RPC DETEKTÖRDE SİNYAL GELİŞİMİNİN İNCELENMESİ

Samet TAŞKIN

T.C.
BURSA ULUDAĞ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

RPC DETEKTÖRDE SİNYAL GELİŞİMİNİN İNCELENMESİ

Samet TAŞKIN
0009-0007-7425-4280

Prof. Dr. Nilgün DEMİR
(Danışman)

YÜKSEK LİSANS TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI

BURSA – 2026
Her Hakkı Saklıdır

ÖZET

YÜKSEK LİSANS TEZİ

RPC DETEKTÖRDE SİNYAL GELİŞİMİNİN İNCELENMESİ

Samet TAŞKIN

Bursa Uludağ Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı

Danışman: Prof. Dr. Nilgün DEMİR

RPC (Resistive Plate Chamber-Yüksek Dirençli Tabaka Odası) yüksek enerji fiziği deneylerinde, nükleer fizik uygulamalarında, medikal fizikte, görüntüleme sistemlerinde, özellikle PET cihazlarında, yaygın olarak kullanılan, paralel levhalı bir gazlı detektördür. Cam ve bakalit gibi yüksek öz dirençli ve arası gaz dolu levhalar ve levhalar üzerinde indüklenen sinyalleri toplamayı sağlayan okuma şeritlerinden oluşur. Detektör, çığ ve flama modu olmak üzere iki farklı modda çalışabilmektedir.

Bu çalışmada, çığ modda çalışan RPC ele alındı. Detektörden geçen bir yüklü parçacık yüksek elektrik alan bölgesine girdiğinde, birincil iyon çiftleri oluşturur ve bu çiftler gaz içinde yeterli enerjiye sahipse yeni bir iyon çifti üretebilir. Bu şekilde gaz hacmi içinde bir yük çoğalması meydana gelir ki bu olay, çığ sürecinin oluşumuna sebep olur.
RPC detektörde alınan sinyal, diğer geleneksel yapıdaki gazlı detektörlerde olduğu gibi, doğrudan çığ sonucunda üretilen iyonizasyon sinyali değildir. Çığ boyunca üretilen yüklerin, yüksek dirençli levhaları indüklemesi ile levhalar üzerinde indüklenme ile bir yük birikir ve akım oluşur. Böylece indüklenme ile oluşan yük miktarı bu detektör için önemli parametrelerden biridir. Elbette, sinyal gelişiminde detektör hacmi içinde seçilen gazın cinsi, detektöre uygulanan voltaj değeri, oluşan iyon yüklerinin sayısını dolayısı ile indüklenme ile oluşan yük miktarını değiştirecektir. Bu çalışmada, yüksek dirençli levhaların cinsine ve özelliklerine bağlı olarak, farklı gaz karışımları ve voltaj değerlerinde, RPC detektörü için sinyal gelişimi, Monte Carlo yöntemi ile Python programlama dilinde örneklenmiştir.

Anahtar Kelimeler: Monte Carlo benzetimi, Yüksek Dirençli Plaka Odası, Sinyal gelişimi, Python

2026, xvii + 65 sayfa.

ABSTRACT

MSc Thesis

INVESTIGATION OF SIGNAL DEVELOPMENT IN RPC DETECTOR

Samet TAŞKIN

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

Supervisor: Prof. Dr. Nilgün DEMİR

The Resistive Plate Chamber (RPC) is a parallel-plate gaseous detector widely used in high-energy physics experiments, nuclear physics applications, and medical imaging systems, particularly in Positron Emission Tomography (PET). It consists of high-resistivity plates, typically made of materials such as glass or bakelite, separated by a gas-filled gap, along with readout strips that collect the signals induced on the electrodes. RPC detectors can operate in two distinct modes: avalanche and streamer.

In this study, an RPC operating in avalanche mode is considered. When a charged particle traverses the detector and enters a region of high electric field, it produces primary ion pairs. If these ion pairs acquire sufficient energy within the gas, they can generate additional ionization, leading to charge multiplication in the gas volume. This process results in the development of an avalanche. Unlike conventional gaseous detectors, the signal obtained in an RPC is not directly due to the ionization produced during the avalanche process. Instead, the charges generated along the avalanche induce signals on the high-resistivity plates, resulting in charge accumulation and the formation of a measurable current. Therefore, the induced charge is one of the key parameters characterizing the detector performance. Furthermore, signal development depends on several factors, including the type of gas mixture used, the applied high voltage, and the number of ion pairs produced, all of which directly influence the magnitude of the induced charge. In this work, the signal development in an RPC detector is modeled as a function of different gas mixtures and applied voltage values, as well as the properties of the resistive plates. The simulations are performed using the Monte Carlo method implemented in the Python programming language.

Keywords: Monte Carlo simulation, Resistive Plate Chamber, Signal development, Python

2026, xvii + 65 pages.

TEŞEKKÜR

Bu çalışmada bana destekleri, bilgi birikimi ve danışmanlığı ile büyük destek olan Prof. Dr. Nilgün DEMİR hocama, hiçbir zaman benden desteğini esirgemediği ve sonuna kadar güvendiği için teşekkürlerimi sunarım.

Doktora öğrencisi Furkan TOKAÇ'a çalışmamda verdiği desteklerden dolayı teşekkürlerimi sunarım.

Ayrıca çalışmalarımda bana destek olan doktora öğrencisi Şevket Burçak DAĞLI' ya ve Uludağ Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü lisans öğrencisi Yıldız DEMİR' e teşekkürlerimi sunarım.

Son olarak her zaman yanımda olan sevgili aileme ve iş arkadaşlarıma bu süreçte bana verdiği desteklerden dolayı teşekkürlerimi sunarım.

Samet TAŞKIN
23/01/2026

İÇİNDEKİLER

	Sayfa
ÖZET……	viii
ABSTRACT……	ix
TEŞEKKÜR……	x
SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ……..	xii
ŞEKİLLER DİZİNİ……..	xiv
ÇİZELGELER DİZİNİ…….	xvii
1. GİRİŞ…..…….	1
2. KURAMSAL TEMELLER ve KAYNAK ARAŞTIRMASI…….....	3
2.1. Klasik Gazlı Detektörler…….....	3
2.1.1. İyonizasyon Odası……..	5
2.1.2. Sürüklenme Odası……..	6
2.1.3. Orantılı Sayaçlar ……	7
2.2. Paralel Yapılı Gazlı Detektörler ……	10
2.2.1. Kıvılcım ve Flama Detektörler ……..	11
2.2.2. Dirençli Tabaka Odası (RPC) ……	13
2.3. RPC Detektörlerde Sinyal Gelişimi …….....	18
2.3.1. Birincil İyonizasyonların Oluşumu ……	18
2.3.2. Yük Çoğalma Mekanizması (Kazanç) ……...	19
2.3.3. İndüklenen Yük ve Akım ……..	20
2.4. RPC Detektörlerinde Verim ve Çözünürlük ……	23
3. MATERYAL ve YÖNTEM ……	25
3.1. Python Kodu …….....	25
3.2. RPC'de Sinyal Oluşumunun Monte-Carlo ile Benzetimi…….	27
3.2.1. Monte Carlo Benzetim Yöntemi……..	27
3.2.2. Benzetim Programının İç Yapısı……..	28
4. BULGULAR ve TARTIŞMA…….	37
4.1. (%79,3 Ar - % 20,7 i-C_4H_{10}) Gaz Karışımı için Elde Edilen Sonuçlar ……..	37
4.2. (%17,8 Ar - % 82,2 CH_4) Gaz Karışımı için Elde Edilen Sonuçlar ……..	43
5. SONUÇ ……...	57
KAYNAKLAR……...	63
ÖZGEÇMİŞ……...	65

SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ

Simgeler	**Açıklama**
pA	Piko-Amper
v	Volt
w	Hız
t	Zaman
kV	Kilo Volt
ns	Nano Saniye
ps	Piko Saniye
s	Saniye
Ω cm	Ohm Santimetre
E	Elektrik Alan
n_{cl}	İyon-elektron kümeleri
λ	Birim uzunluk başına küme sayısının ortalama değeri
g	Gaz Kalınlığı
α	Birincil Townsend veya iyonizasyon katsayısı
n_0	Toplam elektronların sayısı
n_T	Toplam iyonizasyon adeti
E_w	Ağırlıklı alan
v_d	Sürüklenme hızı
q	Yük
d	Elektrot plakası kalınlığı
ε_r	Elektrotun göreli dielektrik geçirgenliği
e	Elektronun yükü
η	Bağlanma katsayısı
σ	Tesir kesiti
P	Basınç
σ_{iy}	İyonizasyon tesir kesiti
σ_{ex}	Toplam uyarma tesir kesiti
σ_{el}	Elastik saçılma tesir kesiti
σ_T	Elektronun toplam etkileşme tesir kesiti
N	Ortamın birim hacmindeki elektron sayısı
E_k	Kinetik Enerji
θ	Saçılma açısı
I	Serbest yol
eV	Elektro Volt

Kısaltmalar	**Açıklama**
RPC	Dirençli Plaka Odası
CERN	Avrupa Nükleer Araştırma Merkezi
LHC	Büyük Hadron Çarpıştırıcısı
ATLAS	Büyük Toroidal LHC Aparatı
CMS	Kompakt Müon Selonoidi
MWPC	Çok Telli Orantılı Sayaç

MSGC	Mikro-Strip Gaz Detektörü
TPC	Zaman Gözlem Odası
ITC	İç İzleme Detektörü
GEM	Gaz Elektron Çoğaltıcısı
DC	Doğru Akım
SMPC	Tek Parçacık Monte Carlo Yöntemi
HV	Yüksek Voltaj

ŞEKİLLER DİZİNİ

		Sayfa
Şekil 2.1.	Düzlemsel ve silindirik iyonizasyon odalarının şematik çizimleri; "pA" pico-ampermetreleri ifade etmektedir; yani çok küçük akım değerlerini ölçmek için kullanılan cihazlardır (Abbrescia ve diğerleri, 2018)	5
Şekil 2.2.	Tek hücreli sürüklenme odasının çalışma prensibini gösterir. Uygun potansiyellerde bir dizi katot teli, sürüklenme uzayında tek biçimli bir alan bölgesi oluşturur. İyonlaştırıcı bir olay tarafından üretilen elektronlar hücrenin bir ucuna göç eder ve burada tek telli orantılı bir sayaçta çığ çoğalması meydana gelir. Bu durumda koordinat, sürüklenme süresiyle orantılıdır (zaman referansı, harici bir parıldama sayacı tarafından verilir) (Sauli, 1977)	6
Şekil 2.3.	(a) İlk versiyonu bölünmemiş katot düzlemli bir orantılı sayaç ve (b) katotların birbirlerinden ayrılmış (şeritler,teller,vb.) şeması (Abbrescia ve diğerleri, 2018)	7
Şekil 2.4.	Fotonlar veya yüklü parçacıklar tarafından ışınlanan tek telli bir sayaç için tipik voltaj-akım grafiği (Abbrescia ve diğerleri, 2018)	8
Şekil 2.5.	Flama odası ile elde edilen bir görsel (Abbrescia ve diğerleri, 2018)	13
Şekil 2.6.	Parkhomchuk ve arkadaşları tarafından bulunan ve test edilen RPC' nin ilk tasarımının şematik gösterimidir. 1- İletken tabaka, 2- Yarı iletken cam, 3- Bakır katot (Parkhomchuk ve diğerleri, 1971)	14
Şekil 2.7.	Dirençli bir plaka odası detektörünün çalışma prensibini gösterir. Dış plakalar, üzerine yüksek voltaj uygulanan ve plakalar arasında bir elektrik alanı oluşturan elektrotlardır. Bu detektörün içi gazla doldurulmuş ve içinden geçen elektron iyonizasyon izi bırakmakta ve serbest kalan elektronlardan birinin townsend çığına dönüşümü gösterilmektedir (Van Assche, 2016)	16
Şekil 2.8.	Üç belirli durum için elektronegatif gaz karışımlarında çığ yapısının kimyasını göstermektedir: (a) çığ gelişimine yeni başlamıştır, bazı elektronlar yakalanır ve elektronegatif moleküller oluşturur. (içlerinde negatif işaretli daireler), (b) orta büyüklükte bir çığ oluşur. (c) çığın başı anoda ulaşır: hızlı sinyal bileşeni elektron hareketi tarafından belirlenirken, negatif iyonlar yavaş sinyale katkıda bulunur (Abbrescia ve diğerleri, 2018)	17
Şekil 2.9.	Flama gelişiminin şematiği**:** (a) Flama moddan kıvılcım geçişi sırasında akıma karşı gelen zaman değişim şeması. (b) Aşırı gerilim artışı ile ortaya çıkan flama daralma etki şeması (Abbrescia ve diğerleri, 2018)	18
Şekil 2.10.	Ramo–Shockley teoremi bağlamında ağırlık alanının hesaplanmasına yönelik kavramsal bir taslak: koyu gri elektrot	21

	okuma elektrodu olup (kavramsal olarak 1 potansiyeline ayarlanır), açık gri elektrotların tümü ise 0 potansiyeline ayarlanır. Bu sınır koşulları altında, standart bir elektrik alanın hesaplanmasına benzer biçimde elde edilen alan, ağırlık alanı olarak tanımlanır. Bu alan, indüklenen sinyalin hesaplanabilmesi için yükün sürüklenme hızı ile skaler çarpıma tabi tutulur (Abbrescia ve diğerleri, 2018)	
Şekil 3.1.	RPC detektör geometrisi (Riegler, 2003)	28
Şekil 4.1.	1 mm gaz boşluğunda homojen ve ağırlıklı alan yaklaşımı için ortalama elastik saçılma grafiği.	37
Şekil 4.2.	1 mm gaz boşluğunda homojen ve ağırlıklı alan yaklaşımı için ortalama eksitasyon grafiği.	37
Şekil 4.3.	1 mm gaz boşluğunda homojen ve ağırlıklı alan yaklaşımı için ortalama iyonizasyon grafiği.	37
Şekil 4.4.	2 mm gaz boşluğunda homojen ve ağırlıklı alan yaklaşımı için ortalama elastik saçılma grafiği.	39
Şekil 4.5.	2 mm gaz boşluğunda homojen ve ağırlıklı alan yaklaşımı için ortalama eksitasyon grafiği.	39
Şekil 4.6.	2 mm gaz boşluğunda homojen ve ağırlıklı alan yaklaşımı için ortalama iyonizasyon grafiği.	39
Şekil 4.7.	3 mm gaz boşluğunda homojen ve ağırlıklı alan yaklaşımı için ortalama elastik saçılma grafiği.	40
Şekil 4.8.	3 mm gaz boşluğunda homojen ve ağırlıklı alan yaklaşımı için ortalama eksitasyon grafiği.	40
Şekil 4.9.	3 mm gaz boşluğunda homojen ve ağırlıklı alan yaklaşımı için ortalama iyonizasyon grafiği.	40
Şekil 4.10.	4 mm gaz boşluğunda homojen ve ağırlıklı alan yaklaşımı için ortalama elastik saçılma grafiği.	41
Şekil 4.11.	4 mm gaz boşluğunda homojen ve ağırlıklı alan yaklaşımı için ortalama eksitasyon grafiği.	41
Şekil 4.12.	4 mm gaz boşluğunda homojen ve ağırlıklı alan yaklaşımı için ortalama iyonizasyon grafiği.	41
Şekil 4.13.	1,2,3,4 mm gaz boşluğu için homojen alan yaklaşımı ile elde edilen ortalama iyonizasyon grafiği.	42
Şekil 4.14.	1,2,3,4 mm gaz boşluğu için ağırlıklı alan yaklaşımı ile elde edilen ortalama iyonizasyon grafiği.	42
Şekil 4.15.	1 mm gaz boşluğunda homojen ve ağırlıklı alan yaklaşımı için ortalama elastik saçılma grafiği.	44
Şekil 4.16.	1 mm gaz boşluğunda homojen ve ağırlıklı alan yaklaşımı için ortalama eksitasyon grafiği.	44
Şekil 4.17.	1 mm gaz boşluğunda homojen ve ağırlıklı alan yaklaşımı için ortalama iyonizasyon grafiği.	44
Şekil 4.18.	2 mm gaz boşluğunda homojen ve ağırlıklı alan yaklaşımı için ortalama elastik saçılma grafiği.	45
Şekil 4.19.	2 mm gaz boşluğunda homojen ve ağırlıklı alan yaklaşımı için ortalama eksitasyon grafiği.	45
Şekil 4.20	2 mm gaz boşluğunda homojen ve ağırlıklı alan yaklaşımı için ortalama iyonizasyon grafiği.	45

Şekil 4.21.	3 mm gaz boşluğunda homojen ve ağırlıklı alan yaklaşımı için ortalama elastik saçılma grafiği.	46
Şekil 4.22.	3 mm gaz boşluğunda homojen ve ağırlıklı alan yaklaşımı için ortalama eksitasyon grafiği.	46
Şekil 4.23.	3 mm gaz boşluğunda homojen ve ağırlıklı alan yaklaşımı için ortalama iyonizasyon grafiği.	46
Şekil 4.24.	4 mm gaz boşluğunda homojen ve ağırlıklı alan yaklaşımı için ortalama elastik saçılma grafiği.	48
Şekil 4.25.	4 mm gaz boşluğunda homojen ve ağırlıklı alan yaklaşımı için ortalama eksitasyon saçılma grafiği.	48
Şekil 4.26.	4 mm gaz boşluğunda homojen ve ağırlıklı alan yaklaşımı için ortalama iyonizasyon grafiği.	48
Şekil 4.27.	1,2,3,4 mm gaz boşluğu için homojen alan yaklaşımı ile elde edilen ortalama iyonizasyon grafiği.	49
Şekil 4.28.	1,2,3,4 mm gaz boşluğu için ağırlıklı alan yaklaşımı ile elde edilen ortalama iyonizasyon grafiği.	49
Şekil 4.29.	1 mm gaz boşluğu için homojen alan yaklaşımı ile elde edilen ortalama yük dağılımının karşılaştırması grafiği.	51
Şekil 4.30.	1 mm gaz boşluğu için ağırlıklı alan yaklaşımı ile elde edilen ortalama yük dağılımının karşılaştırması grafiği.	51
Şekil 4.31.	2 mm gaz boşluğu için homojen alan yaklaşımı ile elde edilen ortalama yük dağılımının karşılaştırması grafiği.	52
Şekil 4.32.	2 mm gaz boşluğu için ağırlıklı alan yaklaşımı ile elde edilen ortalama yük dağılımının karşılaştırması grafiği.	52
Şekil 4.33.	3 mm gaz boşluğu için homojen alan yaklaşımı ile elde edilen ortalama yük dağılımının karşılaştırması grafiği.	54
Şekil 4.34.	3 mm gaz boşluğu için ağırlıklı alan yaklaşımı ile elde edilen ortalama yük dağılımının karşılaştırması grafiği.	54
Şekil 4.35.	4 mm gaz boşluğu için homojen alan yaklaşımı ile elde edilen ortalama yük dağılımının karşılaştırması grafiği.	55
Şekil 4.36.	4 mm gaz boşluğu için ağırlıklı alan yaklaşımı ile elde edilen ortalama yük dağılımının karşılaştırması grafiği.	55
Şekil 4.37.	Her iki gaz karışımı için homojen ve ağırlıklı alan yaklaşımı ile elde edilen maksimum elastik saçılma değerlerinin gaz boşluğuna bağlı değişimi.	59
Şekil 4.38.	Her iki gaz karışımı için homojen ve ağırlıklı alan yaklaşımı ile elde edilen maksimum eksitasyon değerlerinin gaz boşluğuna bağlı değişimi.	61
Şekil 4.39.	Her iki gaz karışımı için homojen ve ağırlıklı alan yaklaşımı ile elde edilen maksimum iyonizasyon değerlerinin gaz boşluğuna bağlı değişimi.	62

.

ÇİZELGELER DİZİNİ

			Sayfa
Çizelge	4.1.	Her iki gaz karışımı için homojen ve ağırlıklı alan yaklaşımı ile elde edilen maksimum elastik saçılma verileri	59
Çizelge	4.2.	Her iki gaz karışımı için homojen ve ağırlıklı alan yaklaşımı ile elde edilen maksimum eksitasyon verileri	60
Çizelge	4.3.	Her iki gaz karışımı için homojen ve ağırlıklı alan yaklaşımı ile elde edilen maksimum iyonizasyon verileri	61

1. GİRİŞ

RPC (Resistive Plate Chamber-Yüksek Dirençli Tabaka Odası), yüksek enerji fiziği deneylerinde, nükleer fizik uygulamalarında, medikal fizikte, görüntüleme sistemlerinde, özellikle PET cihazlarında, yaygın olarak kullanılan, paralel levhalı bir gazlı detektördür. Cam ve bakalit gibi yüksek özdirençli malzemelerden yapılmış, aralarında gaz bulunan levhalar ile bu levhalar üzerinde indüklenen sinyalleri toplayan okuma şeritlerinden oluşur. Detektör, çığ ve flama modu olmak üzere iki farklı modda çalışabilmektedir.

Bu çalışmada çığ modda çalışan RPC ele alınmıştır. Detektörden geçen bir yüklü parçacık yüksek elektrik alan bölgesine girdiğinde, birincil iyon çiftleri oluşturur ve bu çiftler gaz içinde yeterli enerjiye sahipse yeni bir iyon çifti üretebilir. Bu şekilde gaz hacmi içinde bir yük çoğalması meydana gelir ki bu olay, çığ sürecinin oluşumuna sebep olur. RPC detektörün diğer gazlı detektörlere göre avantajı, yüksek konum (100 mikrometrenin altında) ve özellikle zaman (50 ps'den daha iyi) çözünürlüğüne sahip olmasıdır. Böylece CERN'deki Büyük Hadron Çarpıştırıcı (LHC) deneylerinde müon takibi için ATLAS ve CMS detektörlerinin bir alt elemanı olarak kullanılmaktadır. Bunun yanı sıra ARGO-YB gibi laboratuvarlarda astrofizik deneylerinde, kozmik müon ölçümlerinde vb. çok sayıda araştırma merkezlerinde yaygın olarak yer almaktadır.

RPC detektörde alınan sinyal, diğer geleneksel yapıdaki gazlı detektörlerde olduğu gibi, doğrudan çığ sonucunda üretilen iyonizasyon sinyali değildir. Çığ boyunca üretilen yüklerin, yüksek dirençli levhaları indüklemesi ile levhalar üzerinde indüklenme ile bir yük birikir ve akım oluşur. Böylece indüklenme ile oluşan yük miktarı bu detektör için önemli parametrelerden biridir. Elbette, sinyal gelişiminde detektör hacmi içinde seçilen gazın cinsi, detektöre uygulanan voltaj değeri, oluşan iyon yüklerinin sayısını dolayısı ile indüklenme ile oluşan yük miktarını değiştirecektir. Bu çalışmada, yüksek dirençli levhaların cinsine ve özelliklerine bağlı olarak, RPC detektörü içerisine gönderilen bir elektronun detektör içerisinden geçişinde, %79,3 Ar - %20,7 i-C_4H_{10} gaz karışımlarında ve % 17,8 Ar - % 82,2 CH_4 olmak üzere farklı gaz karışımlarında; 1,2,3,4 mm gaz boşluğunda ve her gaz boşluğu için farklı voltaj değerleri için sinyal değişimleri python programlama dilinde Monte Carlo yöntemi ile incelenmiştir.

