

**YARIİLETKEN İNCE FİLMLERDE
DC İLETİM TÜRLERİ**

NİHAL BAYSAL
Yüksek Lisans Tezi

Fizik Anabilim Dalı
OCAK-99

JÜRİ VE ENSTİTÜ ONAYI

Nihal BAYSAL'ın Yarıiletken İnce Filmlerde DC İletim Türleri başlıklı Fizik Anabilim Dalındaki Yüksek Lisans Tezi 19.02.1999 tarihinde, aşağıdaki jüri tarafından Anadolu Üniversitesi Lisansüstü Eğitim-Öğretim ve Sınav Yönetmeliğinin ilgili maddeleri uyarınca değerlendirilerek kabul edilmiştir.

Adı-Soyadı

İmza

Üye (Tez Danışmanı) : Prof. Dr. Muhsin ZOR

Üye : Yrd. Doç. Dr. Sabiha AKSAY

Üye : Yrd. Doç. Dr. Salih KÖSE

Anadolu Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulunun ..24.02.1999 tarih veb/7..... sayılı kararıyla onaylanmıştır.

ÖZET

Yüksek Lisans Tezi

YARIİLETKEN İNCE FİLMLERDE DC İLETİM TÜRLERİ

Nihal BAYSAL

Anadolu Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı

Danışman: Prof. Dr. Muhsin ZOR

1999, 86 Sayfa

Bu tezde, yarıiletken ince filmlerin önemi ve uygulama alanları araştırılarak, yarıiletken ince filmlerde DC iletim türleri incelenmiştir. İletim mekanizmaları metal-yarıiletken kontakları ile doğrudan ilişkili olduğundan metal-yarıiletken kontakları konusuna yer verilerek yarıiletken ince filmlerde DC iletim türleri termiyonik (Schottky) emisyon, termiyonik-field emisyon, field emisyon, uzay yükü ile sınırlı akım, Frenkel-Poole emisyon akımı ve iyonik iletim olmak üzere altı ayrı biçimde sunulmuştur. Termiyonik emisyon akımı, termal uyarılma sonucu arayüzey potansiyel engeli üzerinden elektronların bir yarıiletkenin iletim bandına emisyonu olarak tanımlanmıştır. Ortalama sıcaklıklarda, metalin Fermi seviyesinin üzerindeki enerji seviyesinde bulunan elektronların yarıiletkenin iletim bandına tünelleme ile geçişi termiyonik-field emisyon akımı olarak açıklanmıştır. Field emisyonun uygulanan voltaja bağlı olduğu belirtilmiştir. Uzay yükü ile sınırlı akımın yarıiletken ile kontak durumundaki elektronlar yarıiletkenin valans bandına holleri yada iletim bandına elektronları enejekte edebildikleri zaman meydana geldiği şekillerle gösterilmiştir. Frenkel-Poole emisyonunda tuzaklardaki elektronların termal uyarılma ile yarıiletkenin iletim bandına geçtiği ifade edilmiştir. İyonik iletimin temel olarak örgü kusurlarından oluştuğu formüllerle birlikte anlatılmıştır. Tüm bu iletim mekanizmaları sonuç kısmında değerlendirilmiştir.

Anahtar Kelimeler; İnce Film, Kontak, Uzay yükü, Tuzak, Kusur

ABSTRACT**Master of Science Thesis****DC CONDUCTION TYPES IN SEMICONDUCTOR
THIN FILMS****Nihal BAYSAL****Anadolu University****Graduate School of Natural and Applied Sciences****Physics Program****Supervisor: Prof. Dr. Muhsin ZOR****1999, Page 86**

In this thesis, DC conduction types in semiconductor thin films is studied by exploring the importance and application fields of semiconductor thin films. Since the conduction mechanisms are directly related with metal-semiconductor contacts, metal-semiconductor contacts are mentioned and then DC types in semiconductor thin films including the thermionic (Schottky) emission, thermionic-field emission, field emission, space-charge limited current, Frenkel-Poole emission, ionic conduction are presented in six groups. The thermionic emission current is defined as the emission of the electrons over the potential barrier from metal to the conduction band of the semiconductor by thermal excitation. At moderate temperatures, tunneling of the electrons at an energy level over the fermi level of the metal to the conduction band of the semiconductor is explained as thermionic-field emission. It is determined that the field emission depends on the applied voltage. It is shown with figures that space charge limited conduction occurs when the contacting electrodes are capable of injecting either electrons into the conduction band or holes into the valence band of the semiconductor. It is reported that in Frenkel-Poole emission the transmission of the trapped electrons to the conduction band of the semiconductor by thermal excitation is possible. Using the formulas, it is referred that ionic conduction is basically formed on account of lattice defects. All of these conduction mechanism are analysed in the conclusion part.

Keywords: Thin film, Contact, Space charge, Trap, Defect

TEŞEKKÜR

Tez alıŐmalarım sırasında yardımlarından dolayı, danıŐmanım Anadolu Üniversitesi Fizik Bölümü Öğretim Üyesi Prof. Dr. Muhsin ZOR'a ve ayrıca fikir ve önerilerinden yararlandığım Anadolu Üniversitesi Öğretim Üyesi Yrd. Doç. Dr. A. Őenol AYBEK'e teşekkür ediyorum.

İÇİNDEKİLER

Sayfa No:

ÖZET.....	i
ABSTRACT	ii
TEŞEKKÜR	iii
İÇİNDEKİLER	iv
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	vi
TABLolar DİZİNİ	vii
SİMGELER DİZİNİ	viii
1. GİRİŞ:	1
1.1. İnce Filmler.....	1
1.2. Yarıiletkenler	1
2. METAL-YARIİLETKEN KONTAKLARI	4
2.1. Elektriksel Kontak.....	4
2.2. İş Fonksiyonları, Kontak Potansiyelleri	5
2.3. Elektriksel Kontak Türleri	15
2.3.1. Nötr Kontaklar	16
2.3.2. Blocking Kontaklar	19
2.3.3. Ohmic Kontaklar.....	20
2.3.4. Metal-Elektrolit Kontakları	27
2.3.5. Elektrolit-Yarıiletken (veya Yalıtkan) Kontakları.....	29
2.4. Yüzey Durumları.....	32
2.5. Schottky Etkisi	36
2.5.1. Nötr Kontaklarda Schottky Etkisi.....	36
2.5.2. Blocking Kontaklarda Schottky Etkisi.....	38
3. YARIİLETKEN İNCE FİLMLERDE ELEKTRİKSEL İLETKENLİK	42
3.1. Yarıiletken İnce Filmlerde DC İletimin Sınıflandırılması.....	42
3.2. Termiyonik Emisyon (Schottky Emisyon).....	42
3.2.1. Etkin Kütlenin Etkisi :	44

3.2.2. Boşaltım Bölgesindeki Taşıyıcıların Yayılımı ve Sürüklenmesinden Dolayı Düzeltme;.....	45
3.3. Field Emisyonu	54
3.4. Termiyonik Field Emisyon.....	64
3.5. Uzay Yüğü İle Sınırlı Akım (SCL).....	66
3.6. Frenkel-Poole Emisyonu	73
3.7. İyonik İletkenlik.....	75
4. SONUÇ	78
5. KAYNAKLAR	82

ŞEKİLLER DİZİNİ

	<u>Sayfa No:</u>
Şekil 2.1.	6
Şekil 2.2.	14
Şekil 2.3.	18
Şekil 2.4.	19
Şekil 2.5.	21
Şekil 2.6.	26
Şekil 2.7.	27
Şekil 2.8.	30
Şekil 2.9.	31
Şekil 2.10.	34
Şekil 2.11.	35
Şekil 2.12.	37
Şekil 2.13.	39
Şekil 3.1.	54
Şekil 3.2.	54
Şekil 3.3.	56
Şekil 3.4.	58
Şekil 3.5.	61
Şekil 3.6.	63
Şekil 3.7.	65
Şekil 3.8.	68
Şekil 3.9.	71
Şekil 3.10.	72
Şekil 3.11.	74

TABLULAR DİZİNİ

	<u>Sayfa No</u>
Tablo 2.1.	28
Tablo 2.2.	28
Tablo 3.1.	45

SİMGELER DİZİNİ

- A, A^* ; Richardson sabiti, etkin Richardson sabiti ($A/cm^2 \cdot ^\circ K^2$)
 D ; difüzyon katsayısı
 D_T ; quantum mekaniksel iletim fonksiyonu
 E ; elektrik alan N/C
 E_F ; Fermi seviyesi (J, eV)
 E_{Fm} ; metalin Fermi seviyesi (J, eV)
 E_{Fs} ; yarıiletkenin Fermi seviyesi (J, eV)
 E_c ; iletim bandı alt sınırı (J, eV)
 E_v ; valans bandı üst sınırı (J, eV)
 E_t ; tuzaklama seviyesi (J, eV)
 E_g ; yasak enerji aralığı (J, eV)
 h ; Planck sabiti (J.sn)
 $h\nu$; foton enerjisi (J)
 I ; akım (A)
 J ; akım yoğunluğu (A/m^2)
 ϵ_0 ; vakumdaki geçirgenlik ($C^2/N.m^2$)
 ϵ ; dielektrik sabiti ($C^2/N.m^2$)
 e ; elektron yükü (C)
 k ; Boltzman sabiti ($J/^\circ K, eV/^\circ K$)
 m, m^* ; kütle, etkin kütle (kg)
 n ; elektron yoğunluğu (cm^{-3})
 N_v ; valans bandındaki durum yoğunluğu (m^{-3})
 N_c ; iletim bandındaki durum yoğunluğu (m^{-3})
 N_t ; tuzak yoğunluğu (m^{-3})
 σ ; iletkenlik ($\Omega.cm$)⁻¹
 σ_s ; yüzey yük yoğunluğu (m^{-2})
 ϕ ; yalıtkan veya has yarıiletkenin iş fonksiyonu potansiyeli (V)
 ϕ_m ; metalin iş fonksiyonu potansiyeli (V)

- ϕ_s ; katkılı yarıiletkenler (p – tipi ve n – tipi) için iş fonksiyonu potansiyeli (V)
 ϕ_B ; engel potansiyeli (V)
 $\Delta\phi_{FP}$; Frenkel - Poole engel azaltılması (V)
 $\Delta\phi_s$; Schottky engel azaltılması (V)
 O_X ; Oxidation
 p ; hol yoğunluğu (cm^{-3})
 Red ; Reduction
 q ; yük miktarı (C)
 T ; sıcaklık ($^{\circ}K$)
 ν ; frekans (s^{-1})
 μ ; mobilite ($m^2/Volt.s$)
 χ ; electron affinity (eV)
 V_0 ; kontak potansiyel farkı (V)
 V_H ; Helmholtz potansiyeli (V)
 V_G ; Galvani potansiyeli (V)
 v_R ; etkin rekombinasyon hızı
 v_D ; etkin difüzyon hızı
 $\psi(x)$; Potansiyel değişim fonksiyonu
 W ; Depletion (boşaltım) bölgesinin genişliği
 λ ; Optiksel fononun ortalama serbest yolu
 SCL ; Uzay yükü ile sınırlı
 ζ ; Metalin dışındaki ve içindeki elektronlar arasındaki potansiyel enerji farkı (eV)

1.GİRİŞ

1.1. İnce Filmler

1900'lü yılların başlarında elektrik akımlarını kontrol etmek amacıyla Fessenden ve Deforest tarafından icad edilen vakum tüplerinin kullanılması ile başlayan vakum tüpü çağını, 1948 yılında Walter Brattain ve William Shockely tarafından transistörün keşfi ile başlayan mikroelektrik çağı takip etmiştir. Transistörün keşfine kadar ilerlemeler oldukça yavaştı. Bilgisayarların tasarımı ve yapımı yalnız yüksek maliyetli olmakla kalmıyor, aynı zamanda çok yer ve araç-gereç de gerektiriyordu. Yarıiletken ince filmlerin keşfiyle bu durum kökten değişmiştir.

İnce filmler genellikle 1 μm 'den daha küçük bazen 1 nm kalınlığındaki madde tabakalarıdır. Bir atomun yarıçapının 0,5 nm'den küçük olduğunu dikkate alırsak ince filmler, sadece birkaç atomik tabaka kalınlığındadır. İnce filmler mikro elektronik devre yapımında kullanılmaktadır. Bir mikro elektronik (entegre) devre transistör, direnç ve kondansatör gibi devre elemanlarının iç içe ve düzgün bir biçimde üzerine yerleştirildiği bir elektrik kontrol levhasına benzetilebilir. İnce film devre elemanları az yer kaplarlar, ağırlıkları ve güç kayıpları azdır.

Mikro elektrik teknolojisi, bilgisayarlar, uydular, optik elyaf ve bunların fabrikalarda bürolarda ve evlerde kullanılan çeşitli elektrikli aletlerin yapımı gibi insanoğluna ve yaşam kalitesinin gelişimi doğrultusunda birçok hizmetler sunmaktadır.

1.2. Yarıiletkenler

Katılar elektriksel iletkenliklerine göre iletken, yalıtkan, yarıiletken ve yarımetal olarak ayrılırlar. Bu farklı özelliklerin ortaya çıkmasına neden, katıyı oluşturan atomların dış yörüngelerindeki elektron sayısı, kristal yapıdan gelen periyodiklik ve Pauli ilkesidir. Elektronlar için bu üç quantum fiziksel olgu sonucu, enerji bantları, yasak enerji aralığı ve Fermi düzeyi oluşur. Fermi düzeyinin bant içindeki yerine veya

yasak enerji bölgesine düşmesi hallerinde de farklı elektriksel özellikler gözlenmektedir.

Yarıiletken maddeler elektriksel iletkenlikleri bakımından iletkenler ve yalıtkanlar arasında yer alır. Oda sıcaklığında, iyi bir iletken olan metallerin öz dirençleri 10^{-6} ohm-cm, yalıtkanların 10^{14} - 10^{22} ohm-cm ve yarı iletkenlerin 10^{-2} - 10^9 ohm-cm dolaylarındadır.

Yarıiletkenlerin elektriksel iletkenliği, sıcaklık, optiksel uyarılma (excitation) ve katkılama (doping) işlemleriyle değiştirilebilir. Elektriksel iletkenlikteki bu değişebilirlik yarıiletken maddelerin elektronik devrelerde kullanılmasını sağlar. Yarı iletkenlerde $T=0^{\circ}\text{K}$ sıcaklıkta iletim bandı tamamen boş, valans bant tamamen doludur. Sıcaklığın artması ile birlikte valans banttan yeteri kadar enerjiyi (E_g) temin eden elektronlar iletim bandına geçerler. Böylece iletim bandında bir elektrona karşılık valans bantta bir hol oluşur. Hol pozitif yüklü ve kütlesi elektron kütlesi değerinde bir taşıyıcıdır. Elektron yoğunluğu hol yoğunluğuna eşit yarıiletkenlere has (intrinsic) yarıiletkenler denir. Has yarıiletkenlerin elektriksel iletkenliği katkı elementleriyle kontrol edilebilir. Bu elementlerin atomlarının en dış yörüngesinde bulunan elektronlar (valans elektronları), yarıiletkenin valans elektronlarından az veya fazla olabilir. Yarıiletken kristale katılan elementlerin ya elektron verici (donör) yada elektron kabul edici (akseptör) olarak işlevleri vardır. Bu şekilde iki tür katkılı yarıiletken elde edilebilir.

Has yarıiletkenlerde bir elektron-hol çiftinin oluşması için gerekli olan enerjiden çok daha az enerji ile donör katkılamak suretiyle iletim bandında elektron sayısı artırılır. Ayrıca donörün iyonlaşması sonucu iletim bandına çıkan elektron karşılığında valans bantta hol oluşmamaktadır. Oda sıcaklığında bütün donörlerin iyonlaştığını kabul edersek, donör yoğunluğuna bağlı olarak yarıiletken materyalde elektron yoğunluğu hol yoğunluğundan büyük olacaktır. Bu durumda, elektriksel iletkenliğe elektronlardan gelen katkının daha fazla olacağı açıktır. Bu tür yarıiletkenler n-tipi yarıiletken olarak tanımlanır. Diğer taraftan, akseptör katkılı yarıiletkenlerde hol yoğunluğu, elektron

yoğunluğundan büyüktür. Çünkü aksöptör atomları kovalent bağdan açığa kalan bir tanesini tamamlamak için katkılandığı yarıiletkenin bağlarının bir tanesinden bir elektron kapar. Bu durumda valans bandta bir hol oluşmuş olur. Buna karşılık iletim bandına bir elektron çıkmaz. Holler, pozitif yüklü taşıyıcı olarak davrandığından bu tür yarıiletkenler p-tipi yarıiletkenler olarak tanımlanır. Bu iki çeşit yarıiletkenler transistörlerin ve yarıiletken devrelerin yapımında kullanılan temel maddeleridir. Her iki türde de akım taşıyan yükler pozitif ve negatif yüklerdir. Çoğunlukta olan yükler majority, azınlıkta olanlar ise minority taşıyıcı olarak tanımlanır.

Yarıiletken materyaller Periyodik Tablonun IV. grup elementlerinden S. ve Ge, II-IV grup bileşiklerden ve kısmen de II-VI grup bileşikleri ile bunların üçlü, dörtlü bileşiklerinden oluşmaktadır.

Bazı yarıiletkenlerin $T=300^{\circ}\text{K}$ sıcaklıktaki yasak enerji aralıkları; Ge(0,7eV), Si(1,1eV), GaAs(1,4eV), CdS(2,44eV), Elmas(7eV, yalıtkan).

2. METAL-YARIİLETKEN KONTAKLARI

2.1. Elektriksel Kontak

Bir elektriksel kontak, genellikle bir metal ve metal olmayan (yalıtkan ve yarıiletken) madde arasındaki kontak olarak tanımlanır ve fonksiyonu taşıyıcı enjeksiyonunu sağlayabilmek ya da önlemektir.

İş fonksiyonları farklı iki madde kontak durumuna getirilirse denge durumu oluşuncaya kadar bir maddeden diğerine serbest taşıyıcılar geçecektir. Denge durumu her iki maddenin Fermi seviyeleri eşit olduğu durumdur. Böyle bir net taşıyıcı geçişi, bir tarafta pozitif diğer tarafta negatif uzay-yükü (space-charge) oluşturacaktır ve arayüzeyin her iki tarafında bir elektrostatik çift tabaka meydana gelecektir. Bu çift tabaka genellikle potansiyel engeli olarak belirtilir ve bu tabakanın çevresindeki potansiyel “kontak potansiyeli” olarak tanımlanır. Bu çift tabakanın işlevi bir elektrik alanı oluşturarak bir maddeden diğerine fazladan serbest yük taşıyıcı akışını durdurmaktadır. Termodinamiksel olarak serbest taşıyıcıların her iki yönde de geçişi her zaman olmasına rağmen, bir termal denge durumunda istatistiksel olarak net sıfır geçişi koruyacak şekilde bu akımlar çok küçük ve eşit miktardadır.

Bir kantağın elektriksel performansı kontak halindeki maddelerin enerji-bant diyagramlarına göre belirlendiği gibi, katkılardan ve kristal kusurlarından dolayı oluşan yüzey durumları ile yüzeyde kaçınılmaz olan örgü uyumsuzluğu da büyük ölçüde etkilidir. Bir elektrolit ve bir elektrolit olmayan katı arasındaki kantağın elektriksel performansı, katıdaki enerji seviyeleri ve elektrolitteki iyonlarla ilgili olan enerji seviyeleri arasındaki bir elektron alışveriş reaksiyonuna dayalıdır. Katının yüzeyinde ve elektrolitin iyonları arasındaki sürekli bir taşıyıcı alışveriş için kurulan denge dinamiktir ve dinamik dengede ileri ve geri reaksiyon hızları eşittir bu tür elektrik kontaklar özel bir katı için doğru bir elektrolit seçimiyle, taşıyıcı enjeksiyonunu oluşturmak için yapılabilir.

Atom veya moleküllerin dış yörüngelerindeki elektronların orbitalleri veya dalga fonksiyonları, katı içinde atomlar veya moleküller arasındaki bağlanmalardan dolayı üst üste bindiğinden (overlapped), bir elektrolit veya metalik elektrottan bir katıya enjekte edilen yük taşıyıcılar katı içinde lokalize olmazlar. Bir katıda termal veya optik uyarılmayla oluşturulan yük taşıyıcıları katının bir bütün olarak elektriksel nötrlüğünü değiştirmez. Elektronlar ve holler arasındaki difüzyon katsayısı ve mobilitedeki farklılıklardan dolayı belli bir bölgede net bir uzay yüküne, başka bir bölgede zıt işaretli uzay yüküne neden olurlar. Fakat katı her zaman nötr kabul edilir. Çünkü bu tür uyarılmalar ya eşit sayıda elektron ve hol oluşturur ya da bir çeşit hareketli serbest taşıyıcı ve eşit sayıda başka bir çeşit bağımlı hareketsiz yük oluşturur.

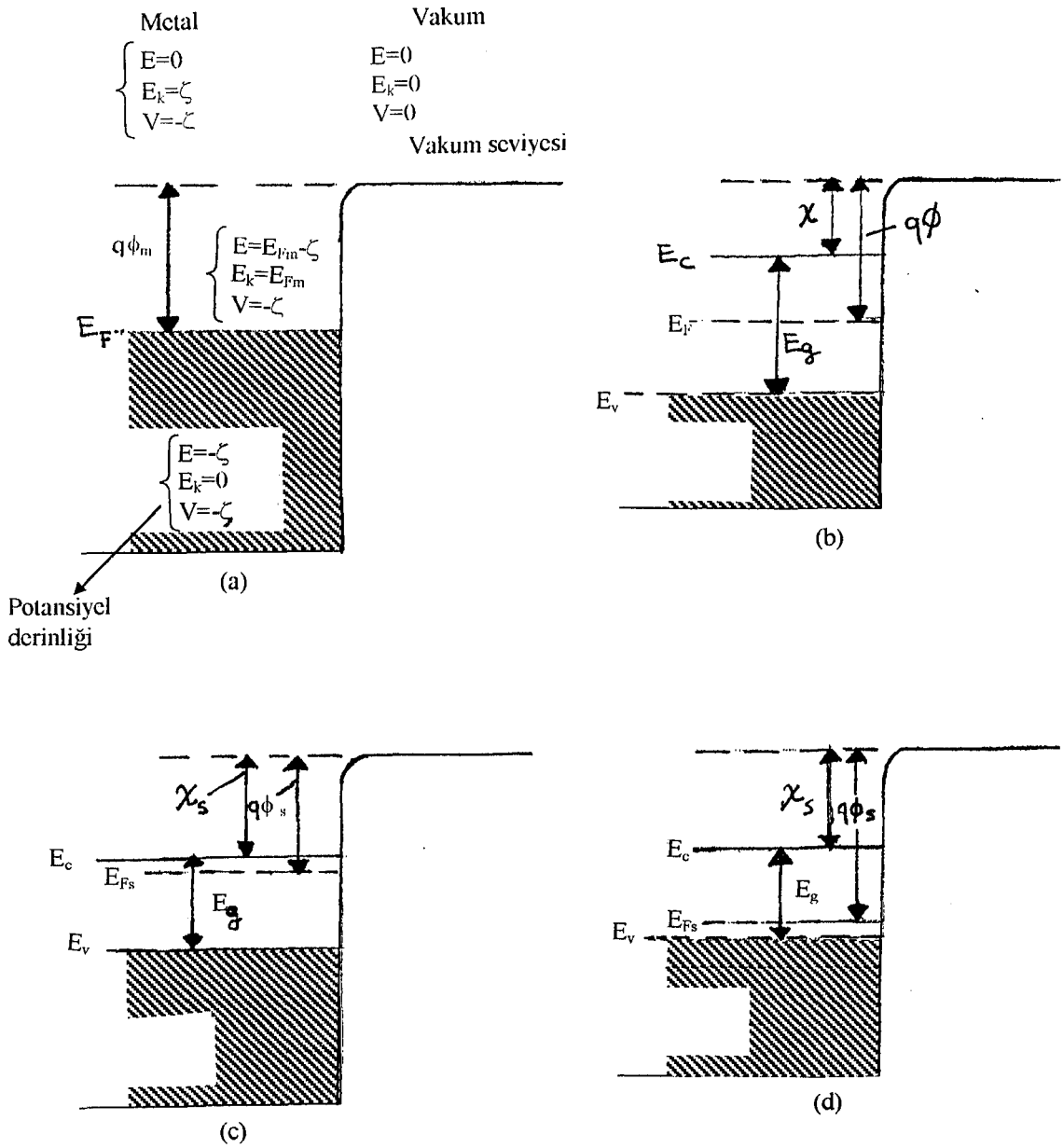
2.2. İş Fonksiyonları, Kontak Potansiyelleri

Kusursuz bir kristal yoktur ve bu yüzden her zaman yapısal kusurlar (kristal örgüde bozukluklar) ve kimyasal kusurlar (kristalde önceden var olan veya dış kirlilikten dolayı oluşan katkılar) hatta kesik yüzey üzerinde vardır. Yapıdaki kusurlar normal olarak geometrik şekildeki bozukluk olarak algılanır ve katkılardan dolayı oluşan kusurlar her zaman yüzeyde karmaşıklıklar yaratırlar. Şuna dikkat edilmelidir ki, yüzey vakumda kesilmesine rağmen katkı kirliliğinden kaçınmak çok zordur, çünkü 1×10^{-12} torr'da ki bir ortam 1 cm^3 'te yaklaşık 3×10^4 parçacık içerir.

İki yüzey kontak haline getirildiğinde, yüzeylerin bazı bölümleri kontak halinde olmayabilir ve bazı bölümler mekaniksel olarak ve yüzeyler arasındaki reaksiyonlar ile gerçek kontak oluşturabilir[1].

