T.C
SELÇUK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTİSÜ

Ag/GaAs SCHOTTKY YAPILARIN I-V ve C-V KARAKTERİZASYONU

TUĞBA DÜNDAR DURAK
YÜKSEK LİSANS TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI
KONYA, 2007

ÖZET

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Ag/GaAs SCHOTTKY YAPILARIN I-V ve C-V KARAKTERİZASYONU

Tuğba Dündar Durak

Selçuk Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı

Danışman: Yrd.Doç.Dr. Ömer Faruk Yüksel
2007, 45 sayfa

Jüri: Doç.Dr. Haluk ŞAFAK
Yrd.Doç.Dr. Ömer Faruk YÜKSEL
Yrd.Doç.Dr. Mehmet ŞAHİN

Bu çalışmada , Ag/GaAs yapının doğru ve ters beslem için farklı sıcaklık değerlerinde akım gerilim ölçümleri alınmıştır. Bu ölçümlerden faydalanarak yapının idealite faktörü, doyma akımı, Richardson sabiti ve engel yüksekliği hesaplanmıştır. Ag/GaAs yapının sığa gerilim ölçümlerinden faydalanarak engel potansiyel değeri hesaplanmıştır.

Anahtar Kelimeler: Schottky Yapı, Ag/GaAs, GaAs

ABSTRACT

M. Sc. Thesis

I-V and C-V CHARACTERISATION of Ag/ GaAs SCHOTTKY STRUCTURES

Tuğba DÜNDAR DURAK
Selcuk University
Graduate School of Natural and Applied Sciences
Department of Physics

Supervisor : Asist. Prof.Dr. Ö. Faruk YÜKSEL

2007,45 Pages

Jury: Assoc.Prof.Dr.Haluk ŞAFAK
Ass.Prof.Dr. Ö. Faruk YÜKSEL
Ass.Prof.Dr. Mehmet ŞAHİN

In this work, current-voltage characteristics of Ag/GaAs structure are performed under forward and reverse bias for different temperatures. The ideality factor, saturation current, Richardson constant and barrier height are calculated using these measurements. In addition, barrier potential value are determined from capacitance-voltage measurements.

Key Words: Schottky Structures, Ag/GaAs, GaAs

ÖNSÖZ

Bu tez çalışması Selçuk Üniversitesi Fen bilimleri Enstitüsü'ne yüksek lisans tezi olarak sunulmuştur.

Tez çalışmamda her türlü desteğini esirgemeyen değerli hocam Selçuk Üniversitesi Fizik Anabilim Dalı Öğretim Üyesi Yrd.Doç.Dr. Ömer Faruk Yüksel'e teşekkürü bir borç bilirim. Şu ana kadar, maddi ve manevi her türlü desteklerini esirgemeyen sevgili eşim Hakan Durak'a sonsuz Teşekkürlerimi sunarım.

Tuğba DÜNDAR DURAK

İÇİNDEKİLER

ÖZET i

ABSTRACT ii

ÖNSÖZ iii

İÇİNDEKİLER iv

1.GİRİŞ 1

2. SCHOTTKY YAPI 2

2.1 Schottky Engeli 2

2.2 Metal-Yarıiletken Kontaklarda Enerji Band İlişkisi 6

2.2.1 İdeal Durum ve Yüzey Halleri 6

2.2.2.Tüketim Tabakası 9

2.2.3.Engel Yüksekliği İçin Genel İfadeler 11

2.3 Schottky Engellerde Akım Taşıma Teorisi 18

2.3.1.Termiyonik Emisyon Teorisi 19

2.3.2.Difüzyon Teorisi 22

2.3.3 Termiyonik Emisyon-Difüzyon Teorisi 24

2.3.4 Azınlık Taşıyıcı Enjeksiyon Oranı 29

3. DENEYSEL YÖNTEM 32

3.1.GaAS ve Numune Özellikleri 32

3.2. I-V Ölçümü 34

3.3. C-V Ölçümü 37

4. SONUÇLAR VE TARTIŞMALAR 38

KAYNAKLAR 45

1. GİRİŞ

Metal-yarıiletken doğrultucu sistemler üzerindeki ilk sistematik araştırma Braun tarafından yapılmıştır. Braun, 1874'de toplam direncin uygulanan gerilim polaritesine ve ayrıntılı yüzey durumlarına bağımlı olduğunu kaydetmiştir[1]. Değişik biçimlerdeki nokta-kontak doğrultucuların pratik uygulamaları 1904 yılının başlarında yapılmıştır[2]. 1931 yılında Wilson, katıların band teorisine dayalı olarak yarıiletkenlerin akım iletim teorisini formüle etti[3]. Bu teori, daha sonra, metal-yarıiletken kontaklara uygulandı. 1938'de Schottky, metal yarıiletken yapıdaki potansiyel engelin, kimyasal bir tabaka olmayıp, sadece yarıiletken içerisindeki kararlı uzay yüklerinden kaynaklandığını ileri sürdü[4]. Bu düşünceden doğan model Schottky engeli olarak bilinir. 1938'de Mott, Mott engeli olarak bilinen, yarıiletken kontaklar için uygun bir teorik model geliştirdi[5]. 1957 yılında Henisch tarafından, doğrultucu metal-yarıiletken kontakların temel teorisi ve tarihi gelişimi, "Doğrultucu Yarıiletken Kontaklar" adlı bir kitapta toplandı[6].

Doğru akım ve mikrodalga uygulamalarındaki öneminden ve diğer temel fiziksel parametrelerin analizinde araç olarak kullanılmasından dolayı, metal yarıiletken kontaklar üzerinde yoğun şekilde çalışma yapılmıştır. Son zamanlarda, modern transistor teknolojisi ve düzeltilmiş vakum teknolojisi yardımı ile çoğaltılabilen ve ideale yakın metal-yarıiletken kontaklar üretilmiştir.

Yarıiletken güneş pillerinin belirli bir sınıfını metal-yarıiletken kontaklı piller oluşturmaktadır. Bu güneş pillerini daha da geliştirebilmek için benzer temel yapı olan metal-yarıiletken diyotların akım iletim ve kapasitif özelliklerinin bilinmesi gerekmektedir.

GaAs III-V grubu yarıiletkeni olup, diyod, transistör ve güneş pilleri gibi yarıiletken aygıtların yapımında önemli bir malzeme olarak göze çarpmaktadır [7]. Özellikle GaAs tabanlı olarak yapılan aygıtların yüksek hızlı, düşük güç tüketimli aygıtlar olduğu tespit edilmiştir[8].

Dolayısıyla farklı GaAs metal-yarıiletken yapılar üzerinde yoğun çalışmalar yapılmıştır. Çalışmalar genellikle Au/GaAs yapı üzerinde yoğunlaşmıştır[9,10].

Bu çalışmada Ag/n-GaAs yapının I-V ve C-V karakteristikleri incelenecektir.

2. SCHOTTKY YAPI TEORİSİ

2.1 Schottky Engeli

Bir metal-vakum sisteminde, bir elektronun, Fermi düzeyindeki bir başlangıç enerjisinden boşluğa kaçması için gerekli minimum enerji, iş fonksiyonu olarak tanımlanır. Bu nicelik Şekil 2.1 de görüldüğü gibi, $q\phi_m$ (ϕ_m Volt.) olarak gösterilir. Metaller için, $q\phi_m$ değerleri genelde yüzey kirlenmesine oldukça duyarlıdır. Temiz yüzeyler için en güvenilir değerler Şekil 2 de verilmiştir[11].

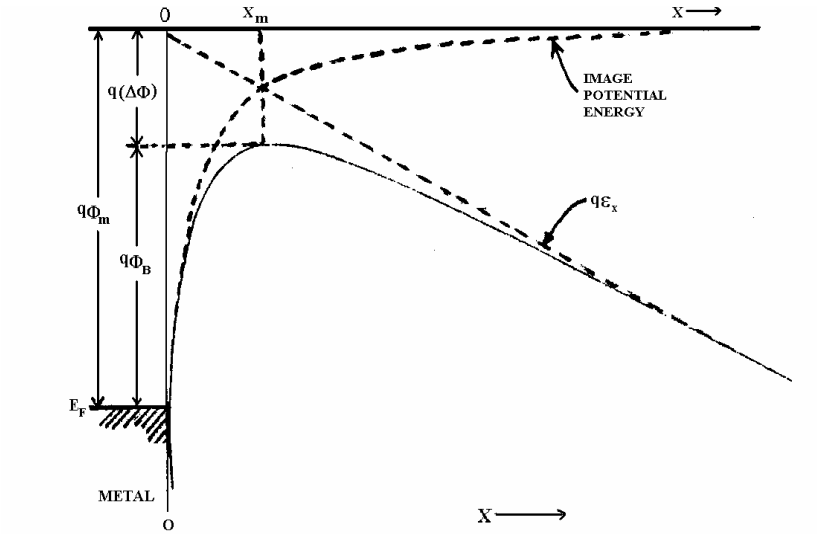
Bir elektron, metalden bir x uzaklığında ise, metal yüzeyinde pozitif bir yük oluşacaktır. Oluşan pozitif yük ile elektron arasındaki çekim kuvveti, -x konumuna yerleşmiş eşdeğer pozitif bir yük ile elektron arasında olacak kuvvete eşdeğerdir. Bu pozitif yük 'hayali yük' olarak kabul edilir. Hayali kuvvet olarak adlandırılan çekim kuvveti, ε_0, serbest uzayın geçirgenliği olmak üzere,

$$F = \frac{-q^2}{4\pi(2x)^2\varepsilon_0} = \frac{-q^2}{16\pi\varepsilon_0 x^2} \tag{2.1}$$

ile verilir. Bir elektronun, sonsuzdan x noktasına gelmesi sırasında yapılan iş,

$$E(x) = \int_0^x F dx = \frac{q^2}{16\pi\varepsilon_0 x^2} \tag{2.2}$$

şeklinde verilir.



Şekil 2.1 Bir metal ile bir vakum arasındaki enerji band diyagramı. Metal iş fonksiyonu q. ϕ_m 'dir. Etkin iş fonksiyonu yüzeye bir dielektrik alan uygulandığı anda düşer. Düşme alan ve hayali kuvvetin birleşik etkilerinden oluşmaktadır.

Yukarıdaki enerji, Şekil 2.1 de görülen, metal yüzeyinden x uzaklığındaki bir elektronun potansiyel enerjisine karşılık gelir ve x ekseninden aşağı doğru ölçülür.

Dışarıdan bir elektrik alan uygulandığında, (x ekseninden aşağı doğru ölçülen) uzaklığın bir fonksiyonu olarak potansiyel enerjinin toplamı,

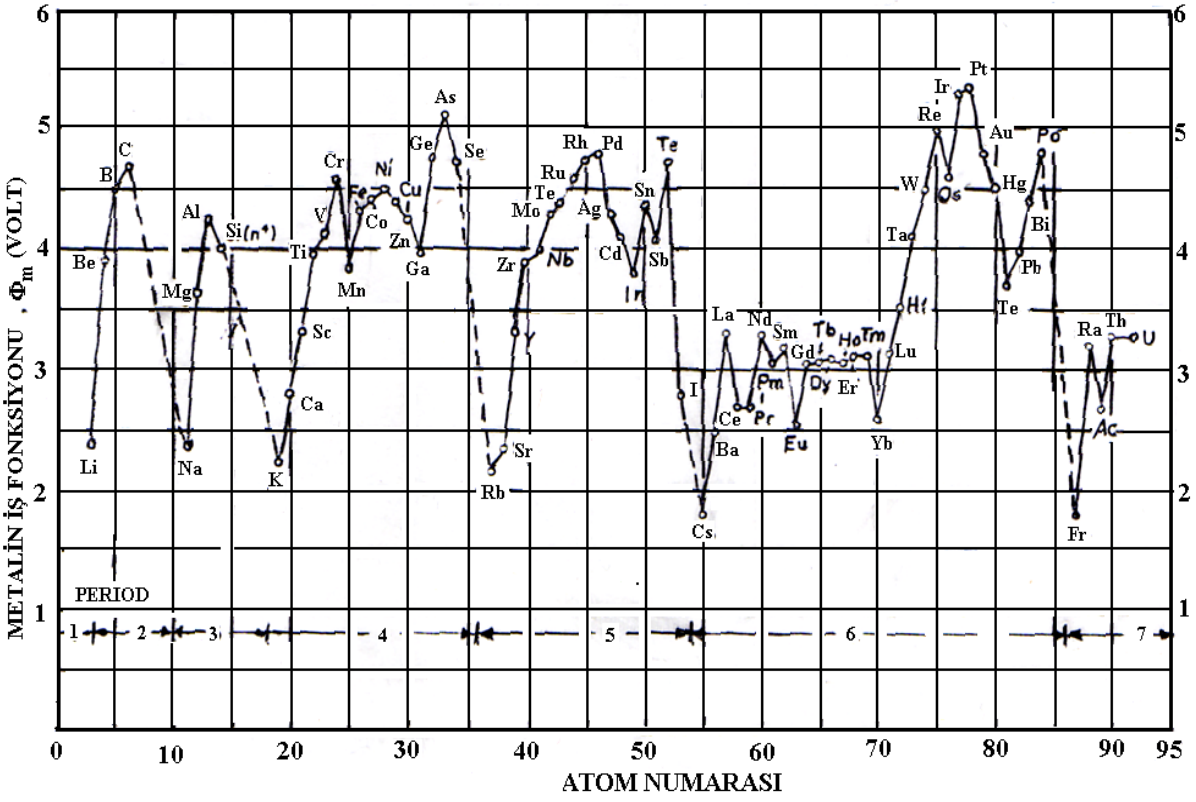
$$PE(x) = \frac{q^2}{16\pi\varepsilon_0 x} + q\delta x \qquad \text{eV} \tag{2.3}$$

ile verilir. Schottky engel küçülmesi, (aynı zamanda, hayali kuvvet küçülmesi olarak bilinir.) $\Delta\Phi$ ve düşme konumu x_m, $d[PE(x)]/dx = 0$ koşulu ile veya,

$$x_m = \sqrt{\frac{q}{16\pi\varepsilon_0\delta}} \qquad \text{cm} \tag{2.4}$$

$$\Delta\phi = \sqrt{\frac{q\delta}{4\pi\varepsilon_0}} = 2\,\delta x_m \ \text{volt} \tag{2.5}$$

ile verilir.



Şekil 2.2 Bir vakum içerisindeki temiz bir metal yüzey için, metalin iş fonksiyonunun atom sayısıyla değişimi. Her grupta, iş fonksiyonlarında periyodik artma ve azalmalar görülmektedir [11].

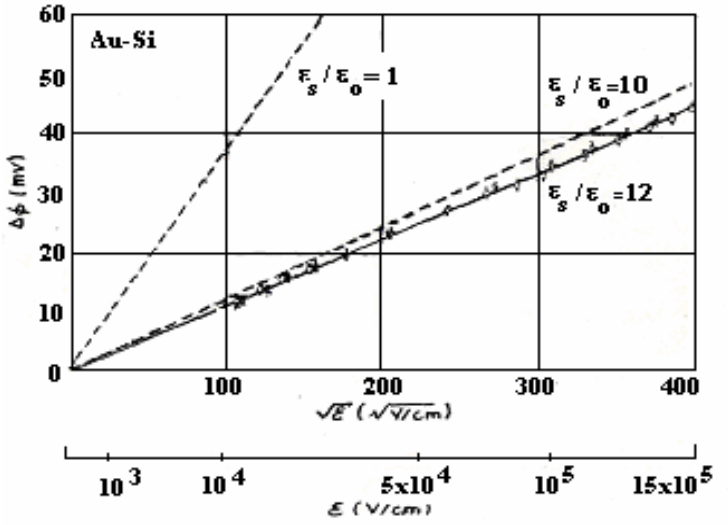
Hayali kuvvet ve elektrik alanının bir fonksiyonu olarak metalin iş fonksiyonundaki $\Delta\Phi$ lik bir azalma, Schottky etkisi olarak adlandırılır. Denklem (2.4) ve (2.5) den, $\varepsilon = 10^5 V/cm$ için, $\Delta\Phi$ =0,12 V ve $x_m \approx 60A^0$ ve $\varepsilon = 10^7 v/cm$ için, $\Delta\Phi$ =1,2 V ve $x_m \approx 10A^0$ elde edilir. Bu durumda, yüksek alanlarda, önemli bir Schottky engel azalması vardır ve termiyonik emisyon için etkin metal iş fonksiyonu ($q\phi_B$) düşer.

