

17422

ATATÜRK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
FİZİK ANABİLİM DALI

**Al/n-Si SCHOTTKY DİYODLARININ İDEAL OLMAYAN I-V, C-V
KARAKTERİSTİKLERİ VE ARAYÜZEY HALLERİNİN ENERJİ
DAĞILIMI**

Mustafa SAĞLAM

Yönetici : Yrd.Doç.Dr.Abdulmecit TÜRÜT

Yüksek Lisans Tezi

ÖZET

Bu çalışmada kullanılan Al/n-Si Schottky diyodlar, 1400 Ω -cm öz dirençli Si (111) yarıiletkeninin bir yüzüne doğrultucu kontak için Al(% 99.99) ve diğer yüzüne omik kontak için Au-Sb buharlaştırılarak elde edildiler. Diyodların doğru beslem $\ln\{I/[1-\exp(-eV/kT)]\}$ -V grafiğinin doğru kısmının eğiminden idealite faktörü n'nin değeri 1.46 olarak elde edildi. Ayrıca, C-V ölçümlerinden çizilen C^{-2} -V grafiği 0-0.5 V aralığında aşağı doğru bükülen bir eğri verdi. Bu durumlar, I-V ve C-V karakteristiklerinin ideal olmadığını gösterir. Bu ideallikten sapma, metal ile Si yarıiletkeni arayüzeyinde bir arayüzey tabakasının varlığını gösterir. $C-(V_D+V)^{-1/2}$ grafiğinden "artık kapasite" C_0 'ın değeri elde edilerek, ideal olmayan C^{-2} -V grafiği linear olan $(C-C_0)^{-2}$ -V grafiğine dönüştürüldü. $(C-C_0)^{-2}$ -V grafiğinin eğiminden ve V eksenine ile kesişiminden ortalama serbest taşıyıcı yoğunluğu N_D ve difüzyon potansiyeli V_D sırasıyla $6.56 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ ve 0.36 V olarak bulundu. Böylece etkin engel yüksekliği $e\Phi_e$ 'nin değeri $eV_D + E_F = 0.77 \text{ eV}$ olarak hesaplandı.

Bunlara ilave olarak, doğru beslem I-V karakteristiklerinden elde edilen Cheung'un fonksiyonları kullanılarak idealite faktörü n ve seri direnç değerleri sırasıyla 1.80 ve 1240 Ω , 1480 Ω olarak bulundu.

Ayrıca, arayüzey hallerinin yarıiletkenle dengede olduğu farzedildi. Arayüzey hal yoğunluğu N_{sb} 'nin gerilime bağlı değerleri doğru beslem I-V karakteristiklerinden elde edildi. Böylece, arayüzey hallerinin enerji dağılımını veren $(E_C - E_s)$ 'ye karşı N_{sb} grafiği çizildi. Arayüzey hal yoğunluğu ve enerji dağılımının başka araştırmacılar tarafından verilen sonuçlarla hem biçim hem de merteye olarak uyum içinde olduğu görüldü.

SUMMARY

The Al/n-Si Schottky diodes used in this study were fabricated by evaporating Al (% 99.99) for rectifying contact one face of bulk Si (111) with resistivity 1400 Ω -cm (from Wacker Chemitronic) and Au-Sb the other face for ohmic contact. I-V and C-V characteristics of the Al/n-Si diode were obtained from measurements. A value of 1.46 for ideality factor n was found from slope of the linear portion of the forward bias $\ln\{I/[1-\exp(-eV/kT)]\}$ vs V plot. Furthermore, a curvature downward was observed in the 0-0.5 V region of the C^{-2} -V plot. These cases indicate that I-V and C-V characteristics are non-ideal. It was assumed that the non-ideality was caused by interfacial oxide layer of atomic dimensions which exists between the metal-Si interface. Such a layer may be formed during surface preparation or metal evaporation. Non-ideal C^{-2} -V plot was transformed into the linear $(C-C_0)^{-2}$ -V plot by determining the "excess capacitance" C_0 which is the intercept of $C-(V_d+V)^{-1/2}$ plot. A Value of 0.36 V for diffusion potential V_d was obtained from intercepts of $(C-C_0)^{-2}$ -V plot with V axis. Thus, the effective barrier height $e\Phi_B$ was calculated as $eV_d + E_F = 0.77$ eV. Again, an average value of $6.56 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ for doping concentration was obtained from the slopes of the $(C-C_0)^{-2}$ -V plot.

In addition to those, the values of the ideality factor and the series resistance were found to be 1.80 and 1240 Ω , 1480 Ω , respectively, by using Cheung's functions derived from forward bias I-V characteristics.

In addition, it has been assumed that the interface states which are introduced from interfacial layer are in equilibrium with the semiconductor. The values of N_{SB} as a function of applied voltage V were obtained from forward bias I-V characteristics. The results of voltage dependence of N_{SB} was converted to a function of E_S , it was thus plotted N_{SB} vs (E_C-E_S) curve which gives energy distribution of interface states. The interface states and their energy distribution were observed to be in agreement with the results of other authors.

TEŐEKKÖR

Yüksek Lisans Tezi olarak sunduğum bu alıŐma, Atatürk Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakóltesi Fizik Bölümü Öğretim Üyelerinden Sayın Hocam Yrd.Do.Dr. Abdölmecit TÖRÖT yöneticiliğinde yapılmıŐtır.

alıŐmalarım boyunca yakın ilgi ve yardımlarını gördüğüm değerli hocam, Sayın Yrd.Doç.Dr. Abdölmecit TÖRÖT'e, ayrıca yardımlarını esirgemeyen sayın Prof.Dr. Y.Kemal YOĐURTCU'ya, ArŐ. Gör. Muhammed YILDIRIM'a ve bölümümüzün bütün elemanlarına teŐekkürlerimi sunarım.



İÇİNDEKİLER

	<u>Sayfa No</u>
ÖZET	i
SUMMARY	ii
TEŞEKKÜR	iii
1. GİRİŞ	1
2. METAL-YARİİLETKEN SCHOTTKY DİYODLAR	4
2.1. n-Tipi Yarıiletken-Metal Doğrultucu Kontak Oluşumu.....	4
2.2. n-Tipi Yarıiletken-Metal Omik Kontak Oluşumu.....	6
2.3. Metal (Omik)-n-Tipi Yarıiletken-Metal (Doğrultucu) Yapıları..	7
2.4. Metal-Yarıiletken Schottky Diyodlarında Akım İletimi.....	8
2.4.1. Difüzyon Teorisi.....	8
2.4.2. Termiyonik Emisyon Teorisi.....	11
2.4.3. Schottky Diyod Doğru Beslem I-V Karakteristikleri.....	14
2.5. Metal-Yarıiletken Schottky Diyodların Engel Kapasitesi.....	16
2.6. Metal-Yarıiletken Schottky Diyodlarda Arayüzey Tabakasının Etkileri.....	19
2.6.1. İdealite Faktörü n'nin üzerine MIS Potansiyel Dağılımının Etkisi.....	21
3. DENEY SİSTEMİ VE ÖLÇÜLER	25
3.1. Kristallerin Hazırlanması ve Temizlenmesi.....	25
3.2. Metal (Omik)-Yarıiletken-Metal (Doğrultucu) Yapıların Oluşturulması.....	25
3.3. Akım-Gerilim Ölçü Sistemi ve I-V Karakteristiklerinden Schottky Diyod Parametrelerinin Çıkarılması.....	26
3.4. Kapasite-Gerilim Ölçü Sistemi ve Kapasite-Gerilim Karakteristikleri.....	34
4. SONUÇ VE TARTIŞMA	40
KAYNAKLAR	44

1. GİRİŞ

Metal-yarıiletken Schottky diyodlarla ilgili ilk çalışma 1874 yılında Braun tarafından yapılmıştır¹. Bu diyodlar önceleri radyo dedektörü, radar dedektörü ve iki kutuplu integre devrelerinde anahtarlama hızını artırmak için tesbit diyodu olarak kullanılmıştır. Bugün ise Schottky diyodlar daha çok mikrodalga diyodlarında ve mikrodalga transistörlerinde anahtar olarak kullanılırlar. 1895 yılında Marconi'nin yaptığı radyo iletişimine ait deneyleri, Braun dikkate almış ve nokta kontak metal-yarıiletken doğrultucular dedektör olarak başarıyla uygulanmıştır. Böylece ilk metal yarıiletken diyodlar nokta kontak diyodlardır. Schottky kontaklar, nokta kontaklara nazaran küçük seri direnç, düşük gürültü karakteristiğine ve yüksek güç yeteneğine sahiptir.

Metal-yarıiletken doğrultucuların amplifikasyonunun zayıf olmasından dolayı, 1920'lerde vakum tüpleri, radyo dalga dedeksiyonunda metal-yarıiletken doğrultucuların yerini almıştır. Daha sonra, 1940'a kadar kristal doğrultucular, mikrodalga ölçümleri için araştırmalarda kullanılmıştır.

1945'lerde mikrodalga radarlarının gelişmesiyle nokta kontak diyodlar tekrar gündeme gelmiştir². Bu dönemlerde nokta kontak diyodlar daha çok, frekans dönüştürücüsü ve düşük seviye mikrodalga dedektör diyodu olarak kullanılmıştır. 1950'lerde p-n eklemlerinin yapımı için bir çok teknik geliştirilmiş ve metal-yarıiletken kontaklar, bu eklem yapılarında akım taşınması için omik kontak olarak kullanılmaya başlanmıştır.

Metal-yarıiletken kontaklar üzerindeki çalışmalar 1960 yıllarında oldukça yoğunlaşmıştır. Bu dönemde düzlemsel Schottky diyodlarının yapımı bir kaç önemli uygulamaya neden olmuştur. Son yıllarda ise, metal-yarıiletken yapıların sıcaklığa bağlı karakteristikleri ölçülmüş ve bu yapılar sıcaklık tayini için kullanılmıştır³.

Genellikle metal-yarıiletken doğrultucuların teorik yönden anlaşılması onların teknolojik gelişmelerinden çok sonra olmuştur. Schottky'nin metal-vakum sistemlerde imaj-kuvvet etkisiyle engel alçalmasını araştırmasından sonra, 1964'lerde metal-yarıiletken yapılar için imaj-kuvvet etkisiyle engel alçalması bulunmuştur⁴. Termiyonik emisyon olayını ilk defa 1921'de Richardson

metal-vakum sistemlerde, Bethe ise 1942'de metal-yarıiletken doğrultucularda açıklamışlardır⁵. Diğer taraftan, potansiyel engelinde taşıyıcıların difüzyonuna dayanan doğrultma teorisi ortaya çıkmıştır⁶. Daha sonraları da bu iki teori birleştirilerek tek bir termiyonik emisyon-difüzyon teorisi elde edilmiştir⁷. Metal-yarıiletken kontaklarda akım iletim mekanizmaları Rhoderick tarafından detaylı olarak incelenmiştir⁸.

Schottky modeline göre⁽⁹⁻¹⁵⁾, Schottky diyotların engel yüksekliği metalin iş fonksiyonuna oldukça bağlıdır. Ancak daha sonraları birçok araştırmacı, engel yüksekliğinin metalin iş fonksiyonuna bağlı olmadığını buldular⁽¹⁵⁻¹⁷⁾. Schottky engel yüksekliğini belirlemede, lokalize olmuş yüzey hallerinin etkisi teorik olarak ilk defa Bardeen¹⁴ tarafından tartışıldı. Deneysel olarak, Schottky kontaklarda arayüzey hallerinin ilk belirlemeleri, metal iş fonksiyonunun bir fonksiyonu olarak farklı metallerle engel yüksekliklerinin analizlerinden Cowley ve Sze tarafından yapıldı⁽¹⁵⁻¹⁶⁾. Card ve Rhoderick¹⁷ arayüzey oksit tabakalı Si-Au kontaklarda, arayüzey hal yoğunluğunu belirlediler ve arayüzey hal yoğunluğunun doğru beslem akım-voltaj (I-V) karakteristiklerinin idealite faktörü üzerine etkilerini analiz ettiler. Sonra, Tseng ve Wu¹⁸ Schottky kontakların I-V davranışı üzerine, arayüzey tabakasının ve arayüzey hallerinin etkisini çalıştılar. Bunlar, arayüzey hallerinin işgal fonksiyonunu tartıştılar ve Schottky I-V ve C-V (kapasite-voltaj) karakteristiklerinden arayüzey hallerinin enerji dağılımını ve arayüzey hallerinin kapasitesini hesapladılar¹⁸. Card ve Rhoderick'in¹⁷ çalışmasından bağımsız olarak, Horvath, onların analizlerini ters beslem karakteristiklerine genişletti^(19,20). Horvath, hem arayüzey tabakasının kalınlığını hem de arayüzey hallerinin enerji dağılımını doğru ve ters beslem I-V karakteristiklerinden elde etti. Daha sonra, fotoemisyon spektroskopisi^(21, 22), admittans (Schottky kapasitesi)-kondüktans spektroskopisi^(23, 24) metotları kullanılarak arayüzey hallerinin enerji dağılımı deneysel olarak analiz edildi. Son onbeş yılda ise doğru beslem Schottky diyotlarında uzay-yükü bölgesi (Space-charge region) kapasitesindeki fazlalık, düşük frekans kapasitesi olarak gözlemlendi. Bu artık kapasite azınlık taşıyıcılara değil arayüzey hallerine atfedildi^(25, 26).

Bu çalışmada, Au-Sb/n-Si/Al(=Al/n-Si) Schottky diyotlarının istenilmeyen sebeplerden dolayı ideal olmayan I-V ve C-V karakteristikleri yorumlanmaya çalışıldı. Bu ideallikten sapma arayüzey tabakasına ve arayüzey hallerine atfedildi.

Ayrıca, arayüzey hallerinin yoğunluğu ve enerji dağılımları belirlendi.

Bu çalışma dört bölümden oluşmaktadır. Birinci bölüm, metal-yarıiletken kontaklarla ilgili kaynak özeti, çalışmanın amacı ve kapsamını içermektedir. İkinci bölüm, metal-yarıiletken kontak teorisi, akım iletim olayı, kapasite gerilim özellikleri ve arayüzey parametrelerinin Schottky diyodlar üzerine etkisini içerir. Üçüncü bölümde deney sistemi, yapılan deneysel çalışmalar ve alınan ölçüler verilmiştir. Dördüncü bölüm ise, deney sonuçlarına ve ölçülerden çıkarılan sonuçların tartışılmasına ayrılmıştır.



2. METAL YARIİLETKEN SCHOTTKY DİYODLAR

2.1. n-Tipi Yarıiletken-Metal Doğrultucu Kontak Oluşumu

Akım taşıyıcılarını (hol ve elektron) bir doğrultuda diğerine göre daha kolay geçiren kontaklara doğrultucu kontak denir. n-tipi yarıiletkenin ve metalin iş fonksiyonuna bağlı olarak $\Phi_m > \Phi_s$ ise metal-n tipi yarıiletken doğrultucu kontağı oluşur. Burada Φ_m metalin iş fonksiyonu, Φ_s ise yarıiletkenin iş fonksiyonudur.

Kontaktan önce, metal-n tipi yarıiletken doğrultucu kontağın enerji band diyagramı Şekil 2.1.a'da görülmektedir. Yarıiletkenin Fermi seviyesi metalin Fermi seviyesinden $\Phi_m - \Phi_s$ kadar yukarıdadır. Kontaktan sonra bir yük mübadelesi olur. Yarıiletkenin yüzey tabakasından elektronlar, bu yüzey tabakasından geride iyonize olmuş donörler bırakarak metalin içine geçerler. Yük mübadelesi bittikten sonra, metalin ve n-tipi yarıiletkenin Fermi seviyeleri aynı değere gelir. Bu yarıiletken gövdedeki enerji seviyelerinin $\Phi_m - \Phi_s$ miktarı kadar aşağı kaydığını ifade eder. Sonuçta, metal tarafındaki yüzey yükleriyle n-tipi yarıiletken tarafındaki uzay yüklerinin oluşturduğu dipol tabakası, kontakta bir potansiyel engelinin oluşmasına, yani yarıiletken tarafında bandların yukarı doğru bükülmesine neden olur. Kontaktan sonraki metal-n tipi yarıiletkenin enerji band diyagramı Şekil 2.1.b'de görülmektedir.

