

הרצאה 2- חזרה על צומת PN

דיודות הן אבני הבניין הבסיסיות ביותר בהתקנים אלקטרוניים. בשיעור זה נעסוק בדיודות הבנויות על ידי צומת p-n (p-n junction): צירוף של חומר מסוג n וחומר מסוג p. יש לציין כי לצמתי n-p יש חשיבות מכרעת לא רק בדיודות, כי אם גם בהתקנים רבים אחרים שבנויים משילוב של צמתיים כאלו. ראשית נבחן את התנהגות ההתקנים האלו תחת הנחת אזור המחסור (depletion region approximation, פרטים בהמשך). בסוף ההרצאה ננסה להבין את המשמעות של קירוב זה.

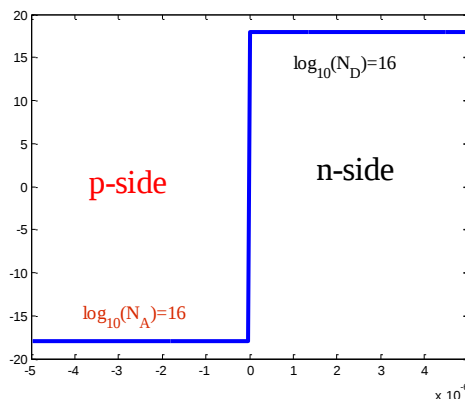
מבנה הפסים בצומת והפוטנציאל הפנימי ψ_{bi}

הדיודה הפשוטה ביותר בנויה מצירוף של חומר מסוג p וחומר מסוג n. חשוב לציין כי לא בהכרח מדובר על חיבור פיזי של שני חומרים אחד לשני. במקרים רבים ניתן ליצור שכבה עם סימום אחד בפיסה בעלת סימום אחר. בשלב ראשון, נניח שהמעבר מסימום אחד לשני הוא חד. משמע, ניתן לתאר את ריכוז המזהמים בפיסה כולה כפונקציית מדרגה:

$$N_D(x) = N_{D,0} \cdot u(x) \quad (1)$$

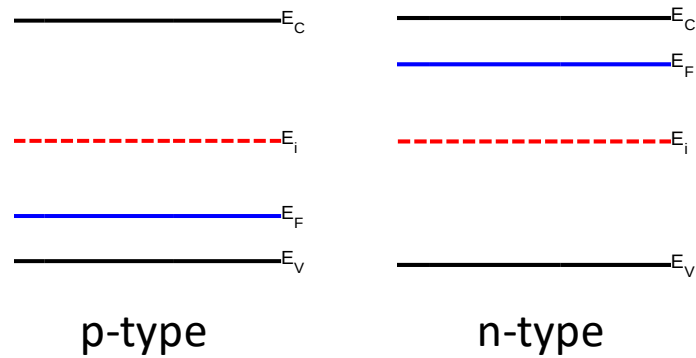
$$N_A(x) = N_{A,0} \cdot u(-x) \quad (2)$$

$u(x)$ היא פונקציית מדרגה. במבנים כאלו נח לתאר את התפלגות המזהמים על ידי הביטוי $N = N_D(x) - N_A(x)$. איור 1 מציג את ריכוז האטומים המזהמים בדוגמה נשים לב כי יונים שלילים נכללים כמספר שלילי. בדוגמה הזאת, הסימום הוא סימטרי במובן ש $N_{D,0} = N_{A,0} = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. מקובל לקרוא ל"מרכז הצומת", הנקודה בה $N=0$, הצומת המטלורגית - Metallurgical junction.



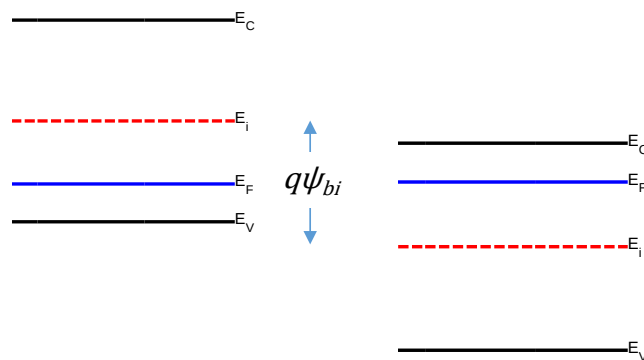
איור 1: דוגמה להתפלגות המזהמים בצומת p-n חד.

נתחיל את ניתוח המבנה על ידי התבוננות בשני המוליכים למחצה המרכיבים אותו כאשר הם לא מצומדים חשמלית אחד לשני. איור 2 מתאר את דיאגרמת הפסים של חומרים n ו-p בסימום של 10^{16} cm^{-3} כאשר אין צימוד חשמלי ביניהם.



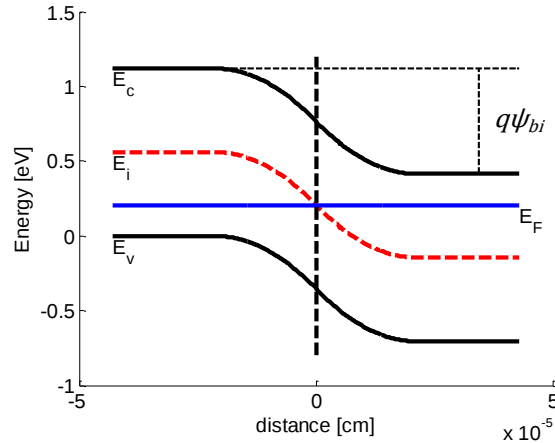
איור 2: מבנה הפסים של חומרים מסוג n ו-p בסימום של 10^{16}cm^{-3}

כאשר "מצמידים" את הפיסות, אלקטרונים יוכלו לעבור בין פיסה אחת לשנייה. מאחר וריכוז האלקטרונים בצד ה-n גבוה מריכוז האלקטרונים בצד ה-p, אלקטרונים יעברו מאזור ה-n לאזור ה-p. באופן דומה, חורים יעשו את הדרך ההפוכה. תהליך זה יאפשר השוואה רמת פרמי בשני הצדדים- הצד ה-p (שמאל באיור) יטען במטען שלילי, ואילו הצד ה-n (ימין באיור) יטען במטען חיובי. טעינה זו יוצרת מעיין קבל עם פוטנציאל אלקטרוסטטי אשר ימנע מעבר של מטען נוסף בשיווי משקל. בשיווי משקל רמת פרמי היא אחידה בהתקן ועל כן ייווצר פער בין רמות האנרגיה בשני הצדדים. הפוטנציאל האלקטרוסטטי הזה נקרא built in voltage והוא מסומן ψ_{bi} . איור 3 מתאר את מיקום רמות האנרגיה לאחר השוואה של רמת פרמי בין שני הצדדים. הפער בין רמות האנרגיה בשני צידי הדיודה הוא בדיוק ψ_{bi} .



איור 3- רמות האנרגיה של חלקי הצומת (רחוק מהצומת) בשיווי משקל

במצב שיווי המשקל, השדה האלקטרוסטטי מאזן את הפרשי הריכוזים בנקודות שונות במל"מ כך שזרמי הדיפוזיה הסחיפה של האלקטרונים ושל החורים בכל נקודה במל"מ מסתכמים לאפס. על כן, התפלגות הפוטנציאל בצומת תהיה כזאת שזרם האלקטרונים והחורים יהיו 0. איור 4 מראה את דיאגרמת רמות האנרגיה עבור צומת n-p בשיווי משקל. באזור הצומת (סביב מיקום 0 באיור) יהיה כיפוף פסים כתוצאה מה- built in voltage, ההפרש בין רמות הפרמי האינטרינזית בין הצד ה-n והצד ה-p. לעומת זאת רחוק יותר מהצומת, אין ששדה חשמלי, פסי האנרגיה הם ישרים ורמת פרמי נמצאת במקום בו היא הייתה נמצאת אם שני החלקים לא היו באים במגע אחד עם השני.



איור 4- דיאגרמת רמות אנרגיה עבור צומת n-p בשיווי משקל

את הפוטנציאל שנבנה בצומת ניתן למצוא על פי הפרש מיקום רמות הפרמי בשני הצדדים (כשהם לא במגע אחד עם השני). זהו גם הפרש הרמה האינטרינזית בשני חלקי הצומת בשיווי משקל. בהנחה כי קירוב בולצמן תקף, בצד ה- p, רחוק מהצומת מתקיים:

$$E_{i,p} = E_F + kT \ln \left(\frac{N_{A,0}}{n_i} \right) \quad (3)$$

בחלק ה- n, רחוק מהצומת מתקיים:

$$E_{i,n} = E_F - kT \ln \left(\frac{N_{D,0}}{n_i} \right) \quad (4)$$

נחסר את שתי המשוואות ונקבל:

$$\psi_{bi} = \frac{E_{i,p} - E_{i,n}}{q} = \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{N_{A,0}}{n_i} \right) + \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{N_{D,0}}{n_i} \right) = \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{N_{A,0} N_{D,0}}{n_i^2} \right) \quad (5)$$

נשים לב כי עד לכאן לא ביצענו כל קירוב למעט קירוב בולצמן. בנוסף, יש לציין כי ביטוי זה לא תקף להטרו-צמתיים, התקנים המורכבים מחומרים שונים. בהתקנים מסוג זה נהוג למצוא את המתח הפנימי על ידי מציאת הפרש פונקציות העבודה.

מציאת השדה החשמלי וריכוז נושאי המטען בצומת.

על מנת להבין טוב יותר את פעולת הדיודה, עלינו לחשב את התפלגות נושאי המטען והפוטנציאל באזור הצומת. הקשר בין התפלגות נושאי המטען והפוטנציאל בצומת נקבע על ידי משוואת פואסון. בתחילה נבנה את המשוואה עבור התנאים בצומת ולאחר מכן נפתור אותה תחת קירוב אזור המחסור.

כידוע, לערך האבסולוטי של פוטנציאל אין משמעות רבה והגודל החשוב הוא הפרש הפוטנציאל בין נקודות שונות במרחב. לכן, נוכל להגדיר את הפוטנציאל בצד שמאל של הדיודה, רחוק מהצומת להיות 0. כפי שכבר ראינו, הפוטנציאל בצד ימין, רחוק מהצומת יהיה ψ_{bi} . באזור הצומת, הפוטנציאל ישתנה במרחב. נסמן זאת $\psi(x)$. את השינוי ברמות האנרגיה באזור הצומת ניתן לתאר באופן הבא:

$$E_i(x) = E_i(-\infty) - q\psi(x) \quad (6)$$

כאשר $E_i(-\infty)$ מסמן את האנרגיה של הרמה האינטרינזית רחוק מהצומת בצד ה-p.