Yukarıdaki sonuçlar, metal-yarıiletken sistemlere de uygulanabilir. Bununla birlikte, ara yüzeydeki maksimum alanla değiştirilmeli ve boş uzayın geçirgenliği ε_0 yerine, yarıiletken ortamı karakterize eden uygun bir ε_s geçirgenliği yazılmalıdır. Bu değer, yarıiletkenin statik geçirgenliğinden farklı olabilir. Bunun nedeni, yayılma işlemi sırasında, eğer metal-yarıiletken ara yüzeyinden engel maksimumu x_m'e olan elektron geçiş süresi, dielektrik durulma süresinden daha kısa ise, yarıiletken ortamın polarize olması için yeterli zamana sahip olmamasıdır ve bu durumda, statik

değerden daha küçük bir geçirgenlik değeri beklenir. Fakat, Ge ve Si için uygun dielektrik değerlerinin, karşılık gelen statik değerler ile hemen hemen aynı olduğu görülecektir.

Metal-yarıiletken sistemde ε_s değerlerinin daha büyük olmasından dolayı, engel azalması ve maksimum potansiyelin yerleşimi, metal-vakum sistemdekinden daha küçüktür. Örneğin, $\varepsilon_s = 16\varepsilon_0$ için, Denklem 2.5'den elde edilen $\Delta\Phi$, $\varepsilon = 10^5$ V/cm de sadece 0,03 V ve daha küçük alanlarda daha da küçüktür. Engel azalması küçük olmakla birlikte, metal-yarıiletken sistemlerdeki akım taşıma mekanizmaları üzerinde önemli bir etki gösterir.

Altın-silisyum engellerdeki ($\varepsilon_s / \varepsilon_0$) dielektrik sabiti, fotoelektrik ölçümler ile elde edilmiştir. Deneysel sonuç, Şekil 2.3' te gösterilmiştir. Şekilde ölçülen engel düşmesi, elektrik alanının karekökünün bir fonksiyonu olarak çizilmiştir. Denklem 2.5'den, hayali kuvvet dielektrik sabiti, $12 \pm 0{,}5$ olarak tayin edilir. $\varepsilon_s / \varepsilon_0$ için Şekil 2.3'de gösterilen alan aralığında, x_m uzaklığı $10\,A^0$ ile $50\ A^0$ arasında değişir[12]. 10^7 cm/sn mertebesindeki bir taşıyıcı hızı göz önüne alınırsa, bu mesafeleri geçmek için gerekli süre $1\text{x}10^{-14}$ sn ile $5\text{x}10^{-14}$ sn arasında olacaktır. Bu durumda hayali kuvvet dielektrik sabiti, kabaca bu periyottaki (3-15 μm arasında dalga boylarındaki) elektromagnetik ışıma için, yaklaşık 12 değerinde bir dielektrik sabiti ile karşılaştırılmalıdır[13].



Şekil 2.3. Bir Au-Si diotta , elektrik alanının bir fonksiyonu olarak engel düşmesinin ölçümü[12].

Silisyumun dilektrik sabiti genelde sabittir, (dc den $\lambda = 1\mu m$ 'ye kadar) ve bu nedenle elektron tüketim tabakasını geçerken örgünün kutuplanması için yeterli zamanı bulmaktadır. Bu durumda, fotoelektrik ölçümler ile optik sabitlerden çıkarılan veriler arasında mükemmel bir uyum vardır. Ge ve GaAs için, optik dielektrik sabitinin dalgaboyuna bağımlılığı silisyumunkine benzerdir. Bu nedenle bu yarıiletkenlerin hayali kuvvet geçirgenlikleri, yukarıdaki alan bölgesinde karşılık gelen statik değerler ile yaklaşık olarak aynıdır.

2.2 Metal-Yarıiletken Kontaklarda Enerji Band İlişkisi

2.2.1 İdeal Durum ve Yüzey Halleri

Bir metal bir yarıiletken ile kontak yapıldığı zaman, iki malzemede bulunan Fermi seviyeleri ısısal denge içerisinde bulunmalıdır. İlk önce iki limit durumunu göze alacağız; genel bir sonuç daha sonra çıkarılacaktır. Şekil 2.'de bu iki limit durumu gösterilmiştir. Şekil 2.4.a, bir metal ile n-tipi bir yarıiletken arasında, yüzey durumlarının yokluğunda, ideal bir kontaktaki elektronik enerji diyagramlarını göstermektedir. En solda, metal ve yarıiletken, kontak da değildir ve sistem ısısal dengede bulunmamaktadır. Metal ile yarıiletken arasına bir tel bağlanır ve yarıiletkenden metale yük akışı sağlanırsa elektronik denge kurulur. Her iki taraftaki Fermi seviyeleri yukarı çıkar. Metaldeki Fermi seviyesine göre yarıiletkendeki Fermi seviyesi, iki malzemenin iş fonksiyonları arasındaki farka eşit bir miktarda düşer. Bu potansiyel farkı, $q\phi_m + q(\chi - Vn)$ kontak potansiyeli olarak adlandırılır ve buradaki iletim bandının dibinden, vakum seviyesine ölçülen elektron affinitesidir. δ uzaklığı azaldıkça, metal yüzeyinde artan bir negatif yük oluşur. Yarıiletkende de eşit ve zıt bir yük olmalıdır. Bağıl olarak düşük taşıyıcı konsantrasyonundan dolayı bu pozitif yük, yarıiletken yüzeyi yakınındaki bir engel bölgesi üzerinde dağılmıştır. δ, atomlar arası uzaklıklarla karşılaştırılabilecek kadar küçük olduğunda, aralık, elektronlar için geçirgen hale gelir ve Şekil 2.4'ün en sağındaki limit durum elde edilir. Schottky azalması ihmal edildiğinde engel yüksekliğinin limit değeri, $q\phi_{Bn}$,

$$q\phi_{Bn} = q(\phi_m - \chi) \tag{2.6}$$

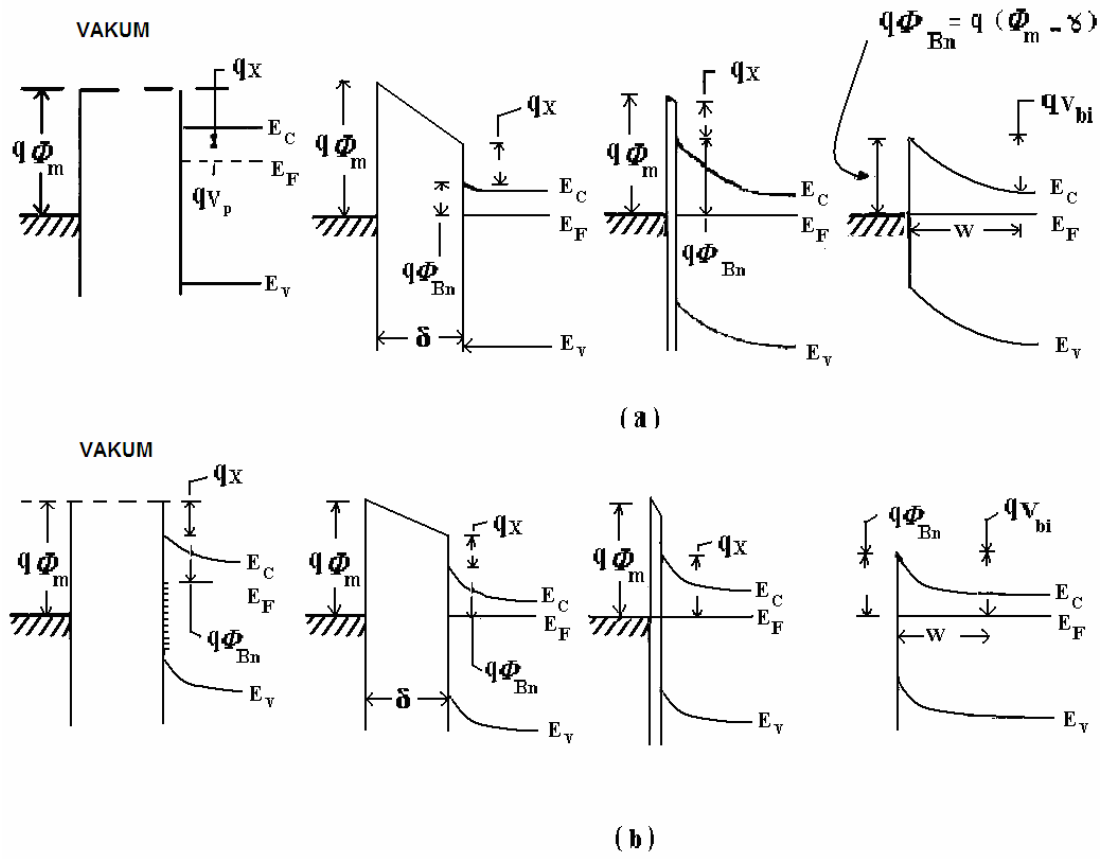
ile verilir. Engel yüksekliği, metalin iş fonksiyonu ile yarıiletkenin elektron affinitesi arasındaki farktır. Bir metal ile p-tipi bir yarıiletken arasındaki ideal bir kontak için, engel yüksekliği $q\phi_{Bp}$,

$$q\phi_{Bp} = E_g - q(\phi_m - \chi) \tag{2.7}$$

şeklindedir. Verilen bir yarıiletken ve herhangi bir metal için, n-tipi ve p-tipi malzemeler üzerindeki engel yüksekliklerinin toplamı, bu durumda, band aralığına

$$q(\phi_{Bn} + \phi_{Bp}) = E_g \tag{2.8}$$

eşit olacaktır. İkinci limit durumu Şekil 2.4.b'de görülmektedir. Burada büyük yoğunluklardaki yüzey durumları, yarıiletken yüzey üzerinde görülebilir. En soldaki şekil, yüzey durumları ile yarıiletken arasındaki dengeyi fakat, metal ile yarıiletken arasındaki denge dışı durumu göstermektedir. Bu göz önüne alınan durumda, yüzey durumları, bir E_F seviyesine kadar işgal edilmiştir[6,14].

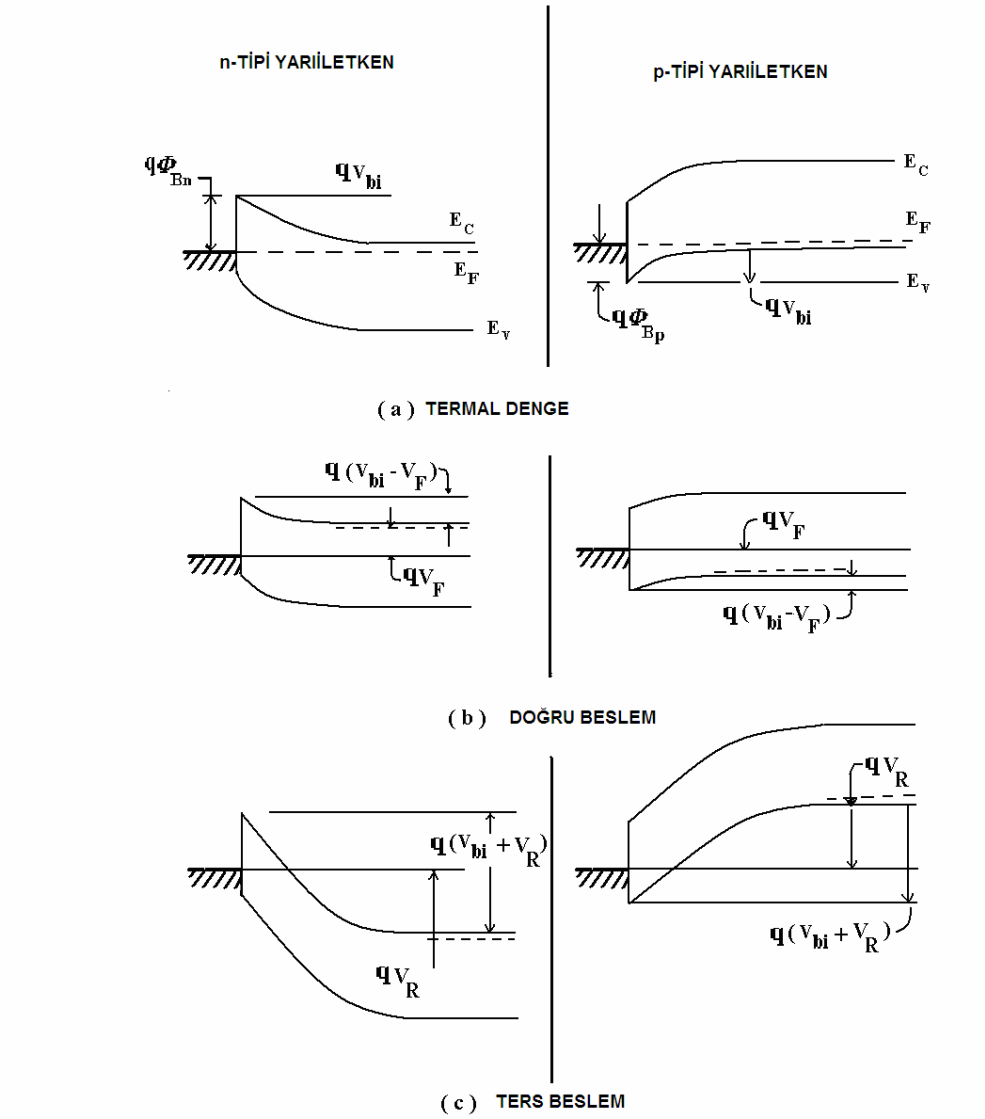


Şekil 2.4. Metal -yarıiletken kontakların enerji band diagramları [6]

Metal-yarıiletken sistem dengede olduğu zaman, yarıiletkenin Fermi seviyesi, metalin Fermi seviyesine göre, kontak potansiyeline eşit bir miktarda düşmelidir ve bunun sonucu, δ aralığında bir elektrik alanı oluşur. Eğer yüzey durumlarının yoğunluğu, işgal edilen E_F seviyesinde önemli bir değişiklik yapmadan, δ nın sıfıra gitmesi sonucu oluşacak ek yüzey yüklerini kabul edecek kadar büyük ise, yarıiletkendeki uzay yükü değişmez kalacaktır. Bunun bir sonucu olarak, "engel yüksekliği, yarıiletken yüzeyin özelliği ile tayin edilir ve metalin iş fonksiyonundan bağımsızdır" diyebiliriz.

2.2.2.Tüketim Tabakası

Yukarıdaki tartışmalardan, bir metalin yarıiletken ile yakın kontağa getirilmesi durumunda, yarıiletkenin iletim ve valans bandlarının, metaldeki Fermi seviyesi ile ilişkili bir enerji bağıntısına sahip olacağı anlaşılmaktadır. Bu ilişki bilindikten sonra bundan yararlanarak, p-n eklemlerdeki ile aynı şekilde işleyen Poisson denkleminin çözümü üzerinde sınır şartı bulunabilir. Hem n–tipi hem de p-tipi malzemeler üzerindeki metaller için enerji band diyagramları, farklı besleme koşulları için, Şekil 2.5'de gösterilmiştir.



