

T.C.
SAKARYA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**MIT BATES LABORATUARINDAKİ ELEKTRON
PROTON SAÇILMASI DENEYİNİN ANALİZİ İLE
ČERENKOV DEDEKTÖRÜNÜN VERİMİNİN TESPİTİ**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Murat MANCIK

Enstitü Anabilim Dalı : FİZİK

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

Mayıs 2008

T.C.
SAKARYA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

MIT BATES LABORATUARINDAKİ ELEKTRON
PROTON SAÇILMASI DENEYİNİN ANALİZİ İLE
ÇERENKOV DEDEKTÖRÜNÜN VERİMİNİN TESPİTİ

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Murat MANCIK

Enstitü Anabilim Dalı : FİZİK

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

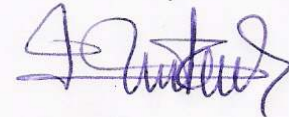
Yrd.Doç.Dr
Barış Tamer TONGUÇ
Jüri Başkanı



Doç.Dr
Mehmet BEKTAŞOĞLU
Üye



Yrd.Doç.Dr.
Hüseyin KOCAMAN
Üye



TEŞEKKÜR

Bu tezi hazırlamamda bana bilgi ve tecrübeleriyle her türlü konuda yardımcı olan sayın Yrd. Doç. Dr. B. Tamer TONGUÇ hocama sonsuz teşekkür ederim.

Ayrıca yüksek lisans tezi boyunca yine her türlü yardımı benden esirgemeyen sayın hocam Doç. Dr. Mehmet BEKTAŞOĞLU' na teşekkür ederim.

Bu tez süresince birlikte çalıştığım Fizik öğretmeni Şule ÇİTÇİ arkadaşşıma da teşekkür ederim.

Murat MANCIK

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. | |
| DÜZGÜN DOĞRUSAL HIZLANDIRICI..... | 2 |
| 2.1. Giriş..... | 2 |
| 2.2. MIT Bates Doğrusal Hızlandırıcı Merkezi | 2 |
| 2.3. BLAST Spektrometresi..... | 3 |
| BÖLÜM 3. | |
| ČERENKOV DEDEKTÖRÜ..... | 5 |
| 3.1. Giriş..... | 5 |
| 3.2. Čerenkov Işıması..... | 5 |
| 3.3. Čerenkov Işımasına Tipik Bir Örnek..... | 6 |
| 3.4. Čerenkov Dedektörleri ve Çeşitleri..... | 8 |
| 3.4.1. Halka görünümlü Čerenkov dedektörleri..... | 9 |
| 3.4.2. Diferansiyel Čerenkov dedektörleri..... | 10 |
| 3.4.3. Eşik Čerenkov dedektörler..... | 10 |

| | | |
|--|----|----|
| 3.5. Blast Čerenkov Dedektörü ve İç Yapısı..... | 11 | |
| 3.6. Čerenkov Dedektörünün Çalışma Prensibi..... | 12 | |
| BÖLÜM 4. | | |
| ČERENKOV DEDEKTÖRLERİNDE TİPİK BİR FOTOÇOĞALTICI | | |
| TÜPÜN ÇALIŞMA PRENSİBİ VE YAPILANMASI..... | | 15 |
| 4.1. Fotokatot..... | 17 | |
| 4.1.1. Standart türler..... | 17 | |
| 4.1.2. Giriş penceresi..... | 18 | |
| 4.2. Elektron Odaklama Giriş Sistemi..... | 20 | |
| 4.2.1. Genel amaçlı tüpler..... | 20 | |
| 4.2.2. Hızlı-tepkili tüpler..... | 21 | |
| 4.2.3. Katot akım doygunluğu..... | 23 | |
| 4.3. Elektron Çoğaltıcı..... | 24 | |
| 4.3.1. Daynot materyalleri..... | 26 | |
| 4.3.2. Daynot geometrisi..... | 27 | |
| BÖLÜM 5. | | |
| ANALİZ..... | | 28 |
| 5.1. Giriş..... | 28 | |
| 5.2. Bir Örnekle Fit İşlemi..... | 28 | |
| 5.2.1. Parametrelerin doğrusal fonksiyonu-düz çizgi..... | 28 | |
| 5.3. ADC Spektrumu..... | 32 | |
| 5.4. ADC Spektrumuna Fit İşlemi..... | 33 | |
| BÖLÜM 6. | | |
| SONUÇLAR VE ÖNERİLER..... | | 35 |
| KAYNAKLAR..... | | 40 |
| EKLER..... | | 41 |
| ÖZGEÇMİŞ..... | | 56 |

SİMGELER VE KISALTMALAR LİSTESİ

| | |
|----------|--|
| ADC | : Analog sinyali dijital sinyale dönüştürücü |
| β | : Yüklü parçacığın aerojel ortamdaki hızı |
| BLAST | : Bates Large Acceptance Spectrometer Toroid (Bates geniş kabullü spektrometre toroid) |
| c | : Işık hızı |
| MIT | : Massachusetts Institute of Technology |
| N | : Kırılma indisi |
| N_{pe} | : Ortalama fotoelektron sayısı |
| P | : Momentum |
| PMT | : Fotoçoğaltıcı tüp |
| TOF | : Uçuş süresi sintilatörleri |
| μ | : (mü) Ortalama fotoelektron sayısı |
| ξ | : (ksi) Verim |
| Γ | : Sigma fonksiyonu |
| L0 | : Čerenkov dedektörünün sol ilk sayacı |
| L1 | : Čerenkov dedektörünün sol orta sayacı |
| L2 | : Čerenkov dedektörünün sol arka sayacı |
| R0 | : Čerenkov dedektörünün sağ ilk sayacı |
| R1 | : Čerenkov dedektörünün sağ orta sayacı |
| R2 | : Čerenkov dedektörünün sağ arka sayacı |

ŞEKİLLER LİSTESİ

| | | |
|-------------|---|----|
| Şekil 2.1. | Bates doğrusal hızlandırıcı merkezinin krokisi..... | 3 |
| Şekil 2.2. | Blast spektrometresindeki elemanlar..... | 4 |
| Şekil 3.1. | Gözlenen bir Čerenkov ışınması..... | 5 |
| Şekil 3.2. | Küresel dalgalar yayan bir kaynak..... | 6 |
| Şekil 3.3. | a) Kaynağın hızının, dalgaların hızına eşit hızda hareket etmesi durumu | |
| | b) Kaynağın hızının dalgaların hızını aştığı durum..... | 7 |
| Şekil 3.4. | Uyarılmış atomların yaydığı ışınmanın konik biçimli dalga cephesi şeklinde gösterimi..... | 8 |
| Şekil 3.5. | Čerenkov dedektörünün üretim aşamaları..... | 11 |
| Şekil 3.6. | Čerenkov sayaçlarının Blast spektrometresine yerleştirilmiş gösterimi..... | 12 |
| Şekil 3.7. | Tipik bir esnek elektron-proton saçılmasının simülasyonu verilmiştir..... | 13 |
| Şekil 3.8 | Čerenkov sayacının basit bir gösterimi..... | 14 |
| Şekil 4.1. | Bir fotoçoğaltıcının elemanları (1956'da, Philips tarafından üretilen dünyanın ilk hızlı PMTsi, 56AVP esas alınmıştır)..... | 15 |
| Şekil 4.2. | Yüksek gerilim kaynağında gerilim bölücü..... | 16 |
| Şekil 4.3,4 | Çeşitli fotokatot türleri için spektral duyarlılık özellikler. Düzgün ρ , kuantum verimliliklerine örnek eğriler gösterilmiştir..... | 18 |
| Şekil 4.5. | Fotoçoğaltıcılardaki giriş pencerelerinde kullanılan çeşitli camlar için dalgaboyu λ 'nın bir fonksiyonu olarak (%)iletim..... | 19 |

| | | |
|-------------|--|----|
| Şekil 4.6. | Bir fotoçoğaltıcının elektron-odaklama girişi ile (a) daynotların odaklanması (b) Eşgerilim doğrularını ve elektronların izlediği yolları gösteren venetian-blind daynotları..... | 21 |
| Şekil 4.7. | Çok hızlı fotoçoğaltıcı giriş pencereleri için bir örnek..... | 23 |
| Şekil 4.8. | Parametre olarak görelî akı ile katot-ilk daynot arasındaki gerilimin bir fonksiyonu olarak fotoakım değişimi..... | 24 |
| Şekil 4.9. | Çoğunlukla başlangıç elektron enerjisinin fonksiyonları olarak kullanılan 3 daynot malzemelerinin ikincil yayılım katsayıları..... | 26 |
| Şekil 4.10. | Başlangıç elektron-enerjisi fonksiyonuna göre GaP(Cs)' nin ikincil yayılım katsayısı..... | 27 |
| Şekil 4.11. | Daynot Biçimleri: (a) Venedik stilli (d) Dairesel Kafes (b)Kutu (e)Izgar (c)Doğrusal Odaklama (f) Metal Yaprak..... | 27 |
| Şekil 5.1. | Küçük karelerle uygun doğrusal fit..... | 29 |
| Şekil 5.2. | ADC spektrumundan elde edilen dijital sinyal..... | 32 |
| Şekil 5.3. | ADC spektrumundan alınmış dijital sinyalin fit edilmiş grafiği.... | 33 |
| Şekil 6.1. | Tüm ADC spektrumundan elde edilen dijital sinyallerin Poisson fonksiyonuna fit edilmiş grafikleri (a) Sol ilk sayaç (b) Sağ ilk sayaç (c) Sol orta sayaç (d) Sağ orta sayaç (e) Sol arka sayaç (f) Sağ arka sayaç | 36 |
| Şekil 6.2. | Tüm sayaçlardan elde edilen verim grafiği..... | 37 |
| Şekil A.1. | Fotoyayınım..... | 41 |
| Şekil A.2. | Yarı saydam tabakada ışığın iletimi ve yansıması..... | 42 |
| Şekil A.3. | Fotoyansıtıcı tabakada izafi foton soğurulması $\frac{d\phi}{dx}$ | 43 |
| Şekil A.4. | Enerji bandı diyagramları şunları göstermektedir: (a) pozitif ve (b) negatif elektron ilgisi..... | 44 |
| Şekil A.5. | Çeşitli fotoyayınımına yatkın katmanlardan dolayı foton enerjisi $h\nu$ ' nün bir fonksiyonu olarak soğurma katsayıları..... | 45 |
| Şekil A.6. | Atom numarası sırasına göre, saf metallerin iş fonksiyonları.... | 47 |
| Şekil A.7. | Enerji bantları (a) metalde (b) yarıiletken (c) yalıtkanda..... | 48 |

| | | |
|-------------|---|----|
| 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 eV’ a kadar (b) 4,28 eV’ dan 5,12 eV’ a kadar..... | 50 |
| Şekil A.9. | Başlangıç foton enerjileri için GaAs(Cs) tabakasından fotoelektron enerji dağılımı (a) 1,4 eV’ dan 2,2 eV’ a kadar (b) 1,8 eV’ dan 3,2 eV’ a kadar..... | 50 |
| Şekil A.10. | İlk elektron enerjisi E_p ’ nin bir fonksiyonu olarak ikincil yansıma katsayısı δ ’ nın izafi değişimi δ , E_p ’ üzerindeki enerjilerde $E_p^{1-\alpha}$ ile orantılıdır..... | 54 |
| Şekil A.11. | E_f , Fermi seviyesi üzerinde ikincil elektron enerjileri E ’ nin dağılımı..... | 55 |

TABLULAR LİSTESİ

| | | |
|------------|--|----|
| Tablo 4.1. | Fotoçoğaltıcı pencerelerinde kullanılan camların özellikler..... | 19 |
| Tablo 6.1 | Ortalama toplam hata değerleri..... | 38 |

ÖZET

Anahtar kelimeler: MIT Bates Laboratuvarı, BLAST, Čerenkov dedektörü, TOF sintilatörleri, ADC spectrum analizi, Fototüpler

Bu tez çalışmasında, önce MIT Bates doğrusal hızlandırıcısı hakkında bilgiler verilmektedir. Bates doğrusal hızlandırıcı da, yüklü parçacıkların çarpışmasının gerçekleştiği BLAST spektrometresi ve bu spektrometredeki Čerenkov dedektörü, şekillerle gösterilmekte ve dataların alındığı Čerenkov dedektörünün içyapısı ve çalışma prensibi anlatılmaktadır. Doğrusal hızlandırıcıda hızlandırılan elektronlar hedefteki proton çekirdekten saçılması sonucu Čerenkov dedektörüne gelen parçacıklardan elektron ile pionu tespit etme işlemi verilmektedir. Protondan esnek saçılan elektronun tespitini yapan Čerenkov dedektörünün her bir sayacının verimi, kendisinden elde edilen ADC spektrumunun Poisson fonksiyonuna fit edilmesi ile belirlenmektedir. Bu verim değerleri farklı bir analiz metodu olan TOF analizinden elde edilen sonuçlarla kıyaslanmaktadır.

DETERMINING THE EFFICIENCIES OF THE BLAST CHERENKOV COUNTERS USING ELASTIC ELECTRON- PROTON SCATTERING DATA OF MIT BATES ACCELERATOR CENTER

SUMMARY

Key Words: MIT Bates Laboratory, BLAST, Cherenkov Detector, TOF scintillators, ADC spectrum analysis, Phototubes

In this study, the Cherenkov counters in the BLAST spectrometer at the MIT Bates linear accelerator is introduced. The internal structure and working principles of the Cherenkov detectors used in the spectrometer are described. How the Cherenkov detector fulfills its duty of discriminating the scattered electrons from pions is briefly explained. Efficiency of each Cherenkov counter is determined by fitting the Analog to Digital Converter (ADC) spectrum to the Poisson function. In the end, the results are compared with the result of the so-called TOF method.

BÖLÜM 1. GİRİŞ

Yüksek enerji parçacık fiziği, maddenin temelinde bulunan yapı taşlarını ve bunların etkileşimlerini inceleyen bilim dalıdır. Son yıllarda ileri teknoloji olanakları kullanılan deneysel çalışmalar sayesinde maddenin yapısı hakkında bilgiler elde edilmektedir. Parçacık fiziğinin atölyesi denebilecek yer, parçacık hızlandırıcı laboratuvarlarıdır. Bu laboratuvarlarda yüklü parçacıklar, (çoğunlukla elektron ile proton) elektromanyetik alan içinde hızlandırılır ve yönlendirilir. Hızlandırılan bu parçacıklar, ya sabit hedef ile ya da birbirleri ile çarpıştırılır. Bu çarpışmalar sonucunda ortaya çıkan parçacıkların incelenmesi çeşitli parçacık dedektör sistemleri ile gerçekleştirilir.

Son yıllarda hızla gelişen hızlandırıcı ve parçacık dedektör teknolojileri sayesinde çok yüksek enerjili çarpışmalar gerçekleştirilmiş ve bu çarpışmaların gelişmiş dedektör sistemlerinde incelenmesi ile maddenin temel yapısı ile ilgili bilgiler elde edilmektedir.

Hızlandırıcı laboratuvarlar, kurulmalarının ve çalıştırılmalarının çok masraflı oluşları nedeniyle dünyada çok az sayıdadır. Yüksek enerji fizikçileri bu laboratuvarlarda gruplar halinde deneysel çalışmalara katılmakta, maddenin ve evrenin sırlarını bulmak için önemli çalışmalar yapmaktadırlar.

