 6
Şekil 2.4.	Tek katlı bir Gem dedektörünün şematik görünümü..... 12
Şekil 2.5.	Üç katlı bir GEM dedektörünün şematik diyagramı. Sürüklenme aralığı dd , yük transfer aralığı dt ve sinyalin oluştuğu indüksiyon aralığı ise d_i ile temsil edilmiştir; E_d , E_t ve E_i bu alanlara karşılık gelen elektrik alan şiddetleridir..... 13
Şekil 2.6.	Micromegas dedektörünün yapısı..... 14
Şekil 2.7.	Micromegas dedektörünün anot ile katot arasında elektrik alanda elektronların hareketi..... 15
Şekil 2.8.	Elektron (sürekli açık mavi eğri) ve pozitron (kesikli kahverengi eğri) için kurşun ortamındaki enerji kaybı tesir kesitleri..... 22
Şekil 2.9.	Cherenkov radyasyonunun şematik gösterimi. Δt süresince r kadar uzaklıktaki parçacığın eksenine paralel bir çizgi boyunca ışık salınımı..... 24
Şekil 2.10.	Gelen fotonun enerjisi ve soğurucu ortamın Z ile oluşan süreçlerin gösterimi. İlerledikleri yol boyunca doğrudan iyonlaştırıcı çarpışmalarla enerji açığa çıkaran yüklü parçacıkların aksine, fotonlar ya ikincil parçacıklar oluşturarak ya da hiçbir parçacık oluşturmaksızın tek bir karşılaşmada maddeyle etkileşime girer. Foton ya tamamen soğurulur (fotoelektrik etki, çift üretim,) ya da sadece saçılmaya uğrar.... 26
Şekil 2.11.	Çift oluşumunun şematik gösterimi..... 27
Şekil 2.12.	Compton Olayının şematik gösterimi..... 28
Şekil 2.13.	Fotoelektrik olayının şematik gösterimi. Eğer gelen fotonun enerjisi yeterli ise sadece M kabuğundan değil, K ve L kabuğundan da elektron sökebilir..... 30
Şekil 3.1.	Argon ve Zenon gaz karışımlarının farklı karışım oranları ve basınçları için deneysel gaz kazançları..... 36
Şekil 3.2.	Argon-Zenon gaz karışımlarında ölçülen (kırmızı noktalar) ve hesaplanan (kesikli ve sürekli çizgiler) gaz kazançları..... 42
Şekil 3.3.	Deneysel gaz kazançları ve Magboltz benzetişim programı yardımıyla hesaplanan Penning enerji transfer olasılıklarının Zenon kesrine göre değişimi. Kırmızı kesikli ve mavi sürekli çizgiler transfer olasılıklarının farklı iki modellenmesi için elde edilmiştir. Mavi transfer eğrisi üzerindeki belirsizlik bir bant ile tanımlanmaktadır..... 44
Şekil 3.4.	Zenon ve Argon gazlarının uyarılma ve iyonlaşmalarına ait şematik enerji diyagramı. Bazı geçişlerde ortaya çıkan fotonlar enerjilerine karşılık gelen renk kodlarına göre çizilmiştir..... 47

Şekil 4.1.	Oda sıcaklığında 1 atm basınçta Argon ve Zenon karışımları ile doldurulan silindirik bir sayaç için iyonlaşma süreçlerinin gaz kazancına katkılarının Zenon kesri ile değişimleri.....	49
Şekil 4.2.	Oda sıcaklığında, 2 atm (a) ve 3 atm (b) basınç altındaki Argon ve Zenon karışımları ile doldurulan silindirik bir sayaç için iyonlaşma süreçlerinin gaz kazancına katkılarının Zenon kesri ile değişimleri.....	51
Şekil 4.3.	Oda sıcaklığında, 4 atm (a), 5 atm (b), 6 atm (c) ve 7 atm (d) basınç altında Argon ve Zenon karışımları ile doldurulan silindirik bir sayaç için iyonlaşma süreçlerinin gaz kazancına katkılarının Zenon kesri ile değişimleri.....	52
Şekil 4.4.	Argon-Zenon gaz karışımları ile dolu silindirik bir sayaçta 800 V anot gerilimi için farklı basınçlarda elde edilen gaz kazancı eğrileri.....	53
Şekil 4.5.	Farklı basınçlardaki Argon-Zenon karışımlarında 800 V anot gerilimi için hesaplanan normalize gaz kazançlarının Zenon kesri ile değişimi.....	54
Şekil 4.6.	1 atm basınçta Argon-Zenon karışımları ile doldurulan silindirik bir sayaçta farklı anot gerilimleri için hesaplanan gaz kazançları	55
Şekil 4.7.	Argon-Zenon karışımlarında 100-900 V aralığındaki anot gerilimleri için hesaplanan gaz kazancı normalizasyonları. Kıyaslama amacıyla 1900 V'a ait normalizasyon eğrisi de grafikte gösterilmiştir.....	57
Şekil 4.8.	Argon-Zenon karışımlarında 1000-1900 V aralığındaki anot gerilimleri için hesaplanan gaz kazancı normalizasyonları.....	58

ÇİZELGELER DİZİNİ

Sayfa

Tablo 2.1.	Gazlı parçacık detektörlerinde sıklıkla kullanılan gazların özellikleri. Elektron başına ortalama iyonlaşma enerjisi, ortamda bir elektron-iyon çifti üretmek için gerekli olan ortalama enerji W , standart basınç ve sıcaklıkta birim uzunluk (cm) başına üretilen birincil (n_p) ve toplam (n_T) elektron-iyon çifti sayısı olarak verilmiştir.....	32
------------	--	----



1. GİRİŞ

Gazlı parçacık detektörleri, temelde aynı ilke ile çalışırlar. Gelen parçacıkların ürettiği serbest elektronlar detektörün elektrotlarına uygulanan gerilim sayesinde anota doğru sürüklenirler ve hacim içerisindeki çarpışmalarda yeterli enerjiye sahiplerse yeni iyonlaşmalar oluşur. İyonlaşmaların oluşturduğu sinyal incelenerek parçacık hakkında bilgiler edinilir. Anot civarında ortaya çıkan çığ elektronlarının sayısının gelen parçacığın izi boyunca oluşturduğu ilk (birincil) elektronların sayısına oranı gaz kazancı olarak bilinir. İncelenen parçacığın hakkında doğru ve güvenilir bilgi edinebilmek için gaz kazancının yüksek olması istenir. Bu nedenle kazancın en yüksek değere ulaştığı karışım oranlarının ve koşulların belirlenmesi gazlı detektörlerin performansının artırılmasında kilit bir rol oynar.

Bu tez çalışmasında gaz kazançlarını maksimum yapan karışım oranları, basınca göre sistematik olarak incelenmiştir. Detektörün sayıcı hacminde ortaya çıkan etkileşimler, enerji transferiyle tetiklenen elektron çoğalma süreçleri, maksimum kazancın karışım oranı ile ilişkisi ayrıntılı olarak analiz edilmiştir. Argon-Zenon karışımında maksimum kazançlara karşılık gelen Zenon kesrini belirlemek için bir yöntem geliştirilmiştir. Deneysel veriler ile yapılan hesaplamalar karşılaştırılmıştır. Elde edilen bulgular ve kullanılan yöntem ileri analizler için önemli bir altyapı oluşturacak niteliktedir.

Tezin “Kuramsal Temeller ve Kaynak Araştırması” kısmında gaz kazancına etki eden fiziksel olaylar açıklanmıştır. Gaz ortamında meydana gelebilecek etkileşim türleri açıklanmış, detektörün performansı ile seçilen sayıcı gazın ilişkisi tanıtılmış ve detektörün temel çalışma modları hakkında bilgi verilmiştir.

“Materyal ve Yöntem” kısmında, gaz kazancı hesabında kullanılan MAGBOLTZ, ROOT ve GARFIELD gibi gazlı parçacık detektörlerinin benzetişiminde sıklıkla kullanılan programlar tanıtılmıştır. Doğrudan ve uyarılan atomlar tarafından gerçekleşen iyonlaşma mekanizmaları anlatılmış, bu süreçlerin Argon-Zenon gaz karışımlarındaki işleyişi açıklanmıştır. Enerji transfer olasılıklarının hesaplanması ve modellenmesi hakkında bilgi verilmiş, ardından bu veriler yardımıyla gaz kazançlarını hesaplama yöntemi

detaylandırılmıştır. Ayrıca literatürde yer alan ve gaz kazançlarının maksimuma ulaştığı Zenon kesrini gözlemlemek için yapılan deneysel çalışmalar tanıtılmıştır.

“Bulgular ve Tartışma” kısmında doğrudan iyonlaşmaların ve enerji transferlerinin gaz kazançlarındaki katkıları hesaplanmış, Argon-Zenon karışımlarında maksimum gaz kazançlarının basınca ve gerilime göre değişimleri incelenmiştir. Hesaplama sonuçlarının deneysel veriler ile uyumu tartışılmıştır.

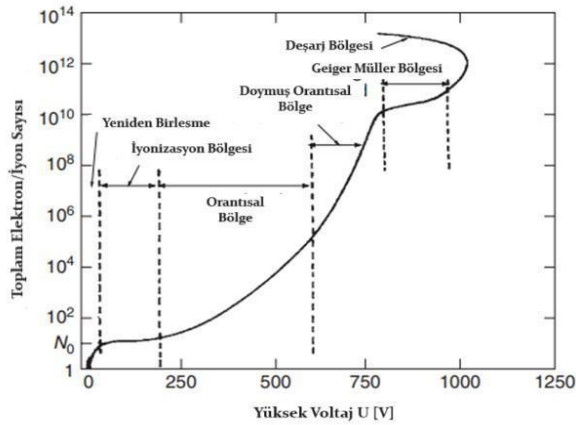
“Sonuç” kısmında bu tez çalışması kapsamında elde edilen verilerin yeterliliği ve kullanılan yöntemin uygulanabilirliği hakkında çıkarımlarda bulunulmuştur. Ayrıca yapılabilecek ileri analizler ve potansiyel araştırma alanları ilişkilendirilmiştir.

2. KURAMSAL TEMELLER VE KAYNAK ARAŞTIRMASI

2.1. Detektörlerin Temel Çalışma İlkeleri

Detektörler, sayıcı hacim içerisine giren bir parçacık tarafından üretilen yük taşıyıcılarının anot ve katot elektrotlara uygulanan gerilim sayesinde toplanıp sayılması esasına göre çalışırlar. Farklı elektrotlarda yük taşınımı sağlayan sayıcı hacim katı, sıvı, gaz veya bunların hibrit formları olabilir.

Gazlı detektörlerin çalışma bölgelerini genel olarak altı kısma ayırmak mümkündür (Şekil 2.1). Anot ve katot elektrotları arasında sadece elektron-iyon çiftleri (kısaca yük çiftleri) üretmeye yetecek büyüklükte gerilim (dolayısıyla elektrik alan) değerleri ile çalışılan aralık “yeniden birleşme bölgesi” olarak isimlendirilir. Bu bölgede üretilen yük çiftlerinin elektrik alandan kazandıkları enerji birbirlerinden ayrılmalara yetecek büyüklükte olmadığından yeniden birleşme olayı gerçekleşir. Bu bölgeye kıyasla daha yüksek gerilimler (voltage'ler) ile çalışılan “iyonizasyon bölgesinde”, elektrik alandan kazanılan enerji elektronları iyonlardan ayırmak için yeterlidir. Bu durumda gerilimin artırılması, üretilen yük çiftlerinin sayısında kayda değer bir artışa neden olmaz ve yeniden birleşmelerin büyük ölçüde önüne geçilmesini sağlar.



Şekil 2.1. Gazlı dedektörlerin çalışma bölgelerinin genel karakterizasyonu. Grafikte yer alan bölgelerin sınırları ve şekillenimleri, detektörün ve gaz karışımının türüne göre değişkenlik gösterebilir (Grupe 2008'den değiştirilerek alınmıştır).

Gerilim artırıldıkça birincil yük çiftleri, gaz ortamında elektrotlara doğru ilerlerken yaptıkları çarpışmalarda yeni elektron-iyon çiftleri üretecek kadar büyük enerjilere sahip olur. Gaz çoğalması olarak bilinen bu süreç sayesinde anot civarında elektron çığları oluşur. Üstel artış korunduğu sürece anotta biriken çığ elektronlarının sayısı ile detektöre giren bir parçacığın ürettiği birincil iyonlaşmaların sayısı orantılı olur. Bu çalışma bölgesine “orantılı sayaç bölgesi” veya kısaca “orantısız bölge” adı verilir ve yüksek enerji fiziği deneylerin büyük bir kısmı bu bölgede yapılır. Bu nedenle gazlı detektörler için orantılı bölgenin mümkün olduğunca geniş olması istenir (Ahmed, 2007; Şahin, 2018). Orantısızlık, geri-besleme süreçleri (bkz. Kesim 2.4) gibi bazı fiziksel olayların gelişimi ile bozulduğunda “doymuş orantısız bölge” olarak isimlendirilen çalışma moduna ulaşılır. Bu bölgede örneğin detektör ortamına bırakılan enerji miktarı ile üretilen toplam çığ elektronu sayısı arasındaki bozulur ve edinilen bilginin doğruluğu sınırlanır.

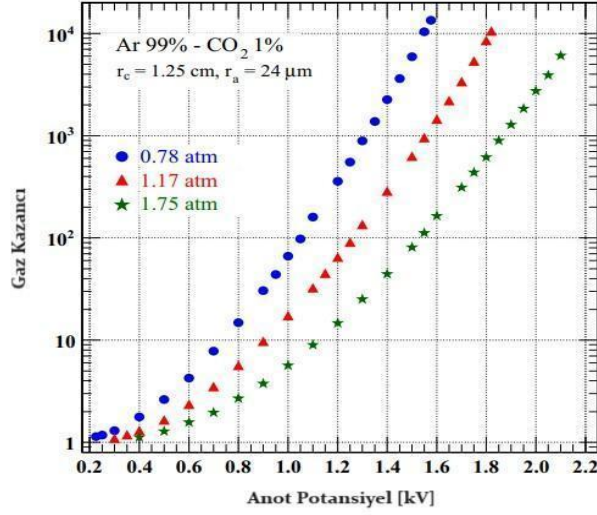
“Geiger-Müller bölgesinde” elektrik alan için çok yüksek değerlerle çalışıldığında orantısızlık tamamen kaybolur ve detektöre gelen her bir parçacık büyük bir sinyal oluşumuna neden olur. Başka bir ifadeyle anot elektrotunda oluşan sinyal, birincil elektronların sayısından bağımsızdır. Özellikle dozimetrik ölçümler için uygun olan bu çalışma bölgesinde üretilen yük taşıyıcılarının sayısı gerilimin artmasıyla önemli bir artış göstermez.

“Sürekli boşalma bölgesinde” ise tek bir iyonlaşma meydana gelse dahi boşalma başlar ve sürekli bir sinyal elde edilir. Yüksek gerilim düşürülmedikçe orantısızlığa geri dönülemez ve kontrol edilemez. Bu nedenle, detektörün içine elektronegatifliği olan bir gaz konmalıdır. Fakat bunun dezavantajı elektronları da parazit olarak algılayıp birincil çığ sürecini bastırma ihtimalidir. Sonuç olarak yüksek enerji fiziği deneylerinde sürekli boşalma bölgesinde çalışmak genellikle mümkün değildir. Bu nedenle orantısızlığı bozan tüm etkenlerin önüne geçilmek istenir (Ahmed, 2007; Şahin, 2022).

2.2. Gaz Kazancı

Detektöre giren bir parçacığın izi boyunca üretilen birincil elektron sayısı (N_0) için anot elektrotunda toplanan elektron sayısına (N) oranına “Gaz çoğalması” ya da “Gaz

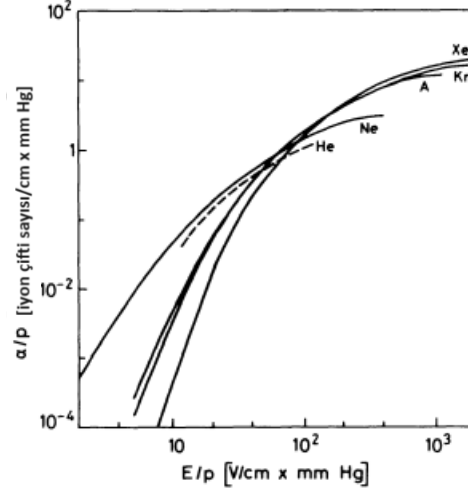
Kazancı” denir. Gaz kazancı, detektörün performansını ve sinyal özelliklerini belirleyen en önemli faktörlerden biridir. Yüksek enerji fiziği deneylerinde gaz kazancının, anot ve katot elektrotlarına uygulanan gerilim ile üstel bir artışa sahip olması istenir (orantısal bölge). Böyle bir durumda gaz kazancı, Şekil 2.2.’deki gibi yarı-logaritmik grafiklerde gerilimin doğrusal bir fonksiyonu olarak görünür (Şahin, 2011; Şahin, 2022).



Şekil 2.2. Silindirik tek telli bir orantısal sayaçta farklı basınçlardaki Ar %99 ve CO₂ %1 gaz karışımları için ölçülen gaz kazancı değerleri (Şahin, 2014).

Gaz ortamında ilerleyen bir serbest elektron tarafından birim uzunluk başına üretilen elektron-iyon çifti sayısı olarak tanımlanan Townsend katsayısı (α), tüm deşarj süreçlerinde, özellikle de gaz iyonizasyon dedektörlerinin veya plazma deşarj cihazlarının gaz kazancının tanımlanmasında temel bir öneme sahiptir (Auriemma ve diğerleri, 2003). Townsend katsayısı, gaz çoğalması ilkesine dayalı çalışan dedektör araştırmalarında ilgi çekici olmaya devam etmektedir. Bunun temel bir nedeni, elektron çoğalma sürecinin makroskobik bir parametreye bağlı olarak modellenmesinin getirdiği büyük kolaylıklardır. Ancak, dedektörün genel kullanıcısı için asıl önemli olan, Townsend katsayısı hakkında tam olarak uygulanabilir verilere sahip olmaktır (Sernicki, 1997). Böylece yeni dedektör tasarımlarının araştırılıp geliştirilmesine, bu dedektörlere uygun deney düzeneklerinin kurulması adına yapılan çalışmalar için önemli katkıların sağlanması mümkün olur.

Townsend katsayısı bu bilgiler ışığında, elektrik alana, sayıcı gazın cinsine, detektörün içinde bulunan elektrik alana, gazın sıcaklığına ve basınca bağlıdır. Şekil 2.3'te çeşitli soy gazlar için Townsend katsayıları gösterilmektedir.



Şekil 2.3. Çeşitli soy gazlar için indirgenmiş Townsend katsayılarının (a/p), indirgenmiş elektrik alan (E/p) ile değişimi (Leo 1994'den değiştirilerek alınmıştır).

Silindirik tek telli orantısal sayaçlar için gaz kazancı (G), Eşitlik 2.1'deki gibi tanımlanır:

$$G := \frac{N}{N_0} = \exp \int_{r_a}^{r_b} a(E(r)) dr \quad (2.1)$$

Burada r_a anot elektrotunun yarıçapı, r_b elektron çığı başlangıcının anot elektrotuna olan uzaklığıdır, $r_a - r_b$ arasında anottan herhangi bir radyal uzaklık ise r olarak tanımlıdır. Ayrıca N anotta oluşan toplam elektron sayısı, N_0 detektöre gelen parçacık tarafından üretilen birincil elektron sayısıdır.

Silindirik tek telli bir sayaçtaki elektrik alan şiddeti E ise r_c katot yarıçapı, v katot ve anot arasına uygulanan gerilim olmak üzere Eşitlik 2.2 ile verilebilir.

$$E(r) = \frac{v}{r \ln(r_c/r_a)} \quad (2.2)$$

Elektrik alan şiddetinin $1/r$ değişiminden dolayı anot çevresinde çok yüksek alan değerleri ile karşılaşılır. Bu nedenle elektronların alandan kazandığı enerji anot yakınlarında diğer bölgelere kıyasla çok daha yüksek olur. Böylece elektron çığlarının anot civarında yoğunlaşması kuvvetle muhtemel bir süreç olarak ortaya çıkar. Bununla birlikte geri besleme (bkz. Kesim 2.1) gibi ikincil fiziksel süreçler çığ bölgesinin genişlemesine katkıda bulunabilir (Şahin, 2018).

