

T.C.
SAKARYA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**MIT BATES LABORATUVARINDAKİ ÇERENKOV
DEDEKTÖRÜNÜN ESNEK E-P SAÇILMASI DENEYİNDEN
ELDE EDİLEN ADC SPEKTRUMUNUN ANALİZİ**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Şule ÇİTÇİ

Enstitü Anabilim Dalı : FİZİK

Tez Danışmanı : Yrd. Doç. Dr. Barış Tamer TONGUÇ

Mayıs 2008

T.C.
SAKARYA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

MIT BATES LABORATUVARINDAKİ ÇERENKOV
DEDEKTÖRÜNÜN ESNEK E-P SAÇILMASI DENEYİNDEN
ELDE EDİLEN ADC SPEKTRUMUNUN ANALİZİ

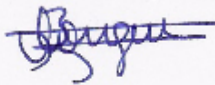
YÜKSEK LİSANS TEZİ

Şule ÇİTÇİ

Enstitü Anabilim Dalı : FİZİK

Bu tez 26 / 05 /2008 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından Oybirliği ile kabul edilmiştir.

Yrd. Doç. Dr.
Barış Tamer TONGUÇ
Jüri Başkanı



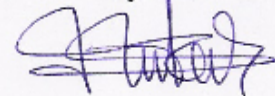
Prof. Dr.
Recep AKKAYA

Üye



Yrd. Doç. Dr.
Hüseyin KOCAMAN

Üye



TEŞEKKÜR

Yüksek Lisansa başladığım andan itibaren engin bilgi ve tecrübelerinden yararlandığım ve bilgi denizinde kaybolmadan yoluma devam etmemi sağlayan Danışman Hocam Saygıdeğer Yrd. Doç. Dr. Barış Tamer TONGUÇ' a sonsuz teşekkür ederim.

Yüksek Lisans süresi boyunca yardımına ihtiyaç duyduğum anda hiç tereddüt etmeden destek ve yardımlarını esirgemeyen Sayın Doç. Dr. Mehmet BEKTAŞOĞLU Hocama çok teşekkür ederim.

Fizik Bölüm Başkanı Sayın Prof. Dr. Recep AKKAYA Hocama yüksek lisans süresi boyunca çok değerli bilgilerinden yararlanma fırsatı verdiği için çok teşekkür ederim.

Yüksek Lisans süresi boyunca çalışma arkadaşım olan Fizik Öğretmeni Murat MANCIK' a teşekkür ederim.

Ayrıca bana her konuda destek veren ve vermeye devam eden, ailem oldukları için kendimi çok şanslı hissettiğim canım aileme yürekten teşekkür ederim.

Şule ÇİTÇİ

İÇİNDEKİLER

TEŞEKKÜR.....	ii
İÇİNDEKİLER.....	iii
SİMGELER VE KISALTMALAR LİSTESİ.....	v
ŞEKİLLER LİSTESİ.....	vi
TABLolar LİSTESİ.....	ix
ÖZET.....	x
SUMMARY.....	xi
BÖLÜM 1.	
GİRİŞ.....	1
BÖLÜM 2.	
BATES HIZLANDIRICISI VE BLAST SPEKTROMETRESİ.....	3
2.1. Bates Hızlandırıcısı.....	5
2.2. Blast Spektrometresi.....	6
2.2.1. Sürüklenme odacıkları.....	6
2.2.2. Čerenkov sayaçları.....	7
2.2.3. Sintilatörler.....	7
2.2.4. Nötron sayaçları.....	7
2.2.5. Bobin.....	7
BÖLÜM 3.	
ČERENKOV IŞIMASI VE DEDEKTÖRÜ.....	8
3.1. Čerenkov Işımısı.....	8
3.2. Čerenkov Dedektörü.....	9
3.2.1. Diferansiyel dedektörler.....	10

3.2.2. Halka görüntülü dedektörler.....	10
3.2.3. Eşik Čerenkov dedektörleri.....	11
3.3. Čerenkov Dedektörünün İç Yapısı.....	12
3.4. Čerenkov Dedektörünün Özellikleri.....	13
BÖLÜM 4.	
ANALİZ.....	16
4.1. Bir Örnek ile Fit İşlemi.....	16
4.1.1. Parametrelerin doğrusal fonksiyonu-düz çizgi.....	16
4.2. ADC Spektrumunda Tipik Bir Sayacın Histogramı ve Fit Edilmesi	20
BÖLÜM 5.	
TİPİK BİR FOTOÇOĞALTICI TÜPÜNÜN ÇALIŞMA PRENSİBİ VE YAPILANDIRILMASI.....	22
5.1. Fotokatot.....	24
5.1.1. Standart türler.....	24
5.1.2. Giriş penceresi.....	26
5.2. Elektron Odaklama Giriş Sistemi.....	28
5.2.1. Genel amaçlı tüpler.....	28
5.2.2. Hızlı-tepkili tüpler.....	30
5.2.3. Katot akım doygunluğu.....	31
5.3. Elektron Çoğaltıcı.....	32
5.3.1. Daynot materyalleri.....	34
5.3.2. Daynot geometrisi.....	35
BÖLÜM 6.	
SONUÇLAR VE ÖNERİLER.....	37
KAYNAKLAR.....	41
EKLER.....	42
ÖZGEÇMİŞ.....	63

SİMGELER VE KISALTMALAR LİSTESİ

MIT	: Massachussets Institute of Tecnology
Blast	: Bates Large Acceptance Spectrometer Toroid
ADC	: Analog to Digital Converter
PMT	: Photomultiplier Tubes
E	: Elektron
P	: Proton
LNS	: Nükleer Bilim Laboratuvarları
MIT	: Massachusetts Institute of Tecnology
C	: Işık hızı
P	: Momentum
Π	: pion
L	: Toplam alınan yol
p_t	: Eşik momentum
λ_{\max}	: Maksimum dalga boyu
M	: Fotoelektron sayısı
L0	: e demetinin geliş doğrultusuna göre sol baştaki küçük sayaç
R0	: e demetinin geliş doğrultusuna göre sağ baştaki küçük sayaç
L1	: e demetinin geliş doğrultusuna göre solda orta büyüklükteki sayaç
R1	: e demetinin geliş doğrultusuna göre sağda orta büyüklükteki sayaç
L2	: e demetinin geliş doğrultusuna göre soldaki büyük sayaç
R2	: e demetinin geliş doğrultusuna göre sağdaki büyük sayaç

ŞEKİLLER LİSTESİ

Şekil 1.1.	Tipik elastik elektron-proton çarpışması.....	2
Şekil 2.1.	Massachusetts Middleton’ da kurulu olan MIT Bates Doğrusal Hızlandırıcı Merkezi.....	3
Şekil 2.2.	BLAST (= Bates Large Acceptance Spectrometer Toroid) Doğrusal Hızlandırıcı Merkezinin kroki görünüşü.....	5
Şekil 2.3.	Blast Spektrometresini oluşturan yapılar.....	6
Şekil 3.1.	Nükleer reaktörde Čerenkov ışınması.....	9
Şekil 3.2.	Aerojel tabakasının profilden görüntüsü.....	12
Şekil 3.3.	Tipik Čerenkov dedektörünün dıştan görünümü	12
Şekil 3.4.	Čerenkov dedektörünün yapım aşamaları	13
Şekil 3.5.	Tipik Čerenkov Sayaçları	14
Şekil 4.1.	Küçük karelerle uygun doğrusal fit	17
Şekil 4.2.	ADC Spektrumunda R1 Sayacından elde edilen verilere göre oluşturulan histogram.....	20
Şekil 4.3.	ADC Spektrumunda R1 Sayacı için oluşturulan histogramın Poisson fonksiyonuna Fit edilmesi.....	20
Şekil 5.1.	Bir fotoçoğaltıcının elemanları. (1956’da, 56 AVP esas alınarak Philips tarafından üretilen dünyanın ilk hızlı PMT’ si.)	22
Şekil 5.2.	Yüksek gerilim kaynağında gerilim bölücü	24
Şekil 5.3.	Çeşitli fotokatot türleri için duyarlık özellikleri tayfı	25
Şekil 5.4.	Fotoçoğaltıcıların giriş pencerelerinde (kalınlığı 3 mm) kullanılan çeşitli camlar için dalgaboyu λ' nın bir fonksiyonu olarak (%) iletim.....	27
Şekil 5.5.	Bir fotoçoğaltıcının elektron-odaklama girişi ile (a) Daynotların odaklanması (b) Eşgerilim doğrularını ve elektronların izlediği yolları gösteren Venedik stili daynotları...	29

Şekil 5.6.	Çok hızlı fotoçoğaltıcı giriş pencereleri için bir örnek	31
Şekil 5.7.	Parametre olarak görelî akı ile katot-ilk daynot arasındaki gerilimin bir fonksiyonu olarak fotoakımı değişimi	32
Şekil 5.8.	Çoğunlukla başlangıç elektron enerjisinin fonksiyonu olarak kullanılan 3 daynot malzemesinin ikincil yayınım katsayıları...	35
Şekil 5.9.	Başlangıç elektron-enerjisi fonksiyonu olarak GaP(Cs)' nin ikincil yayınım katsayısı	35
Şekil 5.10.	Daynot Biçimleri: (a) Venedik stili (b) Kutu (c) Doğrusal Odaklama (d) Dairesel Kafes (e) Izgara (f) Metal Yaprak	36
Şekil 6.1.	ADC Spektrumunda L0 Sayacı	37
Şekil 6.2.	ADC Spektrumunda R0 Sayacı	37
Şekil 6.3.	ADC Spektrumunda L1 Sayacı	38
Şekil 6.4.	ADC Spektrumunda R1 Sayacı	38
Şekil 6.5.	ADC Spektrumunda L2 Sayacı	38
Şekil 6.6.	ADC Spektrumunda R2 Sayacı	38
Şekil 6.7.	ADC Analizi için μ değerleri grafiği ve TOF Analizi ile Karşılaştırılması.....	39
Şekil A.1.	Fotoyayınım	43
Şekil A.2.	Yarı saydam tabakada ışığın iletimi ve yansıması	44
Şekil A.3.	Fotoyayınımına yatkın tabakada rölativistik foton soğurulması $\frac{d\phi}{dx}$	44
Şekil A.4.	Enerji bantları (a) metalde (b) yarıiletken (c) yalıtkanda	45
Şekil A.5.	Çeşitli fotoyayınımına yatkın tabakalardan dolayı foton enerjisi $h\nu$ ' nün bir fonksiyonu olarak soğurma katsayıları	46
Şekil A.6.	Atom numarası sırasına göre, saf metallerin iş fonksiyonları ...	48
Şekil A.7.	Enerji bantları (a) metalde (b) yarıiletken (c) yalıtkanda	49
Şekil A.8.	Gelen foton enerjilerinden dolayı 290 K' de GaAs(Cs) tabakasından fotoelektron enerjileri E_{ph} ' nin izafi dağılımı. (a) 2.15 eV' dan 3.06' ya kadar. (b) 4.28 eV' dan 5.12 eV' a kadar.....	51

Şekil A.9.	Gelen foton enerjilerinden dolayı 290 K ‘ de GaAs(Cs) tabakasından fotoelektron enerjileri E_{ph} ’ nin izafi dağılımı . (a) 1,4 eV‘ dan 2,2 eV’ a kadar. (b) 1,8 eV’ dan 3,2 eV’ a kadar.....	52
Şekil A.10.	İlk elektron enerjisi E_p ’ nin bir fonksiyonu olarak ikincil yansıma katsayısı δ ’ nın izafi değışimi. δ , E_p ’ üzerindeki enerjilerde, $E_p^{1-\alpha}$ ’ ye orantılıdır.....	56
Şekil A.11.	E_f , Fermi seviyesi üzerinde ikincil elektron enerjileri E ’ nin dağılımı.....	57
Şekil B.1.	Tipik esnek elektron-proton çarpışması.....	61

TABLolar LİSTESİ

Tablo 3.1.	e- π momentumu ve birim uzunluk başına oluşan fotoelektron sayısı	15
Tablo 5.1.	Fotokatotların bileşim ve tipik özellikleri.....	26
Tablo 5.2.	Fotoçoğaltıcı pencerelerinde kullanılan camların özellikleri.....	27
Tablo 6.1.	İki analiz için hesaplanan ortalama fotoelektron sayıları.....	40

ÖZET

Anahtar kelimeler: Yüklü parçacık, Elastik Elektron-Proton Çarpışması, Fotoelektron Sayısı, Čerenkov Işıması, Čerenkov Dedektörü, Fit, Analiz

Bir yüklü parçacık şeffaf bir ortamdan ışığın o ortamdaki hızından daha büyük bir hızla geçerken mavi bir ışığın oluşmasına neden olur. Bu mavi ışık Čerenkov ışımasıdır. Bu ışıma görünür bölgede elde edilmek istenmiş ve bir dedektör oluşturulmuştur. Bu dedektöre de Čerenkov dedektörü adı verilmiştir. Dedektör sisteminde bu ışımayı gerçekleştirmek için bir takım yapılara ihtiyaç duyulmuştur. Gerekli malzemeler tedarik edildikten ve dedektör sistemi oluşturulduktan sonra deney yapılmıştır. Bu deney için elastik elektron-proton çarpışması kullanılmıştır. Bu parçacıkların şeffaf bir ortamda elastik çarpışmaları sonucu Čerenkov ışıması meydana gelmiştir. Burada dedektör devreye girer ve dedektörün esas kullanım amacı olan saçılan parçacıklar arasından elektronları ayırt eder ve oluşan fotoelektron sayılarını hesaplar.

ADC analizi için Čerenkov dedektöründe bulunan sağ-sol simetriye sahip altı sayacın herbirinin ayrı ayrı tespit ettiği çarpışma sonucunda saçılan elektron sayıları sayaçlardan okunur. Bu değerler histogram şeklinde elde edildikten sonra fit edilir. Grafiği oluşturmada ROOT programı kullanılmıştır. Altı sayaç için elde edilen fit grafiklerinden okunan fotoelektron sayıları bir grafikte toplanmıştır. Daha önce yapılan TOF (Time of Flight) analizi sonuçları ile ADC analizi sonuçları tek grafikte toplanarak karşılaştırılır.

ANALYSIS OF ADC SPECTRUM OF THE ČERENKOV COUNTERS IN THE BATES LINEAR ACCELERATOR CENTER OF MIT USING THE ELASTIC E-P SCATTERING EVENTS

SUMMARY

Key Words: charged particle, elastic e-p scattering, the number of photoelectrons, Čerenkov radiation, Čerenkov detectors, fitting.

Blue light produced by charged particles when they pass through an optically transparent medium at speeds greater than the speed of light in that medium. This blue light is called Čerenkov radiation. This radiation is spectral and majorly in the visible area. Since this principle is used for the particle separation the detectors are called Čerenkov counters.

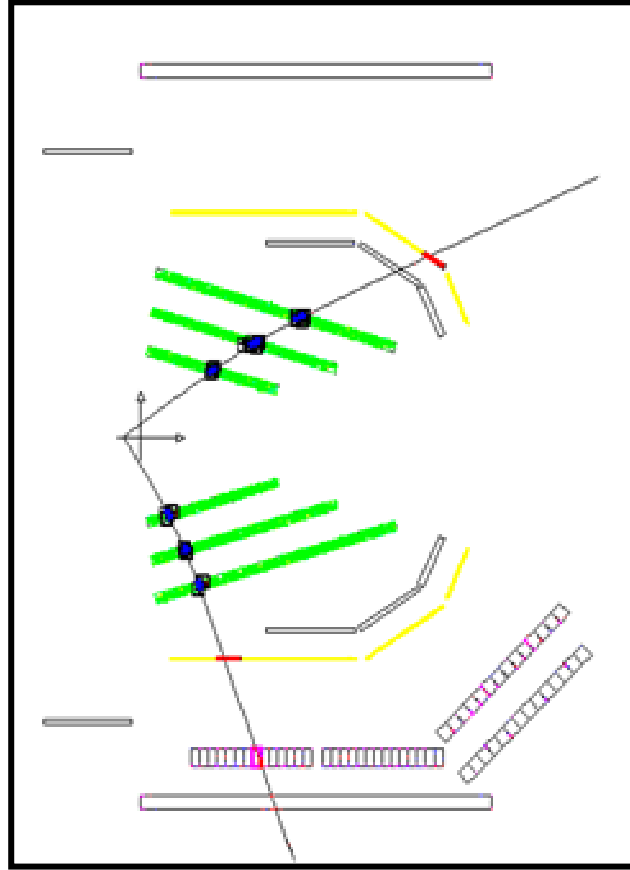
In this theses, average photo electrons per event are extracted by analyzing its digital signal obtained from ADC (Analog to Digital Converter). Data comes from elastic electron-proton scattering.

BÖLÜM 1. GİRİŞ

Parçacık fiziği, maddenin parçacıklarını ve aralarındaki karşılıklı etkileşimi konu alan bir fizik dalıdır. Atom altı parçacıkları inceler. Atom altı parçacıklar bağımsız olarak ömürleri çok kısa olduğu için normal şartlar altında gözlemlenemezler. Bu amaçla oluşturulan parçacık hızlandırıcısı denilen dev düzeneklerde, yüksek elektrik alan etkisi ile hızlandırılmış parçacıkların manyetik alan etkisi ile odaklanarak çarpıştırılması ile ortaya çıkan farklı parçacıklar incelenebilir hale getirilmeye çalışılır. Bu işlemlerin yapılmasında ve yaratılan çarpışmalarda ortaya çıkan enerji miktarları çok büyük olduğundan parçacık fiziği yüksek enerji fiziği olarak da adlandırılır [1].

Parçacık fiziğinin çalışma alanlarından biri Čerenkov ışımasıdır. Yüklü bir parçacık saydam bir madde içinde ışığın o maddedeki hızından daha büyük bir hızla hareket ederse ortamda baskın olarak mavi renkli bir ışığa yayılır. (Čerenkov ışımasının tanımı şaşırtıcı olabilir. Çünkü bu tanım yüklü taneciklerin ışıktan daha hızlı hareketini içerir. Tabii ki, boşlukta hiçbir şey ışıktan daha hızlı değildir.) Bu etki, Rus fizikçi Pavel A. Čerenkov (1904–1990), tarafından 1934 yılında gözlenip açıklandığı için Čerenkov Işıması olarak adlandırılmıştır.

Bu ışımının daha iyi anlaşılabilmesi için MIT BATES Doğrusal Hızlandırıcı Merkezinde bir Čerenkov Dedektörü oluşturulmuş ve elastik e-p çarpışması sonucu saçılan elektronları kullanılarak oluşturulan Čerenkov Işıması bu dedektörde analiz edilmiştir (Şekil 1.1).



Şekil 1.1. Tipik elastik elektron-proton çarpışması

Şekilde tipik bir elastik e-p çarpışması görülmektedir. Bu elastik çarpışma sonucunda saçılan parçacıklar birbirine dik bir şekilde saçılarak yollarına devam etmektedirler (Bkz. Ek B.3).

BÖLÜM 2. BATES HIZLANDIRICISI VE BLAST SPEKTROMETRESİ



Şekil 2.1. Massachusetts Middleton' da kurulu olan MIT Bates Doğrusal Hızlandırıcı Merkezi

MIT Bates Doğrusal Hızlandırıcı Merkezi Massachusetts Middleton' da kurulmuştur. Hızlandırıcının kendisi yeraltındadır. Mühendislik binası, araştırma binası, yönetim binası, park yeri, vs. üst kısma inşa edilmiştir.