Bu potansiyel engelinin yarıiletken tarafındaki yüksekliği :

$$eV_d = \Phi_m - \Phi_s$$

kadardır. Burada metal yüzeyine göre ölçülen V_d potansiyeline difüzyon potansiyeli denir.

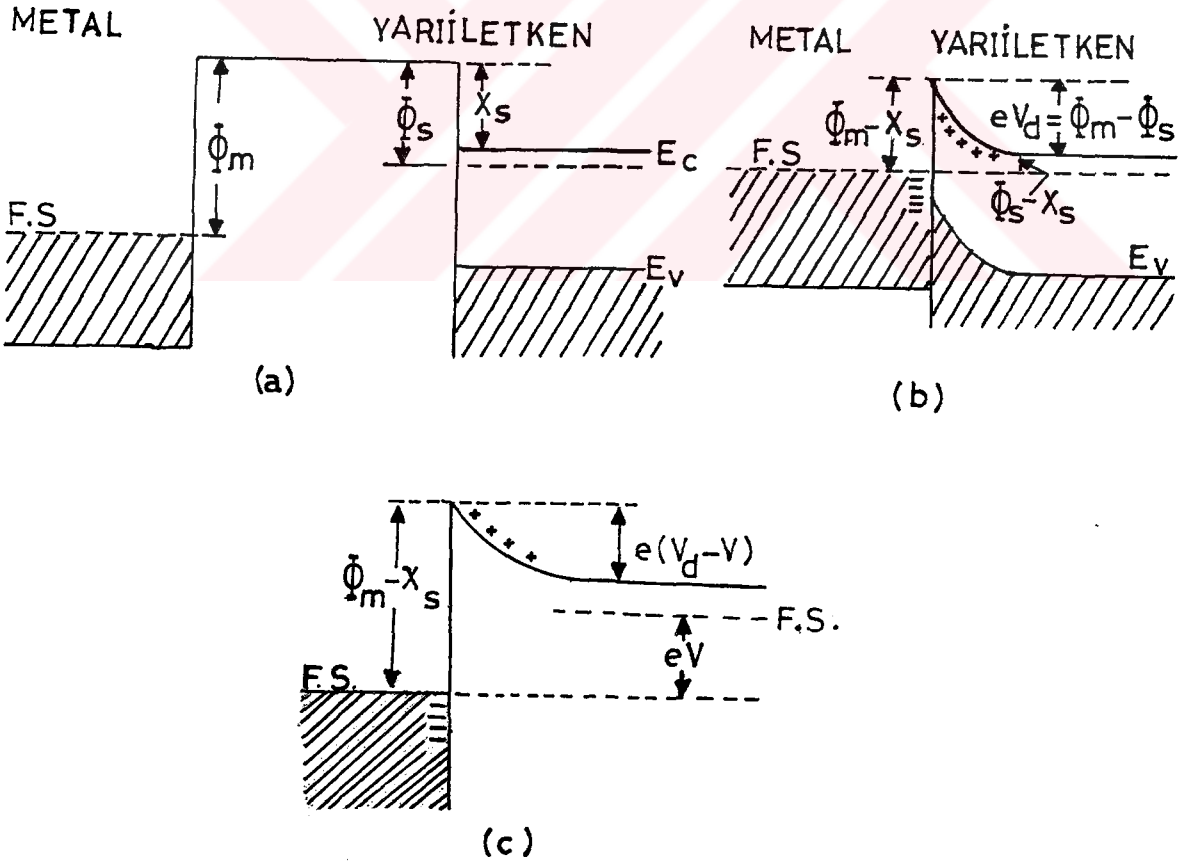
Potansiyel engelinin metal tarafındaki yüksekliği,

$$e\Phi_{bn} = \Phi_m - \chi_s$$

dir. Burada χ_s , yarıiletkenin elektron yakınlığıdır. Yarıiletkenin elektron yakınlığı, iletkenlik bandı ile vakum seviyesi arasındaki enerji farkına eşittir.

Metal tarafında dik olarak yükselen potansiyel engeli, yarıiletken içerisinde d genişliğine sahiptir. Böylece yarıiletken tarafında elektronlardan arınmış olan bir bölge oluşur, bu d genişliğindeki bölgeye engel bölgesi (tabakası), uzay yükü bölgesi, geçiş bölgesi veya arınma bölgesi denir. Pozitif ve negatif yükler arasında kalan bu bölge kapasite özelliğine sahiptir ve Schottky kapasitesi (veya kontak kapasitesi) olarak adlandırılır. Engel tabakasının d kalınlığı, iyonize olan donörlerin konsantrasyonuna ve difüzyon potansiyeli V_d 'nin değerine bağlıdır.

Termal uyarılmadan dolayı, yeterli enerjiye sahip olan metalin bazı elektronları, potansiyel engelini aşip yarıiletkenin içine geçerler. Aynı şekilde, yarıiletkenin bazı elektronları potansiyel engelini aşip metalin içine geçerler. Denge durumunda bu, eşit ve zıt I_0 akımlarına sebep olacaktır.



Şekil 2.1. n-tipi yarıiletken-metal doğrultucu kontakın enerji band diyagramı : a) Kontakdan önceki, b) Kontakdan sonra termal dengede, c) $V < 0$ olması halinde enerji band diyagramları.

Yarıiletkene bir (-V) voltajı uygulanırsa (Şekil 2.1.c) soldan sağa giden (metalden yarıiletkene) elektronlar için engel değişmez ve bundan dolayı sağdan sola karşılık gelen akım da değişmeyecektir. Fakat iletkenlik bandındaki enerji seviyeleri eV kadar yükseldiğinden, sağdan sola giden elektronlar için engel eV miktarı kadar azalmış olur. Böylece soldan sağa olan akım akışı $\exp(eV/kT)$ çarpanı kadar değişmiş olacaktır. Sonuç olarak; net akım

$$I = I_0 \left[\exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1 \right]$$

denkleminde eşit olur.

Şekil 2.1.c'den de görüldüğü gibi yarıiletken tarafındaki potansiyel engeli yüksekliği, uygulanan V voltajına bağlı olarak değişir. Ancak metal tarafındaki potansiyel engeli yüksekliği, voltaj uygulamalarından (Schottky etkisi ve arayüzey tabakası etkisi hariç) bağımsızdır.

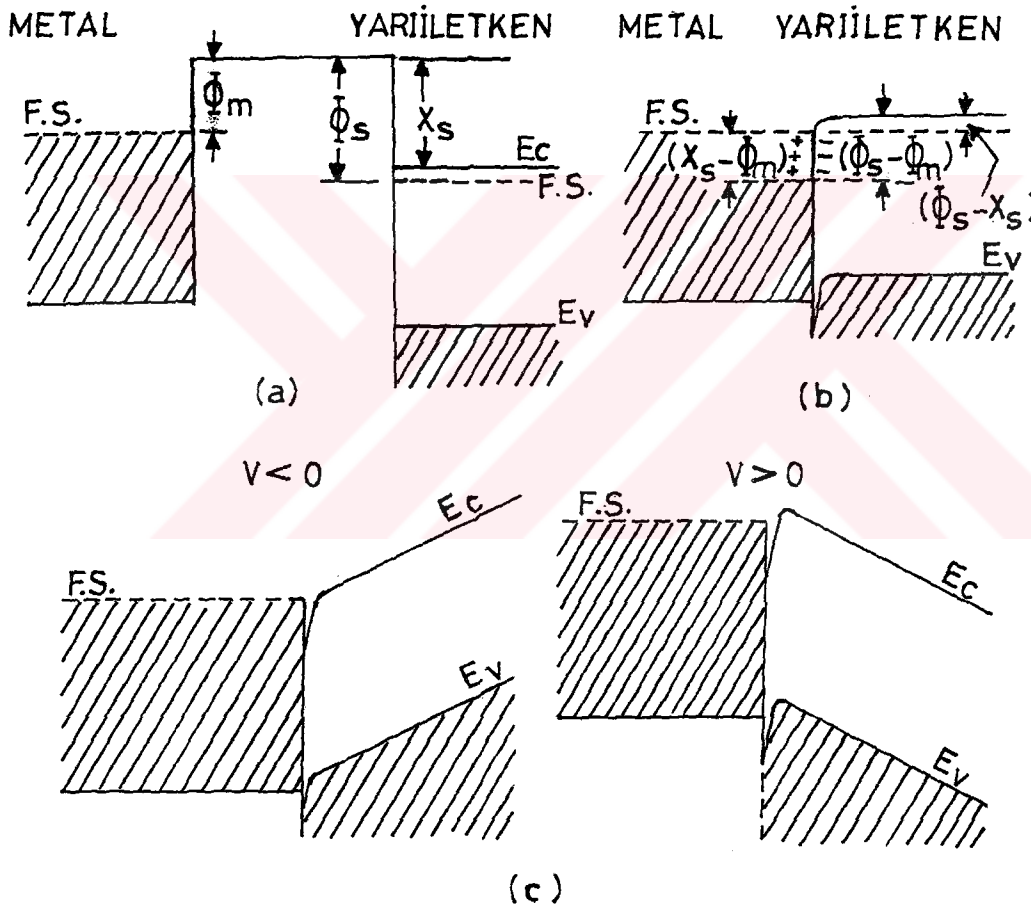
Metal-n tipi yarıiletken doğrudan doğruya V>0 ise kontak ters beslemede, V<0 ise kontak doğru beslemededir.

2.2. n-Tipi Yarıiletken-Metal Omik Kontak Oluşumu

n-tipi yarıiletkenin iş fonksiyonu Φ_S , metalin iş fonksiyonu Φ_M 'den büyük ise ($\Phi_M < \Phi_S$) omik kontak oluşur. Kontakta önceki enerji-band diyagramı Şekil 2.2 a'da gösterilmiştir. Yarıiletkenin Fermi seviyesi metalin Fermi seviyesinden ($\Phi_S - \Phi_M$) kadar aşağıdadır. Kontakta sonra, elektronlar metalden yarıiletkenin içine, geride bir pozitif yüzey yükü bırakarak akarlar ve kontakta yarıiletken tarafında bir negatif yüzey yüküne sebep olurlar. Yük mübadelesi bittikten sonra, yarıiletken gövdedeki Fermi seviyesi ($\Phi_S - \Phi_M$) kadar yükselir. Termal dengeden sonra, kontakta her iki tarafında meydana gelen yüzey yüklerinden dolayı bir dipol tabakası oluşur. Böyle bir kontakta, taşıyıcılar metalden yarıiletkene, yarıiletkenden metale serbestce geçerler. Bir V voltajı uygulanırsa bu potansiyel farkı doğrudan doğruya kontakta olduğu gibi sadece kontak bölgesinde değil bütün yarıiletken gövde boyunca dağılacaktır. Kontakta sonraki enerji-band diyagramı Şekil 2.2.b'de görülmektedir.

Yarıiletken pozitif ve metale negatif bir voltaj uygulandığında, metaldeki elektronlar yarıiletken tarafına kolay bir şekilde geçerler ve bundan dolayı omik kontaklara enjeksiyon kontaktları da denir (Şekil 2.2 c).

Pratikte omik kontak elde edebilmek için n-tipi yarıiletkenin yüzeyine buharlaştırılan metal yarıiletkenle alaşım haline getirilir. Böylece yarıiletkenin yüzeyinde bir n^+ tabakası oluşur. Bu tabaka yarıiletken gövdeye göre elektron bakımından daha zengindir.

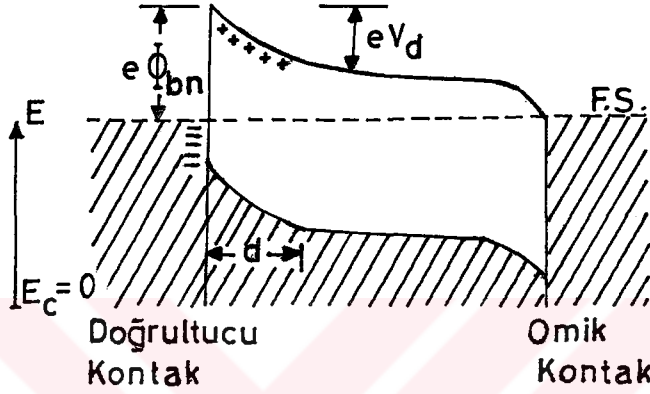


Şekil 2.2. n-tipi yarıiletken-metal omik kontakın enerji-band diyagramı : a) Kontakdan önceki, b) Kontakdan sonra termal dengedeki, c) $V \neq 0$ olması halinde enerji-band diyagramları.

2.3. Metal (Omik)-n Tipi Yarıiletken-Metal (Doğrultucu) Yapıları

Metal-n tipi yarıiletken-metal (n^+nM) yapısı; n-tipi yarıiletkenin bir yüzeyine

elektron bakımından çok zengin n^+n omik kontağı ile diğer yüzeyine uygulanan nM doğrultucu kontağından ibarettir. Termal dengede böyle bir yapının enerji-band diyagramı Şekil 2.3'de görülmektedir. n^+ omik kontak tarafı $V<0$ olacak şekilde beslendiğinde yapı doğru beslemde olur. n^+ tarafı $V>0$ olacak şekilde beslendiğinde yapı ters beslemde olur. n^+nM yapısı diyod özelliğine sahip bir yapıdır. Böyle bir yapı kısaca yarıiletken diyod olarak adlandırılır.



Şekil 2.3. n^+nM yarıiletken diyod yapısının termal dengede enerji-band diyagramı.

2.4. Metal-Yarıiletken Schottky Diyodlarında Akım İletimi

Metal-yarıiletken Schottky diyodlarında akım iletimi, Schottky ve Spence⁶ tarafından ileri sürülen difüzyon teorisi ve Bethe'nin⁵ termiyonik emisyon teorisi ile açıklanmaktadır. Aşağıda bu teoriler kısaca açıklanacaktır.

2.4.1. Difüzyon Teorisi

Difüzyon teorisi, şu kabuller gözönüne alınarak açıklanır:

- 1) Engel yüksekliği Φ_{bn} , kT 'den çok büyüktür.
- 2) Geçiş bölgesinde elektronlar arasında vuku bulan çarpışmalar ihmal edilemez.
- 3) $x=0$ ve $x=d$ 'deki taşıyıcı yoğunlukları akım akışından etkilenmez.
- 4) Yarıiletkenin katkı atomu yoğunluğu değişmez.

Metal-n tipi yarıiletken kontağın Şekil 2.4'deki enerji band diyagramına göre yarıiletken -V gerilimi uygulandığı durumda, potansiyel ve taşıyıcı yoğunluğu için

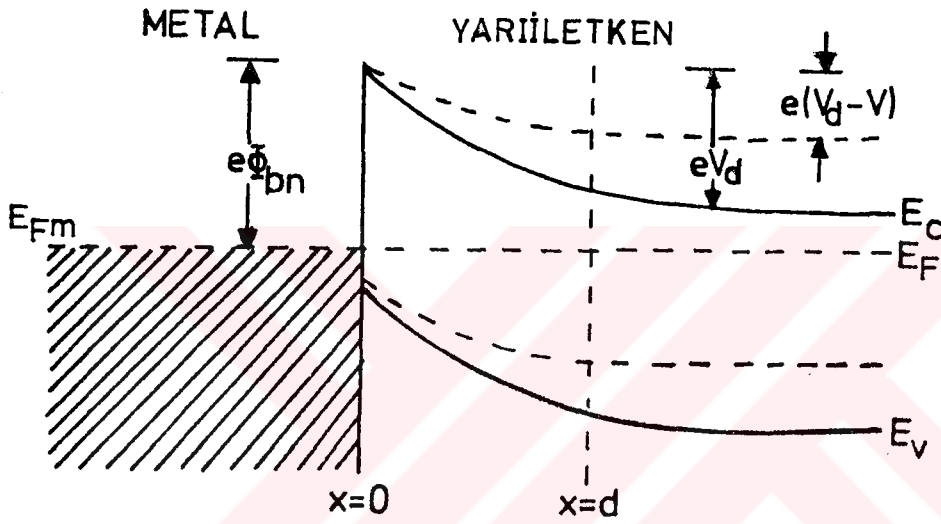
sınır şartları

$x = 0$ 'da $\psi = 0$ ve $x = d$ 'de $\psi = V_d - V$

(2.1)

$x = 0$ 'da $n = n_0 = N_d \exp\left(-\frac{eV_d}{kT}\right)$ ve $x = d$ 'de $n = N_d$

şeklinde verilir. Burada N_d donör konsantrosyonu, V_d difüzyon potansiyelidir.