Şekil 2.5. Farklı besleme koşulları altındaki, metal-n tipi ve p-tipi yarıiletkenlerin enerji band diagramı.

Keskin yaklaşımda, W, tüketim tabakasının genişliği olmak üzere, x〈 W için $\rho \approx qN_d$ ve x〉W için $\rho \approx 0$, dv/dx≈0 dır ve metal-yarıiletken engel için sonuçlar, tek yönlü keskin-dik p-n eklem için bulunan sonuçlar ile özdeştir.

$$W = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0}{qN_D}\left(V_{bi} - V - \frac{kT}{q}\right)} \tag{2.9}$$

$$\left|\delta(x)\right| = \frac{qN_D}{\varepsilon_s}(W - x) = \delta_m - \frac{qN_D}{\varepsilon_s}x \tag{2.10}$$

$$V(x) = \frac{qN_D}{\varepsilon_s}(Wx - \frac{1}{2}x^2) - \phi_{Bn} \tag{2.11}$$

Burada kT/q terimi, hareketli taşıyıcıların elektrik alana katkısından kaynaklanmaktadır ve ε_m, x=0 da oluşan maksimum alan şiddetidir.

$$\delta_m = \delta(x=0) = \sqrt{\frac{2qN_D}{\varepsilon_s}\left(V_{bi} - V - \frac{kT}{q}\right)} = 2\left(V_{bi} - V - \frac{kT}{q}\right)/W \tag{2.12}$$

Yarıiletkenin birim alanı başına tüketim-tabaka sığası C;

$$Q_{sc} = qN_D W = \sqrt{2q\varepsilon_s N_D (V_{bi} - V - \frac{kT}{q})} \quad \text{coul/cm}^2 \tag{2.13}$$

$$C \equiv \frac{\partial Q_{sc}}{\partial V} = \sqrt{\frac{q\varepsilon_s N_D}{2(V_{bi} - V - \frac{kT}{q})}} = \frac{\varepsilon_s}{W} \qquad \text{farad/ } cm^2 \tag{2.14}$$

Denklem 2.14,

$$\frac{1}{C^2} = \frac{2(V_{bi} - V - \frac{kT}{q})}{q\varepsilon_s N_D} \tag{2.15.a}$$

$$\frac{d(\frac{1}{C^2})}{(-dV)} = \frac{2}{q\varepsilon_s N_D} \tag{2.15.b}$$

ve ya

$$N_D = \frac{2}{q\varepsilon_s}\frac{(-dV)}{d(\frac{1}{C^2})} \tag{2.15.c}$$

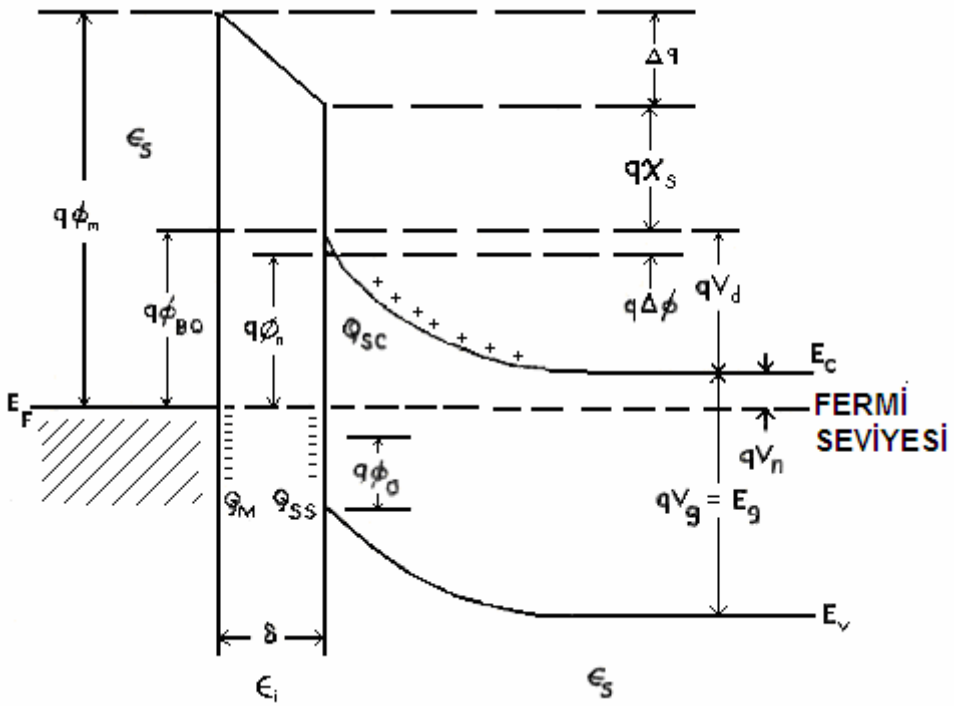
şeklinde yazılabilir.

Eğer N_D tüm tüketim tabakası boyunca sabit ise, $1/C^2$ ' ye karşı V grafiği, bir doğru olacaktır. Eğer N_D sabit değilse, denklem 2.15.c'den katkılama şeklini tayin etmek için, fark-sığa yöntemi kullanılabilir.

2.2.3.Engel Yüksekliği İçin Genel İfadeler

Metal-yarıiletken sistemlerin engel yükseklikleri genelde, hem metalin iş fonksiyonu hem de yüzey durumları yardımı ile tayin edilir[14].

Bir metal-n tipi yarıiletken kontağın ayrıntılı enerji band diyagramı Şekil 2.6'da gösterilmiştir.



Şekil 2.6. Atomik uzaklıklar mertebesinde ara yüzey tabakasına sahip bir metal-n tipi yarı iletkenin ayrıntılı enerji band diagramı. [14]

ϕ_m = Metalin iş fonksiyonu,

ϕ_n = Metal-yarıiletken kontağın engel yüksekliği,

$\phi_{BO} = \phi_n$ ' nin sıfır elektrik alanında asimptotik değeri,

ϕ_0 = Yüzeydeki enerji seviyesi,

$\Delta\phi$ = Hayali kuvvet engel düşmesi,

Δ = Ara yüzey tabakası üzerindeki potansiyel,

X_S = Yarıiletkenin elektron affinitesi,

V_d = Difüzyon potansiyeli,

ε_S = Yarıiletkenin geçirgenliği,

ε_i = Arayüzey tabakasının geçirgenli,

δ = Arayüzey tabakasının kalınlığı,

Q_M = Metalde yüzey-yük yoğunluğu,

Q_{SS} = Yarıiletkenlerde yüzey-durum yoğunluğu,

Q_{SC} = Yarıiletkenlerde yüzey-yük yoğunluğu,

Aşağıdaki iki yaklaşıma dayanarak, engel yüksekliği için genel bir ifade elde etmek mümkündür.

1) Metal-yarıiletken arasında yakın bir kontak ile ve atomik boyutlarda bir arayüzey tabakası ile, bu tabaka elektronlara geçirgen olarak davranacaktır ve üzerinden bir gerilim oluşabilecektir ve,

2) Arayüzeyde, birim alan başına ve eV'a düşen yüzey durumları, yarıiletken yüzeyinin bir özelliği olup, metalden bağımsızdır.

Aşağıdaki üretimde kullanılacak değişik nicelikler $q\phi_0$, enerji seviyesidir. Bu nicelik, metal-yarıiletken kontak oluşturulmadan önce, yüzeydeki valans band köşesi ile Fermi seviyesi arasındaki enerji farkıdır. Bunun tanımladığı seviyenin altındaki tüm yüzey durumları, yüzeydeki yük nötrlüğünden dolayı dolmuş olmak zorundadır. İkinci nicelik, metal-yarıiletken kontağın engel yüksekliğidir. $q\phi_{Bn}$; bu engel, metalden yarı iletken içerisine akan elektronlar tarafından aşılması gereken engeldir. Arayüzey tabakasının, birkaç angstromluk bir kalınlığa sahip olduğu kabul edilecektir. Bu nedenle bu tabaka, elektronlara karşı geçirgendir[15].

Akseptör (alıcı) yüzey durumlarına sahip bir yarı iletken göz önüne alalım. Yoğunluğu D_s durum (cm^2/eV) olup, D_s, Fermi seviyesine kadar olan enerji aralığında sabittir. Bu yarı iletken üzerindeki yüzey- durum yük yoğunluğu, Q_{ss}

$$Q_{ss} = -qD_s(E_g - q\phi_0 - q\phi_{Bn} - q\Delta\phi) \quad \text{coul}/cm^2 \tag{2.16}$$

şeklinde verilir. Burada $q\Delta\phi$, Schottky engel düşmesidir. Parantez içerisindeki nicelik, yüzeydeki Fermi seviyesi ile $q\phi_0$ arasındaki farktır. D_s'nin bu nicelikle çarpımı, tamamen dolu olan $q\phi_0$'ın üzerindeki yüzey durum sayısını verir.

Isısal denge durumunda, yarı iletkenin tüketim tabakası içerisinde oluşan uzay yükü, Denklem 2.13 ile verilir ve

$$Q_{sc} = \sqrt{2q\varepsilon_s N_D(\phi_{Bn} - V_a + \Delta\phi - \frac{kT}{q})} \tag{2.17}$$

şeklinde yeniden yazılabilir.

Yarı iletken üzerindeki toplam eşdeğer yüzey yük yoğunluğu, Denklem 2.16 ve 2.17'nin toplamı ile verilir. Ara yüzey tabakasında herhangi bir uzay yük etkisinin bulunmaması durumunda, metal yüzeyi üzerinde, tam olarak eşit ve zıt yüklü, Q_M (coul/cm^2) ortaya çıkar. İnce ara yüzey tabakaları için bu etkiler ihmal edilebilir ve Q_M aşağıdaki şekilde yazılabilir.

$$Q_M = -(Q_{ss} + Q_{sc}) \tag{2.18}$$

Ara yüzey tabakası üzerindeki Δ potansiyeli, Gauss kanununun metal ve yarı iletken üzerindeki yüzey yüklerine uygulanması ile elde edilebilir.

$$\Delta = -\delta\frac{Q_M}{\varepsilon_i} \tag{2.19}$$

Buradaki ε_i, ara yüzey tabakasının dielektrik geçirgenliği ve δ bu tabakanın kalınlığıdır. Δ için bir başka bağıntı, Şekil 2.6'daki enerji-band diyagramının incelenmesiyle bulunabilir.

$$\Delta = \phi_m - (\chi + \phi_{Bn} + \Delta\phi) \tag{2.20}$$

Burada, Fermi seviyesinin, ısısal denge içerisindeki bu sistemde tamamen sabit olacağı gerçeğinden hareket edilmiştir.

Eğer, Denklem 2.19 ve 2.20 den Δ yok edilir ve Denklem 2.18 ϕ_M için kullanılırsa, aşağıdaki bağıntı elde edilir.

$$(\phi_m - \chi) - (\phi_{Bn} + \Delta\phi) = \sqrt{\frac{2q\varepsilon_s N_D\delta^2}{\varepsilon_i^2}(\phi_{Bn} + \Delta\phi - V_n - \frac{kT}{q})} - \frac{qD_s\delta}{\varepsilon_i}(E_g - q\phi_0 - q\phi_{Bn} - q\Delta\phi) \tag{2.21}$$

Denklem 2.21, artık $q\phi_{Bn}$ için çözülebilmektedir.

$$c_1 \equiv \frac{2q\varepsilon_s N_D \delta^2}{\varepsilon_i^2} \tag{2.22.a}$$

$$c_2 \equiv \frac{\varepsilon_i}{(\varepsilon_i + q^2 \delta D_s)} \tag{2.22.b}$$

Niceliklerinin ortaya atılmasıyla, Denklem 2.21'in çözümü için;

$$\phi_{Bn} = \left[c_2(\phi_m - \chi) + (1 - c_2)\left(\frac{E_g}{q} - \phi_0 \right) - \Delta\phi \right]$$

$$\left\{ \frac{c_2^2 c_1}{2} - c_2^{3/2} \left[c_1(\phi_m - \chi) + (1 - c_2)\left(\frac{E_g}{q} - \phi_0 \right) \frac{c_1}{c_2} - \frac{c_1}{c_2}\left(V_n + \frac{kT}{q} \right) + \frac{c_2 c_1^2}{4} \right]^{1/2} \right\} \tag{2.23}$$

yazılabilir. Denklem 2.22a, δ ve ε_i nin değerlerinin bilinmesi durumunda, c_1 in hesaplanması için kullanılabilir. Boşluk açılmış ve oldukça iyi temizlenmiş yarıiletken alt tabakalar için, arayüzey tabakası, atomik boyutlarda, yani 4-5 $\overset{0}{A}$ luk kalınlığa sahip olacaktır. Böyle bir ince tabakanın geçirgenliği, serbest uzayın geçirgenliğine oldukça yakındır ve bu yaklaşım ε_i için alt bir limit oluşturduğundan dolayı, c_2 nin tahmin edilmesi kolaydır. $\varepsilon_s \approx 10\varepsilon_0$, $\varepsilon_i = \varepsilon_0$ ve $N_D \langle 10^{18} cm^{-3}$ durumunda, c_1, 0.01 V mertebesinde olup küçüktür ve Denklem 2.23'deki { } terimi, 0,04 V dan daha küçük olarak tahmin edilir. Denklem 2.23'deki { } teriminin ihmal edilmesi,

$$\phi_{Bn} = c_2(\phi_m - \chi) + (1 - c_2)\left(\frac{E_g}{q} - \phi_0 \right) - \Delta\phi \equiv c_2\phi_m + c_3 \tag{2.24}$$

denklemini ortaya çıkarır. Eğer c_2 ve c_3 deneysel olarak tayin edilebilirse ve χ bilinirse, bu durumda,

$$\phi_0 - \frac{E_g}{q} - \frac{(c_2\chi + c_3 + \Delta\phi)}{(1 - c_2)} \tag{2.25}$$

ve denklem 2.22.b'den,

$$D_s = \frac{(1 - c_2)\varepsilon_i}{c_2 \delta q^2} \tag{2.26}$$

elde edilir. δ ve ε_i için önceki yaklaşımların kullanılması ile,

$$D_s \cong 1.1x10^{13}\left(1-c_2\right)/c_2 \qquad \text{durum}/cm^2/\text{eV} \tag{26a}$$

bulunur.

Daha önce göz önüne alınan iki limit durumu, doğrudan Denklem 2.24'den elde edilebilir.

(A) $D_s \to \infty, \quad c_2 \to 0$ durumunda,

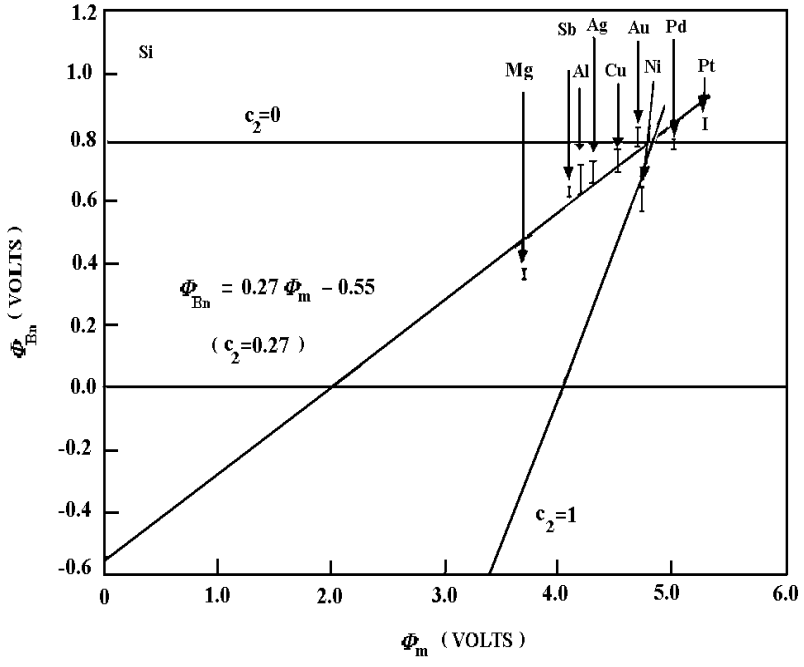
$$q\phi_{Bn} = \left(E_g - q\phi_0\right) - q\Delta\phi \tag{2.27}$$

Bu durumda, arayüzeydeki Fermi seviyesi, valans bandı üzerindeki $q\phi_0$ değerinde bulunan yüzey durumları tarafından kaplanmıştır. Engel yüksekliği, metalin iş fonksiyonundan bağımsız olup, tamamen, yarıiletkenin katkılanma durumu ve yüzey özellikleri ile tayin edilir.

