



**GAZLI PARÇACIK DETEKTÖRLERİ için SİNYAL
OLUŞUM MEKANİZMALARININ İNCELENMESİ**

Ibrahim A. M. ALSAMAK



T.C.
BURSA ULUDAĞ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**GAZLI PARÇACIK DETEKTÖRLERİ İÇİN SİNYAL OLUŞUM
MEKANİZMALARININ İNCENLENMESİ**

Ibrahim A. M. ALSAMAK
0009-0009-5183-7939

Prof. Dr. Özkan ŞAHİN
(Danışman)

YÜKSEK LİSANS TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI

BURSA - 2024
Her Hakkı Saklıdır

ÖZET

Yüksek Lisans Tezi

GAZLI PARÇACIK DETEKTÖRLERİ İÇİN SİNYAL OLUŞUM
MEKANİZMALARININ İNCENLENMESİ

Ibrahim A. M. ALSAMAK

Bursa Uludağ Üniversitesi
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
FİZİK ANABİLİM DALI

Danışman: Prof. Dr. Özkan ŞAHİN

Gazlı parçacık detektörleri, parçacıkları tespit etmek ve özelliklerini belirlemek için kullanılan cihazlardır. Bu amaçla, detektör elektrotları arasına uygulanan gerilim varlığında gaz ortamında hareket eden parçacıkların etkileşimleri analiz edilir. Bu detektörlerin performansının artırılması için ortamda meydana gelen fiziksel olayların daha derinden anlaşılması gerekir. Bilgisayar temelli benzetişimler bu etkileşimleri araştırmanın en etkili yollarından biri olmuştur. Elektron-elektrik alanı dengesi, bir elektronun gazlı bir ortam içinde yaptığı etkileşimlerin türü ve sıklığının, sadece detektördeki indirgenmiş elektrik alanının bir fonksiyonu olduğunu varsayar. Söz konusu varsayım atmosferik ve yüksek gaz basınçları için genellikle geçerliken, daha düşük basınçlar için yetersiz kalır. Bu varsayımdan sapmaya dengede olmama etkisi denir. Bu tez kapsamında farklı gaz basınçlarında çeşitli gazlar için paralel plakalı ve tek telli gaz dedektörlerin benzetişimleri yapılmıştır. Böylece dengede olmama etkisi incelenmiştir.

Anahtar Kelimeler: Gazlı detektörler, dengede olmama etkisi, Magboltz, mikroskobik iz takibi, GARFIELD ++, Monte-Carlo Yöntemi

ABSTRACT

MSc Thesis

INVESTIGATION of THE MECHANISMS of SIGNAL FORMATION in GASEOUS
PARTICLE DETECTORS

Ibrahim A. M. ALSAMAK

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

Supervisor: Prof. Dr. Özkan ŞAHİN

Gaseous particle detectors are devices used to detect particles and determine their properties. For this purpose, the interactions of particles moving in the gas environment in the presence of voltage applied between the detector electrodes are analyzed. Improving the performance of these detectors requires a better understanding of the physical interactions that happen inside them. Computer simulations have been one of the most effective ways to study these interactions. The electron-electric field equilibrium assumes that the type and frequency of interactions an electron makes inside a gaseous medium are only a function of the reduced electric field at each point in the detector. While this assumption holds for atmospheric to high gas pressures, it falls short for lower ones. The deviation from this assumption is called the non-equilibrium effect. Within the scope of this thesis, simulations of the parallel plate and single-wire gaseous detectors were made for various gases at different gas pressures. Thus, the non-equilibrium effect was examined.

Key Words: Gaseous detectors, non-equilibrium effect, Magboltz, microscopic tracking, GARFIELD ++, Monte-Carlo Method

TEŞEKKÜR

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

Hayatım boyunca büyük fedakârlık göstererek desteğini hiçbir zaman esirgemeyen hep yanımda olarak bana sevgisi ile güç ve ilham veren sevgili annem Őerife ALSAMAK ve sevgili babam Ahmed ALSAMAK'a teşekkürlerimi sunarım.

Ibrahim A. M. ALSAMAK
15/01/2024

İÇİNDEKİLER

sayfa

ÖZET	i
ABSTRACT	ii
TEŞEKKÜR	iii
İÇİNDEKİLER	iv
SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ	vi
ŞEKİLLER DİZİNİ	viii
ÇİZELGELER DİZİNİ	xi
1. GİRİŞ	1
2. KURAMSAL TEMELLER ve KAYNAK ARAŞTIRMASI	3
2.1. Parçacıkların Gaz ile Etkileşim Türleri	4
2.1.1. Yüklü Parçacık Etkileşimleri	4
2.1.1.1. Elastik (esnek) saçılma	4
2.1.1.2. İnelastik (esnek olmayan) saçılma	5
2.1.1.3. Yok olma olayı	6
2.1.1.4. Bremsstrahlung	7
2.1.1.5. Cherenkov radyasyonu	8
2.1.2. Yüksüz Parçacık Etkileşimleri	9
2.1.2.1. Fotoelektrik olay	10
2.1.2.2. Compton saçılması	11
2.1.2.3. Çift oluşumu	12
2.2. Elektron ve İyonların Taşınım (Transport) Parametreleri	13
2.2.1. Sürüklenme hızı	13
2.2.2. Difüzyon	17
2.2.3. Elektron çoğalması	19
2.2.4. Elektron bağlanması	24
2.3. Boltzmann Transport (Taşınım) Denklemi	25
2.4. Elektronların Elektrik Alan ile Dengesi	30
3. MATERYAL ve YÖNTEM	41
3.1. Kullanılan Detektörlerin Tipleri	41
3.1.1. Paralel levhalı gazlı detektör	41
3.1.2. Tek telli silindirik sayaç	42
3.2. Benzetişimde Kullanılan Programlar	43
3.2.1. ROOT	43

3.2.2. Magboltz	44
3.2.3. Garfield++	45
3.3. Elektron-Elektrik Alan Denge Durumunda Hesaplama Yöntemi	47
3.3.1. Makroskobik (integral) sürüklenme hızı hesabı	48
3.3.2. Makroskobik (integral) gaz kazancı hesabı	51
3.4. Elektron-Elektrik Alan Denge Olmama Durumunda Hesaplama Yöntemi	52
3.4.1. Mikroskobik sürüklenme hızı hesabı	53
3.4.2. Mikroskobik gaz kazancı hesabı	56
4. BULGULAR ve TARTIŞMA	58
4.1. Paralel Levhalı Detektörün Benzetişim Sonuçları	58
4.1.1. Paralel levhalı detektör için hesaplanan sürüklenme hızları	58
4.1.2. Paralel levhalı detektör için hesaplanan gaz kazançları	60
4.2. Tek Telli Silindirik Sayacın Benzetişim Sonuçları	62
4.2.1. Tek telli silindirik sayaç için hesaplanan sürüklenme hızları	62
4.2.2. Tek telli silindirik sayaç için hesaplanan gaz kazançları	66
5. SONUÇ	69
KAYNAKLAR	71
ÖZGEÇMİŞ	75

SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ

Simge	Açıklama
A	Taban urumunda soy gaz atomu
A^*	Uyarılmış soy gaz atomu
A^+	İyonlaştırılmış soy gaz ionu
e^-	Elektron
e^+	Positron
β^+	Beta(+) radyasyonu
γ	Gama radyasyonu
m_e	Elektron kütlesi
c	Boşlukta ışık hızı
eV	Elektron volt
n	Kırılma indisi
h	Planck sabiti
ν	Frekans
E_b	Atomik elektronun bağlanma enerjisi
Z	Atom sayısı
κ	Çift ölçümün olasılığı
u	Anı hız
e	elektron yükü
\mathbf{E}	Vektörel elektrik alan
\mathbf{B}	Vektörel manyetik alan
k	Gazın Sürtünmesi
τ	Çarpışma zaman
W	Sürüklenme hızı
μ	Hareketlilik
n_c	Çarpışma sayısı
n_d	Sayı yoğunluğu
σ	Tesit kesti
D	Difüzyon katsayısı
λ	Ortalama serbest yol
W_i	Bir gazın ortalama iyonlaşma enerjisi
α_t	Townsend katsayısı
G	Gaz kazancı
B	Taban durumunda gaz atomu
ν^{ion}	Gazın iyonlaşma frekansı
ν^{exc}	Gazın uyarılma frekansı
∂	Kısmi türev
\tilde{J}	Çarpışma operatörü
$R_{1,2,3,4}$	Bilgisayarda üretilen rastgele sayılar

ε	Elektronun enerjisi
q_{ki}	k'inci gazın i'inci etkileşiminin tesir kesti
t_c	Çarpışma zamanı
M	Çarpışma hedefin kütlesi
n_i	Monte Carlo yöntemde okuma düzlemde eleketron sayısı
$zstep$	Monte Carlo yöntemde okuma düzlemler arasındaki uzaklık
N	Tanecik sayısı
V	elektriksel potansiyel
K	İndirgenmiş potansiyel
S	İndirgenmiş elektrik alan
d	Levhlarda arasında uzaklık

Kısıtlamalar

MPGDs
SST
PT

Açıklama

Mikro Desenli Gazlı Detektörler
Kararlı Hal Townsend
Zaman Darbeli

ŞEKİLLER DİZİNİ

sayfa

Şekil 2.1.	Serbest bir elektronun argon atomu ile etkileşme tesir kesitleri. Elastik saçılma, uyarılma ve ionlaşma (a) ve sadece esnek olmayan çarpışma tesir kesitleri (b). Elektronun gazlı detektörlerde sıklıkla sahip olabileceği bir enerji aralığı seçilmiştir..	5
Şekil 2.2.	Elektron için çarpışma ve Bremsstrahlung ışıması ile enerji kaybı. Kıyaslamak için protonun enerji kaybı de eklenmiştir.	7
Şekil 2.3.	Cherenkov radyasyonunun şematik diyagramı.	8
Şekil 2.4.	Fotonun enerjisi ($h\nu$) ve soğurucu ortamın atom numarasına (Z) göre gelişen baskın etkileşme süreçlerinin diyagramı.	9
Şekil 2.5.	Fotoelektrik olayın şematik diyagramı. Gelen foton yeterli enerjiye sahipse sadece en dış yörüngedeki (L kabuğu) değil, şekilde gösterildiği gibi iç kabuklardan da (K, M, ...) elektron (fotoelektron) sökebilir.	10
Şekil 2.6.	Compton saçılmasının şematik diyagramı. Şekilde, P_{γ_0} ve P_{γ} sırasıyla gelen ve saçılan fotonun momentumunu; P_{e_0} ve P_e ise elektronun çarpışmadan önce ve sonraki momentumunu temsil etmektedir (Ahmed, 2007).	11
Şekil 2.7.	Çift oluşum olasılığının (κ) fotonun enerjisi E_{γ} (a) ve soğurucu ortamın atom numarası Z (b) ile değişimi.	13
Şekil 2.8.	Ar-CH ₄ gaz karışımları için elektronun sürüklenme hızının elektrik alan ile değişimi. En üstteki sürüklenme hızı saf CH ₄ gazı için elde edilmiştir.	16
Şekil 2.9.	Ar-CO ₂ gaz karışımları için boyuna (D_L) ve enine difüzyon (D_T) katsayılarının elektrik alan ile değişimi. Difüzyon katsayılarının yanındaki ilk sayı Ar, ikinci sayı ise CO ₂ oranını (yüzdeler cinsinden) temsil etmektedir. Hesaplamalarda Magboltz 11.22 sürümü kullanılmıştır.	18
Şekil 2.10.	(a) Magboltz (sürüm 11.22) benzetişim programı kullanılarak 1 atm basınç ve 300 K sıcaklık altında Ar-iC ₄ H ₁₀ gaz karışımları için hesaplanan Townsend katsayıları. (b) Elektrotları arası 25 μm olan bir paralel levhalı bir detektör için Eşitlik 2.37 ve Townsend katsayıları yardımıyla hesaplanan gaz kazançları.	21

Şekil 2.11.	(a) Çeşitli Ar-CO ₂ gaz karışımları için ölçülen ve hesaplanan gaz kazançları. Noktalar, ölçülen kazanç verilerini; kesikli çizgiler, sadece doğrudan iyonlaşmaları dikkate alan Townsend katsayıları ile hesaplanan kazançları; sürekli çizgiler ise Eşitlik 2.39 ile Penning transferleri için fit yapıldıktan sonra bulunan kazanç eğrilerini temsil etmektedir. (b) Hesaplanan transfer olasılıklarının modellenmesi ile elde edilen transfer eğrisi (mavi sürekli çizgi). Kırmızı üçgenler kazanç değerleri ölçeklendirilerek hesaplanan olasılıkları, yeşil daireler ise herhangi bir ölçeklendirme yapılmadan bulunan olasılıkları temsil etmektedir. Model sonuçlarının hatası mavi hata bandı olarak gösterilmiştir. 23	23
Şekil 2.12.	Farklı basınç ve anot yarıçapları için metan (CH ₄) gazında indirgenmiş Townsend katsayısının değişimi. Silindirik tek telli tüplerin katot yarıçapları aynı değerde ($r_c = 1.8$ cm) tutulmuştur. .. 32	32
Şekil 2.13.	Metan (CH ₄) gazında 1 Torr ve 0.15 Torr basınç değerleri için indirgenmiş Townsend katsayısının (α/N) konuma bağlı değişimi. Hesaplamalarda indirgenmiş elektrik alan şiddeti, $S = E/N = 798$ Td olarak alınmıştır (Townsend veya kısaca Td, $1 \text{ Td} = 10^{-17} \text{ V} \cdot \text{cm}^{-2}$). 35	35
Şekil 2.14.	Silindirik tek telli bir sayacın şematik gösterimi. Sağ üst köşedeki küçük diyagramda görüldüğü gibi elektrotlar O_z ekseninde eş merkezli olarak yerleştirilmiştir ve elektronların radyal ilerleme yönü O_r her iki elektrot düzlemine diktir. 36	36
Şekil 2.15.	İndirgenmiş Townsend katsayısının (α/N), sabit $K = 300$ V için farklı S_a (a) ve sabit $S_a = 3000$ Td için farklı K (b) koşullarında α/N ile değişimi. 39	39
Şekil 2.16.	Saf metan (CH ₄) gazı için indirgenmiş gaz kazancı eğrileri. 40	40
Şekil 3.1.	Paralel levhalı gazlı bir detektörün şematik diyagramı. 41	41
Şekil 3.2.	Tek telli silindirik bir sayaçtaki çığ oluşumu. Turuncu çizgiler elektronların izlerine karşılık gelmektedir. 42	42
Şekil 3.3.	Termal hareketin CO ₂ gazı için elektronun sürüklenme hızına etkisi. 47	47
Şekil 3.4.	Simpson 1/3 integral hesabının şematik diyagramı. 50	50
Şekil 3.5.	Paralel levhalı detektörün mikroskobik benzetişimde kullanılan geometrik yapıya ait şematik diyagramlar. Detektörün tamamı gösteren diyagram (a) ve iz takibini doğrulukla yapabilmek için elektronun detektör ortamına bırakıldığı noktadan anota kadar olan mesafenin beş dilime ayrılmasını temsil eden diyagram (b). ... 53	53
Şekil 3.6.	Silindirik tek telli gazlı bir detektörün benzetişiminde kullanılan hesaplama yönteminin şematik diyagramı. 55	55
Şekil 4.1.	Elektronun saf Ar gazında paralel levhalı bir detektör için hesaplanan sürüklenme hızları: (a) 0.1 – 0.7 atm ve (b) 1.0 – 2.0 atm. Kesikli ve sürekli çizgiler değişimleri göstermek için çizilmiştir. 58	58

Şekil 4.2.	Elektronun paralel levhalı bir detektörde Ar % 80–CO ₂ % 20 (a), (b) ve Ne % 80–CO ₂ % 20 (c), (d) gaz karışımlarında hesaplanan makroskobik ve mikroskobik sürüklenme hızları. Her iki karışım için basınç değerleri 0.1 – 2.0 atm aralığındadır.....	59
Şekil 4.3.	Saf Ar ile dolu paralel levhalı bir detektör için farklı basınçlarda hesaplanan gaz kazançları: (a) 0.1 – 0.7 atm ve (b) 1.0 – 2.0 atm..	60
Şekil 4.4.	Paralel levhalı bir detektörde farklı basınçlardaki Ar % 80 – CO ₂ % 20 (a), (b) ve Ne % 80 – CO ₂ % 20 (c), (d) karışımlarında hesaplanan makroskobik ve mikroskobik gaz kazançları. Her iki karışım için basınç değerleri 0.1 – 2.0 atm aralığındadır.....	61
Şekil 4.5.	Saf Ar gazı ile dolu tek telli silindirik bir sayaçta ($r_a = 12.5 \mu\text{m}$, $r_c = 2.5 \text{ cm}$), 400 V anot gerilimi altında hesaplanan makroskobik ve mikroskobik sürüklenme hızları: (a) 0.1 – 0.3 atm, (b) 0.5 – 1.0 atm, (c) 1.5 – 2.0 atm.	62
Şekil 4.6.	Saf Ar gazı ile dolu tek telli silindirik bir sayaçta ($r_a = 12.5 \mu\text{m}$, $r_c = 2.5 \text{ cm}$) farklı basınç ve anot gerilimleri için hesaplanan sürüklenme hızları: (a), (b), (c) 400 V ve (d), (e), (f) 700 V.....	63
Şekil 4.7.	Ar % 80 – CO ₂ % 20 gaz karışımı ile dolu tek telli silindirik bir sayaçta, 400 V anot gerilimi için hesaplanan sürüklenme hızları: (a) 0.1 – 0.3 atm, (b) 0.5 – 1.0 atm.....	63
Şekil 4.8.	Ar % 80 – CO ₂ % 20 gaz karışımı ile dolu tek telli silindirik bir sayaçta, 700 V anot gerilimi için hesaplanan sürüklenme hızları: (a) 0.1 – 0.3 atm, (b) 0.5 – 1.0 atm.....	64
Şekil 4.9.	Ar % 80 – CO ₂ % 20 gaz karışımı ile dolu tek telli silindirik bir sayaçta, 1100 V anot gerilimi için hesaplanan sürüklenme hızları: (a) 0.1 – 0.3 atm, (b) 0.5 – 1.0 atm, (c) 1.5 – 2.0 atm.	64
Şekil 4.10.	Ne % 80 – CO ₂ % 20 gaz karışımı ile doldurulan tek telli silindirik bir sayaçta, farklı basınç ve anot gerilimleri için hesaplanan sürüklenme hızları: (a), (b), (c) 400 V; (d), (e), (f) 700 V; (g), (h), (i) 1100 V. Hesaplamalar herbir gerilim için 0.1, 0.3, 0.7, 1.0, 1.5 ve 2.0 atm olmak üzere altı (6) farklı basınç değerinde tekrarlanmıştır.	65
Şekil 4.11.	Saf Ar gazı (a), (b) ve Ar % 80 – CO ₂ % 20 karışımı (c), (d) ile dolu tek telli silindirik bir sayaçta ($r_a = 12.5 \mu\text{m}$, $r_c = 2.5 \text{ cm}$), farklı basınçlar için hesaplanan makroskobik ve mikroskobik gaz kazançları.....	66
Şekil 4.12.	Ne % 80 – CO ₂ % 20 gaz karışımı ile dolu tek telli silindirik bir sayaçta, farklı basınçlar için hesaplanan makroskobik ve mikroskobik gaz kazançları: (a) 0.1 – 0.7 atm ve (b) 1.0 – 2.0 atm.	67
Şekil 4.13.	Silindirik sayaçta ($r_a = 12.5 \mu\text{m}$, $r_c = 2.5 \text{ cm}$) makroskobik ve mikroskobik çığ (iyonlaşma) başlangıcı farklarının ($r_{\text{makro}} - r_{\text{mikro}}$) gaz basıncı ve anot potansiyeli ile değişimi: (a) Saf Ar, (b) Ar % 80 – CO ₂ % 20, (c) Ne % 80 – CO ₂ % 20.	68

ÇİZELGELER DİZİNİ

sayfa

Çizgele 3.1.	Ar % 80-CO ₂ % 20 gaz karışımı için 1 atm basınç altında, levhalar arasındaki aralığı 50 μm olan paralel levhalı bir detektördeki sürüklenme hızlarının elektrotlar arasına uygulanan potansiyel farkına göre değişimi. Hesaplamalarda Magboltz programı kullanılmıştır.	48
--------------	---	----



1. GİRİŞ

Yüksek enerji fiziği deneylerinde yaygın olarak kullanılan gazlı parçacık detektörleri temelde aynı ilke ile çalışır. Detektörün sayma bölgesinden geçen radyasyon, ortamdaki gaz atomlarını (veya moleküllerini) iyonlaştırır. Üretilen yük taşıyıcıları (elektron-iyon çiftleri) bir elektrik alan yardımı ile ivmelendirilir. Elektronlar, ilerledikleri yol boyunca elektrik alandan kazandıkları enerji ile yeni iyonlaşmalara yol açar ve anot civarında bir elektron çığı oluşur. Çıg elektronları gelen radyasyon hakkında bilgi veren ölçülebilir bir sinyal oluşturur.

Gazlı detektörlerin geliştirilmesi ile birlikte konumsal ve zamansal çözünürlükler için daha iyi sonuçlara ulaşılabilmektedir. Geliştirme aşamasında benzetişim yöntemlerinin kullanılması oldukça kritik bir öneme sahiptir. Benzetişimler kullanılarak detektörde gerçekleşen fiziksel süreçler hakkında son derece değerli bilgiler edinilir. Böylece bir amaca yönelik yeni detektör tiplerinin geliştirilmesindeki risklerin en aza indirilmesi mümkün olur (Fabjan ve Schopper, 2020).

Monte-Carlo integrasyon yöntemi gazlı parçacık detektörlerin benzetişiminde sıklıkla başvurulan bir hesaplama aracıdır. Bu yöntemde herhangi bir parçacığın detektör içindeki izi boyunca gerçekleşen süreçler, tesir kesitleri ve gelişigüzel sayılar üretilerek incelenir. Böylece parçacıkların yaptıkları etkileşmelerin benzetişimi yapılır (Biagi, 1999).

Paralel levhalı ve tek/çok telli orantısal sayaçlar en basit yapılı gazlı parçacık detektörleri olarak bilinirler. Bu klasik detektörler günümüzdeki deneylerde ortaya çıkan yüksek akı, sayma hızı, radyasyona dayanıklılık gibi pekçok ihtiyacı karşılamada yetersiz kalmaktadır. Son zamanlarda geliştirilen ve mikro desenli gazlı detektörler (MPGDs) (**Micro Pattern Gasoues Detectors**) olarak isimlendirilen yeni nesil detektörler güncel sorunları büyük ölçüde çözme kapasitesine sahiptirler. Örneğin bu detektörlerin mikro yapısı, çok yüksek çözünürlüklere ulaşılmasını mümkün kılmaktadır. Bu tür detektörlerin geliştirilmesi için yapılan çalışmalar artan hızla devam etmektedir (Nappi ve Peskov, 2013).

Paralel levhalı sayaçlardaki gibi sabit bir elektrik alana sahip gazlı detektörlerin benzetişimi daha kolay yapılabilir. Bunun temel nedeni parçacığın izi boyunca sabit bir elektiriksel kuvvete maruz kalmasıdır. Böylece elektronun çarpışmalar arasında kazandığı enerji daha basit ve kesin olarak belirlenebilir. Elektrik alanının değişken olduğu detektörler (örneğin telli sayaçlar ve MPGDs) için yapılan benzetişimler ise nispeten daha karmaşıktır. Bu tür detektörlerdeki fiziksel süreçleri incelemek için sabit elektrik alan varsayımı altında elde edilen parametrik sonuçların, integrasyon yöntemi kullanılarak, değişken elektrik alana

uyarlanması gerekir. Söz konusu yöntemde, yapılan etkileşmelerin sadece parçacığın (burada elektron) bulunduğu noktadaki elektrik alan şiddetine bağlı olduğu kabul edilir. Literatürde bu varsayıma "elektronun elektrik alan ile dengede olma durumu" (electron - electric field equilibrium) adı verilir (Bronic ve Grosswendt, 1998; Ségur ve diğerleri, 1989).

Bu varsayım her zaman doğru değildir: Özellikle düşük gaz basınçlarında, yüksek elektrik alanlar için yapılan benzetim sonuçları, "dengede olma" varsayımının yetersiz kaldığını ve deneysel değerlerden büyük sapmalar olduğunu açıkça göstermektedir. Bu sapmalar, "elektronun elektrik alan ile dengede olmama etkisi" (electron-electric field non-equilibrium effect) olarak isimlendirilir. Bu etkiyi tespit etmek için değişken elektrik alana sahip detektörlerin benzetimi mikroskopik elektron takibi yapılmalıdır (Ségur ve diğerleri, 1989).

Tezin "KURAMSAL TEMELLER ve KAYNAK ARAŞTIRMASI" kısmında, bir parçacığın gaz ortamında yapacağı temel etkileşme türleri ve gazlı detektörlerde sıklıkla ortaya çıkan çeşitli fiziksel süreçler tanıtılmıştır. Ayrıca, bu süreçler ile ilgili makroskobik ve mikroskobik benzetişim tekniklerinin genel özellikleri anlatılmıştır.

"MATERYAL ve YÖNTEM" kısmında, gazlı parçacık detektörlerinin benzetişiminde kullanılan ROOT, MAGBOLTZ, GARFIELD++ programları ve bu programların yararlandığı hesaplama yöntemleri hakkında bilgiler verilmiştir.

"BULGULAR ve TARTIŞMA" kısmında, farklı benzetişim metodlarından elde edilen sonuçlar arasındaki uyumsuzluklar sunulmuştur. Başlangıç koşullarının ve denge olmama etkisi gibi fiziksel süreçlerin tutarsızlıklardaki etkisi tartışılmıştır.

"SONUÇ" kısmında yapılan hesaplamaların sonuçları sıralanmış, denge olmama etkisinin görüldüğü ve baskın olduğu şartlar tartışılmıştır.