2.3. Sayıcı Gazın Önemi

Sayıcı gazın türüne karar vermek için detektörün tasarlanma amacı dikkate alınmalıdır. Genel olarak düşük çalışma gerilimlerinde yüksek kazançlara ulaşılması, geniş bir orantısal bölgede çalışma imkanının bulunması, detektörün yaşlanma etkilerinin azaltılıp uzun ömürlü yapılması gibi faktörler, seçilen gazın türü ile yakından ilintilidir. Gazın seçiminde dikkat edilmesi zorunlu olan diğer başlıca özellikler, uzun süreli deneyler için düşük maliyet ve çevresel kirlilik riski; güvenlik açısından zehirlenme, parlama, patlama riskleri olarak sıralanabilir. Ancak bu beklentilerin hepsini aynı anda karşılayacak saf bir gaz yoktur. Detektörlerde tek tür bir gaz yerine, iki veya daha fazla gazdan oluşan karışımlar kullanılarak bu koşulları büyük ölçüde sağlamak mümkün olabilir (Bronić ve Grosswendt, 1998; Şahin, 2011).

Soy gazların iyonlaşma ürünü yüksek olduğundan çığ oluşumu için moleküler gazlara kıyasla çok daha düşük elektrik alan değerlerine ihtiyaç duyulur (Cortez, 2018).

Dolayısıyla yüksek kazançlar elde etmek için Helyum (He), Neon (Ne), Argon (Ar), Kripton (Kr) ve Zenon (Xe) gibi soy gazlar kullanılmalıdır. Soy gazlar, kolay saflaştırılabilir. Argon, atmosferde en bol bulunan üçüncü gaz olduğundan üretim maliyeti düşüktür. Dünyada Zenon üretimi yılda yaklaşık 27 tondur. Kripton ise kayalık bölgelerde bulunduğundan elde edilmesi oldukça maliyetli bir gazdır. Sayıcı hacim içerisindeki giriciliği (penetrasyonu) güçlü iyonlaştırıcı parçacıkların tespiti için yaygın olarak ağır soy gazlar kullanılır. Bu amaçla tercih edilen Ar, Kr ve Xe yüksek durdurma gücüne sahiptir (Aprile, 2006). Soy gazlar elektrotların üstünü kaplamazlar. Bu durum uzun ömürlü detektörler için önemli bir avantajdır.

Üstün özelliklerine rağmen saf soy gaz kullanımında çeşitli kısıtlamalar vardır. Örneğin saf Argon gazında deşarj meydana gelmeden önce 10^3 ve 10^4 'ten daha büyük kazançlara ulaşmak mümkün değildir. Argonun en düşük uyarılma eşiği 11.6 eV civarında yer alır.

Yüksek gaz kazancı değerlerine çıkıldıkça, uyarılan atomların sayısında da artış olur. Uyarılan atom ardı sıra gerçekleşen olaylarda bu enerjiyi kaybetmez ise kendi yaşam ömrü kadar bir süre sonrasında foton salarak taban durumuna döner. Bu geçişler sırasında salınan fotonlar (Ar için >11.6 eV), detektörün elektrotlarını oluşturan metallerin iş fonksiyonundan (3-5 eV) daha yüksek enerjiye sahiptirler. Bu nedenle elektrotlara varan fotonlar tarafından foto-elektrik etki ile yeni iyonlaşmalar tetiklenir. Özellikle katot metalinden sökülen foto-elektronlar anoda vardıklarında kendilerine ait yeni (ikincil) çığlar oluştururlar. Geri-besleme (bkz. Kesim 2.4) olarak isimlendirilen bu süreçler, detektörün orantısallığını bozar ve kazanç eğrilerinde üstel artıştan sapmalar olarak gözlenir. Dolayısıyla detektöre gelen parçacık hakkında güvenilir bilgi edinilmesi güçleşir. Bu tür ikincil çığların önüne geçebilmek için moleküler gaz katkılmasına ihtiyaç duyulur (Leo, 1994; Şahin, 2011).

Moleküler gazlar, soy gazların aksine, iyonlaşma eşiğinin altında çok sayıda titreşimsel veya dönmesel enerji seviyelerine sahiptirler. Uyarılan soy gaz atomları tarafından salınan fotonların enerjisi bu seviyelerin uyarılması yoluyla etkin bir şekilde soğrulabilir (Cortez, 2018). Metan (CH_4), Etan (C_2H_6), İzobütan (iC_4H_{10}) veya Karbon tetraflorür (CF_4) gibi fotonların soğrulmasında sıklıkla kullanılan çok atomlu gazlara “dindirici gazlar” da denir. Soy gazlara çok az bir miktar dindirici gazın ilave edilmesi geri-besleme etkilerini azaltarak detektör ile geniş bir orantısal bölgede çalışma fırsatı sunar. Çok sayıda avantajına rağmen karışımlardaki moleküler gaz oranına da iki temel sınırlama nedeniyle dikkat edilmelidir:

- Detektör ortamında üretilen serbest bir elektron moleküler gazın içinde ilerlerken iyonlaşma eşiğine varmadan önce elektrik alandan kazandığı enerjinin bir kısmını farklı uyarılmalar ile kaybeder. Bu kayıplar soy gazlardan olandan çok daha büyüktür. Dolayısıyla moleküller gazlar kullanıldığında, soy gazlarda elde edilen kazanç değerine ulaşabilmek için daha yüksek gerilimlerde (elektrik alanlarla)

çalışılmalıdır. Karışımlarda moleküler gaz oranı arttıkça elektrik alan artırılrsa bile yeterli iyonlaşma üretilemez ve gaz kazancının maksimum değeri sınırlanır. Kesilim olarak isimlendirilen bu süreçten kurtulmak için karışımlardaki moleküler gaz oranı genellikle %50'den daha az olacak seçilir. Bu durum ölçüm için saf moleküler gazların kullanımı da sınırlar.

- Serbest elektronların moleküler gazlar ile yaptıkları etkileşmelerde ortaya çıkan ürünler ($\text{CH}_4 \rightarrow \text{CH}_3, \text{CH}_2$ gibi) detektörün anot elektrodunun yüzeyini kaplama eğilimindedir. Böylece sayıcı hacim içerisindeki elektrik alan bozulur (azalır) ve detektörün verimi zamanla düşer. Bu tür süreçler detektörün yaşlanma etkilerini artırarak uzun süreli deneylerin güvenilirliğini azaltır. Detektörün ömrü kısalar ve bir süre sonra tamamen kullanılmaz hale gelir. Karşımdaki moleküler gaz oranının artırılması bu tür yaşlanma etkilerini hızlandırır.

Gazların yukarıda sıralanan temel özellikleri dikkate alınarak detektörlerin sayıcı hacimlerinde soy gazlar, moleküler (dindirici) gazlara kıyasla, daha yüksek oranda kullanılırlar. Dindirici gazların katkılanma kesri orantısal bölgede çalışmayı sağlayacak kadar büyük, yaşlanma etkilerini tetiklemeyecek kadar düşük seçilir. Karışımlar, detektörden istenilen ölçüm türüne göre maksimum performansı sağlayacak gazlardan oluşmalıdır.

2.4. Geri-Besleme (Feedback) Etkisi

Detektör hacminde uyarılan atomlar, belli bir yaşam ömrü sonunda temel (kararlı) duruma veya daha alt enerji seviyelerine bozunurlar. Bozunum sırasında kaybedilen (fazlalık) enerji foton salınımı ile sonuçlanır. Detektörlerin katot metallereinden elektron sökebilmek için gerekli olan eşik enerjisi genellikle 4 – 6 eV aralığında yer alır. Bu eşik enerjisinden daha yüksek enerjiye sahip olan fotonlar, katot metalinden elektron sökebilirler (foto-elektron). Soy gazlarda doğrudan temel duruma bozunum sonucu üretilen fotonlar, elektromanyetik spektrumun morötesi bölgesinde bulunurlar. Ayrıca ara seviyelere bozunmalarda da katot metalinin eşiginden daha yüksek enerjili fotonlar üretilebilir (Şahin, 2018). Katottan sökülen foto-elektronlar elektrik alandan kazandıkları enerji ile yeni iyonlaşmalar yaparak anot civarında kendilerine ait ikincil ışlar

oluşturabilirler. Geri-besleme olarak isimlendirilen bu tür süreçler gaz kazancında üstel artıştan sapmalara yani detektörün orantısallığının bozulmasına neden olur.

Geri-besleme etkileri sadece katota ulaşan fotonlar ile ilgili değildir. Örneğin ana çıkış bölgesinin dışında foto-iyonlaşma ile karışımdaki iyonlaşma eşiği daha düşük olan diğer gazdan da elektron sökülmesi söz konusu olabilir. Ayrıca olasılığı diğerlerine göre daha düşük olmasına rağmen, özellikle yüksek elektrik alanlarda, katota ulaşan pozitif iyonlar da metalde nötr hale gelirken elektron fırlatılmasına yol açabilir. Kısacası doğrudan iyonlaşmaların gerçekleştiği ve genellikle anot yarıçapı ile kıyaslanabilir büyüklükte olan ana çıkış bölgesinin dışında üretilen serbest elektronların tümü geri-besleme süreçlerini tetikleyebilir.

Oldukça karmaşık, farklı türde ve ilginç mekanizmalara sahip geri-besleme süreçlerini önlemenin bilinen en etkin yöntemi, karışımdaki dindirici gaz miktarını artırıp fotonları yeni iyonlaşmalara yol açmadan önce mümkün olduğunca soğurulmasını sağlamaktır.

2.5. Mikro Desenli Gazlı Detektörler

Güncel deneylerdeki yüksek akı, radyasyona dayanıklılık, hızlı sayım gücü gibi gereksinimleri karşılamak için 1990'lı yıllardan itibaren, Mikro Desenli Gazlı Detektörlerin (Micro Pattern Gaseous Detectors veya kısaca MPGDs) geliştirilmeye başlanmıştır. Bu detektörlerin çoğu mükemmel zamanlama özelliklerine sahip olduklarından art arda gelişen fiziksel olayları ayırt ederek yüksek hızlarda çalışabilirler. MPGDs yapılar parçacık izleme veya radyasyon görüntüleme uygulamalarında oldukça yararlı olan birkaç mikrometreye yaklaşan uzamsal çözünürlüğe sahiptirler. Böylece parçacıklar için klasik detektörlere kıyasla çok daha yüksek konumsal hassasiyetlere ulaşılır. Bu özellikleri ile MPGDs yapılar, yalnızca yüksek enerjili parçacık takibinde değil, farklı birçok araştırma alanlarında da büyük ilgi görmektedir (Knoll, 2010). Teknolojik ilerlemeler ile yeni yapıları oluşturmak ve mevcut yapıları iyileştirmenin (optimize etmenin) yolları açılmaktadır. Dolayısıyla geleneksel gazlı detektörlerinden çok daha üstün performansa sahip çeşitli detektör yapılarının ortaya çıkması mümkün olmaktadır (Pinto, 2010).

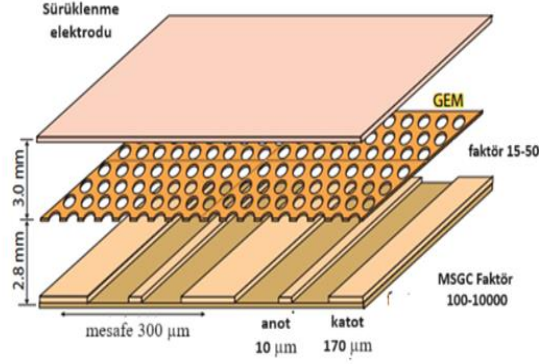
Mikro Şeritli Gaz Odaları (Micro Strip Gas Chamber, MSGC), birkaç yüz nanometrelik ince metal katmanlardan oluşur. Yapılan deneyler bu katmanlarda oluşan deşarjlar nedeniyle kalıcı hasar alan detektörün, kısa sürede tamamen kullanılmaz hale geldiğini göstermiştir. Edinilen bu önemli tecrübe sayesinde sonraları üretilen mikro desenli cihazlar için daha kalın metaller (birkaç mikron) kullanılmaya başlanmıştır.

Metalleri ve onları birbirinden ayıran yalıtkanları desenlemek için kullanılan teknikler, baskı devre kartlarının (PCBs) üretimine bağlı olarak geliştirilmiştir. Bu teknikler arasında fotolitografi, metal aşındırma ve serigrafî bulunmaktadır. Yeni tekniklerin en önemli avantajları çok daha düşük maliyetle geniş alanlı detektör yapılarının üretilmesine olanak sağlamalarıdır.

Modern MPGD yapıları, delikli yapılar ve mikro ağ tabanlı dedektörler olarak iki ana başlık altında toplamak mümkündür. Delik tipi yapıların Gaz Elektron Çoğaltıcı (Gas Electron Multiplier veya kısaca GEM), TGEM (kalın Thick GEM), RETGEM (Direncî Elektroda sahip TGEM, Resistive Electrode Thick GEM), Mikro Delikli Şerit Plaka (Micro Hole and Strip Plate veya kısaca MHSP) gibi elemanları vardır. Mikro ağ tabanlılar ise MICROMEGAS (Micro–Mesh Gaseous Structure), "Bulk" Micromegas, "Microbulk" Micromegas ve "InGrid" olarak sıralanabilir.

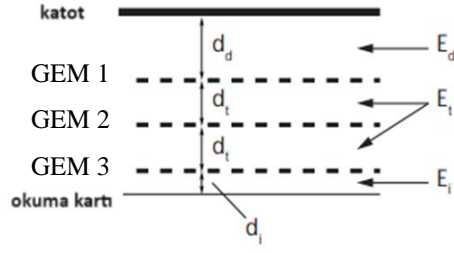
2.5.1. GEM (Gaz elektron çoğaltıcı)

GEM detektöründe çığ oluşumunun meydana geldiği delikleri elde etmek için kimyasal işlemlerle delinen ince folyo, bakır-yalıtkan-bakır şeklinde sıralanan bir tabakadan oluşur (Şekil 2.4). CERN'de geliştirilen GEM üretim yöntemi, çift taraflı baskılı devre teknolojisinin geliştirilmiş halidir. Bakır kaplı polimerin her iki tarafına da delik deseni kazınır; bir tür yalıtkan olan kaptona özgül çözücüye kontrollü daldırma sayesinde yalıtkan içindeki kanallar açılır. Delik çapı tipik olarak 25 µm ile 150 µm arasındayken, delikler arasına karşılık gelen mesafe 50 µm ile 200 µm arasında değişir. Merkezi yalıtkan ise genellikle (orijinal tasarımda) 50 µm kalınlığındaki polimer kaptondur (Gruppen, 2012).



Şekil 2.4. Tek katlı bir Gem detektörünün şematik görünümü (Kolanoski ve Wermes 2022'den değiştirilerek alınmıştır).

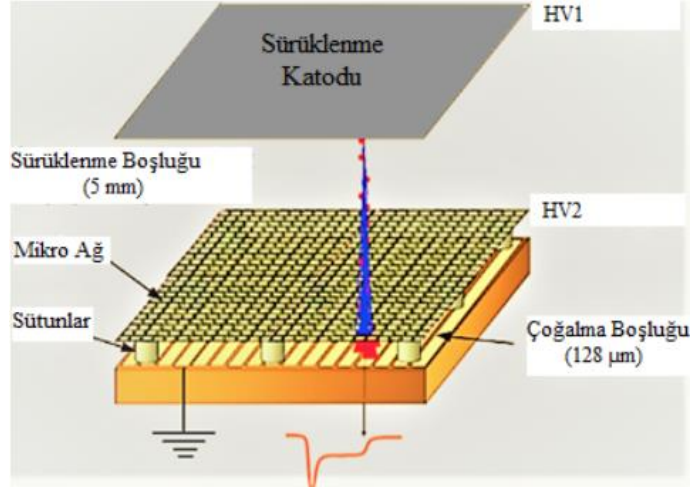
GEM detektörlerinin benzersiz bir özelliği, çoğalma aşamasının (GEM) ve toprak potansiyelinde tutulan okuma elektrodunun (PCB) tam olarak ayrılmasıdır. PCB üzerinde tespit edilen sinyal tamamen elektronlardan kaynaklanır, iyon kuyruğu yoktur. Sinyal, tipik olarak 1 mm genişliğindeki indüksiyon boşluğu için 100 ns'den daha kısa sürelerde üretilir. Birincil iyonizasyonun yaklaşık 50 µm uzamsal çözünürlükle görüntülenmesi (iki boyutlu), yükün GEM'in altına yerleştirilen iki boyutlu bir okuma kartında toplanmasıyla elde edilebilir. Çok katlı GEM ile 10^5 'in üzerinde kazançlara ulaşılabilir. Böylece gazlı görüntüleme foto-çoğaltıcılarını (Gaseous Photo Multiplier, kısaca GPM) geliştirmek amacıyla çoklu GEM folyoları ile bir foto-katodun kullanılması mümkündür. Dahası, uygun bir GEM alanı ve geometri seçimi ile hem foton hem de iyonlardan kaynaklanan geri beslemeler güçlü bir şekilde bastırılabilir (Grupe ve Buvat, 2012; Guedes ve diğerleri, 2003).



Şekil 2.5. Üç katlı bir GEM detektörünün şematik diyagramı. Sürüklenme aralığı d_d , yük transfer aralığı d_t ve sinyalin oluştuğu indüksiyon aralığı ise d_i ile temsil edilmiştir; E_d , E_t ve E_i bu alanlara karşılık gelen elektrik alan şiddetleridir (Kolanoski ve Wermes 2022’den değiştirilerek alınmıştır).

2.5.2. MICROMEGAS (Mikro ağ yapılı detektörler)

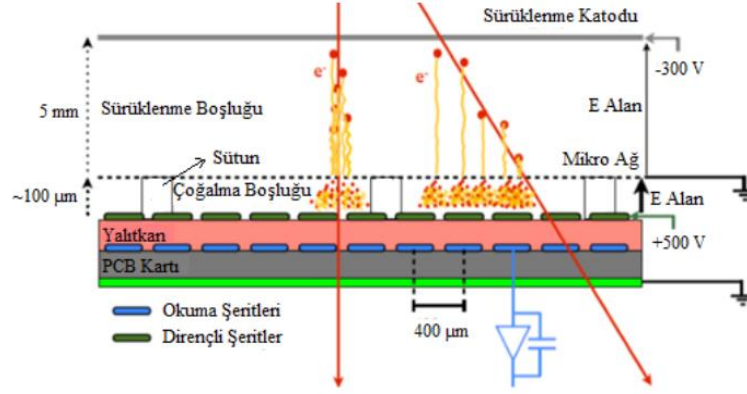
Micromegas, 1996 yılında Yannis Giomataris ve Georges Charpak tarafından geliştirilmiştir (Altunbas ve diğerleri, 2002). Yapısal olarak asimetrik iki kademeli paralel levhalı dedektörün (PLD) minyatürleştirilmiş bir versiyonu olarak düşünülebilir. Detektörün temel avantajı, nötr parçacıkların yanı sıra yüklü parçacıkları da yüksek enerji çözünürlüğü ile takip edebilmesidir. Oda sıcaklığında çalışmaları ve makul maliyetlerle büyük boyutlarda üretilebildikleri için nükleer fizik, yüksek enerji fiziği ve tıbbi uygulamalar gibi birçok alanda kolayca uygulanabilirler (Kim ve diğerleri, 2013). Detektörün önceki detektörlerden farkı, sürüklenme ve çoğalma bölgesinin artık bir tel düzlemi ile değil, bir mikro ağ (micro mesh) ile ayrılmış olmasıdır (Dafni, 2005). Detektör, Şekil 2.6’da gösterildiği gibi birbirlerine paralel katot ve anot iletken levhaları olan, bu iki elektrot arasında dar bir sürüklenme boşluğu bulunan, metalik mikro ağ gözeneklerine sahiptir (Charpak ve diğerleri, 2002).



Şekil 2.6. Micromegas detektörünün yapısı (Sarı, 2022).

Detektörün alt kısmındaki anot düzlemi, birkaç yüz mikron aralıklı metalik şeritler halinde bölümlere ayrılmıştır. Şerit düzlemi üzerine inşa edilen özel sütunlarla desteklenen yaklaşık 100 µm'lik bir mesafede, gerilmiş bir metalik ağ konumlandırılmıştır. Ağ ve metalik şeritler arasındaki elektrik alan şiddeti büyük değerlerde (~ 40-50 kV/cm) tutulur ve bu kısım çoğalma bölgesi olarak adlandırılır. Ağ ve katot arasında elektrik alan şiddeti birkaç yüz V/cm civarında tutulan kısım ise sürüklenme bölgesi olarak adlandırılır (Iodice, 2015; Sauli, 2014).

Paralel katot ve anot düzlemleri arasındaki gaz dolu bölge, gözenekli bir mikro ağ yapısı sayesinde iki hacme bölünmüştür. Gelen yüklü parçacıklar öncelikle katot ve mikro ağ arasındaki sürüklenme bölgesinden geçerken iyon çiftleri oluşturarak gazı iyonize eder. İyonizasyon işlemiyle serbest kalan elektronlar, gaz çoğalması için gerekli olan eşiğin altında olan düşük bir elektrik alanının varlığıyla ağa doğru sürüklenmeye başlar. Ağ, çeşitli mikrofabrikasyon teknikleri ile üretildiğinden dolayı elektronlar için yüksek bir şeffaflığa sahiptir. Bu yapı sayesinde çoğu elektron ağdan geçerek anoda doğru yoluna devam eder. Elektronlar, ağ ve anot arasındaki küçük çoğalma bölgesinden (100 µm) ve yüksek gerilim ile çığın gerçekleştiği bu bölgeden geçerler ve son olarak sinyal metalik okuma şeritleri tarafından toplanır (Iodice, 2015; Knoll, 2010). Çoğalma bölgesinde oluşan çığlar yaklaşık olarak aynı büyüklükte olduklarından anot elektrotunda üretilen sinyalin genliği, iyonlaşma bölgesinde oluşan iyon çiftlerinin sayısı ile doğru orantılıdır (Sarı, 2022).