Bu çalışma RPC detektörü içerisinde elektronun geçişi esnasında elektronun maruz kalacağı homojen ve ağırlıklı elektrik alana bağlı yapacağı elastik saçılma, eksitasyon ve iyonizasyonun detektör üzerindeki sinyal gelişimini incelemektedir. İleride kazanç hesabı da katılarak detektörün daha verimli hale getirilmesi incelenebilir.

2. KURAMSAL TEMELLER ve KAYNAK ARAŞTIRMASI

2.1. Klasik Gazlı Detektörler

Yüklü atom altı parçacıklar, madde ile elektromanyetik etkileşime girmesi sonucu tespit edilebilirken, nötr parçacıklar dolaylı olarak madde içindeki etkileşimleri sonucunda üretilen yüklü parçacıklardan yola çıkarak tespit edilirler.

Bugün yüksek enerji fiziğinde önemli olan yüklü atom altı parçacıkları saptamak için üç ana yöntem vardır. Gaz iyonizasyonuna dayalı algılama, yarı iletkenlere dayalı algılama ve sintilasyona dayalı algılama. Bu yöntemler, yüklü parçacığın ortam ile Coulomb etkileşimi tarafından üretilen elektron iyonizasyonunun veya elektron uyarılmasının saptanmasına dayanır (Tavernier, 2010).

Gaz iyonizasyonuna dayalı algılama yöntemi için tarih boyunca üretilen pek çok gazlı detektör sistemleri mevcuttur. Bunun yanında çok çeşitli yarıiletken yapılı detektörler ve sintilasyon tabanlı detektörler, parçacık etkileşim mekanizmalarını incelemek üzere tasarlanmıştır.

Gazlı Detektörler, yüksek enerji fiziği deneylerinde parçacık deteksiyonu ve takibi için kullanılan detektörler ailesinin en önemli üyelerinden bir tanesidir. Bir parçacığın belli bir hacimden geçişini belirlemek için ortam olarak gazın kullanıldığı ilk detektör tipi 1908 yılında H. Geiger ve E. Rutherford tarafından geliştirilen orantılı sayaçlar 1923 yılında geliştirilerek Geiger –Müller adı verildi (Demir, 2002).

Gazlı detektörlerin tarihsel gelişiminde 1950'lerin başlarına kadar bulut odaları, nükleer emülsiyonlar ve Geiger-Müller tüpleri yaygın kullanıldılar. 1960-1985 yılları arasında kabarcık odacıkları popüler oldu.

Kırk yıl sonra 1968 yılında G. Charpak tarafından gazlı detektör ortamına giren iyonize edici radyasyonun geçiş konumunu belirlemek amacı ile çok telli orantılı sayaç (MWPC) geliştirildi. Bu tip gazlı detektörler yüksek enerji fiziğinde olduğu kadar astrofizik,

biyoloji teşhisler ve tıbbi görüntüleme gibi kendine birçok uygulama alanı buldu (Demir, 2002).

1970'li yıllardan itibaren çok telli orantılı sayaç (MWPC) ve sürüklenme odacıkları baskın olarak kullanılmaya başlandı. 1980'li yılların sonlarına doğru yarıiletken detektörler kullanılmaya başlandı. Son yıllarda gaz ve yarıiletken detektörlerinin beraber kullanıldığı hibrit teknolojiler de mevcuttur.

Yaklaşık 20 yıl sonra deneysel yüksek enerji fizikçileri Higgs Bozonları gibi ortaya atılan yeni teorileri deneysel olarak gözleyebilmek için yeni çalışmalara başladılar. Bunun için daha enerjik daha yüksek lüminosite sahip parçacık demeti üretecek hızlandırıcılar inşa edilmeye başlandı. Bu araştırmalar için artık klasik gazlı detektörler yetersiz kalmaya başladı. 1988 yılında Oed tarafından yüksek sayma kapasitesine, çok yüksek konum çözünürlüğüne sahip ve radyasyon hasarı oldukça düşük Mikro-Strip gaz detektörü (MSGC) geliştirildi (Oed, 1988). Takip eden yıllarda daha gelişmiş gazlı detektörleri yüksek enerji fiziği deneylerinde kullanabilmek amacı ile dünya çapında çeşitli Enstitülerde bu konudaki çalışmalar artmış ve bu çalışmalar sonucunda Zaman Gözlem Odası (TPC), İç İzleme Detektörü (ITC), Mikro-Gap ve Mikro-Dot gibi amaca yönelik gazlı detektörler geliştirilmiştir. Son olarak 1997 yılında F. Sauli tarafından sinyalin, gaz hacmi içerisinde bir ön yükseltme vasıtasıyla daha güçlü alınmasını sağlayan Gaz Elektron Çoğaltıcısı (GEM) geliştirildi (Sauli, 1997).

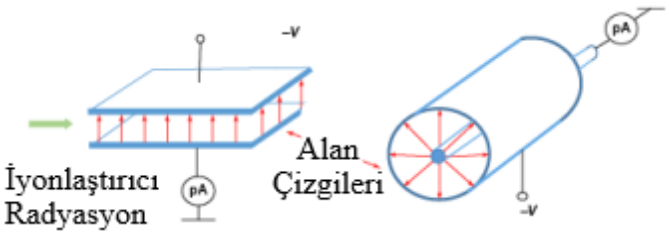
Günümüzde de detektör performansını arttırarak daha temiz ve çözünürlüğü yüksek çıkış sinyali elde edebilmek amacıyla kullanılan gazlar ve karışımlarla ilgili çalışmalar devam etmektedir (Demir, 2002).

Gazlı detektörlerin çalışma prensibi, yüklü bir parçacığın gaz hacmi içerisinde yolu boyunca gaz atomlarını iyonize ederek enerji kaybetmesi temeline dayanır. Elektronlar (negatif iyonlar) anoda, pozitif iyonlar ise katoda doğru hızlanırlar. Anot ya da katot üzerinde toplanan yük, sinyali oluşturur (Demir, 2022).

Gazlı detektör tiplerini sıralayacak olursak; iyonizasyon odaları, orantılı sayaçlar (tek telli orantılı sayaçlar, çok telli orantılı sayaçlar), sürüklenme odaları, TPC (zaman projeksiyon odası), mikro yapılı gazlı detektörlerdir (MSGC-mikro strip gaz odası, Mikromegas-mikro gözenekli gaz yapısı, GEM- gaz elektron çoğaltıcı).

2.1.1. İyonizasyon Odası

Tarihsel olarak, geçen yüzyılın başlarında deneysel ölçümlerde kullanılan ilk gazlı detektör, iyonizasyon odası olarak bilinmektedir. Bu detektör, deneysel gereksinimlere bağlı olarak farklı geometrilerde tasarlanabilir: düzlemsel, silindirik, küresel vb. Ancak, çalışma prensibi geometrisinden bağımsızdır. Düzlemsel ve silindirik iyonizasyon odalarının şematik çizimleri Şekil 2.1'de gösterilmiştir. İyonizasyon odaları, aralarında uygun bir gerilim farkı uygulanan iki metal elektrottan anot ve katottan oluşur. Bu tür detektörler, genellikle yaklaşık 1 atm basınçta olmak üzere çeşitli gazlarla (hava dahil) doldurularak çalıştırılabilir. Günümüzde hâlâ kullanılmaktadırlar (Abbrescia ve diğerleri, 2018).



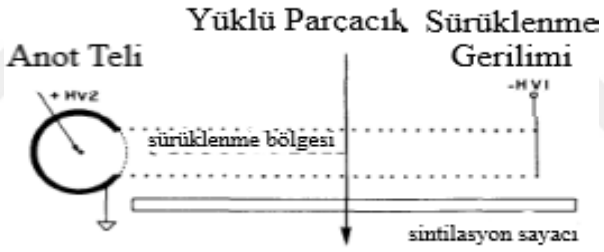
Şekil 2.1. Düzlemsel ve silindirik iyonizasyon odalarının şematik çizimleri; "pA" pico-ampermetreleri ifade etmektedir; yani çok küçük akım değerlerini ölçmek için kullanılan cihazlardır (Abbrescia ve diğerleri, 2018)

Bu detektör tipinde akımlar küçüktür ve uygulanan voltaja bağımlı değildir. Yüklü parçacık gazı iyonlaştırdığında gaz iletkenleşir, bir elektrik akım ortaya çıkar ve oluşan akım ölçülür.

2.1.2. Sürüklenme Odası

Sürüklenme odası, bir iyonlaşma olayının uzaysal koordinatları hakkında bilgi edinmek amacıyla elektronların sürüklenme sürelerini ölçme imkânı tanıyan bir detektör tipidir. Temel biçimde, tek hücreli bir sürüklenme odası, orantılı bir sayaç tarafından takip edilen orta düzeyde bir elektrik alan bölgesinde oluşur. Şekil 2.2' de gösterildiği gibi uygun alan şekillendirici elektrotlar, teller veya şeritler istenen elektriksel konfigürasyonun elde edilmesini sağlar. Gelen yüklü parçacık tarafından t_0 zamanında üretilen elektronlar elektrik alanına karşı w hızıyla hareket eder ve t zamanında çığ çoğalması meydana geldiği anot teline ulaşır. Anot teline göre iz koordinatı şu şekilde verilir;

$$x = \int_{t_0}^{t_1} w\, dt \tag{2.1}$$

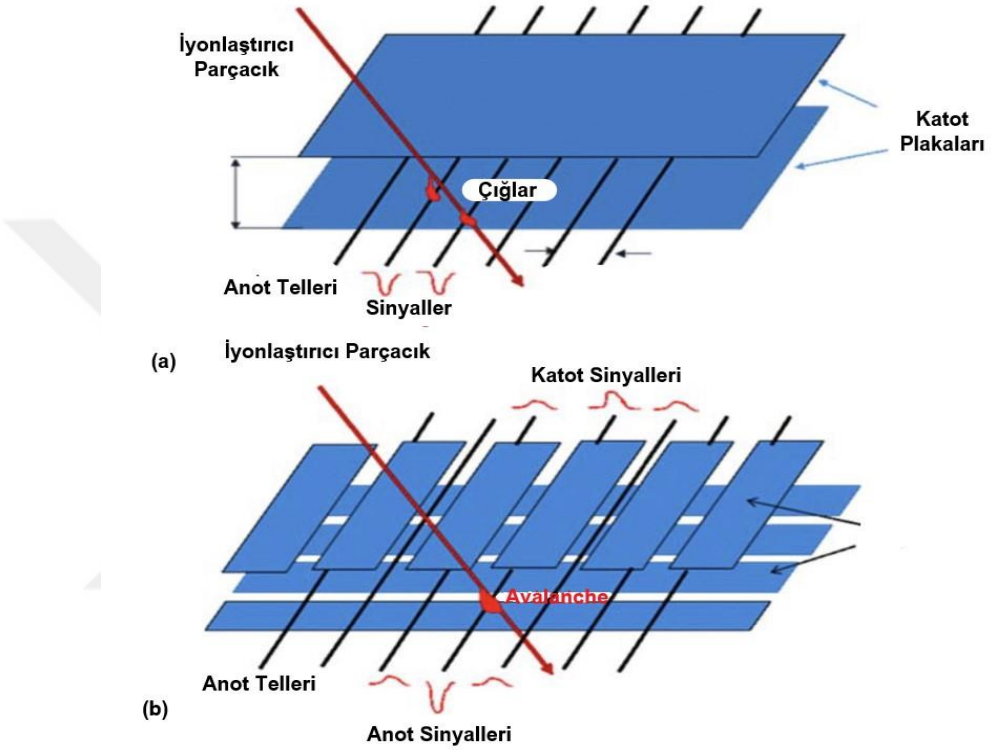


Şekil 2.2. Tek hücreli sürüklenme odasının çalışma prensibini gösterir. Uygun potansiyellerde bir dizi katot teli, sürüklenme uzayında tek biçimli bir alan bölgesi oluşturur. İyonlaştırıcı bir olay tarafından üretilen elektronlar hücrenin bir ucuna göç eder ve burada tek telli orantılı bir sayaçta çığ çoğalması meydana gelir. Bu durumda koordinat, sürüklenme süresiyle orantılıdır (zaman referansı, harici bir parıldama sayacı tarafından verilir) (Sauli, 1977)

Sürüklenme zamanının ölçülmesi, çok telli orantılı sayaçlara göre sürüklenme odalarında kullanılan anot tellerinin sayısını azaltır. Anot telleri arasındaki mesafenin küçük tutulması ile de önemli derecede yüksek uzaysal çözünürlük sağlanır. Normal olarak bu iki avantaj aynı anda da sağlanabilir (Demir, 2002).

2.1.3. Orantılı Sayaçlar

Orantılı sayaç, kıvılcım ve flama haznelerinin aksine, sürekli çalışan bir cihazdır. Bu nedenle yüksek bir hızda birden çok iz bırakan olayları kaydetmeye izin veren kendini tetikleyen hızlı bir elektronik okuma sistemi vardır.



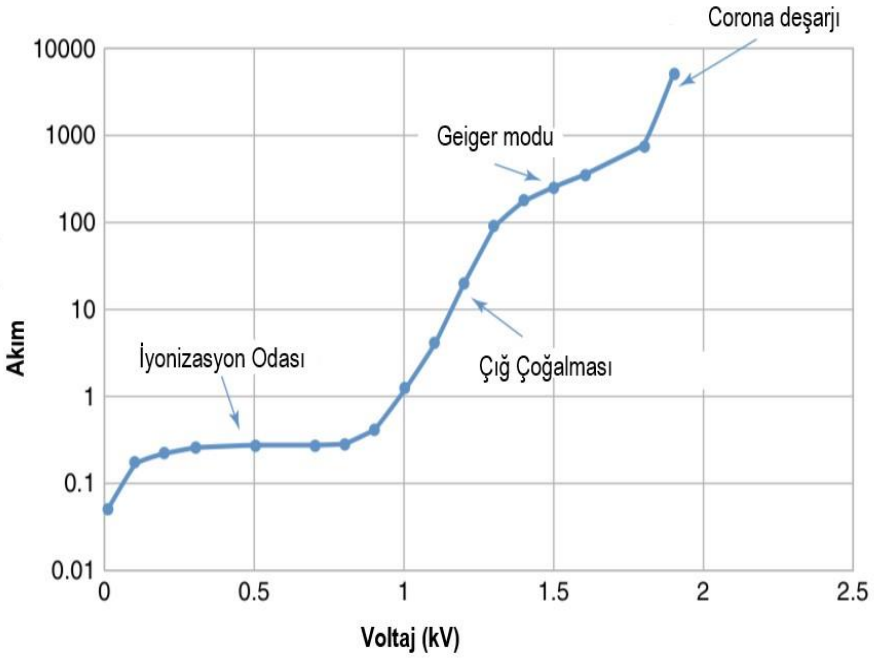
Şekil 2.3. (a) İlk versiyonu bölünmemiş katot düzlemli bir orantılı sayaç ve (b) katotların birbirlerinden ayrılmış (şeritler,teller,vb.) şeması (Abbrescia ve diğerleri, 2018)

Orantılı sayaçlar bir gazlı detektör tipidir. Yapı olarak iyonizasyon odasına benzer fakat bu yapıda daha yüksek gerilim uygulanır. Bu sayaçlar sayılmadan önce yükseltilmelidir. İlk iyonlaşma ve elektrik akımı orantılıdır.

Silindirik bir orantılı sayaçta, ince çaplı anot telleri kullanılırsa ya da daha yüksek anot voltajı kullanılarak elektrik alan şiddeti arttırılırsa sürüklenen elektronlar, anot teli civarındaki yüksek elektrik alan şiddetindeki bölgelerde çoğalırlar. Elektronlar iki etkileşme arasında, elektrik alandan dolayı yeteri kadar yüksek enerji kazanabilirse yeni

iyonizasyonlara ve ikincil elektronlar da anoda doğru sürüklenirken yeni iyonizasyonlar yaparak bir çığ oluşturacak şekilde çoğalırlar (Demir, 2002).

Tek Telli Orantılı Sayaçlar; Orantılı sayaçların ilk versiyonudur. Şekil 2.3 (a) 'da gösterildiği gibi aralarında genellikle ortada gerilmiş bir dizi ince paralel katot düzleminden oluşur. Tipik olarak özel tasarıma bağlı olarak anot aralığı 3-6 mm aralığındayken, anot-katot aralığı 5-8 mm civarındaydı. Bu alanı geçen yüklü parçacıklar, gaz hacminde anot tellerine doğru sürüklenecek olan birincil elektronlar üretecektir. Anoda, elektrik alanının daha yoğun olduğu tipik olarak birkaç anot yarıçapı civarında bir mesafede yaklaştıkça, birincil elektrotlar kablolara yakın gelişen Townsend çığlarına yol açar. Çığlar, indüklenerek elektronların toplandığı anotik teller üzerinde negatif elektronik sinyalleri ve çevreleyen elektrotlarda pozitif sinyalleri oluşturur.



Şekil 2.4. Fotonlar veya yüklü parçacıklar tarafından ışınlanan tek telli bir sayaç için tipik voltaj-akım grafiği (Abbrescia ve diğerleri, 2018)

Çok Telli Orantılı Sayaçlar; Genel olarak sistemi tek telli sürece çok benzer fakat burada şekil 2.3 (b)'de olduğu gibi şeritler halinde bölümlere ayrılmış katotları kullanılır. Bu katot şeritlerine kendi okuma devresi bağlanır. Tek telli sayaçta çarpan parçacığın

koordinatları yalnızca bir yönde sağlanabilir. Çok telli sayaçlarda ise sinyallerden anot tellerinin hangisinde çığ işleminin oluştuğu ölçülebilir.

Çığ oluşum süreci, tek telli orantılı sayaçlarınki ile aynıdır. Her bir anot telinin hemen yakınında iyonizasyon sonucu oluşan yük yoğunluğu içerisinde bulunan pozitif iyonların katoda doğru yavaşça sürüklenmeleri ile anottan sinyal alınır. Anot sinyalinin çıkışı yüksek zaman çözünürlüğüne sahip bir osiloskopa ya da hızlı analog-dijital dönüştürücüye bağlanırsa çok telli orantılı sayaçlarla parçacık izinin iyonizasyon yapısı belirlenebilir (Demir, 2002).

Aslında tek telli sayaçlarda sadece tellere dik (katotlara paralel) yönde çığın konumu ölçülebilirdi. Çok telli orantılı sayaçlarda ise bu durum biraz farklı, diğer elektrotlarda indüklenen sinyallerden de yararlanılmaya başlanıldığından çığların iki boyutlu olarak konumlarının belirlenmesine de olanak sağlanmıştır.

Burada katota doğru sürüklenen pozitif çığ iyonları, en yakın şeritlerde sinyali indükler ve indüklenen yüklerin profilinden, yaklaşık birkaç yüz mikrometrelik bir doğrulukla çığ pozisyonu belirlenebilir.

Çok telli orantılı sayacın bir başka avantajı ise kıvılcım ve akış odalarının aksine orantılı modda çalışmaları ve çıkış sinyalinin birincil iyonizasyon ile orantılı olmasıdır.

Kıvılcımlar iyi tasarlanmış birçok telli orantılı sayaçlarda nadiren de olsa meydana gelebilir. Ancak bunlar esas olarak keskin metalik kenarlar, korumasız tel uçları, katot veya anotik teller üzerindeki dielektrik eklemeler vb. gibi kusurlardan kaynaklanabilir. Ara sıra kıvılcım çıkması durumda ön uç elektroniği korumak için çeşitli teknik çözümler geliştirildi.

Çok telli orantılı sayaçların önemli avantajlarının olmasına rağmen önemli de bir dezavantajı vardır. Mikro saniyeler düzeyinde sınırlı bir zaman çözünürlüğü, bu birincil elektronların esasen detektör hacminde herhangi bir yerde serbest bırakılabilmesi ve orada bir çığ üremesi gerçeğinden kaynaklanmaktadır. Sürüklenme süresi oldukça

değişkendir ve zaman titreşimi nerdeyse maksimum sürüklenme süresine eşittir (Abbrescia ve diğerleri, 2018).

2.2. Paralel Yapılı Gazlı Detektörler

Bu tarz geometriye sahip detektörler silindirik olanlara göre nispeten daha geç geliştirildi. Bu türden ilk detektörler 1940'larda geliştirildi. Paralel plakalı detektörlerin neden silindirik cihazların bir özelliğinden çok daha iyi bir zaman çözünürlüğü sağlayabildiğini anlamak için, merkezi tel detektörü ile düzlemsel detektör arasındaki ana farkın bir temele dayalı olduğu gerçeğini tekrar ve daha ayrıntılı olarak ele almamız gereklidir.

Düzlemsel geometrinin ilkinde elektrik alanının merkez tele olan uzaklıkla ters orantılı olarak azalması ikincisinde ise tekdüze olmasıdır. Elektron çığ süreçleri, elektrik alanın yeterince yoğun olması gerektiğinden sonuç olarak bir merkezi tel, gazlı detektörde elektrik alan kuvvetinin çarpma eşiğinin üzerinde olduğu telden yalnızca çok küçük mesafelerde yer alabilir. Paralel plakalı detektörde ise prensip olarak tüm hacim çarpma için kullanılabilir ve detektörün hiçbir bölgesi bu işlem için ayrıcalıklı veya beğenilmemiş değildir.

Her iki durumda da birincil iyonizasyon (yani, iyonlaştırıcı bir parçacığın geçişi nedeniyle veya fotonlar ve nötronlar tarafından indüklenen işlemler nedeniyle bir veya daha fazla birincil elektron-iyon çiftinin üretilmesi) gaz hacminin herhangi bir noktasında üretilebilir. Bu silindirik bir detektörde birincil elektronların bir çığ başlatabilecekleri ve bir çığa yol açabilecekleri telin etrafındaki bölgeye ulaşamadan önce üretildikleri konuma bağlı olarak değişken bir süre boyunca sürüklenmeleri gerektiği anlamına gelir. Birincil elektronların oluşmasıyla çıkış sinyalinin üretilmesi arasındaki süre farklı birincil elektronların üretildikleri yere bağlı olarak farklı mesafeler kat etmeleri gerektiği gerçeğinden dolayı dalgalanmalardan doğal olarak etkilenir.

Gazlardaki elektron sürüklenme hızı büyük ölçüde kullanılan gaz karışımına ve bir dereceye kadar uygulanan elektrik alana bağlıdır. Paralel plakalı detektörlerde sürüklenme ve çarpma bölgesi arasında bir ayrım yoktur ve bu açılan zamanlama

dalgalanmalarını büyük ölçüde azaltır. Ayrıca ortaya çıkan sinyal çeşitli çığlar tarafından üretilen sinyallerin toplamıdır ve bu zamanlama dalgalanmaları daha da azaltır.

Sonuç olarak şimdiye kadar gazlı detektör ailesinde yüklü parçacıklar için 1 ns'den önemli ölçüde daha iyi zaman çözünürlüğüne ulaşan tek düzlemsel detektörler; bu alandaki rekor 35 ps 'ye ulaşabilen bir zaman çözünürlüğü ile çok aralıklı dirençli plaka odasıdır.