2. KURAMSAL TEMELLER ve KAYNAK ARAŞTIRMASI

Herhangi bir parçacık detektörünün temel çalışma ilkesi, detektörün duyarlı hacmine giren parçacığın ortam ile etkileşme yapması sonucunda ortaya çıkan deneysel verilerin uygun elektronik cihazlar yardımıyla sayılmasına dayanır. Birbirlerinden çok farklı yapılara sahip olmalarına rağmen parçacık detektörlerinin sayıcı hacmi kabaca dört kısımdan oluşur:

1. Detektöre gelen parçacık tarafından ortamda birincil yük taşıyıcılarının (elektron-ion çiftleri) üretildiği bölge.
2. Elektronların okuma anoduna doğru yönlendirilmesini sağlayan sürüklenme bölgesi. İlk bölgede üretilen birincil elektronlar, detektörün elektrotları arasındaki oluşturulan elektrik alan yardımıyla ionlardan ayrılır ve çoğalma bölgesine doğru sürüklenir. Sürüklenme bölgesinde elektrik alan şiddeti en azından bu bölgede üretilen elektronların ionlarla yeniden birleşmesini önleyecek büyüklükte olmalıdır. Bu bölge için elektrik alan şiddetinin üst sınırı ise yeni ionlaşmalara yol açamayacak büyüklükte seçilir.
3. Elektronların çoğalma bölgesi. Verilerin okuma birimleri tarafından işlenebilmesi için elektronik gürültüden daha büyük sinyallere ihtiyaç duyulur. Bu nedenle çoğalma bölgesine ulaşan elektronların sayısı çığlar oluşturacak büyüklükte çoğaltılmalıdır. Birincil elektron sayısı başına üretilen oluşan çığ elektronlarının ortalama sayısı "gaz kazancı" olarak da isimlendirilir.
4. Okuma bölgesi (toplama elektrodu). Okuma birimine ulaşan çığ elektronları, anot üzerinde indüklenmiş akımlar oluştururlar. Fakat bu kazanç akımları çoğalma süreci ile artırılmış olsa da genellikle doğrudan ölçülebilecek büyüklükte değildir. Bu nedenle elektronik cihazlar (yükselteçler) yardımıyla akım büyütülür ve bunlara ek sayma birimleri yardımıyla gözlemlenebilir sinyale dönüştürülürler (Nappi ve Peskov, 2013).

Parçacık detektörlerin çoğalma bölgesini oluşturan gaz, sıvı veya yarı-iletken maddelere göre üç temel sınıfa ayrılabilir. Çoğalma bölgesindeki düzensizlik arttıkça araştırılması gereken süreçler daha karmaşık bir hal alır. Bu nedenle gazlı detektörlerin fiziğinin anlaşılması sıvı veya yarı-iletken detektörlere kıyasla genellikle çok daha zordur. Dolayısıyla gazlı detektörlerde birincil elektronların üretilmesinden, bu elektronların anotta sinyal oluşturmalarına kadar gaz içerisinde gerçekleşen tüm etkileşim süreçlerinin ayrıntılı olarak incelemesini gerekir.

2.1. Parçacıkların Gaz ile Etkileşim Türleri

Detektöre gelen bir parçacık, gaz atomları¹ ile çok sayıda çarpışmalar yaparak ilerler. Bu tür etkileşmelerde, parçacığın enerjisi ya tamamen ya da kısmen gaz atomlarına aktarılabilir. Gelen parçacık tarafından aktarılan enerji, gaz atomunu uyaracak ya da iyonlaştıracak büyüklükte olabilir. Bir gazlı detektörün optimize edebilmesi, algılanması istenen parçacığın ortamdaki atomlarla yapacağı etkileşme türleri ile yakından ilintilidir (Knoll, 2010). Gelen parçacığın cinsine bağlı olarak gaz atomlarıyla olan etkileşmeler iki temel sınıfta toplanabilir:

- Yüklü parçacık etkileşmeleri.
- Yüksüz parçacık etkileşmeleri.

2.1.1. Yüklü Parçacık Etkileşmeleri

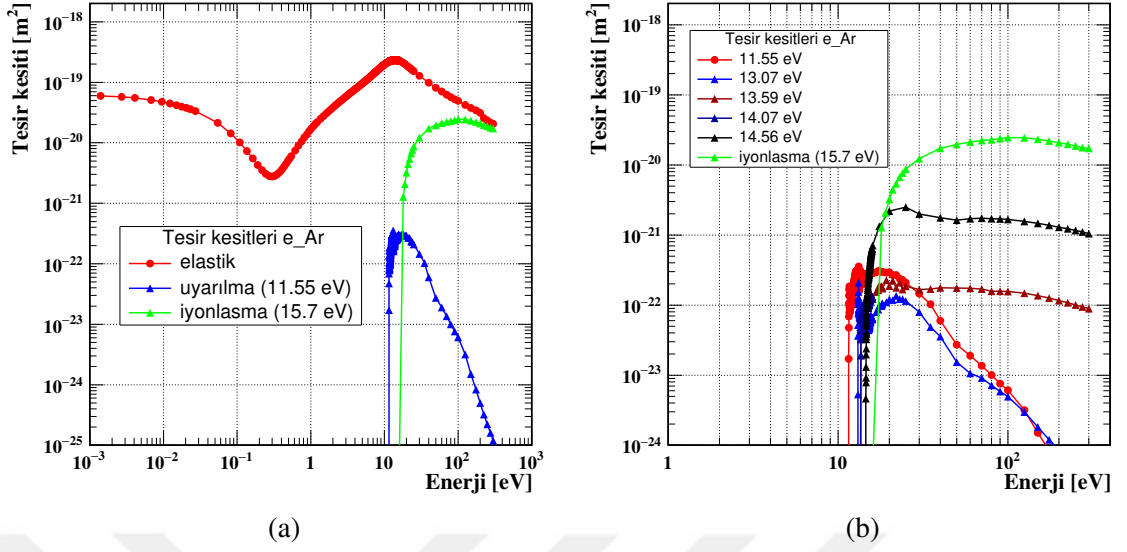
Detektöre gelen parçacıklar elektron ve pozitron gibi hafif ya da alpha, proton, müon ve pion gibi ağır parçacıklar olabilir. Her iki gruptakiler de gaz ile elastik (esnek) saçılma veya Coloumb etkileşmesi gibi süreçler aracılığıyla etkileşebilirler. Yüklü parçacık, inelastik (esnek olmayan) saçılmalar ile gaz atomlarına enerji verebilir. Aktarılan enerjinin büyüklüğüne göre gaz atomu ya sadece uyarılır ya da iyonlaştırılır (Ahmed, 2007).

2.1.1.1. Elastik (esnek) saçılma

Bu tür etkileşmelerde parçacık etkileştikten sonra gaz atom veya moleküllerinin uyarılmasına ya da iyonlaşmasına neden olmaz. Elastik saçılmaların en belirleyici özelliği çarpışmada sistemin toplam kinetik enerjisinin değişmemesidir. Bu tür saçılmalarından sinyal oluşumu için edinilen bilgiler genellikle önemsizdir (Ahmed, 2007).

Elastik saçılma, detektör ortamındaki parçacığın yaptığı en muhtemel etkileşme türüdür. Bunun temel sebebi elastik saçılma tesir kesitinin diğer tüm etkileşme türlerine kıyasla, neredeyse tüm enerji aralığında, çok daha yüksek değerlerde olmasıdır. Şekil 2.1a'da elektronun Ar gazındaki bazı etkileşmelerine ait tesir kesitleri gösterilmektedir (Zatsarinny, 2006; Bordage, 2023). Basitlik için argonun sadece en düşük uyarılma seviyelerinden biri seçilmiş ve birinci iyonlaşma tesir kesiti dikkate alınmıştır. Uyarılma ve iyonlaşma eşik enerjileri arttıkça bu düzeylere ait tesir kesitleri küçülür (bkz. Şekil 2.1b).

¹Gaz ortamı atom ve/veya moleküllerden oluşabilir. Burada yer alan tartışmalarda akıcı bir anlatım için çoğunlukla "atom" kelimesi kullanılmış ve atom-molekül ayırımına gidilmemiştir



Şekil 2.1. Serbest bir elektronun argon atomu ile etkileşme tesir kesitleri. Elastik saçılma, uyarılma ve ionlaşma (a) ve sadece esnek olmayan çarpışma tesir kesitleri (b). Elektronun gazlı detektörlerde sıklıkla sahip olabileceği bir enerji aralığı seçilmiştir.

2.1.1.2. İnelastik (esnek olmayan) saçılma

Parçacıkların detektördeki gaz atomlarını uarması ve/veya iyonlaştırması esnek olmayan saçılmalar ile meydana gelir. Söz konusu parçacık, detektör ortamında bir elektrik alan vasıtasıyla anota doğru ilerleyen (sürüklenen), serbest bir elektron olsun ve temel (kararlı) durumdaki bir A gaz atomu ile etkileşme yapsın. Elektron tarafından esnek olmayan bir çarpışma sonucu aktarılan enerji, atomu iyonlaştıracak büyüklükte değilse gaz atomunun elektronları (atomik veya bağlı elektronlar da denir) aldıkları enerji ile sadece üst yörüngelere geçiş yapar ve uyarılma süreci gerçekleşir:



Burada A^* belirli bir enerji düzeyine uyarılan atomu temsil etmektedir. Uyarılan atom üzerindeki fazla enerjiyi çeşitli süreçlerle bir süre sonra yitirerek kararlı durumuna döner. Serbest elektronun gazın ionlaşma eşiğinden daha yüksek enerjiyi atomik elektrona aktarması durumunda ise atomik elektron, elektronik yörüngelerden tamamen uzaklaştırılır. Böylece yeni bir serbest elektron üretilir ve ionlaşma gerçekleşir:



Burada A^+ ionlaşan atomu temsil etmektedir.

Şekil 2.1b’de Ar ve elektron arasındaki çeşitli inelastik saçılmalara ait etkileşime tesir kesitleri gösterilmiştir (Zatsarinny, 2006; Bordage, 2023). Argonun 14.56 eV ve üstündeki enerji düzeylerinin tesir kesitleri aynı eğri ile gösterilmiştir. Birincil ionlaşmanın 20 eV’den sonra en baskın süreç haline geldiği açıkça görülmektedir. Soygazların karışımlarda temel sayıcı gaz olarak sıklıkla kullanılmalarının en önemli nedeni bu tür yüksek ionlaşma ürünlerine sahip olmalıdır.

Madde içinde ilerleyen bir parçacığın inelastik saçılmalarından dolayı birim uzunluk başına ortalama enerji kaybı diferansiyel olarak Eşitlik (2.3)’deki Bethe-Bloch formülü ile verilir:

$$\left[-\frac{dE}{dx} \right] = \frac{4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \rho Z q^2}{A \beta^2} \left[\ln \left(\frac{W_{mak}}{I} \right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} - \frac{C}{Z} \right]. \quad (2.3)$$

Burada:

N_A : Avogadro sayısı.

r_e : Klasik elektron yarıçapı.

q : Gelen parçacığın elektriksel yükü.

ρ : Soğurucu maddenin yoğunluğu.

I : Soğurucu maddenin iyonlaşma potansiyeli.

A : Soğurucu maddenin kütle numarası.

δ : Yoğunluk düzeltmesi.

β : Relativistik terim. Gelen parçacığın hızı v , ışık hızı c olmak üzere $\beta^2 = 1 - v^2/c^2$ ile tanımlıdır.

C : Kabuk düzeltmesi.

W_{mak} : Bir etkileşime sonunda soğurucu ortama akataralabilecek maksimum enerji.

Z : Soğurucu maddenin atom sayısı.

Formülden de anlaşılacağı gibi durdurma gücü ($-dE/dx$), kabaca soğurucu maddenin özelliklerine ve gelen parçacığın hızına bağlıdır (Ahmed, 2007). Ortalama enerji kaybı ve enerji kaybının dağılımı (Landau, Vavilov gibi) bilgilerinden yararlanılarak detektöre giren bir parçacığın izi boyunca oluşturacağı birincil ionlaşmaların ortalama sayısını hesaplamak mümkündür.

2.1.1.3. Yok olma olayı

Pozitron (e^+) elektronun (e^-) antiparçacığıdır. Her iki parçacığın kütlesi ve spini aynı olmasına rağmen elektriksel yükleri zıt işaretlidir. Bir pozitron (ya da β^+) gaz içerisinde Coulomb kuvveti yoluyla enerji kaybına uğrayarak atomların yörüngesel elektronlarına kinetik enerji aktarabilir. Pozitron detektör içindeki izi sonunda bir elektron ile çarpışırsa,

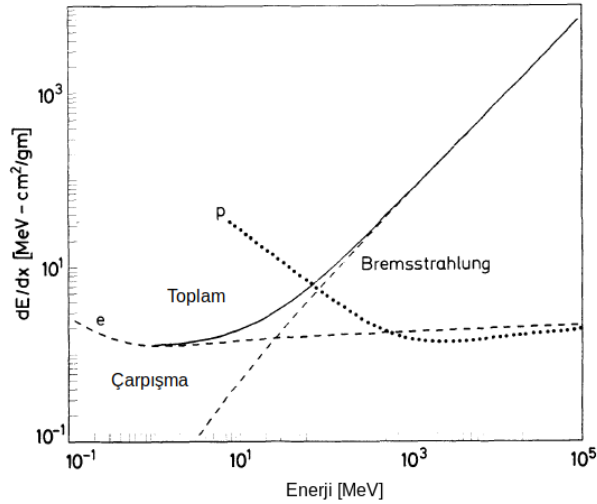
Eşitlik (2.3)'de verilen olma süreci meydana gelir.



Bu etkileşmesnin sonucunda her birinin enerjisi $m_e c^2 = 0.511$ MeV olan iki gama (γ) fotonu üretilir. Dolayısıyla bu tür etkileşmelerde en az 1.02 GeV'luk bir foton enerjisi ortaya çıkar. Fotonlar momentumun korunumu gereği zıt yönde hareket eder (Podgoršak, 2016).

2.1.1.4. Bremsstrahlung

Yüklü bir parçacık, yeterince yüksek hıza sahipse gaz atomlarının çevrelerinde oluşturduğu Coulomb alanı içerisinde enerjilerinin bir kısmını kaybeder. Yavaşlayan parçacığın kinetik enerjisindeki azalma sonucu foton şeklinde ışınım ortaya çıkar. Bu ışımaya Bremsstrahlung veya frenleme ışınımı adı verilir. Işımanın şiddeti gelen yüklü parçacığın enerjisi ile doğru, kütlesi ile ters orantılıdır. Elektron ve protonun bakır ortamındaki Bremsstrahlung enerji kaybı Şekil 2.2'te gösterilmiştir (Leo, 1994, sayfa 40).



Şekil 2.2. Elektron için çarpışma ve Bremsstrahlung ışınımı ile enerji kaybı. Kıyaslamak için protonun enerji kaybı da eklenmiştir.

Elektron ve protona ait çarpışma ile enerji kayıpları sırasıyla tire ve noktalarla oluşan eğrilerle temsil edilmiştir. Elektron için çarpışma ve Bremsstrahlung enerji kayıplarının toplamı sürekli bir eğri ile verilmiştir. Bu toplam eğrisine teğet çizilen kesikli doğru sayesinde Bremsstrahlung enerji kaybı hakkında bilgi edinilebilir. Çarpışma eğrisinin teğet ile kesiştiği noktadan itibaren baskın enerji kaybı sürecinin Bremsstrahlung olduğu

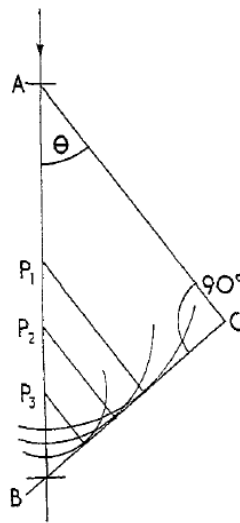
ve çarpışmadan dolayı enerji kaybının ihmal edilebilir düzeyde kaldığı açıktır (grafikteki eksenler için logaritmik ölçek kullanıldığına dikkat ediniz). Bremsstrahlung doğrusu, uzatılıp enerji eksenini kestiği noktaya bakılırsa, Bremsstrahlung ışınmasının özellikle düşük enerjiler için toplam enerji kaybına neredeyse hiç katkısının bulunmadığı anlaşılır.

Benzer bir tartışma ilkesel olarak proton için de yapılabilir. Bu durumda protonun kütlesinin elektrona kıyasla yaklaşık 1840 kat daha büyük olduğu dikkate alınmalıdır. Proton, aynı büyüklüğe frenleme kuvvetine maruz kalır. Ancak proton için büyük kütlesinden dolayı elektrona kıyasla çok daha küçük bir ivmelenme süreci söz konusudur. Bu nedenle protonun toplam enerji kaybında Bremsstrahlung (frenleme) ışınımından gelen katkı genellikle çok küçük hatta ihmal edilebilir düzeyde olur.

2.1.1.5. Cherenkov radyasyonu

Yüklü bir parçacık, dielektrik madde içinde sabit hızla hareket ederken, izi boyunca maddenin atomlarını kutuplaştırır. Atomik elektronlar, kutuplaşmadan dolayı uyarılma ya da ionlaşmaya yapmaz, sadece yüklü parçacığın geçişinden hemen sonra bir miktar enerjiyi foton salarak bırakır ve eski hallerine dönerler. Eğer gelen parçacığın hızı küçük ise çıkan fotonlar yıkıcı girişim yapar ve radyasyon şeklinde algılanmaz.

Fakat madde içinde ilerleyen parçacığın hızı, ışığın o madde içindeki faz hızından büyük ise oluşan fotonlar yapıcı girişim yapar ve radyasyon olarak algılanırlar. Bu radyasyona "Cherenkov radyasyonu" adı verilir. Şekil 2.3'te Cherenkov mekanizmasının oluşum süreci şematik olarak gösterilmiştir.



Şekil 2.3. Cherenkov radyasyonunun şematik diyagramı.

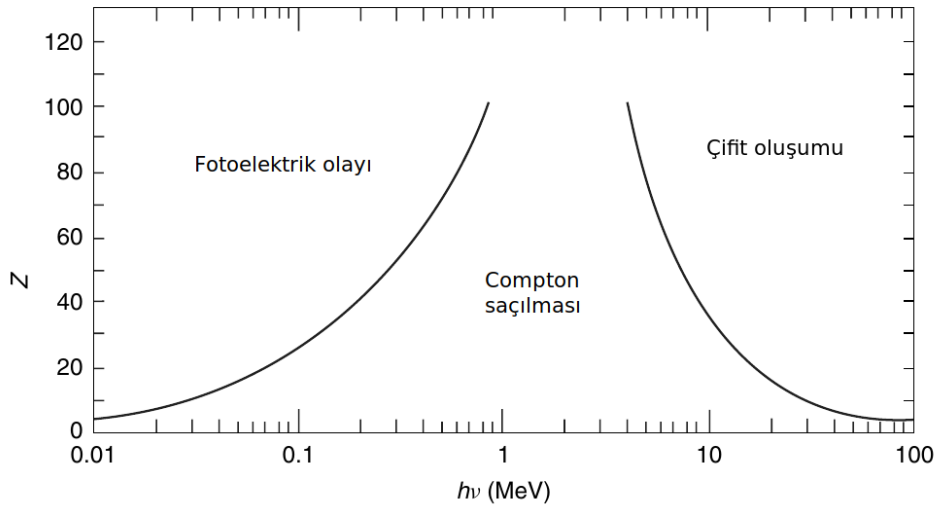
Gelen parçacık AB yolunu βc hızıyla alırsa P_1, P_2, P_3, \dots noktalarından çıkan ışık dalgaları BC çizgisi üzerinde toplanır. Parçacık bir Δt süresi içinde $AB = \beta c \cdot \Delta t$ kadar yol alırken, ışık ise aynı sürede $AC = (c/n)\Delta t$ kadar yol almış olur. Burada n ortamın kırılma indisidir. Böylece parçacığın geliş doğrultusu ile yapılan açı veya diğer adıyla "Cherenkov eşitliği" (Eşitlik 2.5),

$$\cos(\theta) = 1/\beta n \quad (2.5)$$

ile verilebilir. Bu ifadeye göre Cherenkov radyasyonunun ortaya çıkması için $\beta > \frac{1}{n}$ koşulu sağlanmalıdır (Jelley, 1955).

2.1.2. Yüksüz Parçacık Etkileşmeleri

Yüksüz parçacıkların en bilinen örneği fotondur. Fotonlar madde ortamındaki atomik elektronlar, çekirdekler veya serbest elektronlar ile çeşitli etkileşimler yapabilirler. Gaz içerisinde etkileşen foton, etkileşme sırasında enerjisinin bir miktarını veya tümünü gaz atomlarına akatarabilir. Verilen enerji gaz atomlarının uyarılması ya da ionlaşmasına sebep olabilir. İyonlaşma ürünü olarak atomlardan uzaklaştırılan (serbest) elektronlar, elektrik alan vasıtasıyla anoda doğru sürüklenip bir sinyal oluşturabilir. Şekil 2.4'te fotonun muhtemel etkileşme türlerinin fotonun enerjisine ve soğurucu maddenin (ortamın) atom numarasına göre değişimi gösterilmektedir (Nappi ve Peskov, 2013).



Şekil 2.4. Fotonun enerjisi ($h\nu$) ve soğurucu ortamın atom numarasına (Z) göre gelişen baskın etkileşme süreçlerinin diyagramı.

Aynı soğurucu ortama giren düşük enerjili fotonlar için fotoelektrik olay, orta büyüklükte enerjiye sahip fotonlar için Compton saçılması, yüksek enerjili fotonlar için ise çift oluşumu baskın süreç olarak ortaya çıkar.

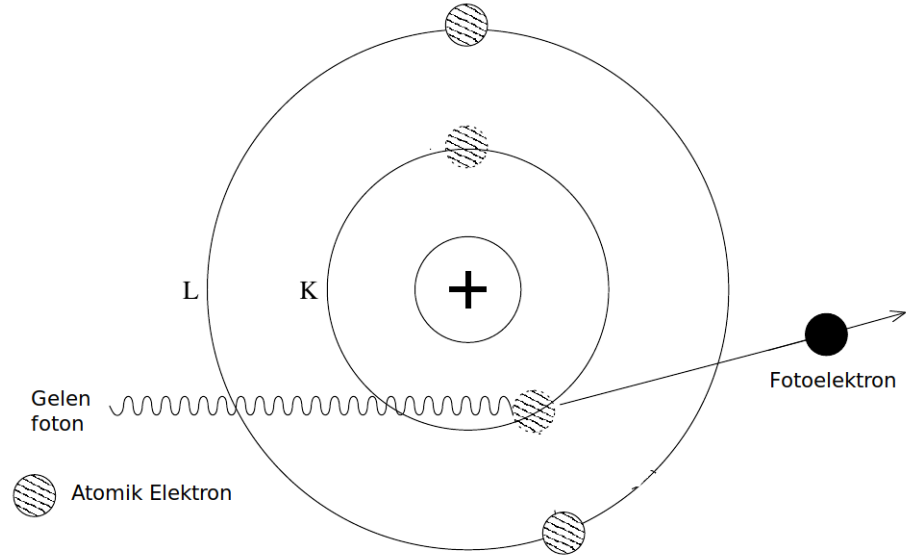
2.1.2.1. Fotoelektrik olay

Atomik elektronlar gelen fotonların enerjisini soğurur ve atomdan ayrılırlar. Momentum korunumu gereği serbest elektronlar için böyle bir süreç imkansızdır. Bu etkileşimin gerçekleşmesi için fotonun enerjisi $h\nu$ atomun ionlaşma enerjisine eşit ya da daha büyük olmalıdır (Grupe ve Shwartz, 2008).

Fotoelektrik olay sonucu üretilen elektronlara "fotoelektronlar" adı verilir. Detektör içerisindeki fotoelektronlar sürüklenme yaparken elektrik alandan kazandıkları enerji ile anot civarında çıkış elektronları oluşturabilirler. Fotoelektronun sürüklenmeye başlamadan önceki (ilk) enerjisi, E_{e^-} , Eşitlik 2.6 ile verilir.

$$E_{e^-} = h\nu - E_b \quad (2.6)$$

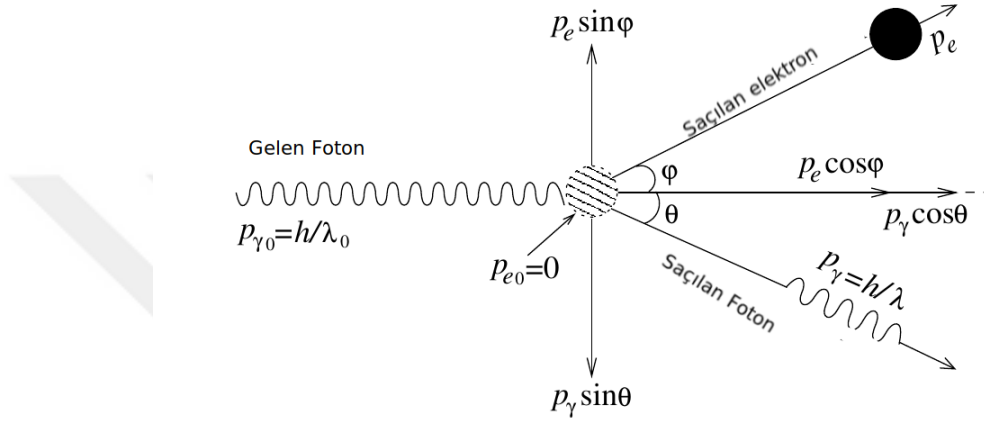
Burada E_b atomik elektronun bağlanma enerjisidir. Detektörlerde sıklıkla kullanılan gazlar için bu enerji değeri $8 - 30 \text{ eV}$ aralığında yer alır (Knoll, 2010). Katot metallere elektron koparma eşiği ise genellikle $4 - 6 \text{ eV}$ civarında olur. Katottan koparılan elektronlar da elektron çıkışları üretecek enerjilere ulaşabilirler. Şekil 2.5'te fotoelektrik olayın şematik diyagramı gösterilmektedir (Ahmed, 2007).



Şekil 2.5. Fotoelektrik olayın şematik diyagramı. Gelen foton yeterli enerjiye sahipse sadece en dış yörüngedeki (L kabuğu) değil, şekilde gösterildiği gibi iç kabuklardan da (K, M, ...) elektron (fotoelektron) sökebilir.

2.1.2.2. Compton saçılması

Compton saçılması, bir fotonun, serbest bir elektron ile esnek olmayan çarpışma yapması olarak tanımlanır (Şekil 2.6). Eğer gazın atomik elektronunun bağlanma enerjisi, ortama gelen fotonun enerjisine kıyasla çok küçük ise bu elektronu serbest elektron olarak kabul etmek iyi bir yaklaşımdır. Çünkü bu durumda fotonun toplam enerjisinin sadece ihmal edilebilir bir kısmı elektronun sökülmesine yani atomun ionlaştırmasına harcanır; geriye kalan enerji ise saçılma için kullanılır (Compton saçılması).



Şekil 2.6. Compton saçılmasının şematik diyagramı. Şekilde, P_{γ_0} ve P_{γ} sırasıyla gelen ve saçılan fotonun momentumunu; P_{e_0} ve P_e ise elektronun çarpışmadan önce ve sonraki momentumunu temsil etmektedir (Ahmed, 2007).