Şekil 2.7. Micromegas detektörünün anot ile katot arasında elektrik alanda elektronların hareketi (Sarı, 2022).

Micromegas detektörlerinin bazı üstün özellikleri aşağıdaki gibi özetlenebilir.

- Hızlı yanıt: İyonların kat etmesi gereken mesafe çok küçüktür (çoğalma bölgesinin uzunluğu $\sim 100 \mu\text{m}$). Ayrıca çoğalma bölgesindeki elektrik alan şiddeti çok yüksektir. Dolayısıyla iyonlar çok hızlı bir şekilde toplanır ve böylece olası uzay yükü etkileri de azalır.
- Mikron mertebesinde ağ yapıları ile çok yüksek bir konumsal çözünürlüğe sahiptirler.
- İyonların hızlı hareketi sebebiyle 10^6 sayım ve mm^2/s mertebesinde sayma kapasitesine sahiptirler.
- Çoğalma bölgesindeki elektrik alanın yaklaşık sabit olmasından dolayı, anotta üretilen çılgınların oluşturduğu sinyaller hemen hemen aynı büyüklükte olur.
- Çoğalma bölgesindeki aralık çok küçük olduğu için çoğalma faktörü (veya gaz kazancı) yüksektir (Dafni, 2005).

Geleneksel paralel levhali detektörlerde (PLD) 4 mm civarında bir çoğalma aralığı kullanılıyordu. 1991 yılında yapılan ileri araştırmalar ile daha dar bir aralık kullanıldığında detektörün kararlılığında önemli bir iyileşme sağlanabileceği fark edildi. Ancak levhalar arasındaki paralellik kusurları ve uygulanan güçlü elektrik alanının ızgarayı anot düzlemine doğru çekmesi nedeniyle çoğalma aralığını 1 mm'den daha dar

yapmanın, en azından o günkü şartlarda mümkün olmadığı anlaşıldı. Bununla birlikte çoğalma aralığının küçülmesi sonucunda ortaya çıkan bu önemli iyileştirme etkisi daha sonraki araştırmaların önünü açmıştır. Örneğin Micromegas, bu tür çabaların bir ürünü olarak üretilmiştir. Mikromegas'taki dar çoğalma bölgesi, aralıktaki paralelliği bozan düzensizliklerin (mekaniksel kusurları) olumsuz etkilerini telafi edebilecek niteliktedir. Dolayısıyla, bu tür mekaniksel düzensizlikler detektörün kazancında önemsenecek büyüklükte dalgalanmalara yol açmaz. Klasik PLD gibi geniş çoğalma alanına sahip detektörler söz konusu olduğunda ise böyle bir telafi mümkün değildir (Attie ve diğerleri, 2021).

Küçük boşluk ve yüksek elektrik alan nedeniyle, pozitif iyonlar PLD'ye kıyasla çok daha hızlı anota doğru yönlendirilebilirler. Böylece anottaki iyon kuyruğu küçük olur ve oluşan sinyalin ölçülme hızı artar. Sürüklenme bölgesi PLD'ye göre çok küçük olduğundan, iyonların çoğu katot ağında toplanır, iyonlar mikro ağ sayesinde süzülür ve yükün geri akışı (ion back flow, IBF) olarak bilenen olumsuz sürecin gelişimi azaltılır. Bu nedenle Micromegas detektörlerinde oluşan sinyallerdeki dalgalanmalar küçüktür. Üstün özellikleri dikkate alındığında Micromegas'ın parçacıkların izlenmesinde çok güçlü bir detektör olduğu açıktır (Sauli, 2014).

Micromegas, ATLAS deneyinde müon detektörlerinin LHC parlaklık artışı göz önünde bulundurularak, hassas izleme ve tetikleme amacıyla seçilen detektör teknolojilerinden biridir (Alexopoulos ve diğerleri, 2010). Ayrıca, yüksek uzaysal çözünürlükleri, yüksek hız kapasiteleri ve yüklü iyonlar için yüksek algılama verimlilikleri nedeniyle tıbbi iyon terapisinde parçacık izleme uygulamaları için Micromegas çok uygun bir detektördür (Bortfeldt, 2014).

2.6. Parçacıkların Gaz Ortamında Enerji Kaybı ve Temel Etkileşmeleri

Detektöre gelen parçacıklar sayıcı hacimdeki madde ile etkileşmeleri sonucunda tespit edilebilirler. Gelen parçacığın izi boyunca üretilen serbest elektronlar ortamdaki atom veya molekülleri iyonlaştırabilir, uyarabilir veya esnek saçılma yapabilirler (Şahin, 2011; Yalçın, 2013).

İyonlaşmalar gözlenebilir bir sinyale dönüştürülür. Örneğin, Geiger-Müller sayacında ortamda bulunan atomların iyonizasyonu yoluyla üretilen elektronları tespit edilir. Elektronlar, güçlü bir elektrik alanında hızlandırılarak ölçülebilir bir elektrik sinyali üretilir. Parçacığı algılama teknikleri sürekli evrim halindedir. Parçacığın cinsine ve enerjisine göre kullanılan detektör malzemesi dikkatle seçilmelidir (Braibant, 2009).

Yüklü parçacıkların madde ile ana etkileşimleri iyonlaşma ve uyarılmadır. Nötr parçacıklar doğrudan tespit edilemezler; öncelikle karakteristik etkileşim süreçleri yoluyla yüklü parçacıklar üretilmelidir. Örneğin fotonlar söz konusu olduğunda, bu süreçler fotoelektrik etki, Compton saçılması ve elektronların çift üretimidir. Bu tür etkileşimlerde üretilen elektronlar, dedektörün hassas hacminde oluşturulan yeni iyonlaşmalarla (çığlarla) gözlemlenir (Grupen, 2008). Dolayısıyla yüklü ve yüksüz parçacıkların madde ile etkileşme türleri ayrı ayrı incelenmelidir.

2.6.1. Yüklü parçacıkların enerji kaybı ve etkileşme türleri

Detektör hacminde ilerleyen yüklü parçacıklar ortamın atom veya molekülleri ile birçok etkileşime girerler. Etkileşimlerin büyük bir kısmı herhangi bir enerji kaybının olmadığı esnek saçılma olarak gerçekleşir. Esnek saçılmalarda yüklü (veya yüksüz) parçacıklar geldiği doğrultudan hafifçe saptırılırlar. Detektör ortamında ilerleyen parçacıklar enerji kaybına uğradıkları esnek olmayan saçılmalar da yaparlar. Bu etkileşmelerde yüklü parçacığın aktardığı enerji miktarına bağlı olarak sayıcı hacim atomları (veya molekülleri) uyarılma ya da iyonlaşma yaparlar (Ahmed, 2007). Bu süreçler madde içinde ilerleyen yüklü parçacık için birçok kez tekrarlanır.

Yüklü parçacıkların madde ile etkileşimini hafif yüklü parçacıklar (elektron gibi) ve ağır yüklü parçacıklar (muon, pion, proton, alfa ve diğer ağır çekirdekler) olarak iki grupta incelemek önemlidir (Leo, 1994; Yalçın, 2013).

Esnek saçılma

Bu tür süreçlerde yüklü parçacık, detektör ortamında bulunan atomlar (veya moleküller) ile etkileştikten sonra herhangi bir iyonlaşmaya ya da uyarılmaya neden olmaz. Esnek saçılma olarak isimlendirilen bu olayda pratikte enerji kaybı gözlenmez ve sistemin toplam kinetik enerjisi sabit kalır; ancak atomların çekirdeğinden saçılmadan dolayı parçacığın geliş doğrultusundan bir sapma söz konusu olur (Ahmet, 2007; Sarı, 2022). Esnek saçılmanın tesir kesiti diğer etkileşme türlerine göre çok daha yüksektir. Bu nedenle klasik teoriye göre madde içinde ilerleyen yüklü parçacığın en büyük olasılıkla gerçekleştirdiği etkileşme türü esnek saçılmadır (Zatsarinny, 2006).

Elastik olmayan saçılma

Sayıcı hacim içerisinde ilerleyen yüklü parçacıkların kinetik enerjilerinin bir kısmını ortamın atomları ile yaptıkları etkileşmeler sonucu kaybetmeleri esnek olmayan saçılma olarak isimlendirilir (Powsner, 2013; Yalçın, 2013). Toplam enerjinin korunmasına rağmen kinetik enerjinin korunmadığı çarpışmadır. Uyarılmış durumları oluşturmanın en basit yolu atomları enerjik elektronlarla bombardıman etmektir. Enerjik elektronların bazıları atomlardaki elektronlara enerji vererek onları daha yüksek enerji seviyelerine yükseltir (Eşitlik 2.3).



Burada A temel durumdaki atomu, A* ise uyarılmış atomu temsil etmektedir.

Uyarılan atom, çeşitli mekanizmalarla sahip oldukları enerjiyi kaybeder ve tekrar kararlı duruma döner. Genellikle uyarılmış durumların kısa ömürleri vardır (yarı kararlı olmayanlar için nanosaniye mertebesinde). Uyarılan atomlar belli bir yaşam ömründe fazla enerjilerini çarpışmalar ile yitiremeyebilirler. Bu durumda daha düşük enerji seviyelerine inerler ve süreç en düşük enerji düzeyi olan temel (kararlı) duruma ulaşıncaya kadar devam eder. Bazı enerji düzeyleri için temel duruma doğrudan geçiş de mümkündür. Bu süreçlerde açığa çıkan enerji foton salınımı ile kaybedilir (URL 1, ty)



Gelen parçacık ortamın iyonlaşma eşiğinden daha yüksek bir enerjiyi bir atomik elektrona aktarırsa elektron yörüngelerden tamamen uzaklaştırılır. Bu durumda yeni bir serbest elektron üretilmiş ve iyonlaşma (A^+) gerçekleşir.



Esnek olmayan çarpışmalar istatistikseldir ve belirli bir kuantum mekaniksel olasılıkla meydana gelirler. Bununla birlikte makroskobik yol uzunluğu başına sayıları genellikle büyük olduğundan toplam enerji kaybındaki dalgalanmalar küçüktür ve birim yol uzunluğu başına ortalama enerji kaybı ile anlamlı bir şekilde ifade edilir. Genellikle durdurma gücüne ait diferansiyel bir formülle ($\frac{dE}{dx}$) ifade edilir. Bu ifade ilk olarak Bohr tarafından, daha sonra Bethe, Bloch ve diğerleri tarafından kuantum mekaniği kullanılarak elde edilmiştir (Leo, 1994).

Ağır yüklü parçacıkların madde içerisinde dx yolu boyunca, iyonizasyon ve uyarılma yaparak kaybettiği ortalama enerji ($\frac{dE}{dx}$) Eşitlik 2.6 ile verilen Bethe-Bloch formülü ile açıklanır (Gruppen, 1996).

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \cdot \frac{z^2}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e \gamma^2 v^2 W_{max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 - \delta - 2\frac{C}{Z} \right] \quad (2.6)$$

Eşitlikteki parametrelerin anlamı aşağıda verilmiştir.

r_e : Elektron çapı	z : Gelen parçacığın yükü
m_e : Elektron kütlesi	β : Gelen parçacığın v/c oranı
N_a : Avogadro sayısı = $6 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$	δ : Yoğunluk düzeltmesi
I : Soğurucu maddenin iyonlaşma potansiyeli	C : Kabuk düzeltmesi
Z : Soğurucu materyalin atom numarası	W_{max} : Tek bir çarpışmada maksimum enerji transferi
A : Soğurucu materyalin atom ağırlığı	ρ : Soğurucu maddenin yoğunluğu
γ : $1/\sqrt{(1 - \beta^2)}$	c : ışık hızı

Bethe-Bloch formülü, τ parçacığının kinetik enerjisi olmak üzere Eşitlik 2.7'deki gibi yeniden düzenlenebilir.

$$-\frac{dE}{dx}\Big|_c = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\ln\left(\frac{\tau^2(\tau+2)}{2(I^2/m_e c^2)}\right) + F(\tau) - \delta - 2\frac{C}{Z} \right] \quad (2.7)$$

Böylece elektron ve pozitron için enerji kaybını temsil eden daha basit formdaki Eşitlik 2.8 ve Eşitlik 2.9 ifadeleri elde edilir (Özünü, 2017).

$$\text{Elektronlar için Enerji Kaybı: } F(\tau) = 1 - \beta^2 + \frac{\tau^2 - (2\tau+1) \ln 2}{(\tau+1)^2} \quad (2.8)$$

$$\text{Pozitronlar için Enerji Kaybı: } F(\tau) = 2 \ln 2 - \frac{B^2}{12} \left(23 + \frac{14}{\tau+2} + \frac{10}{(\tau+2)^2} + \frac{4}{(\tau+2)^3} \right) \quad (2.9)$$

Yok olma olayı

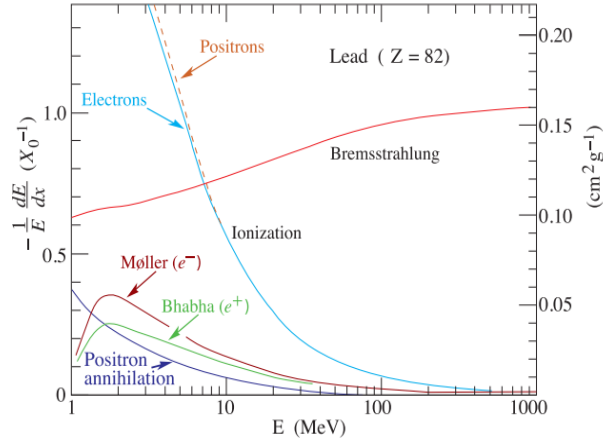
Pozitron (e^+) ve elektron (e^-) birbirinin karşıt parçacığdır. Bu iki parçacığın durgun kütle enerjileri aynıdır ($m_{e^+}c^2 = m_{e^-}c^2 = m_e c^2 = 0.511 \text{ MeV}$). Aralarında oluşan etkileşim sonucu kinetik enerjilerini ve kütlelerini tamamen kaybederek her biri 511 keV enerjiye sahip, iki zıt yönlü (momentum korunumu gereği), foton salınır. Eşitlik 2.10 ile verilen bu olay bir yok olma reaksiyonu olarak adlandırılır (Podgoršak, 2016; Powsner, 2013).

$$e^+ + e^- \rightarrow 2\gamma. \quad (2.10)$$

Süreçte iki foton salınmasının nedeni momentumun korunumu gereğidir. Bu yasaya göre, yayılan fotonların toplam momentumu, elektron ve pozitronun toplam momentumuna eşit olmalıdır. Eğer, elektron ve pozitron eşit kinetik enerjilerle zıt yönlerde hareket ediyorsa ya da yok olmadan önce hareketsiz durumdaysa, çarpışmadan önceki net momentum sıfır olacaktır. Bu, yok oluştan sonra toplam momentumun da sıfır olması gerektiği anlamına gelmektedir. Sadece bir fotonla sıfır net momentuma sahip olunamayacağından düşük elektron-pozitron enerjilerinde en az iki foton üretilmektedir (Ahmed, 2007).

Bremsstrahlung (Frenleme ışını) olayı, moller, bhabha saçılmaları

Elektron ve pozitron gibi hafif yüklü parçacıklar Coulomb etkileşimi yaparlar. Yalnız bu durum biraz farklıdır. β bozunumu sonrasında yayınlanan elektronlar görece hızla hareket kabiliyetine sahiptir. Eğer elektron madde ortamında başka bir elektron ile çarpırsa enerjisinin bir kısmını ona aktarır. Elektronun bu durumda enerjisi değişir ve kendi üzerinde değişimler meydana gelir (Krane, 2012). Elektron veya pozitron gibi hafif parçacıklar çekirdeğin yakınından geçerken başka elektronlar ile karşılaşma olasılıkları yüksek olduğu için büyük sapmalara uğrayarak ivmelenmeye maruz kalırlar. Bu nedenle iyonizasyon ve uyarma gibi olaylarda enerjilerini kaybederler. Elektron, yavaşlamaya başlayarak yolundan sapabilir ve yönünü değiştirebilir. Bu sırada enerjisini kaybettiği için etrafa elektromanyetik ışınım yaymaya başlar (Khan, 2003). Yavaşlayan hafif yüklü parçacıkların elektromanyetik radyasyon yaydığı süreç Bremsstrahlung olayı olarak bilinir (Kessara, 2021). Ortaya çıkan ışınımın şiddeti, yüklü parçacığın enerjisi ile doğru fakat kütlesi ile ters orantılıdır (Leo, 1994). Şekil 2.8’de kurşun için Bremsstrahlung tesir kesitinin enerjiye göre değişimi kırmızı eğri ile gösterilmiştir. Eğer gelen bir elektron atoma yeteri kadar enerji aktarırsa, atoma zayıf bağlı elektronlarından biri fırlatarak iyonlaşma ortaya çıkabilir. Fırlatılan elektronun enerjisi, gelen elektron enerjisinin yanı sıra bağlanma enerjisine de bağlıdır. Eğer fırlatılan elektron tarafından taşınan enerji yeterli ise, birincil iyonlaşma ile aynı süreç gerçekleşir ve yeni bir iyonlaşma üretilebilir. İyonlaşmalar, fırlatılan elektronun enerjisi atomun iyonlaşma potansiyelinden daha az olana kadar devam edebilir (bkz. Şekil 2.8, açık mavi ile gösterilen eğri). Bununla birlikte, atomun iyonlaşma potansiyelinden daha yüksek enerjiye sahip olan tüm elektronların iyonlaşma üretmediğine dikkat edilmelidir. Bir elektronun iyonlaşmaya neden olma olasılığı elektronun tesir kesitine bağlıdır, bu da büyük ölçüde elektronun enerjisine ve hedef atomun türüne bağlıdır. Bu iyonlaşmanın her adımında, elektronların sadece yaklaşık üçte biri sonraki iyonlaşmalara neden olmaktadır (Ahmed, 2007).



Şekil 2.8. Elektron (sürekli açık mavi eğri) ve pozitron (kesikli kahverengi eğri) için kurşun ortamındaki enerji kaybı tesir kesitleri (Groom, 2019).

Örneğin iki elektron birbiriyle esnek saçılma yapabilir. Bir elektronun başka bir elektrondan saçılmasına Möller saçılması denilir. Bir elektronun bir pozitrondan esnek saçılması ise Bhabha saçılması olarak isimlendirilir. Möller ve Bhabha saçılmaları arasında polarizasyon ölçüm farkı, tesir kesiti değerlerinden kaynaklanır. Bu saçılmalara ait tesir kesiti değerleri iyonlaşma ve Bremsstrahlung olaylarına kıyasla çok daha küçüktür. Bu nedenle parçacıkların toplam enerji kaybı için baskın süreçler değildirler (Ahmed, 2007; Alexander, 2001).

Bremsstrahlung olayı elektron tarafından hissedilen elektrik alan ile yakından ilintilidir. Çekirdeği çevreleyen atomik elektronlardan gelen perdeleme miktarı önemli bir rol oynar. Bu nedenle tesir kesiti sadece gelen elektron enerjisine değil, aynı zamanda etki (vurma) parametresine ve malzemenin atom numarası Z 'ye de bağlıdır. Perdeleme etkisi (ξ) Eşitlik 2.11 ile ifade edilebilir (Leo, 1994).

$$\xi = \frac{100m_e c^2 h\nu}{E_0 E Z^{1/3}} \quad (2.11)$$

Burada E ve E_0 elektronun başlangıçtaki ve etkileşme sonrası toplam enerjisi; $h\nu$ ise yayınlanan foton enerjisidir. Tam perdeleme durumunda $\xi \cong 0$ olacağından tesir kesiti küçülür. Eğer perdeleme yoksa $\xi \gg 1$ olur ve tesir kesiti yükselir. Rölativistik enerjiler için Bremsstrahlung tesir kesiti Eşitlik 2.12 ile verilebilir.

$$d\sigma = 4Z^2 r_e^2 \alpha \frac{dv}{v} \left\{ (1 + \varepsilon^2) \left[\frac{\Phi_1(\xi)}{4} - \frac{\ln Z}{3} - f(Z) \right] - \frac{2\varepsilon}{3} \left[\frac{\Phi_2(\xi)}{4} - \frac{\ln Z}{3} - f(Z) \right] \right\} \quad (2.12)$$

Burada $\varepsilon: \frac{E}{E_0}$;, α : ince yapı sabiti, $\Phi_1(\xi)$ ve $\Phi_2(\xi)$: perdeleme fonksiyonları, $f(z)$: çekirdeğin etrafında oluşan elektrik alanda dolanan elektronun etkileşiminin hesaba katıldığı Coulomb düzeltmesidir. Radyasyondan kaynaklanan enerji kaybı, ilgili enerji aralığında foton enerjisi ve tesir kesitinden Eşitlik 2.13 ile verilen ifade yardımıyla hesaplanabilir.

