

**הבהרה**

כל הפתרונות שמופיעים כאן נבדקו ע"י הצבת מספרים וקבלת ציון 100 באתר Mathnet, אלא אם כן נאמר אחרת. ההסברים הם שילוב של הסבר שלי ושל אורן שירק, מתרגל הסדנא.

**גיליון 1**

.1

$$E_k = \frac{1}{2} m_e v_{th}^2 \Rightarrow v_{th} = \sqrt{\frac{2E_k}{m_e}}$$

$$\frac{1}{\rho} = \sigma = \mu n q \Rightarrow \mu = \frac{1}{\rho n q} ; \mu = \frac{q \tau_r}{m_e} \Rightarrow \tau_r = \frac{\mu m_e}{q} = \frac{m_e}{\rho n q^2}$$

$$n = 2 \cdot d N_A \Rightarrow \tau_r = \frac{m_e}{\rho n q^2} = \frac{m_e}{2 \rho d N_A q^2}$$

$$\Rightarrow \ell = v_{th} \tau_r = \sqrt{\frac{2E_k}{m_e}} \frac{m_e}{2 \rho d N_A q^2} = \frac{\sqrt{E_k m_e}}{\sqrt{2} \rho d N_A q^2}$$

כאשר  $N_A = 6.02 \cdot 10^{23} \left[ \frac{\text{Atoms}}{\text{mole}} \right]$  מספר אבוגדרו. לא לשכוח לשים לב ליחידות.

$$\vec{v}_d = \mu \vec{E} = \frac{q \frac{m_e}{2 \rho d N_A q^2}}{m_e} E = \frac{E}{2 \rho d N_A q} \quad .2$$

.3 נחשב התנגדות כל חלק בנפרד, ואז נחבר את הנגדים בטור:

$$R_{5\mu m} = \rho \frac{L}{A} = , R_{10\mu m} = \rho \frac{L}{2A} \Rightarrow R_{eq} = R_{5\mu m} + R_{10\mu m} = \rho \frac{3L}{2A} = 1.7 \mu \cdot 10^{-2} \frac{3 \cdot 0.1 \cdot 10^{-2}}{2 \cdot (10 \mu \cdot 5 \mu)}$$

.4 הזרם בשני הנגדים המחוברים בטור זהה:  $I = \frac{V}{R_{eq}}$ , ולכן המתח על החלק הצר הוא:

$$V = I \cdot R_{5\mu m} = \frac{V}{R_{eq}} R_{5\mu m} = \frac{V}{R_{eq}} \rho \frac{L}{A}$$

$$J = \frac{I}{A} = \frac{V}{R_{eq} A} : \text{צפיפות הזרם}$$

$$W = VI = \frac{V^2}{R_{eq}} \quad .5$$

.6 אם נקטין את רוחב הפס, אפילו בחלק מהמוליך, תגדל התנגדותו. המתח נשאר קבוע ומהביטוי  $W \frac{V^2}{R_{eq}}$ ,

ההספק יקטן.

.7 כאשר הזרם מושפע בעיקרו מנושאי המטען החופשיים במוליך, מקבלים  $I = \frac{1}{R} V$ .

קיבלנו בתרגול 1, שכאשר  $n \gg n_0$ , כלומר ההולכה היא בזכות נושאי המטען המוזרקים:  $j = \epsilon_0 \epsilon_r \frac{\tau q}{m L^3} V^2$

ולכן מסתכלים על  $\ln I$  כנגד  $\ln V$ , מקבלים שיפוע 1, וככל המתח עולה (וכך ריכוז נושאי המטען המוזרקים) מקבלים שיפוע 2.

## גיליון 2

1. כאשר  $n_i \gg |N_D - N_A|$ , מתקבל  $n = N_D - N_A$  ו  $p = \frac{n_i^2}{N_D - N_A}$
  2. כאשר  $N_A > N_D$ , יש יותר חורים חופשיים מאשר אלקטרונים
  3. מכיוון ש  $np = n_i^2 = Const$  בשיווי משקל תרמי,  $n$  גדל על חשבון  $p$  וההפך
  4. תורם מוסיף אלקטרון לחומר ולכן מטענו נהייה פחות שלילי – חיובי
  5. ערכיות האינדיום קטנה מערכיות הסיליקון ולכן הוא צריך לנטול אלקטרון מסביבתו
  6. כאשר  $N_A \sim n_i$ , לא ניתן לקרב את הפתרון המדויק שקיבלנו ל  $n$  ולכן נקבל  $p > N_A$  - כלומר הגרציה התרמית כבר לא זניחה, ולכן בנוסף לסיגים שתורמים חורים, יהיו מספר לא זניח של חורים שנתרמים מהגרציה התרמית.
  - מכיוון ש  $np = n_i^2 = Const$ , נקבל שריכוז נושאי המיעוט יקטן.
  7.  $N_D$  הוא סיג תורם. מה תורם? תורם אלקטרון. "סיג נוטל" נוטל אלקטרון, כלומר תורם חור.
- את הפתרון  $p = \frac{n_i^2}{N_A - N_D}$  קיבלנו בקירוב עבור  $n_i \gg N_A - N_D$

