

**HİDROJENLENDİRİLMİŞ AMORF SİLİSYUM DENEKLERDE  
MODÜLE EDİLMİŞ FOTOİLETKENLİK ÖLÇÜMLERİ**

**MODULATED PHOTOCONDUCTIVITY MEASUREMENTS ON  
THE HYDROGENATED AMORPHOUS SILICON SAMPLES**

**EVİRİM UMUT**

Lisansüstü Eğitim – Öğretim ve Sınav Yönetmeliğinin

Hacettepe Üniversitesi

Fizik Mühendisliği Anabilim Dalı İçin Öngördüğü

YÜKSEK LİSANS TEZİ

olarak hazırlanmıştır.

2006

Fen Bilimleri Enstitüsü Müdürlüğü'ne,

Bu çalışma jürimiz tarafından **FİZİK MÜHENDİSLİĞİ ANABİLİM DALI 'nda YÜKSEK LİSANS TEZİ** olarak kabul edilmiştir.

Başkan :.....  
Prof. Dr. Hüseyin Tolunay

Üye (Danışman) :.....  
Prof. Dr. Aynur Eray

Üye :.....  
Prof. Dr. Necdet Baştürk

ONAY

Bu tez ...../...../..... tarihinde Enstitü Yönetim Kurulunca kabul edilmiştir.

Prof.Dr. Ahmet R. ÖZDURAL  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ MÜDÜRÜ

# HİDROJENLENDİRİLMİŞ AMORF SİLİSYUM DENEKLERDE MODÜLE EDİLMİŞ FOTOİLETKENLİK ÖLÇÜMLERİ

**Evrin Umut**

## ÖZ

Hidrojenlendirilmiş amorf silisyum a-Si:H ve alaşımlarında, bant aralığı kusur durumlarının dağılımı ve yoğunluğu hakkında ayrıntılı bilgi edinilmesi, bu malzemelerin elektriksel ve optik özelliklerinin anlaşılmasının yanı sıra, teknolojiye daha yaygın kullanımlarında yol gösterici olmaktadır. Modüle Edilmiş Fotoiletkenlik tekniği (MPC), a-Si:H'da kusur durumlarının incelenmesinde yaygın olarak kullanılan bir tekniktir. Modüle edilmiş fotoakım yönteminde örnek, enerjisi mobilite aralığından büyük olan ( $h\nu > E_g$ ) ve şiddeti bir dc bileşen üzerinde ac olarak değişen monokromatik bir ışıkla aydınlatılır. Aydınlatmanın etkisiyle yaratılan fazlalık taşıyıcıların yerelleşmiş düzeylerle etkileşmesi (tuzaklanma-salınma ve yeniden-birleşme olayları) sonucunda, örnek üzerine düşen ışıkla, oluşan fotoakım arasında bir faz kayması oluşur. Modülasyon frekansına bağlı olarak değişen bu faz farkından ve modüle edilmiş fotoakımdan, yerelleşmiş düzeylerin enerji dağılımı (DOS) hakkında bilgi edinilir.

Bu tez çalışmasında plazma biriktirme sisteminde hazırlanmış hidrojenlendirilmiş amorf silisyum denekler üzerinde, modüle edilmiş fotoiletkenlik ölçümleri yapılmıştır. Öncelikle modüle edilmiş fotoiletkenlik yönteminin teorisi; ilk olarak Oheda' nın yaptığı istatistikten başlayıp, Brüggemann'ın getirdiği yenilik ve ardından Kleider yaklaşımına yer verilerek ayrıntıları ile incelenmiştir. Modüle edilmiş fotoiletkenlik deney sonuçlarından yararlanılarak kusur düzeylerin elektronlar için yakalama etkin kesiti hesaplanmış, taranan enerji aralığında yerelleşmiş durum yoğunluğu (DOS) elde edilmiştir. Yüksek frekans bölgesi ve düşük frekans bölgesi için farklı yöntemlerle elde edilen DOS değerleri mevcut modeller çerçevesinde değerlendirilmiş ve literatürdeki değerlerle karşılaştırılmıştır.

**Anahtar Kelimeler:** Modüle edilmiş fotoiletkenlik, durum yoğunluğu, hidrojenlendirilmiş amorf silisyum

**Danışman:** Prof. Dr. Aynur Eray, Hacettepe Üniversitesi, Mühendislik Fakültesi, Fizik Mühendisliği Bölümü

# **MODULATED PHOTOCONDUCTIVITY MEASUREMENTS ON THE HYDROGENATED AMORPHOUS SILICON SAMPLES**

**Evrin Umut**

## **ABSTRACT**

It is important to obtain detailed information on the band gap defect states in the hydrogenated amorphous silicon and its alloy to understand not only electrical and optical properties but their further device application. The MPC technique has been used commonly in order to perform a spectroscopy of the density of states (DOS). In the MPC technique, the sample is illuminated with monochromatic light consisting of a dc part and a small ac part. Due to interaction of free carriers with band gap states (trapping-emission and recombination), the modulated photocurrent will be phase shifted referred to light excitation. The information about the energetic distribution of gap states can be obtained from the amplitude of the modulated photocurrent and the phase shift.

In this study, MPC measurements were performed on the hydrogenated amorphous silicon samples prepared by PECVD. It has been given a review of the theory; starting from the pioneering work of Oheda, then emphasizing the improvements made by Brüggemann and Kleider's approaches. From the MPC data, the capture coefficients of the electrons by the defect states were calculated and the energetic distribution of gap states was determined in scanned energy range. The DOS values has been evaluated in the framework of existing models and compared with the data from literature, both in the high frequency regime and low frequency regime.

**Keywords:** Modulated photoconductivity, density of states, hydrogenated amorphous silicon

**Advisor:** Prof. Dr. Aynur Eray, Hacettepe University, Faculty of Engineering, Department of Physics Engineering

## TEŞEKKÜR SAYFASI

Bu tezin gerekleşmesi sırasında ilgi, bilgi ve önerilerini esirgemeyen, sürekli yapıcı ve destek olan tez danışmanı Sayın Hocam Prof. Dr. Aynur ERAY' a,

deney düzeneğinin kurulmasında, elektronik devrelerin yapımında engin bilgi ve yardımlarını esirgemeyen Sayın Hocam Sermet ERAY' a,

üzerinde ölçüm alınan D1 nolu deneğİ temin ettiğİ için İtalya-ENEA Araştırma Merkezinden Guiseppe NOBİLE' ye,

yine üzerinde ölçümler alınan D2 nolu deneğİ Hacettepe Üniversitesi Fizik Mühendisliğı Bölümü Plazma Biriktirme Sisteminde hazırlayan Arş. Gör. Yasin DÜVEN' e,

fikirlerini paylaşan ve desteğİni esirgemeyen hocam İlker AY' a,

deney düzeneklerinin yapımında emeğİ geçen tüm Hacettepe Üniversitesi Fizik Mühendisliğı Bölümü Mekanik Atölye ve Elektronik Araştırma Laboratuvarı çalışanlarına,

maddi ve manevi destekleri, anlayışları ve sabırları için sevgili Aileme,

ayrıca bu çalışmada kullanılan ve H.Ü. Bilimsel Araştırmalar Birimi tarafından desteklenen proje ( 03 02 602 013 nolu proje) kapsamında sağlanan imkanlardan dolayı H.Ü. Bilimsel Araştırmalar Birimi' ne

teşekkürü bir borç bilirim.

## İÇİNDEKİLER DİZİNİ

|                                                                                      | <u>Sayfa</u> |
|--------------------------------------------------------------------------------------|--------------|
| ÖZ .....                                                                             | 41           |
| ABSTRACT .....                                                                       | ii           |
| İÇİNDEKİLER DİZİNİ .....                                                             | iii          |
| ŞEKİLLER DİZİNİ .....                                                                | v            |
| ÇİZELGELER DİZİNİ .....                                                              | viii         |
| SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ .....                                                 | ix           |
| 1.GİRİŞ .....                                                                        | 1            |
| 2.KURAMSAL KESİM .....                                                               | 6            |
| 2.1. Hidrojenlendirilmiş Amorf Silisyum .....                                        | 6            |
| 2.2. Kararlı Durum Fotoiletkenliği .....                                             | 9            |
| 2.2.1. Tuzaklanma-salınma ve yeniden birleşme olayları .....                         | 9            |
| 2.2.2. Fotoiletkenlik .....                                                          | 14           |
| 2.3. Modüle Edilmiş Fotoiletkenlik .....                                             | 17           |
| 2.3.1. Oheda analizi .....                                                           | 19           |
| 2.3.2. Bruggemann yaklaşımı .....                                                    | 32           |
| 2.3.3. Kleider yaklaşımı .....                                                       | 34           |
| 2.3.4 Diğer Yaklaşımlar .....                                                        | 43           |
| 3.DENEYSEL YÖNTEM .....                                                              | 44           |
| 3.1. Deneysel Düzenek ve Ölçüm Tekniği .....                                         | 44           |
| 3.1.1. LED sürücü devre .....                                                        | 47           |
| 3.1.2. Akım Yükselteci .....                                                         | 50           |
| 3.1.3. Kilitlemeli Yükselteç .....                                                   | 51           |
| 3.2. LED Kalibrasyonu .....                                                          | 54           |
| 4. DENEYSEL SONUÇLAR VE DEĞERLENDİRME .....                                          | 56           |
| 4.1. Frekans Bağımlı Faz Kayması ve Modüle Edilmiş Fotoakım Ölçümleri .....          | 56           |
| 4.2. Modüle Edilmiş Fotoakım Ölçümlerinde Foton Akısının Etkisinin İncelenmesi ..... | 61           |
| 4.3. Yakalama Katsayılarının Belirlenmesi .....                                      | 67           |
| 4.4. Yerelleşmiş Durum Yoğunluğu Hesaplanması .....                                  | 69           |
| 4.4.1. Yüksek frekans bölgesinde durum yoğunluğu hesabı .....                        | 69           |
| 4.4.2. Düşük frekans bölgesinde durum yoğunluğu hesabı .....                         | 73           |
| 5. SONUÇ VE ÖNERİLER .....                                                           | 76           |
| 6. KAYNAKLAR .....                                                                   | 81           |
| 7. EK AÇIKLAMALAR .....                                                              | 85           |
| 7.1 Simmons-Taylor İstatistiği .....                                                 | 85           |
| 7.2 Oheda analizinde Eş.2.18' in Çıkarımı .....                                      | 94           |
| 7.3. Kleider Yaklaşımının Ek Bağıntıları .....                                       | 98           |

## ŞEKİLLER DİZİNİ

### Sayfa

|                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                           |    |
|-------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| Şekil 2.1. a) Kristal Si, b) amorf Si ve c) hidrojenlendirilmiş amorf Si 'in atom dizilişleri ve band yapısı .....                                                                                                                                                                                                                        | 7  |
| Şekil 2.2. a-Si:H için durum yoğunluğu dağılımı .....                                                                                                                                                                                                                                                                                     | 8  |
| Şekil 2.3. Elektron ve deşikler için dört temel geçiş süreci, n iletim bandındaki serbest elektron yoğunluğunu, p değerlik bandındaki serbest deşik yoğunluğunu, G üretim hızını göstermektedir. ....                                                                                                                                     | 9  |
| Şekil 2.4. a). yerelleşmiş durumlarda elektron bulunma olasılıklarını gösteren olasılık dağılım fonksiyonu b) elektron-deşik tuzakları ve yeniden-birleşme merkezleri .....                                                                                                                                                               | 12 |
| Şekil 2.5. tuzaklanmış elektron ve deşikler için sözde Fermi düzeyinin sıcaklık ve foton akısı ile değişimi .....                                                                                                                                                                                                                         | 12 |
| Şekil 2.6. Örnek üzerine düşen ışıkla, fotoakım arasında oluşan faz kayması .....                                                                                                                                                                                                                                                         | 17 |
| Şekil 2.7. Modüle edilmiş foto akım analizinde elektronların geçiş süreçleri. (a) taşıyıcı üretim süreci, (b) tuzaklanma ve salınma süreci, (c) yeniden-birleşme süreci .....                                                                                                                                                             | 19 |
| Şekil 2.8. Beş farklı modülasyon frekansı için $G_1$ fonksiyonu. Grafik $kT=30\text{meV}$ , $N_C=10^{20}\text{cm}^{-3}$ , $v=10^7\text{cm.s}^{-1}$ , $\sigma=10^{-16}\text{cm}^2$ , $E_{fn}=0,8\text{eV}$ değerleri kullanılarak logaritmik skalada çizilmiştir. Ayrıca $E_{fn}$ sözde Fermi düzeyi kesikli çizgiyle gösterilmiştir. .... | 24 |
| Şekil 2.9. $G_2(E)$ fonksiyonunun be farklı modülasyon frekansı için logaritmik skalada çizimi ( $G_1(E)$ fonksiyonunun çiziminde kullanılan değerler kullanılmıştır). Sözde Fermi düzeyi $E_{fn}$ kesikli çizgiyle gösterilmiştir. ....                                                                                                  | 25 |
| Şekil 2.10. $\omega$ modülasyon frekansında A ve B fonksiyonlarının enerjiye göre aldığı değerler (Main, C., et al. 1998).....                                                                                                                                                                                                            | 26 |
| Şekil 2.11. $G_1(E)$ ve $G_2(E)$ fonksiyonlarının üç farklı modülasyon frekansı için karşılaştırmalı çizimi .....                                                                                                                                                                                                                         | 27 |
| Şekil 2.12. Oheda analizinde doğru $\tau_{R_o}$ ın belirlenmesinde izlenen yöntem.....                                                                                                                                                                                                                                                    | 31 |
| Şekil 3.1. Modüle edilmiş fotoiletkenlik ölçüm düzeneği.....                                                                                                                                                                                                                                                                              | 44 |
| Şekil 3.2. deney düzeneğinin faz kaymasına etkisini gösteren faz kayması değerleri.....                                                                                                                                                                                                                                                   | 46 |
| Şekil 3.3. LED sürücü devrenin devre şeması .....                                                                                                                                                                                                                                                                                         | 48 |
| Şekil 3.4. Led sürücü devrenin blok şeması .....                                                                                                                                                                                                                                                                                          | 48 |
| Şekil 3.5. Örnek fotoakımlarını yükseltmek için kullanılan akım-yükseltici devre                                                                                                                                                                                                                                                          | 51 |

|                                                                                                                                                                                                                                                                                                                       |    |
|-----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| Şekil 3.6. Giriş sinyali ve referans sinyalinin faz diagramı ile gösterimi.....                                                                                                                                                                                                                                       | 54 |
| Şekil 3.7. Led kalibrasyon devresi.....                                                                                                                                                                                                                                                                               | 55 |
| Şekil 3.8. RS 1000 mcd'lik ledlerin kalibrasyon eğrisi.....                                                                                                                                                                                                                                                           | 55 |
| Şekil 4.1. D1 örneği için oda sıcaklığında $F_{dc}=1 \times 10^{13}$ foton/cm <sup>2</sup> s foton akısında ve $F_{ac}/F_{dc}=\%1$ oranı için modülasyon frekansına karşı gözlenen a) faz kayması $\Phi$ , b) modüle fotoakım $I_{ac}$ ve c) modüle fotoakımın zıt fazlı bileşeni eğrileri .....                      | 57 |
| Şekil 4.2. D2 örneği için oda sıcaklığında $F_{dc}=3 \times 10^{14}$ foton/cm <sup>2</sup> s foton akısında ve $F_{ac}/F_{dc}=\%1$ oranı için modülasyon frekansına karşı gözlenen a) faz kayması $\Phi$ , b) modüle fotoakım $I_{ac}$ ve c) modüle fotoakımın zıt fazlı bileşeni eğrileri .....                      | 58 |
| Şekil 4.3. a-)Yüksek frekans bölgesinde taşıyıcıların tuzaklanıp-salınması, b-düşük frekans bölgesinde taşıyıcıların yeniden-birleşmesi.....                                                                                                                                                                          | 60 |
| Şekil 4.4. D1 örneği için oda sıcaklığında ve farklı foton akılarında $F_{ac}/F_{dc}=\%1$ tutularak frekansa karşı gözlenen a) faz kayması ve b) normalize edilmiş ac fotoakım eğrileri .....                                                                                                                         | 62 |
| Şekil 4.5. D2 örneği için oda sıcaklığında farklı dc foton akıları için frekansa karşı gözlenen a-) faz kayması, b-) normalize edilmiş ac fotoakım eğrileri. Bütün eğrilerde $F_{ac} / F_{dc} = \%1$ oranında tutulmuştur. ....                                                                                       | 63 |
| Şekil 4.6. $E_{tn}$ 'e karşılık gelen $\omega_0$ geçiş frekansı ve Şekil 4.3' de faz maksimumlarına karşılık gelen $\omega_{max}$ frekansının, $E_{fn}$ düzeyine karşılık gelen $\omega_{fn}$ frekansının fonksiyonu olarak çizimi. $\omega_{fn}=\omega_0=\omega_{max}$ doğrusu kesikli çizgiyle gösterilmiştir. .... | 65 |
| Şekil 4.7. Sabit sıcaklıkta farklı iki foton akısı için $E_{tn}$ düzeyinin $E_{\omega n}$ ile taranan bölge içindeki konumu, yüksek ve düşük frekans bölgeleri .....                                                                                                                                                  | 66 |
| Şekil 4.8. Farklı foton akıları için Şekil 4.5' deki faz kayması ve ac fotoakım verilerinden elde edilen $\cos\Phi / I_{ac}$ eğrileri .....                                                                                                                                                                           | 67 |
| Şekil 4.9. Şekil 4.5' de verilen D2 nolu örneğe ait faz kayması ve modüle fotoakım verilerinden elde edilen DOS spektrumu .....                                                                                                                                                                                       | 71 |
| Şekil 4.10. Şekil 4.4' de D2 nolu örneğe ait faz kayması ve modüle fotoakım verilerinden elde edilen DOS spektrumu .....                                                                                                                                                                                              | 71 |
| Şekil 4.11. a-Si:H için farklı yöntemlerle elde edilmiş tipik DOS spektrumu.....                                                                                                                                                                                                                                      | 72 |
| Şekil 4.12. Şekil 4.3' deki faz kayması verilerinden elde edilen $\tan\Phi$ eğrileri .....                                                                                                                                                                                                                            | 74 |
| Şekil 4.13. Yüksek frekans ve düşük frekans durumlarında elde edilen DOS spektrumlarının karşılaştırması .....                                                                                                                                                                                                        | 75 |
| Şekil 7.1. f olasılık fonksiyonunun enerjiye göre değişimi ve kritik enerji düzeyleri                                                                                                                                                                                                                                 | 91 |

|                                                                                       |    |
|---------------------------------------------------------------------------------------|----|
| Şekil 7.2. İki farklı tür tuzak için olasılık fonksiyonları .....                     | 92 |
| Şekil 7.3. $E_{tn}$ ve $E_{tp}$ düzeylerinin sıcaklık ve foton akısıyla değişimi..... | 93 |

## ÇİZELGELER DİZİNİ

|                                                                                                                                                        | <u>Sayfa</u> |
|--------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|--------------|
| Çizelge 3.1. D1 ve D2 nolu deneklerin hazırlama koşulları .....                                                                                        | 47           |
| Çizelge 3.2. Çeşitli foton akılarına karşılık gelen LED akımları ve bu akımları .....                                                                  | 50           |
| Çizelge 4.1. Farklı foton akıları için $\omega_t$ geçiş frekansları .....                                                                              | 65           |
| Çizelge 4.2. $\cos\Phi / I_{ac}$ eğrilerinden saptanan $\omega_0$ geçiş frekansından yararlanarak dağılımdaki tuzaklara ait yakalama katsayıları ..... | 68           |
| Çizelge 4.3. farklı foton akıları için, $\tan\Phi-\omega$ doğrularının eğimi ve $E_{tn}$ düzeyindeki durum yoğunluğu .....                             | 74           |

## SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ

|                |                                                                         |
|----------------|-------------------------------------------------------------------------|
| MPC            | : Modulated photocurrent (modüle edilmiş fotoakım)                      |
| CPM            | : Constant photocurrent method (sabit fotoakım yöntemi)                 |
| PDS            | : Photothermal deflection spectroscopy (fotoısııl sapma spektroskopisi) |
| TSC            | : Thermaly stimulated current (ısııl uyarımlı akım yöntemi)             |
| SCLC           | : Space charge limited current (uzay yüküyle sınırlı akım)              |
| TPC            | : Transient photoconductivity (geçici fotoiletkenlik)                   |
| DOS            | : Density of states (yerelleşmiş durum yoğunluğu)                       |
| LED            | : Light emitting diode (ışık yayan diyot)                               |
| G              | : Serbest taşıyıcı üretim hızı                                          |
| $r_a$          | : İletim bandındaki serbest elektronun yakalanma hızı                   |
| $r_b$          | : Tuzaklanmış elektronun iletim bandına salınma hızı                    |
| $r_c$          | : Değerlik bandındaki serbest deşikğin yakalanma hızı                   |
| $r_d$          | : Tuzaklanmış deşikindeğerlik bandına uyarılma hızı                     |
| $v$            | : Taşıyıcıların termal hızı                                             |
| $\sigma_n$     | : Elektronlar için yakalama etkin kesiti                                |
| $\sigma_p$     | : Deşikler için yakalama etkin kesiti                                   |
| $c_n$          | : Elektronlar için yakalama katsayısı                                   |
| $c_p$          | : Deşikler için yakalama katsayısı                                      |
| $e_n$          | : Tuzaklanmış elektron için salınım olasılığı                           |
| $e_p$          | : Tuzaklanmış deşik için salınım olasılığı                              |
| $n$            | : İletim bandındaki serbest elektron yoğunluğu                          |
| $p$            | : Değerlik bandındaki serbest deşik yoğunluğu                           |
| $f$            | : Fermi-Dirac olasılık fonksiyonu                                       |
| $N_c$          | : İletim bandı için etkin durum yoğunluğu                               |
| $N_v$          | : Değerlik bandı için etkin durum yoğunluğu                             |
| $k$            | : Boltzman sabiti                                                       |
| $T$            | : Mutlak sıcaklık                                                       |
| $E_c$          | : İletim bandı kenarı                                                   |
| $E_v$          | : Değerlik bandı kenarı                                                 |
| $E_{\omega n}$ | : Elektron probe enerjisi                                               |
| $E_{\omega p}$ | : Deşik probe enerjisi                                                  |
| $E_{fn}$       | : Serbest elektronlar için sözde Fermi düzeyi                           |

|               |                                                                |
|---------------|----------------------------------------------------------------|
| $E_{fp}$      | : Serbest deşikler için sözde Fermi düzeyi                     |
| $E_{dn}$      | : Elektronlar için demarcation düzeyi                          |
| $E_{dp}$      | : Deşikler için demarcation düzeyi                             |
| $E_{tn}$      | : Tuzaklanmış elektronlar için sözde Fermi düzeyi              |
| $E_{tp}$      | : Tuzaklanmış deşikler için sözde Fermi düzeyi                 |
| $\bar{n}$     | : Elektron tuzaklanma olasılığı                                |
| $\bar{p}$     | : Deşik tuzaklanma olasılığı                                   |
| $\tau_R$      | : yeniden-birleşme (rekombinasyon) ömür süresi                 |
| $\sigma$      | : iletkenlik                                                   |
| $\mu_n$       | : Elektron mobilitesi                                          |
| $\mu_p$       | : Deşik mobilitesi                                             |
| $S$           | : örnek kesit alanı                                            |
| $q$           | : Elektron (deşik) yükü                                        |
| $\varepsilon$ | : Örneğe uygulanan elektrik alan                               |
| $I_{dc}$      | : Dc fotoakım                                                  |
| $I_{ac}$      | : Ac (modüle edilmiş) fotoakım                                 |
| $\Phi$        | : Örneği aydınlatan ışıqla, AC fotoakım arasındaki faz kayması |
| $\omega$      | : Modülasyon frekansı                                          |
| $\omega_0$    | : Geçiş frekansı                                               |

## 1.GİRİŞ

İlk kez 1969 yılında (Chittick et al., 1969) üretilmesinden bu yana, hidrojenlendirilmiş amorf silisyum ( $a\text{-Si:H}$ ) hala üzerinde farklı birçok alanda araştırmaların devam ettiği bir malzemedir. Uygun koşullarda hazırlanan amorf yarıiletkenlerin kristal yarıiletkenlerle benzer elektronik ve optik özellikler göstermesinin yanı sıra, bu malzemelerin kristal malzemelere göre daha kolay ve ucuz olarak elde edilebilmesi, çalışmaların amorf yarıiletkenler üzerine yoğunlaşmasını ve bu malzemelerin teknolojik uygulamalarda (aygıt yapımında) yaygın olarak kullanılmasını sağlamıştır. Bugün amorf yarıiletkenler ve özellikle hidrojenlendirilmiş amorf silisyum ( $a\text{-Si:H}$ ), güneş pili, ince film transistör, bellek birimi, elektrofotografik ekran-yazıcı ve fotodedektör gibi aygıtlar için önemli bir malzeme olarak düşünülmektedir.

Staebler-Wronski etkisi olarak bilinen (Staebler and Wronski, 1976); amorf malzemelerin yüksek şiddette ışıkla belirli bir süre aydınlatılması sonucu karanlık ve fotoiletkenliklerinin belirgin şekilde azalması ve ardından belirli sıcaklıkta tavlama sonucu iletkenliklerinin eski değerine geri dönmesi olayı,  $a\text{-Si:H}$  yönünden önemli bir dönüm noktası olarak kabul edilir. Bu olayda iletkenliğin azalmasının yanı sıra kopuk bağ kusur düzeylerinin yoğunluğunun arttığı ve durum yoğunluğu dağılımının değiştiği de gözlenmiştir. Staebler-Wronski olayında, ışık etkisiyle oluşturulan yarı-kararlı kusurların yaratılma ve tavlama kinetiğini açıklamak için pek çok çalışmada uygun bir mikroskopik model önerilmeye çalışılsa da, bu modellerden hiçbirisi gözlenen değişimleri tam olarak açıklayamamaktadır. S-W olayı özellikle  $a\text{-Si:H}$  güneş pillerinde etkisi büyük olduğundan ve verimi düşürdüğünden, aygıt yapımında bu etkinin nispeten daha az olduğu mikrokristal silisyum  $\mu\text{-Si:H}$  malzemeler tercih edilmeye başlanmıştır. Eğer malzeme içindeki kusur durumları hakkında bilgi edinilmişse, ışık etkili degradasyon mekanizması anlaşılabilir. Bu nedenle de, bant aralığı kusur durumlarının dağılımının ve yoğunluğunun daha iyi anlaşılması,  $a\text{-Si:H}$  ve  $\mu\text{-Si:H}$  tabanlı malzemelerin, daha yaygın teknolojik kullanımlarında yol gösterici olmaktadır.

Bant aralığı içindeki kusur durumlarının enerji dağılımını, yoğunluğunu bulmak için bant-altı soğurma yöntemleri olan *Sabit Fotoakım Yöntemi* (Constant Photocurrent Method-CPM) ve *Fotoısıl Sapma Spektroskopisi Yöntemi* (Photothermal Deflection Spectroscopy-PDS), ayrıca *Elektron Spin Rezonansı* (ESR), *Uzay Yüküyle Sınırlandırılmış Akım* (Space Charge Limited Current-SCLC), *Isıl Uyarmalı İletkenlik* (Thermally Stimulated Conductivity-TSC) ve *Modüle Edilmiş Fotoiletkenlik* (Modulated Photoconductivity-MPC) teknikleri yaygın olarak kullanılmaktadır (Oheda,1981, Vanecek et al.,1981; Den Boer, 1981; Jackson and Amer, 1981;1982; Adler,1983; Taylor,1984; Morigaki,1984; Madan and Show, 1988; Von der Linden, 1994).

*Fotoısıl Sapma Spektroskopisi yönteminde* (PDS); özel bir sıvı olan ( $\text{CCl}_4$ ) içerisinde tutulan örneğin üzerine düşürülen bir ışığı soğurmasıyla, sıcaklığının artması ve içerisinde bulunduğu sıvının da sıcaklığını arttırması sonucu, sıvının kırma indisinin değişmesi ilkesine dayanır. Bu sıvı içerisinde örnek yüzeyine çok yakın geçirilen bir lazer ışığı sıvının kırma indisinin değişmesiyle farklı miktarlarda sapar ve bu sapma miktarından örneğin farklı enerjilerdeki (dalga boylarındaki) ışık için optik soğurma katsayıları ve bu veriden yola çıkarak kusur durumların yoğunluğu elde edilir. PDS yöntemi bant ortasına yakın durumlara ve buradan olan geçişlere, aynı zamanda yüzey durumlarına da duyarlıdır. *Sabit Fotoakım Yöntemi* (CPM) ise enerjisi 0,8-1,7eV arasında değişen ışıkla aydınlatılan örnek üzerinde aynı fotoiletkenliği verecek şekilde, gönderilen foton akısının değiştirilmesi ve buradan soğurma katsayısının, gönderilen ışığın enerjisinin fonksiyonu olarak elde edilmesi ilkesine dayanır. Bu yöntem örneğin hacimsel (bulk) özellikleri ile ilişkilidir ve Fermi düzeyinin altındaki kusur durumlarına duyarlıdır. *Uzay Yüküyle Sınırlandırılmış Akım yöntemi* (SCLC), Fermi düzeyi civarında sınırlı bir bölgedeki durumlar için bilgi verir, ancak bu tekniğin kullanılması için örneklerin p-i-n veya n-i-n yapıda hazırlanması gerekir.

*Modüle Edilmiş Fotoiletkenlik tekniği* (MPC), hacimsel (bulk) kusur durumlarının yakalama etkin kesitleri ve yoğunluğu ile orantılı olduğu için a-Si:H ve  $\mu$ -Si:H' da kusur durumlarının incelenmesinde yaygın olarak kullanılan bir tekniktir. Serbest taşıyıcıların, elektron-deşik çifti üretim hızı (G) değiştirilerek Sözde Fermi düzeylerinin (Quasi Fermi Level-QFL) konumu değiştirilebilir ve böylece yeniden

birleşme mekanizması ve kusur durumların yerleşimi değiştirilir ve bu değişim modüle edilmiş fotoiletkenlik ölçümlerine yansır.

Modüle fotoiletkenlik üzerinde yapılan çalışmalara tarihsel gelişim içinde bakılırsa, yöntemin ilk olarak 1981 yılında Oheda tarafından (Oheda,1981) ortaya atıldığı görülmektedir. Oheda tarafından öne sürülen ve Kesim 2.3.1 de ayrıntılı olarak açıklanacak olan modelde elektronlar gözönüne alınarak, bu elektronların tek değerlikli tuzaklar üzerinden tuzaklanma-salınması sonucu oluşan modüle fotoakım ve uyarıcı ışıkla arasındaki faz kayması incelenerek, faz kaymasını yerleşmiş durum yoğunluğuna bağlayan matematiksel bir ifade türetilmiştir. Bu ifade  $v\sigma$  yakalama sabitine ve  $\tau_R$  yeniden-birleşme ömür süresine bağlıdır ve durum yoğunluğu hesabı yapılabilmesi için uygun bir  $\tau_R$  değerinin, dışarıdan bağımsız olarak girilmesi gerekmektedir. Oheda bunun için, gerçeğe yakın bir  $\tau_R$  değerine ulaşıncaya kadar çeşitli  $\tau_R$  değerleri önererek iterasyon yöntemi ile sonuca ulaşmaya çalışmıştır.

İlk olarak CdS kristal örnekler üzerinde denenen modüle fotoiletkenlik tekniği 1988 yılında Schumm ve Bauer tarafından (Schumm and Bauer,1988b) a-Si:H örnekler üzerinde uygulanmış, farklı sıcaklıklar ve farklı foton akıları altında ölçümler yapılmış ve Steabler-Wronski etkisi incelenmiştir.

1990 yılında Brüggemann ve arkadaşları, (Brüggemann et al.,1990), Oheda analizinde türetilen ifade de uygun  $\tau_R$  değerinin seçilmesinin önemini vurgulayarak, önerilen  $\tau_R$  değerinde yapılacak bir hatanın, çok yanlış durum yoğunluğu (DOS) değerlerinin hesaplanmasına yol açacağını göstermişlerdir. Brüggemann bu durumu düzeltmek için Oheda'nın yaptığı istatistiğe bağlı kalarak, Oheda'nın türettiği ifadeyi yeniden düzenlemiş ve  $\tau_R$  yerine, taşıyıcı mobilitesi  $\mu$  ve modüle fotoakımın büyüklüğü  $I_{ac}$  yi içeren alternatif bir ifade önermiştir. Böylece iterasyon yöntemine gerek kalmadan, gerekli parametreler ile modüle fotoakım ve faz farkı değerleri tek bir ifade de yerine konularak durum yoğunluğu hesaplanabilir hale gelmiştir. Ancak bu ifade de DOS her zaman  $v\sigma$  ve  $\mu$  ile çarpım halinde olduğundan, bu parametreler doğru bir şekilde belirlenemediği sürece gerçek DOS değerlerine ulaşılammakta, bağlı DOS değerleri elde

edilebilmektedir. Başka gruplar tarafından bugüne kadar yapılan çalışmalarda da (Kleider and Longeaud,1992, Kounavis et al.,1996, Main et al.,1998) DOS hesabında yine Brüggemann tarafından modifiye edilen ifade kullanılmıştır.

Longeaud ve Kleider 1990'lı yılların başında yayınladıkları bir dizi makalede, (Kleider and Longeaud, 1992;1993) hem elektron hem de deşiklerin iletme katkısını gözönüne alarak, faz kayması ve modüle fotoakım için en genel ifadeleri türetmiş, ardından bu istatistiği tek değerlikli tuzakların yanısıra çift değerlikli tuzakları da kapsayacak şekilde genişletmişlerdir. Bu çalışmalarda Brüggemann tarafından düzeltilmiş denklemin, modüle fotoakımın tuzaklanma-salınma olaylarıyla kontrol edildiği yüksek frekanslarda geçerli olduğu ve ancak bir tür taşıyıcının iletme baskın olarak katkıda bulunduğu durumda doğru DOS hesabı yapılabileceğine dikkat çekilmektedir. Longeaud ve Kleider' in getirdiği en önemli yenilik ise, modüle edilmiş fotoiletkenlik verisinden yararlanarak tuzaklar için yakalama katsayılarının belirlenebileceği ve böylece bağıl DOS değerlerinden gerçek DOS değerlerine geçilebileceğini göstermeleri olmuştur. Ancak tek tür tuzak varlığında başarılı olan bu yöntem, farklı yakalama katsayılarına sahip farklı türde tuzakların varlığı söz konusu olduğunda, deneysel olarak çok güç hale gelmektedir.

2001 yılında Kounavis, (Kounavis, 2001) ve ardından 2004' te Kleider ve arkadaşları (Kleider et al., 2004a,b), aslında Oheda' nın orjinal çalışmasında da değiştiği bir duruma dikkat çekerek, yeniden-birleşmenin (rekombinasyon), tuzaklanma-salınma olaylarına göre baskın olduğu düşük frekanslarda da, belirli koşullar sağlandığı takdirde, çok basit bir ifade ile DOS hesabı yapılabileceğini göstermişlerdir. Üstelik bu ifade yakalama katsayıları ve mobilitiyi içermediğinden, doğrudan gerçek DOS değerlerine ulaşılabilinmektedir. Bu gelişme ile, aynı enerji değerleri için yüksek frekans durumu ve düşük frekans durumunda farklı yöntemlerle hesaplanan DOS değerlerini karşılaştıracak şekilde uygun yakalama sabitlerini seçme imkanı doğmuştur. Bu yaklaşımın, a-Si:H denekler üzerinde deneysel olarak uygulanması ise Koropectki (Koropectki et al., 2002) tarafından yapılmıştır.

Son yıllarda, Modüle edilmiş fotoiletkenlik ve Geçici fotoiletkenlik (Transient Photoconductivity-TPC) teknikleri karşılaştırılarak, birbirlerine göre üstün ve zayıf

yanları belirtilerek durum yoğunluğu hesabında birbirini tamamlayan yöntemler olarak kullanılabileceğine değinilmektedir (Main et al.,1998, Reynolds et al., 2000).

Görüldüğü üzere, teorisi 1981 yılında Oheda tarafından ortaya atılan Modüle edilmiş fotoiletkenlik yöntemi, zamanla sözü edilen diğer araştırmacılar tarafından geliştirilmiş, farklı yaklaşımlar getirilmiş ve halen de çalışılmakta olan bir yöntem olarak güncelliğini korumaktadır. Mikrokristal, polikristal ve amorf yarıiletkenlere başarıyla uygulanabilen bu yöntem, durum yoğunluğu (DOS) belirlemede kullanılan diğer yöntemlere bir alternatif olarak karşımıza çıkmaktadır. Bu yöntemin, elde edilen DOS çözünürlüğü, taranan enerji aralığı ve deneysel açıdan, diğer yöntemlere göre üstün ve zayıf yanları olmakla birlikte, DOS hesabında diğerleriyle beraber tamamlayıcı bir yöntem olarak da kullanılabilir.

Bu tez çalışmasında öncelikle modüle edilmiş fotoiletkenlik yönteminin teorisi; ilk olarak Oheda' nın yaptığı istatistikten başlayarak, Brüggemann' ın getirdiği yenilik ve ardından Kleider yaklaşımına yer verilerek detaylarıyla incelenmiştir. Ayrıca biri İtalya-ENEA Araştırma Laboratuvarı'ndan temin edilen, diğeri Hacettepe Üniversitesi Fizik Mühendisliği Bölümünde Plazma Biriktirme Yöntemi ile hazırlanmış iki a-Si:H örnek üzerinde modüle edilmiş fotoakım ölçümleri yapılmıştır. Bu ölçümlerde oda sıcaklığında alınan modüle fotoakım ve faz kayması değerlerinin; dc foton akısı ve foton akısının ac bileşeninin dc bileşenine oranı ( $F_{ac}/F_{dc}$ ) olarak tanımlanan modülasyon çarpanına göre değişimi incelenmiştir. Ölçüm sonuçlarından yararlanarak kusur düzeylerin elektronlar için yakalama etkin kesiti hesaplanmış, taranan enerji aralığında yerleşmiş durum yoğunluğu (DOS) elde edilmiştir. Yüksek frekans bölgesi ve düşük frekans bölgesi için farklı yöntemlerle elde edilen DOS değerleri birbiriyle ve literatürdeki değerlerle karşılaştırılmıştır.

## 2 . KURAMSAL KESİM

### 2.1. Hidrojenlendirilmiş Amorf Silisyum

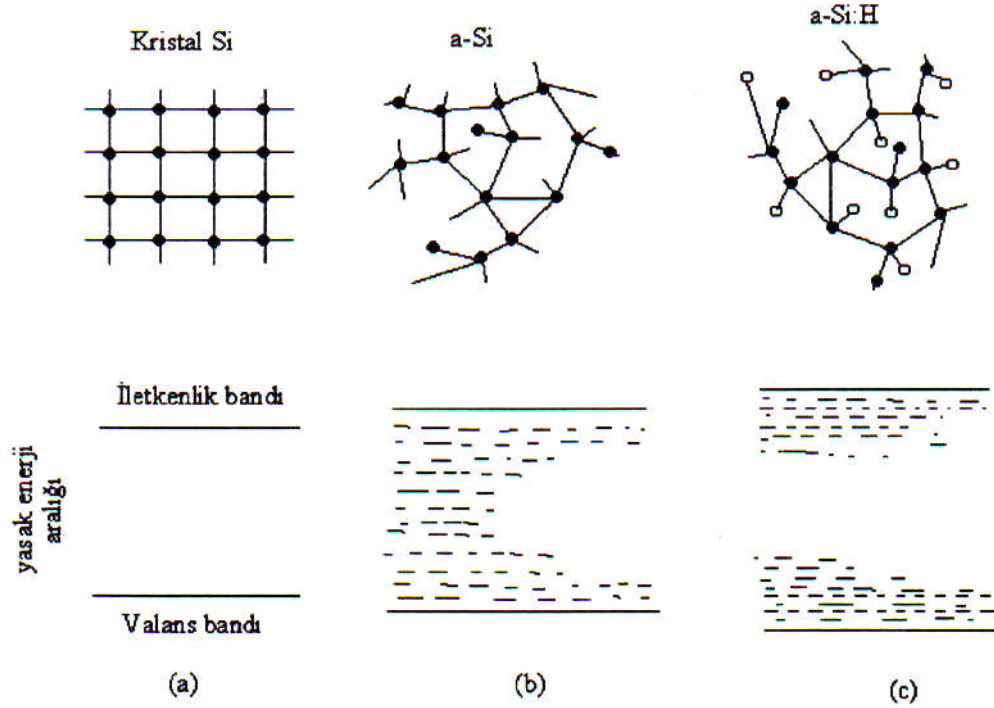
Amorf yapının en belirgin özelliği, yapıyı oluşturan atomların üç boyutta dizilişi bakımından kristaldeki uzun erimli düzenin yerini kısa erimli düzenin almasıdır. Bu, amorf yapıdaki en yakın komşu atomları sayısı ve konumlarının kristalin ki ile aynı olduğu, ancak daha öteye gidildikçe atomlar arası bağ uzunlukları ve bağ açılarının farklılık göstererek kristal yapıdan uzaklaşıldığı anlamına gelir.