Bates, Nükleer fizik için ulusal kullanıcı tesisi olarak, 30 yıldır büyüyen çoklu-çarpışma görevine sahiptir. Deneysel Nükleer Fizik programı, Blast deneyinin tamamlanması ile 2005' te sona ermiştir.

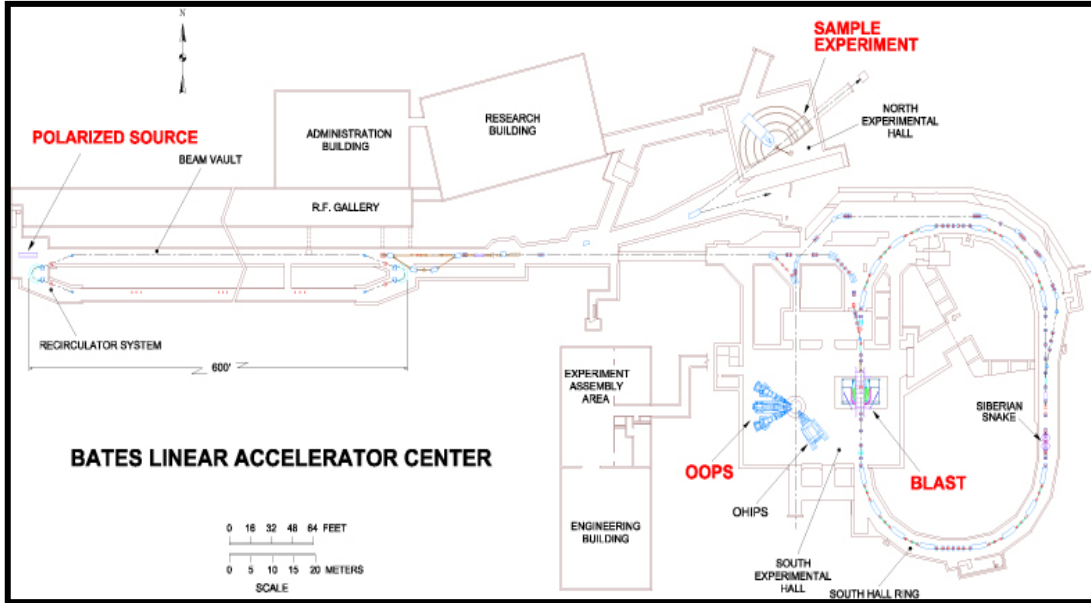
Başka bir deyişle, Araştırma ve Uygulama Merkezi olan Bates tarafından, LNS öğretim üyelerinin deneysel programları için destek sağlanan Amerika Birleşik Devletleri Enerji Bakanlığının Nükleer Fizik bölümünden bir fon temin edilmiştir. Büyük dedektörün ve spektrometre sistemlerinin dizaynına ve gelişimine katkıda bulunma gibi bir dizi uygulama için Bates' teki personel ve malzeme çok uygundur. AR-GE Merkezi projeleri;

- Jefferson Lab.' da QWeak deneyi için toroidin dizaynı ve yapısını,
 - Brookhaven Ulusal Lab.' da STAR deneyi için GEM prototip odacıkları ve elektronik çıktının dizaynı ve yapısını,
 - STAR' ın bir silisyum izleme dedektörü yükseltgenmesi için destek yapısının dizaynını,
 - Başlıca Kavramsal Dizayn Raporu olan elektron-iyon parçacık hızlandırıcısı eRHIC için elektron hızlandırıcısı ve bellek halkası dizaynını,
 - eRHIC için polarize eden kaynak geliştirilmesini,
 - SNO ve KATRIN' de nötrino fiziği için dedektör geliştirilmesini,
- içerir.

Bates Merkezinin başka bir fonksiyonu, diğer laboratuvarlar için Bates' deki benzer sistemlerde de bilirkşi tarafından sözleşmeli olarak uygulanan, projeler ve yapım çalışmalarında araştırma ve geliştirmedir. Ayrıca, MIT öğretim görevlileri ve dışarıdaki gruplar ile işbirliği içinde yapılan küçük hızlandırıcıların yeni uygulamaları için yer ve teknik destek sağlanılmaktadır.

Sonuçta, bir elektron kaynağını kutuplaştırmayı gerçekleştiren Bates hızlandırıcı tesisi, 500 MeV elektron hızlandırıcısı ve devridaim sistemi ve bellek halka içermektedir. Buradaki personel deneysel hızlandırıcı ve kaynağı kutuplaştırma görevi olan fizikçilerden oluşmaktadır [10].

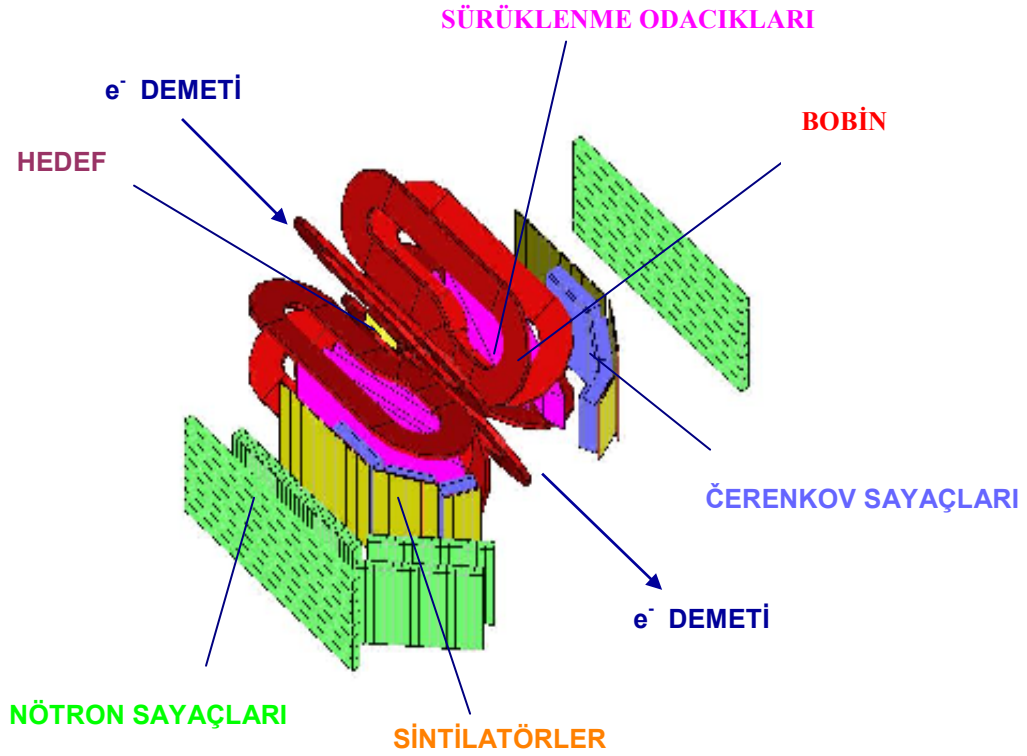
2.1. Bates Hızlandırıcısı



Şekil 2.2. BLAST (= Bates Large Acceptance Spectrometer Toroid) Doğrusal Hızlandırıcı Merkezinin kroki görünüşü [2]

Şekil 2.2 Blast Spektrometresinin kroki görünüşüdür. Elektron kaynağı “Polarized Source” bölümünde polarize edildikten sonra radyo frekansı dalgalarıyla doğrusal hızlandırılarak halka görümlü Blast spektrometresine ulaşmaları sağlanır. Bu yol boyunca kazandıkları enerji yaklaşık 850 MeV civarındadır. Bu enerjiye sahip elektronlar, Blast spektrometresinde yeterli sayıya ulaşınca, hedefteki protona çarpmaları sağlanır ve böylece elektron saçılması olayını gerçekleştirmiş olacaktırlar.

2.2. Blast Spektrometresi



Şekil 2.3. Blast Spektrometresini oluşturan yapılar [2]

Blast Spektrometresini oluşturan sağ ve sol simetriye sahip yapılar Şekil 2.3' de gösterilmiştir. Bu yapıların özellikleri alt bölümlerde detaylı bir şekilde açıklanmıştır:

2.2.1. Sürüklenme odacıkları

Saçılan parçacıkların ortamdaki gazı iyonize ederek bıraktıkları izlerden, parçacığın momentumunu, yükünü ve dedektör içerisindeki 3-boyutlu pozisyonlarını belirlemekte kullanılır.

2.2.2. Āerenkov sayaçları

Bu sayaçlar, saçılan parçacık içerisinde e- π ayrımını yapabilmek için kullanılır.

2.2.3. Sintilatörler

Saçılan parçacığın sintilatöre gelme süresi (uçuş süresi) olan TOF (Time of Flight)' u verir. Aynı zamanda bu sintilatöre TOF sintilatörü denilebilir.

2.2.4. Nötron sayaçları

Bu sayaçlar kalın duvarlı olup, nötron tespiti için kullanılır. Nötron sayaçlarında sağ-sol simetrilğine gerek görülmemiştir.

2.2.5. Bobin

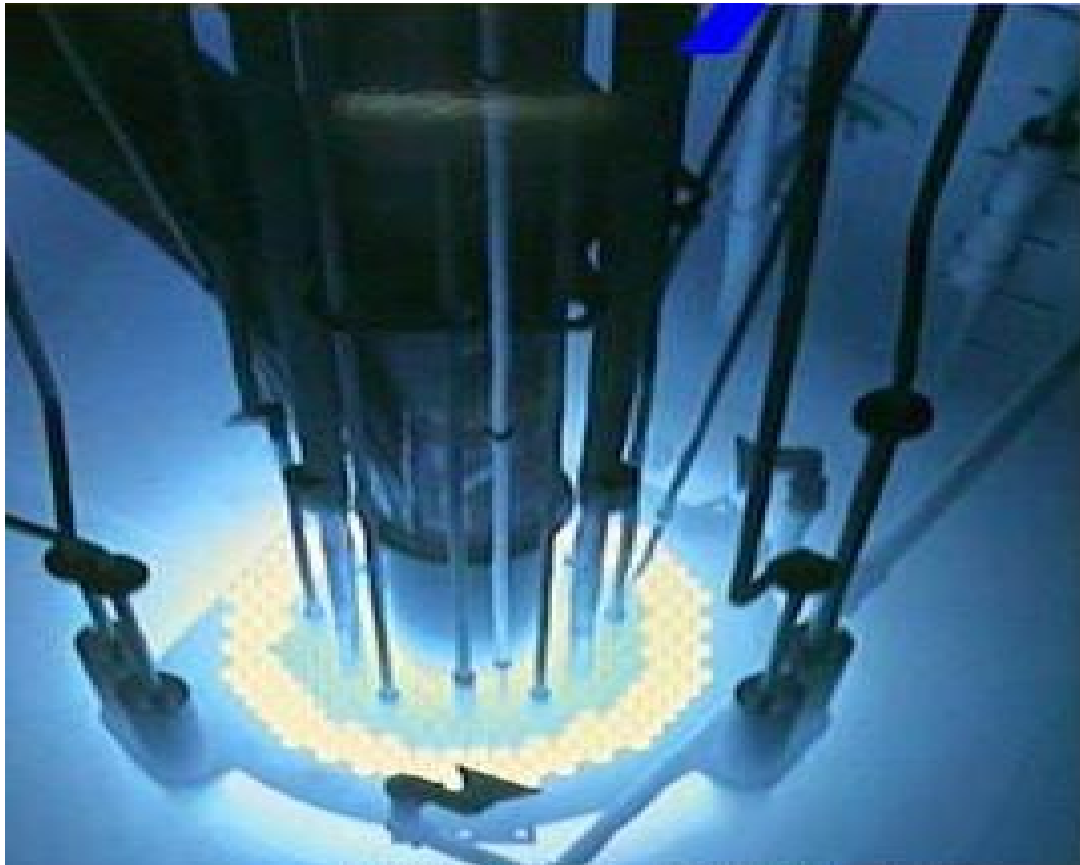
Saçılan parçacığın hareket ettiği yollar üzerinde bir manyetik alan oluşturulur. Parçacık eğer yüklüyse manyetik alandan dolayı eğri bir yörünge izler. Manyetik alana bağılı olarak izledikleri yörünge sürüklenme odacıklarında kayıt edilerek parçacıkların momentumları ölçülür. Ayrıca, sintilatörde bıraktıkları izlerin iç ve dış bükey olma durumuna göre yükün cinsi hakkında doğrudan bilgi edinilir.

BÖLÜM 3. ČERENKOV IŞIMASI VE DEDEKTÖRÜ

3.1. Čerenkov Işımı

Bir dalğanın belirli bir ortamda yayılma hızı o ortamın yapısına bağlıdır. Örneėin ışık boşlukta c hızı ile yayılırken suda $0,75c$ hızı ile yayılır. Yani ışığın sudaki hızı boşluğa göre $1/4$ kadar daha yavaştır. Eėer yüklü bir parçacık suda $0,75c$ ' den daha hızlı hareket ederse suda bir şok dalgası oluşur. Çünkü parçacık (örneğin elektron), geçtiği yolda su molekülleri ile çarpışmaktadır. Her çarpışmada bir su molekülü enerji kazanmakta ve daha hızlı titreşmektedir. Bu arada elektron enerji kaybedip yavaşlamaktadır. Fakat su molekülü kazandığı enerjiyi geri salıp eski durumuna dönmek ister. Fazla enerjiyi bir foton olarak salar. Aldığı enerji oldukça fazla olduğundan (çünkü elektronun hızı ışık hızına yakındır) saldığı fotonun enerjisi de yüksek olacaktır. Böylece yüksek frekanslı mavi ışık görünür. Bu ışığa Čerenkov radyasyonu denir.

Čerenkov radyasyonunun en güzel görüntüsünü nükleer reaktörlerin havuzunda depolanmış olan artık yakıttan geçirmekteyiz (Şekil 3.1). Yakıt ne kadar taze ise (Yani reaktör kalbinden ne kadar yeni çıkmışsa) o derece güçlü Čerenkov radyasyonu salar. Eskidikçe mavi renk solar [13].



Şekil 3.1. Nükleer reaktörde Čerenkov ışması [11]

3.2. Čerenkov Dedektörü

Čerenkov dedektörleri, Čerenkov ışmasının, ışma için bir eşiğin varlığı, parçacığın hızı üzerindeki Čerenkov konisinin yarım açısı θ_c ' ye bağlılığı ve yayılan fotonların sayısının parçacığın hızına bağlılığı gibi bir veya birkaç özelliğinden yararlanır. Kırılma indisinin ifadelerde olması, bu tür niceliklerin belirli deneysel uygulamalarına olanak sağlar. (örn., basınçlı gaz ve/veya çeşitli sıvıların ışıyıcılar olarak kullanılması.)

Fotoelektronların (p.e.) sayısı, verilen bir aygıtta veya kanalda,

$$N_{p.e.} = L \frac{\alpha^2 z^2}{r_e m_e c^2} \int \epsilon_{coll}(E) \epsilon_{det}(E) \sin^2 \theta_c(E) dE \quad (3.1)$$

ifadesi ile bulunur. L ışığıdaki alınan toplam yol, ϵ_{coll} toplanan Čerenkov ışığının toplanmasındaki verim, ϵ_{det} aygıtların (fotoçoğaltıcı veya benzeri) kuantum verimi ve $\alpha^2 / (r_e m_e c^2) = 370 \text{ cm}^{-1} eV^{-1}$, dir. Tipik dedektörlerde her ne kadar θ_c (ya da kırılma indisi) fotokatot duyarlılığının yararlı bölgesi boyunca yaklaşık olarak sabit olsa da ϵ_{coll} , ϵ_{det} ve θ_c nicelikleri foton enerjisi E ' nin fonksiyonlarıdır. O zaman,

$$N_{p.e.} \approx L N_0 \langle \sin^2 \theta_c \rangle \quad (3.2)$$

ile

$$N_0 = \frac{\alpha^2 z^2}{r_e m_e c^2} \int_{\epsilon_{coll}}^{\epsilon_{det}} dE \quad (3.3)$$

ifadeleri elde edilir. Yüksek enerji fiziğinde çoğunlukla $z = 1$ alınmaktadır.

3.2.1. Diferansiyel dedektörler

Belirlenen bir bölgede hızlara sahip parçacıkları belirlemek için, optiksel odaklamayı ve/veya geometrik maskelemeyi kullanarak θ_c ' nin β ' ya bağlılığından yararlanır. Dikkatli bir tasarım ile $\sigma_\beta / \beta \approx 10^{-4} - 10^{-5}$ olan bir hız çözünürlüğü elde edilebilir.

3.2.2. Halka görüntülü dedektörler

Hem dar alan, hem de 4π geometrilerinde Čerenkov ışımalarının 3 özelliğinin tümünü kullanır. Bu dedektörler, çoğunlukla onay/veto aygıtı olmak yerine, daha çok hipotez test etmede kullanılırlar. Yani çeşitli türlerin belirlenmesi olasılığı, bilinen momentuma sahip bir parçacık için θ_c ve $N_{p.e.}$ terimleri ile oluşturulur. (Çoğunlukla anlaşılması gereken kusurlar “distortions” ile.)

3.2.3. Eşik Čerenkov dedektörleri

Parçacığın, Čerenkov eşik hızının yukarısında olup olmadığını temel alarak basitçe onay veya veto kararını verir. Çok iyi düzeneklerde verimi $\langle \epsilon_{coll} \rangle \geq 90\%$ olur. Bir tipik bialkali katot ile bir ışık çoğaltıcı için, $\int \epsilon_{det} dE \approx 0.27$ ' dir. Böylece,

$$N_{p.e.} / L \approx 90 cm^{-1} \langle \sin^2 \theta_c \rangle \quad (i.e., N_0 = 90 cm^{-1}). \quad (3.4)$$

ifadesi elde edilir. Örneğin, seçilen bir n ' nin a türü için, momentumun eşik değerinin p_t olacak şekilde seçildiğini farz edelim; yani bu momentumda a türü $\beta_a = \frac{1}{n}$ hızına sahiptir. Aynı momentuma sahip, daha hafif bir ikinci b türü β_b hızına

sahiptir ve $\cos \theta_c = \frac{\beta_a}{\beta_b}$ ile,

$$\frac{N_{p.e.}}{L} \approx 90 cm^{-1} \frac{m_a^2 - m_b^2}{p_t^2 + m_a^2} \quad (3.5)$$

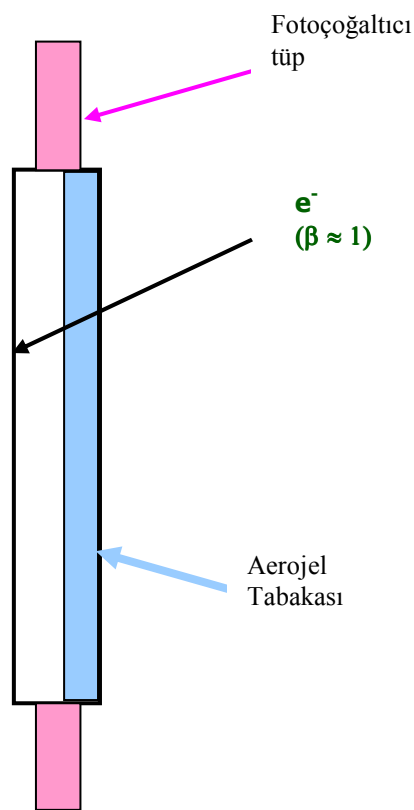
ifadesine ulaşılır. $P=1$ GeV/c' de K/ π ayırt etmek üzere, π için $N_{p.e.}/L \approx 16 cm^{-1}$ ve (tasarım ile) K için ise 0' dır.