Şekil 2.6'deki bilgiler dahilinde saçılma için momentum ve enerji korunumu gereği fotonun saçılma sonrası enerjisi Eşitlik 2.7 ile verilir.

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \gamma(1 - \cos\theta)} \quad (2.7)$$

Burada, $\gamma = h\nu/m_e c^2$ olarak bilinir. Elektronla aktarılan kinetik enerji T , Eşitlik 2.8'teki gibi yazılabilir.

$$T = h\nu - h\nu' = h\nu \frac{\gamma(1 - \cos\theta)}{1 + \gamma(1 - \cos\theta)} \quad (2.8)$$

Fotonun geldiği doğrultu ile yaptığı saçılma açısı θ , ise Eşitlik 2.9 ile tanımlanır.

$$\cos\theta = 1 - \frac{2}{(1 + \gamma)^2 \tan^2 \phi + 1} \quad (2.9)$$

Böylece bu açıya göre saçılan elektronun, gelen ve saçılan radyasyonun (foton) enerjisi bulunabilir (Knoll, 2010).

Detektör ortamına giren yüksek enerjili fotonlar, gaz atomlarına ait elektronlar ile Compton saçılımı yapabilirler. Bu tür etkileşmelerin gazlı detektörlerin sinyal oluşumu sırasında da gerçekleşebilmesi için ortamda üretilen fotonun enerjisi, en azından atomların iç kabuklarındaki elektronların bağlanma enerjisinden daha büyük olmalıdır. Fakat çığ oluşumu gibi sonradan gelişen süreçlerde ortaya çıkan fotonların enerjileri Compton saçılımı için gerekli olan enerjiden çok daha düşüktür. Bu nedenle çığ oluşumu sırasında ihmal edilebilir sayıda yüksek enerjili Compton fotonu üretilir. Sonuç olarak orantısal bölgede çalışan gazlı detektörler, Compton saçılmasını tespit etmek için uygun cihazlar değildirler (Sauli, 2014).

2.1.2.3. Çift oluşumu

Çift oluşumunda gelen fotonun enerjisi elektron - pozitron çifti oluşturmak için kullanılır. Bu etkileşmenin gerçekleşmesi için gerekli olan en düşük foton enerjisi, E_γ , Eşitlik 2.10 ile verilir.

$$E_\gamma \geq 2m_e c^2 + 2 \frac{m_e^2}{m_{\text{çekirdek}}} c^2 \quad (2.10)$$

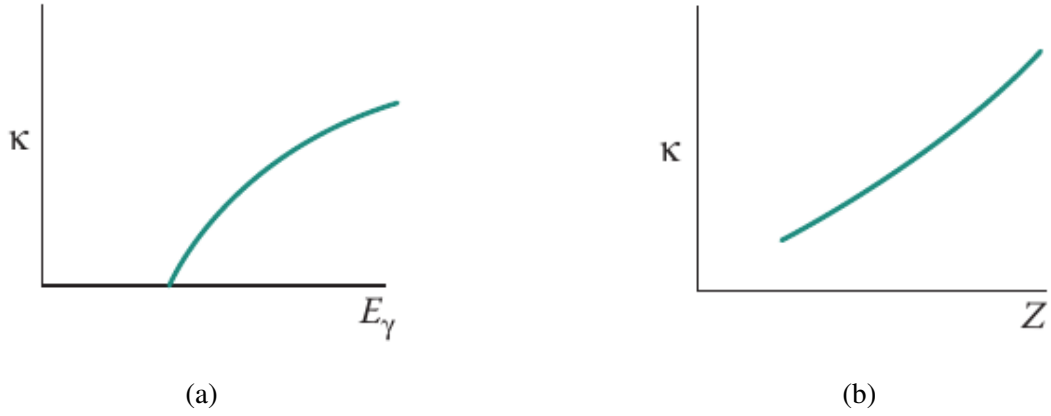
Burada, $m_{\text{çekirdek}}$ soğurucu atom çekirdeğinin kütlesidir ve $m_{\text{çekirdek}} \gg m_e$ olduğundan Eşitlik 2.10 için $E_\gamma \geq 2m_e c^2$ yaklaşımı yapılabilir. Eğer çift oluşumunda atomik elektronların Coulomb etkisi de önemli ise bu sürecin ortaya çıkması için gerekli olan fotonun eşik enerjisi, $E_\gamma \geq 4m_e c^2$ olarak verilebilir (Grupe ve Shwartz, 2008).

Çift oluşumu sürecinin ortaya çıkma olasılığı, κ , soğurucu maddenin atom numarası (Z) ve foton enerjisi (E_γ) cinsinden Eşitlik 2.11 ile verilebilir.

$$\kappa = N Z^2 f(E_\gamma, Z) \quad (2.11)$$

Burada N soğurucu gaz atomlarının sayısıdır ve κ ise $f(E_\gamma, Z)$ 'nin bir fonksiyonudur. Şekil 2.7'de κ 'nın E_γ ve Z 'ye bağlılığı gösterilmektedir (Tsoulfanidis ve Landsberger, 2015).

Çift oluşum olasılığı (κ), Eşitlik 2.10'da tanımlı bir eşik sonrası, fotonun enerjisi ile genel olarak artış göstermesine rağmen yüksek enerjiler için doyuma ulaşma eğilimindedir. Diğer yandan κ , soğurucunun atom numarası (Z) arttıkça sürekli bir artış eğilimindedir ve bu eğilimin yüksek Z 'ler için kabaca üstel bir artışa evrildiği de söylenebilir: κ 'daki bu tür artış eğilimi, Eşitlik 2.11'de yer alan Z^2 teriminin yüksek Z değerleri için daha baskın parametre haline gelmesi ile yakından ilintilidir.



Şekil 2.7. Çift oluşum olasılığının (κ) fotonun enerjisi E_γ (a) ve soğurucu ortamın atom numarası Z (b) ile değişimi.

Compton saçılmasında olduğu gibi gazlı detektörler için çift oluşumu da ihmal edilebilir sıklıkla gerçekleşen bir süreçtir (Ahmed, 2007).

2.2. Elektron ve İyonların Taşınım (Transport) Parametreleri

Elektronların ve iyonların gaz içerisindeki hareketlerini anlamak gazlı detektör ile yapılan araştırmalarda kritik bir öneme sahiptir. Bu hareketlerin açıklanmasında sıklıkla gazların temel kinetik teorisine başvurulur. Bu kapsamda, elektron ve iyonların gaz ortamındaki sürüklenme hızı, difüzyon, yeniden birleşme ve çoğalma katsayısı gibi transport parametreleri incelenir (Knoll, 2010).

2.2.1. Sürüklenme hızı

Gaz içerisindeki yüklü parçacıklar, bir doğru boyunca değil, ortamdaki atomlar ile çoklu saçılmalar yaparak sürüklenirler. Sabit bir elektrik alan içinde ilerleyen elektronlar ve iyonlar elektrik alan çizgileri doğrultusunda sabit bir sürüklenme hızına, W , sahip olurlar. Eğer detektör ortamında manyetik alan da varsa sürüklenme doğrultusuna hem elektrik hem manyetik alan etki eder. Sürüklenme hızı yüklü parçacıklar için ortalama bir değerdir ve çarpışmalar arasındaki ani hızlar bu değerden çok daha büyük olabilir (Fabjan ve Schopper, 2020). Yüklerin elektrik ve manyetik alanların etkisindeki hareketi Eşitlik 2.12 ile verilen diferansiyel denklem kullanılarak belirlenebilir.

$$m \frac{d\mathbf{u}}{dt} = e\mathbf{E} + e[\mathbf{u} \times \mathbf{B}] - k\mathbf{u} \quad (2.12)$$

Burada, m ve \mathbf{u} yüklü parçacığın kütlesini ve ani hızını, e parçağın elementer yükünü, \mathbf{E} ve \mathbf{B} ortamdaki elektrik ve manyetik alan vektörlerini temsil etmektedir. Ayrıca k , hız ile

değişen (orantılı), $N \cdot s/m$ birimindeki sürtünme kuvvetini ifade eder. Bu durumda m/k oranı zaman boyutundadır ve Eşitlik 2.13 ile tanımlanan "karakteristik zaman", τ , olarak isimlendirilir.

$$\tau = \frac{m}{k} \quad (2.13)$$

Eşitlik 2.12 her denklemin bir hız bileşenine karşılık geldiği üç adet homojen olmayan bir lineer diferansiyel denklemden oluşmaktadır. Bu denklemi çözmek için $t \gg \tau$ kabul edilirse $d\mathbf{u}/dt = 0$ olur. Çözüm olarak Eşitlik 2.14'teki hareket denklemi elde edilir.

$$\frac{1}{\tau} \mathbf{u} - \frac{e}{m} [\mathbf{u} \times \mathbf{B}] = \frac{e}{m} \mathbf{E} \quad (2.14)$$

Ani hızı (\mathbf{u}) hesaplamak için Eşitlik 2.15a ve Eşitlik 2.15a ile tanımlanan alan bileşenlerinden yararlanılabilir.

$$(e/m)B_x = \omega_x, \quad (e/m)B_y = \omega_y, \quad (e/m)B_z = \omega_z \quad (2.15a)$$

$$(e/m)E_x = \epsilon_x, \quad (e/m)E_y = \epsilon_y, \quad (e/m)E_z = \epsilon_z \quad (2.15b)$$

Böylece Eşitlik 2.14, bir matris, M , formunda Eşitlik 2.16'daki gibi yeniden yazılabilir:

$$M\mathbf{u} = \epsilon, \quad M = \begin{bmatrix} 1/\tau & -\omega_z & \omega_y \\ \omega_z & 1/\tau & -\omega_x \\ -\omega_y & \omega_x & 1/\tau \end{bmatrix} \quad (2.16)$$

Ani hız vektörünün (\mathbf{u}) çözümü, M matrisinin tersi alınarak Eşitlik 2.17'deki formda elde edilebilir.

$$\mathbf{u} = M^{-1}\epsilon, \quad M^{-1} = \begin{bmatrix} 1 + \omega_x^2 \tau^2 & \omega_z \tau + \omega_x \omega_y \tau^2 & -\omega_y \tau + \omega_x \omega_z \tau^2 \\ -\omega_z \tau + \omega_x \omega_y \tau^2 & 1/\omega_y^2 \tau^2 & \omega_x \tau + \omega_y \omega_z \tau^2 \\ \omega_y \tau + \omega_x \omega_z \tau^2 & -\omega_x \tau + \omega_y \omega_z \tau^2 & 1 + \omega_z^2 \tau^2 \end{bmatrix} \times \frac{\tau}{1 + \omega^2 \tau^2} \quad (2.17)$$

Burada, $\omega^2 = \omega_x^2 + \omega_y^2 + \omega_z^2 = (e/m)^2 B^2$ ile tanımlıdır. Sürüklenmenin yönü ise $\omega\tau$ parametresi tarafından belirlenir: Eğer $\omega\tau = 0$ ise sürüklenme hızı \mathbf{E} yönündedir. Böyle bir özel durumda hareket denklemini Eşitlik 2.18 ile vermek mümkündür.

$$W = \frac{e}{m} \tau \mathbf{E} = \mu \mathbf{E}, \quad \mu = \frac{e}{m} \tau \quad (2.18)$$

Burada sürüklenme hızının (W) elektrik alana oranı W/E mobilite (hareketlilik), μ , olarak tanımlanır (Blum ve diğerleri, 2008).

Mikroskobik boyutta incelenirse elektron bir gaz atomu ile çarpıştıktan sonra çarpışma türüne bağlı olarak belirli bir yöne saçılır ve enerji kaybedebilir. Sonraki çarpışmaya kadar elektron elektrik alan tarafından sürüklenir ve elektronun elektrik alan yönündeki hız bileşeni artar. Bu artan hız makroskobik olarak sürüklenme hızı olarak gözlenir. Elektron sürüklenme sırasında kazandığı enerjiyi ortalama olarak bir sonraki çarpışmada kaybeder. Böylece elektronun bir x sürüklenme mesafesi boyunca yapacağı çarpışma sayısı Eşitlik 2.19 ile yazılır.

$$n_{\phi} = \frac{x}{W} \frac{1}{\tau} \quad (2.19)$$

Çarpışma başına kesirsel ortalama enerji kaybı Λ olarak tanımlanırsa elektron için enerji dengesi Eşitlik 2.20 ile verilebilir.

$$\frac{x}{W\tau} \Lambda \varepsilon = eEx \quad (2.20)$$

Bu denge eşitliğinin sol tarafı çarpışmadan dolayı enerji kaybını, sağ tarafı elektrik alandan kazanılan enerjiyi göstermektedir.

Eşitlik 2.13'teki karakteristik zaman (τ) ifadesi, mikroskobik boyut için çarpışmalar arasında geçen ortalama süre veya kısaca "çarpışma süresi" anlamında yeniden tanımlanabilir. Bu süre, birim hacim başına atom sayısı n , toplam etkileşme tesir kesiti σ ve elektronun ani hızına u cinsinden Eşitlik 2.21 ile ifade edilebilir.

$$\frac{1}{\tau} = n\sigma u \quad (2.21)$$

Elektronun için herhangi iki çarpışma arasında geçen zaman üstel dağılıma uyar. Buna göre t ve $t + dt$ zaman aralığında bir çarpışma olma olasılığı Eşitlik 2.22 ile verilebilir.

$$f(t)dt = \frac{1}{\tau} \exp(-t/\tau) dt \quad (2.22)$$

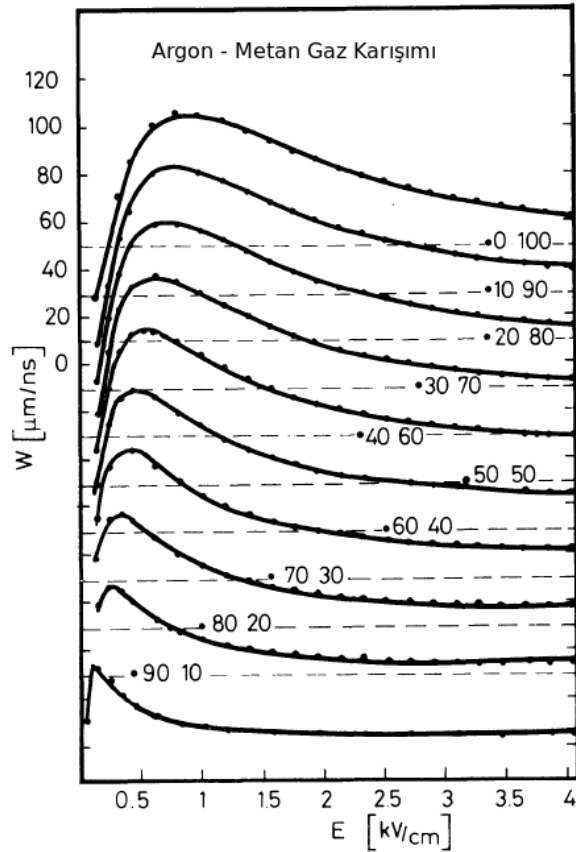
Elektronun enerjisi $\varepsilon = \frac{1}{2}mu^2$ olarak tanımlanır, Eşitlik 2.18 ve Eşitlik 2.20 birleştirilirse sürüklenme ve ani hız için sırasıyla Eşitlik 2.23 ve Eşitlik 2.24 ile verilen ifadelere ulaşılır.

$$W^2 = \frac{eE}{mn\sigma} \sqrt{\frac{\Lambda}{2}} \quad (2.23)$$

$$u^2 = \frac{eE}{mn\sigma} \sqrt{\frac{2}{\Lambda}} \quad (2.24)$$

Yukarıdaki eşitliklerde hem toplam tesir kesiti (σ) hem de ortalama enerji kaybı (Λ), enerjinin (ε) bir fonksiyonudur. Eşitlik 2.23'ten görüldüğü gibi sürüklenme hızı (W) için enerji kaybı çok önemli bir faktördür. Örneğin Λ sifira yakın olursa, yani çarpışmalar arasında herhangi bir enerji kaybı küçükse, sürüklenme hızı da sifira yakın değerler alır. Bir başka ifade ile eğer elektron gaz içinde sadece elastik çarpışmalar yaparak ilerlerse sürüklenme hızı azalır. Bu durumda elektron, elastik saçılmalar sırasında yüksek hızlarla, belirli bir net yönelime sahip olmaksızın rastgele, izotropik olarak saçılır. Sonuç olarak elektronun elektrik alandan dolayı kazandığı sürüklenme hızı, çarpışmalar arasındaki ani hızına kıyasla çok daha küçük olur ve elektrik alan doğrultusundaki hız bileşini yani sürüklenme hızı azalır.

Gazlı detektörlerde sürüklenme hızını arttırmak ve daha kaliteli bir sinyal elde etmek için soygazlar ile beraber iyonlaşması daha kolay olan moleküler gazlar kullanılır. Şekil 2.8'da elektronun çeşitli Argon-Metan (Ar – CH₄) gaz karışımlarındaki sürüklenme hızları (W) verilmektedir (Leo, 1994). Karışımdaki CH₄ oranı arttıkça sürüklenme hızında da önemli artışların sağlandığı açıkça görülmektedir.



Şekil 2.8. Ar-CH₄ gaz karışımları için elektronun sürüklenme hızının elektrik alan ile değişimi. En üstteki sürüklenme hızı saf CH₄ gazı için elde edilmiştir.

Soygazların uyarılma seviyelerin altında enerji kaybı oluşturacak herhangi bir inelastik etkileşme eşiği yoktur. Ayrıca soygazlarda uyarılma ve iyonlaşma eşikleri moleküler gazlara kıyasla daha yüksektir. Dolayısıyla soygaz içinde sürüklenen bir elektron, bu inelastik eşiklere ulaşmadan önce yapacağı çarpışmalarda önemli bir enerji kaybına uğramaz. Bu nedenle esnek saçılmaların sıklığının yüksek olduğu soygazlar, detektör fiziğinde, "esnek gazlar" olarak da isimlendirilir.

Moleküler gazlarda ise soygazların aksine elektronik uyarılmaların altında da inelastik saçılmalara yol açan çok sayıda enerji seviyesi (rotasyonel, titreşimsel gibi) vardır. Karışıma moleküler bir gazın eklenmesi, elektronların çarpışmalardaki kesirsel enerji kaybını (Λ) artırır. Böylece Eşitlik 2.23'ten anlaşılacağı gibi sürüklenme hızı (W) da karışımdaki moleküler gaz oranı ile artar (Blum ve diğerleri, 2008).

2.2.2. Difüzyon

Çarpışmaların gelişigüzel doğası, herhangi bir elektron veya iyonun anlık sürüklenme hızı yönünün, süreç boyunca sahip olunan genel (net) hareket doğrultusundan farklı olmasına (sapmasına) yani difüzyona yol açar. Basitlik için sapmaların izotropik (herhangi bir yöne saçılma olasılığı aynı) olduğu varsayalım. Ayrıca, $t = 0$ anında, z doğrultusundaki bir elektrik alanının varlığında, orijinden sürüklenmeye başlayan noktasal bir elektron bulutu olsun. Bir t süresi sonunda elektron bulutunun hareketi, Eşitlik 2.25 ile tanımlanan bir Gaussian dağılıma uyar.

$$n_e(r, t) = (4\pi Dt)^{-3/2} \exp(-r^2/4Dt) \quad (2.25)$$

Burada n_e birim hacim başına elektron sayısı, z sürüklenme mesafesi, $r^2 = x^2 + y^2 + (z - Wt)^2$ ve D difüzyon katsayısıdır. Elektronun söz konusu bulutun merkezinden herhangi bir yöndeki ortalama kare sapması, σ_I , Eşitlik 2.26 ile verilebilir.

$$\sigma_I = (2Dt)^{1/2} = (2Dz/W)^{1/2} \quad (2.26)$$

Difüzyon katsayısı mikroskobik olarak Eşitlik 2.27 ile yazılabilir.

$$D = \lambda^2/(3\tau) = u\lambda/3 = u^2\tau/3 = (2/3)(\varepsilon/m)\tau \quad (2.27)$$

Burada λ elektronun ortalama serbest yoludur. Eşitlik 2.18 ve Eşitlik 2.27'den kullanılarak difüzyon katsayısı cinsinden elektronların ortalama enerjisi Eşitlik 2.28 ile yeniden yazılabilir.

$$\varepsilon = (2/3)(D/\mu)e. \quad (2.28)$$

Elektronların L kadar yol aldıktan sonraki difüzyon genişliği, σ_x ortalama enerji ε yardımıyla Eşitlik 2.29'daki gibi hesaplanabilir (Fabjan ve Schopper, 2020).

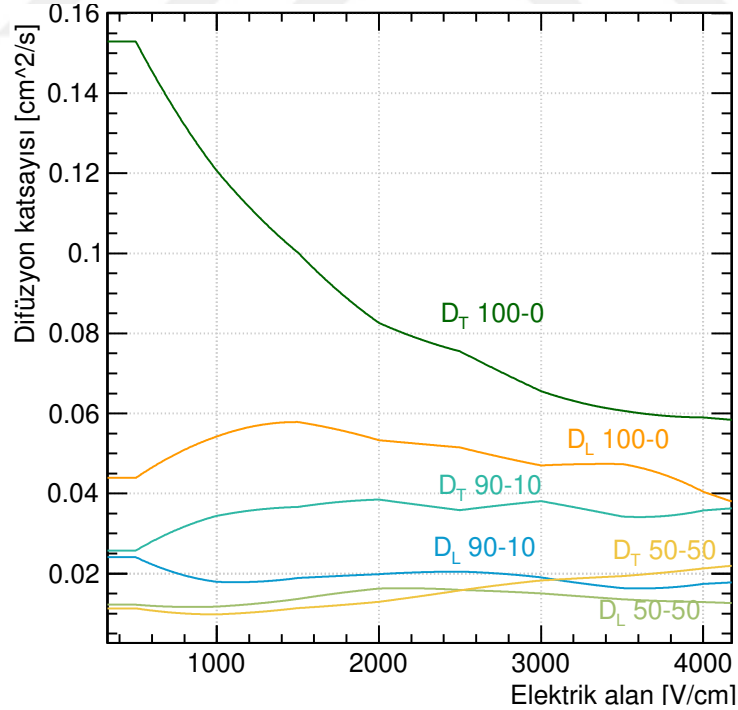
$$\sigma_x^2 = 2Dt = \frac{2DL}{\mu E} = \frac{4 \varepsilon L}{3 e E} \quad (2.29)$$

Buraya kadar olan tartışmalar izotropik difüzyon kabülüne dayalıdır. Ancak, Wagner ve diğerleri (1967) tarafından yapılan deney sonuçları, elektrik alan etkisindeki difüzyonun izotropik olmadığını göstermiştir. Elektronlar için elektrik alan doğrultusundaki boyuna difüzyon (D_L) ve bu alana dik doğrultudaki enine difüzyon (D_T) arasındaki ilişki Eşitlik 2.30 ile tanımlanır.

$$\frac{D_L}{D_T} = \frac{1 + \Gamma}{1 + 2\Gamma} \quad (2.30)$$

Burada $\Gamma = (\varepsilon_0 \nu_0)(\partial \nu / \partial \varepsilon)$ ile verilir. Böylece D_L/D_T oranı elektronun ilk enerjisi ε_0 , ilk çarpışma frekansı ν_0 ve herhangi bir andaki $\partial \nu / \partial \varepsilon$ difransiyeli cinsinden verilmiş olur (Parker ve Lowke, 1969).

Şekil 2.9'da çeşitli Ar-CO₂ gaz karışımları için Magboltz (Biagi, 1999) benzetişim programı kullanılarak elde edilen difüzyon katsayıları görülmektedir.



Şekil 2.9. Ar-CO₂ gaz karışımları için boyuna (D_L) ve enine difüzyon (D_T) katsayılarının elektrik alan ile değişimi. Difüzyon katsayılarının yanındaki ilk sayı Ar, ikinci sayı ise CO₂ oranını (yüzdeler cinsinden) temsil etmektedir. Hesaplamalarda Magboltz 11.22 sürümü kullanılmıştır.

Moleküler gaz eklenmesiyle (buradaki örnek için CO₂) difüzyon katsayılarının değeri azalmaktadır. Karışımdaki moleküler gaz oranı arttıkça elektronun çarpışma başına kesirsel ortalama enerji kaybı (Λ) da büyür. Bu nedenle sürüklenme hızı artar (ayrıca bkz. Eşitlik 2.23) ancak difüzyon katsayısı ise azalır.

2.2.3. Elektron çoğalması

Elektron çoğalması, tarafından keşfedilen, gaz içinde sürüklenen serbest elektronların izleri boyunca gaz atomlarıyla yaptıkları etkileşimler sonucu yeni elektron-iyon çiftlerinin oluşturması sürecidir (John ve Townsend, 1903).

Enerjisi ε_x olan bir X-ışını demetinin, ortalama iyonlaşma enerjisi W_i olan bir gaz ortamından geçerken oluşturduğu elektron-ion çifti sayısı Eşitlik 2.31 ile verilebilir.

$$N_0 = \varepsilon_x / W_i \quad (2.31)$$

Bu tür iyonlaşmalarda üretilen ve henüz çoğalmaya uğramamış serbest elektronlara "birincil elektronlar" da denilir (Nappi ve Peskov, 2013). Elektronlar, gazlı detektörün elektrotları arasına uygulanan bir potansiyel farkından dolayı oluşan elektrik alandan enerji kazanırlar; kazandıkları alan enerjisi ile anoda doğru sürüklenirken çevrelerindeki diğer gaz atomları ile çok sayıda çarpışma yaparlar. Eğer elektronun çarpışmalar arasında elektrik alandan kazandığı enerji atomun iyonlaşma eşiğinden büyükse yeni bir iyonlaşma ortaya çıkar. Her bir elektron için ardı sıra gelişen bu süreç, detektör ortamında üretilen tüm elektronların anoda varmasıyla son bulur. Bu fiziksel süreci sayısal olarak modellemek için elektronun bir dx mesafesini katettiği varsayalım. Bu mesafe sonunda birincil elektronlar tarafından Eşitlik 2.32 ile ifade edilen kadar (dN) yeni elektron üretilecektir.

$$dN = N_0 \alpha dx \quad (2.32)$$

Burada α , birim uzunluk başına iyonlaşma sayısı olarak tanımlanan Townsend katsayısıdır. Makroskobik bir büyüklük olan bu katsayı, Eşitlik 2.33'te gösterildiği gibi α , elektronun ortalama iyonlaşma serbest yolunun (λ_i) tersidir.

$$\alpha = 1/\lambda_i = n\sigma_i \quad (2.33)$$

Burada σ_i gazın iyonlaşma tesir kesitidir. Eşitlik 2.32'deki ifadenin bir x yolu üzerinden integrali alınırsa bu yol boyunca üretilen toplam elektron sayısı (N) için Eşitlik 2.34 elde edilir (Leo, 1994).

$$N = N_0 \exp(\alpha x) \quad (2.34)$$

Townsend katsayısı, denge koşullarında, sadece elektrik alanın bir fonksiyonu ($\alpha(E)$) olduğundan değişen elektrik alan etkisinde üretilen toplam elektron sayısı Eşitlik 2.35 ile verilebilir.

$$N = N_0 \exp \left(\int \alpha(E) dx \right) \quad (2.35)$$

Çığ içerisindeki elektron sayısının birincil elektronların sayısına oranı "gaz kazancı" (Eşitlik 2.36) olarak tanımlanır (Şahin, 2011).