Yapılan bu tez çalışmasında ise, MIT Bates doğrusal hızlandırıcısındaki BLAST spektrometresinde bulunan Čerenkov dedektörünün yüzde kaç verimde çalıştığı ADC spektrum analizi metodu ile teorik olarak hesaplanmıştır. Bulunan sonuçlar bu laboratuvardaki Čerenkov dedektöründen alınan sonuçlarla karşılaştırılarak dedektörün verimi hakkında değerlendirme yapılmıştır.

BÖLÜM 2. DÜZGÜN DOĞRUSAL HIZLANDIRICI

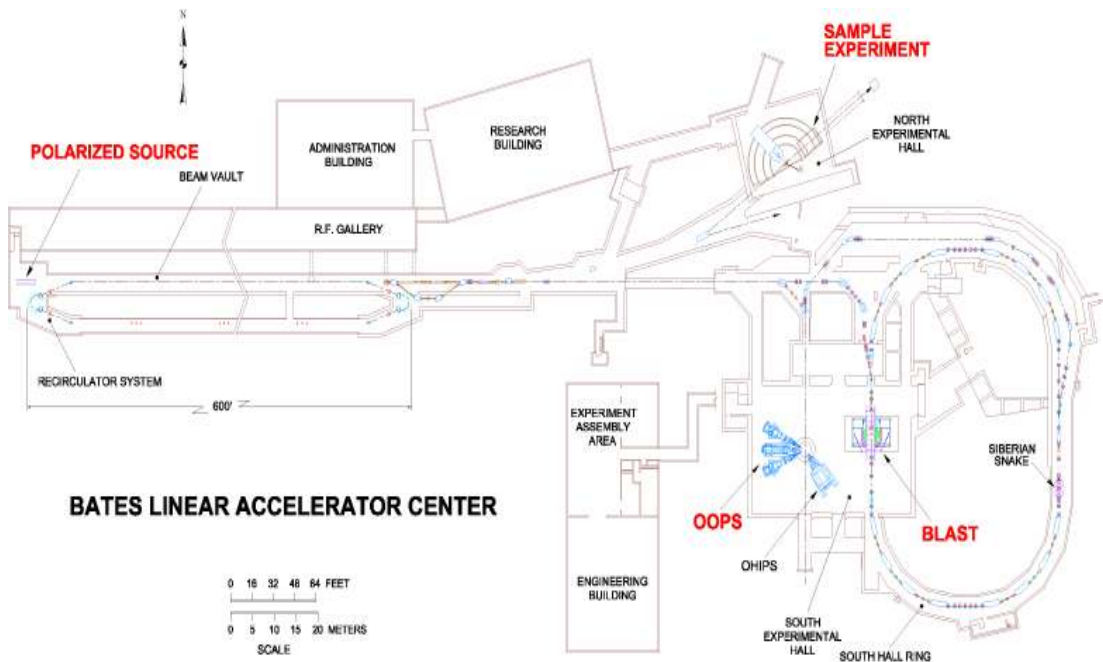
2.1. Giriş

Düzgün doğrusal parçacık hızlandırıcılarında yüklü parçacıklar dış etkilerle hızlandırılırlar. Hızlandırılan bu yüklü parçacıklar istenilen enerjiye ulaştıklarında çarpıştırılarak esnek veya esnek olmayan saçılmalar yapabilirler. Bu çalışmada ise elektronun protondan esnek saçılması sağlanmıştır.

2.2. MIT Bates Doğrusal Hızlandırıcı Merkezi

Şekil 2.1' de MIT Bates laboratuvarının krokisi gösterilmektedir. Čerenkov dedektörü bu Bates doğrusal hızlandırıcı laboratuvarının güney hol halkası isimli bölmede şekil 2.1' de gösterildiği gibi (Bates Large Acceptance Spectrometer Toroid, “Bates geniş kabullü Spektrometre Toroid”) BLAST dedektör sisteminin bir elemanı olarak yer almaktadır [1].

Saçılma öncesi çarpıştırılacak elektronlar, yarıiletken malzemeye lazer ışığı gönderilerek serbest hale geçmeleri sağlanır. Serbest kalan elektronlar doğrusal hızlandırıcıda elektromanyetik dalgalarla 850 MeV enerjiye sahip olacak şekilde hızlandırılarak depolama halkasında depolanırlar.

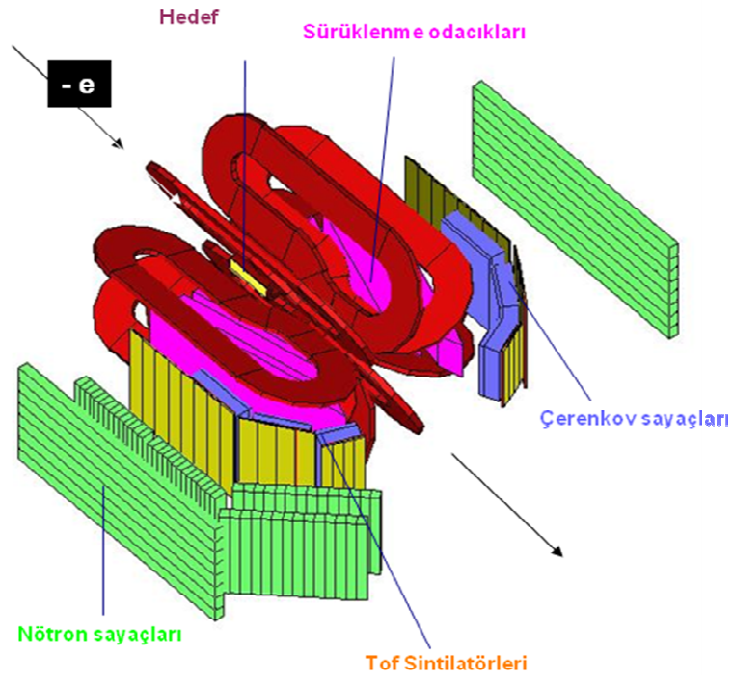


Şekil 2.1. Şekil 2.1 Bates doğrusal hızlandırıcı merkezinin krokisi [1]

Belli bir yoğunluğa (sayıya) ulaşıncaya hedefe enjeksiyon (gönderme) işlemi başlatılır. Hedef olarak hidrojen atomu seçilirse elektronun proton çekirdekten saçılması meydana gelir. Saçılan parçacıklar BLAST spektrometresi kullanılarak tespit edilir.

2.3. BLAST Spektrometresi

BLAST dedektör sistemi (spektrometresi) birçok sayaçlardan meydana gelmiştir. Şekil 2.2’de gösterildiği gibi bu sayaçlar, Čerenkov sayaçları, nötron sayaçları ve TOF(time-of-flight) “uçuş süresi” sintilatörleri dir. Her bir dedektörün farklı işlevi vardır.



Şekil 2.2 BLAST spektrometresindeki elemanlar [1].

Mavi renkte görülen Čerenkov sayacı, elektron-pion ayırımı işlemi için kullanılır. Bu sayacı bölüm 3' de ayrıntılı olarak ele alınmıştır.

Sarı renkli sayacı, parçacıkların uçuş zamanını ölçen TOF sintilatörleridir. Sintilatörler saçılma sonucu elde edilen tüm parçacıkların uçuş süresini ölçer.

Yeşil renkli sayacı, nötron sayacı olup saçılan nötronları tespit etmektedir.

Kırmızı renkli olanlar, manyetik alan oluşmasını sağlayan bobinlerdir. Bobinler manyetik alan oluşturarak saçılan parçacıkların sürüklenme odacıklarında izlediği yolların eğrilmesini sağlar. Bu eğrilerin eğrilik yarıçaplarından faydalanılarak parçacıklar hakkında bilgilere (kimlik tespiti) ulaşılabilir.

Pembe renkle gösterilen sürüklenme odacıklarında, saçılan parçacıkların ortamdaki gazı iyonize ederek bıraktıkları izlerden parçacığın yükü, konumu ve momentumu hakkında bilgiler edinilir.

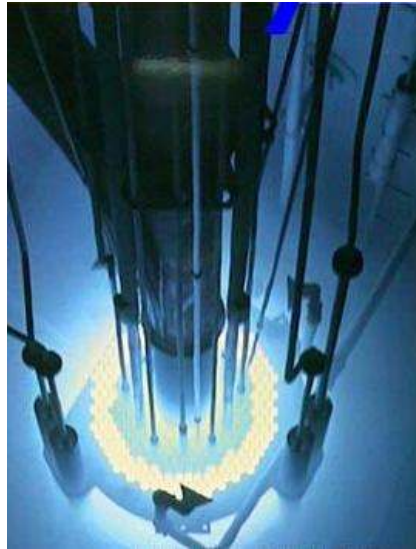
BÖLÜM 3. ČERENKOV DEDEKTÖRÜ

3.1. Giriş

Bu bölümde Čerenkov ışması ve Čerenkov dedektörleri hakkında bilgiler verilmiştir. Yüklü bir parçacığın saydam bir ortamda ışığın o ortamdaki hızını geçtiğinde ışma yaptığını ilk gözleyip açıklayan Rus fizikçi Pavel A. Čerenkov olduğu için bu ışmaya Čerenkov ışması, bu tür dedektörlere de Čerenkov dedektörleri denir.

3.2. Čerenkov Işması

Yüklü bir parçacık şeffaf bir madde içinde ışığın o maddedeki hızından daha büyük bir hızla hareket ederse ortamdaki karakteristik mavi renkli bir ışma yayılır. Bu etki Rus fizikçi Pavel A. Čerenkov (1904–1990) tarafından 1934 yılında gözlenip açıklandığı için Čerenkov ışması olarak bilinir [7].

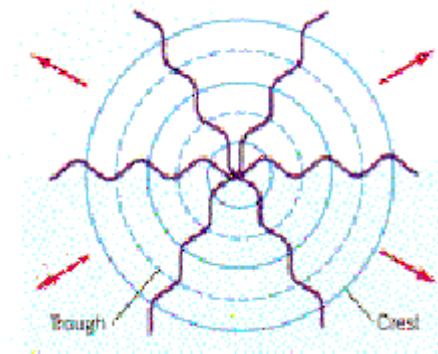


Şekil 3.1 Gözlenen bir Čerenkov ışması [7].

Aslında çoğu insan Čerenkov etkisini farkına varmadan görmüştür. Nükleer reaktör fotoğraflarında nükleer çekirdeği saran su, mavi ışık yayıyor gibi görünür. Bu ışık çekirdekte üretilen parçacıkların çekirdeği saran ve soğutan suyun içinde çok hızlı hareketiyle meydana gelen Čerenkov ışımasıdır. Čerenkov ışımasının tanımını çoğu insanı şaşırtabilir. Çünkü bu tanım yüklü taneciklerin ışıktan daha hızlı hareketini içerir. Tabii ki boşlukta hiçbir şey ışıktan daha hızlı değildir. Ancak örneğin su veya cam gibi ortamlarda parçacıkların ışıktan daha hızlı hareket edebilmeleri mümkündür. Bu olay gerçekleşirse nükleer reaktörlerde görülen mavimsi ışıma gözlenebilecektir (Şekil 3.1).

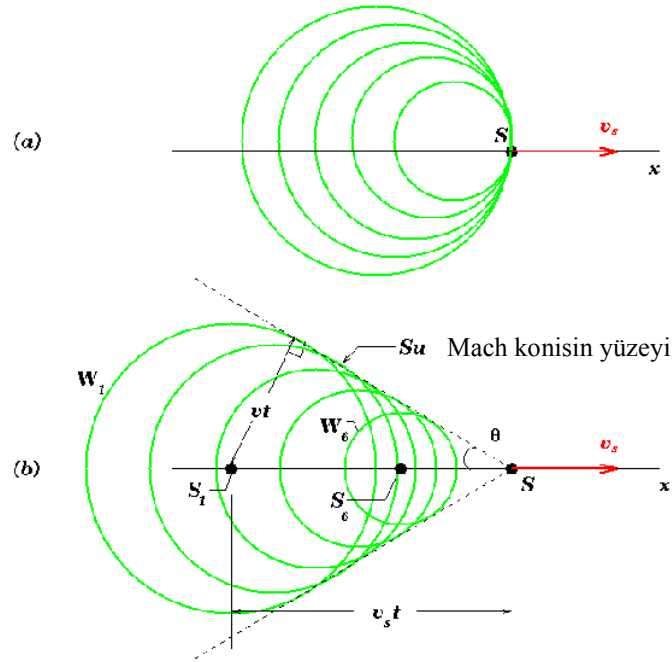
3.3. Čerenkov Işımasına Tipik Bir Örnek

Dalga biçiminde ve her yönde enerji yayan bir kaynak düşünülürse, o kaynak şekil 3.2' de görüldüğü gibi küresel dalga cepheleri üretir.



Şekil 3.2 Küresel dalgalar yayan bir kaynak.

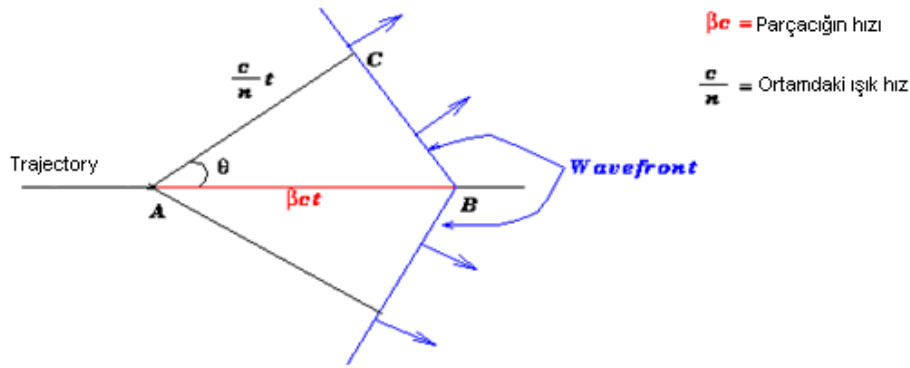
Bu dalgalar, kendi dalga boylarının ve dalga frekanslarının belirlediği özel bir hızla hareket ederler. Bu da $v_s = \lambda\nu$ dir. Bu dalga hızına yakın bir hızda kaynak hareket ederse, şekil 3.3 (a)' da gösterildiği gibi kendi küresel dalga cepheleri ile beraberliğini korur.



Şekil 3.3 a) Kaynağın hızının, dalgaların hızına eşit hızda hareket etmesi durumu
b) Kaynağın hızının dalgaların hızını aştığı durum.

Şekil 3.3 (b), kaynağın hızının v_s hızını aştığında neler olacağını gösteriyor. Bu durumda S kaynağı, S_1 pozisyonunda iken W_1 dalga cephesi üretir ve S_6 pozisyonunda iken W_6 dalga cephesi üretir. Bütün küresel dalga cepheleri v_s hızında genişler ve bir koni yüzeyi boyunca toplanır. Hava veya su gibi sıvıdaki bir dalga kaynağı koni bir şok dalgasını gösterir ve bu Mach konisi olarak bilinir. Bu koninin yüzeyi θ yarım açısına sahiptir ve bütün dalga cephelerine teğettir. Yüklü bir parçacık, yalıtkan (saydam) bir ortamda ışığın hızından daha büyük bir hızla geçerse buna benzer bir etki olur. Bu durumda hızlı hareket eden yüke eşlik eden elektrik ve manyetik alanlar ortamdaki atomları uyarır. Uyarılmış atomlar ışıklarının bir kısmını, Şekil 3.4' de gösterildiği gibi yüklü parçacığın izlediği yola göre sabit bir açıda radyasyona (ışıma) uyumlu bir dalga cephesi şeklinde yayarlar.