Sınırlı yol uzunlukları için $N_{p.e.}$ küçük olabilir ve dıştaki elektronik aygıtları tetiklemek için belirli bir asgari değer gereklidir. Aygıtın genel verimi, baskın parçacık türünün diğerinden ayırt edilmesinde özellikle kritik olan Poisson dalgalanmaları tarafından kontrol edilir.

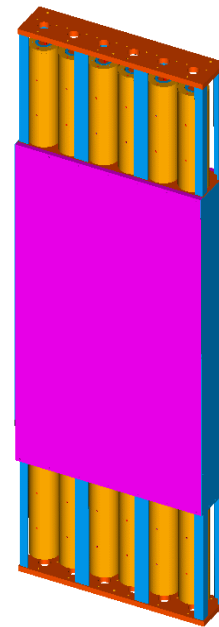
İlgili dedektörler sınıfı, türleri ayırt etmek için veya her bir parçacık türüne ait olasılıkları belirlemek için, gözlenen fotoelektronların sayısını (veya kalibre edilmiş sinyal yüksekliğini) kullanır [7,8].

3.3. Čerenkov Dedektörünün İç Yapısı

$e-\pi$ ayrımını yapabilmek için kullanılan dedektör tipi Eşik Čerenkov dedektörüdür. Şekil 3.2 bu dedektörün yandan görünüşüdür. Burada şeffaf arojel tabakasından geçerken oluşan fotoelektronların beyaz yansıtıcı tabakaya çarparak geniş pencereleli fotoçoğaltıcı tüplere ulaşmaları sağlanır. Şekil 3.3 ise tipik bir Čerenkov dedektörü resmidir.



Şekil 3.2. Aerojel tabakasının profilden görüntüsü [2]

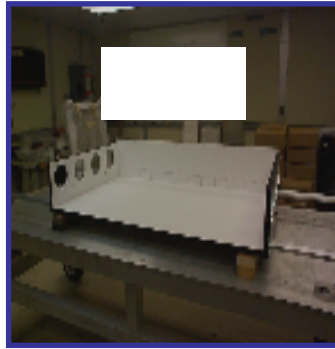


Şekil 3.3. Tipik Čerenkov dedektörünün dıştan görünümü [2]

Čerenkov dedektörünün kurulma aşamaları Şekil 3.4' de görülmektedir:



Üst-Ön Paneller



Yan Paneller



PMT Aksamı



PMT'lerin Yerleştirilmesi



Aerojel Tabakası



Sayacın Son Hali

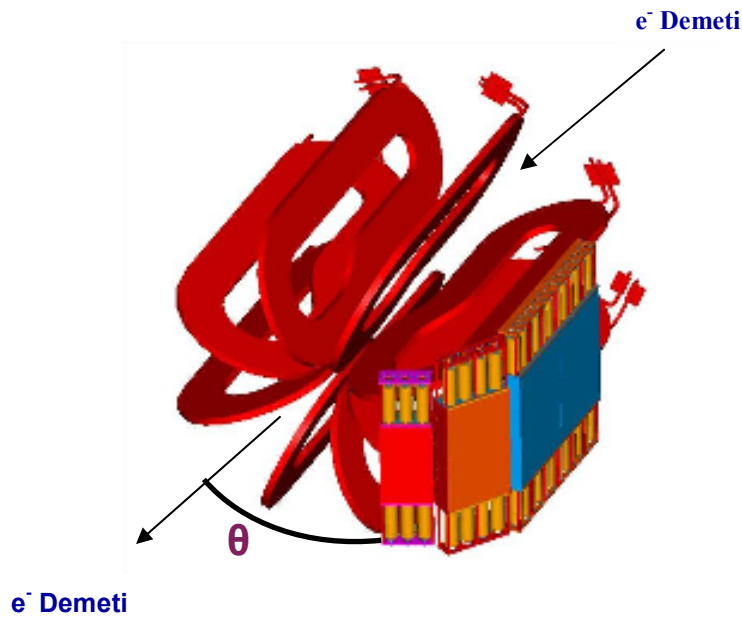
Şekil 3.4. Čerenkov dedektörünün yapım aşamaları [2]

İlk aşamada, iç kısmı yansıtıcı (yansıtıcılığı beyaz yapılarak sağlanmış) olan bir tabaka hazırlanmış ve buna yine beyaz bir tabakadan oluşan yan panel eklenmiştir. Fotoçoğaltıcıyı yerleştirmek için gerekli olan aksam monte edilip, fotoçoğaltıcılar bu aksama oturtulmuştur. Beyaz tabakanın üzerine kırılma indisi 1,02-1,03 aralığında ve kalınlığı 5-7 cm aralığında şeffaf bir aerojel tabakası eklenmiştir. Son aşamada, dedektör sisteminin üzeri kapatılmış ve ters çevrilerek kullanıma hazır hale gelmiştir.

3.4. Čerenkov Dedektörünün Özellikleri

Čerenkov sayacı sağ-sol simetriye sahip olup 6 sayaktan oluşmaktadır. Bu sayacı demetin geliş doğrultusundan bakıldığında dar açıdan geniş açığa doğru solda L0' dan başlamak üzere, L1 ve L2 olarak sıralanmaktadır. Yine aynı noktadan sağ

tarafa bakıldığında dar açıdan başlamak üzere ilk sayaç R0 olmak üzere, sırasıyla R1 ve R2 sayacı gelmektedir. L0 ve R0 küçük sayaçlar olup ışın demetiyle yaptığı açılar $20^0 < \theta < 35^0$ arasındadır. Küçük sayaçların sahip oldukları fototüp sayıları 3 üstte-3 altta olmak üzere 6 tanedir. Orta büyüklükteki sayaçların elektron demetiyle yaptıkları açılar ise $35^0 < \theta < 50^0$ arasında olup, sahip oldukları fototüp sayıları 8 tanedir. Büyük sayaçlar olan L2-R2' nin yaptığı açı $50^0 < \theta < 70^0$ arasındadır ve fototüp sayısı 12' dir (Şekil 3.5).



Şekil 3.5. Tipik Čerenkov sayaçları [2]

Čerenkov sayacının e- π ayırt etmede kullanıldığı daha önce belirtilmişti. Bu ayırt etme işleminde öncelikle, ağır parçacık olan π ' un β hızına göre kullanılacak olan şeffaf ortamın kırılma indisi (n) belirlenir:

$$\cos \theta = \frac{1}{\beta n} \quad (3.6)$$

Burada n' in bu şekilde belirlenmesinin esas amacı, o ortamda e parçacığı tespit etmek istenildiğinden dolayı π ' un ışımaya yapmasını engellemek ve böylece e tayini yapabilmektir.

Aeorojel tabakasının kırılma indisi π ve e' nun momentumları 700 MeV/c olacak şekilde ayarlanmıştır. Çünkü, bu momentuma kadar sadece e' ların ışıma yapması istenilmektedir. Tablo 3.1' e dikkat edilirse bu momentum değerinde birim uzunluk başına düşen fotoelektron sayısı e' lar için 3,4 iken, elektrona göre ağır olan π için bu değer kırılma indisi 1,02 olan bir malzeme kullanılarak sıfırlanmıştır. Bu da, 700 MeV/c momentum değerine sahip parçacıklar içerisinde ışıma yapanların elektronlar olduğunu gösterir ve ortamdaki elektron sayılarına ulaşmış olunur.

Tablo 3.1. $e-\pi$ momentumu ve birim uzunluk başına oluşan fotoelektron sayısı

Parçacık	π	e
Nicelik		
P (MeV/c)	700	700
$N_{p,e}/L$ (cm⁻¹)	0	0

BÖLÜM 4. ANALİZ

4.1. Bir Örnek İle Fit İşlemi

Fit işlemini temel manada kavrayabilmek için gözlemlerimizi kaydettiğimiz bir dağılım ele alalım. Burada x_i ' yi değiştirirken $y_i + dy_i$ gözlemleri histogram şeklinde grafiğe aktarılın (Şekil 4.1. Gözlenen olay sayısının, ilgili değişkenin bir fonksiyonu olarak grafik edilmesi söz konusudur.).

Burada y_i^{obs} gözlenen değerleri, i ise histogramın belirli bir aralığını bildirir. Her zamanki gibi, bu datayı teorik ifadedeki parametre α_j olmak üzere $y_i^{\text{th}}(\alpha_j)$ fonksiyonel formuna fit edilir. O zaman,

$$S = \sum_{i=1}^{\text{bölme}} \left[\frac{y_i^{\text{deneysel}} - y_i^{\text{teori}}(\alpha_j)}{\sigma_i} \right]^2 \quad (4.1)$$

ifadesi oluşturulur. Burada σ_i hatalardır. Eğer teori data ile iyi bir uyum içindeyse, o zaman y^{obs} ile y^{th} değerleri çok fark etmeyecektir, dolayısıyla S ' nin değeri “küçük” olacaktır. (S : Minimizasyon sabiti).

4.1.1. Parametrelerin doğrusal fonksiyonu-düz çizgi

Parametrelerin gerçek değerlerinin, fit edilen fonksiyon özellikle lineer olduğu zaman daha kolay bulunacağı bilinmektedir. Böylece fit fonksiyonu a ve b parametreleri bilinmeyen,

$$y=a + bx \quad (4.2)$$

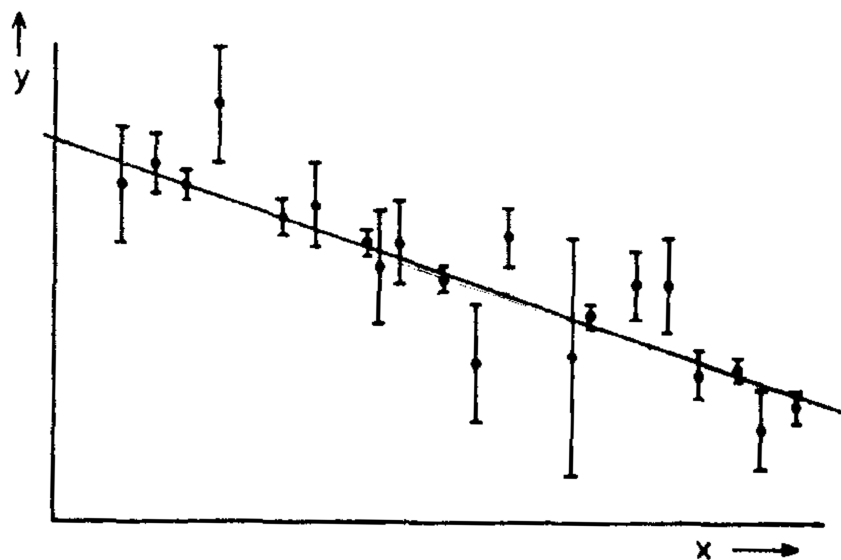
şeklinde ifade edilir.

Veriler, n tane noktadan $(x_i, y_i \pm \sigma_i)$ oluşur. X koordinatına ait değerlerin tamamen bilindiği (hatasız olduğunu), fakat y koordinatının her bir değerine bir σ_i değişkenine sahip olduğu farz edilmektedir. (Bkz. Denk. 4.1). Buna bir metalin, birçok sıcaklık değerine karşılık gelen uzunluklarının ölçülmesiyle (deneysel hatalarıyla), bu metalin genleşme katsayısının tanımlanması bir fiziksel örnek olarak verilebilir.

Eşitlik 4.1' deki yönergelerimize dayanarak,

$$S = \sum_{i=1}^n \left[\frac{y_i - a - bx_i}{\sigma_i} \right]^2 \quad (4.3)$$

ifadesine göre n ' e kadar değerler alan S , en aza indirgenmelidir. Her bir noktanın çizilen doğrudan sapması, doğruyla bir data noktasının arasındaki en yakın mesafe olmayıp, aslında o noktanın x koordinatına karşı gelen y koordinatı ile doğrunun y koordinatı arasındaki fark olarak tanımlanmıştır. X koordinatının hata vermemesiyle tanımlanması felsefik düşünceyle de örtüşmektedir. Burada hem x hem de y değerlerinin her ikisi de hata paylarıyla beraber alındığında en iyi doğru elde edildiği belirtilir.



Şekil 4.1. Küçük karelerle doğrusal fit

Veriler, x koordinatının değerlerinin tamamen bilinen, fakat y koordinatının değerlerinin deneysel hatalardan gelen belirsiz σ_i değerleriyle değişen birçok noktadan ($x_i, y_i \pm \sigma_i$) oluşur. Bu sapmalar doğruya yakın olan noktalardan değil, basitçe y yönünde ölçülmüştür. Herhangi bir nokta için ağırlıklı faktör σ_i hata payının karesi ile ters orantılıdır.

(4.3) denklemi ayrı ayrı sırasıyla önce a' ya, daha sonra b' ye göre kısmi türevi alınırsa,

$$-\frac{1}{2} \frac{\partial S}{\partial a} = \sum \frac{y_i - a - bx_i}{\sigma_i^2} = 0 \quad (4.4)$$

$$-\frac{1}{2} \frac{\partial S}{\partial b} = \sum \frac{(y_i - a - bx_i)x_i}{\sigma_i^2} = 0 \quad (4.5)$$

elde edilir.

(4.4) ve (4.5)' deki denklemler, eş zamanlı iki bilinmeyenli denklemlerdir. Bu denklemlerin sonucunda;

$$b = \frac{[1][xy] - [x][y]}{[1][x^2] - [x][x]} \quad (4.6)$$

ifadesi bulunur. Denklemdeki köşeli parantezlerin içindeki ifadeler,

$$[f] = \frac{1}{n} \sum \frac{f_i}{\sigma_i^2} \quad (4.7)$$

ile tanımlanır. Bu niceliklerin ağırlıklı ortalama değerleri,

$$\langle f \rangle = [f]/[1] \quad (4.8)$$

denklemleri ile verilir. a tanımlanıp (4.4) denklemi yeniden düzenlenirse,

$$\langle y \rangle = a + b \langle x \rangle \quad (4.9)$$

ifadesi elde edilmiş olur.

(4.9) denklemi, en iyi (küçük karelerdeki fitten anlaşılın) çizginin elde edildiği bütün data noktalarının (σ_i^2 ile ters orantılı olarak her bir noktanın ağırlığı ile) ağırlık merkezi üzerinden geçtiğini gösterir.

Böylece en iyi gerçek parametre değerleri elde edildikten sonra, onların gerçekte nasıl bir hassasiyetle bilinebileceği tanımlanır. Hesaplamalardaki hatalar için, $\sigma^2 S / \partial P_i \partial P_j$ değeri bulunur. Buradaki p, parametrelerin vektörel ifadesidir.

(4.4) ve (4.5) denklemlerinden,

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \frac{\partial^2 S}{\partial a^2} &= n[1] \\ \frac{1}{2} \frac{\partial^2 S}{\partial b^2} &= n[x^2] \\ \frac{1}{2} \frac{\partial^2 S}{\partial a \partial b} &= n[x] \end{aligned} \quad (4.9)$$

Böylece ters hata matrisi;

$$n \begin{pmatrix} [1] & [x] \\ [x] & [x^2] \end{pmatrix} \quad (4.9')$$

olur. Buradaki a ve b için elde edilen ters hata matrisini ters çevrilirse;

$$\frac{1}{nD} \begin{pmatrix} [x^2] & -[x] \\ -[x] & [1] \end{pmatrix} \quad (4.10)$$

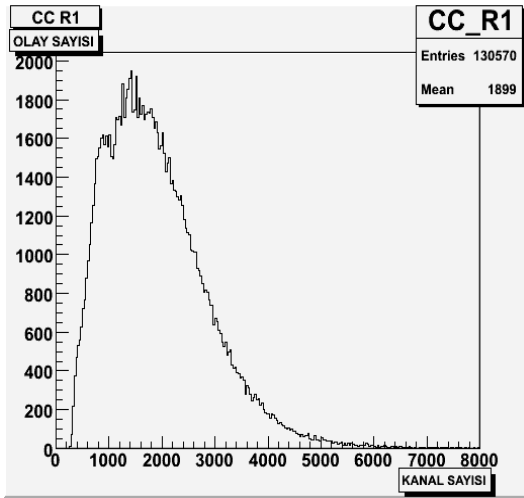
elde edilir. Denklemdaki determinant D ise;

$$D = [x^2][1] - [x][x] \quad (4.11)$$

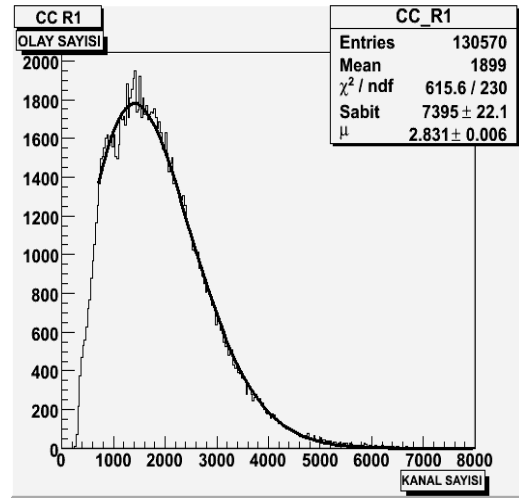
ifadesine ulaşılır [6].

4.2. ADC Spektrumunda Tipik Bir Sayacın Histogramı ve Fit Edilmesi

Tipik bir Čerenkov sayacından elde edilen sinyal Şekil 4.2’ de verilmiştir. Burada y eksenini, her bir esnek elektron-proton saçılmasına karşılık gelen olay sayısını, x eksenini ise kanal sayısını göstermektedir. Elde edilen histogram şekil itibariyle Poisson dağılımına çok uymaktadır. Bu yüzden de bu dağılıma Poisson fonksiyonuna yukarıda anlatılana benzer şekilde fit işlemi uygulanmıştır (Şekil 4.3). (Diğer sayacılar için uygulanan fit grafiklerinin tamamı Bölüm 6’ da verilmiştir.)



Şekil 4.2. ADC Spektrumunda R1 Sayacından elde edilen verilere göre oluşturulan histogram



Şekil 4.3. Oluşturulan histogramın Poisson fonksiyonuna fit edilmesi

Fit işlemleri Poisson dağılım fonksiyonu olan 4.12 denklemine göre yapılır:

$$y = (\text{Sabit}) * \frac{\mu^x e^{-\mu}}{\Gamma[x + 1]} \quad (4.12)$$

Burada iki parametre fit edilir: “Sabit” bir skala sabittir ve dağılımın Poisson fonksiyonuna fit edilmesini sağlar, “ μ ” ise ortalama fotoelektron sayısı $\langle N_{p,e} \rangle$ ’yi temsil etmektedir. Γ gamma fonksiyonu ise

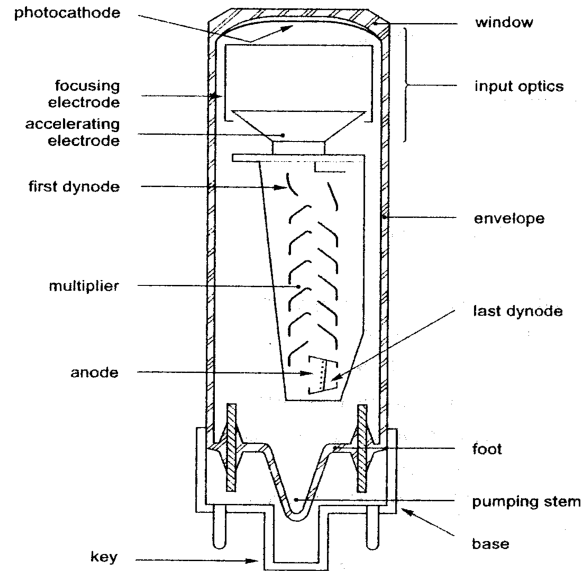
$$\Gamma(x) = \int t^{x-1} e^{-t} dt \quad (4.13)$$

denklemleri ile ifade edilmektedir [2,3,4].