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad} = N \int_0^{v_0} hv \frac{d\sigma}{dv}(E_0, v) dv \quad (2.13)$$

Burada $v_0 = \frac{E_0}{h}$ olarak gösterilmektedir ve $N = \frac{\rho \cdot N_a}{A}$ ile gösterilmektedir.

Bremsstrahlung tesir kesiti, yüklü parçacığın kaybettiği enerjinin karesi ile ters orantılıdır. Elektronlar için enerji kaybında Bremsstrahlung olayı iyonlaşmaya kıyasla baskın bir süreçtir (Eşitlik 2.14).

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{bremsstrahlung}^{elektron} \gg \left(\frac{dE}{dx}\right)_{iyonizasyon}^{elektron} \quad (2.14)$$

Elektrondan daha ağır parçacıklar için Bremsstrahlung enerji kaybı baskınlığını yitirir (Eşitlik 2.15). Örneğin elektrondan yaklaşık 200 kat daha ağır olan müonlar için baskın süreç iyonizasyon olur (Frass, Walczak ve Michaelmas, 2009; Grupen, 1996).

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{bremsstrahlung}^{ağır\ parçacıklar} \ll \left(\frac{dE}{dx}\right)_{iyonizasyon}^{ağır\ parçacıklar} \quad (2.15)$$

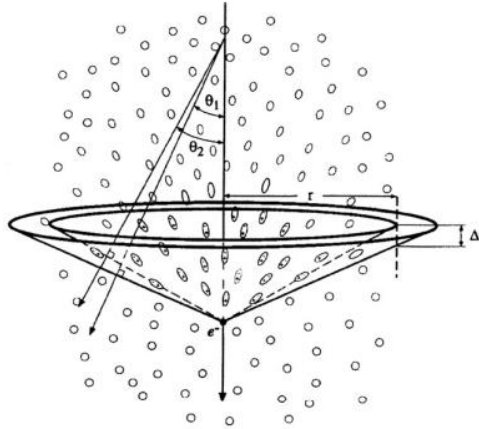
Ağır parçacıklar yaptıkları etkileşimler sonrası ışınım ve çarpışma ile çevrelerine enerji yayarlar. Böylece ağır parçacıklar toplam enerji kaybı Eşitlik 2.16'daki gibi tanımlanabilir.

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{toplam} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{çarpışma}} + \left(\frac{dE}{dx}\right)_{ışınım} \quad (2.16)$$

Cherenkov radyasyonu

Ortamın faz hızından daha hızlı olan yüklü parçacıklar bir ortamdan geçerken elektromanyetik dalgalar oluşturabilir. Cherenkov radyasyonu adı verilen bu olayda parçacığın belirli bir ortamdaki hızı, ışığın aynı ortamdaki hızından daha büyükse gerçekleşir (Eckhard, 2014; Jelley, 1955). Cherenkov ışınımı, mor ötesi bölgeden spektrumun görünür kısmına uzanan ve yaklaşık 420 nm'de zirve yapan sürekli bir dalga boyu spektrumundan oluşur. Bu etki sonik patlamaya benzetilebilir.

Cherenkov radyasyonu konik bir dalga cephesi olarak yayılır. Şekil 2.9'da gösterildiği gibi radyasyon, parçacık hareketi yönünde bir koni olarak yayılır (L'Annunziata,2012).



Şekil 2.9. Cherenkov radyasyonunun şematik gösterimi. Δt süresince r kadar uzaklıktaki parçacığın eksenine paralel bir çizgi boyunca ışık salınımı (Frass, Walczak ve Michaelmas, 2009).

Cherenkov radyasyonu parçacık tespiti için kullanılabilir. Bu ışımının oluşması için gerekli olan eşik hızı (v_{th}), ortamın kırılma indisi n cinsinden Eşitlik 2.17'deki gibi tanımlanabilir.

$$v_{th} = \frac{c}{n} \quad (2.17)$$

Kırılma indisi n olan bir ortamda ışık hızından daha büyük hıza sahip yüklü parçacıklar Eşitlik 2.18 ile verilen bir θ_c açısı ile Cherenkov radyasyonu yayar.

$$\cos \theta_c = \frac{1}{n(\lambda)\beta} \quad (2.18)$$

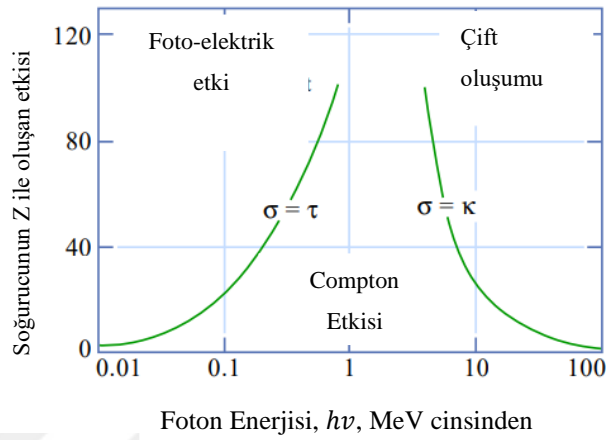
Burada $\beta = v_p/c$ ile gösterilir ve v_p parçacığın hızı ve $n(\lambda)$ malzemenin kırılma indisidir. Rölativistik yüklü bir parçacığın kinetik enerjisi Eşitlik 2.19 ile verilebilir.

$$KE_{rel.} = (\gamma - 1)m_0c^2 = \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} - 1 \right) m_0c^2, \quad (2.19)$$

Burada m_0 parçacığın durgun kütesidir. İncelenen parçacıklar, kırıcılık indisi $n=1.5$ olan camdan geçen, Cherenkov emisyonu eşik hızına (v_{th}) sahip elektron ve proton olsun. Parçacıkların $m_e = 511 \text{ keV}/c^2$ ve $m_p = 931 \text{ MeV}/c^2$ durgun kütle enerjileri Eşitlik 2.19'da yerine konulduğunda, Çerenkov ışınımı yapan elektronlar için yaklaşık 170 keV ve protonlar için 310 MeV'lik bir kinetik enerjiye ihtiyaç duyulduğu anlaşılır. Bu hesaplama dayanarak, beta bozunumunda yayılan elektronların/pozitronların önemli bir kısmı, gama ışını etkileşimleriyle ilişkili fotoelektronlar ve Compton saçılması için kırılma indisi 1.5 olan katı bir ortamda Cherenkov radyasyonunun ortaya çıkması mümkündür. Protonun elektrondan yaklaşık 1840 kat daha büyük bir kütleyle sahip olduğu dikkate alınır, protonlar (veya alfa parçacıkları vb.) için önemli ölçüde yüksek bir kinetik enerjiye sahip olmadıkça Cherenkov ışığının üretilmesi beklenmez. Bu enerjilerle nükleer fizikte genellikle karşılaşılmaz; ancak parçacık fiziğinde böyle yüksek enerjili protonlarla sıklıkla çalışılır. Bu nedenle Cherenkov dedektörleri parçacık fiziğinde daha yaygındır (Jenkins, 2020).

2.6.2. Yüksüz parçacıkların enerji kaybı ve etkileşme türleri

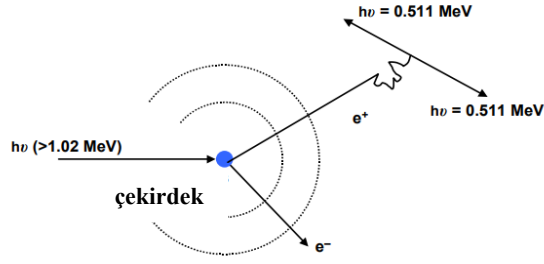
Yüksüz parçacıklar olarak bilinen fotonlar, nötronlar ve nötrinolar yüklü parçacıklardan farklı türde etkileşimler ile enerji kaybederler. Fotonların madde ile etkileşme süreçleri fotoelektrik olay, Compton saçılması ve çift oluşumdur (Coderre, 2006). Şekil 2.10'da görüldüğü gibi bu etkileşimlerin ortaya çıkma olasılığı hem fotonların enerjisine hem de ortamın yoğunluğu ve atom numarası bağlıdır.



Şekil 2.10. Gelen fotonun enerjisi ve soğurucu ortamın Z ile oluşan süreçlerin gösterimi. İlerledikleri yol boyunca doğrudan iyonlaştırıcı çarpışmalarla enerji açığa çıkaran yüklü parçacıkların aksine, fotonlar ya ikincil parçacıklar oluşturarak ya da hiçbir parçacık oluşturmaksızın tek bir karşılaşmada maddeyle etkileşime girer. Foton ya tamamen soğurulur (fotoelektrik etki, çift üretim,) ya da sadece saçılmaya uğrar (Compton etkisi) (Coderre 2006'dan değiştirilerek alınmıştır).

Çift Oluşumu

Bu süreçte enerjisi 1.02 MeV ve üstünde olan fotonlar, madde tarafından soğularak elektron-pozitron çifti üretilir (Şekil 2.11). Bu etki enerji ve momentum korunumu gereği, boşlukta değil, ancak üçüncü bir cismin varlığında gerçekleşir (Amsler, 2015).



Şekil 2.11. Çift oluşumunun şematik gösterimi (Coderre 2006'dan değiştirilerek alınmıştır).

Bu olayda bir atom çekirdeğinin yakınından geçen foton, çekirdekten gelen güçlü alan etkilerine maruz kalır. Dolayısıyla gelen foton çekirdeğin varlığında yok olurken pozitif ve negatif yüklü bir elektron-pozitron çifti olarak yeniden ortaya çıkar. Üretilen elektron-pozitron çifti Einstein'ın meşhur kütle-enerji eşitliğinin de kanıtıdır. Çift oluşumunu, elektron-pozitron yok olma olayının ters bir süreci olarak düşünebilir. Bu iki süreç arasındaki en önemli fark, çift oluşumu her zaman bir madde içinde gerçekleşirken, yok olma sürecinde ise üçüncü bir cisme ihtiyaç duyulmamasıdır (Ahmed, 2007; Coderre 2006).

Çift oluşumu ve Bremsstrahlung olayı birbirleri ile ilintilidir. Bremsstrahlung'da olduğu gibi, perdeleme etkisi çift oluşumunda da önemlidir. Dolayısıyla çift oluşumu için tesir kesitleri ξ parametresine Eşitlik 2.20'deki ifade ile bağlıdır (Leo, 1994).

$$\xi = \frac{100n_e c^2 h\nu}{E_+ E_- Z^{1/3}} \quad (2.20)$$

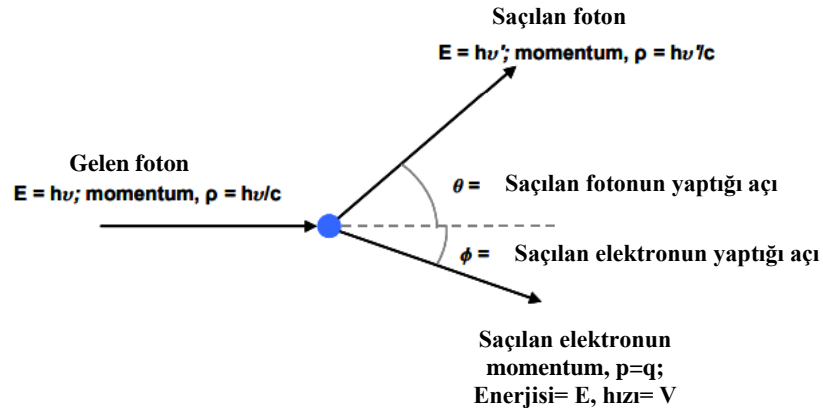
Burada E_+ ve E_- sırasıyla çıkan pozitron ve elektronun toplam enerjisidir. Yüksek enerjiye sahip fotonlar için çift üretimi tesir kesiti, ortamın atom numarası Z ile Eşitlik 2.21'deki gibi ilişkilidir.

$$\sigma_{pair} = 4\alpha r_e^2 Z^2 \left(\frac{7}{9} \ln \frac{183}{Z^{1/3}} - \frac{1}{54} \right) \quad (2.21)$$

Bu süreç herhangi malzemede gerçekleşebilir. Ancak Eşitlik 2.21’de görüldüğü gibi baskın terim Z^2 olduğundan ağır malzemelerdeki çift üretim tesir kesiti hafif malzemelere göre daha yüksektir (Ahmed, 2007).

Compton Saçılması

Gelen fotonun ortamdaki atomik elektronlardan biri ile etkileşime girmesi sonucu Compton saçılması gerçekleşir. Foton, serbest bir elektron olarak varsayılabilecek kadar zayıf bağlı bir atomik elektron ile etkileşir. Olayın tesir kesiti, foton enerjisinin bir fonksiyonudur ve ortamın atom numarası Z ile orantılı olan elektron yoğunluğu ile doğrusal olarak artar. Malzemesine bağlı olarak (Z) sınırları 0.1-1 MeV civarında olan bir enerji aralığında fotonlar için Compton etkisi baskın bir süreçtir. Şekil 2.12’de temsil edildiği gibi bu olayda kütlelessiz bir parçacık olan foton, hareketsiz olduğu varsayılan kütleli bir parçacık olan bir elektrona çarpar. Özel görelilik yardımıyla saçılan fotonun enerjisi, saçılma açısının ve gelen fotonun enerjisinin bir fonksiyonu olarak hesaplanabilir (D’Auria, 2018).



Şekil 2.12. Compton Olayının şematik gösterimi (Coderre 2006’dan değiştirilerek alınmıştır).

Compton saçılmasında, gelen E enerjili gama ışını, ortamdaki serbest bir elektron ile esnek olmayan çarpışma yaparak enerjisinin bir kısmını elektrona aktarır; gelen foton bu esnada Eşitlik 2.12’de verildiği gibi geliş doğrultusundan θ açısı kadar bir açıyla yolundan saptırılır (Grupe, 2012).

$$\frac{E'_y}{E_y} = \frac{1}{1+\zeta(1-\cos\theta_y)} \quad (2.22)$$

Saçılmadan sonra foton enerjisi, E'_y , saçılma açısı θ_y , $\zeta = E_\gamma/m_e c^2$ ile ilişkilidir. Eşitlik 2.23'de Klein-Nishina formülünün entegrasyonu ile elde edilen Compton saçılması toplam tesir kesiti (σ_c) verilmektedir.

$$\sigma_c = \frac{\pi r_e^2}{\zeta} \left[\left(1 - \frac{2}{\zeta} - \frac{2}{\zeta^2}\right) \ln(1 + 2\zeta) + \frac{1}{2} + \frac{4}{\zeta} - \frac{1}{2(1+2\zeta)^2} \right] \quad (2.23)$$

Bu formül her bir elektron başına verilen bir tesir kesiti ifadesidir. Ultrarölativistik durumlarda ($\zeta \gg 1$), Compton tesir kesiti Eşitlik 2.24 ile yeniden yazılabilir.

$$\sigma_c = \frac{\pi r_e^2}{\zeta} \left(\ln 2\zeta + \frac{1}{2} \right) \quad (2.24)$$

Fotoelektrik Olay

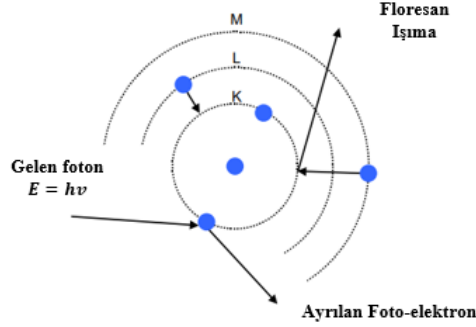
Fotoelektrik olay, ışığın parçacık gibi davrandığını açıklayan bir modeldir. Bu olayı Einstein açıklayarak Nobel ödülü kazanmıştır. E enerjili bir foton, atomik elektronlar tarafından enerjisi soğurularak, alkali metal yüzeylerden elektron kopartırlar. Gelen foton demetinin şiddeti (I_0) ve x mesafesindeki zayıflaması Eşitlik 2.25 ile verilir (Ahmed, 2007; Fabjan ve Schopper, 2020).

$$I(x) = I_0 \exp^{-\mu x} \quad (2.25)$$

Burada I demetin x mesafesindeki şiddetidir. Ortamın soğurma katsayısı μ , ortamın atomik yoğunluğu N ve fotoelektrik olayın tesir kesiti σ_y ile orantılıdır. Eşitlik 2.26'da gösterilmiştir.

$$\mu(E) = N\sigma_y(E) \quad (2.26)$$

Eğer gelen fotonun enerjisi yeterince yüksek ise sadece dış kabuktan (M) değil iç kabuklardan da elektron sökülebilir. İç kabuktaki boşluk üst kabuklardaki elektronlar ile doldurulurken aradaki enerji farkı için floresans ışımaya gerçekleşir (Şekil 2.13).



Şekil 2.13. Fotoelektrik olayının şematik gösterimi. Eğer gelen fotonun enerjisi yeterli ise sadece M kabuğundan değil, K ve L kabuğundan da elektron sökülebilir (Coderre 2006'dan değiştirilerek alınmıştır).

En içteki K kabuğu bağlanma enerjisi E_k ile temsil edilsin. Enerjisi E_γ olan bir fotonun ($E_\gamma > E_k$) K kabuğundan foto-elektron sökmeye için toplam tesir kesiti Eşitlik 2.27 ile verilir.

$$\sigma_{ph}^K = \sqrt{\frac{32}{\zeta^7}} \alpha^4 Z^5 \alpha_{Th} [cm^2/atom] \quad (2.27)$$

Burada $\zeta \equiv E_\gamma/m_e c^2$ ve $\sigma_{Th} = \frac{8}{3} \pi r_e^2 = 665 \text{ mb}$ Thomson saçılmasının tesir kesitidir. Bu olayda gelen foton soğurucu atomla etkileşime girer ve yok olur. Atomun bağlı kabuklarından birinden enerjik bir fotoelektron fırlatılır. Yeterli enerjiye sahip gama ışınları için foto-elektronun en olası kaynağı atomun en sıkı bağlı kabuğu olan K kabuğudur.

Bu etkileşim sonrasında ortaya çıkan foto-elektronun enerjisi Eşitlik 2.28 ile verilir.

$$E_{e^-} = h\nu - E_b \quad (2.28)$$

Burada $h\nu$ gelen fotonun enerjisi, E_b elektronun bağlanma enerjisi ve E_e^- fırlatılan elektronun enerjisidir.

2.7. İyonlaşma Çifti Sayısı

Birincil iyonizasyon sürecinde detektöre giren parçacıklar, ilerleme doğrultuları boyunca ortamı iyonize ederek elektron-iyon çiftleri oluştururlar. Birim uzunluk başına ortalama enerji kaybı Eşitlik 2.6'daki Bethe-Bloch formülü ile ifade edilir. Üretilen serbest elektronların bir kısmı yeterli enerjiye sahip ise ikincil iyonlaşma süreçlerini tetiklerler. Detektör hacminde birincil ve ikincil süreçlerle oluşan toplam elektron-iyon çifti sayısı (N_T), parçacığın ortam içindeki enerji kaybı (ΔE) ve ortamda bir elektron-iyon çifti üretmek için gerekli olan ortalama enerjiye (W) Eşitlik 2.29 ile bağlıdır (Banqué, 2007; Kolanoski ve Wermes, 2022).

$$N_T = \frac{\Delta E}{W} \quad (2.29)$$

W ile gazın iyonlaşma eşiği farklı kavramlardır. İyonlaşma eşiği serbest bir elektron tarafından temel seviyedeki bir atomdan elektron sökülerek elektron-iyon-çifti üretilebilmesi için gerekli olan enerjidir. Bu eşik elektronun atoma bağlanma enerjisidir, atomun en dış kabuğundan elektron sökülmesine karşılık gelen enerji olarak tanımlanır (Banqué, 2007).

Detektöre gelen bir parçacığın ortama bıraktığı enerji (ΔE) sadece dış kabuktaki iyonlaşmaya değil alt kabuklardaki iyonlaşmalara veya herhangi bir iyonlaşmanın olmadığı uyarılmalara da harcanır. Bu nedenle W , daima iyonlaşma eşiğinden büyük olur. Gazlarda iyonlaşma eşiği soy gazlar için en yüksek değerleri alır ve moleküler gazlar için genellikle moleküldeki atom sayısı arttıkça azalma eğilimindedir. Bununla birlikte Tablo 2.1'den görüldüğü gibi bir elektron-iyon çifti üretmek için gerekli olan ortalama enerji (W) ise tüm gazlar için 30-40 eV aralığında yer alır (Gruppen, 2008).