(B) $D_s \to 0,\ c_2 \to 1$ durumunda,

$$q\phi_{Bn} = q\left(\phi_m - \chi\right) - q\Delta\phi \tag{2.28}$$

Bu, (Schottky engel azalması terimi dışında), Denklem 2.6 ile özdeştir ve yüzey durum etkilerinin ihmal edildiği ideal bir Schottky kontağının engel yüksekliği bağıntısıdır. Metal-n tipi Si sistemin deney sonuçları Şekil 2.7 de gösterilmiştir.



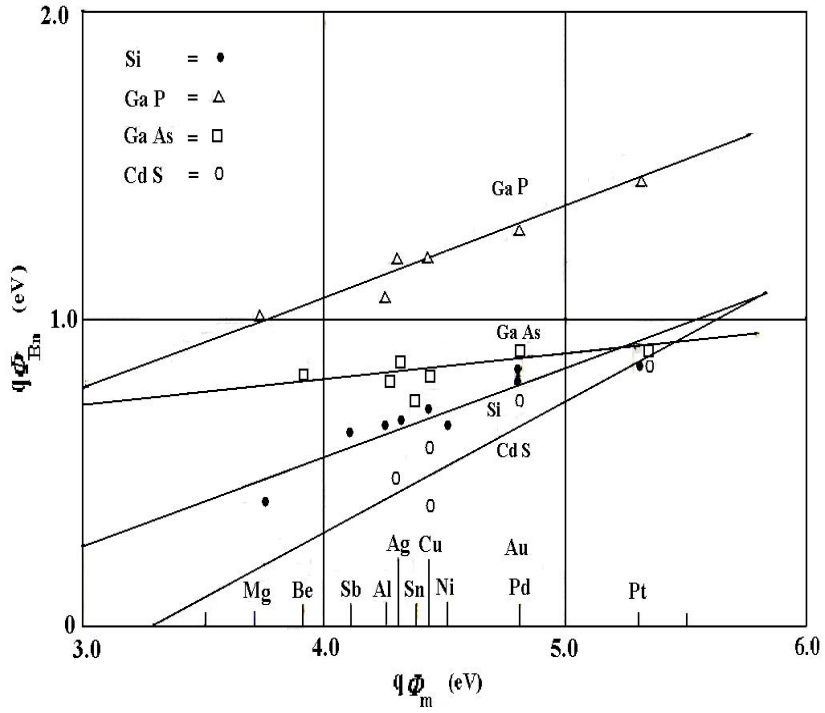
Şekil 2.7 Metal-n tipi Si sistem için engel yüksekliklerinin deneysel sonuçları. [14]

En küçük kare lineer uydurma yöntemi $\phi = 0{,}235\phi_B - 0.352$ sonucunu verir. Bu ifadenin Denklem 2.24 ile karşılaştırılması ve Denklem 2.25 ve 2.26.a' nın kullanılması ile, $c_2 = 0.235$, $q\phi_0 = 0.33eV$ ve $D_s = 4x10^{13}$ durum cm^2 /eV bulunur. GaAs, GaP ve CdS içinde benzer sonuçlar elde edilmiş olup Şekil 2.8' de gösterilmiş ve Tablo 2.1 de listelenmiştir.

Si, GaAs ve GaP için, $q\phi_0$ değerlerinin, band aralığının üçte birine çok yakın olduğuna dikkat edilmelidir. Diğer yarıiletkenler için de benzer sonuçlar elde edilir. Şekil 2.9 değişik yarıiletkenler üzerine altın kontaklar için band aralığına karşı ($E_c - q\phi_0$) grafiğini göstermektedir. Düz çizgi $(E_c - q\phi_0) = 2E_g/3$ için olup deney-sel noktaların birçoğundan geçmektedir[16]. Bu gerçek ise, birçok yarıiletken yüzeyin valans band kenarından itibaren, band aralığının üçte biri yakınında çok yüksek bir yüzey durumu pik yoğunluğu içerdiğine işaret etmektedir. ⟨111⟩ elmas için, Pugh tarafından yapılan teorik hesaplamalar, gerçekten yasaklanmış band aralığının merkezinden çok az aşağıda dar bir yüzey durumlarından oluşmuş dar bir band bulunduğunu göstermektedir[17]. Bu durumda, benzer bir durumun diğer yarıiletkenler içinde bulunması beklenebilir.

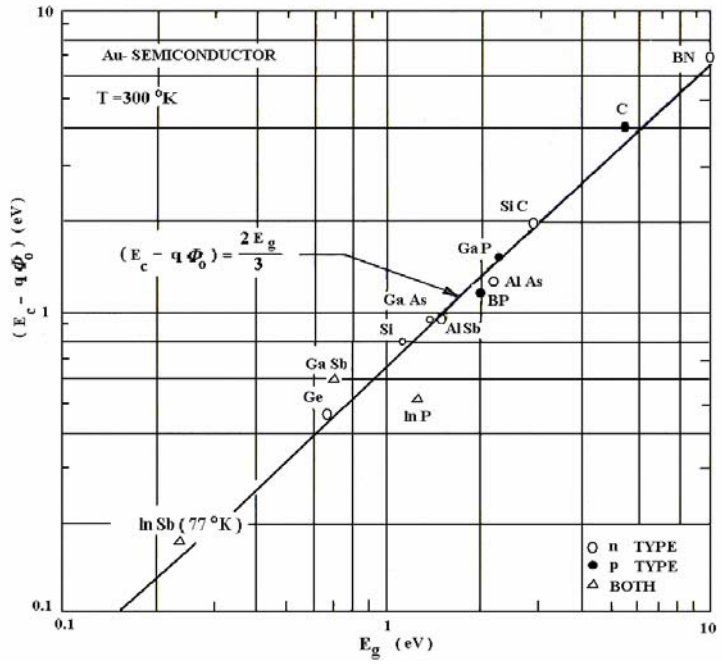
Tablo 2.1. Si, GaP, GaAs, CdS için engel yüksekliği verileri ve hesaplamalar.

Yarıiletken	c_2	$c_3(V)$	$\chi(V)$	$D_s \text{x} 10^{-13}$ $(eV^{-1}cm^{-2})$	$q\phi_o(eV)$	$q\phi_o / E_g$
Si	0.27±0.05	-0.55±0.22	4.05	2.7±0.7	0.30±0.36	0.27
GaP	0.27±0.03	-0.01±0.13	4.0	2.7±0.4	0.66±0.2	0.294
GaAs	0.07±0.05	+0.49±0.24	4.07	12.5±10.0	0.53±0.33	0.38
CdS	0.38±0.16	-1.20±0.77	4.8	1.6±1.1	1.5±1.5	0.6



Şekil 2.8. Diğer metal -yarıiletken sistemler için benzer sonuçlar [14].

Bununla birlikte CdS için, $q\phi_0$ değeri oldukça büyüktür. ($\approx 0{,}8\ E_g$) ve metal-CdS sistemi, sanki düşük bir yüzey durum yoğunluğu varmış gibi davranır. Bu, yüzey durumlarının band kenarına çok yakın olmasıyla ve ara yüzeydeki Fermi seviyesinin, bu durumları işgal etmek ve boşaltmak için herhangi bir yüzey yüküne gerek olmaksızın bağıl olarak geniş bir enerji aralığında aşağı ve yukarı hareket edebilmesi durumu ile açıklanabilir.



Şekil 2.9. Değişik n tipi yarıiletkenler üzerine Au kontaklar için, band aralığına karşı ölçülen $E_c - q\phi_0$ değerleri[16].

2.3 Schottky Engellerde Akım Taşıma Teorisi

Metal-yarıiletken engellerde akım taşınması (transport) temel olarak, p-n eklemlere zıt şekilde (bu eklemlerde azınlık taşıyıcıları sorumlu idi) çoğunluk taşıyıcılarından dolayı oluşur. Bu kesimde, üç farklı yaklaşım sunulacaktır.

1) Bethe tarafından ileri sürülen basit izotermal termoiyonik emisyon-yayınım teorisi[18],

2) Schottky'nin ortaya attığı, basit izotermal difüzyon teorisi [4]

3) Crowell ve Sze tarafından ileri sürülen ve yukarıdaki iki teoriyi bir tek termoiyonik emisyon-diffüzyon teorisi halinde birleştiren daha genel bir teori[20].

Bu kesimde ayrıca, azınlık taşıyıcı enjeksiyon oranı da tartışılacaktır.

2.3.1.Termiyonik Emisyon Teorisi:

Termiyonik emisyon teorisi için temel varsayımlar aşağıdaki gibi özetlenebilir.

1) $q\phi_{Bn}$ engel yüksekliği, kT'den çok büyüktür.
2) Tüketim bölgesi içerisindeki elektron çarpışmaları ihmal edilir.
3) Hayali kuvvetin etkisi de ihmal edilir.

Yukarıdaki varsayımlardan dolayı, akım iletimi sadece engel yüksekliğine (şekli önemli değildir) bağlıdır. Yarıiletkenden metale doğru olan $J_{s\to m}$ akım yoğunluğu, bu durumda, standart-termoiyonik emisyon denklemi ile verilir[18].

$$J_{s\to m} = \frac{qn(m^*)^{3/2}}{(2\pi kT)^{3/2}} \int_{-\infty}^{\infty} dV_y \int_{-\infty}^{\infty} dV_z \int_{V_{0x}}^{\infty} dV_x \exp[-\frac{m^*(V_x^2+V_y^2+V_z^2)}{2kT}]dV_x$$

$$= qn(\frac{m^*}{2\pi kT})^{1/2} \int_{V_{0x}}^{\infty} V_x \exp(-\frac{m^*V_x^2}{2kT})dV_x$$

$$= qn(\frac{kT}{2\pi m^*})^{1/2} \exp(-\frac{m^*V_{0x}^2}{2kT}) \qquad (2.29)$$

X yönünde eklem engeli aşmak için gerekli minimum V_{ox} hızı,

$$\frac{1}{2}m^*V_{0x}^2 = q(V_{bi} - V) \qquad (2.30)$$

bağıntısı ile verilir. Burada V_{bi} ve V sırasıyla, iç gerilim ve uygulanan gerilimdir. (V; doğru besleme için pozitif, ters besleme için negatiftir.) n, elektron konsantrasyonu

$$n = N_c \exp(-\frac{E_c - E_F}{kT}) = 2(\frac{2\pi m^* kT}{h^2})^{3/2} \exp(-\frac{qV_n}{kT}) \qquad (2.31)$$

ile verilir. Denk. (2.30) ve (2.31)'ün Denk. (2.29) 'da yerine konulması ile,

$$J_{s\to m} = A^*T^2 \exp\left(-\frac{q\phi_{Bn}}{kT}\right)\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) \qquad (2.32)$$

$A^* \equiv \frac{4\pi qm^*k^2}{h^3}$ elde edilir.

Serbest elektronlar için, $A^* = 120 amp/cm^2/K^2 \equiv A$ olup bir vakuma (boşluğa) termiyonik emisyon-yayınım için Richardson sabiti olarak bilinir. N-tipi GaAs gibi iletim bandının en düşük minimumunda izotropik bir etkin kütleye sahip

olan yarıiletkenler için, $A^* / A = m^* / m_0$ dir. Buradaki m^* ve m_0, sırasıyla etkin kütle ve serbest-elektron kütlesidir. Çok vadili yarıiletkenler için, bir tek minimum enerjiye karşılık gelen uygun $A*$ Richardson sabiti,

$$\frac{A_1^*}{A} = \frac{1}{m_0}(l_1^2 m_y^* m_z^* + l_2^2 m_z^* m_x^2 + l_3^2 m_x^* m_y^*)^{1/2} \tag{2.33}$$

ile verilir. l_1, l_2 ve l_3, elipsoidin asıl eksenlerine göre yayılma düzlemine olan normalin doğrultman kosinüsleridir ve m_x^*, m_y^* ve m_z^* etkin kütle tensörünün bileşenleridir. Ge için iletim bandındaki emisyon, $\langle 111 \rangle$ yönündeki Brillouin bölgesinin kenarında bulunan minimumlardan kaynaklanır[17]. Bu minimumlar, boyuna kütlesi $m_l^* = 1{,}6 m_0$ ve enine kütlesi $m_t^* = 0{,}082 m_0$ olan dört elipsoide eşdeğerdir. Tüm A_1^* değerlerinin toplamı $\langle 111 \rangle$ yönünde bir minimuma sahiptir.

$$\left(\frac{A^*}{A}\right)_{n-Ge<111>} = m_t^* / m_0 + [(m_t^*)^2 + 8 m_l^* m_t^*]^{1/2} / m_0 = 1.11 \tag{2.34}$$

$\langle 100 \rangle$ yönü için maksimum A^* oluşur.

$$\left(\frac{A^*}{A}\right)_{n-Ge<100>} = \frac{4}{m_0}\left[\frac{(m_t^*)^2 + 2 m_t^* m_l^*}{3}\right]^{1/2} = 1.19 \tag{2.35}$$

Si için iletim bandı minimumları $\langle 100 \rangle$ doğrultularında oluşur ve $m_l^* = 0{,}97 m_0$, $m_t^* = 0{,}19 m_0$ dır. Tüm minimumlar $\langle 111 \rangle$ doğrultusundaki akıma eşit şekilde katkıda bulunurlar ve maksimum A^* yı verirler.

$$\left(\frac{A^*}{A}\right)_{n-Si<111>} = \frac{6}{m_0}\left[\frac{(m_t^*)^2 + 2 m_t^* m_l^*}{3}\right]^{1/2} = 2.2 \tag{2.36}$$

A^* nın maksimum değeri, $\langle 100 \rangle$ doğrultusu için oluşur.

$$\left(\frac{A^*}{A}\right)_{n-Si<100>} = 2 m_t^* / m_0 + 4 (m_l^* m_t^*)^{1/2} / m_0 = 2.1 \tag{2.37}$$

Ge, Si ve GaAs deki deşikler için, $\vec{k} = 0$ daki iki enerji maksimumu, hem ağır hem de hafif deşiklerden yaklaşık olarak izotropik bir akım akışına neden olur. Bu taşıyıcıların neden olduğu akımları toplayarak,

$$\left(\frac{A^*}{A}\right)_{p-type} = (m_{lh}^* + m_{hh}^*)/m_0 \tag{2.38}$$

elde edilir. (A^*/A) değerlerinin bir özeti, Tablo.2.2 de verilmiştir[19].