### גיליון 3

$$u_d = \mu E = \mu \frac{V}{L} \Rightarrow \mu = \frac{Lu_d}{V} \quad .1$$

$$\rho = \frac{1}{\sigma} = \frac{1}{q(\mu_e n + \mu_h p)} = \frac{1}{qn_i(n+p)} \quad .2$$

$$.3 \quad \text{ביטוי להתנגדות הסגולית כאשר } p = \frac{n_i^2}{n} : \rho(n) = \frac{n}{q(\mu_e n^2 + \mu_h n_i^2)} \text{ . נגזור ונשווה ל0 למציאת מקסימום.}$$

$$\rho_{\max} = \rho \left( n = \sqrt{\frac{\mu_h}{\mu_e}} n_i \right) = \frac{1}{2q\sqrt{\mu_e \mu_h} n_i} \text{ , ולכן } n_{\rho_{\max}} = \sqrt{\frac{\mu_h}{\mu_e}} n_i \text{ מקבלים}$$

.4 מספר נושאי המטען האינטרינסיים ב GaAs קטן ב 4 סדרי גודל ממספר נושאי המטען האינטרינסיים ב Si .

.5 ניידות האלקטרונים ב GaAs גבוהה יותר .

.6 במתכת, אלקטרוני ההולכה חופשיים בכל טמפרטורה .

.7 התנגדות מ"מ א' תעלה והתנגדות מ"מ ב' תרד :

$\rho = \frac{1}{\sigma}$	לפני סימון	אחרי סימון
מ"מ א	$\frac{1}{5q\mu n_i}$	$\sim \frac{1}{\frac{13}{3}q\mu n_i}$
מ"מ ב	$\frac{1}{2q\mu n_i}$	$\sim \frac{1}{\frac{10}{3}q\mu n_i}$

.8 עם עליית הטמפרטורה, גדל קצת הגנרציה התרמית, ולכן  $n_i$  עולה ;

בכל טמפרטורה שהיא לא האפס המוחלט, הכנסה של סיגים נוטלים תגרום לחומר להיות מסוג P , כי הסתברותית יהיו יותר נושאי רוב בגלל רמת האנרגיה שנוספה קרוב לפס הערכיות ; בטמפרטורות גבוהות מאוד, המשפיע כל כמות נושאי המטען הוא תהליך הגנרציה ואז מספר נושאי המטען שנתרם מהסיגים זניח .

.9 הניידות הסיגית,  $\mu_i$  , קטנה ככל שהטמפרטורה קטנה, בניגוד לניידות התרמית  $\mu_{ph}$  שגדלה ככל

שהטמפרטורה קטנה. מכיוון שהניידות הכוללת מקיימת את הקשר  $\frac{1}{\mu} = \frac{1}{\mu_i} + \frac{1}{\mu_{ph}}$  , הניידות הקטנה יותר

משפיעה על הניידות הכללית. התחום שמושפע ע"י הניידות  $\mu_i$  הוא תחום הטמפרטורות הנמוכות.

## גיליון 4

$$1. \text{ החומר בשיווי משקל ולכן } n_0 = N_D, \quad p_0 = \frac{n_i^2}{N_D}$$

2. ביחס לטמפרטורת החדר  $\sim 300^\circ K$ , בטמפרטורות גבוהות מאוד הריכוזים יהיו אינטרינסיים, בגלל הגנרציה התרמית הגבוהה בטמפרטורות נמוכות מאוד תהיה פחות גנרציה תרמית, וגם לא כל הסיגים יהיו מיואנים לכן באזור של הטמפרטורות הממוצעות, יישארו ריכוזי החושך קבועים.

3. בחומר מסוג  $N$ ,

$$\sigma_0 = q(\mu_e n_0 + \mu_p p_0) \sim q\mu_e n_0$$

$$R_0 = \rho_0 \frac{L}{A} = \frac{1}{\sigma_0} \frac{L}{WD} = \frac{1}{q(\mu_e n_0 + \mu_p p_0)} \frac{L}{WD} \sim \frac{1}{q\mu_e n_0} \frac{L}{WD}$$

$$4. \text{ מהגדרת השדה: } E = -\frac{dV}{dx} = \frac{V}{L}$$

$$v_d = \mu E = \mu_e \frac{V}{L}$$

5. מהירות הסחיפה קטנה מאוד ביחס למהירות התרמית, ולכן לא משפיעה על התופעות שנובעות מהגנרציה התרמית, ולכן ניתן לומר שהשדה חלש.

$$6. \text{ מחוק אוהם: } I_0 = \frac{V}{R_0} = \frac{V}{\frac{1}{q\mu_e n_0} \frac{L}{WD}} = \frac{VWDq\mu_e n_0}{L}$$

$$7. \text{ מאנרגיה של גל, מהתורה הקוונטית: } E = hv = \frac{hc}{\lambda} \Rightarrow \lambda = \frac{hc}{E}. \quad E_{gap} \cong 1.12 [eV]. \text{ בסיליקון,}$$

$$8. \text{ ממשוואת הרציפות במצב מתמיד: } \hat{p} = G_{opt} \tau_p \Rightarrow \frac{\partial \hat{p}}{\partial t} = \frac{1}{q} \frac{\partial J}{\partial x} - \frac{\hat{p}}{\tau_p} + G_{opt}$$