BÖLÜM 5. TİPİK BİR FOTOÇOĞALTICI TÜPÜNÜN ÇALIŞMA PRENSİBİ VE İNŞA EDİLMESİ

Bir fotoçoğaltıcı, ışığı elektriksel sinyale dönüştürür ve bu sinyali, ikincil elektronların yayılması ile bir uygun seviyeye yükseltir. Şekil 5.1 bu işlem için gerekli elemanları göstermektedir:

- Işık akısını elektron akısına dönüştüren bir fotokatot.
- Elektron akısını odaklayan ve ivmelendiren bir elektron optik girdi sistemi.
- İkincil yayılım elektrotlarının serisini (daynotlar) içeren bir elektron çoğaltıcı ve bitişi.
- Çoğaltıcıdan elektron akısını toplayan ve çıkış sinyali elde edilen bir anot.



Şekil 5.1. Bir fotoçoğaltıcının elemanları (1956'da, 56 AVP esas alınarak Philips tarafından üretilen dünyanın ilk hızlı PMT' si.)

Bir fotoçoğaltıcının çalışmasını esas alan iki temel olgu, fotoyayınım ve ikincil yayınımdır.

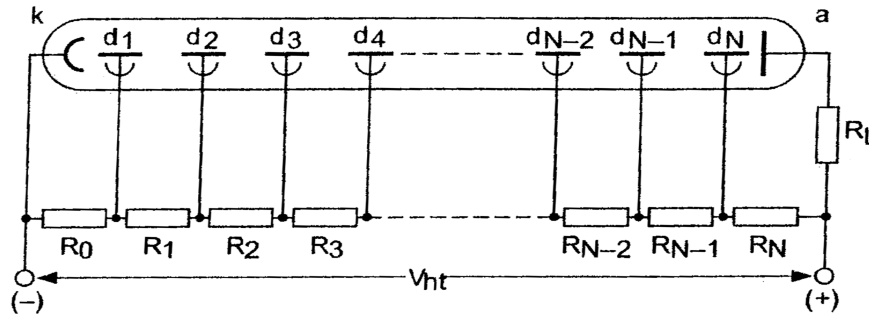
Başlangıçta üretilen fotonların bir kısmının, malzemenin bağlı elektronlarına tüm enerjisini aktarmasına neden olan fotoyayınım, bu elektronların bazılarının kurtulmaları için yeterli enerjiyi sağlarlar. Eğer ilk daynota çarpan bu fotoelektronların sayısı n_k ve daynotun kazancı g_1 ise oluşan ikincil elektronların sayısı $n_k g_1$ olur. O zaman, ikinci bir daynot g_2 kazancına sahipse, benzer şekilde $n_k g_1 g_2$ kadar elektron yayımlar. Bu süreç daynottan daynota gerçekleşip, elektronların en son toplandığı anota kadar tekrarlanır. Eğer N daynot sayısı ise, toplanan elektronların sayısı,

$$n_a = n_k \prod_{i=1}^N g_i \quad (5.1)$$

olur. Örneğin, her daynotun kazancı 4 ise, 10 daynotlu çoğaltıcının akım yükseltmesi(M),

$$M = \frac{n_a}{n_k} = \prod_{i=1}^{10} g_i = 4^{10} \approx 10^6 \quad (5.2)$$

olarak bulunur. Elektronlar, daynotlar arasında elektrik alan ile ivmelendirilir ve odaklanırlar. Gerekli potansiyel gradyentler, genellikle yüksek gerilim kaynağının kutupları karşısındaki bir gerilim bölücünden oluşur.



Şekil 5.2. Yüksek gerilim kaynağında gerilim bölücü

5.1. Fotokatot

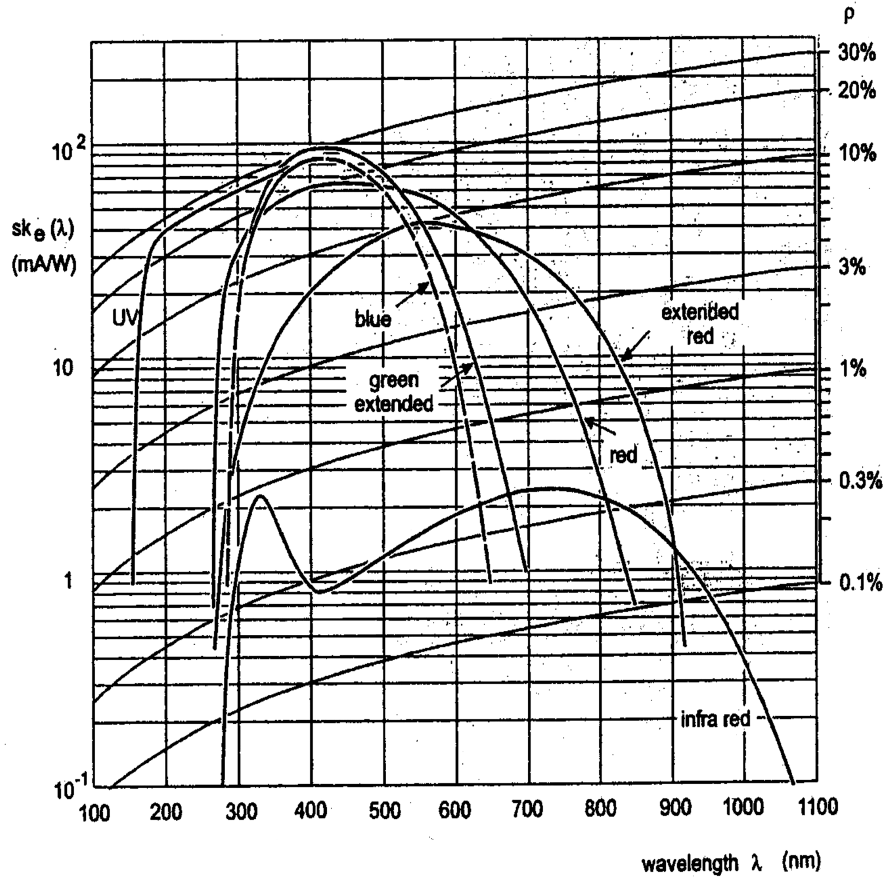
Genelde fotoçoğaltıcılar içinde kullanılan katotlar, bir fotoyansıtıcı yarı iletken yapılmıştır. Katotlar 2 çeşittir:

- Yarı saydam katotlar: En yaygın kullanılan çeşididir. Giriş penceresinin içerisine yerleştirilir. Elektronlar, gelen ışığa zıt taraftan yansıtılırlar. Bu katot büyük olup (10 ile birkaç yüz milimetre çapında), katotun yerleştirildiği pencere düz veya tümsek olabilir.
- Işık geçirmez katotlar: Tüp içerisindeki bir metal elektrot üzerine yerleştirilir. Elektronlar aydınlatılmış kısımdan yayımlanır. Bu alan odaklayıcı elektronların boyutlarından dolayı genelde birkaç santimetre kare ile sınırlandırılmıştır.

5.1.1. Standart türler

Çoğunlukla kullanılan fotokatot elemanları gümüş-oksijen-sezyum (AgOCs), antimon-sezyum (SbCs) ve bialkali ve trialkali bileşikleri olan SbKCs, SbRbCs ve $SbNa_2KCs$ ' dir. Dalgaboyunun fonksiyonları olarak farklı fotokatotların duyarlılık örnekleri Şekil 5.3' de görülmekte ve bunlar hassasiyet özellikleri tayfi olarak adlandırılmaktadır. Bunlar, metalin fotoyayınım eşliğinden dolayı uzun dalgaboylarında ve pencerenin geçirgenliğinden dolayı kısa dalgaboylarında sınırlıdır. Tablo 5.1, bazı standart fotokatotların özelliklerini verir.

Bialkali ve trialkali katotlarının duyarlık eğrileri, kalınlıklarının artırılması ile maviye hassasiyetin azalması karşılığında uzun dalga boylarına doğru kaydırılabilir. Buna trialkali S2OR (bazen S25 olarak adlandırılan) fotokatot örnek olarak verilebilir.



Şekil 5.3. Çeşitli fotokatot türleri için duyarlık özellikleri tayfi

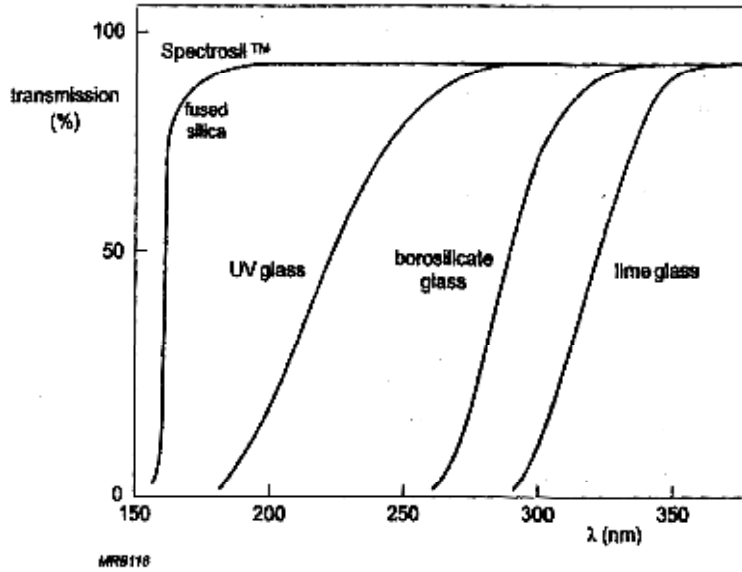
Tablo 5.1. Fotokatotların bileşimi ve tipik özellikleri

Tepki tayfının çeşidi	Bileşim	Pencere Çeşidi	Fotoyayınım eşiği (mm)	Maksimum duyarlıkta dalgaboyu (nm)	λ_{\max} 'da parıldama duyarlılığı (mA/W)	λ_{\max} 'da kuantum verimliliği (%)
S1(C)	AgOCs	1	1100	800	2.3	0.4
S4	SbCs ₃	1, 2, 3	680	400	50	16
S11(A)	SbCs ₃	1	680	440	60	17
(Super A)	SbCs ₃	1	700	440	80	22
S13(U)	SbCs ₃	2	680	440	60	17
S20(T)	SbNa ₂ KCs	1	850	420	70	20
S20R	SbNa ₂ KCs	1	900	550	35	8
(TU)	SbNa ₂ KCs	2	850	420	70	20
Bialkali (D)	SbKCs	1	630	400	85	26
Bialkali (green-extended)	SbKCs	1	700	440	90	28
Bialkali (DU)	SbKCs	2	630	400	85	26
Bialkali	SbNaK	1	700	400	50*	16*
Solar blind (SB)	CsTe	2	340	235	20	10

5.1.2. Giriş penceresi

Giriş penceresi malzemesi, kısa dalgaboyu bölgesinde duyarlılık tayfını sınırlamaktadır. Şekil 5.5 ve Tablo 5.2 bazı kullanılan camların özelliklerini

vermektedir. Bunların başlıcaları kesilme dalgaboyları 250 ve 300 nm arasında olan borosilicate cam (sert cam) ve kireçli cam (yumuşak cam), kesilme dalgaboyları 250 nm ve altında olan morötesi saydam camlarda ise eritilmiş silistir. Bazı uygulamalarda, yarı saydam katotlarla kullanılan pencereler, yansımayı azaltmak için buzlu cam haline getirilmiştir.



Şekil 5.4. Fotoçoğaltıcıların giriş pencerelerinde (kalınlığı 3 mm) kullanılan çeşitli camlar için dalgaboyu λ' nin bir fonksiyonu olarak (%) iletim

Tablo 5.2. Fotoçoğaltıcı pencerelerde kullanılan camların özellikleri

Type of window	Cut-off wavelength (decrease to (10%) (nm))	Refractive index	
		n	at λ (nm)
Kireçli cam	300	1.54	400
Sert cam	270	1.50	400
UV-cam	190	1.49	400
Erimiş silis	160	1.47	400
		1.50	250
Safir (Al_2O_3)	145	1.80	400
MgF_2	115	1.40	400
LiF	105	1.40	400

180 nm' den daha az olan morötesi ışınımı LiF veya MgF₂ ile bile, havanın soğurması nedeniyle sadece vakumda araştırılabilir. 105 nm' den daha küçük dalgalı boyları için saydam bir malzeme yoktur ve penceresiz fotoçoğaltıcıların boşaltılmış sistem içinde kullanılması gerekir. (Alternatif olarak, tek kanallı elektron çoğaltıcılar veya mikro kanallı levhalar kullanılabilir.)

5.2. Elektron Odaklama Giriş Sistemi

Elektron odaklama giriş sisteminin amacı, ilk daynotun kullanışlı alanı üzerinde bulunan bütün fotoelektronları odaklamaktır. Eğer fotokatot saydam değilse, bu içsel elektrot yapısının bir kısmını oluşturur ve giriş sistemi basit olabilir. Bununla beraber, giriş penceresi üzerine konulan fotokatot, yarı saydam türünde ise ve özellikle de büyükse, bu sistem kompleks hale gelir ve bir veya birçok elektrot eklenebilir.

Giriş sisteminin iki temel ihtiyacı karşılaması gerekir:

- İlk hızlarına ve fotokatotun neresinden oluştuğuna bakılmaksızın, ilk daynotta maksimum elektron odaklanabilmesi gerekir. İlk daynotun kullanışlı alana gelen elektronların sayısı ile katot tarafından yayımlanan elektronların toplam sayısı arasındaki oran, toplama verimi olarak adlandırılır. Bu oran dalgalı boyu ile değişir, fakat genelde %80' den büyüktür.

- Elektronların, katot ve ilk daynot arasındaki iletim süresi, ilk hızlarından ve başlangıç noktasından mümkün olduğunca bağımsız olması gerekir. Bu, hızlı tepkili fotoçoğaltıcılar için de özellikle önemlidir. Bu nedenle, bunlar çok karmaşık giriş sistemlerine sahiptirler.

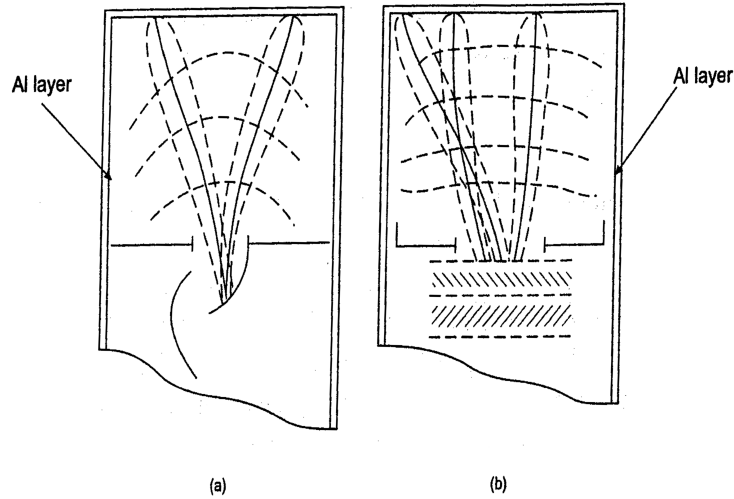
5.2.1. Genel amaçlı tüpler

Şekil 5.5, genel amaçlı iki fotoçoğaltıcının giriş sistemi geometrisini gösterir:

Odaklayıcı tüpler ve Venedik stili (venetian-blind) tüplerdir. Her ikisi de,

- katottan,
- tüp içinde buharlaştırılarak oluşturulan ve katota bağlı olan bir alüminyum tabakadan,
- ilk daynotun potansiyeline sahip, ivmelendiren bir elektrottan, oluşur.

Üç elektrot, katot ve ilk daynot arasında elektronun izleyeceği yolu belirleyen elektrik alanı meydana getirir. Kesikli eş potansiyel çizgileri, alanın şeklini gösterir. Kesiksiz çizgiler ise katotun farklı bölümlerinden ilk hızlı yayılan elektronların aldığı yolu gösterir.



Şekil 5.5. Bir fotoçoğaltıcının elektron-odaklama girişi ile (a) Daynotların odaklanması (b) Eşgerilim doğrularını ve elektronların izlediği yolları gösteren Venedik stili daynotları

Elektronlar katotta aynı noktadan oluşsalar bile, ilk hızlarının bölünmesinden dolayı ilk daynota ulaştıkları yere göre bir dağılım gösterirler (Şekil 5.5). Fotoelektronların iyi odaklanması ve ilk daynotun alanının büyüklüğü, toplama verimi destekleyen iki faktördür. Odaklama elektrotunun herhangi bir boşluğunda belirlenen merkezde elektrotu iki parçaya bölerek, Venedik stili olan ilk daynotun neredeyse mükemmel bir asimetrik olmasını sağlamak mümkündür (Şekil 5.5 (b)).

5.2.2. Hızlı-tepkili tüpler

Hızlı-tepkili tüpler için, ilave koşul vardır: Bu koşul da, katot ve ilk daynot arasındaki iletim süresindeki değişimleri minimum tutmaktır. Bu değişimler iki bileşenden oluşur:

- Aynı noktadan oluşan elektronların, ilk hızlarının bölünmesinden kaynaklanan kromatik bileşendir. İlk hız vektörü, E_n enerjisine karşılık gelen ve katota dik olan v_n hız bileşenine, benzer şekilde bir E_t enerjisine karşılık gelen ve katota teğet olan bir v_t hız bileşenine ayrılabilir. İlk hızsız bir elektron yayınımda, iletim süresi göz önünde bulundurulduğunda, ilk hızın dik bileşeninden kaynaklanan iletim süresindeki azalma (Δt_n):

$$\Delta t_n = \frac{1}{\varepsilon e} \sqrt{2m_e \Delta E_n} \quad (5.1a)$$

ile ifade edilir. Buradaki, ε katot yüzeyindeki elektrik alanın büyüklüğü, e elektronun yükü ve m_e ise elektronun kütlesidir.

Hızın paralel bileşeni aynı zamanda iletim süresindeki belirsizliklere katkıda bulunur. İlk hızsız bir elektron yayınımda, iletim süresi göz önünde bulundurulduğunda, ilk hızın paralel bileşeninden dolayı, iletim süresindeki artma (Δt_t) ise,

$$\Delta t_t \approx \frac{r}{v} \quad (5.1b)$$

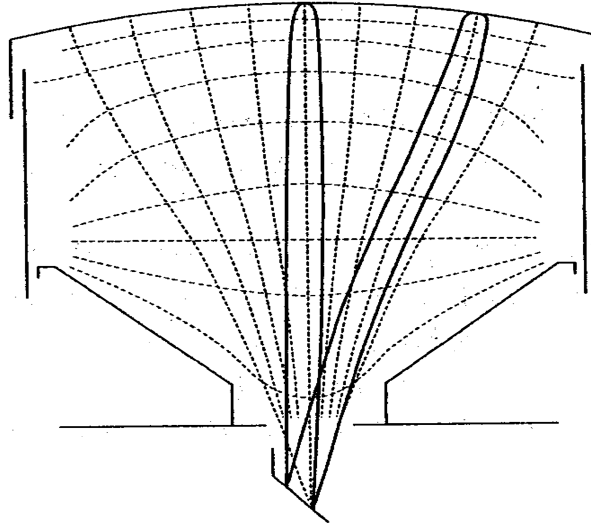
ile verilir. Burada r elektronun yörünge yarıçapı, v ise ilk daynota çarpma hızıdır.