Metalden yarıiletken içerisine hareket eden elektronlar için engel yüksekliği aynı kaldığından dolayı, yarıiletkene olan akım akışı uygulanan gerilimden etkilenmez. Bu nedenle ısısal denge geçerli olduğu zaman yani V=0 durumunda, yarıiletkenden metale olan akımla, metalden yarıiletkene olan akım akışı eşit olmalıdır. Akım yoğunluğu, Denklem 2.32 de, V=0 konulması ile bulunur.

$$J_{m\to s} = -A^*T^2 \exp\left(\frac{q\phi_{Bn}}{kT}\right) \tag{2.39}$$

Tablo 2.2 Bazı yarıiletkenler için (A^*/A) değerleri

Yarıiletken	Ge	Si	GaAs
p-tipi	0.34	0.66	0.62
n-tipi <111>	1.11	2.2	0.068 (düşük alan)
n-tipi <100>	1.19	2.1	1.2 (yüksek alan)

Toplam akım yoğunluğu, Denk.(2.32) ve Denk. (2.39) un toplamı ile verilir.

$$J_n = \left\{A^*T^2 \exp\left(-\frac{q\phi_{Bn}}{kT}\right)\right\}\left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right)-1\right]$$

$$= J_{ST}\left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right)-1\right] \tag{2.40}$$

Burada ;

$$J_{ST} \equiv A^*T^2 \exp\left(-\frac{q\phi_{Bn}}{kT}\right) \tag{2.41}$$

Denklem (2.40), p-n eklemler için Schottky denklemine benzemektedir fakat, doyma akımı ifadeleri oldukça farklıdır.

2.3.2.Difüzyon Teorisi

Difüzyon teorisi için temel varsayımlar aşağıdaki gibi özetlenebilir[4]:

1) $q\phi_{Bn}$ engel yüksekliği, kT ' den çok büyüktür,

2) Tüketim bölgesindeki elektron çarpışmalarının etkisi göz önüne alınır,

3) x=0 ve x=W' da ki taşıyıcı yoğunlukları akım iletimi ile değişmez, yani denge değerlerine sahiptirler,

4) Yarıiletkenin safsızlık konsantrasyonu dejenere değildir.

Tüketim tabakasındaki akım, lokal alana ve konsantrasyon değişimine bağlı olduğundan, akım yoğunluk denklemi kullanılmalıdır.

$$J_x = J_n = q\left[n(x)\mu E + D_n \frac{\partial n}{\partial x} \right]$$

$$J_n = qD_n\left[-\frac{qn(x)}{kT}.\frac{\partial_V}{\partial_x} + \frac{\partial_n}{\partial_x} \right] \tag{2.42}$$

Kararlı halde, akım yoğunluğu x' den bağımsızdır. ($\vec{\nabla} \,.\, \vec{J} = 0$) ve Denk. (2.42) , $\exp(-qV/kT)$'nin bir integral çarpanı olarak kullanılmasıyla integre edilebilir. Bu durumda,

$$J_n \int_0^W \exp\left[-\frac{qV(x)}{kT} \right] dx = qD_n \left\{ n(x)\exp\left[-\frac{qV(x)}{kT} \right] \right\}_0^W \tag{2.43}$$

elde edilir ve sınır şartları için;

$$qV(0) = -q(V_n + V_{bi}) = -q\phi_{Bn}$$
$$qV(W) = -qV_n + qV \tag{2.44}$$
$$n(0) = N_C \exp\left(-\frac{q\phi_{Bn}}{kT} \right)$$
$$n(W) = n = N_C \exp\left(-\frac{qV_n}{kT} \right) \text{ elde edilir.}$$

Sınır şartlarının kullanılması ve Denk. (2.44) ün Denk.(2.43) te yerine konulması ile

$$J_n = qN_c D_n \left[\exp\left(-\frac{qV}{kT} \right) - 1 \right] / \int_0^W \exp\left[-\frac{qV(x)}{kT} \right] dx \tag{2.45}$$

bulunur. Schottky engelleri için hayali kuvvet etkisinin ihmal edilmesi ile potansiyel dağılımı,

$$qV(x) = \left(\frac{q^2 N_D}{\varepsilon_s} \right) \left(Wx - \frac{x^2}{2} \right) - q\phi_{Bn} \tag{2.45.a}$$

ile verilir. Bunun Denklem (2.45)' de yerine konulması ve W nin $V_{bi} + V$ 'ye bağlı olarak ifade edilmesi ile,

$$J_n \cong \frac{qD_n N_c}{kT} \left[\frac{q(V_{bi} + V).8\pi N_D}{\varepsilon_s} \right]^{1/2} \exp\left(-\frac{q\phi_{Bn}}{kT} \right) \left\{ \frac{\exp(qV / kT) - 1}{1 - \exp\left[-\frac{2q(V_{bi} - V)}{kT} \right]} \right\} \tag{2.46}$$

elde edilir. Burada V, doğru beslem durumunda pozitif, ters beslem durumunda negatiftir. $qV_{bi} \geq kT$ ifadesi, mevcut teorinin dayandığı şartlardan birisi olduğundan, paydadaki üstel terim, tüm ters gerilimler ve küçük doğru gerilimler için ihmal edilebilir ve Denk. (2.46),

$$J_n \cong \left\{ \frac{q^2 D_n N_c}{kT} \right\} \left[\frac{q(V_{bi} - V).8\pi N_D}{\varepsilon_s} \right] \exp\left(-\frac{q\phi_{Bn}}{kT} \right) \left[\exp\left(\frac{qV}{kT} \right) - 1 \right]$$

$$J_n = J_{SD} \left[\exp\left(\frac{qV}{kT} \right) - 1 \right] \tag{2.47}$$

haline indirgenir. Burada,

$$J_{SD} \cong \left\{ \frac{q^2 D_n N_c}{kT} \right\} \left[\frac{q(V_{bi} - V).8\pi N_D}{\varepsilon_s} \right] \exp\left(-\frac{q\phi_{Bn}}{kT} \right)$$

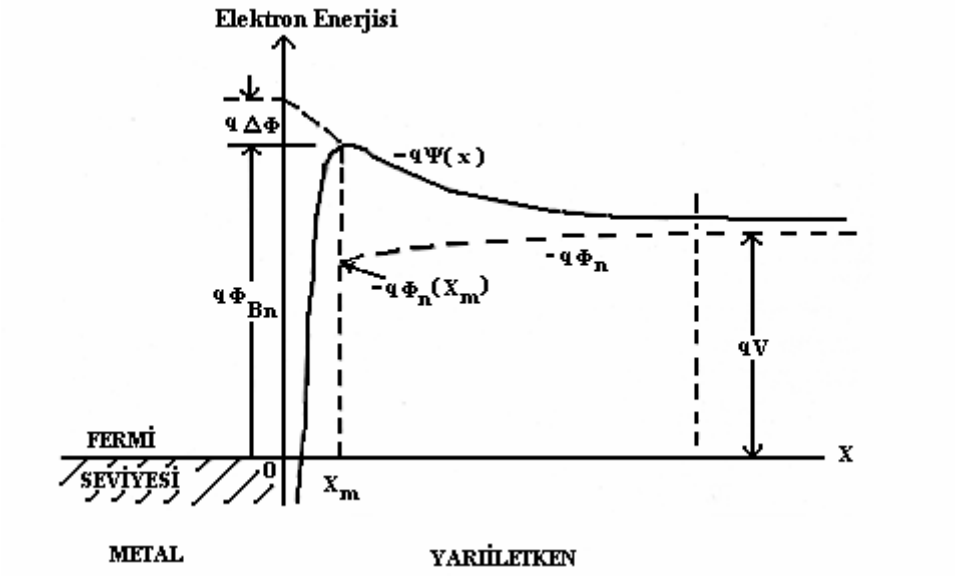
olup, difüzyon teorisi için doyma akım yoğunluğudur.

Difüzyon ve termiyonik emisyon teorileri ile türetilen akım yoğunluk denklemleri temelde aynıdır. Fakat difüzyon teorisindeki J_{SD} "doyma akım yoğunluğu", termiyonik emisyon teorisindeki J_{ST} "doyma akım yoğunluğu"na kıyasla, gerilimle çok daha hızlı şekilde değişir fakat sıcaklığa daha az duyarlıdır.

2.3.3 Termiyonik Emisyon-Diffüzyon Teorisi

Termiyonik emisyon ve difüzyon yaklaşımlarının bir sentezi olan bu teoride akım yoğunluğu denklemi, metal-yarıiletken arayüzeyi yakınındaki termiyonik v_R yeniden birleşme hız sınır şartından türetilir[20]. Ayrıca, metal-yarıiletken arayüzeyindeki kuantum mekaniksel yansıma ve elektron optik-fonon saçılma etkileri de göz önüne alınmaktadır. Engel, enerji maximumu (x_m) ile metal arasındaki elektron optik-fonon saçılması, termiyonik emisyon teorisinin uygulanmasında bir düşük alan sınırı ortaya çıkarır. Yani metal, kendi doğrultusundaki maximum potansiyeli geçen taşıyıcılar için mükemmel bir havuz gibi davranmaktadır. Kuantum mekaniksel yansıma ve kuantum tünelleme olaylarının yeniden birleşme hızı üzerindeki etkisi ise, termiyonik emisyon teorisinin geçerliliği ve termiyonik alan emisyonunun başlaması için yüksek alan sınırı belirlemektedir.

Taşıyıcıların difüzyonu, difüzyonun oluştuğu bölgedeki potansiyel şekilleniminden kuvvetli şekilde etkilenmediğinden, Şekil 2.10'da görüldüğü gibi, bir metal-yarıiletken engel için, uzaklığın, $q\psi(x)$ elektronun potansiyel enerjisine göre değişimi göz önüne alınsın. $q\psi$ 'nin metal-yarıiletken arayüzeyi yakınında kıvrılması, iyonlaşmış donorların oluşturduğu alanının üst üste gelme etkilerinden (ψ 'nin noktalı extrapolasyonu ile gösterilmiştir) ve bir elektronun metale yaklaşması durumunda maruz kalacağı çekici hayali kuvvet etkisinden kaynaklanmaktadır. Şekilde de görüldüğü gibi, metal ile yarıiletken arasına uygulanan V gerilimi, metal içerisinde elektron iletimine neden olacaktır.



Şekil 2.10. Metal-yarıiletken engel için $q\psi$ elektron potansiyel enerjisinin uzaklıkla değişimi.

x_m ile W arasındaki bölgede akım yoğunluğu,

$$J = -q\mu n \frac{d\phi_n}{dx} \tag{2.48}$$

ile verilir. Buradaki n, x noktasındaki elektron yoğunluğu olup,

$$n = N_c \exp\left[-\frac{q(\phi_n - \psi)}{kT}\right] \tag{2.49}$$

şeklindedir. N_c, iletim bandında etkin durum yoğunluğu ve T, elektron sıcaklığıdır. x_m ile W arasındaki bölgenin izotermal olduğu ve elektron sıcaklığının örgü sıcaklığına eşit olduğu kabul edilir. x_m ile arayüzey (x=0) arasındaki yüzeyde potansiyel enerji, elektronun ortalama serbest yolu ile kıyaslanabilir büyüklükteki uzaklıklarda çok hızlı şekilde değiştiğinden dolayı, bu aralık için Denk. (2.48) ve (2.49) kullanılamaz. Eğer engelin bu kısmı elektronlar için bir havuz olarak davranıyorsa, akım iletimi, potansiyel enerji maximumundaki etkin bir v_R yeniden birleşme hızına bağlı olarak,

$$J = q(n_m - n_o)v_R \tag{2.50}$$

şeklinde tanımlanır. Burada n_m, akım iletilirken x_m'deki elektron yoğunluğu ve n_o, x_m' deki yarı-denge elektron yoğunluğudur. Bu yoğunluk, potansiyel enerji maximumunun büyüklük ve konumu değiştirmeksizin dengeye ulaşmanın olanaklı olması durumunda oluşacak yoğunluk değeridir. Hem ϕ hem de ψ' yi metaldeki Fermi seviyesine göre ölçmek uygundur. Bu durumda;

$$\phi_n(W) = -V$$

$$n_o = N_c \exp\left(-\frac{q\phi Bn}{kT}\right) \tag{2.50.a}$$

ve

$$n_m = N_c \exp\left[\frac{-q\phi_n(x_m) - q\phi_{Bn}}{kT}\right] \tag{2.51}$$

dir. Buradaki $q\phi_{Bn}$, engel yüksekliği ve $q\phi_n(x_m)$, x_m' deki imref potansiyeldir.

Eğer denklem (2.48) ve (2.49)'dan n yok edilir ve sonuçtaki ϕ_n ifadesi, x_m ile W arasında integre edilirse,

$$\exp\left[\frac{q\phi_n(x_m)}{kT}\right] - \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) = -\frac{J}{\mu N_c kT}\int_{x_m}^{W} \exp\left(-\frac{q}{kT}\right)dx \tag{2.52}$$

eşitliği bulunur. Denk. (2.50), (2.51) ve (2.52)'den

$$J = \frac{qN_c v_R}{1 + v_R / v_D}.\exp\left[-\frac{q\phi_{Bn}}{kT}\right].\left[\exp\left(-\frac{qV}{kT}\right) - 1\right] \tag{2.53}$$

elde edilir. Buradaki v_D ve v_R

$$v_D = \left[\int_{x_m}^{W} \frac{q}{\mu kT} \exp\left\{-\frac{q}{kT}(\phi_{Bn} + \psi)dx\right\}\right]^{-1} \tag{2.54}$$

ifadesi, W daki tüketim tabaka kenarından potansiyel enerji maksimumuna elektron aktarımındaki etkin difüzyon hızıdır. Eğer elektron dağılımı, $x \geq x_m$ için Maxwell dağılımı ise ve eğer, metalden, akım yoğunluğu $qn_0 v_R$ olanlar dışında hiçbir elektron dönmüyor ise, yarıiletken termiyonik bir yayıcı olarak davranır. Bu durumda;

$$v_R = \frac{A^* T^2}{qN_c} \tag{2.55}$$

ile verilen yeniden birleşme hızıdır. 300 ^0K de, v_R, <111> yönelmiş n-tipi Ge, <111> n-tipi Si ve n-tipi GaAs için sırasıyla, 7.0x10^6, 5.2x10^6 ve 1.0x10^7 cm/sn dir. Eğer $v_D \geq v_R$ ise, Denk. (2.53)' deki ilk üstel terim v_R kadar baskındır ve termiyonik emisyon teorisi uygulanabilir. Eğer $v_D \leq v_R$ ise, difüzyon işlemi baskındır. Hayali kuvvet etkileri ihmal edilirse ve elektron mobilitesi, E elektrik alanından bağımsız alınırsa, sınır yakınında yarıiletkendeki elektrik alan, E olmak üzere, $v_D = \mu E$ olur. Bu durumda standart difüzyon akım yoğunluğu,

$$J \cong qN_c \mu E \exp\left(-\frac{q\phi_{Bn}}{kT}\right)\left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right)-1\right] \tag{2.56}$$

şeklini alır.

v_D' in hesaplanmasında hayali kuvvet etkilerini de işin içine katmak için Denk. (54)' deki ψ potansiyeli,

$$\psi = \phi_{Bn} + \Delta\phi - Ex - \frac{q}{16\pi\varepsilon_s x} \tag{2.57}$$

alınır. Buradaki $\Delta\phi$ Denk.(2.5) ile verilen engel azalmasıdır.

$$\Delta\phi = \left(\frac{qE}{4\pi\varepsilon_o}\right)^{1/2} = 2Ex_m$$

Özet olarak Denk. (2.53), Schottky difüzyon teorisi ve Bethe'nin termiyonik emisyon teorisinin sentezi olan bir sonuç vermektedir. $\mu E(x_m) > v_R$ olması

durumunda, termiyonik emisyon teorisi ile temelde uyumlu olan akım bağıntıları ortaya koymaktadır. Bu kriter, λ taşıyıcı ortalama serbest yolu olmak üzere, $E(x_m) > kT/q\lambda$ olan Bethe şartından çok daha hassas bir şarttır.