Tablo 2.1 Gazlı parçacık detektörlerinde sıklıkla kullanılan gazların özellikleri. Elektron başına ortalama iyonlaşma enerjisi, ortamda bir elektron-iyon çifti üretmek için gerekli olan ortalama enerji W , standart basınç ve sıcaklıkta birim uzunluk (cm) başına üretilen birincil (n_p) ve toplam (n_T) elektron-iyon çifti sayısı olarak verilmiştir (Gruppen, 2008).

Gaz	Yoğunluk $\rho[g/cm^3]$	$I_0[eV]$	$W[eV]$	$n_p[cm^{-1}]$	$n_T[cm^{-1}]$
H_2	$8.99 \cdot 10^{-5}$	15.4	37	5.2	9.2
He	$1.78 \cdot 10^{-4}$	25.6	41	5.9	7.8
N_2	$1.25 \cdot 10^{-3}$	15.5	35	10	56
O_2	$1.43 \cdot 10^{-3}$	12.2	31	22	73
Ne	$9.00 \cdot 10^{-4}$	21.6	36	12	39
Ar	$1.78 \cdot 10^{-3}$	15.8	26	29	94
Kr	$3.74 \cdot 10^{-3}$	14.0	24	22	192
Xe	$5.89 \cdot 10^{-3}$	12.1	22	44	307
CO_2	$1.98 \cdot 10^{-3}$	13.7	33	34	91
CH_4	$7.17 \cdot 10^{-4}$	13.1	28	16	53
C_4H_{10}	$2.67 \cdot 10^{-3}$	10.8	23	46	195

Eğer tek bir gaz yerine birden fazla gazın bir karışımı kullanılıyor ise gazların W değerinin ağırlıklı ortalaması alınır.

3. MATERYAL ve YÖNTEM

3.1. Benzetişimde Kullanılan Programlar

Bu çalışmada, Avrupa Nükleer Araştırma Merkezi (CERN) tarafından sunulan ve ücretsiz olarak kullanılabilen ROOT, GARFIELD, MAGBOLTZ programlarından yararlanılmıştır. Deneysel kazanç eğrilerinden yararlanılarak yapılan hesaplamalarda en küçük kareler yöntemini kullanan özel fit programları geliştirilmiştir.

3.1.1 Magboltz

Uygulanan elektrik ve/veya manyetik alan varlığında elektronların gaz içindeki enerji dağılımı, sürüklenme hızı, enine ve boyuna difüzyonu, elektron yakalama ve Townsend iyonlaşma katsayıları, uyarılma frekansları gibi taşınım (transport) parametrelerini Monte Carlo yöntemiyle hesaplayabilen oldukça kapsamlı bir benzetişim programıdır (Şahin, 2011; “Using Magboltz”, ty).

Magboltz, tek başına çalıştırılabildiği gibi Dr. Rob Veenhof tarafından bir ara yüz programı sayesinde Garfield programı ile de entegre edilerek çalıştırılabilir hale getirilmiştir. Böylece elektron ve iyonların iz takiplerini farklı detektör geometrileri için yapabilmektedir (Veenhof, 1998).

Dr. Steve Biagi tarafından Fortran dili ile kodlanan programın yeni sürümlerinde de aynı programlama dili kullanılmaktadır. Bununla birlikte doktora aşamasındaki genç araştırmacılar tarafından Magboltz’un daha modern dillerle yazılmasına yönelik ciddi çalışmalar yapılmaktadır. Örneğin Magboltz’un yeni sürümleri Garfield++ programına entegre edilirken C++ dili kullanılmaktadır. Ayrıca yapısı kaybedilmeden modüler tasarım ilkelerini yansıtacak şekilde Python dili ile yazılan “PyBoltz” adlı sürümü de üretilmiştir. Yapılan testler PyBoltz sürümünün Fortran’a göre hesaplama süresini kayda değer ölçüde azalttığını göstermiştir (Al Atoum ve diğerleri, 2020).

Magboltz, detektör tasarımı ve optimizasyonu konularında sunduğu büyük kolaylıklar sayesinde günümüzdeki ve gelecekteki yüksek enerji fiziği deneyleri için en önemli yazılım araçlarından biri olmaya devam edecektir (Biagi, 1999).

3.1.2. ROOT

Dr. Rene Braun, Fons Rademakers ve yaklaşık otuz araştırmacı tarafından CERN’de geliştirilen ROOT, ilk sürümü 1990’lı yılların ortalarında üretilen bir veri analizi programıdır. <https://root.cern/> sayfasından detaylı bilgi bulunabilir. Açık kaynak kodlu olmasından dolayı kullanıcılar program üzerinde değişiklikler yapabilmekte hatta başka programlara entegre edebilmektedirler. Örneğin Garfield++ bir arayüz programı sayesinde ROOT ile entegre çalışabilmektedir. ROOT, modüler yapısının sağladığı büyük kolaylıklarla sürekli gelişim halinde bir programdır (Ahmed, 2007; Şahin, 2011).

Deneysel verilerin analizi için, nesne yönelimli, çok güçlü bir veri analizi ve görselleştirme yapabilen, oldukça yaygın olarak kullanılan bir programdır. Nesne yönelimli program olmasından dolayı diğer benzetişim programları ile ortak kullanım alanı vardır. Bu sayede ROOT, kullanıcıların elinde bulunan birçok veriyi eş zamanlı olarak analiz edebilme yeteneğine sahiptir.

ROOT’un veri analizinde kullanım kolaylığı sunan çok sayıda fonksiyonları vardır. Bunların en önemlilerinden biri verilerin fit edilmesinde sıklıkla başvuru alan “Miniut” fonksiyonudur. Miniut sayesinde kullanıcının belirlediği parametre aralığı içerisinde, korelasyon ve kovaryans matrisleri oluşturulup parametreler arasındaki ilişkileri bulmak mümkün olur. Böylece incelenen veriler için fiziksel modellemeler türetilebilir (Ahmed, 2007; Şahin, 2011).

Bu tez çalışmasında yapılan benzetişim sonuçlarının grafiğe aktarılması ve yapılan hesaplamaların doğrulunun kontrolünde ROOT programından yararlanılmıştır.

3.1.3. Garfield ve garfield++

Garfield, Dr. Rob Veenhof tarafından ilk telli sürüklenme odalarındaki iki ve üç boyutlu elektrik alan benzetişimi için hazırlanmıştır (“Garfield- simulation of gaseous detectors, t.y.”). Program, ilerleyen süreçte Magboltz programı ile entegre edilerek gazlı detektörlerdeki iyon ve elektron iz takibini yapabilir hale getirilmiştir (Şahin, 2011; Veenhof, 1998).

Garfield sürüklenme odalarındaki hem elektronların hem de iyonların elektrostatik alanını, potansiyelini ve sürüklenme çizgilerini hesaplayabilir. Program öncelikle telli sayaçlar, sonsuz eş potansiyel düzlemler ve sonsuz dielektrik malzeme levhalarından oluşan bölmelerin benzetişimi için üretilmiştir. Bu nedenle üç boyutlu analitik çözümü olmayan elektrik ve manyetik alan konfigürasyonlarına sahip diğer detektör türleri için önceleri kullanılamamıştır. Günümüz yüksek enerji fiziği deneylerinde sıklıkla kullanılan mikro-desenli detektör yapılarında (Micro Pattern Gaseous Structures, kısaca MPGDs) elektrik ve manyetik alanı analitik olarak ifade etmek imkansızdır. Bu durumda sonlu elemanlar yöntemi ile yaklaşık çözümler üreten ANSYS, MAXWELL, COMSOL, ELMER, CST gibi benzetişim programlarına başvurulur. Garfield, bu tür yazılımların çıkış dosyalarını okuyup işleyebilen arayüz programlarına sahiptir (Alsamak, 2024).

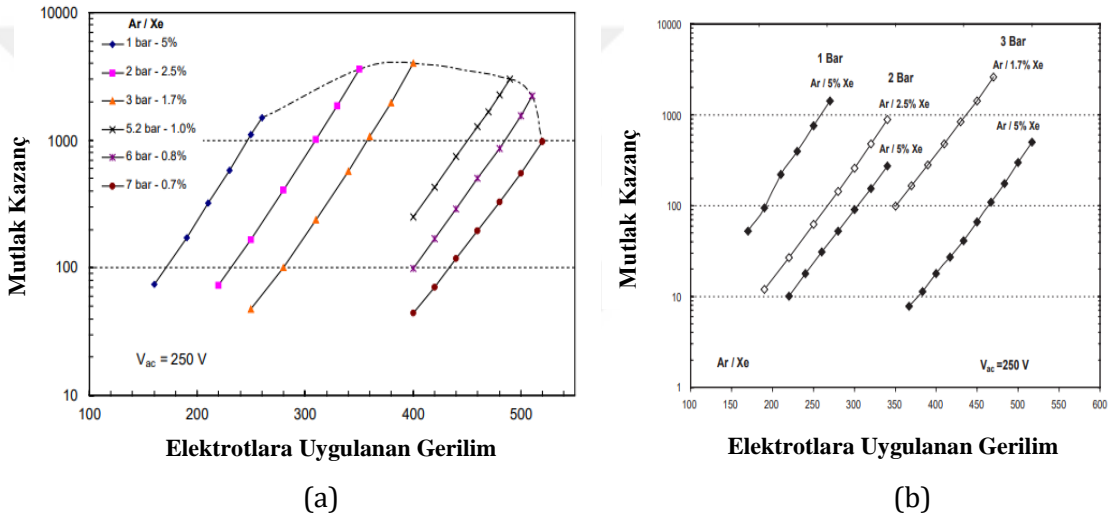
İlk olarak Fortran programlama dilinde yazılan Garfield, gelişen ihtiyaçları karşılamak, daha modern ve modüler bir programa dönüştürülmek için C++ dilinde yeniden yazılarak Garfield++ ismini almıştır. Nesne yönelimli bir program haline getirilen Garfield++, Magboltz, ANSYS gibi yazılımların yanı sıra detektör fiziğinde en yaygın kullanılan programlardan biri olan GEANT4 ile de ortak bir arayüze sahip olmuştur. Dolayısıyla Garfield++ ile yapılan benzetişimlerde gerektiğinde GEANT4’ün üstün özelliklerine de ulaşılabilmektedir.

GEANT4, bu arayüz sayesinde elektron-iyon çiftlerini oluşturmak için Garfield++ ile entegre olan HEED, DEGRAD ve SRIM gibi diğer benzetişim programlarını kullanabilir duruma gelmiştir. Böylece düşük enerjili (eV mertebesinde) bölgelerde gerçekleşen

etkileşimleri GEANT4 ile inceleyen araştırmacılar için zorluklar giderilmiştir (Alsamak, 2024; Pfeiffer, 2019).

3.2. Deneysel Veriler

Argon ve Zenon gaz karışımlarında gaz en yüksek gaz kazancına ulaşıldığı koşulları bulmak için yapılan hesaplamaları, deneysel veriler ile kıyaslamak amacıyla bir GEM detektörü için elde edilen ölçümler dikkate alınmıştır (Amaro ve diğerleri, 2004). Farklı karışım oranları ve basınçlar altında yapılan sistematik kazanç ölçümleri Şekil 3.1’de verilmiştir.



Şekil 3.1. Argon ve Zenon gaz karışımlarının farklı karışım oranları ve basınçları için deneysel gaz kazançları (Amaro ve diğerleri, 2004).

Şekil 3.1 b’deki kesik çizgiler deneysel olarak ulaşılabilen en yüksek gaz kazancı değerlerini takip edebilmek için verilmiştir.

Orantısal bölge sınırları aşılmadan önce ulaşılabilen maksimum gaz kazanç değeri, bir atmosfer basınç altında, %4 – %5 aralığında Zenon içeren karışımlar için bulunmuştur. Basınç artırıldıkça en yüksek kazançlara ulaşılan Zenon oranı azalmaktadır.

Maksimum gaz kazancının basınç ve karışım oranına göre değişimini daha yakından incelemek için benzetişim tekniklerinden yararlanılabilir. Böylece çok sayıda deney yapmak yerine, bilinmeyen basınç ve karışım oranları için sonuçlar üretilebilir. Bununla

birlikte Şekil 3.1 ile verilen deneysel veriler, yapılan hesaplamaları kıyaslamak için büyük önem taşımaktadır.

Argon atomunun, Zenon atomunun iyonlaşma eşiğinden daha yüksek enerjiye sahip uyarılma seviyeleri vardır. Dolayısıyla Argon-Zenon karışımlarında Kesim 3.3 ve 3.4’de ayrıntıları verilen doğrudan iyonlaşmaların yanında Penning etkileşmelerinden kaynaklı iyonlaşmalar da gerçekleşir. Uyarılmış Argon atomları Zenon gazını iyonlaştırabilir. Bu nedenle Şekil 3.1 ile verilen deneysel verilerle kıyaslamalar yapılmadan önce ikincil iyonlaşma süreçlerinin katkıları belirlenmeli, ardından da gaz kazancı hesaplamaları yapılmalıdır. Böylece belirli bir basınç değerinde en yüksek gaz kazancına ulaşılan karışım oranı tespit edilir.

3.3. Doğrudan ve Uyarılan Atomlar ile İyonlaşmalar

Serbest bir elektronun çarpışmalar arasında elektrik alandan kazandığı enerji gaz karışımı içindeki atom (veya molekülüne) ait iyonlaşma eşiğinden büyükse doğrudan iyonlaşma gerçekleşebilir (Eşitlik 3.1).



Burada A gaz karışımı içindeki atom veya molekülünü temsil etmektedir. Eğer elektrik alandan kazanılan enerji iyonlaşma enerjisinden az ise Eşitlik 3.2 ile yazılan uyarılma mekanizması baskın süreç olarak ortaya çıkar.



Uyarılan atom bir soy gaz atomu ise ve yeterli enerjiye sahipse aşağıda sıralanan doğrudan olmayan iyonlaşmaları tetikleyebilirler:

- 1- Uyarılmış atom (A^*), karışım içinde kendisinden daha düşük iyonlaşma potansiyeline sahip temel (taban) durumdaki başka bir gaz atomuna (B) enerjisini aktararak yeni bir iyonlaşma üretebilir (Eşitlik 3.3).



“Heteronükleer iyonlaşma” olarak bilinen bu mekanizmada ikinci gaz moleküler bir gaz da olabilir (Şahin, 2011).

- 2- Uyarılan bir soy gaz atomu (A^*) kendisi ile aynı türde fakat taban durumundaki (A) bir atoma çarparak moleküler bir yapı oluşturur ve geride kalan enerji iyonlaşma için kullanılabilir (Eşitlik 3.4).



“Homonükleer asosyatif” olarak isimlendirilen bu mekanizma için eşik enerjisi iyonlaşma potansiyelinden daha düşüktür. Bu olayda atomların birbirine çok yakın olması gerekir; dolayısıyla yüksek basınçlarda gerçekleşme olasılığı daha yüksek bir süreçtir.

- 3- Uyarılan soy gaz atomu (A^*) hiçbir etkileşme yapmayabilir. Bu durumda yaşam ömrü sona eren A^* sahip olduğu enerjisi Eşitlik 3.5’deki gibi bir mekanizma ile foton salarak taban (kararlı veya temel) durumuna inebilir.



Böyle bir ışınımsal bozunum sonucu açığa çıkan foton da yeterli enerjiye sahip ise karışımındaki diğer gazdan (B) elektron sökerek yeni bir iyonlaşma (foto-iyonlaşma) üretebilir (Eşitlik 3.6).



Yukarıda sıralananların yanında eksimer olarak isimlendirilen ve moleküler uyarılmalar (A_2^*) olarak bilinen yapıların da kendilerine ait doğrudan olmayan iyonlaşma veya enerji kaybı döngüleri vardır. Ancak bu tez kapsamında yapılan incelemelerde eksimerlerden kaynaklı herhangi bir etki gözlenmemiştir. Ayrıca ana çıktının olduğu bölgede uyarılmış atom tarafından tetiklenen ikincil iyonlaşmaların hepsi (heteronükleer, homonükleer,

foto-iyonlaşma), “Penning enerji transfer mekanizması” olarak değerlendirilmiştir (Şahin, 2011).

3.4. Ar-Xe Karışımlarında İyonlaşma Türleri

Argon (Ar) ve Zenon (Xe) için iyonlaşma potansiyelleri sırasıyla $I_{Ar}=15.76$ eV ve $I_{Xe}=12.13$ eV’dir. Dolayısıyla detektör içinde bir elektrik alan varlığında ilerleyen serbest bir elektronun alandan kazandığı enerji bu eşiklerden büyükse Eşitlik 3.7 ve 3.8 ile verilen doğrudan iyonlaşma süreçleri gerçekleşebilir.



Kazanılan enerji iyonlaşma potansiyellerinden az ise Eşitlik 3.9 ve 3.10 ile verilen uyarılma süreçleri gerçekleşir.



Uyarılan Argon atomlarından Zenonun iyonlaşma eşliğinden daha büyük enerjiye sahip olanları (> 12.13 eV) Kesim 3.3’de anlatılan iyonlaşma süreçleri ile doğrudan iyonlaşmalara katkıda bulunabilirler. Bu katkıların büyüklüğü ve türleri ancak Penning enerji transfer olasılıklarını hesaplayıp modelleyerek elde edilebilir.

3.5. Enerji Transfer Olasılıklarının Hesaplanması

Doğrudan olmayan iyonlaşmalara karşılık gelen enerji transfer olasılıklarını önceden belirlemek mümkün değildir. Ancak deneysel gaz kazancı verileri ve Magboltz programından hesaplanan transport parametreleri kullanılarak bu olasılıklar hesaplanabilir. Magboltz sadece doğrudan etkileşmeler için taşınım (transport) parametrelerini hesaplar. Örneğin Townsend iyonlaşma katsayısı (α) hesabında ilgili gazların doğrudan iyonlaşma tesir kesitleri dikkate alınır. Bu katsayı serbest bir

elektronun gaz ortamında birim uzunluk başına ürettiği elektron-iyon çifti sayısı olarak tariflenir ve belirli bir aralıktaki integrali gaz kazancını verir (bkz. Sayfa 6, Eşitlik 2.1).

Bununla birlikte Magboltz uyarılmalar ile tetiklenen iyonlaşmaların hesaplanmasında kullanılabilen çok önemli transport parametrelerini de hesaplayabilmektedir. Karışımdaki gazların uyarılma frekansları sayesinde Kesim 3.3 ve 3.4’de anlatılan süreçlerin ne kadarlık kesrinin doğrudan iyonlaşmalara katılacağı Eşitlik 3.11’de verilen Penning düzeltmeli Townsend katsayısının (α_{pen}) yardımıyla bulunabilir.

$$\alpha_{pen} = \alpha \left(1 + \frac{\sum r_{pen} v^{exc}}{\sum v^{ion}} \right) \quad (3.11)$$

Parametrelerin anlamları aşağıda sıralanmıştır:

- v^{ion} : Argon ve Zenon doğrudan iyonlaşma üretim frekanslarının toplamı.
- v^{exc} : Argonun, Zenon atomunun iyonlaşma eşiğinden daha yüksek enerjiye sahip uyarılma seviyelerinin (> 12.13 eV) toplam üretilme frekansı.
- r_{pen} : Penning enerji transfer olasılığıdır. Uyarılan bir Argon atomunun taban durumundaki bir Zenon atomunu iyonlaştırma kesri olarak da tanımlanabilir. Deneysel gaz kazançlarına yapılan fitler ile enerji transfer olasılığı (r_{pen}) hesaplanabilir.

Transport parametreleri (α , v^{ion} , v^{exc}) gaz karışımının türü, sıcaklığı, basıncı gibi fiziksel özelliklere ve uygulanan elektrik alan şiddetine bağlıdır. Eşitlik 3.11 ile verilen ifadede α yerine α_{pen} yazılırsa Penning düzeltmeli gaz kazancı değerleri hesaplanabilir.

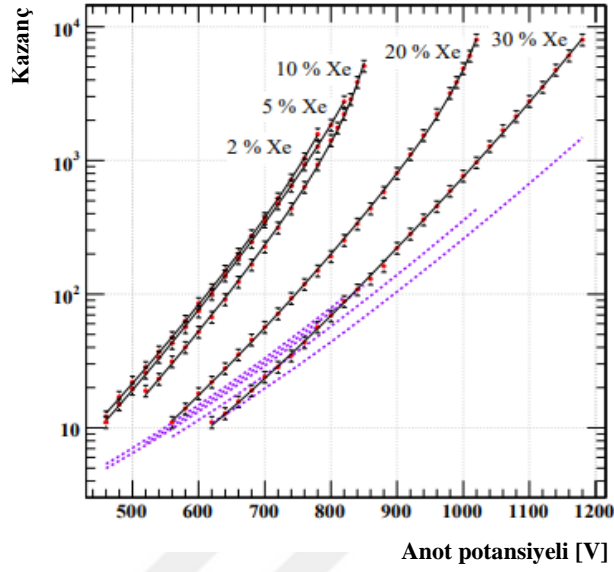
Argonun enerji transferi yapabilen enerji seviyeleri arasındaki korelasyon çok güçlüdür yani bu seviyelerin elektrik alan ile değişimleri oldukça benzerdir (Şekil 3.1 a). Güçlü korelasyon, söz konusu seviyelere ait katkıların birbirinden ayrılmasına izin vermez ve herhangi bir seviyenin katkısı diğeri cinsinden yazılabilir. Bu nedenle enerji olarak uygun tüm uyarılma seviyeleri (> 12.13 eV) için toplam üretilme frekansı (v^{exc}) dikkate alınmış ve bu frekans ortak bir transfer olasılığı (r_{pen}) varsayımı yapılarak hesaba katılmıştır.