Bir metal ile bir metal olmayan madde arasındaki en basit kontak, metal ile vakum arasındaki kontak. İki metal levha vakumda paralel ve çok yakın bir şekilde yerleştirildiğinde, levhalar çevresinde küçük bir voltaj uygulanırsa, akım geçişi önemsenmeyecek kadar küçük olur. Buna neden, ne metal içinde serbest elektronların olmaması ne de elektronların vakumda olduklarında hareketsiz olmaları değildir. Fakat, metaldeki elektronlar metalden ayrılıp vakuma girmeden önce bir potansiyel engelini

aşmak zorundadırlar. Metaldeki bir elektronun Fermi enerji düzeyinden itibaren metali terkedebilmesi için gerekli enerji, metalin iş fonksiyonu olarak tanımlanır. Şekil 2.1.(a)'da gösterildiği gibi;



Şekil 2.1 a) metal $q\phi_m$ b) dielectric, $q\phi$ c) n-tipi yarıiletken, $q\phi_s$
d) p-tipi yarıiletken, $q\phi_s$ iş fonksiyonlarını gösteren enerji-band diyagramları.

$$q\phi_m = \xi - E_{fm} \quad (2.1)$$

ξ , metalin dışında ve içindeki elektronlar arasındaki potansiyel enerji farkıdır ve kristalin yapısına ve yüzeyin durumuna bağlıdır. Metalin (cohesive) enerjisi yükseldikçe iş fonksiyonu da yükselir, fakat diğer taraftan iş fonksiyonu yüzeydeki yabancı atom veya moleküllerin absorbe edilmesinden veya yüzeyde tutunmasından oluşan bir tabakanın varlığı ile değiştirilebilir[2]. Buna göre, iş fonksiyonu iki bölümden oluşur:

- (i) elektronun bağlanma enerjisi,
- (ii) yüzeydeki bir elektrostatik çift tabakanın içinden elektronun hareket etmesi için gerekli enerji.

Bu demektir ki ξ yüzeyin yapısına ve çift tabakanın dipol momentine kısmen bağlıdır.

Bir metal bütün olarak düşünüldüğünde nötr durumdadır fakat bir vakumla yüz yüze gelen yüzeyde elektron dağılımı iyon (core) merkezlerine göre simetrik olmayabilir. Bu durum bir net yük akışından dolayı oluşmasında olduğu gibi, bir çift tabakanın oluşmasıyla sonuçlanır. Eğer σ_s birim alandaki yük, ϵ_0 vakumdaki dielektriksel geçirgenlik ve t tabakanın kalınlığı ise, birim alandaki dipol moment $\sigma_s \cdot t$ ve potansiyel $\sigma_s \cdot t / \epsilon_0$ 'a eşittir. Bu potansiyel, dıştaki pozitif veya negatif yük ile çift tabakaya bağlı olarak dışarı doğru ve pozitif veya negatif olabilir. Temiz metal yüzeyleri için böyle bir has çift tabakanın dipol momentinin büyüklüğü, kristal düzleminin farklı yönelmeleri için farklıdır ve potansiyel 0.5 ile 1 volt arasındadır ve alkali metaller için 0.5 volttan daha küçüktür. Fakat, kirletilmiş metal yüzeyleri için yabancı atomların yüzeyinde tutunduğu tabaka (ne nötr ne de iyonlaştırılmış) yüzey potansiyel engelini büyük ölçüde değiştirilebilir ve 2 eV'tan daha fazla olmak üzere metalin iş fonksiyonunu azaltabilir veya arttırabilir. Örneğin oksijen gibi yüzeyde tutunan bir elektronegatif gazın atomları metalden elektronları yakalayacaktır ve negatif iyonlardan oluşan bir tabaka oluşturacaktır. Bu tabaka metalde pozitif (image) yük

tabakası oluşturacaktır. Bu şekilde oluşturulan dışa doğru negatif yük veya negatif potansiyele sahip çift tabaka her zaman iş fonksiyonunu artırma eğilimindedir. Dışa doğru pozitif yüklü bir çift tabaka oluşturmak için metal yüzeyinde tutulmadan önce barium veya thorium atomları dış yörüngedeki elektronlarını metale verirler. Bu tür bir çift tabaka her zaman iş fonksiyonunu azaltma eğilimindedir. Adsorplanmış tabaka elektriksel olarak nötr olabilir, fakat bir çift tabaka oluşturmak için metal yüzeyindeki alandan dolayı kutuplanmış olabilir. Nötr atomlardan oluşturulan tabakanın etkisi iyonlaştırılmış atomlardan oluşturulan tabakanın etkisinden daha küçüktür.

Metal yüzeyinin iş fonksiyonu, sonuç olarak, bir bütün halinde metalle değil de, temelde atomların birkaç üst tabakasıyla belirlenir. Çift tabakanın özellikleri sıcaklıkla bağımlı olduğundan iş fonksiyonunun sıcaklığa bağlı olması beklenir.

Yüzeyde kirlilik yoksa bile, bir polikristal metal yüzeyinin iş fonksiyonu bölgeden bölgeye değişebilir. Farklı iş fonksiyonlarına sahip bölgeler olduğundan, yüzeyin iş fonksiyonu

$$\langle q\phi_m \rangle = \frac{\sum_i a_i q\phi_{mi}}{\sum a_i} \quad (2.2)$$

$q\phi_{mi}$, alanı a_i olan i bölgesinin iş fonksiyonudur. Farklı çift tabakaların parçalarını içeren metal yüzeyi dışındaki potansiyel sabit değildir, fakat iş fonksiyonunda olduğu gibi değişime sahiptir. Farklı (patches) yamalar arasındaki bileşke alan yama (patch) alanı olarak adlandırılır. Yüzeydeki yama (patch) varlığı ölçülen iş fonksiyonunun değerini ve elektron emisyonunu etkiler[3].

Metalin iş fonksiyonu şu metodlarla belirlenir.

(i) Kontak potansiyel ölçümleri: İki madde arasındaki kontak potansiyeli iş fonksiyon potansiyelleri arasındaki fark olarak tanımlanır. Eğer bir maddenin iş fonksiyonu biliniyorsa ve bu maddenin yüzeyi bir standart yüzey olarak kullanılırsa,

diğer maddenin bilinmeyen iş fonksiyonu $q\phi_m$, Kelvin metodu kullanılarak iki maddenin yüzeyi arasındaki kontak potansiyeli ölçülerek belirlenebilir[4]. Kontak potansiyel ölçümleri için iki maddeyi içeren tüm sistemin tamamen isothermal olarak korunmasına dikkat edilmelidir; aksi takdirde eğer bir yüzey çifti farklı sıcaklıkta olursa termoelektrik etkilerden dolayı hatalar oluşabilir.

(ii) Fotoelektrik emisyon metodu: Fotoelektrik emisyon ,sıcaklığın bir fonksiyonunu verir. İş fonksiyonunun, foton enerjisinin ve sıcaklığın bir fonksiyonu olarak fotoelektrik emisyon için bağıntıyı Fowler elde etmiştir[5]. Buna göre;

$$J = AT^2 f\left(\frac{h\nu - q\phi_m}{kT}\right) \text{ veya } \ln \frac{J}{T^2} = B + f(x) \quad (2.3)$$

$$\text{ve } f(x) = \ln f\left(\frac{h\nu - q\phi_m}{kT}\right)$$

J/T^2 'nin $h\nu/kT$ 'nin bir fonksiyonu olarak çizilen grafik "Fowler doğrusu" olarak bilinir. Eşitlik (2.3)'e dayalı teorik Fowler doğrusunu, deneysel Fowler doğrusuyla karşılaştırabiliriz. $f(x)$ 'in düşey eksenindeki data değişimi B'nin bulunmasını, yatay eksenindeki data değişimi $q\phi_m/kT$ 'nin bulunmasını sağlar. Bu metod, metallerin iş fonksiyonlarını bulmak için en doğru metodlardan birisidir, çünkü birçok durumlarda deneysel ve teorik doğrular çok iyi çakışır.

(iii) Termiyonik emisyon metodu: Bu metod Richardson çizgilerinin genel eğimine dayalıdır.

$$J = A(1-r)T^2 \exp[-q\phi_m/kT]$$

$$\ln \frac{J}{T^2} = \ln A(1-r) - \frac{q\phi_m}{kT} \quad (2.4)$$

r; yüzey şartlarına bağlı yüzey yansıma katsayısıdır. Richardson grafiğinin eğiminden $q\phi_m$ bulunabilir. Bununla birlikte, $q\phi_m$ temiz bir metal yüzeyi için bile sıcaklığa bağlıdır[6], çünkü katıdaki elektronlar arasındaki etkileşimler eşitlik (2.4) türetilirken dikkate alınmamıştır. Eğer $q\phi_m$ sıcaklığın bir fonksiyonu ise, gözlenen iş fonksiyonu $q\phi_m^*$;

$$q\phi_m^* = q\phi_m - qT \cdot \frac{d\phi_m}{dT} \quad (2.5)$$

şeklinde ifade edilir.

Yukarıda anlatılan üç methodla metallerin iş fonksiyonları hesaplanabilmesine rağmen, ölçülen $q\phi_m$ değerleri arasında farklılıklar olabilir. Bu durum $q\phi_m$ ölçülürken termiyoniksel olarak belirsizliklerden ve özellikle ölçümlerin çok yüksek sıcaklıkları içermesinden kaynaklanır. Fotoelektrik emisyon ölçümleri için yüzey hazırlanması oldukça önemlidir, çünkü; yüzeyin üzerinde (patch) yamaların olması $q\phi_m$ 'in sabit olmadığı anlamındadır. Kontak potansiyel metodunun doğruluğu $q\phi_m$ 'i bilinen standart yüzeyin seçimine ve çevrenin durumuna oldukça bağlıdır. Fakat, Fowler doğrusu fotoelektrik emisyonun sıcaklığa bağımlılığını açıkladığından dolayı, 0°K sıcaklıkta, fotoemisyon metoduyla bulunan $q\phi_m$, gerçek $q\phi_m$ olarak düşünülebilir.

Genel olarak, metaller için yukarıda anlatılan temel prensipler, metal olmayan maddeler için de uygulanabilir. Metal olmayan maddelerde, katkılı yarıiletkenler hariç, Fermi seviyesi her zaman yasak enerji band aralığı içinde yer alır.

Bu maddeler için iş fonksiyonu;

$$q\phi = \chi + (E_c - E_f) \quad (2.6)$$

olarak tanımlanır. Şekil (2.1), metaller, yalıtkanlar, n-tipi, p-tipi, katkılı yarıiletkenler için $q\phi$ 'i göstermektedir. Yarıiletkenler için enerji-bant aralığının daha küçük olması dışında, has yarıiletkenler için $q\phi$ 'in tanımı yalıtkanlar ile aynıdır. Bir yalıtkan veya yarıiletkenden elektron emisyonu için şartlar, metaller için gerekli şartlardan farklıdır. Fermi enerji seviyesinde elektron yoktur, bu yüzden metal olmayan bir maddenin içinden koparılan elektronlar iletim bandında veya valans bandında ya da katkı seviyesinde olmalıdır. Bir metalde, bir elektronu metalden koparıp vakuma geçmesi için verilmesi gerekli minimum enerji $T=0^\circ\text{K}$ 'de Fermi seviyesiyle vakum seviyesi arasındaki enerji farkıdır (eşitlik 2.1). $T>0^\circ\text{K}$ 'de Fermi-Dirac dağılım fonksiyonu kT kadar bir mesafe üzerinde dağılır. Bir yarıiletken veya bir yalıtkanda durum farklıdır, sadece iletim bandındaki elektronların çok küçük bir bölümü yarıiletkenden ayrılıp vakum seviyesine geçmek için minimum enerji gerektirir (χ , electron affinity). Katkı seviyesindeki elektronlar daha yüksek enerji gerektirir, hatta valans bandındakiler daha fazla enerji gerektirir. Bir elektron yarıiletkeni terk ettikten sonra, yarıiletkende kalan elektronlar kendi istatistiksel dağılımlarını oluştururlar. Eğer iletim bandındaki bir elektron χ 'den daha büyük bir enerji alırsa ve yarıiletkenden ayrılırsa, bu elektronun boşalttığı yer hemen valans bandından veya katkı seviyesinden bir elektron tarafından doldurulur. Çünkü, bir elektronun emisyonundan önce ve sonra yarıiletken içindeki elektron dağılımı Fermi enerji seviyesine göre, bu elektronların enerji seviyeleriyle belirlenir. Bu yüzden, yarıiletkenden vakum seviyesine geçen bir elektron için gerekli serbest enerji eşitlik (2.6)'da iş fonksiyonu olarak tanımlanmıştır. Bir yarıiletkenin iş fonksiyonu, sıcaklığın, katkı konsantrasyonunun, dış basıncın... (v_b) fonksiyonu olan \mathcal{E}_F 'nin bulunduğu yere bağlıdır. Bununla birlikte, yarıiletkende ve yalıtkanlarda elektron affinity (χ) önemli bir niceliktir ve bir elektronun iletim bandının en alt noktasından yarıiletkenin hemen dışındaki vakumda yüzeyde bir noktaya geçmesi için gerekli enerji olarak tanımlanır. χ , kristalin içinde elektronların oluşturduğu en yüksek enerji seviyesi ve yüzeyin hemen dışında vakum içinde elektron enerjisi arasındaki enerji ayrımına karşılık gelen fotoemisyon için eşik dalgaboyu ölçülerek yalıtkanlar veya yüksek dirençli bozulmamış yarıiletkenler için hesaplanabilir. İletim bandından, katkı ve tuzak (trap) seviyelerinden ve yüzey durumlarından transferlere karşılık gelen eşik dalga

boyları genellikle çok küçük olarak bulunmuştur. Bu metodu kullanarak χ 'in doğru olarak bulunması için aşağıdaki şartların yerine getirilmesi gereklidir.

a) Fotoelektrik eşik dalgaboyunun potansiyel engel yüksekliğine karşı çok hassas olması için maddeler yüksek dirence sahip olmalıdır ve bozulmamış olmalıdır. Bu demektir ki yayılan elektronların kaçış derinliği üzerindeki bant eğrilmesi önemsenmeyecek kadar küçük olmalıdır.

b) Yüzey durumlarından ziyade, valans bandından fotoelektrik etki hakim olması için, yüzey durumlarının konsantrasyonu çok küçük olmalıdır[7].

Kontak potansiyeli iki farklı madde yakın temasa getirildiğinde oluşan potansiyel farkı olarak tanımlanır ve temel olarak iki maddenin iş fonksiyon potansiyelleri arasındaki farka eşittir. Bir metali n-tipi yarıiletkenle kontak haline getirdiğimizde, $\phi_m > \phi_s$, kontak potansiyeli

$$V_o = \phi_m - \phi_s = \left[\phi_m - \left[\frac{\chi_s + (E_C - E_F)}{q} \right] \right] \quad (2.7)$$

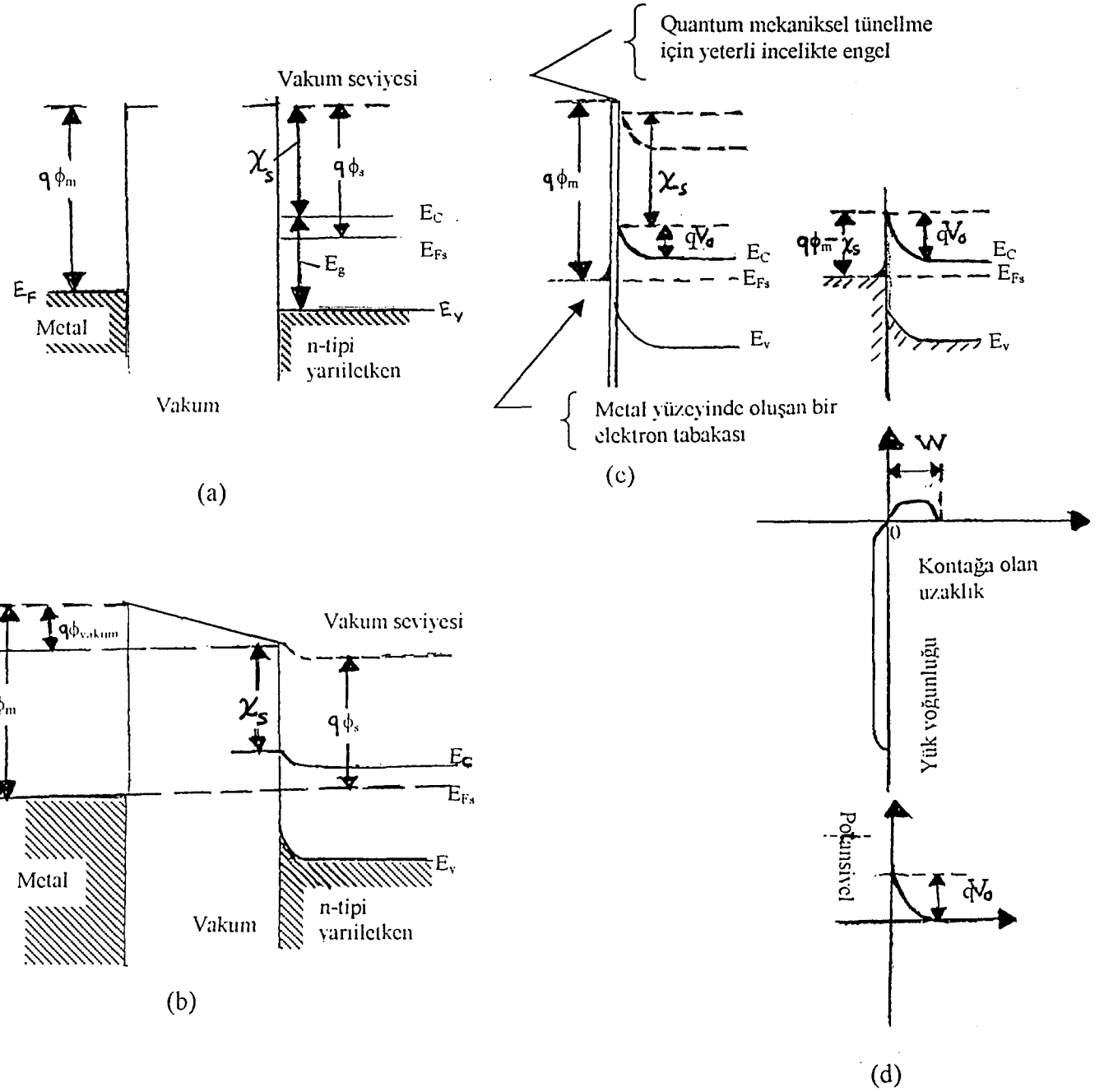
şeklinde ifade edilir.

$E_C - E_F$ sıcaklık ve katkı konsantrasyonuna duyarlı olduğundan, V_o önemli ölçüde sıcaklık ve katkı konsantrasyonuna bağlıdır. Şekilde (2.2 (a))'da her ikisi de izole edilmiş metal ve yarıiletkendeki elektronlar kontak haline gelmeden önce elektronların kısa mesafede kendi kristal örgüleri tarafından uygulanan bağlanma kuvvetine maruz kaldıkları gösterilmiştir. Bu demektir ki katıdan vakuma geçebilmek için, elektronların çok keskin bir potansiyel engelini aşmaları gerekmektedir. Şimdi iki katı arasında bir elektrikselsel kontak yaparak elektronların bir katıdan diğerine geçişini sağlarsak, Şekil 2.2 (b)'de gösterildiği gibi n-tipi yarıiletkenden metale elektronların net bir akımı olacaktır, çünkü $\phi_s < \phi_m$ ve bu yüzden elektron akımını önlemek için yüzey yakınında

uzay yük oluşacaktır. Net akım (her iki katıdan elektron akımı her zaman termal uyarılmadan dolayı olmasına rağmen) metal ve n-tipi yarıiletkenin Fermi seviyeleri aynı seviyeye gelecek şekilde uzay yük yoğunluğu oluştuğunda kesilecektir. Bu demektir ki, bu iki katı arasında termal dengeye ulaşılmıştır. Uzay yük ve elektrostatik alan dolayısıyla metal ve yarıiletken hacimleri arasında genellikle kontak potansiyeli denilen bir potansiyel farkı kurulacaktır. Bu bölgenin kalınlığı taşıyıcıların ortalama serbest yoluna, göre çok geniştir. Şekil 2.2.(b)'deki şartlar altında, metal ve yarıiletkenin ön yüzeyleri arasındaki mesafenin hala büyük olduğu durumda, kontak potansiyelinin önemli bir bölümü vakum aralığı çevresindeki potansiyel farkıdır, sadece küçük bir bölümü yarı iletkendeki küçük uzay yükünden dolayıdır. Bu iki katının ön yüzeyleri arasındaki mesafe azaldıkça, n-tipi yarıiletkendeki pozitif uzay yük bölgesi hacime doğru genişleyecektir. Çünkü yüzeylerin yaklaşmasından dolayı elektronlar yüzeyden daha uzağa itilir. Böylece kontak potansiyelinin vakum aralığı çevresindeki kısmı azalır, uzay yük bölgesindeki kısmı artar. Aralarındaki mesafe, atomik boyutlara yakın değere düştüğünde bir kontak oluşur, tüm kontak potansiyeli uzay yük bölgesi çevresinde olacaktır ve vakum çevresindeki ise önemsenmeyecek kadar küçük olur, Şekil 2.2.(c)'de gösterilmiştir. Genel olarak, iki yüzey arasındaki bu oldukça ince engel, enerji-seviye diyagramında atılabilir. Çünkü elektron tünelleme akımı için quantum mekaniksel olarak geçirendir. Şuna da dikkat edilmelidir ki, yarıiletkendeki serbest yüklü taşıyıcı yoğunluğu metaldekinden çok küçük olduğu için uzay yük bölgesi Şekil 2.2. (c)'de gösterildiği gibi yarıiletken hacmine doğru daha çok yayılır. Metaldeki uzay yük bölgesi çok incedir ve yüzeyinde yarıiletkendeki yük miktarına eşit fakat zıt işaretli yük taşıyıcı içeren bir elektrik yük tabakası olarak düşünülebilir.

Bu potansiyel engelinin doğal olarak bir çift tabaka tarafından eşlik edildiği anlamındadır.

Çift tabakanın genişliği veya uzay yük bölgesi potansiyel engelinin genişliğidir ve Şekil 2.2(d)'de gösterilmiştir. Yarıiletkenin iletim bandının en altındaki elektronlar yarıiletkenden ayrılıp metale geçmeden önce potansiyel engelinin ($q \cdot V_0$) yüksekliğinden daha büyük veya eşit enerjiye sahip olmak zorundadır. Bunun gibi, metalin Fermi



Şekil 2.2: Yüzey durumlarının olmadığı $\phi_m > \phi$ için n-tipi yarıiletken ve bir metal arasındaki bir kontak için enerji-seviyesi diyagramları

a) kontakten önce

b) termal denge durumunda

c) yakın kontak

ve

d) yük yoğunluğu dağılımı ve kontak potansiyeli

seviyesindeki elektronlar metalden yarıiletkene enjekte edilmeden önce potansiyel engel yüksekliğinden ($q\phi_m - \chi_s$) daha büyük veya eşit enerjiye sahip olmak zorundadır. Uzay yük çift tabakasıyla oluşturulan ve genişliği uygulanan voltaja bağlı olan bu tip potansiyel engelleri genel olarak Schottky engeli olarak nitelendirilir. Bununla birlikte, bir potansiyel engelinin yüksekliği termal enerji kT 'den daha küçük veya yakın değerde ya da potansiyel engelinin genişliği bir iletim elektronu veya holünün dalgaboyundan daha küçük yada yakın değerde ise (taşıyıcıların quantum mekaniksel geçişi durumunda) engel etkin biçimde davranmaz.

Bu bölümü bitirmeden önce Şekil 2.2'de gösterilen vakum seviyesi kavramına değinmek gerekirse, vakum seviyesinin, elektronların verilen bir pozisyonda potansiyel enerjileri için bir referans olarak işlevi olduğunu söylenmelidir. Vakum seviyesi, izole edilmiş homojen maddede, elektronla bu maddenin yüzeyi arasındaki itme kuvvetinin önemsiz olduğu bir noktada elektronun potansiyel enerjisine karşılık gelir. Gerçekten, vakum seviyesi hiçbir mutlak anlama sahip değildir. Sadece maddenin çeşitli bölgeleri dışında yer alan hareketsiz elektronların yüzeydeki itme kuvvetinden etkilenmeyen bir pozisyondaki elektronlara göre enerjisini gösterir. Fakat, iki değişik madde arasındaki iş fonksiyonları farkından dolayı oluşan vakum seviyesindeki potansiyel enerji $q\phi_{vak}$ vakum aralığında bir alan yaratacaktır. Şekil 2.2 (b);

$$E_{iç} = -\frac{\partial\phi_{vak}}{\partial x} \quad (2.8)$$

Hatta bir voltaj uygulanmadığında bile oluşur. Bu demektir ki böyle bir durumda yüzeydeki elektronlar $E_{iç}$ 'den dolayı x-yönünde bir kuvvete maruz kalırlar.

2.3. Elektriksel Kontak Türleri

Elektriksel kontakların farklı tiplerini tanımlamak için bir metal-yarıiletken-metal sistemi seçelim ve yarıiletkenin has veya hafif katkılı, iki metal elektrodun da aynı olduğunu farz edelim. Bir kontak yapılmasından önce metalin iş fonksiyonunun

yarıiletkenin iş fonksiyonuna eşit olmadığını varsayalım. Böylelikle kontak yapıldıktan sonra elektrot ve yarıiletkenin Fermi seviyeleri aynı yüksekliğe gelene kadar yarıiletken ve elektrot arasındaki yük transferi hakim olacaktır. ϕ_m , ϕ_s , ϕ , değerlerine ve diğer şartlara bağlı olarak, elektriksel kontakların bir çok türleri vardır.

2.3.1. Nötr Kontaklar

Nötr kelimesi her iki kenarın hemen yanındaki bölgelerin elektriksel olarak nötr olması demektir. Elektriksel nötrlük şartlarını sağlamak için, iletim ve valans bandının her ikisinin kenarlarının ara yüzeyde düz olabileceği için, hiçbir uzay yük olmayacak ve yarıiletken içinde hiçbir band eğriliği görülmecektir. Böyle bir durum, bazen düz band durumu olarak ifade edilir. Nötral kontaklar için olasılıklar;

(i) $\phi_m = \phi$ durumu Şekil 2.3.(a)'da gösterildiği gibi nötr kontak. Çünkü kontak yapıldıkları zaman elektronların metalden yarıiletkene geçme olasılığı elektronların tersi yönde geçiş olasılığına eşittir, yani net bir akış yoktur, bu yüzden ara yüzeyin hemen yanında hiç uzay yük oluşmaz.

(ii) Düşük sıcaklıklarda $\phi_m \neq \phi$ veya geniş bant aralıklı yarıiletkenlerde elektron-tuzaklama seviyesi E_F 'nin yeterli mesafe üzerinde veya hol-tuzaklama seviyesi E_F 'nin yeterli mesafe aşağısında olduğu zaman kontak nötr olabilir, çünkü tuzaklarda tuzaklanan uzay yükü Şekil 2.3.(b) ve (c)'de gösterildiği gibi önemli band eğriliğine neden olan şartlar altında çok küçük olacaktır[8]. Bir nötr kontak, kontaktaki taşıyıcı konsantrasyonu yarıiletkenin hacmindeki taşıyıcı konsantrasyonuna eşit olan kontak olarak tanımlanır.