Çoğu zaman potansiyel enerji maksimumunu geçen bir elektron için, elektron optik-fonon saçılmasıyla geri saçılma olasılığı oldukça önemlidir. Bu; engel üzerindeki net akımda bir azalma oluşturur. Geri saçılan elektronların, toplam elektron akısının çok küçük bir kısmı olmak şartıyla bu olay, küçük bir pertürbasyon şeklinde göz önüne alınabilir. Potansiyel enerji maksimumu üzerinde elektron optik-fonon saçılma olasılığı,

$$f_p \cong \exp\left(-\frac{x_m}{\lambda}\right) = \exp\left\{-\left(\frac{q}{16\pi\varepsilon_s E}\right)^{1/2} \Big/ \left[\lambda_o \tanh\left(\frac{E_p}{2kT}\right)\right]\right\} \tag{2.58}$$

ile verilir.

Fonon saçılma etkilerine ek olarak, Schottky engelinde kuantum mekaniksel yansıma ve elektronların engele tünelleme yapmasından dolayı, taşıyıcıların enerji dağılımı Maxwell dağılımından daha fazla uzaklaşacaktır. P_θ tek bir elektronun kuantum mekaniksel geçirme katsayısı olmak üzere, toplam kuantum mekaniksel geçirme katsayısı,

$$f_\theta = \int_0^\infty P_\theta \exp\left(-\frac{E}{kT}\right)\frac{dE}{kT} \tag{2.59}$$

şeklinde verilir.

f_P ve f_θ' un hesaba katılmasıyla bulunan tam J-V karakteristik denklemi,

$$J = J_s\left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1\right] \tag{2.60}$$

$$J_s = A^{**}T^2 \exp\left(-\frac{q\phi_{Bn}}{kT}\right) \tag{2.61}$$

olur. Burada,

$$A^{**} = \frac{f_P f_\theta A^*}{\left(1 + f_P f_\theta v_R / v_D\right)} \tag{2.61.a}$$

şeklindedir.

2.3.4 Azınlık Taşıyıcı Enjeksiyon Oranı

Schottky engel diyodu, düşük enjeksiyon koşulları altında çalışan bir çoğunluk taşıyıcı aygıttır. Yeterince büyük ön besleme durumunda, azınlık taşıyıcı enjeksiyon oranı, γ, (azınlık taşıyıcı akımın toplam akıma oranı) difüzyon akımından çok daha önemli hale gelen sürüklenme alan bileşeninin artmasından dolayı, akım ile büyümektedir.

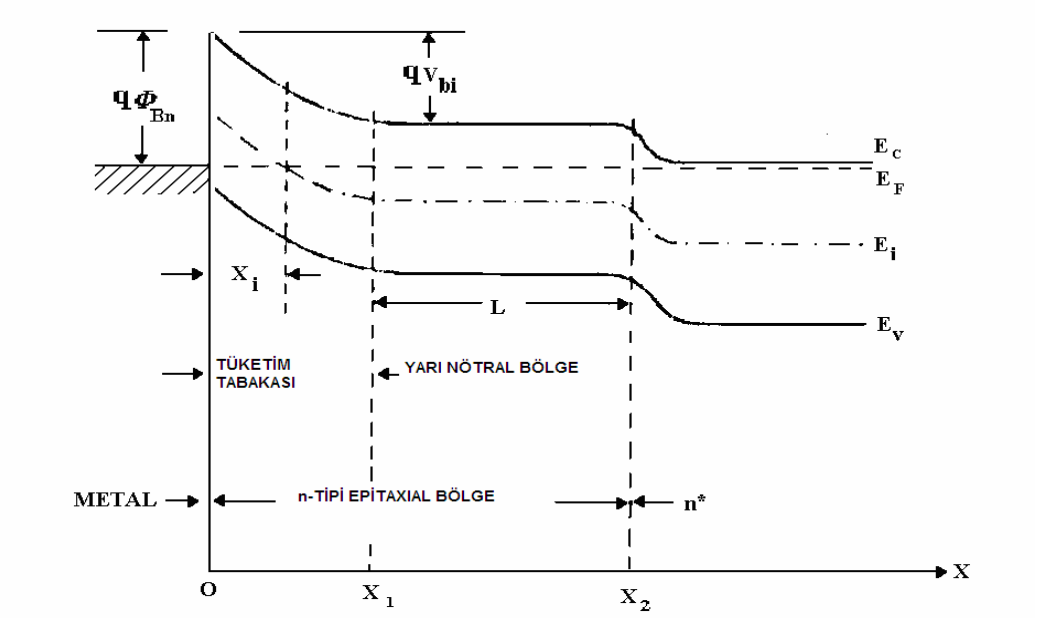
Kararlı durumda, azınlık taşıyıcıları için tek boyutlu süreklilik ve akım yoğunluğu denklemleri;

$$0 = -\frac{p_n - p_{n0}}{\tau_p} - \frac{1}{q}\frac{\partial J_p}{\partial x} \tag{2.62}$$

$$J_p = q\mu_p p_n \varepsilon - qD_p \frac{\partial p_n}{\partial x} \tag{2.63}$$

ile verilir.

Bir Schottky kontağı için enerji band diyagramı Şekil 2.11.'deki gibidir.



Şekil 2.11 Epitaxial bir Schottky engeli için enerji-band diyagramı[21].

Buradaki x_1, tüketim tabaksının sınırıdır ve x_2, n tipi epitaksial tabaka ile n^+ alttabaka arasında, arayüzeyde oluşur. x_1 deki azınlık taşıyıcısı yoğunluğu;

$$p_n(x_1) = p_{n0}\left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right)-1\right] \approx \frac{n_1^2}{N_D}\left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right)-1\right] \tag{2.64}$$

şeklinde bulunur. Burada N_D, n tipi donor konsantrasyonudur. Ön beslem akım yoğunluğunun bir fonksiyonu olarak ifade edilen, $x = x_1$ deki $p_n(x)$ niceliği, Denk.(2.60) ve (2.64) den elde edilebilir.

$$p_n(x_1) = \frac{n_i^2}{N_D}\frac{J}{J_S} \tag{2.65}$$

$x = x_1$ de, $p_n(x)$ üzerindeki sınır şartı azınlık taşıyıcıları için bir aktarım hızına, $\vartheta_T = D_P / L_p$ bağlı olarak ifade edilebilir.

$$J_p(x_2) = q\nu_T p_n = q\left(\frac{D_p}{L_p}\right)p_{n0}\left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right)-1\right] \qquad L < L_p \tag{2.66}$$

Burada D_p ve L_p, azınlık taşıyıcısı difüzyon sabiti ve difüzyon uzunluğudur. L, yarı nötral bölgenin uzunluğudur.

Düşük-enjeksiyon koşullarında, Denk. (2.63) teki azınlık taşıyıcı sürüklenme bileşeni, difüzyon terimiyle karşılaştırıldığında ihmal edilebilir ve γ, enjeksiyon oranı,

$$\gamma \equiv \frac{J_p}{J_p + J_n} \approx \frac{J_p}{J_n} = \frac{qn_i^2 D_p}{N_D L_P A^{**} T^2 \exp\left(-\frac{q\phi_{Bn}}{kT}\right)} \tag{2.67}$$

ile verilir.

Yeterince büyük ön besleme için elektrik alanı, önemli bir taşıyıcı sürüklenme akım bileşenine neden olur ve bu da sonuçta, azınlık taşıyıcı akımına baskın hale gelir. Denk.(2.56), (2.63) ve (2.65) den, yüksek-akım sınırlama şartı olarak;

$$\gamma \approx \frac{J_p}{J_n} \approx \frac{n_i^2}{N_D^2}\left(\frac{\mu_p}{\mu_n}\right)\frac{J}{J_s} \tag{2.68}$$

elde edilir.

Normalizasyon faktörleri

$$J_0 = \frac{qD_n N_D}{L} \tag{2.69.a}$$

$$\gamma_0 = \frac{qD_p n_i^2}{N_D L J_s} \tag{2.69.b}$$

şekinde ifade edilebilir

Azınlık taşıyıcı enjeksiyon oranını küçültmek için, büyük N_D (düşük özdirençli malzeme), büyük J_s (küçük engel yüksekliği), ve küçük n_i (büyük band aralıklı) değerlere sahip bir metal yarıiletken kullanılmalıdır.

Enjeksiyon oranı ile birlikte ortaya çıkan bir diğer nicelik, azınlık depolanma süresi, τ_s dir ve birim alan yoğunluğu başına, yarı- nötral bölgede depolanan azınlık taşıyıcı olarak tanımlanır.

$$\tau_s = \frac{\int_{x_1}^{x_2} qp(x)dx}{J} \tag{2.70}$$

Yüksek akım limitinde τ_s,

$$\tau_s \approx \frac{qn_i^2 L_p}{N_D J_s} \tag{2.71}$$

ile verilir.

3. DENEYSEL YÖNTEM

3.1.GaAS ve Numune Özellikleri

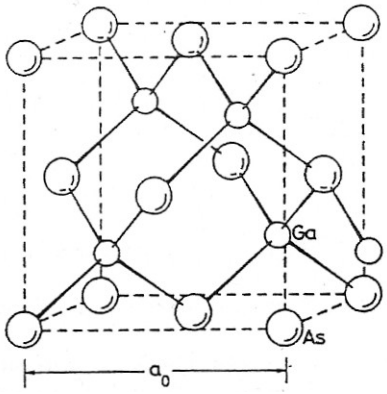
III-V gurubu bileşik yarıiletkenlerin özellikleri H.Welker tarafından araştırılmıştır[22]. III-V gurubu bileşik yarıiletkenlerin saf olarak hazırlanması tekli yarıiletkenlilerine (Si,Ge) göre zordur. III-V gurubu elementleri tarafından farklı tipte dokuz tane bileşik yarıiletken oluşturulabilir[23]. In, Ga, Al ile Sb, As, P gibi elementlerin dokuz tane varyasyonu vardır. Bu ikili bileşik yarıiletkenlerin dokuz tanesinden beş tanesi direkt, diğerleri indirekt band aralıklıdır. Bu bileşik yarıiletkenlerin bazı özellikleri Tablo 3.1' de verilmektedir.

Tablo3.1 III-IV grubu yarıiletkenlerinin en düşük ΔE değerleri

	$\Delta E(eV)$	m_e / m	m_{h1} / m	$\mu_e (cm^2V^{-1}s^{-1})$	$\mu_h (cm^2V^{-1}s^{-1})$
InSb	0.18D	0.014	0.4	78000	750
InAs	0.35D	0.022	0.4	28000	450
GaSb	0.72D	0.044	0.23	44000	700
InP	1.33D	0.078	-	5200	150
GaAs	1.42D	0.065	0.5	8900	400
AlSb	1.62I	-	-	200	-
AlAs	2.13I	-	-	-	-
GaP	2.26I	-	-	200	100
AlP	2.43I	-	-	-	-

Bileşik yarıiletkenlerden, en büyük elektron hareketliliği InSb' de görülmüştür. GaAs'in band yapısı InSb'e çok benzerdir. Çift atomlu III-V bileşik yarıiletkenlerin iyonik yükleriyle ilgilenilmiştir. Eğer $e^* = e$ ise her iyon yalnızca bir elektrik yüküne sahiptir. Ama $e^* = 0$ ise bağ, kovalenttir. GaAs' da e^* / e 0.33 den 0.68' e kadar değişim göstermektedir. Bu da GaAs'in yarı kovalent, yarı iyonik yapıya sahip olduğunu göstermektedir.

Hemen hemen bütün yarıiletkenler, elmas, çinko blend yapı, wurtzite yapıya sahiptirler. Bazı III-V bileşikleri GaAs, AlAs ve $Al_xGa_{1-x}As$, normal basınçta wurtzite yapıya sahiptir. GaAs bileşiğinin yapısı Şekil 3.1'de gösterilmektedir.



Şekil 3.1 GaAs'in wurtzite kristal yapısı.

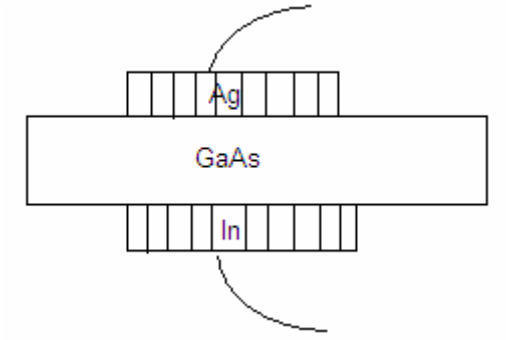
Bu bileşiklerin ağ yapısı tetragonal bağ yapısından oluşmaktadır. Wurtzite yapılar; elmas yapısının, iki yüzey merkezli iki farklı atomundan oluşur. Tetragonal yapıda her bir Ga atomu 4 tane As atomuna ve her bir As atomu dört tane Ga atomuna bağlanır. Her birim hücrede dört tane molekül bulunmaktadır. Her birim hücrede GaAs' in dört tane bileşiği vardır.

GaAs, direkt band aralıklı olup, yarı band aralığı 1,42 eV değerindedir. Mobiliteleri, elektronlar için 8900 $\mu_e\left(cm^2V^{-1}s^{-1}\right)$, deşikler için 400 $\mu_h\left(cm^2V^{-1}s^{-1}\right)$ civarındadır.

Çalışmada kullanılan GaAs bileşik yarıiletkeninin bazı özellikleri Tablo 3.2' de verilmektedir. Bu bileşik yarıiletkenle hazırlanan numunenin blok şeması Şekil 3.2'de verilmiştir.

Tablo 3.2. Çalışmada kullanılan GaAs bileşik yarıiletkenin özellikleri

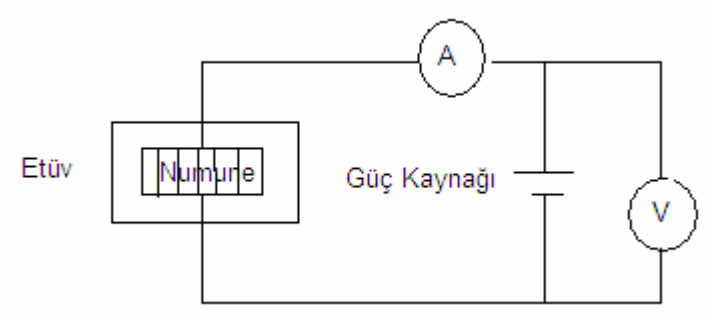
Katkı maddesi	: Te
İletkenlik tipi	: n
Doğrultu	: (100)
Çapı	: 7,5 cm
Kalınlığı	: $500 \pm 25 \mu m$
Özdirenci	: 9.5 10^{-3} Ωcm
Mobilitesi	: 3625 V_s / cm^2
Taşıyıcı yoğunluğu	: 1.9 10^{17} cm^{-3}



Şekil 3.2. Numunenin blok şeması

3.2. I-V Ölçümü

Hazırlanan Ag/GaAs numunesinin I-V ölçümü Şekil 3.3'de gösterilen deney düzeneğinde alınmıştır. Ampermetre olarak Keıthley 199 System DMM/ Scanner, voltmetre olarak BK dijital avometre, güç kaynağı olarak GW DC Power Supply ve etüv olarak Binder kullanılmıştır.



Şekil 3.3 I-V blok şeması

Denk. (2.60)'dan, bir Schottky engel diodunun ideal doğru ve ters beslem I-V karakteristikleri tahmin edilebilir. $V > 3kT/q$' luk bir doğru beslem için, Denk. (2.60)' ı,

$$I = A^* A T^2 \exp\left(-\frac{q\phi_{Bo}}{kT}\right)\exp\left[\frac{q(V+\Delta\phi)}{kT}\right] \tag{3.1}$$

şeklinde yazmak mümkündür. Burada ϕ_{Bo}, sıfır alan asimtotik engel yüksekliği, A^{**} etkin Richardson sabiti ve $\Delta\phi$, Schottky engel azalmasıdır. Hem A^{**} hem de $\Delta\phi$ uygulanan gerilimin fonksiyonları olduğundan, doğru beslem I-V karakteristiği ($V > 3kT$ için),

$$I \cong \exp\left(\frac{qV}{nkT}\right) \tag{3.2}$$

şeklinde olur. Buradaki n idealite faktörü olup,

$$n = \frac{q}{kT}\frac{\partial V}{\partial(\ln I)}$$

$$n = \left[1 + \frac{\partial\Delta\phi}{\partial V} + \frac{kT}{q}\frac{\partial\left(\ln A^{**}\right)}{\partial V}\right]^{-1} \tag{3.3}$$

ile verilir.