Bununla birlikte gazlı düzlemsel detektörlerin dezavantajı basit söndürme mekanizmalarının olmaması ve iyonlaştırıcı bir parçacığın geçişi ile başlatılan bir deşarjın içeride gerekli elektrik alanını oluşturmak için kullanılan harici çalışma voltajına kadar devam etmesidir. Gaz bu yükü bir ölçüde kaldırabilir. Bu tür detektörlerde ilk kullanılan elektrotlar metaldi ve bu nedenle gazın içinde gelişen çığ, iki elektrotta bulunan enerji ve yük sayesinde bir kıvılcıma dönüşme eğilimde olacaktır. İyonlaştırıcı bir parçacığın geçişinden hemen sonra çalışma voltajını kaldırabilen inşa edilmesi zor bu cihazlar birkaç aylık ömre sahipti. Sonunda, elektrotlardan birinde sürekli kıvılcım üreten sabit bir noktanın oluşmasıyla detektör işlevsiz hale geliyordu.

2.2.1. Kıvılcım ve Flama Detektörler

Bu detektörlerde sabit bir yüksek voltaj uygulanarak değil, darbeli (tetiklenmiş) bir çalışma modu kullanılarak çok daha kararlı bir çalışma elde edilir. Bu durumda, paralel plakalı detektöre sürekli olarak nispeten "düşük" bir sabit gerilim (birkaç kilovolt mertebesinde) uygulanır ve detektör, ya bir sintilatör tabanlı tetikleme cihazı ya da bir dizi geiger sayacı ile çevrilir. Yüklü bir parçacık sintilatörlerden ya da geiger sayaçlarından ve dolayısıyla paralel plakalı detektörden geçtiğinde, sintilatörler ya da geiger sayaçları tarafından bir tetik sinyali üretilir.

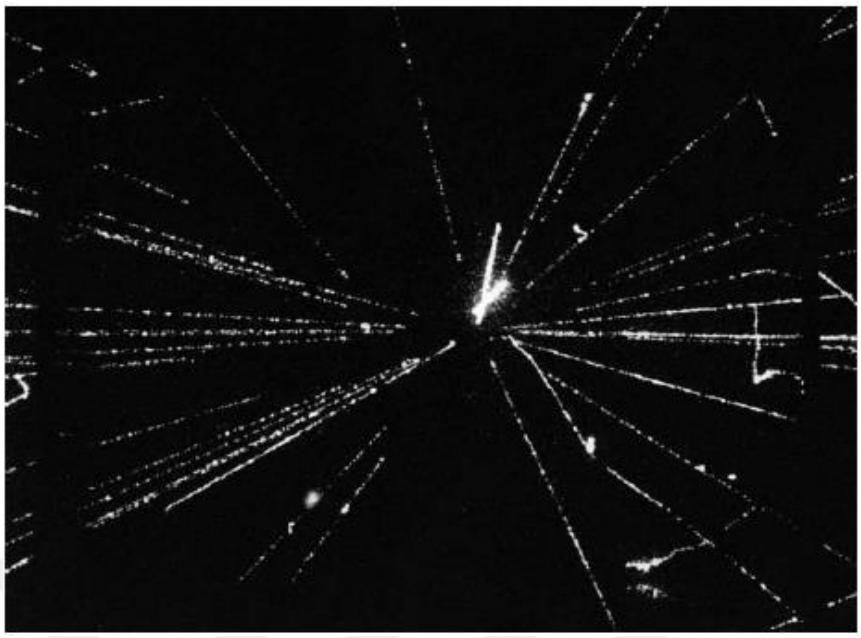
Bir tür elektronik düzenek kullanılarak, paralel plakalı detektörün elektrotlarına tipik olarak HV = 10 kV üzerinde bir genlikte kısa süreli (mikro saniye mertebesinde) yüksek gerilim darbesi uygulanır (kesin değer, tasarım ve gaz bileşimine bağlı olarak değişir). Bu yüksek elektrik alan içerisinde, geçen parçacık tarafından oluşturulan birincil

elektronlar (zaten düşük sabit elektrik alan sayesinde iyonlardan ayrılmış halde) Townsend çığını başlatır ve bu çığlar hızla kıvılcım oluşumuna dönüşür. Kıvılcımın konumu fotoğrafik yöntemlerle kaydedilir. Parçacık izini görselleştirmek için bu tür paralel plakalı detektörlerden oluşan bir yığın kullanılır.

Darbeli HV arasındaki düşük gerilim, herhangi bir nedenle (elektrottan elektron emisyonu, kozmik ışınlar, doğal radyoaktivite, önceki kıvılcımlardan kalan iyonlar vb.) ortaya çıkan istenmeyen iyonları boşluktan "temizlemek" için gereklidir.

1970'lere kadar, kıvılcım sayaçları, parçacık izlerini görselleştirmeyi sağlayan başlıca yüklü parçacık detektörlerinden biriydi ve emülsiyon filmleri ile bulut ve kabarcık odalarıyla başarılı bir şekilde rekabet edebiliyordu. Özellikle, kıvılcım sayaçlarının rakiplerine göre avantajı, benzeri görülmemiş hızlı tepki süreleri (nano saniyeler mertebesinde) idi; bu, yüksek enerji ve astrofizik deneylerinde oldukça önemliydi. Ancak, kendine özgü çalışma modları nedeniyle kıvılcım sayaçlarının bazı ciddi dezavantajları da vardı: HV darbeleri arasındaki ölü süre ile sınırlı nispeten düşük operasyonel hız; fotoğrafik veya film okuma teknikleri nedeniyle milisaniye mertebesinde uzun okuma süreleri ve dolayısıyla verilerin yalnızca çevrimdışı kullanılabilir olması; aynı anda meydana gelen birden fazla olayı kaydetmede zor ve oldukça karmaşık tasarımlardı.

Kıvılcım sayacının kayda değer bir geliştirmesi, flama odasıydı. Bu detektörlerde yüksek gerilim (HV) darbesinin süresi yalnızca birkaç nano saniye kadardı ki bu o dönemde dikkate değer bir özelliktir. Tek boşluk nispeten genişti, santimetre mertebesindeydi. Bu son derece kısa zaman aralığında, parçacık tarafından oluşturulan birincil elektronların yakınında flamalar gelişmeye başlardı; ancak uzunlukları kıvılcımı tetikleyecek kadar büyük olmazdı ve aynı zamanda cihaza çarpan parçacıkların izlerini üç boyutlu olarak görünür kılacak kadar ışık üretir.



Şekil 2.5. Flama odası ile elde edilen bir görsel (Abbrescia ve diğerleri, 2018)

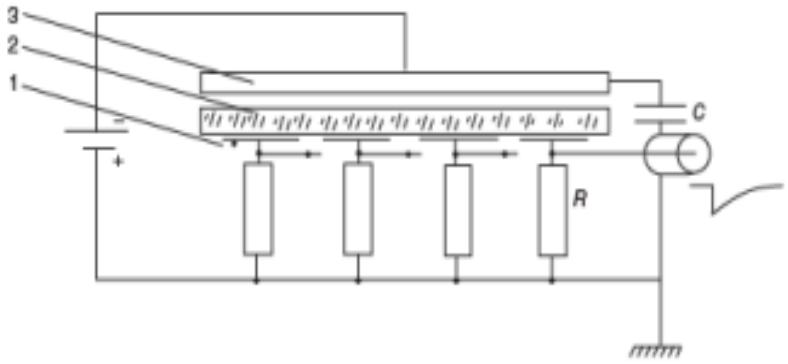
Bu cihazlar birden fazla izi tespit edebilse de, atımlar arasındaki uzun 'ölü' süre ve kullanılan fotoğrafik okuma tekniği nedeniyle hala çok yavaştılar (Abbrescia ve diğerleri, 2018).

2.2.2. Dirençli Tabaka Odası (RPC)

Yüksek dirençli gazlı dedektörler, aktif ortamı gaz olan ve en az bir elektrotu yüksek dirençli malzemeden yapılmış olan, yüklü parçacıklar, enerjik fotonlar ve nötronları algılayabilen detektörler ailesidir. Bu malzemelerin direnç değerleri genellikle $10^8 - 10^{12}$ Ω cm aralığında değişir. Bu cihazların temel avantajı, sayaç hızının sınırlı olabilmesi pahasına bile, doğaları gereği flama korumalı olmalarıdır. Bu özelliğin pratikteki önemini daha iyi kavrayabilmek için, yüksek dirençli elektrotların uygulanmasından önce var olan geleneksel gazlı dedektörlerin bazı temel tasarımlarını ve çalışma prensiplerini kısaca gözden geçirmek faydalı olacaktır (Abbrescia ve diğerleri, 2018).

Dirençli elektrotlu düzlemsel kıvılcım sayaçlarının icadının muhtemelen ilk öncülleri Babykin ve arkadaşlarıdır (1956). Bunlar bir elektrotu dirençli bir yüke bağlı metalik

pedlerde bölümlerde, bölümlere ayrılan RPC'leri denedi. Fikirleri söndürme mekanizmaları sayesinde kıvılcımı lokalize ederek ve konumunu elektronik olarak kaydetmekti. Ancak dirençli elektrotlara (1.iyonlaşma) sahip ilk düzlemsel detektörlerin Novosibirsk grubu tarafından geliştirildiği genel olarak kabul edilmektedir (Parkhomchuk ve diğerleri, 1971).



Şekil 2.6. Parkhomchuk ve arkadaşları tarafından bulunan ve test edilen RPC' nin ilk tasarımının şematik gösterimidir. 1- İletken tabaka, 2- Yarı iletken cam, 3- Bakır katot (Parkhomchuk ve diğerleri, 1971)

Dirençli anot tarafından sunulan söndürme mekanizması nedeniyle detektör darbeli bir yüksek voltaj kullanımı gerektirmedi ve bu geniş alan detektörlerinin düşük maliyetle inşa edilmesi nispeten kolay olan önemli bir atılımdı. Ayrıca Keuffel odalarından farklı olarak detektörler iyonlaştırıcı bir parçacığın geçişinden sonra yalnızca hemen yakındaki bölgede duyarsız kalır deşarj ve karşılık gelen ölü bölge lokalize olurken, sayacın geri kalanı tamamen hassas kalır.

Pestov' un düzlemsel kıvılcım odaları, dirençli elektrotlara sahip ilk paralel plakalı detektördü ve aslında modern RPC'lerin ilk prototipiydi. Ancak zamanla başka bir tasarım araştırmacıların dikkatini çekti. Üç önemli modifikasyonu vardı;

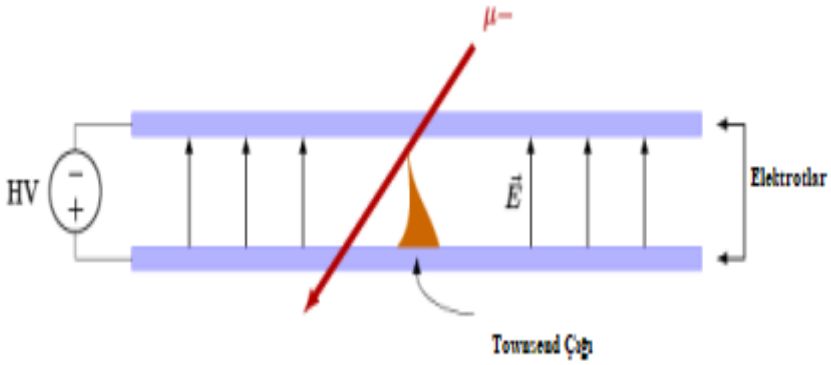
- Elektrotlar arasındaki boşluk 0,1 mm'ye düşürüldü.
- Detektörleri, argon ve/veya neon ile yapılan gaz karışımlarında çalıştırdı.
- Gaz basıncı birkaç atmosfere yükseltildi.

Bu değişiklikler özellikle geniş bant elektroniğinin gelişme durumu göz önüne alındığında o zamanlar çok etkileyici olan yaklaşık 100 ps'lik bir zaman çözünürlüğüne ulaşmasına izin verdi (Pestov,1982).

Dirençli katotlu tel tipi detektörler 1980'li yılların başında çok popüler hale geldi. Bununla birlikte bu durumda dirençli malzemelerin rolü ilk başta tahmin edilebileceği gibi bir deşarj söndürücünün rolü değildi; aksine dirençli malzemeler daha çok sinyal toplama amaçları için kullanılmıştır. Dirençli katmanlar metalik olanların aksine sürüklenen iyonlar ve elektronlar tarafından üretilen sinyalleri kapatmazlar. Bu, tipik olarak dirençli katot üzerindeki yüzeye bağlanan metalik okuma şeritlerinin kullanımına izin verdi. Dirençli bir katmanın indüklenen sinyallere karşı şeffaf olması gerçeği, konum bilgisi elde etmek için modern RPC'lerde kullanılır. Bu tip detektörün muhtemelen en dikkat çekici örneği "larocci tüpü "dür (Larocci,1983).

Çalışma Prensibi ve Yapısı; Dirençli plaka odalarının (RPC'ler) en eski versiyonu tek aralıklı RPC incelendiğinde, daha karmaşık durumları anlamak için en basit deneysel durumları anlayarak başlamak oldukça faydalı olacaktır. Bir RPC' de meydana gelen çalışma modları ve çığdan flama geçişi gibi temel fonksiyonları incelemek, sinyal gelişimi, indüklenmiş yük, zaman çözünürlüğü vb. gibi ana süreçler görmemizi sağlayacaktır. Tek aralıklı RPC'lerin haricinde çift veya çok aralıklı RPC'ler, zamanlamalı RPC'ler, yüksek hızlı ve yüksek konum çözünürlüklü RPC'ler gibi daha karmaşık RPC tasarımları da vardır.

Yüklü bir parçacık içi gaz dolu bir RPC detektöründen geçtiğinde iyonlaştırıcı bir iz oluşturur. Bu izdeki iyonizasyon kümelerinin her biri oluşacak elektrik alanda bir ivme kazanarak bir veya birden fazla serbest elektron içermektedir. Gaz tipine ve detektör geometrisine bağlı olarak hızlandırılmış elektron, bu elektrik alanın belirli bir eşiğine ulaştı ve üzerine çıktıysa çarpışmada yeterince yüksek bir enerjiye ulaşır ve başka bir gaz molekülünü iyonize eder. Bu durum başka bir elektronu serbest bırakır bu da başka bir molekülü vb. iyonize etmek için yeterli kinetik enerjiye ulaşabilir. Üstel olarak büyüyen bir elektron bulutunun bu etkisine Townsend çığı denir. Bu bir RPC için ana çalışma modudur.

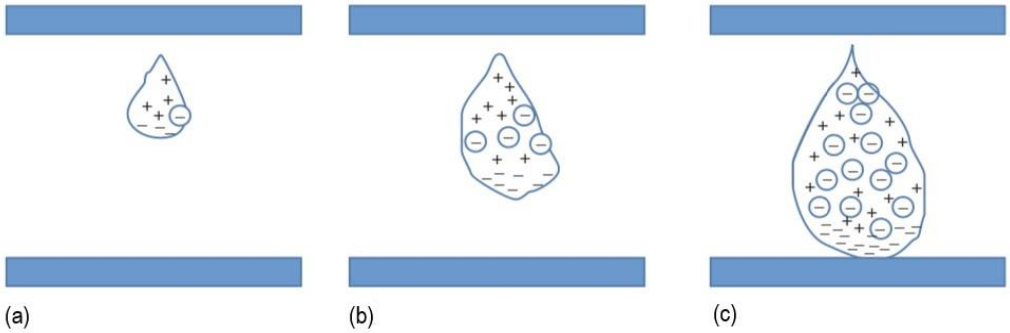


Şekil 2.7. Dirençli bir plaka odası detektörünün çalışma prensibini gösterir. Dış plakalar, üzerine yüksek voltaj uygulanan ve plakalar arasında bir elektrik alanı oluşturan elektrotlardır. Bu detektörün içi gazla doldurulmuş ve içinden geçen elektron iyonizasyon izi bırakmakta ve serbest kalan elektronlardan birinin townsend çığına dönüşümü gösterilmektedir (Van Assche, 2016)

Çığ mod (RPC); RPC'lerin icadından bir süre sonra bu cihazları çığ modunda çalıştırmaya yönelik bazı ilgiler ortaya çıktı. Bu da aslında o zamanlar tasarım aşamasında olan büyük hadron çarpıştırıcısı deneylerinde kullanılmak için hız kapasitelerini artırma konusu ile ilgiliydi. RPC 'leri çığ modunda çalıştırmak, hız kapasitesini artırmak için doğrudan bir fayda olan gaz boşluğu içinde hareket eden yükü azaltma avantajını sağlamaktadır. Dezavantajı ise sinyaller daha küçük olduğundan, sonraki işlemden önce ön amplifikasyon (ve dolayısıyla daha karmaşık bir ön uç elektroniği) gerektirmektedir.

RPC gaz karışımına büyük oranlarda eklenen bir tür Freon gibi elektronegatif bileşenlerin okuma şeritleri üzerinde indüklenen sinyalin boyutunu küçültme etkisine sahip olduğunu gözlemlemiştir (Cardarelli et al. 1993).

Freon'un elektronegatif bir gaz olduğu ve bu nedenle bazı çığ elektronlarının yavaş sürüklenen elektronegatif iyonlar oluşturan Freon bileşenleri tarafından yakalanabileceği hatırlanırsa bu şaşırtıcı bir sonuç olmayacaktır. Bu etki gazdaki serbest elektron miktarını azaltır.



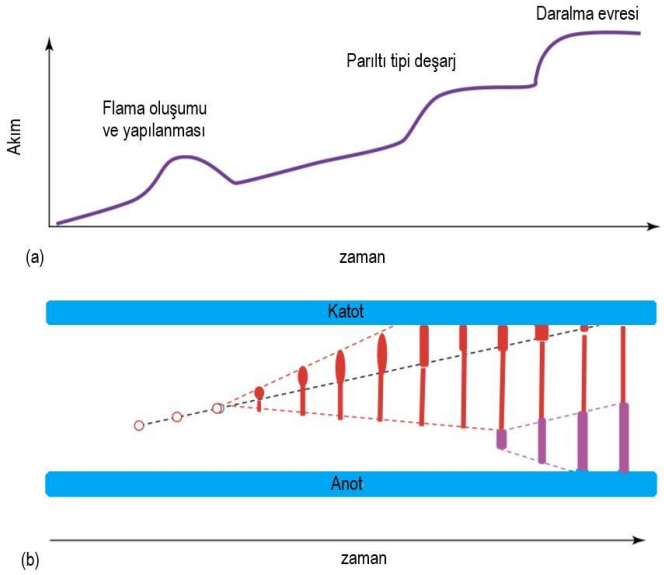
Şekil 2.8. Üç belirli durum için elektronegatif gaz karışımlarında çığ yapısının kimyasını göstermektedir: (a) çığ gelişimine yeni başlamıştır, bazı elektronlar yakalanır ve elektronegatif moleküller oluşturur. (içlerinde negatif işaretli daireler), (b) orta büyüklükte bir çığ oluşur. (c) çığın başı anoda ulaşır: hızlı sinyal bileşeni elektron hareketi tarafından belirlenirken, negatif iyonlar yavaş sinyale katkıda bulunur (Abbrescia ve diğerleri, 2018)

Elektronların yakalama etkisinin ve elektron yakalamanın sinyalin hızlı bileşeninin genliğini nasıl etkilediğinin nesnel bir deneysel gösterimi Cerron Zeballos ve diğerleri (1995) tarafından yapılan çalışmada yapılmıştır.

RPC deki saf çığ modunun tümü Eylül 1993'te sunulan üç çalışmada rapor edilmiştir (Anderson ve diğerleri, 1994; Crotty ve diğerleri,1994; Duerdoth ve diğerleri, 1994).

Çığ modunun ana avantajı daha yüksek hız kapasitesine ulaşmaya izin vermesidir. Yani bu şekilde çalıştırılan RPC'ler akış yüksek olduğunda bile iyonlaştırıcı parçacıkları verimli bir şekilde tespit edebilir. Bu nedenle günümüzde çoğu RPC çığ modunda kullanılmaktadır.

RPC detektörlerindeki flama modu hızlı ara deşarj aşaması yoluyla kıvılcımlara doğru geçer. Şekil 2.9 deki gösterildiği gibi bir pırıltı deşarjından yoğun bir plazma kanalına geçişi gösterir. Gerilimin yeterince büyümesi sonucunda flama her iki yönde yani anoda ve katoda doğru aynı anda yayılmaya başlar. Burada aşırı gerilimden kasıt aralığın hala kararlı olduğu maksimum DC gerilimin üzerindeki gerilimdir. Bu aynı zamanda geri besleme mekanizması yoluyla ikincil çığ oluşumu yoluyla bozulmaya uğrayan zayıf söndürülmüş gaz karışımları içinde geçerlidir.



Şekil 2.9. Flama gelişiminin şematiği**:** (a) Flama moddan kıvılcım geçişi sırasında akıma karşı gelen zaman değişim şeması. (b) Aşırı gerilim artışı ile ortaya çıkan flama daralma etki şeması (Abbrescia ve diğerleri, 2018)

Flama modda, iyileşme (yeniden sinyal oluşumu) zamanı daha büyüktür ve biriken yükün neden olduğu zarar RPC'nin yaşam ömrünü azaltır. Dikkatli materyal seçimi, aşırı yük birikiminden kaçınmak için düz yüzey seçimi Flama modda RPC'nin ömrünü uzatabilir. Flama modun avantajı elektronik bileşen sayısının az olmasıdır. Fakat yük birikiminden dolayı elektrotların yüzeyinde avalanche moddan daha fazla aşınma meydana gelir (Biswas 2010).

2.3. RPC Detektörlerde Sinyal Gelişimi

2.3.1. Birincil İyonizasyonların Oluşumu

İçi gaz dolu tek boşluklu bir RPC detektör incelenmiştir. Ortamdan geçen yüklü bir parçacık, yolu boyunca n_{cl} adet elektron-iyon kümesi oluşturur. Bu kümelerin her biri bir veya daha fazla birincil elektron-iyon çifti içerir. Birincil elektronlar, yeterli kinetik enerjiye sahip olduklarında gaz atomlarını veya moleküllerini iyonize ederek ek elektron-iyon çiftleri oluşturabilir. İyonlaştırıcı parçacığın geçişi elbette sabit değildir ancak gerçek değeri belirli bir olasılık dağılımına göre olaydan olaya değişir. n_{cl}, lineer olarak

g gaz kalınlığına bağlı stokastik bir değişkendir. Birim uzunluk başına küme sayısının ortalama değeri λ olarak verilmiştir. λ, önemli ölçüde gaz karışımına ve genel olarak çarpan parçacığın enerjisine bağlıdır.

Bu durumda, çarpan parçacığın kinetik ve toplam enerjisi ve dolayısıyla birincil elektron-iyon çifti yoğunluğu λ (yani, birim uzunluk başına birincil elektron-iyon kümelerinin ortalama sayısı), gaz boşluğundaki parçacık yolu boyunca sabit olduğu ifade edilebilir.