Başlangıçta yüksek vakumda buharlaştırma ve püskürtme (sputtering) gibi ince film teknikleriyle elde edilen amorf silisyum (a-Si), 1969 yılında ilk defa Chittick ve arkadaşları tarafından plazma biriktirme tekniği (Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition-PEVCD) ile üretilmeye başlanmıştır. Silan ( $\text{SiH}_4$ ) gazının, bir radyo frekans alanında oluşturulan plazma içinde bileşenlerine ayrıştırılması ilkesine dayanan bu teknikte, yapıya doğrudan hidrojen ( $\text{H}_2$ ) girerek, amorf yapıda çok sayıda mevcut olan kopuk silisyum bağları bu hidrojen atomlarıyla doyurulmaktadır. Yapıda bulunan yüksek hidrojen konsantrasyonu nedeni ile yeni teknikle üretilen bu malzemeye hidrojenlendirilmiş amorf silisyum (a-Si:H) adı verilmiştir.

1975' de Spear ve LeComber (Spear and LeComber,1975), bu tip deneklerin, sistem içine sokulan fosfin ( $\text{PH}_3$ ) veya boron ( $\text{B}_2\text{H}_6$ ) gazları ile n veya p tipi olarak katkılanarak elektriksel iletkenliğinin on mertebe değiştirilebileceğini göstermiştir. Bu gözlemden hemen bir yıl sonra Carlson ve Wronski tarafından p-i-n yapıda ilk a-Si:H güneş pili üretilmiştir (Carlson and Wronski, 1976). a-Si:H' in iyi bir güneş pili malzemesi olabileceğinin görülmesiyle bu malzeme üzerindeki ilgi katlanarak artmış ve zaman içinde ince film transistör, fotodedektör, bellek birimi, sıvı kristal ekranlar gibi daha birçok aygıtın yapımında önemli bir yer edinmiştir.

Amorf silisyumun elektronik ve optik özelliklerinin anlaşılabilmesi için band yapısının bilinmesi gerekir. Amorf silisyumda uzun erimli düzenin olmaması, yani yapıda atomlar arası bağ uzunluklarının ve bağ açılarının değişiklik göstermesi ve kopuk bağların olmasından dolayı kristaldekinden farklı olarak band aralığında çok sayıda yerleşmiş kusur durumları vardır. a-Si:H' de ise kopuk bağlar hidrojen

atomlarıyla doyurulduğundan kusur durumlarının sayısında belirgin bir azalma olur. Şekil 2.1' de a-Si, a-SiH ve kristalin atom dizilişleri ve band yapıları karşılaştırılmaktadır.

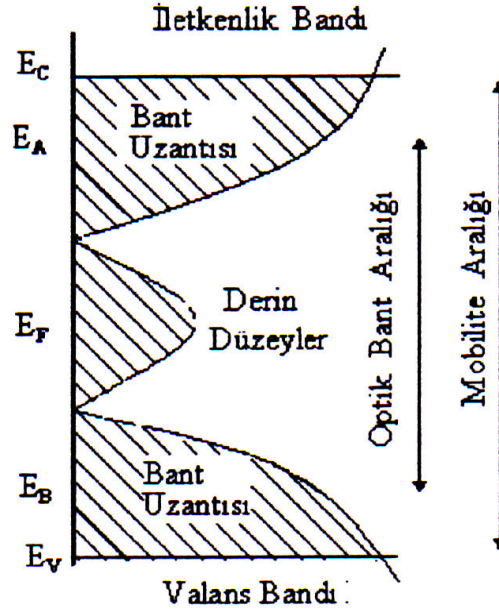


**Şekil 2.1.** a) Kristal Si, b) amorf Si ve c) hidrojenlendirilmiş amorf Si 'in atom dizilişleri ve band yapısı

Yerelleşmiş kusur durumlarında bulunan taşıyıcıların mobiliteleri, iletkenlik bandı üzerinde ve değerlik bandı altındaki yaygın durumlardaki taşıyıcıların mobilitelerinden  $10^2$ - $10^3$  merteye daha düşüktür. Bu yüzden bu aralık mobilite aralığı ya da sözde yasak enerji aralığı olarak isimlendirilir.

Amorf yarıiletkenlerdeki kusur durumları yoğunluğunu açıklamak için farklı modeller önerilmiştir. Cohen, Fritzsche, Ovshinsky (1969) tarafından geliştirilen ve CFO modeli olarak bilinen modelde bağ uzunlukları ve bağ açıları deforme olmuş Si-Si bağlarından kaynaklanan, iletim bandı ve değerlik bandından mobilite aralığına uzanan bağ uzantılarının olması gerektiği öngörülmüştür. Mott ve Davis (1979), tarafından önerilen modelde ise yapıda kopuk bağların bulunması halinde, band uzantılarının yanısıra bu kopuk bağlara karşılık gelen yerelleşmiş durumlara ait Fermi enerjisi etrafında Gauss dağılımların olması gerektiği öne

sürülmüştür. Ardından (Robertson, 1985) ve (Adler, 1984) a-Si:H için değerlik bandı uzantısının iletim bandı uzantısından daha geniş olduğunu göstermişlerdir. Şekil 2.2' de genel hatlarıyla a-Si:H için durum yoğunluğu dağılımı görülmektedir.



**Şekil 2.2.** a-Si:H için durum yoğunluğu dağılımı

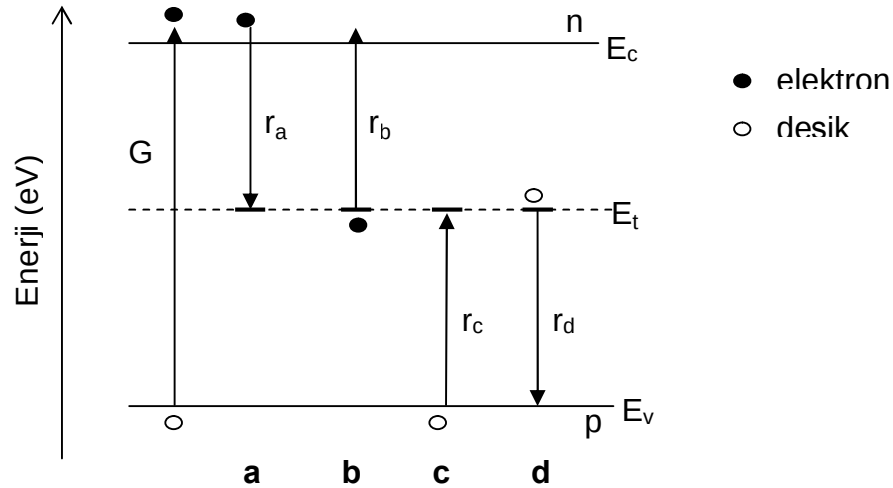
Dağılımındaki kusur düzeyleri elektriksel yükleri veya içerdikleri elektron sayısına göre üç farklı durumda olabilir. Söz konusu bu durumlar: kopuk bağdan dolayı oluşan elektron eksikliği  $D^+$ , kopuk bağın bir elektron içermesi ile oluşan nötr durum  $D^0$  ve kopuk bağın iki elektron içermesi ile oluşan elektron fazlalığı  $D^-$  durumlarıdır. Yerelleşmiş düzeylerin olası bu yük durumlarına bağlı olarak, yerelleşmiş düzeylerle ilgili bandlar arasında dört farklı taşıyıcı geçişi olasıdır ve buna göre bu düzeyler tuzak veya yeniden-birleşme merkezi gibi davranırlar. Bu olası taşıyıcı geçişleri bir sonraki kesimde daha ayrıntılı biçimde incelenmektedir.

## 2.2. Kararlı Durum Fotoiletkenliği

### 2.2.1. Tuzaklanma-salınma ve yeniden birleşme olayları

Amorf yarıiletkenlerde, mobilite aralığındaki yerelleşmiş durumlar nedeniyle, tuzaklanma ve yeniden-birleşme (rekombinasyon) olayları kristal yarıiletkenlerdekinden daha karmaşıktır. Tuzaklanma ve yeniden birleşme olayları için istatistik, ilk kez Rose tarafından (Rose,1963) öne sürülmüş , daha sonra Shockley-Read (Shockley and Read, 1952) ve Simmons-Taylor (Simmons and Taylor, 1971) tarafından geliştirilmiştir. Shockley-Read tarafından geliştirilen istatistikte denge dışı kararlı durum için taşıyıcıların tek bir tuzak düzeyi üzerinden tuzaklanma-salınma ve yeniden birleşme kinetiği belirlenirken, Simmons-Taylor bu istatistiği rastgele tuzak dağılımları için genişletmiştir. Bu kesimde tuzaklanma-salınma ve yeniden birleşme olayları için özet bilgiler verilecek, Simmons-Taylor istatistiği ayrıntılı olarak Kesim 7.1' de açıklanacaktır.

Bir yarıiletken yasak enerji aralığından daha büyük enerjiye sahip bir ışıkla aydınlatıldığında iletim bandında serbest elektronlar (n), değerlik bandında serbest deşikler (p) oluşur. Bu durumda  $E_t$  enerji düzeyinde yerleşmiş tek tuzak için olası dört temel süreç Şekil 2.3 de gösterilmiştir.



**Şekil 2.3.** Elektron ve deşikler için dört temel geçiş süreci, n iletim bandındaki serbest elektron yoğunluğunu, p değerlik bandındaki serbest deşik yoğunluğunu, G üretim hızını göstermektedir.

Şekil 2.3' de *a süreci*, iletim bandındaki serbest elektronların tuzak tarafından yakalanmasını, *b süreci*, tuzaklanmış elektronların yeniden iletim bandına ısı olarak uyarılmasını, *c süreci*, değerlik bandındaki deşiklerin yakalanmasını ve son olarak *d süreci* ise, tuzaklanmış deşiklerin değerlik bandına salınmasını göstermektedir.  $r_a$  ve  $r_b$  süreçleri ard arda gerçekleşiyorsa elektron tuzaklanması,  $r_c$  ve  $r_d$  süreçleri ard arda oluyorsa deşik tuzaklanması,  $r_a$  ve  $r_c$  süreci veya  $r_b$  ve  $r_d$  süreçleri aynı anda gerçekleşiyorsa yeniden-birleşme (rekombinasyon) olarak isimlendirilir. Şekil 2.3' de verilen dört süreç için  $r_a$ ,  $r_b$ ,  $r_c$  ve  $r_d$  hızları

$$\begin{aligned} r_a &= c_n n N_t (1-f(E)) = v \sigma_n n N_t (1-f(E)) \\ r_b &= e_n N_t f(E) \\ r_c &= c_p p N_t f(E) = v \sigma_p p N_t f(E) \\ r_d &= e_p N_t (1-f(E)) \end{aligned} \quad (2.1)$$

eşitlikleri ile tanımlanır. Bu eşitliklerde

$N_t$  ;  $E_t$  enerji düzeyinde yerleşmiş tuzak yoğunluğu,

$f(E)$  ; verilen tuzakta elektronun yerleşim olasılığını veren Fermi-Dirac fonksiyonu,

$v$  ; termal hız,

$\sigma_n, \sigma_p$  ; elektronlar ve deşikler için yakalama etkin kesiti

$c_n, c_p$  ; elektronlar ve deşikler için yakalama sabitleri,

$e_n, e_p$  ise tuzaklanmış elektron ve deşikler için yeniden ilgili banda salınım olasılığıdır.

$e_n$  ve  $e_p$  salınım olasılıkları, kararlı durum (ısı denge durumu) için birim zamanda iletim bandına gelen ve bandı terkeden serbest elektron yoğunluğu ile değerlik bandına gelen ve bandı terkeden serbest deşik yoğunluğunun birbirlerine eşit olma ( $r_a = r_b, r_c = r_d$ ) koşulundan

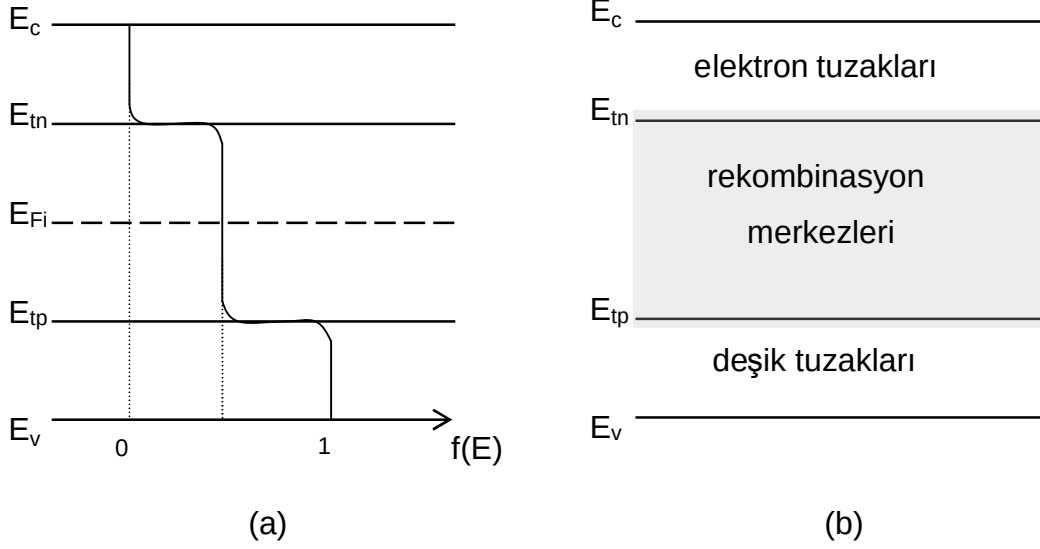
$$\begin{aligned} e_n &= c_n N_c \exp\left(-\frac{E_c - E_t}{kT}\right) \\ e_p &= c_p N_v \exp\left(-\frac{E_t - E_v}{kT}\right) \end{aligned} \quad (2.2)$$

olarak bulunur. Görüldüğü gibi bir tuzaktan elektron ve deşik salınım olasılıkları  $e_n$ ,  $e_p$ , tuzağın ilgili band kenarına olan uzaklığına bağlı olmakla beraber, o tuzağın elektron ve deşikler için yakalama katsayıları olan  $c_n$ ,  $c_p$  ile de yakından ilişkilidir.

Şekil 2.4a' da Simmons-Taylor istatistiği uygulanarak, homojen bir aydınlatma etkisiyle, kararlı durum (steady-state) koşulu altında elde edilen ve yerleşmiş durumlarda elektron bulunma olasılıklarını gösteren olasılık dağılım fonksiyonu verilmiştir. Ayrıntıları Kesim 7.1' de verilen bu yerleşim fonksiyonu incelendiğinde,  $E_{tn}$  düzeyinin üzerindeki tüm durumların boş,  $E_{tp}$  düzeyinin altındaki tüm durumların dolu ve  $E_{tn}$  ile  $E_{tp}$  düzeyleri arasındaki durumların yerleşiminin ise sabit olduğu görülür. Simmons-Taylor istatistiğinde Eş.2.2' den yola çıkarak, tuzaklanmış elektronlar ve tuzaklanmış deşikler için sözde Fermi düzeyi tanımları,  $E_{tn}$  ve  $E_{tp}$ ,

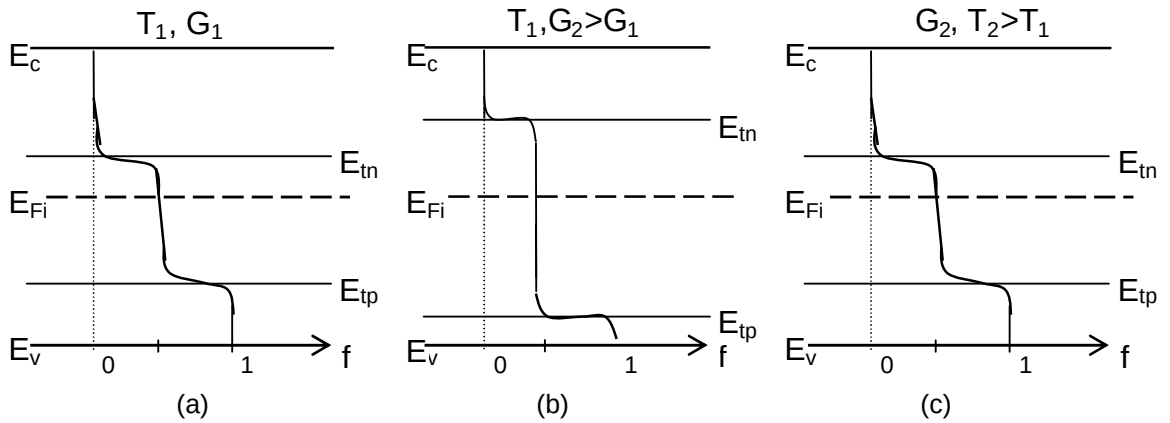
$$\begin{aligned} e_n(E_{tn}) &= c_n N_c \exp[-(E_c - E_{tn})/kT] = \bar{n} + \bar{p} \\ e_p(E_{tp}) &= c_p N_v \exp[-(E_{tp} - E_v)/kT] = \bar{n} + \bar{p} \end{aligned} \quad (2.3)$$

ifadeleri ile yapılmıştır (Simmons and Taylor, 1971). Eş.2.3.' deki tanıma göre  $E_{tn}$  ( $E_{tp}$ ), bu düzeyde tuzaklanmış bir elektronun (deşiğin) iletim bandına (değerlik bandına) salınım olasılığının, elektron ve deşik yakalanma olasılıkları toplamına eşit olduğu enerji düzeyi olarak ifade edilebilir. Buna göre  $E_{tn}$  'in üzerindeki düzeylerde tuzaklanmış elektronlar için iletim bandına salınma olasılığı yüksek iken,  $E_{tn}$  'in altındaki düzeylerde tuzaklanmış elektronlar için değerlik bandından bir deşik ile yeniden birleşme olasılığı daha yüksektir. Diğer bir deyişle elektronlar için sözde Fermi düzeyi  $E_{tn}$  'in üzerindeki düzeyler elektron tuzağı gibi davranırken,  $E_{tn}$  'in altındaki düzeyler birleşme merkezleri gibi davranacaktır. Benzer yorumu deşikler için yapmak da olasıdır ;  $E_{tp}$  'in altındaki düzeyler deşik tuzağı gibi davranırken,  $E_{tp}$  'in üstündeki düzeyler birleşme merkezi gibi davranır, (Bkz. Şekil 2.4.b.)



**Şekil 2.4.** a). yerelleşmiş durumlarda elektron bulunma olasılıklarını gösteren olasılık dağılım fonksiyonu b) elektron-deşik tuzakları ve yeniden-birleşme merkezleri

Eş.2.3. 'deki tanımlardan da görüldüğü gibi tuzaklanmış taşıyıcılar için sözde Fermi düzeyleri  $E_{tn}$ ,  $E_{tp}$  'nin band aralığı içindeki konumları sıcaklık ve foton akısına bağlı olarak değişir. Şekil 2.5' de sıcaklığın ve foton aksının değiştiği durumlar için sözde Fermi düzeylerinin ( $E_{tn}$ ,  $E_{tp}$ ) konumlarındaki değişimler görülmektedir.



**Şekil 2.5.** tuzaklanmış elektron ve deşikler için sözde Fermi düzeyinin sıcaklık ve foton akısı ile değişimi

Şekil 2.5a, Şekil 2.5.b' den görüldüğü gibi foton akısı arttıkça  $E_{tn}, E_{tp}$  düzeyleri ilgili band kenarına doğru kayar ve bu enerjiler arasında kalan yeniden birleşme merkezlerinin sayısı artar. Sıcaklığı artırmak, foton akısını azaltmakla aynı etkiyi yaratır ve  $E_{tn}, E_{tp}$  düzeyleri denge Fermi düzeyine doğru diğer bir deyişle band ortasına doğru kayar (Şekil 2.5c).

### 2.2.2. Fotoiletkenlik

Fotoiletkenlik, yarıiletken bir malzemenin yeterli enerjide bir ışıkla aydınlatma altında elektriksel iletkenliğindeki değişimdir. Karanlıkta, ısı dengede iletim bandındaki serbest elektron ve değerlik bandındaki serbest deşik yoğunlukları sırasıyla  $n_0$ ,  $p_0$  iken, ışığın soğurulması ile elektron-deşik yaratımı sonucu bu taşıyıcı yoğunluklarında,  $\Delta n$  ve  $\Delta p$  kadarlık, bir artış olacaktır. Bu durumda  $\sigma = ne\mu$  olarak verilen iletkenlik, aydınlatma altında

$$\sigma = (n_0 + \Delta n)e\mu_n + (p_0 + \Delta p)e\mu_p \quad (2.4)$$

bağıntısı ile verilebilir. Burada  $\mu_n$  ve  $\mu_p$  sırasıyla, elektron ve deşikler için yaygın durum mobilitesidir. Herhangi bir aydınlatma söz konusu olmadığı durumdaki karanlık iletkenlik ise yine aynı ifadeden

$$\sigma_k = e\mu_n n_0 + e\mu_p p_0 \quad (2.5)$$

olarak yazılırdığında, aydınlatma altındaki ve karanlıktaki iletkenliğin farkı olarak tanımlanan fotoiletkenlik ( $\sigma_p = \sigma_a - \sigma_k$ ),

$$\sigma_a = e(\Delta n\mu_n + \Delta p\mu_p) + \sigma_k \quad (2.6)$$

şeklinde yazılabilir. Fazlalık taşıyıcı yoğunlukları  $\Delta n$  ve  $\Delta p$ , üretim hızı  $G$  ( $\text{cm}^{-3}\text{s}^{-1}$ ) ile orantılıdır ve

$$\begin{aligned} \Delta n &= G\tau_n \\ \Delta p &= G\tau_p \end{aligned} \quad (2.7)$$

bağıntıları ile verilirler. Burada  $\tau_n, \tau_p$  elektron ve deşiklerin ömür süreleridir. Eş.2.7., Eş.2.6.' de yerine konulursa en genel haliyle fotoiletkenlik,

$$\sigma_p = e(\mu_n G\tau_n + \mu_p G\tau_p) \quad (2.8)$$

şeklinde yazılmaktadır. Eş.2.8. ile verilen  $G$  üretim hızı; örnek kalınlığı ( $d$ ), foton akısı ( $F$ ), optik soğurma katsayısı ( $\alpha$ ), kuantum verimliliği ( $\eta$ ) ve yansımaya katsayısının ( $R$ ) fonksiyonudur ve

$$G = F(1-R) \frac{1-e^{-\alpha d}}{d} \eta \quad (2.9)$$

bağıntısı ile verilir. Eş.2.9' da optik soğurma katsayısı  $\alpha$ , örnek üzerine düşürülen ışığın enerjisi  $E=h\nu$  'ye bağlı olarak değişir ve band aralığından büyük enerjili aydınlatmalar için ( $h\nu > E_g$ ),  $\eta=1$  alınır.

a-Si:H' da elektronların mobilitesi, deşiklerin mobilitesinden daha büyük olduğu için ( $\mu_n=10 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$ ,  $\mu_p=1 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$ ), fotoiletkenliğe en büyük katkı elektronlardan gelmektedir ve iletme deşiklerden gelen katkı, elektronlardan gelen katkının yanında ihmal edilebilir. Bu durumda a-Si:H için fotoiletkenlik

$$\sigma_p = e\mu\tau F(1-R) \frac{1-e^{-\alpha d}}{d} \eta \quad (2.10)$$

yazılabilir. a-Si:H' da fotoiletkenliği, sıcaklığın, foton akısının, foton enerjisinin fonksiyonu olarak incelemek olasıdır ve bu konuda bir çok çalışma vardır (Vanecek et al.,1981, Smail and Mohammed-Ibrahim, 1991, Fritzcshe et al., 1992, Tran, 1995, Topçu, 1996). Fotoiletkenlik sıcaklığın fonksiyonu olarak incelendiğinde Eş.2.10.' ye göre  $e(1-R) \left[ (1-e^{-\alpha d})/d \right] \eta$  bir sabittir. Foton akısı da örnek sıcaklığından bağımsız olduğundan Eş.2.10.

$$\sigma_p(T) \propto \mu\tau(T) \quad (2.11)$$

şeklinde ifade edilir. Böylelikle fotoiletkenliğin sıcaklık bağımlılığı, mobilite ömür süresi çarpımının ( $\mu\tau$ ) sıcaklık bağımlılığını da yansıtmaktadır.

Sabit sıcaklıkta fotoiletkenlik foton akısının fonksiyonu olarak incelendiğinde, yine  $\mu\tau$  çarpımının foton akısı bağımlılığını da yansıtacaktır. Mobilitenin foton akısından bağımsız,  $\tau'$  nun ise foton akısıyla  $F^{\gamma-1}$  şeklinde değiştiği bilinmektedir. Bu durumda Eş.2.10. ile verilen fotoiletkenliğin F foton akısına bağımlılığı

$$\sigma_p(F) \propto F \mu\tau(F) \propto F F^{\gamma-1} \propto F^{\gamma} \quad (2.12)$$

olarak verilmektedir.  $\gamma$  burada  $\sigma_p$ 'nin  $F$  ile üstel değişimini ifade eden birimsiz bir değişkendir ve  $\gamma=1$ ,  $\gamma<1$  veya  $\gamma>1$  gibi değerler alması durumunda fotoiletkenliğin foton akısına “lineer”, “sublineer” ve “supralineer” şekilde bağlı olduğundan söz edilir.

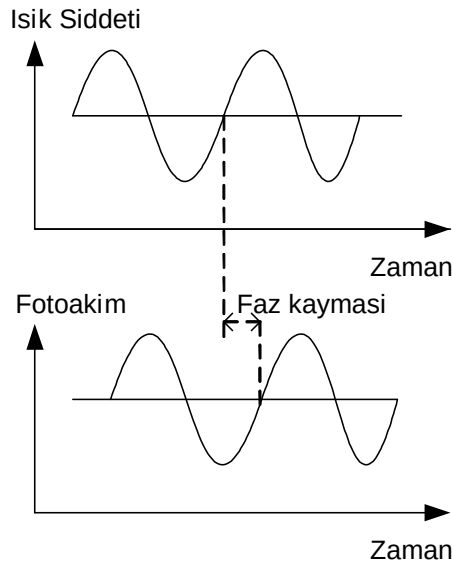
Fotoiletkenliğin foton enerjisiyle değişimi incelendiğinde ise hem  $\mu\tau$  çarpımı hem de,  $\alpha$  soğurma katsayısı foton enerjisiyle değiştiğinden, sabit sıcaklıkta monokromatik aydınlatma koşulunda fotoiletkenliğin  $h\nu$  foton enerjisine bağlılığı

$$\sigma_p(h\nu) \propto F(h\nu)\mu\tau(h\nu)\alpha(h\nu) \quad (2.13)$$

bağıntısı ile verilebilir. Band altı bölgede ( $h\nu < E_g$ ), foton enerjisinin fonksiyonu olarak yapılan “spektral” fotoiletkenlik ve sabit fotoakım yöntemi (Constant Photocurrent Method-CPM) deneyleri ile band ortalarındaki durum yoğunluğu ve değerlik band uzantı durumlarının genişliği ( $E_{0v}$ ) hakkında bilgi edinilebilir.

### 2.3. Modüle Edilmiş Fotoiletkenlik

Modüle edilmiş fotoakım yönteminde örnek, enerjisi mobilite aralığından büyük olan ( $h\nu > E_g$ ) ve şiddeti bir dc bileşen üzerinde ac olarak değişen monokromatik bir ışıkla aydınlatılır. Aydınlatmanın etkisiyle yaratılan fazlalık taşıyıcıların yerleşmiş düzeylerle etkileşmesi (tuzaklanma-salınma ve yeniden-birleşme olayları) sonucunda, örnek üzerine düşen ışıkla, oluşan fotoakım arasında bir faz kayması oluşur, (Bkz. Şekil 2.6). Modülasyon frekansına bağlı olarak değişen bu faz farkından yerleşmiş düzeylerin enerji dağılımı (DOS) hakkında bilgi edinilebilir.



**Şekil 2.6.** Örnek üzerine düşen ışıkla, fotoakım arasında oluşan faz kayması

Modüle Edilmiş Fotoiletkenlik tekniği (MPC), hacimsel (bulk) kusur durumlarının yakalama etkin kesitleri ve yoğunluğu ile orantılı olduğu için  $\alpha$ -Si:H ve  $\mu$ -Si:H' da kusur durumlarının incelenmesinde yaygın olarak kullanılan bir tekniktir. Serbest taşıyıcıların, elektron-deşik çifti üretim hızı (G) değiştirilerek Sözde Fermi düzeylerinin (Quasi Fermi Level-QFL) konumu değiştirilebilir ve böylece yeniden birleşme mekanizması ve kusur durumların yerleşimi değiştirilir ve bu değişim modüle edilmiş fotoiletkenlik ölçümlerine yansır.

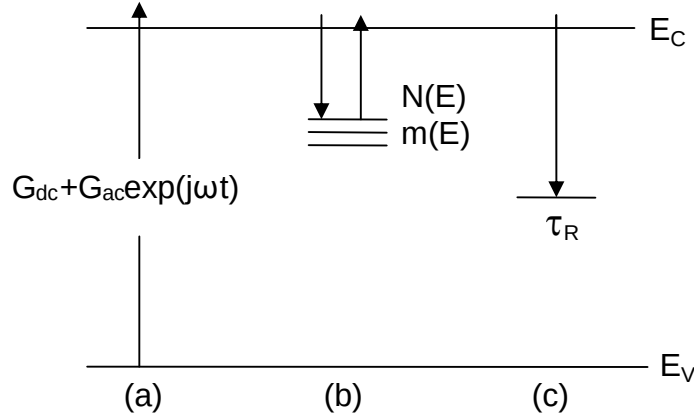
Tuzaklanma-salınma olayında taşıyıcılar yerleşmiş düzeylerde belli bir süre geçirdikten sonra yeniden ilgili banda uyarılarak gecikmeli olarak ilettime katıldığından, örneği aydınlatan ışıkla modüle fotoakım arasındaki faz farkının nedeni bu gecikmedir. Yeniden-birleşme olayında ise tuzaklanan taşıyıcılar, ilgili

banda yeniden uyarılamadığından ilettime katılamazlar. Böylelikle, modüle fotoakım ve faz kaymasına, taşıyıcıların tuzaklanma-salınmasına uygun olan boş düzeylerden katkı gelirken, taşıyıcılarla tamamen dolu yeniden-birleşme merkezlerinden herhangi bir katkı gelmez.

İzleyen kesimlerde modüle edilmiş fotoiletkenlik yönteminin teorisi incelenirken; öncelikle, Oheda' nın 1981 yılında geliştirdiği ilk analize yer verilmiş, daha sonra Brüggemann' ın getirdiği yenilik ve ardından Kleider'in yaklaşımı ayrıntılarıyla açıklanmıştır.

### 2.3.1. Oheda analizi

Ohedanın yaptığı istatistikte, oluşan fotoakımın tek tür taşıyıcı yani elektronlar ile yaratıldığı, yerelleşmiş düzeylerin tek bir elektron barındırabileceği (tuzakların tek değerlikli olduğu) varsayılmaktadır. Oheda yönteminde, göz önüne alınan elektronlar için geçiş süreçleri Şekil 2.7'de verilmiştir. (a) olayında aydınlatmanın



**Şekil 2.7.** Modüle edilmiş foto akım analizinde elektronların geçiş süreçleri. (a) taşıyıcı üretim süreci, (b) tuzaklanma ve salınma süreci, (c) yeniden-birleşme süreci

etkisiyle değerlik bandında ve iletim bandındaki serbest taşıyıcı üretim süreci gösterilmektedir. Denek üzerine gelen ışık, şiddet olarak dc bileşen üzerine bindirilmiş ac bir bileşenden oluştuğu için, bunun etkisiyle meydana gelen taşıyıcı üretim hızı da  $G_{dc} + G_{ac} \exp(j\omega t)$  şeklinde verilebilir. (b) olayı ile elektronların yerelleşmiş düzeylere tuzaklanıp, yeniden iletim bandına salınması gösterilmektedir. Burada elektronlarla dolu düzey yoğunluğu  $m(E)$ , tüm yerelleşmiş düzey yoğunluğu ise  $N(E)$  ile gösterilmektedir. (c) olayında ise elektronların yeniden-birleşmesi gösterilmektedir.  $\tau_R$  burada elektronun tuzaklandığı düzeyde yeniden-birleşme işlemine uğrayana kadar geçirdiği zamanın bir ölçüsü olan *yeniden-birleşme ömür süresidir*. Yapılan istatistikte deşiklerin iletme katkısı gözardı edilmesine rağmen  $\tau_R$  terimi ile bir defaya mahsus olmak üzere matematiksel olarak hesaba katılmıştır. İncelemede tüm enerjiler iletim bandı kenarından aşağıya doğru ölçülmüştür.

Yukarıda söz edilen üç süreç göz önüne alınarak iletim bandındaki elektron yoğunluğunun zamanla değişimi

$$\frac{dn}{dt} = G_{dc} + G_{ac} \exp(j\omega t) - \int_0^{E_d} \frac{dm(E)}{dt} dE - \frac{n - n_d}{\tau_R} \quad (2.14)$$

olarak verilebilir (Bkz. Kesim 7.1. Simmons-Taylor İstatistiği, Eş.7.1). Eş.2.14.'deki ilk terim modüle edilmiş ışığın etkisiyle banttan banda uyarılan elektron sayısını, ikinci ve üçüncü terimler ise, sırasıyla birim zamanda yerleşmiş düzeyler üzerinden tuzaklanan-salınan ve yeniden-birleşme olayını gerçekleştiren elektron yoğunluğunu vermektedir. Son terimde  $n$ , aydınlatma altındaki,  $n_d$  ise karanlık durumdaki serbest elektron yoğunluğunu göstermektedir. Oheda analizinde, tuzaklarla, yeniden-birleşme merkezlerini birbirinden ayırmak için "demarcation" (ayırma) düzeyi  $E_d$  tanımı kullanıldığından, ikinci terimdeki integral iletim bandı kenarından demarcation düzeyine kadar, yani tuzak düzeyleri üzerinden alınmaktadır. Ancak Simmons-Taylor' un belirttiği ve Kleider yaklaşımında da görüleceği gibi, bu ayrımı yapmak için tuzaklanmış taşıyıcılar için sözde Fermi düzeyi  $E_{tn}$  tanımını kullanmak daha doğru bir ölçü verir. İntegral içindeki tuzaklanmış elektron yoğunluğunun zamanla değişim ifadesi ise

$$\frac{dm(E)}{dt} = n(N(E) - m(E))v\sigma_n - v\sigma_n m(E)N_c \exp(-E/kT) \quad (2.15)$$

şeklinde yazılabilir. Eş.2.15. 'deki ilk terim birim zamanda boş düzeylere tuzaklanan elektron yoğunluğunu, ikinci terim ise birim zamanda dolu düzeylerden iletim bandına uyarılan elektron yoğunluğunu verir. Eş.2.14 ve Eş.2.15 ile verilen denklemlerin çözümlerinin

$$n = n_{dc} + n_{ac} \exp(j\omega t) \quad (2.16)$$

$$m(E) = m_{dc}(E) + m_{ac}(E) \exp(j\omega t) \quad (2.17)$$

formunda olması beklenir. Eş.2.16 'daki  $n_{dc}$ , sabit foton akısı ile aydınlatma durumundaki serbest elektron yoğunluğu ile aynıdır ( $n_{dc}$ , Eş.7.11' deki sözde Fermi düzeyi tanımından bulunabilir).  $n_{ac}$  ise gelen ışığın ac bileşeninden dolayı

oluşan serbest elektron yoğunluğudur ve Eş.2.16. ,Eş.2.17 'deki çözümlerin, Eş.2.14 ve Eş.2.15' de yerine konulması ile

$$n_{ac} = \frac{G_{ac}}{\sqrt{A^2 + B^2}} \exp(-j\phi) \quad (2.18)$$

olarak bulunur. Eş.2.18' in çıkarımı Bölüm 7.2 de ayrıntılı olarak verilmiştir. Burada A ve B terimleri, Eş.2.19 ve Eş.2.20 'de verildiği gibi oldukça karmaşık ifadelerdir ve sırasıyla tuzaklardaki elektronlardan fotoakıma gelen aynı fazlı ve zıt fazlı katkıyı göstermektedirler.

$$A = \frac{1}{\tau_R} + \int_0^{E_d} \frac{D^2 v \sigma_n}{1 + \exp(E_{fn} - E) / kT} \cdot \frac{\exp(E_{fn} - E) / kT}{D^2 + [1 + \exp(E_{fn} - E) / kT]^2} N(E) dE \quad (2.19)$$

$$B = \omega \left( 1 + \frac{1}{n_{dc}} \int_0^{E_d} \frac{\exp(E_{fn} - E) / kT}{D^2 + [1 + \exp(E_{fn} - E) / kT]^2} N(E) dE \right) \quad (2.20)$$

Eş.2.18 'deki  $\phi$  ise gelen ışıkla fotoakım arasındaki faz kaymasıdır.  $\phi$  faz kayması, A ve B terimleri cinsinden

$$\tan \phi = \frac{B}{A} \quad (2.21)$$

bağıntısı ile verilir. Eş.2.19 ve Eş.2.20'deki D ifadesi, modülasyon frekansının, sözde Fermi düzeyinde tuzaklanmış bir elektronun ısıtılma olasılığına oranıdır ve

$$D = \frac{\omega}{N_C v \sigma_n \exp(-E_{fn} / kT)} = \frac{\omega}{v \sigma_n n_{dc}} = \frac{\omega}{e_n(E_{fn})} \quad (2.22)$$

eşitliği ile tanımlanır. Eş.2.19 ve Eş.2.20 ile verilen A ve B ifadelerini daha basit hale getirebilmek için integral içindeki ifadeler, sırasıyla  $G_1(E)$  ve  $G_2(E)$  fonksiyonları olarak isimlendirilirse, A ve B ifadeleri

$$A = \frac{1}{\tau_R} + \int_0^{E_d} G_2(E) v \sigma_n N(E) dE \quad (2.23)$$

$$B = \omega + \int_0^{E_d} G_1(E) N(E) dE \quad (2.24)$$

olarak yeniden yazılabilir. Eş.2.24' deki  $G_1(E)$  fonksiyonu,

$$G_1(E) = \frac{\omega}{n_{dc}} \frac{\exp(E_{fn} - E) / kT}{D^2 + [1 + \exp(E_{fn} - E) / kT]^2} \quad (2.25)$$

olarak tanımlanır. Eş.2.22 kullanılarak  $G_1(E)$  yeniden düzenlenirse,

$$G_1(E) = \frac{D v \sigma_n \exp(E_{fn} - E) / kT}{D^2 + [1 + \exp(E_{fn} - E) / kT]^2} \quad (2.26)$$

elde edilir.  $D \gg 1$  yaklaşımı altında,  $G_1(E)$  fonksiyonu

$$E_\omega = kT \ln(N_C v \sigma_n / \omega) \quad (2.27)$$

ile verilen  $E_\omega$  enerjisinde maksimum değere sahiptir.  $E_\omega$ , tuzaklanmış elektronun ısıtılma hızının, modülasyon frekansı ile çakışık olduğu enerji düzeyini gösterdiğinden, Eş.2.27

$$\omega = N_C v \sigma_n \exp(-E_\omega / kT) = e_n(E_\omega) \quad (2.28)$$

olarak yazılınca,  $E_\omega$ 'nın fiziksel önemi ortaya çıkar. Eş.2.28 'den yararlanarak  $D$  yeniden düzenlenirse,

$$D = \frac{\omega}{N_C v \sigma_n \exp(-E_{fn} / kT)} = \frac{N_C v \sigma_n \exp(-E_\omega / kT)}{N_C v \sigma_n \exp(-E_{fn} / kT)} = \frac{e_n(E_\omega)}{e_n(E_{fn})} = \exp(E_{fn} - E_\omega) / kT \quad (2.29)$$

olarak yazılabilir. Böylece  $D \gg 1$  yaklaşımı ile aslında,  $E_\omega$  enerjisinin  $E_{fn}$  den oldukça uzakta olduğu yüksek frekanslarda çalışıldığı gözönüne alınmaktadır. Oheda analizinde,  $G_1(E)$  fonksiyonunu yaklaşık olarak Dirac-delta fonksiyonu ( $\delta$ -fonksiyonu) yaklaşımı yaparak

$$G_1(E) = \pi kT \sigma_n \delta(E - E_\omega) \quad (2.30)$$

şeklinde yazmıştır. Burada  $\pi kT \sigma$  Dirac-delta fonksiyonuyla idealize edilmiş tepenin genişliğidir.