9. כל תהליך גנרציה יוצר זוג, כי הוא מפריד אלקטרון מהאטום שלו, ושם נוצר חור. אנחנו חישבנו את עודף החורים  $\hat{p}$ , ולכן עודף האלקטרונים  $\hat{n}$  שווה לעודף שחישבנו.

$$10. \text{ עבור הדלקת האור, } \hat{p} = G_{opt} \tau_p \left( 1 - e^{-\frac{t}{\tau_p}} \right), \text{ נדרוש } \hat{p}(T_{1/2}) = \frac{1}{2} \hat{p}(\infty)$$

$$\text{ונוכל באופן מקביל עבור כיבוי האור, } \hat{p} = G_{opt} \tau_p e^{-\frac{t}{\tau_p}}, \text{ לדרוש } \hat{p}(T_{1/2}) = \frac{1}{2} \hat{p}(0)$$

$$\text{ונקבל } T_{1/2} = \tau_p \ln 2$$

11. ראינו שבהשפעת האור נוצרים יותר זוגות אלקטרון-חור, מה שמעלה את כמות נושאי המטען בחומר, ולכן התנגדותו יורדת. ניתן לראות זאת באופן מתמטי בביטוי להתנגדות:

$$R(n, p) = \rho \frac{L}{A} = \frac{1}{\sigma} \frac{L}{A} = \frac{1}{q(\mu_e n + \mu_h p)} \frac{L}{A}$$

$$12. \text{ מחוק אוהם: } I = \frac{V}{R} = \frac{V}{\frac{1}{q(\mu_e n + \mu_h p)} \frac{L}{A}} = \frac{VWDq}{L} (\mu_e (n_0 + \hat{n}) + \mu_h (p_0 + \hat{p}))$$

13. נחשב את השינוי בזרם:

$$\Delta I = I - I_0 = \frac{VWDq}{L} (\mu_e (n_0 + \hat{n}) + \mu_h (p_0 + \hat{p})) - \frac{VWDq}{L} (\mu_e n_0 + \mu_h p_0) = \frac{VWDq\hat{p}}{L} (\mu_e + \mu_h)$$

14. זרם הסיגנל הוא הזרם של עודף האלקטרונים, כלומר הזרם שנוסף לזה שהיה אילו לא היינו מאירים את הסיליקון.

ביחידת זמן  $\Delta t$ , נבדוק את היחס בין מספר האלקטרונים שבעודף שהספיקו לחצות את המוליך בגלל הזרם (ולכן בגלל מהירות הסחיפה) לבין מספר הפוטונים שפגעו בחומר באותה יחידת זמן:

$$\text{Optical Gain} = \frac{\hat{n} \cdot A \cdot v_d \cdot \Delta t}{\frac{\Phi}{d} \cdot A \cdot L \cdot \Delta t} = \frac{G_{opt} \tau_p A v_d}{G_{opt} A L} = \frac{\tau_p v_d}{L} = \frac{\tau_p}{\frac{L}{v_d}}$$

מקבלים שזהו יחס בין זמן החיים של נושאי המיעוט לבין הזמן שהיה לוקח לנושאי המטען לעבור את כל המוליך.

15. הרעיון דומה לשאלה הקודמת, רק שכאן יש להתייחס למהירויות הסחיפה של שני סוגי נושאי המטען, ובעזרת הקשר  $v_d = \mu E$  לעבור לביטוי עם ניידויות:

$$\begin{aligned} \text{Gain} &= \frac{\hat{n} \cdot A \cdot v_{d_e} \cdot \Delta t + \hat{p} \cdot A \cdot v_{d_h} \cdot \Delta t}{\frac{\Phi}{d} \cdot A \cdot L \cdot \Delta t} = \frac{G_{opt} \tau_p A (v_{d_e} + v_{d_h})}{G_{opt} AL} = \frac{\tau_p E (\mu_e + \mu_h)}{L} = \frac{\tau_p \mu_e E}{L} \left( 1 + \frac{\mu_h}{\mu_e} \right) = \\ &= \frac{\tau_p v_{d_e}}{L} \left( 1 + \frac{\mu_h}{\mu_e} \right) = \frac{\tau_p v_{d_e}}{\frac{L}{v_{d_e}}} \left( 1 + \frac{\mu_h}{\mu_e} \right) = (\text{Optical Gain}) \left( 1 + \frac{\mu_h}{\mu_e} \right) \end{aligned}$$

## גיליון 5

1. נעזר בדף הנוסחאות. זרם הדיפוזיה במל"מ ארוך:  $J_h = \frac{\hat{p}_0 q D_h}{L_h} e^{-\frac{x}{L_h}}$ , יחס איינשטיין:  $D_h = \frac{KT}{q} \mu_h$ . ונקבל:

$$I(B) = I(0) = S J_h(0) = S \frac{\hat{p}_0 q D_h}{L_h} e^{-\frac{0}{L_h}} = \frac{S \hat{p}_0 q \left( \frac{KT}{q} \mu_h \right)}{L_h} = \frac{S \hat{p}_0 KT \mu_h}{L_h} = \frac{S \frac{N_D}{100} KT \mu_h}{\frac{W}{100}} = \frac{SN_D KT \mu_h}{W}$$

2. נשתמש בפתרון המלא: הזרם הוא  $J_h = \frac{\hat{p}_0 q D_h}{L_h} \frac{\cosh\left(\frac{W-x}{L_h}\right)}{\sinh\left(\frac{W}{L_h}\right)}$

$$I(C) = I(x=W) = S J_h(W) = S \frac{\hat{p}_0 q D_h}{L_h} \frac{\cosh\left(\frac{W-W}{L_h}\right)}{\sinh\left(\frac{W}{L_h}\right)} = \frac{SN_D KT \mu_h}{W \sinh 100}$$

נקבל:

3. קיים תהליך של רקומבינציה לאורך ההתקן, תהליך שגורם להקטנה משמעותית בריכוז נושאי המיעוט. הקטנה זו היא הגורם להקטנה בזרם, ולא מפל המתח החיצוני על ההתקן. אין צורך להתחשב במגעים במקרה זה, כיוון שהדגם המתואר הוא ארוך.