Tam anlamıyla ifade etmek gerekirse, Čerenkov radyasyonu adı verilen bu radyasyon parçacığın hızının (βc), c/n hızını aştığı zaman ortaya çıkar (burada c ışık hızı, n ortamın kırılma indisi, $\beta = v/c$).



Şekil 3.4 Uyarılmış atomların yaydığı ışımın konik biçimli dalga cephesi şeklinde gösterimi.

v yüklü cismin hızı ise bu denklem $\beta = 1/(1-v^2/c^2)^{1/2}$ şeklindedir. Birçok durumda enerjiler $\beta \sim 1$ için yeteri kadar yüksektir. Şekil 3.4' den Čerenkov radyasyonu şeklinde oluşan ışık konisindeki açının kosinüsü, $\cos \theta = (ct/n)/\beta ct = 1/\beta n$ değerine sahiptir. Burada görülen radyasyon, sürekli bir radyasyon (tayf) şeklinde ortaya çıkar. Dağıtıcı bir ortamda hem n , hem de θ radyasyon frekansının fonksiyonlarıdır. Belirli bir frekans veya dalga boyunda fotonların sayısı $1/\lambda^2$ ile orantılıdır. Böylece dalga boyu ne kadar küçülürse (veya frekans büyüdükçe) daha çok foton elde edilir. Yani görünür bölgede mavi ışık bütün diğer renklere baskın geleceği anlamına gelir. Bilimsel bir araç olarak Čerenkov etkisinin önemi parçacık hızı ile (momentum doğrultusu ve radyasyon yayını arasındaki) açı arasındaki ilişkiye dayanır. Yukarıda tanımlanan θ açısının ölçümü βc 'nin doğrudan ölçümünü sağlar. Parçacık çok hafif olduğunda (elektron veya pozitron) o zaman $\beta \sim 1$ dir ve açı elektron veya pozitronun doğrultusunu belirlemede kullanılabilir [6].

3.4. Čerenkov Dedektörleri ve Çeşitleri

Čerenkov dedektörleri, Čerenkov ışımının ışıma için bir eşliğinin 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 yer alması, bu tür niceliklerin belirli deneysel uygulamalarına olanak sağlar.

Verilen bir aygıtta veya kanalda, fotoelektronların (p.e.) sayısı

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

ile bulunur. Burada L, ışıyıcıda alınan toplam yol, ϵ_{coll} toplanan Čerenkov ışığını toplamadaki verimi. ϵ_{det} (fotoçoğaltıcı veya benzeri) aygıtların 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

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

dir [2],[8]. Yüksek enerji fiziğinde çoğunlukla $z = 1$ alınmaktadır.

3.4.1. Halka görünümlü Čerenkov dedektörleri

Hem dar alan hem de 4π geometrilerinde Čerenkov ışımalarının bu 3 özelliği, tümünü kullanır. Bu dedektörler, çoğunlukla onay/ret 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 kurulur. Çoğu zaman optik cihazlar Čerenkov konisini, fotodedektörde bir halka üzerine düşürür [2],[8].

3.4.2. Diferansiyel Čerenkov dedektörleri

Belirlenen bir bölgede, hızlara sahip parçacıkları belirlemek için optiksel odaklamayı ve/veya geometrik maskeleyi kullanarak θ_c ' nin β 'ya bağılılığından yararlanır. Dikkatli bir tasarım ile $\sigma_\beta / \beta \approx 10^{-4} - 10^{-5}$ olan bir hız çözünürlüğü elde edilebilir[2],[8].

3.4.3. Eşik Čerenkov dedektörleri

Parçacığın, Čerenkov eşik hızının yukarısında olup olmadığını temel alarak basitçe onay veya ret kararını verir. Çok iyi düzeneklerde $\langle \epsilon_{coll} \rangle > 90\%$ dır. Bir tipik bialkali katot ile bir ışık çoğaltıcı için, $\int \epsilon_{det} dE \sim 0.27$ olur ve böylece,

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

olur. Örneğin, seçilen bir n ' nin a türü için momentumun eşik değerinin p_t olacak şekilde seçilirse bu momentumda a türü $\beta_a = \frac{1}{n}$ hızına sahiptir. Aynı momentuma

sahip daha hafif bir ikinci b türü β_b hızına sahip olup, $\cos \theta_c = \frac{\beta_a}{\beta_b}$ ve

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

olur. $P=700$ MeV/c' de e/π ayırt etmek üzere, e için $N_{p.e}/L \approx 3.4cm^{-1}$ ve (tasarım ile) π için ise 0' dır.

Sınırlı yol uzunlukları için $N_{p.e.}$ küçük olabilir ve dıştaki elektronik aygıtları tetiklemek için belirli bir asgari değer gereklidir. Genel verim, baskın parçacık türünün diğerinden ayırt edilmesinde özellikle kritik olan Poisson dalgalanmaları tarafından kontrol edilir. İlgili dedektörler sınıfı, türleri ayırt etmek için veya her bir

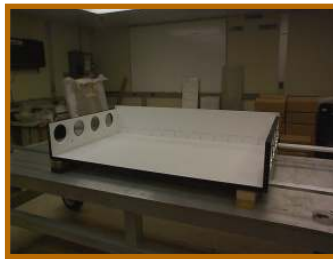
parçacık türüne ait olasılıkları belirlemek için gözlenen fotoelektronların sayısını (veya kalibre edilmiş sinyal yüksekliğini) kullanır [2],[8].

3.5. BLAST Čerenkov Dedektörü ve İç Yapısı

Čerenkov dedektörünün orta sayacının üretim aşamaları şekil 3.5’ de gösterilmektedir.



a) Üst ve ön paneller



b) Yan paneller



c) PMT lerin sabitlenmesi için metal aksam



d) PMT lerin çerçeveleri



e) Aerojel tabakasının profilden görünüşü

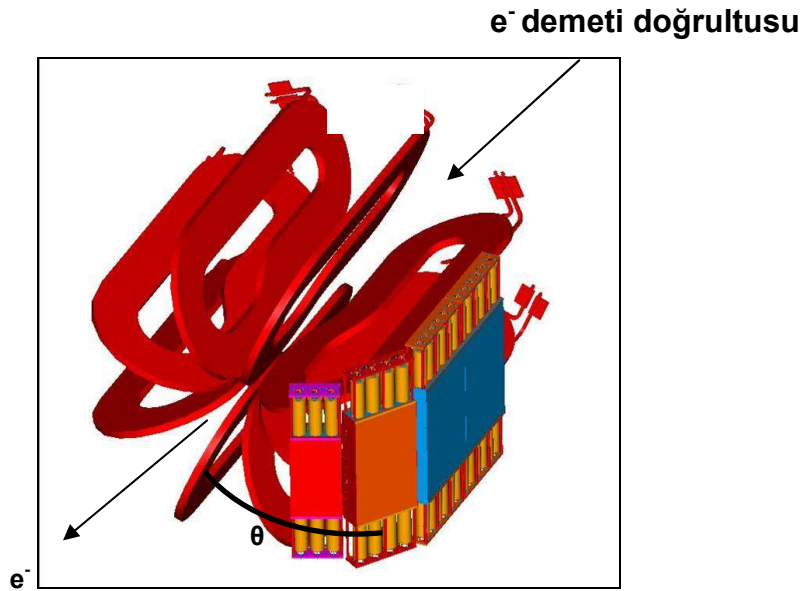


f) Čerenkov dedektörünün dıştan görünüşü

Şekil 3.5 Čerenkov dedektörünün üretim aşamaları.

Bu sayfa üst, ön ve yan paneller ile fotoçoğaltıcıların yerleştirileceği metal aksam önce birbirine sabitlenir. Daha sonra metal aksama fototüpler takılır. Aerojel tabakanın da yerleştirilmesiyle Čerenkov dedektörü tamamlanmış olur [1],[10].

Čerenkov dedektörleri BLAST spektrometresinde şekil 3.6' da gösterildiği gibi yerleştirilmektedir.

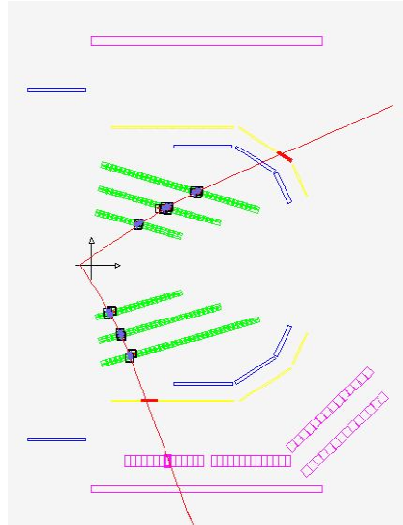


Şekil 3.6 Čerenkov sayaçlarının BLAST spektrometresine yerleştirilmiş gösterimi.

İlk sol sayaç, dar θ açısı 20 ile 35 derece arası, orta sayaç 35 ile 50 derece ve büyük sayaç da 50 ile 70 derece arası açıları kapsayacak biçimde yerleştirilmiştir [1],[11]. Simetrik olarak sağ tarafta da aynı sayaçlardan üç adet vardır. Bu şekilde yerleştirilen sayaçlar, saçılan parçacıkların çoğunu tespit ederler.

3.6. Čerenkov Dedektörünün Çalışma Prensibi

BLAST spektrometresinde elektronun protondan esnek saçılması sonucu bu parçacıkların izlediği yollar tepeden bakıldığında şekil 3.7' de gösterilmiştir. Şekilde sol tarafa saçılan parçacığın eğrilme yarıçapı büyük, sağ tarafa saçılanın ise küçüktür[8].



Şekil 3.7. Tipik bir esnek elektron-proton saçılmasının simülasyonu verilmiştir [1],[8].

\mathcal{G} hızıyla B manyetik alana giren bir yüklü parçacığın maruz kalacağı manyetik kuvvet, $F = B.q.\mathcal{G}$ dir. Parçacığa etki eden merkezci kuvvet ise $F = \frac{m\mathcal{G}^2}{r}$ olup bu

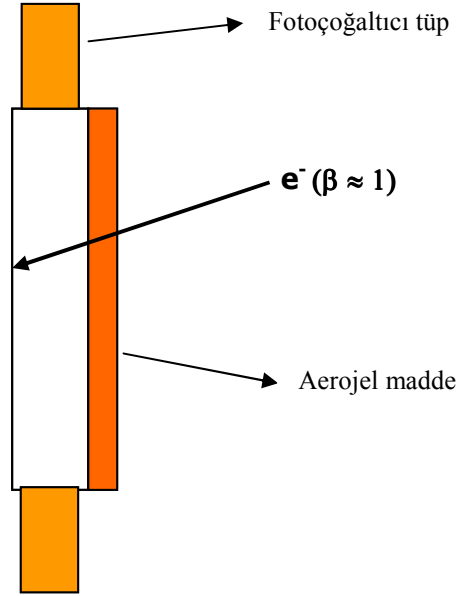
kuvvetlerin eşitliğinden $\frac{m\mathcal{G}^2}{r} = B.q.\mathcal{G}$ olur. Bu eşitlikten de parçacığın yörünge

yarıçapı, $r = \frac{m\mathcal{G}}{Bq} = \frac{p}{Bq}$ bulunur. Bu ifadede B manyetik alan, P momentum, r

yarıçap ve q parçacığın yüküdür. Parçacığın yörünge yarıçapı, manyetik alan ve bu alanda sapan parçacığın yükü bilineceğinden parçacığın kimlik tespiti yapılabilir.

Čerenkov dedektörü üç bölüme ayrılarak çalışma prensibi anlatılabilir. Bunlar, aerojel madde, yansıtıcı yüzey ve fotoçoğaltıcılar (Şekil3.5).

Aerojel madde, yüklü parçacığın içinden geçerken ışıma yaptığı saydam maddedir. Bu maddenin kırılma indisi, elektron-pion ayırımı yapabilmek için pion' un belli bir eşik momentumuna kadar ışıma yapmasını engellenmek için özel seçilir. 700 MeV/c lik momentuma sahip bir pion' un β ' sı, $n=1/\beta_{pion}$ ifadesinde yerine yazılırsa kullanılması gereken (seçilen) saydam malzemenin kırılma indisi 1,02 ile 1,03 arasında olmalıdır.



Şekil 3.8.Čerenkov sayacının basit bir gösterimi.

Bu indise sahip olan saydam malzemeler aerojel kullanılarak elde edilir. Bu sebepten ötürü aerojel, dedektör imalinde aktif malzeme olarak seçilmiştir. Elektronla göre ağır parçacık olan pion için olay başına üretilen ortalama fotoelektron sayısı 1,02 kırılma indisli aerojel kullanılarak sıfırlanmıştır.

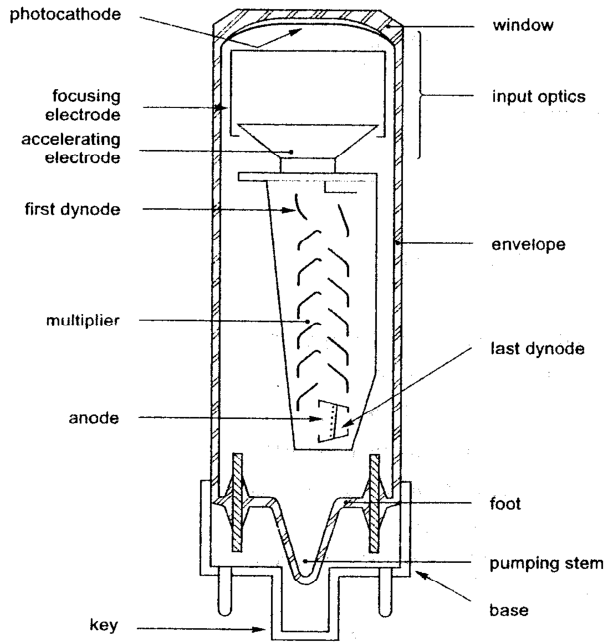
Yansıtıcı yüzey, arojelden ışımaya yapan fotonları yansıtarak fototüplere gelmelerini sağlar. Bu malzeme yüksek yansıtıcılık verimine sahiptir.

Fototüpler ise, ışımaya yaparak yansıma sonucu katoda gelen fotonların, fotoelektron sökmesi sonucu bunları çoğaltıp sinyal (akım)'e dönüştürür.

BÖLÜM 4. ÇERENKOV DEDEKTÖRLERİNDE TİPİK BİR FOTOÇOĞALTICI TÜRÜN ÇALIŞMA PRENSİBİ VE YAPILANMASI

Bir fotoçoğaltıcı, ışığı elektriksel sinyale dönüştürür. Sonra sinyali, ikincil elektronların yayılması ile bir uygun seviyeye yükseltir. Şekil 4.1 gerekli elemanları göstermektedir.

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



Şekil 4.1 Bir fotoçoğaltıcının elemanları (1956'da, Philips tarafından üretilen dünyanın ilk hızlı PMTsi, 56AVP esas alınmıştır).