Eş.2.30, Eş.2.24' de yerine konularak integral alınır B ifadesi basitlemiş şekliyle

$$B = \omega + \pi k T \sigma_n \int_0^{E_d} N(E) \delta(E - E_\omega) dE \quad (2.31)$$

$$B = \omega + \pi k T \sigma_n N(E) \quad (2.32)$$

olarak karşımıza çıkar.  $G_1(E)$  fonksiyonuna benzer olarak, Eş.2.19 ve Eş.2.23 'den  $G_2(E)$  fonksiyonu

$$G_2(E) = \frac{D^2}{1 + \exp[(E_{fn} - E)/kT]} \frac{\exp[(E_{fn} - E)/kT]}{D^2 + \{1 + \exp[(E_{fn} - E)/kT]\}^2} \quad (2.33)$$

olarak tanımlanır.  $G_2(E)$  fonksiyonu Oheda analizinde bir basamak fonksiyonuyla ifade edilmiştir. Bu yaklaşım altında ,  $E_\omega$  ve  $E_{fn}$  enerji aralığında  $G_2(E)=1$ , bu değerlerin dışında ise  $G_2(E)=0$  olacağından Eş.2.19 ile verilen A ifadesi basitce,

$$A = \frac{1}{\tau_R} + \int_{E_\omega}^{E_{fn}} v \sigma_n N(E) dE \quad (2.34)$$

olarak yazılabilir.

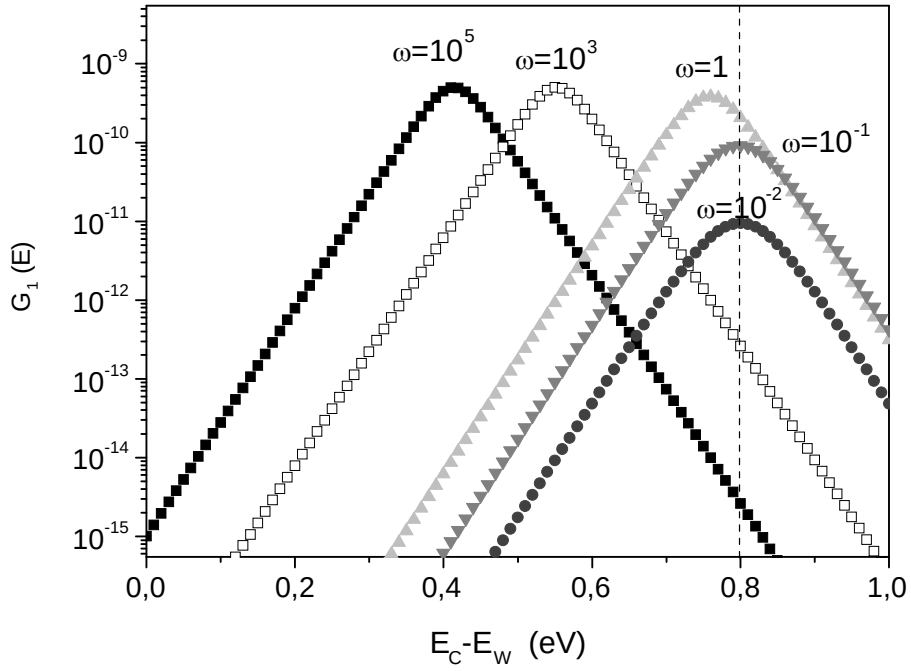
Son olarak Eş.2.32 ve Eş.2.34, Eş.2.21 'de yerine konularak, faz farkını yerleşmiş durum yoğunluğuna bağlayan

$$\tan \phi = \frac{B}{A} \cong \frac{\omega + \pi k T v \sigma_n N(E_\omega)}{\frac{1}{\tau_R} + \int_{E_{fn}}^{E_\omega} v \sigma_n N(E_\omega) dE} \quad (2.35)$$

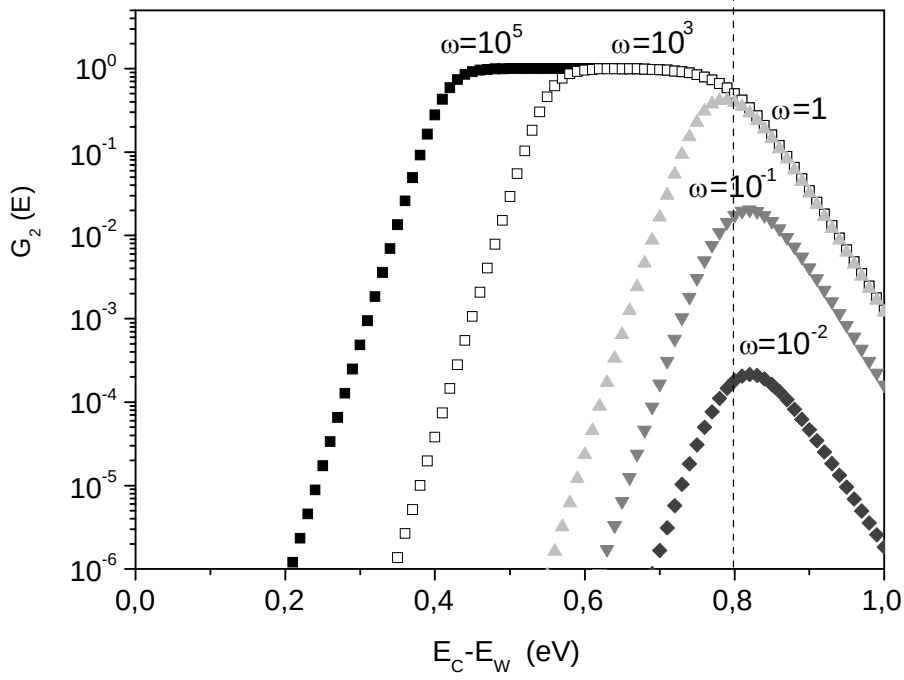
ifadesi elde edilir. Eş.2.35 Oheda yönteminin temel bağıntısıdır.

Oheda analizinde önemli bir yer tutan  $G_1(E)$ ,  $G_2(E)$  fonksiyonlarının davranışını görmek amacıyla, bu fonksiyonlar sayısal olarak hesaplanabilir. Şekil.2.8' de  $E_{fn}=0,8$  eV,  $kT=30$  meV ve  $v\sigma N_C=10^{11}$  s<sup>-1</sup> değerleri alınarak çizilen  $G_1(E)$  fonksiyonu verilmiştir. Oheda analizinde fonksiyonun çizimi biraz abartılarak yapılmıştır ve verilen teoriye göre  $kT$  lik bir eğimi olduğu söylenmiştir. Ancak daha sonra Brüggemann buna bir düzeltme getirerek  $kT/2$  lik bir eğimle bu grafikleri

yeniden çizmiştir. Bu çalışmada da, Şekil 2.8, Ohedanın baz aldığı parametrelerle ancak düzeltilmiş haliyle çizilmiştir. Şekil 2.8'den görüldüğü gibi  $G_1(E)$ ,  $E=E_\omega$  değerinde keskin bir tepeye sahip olan ve bunun her iki yanında  $kT/2$  lik bir eğimle azalan bir fonksiyondur. Benzer şekilde  $G_2(E)$  sayısal olarak hesaplandığında, Şekil 2.9' da verildiği gibi,  $E_\omega-E_{fn}$  değerleri arasında sabit olan, bu değerlerin dışında  $kT$  lik bir eğimle hızla azalan bir fonksiyon olduğu görülür. Bu özelliğinden dolayı bu fonksiyon da yaklaşık olarak bir basamak fonksiyonuyla ifade edilebilir.



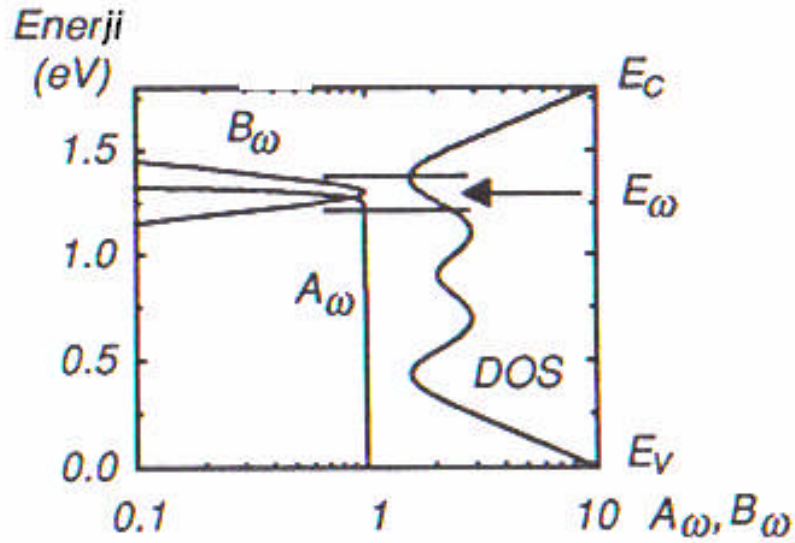
**Şekil 2.8.** Beş farklı modülasyon frekansı için  $G_1$  fonksiyonu. Grafik  $kT=30\text{meV}$ ,  $N_C=10^{20}\text{cm}^{-3}$ ,  $v=10^7\text{cm.s}^{-1}$ ,  $\sigma=10^{-16}\text{cm}^2$ ,  $E_{fn}=0,8\text{eV}$  değerleri kullanılarak logaritmik skalada çizilmiştir. Ayrıca  $E_{fn}$  sözde Fermi düzeyi kesikli çizgiyle gösterilmiştir.



**Şekil 2.9.**  $G_2(E)$  fonksiyonunun beş farklı modülasyon frekansı için logaritmik skalada çizimi ( $G_1(E)$  fonksiyonunun çiziminde kullanılan değerler kullanılmıştır). Sözde Fermi düzeyi  $E_{fn}$  kesikli çizgiyle gösterilmiştir.

A ve B terimlerinin büyüklüklerini belirleyen  $G_1(E)$  ve  $G_2(E)$  ağırlık fonksiyonları modüle fotoiletkenliğin anlaşılmasında yarar sağlayacak önemli fiziksel anlamlar taşırlar, (Bkz. Şekil 2.10).  $G_1(E)$  fonksiyonu dağılımdaki tuzaklardan module fotoakıma gelen zıt fazlı katkıyı gösterir. Fonksiyon  $E_w$  enerjisinde tepe değerine ulaşırken bu değerin dışında hızla azalmaktadır, buna göre belirli bir  $\omega$  frekansında, faz kaymasına  $E_w$  ve civarındaki tuzaklardan katkı gelir. Bu da fiziksel olarak beklenen bir durumdur, çünkü  $E_w$  enerjisinden yeterince üstteki tuzaklarda bulunan elektronlar  $\omega$  frekansına göre çok çabuk salındığından ( $e_n(E_t) \gg e_n(E_w)$  olduğundan) bu tuzaklardan faz kaymasına belirgin bir katkı gelmez. Benzer şekilde  $E_w$  düzeyinin yeterince altında kalan tuzaklar da, modülasyonun zaman skalasına göre çok yavaş elektron alıp-verdiğinden ( $e_n(E_t) \ll e_n(E_w)$  olduğundan) bu tuzaklardan da faz kaymasına herhangi bir katkı gelmez. Ancak  $E_w$  civarındaki tuzaklarda bulunan elektronlar ac sinyalin periyoduna yakın sürelerde ilettime katıldığı için, uyarıcı ışıkla modüle fotoakım arasındaki faz kaymasından da bu tuzaklar sorumludur. Şekil 2.8' den görüldüğü gibi modülasyon frekansı  $\omega$

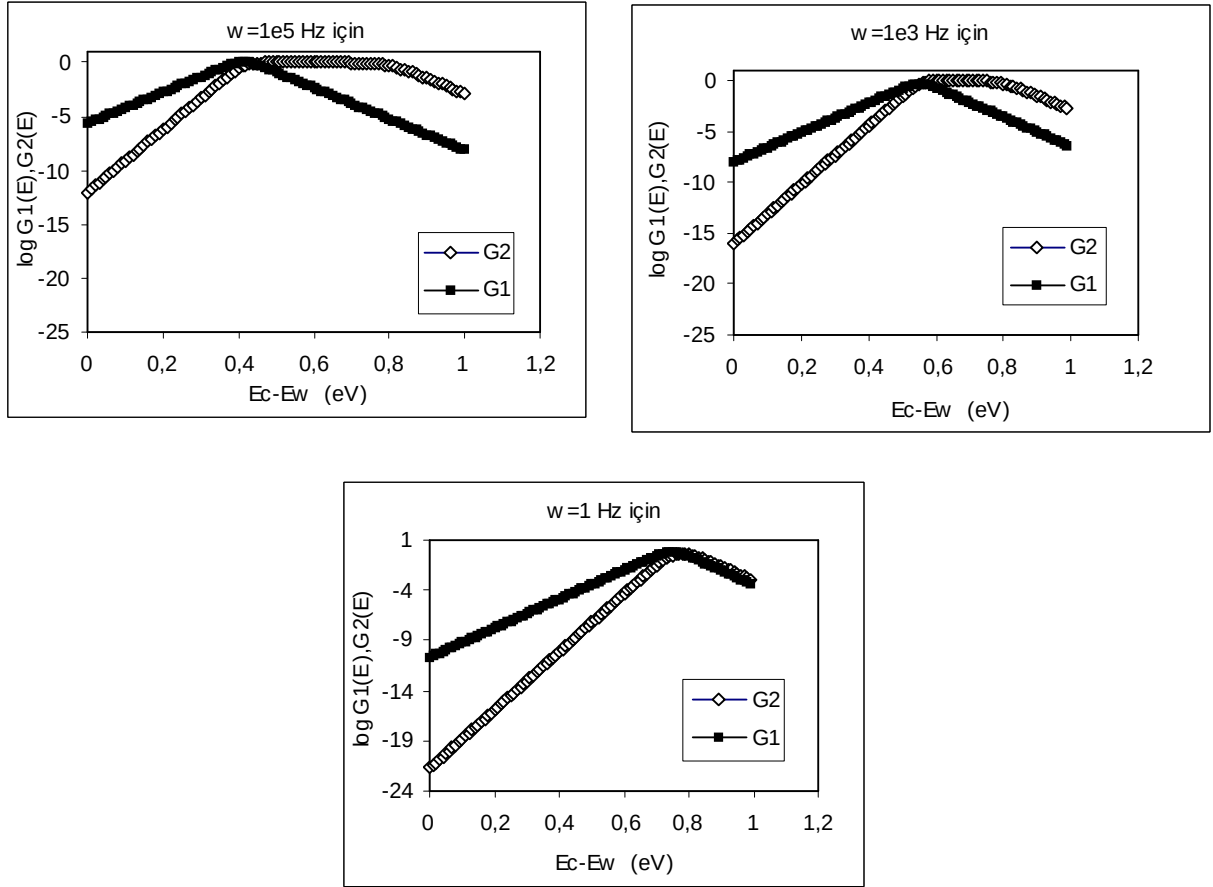
arttırıldığında  $E_\omega$  enerjisi ve beraberinde  $G_1(E)$  fonksiyonu da Eş.2.27 gereğince iletim bandı kenarına doğru kayar.



**Şekil 2.10.**  $\omega$  modülasyon frekansında A ve B fonksiyonlarının enerjiye göre aldığı değerler (Main et al., 1998)

$G_2(E)$  fonksiyonu ise tuzaklardan fotoakıma, uyarıcı ışıkla aynı fazlı katkırı göstermektedir. Fonksiyon  $E_\omega$  ile  $E_{fn}$  arasında sabit değer alırken, bu iki değerin dışında hızla azalmaktadır.

A ve B ifadelerini daha basit hale getirmek amacıyla  $D \gg 1$  koşulunda  $G_1(E)$  fonksiyonu yaklaşık Dirac-delta fonksiyonu ile,  $G_2(E)$  fonksiyonu ise basamak fonksiyonuyla ifade edilmektedir. Dirac-delta fonksiyonu fotoakıma faz dışı katkırı en fazla olan  $E_\omega$  enerjisindeki durumları seçerken, basamak fonksiyonu fotoakıma aynı fazlı katkırı oluşturan  $E_\omega$  düzeyinin altındaki durumları seçmektedir.



**Şekil 2.11.**  $G_1(E)$  ve  $G_2(E)$  fonksiyonlarının üç farklı modülasyon frekansı için karşılaştırmalı çizimi

Şekil 2.11' de her iki fonksiyon üç farklı modülasyon frekansı için karşılaştırmalı olarak yeniden çizilmiştir. Şekil 2.11 ve Şekil 2.9' da görüldüğü gibi frekans azalıp  $E_\omega$  enerjisi  $E_{fn}$  'e yaklaştıkça  $G_2(E)$  fonksiyonu biçim değiştirmektedir ve artık belirli bir frekans değerinin altında  $G_2(E)$  yi yaklaşık olarak basamak fonksiyonuyla ifade etmek yanlış olur. Ayrıca Şekil 2.8' de verilen  $G_1(E)$  fonksiyonunun davranışına bakılırsa yine  $E_\omega$  'nın  $E_{fn}$  ' düzeyine yaklaştığı düşük frekanslarda fonksiyonun tepe değerinin azaldığı görülür. Bu durum, bu yaklaşım altında elde edilen Eş.2.35 yardımıyla yapılacak DOS hesabının hatalı olmasına da neden olabilir. Bu yüzden Eş.2.35 'in yukarıda yapılan  $D \gg 1$  koşulu altında, yani  $E_\omega$  'nın  $E_{fn}$  'den yeterince yukarıda olduğu yüksek frekanslarda geçerli olduğunu unutmamak gerekir.

Oheda analizinde, modülasyon frekansının düşük olduğu durumlarda faz kayması ifadesi farklı bir ifade ile verilmiştir. Modülasyon frekansının sözde Fermi düzeyinde

tuzaklanmış elektronun ısıtılma hızından küçük olduğu değerler için  $D \ll 1$  olur. Bu durumda Eş.2.19- Eş.2.20

$$A = \frac{1}{\tau_R} \quad (2.36)$$

ve

$$B = \omega \left( 1 + \int_0^{E_d} \frac{\exp(E_{fn} - E) / kT}{n_{dc} \{1 + \exp(E_{fn} - E) / kT\}^2} N(E) dE \right) \quad (2.37)$$

olarak yeniden yazılabilir. Eş.2.37' de integral içindeki ifade  $E=E_{fn}$  değerinde keskin bir tepe yapar ve  $\delta$ -fonksiyonuyla yaklaşık olarak ifade edilebilir. Buna göre  $E_d$  nin  $E_{fn}$  düzeyinden,  $kT$  den daha büyük bir enerji farkı kadar derinde olduğu kabul edilerek,  $G_1(E)$  fonksiyonu

$$\frac{\exp(E_{fn} - E) / kT}{\{1 + \exp(E_{fn} - E) / kT\}^2} = J_2 \delta(E - E_{fn}) \quad (2.38)$$

olarak yazılabilir. Eş.2.38 'daki  $J_2$  değeri  $kT$  ye eşittir ve Eş.2.38 'in enerjiye göre integralinin alınmasıyla bulunabilir.

Böylece eğer  $N(E)$ ,  $E_{fn}$  düzeyinin  $kT$  kadar civarında yavaş değişime uğruyorsa  $B$  ifadesi yaklaşık olarak

$$B = \omega \left[ 1 + (kT / n_{dc}) N(E_{fn}) \right] \quad (2.39)$$

Eş.2.39' daki gibi yazılabilir. Böylece Eş.2.36, Eş.2.39 ile beraber Eş.2.21' de yerine konularak faz kayması için daha basit formdaki

$$\tan \phi = \omega \tau_R \left[ 1 + (kT / n_{dc}) N(E_{fn}) \right] \quad (2.40)$$

eşitliği elde edilir. Bu eşitlikten faz kaymasının sözde Fermi düzeyindeki durum yoğunluğuyla yakından ilişkili olduğu görülmektedir. Eş.2.40 yeniden düzenlenirse düşük frekans durumu için geçerli olan

$$N(E_{fn}) = \frac{n_{dc}}{kT} \left( \frac{1}{\omega \tau_R} \tan \phi - 1 \right) \quad (2.41)$$

ifade elde edilir.

Deneyde alınan fotoakım ve faz farkı verileri kesikli değerler olduğu için bu değerleri türetilen eşitliklerde kullanabilmek için integrallerin, toplam ifadesine dönüştürülmesi gerekir. Bu amaçla Eş.2.34 'de verilen integral, Eş.2.27 kullanılarak, bir toplama dönüştürülürse

$$\begin{aligned} A &= \frac{1}{\tau_R} + \int_{E_j}^{E_{fn}} \nu \sigma_n N(E) dE \\ &= \frac{1}{\tau_R} + \int_{E_i}^{E_{fn}} \nu \sigma_n N(E) dE + \int_{E_j}^{E_i} \nu \sigma_n N(E) dE \\ &= \frac{1}{\tau_{R_0}} + \sum_{s=2}^j kT \ln \frac{\omega_s}{\omega_{s-1}} \nu \sigma_n N(E_{s-1}) \end{aligned} \quad (2.42)$$

yazılabilir. Burada

$$\frac{1}{\tau_{R_0}} = \frac{1}{\tau_R} + \int_{E_j}^{E_{fn}} \nu \sigma_n N(E) dE \quad (2.43)$$

dır. Eş.2.35, Eş.2.42 ve Eş.2.43 kullanılarak, farklı modülasyon frekansları için alınan faz farkı verilerinden DOS hesabının yapılabileceği

$$\tau_{R_0} \nu \sigma_n N(E_1) = \frac{1}{\pi kT} (\tan \phi_1 - \omega_1 \tau_{R_0}) \quad (2.44)$$

$$\tau_{R_0} \nu \sigma_n N(E_j) = \frac{1}{\pi kT} \left\{ \left[ 1 + \sum_{s=2}^j kT \ln \left( \frac{\omega_s}{\omega_{s-1}} \right) \tau_{R_0} \nu \sigma_n N(E_{s-1}) \right] \tan \phi_j - \omega_j \tau_{R_0} \right\} \quad (2.45)$$

(j=2,3,.....)

ifadeleri elde edilir.

Modülasyon frekansı  $\omega$  çok büyük olmadığı veya  $N(E_\omega)$  çok küçük değerler almadığı sürece Eş.2.44 ve Eş.2.45' deki son terimler ihmal edilebilir. Buna göre

$$\tau_{R_0} \nu \sigma_n N(E_1) = \frac{1}{\pi k T} \tan \phi_1 \quad (2.46)$$

$$\tau_{R_0} \nu \sigma_n N(E_j) = \frac{1}{\pi k T} \left[ 1 + \sum_{s=2}^j k T \ln \left( \frac{\omega_s}{\omega_{s-1}} \right) \tau_{R_0} \nu \sigma_n N(E_{s-1}) \right] \tan \phi_j \quad (2.47)$$

(j=2,3,.....)

elde edilir. Diğer taraftan Eş.2.18 den modüle fotoakım ifadesi

$$I_{ac} = \frac{C}{\sqrt{A^2 + B^2}} \quad (2.48)$$

ile verilir. Burada C bir sabittir. Eş.2.32 ve Eş.2.42 kullanılarak  $I_{ac}$

$$I_{ac} = \frac{\tau_{R_0} C}{\sqrt{\left[ 1 + k T \sum_{s=2}^j \ln \left( \frac{\omega_s}{\omega_{s-1}} \right) \tau_{R_0} \nu \sigma_n N(E_{s-1}) \right]^2 + \left[ \omega_j \tau_{R_0} + \pi k T \tau_{R_0} \nu \sigma_n N(E_j) \right]^2}} \quad (2.49)$$

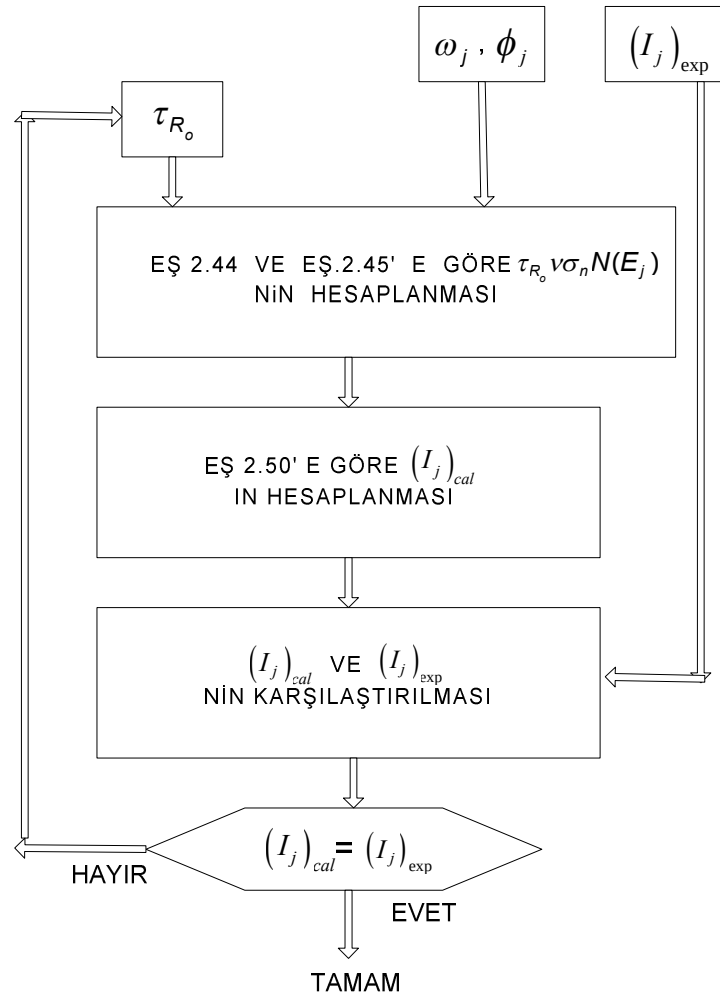
olarak yeniden yazılabilir. Eğer  $\omega_j \tau_{R_0}$  ihmal edilebilecek kadar küçükse Eş.2.49 yaklaşık olarak

$$I_{ac} = \frac{\tau_{R_0} C}{\sqrt{\left[ 1 + k T \sum_{s=2}^j \ln \left( \frac{\omega_s}{\omega_{s-1}} \right) \tau_{R_0} \nu \sigma_n N(E_{s-1}) \right]^2 + \left[ \pi k T \tau_{R_0} \nu \sigma_n N(E_j) \right]^2}} \quad (2.50)$$

yazılır.  $\omega_j \tau_{R_0}$  'nin ihmal edilebilir derecede küçük olduğu durumlarda  $\omega_j$  modülasyon frekanslarında alınan  $\phi_j$  değerleri Eş.2.46 ve Eş.47' de yerine konularak  $\tau_{R_0} \nu \sigma_n N(E_j)$  değerleri hesaplanır. Bu değerler Eş.2.49' de yerine konularak  $(I_j)_{cal}$  değerleri hesaplanır ve deneysel olarak alınan fotoakım değerleri  $(I_j)_{exp}$  değerleri ile karşılaştırılır.  $(I_j)_{cal}$  ve  $(I_j)_{exp}$  arasındaki fark yeterince küçükse hesaplanan  $\tau_{R_0} \nu \sigma_n N(E_j)$  değerlerinin doğruluğu test edilmiş olur.

$\omega_j \tau_{R_0}$  ihmal edilebilecek kadar küçük değilse,  $\tau_{R_0} \nu \sigma_n N(E_j)$  Eş.2.44 ve Eş.2.45,  $(I_j)_{cal}$  ise Eş.2.50 kullanılarak hesaplanır. Ancak bu hesapların yapılabilmesi için  $\tau_{R_0}$  ın bilinmesi gerekmektedir. Şekil 2.12 'de doğru  $\tau_{R_0}$  değerinin bulunabilmesi

için izlenen yöntem akış şeması olarak gösterilmektedir. Buna göre,  $\omega_j$  frekanslarında ölçülen  $\phi_j$  değerleri önerilen bir  $\tau_{R_o}$  değeriyle beraber Eş.2.46 ve Eş.2.47 'de yerine konularak  $\tau_{R_o} \nu \sigma_n N(E_j)$  değerleri hesaplanır. Bu değerler kullanılarak Eş.2.50' ye göre  $(I_j)_{cal}$  hesaplanır. Eğer  $(I_j)_{cal}$ , deneysel olarak ölçülen  $(I_j)_{exp}$  değeriyle birbirinden farklıysa başa dönülerek, önerilen yeni bir  $\tau_{R_o}$  değeri için işlemler tekrarlanır. Bu sıra doğru bir  $\tau_{R_o}$  değerine ulaşıncaya kadar devam etmektedir.



**Şekil 2.12.** Oheda analizinde doğru  $\tau_{R_o}$  in belirlenmesinde izlenen yöntem

### 2.3.2. Bruggemann yaklaşımı

Oheda yaklaşımında, DOS hesabının yapılabilmesi için uygun bir  $\tau_{R_0}$  değerinin, dışarıdan bağımsız olarak girilmesi gerekmektedir. Oheda bunun için, gerçeğe yakın bir  $\tau_{R_0}$  değerine ulaşıncaya kadar çeşitli  $\tau_{R_0}$  değerleri önererek iterasyon yöntemi ile sonuca varmaya çalışmaktadır. Ancak önerilen  $\tau_{R_0}$  değerinde yapılacak bir hata yanlış DOS değerlerinin hesaplanmasına yol açabilir. Bruggemann ve arkadaşları (Bruggemann et al.,1990) bu durumu düzeltmek için yine aynı deneysel veri kullanılarak DOS hesabının yapılabileceği, ancak  $\tau_{R_0}$  yerine elektron mobilitesi  $\mu$  ve modüle fotoakımın büyüklüğü  $I_{ac}$ ’ yi içeren alternatif bir ifade önermektedir. Böylece iterasyon yöntemine gerek kalmadan , gerekli parametreler ile modüle fotoakım ve faz farkı değerleri tek bir ifade de yerine konularak DOS hesaplanabilir. Bu kısımda bu ifadenin çıkarımı anlatılacaktır.

Yalnızca elektronların iletme katıldığını gözönüne alınarak Ohm yasasından yararlanarak yariletken bir örnek için I akımı

$$I = Se\mu\mathcal{E}n \quad (2.51)$$

ifadesi ile verilir. Burada S örneğin kesit alanı,  $\mathcal{E}$  örneğe uygulanan elektrik alan,  $\mu$  elektron mobilitesi, e elektron yükü ve n serbest elektron yoğunluğudur. Modüle edilmiş fotoiletkenlik durumu için akım ve serbest elektron yoğunluğunu dc ve ac bileşenlere ayrılarak yazılır ve ac bileşenler birbirine eşitlenirse

$$I_{dc} + I_{ac} \exp(j\omega t) = Se\mu\mathcal{E} (n_{dc} + n_{ac} \exp(j\omega t)) \quad (2.52)$$

$$|I_{ac}| = Se\mu\mathcal{E} |n_{ac}| \quad (2.53)$$

elde edilir. Eş.2.53 ’deki  $|n_{ac}|$  ifadesi daha önce Eş.2.18 ile verilen  $n_{ac}$ ’ nin büyüklüğüdür. Örnek üzerine düşen ışık ile arasındaki faz farkı ise, daha önce Eş.2.21 ile yine verilmiştir. Eş.2.21’ den yararlanarak

$$\tan \phi = \frac{B}{A} \quad \Rightarrow \sin \phi = \frac{B}{\sqrt{A^2 + B^2}} \quad (2.54)$$

yazılabilir ve Eş.2.54, Eş.2.18 'deki  $n_{ac}$  ifadesinde yerine konulur, elde edilen ifade Eş.2.53 'de yerine yazılırsa, modüle fotoakımın büyüklüğü

$$|I_{ac}| = Se\mu\mathcal{E}G_{ac} \frac{\sin\phi}{B} \quad (2.55)$$

olarak yazılır. Eş.2.55 deki B ifadesi için, daha önce Oheda analizinde Eş.2.32 ile verilen ifade yerine yazılır ve yeniden düzenlenirse

$$|I_{ac}| = \frac{Se\mu\mathcal{E}G_{ac} \sin\phi}{\omega + \pi kT\nu\sigma_n N(E_\omega)} \quad (2.56)$$

$$\boxed{\nu\sigma_n N(E_\omega) = \frac{2}{\pi kT} \left[ Se\mu\mathcal{E}G_{ac} \frac{\sin\phi}{|I_{ac}|} - \omega \right]} \quad (2.58)$$

şeklinde verilen ve *Brüggemann denklemi* olarak bilinen ifade elde edilir. Eş.2.58 'de düzeltme faktörü olarak 2 çarpanı konulmuştur ve genelde parantez içindeki ikinci terim, ilkinin yanında ihmal edilir. Brüggemann'ın DOS hesaplanmasında Oheda nın kullandığı eşitliğe alternatif olarak önerdiği bu ifade de  $\tau_R$  terimi elimine edilerek yerine daha kolay bilinebilen  $\mu$  parametresi ve faz ölçümü sırasında ölçülmesi mümkün olan fotoakım büyüklüğü  $I_{ac}$  gelmiştir. Eş.2.58 'de gerekli parametreler yerine konularak belli bir  $\omega$  frekansındaki ac fotoakım büyüklüğü ve örnek üzerine düşen ışıkla arasındaki faz farkı ölçülerek,  $\omega$  frekansına karşılık gelen  $E_\omega$  enerjisindeki durum yoğunluğu bulunabilir. Bu yüzden  $E_\omega$ , "*probe*" *enerjisi* olarak da isimlendirilir. Böylece modülasyon frekansının değiştirilmesiyle,  $E_\omega$  ile band aralığında belli aralıklar taranarak bir DOS spektroskopisi elde edilebilir. Ancak Eş.2.58 'de de DOS değeri  $N(E_\omega)$ ,  $\nu$  ve  $\sigma$  ile çarpım halinde karşımıza çıktığından bu parametreler doğru bir şekilde belirlenmediği sürece mutlak DOS değerleri elde edilemez, yalnızca bağıl bir DOS hesabı yapılabilir.

### 2.3.3. Kleider yaklaşımı

Kleider ve Longeaud, (Kleider and Longeaud, 1992) Oheda' nın yalnızca elektronların yerleşmiş durumlarla etkileşmesini gözönüne alarak yaptığı istatistiği , her iki tür taşıyıcının (hem elektron hem de deşiklerin) iletme katkısını gözönüne alarak genişletmiştir.

Simmons-Taylor istatistiğinden yola çıkılarak elektron ve deşikler için süreklilik denklemleri, kararlı durum ve alternatif durum için çözülerek, faz kayması ve modüle fotoakım için en genel ifadeler

$$|I_{ac}| = Sq\varepsilon \sqrt{(\mu_n n_i + \mu_p p_i)^2 + (\mu_n n_r + \mu_p p_r)^2} \quad (2.59)$$

$$\tan \phi = -\frac{\mu_n n_i + \mu_p p_i}{\mu_n n_r + \mu_p p_r} \quad (2.60)$$

eşitlikleri ile verilir (Bkz.Kesim 7.2). Kesim 7.1' de verilen Simmons-Taylor istatistiğinde, tuzaklanmış elektronlar (deşikler) için *sözde Fermi düzeyi*  $E_{tn}$  ( $E_{tp}$ ), *elektron ve deşik yakalama olasılığının elektron (deşik) emisyon olasılığına eşit olduğu enerji düzeyi* olarak tanımlanır. MPC deneyinde deneğe ışığın yüksek şiddetteki dc bileşeninin şiddetine bağlı olarak, bu düzeyler band aralığı içinde belli bir yere yerleşir. Başka deyişle bu düzeylerin band aralığı içindeki konumunu, dc foton akısı ve buna bağlı olarak yaratılan serbest taşıyıcı yoğunluğu belirler. Ayrıca bir tuzak için birbirine eşit elektron ve deşik yakalama sabitleri söz konusu ise  $c_n=c_p$  , o düzey için  $E_{tn}$  ve  $E_{tp}$  düzeylerinin denge Fermi düzeyine göre simetrik olarak yer değiştireceğini söylemek de mümkündür. Buna göre Eş.2.3 'de verilen tanım yeniden yazılarak

$$e_n(E_{tp}) = e_p(E_{tn}) = \bar{n}_{dc} + \bar{p}_{dc} = c_n n_{dc} + c_p p_{dc} \quad (2.61)$$

elde edilir. Bu tanıma göre Kesim 2.2.1 'de de belirtildiği gibi  $E > E_{tn}$  deki düzeyler, elektronların tuzaklanıp yeniden ısıtılarak iletkenlik bandına uyarılabileceği elektron tuzakları,  $E < E_{tp}$  deki düzeyler deşiklerin tuzaklanıp valans banda salılabileceği deşik tuzakları,  $E_{tp} < E < E_{tn}$  bölgesindeki düzeyler ise yeniden-

birleşmenin tuzaklanma-salınma olaylarına göre baskın olduğu yeniden-birleşme merkezleri olarak davranır.

MPC deneyinde ac davranışı açıklamak için daha önce Oheda analizinde Eş.2.27 eşitliği ile verilen ve Brüggemann analizinde “*probe*” *enerjisi* olarak isimlendirilen iki enerji düzeyine daha ihtiyaç vardır: elektron (deşik)  $E_{\omega n}$  ( $E_{\omega p}$ ) “*probe*” *enerjileri*. Bu enerji düzeyleri elektron (deşik) emisyon olasılığının modülasyon frekansına eşit olduğu enerji düzeyi olarak tanımlanır ve bu tanımları

$$e_n(E_{\omega n}) = e_p(E_{\omega p}) = \omega \quad (2.62)$$

olarak yazmak olasıdır. Eş.2.27’ den de görülebileceği gibi belirli bir sıcaklıkta  $E_{\omega n}$  ( $E_{\omega p}$ ) probe enerjilerinin konumu ışığın modülasyon frekansına bağlı olarak değişir. MPC deneyinde çalışılan frekans ve dolayısıyla bu düzeylerin tuzaklanmış taşıyıcılar için sözde Fermi enerjileri  $E_{tn}$ ,  $E_{tp}$  ye göre konumlarına bağlı olarak iki farklı durum söz konusudur.

$$\begin{aligned} \text{i-)} \quad \omega &\gg \bar{n}_{dc} + \bar{p}_{dc} \quad (E_{\omega n} > E_{tn} \text{ ve } E_{\omega p} < E_{tp}) \\ \text{ii-)} \quad \omega &\ll \bar{n}_{dc} + \bar{p}_{dc} \quad (E_{\omega n} < E_{tn} \text{ ve } E_{\omega p} > E_{tp}) \end{aligned}$$

Bu iki durum için ac fotoakım ve faz kayması ifadeleri aşağıdaki kesimde tartışılacaktır:

#### **i-) $\omega \gg \bar{n}_{dc} + \bar{p}_{dc}$ (yüksek frekans bölgesi)**

Ayrıntılarının Kesim 7.3’ de verildiği gibi, yüksek frekans bölgesi için Eş.2.59-60’ daki  $n_r$ ,  $n_i$ ,  $p_r$  ve  $p_i$  yoğunlukları

$$n_i = -\frac{B_n}{B_n^2 + A_n^2} G_{ac}, \quad n_r = \frac{A_n}{B_n^2 + A_n^2} G_{ac} \quad (2.63)$$

ve

$$p_i = -\frac{B_p^*}{B_p^{*2} + A_p^{*2}} G_{ac}, \quad p_r = \frac{A_p^*}{B_p^{*2} + A_p^{*2}} G_{ac} \quad (2.64)$$

olarak bulunur. Bulunan bu değerler  $\tan\phi$  ve  $|I_{ac}|$  için verilen Eş.2.59 ve Eş.2.60 daki genel ifadelerde yerine konulduğunda,

$$\tan\phi = \frac{N_n + N_p}{D_n + D_p} \quad (2.65)$$

$$|I_{ac}| = Sq\epsilon G_{ac} \sqrt{(N_n + N_p)^2 + (D_n + D_p)^2} \quad (2.66)$$

elde edilir. Burada,  $N_n = \frac{\mu_n B_n}{B_n^2 + A_n^2}$ ,  $N_p = \frac{\mu_p B_p^*}{B_p^{*2} + A_p^{*2}}$ ,  $D_n = \frac{\mu_n A_n}{B_n^2 + A_n^2}$  ve  $D_p = \frac{\mu_p A_p^*}{B_p^{*2} + A_p^{*2}}$  dir.

Eğer taşıyıcılardan bir türün iletme katkısı diğerine göre baskınsa, örneğin a-Si:H' da olduğu gibi elektron mobilitesi deşik mobilitesinden çok büyük ( $\mu_n \gg \mu_p$ ) ise  $N_n \gg N_p$  ve  $D_n \gg D_p$  yazılabilir.