מאחר והמרחק בין הרמה האינטרניזית והפס ההולכה והערכיות הוא קבוע , ניתן לבנות משוואה דומה עבור פס ההולכה:

$$E_C(x) = E_C(-\infty) - q\psi(x) \quad (7)$$

נסמן ב $E_i(\infty)$ את האנרגיה של הרמה האינטרניזית רחוק מהצומת בצד ה- n (צד ימין באיורים 1-4). ולכן:

$$E_i(\infty) = E_i(-\infty) - q\psi_{bi} \quad (8)$$

נחבר יחד את משוואות (6)-(8):

$$E_i(x) = E_i(-\infty) - q\psi(x) = E_i(\infty) + q\psi_{bi} - q\psi(x) \quad (9)$$

על פי משוואת פואסון, צפיפות המטען מגדירה את השינוי בשדה החשמלי:

$$\frac{d\mathcal{E}}{dx} = \frac{\rho}{\varepsilon_s} \quad (10)$$

כאשר $\mathcal{E}$ הוא השדה, ρ היא צפיפות המטען הכוללת, ε_s הוא הקבוע הדיאלקטרי של החומר $\varepsilon_s = \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r$. כאשר ε_0 הוא הקבוע הדיאלקטרי של ואקום שערכו 8.85×10^{-14} F/cm ו ε_r הוא הקבוע הדיאלקטרי היחסי (שימו לב כי בספרות קיימים מספר סימונים ל ε_r ו- ε_s כמו K_s).

כידוע, השדה החשמלי מוגדר על ידי השינוי בפוטנציאל:

$$\mathcal{E} = -\frac{d\psi}{dx} \quad (11)$$

ולכן:

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} = -\frac{\rho}{\varepsilon_s} \quad (12)$$

צפיפות המטען נקבעת על ידי כל החלקיקים הטעונים במערכת- אלקטרונים, חורים ויונים של מסממים:

$$\rho = q(N_D(x) + p(x) - N_A(x) - n(x)) \quad (13)$$

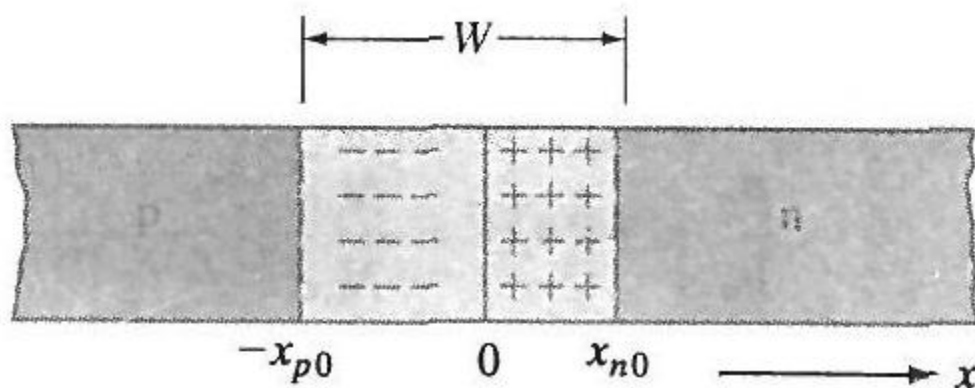
מכאן נקבל את משוואת פואסון אשר מתארת את הקשר בין התפלגות המטען בהתקן להתפלגות הפוטנציאל בו. על מנת לחשב את הביצועים של התקנים שונים יהיה עלינו לצמד את משוואת פואסון למשוואת הרציפות:

$$\begin{aligned} \varepsilon_s \nabla^2 \psi &= -q(N_D + p - N_A - n) \\ \frac{\partial n}{\partial t} &= \frac{1}{q} \nabla \cdot \vec{J}_n - (R - G) \\ \frac{\partial p}{\partial t} &= -\frac{1}{q} \nabla \cdot \vec{J}_p - (R - G) \end{aligned} \quad (14)$$

הצימוד בין המשוואות נובע מכך שהזרמים תלויים בריכוז הנשאים והשדה החשמלי. כמו כן, ניתן לנסח את ריכוזי הנשאים ואת צפיפויות הזרם באמצעות הקוואזי רמות פרמי ולפתור את המשוואות עבורן. על ידי הצבה של גאומטריה מתאימה לבעיה, התפלגויות של ריכוזי המזהמים, ובחירה של תנאי שפה, ניתן לחשב את הביצועים של מגוון אדיר של התקנים. עם זאת, מאחר ומדובר במשוואות דיפרנציאליות חלקיות לא ליניאריות, ברוב המוחלט של המקרים לא ניתן למצוא פתרון אנליטי למשוואות ויש להיעזר בכלים נומריים. קיימים היום מספר סימולטורים ייעודיים שכל תפקידם לפתור את המשוואות האלו עבור

מבנה של התקן ותנאים נתונים. בקורס הזה, אנו נשאף למצוא ביטויים אנליטיים אשר מתארים את ביצועי ההתקנים. לשם כך, אנו נעזר בקירובים רבים, כשאר קירוב המיחסור או אחד מהחשובים שבהם. **קירוב אזור המיחסור**

נתבונן במרכז הצומת ($x=0$, איור 4), אנו נניח כי כל נשאי המטען באזור הצומת עוברים דיפוזיה: אלקטרונים מהצד ה- n לצד ה- p , וחורים מהצד ה- p לצד ה- n . כתוצאה מכך נותר באזור הצומת אזור שהוא טעון אך ורק על ידי האטומים המסממים ללא נשאי מטען שימסכו את מטען זה. בצד ה- n המזהמים המיוננים יוצרים צפיפות מטען של $qN_{D,0}$ ובצד ה- p המזהמים המיוננים יוצרים צפיפות מטען של $-qN_{A,0}$. אנו נשתמש בהנחה זו על מנת לתאר התקנים רבים. חשוב לציין כי הנחה זו מהווה קירוב טוב לאמצע הצומת אבל אינה נכונה בשולי הצומת. את גבולות אזור המחסור אנו מסמנים בצד ה- n ב x_n ובצד ה- p ב x_p כפי שמתואר באיור 5. מחוץ לתחום זה, אנו מניחים כי ריכוז הנשאים הוא בדיוק ריכוז שלהם רחוק מהצומת וכי אין שדה חשמלי מחוץ לאזור המיחסור.



איור 5: התפלגות המטען באזור הצומת על פי קירוב המיחסור.

כל ההנחות האלו מגדירות את התפלגות המטען בתוך הדיודה:

$$\rho \approx \begin{cases} -qN_{A,0} & -x_p \leq x \leq 0 \\ qN_{D,0} & 0 < x \leq x_n \\ 0 & \text{Otherwise} \end{cases} \quad (15)$$

בנוסף, מאחר ובשיווי משקל סך כל המטען בהתקן חייב להיות 0, מתחייב כי:

$$qN_{A,0}x_p = qN_{D,0}x_n \quad (16)$$

נציב את משוואה (15) במשוואת פואסון בשביל לקבל את התפלגות השדה בדיודה:

$$\frac{d\mathcal{E}}{dx} = \begin{cases} -\frac{qN_{A,0}}{\epsilon_s} & -x_p \leq x \leq 0 \\ \frac{qN_{D,0}}{\epsilon_s} & 0 < x \leq x_n \\ 0 & \text{Otherwise} \end{cases} \quad (17)$$

נמצא את השדה בכל אזור על ידי אינטגרציה עבור כל אזור בנפרד. עבור התחום $-x_p \leq x \leq 0$:

$$\mathcal{E}(x) = \int_0^{\mathcal{E}(x)} d\mathcal{E} = \int_{-x_p}^x \frac{d\mathcal{E}}{dx'} dx' = \int_{-x_p}^x -\frac{qN_{A,0}}{\epsilon_s} dx' = -\frac{qN_{A,0}}{\epsilon_s} (x_p + x) \quad (18)$$

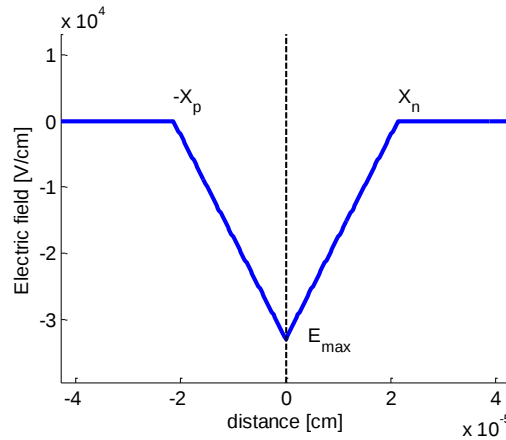
נשלים את הפתרון ע"י אינטגרציה בתחום $0 < x \leq x_n$. ראשית עלינו לוודא כי השדה החשמלי שיתקבל הוא רציף (אחרת המטען החשמלי יהיה מהצורה $\delta(x)$, דבר שסותר את ההנחות). לכן, נתחיל את האינטגרציה מנקודה בה השדה ידוע. לדוגמא, ניתן להתחיל ממרכז הצומת ולהשתמש בערך שהתקבל ממשוואה (18).

$$\begin{aligned}\mathcal{E}(x) &= \int d\mathcal{E} = \int \frac{qN_{D,0}}{\epsilon_s} dx + c = \frac{qN_{D,0}}{\epsilon_s} x + c = \frac{qN_{D,0}}{\epsilon_s} x + \mathcal{E}(0) \\ &= \frac{qN_{D,0}}{\epsilon_s} x - \frac{qN_{A,0}}{\epsilon_s} x_p\end{aligned}\quad (19)$$

ניתן גם לחזור על התהליך שביצענו במשוואה (18) עבור הצד ה-n ולוודא כי השדה מתאפס בקצה אזור המיחסור. עם זאת, על פי הגדרות הכיוונים בחוק גאוס, במקרה הזה יש לבצע את האינטגרל בכיוון ההפוך: במערכת חד מימדית ניטראלית, השדה בכל נקודה מתקבל על ידי אינטגרציה של כל המטען שמימין לנקודה. על כן, אם מעוניינים לבצע את האינטגרל על המטען שמשמאל לנקודה יש להפוך את גבולות האינטגרציה ולהפוך סימן.

$$\begin{aligned}\mathcal{E}(x) &= \int_0^{\mathcal{E}(x)} d\mathcal{E} = \int_{x_n}^x \frac{d\mathcal{E}}{dx'} dx' = - \int_x^{x_n} \frac{d\mathcal{E}}{dx'} dx' = - \int_x^{x_n} \frac{qN_{D,0}}{\epsilon_s} dx' \\ &= \frac{qN_{D,0}}{\epsilon_s} (x - x_n)\end{aligned}\quad (20)$$

איור 6 מציג את התפלגות השדה החשמלי בסביבת הצומת.