4. לא תיתכן הזרקה חורים ללא הזרקה אלקטרוניים!

5. נעזר בדף הנוסחאות: במל"מ ארוך:  $p(x) = \hat{p}_0 e^{-\frac{x}{L_h}}$  ונחשב:

$$\hat{P}_{total} = \int_0^W \hat{p}(x) dx = \int_0^W \hat{p}_0 e^{-\frac{x}{L_h}} dx = -\hat{p}_0 L_h \left[ e^{-\frac{x}{L_h}} \right]_0^W = -\hat{p}_0 L_h \left( e^{-\frac{W}{L_h}} - 1 \right) = \frac{N_D W}{100 \cdot 100} (1 - e^{-100}) \sim \frac{N_D W}{10^4}$$

(תיכלס גם את זה יש בדף הנוסחאות)

6. שוב, מל"מ לא קצר ולא ארוך + דף נוסחאות = חיים קלים:

$$\tau_{avg} = \frac{L_h^2}{D_h} \left( 1 - \frac{1}{\cosh\left(\frac{W}{L_h}\right)} \right) = \frac{\left(\frac{W}{100}\right)^2}{\frac{KT}{q} \mu_h} \left( 1 - \frac{1}{\cosh 100} \right) = \frac{W^2 q}{10^4 \cdot KT \mu_h} \left( 1 - \frac{1}{\cosh 100} \right)$$

7. בשאלה 1 הנתונים היו  $W \gg L_h$  ולכן ניתן היה לפתור בקירוב של מל"מ ארוך

8. נשתמש שוב בפתרון בלי קירובים :

$$\tau_{avg} = \frac{L_h^2}{D_h} \left( 1 - \frac{1}{\cosh\left(\frac{W}{L_h}\right)} \right) = \frac{(W)^2}{KT \mu_h} \left( 1 - \frac{1}{\cosh 1} \right) = \frac{W^2 q}{KT \mu_h} \left( 1 - \frac{1}{\cosh 1} \right)$$

9. בשאלה הקודמת,  $W \sim L_h$  ולכן יש לפתור בצורה מלאה, ללא קירובים.

10. בחלק הימני של המל"מ יש זרם דיפוזיה, ויש גרציה. בנוסף, אנחנו במצב מתמיד, כלומר ללא שינויים בזמן. לכן, נוכל לוותר על האיבר המראה שינוי בזמן ואת איבר הגרציה.

11. ראינו בתרגול שריכוז נושאי המטען מתפוגג בצורת גאוסיאן (Gaussian) שנחלש, ולכן התמונה שמתאימה היא ב'.

12. התאורה נמשכת זמן רב ולכן נגיע למצב מתמיד שבו יש עודף קבוע של נושאי מטען, ולכן הקצב שבו החומר סופג את הפוטונים שווה לקצב שבו נושאי המטען מתאחדים חזרה.

13. ראשית יש לכתוב ביטוי כללי:  $p(t) = G\tau_p e^{-\frac{t}{\tau_p}} + 2G\tau_p \left( 1 - e^{-\frac{t-0.5\tau_p}{\tau_p}} \right)$  : ואז להציב  $t = \tau_p$  :

$$p(1.1\tau_p) = G\tau_p e^{-\frac{1.1\tau_p}{\tau_p}} + 2G\tau_p \left( 1 - e^{-\frac{1.1\tau_p-0.5\tau_p}{\tau_p}} \right) = G\tau_p e^{-1.1} + 2G\tau_p - 2G\tau_p e^{-0.6} = G\tau_p (2 + e^{-1.1} - 2e^{-0.6})$$

14. בזמן  $t = -\Delta$  יש לנו מצב מתמיד בהארה של  $G$  ולכן קצב רקומבינציה וגרציה קבועים, אבל שני הקצבים הללו גבוהים יותר מאשר במצב שיווי משקל, שבו אין תוספת חיצונית של אנרגיה למערכת.

בזמן  $t = 1.1\tau_p$  אנו בדרך למצב יציב שבו קצב הארה  $2G$ , ולכן קצב הרקומבינציה יהיה גדול יותר מאשר ב  $t = -\Delta$ , ששם ההארה היא רק  $G$ .

## גיליון 6

1. ככל שהטמפרטורה עולה, מתגברת הגרציה, ויותר חורים ייווצרו.

בטמפרטורות נמוכות, ראשית האלקטרונים יצליחו להגיע לרמת הנוטלים ועם העלאת הטמפרטורה, הם גם יצליחו להגיע לפס ההולכה.