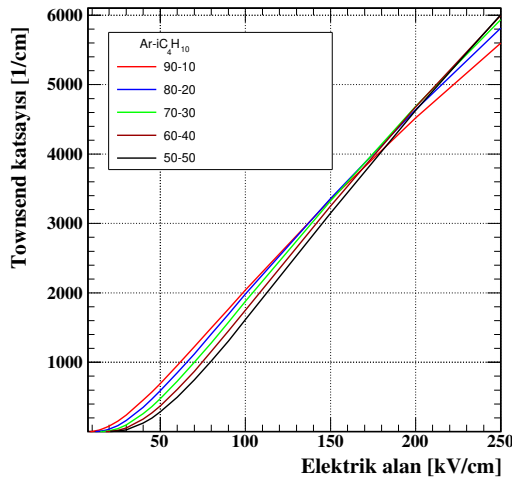
$$G := \frac{N}{N_0} = \exp \left(\int \alpha(E) dx \right) \quad (2.36)$$

Klasik paralel levhalı veya RPC (**R**esistive **P**late **C**hamber, Dirençli Paralel elektrodulara sahip Odacık), MICROMEGAS (**M**icromesh **G**aseous **S**tructure, Mikro Ağ Desenli Gazlı Detektör) gibi benzer detektör yapıları için elektrik alanın homojen olduğu varsayımı altında kazanç eşitliğini Eşitlik 2.37'deki formda yeniden yazmak mümkündür.

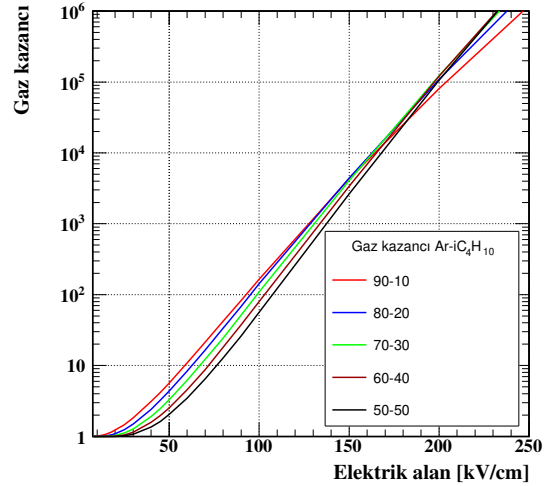
$$G := \frac{N}{N_0} = \exp(\alpha d) \quad (2.37)$$

Burada, d , anot ve katot arasındaki mesafedir. Ancak klasik paralel plakalı detektörler de dahil olmak üzere elektrik alanının bu yapılarda sabit olduğunun kabul edilmesi iyi bir yaklaşıklık olmasına rağmen her zaman doğru değildir: Örneğin elektrotları arası mesafenin mikron mertebelerinde olduğu MICROMEGAS detektörlerinde elektrik alan çizgeleri elektrotların kenarlarına yakın bölgelerde bozunuma uğrar (kenar etkisi). Bu nedenle elektrik şiddetini paralel elektrotlu detektörlerin her yerinde homojen kabul etmek, özellikle küçük aralıklar için her zaman iyi bir yaklaşıklık olmayabilir. Dolayısıyla Eşitlik 2.37 ile tanımlı analitik kazanç hesabı kullanılırken ilgili detektördeki kenar etkilerinin önemsiz olduğunun kontrol edilmesi gerekir. Böyle bir kontrol için sonlu elemanlar yöntemi ile çözüm üreten benzetişim programlarından yararlanılabilir.

Şekil 2.10 (a)'da çeşitli Ar- iC_4H_{10} gaz karışımları için Magboltz programı yardımıyla hesaplanan Townsend katsayılarının (α) elektrik alan şiddeti ile değişimleri gösterilmiştir. Çalışma bölgesinin 100 kV/cm'den düşük olduğu elektrik alanlar için α değerleri karışımdaki argon oranı ile artmaktadır; 100 kV/cm'den büyük alanlarda ise bu durumun tersine bir eğilim ortaya çıkmaktadır. Örneğin, 200 kV/cm için % 90 Ar-% 10 iC_4H_{10} gaz karışımındaki α değerinin diğer karışımlara kıyasla en küçük olduğu Şekil 2.10'da açıkça görülmektedir. Oysa aynı karışımda 100 kV/cm için α değeri diğerlerinden daha büyüktür. Townsend katsayısı herhangi bir gaz için iyonlaşmaların başladığı, nispeten daha düşük, elektrik alan değerlerinde hızlı bir artışa sahip olurken, yüksek elektrik alanlarda ise doyuma ulaşma eğiliminde bir artış gösterir.



(a)



(b)

Şekil 2.10. (a) Magboltz (sürüm 11.22) benzetişim programı kullanılarak 1 atm basınç ve 300 K sıcaklık altında Ar-iC₄H₁₀ gaz karışımları için hesaplanan Townsend katsayıları. (b) Elektrotları arası 25 μm olan bir paralel levhalı bir detektör için Eşitlik 2.37 ve Townsend katsayıları yardımıyla hesaplanan gaz kazançları.

Şekil 2.10 (b)'de Ar-iC₄H₁₀ karışımlarına ait Townsend katsayıları kullanılarak 25 μm aralıklı bir paralel levhalı detektör için hesaplanan gaz kazançları gösterilmektedir. Burada yapılan hesap sadece bir ön bilgi oluşturması açısından önemlidir. Bununla birlikte, aşağıda belirtilen nedenlerden dolayı örnekteki karışım da dahil olmak üzere her gaz için hesap sonuçlarının deneysel veriler ile büyük ölçüde uyumlu olmasını beklemek gerçeklikten uzaktır.

Magboltz programı, α değerlerini sadece doğrudan iyonlaşmaları dikkate alarak hesaplar (örnek için Ar⁺ ve iC₄H₁₀⁺). Çığ oluşumu sırasında ortaya çıkan uyarılma veya foton salma gibi diğer fiziksel süreçler α 'ların hesabında yoktur. Fakat bazı gaz karışımlarında bu süreçlerin varlığından dolayı deneysel kazanç verileri ile benzetişim sonuçları arasında ihmal edilemeyecek kadar büyük uyumsuzluklar ortaya çıkar. Gaz kazancına etki eden en önemli süreçlerden biri Penning enerji transferleridir. Gazın uyarılma enerji seviyelerinde depolanan enerjinin yeni iyonlaşmalar için kullanılması olarak tariflenen bu transferlerin gaz kazancında ortaya çıkardığı artışa "Penning etkisi" adı verilir. Penning transfer olasılığı ise uyarılan bir gaz atomunun toplam iyonlaşmayı artırma oranı olarak tanımlanır. Bu olasılık gazların karışım oranı ve gaz basıncı ile yakından ilintilidir. Penning transfer olasılıklarının deneysel kazanç verilerinin Magboltz programı yardımıyla fit edilerek belirlenebileceği ispatlanmıştır (Şahin ve diğerleri, 2010).

Uyarılan atom A^* , kararlı (taban) durumdaki atom ise B olarak temsil edilirse Penning enerji transferi sonucu iyonlaşma için en basit formdaki mekanizma Eşitlik 2.38 ile

verilebilir.



Burada A ve B , iki aynı veya farklı soy gaz atomu ya da Ar- iC_4H_{10} karışımındaki gibi biri soy gaz atomu diğeri molekül de olabilir. Enerji transferi için en önemli kriter, uyarılma enerjisinin taban durumdaki atom veya molekülün iyonlaşma eşiğinden büyük olmasıdır. Fakat söz konusu fark ve transfer olasılığının büyüklüğü arasında doğrusal bir ilinti yoktur. Önceden belirlenmesi mümkün olmamakla birlikte sistematik kazanç ölçümleri bu olasılığın tahmin edilmesinde etkin bir araç olarak kullanılabilir.

Enerji transfer olasılığının deneysel kazanç verilerine yapılan fitlerle elde edilmesi için türetilen genel bir formül Eşitlik 2.39 ile tanımlanabilir (Şahin ve diğerleri, 2010).

$$G =: \exp \left(\int_{r_k}^{r_a} dr \alpha(E(r)) \frac{\sum \nu_i^{\text{ion}}(E(r)) + \sum r_p \nu_i^{\text{exc}}(E(r))}{\sum \nu_i^{\text{ion}}(E(r))} \right) \quad (2.39)$$

Elektrik alanın, $E(r)$, anottan uzaklığa (r) bağlı olarak değiştiği tek telli silindirik bir detektör geometrisi varsayımıyla tanımlanan bu eşitlikteki terimlerin anlamı aşağıdaki gibidir.

- α : Sadece doğrudan iyonlaşmaların hesaba katıldığı Townsend katsayısı.
- r_k : Elektron çığı başlangıcının anoda uzaklığı.
- r_a : Anot telinin yarıçapı.
- ν_i^{ion} : Gaz (karışımı) içindeki her bir atom veya molekülün iyonlaşma frekansı.
- ν_i^{exc} : İyonlaşma eşiğinden daha büyük enerjiye sahip olan elektronik uyarılma seviyelerinin üretilme frekansları.
- r_p : Penning enerji transfer olasılığı.

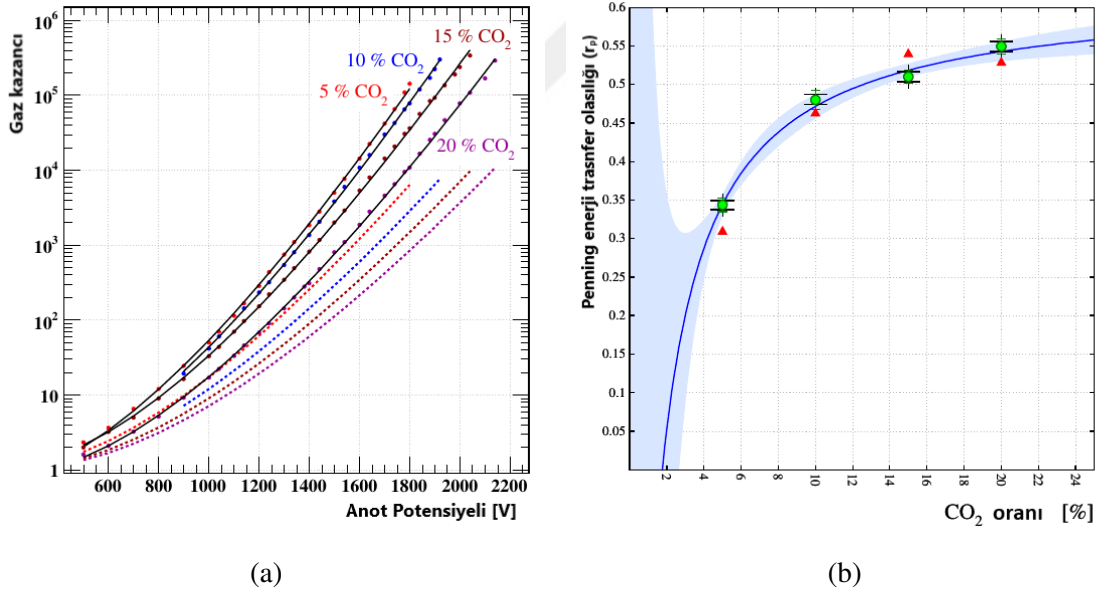
Eşitlik 2.39'da yer alan Penning transfer olasılığı dışındaki tüm parametreler Magboltz benzetişim programı çalıştırıldıktan sonra çıkış dosyalarına yazılır. Dolayısıyla hesaplamalarda sadece r_p , serbest fit parametresi olarak işlev görür. Uyarılma seviyelerinin üretilme frekansları arasındaki yüksek korelasyondan dolayı gaz kazancı fitlerinde yalnızca ortak bir r_p parametresi kullanılmıştır. Silindirik tek telli bir tüp için elektrik alan şiddetinin konuma göre değişimi Eşitlik 2.40 ile yazılabilir.

$$E(r) = \frac{V}{r \ln \left(\frac{r_c}{r_a} \right)} \quad (2.40)$$

Burada V elektrotlara uygulanan gerilim ve r_c ise katot yarıçapıdır. Eğer Townsend katsayısının (α) sıfırdan büyük değer aldığı ilk elektrik alan şiddeti $E(r_k)$ ile gösterilirse elektron çığının başladığı noktanın uzaklığı, yani Eşitlik 2.40 ile verilen integralin alt sınırı Eşitlik 2.41 ile hesaplanabilir.

$$r_k = \frac{V}{E(r_k) \ln \left(\frac{r_c}{r_a} \right)} \quad (2.41)$$

Şekil 2.11'de Ar-CO₂ karışımları için literatürdeki gaz kazancı verileri yardımıyla yapılan hesaplamalar görülmektedir (Şahin ve diğerleri, 2010). Penning enerji transferleri hesaba katılmadığında deneysel verilerle (noktalar) hesaplanan kazanç eğrileri (kesikli çizgiler) arasında herhangi bir uyum gözlenmemektedir. Sürekli çizgilerle gösterilen ve Eşitlik 2.39 yardımıyla elde edilen Penning fit sonuçları ise deneysel kazançlar ile tamamen uyumludur. Ayrıca, kesikli ve sürekli çizgiler kıyaslandığında, enerji transferlerinin gaz kazancına katkısının, yani Penning etkisinin, karışımdaki CO₂ oranı ile arttığı açıkça görülmektedir (Şekil 2.11 (a)).



Şekil 2.11. (a) Çeşitli Ar-CO₂ gaz karışımları için ölçülen ve hesaplanan gaz kazançları. Noktalar, ölçülen kazanç verilerini; kesikli çizgiler, sadece doğrudan iyonlaşmaları dikkate alan Townsend katsayıları ile hesaplanan kazançları; sürekli çizgiler ise Eşitlik 2.39 ile Penning transferleri için fit yapıldıktan sonra bulunan kazanç eğrilerini temsil etmektedir. (b) Hesaplanan transfer olasılıklarının modellenmesi ile elde edilen transfer eğrisi (mavi sürekli çizgi). Kırmızı üçgenler kazanç değerleri ölçeklendirilerek hesaplanan olasılıkları, yeşil daireler ise herhangi bir ölçeklendirme yapılmadan bulunan olasılıkları temsil etmektedir. Model sonuçlarının hatası mavi hata bandı olarak gösterilmiştir.

Enerji transfer olasılıklarının (r_p) belirlenmesi elektron çığı oluşunu sırasında gerçekleşen fiziksel süreçleri anlamada tek başında yeterli olmaz. Dolayısıyla bilinen olaslık değerlerinin modellenmesi gerekir. Böylece deneysel veri olmayan noktalar için de transfer olasılıklarını hesaplamak mümkün olur. Şekil 2.11 (b)'de Ar-CO₂ karışımları için hesaplanan transfer olasılıklarının modellenmesi görülmektedir (model parametreleri hakkındaki detaylı bilgiler için bkz. Ar-CO₂). Özellikle düşük CO₂ konsantrasyonlarında oldukça geniş bir hata bandı Şeklinde ortaya çıkan belirsizliklerin temel nedeni söz konusu bölgede transfer verisinin bulunmamasından ileri gelmektedir. Sonraki çalışmalarda farklı basınç ve CO₂ oranları için ölçülen kazanç verilerine yapılan fitlerden hesaplanan transfer olasılıkları sayesinde bu belirsizliklerden kurtulmak mümkün olmuştur. Ayrıca karışım oranı ve basıncın fonksiyonu olan kapsamlı modeller türetilerek Ar-CO₂ enerji transfer süreçlerinin hakkında daha fazla bilgi edinilmiştir (Şahin ve diğerleri, 2014; Şahin ve Kowalski, 2017).

2.2.4. Elektron bağlanması

Elektrik alan varlığında anoda doğru sürüklenen elektronlar, O₂, CO₂, CF₄, SF₆, CCl₄ gibi elektronegatifliği yüksek olan gaz (X ile verilsin) tarafından Eşitlik 2.42'de verilen mekanizma ile yakalanabilirler.



Negatif iyon oluşunu (X^-) gerçekleşen bu olaydaki gazların dış kabuğu neredeyse doludur. Bu nedenle bir elektronun eklenmesi, fazlalık enerjinin foton salınımı ($h\nu$) Şeklinde kaybedilmesi ile son bulur. Açığa çıkan bu enerjiye elektron ilgisi denilir. Soy gazların dış kabuğu tamamen dolu olduğundan elektron ilgisine sahip değildirler.

Birim uzunluk başına yakalanan elektron sayısı veya bağlanma katsayısı, η , olarak tanımlanır. Bu katsayı genellikle nispeten düşük elektrik alan değerlerinde baskındır ve iyonlaşmaların yoğun olduğu Őiddetli alanlar için varlığını yitirir. Bu durum elektron yakalama tesir kesitleri ile doğrudan ilgilidir. Oksijen (O₂) 0.06 – 0.1 eV arasında bir zirveye sahip olduğundan termal enerjilerin yakınında büyük bir elektron yakalama olasılığı ortaya çıkar. Karbontetraflorr (CF₄) ise 8 eV civarında bir zirveye sahiptir. Dolayısıyla CF₄, O₂'ye göre daha yüksek elektrik alan değerlerinde elektron yakalama olasılığına sahip olur (Sauli, 2014, sayfa 118). Eşitlik 2.43'te yeniden birleşmenin gaz kazancında hesaba katılma yöntemi gösterilmektedir (Leo, 1994).

$$G = \exp\left(\int (\alpha - \eta) dr\right) \quad (2.43)$$

Burada $\alpha - \eta$, etkin veya net Townsend katsayısı olarak isimlendirilir. Ayrıca η katsayısı da Magboltz tarafından bir transport (taşıma) parametresi olarak yüksek hassasiyetle hesaplanabilir.

2.3. Boltzmann Transport (Taşıma) Denklemi

Elektronların gaz içindeki transportu hakkında tüm bilgiler, elektronlara ait faz uzayındaki dağılım fonksiyonu, $f(\mathbf{v}, \mathbf{r}, t)$, ile belirlenir. Burada \mathbf{v} hızı, \mathbf{r} konum koordinatını ve t ise zamanı temsil etmektedir. Elektronların dağılım fonksiyonu Eşitlik 2.44 ile tanımlanan Boltzmann Transport Denkleminin çözümünden bulunur (Bošnjaković ve diğerleri, 2014).

$$\left[\partial_t + \mathbf{v} \nabla_{\mathbf{r}} + \frac{e\mathbf{E}}{m} \nabla_{\mathbf{v}} - \tilde{J} \right] f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) = 0 \quad (2.44)$$

Bu denklem, sayısal yöntemlerle veya çeşitli benzetişim teknikleri kullanılarak çözülebilir. Çarpışma operatörü, \tilde{J} , elektronların yapabileceği tüm çarpışma türleri hakkındaki bilgileri içerir ve bu operatörün analitik olarak hesaplaması mümkün değildir. Bu nedenle elektronun transport denklemini çözmek için Monte-Carlo tekniğine dayalı benzetişim yöntemleri sıklıkla tercih edilmeye başlanmıştır (Barglia ve Romanò, 1984).

Monte-Carlo yöntemi, hem benzetişim hem de integrasyon tekniği olarak düşünülebilir. Fakat Peraud ve diğerleri (2014) göre temel Monte-Carlo algoritması sayısal integrasyon yöntemi olarak sayılmalıdır. Bununla birlikte Bird (1970), Monte-Carlo yönteminin doğrudan Boltzmann denkleminin çözümü olduğunu söylemiştir. Ayrıca Wagner (1992), matematiksel olarak Boltzmann denkleminin çözümünün Monte-Carlo yöntemi ile mümkün olduğunu kanıtlanmıştır.

Elektronların ve iyonların gaz içindeki transport parametrelerini hesaplamak için birden fazla Monte-Carlo integrasyon tekniği geliştirilmiştir.

Bird (1963) tarafından geliştirilen temel (doğrudan) Monte-Carlo benzetişimi, Skullerud (1968) tarafından geliştirilen boş-çarpışma (null-collision) yöntemine göre daha az hesaplama gücü gerektiğinden daha hızlı çalışır. Fraser ve Mathieson (1986), yaptıkları iyileştirme çalışmalarısıyla boş-çarpışma yöntemini geliştirmişlerdir. Böylece daha hızlı ve hassasiyeti daha yüksek sonuçlara ulaşılmıştır. Burada sıralan Monte-Carlo yöntemleri ve benzer diğer çalışmalar, günümüzde gazlı detektörlerin benzetişimi için kullanılan programların temelini oluşturmaktadır.

Bu tez çalışması kapsamında yararlanılan benzetişim programlarında Fraser ve Mathieson (1986) tarafından geliştirilen Monte-Carlo yöntemi esas alınmaktadır (bkz. Kesim 3.2).

Bu yöntemde çok sayıda elektronun bezetişimini aynı anda yapmak yerine, sadece bir elektronun çok büyük sayıda çarpışma yapması sağlanır. Böylece elektronun son durumu, ilk durumundan yani başlangıç koşullarından tamamen bağımsız olur ve söz konusu elektron için tüm durumlar üzerinden bir ortalama alınarak yapılan hesabın hassasiyeti mümkün olan en yüksek seviyeye çıkarılır.

Yöntemde, m_e kütleli ϵ_0 enerjili bir elektron, orjine rastgele bir yönelime sahip olacak şekilde bırakılır. Çarpışmalar arasındaki serbest zaman veya kısaca çarpışma süresi (t_c), 0 – 1 arasında üretilen düzgün dağılımlı gelişigüzel bir sayı ($R_1, 0 < R_1 < 1$) yardımıyla Eşitlik 2.45'deki ifadeye göre belirlenir.

$$\ln [(1 - R_1)^{-1}] = \int_0^{t_c} \nu(t) dt \quad (2.45)$$

Burada $\nu(t)$, çarpışma frekansıdır ve elektronun herhangi bir andaki enerjisi (ϵ) cinsinden $\nu(t) \equiv \nu(\epsilon)$ şeklinde tanımlanabilir. Bu durumda, enerjiye bağlı çarpışma frekansı, $\nu(\epsilon)$, Eşitlik 2.46 ile verilebilir.

$$\nu(\epsilon) = \left(\frac{2\epsilon}{m_e} \right)^{1/2} \sum_{k=1}^N n \left[q_k(\epsilon) + \sum_i (q_k)_i(\epsilon) \right] \quad (2.46)$$

Burada q_k , karışımdaki k'inci gazın elastik saçılma tesir kesiti, n birim hacimdeki gaz atomlarının sayısı ve $(q_k)_i$ aynı gazın i'inci elastik olmayan saçılma tesir kesitidir. Her çarpışma öncesinde Eşitlik 2.45'teki integralin tekrar hesaplanması gerektiği için toplam hesaplama süresi çok uzadığından benzetişim yapmanın avantajları ve etkinliği tamamen ortadan kalkabilir. Bu süre artışının önüne geçmek için hesaplamalarda boş-çarpışma tekniği kullanılır. Bu yöntemde Eşitlik 2.45'te tesir kesitleri ile tanımlı gerçek çarpışma frekanslarının toplamını aşan bir ν' frekansı seçilir ve t_c herhangi bir integral alınmaksızın Eşitlik 2.47'teki ifade ile hesaplanır.

$$t_c = -\ln(1 - R_1) / \nu' \quad (2.47)$$

Böylece Eşitlik 2.45'teki ifadenin basitleştirilmiş bir formu elde edilir ve benzetişime birim zamandaki çarpışma terimi, $(1 - \nu(\epsilon)/\nu')$, eklenmiş olur. Bu çarpışmalarda elektronun hızının değişmediği kabulü yapılır. Uygun bir ν' seçimi için Skullerud (1968) tarafından geliştirilen yöntem kullanılır. Tahmini olarak çok büyük bir ν' frekansı seçilir ve bu frekansa karşılık gelen t_c değeri ise Eşitlik 2.47 ile hesaplanır. Gerçek çarpışmaların sayısının toplam çarpışmaların sayısına oranı $(\nu(\epsilon)/\nu')$ ise Eşitlik 2.46'daki etkileşme tesir kesitlerine bağlı $\nu(\epsilon)$ ifadesi yardımıyla hesaplanabilir. Örneğin CH_4

gazı için $\nu^{(\epsilon)}/\nu'$ kesrinin değeri yaklaşık olarak 0.12 civarında iken CO₂ gazı için bu oran 0.99'a kadar ulaşabilmektedir.