Şekil 2.4. Metal-n tipi yarıiletken doğrultucu kontağın enerji-band diyagramı. Kesik çizgiler yarıiletkene $(-V)$ geriliminin uygulandığı durumu göstermektedir. Burada Φ_{bn} , E_{Fm} 'den ölçülen Schottky engel yüksekliğidir.

Geçiş bölgesinde akım yoğunluğu, elektrik alana ve taşıyıcı gradyentine bağlı olduğundan dolayı

$$J_n = e \left\{ n(x) \mu_n E + D_n \frac{\partial n}{\partial x} \right\} \quad (2.2)$$

denklemini yazılabilir. Burada D_n difüzyon sabiti, E elektrik alanı, μ_n taşıyıcı hareketliliği ve $n(x)$ herhangi bir x noktasındaki taşıyıcı yoğunluğudur. Denklem (2.2)'nin her iki tarafını $\exp(-e\psi/kT)$ terimi ile çarpıp, alan ve hareketlilik yerine de

$$E = -\frac{d\psi}{dx}, \quad \mu_n = \frac{e}{kT} D_n \quad (2.3)$$

ifadelerini koyarsak

$$J_n \exp(-e\psi/kT) dx = e D_n d \{n(x) \exp(-e\psi/kT)\} \quad (2.4)$$

denklemini elde ederiz. Denklem (2.4)'ün integralini $x=0$ 'dan $x=d$ 'ye kadar alıp, (2.1) sınır şartlarınınıda gözönüne alırsak

$$\begin{aligned} J_n \int_0^d \exp\left(-\frac{e\psi}{kT}\right) dx &= e D_n \left\{ -n_0 + N_d \exp\left[-\frac{e(V_d - V)}{kT}\right] \right\} \\ &= e D_n N_d \exp\left(-\frac{eV_d}{kT}\right) \left[\exp\left(-\frac{eV}{kT}\right) - 1 \right] \end{aligned} \quad (2.5)$$

elde edilir. $0 \leq x \leq d$ aralığındaki potansiyel ifadesi

$$\psi(x) = -\frac{eN_d}{\epsilon_s \epsilon_0} \left(\frac{1}{2} x^2 - xd \right) \quad (2.6)$$

yukarıdaki denklemde yerine konularak gerekli işlemler yapılırsa

$$\int_0^d \exp(-e\psi/kT) dx = \epsilon_s \epsilon_0 kT / N_d e^2 \cdot d \quad (2.7)$$

denklemini elde edilir. Bu ifadeyi (2.5)'de yerine yazarsak

$$J_n = e \mu_n N_d \left\{ \frac{2eN_d(V_d - V)}{\epsilon_s \epsilon_0} \right\}^{1/2} \exp\left(-\frac{eV_d}{kT}\right) \left\{ \exp\left(-\frac{eV}{kT}\right) - 1 \right\} \quad (2.8)$$

ifadesini elde ederiz. Bu ifadeye ilk büyük parantez içindeki terim kontaktaki elektrik alan şiddeti $|E_0|$ 'dir²⁷. Sürüklenme hızı $\vartheta_d = \mu_n \cdot E_0$ (2.9)

olduğu için (2.8) denklemini şöyle yazılabilir;

$$J_n = e N_d |\vartheta_d| \exp\left(-\frac{eV_d}{kT}\right) \left\{ \exp\left(-\frac{eV}{kT}\right) - 1 \right\} \quad (2.10)$$

Bu ifade bize, taşıyıcı diffüzyonu nedeniyle meydana gelen akım yoğunluğunu verir.

Benzer hesaplamalar metal-p tipi yarıiletken Schottky kontaktları için yapılırsa

$$J_p = e N_a |\mathcal{D}_d| \exp\left(-\frac{eV_d}{kT}\right) \left\{ \exp\left(-\frac{eV}{kT}\right) - 1 \right\} \quad (2.11)$$

elde edilir. Burada N_a , p tipi yarıiletkenin akseptör yoğunluğudur.

2.4.2. Termiyonik Emisyon Teorisi

Termiyonik emisyon, sıcak bir yüzeyden taşıyıcıların salınması anlamına gelir. Metal-yarıiletken doğrultucu kontaktlarında bu olay, metal yada yarıiletken tarafındaki taşıyıcıların potansiyel engelini termal enerjileri nedeniyle aşması olarak tanımlanır. Metal-n tipi yarıiletken yapılarda bu olay elektronlar, metal-p tipi yarıiletken yapılarda ise holler tarafından sağlanır. Bu nedenle bu tür yapılarda akım iletimi çoğunluk taşıyıcıları tarafından sağlanır⁹. İlk olarak yarıiletkenden metale doğru olan termiyonik emisyon akım yoğunluğu J_{Y-M} 'yi çıkaralım. x-yönünü kontak yüzeyine dik olarak alalım. Hızları V_x ile $V_x + dV_x$ arasında olan elektronların yoğunluğu

$$dn = N_d \left(\frac{m_n^*}{2 \pi kT} \right)^{1/2} \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{m_n^* V_x^2}{kT}\right) dV_x \quad (2.12)$$

ifadesi ile verilir. Burada N_d donör yoğunluğu, m_n^* yarıiletkendeki elektronların etkin kütlesi, k Boltzman sabiti ve T mutlak sıcaklıktır. Yarıiletkenin potansiyel uygulanmadığı zamanki akım yoğunluğu, hızları $(1/2) m_n^* V_x^2 \geq eV_d$ şartını sağlayan elektronların birim zamanda birim yüzeyden geçen sayısının e ile çarpımı olan aşağıdaki ifadeyle verilir :

$$\begin{aligned} J_{Y-M} &= \int_{V_{0x}}^{\infty} e V_x dn = e N_d \left(\frac{m_n^*}{2 \pi kT} \right)^{1/2} \int_{V_{0x}}^{\infty} V_x \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{m_n^* V_x^2}{kT}\right) dV_x \\ &= e N_d \left(\frac{kT}{2 \pi m_n^*} \right)^{1/2} \exp\left(-\frac{eV_d}{kT}\right) \end{aligned} \quad (2.13)$$

burada

$$v_{ox} = \left(\frac{2 e V_d}{m_n^*} \right)^{1/2} \quad (2.14)$$

olup, taşıyıcının eV_d engelini aşması için gerekli olan eşik hızıdır. İletkenlik bandının tabanı, sıfır enerji seviyesi olarak alınırsa, donör yoğunluğu

$$N_d = 2 \left(\frac{2 \pi m_n^* k T}{h^2} \right)^{3/2} \exp(-E_F/kT) \quad (2.15)$$

eşitliğiyle verilir²⁷. Bu ifade (2.13)'de yerine konulursa

$$J_{Y-M} = \frac{4 \pi e m_n^* k^2 T^2}{h^3} \exp\left(-\frac{eV_d + E_F}{kT}\right) \quad (2.16)$$

elde edilir. Şekil 2.4'den de görüldüğü gibi, metal tarafında yarıiletkenin iletkenlik bandının kenarına göre engel yüksekliği

$$e\Phi_{bn} = eV_d + E_F \quad (2.17)$$

olur. Böylece

$$J_{Y-M} = R_n^* T^2 \exp\left(-\frac{e\Phi_{bn}}{kT}\right) \quad (2.18)$$

ifadesini yazabiliriz. Burada

$$R_n^* = \frac{4 \pi e m_n^* k^2}{h^3} \quad (2.19)$$

değerine sahiptir ve elektronlar için etkin Richardson sabiti diye adlandırılır. Metal-n tipi yarıiletken Schottky kontağı doğru belslemde olduğu zaman engel yüksekliği azalacağından akım yoğunluğu $\exp(eV/kT)$ çarpanı ile artacaktır. Dolayısıyla

$$J_{Y-M} = R_n^* T^2 \exp\left(-\frac{e\Phi_{bn}}{kT}\right) \exp(eV/kT) \quad (2.20)$$

yazılabilir. $V=0$ iken (termal denge durumunda), metalden yarıiletkene doğru olan akım yoğunluğu, yarıiletkenenden metale doğru olan akım yoğunluğuna eşittir. O halde toplam akım yoğunluğu

$$J_n = R_n^* T^2 \exp\left(-\frac{e\Phi_{bn}}{kT}\right) \left\{ \exp(eV/kT) - 1 \right\} \quad (2.21)$$

olur. Burada

$$J_0 = R_n^* T^2 \exp\left(-\frac{e\Phi_{bn}}{kT}\right) \quad (2.22)$$

doyma akım yoğunluğudur.

Denklem (2.22) ile verilen doyma akım yoğunluğu uygulanan gerilimden bağımsız olması gerekirken, Schottky etkisinden dolayı uygulanan gerilime bağlı olarak bir miktar artış gösterir. Schottky etkisi (Şekil 2.5); elektrostatik etkileşme ve uygulanan gerilimden (elektrik alan) dolayı engel yüksekliğinin $e(\Delta\Phi_{bn})$ kadar alçalmasıdır²⁸. Bu engel alçalması ($e\Delta\Phi_{bn}$: İmaj kuvvetten dolayı engel alçalması)

$$e(\Delta\Phi_{bn}) = \alpha_0 (V_d + V)^{1/4} \quad (2.23)$$

bağıntısı ile verilir. Böylece akım yoğunluğu ifadesinde $e\Phi_{bn}$ yerine $e(\Phi_{bn,o} - \Delta\Phi_{bn})$ yazılırsa

$$J_0 = R_n^* T^2 \exp(-e\Phi_{bn,o}/kT) \exp\{\alpha_0(V_d+V)^{1/4}\} \quad (2.24)$$

olur. Denklemden de görüldüğü gibi bu ifade, uygulanan gerilime bağlıdır. Burada $\Phi_{bn,o}$, sıfır beslem voltajında imaj-kuvvet (Schottky) etkisiz engel yüksekliğidir ve α_0 sabiti

$$J = J_0 \{ \exp (eV_D/nkT) - 1 \} \quad (2.27)$$

şeklini alır. Burada $\exp (eV_D/nkT) \gg 1$ durumu göz önüne alınır ve (2.27) eşitliğinde J_0 yerine yazılırsa, bu eşitlik

$$J = R_n^{-1} T^2 \exp (-e \Phi_{bn}/kT) \exp [e (V-IR)/nkT] \quad (2.28)$$

olarak elde edilir. Burada $V_D = V-IR$ dir, V ise uygulanan gerilimdir. (2.28) denklemini ($I=AJ$)

$$V = R A J + n \Phi_{bn} + (n/\beta) \ln (J/R_n^{-1} T^2) \quad (2.29)$$

şeklinde düzenlenebilir. Burada A diyodun etkin alanı ve $\beta = e/kT$ dir.

Bu son denklemin J 'ye göre diferansiyeli

$$dV/d(\ln J) = R A J + n/\beta \quad (2.30)$$

olur. $dV/d(\ln J)$ 'nin J 'ye göre grafiği bir doğrudur. Doğrunun eğiminden R seri direnci, doğrunun $dV/d(\ln J)$ eksenini kestiği noktadan ise idealite faktörü (n) bulunabilir. $e \Phi_{bn}$ 'yi elde etmek için,

$$H (J) = V - (n/\beta) \ln (J/R_n^{-1} T^2) \quad (2.31)$$

fonksiyonundan yararlanılır. (2.31) denklemini (2.29) ile birlikte düşünülürse

$$H (J) = R A J + n \Phi_{bn} \quad (2.32)$$

olur. $H (J)$ 'nin J 'ye göre çizilen grafiği bir doğru verir. Bu doğrunun eğiminden R seri direnci, doğrunun $H (J)$ eksenini kestiği noktadan da $e\Phi_{bn}$ engel yüksekliği bulunabilir. (2.30) ve (2.31) denklemleri Cheung fonksiyonları olarak adlandırılırlar²⁹.

2.5. Metal-Yarıiletken Schottky Diyodların Engel Kapasitesi

Kesim (2.1)'de de belirtildiği gibi engel tabakası veya Schottky tabakasının arınma (deplation) bölgesi paralel levhalı kondansatör gibi davranır. İdeal bir metal-n tipi yarıiletken Schottky diyod gözönüne alalım. Ters beslem durumunda, ters beslem gerilimi artırıldığında yarıiletkenin iletkenlik bandındaki elektronlar metalden uzaklaşırlar ve buna bağlı olarak gerilim artmasından dolayı arınma bölgesinin genişliği artar. Aynı zamanda yarıiletkende metale yakın önemli bir hol konsantrasyonu varsa, hollerin yeni Fermi seviyesi metaldeki Fermi seviyesiyle çakışacağından hol konsantrasyonu azalacaktır. Deplasyon bölgesindeki bu yük değişimi kapasite değişimine sebep olacaktır. Dolayısıyla bu tür diyodlar varaktör (değişken kapasitör) olarak da kullanılırlar³⁰. Ayrıca, ters beslem altındaki kontak (engel) sığasından diyod parametreleri ile ilgili önemli bilgiler elde edilebilir³¹.

Metal-yarıiletken kantağın potansiyel dağılımı ve yük yoğunluğu arasındaki ilişki Poisson denklemi ile verilir²⁷.

$$\nabla^2 \psi(x) = \frac{d^2 \psi(x)}{dx^2} = - \frac{\rho(x)}{\epsilon_s \epsilon_0} \quad (2.33)$$

Burada ϵ_s yarıiletkenin dielektrik sabiti, ϵ_0 boş uzayın dielektrik sabiti ve $\rho(x)$ uzay-yükü yoğunluğudur.

n-tipi yarıiletkenin elektron verici atom yoğunluğu (donor) N_D ve yarıiletkenin iletkenlik bandındaki elektron yoğunluğu n olmak üzere; $\rho(x)$ uzay-yükü yoğunluğu:

$$\rho(x) = e (N_D - n) \quad (2.34)$$

ifadesi ile verilir. Metal-n tipi yarıiletken doğrultucu kantağın $\psi(x)$ potansiyel fonksiyonu ile $\rho(x)$ uzay-yükü yoğunluğunun x 'e göre değişimi şekil 2.6'da görülmektedir. $e(V_D - V) \gg kT$ olduğunda, $0 \leq x \leq d$ aralığında $N_D \gg n$ 'dir. Bundan dolayı, $\rho(x)$ için,

$$\rho(x) = e N_d \quad (2.35)$$

bağıntısı yazılır. $\rho(x)$ 'in bu değeri, (2.33) denkleminde yerine konulursa, tek boyutta Poisson denklemi

$$\frac{d^2 \psi(x)}{dx^2} = - \frac{e N_d}{\epsilon_s \epsilon_0} \quad (2.36)$$

şeklinde elde edilir.