2.3.2. Yük Çoğalma Mekanizması (Kazanç)

Elektron-iyon çiftleri iyonizasyon ve enerji kaybı sonucu yüklü parçacığın izi boyunca üretilir. Üretilen birincil elektronların enerjisi ortamın iyonizasyon potansiyelinden büyükse, birincil elektronlar ortamda iyonizasyon gerçekleştirebilir. Böylece ikincil elektron-iyon çiftleri üretilir. Her iki olayın katkısı ile sonuçlanan iyon çiftlerinin toplam sayısı, toplam iyonizasyon adeti "n_T" şeklinde isimlendirilir (Demir, 2002).

Elektronların küçük kütleye sahip olmalarından dolayı elektrik alanın etkisi altında gaz molekülleri ile yapacakları çarpışmalar arasında daha fazla enerji kazanabilirler. Böylece gaz içinde yük çoğalmasını sağlayan olaylar pozitif iyonlardan değil elektronların hareketliliğinden dolayı meydana gelir.

Ortam içerisinde elektrik alan şiddeti yeterince arttırıldığında, yüklerin gaz atomları ile çarpışmaları esnasında kazanabileceği kinetik enerji çarpışmaları sonunda gaz atomlarını iyonize edebilecek değere ulaşabilir. Bir gaz ortamında hareket eden yüklü parçacığın iyonizasyon çarpışmaları arasında aldığı ortalama mesafe, iyonizasyon için, "ortalama serbest yol olarak" isimlendirilir. Bunun tersi, birim uzunluk başına iyonizasyon için çarpışma sayısı "Birincil Townsend veya iyonizasyon katsayısı, α" olarak bilinir. Bu katsayı yük kazancını tayin etmek için kullanılan temel parametredir.

Düzgün dağılımlı bir elektrik alana sahip bir gaz ortamında, iyonize edici radyasyon tarafından oluşturulan toplam elektronların sayısı n_0 ise bu elektronların iyonizasyon katsayısı α olan bir bölgede bir x mesafesini aldıktan sonraki sayısı,

$$n = n_0 e^{\alpha x} \tag{2.2}$$

ile verilir. Böylece bir gazlı detektörün çoğalma faktörü ya da yük kazancı,

$$G = \frac{n}{n_0} = e^{\alpha x} \tag{2.3}$$

olarak tanımlanır.

Bu çalışmada kazanç doğrudan hesaplanmamış olsa da, elde edilen sonuçlar kazanç davranışı ile doğrudan ilişkilidir.

2.3.3. İndüklenen Yük ve Akım

Gaz boşluğunda düzgün bir elektrik alanın etkisini düşünürsek, uygulanan harici bir voltaj serbest elektronları anoda doğru sürüklenmeye başlar, iyonlar ise katoda doğru hareket ederken, gazlarda iyon hareketliliği genellikle elektron hareketliliğinden yaklaşık 3 kat daha az, ortalama hızları ise 1000 faktör daha az olmaktadır. Elektrotlar üzerinde indüklenen sinyal, gaz boşluğunda hareket eden yüklerin etkisiyle oluşur. Elektrik alanı yeterince yoğunsa elektron kümeleri çığ başlatmak için yeterli kinetik enerjiyi kazanacaktır. Bu çığın en basit modeli saf bir üstel gelişimdir. (türetilmiş elektron sürüklenme yolu boyunca sabit ikincil iyonizasyon üretme olasılığı) bu durumda çığların içerdiği yük bir anda belirli bir konum x (katoda göre) tarafından verilecektir.

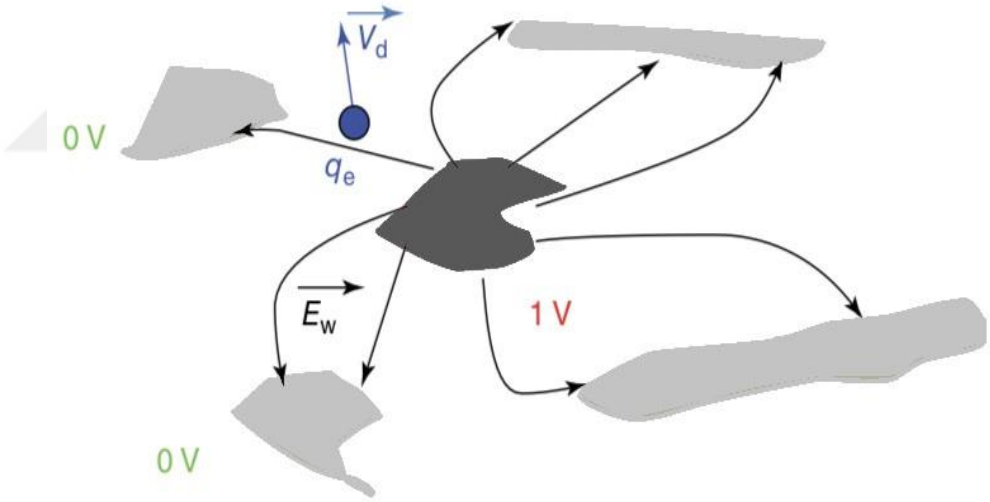
Bu noktada, bir RPC' nin gaz boşluğunda çığların gelişimi ile ilgili temel bilgiler verilmiş bulunmaktadır. Ancak, asıl ilgilenilen konu çığın boyutu değil, çığlar tarafından okuma elektrotlarında indüklenen sinyaldir. Gerçekte, bir RPC'de (ve birçok diğer dedektörde de olduğu gibi) sinyal, elektronların anoda veya okuma elektrotlarına çarpmasından değil, hâlâ gaz aralığında sürüklenirken hareketlerinden kaynaklanmaktadır.

Okuma elektrotlarında (levhalarında) indüklenen sinyal genellikle Ramo–Shockley teoremi kullanılarak hesaplanır (Shockley, 1938; Ramo, 1939) ve bu hesaplama çoğunlukla "ağırlık alanı" E_w kavramı üzerinden ifade edilir. Bu E_w alanını

hesaplayabilmek için, okuma elektrodu (ideal olarak) "ağırlık potansiyeli" $V_w = 1$ olacak şekilde, diğer tüm elektrotlar ise 0 olacak şekilde ayarlanmalıdır (bkz. Şekil 2.10). Bu özel koşullar altında elektrostatik bir alan hesaplar gibi elde edilen alan, aradığımız E_w ağırlık alanıdır (ağırlık potansiyeli V_w ile ilişkili olarak). Teorem, bir yük q tarafından okuma elektrotu üzerinde indüklenen akımın aşağıdaki basit ifadeyle verildiğini belirtir:

$$i_{ind} = q v_d . E_w \tag{2.4}$$

Burada v_d sürüklenme hızıdır. Kesin olarak konuşursak, E_w ' ye bir uzunluğun tersinin boyutları verilirken V_w 'nin formül için saf bir sayı olduğuna dikkat edilmesi gerekmektedir. Burada koyu semboller vektörleri belirtmek için kullanılır.



Şekil 2.10. Ramo–Shockley teoremi bağlamında ağırlık alanının hesaplanmasına yönelik kavramsal bir taslak: koyu gri elektrot okuma elektrodu olup (kavramsal olarak 1 potansiyeline ayarlanır), açık gri elektrotların tümü ise 0 potansiyeline ayarlanır. Bu sınır koşulları altında, standart bir elektrik alanın hesaplanmasına benzer biçimde elde edilen alan, ağırlık alanı olarak tanımlanır. Bu alan, indüklenen sinyalin hesaplanabilmesi için yükün sürüklenme hızı ile skaler çarpıma tabi tutulur (Abbrescia ve diğerleri, 2018)

Bir RPC'de (Resistive Plate Chamber), v_d oldukça basit bir ifadeye sahiptir; zira elektron sürüklenme hızı esasen elektrot plakalarına dik doğrultuda olup yaklaşık sabittir. . E_w da benzer şekilde basitleştirilebilir; çünkü levha boyutları santimetre mertebesinde olup, gaz

boşluğu boyutları ise milimetre veya daha küçük ölçeklerdedir. Bu durumda, gaz boşluğunun hacminin büyük bir kısmı için, komşu iki levha arasındaki E_w üzerindeki kenar etkileri ihmal edilebilir. Dolayısıyla E_w 'nun düzgün ve yine elektrotlara dik olduğunu varsayılabilir.

Bu durumda, ağırlık alanının büyüklüğü şu şekilde ifade edilebilir:

$$E_w = \frac{\varepsilon_r}{\varepsilon_r g + 2d} = \frac{1}{g + \frac{2d}{\varepsilon_r}} \tag{2.5}$$

Buna karşılık, katottan anoda doğru ağırlık potansiyelindeki gerilim düşümü ΔV_W şu şekilde ifade edilir:

$$\Delta V_w = \frac{\varepsilon_r g}{\varepsilon_r g + 2d} = \frac{g}{g + \frac{2d}{\varepsilon_r}} \tag{2.6}$$

burada d, elektrot plakasının kalınlığını; ε_r ise elektrotun göreli dielektrik geçirgenliğini ifade eder. Bu bağlamda elektrot plakası, saf bir dielektrik gibi davrandığı varsayımıyla ele alınmaktadır; bu yaklaşım, RPC'lerde sinyal oluşumunun karakteristik zaman ölçeği olan birkaç nano saniyelik süreler için geçerlidir. Ancak, örneğin bir deşarj sonrasında elektrotun yeniden yüklenmesi gibi daha uzun zaman ölçekli süreçler (tipik olarak birkaç milisaniye mertebesinde) dikkate alındığında bu varsayım geçerliliğini yitirir.

Bu basitleştirilmiş kabuller altında, gaz boşluğundaki çığ süreçleri tarafından dış okuma elektrotlarında indüklenen akım $i_{ind}(t)$, Ramo–Shockley teoremi çerçevesinde şu şekilde ifade edilebilir:

$$i_{ind}(t) = v_d . E_w q_e e^{\alpha^* v_d t} \sum_{j=1}^{n_{cl}} n_0^j M_j \tag{2.7}$$

Bu formül oldukça kullanışlıdır; Çünkü $i_{ind}(t)$, bir RPC'den elde edilen bilginin büyük bir kısmını içermektedir. Dış okuma elektrotlarında indüklenen yük q_{ind} bir önceki (2.7) numaralı ifadenin doğrudan integrasyonu ile hesaplanabilir ve şu şekilde verilir:

$$q_{ind} = \frac{\varepsilon_r g}{\varepsilon_r g+2d} \frac{q_e}{\alpha^* g} \sum_{j=1}^{n_{cl}} n_0^j M_j \left[e^{\alpha^*(g-x_0^j)} - 1 \right] \qquad (2.8)$$

Bu (2.7) ve (2.8) numaralı ifadelerden hareketle yük dağılımı, verimlilik ve zaman çözünürlüğü hakkında çıkarılabilecek sonuçlara odaklanılacaktır; çünkü bunlar RPC performansının üç temel yönünü oluşturmaktadır.

2.4. RPC Detektörlerinde Verim ve Çözünürlük

RPC (Resistive Plate Chamber) detektörlerinde verimlilik ve çözünürlük, performansı değerlendirmek için önemli parametrelerdir.

Verimlilik; RPC detektörlerinin verimliliği, detektöre gelen parçacıkların ne kadarının doğru bir şekilde tespit edildiğini ifade eder. Verimlilik, parçacıkların detektör plakalarından geçişlerinin tespit edilme olasılığını belirtir. İyi bir RPC detektörü yüksek bir verimlilikle çalışmalıdır, yani detektöre gelen parçacıkların büyük bir yüzdesi tespit edilmelidir. Verimlilik, detektörün tasarımı, gaz karışımı, voltaj ayarları ve detektör plakalarının kalitesi gibi faktörlere bağlıdır. Yüksek bir verimlilik, doğru sonuçlar elde etmek için önemlidir.

Çözünürlük; RPC detektörlerinin çözünürlüğü, parçacıkların konumunun veya zamansal bilginin ne kadar iyi belirlenebildiğini ifade eder. İyi bir çözünürlük, detektör üzerindeki etkin parçacık noktasının hassas bir şekilde belirlenebilmesini sağlar. Çözünürlük, detektör plakalarının kalitesi, detektörün elektronik sistemleri ve sinyal işleme algoritmaları gibi faktörlere bağlıdır. Yüksek bir çözünürlük, parçacık çarpışmalarının detaylarının daha iyi anlaşılmasına ve ölçümlerin daha hassas yapılmasına olanak sağlar.

RPC detektörlerinde verimlilik ve çözünürlük arasında bir denge bulunmalıdır. Verimlilik arttıkça, çözünürlük genellikle düşer ve tam tersidir. Bu nedenle, bir RPC detektörünün

tasarımı için, kullanılacak fiziksel parametreler ve uygulama amacına bağlı olarak, optimal bir denge noktası seçilmelidir.

RPC detektörlerinin verimliliği ve çözünürlüğü, detektörün performansını belirleyen önemli faktörlerdir. Bu parametrelerin optimize edilmesi, yüksek enerji fiziği deneylerinde doğru sonuçlar elde etmek için kritik öneme sahiptir.

RPC Detektörlerinde basit görünümünde birincil küme eşiğini aşan bir çığ oluşursa veya birincil kümeye ikincil küme eklenirse ve ikincil küme eşiği de aşılmış olursa, birincil küme ve ikincil küme eklenir ve üçüncü eşikte aşılırsa RPC'nin verimli olması beklenir. Burada kümelerin yalnızca bir elektron içerdiğini varsayıyoruz ve çığ dalgalanmalarını ihmal ediyoruz, yani yükü gaz aralığında x konumundaki bir birincil elektron indükleyecektir.

Verimlilik açıkçası sadece etkili Townsend katsayısına değil α ve η bağlıdır. $\alpha \rightarrow \infty$ için verimsizlik gaz aralığında birincil küme olmaması olasılığı olan $exp[-d/\lambda]$ 'dir. Bu formül Monte Carlo simülasyonu ile birlikte gösterilebilmektedir. Ayrıca tek tek çığların eşiğin altında kalması, toplamın eşiği geçmesi olasılığını hesaba katmadığı için verimliliği hafife alır ama etkinliğin büyüklük sırası oldukça iyi tahmin edilebilir (Riegler, 2003).

3. MATERYAL ve YÖNTEM

Bu tez çalışmasında, cam RPC detektörüne gönderilen bir elektronun detektör hacmi içinde izlediği yol ve yolu boyunca maruz kaldığı elastik saçılma, eksidasyon ve iyonizasyon süreçleri sonucunda ürettiği sinyalin gelişimi, Python programlama dilinde Monte Carlo yöntemi kullanılarak incelenmiştir.

Geliştirilen benzetim programında homojen elektrik alan ve ağırlıklı alan yaklaşımları kullanılmış, gaz karışımı olarak %79,3 Ar - %20,7 i-C_4H_{10} ile %17,8 Ar - %82,2 CH_4 seçilmiştir. Her bir gaz karışımı için dört farklı gaz boşluğunda (1-2-3-4 mm) hesaplamalar yapılmış, gaz boşluğunun ve seçilen gazın cinsinin üretilen sinyal üzerindeki etkileri incelenmiştir.

3.1. Python Kodu

Python programlama dili, bilimsel ve pedagojik faaliyetlerde geniş uygulama alanına sahip olup, otomasyon, veri işleme ve dijital yetkinliklerin geliştirilmesinde önemli bir araç olarak kullanılmıştır (Treitiak, 2025).

Python, basit ve anlaşılması kolay bir dil olmasıyla öne çıkan, genel amaçlı bir programlama dilidir. Kodları okumak ve anlamak diğer programlama dillerine göre daha kolaydır. İşletim sistemleri, web geliştirme, veri analizi, yapay zeka ve makine öğrenimi gibi birçok alanda kullanılabilir.

Python, okunabilir ve sade bir sözdizimine sahiptir. Bu nedenle, öğrenmesi ve anlaması kolaydır. Ayrıca, geniş bir standart kütüphane sunarak birçok görevi kolaylıkla yerine getirebilmemizi sağlar. Python aynı zamanda zengin bir ekosisteme sahiptir ve birçok üçüncü taraf kütüphane ve araç sunar. Python ile neler yapabileceğiniz konusunda bazı örnekler verecek olursak.

Veri analizi ve bilimsel hesaplama: NumPy, Pandas ve Matplotlib gibi kütüphanelerle Python, veri analizi, istatistiksel hesaplamalar ve görselleştirmeler için yaygın olarak kullanılır.

Yapay zeka ve makine öğrenimi: TensorFlow, Keras ve PyTorch gibi kütüphanelerle Python, yapay zeka ve makine öğrenimi projeleri için yaygın olarak tercih edilen bir dil haline gelmiştir.

Scripting: Python, basit betikler oluşturarak tekrarlayan görevleri otomatikleştirmenizi sağlar.

Geniş kütüphane desteği: Python, birçok standart kütüphaneye sahiptir. Bu kütüphaneler, dosya işleme, veri yapısı manipülasyonu, ağ programlama, birim testi ve daha birçok işlevi kolayca gerçekleştirmenizi sağlar. Örnek olarak, os kütüphanesi, işletim sistemi ile ilgili işlevler sağlar. Math kütüphanesi, matematiksel işlemler yapmanızı sağlar. Bu kütüphaneleri kullanarak birçok görevi kolayca yerine getirebiliriz.

Çoklu platform desteği: Python, farklı işletim sistemlerinde çalışabilir. Windows, macOS ve Linux gibi platformlarda sorunsuz bir şekilde kullanılabilir. Aynı zamanda, bir Python programını bir platformdan diğerine taşımak genellikle kolaydır.

Yüksek seviye programlama: Python, yüksek seviye bir programlama dilidir. Bu, geliştiricilerin karmaşık ayrıntılara takılmadan daha hızlı ve verimli bir şekilde kod yazmalarını sağlar. Ayrıca, daha az kod yazmanızı ve daha hızlı sonuçlar almanızı sağlayan birçok hazır işlev ve araç sunar.

Geniş topluluk desteği: Python, büyük ve aktif bir topluluğa sahiptir. Bu topluluk, çevrimiçi forumlar, dokümantasyonlar, kütüphaneler ve eğitim kaynakları aracılığıyla size destek olabilir. Herhangi bir sorunuz olduğunda veya yardıma ihtiyacınız olduğunda, Python topluluğundan kolayca yardım alabiliriz.

Python, kolay anlaşılır yapısı, geniş kütüphane desteği ve çeşitli uygulama alanlarıyla popüler bir programlama dilidir. Öğrenmesi ve kullanması kolay olması, yeni başlayanlar için de uygun bir seçenek yapar.

3.2 RPC'de Sinyal Oluşumunun Monte-Carlo ile Benzetimi

3.2.1. Monte Carlo Benzetim Yöntemi

Monte Carlo yöntemi, rastgele sayı üretiminin istatistiksel analizde kullanıldığı bir benzetim tekniğidir. Monte Carlo yöntemi, belirli bir problemin çözümünü elde etmek veya istatistiksel sonuçlar elde etmek için rastgele sayıların kullanıldığı bir dizi tekrarlamalı hesaplama işlemidir. Bu yöntem, analitik çözümü zor veya imkânsız olan problemlerde yaygın olarak kullanılır.

Monte Carlo yöntemi, fizik, mühendislik, istatistik, finans, simülasyon, optimizasyon ve diğer birçok alanda yaygın olarak kullanılmaktadır. Örnek olarak, fizikte, parçacık hızlandırıcılarında ve nükleer reaktörlerde parçacık etkileşimlerini modellemek için sıklıkla kullanılır. Finansal analizde, risk değerlendirmesi ve opsiyon fiyatlama gibi problemleri çözmek için de Monte Carlo benzetiminden yararlanılabilir.

Başka bir deyişle, Monte Carlo yöntemi bir olayı veya bir deneyi istatistik teknikleri kullanılarak sayısal olarak taklit etmektir. Bir ölçme ve/veya deneyde ele edilen değerler bir gelişigüzel sayı kümesi oluşturur. Gelişigüzel sayı kümesinde herhangi bir sayının gelme olasılığı diğerlerinden farklı olabilir. Bu olasılıklar aynı ise, böyle bir kümeye düzgün dağılımlı sayılar kümesi denir. Bir deneyi veya olayı sayısal olarak taklit etmek için 0-1 arasında değerler alan düzgün dağılımlı gelişigüzel sayıları kullanarak ele alınan olayla ilgili olasılık dağılımına sahip, belli bir a-b aralığında değerler alabilen gelişigüzel sayılar elde edilmesi gerekmektedir. Yöntemin hatasız işlemesi için 0-1 aralığında gerçekten eşit olasılıklarla gelen gelişigüzel sayılar elde edilmesi önemlidir. Bu sayılar çeşitli fonksiyonlar aracılığıyla üretilebilir ve genellikle q ile gösterilir. Bu şekilde elde edilen gelişigüzel sayı dizisine gelişigüzel sayılar denir (Demir, 2002).

3.2.2. Benzetim Programının İç Yapısı

Geliştirilen benzetim programında, kullanılan cam elektrotun kalınlığı 2 mm olarak seçilmiş ve elektrotun görece dielektrik sabiti ε_r = 8 alınmıştır (Riegler, 2003). Program sıfır enerjili 1 adet elektron ile başlatılmıştır ve 10^6 tekrar yapılmıştır. Gaz hacmine giren elektronun maruz kaldığı elektrik alan, verilen voltaja bağlı olarak, 2 farklı yaklaşım metodu kullanılarak hesaplanmıştır;

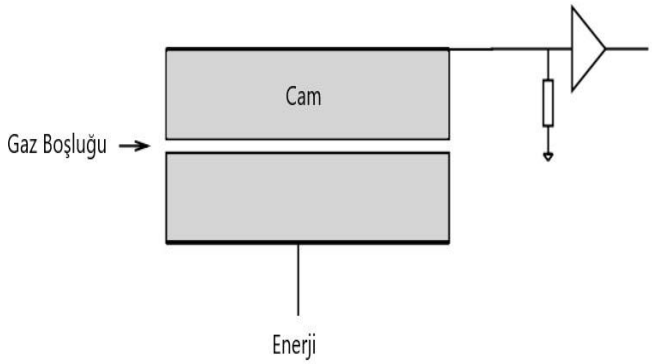
1. Yaklaşım Metodu;

Bu yaklaşımda, RPC yapısı basit bir paralel levhalı detektör gibi düşünülerek, gaz boşluğunda oluşan elektrik alan şiddeti homojen olarak modellenmiştir. Homojen elektrik alan hesabında v, paralel levhalara uygulanan yüksek voltaj ve d, paralel levhalar arası mesafe (gaz boşluğu) olmak üzere aşağıdaki eşitlik kullanılmıştır;

$$E=\frac{v}{d} \tag{3.1}$$

2. Yaklaşım Metodu;

Bu yaklaşımda, Eşitlik (2.5)'te verilen Shockley-Ramo teoremine dayanan ağırlıklı alan modellemesi yapılmıştır. Bu modelleme, Şekil 3.1'de verilen geometriye uygun bir modellemedir. Bu yaklaşımın kullanılmasıyla RPC detektöründe kullanılan yüksek dirençli cam elektrotun geometrisi ve dielektrik özelliği hesaba katılmıştır.