Çarpışma süresi t_c belirlendikten sonra elektronun çarpışmanın hemen öncesindeki enerjisi ϵ_0 , doğrultman kosinüsleri ve konumu hesaplanır. Çarpışmanın türü ise 0 – 1 arasındaki ikinci bir gelişigüzel sayı R_2 ile belirlenir ($R_2, 0 < R_2 < 1$). Sistemin kinematiği hem kütle merkezi hem de laboratuvar gözlem çerçevesinde hesaplanır. Kütle merkezi gözlem çerçevesindeki doğrultman kosinüslerini belirlemek için Eşitlik 2.48a ve Eşitlik 2.48b'de yazıldığı gibi iki tane daha gelişigüzel R_3 ve R_4 sayıya ihtiyaç duyulur.

$$R_3 = \int_0^\theta \sigma(\epsilon_0, \zeta) \sin\zeta d\zeta / \int_0^\pi \sigma(\epsilon_0, \zeta) \sin\zeta d\zeta \quad 0 < R_3 < 1 \quad (2.48a)$$

$$R_4 = \Phi/2\pi \quad 0 < R_4 < 1 \quad (2.48b)$$

Burada Φ azimut açısı ve $\sigma(\epsilon, \zeta)$ ise seçilen çarpışma türünün diferansiyel tesir kesitidir. Gazların çoğunun tesir kesitleri bilinmediği için tüm çarpışmaların isotropik (eş yönelimli) olduğunu kabul edilerek saçılma açısı, Eşitlik 2.49 ile hesaplanabilir.

$$\theta = \arccos(1 - 2R_3) \quad (2.49)$$

Saçılma sonrası elektronun yeni yörüngesini laboratuvar gözlem çerçevesine dönüştürmek için Eşitlik 2.50 kullanılabilir.

$$\sin\theta_0 = \frac{M}{(M + m_e)} (\epsilon_0/\epsilon_1)^{1/2} \left[1 - \frac{(M + m_e)}{M} (\epsilon_{ik}/\epsilon_0) \right]^{1/2} \sin\theta \quad (2.50)$$

Burada gaz atom veya molekülünün kütlesi M , elektronun saçılmadan önceki enerjisi ϵ_0 , elektronun saçılmanın hemen sonrasındaki enerjisi ϵ_1 ve seçilen bir saçılma türünün gerçekleşmesi için gereken en düşük elektron enerjisi ise ϵ_{ik} ile temsil edilmiştir. Saçılma sonrası enerji ϵ_1 , Eşitlik 2.50 ile hesaplanabilir.

$$\epsilon_1 = \epsilon_0 \left[1 - \frac{M}{(M + m)} (\epsilon_{ik}/\epsilon_0) + \frac{2Mm}{(M + m)^2} \left\{ \left[1 - \frac{(M + m)}{M} (\epsilon_{ik}/\epsilon_0) \right]^{1/2} \cos\theta - 1 \right\} \right] \quad (2.51)$$

Böylece trigonometrik eşlenikler yardımıyla elektronun yeni doğrultman kosinüsleri orjinal (laboratuvar) gözlem çerçevesine göre bulunabilir.

Yukarıda ayrıntıları verilen Monte-Carlo yöntemi ile elektronun gaz içerisindeki transport parametreleri elde edilebilir. Elektronun z eksenine doğrultusunda bir elektrik

alan tarafından çekildiği varsayalım. Sürüklenme hızı (W), iki gerçek çarpışma arasında geçen süre (t) ve çarpışmalar arası uzaklık (z) cinsinden $W = z/t$ olarak hesaplanabilir. Eğer sürüklenme sürecinde elektron N adet çarpışma yapmış ise sürüklenme hızı için çarpışmalar arasındaki hızlarının bir ortalaması olarak alınır. Elektronun hareketliliği (mobilitesi), $\mu = W/E$ yardımıyla hesaplanır. Difüzyon katsayısı da sürüklenme hızında olduğu gibi tüm gerçek çarpışmalar için bir ortalama değer alınarak hesaplanır. Enine difüzyon D_t , elektronun z ekseninden dik uzaklığına göre Eşitlik 2.52 ile tanımlanır.

$$D_t = \lim_{N \rightarrow \infty} \left\langle \frac{1}{4T_i} \left[(x(t + T_i) - x(t))^2 + (y(t + T_i) - y(t))^2 \right] \right\rangle \quad (2.52)$$

Burada $T_i(N)$, toplamda N sayıda, her bir gerçek çarpışma arasında geçen zaman aralığına karşılık gelir. Boyuna difüzyonda D_l , elektronun z eksenine paralel doğrultusundaki hareketi dikkate alınır. Böylece D_l için elektron bulutunun merkez noktası $z = Wt$ ve elektronun z eksenindeki konumu arasındaki uzaklık cinsinden Eşitlik 2.53 ile yazılabilir.

$$D_l = \lim_{N \rightarrow \infty} \left\langle \frac{1}{2T_i} \left[z(t + T_i) - z(t) - WT_i \right]^2 \right\rangle \quad (2.53)$$

Çığ oluşumunu hesaplamak için aşağıdaki adımlar izlenir:

1. Öncelikle iz takibine başlanacak elektronun iyonlaşma yaptığı noktanın konumu, etkileşme zamanı ve ilk enerjisi kayıtlanır.
2. Eğer incelenen elektron, bir sonraki etkileşmede yeniden birleşme veya bağlanma (Kesim 2.2.4) yaparsa ya da belirlenen geometrik sınırın dışında konumlanırsa takipten çıkarılır.
3. Eğer bir sonraki etkileşme sırasında iyonlaşma oluyorsa, üretilen elektron için süreç yeniden işletilir ve söz konusu yeni elektronun izi takip edilir.
4. İyonlaşmalardan çıkan elektronların tümünün benzetişimi bittikten sonra aynı başlangıç koşulları altında **başka bir elektron (tekrar)** için transport işlemleri uygulanır (1. adıma dönülür).
5. Üstte sıralanan adımlara önceden belirlenen tekrar sayısı tamamlanıncaya kadar devam edilir ve ortalama transport parametreleri hesaplanır.

Townsend ve bağlanma katsayılarını hesaplamak için iki yöntem kullanılır. Kararlı Durum Townsend (Steady State Townsend veya kısaca **SST**) yönteminde benzetişim bölgesi, z eksenı boyunca sekiz **konumsal** olarak eşit bölümlendirilmiş düzlemlere ayrılır.

Okuma düzlemleri olarak da isimlendirilen bu düzlemler, transport parametrelerinin hesaplandığı konumlardır. Düzelemlere ulaşan elektronların sürüklenme hızı, difüzyon katsayısı, Townsend ve bağlanma katsayıları hesaplanarak çıkış parametreleri olarak kaydedilir. Diğer yöntem ise (Zaman) Atımlı Townsend (**Pulse Townsend** veya **PT**) olarak isimlendirilir. Bu yöntemde bezetişim bölgesi sekiz tane **zamansal** olarak eşit bölümlendirilmiş düzlemlere ayrılır ve düzlemler de SST yöntemindeki gibi okuma düzlemleri olarak kabul edilir. Her iki yöntemde de düzlemlerin ayrı ayrı verdiği sonuçlar, transport parametrelerdeki hata oranını hesaplamak için kullanılır. Bu bilgilere göre Townsend katsayısı Eşitlik 2.54 ile hesaplanabilir (Biagi, 1999).

$$\alpha = \frac{\ln(N_i) - \ln(N_{i-1})}{zstep} \quad (2.54)$$

Burada N_i , i'inci okuma düzlemindeki toplam elektron sayısı ve $zstep$ ise okuma düzlemlerin arasındaki konumsal mesafeyi temsil etmektedir.

Bu hesaplamalarda kullanılan Monte-Carlo yöntemi ile mikroskobik benzetişim yapılır. Bu tür hesaplamalarda elektronun izi boyunca takip edilen süreçler, doğrudan tesir kesitleri ile kontrol edildiği için mikroskobik boyutlarda işlemler gerçekleştirilir. Sürüklenme hızı, difüzyon katsayısı ve Townsend katsayısı gibi makroskobik parametreler ise deneysel veriler ile belirlenir. Bununla birlikte elde edilen mikroskobik hesap sonuçlarını elektronun transportuna ait makroskobik parametrelere dönüştürüp kullanmak da mümkündür. Örneğin incelenen her bir elektrik alan şiddeti için Magboltz programının çıkış dosyalarında bu tür makroskobik büyüklükler yazılır.

Eğer benzetişim, paralel levhalı detektörlerde olduğu gibi sabit (homojen) bir elektrik alan için yapılırsa ve elektronların dağılımı buldukları konumdan bağımsız ise "elektronlar elektrik alan ile denge durumundadır" denir. Fakat silindirik veya GEM detektörlerde olduğu gibi değişken (homojen olmayan) bir elektrik alan söz konusu ise elektronlar elektrik alan ile dengede olamayabilir (Mitev ve diğerleri, 2005). Denge durumları ile ilgili diğer ayrıntılar Kesim 2.4'te tartışılmıştır.

Değişken elektrik alana sahip gazlı detektörlerin bezetişimleri iki farklı yöntemle yapılabilir:

- Birinci yöntemde elektrik alanının çok küçük konumsal aralıklar (diferansiyel dilimler) için sabit kaldığı varsayılır. Bu yaklaşım elektrik alanın analitik olarak kolaylıkla tanımlanabilen geometriler için (örneğin tek telli silindirik detektör) oldukça pratik bir hesaplamadır. Tüm dilimler üzerinden sadece basit integraller alınarak transport parametreleri için sonuçlara ulaşmak mümkündür.

- Elektrik alanın basit bir analitik çözümü olmadığı detektör yapıları için (örneğin GEM) sonlu elemanlar yöntemi ile yaklaşık çözümler üreten ANSYS (<https://www.ansys.com/>), COMSOL (<https://www.comsol.com/>) ve MAXWELL (<https://www.ansys.com/products/electronics/ansys-maxwell>) gibi benzetişim programlarına başvurulur. Ayrıca sonlu farklar yöntemi ile hesap yapan geliştirme aşamasındaki nBEM programı da elektrik alan için oldukça kullanışlı ve hassasiyeti yüksek sonuçlar üretebilmektedir. Garfield++, **belirli noktalarda** elektrik alan çözümü yapan bu tür programların çıkış dosyalarını okuyup işleyebilecek arayüzlere sahiptir (ayrıca bkz. Kesim 3.2). Böylece analitik bir elektrik alan ifadesi türetilmeyen detektör yapıları için de benzetişimler yapılabilir.

Eğer elektrik alanın değişimi, seçilen diferansiyel dilimler veya noktalar için transport parametrelerinde önemli bir etkiye sahip değilse, denge durumu varsayımıyla yapılan hesaplamalar iyi bir yaklaşım olarak kullanılabilir. Ancak böyle bir varsayım seçilirken Kesim 2.4'te yer alan tartışmalar mutlaka dikkate alınmalıdır.

2.4. Elektronların Elektrik Alan ile Dengesi

Çığ oluşumu veya diğer ismiyle çoğalma süreci ile ilgili daha genel bir forma ulaşmak için birim hacim başına atom sayısı (N) veya basınç (P) cinsinden tanımlanan indirgenmiş elektrik alan ifadelerinden yararlanılır. Sıkıştırılma faktöründeki değişimin önemsiz olduğu basınçlarda Eşitlik 2.55 ile verilen ideal gaz kanunu iyi bir yaklaşıklık olarak kabul edilebilir.

$$N = \frac{PN_A}{RT} \quad (2.55)$$

Burada P gazın basıncı, R gaz sabiti ve N_A ise Avogadro sayısıdır. Aynı sıcaklık (T) için E/N veya E/P indirgenmiş elektrik alan tanımları arasında herhangi bir fark olmaz. Bu tez çalışmasındaki hesaplamalarda Magboltz programında kullanılan indirgenmiş elektrik alan ifadesi (E/N) benimsenmiştir. Bununla birlikte literatürde E/P ifadesine dayalı çok sayıda çalışmanın olduğu unutulmamalıdır.

Çoğalmayı betimleyen ve makroskobik bir büyüklük olan Townsend katsayısı α , indirgenmiş elektrik alanın (E/N) bir fonksiyonu olarak düşünülebilir. Araştırmalar, homojen elektrik alanlarda ölçülen gaz kazançlarının Eşitlik 2.56'da verilen indirgenmiş Townsend katsayısı (α/N) ifadesi yardımıyla fit edilebileceğini göstermiştir (Blasberg ve de Hoog, 1971; Crompton ve diğerleri, 1956; de Urquijo ve diğerleri, 1999; Jones ve Jones, 1958).

$$\frac{\alpha}{N} = A \exp\left(\frac{-BN}{E}\right) \quad (2.56)$$

Burada A ve B parametreleri incelenen gaza ait karakteristik sabitlerdir ve $V_i = B/A$ oranı ise ilgili gazın etkin iyonlaşma potansiyeli olarak isimlendirilir (Bronic ve Grosswendt, 1999)

Değişken elektrik alanlar için gaz kazancı ifadesi Eşitlik 2.36, tek telli silindirik bir tüp için elektrik alan konuma bağlı değişimi ise Eşitlik 2.40 ile verilebileceği Kesim 2.2.3'te belirtilmiştir. Basitlik için anottan r kadar uzaktaki bir konumun indirgenmiş elektrik alan şiddeti Eşitlik 2.57 ile temsil edilebilir.

$$S = \frac{E}{N} = \frac{V}{N r \ln\left(\frac{r_c}{r_a}\right)} \quad (2.57)$$

Ayrıca potansiyel fark için Eşitlik 2.58 ile tanımlı yeni bir parametre (K) yazılabilir.

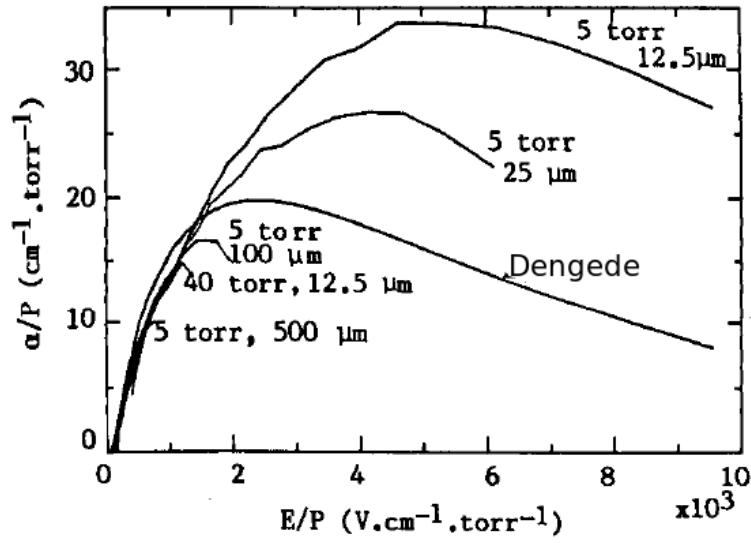
$$K = \frac{V}{\ln\left(\frac{r_c}{r_a}\right)} = S_a N r_a \quad (2.58)$$

Burada S_a , anot üzerindeki indirgenmiş elektrik alan şiddetidir ve Eşitlik 2.57'den $r = r_a$ özel durumu için hesaplanabilir. Böylece gaz kazancını indirgenmiş terimler cinsinden Eşitlik 2.59'daki gibi daha genel formda yeniden tanımlamak mümkündür.

$$\frac{\ln G}{K} = \int_{S_k}^{S_a} \frac{\alpha}{N} \frac{1}{S^2} dS \quad (2.59)$$

İntegralin alt sınırı Townsend katsayısının sıfırdan büyük olduğu indirgenmiş elektrik alan (S_k) ile belirlenir ve indirgenmiş gaz kazancı ise $\ln G/K$ olarak temsil edilir.

Eşitlik 2.56, Townsend katsayısının elektrik alan ile dengede olduğu varsayımı altında türetilmiştir. Bu varsayım atmosferik basınçlardaki deneysel verilere karşılık gelen orta büyüklükteki indirgenmiş elektrik alan değerleri için geçerliliğini büyük ölçüde korur. Özellikle düşük basınçlarla çalışıldığında ise çok yüksek indirgenmiş elektrik alan değerleri ile karşılaşılır. Bu durumda denge varsayımı, deneysel kazanç verilerini temsil etmede yetersiz kalır (Ségur ve diğerleri, 1989). Sadece basıncın düşük olması veya elektrik alan şiddetinin büyük olması değil, her ikisinin birden oluşturduğu **indirgenmiş** elektrik alan değerinin (E/N veya E/P) **yüksek** olması denge ilgili en önemli kriterdir. Ayrıca, aynı büyüklükteki indirgenmiş elektrik alan söz konusu olsa bile anot üzerindeki indirgenmiş elektrik alanı içeren K parametresi (Eşitlik 2.58) denge durumundan sapmalar ile yakından ilgilidir. Şekil 2.12'ten açıkça görüldüğü gibi aynı basınç ve E/P değeri için anot yarıçapı küçüldükçe denge durumundan sapmalar da artmaktadır (Ségur ve diğerleri, 1989).



Şekil 2.12. Farklı basınç ve anot yarıçapları için metan (CH_4) gazında indirgenmiş Townsend katsayısının değişimi. Silindirik tek telli tüplerin katot yarıçapları aynı değerde ($r_c = 1.8 \text{ cm}$) tutulmuştur.

Örneğin $P = 5 \text{ torr}$ basınç altında $E/P = 4 \cdot 10^3 \text{ V} \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{torr}^{-1}$ indirgenmiş elektrik alan şiddetinde $r_a = 25 \mu\text{m}$ anot yarıçaplı tüp için $\alpha/P \approx 25 \text{ cm}^{-1} \cdot \text{torr}^{-1}$ olurken $r_a = 12.5 \mu\text{m}$ anot yarıçaplı tüpte ise $\alpha/P \approx 33 \text{ cm}^{-1} \cdot \text{torr}^{-1}$ değerine ulaşmaktadır.

Silindirik detektörlerde elektronlar anot civarında çok yüksek enerjilere sahiplerse anoda ulaşmaları gecikir ve onun yerine anot etrafında dolanmaya başlarlar. Eğer elektronlar mükemmel bir vakum içinde olsalardı anoda hiç varamazlardı; çünkü elektronların anoda ulaşmaları için anot etrafında enerjilerini kaybettiren çarpışmalar yapmaları gerekir. Bu olay indirgenmiş Townsend katsayısını artırma eğilimindeki yeni bir dengede olmama etkisinin ortaya çıkmasına yol açar (Şekil 2.12).

Normalde pozitif olan tel negatif ve negatif olan silindir çeperi ise pozitif yapılırsa, yani anot ve katot olarak kullanılan elektrotlar ters beslenirse bu etkinin varlığı açıkça tespit edilebilir. Böylece üretilen çığ elektronları telden (şimdi katot) uzaklaşıp silindirin çeperine (şimdi anot) doğru hareket eder. Fakat bu yeni durumda elektronların etrafında dolacağı bir tel elektrot yoktur; aksine elektronların hepsi artık anot olarak kullanılan tüpün çeperine kolaylıkla ulaşarak indüksiyon akımı oluşturabilirler. Dolayısıyla bu yöntemle bulunan Townsend katsayısında anot teli etrafında dolanmaktan kaynaklanan dengede olmama etkisi gözlenmez. Sonuç olarak elektrotların gerilimi terslenmeden önce yani normal kullanımla elde edilen Townsend katsayıları ve gerilim terslendikten sonra bulunan değerler kıyaslanarak bu etkinin varlığı hakkında deneysel bilgi edinilebilir (Ségur ve diğerleri, 1989; Bronic ve Grosswendt, 1998).

Denge durumlarını daha ayrıntılı incelemek için Eşitlik 2.44'deki Boltzman transport (taşıma) ifadesi için farklı yaklaşımlar türetilmiştir (Mitev ve diğerleri, 2005). Buna göre Boltzmann denlemindeki elektron dağılımı $f(r, v, t)$, Eşitlik 2.60'deki gibi normalleştirilmiş bir dağılım fonksiyonu şeklinde yazılabilir.

$$f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, \mathbf{E}(r), N, t) = n_e(\mathbf{r}, t)g(\mathbf{r}, \mathbf{v}, \mathbf{E}(r), N, t) \quad (2.60)$$

Burada $n_e(\mathbf{r}, t)$ birim hacim başına elektron sayısıdır ve $g(\mathbf{r}, \mathbf{v}, \mathbf{E}(r), N, t)$ fonksiyonu Eşitlik 2.61 ile verilen normalleşme şartını sağlar.

$$\int g(\mathbf{r}, \mathbf{v}, \mathbf{E}(r), N, t)d^3v = 1 \quad (2.61)$$

Elektronlar ve iyonlar arasındaki etkileşmeler ihmal edilirse çarpışma operatörü \tilde{J} lineer olur ve yeni operatör J , $\tilde{J} = NJ$ şeklinde yazılabilir. Eşitlik 2.60 ve \tilde{J} , Boltzmann denleminde (Eşitlik 2.44) yerine konulursa Boltzmann denklemini için Eşitlik 2.62 ile verilen yeni forma ulaşılır.

$$\left\{ \partial_t + \mathbf{v}\nabla_{\mathbf{r}} + \frac{e\mathbf{E}}{m}\nabla_{\mathbf{v}} - NJ + \frac{1}{n_e(\mathbf{r}, t)} [\partial_t n_e(\mathbf{r}, t) + \mathbf{v}\nabla_{\mathbf{r}} n_e(\mathbf{r}, t)] \right\} g(\mathbf{r}, \mathbf{v}, \mathbf{E}(r), N, t) \quad (2.62)$$

Eğer elektronların durgun olduğu varsayımı yapılırsa Eşitlik 2.62'deki zamana bağlı terimler yok olur ve Eşitlik 2.63 ile verilen zamandan bağımsız Boltzman transport denklemini elde edilir.

$$\left\{ \mathbf{v}\nabla_{\mathbf{r}} + \frac{e\mathbf{E}}{m}\nabla_{\mathbf{v}} - NJ + \frac{1}{n(\mathbf{r})} [\mathbf{v}\nabla_{\mathbf{r}} n_e(\mathbf{r})] \right\} g(\mathbf{r}, \mathbf{v}, \mathbf{E}(r), N) \quad (2.63)$$

Bu denklem herhangi bir detektör geometrisi için geçerli olduğundan oldukça kullanışlıdır. Elektron akısı j , Eşitlik 2.64 ile tanımlanabilir.

$$j(\mathbf{r}, N) = \bar{\mathbf{v}}(\mathbf{r}, N)n_e(\mathbf{r}) \quad (2.64)$$

Burda $\bar{\mathbf{v}}$ elektronların ortalama hızıdır. Ortalama ionlaşma frekansı $\bar{\nu}_{\text{ion}}$ ve elektron akısı arasındaki ilişki ise Eşitlik 2.65 ile verilebilir.

$$\partial_r j(\mathbf{r}, N) = \bar{\nu}_{\text{ion}}(\mathbf{r}, N)n_e(\mathbf{r}) \quad (2.65)$$

Elektronlar elektrik alan ile dengede durumunda ise elektronların dağılım fonksiyonu konumundan \mathbf{r} bağımsız olur. Bu şartın sağlanması için elektrik alanın da konumdan bağımsız olması gerekir ($\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \text{sabit}$). Elektronların gaz içinde z doğrultusunda sabit

bir elektrik alan etkisinde olduğu varsayımı altında, Eşitlik 2.63 ile verilen zamandan bağımsız Boltzman transport denklemi için Eşitlik 2.66'daki gibi konumdan da bağımsız bir formu daha yazılabilir.

$$\left\{ \frac{eE}{m} \partial_{v_z} - NJ + \frac{1}{n_e(z)} [v_z \partial_z n_e(z)] \right\} g(\mathbf{v}, E, N) = 0 \quad (2.66)$$

Burada v_z elektronların z doğrultusundaki hız bileşenidir. Eşitlik 2.66 ile verilen ifade için $N \int J g(\mathbf{v}, N) d^3v = \bar{v}_{ion}(N)$ yazılıp integral hesabı yapılırsa Eşitlik 2.67 ile verilen sonuca ulaşılabilir.

$$\frac{1}{n_e(zN)} \partial_z n_e(zN) = \frac{\int v \sigma_{ion}(v) g(\mathbf{v}, N) d^3v}{\int v_z g(\mathbf{v}, N) d^3v} \quad (2.67)$$

Burada σ_{ion} gazın toplam iyonlaşma tesir kesitidir. Eğer Eşitlik 2.67'nin sağ tarafındaki terimler için $\bar{v}_{ion}(N) = N \int v \sigma_{ion}(v) g(\mathbf{v}, N) d^3v$ ve $\bar{v}_z = \int v_z g(\mathbf{v}, N) d^3v$ bağıntıları göz önüne alınırsa Eşitlik 2.68 ile verilen denge ifadesine ulaşır.

$$\frac{1}{n_e(zN)} \partial_z n_e(zN) = \frac{1}{N} \frac{\bar{v}_{ion}}{\bar{v}_z} \quad (2.68)$$

Bu eşitliğin sol tarafında verilen oranın konumdan bağımsız olduğu açıktır. Ayrıca Eşitlik 2.64 ve Eşitlik 2.65 yardımıyla elektron akısının sürekliliği için Eşitlik 2.69 ile verilen ifade elde edilir.

$$\partial_z j(zN) = \frac{1}{N} \frac{\bar{v}_{ion}}{\bar{v}_z} j(zN) \quad (2.69)$$

Townsend katsayısı, ortalama iyonlaşma frekansı (\bar{v}_{ion}) ve z doğrultusundaki ortalama hız (\bar{v}_z) cinsinden Eşitlik 2.70'deki gibi tanımlanabilir.

$$\alpha \equiv \frac{\bar{v}_{ion}}{\bar{v}_z} \quad (2.70)$$

Townsend katsayısının bu tanımı Eşitlik 2.68'de yerine konulursa indirgenmiş Townsend katsayısı (α/N) için Eşitlik 2.71'deki ifade elde edilir.

$$\frac{\alpha}{N} = \frac{1}{n_e(zN)} \partial_z n_e(zN) \quad (2.71)$$

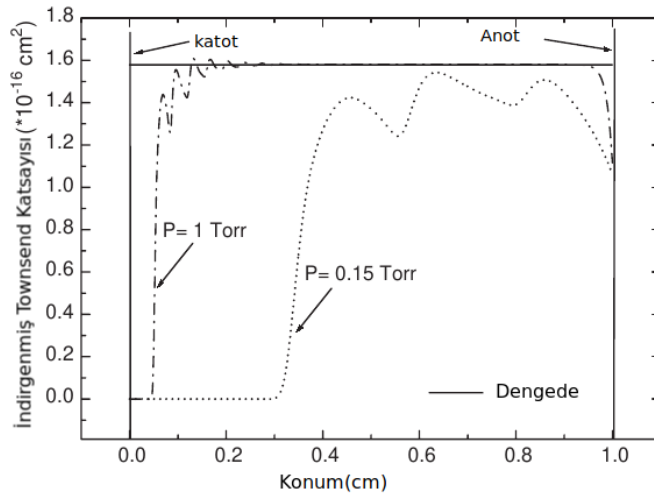
Eşitlik 2.70 ve Eşitlik 2.71'deki tanımlamalar Eşitlik 2.66'da yerine konulursa denge durumundaki Boltzman transport denklemi Eşitlik 2.72'deki gibi yazılabilir.

$$\left\{ \frac{e}{m} \frac{E}{N} \partial_v - J + v_z \frac{\alpha}{N} \right\} g(\mathbf{v}, E/N) = 0 \quad (2.72)$$

Burada normalleştirilmiş elektron dağılımının (g) ortalama hız \bar{v} ve sabit indirgenmiş elektrik alanın (E/N) fonksiyonu olduğu açıkça görülmektedir. Böylece denge şartlarında sürüklenme hızı (\bar{v}_z), iyonlaşma frekansı ($\bar{\nu}_{ion}$) ve indirgenmiş Townsend katsayısı (α/N) makroskobik transport parametrelerinin konumdan bağımsızdır ve E/N 'nin fonksiyonudur sonucuna varılır.