Denklem (2.36) aşağıdaki sınır şartları altında çözülürse $\psi(x)$ 'i bulabiliriz. Sınır şartları:

$$1) x=0'da \quad \psi(x) = 0 \quad 2) x \geq d'de \quad \psi(x) = V_d \pm V$$

$$3) x \geq d'de \quad \frac{d\psi(x)}{dx} = 0$$

şeklinde dirler. (2.36) denkleminin üçüncü sınır şartı altında, ilk integraliyle kontak bölgesindeki elektrik alan elde edilir.

$$E(x) = - \frac{d\psi(x)}{dx} = \frac{e N_d}{\epsilon_s \epsilon_0} (x-d) \quad (2.37)$$

Bu ifadenin integralini birinci sınır şartı altında alırsak $\psi(x)$ potansiyel fonksiyonunu buluruz.

$$\psi(x) = - \frac{e N_d}{\epsilon_s \epsilon_0} \left(\frac{1}{2} x^2 - x d \right) \quad (2.38)$$

Denklem (2.38) ikinci sınır şartı altında çözülürse, Schottky tabakasının d genişliği bulunur.

$$(V_d \pm V) = \frac{e N_d}{2 \epsilon_s \epsilon_0} d^2, \quad d = \left[\frac{2 \epsilon_s \epsilon_0}{e N_d} (V_d \pm V) \right]^{1/2} \quad (2.39)$$

$V = + V$ için kontak ters beslemedir. Schottky tabakasının kapasite gibi davranacağına daha önce işaret edilmişti. Yarıiletkenin yüzey birimi başına yük miktarı,

$$Q = e N_D \cdot d = [2\epsilon_s \epsilon_0 e N_D (V_D \pm V)]^{1/2} \quad (2.40)$$

ifadesiyle verilir. Birim alan başına küçük-sinyal kapasitesi, uygulanan voltaja göre yük değişimi olarak tanımlanır.

$$C = \frac{dQ}{dV} = \left[\frac{e \epsilon_s \epsilon_0 N_D}{2(V_D + V)} \right]^{1/2} = \frac{\epsilon_s \epsilon_0}{d} \quad (2.41)$$

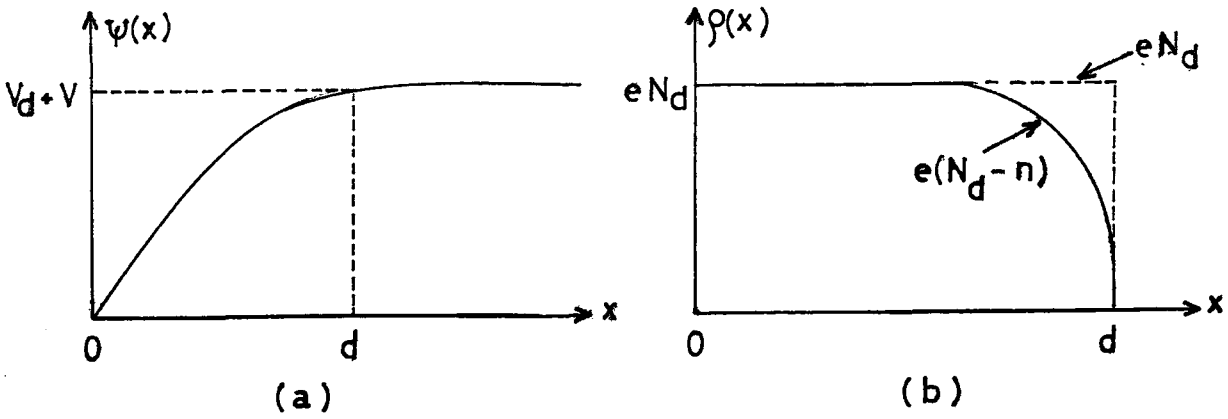
Bu ifadeden de görüldüğü gibi uygulama voltajı arttığında kapasite azalır, d ise artar. Eğer C , N_D 'nin bir fonksiyonu olarak düşünülecek olursa, N_D 'nin artması ile C artar, buna bağlı olarak d azalır. (2.41) denkleminde N_D ve V_D 'yi veren ifadeleri elde edebiliriz. Son denklem

$$\frac{1}{C^2} = \frac{2(V_D + V)}{e \epsilon_s \epsilon_0 N_D} \quad (2.42)$$

şeklinde yazılabilir. C^2 - V grafiği bir doğru verir. Bu doğrunun eğiminden,

$$N_D = \frac{2}{e \epsilon_s \epsilon_0} \cdot \frac{dV}{d(1/C^2)} \quad (2.43)$$

elde edilir. Doğrunun V eksenini kestiği nokta V_D difüzyon potansiyelini verir.



Şekil 2.6. Metal-n-tipi yarıiletken doğrultucu kontağın a) potansiyel dağılımı b) yük dağılımı.

2.6. Metal-Yarıiletken Schottky Diyodlarda Arayüzey Tabakasının Etkileri

Schottky-Mott teorisine göre Schottky diyodlarda engel yüksekliği metalle yarıiletkenin iş fonksiyonları arasındaki farka eşittir, yani engel yüksekliği metalin iş fonksiyonuna çok sıkı bir şekilde bağlıdır. Fakat yapılan deneylerden elde edilen sonuçlar^(15, 17) engel yüksekliğinin metalin iş fonksiyonundan bağımsız olduğunu gösterdi. n-tipi bir yarıiletken ile doğrultucu kontak haline getirilen bir metalin p-tipi için omik kontak oluşturması gerekirken doğrultucu kontakda oluşturabileceği bulundu. Bardeen ¹⁴ (1947), yarıiletken üzerindeki yüzey halleri cinsinden bunu açıkladı. Bu yüzey halleri yarıiletkenin içini metalden perdeler ve difüzyon potansiyelinin ve dolayısıyla engel yüksekliğinin gerçek değerinden farklı olmasına sebep olurlar. Yine Bardeen modeli, metal ile yarıiletken arasında bir yalıtkan tabakanın varlığını da kabul eder¹⁴.

Arayüzey halleri, tahmin edilen ve gözlenen Schottky engel yüksekliklerinin arasındaki farktan dolayı hesaba katılır. Bu arayüzey (yüzey) hallerini dört tipe ayırabiliriz: a) Metal ile kontakta önce yarıiletken ve vakum seviyeleri arayüzeyinde mevcut olan asal yüzey halleri¹⁷, bunlar genel olarak yarıiletken kristalin periyodik yapısının yüzeyde kesilmesinden ortaya çıkarlar¹⁵. b) Metal ile kontakta sonra ortaya çıkan asal olmayan (extrinsic) yüzey halleri; bunlar yarıiletkenin yüzeyinde yığılmış olan yabancı atomların varlığından veya metalin yeteri kadar temiz olmayışından dolayı oluşan yüzey halleridir¹⁵. c) Hem yarıiletkenin yüzeyinde hem de yarıiletkenin gövdesinde bulunan kusurlar (defects) ve kirlere ortamdan çıkan asal olmayan yüzey halleri^(32, 33), bu haller metal buharlaştırıldığında yarıiletkenin ince bir tabakasıyla (arayüzey tabakası) metalden ayrılırlar¹⁵. Bu durumda, bu hallerin yarıiletkenle dengede olduğu söylenir^(7,15,17,34). d) Arayüzey kimyasal reaksiyonlarından ortaya çıkan arayüzey halleri^(35,36) veya metalle uyarılan yüzey halleri. Metallerden bazıları temiz yarıiletkenin yüzeyine buharlaştırıldıklarında metal ile yarıiletken arasında kuvvetli bir kimyasal reaksiyon meydana gelir. Bu reaksiyondan dolayı arayüzeyde arayüzey tabakası olarak kabul edilen yeni bir bileşik ve dolayısıyla yeni arayüzey halleri ortaya çıkmış olur¹⁵. Metalle uyarılan veya metalle sebep olunan haller (metal-induced gap states-MIGS), metalden yarıiletkenine yük transferiyle ortaya çıkan hallerdir. Bir metal bir yarıiletkenin yüzeyine temas ettirildiğinde (kontak

haline getirildiğinde) MIGS'ler yarıiletkenin yüzeyindeki asal yüzey hallerinin yerine geçebilirler(15, 37-39).

Deneysel olarak bu dört tipin varlığı gösterilmiştir. Teorik hesaplamalarda bu arayüzeylerin yapısı ve özellikleri güvenilir bir şekilde tartışılmıştır. Bu dört tip arayüzey hallerinin Schottky diyod karakteristiklerinin beklenilenden farklı çıkmasına sebep oldukları hem deneysel hem de teorik olarak gösterilmiştir.

Bunlara ilave olarak, metalle yarıiletken arasındaki ince oksit tabakası band yapısı karakterine sahip değildir ve metal-yarıiletken kontaktardaki etkisi aşağıdaki gibi sıralanabilir (Şekil 2.8)³⁰.

1) Bu tabakadaki potansiyel düşmesinden dolayı termal dengedeki sıfır beslem engel yüksekliği ideal bir Schottky diyodunkinden daha düşük olacak.

2) Elektronlar, bu tabakadan dolayı oluşan engelin içinden geçerler (tunelleme) ve bu durum Schottky parametrelerinin beklenilenden farklı çıkmasına sebep olur.

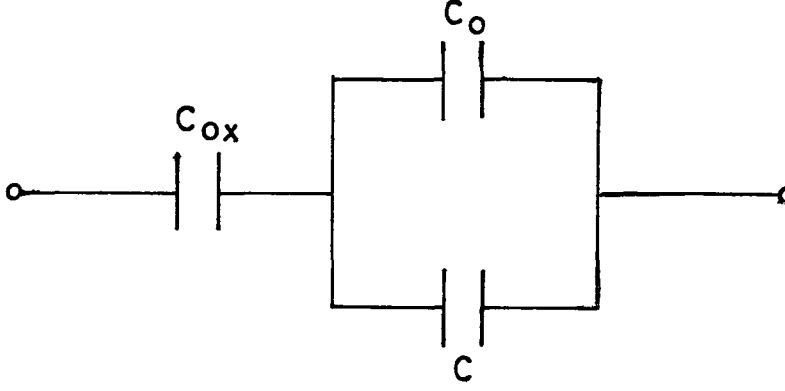
3) Bir gerilim uygulandığında, bu gerilimin bir kısmı arayüzey tabakası boyunca düşeceğinden (Şekil 2.8) engel yüksekliği uygulanan gerilimin bir fonksiyonu olur. Engel yüksekliğinin bu beslem bağımlılığı, I-V karakteristiklerinin biçiminin değişmesine sebep olur. Bu durum ideallikten sapma olarak tanımlanır ve idealite faktörü olan n cinsinden ifade edilir.

Ayrıca, arayüzey tabakası ve arayüzey hallerinin Schottky diyod kapasitesine etki ve katkılarına aşağıdaki gibi işaret edilebilir.

20 °A'dan daha küçük kalınlıklı arayüzey tabakası için arayüzey halleri metalle, 20 °A'dan daha büyük kalınlıklı arayüzey tabakası için arayüzey halleri yarıiletkenle dengededir.

Arayüzey halleri, yüksek frekanslarda ($f > 1\text{MHz}$) ac sinyaline cevap veremediğinden engel kapasitesine katkıda bulunamazlar. Bundan dolayı, arayüzey hal yoğunluğu beslemele değişmez ve sabit kalır.

Düşük frekanslarda, arayüzey tabakalı Schottky diyod için eşdeğer devre aşağıdaki gibi verilir³⁰.



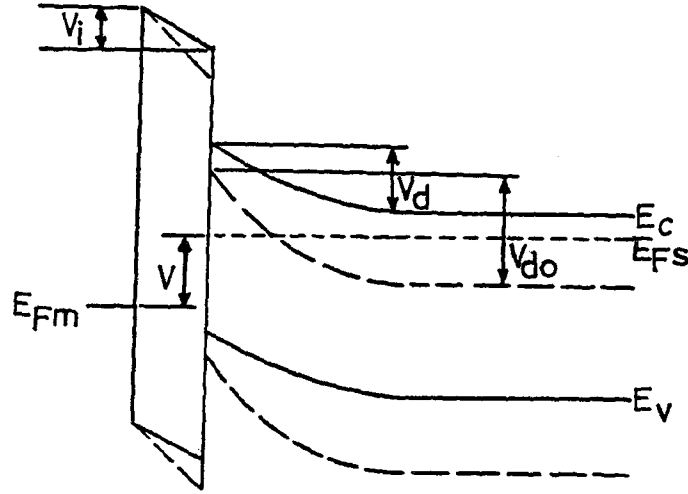
Şekil 2.7. Düşük frekanslardaki C-V ölçümleri için Schottky diyod eşdeğer devresi. C_{ox} : arayüzey tabakası kapasitesi, C_o : arayüzey hallerinin kapasitesi, C : Schottky engel kapasitesi.

Şekil 2.7'den de görüldüğü gibi arayüzey tabakası kapasitesi C_{ox} , diğer iki kapasiteyle seri bağlıdır. Arayüzey tabakası ince olduğundan C_{ox} çok büyüktür ve hesaplamalarda ihmal edilebilir.

2.6.1. İdealite Faktörü n 'nin Üzerine MIS Potansiyel Dağılımının Etkisi

Kontak boyunca statik potansiyel dağılımı oksit tabakanın varlığından etkilenir. Gauss teoremi, katılarda ve yarıiletkenin tam içinde elektrik alanının ϵ_s/ϵ_i (burada ϵ_i arayüzey tabakasının dielektrik sabitidir) ile orantılı olduğunu ifade eder. Ancak bu, arayüzeyde bir arayüzey yük yoğunluğu olmadığı sürece geçerlidir. Böyle bir yük yoğunluğu, arayüzey hallerinde bulunan net bir yük veya yarıiletkenin yüzeyinde toplanan hareketli yükler olarak ortaya çıkabilir ¹⁷.

Şekil 2.8'deki n-tipi diyod için, yüzey (difüzyon) potansiyeli V_D ve oksit tabaka boyunca düşen V_i potansiyeli pozitif olarak alınır. Bu doğru beslem potansiyeli (pozitif) V için ΔV_D ve ΔV_i 'nin negatif olduğunu gösterir. Diğer mekanizmalardan



Şekil 2.8. Kimyasal olarak hazırlanmış Schottky engel kontağın (MIS) enerji-band diyagramı.(- - -) sıfır beslemde, (—) doğru beslem altında.

(rekombinasyon akımları gibi) idealite faktörü n değerine olan katkıları çok küçük olursa, difüzyon potansiyelindeki değişimin uygulanan gerilimle ilişkisi

$$n = - V / \Delta V_d \quad (2.44)$$

bağıntısıyla verilir. Burada ΔV_d , uygulanan V geriliminin bir sonucu olarak yüzey potansiyelindeki değişim miktarıdır. Arayüzey ve diğer mekanizmaların katkılarının olmadığı durum için, (2.44) eşitliği yaklaşık olarak bire eşittir. $\Delta V = (\Delta V_d + \Delta V_j)$ 'yi kullanarak (2.44) eşitliğini

$$\frac{1}{n(V)} = - \frac{dV_d}{dV} = 1 + \frac{dV_j}{dV} \quad (2.45)$$

şeklinde yazabiliriz.

Metal üzerindeki yüzey yüküne Gauss kanununu uygulayarak

$$\Delta V_j = - \delta \left(\frac{\Delta Q_m}{\epsilon_j} \right) \quad (2.46)$$

eşitliğini elde ederiz. Nötrallik şartından dolayı

$$Q_m + Q_{ss} + Q_{sc} = 0 \quad (2.47)$$

şeklinde yazılır. burada Q_m metal üzerindeki yük, Q_{ss} arayüzey hallerinde mevcut net yük ve Q_{sc} iyonize olmuş donorlardan dolayı yarıiletkenin arınma bölgesinde oluşan yüküdür. Böylece (2.46) denklemini.

$$\Delta V_i = \frac{\delta}{\epsilon_i} (\Delta Q_{sc} + \Delta Q_{ss}) \quad (2.48)$$

şeklini alır ve türevi alındığında

$$\frac{dV_i}{dV} = \frac{\delta}{\epsilon_i} \frac{d}{dV} (Q_{sc} + Q_{ss}) = \frac{\delta}{\epsilon_i} \left(\frac{dQ_{sc}}{dV_d} \cdot \frac{dV_d}{dV} + \frac{dQ_{ss}}{dV} \right) \quad (2.49)$$

olur. Burada δ arayüzey tabakasının kalınlığıdır. Arınma bölgesinde difüzyon potansiyeli ve yük değişiminden (arınma bölgesi yaklaşımı)

$$\frac{dQ_{sc}}{dV_d} = \frac{\epsilon_s}{d} \quad (2.50)$$

eşitliği yazılabilir. Burada $d = \{(2 \epsilon_s / e N_D) V_d\}^{1/2}$ şeklinde olup yarıiletkendeki arınma bölgesinin genişliğidir, N_D yarıiletkendeki donör konsantrasyonudur.

Arayüzey halleri iki alt grup halinde incelenebilir. Bu gruplardan birindeki haller [grup (a)] metal ile dengededir ve diğer gruptaki haller de [grup (b)] yarıiletken ile dengededir. Bu hallerin yoğunlukları sırasıyla N_{sa} ve N_{sb} 'dir ve δ 'ya bağlı olarak değişebilecekleri farzedilir.