Şekil 3.1. RPC detektör geometrisi (Riegler, 2003)

Benzetim programında Tek Parçacık Monte Carlo Tekniği kullanılmıştır, yani her bir elektronun hareketi diğerlerinden bağımsız olarak incelenmiştir. Gaz içinde ilerleyen elektronlar, gaz atomlarını iyonize ederek ya da eksitasyon yaparak (uyararak) enerji kaybederler. Bunun yanında elastik saçılma yaparak doğrultularından sapabilirler. Bir elektronun gaz içinde etkileşme yapmadan önce aldığı serbest yol, toplam etkileşme tesir kesitine bağlı olarak üstel olarak değişir. Bu üstel dağılıma Temel Monte Carlo yöntemi uygulanarak, serbest yol için

$$I = -In\ q/N\sigma_T \tag{3.2}$$

ifadesi elde edilir. Burada N ortamın birim hacmindeki atom sayısı ve σ_T ise elektronun toplam etkileşme tesir kesiti olup,

$$\sigma_T = \sigma_{el} + \sigma_{ex} + \sigma_{iy} \tag{3.3}$$

olarak ifade edilir. Burada σ_{el}, σ_{ex} ve σ_{iy} sırasıyla elektronun toplam elastik saçılma tesir kesiti, toplam eksitasyon tesir kesiti ve toplam iyonizasyon tesir kesitidir. Burada elektronun yapacağı etkileşme türü, tesir kesitlerine bağlı olarak örneklenmiştir. Her bir etkileşme tesir kesidi için Magboltz grafiklerinden elde edilen verilere, Python programı ile uygun fit fonksiyonları türetilmiştir (https://magboltz.web.cern.ch/magboltz, 2023). Böylece elde edilen tesir kesitleri m^2 cinsinden, $x = log(E)$ olmak üzere aşağıdaki şekildedir:

Argon için elastik saçılma tesir kesiti;

$E_k \leq 0.2\ eV$ ise;

$\sigma_{el} = exp(P_1x^3 + P_2x^2 + P_3x + P_4)$

$[P_1 = -0.16995\ ,\ P_2 = -2.06941,\ P_3 = -8.78985,\ P_4 = -4.86431 \times 10^1]$,

$E_k \leq 10\ eV$ ise;

$$\sigma_{el} = exp(P_1 x + P_2 x^2 + P_3 x^3 + P_4)$$

$$[P_1 = 1.22053,\ P_2 = -0.19460,\ P_3 = 0.0553300,\ P_4 = -3.64560 \times 10^1],$$

Eğer bu koşullar oluşmadıysa;

$$\sigma_{el} = exp(P_1 + P_2 x)$$

$$[P_1 = -3.1535 \times 10^1,\ P_2 = -1.08461],$$

Argon için inelastik saçılma tesir kesiti:

Eksitasyon için ;

$$\sigma_{ex} = exp(P_1 + P_2 x^{P_3} + P_4 x^{p^5} + P_6)$$

$$[P_1 = 12.47093, \quad P_2 = -57.3590,\ P_3 = 4.96355 \times 10^{-2},\ P_4 = -1.83126 \times 10^5,$$
$$P_5 = -10.4093,\ P_6 = 12.52093],$$

İyonizasyon için;

$$\sigma_{iy} = exp(P_1 + P_2 x + P_3 x^{P^4} + P_5)$$

$$[P_1 = -16.9538,\ P_2 = -0.41914, \quad P_3 = -1.97270 \times 10^5,\ P_4 = -10.5262,$$
$$P_5 = -16.9136],$$

Metan için elastik saçılma tesir kesiti:

$E_k \leq 0.24\ eV$ ise;

$$\sigma_{el} = exp(P_1 x^3 + P_2 + P_3 x^2 + P_4 x + P_5)$$

$[P_1 = 0.079803069,\ P_2 = -19.867129,\ P_3 = 0.410133,\ P_4 = -1.0114064,$
$P_5 = -19.837129],$

$E_k \leq 8.0\ eV$ ise;

$$\sigma_{el} = exp(\frac{(P_1 - (P_2 + P_3 x)}{1 + P_4 x + P_5 x^2 + P_6 x^3})$$

$[P_1 = -19.524104,\ P_2 = 16.832861,\quad P_3 = 2.9308535,\ P_4 = 0.2739273,$
$P_5 = 0.0252182,\ P_6 = -8.3041508\ \times 10^{-3}],$

Eğer bu koşullar oluşmadıysa;

$$\sigma_{el} = exp(P_1 + P_2 x + P_3 x^2 + P_4 x^3 + P_5)$$

$[P_1 = -16.035783,\quad P_2 = -0.4739860,\quad P_3 = -0.2352745,$
$P_4 = 2.7106501 \times 10^{-2},\ P_5 = -15.995783],$

Metan için inelastik saçılma tesir kesiti:

Eksitasyon için ;

$$\sigma_{ex} = exp(P_1 + P_2 x^2 + P_3 x^{P_4})$$

$[P_1 = -35.5328,\ P_2 = -0.0267882,\ P_3 = -1725.93,\ P_4 = -7.92835],$

İyonizasyon için;

$$\sigma_{iy} = exp(P_1 + P_2 x + P_3 x^{P_4} + P_5)$$

$[P_1 = -16.868996,\ P_2 = -0.3984183,\ P_3 = -1.4015743 \times 10^4,$
$P_4 = -8.0973690,\ P_5 = -16.828995\ ],$

İzobütan için elastik saçılma tesir kesiti:

$E_k \leq 0.20\ eV$ ise;

$$\sigma_{el} = exp(P_1 \frac{x}{P_2} + P_3 + P_4 x)$$

$[P_1 = 1.96408 \times 10^{-14},\ P_2 = 0.01141,\ P_3 = \ 2.17305 \times 10^{-15},$
$P_4 = -9.63464 \times 10^{-15}\ ],$

$E_k \leq 10\ eV$ ise;

$$\sigma_{el} = A_1 \ + \ (A_2 - A_1) \ \times \ \frac{P}{1 \ + \ (10^{L_1 \ - \ (x) \times H_1})} + \ \ (A_2 - A_1) \ \times \frac{(1 \ - \ P)}{1 + (10^{L_2 - \ (x) \times H_2})}$$

$[A_1 = -2.33409 \times 10^{-15},\ A_2 = 3.33829 \times 10^{-15},\ L_1 = 0.08517,\ L_2 = 4.16196,$
$H_1 = 2.62457,\ H_2 = 0.53625,\ P = 0.6856],$

Eğer bu koşullar oluşmadıysa;

$$\sigma_{el} = \frac{a}{(a + bx + cx^2)}$$

$[a = \ 1.1713 \times 10^{-14},\ b = 0.28799,\ c = 4.22249 \times 10^{-4}],$

İzobütan için inelastik saçılma tesir kesiti:

Eksitasyon için ;

$E_k \leq 0.80\ eV$ ise;

$$\sigma_{ex_1} = exp(\frac{p_1 + p_2 x + p_3 x^{p_4}}{p_5 x + p_6})$$

$[p_1 = 606.67403244,\ p_2 = 224.54934151, p_3 = -310.7107922,$
$p_4 = 0.99446256, p_5 = 2.21156046,\ p_6 = -16.36553688],$

Eğer bu koşullar oluşmadıysa;

$$\sigma_{ex_2} = exp(\frac{-p_1 \times x^{p_2} + p_3 x}{P_4 x^2 + p_5 x})$$

$[p_1 = -2.64636142 \times 10^{-1},\ p_2 = 2.03640432 \times 10^{0},\ p_3 = 1.88760693 \times 10^{1},$
$p_4 = -9.11778391 \times 10^{1},\ p_5 = 5.61428381 \times 10^{1}],$

İyonizasyon için;

$$\sigma_{iy} = exp(\frac{p_1 + p_2 x + p_3 \times x^{p_4}}{p_5 + p_6 x^{P_7} + {p_8}^2})$$

$[p_1 = 5.64936595 \times 10^{0},\ p_2 = 7.49906722 \times 10^{2},\ p_3 = -7.50988050 \times 10^{2},$
$p_4 = 9.99994380 \times 10^{-1},\ p_5 = -4.13718705 \times 10^{-1},\ p_6 = 3.53640350 \times$
$10^{-2},\ p_7 = 9.74762995 \times 10^{-1},\ p_8 = 4.45297104 \times 10^{-1}],$

Elektron I kadar serbest yol gittikten sonra yapacağı etkileşme türü, türetilen bir q ile aşağıdaki şekilde örneklenmiştir.

$0 < q \leq \sigma_{el}/\sigma_T$	ise	elastik saçılma,
$q > \sigma_{el}/\sigma_T$	ise	inelastik saçılma

Etkileşme elastik saçılma ise elektron, Coulumb kuvvetleri sebebiyle çekirdek alanından bir θ açısı kadar doğrultusundan sapar. E_k kinetik enerjili bir elektronun, θ ile $\theta + d\theta$ açı aralığındaki bir açıya saçılması Rutherford diferansiyel tesir kesiti ile verilir:

$$\frac{d\sigma_{el}}{d\Omega} = \frac{Z^2 e^4}{4E^2(1-cos\theta+2\beta_N)} \tag{3.4}$$

Burada, $d\Omega = 2\pi sin\theta d\theta$ şeklinde verilen diferansiyel katı açı,

$$\beta_N = 5{,}43\ Z^{2/3}/E_k(eV)\ dır.$$

Rutherford diferansiyel tesir kesitinin tüm katı açı üzerinden integrasyonu ile toplam elastik saçılma tesir kesiti;

$$\sigma_{el} = \frac{\pi e^4 Z^2}{4\beta_N(1+\beta_N)E_k^2} \tag{3.5}$$

olarak elde edilir. Bu ifadeye Temel Monte Carlo yöntemi uygulanarak,

$$q = \int_0^\theta d\sigma_{el} / \int_0^\pi d\sigma_{el} \tag{3.6}$$

ifadesi elde edilir. Bu integraller alınıp tersine çözüm yapılarak elektronun θ saçılma açısı aşağıdaki şekilde elde edilmiştir. (Demir, 2002).

$$cos\,\theta = \frac{1+2\beta_N-2\beta_N(1+\beta_N)}{1+\beta_N-q} \tag{3.7}$$

Elastik saçılma sonunda elektronlar enerji kaybetmezler sadece yukarıdaki bağıntıdan hesaplanan θ açısı kadar doğrultularından saparlar. Ancak elektron, elektrik alan etkisi altında hareket ettiğinden, yolu boyunca elektrik alandan dolayı;

$$E_k^e = e.E.I_X \tag{3.8}$$

şeklinde ifade edilen ilave bir enerji kazanır. Burada I_X ortalama serbest yolun elektrik alan doğrultusundaki bileşenidir.

Elektron, gaz içinde bu şekilde art arda elastik saçılmalar yaparak sürekli enerji kazanır, dolayısıyla hızlanır ve sonunda sahip olduğu kinetik enerji, seçilen gaz ya da gaz karışımı için iyonizasyon ya da eksitasyon eşik enerjisine ulaştığında gaz atomları ile inelastik çarpışmalar yapar.

q, (0-1) aralığında düzgün dağılımlı rastgele bir sayı olmak üzere,

$0 < q \leq \sigma_{ex}/\sigma_{in}$ ise eksitasyon,

$\sigma_{ex}/\sigma_{in} < q < (\sigma_{ex} + \sigma_{iy})/\sigma_{in}$ ise iyonizasyon

şeklinde elektronun, inelastik saçılma olayı örneklenmiştir. Burada, $\sigma_{in} = \sigma_{ex} + \sigma_{iy}$, elektronun toplam inelastik saçılma tesir kesitidir.

Eğer etkileşme sonucu eksitasyon gerçekleşirse gelen elektron, eksitasyon eşik enerjisi kadar enerji kaybederek;

$$sin\theta = \sqrt{\frac{Q}{E_k}} \tag{3.9}$$

açısı ile saçılır. Burada Q, elektronun aktardığı eksitasyon eşik enerjisidir. Etkileşme sonucu iyonizasyon gerçekleşirse, gelen elektron bir Q enerjisini vurulan elektrona aktarır, vurulan elektron başına diferansiyel iyonizasyon tesir kesiti;

$$d\sigma_{iy} = \frac{2\pi e^4}{mc^2\beta^2}\frac{dQ}{Q^2} \tag{3.10}$$

olup burada e ve m sırasıyla elektronun yükü ve durgun kütleli, β ise gelen elektronun kinetik enerjisi, E_k' ya bağlı olarak;

$$\beta = \left[1 - \left(\frac{mc^2}{mc^2+E_k}\right)^2\right]^{1/2} \quad (3.11)$$

ile verilir. Temel Monte Carlo ilkesi uygulanarak,

$$q = \int_{E_b}^{Q} d\sigma_{iy} / \int_{E_b}^{E} d\sigma_{iy} \quad (3.12)$$

ifadesi elde edilir, bu ifadenin integralinin alınarak tersine çözümlemesiyle, iyonizasyon sonunda aktarılan Q enerjisi;

$$Q = \frac{E_k E_b}{(1-q)E_k + qE_b} \quad (3.13)$$

olarak elde edilir. Burada E_b, vurulan atomik elektronun bağlanma enerjisidir. E_b' nin bulunması için atomik hangi enerji seviyesinden iyonize edildiğine karar verilmelidir. Bunun için gelen elektronun atomu iyonize ettiği esnadaki kinetik enerjisinin atomik elektronların bağlanma enerjisinden büyük olduğu kabuklar dikkate alınarak, bu kabuklardan herhangi bir N. Kabukta bulunan bir elektronu iyonize edebilme ihtimali,

$P(N) = N$. Kabuktaki elektron sayısı / kabuklardaki toplam elekt. sayısı (3.14)

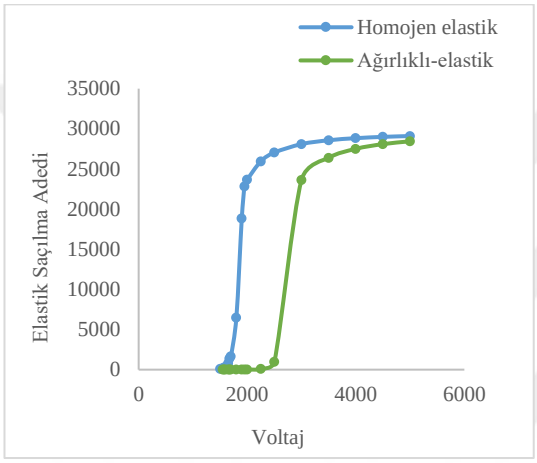
şeklinde hesaplanmıştır. İyonizasyon ve eksitasyon sonunda da elastik saçılmada olduğu gibi elektronun elektrik alandan dolayı kazandığı ilave kinetik enerji hesaba katılmıştır (Demir, 2002).

4. BULGULAR ve TARTIŞMA

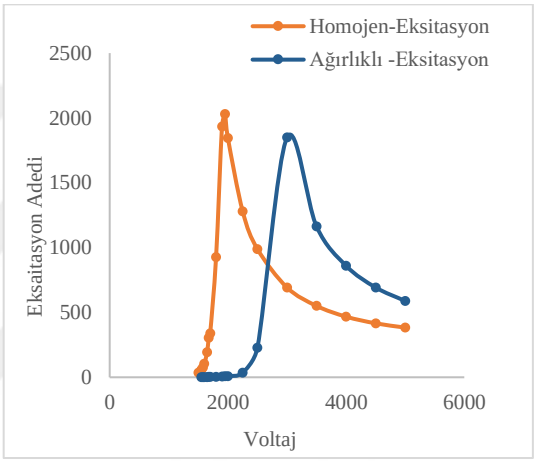
4.1. (%79,3 Ar - % 20,7 i-C_4H_{10}) Gaz Karışımı için Elde Edilen Sonuçlar

Gaz Boşluğu 1 mm;

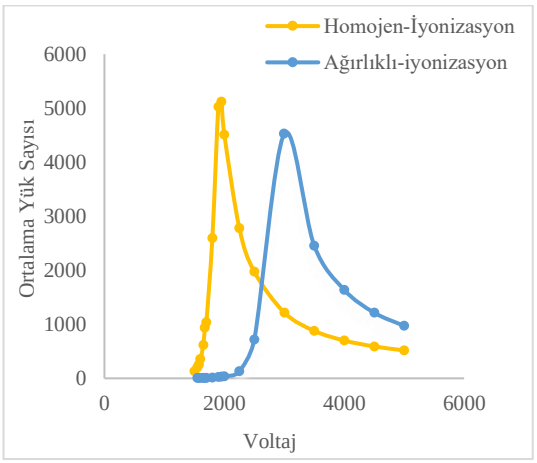
Bir elektronun 1 mm'lik gaz boşluğunda ilerlerken homojen ve ağırlıklı alan yaklaşımı ile hesaplanan ortalama elastik saçılma, eksidasyon ve iyonizasyon değerlerinin voltaja bağlı değişimleri sırasıyla Şekil 4.1, 4.2 ve 4.3'te verilmiştir.



Şekil 4.1. 1 mm gaz boşluğunda homojen ve ağırlıklı alan yaklaşımı için ortalama elastik saçılma grafiği.



Şekil 4.2. 1 mm gaz boşluğunda homojen ve ağırlıklı alan yaklaşımı için ortalama eksitasyon grafiği.



Şekil 4.3. 1 mm gaz boşluğunda homojen ve ağırlıklı alan yaklaşımı için ortalama iyonizasyon grafiği.

Elde edilen üç grafik incelendiğinde, ağırlıklı alan yaklaşım modelinde her bir grafik için maksimum değerin elde edildiği voltaj değeri, homojen alan yaklaşımına göre daha yüksektir. Bu durum, yüksek özdirençli cam elektrotun dielektrik özelliğinin hesaba katılmasının bir sonucudur. Kullanılan elektrotların dielektrik sabiti ve kalınlığı gaz hacmi içindeki ağırlıklı alanı zayıflatacağından, maksimum değere ulaşılması için daha yüksek voltajlara ihtiyaç duyulur.

Şekil 4.1 incelendiğinde, homojen alan yaklaşımında ortalama elastik saçılma adedi 4000 V civarında plato oluştururken, ağırlıklı alan yaklaşımında bu değer 5000 V civarındadır. 1 mm gaz boşluğunda elektronların oluşturduğu ortalama eksitasyon verileri incelendiğinde (Şekil 4.2), homojen alan yaklaşımında maksimum pik 1950 V civarında, ağırlıklı alan yaklaşımında ise 3000 V civarında oluşmuştur.

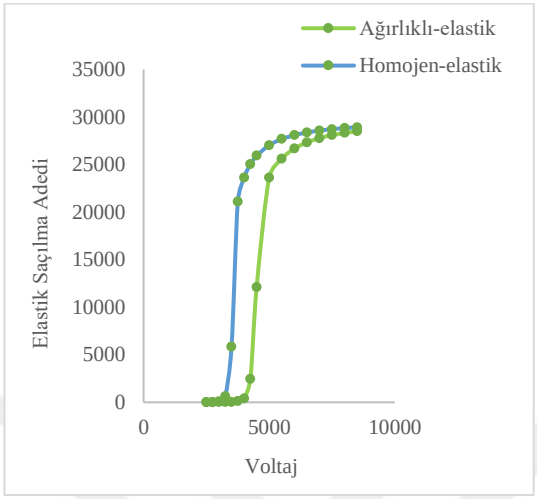
Ortalama iyonizasyon adedi grafiğinden (Şekil 4.3) görüleceği gibi, her iki yaklaşım modelinde elde edilen maksimum pik voltaj değerleri eksidasyon süreci ile hemen hemen aynıdır. Eksidasyon etkileşimi iyonizasyondan ya hemen önce ya da eşzamanlı olarak gerçekleşebilir. Şekil 4.2 ve 4.3 bu durumu doğrulamaktadır.

Gaz Boşluğu 2 mm;

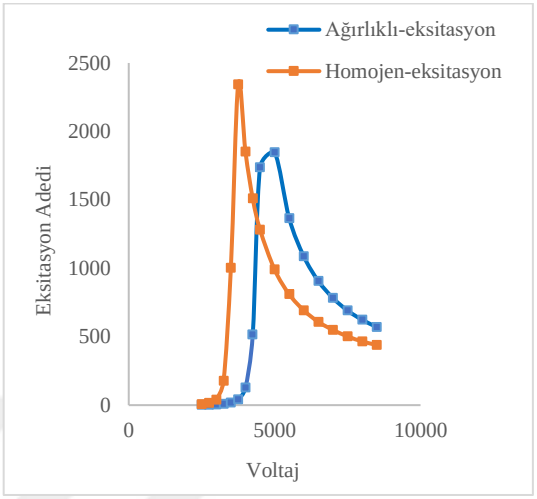
2 mm'lik gaz boşluğu için her iki alan yaklaşımı ile hesaplanan ortalama elastik saçılma, eksidasyon ve iyonizasyon değerlerinin voltaja bağlı değişimleri sırasıyla Şekil 4.4, 4.5 ve 4.6'da sunulmuştur.

Şekil 4.4 incelendiğinde, maksimum elastik saçılma adedi, 1 mm'de olduğu gibi 30000 civarındadır. Ancak her iki alan yaklaşım metoduna göre elastik saçılma eğrileri birbirlerine daha yaklaşmıştır. Plato bölgesi homojen alan yaklaşımında 6000 V civarında başlarken, ağırlıklı alan yaklaşımında 7500 V civarındadır. Eksidasyon ve iyonizasyon süreçlerinin grafikleri (Şekil 4.5, 4.6) aynı eğilimdedir. Şekil 4.6'dan görüldüğü üzere, homojen alan yaklaşımında maksimum ortalama yük sayısı 6200'dür ve 3750 V civarında ulaşılmıştır. Ağırlıklı alan yaklaşımında ise maksimum ortalama yük sayısı 4800'dir ve 4500 V civarında ulaşılmıştır. Elektronların kat ettiği mesafenin artmasıyla her iki

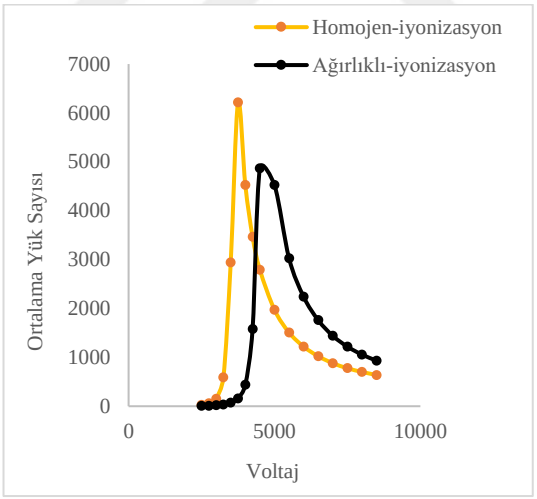
yaklaşım metodunda elde edilen maksimum pik değerleri arasındaki fark daha belirgin hale gelmiştir.



Şekil 4.4. 2 mm gaz boşluğunda homojen ve ağırlıklı alan yaklaşımı için ortalama elastik saçılma grafiği.