Doğru belsem için ln(I)' nın gerilime göre grafiği çizildiğinde, eğrinin eğiminden n idealite faktörü belirlenmektedir.

Ters beslemde Schottky engel azalması etkin olup, akım yoğunluğu, $V_R > 3kT$ için,

$$I_R = AA^*T^2 \exp(-\frac{q\phi_{Bn}}{kT}) \exp(\frac{q\Delta\phi}{kT})$$

ile verilir. Burada A kontak alanıdır.

$$I_R = I_S \exp(\frac{q\Delta\phi}{kT}) \tag{3.4}$$

ile verilir. Burada $\Delta\phi$, Denklem (2.5) ile tanımlanan engel azalması ve E,

$$E = [\frac{2qN_D}{\in_S}(V + V_{bi})] \tag{3.5}$$

şeklindedir. Denklem (2.5) ve (3.5) 'nin Denklem (3.4)' da kullanılması ile,

$$I_R = I_S \exp[\alpha(V + V_{bi})^{1/4}] \tag{3.6}$$

elde edilir.

Burada,

$$\alpha = (\frac{q^3 N_d}{8\pi^2 \in^3})$$

ile verilen bir sabittir. Denklem (3.6), V>>V_{bi} için, $I_R = I_S \exp(\alpha V^{1/4})$ şeklinde yeniden yazılabilir. ln $(I_R) - V^{1/4}$ grafiği çizildiğinde, doğrunun sıfır gerilime extrapole edilmesi ile I_S doyma akımı ve Denklem 3.7 yardımı ile engel yüksekliği bulunur.

$$\phi_{Bn} = \frac{kT}{q} \ln(\frac{A^{**} T^2}{I_S}) \tag{3.7}$$

A^{**} etkin Richardson sabitinin kesin değerlerinin bilinmesi halinde, I_S doyma akım yoğunluğunun sıcaklıkla değişimi incelenir. Bu amaçla, değişik sıcaklıklar için ln $I_R - V^{1/4}$ eğrileri çizilir. Her bir eğrinin sıfır gerilime ekstrapole edilmesi ile farklı sıcaklıklar için I_S doyma akım yoğunlukları elde edilir.

Elde edilen I_S değerlerinden çizilen $\ln(I_S / T^2) - (10^3 / T)$ grafiğinin eğiminden,

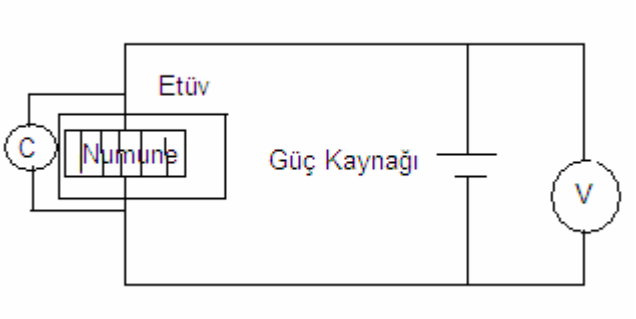
$$\phi_{Bn} = \frac{10^3 k}{q} \frac{\Delta(\ln(I_S / T^2)}{\Delta(10^3 / T)} \tag{3.8}$$

$$\phi_{Bn} = \frac{10^3 k}{q} \tan\beta$$

engel yüksekliği bulunur.

3.3. C-V Ölçümü

Ag/GaAs yapının C-V ölçümleri Şekil 3.4'de verilen deneysel düzenekle yapılmıştır. Ampermetre olarak Keıthley 199 System DMM/ Scanner, voltmetre olarak BK dijital avometre, güç kaynağı olarak GW DC Power Supply, kapasitemetre olarak GW LRC-815 ve etüv olarak Binder kullanılmıştır.



Şekil 3.4 C-V blok şeması

Engel yüksekliği, sığa ölçümleri ile de tayin edilebilmektedir. Bir dc besleme üzerine küçük bir ac gerilim bindirildiği zaman, metal üzerinde bir işaretli, yarıiletkende ise zıt işaretli yükler meydana gelir. C ve V arasındaki ilişki Denk. (2.14) ile verilir.

Uygulanan gerilimin $1/C^2$ ye karşı grafiğinin, gerilim ekseni üzerindeki kesişim noktasından engel yüksekliği tayin edilebilir:

$$\phi_{Bn} = V_i + V_n + \frac{kT}{q} - \Delta\phi \tag{3.9}$$

Buradaki V_i, kesişim noktasındaki gerilim ve V_n, katkılama konsantrasyonunun bilinmesi durumunda hesaplanacak olan iletim bandı altındaki Fermi seviyesinin derinliğidir.

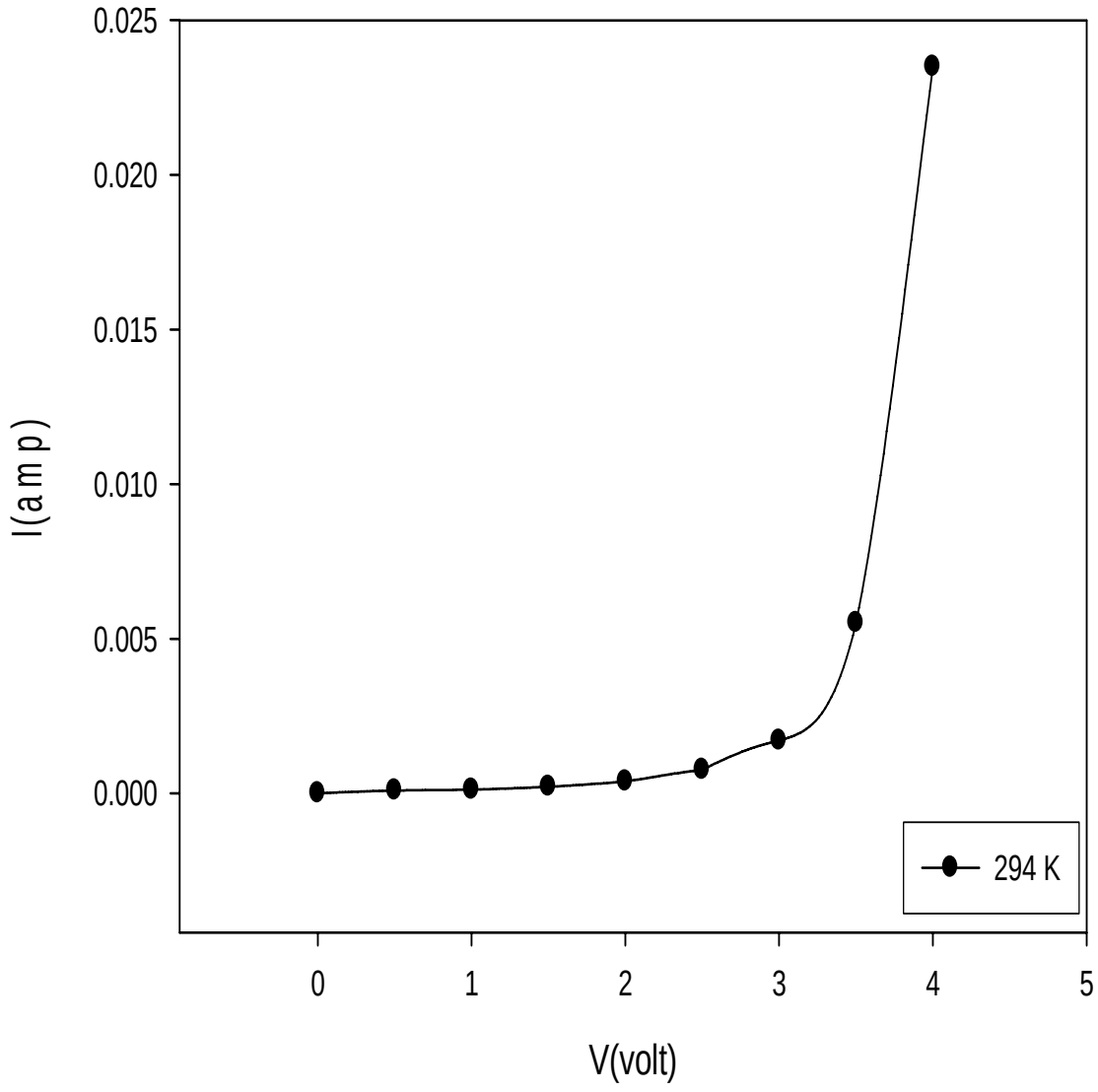
C-V Bağıntısına göre, (Denklem(2.14))

$$\frac{1}{C^2} = \frac{2(V_d - V)}{q\varepsilon_r\varepsilon_0 N} \tag{3.10}$$

yazılabilir.

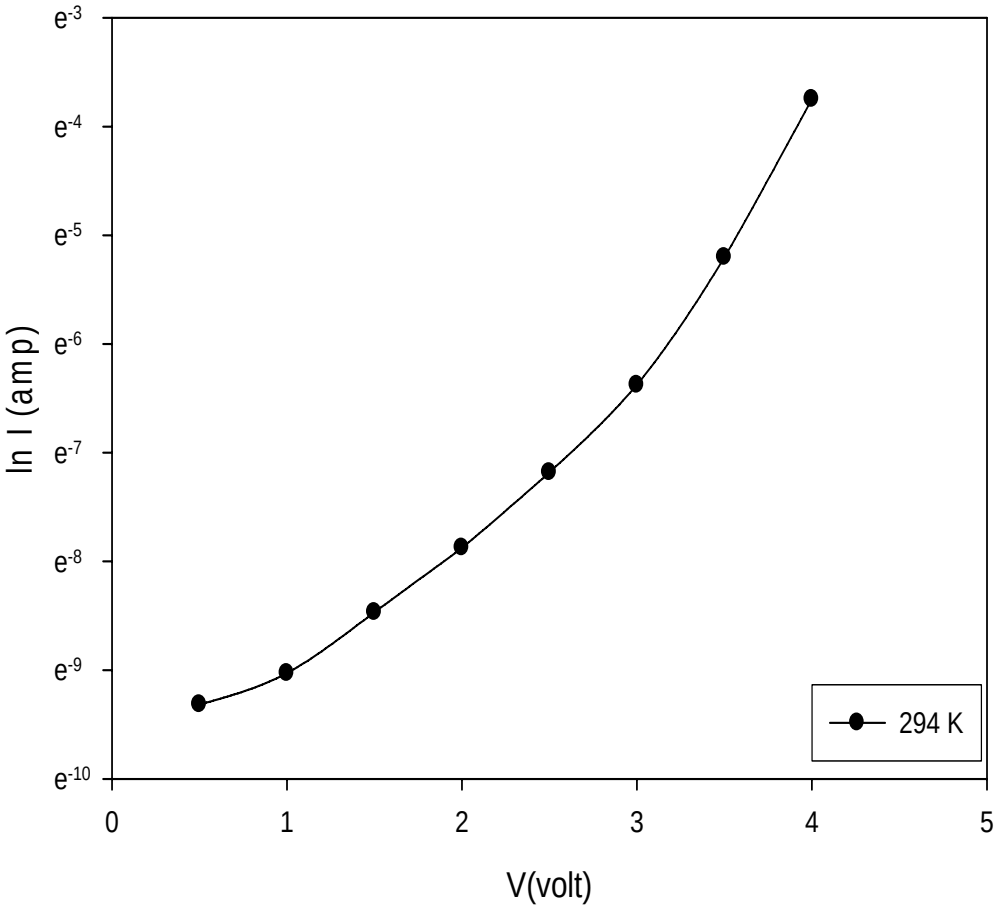
4. SONUÇLAR VE TARTIŞMALAR

Kesim 3.2'de belirtilen deneysel düzenek yardımı ile elde edilen doğru beslem akım gerilim değerlerinden çizilen I-V eğrisi Şekil 4.1'de verilmektedir.



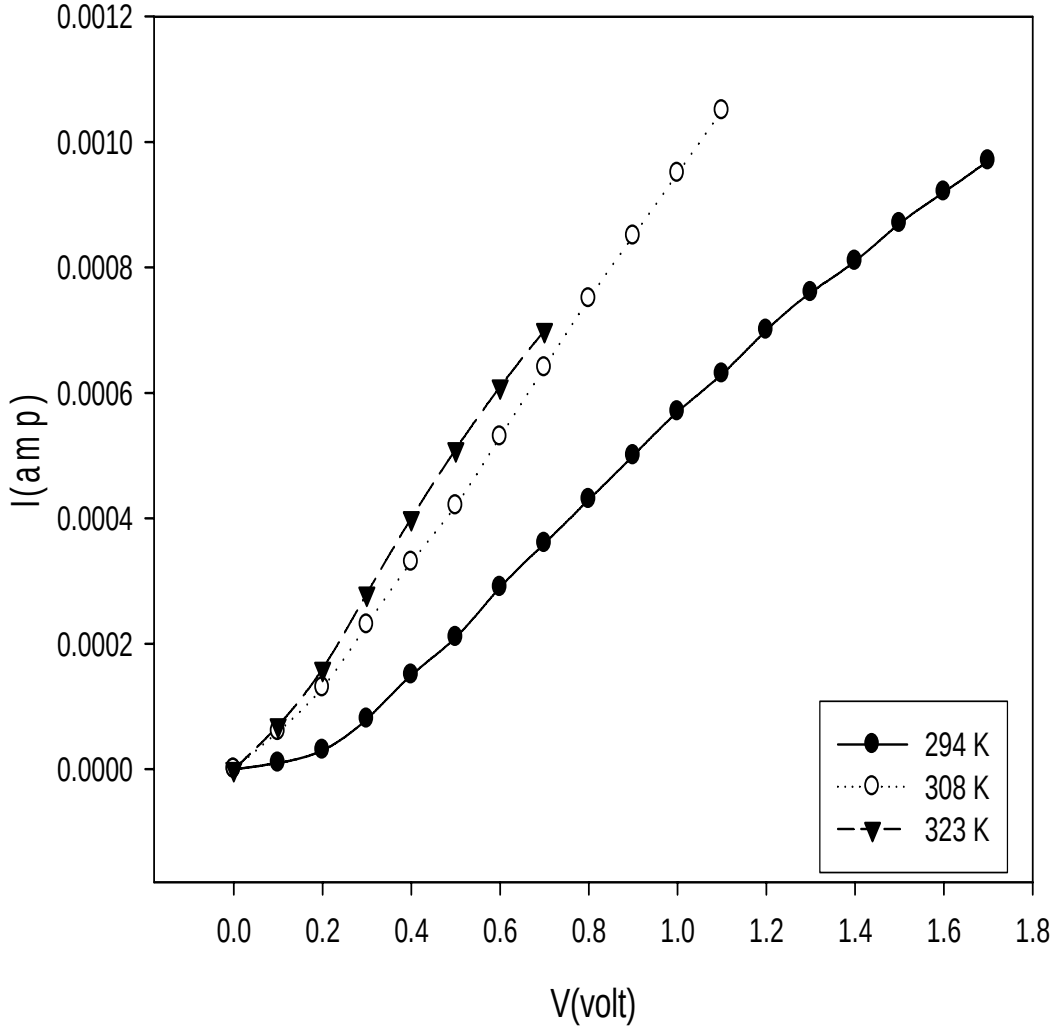
Şekil4.1 Ag/GaAs yapının I-V grafiği

Ag/GaAs yapının, Şekil 4.2'de ln(I)-V eğrisinin eğiminden n idealite faktörü değeri 1.059 (düşük alan) ve 1.892 (yüksek alan) bulunmuştur. İdealite faktörü 1 ile 2 arasında değerler almakta olup, yapıdaki akım mekanizmaları hakkında bilgi vermektedir. Yukarıda bulunan iki farklı sonuç akımın düşük ve yüksek alan bölgelerinde farklı mekanizmalarla iletildiğini göstermektedir. Yani düşük alanlarda difüzyon akımı, yüksek alanlarda ise yeniden birleşme akımı etkin olmaktadır.