- Bir geometrik bileşen, katot üzerindeki farklı noktalardan kaynaklanan farklı uzunlukların olmasından dolayı, birincil yollar arasındaki iletim sürelerindeki farklılıklardan elde edilir. Elektronların aldığı yolda elektrik alanın homojen olmaması, bu olayın gerçekleşmesine katkıda bulunan etkendir. Sıfır ilk hızla yayımlanan ve $L + \Delta L$ uzunluğundaki yollar boyunca düzgün bir elektrik alanından geçen iki elektronun iletim zamanları arasındaki fark:

$$\Delta t = \Delta L \sqrt{\frac{m_e}{2e\epsilon L}} \quad (5.2)$$

olur.

(5.1) ve (5.2) denklemlerinden görüldüğü üzere, iletim süresindeki değişimler, katot yüzeyindeki elektrik alan büyüklüğünün arttırılmasıyla ve katot-ilk daynot bölgesinde elektron yol uzunluklarının aralarındaki farklılıkların azaltılmasıyla küçültülebilir. Bu ise, hızlı tepkili fotoçoğaltıcılarda, bir konkav katot ile bir veya bir çok odaklayıcı elektrot kullanılarak yapılır (Şekil 5.6).

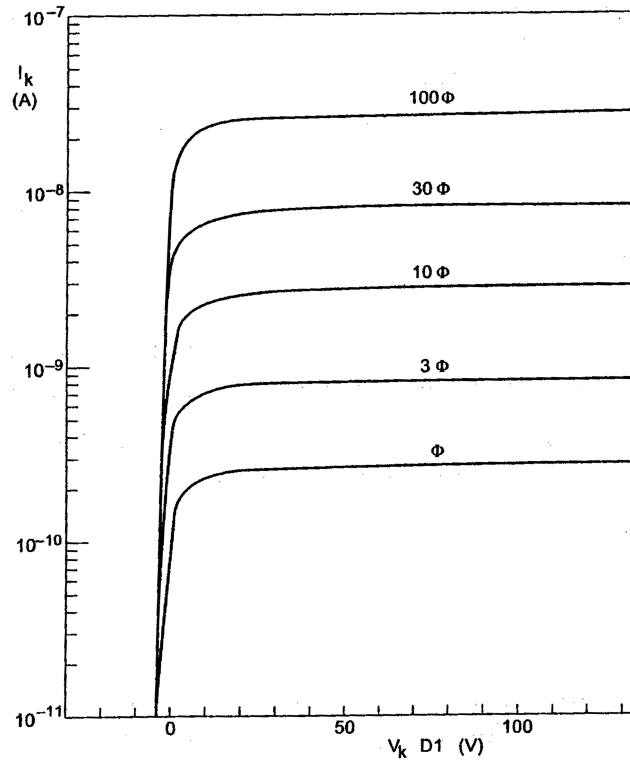


Şekil 5.6. Çok hızlı fotoçoğaltıcı giriş penceresi için bir örnek

5.2.3. Katot akım doygunluğu

Şekil 5.7, bir çok akı değerine karşılık, katot ve ilk daynot arasında uygulanan gerilimin bir fonksiyonu olarak, fotoakım değişiminin örneğini göstermektedir. Fotoelektronların ilk hızları genelde sıfır olmadığından, katot ve ilk daynot arasında potansiyel fark sıfır olsa bile, bazıları ilk daynot tarafından toplanabilir. Bu, ilk daynot katota göre negatif yapılarak durdurulabilir. Fotoakımındaki bu gerilim kesilme gerilimi olarak adlandırılır. Bu gerilim, dalgaboyuna, fotokatot malzemesine ve giriş sistemi tasarısına bağlıdır ve asla birkaç volttan daha yüksek olamaz. İlk

daynot, fotokatoda göre daha pozitif yapıldığı için, bu fotoakım bir doygunluk değerine ulaşmak ister. Doygunluk değerine ulaşılmasını sağlayan gerilim, fotokatot bileşimi ve yapısına, fotoelektronların ilk hızlarındaki değişime ve toplanma elektrotların yerleşimine bağlıdır. Fotoçoğaltıcının çeşidine bağlı olarak, bu doygunluk gerilimi birkaç volt ile birkaç 10 Volt arasındadır. Bu akım doygunluğu, şekilden de görüldüğü gibi, gelen akı ile orantılıdır.



Şekil 5.7. Parametre olarak görelî akı ile katot-ilk daynot arasındaki gerilimin bir fonksiyonu olarak fotoakımı değişimi

5.3. Elektron Çoğaltıcı

Elektron çoğaltıcıyı oluşturan daynotlar, aralarındaki elektrik alanlarından dolayı, her bir daynottan yayımlanan elektronların bir sonrakine birkaç yüz elektron-voltluk enerjiyle çarpmasına neden olacak şekilde düzenlenirler. İkincil yayınının bir sonucu olarak gerekli çoğaltmayı vermek üzere, elektrotların sayısı daynottan daynota artmasına karşılık, bir daynottan yayımlanan elektronların bir kısmı bir sonraki daynota ulaşamazlar. Çoğaltıcının her bir daynotu arasındaki boşluğu, bir

toplama verimi n ile nitelendirilir. d_i ve d_{i-1} daynotları arasındaki V_i geriliminin her ikisi için de artan fonksiyonları, i . daynotun ikincil yayılım katsayısı δ_i ve ondan önce gelen boşluğun toplama verimi n_{i-1} , d_i ve d_{i-1} ' in fonksiyonlarıdır. (δ_i , n_{i-1} ifadesinden daha hızlı artan bir orana sahiptir.). n_{i-1} ve δ_i çarpımları, uygulanan V_i geriliminin üssüyle değişir:

$$n_{i-1} \delta_i = k_i V_i^\alpha \quad (5.3)$$

olur. Buradaki k_i bir sabit, α ise genellikle 0.65- 0.75 arasındadır.

Kazancı göstermek için, i . daynotun ikincil yayılım faktörü olan δ_i ' yi onu hemen takip eden daynot arası boşluğun toplama verimi olan n_i ile ilişkilendirmek daha uygundur. i . daynotun g_i kazancı o zaman,

$$g_i = \delta_i n_i \quad (5.4)$$

olur ve çoğaltıcının toplam M kazancı,

$$M = \prod_{i=1}^N g_i \quad (5.5)$$

elde edilir. Buradaki N , daynot sayısıdır.

Çoğaltıcı, bütün daynotların (bazen ilk birinci (veya ikinci) ile son daynot istisnadır.) özdeş olmasından dolayı tekrarlı yapıdadır. Elektron yörüngeleri oldukça kavisli olduğundan, ilk daynot arası boşluk, elektron optik girdi sistemi ile çoğaltıcının tekrarlı bölümü arasında kritik bir bağ oluşturur. Bundan dolayı, yüksek gerilim diğer daynotlar arasında uygulanır.

Her aşamanın kazancı, istatistiksel bir ortalama civarında dalgalanır. Aynı durum,

- ikincil yayınım katsayısının arttırılmasıyla,
 - ikincil yayınım katsayısının sabit hale getirilmesiyle,
 - aşamaların toplama verimlerinin eşitlenmesiyle,
- azaltılabilir.

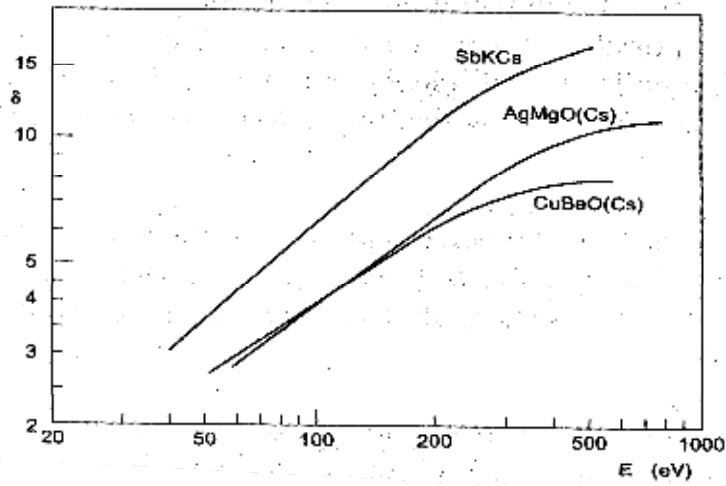
İlk daynot ve anot arasındaki elektron geçiş süresi de giriş sistemindeki gibi aynı,

- elektronun ilk hızındaki değişimler,
 - elektronun izlediği yoldaki değişimler,
- sebeplerden dolayı dalgalanır.

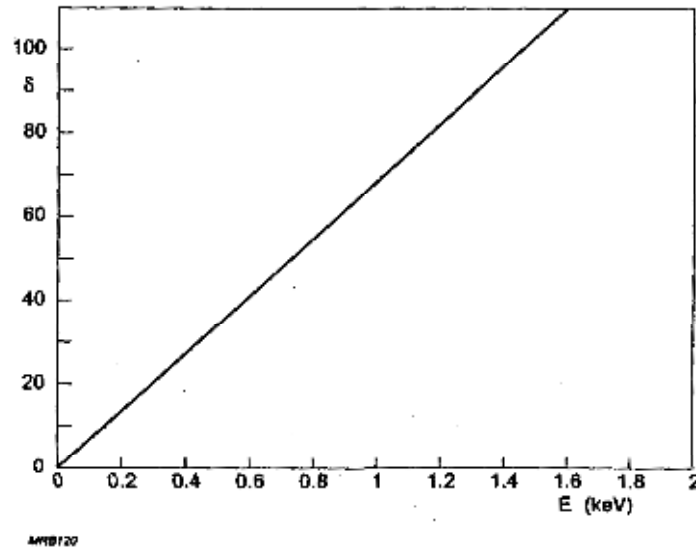
Çoğaltıcıların tepki zamanını ve kazancını kontrol eden en önemli başlıca faktörler, daynotların malzemeleri ve geometrileridir.

5.3.1. Daynot materyalleri

Yeterli ikincil yayınım katsayılarına sahip olan materyaller ya yalıtkanlar ya da yarı iletkenlerdir. Daynotların yapıları için, genelde AgMg, CuBe ve NiAl kullanılır. Bunlar, kendilerine ait kullanışlı yayınım katsayılarına sahip değildir. Ancak, yüzeylerinde MgO, BeO ve Al₂O₃ gibi oksitler oluşturularak bu katsayı kullanışlı hale getirilir. Fotokatodu oluşturmak için kullanılan alkali metaller, daynot yüzeylerinin elektron ilgisini azaltmaya yarar. Bazı fotoyansıtıcı malzemeler de oldukça iyi ikincil yansıtıcıdırlar ve hem fotokatotlarda, hem de daynotlarda aynı şekilde işleme tabi tutulur ve aynı şekilde konulurlar. Şekil 5.8 bazı tipik yüzeylerin ikincil yayınımına örnekler verir.



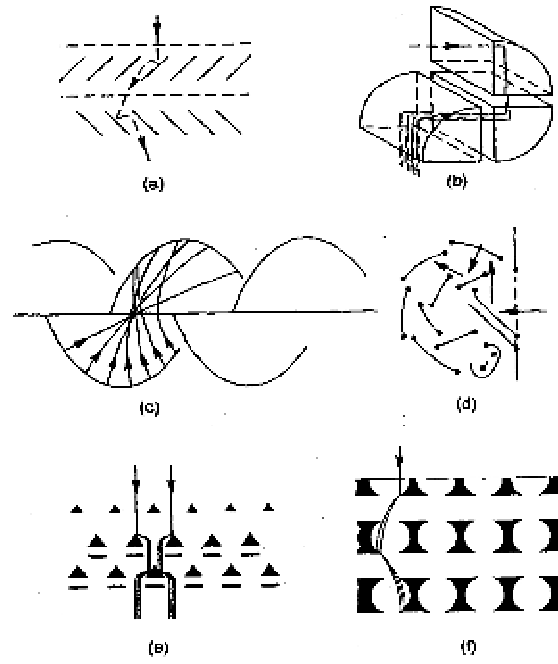
Şekil 5.8. Çoğunlukla başlangıç elektron enerjisinin fonksiyonu olarak kullanılan 3 daynot malzemesinin ikincil yayılım katsayıları



Şekil 5.9. Başlangıç elektron-enerjisi fonksiyonu olarak GaP(Cs)' nin ikincil yayılım katsayısı

5.3.2. Daynot geometrisi

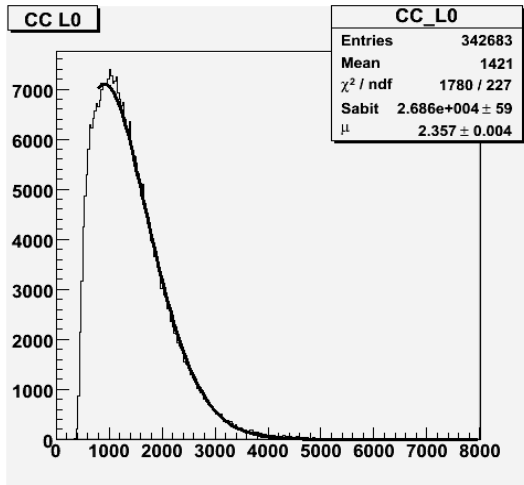
Doğrusal odaklayıcı daynotlar (Şekil 5.10(c)): Bu daynotlar, çoğaltıcı boyunca elektron yollarının etkin odaklanmasını sağlamak için tasarlanır. Bu odaklanma, aşamalar ve yapılar arasındaki geçiş sürelerini azaltır ve çok hızlı tepki vermeyi sağlar. Giriş elektron odakları ve çoğaltıcılar arasında en iyi bağın elde edilmesine ihtiyaç duyulduğundan, ilk daynotlar diğerlerinden farklı olarak şekillenip, düzenlenir [5].



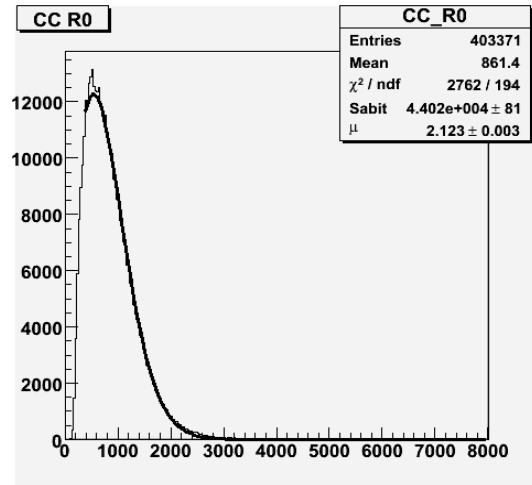
Şekil 5.10. Daynot Biçimleri: (a) Venedik stili (b) Kutu (c) Doğrusal Odaklama (d) Dairesel Kafes (e) Izgara (f) Metal Yaprak

BÖLÜM 6. SONUÇLAR VE ÖNERİLER

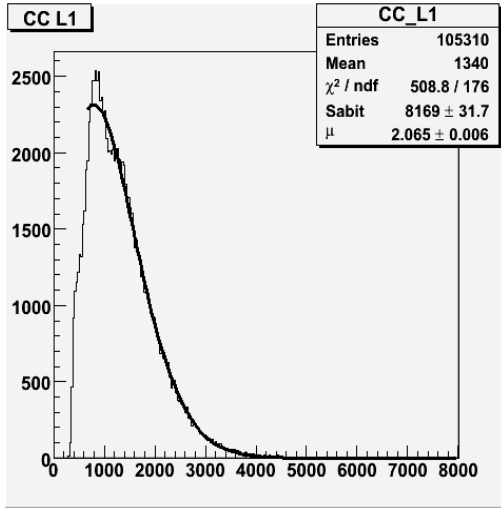
Bölüm 3.4’ de geniş bir şekilde özellikleri anlatılan sayaçlardan sintilatöre gelen veriler histogram şeklinde elde edildikten sonra, bütün histogramlar Poisson fonksiyonuna fit edilince (fit işlemi Bölüm 4.2’ de verilmiştir.), her bir sayaç için birim uzunluk başına düşen fotoelektron sayısı (μ) elde edilmiştir (Şekil 6.1-6.6).



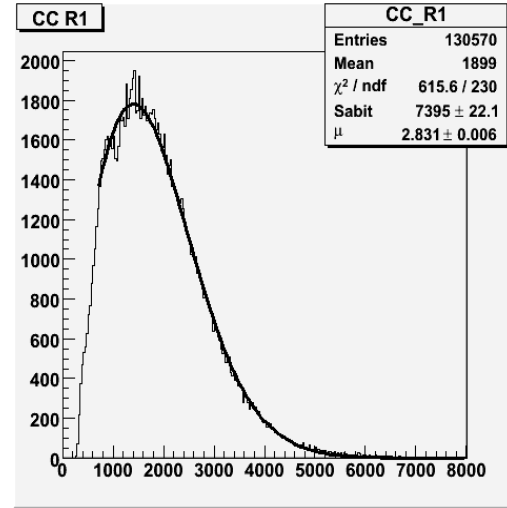
Şekil 6.1. ADC Spektrumunda L0 Sayacı



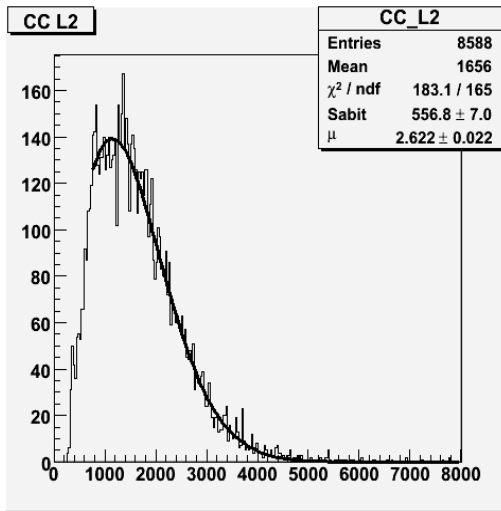
Şekil 6.2. ADC Spektrumunda R0 Sayacı



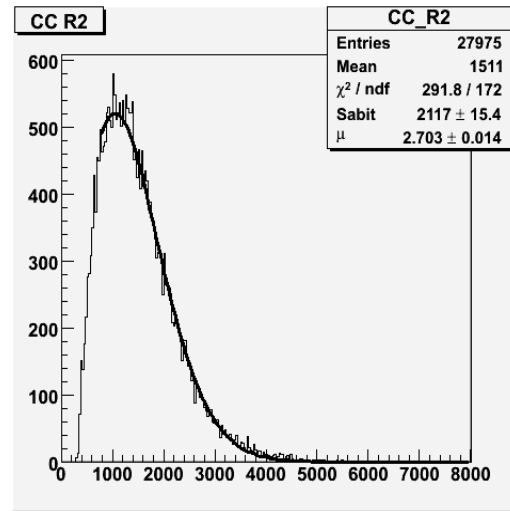
Şekil 6.3. ADC Spektrumunda L1 Sayacı



Şekil 6.4. ADC Spektrumunda R1 Sayacı

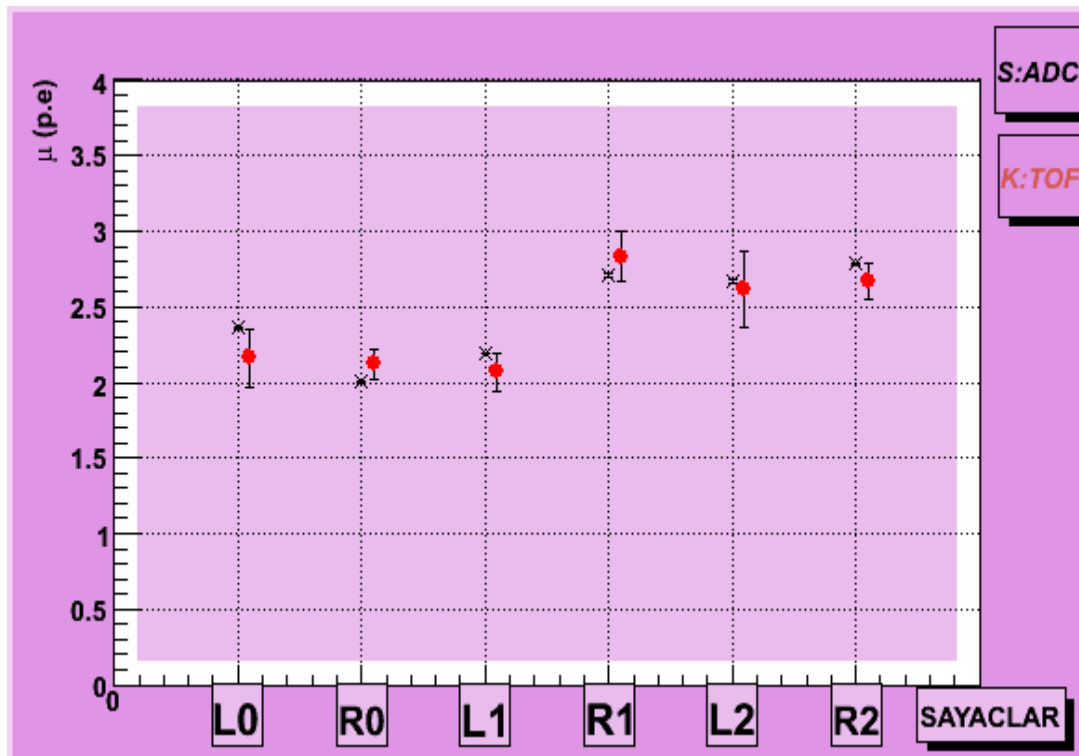


Şekil 6.5. ADC Spektrumunda L2 Sayacı



Şekil 6.6. ADC Spektrumunda R2 Sayacı

Her bir sayaç için bulunan μ değerleri (Siyah renkteki noktalar ile) Şekil 6.7' de bir grafikte toplanmıştır. Aynı grafikte, diğer bir analiz metodu olan TOF Analizinden gelen μ değerleri (Kırmızı renkteki noktalar ile) de karşılaştırma yapmak üzere verilmiştir. TOF Analizi, Çerenkov sayacıyla TOF sintilatörünün olay sayılarının kıyaslanmasını içeren bir analizdir.