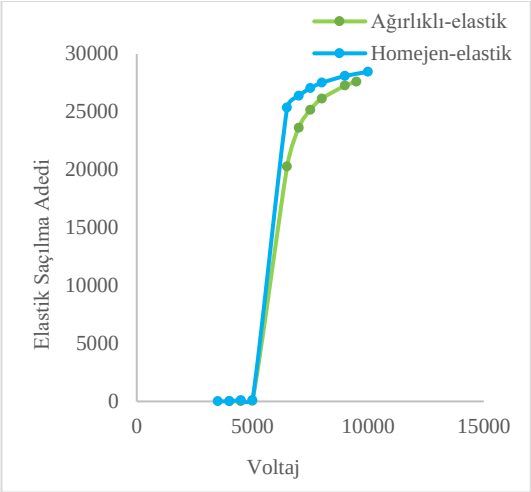
Şekil 4.5. 2 mm gaz boşluğunda homojen ve ağırlıklı alan yaklaşımı için ortalama eksitasyon grafiği.



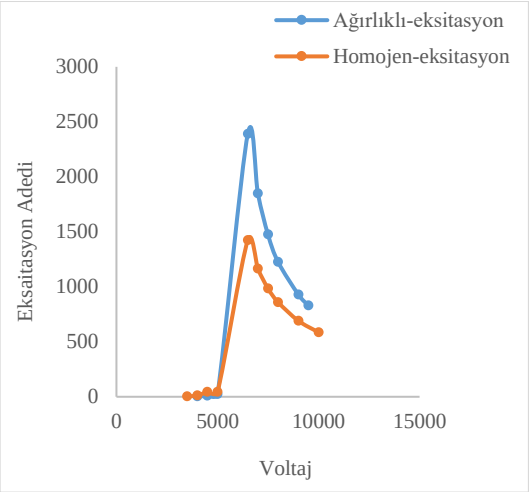
Şekil 4.6. 2 mm gaz boşluğunda homojen ve ağırlıklı alan yaklaşımı için ortalama iyonizasyon grafiği.

Gaz Boşluğu 3 mm;

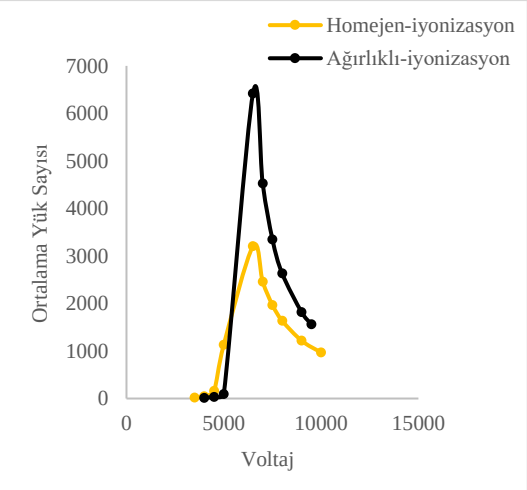
Şekil 4.7, 4.8 ve 4.9, sırasıyla 3 mm'lik gaz boşluğunda hesaplanan ortalama elastik saçılma, eksidasyon ve iyonizasyon değerlerinin voltaja bağlı değişim grafiklerini vermektedir.



Şekil 4.7. 3 mm gaz boşluğunda homojen ve ağırlıklı alan yaklaşımı için ortalama elastik saçılma grafiği.



Şekil 4.8. 3 mm gaz boşluğunda homojen ve ağırlıklı alan yaklaşımı için ortalama eksitasyon grafiği.



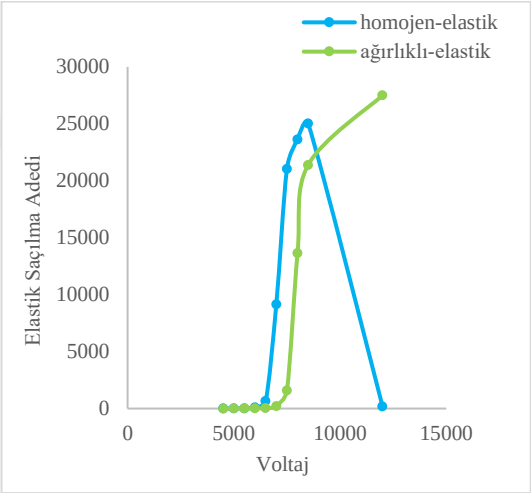
Şekil 4.9. 3 mm gaz boşluğunda homojen ve ağırlıklı alan yaklaşımı için ortalama iyonizasyon grafiği.

Elde edilen üç grafikten de görüldüğü üzere, gaz boşluğunun 3 mm'ye artmasıyla alan yaklaşım metotları arasındaki voltaj kaymaları neredeyse sıfırlanmıştır. Elastik saçılma grafiği (Şekil 4.7) incelendiğinde, ancak 9000 V'dan sonra platoya ulaşıldığı gözlenmiştir. Eksidasyon ve iyonizasyon eşik voltaj değerlerinin 5000 V civarında ve maksimum pikin 6500-7000 V bandında olduğu görülmektedir (Şekil 4.8-4.9). 3 mm gaz boşluğunda

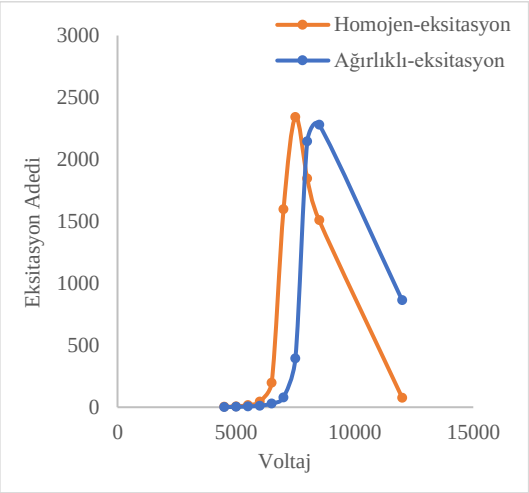
ağırlıklı alan yaklaşımı ile elde edilen maksimum ortalama yük sayısı 6400 civarında iken, homojen alan yaklaşımında 3200 civarında bulunmuştur.

Gaz Boşluğu 4 mm;

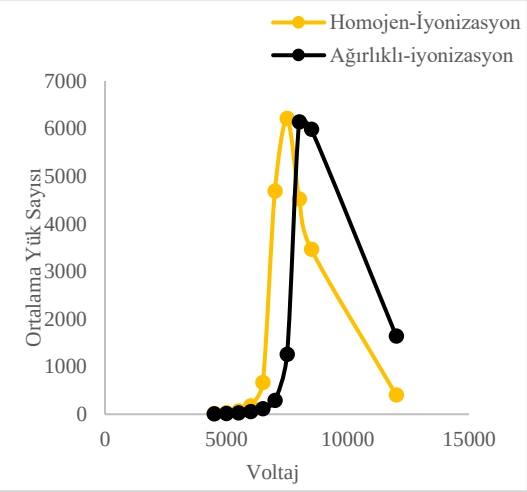
4 mm'lik gaz boşluğu için her iki alan yaklaşımı ile hesaplanan ortalama elastik saçılma, eksitasyon ve iyonizasyon değerlerinin voltaja bağlı değişimleri sırasıyla Şekil 4.10, 4.11 ve 4.12'de verilmiştir.



Şekil 4.10. 4 mm gaz boşluğunda homojen ve ağırlıklı alan yaklaşımı için ortalama elastik saçılma grafiği.



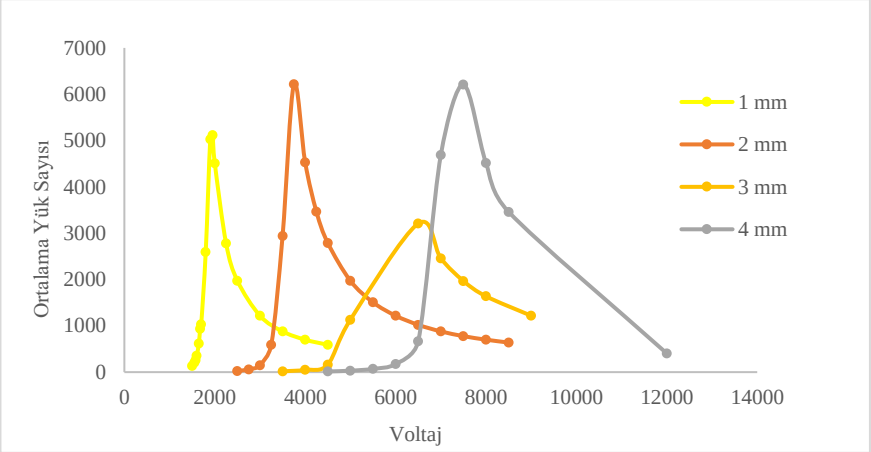
Şekil 4.11. 4 mm gaz boşluğunda homojen ve ağırlıklı alan yaklaşımı için ortalama eksitasyon grafiği.



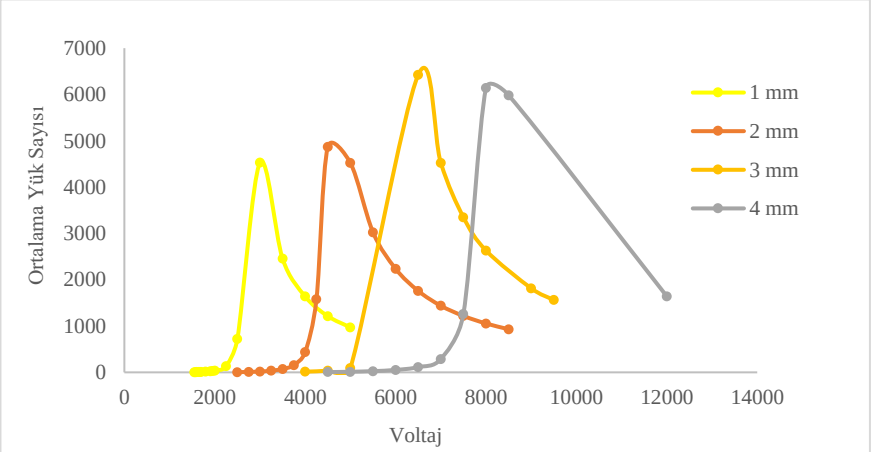
Şekil 4.12. 4 mm gaz boşluğunda homojen ve ağırlıklı alan yaklaşımı için ortalama iyonizasyon grafiği.

Elastik saçılma grafiği incelendiğinde 10000-12000 V bandında platoya ancak ulaşıldığı gözlenmiştir. Eksitasyon ve iyonizasyon maksimumları 7500-8500 V aralığındadır. Her iki alan yaklaşımında elde edilen maksimum ortalama yük adedi 6000 civarında olduğu görülmektedir (Şekil 4.12).

%79,3 Ar - %20,7 i-C_4H_{10} gaz karışımı için 4 farklı gaz boşluğunda homojen alan ve ağırlıklı alan yaklaşımı ile üretilen ortalama iyonizasyon sayılarının voltaja bağlı değişim grafiklerinin bir karşılaştırması Şekil 4.13 ve 4.14'te verilmiştir.



Şekil 4.13. 1,2,3,4 mm gaz boşluğu için homojen alan yaklaşımı ile elde edilen ortalama iyonizasyon grafiği.



Şekil 4.14. 1,2,3,4 mm gaz boşluğu için ağırlıklı alan yaklaşımı ile elde edilen ortalama iyonizasyon grafiği.

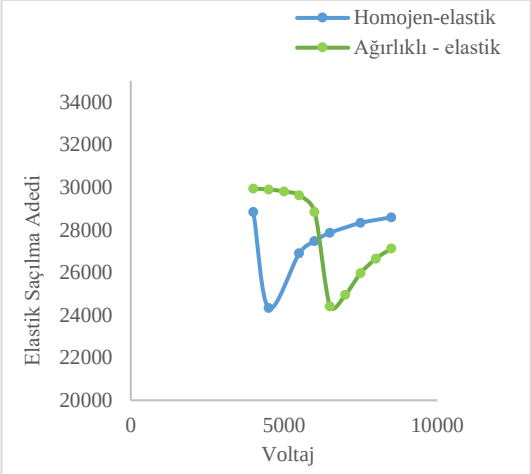
Her iki grafikten (Şekil 4.13-4.14) de görüldüğü üzere, gaz boşluğu arttıkça iyonizasyonun başladığı eşik voltajı ve maksimum pikin gerçekleştiği voltaj değeri sağa doğru kaymıştır. Ayrıca gaz boşluğu arttıkça pik genişliği de artmaktadır. İnce gaz boşluğunda (1 mm) detektörün daha hızlı ve keskin sinyal üretmesi beklenirken, geniş gaz boşluğunda detektörün çalışma voltaj aralığı daha geniş olur.

4.2. (%17,8 Ar - % 82,2 CH_4) Gaz Karışımı için Elde Edilen Sonuçlar

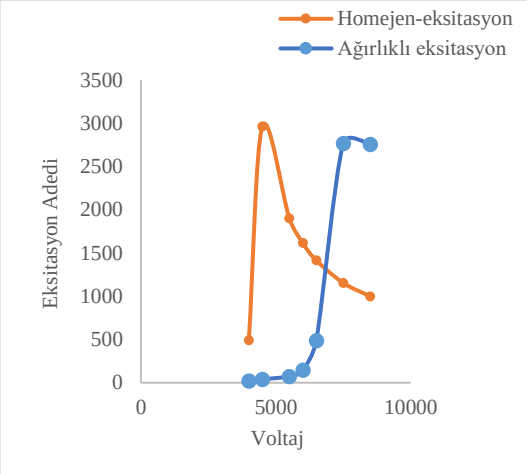
Gaz Boşluğu 1 mm;

Bu kısımda dindirici gaz olarak metan seçilerek, 1 mm'lik gaz boşluğunda homojen ve ağırlıklı alan yaklaşımı ile hesaplanan ortalama elastik saçılma, eksidasyon ve iyonizasyon değerlerinin voltaja bağlı değişimleri incelenmiş ve sırasıyla Şekil 4.15, 4.16 ve 4.17'de verilmiştir.

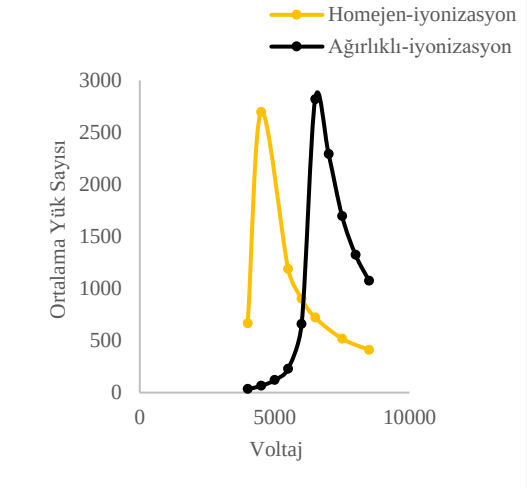
Elastik saçılma grafiği incelendiğinde, homojen alan yaklaşımında 4500 V civarında, ağırlıklı alan yaklaşımında 6500 V civarında minimum gözenmektedir. Bu, elektronların enerji kazanarak elastik saçılma bölgesinden çıkarak eksitasyon ve iyonizasyon bölgelerine geçtiğini işaret eder. Şekil 4.16'dan görüldüğü üzere, homojen alanda 4500 V civarında maksimum pik yaparken, ağırlıklı alanda 7500-8000 V aralığında maksimum pik oluşturmuştur. İyonizasyon değişimi de eksitasyon ile aynı eğilimi göstermektedir. Maksimum iyonizasyon adedi homojen alanda 4500 V değerinde, ağırlıklı alanda 6500 V değerinde elde edilmiştir.



Şekil 4.15. 1 mm gaz boşluğunda homojen ve ağırlıklı alan yaklaşımı için ortalama elastik saçılma grafiği.



Şekil 4.16. 1 mm gaz boşluğunda homojen ve ağırlıklı alan yaklaşımı için ortalama eksitasyon grafiği.



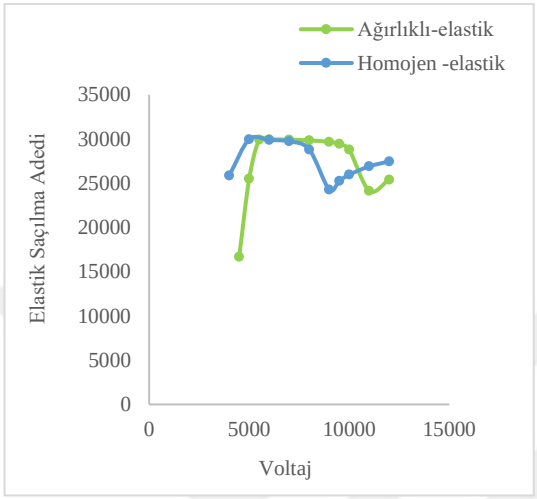
Şekil 4.17. 1 mm gaz boşluğunda homojen ve ağırlıklı alan yaklaşımı için ortalama iyonizasyon grafiği.

Gaz Boşluğu 2 mm;

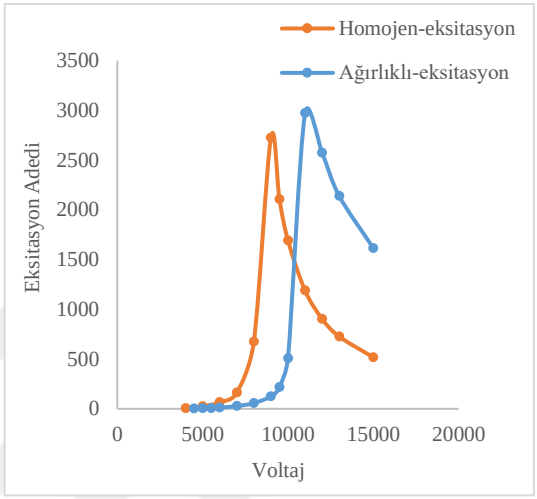
2 mm'lik gaz boşluğu için her iki alan yaklaşımı ile hesaplanan ortalama elastik saçılma, eksitasyon ve iyonizasyon değerlerinin voltaja bağlı değişimleri sırasıyla Şekil 4.18, 4.19 ve 4.20'de verilmiştir.

Şekil 4.18 incelendiğinde, ortalama elastik saçılma grafiğinde homojen alan yaklaşımında 9000 V civarında, ağırlıklı alan yaklaşımında ise 11000 V civarında minimum

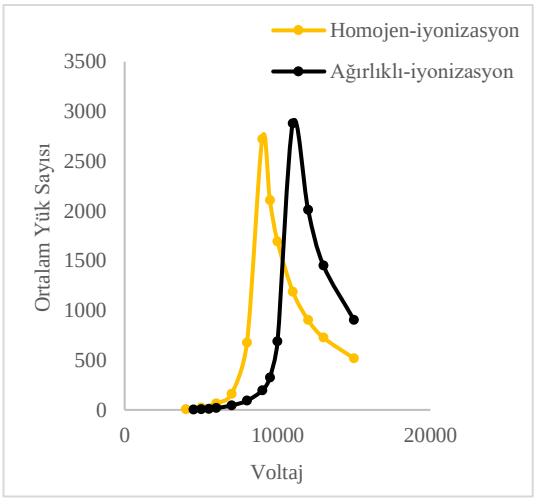
gözlenmektedir. Maksimum eksitasyon ve iyonizasyon adedi 9000-11000 V bandına artmıştır. Burada metan oranının çok yüksek olması dindirici özelliğinin baskın olmasından dolayı gaz boşluğunun 2 katına çıkması çalışma voltajını da neredeyse 2 katına çıkarmıştır.



Şekil 4.18. 2 mm gaz boşluğunda homojen ve ağırlıklı alan yaklaşımı için ortalama elastik saçılma grafiği.



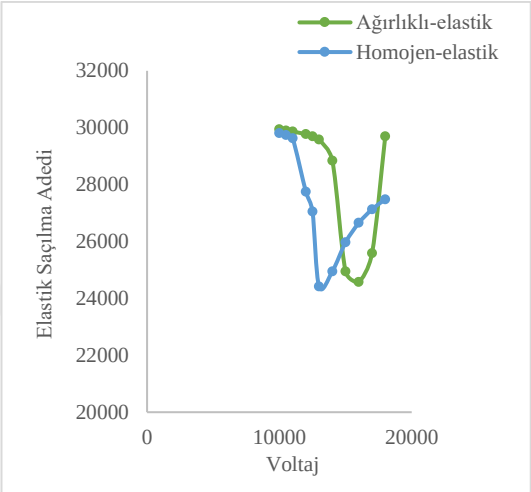
Şekil 4.19. 2 mm gaz boşluğunda homojen ve ağırlıklı alan yaklaşımı için ortalama eksitasyon grafiği.



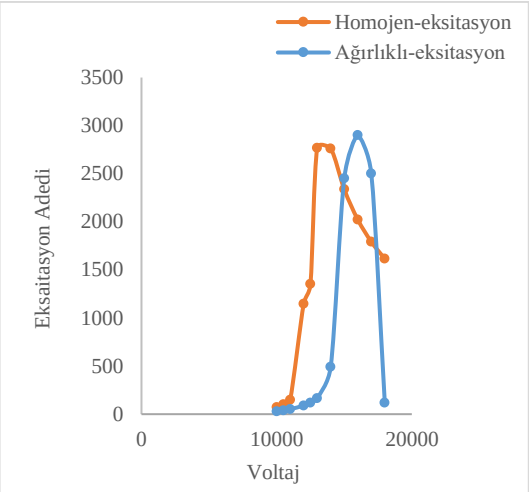
Şekil 4.20. 2 mm gaz boşluğunda homojen ve ağırlıklı alan yaklaşımı için ortalama iyonizasyon grafiği.

Gaz Boşluğu 3 mm;

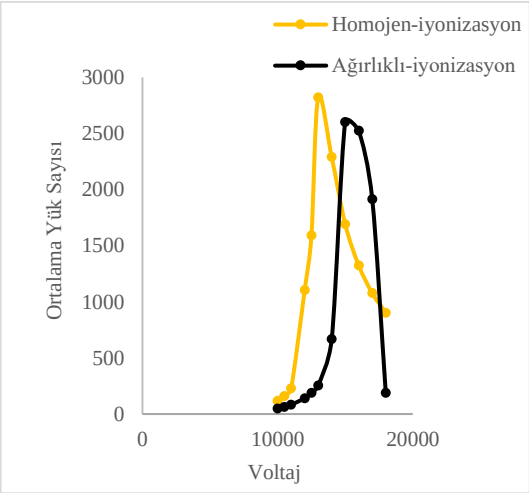
3 mm'lik gaz boşluğu için her iki alan yaklaşımı ile hesaplanan ortalama elastik saçılma, eksitasyon ve iyonizasyon değerlerinin voltaja bağlı değişimleri sırasıyla Şekil 4.21, 4.22 ve 4.23'te verilmiştir.



Şekil 4.21. 3 mm gaz boşluğunda homojen ve ağırlıklı alan yaklaşımı için ortalama elastik saçılma grafiği.



Şekil 4.22. 3 mm gaz boşluğunda homojen ve ağırlıklı alan yaklaşımı için ortalama eksitasyon grafiği.