Şimdi Şekil 2.3 (a)'ya dönelim. Eğer bir d.c voltajı (V), iki elektrot arasına uygulanırsa ve 1. elektrot (katot) yarıiletkendeki akım geçişini koruyacak bir termiyonik emisyon işlemiyle maksimum elektron yoğunluğunu sağlayabilirse, ikinci elektrotta kaydedilen akım;

$$J = q \cdot n_o \cdot \mu \frac{V}{d} = q \cdot n_o \cdot \mu E \quad (2.9)$$

şeklindedir.

n_o : Elektron yoğunluğu;

μ : Mobilite;

d : Elektrotlar arasındaki uzaklık.

Eşitlik 2.9 Ohm yasasının sonucudur ve kontak ohmic ise;

(i) band eğriliği yoktur, bu yüzden E verilen bir V için yarıiletken içinde sabittir.

(ii) μ , E'den bağımsızdır, bu, Joule-ısıtma etkisiyle μ 'nün E ile değişmesine neden olacak kadar akımın çok büyük olmamasını gerektirir.

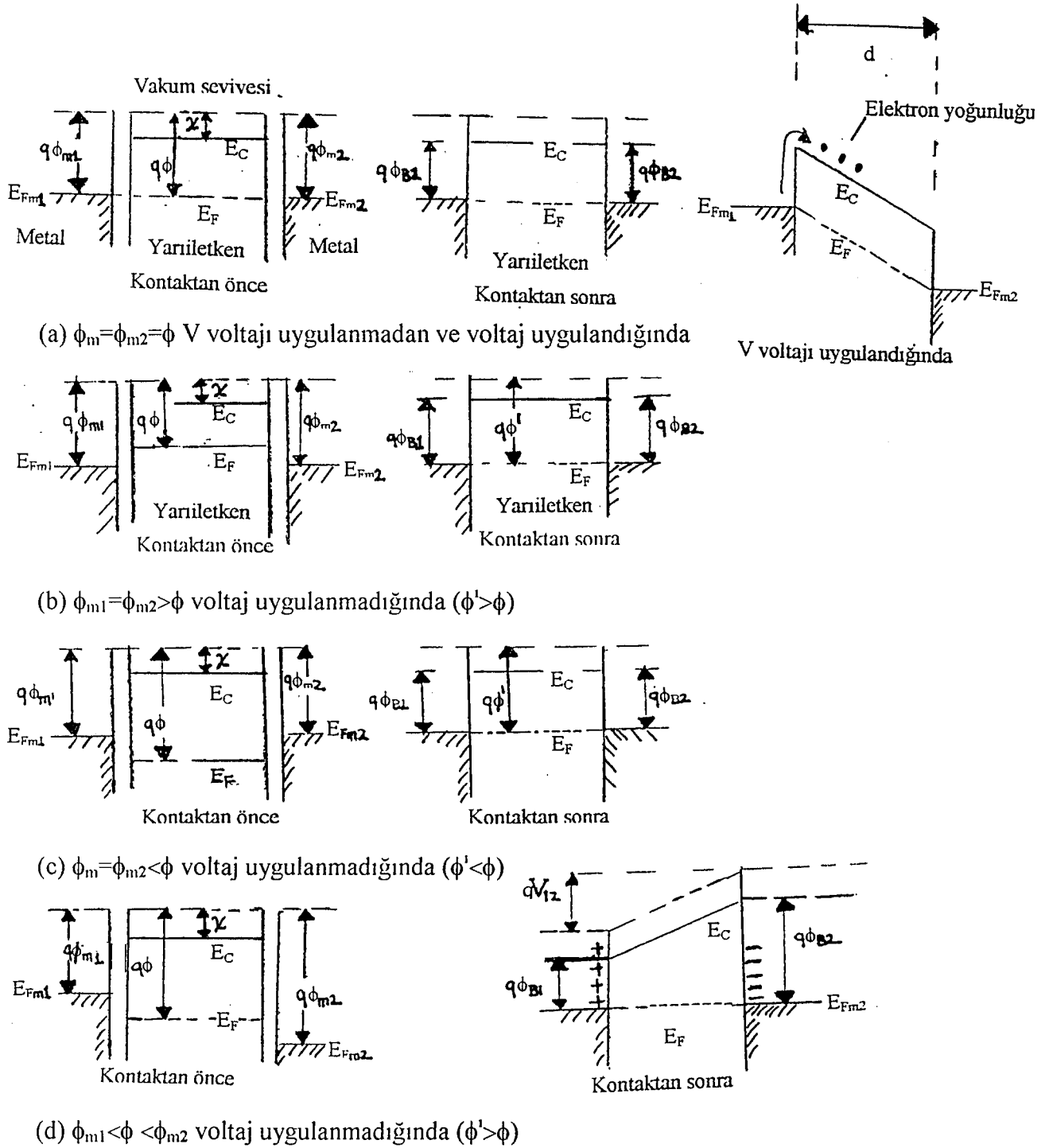
(iii) yarıiletkenden geçen akım, katot içinden geçen doymuş termiyonik emisyon akımından daha küçüktür. J, doymuş termiyonik emisyon akımına eşit olana kadar E ile doğru orantılıdır, (E, E_o olduğunda). E_o 'ın ötesinde E arttığı zaman kontak ohmic olmaktan çıkarak "blocking kontak olma eğilimindedir ve iletim elektrot limited olur.

Yarıiletkenin, 1. ve 2. elektrodun iş fonksiyonlarının $\phi_{m1} < \phi < \phi_{m2}$ biçiminde olduğunu ve düşük sıcaklıklarda geniş bant aralığı durumunda kontakların hala nötr olduğunu farzedelim; böylece yarıiletken çevresinde oluşan potansiyel farkı;

$$V_{12} = (\phi_{m2} - \chi) - (\phi_{m1} - \chi) = (\phi_{m2} - \phi_{m1}) \quad (2.10)$$

Şekil 2.3 (d) de gösterildiği gibi, yarıiletkende oluşan alan;

$$E_{12} = -\frac{dV_{12}}{dx} \cong -\frac{V_{12}}{d} \quad (2.11)$$



Şekil 2.3 Bir has yarıiletken veya yalıtkan ile bir metal arasındaki nötral kontak için enerji-seviye diyagramları

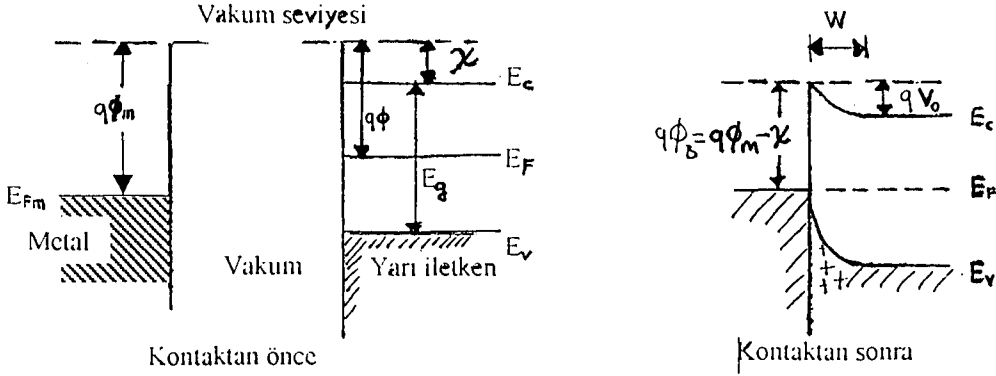
$$q\phi_{B1} = q\phi_{m1} - \chi$$

$$q\phi_{B2} = q\phi_{m2} - \chi$$

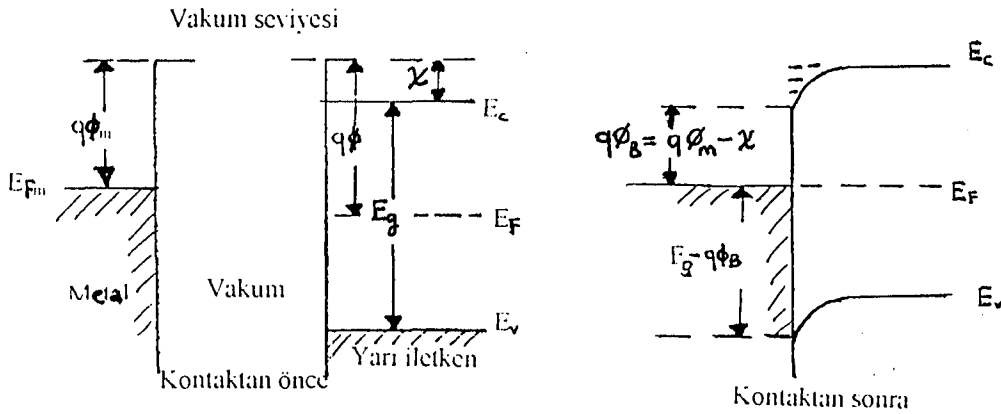
Bu alan, d 'nin küçük olduğu ince yarıiletken filmler için çok büyük olabilir.

2.3.2. Blocking Kontaklar

Şekil 2.2'de gösterilen Schottky engeli, $\phi_m > \phi_s$ için bir elektron-blocking kontak tarafından oluşturulmuştur. Metalden gelen elektronlara karşı bir kontağın engelleyici olması için metal-n tipi yarıiletken eklemesinde $\phi_m > \phi_s$ veya metal-p tipi yarıiletken eklemi için $\phi_m < \phi_s$ olmalıdır. Böyle bir durumda elektronlar yarıiletkenden metale geçeceklerdir. Şekil 2.4'de gösterildiği gibi yarıiletkende depletion bölgesi diye de adlandırılan bir pozitif yük bölgesi bırakılır. W , depletion bölgesinin genişliği, ϕ_B , metaldeki bir elektronun yarıiletkene geçmesi için aşması gerekli olan potansiyel engeldir.



(a) Elektron-blocking kontağı ($\phi_m > \phi$)



(b) Hol-blocking kontağı ($\phi_m < \phi$)

Şekil 2.4 Bir metal ve bir has yarıiletken (veya yalıtkan) arasındaki bir blocking kontak için enerji-seviye diyagramları.

Böyle bir kontak bazen doğrultucu (rectifying) kontak olarak da ifade edilir. Çünkü; ileri besleme (forward bias) durumunda elektronlar yarıiletkenin metale kolaylıkla geçebilirler, geri besleme (reverse bias) de ise metalden elektronların akışı Schottky engeli üzerindeki mevcut elektronlarla sınırlıdır, bu elektronların yoğunluğu yarıiletkenin hacmindeki yoğunluktan çok daha küçüktür. Bu yüzden bir blocking kontak yarıiletkenin yüzeyinden içine doğru genişleyen bir depletion bölgesi yaratan bir kontak olarak tanımlanabilir. Bu kontakla, metalden oluşan termiyonik emisyon doyuma ulaşır. Bu nedenle, akım enjeksiyonu açısından, böyle bir kontak “blocking kontak” olarak nitelendirilir ve iletim, geri besleme durumunda elektrot-limited olur. Blocking kontak üzerinden bir metalden elektronun emisyonu ya termiyonik işlem ya da yüksek alanlı tünelleme işleminden dolayıdır.

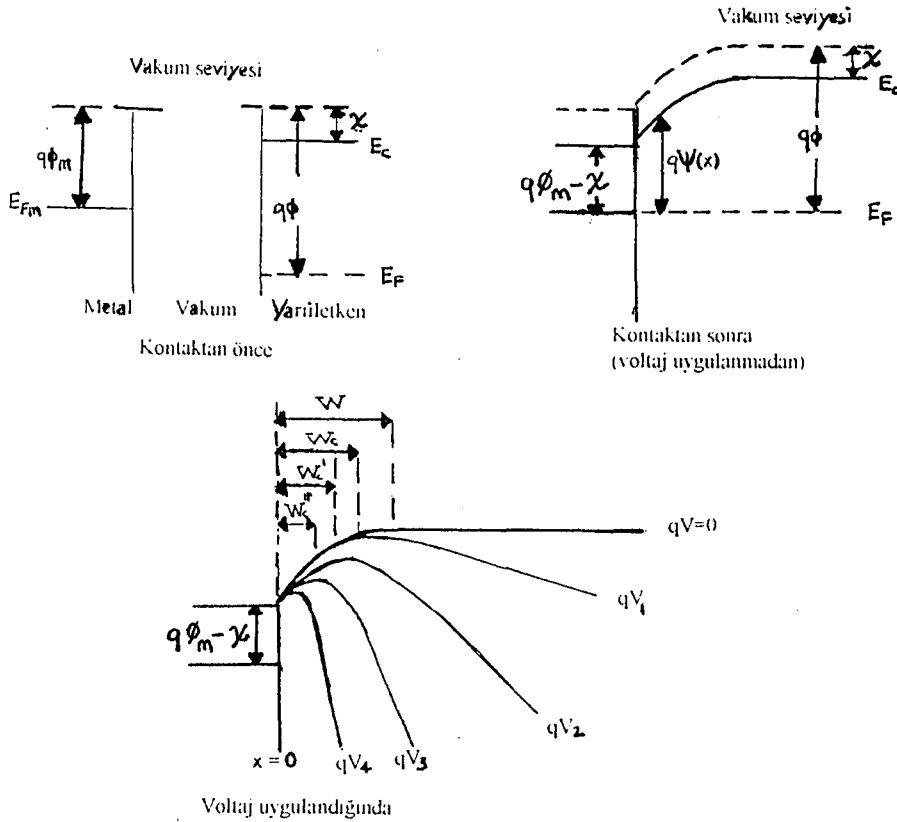
Metal tarafındaki holler veya karşı taraftaki elektronlar tarafından, bir kontağın blocking olarak görülmesi için metal-has yarıiletken eklemi veya metal-yalıtkan eklemi için $\phi_m < \phi$ metal-p-tipi yarıiletken eklemi için $\phi_m < \phi_s$ olmalıdır. Böyle bir kontak şekil 2.4’de gösterildiği gibi metalden hol emisyonunu engelleyecektir.

2.3.3. Ohmic Kontaklar

Bir yarıiletken ve bir metal arasındaki bir ohmic kontak, yarıiletkenin hacmindeki dirence göre önemsiz bir dirence ve (nonrectifying) özelliğe sahip bir kontak olarak tanımlanır. Bu demektir ki, kontağın hemen yakınında serbest yük taşıyıcı yoğunluğu yarıiletkenin hacmindekinden çok daha büyüktür ve böylece kontağın, taşıyıcıların deposu olarak fonksiyonu vardır. Bu nedenle, bir ohmic kontak yarıiletkenin yüzeyinden içine doğru genişleyen bir accumulation bölgesi yaratan kontak olarak da tanımlanabilir. Ohmic olarak adlandırılrsa da akım-voltaj ilişkisi lineer (doğrusal) değildir ve bir çok faktöre bağlıdır. Genel olarak, eğer metal, yarıiletkende termal olarak oluşmuş taşıyıcılardan daha fazla taşıyıcı enjekte etmezse, zayıf alanlarda iletim ohmic olur, elektrottan taşıyıcı enjeksiyonu veya uzay-yük etkisi fazla olduğu zaman iletim ohmic değildir.

Ohmic kontak yapmak için iki yöntem vardır.

a) (metal-n tipi yarıiletken eklemleri $\phi_m < \phi_s$) veya (metal-has yarıiletken, metal-yalıtkan eklemleri $\phi_m < \phi$) gibi elektron enjeksiyonu için düşük iş fonksiyonlu metalleri veya hol enjeksiyonu için (metal-p tipi yarıiletken eklemleri $\phi_m > \phi_s$) veya (metal-has yarıiletken, metal-yalıtkan eklemleri $\phi_m > \phi$) seçmek.



Şekil 2.5. Bir has yarıiletken veya yalıtkan ile metal arasındaki bir ohmic kontak için enerji-seviye diyagramları $\phi_m < \phi$ ve uygulanan voltajlar; $V_4 > V_3 > V_2 > V_1 > 0$

b) Yeterli quantum mekaniksel tünelleme için potansiyel engelini yeterli incelikte yaparak kantağın hemen yanında yarıiletken yüzeyini oldukça fazla katkılıamak.

Şekil (2.5) yüzey durumları olmayan ve $\phi_m < \phi$ için bir has yarıiletken ve bir metal arasındaki ohmic kontak için enerji-seviye diyagramını göstermektedir. Yüklü taşıyıcıların dağılımı ve yarıiletkendeki potansiyel, Poisson eşitliğiyle belirlenir;

$$\frac{dE}{dx} = \frac{qn}{\varepsilon} \quad (2.12)$$

n: Elektron yoğunluğu;

ε : dielektrik sabiti;

Akım (taşınım) eşitliği;

$$J = q \cdot \mu \cdot n \cdot E - q \cdot D \cdot \frac{dn}{dx} = 0 \quad (2.13)$$

ifadedeki D difüzyon katsayısıdır.

Çünkü dışardan uygulanan alan yoktur. Sınır şartlarını kullanarak;

$$\psi(x) - \left(\phi_m - \frac{\chi}{q} \right) = - \int_0^x E dx \quad (2.14)$$

$\psi(x)$: x'e göre potansiyel değişim fonksiyonu;

ve Einstein bağıntısı;

$$\frac{D}{\mu} = \frac{kT}{q} \quad (2.15)$$

$$n(x) = n_s \cdot \exp \left[\frac{-q(\psi - \phi_m) - \chi}{kT} \right] \quad (2.16)$$

n_s ; kontaktaki ($x=0$) elektron yoğunluğu ve $\psi = \phi_m - \frac{\chi}{q}$

Eşitlik 2.12

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} = -\frac{qn_s}{\epsilon} \exp\left[-q(\psi - \phi_m) - \chi/kT\right] \quad (2.17)$$

olarak yazılabilir. Sınır şartlarını kullanarak; $\frac{d\psi}{dx} = 0$ ve $\psi = \phi - \frac{\chi}{q}$ için çözüm;

$$\left(\frac{d\psi}{dx}\right)^2 = \frac{2q^2 \cdot n_s \cdot k \cdot T}{\epsilon} \left\{ \exp\left[-q(\psi - \phi_m) - \chi/kT\right] - \exp\left[-q(\phi - \phi_m)/kT\right] \right\}$$

veya;

$$\left(\frac{d\psi}{dx}\right) = \left(\frac{2q \cdot n_s \cdot k \cdot T}{\epsilon}\right)^{1/2} \left\{ \exp\left[-q(\psi - \phi_m) - \chi/kT\right] - \exp\left[-q(\phi - \phi_m)/kT\right] \right\}^{1/2} \quad (2.18)$$

(2.18) eşitliğinin integrali birikim bölgesinin genişliğini verir.

$$W = \left(\frac{2\epsilon kT}{qN_c}\right)^{1/2} \exp\left[\frac{(q\phi - \chi)}{2kT}\right] \left[\frac{\pi}{2} - \sin^{-1}\left\{\exp\left(-\frac{q(\phi - \phi_m)}{2kT}\right)\right\} \right] \quad (2.19)$$

$\phi = \phi_m$ olduğu zaman $W=0$ 'dır ve kontak nötr olur; $\phi - \phi_m < 4kT$ olduğu zaman azalan engel yüksekliği $\left(\phi_m - \frac{\chi}{q}\right)$ ile W artar; ve $\phi - \phi_m > 4kT$ olduğunda;

$$W \approx \frac{\pi}{2} \left(\frac{2\epsilon kT}{qN_c}\right)^{1/2} \exp\left(\frac{(q\phi - \chi)}{2kT}\right) \text{ olur.} \quad (2.20)$$

N_c : yarıiletkenin hacmindeki serbest taşıyıcı yoğunluğu

Bu şartlar altında W , engel yüksekliğinden $(q\phi_m - \chi)$ ve elektrotun iş fonksiyonundan bağımsızdır daha çok iletim bandının alt kısmıyla Fermi seviyesi

arasındaki enerji aralığına bağlıdır veya başka bir deyişle yarıiletkenin hacmindeki serbest taşıyıcı yoğunluğuna bağlıdır. Bu demektir ki, yarıiletkenin hacmindeki serbest taşıyıcı yoğunluğu azaldıkça W artar.

Yarıiletken kendisi has olabilmesine rağmen, ohmic kontak yarıiletken içinde termal olarak oluşmuş miktardan daha fazla miktarda serbest taşıyıcı yarıiletkene enjekte eder ve bu durum elektrik iletiminin SCL olmasını sağlar. Hatta, bir yalıtkan için ohmic kontak her zaman, metal ve yalıtkanadaki Fermi seviyelerini eşitleyerek $(\phi - \phi_m)$ kadar yalıtkanın Fermi seviyesini azaltmak veya arttırmak için, $\phi_m < \phi$ olduğunda elektronları, $\phi_m > \phi$ olduğunda holleri yalıtkana doğru enjekte etme eğilimindedir. Ohmic kontak serbest yük taşıyıcıların bir deposu olarak işlevi olduğundan elektrik iletimi yarıiletkenin veya yalıtkanın hacimsel direnci ile kontrol edilir ve bu yüzden (bulk-limited) hacim sınırlı olur.

Enjekte edilen uzay yük yoğunluğu $x=0$ 'dan uzaklaştıkça azalır ve $x=W$ 'de yarıiletkenin hacminde termal olarak yaratılan değere eşit olur, bu biriktirilen uzay yükü ile yaratılan iç (internal) alan mesafe ile azalacaktır. Şimdi uygulanan elektrik alanın bant eğrilmesini nasıl etkilediğini görelim. Şekil (2.5) göstermektedir ki; $x=W$ yakınlarındaki yaklaşık internal alan kadar küçük değerlerde bir ortalama alan E_{ort} uygulayarak (uygulanan voltaj/numunenin kalınlığı), difüzyon alanı ve yüklü taşıyıcı yoğunluğunun uygulanan alan ve yarıiletkenin hacmindeki yüklü taşıyıcı yoğunluğu çarpımına eşit olduğu $x=W_c$ 'de uygulanan alan internal alanın zıttına eşit olacaktır[9].

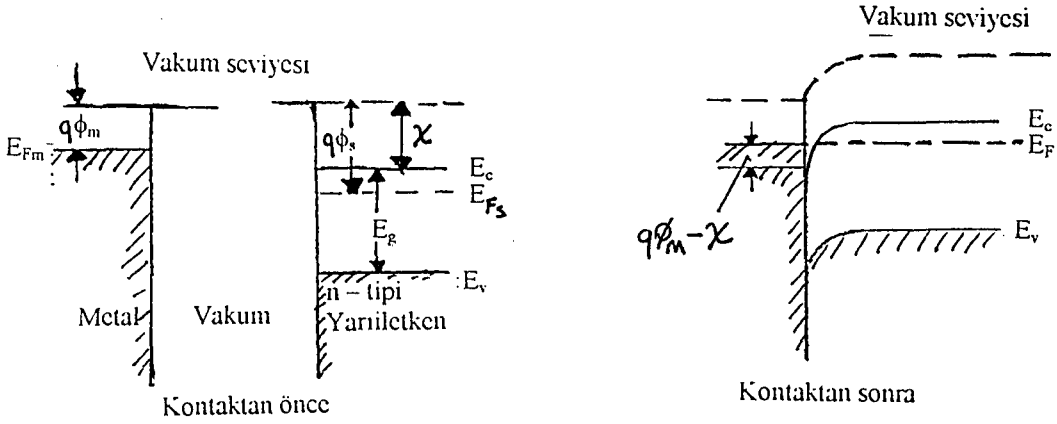
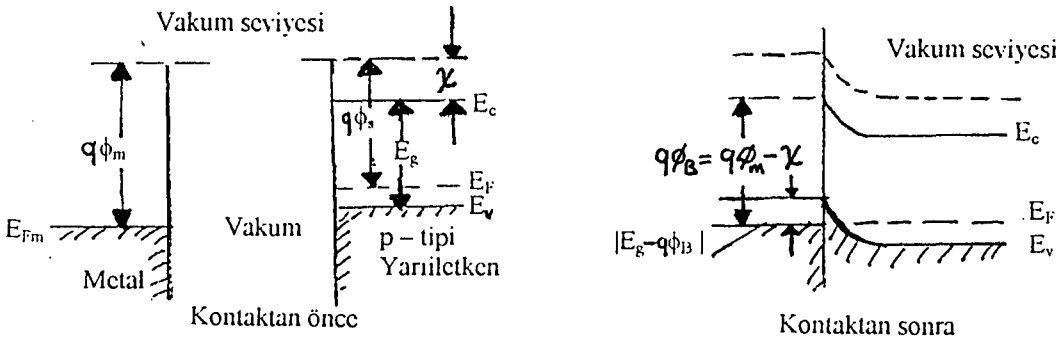
Bu yüzden, genellikle bu noktayı “virtual katot” olarak nitelendiririz $\left(\frac{dV}{dx} = 0\right)$. Bu durum termiyonik emisyonun dolaylı olan vakumdaki SCL durumuna çok benzer. Denge şartları altında negatif potansiyel gradyanı ($x < W_c$) yarıiletken tarafından oluşturulan SCL akımının aşırılığını gösteren bütün elektronların kontağa geri gönderilmesi eğilimindedir. Yani, $x=W_c$ 'de gerçek (virtual) katotta, elektronlar ilk hızsız bırakıldığını farz edebiliriz. Uygulanan voltaj $V_2 (>V_1)$ 'ye çıktığında, bu alan daha yüksek bir internal alan (W_c^1) ile dengelenecektir. $W_c^1 (<W_c)$ Bu aynı zamanda, yüksek bir voltaj uygulandığında daha yüksek bir SCL elde etmek için $x=W_c^1$ 'deki

elektron yoğunluğunun $x=W_C$ 'dekinden daha yüksek olduğu anlamındadır. Şekil 2.5'te W , W_C , W_C^I , W_C^{II} fiziksel boyutu göstermek için büyütülmüştür.

Uygulanan alan büyüdükçe virtual katot kontakta daha yakınlaşır[10]. Gerçek katot $x=0$ 'da kontakla karşılaşacak kadar yüksek elektrik alan uygulandığında, biriktirilmiş yük bölgesi olmadığından uzay yükünün etkisi kesilir ve iletim ohmic olur. Bunun ötesinde uygulanan alanda herhangi ek bir artış, iletimin bulk limited'den elektrot limited'e değişmesini sağlayacaktır. Çünkü iletim, katottan elektron enjeksiyon hızıyla belirlenir hale gelir. Bununla birlikte $(q\phi_m - \chi)$ büyük olursa ve uygulanan alan breakdown'a neden olmayacak şekilde yeterli yükseklikte olursa, potansiyel engeli, quantum mekaniksel tünelleme önemli olacak kadar ince olabilir.