İyonlaşma eşiğinin altında sonsuz sayıda uyarılma seviyeleri olduğu düşünüldüğünde bu oldukça pratik ve gerçekçi bir yaklaşımdır.

Deneysel verilere fit yapmak için Garfield'ın bir alt programından yararlanılmıştır. En küçük kareler yöntemini kullanarak iterasyon yapabilen bu alt program, fit parametreleri arasındaki korelasyonu, kovaryans matrislerini ve parametrelerin hata miktarlarını hesaplayabilmektedir. Ayrıca sayısal integrasyon için gerekli olan ara değerler, interpolasyon yöntemini başarıyla kullanan Garfield'ın başka bir alt programı kullanılarak hesaplanmıştır.

Argon-Zenon karışımlarındaki enerji transfer olasılıklarını hesaplamak için kullanılan deneysel gaz kazançları, 1 cm x 1 cm'lik bir kare tüpün merkezine yerleştirilen 25 µm çaplı anot teline sahip bir detektör yardımıyla ölçülmüştür (Agrawal, 1989). Bu nedenle öncelikle Garfield programı yardımıyla kare tüpe en yakın elektrik alan konfigürasyonuna sahip tek telli silindirik bir sayaç için katot yarıçapı (0.54 cm) hesaplanmıştır. Böylece elektrik alan için gerekli olan ve Eşitlik 2.2 ile verilen analitik ifade kullanılabilir hale gelmiştir.

Gaz kazancı ölçümleri oda sıcaklığında ve 1 atm basınç altında tutulan Argon-Zenon karışımları için gerçekleştirilmiştir. Zenon gazının incelenen karışımlardaki oranı sırasıyla %2, %5, %10, %20 ve %30 olarak alınmıştır. Şekil 3.2'de Argon-Zenon gaz karışımları için hesaplanan ve ölçülen gaz kazancı eğrileri verilmiştir.



Şekil 3.2. Argon-Zenon gaz karışımlarında ölçülen (kırmızı noktalar) ve hesaplanan (kesikli ve sürekli çizgiler) gaz kazançları.

Sadece doğrudan iyonlaşmaların dikkate alındığı hesaplamalar (mor kesikli çizgiler) ve deneysel veriler (kırmızı noktalar) arasında herhangi bir uyum gözlenmemektedir. Penning enerji transferleri, geri-besleme etkileri ve gaz kazancı kalibrasyonu ile yapılan fitler ise (sürekli çizgiler) ölçüm verileri ile örtüşmektedir.

Şekil 3.2’de görüldüğü gibi düşük Xenon kesirlerinde ve yüksek gaz kazançlarında üstel artıştan sapmalar ortaya çıkmaktadır. Kesim 2.4’de geri-besleme etkileri olarak açıklanan bu süreçleri hesaba katmak için Eşitlik 3.12 ile tanımlanan ifade kullanılmıştır.

$$G_g := \frac{G}{1 - \beta G} \quad (3.12)$$

Burada β , bir çığ elektronu başına foto-elektron üretilme olasılığıdır. Buna göre $\beta = 0$ olduğunda, toplam kazanç değeri oluşan ana çığ ile oluşan kazanç değerine eşittir. Dolayısıyla gaz kazancında geri-besleme etkileri gözlenmez. Eğer, $\beta G \ll 1$ ise gaz kazancındaki üstel artıştan sapmalar belirgin olmayacağından orantısallık sınırlı da olsa korunur. Fakat $\beta G \approx 1$ durumunda ise orantısallık önemli ölçüde bozulur ve detektör sürekli boşalma bölgesinde çalışmaya zorlanır (Bronić, 1998; Şahin, 2018).

Deneysel verilerde karışımdaki Zenon kesri arttıkça geri-besleme etkilerinin azaldığı görülmektedir. Bu nedenle söz konusu ölçümler için fotonlardan kaynaklı (iyonlardan değil) geri-besleme süreçlerinin baskın olduğu söylenebilir.

Bazı gaz kazancı ölçümlerinde mutlak kazanç ile deneysel sonuçlar arasında sistematik olarak on (10) kata varan farklılıkların olacağı rapor edilmiştir (Charles, 1972; Ye, Z et al., 1993). Argon-Zenon karışımları için yapılan hesaplamalarda da Eşitlik 3.13 ile tanımlanan böyle bir düzeltme terimine (h) ihtiyaç duyulmuştur.

$$G = hG \quad (3.13)$$

Burada h , kazanç kalibrasyon parametresi olarak tanımlanır ve ölçüm hatalarını ayıklamak için kullanılan bir fit parametresidir. Bu tür hatalar genellikle aşağıdaki belirsizliklerden ileri gelir:

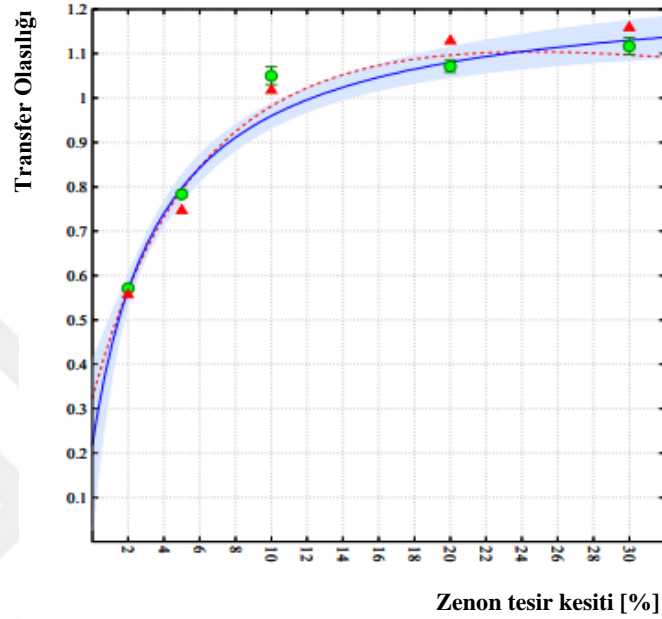
- Deneysel düzeneğindeki basınç, sıcaklık, sinyal gibi parametrelerin ölçümünde kullanılan cihazların yeterince hassas kalibre edilmemesi.
- Tablo 2.1’de verilen bir elektron iyon çifti üretmek için gerekli olan ortalama enerjinin (W) özellikle Penning enerji transferlerinin gerçekleştiği gaz karışımları için yanlış hesaplanması.

Buna göre $h \approx 1$ durumunda deneysel ve W değeri kalibrasyonlarının yeterince hassas olduğu anlaşılır. Kalibrasyonun parametresinin değerini Magboltz yardımıyla yapılan kazanç hesaplamalarından elde etmek mümkündür.

Gaz kazancı benzetişimlerinde β ve h yardımcı fit parametreleri, r_{pen} ise ana fit parametresi olmak üzere toplam üç farklı düzeltme terimi kullanılmıştır. Geri-besleme terimi β ile diğer fit parametreleri arasında güçlü bir korelasyon gözlenmediğinden, β serbest bir fit parametresi olarak hesaba katılabilmektedir. Bununla birlikte r_{pen} , kazanç kalibrasyonu (h) ile değişim göstermektedir.

3.6. Enerji Transfer Olasılıklarının Modellenmesi

Deneysel gaz kazançlarına Magboltz'tan elde edilen transport parametreleri kullanılarak yapılan fitler ile elde edilen enerji transfer olasılıkları Şekil 3.3'de ile gösterilmiştir (Şahin, 2010).



Şekil 3.3. Deneysel gaz kazançları ve Magboltz benzetişim programı yardımıyla hesaplanan Penning enerji transfer olasılıklarının Zenon kesrine göre değişimi. Kırmızı kesikli ve mavi sürekli çizgiler transfer olasılıklarının farklı iki modellemesi için elde edilmiştir. Mavi transfer eğrisi üzerindeki belirsizlik bir bant ile tanımlanmaktadır.

Enerji transferleri kazanç kalibrasyon parametresine (h) göre iki aşamada hesaplanmıştır. Öncelikle her bir karışım oranı için ayrı h parametreleri kullanılmıştır. Şekil 3.3'deki yeşil daireler farklı h parametreleri ile hesaplanan olasılıkları göstermektedir. Daha sonra bu parametrelere ait belirsizlikler dikkate alınarak h için ağırlıklı bir ortalama değer hesaplanmıştır. Son adımda ise ortalama h değeri kullanılmış ve tüm gaz kazancı fitleri bu ortak h değeri için tekrar yapılmıştır. Şekil 3.3'deki kırmızı üçgenler, ortalama h değeri ($h=0.39$) için yeniden hesaplanan transfer olasılıklarını temsil etmektedir.

Sadece transfer olasılıklarının sayısal değerlerini hesaplamak uyarılan atomların toplam iyonlaşmaya katkılarını incelemek için tek başına yeterli olmaz. Ayrıca her basınç ve karışım oranı için kazanç ölçümü yapmak ve bunlara ait transfer olasılıklarını belirlemek

de pratik bir çözüm değildir. Bu tür bilgilere ulaşmak için transfer olasılıklarını betimleyen fiziksel modellemelere ihtiyaç duyulur.

Şekil 3.3'deki iki farklı varsayım altında oluşturulan modeller kırmızı kesikli ve mavi sürekli çizgiler ile temsil edilmiştir. Her iki modelde de ortak h parametresi ile hesaplanan transfer olasılıklarına (kırmızı üçgenler) fit yapılmıştır.

Dindirici gaz (Zenon) kesri (c) olmak üzere Argon-Zenon karışımlarındaki enerji transferlerini betimleyen bir model, $r(c)$, Eşitlik 3.14 ile verilebilir.

$$r(c) = \frac{a_1 c + a_3}{a_4 (1-c)^2 + c + a_2} \quad (3.14)$$

Burada a_1 parametresi, uyarılan Argon atomlarının temel durumdaki Zenon atomlarını Eşitlik 3.14'deki mekanizmayla iyonlaştırma olasılığı veya kısaca çarpışma ile iyonlaşma kesri olarak tanımlanır.



Ayrıca a_3/a_2 kesri, ana çıkış bölgesinde, ışınımsal bozunum sonucu ortaya çıkan fotonların temel durumdaki Zenon atomlarını iyonlaştırma olasılığıdır ve Eşitlik 3.16 ve 3.17 ile verilen süreçler ile gelişir.



Uyarılan argon atomların moleküler formu eksimer (Ar_2^*) oluşumları nedeniyle azalan Ar^* oranı, a_4 parametresi ile temsil edilmiştir ve süreç Eşitlik 3.18 ile verilir.



Etkileşme üç atom varlığında gerçekleştiğinden karışımdaki Argon kesrinin karesi ile değişim göstermesi beklenir. Eksimer terimlerini içeren Eşitlik 3.14'deki rotasyonel

fonksiyon kullanılarak yapılan fit Şekil 3.3’de kırmızı kesikli çizgi ile gösterilmiştir. Bu eğri yüksek c kesirleri için elde edilen transfer değerlerinin altında kalmaktadır. Ayrıca model parametreleri için eksi değerli, fiziksel olarak anlamsız, sonuçlar üretilir. Bu nedenlerden dolayı Ar-Xe karışımlarındaki enerji transferlerini incelemek için Eşitlik 3.14 ile verilen dört parametrelili modelden vazgeçilmiştir. Farklı basınç ve karışım oranı için daha fazla sayıda transfer olasılığı hesaplanabilseydi eksimerlerin katkısı hakkında fiziksel olarak daha anlamlı bilgiler edinilebilirdi (Şahin, 2011). Mevcut transfer olasılıkları $a_4 \doteq 0$ sınırlaması ile yeniden modellenenbilir. Şekil 3.3’deki mavi sürekli transfer eğrisi üç parametrelili fit fonksiyonu kullanılarak elde edilmiştir. Böylece Eşitlik 3.14’deki tüm parametreler için aşağıdaki parametrelere ulaşılmıştır:

$$a_1 = 1.248 \pm 0.086 \quad (3.19)$$

$$a_2 = 0.039 \pm 0.022 \quad (3.20)$$

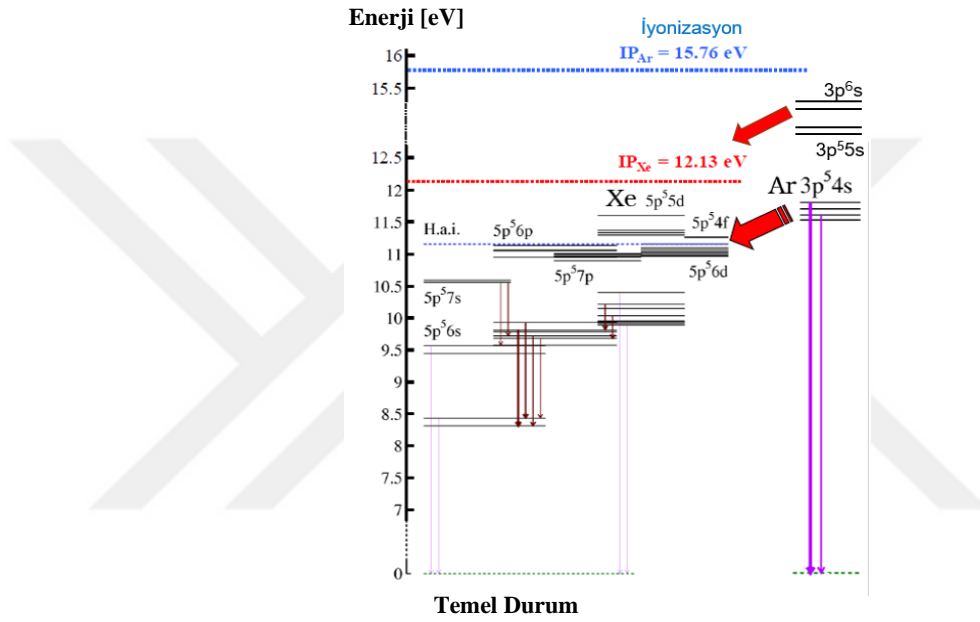
$$a_3 = 0.008 \pm 0.012 \quad (3.21)$$

Buna göre $a_3/a_2 = 0.22 \pm 0.19$, ışınımsal bozunumlar tarafından tetiklenen iyonlaşmaların olasılığını verir ve transfer eğrisinin $c \rightarrow 0$ limitindeki değeridir (bkz. Şekil 3.3). İki parametre arasındaki güçlü korelasyondan dolayı a_3/a_2 üzerindeki hata oranı (± 0.19) oldukça yüksektir.

Çarpışma ile enerji transfer olasılığını temsil eden a_1 parametresinin 1’den büyük bir asimptotik değere yakınsaması (1.248) oldukça ilginçtir. Özellikle %30 Zenon kesri için hesaplanan %107’lik transfer olasılığı böyle bir yakınsamaya yol açmıştır. Transfer olasılıklarını saptamak için uyarılan Argon atomlarından sadece Zenon’un iyonlaşma potansiyeli veya daha büyük enerjiye sahip olanlarının ($Ar^* \geq 12.13 \text{ eV}$) hesaba katıldığını hatırlamak önemlidir. Asimptotik değer %100’den büyük olması enerji transferlerine katkıda bulunan başka süreçlerin de varlığını işaret etmektedir. Aksi takdirde üretilen Ar^* atomundan daha fazlası ile enerji transferi yapıldığı veya temel durumdaki Argon atomlarına aktarılan enerjiden daha büyük bir enerji ile iyonlaşmaların gerçekleştiği; kısaca enerjinin yoktan var olduğu gibi fiziksel olarak anlamsız bir sonuca varılırdı. Kesim 3.3’de Eşitlik 3.4’de ile verilen homonükleer iyonlaşma sürecine benzer

bir mekanizma, a_1 parametresinin 1'den büyük bir asimptotik değere yakınsamasını ($a_1 = 1.248 \pm 0.086$) açıklayabilir.

Söz konusu mekanizmanın ayrıntılarına geçmeden önce Şekil 3.4 ile verilen Argon ve Zenon gazlarına ait şematik enerji diyagramını incelemek önemlidir. Argonun $3p^5 4s$ uyarılma seviyeleri Zenon iyonlaşma potansiyelinin ($IP_{Xe} = 12.13$ eV) altında yer almasından ötürü Penning transferleri ile toplam iyonlaşmalara katkı sağlamazlar.



Şekil 3.4. Zenon ve Argon gazlarının uyarılma ve iyonlaşmalarına ait şematik enerji diyagramı. Bazı geçişlerde ortaya çıkan fotonlar enerjilerine karşılık gelen renk kodlarına göre çizilmiştir (Şahin 2010'dan değiştirilmiştir).

Bununla birlikte Zenon için homonükleer asosyatif iyonlaşma (kısaca h.a.i.) eşiğinin (11.162 eV) üstünde Xe $5p^5 4f$ ve $5p^5 5d$ seviyeleri vardır. Argonun $3p^5 4s$ seviyeleri, enerji olarak Xe $5p^5 4f$ ve $5p^5 5d$ ile örtüşmektedir.

Bu bilgiler ışığında Eşitlik 3.22 ve 3.23 ile tanımlanan iki aşamalı h.a.i. süreçlerinin gerçekleşmesi kuvvetle muhtemeldir.



İlk aşamada Ar^* ($3p^54s$) atomları, h.a.i. eşiğinden yüksek enerjiye sahip Xe^* ($5p^54f$ ve $5p^55d$) atomlarını oluşturur (Eşitlik 3.22). İkinci aşamada ise Xe^* ($5p^54f$ ve $5p^55d$) atomları h.a.i gerçekleştirir (Eşitlik 3.23). Bu ek iyonlaşma süreçleri a_1 parametresinin 1'den büyük bir değere yakınsamasını nitel olarak açıklamak için uygundur.



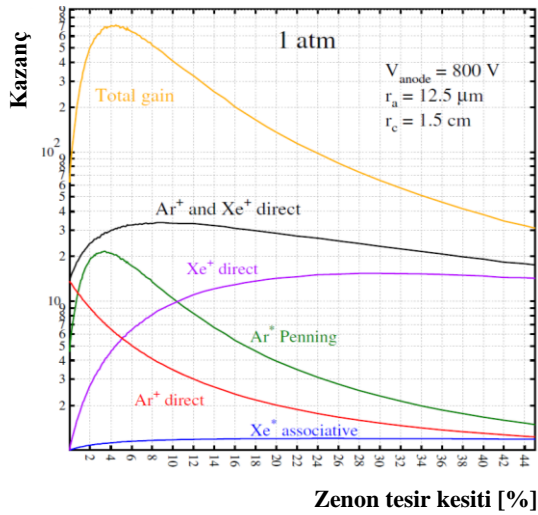
4. BULGULAR ve TARTIŞMA

Magboltz benzetişim programı çıkış dosyalarındaki bilgilerden yararlanılarak silindirik detektör yapısı için gaz kazançları hesaplanmıştır. Detektörün boyutları literatürde sıklıkla karşılaşılan büyüklükler dikkate alınarak seçilmiştir.

Gaz kazancının en büyük olduğu karışım oranını sistematik olarak incelemek için altmışaltı (66) Magboltz dosyası oluşturulmuştur. Örneğin gaz kazançlarında maksimumların beklendiği aralık olan Zenon kesrinin %5'den küçük değerleri için %0.1 - %0.2'lik Ze artışları ile kırk dört (44) çıkış dosyası ile çalışılmıştır. Hesaplanan kazanç maksimumlarına karşılık gelen Zenon kesirleri, Kesim 3.2'de tanıtılan deneysel veriler ile kıyaslanmıştır.

4.1. Gaz Kazancına Katkılar

Enerji transferlerinin gaz kazançlarındaki katkılarına belirlerken Kesim 3.6 ile verilen model parametrelerinden yararlanılmıştır. Katot ve anot yarıçapı sırasıyla 1.5 cm ve 12.5 μm olan silindirik tek telli bir sayaç için örnek hesaplama Şekil 4.1 ile verilmiştir.



Şekil 4.1. Oda sıcaklığında 1 atm basınçta Argon ve Zenon karışımları ile doldurulan silindirik bir sayaç için iyonlaşma süreçlerinin gaz kazancına katkılarının Zenon kesri ile değişimleri.