איור 6: התפלגות השדה על פי קירוב המיחסור בצומת סימטרית

השדה המקסימלי מתקבל בדיוק במרכז הצומת. על ידי השוואה של משוואות (18) ו-(20) נקבל:

$$-\mathcal{E}_{max} = \frac{qN_{D,0}}{\epsilon_s} x_n = \frac{qN_{A,0}}{\epsilon_s} x_p \quad (21)$$

על למנת למצוא את התפלגות הפוטנציאל נבצע אינטגרציה שוב בצד ה-p:

$$\begin{aligned}\psi(x) &= - \int \mathcal{E}(x') dx' + C = - \int - \frac{qN_{A,0}}{\epsilon_s} (x_p + x) dx' + C \\ &= \frac{qN_{A,0}}{\epsilon_s} \left(x_p x + \frac{x^2}{2} \right) + C\end{aligned}\quad (22)$$

נקבע $C = \frac{qN_{A,0}}{\epsilon_s} \frac{x_p^2}{2}$ על מנת שהפוטנציאל יהיה 0 רחוק מהצומת בצד ה-p, $\psi(-x_p) = 0$. קיבלנו כי

$$\psi(x) = \frac{qN_{A,0}}{2\varepsilon_s}(x_p + x)^2 \quad (23)$$

כעת נעשה תהליך דומה בצד ה- n. הפעם נפתור את האינטגרל באמצעות הפרדת משתנים כאשר תנאי השפה הוא $\psi(x_n) = \psi_{bi}$.

$$\frac{d\psi}{dx} = -\varepsilon(x) = -\frac{qN_{D,0}}{\varepsilon_s}(x - x_n) \Rightarrow d\psi = -\frac{qN_{D,0}}{\varepsilon_s}(x - x_n)dx \quad (24)$$

נבצע אינטגרציה על שני הצדדים:

$$\int_{\psi(x)}^{\psi_{bi}} d\psi' = \int_x^{x_n} \frac{qN_{D,0}}{\varepsilon_s}(x_n - x')dx' \quad (25)$$

$$\psi_{bi} - \psi(x) = -\frac{qN_{D,0}}{2\varepsilon_s}(x_n - x')^2 \Big|_x^{x_n} = \frac{qN_{D,0}}{2\varepsilon_s}(x_n - x)^2 - 0 \quad (26)$$

ולכן:

$$\psi(x) = \psi_{bi} - \frac{qN_{D,0}}{2\varepsilon_s}(x_n - x)^2 \quad (27)$$

אנו מעוניינים למצוא את הגדלים x_n ו- x_p . אם נשווה את הביטוי ל $\psi(x=0)$ משני הכיוונים, נקבל:

$$\frac{qN_{A,0}}{2\varepsilon_s}x_p^2 = \psi_{bi} - \frac{qN_{D,0}}{2\varepsilon_s}x_n^2 \quad (28)$$

מתוך הנחת הניטרליות בשיווי משקל קיבלנו כי $x_p = \frac{N_{D,0}}{N_{A,0}}x_n$. נציב את ביטוי זה משוואה (28):

$$\frac{qN_{A,0}}{2\varepsilon_s}\left(\frac{N_{D,0}}{N_{A,0}}x_n\right)^2 = \psi_{bi} - \frac{qN_{D,0}}{2\varepsilon_s}x_n^2 \quad (29)$$

נבודד את x_n :

$$x_n = \left[\frac{2\varepsilon_s}{q} \left(\frac{N_{A,0}}{N_{D,0}(N_{D,0} + N_{A,0})} \right) \psi_{bi} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (30)$$

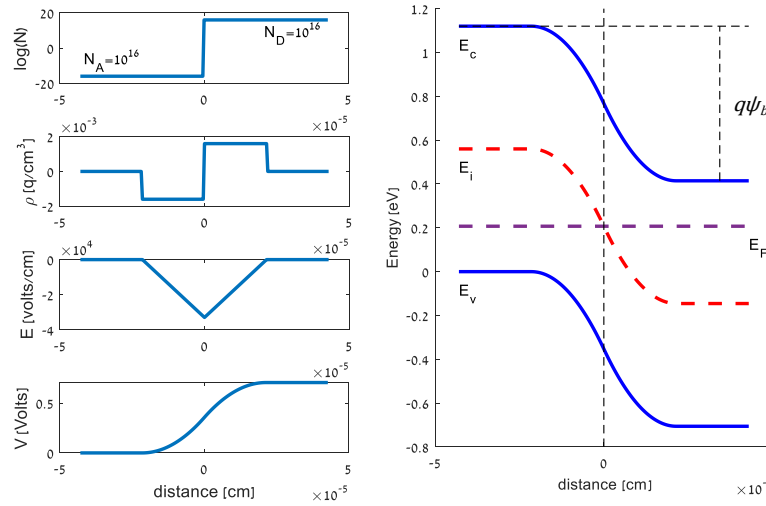
ועבור x_p :

$$x_p = \frac{N_{D,0}}{N_{A,0}}x_n = \left[\frac{2\varepsilon_s}{q} \left(\frac{N_{D,0}}{N_{A,0}(N_{D,0} + N_{A,0})} \right) \psi_{bi} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (31)$$

ומכאן ניתן לחשב את רוחב שכבת המחסור:

$$W = x_n + x_p = \left[\frac{2\varepsilon_s}{q} \left(\frac{N_{D,0} + N_{A,0}}{N_{A,0}N_{D,0}} \right) \psi_{bi} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (32)$$

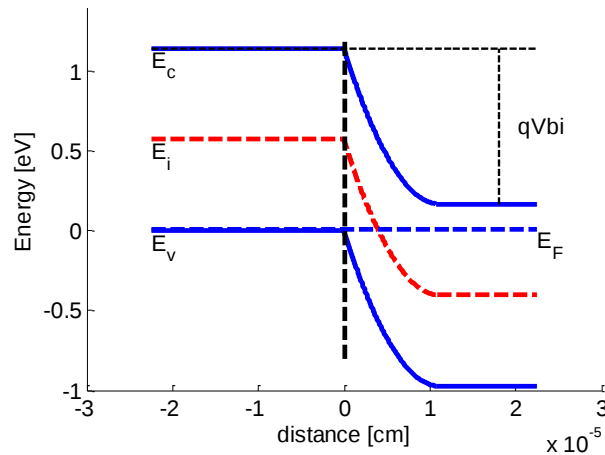
איור 7 מתאר את תוצאות החישוב עבור צומת n-p סימטרי שבה $N_{D,0}=N_{A,0}=10^{16} \text{ cm}^{-3}$. עבור נתונים אלו, מתקבל כי $x_n=x_p=2.1 \cdot 10^{-5} \text{ cm}$ וכי $\psi_{bi}=0.7 \text{ V}$. נשים לב כי רוחב אזור המיחסור בצד ה-n קטן ככל שריכוז המזהמים גדל ו- N_D גדל וכי אזור המיחסור בצד ה-p קטן ככל שריכוז המזהמים גדל.



איור 7: התפלגות המטען, השדה והפוטנציאל בצומת n-p ודיאגרמת הפסים שלה. צד שמאל למעלה למטה- ריכוז המזהמים, צפיפות המטען, צפיפות השדה והפוטנציאל. צד ימין- דיאגרמת פסים עבור אותו ההתקן.

צומת P^+N

כמו שראינו קודם, רוחב אזור המחסור קטן ככל שריכוז המזהמים גדל. המקרה הקיצוני יהיה כאשר צד אחד של הצומת מנוון, כמו לדוגמה בצומת n^+p . כתוצאה מכך, ניתן להניח כי בצד זה של הצומת מתקיים $E_F-E_V=0$ ורוחב שכבת המחסור בצד זה הוא אפסי. איור 8 מתאר דיאגרמת פסים של צומת כזו.



איור 8: דיאגרמת פסים של צומת n^+p

עבור הצד ה-p הזו ניתן לכתוב:

$$E_{i,p} - E_f \approx \frac{E_g}{2} \quad (33)$$

ובצד ה-n, מתקיים השוויון הרגיל:

$$E_{i,n} - E_f \approx -kT \ln \left(\frac{N_{D,0}}{n_i} \right) \quad (34)$$

נחשב את המתח הפנימי של הצומת:

$$\psi_{bi} = \frac{(E_{i,p} - E_{i,n})}{q} \approx \frac{E_g}{2q} + \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{N_{D,0}}{n_i} \right) \quad (35)$$

ניתן למצוא את התפלגות השדה החשמלי והפוטנציאל כמו במקרים הקודמים אך הפעם שכבת המחסור מצאת בצד אחד בלבד של הצומת. בדוגמה הזאת, אזור המחסור יהיה רק בתחום $x_n > x > 0$. החישוב הוא זהה לזה שעשינו קודם. ההבדל יהיה רק בתנאי השפה לחישוב- גודל המתח הפנימי בצומת ורוחב שכבת המחסור בצד ה- n:

$$\int_{\mathcal{E}(x)}^{\mathcal{E}(x_n)} d\mathcal{E} = \int_x^{x_n} \frac{qN_{D,0}}{\epsilon_s} dx \Rightarrow \mathcal{E}(x_n) - \mathcal{E}(x) = \frac{qN_{D,0}}{\epsilon_s} (x_n - x) \quad (36)$$

על פי ההנחה, השדה מתאפס בקצה אזור המחסור $x = x_n$ ולכן:

$$0 - \mathcal{E}(x) = \frac{qN_{D,0}}{\epsilon_s} (x_n - x) \Rightarrow \mathcal{E}(x) = -\frac{qN_{D,0}}{\epsilon_s} (x_n - x) \quad (37)$$

נמצא את הפוטנציאל:

$$\frac{d\psi}{dx} = -\mathcal{E}(x) = -\frac{qN_{D,0}}{\epsilon_s} (x - x_n) \Rightarrow d\psi = -\frac{qN_{D,0}}{\epsilon_s} (x - x_n) dx \quad (38)$$

נבצע אינטגרציה על שני הצדדים:

$$\int_{\psi(x)}^{\psi_{bi}} d\psi' = \int_x^{x_n} \frac{qN_{D,0}}{\epsilon_s} (x_n - x') dx' \quad (39)$$

$$\psi_{bi} - \psi(x) = -\frac{qN_{D,0}}{2\epsilon_s} (x_n - x')^2 \Big|_x^{x_n} = \frac{qN_{D,0}}{2\epsilon_s} (x_n - x)^2 - 0 \quad (40)$$

ולכן:

$$\psi(x) = \psi_{bi} - \frac{qN_{D,0}}{2\epsilon_s} (x_n - x)^2 \quad (41)$$

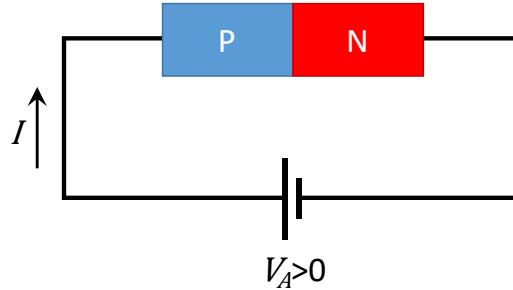
בניגוד לצומת אותה בחנו קודם, בצומת בו צד אחד מנוון אנו מניחים כי כל כיפוף הפסים הוא בצד הלא מנוון ולכן הפוטנציאל ב $x=0$ הוא 0:

$$\psi(0) = 0 \Rightarrow \psi_{bi} - \frac{qN_{D,0}}{2\epsilon_s} (x_n)^2 = 0 \Rightarrow x_n = \sqrt{\frac{2\epsilon_s \psi_{bi}}{qN_{D,0}}} \quad (42)$$

צומת p - n במצב יציב, ניתוח איכותי

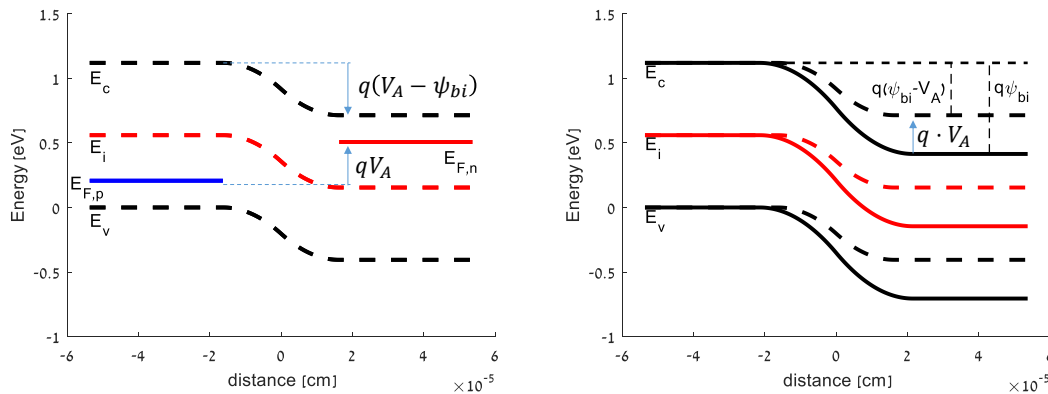
הפעלה של מתח חיצוני על צומת משנה את מבנה הפסים שלה. על פי קירוב המחסור, כל המתח המופעל "נופל" על שכבת המחסור ולא על האזורים הרחוקים מהצומת. כפי שראינו קודם, הנחה זו היא סבירה שכן כמות נשאי המטען באזור הצומת קטנה בהרבה מכמות נשאי המטען רחוק ממנה.