2. ככל שהטמפרטורה גבוהה יותר, כך רמת פרמי מתקרבת למרכז הפס האסור, כלומר ל  $E_i$ , כאשר

בטמפרטורות הנמוכות ביותר, רמת פרמי נמצאת בין רמת הסיגים ( $E_a$  ו  $E_d$ ) לבין הרמות  $E_v$  או  $E_c$  בהתאמה.

3. מאותם השיקולים של הסעיף הקודם, כאן זה יקרה כאשר הטמפרטורה נמוכה ביותר.

4. הביטוי הכללי ביותר:  $p = N_A - N_D$  ואז  $n = \frac{n_i^2}{p}$

5. בטמפרטורות גבוהות, סך הניידות מושפעת מהניידות התרמית, שקטנה עם עלייה בטמפרטורה.

6. בטמפרטורות נמוכות, סך הניידות מושפעת מהניידות הסיגית, כגדלה עם עלייה בטמפרטורה.

7. רמת פרמי תלויה הריכוז הסיגים ובטמפרטורה, לפי הביטויים שקיבלנו. הביטויים שקיבלנו פותחו כאשר הנחנו שיווי משקל במל"מ – אין כניסה חיצונית של אנרגיה למל"מ. חישוב ריכוזי נושאי המטען אפשרי מהצבה במשוואת הניטרליות.

8. כמו שהגדרנו,  $E_{gap} \triangleq E_c - E_v$ , בתנאים שמוגדרים בשאלה.

9. בטמפרטורות גבוהות הגרף של פונקציה פרמי משתנה לעומת הגרף של פונקציה בולצמן, ולא דועך מהר כמו פונקציה בולצמן, כדי שריכוז הסיגים יהיה ריכוז אינטרינסי.

10. בטמפרטורות גבוהות, בשיווי משקל, החומר אינטרינסי ולכן  $n = p = n_i$ .

11. בניסוי היינס-שוקלי, פיסת המל"מ מוחזקת בהפרש פוטנציאלים כדי לחשב את זמן החיים של נושאי המטען, ולכן המל"מ לא נמצא במצב שיווי משקל, ולכן רמת פרמי לא מוגדרת היטב.

## גיליון 7

1. מכיוון שעסקינן בצומת  $P^+N$ , אזי יש יותר חורים שמוזרקים לצד  $N$  מאשר אלקטרונים שמוזרקים לצד  $P^+$ .
2. מכיוון שזרם הדיודה הוא  $I = I_0 \left( e^{\frac{qV_a}{kT}} - 1 \right) = qA \left( \frac{D_p}{L_p} \bar{p}_n + \frac{D_n}{L_n} \bar{n}_p \right) \left( e^{\frac{qV_a}{kT}} - 1 \right)$ , אנו רואים שזרם הזליגה תלוי ישר בריכוזי שיווי המשקל  $\bar{n}_p, \bar{p}_n$ . בדיודה הסימטרית, ריכוזים אלו שווים, ואילו בדיודה החד-צדדית, הריכוז בצד  $P^+$ ,  $\bar{n}_p$ , יהיה קטן מאוד מריכוז  $\bar{n}_p$  בדיודה הסימטרית. לכן בדיודה הסימטרית זרם הזליגה יהיה גדול יותר.
3. מכיוון שהצומת ניטרלי, מתקיים  $|qN_A x_p| = |qN_D x_n|$ , ולכן המחסור יהיה גדול יותר היכן שהסימום קטן יותר.
4. משיקולים הגיוניים, ראינו שאזור המחסור כולו בצד  $P$ , ולכן שם יהיה שדה חשמלי. שיפוע השדה הוא  $\rho(x)$ , צפיפות המטען באזור המחסור, ולכן הוא שלילי (יורד) בצד  $P$ .
- משיקולים מתמטיים, ניתן לבצע אינטגרציה על  $\rho(x)$ , כאשר הוא "פונקציה  $\delta$ " עבור  $x=0$ , וקבוע  $qN_A$  עבור  $x \in (0, x_p)$ .
5. יש לבצע אינטגרציה, כמו שפואסון אמר לנו:  $\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{\rho}{\epsilon_0 \epsilon_r}$ , כאשר תנאי השפה הם  $E(x_p) = E(x_n) = 0$ .
6. משיקולי ניטרליות הצומת:  $|q(-N_A)x_p| = \left| \frac{1}{2} q \cdot a x_n \cdot x_n \right| \Rightarrow x_n^2 = \frac{2x_p N_A}{a}$ .
7. ניתן לחשב את המתח הכולל על הצומת  $V_b - V_a$  ע"י אינטגרציה על השדה שחישבנו בסעיף 5, כאשר אנו מזניחים את התרומה של צד  $P$ , כי אמרו לנו שהצומת היא כעת  $P^+$ , ולהגיע לקשר  $x_n = \sqrt[3]{\frac{3\epsilon_0 \epsilon_r (V_b - V_a)}{aq}}$ .
8. לפי הגרף אנו רואים שמוזרקים נושאי מטען (ולא נאספים), ובנוסף, סדרי הגודל מבטיחים שההזרקה חלשה, כלומר מתקיים  $\bar{p}_n \ll \hat{p}_n \ll \bar{n}_n$  ואותו קשר לצד  $P$ .
9. מיחסי בולצמן: 
$$n_p = \bar{n}_n e^{-\frac{q}{kT}(V_b - V_a)} = \bar{n}_n e^{-\frac{qV_b}{kT}} e^{\frac{qV_a}{kT}} = \bar{n}_p e^{\frac{qV_a}{kT}} \Rightarrow V_a = \frac{kT}{q} \ln \left[ \frac{n_p}{\bar{n}_p} \right]$$
10. פרופיל הדיפוזיה ידוע:  $\hat{p}(x) = \hat{p}_0 e^{\frac{x}{L_p}}$ , ולכן  $\frac{\hat{p}(x)}{\hat{p}_0} = e^{\frac{x}{L_p}}$ , לכל  $x$ . נתון לנו ש  $\frac{\hat{p}(x=10^{-2})}{\hat{p}_0} = \frac{1}{100}$ , ולכן 
$$e^{-\frac{10^{-2}}{L_p}} = \frac{1}{100} \Rightarrow L_p = \frac{10^{-2}}{\ln 100}$$