Metal ile dengedeki arayüzey halleri için, işgal değişimi metaldeki Fermi enerjisine göre hallerin enerjisindeki değişim ile tayin edilir. Bu değişim dV_i 'dir. Böylece

$$\frac{\partial Q_{ss}}{\partial V_i} = - e N_{sa} \text{ olur.}$$

Yarıiletken ile dengedeki haller için, işgal değişimi yarıiletkendeki Fermi seviyesine göre hallerin enerjisindeki değişim ile tayin edilir. Bu değişim dV_d 'dir. Böylece

$$\frac{\partial Q_{ss}}{\partial Y_d} = -e N_{sb} \text{ olur. Genel olarak}$$

$$\frac{dQ_{ss}}{dV} = \frac{\partial Q_{ss}}{\partial Y_i} \frac{dY_i}{dV} + \frac{\partial Q_{ss}}{\partial Y_d} \cdot \frac{dY_d}{dV} \quad (2.51)$$

yazılabilir. (2.51) denklemi (2.49) denkleminde yerine yazılır ve yeniden düzenlenirse

$$n = 1 + \frac{(\delta / \epsilon_i) [(\epsilon_s / d) + e N_{sb}]}{1 + (\delta / \epsilon_i) e N_{sa}} \quad (2.52)$$

ifadesi elde edilir. Denklem (2.52)'nin üç tane limit durumu aşağıdaki gibi göz önüne alınabilir.

i) Arayüzey hallerinin yoğunluğu potansiyel dağılımını etkilemeyecek kadar küçükse (2.52) bağıntısı

$$n = 1 + \frac{\delta \epsilon_s}{\epsilon_i d} \quad (2.53)$$

eşitliğine indirgenir.

ii) Arayüzey hallerinin tümünün metalle dengede olduğu durum için $N_{sb} \rightarrow 0$ olur. Böylece (2.52) denklemi

$$n = 1 + \frac{\delta \epsilon_s}{d (\epsilon_i + \delta e N_{sa})} \quad (2.54)$$

şekline dönüşür.

iii) Arayüzey hallerinin hepsinin yarıiletken ile dengede olduğu durum için $N_{sa} \rightarrow 0$ dır. Böylece (2.52) denklemi

$$n = 1 + \frac{\delta}{\epsilon_i} \left(\frac{\epsilon_s}{d} + e N_{sb} \right) \quad (2.55)$$

şekline indirgenir. Bu durum, kalın oksit tabakaları için geçerli olan sonuçtur. Arayüzey hallerinin metalle dengede olduğu durum için oksit tabakası kalınlığı daha incedir¹⁷.

3. DENEY SİSTEMİ VE ÖLÇÜLER

3.1. Kristallerin Hazırlanması ve Temizlenmesi

Bu çalışmada, [111] doğrultusunda floating zone tekniğiyle büyütülmüş 1400 Ω -cm öz dirençli n-tipi silisyum kristali kullanıldı. Bu kristal Almanya'nın Wacker Chemitronic firmasından temin edildi. [111] doğrultusuna dik olarak kesilen dilimlerin kalınlığı yaklaşık 500-700 μm idi. Bu dilimler, Metal Research firmasının Macrotome-2 kristal kesme cihazı ile kesildi ve 3x3 mm²'lik küçük parçalara ayrıldı.

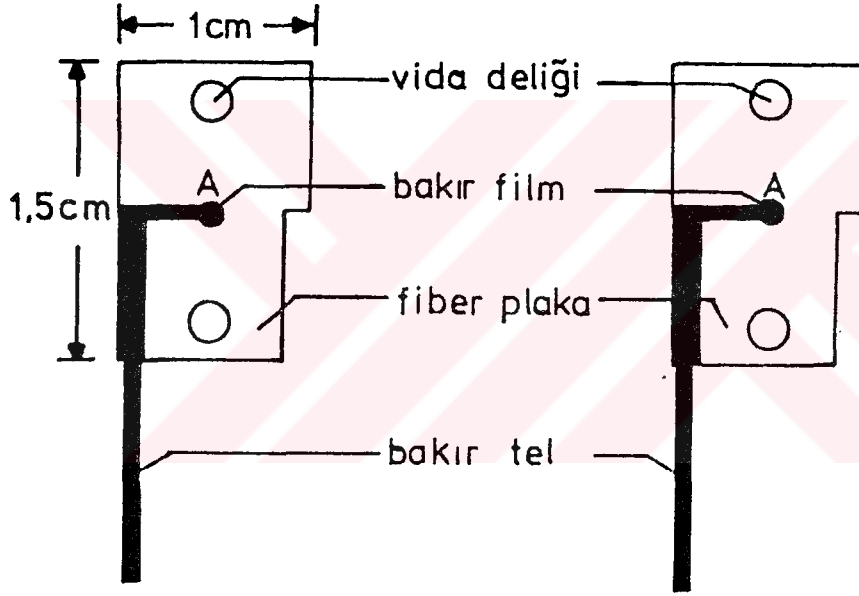
Kristaller, mekanik ve kimyasal olmak üzere iki aşamada temizlendi. Mekanik temizleme, pürüzsüz bir cam üzerinde saf su ile sulandırılmış SiC (silisyum karpit) tozu ile yapıldı. Bu küçük parçalar 90-110 μm 'ye kadar inceltildi. Mekanik temizlemeden sonra kristal yüzeyindeki kusurların ve organik kirlerin etkisini en aza indirebilmek için bu numuneler sırasıyla, izopropil alkolde, sulandırılmış HF'de (H₂O: HF; 15:1), kral suyunda (HCL: HNO₃; 3:1), tekrar sulandırılmış HF'de ve saf suda temizlendi. Daha sonra kristaller kimyasal olarak CP-4 (HNO₃: HF: CH₃COOH; 2:1:1) içinde 2-3 dk kadar bekletilerek parlatıldı. Kimyasal temizlemeden sonra kristallerin kalınlıkları 30-60 μm 'ye kadar düştü.

3.2. Metal (Omik)- Yarıiletken-Metal (Doğrultucu) Yapıların Oluşturulması

Kimyasal temizleme yapıldıktan hemen sonra, kristal numune vakum cihazına (kaplama ünitesi) yerleştirildi. Kontak geometrisinin belirlenebilmesi için 1,5 veya 2 mm çapında dairesel maskeler kullanıldı. Omik kontak için, Au-Sb (% 0.1 Sb) izopropil alkolle iyice temizlendikten sonra vakum cihazına yerleştirilerek 10⁻⁵ Torr basınçta Si'nin yüzeyine buharlaştırıldı. Au-Sb/n-Si sistemi yine vakum cihazında 10⁻⁵ Torr basınçta eutektik sıcaklık olan⁹ 400°C'ye kadar düzenli ısıtılmak suretiyle (100 °C/dak) Au-Sb/n-tipi Si alaşımı yapıldı. Bu işlemler esnasında sıcaklık, kromel-alümel termocuğu ile kontrol edildi. Pratikte buharlaştırma ile doğrudan omik kontak elde etmek zor olduğundan, alaşım yapmaya ihtiyaç duyuldu.

Bir yüzeyinde omik kontak oluşturulan numunelerin diğer yüzeyine doğrultucu kontak uygulamak için, aynı vakum cihazında % 99.99 saflıkta aliminyum metali buharlaştırıldı. Metal buharlaştırılırken kristalin ısınmamasına özellikle dikkat edildi. Doğrultucu kantağın geometrisini belirlemek için 1.0 mm çapındaki maskeler kullanıldı. Burada, yine Al metali buharlaştırılmadan önce izopropil alkolde iyice temizlendi. Böylece metal (omik) yarıiletken-metal (doğrultucu) (Au-Sb/ n-Si/Al) yapıları elde edilmiş oldu.

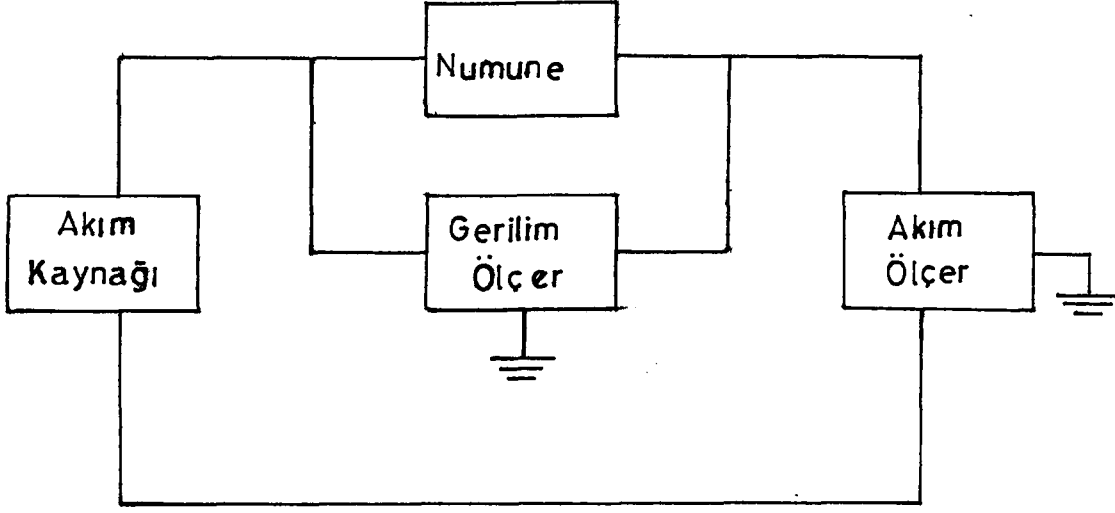
Numunelerin elektriksel bağlantılarını sağlamak için Şekil 3.1'de gösterilen plakalar hazırlandı. Numuneler bu plakaların tam ortasındaki A noktasına yerleştirilerek somunlu vidalar vasıtasıyla sıkıştırıldı.



Şekil 3.1. Numunelerin yerleştirildiği fiber plakalar.

3.3. Akım-Gerilim Ölçü Sistemi ve Akım-Gerilim Karakteristiklerinden Schottky Diyod Parametrelerinin Çıkarılması

Akım-gerilim ölçü sisteminin blok diyagramı Şekil 3.2'de gösterilmiştir. Bu sistemde "Keitley Instruments Firması" imalatı olan 610 C Elektrometresi, 163 Digital Voltmetre ve 225 Current Source kullanıldı. Numune akımını sağlayan sabit akım kaynağı, 10^{-9} - 10^{-1} A bölgesinde pozitif veya negatif polariteli dc akımları verebilmektedir. Numuneden geçen akımı ölçen ampermetrenin ölçüm aralığı ise 10^{-15} - 1 A'dır. Diyodların akım-gerilim değerleri çok hassas bir şekilde ölçülerek yarılogaritmik kağıtlara çizildi.



Şekil 3.2. Akım-gerilim ölçmelerinde kullanılan sistemin blok diyagramı

$\rho = 1400 \Omega\text{-cm}$ öz dirençli n-tipi silisyum için mobilite $\mu_n = 1500 \text{ cm}^2/\text{V.s}$, iletkenlik bandındaki hal yoğunluğu $N_C = 2,8 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ 'tür⁹. Bu değerleri kullanarak serbest taşıyıcı elektron yoğunluğu ve Fermi enerjisi

$$N_d = 1/e \cdot \rho \cdot \mu_n \quad \text{ve} \quad N_d = N_C \exp[(E_C - E_F)/kT] \quad (3.1)$$

bağıntılarından $N_d = 2.98 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ ve $E_F = 0.41 \text{ eV}$ olarak bulunur. Yarıiletkenin elektron yakınlığı $\chi_s = 4.05 \text{ eV}$ ⁹ olduğundan yarıiletkenin iş fonksiyonu $\Phi_s = \chi_s + E_F = 4.46 \text{ eV}$ olarak bulunur. Doğrultucu kontak için kullanılan alüminyum metalinin iş fonksiyonu $\Phi_m = 4.28 \text{ eV}$ 'dur⁹.

Schottky engel yüksekliğinin ve idealite faktörü n'nin belirlenmesi için gerekli temel denklem

$$I = AR_n^* T^2 \exp\left(-\frac{e\Phi_{bn}}{kT}\right) \left\{ \exp(eV/kT) - 1 \right\} \quad (2.21)$$

ile verilir. Burada A diyot alanı, Φ_{bn} engel yüksekliğidir. Engel yüksekliği Schottky bölgesindeki elektrik alanı ve dolayısıyla uygulanan gerilime kuvvetli bir şekilde bağlıdır. Bundan dolayı engel yüksekliği imaj kuvvetin ve arayüzey tabakasının bir sonucu olarak alçalır, böyle bir durumda Φ_{bn} 'nin yerine etkin engel yüksekliği Φ_e kullanılır ve

$$\Phi_e = \Phi_{bn,o} - \Delta \Phi_{bn,o} + \Gamma V \quad (3.2)$$

veya

$$\Phi_e = \Phi_b + \Gamma V \quad (3.3)$$

ile tanımlanır. Burada $\Phi_b = \Phi_{bn,o} - \Delta \Phi_{bn,o}$ olarak alındı. $\Phi_{bn,o}$ sıfır beslemde (termal dengede) engel yüksekliğidir. $\Delta \Phi_{bn,o}$ da, sıfır beslemde imaj kuvvetten dolayı engel alçalmasıdır. Γ , etkin engel yüksekliğinin voltaj katsayısıdır ve $\Gamma = \partial \Phi_e / \partial V =$ besleme etkin engeldeki değişim (Pozitif bir katsayı olduğu fazedilir). Böylece akım ifadesi

$$\begin{aligned} I &= AR_n^* T^2 \exp [-e (\Phi_b + \Gamma V) / kT] [\exp (eV / kT) - 1], \\ &= I_0 \exp (-\Gamma eV / kT) [\exp (eV / kT) - 1] \end{aligned} \quad (3.4)$$

burada

$$I_0 = AR_n^* T^2 \exp (-e \Phi_b / kT) \quad (3.5)$$

$$1/n = 1 - \Gamma = 1 - (\partial \Phi_e / \partial V) \text{ olarak denklem (3.4)}$$

$$I = I_0 \exp (eV / nkT) [1 - \exp (-eV / kT)] \quad (3.6)$$

şekline dönüşür.

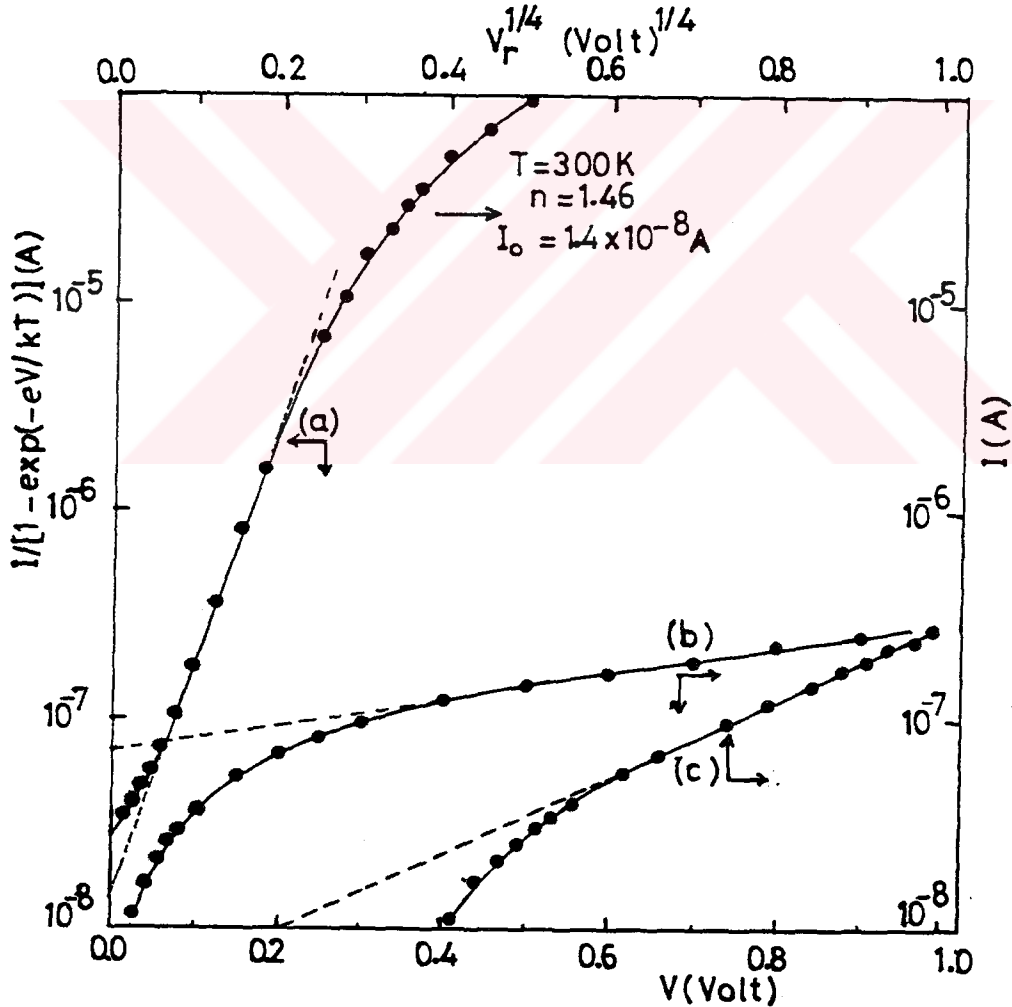
İdealite faktörü n 'nin hesaplanmasında, $V < 3kT/e$ için, (3.6) ifadesi (2.21)'e göre daha kullanışlıdır. Çünkü, n 'nin sabit olduğu bölgede $\ln\{1/[1 - \exp(-eV/kT)]\} - V$ grafiği $V < 3kT/e$ için bile bir doğrudur³⁰. Literatürlerde (2.21) ifadesi özellikle $V > 3kT/e$ için kullanılmaktadır. Fakat (2.21) n 'nin uygulanan gerilime bağlılığını ihtiva etmemektedir³⁰. Denklem (3.4)'de görüldüğü gibi n değeri uygulanan gerilimin bir fonksiyonudur. n 'nin uygulanan gerilime bağlılığının hesaplanmasında yine (3.6) ifadesi daha avantajlıdır³⁰. Bundan dolayı, (2.21) eşitliğini (3.6) eşitliğine dönüştürdük.