מאחר והמוליכות עולה ליניארית עם ריכוז נשאי המטען, ההתנגדות של אזור המחסור גבוהה יותר משל אזורים אחרים ולכן בהפעלה של מתח, מפל המתח על הצומת יהיה גדול בהרבה ממפל המתח על חלקים אחרים בהתקן. מקובל לסמן ממתח חיובי מצב בו הפוטנציאל בצד ה- p גבוה מהפוטנציאל בצד ה- n . נזכור כי מאחר והאנרגיה מגודרת כ- $E = -q\psi$ כיוונים אלו מתהפכים כאשר מנתחים דיאגרמת פסים. איור 9 מתאר את החיבור החשמלי לדיודה ואת הגדרת כיוון הזרם.



איור 9- צומת n - p תחת ממתח קדמי

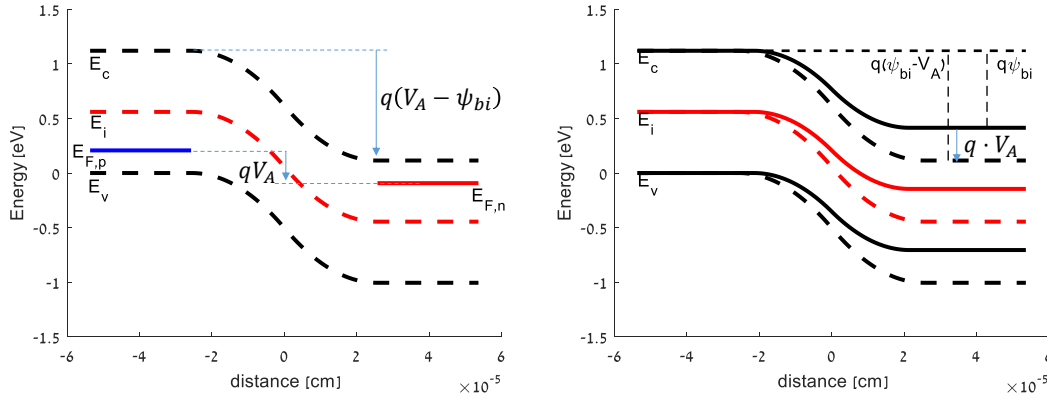
איור 10 מראה את דיאגרמת הפסים של צומת תחת ממתח קדמי. הצומת היא סימטרית עם ריכוז מזהמים של 10^{16} cm^{-3} בכל צד. המתח המופעל הוא $V_A = 0.3 \text{ V}$. בצד ימין של האיור ניתן לראות את ההבדל בין רמות האנרגיה בשיווי משקל (קו רצוף) ותחת הפעלת מתח (קו מקווקו). כפי שהוסבר קודם, הפעלת ממתח קידמי תרים את רמות האנרגיה בצד ה- n יחסית לצד ה- p . תחת ההנחה כי המתח כולו נופל על אזור המיחסור, פסי האנרגיה נשארים אופקיים רחוק מהצומת ואילו רק מחסום האנרגיה לדיפוזיה קטן. כתוצאה מכך, נשאי רוב יוכלו לחצות את הצומת בקלות יותר (יחסית למצב בו אין מתח) ולעבור לצד השני בו הם יהיו נושאי מיעוט. צד שמאל של האיור מראה את הקוואזי רמות פרמי תחת מתח. כפי שהוסבר, המתח מגדיר את הפרש הקוואזי רמות פרמי בהתקן. מאחר והקוואזי רמת פרמי לאלקטרונים בצד ה- n גבוהה מזו בצד ה- p (ההנחה היא כי שתי הרמות נפגשות באזור המגעים שנמצאים בקצה הדיודה) אלקטרונים יזרמו מהצד ה- n לצד ה- p . בדומה, רמת הקוואזי פרמי לחורים בצד ה- n גבוהה מזו של החורים בצד ה- p ולכן חורים יזרמו מהצד ה- p לצד ה- n .



איור 10: דיאגרמת פסים של צומת סימטרי תחת ממתח קדמי. בצד ימין, רמות האנרגיה בשיווי משקל מסומנות בקו רציף ורמות האנרגיה תחת מתח מסומנות בקו מקווקו. בצד שמאל, דיאגרמת פסים בהפעלת מתח. הקוואזי רמות פרמי מסומנות בצבע כחול. בשני הצדדים הסימון הוא $N_D = N_A = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ והמתח המופעל הוא $V_A = 0.3 \text{ V}$.

איור 11 מראה את דיאגרמת הפסים של צומת תחת ממתח אחורי של -0.3 V . מאפייני הצומת הם כמו באיור 10. בצד ימין של האיור ניתן לראות את ההבדל בין רמות האנרגיה בשיווי משקל (קו רצוף) ותחת הפעלת מתח (קו מקווקו). בהפעלת ממתח אחורי, האנרגיה בצד ה- n מונמכת יחסית לצד ה- p . כתוצאה מכך, מחסום האנרגיה לנשאי רוב גדל וזרם הדיפוזיה של נשאי הרוב קטן. לעומת זאת, זרם הסחיפה של נשאי מיעוט- סחיפה של אלקטרונים מהצד ה- p לצד ה- n , ושל חורים מהצד ה- n לצד ה- p גדל. עם זאת, מאחר וזרם הסחיפה תלוי בריכוז הנשאים (ראו את משוואת הזרם כפי הגדרנו אותם בהרצאה הקודמת), זרמי סחיפה אלו יהיו מוגבלים מאוד בגלל מיעוט נשאי המטען. צד שמאל

של האיור מראה את הקוואזי רמות פרמי תחת מתח. כפי שהוסבר, המתח מגדיר את הפרש הקוואזי רמות פרמי בהתקן. מאחר והקוואזי רמת פרמי לאלקטרונים בצד ה-n נמוכה מזו בצד ה-p אלקטרונים יזרמו מהצד ה-p לצד ה-n. באותו האופן, רמת פרמי לחורים בצד ה-p גבוהה מזו שבצד ה-n, ועל כן חורים יזרמו מהצד ה-n לצד ה-p.



איור 11: דיאגרמת פסים של צומת סימטרי תחת מתח אחורי. בצד ימין, רמות האנרגיה בשיווי משקל מסומנות בקו רציף ורמות האנרגיה תחת מתח מסומנות בקו מקווקו. בצד שמאל, דיאגרמת פסים בהפעלת מתח. הקוואזי רמות פרמי מסומנות בצבע. בשני הצדדים הסימום הוא $N_D = N_A = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ והמתח המופעל הוא $V_A = -0.3 \text{ V}$.

על מנת לתאר את התנהגות הדיודה ניתן לחזור על התהליך המתמטי שעשינו קודם. קל לראות שהניתוח שנעשה על פי קירוב המחסור תקף במצב מתמיד (steady state) ולא רק בשיווי משקל. כל שנדרש הוא להציב $\psi_{bi} - V_A$ במקומות בהן מופיע מחסום הפוטנציאל בין החלקים של הצומת:

$$x_p = \left[\frac{2\epsilon_s}{q} \left(\frac{N_{D,0}}{N_{A,0}(N_{D,0} + N_{A,0})} \right) (\psi_{bi} - V_A) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (43)$$

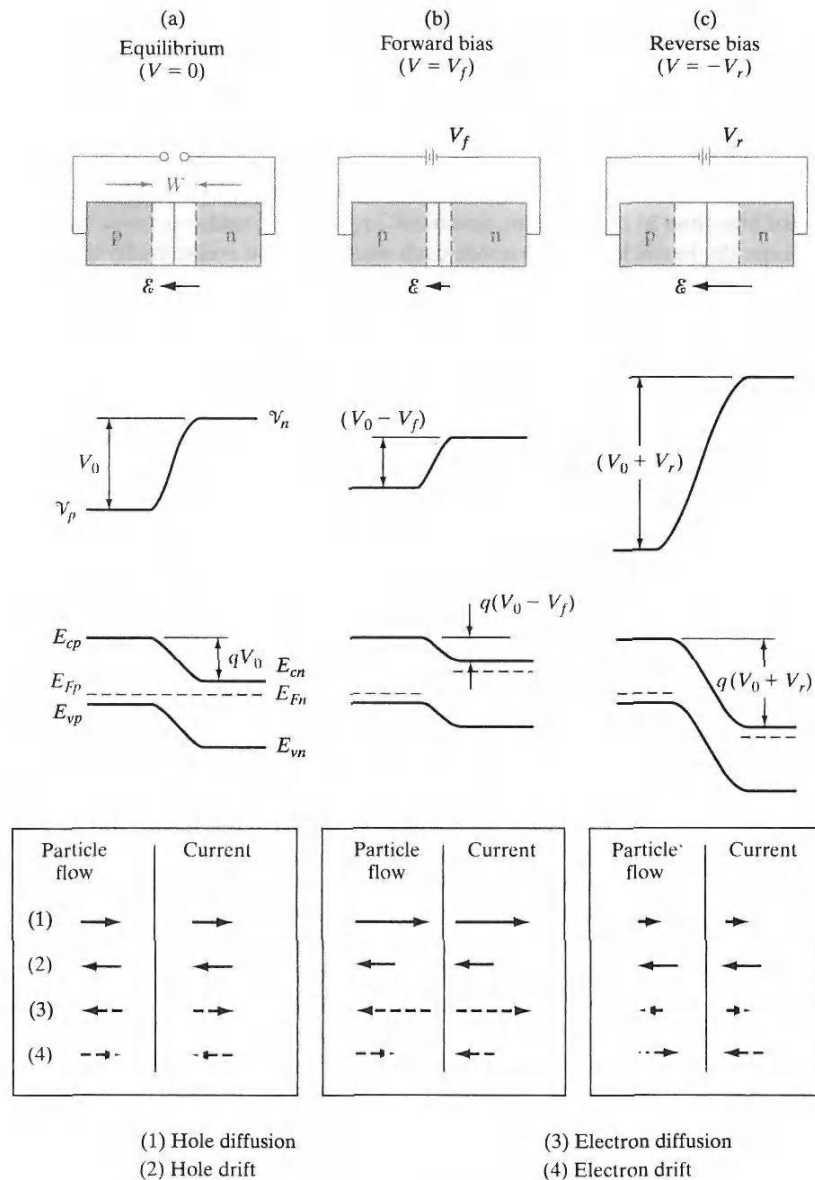
$$x_n = \left[\frac{2\epsilon_s}{q} \left(\frac{N_{A,0}}{N_{D,0}(N_{D,0} + N_{A,0})} \right) (\psi_{bi} - V_A) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (44)$$

$$W = \left[\frac{2\epsilon_s}{q} \left(\frac{N_{D,0} + N_{A,0}}{N_{A,0}N_{D,0}} \right) (\psi_{bi} - V_A) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (45)$$