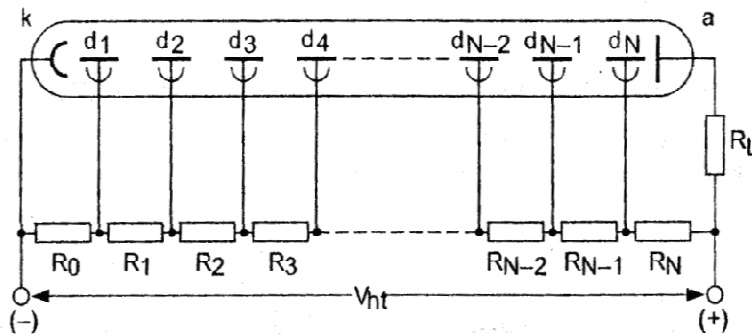
Bir fotoçoğaltıcının çalışmasını esas alan iki temel olgu, ışık yansımaları ve ikincil yansımalarıdır. Fotoemisyon, fotokatot malzemenin bağlı elektronlarına tüm enerjisini aktaran başlangıçta üretilen fotonların bir kısmından dolaydır. Bazılarına kurtulmaları için yeterli enerjiyi sağlarlar. Eğer ilk daynot'a çarpan bu fotoelektronların sayısı n_k ve daynot'un kazancı g_1 ise oluşan ikincil elektronların sayısı $n_k g_1$ dir. O zaman, ikinci bir daynot g_2 kazancına sahipse, benzer şekilde $n_k g_1 g_2$ elektronlar yayımlar. Bu süreç, daynot' dan daynot' a elektronların en son toplandığı anota kadar tekrarlanır. Eğer N , daynot sayısı ise toplanan elektronların sayısı

$$n_a = n_k \prod_{i=1}^N g_i$$

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

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

dır. Elektronlar, daynotlar arasında elektrik alan tarafından ivmelendirilir ve odaklanırlar. Gerekli potansiyel gradyentler, genellikle yüksek gerilim kaynağının kutupları karşısındaki bir gerilim bölücünden oluşur (Şekil 4.2).



Şekil 4.2 Yüksek gerilim kaynağında gerilim bölücü.

4.1. Fotokatot

Genelde fotoçoğaltıcılar içinde kullanılan katotlar, bir fotoyansıtıcı yarı iletken yapılmıştır ve iki çeşittir.

-Yarı saydam katotlar, en yaygın kullanılan çeşididir. Giriş penceresinin içerisinde yerleştirilir. Elektronlar, gelen ışığa zıt taraftan yansıtılırlar. Bu katot, büyük (çapı 10 ile birkaç yüz milimetre çapında) ve yerleştirilen pencere düz veya tümsek olabilir.

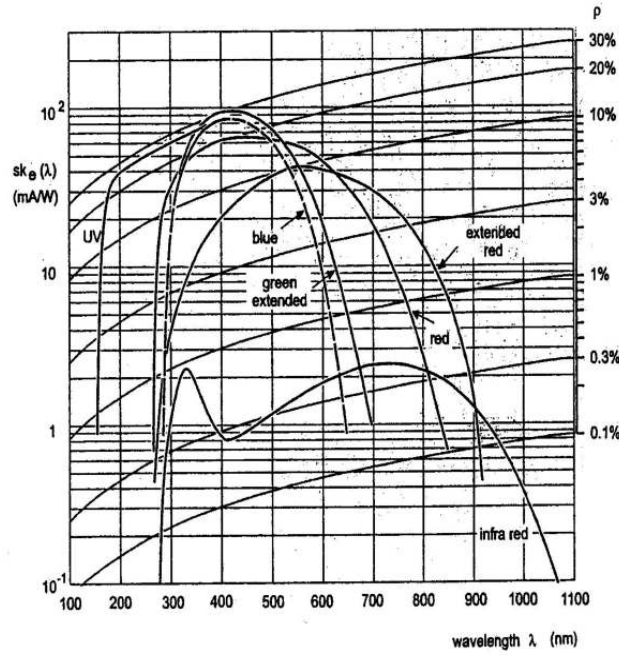
-Işık geçirmez katotlar, tüp içerisinde bir metal elektrot üzerinde yerleştirilir.

-Elektronlar aydınlatılmış kısımdan yayımlanır. Odaklayıcı elektronların boyutlarından dolayı bu alan genelde birkaç santimetre kare ile sınırlandırılmıştır.

4.1.1. Standart türler

Çoğunlukla kullanılan fotokatot elemanları gümüş-oksijen-sezyum (AgOCs), antimon-sezyum (SbCs), ve bi-trialkali bileşikleri SbKCs, SbRbCs ve SbNa₂KCs. Dalgaboyunun fonksiyonları olarak, farklı fotokatotların duyarlılık örnekleri Şekil 4.3' de görülmektedir. Bunlar hassasiyet karakteristikleri tayfi olarak adlandırılır. Bunlar, metalin fotoemisyona eşikinden dolayı uzun dalgaboylarında ve pencerenin geçirgenliğinden dolayı kısa dalgaboylarında sınırlıdır.

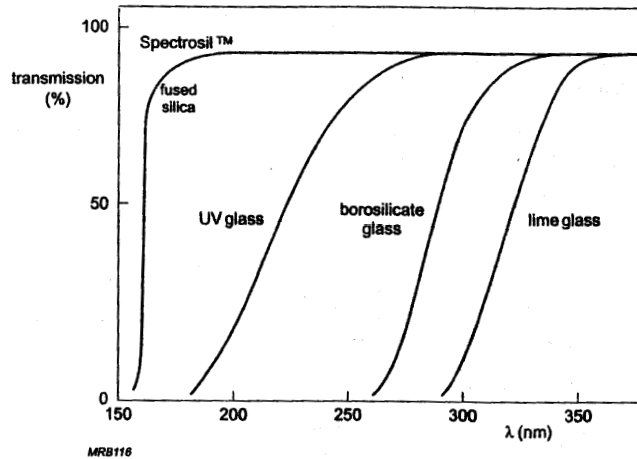
Bi-trialkali katotlarının duyarlılık eğrileri kalınlıklarının artırılması ile maviye hassasiyetin azalması karşılığında uzun dalgaboylarına doğru kaydırılabilir. Trialkali S2OR fotokatot (bazen S25 olarak adlandırılır.) örnek olarak verilebilir.



Şekil 4.3.4. Çeşitli fotokatot türleri için spektral duyarlılık özellikleri. Düzgün ρ , kuantum verimliliklerine örnek eğriler gösterilmiştir.

4.1.2. Giriş penceresi

Giriş penceresi malzemesi, kısa dalgaboyu bölgesinde duyarlılık tayfını sınırlar. Şekil 4.5 ve Tablo 4.1 bazı kullanılan camların karakteristiklerini verir. Bunlar başlıca, kesilme dalgaboyu 250 ve 300 nm arasında olan borosilicate cam (sert cam) ve kireçli cam (yumuşak cam) dır. Kesilme dalgaboyları 250 nm ve altında olan morötesi saydam camlar eritilmiş silistir. Bazı uygulamalarda yarı saydam katotlarla kullanılan pencereler, yansımayı azaltmak için buzlu cam haline getirilmiştir.



Şekil 4.5. Fotoçoğaltıcılardaki giriş pencerelerinde kullanılan çeşitli camlar için dalgaboyu λ 'nın bir fonksiyonu olarak (%) iletim.

Tablo 4.1. Fotoçoğaltıcı pencerelerinde kullanılan camların özellikleri.

| Type of window | Cut-off wavelength (decrease to 10%) (nm) | Refractive index n at λ (nm) |
|------------------------|---|--|
| lime glass | 300 | 1.54 400 |
| borosilicate | 270 | 1.50 400 |
| UV-glass | 190 | 1.49 400 |
| fused silica | 160 | 1.47 400 1.50 250 |
| sapphire (Al_2O_3) | 145 | 1.80 400 |
| MgF_2 | 115 | 1.40 400 |
| LiF | 105 | 1.40 400 |

LiF veya MgF_2 'ye rağmen 180 nm' den daha az olan morötesi ışınımı, havanın soğurması nedeniyle sadece vakumda araştırılabilir. 105 nm' den daha küçük dalgaboyları için saydam bir malzeme yoktur ve penceresiz fotoçoğaltıcılar, boşaltılmış sistem içinde kullanılması gerekir (alternatif olarak, tek kanallı elektron çoğaltıcılar veya mikro kanallı levhalar kullanılabilir).

4.2. Elektron Odaklama Giriş Sistemi

Elektron odaklama giriş sisteminin amacı, ilk daynot'un 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, bir yarı saydam tür ise (fotokatot) ve özellikle de büyükse, bu sistem çok karmaşıklaşır ve bir veya birçok elektrot eklenebilir.

Giriş sistemi iki temel ihtiyacı karşılaması gerekir.

-İlk hızlarına ve fotokatodun neresinden oluştuğuna bakmaksızın, ilk daynotta maksimum elektron odaklanabilmesi gerekir. İlk daynot'un kullanışlı alana gelen elektronların sayısı ile katot tarafından yayımlanan elektronların toplam sayısı arasındaki oran, toplama verimi olarak adlandırılır. Bu oran, dalgaboyu ile değişir, fakat genelde %80' den büyüktür.

-Katot ve ilk daynot arasında elektronların iletim süresi, ilk hızlarından ve başlangıç noktasından mümkün olduğunca bağımsız olması gerekir. Bu, hızlı tepkili fotoçoğaltıcılar için de özellikle önemlidir ve bu yüzden, bunlar çok karmaşık giriş sistemlerine sahiptirler.

4.2.1. Genel amaçlı tüpler

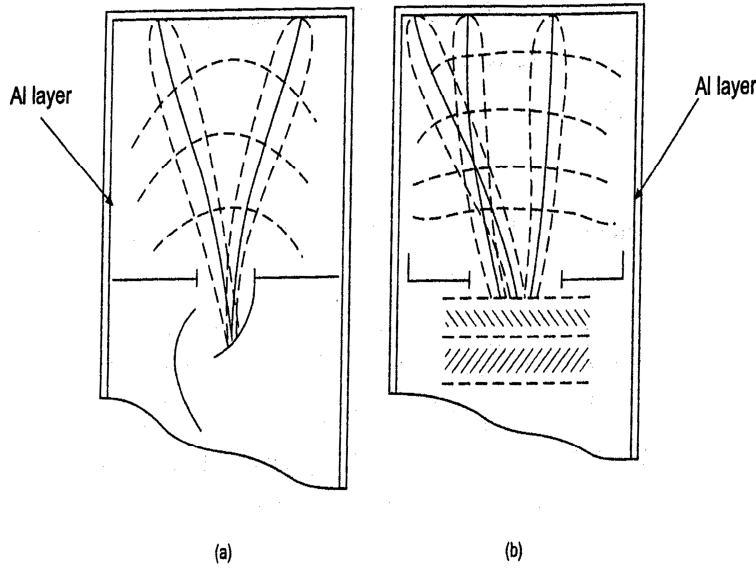
Şekil 4.6 iki genel amaçlı fotoçoğaltıcıların giriş sistemi geometrisini gösterir. Odaklayıcı tüpler ve venedikli-kör (venetian-blind) tüpler. Her ikisi de;

-katot,

-tüp içinde buharlaştırılarak oluşturulan ve katoda bağlı olan bir alüminyum tabaka,

-ilk daynot'un potansiyeline sahip ivmelendiren bir elektrottan oluşur.

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



Şekil 4.6. Bir fotoçoğaltıcının elektron-odaklama girişi ile (a) daynotların odaklanması (b) Eşgerilim doğrularını ve elektronların izlediği yolları gösteren venetian-blind daynotları.

Katottan aynı noktadan çıksalar bile ilk hızlarının dağılımından dolayı, elektronların ilk daynot'a ulaştıkları yer bakımından bir dağılım gösterirler. Bu dağılım, Şekil 4.6 da görülmektedir. Toplama verimini destekleyen iki faktör, fotoelektronların iyi odaklanması ve ilk daynot'un alanının büyüklüğüdür.

4.2.2. Hızlı-tepkili tüpler

Hızlı-tepkili fototüpler için ilave koşul vardır. Şöyle ki, katot ve ilk daynot arasındaki iletim süresindeki değişimleri minimum tutmaktır. Bu değişimler 2 bileşenden oluşur.

-Aynı noktadan oluşan elektronların, ilk hızlarının dağılımından kaynaklanan kromatik bileşendir. İlk hız vektörü, E_n enerjisine karşılık gelen ve katoda dik olan V_n hızı ile, benzer şekilde bir E_t enerjisine karşılık gelen ve katoda teğet bir V_t hız bileşenine ayrılabilir. İlk hızsız bir elektron yayınında iletim süresi göz önünde bulundurulduğunda, ilk hızın dik bileşeninden dolayı iletim süresindeki azalma

$$\Delta t_n = \frac{1}{\varepsilon e} \sqrt{2m_e \Delta E_n} \quad (4.1a)$$

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

İlk hızsız bir elektron yayınımlında iletim süresi göz önünde bulundurulduğunda, ilk hızın paralel bileşeninden dolayı, iletim süresindeki artma (Δt_i) ise,

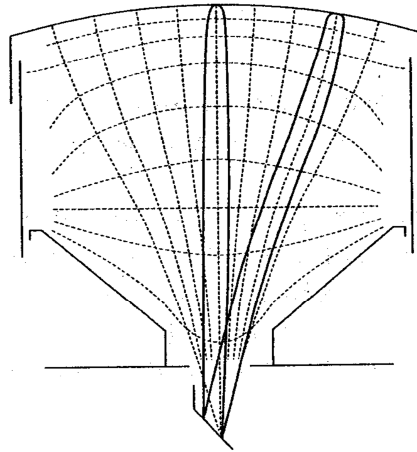
$$\Delta t_i \approx \frac{r}{v} \quad (4.1b)$$

ile verilir. Burada r , elektronun yörünge yarıçapı ve v ilk daynot' a çarpma hızıdır.

-Bir geometrik bileşen, katot üzerindeki farklı noktalardan farklı uzunlukların birincil yollar arasında iletim sürelerindeki farklılıklardan kaynaklanır. Katkıda bulunan faktör, elektronlar tarafından alınan yolda elektrik alanın homojen olmamasıdır. Sıfır ilk hızla yayımlanan L ve $L + \Delta L$ uzunluklarının yolları boyunca düzgün bir elektrik alanından geçen iki elektronun iletim zamanları arasındaki fark,

$$\Delta t = \Delta L \sqrt{\frac{m_e}{2e\varepsilon L}} \quad (4.2)$$

olur. (4.1) ve (4.2) denklemlerinden görüldüğü üzere, iletim süresindeki değişimler, katot yüzeyindeki elektrik alan büyüklüğünün artmasıyla ve katot ile ilk daynot bölgesinde elektron yol uzunluklarının aralarındaki farklılıkların azaltılmasıyla küçültülebilir. Bu ise, hızlı tepkili fotoçoğaltıcılarda bir konkav katot, bir veya bir çok odaklayıcı elektrot kullanılarak yapılır (Şekil 4.7).