Şekil 6.7. ADC Analizi için μ değerleri grafiği ve TOF Analizi ile Karşılaştırılması

Tablo 6.1’ de görüldüğü gibi ADC analizi ile elde edilen sonuçlardaki hatalar çok küçük olup tipik olarak % 0,2 olup istatistiksel kökenli iken, bunun tersine TOF analizi ile elde edilen sonuçlardaki hatalar ise ortalama % 3,4 civarında olup, sistematik kökenlidir.

Tablo 6.1. İki analiz için hesaplanan ortalama fotoelektron sayıları

SAYAÇLAR	$\mu \pm$ İstatistik Hata (ADC)	$\mu \pm$ Sistematik Hata (TOF)
L0	$2,357 \pm 0,004$	$2,16 \pm 0,25$
R0	$2,123 \pm 0,003$	$2,12 \pm 0,22$
L1	$2,065 \pm 0,006$	$2,07 \pm 0,23$
R1	$2,831 \pm 0,006$	$2,83 \pm 0,41$
L2	$2,622 \pm 0,022$	$2,62 \pm 0,45$
R2	$2,703 \pm 0,014$	$2,67 \pm 0,38$

Her sayaç için iki analizden gelen $\langle N_{pe} \rangle$ (yani μ) değerleri 2 ile 2,5 arasında değişmektedir. Sayaçların manyetik alanlı (bobinden tarafından oluşturulan) bir ortamda olmalarına rağmen, elde edilen $\langle N_{pe} \rangle$ değerlerinin oldukça iyi olduğu söylenebilir.

Aynı ebattaki sayaçların verdiği sonuçlar aşağı yukarı birbirlerine yakın olup, sadece orta büyüklükteki sayaçlarda bu durum gözlenememiştir. Burada soldaki orta boy sayacın μ değerinin sağdakine oranla düşük kalması bu sayaçta küçük bir sorunun olabileceğini göstermektedir.

İki analizin sonuçları arasındaki farklar 1σ (hata payı) bölgesindedir. Yani her iki analizin sonuçlarının birbirlerini destekler nitelikte olduğu söylenebilir. Bu durum fit analiz metodunun güvenilirliğini arttırmakta ve doğrulamaktadır.

KAYNAKLAR

- [1] http://tr.wikipedia.org/wiki/Par%C3%A7ac%C4%B1k_fizi%C4%9Fi, Mart 10-16, 2008.
- [2] TONGUÇ, B., et al., The Blast Čerenkov Detectors, Nucl. Instr. And Methods in Physics Research A 553, 2005; 364-369.
- [3] HIGINBOTHAM, D. W./, Nucl. Instr. And Meth. in Physics. Res. A 414, 1988; 332-339.
- [4] KAWAI, H. et al./, Tests of a Čerenkov counter
- [5] PHOTONIOUS, P., Photomultiplier tubes, International Marketing, 1994, 125-127
- [6] LYONS, L., Statics for nuclear and particle physicists, Cambridge Üniversitesi Yayınları, 1992.
- [7] Particle Data Group Authors HAGIRAWA. K., Physical Review, D 66, 2002; 209-210.
- [8] PERKINS, D. H., Introduction to High Energy Physics, 1987.
- [9] GRIFFITS, D., Introduction to Elementary Particles, 1987.
- [10] <http://mitbates.lns.mit.edu/bates/control/main>, Nisan 11-15, 2008.
- [11] <http://www.fizikogretmeni.com/cerenkov-etkisi/>, Haziran 20-24, 2007.
- [12] <http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/hbase/relativ/vec4.html>, Nisan 11-15, 2008.
- [13] <http://www.nuveforum.net/105-fizik-taslaklari/6795-cerenkov-radyasyonu/>, Haziran 6-10, 2007.

EKLER

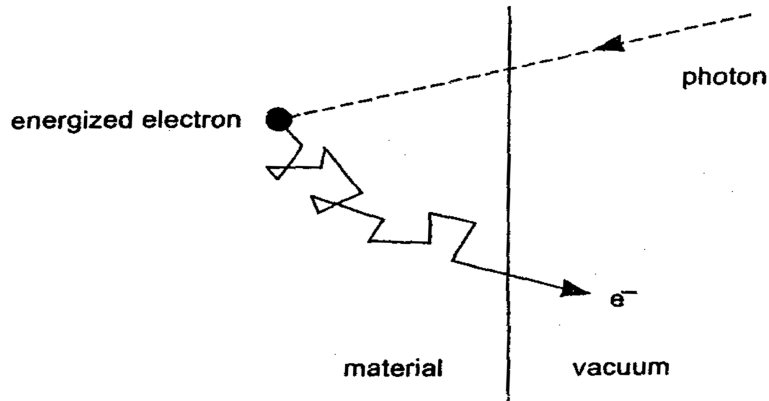
Ek A. Fotoçoğaltıcıların Fiziği

A.1. Fotoyayınım

Tanımlamak amacıyla, fotoemisyon üç kısma ayrılabilir (Şekil A.1.):

- Soğurulan fotonlar, malzemedeki elektronlara enerji aktarırlar.
- Enerji kazanan elektronlar, enerjilerinin bir kısmını kaybederek malzeme boyunca yayılırlar.
- Yüzeğe gelen elektronların yeteri kadar fazla enerjiye sahip olanları malzemedен kurtulurlar.

Fotoyayınımına yatkın malzemeler üzerine gelen fotonların tamamı elektron yayınımına sebep olmaz. Yayınlanan elektronların sayısının, gelen fotonların oranına kuantum verimliliği denir. Foton soğurulması gözlenen durumlardan ve fotoemisyon sürecinin her bölümünde meydana gelen enerji kayıplarından dolayı, kuantum verimliliği her zaman 1' den küçüktür. Buna etki eden faktörler, gelen ışığın dalgaboyu, niteliği ve fotoyayınımına yatkın malzemenin kalınlığıdır.

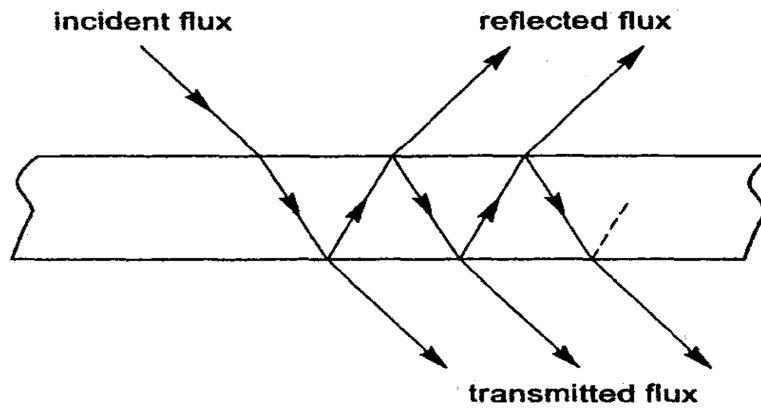


Şekil A.1. Fotoyayınım

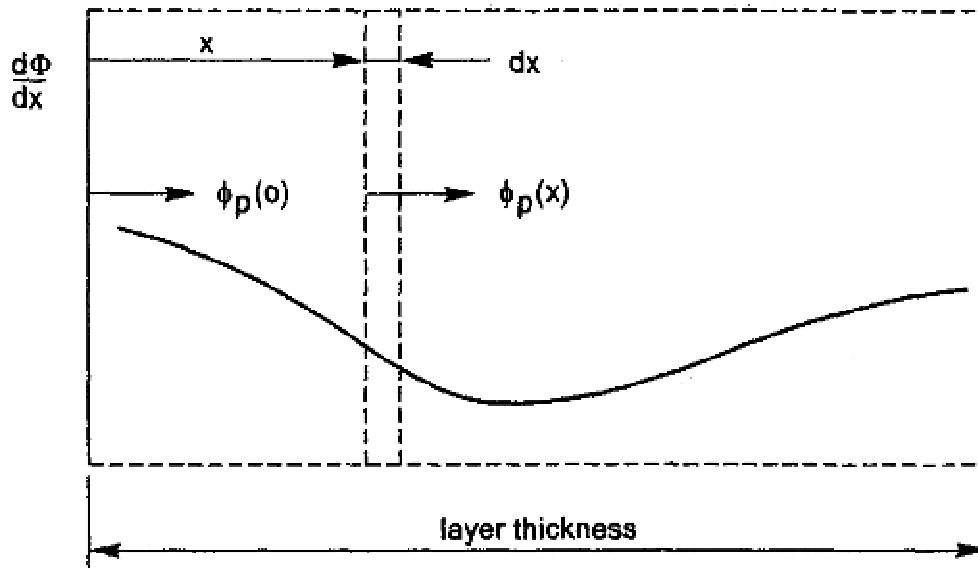
A.1.1. Foton soğurulması

Işık, fotoyayınımına yatkın malzemenin bir tabakasına çarptığında, ışığın sadece bir kısmı malzemedeki elektronlara enerji verir. Geriye kalanı ya sadece tabakanın ön veya arka yüzünden yansır, ya da tabakadan doğrudan geçer ve bunlar bu nedenden dolayı fotoemiyon sürecine katkıda bulunmazlar (Şekil A.2). Metalik tabakalar ışık spektrumunun görülebilir bölgesinde oldukça yansıtıcıdırlar. Yarı iletken tabakalarda yansıtıcılık daha az olup, dalgaboyuna ve tabakanın kalınlığına bağlı olarak, 0,5' den daha küçük bir yansıma katsayısına sahiptir.

Tabakadaki bu soğurmanın basit izahı, nadiren yapılabilir. Fotokatot tabakasının kalınlığından (1 mikronun birkaç 100 katı ile birkaç 10 katı arasında) dolayı iç yansıma meydana gelir ve girişim etkileri toplam soğurmayı artırır. Şekil A.3, bir yarı iletken tabakasının yüzeyinden x uzaklığında soğurulan foton akılarındaki değişimlerin $\frac{d\Phi_p}{dx}$ bir örneğini göstermektedir.



Şekil A.2. Yarı saydam tabakada ışığın iletimi ve yansımaları



Şekil A.3. Fotoyayınma yatkın tabakada relativistik foton soğurulması $\frac{d\phi}{dx}$

Yüzeyle olan uzaklığın bir fonksiyonu olarak, akının soğurulması,

$$\frac{d\Phi_p(\nu, x)}{dx} = -\alpha(\nu) \Gamma(x) \Phi_p(\nu, x) \quad (\text{A.1})$$

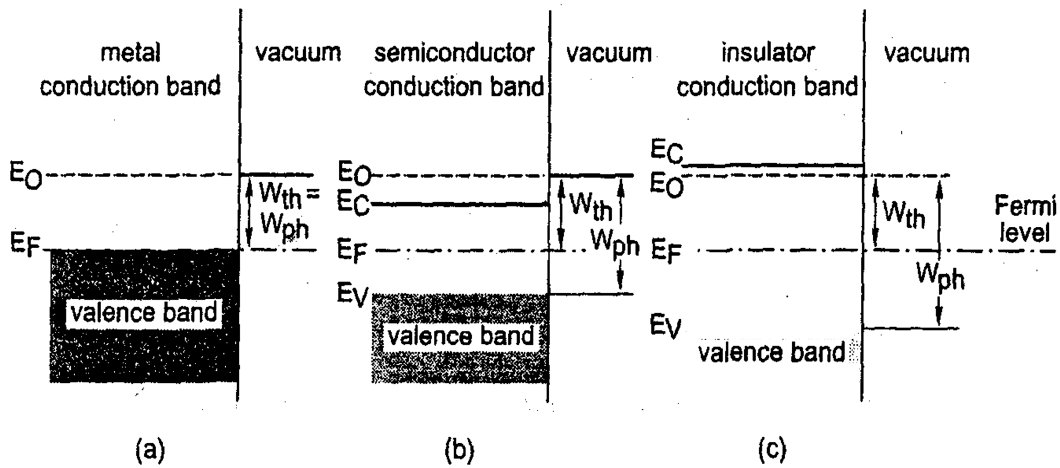
genel denklemleri ile gösterilebilir. Burada $\alpha(\nu)$ malzemenin soğurma katsayısıdır, kompleks fonksiyon $\Gamma(x)$ ise tabakanın her iki yüzeyinde meydana gelen

yansımaların etkisini hesaba katar. Eğer tabaka yeterince kalınsa (teorik olarak yarı sınırsız), $r(x)$ terimi 1' e doğru yaklaşır ve bu soğurma üs kuralını takip eder:

$$\Phi_p(\nu, x) = \Phi_p(\nu, 0) [1 - r(\nu)] \exp[-\alpha(\nu).x] \quad (\text{A.2})$$

Denklemdaki $\phi_p(\nu, x)$ akı, $r(\nu)$ ise giriş yüzeyindeki yansıma katsayısıdır.

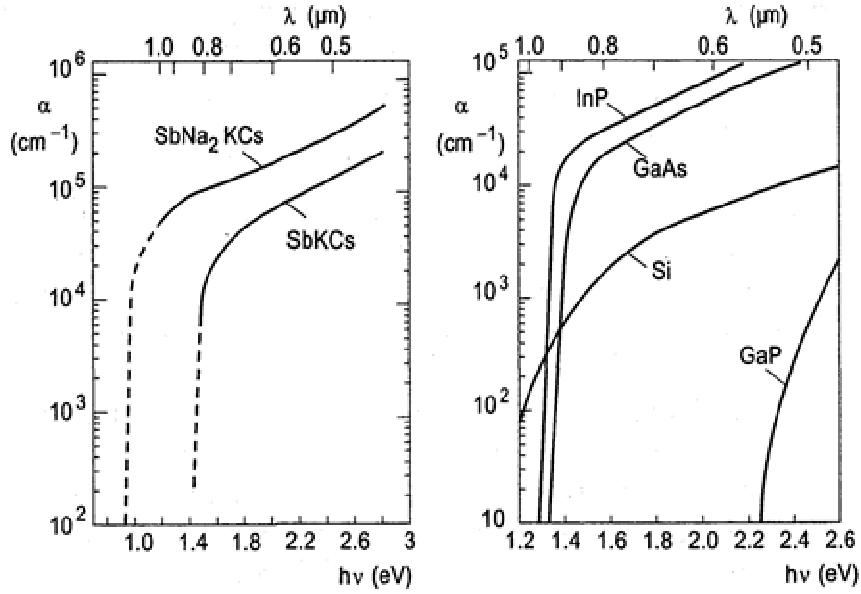
Soğurma katsayısı $\alpha(\nu)$, fotonların $h\nu$ enerjisine ve tabakayı oluşturan malzemenin enerji bant yapısına bağlıdır. Şekil A.4, tipik metallerin, yarı iletkenlerin ve yalıtkanların enerji bant yapılarını göstermektedir. Metallerde bütün yüksek enerji seviyeleri tamamen boşken, iletim bandı (en azından çok düşük sıcaklıkta) Fermi seviyesine kadar doldurulur. Eğer foton enerjisi, Fermi seviyesi E_F ile boşluk seviyesi E_0 ' ı ayıran W_{th} farkından daha büyükse, iletim bandındaki elektronların fotonlar tarafından uyarılmaları ve boşluğa yayılımı mümkündür. Yarı iletken veya yalıtıkanda Fermi seviyesi yasak bölgededir ve oda sıcaklığında bile iletim bandının doluluğu genellikle yeteri kadar fotoelektrik etkiyi destekleme konusunda oldukça düşüktür. Bundan dolayı, elektronlar sadece valans bandının en üst kısmından yayımlanabilir.



Şekil A.4. Enerji bantları (a) metalde (b) yarıiletkende (c) yalıtıkanda.

Şekil A.5, yarı iletkenlerin birkaç türü için, gelen fotonların $h\nu$ enerjisinin bir fonksiyonu olarak soğurma katsayısı $\alpha(\nu)$ ' nün değişimini göstermektedir. Birçoğu

için bu soğurma katsayısı, $h\nu > E_g$ için (E_g , yarı iletkenin yasak enerji aralığı) $10^4/\text{cm}$ ' den daha büyüktür. 10 nm' nin birkaç katı kalınlıklarındaki (çoklu alkali katotlarda) girişim etkilerinden dolayı, gelen radyasyonun büyük bir kısmı soğurmaya uğrar. Yasak enerji aralığından daha küçük olan foton enerjileri için, soğurma katsayısı hızla azalır.



Şekil A.5. Çeşitli fotoyayınma yatkın tabakalardan dolayı foton enerjisi $h\nu$ ' nün bir fonksiyonu olarak soğurma katsayıları

Şekil A.3' de görülen dx kalınlığındaki bir dilimde, foton enerjisinin iletimi ile uyarılan elektronların sayısı olan n , akı soğurması ile orantılıdır (Denklem A.1).

$$\frac{dn}{dx} = -\alpha_e \frac{d\Phi_p(\nu, x)}{dx} \quad (\text{A.3})$$

Burada α_e elektronları uyararak soğurulmuş fotonların kesrini gösterir. Görülebilir ışık için α_e genellikle 1' e eşittir.