Doğru beslem [(omik kontak tarafı(-), doğrultucu kontak tarafı (+)) durumunda $\ln\{1/[1 - \exp(-eV/kT)]\}$ 'nin V 'ye göre grafiği Şekil 3.3.a'da görülmektedir. Bu grafiğin doğru kısmının $V=0$ iken düşey ekseni kestiği nokta I_0 doyma akımını verir

ve bu değer $1.4 \times 10^{-8} \text{ A}$ 'dır. (3.6) denkleminde diyodun idealite faktörü n hesaplanabilir. Denklem n 'ye göre düzenlenirse

$$\frac{I}{n} = \frac{kT}{e} \frac{d}{dV} \left\{ I / [1 - \exp(-eV/kT)] \right\} \quad (3.7)$$

elde edilir. Şekil 3.3.a'daki grafiğin doğru kısmının eğiminden ($T = 300 \text{ K}$) $n = 1.46$ bulundu. Yine, Şekil 3.3.b'de ve Şekil 3.3. c'de sırasıyla ters beslem $\ln I - V$ ve $\ln I - V_r^{1/4}$ grafikleri görülmektedir (Burada V_r ters beslem gerilimidir). Daha sonra tartışılacağı gibi, bu grafiklerden engel yüksekliği hesaplanamaz.



Şekil 3.3. Al/n-Si Schottky diyodun I-V karakteristikleri: a) Yarılogaritmik doğru beslem grafiği, b) Ters beslem $\ln I - V$ grafiği, c) Ters beslem $\ln I - V_r^{1/4}$ grafiği.

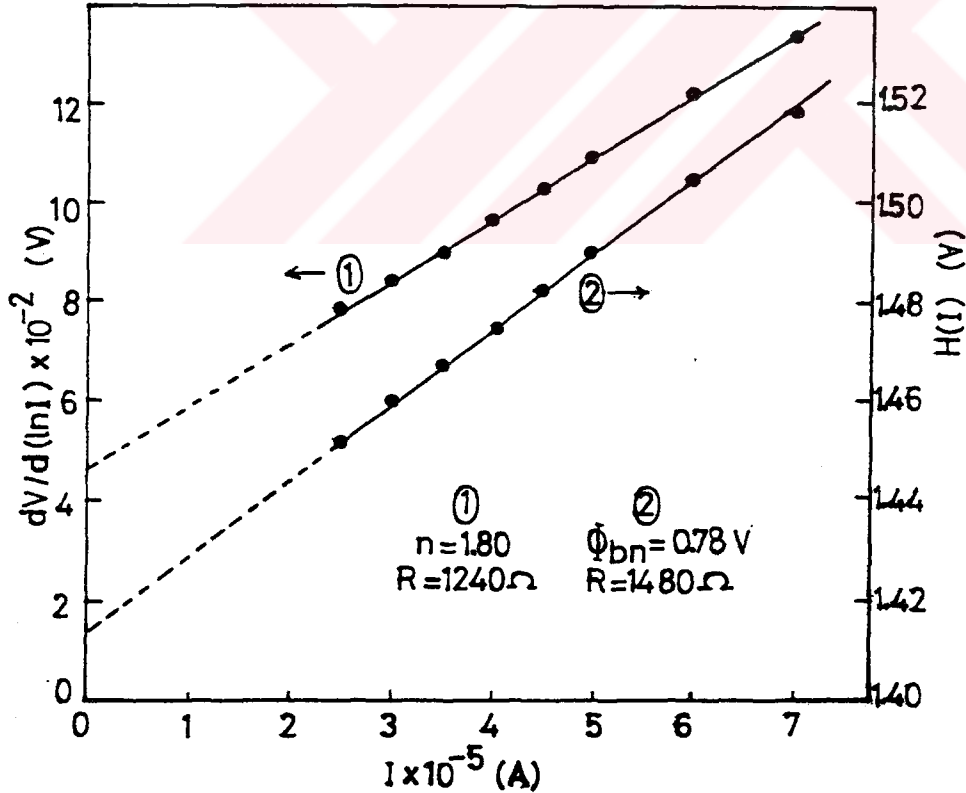
Ayrıca doğru beslem durumu için kesim (2.4.3) 'deki teoriye göre Cheung'un fonksiyonları olan

$$dV/d(\ln I) = IR + n/\beta \quad (2.30)$$

ve

$$H(I) = IR + n\Phi_{bn} \quad (2.32)$$

bağıntılarına ait tipik deneysel grafikler Şekil 3.4'de verilmiştir. $dV/d(\ln I)$ - I grafiğinde $I=0$ iken, doğrunun dikey eksenini kestiği nokta 4.6×10^{-2} volt'a karşılık gelmektedir. Eğer bu değer β ile çarpılırsa ($T = 300$ K) idealite faktörü $n = 1.80$ elde edilir. $H(I)$ - I grafiğinde $I = 0$ iken, $H(I)$ 'nin aldığı değer 1.414 Volt'a tekabül etmektedir. Denklem (2.32) gereğince bu değeri $n = 1.80$ 'e bölerek engel yüksekliği $e\Phi_{bn} = 0.78$ eV olarak bulundu. Her iki grafiğin eğiminden bulunan seri direnç değerleri sırasıyla $R = 1240 \Omega$ ve $R = 1480 \Omega$ 'dur.



Şekil 3.4 Al/n-Si Schottky diyodunun $dV/d(\ln I)$ - I ve $H(I)$ - I grafikleri.

Şekil 3.4'de kullanılan $dV/d(\ln I)$ ve $H(I)$ değerleri Tablo 3.1'de verilmiştir. Burada $H(I)$ denklem (2.31) kullanılarak hesaplandı. $dV/d(\ln I)$ ise, Şekil 3.3.a'daki

$\ln\{I/[1-\exp(-eV/kT)]\}$ - V grafiğinde, eğrinin büyük voltaj değerlerine karşılık gelen aşağı doğru bükülen bölgesinden elde edildi. Grafiğin bu kısmında her bir noktadan geçen teğetlerin eğiminden $dV/d(\ln I)$ değerleri bulundu.

Tablo 3.1. Deneysel Olarak Bulunan $H(I)$ ve $dV/d(\ln I)$ Değerleri

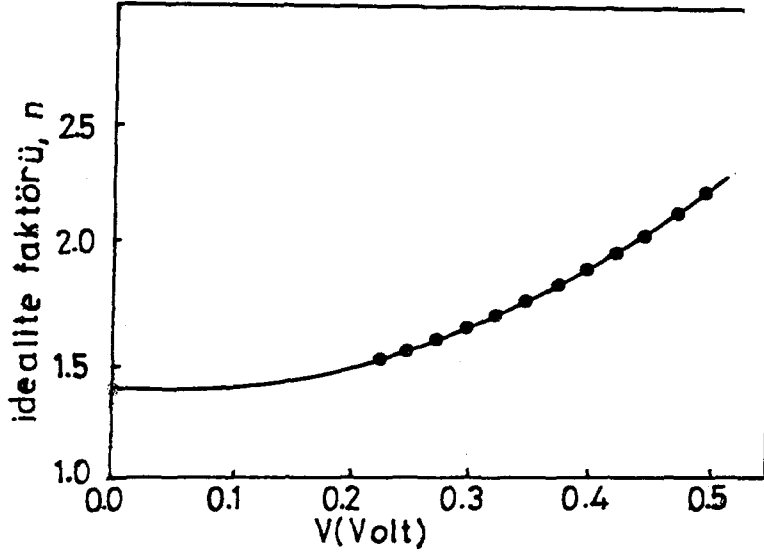
V(Volt)	I (amper)	$dV/d(\ln I)$ (m V)	$H(I)$ (Volt)
0.250	1.08×10^{-5}	62.1	1.410
0.300	1.8×10^{-5}	69.3	1.430
0.325	2.0×10^{-5}	71.5	1.444
0.350	3.0×10^{-5}	84.1	1.460
0.375	4.0×10^{-5}	96.0	1.474
0.400	5.0×10^{-5}	108.3	1.490
0.425	6.0×10^{-5}	122.4	1.504
0.450	7.0×10^{-5}	133.1	1.518

Tekrar Şekil 3.3a'daki $\ln\{I/[1-\exp(-eV/kT)]\}$ - V grafiğini gözönüne alalım. Bu grafiğin aşağı doğru konkav olarak bükülen kısmından idealite faktörünün değerlerini, $I/[1-\exp(-eV/kT)] = 1.4 \times 10^{-8} \exp(eV/nkT)$ bağıntısından hesaplayabiliriz⁴⁰. Elde edilen n değerleri Tablo 3.2'de verilmiştir. Uygulanan gerilimin fonksiyonu olarak idealite faktörünün değişimi Şekil 3.5'de görülmektedir.

Yarıiletken yüzeyde arayüzey hallerinin enerjisi E_S , iletkenlik bandının kenarı E_C 'ye göre

$$E_C - E_S = e\Phi_e - eV \quad (3.8)$$

ifadesiyle verilir⁴¹. Buradan $\Phi_e = 0.77$ eV (C-V karakteristiğinden) ve V, uygulanan gerilimdir. Denklem (3.8)'den elde edilen $E_C - E_S$ değerleri Tablo 3.2'de görülmektedir.



Şekil 3.5. Uygulanan gerilimin fonksiyonu olarak idealite faktörünün değişimi.

Kesim (2.6.1)'de arayüzey hallerinin yarıiletkenle dengede olduğu durum için idealite faktörü

$$n = 1 + \frac{\delta}{\epsilon_i} \left(-\frac{\epsilon_s}{d} + eN_{sb} \right) \quad (2.55)$$

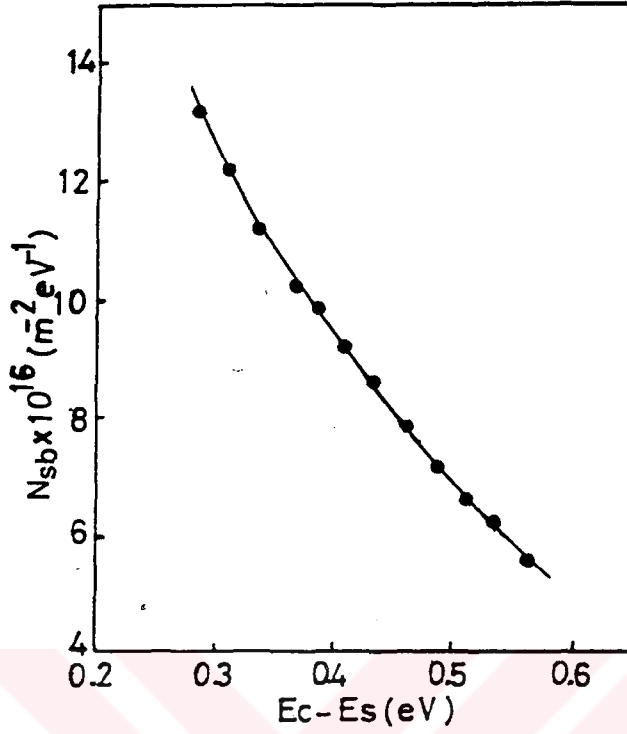
şeklinde verilmişti¹⁷. Bu ifade arayüzey hallerinin yoğunluğu olan N_{sb} 'ye göre düzenlenirse

$$N_{sb} = \frac{1}{e} \left[(n-1) \frac{\epsilon_i}{\delta} - \frac{\epsilon_s}{d} \right] \quad (3.9)$$

elde edilir. Burada d Schottky tabakasının genişliğidir ve $d = [(2\epsilon_s/eN_d)V_d]^{1/2}$ bağıntısından $d = 1.26 \times 10^{-5}$ m olarak hesaplandı¹⁷. Denklem (3.9)'da arayüzey tabakasının kalınlığı δ ile gösterilmiştir. Idealite faktörü 1.3 ile 1.5 arasında bir değer alırsa arayüzey tabakasının kalınlığı yaklaşık 20°A dur³⁰. Arayüzey tabakasının kalınlığı $\delta = 20^\circ\text{A} = 20 \times 10^{-10}$ m³⁰, $\epsilon_i = 3.54 \times 10^{-11}$ F/m¹⁷, $\epsilon_s = 1.04 \times 10^{-10}$ F/m¹⁷ ve $d = 1.26 \times 10^{-5}$ m değerleri alınarak, arayüzey hallerin yoğunluğu için Tablo 3.2'deki değerler bulunmuştur. Arayüzey hallerinin enerji dağılımı grafiği Şekil 3.6'da görülmektedir.

Tablo 3.2. Deneysel Olarak Bulunan n , $E_C - E_S$ ve N_{sb} Değerleri

V (Volt)	n (idealite faktörü)	$E_C - E_S$ (eV)	N_{sb} ($m^{-2} eV^{-1}$)
0.200	1.46	0.570	5.08×10^{16}
0.225	1.50	0.545	5.52×10^{16}
0.250	1.56	0.520	6.19×10^{16}
0.275	1.60	0.495	6.63×10^{16}
0.300	1.65	0.470	7.18×10^{16}
0.325	1.71	0.445	7.84×10^{16}
0.350	1.78	0.420	8.62×10^{16}
0.375	1.84	0.395	9.28×10^{16}
0.400	1.90	0.370	9.95×10^{16}
0.425	1.98	0.345	1.08×10^{17}
0.450	2.04	0.320	1.14×10^{17}
0.475	2.11	0.295	1.22×10^{17}
0.500	2.20	0.270	1.32×10^{17}



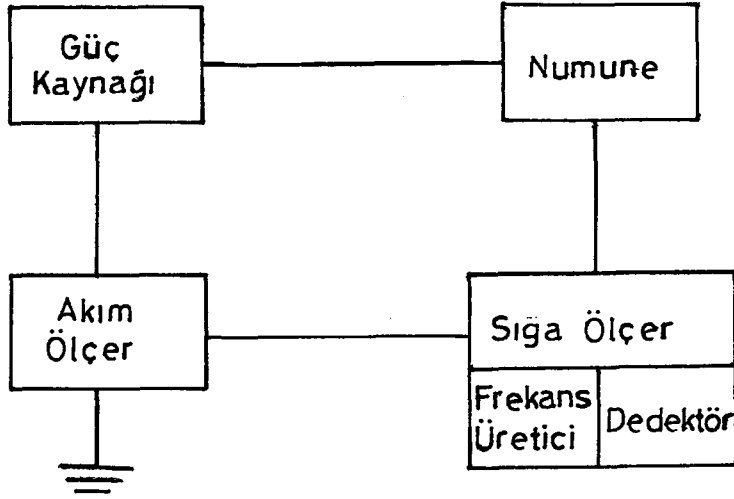
Şekil 3.6. Al/n-Si Schottky diyodunun arayüzey hallerinin enerji dağılım grafiği.