## גיליון 8

### הערות

- כאשר אנו בממתח אחורי, מניחים  $V_a \ll 0$  ולכן  $e^{\frac{qV_a}{kT}} \ll 1$
- יכול להיות שעבור 8 מרחקי דיפוזיה, הנוסחאות לא יעבדו, כי מרחקים אלו גדולים מאורך הדיודה, ולכן יש לשים לב שבמקרים אלו המגעים האוהמים מאלצים ריכוז 0, עם כל המשתמע מכך.

1. את ריכוז החורים (הכולל, כלומר ריכוז שיווי משקל + ריכוז העודף) בקצה איזור המחסור אנו יודעים מתנאי

בולצמן:  $p(0) = \bar{p} e^{\frac{qV_a}{kT}}$ , בנוסף הדיודה ארוכה ולכן  $p(\infty) = 0$ . מפתרון משוואת הרציפות עם שני תנאי

ההתחלה הללו מקבלים את הפתרון  $\hat{p}(x) = \bar{p} \left( e^{\frac{qV_a}{kT}} - 1 \right) e^{-\frac{x}{L_h}} = \frac{n_i^2}{N_D} \left( e^{\frac{qV_a}{kT}} - 1 \right) e^{-\frac{x}{L_h}}$  ובממתח אחורי

$$\hat{p}(x) = -\frac{n_i^2}{N_D} e^{-\frac{x}{L_h}}$$

2. זרם הדיפוזיה הוא  $I_{diff}^h(x) = AJ_{diff}^h = -qAD_h \frac{d}{dx} \left[ -\frac{n_i^2}{N_D} e^{-\frac{x}{L_h}} \right] = -qA \frac{D_h}{L_h} \frac{n_i^2}{N_D} e^{-\frac{x}{L_h}} = -qA \frac{L_h}{\tau_h} \frac{n_i^2}{N_D} e^{-\frac{x}{L_h}}$

3. מכיוון שהדיודה חד-צדדית, נוכל להזניח, כפי שנתון, את זרם האלקטרונים בקצה אזור המחסור, ביחס לזרם החורים.

מחוק KCL, הזרם בהתקן שלנו זהה בכל נקודה (לא נאגר מטען). בנוסף, הזרם בקצה אזור המחסור הוא רק

זרם דיפוזיה של חורים, ואותו אנו יודעים לחשב:  $I_{diff}^h(x=0) = -qA \frac{L_h}{\tau_h} \frac{n_i^2}{N_D}$ . לכן נאמר שהזרם הקבוע

בהתקן, בכל נקודה שווה ל  $I_{diff}^h(x=0)$ . הזרם הכולל הוא סכום של זרם הדיפוזיה של החורים וזרם

הסחיפה של האלקטרונים, כלומר  $I_{Total} = Const = I_{diff}^h(x=0) = I_{diff}^h(x) + I_{drift}^e(x)$ , ולכן אם ידוע זרם הדיפוזיה של החורים, ניתן בקלות לחשב את זרם הסחיפה של האלקטרונים:

$$I_{drift}^e(x) = I_{diff}^h(x=0) - I_{diff}^h(x) = -qA \frac{L_h}{\tau_h} \frac{n_i^2}{N_D} - \left( -qA \frac{L_h}{\tau_h} \frac{n_i^2}{N_D} e^{-\frac{x}{L_h}} \right) = qA \frac{L_h}{\tau_h} \frac{n_i^2}{N_D} \left( e^{-\frac{x}{L_h}} - 1 \right)$$

4. אם זרם האלקטרונים הוא זרם סחיפה, הרי שהוא מקיים  $I_{drift}^e = AJ_{drift}^e = qAn\mu_e E(x)$ , ולכן, מהביטוי

$$qAn\mu_e E(x) = qA \frac{L_h}{\tau_h} \frac{n_i^2}{N_D} \left( e^{-\frac{x}{L_h}} - 1 \right) \Rightarrow E(x) = \frac{1}{n\mu_e} \frac{L_h}{\tau_h} \frac{n_i^2}{N_D} \left( e^{-\frac{x}{L_h}} - 1 \right)$$

ומיחס איינשטיין  $\mu_e = \frac{D_e q}{kT} = \frac{L_e^2}{\tau_e} \frac{q}{kT}$  ומהעובדה שריכוז האלקטרונים בצד N הוא  $N_D$  (השינויים בריכוז