Bu durumda faz kayması ve modüle fotoakım ifadeleri yaklaşık olarak

$$\tan\phi \approx \frac{B_n}{A_n} \quad (2.67)$$

$$|I_{ac}| \approx \frac{Sq\epsilon G_{ac} \mu_n}{\sqrt{A_n^2 + B_n^2}} \quad (2.68)$$

bulunur ki, bu ifadeler Oheda analizinin tek tür taşıyıcı iletim durumu için yaptığı istatistikteki faz kayması ve akım ifadeleriyle aynıdır. Eş.7.58 ve Eş.7.59' da yüksek frekans durumu için elde edilen  $A_n$  ve  $B_n$  ifadeleri Eş.2.67 'de yerine konularak yeniden düzenlendiğinde daha önce Brüggemann'ın, Oheda'nın orjinal ifadesini değiştirerek ulaştığı eşitlik

$$\frac{c_n N(E_{wn})}{\mu_n} = \frac{2}{\pi kT} \left[ Se\epsilon G_{ac} \frac{\sin\phi}{|I_{ac}|} - \omega \right] \quad (2.69)$$

elde edilir. Burada  $E_{wn}$  probe enerjisidir ve

$$E_c - E_{wn} = kT \ln \left( \frac{c_n N_c}{\omega} \right) \quad (2.70)$$

ifadesi ile verilmektedir. Bu bağıntı Oheda analizinde elde edilen Eş.2.27'dir.

Benzer şekilde  $N_n$ ,  $N_p$ ,  $D_n$  ve  $D_p$  için bir öncekinin tersi eşitsizlikler geçerli ise (deşik mobilitesi elektron mobilitesine göre çok daha büyükse) yani  $N_p \gg N_n$  ve  $D_p \gg D_n$  ise, ilgili elektron parametrelerinin yerini deşik parametreleri alacak şekilde aynı eşitlikler geçerli olacaktır. Başka deyişle Eş.2.67 ve Eş.2.68 deki ifadelerde  $A_n$   $B_n$  yerine  $A_p^*$  ve  $B_p^*$  gelirken, Eş.2.69 ve Eş.2.70 'de  $n$  indisli parametreler  $p$  indisliyle yer değiştirir. Deşik probe enerjisinin konumu ise  $E_{wp} - E_V$  ile verilir.

Eş.2.69 'daki Brüggemann denklemi ile doğru DOS değerlerinin hesaplanabilmesi için  $\omega_0 = \bar{n}_{dc} + \bar{p}_{dc}$  geçiş frekansından yeterince yüksek frekanslarda çalışmak veya başka bir deyişle  $E_{wn}$  ( $E_{wp}$ ) probe enerjisinin  $E_{tn}$  ( $E_{tp}$ ) düzeyinin yeterince üzerinde (altında) olması gerekir. Dolayısıyla birleşme merkezleri değil, yalnızca tuzak olarak davranan yerleşmiş düzeylerden doğru DOS bilgisi elde edilir.

Bunun dışında eğer  $N_n \gg N_p$  ve  $D_n \gg D_p$  veya bunların tersi eşitsizlikler sağlanamazsa, modüle fotoakıma elektron ve deşiklerden gelen katkı ayırt edilemez ve yine Brüggemann denklemi ile DOS' u elde etmek mümkün olmaz.  $A_n$  ve  $B_n$ ,  $c_n$  ve  $N(E_{wn})$  ' in (elektron DOS'unun) artan fonksiyonlarıdır. Dolayısıyla  $N_n$  ve  $D_n$ ,  $c_n$  ve  $N(E_{wn})$  ile ters,  $\mu_n$  ile doğru orantılıdır. Deşik parametreleri ( $c_p$ ,  $\mu_p$ ,  $N(E_{wp})$ ) ile  $N_p$  ve  $D_p$  arasında da aynı bağımlılıklar vardır. Buna göre  $N_n \gg N_p$ ,  $D_n \gg D_p$  veya tersi eşitsizliklerin sağlanıp sağlanmadığını kontrol etmek için  $cN(E_w)/\mu$  veya  $\nu\sigma N(E_w)/\mu$  çarpımına bakmak yeterlidir. Örneğin

$$\frac{\nu_n \sigma_n N(E_{wn})}{\mu_n} \gg \frac{\nu_p \sigma_p N(E_{wp})}{\mu_p}$$
 olduğunda  $N_p \gg N_n$  ve  $D_p \gg D_n$  olur ve bu durumda modüle fotoakım deşiklerle kontrol edilir ve Brüggemann denklemi ile denge Fermi düzeyi altındaki DOS elde edilir. 
$$\frac{\nu_p \sigma_p N(E_{wp})}{\mu_p} \gg \frac{\nu_n \sigma_n N(E_{wn})}{\mu_n}$$
 olduğunda ise

$N_n \gg N_p$  ve  $D_n \gg D_p$  olur, bu durumda da modüle fotoakıma elektronlardan gelen katkı deşiklerden gelen katkıya göre daha baskındır ve Brüggemann denklemi ile denge Fermi düzeyi üzerindeki DOS elde edilir.

Sonuç olarak örneğin karakteristik özelliklerine (DOS şekli, yakalama sabitleri ve mobilite değerleri) bağlı olarak modüle fotoakım ve faz kayması değerleri, bize elektron veya deşik tuzaklanma düzeyleri hakkında bilgi verir. Başka bir deyişle örneğin yapısına göre karanlık Fermi düzeyinin üzerindeki veya altındaki DOS'u elde etmek olasıdır.

a-Si:H' a baktığımızda elektron mobilitesi deşik mobilitesinden çok daha büyük olmakla beraber, özellikle band uzantılarında elektron tuzaklanma düzeylerine ait DOS (elektron DOS,u) deşik tuzaklanma düzeylerine ait DOS (deşik DOS u) dan daha düşük değerler alır. Bu nedenle elektronlar için  $cN(E_w)/\mu$  oranı deşiklerinkinden daha küçüktür ve iletme elektronların katkısı daha baskındır. Böylece a-Si:H için band aralığının üst yarısındaki DOS hakkında bilgi alınır.

## ii-) $\omega < \bar{n}_{dc} + \bar{p}_{dc}$ (düşük frekans bölgesinde)

Düşük frekans bölgesinde bulunan  $n_r, n_i, p_r$  ve  $p_i$  değerleri Eş.2.60' daki  $\tan\phi$  genel ifadesinde yerine konulduğunda

$$\tan\phi = \frac{\mu_n n_i + \mu_p p_i}{\mu_n n_r + \mu_p p_r} = \frac{B_n B_p^* - B_n^* B_p}{A_p (B_n + B_n^*) + A_n (B_p + B_p^*)} \quad (2.71)$$

eşitliği elde edilir. Birinci derece yaklaşım altında  $A_n, A_p, B_n, B_n^*, B_p$  ve  $B_p^*$  katsayıları rekombinasyonla belirlendiği için bu katsayılar içindeki integrallerin sınırları  $E_{ip}$  ve  $E_{in}$  aralığına indirgenebilir ve elektron ve deşik ömür süreleri  $\tau_n$  ve  $\tau_p$  cinsinden ifade edilebilir. Bu durumda

$$\phi = 0$$

ve (2.72)

$$|I_{ac}| = Sq \varepsilon G_{ac} (\mu_n \tau_n + \mu_p \tau_p) \quad \text{bulunur.}$$

Görüldüğü gibi düşük frekans bölgesinde modüle fotoakım frekans ile değişmeden sabit kalırken, uyarıcı ışıkla modüle fotoakım arasındaki faz farkına herhangi bir

katkı gelmemektedir. Bu beklenen bir durumdur, çünkü  $\omega \ll \bar{n}_{dc} + \bar{p}_{dc}$  koşulunda  $E_{wn}(E_{wp})$  probe enerjisi  $E_{tn}$  ( $E_{tp}$ ) nin yeterince altında (üzerinde) yeralır ve bu durumda modüle fotoakım taşıyıcıların yeniden-birleşmesi ile kontrol edilir. Hatırlanırsa uyarıcı ışıqla modüle fotoakım arasındaki faz farkının nedeni, tuzaklanma-salınma olayındaki gibi taşıyıcıların yerelleşmiş düzeylerde belli bir süre geçirdikten sonra yeniden ilgili banda uyarılarak gecikmeli olarak ilettime katılması idi. Ancak yeniden-birleşme olayında, tuzaklanan taşıyıcılar yeniden ilgili banda uyarılmadığından ilettime katılamazlar İşte bu yüzden birleşme merkezlerinden ne modüle fotoakıma ne de uyarıcı ışıqla arasındaki faz kaymasına herhangi bir katkı gelmez ve modüle fotoakım sabit kalır.

Ancak  $\omega \ll \bar{n}_{dc} + \bar{p}_{dc}$  durumunda Eş.7.51 denklem sistemi herhangi bir yaklaşım yapılmadan çözülürse, bir takım şartlar sağlandığında,  $\tan\phi$ 'nin  $\omega$  ile değişimine bağlı olarak tuzaklanmış taşıyıcılar için sözde Fermi düzeyindeki DOS' u veren çok basit bir ifadeye ulaşılır.

- DC foton akısının,  $E_{tn}$  ve  $E_{tp}$  düzeyleri denge Fermi düzeyine göre  $kT$  den çok daha uzakta olacak şekilde yüksek olduğu,
- elektronların ilettime baskın olarak katkıda bulunan taşıyıcılar olduğu ( $\mu_n \tau_n \gg \mu_p \tau_p$ )
- yakalama sabitlerinin de deşiklere göre daha büyük olduğu ( $\bar{n}_{dc} \gg \bar{p}_{dc}$ )

kabul edilirse

$\tan\phi / \omega$  yı DOS a bağlayan

$$N(E_{tn}) = \frac{2G_{dc}}{kT} \frac{\tan\phi}{\omega} \quad (2.73)$$

eşitliği elde edilir. Eş.2.73 ile modüle fotoakımın rekombinasyonla kontrol edildiği düşük frekans durumunda da tuzaklanmış taşıyıcılar için sözde Fermi düzeyindeki DOS'u elde etmek mümkündür. Buna benzer bir ifade Oheda analizinde  $D \ll 1$  durumu için Eş.2.41' de elde edilmişti. (Oheda analizinde Eş.2.22' deki tanıma göre incelenen  $D \ll 1$  koşulu, burada yapılan  $\omega \ll \bar{n}_{dc} + \bar{p}_{dc}$  koşuluyla aynıdır ve  $E_{\omega}$  probe enerjisinin  $E_{tn}$  sözde-Fermi düzeyinden yeterince aşağıda olduğu düşük frekanslarda çalışıldığını anlatmaktadır)

Deneyisel olarak bakıldığında DOS spektroskopisi elde etmek için tuzaklanmış taşıyıcılar için sözde Fermi düzeyinin band aralığı içindeki konumunu bilmek ve bunu değiştirmek gerekir. Örneğin  $\bar{n}_{dc} \gg \bar{p}_{dc}$  olursa  $e_n(E_{tn}) = e_p(E_{tp}) \approx \bar{n}_{dc}$  olacağından serbest elektronlar için sözde Fermi düzeyi ile tuzaklanmış elektronlar için sözde Fermi düzeyi neredeyse çakışır ve bu durumda belirli bir sıcaklıkta  $E_{tn}$  in konumu dc fotoakım  $I_{dc}$  den yararlanılarak

$$E_c - E_{tn} \approx E_c - E_{fn} = kT \ln \left( \frac{\mu_n N_c S q \varepsilon}{I_{dc}} \right) \quad (2.74)$$

şeklinde bulunabilir. Sözde Fermi düzeyinin konumunu değiştirmek için sabit sıcaklıkta ışık şiddeti değiştirilebileceği gibi, belirli bir ışık şiddetinde sıcaklıkta değiştirilebilir. Bu yöntemlerden ilki malzemenin sıcaklığa bağlı parametrelerini (mobilité, yakalama sabiti vb.) değiştirmeden bir tarama imkanı sunduğu için avantajlıdır. Ancak sabit sıcaklıkta ışık şiddetini değiştirerek taranabilecek enerji aralığı da kısıtlıdır. Özellikle amorf yapılarda yüksek ışık şiddetlerine çıkıldığında, Steabler-Wronski olayının etkisiyle malzemenin yapısını değiştirilip durum yoğunluğunun artmasına neden olunabilir.

Eş.2.73' deki ifadeye bakılırsa, yüksek frekanslarda geçerli Bruggemann denkleminde kıyasla bir avantaj olarak, elde edilen DOS değerlerinin yakalama sabitleri  $c_n$  ve mobilitéye  $\mu$  bağlı olmadığı görülür. Buna göre hem yüksek frekans durumunda, hem de düşük frekans durumunda farklı yöntemlerle bir DOS spektroskopisi elde edilirse, her iki yöntemin de aynı enerjiler için aynı DOS değerleri vermesi gerektiğinden, bu DOS değerlerini karşılaştıracak şekilde uygun yakalama sabitlerini seçmek olasıdır.

### Yakalama sabitlerinin belirlenmesi:

Kesim 2.33' de daha önce de değinildiği gibi Eş.2.69' daki Brüggemann denkleminde DOS her zaman  $\nu\sigma N(E_w)/\mu$  şeklinde çarpım halinde karşımıza çıkar, bu yüzden  $\nu$  ve  $\mu$  değerleri başka yöntemlerle saptanabilse bile  $\sigma$  bilinmediği sürece mutlak DOS değerlerine ulaşmak mümkün olmaz, ancak bağlı DOS hesabı yapılabilir.

Ancak deneyde alınan faz kayması ve module fotoakım verilerinden yararlanarak çizilecek  $\cos\phi/I_{ac}$  grafiklerinden geçiş frekansı  $\omega_0$  belirlenerek bu yakalama sabitlerini hesaplamak mümkündür. Yüksek frekans ve düşük frekans durumları için çıkarılan Eş.2.67, Eş.2.68 ve Eş.2.72 yardımıyla,

$\omega \ll \bar{n}_{dc} + \bar{p}_{dc}$  için

$$\begin{aligned} \varphi &= 0 \\ |I_{ac}| &= Sq\epsilon G_{ac} (\mu_n \tau_n + \mu_p \tau_p) \end{aligned} \Rightarrow \frac{\cos\varphi}{|I_{ac}|} = \frac{1}{Sq\epsilon G_{ac} (\mu_n \tau_n + \mu_p \tau_p)} \quad (2.75)$$

$\omega \gg \bar{n}_{dc} + \bar{p}_{dc}$  için

$$\begin{aligned} \tan\varphi &= \frac{B_n}{A_n} \\ |I_{ac}| &= \frac{G_{ac} Sq\epsilon \mu_n}{\sqrt{A_n^2 + B_n^2}} \end{aligned} \Rightarrow \frac{\cos\varphi}{|I_{ac}|} = \frac{\frac{A_n}{\sqrt{A_n^2 + B_n^2}}}{\frac{G_{ac} Sq\epsilon \mu_n}{\sqrt{A_n^2 + B_n^2}}} = \frac{A_n}{G_{ac} Sq\epsilon \mu_n} \quad (2.76)$$

eşitlikleri elde edilir. Buna göre  $\cos\phi/I_{ac}$  düşük frekans bölgesinde sabitken, yüksek frekans bölgesinde,  $A_n$   $\omega$  ile doğru orantılı olduğundan, frekansla artmaktadır. Böylece frekans taraması yapılarak  $\cos\phi/I_{ac}$  grafiği çizilirse, bu grafikten iki bölge arasındaki geçiş frekansı  $\omega_0$  kolaylıkla bulunabilir.

Yüksek frekans bölgesinden düşük frekans böldesine geçiş frekansı

$$\omega_0 = c_n n_{dc} + c_p p_{dc} = e_n (E_{tn}) = e_p (E_{tp}) \quad (2.77)$$

olarak tanımlanır. Eğer bir tür taşıyıcı için yakalama sabiti diğerine göre baskınsa, örneğin  $c_n n_{dc} \gg c_p p_{dc}$  ise  $\omega_0 \cong c_n n_{dc} = u_n \sigma_n n_{dc}$  yazılabilir. Ayrıca aynı tür taşıyıcılardan dc akıma gelen katkı da diğerine göre büyükse, örneğin  $\mu_n n_{dc} \gg \mu_p p_{dc}$  için

$$I_{dc} = Sq\epsilon(n_{dc}\mu_n + p_{dc}\mu_p) \cong Sq\epsilon n_{dc}\mu_n \Rightarrow n_{dc} = \frac{I_{dc}}{Sq\epsilon\mu_n} \quad (2.78)$$

bulunur. Eş.2.78' deki  $n_{dc}$  ifadesi,  $\omega_0$  tanımında yerine konulduğunda

$$\omega_0 = u_n \sigma_n n_{dc} = \frac{u_n \sigma_n I_{dc}}{Sq\epsilon\mu_n}$$

$$\boxed{\frac{u_n \sigma_n}{\mu_n} = \frac{Sq\epsilon\omega_0}{I_{dc}}} \quad (2.79)$$

elde edilir. Böylece Eş.2.79' dan yararlanılarak  $c_n / \mu_n$  oranı bulunabilir. Ancak tek tür tuzak varlığında başarılı olan bu yöntem, farklı yakalama katsayılarına sahip farklı türde tuzakların varlığı söz konusu olduğunda deneysel olarak çok güç hale gelebilmektedir. Bu durumda her bir tür tuzak için farklı geçiş frekansları olacaktır ve  $\cos\phi / I_{ac}$  eğrisinde bunları belirlemek güçleşecektir.

### 2.3.4 Diğer Yaklaşımlar

Hattori ve çalışma grubu (Hattori et al., 1991; 1994), hem elektron hem de deşiklerin ilettime katkıda bulunduğu durum için, Brüggemann denklemini farklı şekilde yazarak

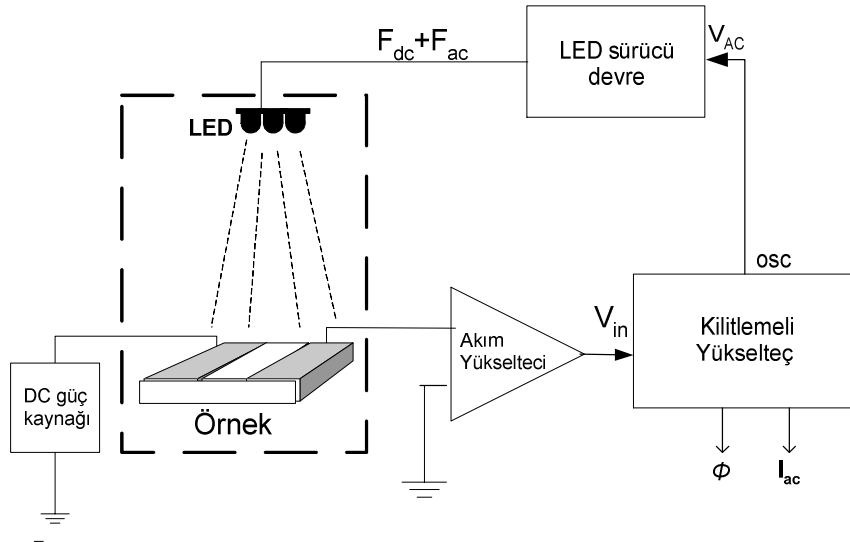
$$\frac{v_n N(E_{wn})}{\mu_n} = Sq \varepsilon G_{ac} \omega \frac{d}{d\omega} \left[ \frac{\cos \phi}{I_{ac}} \right] \quad (2.80)$$

eşitliğini elde etmişlerdir. Bu alternatif yaklaşımda,  $\cos \phi / I_{ac}$  oranının frekans bağımlılığını kullanarak DOS hesabının yapılmasını önermişlerdir. Önerilen yaklaşımda türev alınarak işlem yapıldığından, deneysel verilerdeki gürültünün etkisinin bu türev alma işlemi sırasında daha da arttıracağı düşünülmüş ve bu çalışmada Hattori yaklaşımına yer verilmemiştir.

### 3.DENEYSEL YÖNTEM

#### 3.1. Deneysel Düzenek ve Ölçüm Tekniği

Modüle edilmiş fotoiletkenlik ölçümlerinde, denek, mobilite aralığından daha büyük enerjiye sahip tek dalga boylu bir ışık kaynağı kullanılarak, sabit bir foton akısının ( $F_{dc}$ ) üzerine bindirilmiş daha düşük şiddetli sinüsel değişim gösteren foton akısı ( $F_{ac}$ ) ile aydınlatılmaktadır. Denek üzerine düşen foton akısı zamanla değiştiğinden, fazlalık taşıyıcı yoğunluğu ve böylelikle fotoiletkenlik de zamanla değişecektir. Deneylerde, hem aydınlatma sonucu oluşan ac fotoakım, hem de örnek üzerine düşen ışık ile ac fotoakım arasındaki faz farkı ölçülmektedir. Modüle edilmiş fotoiletkenlik ölçümlerinin yapıldığı deney düzeneği Şekil 3.1’de verilmiştir. Bu düzende kullanılan temel elemanlar; tek renkli ışık kaynağı olarak kullanılan 660nm dalga boylu 3’lü LED grubu, modüle edilmiş fotoakımı ve faz kaymasını ölçebilmek için *kilitlemeli yükselteç* (Lock-in amplifier), modüle edilmiş foton akısı elde etmek ve  $F_{ac}$ ,  $F_{dc}$  foton akılarının belirli aralıklarda seçilebilmesine olanak sağlayacak şekilde tasarlanmış *LED sürücü devre* ve örneğe gerilim uygulamak için kullanılan güç kaynağıdır. Kilitlemeli yükselteç Kesim 3.1.1’ de, LED sürücü devre ise Kesim 3.1.2’de ayrıntılı olarak açıklanacaktır.



Şekil 3.1. Modüle edilmiş fotoiletkenlik ölçüm düzeneği

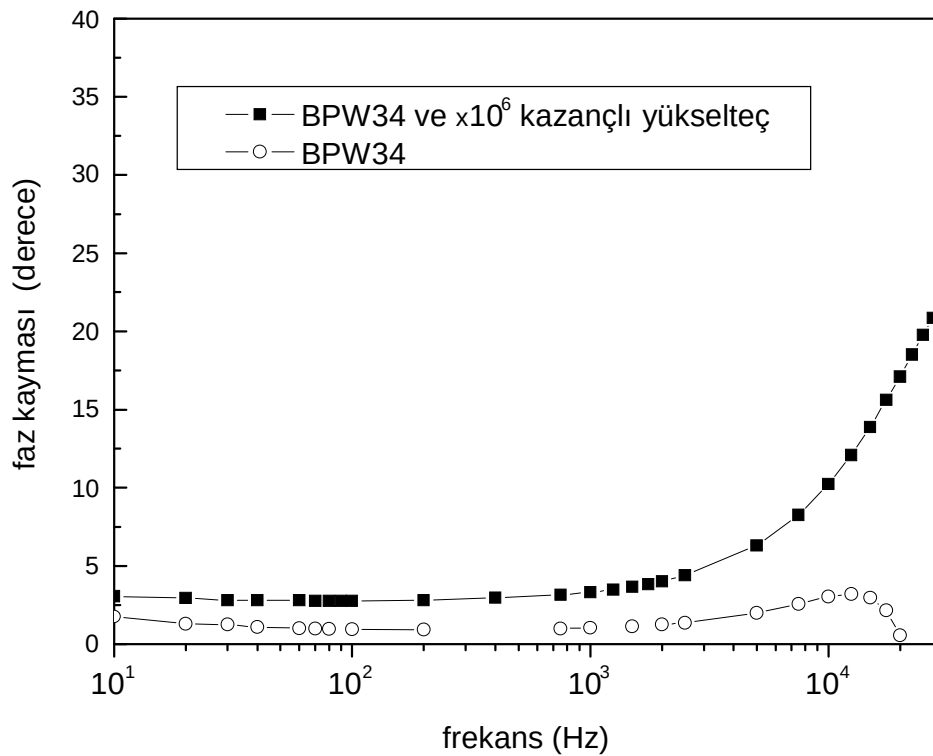
Modüle edilmiş fotoiletkenlik ölçümleri, oda sıcaklığında karanlık bir ortam oluşturacak şekilde hazırlanmış bir deney kutusu içinde gerçekleştirilmiştir. Deney kutusu içinde üzerine deneğin yerleştirildiği bir alüminyum blok ve LED grubunu taşıyan, yüksekliği ayarlanabilen, LED tutucu bulunmaktadır. Denekler ve LED grubu için gerekli elektriksel bağlantıları sağlamak için, alüminyum bloğun yan tarafına yerleştirilen teflon üzerindeki pinler kullanılmaktadır. Denekler ile bu pinler arasındaki bağlantılar ince tellerle sağlanmaktadır. Modüle edilmiş fotoiletkenlik ölçümlerinde kullanılan 660nm dalga boylu kırmızı, 3'lü LED grupları, denek yüzeyi ile aralarındaki uzaklık 5.5cm olacak şekilde düzeneğe yerleştirilmişlerdir. LED grubunun elektriksel bağlantısı için de teflon üzerindeki pinler kullanılmıştır. LED grupları LED sürücü devre ile beslenmekte, oluşan foton akısı ise, deneysel olarak elde edilen kalibrasyon eğrilerinden bulunmaktadır. LED'lerin kalibrasyon işlemi Kesim 3.3 'de ayrıntılı olarak ele alınmıştır.

Kilitlemeli yükseltecin çıkışından alınan sinüsel sinyalle LED akımı, dolayısıyla foton akısı istenilen frekansta modüle edilebilmekte ve  $F_{ac}/F_{dc}$  oranı istenilen değerde ayarlanabilmektedir. Ancak ölçülen fotoakım değerleri pA mertebesinde küçük olduğundan bir akım yükselteci ile yükseltilmesi gerektiği için bir akım yükselteci tasarımlanmıştır, (Bkz. Kesim 3.1.3).

Düzlemsel geometride 100µm ayrımlı Al elektrotlara sahip deneklere, GPR30-30 güç kaynağı ile 10V değerinde sabit bir gerilim uygulanmış, modüle edilmiş fotoakım ( $I_{ac}$ ) ve faz kayması ( $\phi$ ) SRS 830 kilitlemeli yükselteç ile ölçülmüştür. Denekler üzerinde ölçümler alınmadan önce, tüm deney düzeneğinin (LED ler, LED sürücü devre, yükselteç ve bağlantı kabloları) örnekteki faz kaymasına olan istenmeyen katkısını elde etmek amacıyla, deney düzeneğinin faz tepkisi çıkarılmıştır. Bunun için örneğin bulunduğu konuma bir fotodiyot (BPW34) yerleştirilmiş ve çalışılan frekans aralığında faz kayması ölçümleri gerçekleştirilmiştir. Şekil 3.2'de, kullanılan deney düzeneğinden elde edilen faz tepkisi verilmiştir. Örneğe gönderilen modüle edilmiş ışık ile örnek fotoakımı arasındaki faz farkı bulunurken, örnek tepkisinden, sistemin faz tepkisi çıkarılmıştır.

Kontakların yakınında herhangi bir uzay yükü bölgesinin etkini araştırmak amacıyla, yapılan ön çalışmalarda,

- karanlık akımının ( $I_d$ ), DC fotoakımının ( $I_{dc}$ ) ve modüle fotoakımın genliğinin ( $I_{ac}$ ) uygulanan gerilimle doğrusal olarak arttığı,
- AC fotoakımın, örnek üzerine gelen ışığın AC bileşeninin şiddeti ile doğrusal arttığı
- faz kaymasının uygulanan gerilimden bağımsız olduğu gözlenmiştir.



**Şekil 3.2.** deney düzeneğinin faz kaymasına etkisini gösteren faz kayması değerleri

Modüle edilmiş fotoiletkenlik ölçümlerinde, Portici-ENEA Fotovoltaik Araştırma merkezinden (D1 nolu denek) ve Hacettepe Üniversitesi Fizik Mühendisliği Bölümünden (D2 nolu denek) temin edilen a-Si:H denekler kullanılmıştır. D1 olarak isimlendirilen denek, “RF glow discharge” yöntemiyle çalışan, üç reaktör odalı, NEXTRAL PECVD (Plazma Enhanced Chemical Vapour Deposition) sisteminde hazırlanmıştır. D2 olarak isimlendirilen örnek, H.Ü’de Yüksek Mühendislik tezi kapsamında yapılan ve zaman içinde geliştirilen (Turgu, 1986; Ay, 1998) tek

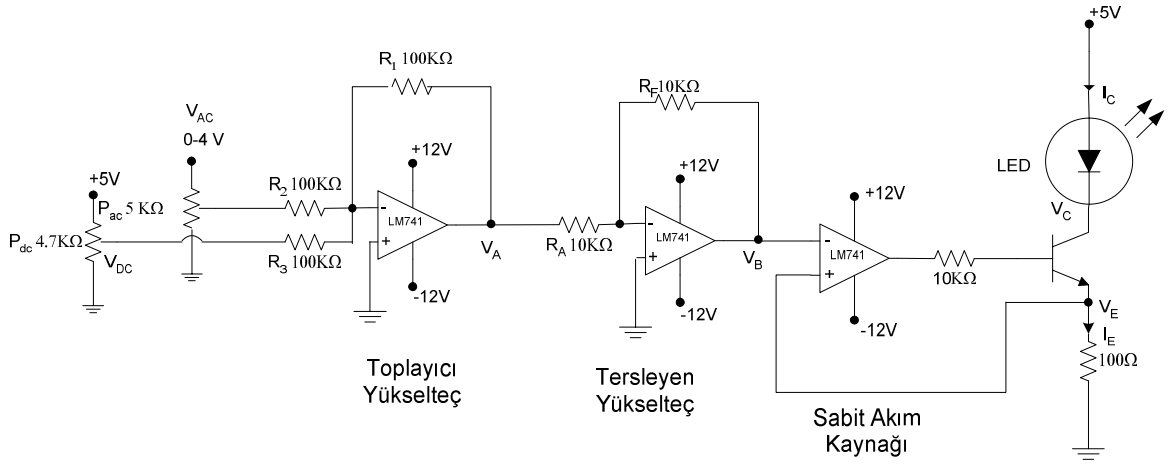
reaktörlü ev-yapımı plazma biriktirme sisteminde üretilmiştir. a-Si:H deneklerin hazırlama koşulları Çizelge 3.1.'de verilmiştir.

**Çizelge 3.1.** D1 ve D2 nolu deneklerin hazırlama koşulları

| Hazırlama Koşulları        | D1 nolu denek | D2 nolu denek |
|----------------------------|---------------|---------------|
| Basınç (mTorr)             | 400           | 200           |
| SiH <sub>4</sub> /He oranı | 100/100       | -             |
| Film büyütme süresi (dak)  | 100           | 120           |
| Taban sıcaklığı (°C)       | 180           | 230           |
| Kalınlık (μm)              | 1.45          | 1,52          |

### 3.1.1. LED sürücü devre

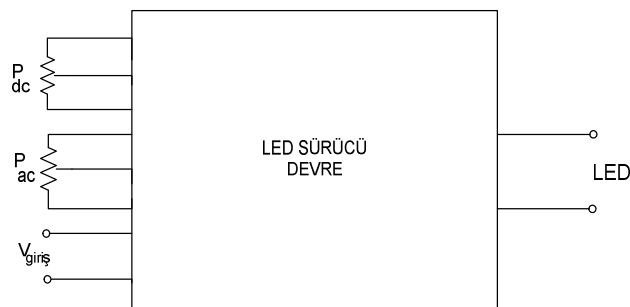
Modüle edilmiş fotoakım deneylerinde modüle edilmiş bir ışık elde etmek amacıyla, istenilen dc ve ac foton akılarını elde edecek şekilde LED'lere uygun akımı süren bir LED sürücü devre tasarlanmıştır. Şekil 3.3' de devre şeması verilen LED sürücü devre toplayıcı yükselteç, tersleyen yükselteç ve sabit akım kaynağı olmak üzere üç ana bölümden oluşmaktadır. Toplayıcı yükselteçte, çıkış sinyali ( $V_A$ ), girişe verilen  $V_{AC}$  ve  $V_{DC}$  gerilimlerinin toplanmasıyla elde edilir. Fakat elde edilen değer negatif olduğundan ve akım kaynağının girişine negatif bir gerilim uygulanması, bu devredeki akım kaynağını çalıştırmayacağından, toplayıcı yükseltecin çıkışına, sinyali terslemesi ve akım kaynağına pozitif bir sinyal vermesi amacıyla, gerilim kazancı bire eşit olan bir tersleyici yükselteç bağlanmıştır. Böylelikle, akım kaynağının girişine uygulanan sinyal, toplayıcı yükseltecin girişine uygulanan sinyal ayarlanarak kontrol edilmektedir. Toplayıcı yükseltecin girişlerinden AC olana, dışarıdan 0 - 4V aralığında AC sinyal uygulanırken , DC olana giriş LED sürücü devre içindeki güç kaynağından alınan 5V DC gerilim uygulanmaktadır. Bu sinyaller her girişte bulunan  $P_{ac}$  ve  $P_{DC}$  potansiyometreleri yardımıyla istenilen değerlerde ayarlanabilmektedir.



**Şekil 3.3.** LED sürücü devrenin devre şeması

LED sürücü devrede kullanılmak üzere, işlemsel yükselteçlerin besleme gerilimleri için  $\pm 12V$ 'luk ve AC sinyal ile toplanan DC gerilim için de  $+5V$ 'luk güç kaynakları yapılmıştır.

LED Sürücü devrenin blok şeması Şekil 3.5'de verilmiştir. DC ve AC foton akıları,  $P_{dc}$  ve  $P_{ac}$  potansiyometreleri yardımıyla  $V_{DC}$  ve  $V_{AC}$  gerilimleri değiştirilerek, ayarlanabilmektedir.



**Şekil 3.4.** Led sürücü devrenin blok şeması

Deneyde kullanılan LED'lerin kalibrasyonu yapılarak her bir foton akısı için, LED'lere ne kadar akım sürülmesi gerektiği bilinmektedir. Çizelge 3.2'de, deneyde kullanılan LED gruplarının kalibrasyonundan elde edilen çeşitli foton akılarına

karşılık gelen LED akımları ve bu akımları üretmek için devrede ayarlanması gereken gerilim değerleri gösterilmektedir. İstenilen foton akısını elde etmek için, LED'lere sürülecek akım ve buna karşı gelen gerilim değerleri Çizelge 3.2' den saptandıktan sonra,  $V_{AC}$  gerilimi sıfır değerinde iken  $P_{dc}$  potansiyometresiyle LED'lerden istenilen akım geçene kadar  $V_{DC}$  gerilimi ayarlanır ve istenilen  $F_{dc}$  foton akısı elde edilmiş olur. Daha sonra  $P_{ac}$  potansiyometresi maksimum durumda iken, sinyal kaynağı olarak kullanılan, kilitlemeli yükseltecin osilatör çıkışından alınan AC sinyal istenilen genlikte ayarlanır. Kilitlemeli yükseltecin özelliği nedeniyle,  $V_{AC}$  sinyalin genliği ayarlanırken, Çizelge 3.2' deki gerilim değerleri tepe değeri olarak kabul edilip, bu değer  $1/\sqrt{2}$  si alınarak hesaplanan kare ortalaması karekökü değerleri,  $V_{kok}$ , kullanılmaktadır. Bu işlemler sonucunda, istenilen  $F_{ac}$  foton akısı  $F_{dc}$  foton akısı üzerine bindirilmiş ve böylelikle istenilen özellikteki modüle edilmiş foton akısı elde edilmiş olur. Örnek olarak  $1.5 \times 10^{14}$  foton/cm<sup>2</sup>s 'lik bir DC foton akısı üzerine bindirilmiş  $1.5 \times 10^{13}$  foton/cm<sup>2</sup>s 'lik bir AC foton akısı elde etmek istediğimizi varsayalım. Bunun için Çizelge 3.2' den yararlanarak önce  $V_{ac}=0V$  iken  $I_{LED}=1,6$  mA olacak şekilde  $P_{dc}$  potu ile  $V_{DC}$  gerilimi ayarlanır, daha sonra  $P_{ac}$  potu maksimumda iken sinyal kaynağı olarak kullanılan kilitlemeli yükseltecin osilatör çıkışı,  $V_{rms} = V_{ac} / \sqrt{2} = 18$  mV'luk bir gerilime ayarlanır.

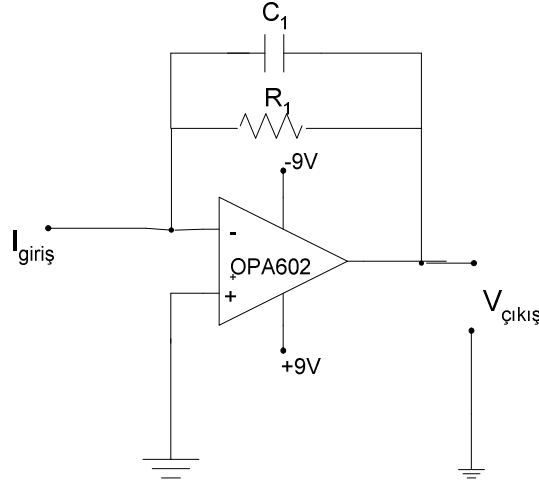
Çalışılan çoğu foton akıları için  $P_{ac}$  potansiyometresi her zaman maksimum konumda tutularak,  $V_{AC}$  geriliminin kok değeri olarak doğrudan kilitlemeli yükselteçten ayarlanmaktadır. Ancak  $F_{ac} = 1.5 \times 10^{12}$  foton/cm<sup>2</sup>s' den daha düşük AC foton akılarında çalışılmak istendiğinde,  $V_{kok}=4mV$ 'dan daha küçük bir AC gerilim gerektiğinden ve kullanılan kilitlemeli yükselteç ile 4mV'dan daha küçük bir gerilim ayarlanamadığından, 4mV'luk bu minimum değer LED sürücü devrenin AC girişine uygulanmış ve  $P_{ac}$  potansiyometresi uygun değere getirilerek istenilen  $V_{AC}$  gerilim değeri ayarlanmıştır.

**Çizelge 3.2.** Çeşitli foton akılarına karşılık gelen LED akımları ve bu akımları üretmek için devrede ayarlanması gereken gerilim değerleri

| $F_{dc}$<br>(foton/cm <sup>2</sup> s) | $I_{LED}$<br>(mA) | $F_{ac}$<br>(foton/cm <sup>2</sup> s) | $I_{LED}$<br>(mA) | $V_{ac}$<br>(mV) | $V_{kok}$<br>(mV) |
|---------------------------------------|-------------------|---------------------------------------|-------------------|------------------|-------------------|
| $1,5 \times 10^{12}$                  | 0,057             | $1,5 \times 10^{11}$                  | 0,014             | 1,41             | 1                 |
| $3 \times 10^{12}$                    | 0,09              | $3 \times 10^{11}$                    | 0,028             | 2,82             | 2                 |
| $1,5 \times 10^{13}$                  | 0,25              | $1,5 \times 10^{12}$                  | 0,057             | 5,7              | 4                 |
| $3 \times 10^{13}$                    | 0,43              | $3 \times 10^{12}$                    | 0,09              | 9                | 6                 |
| $6 \times 10^{13}$                    | 0,73              | $6 \times 10^{12}$                    | 0,14              | 14               | 10                |
| $1,5 \times 10^{14}$                  | 1,6               | $1,5 \times 10^{13}$                  | 0,25              | 25               | 18                |
| $3 \times 10^{14}$                    | 2,8               | $3 \times 10^{13}$                    | 0,43              | 43               | 30                |
| $6 \times 10^{14}$                    | 5,1               | $6 \times 10^{13}$                    | 0,73              | 73               | 52                |
| $1,5 \times 10^{15}$                  | 12                | $1,5 \times 10^{14}$                  | 1,6               | 160              | 114               |
| $3 \times 10^{15}$                    | 24                | $3 \times 10^{14}$                    | 2,8               | 280              | 198               |

### 3.1.2. Akım Yükselteci

Ölçümler sırasında, özellikle düşük foton akılarında çalışırken, gözlenen foto akımların pA'ler mertebesinde çok küçük olmasından dolayı, bu akımlar bir ön yükselteç yardımıyla yükseltilerek ve gerilime çevrilerek kilitlemeli yükseltece verilmiştir. Bu amaçla, devre şeması Şekil 3.5'de verilen, farklı kazançlardaki ( $\times 10^5$ ,  $\times 10^6$ ,  $\times 10^7$ ) akım yükselteçleri tasarlanmıştır. Akım yükselteçlerinde, deney yapılan frekans aralığında, ac giriş sinyalinin hiçbir değişikliğe uğramadan yükseltilmesi için hızlı, düşük offset'li ( $\pm 250 \mu V$  max) *Difet-OPA602* tipi işlemel yükselteç kullanılmıştır.



**Şekil 3.5.** Örnek fotoakımlarını yükseltmek için kullanılan akım-yükselteci devre şeması

Akım yükseltecinde, OPA602 işlemsel yükseltecin tersleyen girişine verilen  $I_{giriş}$  akımı, seçilen  $R_1$  geri besleme direncinin büyüklüğüne ( $100\text{ K}\Omega$ ,  $1\text{ M}\Omega$ ,  $10\text{ M}\Omega$ ) bağlı olarak yükseltilmekte ve çıkışta gerilime çevrilmektedir ( $V_{çıkış} = -I_{giriş}R_1$ ).