וגם השדה המקסימלי ולכן והמטען בכל צד של הצומת משתנים בגלל השינוי ברוחב איזור המיחסור:

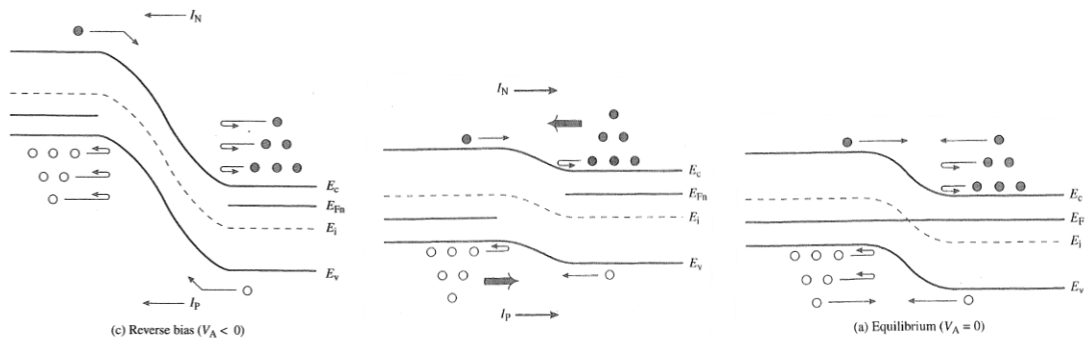
$$-\mathcal{E}_{max} = \frac{qN_{D,0}}{K_s\epsilon_0} x_n = \frac{qN_{A,0}}{K_s\epsilon_0} x_p \quad (46)$$

במתח קידמי, $V_A > 0$, כיפוף הפסים ומחסום הפוטנציאל קטנים והצומת יתכווץ, ואילו בממתח אחורי, $V_A < 0$, כיפוף הפסים ומחסום הפוטנציאל גדלים והצומת יתרחב. יש לציין כי כאשר V_A מתקרב בערכו ל- ψ_{bi} קירוב המיחסור כבר לא תקף. במצב זה, הזרם הגבוהה גורם למפלי מתח משמעותיים בכל חלקי הדיודה בגלל ההתנגדות האוהמית של אזורים אלו. איור 12 מתאר באופן איכותי את השפעת המתח המופעל על הצומת.



איור 12: תיאור איכותי של השפעת המתח על הצומת, מלמעלה למטה: רוחב אזור המחסור, התפלגות הפוטנציאל, פסי האנרגיה וגודל וכיוון הזרמים (מתוך Streetman).

נתבונן בכוחות הפועלים על נשאי מטען בקרבת הצומת. במצב של שיווי משקל לא זורם זרם אלקטרוני ולא זרם חורים. מכאן שהשפעות הדיפוזיה והסחיפה מבטלות אחת את השנייה לחלוטין. איור 13 מתאר את רכיבי הדיפוזיה והסחיפה בצומת בשיווי משקל. בצד ה-n של הצומת יש יותר אלקטרונים ועל כן יהיה רכיב דיפוזיה של אלקטרונים מהצד ה-n לצד ה-p. עם זאת, בגלל מחסום הפוטנציאל שנוצר בצומת רק לחלק קטן מאוד מהאלקטרונים יש מספיק אנרגיה בכדי "לחצות" את המחסום. מספר האלקטרונים ש"חוצים" את המחסום זהה למספר האלקטרונים ש"יורדים" במורד המחסום בכיוון ההפוך ולכן סך זרם האלקטרונים הוא 0. המצב זהה עבור חורים בכיוון ההפוך. נציין שוב שאין באמת רכיב זרם דיפוזיה ורכיב זרם סחיפה. מדויק יותר להתייחס לכוחות הפועלים על האלקטרונים. על האלקטרונים פועל כח אשר לו יש רכיב סחיפה ורכיב דיפוזיה ובמקרה הזה, שני הרכיבים מבטלים אחד את השני.



איור 13 (מתוך Pierret): תיאור גרפי של מרכיבי הדיפוזיה והסחיפה. צד ימין- צומת בשיווי משקל, במרכז- תחת ממתח קדמי, ובצד שמאל- תחת ממתח אחורי.

כאשר הצומת בממתח קדמי, מחסום הפוטנציאל לאלקטרונים קטן. לכן, כעת ישנם יותר אלקטרונים שיש להם מספיק אנרגיה שמאפשרת להם "לחצות" את מחסום הפוטנציאל. רכיב הסחיפה קטן מעט וניתן להזניח אותו במקרים רבים. ולכן סך כל הזרם (וסך כל הכח בפועל על האלקטרונים) יהיה זרם דיפוזיה של אלקטרונים מהצד ה-n לצד ה-p. תופעה דומה מתרחשת עבור חורים בצד ההפוך. מצב זה מודגם בחלק המרכזי של באיור 13. על פי התפלגות בולצמן, מספר האלקטרונים להם יש אנרגיה הגבוהה ממחסום הפוטנציאל גדל עם מתח. מסיבה זו, רכיב זה של הזרם יהיה מהצורה:

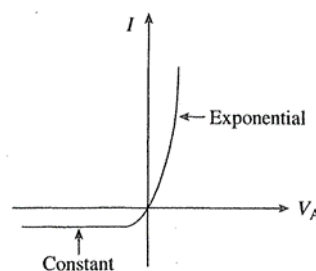
$$I \propto I_0 e^{\frac{qV_A}{kT}} \quad (47)$$

כשמופעל על הצומת ממתח אחורי גובה מחסום הפוטנציאל גדל. כתוצאה מכך, מספר הנשאים להם מספיק אנרגיה בכדי "לעבור" את מחסום הפוטנציאל יהיה זניח. נשאי מיעוט מואצים על ידי השדה החשמלי של הצומת אך מכיוון שמספרם נמוך, סך כל הזרם יהיה קטן. בנוסף, מאחר ומהירות נשאי המטען מוגבלת על ידי מהירות הרוויה, הגדלה נוספת של הממתח האחורי לא תגדיל את הזרם בערכו המוחלט. מצב זה מודגם בצד שמאל באיור 13.

לסיכום, בצומת אידיאלי לא זורם זרם בשיווי משקל, לזרם יהיה לזרם רכיב שעולה אקספוננציאלית תחת ממתח קדמי, והזרם יגיע לרוויה בכיוון ההפוך תחת ממתח אחורי. אופיין מתח- זרם כזה מתקבל על ידי המשוואה הבאה:

$$I = I_0 \left(e^{\frac{qV_A}{kT}} - 1 \right) \quad (48)$$

איור 14 מתאר אופיין מתח זרם של דיודה אידיאלית.



איור 14 (מתוך Pierret): אופיין מתח זרם של דיודה אידיאלית.

צומת p - n במצב יציב, ניתוח אנליטי

אחת שרכשנו אינטואיציה לתהליכים שמתרחשים בצומת, ננסה לנסח את משוואת הזרם שלה בצורה אנליטית. נעשה זאת תחת מספר הנחות:

1. קירוב המחסור לצומת

2. הזרקה חלשה – למרות שתחת ממתח קדמי מספר גבוהה של נשאי מטען עוברים מצד אחד של הצומת לצד השני, ריכוז נשאי המיעוט עדיין נמוך בהרבה מריכוז המסממים בכל אחד מהצדדים
3. הדיודה לא מוארת ואין רקומבינציה רדיאטיבית (מעבר ישיר מפס ההולכה לפס הערכיות) – כל תהליכי הרקומבינציה הם ליניאריים עם ריכוז נשאי המטען.
4. דיודה "רחבה" – רוחב האזורים שמחוץ לאזור המחסור גדול בהרבה מאורך הדיפוזיה של נשאי המטען. בהמשך נבחן גם התקן "צר" בו הנחה זו לא מתקיימת.
5. מצב יציב – כל נתוני הדיודה לא משתנים בזמן. אחת המשמעויות של הנחה זו היא שסך כל הזרם בכל נקודה בדיודה קבוע – אחרת תהיה הצטברות של מטען באזורים שונים בדיודה ככל שהזמן יחלוף.
6. מרחק הדיפוזיה גדול בהרבה מרוחב הצומת.

ריכוז נשאי המטען בצומת

מאחר והצומת איננה בשיווי משקל, רמת פרמי לא מוגדרת ובמקומה יהיו שתי קוואזי רמות פרמי שיגדירו את ריכוז הנשאים בהתקן. כפי שהוסבר קודם, הפרש האנרגיה בין הקוואזי רמות פרמי במגעיים נקבע על ידי המתח. לכן, על פי ההנחה שהדיודה רחבה מאוד מתקיים:

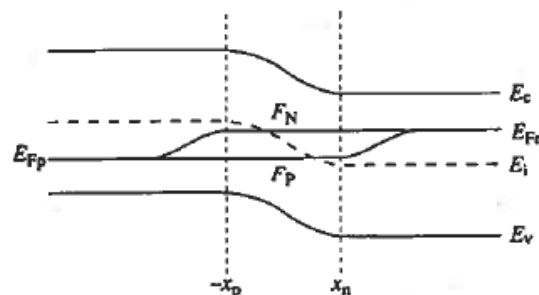
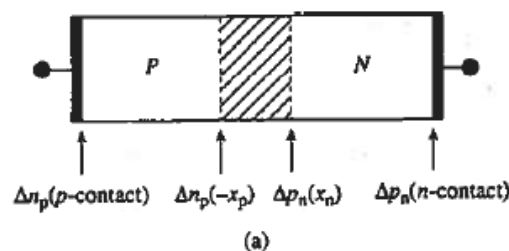
$$E_{F_N}(\infty) - E_{F_P}(-\infty) = qV_A \quad (49)$$

על פי קירוב המיחסור, המתח המופעל "נופל" כולו על אזור המיחסור של הצומת וריכוז נשאי הרוב מחוץ לאזור המיחסור קבוע בערך שלו בשיווי משקל. כתוצאה מכך, הערך של הקוואזי רמות פרמי של נשאי הרוב יהיה קבוע מחוץ לאזור המיחסור. מאחר ומרחק הדיפוזיה גדול מאוד מרוחב אזור המיחסור, לא תהיה רקומבינציה בצומת מעבר לרקומבינציה התרמית. על פי משוואות הרציפות, רקומבינציה גוררת שינוי בזרם, (מתוך הרצאה 3):

$$\left. \frac{1}{q} \frac{dJ_p}{dx} \right|_{depletion} = (G_p - R_p)_{depletion} = 0 \quad (50)$$

$$\left. \frac{1}{q} \frac{dJ_n}{dx} \right|_{depletion} = -(G_n - R_n)_{depletion} = 0 \quad (51)$$

על פי הגדרת הקוואזי רמות פרמי, אם אין שינוי בזרם, השיפוע של הקוואזי רמות פרמי השיפוע קבוע. צירוף של כל ההנחות האלו מוביל לכך שבאופן מקורב, הקוואזי רמות פרמי קבועות בצד בו הן מתארות את האנרגיה של נשאי הרוב ולאורך אזור המחסור של הצומת. איור 15 מתאר את התפלגות הקוואזי רמות פרמי לאורך דיודה בממתח קדמי.