Hesaplamalarda 0-%100 Zenon kesrine sahip Ar-Ze gaz karışımları ile çalışılmıştır. Fakat gaz kazancının maksimum değerlere ulaştığı bölgeye odaklanmak için 0-%46 Ze aralığındaki sonuçlar görselleştirilmiştir.

Homonükleer asosyatif iyonlaşma kesri (Xe^* h.a.i., bkz. Eşitlik 3.22 ve 3.23) düşük Zenon kesirlerinde doyuma ulaşmaktadır (mavi çizgi). Toplamda en düşük kazanç katkısı olarak görünmesine rağmen Xe^* h.a.i. sürecinin enerji transferlerinin açıklanmasında büyük önem taşımaktadır. Ayrıca Magboltz tarafından hesaplanan Ar^* ($3p^54s$) atomlarının üretilme frekansları yardımıyla Penning mekanizmalarının diğer iyonlaşmalardan ayrıştırılmasında Xe^* h.a.i. sürecini içeren transfer parametresine (a_1) başvurulmuştur.

Argonun doğrudan iyonlaşmasına (Ar^+) karşılık gelen kazanç eğrisi (kırmızı çizgi), beklendiği gibi karışımdaki Zenon kesri arttıkça azalma eğilimindedir. Zenonun doğrudan iyonlaşma (Xe^+) katkısı (mor çizgi) artarak %4.5'lik Xe içeren karışım için Ar^+ ile kesişir ve daha büyük Xe kesirlerinde de baskın doğrudan iyonlaşma süreci olarak varlığını sürdürür. Yaklaşık %24'lük Ze kesrinde en büyük değerine ulaşan Xe^+ katkısı, yüksek Xe kesirlerinde ise yavaşça azalmaya başlar. Bu katkı %46 Xe içeren karışımda Xe^* h.a.i. süreci ile aynı seviyeye iner. Azalma, iyonlaşma tesir kesitlerinin bu bölgedeki düşüşünden ileri gelebilir.

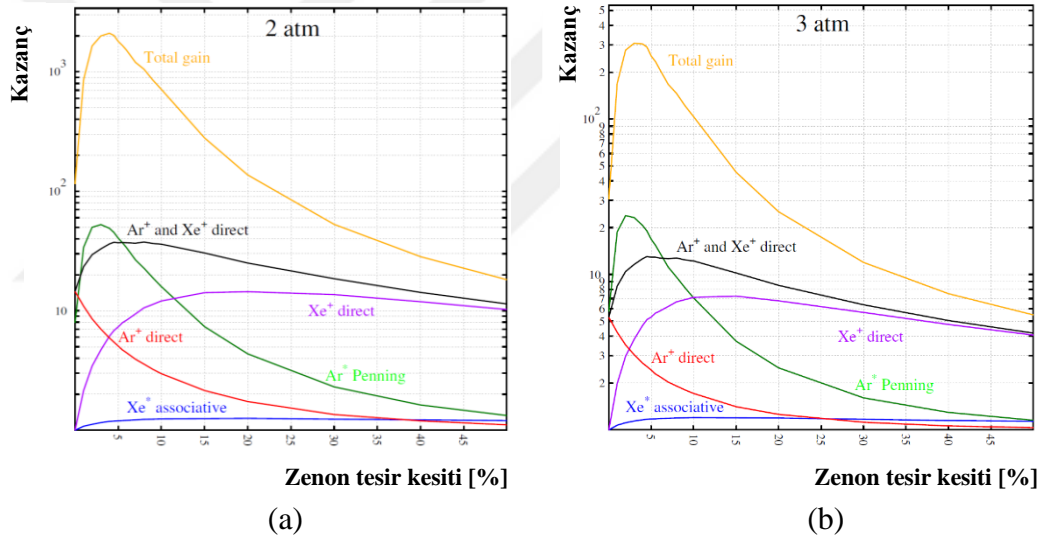
Uyarılan Argon atomlarının Penning iyonlaşma süreçleri (bkz. Kesim 3.6) ile oluşturduğu gaz kazancı katkısını temsil eden yeşil eğri incelendiğinde (Ar^* Penning) %3 Xe civarında tepe değerine ulaştığı ve daha yüksek Xe kesirlerinde ise sürekli bir azalma gösterdiği anlaşılmaktadır. Penning iyonlaşmalarının özellikle %1-%12 Xe aralığında gaz kazancına hem Xe^+ hem de Ar^+ doğrudan iyonlaşmalarından çok daha fazla katkı sunması dikkat çekicidir. Penning katkısı Ar^+ ile üretilenden %1'den yüksek tüm Zenon kesirleri için baskındır. Zenon doğrudan iyonlaşma katkısı (Xe^+) ise ancak %12'den büyük Zenon kesrine sahip karışımlarda Ar^* Penning katkısına göre baskındır.

Siyah eğri ile verilen doğrudan iyonlaşmaların toplam katkısı ($Ar^+ + Xe^+$), tüm karışım oranları için en yüksek katkıya sahiptir. Fakat %9 Xe içeren karışım için pik yapan bu

eğri, maksimum gaz kazancına ait Zenon kesrini tek başına belirleyebilecek kadar büyük değerler almaz. Örneğin %3 Xe için pik yapan Penning katkısı, doğrudan iyonlaşmaların katkısının yaklaşık %75'i kadardır; dolayısıyla maksimum kazanç karşılık gelen karışım oranının belirlenmesinde ihmal edilemez.

Tüm iyonlaşma süreçlerinin katkılarıyla oluşan turuncu gaz kazancı eğrisi en yüksek değerine %4-%5 Ze aralığında ulaşmaktadır. Bu pik aralığı Kesim 3.2'de tanıtılan sistematik kazanç ölçümlerinden elde edilen sonuçlarla tamamen uyumludur.

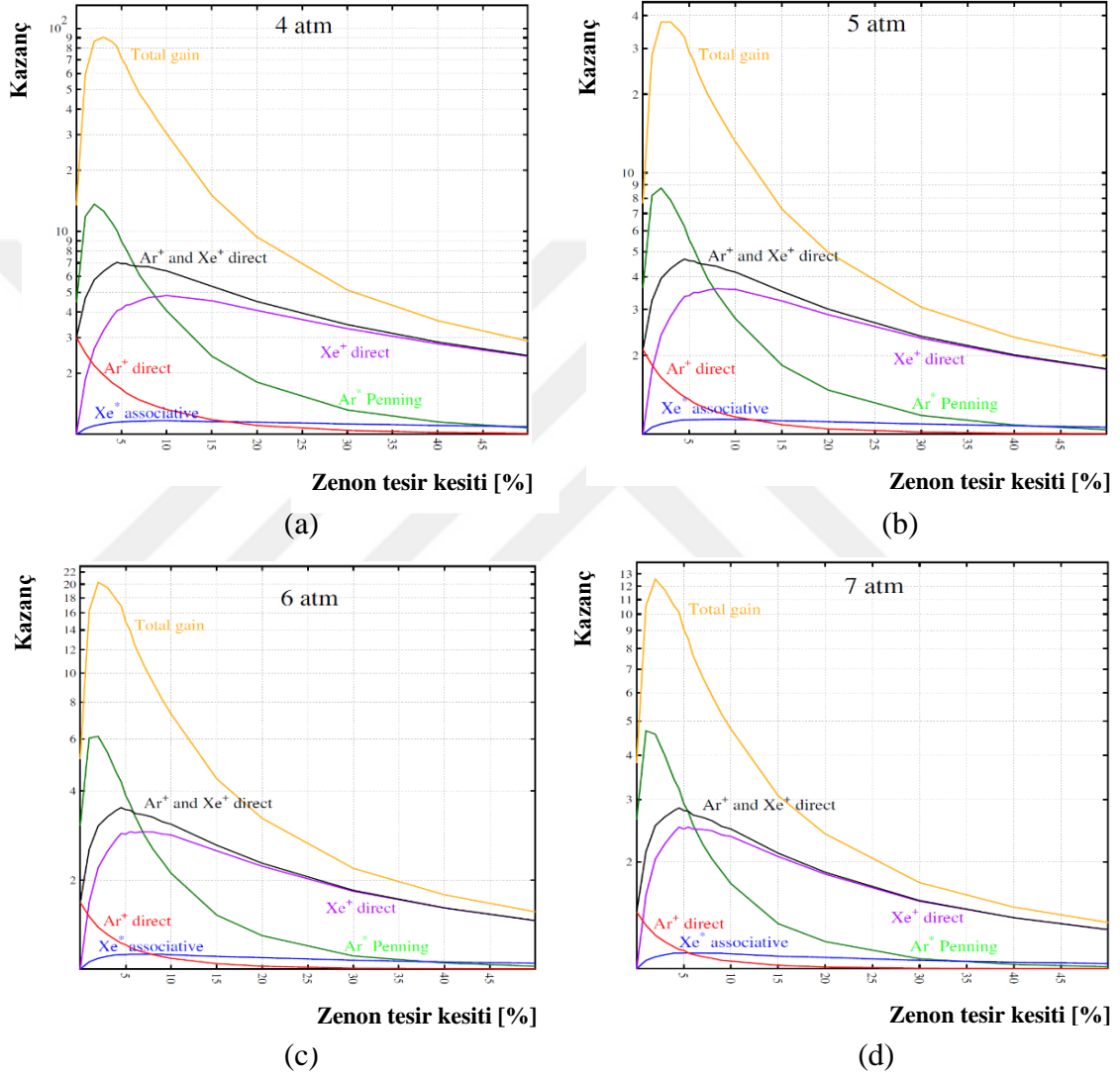
Şekil 4.2'de 2 atm ve 3 atm basınçlarda tutulan Ar-Xe gaz karışımları ile doldurulan aynı silindirik sayaç için yapılan gaz kazancı hesaplamaları verilmiştir.



Şekil 4.2. Oda sıcaklığında, 2 atm (a) ve 3 atm (b) basınç altındaki Argon ve Zenon karışımları ile doldurulan silindirik bir sayaç için iyonlaşma süreçlerinin gaz kazancına katkılarının Zenon kesri ile değişimleri.

Basıncın yükselmesi ile birlikte doğrudan iyonlaşmaların ($Ar^+ + Xe^+$) gaz kazancına katkısında Xe^+ süreçleri daha etkin bir rol oynamaya başlar. Argonun doğrudan iyonlaşmasından (Ar^+) gelen katkı ise 2 atm'de %38 Xe ve 3 atm'de %26 Xe kesirlerinde Xe^* h.a.i. katkısı ile aynı değere düşer; daha büyük Xe kesirlerinde Ar^+ 'dan gelen katkı diğerleri arasında en küçüğü olur.

Her iki basınç için Penning süreçleri (Ar^*), neredeyse tüm karışım aralığı için doğrudan iyonlaşmaların toplamından daha yüksek katkıya sahiptir. Ayrıca hem $Ar^+ + Xe^+$ hem de Ar^* katkılarına ait pikler daha 1 atm göre daha düşük Xe kesirlerinde yer almaktadır. Bu nedenle maksimum gaz kazancı pikleri %3 – %4 aralığına (sol tarafa) doğru kaymıştır. İncelenen diğer basınçlara ait hesaplamalar Şekil 4.3'te gösterilmiştir.



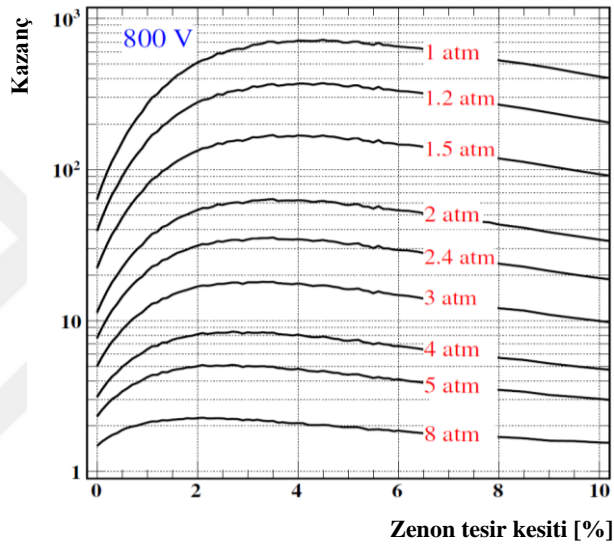
Şekil 4.3. Oda sıcaklığında, 4 atm (a), 5 atm (b), 6 atm (c) ve 7 atm (d) basınç altında Argon ve Zenon karışımları ile doldurulan silindirik bir sayaç için iyonlaşma süreçlerinin gaz kazancına katkılarının Zenon kesri ile değişimleri.

Benzer tartışmalar tüm basınçlar geçerlidir. Şekil 4.3 ile verilen sonuçlar dikkatle incelenirse gaz kazancı piklerinin basıncın artmasıyla birlikte %2 – %3.5 aralığına doğru kaydığı açıkça görülebilir. Kesim 3.2 ile tanıtılan deneysel verilere göre basıncın artması

ile gaz kazancında maksimuma ulaşılan Zenon kesri azalmaktadır. Dolayısıyla bu çalışmadaki hesaplamalar ile deneysel sonuçlar tutarlıdır.

4.1.1. Gaz kazancı maksimumlarının basınçla değişimi

Toplam gaz kazancının basınç ile değişimini daha sistemik olarak inceleyebilmek için Kesim 4.1'deki hesaplama yöntemi kullanılmıştır. Dokuz (9) farklı basınçtaki Ar-Xe karışımları için elde edilen kazanç eğrileri Şekil 4.4'te verilmiştir.



Şekil 4.4. Argon-Zenon gaz karışımları ile dolu silindirik bir sayaçta 800 V anot gerilimi için farklı basınçlarda elde edilen gaz kazancı eğrileri.

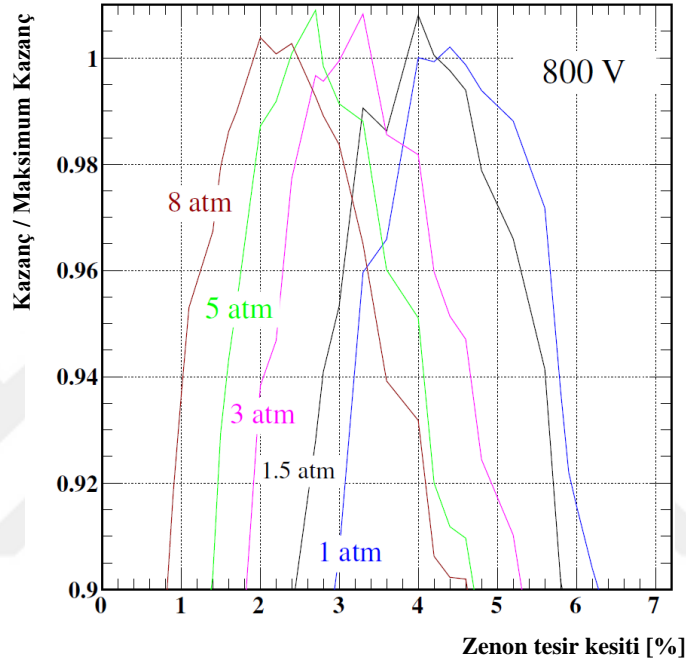
Elektronların iyonlaşma yapmadan ilerleyebilecekleri mesafe olan ortalama serbest yolları basınç ile azalır.

Dolayısıyla elektronların elektrik alandan kazanacakları enerji miktarı azalır. Bir başka ifadeyle Townsend iyonlaşma katsayısı basınçla küçülür. Benzer bir durum uyarılmaların azalmasında da geçerlidir. Bu nedenle basınç arttıkça aynı Zenon kesri için gaz kazancı değerlerinin azalması beklenen bir sonuçtur.

Aynı elektrik alan değerleri ile çalışmak için sabit 800 Volt anot gerilimi varsayımı yapılmıştır. Gaz kazancı eğrilerinin maksimuma ulaştığı Zenon kesirlerine odaklanmak

amacıyla 0-%10 Xe aralığı seçilmiştir. Buna rağmen yüksek basınçlarda kazancın pik yaptığı kesrin saptanması zorlaşmaktadır.

Şekil 4.5'te kazanç maksimumlarına karşılık gelen kesirleri daha hassas belirlemek için yapılan normalizasyon hesaplamaları verilmiştir. Hesaplamalarda aynı basınca ait tüm kazanç değerleri en büyük değerine bölünerek normalize edilmiştir.



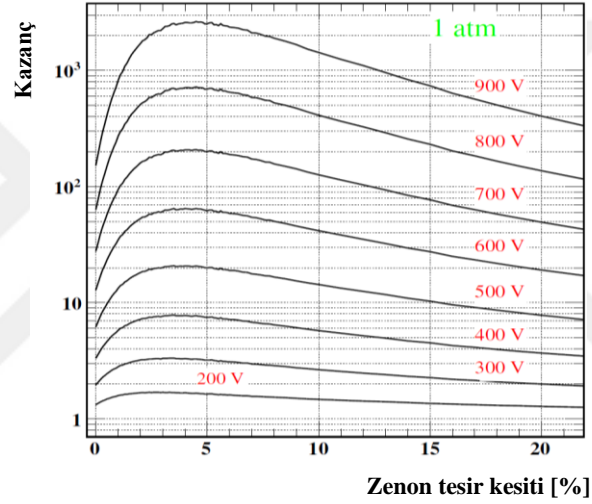
Şekil 4.5. Farklı basınçlardaki Argon-Zenon karışımlarında 800 V anot gerilimi için hesaplanan normalize gaz kazançlarının Zenon kesri ile değişimi.

Normalizasyonda ardı sıra beş (5) karışım oranı için hesaplanan gaz kazancı değerleri arasından en büyüğü seçilmiştir. Böylece düşey ekseninde 1'in altında veya üstündeki değerler, yani normalize değerden sapma miktarı, %1'den daha küçük bir hata payı ile hesaplanabilmiştir. Bu tür dalgalanmalar Magboltz tarafından yapılan Monte Carlo hesaplamalarındaki istatistiksel hatalardan ileri gelmektedir.

Sonuç olarak basınç arttıkça gaz kazancının maksimuma ulaştığı Zenon kesri azaldığı açıktır. Bu kesir 1 atm'de %4.5 iken basınç arttıkça kademeli olarak azalarak 8 atm'de %2'lik Zenon karışımı için maksimum kazanç gözlenir.

4.1.2. Farklı anot gerilimleri için gaz kazancı maksimumları

Kesim 4.1.1'de farklı basınçlara göre hesaplanan gaz kazancı eğrileri sadece 800 V anot gerilimi için hesaplanmıştır. Bu nedenle kazanç piklerine karşılık gelen karışım oranlarının farklı gerilimlerde yakınsayacağı değerler hakkında daha ayrıntılı bilgilere ihtiyaç vardır. Şekil 4.6 ile 200-900 V anot gerilimi aralığında, 1 atm basınçta, Argon-Zenon karışımları dolu silindirik bir sayaç için hesaplanan gaz kazançlarının Zenon kesri ile değişimleri verilmiştir.



Şekil 4.6. 1 atm basınçta Argon-Zenon karışımları ile doldurulan silindirik bir sayaçta farklı anot gerilimleri için hesaplanan gaz kazançları.

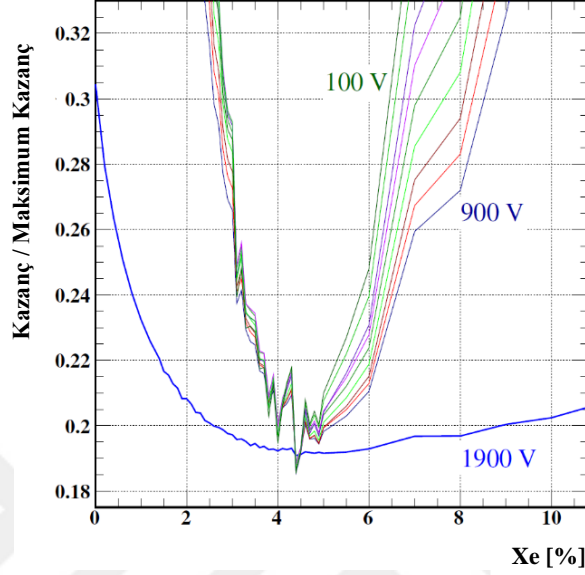
Anot geriliminin artırılması ile detektör içindeki serbest elektronların maruz kaldığı elektrik alan şiddetlenir. Elektronların ortalama serbest yolları boyunca elektrik alandan kazandıkları enerji miktarı artar. Dolayısıyla elektronlardan iyonlaşma eşiğini aşma olasılığı yükselir ve Townsend iyonlaşma katsayısı büyür. Aynı sebeple atomların iyonlaşma potansiyeline yakın enerji seviyeleri daha fazla uyarılırlar. Böylece hem doğrudan hem de Kesim 3.6'da tartışılan enerji transferleri ile gerçekleşen iyonlaşmaların miktarı gerilim artışıyla birlikte daha yüksek değerlere ulaşır. Bu nedenle iyonlaşmaların ölçüsü olan gaz kazançlarının anot gerilimiyle artması şaşırtıcı bir sonuç değildir (bkz. Şekil 4.6).