Eğer elektronların normalleştirilmiş dağılım fonksiyonu konuma bağlı ise elektronlar elektrik alan ile dengede olmaz. Bu durum gazlı detektörler için yapılan hesaplamalarda dengede olmama etkisi olarak ortaya çıkar. Bu etki nedeniyle elektronların indirgenmiş transport parametreleri sadece indirgenmiş elektrik alana (E/N) değil, gazın basıncına, elektrotların (anodun ve katodun) boyutlarına ve elektrotlara uygulanan elektriksel potansiyele de bağlı olur.

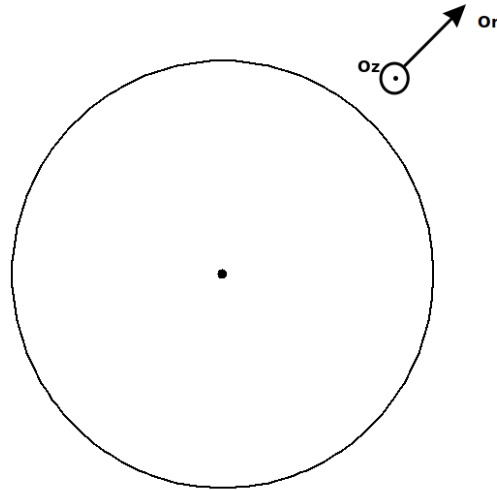
Paralel levhali detektörlerde elektrik alan sayıcı hacmin her yerinde pratikte eşit olmasına rağmen özellikle elektron transportunun başlangıç noktasında ve elektrotların yakınında dengede olmama etkileri gözlenebilmektedir. Genellikle birincil (iyonlaşma öncesi) elektronların ilk enerjileri elektrik alan şiddetinden bağımsızdır ve alan ile uyumlu hareket edebilmeleri için elektrik alan etkisinde bir mesafe katetmeleri gerekir. Bu uyum uzaklığı, "gevşeme mesafesi" olarak da isimlendirilir. Gevşeme mesafesi birincil elektronun enerjisi, elektrik alan şiddeti, gazın basıncı ve tesir kesimine bağlıdır; genel olarak elektronun ilgili gaz içindeki ortalama serbest yolunun birkaç katına eşit bir büyüklüktür. Paralel levhali bir detektörün elektrotları yakınındaki dengede olmama etkileri için yapılan hesaplamalar Şekil 2.13'te gösterilmiştir (Mitev ve diğerleri, 2005).



Şekil 2.13. Metan (CH_4) gazında 1 Torr ve 0.15 Torr basınç değerleri için indirgenmiş Townsend katsayısının (α/N) konuma bağlı değişimi. Hesaplamalarda indirgenmiş elektrik alan şiddeti, $S = E/N = 798 \text{ Td}$ olarak alınmıştır (Townsend veya kısaca Td, $1 \text{ Td} = 10^{-17} \text{ V} \cdot \text{cm}^{-2}$).

Sürekli düz çizgi, konumdan bağımsız Boltzmann denkleminin çözümünden hesaplanan denge durumuna karşılık gelmektedir. Kesikli çizgiler ise konuma bağlı Boltzmann denklemi ile dengede olmama durumu için yapılan hesaplama sonuçlarıdır. Elektrotların yakınlardaki denge olmama etkileri nedeniyle α/N değerlerinde ortaya çıkan dalgalanmalar açıkça görünmektedir. Gaz basıncı 1 Torr iken katottan ≈ 0.3 cm uzaklığa kadar dengede olmama etkileri varlığını korumaktadır. Her iki Boltzmann denkleminin çözümü 0.3 – 0.97 cm aralığında birbirleriyle tamamen örtüşmektedir. Ancak anot yakınlarına gelindiğinde ise (> 0.98 cm) denge durumu yine bozularak daha küçük α/N değerleri ile karşılaşmaktadır. Gaz basıncı 0.15 Torr olduğunda ise anot ve katot arasındaki hiçbir bölgede denge durumundaki α/N değeri elde edilemez. Dengede olma sınırı gazın basıncı ve elektrotların arasındaki uzaklıkla yakından ilintilidir. Basıncı düşüktüğü ya da elektrotlar arasındaki mesafe azaldıkça elektronlar dengeye ulaşmak için yeterince çarpışma yapamazlar.

Silindirik tek telli orantılı sayaçlarda çoğalma süreci, elektrik alan şiddetinin çok yüksek değerlere ulaştığı anot etrafında yoğun olarak gerçekleşir (bkz. Eşitlik 2.40). Dolayısıyla silindirik sayaçlar, paralel levhali detektörlere kıyasla genel olarak daha yüksek zamansal çözünürlüğe sahip olurlar. Bununla birlikte elektrik alan, konuma bağlı olduğundan ($E \propto 1/r$) dengede olmama etkilerinin ortaya çıkma olasılığı oldukça yüksektir. Boltzmann denklemini silindirik bir geometriye uyarlamak için r_a yarıçaplı bir anot telinin, r_c yarıçaplı bir katot tüpünün merkezine yerleştirildiği varsayalım. Böyle bir sistemde Şekil 2.14'te gösterildiği gibi anot ve katot aynı O_z ekseninde eş merkezli olarak yerleştirilmiştir ve O_r eksenine elektrotların düzlemlerine diktir.



Şekil 2.14. Silindirik tek telli bir sayacın şematik gösterimi. Sağ üst köşedeki küçük diyagramda görüldüğü gibi elektrotlar O_z ekseninde eş merkezli olarak yerleştirilmiştir ve elektronların radyal ilerleme yönü O_r her iki elektrot düzlemine diktir.

Böylece bir silindirik detektördeki elektronların Boltzmann transport ifadesi Eşitlik 2.73'teki gibi yazılabilir.

$$\left[\cos\phi \partial_{rN} - \frac{E(r)}{N} \cos\phi \partial_{\epsilon_r} - J + \sin\phi \left(\frac{1}{rN} - \frac{E(r)}{N} \frac{1}{2\epsilon_r} \right) \partial_{\phi} + \cos\phi \frac{1}{n(r)} \partial_{rN} n(r) \right] g(r, \epsilon, \theta, \phi) = 0 \quad (2.73)$$

Burada $n(r)$, r konumundaki birim hacim başına elektron sayısıdır ve enerji uzayında yazılan bu eşitlikte yer alan enerji terimi Eşitlik 2.74 ile tanımlıdır.

$$\epsilon_r = \epsilon(1 - \cos^2\theta) \quad (2.74)$$

Eşitlik 2.57 ve Eşitlik 2.58'den indirgenmiş elektrik alan Eşitlik 2.75 ile yeni bir formda yazılabilir.

$$S = \frac{E}{N} = \frac{K}{rN} \quad (2.75)$$

Bu yeni tanımlamadan yararlanılarak elektrik alan gradyanı Eşitlik 2.76 ile verilebilir.

$$\partial_{rN} \left(\frac{E}{N} \right) = - \frac{\left(\frac{E}{N} \right)^2}{K} \quad (2.76)$$

Eşitlik 2.76 ifadesi Eşitlik 2.73'te yerine yazılırsa silindir bir geometrideki Boltzmann denklemi için Eşitlik 2.77 elde edilir.

$$\left[-\cos\phi \frac{\left(\frac{E}{N} \right)^2}{K} \frac{\partial}{\partial \left(\frac{E}{N} \right)} - \frac{E}{N} \cos\phi \partial_{\epsilon_r} - J + \sin\phi \frac{E}{N} \left(\frac{1}{K} - \frac{1}{2\epsilon_r} \right) \partial_{\phi} + \cos\phi \frac{1}{n(r)} \partial_{rN} n(r) \right] g \left(K, \frac{E}{N}, \epsilon, \theta, \phi \right) = 0 \quad (2.77)$$

Burada elektronların normalleştirilmiş dağılımı (g) ile ilgili değişkenler K , E/N , ϵ , θ ve ϕ olur. Böylece iyonlaşma frekansı ($\bar{\nu}_{\text{ion}}$), sürüklenme hızı ($\bar{\nu}_r$) ve Townsend katsayısı (α/N) hem E/N hem de K 'nın fonksiyonu olarak sırasıyla Eşitlik 2.78a, 2.78b ve 2.78c'deki gibi tanımlanabilir.

$$\bar{\nu}_{\text{ion}} = \bar{\nu}_{\text{ion}} \left(\frac{E}{N}, K \right) \quad (2.78a)$$

$$\bar{\nu}_r = \bar{\nu}_r \left(\frac{E}{N}, K \right) \quad (2.78b)$$

$$\frac{\alpha}{N} = \frac{\alpha}{N} \left(\frac{E}{N}, K \right) \quad (2.78c)$$

Bu ifadeler transport parametrelerinin sadece indirgenmiş elektrik alan şiddetine ve bu şiddetin değişimine bağlı olduğunu göstermektedir. Bu denge durumuna "yarı denge" adı da verilir.

Eşitlik 2.76, yüksek K değerleri özel durumu için daha ayrıntılı incelenmelidir. Buna göre K 'nın sonsuz limitinde ($K \rightarrow \infty$) Eşitlik 2.77'deki elektrik alan gradyanına bağlı terimler sıfır limitine ulaşırlar. Örneğin birinci terim sıfıra gittiğinden indirgenmiş Townsend katsayısının (α/N), K parametresine bağlılığı azalır. Böylece g fonksiyonu sadece $E/N, \epsilon, \theta$ ve ϕ parametreleri ile değişir. Düşük S değerleri için Eşitlik 2.76'da verilen gradyant küçülür ve Townsend katsayısı sadece indirgenmiş elektrik alanın (E/N) fonksiyonu olur.

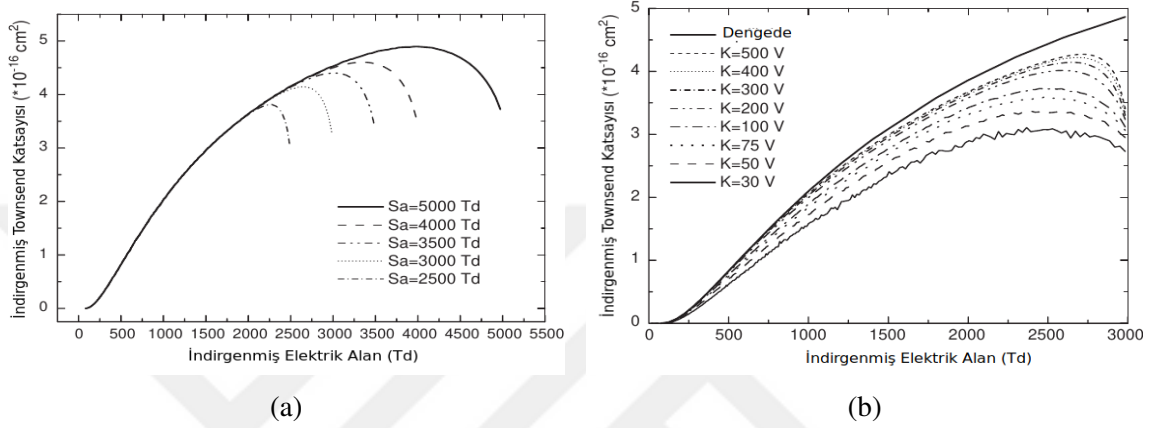
Sonuç olarak tek telli silindirik sayaçlar gibi değişken elektrik alana sahip detektörler için dengede olma şartları ancak yüksek K veya düşük S değerleri ya da başka bir ifadeyle **düşük elektrik alan gradyanları** için sağlanır. Bununla birlikte denge durumu söz konusu ise konuma bağlı değişken bir elektrik alan olsa bile elektronun çok küçük mesafelerde gerçekleşen çarpışmalar arasındaki hareketi boyunca sabit elektrik alan etkisinde olduğu varsayılabilir. Böyle bir varsayım yapabilmek için elektronun ortalama serbest yolu boyunca elektrik alandaki konuma bağlı değişimin ihmal edilebilir düzeyde olması gerekir. Bu durumda değişken elektrik alanlı detektörlerin bezetişimini, sabit elektrik alan varsayımı ile türetilen transport parametrelerinin integralini alarak yapmak mümkündür (Mitev ve diğerleri, 2005).

Ayrıca elektrik alanın analitik olarak ifade edilemediği detektör yapıları için yaklaşık çözüm sunan ANSYS, MAXWELL ve nBEM gibi yazılımların çıkış dosyalarını işleyebilen Garfield++ benzetişim programı ile hesap yapmak mümkündür. Fakat analitik veya yaklaşık yöntemlerle ifade edilebilen tüm değişken elektrik alanlar için öncelikle denge koşullarının sağlanıp sağlanmadığının kontrolünün yapılması gerekir. Bu konuda

Değişken elektrik alanlarda dengede olmama etkisini teorik olarak incelemek için Monte-Carlo yöntemi kullanılarak yapılan benzetişimlerden yararlanılabilir. Örneğin Mitev ve diğerleri (2005) tarafından yapılan hesaplamalarda anot ve katot yarıçapları sırasıyla $r_a = 50 \mu\text{m}$ ve $r_c = 2.7 \text{ cm}$ olan silindirik tek telli bir sayacın saf metan (CH_4) gazı ile doldurulduğu varsayılmıştır. Çalışmada farklı koşullara göre dengede olmama etkisinin varlığı araştırılmıştır.

Araştırmanın ilk kısmında indirgenmiş Townsend katsayısının (α/N), $K = 300 \text{ V}$ sabit olmak üzere farklı S_a (Eşitlik 2.57) değerleri için indirgenmiş elektrik alan (E/N) ile değişimi incelenmiştir.

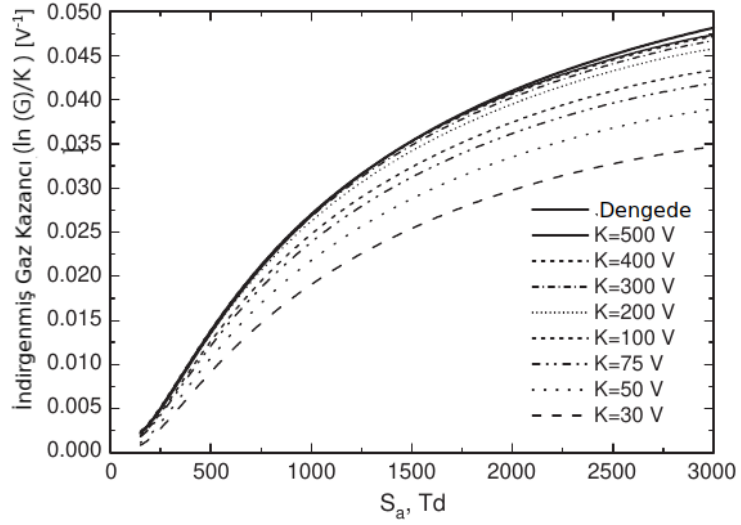
Şekil 2.15 (a)'dan görüldüğü gibi anot üzerindeki indirgenmiş elektrik alan değerleri (S_a) azaldıkça, yani gaz basıncı arttıkça (bkz. Eşitlik 2.58) dengede olmama etkileri daha düşük E/N değerlerinde ortaya çıkmaktadır. Ayrıca α/N 'nin tepe değerleri S_a 'nın artması ile birlikte artma eğilimindedir. Anot civarındaki elektrik alan gradyentinin S_a arttıkça yüksek değerlere ulaşması sonucu elektronlar daha fazla enerjiye sahip olurlar. Bu durumda elektronların anoda varmaları gecikir ve α/N değerlerinde S_a ile artış gözlenir (ayrıca bkz. Şekil 2.12 ile ilgili tartışmalar).



Şekil 2.15. İndirgenmiş Townsend katsayısının (α/N), sabit $K = 300 \text{ V}$ için farklı S_a (a) ve sabit $S_a = 3000 \text{ Td}$ için farklı K (b) koşullarında α/N ile değişimi.

Şekil 2.15 (b)'de görüldüğü gibi bir sonraki adımda aynı gaz ve detektör yapısı için anot üzerindeki indirgenmiş elektrik alan $S_a = 300 \text{ Td}$ 'da sabit tutularak farklı K değerlerindeki indirgenmiş Townsend katsayıları (α/N) hesaplanmıştır. Tüm K değerlerinde α/N için denge durumuna karşılık gelenden daha küçük değerler elde edilmektedir. İncelenen en düşük K değeri (30 V) için α/N 'nin denge durumundan sapması en büyük olmaktadır. Yüksek K değerlerinde ise α/N 'nin denge durumundaki değerlerine yakınsama gerçekleşmektedir. Bu durum Eşitlik 2.76'da verilen ifadeye göre K küçüldükçe elektrik alan gradyentinin büyüyeceği, dolayısıyla dengede olmama etkilerinin artacağı gerçeği ile tamamen uyumludur.

Bir sonraki adım olarak indirgenmiş Townsend katsayısı (α/N) için yukarıda bulunan sonuçlardan ve Eşitlik 2.59'dan yararlanılarak farklı K değerlerine ait indirgenmiş gaz kazançları ($\ln G/K$) hesaplanabilir. Böylece dengede olmama durumlarının kazanç üzerindeki etkileri ve denge koşullarının sınırlarıyla ilgili bilgi edinilebilir. Şekil 2.16'de incelenen koşullar için gaz kazançlarının anot üzerindeki indirgenmiş elektrik alanının (S_a) fonksiyonu olarak değişimleri görülmektedir.



Şekil 2.16. Saf metan (CH_4) gazı için indirgenmiş gaz kazancı eğrileri.

Kazanç hesaplamalarına göre $K > 400 \text{ V}$ ve $S_a = 0 - 3000 \text{ Td}$ değerlerinde elektrik alan ile denge durumu vardır. Örneğin $K = 400 \text{ V}$ ve $S_a = 3000 \text{ Td}$ için dengede olmama durumundaki kazanç farkı % 2'den daha azdır. Bu fark birçok deney için kazanç üzerindeki hata miktarından çok daha küçüktür. Dolayısıyla bu çalışma aralıklarında ($K > 400 \text{ V}$ ve $S_a < 3000 \text{ Td}$) dengede olmama etkileri dikkate alınmadan, sadece Townsend katsayısının denge durumu için belirlenen değerler integre edilerek gaz kazançları hesaplanabilir.

3. MATERYAL ve YÖNTEM

3.1. Kullanılan Detektörlerin Tipleri

Bu tez çalışmasında elektronun elektrik alan ile denge durumlarını teorik olarak incelemek için paralel levhali ve tek telli silindirik geometriye sahip iki farklı detektör tipi seçilmiştir. Her iki detektörün de sahip olduğu elektrik alan analitik olarak ifade edilebilmektedir. Böylece elektrik alan ile ilgili belirsizlikler ortadan kalkar ve doğrudan denge konusuna odaklanmak mümkün olur. Paralel levhali yapı sabit, silindirik yapı ise değişken elektrik alanlar için dengeyi inceleme fırsatı sunar.

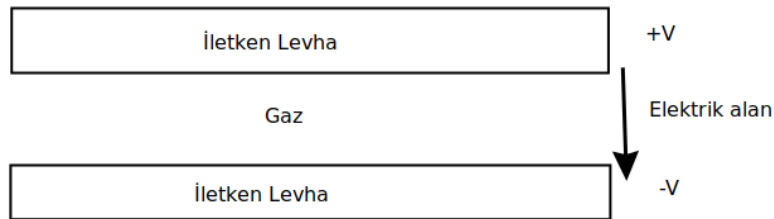
Denge etkisi, Magboltz programına ait iki farklı benzetişim yöntemi ile analiz edilebilir. Dolayısıyla hem sabit hem de değişken elektrik alanlı detektörler için elde edilen hesap sonuçlarından denge koşulları hakkında bilgi edinilebilir. Söz konusu analizler, bu tez çalışmasının kapsamı dışında olmasına rağmen, GEM veya MICROMEGAS gibi daha karmaşık detektör yapılarındaki denge etkilerini araştırma da büyük bir kolaylık sağlama potansiyeline sahiptir.

3.1.1. Paralel levhali gazlı detektör

Aralarında boşluk bulunan birbirlerine paralel olarak yerleştirilmiş iki iletken levhadan oluşan oldukça basit yapılı bir detektördür (Şekil 3.1). Boşluk sayıcı bir gaz ile doldurulur. İletken levhalar üzerine farklı elektriksel potansiyeller (gerilimler) uygulanarak (+V, -V gibi) sayıcı hacim içerisinde Eşitlik 3.1 ile tanımlı sabit bir elektrik alan (E) oluşturulur.

$$E = \frac{V}{d} \quad (3.1)$$

Burada d levhalar arasındaki uzaklıktır. Paralel levhali detektöre uygulanan potansiyel farkı genel olarak gaz içinde herhangi bir noktada elektron çoğalmasında başlatmak için yeterlidir. Bu detektörlerde gaz karışımının özelliklerine (basınç, sıcaklık, karışım türü gibi) bağlı olarak kıvılcımlar oluşmadan önce (orantılı bölgede) 1000 ile 10000 arasında gaz kazançlarına ulaşmak mümkündür.



Şekil 3.1. Paralel levhali gazlı bir detektörün şematik diyagramı.

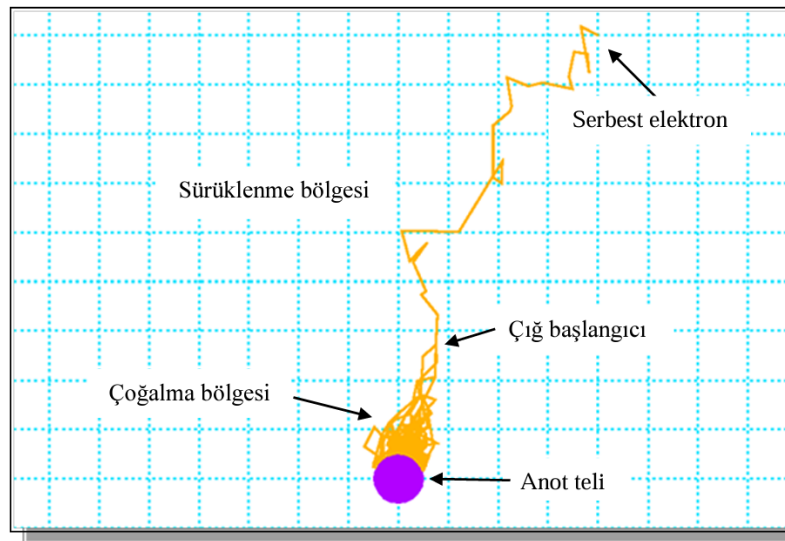
Bu tez çalışmasında benzetimi yapılan paralel levhalı detektörün sonsuz uzunlukta ve aralarında $50 \mu\text{m}$ boşluk bulunan levhalardan oluştuğu varsayılmıştır. Sonsuz uzunluk seçimi, elektrik alanda kenar etkilerinden kaynaklı belirsizliklerin ortadan kaldırılması açısından önemlidir.

Bu detektörlerde sinyal, çığ sürecinin uzunluğu ile doğrudan ilintilidir. Çığ elektronlarının anoda uzaklığı arttıkça anotta oluşan toplam elektron sayısı da artar. Bu nedenle toplanan yük miktarı ve gelen parçacığın detektör ortamında bıraktığı enerji arasında orantısız bir ilişki bulunmamaktadır (Galaktionov ve diğerleri, 1992).

Elektrik alan sabit olduğundan elektronların konumdan bağımsız olarak aynı elektriksel kuvvetin varlığında hareket eder; dolayısıyla elektron-elektrik alan dengesi Şekil 2.13 ile gösterilen özel durumlar dışında büyük ölçüde korunur. Başka bir ifade ile elektronların elektrik alandan kazandıkları enerjiler çarpışmadan dolayı kaybettikleri ortalama enerji değerlerine eşittir. Bunun bir sonucu olarak elektronların detektör içindeki transport parametreleri sabit kalır (Ségur ve diğerleri, 1989).

3.1.2. Tek telli silindirik sayaç

Tek telli orantılı sayaçların en önemli özelliği elektron çoğalmasının anot etrafında başlamasıdır. Üretilen yüklü parçacıklar, sayacın silindirik geometrisi nedeniyle anottan uzaklıkla ters orantılı ($E \propto 1/r$) değişken bir elektrik alana maruz kalırlar (bkz. Eşitlik 2.40). Şekil 3.2’de görüldüğü gibi detektöre gelen parçacık tarafından bir iyonlaşma sonucunda ortaya çıkan serbest elektron anoda doğru sürüklenir ve tel civarında bir elektron çığı oluşturur (Şahin, 2018).



Şekil 3.2. Tek telli silindirik bir sayaçtaki çığ oluşumu. Turuncu çizgiler elektronların izlerine karşılık gelmektedir.

Bu tez çalışmasında benzetişimi yapılan tek telli silindirik sayacın anot ve katot yarıçapları sırasıyla $r_a = 25 \mu\text{m}$ ve $r_c = 2.5 \text{ cm}$ olarak varsayılmıştır. Silindirik geometriden dolayı elektrik alan gradyenti çok yüksek değerlere ulaşarak dengede olmama etkilerinin ortaya çıkmasına yol açabilir (bkz. Kesim 2.4). Dolayısıyla bu etkilerin silindirik bir sayaçta gözlenme olasılığı paralel levhalı detektörlere kıyasla çok daha yüksektir.

Silindirik sayaç içinde herhangi bir r noktasına karşılık gelen elektrik alan $E(r)$ için elektrona ait transport parametreleri, bu noktada aynı şiddette sabit elektrik alan varsayımıyla elde edilen transport parametrelerine eşit ise denge şartı sağlanır. Başka bir ifade ile aynı büyüklükteki elektrik alan değerine ait transport parametreleri için değişken elektrik alana sahip detektör ve sabit elektrik alana sahip detektör arasında farklar varsa elektronların denge koşulu sağlanmamış olur. Böyle durumlarda transport parametreleri hesaplamalarında düzeltmeler yapılmalıdır. Bu çalışmada incelenen gazlar için dengede olamama etkisi nedeniyle ortaya çıkan farklar ve düzeltme gerektiren sınırlar belirlenmiştir.