Bir n-tipi yarıiletken elektronları enjekte edecek ohmic kontak ve p-tipi yarıiletken holleri enjekte edecek ohmic kontak için enerji-seviye diyagramları Şekil (2.6)'da verilmiştir.

Yüzey durumlarının da taşıyıcı enjeksiyonun verimliliğini büyük ölçüde etkileyeceğine dikkat etmek gerekir. Tablo 2.1'de çeşitli metallere elektron ve hollerin (anthracene)'e doğru enjeksiyonu için engel yükseklikleri verilmiştir ve tablo 2.2'de anthracene ile ohmic kontak için kullanılan elektrot maddeler liste halinde verilmiştir. Şuna dikkat edilmelidir ki eğer bir alkali metal, anthracene kristalinde depolanırsa anthracene ile direkt kontak metalin kendisi değildir fakat alkali-anthracenide yük transferi yük taşıyıcıların anthracene doğru enjeksiyonunu sağlayabilmek için karmaşıktır. Örnek olarak, yüklü taşıyıcı kompleksinin bir çözümü sodyum ve tetrahydrofuran içinde anthraceneden oluşmuştur ve anthracene kristalinin yüzeyine uygulanır ve iyi bir elektron enjeksiyonu yapan kontak çözücü buharlaştırıldığı zaman elde edilir[11]. Böyle bir kontak yapılırken çok dikkatli olmak gerekir. Kontakların yapıldığı ortam veya oda oksijensiz, nemsiz ve çözelti ile kimyasal reaksiyona girebilecek maddelerden uzak olmalıdır ve bir katı elektrot oluştuktan sonra elektrotta, çevresindeki atmosferden korumak için bir koruyucu tabaka oluşturulmalıdır[12].

(a) Electron ohmic kontak ($\phi_m < \phi_s$)(b) Hole ohmic kontak ($\phi_m > \phi_s$)

Şekil 2.6. Bir metal ve bir katkılı yarıiletken arasında bir ohmic kontak için enerji-seviye diyagramları a) n-tipi b) p-tipi

Birikim bölgesinin genişliği için, Simmons [1971] tarafından geliştirilen açıklama;

$$W = \frac{\pi}{2} \left(\frac{2\epsilon kT}{qN_t} \right)^{1/2} \exp \left(\frac{(q\phi - \chi - E_t)}{2kT} \right) \quad (2.21)$$

Tablo 2.1 Anthracene kristallerine doğru taşıyıcı enjeksiyonu için engel yükseklikleri

Metal	İş fonksiyonu (eV)	Valans bandına doğru hol enksiyonu için engel yüksekliği (eV)	Birinci (1.) iletim bandına doğru elektron enjeksiyonu için engel yüksekliği (eV)	2. iletim bandına doğru elektron enjeksiyonu için engel yüksekliği (eV)	Kaynaklar
Au	5.22	1.17			Williams and Dresner [1967]
Ag	4.31	1.20			Williams and Dresner [1967]
Al	4.20	1.86			Williams and Dresner [1967]
Pb	3.97	1.60	1.92	2.60	Williams and Dresner [1967], Baessler et al. [1969], Caywood [1970]
Mg	3.68	1.97	1.75	2.30	Williams and Dresner [1967], Baessler et al. [1969]
Ce	2.84	2.20	1.52	2.10	Vaubel and Baessler [1968]
Pt	5.30	0.89			Dresner [1970]
Na	2.28		0.90	1.45	Vaubel and Baessler [1968]
				1.37	Donnini and Abetino [1969]
Cs	1.96		0.70	1.25	Vaubel and Baessler [1968]
Ca	2.71		1.07	1.65	Baessler et al. [1969]
Ba	2.48			1.63	Baessler [1970], Caywood [1970]
K	2.18			1.60	Donnini and Abetino [1969]

Tablo 2.2 Anthracene'e taşıyıcı enjekte eden kontaklar için elektrot materyaller

Elektrotların Şekli	Elektron enjeksiyon materyalleri	Hol enjeksiyon materyaller	Kaynaklar
Sıvı Kontaklar	Negatif anthracene iyonunun bir çözeltisi Sodyum+anthracene - tetrahydrofuran Lithium + anthracene - nitromethane	Pozitif anthracene iyonunun bir çözeltisi (1) $KI+I_2$ in water (2) $AlCl_3$ +anthracene + nitromethane $AlCl_3$ +anthracene + ethylenediamine	Helfric and Schneider [1965, 1966] Zschokke-Granacher Et al. [1967]
Katı Kontaklar	Sodyum-potasyum alaşımı	Evaporated gold	Mehl and Funk [1967]

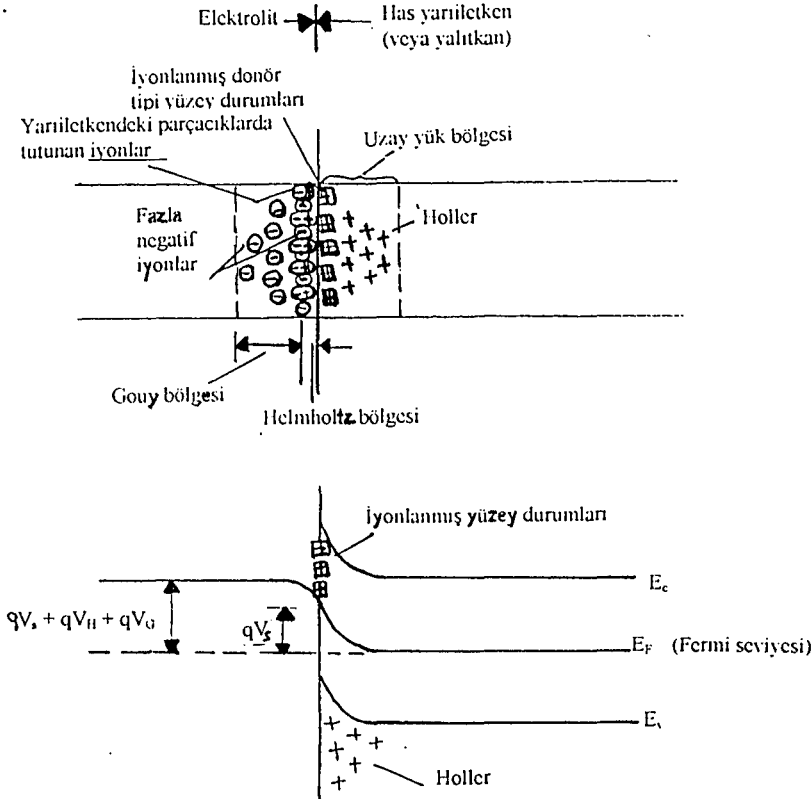
Tablo 2.2 (devam)

Sodium+tetrahydfuran +anthracane	(1) AlCl ₃ +anthracane + nitromethane (2) Silver paste (3) Gold paste (4) Evaporated silver (5) Evaporated aluminium (6) Conducting glass (SnO ₂)	Williams and Schadt [1971]
(1) n ⁻ -Silicon wafers covered with 20-40 Å SiO ₂ (2) A fine grid structure of evaporated aluminium on a glass substrate oxidized to 50 Å of Al ₂ O ₃	(1) Evaporated transparent films of Cu ₂ O-CuI (2) Evaporated Se-Te alloy (3) Colloidal black platinum paste (4) Iodized copper paste	Dresner and Goodman [1970]
Carbon fibres	Evaporated indium	Williams et al. [1972]

2.3.5. Elektrolit-Yarıiletken (veya Yalıtkan) Kontakları

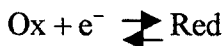
Metal-yarıiletken kontaklarındakine benzer olarak bir elektrolit ve bir yarıiletken kontak haline getirildiğinde, denge durumunda Galvani potansiyeli olarak da bilinen bir potansiyel farkı oluşana kadar yük transferi devam eder. Kontak çevresindeki potansiyel küçüktür, çünkü kontağın geçirgenliği (permittivity) yarıiletkeninkinden çok daha büyüktür. Elektrolitteki bir iyon tabakasının oluşturduğu Helmholtz bölgesi (V_H), arayüzeye yakındır ve iç (inner) Helmholtz tabakası olarak nitelendirilir. Elektrolite doğru genişleyen daha fazla difüz eden hareketli uzay yük bölgesi (Gouy bölgesi) olarak tanımlanır ve de Helmholtz bölgesi olarak adlandırılır. Gouy bölgesi, yüksek iyon konsantrasyonundan dolayı incedir ve bu bölgenin etrafındaki potansiyel küçüktür. Çünkü geçirgenliği yarıiletkeninkinden ve Helmholtz bölgesininkinden çok daha büyüktür. Bu yüzden Galvani potansiyeli temel olarak Helmholtz bölgesinin çevresindeki potansiyelle yarıiletkenin uzay yük bölgesi çevresindeki potansiyelin

toplamıdır. İç (inner) Helmholtz bölgesi, kendi yüklerine bağlı olarak, 1 veya 2 atomik çap kalınlığında yarıiletkendeki parçacıklar tarafından soğurulan iyonlara karşılık gelen bir sabit tabakadır. Gouy bölgesinde yayılan uzay yükleri, genellikle Şekil 2.8’de gösterildiği gibi yarıiletkendeki uzay-yük bölgesindekilerin zıttı yüklerin fazla iyonlarıdır.



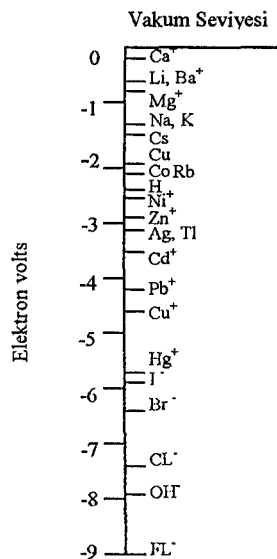
Şekil 2.8. Bir elektrolit-has yarıiletken (veya yalıtkan) arayüzeyinin enerji seviyelerini ve elektrolitteki Helmholtz ve Gouy bölgeleri ile yarıiletkenlerdeki uzay yük bölgesini gösterir diyagramlar.

Elektrolit-yarıiletken sistemlerinde, elektrolitten yarıiletkene elektron transferi varsa elektrolit “reducing” olur çünkü “reduction” (Red) yarıiletkendeki elektronların kazancı veya negatif yükteki artış anlamındadır. Bunun gibi, yarıiletkenden elektrolitteki oksitlenmiş türlere elektron transferi varsa elektrolit “oxidizing” oksitleyicidir, çünkü “oxidation” yarıiletkendeki elektronların kaybı veya negatif yükteki azalma anlamındadır. Redox reaksiyonu basit biçimde;



şeklindedir[13]. Red türleri bir valans banda karşılık gelen bir oluşturulmuş (occupied) elektron seviyesine denk olabilir, halbuki Ox türleri bir iletim bandına karşılık gelen bir boş elektron seviyesine denktir. Red ve Ox türleri bir elektronun birincisinden ikincisine transferi için gerekli bir enerji ile ayrılır. Bu enerji bir has yarıiletkendeki enerji band aralığına benzer.

Genel olarak, elektrolit-yarıiletken sistemleri bir (rectifying) doğrultucu özelliğe sahiptir. Elektrolitteki negatif iyonlardaki elektronlar genellikle iletim bandının aşağısında veya hatta yarıiletkenin valans bandının kenarının aşağısında yer alan bir enerji seviyesine sahiptirler. Bu elektronlar yarıiletken tarafında sistem pozitif beslendiğinde iletim bandına giremezler. Böyle bir besleme durumunda, (p-n eklemlerinde geri beslemeye karşılık gelir), elektrolit elektron enjeksiyonuna bir blocking kontak olarak etki eder[9]. Bununla birlikte, sistem yarıiletken tarafında negatif potansiyelli beslendiğinde (özellikle yarıiletken n-tipi olduğunda), elektronlar yarıiletkenin iletim bandından elektrolite kolaylıkla akabilirler ve büyük bir akım elde edilir. Bu durum p-n eklemlerinde bir ileri beslemeye denktir. Bazı atom veya iyonlara bağlı elektronların elektron enerji seviyeleri Şekil 2.9'da verilmiştir. Tabii ki iyonlarının elektronik enerji seviyelerinin uygun olduğu, uygun elektrolitler seçilerek, elektrolitin taşıyıcılar için bir ohmic injecting kontak oluşturması sağlanabilir.



Şekil 2.9. Bazı atom veya çözeltideki iyonlara tutunan elektronların elektronik enerji seviyeleri [9].

2.4. Yüzey Durumları

Bir katı kristalinin yüzeyinde örgünün ani bitimi genellikle yüzeyin hemen yanında band yapısının bükülmesine neden olur. Yani, katıyı denge durumuna getirmek veya başka bir deyişle yüzeydeki Fermi seviyesini hacimdeki gibi yapmak için enerji bandlarının eğrilmesine neden olur. Eğer bir yarıiletken yüzeyi, yapısı veya parçacıklararası mesafesi yarıiletkeninkinden farklı olan bir elektrolit veya bir metalle sıkı kontak yapılırsa, enerjileri yasak enerji aralığının içinde olan, arayüzeydeki periyodik örgü yapısının kesilmesi veya bağların askıda kalmasından dolayı bölgesel yüzey durumları oluşabilir. Bardeen [1947], bir metal ve bir germanyum veya silikon arasındaki kontak potansiyelinin yarıiletkenin iletkenliğinden ve metalin iş fonksiyonundan bağımsız olduğu deneysel gerçeğinin açıklanması için yüzey durumlarının varlığını ilk öne sürenlerden biridir. Shockley [1948], ve Pearson yarıiletken ince filmlerde yüzey durumlarının varlığını deneysel olarak gözlemişlerdir.

Yüzeydeki periyodik örgünün kesilmesinden oluşan bir kısım yüzey durumları “Tamm States”[14] – (periyodik potansiyelin bir asimetrik bitimi ve atom veya moleküller arasında zayıf etkileşme veya büyük ayırım ile ilişkilidir); veya “Shockley states”[15] – (atomlar veya moleküller arasında güçlü etkileşim veya küçük mesafe ve periyodik potansiyelin simetrik bitimi ile ilişkilidir) olarak adlandırılır ve bir kısmı yüzeyde tutunan yabancı maddelerden oluşur.

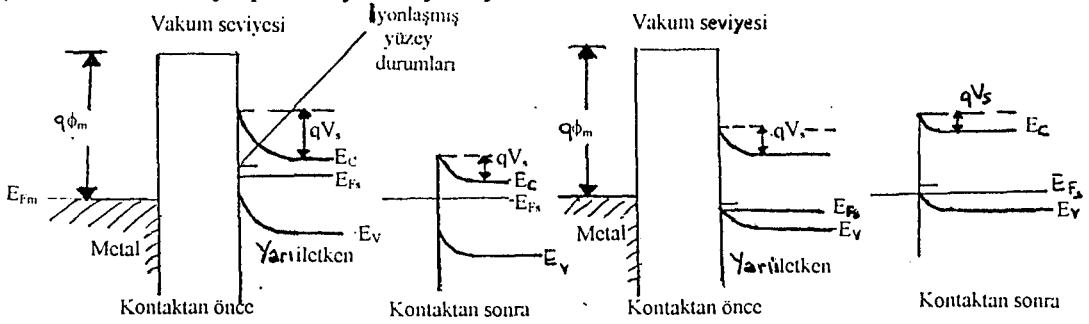
İkinci durumların nedeni doyurulmamış bağların varlığından dolayı yüzey atomlarının genel olarak oldukça reaktif olmasıdır ve kristal yüzeyi genellikle yüzey atomları veya molekülleri ve kendi çevreleri arasında bir reaksiyonla oluşturulan bir bileşimin bir veya daha fazla tabakasıyla çevrilidir. Yüzey durumları kesme, bileme gibi nedenlerden dolayı yüzeyde aşınma gibi kusurlu yapıyla da yaratılabilir ve elektrolit-elektrolit olmayan ara yüzeylerinde reaksiyonların (chemisorption)’undan dolayı oluşur. Bir kusursuz periyodik örgü yapısının ani bitiminden dolayı yasak enerji aralığında oluşan yüzey durumlarının kalkması zorunlu olduğuna direkt veya net bir gerçek yoktur. Bununla birlikte, yüzeyde kimyasal bağlarla (asılı bağlar) yüzey durumlarının

bağlantısını düşünmek makul görülebilir. Örneğin, yüzeydeki bir germanyum atomu doyurulmamış dört kovalent bağdan ikisini bırakarak iki komşu atoma bağlıdır, sonra genellikle (dangling) bağlar olarak nitelendirilen bu iki doyurulmamış bağlar, çevresindeki mevcut elektronları yakalama eğiliminde bir akseptör olarak davranır. Şuna dikkat edilmelidir ki germanyumun atomiksel olarak temiz yüzeyinde yüzey yoğunluğu yaklaşık 10^{11} - 10^{12} (cm^{-2} 'de) ve eğer bunlar karşılıklı doyurulmamışsa dangling bağların sayısından beklenen yaklaşık 10^{15} (cm^{-2} 'de) değerinden daha küçüktür.

Hanemann, komşu atomların doyurulmamış bağlarının karşılıklı doyurulmasına yardım edecek şekilde yüzey atomlarının tabakasının bozulmuş olabileceğine değinmiştir (dangling bağlarıyla oluşturulacak yüzey durumları için şansı azaltarak). Bununla birlikte, Lax, yüzey durumlarının yüzeydeki katkılar veya çatlaklarla ilgili olduğunu ve atomiksel olarak temiz yüzeylerin yapısında deneysel incelemelerine dayalı olarak böyle tabaka bozulumu yüzey durum yoğunluğunun katının has yapısıyla ilgili olmadığını ileri sürmüştür.

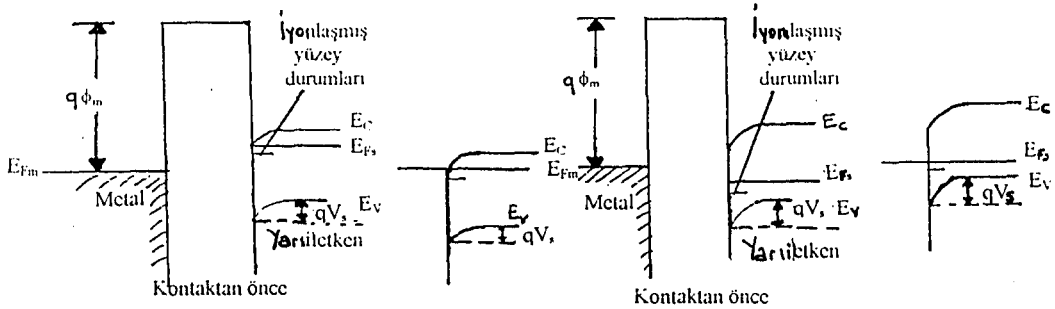
Şu açıktır ki atomiksel olarak temiz yüzeyleri oluşturmak kolay değildir. Yabancı katkıların reaksiyon veya kaçınılmaz adsorpsiyonundan dolayı yüzeylerdeki kirlilik yüzey durumlarını yaratmada çok önemli rol oynar. Genel olarak yarıiletkenin iş fonksiyonundan daha büyük bir elektron affinity'e (χ) sahip gaz atomları veya molekülleri yüzeyden elektronları yakalayabilir ve bunların davranışları enerji bantlarını yukarı doğru bükme eğilimindeki akseptörler gibidir (akseptör-yüzey durumları gibi). Örneğin, eğer çok elektronegatif olan oksijen atomları yasak enerji aralığında yüzey durumlarını oluşturmak için bir yarıiletken yüzeyinde soğurulursa, bu yüzey durumları valans bandında bazı holler bırakarak iletim bandına elektronların geçişini önleyebilirler ve bandların yukarı doğru eğilmesini önleyebilirler. Bu yüzden, yüzeyde tutunan oksijen gibi elektronegatif atom veya moleküller n-tipi yarıiletkende bir depletion, p-tipi yarıiletkende bir (accumulation) bölgesi oluşturma eğilimindedir şekil 2.10(a) ve 2.10(b). Bunun bir yarıiletkenin yüzeyinde adsorbe edilen gaz atom veya moleküllerinin elektropozitifliği şekil 2.10(c) ve 2.10(d) de gösterildiği gibi yüzey durumlarına benzer

donör oluşturacaktır[7]. Şekil 2.10'da, yüzey durumlarından dolayı yaratılan (qV_s), kontak potansiyeline üstündür ve eğer yüzey durum yoğunluğu daha büyük ise iş fonksiyonlarından bağımsızdır. Dikkat edilmelidir ki, bir akseptör veya bir donör gibi olan yüzey durumu elektriksel olarak nötr düşünülebilir, fakat akseptör gibi olan, bir elektron tuttuktan sonra negatif yüklü; donör gibi olan, bir elektron verdikten veya hol yakaladıktan sonra pozitif yüklü olur. Böylece yüzey durumlarında herhangi bir fazla yük bir çift tabaka oluşturacak yük nötrlüğünü korumak için katıdaki yüzey altında serbest yük konsantrasyonunda değişimle telafi edilmelidir. Bu negatif yüklü yüzeye çekilen holler veya pozitif yüklü yüzeye eklenen elektronlara denk olmalıdır.



(a) n-tipi yarıiletken
Akseptör gibi yüzey durumları

(b) p-tipi yarıiletken
Akseptör gibi yüzey durumları



(c) n-tipi yarıiletken
Donör gibi olan yüzey durumları

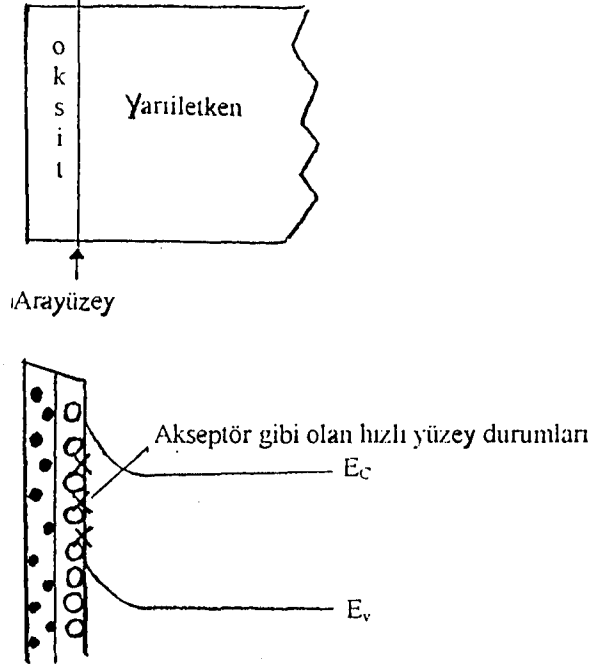
(d) p-tipi yarıiletken
Donör gibi olan yüzey durumları

Şekil 2.10: Yüzey durumlarının bant-eğrilmesindeki etkilerini gösteren enerji-seviye diyagramları

Genel olarak, yüzey durumları yarıiletken uzay yük bölgesi ile etkileşim hızlarına bağlı olarak hızlı ve yavaş olarak ikiye ayrılabilir. Yarıiletken-yalıtkan (oksit)

arayüzeyinde varolan hızlı yüzey durumları temelde yüzeyin tabii yapısından dolayıdır; bir denge durumuna ulaşmak için yüzey yakınındaki taşıyıcılarla etkileşimleri için gerekli zaman nanosecond mertebesinde veya daha azdır ve yoğunlukları yavaş yüzey durumlarından daha düşük olmak üzere yaklaşık 10^{12} cm^{-2} 'dir. Hızlı yüzey durumları yarıiletkenin optiksel ve elektriksel özelliklerini büyük ölçüde etkileyen taşıyıcı rekombinasyon işleminde önemli rol oynarlar. Yavaş yüzey durumları milisaniye mertebesinde çok daha uzun relaxation zamanlarına sahiptir ve bunların yoğunluğu 10^{13} - 10^{15} cm^{-2} dolayındadır[16]. Yüzey durumlarının doğasına bağlı olarak ya pozitif ya da negatif yükler taşırlar. Bu demektir ki akseptör gibi veya donör gibi olabilirler. Yavaş yüzey durumları genellikle oksit tabakanın dış yüzeyinde, (oksit-gaz arayüzeyinde), bulunur. Yavaş yüzey durumlarının oluşumu dış atmosfer tarafından etkilenir, bu da gösterir ki; bu yüzey durumları adsorpsiyon sürecine katılırlar veya bu süreci başlatırlar.

Oksit tabakada iki tür yük vardır. (Şekil 2.11).



- xx Hızlı yüzey durumları (ara yüzeydeki)
- oo Yavaş yüzey durumları (tuzaklarda bulunan hareketsiz yükler)
- Yavaş yüzey durumları (hareketli iyonlar veya oksitteki boşluklar)

Şekil 2.11. Oksit tabaka ile çevrili yarıiletken yüzeyi kenarındaki hızlı ve yavaş yüzey durumları

a) Hareketsiz yükler; bunlar ya yarıiletken yüzeyinde oksit oluşumu sırasında yarıiletken ve kusurlar arasında yer alan elektron transferinde oksitteki iyonik kusurlarla ya da yarıiletken arayüzeyinde yer alan adsorbe edilmiş iyonlarla bağlantılıdır. Hareketsiz (veya sabit) yükler arayüzey çevresinde elektron transfer işlemlerine katılmazlar.

b) Hareketli yükler; oksit içindeki tuzaklardır ve bir üç – boyutlu dağılımla yarıiletken ile elektriksel olarak etkileşebilirler.

2.5. Schottky Etkisi

Bir yarıiletken ve bir metal arayüzeyindeki potansiyel engeli elektronların metalden yarıiletkene geçmesini önler. Bu potansiyel engel yüksekliğinin uygulanan elektrik alanla ve image (hayali) kuvvetin birleşimiyle azaltılması olayı “Schottky etkisi” olarak tanımlanır. Bu kısımda nötr ve blocking kontaklar için böyle bir engelin azaltılmasına neden olan faktörleri inceleyeceğiz.

2.5.1. Nötr Kontaklarda Schottky Etkisi

Şekil 2.12, eğer uygulanan alan sıfır ve hayali kuvvet önemsenmez ise, potansiyel engel yüksekliğinin $(q\phi_m - \chi)$ olduğunu göstermektedir. Bu iki nicelik dikkate alındığında, metalin Fermi seviyesinden ölçülen potansiyel engel yüksekliği;

$$q\psi(x) = q\phi_m - \chi - \frac{q^2}{16\pi\epsilon x} - qEx \quad (2.22)$$

şeklinde ifade edilir.