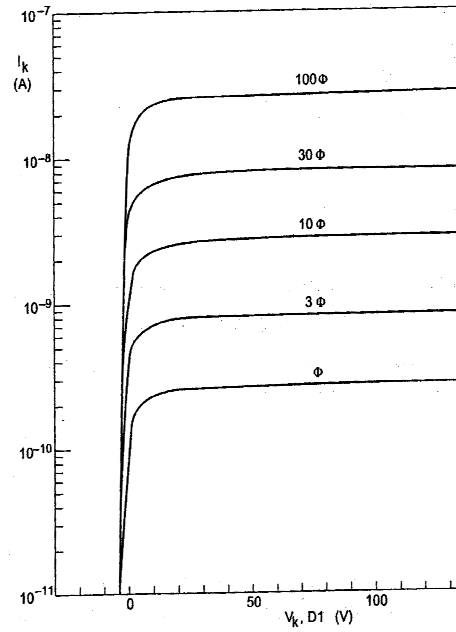


Şekil 4.7 Çok hızlı fotoçoğaltıcı giriş pencereleri için bir örnek.

4.2.3. Katot akım doygunluğu

Şekil 4.8 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 dolayı, katot ve ilk daynot arasında potansiyel fark sıfır olsa bile bazıları ilk daynot tarafından toplanabilirler. Bu ilk daynot, katot'a göre negatif edilerek yapılabilir. Fotoakımındaki bu gerilim, kesilme gerilimi olarak adlandırılır. Bu, dalgaboyuna, fotokatot malzemesine ve giriş sistemi tasarısına bağlıdır. Bu da asla birkaç volttan daha yüksek olamaz.

İlk daynot, fotokatot'a 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 bir kaç 10 volt arasındadır. Bu akım doygunluğu, Şekil 4.8' de görüldüğü gibi gelen akı ile orantılıdır.



Şekil 4.8. Parametre olarak görelî akı ile katot-ilk daynot arasındaki gerilimin bir fonksiyonu olarak fotoakım değışimi.

4.3. 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 elektrotların sayısı, gerekli çoğaltmayı vermek üzere daynottan daynot'a artar. Bununla beraber, bir daynottan yayımlanan elektronlar bir sonraki daynot'a ulaşamazlar. Çoğaltıcının her bir daynot 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 inci daynot'un ikincil yayının katsayısı δ_i ve ondan önce gelen boşluğun toplama verimi n_{i-1} , d_i ve d_{i-1} daynotları arasındaki V_i voltajın artan fonksiyonlarıdır (δ_i , n_{i-1} ' den daha hızlı artan bir orana sahiptir). n_{i-1} ve δ_i çarpımları, uygulanan V_i geriliminin bir üssüyle değışir ve

$$n_{i-1} \delta_i = k_i V_i^\alpha \quad (4.3)$$

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

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

$$g_i = \delta_i n_i \quad (4.4)$$

olur ve çoğaltıcının toplam M kazancı,

$$M = \prod_{i=1}^N g_i \quad (4.5)$$

dir. Buradaki N , daynot sayısıdır.

Çoğaltıcı, bütün daynotların (bazen ilk bir veya iki ve son daynot istisnadır) özdeş olmasından dolayı tekrarlı yapıdadır. Elektron yörüngelerinin girişlerinin çok kavisli olmasından dolayı, ilk daynot arası boşluk, elektron optik girdi sistemi ile çoğaltıcının tekrarlı bölümü arasında kritik bir bağlanma oluşturur. Bu nedenden dolayı, yüksek gerilim, diğer daynotlar arasında uygulanır.

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

- çoğaltıcının genel kazancı katsayısının artırılmasıyla,
 - ikincil yayılım katsayısının sabit hale getirilmesiyle,
 - aşamaların toplama verimliliğinin eşitlemesiyle,
- azaltılabilir.

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

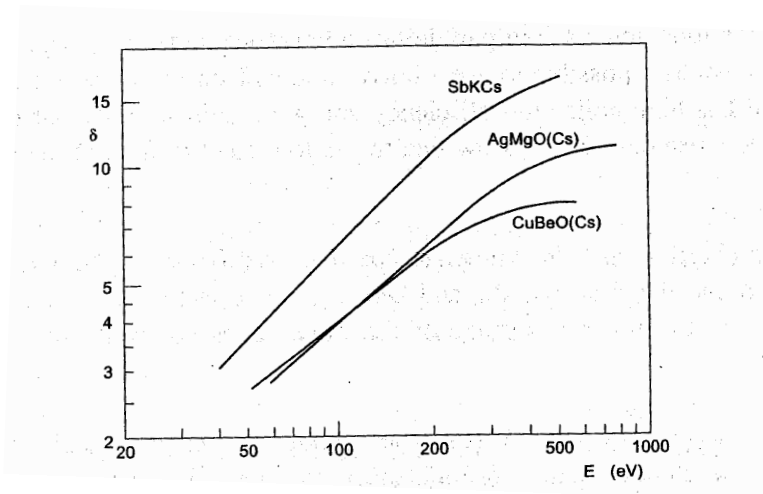
- elektronunun ilk hızındaki değişimler,
 - elektronun izlediği yoldaki değişimler,
- gibi sebeplerden dolayı dalgalanır.

En önemli başlıca faktörler olan çoğaltıcıların tepki zamanını ve kazancını kontrol eden faktörler daynotların malzemeleri ve geometrileridir.

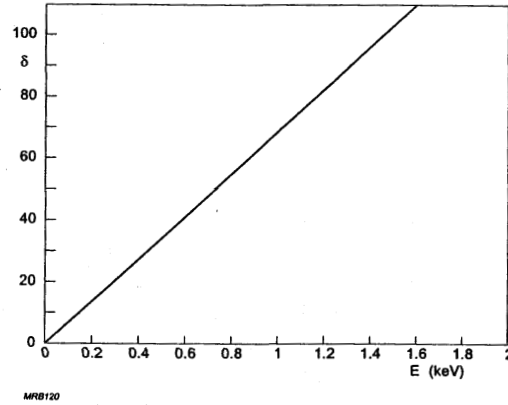
4.3.1. Daynot materyalleri

Yeterli ikincil yayılım katsayılarına sahip olan materyaller, ya yalıtkanlar ya da yarı iletkenlerdir. Daynotların yapımında, genellikle AgMg, CuBe ve NiAl kullanılır. Bunlar kendilerine ait kullanışlı yayılım katsayılarına sahip değildir fakat yüzeylerinde MgO, BeO ve Al₂O₃ gibi oksitleri 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 yansıtıcıdır ve hem fotokatotlarda, hem de daynotlarda aynı şekilde işleme tabi tutulur ve konulurlar. Şekil 4.9 bazı tipik yüzeylerin ikincil yayılımına örnekler verir.

Negatif elektron ilgisine sahip, daha yüksek ikincil yayılım katsayılarını elde etmeye yarayan yarı iletken malzemeler geliştirilmiştir. Buna örnek olarak GaP(Cs)' nin ikincil yayılım karakteristiği Şekil 4.10' da verilmiştir. 400 ile 800 eV arasındaki enerjilere sahip birincil elektron ile bu malzeme 20 ile 50 arasında ikincil yayılım katsayılarını verir.



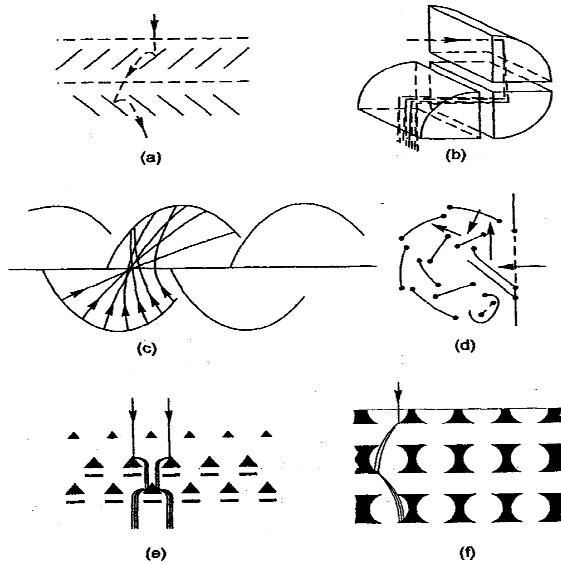
Şekil 4.9. Çoğunlukla başlangıç elektron enerjisinin fonksiyonları olarak kullanılan 3 daynot malzemelerinin ikincil yayılım katsayıları.



Şekil 4.10. Başlangıç elektron-enerjisi fonksiyonuna göre GaP(Cs)' nin ikincil yayınım katsayısı.

4.3.2. Daynot geometrisi

Doğrusal odaklayıcı daynotlar Şekil 4.11(c)' de gösterilmiştir. Bu daynotlar, çoğaltıcı boyunca elektron yollarının etkin odaklanmasını temin etmek için tasarlanır. Bu, 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. Tüm daynot çeşitleri şekil 4.11' de gösterilmiştir [4].



Şekil 4.11. Daynot Biçimleri: (a) Venedik stilli (d) Dairesel Kafes (b) Kutu (c) Doğrusal Odaklama (e) Izgara (f) Metal Yaprak

BÖLÜM 5. ANALİZ

5.1. Giriş

Bu bölümde ADC spektrumundan alınan dijital sinyallere fit işleminin nasıl uygulandığı ve sonucunda fiziksel anlamı olan hangi terimlerin elde edildiği gösterilmiştir.

5.2. Bir Örnekle Fit İşlemi

Fit işlemini temel manada kavrayabilmek için gözlemlenen değerler bir dağılım olarak ele alınabilir. Bu dağılımda x_i ' yi değiştirirken $y_i \pm \Delta y_i$ gözlemleri histogram şeklinde grafiğe aktarılır. Verilen bu data, teorik ifadedeki parametreler α_j olmak üzere $y_i^{teori}(\alpha_j)$ fonksiyonel formuna fit etmeye çalışılırsa o zaman,

$$S = \sum_{i=1}^{bölme} \left[\frac{y_i^{deneyse} - y_i^{teori}(\alpha_j)}{\sigma_i} \right]^2 \quad (5.a)$$

ifadesi oluşur. Burada S minimizasyon fonksiyonu, α_j teorik ifadedeki parametreler, y_i her aralık için gözlem sayısı ve σ_i hatalardır. Eğer teori, data ile iyi bir uyum içinde ise o zaman $y^{deneyse}$ ve y^{teori} çok fark etmeyecektir ve bu yüzden S' nin değeri küçük olacaktır. S' nin en küçük değerinde de en iyi fit olur [3].

5.2.1. Parametrelerin doğrusal fonksiyonu-düz çizgi

Parametrelerin gerçek değerleri, fit edilen fonksiyon özellikle lineer olduğu zaman

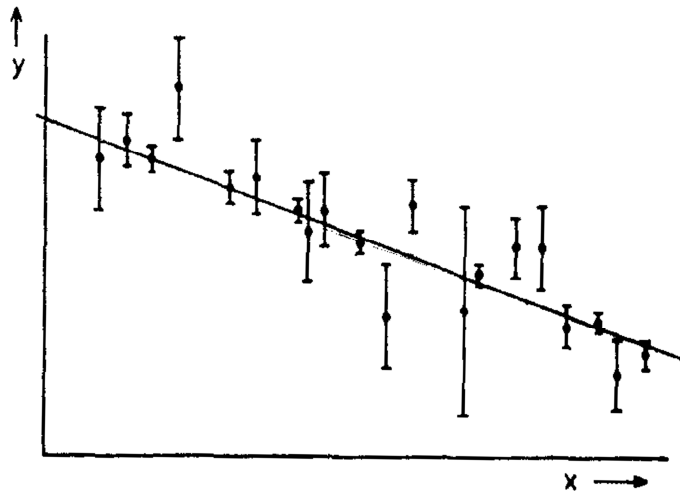
daha kolay bulunabilir. Burada fit fonksiyonu a ve b parametreleri, bilinmeyen

$$y = ax + b \quad (5.1)$$

dir. Veriler, n tane noktadan $(x_i, y_i \pm \sigma_i)$ oluşur. x koordinatına ait değerlerin tamamen bilindiğini (hatasız olduğunu), fakat y koordinatının her bir değerine bir σ_i değişkeni sahip olduğu kabul edilebilir (Eş.5.1). Buna bir metalin, birçok sıcaklık değerine karşılık gelen uzunluklarının ölçülmesiyle (deneysel hatalarıyla), bu metalin genişleme katsayısının tanımlanması bir fiziksel örnek olarak verilebilir. Eş.5.a' daki yönergeye dayanılarak,

$$S = \sum_{i=1}^n \left[\frac{y_i - a - bx_i}{\sigma_i} \right]^2 \quad (5.2)$$

ifadesine göre n'e kadar değerler alan S'yi en aza indirmek gerekir. 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 tanımlandığına dikkat edilmesi gerekir.



Şekil 5.1. Küçük karelerle uygun doğrusal fit.

Veriler x koordinatının değerlerinin tamamen bilinen, fakat y koordinatının değerleri 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. Noktaların ağırlık faktörü, hata payının karesi ile ters orantılıdır. Tüm noktadan gelen her bir sapmanın, ağırlıklı karelerinin toplamının oluşturacağı doğruyunun bulunmasıdır.

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 edilir. (5.2) deki denklemi ayrı ayrı sırasıyla önce a' ya, daha sonra b' ye göre kısmi türevi alınırsa,

$$-\frac{1}{2} \frac{\partial S}{\partial a} = \sum \frac{(y_i - a - bx_i)}{\sigma_i^2} = 0 \quad (5.3)$$

ve

$$-\frac{1}{2} \frac{\partial S}{\partial b} = \sum \frac{(y_i - a - bx_i)x_i}{\sigma_i^2} = 0 \quad (5.4)$$

elde edilir. Eş.(5.3) ve (5.4)'deki denklemler, eş zamanlı iki bilinmeyenli denklemlerdir. Bu denklemlerin sonucunda,

$$b = \frac{[1][xy] - [x][y]}{[1][x^2] - [x][x]} \quad (5.5)$$

denklemi meydana gelir. Denklemdaki köşeli parantezlerin içindeki ifadeler

$$[f] = \frac{1}{n} \sum \frac{f_i}{\sigma_i^2} \quad (5.6)$$

ile tanımlanır. Bu niceliklerin ağırlıklı ortalama değerleri,

$$\langle f \rangle = [f]/[1] \quad (5.7)$$

dir. a' yı tanımlayıp, (5.3) denklemi yeniden düzenlenirse,

$$\langle y \rangle = a + b \langle x \rangle \quad (5.8)$$

bulunur. (5.8) denklemi, en iyi (küçük karelerdeki fitten anlaşılın) çizgi olan veri noktalarının ağırlıklı ağırlık merkezi üzerinden geçtiğini gösterir (ağırlıklı ağırlık merkezini oluşturan her nokta σ_i^2 ile ters orantılı olacak şekildedir). Böylece en iyi gerçek parametre değerleri elde edildikten sonra, onların nasıl bir hassasiyetle bilinebileceği tanımlanabilir. Hesaplamalardaki hatalar için $\frac{1}{2} \partial^2 S / (\partial p_i \partial p_j)$, değerini bulmalıdır. Buradaki p, parametrelerin vektörel ifadesidir. Eş.(5.3) ve (5.4) denklemlerinden,

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \frac{\partial^2 S}{\partial a^2} &= n[1] \\ \frac{1}{2} \frac{\partial^2 S}{\partial b^2} &= n[x^2] \\ \frac{1}{2} \frac{\partial^2 S}{\partial a \partial b} &= n[x] \end{aligned} \quad (5.9)$$

elde edilir. Böylece ters hata matrisi,

$$n \begin{pmatrix} [1] & [x] \\ [x] & [x^2] \end{pmatrix} \quad (5.9')$$

olur. Buradaki a ve b için elde edilen ters hata matrisi ters çevrilirse,

$$\frac{1}{nD} \begin{pmatrix} [x^2] & -[x] \\ -[x] & [1] \end{pmatrix} \quad (5.10)$$

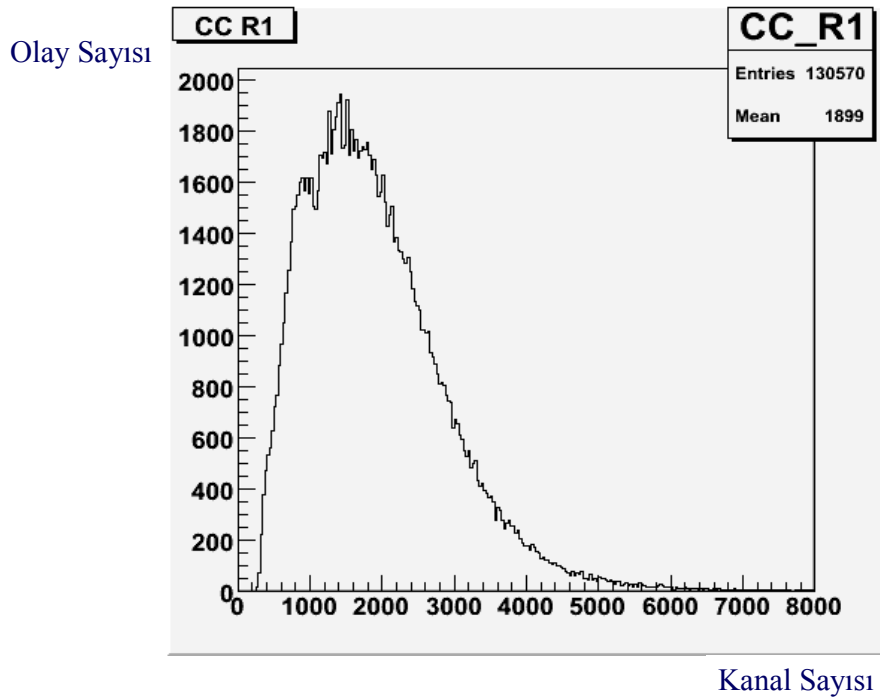
olur. Denklemdaki determinant D ise,

$$D = [x^2][1] - [x][x] \quad (5.11)$$

olarak elde edilir [3].