איור 15 (מתוך Pierret): דיאגרמת פסים וקוואזי רמות פרמי בצומת תחת ממתח קדמי.

כלומר, בתוך אזור המחסור, $-x_p \leq x \leq x_n$, מתקיים:

$$E_{F_N}(x) - E_{F_P}(x) = qV_A \quad (52)$$

ומכאן ניתן להסיק את הקשר בין ריכוז הנשאים:

$$n(x)p(x) = n_i^2 e^{\frac{qV_A}{kT}} \quad (53)$$

בקצה אזור המחסור ריכוז נשאי הרוב הוא הריכוז שלהם בשיווי משקל ונקבע על ידי ריכוז המזהמים. נציב זאת במשוואה (53) ונקבל:

$$n(x_n) = N_D \Rightarrow p(x_n) = \frac{n_i^2}{N_D} e^{\frac{qV_A}{kT}} \quad (54)$$

ובאופן דומה:

$$p(x_p) = N_A \Rightarrow n(x_p) = \frac{n_i^2}{N_A} e^{\frac{qV_A}{kT}} \quad (55)$$

פתרון משוואת הרציפות

כעת ננסה למצוא את ריכוז החורים במרחב מחוץ לאזור המחסור. למען פשטות נסמן: $x' = x - x_n$. נסמן ב Δp_n את ריכוז עודף החורים בצד ה- n . ננסח את משוואת הרציפות לחורים בתחום $x \geq x_n \Leftrightarrow x' \geq 0$ על פי הסימון החדש:

$$D_p \frac{d\Delta p_n}{dx'^2} - \frac{\Delta p_n}{\tau_p} = 0 \quad (56)$$

הפתרון הכללי למשוואה הוא:

$$\Delta p_n(x') = A_1 e^{-\frac{x'}{L_p}} + A_2 e^{\frac{x'}{L_p}} \quad (57)$$

כאשר $L_p = \sqrt{\tau_p D_p}$ הוא אורך הדיפוזיה. מתוך ההנחה שהדיודה רחבה, ניתן להניח שעודף נשאי המיעוט רחוק מאוד מהצומת הוא 0: $\Delta p_n(x \rightarrow \infty) = 0$. מכאן שקבוע האינטגרציה $A_2 = 0$ ולכן הפתרון יצטמצם ל:

$$\Delta p_n(x') = A_1 e^{-\frac{x'}{L_p}} \quad (58)$$

את קבוע האינטגרציה הנותר נמצא באמצעות משוואה (54):

$$p(x' = 0) = p(x_n) = \frac{n_i^2}{N_D} e^{\frac{qV_A}{kT}} \Rightarrow \Delta p_n(x' = 0) = \frac{n_i^2}{N_D} \left(e^{\frac{qV_A}{kT}} - 1 \right) \quad (59)$$

נציב את תנאי השפה בפתרון הכללי ונקבל את עודף ריכוז החורים בצד ה- n :

$$\Delta p_n(x') = \frac{n_i^2}{N_D} \left(e^{\frac{qV_A}{kT}} - 1 \right) e^{-\frac{x'}{L_p}} \quad (60)$$

מכאן קל לחשב את זרם הדיפוזיה:

$$J_{p,diff} = -qD_p \frac{d\Delta p_n(x')}{dx'} = q \frac{D_p}{L_p} \frac{n_i^2}{N_D} \left(e^{\frac{qV_A}{kT}} - 1 \right) e^{-\frac{x'}{L_p}} \quad (61)$$

באופן דומה נחשב את זרם האלקטרונים בצד ה- p . נגדיר $x'' = x + x_p$. נסמן ב Δn_p את ריכוז האלקטרונים בצד ה- p . ננסח את משוואת הרציפות לחורים בתחום $x \leq -x_p \Leftrightarrow x'' \leq 0$ על פי הסימון החדש:

$$D_n \frac{d\Delta n_p}{dx''^2} - \frac{\Delta n_p}{\tau_n} = 0 \quad (62)$$

הפתרון הכללי למשוואה הוא:

$$\Delta n_p(x'') = B_1 e^{-\frac{x''}{L_n}} + B_2 e^{\frac{x''}{L_n}} \quad (63)$$

כאשר $L_n = \sqrt{\tau_n D_n}$ הוא אורך הדיפוזיה. בדומה לחישוב הקודם, גם ניתן להניח כי עודף נשאי המיעוט מתאפס רחוק מאוד מהצומת כך שקבוע האינטגרציה הראשון הוא $B_1=0$. את קבוע האינטגרציה השני נמצא בעזרת משוואה (55):

$$n(x''=0) = n(x_p) = \frac{n_i^2}{N_A} e^{\frac{qV_A}{kT}} \Rightarrow \Delta n_p(x''=0) = \frac{n_i^2}{N_A} \left(e^{\frac{qV_A}{kT}} - 1 \right) \quad (64)$$

נציב את תנאי השפה בפתרון הכללי ונקבל את עודף ריכוז האלקטרונים בצד ה-p:

$$\Delta n_p(x'') = \frac{n_i^2}{N_A} \left(e^{\frac{qV_A}{kT}} - 1 \right) e^{\frac{x''}{L_n}} \quad (65)$$

זרם הדיפוזיה יהיה:

$$J_{n,diff} = q D_n \frac{d\Delta n_p(x'')}{dx''} = q \frac{D_n}{L_n} \frac{n_i^2}{N_A} \left(e^{\frac{qV_A}{kT}} - 1 \right) e^{\frac{x''}{L_n}} \quad (66)$$

מאחר ובקצוות של אזור המיחסור השדה החשמלי מתאפס, הזרם מורכב מזרם דיפוזיה בלבד בנקודות אלו. עם כן, בקצוות אזור המיחסור הזרמים יהיו:

$$J_p(x=x_n) = J_p(x'=0) = q \frac{D_p}{L_p} \frac{n_i^2}{N_D} \left(e^{\frac{qV_A}{kT}} - 1 \right) \quad (67)$$

$$J_n(x=x_p) = J_n(x''=0) = q \frac{D_n}{L_n} \frac{n_i^2}{N_A} \left(e^{\frac{qV_A}{kT}} - 1 \right) \quad (68)$$

נחזור כעת להנחה שרוחב אזור המיחסור קטן בהרבה מאורך הדיפוזיה של נשאי המטען. המשמעות של הנחה זו היא שאין רקומבינציה באזור המיחסור מעבר לרקומבינציה התרמית. כלומר, כל נשא מטען שנכנס לאזור המיחסור גם יוצא ממנו ולכן הזרם בתוך אזור המיחסור קבוע. ניתן לראות זאת באופן כמותי בעזרת משוואות (50) ו-(51) - עם אין רקומבינציה, גם אין שינוי בזרם. מתוך הנחה זו, נוכל למצוא את הזרם בכל אזור המיחסור:

$$J_n(-x_p \leq x \leq x_n) = J_n(-x_p) \quad (69)$$

מאחר וסך כל הזרם בכל נקודה בהתקן קבוע, נוכל לקבל את זרם הדיודה על ידי סיכום של הזרמים של האלקטרונים והחורים באחד מקצוות אזור המיחסור.

$$\begin{aligned} I = J \cdot A &= A \left(J_n(x_n) + J_p(x_n) \right) = qA \left(\frac{D_n}{L_n} \frac{n_i^2}{N_A} + \frac{D_p}{L_p} \frac{n_i^2}{N_D} \right) \left(e^{\frac{qV_A}{kT}} - 1 \right) \\ &= I_0 \left(e^{\frac{qV_A}{kT}} - 1 \right) \end{aligned} \quad (70)$$

כאשר I_0 הוא זרם הרוויה (או הזליגה) של הדיודה:

$$I_0 = qA \left(\frac{D_n}{L_n} \frac{n_i^2}{N_A} + \frac{D_p}{L_p} \frac{n_i^2}{N_D} \right) \quad (71)$$

נשים לב כי החישוב תקף גם עבור ממתח אחורי וכי עבור $V_A = -V_R$ מתקבל

$$I = I_0 \left(e^{-\frac{qV_R}{kT}} - 1 \right) \approx -I_0 \quad (72)$$

בנוסף, ניתן להציב בתוך הביטוי לזרם הרוויה את ריכוזי נשאי המיעוט בכל אחד מהצדדים בשיווי

$$\text{משקל } p_{0,n} = \frac{n_i^2}{N_D}, n_{0,p} = \frac{n_i^2}{N_A}$$

$$I_0 = qA \left(\frac{D_n}{L_n} n_{0,p} + \frac{D_p}{L_p} p_{0,n} \right) \quad (73)$$

מתוך משוואה (73) אנו רואים כי זרם הרוויה של הדיודה נקבע על ידי ריכוז נשאי המיעוט בדיודה ומתוך משוואות (61) ו- (66) מתקבל כי הזרם בממתח קדמי הוא תוצר של דיפוזיה של נשאי המיעוט האלו.

צומת p^+-n

בצומת בו צד אחד מנוון אזור המחסור נמצא רק בצד אחד. עם זאת, הפיתוח כולו עדיין תקף לאותו הצד ולכן:

בצומת $n-p^+$:

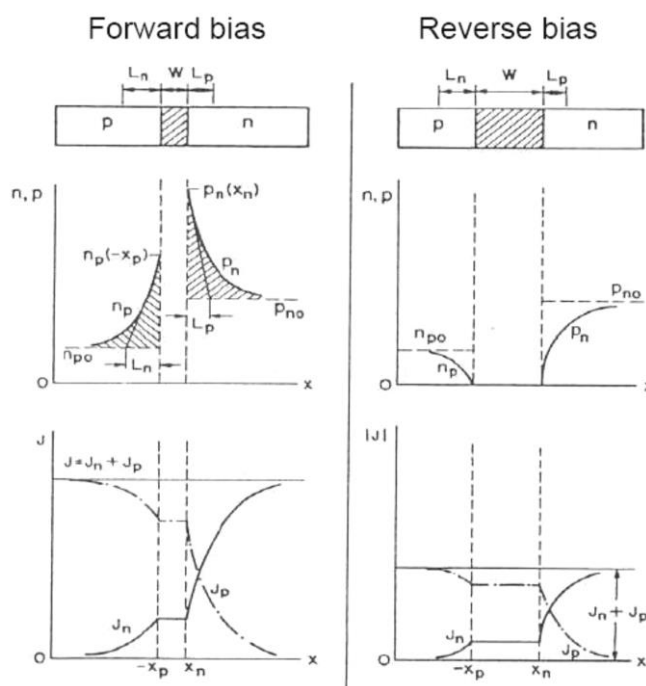
$$I_0 \approx qA \left(\frac{D_p n_i^2}{L_p N_D} \right) = qA \frac{D_p}{L_p} p_{0,n} \quad (74)$$

באופן דומה בצומת $p-n^+$

$$I_0 \approx qA \left(\frac{D_n n_i^2}{L_n N_A} \right) = q \frac{D_n}{L_n} n_{0,p} \quad (75)$$