A.1.2. Elektron yayılması

Uyarılmış elektronun yayımlanma ihtimali, fotokatot yüzeye geçişi kontrol eden enerji kaybı sürecine bağlıdır. Bu süreç, fotokatotun metal veya yarı metal olmasına göre değişir.

Metallerde iletim bandı, kristal örgü ile termal dengedeki serbest elektronlarla kısmen doludur. İletim bandındaki uyarılmış bir elektron, fazlalık enerjisini malzemedeki serbest elektronlarla üst üste çarpışmalar sonucu yitirecektir ve oldukça kısa mesafe ilerledikten sonra kendi termal dengesini tekrar kazanacaktır. Elektronlar yüzeyden kurtulmak için fazla enerji gerektirdiklerinden, sadece yüzeye çok yakın uyarılanlar fotoyayınma katkıda bulunabilir. Kurtulma derinliği, birkaç atomik yarıçapı seviyesindedir.

Yarı iletkenlerde iletim bandı hemen hemen boştur. Uyarılan elektronların, iletim bandında yayılan diğer serbest elektronlarla çarpışma olasılığı çok düşüktür. Enerji kaybı kristal örgüden dolaydır (fononların meydana gelmesi). Şöyle ki, uyarılmış elektronlar (sıcak elektronlar) termal dengeye ulaşınca kadar malzeme boyunca oldukça uzun yol alabilir. Termal dengeye ulaştıktan sonra holler ile tekrar birleşmeden ve valans bandına dönmeden önce iletim bandının dibine doğru büyük mesafe (birkaç mikrona kadar) alarak yayılır. Metallerde yarı iletkenin yüzeyindeki enerji engelinin olması termal dengede elektronların yayınlanmasını imkânsız hale getirir. Sadece fazlalık enerjiye sahip elektronlar boşluğa geçebilirler. Elektron-fonon başına düşen ortalama enerji kaybı 0,05' dir ve iki çarpışma arasında esas alınan serbest yol, kurtulma derinliği onlarca nanometre olabildiğinde 2,5 nm-5 nm arasındadır.

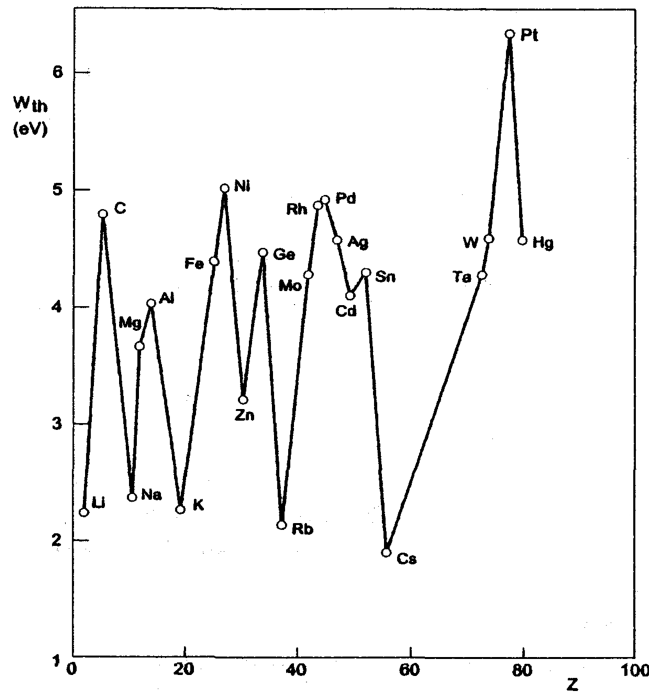
Negatif elektron ilgisine ulaşmak için bazı yarı iletkenlerdeki yüzey engelini değiştirmek mümkündür. Böylece, iletim bandının temel seviyesi üzerinde birkaç kT lik enerjiye sahip olan termal dengedeki elektronlar bile boşluğa yayımlanabilir. Kurtulma derinliği o zaman termal dengedeki elektronların yayılma mesafesine eşit hale gelir, yani birkaç mikron artar.

A.1.3. Yüzey engeli

Elektronların boşluğa geçiş sisteminin anlaşılması için, ilk önce metallerin durumuna bakılır (Şekil A.4(a)). İletim bandında, Fermi seviyesinden (E_f) daha yüksek olan bütün enerji seviyeleri neredeyse boştur. Boşluktaki bir elektronun E_0 potansiyel enerjisi, Fermi seviyesini termiyonik iş fonksiyonu olarak adlandırılan W_{th} niceliği kadar aşar.

$$W_{th} = E_0 - E_f \quad (A.4)$$

Boşlukta yayımlanabilmesi için, metalde en yüksek enerji seviyesinde bulunan bir elektron, bu potansiyel engeli aşmak için yeterli kinetik enerjiyi kazanmak zorundadır. Bu ilave enerji, ya artan sıcaklık ile ya da yeterli enerjiye sahip foton ile sağlanabilir. Bu durumda, termiyonik iş fonksiyonu W_{th} ile fotoyayınım eşiği W_{ph} aynıdır (Şekil A.4(a)). Bu nedenle, bir metalden gelen ışık $h\nu \geq W_{th}$ enerjisine sahip olursa fotoyayınım oluşur. Çoğu metallerin W_{th} ' si 3 eV' tan büyüktür. W_{th} , sadece alkali metallerde (Li, Na, K, Rb, Cs), görünür ışıktaki fotoyayınım için yeterince küçüktür (Şekil A.6).



Şekil A.6. Atom numarası sırasına göre, saf metallerin iş fonksiyonları

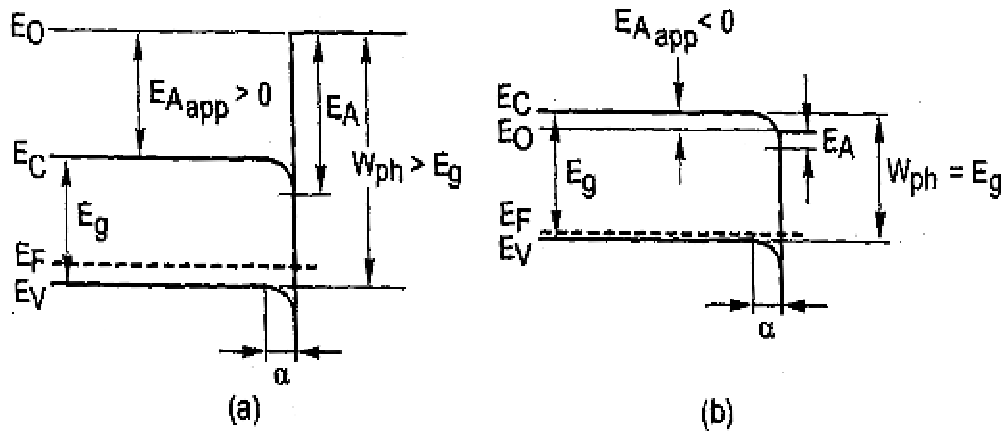
Örnek olarak Fermi seviyesi yasak bantta olan bir yarı iletken incelenecek olursa, bu yarı iletkenin iletim bandı (en düşük sınır E_c) tamamen boşken, valans bandı (en yüksek sınır E_v) neredeyse doludur. Bu yüzden yüksek fotoyayınım verimi, sadece valans bandındaki elektronlara yasak enerji aralığı E_g ve iletim bandının elektron ilgisi E_A 'nın üstesinden gelmesini sağlayacak kadar enerji verilerek elde edilebilir.

$$E_g = E_c - E_v \quad \text{ve} \quad E_g = E_0 - E_c$$

Şöyle ki, bir yarı iletkenin termiyonik iş fonksiyonu $W_{th} = E_0 - E_F$ ifadesinden daima daha büyük olan fotoyayınım eşiği

$$W_{ph} = E_g + E_A \quad (\text{A.5})$$

olur.



Şekil A.7. Enerji bantları (a) metalde (b) yarıiletkende (c) yalıtıkanda.

Yarı iletkenler genellikle 5-6 eV iş fonksiyonlarına sahip olduklarından, 300 nm' den daha küçük dalga boylarına duyarlı olabilirler. Fotoyayınım eşiği, uygun yüzey çalışmasıyla birlikte ağır p katkısıyla daha uzun dalga boylarına doğru kaydırılabilir. İçerilen bağların iyonik doğasından dolayı, bir yarı iletkenin yüzeyinde alkali metallerin (sezyum) soğurulması çift kutuplu bir tabakanın görülmesi sonucunu doğurur. (iş fonksiyonunu düşürmek burada ana etkindir.) Absorbe edilmiş atomların

elektron yüklerinin bir kısmı yarı iletkenine verildiğinden, yüzeyde enerji seviyelerinin doluluğundaki bir yerel değişme, enerji bantlarındaki eğriliğin düşük seviyelere kaymasına sebep olur. Şekil A.7(a), böyle bir yarı iletkenin enerji bandı diyagramını gösterir. Valans bandından, yarı iletkenin yüzeyinden α' dan daha uzakta uyarılmış Valans bandındaki bir elektronun boşluğa yayımlanabilmesi için, sadece $E_{Assp} < E_A'$ ya, yani görünüşteki elektron ilgisini aşması gerektiğine dikkat edilmesi gerekir. İş fonksiyonu yüksek verime sahip bir metal olan sezyumla yaklaşık 1,4 eV' a azaltılabilir. Oksijenin de soğurulmasıyla birlikte iş fonksiyonu 1 eV seviyesine düşürülebilir.

Yasak enerji bandının belirli genişlikleri ve yarı iletkenin katkılanmasından dolayı, Şekil A.7(b)' de görüldüğü üzere iletim bandının en düşük seviyesi boşluk seviyesi üzerine çıkarılabilir. Bu durum görünürdeki negatif elektron ilgisi olarak adlandırılır. Bu seviyede kristal örgü ile etkileşerek termal dengeye ulaşan uyarılmış elektronların boşluğa yayılımı mümkündür ve fotoyayınım eşiği yasak aralık denkleminde eşittir.

$$W_{ph} = W_g \quad (A.6)$$

Yarı iletkenin ve yüzeyin işlenmesinin uygun seçilmesiyle büyük dalgalılarına duyarlı ve eşiğe yakın olan yüksek fotoyayınım verimliliğine sahip fotoyayınımıcılar üretmek mümkündür.

Belirli şartlar altında, dışarıdaki bir elektrik alan, fotoyayınım verimliliği üzerinde ölçülebilir etkiye sahip olabilir. Schottky, malzemenin yüzeyine yakın oluşturulan bir hızlandırıcı elektrik alanın oradaki potansiyel engelini,

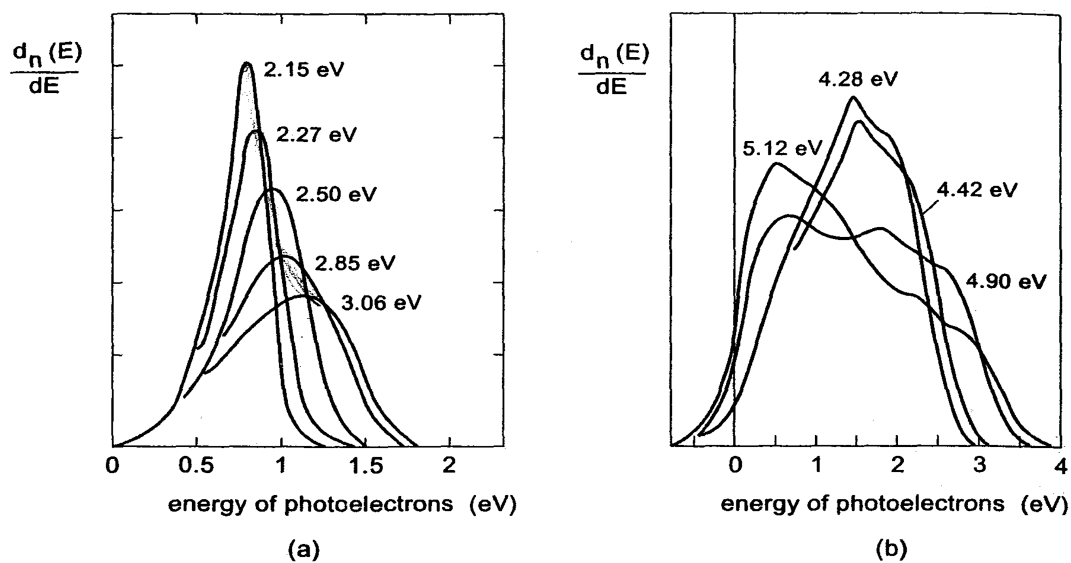
$$\Delta W_{ph} = \sqrt{\frac{e\epsilon}{4\pi\epsilon_0}} \quad (A.7)$$

miktarı kadar azalttığını göstermiştir. Burada ϵ_0 boş bölgenin elektriksel geçirgenliğidir, e elektron yükü ve ϵ yüzeydeki elektrik alan büyüklüğüdür. Schottky etkisi olarak bilinen bu etki, fotoyayınım eşiğini uzun dalgalılarına doğru

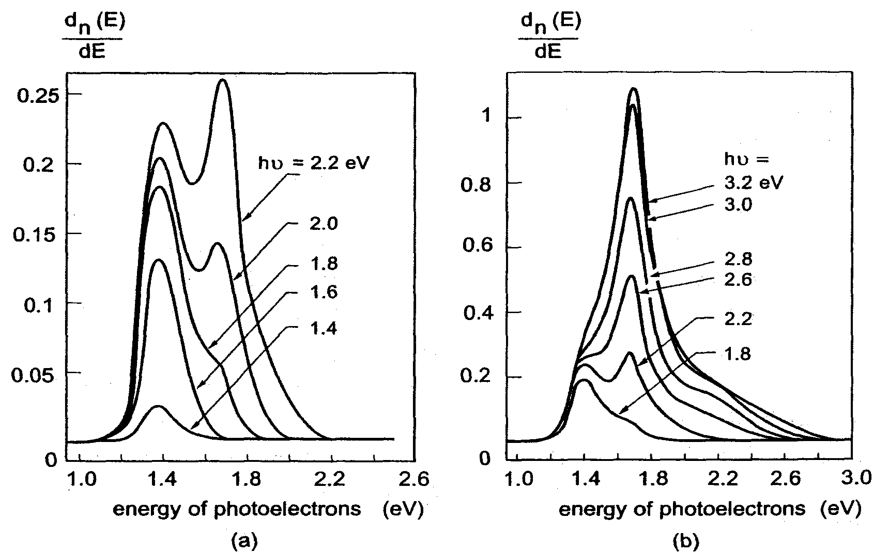
değiştirir. Böylece, genelde eşiğe yakın bir tabakanın duyarlılığını artırır. Hâlbuki denklem A.7' de pratik değerlerin yerine yazılmasıyla Schottky etkisinin, santimetre başına düşen birkaç kilovolttan daha büyük elektrik alan değerlerinde faydalı olduğu görülebilir. Aslında bu büyüklükteki alanlar, sadece mikrokanal-tabakalı fotoçoğaltıcılarda meydana gelir.

A.1.4. Fotoelektron enerji dağılımı

Yüze doğru giden uyarılmış elektronlar, çoklu esnek olmayan çarpışmalardan dolayı enerji kaybederler. Yayımlanmış olan elektronlar ile çok veya az karmaşık açısız enerji dağılımlarına katkıda bulunması başlıca etkendir.



Şekil A.8. Gelen foton enerjilerinden dolayı 290 K ' de GaAs(Cs) tabakasından fotoelektron enerjileri E_{ph} ' nin izafî dağılımı (a) 2.15 eV' dan 3.06' ya kadar (b) 4.28 eV' dan 5.12 eV' a kadar



Şekil A.9. Gelen foton enerjilerinden dolayı GaAs(Cs) tabakasından fotoelektron enerjileri dağılımı (a) 1,4 eV' dan 2,2' ye kadar (b) 1,8 eV' dan 3,2 eV' a kadar

Bu dağılımlar, malzemenin kristal yapısı ve gelen akının enerjisiyle değişir. Yarı iletken alkali-antimon türü fotoiletken, fotoelektron enerji dağılımlarının belirli ortak özelliklere sahip olduğunu gösterir (Şekil A.8). Düşük enerjili gelen fotonlar için (yaklaşık 3 eV' dan düşük, Şekil A.8(a)) dağılım eğrisi, boşluk seviyesine oranla eV' un ondalık düzeyinde ortalama enerjiye karşılık gelen tek bir tepeye sahiptir. Bu ortalama, gelen fotonların enerjisiyle artar. Yüksek enerjili gelen fotonlardan dolayı eğri genişler ve zorlukla tanımlanan iki tepeye sahip olur (Şekil A.8(b)). Ortalama enerjili yavaş elektronlardan dolayı, ilk sinyal gelen fotonların enerjisinden bağımsız bir enerjiye sahiptir. Diğeri ise, enerjisinden dolayı, gelen fotonun enerjisiyle artan hızlı elektronların durumunu göstermektedir.

Negatif elektron ilgisine sahip yarı iletkenlerin fotoelektron enerji dağılım eğrileri aynı zamanda tanınabilir tepelere sahiptir (Şekil A.9). Bu malzemelerde yayılan elektronlar çoğunlukla termal dengededir. Bu yüzden 1,6 eV' tan düşük enerjiye sahip fotonlar için GaAs(Cs)' nin enerji yayılım eğrisinde valans bandının en üst seviyesindeki elektronlara karşılık gelen, örneğin merkezi 1,4 eV civarında, tek tepeye sahiptir. Bu elektronların ortalama enerjisi, boşluk seviyesine göre negatif elektron ilgisi değeri olan yaklaşık 0,15 eV' tur. Gelen fotonların enerjileri arttığı zaman, yüksek enerjili elektronlardan dolayı bir ikinci tepe zamanla oluşur

(Şekil A.9(b)). Bu tepe, Şekil A.9(a)' da görülen alkali-antimon yarı iletkenleri için tepeden daha iyi fark edilebilir ve iletim bandının yüksek enerji seviyelerinde termal dengedeki elektronlara karşılık gelir.

A.2. İkincil Yayınım

Fotoyayınımdaki gibi, 3 aşamada incelenebilir:

- Soğurulan birincil elektronlar malzemedeki elektronlara enerji aktarırlar.
- Enerji kazanan elektronlar malzemeye doğru yayılırlar.
- Yüzeğe varan elektronların yeteri kadar fazla enerjiye sahip olanları serbest kalırlar.

Dikkate alınan enerji bölgesi içerisinde (birkaç 100 eV üzerinde), birincil elektronların enerji kaybına neden olan başlıca dört süreç vardır:

- En alt enerji seviyelerinde atomların iyonizasyonu: Bu süreç, elastik ve inelastik çarpışmalar ile elektronların sayılarının artması, fononların (ısı) üretilmesinde enerjinin bir kısmının harcanması gibi seri olayları içerir.
- Elektron kabuklarının tekrar dizilişlerinden, x ışınlarının meydana gelmesi: x ışınları, malzemedeki yayılabilir veya diğer elektronları uyarabilir (Avger).
- Valans bandının seviyeleri arasında elektronların uyarılması.
- Hacim ve yüzey plasmonslarının uyarılması.

İlk süreç, elektronların geniş açılı elastik saçılma olasılığının yüksek olması için, yeterli enerjiye sahip olduğu zaman en önemlisidir. Bu, elektronların %10 ile %30 arasında bir geri yayılımın (saçılmanın) ve elektron demetinin dağılmasına sebep olan etkidir.