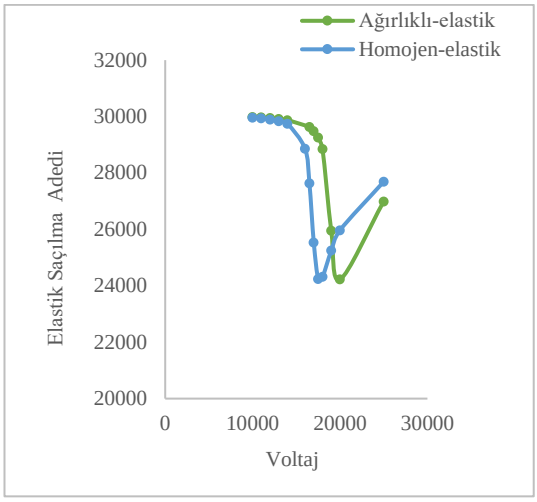
Şekil 4.23. 3 mm gaz boşluğunda homojen ve ağırlıklı alan yaklaşımı için ortalama iyonizasyon grafiği.

Gaz boşluğunun 3 mm'ye artırılması, sistemin ihtiyaç duyduğu enerji eşiğini büyük ölçüde artırmıştır. Şekil 4.22'den görüldüğü gibi eksidasyon maksimum piki homojen alan yaklaşımında 13000 V, ağırlıklı alan yaklaşımında 16000 V civarına yükselmiştir. Maksimum iyonizasyon sayısı homojen alanda 2800 civarında 13000 V değerinde elde edilirken, ağırlıklı alanda 2600 civarında 16000 V'ta elde edilmiştir (Şekil 4.23). 3 mm'lik gaz boşluğu ile metan gazının yüksek oranı birleştiğinde detektöre ancak çok yüksek voltajlarda kararlı bir çalışma sağlar.

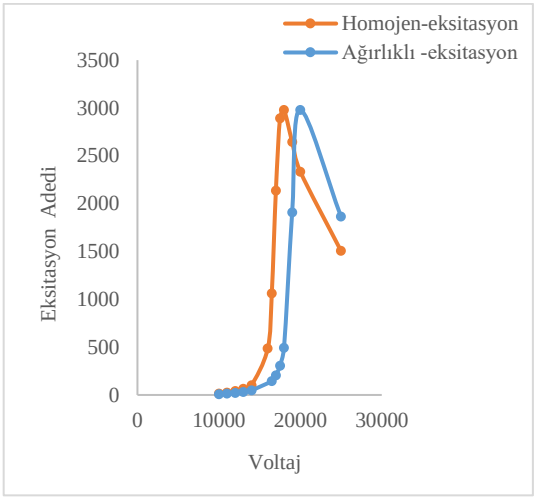
Gaz Boşluğu 4 mm;

4 mm'lik gaz boşluğu için Şekil 4.24, 4.25 ve 4.26'da sırasıyla her iki alan yaklaşımı ile hesaplanan ortalama elastik saçılma, eksitasyon ve iyonizasyon değerlerinin voltaja bağlı değişimleri incelenmiştir.

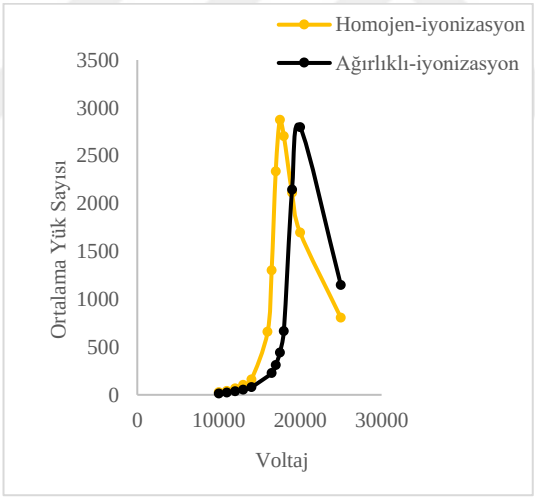
Şekil 4.24'te verilen ortalama elastik saçılma grafiği, 10000 V seviyesine kadar çok yüksek değerlerde seyretmektedir, ancak bu voltajdan sonra keskin bir düşüşe geçmektedir. İyonizasyon ve eksitasyon süreçleri ancak 14000 V civarında belirginleşmeye başlamıştır. Maksimum pik değerlerine 18000-20000 V bandında ulaşmaktadır.



Şekil 4.24. 4 mm gaz boşluğunda homojen ve ağırlıklı alan yaklaşımı için ortalama elastik saçılma grafiği.

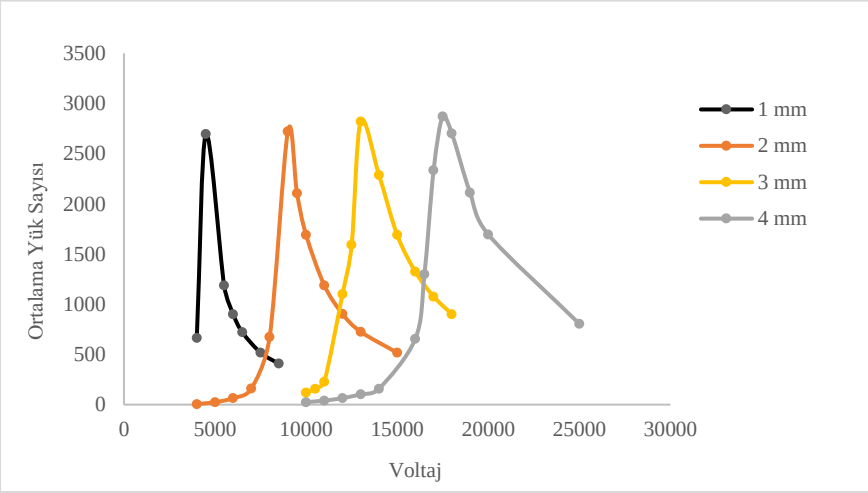


Şekil 4.25. 4 mm gaz boşluğunda homojen ve ağırlıklı alan yaklaşımı için ortalama eksitasyon grafiği.

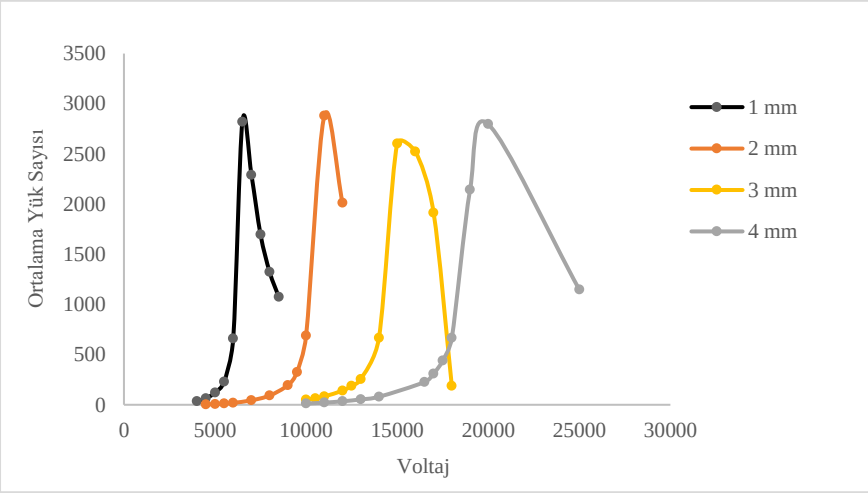


Şekil 4.26. 4 mm gaz boşluğunda homojen ve ağırlıklı alan yaklaşımı için ortalama iyonizasyon grafiği.

(%17,8 Ar - %82,2 CH_4) gaz karışımı için 4 farklı gaz boşluğunda homojen alan ve ağırlıklı alan yaklaşımı ile üretilen ortalama iyonizasyon sayılarının voltaja bağlı değişim grafiklerinin bir karşılaştırması yapılmış ve Şekil 4.27 ve 4.28'de verilmiştir.



Şekil 4.27. 1,2,3,4 mm gaz boşluğu için homojen alan yaklaşımı ile elde edilen ortalama iyonizasyon grafiği.

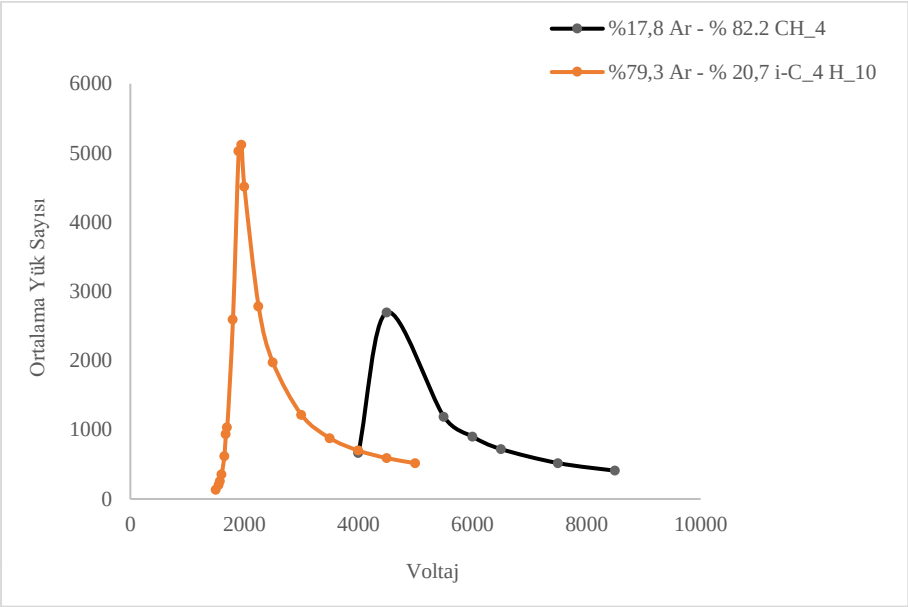


Şekil 4.28. 1,2,3,4 mm gaz boşluğu için ağırlıklı alan yaklaşımı ile elde edilen ortalama iyonizasyon grafiği.

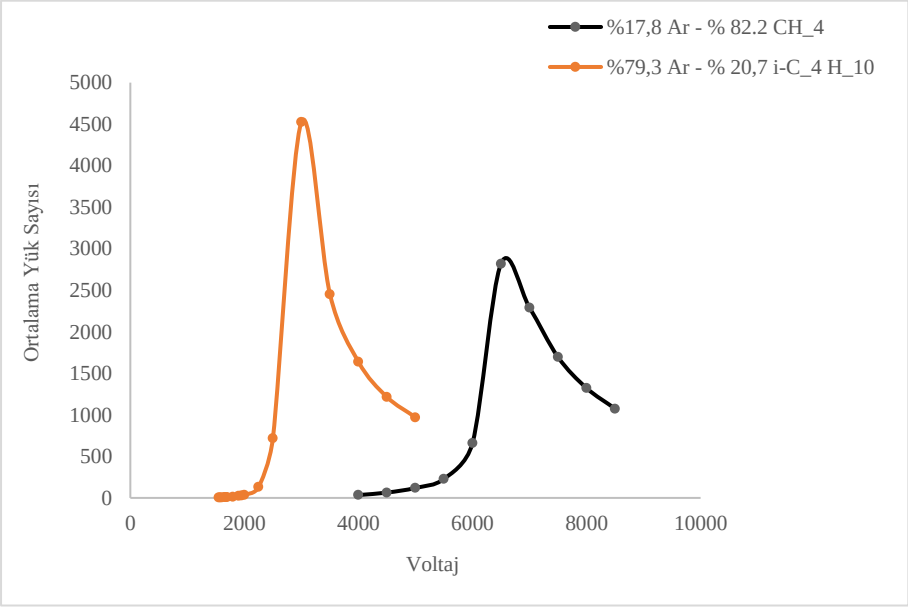
Şekil 4.27 ve 4.28 incelendiğinde, bir önceki gaz karışımında olduğu gibi gaz boşluğu arttıkça iyonizasyon eşik voltajı da artmaktadır. Maksimum iyonizasyonun sağlandığı voltaj değerleri gaz boşluğu ile birlikte artış göstermiştir. Ayrıca, gaz boşluğu arttıkça sinyal pik genişliğinin de arttığı gözlenmiştir.

Bu tez çalışmasında kullanılan gaz karışımlarının (%79,3 Ar - % 20,7 i-C_4H_{10}, %17,8 Ar - % 82,2 CH_4) ortalama iyonizasyon yüküne etkilerini incelemek için her iki gazın bir kıyaslamasının yapıldığı grafikler Şekil 4.29-4.36'da verilmiştir.

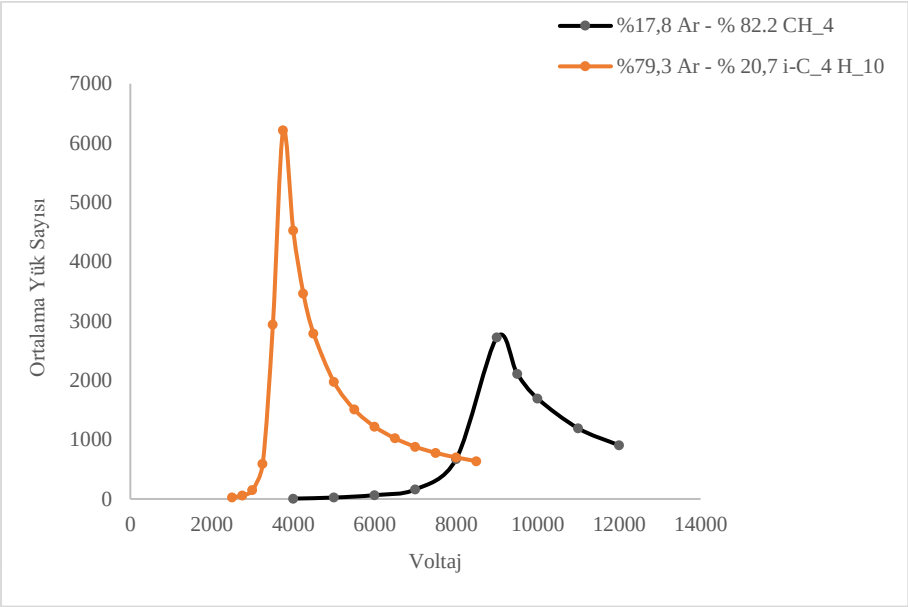
Şekil 4.29 ve 4.30'da, 1 mm gaz boşluğu için verilen karşılaştırma grafiklerinden görüldüğü gibi, homojen alan yaklaşımında, yüksek oranda metan karışımlı gazda maksimum 2700 genlikli pik 4500 V civarında elde edilirken, izobütan karışımlı gazda 1950 V civarında ortalama 5100 genlikli pik elde edilmiştir. Ağırlıklı alan yaklaşımında, metan konsantrasyonlu gaz için 2800 genlikli maksimum pik 6500 V'da elde edilirken, izobütan konsantrasyonlu gazda 3000 V'da 4500 genlikli bir pik elde edilmiştir. Bu bulgular, dindirici gaz oranının artması ile detektör için verimli iyonizasyon voltajının daha yüksek değerlere çıktığının bir göstergesidir. Her iki alan yaklaşımında da bu durum belirgin bir şekilde gözükmektedir.



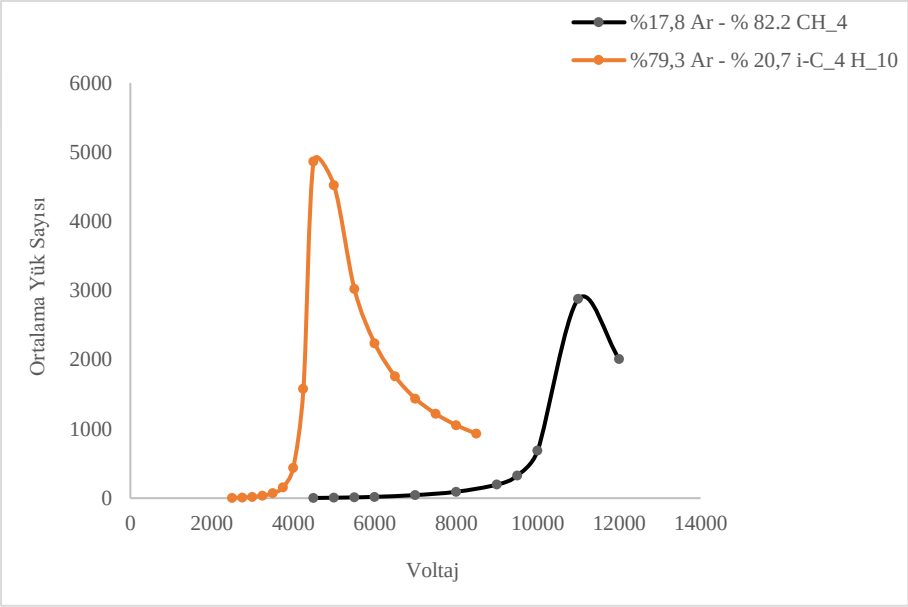
Şekil 4.29. 1 mm gaz boşluğu için homojen alan yaklaşımı ile elde edilen ortalama yük dağılımının karşılaştırması grafiği.



Şekil 4.30. 1 mm gaz boşluğu için ağırlıklı alan yaklaşımı ile elde edilen ortalama yük dağılımının karşılaştırması grafiği.



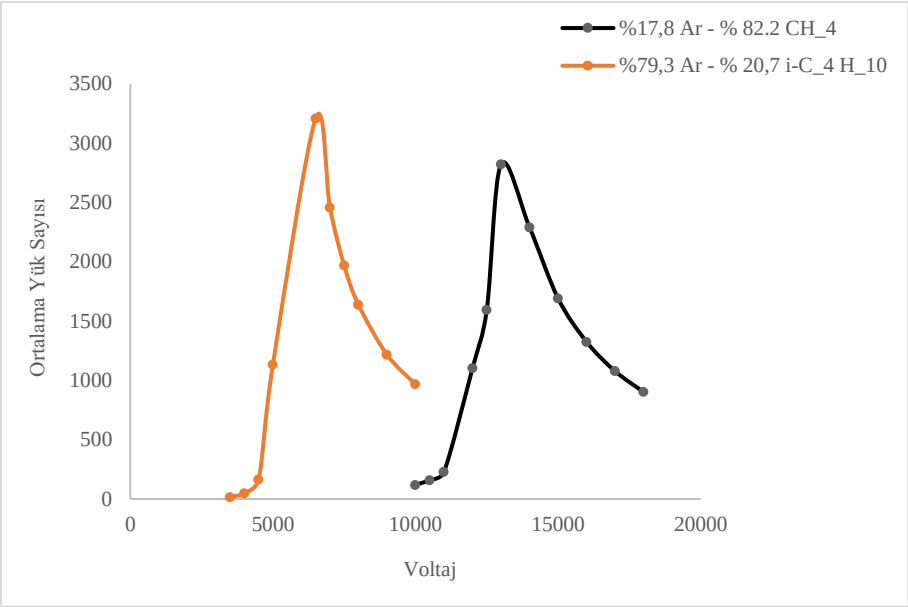
Şekil 4.31. 2 mm gaz boşluğu için homojen alan yaklaşımı ile elde edilen ortalama yük dağılımının karşılaştırması grafiği.



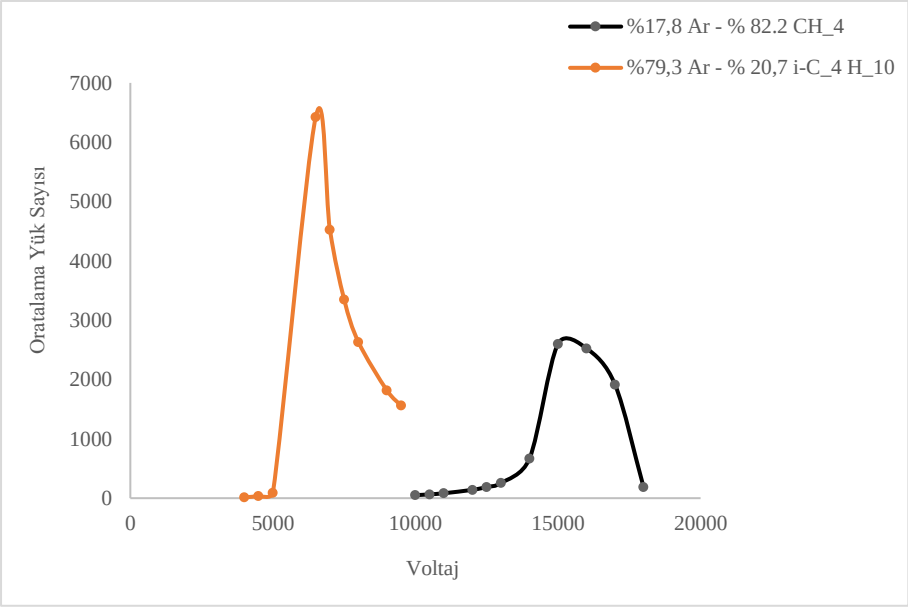
Şekil 4.32. 2 mm gaz boşluğu için ağırlıklı alan yaklaşımı ile elde edilen ortalama yük dağılımının karşılaştırması grafiği.

2 mm gaz boşluğu için karşılaştırma grafikleri, Şekil 4.31 ve 4.32 incelendiğinde, daha yüksek piklerin elde edildiği görülmektedir. Yüksek metan konsantrasyonunun dindirici etkisi burada da açık bir şekilde ortaya çıkmaktadır. Homojen alan yaklaşımında metan konsantrasyonlu gaz için maksimum pik değeri 2700 civarında 9000 V değerinde elde edilirken, izobütan karışımlı gazda 3750 V değerinde 6200 civarında maksimum pik üretilmiştir. Ağırlıklı alan yaklaşımında metan konsantrasyonlu gaz için maksimum pik değerine ancak 11000 V'da ulaşılmıştır. İzobütan karışımlı gaz için maksimum değer 4500 V civarındadır.

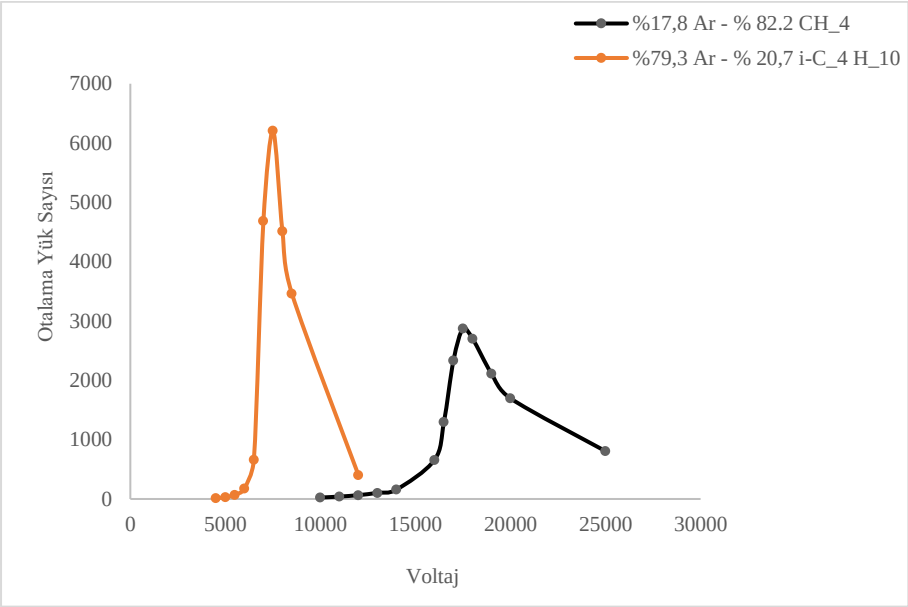
3 mm'lik gaz boşluğu için, Şekil 4.33 ve 4.34 incelendiğinde, artan gaz aralığı ile detektörden maksimum iyonizasyon dolayısıyla verimli bir sinyal alabilmek için, özellikle yüksek oranlı metan karışımlı gazda daha yüksek voltajlara ihtiyaç duyulduğu açıkça görülmektedir.