3.4. Kapasite-Gerilim Ölçü Sistemi ve Kapasite-Gerilim Karakteristikleri

Sığa-gerilim (C-V) ölçümleri için Şekil 3.7'de blok diyagramı verilen sistem kullanıldı. Sığa-gerilim ölçümleri oda sıcaklığında ($T=300$ K) ve farklı frekanslarda (50 kHz, 80 kHz, 100 kHz, 200 kHz, 500 kHz) alındı. Diyod dc gerilimi altında iken, genliği dc geriliminden çok küçük olan ω açısız frekanslı bir ac sinyali uygulanarak ölçümler alındı. Al/n-Si diyodunun farklı frekanslardaki sığa gerilim grafiği Şekil 3.8'de verilmiştir. Grafikte görüldüğü gibi, diyodun sığası artan frekansla azalmaktadır.

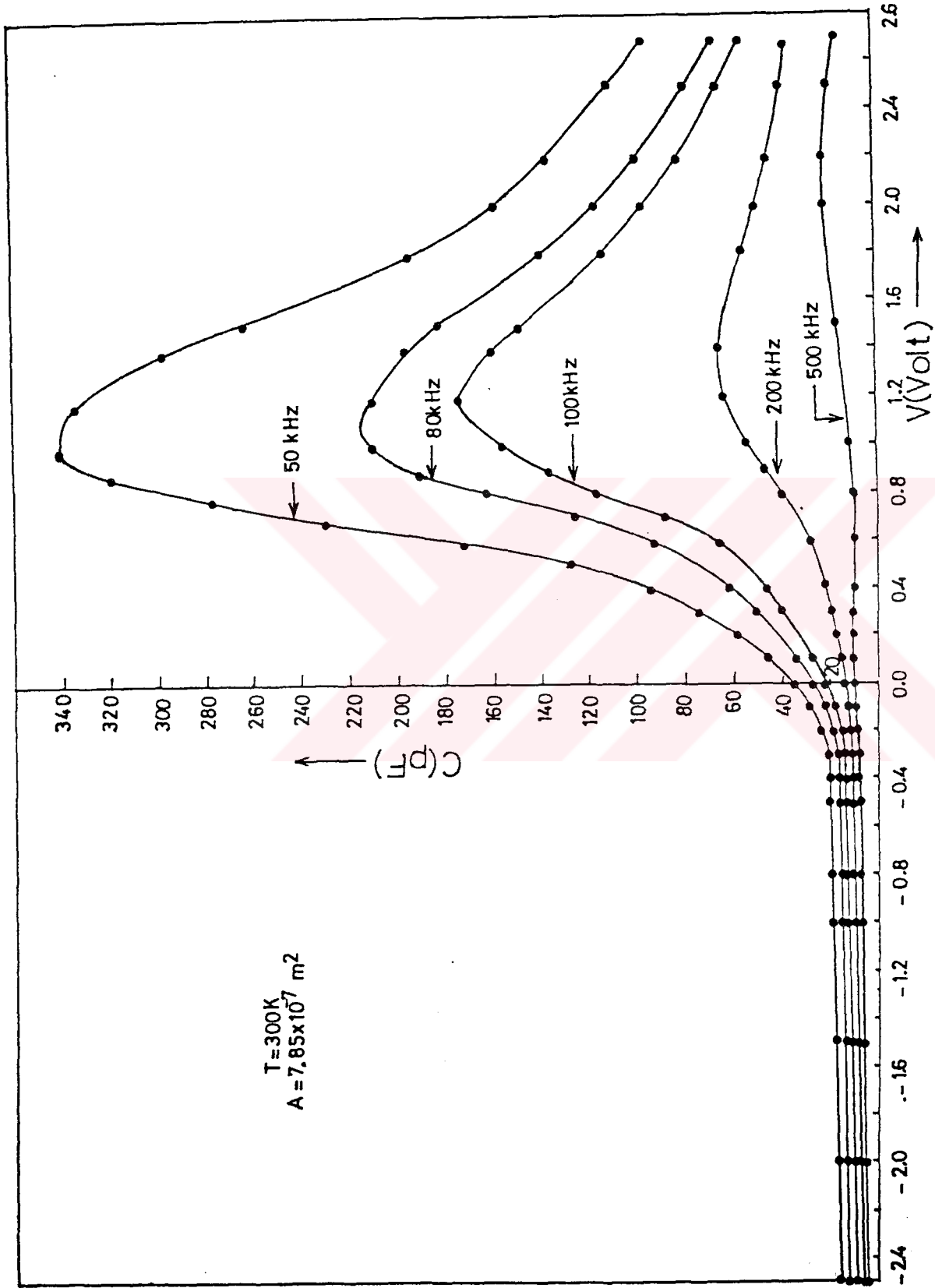
Schottky diyodunun ters beslem $C^{-2} - V$ grafiğinin denklem (2.42) gereğince bir doğru olması gerekir. Ancak Şekil 3.9'dan da görüldüğü gibi, bu grafik bir doğru değildir. Bunun sebebi kontak bölgesinde arayüzey hallerinin oluşturduğu artık sığadır⁽⁴¹⁻⁴⁴⁾. Denklem (2.41)

$$C = \frac{dQ}{dV} = \left[\frac{e \epsilon_s \epsilon_0 N_d}{2(V_d + V)} \right]^{1/2} \quad (2.41)$$

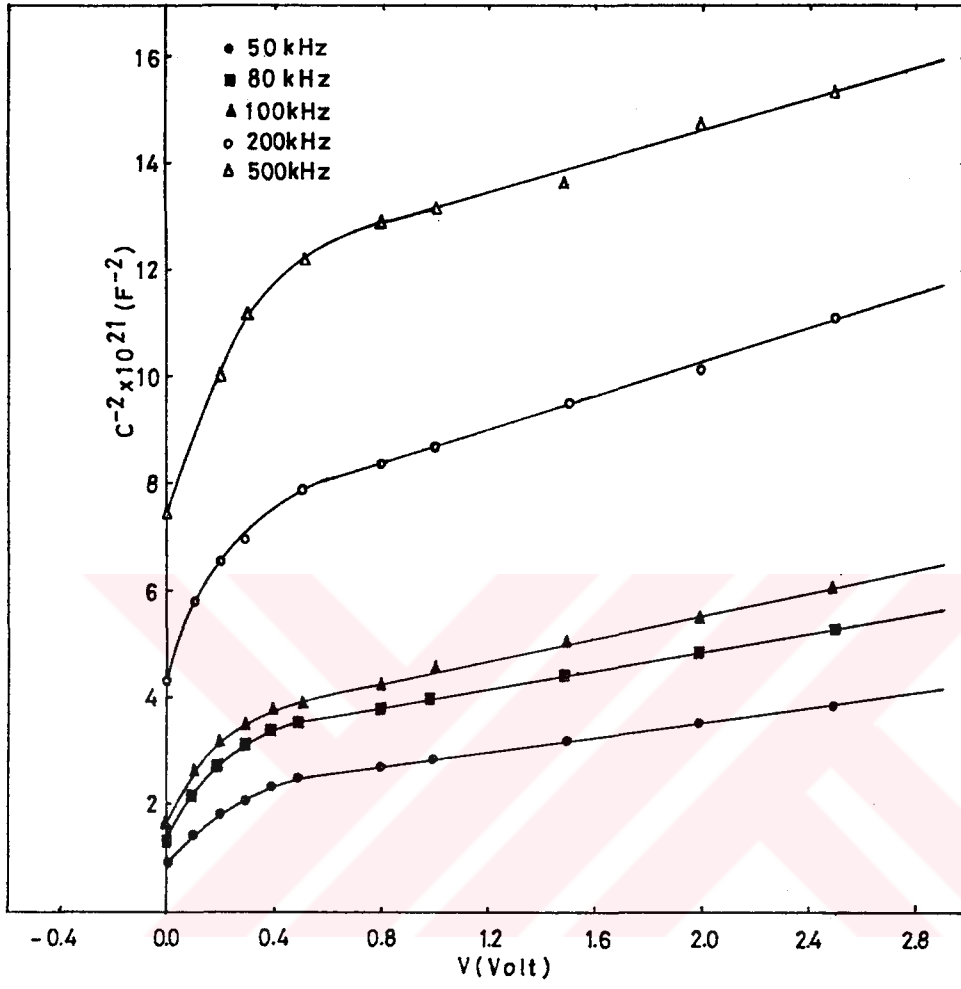


Şekil 3.7. Sığa-gerilim ölçmelerinde kullanılan sistemin blok diyagramı.

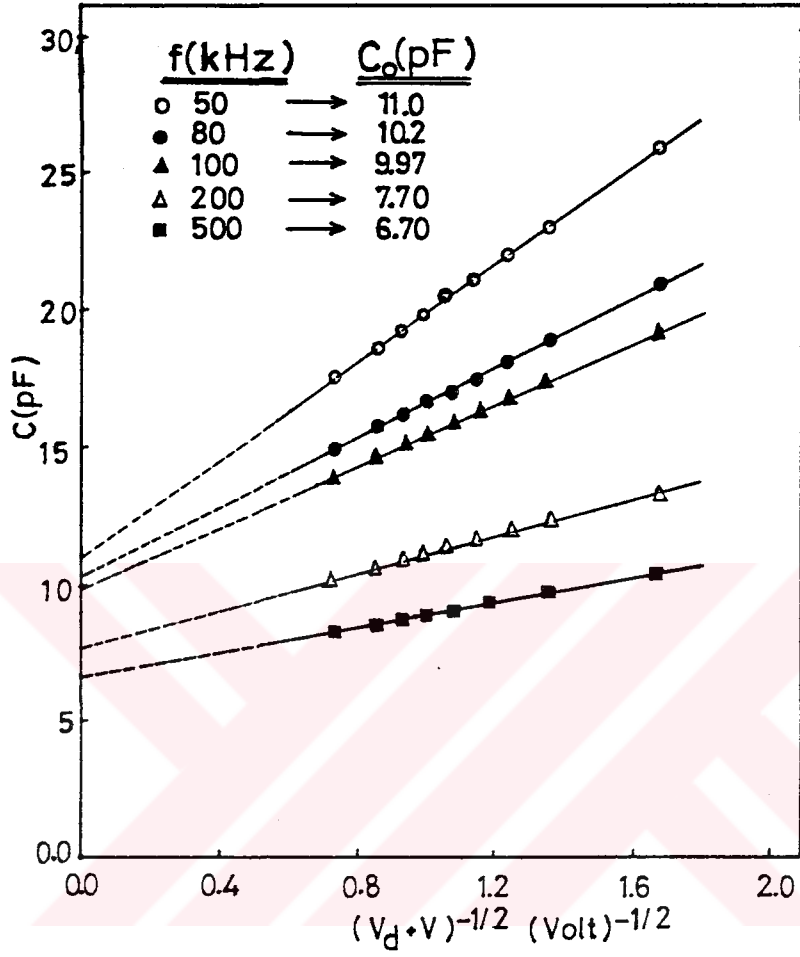
şeklinde idi. Denklemden görüldüğü gibi, C'nin $(V_D+V)^{-1/2}$, ye göre grafiği çizilecek olursa bir doğru elde edilir ve bu doğrunun orijinden geçmesi gerekir. Ancak arayüzey hallerinden kaynaklanan artık sığadan dolayı bu doğru orijinden geçmez^(30,42). Farklı frekanslar için C'nin $(V_D+V)^{-1/2}$ 'ye göre grafiği Şekil 3.10'da görülmektedir. Her bir frekans için $(V_D+V)^{-1/2} = 0$ iken doğruların düşey eksenini kestiği noktalar C_0 "artık sığa" ları verir. Grafikten bu sığalar; 50 kHz için 11 pF; 80 kHz için 10.2 pF; 100 kHz için 9.97 pF; 200 kHz için 7.7 pF ve 500 kHz için 6.7 pF olarak bulundu. Her frekans için bulunan C_0 artık sığa değerleri ölçülen C sığa değerlerinden çıkarılırsa, engel tabakasının sığası elde edilmiş olur. Ters beslem durumunda, arayüzey hallerinin uygulanan gerilimle değişmediği farzedildi. Daha sonra her bir frekansa karşılık gelen $(C-C_0)^{-2} - V$ grafikleri çizildi. Şekil 3.11'de görülen bu grafikler birer doğrudurlar. Her bir frekans için elde edilen doğruların ekstrapole edilmesiyle difüzyon potansiyeli için bulunan değer $V_D = 0.36$ Volt'tur. Difüzyon potansiyelinin bu değeri kullanılarak etkin engel yüksekliği $e\Phi_e = 0.77$ eV olarak bulundu. Yine Şekil 3.11'deki doğruların eğimlerinden ortalama donör yoğunluğu $N_D = 6.56 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ olarak elde edildi.



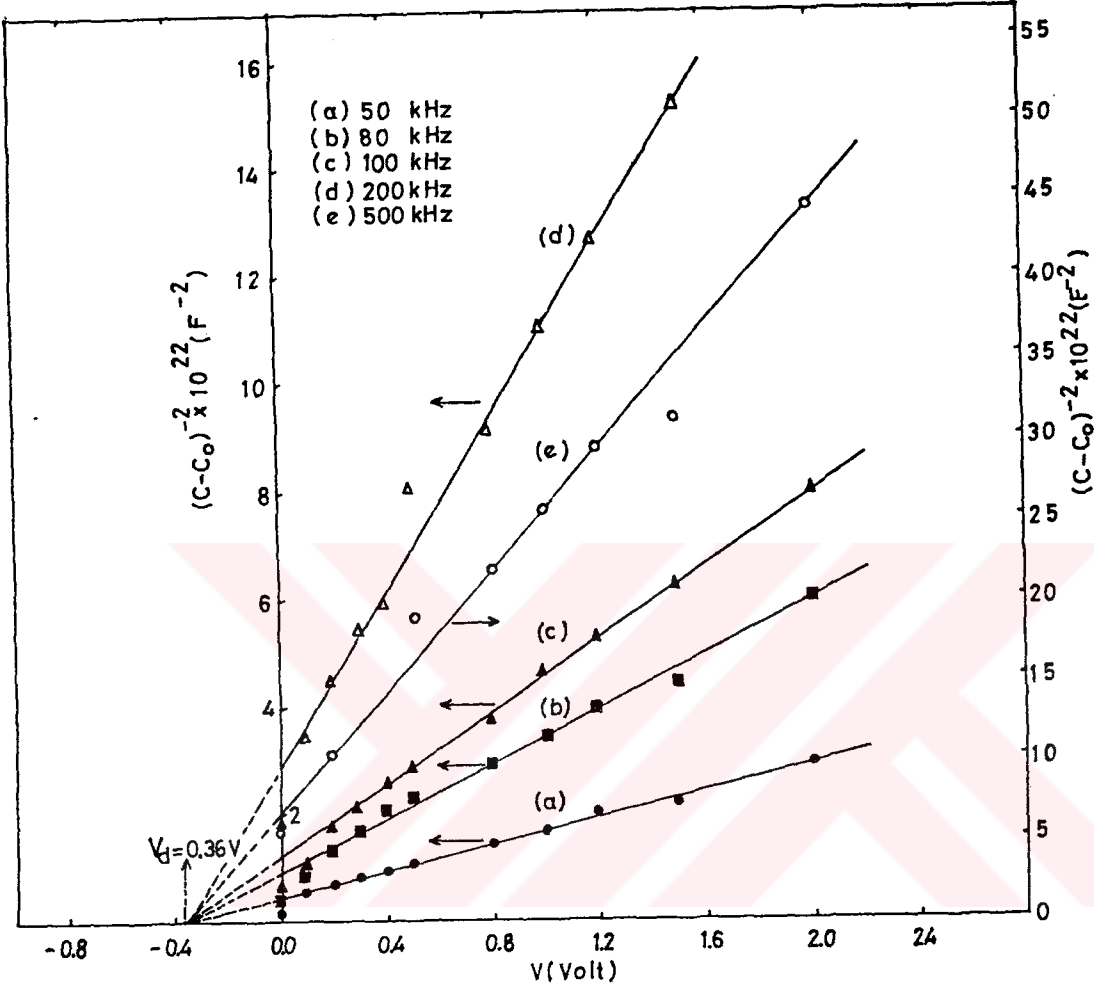
Şekil 3.8. Farklı frekanslarda uygulanan gerilimin fonksiyonu olarak ölçülen sıcaklıkların grafikleri.



Şekil3.9. Farklı frekanslarda Al/n-Si Schottky diyodunun ters beslem C^{-2} -V grafikleri.