### 3.1.3. Kilitlemeli Yükselteç

Kilitlemeli yükselteçler çok küçük AC sinyalleri (birkaç nV, birkaç pA'a kadar) ölçebilen aygıtlardır. Kilitlemeli yükselteçte, ölçülecek sinyali gürültüden ayırt etmek için, faz-duyarlı-algılama (Phase Sensitive Dedection-PSD) olarak bilinen bir teknik kullanılmaktadır ve yalnızca özel referans frekansında olan sinyal bileşeni algılanırken, bu referans frekansından farklı frekanstaki sinyaller (gürültüler) süzülmemektedir. Bu işlemi bir örnekle açıklayalım.  $10\text{ kHz}$  frekansında  $10\text{ nV}_{rms}$  luk sinüsel bir sinyali ölçmek istediğimizde, sinyali bir şekilde yükseltmek gerekir. Giriş gürültüsü  $5\text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$ , band genişliği  $100\text{ kHz}$  olan  $1000$  kazançlı iyi bir yükselteçle sinyal yükseltilmek istendiğinde sinyalle beraber gürültü de yükseltilir ve ancak  $1,6\text{ mV}$  luk bir gürültü ( $5\text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}} \times \sqrt{100\text{ kHz}} \times 1000 = 1,6\text{ mV}$ ) içinde kaybolmuş  $10\mu\text{V}$  genlikli bir çıkış sinyali elde edilir ki, ilgilenilen frekanstaki bileşeni ayırt etmeden, bu sinyali ölçmek çok zordur. Sinyal yükseltilmeden önce, kalite faktörü  $Q=100$  olan ve ilgilendiğimiz sinyal frekansına ( $f=10\text{ kHz}$ ) set edilmiş bir band geçiren süzgeçten geçirilirse, sinyalle beraber  $100\text{ Hz}$  ( $10\text{ kHz}/Q$ ) civarındaki

bir frekans bandı içindeki gürültü de süzgeçten geçer, bunun dışındaki frekanslardaki gürültü ise süzülür. Süzgeçten geçen sinyal ve gürültü yükselteçte yükseltildiğinde çıkış sinyal genliği yine  $10\mu\text{V}$  iken bu sefer elde edilen gürültü  $50\mu\text{V}$  tur ( $5\text{nV}/\sqrt{\text{Hz}} \times \sqrt{100\text{Hz}} \times 1000 = 50\mu\text{V}$ ). Görüldüğü gibi çıkıştaki gürültü sinyale göre yine çok büyüktür ve hassas bir ölçüm yapmak mümkün değildir. Bundan sonra denenecek farklı yöntemler de sinyal / gürültü oranını iyileştirmede yardımcı olmaz. Ancak sinyal bir faz-duyarlı-dedektör ile algılanırsa, PSD 10kHz frekansındaki sinyali 0,01Hz'lik çok dar bir bant genişliği içinde algılar. Bu durumda yükseltilmiş sinyal genliği hala  $10\mu\text{V}$  iken, bant genişliği içinde dedekte edilen gürültü yalnızca  $0,5\mu\text{V}$  olur. Bu sinyal / gürültü oranına 20 olduğu duruma denk gelir ki bu durumda yeterince doğru bir ölçüm yapmak olasıdır.

Kilitlemeli yükselteç ile ölçüm yapabilmek için bir referans sinyaline gereksinim vardır. Faz duyarlı dedektör yardımıyla, kilitlemeli yükseltecin girişine verilen  $V_g = A\cos(\omega t + \theta_g)$  giriş sinyali ile  $V_{ref} = B\cos(\omega t + \theta_r)$  referans sinyali çarpılır. Bu durumda Faz duyarlı dedektör çıkışı basitçe iki sinüs dalgasının çarpımı şeklinde

$$V_{psd} = A\cos(\omega t + \theta_g) \cdot B\cos(\omega t + \theta_r)$$

$$V_{psd} = \frac{AB}{2}\cos(\theta_g - \theta_r) + \frac{AB}{2}\cos(2\omega t + \theta_g + \theta_r)$$

olur. Görüldüğü gibi PSD çıkışlarından biri DC, diğeri  $2\omega$  frekansında olan AC sinyaldir. Eğer bu PSD çıkışı bir alt geçiren süzgeçten geçirilirse  $2\omega$  frekanslı bileşen yok olacak ve kilitlemeli yükselteç çıkışı istenildiği gibi DC olacaktır. Ancak unutulmamalıdır ki, bu işlem için ölçülecek giriş sinyali ile referansın frekansı aynı olmalıdır. Frekansların aynı olmasının yanı sıra referans sinyali ile ölçülecek sinyal arasındaki faz farkında zamanla değişmez kalması gerekmektedir, aksi halde  $\cos(\theta_g - \theta_r)$  'de zamanla değişir ve PDS çıkışı DC bir sinyal olmaz. Bu nedenle referans sinyali, giriş sinyal frekansına faz-kilitli olmalıdır. Kilitlemeli yükselteçler bu amaçla faz-kilit-döngüsü (phase locked loop) kullanırlar. Buna göre kilitlemeli yükselteçe dışardan bir referans sinyali verilir ve kilitlemeli yükselteçte faz-kilit-döngüsü ile kendi ürettiği referans sinyalini bu dış referans sinyaline,  $\omega$

frekansında ve  $\theta_{ref}$  faz açısında kilitler. Bu özelliklerinden dolayı kilitlemeli adı verilmektedir.

PSD çıkış sinyali

$$V_{psd} = \frac{AB}{2} \cos(\theta_g - \theta_r)$$

şeklinde olduğundan,  $\theta_{ref}$  ayarlanarak giriş sinyali ile aynı faza getirilirse  $\cos\theta=1$  olacağından A sinyal genliği ölçülebilir. Böyle tek faz-duyarlı-dedektöre sahip kilitlemeli yükselteçlerde çıkışı  $\cos\theta$  ile orantılıdır ve sinyal genliğini doğrudan ölçmek olası değildir. Ancak bu faz bağımlılığı ikinci bir faz duyarlı dedektörün eklenmesi ile giderilebilir. İkinci PSD 'nin giriş sinyalini bu sefer, ilk kilitlemeli referans sinyalinden  $90^\circ$  faz farklı bir sinüs fonksiyonuyla  $C \sin(\omega t + \theta_r + 90)$  çarptığını ve ardından çarpım sinyalinin bir alt geçiren süzgeçten geçtiğini düşünürsek ikinci PSD çıkışı  $AC \sin(\theta_g - \theta_r) \sim \sin\theta$  olur.

Bu durumda görüldüğü gibi, biri sinyal genliğinin  $\cos\theta$  ,diğeri  $\sin\theta$  katı kadar olan iki PSD çıkışı elde edilir. Şekil 3.6' da gösterildiği gibi bu çıkışlar, giriş sinyalinin referans sinyaliyle aynı fazlı (X) ve zıt fazlı (Y) bileşeni olarak da düşünülebilir. Buna göre sinyal büyüklüğü R, bu iki bileşenin karelerinin toplamının karekökü alınarak fazdan bağımsız olarak bulunabilir:

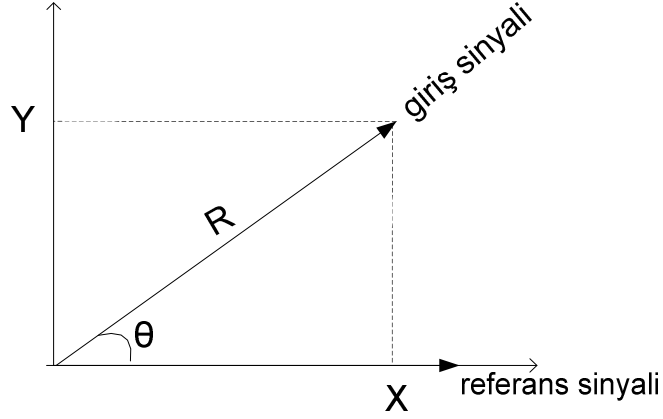
$$X = A \cdot \cos\theta, \quad Y = A \cdot \sin\theta,$$

$$R = (X^2 + Y^2)^{1/2} = A$$

Ayrıca giriş sinyali ile referans sinyali arasındaki faz açısı da

$$\theta = \tan^{-1} \left( \frac{Y}{X} \right)$$

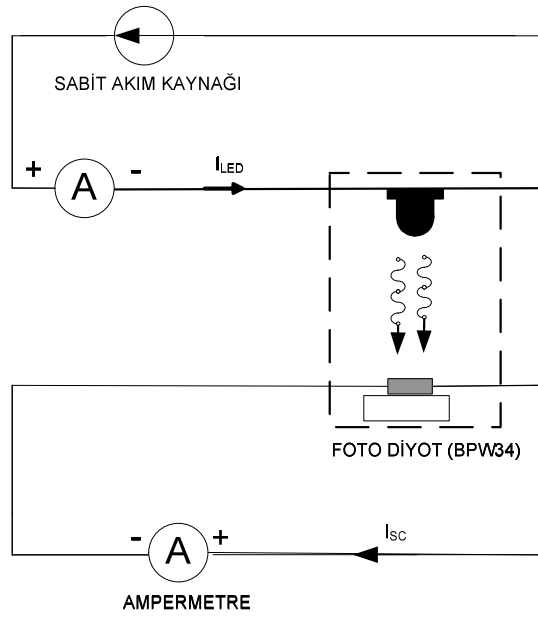
olarak kolayca hesaplanabilir.



**Şekil 3.6.** Giriş sinyali ve referans sinyalinin faz diagramı ile gösterimi

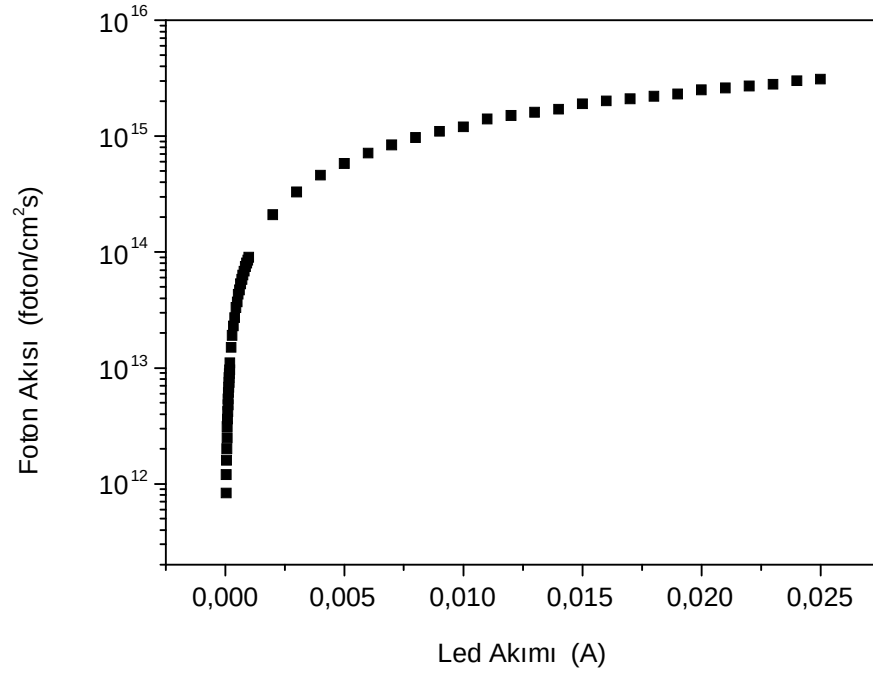
### 3.2. LED Kalibrasyonu

Deneyde kullanılan LED'lerden istenilen foton akılarının elde edilmesi için öncelikle bu LED'lerin kalibrasyonunun yapılması, diğer bir deyişle hangi led akımları için, örnek üzerine ne kadarlık foton akısının düştüğünün saptanması gerekir. LED kalibrasyonu için Şekil 3.7'deki düzenek kurulmuştur. Örnek üzerine düşen foton akısı, LED 'in parlaklığının yanısıra, LED 'ler ile örnek arasındaki uzaklık ve katı açığa bağlı olarak da değiştiğinden, deney sırasında örnek nereye konulacaksa foto diyotun da kalibrasyon yapılırken, aynı konuma yerleştirilmesi gerekir. Bir foto diyot üzerine ışık düşürüldüğünde, ışığın şiddetiyle orantılı bir  $I_{sc}$  kısa devre akımı oluşur. Buna göre kalibrasyon işlemi sırasında bir akım kaynağından LED'lere belirli  $I_{LED}$  akımları sürülerek, her akım değerine karşılık kısa devre akımları okunmaktadır.



**Şekil 3.7.** Led kalibrasyon devresi

Ölçülen kısa devre akımından yararlanarak ve fotodiyoda ait parametreler kullanılarak fotodiyod üzerine düşen foton akısı hesaplanmaktadır. Deneyde RS 1000 mcd lik LED'ler kullanılmış ve BPW34 tipi fotodiyod ile kalibre edilmiştir. Şekil 3.8' de deneyde kullanılan RS 1000 mcd'lik LED'lerin kalibrasyon eğrisi verilmiştir.



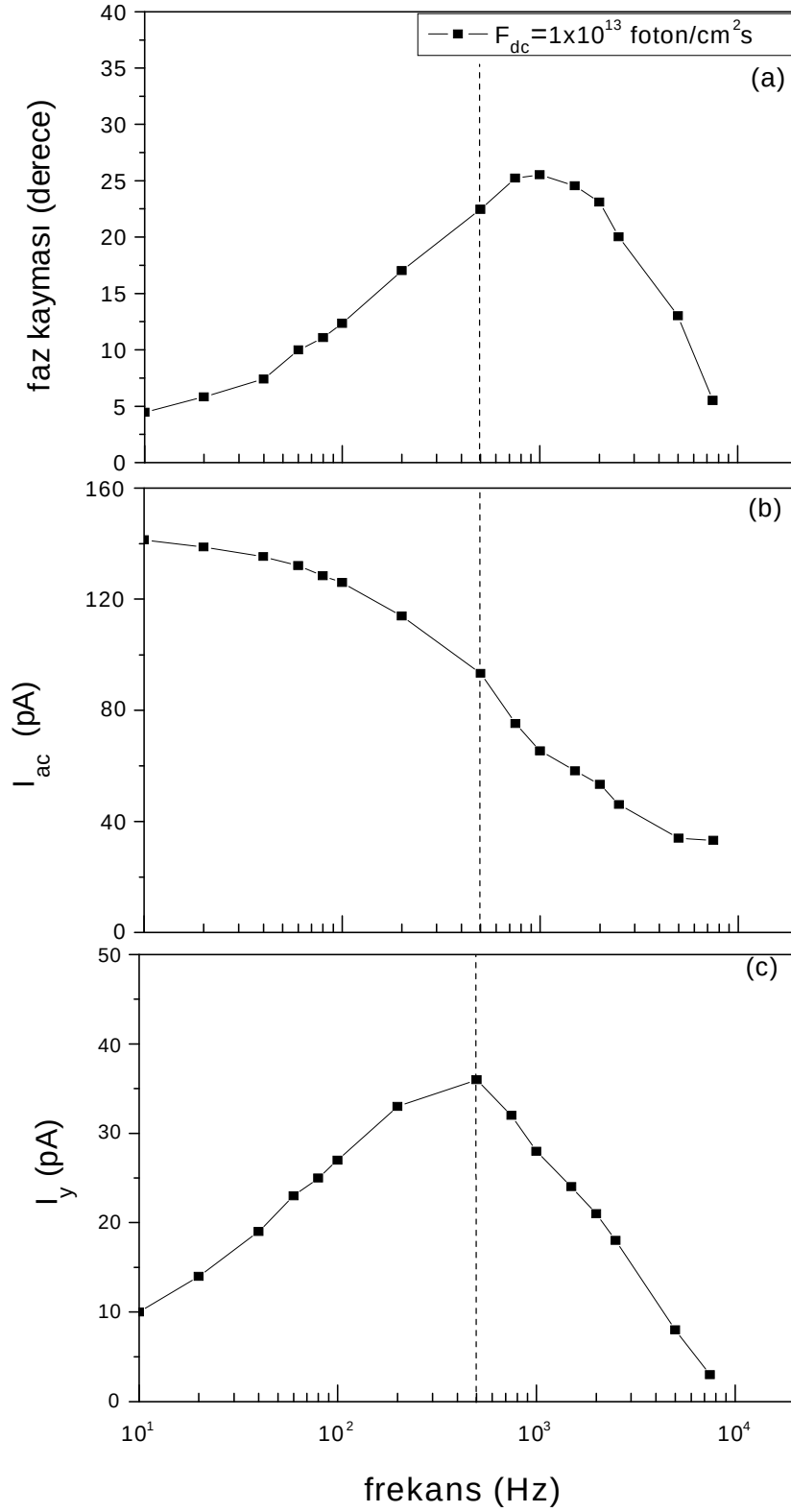
**Şekil 3.8.** RS 1000 mcd'lik ledlerin kalibrasyon eğrisi

## 4 . DENEYSEL SONUÇLAR VE DEĞERLENDİRME

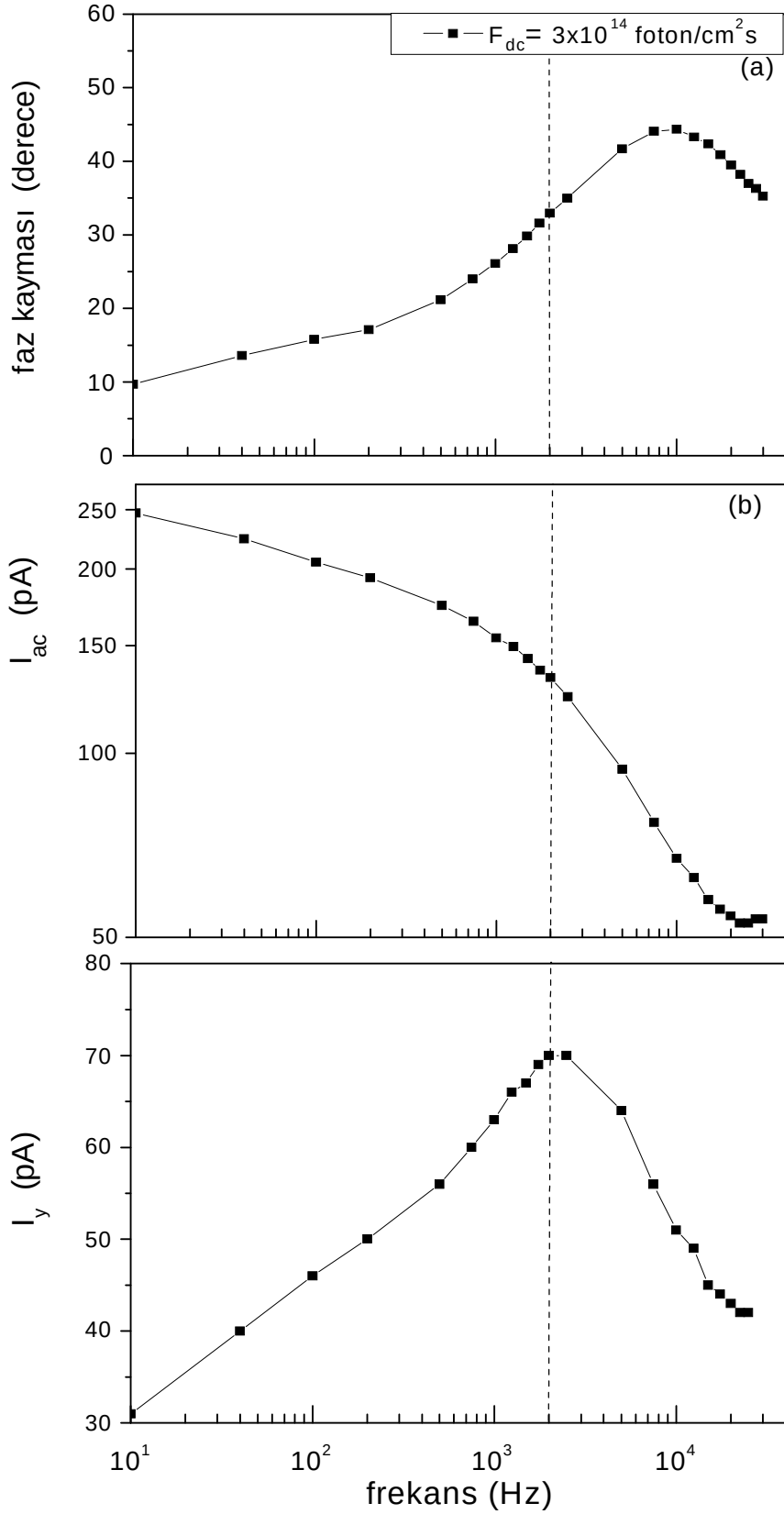
### 4.1. Frekans Bağımlı Faz Kayması ve Modüle Edilmiş Fotoakım Ölçümleri

Modülasyon frekansının 10hz-20 kHz aralığında değiştirilmesiyle frekansa bağlı olarak ölçülen, faz kayması ( $\Phi$ ), modüle edilmiş fotoakımın büyüklüğü ( $I_{ac}$ ) ve modüle edilmiş fotoakımın faz dışı bileşeni ( $I_y$ ) grafikleri, D1 örneği için Şekil 4.1'de, D2 örneği için, Şekil 4.2'de verilmiştir. Her iki şekilde de çalışılan frekans aralığı, literatürle uyumlu olarak, *yüksek frekans bölgesi* ( $\omega > \omega_0$ ) ve *düşük frekans bölgesi* ( $\omega < \omega_0$ ) olarak iki farklı bölgeye ayrılmıştır. Bu bölgelerin ayrımı yapılırken, kesim 2.3.3' de Eş.2.77 ile verilen ve tuzaklanmış taşıyıcılar için sözde Fermi düzeyine (elektronlar için  $E_{tn}$ , deşikler için  $E_{tp}$ ) karşılık gelen  $\omega_0$  *geçiş frekansı* tanımı kullanılmıştır. Modüle edilmiş fotoakımın ( $I_{ac}$ ) sabit olduğu “plato” bölgesinden düşüşe geçtiği ve bu akımın faz dışı bileşeninin ( $I_y$ ) maksimum olduğu nokta ile belirlenen  $\omega_0$  geçiş frekansı şekillerde kesikli çizgi ile gösterilmiştir. Faz kaymasının modülasyon frekansı ile değişimine bakılırsa, düşük frekans bölgesinde frekansla arttığı, yüksek frekans bölgesinde artışına devam edip yayvan bir tepeye ulaştıktan sonra azaldığı gözlenmektedir. Modüle edilmiş fotoakımın büyüklüğünün ( $I_{ac}$ ) frekansla değişimi incelendiğinde, düşük frekans bölgesinde fotoakım sabit kalırken, yüksek frekans bölgesinde azalmaktadır. Modüle edilmiş fotoakımın faz dışı bileşeni ( $I_y$ ) ise geçiş frekansında belirgin bir maksimum vermektedir. Bu grafikler, a-Si:H denekler için literatürde rastlanılan, ancak çalışılan sıcaklık aralığı ve foton akısına bağlı olarak frekans ekseninde kaymalar gösteren, tipik eğrilerdir (Kounavis, 1996; Kleider, 1995; Schumm, 1989; Main, 1998).

Yapılan deneyler, foton akısının ac bileşeninin dc bileşenine oranı ( $F_{ac}/F_{dc}$ ), %10, %1 ve %0,1 olacak şekilde üç farklı modülasyon çarpanı için tekrarlanmış, tüm modülasyon çarpanları için yaklaşık aynı faz kayması değerleri ölçülmüştür. Bu kesimde değerlendirilen modülefotoakım ölçümlerinin tümünde modülasyon çarpanı %1 olarak sabit tutulmuştur.



**Şekil 4.1.** D1 örneği için oda sıcaklığında  $F_{dc} = 1 \times 10^{13}$  foton/cm<sup>2</sup>s foton akısında ve  $F_{ac}/F_{dc} = \%1$  oranı için modülasyon frekansına karşı gözlenen a) faz kayması  $\Phi$ , b) modüle fotoakım  $I_{ac}$  ve c) modüle fotoakımın zıt fazlı bileşeni eğrileri

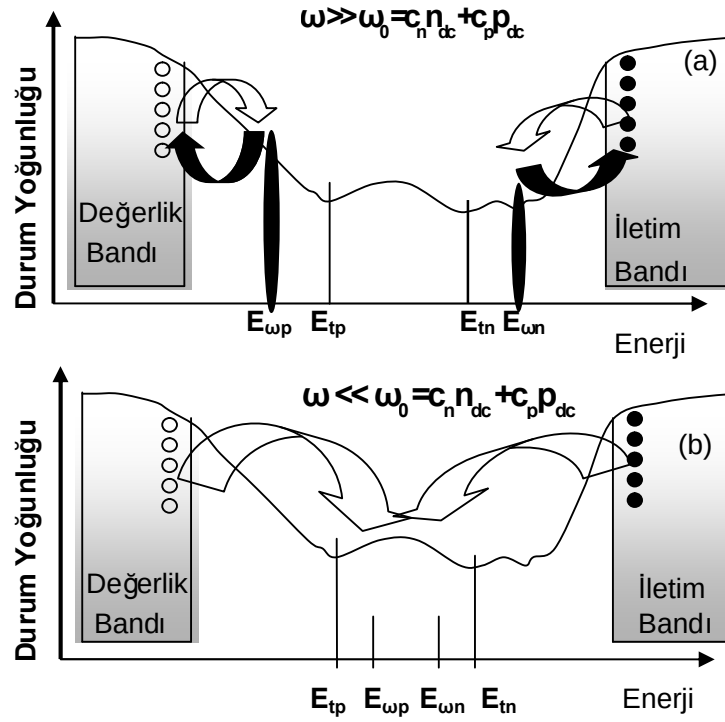


**Şekil 4.2.** D2 örneği için oda sıcaklığında  $F_{dc}=3 \times 10^{14}$  foton/cm<sup>2</sup>s foton akısında ve  $F_{ac}/F_{dc}=\%1$  oranı için modülasyon frekansına karşı gözlenen a) faz kayması  $\Phi$ , b) modüle fotoakım  $I_{ac}$  ve c) modüle fotoakımın zıt fazlı bileşeni eğrileri

Şekil 4.1 ve Şekil 4.2'deki, faz kayması ve fotoakım davranışlarını açıklayabilmek için, a-Si:H örneklerde tuzaklanma ve yeniden-birleşme mekanizmalarının diğer bir deyişle yaygın ve yerelleşmiş durumlar arasındaki etkileşmelerin incelenmesi gerekir. Şekil 4.3, düşük ve yüksek frekans bölgelerinde, bu etkileşmelerin gösterilmesi amacıyla çizilmiştir. Şekil 4.3'te, hem foton akısı ve sıcaklığın fonksiyonu olarak konumu değişen tuzaklanmış taşıyıcıların sözde Fermi düzeyleri ( $E_{tn}$ ,  $E_{tp}$ ), hem de Kesim 2.3.1' de Eş.2.27 ve Kesim 2.3.3' de Eş.2.70' ile tanımlanan  $E_{wn}$  ( $E_{wp}$ ) “probe” enerjileri gösterilmiştir.

Yüksek frekanslarda ( $\omega \gg \omega_0$ ),  $E_{wn}$  ( $E_{wp}$ ) probe enerjisi  $E_{tn}$  ( $E_{tp}$ ) 'in yukarısına (aşağısına) boş olan taşıyıcı tuzaklarına doğru kayar ve modüle fotoakım, bu boş tuzaklar üzerinden tuzaklanıp-salınan taşıyıcılarla kontrol edilir, (Şekil 4.3a). Tuzaklanma-salınma olayında tuzaklanan taşıyıcılar burada belirli bir süre bekledikten sonra yeniden ilgili banda uyarılıp gecikmeli olarak ilettime katılır ve bu gecikmeden dolayı bir faz farkı oluştururlar ve bu olay Şekil 4.1a ve Şekil 4.2a' da yüksek frekanslar için nispeten büyük faz kaymalarının gözlenmesinin nedenidir.

Düşük frekanslara ( $\omega \ll \omega_0$ ) inildikçe,  $E_{wn}$  ( $E_{wp}$ ) “probe” enerjisi,  $E_{tn}$  ( $E_{tp}$ ) in aşağısına (yukarısına) diğer bir deyişle, yeniden-birleşme merkezlerine doğru kayar ve bu durumda modüle fotoakım, yeniden-birleşme mekanizması ile kontrol edilir, (Şekil 4.3b). Yeniden-birleşme olayında tuzaklanan taşıyıcılar yeniden ilgili bantlara uyarılamadığından ilettime katılamazlar ve bu yüzden yeniden birleşme merkezlerinden ne modüle edilmiş fotoakıma, ne de faz kaymasına herhangi bir katkı gelmez. Şekil 4.1 ve Şekil 4.2' de düşük frekanslarda akım sabit kalırken, faz açılarının sıfıra doğru azalmasının nedeni bu şekilde açıklanabilir.



**Şekil 4.3.** a-)Yüksek frekans bölgesinde taşıyıcıların tuzaklanıp-salınması, b-) düşük frekans bölgesinde taşıyıcıların yeniden-birleşmesi

Oluşan faz kaymasının büyüklüğü taşıyıcıların, yakalandıkları tuzaklarda bekleme süresi ( $\tau = 1/e_n$ )' ne bağlıdır ki, Kesim 2.2.1' de Eş.2.2 ile verilen  $e_n$ ,  $e_p$  tanımlarına göre bu süre de o tuzağın yakalama katsayısı ve ilgili banda olan uzaklığıyla değişir. Band kenarına yakın sığ tuzaklarda taşıyıcı bekleme süreleri, band kenarına daha uzak olan tuzaklara göre daha kısadır. Bu nedenle Şekil 4.1 ve Şekil 4.2' de yüksek frekans bölgesinde başlarda büyük faz açıları gözlenirken, frekans daha da arttırılıp probe enerjileri ilgili band kenarına sığ tuzaklara doğru kaydığında, bu tuzaklarda taşıyıcı bekleme süreleri nispeten daha az olduğundan gözlenen faz kayması da giderek azalmaktadır.

#### 4.2. Modüle Edilmiş Fotoakım Ölçümlerinde Foton Akısının Etkisinin İncelenmesi

Modüle edilmiş fotoakım ölçümlerinde foton akısının etkisini incelemek için, oda sıcaklığında, ac foton akısının dc foton akısına oranı ( $F_{ac} / F_{dc}$ ) %1 değerinde sabit tutularak, dc foton akısı  $1 \times 10^{13}$ - $1.5 \times 10^{15}$  foton/cm<sup>2</sup>s aralığında değiştirilmiştir.

Şekil 4.4' de D1 örneği ve Şekil 4.5' de D2 örneği için, farklı dc foton akılarında alınan faz farkı ve ac fotoakım verileri görülmektedir. Modülasyon çarpanı %1 olarak sabit alındığından foton akısının ac bileşeni, dc bileşenine bağlı olarak  $F_{ac}=10^{11}$ - $10^{13}$  foton/cm<sup>2</sup>s aralığında değiştiği için, bu akılarda okunan ac fotoakım değerleride ( $I_{ac}$ ) geniş bir aralıkta değişmektedir. Bu nedenle ac fotoakım değerleri,  $G_{ac}$  ac üretim hızı olmak üzere,  $qG_{ac}$  değerlerine bölünerek normalize edilmiştir. Şekil 4.5' de, her bir foton akısı için gözlenen eğri üzerinde, Kesim 2.3.3' de verilen Eş.2.74 yardımıyla

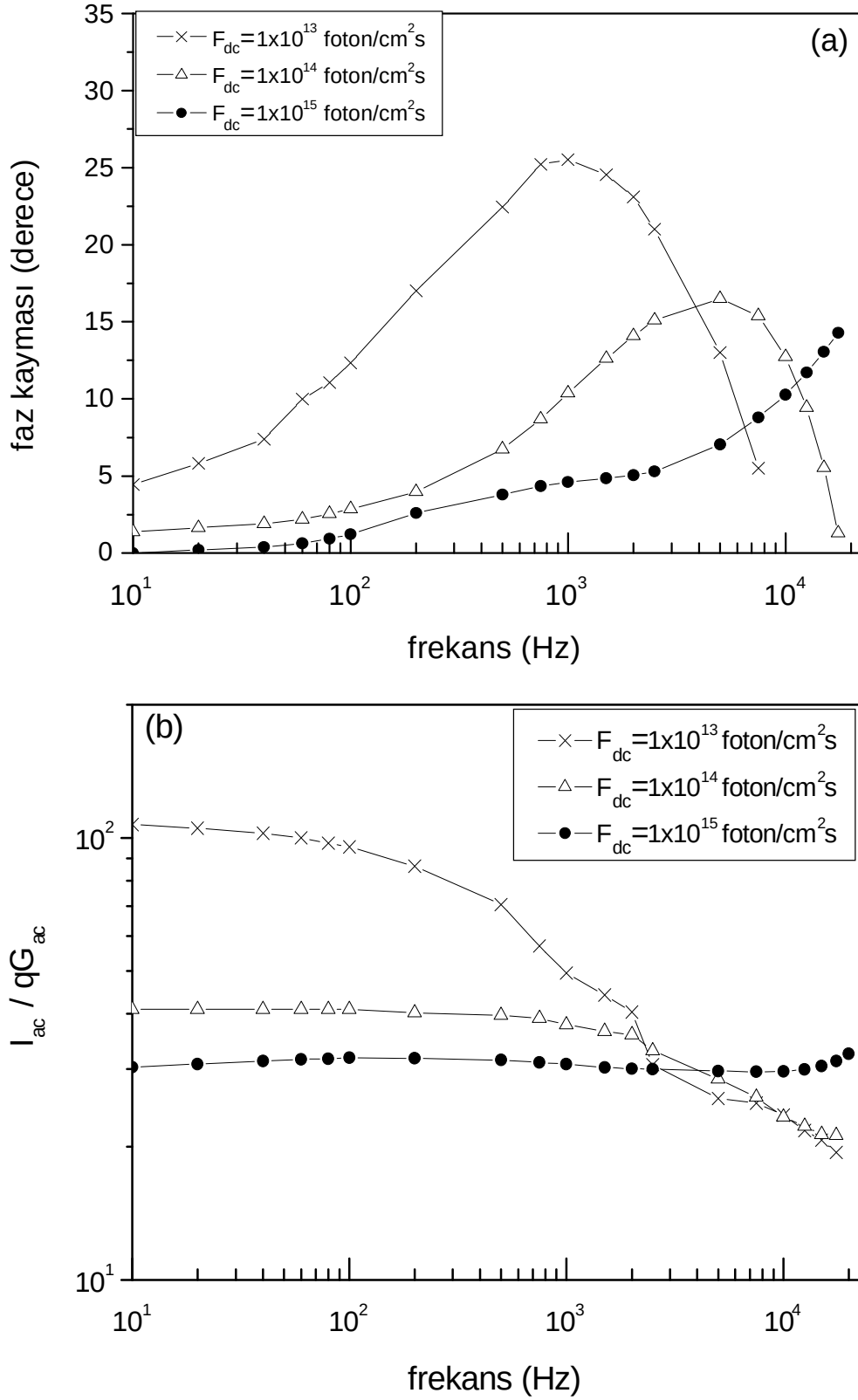
$$E_c - E_{tn} \approx E_c - E_{fn} = -kT \ln \left( \frac{I_{dc}}{\mu_n N_c S q \varepsilon} \right) \quad (2.74)$$

hesaplanan sözde Fermi düzeyi  $E_{Fn}$ ' e karşı gelen frekans  $\omega_{fn}$  değerleri ok işaretleriyle gösterilmiştir.

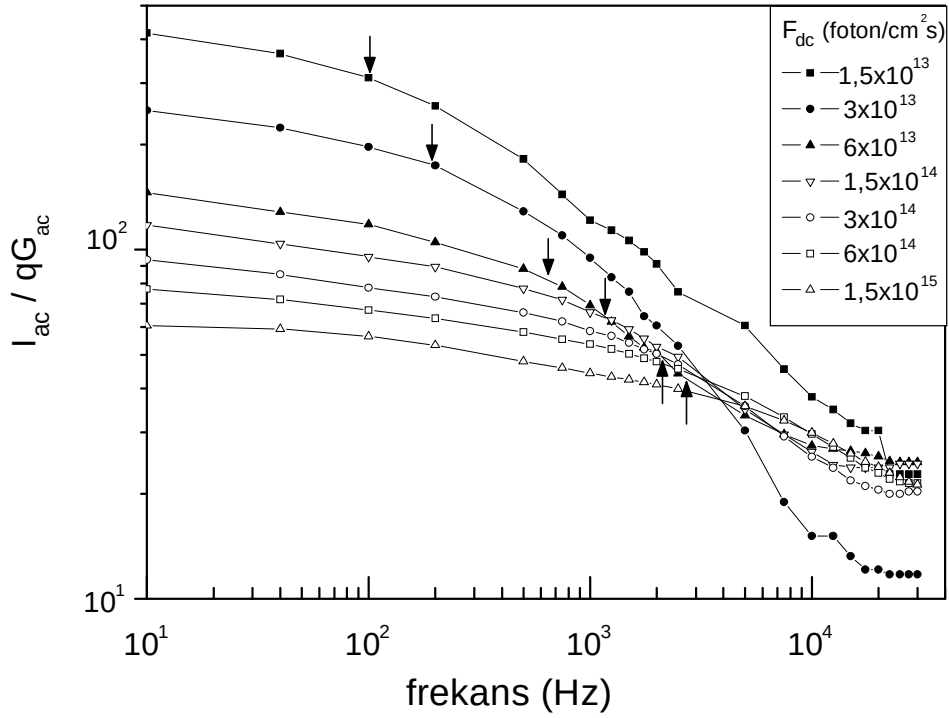
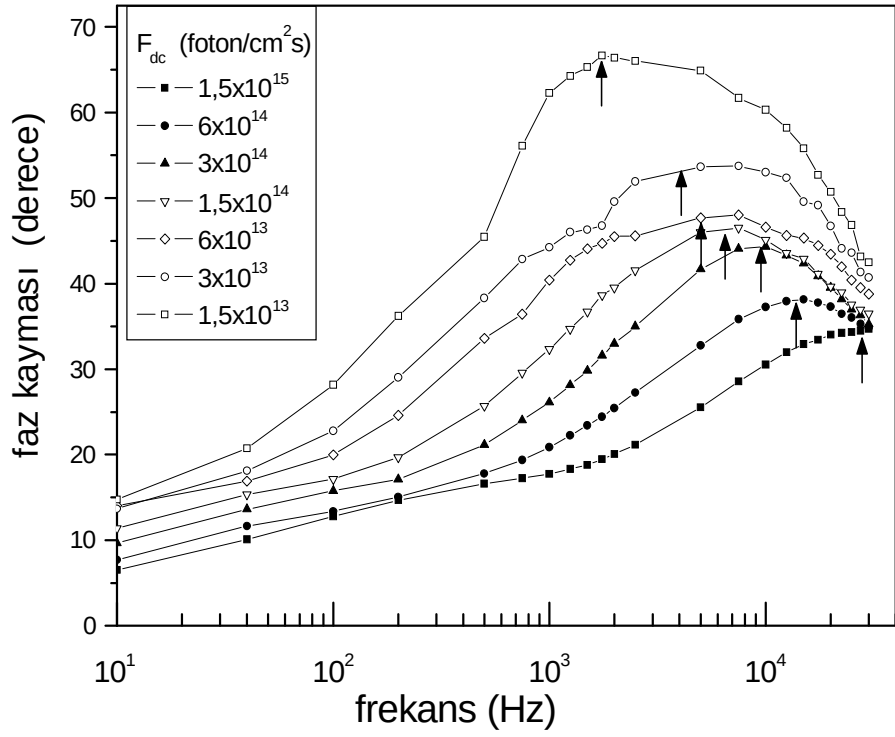
Şekil 4.4a ve Şekil 4.5a' daki faz eğrilerine bakıldığında, artan foton akıları için faz maksimumları yüksek frekanslara doğru kayarken, gözlenen faz farkları da giderek azalmaktadır. Faz kaymalarında gözlenen maksimumlarının artan foton akısıyla yüksek frekanslara kayması beklenen bir durumdur. Eş.2.74' e göre sabit sıcaklıkta dc foton akısı arttıkça  $I_{dc}$  artacağından, serbest taşıyıcılar için sözde Fermi düzeyi  $E_{fn}$  ve bunu takip edecek şekilde tuzaklanmış taşıyıcılar için sözde Fermi düzeyi  $E_{tn}$  band kenarına yaklaşır. Böylece Eş.2.77 gereğince

$$\omega_0 = c_n n_{dc} + c_p p_{dc} = e_n (E_{tn}) = e_p (E_{tp}) \quad (2.77)$$

$E_{tn}$  'e karşılık gelen  $\omega_0$  geçiş frekansı da artar, diğer bir deyişle  $E_{\omega n}$  ile taranan bölge içinde, düşük frekans bölgesinden yüksek frekans bölgesine geçiş daha yüksek frekanslarda gözlenir. Nitekim Şekil 4.5'deki eğriler üzerinde, ok işaretleriyle gösterilen  $E_{fn}$  değerleri faz kaymalarında gözlenen maksimumları izlemektetedir.