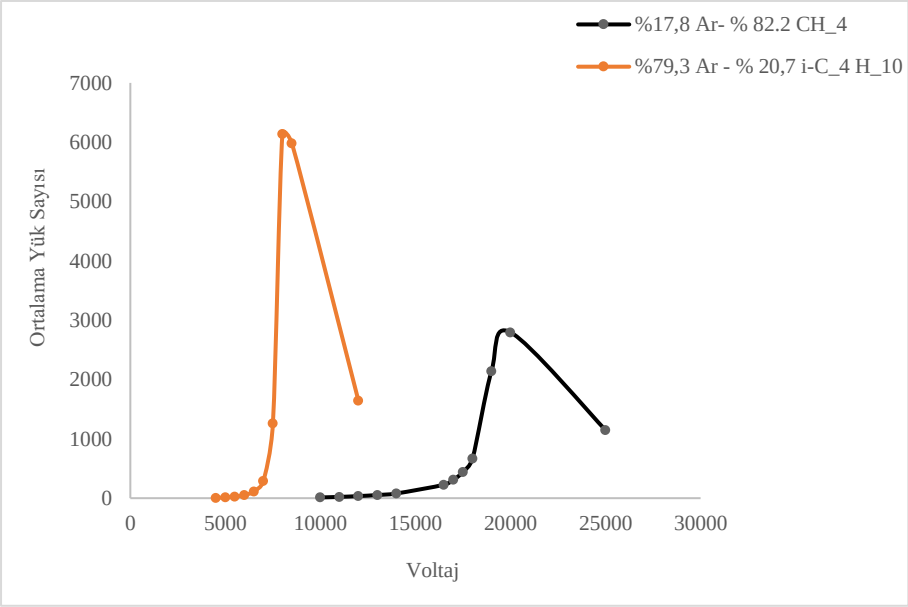
Şekil 4.33. 3 mm gaz boşluğu için homojen alan yaklaşımı ile elde edilen ortalama yük dağılımının karşılaştırması grafiği.



Şekil 4.34. 3 mm gaz boşluğu için ağırlıklı alan yaklaşımı ile elde edilen ortalama yük dağılımının karşılaştırması grafiği.



Şekil 4.35. 4 mm gaz boşluğu için homojen alan yaklaşımı ile elde edilen ortalama yük dağılımının karşılaştırması grafiği.



Şekil 4.36. 4 mm gaz boşluğu için ağırlıklı alan yaklaşımı ile elde edilen ortalama yük dağılımının karşılaştırması grafiği.

Şekil 4.35 ve 4.36'da gaz boşluğu 4 mm'ye çıkarılmış ve iyonizasyon yük dağılımları incelenmiştir. Şekillerden görüldüğü gibi, 4 mm gaz aralığında artık verimli voltaj aralığının ekstrem bir büyüklüğe ulaştığı gözlenmiştir. Özellikle yüksek oranlı dindirici metan gazlı karışımda 22000 V civarında maksimum iyonizasyon elde edilmiştir ki bu değer verimli bir çalışma için oldukça yüksek bir değerdir.

5. SONUÇ

Bu çalışmada, tek gaplı bir cam RPC detektörde bir elektron tarafından üretilen sinyal gelişimi, Monte Carlo yöntemi kullanılarak incelenmiştir. Bu amaçla, elektronun gaz hacmi boyunca gaz atomları ile yaptığı elastik saçılma, eksitasyon ve iyonizasyon süreçleri hesaba katılarak sinyal gelişimi üzerindeki etkileri incelenmiştir.

Elektronun detektör içindeki geçişi sırasında maruz kaldığı bu etkileşimler, oluşan sinyalin zaman içindeki değişimini doğrudan etkiler. İyonizasyon süreci sinyalin temelini oluşturan yükleri üretirken, saçılma ve eksitasyon süreçleri bu yüklerin sürüklenme hızını, dolayısıyla enerji dağılımlarını etkileyerek sinyal formunu belirler. Elektronun yolu boyunca kazanacağı enerji, gaz hacmindeki elektrik alan şiddeti ile orantılı olduğundan, bu tez çalışması için geliştirilen benzetim programında, elektrik alan değeri, homojen ve ağırlıklı alan yaklaşımı ile hesaplanmış ve tüm bu etkileşim süreçlerine etkisi ayrıntılı bir şekilde incelenmiştir. Bu inceleme, iki farklı gaz karışımı (%79,3 Ar–%20,7 i-C_4H_{10}, %17,8 Ar–%82,2 CH_4) ve 4 farklı genişlikte gaz aralığı (1, 2, 3, 4 mm) için gerçekleştirilmiştir.

Gaz karışımlarına bağlı olarak elde edilen bulgulara göre;
Ar-izobütan karışımlı gazda Ar-metan karışımlı gaza göre daha düşük voltajlarda daha yüksek iyonizasyonlar elde edilmiştir. Bu durum, metan oranının görece yüksek olması iyonizasyonu daha baskılayıcı hale getirdiğinin bir göstergesidir. Dar gaz boşluklarında (1–2 mm) izobütan karışımlı gazda metan karışımlı gaza göre yaklaşık %55 oranında daha fazla iyonizasyon gözlenmiştir.

Gaz boşluğunun artması iyonizasyon voltajının artmasına sebep olmuştur. Her iki gaz karışımında da bu durum açıkça görülmektedir. Özellikle homojen alan yaklaşımında, elektrik alanın doğrudan gaz boşluğu ile ters orantılı olması, bu artışın mesafe ile orantılı bir şekilde artışına sebep olmuştur. Ar-izobütan karışımlı gazda en dar aralıktan en genişine maksimum iyonizasyonun oluştuğu voltaj değerleri incelendiğinde, 3000-8000 V aralığında, Ar-metan karışımlı gazda ise bu değerin 7000-20000 V aralığında olduğu

görülmüştür. Bu sonuç, gaz karışımında daha düşük metan konsantrasyonunun kullanılmasının daha verimli voltaj aralığı sunacağını işaret eder.

Son olarak elde edilen bulgulardan tüm etkileşimlerin net bir karşılaştırmasını ortaya koymak için hesaplanan maksimum elastik saçılma, eksitasyon ve iyonizasyon değerleri, her iki gaz karışımı ve alan yaklaşımında, gaz boşluğuna bağlı olarak aşağıdaki çizelgelerde özetlenmiş (Çizelge 4.1-4.3) ve ilgili grafikleri Şekil 4.37-4.39'da verilmiştir.

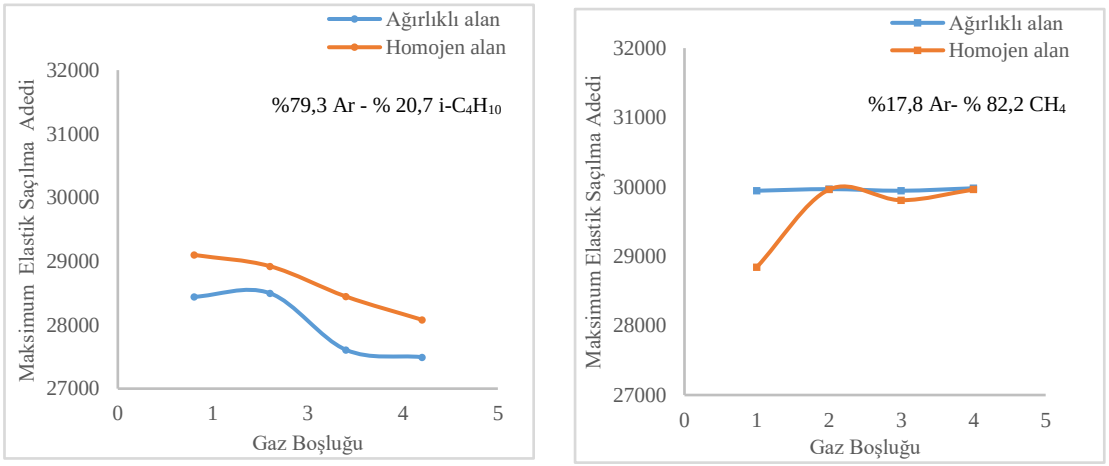
Çizelge 4.1, her iki gaz karışımı için her bir gaz boşluğunda elde edilen maksimum elastik saçılma değerlerini vermektedir.

Çizelge 4.1- Her iki gaz karışımı için homojen ve ağırlıklı alan yaklaşımı ile elde edilen maksimum elastik saçılma verileri

(%79,3 Ar - % 20,7 i-C_4H_{10}) Maksimum Elastik saçılma verileri				
Gaz boşluğu (mm)	**1**	**2**	**3**	**4**
Ağırlıklı alan voltaj (V)	5000	8500	9500	12000
Ağırlıklı alan maksimum elastik adedi	28441,2	28498,7	27610,3	27494,9
Homojen alan voltaj (V)	5000	8500	10000	12000
Homojen alan maksimum elastik adedi	29099,5	28922,3	28446.7	28081,8

(%17,8 Ar - % 82,2 CH_4) Maksimum Elastik saçılma verileri				
Gaz boşluğu (mm)	**1**	**2**	**3**	**4**
Ağırlıklı alan voltaj (V)	4000	6000	10000	10000
Ağırlıklı alan maksimum elastik adedi	29944,8	29968,2	29944,8	29980,3
Homojen alan voltaj (V)	4000	5000	10000	10000
Homojen alan maksimum elastik adedi	28841,4	29961,2	29807,8	29961

Şekil 4.37 incelendiğinde, izobütan karışımlı gazda maksimum elastik saçılma adedi gaz boşluğu arttıkça azalma eğilimindedir. Her iki alan yaklaşımının değişimi birbirine yakındır. Metan karışımlı gazda özellikle ağırlıklı alan yaklaşımında maksimum elastik saçılmanın daha stabil olduğu gözlenmiştir. Bu durum metan konsantrasyonunun yüksek olmasıyla açıklanabilir.



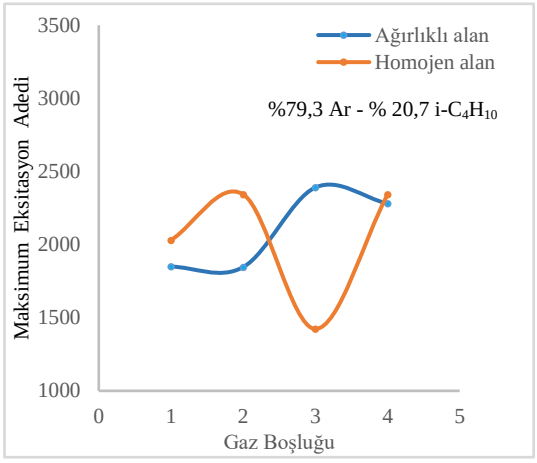
Şekil 4.37. Her iki gaz karışımı için homojen ve ağırlıklı alan yaklaşımı ile elde edilen maksimum elastik saçılma değerlerinin gaz boşluğuna bağlı değişimi.

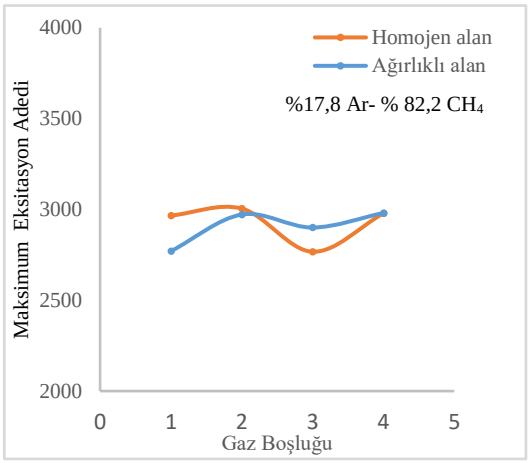
Gaz boşluğuna bağlı olarak maksimum eksitasyon verileri Çizelge 4.2'de verilmiştir. İzobütan karışımlı gazda eksitasyon maksimum değerleri 1500-2400 aralığında iken, metan karışımlı gazda 2700-3000 bandında değişmektedir. Her iki gaz karışımında da homojen alan yaklaşımında gaz boşluğu 3 mm olduğunda keskin bir düşüş gözlenmektedir. Ağırlıklı alan yaklaşımı ise her iki gaz karışımı için daha stabil bir davranış sergilemektedir.

Çizelge 4.2- Her iki gaz karışımı için homojen ve ağırlıklı alan yaklaşımı ile elde edilen maksimum eksitasyon verileri

(%79,3 Ar - % 20,7 i-C_4H_{10}) Maksimum Eksitasyon verileri				
Gaz boşluğu (mm)	**1**	**2**	**3**	**4**
Ağırlıklı alan voltaj (V)	3000	5000	6500	8500
Ağırlıklı alan maksimum eksitasyon adedi	1849,1	1845,9	2390,3	2280,6
Homojen alan voltaj (V)	1950	3750	6500	7500
Homojen alan maksimum eksitasyon adedi	2030,2	2343,4	1423,5	2341,6

(%17,8 Ar - % 82,2 CH_4) Maksimum Eksitasyon verileri				
Gaz boşluğu (mm)	**1**	**2**	**3**	**4**
Ağırlıklı alan voltaj (V)	6500	11000	16000	20000
Ağırlıklı alan maksimum eksitasyon adedi	2770,2	2971,9	2900,4	2980,3
Homojen alan voltaj (V)	4500	9000	13000	18000
Homojen alan maksimum eksitasyon adedi	2966,1	3004,7	2767,1	2978,2





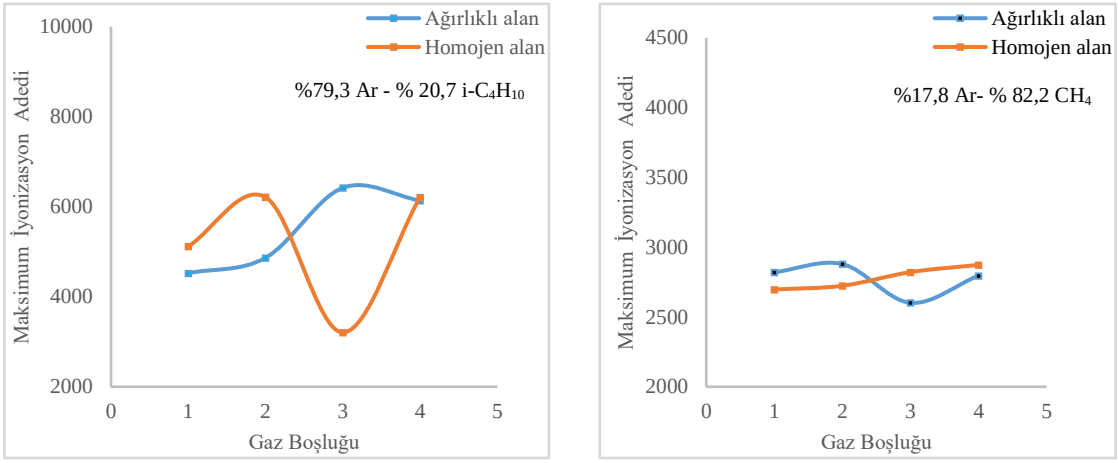
Şekil 4.38. Her iki gaz karışımı için homojen ve ağırlıklı alan yaklaşımı ile elde edilen maksimum eksitasyon değerlerinin gaz boşluğuna bağlı değişimi.

Çizelge 4.3, iyonizasyon etkileşim sürecinde her bir gaz boşluğunda elde edilen maksimum iyonizasyon adetlerini göstermektedir. İzobütanlı gazda iyonizasyon sürecinin metan karışımlı gaza göre daha baskın olduğu Şekil 4.39'dan bir kez daha görülmektedir.

Çizelge 4.3- Her iki gaz karışımı için homojen ve ağırlıklı alan yaklaşımı ile elde edilen maksimum iyonizasyon verileri

(%79,3 Ar - % 20,7 i-C_4H_{10}) Maksimum İyonizasyon verileri				
Gaz boşluğu (mm)	**1**	**2**	**3**	**4**
Ağırlıklı alan voltaj (V)	3000	4500	6500	8000
Ağırlıklı alan maksimum yük adedi	4526,8	4865,8	6422,1	6140,6
Homojen alan voltaj (V)	1950	3750	6500	7500
Homojen alan maksimum yük adedi	5118,3	6215,1	3207,8	6210,2

(%17,8 Ar - % 82,2 CH_4) Maksimum İyonizasyon verileri				
Gaz boşluğu (mm)	**1**	**2**	**3**	**4**
Ağırlıklı alan voltaj (V)	6500	11000	15000	20000
Ağırlıklı alan maksimum yük adedi	2819,9	2878,9	2601,6	2795,9
Homojen alan voltaj (V)	4500	9000	13000	17500
Homojen alan maksimum yük adedi	2696,9	2723,3	2821,2	2872,9



Şekil 4.39. Her iki gaz karışımı için homojen ve ağırlıklı alan yaklaşımı ile elde edilen maksimum iyonizasyon değerlerinin gaz boşluğuna bağlı değişimi.

Gaz boşluğuna bağlı olarak maksimum iyonizasyon değişimi Şekil 4.39'da görüldüğü gibi metan karışımlı gazda daha stabildir. İzobütan karışımlı gazda iyonizasyon maksimum değerleri 4500-6200 aralığında iken, metan karışımlı gazda 2600-2800 bandında değişmektedir. İzobütan karışımlı gazda homojen alan yaklaşımı 3 mm gaz boşluğunda keskin bir düşüş sergilerken ağırlıklı alan yaklaşımında böyle bir davranış gözlenmemiştir. Metan karışımlı gazda ise metanın baskın oranı sebebiyle maksimum iyonizasyon değerlerinde gaz boşluğuna bağlı keskin değişim gözlenmemiştir.

Sunulan bu tez çalışması ile bir RPC detektör ortamında yüklü parçacık tarafından geliştirilen sinyalin gaz karışımlarına ve gaz boşluğuna bağlı olarak nasıl değişim gösterdiği ortaya konulmuştur. Elde edilen sonuçlara göre standart paralel levhalı bir yapıdaki gibi homojen alan yaklaşımının bir RPC detektör için gerçekçi bir yaklaşım vermediği görülmüştür.

KAYNAKLAR

Abbrescia, M., Peskov, V., Fonte, P. (2018). Resistive Gaseous Detectors – Designs, Performance and Perspectives, Weinheim, Almanya: WILEY-VCH.

Anderson, D.F. et al. (1994). High counting rate resistive-plate chamber. Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A, 348, 324.

Babykin, M.V. et al. (1956). Plane-parallel spark counters for the measurement of small times; resolving time of spark counters. Sov. J. At. Energy, 4, 627.

Biswas, S. (2010) Development of high resolution gas filled detectors for high energy physics experiments. PhD thesis. University of Calcutta, http://www.ino.tifr.res.in/ino/theses/Saikat.Biswas-thesis.pdf (accessed 30 October 2017).

Cardarelli, R. et al. (1993). Performance of a resistive plate chamber operated with pure CF3Br.Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A, 333, 399–403.
Demir, N. (2002). Yüksek Enerji Gaz Detektörlerinde Sinyal Oluşumu Benzetişimi, Doktora Tezi, Bursa Uludağ Üniversitesi

Cerron Zeballos, E., Crotty, I., Hatzifotiadou, D., Lamas Valverde, J., Williams, M. C. S., & Zichichi, A. (1995). A new type of resistive plate chamber: The multigap RPC. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A, 374(1), 132–135. https://doi.org/10.1016/0168-9002(96)00158-1

Crotty, I., Valverde, J., Laurenti, G., Williams, M. C. S., & Zichichi, A. (1994). Investigation of resistive plate chambers. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A, 337(2–3), 370–380. https://doi.org/10.1016/0168-9002(93)91447-4

Demir, N. (2022). DYEF Ders Notları, Bursa Uludağ Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Fizik Anabilim Dalı

Duerdoth, I. et al. (1994). The transition from proportional to streamer mode in a resistive plate chamber. Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A, 348, 303–306.

Magboltz. (2023). https://magboltz.web.cern.ch/magboltz/

Larocci, E., & Picchi, P. (1983). The "Iarocci tube": A limited streamer tube. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, 211(2–3), 343–374. https://doi.org/10.1016/0167-5087(83)90508-7

Leo, W.R. (1994). Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments A How-to Approach. Berlin: Springer- Verlag Berlin Heidelberg GmbH. doi: 10.1007/978-3-642-57920-2

Lippmann, C., Riegler, W. (2003). Space Charge Effects in Resistive Plate Chambers, CERN, Geneva, Switzerland

Lippmann, C. (2003). Detector Physics of Resistive Plate Chambers (Doktora Tezi, Johann Wolfgang Goethe Üniversitesi, Almanya). Erişim adresi: https://d-nb.info/968973019/34

Oed, A. (1988). Position-sensitive detector with microstrip anode for electron multiplication with gases. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A, 263(2–3), 351–359. https://doi.org/10.1016/0168-9002(88)90970-9

Parkhomchuk, V.V. et al. (1971). A spark counter with large area. Nucl. Instrum. Methods, 93, 269–270

Pestov, Yu. N., & Chizhov, G. V. (1982). Status and future development of spark counters with localized discharge. Nuclear Instruments and Methods, 196(1), 45–58. https://doi.org/10.1016/0029-554X(82)90800-8

Ramo, S. (1939). Currents induced by electron motion. Proceedings of the IRE, 27(9), 584–585. https://doi.org/10.1109/JRPROC.1939.228757

Riegler, W., Lippmann, C., & Veenhof, R. (2003). Detector physics and simulation of resistive plate chambers. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A, 500(1–3), 144–162. https://doi.org/10.1016/S0168-9002(03)00337-1

Sauli, F. (1977). Principles of Operation of Multiwire Proportional and Drift Chambers, CERN 77-09.

Sauli, F. (1997). GEM: A new concept for electron amplification in gas detectors. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A, 386(2-3), 531-534.

Shockley, W. (1938). Currents to conductors induced by a moving point charge. Journal of Applied Physics, 9(10), 635–636. https://doi.org/10.1063/1.1710367

Tavernier, S. (2010). Experimental techniques in nuclear and particle physics. Springer. https://doi.org/10.1007/978-3-642-00829-0

Treitiak, D. (2025). Python programming language as a tool in scientific and Pedagogical activities. Information Technologies and Learning Tools, 107(3), 168-181.

Van Assche, F. (2016). Development of a resistive plate chamber detector simulation framework. Ghent University.