דוגמאות

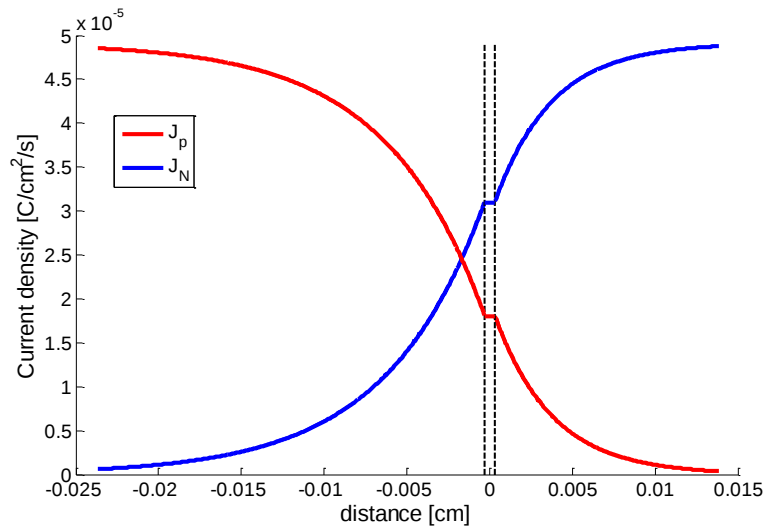
איור 16 מתאר את התפלגות ריכוז נשאי המטען והזרמים בהפעלת מתח. תחת ממתח קדמי ריכוז נשאי המיעוט גדל מעבר לריכוז בשיווי משקל בגלל הזרקת נשאי מטען מצד אחד של הצומת לצידה השני. עם זאת, בגלל תהליכי רקומבינציה, ריכוז נשאי המיעוט דועך אקספוננציאלית על פי אורך הדיפוזיה של נשאי המיעוט. כשם שריכוז נשאי המיעוט דועך אקספוננציאלית לעומק ההתקן, כך גם זרם נשאי המיעוט. מאחר וסך כל הזרם חייב להיות קבוע בכל נקודה בהתקן, עלייה בזרם נשאי הרוב מפצה על הירידה בזרם נשאי המיעוט. עליה זו בזרם נשאי הרוב היא תוצר של הזרקת נשאי הרוב אל הצד השני של הצומת. בנוסף, אנו מניחים שאין רקומבינציה בתוך אזור המחסור ולכן הזרמים בתוך אזור זה קבועים. לאחר מרחק שגדול בהרבה מאורך הדיפוזיה של נשאי המטען זרם נשאי המיעוט מתאפס וריכוז נשאים קבוע בערכו בשיווי משקל. באזורים אלו, הזרם מונע על ידי הזרקת נשאי רוב על ידי המגעים וסחיפה שלו לכיוון הצומת. מאחר וזהו זרם של נשאי רוב, גם שדה קטן מאוד מספיק בשביל ליצור זרם משמעותי.



איור 16: התפלגות נשאי המטען והזרמים בדיודה תחת מתח.

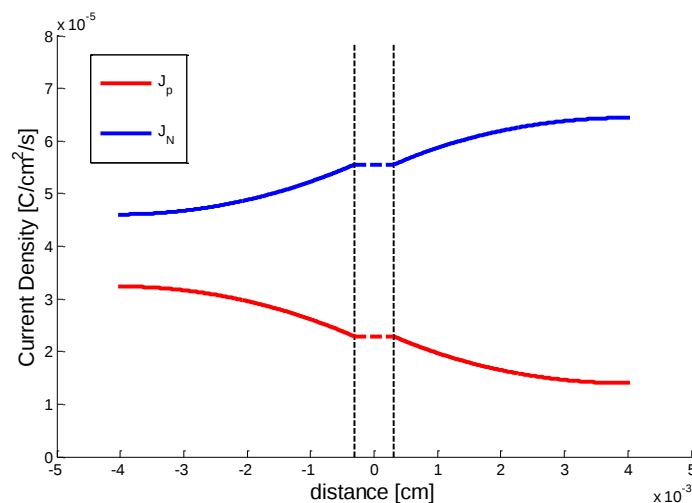
תחת ממתח אחורי השדה חשמלי הפנימי של הצומת יוצר זרם סחיפה גדול מרכיב הדיפוזיה בשיווי משקל. כתוצאה מכך, נשאי מיעוט שנמצאים בקצה אזור המיחסור יסחפו לצידה השני של הצומת וריכוז נשאי המיעוט בקצה אזור המיחסור יהיה קטן מהריכוז בשיווי משקל. גם תהליך זה דועך אקספוננציאלית על פי אורך הדיפוזיה כשמעמיקים לתוך האזורים הקוואזי ניטרליים. שינוי אקספוננציאלי זה מגדיר זרם דיפוזיה של נשאי מיעוט שגם הוא דועך אקספוננציאלית ככל שמעמיקים על תוך האזור הקוואזי ניטרלי. כאמור, כל ירידה בזרם נשאי המיעוט מפוצה על ידי זרם נשאי הרוב כך שסך כל הזרם בכל נקודה הוא קבוע.

איור 17 מתאר את התפלגות הזרמים עבור צומת בממתח קדמי בו אורך הדיפוזיה גבוה בהרבה מרוחב אזור המיחסור. רוחב הדיודה גדול מאורך הדיפוזיה ועל כן, זרמי נשאי המיעוט מגיעים כמעט ל-0 בקצוות הדיודה.

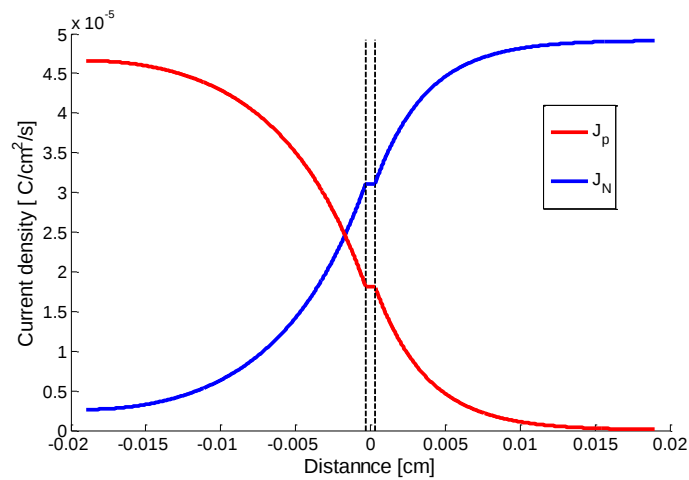


איור 17: התפלגות הזרמים בדיודה בה אורך הדיפוזיה גדול בהרבה מרוחב אזור המיחסור. $N_A=N_D=10^{13}$, $\psi_{bi}=0.35V$, $W_{depletion}=6.2 \times 10^{-4} \text{ cm}$, $L_p=3.5 \times 10^{-3} \text{ cm}$, $L_n=5.9 \times 10^{-3} \text{ cm}$, $V_A=0.2V$

איור 18 מתאר את התפלגות הזרמים בדיודה צרה. קל לראות שמאחר ורוחב האזורים הקוואזי ניטרליים קרוב לאורך הדיפוזיה, זרמי נשאי המיעוט לא מגיעים ל-0 בקצוות ההתקן. אם נניח התקן בעל מאפיינים זהים אך רחב יותר, זרמי נשאי המיעוט ידעכו כמעט עד ל-0 בקצוות ההתקן. מצב זה מודגם איור 19.

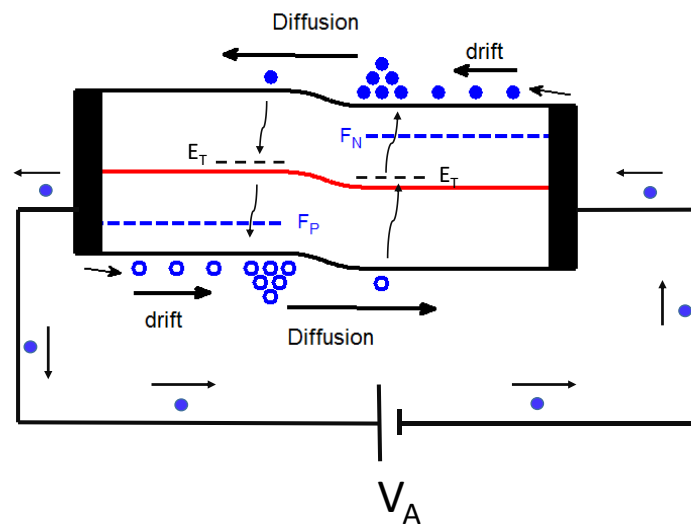


איור 18 התפלגות הזרמים בדיודה צרה. $W_{depletion}=6.2 \times 10^{-4} \text{ cm}$, $L_p=3.5 \times 10^{-3} \text{ cm}$, $N_A=N_D=10^{13}$, $\psi_{bi}=0.35V$, $V_A=0.2V$, $W_n=W_p=3.7 \times 10^{-3} \text{ cm}$, $L_n=5.9 \times 10^{-3} \text{ cm}$



איור 19: זרמים בדיודה "רחבה", $\psi_{bi}=0.35V$, $V_A=0.2V$, $N_A=N_D=10^{13}$, $L_n=5.9 \times 10^{-3} cm$, $L_p=3.5 \times 10^{-3} cm$, $W_{depletion}=6.2 \times 10^{-4} cm$, $W_n=W_p=1.87 \times 10^{-2} cm$, $^3 cm$

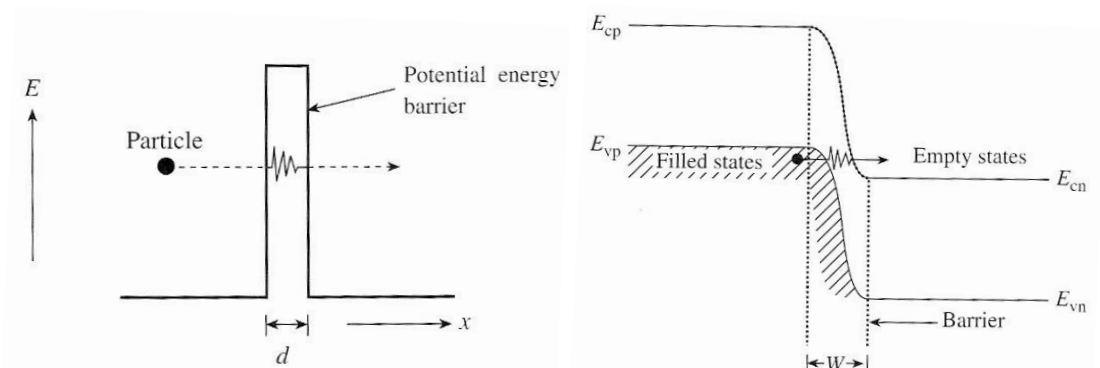
ראינו שבדיודה תחת ממתח חיובי הזרם הוא זרם דיפוזיה של נושאי מיעוט. כתוצאה מרקומבינציה באזורים הקוואזי ניטראליים, ריכוז נושאי המיעוט יורד אקספוננציאלית. רחוק מהצומת, הזרם הופך לזרם של נושאי רוב – זרם זה הוא זרם שמוזן ע"י המגעים. איור 20 מתאר את התהליכים האלו באופן איכותי.



איור 20 תיאור איכותי של תנועת נושאי המטען בדיודה. אלקטרונים מסומנים בעיגולים מלאים וחורים מסומנים בעיגולים ריקים.