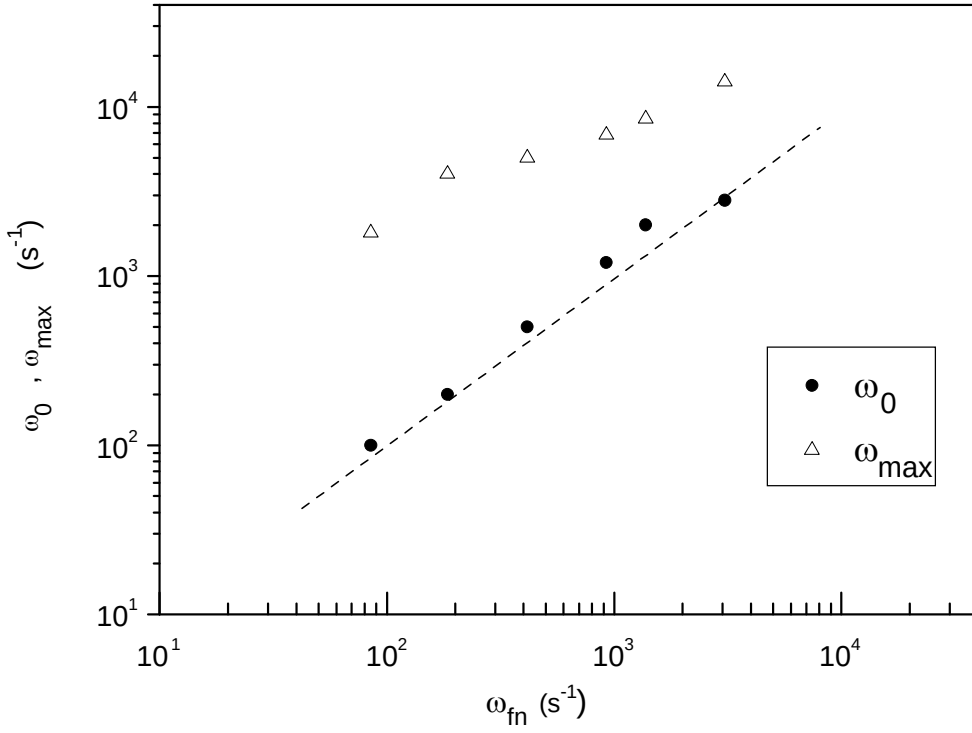
**Şekil 4.4.** D1 örneği için oda sıcaklığında ve farklı foton akılarında  $F_{ac}/F_{dc}=\%1$  tutularak frekansa karşı gözlenen a) faz kayması ve b) normalize edilmiş ac fotoakım eğrileri



**Şekil 4.5.** D2 örneği için oda sıcaklığında farklı dc foton akıları için frekansa karşı gözlenen a-) faz kayması, b-) normalize edilmiş ac fotoakım eğrileri. Bütün eğrilerde  $F_{ac} / F_{dc} = \%1$  oranında tutulmuştur.

Faz kayması eğrilerinde gözlenen maksimumların foton akısı ile değişimini, nicel olarak da incelemek için, Çizelge 4.1 hazırlanmıştır. Bu çizelgede, sözkonusu foton akıları için, dc fotoakım değerleri ( $I_{dc}$ ) kullanılarak Eş.2.74 ile hesaplanan  $E_{fn}$  sözde Fermi düzeyi ve bu düzeye karşı gelen  $\omega_{fn}$  frekansı ; deneysel olarak gözlenen ac fotoakımın plato bölgesinden sapma noktası ve ac fotoakımın zıt fazlı bileşeninin tepe noktası ile saptanan ve  $E_{tn}$  düzeyine karşı gelen  $\omega_0$  geçiş frekansı ile Şekil 4.5a' da faz kayması eğrilerinin maksimumlarına karşı gelen  $\omega_{max}$  frekansları karşılaştırılmaktadır. Şekil 4.6' da ise Çizelge 4.1' de farklı foton akılarında elde edilen  $\omega_{fn}$  frekans değerlerine karşı,  $\omega_0$  geçiş frekansı ve  $\omega_{max}$  frekansları karşılaştırmalı olarak çizilmiştir.

Çizelge 4.1 ve Şekil 4.6'dan görüldüğü gibi,  $\omega_{fn}$  ile  $\omega_0$  arasında ilişki, aynı grafikte kesikli çizgiyle gösterilen  $\omega_{fn}=\omega_0$  doğrusal bağımlılığından belirgin bir sapma göstermemektedir. Bu durum foton akısı arttıkça  $E_{tn}$  düzeyinin  $E_{fn}$  düzeyini takip edecek şekilde kaydığını doğrulamaktadır (Kesim 7.1' de verilen Simmons-Taylor istatistiğinde de bu durum tartışılmıştır). Diğer taraftan  $\omega_{fn}$  ile  $\omega_{max}$  arasındaki ilişkiye bakılırsa, foton akısı azaldıkça  $\omega_{max}$ ' ın  $\omega_{fn}$ ' den giderek uzaklaştığı görülür. Bu durum ise faz maksimumlarının konumlarının  $E_{fn}$  veya  $E_{tn}$  düzeylerini belirlemede bir ölçü olamayacağını göstermektedir.



**Şekil 4.6.**  $E_{tn}$ 'e karşılık gelen  $\omega_0$  geçiş frekansı ve Şekil 4.3' de faz maksimumlarına karşılık gelen  $\omega_{max}$  frekansının,  $E_{fn}$  düzeyine karşılık gelen  $\omega_{fn}$  frekansının fonksiyonu olarak çizimi.  $\omega_{fn}=\omega_0=\omega_{max}$  doğrusu kesikli çizgiyle gösterilmiştir.

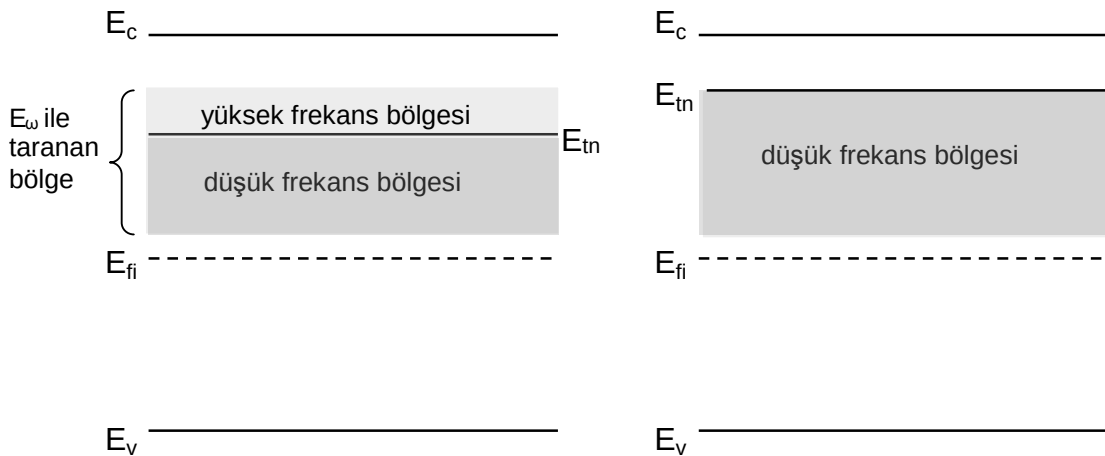
**Çizelge 4.1.** Farklı foton akıları için  $\omega_0$  geçiş frekansları

| Foton Akısı ( $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ) | $E_C-E_{Fn}$ (eV) | $\omega_{fn}$ ( $\text{s}^{-1}$ ) | $\omega_0$ ( $\text{s}^{-1}$ ) | $\omega_{max}$ ( $\text{s}^{-1}$ ) |
|-----------------------------------------------|-------------------|-----------------------------------|--------------------------------|------------------------------------|
| $1,5 \times 10^{13}$                          | 0,58              | 85                                | 100                            | 1800                               |
| $3 \times 10^{13}$                            | 0,56              | 185                               | 200                            | 4000                               |
| $6 \times 10^{13}$                            | 0,54              | 415                               | 500                            | 5000                               |
| $1,5 \times 10^{14}$                          | 0,52              | 925                               | 1200                           | 6800                               |
| $3 \times 10^{14}$                            | 0,51              | 1380                              | 2000                           | 8500                               |
| $6 \times 10^{14}$                            | 0,49              | 3075                              | 2800                           | 14000                              |

\*Not: hesaplarda  $c_n=10^8 \text{ cm}^{-3}\text{s}^{-1}$ ,  $N_C=10^{20} \text{ cm}^{-3}$  alınmıştır

Dikkat edilirse hem Şekil 4.4'a, hem de Şekil 4.5a' da  $F_{dc}=1,5 \times 10^{15}$  foton/cm<sup>2</sup>s gibi yüksek foton akısına ulaşıldığında taranan frekans aralığında herhangi bir faz kayması maksimumu gözlenmemektedir. Eş.2.70' e göre, modülasyon frekansının 10Hz-10kHz arasında değiştirilmesiyle  $E_{\omega_n}$  ile bant aralığında  $E_c-E_{\omega_n}=0,63-0,46$  eV' luk bir enerji aralığı taranmaktadır, ancak Eş.2.74 'e göre  $F_{dc}=1,5 \times 10^{15}$  foton/cm<sup>2</sup>s foton akısında  $E_{tn}$  'in iletim bandı kenarına uzaklığı  $E_c-E_{tn}=0,47$ eV olarak bulunur. Dolayısıyla  $E_{tn}$  düzeyi  $E_{\omega_n}$  ile taranan bölgenin neredeyse dışına çıkmaktadır (Bkz. Şekil 4.7) ve bu nedenle bu foton akısı için taranan frekans aralığında yüksek frekans bölgesinden düşük frekans bölgesine geçiş gözlenmemektedir, başka bir deyişle taranan tüm enerji aralığı düşük frekans bölgesine düşmektedir.

Şekil 4.4a ve Şekil 4.5a' daki faz eğrilerinde göze çarpan başka bir durum da artan foton akılarıyla faz açılarında gözlenen küçülmedir. Bu durum foton akısı arttıkça  $E_{tn}$  sözde-Fermi düzeyinin band kenarına doğru kayması ve bu düzeyin altında kalan bir enerji düzeyindeki tuzak için elektron bulunma olasılığının artmasının bir sonucudur. Böylece belli bir  $\omega$  modülasyon frekansına karşı gelen  $E_{\omega}$  düzeyindeki tuzaklar, foton akısı arttıkça giderek daha derin birer tuzak haline gelir ve taşıyıcıların yeniden birleşme olasılığı tuzaklanma-salınma olasılığına göre daha da artar (Bkz. Şekil 2.5). Bu yüzden gözlenen faz açıları da artan foton akısıyla küçülür.

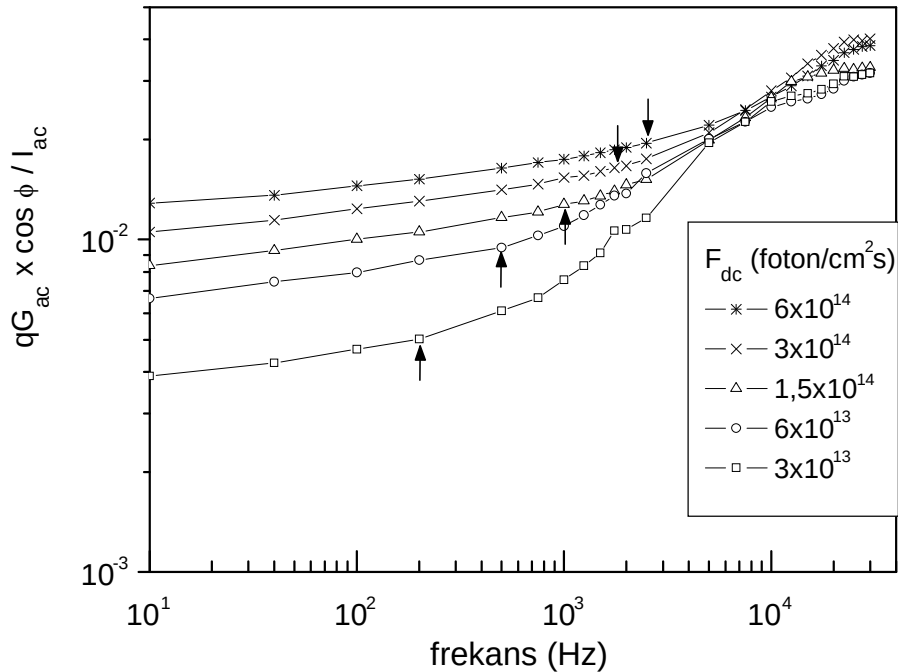


**Şekil 4.7.** Sabit sıcaklıkta farklı iki foton akısı için  $E_{tn}$  düzeyinin  $E_{\omega_n}$  ile taranan bölge içindeki konumu, yüksek ve düşük frekans bölgeleri

#### 4.3. Yakalama Katsayılarının Belirlenmesi

Kesim 2.3.3' de Eş.2.79' un çıkarımında ayrıntılarıyla açıklandığı gibi düşük frekans bölgesinden yüksek frekans bölgesine geçiş, çizilecek  $\cos\Phi / I_{ac}$  eğrilerinden de gözlenebilir ve bu eğriler yardımıyla  $\omega_0$  geçiş frekansı belirlenebilir. Düşük frekans bölgesinde  $\cos\Phi / I_{ac}$  sabitken, yüksek frekans bölgesinde frekansla doğru orantılı olarak artmaktadır, buna göre  $\cos\Phi / I_{ac}$  eğrisinin sabit olduğu bölgeden artışa eğilimine geçtiği nokta  $\omega_0$  geçiş frekansını verir.

Şekil 4.8' de,  $F_{dc}=3 \times 10^{13} - 6 \times 10^{14}$  foton/cm<sup>2</sup>s aralığındaki foton akıları için daha önce Şekil 4.5' de verilen faz kayması  $\Phi$  ve ac fotoakım  $I_{ac}$  verilerinden hesaplanan  $\cos\Phi / I_{ac}$  değerleri, foton akısı bağımlılığını ortadan kaldırmak için  $qG_{ac}$  ile çarpılıp normalize edilerek çizilmiştir. Herbir foton akısı için düşük frekans bölgesinden yüksek frekans bölgesine geçiş belirleyen  $\omega_0$  geçiş frekansı, eğrilerin üzerinde ok işaretleriyle vurgulanmıştır. Beklenildiği gibi bu değerler, faz kayması  $\Phi$ , ac fotoakım  $I_{ac}$  ve akımın faz dışı bileşeni  $I_y$  eğrilerinden elde edilen ve Çizelge 4.1 'de verilen  $\omega_0$  değerleriyle uyum içindedir.



**Şekil 4.8.** Farklı foton akıları için Şekil 4.5' deki faz kayması ve ac fotoakım verilerinden elde edilen  $\cos\Phi / I_{ac}$  eğrileri

Şekil 4.8' de, yüksek frekanslarda, tüm eğrilerin çakışmakta olduğu görülmektedir. Bu beklenen bir durumdur; çünkü foton akısı hangi değeri alsın her bir eğrinin kendine ait geçiş frekansından yeterince yüksek frekanslarda aynı DOS' u verecek şekilde aynı değerleri alması gerekir. Farklı foton akıları için gözlenen eğrilerin yüksek frekanslarda birbirini kesmeden çakışması, aynı zamanda taranan enerji aralığında aynı yakalama sabitine sahip tek tür tuzaklar olduğunun da göstergesidir. Çünkü  $\omega_0 = c_n n_{dc} + c_p p_{dc}$  tanımı gereği farklı  $c_n$  ,  $c_p$  yakalama katsayılarına sahip her bir tür tuzak için farklı  $\omega_0$  geçiş frekansı söz konusudur. Başka bir deyişle belirli bir  $\omega$  modülasyon frekansında aynı enerji düzeyinde yerleşmiş farklı türde iki tuzaktan biri yüksek frekans bölgesinde iken, diğeri henüz düşük frekans bölgesinde yer alabilir. (Bkz. Kesim 7.1) Bu durumda  $\cos\Phi / I_{ac}$  eğrilerinde belirgin olarak tek bir  $\omega_0$  geçiş frekansı gözlenmesi çok güçtür ve eğriler birbirini kesebilir.

Kesim 2.3.3' de anlatıldığı üzere  $\cos\Phi / I_{ac}$  eğrilerinden saptanan  $\omega_0$  geçiş frekansından yararlanarak dağılımdaki tuzaklara ait yakalama katsayıları bulunabilir ve böylece Kesim 2.3.2'de Eş.2.58 ve Kesim 2.3.3'de Eş.2.69 ile verilen Bruggemann denklemi yardımıyla yapılacak DOS hesabında, bağıl DOS değerlerinden mutlak DOS değerlerine ulaşılabilir. Çizelge 4.2' de, Şekil 4.6' da her bir foton akısı için eğriler üzerinde oklarla belirlenmiş  $\omega_0$  geçiş frekansı değerleri ve bu değerler kullanılarak, Kesim 2.33' de çıkarımı yapılan Eş.2.79 yardımıyla hesaplanan  $c_n$  yakalama sabitleri gösterilmektedir. Elektronlar için yaygın durum mobilitesi  $\mu_n = 10 \text{ cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$  alınarak hesaplanan değerlere bakıldığında, yakalama sabiti için ortalama  $c_n \approx 1 \times 10^{-8} \text{ cm}^3 \text{s}^{-1}$  'lik bir değer bulunur ki; bu değer a-Si:H örnekler için verilen tipik bir değerdir.

**Çizelge 4.2.**  $\cos\Phi / I_{ac}$  eğrilerinden saptanan  $\omega_0$  geçiş frekansından yararlanarak dağılımdaki tuzaklara ait yakalama katsayıları

| Foton akısı<br>$F_{dc} (\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1})$ | Geçiş frekansı<br>$\omega_0 (\text{s}^{-1})$ | Yakalama sabiti<br>$c_n (\text{cm}^3 \text{s}^{-1})$ |
|--------------------------------------------------------|----------------------------------------------|------------------------------------------------------|
| $3 \times 10^{13}$                                     | 200                                          | $1,25 \times 10^{-8}$                                |
| $6 \times 10^{13}$                                     | 500                                          | $1,5 \times 10^{-8}$                                 |
| $1,5 \times 10^{14}$                                   | 1000                                         | $1,2 \times 10^{-8}$                                 |
| $3 \times 10^{14}$                                     | 2000                                         | $1,4 \times 10^{-8}$                                 |
| $6 \times 10^{14}$                                     | 2500                                         | $0,9 \times 10^{-8}$                                 |

#### 4.4. Yerelleşmiş Durum Yoğunluğu Hesaplanması

##### 4.4.1. Yüksek frekans bölgesinde durum yoğunluğu hesabı

Kesim 2.3.3' de daha önce belirtildiği gibi yüksek frekans bölgesinde Eş.2.69' daki Brüggemann denkleminde gerekli parametreler yerine konularak faz kayması ve ac fotoakım verilerinden yerelleşmiş durum yoğunluğu (Density Of States-DOS) hesabı yapılabilir. Ancak Brüggemann denkleminde DOS hesabı yapılabilmesi için modüle fotoakıma elektron ve holelerden gelen katkının ayırdedilebilir olması, dolayısıyla bir tür taşıyıcının iletme baskın olarak katkıda bulunması gerekir. Kesim 2.3.3' de incelendiği gibi modüle edilmiş fotoakım iki tür taşıyıcıdan  $c_n(E_\omega)/\mu$  oranı küçük olanlar tarafından kontrol edilir ve Brüggemann denklemi ile o taşıyıcılara ait (elektronlar için denge Fermi düzeyinin üstündeki, deşikler için denge Fermi düzeyinin altındaki) DOS elde edilir.

a-Si:H için elektron mobilitesi deşik mobilitesinden çok daha büyük olmakla beraber ( $\mu_n=10 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ ,  $\mu_p=1 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ ) özellikle band uzantılarında elektron tuzaklanma düzeylerine ait DOS (elektron DOS'u), deşik tuzaklanma düzeylerine ait DOS (deşik DOS'u) 'dan daha düşük değerler alır. Bu nedenle elektronlar için  $c_n(E_\omega)/\mu$  oranı deşiklerinkinden daha küçüktür ve iletme elektronların katkısı daha fazladır, böylece a-Si:H için band aralığının üst yarısındaki DOS hakkında bilgi alınır.

Şekil 4.9' da D2 nolu örnek için, Eş.2.69' daki Brüggemann denklemi yardımıyla

$$\frac{c_n N(E_{\omega_n})}{\mu_n} = \frac{2}{\pi kT} \left[ \text{Se} \mathcal{E} G_{ac} \frac{\sin \phi}{|I_{ac}|} - \omega \right] \quad (2.69)$$

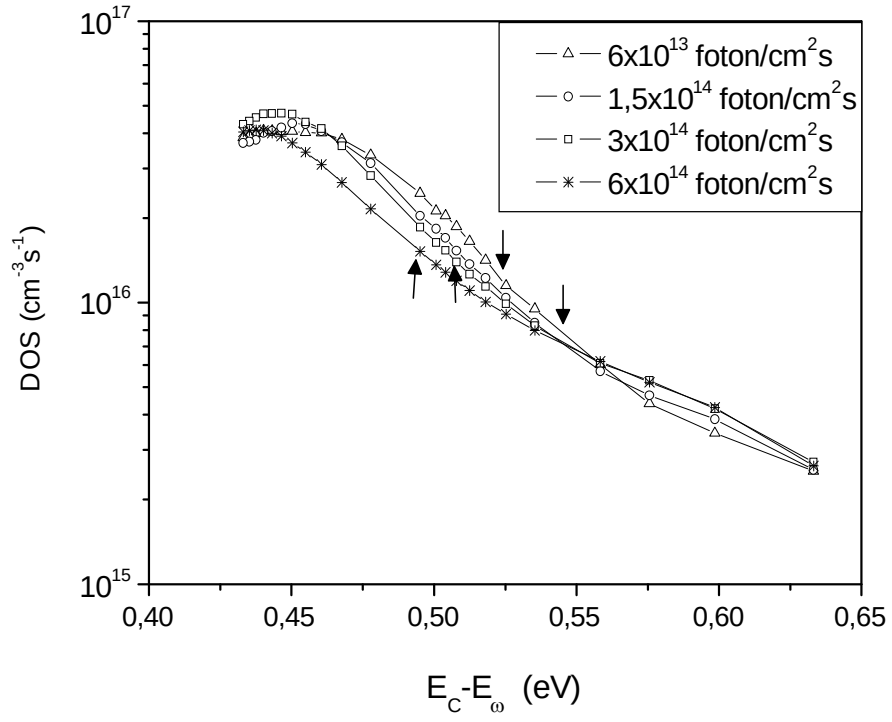
elektronlar için yakalama katsayısı  $c_n=1 \times 10^{-8} \text{ cm}^3\text{s}^{-1}$  ve yaygın durum mobilitesi  $\mu_n=10 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$  alınarak, Şekil 4.5' de verilen faz kayması ve ac fotoakım verilerinden hesaplanan DOS değerleri görülmektedir.  $\omega$  modülasyon frekansına karşı gelen  $E_{\omega_n}$  probe enerjisinin konumu ise Eş.2.70 ile

$$E_c - E_{\omega_n} = kT \ln \left( \frac{c_n N_c}{\omega} \right) \quad (2.70)$$

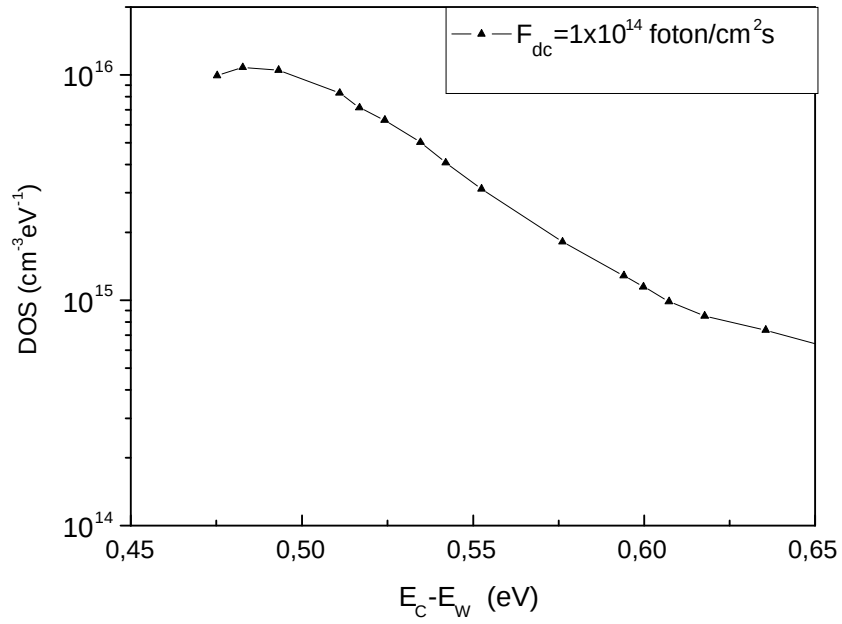
iletim bandı kenarındaki etkin durum yoğunluğu  $N_C=10^{20} \text{ cm}^{-3}$  alınarak hesaplanmıştır. Yine her bir eğri üzerinde, o eğriye ait  $\omega_0$  geçiş frekansı oklarla gösterilmiştir.

Şekil 4.9' dan görüldüğü gibi bütün foton akılarında bulunan DOS değerleri yaklaşık olarak aynıdır. Ancak Kesim 2.3.1 ve 2.3.3' de dikkat çekildiği üzere Brüggeman denkleminle yalnızca yüksek frekans bölgesinde, yani  $\omega_0$  geçiş frekansından yeterince yüksek frekanslarda doğru DOS değerleri hesaplanabilir. Düşük frekans bölgesinde ac fotoakım yoğunlukla sabit kalırken faz açıları sıfıra doğru azaldığı (Bkz. Şekil 4.5) için, bu veriler kullanılarak Brüggemann denkleminle yapılacak hesaplamada gerçek dışı, sürekli azalan DOS değerleri bulunur. Dolayısıyla Şekil 4.9' daki eğrilerde ok işaretinin sağ tarafında kalan ( yani  $\omega_0$  geçiş frekansından düşük frekanstaki enerjilere karşı gelen) DOS değerlerinin dikkate alınmaması gerekir. Şekil 4.10' da benzer yöntem kullanılarak D1 nolu örnek için elde edilen DOS spektrumu verilmiştir.

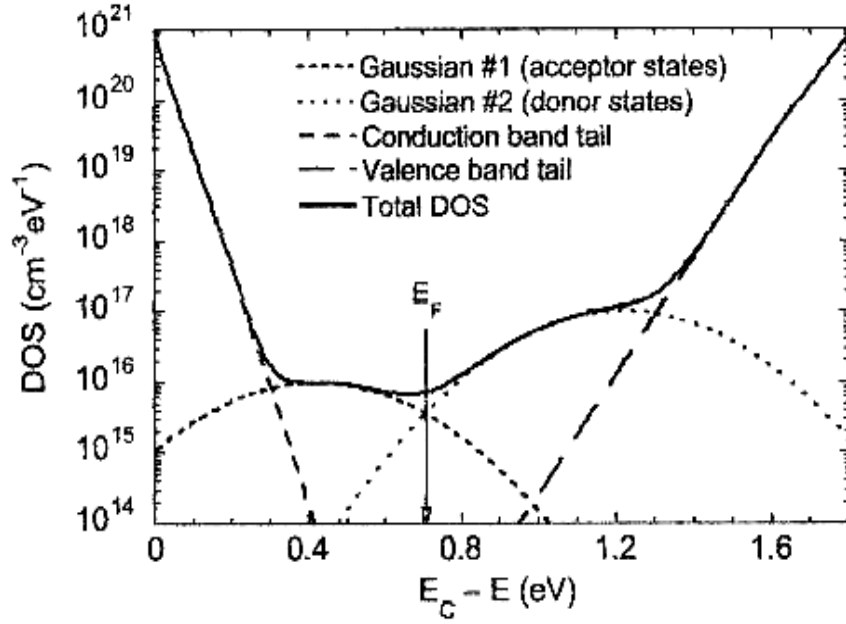
Şekil 4.11' de (Kleider et al, 2004) tarafından yapılan modellemede kullanılan ve DOS hesaplamada kullanılan karakterizasyon yöntemleriyle a-Si:H için gözlenmiş tipik bir DOS spektrumu görülmektedir. DOS spektrumu, üstel band uzantıları ile donör ve akseptör düzeylere ait iki Gaussian dağılımdan oluşmaktadır. İletim ve değerlik bandı uzantıları için karakteristik sıcaklıklar sırasıyla  $T_V=600 \text{ K}$  ve  $T_C=300 \text{ K}$ , akseptör düzeylere ait birinci Gaussian dağılımın merkezi  $E_C-E_{\max1}=0,42 \text{ eV}$ , donör düzeylere ait ikinci Gaussian dağılımın merkezi ise  $E_C-E_{\max2}=1,22 \text{ eV}$ ' dendir ve her iki dağılım için tepe değeri  $N_{\max1}=N_{\max2}=10^{16} \text{ cm}^{-3}\text{eV}^{-1}$  ve standard sapma  $\sigma_1=\sigma_2=0,2\text{eV}$ 'dir



**Şekil 4.9.** Şekil 4.5' de verilen D2 nolu örneğe ait faz kayması ve modüle fotoakım verilerinden elde edilen DOS spektrumu



**Şekil 4.10.** Şekil 4.4' de D2 nolu örneğe ait faz kayması ve modüle fotoakım verilerinden elde edilen DOS spektrumu



**Şekil 4.11.** a-Si:H için farklı yöntemlerle elde edilmiş tipik DOS spektrumu

Şekil 4.9 ve Şekil 4.10' da elde edilen DOS değerleri, Şekil 4.11' de verilen spektrumun ilgili enerji aralığındaki DOS değerleri ile karşılaştırıldığında, sonuçların uyum içinde olduğu ve bu değerlerin dağılımdaki akseptör düzeylere ait olduğunu söylemek mümkündür. Ancak Şekil 4.11' de de görüldüğü gibi a-Si:H için denge Fermi düzeyinin yaklaşık  $E_C - E_F = 0,7$  eV' de konumlandığı göz önünde tutulursa, iletim bandı kenarıyla denge Fermi düzeyi arasında kalan yarı band aralılığındaki DOS 'un yaklaşık 0,25 eV' luk küçük bir kısmının tarandığı görülmektedir. Eş.2.70' e göre oda sıcaklığında modülasyon frekansının  $\omega = 10^{-3} \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$  aralığında değiştirilmesiyle,  $E_\omega$  probe enerjisiyle yaklaşık 0,25 eV' luk bir enerji aralığı taranabilmektedir. Bu yüzden DOS' un farklı bölgelerini tarayabilmek için sıcaklığın değiştirilmesi gerekir. Ancak sıcaklığı değiştirmek örneğe ait *mobilité*  $\mu$ , *yakalama etkin kesiti*  $\sigma$ , *emiyon katsayısı*  $e_n$  ve *etkin durum yoğunluğu*  $N_C$  gibi sıcaklığa bağlı parametrelerin de değişmesine neden olacaktır. Bu yüzden çalışılan sıcaklıklar için bu parametrelerin aldığı değerlerin bilinmesi gerekir .

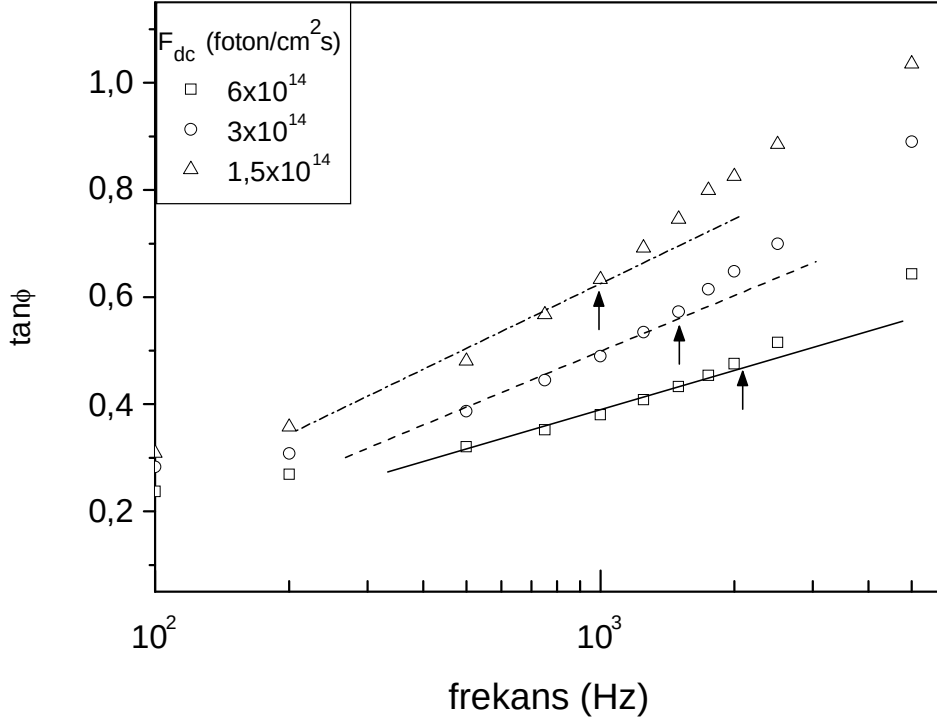
#### 4.4.2. Düşük frekans bölgesinde durum yoğunluğu hesabı

Kesim 2.3.3' de incelendiği gibi Brüggemann denkleminin artık doğru sonuçlar vermediği düşük frekans durumunda da, farklı bir yöntemle DOS hesabı yapmak olasıdır. Düşük frekans bölgesinde  $\tan\Phi$ , modülasyon frekansı  $\omega$  ile doğru orantılı olarak değişir ve frekansa karşı  $\tan\Phi$  grafiğinin eğimi Eş.2.73 'de

$$N(E_{tn}) = \frac{2G_{dc}}{kT} \frac{\tan\phi}{\omega} \quad (2.73)$$

yerine konularak sadece tuzaklanmış taşıyıcılar için sözde Fermi düzeyindeki durum yoğunluğu bulunabilir. Ancak bilindiği gibi sabit sıcaklıkta foton akısının değiştirilmesiyle sözde Fermi düzeyi  $E_{tn}$  'in band aralığı içindeki konumu da değişeceğinden, farklı foton akılarında  $E_{tn}$  'in her bir konumu için DOS hesaplanarak bir DOS spektrumu elde edilebilir.

Şekil 4.12' de, Şekil 4.5' deki farklı foton akılarında gözlenen faz kayması verilerinden yararlanılarak çizilen  $\tan\Phi$ - $\omega$  eğrileri ve  $\tan\Phi$ ' nin  $\omega$  ile doğrusal olarak değiştiği bölgede eğim hesaplamak için çizilen doğrular gösterilmektedir. Karışıklık olmaması için ilgilenilen frekans aralığında ve yalnızca üç farklı foton akısındaki değerler gösterilmiştir. Şekil 4.12' de ayrıca  $\tan\Phi$  eğrilerinin doğrusal kesimden sapmaya başladığı frekans değerleri ok işaretleriyle vurgulanmıştır. Beklenildiği gibi bu değerler de Şekil 4.5' de verilen modüle fotoakım  $I_{ac}$  ve Şekil 4.8' de verilen  $\cos\Phi/I_{ac}$  eğrilerinden saptanan  $\omega_0$  geçiş frekansı değerleriyle uyum içindedir, çünkü düşük frekans bölgesinde  $\tan\Phi$ ,  $\omega$  ile doğrusal olarak değişirken, yüksek frekans bölgesinde doğrusal değişmemektedir.

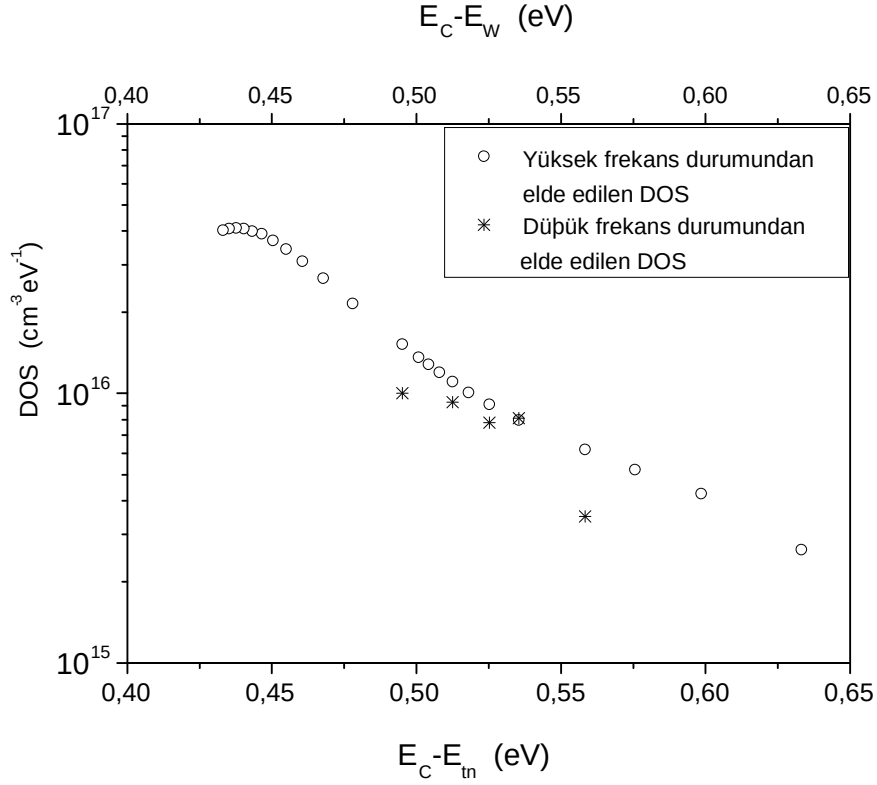


**Şekil 4.12.** Şekil 4.3' deki faz kayması verilerinden elde edilen  $\tan\Phi$  eğrileri

Çizelge 4.3' de farklı foton akıları için, bir kısmı Şekil 4.12' de gösterilen  $\tan\Phi-\omega$  doğrularının eğimi, Eş 2.74' ile hesaplanan sözde Fermi enerjisi  $E_{tn}$ ' nin konumu ve Eş.2.73 ile hesaplanan bu enerjideki DOS değerleri görülmektedir. Şekil 4.13' de ise düşük frekans durumunda hesaplanan bu DOS değerleri ile bir önceki kesimde yüksek frekans durumunda hesaplanan ve Şekil 4.9' da verilen DOS değerleri birlikte çizilmiştir.

**Çizelge 4.3.** farklı foton akıları için,  $\tan\Phi-\omega$  doğrularının eğimi ve  $E_{tn}$ ' düzeyindeki durum yoğunluğu

| Foton akısı $F_{dc}$<br>(foton/cm <sup>2</sup> s) | Taşıyıcı yaratım<br>hızı<br>$G_{dc}$ (cm <sup>-3</sup> s <sup>-1</sup> ) | $\tan\Phi/\omega$<br>doğrusunun<br>eğim(s) | $E_C-E_{tn}$<br>(eV) | $N(E_{tn})$<br>( cm <sup>-3</sup> .eV <sup>-1</sup> ) |
|---------------------------------------------------|--------------------------------------------------------------------------|--------------------------------------------|----------------------|-------------------------------------------------------|
| $3 \times 10^{13}$                                | $1,6 \times 10^{17}$                                                     | $2,8 \times 10^{-4}$                       | 0,56                 | $3,5 \times 10^{15}$                                  |
| $6 \times 10^{13}$                                | $3,2 \times 10^{17}$                                                     | $3,4 \times 10^{-4}$                       | 0,54                 | $8,7 \times 10^{15}$                                  |
| $1,5 \times 10^{14}$                              | $8,2 \times 10^{17}$                                                     | $1,2 \times 10^{-4}$                       | 0,52                 | $7,8 \times 10^{15}$                                  |
| $3 \times 10^{14}$                                | $1,6 \times 10^{18}$                                                     | $7,3 \times 10^{-4}$                       | 0,51                 | $9,3 \times 10^{15}$                                  |
| $6 \times 10^{14}$                                | $3,2 \times 10^{18}$                                                     | $4,2 \times 10^{-4}$                       | 0,49                 | $1,0 \times 10^{16}$                                  |



**Şekil 4.13.** Yüksek frekans ve düşük frekans durumlarında elde edilen DOS spektrumlarının karşılaştırması

Şekil 4.13’ de verilen yüksek frekans ve düşük frekans durumunda farklı yöntemlerle elde edilen DOS spektrumları karşılaştırıldığında yakın değerler aldıkları görülmektedir. İdeal durumda bu eğrilerin çakışması beklenir, ancak  $\tan\Phi - \omega$  doğrularının eğimlerinin hesaplanmasında yapılabilecek hatalar ve yüksek frekans durumunda Brüggemann denklemleri ile DOS hesabında  $c_n$  yakalama sabitlerinin gerçek değerinden farklı seçilmesi eğrilerin farklı çıkmasına neden olabilir. Dikkat edilirse yüksek frekans durumunda DOS hesabında kullanılan Eş.2.69’ daki Brüggemann denkleminde bulunan DOS değerleri  $c_n$  yakalama sabitlerine bağlı iken, düşük frekans durumunda Eş.2.73 ile bulunan DOS değerleri  $c_n$  yakalama sabitlerinden bağımsızdır. Böylece aynı enerji değerleri için yüksek frekans durumu ve düşük frekans durumunda farklı yöntemlerle hesaplanan DOS değerlerini çakıştıracak şekilde uygun yakalama sabitleri seçerek, gerçek değerlerini bulmak olasıdır.