Gerilim azaldıkça gaz kazançlarının maksimum yaptığı Zenon kesrini tespit etmek zorlaşmaktadır. Düşük gerilim değerleri için gaz kazancının değişimi yatay bir seyir izler ve kazanç pikinin gözlemlendiği kesir aralığı genişler. Örneğin 900 V'ta kazancın %4-%5 Zenon aralığında pik değerine ulaştığı kolayca görülmesine rağmen 200 V'luk anot geriliminde en yüksek kazançla ulaşılan kesir için belirsizlik artar ve daha geniş bir aralıkta (%1.5-%4.5) yer alır. Bu durumu sadece Magboltz tarafından hesaplanan transport parametrelerindeki istatistiksel hata ile açıklamak doğru değildir. Anot gerilimi küçüldükçe serbest elektronların elektrik alandan kazandıkları enerji azalır. Dolayısıyla Townsend, Penning ve diğer iyonlaşma süreçlerinin olasılığı da düşer. Bu nedenle gaz kazançları küçülür ve söz konusu piklerin karşılık geldiği kesirlerin belirlenmesi güçleşir.

Bununla birlikte Şekil 4.7'yi oluşturmak için hazırlanan normalizasyon yönteminden biraz farklı bir hesaplama algoritması kullanılarak her bir anot gerilimi için oluşan kazanç piklerine ait Zenon kesri hakkında daha kesin sonuçlara ulaşılabılır. Atmosferik basınçtaki (1 atm) karışımlar için yapılan örnek normalizasyon hesabında aşağıdaki adımlar izlenmiştir:

- En yüksek anot gerilimi 2000 V olarak seçilmiştir.
- Farklı anot gerilimleriyle bulunan gaz kazançlarının tümü 2000 V için hesaplanan kazanç değerlerine bölünmüştür.
- Bölünen değerler daima belirli katsayılarla ile çarpılarak dip noktalarının tüm gerilimler için düşeyde aynı bölgede kalması sağlanmıştır. Örneğin 1900 V için hesaplanan kazançlar için herhangi bir çarpan kullanılmamış ancak kazanç değerleri 1800 V için 5.1, 1700 V için ise 25.8 çarpılmıştır.
- Böylece gaz kazancı piklerinin yakınsadığı (varsa) Zenon kesri incelenmiştir.
- Gerilimler 100 V'dan başlamak üzere yine 100 V'luk adımlarla artırılmıştır.
- Sonuç olarak 100-2000 V aralığındaki tüm anot gerilimleri için kazanç maksimumlarına karşılık gelen Zenon kesirleri bir sistematik yöntem kullanılarak saptanmıştır.

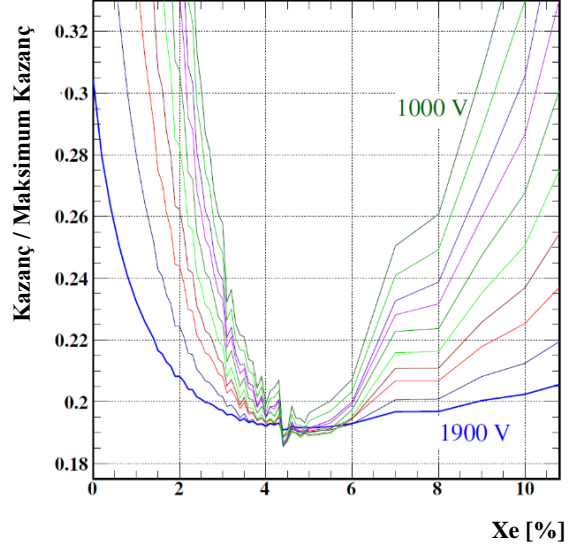
Şekil 4.6’da 1 atm basınç altında Argon-Zenon karışımları ile doldurulan silindirik bir sayaçta farklı anot gerilimleri için hesaplanan gaz kazançlarına ait normalizasyon eğrileri yer almaktadır.



Şekil 4.7. Argon-Zenon karışımlarında 100-900 V aralığındaki anot gerilimleri için hesaplanan gaz kazancı normalizasyonları. Kıyaslama amacıyla 1900 V’a ait normalizasyon eğrisi de grafikte gösterilmiştir.

Hesaplamalara göre 100-900 V aralığı için elde edilen tüm normalizasyon değerleri aynı Zenon kesrinde (\cong % 4.5 Xe) bir minimuma yakınsamaktadır. Başka bir ifadeyle 1 atm basınçtaki bir Argon-Zenon karışımında en yüksek kazanca erişebilmek için Zenon kesri yaklaşık %4.5 olmalıdır. Dolayısıyla maksimum gaz kazancını belirlerken anot geriliminin değil karışım oranının etkili olması çok önemli bir sonuçtur.

Bu yakınsama değerinin daha yüksek anot gerilimlerinde de geçerli olup olmadığı test edilmelidir. Şekil 4.8 ile verilen hesaplamalar bu amaçla yapılmıştır.



Şekil 4.8. Argon-Zenon karışımlarında 1000-1900 V aralığındaki anot gerilimleri için hesaplanan gaz kazancı normalizasyonları.

Normalizasyon eğrileri 1000-1900 V aralığında da aynı Zenon kesrinde minimum yapmaktadır (\cong % 4.5 Xe). Bu nedenle gaz kazancı maksimumlarının gözleendiği karışım oranının aynı basınç için anot gerilimi ile değişmediği anlaşılmaktadır.

Buna göre Kesim 4.1.1’de farklı basınçlarda sadece 800 V için belirlenen kazanç piki hesaplamalarının gerilimler değişse de geçerli olduğu ve kazanç maksimumlarının gözleendiği Zenon kesrinin gaz karışımının özellikleri ile ilgili olduğu sonucuna varılabilir.

5. SONUÇ

Argon-Zenon karışımlarında ulaşılabilecek en yüksek gaz kazançlarının Zenon kesrine bağlılığı farklı basınç ve anot gerilimine göre incelendi. İyonlaşma süreçlerinin gaz kazancına katkılarını bulmak için literatürde var olan enerji transfer olasılıkları Magboltz benzetişim programından hesaplanan transport parametreleri kullanıldı. Elde edilen veriler literatürde GEM detektörü kullanılarak yapılan ölçümler ile kıyaslandı. Hesaplamalarda kazancın maksimum olduğu Zenon kesirleri için aşağıda sıralanan sonuçlara ulaşıldı:

- 1 atm basınçta maksimum kazanç için hesaplanan Zenon kesri deneysel veriler ile tutarlıdır.
- Deneysel ölçümlerde gözleendiği gibi basınç artıkça kazanç piklerinin gözleendiği Zenon kesri azalmaktadır.
- Aynı basınç fakat farklı gerilimler için maksimum kazanca ulaşılan Zenon kesri değışmemektedir.
- Sonuçların tümü geliştirilen yöntemin doğruluğunu kanıtlamaktadır.

Bu tez çalışması kapsamında üretilen yöntemin uygulanması hedeflenen ileri analizler şöyledir:

- İncelemeler paralel levhalı bir detektör yapısı için genişletilebilir. Böylece yeni nesil detektörlerden biri olan ve elektrik alan konfigürasyonu paralel levhalı detektörlere benzeyen Micromegas'lardaki kazanç maksimumları hakkında daha fazla bilgi edinilebilir.
- Diğer gaz karışımları için benzer hesaplamalar yapılarak en yüksek kazanca karşılık gelen karışım oranları belirlenebilir.
- Kazancın maksimum olduğu karışım oranlarının basınç ile değışimi modellenilebilir.

KAYNAKLAR

- Agrawal, P.C., Ramsey, B.D., Weisskopf, M.C., (1989)., Study of argon-based Penning gas mixtures for use in proportional counters, *Nucl. Instrum. Meth. A* 277(2-3), 557-564. doi: 10.1016/0168-9002(89)90789-4
- Ahmed, S. N. (2007). *Physics and engineering of radiation detection*. Büyük Britanya: Academic Press.
- Al Atoum, B., Biagi, S. F., González-Díaz, D., Jones, B. J. P. ve McDonald, A. D. (2020). Electron transport in gaseous detectors with a Python-based Monte Carlo simulation code. *Computer Physics Communications*, 254(107357). doi: 10.1016/j.cpc. 2020.107357
- Alexander, G., Cohen, I. (2001). Moller scattering polarimetry for high energy $e^+ e^-$ linear colliders. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 486(3), 552-567. doi: 10.1016/S0168-9002(01)02167-2
- Alexopoulos, T., Attié, D., Boyer, M., Colas, P., Derré, J., Diblen, F., ... Tsipolitisa, G. (2010). Micromegas study for the sLHC environment. *Journal of Instrumentation*. doi: 10.1088/1748-0221/5/02/P02003
- Alsamak, I. A. M. (2024). Gazlı Parçacık Detektörleri için Sinyal Oluşum Mekanizmalarının İncelenmesi (Yüksek lisans tezi, Uludağ Üniversitesi, Bursa). Erişim adresi: <https://acikerisim.uludag.edu.tr/items/cc43c6ea-13a9-4d99-a0af-09d2c46e5b7a>
- Altunbas, C., Capéans, M., Dehmelt, K., Ehlers, J., Friedrich, J., Konorov, I., ... van Stenis, M. (2002) Construction, test and commissioning of the Triple-GEM tracking detector for COMPASS. *Nucl. Instr. and Meth. A*, 490(1-2), 177-203. doi: 10.1016/S0168-9002(02)00910-5
- Amaro, F., Veloso, F.C.A., Maia, J.M., Breskin, A., Chechik, R., dos Santos, M.F. (2004). Noble-gas operation of Micro-Hole and Strip Plate electron multipliers at atmospheric-to-high pressures. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 535(1-2), 341-346. doi: /10.1016/j.nima.2004.07.262
- Amsler, C. (2015). *Nuclear and Particle Physics*. doi: 10.1088/978-0-7503-1140-3
- Aprile, E., Bolotnikov, A. E., Bolozdynya, A. I. ve T. Doke. (2006). *Noble Gas Detectors*. Almanya Cumhuriyeti: WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA.
- Attié, D., Aune, S., Berthoumieux E., Bossù F., Colas P., Delbart, A., ... Wu, Z. (2021). Current Status and Future Developments of Micromegas Detectors for Physics and Applications. *Applied. Sciences*, 11(12), 5362. doi: 10.3390/app11125362

- Auriemma, G., Fidanza, D., Pirozzi, G., ve Satriano C. (2003). Experimental determination of the Townsend coefficient for Argon–CO₂ gas mixtures at high fields. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 513(3), 484–489. doi:10.1016/S0168-9002(03)02074-6
- Banquè, F.F. (2007). *New micro pattern gas detector for x-ray diffraction experiments in the sub-millisecond time scale* (Doktora tezi, Universitat Autònoma de Barcelona). Erişim adresi: <https://ddd.uab.cat/pub/tesis/2007/tdx-1005107-164748/ffb1de1.pdf>
- Biagi, S. F. (1999). Monte Carlo simulation of electron drift and diffusion in counting gases under the influence of electric and magnetic fields, *Nucl. Instrum. Meth. A* 421(1–2), 234– 240. doi: 10.1016/S0168-9002(98)01233-9
- Bortfeldt, J. (2014). Development of Floating Strip Micromegas Detectors. doi: 10.5282/edoc.16972
- Braibant, S., Giacomelli, G., Spurio, M. (2009). *Particles and Fundamental Interactions*. İtalya: Springer.
- Bronić, I. K., Grosswendt, B. (1998). Gas amplification and ionization coefficients in isobutane and argon-isobutane mixtures at low gas pressures. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 142(3), 219-244. doi:10.1016/S0168-583X(98)00286-9
- Charles, M.W. (1972). Gas gain measurements in proportional counters. *J. Phys. E* 5 (1972) 95. doi: 10.1088/0022-3735/5/1/031
- Charpak, G., Derré, J., Giomataris, Y., Rebourgeard, Ph. (2002). Micromegas, a multipurpose gaseous detector. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 478(1-2), 26-36. doi: 10.1016/S0168-9002(01)01713-2
- Coderre, J. (2006). Interactions of Photons with Matter. Erişim adresi: https://dspace.mit.edu/bitstream/handle/1721.1/104092/22-01-fall-2006/contents/lecture-notes/energy_dep_photo.pdf
- Cortez, A. F. V. (2018). Novel Techniques for High Pressure Noble Gas Radiation Detectors. <https://estudogeral.uc.pt/handle/10316/83817>
- Dafni, T. (2005). A Search for Solar Axions with the MICROMEAS Detector in CAST (Doktora tezi, Technical Univeristy, Darmstadt). Erişim adresi: <https://cds.cern.ch/record/1496936/files/Thesis-2005-Dafni.pdf?version=1>
- D’Auria, S. (2018). Introduction to Nuclear and Particle Physics. doi: 10.1007/978-3-319-93855-4

- Eckhard, J. (May 5,2014). Cherenkov radiation. Erişim adresi: https://www.thphys.uni-heidelberg.de/~wolschin/eds14_3.pdf
- Fabjan, C. W., ve Schopper, H. (Ed.). (2020). Particle Physics Reference Library Volume 2: Detectors for Particles and Radiation. İsviçre: Springer.
- Frass, W., Walczak, R., Michaelmas. (2009). C4: Particle Physics Major Option Passage of Particles Through Matter. Erişim adresi: <https://www2.physics.ox.ac.uk/sites/default/files/Passage.pdf>
- Garfield-simulation of gaseous detectors. (t.y). Erişim adresi: <https://garfield.web.cern.ch/garfield/>
- Groom, D.E., Klein, S.R. (2019). Passage of Particles Through Matter. Erişim Adresi: <https://pdg.lbl.gov/2019/reviews/rpp2019-rev-passage-particles-matter.pdf>
- Gruppen, C. (1996). Particle Detectors. Birleşik Krallık: Cambridge University Press.
- Gruppen, C. (2008). Particle Detectors. New York, ABD: Cambridge University Press. doi: 10.1017/CBO9780511534966
- Gruppen, C., Buvat, I. (2012). Handbook of Particle Detection and Imaging. doi: 10.1007/978-3-642-13271-1
- Guedes, G.P., Breskin, A., Chechik, R., Vartsky, D., Bar, D., Barbosa, A.F., Marinho, P.R.B. (2003). Two-dimensional GEM imaging detector with delay-line readout. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 513(3), 473-483. doi: 10.1016/S0168-9002(03)02017-5
- Iodice, M. (2015). Micromegas detectors for the Muon Spectrometer upgrade of the ATLAS experiment. J. Instrum., 10(C02026). doi: 10.1088/1748-0221/10/02/C02026
- Jelley, J. V. (1955). Cerenkov radiation and its applications. British Journal of Applied Physics, 6(7), 277. doi:10.1088/0508-3443/6/7/301
- Jenkins, D. (2020). Radiation Detection for Nuclear Physics Methods and industrial applications. doi:10.1088/978-0-7503-1428-2
- Kessara, A. (2021). Nükleer Tıp Fiziği. Ankara: İksad Yayınları. ISBN: 978-625-8007-24-4
- Khan, F.M. (2003). The Physics of Radiation Therapy (3.Baskı). Amerika Birleşik Devletleri: Lippincott Williams & Wilkins.

- Kim, D., Andriamonje, S., Bak, S., Hong, S., Kadi, Y., Park, T., Shin, J., Tenreiro. (2013). Simulation and Measurement of characteristics of MICROMEAS gaseous detectors. *Applied Radiation and Isotopes*. 81, 156-161. doi: 10.1016/j.apradiso.2013.03.078.
- Knoll, G. F. (2010). *Radiation detection and measurement*. New York, ABD: John Wiley and Sons, Inc.
- Kolanoski, H., Vermes, N. (2022). *Particle Detectors Fundamentals and Applications (2.Baskı)*. Birleşik Krallık: Oxford University Press.
- Krane, K.S. (2012). *Modern Physics (3.Baskı)*. Amerika Birleşik Devletleri: John Wiley & Sons, Inc.
- L'Annunziata, M. F. (2012). *Handbook of Radioactivity Analysis (3. Baskı)*. Amerika Birleşik Devletleri: Elsevier Inc.
- Leo, W. R. (1994). *Techniques for nuclear and particle physics experiments*. Berlin, Almanya: Springer. doi: 10.1007/978-3-642-57920-2
- Özünü, Ö. (2017). *Yüksek Enerji Fizikinde Kullanılan Gazlı Detektörlerin İncelenmesi (Yüksek lisans tezi, Uludağ Üniversitesi, Bursa)*. Erişim Adresi: <https://acikerisim.uludag.edu.tr/items/afd31458-ae68-4462-9edd-4431184ec9be>
- Pfeiffer, D., De Keukeleere, L., Azevedo, C., Belloni, F., Biagi, S., Grichine, V., ... Veenhof, R. (2019). Interfacing Geant4, Garfield++ and Degrad for the simulation of gaseous detectors. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 935, 121-134. doi:10.1016/j.nima.2019.04.110
- Pinto, S. D. (2010). Micropattern gas detector technologies and applications, the work of the RD51 collaboration. *IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference*. doi: 10.1109/NSSMIC.2010.5873870
- Podgoršak, E.B. (2016). *Radiation Physics for Medical Physicists (3.Baskı)*. İsviçre: Springer. Erişim Adresi: <https://link.springer.com/book/10.1007/978-3-319-25382-4>
- Powsner, R. A., Palmer, M. R., Powsner, E. R. (2013). *Essentials of Nuclear Medicine Physics and Instrumentation (3.Baskı)*. Birleşik Krallık: John Wiley & Sons, Incorporated.
- Sarı, C. (2022). *Mikro Desenli Parçacık Detektörleri için Hesaplama Yöntemleri (Yüksek lisans tezi, Uludağ Üniversitesi, Bursa)*. Erişim Adresi: <https://acikerisim.uludag.edu.tr/items/70434b9b-283a-444c-b6fd-ebe7f522a5a0>

- Sauli, F. (2014). Gaseous radiation detectors: fundamentals and applications. New York, ABD: Cambridge University Press. doi: 10.1017/CBO9781107337701
- Sernicki, J. (1997). Some practical data on the first Townsend coefficient of organic vapour in avalanche counters, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 399(2-3), 347-353. doi:10.1016/S0168-9002(97)00949-2
- Şahin, Ö., Tapan, İ., Özmutlu, E., N., Veenhof, R. (2010). Penning transfer in argon-based gas mixtures. JINST 5 P05002. doi: 10.1088/1748-0221/5/05/P05002
- Şahin, Ö. (2011). Gazlı detektör benzetişimi için yeni yöntemler. (Doktora tezi, Uludağ Üniversitesi, Bursa). Erişim adresi: <http://hdl.handle.net/11452/10446>
- Şahin Ö., Tadeusz Z. Kowalski, Rob Veenhof. (2014). High-precision gas gain and energy transfer measurements in Ar-CO₂ mixtures. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, 768, 104-111. doi:10.1016/j.nima.2014.09.061
- Şahin, Ö. (2018). Gazlı parçacık detektörlerinin çalışma verimi ve kararlılığının incelenmesi. Uludağ Üniversitesi Mühendislik Fakültesi Dergisi, 23(3), 49-60. doi: 10.17482/uumfd.421199.
- Şahin, Ö. (2022). Gazlı Detektörler. Dr. Öğr. Üyesi E. Ebru Ermiş ve diğerleri (Yay.haz.), Türk Fizik Derneği 14. Ulusal Parçacık Hızlandırıcıları ve Dedektörleri Yaz Okulu, 8-11 Eylül 2022, Bodrum, Muğla, Bildiriler içinde (s.384-402). Topkapı-İstanbul: Anka Matbaa.
- URL 1.(t,y). Erişim adresi: <https://lms.su.edu.pk/download?filename=1587277059-chapter-1.pdf&lesson=2221> Erişim Tarihi: 20.06.2024
- Using Magboltz. (t,y). Erişim adresi: <https://magboltz.web.cern.ch/magboltz/usage.html>
- Veenhof, R. (1998). Garfield, recent developments. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 419(2), 726-730. doi:10.1016/S0168-9002(98)00851-1.
- Yalçın, Ş. L. (2013). Parçacıklar ve Radyasyonun Madde ile Etkileşmesi [Ders Notu]. İstanbul Üniversitesi, Fizik Bölümü. Erişim Adresi: <https://avesis.istanbul.edu.tr/latife.sahin/dokumanlar>
- Ye, Z., Sood, R.K., Sharma, D.P., Manchanda, R.K., Fenton, K.B. (1993). Gas amplification in high pressure proportional counters. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 329(1-2), 140-150. doi: 10.1016/0168-9002(93)90929-C
- Zatsarinny, O. (2006). BSR: B-spline atomic R-matrix codes. Computer Physics Communications, 174(4), 273-356. doi:10.1016/j.cpc.2005.10.006