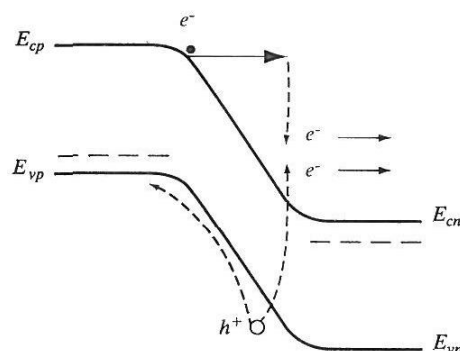
פריצה - Breakdown

ישנם מספר מנגנונים שיכולים להביא לפריצה של הדיודה בממתח אחורי. אם הממתח האחורי יהיה חזק מספיק, ייתכן שרמת ההולכה בצד ה-n תהיה נמוכה מרמת הערכיות בצד ה-p וכי רוחב המחסום בין שני פסי האנרגיה יהיה צר מאוד. במצב כזה, האלקטרונים שממלאים את פס הערכיות בצד ה-p יכולים לעבור במינהור ישירות למצבים הריקים שבפס ההולכה בצד ה-n. מאחר ורמת הערכיות כמעט מלאה, ישנו מספר גדול מאוד של אלקטרונים שיכולים לעבור מינהור ועל כן, זרמים אלו יכולים להיות גדולים מאוד. מינהור מסוג זה נקרא גם Zener tunneling, ומשמש בסיס לדיודת זנר. מאחר וההסתברות למינהור עולה ככל שמחסום הפוטנציאל צר יותר, רוחב אזור המחסור צריך להיות לכל היותר 10^{-6} cm. על מנת למלא את דרישה זו, האזור המסומם פחות בצומת יהיה בעל סימום של לפחות 10^{17} 1/cm³. איור 21 מתאר את תהליך המינהור דרך מחסום פוטנציאל (צד שמאל) ואת תהליך זנר בו דיודה נפרצת בגלל מינהור של אלקטרונים.



איור 21: צד שמאל - מינהור של חלקיק דרך מחסום פוטנציאל. צד ימין - תהליך זנר בו דיודה נפרצת בגלל מינהור של אלקטרונים (מתוך Pierret).

סיבה שנייה לפריצה של דיודה היא תופעה הנקראת Avalanche או מפולת. כאשר המתח ההפוך מאוד גדול, אלקטרונים שעוברים באזור המיחסור מואצים על ידי השדה החשמלי כך שיש להם אנרגיה רבה יחסית לתחתית פס ההולכה. כתוצאה מהאנרגיה הרבה אלקטרונים אלו יכולים לעורר אלקטרונים נוספים (להעלות אותם מפס הערכיות לפס ההולכה) על ידי התנגשויות. תהליך גנרציה זה נקרא גם impact ionization. כעת האלקטרון הראשון והאלקטרון המעורר מואצים יחד עם השדה החשמלי וצוברים אנרגיה שתאפשר עירור של אלקטרונים נוספים. בצורה זו מספר האלקטרונים המעוררים עולה בצורה חדה ואיתם הזרם בדיודה. איור 22 מתאר את תהליך הפריצה כתוצאה ממנגנון avalanche. במתח שלילי הנמוך ממתח הפריצה האנרגיה שרוכש האלקטרון לא מספיקה כדי לעורר אלקטרון נוסף ולכן מספר נשאי המטען נשאר נמוך. מאחר והזרם בממתח אחורי מוגבל על ידי מספר נשאי המיעוט, ריכוז נמוך של נשאי מיעוט ימנע עלייה משמעותית של הזרם עם המתח.



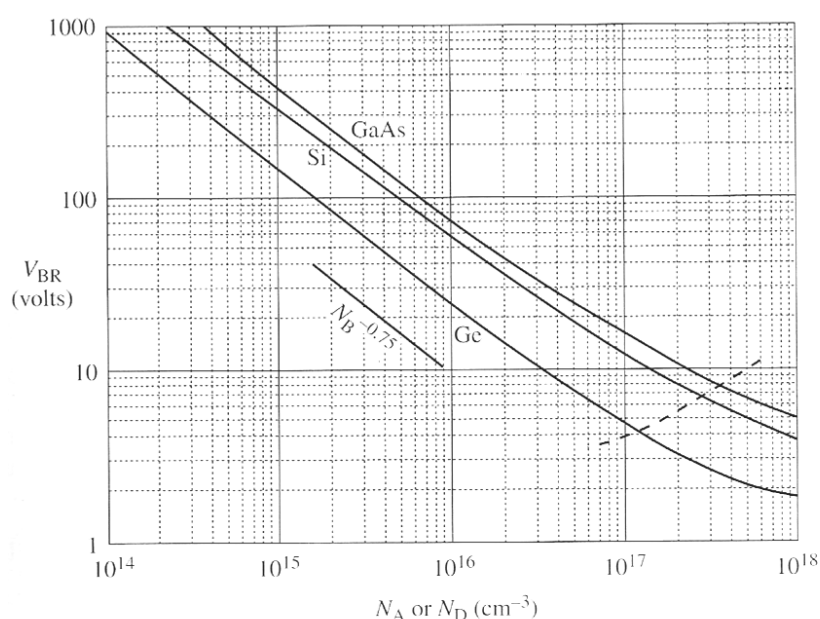
איור 22: פריצה של דיודה בגלל תהליך Avalanche.

חשוב לציין שלמרות שהתופעה נקראת "שבירה", "פריצה" או "breakdown", מדובר בתופעה הפיכה לחלוטין שלא בהכרח גורמת לנזק בדיודה. כאשר עולים חזרה למתחים שהם חיוביים יותר ממתח

הפריצה (V_{BR}) הידועה חוזרת להתנהגות רגילה. איור 23 מציג ערכים אופייניים למתחי פריצה של דיודות מחומרים שונים על פי מידת הסימון שלהם כאשר צד אחד של הדיודות מנוון. באזור שמעל לקו המקווקו תהליך Avalanche הוא מנגנון הפריצה הדומיננטי ואילו באזור שמתחת לקו מנגנון הפריצה הדומיננטי הוא מינהור. כאשר מנגנון הפריצה הדומיננטי הוא Avalanche, ניתן להראות כי מתח הפריצה קטן עם ריכוז המזהמים על פי:

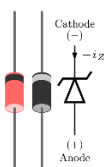
$$V_{BR} \propto \frac{1}{N_{D,A}^{0.75}} \quad (76)$$

ניתן להעריך מהו המנגנון העיקרי גם לפי מתח הפריצה V_{BR} . כאשר $qV_{BR} < 6E_g$ (כ- 6.7 וולט בסיליקון) תהליך זנר יתרום משמעותית לפריצה, כאשר $qV_{BR} < 4E_g$ (4.5 וולט בסיליקון) תהליך זנר יהיה התהליך העיקרי.



איור 23: מתח פריצה טיפוסי בדיודות סיליקון, גליום-ארסניד וגרמניום. בציור מתוארות דיודות מסוג P^+N או N^+P , ריכוז המזהמים הוא הריכוז בצד שמזוהם פחות (מתוך Pierret). מעל לקו המקווקו התהליך הדומיננטי הוא Avalanche ואילו מתחתיו התהליך הדומיננטי הוא מינהור.

דיודת זנר היא דיודה בעלת מתח פריצה מוגדר מוגדר היטב, בדרך כלל וולטים בודדים. מאחר ומתח הפריצה עולה בחדות, התקן זה מאפשר הפעלת מתח קבוע עבור טווח רחב של זרמי עבודה. איור 24 מארה את הסימון של דיודות זנר.



איור 24: סימון דיודות זנר

קיימת גם דיודת מפולת (Avalanche) בה לרוב מתח הפריצה גבוה יותר. בנוסף, מאחר ומנגנון המפולת הוא למעשה הגברה של הזרם (נשא מטען אחד יוצר נשאי מטען רבים ועל ידי כך מגביר את הזרם), פוטו-דיודות המבוססות על מנגנון זה משמשות למדידה של אור בעוצמות נמוכות מאוד.

1. בדיודה אידיאלית הזרם תחת מתח חיצוני קבוע נתון ע"י $I = I_0 \left(e^{\frac{qV_A}{kT}} - 1 \right)$
2. בממתח קדמי – הממתח החיצוני מקטין את המתח הפנימי של הצומת, ואיתו את מחסום הפוטנציאל. כתוצאה מכך ישנה עלייה בזרמי הדיפוזיה של חורים מהצד ה- p לצד ה- n ושל אלקטרונים בכיוון ההפוך.
3. בממתח אחורי – המתח המופעל מגדיל את מחסום הפוטנציאל לדיפוזיה וכתוצאה מכך זרמי הדיפוזיה קטנים. לעומת זאת, השדה הפנימי של הצומת גדל וכעת יזרום בצומת זרם סחיפה המוגבל על ידי כמות נשאי המיעוט בכל צד.
4. זרם הרוויה של דיודה אידיאלית (רחבה) מקיים: $I_0 = qA \left(\frac{D_n}{L_n} \frac{n_i^2}{N_A} + \frac{D_p}{L_p} \frac{n_i^2}{N_D} \right)$
5. ואילו בדיודה קצרה מתקיים: $I_0 = qA \left(\frac{D_p}{x'_{c,n}} \frac{n_i^2}{N_D} + \frac{D_n}{x'_{c,p}} \frac{n_i^2}{N_A} \right)$
6. בדיודה מעשית יש מתח פריצה שבו מתחיל זרם גדול בממתח אחורי. בנוסף, זרמים שמקורם באיחוד ויצירה באזור המחסור גורמים לסטייה מההתנהגות האקספוננציאלית שרואים בצומת אידאלית.
7. בצומת PN חד בשיווי משקל יש תנועה של נושאי מטען מצד N לצד P עד למצב שבו זרם הדיפוזיה וזרם הסחיפה מתאזנים ורמת פרמי זהה לכל אורך ההתקן. בשיווי משקל הזרם של כל נשא מטען הוא 0 ומתקיים בכל נקודה $n(x)p(x) = n_i^2$.
8. בצומת חד נבנה פוטנציאל אלקטרוסטטי פנימי ψ_{bi} שנתון ע"י: $\psi_{bi} = \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{N_A N_D}{n_i^2} \right)$.
9. בצומת מסוג P⁺N, שבו צד P מנוון, הפוטנציאל הפנימי יתואר ע"י: $\psi_{bi} = \frac{E_g}{2} + \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{N_D}{n_i^2} \right)$.
10. כשאנו מפעילים את קירוב אזור המחסור, אנו מניחים שאין נושאי מטען בצומת. קירוב זה מאפשר למצוא פתרון אנליטי עבור השדה והפוטנציאל בצומת ע"י פתרון משוואת פואסון. זהו קירוב סביר שכן כמות נושאי המטען בצומת מאוד קטנה ביחס לשאר ההתקן. את הפתרון המלא ניתן למצוא ע"י פתרון נומרי של משוואת פואסון-בולצמן.
11. בעזרת קירוב אזור המחסור ניתן למצוא את הפוטנציאל, השדה, וגודל אזור המחסור. ערכים אלו אינם רחוקים מהפתרון שמתקבל ע"י הפתרון המלא ולכן מהווים קירוב טוב למצב האמיתי.
12. מאחר שכמות נושאי המטען בצומת קטנה מאוד, ההתנגדות הסגולית בצומת גדולה מאוד יחסית לשאר ההתקן. כתוצאה מכך, בהפעלת מתח חיצוני ניתן להניח שכל המתח נופל על הצומת.