5.3. ADC Spektrumu

Esnek elektron-proton saçılmasıyla Čerenkov dedektörünün sağdaki orta sayacından elde edilen sinyal aşağıda gösterilmiştir [1].

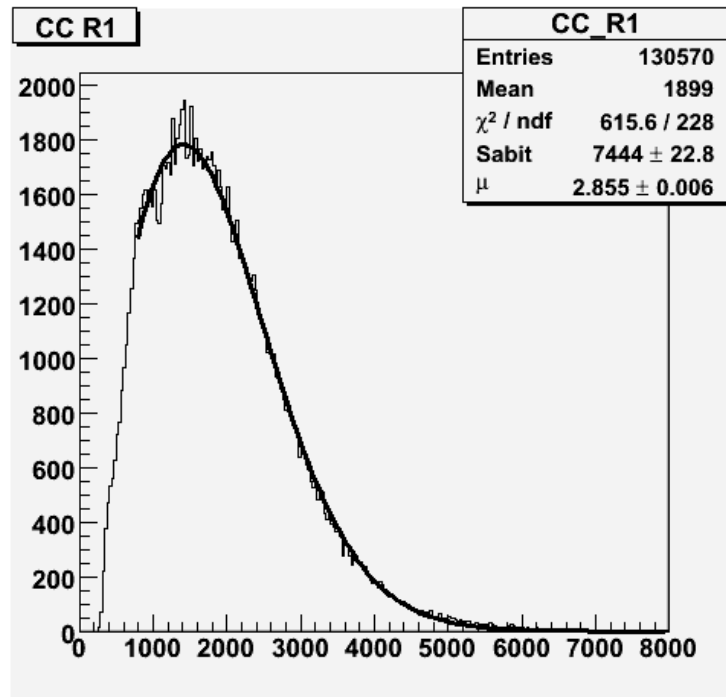


Şekil 5.2. ADC spektrumundan elde edilen dijital sinyal.

Burada, x eksenini kanal sayısını, y eksenini ise olay sayısını göstermektedir. Her bir esnek elektron-proton saçılması bir olay olarak sayılır.

5.4. ADC Spektrumuna Fit İşlemi

ADC spektrumu bir Poisson dağılımı göstermektedir. Bu spektrum Root programı kullanılarak Poisson fonksiyonuna fit edildiğinde şekil 5.3. elde edilir.



Şekil 5.3. ADC spektrumundan alınan dijital sinyalin fit edilmiş grafiği.

Fit işleminde kullanılan Poisson fonksiyonu,

$$f(x) = \text{Const} \frac{\mu^x e^{-\mu}}{\Gamma(x+1)} \quad (5.12)$$

denklemlerle gösterilmiştir [1]. Burada Const (sabit) ve μ , fit işleminden elde edilecek fiziksel anlamı olan parametrelerdir. Bunlardan μ , birim uzunluk başına ortalama fotoelektron sayısını “ $\langle N_{pe} \rangle$ ” vermektedir. Normalizasyon sabiti (Const)

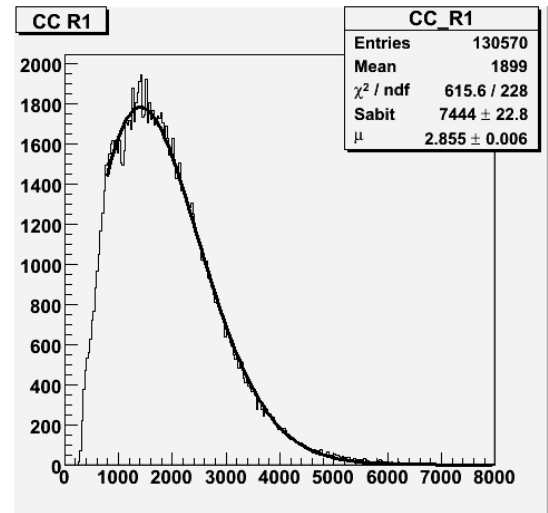
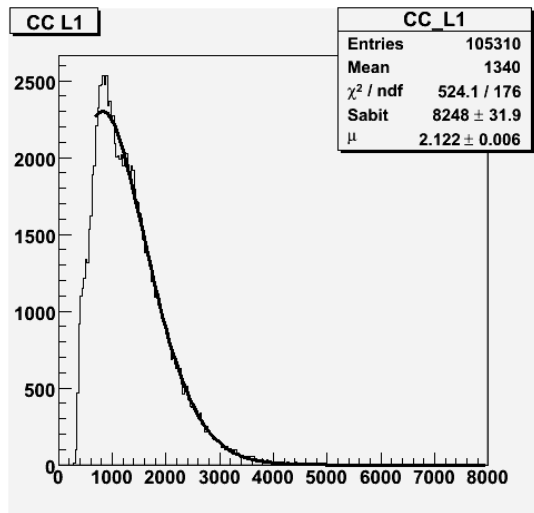
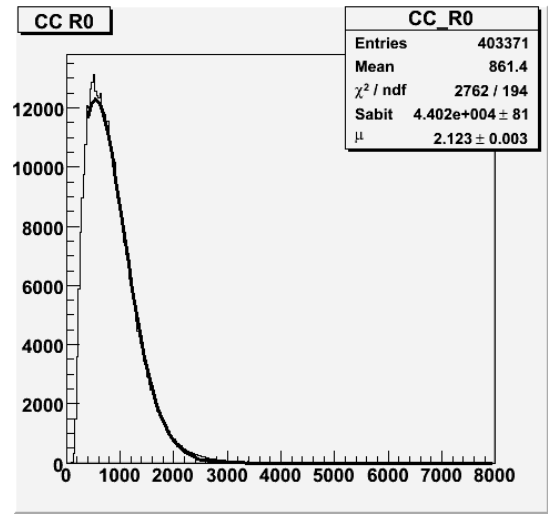
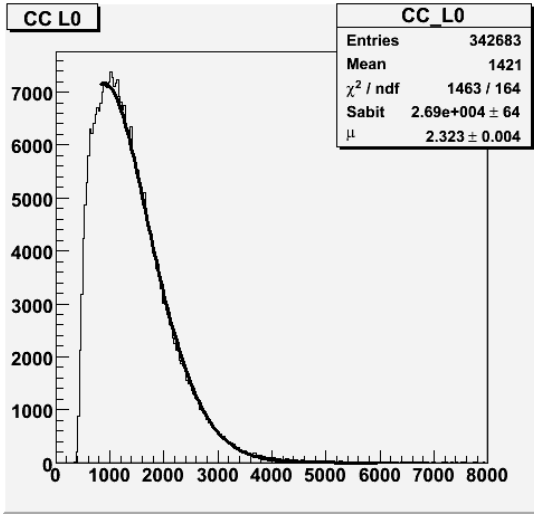
ise dağılımın büyük ve küçüklüğüne göre fit edilmesini sağlar. Denklemden gama fonksiyonu da,

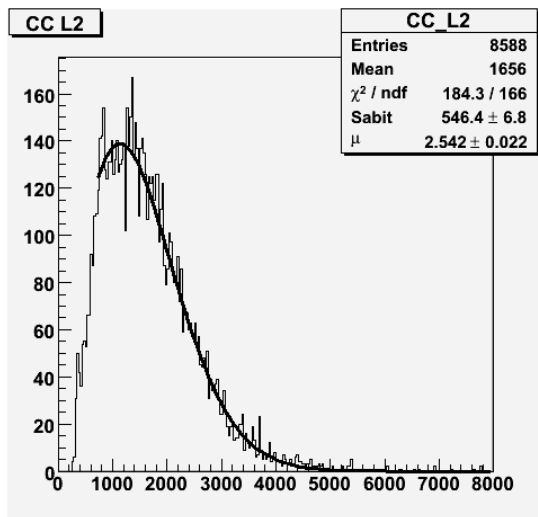
$$\Gamma(x) = \int_0^{\infty} t^{x-1} e^{-t} dt \quad (5.13)$$

eşitliğiyle gösterilmiştir [1].

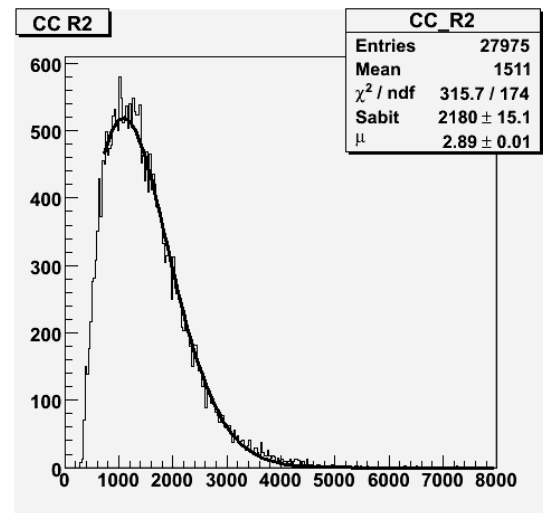
BÖLÜM 6. SONUÇLAR VE ÖNERİLER

Tüm sayaçlardan elde edilen sinyaller, bölüm 5.2’ de anlatılan fit işlemleri kullanılarak fit edildiğinde aşağıdaki grafikler elde edilir.





(e) Sol arka büyük sayaç



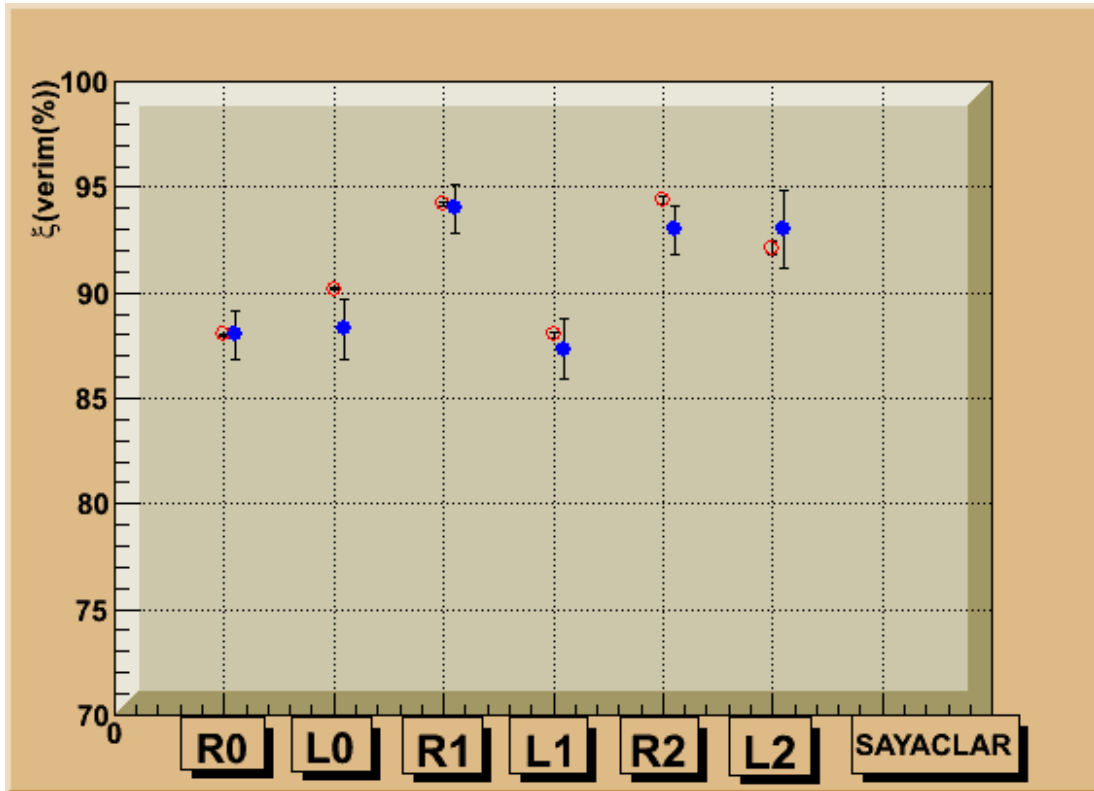
(f) Sağ arka büyük sayaç

Şekil 6.1. Tüm ADC spektrumundan elde edilen dijital sinyallerin Poisson fonksiyonuna fit edilmiş grafikleri.

Bu grafiklerden elde edilen μ değerleri,

$$\xi = 1 - e^{-\mu} \quad (6.1)$$

ifadesinde yerine yazılarak her bir sayacın parçacıkları tespit etmedeki verimi (ksi) bulunur [5]. Her sayaç için iki değer vardır. Bu verim değerler bir grafikte gösterilirse Şekil 6.2 elde edilir.



Şekil 6.2. Tüm sayaçlardan elde edilen verim grafiği.

Mavi Renk TOF
Analizi

Kırmızı Renk ADC
Spektrum Analizi

Şekilde 6.2’de gösterilen kırmızı renkli noktalar (içi boş), her bir sayaçtan alınan ADC spektrumunun Poisson fonksiyonuna fit edilmesi sonucu elde edilen μ değerinin ifade (Eş.6.1) yardımıyla bulunan verim değerine karşılık gelirken, mavi renkli noktalar (içi dolu) TOF sintilatörlerinden alınan verim değerleridir. TOF verimi, bu sintilatörlerin Čerenkov sayaçlarıyla kıyaslanması ile elde edilen analizdir.