Hayali kuvvetin oluşturduğu potansiyel enerjinin, $(q^2/16\pi\epsilon x)$, $x=0$ da tanımlı olmadığına dikkat edilmelidir. Bu yüzden bu ifadenin $x=x_0$ 'dan $x = \infty$ 'a kadar

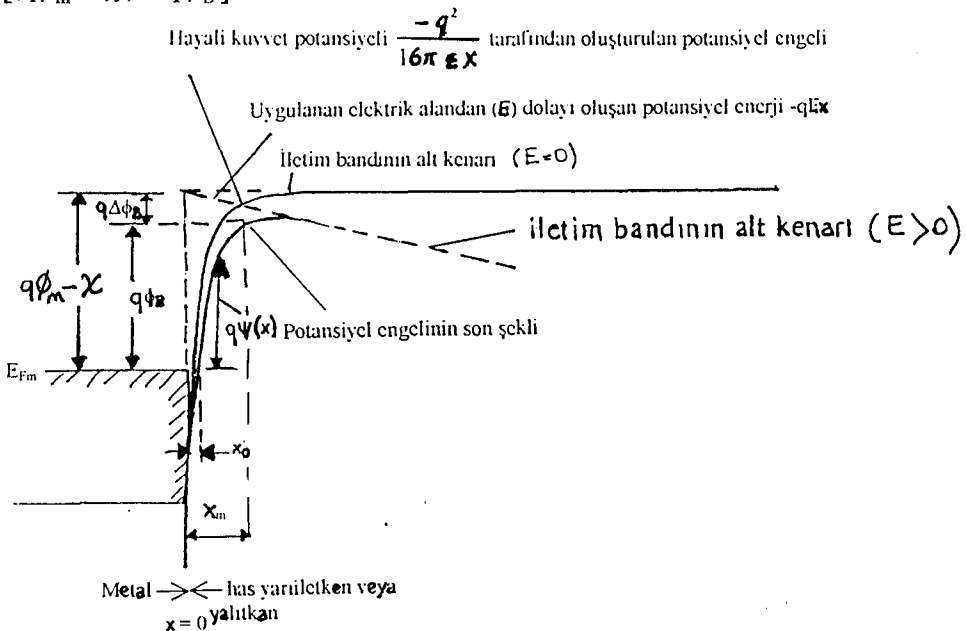
$q^2 / 16\pi\epsilon x_0 = q\phi_m - \chi$ olduğunu kabul etmek gerekir. Hayali kuvvet $x = 0$ 'dan $x = x_0$ 'a kadar sabittir. Metal içinde, E_F 'deki elektron dalgasının x_0 'a doğru yayıldığını da kabul edebiliriz.

Uygulanan elektrik alandan dolayı oluşan itici kuvvet yayılan elektronları metalden uzaklaştırma eğiliminde iken, hayali kuvvet yayılan elektronları metale geri çekme eğilimindedir. Elektronlara etki eden net kuvvetin sıfır olduğu bir optimum nokta vardır ve bu noktada $\psi(x)$ minimum olur. $[dq\psi(x)/dx]=0$ eşitliğini kullanarak $x = x_m$ 'in bir minimum potansiyel engel yüksekliğine karşılık geldiğini biliyoruz;

$$x_m = \left(\frac{q}{16\pi\epsilon E} \right)^{1/2} \quad (2.23)$$

ve potansiyel engel yüksekliğinin azaltılması;

$$q\Delta\phi_B = [(q\phi_m - \chi) - q\phi_B]$$



Şekil 2.12. Bir nötral kontak için uygulanan düzgün elektrik alan ve image kuvvetin birleşiminden dolayı potansiyel engelinin azaltılmasını gösteren enerji-seviye diyagramı

$$q\Delta\phi_B = \left(\frac{q^3 E}{4\pi\epsilon} \right)^{1/2} = \beta_{sc} E^{1/2}, \quad \beta_{sc} = (q^3/4\pi\epsilon)^{1/2} \quad (2.24)$$

Alan bağımlı etkin potansiyel engel yüksekliği;

$$q\phi_B = (q\phi_m - \chi) - \left(\frac{q^3}{4\pi\epsilon} \right)^{1/2} E^{1/2} \text{ olarak yazılabilir.} \quad (2.25)$$

2.5.2. Blocking Kontaklarda Schottky Etkisi

Basit bir Schottky engel modelini takip ederek ve örneğin n-tipi yarıiletken ve bir metal arasındaki blocking kontağı ele alarak (aynı prensip direkt olarak elektron enjeksiyonunu engellemek için bantların yukarı doğru eğildiği ve $\phi_m > \phi_s$ olan veya hol enjeksiyonunu engellemek için bantların aşağı doğru eğildiği $\phi_m < \phi_s$ olan has yarıiletkenlere veya p-tipi yarıiletkenlere uygulanabilir); Schottky engel genişliği [17];

$$W = \left[\frac{2\epsilon(q(\phi_m - \phi_s) + qV)}{q^2 N_d} \right]^{1/2} \quad (2.26)$$

W eklem çevresinde uygulanan voltajın (V) bir fonksiyonudur. (2.26) eşitliğinin türetilmesi şu varsayımlara dayalıdır.

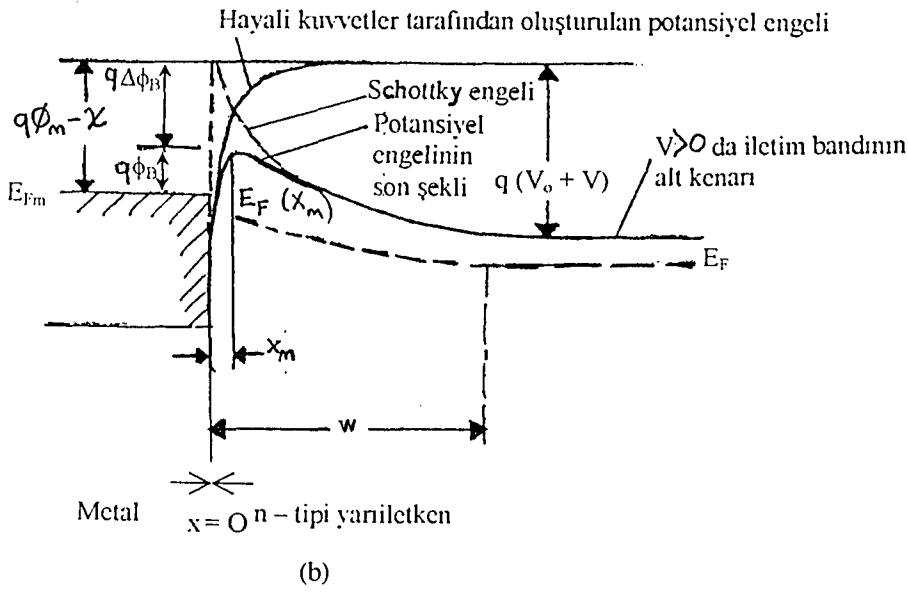
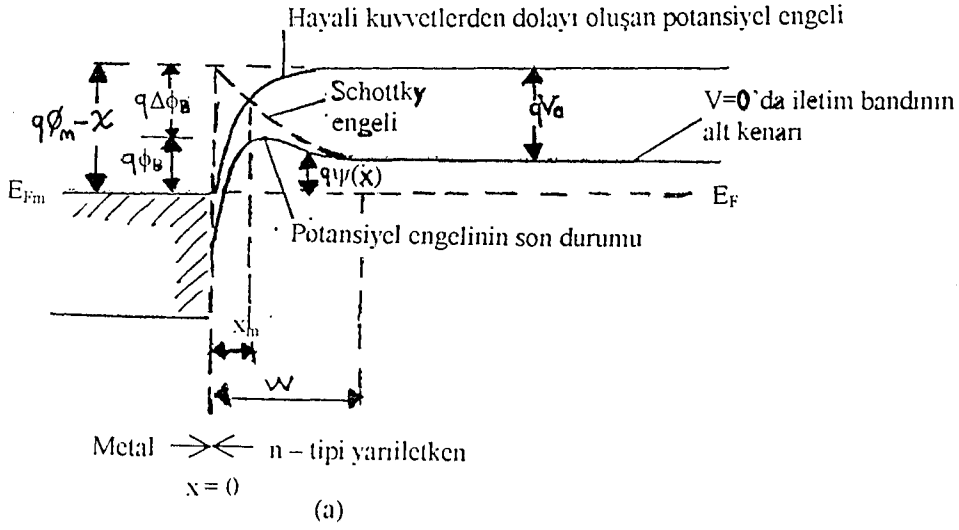
- 1) Engel yüksekliği $q\phi_B$ kT ' ye göre geniş
- 2) N_d (iyonlaşan) = sabit, $0 < x < W$ için ve

$$N_d \text{ (iyonlaşan)} W \gg \int_0^W n dx \quad N_d \text{ (iyonlaşan)} > p_s = p(x=0)$$

$$N_d \text{ (iyonlaşan)} W \gg \int_0^W p dx \quad N_d \text{ (iyonlaşan)} > n_s = n(x=0)$$

$$N_d \text{ (iyonlaşan)} = n(x=W)$$

Bu demektir ki engel pratiksel olarak serbest taşıyıcılar tarafından boşaltılmıştır.



Şekil 2.13: Bir metal ve bir n-tipi yarıiletken arasındaki blocking kontak için image kuvvet.

- 3) Engel içindeki direnç, engelin dışına göre daha yüksektir, böylece uygulanan voltaj tamamen engel çevresinde gibi düşünülebilir.
- 4) Elektronların (mean free path) ortalama serbest yolu W' ye göre küçük.

$x=0$ 'da iletim bandının alt kenarından ölçülen Schottky engeli potansiyel enerjisi;

$$-\frac{q^2 N_d}{\epsilon} \left(Wx - \frac{1}{2} x^2 \right) \quad (2.27)$$

$x = 0$ ' da bu potansiyel enerji sıfırdır ve kontak potansiyel enerjisinin $q(\phi_m - \phi_s)$ olduğu $x = W$ de qV_d 'ye eşittir Şekil 2.13 (a) da gösterilmiştir. Bu potansiyel enerji uygulanan voltaj V ' nin artmasıyla artacaktır, Şekil 2.13 (b). Yani metalin Fermi seviyesinden ölçülen toplam potansiyel engel yüksekliği;

$$q\psi(x) = (q\phi_m - \chi) - \frac{q^2}{16\pi\epsilon x} - \frac{q^2 N_d}{\epsilon} \left(Wx - \frac{1}{2} x^2 \right) \quad (2.28)$$

$q\psi(x) = q\phi_B$ ' nin maksimum olduğu $x = x_m$ noktasında bir optimum nokta vardır.

$$\frac{d(q\psi(x))}{dx} = 0 \text{ alınarak;}$$

$$x^3 - Wx^2 + (16\pi N_d)^{-1} = 0 \quad (2.29)$$

Çünkü $W \gg x_m$ x^3 terimi önemsizmediğinde;

$$x_m = \frac{1}{4(\pi W N_d)^{1/2}} \quad (2.30)$$

Eşitlik 2.30'u 2.28'de yerine koyduğumuzda;

$$q\phi_B = q(\phi_m - \psi) - \left[\frac{q^6 (q(\phi_m - \phi_s) + qV)N_d}{2(8\pi)^2 \epsilon^3} \right]^{1/4} \quad (\text{alan bağımlı}) \quad (2.31)$$

potansiyel engelinin azaltılması;

$$q(\Delta\phi_B) = (q\phi_m - \chi - q\phi_B) = \left[\frac{q^6 (q(\phi_m - \phi_s) + qV)N_d}{2(8\pi)^2 \epsilon^3} \right]^{1/4} \quad (2.32)$$

Şu da önemlidir ki, eğer $q\phi_B < kT$ ise elektronlar engeli kolaylıkla geçerler ve metalden yarıiletkene enjekte olabilirler, bu yüzden engel, taşıyıcı enjeksiyonunu önlemek için bir engel olarak davranmaz. Şu da gerçektir ki; eğer elektronun dalgaboyu, $q\phi_B > kT$ olmasına rağmen W' den daha büyükse; engel, elektronlar için şeffaf (saydam) olur ve bu durumda engel yine taşıyıcı enjeksiyonunu önlemek için bir engel olarak davranmaz.

3. YARIİLETKEN İNCE FİLMLERDE ELEKTRİKSEL İLETKENLİK

3.1. Yarıiletken İnce Filmlerde DC İletimin Sınıflandırılması

İnce filmler mikroeletirik devre yapımında kullanılmaktadır. Mikroeletirik, elektriğin bir alt setidir ve elektronların hareketiyle ilgilendir ve bunların gazlar, vakum tüpleri, iletkenler ve yarıiletkenler içindeki davranışını inceler. Elektronların bir elektrik alanda hareket ederek akım oluşturduğunu biliyoruz. Elektronların izlediği devreler ya etken (transistörler) ya da edilgen (dirençler, kondansatörler, indüktörler) olan parçalar içerir.

Yarıiletken filmlerde akım geçiş mekanizmasını altı ayrı şekilde inceleyeceğiz.

- 1- Termiyonik emisyon
- 2- Alan (field) emisyonu
- 3- Termiyonik field emisyon
- 4- Uzak yükü ile sınırlı elektrik iletimi (SCL)
- 5- Frenkel-Poole emisyonu
- 6- İyonik iletim

3.2. Termiyonik Emisyon (Schottky Emisyon)

Termiyonik emisyon her zaman potansiyel engel yüksekliği (ϕ_B) ile ilgilidir. Fermi-Dirac istatistiğinden dolayı, bir n-tipi yarıiletken için Fermi seviyesi üzerindeki enerji arttıkça elektron yoğunluğu azalır. Herhangi bir sıcaklıkta ($T \neq 0^\circ K$) herhangi bir enerji değeri için taşıyıcı yoğunluğu sıfırdan farklıdır. Termal olarak oluşturulan taşıyıcılar potansiyel engelini aşarak termiyonik emisyon akımına neden olurlar. Bu akımı iki farklı yaklaşımla türetebiliriz.

Birinci yaklaşımda, elektron dağılımını enerjinin fonksiyonu olarak yazarsak;

$$n(E) = 4\pi \left(\frac{2m^*}{h^2} \right)^{3/2} \sqrt{E - E_c} \exp \left[\frac{-(E - E_F)}{kT} \right] \quad (3.1.)$$

$$E - E_c = \frac{1}{2} m^* (v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)$$

v_x , v_y , v_z hız bileşenleridir. İleri besleme durumunda potansiyel engeli voltaja bağlıdır. Enerjileri;

$$\frac{1}{2} m^* v_x^2 \geq q(\psi(x) - V)$$

eşitsizliğini sağlayacak büyüklükte olan elektronlar engeli aşarak metale geçiş yaparlar. Enerjinin sadece x bileşeninin olması için v_x hız vektörünün arayüzeye dik olduğuna dikkat edelim. Yarıiletkenden metale toplam elektron akımı [18]

$$J = \int q v_x n(E) dE = \left(\frac{4\pi q m^* k^2}{h^3} \right) T^2 \exp\left[\frac{-q\phi_B}{kT} \right] \exp\left(\frac{qV}{kT} \right) \quad (3.2)$$

$$\frac{1}{2} m^* v_x^2 = q(\psi(x) - V)$$

metalden yarıiletkene elektron akımı engel yüksekliği ile ifade edilir ve V'den bağımsızdır. Buna göre toplam akım;

$$J = A^* T^2 \exp\left[\frac{-q\phi_B}{kT} \right] \left[\exp\left(\frac{qV}{kT} \right) - 1 \right] \quad (3.3)$$

$$A^* = \frac{4\pi q m^* k^2}{h^3}$$

etkin Richardson sabiti A^* , etkin kütle için bir fonksiyondur. İsootrop olmayan etkin kütleyle sahip yarıiletkenler için durum daha karmaşıktır [19]. A^* , bir sonraki kısımda anlatılacağı gibi quantum mekaniksel yansıma ile tanımlanabilir.

Termiyonik-emisyon akımını elde etmek için ikinci bir yaklaşım şöyledir [20]. Hız vektörünü bileşenlerine ayırmadan, sadece enerjileri engel yüksekliği üzerinde olan elektronlar ileri (forward) akımı oluştururlar. Engel üzerindeki bu elektronların sayısı;

$$n = N_c \exp\left[\frac{-q(\phi_B - V)}{kT}\right] \quad (3.4)$$

Hız vektörlerinin Maxwell dağılımı için, taşıyıcıların bir düzlem etrafındaki rastgele hareketi ile oluşan akım

$$J = nq \frac{v_{\text{ort}}}{4} \quad (3.5)$$

v_{ort} : Ortalama termal hız

$$v_{\text{ort}} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m^*}} \quad (3.6)$$

(3.4) ve (3.6) eşitlikleri (3.5)'te yerine konulursa;

$$J = \frac{4(kT)^2 q \pi m^*}{h^3} \exp\left[\frac{-q(\phi_B - V)}{kT}\right] \quad (3.7)$$

yazılabilir.

3.2.1. Etkin Kütle Etkisi :

İsotropik maddeler için;

$$\frac{A_1^*}{A} = \frac{m^*}{m} \quad (3.8)$$

yazılabilir ve isotropik olmayan maddeler için;

$$\frac{A_1^*}{A} = \frac{1}{m} (\ell_1^2 m_y^* m_z^* + \ell_2^2 m_z^* m_x^* + \ell_3^2 m_x^* m_y^*)^{1/2} \quad (3.9)$$

ℓ_1, ℓ_2, ℓ_3 sabit enerji elipsoidinin eksenine göre doğrultuların kosinüs bileşenleri, m_x^* , m_y^* ve m_z^* bunlara karşılık gelen etkin kütle tensörünün bileşenleridir. Tablo 3.1'de bazı inorganik yarıiletkenler için A_1^*/A değerleri özetle gösterilmiştir [21].

Tablo 3.1 A_1^*/A değerleri [21].

Yarıiletken	Silicon	Germanium	GaAs
n-type <111>	2.15	1.07	0.072
n-type <100>	2.05	1.19	
p-type	0.66	0.36	0.62

3.2.2. Boşaltım Bölgesindeki Taşıyıcıların Yayılımı ve Sürüklenmesinden Dolayı Düzeltme;

Eğer maddedeki taşıyıcıların mobilitesi düşük ise, termiyonik emisyon akımını kontrol edecektir. Kontakların türüne bağlı olarak iki şekilde yaklaşımda bulunulabilir.

(i) Nötr Kontaklar:

Metal – yalıtkan kontaklarının çoğu için nötr olduklarını düşünebiliriz. Yalıtandaki toplam akım yoğunluğu [22];

$$J = qn(x)\mu \left[-\frac{d\psi(x)}{dx} \right] - qD \frac{dn(x)}{dx} \quad (3.10)$$

μ küçük ve sabit farzedilirse Einstein bağıntısını kullanabiliriz.

$$\frac{D}{\mu} = \frac{kT}{q} \quad (3.11)$$

Eşitlik 3.10;

$$J = -qn(x)\mu \frac{d\psi(x)}{dx} - kT\mu \frac{dn(x)}{dx} \quad (3.12)$$

olarak yazılabilir.

3.12 eşitliğinin sağ tarafındaki ilk terim metalden yalıtıkana sürüklenme akımını verir, ikinci terim ise yalıtıkandan metale yayılma akımını verir.

Eşitlik 2.22' deki $q\psi(x)$

$$\frac{q\psi(x)}{kT} = a - (bx + c/x) \quad (3.13)$$

$$a = \frac{(q\phi_m - \chi)}{kT}, \quad b = \frac{qE}{kT}, \quad c = \frac{q^2}{16\pi\epsilon kT} \text{ olarak yazılabilir.} \quad (3.14)$$

Eşitlik (3.12)'nin her iki tarafını $\exp(q\psi/kT)$ ile çarpıp $x=x_m$ ' den $x > x_m$ ' e integralini alarak sınır şartlarını kullanırsak;

$$\psi(x = x_m) = \phi_B$$

$$n(x = x_m) = N_o = N_c \cdot \exp\left(-\frac{q\phi_B}{kT}\right) \quad (3.15)$$

$$n(x) = \exp\left[-\frac{q\psi}{kT}\right] \left[N_o - \frac{J}{kT\mu} \int_{x_m}^x \exp(q\psi/kT) dx \right] \quad (3.16)$$

$$\int_0^x \exp[-(bx + c/x)] dx \cong \int_0^{\infty} \exp[-(bx + c/x)] dx - \frac{1}{b} \exp(-bx) \quad \text{eğer } x \gg \left(\frac{c}{b}\right)^{1/2} \quad (3.17)$$

$$\int_0^{\infty} \exp[-(bx + c/x)] dx \approx \frac{1}{b} \quad \text{eğer } (bc)^{1/2} \ll 1 \quad (3.18)$$

$$\cong \pi^{1/2} \left(\frac{c}{b^3}\right)^{1/4} \exp[-2(bc)^{1/2}] \quad \text{eğer } (bc)^{1/2} \gg 1 \quad (3.19)$$

$x \rightarrow 0$ iken x_m ' in çok küçük olacağını farzederek eşitlik 3.16 için çözümler elde edebiliriz. İlk önce 3.17 ve 3.19'un geçerliliğini test edelim.

Örneğin $E=10^4 \text{ V.cm}^{-1}$ ve $T=300 \text{ K}$ için $(c/b)^{1/2} = (1.175 \times 10^{-4} / 0.62 \times 10^4) = 1.9 \times 10^{-8} \text{ m}$
 $(bc)^{1/2} = (1.175 \times 10^{-4} \times 0.62 \times 10^4) = 0.75$

10^4 V.cm^{-1} 'den düşük alanlar için eşitlik 3.17 ve 3.18'i kullanınız. 3.17 ve 3.18'in 3.16'da kullanılması sonucu;

$$n(x) = \frac{J}{q\mu E} + \exp\left[\frac{qEx}{kT}\right] \left[N_0 \exp\left(\frac{(-q\phi_m + \chi)}{kT}\right) - \frac{J}{q\mu E} \right] \quad (3.20)$$

Büyük x değeri için $n(x)$ ' in sonsuza gitmemesi için;

$$\left[N_0 \exp\left(-\frac{(q\phi_m - \chi)}{kT}\right) - \frac{J}{q\mu E} \right] \text{ teriminin olmaması gerekir.}$$

$$J = q\mu EN_c \exp\left[-\left(\frac{q\phi_m - \chi}{kT}\right)\right] \exp\left(\frac{-q\phi_B}{kT}\right) = A_2^* T^2 \exp\left(\frac{-q\phi_B}{kT}\right) \quad (3.21)$$

$$A_2^* = \frac{q \mu E N_c \exp\left[-\left(\frac{q\phi_m - \chi}{kT}\right)\right]}{T^2} \quad (3.22)$$

Düzeltilme faktörü;

$$\frac{A_2^*}{A_1^*} = \left(\frac{2\pi m^*}{kT}\right)^{1/2} \mu E \exp\left[-\left(\frac{q\phi_m - \chi}{kT}\right)\right] \quad (3.23)$$

10^4 V.cm^{-1} 'den yüksek alanlar için 3.17 ve 3.19'ü kullanmalıyız. 3.17 ve 3.19'un 3.16'ya uygulanması;

$$n(x) = \frac{J}{q\mu E} + \exp\left(\frac{qEx}{kT}\right) \left\{ N_c \exp\left[-\left(\frac{q\phi_m - \chi}{kT}\right)\right] - \frac{J(\pi kT)^{1/2}}{kT\mu(4q\epsilon E^3)^{1/4}} \exp(-q\Delta\phi_B/kT) \right\} \quad (3.24)$$

Tekrar, büyük x değeri için $n(x)$ 'in sonsuza gitmemesi için; exponensiyel terimdeki katsayı olmamalıdır. Yani;

$$\begin{aligned} J &= q\mu N_c \left(\frac{kT}{\pi}\right)^{1/2} \left[4\epsilon \left(\frac{E}{q}\right)^3\right]^{1/4} \exp\left[-\frac{(q\phi_m - \chi) - q(\Delta\phi_B)}{kT}\right] \\ &= q\mu \left(\frac{kT}{\pi}\right)^{1/2} \left[4\epsilon \left(\frac{E}{q}\right)^3\right]^{1/4} N_c \exp\left(-\frac{q\phi_B}{kT}\right) \exp\left(\frac{-q\phi_B}{kT}\right) \\ &= A_2^* T^2 \exp\left(-\frac{q\phi_B}{kT}\right) \end{aligned} \quad (3.25)$$

Bu durum için;

$$A_2^* = \frac{\left\{ q\mu \left(\frac{kT}{\pi} \right)^{1/2} \left[4\varepsilon \left(\frac{E}{q} \right)^3 \right]^{1/4} N_c \exp \left(\frac{-q\phi_B}{kT} \right) \right\}}{T^2} \quad (3.26)$$

ve düzeltme faktörü;

$$\frac{A_2^*}{A_1^*} = \mu(2m^*)^{1/2} \left[4\varepsilon \left(\frac{E}{q} \right)^3 \right]^{1/4} \exp \left(-\frac{q\phi_B}{kT} \right) \quad (3.27)$$

A_2^*/A_1^* ; eğer birden küçük olursa termiyoniksel olarak yayılan akımın difüzyonla kontrol edilebileceği görülebilir.

O' Dwyer, $A_2^*/A_1^* < 1$ olması için şartı;

$$\mu \leq 5/E^{3/4} \text{ olduğuna, dikkat çekmiştir.} \quad (3.28)$$

μ ; $\text{cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ sn}^{-1}$ ve E ; MV cm^{-1} cinsinden ve difüzyon-limited termiyonik emisyonun deneysel kanıtı yoktur.

(ii) Blocking Kontaklar

Şekil 2.13'e baktığımızda, $x = x_m$ ve $x = W$ arasındaki bölgede elektron yoğunluğu[23];

$$n(x) = N_c \exp \left[-\frac{(q\psi(x) - E_{in})}{kT} \right] \quad (3.29)$$

ve akım yoğunluğu

$$J = -qn(x)\mu \frac{d\psi(x)}{dx} - kT\mu \frac{dn(x)}{dx} = -n(x)\mu \frac{dE_{Fn}}{dx} \quad (3.30)$$

$\psi(x)$ ve E_{Fn} metalin (E_{Fm}) Fermi seviyesinden itibaren ölçülen değerlerdir (Şekil 2.13).

Eşitlik 3.29 ve 3.30 sadece $x > x_m$ için geçerlidir. $0 < x < x_m$ için elektronların yoğunluğu E_{Fn} veya N_c ile tarif edilemez (potansiyel enerjinin, elektronların ortalama yoluna yakın mesafelerde hızlı değişiminden dolayı).