## 5. SONUÇ VE ÖNERİLER

Bu tez çalışmasında plazma biriktirme sisteminde hazırlanmış hidrojenlendirilmiş amorf silyum denekler üzerinde, modüle edilmiş fotoiletkenlik ölçümleri yapılmıştır. Öncelikle modüle edilmiş fotoiletkenlik yönteminin teorisi; ilk olarak Oheda' nın yaptığı istatistikten başlayıp, Brüggemann'ın getirdiği yenilik ve ardından Kleider yaklaşımına yer verilerek; her bir yöntemin varsayımları, kullandıkları bağıntılar, üstün ve zayıf yanları tartışılarak ayrıntıları ile incelenmiştir.

İtalya- ENEA Araştırma Laboratuvarından temin edilen ve Hacettepe Üniversitesi Fizik Mühendisliği Bölümünde plazma biriktirme yöntemi ile hazırlanan iki farklı set a-Si:H örnekler üzerinde, oda sıcaklığında ölçülen modüle fotoakım ve faz kayması değerlerinin denek üzerine gönderilen foton akısına göre değişimi incelenmiştir. Ölçüm sonuçlarından yararlanarak kusur düzeylerin elektronlar için yakalama etkin kesiti hesaplanmış, taranan enerji aralığında yerleşmiş durum yoğunluğu (DOS) elde edilmiştir. Yüksek frekans bölgesi ve düşük frekans bölgesi için farklı yöntemlerle elde edilen DOS değerleri mevcut modeller çerçevesinde değerlendirilmiş ve literatürdeki değerlerle karşılaştırılmıştır.

Modüle edilmiş fotoiletkenlik yöntemi ile inceleme yapılırken, tuzaklanmış elektronun ısıtılma hızının, modülasyon frekansı ile çakışık olduğu enerji düzeyini tanımlayan “probe” enerji  $E_{\omega}$  kavramı getirilmiştir.  $E_{\omega}$  enerjisinin yukarıdaki tuzaklarda bulunan elektronlar,  $\omega$  frekansına göre çok çabuk salındığından ( $e_n(E_t) \gg e_n(E_{\omega})$  olduğundan) bu tuzaklardan faz kaymasına belirgin bir katkı gelmemektedir. Benzer şekilde  $E_{\omega}$  düzeyinin yeterince altında kalan tuzaklar da, modülasyonun zaman skalasına göre çok yavaş elektron alıp-verdiğinden ( $e_n(E_t) \ll e_n(E_{\omega})$  olduğundan) bu tuzaklardan da faz kaymasına herhangi bir katkı gelmez. Ancak,  $E_{\omega}$  civarındaki tuzaklarda bulunan elektronlar ac sinyalin periyoduna yakın sürelerde iletme katıldığı için, faz kaymasından bu tuzaklar sorumludur.

Belli bir  $\omega$  frekansında, ac fotoakım büyüklüğü ve deneğe gelen ışık arasındaki faz farkı ölçülerek,  $\omega$  frekansına karşılık gelen  $E_{\omega}$  enerjisindeki durum yoğunluğu

bulunmaktadır. Böylece modülasyon frekansının değiştirilmesiyle,  $E_{\omega}$  ile band aralığında belli aralıklar taranarak bir DOS spektroskopisi elde edilebilmektedir. Bruggemann denklemi ile doğru DOS değerlerinin hesaplanabilmesi için, geçiş frekansından yeterince yüksek frekanslarda çalışmak veya başka bir deyişle  $E_{wn}$  ( $E_{wp}$ ) probe enerjisinin  $E_{tn}$  ( $E_{tp}$ ) düzeyinin yeterince üzerinde (altında) olması gerekir. Bu koşulun sağlanmasının bir yolu, olabildiğince düşük foton akıları ile çalışmaktır. Dolayısıyla yeniden-birleşme merkezlerinden değil, yalnızca tuzak olarak davranan yerelleşmiş düzeylerden doğru DOS bilgisi elde edilmektedir.

Belirli sıcaklıkta ışıgın modülasyon frekansına bağlı olarak  $E_{\omega n}$  ( $E_{\omega p}$ ) probe enerjilerinin konumu değiştiğinde, modüle edilmiş fotoiletkenlik deneyinde çalışılan frekans ve foton akısına bağlı olarak, literatürle uyumlu, iki farklı bölge gözlenmiştir: yüksek frekans bölgesi ( $E_{\omega n} > E_{tn}$  ve  $E_{\omega p} < E_{tp}$ ) ve düşük frekans bölgesi ( $E_{\omega n} < E_{tn}$  ve  $E_{\omega p} > E_{tp}$ ). Yüksek frekanslar bölgesinde,  $E_{wn}$  ( $E_{wp}$ ) probe enerjisi  $E_{tn}$  ( $E_{tp}$ ) 'in yukarısına (aşağısına) boş olan taşıyıcı tuzaklarına doğru kaymakta ve modüle fotoakım, bu boş tuzaklar üzerinden tuzaklanıp-salınan taşıyıcılarla kontrol edilmektedir. Düşük frekanslara inildikçe,  $E_{wn}$  ( $E_{wp}$ ) probe enerjisi,  $E_{tn}$  ( $E_{tp}$ ) 'in aşağısına (yukarısına) diğer bir deyişle, yeniden-birleşme merkezlerine doğru kayar ve bu durumda modüle fotoakım, yeniden-birleşme mekanizması ile kontrol edilir. Yeniden-birleşme olayında tuzaklanan taşıyıcılar yeniden ilgili bantlara uyarılamadığından ilettime katılamazlar ve bu yüzden yeniden birleşme merkezlerinden ne modüle edilmiş fotoakıma, ne de faz kaymasına herhangi bir katkı gelmez. Bu bölgelerin ayrımı yapılırken, tuzaklanmış taşıyıcılar için sözde Fermi düzeyine (elektronlar için  $E_{tn}$ , deşikler için  $E_{tp}$ ) karşılık gelen  $\omega_0$  geçiş frekansı tanımı kullanılmıştır.

Sözde Fermi düzeyinin konumunu değiştirmek için sabit sıcaklıkta ışık şiddeti değiştirilebileceği gibi, belirli bir ışık şiddetinde sıcaklıkta değiştirilebilir. Bu yöntemlerden ilki malzemenin sıcaklığa bağlı parametrelerini (mobilité, yakalama sabiti vb) değiştirmeden bir tarama imkanı sunduğu için avantajlıdır. Ancak sabit sıcaklıkta ışık şiddetini değiştirerek taranabilecek enerji aralığı da kısıtlıdır. Özellikle amorf yapılarda yüksek ışık şiddetlerine çıkıldığında, Steabler-Wronski

olayının etkisiyle malzemenin yapısını değiştirilip durum yoğunluğunun artmasına neden olunabilir.

Modülasyon frekansının 10Hz-20kHz aralığında değiştirilmesiyle frekansa bağlı olarak ölçülen, faz kayması ( $\Phi$ ), modüle edilmiş fotoakımın büyüklüğü ( $I_{ac}$ ) ve modüle edilmiş fotoakımın faz dışı bileşeni ( $I_y$ ) grafikleri incelendiğinde, faz kaymasının düşük frekans bölgesinde frekansla arttığı, yüksek frekans bölgesinde artışına devam edip yayvan bir tepeye ulaştıktan sonra azaldığı gözlenmiştir. Modüle edilmiş fotoakım düşük frekans bölgesinde sabit kalırken, yüksek frekans bölgesinde azalmakta, modüle edilmiş fotoakımın faz dışı bileşeni ( $I_y$ ) ise geçiş frekansında belirgin bir maksimum vermektedir. Bu değişimler, a-Si:H denekler için literatürde rastlanılan ve çalışılan sıcaklık aralığı ve foton akısına bağlı olarak frekans ekseninde kaymalar gösteren, davranışlardır.

Modüle edilmiş fotoakım ölçümlerinde foton akısının etkisini incelemek için, oda sıcaklığında, dc foton akısı  $1 \times 10^{13}$ - $1.5 \times 10^{15}$  foton /  $\text{cm}^2 \text{ s}$  aralığında değiştirilmiştir. Artan foton akıları için faz maksimumları yüksek frekanslara doğru kayarken, gözlenen faz farkları da giderek azalmaktadır. Modüle fotoakım ve bu akımın faz dışı bileşeni de, faz farkını takip edecek şekilde artan foton akısıyla yüksek frekanslara doğru kaymaktadır. Bu eğrilerden  $\omega_0$  geçiş frekansı ve buna karşı gelen  $E_{fn}$  düzeyinin bant aralığı içindeki konumu bulunmuştur. Bu eğrilerden saptanan  $E_{fn}$  düzeyinin konumunun, dc fotoiletkenlik verisinden hesaplanan  $E_{fn}$  düzeyi ile birbirlerine çok yakın olduğu ve teoride öngörüldüğü gibi artan foton akıları için birbirlerini takip edecek şekilde iletim bandı kenarına doğru kaydığı görülmektedir.

Düşük frekans bölgesinden yüksek frekans bölgesine geçişi belirleyen  $\omega_0$  geçiş frekansı, modüle fotoakım ve faz dışı bileşeni eğrilerinin yanısıra, faz kayması ve ac fotoakım verileri yardımıyla çizilerek  $\cos\Phi / I_{ac}$  eğrilerinden de hesaplanmıştır.  $\cos\Phi / I_{ac}$  değerleri, düşük frekans bölgesinde sabitken, yüksek frekans bölgesinde frekansla doğru orantılı olarak artmaktadır, buna göre  $\cos\Phi / I_{ac}$  eğrisinin sabit olduğu bölgeden artış eğilimine geçtiği nokta  $\omega_0$  geçiş frekansını vermektedir. Farklı foton akıları için deneysel olarak gözlenen faz kayması ve modüle fotoakım verilerinden elde edilen  $\cos\Phi / I_{ac}$  eğrileri, tek bir noktada belirgin

bir kırılma göstererek yüksek frekanslarda çakışmaktadır. Buradan bant aralığında taranan bölge içinde aynı yakalama etkin kesitine sahip tek tür tuzaklar olduğu anlaşılmış ve bu eğrilerden saptanan  $\omega_0$  geçiş frekansından yararlanarak dağılımdaki tuzaklara ait yakalama katsayısı bulunmuştur. Elektronlar için yaygın durum mobilitesi  $\mu_n = 10 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$  alınarak hesaplanan yakalama sabiti için, ortalama  $c_n \approx 1 \times 10^{-8} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$  'lik değer bulunmuştur. Bu değer a-Si:H örnekler için, literatürde kullanılan değerdir.

Ölçülen faz kayması ve ac fotoakım verilerinden, Brüggemann denklemi kullanılarak, DOS değerleri hesaplanmıştır. Brüggeman denklemiyle yalnızca yüksek frekans bölgesinde, yani  $\omega_0$  geçiş frekansından yeterince yüksek frekanslarda doğru DOS değerleri hesaplanabilmektedir. Düşük frekans bölgesinde ise, frekansa karşı  $\tan\Phi$  grafiğinin eğimi kullanılarak sadece tuzaklanmış taşıyıcılar için sözde Fermi düzeyindeki durum yoğunluğu bulunmuş, ancak sabit sıcaklıkta foton akısının değiştirilmesiyle, bu foton akılarında  $E_{in}$  'in her bir konumu için DOS hesaplanarak bir DOS spektrumu elde edilmiştir. Düşük frekans bölgesinde ve yüksek frekans bölgesinde farklı yöntemlerle hesaplanan DOS spektrumları beklenildiği üzere yaklaşık aynı çıkmıştır. İdeal durumda bu spektrumların çakışması beklenir, ancak yüksek frekans durumunda Brüggemann denklemi ile DOS hesabında  $c_n$  yakalama sabitlerinin gerçek değerinden farklı seçilmesi eğrilerin farklı çıkmasına neden olabilir. Brüggemann denkleminde bulunan DOS değerleri  $c_n$  yakalama sabitlerine bağlı iken, düşük frekans bölgesinde  $\tan\Phi$ - $\omega$  eğrilerinden bulunan DOS değerleri  $c_n$  yakalama sabitlerinden bağımsızdır. Böylece aynı enerji değerleri için yüksek frekans durumu ve düşük frekans durumunda farklı yöntemlerle hesaplanan DOS değerlerini çakıştıracak şekilde uygun yakalama sabitleri seçerek, gerçek değerlerini bulmak da olasıdır.

a-Si:H için denge Fermi düzeyinin yaklaşık  $E_C - E_{Fi} = 0,7 \text{ eV}$  'de konumlandığı göz önünde tutulursa, iletim bandı kenarıyla denge Fermi düzeyi arasında kalan yarı band aralığındaki DOS 'un yaklaşık  $0,25 \text{ eV}$  'luk küçük bir kısmının tarandığı görülmektedir. Oda sıcaklığında modülasyon frekansının  $\omega = 10^{-3} \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$  aralığında değiştirilmesiyle,  $E_\omega$  probe enerjisiyle yaklaşık  $0,25 \text{ eV}$  'luk bir enerji aralığı taranabilmektedir. Bu yüzden DOS' un farklı bölgelerini tarayabilmek için

sıcaklığın değiştirilmesi gerekir. Ancak sıcaklığı değiştirmek örneğe ait mobilite  $\mu$ , yakalama etkin kesiti  $\sigma$ , emisyon katsayısı  $e_n$  ve etkin durum yoğunluğu  $N_C$  gibi sıcaklığa bağlı parametrelerin de değişmesine neden olacaktır. Bu yüzden çalışılan sıcaklıklar için bu parametrelerin aldığı değerlerin bilinmesi gerekir .

Bunun dışında örnek mobilite aralığından küçük enerjide ışıkla aydınlatılarak bant-altı enerjilerde çalışılabilir. Literatürde, bant-altı enerjilerde yapılan MPC deneylerinin sayısı oldukça azdır. Deneysel çalışmaların bu yönde geliştirilmesi, elektron geçişleri, tuzaklanma-salınma ve yeniden birleşme mekanizmalarının incelenmesi yoluyla, fotoiletkenlik özelliklerinin araştırılmasına ek bir katkı getirecektir.

Deneysel yöntemlerin yanısıra sayısal modelleme yapılarak da DOS spektrumu oluşturulabilir. Modellemede mobilite, yakalama etkin kesiti, emisyon katsayısı vb. parametreler üzerinde oynanarak, DOS spektrumunun şekli ve aldığı değerlerdeki değişiklik incelenilebilir. Modüle edilmiş fotoiletkenlik deney sonuçlarının sayısal modelleme ile desteklenmesi, deneysel ve teorik çalışmaların paralel yürütülmesi, çalışmalara yeni bir boyut kazandıracaktır.

## 6 . KAYNAKLAR

- Ay, İ., 2000 ,Hidrojenlendirilmiş amorf silisyum-azot ( $\alpha$ -SiN<sub>x</sub>:H) alaşımı ince filmlerin optik ve elektriksel özellikleri, H.Ü. Bilim uzmanlığı tezi- Ankara
- Brüggemann, R., Main, C., Berkin, J., Reynolds S., 1990, An evaluation of phase-shift analysis of modulated photocurrents, Philosophical Magazine B, Vol:62 No:11
- Bube. H. R., 1992, Photoelectronic properties of semiconductors, Cambridge University press
- Carlson, D. E. and Wronski, C. R.,1976, Staebler-Wronski effect in amorphous silicon PV and procedures to limit degradation, Appl. Phys. Lett., 28, 671
- Chittick, R. C., Alexander, J. H., Sterling, H. F., 1969, Journal of Electrochemical Soc, 116, 77
- Cohen, M. H., Fritzche, H., Ovshinsky, S. R., 1969, Phys. Rev. Lett. Vol:22, p1065
- Den Boer, W., 1981, Determination of midgap density of states in a-Si:H using space-charge-limited-current measurements J. Phys (Paris), Colloq. 42, C4-451
- Fritzcshe H., Yoon, B., Chi, D.-Z, Tran, M. Q., 1992, Some observations on the photoconductivity of amorphous semiconductors, Journal of Non-Crystalline Solids,
- Hattori, K., Niwano, Y., Okamoto, H., Hamakawa, Y., 1991, Gap states and their capture –cross-section distribution in a-Si:H studied by frequency-resolved photocurrent spectroscopy, Journal of Non-Crystalline Solids, 137&138, 363-366
- Hattori, K., Adachi, Y., Anzai, M., Okamoto, H., Hamakawa, Y., 1994, Modulated photoconductivity study of charged and neutral defects in undoped amorphous silicon, Journal of Applied Physics, Vol:76, No:5, 2841-2850
- Jackson, W. B. and Amer, N. M., 1981, Tetrahedrally bonded amorphous semiconductors American Institute of Physics Conf. Proc., 73, 263
- Jackson, W. B. and Amer, N. M.,1982, Direct measurement of gap state absorption in hydrogenated amorphous silicon by photothermal deflection spectroscopy, Physical Review B 25, 5559
- Kleider, J. P., Longeaud, C., Gueunier, M. E., 2004a,The modulated photocurrent technique : a powerful tool to investigate band gap states in silicon based thin films, Physica Status Solidi C, 5, 1208-1226

- Kleider, J. P., Longeaud, C., Gueunier, M. E., 2004b, Modulated photocurrent to characterize the density of states of thin film semiconductors in the recombination regime, *European Physical Journal Applied Physics*
- Kleider, J. P. and Longeaud, C., 1995, Application of MPC technique to the determination of gap states characteristics in a-Si:H, *Solid State Phenomena*, 44-46, pages 597-646
- Kleider, J. P. and Longeaud, C., 1992, General Analysis of MPC experiment including the contribution of defects and electrons, *Physical Review B* Vol:45, 11672
- Kleider, J. P. and Longeaud, C., 1991, Trapping and recombination via dangling bonds in amorphous and glassy semiconductors under steady state conditions: Application to the MPC experiments, *Physical Review B*, Vol:48,
- Koropecski R. R., Dussan, A., Schmidt, J. A., Arce, R. D., Buitrag, R. H., 2003 On the validity of defect density determinations by the recombination-regime modulated photoconductivity technique, *Thin Solid Films*
- Koropecski R. R., Schmidt, J. A., Arce, R. D., 2002, Density of states in the gap of amorphous semiconductors determined from modulated photocurrent measurements in the recombination regime, *Journal of Applied Physics* Vol:91, No:11
- Kounavis P., 2003, Modulated photocurrent spectroscopy for the determination of the capture coefficients and the density of the gap states of disordered semiconductors, *Recent Res. Devel. Physics*, 4, 773-807
- Kounavis P., 2001, Analysis of the modulated photocurrent experiment, *Physical Review B*, Vol: 64
- Kounavis, P. and Mytilineou, E., 1999, Photostructural changes in amorphous semiconductors studied by the modulated photocurrent method *Journal of Physics: Condensed Matter*, Vol:11, 9105-9114
- Kounavis, P., Mataras, D., Rapakoulas, D., 1996, Effective capture rates of carriers in amorphous hydrogenated silicon, *Journal of Applied Physics* Vol:80, No:4
- Kounavis, P., 1995, Changes in the trapping and recombination process of hydrogenated amorphous silicon in the Staebler-Wronski effect, *Journal of Applied Physics*, Vol:77 No:8
- Madan, A., Show, M. P., 1988, *The Physics and applications of amorphous semiconductors*, Academic Press, 1988

- Main, C., Reynolds, S., Webb, D. P., Rose M. J., 1998, An experimental study of transient and modulated photocurrent density of states spectroscopies Proceedings of the tenth international school on condensed matter physics, 1-4 September 1998, (editors: J.M Marshall, N. Kirov, A. Vavrek, J.M. Maud), page 183
- Morigaki, K., 1984, in semiconductors and semimetals, Vol:21, ed. J. I. Pankove Academic Press, Orlando, part C, page155
- Mott, N. F. and Davis, E. A., 1979, Electronic processes in non-crystalline materials, Oxford Univ. Press, Oxford
- Oheda, H., 1981, Phase-shift analysis of modulated photocurrent: Its application to the determination of the energetic distribution of gap states, Journal of Applied Physics, Vol:52, No:11
- Reynolds, S., Main, C., Webb, D.P., Rose, M.J., 2000, An experimental evaluation of transient and modulated photocurrent density-of-states spectroscopies, Philosophical Magazine B, Vol:80, No:4, 547-559
- Robertson, J., 1985, Theory of defects in amorphous semiconductors, J. of Non-Cryst. Solids, 77-78, 37-46
- Rose. A., 1963, Concepts in photoconductivity and allied physics, Interscience publishers
- Schumm, G., Nitsch, K., Bauer, G. H., 1988a, Gap-state distribution in a-Si:H by modulated photocurrent: shallow-state deep-state conversion and temperature shift of the electron-transport path, Philosophical Magazine B, Vol: 58, No:4
- Schumm, G., Bauer, G. H., 1988b, Energy-resolved defect kinetics in a-Si:H investigated by modulated photocurrents , IEEE, 0160-8371
- Schumm, G., Bauer, G. H., 1989, Spatially resolved and energy-resolved defect kinetics in a-Si:H : A comprehensive study by phase-shift analysis of modulated photocurrents, Physical Review B , Vol:39, No:8
- Shockley, W. and Read, W. T., 1952, Statistics of the recombinations of holes and electrons, Physical Review , Vol :87, No :5
- Simmons, J. G. and Taylor, G. W., 1971, Nonequilibrium steady-state statistics and associated effects for insulators and semiconductors containing an arbitrary distribution of traps, Physical Review B, Vol:4 , No:2
- Simmons, J. G. and Taylor, G. W., 1972, Basic equations for statistics, recombination processes and photoconductivity in amorphous insulators and semiconductors, Journal of Non-Crystalline Solids Vol:8, No:10

- Smail, T. and Mohammed-Ibrahim, T., 1991, Temperature dependence of steady-state photoconductivity in hydrogenated amorphous silicon, Philosophical Magazine, B 64(6), 675-688
- Spear, W. E. and LeComber, P. G., 1975, Solid State Commun., 17, 1193
- Staebler, D. L. and Wronski, C. R., 1976, Reversible conductivity changes in discharge-produced amorphous silicon, Appl. Phys. Lett., 31, 292-294
- Taylor, P. C., 1984, in semiconductors and semimetals, Vol:21, ed. J. I. Pankove Academic Press, Orlando, part C, page99
- Tran, M. Q., 1995, On thermal quenching of the photoconductivity in hydrogenated amorphous silicon, Phill. Mag. B., 72(1), 35-66
- Topçu, E., 1996, Hidrojenlendirilmiş amorf silisyum filmlerde ısı uyarmalı akım (thermal stimulated current-TSC) ve fotoiletkenlik ölçümleri, H.Ü. yüksek mühendislik tezi Ankara,
- Turgu, B., 1986, Hidrojenlendirilmiş amorf silisyum filmlerin elde edilmesi ve karakterizasyonu, H.Ü. Yüksek mühendislik tezi -Ankara,
- Von der Linden, M. B., 1994, Electronic defects in amorphous silicon materials and devices, Ph.D. thesis, Universiteit Utrecht-Holland
- Vanecek, M. J., Kocka, J., Stuchlik, J., Triska, A., 1981, Direct measurement of the gap states and band tail absorption by constant photocurrent method in amorphous silicon, Solid State Commun. 39, 1199

## 7 . EK AÇIKLAMALAR

### 7.1 Simmons-Taylor İstatistiği

Tuzaklanmış taşıyıcılar için dağılım fonksiyonu  $f(E)$  serbest elektron ve deşikler için süreklilik denklemlerinden yararlanılarak bulunabilir. Denge dışı kararlı durum için birim zamanda iletim bandına giren ve bandı terk eden elektron sayısı birbirine eşit olmalıdır. Buna göre

$$\frac{dn}{dt} = G - \int_{E_v}^{E_c} \bar{n}N(E)[1-f(E)]dE + \int_{E_v}^{E_c} e_n N(E)f(E)dE = 0 \quad (7.1)$$

yazılabilir. Burada  $G$  aydınlatmanın etkisiyle değerlik bandından iletim bandına uyarılan elektronları, ikinci terim tuzaklar tarafından yakalanarak iletim bandını terk eden elektronları, üçüncü terim ise tuzaklardan ısı uyarımıyla yeniden iletim bandına uyarılan elektronları ifade etmektedir. Benzer şekilde birim zamanda değerlik bandına giren deşik sayısı, bandı terk eden deşik sayısı da eşit olmalıdır. Buna göre

$$\frac{dp}{dt} = G - \int_{E_v}^{E_c} \bar{p}N(E)f(E)dE + \int_{E_v}^{E_c} e_p N(E)[1-f(E)]dE = 0 \quad (7.2)$$

yazılabilir. Eş.7.2' de yine  $G$  aydınlatmanın etkisiyle değerlik bandında oluşan deşik sayısını, ikinci terim tuzaklanan deşik sayısını, son terim ise tuzaklardan değerlik bandına salınan deşik sayısını vermektedir. Burada  $\bar{n} = c_n n$  ve  $\bar{p} = c_p p$  dir.

Eş.7.1 ve Eş.7.2 birbirine eşitlenirse

$$\int_{E_v}^{E_c} \{e_n f(E) - \bar{n}[1-f(E)] - e_p [1-f(E)] + c_p p f(E)\} N(E) dE = 0 \quad (7.3)$$

yazılabilir. Eş.7.3 bütün  $N(E)$  olası tuzak dağılımları için geçerli olduğundan parantez içindeki ifade sıfıra eşitlenebilir:

$$e_n f(E) - \bar{n}[1-f(E)] - e_p [1-f(E)] + c_p p f(E) = 0 \quad (7.4)$$

Buna göre E enerjisindeki bir tuzak için olasılık fonksiyonu

$$f(E) = \frac{\bar{n} + e_p}{e_n + \bar{n} + e_p + \bar{p}} \quad (7.5)$$

olarak verilir. Eş.7.5' den görüldüğü gibi dağılım fonksiyonu  $f(E)$ , tuzakların elektron ve deşikler için yakalama katsayılarına bağlıdır. Buna göre aynı enerji düzeyinde yerleşmiş, ancak farklı yakalama katsayılarına sahip tuzaklar için  $f(E)$  fonksiyonu da farklı değerler alır veya başka bir deyişle farklı yakalama katsayılarına sahip her tuzak için kendi  $f(E)$  dağılım fonksiyonu geçerlidir.

Denge Fermi düzeyinin üzerindeki enerjiler ( $E > E_{Fi}$ ) için deşik salınım olasılığı  $e_p$ , elektron salınım olasılığına  $e_n$  göre çok küçüktür ( $e_p \ll e_n$ ). Ayrıca Eş.(.)' deki  $e_p$  tanımı ile  $\bar{n} = c_n n = c_n N_c \exp[(E_F - E_c)/kT]$  ve  $\bar{p} = c_p p = c_p N_v \exp[(E_v - E_F)/kT]$  tanımları karşılaştırılırsa her zaman için  $E_v - E_c < E_v - E_F \cong E_F - E_c$  olduğundan  $e_n \ll \bar{n}, \bar{p}$  denilebilir. Buna göre  $e_p$ ,  $e_n$ ,  $\bar{n}$  ve  $\bar{p}$  yanında ihmal edilebilir ve Eş.7.5 yaklaşık olarak

$$f(E) = \frac{\bar{n}}{e_n + \bar{n} + \bar{p}} \quad (7.6)$$

şeklinde yazılabilir. Benzer şekilde denge Fermi düzeyinin altındaki tüm enerjiler ( $E < E_{Fi}$ ) için  $e_n$ ,  $e_p$ ,  $\bar{n}$  ve  $\bar{p}$  yanında ihmal edilebilecek kadar küçüktür ( $e_p \ll e_n, \bar{n}, \bar{p}$ ) ve Eş.7.5 yaklaşık olarak

$$f(E) = \frac{\bar{n} + e_p}{e_p + \bar{n} + \bar{p}} \quad (7.7)$$

şeklinde yazılabilir.

$E > E_{Fi}$  için:

Eş.7.6 detaylı olarak incelendiğinde, bu fonksiyonu

$$e_n(E_{tn}) = c_n N_c \exp[(E_c - E_{tn})/kT] = \bar{n} + \bar{p} \quad (7.8)$$

olarak tanımlanan ve tuzaklanmış elektronlar için sözde Fermi düzeyi olarak isimlendirebileceğimiz bir  $E_{tn}$  enerjisi etrafında simetrik bir Fermi-Dirac dağılımına benzetmek mümkündür. Bu amaçla Eş.7.6

$$f(E) = \frac{\bar{n}}{e_n + \bar{n} + \bar{p}} = \frac{\bar{n}}{\bar{n} + \bar{p}} \left\{ \frac{1}{1 + e_n / (\bar{n} + \bar{p})} \right\} \quad (7.9)$$

olarak yazılıp, Eş.2.2 ve Eş.7.8' deki tanımlar Eş.7.9' da yerine konulursa

$$f(E) = \frac{\bar{n}}{\bar{n} + \bar{p}} \left\{ \frac{1}{1 + \exp[(E - E_{tn})/kT]} \right\} \quad (7.10)$$

elde edilir. Eş.7.11' deki ifade referans enerjisi  $E_{tn}$  olan ve başında  $\bar{n}/(\bar{n} + \bar{p})$  kadarlık bir modifikasyon çarpanı olan Fermi-Dirac dağılımının bir benzeridir. Buna göre  $E=E_{tn}$  enerjisindeki tuzakta elektron bulunma olasılığı  $\frac{1}{2} \frac{\bar{n}}{\bar{n} + \bar{p}}$  'dır.

Eş.7.8' deki tanıma bakılırsa  $E_{tn}$ , bu düzeyde tuzaklanmış bir elektronun iletim bandına salınım olasılığının, elektron ve deşik yakalanma olasılıkları toplamına eşit olduğu enerji düzeyi olarak ifade edilebilir.

Denge dışı durumda, iletim bandındaki elektron yoğunluğunu belirleyen serbest elektronlar için sözde Fermi düzeyi tanımı hatırlanırsa

$$n = N_c \exp[(E_{Fn} - E_c)/kT] \quad (7.11)$$

şeklinde idi. Buna göre  $E_{Fn}$ 'in iletim bandı kenarına göre uzaklığı

$$E_{Fn} - E_c = kT \ln \left( \frac{n}{N_c} \right) \quad (7.12)$$

olarak yazılabilir. Diğer taraftan Eş.7.8' deki tanımdan  $E_{tn}$ ' in iletim bandı kenarına göre uzaklığı da

$$E_{tn} - E_c = kT \ln \left( \frac{c_n n + c_p p}{c_n N_c} \right) \quad (7.13)$$

olarak yazılabilir. Eş.7.12 ve Eş.7.13 karşılaştırıldığında, denge dışı kararlı durum için her zaman

$$E_{tn} > E_{Fn} \quad (7.14)$$

olduğu açıkça görülebilir. Buna göre tuzaklanmış elektronlar için sözde Fermi düzeyi, serbest elektronlar için sözde Fermi düzeyinin her zaman üzerinde yer alır.

Başka bir kritik düzey olan demarcation (ayırma) düzeyi  $E_d$  ise tuzaklanmış bir elektronun yeniden iletim bandına uyarılma olasılığının, değerlik bandından bir deşik ile birleşme (rekombinasyon) olasılığına eşit olduğu enerji düzeyi olarak tanımlanır (Rose,1963; Bube,1992) ve Eş.7.15 ile ifade edilebilir

$$e_n(E_{dn}) = c_n N_c \exp[(E_c - E_{dn})/kT] = \bar{p} \quad (7.15)$$

Başka bir deyişle  $E_{dn}$ 'in üzerindeki düzeylerde tuzaklanmış elektronlar için iletim bandına salınma olasılığı yüksek iken,  $E_{dn}$ 'in altındaki düzeylerde tuzaklanmış elektronlar için değerlik bandından bir deşik ile rekombinasyona uğrama olasılığı daha yüksektir. Buna göre demarcation düzeyi  $E_d$  ile elektron tuzakları ile birleşme merkezleri birbirinden ayırt edilebilir gibi görünse de, tuzaklanmış elektronlar için sözde Fermi düzeyi  $E_{tn}$  bu ayrımı yapmak için daha iyi bir ölçüdür. Yani elektronlar için  $E_{tn}$  'in üzerindeki düzeyler tuzak gibi davranırken,  $E_{tn}$ 'in altındaki düzeyler birleşme merkezleri gibi davranacaktır.

$E_{dn}$  ve  $E_{tn}$  tanımları arasında küçük bir nüans vardır.  $E_{dn}$  tanımı elektronla dolu bir tuzak için yapılmıştır. Yani tuzak dolu kabul edilip, buradaki elektronun yeniden iletim bandına uyarılma olasılığı ile değerlik bandından bir deşik ile birleşme olasılığı karşılaştırılarak tanım yapılır.  $E_{tn}$  tanımında ise, tuzak boş kabul edilerek bu tuzakta rekombinasyonun meydana gelebilmesi için öncelikle bir elektronun yakalanması, daha sonra değerlik bandından buraya bir deşik'un uyarılması gerektiği göz önüne alınarak, bu iki olayın olasılıkları toplamı  $(\bar{n} + \bar{p})$ ,  $e_n$  ile karşılaştırılmaktadır.

Eş.7.15' deki tanımdan  $E_{dn}$ ' in iletim bandı kenarı  $E_c$ ' ye göre konumu

$$E_c - E_{dn} = kT \ln \left( \frac{\bar{p}}{c_n N_c} \right) \quad (7.16)$$

ile verilir. Eş.7.13 ile Eş.7.16 karşılaştırıldığında

$$E_{dn} < E_{tn} \quad (7.17)$$

olduğu görülür. Yani tuzaklanmış elektronlar için demarcation düzeyi, bu elektronlar için sözde Fermi düzeyinin her zaman altındadır.

$E < E_{Fi}$  için:

Tuzaklanmış elektronlarda olduğu gibi, tuzaklanmış deşikler için de sözde Fermi enerjisi tanımı Eş.7.18 gibi yapılabilir.

$$e_p(E_{tp}) = c_p N_v \exp \left[ (E_{tp} - E_v) / kT \right] = \bar{n} + \bar{p} \quad (7.18)$$

Böylece Eş.7.7' deki  $f(E)$  dağılım fonksiyonu, tuzaklanmış deşikler için sözde Fermi düzeyi  $E_{tp}$  etrafında simetrik bir Fermi-Dirac dağılımına benzetilebilir. Bu amaçla

$$1 - f(E) = 1 - \frac{\bar{n} + e_p}{e_p + \bar{n} + \bar{p}} = \frac{\bar{p}}{\bar{n} + \bar{p}} \left\{ \frac{1}{1 + e_p / \bar{n} + \bar{p}} \right\} \quad (7.19)$$

yazılarak Eş.2.2 ve Eş.7.18' daki tanımlar Eş.7.19' de yerine konulursa

$$1 - f(E) = \frac{\bar{p}}{\bar{n} + \bar{p}} \left\{ \frac{1}{1 + \exp \left[ (E_{tp} - E) / kT \right]} \right\} \quad (7.20)$$

elde edilir. Eş.7.20, bir E enerjisinde yerleşmiş tuzakta bir deşiğin bulunma olasılığını verir. Parantez içindeki ifade referans enerjisi  $E_{tp}$  olan Fermi-Dirac dağılımıdır ve başında  $\bar{p} / \bar{n} + \bar{p}$  kadarlık bir modifikasyon çarpanı vardır. Buna göre

$E = E_{tp}$  enerjisindeki tuzakta deşik bulunma olasılığı  $\frac{1}{2} \frac{\bar{p}}{\bar{n} + \bar{p}}$  dir.

Değerlik bandındaki serbest deşikler için sözde Fermi düzeyi

$$\bar{p} = N_v \exp \left[ -(E_v - E_{Fp}) / kT \right] \quad (7.21)$$

olarak tanımlanır. Buna göre  $E_{Fn}$ ' in değerlik bandı kenarı  $E_v$ ' ye göre konumu

$$E_{Fp} - E_v = kT \ln \left( \frac{\bar{p}}{N_v} \right) \quad (7.22)$$

olarak verilir. Diğer taraftan Eş.7.18' deki tanımdan tuzaklanmış deşikler için sözde Fermi düzeyi  $E_{tp}$ ' nin değerlik bandı kenarına göre konumu

$$E_{tp} - E_v = kT \ln \left( \frac{\bar{n} + \bar{p}}{c_p N_v} \right) \quad (7.23)$$

olarak verilir. Eş.7.22 ve Eş.7.23 karşılaştırılırsa her zaman için  $E_{tp}$ ' nin  $E_{Fp}$ ' nin altında olduğu görülür ve

$$E_{tp} < E_{Fp} \quad (7.24)$$

yazılabilir. Yine tuzaklanmış elektronlar için olduğu gibi, tuzaklanmış deşikler için de bir demarcation düzeyi  $E_{dp}$  tanımlamak mümkündür ve

$$e_p(E_{dp}) = c_p N_v \exp(E_{dp} - E_v) = \bar{n} \quad (7.25)$$

şeklinde yazılabilir. Buna göre  $E_{dp}$  bu enerjideki bir düzeyde tuzaklanmış bir deşiğin değerlik bandına salınım olasılığının, iletim bandından bir elektron ile birleşme olasılığına eşit olduğu enerji düzeyidir. Bu tanıma göre deşik tuzakları ile birleşme merkezleri birbirinden  $E_{dp}$ ' ile ayrılır gibi görünse de, esas olarak bu ayrımı  $E_{tp}$  düzeyi yapar. Yani  $E_{tp}$ ' nin altındaki düzeyler deşik tuzakları gibi davranırken,  $E_{tp}$ ' nin üzerindeki düzeyler birleşme merkezi görevi görürler.

Eş.7.25' deki tanımdan  $E_{dp}$ ' nin  $E_v$ ' ye olan uzaklığı

$$E_{dp} - E_v = kT \ln \left( \frac{\bar{n}}{c_p N_v} \right) \quad (7.26)$$

olarak verilir.

Eş.7.24 ve Eş.7.26 karşılaştırıldığında her zaman için

$$E_{dp} > E_{tp} \quad (7.27)$$

yazılabilir. Yani tuzaklanmış deşikler için demarcation düzeyi  $E_{dp}$ , bu deşikler için sözde Fermi düzeyi  $E_{tp}$ 'nin her zaman üzerindedir.

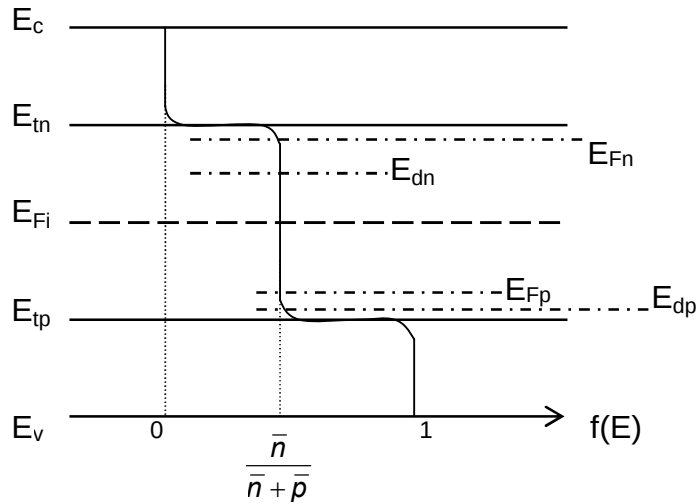
Tuzaklardaki elektronlar için olasılık dağılımı fonksiyonu  $f(E)$  nin enerjiyle nasıl değiştiğini daha iyi görmek için sıfır derece yaklaşımı yapılırsa (mutlak sıcaklık sıfıra götürülürse  $T \rightarrow 0$ ),  $f(E)$  yaklaşık olarak şu değerleri alır:

$$E > E_{tn} \text{ için } f \cong 0$$

$$E_{tn} > E > E_{tp} \text{ için } f \cong \frac{\bar{n}}{\bar{n} + \bar{p}} \quad (7.28)$$

$$E < E_{tp} \text{ için } f \cong 0$$

Bu bilgilerin ışığında band aralığı boyunca tek tür tuzak olduğunu varsayıldığında  $f(E)$  fonksiyonu ve çeşitli enerji düzeyleri Şekil 7.1 de gösterilmiştir:



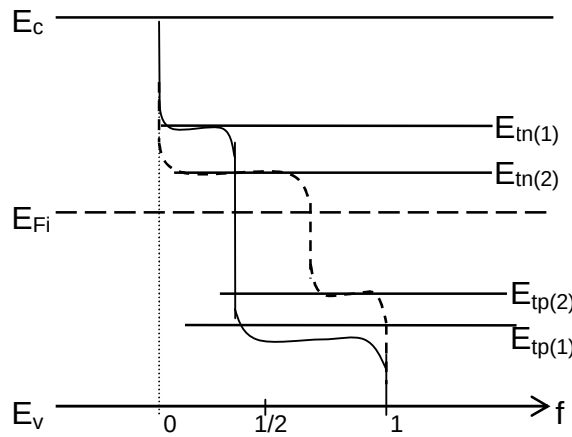
**Şekil 7.1.** f olasılık fonksiyonunun enerjiye göre değişimi ve kritik enerji düzeyleri

Şekil 7.1' deki olasılık dağılımına bakılırsa, iletim bandı kenarı ile tuzaklanmış elektronlar için sözde Fermi düzeyi arasında elektron bulunma olasılığının çoğunlukla sıfır olduğu ve  $E_{tn}$ 'e yaklaşırken üstel olarak arttığı görülmektedir. Buna

göre bu aralıkta bir düzeye düşen elektron, çok büyük bir olasılıkla yeniden geldiği banda salınır. Benzer yorumu değerlik bandı kenarı  $E_v$  ile  $E_{tp}$  arasındaki düzeylerde yakalanmış deşikler için de yapmak mümkündür. Yani tuzaklanmış taşıyıcılar için sözde Fermi düzeyleri ile ilgili band kenarları arasındaki düzeyler tuzak gibi davranır.