Tablo 6.1. Ortalama toplam hata değerleri.

| Sayaçlar | ADC Analizi ile | TOF Analizi ile |
|----------|-----------------|-----------------|
| CC_R0 | %88,0±0,076 | %88,9±1,15 |
| CC_L0 | %90,2±0,056 | %88,3±1,44 |
| CC_R1 | %94,2±0,062 | %94,0±1,15 |
| CC_L1 | %88,0±0,130 | %88,3±1,44 |
| CC_R2 | %94,4±0,142 | %93,0±1,15 |
| CC_L2 | %92,1±0,326 | %93,0±1,84 |

Fit sonucu elde edilen değerlerdeki hatalar, istatistik olarak olay sayısının çok olmasından dolayı nokta ebadından küçük kalmaktadır. TOF analizinden elde edilen sonuçlardaki hatalar, değerlerin kesin olarak bilinmemesinden kaynaklanan sistematik hatalardır.

Bu grafikte mavi renkli ve kırmızı renkli verim değerleri arasında en büyük fark, sol öndeki küçük Čerenkov sayacı olan (L0) ile saę arkadaki (R2) sayacında gözükmemektedir. Bu farklar da yaklaşık % 1,5 - 2 arasında olup 1 sigma hata bölgesindedir. Dięer sayaç değerleri için iki analiz sonuçları arasındaki bu farklılıklar çok daha küçüktür.

Genel olarak, verim değerleri en az %85 olup %95 e kadar çıkmaktadır. BLAST Spektrometresindeki bobinlerin oluşturduğu manyetik alan, Čerenkov dedektörünün verimini negatif yönde etkilemektedir. Buna rağmen, bulunan verim değerleri sayaçların çalışması için oldukça iyidir.

Her bir sayaç için yapılan ADC spektrum analizi sonunda elde edilen verim ile farklı bir metod olan TOF analizinden elde edilen verimin uyum içerisinde olmaları, verim değerinin güvenilirliğini arttırmakta ve ADC spektrum analizinin verimi belirlemede geçerli bir analiz metodu olduğunu ortaya koymaktadır.

Sağ ve sol taraftaki sayaçlar simetrik olup aynı ebatta olmasına rağmen sol orta (L1) sayacın veriminin sağ orta sayacın (R1) verimine kıyasla %8 düşük olması bu sayaç ile ilgili bir sorunun olabileceğini göstermektedir. Sorunun manyetik alan ile ilişkisinin olduğu öngörülmektedir. L1 sayacına ait verimin %87 civarında olması problemin göz ardı edilebilecek seviyede olduğuna işaret eder.

KAYNAKLAR

- [1] TONGUÇ, B., et al. The BLAST Čerenkov Detectors Nucl. Instr. And Methods in Physics Research A 553, 364-369, 2005.
- [2] Particle Data Group Authors HAGIWARA et al., Physical Review, D 66, 209-210, 2002.
- [3] LYONS, L., Statics for nuclear and particle physicists, Cambridge Üniversitesi Yayımları, 125-127, 1992.
- [4] PHOTONIOS, P., Photomultiplier tubes, International Marketing , 1-17, 1994.
- [5] L.C.Alexa et.al./, Nucl.Instr.and Meth.in.Phys.Res.A365, 299-307, 24-36, 1995.
- [6] http://www.physics.upenn.edu/balloon/cerenkov_radiation.html, Temmuz 2007
- [7] <http://www.fizikogretmeni.com/cerenkov-etkisi/>, Haziran 2007.
- [8] PERKINS, D. H., Introduction to High Energy Physics, 1987.
- [9] GRIFFITHS, D., Introduction to Elementary Physics, 1987.
- [10] HIGINBOTHAM, D. W., Nucl. Instr. and Meth. in Physics. Res. A 414, 332-339, 1988.
- [11] KAWAI, H., et al./, Tests of a Cerenkov counter

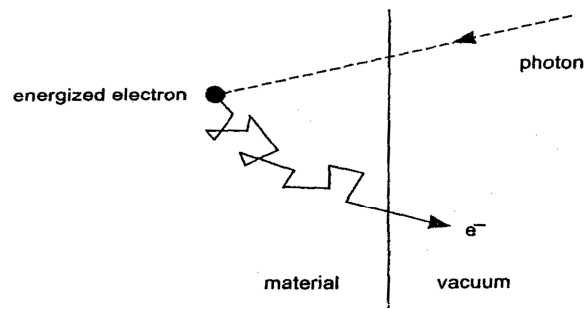
Ek A. Fotoçoğaltıcılar Fiziği

A1. 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.
- Yüzeye gelen elektronların yeteri kadar fazla enerjiye sahip olanları malzemedен kurtulurlar.

Fotoyayınımaya 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 fotoyayınımaya yatkın malzemenin kalınlığıdır.

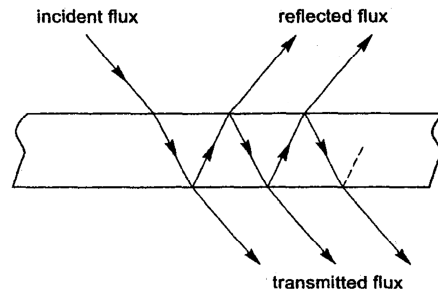


Şekil.A.1. Fotoyayınım.

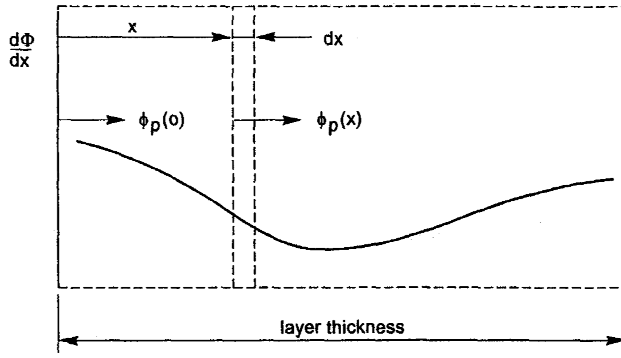
A1.1. Foton soğurulması

Işık, fotoyayınımaya 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 bu yüzden bunlar fotoemisyon 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 yansımaya katsayısına sahiptir.

Tabakadaki bu soğurmanın basit izahı nadiren yapılabilir. Fotokatot tabakasının kalınlığından iç yansımaya 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. Yarısaydam tabakada ışığın iletimi ve yansımaları.



Şekil.A.3. Fotoyansıtıcı tabakada izafi foton soğurulması $\frac{d\phi}{dx}$

Yüzeyden olan uzaklığın bir fonksiyonu olarak akının soğurulması,

$$\frac{d\Phi_p(\nu, x)}{dx} = -\alpha(\nu) \Gamma(x)\Phi_p(\nu, x) \quad (\text{A1.1})$$

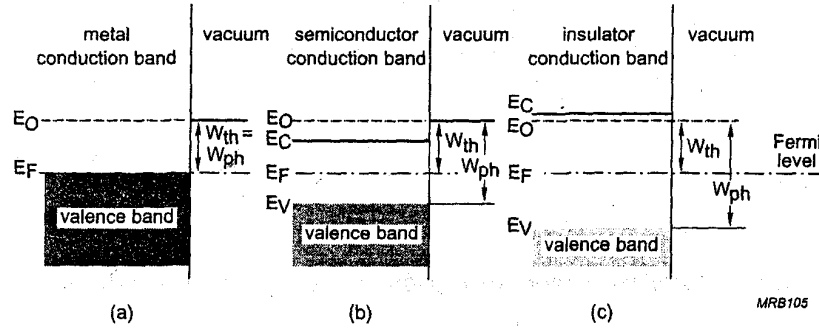
genel denklemini ile gösterilebilir. Bu denklemdeki $\alpha(\nu)$, malzemenin soğurma katsayısıdır. Kompleks fonksiyon $\Gamma(x)$, tabakanın her iki yüzeyinde meydana gelen yansımaların etkisini hesaba katar. Eğer tabaka yeterince kalınsa (teorik olarak yarı sınırsız), $\Gamma(x)$ terimi 1' e doğru yaklaşır ve bu soğurma, üs kuralını takip eder.

$$\Phi_p(\nu, x) = \Phi_p(\nu, 0) [1 - r(\nu)] \exp[-\alpha(\nu).x] \quad (\text{A1.2})$$

Bu denklemdeki $\Phi_p(\nu, 0)$, akı ve $r(\nu)$, giriş yüzeyindeki yansıma katsayısıdır.

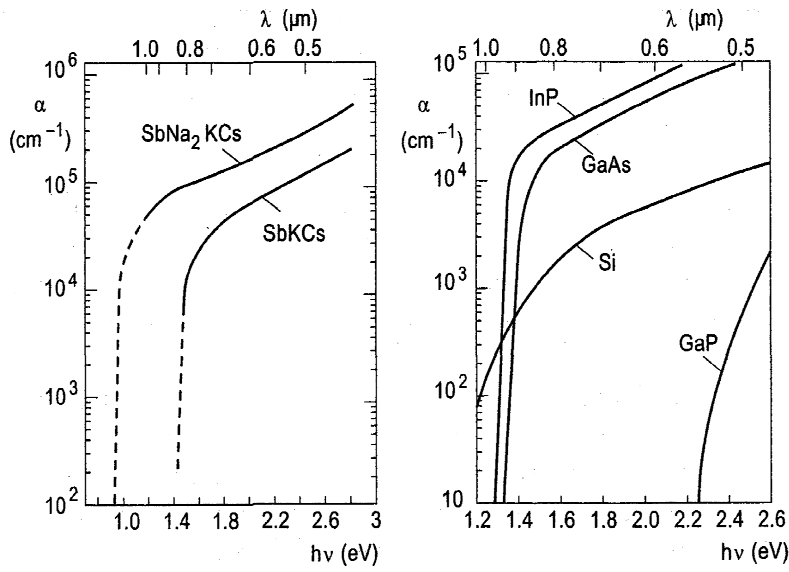
Soğurma katsayısı $\alpha(\nu)$, fotonların $h\nu$ enerjisine ve tabakayı oluşturan malzemenin enerji bant yapısına bağlıdır. Şekil A.4 tipik metallerin, yarı iletkenlerin ve yalıtkanların enerji bant yapılarını göstermektedir. Metallerde, bütün yüksek enerji seviyeleri tamamen boşken, iletim bandı en azından çok düşük sıcaklıkta Fermi seviyesine kadar doldurulur. Eğer foton enerjisi, Fermi seviyesi E_f ile boşluk seviyesi E_o ' ı ayıran W_{th} farkından daha büyükse, iletim bandındaki elektronların fotonlar tarafından uyarılmaları ve boşluğa yayılımı mümkündür. Yarı iletken veya

yalıtkanda 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) yalıtkanda.

Şekil A.5 yarı iletkenlerin birkaç türü için gelen fotonların $h\nu$ enerjisinin bir fonksiyonu olarak soğurma katsayısı $\alpha(\nu)$ ' nün değişimini göstermektedir. Bir çoğu için bu soğurma katsayısı, $h\nu > E_g$ için (E_g yasak enerji aralığıdır) $10^4/\text{cm}$ ' den daha büyüktür. 10nm' nin birkaç katı kalınlığı (çoklu alkali katotlar için) girişim etkilerinden dolayı gelen radyasyonun büyük bir kısmı soğurmaya uğrar. Yasak enerji aralığından daha az olan foton enerjilerinden dolayı, soğurma katsayısı hızla azalır.



Şekil A.5. Çeşitli fotoyayınma yatkın katmanlardan 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 n , akı soğurması ile orantılıdır (Denklem A1.1).

$$\frac{dn}{dx} = -\alpha_e \frac{d\Phi_p(\nu, x)}{dx} \quad (\text{A1.3})$$

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

A1.2. Elektron yayılması

Uyarılmış elektronun yayımlanma ihtimali, fotokatot yüzeye geçişi kontrol eden enerji kaybı sürecine bağlıdır. Bu süreç fotokatod' un 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 malzemede serbest elektronlarla üst üste çarpışmalar sonucu yitirecektir ve oldukça

kısa mesafe ilerledikten sonra kendi termal dengesini tekrar kazanacaktır. Elektronların 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 (fononların meydana gelmesi) dolaydır. Şöyle ki, uyarılmış elektronlar (sıcak elektronlar) termal denge 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 mesafeler (birkaç mikrona kadar) alarak yayılır. Metallerde, yarı iletkenin yüzeyindeki enerji engelini olması termal dengede elektronların yayınlanmasını imkansız 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 2.5nm-5nm arasındadır.

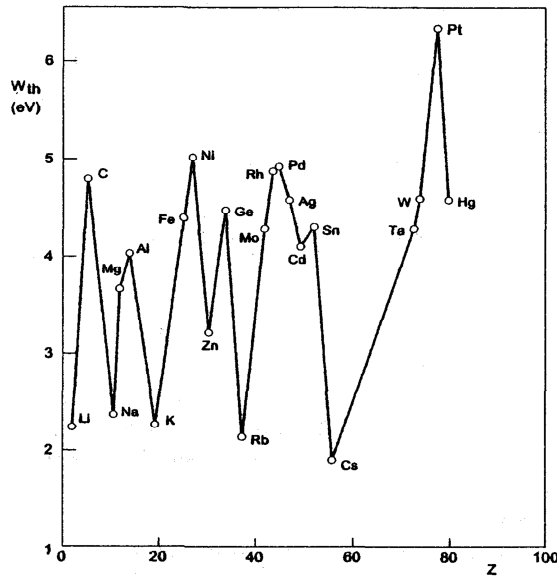
Negatif elektron ilgisine ulaşmak için bazı yarı iletkenlerdeki yüzey engelini değiştirmek mümkündür. Böylece, iletim bandının tabanı üzerinde birkaç kT ' lik enerjiye sahip olan termal dengedeki elektronlar bile boşluğa yayımlanabilir. Kaçış derinliği, o zaman termal dengedeki elektronların yayılma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

A1.3 Yüzey engeli

Elektronların boşluğa geçişindeki mekanizmanın 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. Boşlukta bir elektronun E_0 potansiyel enerjisi, termiyonik iş fonksiyonu olarak adlandırılan W_{th} niceliği kadar Fermi seviyesini aşar.

$$W_{th} = E_0 - E_f \quad (A1.4)$$

Boşluğa 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} ve fotoyayınım eşiği W_{ph} (Şekil A.4(a)) aynıdırlar. Bu yüzden fotoyayınım, bir metalden gelen ışık $h\nu \geq W_{th}$ enerjisine sahip olursa oluşur. Çoğu metallerin W_{th} ' si 3 eV' dan büyüktür. Sadece alkali metallerde (Li, Na, K, Rb, Cs), bu (W_{th}) fotoemisyonu görünür ışık ile tepki oluşturacak derecede küçüktür (Şekil A.6).



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

Şimdi bir yarıiletken incelenirse (Şekil A.4b) fermi seviyesi, yasak banttadır. İletim 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.