Crowell ve Sze $0 < x < x_m$ bölgesindeki akımı;

$$J = q(N_o - N_m)v_R \quad (3.31)$$

şeklinde tanımlanmıştır.

v_R : etkin rekombinasyon hızı,

N_o ; x_m 'deki quasi-equilibrium elektron yoğunluğu.

$$N_o = N_c \exp(-q\phi_B/kT) \quad (3.32)$$

N_m ; x_m 'deki elektron yoğunluğu (akım geçtiğinde)

$$N_m = N_c \exp[-[q\phi_B - E_{Fn}(x_m)]/kT] \quad (3.33)$$

Sınır şartlarını kullanarak;

$$E_{Fn}(x = W) = -qV \quad (3.34)$$

3.29-3.33 eşitliklerinden ;

$$\begin{aligned}
J &= \frac{qN_C v_R}{1 + \left(\frac{v_R}{v_D}\right)} \exp\left[-\frac{q\phi_B}{kT}\right] [1 - \exp(-qV/kT)] \\
&\cong \frac{qN_C v_R}{1 + \left(\frac{v_R}{v_D}\right)} \exp\left(-\frac{q\phi_B}{kT}\right) \\
&= A_2^* T^2 \exp\left(-\frac{q\phi_B}{kT}\right) \quad (\text{büyük } V \text{ için})
\end{aligned} \tag{3.35}$$

$$v_D = \left[\int_{x_m}^w \frac{q}{\mu kT} \exp\left(-\frac{q(\phi_B - \psi)}{kT}\right) dx \right]^{-1} \tag{3.36}$$

v_D ; $x = w$ ' den $x = x_m$ ' e elektronların difüzyonu ile ilgili etkin difüzyon hızı

$$A_2^* = \frac{qN_C v_R v_D}{(v_D + v_R) T^2} \tag{3.37}$$

$$\frac{A_2^*}{A_1^*} = \frac{qN_C v_R v_D}{(v_D + v_R) T^2 A_1^*} = \left(\frac{2\pi m^*}{kT}\right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{v_D v_R}{v_D + v_R}\right) \tag{3.38}$$

Genellikle, $v_D \gg v_R$ ise difüzyonun etkisi önemli değildir, fakat $v_R \gg v_D$ ise difüzyon işlemi hakimdir.

(iii) Fonon Saçılması Ve Quantum Mekaniksel Yansımanın Etkileri ;

Bir elektron potansiyel engelini geçerken, elektron ve optiksel fonon arasındaki saçılmadan dolayı elektronun geri saçılma olasılığı vardır. Bu etki engel üzerinden net akımı azaltacaktır. Crowell ve Sze (acoustic) fononlardan dolayı saçılmayı önemsemeyerek, potansiyel engeli üzerinden elektron emisyon olasılığını[24];

$$f_p \approx \exp\left(-\frac{x_m}{\lambda}\right) \tag{3.39}$$

şeklinde ifade etmişlerdir. λ optiksel fononun ortalama serbest yolu ve x_m eşitlik 2.13'de verilmiştir.

$$\lambda = \lambda_0 \tanh\left(\frac{E_p}{2kT}\right) \quad (3.40)$$

E_p , optiksel fonon enerjisi ve λ_0 yüksek enerji düşük sıcaklıkta fonon ortalama serbest yolun asimptotik değeri.

Schottky engeli üzerinden elektronların quantum mekaniksel yansıma olasılığı ve engelin doruk noktası aşağısında engelin ince bölümü içinden elektronların geçişi mümkündür. Crowell ve Sze, elektron tünelleme ve quantum mekaniksel yansıma etkilerini dikkate alarak toplam akım geçişinin bu etkiler önemselenmediğindeki değerine oranını, elektron enerjisinin bir fonksiyonu olarak;

$$f_q = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{D_q}{kT} \exp(-E/kT) dE \quad (3.41)$$

şeklinde hesaplanmıştır.

D_q ; quantum mekaniksel iletim katsayısı, ve E , elektrik alan engel yüksekliği ile ilgili elektron enerjisidir.

Böylece etkin rekombinasyon hızı $f_p f_q v_R$

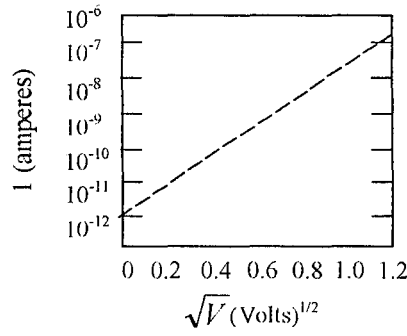
Bu iki etkiyi eşitlik 3.37'de kullanırsak;

$$A_2^{**} = \frac{qN_C f_p f_q v_R v_D}{(v_D + f_p f_q v_R) \Gamma^2} \quad (3.42)$$

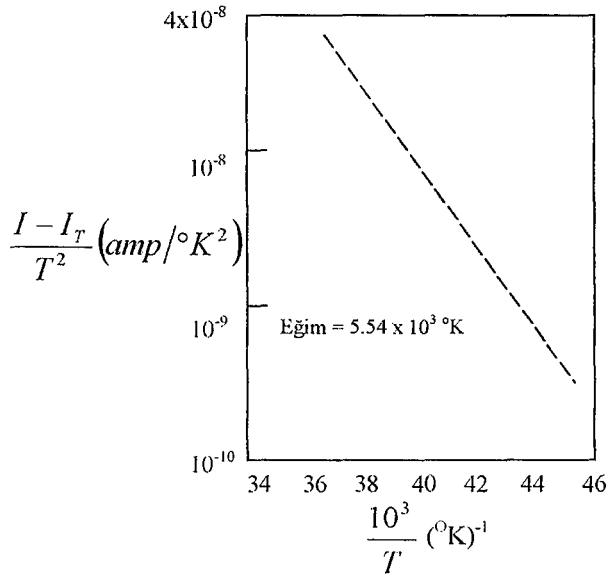
Yarıiletken (veya yalıtkan)ve metal arasındaki ara yüzeyde kirliliğin etkisi dışında, A^* 'nın teorik ve deneysel değerleri arasındaki farklılığa neden olarak şu faktörler de yer alır.

- (i) Kontağın hemen yanında var olan uzay yük
- (ii) Yayılım alanı elektrot yüzeyinin gerçek alanından daha düşüktür, (filementary) enjeksiyondan dolayı[25].
- (iii) Dielektrik sabitinin değeri ϵ kontağın hemen yanındaki d.c. veya statik değerinden daha düşüktür[26].
- (iv) Potansiyel engelinin gerçek şekli , ideal olandan farklıdır. (şekil 2.12 ve 2.13) çünkü yüzey durumları gibi kusurlar vardır.
- (v) Elektron –elektron etkileşiminin önemsiz farzedilmesi ve J–V karakteristikleri elde edilirken etkileşim terimi yoksa Fermi –Dirac dağılımı kullanılır. Fakat bu düşük akımlar için geçerlidir, yüksek akımlar için bu varsayım geçerli değildir.

Şimdiye kadar A^* 'yı etkileyebilecek faktörleri inceledik. Genel olarak, $q\phi_B \gg kT$ veya yarıiletken ya da yalıtandaki elektron serbest yolu engelin yanında potansiyelin kT ile değiştiği mesafeye göre büyük ise elektron çarpışmaları ve difüzyonun etkileri önemli değildir ve önemsizlenebilir[27]. Eğer bu etkiler önemsiz ise, termiyonik emisyon akımı $\ln J, V^2$ ile doğru orantılı olmalıdır, (sabit sıcaklıkta), ve bir sabit voltaj uygulandığında $1/T$ ile doğru orantılı olmalıdır. Şekil 3.1 ve 3.2'de field enhanced termiyonik emisyon için bazı örnekler verilmiştir. Şekil 3.2' de I , toplam akım ve I_T quantum mekaniksel tünellemeden dolayı (field emisyon) mümkün sıcaklıktan bağımsız bölümü ifade eder.



Şekil 3.1. Schottky Termiyonik Emisyondan dolayı Zn – ZnO –Au sistemlerinde akım –voltaj değişimleri [48].



Şekil 3.2. Pb –Al₂O₃ –Pb sistemi için $\frac{I - I_T}{T^2}$ 'nin fonksiyonu olarak $\frac{1}{T}$ 'nin fonksiyonu olarak $(I - I_T)/T^2$ değişimi [27].

3.3. Field Emisyonu

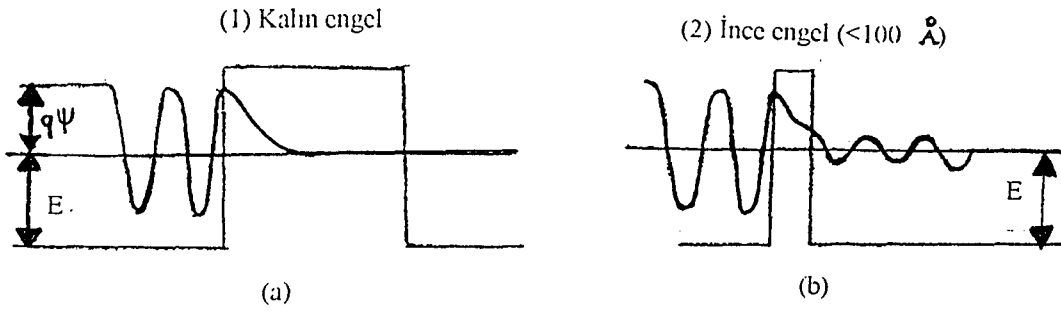
Kuvvetli bir elektrik alan uygulandığında bir yalıtkan veya yarı iletkene doğru elektronların metalden ayrılarak potansiyel engelini quantum mekaniksel tünelleme ile geçmeleri field emisyonu olarak ifade edilir. Düşük sıcaklıklarda metalin Fermi seviyesindeki elektronların çoğu tünelleme ile geçerler, (F –emisyon), ortalama

sıcaklıklarda metalin Fermi seviyesinin üzerindeki enerji seviyesinde (E_m) bulunan elektronların çoğu tünelleme ile geçerler, (termiyonik field veya T-F emisyon) ve yüksek sıcaklıklarda ise termiyonik emisyon mümkündür.

Eğer bir metal –yalıtkan –metal eklemine gelen bir elektronun enerjisi ara yüzey potansiyel engelinden küçük ise, klasik fiziğe göre elektronun kuşkusuz yansması beklenir. Yani elektron engeli aşamaz ve bir elektrottan diğerine geçişi imkansızdır. Quantum teorisi , bununla birlikte , bu tezi çürütür. Elektronun quantum –mekaniksel dalga fonksiyonu engel içinde sonlu değerlere sahiptir ve $\psi(x)\psi^*(x)dx$ elektronun $x, x+dx$ arasında bulunma olasılığı olduğundan bu demektir ki elektron engelin yasak aralığı bölgesine girebilir. Dalga fonksiyonu engelin geçiş derinliği ile elektrot –yalıtkan ara yüzeyinden hızlı bir şekilde azalır ve makroskopik kalınlıklardaki engeller için zıt ara yüzeyde sıfır olmak zorundadır (elektronun burada bulunabilme olasılığı sıfır demektir). Bununla birlikte, eğer engel çok ince ise ($<50\text{\AA}$), dalga fonksiyonu zıt ara yüzeyde sıfırdan farklı bir değere sahiptir. Bu durum için, elektronun engeli geçerek bir elektrottan diğerine ulaşması için sonlu bir olasılık vardır (şekil 3.3). Bu işlemle elektron bir elektrottan diğerine geçtiği zaman, elektronun engel içinden tünellendiğinden bahsedebiliriz.

Eğer iki metal yüzey 50 \AA mesafe ile yerleştirilirse, yukarıda anlatıldığı gibi, elektronlar tünel etkisiyle bir elektrottan diğerine geçeceklerdir. Elektrotların bu şekilde birbirlerine yakın olabilmesi, aralarına bu kalınlıkta bir yalıtkan elde edilmesiyle gerçekleştirilir.

Yüksek alan ve düşük sıcaklıklarda tünel olayı için Fowler –Nordheim denklemi, düşük alan yüksek sıcaklıklarda ise Richardson –Schottky denklemi geçerlidir.



Şekil 3.3. Tünel etkisinin şematik gösterimi. (a) Kalın bir engel. (b) İnce bir engel.

Field –emiyon akımı;

$$J = q \int D_T v_x n(E) dE \quad (3.43)$$

D_T ; quantum mekaniksel iletim fonksiyonu veya iletilen akımın gelen akıma oranı olarak tanımlanan geçiş olasılığıdır.

v_x ; x –yönündeki elektron hızı olmak üzere enerjisi E ve E+dE arasında olan elektron yoğunluğu;

$$\begin{aligned} n(E)dE &= g(E)f(E)dE \\ &= 4\pi \left(\frac{2m}{h^2} \right)^{3/2} \sqrt{E} f(E) dE \\ &= \frac{4\pi p^2 2dp}{h^3} f(E) \end{aligned}$$

ve $n(E) dE$;

$$\begin{aligned} n(E)dE &= \frac{4\pi p^2 2dp}{h^3} f(E) \frac{dp_x dp_y dp_z}{4\pi p^2 dp} \\ &= \frac{2}{h^3} f(E) dp_x dp_y dp_z \end{aligned} \quad (3.44)$$

1 bölgesinden 2 bölgesine net akım ;

$$J = \frac{2q}{h^3} \int D_T v_{x1} [f_1(E_2) - f_2(E_2)] dp_{x1} dp_{y1} dp_{z1} \quad (3.45)$$

$$f_1(E_1) = [\exp\{(E_1 - E_{F1})/kT\} + 1]^{-1} \quad (3.46)$$

$$f_2(E_2) = [\exp\{(E_2 - E_{F2})/kT\} + 1]^{-1} \quad (3.47)$$

$$= [\exp\{(E_1 + qV - E_{F1})/kT\} + 1]^{-1}$$

$$v_{x1} = \frac{\partial w}{\partial k} = \frac{\partial E_{x1}}{\partial p_{x1}} \quad (3.48)$$

$$D_T = \exp\left\{-\frac{4\pi}{h} \int_{x_1}^{x_2} [2m(q\psi_T - E_{x1})]^{\frac{1}{2}} dx\right\} \quad (3.49)$$

D_T ; WKB (Wentzel–Kramers–Brillouin) yaklaşımına dayalıdır. Bunun geçerliliği için şart , elektron dalga boyunun elektron potansiyel enerjisindeki kayda değer değişimlerin olduğu bölge üzerindeki karşılık küçük olmasıdır[28]. E_{x1} elektronun x-yönünde hareketi için E_1 elektron enerjisinin bileşenidir. Elektronun 1 bölgesinde 2' ye geçişini sağlayan V uygulanan voltaj E_{F2} 'yi düşürecektir. Akımın E_{F1} 'ye yakın olan E_1 'de 1 bölgesinden 2 bölgesine üstün olduğunu farzederek (şekil 3.4);

$$\alpha = \frac{4\pi(2m)^{\frac{1}{2}}}{h} \quad (3.50)$$

$$\varepsilon_x = E_{F1} - E_{x1} \quad (3.51)$$

Taylor serisi ile 3.49 genişletilirse ;

b_1 , c_1 ve f_1 uygulanan voltajın (V) x_1 ve x_2 'den dolayı fonksiyonudur. 3.46–3.48'i 3.45'de kullanırsak;

$$J = \frac{2q}{h^3} \int_0^\infty [f_1(E_1) - f_2(E_2)] dE_{x1} \int D_T(E_1, p_{y1}, p_{z1}) dp_{y1} dp_{z1} \quad (3.56)$$

$$D_T(E_{x1}) = D_T\left(E_1 - \frac{p_{y1}^2 + p_{z1}^2}{2m}\right) = D_T(E_1, p_{y1}, p_{z1}) \quad (3.57)$$

ve korunum yasası ile ;

$$\left. \begin{aligned} p_{y1}^2 + p_{z1}^2 &= p_{y2}^2 + p_{z2}^2 = p_\perp^2 \\ E_1 &= E_2 = E \\ E_1 - E_{x1} &= E_\perp = \frac{p_\perp^2}{2m} \end{aligned} \right\} \quad (3.58)$$

$$-dE_{x1} = \frac{p_\perp dp_\perp}{m} = \frac{r dr}{m} \quad (3.59)$$

$$dp_{y1} dp_{z1} = r dr d\theta \quad (3.60)$$

$$r^2 = p_{y1}^2 + p_{z1}^2 \quad (3.61)$$

$$J = \frac{4\pi m q}{h^3} \int_0^\infty [f_1(E_1) - f_2(E_2)] dE_{x1} \int_0^{E_{x1}} D_T(E_{x1}) dE_{x1} \quad (3.62)$$

$$J = \frac{4\pi q m k T}{h^3} \int_0^\infty D_T(E_{x1}) \left\{ \frac{1 + \exp(E_{F1} - E_{x1})/kT}{1 + \exp[(E_{F1} - E_{x1} - qV)/kT]} \right\} dE_{x1} \quad (3.63)$$

3.52'yi 3.63'de yerine koyarak ve integrali alındığında

$$J = \frac{A^* T^2 \exp(-b_1)}{(c_1 kT)^2} \frac{\pi c_1 kT}{\sin(\pi c_1 kT)} [1 - \exp(-c_1 V)] \quad (3.64)$$

$$A^* = (4 \pi q m^* k^2) / h^3$$

$$\frac{1}{kT} - c_1 \lambda (2f_1)^{1/2}; \quad (3.65)$$

(WKB yaklaşımını sağlamak için). Bu aynı zamanda $c_1 kT < 1$ 'dir

J'nin sıcaklığa bağılılığı eşitlik 3.64'ten kolaylıkla bulunur.

$$\frac{J(T)}{J(T=0)} = \frac{\pi c_1 kT}{\sin(\pi c_1 kT)} \cong 1 + \frac{1}{6} (\pi c_1 kT)^2 + \dots \quad (3.66)$$

ve $c_1 kT < 1$.

Şekil 3.5(b)'deki Schottky engelini düşünerek ve image kuvvetin etkisi önemsizmediğinde; düşük sıcaklıklar için;

$$x_1 = 0$$

$$x_2 = \frac{\epsilon \phi_B}{q N_d W}$$

$$q\psi_T(x) = E_{F_m} + q\phi_B - \frac{q^2 N_d}{\epsilon} \left(Wx - \frac{1}{2} x^2 \right)$$

$$E_{F_i} = E_{F_m}$$

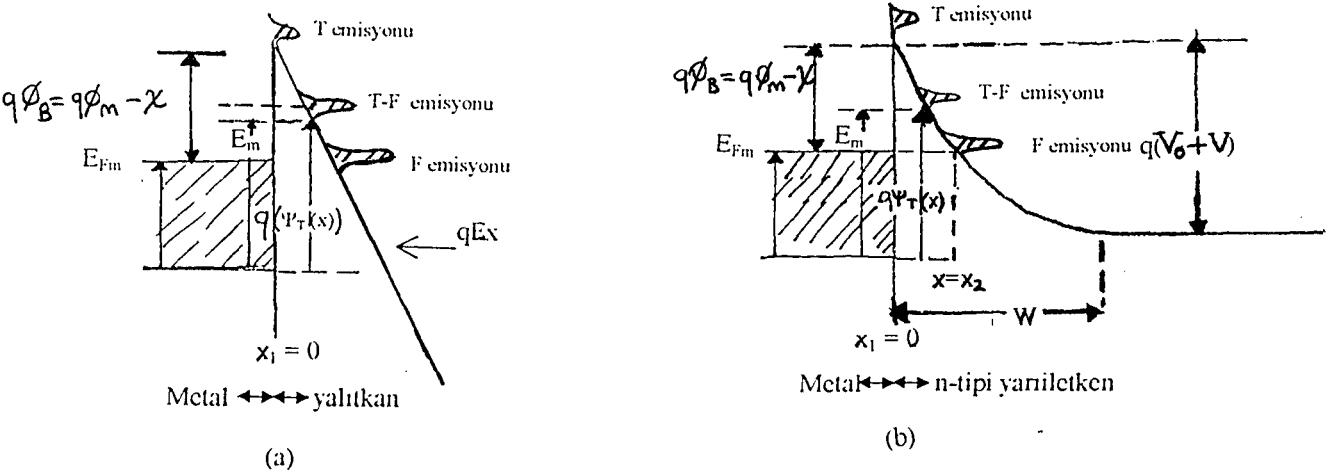
(3.67)

Bu değerleri kullanarak 3.54 ve 3.55'in integrali

$$b_1 = \frac{1}{E_{\infty}} \left\{ (q\phi_B)^{1/2} (q\phi_B + qV)^{1/2} + qV \ln \left[\frac{(q\phi_B + qV)^{1/2} + (q\phi_B)^{1/2}}{(qV)^{1/2}} \right] \right\} \quad (3.68)$$

$$c_1 = \frac{1}{E_{\infty}} \ln \left[\frac{(q\phi_B + qV)^{1/2} + (q\phi_B)^{1/2}}{(qV)^{1/2}} \right] \quad (3.69)$$

$$E_{\infty} = \frac{2q}{\alpha} \left(\frac{N_d}{2\varepsilon} \right)^{1/2} \quad (3.70)$$



Şekil 3.5. Termiyonik emisyon (T), termiyonik alan emisyonu (T-F), ve alan emisyonu (F) için

- Nötr kontaklar
- Blocking kontaklar

Eğer $|qV| > q\phi_B$ ise 3.68 ve 3.69 eşitlikleri;

$$b_1 = 2(q\phi_B)^{3/2} / 3E_{\infty} (q\phi_B + qV)^{1/2} \quad (3.71)$$

$$c_1 = (q\phi_B)^{1/2} / E_{\infty} (q\phi_B + qV)^{1/2} \quad (3.72)$$

3.64 eşitliği;

$$J = \frac{A^* T^2 \pi E_{oo} \exp\left[-\frac{2(q\phi_B)^{3/2}}{3E_{oo}}(q\phi_B + qV)^{1/2}\right]}{kT [q\phi_B / (q\phi_B + qV)]^{1/2} \sin\left\{\pi kT [q\phi_B / (q\phi_B + qV)]^{1/2} / E_{oo}\right\}} \quad (3.73)$$

Düşük sıcaklıklar için;

$$J = A^* T^2 \left(\frac{E_{oo}}{kT}\right)^2 \frac{(q\phi_B + qV)}{q\phi_B} \exp\left[-\frac{2(q\phi_B)^{3/2}}{3E_{oo}}(q\phi_B + qV)^{1/2}\right] \quad (3.74)$$

Şekil 3.5(a)'daki bir üçgen engeli düşünerek;

$$\left. \begin{aligned} x_1 &= 0 \\ x_2 &= \frac{q\phi_B}{qE} \\ q\psi_T(x) &= E_{F_m} + q\phi_B - qEx \\ E_{F_i} &= E_{F_m} \end{aligned} \right\} \quad (3.75)$$

Bu eşitlikleri kullanarak 3.53 ve 3.54'ün integrali alınarak;

$$b_1 = \alpha \frac{2(q\phi_B)^{3/2}}{3qE} \quad (3.76)$$

$$c_1 = \alpha \frac{(q\phi_B)^{1/2}}{qE} \quad (3.77)$$

Field emisyon akımı;

$$J = \frac{A^* T^2 \pi \exp(-2\alpha(q\phi_B)^{3/2}/3qE)}{(\alpha(q\phi_B)^{1/2} kT/qE) \sin(\pi\alpha(q\phi_B)^{1/2} kT/qE)} \quad (3.78)$$

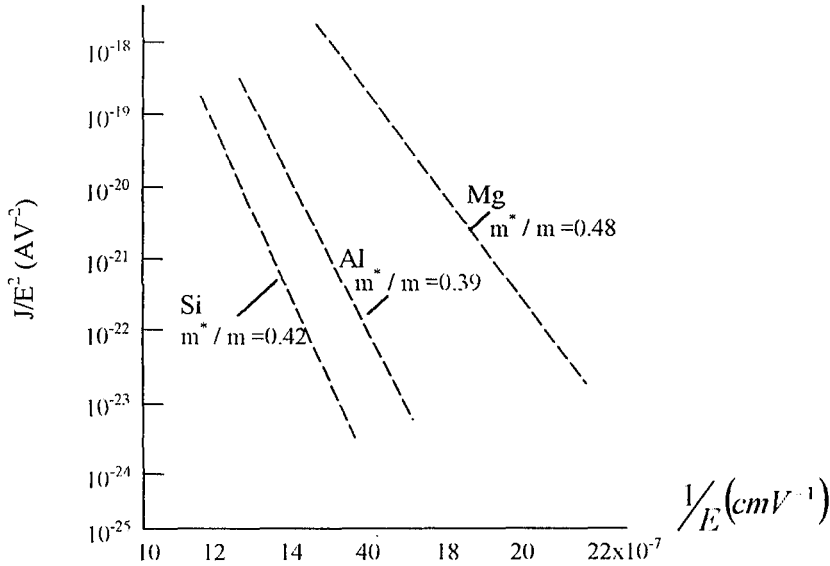
Düşük sıcaklıklar için;

$$J = \frac{A^* T^2}{q\phi_B} \left(\frac{qE}{\alpha kT} \right)^2 \exp \left[-\frac{2\alpha(q\phi_B)^{3/2}}{3qE} \right] \quad (3.79)$$

Eşitlik 3.74 ve 3.79 Fowler-Nordheim eşitliğine denktir, çünkü Schottky engeli için ara yüzeydeki alan etkin engel yüksekliğinin karesi ile orantılıdır.

Eğer image kuvvetin etkisi dikkate alınırsa, b_1 ve c_1 için integral birinci ve ikinci tür elliptik integral terimleri ile yazılabilir. Bu etkiyi dikkate alan field-emisyon akımı türetilmiştir[30] fakat şuna dikkat edilmelidir ki şimdiye kadar field emisyonu için hangi açıklamanın daha doğru tanımladığını ispatlayan deneysel kanıt yoktur.

Yüksek alan uygulandığında akım SCL'dir[25].



Şekil 3.6. Oda sıcaklığında çeşitli metal elektrotlardan SiO_2 'e doğru field emisyonu için elektrik alanının bir fonksiyonu olarak akım yoğunluğunun Fowler-Nordheim doğruları (m^*/m etkin kütlelerin durgun kütleyle oranıdır) [49].