בעקבות זרם הסחיפה זניחים לעומת ריכוז הסיגים) נקבל:

$$E(x) = \frac{1}{N_D} \frac{L_h}{\tau_h} \frac{n_i^2}{N_D} \left( e^{-\frac{x}{L_h}} - 1 \right) = \frac{kT}{q} \frac{\tau_e}{L_e^2} \frac{L_h}{\tau_h} \frac{n_i^2}{N_D^2} \left( e^{-\frac{x}{L_h}} - 1 \right) \stackrel{\tau_e = \tau_h}{=} \frac{kT}{q} \frac{L_h}{L_e^2} \frac{n_i^2}{N_D^2} \left( e^{-\frac{x}{L_h}} - 1 \right)$$



5. ראשית נחשב את זרם הסחיפה של החורים. כמובן שהשדה שגורם לסחיפה של האלקטרונים הוא אותו שדה שגורם לסחיפת החורים, ולכן

$$I_{drift}^h = AJ_{drift}^h = qAp\mu_h E(x) = qA \underbrace{\left( \frac{n_i^2}{N_D} - \frac{n_i^2}{N_D} e^{-\frac{x}{L_h}} \right)}_{p=\bar{p}+\hat{p}} \underbrace{\frac{D_h q kT}{kT}}_{\mu_h} \frac{L_h}{q} \frac{n_i^2}{L_e^2 N_D^2} \left( e^{-\frac{x}{L_h}} - 1 \right)$$

$$= qA \frac{n_i^2}{N_D} \left( 1 - e^{-\frac{x}{L_h}} \right) \frac{L_h^2}{\tau_h} \frac{L_h}{L_e^2} \frac{\tau_e}{\tau_h} \frac{n_i^2}{N_D^2} \left( e^{-\frac{x}{L_h}} - 1 \right) \stackrel{\tau_e=\tau_h}{=} -qA \frac{L_h^3}{L_e^2 \tau_h} \frac{n_i^4}{N_D^3} \left( e^{-\frac{x}{L_h}} - 1 \right)^2$$

$$\frac{I_{drift}^h}{I_{diff}^h} = \frac{-qA \frac{L_h^3}{L_e^2 \tau_h} \frac{n_i^4}{N_D^3} \left( e^{-\frac{x}{L_h}} - 1 \right)^2}{-qA \frac{L_h}{\tau_h} \frac{n_i^2}{N_D} e^{-\frac{x}{L_h}}} = \frac{\frac{L_h^2}{L_e^2} \frac{n_i^4}{N_D^3} \left( e^{-\frac{x}{L_h}} - 1 \right)^2}{\frac{n_i^2}{N_D} e^{-\frac{x}{L_h}}} = \frac{L_h^2}{L_e^2} \frac{n_i^2}{N_D^2} \frac{\left( e^{-\frac{x}{L_h}} - 1 \right)^2}{e^{-\frac{x}{L_h}}}$$

ואז היחס הוא

6. מהצבת המספרים בשאלה הקודמת, התשובה היא בבירור כן.

7. אנו במצב מתמיד ולכן  $\frac{\partial \hat{p}}{\partial t} = 0$ , ויש הארה ולכן  $G_{opt} \neq 0$ . האיבר  $G_{th}$ , הגנרציה התרמית, כבר בא בחשבון

במשוואה ומקוּזז עם הרקומבינציה התרמית – כך עשינו כשבנינו את משוואת הרציפות.

8. מתנאי בולצמן, בממתח אחורי, ריכוז החורים  $\bar{p}$  בקצה אזור המחסור הוא 0, ולכן העודף שלנו צריך להיות

שלילי, כלומר  $p(0) = \bar{p} + \hat{p} = \frac{n_i^2}{N_D} + \hat{p} = 0 \Rightarrow \hat{p} = -\frac{n_i^2}{N_D}$ . בנוסף, עקב ההארה הקבועה, רחוק מספיק

מהצומת יהיה ריכוז קבוע של חורים  $G_{opt} \tau_h$ , ואת זה ראינו בתרגילים קודמים.

9. לאחר שנפתור את משוואת הרציפות המתאימה, עם תנאי ההתחלה מהשאלה הקודמת, נקבל

$$\hat{p}(x) = -\left( \frac{n_i^2}{N_D} + G_{opt} \tau_h \right) e^{-\frac{x}{L_h}} + G_{opt} \tau_h$$

10. זרם הדיפוזיה הוא

$$I_{diff}^h(x) = AJ_{diff}^h = -qAD_h \frac{d}{dx} \left( -\left( \frac{n_i^2}{N_D} + G_{opt} \tau_h \right) e^{-\frac{x}{L_h}} + G_{opt} \tau_h \right) = -qA \frac{L_h}{\tau_h} \left( \frac{n_i^2}{N_D} + G_{opt} \tau_h \right) e^{-\frac{x}{L_h}}$$

11. כפי שכבר ראינו, זרם הדיודה הוא בעצם זרם הדיפוזיה של החורים בקצה אזור המחסור, כלומר

$$I_{Diode} = I_{diff}^h(x=0) = -qA \frac{L_h}{\tau_h} \left( \frac{n_i^2}{N_D} + G_{opt} \tau_h \right)$$