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

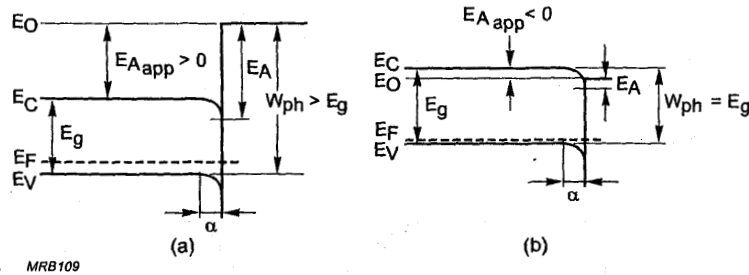
elektron ilgisi E_A 'nın üstesinden gelmesini sağlayacak kadar enerji verilerek elde edilebilir.

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

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

$$W_{ph} = E_g + E_A \quad (A1.5)$$

ifadesi gibi olur.



Şekil A.7. Enerji bantı diyagramları şunları göstermektedir: (a) pozitif ve (b) negatif elektron ilgisi.

Genellikle 5-6 eV iş fonksiyonlarına sahip olan yarı iletkenler, bu yüzden 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) soğurması, çift kutuplu bir tabakanın görülmesi sonucunu doğurur. Absorbe edilmiş atomların elektron yüklerinin bir kısmı yarı iletkene 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 bantı diyagramını gösterir. Valans bandından, yarı iletkenin yüzeyinden α ' dan daha uzakta uyarılmış valans bandındaki bir elektronun boşluğa yayımlanabilmesi için sadece $E_{Aapp} < E_A$ 'ya, yani görünüşteki elektron ilgisini aşması gerektiğine dikkat edilmeli. Yüksek verime sahip bir metal olan sezyumla, iş fonksiyonu 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 iletim bandının en düşük seviyesi, şekil A.7(b)' de görüldüğü üzere boşluk seviyesi üzerine çıkarılabilir. Bu da görünürdeki negatif elektron ilgisi olarak adlandırılır.

Kristal örgü ile etkileşerek termal dengeye ulaşan uyarılmış elektronların o zaman boşluğa yayılımı mümkündür ve fotoyayınım eşiği,

$$W_{ph}=W_g \quad (A1.6)$$

yasak aralık denkleminde eşittir.

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

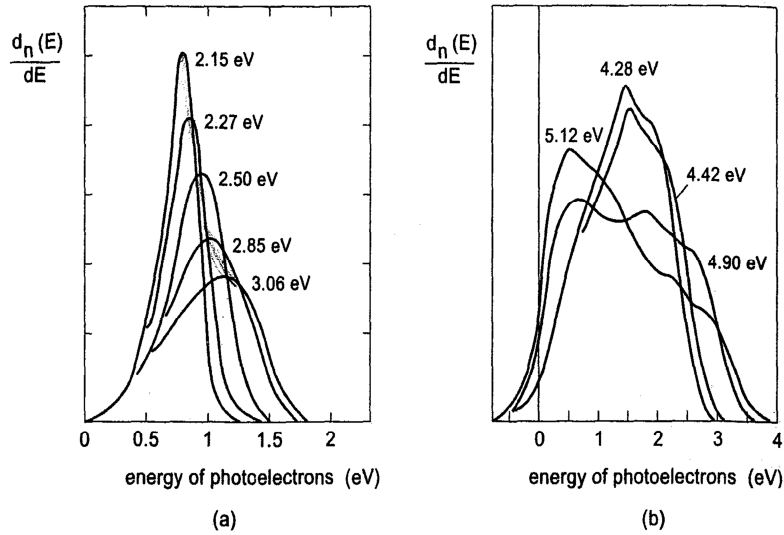
Belirli şartlar altında, dışarıdan bir elektrik alan fotoyayınım verimliliği üzerinde ölçülebilir etkiye sahip olabilir. Schottky, malzemenin yüzeyine yakın oluşturulan bir hızlandırıcı elektrik alanın oradaki potansiyel engelini,

$$\Delta W_{ph} = \sqrt{\frac{e\varepsilon}{4\pi\varepsilon_0}} \quad (A1.7)$$

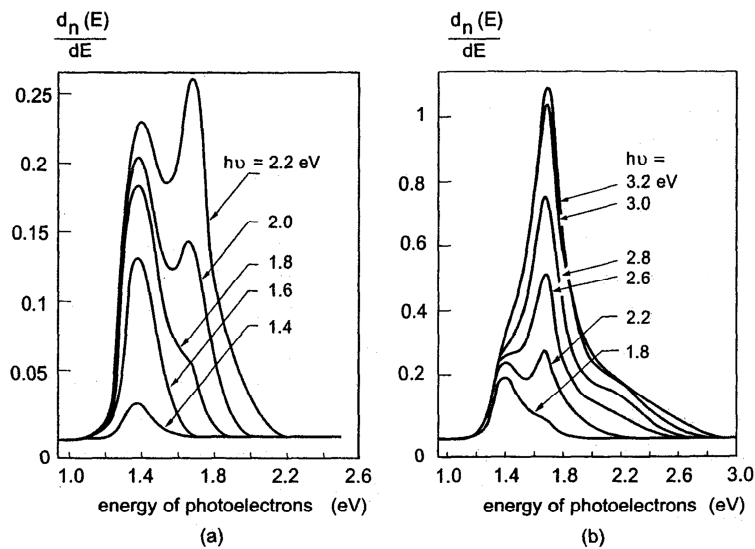
miktarı kadar azalttığını göstermiştir. Burada ε_0 , boş bölgenin elektriksel geçirgenliğidir. e ise elektron yükü ve ε , yüzeydeki elektrik alan büyüklüğüdür. Schottky etkisi olarak bilinen bu etki, fotoyayınım eşiğini uzun dalgaboylarına doğru değiştirir ve böylece genelde eşiğe yakın bir tabakanın duyarlılığını artırır. Halbuki, denklem A1.7' deki pratik değerlerin yerine yazılmasıyla Schottky etkisi, santimetre başına düşen birkaç kilovolttan daha büyük elektrik alan değerlerinde faydalı olduğunu gösterebilir. Bu büyüklükteki alanlar normalde sadece mikrokanal-tabakalı fotoçoğaltıcılarda meydana gelir.

A1.4 Fotoelektron enerji dağılımı

Yüzeye doğru giden uyarılmış elektronlar, çoklu esnek olmayan çarpışmalardan dolayı enerji kaybederler. Buna katkıda bulunan başlıca etken, yayılmış olan elektronlar ile çok veya az karmaşık açılal enerji dağılımlarına katkıda bulunmasıdır.



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 eV' a kadar (b) 4,28 eV' dan 5,12 eV' a kadar.



Şekil A.9. Başlangıç foton enerjileri için GaAs(Cs) tabakasından fotoelektron enerji dağılımı (a) 1,4 eV' dan 2,2 eV' a kadar (b) 1,8 eV' dan 3,2 eV' a kadar.

Bu dağılımlar, malzemenin kristal yapısıyla ve gelen akının enerjisiyle değişir. Yarı iletken Alkali-antimon türü, fotoelektron enerji dağılımlarının belirli ortak özelliklere sahip olduğunu gösterir (Şekil A.8' de görülür). Düşük enerjili gelen fotonlar için (yaklaşık 3 eV' dan düşük) şekil A.8(a) dağılım eğrisi, boşluk seviyesine oranla bir eV' nin ondalık düzeyinde ortalama enerjiye karşılık gelen tek bir tepeye sahiptir. Bu, ortalama gelen fotonların enerjisiyle artar. Yüksek enerjili gelen fotonlardan dolayı eğri genişler (Şekil A.8(b)) ve zorlukla tanımlanan iki tepeye sahiptir. İlk sinyal, ortalama enerjili yavaş elektronlardan dolayı gelen fotonların enerjisinden bağımsız bir enerjiye sahip ve diğeri, enerjisinden dolayı gelen fotonun enerjisiyle artan hızlı elektronlar için.

Negatif elektron ilgisine sahip yarıiletkenlerin fotoelektron enerji dağılım eğrileri aynı zamanda tanınabilir tepelere sahiptir. Bu malzemelerde yayılan elektronlar çoğunlukla termal dengededir. Bu yüzden 1.6 eV' dan düşük enerjiye sahip fotonlar için, örneğin GaAs(Cs)' nin enerji yayılım eğrisi, valans bandının en üst seviyesinden elektronlara karşılık gelen merkezi 1.4 eV civarında tek tepeye sahiptir. Boşluk seviyesine göre bu elektronların ortalama enerjisi, negatif elektron ilgisi değeri olan yaklaşık 0.15 eV' tur. Gelen fotonların enerjileri arttığı zaman, yüksek enerjili elektronlardan dolayı bir ikinci tepe zamanla oluşur. Bu alkali-antimon yarı iletkenleri için olan tepeden daha iyi fark edilebilir ve iletim bandının yüksek enerji seviyelerinde termal dengedeki elektronlara karşılık gelir.

A2. İkincil Yayınım

Fotoyayınımdaki gibi üç aşamada incelenebilir.

- Soğurulan birincil elektronlar malzemedeki elektronlara enerji aktarırlar.
- Enerji kazanan elektronlar malzemeye doğru yayılırlar.
- Yüzeye 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 süreci, esnek ve esnek olmayan çarpışmalar ile elektronların sayılarının artması ve fononların (ısı) üretilmesinde enerjinin bir kısmının harcanması gibi seri olayları içerir.

-Elektron kabuklarının tekrar dizilişlerinden x ışınlarının meydana gelmesi, x ışınları ya malzemenin yayılabilir ya da diğer elektronları uyarabilir.

-Valans bandının seviyeleri arasında elektronların uyarılması.

-Hacim ve yüzey plasmonsların uyarılması.

İlk süreç, elektronların geniş açılı esnek 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,

$$\frac{dE}{dx} = \frac{K}{E_p} \ln\left(\frac{aE_p}{E_e}\right) \quad (A1.8)$$

ile verilir. K, malzemenin yapısından kaynaklanan bir sabittir. a ise 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. Denklem A1.8 için birçok yaklaşım, ince tabakaların elektron şeffaflığını açıklamak için ileri sürülmüştür. Bunlardan biri, ($E_p < 10$ keV) sadece düşük enerjili elektronlar için geçerli olan bu yaklaşım,

$$\frac{dE}{dx} = -\frac{E_p}{R} \quad (A1.9)$$

bağıntısı ile tanımlanan nüfuz etme derinliği R kavramını ileri sürer.

Sınırlı enerji menzili ile nüfuz etme derinliği değişimi E_p^α ile değişir. Burada α , 1' den biraz büyüktür fakat malzemenin atom numarasına bağlıdır. İkincil yayınım malzemelerinin Al_2O_3 , MgO ve BeO ' dan görüldüğü gibi ikincil malzemeleri için,

$$R = \frac{1.15 \times 10^{-5}}{\rho} E_p^{1.35} \quad (A1.10)$$

olduğu gösterilmiştir. Burada R cm, ρ gr/cm³ ve 1 keV' den küçük başlangıç enerjileri için E_p keV cinsindedir. Ayrıca R sadece birkaç nanometredir. Böylece ikincil yayınımın, yüzeysel olay olduğu anlaşılmaktadır.

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

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

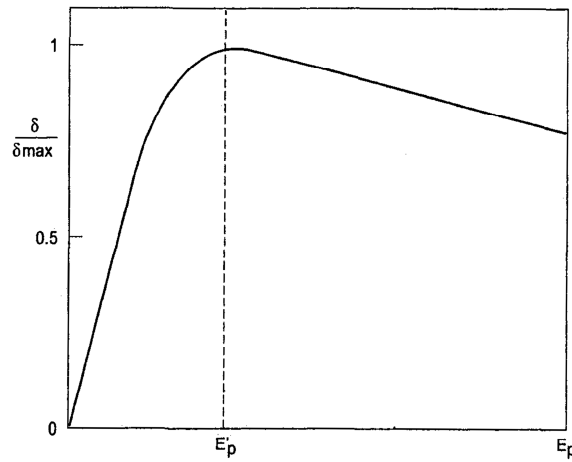
ile ifade edilir. Buradaki n, serbest elektronların sayısı ve ε , tek bir elektron-hol çiftinin oluşması için gerekli ortalama enerjidir. O zaman, denklem A1.9' dan

$$\frac{dn}{dx} = \frac{1}{\varepsilon} \frac{E_p}{R} \quad (A1.11)$$

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 yayınıma katkıda bulunur. Uyarılan elektronların

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



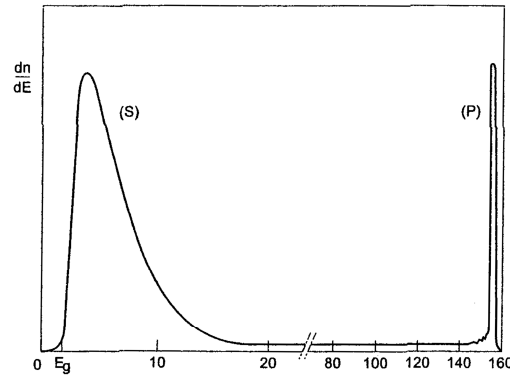
Şekil A.10. İlk elektron enerjisi E_p 'nin bir fonksiyonu olarak ikincil yansıma katsayısı δ 'nin izafi değişimi δ , E_p ' üzerindeki enerjilerde $E_p^{1-\alpha}$ ile orantılıdır.

Metaller, orta derecede fotoyansıtıcı ve aynı zamanda zayıf ikincil yansıtıcıdırlar. Bunların düşük kurtulma derinlikleriyle (yaklaşık 3 nanometre) ve düşük birincil enerjilere karşılık gelen düşük ikincil yayınımla katsayıları (1-2 arasında değerlere sahip) gibi tipik özellikleri vardır. Başka bir deyişle, düşük potansiyel engellere sahip bazı yalıtkanlar ve yarı iletkenler iyi ikincil yayımlayıcıdırlar. Böyle malzemeler, birkaç yüz mikron kurtulma derinliklerine sahip olabilirler.

Fotoemisyon dan ve buna benzer nedenlerden dolayı, bariz negatif elektron ilgisine sahip yariletkenler, çok daha yüksek ikincil yayınımla katsayılarının görülmesini olanaklı kılar. Üzerine sezyumdaki gibi elektropozitif bir metal eklenmiş ağır

p-katkılı yarı iletkenlerde elektronlar, iletim bandının en altında termal dengededirler ve kolayca geçebilirler (Şekil A.7b). Ortalama kurtulma derinliği bir hayli artar ve termal dengedeki elektronların dağılım mesafesini bulabilir.

İkincil elektronların enerji dağılımı oldukça geniştir. Şekil A.11 pozitif elektron ilgisine sahip bir malzeme için örnek vermektedir. Ortalama birkaç eV' luk enerji civarına asimetric olarak dağılmış (S) ile gösterilen kısım, gerçek ikincil elektronların spektrumudur. İnce sinyal olan (P), nerdeyse enerji kaybı olmadan yansıtılan ilk elektronları gösterir ve düşük seviyeli ara çizgi, çoklu esnek olmayan çarpışmalara giren birincil birkaç elektronu gösterir [4].



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

ÖZGEÇMİŞ

Murat Mancık, 11.04.1974 de Sakarya-Karasu' da doğdu. İlköğretimini Manavpınarı köyü ilkokulunda, ortaöğrenimini 1993 yılında Karasu İmam Hatip Lisesinde tamamladı. 1995 yılında başladığı Anadolu Üniversitesi Fizik bölümünü 1999 da bitirdi. Aynı yıl Kars iline öğretmen olarak atandı. Halen Sakarya-Karasu Anadolu Öğretmen lisesinde Fizik öğretmeni olarak görev yapmaktadır.