3.4. Termiyonik Field Emisyon

Ortalama sıcaklıklarda ($c_1 kT > 1$ olduğu zaman) $q\phi_B + E_{F_m}$ 'den küçük, E_{F_m} 'den büyük enerji seviyesindeki (E_m) elektronların çoğu tunel geçiş yaparlar (Şekil 3.4). Bir Schottky engeli için, Stratton, [1962] bir önceki bölümdekine benzer bir yol izleyerek J 'yi V 'nin bir fonksiyonu olarak gösteren açıklama elde etmiştir. Termiyonik field emisyon akım yoğunluğu[30];

$$J = J_s \exp(qV / E^l) \quad (3.80)$$

$$J_s = A^* T^2 \left(\frac{\pi E_{oo}}{k^2 T^2} \right)^{1/2} \left[qV + \frac{q\phi_B}{\cosh^2(E_{oo} / kT)} \right]^{1/2} \exp\left(-\frac{q\phi_B}{E_o} \right) \quad (3.81)$$

$$E^l = E_{oo} [E_{oo} / kT - \tanh(E_{oo} / kT)]^{-1} \quad (3.82)$$

$$E_o = E_{oo} \coth(E_{oo} / kT) \quad (3.83)$$

Termiyonik-Field emisyonu için E_m enerji seviyesi yayılan elektronların enerji dağılımının uç noktası olmak üzere;

$$c_1(E_m) kT = 1 \quad (3.84)$$

ve yayılan elektronların enerji dağılımı bir Gaussian dağılımıdır[31].

$$\Delta = 2(\ell n 2)^{1/2} E_{oo}^{1/2} [qV + q\phi_B / \cosh^2(E_{oo} / kT)]^{1/2} \quad (3.85)$$

$$c_1(E_m) = \frac{1}{E_{oo}} \ell n \left[\frac{(q\phi_B + qV)^{1/2} + (q\phi_B + E_{F_m} - E_m)^{1/2}}{(E_m + qV - E_{F_m})^{1/2}} \right] \quad (3.86)$$

$$E_m = E_{F_m} + \frac{q\phi_B - qV \sinh^2(E_{00}/kT)}{\cosh^2(E_{00}/kT)} \quad (3.87)$$

Bu sonuçlar sadece belli sıcaklık sınırları arasında ve iki şart ile geçerlidir.

$$c_1 kT > 1$$

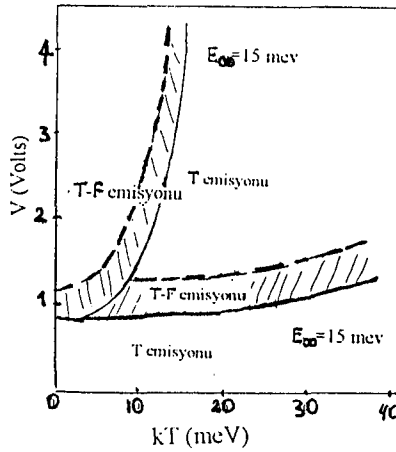
$$D_T(E_m) < 1/e \quad (3.88)$$

Bu demektir ki $E_m < E_{F_m} + q\phi_B$, $E_m \geq E_{F_m} + q\phi_B$ olduğu zaman, termiyonik field emisyon termiyonik emisyonla dönüşecektir. Termiyonik field emisyonu için uygulanacak minimum voltaj;

$$qV > q\phi_B + \frac{3E_{00} \cosh^2(E_{00}/kT)}{2 \sinh^3(E_{00}/kT)} \quad (3.89)$$

Tipik bir Schottky engeli için eşitlik 3.89'in grafiği altın-gallium arsenide engel yüksekliği 0,95 ev olmak üzere şekil 3.7'de gösterilmiştir.

(metal \rightarrow Au yarıiletken \rightarrow GaAs için)



Şekil 3.7. E_{00} 'ın iki değeri için, Au-GaAs Schottky engelinin termiyonik alan emisyonunda sıcaklığın bir fonksiyonu olarak minimum ters besleme voltaj (V) değişimini gösterir. T-F ve T sırasıyla termiyonik alan emisyonu ve termiyonik emisyonu ifade eder [30].

Düşük sıcaklıkta yüksek alan etkisi altında engel genişliğinin dar olduğu durumlarda iletim mekanizması termiyonik emisyonun daha çok tünelleme yoluyla olacaktır. Simmons[32], simetrik yapılarda yaptığı çalışmalarda engel kalınlığı $S < 40 \text{ \AA}$ ise iletimin tünel yolu ile olduğunu, $S > 40 \text{ \AA}$ durumlarında ise iletimin tünel veya termiyonik emisyon yolu ile olduğunu göstermiştir.

3.5. Uzay Yüğü İle Sınırlı Akım (SCL)

Uzay yük genellikle bir net pozitif veya negatif yükle doldurulmuş bölge olarak tanımlanır ve yalıtkan ve yarıiletkenlerle ilgili olarak çeşitli durumlarda görülür. Bu bölümde, bir elektrottan diğerine saniyede geçen yüklü taşıyıcıların sayısı veya akıma neden olan böyle bir uzay yük limitini inceleyeceğiz. Örneğin katot saniyede bölgenin kabul edebileceğinden daha fazla elektron yayarsa, katottan elektron emisyon hızını azaltacak bir alan yaratacak bir negatif uzay yükü oluşturulacaktır. Yani akım sadece elektron-injecting elektrotla değil daha ziyade yalıtkan veya yarıiletkenin hacmi ile kontrol edilir, başka bir deyişle, maddenin içindeki bölgedeki taşıyıcılarla kontrol edilir. Genel olarak yayılan elektronların enerjilerinin bir dağılımı vardır. Madde çeşitli dağılımlarda tuzaklara sahiptir ve çeşitli yüksek alan etkileri vardır. Gerçekte karmaşık olmasına rağmen (J-V) akım-voltaj türüne çözüm bulmak için, basitleştirmeler yapılacaktır.

Uzay yük sınırlı (SCL) karanlık akım, kontak halindeki elektrotlar bir yalıtkan veya yarıiletkenin ya valans bandına holleri ya da iletim bandına elektronları enjekte edebildikleri zaman oluşur (ışık absorpsiyonu ile değil). Aynı zamanda enjekte edilen taşıyıcıların akım geçişini sınırlayarak bir uzay yükü oluşturmaları için böyle yük taşıyıcıların enjeksiyonunun ilk hızı rekombinasyon hızından daha yüksek olduğunda bu akım oluşur. Bu yüzden SCL akımı hacim sınırlıdır.

SCL iletimi için gerekli olan taşıyıcı enjekte eden kontakların elde edilme metodları aşağıda açıklanmaktadır.

a) Elektron enjeksiyonu, quantum mekaniksel tünelleme içinden metalden yüksek katkılı n^+ bölgesine doğru ve termal uyarılma ile n^+ bölgesinden bir n-tipi yarıiletkenin iletim bandına doğrudur (Şekil 3.8(a)). n^+ bölgesinden iletim bandına geçen elektronlar için gerçek engel yüksekliği metalden direkt iletim bandına geçen elektron için oluşan engelden çok daha düşüktür.

b) Metalden bir maddenin iletim bandına elektron enjeksiyonu termiyonik emisyon, field emisyon veya termiyonik field emisyon ile mümkündür.

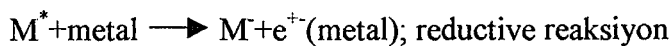
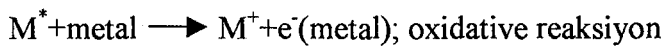
c) Metalle kontak halindeki maddenin yüzeyinde valans bandından iletim bandına veya bir metalden maddeye frekansı $h\nu > q\phi_B$ veya $h\nu > E_g$ olan ışıkla uyarılma ile elektron enjeksiyonu olabilir Şekil 3.8 (b).

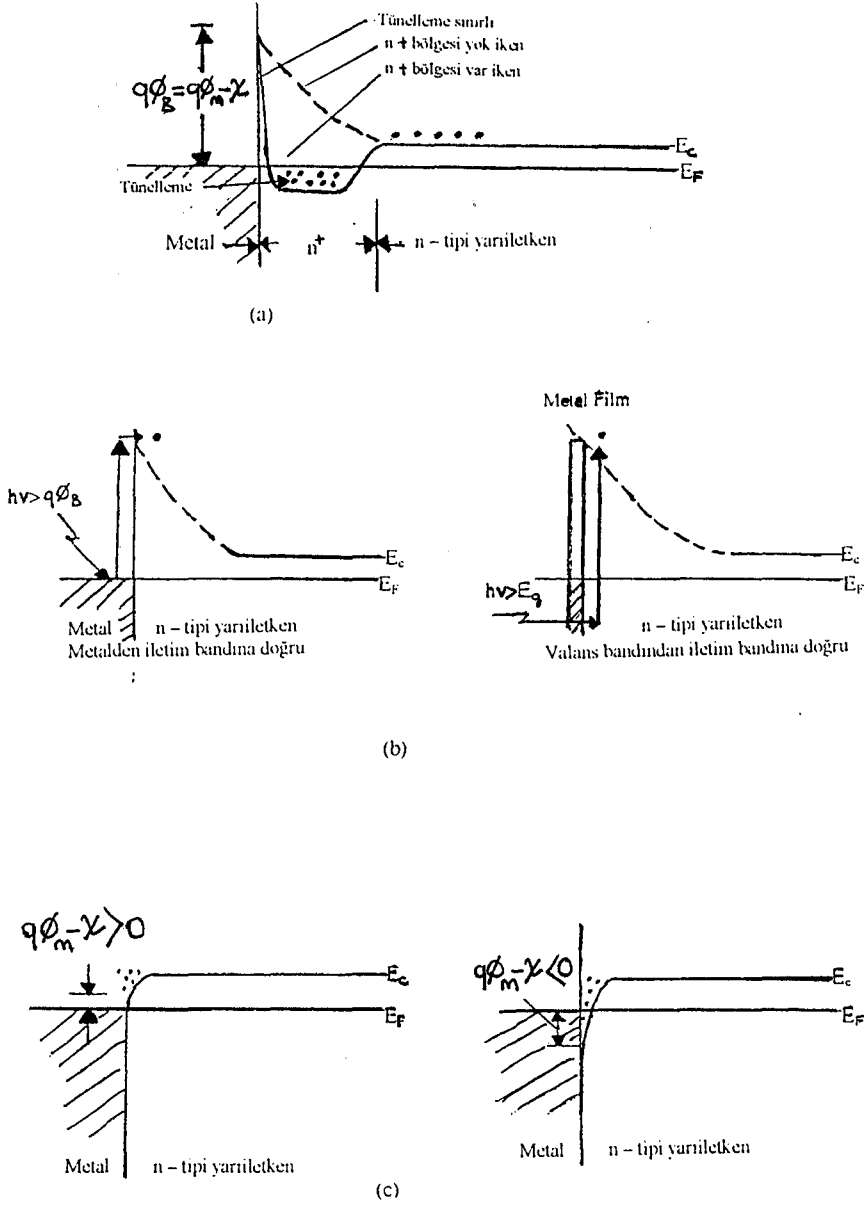
Elektrot içinden madde yüzeyini aydınlatmak için, elektrot ince iletken film olmalıdır.

d) p-tipi maddeler için $\phi_m > \phi_s$ veya n-tipi maddeler için $\phi_m < \phi_s$ olan bir ohmic kontak içinden metalden bir maddenin iletim bandına elektron enjeksiyonu olabilir. Şekil 3.8(c)'de iki örnek $\phi_m - \chi > 0$ için ve $\phi_m - \chi < 0$ için verilmiştir.

e) Bir elektrottan bir maddenin iletim bandına elektron enjeksiyonu bir yük transfer işlemiyle olabilir. Bir elektrolit-yalıtkan kontağı taşıyıcıları böyle bir işlemle enjekte eder.

Anthracene'e doğru hol enjeksiyonu, (iodine) içeren bir elektrolitik elektrot kullanıldığı zaman sağlanır[33], ve bir sodyum içeren tetrahydrofuran-anthracene çözeltisi kullanıldığı zaman anthracene'e doğru elektron enjeksiyonunu sağlar[34]. Buna ek olarak, bir metalle anthracene arasındaki arayüzeyde (singlet) eksitonların ayrılması bir yük transfer reaksiyonuyla sonuçlanır[35].





Şekil 3.8. Elektron enjeksiyonu için bazı kontakların enerji-seviye diyagramları

- Degenerate n^+ -non degenerate n kontağı
- Photo-excited taşıyıcı enjeksiyon kontağı
- $\phi_m < \phi_s$ ohmic kontağı

M^* arayüzeyde uyarılan molekülü gösterir. Bu reaksiyon bir uyarılmış molekül (bir Frenkel eksiton) metal elektrota ya bir hol ya da bir elektron transfer edebilir,

böylece kristal içine bir hol veya bir elektron enjekte eder. Taşıyıcı enjeksiyonu için böyle bir yük transferi organik yarıiletkenlerde yaygın bir biçimde kullanılır.

Bir kristal ve bir metal arasındaki arayüzeydeki yüzey durumları da taşıyıcı enjeksiyonuna katkıda bulunur[36] ve bir metal ile kristal arasındaki bir ince yalıtkan film majority (çoğunluk) taşıyıcı ve minority (azınlık) taşıyıcı enjeksiyonunun hızını, film çevresindeki potansiyelden dolayı değiştirebilir[37].

Taşıyıcı enjeksiyonu yapan kontak, taşıyıcıların bir deposunu oluşturur, enjekte edilen taşıyıcıların davranışı ve dolayısıyla akım maddenin özellikleriyle kontrol edilebilir. Taşıyıcılar şöyledir; moleküler organik kristallerde bant genişliği dardır, yasak enerji aralığı geniştir ve dolayısıyla taşıyıcı mobilitesi, bu maddelerin has dirençlerinin yüksek olması için düşüktür. Dünyada ideal bir kristal olmadığı için her tür kusurdan dolayı yaratılan tuzaklar her zaman kristaller içinde vardır ve ohmic kontaklardan enjekte edilen taşıyıcılarla etkileşirler. Organik kristallerde iki tür taşıyıcı tuzak dağılımı vardır[38].

Bunlar;

- (i) Yasak enerji aralığında discrete enerji seviyelerinde korunan (saklı) tuzaklar[39] ve
- (ii) Bant kenarlarının yanında bir maksimum tuzak yoğunluğuna sahip enerji seviyelerinin quasi-continuous dağılımı olan ve normal olarak bir exponensiyel veya bir Gaussian form takip eden tuzaklar[40].

Bununla birlikte, verilen bir tuzaklama türünün etrafı farklı tanımlanmıştır. Her zaman yakın komşular arasındaki görünüşte ve tuzaklayıcı merkezlerin karakteri arasında farklar vardır, böylece bir discrete tuzak seviyesi “smeared out” olarak düşünülür. Buna ek olarak bir katkı maddenin çevresi genellikle homojen değildir. Çeşitli araştırmacılar[41] tuzakların bazı türlerinin Gaussian dağılım fonksiyonu ile

daha iyi tanımlandığını öne sürmüşlerdir, örgünün dalgalı yapısal düzensizliklerinden kaynaklanan yüklü taşıyıcı polarizasyonunun istatistiksel dağılımı ile ilgili olarak quasi-continuous tuzak dağılımı gibi[42].

Şuna dikkat edilmelidir ki tuzakların uzaysal dağılımı asla homojen olamaz[43]. Deneysel çalışmalar için madde daha ince kullanıldıkça, J-V karakteristikler üzerinde tuzakların uzaysal dağılımının şeklinin etkisi daha fazla olacaktır. Düzgün olmayan uzaysal tuzak dağılımının etkisi ince filmler için önemlidir ve bu etki ince filmlerde gözlenmiştir[44], yüzey topography, grain sınırları, düzgün olmayan katkılama, mikro-kristal kusurlar gibi etkilerden dolayı mümkündür.

Bir tuzağın bir elektronu yakalama olasılığı Fermi-Dirac istatistiği ile;

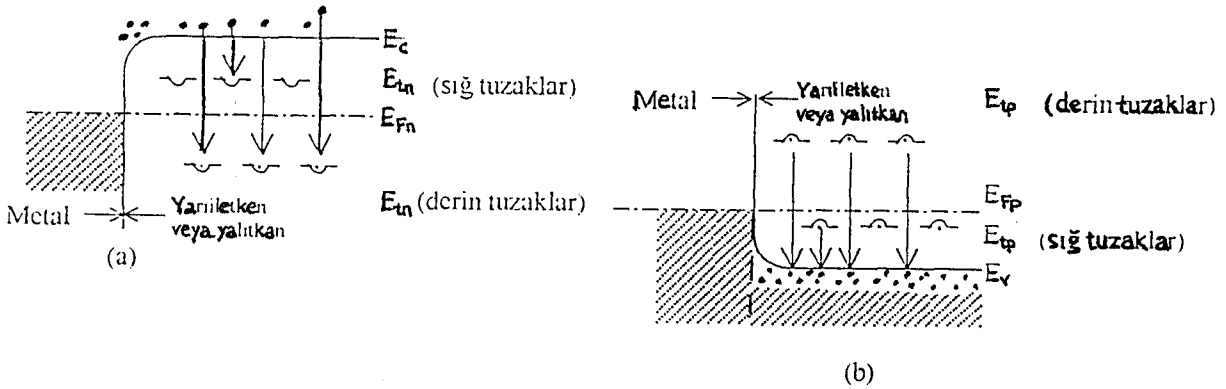
$$f_n(E) = 1 / \{ 1 + g_n^{-1} \exp[(E - E_{Fn}) / kT] \} \quad (3.90)$$

Bir hol yakalayacak tuzak için;

$$f_p(E) = 1 / \{ 1 + g_p \exp[(E_{Fp} - E) / kT] \} \quad (3.91)$$

E_{tp} Tuzakların enerji seviyelerine göre, tuzaklar sığ ve derin tuzaklar olmak üzere ikiye ayrılır. Sığ tuzaklar, elektron tuzakları için enerji seviyeleri quasi-Fermi seviyesi E_{Fn} üzerinde yer alan $E=E_{tn}$ olan tuzakları, hol tuzakları için enerji seviyeleri quasi-Fermi seviyesi E_{Fp} altında yer alan $E=E_{tp}$ olan tuzakları ifade eder. Eşitlik 3.90 ve Eşitlik 3.91'den görüldüğü gibi eğer $(E_{Fp} - E_{tp})$ veya $(E_{tn} - E_{Fn})$ kT 'den çok büyük ise $f_n(E) \ll 1$ 'dir yada $f_p(E) \ll 1$ olur. Bu demektir ki tuzakların çoğu boştur. Eğer E_{tn} E_{Fn} 'nin aşağısında veya E_{tp} E_{Fp} 'nin üstünde ise tuzaklar "derin tuzaklar" olarak nitelendirilir. Eğer $(E_{Fn} - E_{tn})$ veya $(E_{tp} - E_{Fp})$ kT 'den çok büyük ise. $f_n(E) \rightarrow 1$ veya

$f_p(E) \rightarrow 1$ olur. Bu demektir ki tuzakların çoğu tuzaklanmış taşıyıcılarla doldurulur (tuzaklanmış elektronlar veya tuzaklanmış holler) (şekil 3.9).



Şekil 3.9.

- Bir elektron ohmic kontakta derin veya sığ elektron tuzaklı bir yarıiletkene elektronların enjeksiyonunu;
- Bir hole ohmic kontakta, sığ veya derin hole tuzaklı bir yarıiletkene hollerin enjeksiyonunu gösterir grafikler.

Bir katıya doğru taşıyıcı enjeksiyonu genellikle

- tekil enjeksiyon ve b) çift enjeksiyon olarak sınıflandırılır.

Tekil enjeksiyon akım akışının temel olarak kontak halindeki elektrottan katıya enjekte edilen bir tür taşıyıcı (elektron veya holler) sayesinde olduğu anlamındadır. Bu enjekte edilen taşıyıcılar tek-taşıyıcılı SCL akımı olarak bilinen bir uzay yükü kurarlar. Çift enjeksiyon, akım geçişinin iki tür taşıyıcıyla (katottan enjekte edilen elektronlar ve anottan enjekte edilen holler) ile olması anlamındadır. Çift enjeksiyonda rekombinasyon kinetikleri bütün elektriksel özellikleri kontrol eder. Rekombinasyon işlemi ya bimolekülerdir (banttan banda elektron-hol rekombinasyonu) ya da bir veya daha fazla bölgesel rekombinasyon merkezleri içinden oluşabilir. J-V karakteristikleri önemli ölçüde konsantrasyona ve numunenin içindeki tuzakların dağılım fonksiyonu ve diğer sınır şartlarına bağlıdır.

Donor içermeyen ve tünellemeyi önlemek için yeterli kalınlıkta bir yalıtkan veya yarıiletken normal olarak önemli bir akım iletmeyecektir. Bununla birlikte, eğer yalıtkan veya yarıiletken bir ohmic kontak yapılırsa, yalıtkanın iletim bandına enjekte edilen uzay yükleri akım taşıyabilir; bu işlem SCL iletim olarak bilinir. Bu işleme fiziksel bir anlayış kazandırmak için Şekil 3.10'da gösterilen sisteme bir voltaj (bias) uygulandığında ne olduğunu bir düşünelim. Yani yüzeylerinde iki ohmic kontak olan bir yalıtkan veya yarıiletken ele alalım.

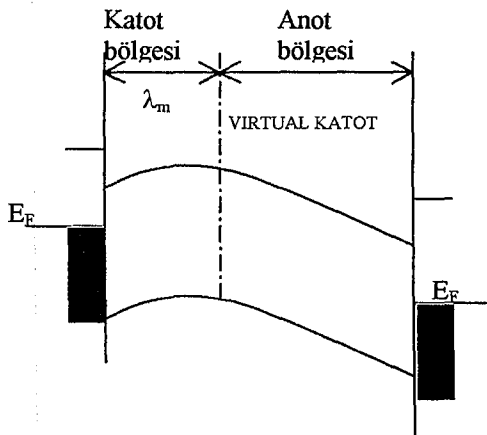
Uygulanan voltaj sonucu anota pozitif yük ve katoda negatif yük eklenir tıpkı herhangi bir kapasitif sistemde olduğu gibi. Uygulanan voltaj arttıkça, anottaki net pozitif yük artar ve katottaki pozitif yük azalır. Katottaki Q_1 yükünü anottaki Q_2 yükünü ve negatif uzay-yük yoğunluğunu $g(x)$, elektriksel nötrlük şartından;

$$\int_0^S g(x)dx = Q_1 + Q_2 \text{ olarak yazabiliriz.} \quad (3.92)$$

$$\int_0^{\lambda_m} g(x)dx + \int_{\lambda_m}^S g(x)dx = Q_1 + Q_2$$

$$\int_0^{\lambda_m} g(x)dx = Q_1 \quad (3.93)$$

$$\int_{\lambda_m}^S g(x)dx = Q_2 \text{ olur.} \quad (3.94)$$



Şekil 3.10. SCL şartları altında Virtual katot, katot bölgesi ve anot bölgesini gösteren enerji diyagramları.

Yalıtkan sınırda λ_m 'le iki parçaya ayrılmıştır.

3.93 ve 3.94 eşitliklerinin önemi şudur ki her iki kontaktaki pozitif yük, kontak ve $x=\lambda_m$ düzlemi arasında yer alan eşit miktarda negatif yükü nötrleştirilmiştir. Q_1 'den dolayı yalıtkanındaki alan $x \geq \lambda_m$ için sıfırdır, yani λ_m ve $x=0$ arasındaki negatif yük, yalıtkanı $x=\lambda_m$ 'in ötesindeki katot-yalıtkan arayüzeyindeki durumlardan korur. Çünkü Q_1 ve Q_2 'den dolayı oluşan alan $x=\lambda_m$ 'de sıfırdır, burada net alan sıfır olmalıdır, Şekil 3.10'da gösterildiği gibi ve bu nedenle $x=\lambda_m$ virtual (gerçek) katot olarak nitelendirilir. $0 \leq x < \lambda_m$ bölgesi katot bölgesini ve $\lambda_m \leq x < s$ bölgesi anot bölgesini gösterir.

Eşitlik 3.93 ve 3.94'den yola çıkarak ve artan voltajla Q_1 'in azaldığı ve Q_2 'nin arttığı gerçeği ile uygulanan voltaj arttıkça virtual katodun katoda yaklaştığı açıktır. Yani, katot bölgesi azalır ve anot bölgesi artar. Sonuçta, $Q_1=0$ olduğundan, virtual katot fiziksel katot-yalıtkan arayüzeyi ile çakışır. Bu şart altında, anot bölgesi tüm yalıtkanın içinde genişler ve katot-yalıtkan arayüzeyinde bir ohmic kontak uzun süre varolmaz. Bu demektir ki, uygulan voltajın ek artışı için, iletim işlemi SCL olmaktan çıkar fakat daha çok emisyon-limited olur.