3.2. Benzetişimde Kullanılan Programlar

3.2.1. ROOT

ROOT, CERN bünyesinde geliştirilen ve herkesin kullanımına açık olan çok güçlü bir veri analizi programıdır (Brun ve Rademakers, 1997). Örneğin Higgs'in keşfinde ROOT ile yapılan veri analizleri kullanılmıştır. Açık kaynak kodu olması sayesinde kullanıcılar, isteğe bağlı olarak değişiklik yapabilmekte, hatta programın geliştirilmesinde katkı sunabilmektedirler. ROOT ilk olarak Fortran programlama dilinde yazılmasına rağmen nesne yönelimli analizlere artan ihtiyaç nedeniyle yeni sürümleri C++ dilinde yazılmıştır. Günümüzde Python ve R yazılım dilleri ile birlikte çalışmasını sağlayacak entegre bir yapıya da sahip olmuştur. Ayrıca ROOT tek başına bir veri analizi programı olmasına rağmen Geant4, Garfield++ gibi parçacık fiziğinde yaygın olarak kullanılan diğer Monte Carlo benzetişim programları ile kullanım arayüzlerine sahiptir. ROOT hakkında daha fazla bilgi için <https://root.cern/> ana sayfasında bulunan açıklamalar takip edilebilir.

Bu tez çalışmasında yapılan benzetişim sonuçlarının grafiklere aktarılması, bazı verilerin analizi için fit fonksiyonların kurulması ve sayısal integral metotlarının uygulanması için ROOT programından sıklıkla yararlanılmıştır. Program sürekli gelişim halindedir. Tezin yazıldığı zamanda ROOT'un Garfield++ ile uyumlu olan en son sürümü kullanılmıştır (v6.28/06).

3.2.2. Magboltz

Magboltz, gaz içinde bir elektrik alan varlığında sürüklenen elektronların etkileşmesini incelemek için hazırlanan bir Monte-Carlo benzetişim programıdır (Biagi, 1999). Programın algoritması Kesim 2.3'te ayrıntılı olarak anlatılmıştır. Magboltz gazlı detektörlerde sıklıkla kullanılan tüm gazlar için elektron-gaz etkileşim tesir kesiti veri tabanına sahiptir. Kullanıcılara sadece tek bir gaz için değil, gaz karışımları için de benzetişim yapma imkanı sunmaktadır. Ancak karışımdaki farklı gaz tipi en fazla altı (6) adet olabilir.

Programda varsayılan (en az) çarpışma sayısı 10^7 olarak belirlenmiştir ve bu sayı kullanıcılar tarafından gazın türü dikkate alınarak artırabilir. Moleküler gazlarla çalışılırken $2-5 \times 10^7$ çarpışma için hesaplama sonuçlardaki hassasiyet % 1 civarı olur. Çarpışma sayısı 10×10^7 'ye çıkarıldığında hata miktarını % 0.5'in altına indirmek de mümkün olur. Saf soygazlar ile çalışıldığında ise yeterli hassasiyet için çarpışma sayısı en az 10×10^7 olmalıdır.

Magboltz, gazlara ait bilgilerin doğruluğu hakkında bir yıldız sistemi kullanarak değerlendirme yapar. Bu değerlendirme, ilgili gazın tesir kesirlerin ne kadar kesin ve güvenilir olduğunu gösterir. Beş (5) yıldız herhangi bir gaz için en yüksek güvenilirlik seviyesidir. Örneğin dört (4) yıldızlı bir gaz ile çalışılıyorsa elde edilen transport verilerindeki hata miktarının önemli olabileceği bilinmelidir. Bunununla birlikte literatürde yer alan yeni ve daha güvenilir tesir kesitlerini programa eklemek her zaman mümkündür. Açık kod olarak yazılan programı güncelleme çalışmaları devam etmektedir (bkz. <https://magboltz.web.cern.ch/magboltz/>).

Program gaz atomlarının veya molekülerinin termal hareketini de hesaba katabilme imkânı sağlar fakat bu özelliği kullanmak hesaplama süresini uzatır. Seçilen bir elektrik alan değeri için hesaplanan elektron transport parametreleri tablolar halinde programın çıkış dosyasına yazılır. Program tek bir giriş dosyası ile çok sayıda elektrik alan değeri için hesaplama yapılmasına da izin verir. Böylece sayısal interpolasyon yöntemi kullanılarak ara elektrik alan değerleri için transport parametreleri belirlenebilir. Eğer denge koşulları sağlanıyorsa bu parametrelerin sayısal integrasyonu ile detektörlerin elektron transport benzetişimleri yapılabilir.

Magboltz Fortran dilinde yazılmıştır ve yeni sürümleri de aynı dilde üretilmektedir. Bununla birlikte C++ dilinde yazılan Garfield++ programına da entegre edilmiştir. Bu nedenle tek başına çalıştırılabileceği gibi Garfield++ tarafından da Magboltz ile işlem yapmak mümkündür.

Magboltz'un Python ile yazılan "PyBoltz" isimli sürümü de vardır. Günümüzdeki modern dillerden biri ile yazılan PyBoltz'un kullanıcı sayısını artırması beklenmektedir. Ayrıca performans testleri, PyBoltz kullanıldığında hesaplama süresinde Fortran sürümüne kıyasla kayda değer bir azalma sağlandığını göstermiştir (Al Atoum ve diğerleri, 2020).

Magboltz, Townsend katsayısı, sürüklenme hızı, elastik veya inelastik etkileşme frekansları gibi makroskobik transport parametrelerini sabit elektrik alan varsayımı ile üretir. Dolayısıyla elektrik alan-elektron dengesininin olmadığı durumlarda bu parametre değerleri için doğru sonuçlara ulaşılmaz. Bununla birlikte Magboltz'un mikroskobik hesaplama yöntemi kullanılarak dengede olmama etkilerini inceleyip, bu etkileri de hesaba katma yöntemlerini geliştirmek mümkündür. Bu tez çalışmasının en temel amacı dengede olmama etkilerini araştırmaktır.

3.2.3. Garfield++

Garfield, elektron ve iyonların gaz parçacık detektörlerindeki iz takibini yapabilen oldukça kapsamlı bir benzetişim programıdır (Veenhof, 1998). Programın ilk sürümleri sadece çok telli sürüklenme sayaçlarındaki elektrik alanları hesaplamak, elektron ve iyonların sürüklenme haritalarını çıkarmak için kullanılmıştır; dolayısıyla bu sürümler ile iz takibi yapılamamıştır. Programın güncellenen 6.05 sürümü ile birlikte detektöre gelen hızlı yüklü parçacıkların izleri boyunca oluşan iyonlaşma süreçlerinin benzetişimini yapabilen HEED (**H**igh **E**nergy **E**lectro**D**ynamics) programı ile bir arayüz kurulmuştur. HEED programı yardımıyla iyonlaşmaların miktarı ve konumu belirlenebilir ancak üretilen elektronların katoda doğru hareketlerinin incelenerek iz takibinin yapılması mümkün değildir. Çünkü HEED yüksek hızlı parçacıkların yapacakları etkileşmeler için tesir kesitlerine sahiptir ve eV mertebesindeki etkileşmelerin benzetişim yöntemlerini de içermez (Igor Smirnov tarafından yazılan HEED ile ilgili ayrıntılı bilgi için bkz. <https://ismirnov.web.cern.ch/ismirnov/heed>). Garfield, 7.02 ve sonraki sürümlerinde detektör ortamında üretilen yüklü parçacıkların transport parametrelerini hesaplayabilen Magboltz programı ile entegre edilerek iz takibi yapılabilir özellik kazanmıştır.

Garfield ile yüklü parçacıkların iz takibinin yapılabilmesi için ilgili detektörün elektrik alan konfigürasyonunun iyi bilinmesi gerekir. Analitik çözümleri olan elektrik alanlar için Garfield içinde hazır fonksiyonlar mevcuttur. Özellikle yeni nesil gazlı detektörler olarak bilinen mikro-desenli detektör yapıları (**M**icro **P**attern **G**aseous **S**tructures veya kısaca **MPGDs**) içindeki elektrik alan konfigürasyonu analitik bir çözüm üretilmesine izin vermez. Günümüzde analitik çözümü olmayan elektrik alanlar için ANSYS, MAXWELL, COMSOL, ELMER ve CST gibi sonlu elemanlar yöntemini kullanarak

yaklaşık çözüm üretebilen güçlü (bazıları ücretli) yazılımlar bulunmaktadır. Garfield için bu tür programların çıkış dosyalarını okuyup işleyebilen arayüz programlar geliştirilmiştir. Garfield, Supratik Mukhopadhyay ve Nayana Majumdar tarafından yazılan ve sonlu farklı yöntemini kullanarak elektrik alan hesabı yapabilen neBEM (A nearly exact Boundary Element Method) isimli ücretsiz bir yazılım ile entegredir (ayrıntılı bilgi için bkz. <https://nebem.web.cern.ch/nebem/>). Bu nedenle Garfield neredeyse tüm gazlı detektör yapıları için iz takibi yapabilme özelliğine sahiptir.

İlk olarak Fortran dilinde yazılan program fonksiyonelliğinin artırılması için C++ dilinde tekrar yazılarak nesne yönelimli bir yapıya sahip olmuş ve Garfield++ ismini almıştır (<https://garfieldpp.web.cern.ch/garfieldpp/>). Garfield++ ile birlikte gelen en önemli fonksiyonel yenilikler aşağıdaki gibi sıralanabilir:

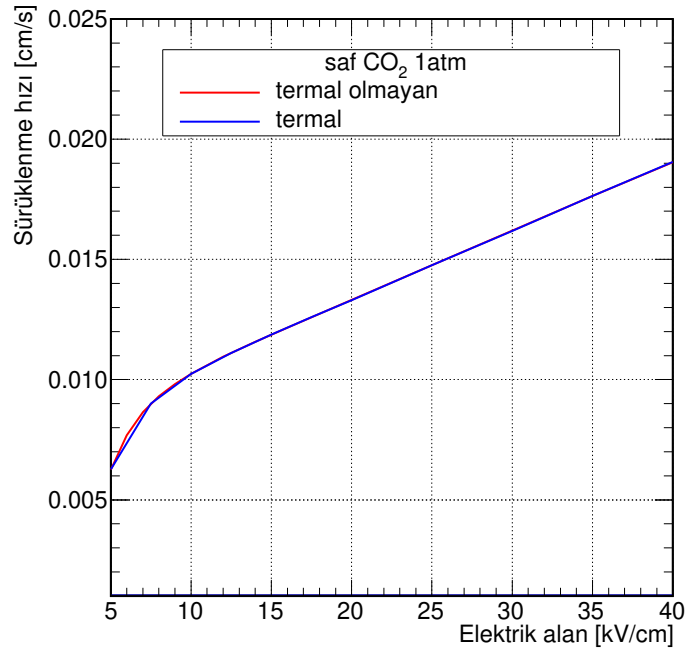
- Elektronların gaz içindeki taşınım (transport) süreçleri için daha güncel ve etkili yöntemler kullanılmaktadır. Böylece programın temel kullanım alanı olan mikro-desenli detektörlerin benzetişimlerinde çok önemli ilerlemeler sağlanmaktadır.
- Artık program ile sadece gazlı detektörlerin değil aynı zamanda yarı iletken parçacık detektörlerin benzetişimi de yapılabilmektedir. Garfield++ ile bu konuda yürütülen çalışmalar oldukça yenidir ve araştırma potansiyeli yüksek çok sayıda başlığa sahiptir.
- Garfield++, çok güçlü bir veri analizi programı olan ROOT'tan türetilen arayüze sahiptir (ROOT için bkz. 3.2.1). Arayüz kullanıcılara ROOT'un üstün özelliklerinin kullanılabilmesi fırsatını sunmaktadır.
- Parçacık fiziğinden nükleer fiziğe, hızlandırıcı fiziğinden medikal fiziğe hatta uzay araştırmalarına kadar pek çok alanda oldukça geniş bir kullanıcı ağına sahip, yine CERN bünyesinde geliştirilen bir açık kod benzetişim programı olan GEANT4 ile arayüze sahiptir (bkz. [GEANT4 interface](#) ve [GEANT4](#)).

Magboltz programının Garfield++ ile entegre olması büyük kullanım kolaylıkları sağlamaktadır. Arayüz sayesinde Magboltz için gerekli olan giriş parametreleri doğrudan Garfield++ üzerinden düzenlenebilir; Magboltz çıkış dosyalarında yazılan transport parametreleri kolayca okunup elektronların iz takibi için kullanılabilir. Magboltz tarafından transport parametrelerini hesaplamak için kullanılan mikroskobik yöntemin Garfield++'ın bir fonksiyonu (AvalancheMicroscopic) olarak yazılmış olması ayrı bir önem taşımaktadır. Böylece sadece sabit elektrik alan varsayımı altında üretilen (makroskobik) transport parametrelerinin integrali ile hesaplanan değerleri, bu varsayıma

dayanmadan herhangi bir **yerel elektrik alan** değerine göre hesaplanan mikroskobik sonuçlarla kıyaslamak mümkündür. Söz konusu kıyaslamalar, bu tezin temel çalışma konusu olan elektron ve elektrik alan arasındaki dengede olma/olmama durumlarını inceleme fırsatı sunmaktadır.

3.3. Elektron-Elektrik Alan Denge Durumunda Hesaplama Yöntemi

Elektron-elektrik alan denge durumunu incelemek için paralel levhalı bir detektör varsayımı ile hesaplamalara başlanmıştır. İncelemede elektron transport parametrelerinden sürüklenme hızı ve gaz kazancı ile ilgilenilmiştir. Garfield++ programına arayüz kullanılarak entegre edilen Magboltz sürümü yardımıyla farklı gaz karşımları ve basınçlar için elektronun transport parametreleri hesaplanmıştır. İncelenen gazların ismi ve karışım oranları, gazın basıncı ve sıcaklığı, benzetişimdeki çarpışma sayısı ve elektrik alan değeri programın giriş parametreleri olarak kullanılır. Karışım için CO₂, Ar ve Ne gazları seçilmiştir. Bu seçim tesadüf degildir; bu gazlar Magboltz değerlendirme sistemine göre özellikleri en iyi bilinen (beş yıldızlı) gazlardandır. Basınc için 0.1 – 2 atm aralığı kullanılmıştır. Denge durumu­nın etkisi düşük basınçlarda daha belirgin olduğu bilindiğinden atmosferik değerlerden çok daha düşük değerlerden başlayan geniş bir basınç aralığı seçilmiştir. Tüm gazlar için sıcaklık değeri 293.15K’de sabit tutulmuştur. şekil 3.3’ten görüldüğü gibi bu sıcaklıkta termal hareketin elektron trasport parametrelerine etkisi ihmal edebilecek kadar düşüktür.



şekil 3.3. Termal hareketin CO₂ gazı için elektronun sürüklenme hızına etkisi.

Çarpışma sayısı arttırılınca daha kesin değerler elde edebilir ancak hesaplama süresi de doğru orantılı olarak artar. Hesaplamalarda çarpışma sayısı 5×10^7 olarak seçilmiştir. Bu değer, hesaplama süresini optimumda tutarak yeterince hassas sonuçlar elde edilebilmesine izin vermektedir.

3.3.1. Makroskobik (integral) sürüklenme hızı hesabı

Paralel levhali detektörde kenar etkileri ihmal edilirse elektrik alan sabit olarak varsayılabilir ($E = V/d$, bkz. Eşitlik 3.1). Magboltz da sabit elektrik varsayımı ile hesap yapar. Böylece sürüklenme hızı doğrudan Magboltz'un verdiği değerler olarak kullanılabilir. Çizelge 3.1'de Ar-CO₂ gaz karışımı için farklı gerilimler için hesaplanan sürüklenme hızları verilmiştir.

Çizelge 3.1. Ar % 80-CO₂ % 20 gaz karışımı için 1 atm basınç altında, levhalar arasındaki aralığı 50 μm olan paralel levhali bir detektördeki sürüklenme hızlarının elektrotlar arasına uygulanan potansiyel farkına göre değişimi. Hesaplamalarda Magboltz programı kullanılmıştır.

Potansiyel farkı (V)	Sürüklenme hızı ($\mu\text{m/s}$)
100	82.69
125	93.30
150	104.8
175	116.0
200	127.6

Silindirik tek telli sayaçtaki elektrik alan Eşitlik 2.40'dan görüldüğü gibi anota uzaklık (r) ile ters orantılı radyal bir değişime sahiptir ($E \propto 1/r$). Bu nedenle sürüklenme hızı da detektörün farklı bölgelerinde farklı değerler alır. Aynı gaz için farklı koşullardaki sürüklenme hızlarını kıyaslayabilmek için Eşitlik 2.40'dan türetilen ve anot üzerindeki indirgenmiş elektrik alan (S_a) olarak tanımlanan Eşitlik 3.2 ifadesinden yararlanılabilir.

$$S_a = \frac{V}{Nr_a \ln\left(\frac{r_c}{r_a}\right)} \quad (3.2)$$

Böylece silindirik sayaçtaki sürüklenme hızı elektronun anoda uzaklığının bir fonksiyonu olur. Hesaplama detektör içinde iki nokta seçilir (r_i ve r_{i+1} , $i = 1, 2, \dots, 24$). Elektronun seçilen noktalar arasındaki sürüklenme süresi (Δt), Eşitlik 3.3 yardımıyla hesaplanır.

$$\Delta t = \int_{r_i}^{r_{i+1}} \frac{1}{v(r)} dr \quad (3.3)$$

Burada $v(r)$, detektör içinde herhangi bir r noktasına karşılık gelen (tek bir) elektrik alan değeri için Magboltz programı tarafından hesaplanan sürüklenme hızıdır. Örneğin anottan $r = 1.2$ cm uzaklıktaki $v(r)$ hesaplanmak istensin. Öncelikle verilen potansiyel farkı ve geometrik parametreler Eşitlik 2.40'da yerine konularak bu noktaki elektrik alan değeri, $E(r = 1.2$ cm), hesaplanır. Ardından alt satırlarda ayrıntıları verilen interpolasyon yöntemi ile $E(r = 1.2$ cm) elektrik alan değerine karşılık gelen $v(r = 1.2$ cm) sürüklenme hızı bulunur.

Sürüklenme hızı (v_d), Eşitlik 3.4'teki gibi seçilen iki nokta ($r_i - r_{i+1}$) arasındaki radyal uzaklığın (Δr), sürüklenme süresine (Δt) bölünmesiyle elde edilir.

$$v_d = \frac{\Delta r}{\Delta t} \quad (3.4)$$

Hesaplamalardaki sürüklenme bölgesi, katot yakınlardan başlamak üzere ($r = 2.4$ cm), anot teline kadar radyal olarak uzanan 24 eşit bölmeye (dilime) ayrılmıştır (seçilen 25 noktaya karşılık 24 bölme oluşur). Varsayılan silindirik geometri için makroskobik sürüklenme hızları Eşitlik 3.4 ile her bölme için ayrı ayrı bulunmuştur. Bölmelerin orta noktasındaki hızın bu bölmeyle ait sürüklenme hızını temsil ettiği varsayılmıştır. Her bir bölmeyle ait makroskobik sürüklenme hızları ile Kesim 3.4.1'de açıklanan mikroskobik yöntemle hesaplanan değerleri kıyaslayabilmek için sürüklenme bölgesini 24 dilime ayırma işlemi yapılmıştır. Kıyaslama sonuçları denge koşulları hakkında doğru bilgilerin edinilmesinde yardımcı olur (bkz. Kesim 4).

Magboltz'un sürüklenme hızını tek bir elektrik alan değeri için hesapladığı hatırlanmalıdır. Eşitlik 3.3'te yer alan integralin sayısal yöntemlerle hesaplanabilmesi için seçilen aralıktaki tüm değişken (ara) elektrik alan değerlerine karşılık gelen sürüklenme hızları ($v(r)$) bilinmelidir. Her bir bölmeyle ait sürüklenme süresi (Δt) için Magboltz ile örneğin on (10) farklı elektrik alan değerine karşılık sürüklenme hızları ($v(r)$) hesaplanmış olsun. Sayısal olarak doğru integral sonucuna ulaşmak için bu kadar az sayıda veri yeterli olmaz. Bu durumda integraldeki sürekliliği sağlamak için iki yöntem kullanılabilir. İlk yöntemde Magboltz ile çok daha fazla sayıda elektrik alan değeri için $v(r)$ hesabı yapılabilir. Böyle bir yol izlendiğinde sonuçların elde edilmesi yıllarca sürebilir ve süreklilik yine de sağlanamayacağından pratikte anlamsız bir işlem yapılmış olur. Bunun yerine interpolasyon yöntemi kullanılır. İnterpolasyon, kesikli değerler arasında yer alan orta değeri bulma yöntemidir. Dolayısıyla bilinen sürüklenme hızlarından yararlanarak bilinmeyen ara değerler interpolasyon ile analitik olarak hesaplanabilir.

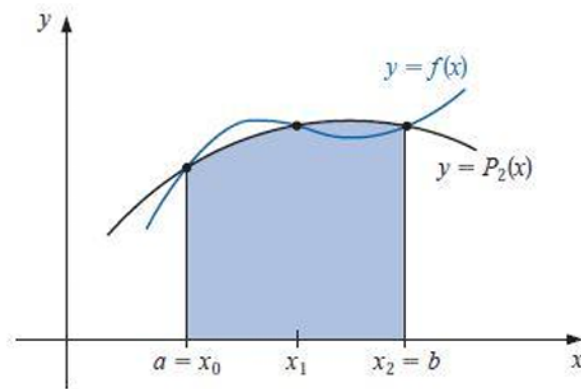
İntegral alma işlemi tanım olarak sonsuz küçük aralıkta yer alan değerleri toplayarak elde etmektir. Bilgisayarların hesaplama gücü sınırlı olduğundan sayısal integral için

elbette sonsuz küçüklere gitmek pratik olarak mümkün değildir. İnterpolasyon yöntemi, iki belli değer arasında istenildiği kadar küçük adımlar ile ilerlenip bu adımlara karşı gelen değerlerin hesaplanmasına izin verir. Bununla birlikte adım sayısı artırılıp sayısal integral sonucunun kabul edilebilir ölçüde aynı değere yakınsadığı eşik bulunabilir. Böylece benzer hesaplamalar için aynı testleri yapmadan interpolasyon için optimum adım sayısı seçilmiş olur.

Bu çalışmada CERN program kütüphanesinde yer alan ve Newton'un bölünmüş farklar formülünden türetilen DIVDIF (**DI**Vided **DI**fference, bölünmüş farklar) interpolasyon alt-programı kullanılmıştır (James, 1984). Program orijinal olarak Fortran ile yazılmış olmasına rağmen ilerleyen süreçte C++ diline de bir fonksiyon olarak çevrilmiştir. Fonksiyonun ara değerleri bulunmasında doğrusal (lineer) veya üstel fark yöntemi kullanılabilir. Hesaplamalarda verilen integral aralıkları, 501 tane interpolasyon noktası ile 500 eşit parçaya ayrılarak yapılmıştır. İntegral testleri 300 parçanın yeterli yakınsaklığı sağladığını göstermesine rağmen bu değerden çok daha fazlası seçilerek hesaplamaların güvenilirliği artırılmıştır.

Özetle, katot yakınlarından ($r = 2.4$ cm) başlayarak anota kadar olan mesafe 24 eşit büyüklükte radyal sürüklenme dilimine (veya bölme) ayrılmış ve her bir dilimdeki sürüklenme süresi hesaplanırken Eşitlik 3.4'teki sınırlar da ($\Delta r = r_i - r_{i+1}$) 500 eş parçaya ayrılıp sayısal integral hesaplanarak seçilen dilime ait makroskobik sürüklenme hızı bulunmuştur.

Tek telli silindirik sayaç ile ilgili makroskobik hesaplamalarda Simpson 1/3 sayısal integral alma yöntemi kullanılmıştır. Bu yöntemde $y = f(x)$ gibi bir fonksiyonun $a = x_0$ ve $b = x_2$ aralığındaki integrali hesaplanırken bu iki nokta arasında bir nokta daha alıp ($x_1 = (a + b)/2$) bu üç noktadan $\{f(a), f((a + b)/2)$ ve $f(b)\}$ geçen bir parabol yani ikinci dereceden bir polinom ($y = P_2(x)$) tanımlanır. Ardından Şekil 3.4'ten görüldüğü gibi bu polinomun altında kalan alan (yani integral) hesaplanır (Ortakçı, 2023).



Şekil 3.4. Simpson 1/3 integral hesabının şematik diyagramı.

İki eşit dilime bölünen aralık için integral sonucu Eşitlik 3.5 ile verilebilir.

$$\int_a^b P_2(x)dx = \frac{h}{3} \left[f(a) + 4f\left(\frac{a+b}{2}\right) + f(b) \right] \quad (3.5)$$

Burada $h = (b - a)/2$ olarak tanımlanır ve $a-b$ aralığı sadece iki eşit parçaya bölüdüğü için bölümde 2 sayısı olur. Şekil 3.4'teki basit örnekten görüldüğü gibi iki dilim ile yapılan integral hesabı gerçek sonuçtan uzak bulunur. Verilen bir aralıkta doğru sonuca ulaşmak için dilimlerin sayısı artırılmalıdır. Simpson 1/3 kuralı, n bir çift sayı olmak üzere $[x_0, x_2], [x_2, x_4], \dots, [x_{n-2}, x_n]$ eşit aralıklarına uygulanırsa integral Eşitlik 3.6 ile yazılabilir.

$$\int_a^b f(x)dx = h \frac{f(x_0) + 4f(x_1) + f(x_2)}{3} + h \frac{f(x_2) + 4f(x_3) + f(x_4)}{3} + \dots + h \frac{f(x_{n-2}) + 4f(x_{n-1}) + f(x_n)}{3} \quad (3.6)$$

Burada $f(x_0) = f(a)$, $f(x_2) = f(b)$ ve $h = (b - a)/n$ olduğu dikkate alınırsa Eşitlik 3.7 ile verilen Simpson 1/3 kuralının genel formuna ulaşılır (Epperson, 2013).

$$\int_a^b f(x)dx = \frac{h}{3} \left[f(a) + 4 \sum_{i=1,3,5,\dots}^{n-1} f(x_i) + 2 \sum_{j=2,4,6,\dots}^{n-2} f(x_j) + f(b) \right] \quad (3.7)$$

Burada $f(x)$ integral alınması istenen fonksiyon ve n adım sayısıdır.

Üst satırlarda anlatılan interpolasyon ve Simpson 1/3 integral alma yöntemleri silindirik tek telli sayacın sadece makroskobik sürüklenme hızlarını değil, gaz kazançlarını hesaplamak için de uygulanmıştır.

3.3.2. Makroskobik (integral) gaz kazancı hesabı

Gaz kazancını hesaplamak için Magboltz ile hesaplanan Townsend katsayısı α tabloları kullanılmıştır. Paralel levhali detektör için Townsend katsayısı detektör içinde sabit değere sahip olduğu için Eşitlik 2.37 ile kolayca hesaplanabilir (hatırlatma $G = \exp(\alpha d)$). Elektrik alan homojen olduğundan hesaplama için denge koşulları varsayımı yapılabilir.