Şekil 3.10. "Artık sığa" C_0 'ın tayini için farklı frekanslarda ters beslem $C-(V_D+V)^{-1/2}$ grafikleri.



Şekil 3.11. Farklı frekanslarda ters beslem $(C-C_0)^{-2} -V$ grafikleri.

4. SONUÇ VE TARTIŞMA

Bu çalışmada, [111] doğrultusunda floating zone tekniğiyle büyütülmüş 1400 Ω -cm öz dirençli ($N_D \cong 2,98 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$) n-tipi Si kristali kullanıldı. Bu kristale uygun kontaklar yapılarak metal-yarıiletken diyod yapısı elde edildi.

Au-Sb/n-Si/Al(=Al/n-Si) Schottky diyod yapısının çeşitli parametreleri I-V ve C-V ölçümlerinden elde edildi. C⁻² - V grafiği (C-C₀)⁻² -V grafiğine dönüştürülerek difüzyon potansiyeli $eV_D = 0.36 \text{ eV}$ olarak bulundu. Difüzyon potansiyelinin bu değeri kullanılarak etkin engel yüksekliği $e\Phi_e = 0.77 \text{ eV}$ olarak elde edildi. $\ln\{I/[1-\exp(-eV/kT)]\}$ - V grafiğinden idealite faktörü $n = 1.46$ olarak bulundu. Ayrıca, Şekil 3.4'deki $dV/d(\ln I)$ -I ve $H(I)$ -I grafiklerinden engel yüksekliği $e\Phi_{bn} = 0.78 \text{ eV}$, $n = 1.80$ ve seri direnç sırasıyla $R = 1240 \Omega$ ve $R = 1480 \Omega$ olarak hesaplandı. Şekil 3.11'deki grafikten elde edilen ortalama donör yoğunluğu, $N_D = 6.56 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ 'dür.

Yarı iletkenle arayüzey tabakası arasındaki arayüzey hallerinden dolayı bir artık kapasite söz konusu oldu. Bu artık kapasite herbir frekans için

$$f = 50 \text{ kHz} \Rightarrow C_0 = 11 \text{ pF}$$

$$f = 80 \text{ kHz} \Rightarrow C_0 = 10.2 \text{ pF}$$

$$f = 100 \text{ kHz} \Rightarrow C_0 = 9.97 \text{ pF}$$

$$f = 200 \text{ kHz} \Rightarrow C_0 = 7.7 \text{ pF}$$

$$f = 500 \text{ kHz} \Rightarrow C_0 = 6.7 \text{ pF}$$

olarak bulundu. Artık kapasite değerleri ölçülen kapasite değerlerinden çıkarılarak Schottky engel tabakası kapasiteleri elde edildi. Ayrıca, arayüzey hal yoğunlukları hesaplandı. Hesaplanan bu değerler Tablo 3.2'de verildi. İdealite faktörünün potansiyele göre değişimi Şekil 3.5'de ve arayüzey hallerinin uygulanan gerilimin bir fonksiyonu olarak enerji dağılımı da Şekil 3.6'da gösterildi.

Bu çalışmada arayüzey tabakası özelliklerinden (arayüzey tabakası kalınlığı ve

arayüzey halleri) dolayı Al/n-Si Schottky diyodunun ideal olmayan I-V ve C-V karakteristikleri incelendi. Diyodlarımızda arayüzey tabakası, Si yüzeyindeki yerli (tabii) oksit tabakasıdır. Yarıiletkenin yüzeyine metal buharlaştırma işlemi 10^{-5} Torr civarındaki vakum ünitelerinde yapılırsa ve yarıiletkenin yüzeyi kontak yapmak için kimyasal işlemlerle hazırlanırsa yaklaşık 10^{-20} °A civarında ince bir oksit tabakasının meydana gelmesi kaçınılmazdır. Bu oksit tabakasının özelliği ve kalınlığı tamamen yüzeylerin hazırlanması metoduna bağlıdır. Arayüzey tabakası, yarıiletken vakum sisteminin içine konulmadan önce yüzeyi üzerinde biriken su veya diğer buharlar vasıtasıyla da oluşabilir. Taze bir yüzeyin oluşması için yarılamak suretiyle hazırlanan kristaller vakum çemberi içine nakledilirken geçen çok kısa bir süre içinde bile oksitlenirler. Mesela 10^{-5} Torr'luk bir vakumda yüzeye çarpan gaz molekülleri yaklaşık 10^{-1} sn kadar kısa bir süre içinde bir "tek tabaka" nın (monolayer) inşasına sebep olurlar^(17,30,38). Çok yüksek bir vakum (UHV) sisteminde (10^{-10} Torr) basıncın düşmesi için uzun bir süre beklemek gerekir. Bu uzun sürede ister istemez Si yüzeyinde ince bir oksit tabakası meydana gelecektir³⁰. Kısaca metal-yarıiletken kontaklar hazırlanırken, metal ile yarıiletken arasında bir oksit tabakasının oluşması kaçınılmazdır.

Al/n-Si Schottky diyodlarının karakteristiklerinin ideal durumdan sapmasına Schottky engelinin imaj kuvvet düşmesi, Schottky bölgesindeki rekombinasyon ve yarıiletken gövdenin direnci de sebep olarak gösterilebilir. Fakat bu etkiler ihmal edilecek kadar küçüktür¹⁷. Ideallikten maksat $n = V/\Delta V_D$ 'nin gerçekleşmesidir¹⁷. Bu uygulanan gerilimin tümünün Schottky bölgesinde düşmesi anlamına gelmektedir. Bu ve buna yakın durumlar olduğu sürece Schottky diyod ideale yakın karakteristikler verir. Eğer bir arayüzey tabakası mevcutsa, uygulanan gerilimin bir kısmı oksit tabakası boyunca düşer ve ideallikten sapmalar gözlenir^(17,42-44). Arayüzey tabakasından ileri gelen arayüzey hallerinin de yarıiletken ile arayüzey tabakası arasındaki sınırdaki yasaklanmış enerji aralığında yüksek bir yoğunlukla mevcut olması beklenir.

Şekil 3.3 a, b ve c'den görüldüğü gibi Al/n-Si'un ters beslem doyma akımı I_r doğru besleminki ile uyuşma içinde değildir. Bu, ters beslem akımına ilave bir akımın olduğunu gösterir. Bu ilave akım arayüzey tabakası boyunca voltaj düşmesine atfedilir, çünkü bu tabakadaki voltaj düşmesi Schottky etkisine karşılık gelen voltaj düşmesinden daha büyüktür. Yani ters beslem I-V karakteristiklerinden elde edilen

engel yüksekliği, doğru beslem I-V karakteristiklerinden elde edilen engel yüksekliği değerinden oldukça farklıdır. Bunun sebebi, ters beslemdeki ilave engel düşmesinin hem arayüzey tabakası boyunca voltaj düşmesi hem de imaj kuvvet etkisinden ileri gelmesidir. Bundan dolayı I-V grafiğinin ters besleminde tam bir doyma (saturasyon) gözlenilmedi. Çünkü arayüzey tabakasının varlığı artan voltajla engel yüksekliğinin azalmasına ve ters beslem akımının artmasına sebep olur. O halde bu karakteristiklerden, termal denge durumundaki arayüzey tabakasız bir Schottky diyodun engel yüksekliğinin belirlenmesi yanlış olur.

Doğru beslem $\ln \{I/[1-\exp(-eV/kT)]\}$ -V grafiğinin doğru kısmından elde edilen 1.46'lık n değeri ile Cheung'un fonksiyonlarından (Şekil 3.4) elde edilen 1.80 değeri arasındaki farkı şöyle açıklayabiliriz. Birinci değer sadece arayüzey özelliklerinin etkisi altında, ikincisi hem arayüzey özellikleri hem de seri direnç etkisi altında belirlenmiştir. Çünkü ikinci değer doğru beslem I-V karakteristiğinin aşağı doğru konkav bölgesinden elde edilen Cheung grafiklerinden belirlendi.

Şekil 3.9'da görüldüğü gibi, 0-0.5 voltaj aralığında (tüm frekanslarda) eğride aşağı doğru bir bükülme gözlenmektedir. Bu duruma arayüzey hallerinden ileri gelen ve Schottky kapasitesi ile paralel olan "artık" veya "ilave" C_0 kapasitesinin sebep olduğu düşünüldü. Arayüzey tabakası kapasitesi çok büyük olduğundan ihmal edilmiştir. Çünkü engel (Schottky) kapasitesiyle seri bağlıdır. Her bir frekansa karşılık gelen artık kapasiteler $C-(Vd+V)^{-1/2}$ grafikleri (Şekil 3.10) yardımıyla bulundu, bu değerlerin artan frekansla azaldığı görüldü. Ters beslem durumunda, arayüzey hallerinin uygulanan gerilimle değişmediği farzedildi³⁰. $(C-C_0)^{-2}$ -V grafiğinden elde edilen ortalama $N_d = 6.56 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ değerinin, imalatçı tarafından verilen $2.98 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ ve Hall ölçümlerinden elde edilen⁴⁵ $2.79 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ değerlerinden farklı çıkmasının sebebi; Schottky kontağındaki etkin alan değişimi ve ilave bir oksit tabakasının (Al kontaklar için aliminyum oksit gibi) varlığı olabilir³⁰.

Enerji dağılım grafiği $N_{sb}-(E_c-E_s)$ 'de (Şekil 3.6) arayüzey hallerinin band aralığının orta yerinden iletkenlik bandına doğru arttığı görülmektedir. Arayüzey hallerinin böyle yüksek bir yoğunluğunun varlığı silisyum üzerindeki ince tabii oksit tabakasının varlığıyla ilgilidir. Zaten kimyasal olarak hazırlanan yüzeyler için

arayüzey hallerinin yüksek yoğunluklu olması beklenebilir bir durumdur. Arayüzey hallerinin enerji dağılımı farklı yazarlar tarafından rapor edilenlerinkine biçim ve merteye olarak çok benzemektedir(46-49).

Tartışma ve hesaplamalarımız, metal buharlaştırılması, yüzey hazırlanması ve omik kontak oluşması için yapılan termal muamele sonucu ortaya çıkan bir arayüzey tabakasının varlığı üzerine kuruldu ve arayüzey hallerinin yarıiletkenle dengede olduğu farz edildi. Çünkü arayüzey tabakasının 20°A veya daha fazla olması durumunda arayüzey halleri yarıiletkenle dengededir (17,30,38-40, 50).



KAYNAKLAR

- 1) Braun, K.F., 1974, Ann. Phys. Chem., 153, 556.
- 2) Rideout, V.L., 1978, Thin Solid Films, 48, 261.
- 3) Chandra, M.M. and Prasad, M.J., 1986, J. Phys. D: Appl. Phys., 19, 89.
- 4) Sze, S.M., Crowel, C.R. and Khang, D., 1964, J. Appl. Phys., 35, 2534.
- 5) Bethe, H.E., 1942, Theory of the boundary layer of crystal rectifiers, Mass. Inst. Technol. Radiat. Lab. Rep. 43-12.
- 6) Schottky, W. and Spenke, E., 1939, Wiss. Veroff. Siemens-Werken, 18, 225.
- 7) Crowell, C.R. and Sze, S.M., 1966, Solid State Electron., 9, 1035.
- 8) Rhoderick, E.H., 1972, J.Phys. D: Appl. Phys. 5, 1920.
- 9) Sze, S.M., 1981, Physics of Semiconductor Devices, John-Wiley and Sons, New York.
- 10) Newman, N., Kendelwicz, T., Williams, M.D. and Spicer, W.E., 1986, Phys. Rev. B 33, 1146.
- 11) Newman, N., Kendelwicz, T., Bowman, L. and Spicer, W.E., 1984, Phys.Rev. B 35, 6298.
- 12) Mead, C.A. and Spicer, W.E., 1964, Phys. Rev. 134, A 714.
- 13) Crowell, C.R., Sze, S.M. and Spicer, W.E., 1964, Appl. Phys. Lett. 4, 91.
- 14) Bardeen, J., 1947, Phys. Rev., 71, 717.
- 15) Cowley, A.M. and Sze, S.M., 1965, J. Appl. Phys. 36, 3212.
- 16) Tyagi, M.S., 1977, Surf. Sci. 64, 323.
- 17) Card, H.C. and Rhoderick, E.H., 1971. J. Phys. D: Appl. Phys., Vol. 4, 1589.
- 18) Tseng, H.H. and Wu, C.Y., 1987, Solid State Electron., 30, 383.
- 19) Horvth, J.Zs., 1988, J.Appl. Phys. 63 (3), 976.
- 20) Horvath, J. Zs., Memeth-Sallay, M. and Gyuro, I., 1987, 5th International School on Physical Problems in Microelectronics, May 18-23, Varna, Bulgaria.
- 21) Deneuville, A. and Chakraverty, B.K., 1972, Phys. Rev. Lett. 28, 1258.
- 22) Gregory, P.E. and Spicer, W.E., 1975, Phys. Rev. B 12, 2370.
- 23) Barrett, C.V. and Vapaille, A., 1978, Solid State Electron. 21. 1209.
- 24) Werner, J. and Ploog, K., 1986, Master. Res. Soc. Semp. Proc. 54, 395.
- 25) Barrett, C.V., Chekir, F. and Vapaille, A., 1983, J. Phys. C 16, 2421.
- 26) Evans, E.L., Wu, X., Yang, E.S. and Ho, P.S., 1986, J. Appl. Phys., 60, 3611.
- 27) Ziel, A., 1968, Solid State Physical Electronics Prentice-Hall, Inc. London.

- 28) Yalçın, N., 1981, N. ve P tipi CuInSe_2 üçlü (Ternary) Bileşiğinde Uzay Yüğü ile Sınırlı Akımlar ve Bazı Parametrelerin Tayini, Doktora Tezi, Atatürk Üniv. Fen Fak.,Erzurum, (Yayınlanmamış).
- 29) Cheung, S.K. and Cheung, N.W., 1986, Appl. Phys. Lett., 49 (2), 85.
- 30) Rhoderick, E.H., 1988, Metal Semiconductor Contacts, Clarendon Press, Oxford.
- 31) Goodman, A.M., 1963, Journal of Appl. Phys. 34, (2), 329.
- 32) Spicer, W.E., Lindau, I., Skeath, P.R., Su, C.Y. and Chye, P.W., 1980, Phys. Rev. Lett. 44, 420.
- 33) Spicer, W.E., Lindau, I., Skeath, P.R. and Su, C.Y., 1980, J. Vac. Sci. Technol. 17, 1019.
- 34) Turner, M.J. and Rhoderick, E.H., 1968, Solid State Electron., 11, 291.
- 35) Andrews, J.M. and Phillips, J.C., 1975, CRC Critical Rev. Solid State Sci. 5. 405.
- 36) Andrews, J.M. and Phillips, J.C., 1975, Phys. Rev. Letters 35, 56.
- 37) Heine, V., 1965, Phys. Rev. A, 138, 1689.
- 38) Rhoderick, E.H., 1970, J. Phys. D 3, 1153.
- 39) Tersoff, J., 1984, Phys. Rev. Lett. 52, 465.
- 40) Cova, P. and Singh, A., 1990. Solid State Electron., 33 (1), 11.
- 41) Singh, A., 1985, Solid State Electron., 28 (3), 223.
- 42) Malacky, L., Kordos, P. and Novak, J., 1990, Solid State Electron., 33, (2), 273.
- 43) Dalay, Ü. and Akpınar, S., 1987, Appl. Phys. A42, 249-255.
- 44) Vasudev, P.K., Brenton, L.M. and Richard H.B., 1976., Solid State Electron., 19, 557.
- 45) Efeoğlu, H., 1987, dc Metoduyla Hall ve Özdirenç Ölçme Sistemi ve N-Tipi Si için Özdirenç ve Mobilitenin Tayini, Yüksek Lisans Tezi, Atatürk Üniv., Fen Fak., Erzurum, (Yayınlanmamış).
- 46) Deneuille, A., 1974, J. Appl. Phys. 45 (7), 3079.
- 47) Barret, C. and Vapaille, A., 1975, Solid State Electron. 18, 25.
- 48) Nicollian, E.H. and Goetzberger, A., 1967, Bell. Syst. Tech. J. 46, 1055.
- 49) Kar, S. and Dahlke, W.E., 1972, Solid State Electron, 15, 869.
- 50) Szatkowski, J. and Sierenski, K., 1988, Solid State Electron. 31 (2), 257.