Diğer taraftan bu iki düzey arasında elektron ve deşikler için olasılık fonksiyonları ( $f(E)$  ve  $1-f(E)$ ) hızla artarak sabit bir değere ulaşır. Buna göre bu iki enerji arasındaki bir düzeyde yakalanmış bir elektron (deşik) çok büyük bir olasılıkla bir deşik (elektron) ile birleşecektir. Bu yüzden tuzaklanmış taşıyıcılar için sözde Fermi enerjileri arasındaki düzeyler birleşme merkezleri olarak anılır, çünkü taşıyıcılar arasındaki yeniden-birleşme trafiğinin büyük bir bölümü bu aradaki tuzaklar üzerinden gerçekleşir.

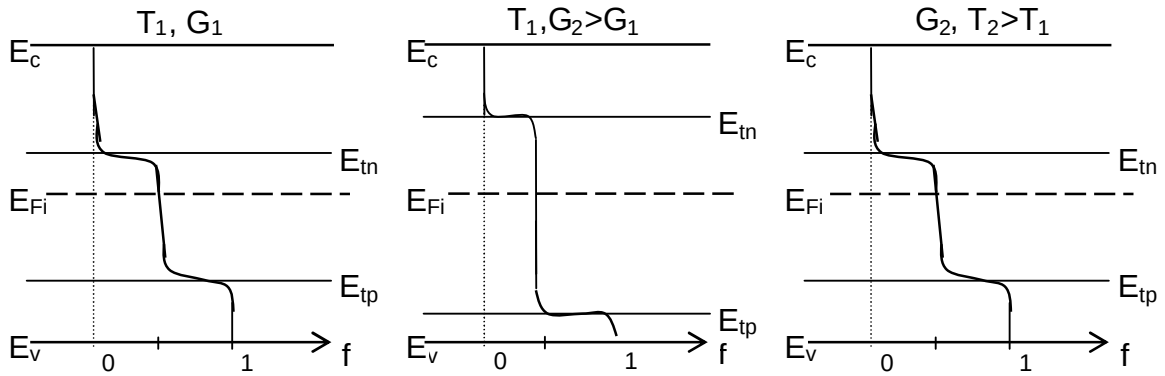
Ancak unutulmamalıdır ki, Eş.7.5' deki ifadeden görüleceği gibi, farklı yakalama etkin kesitlerine sahip farklı türde tuzakların bulunması durumunda, her bir tür tuzak için olasılık fonksiyonu farklı değerler alır(Şekil 7.2) ve her birinin kendine ait  $E_{tn}$  ve  $E_{tp}$  enerji düzeyleri olur. Dolayısıyla aynı enerjide yerleşmiş, ancak taşıyıcılar için farklı yakalama etkin kesitlerine sahip iki tür düzeyden biri tuzak gibi davranırken, diğeri rekombinasyon merkezi olarak davranabilir.



**Şekil 7.2.** İki farklı tür tuzak için olasılık fonksiyonları

Yine Eş.7.5' deki olasılık fonksiyonu incelenirse,  $e_n, e_p, \bar{n}$  ve  $\bar{p}$  niceliklerine bağlı olduğu görülür. Bunlardan elektron ve deşik salınım olasılıkları  $e_n, e_p$  sıcaklıkla

üstel olarak değişirler.  $\bar{n} = c_n n$  ve  $\bar{p} = c_p p$  niceliklerinde ise elektron ve deşik yakalama katsayıları  $c_n, c_p$  sıcaklığa bağlı iken, serbest elektron ve deşik yoğunlukları  $n$  ve  $p$  hem sıcaklık hem de foton akısına bağlıdır. Buna göre foton akısı ve sıcaklığın değişmesiyle olasılık fonksiyonunun alacağı değerler ve buna bağlı olarak  $E_{tn}$  ve  $E_{tp}$  enerji düzeylerinin band aralığı içindeki konumu da değişecektir.



**Şekil 7.3.**  $E_{tn}$  ve  $E_{tp}$  düzeylerinin sıcaklık ve foton akısıyla değişimi

Foton akısı arttırıldığında serbest taşıyıcı yoğunlukları artacağından tanımları gereği  $E_{tn}$  ve  $E_{tp}$  düzeyleri Şekil 7.3'deki gibi ilgili band kenarlarına doğru kayarlar. Foton akısı azaldığında ise bu düzeyler yeniden band ortasına doğru kayar.

Sıcaklığı azaltmak ise, foton akısını arttırmakla aynı etkiyi yaratır ve sözkonusu enerji düzeyleri Şekil 7.3' de gösterildiği gibi yine ilgili band kenarına doğru kayarlar. Sıcaklık arttırıldığında ise bu düzeyler tersi yönde yani denge Fermi düzeyine doğru kayacaktır.

Foton akısının arttırılması veya sıcaklığın azaltılması ile  $E_{tn}$  ve  $E_{tp}$  enerjileri ilgili band kenarına doğru kaydığından, bu enerjiler arasında kalan rekombinasyon merkezlerinin sayısı artarken, bu enerji düzeyleriyle band kenarları arasında kalan tuzak sayısı ise azalacaktır.

## 7.2 Oheda analizinde Eş.2.18' in Çıkarımı

Eş.2.16 ve Eş.2.17' de önerilen çözümler Eş.2.14' de yerine konulursa

$$\frac{d}{dt}[m_{dc} + m_{ac} \exp(j\omega t)] = (n_{dc} + n_{ac} \exp(j\omega t))[N(E) - m_{dc} - m_{ac} \exp(j\omega t)]\nu\sigma_n - N_C \nu\sigma_n (m_{dc} + m_{ac} \exp(j\omega t)) \exp(-E/kT) \quad (7.29)$$

$$\begin{aligned} j\omega m_{ac} \exp(j\omega t) = & \nu\sigma_n n_{dc} N(E) - \nu\sigma_n n_{dc} m_{dc} - \nu\sigma_n n_{dc} m_{ac} \exp(j\omega t) \\ & + \nu\sigma_n N(E) n_{ac} \exp(j\omega t) - \nu\sigma_n m_{dc} n_{ac} \exp(j\omega t) - \nu\sigma_n m_{ac} n_{ac} \exp(2j\omega t) \\ & - \nu\sigma_n N_C m_{dc} \exp(-E/kT) - \nu\sigma_n N_C m_{ac} \exp(-E/kT) \exp(j\omega t) \end{aligned} \quad (7.30)$$

Eş.7.30' da zamandan bağımsız terimler birbirine eşitlenirse:

$$\nu\sigma_n n_{dc} N(E) - \nu\sigma_n n_{dc} m_{dc} - \nu\sigma_n N_C m_{dc} \exp(-E/kT) = 0$$

$$n_{dc} N(E) = m_{dc} [n_{dc} + N_C \exp(-E/kT)]$$

$$\boxed{m_{dc}(E) = \frac{n_{dc} N(E)}{n_{dc} + N_C \exp(-E/kT)}} \quad (7.31)$$

elde edilir. Eş.7.31' de  $n_{dc} = N_C \exp(-E_{fn}/kT)$  tanımını yerine konulursa

$$m_{dc}(E) = \frac{N_C \exp(-E_{fn}/kT)}{N_C \exp(-E_{fn}/kT) + N_C \exp(-E/kT)} N(E) = \frac{N(E)}{1 + \exp\left(\frac{E_{fn} - E}{kT}\right)} \quad (7.32)$$

bulunur. Diğer taraftan Eş.7.30' da  $\exp(j\omega t)$ 'li terimlerin katsayıları birbirine eşitlenirse

$$j\omega m_{ac} = -\nu\sigma_n n_{dc} m_{ac} + \nu\sigma_n N(E) n_{ac} - \nu\sigma_n m_{dc} n_{ac} - \nu\sigma_n m_{dc} n_{ac} - \nu\sigma_n N_C m_{ac} \exp(-E/kT)$$

$$j\omega m_{ac} + \nu\sigma_n n_{dc} m_{ac} + \nu\sigma_n N_C m_{ac} \exp(-E/kT) = \nu\sigma_n N(E) n_{ac} - \nu\sigma_n m_{dc} n_{ac}$$

$$\boxed{m_{ac}(E) = n_{ac} \frac{\nu\sigma_n (N(E) - m_{dc}(E))}{j\omega + \nu\sigma_n n_{dc} + \nu\sigma_n N_C \exp(-E/kT)}} \quad (7.33)$$

bulunur. Eş.7.33' de yine  $n_{dc} = N_C \exp(-E_{fn}/kT)$  tanımını yerine konulursa

$$\begin{aligned}
m_{ac}(E) &= n_{ac} \frac{\nu \sigma_n (N(E) - m_{dc}(E))}{j\omega + \nu \sigma_n N_c [\exp(-E_f / kT) + \exp(-E / kT)]} = n_{ac} \frac{\nu \sigma_n (N(E) - m_{dc}(E))}{j\omega + \nu \sigma_n N_c \exp(-E_f / kT) \left[ 1 + \exp\left(\frac{E_f - E}{kT}\right) \right]} \\
&= n_{ac} \frac{\nu \sigma_n (N(E) - m_{dc}(E))}{j\omega + \nu \sigma_n n_{dc} \left[ 1 + \exp\left(\frac{E_f - E}{kT}\right) \right]} = n_{ac} \frac{\nu \sigma_n (N(E) - m_{dc}(E)) \left\{ -j\omega + \nu \sigma_n n_{dc} \left[ 1 + \exp\left(\frac{E_f - E}{kT}\right) \right] \right\}}{\omega^2 + (\nu \sigma_n n_{dc})^2 \left[ 1 + \exp\left(\frac{E_f - E}{kT}\right) \right]^2} \\
m_{ac}(E) &= n_{ac} \frac{\nu \sigma_n (N(E) - m_{dc}(E)) \nu \sigma_n n_{dc} \left\{ -j \left( \frac{\omega}{\nu \sigma_n n_{dc}} \right) + \left[ 1 + \exp\left(\frac{E_f - E}{kT}\right) \right] \right\}}{(\nu \sigma_n n_{dc})^2 \left\{ \left( \frac{\omega}{\nu \sigma_n n_{dc}} \right)^2 + \left[ 1 + \exp\left(\frac{E_f - E}{kT}\right) \right]^2 \right\}} \quad (7.34)
\end{aligned}$$

elde edilir. Eş.2.22' de verilen D tanımı Eş.7.34 'de yerine konularak yeniden düzenlenirse

$$\begin{aligned}
m_{ac}(E) &= n_{ac} \frac{\nu^2 \sigma_n^2 n_{dc} (N(E) - m_{dc}(E)) \left\{ -jD + \left[ 1 + \exp\left(\frac{E_f - E}{kT}\right) \right] \right\}}{\nu^2 \sigma_n^2 n_{dc}^2 \left\{ D^2 + \left[ 1 + \exp\left(\frac{E_f - E}{kT}\right) \right]^2 \right\}} = n_{ac} \frac{(N(E) - m_{dc}(E)) \left\{ -jD + \left[ 1 + \exp\left(\frac{E_f - E}{kT}\right) \right] \right\}}{n_{dc} \left\{ D^2 + \left[ 1 + \exp\left(\frac{E_f - E}{kT}\right) \right]^2 \right\}} \\
&= n_{ac} \frac{-jD}{1 + \exp\left(\frac{E_f - E}{kT}\right)} \times \frac{\exp\left(\frac{E_f - E}{kT}\right)}{n_{dc} \left\{ D^2 + \left[ 1 + \exp\left(\frac{E_f - E}{kT}\right) \right]^2 \right\}} N(E) + n_{ac} \frac{\exp\left(\frac{E_f - E}{kT}\right)}{n_{dc} \left\{ D^2 + \left[ 1 + \exp\left(\frac{E_f - E}{kT}\right) \right]^2 \right\}} N(E)
\end{aligned}$$

ilk terimdeki  $n_{dc}$  yerine  $D = \frac{\omega}{n_{dc} \nu \sigma_n}$  tanımından  $n_{dc} = \frac{\omega}{D \nu \sigma_n}$  yazılırsa

$$\boxed{m_{ac}(E) = -jn_{ac} \frac{D^2 \nu \sigma_n}{1 + \exp\left(\frac{E_f - E}{kT}\right)} \times \frac{\exp\left(\frac{E_f - E}{kT}\right)}{\omega \left\{ D^2 + \left[ 1 + \exp\left(\frac{E_f - E}{kT}\right) \right]^2 \right\}} N(E) + n_{ac} \frac{\exp\left(\frac{E_f - E}{kT}\right)}{n_{dc} \left\{ D^2 + \left[ 1 + \exp\left(\frac{E_f - E}{kT}\right) \right]^2 \right\}} N(E)} \quad (7.35)$$

elde edilir. Diğer taraftan yine Eş.2.16 ve Eş.2.17' de önerilen çözümler bu sefer Eş.2.15' de yerine konulduğunda

$$\frac{d}{dt}(n_{dc} + n_{ac} \exp(j\omega t)) = G_{dc} + G_{ac} \exp(j\omega t) - \int_0^{E_d} \frac{d}{dt}(m_{dc}(E) + m_{ac}(E) \exp(j\omega t)) dE - \frac{n_{dc} + n_{ac} \exp(j\omega t) - n_d}{\tau_R}$$

$$j\omega n_{ac} \exp(j\omega t) = G_{dc} + G_{ac} \exp(j\omega t) - j\omega \exp(j\omega t) \int_0^{E_d} m_{ac}(E) dE - \frac{n_{ac}}{\tau_R} \exp(j\omega t) - \frac{n_{dc}}{\tau_R} + \frac{n_d}{\tau_R}$$

elde edilir.  $\exp(j\omega t)$ 'li terimlerin katsayılarını birbirine eşitlenirse

$$j\omega n_{ac} = G_{ac} - j\omega \int_0^{E_d} m_{ac}(E) dE - \frac{n_{ac}}{\tau_R}$$

$$n_{ac} \left( 1 - \frac{j}{\omega \tau_R} \right) = -\frac{G_{ac}}{\omega} - \int_0^{E_d} m_{ac}(E) dE \quad (7.36)$$

elde edilir. Daha önce bulunan  $m_{ac}(E)$  ifadesi Eş.7.36 daki integralde yerine konulursa

$$n_{ac} \left( 1 - \frac{j}{\omega \tau_R} \right) = -j \frac{G_{ac}}{\omega} - \int_0^{E_d} \left\{ -jn_{ac} \frac{D^2 v \sigma_n}{1 + \exp\left(\frac{E_m - E}{kT}\right)} \times \frac{\exp\left(\frac{E_m - E}{kT}\right)}{\omega \left\{ D^2 + \left[ 1 + \exp\left(\frac{E_m - E}{kT}\right) \right]^2 \right\}} + n_{ac} \frac{\exp\left(\frac{E_m - E}{kT}\right)}{n_{ac} \left\{ D^2 + \left[ 1 + \exp\left(\frac{E_m - E}{kT}\right) \right]^2 \right\}} \right\} N(E) dE$$

$$n_{ac} \left( 1 - \frac{j}{\omega \tau_R} \right) = -j \frac{G_{ac}}{\omega} + j n_{ac} \int_0^{E_d} \frac{D^2 v \sigma_n}{1 + \exp\left(\frac{E_m - E}{kT}\right)} \times \frac{\exp\left(\frac{E_m - E}{kT}\right)}{\omega \left\{ D^2 + \left[ 1 + \exp\left(\frac{E_m - E}{kT}\right) \right]^2 \right\}} N(E) dE - n_{ac} \int_0^{E_d} \frac{\exp\left(\frac{E_m - E}{kT}\right)}{n_{ac} \left\{ D^2 + \left[ 1 + \exp\left(\frac{E_m - E}{kT}\right) \right]^2 \right\}} N(E) dE$$

$$n_{ac} \left\{ 1 - \frac{j}{\omega \tau_R} - \frac{j}{\omega} \int_0^{E_d} \frac{D^2 v \sigma_n}{1 + \exp\left(\frac{E_m - E}{kT}\right)} \times \frac{\exp\left(\frac{E_m - E}{kT}\right)}{\left\{ D^2 + \left[ 1 + \exp\left(\frac{E_m - E}{kT}\right) \right]^2 \right\}} N(E) dE + \frac{1}{n_{ac}} \int_0^{E_d} \frac{\exp\left(\frac{E_m - E}{kT}\right)}{\left\{ D^2 + \left[ 1 + \exp\left(\frac{E_m - E}{kT}\right) \right]^2 \right\}} N(E) dE \right\} = -j \frac{G_{ac}}{\omega}$$

$$n_{ac} = -j \frac{G_{ac}}{\omega - \frac{j}{\tau_R} - j \int_0^{E_d} \frac{D^2 v \sigma_n}{1 + \exp\left(\frac{E_m - E}{kT}\right)} \times \frac{\exp\left(\frac{E_m - E}{kT}\right)}{\left\{ D^2 + \left[ 1 + \exp\left(\frac{E_m - E}{kT}\right) \right]^2 \right\}} N(E) dE + \frac{\omega}{n_{ac}} \int_0^{E_d} \frac{\exp\left(\frac{E_m - E}{kT}\right)}{\left\{ D^2 + \left[ 1 + \exp\left(\frac{E_m - E}{kT}\right) \right]^2 \right\}} N(E) dE}$$

$n_{ac}$  ifadesindeki pay ve payda  $j$  ile çarpılır ve payda yeniden düzenlenirse

$$n_{ac} = \frac{G_{ac}}{\frac{1}{\tau_R} + \int_0^{E_f} \frac{D^2 \omega \sigma_n}{1 + \exp\left(\frac{E_n - E}{kT}\right)} \times \frac{\exp\left(\frac{E_n - E}{kT}\right)}{\left\{D^2 + \left[1 + \exp\left(\frac{E_n - E}{kT}\right)\right]^2\right\}} N(E) dE + j\omega \left\{1 + \frac{1}{n_{dc}} \int_0^{E_f} \frac{\exp\left(\frac{E_n - E}{kT}\right)}{\left\{D^2 + \left[1 + \exp\left(\frac{E_n - E}{kT}\right)\right]^2\right\}} N(E) dE\right\}} \quad (7.37)$$

elde edilir. Burada

$$A = \frac{1}{\tau_R} + \int_0^{E_f} \frac{D^2 \omega \sigma_n}{1 + \exp\left(\frac{E_n - E}{kT}\right)} \times \frac{\exp\left(\frac{E_n - E}{kT}\right)}{\left\{D^2 + \left[1 + \exp\left(\frac{E_n - E}{kT}\right)\right]^2\right\}} N(E) dE \quad (7.38)$$

$$B = \omega \left\{1 + \frac{1}{n_{dc}} \int_0^{E_f} \frac{\exp\left(\frac{E_n - E}{kT}\right)}{\left\{D^2 + \left[1 + \exp\left(\frac{E_n - E}{kT}\right)\right]^2\right\}} N(E) dE\right\} \quad (7.39)$$

olarak tanımlanırsa Eş.7.37

$$\boxed{n_{ac} = \frac{G_{ac}}{A + jB}} \quad (7.40)$$

şeklinde karşımıza çıkar. Burada paydadaki kompleks ifade polar koordinatlarda

$(z = A + jB = \sqrt{A^2 + B^2} e^{j\phi} \text{ olarak})$  yazıldığında Eş.7.40

$$\boxed{n_{ac} = \frac{G_{ac}}{\sqrt{A^2 + B^2} e^{j\phi}} = \frac{G_{ac}}{\sqrt{A^2 + B^2}} e^{-j\phi}} \quad (7.41)$$

olarak da yazılabilir.

### 7.3. Kleider Yaklaşımının Ek Bağlıları

Daha önce Eş.7.1 ve Eş.7.2 ile serbest taşıyıcılar için süreklilik denklemleri verilmişti. MPC deneyinde, örnek şiddeti dc bir bileşen üzerinde ac olarak değişen bir ışıkla aydınlatıldığı için, bunun neden olacağı serbest taşıyıcı yaratımı da dc ve ac bileşenlerden oluşacaktır. Buna göre Eş.7.1 ve Eş.7.2' de  $e_n, e_p$  ve  $N_{(E)}$  hariç tüm terimler dc ve ac olmak üzere iki bileşene ayrılabilir:

$$\begin{aligned} n &= n_{dc} + n_{ac} \exp(j\omega t) \\ p &= p_{dc} + p_{ac} \exp(j\omega t) \\ f &= f_{dc} + f_{ac} \exp(j\omega t) \end{aligned} \quad (7.42)$$

Bu ifadeler, Eş.7.1 ve Eş.7.2' de yerine konulduğunda kararlı durumdan gelen katkı

$$0 = G_{dc} - \int_{E_v}^{E_c} \bar{n}_{dc} N(E) [1 - f_{dc}(E)] dE + \int_{E_v}^{E_c} e_n N(E) f_{dc}(E) dE \quad (7.43)$$

$$0 = G_{dc} - \int_{E_v}^{E_c} \bar{p}_{dc} N(E) f_{dc}(E) dE + \int_{E_v}^{E_c} e_p N(E) [1 - f_{dc}(E)] dE \quad (7.44)$$

olarak, alternatif katkı ise

$$j\omega n_{ac} = G_{ac} + \int_{E_v}^{E_c} \{ [\bar{n}_{dc} + e_n] f_{ac}(E) - \bar{n}_{ac} [1 - f_{dc}(E)] \} N(E) dE \quad (7.45)$$

$$j\omega p_{ac} = G_{ac} - \int_{E_v}^{E_c} \{ [\bar{p}_{dc} + e_p] f_{ac}(E) + \bar{p}_{dc} f_{dc}(E) \} N(E) dE \quad (7.46)$$

olarak yazılabilir. Buradaki  $f_{dc}$  ve  $f_{ac}$  ifadeleri yine Shockley-Read istatistiğinde verilen (Shockley and Read, 1952)

$$\frac{\partial f(E)}{\partial t} = \bar{n} + e_p(E) - f(E) [\bar{n} + \bar{p} + e_n(E) + e_p(E)] \quad (7.47)$$

eşitliğinden bulunabilir. Eş.7.42' deki ifadeler Eş.7.47' de yerine yazıldığında

$$f_{dc}(E) = \frac{\bar{n}_{dc} + e_p(E)}{\bar{n}_{dc} + \bar{p}_{dc} + e_n(E) + e_p(E)} \quad (7.48)$$

$$f_{ac}(E) = \frac{\bar{n}_{ac}(1 - f_{dc}(E)) - \bar{p}_{ac} f_{dc}(E)}{j\omega + 1/\tau} \quad (7.49)$$

olarak bulunur. Eş.7.48' deki  $f_{dc}$  ifadesi daha önce Bölüm 7.1' de kararlı durum için süreklilik denkleminde yararlanarak Eş.7.5' de çıkarılmıştı. Eş.7.49' da

$$\frac{1}{\tau} = \bar{n}_{dc} + \bar{p}_{dc} + e_n(E) + e_p(E) \quad (7.50)$$

olarak verilir.  $f_{ac}$  ifadesi Eş.7.1 ve Eş.7.2' deki süreklilik denklemlerinde yerine konulur ve  $r$  reel kısım,  $i$  imajiner kısım indexi olmak üzere  $n_{ac}=n_r+jn_i$  ve  $p_{ac}=p_r+jp_i$  yazılırsa, dört eşitlikten oluşan Eş.7.51' deki denklem sistemi elde edilir:

$$\begin{aligned} A_n n_i + A_p p_i + B_n n_r - B_p p_r &= 0 \\ B_n n_i - B_p p_i - A_n n_r - A_p p_r &= -G_{ac} \\ A_n^* n_i + A_p^* p_i - B_n^* n_r + B_p^* p_r &= 0 \\ -B_n^* n_i + B_p^* p_i - A_n^* n_r - A_p^* p_r &= -G_{ac} \end{aligned} \quad (7.51)$$

Bu denklem sistemi  $n_r, n_i, p_r$  ve  $p_i$  için çözülürse buradan modüle fotoakım ve uyarıcı sinyalle arasındaki faz farkı kolaylıkla bulunabilir.

Her iki tür taşıyıcının da iletkenliğe katkıda bulunduğunu göz önüne alarak örneğin öziletkenliği

$$\sigma = q(n\mu_n + p\mu_p) \quad (7.52)$$

yazılabilir .Burada  $q$  elektronun yükü,  $n$  ve  $p$  sırasıyla örnekteki serbest elektron ve deşik yoğunluğu,  $\mu_n$  ve  $\mu_p$  ise sırasıyla elektron ve deşik mobiliteleridir.  $\mathcal{E}$  elektrik alanı altında kesit yüzeyi  $S$  olan örnek için Ohm yasası yazıldığında, fotoakım

$$I = q\mathcal{E}S(n\mu_n + p\mu_p) \quad (7.53)$$

yazılabilir.Daha önce de belirtildiği gibi uyarıcı ışık dc bileşen üzerinde ac olarak modüle edilmiş bir ışık olduğundan fotoakım da dc ve ac bileşenlerden oluşacaktır.

$$\begin{aligned} I_{dc} + I_{ac} \exp(j\omega t) &= Sq\mathcal{E} \left[ (n_{dc} + n_{ac} \exp(j\omega t)) \mu_n + (p_{dc} + p_{ac} \exp(j\omega t)) \mu_p \right] \\ I_{dc} + I_{ac} \exp(j\omega t) &= Sq\mathcal{E} (n_{dc} \mu_n + p_{dc} \mu_p) + Sq\mathcal{E} (n_{ac} \mu_n + p_{ac} \mu_p) \exp(j\omega t) \end{aligned} \quad (7.54)$$

Buna göre daha önce yapılan işlemlerin benzeri yapılarak fotoakımın ac bileşeni :

$$\begin{aligned}
 I_{ac} &= Sq\varepsilon (n_{ac}\mu_n + p_{ac}\mu_p) \\
 I_{ac} &= Sq\varepsilon [(n_r + jn_i)\mu_n + (p_r + jp_i)\mu_p] \\
 I_{ac} &= Sq\varepsilon [n_r\mu_n + p_r\mu_p + j(\mu_n n_i + \mu_p p_i)]
 \end{aligned} \tag{7.55}$$

olarak bulunur. Kompleks olarak ortaya çıkan bu ifade  $I_{ac} = |I_{ac}|e^{-j\phi}$  olarak yazılırsa, arandılan ac fotoakım büyüklüğü  $|I_{ac}|$  ve dc bileşenle arasındaki faz farkı  $\tan\phi$  için en genel ifadeler

$$|I_{ac}| = Sq\varepsilon \sqrt{(\mu_n n_i + \mu_p p_i)^2 + (\mu_n n_r + \mu_p p_r)^2} \tag{7.56}$$

$$\tan \phi = -\frac{\mu_n n_i + \mu_p p_i}{\mu_n n_r + \mu_p p_r} \tag{7.57}$$

Eş.56 ve Eş.57' deki gibi elde edilir.

**i-)  $\omega \gg \bar{n}_{dc} + \bar{p}_{dc}$  için:**

Yüksek frekans durumunda Eş.7.51 ile verilen denklem sistemindeki  $A_n$ ,  $B_n$ ,  $A_p^*$  ve  $B_p^*$  katsayıları Eş.7.58-Eş.7.61' deki ifadelerle indirgenir.

$$A_n = c_n \frac{\bar{p}_{dc}}{\bar{n}_{dc} + \bar{p}_{dc}} \int_{E_{tp}}^{E_{tn}} N(E) dE + c_n \int_{E_{tn}}^{E_{\omega n}} N(E) dE \tag{7.58}$$

$$B_n = \omega c_n \int_{E_{tn}}^{E_s} \frac{e_n}{\omega^2 + e_n^2} N(E) dE + \omega \tag{7.59}$$

$$A_p^* = c_p \frac{\bar{n}_{dc}}{\bar{n}_{dc} + \bar{p}_{dc}} \int_{E_{tp}}^{E_{tn}} N(E) dE + c_p \int_{E_{\omega p}}^{E_{tp}} N(E) dE \tag{7.60}$$

$$B_p^* = \omega + c_p \int_{E_v}^{E_{tp}} \frac{\omega e_p}{e_p^2 + \omega^2} N(E) dE \tag{7.61}$$

Eğer Eş.7.59 ve Eş.7.61' deki ifadelerde integral içindeki terimler için  $G_n(E) = \frac{\omega \mathbf{e}_n}{\mathbf{e}_n^2 + \omega^2}$  ve  $G_p(E) = \frac{\omega \mathbf{e}_p}{\mathbf{e}_p^2 + \omega^2}$  tanımlamaları yapılırsa  $B_n$  ve  $B_p^*$  ifadeleri

$$B_n = \omega + c_n \int_{E_{tn}}^{E_c} G_n(E) N(E) dE \quad (7.62)$$

$$B_p^* = \omega + c_p \int_{E_v}^{E_{tp}} G_p(E) N(E) dE \quad (7.63)$$

şeklinde yazılabilir. Eş.7.62 ve Eş.7.63' deki  $G_n(E)$  ve  $G_p(E)$  ağırlık fonksiyonları,  $E_{\omega n}$  ve  $E_{\omega p}$  değerlerinde keskin bir tepe yaparak bu değerlerin dışında hızla sıfıra doğru azalan fonksiyonlardır ve yaklaşık olarak  $\delta$  Dirac-delta fonksiyonuyla ifade edilebilir. Bu durumda Eş.7.62 ve Eş.7.63' deki integraller kolayca alınabilir ve  $B_n$  ve  $B_p^*$  ifadeleri Eş.7.64 ve Eş.7.65' deki gibi yazılabilir:

$$B_n = \omega + \frac{\pi}{2} c_n k T N(E_{\omega n}) \quad (7.64)$$

$$B_p = \omega + \frac{\pi}{2} c_p k T N(E_{\omega p}) \quad (7.65)$$

Görüldüğü gibi  $\omega \gg \bar{n}_{dc} + \bar{p}_{dc}$  durumunda bulunan  $G_n(E)$  fonksiyonu Oheda analizinde  $D \gg 1$  koşulunda bulunan  $G_1(E)$  fonksiyonunun aynısı, ancak farklı bir formda yazılmıştır. (Zaten Oheda analizinde Eş.2.22' deki tanıma göre incelenen  $D \gg 1$  koşulu, burada yapılan  $\omega \gg \bar{n}_{dc} + \bar{p}_{dc}$  koşuluyla aynıdır ve  $E_{\omega}$  probe enerjisinin  $E_{tn}$  sözde-Fermi düzeyinden yeterince yukarıda olduğu yüksek frekanslarda çalışıldığı anlamındadır). Yine Simmons-Taylor istatistiğinin ışığında Eş.7.58' deki ilk terimin elektron ömür süresinin tersi  $1/\tau_n$  şeklinde yazılabileceği düşünülürse Eş.7.58 ve Eş.7.59' daki  $A_n$  ve  $B_n$  ifadeleri de yine Oheda analizindeki  $A$  ve  $B'$  lerle aynıdır. Ancak integraller serbest elektronlar için sözde Fermi düzeyi  $E_{fn}$  değil, tuzaklanmış elektronlar için sözde Fermi düzeyi  $E_{tn}$  üzerinden alınmaktadır.

$\omega \gg \bar{n}_{dc} + \bar{p}_{dc}$  durumunda Eş.7.58-7.61' deki ifadelere indirgenen  $A_n$ ,  $B_n$ ,  $A_p^*$  ve  $B_p^*$  katsayıları Eş.7.51' de verilen denklem sistemindeki diğer katsayıların yanında

çok daha büyüktür. Bu durumda diğer sabitler bunların yanında ihmal edilebilir ve Eş.7.51 denklem sistemi iki bilinmeyenli iki alt denklem sistemine indirgenir:

$$\begin{aligned} A_n n_i + B_n n_r &= 0 & A_p^* p_i + B_p^* p_r &= 0 \\ B_n n_i - A_n n_r &= -G_{ac} & B_p^* p_i - A_p^* p_r &= -G_{ac} \end{aligned} \quad \text{ve} \quad (7.66)$$

Görüldüğü gibi yüksek frekans durumunda elektron ve deşik populasyonları, artık çiftlenmiş bir şekilde karşımıza çıkmaz ve bu iki alt denklem sisteminin çözülmesiyle ayrı ayrı bulunabilir. Bu durum fazlalık taşıyıcıların birbirleriyle değil, sadece tuzaklar ve ilgili bandla alış-veriş içinde olmasıyla açıklanabilir.

$$\begin{aligned} A_n n_i + B_n n_r &= 0 \\ B_n n_i - A_n n_r &= -G_{ac} \end{aligned} \quad (7.67)$$

Eş.7.67 denklem sisteminin çözümünden

$$n_i = -\frac{B_n}{B_n^2 + A_n^2} G_{ac} \quad \text{ve} \quad n_r = \frac{A_n}{B_n^2 + A_n^2} G_{ac} \quad (7.68)$$

bulunur. Benzer şekilde

$$\begin{aligned} A_p^* p_i + B_p^* p_r &= 0 \\ B_p^* p_i - A_p^* p_r &= -G_{ac} \end{aligned} \quad (7.69)$$

Eş.7.69 denklem sisteminin çözümünden de

$$p_i = -\frac{B_p^*}{B_p^{*2} + A_p^{*2}} G_{ac} \quad \text{ve} \quad p_r = \frac{A_p^*}{B_p^{*2} + A_p^{*2}} G_{ac} \quad (7.70)$$

bulunur.

**ii-)  $\omega < \bar{n}_{dc} + \bar{p}_{dc}$  için:**

Bu durumda Eş.7.51 denklem sistemi elektron ve deşikler için iki ayrı denklem sistemine ayrılmaz, ancak  $\tau(E)$  tanımı göz önüne alınırsa herhangi bir enerji değerinde  $\omega\tau \ll 1$  ve  $\omega^2\tau^2 \ll 1$  yazılabilir, buna bağlı olarak denklemdeki katsayılar için  $A_n = A_n^*$  ve  $A_p = A_p^*$  yazılabilir. Böylece Eş.7.51 denklem sistemi

$$\begin{aligned}
A_n n_i + A_p p_i + B_n n_r - B_p p_r &= 0 \\
B_n n_i - B_p p_i - A_n n_r - A_p p_r &= -G_{ac} \\
A_n n_i + A_p p_i - B_n^* n_r + B_p^* p_r &= 0 \\
-B_n^* n_i + B_p^* p_i - A_n n_r - A_p p_r &= -G_{ac}
\end{aligned} \tag{7.71}$$

Eş.7.71' deki halini alır. Eş.7.71 denklem sistemini matris yöntemi ile çözmek mümkündür. Bu amaçla Eş.7.71 matris formunda yazılırsa

$$\begin{pmatrix} A_n & A_p & B_n & -B_p \\ B_n & -B_p & -A_n & -A_p \\ A_n & A_p & -B_n^* & B_p^* \\ -B_n^* & B_p^* & -A_n & -A_p \end{pmatrix} \begin{pmatrix} n_i \\ p_i \\ n_r \\ p_r \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ -G_{ac} \\ 0 \\ -G_{ac} \end{pmatrix} \tag{7.72}$$

şeklinde olur. Eş.7.72' de katsayılar matrisine K denilerek,  $n_r, n_i, p_r$  ve  $p_i$  için çözülürse şu ifadeler bulunur:

$$n_i = \frac{\begin{bmatrix} 0 & A_p & B_n & -B_p \\ -G_{ac} & -B_p & -A_n & -A_p \\ 0 & A_p & -B_n^* & B_p^* \\ -G_{ac} & B_p^* & -A_n & -A_p \end{bmatrix}}{K} = \frac{\begin{bmatrix} 0 & A_p & B_n & -B_p \\ 0 & -(B_p + B_p^*) & 0 & 0 \\ 0 & A_p & -B_n^* & B_p^* \\ -G_{ac} & B_p^* & -A_n & -A_p \end{bmatrix}}{K} = \frac{G_{ac} \begin{bmatrix} A_p & B_n & -B_p \\ -(B_p + B_p^*) & 0 & 0 \\ A_p & -B_n^* & B_p^* \end{bmatrix}}{K} = \frac{G_{ac}(B_p + B_p^*)(B_n B_p^* - B_n^* B_p)}{K}$$

$$p_i = \frac{\begin{bmatrix} A_n & 0 & B_n & -B_p \\ B_n & -G_{ac} & -A_n & -A_p \\ A_n & 0 & -B_n^* & B_p^* \\ -B_n^* & -G_{ac} & -A_n & -A_p \end{bmatrix}}{K} = \frac{\begin{bmatrix} A_n & 0 & B_n & -B_p \\ B_n + B_n^* & 0 & 0 & 0 \\ A_n & 0 & -B_n^* & B_p^* \\ -B_n^* & -G_{ac} & -A_n & -A_p \end{bmatrix}}{K} = \frac{-(B_n + B_n^*) \begin{bmatrix} 0 & B_n & -B_p \\ 0 & -B_n^* & B_p^* \\ -G_{ac} & -A_n & -A_p \end{bmatrix}}{K} = \frac{G_{ac}(B_n + B_n^*)(B_n B_p^* - B_n^* B_p)}{K}$$

$$n_r = \frac{\begin{bmatrix} A_n & A_p & 0 & -B_p \\ B_n & -B_p & -G_{ac} & -A_p \\ A_n & A_p & 0 & B_p^* \\ -B_n^* & B_p^* & -G_{ac} & -A_p \end{bmatrix}}{K} = \frac{\begin{bmatrix} A_n & A_p & 0 & -B_p \\ B_n + B_n^* & -(B_p + B_p^*) & 0 & 0 \\ A_n & A_p & 0 & B_p^* \\ -B_n^* & B_p^* & -G_{ac} & -A_p \end{bmatrix}}{K} = \frac{\begin{bmatrix} A_n & A_p & -B_p \\ G_{ac} & B_n + B_n^* & -(B_p + B_p^*) & 0 \\ A_n & A_p & -B_p \end{bmatrix}}{K}$$

$$= \frac{\begin{bmatrix} 0 & 0 & -(B_p + B_p^*) \\ B_n + B_n^* & -(B_p + B_p^*) & 0 \\ A_n & A_p & -B_p \end{bmatrix}}{K} = \frac{-G_{ac}(B_p + B_p^*) [A_p (B_n + B_n^*) + A_n (B_p + B_p^*)]}{K}$$

$$\begin{aligned}
p_r &= \frac{\begin{bmatrix} A_n & A_p & B_n & 0 \\ B_n & -B_p & -A_n & -G_{ac} \\ A_n & A_p & -B_n^* & 0 \\ -B_n^* & B_p^* & -A_n & -G_{ac} \end{bmatrix}}{K} = \frac{\begin{bmatrix} A_n & A_p & B_n & 0 \\ B_n+B_n^* & -(B_p+B_p^*) & 0 & 0 \\ A_n & A_p & -B_n^* & 0 \\ -B_n^* & B_p^* & -A_n & -G_{ac} \end{bmatrix}}{K} = \frac{-G_{ac} \begin{bmatrix} A_n & A_p & B_n \\ B_n+B_n^* & -(B_p+B_p^*) & 0 \\ A_n & A_p & -B_n^* \end{bmatrix}}{K} \\
&= \frac{-G_{ac} \begin{bmatrix} 0 & 0 & B_n+B_n^* \\ B_n+B_n^* & -(B_p+B_p^*) & 0 \\ A_n & A_p & -B_n^* \end{bmatrix}}{K} = \frac{-G_{ac} (B_n+B_n^*) \begin{bmatrix} A_p (B_n+B_n^*) + A_n (B_p+B_p^*) \end{bmatrix}}{K}
\end{aligned}$$