İlk elektronun E_p ' deki kayıp enerjisi,

$$\frac{dE}{dx} = \frac{K}{E_p} \ln\left(\frac{aE_p}{E_e}\right) \quad (\text{A.8})$$

ile verilir. K malzemenin yapısından kaynaklanan bir sabittir, a hemen hemen $1'$ e eşittir ve E_e ortalama uyarılma enerjisidir. Elektron demetinin, malzemenin içerisine doğru nüfuz ettiği derinliği olan R ,

$$R = \int_0^{E_p} \frac{dE}{|dE / dx|}$$

ile verilir. Eşitlik A.8 için, birçok yaklaşım, ince tabakaların elektronlara şeffaflığını hesaplamak için ileri sürülmüştür. Bu yaklaşımlardan biri, ($E_p < 10$ keV) sadece düşük enerjili elektronlar için geçerli olan,

$$\frac{dE}{dx} = -\frac{E_p}{R} \quad (\text{A.9})$$

bağıntısı ile tanımlanan nüfuz etme derinliği R kavramını ileri sürer.

Sınırlı enerji menziline, nüfuz etme derinliği E_p^α ile değişir. α , $1'$ den biraz büyüktür, fakat malzemenin atom numarasına bağlıdır. İkincil yayılım malzemeleri örneğin Al_2O_3 , MgO ve BeO için,

$$R = \frac{1.15 * 10^{-5}}{\rho} E_p^{1.35} \quad (\text{A.10})$$

olduğu görülmektedir. Burada R cm, ρ gr/cm^3 ve 1 keV' tan küçük başlangıç enerjileri için E_p keV cinsindedir. Ayrıca, R sadece birkaç nanometredir ve böylece ikincil yayılımın yüzeysel bir olay olduğu anlaşılmaktadır.

Enerji değişim metotlarının farklılığından dolayı, nüfuz etme derinliğinin bir fonksiyonu olarak serbest taşıyıcıların sayısı için tam bir ifade türetmek zordur. Serbest elektronların yoğunluğunun, gelen demetin enerji kaybı ile orantılı olduğunu kabullenmek uygundur. Bu da,

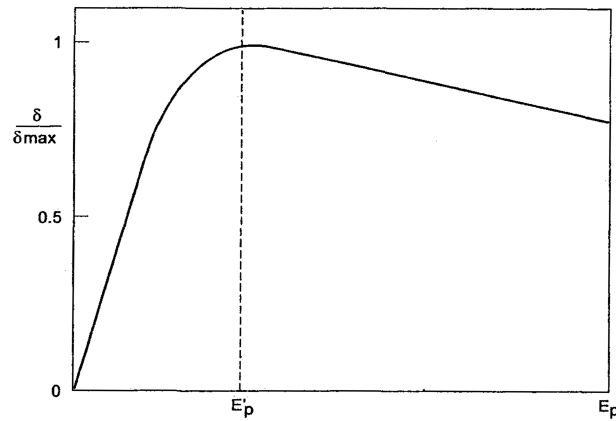
$$\frac{dn}{dx} = \frac{1}{\varepsilon} \left| \frac{dE}{dx} \right|$$

ile ifade edilir. Buradaki n , serbest elektronların sayısı ve ε , tek bir elektron-hol çiftinin oluşması için gerekli ortalama enerjidir. O zaman, A.9 denkleminde,

$$\frac{dn}{dx} = \frac{1}{\varepsilon} \frac{E_p}{R} \quad (\text{A.11})$$

ifadesi elde edilir. Malzemedeki serbest kalan elektronlar yüzeye doğru ilerlerler. Bunun sonucunda, elektronların diğer elektronlarla çarpışmasıyla veya kristal örgü ile etkileşimi (fononların oluşması) ile fazlalık enerjilerinin bir kısmını kaybederler. Sadece potansiyel engelini aşan yeterli fazlalık enerjileriyle yüzeye varan elektronlar serbest bırakılır ve böylece ikincil yayıma katkıda bulunurlar. Uyarılan elektronların yüzeye daha yakın olanları, daha büyük olasılıkla kurtulurlar. Fotoyayınımdaki gibi, olasılık derinliğin artmasıyla exponansiyel azalır. Bir başka deyişle, yayımlanan elektronların toplam sayısı ilk elektronların başlangıç enerjisi E_p ile orantılı olarak artar.

Yayılan ikincil elektronların sayısının, ilk elektronların sayısına oranı ikincil yayılım katsayısı olarak adlandırılır. Bu oran, başta bir maksimuma kadar elektronların başlangıç enerjileriyle artar (ilk elektronların başlangıç enerjileri E_p olduğu zaman). Sonra, malzemede büyük derinlikte uyarılmış elektronların oranı arttıkça düzenli olarak azalır.

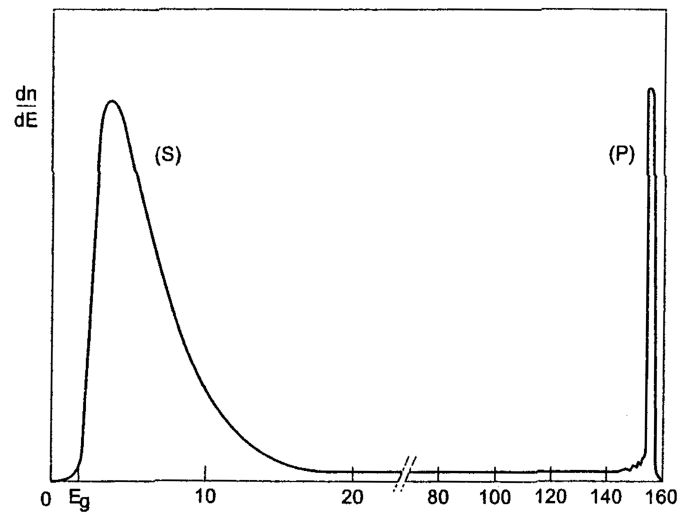


Şekil A.10. İlk elektron enerjisi E_p 'nin bir fonksiyonu olarak ikincil yansıma katsayısı δ 'nin izafi değişimi. δ , E_p ' üzerindeki enerjilerde, $E_p^{1-\alpha}$ 'ye orantılıdır.

Metaller, orta derecede fotoyansıtıcılarıdır ve aynı zamanda zayıf ikincil yansıtıcıdır. Bu metaller, düşük kurtulma derinliklerine (yaklaşık 3 nanometre) ve düşük birincil enerjilere karşılık gelen düşük ikincil yayılım katsayılarına (1-2 arasında değerlere sahip) sahip olma gibi tipik özellikleri vardır. Başka bir deyişle, düşük potansiyel engellere sahip bazı yalıtkanlar ve yarı iletkenler iyi ikincil yayımlayıcıdır. Böyle malzemeler, birkaç yüz mikron kurtulma derinliklerine sahip olabilirler.

Fotoyayınımından ve buna benzer nedenler, bariz negatif elektron ilgisine sahip yarı iletkenlerle çok daha yüksek ikincil yayılım katsayılarının görülmesini olanaklı kılar. Üzerine sezyum gibi, elektropozitif bir metal eklenmiş ağır p-katkılı yarı iletkenlerde elektronlar iletim bandının en alt seviyesinde termal dengededirler ve kolaylıkla boşluğa geçebilirler (Şekil A.7.b). Ortalama kurtulma derinliği bir hayli artar ve termal dengedeki elektronların dağılım mesafesini bulabilir.

İkincil elektronların enerji dağılımı oldukça geniştir. Pozitif elektron ilgisine sahip bir malzeme için örnek Şekil A.11' de verilmektedir. Ortalama birkaç eV' luk enerji civarına asimetric olarak dağılmış (S) ile gösterilen kısım, gerçek ikincil elektronların spektrumudur. İnce sinyal olan (P), neredeyse enerji kaybı olmadan yansıtılan ilk elektronları gösterir ve uzun düşük seviyeli ara çizgi, çoklu esnek olmayan çarpışmalara giren birkaç birincil elektronu gösterir [5].



Şekil A.11. Fermi seviyesi E_f üzerinde ikincil elektron enerjileri E' nin dağılımı

Ek B. Relativite Teorisinde Dört-Vektör

Relativitede, parçacığın uzaysal koordinatları ve enerji/momentumu dört-vektör şeklinde ifade edilir. Bu dört-vektörler, bir dört-vektörün boyunun koordinat değişikliğinde sabit kalması olarak tanımlanabilir. Bu sabitlik, fiziksel düşüncelerle örtüşmektedir. Uzaysal dört-vektör değişmezliği, ışığın hızının sabit olması ile de ilişkilendirilebilir. Uzaysal dört-vektör değişmezliği, parçacığın durgun kütesinin koordinat değişikliğinde sabit kalması ile ilişkilendirilebilir.

Dört vektör enerji-momentum,

$$\vec{P} = \begin{bmatrix} E \\ p_x c \\ p_y c \\ p_z c \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} E \\ \vec{p} c \end{bmatrix} \quad (\text{B.1})$$

ile tanımlanır. Dört vektör enerji-momentumun skaler çarpımı

$$\vec{P}_a = \begin{bmatrix} E_a \\ \vec{p}_a c \end{bmatrix} \quad \vec{P}_b = \begin{bmatrix} E_b \\ \vec{p}_b c \end{bmatrix}$$

$$\vec{P}_a * \vec{P}_b = E_a * E_b - \vec{p}_a * \vec{p}_b c^2 \quad (\text{B.2})$$

ile tanımlanır. İfadedeki eksi işaretinden dolayı vektörlerin tipik skaler çarpımdan farklı olduğuna dikkat edelim. Bu eksi işareti, bu dört vektörlerin büyüklüğünün değişmezliği özelliği için gereklidir. Dört vektör enerji-momentum büyüklüğü, $\sqrt{P * P} = \sqrt{E^2 - (pc)^2} = m_0 c^2$ ile verilir. Bu dört vektörün büyüklüğü parçacığın durgun enerjisidir. Bu değişmezlik, durgun kütenin eylemsizlik referans çerçevesinde aynı olması ile ilişkilendirilir.

B.1. Dört Vektör Lorentz Dönüşümleri

Dört vektör momentum-enerji Lorentz dönüşümleri matris formunda açıklanabilir.

$$\begin{bmatrix} E' \\ p_x' c \\ p_y' c \\ p_z' c \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \gamma & -\beta\gamma & 0 & 0 \\ -\beta\gamma & \gamma & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E \\ p_x c \\ p_y c \\ p_z c \end{bmatrix} \quad (\text{B.3})$$

Lorentz dönüşümleri çarpımlar sonucu $\beta = \frac{v}{c}$

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

$$\begin{bmatrix} E' \\ p_x' c \\ p_y' c \\ p_z' c \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \gamma E - \beta\gamma p_x c \\ -\beta\gamma E + p_x c \\ p_y c \\ p_z c \end{bmatrix} \quad (\text{B.4})$$

B.2. Momentum-Enerji İçin Toplam Dört Vektör

İki momentum-enerji dört vektörü, bir dört vektör formunda toplanabilir.

$$\vec{P}_a + \vec{P}_b = \begin{bmatrix} E_a + E_b \\ \vec{p}_a c + \vec{p}_b c \end{bmatrix} \quad (\text{B.5})$$

Bu dört vektörün büyüklüğü, bir değişmezdir.

$$S = (\vec{P}_a + \vec{P}_b)^2 = (E_a + E_b)^2 - (\vec{p}_a c + \vec{p}_b c)^2 \quad (\text{B.6})$$

$$S = (\vec{P}_a + \vec{P}_b)^2 = (m_a c^2)^2 + (m_b c^2)^2 + 2E_a E_b - 2\vec{p}_a * \vec{p}_b c^2 \quad (\text{B.7})$$

Bir çarpışmada iki parçacığın momentumu, yüksek enerjili çarpışmalarda büyük avantaj sağlayan analiz için, ilk momentum çerçevesine dönüştürülebilir. Bu iki parçacık için, Lorentz dönüşümleri altında değişmez olan dört vektör momentum-enerjisinin büyüklüğünü belirleyebiliriz. Yüksek enerjili çarpışmalar için uygulanabilir avantajı, başlangıç momentum çerçevesinde her parçacığın momentumunu hesaplanmasına olanak sağlar. İki parçacık sistemi için bir yaklaşım, bu iki parçacık için momentum ve enerji ilavesini içerir:

$$\begin{bmatrix} E_a \\ p_a c \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} E_b \\ p_b c \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} E_a + E_b \\ p_a c + p_b c \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (\text{B.8})$$

Bu ifade başlangıç momentum çerçevesine dönüşerek,

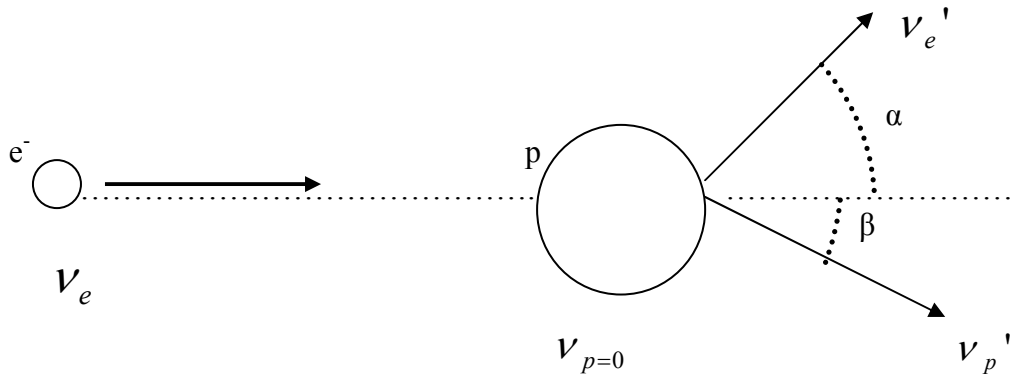
$$\begin{bmatrix} \gamma & -\beta\gamma & 0 & 0 \\ -\beta\gamma & \gamma & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_a + E_b \\ p_a c + p_b c \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} E_a^* + E_b^* \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (\text{B.9})$$

halini alır. Bu gerekli dönüşüm formülünü verirken, başlangıç momentum durumuna ulaşmak için gerekli olan β ve γ değerleri bilinmemektedir. Burada dört vektör momentum-enerji büyüklüğünün değişmezliğindeki değer bulunur. Laboratuvar ortamında alınan deneysel bilgilerden momentum-enerji dört vektörünün büyüklüğü hesaplandığında, S niceliğinin üzerinde verilmiştir. S , laboratuvar bilgilerinden hesaplanabildiğinden dolayı, başlangıç momentum çerçevesinde S ifadesinde toplanabilir:

$$S = (\sqrt{(m_a c^2)^2 + (p^* c)^2} + \sqrt{(m_b c^2)^2 + (p^* c)^2})^2 \quad (\text{B.10})$$

Denklemdaki $p \cdot c$ ifadeleri her momentumun değerini belirtmek için kullanılır. Bu denklem $p \cdot c$ ' yi bulmaya yarar ve bulunan değer ile, parçacıkların biri için belirli β ve γ değerlerinde bilinen momentumun asıl değeri karşılaştırılabilir [12].

B.3. Esnek Elektron-Proton Çarpışması Olayında Açı Hesabı



Şekil B.1. Tipik esnek elektron-proton çarpışması

Esnek elektron-proton çarpışması için momentumun korunumu,

$$\vec{P}_e + \vec{P}_p = \vec{P}_e' + \vec{P}_p'$$

şeklinde ifade edilir. Protonun ilk hızı sıfır olduğundan $\vec{P}_p = 0$ 'dır ve,

$$m_e \vec{v}_e = m_e \vec{v}_e' + m_p \vec{v}_p'$$

elde edilir ve vektörel ifade,

$$m_e v_e = m_e v_e' \cos \alpha + m_p v_p' \cos \beta$$

olur ve her iki tarafın karesi alınırsa,

$$(m_e v_e)^2 = (m_e v_e' \cos \alpha + m_p v_p' \cos \beta)^2$$

$$m_e^2 v_e^2 = m_e^2 v_e'^2 \cos^2 \alpha + m_p^2 v_p'^2 \cos^2 \beta + 2m_e m_p v_e' v_p' \cos \alpha \cos \beta \quad (\text{B.1})$$

elde edilir. y eksenini için momentum ifadesi olan,

$$0 = m_e v_e' \sin \alpha - m_p v_p' \cos \alpha$$

denkleminin de yine aynı şekilde her iki tarafının karesi alınırsa,

$$0 = (m_e v_e' \sin \alpha - m_p v_p' \sin \beta)^2$$

$$0 = m_e^2 v_e'^2 \sin^2 \alpha + m_p^2 v_p'^2 \sin^2 \beta - 2m_e m_p v_e' v_p' \sin \alpha \sin \beta \quad (\text{B.2})$$

ifadesi elde edilir. (B.1) ve (B.2) denklemleri taraf tarafa toplanırsa,

$$m_e^2 v_e'^2 = m_e^2 v_e'^2 \cos^2 \alpha + m_p^2 v_p'^2 \cos^2 \beta + 2m_e m_p v_e' v_p' \cos \alpha \cos \beta$$

$$0 = m_e^2 v_e'^2 \sin^2 \alpha + m_p^2 v_p'^2 \sin^2 \beta - 2m_e m_p v_e' v_p' \sin \alpha \sin \beta$$

+

$$m_e^2 v_e'^2 = m_e^2 v_e'^2 (\cos^2 \alpha + \sin^2 \alpha) + m_p^2 v_p'^2 (\cos^2 \beta + \sin^2 \beta) + 2m_e m_p v_e' v_p' (\cos \alpha \cos \beta - \sin \alpha \sin \beta)$$

$\cos \alpha \cos \beta - \sin \alpha \sin \beta = \cos(\alpha + \beta)$ eşitliği yerine yazılırsa,

$$m_e^2 v_e'^2 = m_e^2 v_e'^2 (\cos^2 \alpha + \sin^2 \alpha) + m_p^2 v_p'^2 (\cos^2 \beta + \sin^2 \beta) + 2m_e m_p v_e' v_p' \cos(\alpha + \beta)^*$$

Bu çarpışma için enerji korunumu denklemi için,

$$E_e + E_p = E_e' + E_p'$$

yazılır. Protonun çarpışmadan önce hızı sıfır olduğundan $E_p = 0$ 'dır ve

$$\frac{1}{2} m_e v_e'^2 = \frac{1}{2} m_e v_e'^2 + \frac{1}{2} m_p v_p'^2 \quad \Rightarrow \quad m_e v_e'^2 = m_e v_e'^2 + m_p v_p'^2 **$$

* denklemi ile ** denklemi kıyaslandığında,

$$2m_e m_p v_e' v_p' \cos(\alpha + \beta) = 0$$

ifadesi elde edilir ve $2m_e m_p v_e' v_p' \neq 0$ olduğundan

$$\cos(\alpha + \beta) = 0$$

olur ve $(\alpha + \beta) = 90^\circ$ olmalıdır.

ÖZGEÇMİŞ

Şule Çitçi, 13.03.1980' de Diyarbakır' da doğdu. İlk, orta ve lise eğitimini Karamürsel' de tamamladı. 1998 yılında Karamürsel Yabancı Dil Ağırlıklı Lisesi (Süper Lise) Fen Bölümünden mezun oldu. 1999 yılında başladığı Selçuk Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümünü 2004 yılında bitirdi. 2004 yılında Kocaeli Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Tezsiz Yüksek Lisans Programı Ortaöğretim Fizik Bölümüne girdi ve 2006 yılında mezun oldu. 2005 yılında Sakarya Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Bölümünde başladığı yüksek lisans programını 2008 yılında bitirdi. Eğitimini tamamlarken özel bir eğitim kurumunda öğretmenlik yaptı. Halen öğretmenlik görevini sürdürmektedir.