3.6. Frenkel-Poole Emisyonu

Frenkel-Poole etkisi, tuzaklardaki elektronların termal uyarma ile yarıiletkenin veya yalıtkanın iletim bandına geçmeleridir. Tuzaklama merkezinde bulunan bir elektronu gözönüne alalım. Bir Coulombic alanda ($-e^2/4\pi^2\epsilon_0 Kx$) bir elektronun potansiyel enerjisi image-force etkilerinden dolayı oluşan değerden dört kat fazla olduğundan, bir düzgün elektrik alanda Coulombic engelin ($\Delta\phi_{FP}$) Frenkel-Poole azaltılması, bir nötr engelde Schottky etkisinden dolayı olan değerden iki kat fazladır.

$$q\Delta\phi_{FP} = \left(\frac{\epsilon^3}{\pi\epsilon_0 K^*} \right)^{1/2} E^{1/2} = \beta_{FP} E^{1/2} \quad (3.95)$$

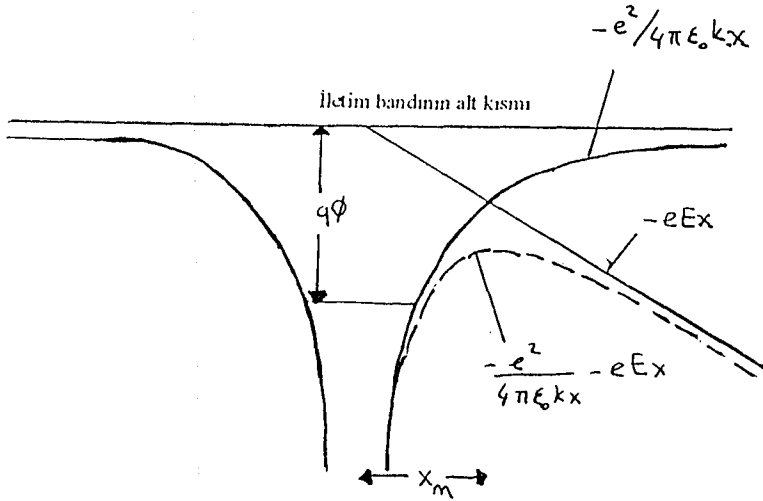
Bu sonuç, hacimsel yarıiletken ve yalıtkanlardaki host atomlara ilk olarak Frenkel[45,46] tarafından uygulanmıştır. Frenkel'e göre bir katıdaki atomların iyonlaşma potansiyel enerjisi E_g bir düzgün elektrik alanının varlığında eşitlik 3.95 de verilen miktar kadar azaltıldığında açıklanmıştır. Yani, iletkenlik alan bağımlı olup

$$\sigma = \sigma_o \exp\left(\frac{\beta_{FP} E^{1/2}}{2kT}\right) \quad (3.96)$$

$$\sigma_o = e\mu N_c \exp(-E_g/2kT); \text{ düşük alan iletkenliğidir.} \quad (3.97)$$

$$J = J_o \exp\left(\frac{\beta_{FP} E^{1/2}}{2kT}\right) \text{ şeklinde yazılabilir.} \quad (3.99)$$

$J_o = \sigma_o E$; düşük alan akım yoğunluğu



Şekil 3.11. Bir dış elektrik alanının etkisi altında tuzaklanan elektronların iletim bandına termik olarak uyarılmaları sonucu potansiyel engelinin azaltılması

$q\Delta\phi_{FP} = 2q\Delta\phi_s$ olmasına rağmen exponensiyeldeki $E^{1/2}$ Richardson-Schottky ve Frenkel-Poole karakteristiklerinin her ikisi içinde aynıdır. Mead[47], bununla birlikte, bir yalıtıkta tuzaklar çok olduğundan, bir Coulombic-tipi engele sahip bir tuzakın yüksek elektrik alanlar uygulandığında Frenkel-Poole etkisi ile karşılaşabildiğini ileri sürmüştür. Bu yüzden, hareketsiz olduğu bir yerden bir elektronun kaçma olasılığını artırır, sıg tuzaklar içeren ince filmlerde akım yoğunluğu;

$$J = J_o \exp\left(\frac{\beta_{FP} E^{1/2}}{kT}\right) \quad (3.100)$$

Bu durumda $E^{1/2}$ 'nin 3.98 eşitliğindeki iki katı olduğuna dikkat etmek gerekir. Mead[48], alan-bağımlı iletkenliğin 3.100 eşitliği ile verildiğini göstermiştir ve bu nedenle 3.100 eşitliği genellikle 3.98'de verileden ziyade yalıtık ince filmlerdeki Frenkel-Poole eşitliğini verir.

3.7. İyonik İletkenlik

Yarıiletkenlerde bulunan örgü kusurları, elektronik özelliklerini büyük ölçüde değiştirir. Örgü kusurları ile yakından ilişkili olan iyonik iletkenlik kuramı ilk defa Frenkel tarafından ileri sürülmüştür. İyonik iletim esas olarak uygulanan elektrik alanın etkisi ile kusurların sürüklenme hızına bağlıdır. Bu sürüklenmenin gerçek mekanizmasında iyonlar (veya boşluklar) bir potansiyel engelini aşarak bir kusur konumundan diğer bir kusur konumuna geçerler. Bir kusurun m doğrultularının birisinden diğer bir kusur konumuna atlamasını, zaman birimi başına veren ifade;

$$\bar{v} = \frac{1}{m} \frac{(kT)^3}{h^3 v^2} \exp(-q\phi/kT) \quad (3.101)$$

v : atlama doğrultusuna dik olan iki doğrultudaki titreşim frekansı,

$q\phi$: potansiyel engelinin yüksekliği,

\bar{v} : bir kusurun bir potansiyel engeli üzerinden diğer bir kusur konumuna atlama olasılığı,

m: bir kusur için mümkün olan atlama doğrultularının sayısı

k: Boltzman sabiti

h: Planck sabiti

Şimdi, x doğrultusunda bir E elektrik alanın uygulandığını kabul edelim. Verilen bir denge durumuna bağlı olarak, alan doğrultusunda bulunan engel $qE\ell/2$ kadar alçalmış olur. Burada ℓ , iki konum arasındaki uzaklık ve q iyon (veya boşluğun) yüküdür. Böylece, bu doğrultudaki atlama frekansı;

$$\bar{v}_e^+ = \frac{1}{m} \frac{(kT)^3}{h^3 v^2} \exp\left(\frac{-q\phi}{kT}\right) \exp\left(\frac{-qE\ell}{2kT}\right) \quad (3.102)$$

ile verilir. Zıt doğrultudaki potansiyel engeli ise aynı miktar da yükselir. Buna göre, ters doğrultudaki atlama olasılığı aşağıdaki gibi olur;

$$\bar{v}_e^- = \frac{1}{m} \frac{(kT)^3}{h^3 v^2} \exp\left(\frac{-q\phi}{kT}\right) \exp\left(\frac{-qE\ell}{2kT}\right) \quad (3.103)$$

Böylece, alan doğrultusunda bir kusur için toplam atlama olasılığı;

$$\bar{v}_p = \bar{v}_e^+ - \bar{v}_e^- = \bar{v} 2 \sinh\left(\frac{-qE\ell}{2kT}\right) \quad (3.104)$$

olur. $qE\ell \ll kT$ eşitsizliğini sağlayan küçük alanlar için;

$$\bar{v}_p = \bar{v} \frac{qE\ell}{kT} \quad (3.105)$$

yazılabilir ve böylece alan doğrultusunda her atlama ile oluşan elektriksel kutuplanma “ $q\ell$ ” olduğunda akım yoğunluğu aşağıdaki şekilde verilir;

$$J = n_i \bar{v} \frac{-q^2 E \ell^2}{kT} \quad (3.106)$$

burada n_i : birim hacimdeki kusurların sayısıdır.

Yukarıdaki yaklaşıklıkların geçerli olmadığı daha büyük alanlar için ($E \cong 10^5 V/cm$ için $qE\ell \cong kT$ alınabilir) kusurların ters doğrultuda atlama şansları ihmal edilebilir ve böylece,

$$J = n_i q \ell \bar{v}_e^+ \quad (3.107)$$

olur. Bunu da aşağıdaki gibi yazabiliriz.

$$J = J_o \exp \left[- \left(\frac{q\phi}{kT} - \frac{qE\ell}{2kT} \right) \right] \quad (3,108)$$

4. SONUÇ

Bir elektriksel kontak, bir metal ve metal olmayan (yalıtkan veya yarıiletken) madde arasındaki kontak olarak tanımlanır. İş fonksiyonları farklı iki madde kontak durumuna getirilirse, denge durumu oluşuncaya kadar bir maddeden diğerine serbest yükler geçer. Denge durumu her iki maddenin Fermi seviyelerinin eşit olduğu durumdur. Bir yarıiletken veya yalıtkanın iş fonksiyonu, yarıiletken veya yalıtkanda bulunan elektronlardan birinin Fermi seviyesinden itibaren vakum seviyesine geçmesi için gerekli enerjidir ($q\phi$). Bununla birlikte elektron affinity (χ), bir elektronun iletim bandının en alt noktasından, yarıiletkenin dışında vakumda yüzeyde bir noktaya geçmesi için gerekli enerji olarak tanımlanır. Metalde bulunan bir elektronun Fermi seviyesinden itibaren metali terk edebilmesi için gerekli enerji metalin iş fonksiyonu olarak ifade edilir.

Nötr kontaklar, has yarıiletken maddenin iş fonksiyonu, metalin iş fonksiyonuna eşit olması durumunda ($q\phi_m = q\phi$) elde edilir. Elektriksel nötrlük şartlarını sağlamak için iletim ve valans bandının her ikisinin kenarları ara yüzeyde düz olacağı için hiçbir uzay yük olmaz ve yarıiletken içinde band eğrilmesi görülmez. Düşük sıcaklıklarda metal ve has yarıiletkenin iş fonksiyonları eşit veya geniş bant aralıklı yarıiletkenlerde elektron tuzaklama seviyesi Fermi enerji seviyesinin (E_F) yeterli mesafe üzerinde veya hol-tuzaklama seviyesi E_F 'nin aşağısında olduğu zaman kontak nötr olabilir. Çünkü tuzaklardaki uzay yük yoğunluğu çok küçüktür.

Blocking kontaklar, metalin iş fonksiyonu yarıiletkenin iş fonksiyonundan büyük olduğu zaman gerçekleşir ($q\phi_m > q\phi$). Metalden gelen elektronlara karşı bir kontağın electron-blocking olması için, metal n-tipi yarıiletken eklemine, metalin iş fonksiyonu n-tipi yarıiletkenin iş fonksiyonundan ($q\phi_m > q\phi_s$), veya metal has yarıiletken eklemi için has yarıiletkenin iş fonksiyonundan büyük ($q\phi_m > q\phi$) olmalıdır. Bu tür kontaklar doğrultucu (rectifying) özelliğe sahiptir. Çünkü ileri besleme durumunda elektronlar yarıiletkenden metale kolaylıkla geçebilirler, geri besleme durumunda ise metalden elektronların akışı Schottky engeli üzerindeki mevcut elektronlarla sınırlıdır, bu

elektronların yoğunluğu yarıiletkenin hacmindeki yoğunluktan çok daha küçüktür. Bu yüzden bir blocking kontak yarıiletkenin yüzeyinden içine doğru genişleyen bir depletion bölgesi yaratan bir kontak olarak da tanımlanabilir. Blocking kontak üzerinden, bir metalden elektron emisyonu ya termiyonik ya da yüksek alanlı tünel emisyonudur. Metal tarafındaki holler veya yarıiletken tarafındaki elektronlar için bir kontağın blocking (engelleyici) olması için metalin iş fonksiyonu, metal-p tipi yarıiletken eklemi için, yarıiletkenin iş fonksiyonundan küçük olmalıdır.

Ohmic kontaklar, metalin iş fonksiyonu yarıiletkenin iş fonksiyonundan küçük olduğu zaman gerçekleşir ($\phi_m < \phi$). Bir yarıiletken ve bir metal arasındaki bir ohmic kontak, yarıiletkenin hacmindeki dirence göre önemsiz bir dirence sahiptir. Bu demektir ki, kontağın hemen yakınında serbest yük yoğunluğu yarıiletkenin hacmindekinden çok daha büyüktür ve böylece ohmic kontağın, taşıyıcıların deposu olarak fonksiyonu vardır. Bu nedenle, bir ohmic kontak yarıiletkenin yüzeyinden içine doğru genişleyen bir accumulation (birikim) bölgesi yaratan kontak olarak da tanımlanabilir. Ohmic olarak adlandırılrsa da akım-voltaj ilişkisi lineer (doğrusal) değildir. Genel olarak, metal, yarıiletkende termal olarak oluşmuş taşıyıcılardan daha fazla taşıyıcı enjekte etmezse, düşük elektrik alanlar uygulandığında iletim ohmic olur, elektrottan taşıyıcı enjeksiyonu veya uzay-yük etkisi fazla olduğu zaman iletim ohmic değildir.

Metal-elektrolit kontaklarında elektrolitteki elektrik iletimi, elektronik olmasından çok iyoniktir. Metal-yarıiletken kontaklarındakine benzer biçimde, bir elektrolit ve bir yarıiletken kontak durumuna getirildiğinde, denge durumunda Galvani potansiyeli olarak da bilinen bir potansiyel farkı oluşana kadar yük transferi devam eder. Genel olarak elektrolit-yarıiletken sistemleri rectifying (doğrultucu) özelliğe sahiptir.

Yarıiletken ince filmlerde elektriksel iletkenlik yukarıda anlatılan kontak türlerine bağlı olarak altı ayrı biçimde incelenmiştir.

- 1- Termiyonik (Schottky) akımı
- 2- Termiyonik-field emisyon akımı
- 3- Field-emisyon akımı
- 4- Uzay yükü ile sınırlı akım
- 5- Frenkel-Poole emisyon akımı
- 6- İyonik iletim

Termiyonik emisyon akımı potansiyel engel yüksekliği ($q\phi_B = q\phi_m - q\phi$) ile ilgilidir. Metalde bulunan elektronların potansiyel engeli üzerinden termal uyarılma ile yarıiletkenin iletim bandına emisyonu termiyonik (Schottky) emisyon akımını oluşturur. Eğer taşıyıcı mobilitesi küçük ise, termiyonik emisyon akımı mobilitiye bağlıdır. Genel olarak $q\phi_B \gg kT$ olduğunda veya yarıiletken veya yalıtıkandaki elektronların serbest yolu engelin yanında potansiyelin $k.T$ çarpımı ile değiştiği mesafeye göre büyük ise elektron çarpışmaları ve difüzyonun etkileri önemsenmez. Bu etkiler önemsiz olduğunda, termiyonik emisyon akım yoğunluğu, $\ln J$, $V^{1/2}$ ile doğru orantılıdır. Sabit sıcaklıkta ve bir sabit voltaj uygulandığında ise $1/T$ ile doğru orantılıdır.

Ortalama sıcaklıklarda metalin Fermi seviyesinin üzerindeki enerji seviyesinde bulunan elektronların çoğu tünelleme ile geçerler ve bu termiyonik-field emisyon akımıdır.

Kuvvetli bir elektrik alan uygulandığında yalıtkan veya yarıiletkene doğru elektronların metalden ayrılarak potansiyel engelini kuantum mekaniksel olarak tünellemeleri field emisyon akıma neden olur. Düşük sıcaklıklarda metalin Fermi seviyesindeki elektronların büyük bir kısmı tünelleme ile geçerler. Bir metal-yalıtkan-metal eklemine gelen bir elektronun enerjisi arayüzey potansiyel engelinden küçük ise, klasik fiziğe göre elektronun yansması beklenir. Elektron engeli aşamaz ve bir elektrottan diğerine geçişi imkansızdır. Quantum teorisi, bu tezi çürütür. Elektronun quantum-mekaniksel dalga fonksiyonu engelin içinde sonlu değerlere sahiptir. Dalga fonksiyonu engelin geçiş derinliği ile elektrot-yalıtkan arayüzeyinden hızlı bir şekilde azalır ve makroskopik kalınlıklardaki engeller için zıt arayüzeyde sıfır olmak

zorundadır. Bununla birlikte, eğer engel çok ince ise ($<50\text{\AA}$) dalga fonksiyonu zıt arayüzeyde sıfırdan farklı bir değere sahiptir. Bu durum için elektronun engeli geçerek bir elektrottan diğerine geçebilmesi için sonlu bir olasılık vardır. Bu şekilde elektron bir elektrottan diğerine geçtiği zaman elektronun engel içinden tünellediğinden bahsedilir. Düşük sıcaklıkta yüksek alan etkisi altında engel genişliğinin dar olduğu durumlarda iletim mekanizması termiyonik emisyonundan daha çok tünelleme yoluyla olacaktır.

Katkı (impurity) atomları içermeyen ve tünellemeyi önlemek için yeterli kalınlıkta bir yalıtkan veya yarıiletken normal olarak önemli bir akım iletmez. Bununla birlikte, eğer yalıtkan veya yarıiletkene ohmic kontak yapılırsa, yarıiletken veya yalıtkanın iletim bandına enjekte edilen uzay yükleri akım taşıyabilir. Bu işlem SCL (uzay yükü ile sınırlı) akım olarak bilinir. Uzay yük genellikle bir net pozitif veya negatif yükle doldurulmuş bölge olarak tanımlanır. Akım sadece elektron-injecting elektrotla değil, yalıtkan veya yarıiletkenin hacmi ile kontrol edilir.

Frenkel-Poole emisyon akımı, tuzaklardaki elektronların termal uyarılma ile yarıiletkenin veya yalıtkanın iletim bandına geçmeleri ile oluşur. Tuzaklama merkezinde bulunan bir elektronun Coulombic alandaki potansiyel enerjisi, image-force etkilerinden dolayı oluşan değerden dört kat fazladır. Bu yüzden, bir düzgün elektrik alanında Coulombic engelin Frenkel-Poole azaltılması ($\Delta\phi_{FP}$), bir nötr engelde Schottky ($\Delta\phi_s$) etkisinden dolayı olan değerden iki kat fazladır.

Yarıiletkenlerde bulunan örgü kusurları, elektronik özelliklerini büyük ölçüde değiştirir. İyonik iletim, esas olarak, uygulanan elektrik alanın etkisiyle kusurların sürüklenme hızına bağlıdır. Bu sürüklenmenin gerçek mekanizmasında iyonlar (veya boşluklar) bir potansiyel engelini aşarak bir kusur konumundan diğer bir kusur konumuna geçerler.

Sonuç olarak; bir yarıiletken için tüm iletim türleri belli sıcaklık ve voltaj sınırları arasında geçerlidir. Bununla birlikte iletim türleri birbirlerinden tamamıyla bağımsız değildir.

5. KAYNAKLAR

1. Harper, W. R.: Contact and Frictional Electrification. Oxford University Press (Oxford), 1967
2. Winger, E. and Bardeen, J.: Theory of the Work Function of Monovalent Metals, 1935
Bardeen, J.: Theory of the Work Function, 1936
3. Herring, C. and Nichols, M.H.: "Thermionic Emission", 1949 Rev. Mod. Phys 21. 185-270 (1949)
4. Brattain, W.H. And Garrett, C.G.B.: "Surface States", in Methods of Experimental Physics (eds. K. Lark-Horovitz and V.A. Johnson) Vol. 6. Solid State Physics, Academic Press (New York) 136-44, 1959
5. Zworykin, V. K. and Reamberg, E. G.: Photoelectricity and its Applications, (1949)
6. Seitz, F.: Modern Theory of Solids.
Mc Graw-Hill (Newyork), 1940
7. Gutmann, F. And Lyons, L. E.: "Organic Semiconductors, Wiley (Newyork), 1967
8. Simons, J. G.: "Theory of Metallic Contacts on High Resistivity Solids I: Shallow Traps J. Phys. Chem Solids 32. 1987-99 (1971)
9. Rose, A.: Concepts in Photoconductivity and Allied Problems. Wiley Interscience (Newyork) 1963
10. Wright, G. T.: "Mechanism of Space-Charge-Limited Current in Solids" Solid-State Electron. 2. 165-89 (1961)
11. Pott, G. T. and Williams, D. F.: "Electron Photoemission from Anthracene Crystals", J. Chem. Phys 51. 203-10 (1969)
Pott, G. T. and Williams, D. F.: "Low Temperature Electron Injection and Space-Charge-Limited Transients in Anthracene Crystals" J. Chem. Phys 51. 1901-6 (1969)
12. Kunkel, H. P. and Kao, K. C.: "Electroluminescence in Anthracene Crystals Under Time-Varying Electric Fields" J. Phys. Chem. Solids 37. 863-6 (1976)
13. Mehl, W.: "Charge-Carrier Injection into Homo-Molecular Crystals" Pure Appl. Chem. 27, (3) 449-513 (1973)

- Reactions at Organic Semiconductor Electrodes" in Reactions of Molecules at Electrodes (ed. NS. Hush) Wiley Interscience (New York) 305-45 (1971)
14. Tamm, I.: "A Possible Kind of Electron Binding on Crystal Surfaces" Phys. Z Sowjetunion 1, 733-46 (1932) [Z. Phys. 76, 849-50 (1932)]
 15. Shockley, W.: "On The Surface States Associated With a Periodic Potential" Phys. Rev. 56, 317-23 (1939)
 16. Brattain, W. H. And Bardeen, J.: "Surface Properties of Germanium" Bell System Tech. J. 32, 1-41 (1953)
 17. Gassick, B. R.: Potential Barriers in Semiconductors. Academic Press (New York) 1964
 18. S.M. Sze, Physics of semiconductor devices, 2nd Ed, Wiley New York, 1981
 19. C.R. Crowell, "The Richardson Constant for thermionic emission in Schottky barrier diodes, "Solid-State Electron., 8, 395 (1965)
 20. E.H. Rhoderick and R.H. Williams, Metal-Semiconductor contacts, 2nd Ed., Clarendon, Oxford, 1988
 21. Crowell, C. R.: "The Richardson Constant for Thermionic Emission in Schotky Barrier Diodes" Solid State Electron. 8. 395-9 (1965)
Crowell, C. R.: "Richardson Constant and Tunelling Effective Mass For Thermmionic-Field Emission in Schottky Barrier Diodes" Solid-State Electron 12. 55-59 (1969)
 22. O'Dwyer, J. J.: "Two-Carrier Model Fol High Field Conduction in SiO₂" J. Appl. Phys. 44. 5438-41 (1973)
(Emtage P. R. and O'Dwyer. J. J.: "Richardson-Schotky Effect in Insulator" Phys. Rev. Lett. 16. 356-8 (1966)
 23. Crowell, C. R. and Sze, S. M.: "Quantum Mechanical Reflection at Metal-Semiconductor Barriers", Solid-State Electron, 9. 1035-48 (1966)
 24. Sze, S. M.: Physics of Semiconductor Devices Wiley (New York) 1969
 25. Kao, K. C.: "Theory of High Field Electric Conduction and Breakdown in Dielectric Liquids" IEEE Trans. Electrical Insulation EI 11. 121-8 (1976)
 26. Henisch, H. K.: Rectifying Semiconductor Contacts. Oxford University Press (Oxford) 1975

27. Bethe, H. A.: "Theory of the Boundary Layer of Crystal Rectifiers", mit Radiation Laboratory Report 43-12 (1942)
28. Stratton, R.: "Tunelling in Schottky Barrier Rectifiers", in Tunneling Phenomena in Solids (ed. E. Burstein and S. Lundquist), Plenum Press (New York) 105-26 (1969)
29. O'Dwyer, J. J.: "Two-Carrier Model For High Field Conduction in SiO₂" J. Appl. Phys. 44 5438-41 (1973)
Murphy, E.L. and Good, R.H.: "Thermionic Emission, Field Emission And The Transition Region" Phys. Rev. 102, 1964-73 (1956)
30. Padovani, F.A. and Stratton, R.: "Field And Thermionic - Field Emission In Schottky Barriers." Solid State Electron, 695-707 (1966)
31. Stratton, R.: "Energy Distributions of Field Emitted Electrons." Phys. Rev. 135, 794-805 (1964)
32. Simmons, J.G.: "Potential Barriers and Emission-Limited Current Flow Between Closely spaced parallel metal electrodes." J. Appl Phys 35, 2472-81 (1964)
33. Pope, M.: "Electrostatic Determination of Photo-Ionization potentials of solids and Liquids," J. Chem. Phys 37, 1001-3 (1962)
34. Williams, D.F. and Schadt, M.: "DC and Pulsed Electroluminescence in Anthracene and Doped Anthracene Crystals." J. Chem. Phys. 53, 3480-7 (1970)
35. Singh, J. And Baessler H.: "Theory Of Exciton Dissociation In Molecular Crystals At The Interface Of A Metal" Phys. Stat. Sol (B) 62, 147-52 (1974)
36. Takai, Y., Osawa, T., Kao, K.C., Mizutani, T. And Idea, M.: " Effects Of Electrode Materials On Photocurrents in Polyethylene Terephthalate." Japan J. Appl Phys. 14, 473-9 (1975)
37. Card, H.C. and Smith, B.L.: "Green Injection Luminescence From Forward Biased Au-GaP Schottky Barriers," J. Appl. Phys. 42, 5863- 5 (1971)
38. Gutmann, F. and Lysons, L. E.: Organic Semiconductors Wiley (New York) 1972
Helfrich, W.: "Space-Charge-Limited and Volume-Controlled Currents in Organic Solids". in Physics and Chemistry of The Organic Solid State. Wiley Interscience (New York) 3, 1-65 (1967)
39. Schadt, M. and Williams, D. F.: "Low-Temperature Hole Injection and Hole Trap Distribution in Anthracene" J. Chem. Phys. 50, 4364-8 (1969)

- Hoesterey, D. C. and Letson, G. M.: "The Trapping of Photocarriers in Anthracene by Anthraguinane, Anthrone and Naphtacene". *J. Phys. Chem. Solids* 24, 1609-15 (1963)
40. Helfrich, W. and Sussman, A.: "Space-Charge-Limited Currents in Copper Photolocyanine Thin Films". *J. Appl.* 38, 2738-48 (1967)
41. Lanyon, H. P. D.: "Electrical and Optical Properties of Vitreous Selenium". *Phys. Rev.* 130, 134-43 (1963)
- Unger, K.: "Bestimmung Van Hafttermspektren Mit Hilfe Von Glow Kurven". *Phys. Stat. Sol.* 2, 1279-98 (1962)
42. Silinsh, E. A.: "On The Physical Nature of Traps in Molecular Crystals". *Phys. Stat. Sol. (a)* 3, 817-28 (1970)
- Owen, G. P.: "On Charge-Carrier Trapping in Insulating solids as Investigated by The Space-Charge-Limited Current (SCLC) Technique a Cautionary Note" *J. Phys. C.* 7, 1400-2 1974
- "Carrier Traps in Ultra-High Purity Single Crystals of Anthracene" *J. Chem. Soc. Trans. Faraday.* 11,70. 853-61 (1974)
43. Nicolet, M. A.: "Unipolar Space-Charge-Limited Current in Solids With Nonuniform Spatial Distribution of Shallow Traps". *J. Appl. Phys.* 37, 4221-35 (1966)
- Sworakowski, J.: "Space-Charge-Limited Currents in Solids With Nonuniform Special Trap Distribution". *J. Appl. Phys.* 41, 292-5 (1970)
44. Hwang, W. and Kao, K. C.: "A Unified Approach to The Theory of Current Injection in Solids With Traps Uniformly and Nonuniformly Distributed in Space and Energy, and Size Effects in Anthracene Films". *Solid-State Electron* 15, 523-9 (1972)
- Nicolet, M. A.: "Unipolar Interface-Charge-Limited Current" *Surfs. Sci.* 10, 146-64 (1968)
- Covington, D. W. and Ray, D. C.: "Effects of Surface Regions on The Electrical Conductivity of Extrinsic Semiconductor Film". *J. Appl. Phys.* 45, 2616-20 (1974)
45. Frenkel, J.: *Tech. Phys.* 5, 685 (1938)
46. Frenkel, J.: *Phys Rev.*, 54, 647 (1938)

47. Mead, C. A.: "Electron, Transport Mechanisms in Thin Insulating Films" Phys. Rev. 128, 2088-93 (1962)
48. Mead, C. A.: "in R. Niedermayers in Thin Film Physics", P. 674, Vandenhoeck and Ruprecht, Goettingen, 1966
49. Lenzlinger, M. And Snow, E.H.; "Fowler-Nordheim tunneling into themally grown SiO₂", J. Appl, Phys, 40. 278-83 (1969)