Tek telli silindirik sayaç için gaz kazancı Eşitlik 2.36 ile verilen ifadeden türetilen Eşitlik 3.8'deki integral işleminden yararlanılmıştır.

$$G = \exp\left(\int_{r_k}^{r_a} \alpha(r)dr\right) \quad (3.8)$$

Bu işlem sürüklenme hızının hesaplamasında verilen interpolasyon ve sayısal integral alma yöntemleri ile yapılmıştır. Hesaplamalarda Magboltz tarafından, denge koşulları altında, yani sabit elektrik alan varsayımı ile üretilen Townsend katsayıları ($\alpha(r)$) kullanılmıştır. Dolayısıyla gaz kazancının sadece indirgenmiş elektrik alanının bir fonksiyonu olması beklenir (bkz. Eşitlik 3.2).

3.4. Elektron-Elektrik Alan Dengede Olmama Durumunda Hesaplama Yöntemi

Dengede olamama etkisini inceleyebilmek için Magboltz'un mikroskobik benzetişim yöntemi kullanılmıştır. Yöntem Garfield++ programının bir fonksiyonu haline getirildiği için kullanıcılara büyük kolaylık sağlamaktadır (AvalancheMicroscopic). Bu yöntemde sürüklenme hızı ve Townsend katsayısı gibi makroskobik büyüklükler üretilmez. Dolayısıyla herhangi bir interpolasyon veya sayısal integrasyon ile hesap yapılamaz. Elektronların takibi yapılırken Magboltz'ta gazlar için yer alan aynı tesir kesitleri ile çalışılır. Ancak herhangi bir etkileşmenin öncesi veya sonrasında elektrik alan değeri sabit alınmaz; aksine elektronun bulunduğu konumdaki elektrik alan değeri neyse o değerle işlemlere devam edilir. Oysa Eşitlik 2.54 ile ilgili tartışmalardan hatırlanacağı üzere makroskobik hesaplamada etkileşmeler arasında konum veya zaman düzlemleri oluşturulup elektrik alan sabit kabul edilir.

Yöntemi kullanabilmek için ilk olarak detektörün geometrik yapısı ve elektrik alan konfigürasyonu belirlenir. Bu çalışmadaki elektrik alanların analitik ifadeleri olduğu için Garfield++ detektörün herhangi bir noktasındaki elektrik alanı hesaplayabilmektedir. İkinci adımda gazın özellikleri belirlenir (türü, basınç ve sıcaklık). Bu adımda Garfield++ ile entegre olan AvalancheMicroscopic fonksiyonu çağrılır ve elektronun gaz atom veya molekülleri ile yaptığı etkileşmeler incelenir. Yöntemler arasında doğru kıyaslamalar yapabilmek için basınç, sıcaklık ve detektörün boyutları denge durumundaki değerler ile aynı seçilir. Böylece makroskobik ve mikroskobik yöntemlerin sonuçları arasındaki uyumsuzlukların dengede olmama etkisinden kaynaklandığı anlaşılabilir.

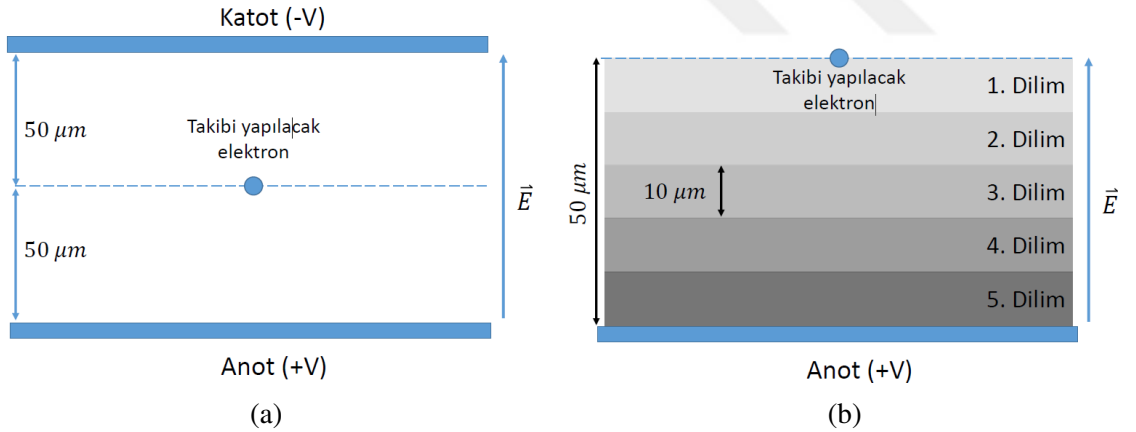
Yöntemde bir elektrona başlangıç noktasında rastgele bir yönde (izotropik) ilk hız verilir. Monte-Carlo yöntemi kullanılarak takibine başlanan elektronun her çarpışma sonrası enerjisi, konumu, çarpışma türü ve çarpışma zamanı kaydedilir. Takibi yapılan elektron inelastik bir çarpışma ile yeni bir elektron da ortaya çıkarabilir. Bu durumda yeni elektrona ait (enerji, konum gibi) bilgiler bir yığına kaydedilir. Yeni elektron ile işlem yapılmaz ve ilk elektronun takibine söz konusu elektron detektör bölgesinden çıkana veya anoda ulaşınca kadar devam edilir. Ardından yığından yeni oluşan elektronlardan biri seçilerek iyonlaşmanın olduğu konumdan itibaren takibine başlanır. Bu sürece yığındaki tüm elektronların takibi bitinceye kadar devam edilir.

3.4.1. Mikroskopik sürüklenme hızı hesabı

Paralel levhalı detektör için yapılan mikroskopik sürüklenme hızı benzetişiminde öncelikle kullanılan potansiyel farkı ve levhalar arasındaki aralık makroskopik değerlerinin iki katı alınır (bkz. Şekil 3.5 a). Böyle bir seçim pratikte aynı elektrik alan değeri ile çalışılması anlamına gelmesine rağmen hesaplamada teknik olarak büyük bir kolaylık sağlar. Bu varsayım sayesinde elektronun ilk rastgele hareketleri detektörün katoduna doğru olsa bile elektron takipten çıkarılmadan benzetişime devam edilebilir. Eğer gerçek boyutlarla çalışılıyorsa program elektronun detektörün dışına çıktığını kabul edip elektronun iz takibini bırakır ve bu teknik hatadan dolayı yanlış sonuçlar üretirdi.

Şekil 3.5 a'dan açıkça görüldüğü gibi elektronun takibe başlanma noktası düşey olarak detektörün tam ortasında seçilir. Bu konum aslında gerçek detektörde katotun bulunduğu yere karşılık gelir. Tüm tekrarlarında ilk elektronun takibini aynı noktadan başlatılır. Bu nedenle takip sırasında iyonlaşmadan dolayı yeni elektronlar üretilse bile takip edilmez ve ilk elektronun anota varıncaya kadar takibine devam edilir.

Ayrıca kenar etkilerinden kurtulmak veya başka bir ifade ile detektör içinde tamamen homojen bir elektrik alan varsayımı yapabilmek için hesaplamalarda levhalar sonsuz uzun ve geniş olarak kabul edilmiştir.



Şekil 3.5. Paralel levhalı detektörün mikroskopik benzetişiminde kullanılan geometrik yapıya ait şematik diyagramlar. Detektörün tamamını gösteren diyagram (a) ve iz takibini doğrulukla yapabilmek için elektronun detektör ortamına bırakıldığı noktadan anota kadar olan mesafenin beş dilime ayrılmasını temsil eden diyagram (b).

Şekil 3.5 b'de gösterildiği gibi benzetişimde sürüklenme bölgesi (50 μm) beş eşit aralığa (dilime) bölünmüştür. Elektronun her bir dilime giriş ve çıkış süresi kaydedilerek bu aralıklardaki sürüklenme hızları hesaplanır. Hesaplamalarda böyle bir dilimleme yönteminin kullanılması keyfi bir tercih değildir. Geliştirilen bu yöntemin temel amacı aşağıda sıralanan iki önemli olumsuz etkiyi en aza indirebilmektir:

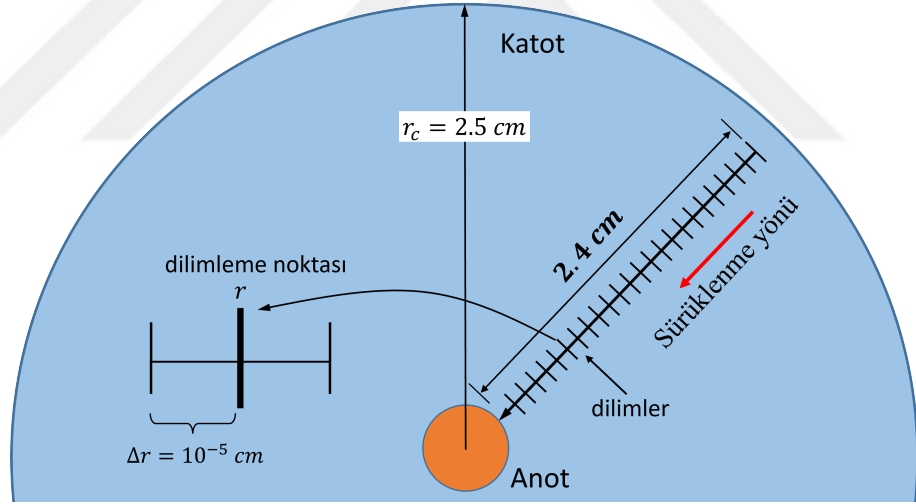
- Birinci dilimde elektron ilk hızsız harekete başlar ve genellikle elektrik alandan yeterince enerji kazanmadan çarpışmalar yapar. Elektron, ancak birkaç ortalama serbest yola karşılık gelen gevşeme (veya durulma) mesafesi kadar bir yol katettikten sonra elektrik alan ile uyumlu hareket eder (ayrıntılı bilgi için Şekil 2.13 ile ilgili açıklamalara bakınız). Dolayısıyla ilk dilim için hesaplanan sürüklenme süresi ardından gelen dilimlere göre kaydadeğer farklılıklar (azalma eğiliminde) gösterir.
- Benzer bir farklılık son dilimdeki sürüklenme hızı hesabında da gözlenmiştir. Ancak bu farklılığın kaynağı birinci dilimdeki fiziksel olaylarla açıklanamaz. Son bölgede (5. dilim) artık elektron anot levhasına oldukça yakındır. Elektron anota yaklaştıkça ortalama serbest yolu anota olan uzaklıktan daha büyük olduğu bir bölgeye ulaşır. Örneğin elektron başlangıç noktasından $49 \mu\text{m}$ ilerlediği varsayalım. Elektronun bu noktada herhangi bir etkileşme yapmadan ilerleyebileceği mesafe yani ortalama serbest yolu ise $5 \mu\text{m}$ olsun. Bu durumda elektronun takibi henüz elektron anota varamadan bitirilir. Böylece sürüklenme hızı için olaması gerekenden farklı sonuçlar bulunur.

Hesaplamalara belirsizlik ve sınırlama getiren bu iki olumsuz etkiden kurtulup güvenli bir hesap yapabilmek için verilen elektrik alan değerine karşılık gelen sürüklenme hızı, ortada bulunan üç dilimdeki sürüklenme hızlarının ortalaması olarak alınır. Ayrıca hata oranını kabul edilebilir seviyeye indirebilmek için bu hesaplamalar 5×10^4 kez tekrarlanıp tüm sonuçların ortalaması alınmıştır.

Tek telli silindirik sayaç için mikroskobik yöntem ile sürüklenme hızı hesaplanırken için elektronun katodun yakınından harekete başladığı varsayılabilir ($r_{\text{ilk}} = 2.4 \text{ cm}$). Paralel levhali detektör benzetişiminde belirtildiği gibi böyle bir yaklaşım yaparak elektronun ilk rastgele hareketi sonucu katoda varması yani hesaplamasının durdurulmasının önüne geçilir. Katot yarıçapı $r_c = 2.5 \text{ cm}$ ve elektronun ortalama serbest yolunun bu çalışmadaki en düşük basınçlar için bile sadece birkaç μm ile sınırlıdır. Dolayısıyla katodun 0.1 cm 'lik önünde elektronun iz takibine başlanması oldukça gerçekçi ve pratik bir yaklaşım olarak düşünülmelidir.

Elektrik alan değişken olduğundan sürüklenme hızı da değişken olacaktır. Bu nedenle elektronun harekete başladığı ilk nokta ($r_{\text{ilk}} = 2.4 \text{ cm}$) ve anot arasında sürüklenme hızını hesaplamak yerine elektronun izi boyunca radyal olarak (r üzerinde) belirli noktalar için hesaplamalar yapılır (bkz. Şekil 3.6). Bu noktaların seçimi rastgele değildir. Makroskobik sürüklenme hesabındaki aynı radyal noktalar (25 adet) yani aynı 24 dilim için mikroskobik hesap yapılır. Böylece iki yöntem arasındaki farklar (varsa) incelenir.

Sürüklenme süresi hesabı için seçilen noktada veya noktanın etrafında elektronun bir etkileşme yapmış olması gerekir. Çünkü elektronun enerjisi, konumu, etkileşme türü gibi tüm bilgiler ancak etkileşme varsa programdan alınabilir. Seçilen noktada herhangi bir etkileşme olmazsa bu bilgileri edinmek imkansızdır. Bunu kontrol edebilmek ve gerekli bilgilere ulaşabilmek için Şekil 3.6'de görüldüğü gibi seçilen nokta etrafında $\Delta r = 10^{-5}$ cm'lik çok küçük bir aralık tanımlanır. Bu aralık anot ve katot arası uzaklığa kıyasla çok küçük olmasına rağmen elektronun serbest yolu mertebesindedir. Dolayısıyla $r \pm 10^{-5}$ cm (veya $r \pm 0.1\mu$ m) aralığı içerisinde bir etkileşmenin gerçekleşmesi kuvvetle muhtemeldir. Gazın basınç, tür, sıcaklık gibi fiziksel özelliklerine ve elektrik alan şiddetine bağlı olmakla birlikte 0.1μ m'den çok daha küçük değerlere inilirse ortalama serbest yoldan da küçük mesafelerle çalışılmış olur. Bu durumda seçilen aralıkta herhangi bir etkileşmenin gerçekleşme ihtimali çok küçük olur. Aralık mesafesi 10^{-5} cm'den çok daha büyük seçilip bu aralıkta etkileşmenin olması garanti altına alınabilirdi. Ancak bu durumda da incelenen noktanın bulunduğu yer yani bu nokta hakkında elde edilen bilgilerin belirsizliği artacağından makroskobik sonuçlarla doğru kıyaslamalar yapılamazdı.



Şekil 3.6. Silindirik tek telli gazlı bir detektörün benzetişiminde kullanılan hesaplama yönteminin şematik diyagramı.

Bu bilgilere göre takibi yapılan elektron $r \pm 0.1\mu$ m aralığı içinde bir çarpışma yaparsa iyi bir yaklaşım olarak r noktasında çarpışma olmuş gibi düşünülebilir. Elektronun bir önceki noktadan itibaren sürüklenme süresi (t) bulunabilir. Böylece r_s ve r_{s-1} noktaları arasındaki sürüklenme hızı Eşitlik 3.9 ile hesaplanabilir.

$$v_d = \frac{r_s - r_{s-1}}{t} \quad (3.9)$$

Burada r_s detektör içindeki bir noktanın radial uzunluğudur. Aynı hesap elektronun izi boyunca tekrarlanarak gerekli olan 24 aralık için sürüklenme hızı tayin edilir. Makroskobik hesaplamada olduğu gibi her bir aralık için hesaplanan sürüklenme hızı değerinin o aralığın orta noktasındaki hızı temsil ettiği varsayılmıştır.

Elektronlar anoda doğru yaklaşınca artan elektrik alandan dolayı sürüklenme hızı da artar ve takip edilen elektronun izi boyunca çok sayıda iyonlaşmalar olabilir. Fakat sürüklenme hızı hesaplamalarında iyonlaşma sonucu üretilen yeni elektronların izi takibi yapmak doğru bir yaklaşım değildir. Çünkü yeni elektronlar birbirlerinden farklı konumlarda üretilirler. Dolayısıyla sürüklenme mesafesi her bir yeni elektron için aynı değildir. Bu nedenle bu elektronlar ile işlem yapıp makroskobik hesaplamalarla kıyaslama yapmak pratik olarak anlamsızdır. Ancak sürüklenme hızı benzetişimindeki hata oranını azaltmak için hesaplama aynı başlangıç koşulları için 2000 kez tekrar edilip elde edilen sonuçların ortalaması alınmıştır.

3.4.2. Mikroskobik gaz kazancı hesabı

Gaz kazancı hesaplamalarında sadece takibi yapılan birincil elektron değil, iyonlaşmalar sonucu ortaya çıkan tüm elektronların benzetişimi yapılır. Benzetişime tüm elektronların detektörden çıkmasına (anoda varmasına) kadar devam edilir.

Paralel levhali detektör için mikroskobik gaz kazancı hesabı, Şekil 3.5a'daki gibi bir geometri varsayımı kullanılarak yapılır. Makroskobik hesaplamada kazanç, Eşitlik 2.37'de verilen $G = \exp(\alpha d)$ bağıntısı ile detektörün levhaları arasındaki uzaklığın tamamı dikkate alınarak ($d = 50 \mu\text{m}$) hesaplanabilir. Mikroskobik hesaplamada bunu yapabilmek için elektronun başlangıç noktasındaki ilk enerjisi (ε_{ilk}) titizlikle seçilmelidir. Elektronun hemen başlangıç noktasında bir kez iyonlaşma yapabilmesini sağlamak için ilk enerji sıfırdan farklı alınmalıdır. Aksi takdirde elektronun iyonlaşma yapabilmesi için belirli bir mesafe katetmesi gerekir. Dolayısıyla elektron çığının başlangıç makroskobik hesaptaki gibi $d = 50 \mu\text{m}$ 'da değil anota daha yakın noktalarda olur ($d' = 40 \mu\text{m}$ gibi). Bu durumda makroskobik sonuçlarla mikroskobik sonuçları kıyaslamak anlamsız olur.

Elektronun başlangıç noktasındaki enerjisi her bir gaz türü ve gerilim (voltaj) değeri için $\varepsilon_{\text{ilk}} = 10 \text{ eV}$ 'den itibaren ilk iyonlaşma $d = 50 \mu\text{m}$ 'da gerçekleşinceye kadar artırılmıştır. Basıncın 0.5 atm ve üzerinde olduğu gazlar için $\varepsilon_{\text{ilk}} = 15 - 22 \text{ eV}$ aralığında değişir. Bu basıçlarda ε_{ilk} için gazın cinsine veya uygulanan gerileme açık bir bağıllık gözlenmez. Daha düşük basınçlarda ise ε_{ilk} , gaz türü, voltaj ve basınç ile büyük değişkenlik gösterir. Basınç ve voltaj azaldıkça genellikle ε_{ilk} için daha yüksek değerlere çıkılması gerekir.

Örneğin 0.1 atm ve 500 V için Ar-CO₂ karışımlarında $\varepsilon_{ilk} = 57$ eV civarında olurken Ne-CO₂ karışımlarında bu değer yaklaşık $\varepsilon_{ilk} = 200$ eV'a kadar çıkar. İyonlaşma eşik enerjisi Ar için 15.7 eV iken Ne için 21.6 eV'dir. Dolayısıyla Ne-CO₂ karışımları için daha yüksek bir ε_{ilk} değeri ile karşılaşılması tesadüf değildir. Aksine hesaplanan ε_{ilk} enerji değerleri, incelenen gaza ait iyonlaşma tesir kesitleri ile yakından ilintilidir (bkz. Şekil 2.1 ve ilgili açıklamalar).

Hesaplamalarda istatistik hata oranını azaltmak için her benzetişim 5×10^4 kez tekrar edilmiş ve elde edilen sonuçların ortalaması alınmıştır. Öncül hesaplamalarda 2×10^4 tekrar sayısı ile sonuçlardaki dalgalanmanın kaybolduğu anlaşılmıştır. Ancak hata miktarının en aza indirildiğinden emin olmak için çok daha büyük bir tekrar sayısı (5×10^4) seçilmiştir.

Tek telli silindirik sayacın mikrosobik benzetişimi, sayacın simetri ekseninden $r = 2.4$ cm uzaklığa ilk enerjisi sıfır ($\varepsilon_{ilk} = 0$) olarak bırakılan bir elektronun iz takibi ile başlatılır. Silindirik geometride elektrik alan şiddeti anot civarında yüksek değerler ulaşır ve elektron bu bölgede alandan iyonlaşma yapabilecek kadar enerjiye sahip olabilir. Dolayısıyla çığ olayı da anot yakınlarında gerçekleşir (bkz. Kesim 3.1.2 ve Şekil 3.2). Bu nedenle paralel levhalı detektörden tamamen farklı bir durum söz konusudur: Silindirik geometride elektronun detektöre bırakıldığı yer çığ bölgesinden uzak olduğu sürece başlangıç konumunun ve ilk enerjinin (ε_{ilk}) gaz kazancına herhangi bir etkisi olmaz.

İstatistiksel hata oranını azaltmak için hesaplamalar 2000 kez tekrar edilip bulunan sonuçların ortalaması alınmıştır. Tutarlı sonuçlara ulaşmak için 1500 tekrar yeterlidir. Paralel levhalı detektöre göre çok daha az tekrar yapılmasının temel nedeni elektron takibi yapılan mesafenin yaklaşık 500 kat daha uzun olmasıdır. Silindirik bir sayaçta elektron çığı tüm detektör hacmine kıyasla çok küçük bir bölgede gerçekleşir. Fakat hesaplama süresini sadece iyonlaşma ile sonuçlanan süreçler artırmaz. Elektronun çığ bölgesine ulaşmaya kadar sürüklenmesi sırasında yapacağı elastik veya inelastik diğer çarpışmalar da bu süreyi uzatır. Silindirik sayaç için takip mesafesinin uzunluğu nedeniyle çok sayıda çarpışmanın gerçekleşmesi, daha az tekrar sayısında bile ortalama sonuçların güvenilirliğinin artmasını sağlar.

Tek telli silindirik sayaçta mikroskobik yöntem kullanılarak elde edilen sonuçlar ile makroskobik (integral) yöntemden bulunan sonuçlarının uyuşmaması durumu, denge olmama etkisinin bir göstergesi olarak düşünülmelidir. Bu detektör içinde verilen bir r noktası için hesaplanan Townsend katsayısının, sadece o noktadaki indirgenmiş elektrik alana değil aynı zamanda gazın basıncına da bağlı olduğunu gösterir. Tüm benzetişim sonuçları Kesim 4'te ayrıntılı olarak sunulmuştur.

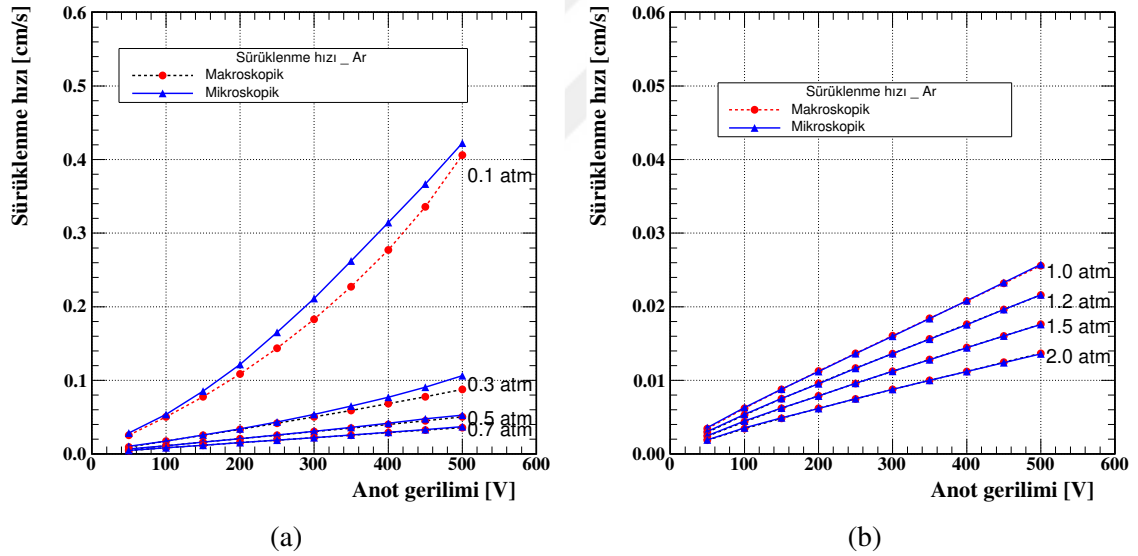
4. BULGULAR ve TARTIŞMA

Bu bölümde denge durumlarını incelemek için Kesim 3'te tanımlanan makroskobik ve mikroskobik yöntemler kullanılarak elde edilen sonuçlara yer verilmiştir. Hesaplamalarda tüm ilgili parametreler kontrol altında tutulduğundan bazı sonuçlar arasındaki farklar dengede olmama etkilerinin varlığını kanıtlar niteliktedir.

4.1. Paralel Levhalı Detektörün Benzetişim Sonuçları

4.1.1. Paralel levhalı detektör için hesaplanan sürüklenme hızları

Elektrotları arası uzaklık $50 \mu\text{m}$ olan saf Ar gazı ile dolu paralel levhalı bir detektör için elektronun farklı basınçlarda makroskobik (kırmızı daireler) ve mikroskobik (mavi üçgenler) yöntemle (bkz. Kesim 3.3.1 ve Kesim 3.4.1) hesaplanan sürüklenme hızları Şekil 4.1'de gösterilmiştir.



Şekil 4.1. Elektronun saf Ar gazında paralel levhalı bir detektör için hesaplanan sürüklenme hızları: (a) 0.1 – 0.7 atm ve (b) 1.0 – 2.0 atm. Kesikli ve sürekli çizgiler değişimleri göstermek için çizilmiştir.

Sonuçlar 0.5 atm ve daha yüksek basınçlar için tamamen uyumludur. Basınç düştükçe iki yöntem sonuçları arasında küçük farklar ortaya çıkmaktadır. Basıncın düşmesi elektronun gaz atom veya molekülleri ile çarpışma tesir kesiti küçülmesine yol açar. Dolayısıyla takip edilen elektronun ortalama serbest yolu, detektör aralığı ile kıyaslanabilir büyüklüklere ulaşır. Bu nedenle mikroskobik hesaplamada elektronların elektrik alan ile uyum sağlaması için gereken mesafe (gevşeme veya durulma mesafesi) büyür ve