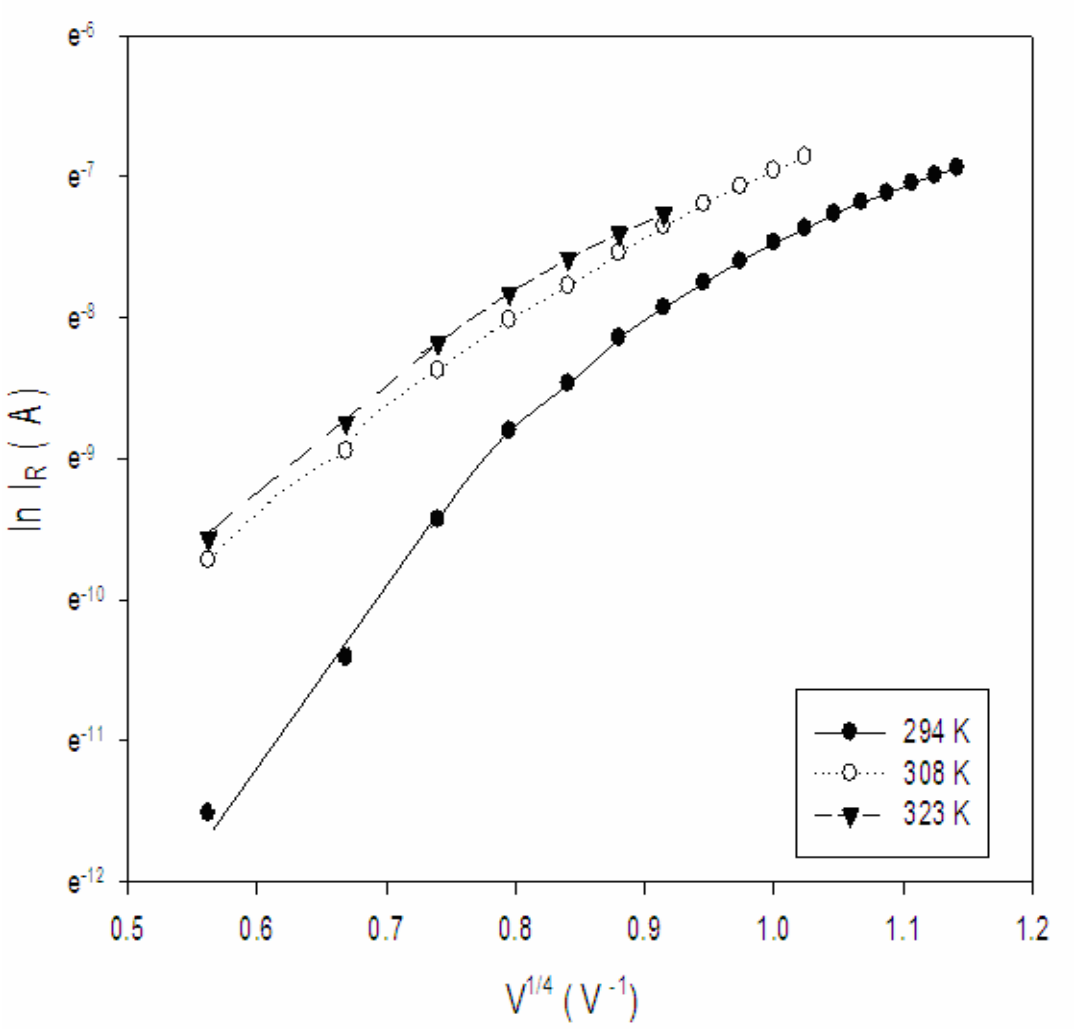
Şekil 4.2 Ag/GaAs yapının lnI-V grafiği

Farklı sıcaklıklar için ($T_1 = 294\ K$, $T_2 = 308\ K$, $T_3 = 323\ K$) ölçülen ters beslem akım ve gerilim değerlerinden çizilen I-V grafiği Şekil 4.3 verilmektedir.



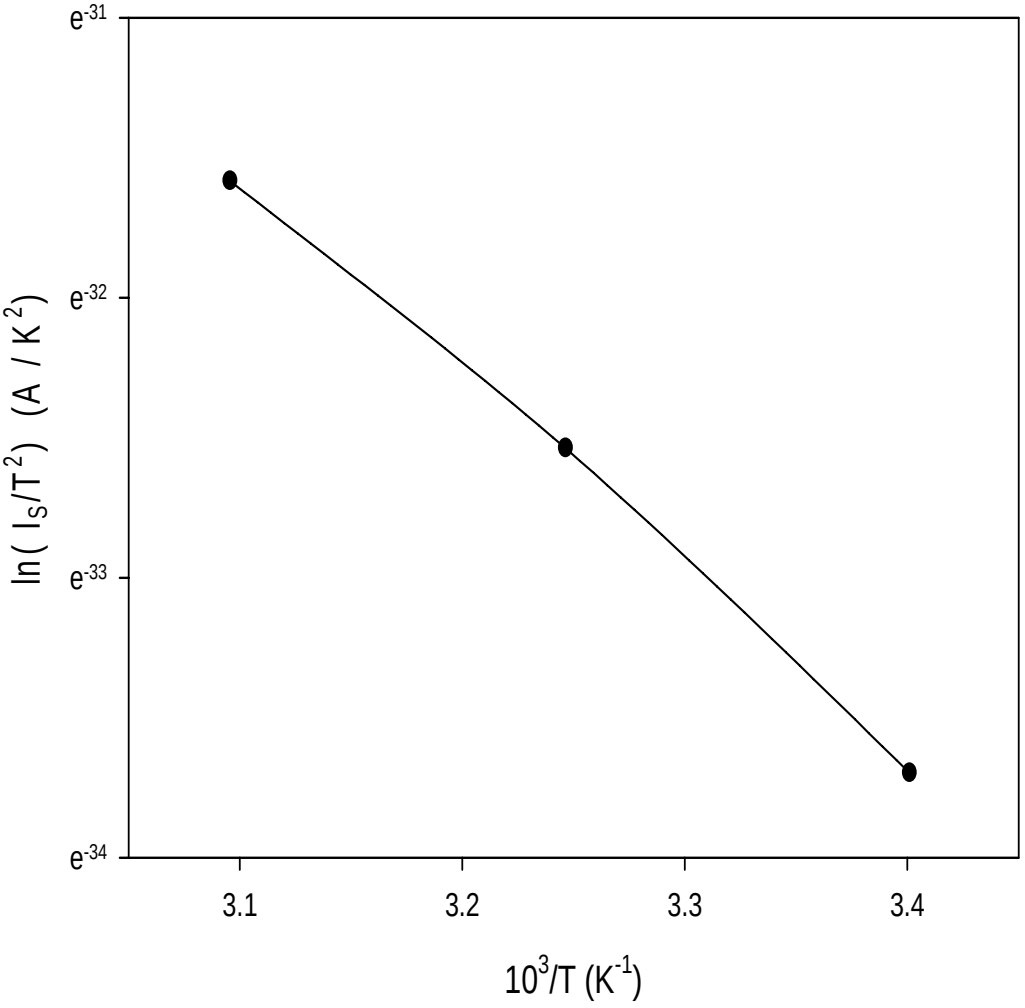
Şekil 4.3 Ag/GaAs yapının farklı sıcaklıklar için I-V grafiği

Çizilen $\ln(I_R) - V^{1/4}$ grafiği ise Şekil 4.4'de verilmiştir. Bu grafiğin sıfır gerilime extrapole edilmesi ile her sıcaklık değeri için doyma akımları tayin edilmiştir.



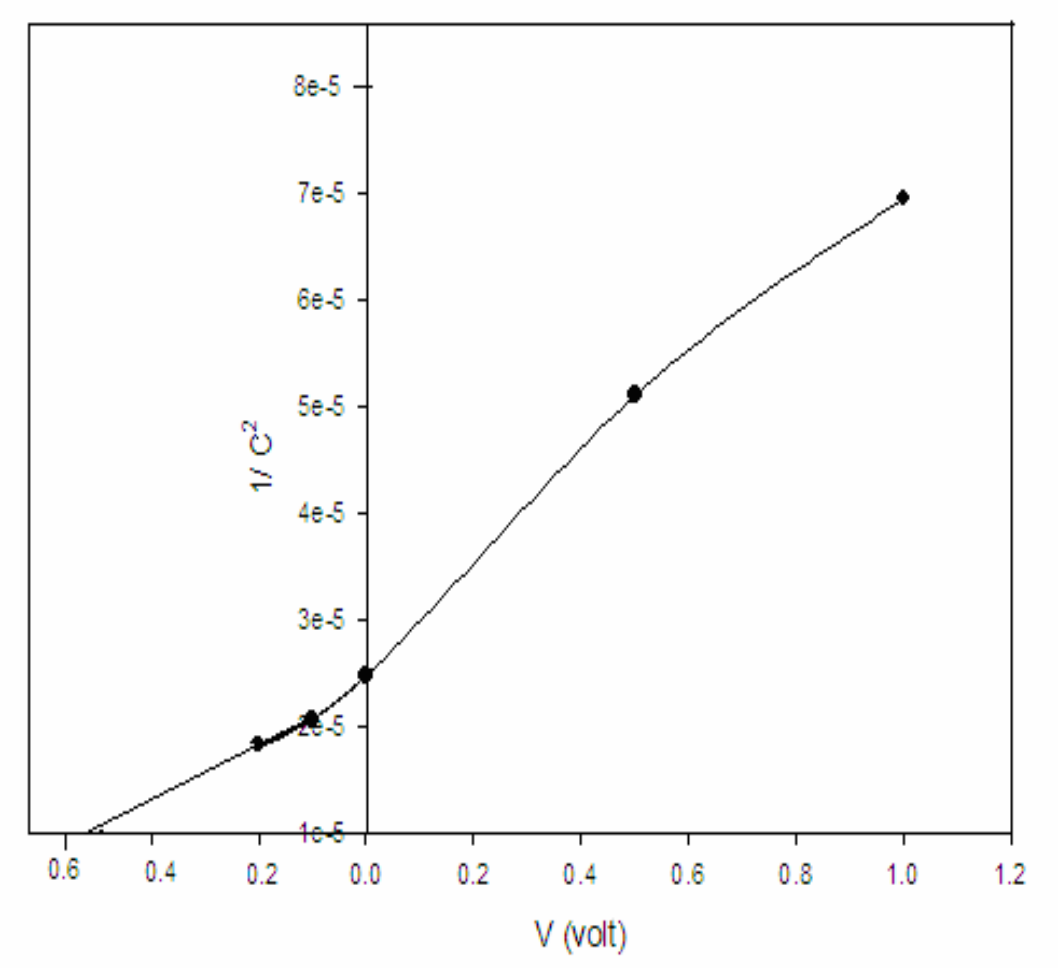
Şekil 4.4 Ag/GaAs yapının $\ln(I_R) - V^{1/4}$ grafiği

Bu doyma akımlarından çizilen, $\ln(I_R/T^2)-(10^3/T)$ grafiği ise Şekil 4.5'de verilmektedir. Bu grafikten Richardson sabiti A^{**}=8,12 A/cm^2K^2 ve engel yüksekliği $\Phi_{Bn}=0.57$ eV bulunmuştur.



Şekil 4.5 Ag/GaAs yapının $\ln(I_R/T^2)-(10^3/T)$ grafiği

Kesim 3.3 de belirtilen deneysel düzenek yardımı ile alınan sığa ve gerilim değerlerinden faydalanarak çizilen $1/C^2$-V grafiği Şekil 4.6'da verilmektedir. Bu grafiğin gerilim ekseni üstündeki kesişim noktasından engel yüksekliği $\Phi_{Bn} = 0.58\,\text{eV}$ bulunmuştur.



Şekil 4.6 Ag/GaAs yapının $1/C^2$ - V grafiği

T.U Kampen ve arkadaşları tarafından yapılan bir çalışmada engel yüksekliği 0.59 eV ve idealite faktörü 1.09 (düşük alan) bulunmuştur [24]. Yukarıda elde edilen sonuçlar T.U. Kampen ve arkadaşlarının elde etmiş olduğu değerlerle iyi bir uyum göstermektedir.

KAYNAKLAR

[1] Braun, F. , "Über die Stromlcitung durch Schwefelmetalle," Ann. Physik Chem., 153, 556 (1874).

[2] Bose, J.C. U.S. Patent 775. 840 (1904).

[3] Wilson, A.H., Proc. Roy. Soc.,A133.458 (1931).

[4] Schottky, W.,NatarWiss.,26,843 (1938).

[5] Mott, N.F. "Note on the Contact Between a Metal and an Insulator or Semiconductor," Proc. Camb .Phil. Soc.,34,568 (1966).

[6] Henisch, H.K., Rectifying Semiconductor Contacts, Oxford at the Clarendon Pres., Oxford (1957).

[7] Wang, O.C. at all., Solid State Electronics, 48(2004) 1683-1686.

[8] Ambica, M. at all, Solid State Electronics, 49(2005) 413-419.

[9] Karataş, Ş., Altındal, Ş. Materials Science and Eng.B, 122 (2005) 133-139.

[10] Karataş, Ş., Altındal, Ş. Solid State Electronics, 49 (2005) 1052-1054.

[11] Formenko, V.S.,Handbook of Thermionic Properties, edited by Samsanov, G.V. ,Plenum Pres Data Division New York (1966).

[12] Sze, S.M., Crowell, C. R. and Kahng, D. , " Photoelectric Determination of the Image Force Dielectric Constant for Hot Electrons in Schottky Barriers." J. Appl. Phys.,35,2534 (1964)

[13] Salzberg, C.D. and Villa, G.G. , J. Opt. Soc. Am., 47,244 (1957).

[14] Cowley, A.M. and Sze, S. M. , "Surface States and Barrier Height of Metal-Semiconductor Systems." J.Appl. Phys.,36,3212 (1965)

[15] Bardeen, J. , "Surface States and Rectification at a Metal Semiconductor Contact," Phys. Rev., 71,717 (1947).

[16] Mead, C. A. and Spitzer, W. G. ,"Fermi-Level Position at Metal-Semiconductor Interfaces," Phys. Rev., 134, A713 (1964).

[17] Pugh, D. , "Surface States on the <111> Surface of Diamond." Phys. Rev. Letters, 12, 390 (1964).

[18] Bethe, H.A. ,"Theory of the Boundary Layer of Crystal Rectifiers." MIT Radiation Laboratory, Report 43-12 (1942).

[19] Crowell, C.R., “The Richardson Constant for Thermionic Emission in Schottky Barrier Diodes ,” Solid State Electron., 8, 395 (1965).
[20] Crowell, C.R. and Sze, S.M. “Current Transport in Metal-Semiconducter Barriers,” Solid State Electron., 9,1035 (1966).
[21] Scharfetter, D.L., “Minority Carrier Injection and Charge Sterage in Epitaxsial Schottky Barrier Diodes ,” Solid State Electiron., 8,299 (1965).
[22] Solid State Physics (Academic Pres, 1956) 3,1.
[23] Physics of III-V Compounds (Wiley, 1964).
[24] Kampen, T.U., Park, S., Zahn, D.R.T., Applied Surface Science, 190 (2002) 461-466