12. כעת, בממתח קדמי, ללא הארה, נשתמש בתנאי בולצמן ונקבל  $p = \bar{p} e^{\frac{qV_a}{kT}}$  ולכן

$$\hat{p} = p - \bar{p} = \bar{p} \left( e^{\frac{qV_a}{kT}} - 1 \right) = \frac{n_i^2}{N_D} \left( e^{\frac{qV_a}{kT}} - 1 \right)$$

13. פרופיל החורים הוא:  $\hat{p}(x) = \frac{n_i^2}{N_D} \left( e^{\frac{qV_a}{kT}} - 1 \right) e^{-\frac{x}{L_h}}$

זרם הדיפוזיה הוא  $I_{diff}^h(x) = AJ_{diff}^h = -qAD_h \frac{d}{dx} \left( \frac{n_i^2}{N_D} \left( e^{\frac{qV_a}{kT}} - 1 \right) e^{-\frac{x}{L_h}} \right) = qA \frac{L_h}{\tau_h} \frac{n_i^2}{N_D} \left( e^{\frac{qV_a}{kT}} - 1 \right) e^{-\frac{x}{L_h}}$

ובקצה אזור המחסור:  $I_{diff}^h(x=0) = qA \frac{L_h}{\tau_h} \frac{n_i^2}{N_D} \left( e^{\frac{qV_a}{kT}} - 1 \right)$

14. מכיוון שתנאי בולצמן תקף עדיין נקבל  $\hat{p} = \bar{p} \left( e^{\frac{qV_a}{kT}} - 1 \right)$ , וכאשר הממתח קדמי  $e^{\frac{qV_a}{kT}} \gg 1$  ואז  $\hat{p} = \bar{p} e^{\frac{qV_a}{kT}}$

רחוק מאוד מהצומת נקבל ריכוז של  $G_{opt} \tau_h$  בגלל ההארה הקבועה.

15. שוב נפתור את המשוואה הדיפרנציאלית, עם תנאי ההתחלה שבשאלה הקודמת. הפתרון המתקבל הוא

$$: x = \frac{L_h}{2} \text{ ובנקודה } \hat{p}(x) = \left( \frac{n_i^2}{N_D} e^{\frac{qV_a}{kT}} - G_{opt} \tau_h \right) e^{-\frac{x}{L_h}} + G_{opt} \tau_h$$

$$\cdot \hat{p}\left(\frac{L_h}{2}\right) = \left( \frac{n_i^2}{N_D} e^{\frac{qV_a}{kT}} - G_{opt} \tau_h \right) e^{-\frac{1}{2}} + G_{opt} \tau_h$$

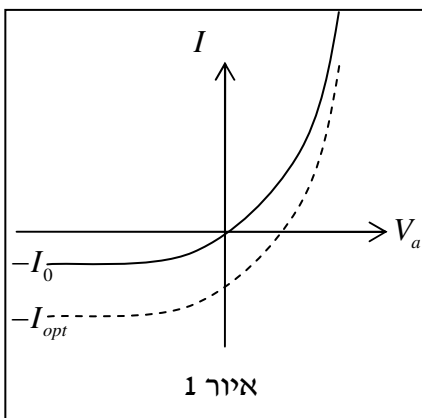
16. זרם הדיפוזיה הוא

$$I_{diff}^h(x) = AJ_{diff}^h = -qAD_h \frac{d}{dx} \left( \left( \frac{n_i^2}{N_D} e^{\frac{qV_a}{kT}} - G_{opt} \tau_h \right) e^{-\frac{x}{L_h}} + G_{opt} \tau_h \right) = qA \frac{L_h}{\tau_h} \left( \frac{n_i^2}{N_D} e^{\frac{qV_a}{kT}} - G_{opt} \tau_h \right) e^{-\frac{x}{L_h}}$$

$$I_{diff}^h(0) = qA \frac{L_h}{\tau_h} \left( \frac{n_i^2}{N_D} e^{\frac{qV_a}{kT}} - G_{opt} \tau_h \right) : x = 0 \text{ ובנקודה}$$

17. היחס הוא

$$\frac{I_{diff-light}^h}{I_{diff-no-light}^h} = \frac{qA \frac{L_h}{\tau_h} \left( \frac{n_i^2}{N_D} e^{\frac{qV_a}{kT}} - G_{opt} \tau_h \right)}{qA \frac{L_h}{\tau_h} \frac{n_i^2}{N_D} \left( e^{\frac{qV_a}{kT}} - 1 \right)} = \frac{\frac{n_i^2}{N_D} e^{\frac{qV_a}{kT}} - G_{opt} \tau_h}{e^{\frac{qV_a}{kT}} - 1}$$



18. המסקנה מהשאלות שלעיל היא שגרף האופיין של הדיודה יורד בקבוע בהשפעת הארה קבועה על הדיודה, כלומר נקבל תזוזה בזרם כמתואר באיור 1. בממתח אחורי או רואים שהזרם גדל בערכו המוחלט, ובממתח קדמי הזרם קטן בערכו המוחלט.

$$\frac{I_{Diode} - Const}{I_{Diode}} = 1 - \frac{Const}{I_{Diode}} \xrightarrow{V_a \rightarrow \infty} I^-$$

$$\frac{I_{Diode} + Const}{I_{Diode}} = 1 + \frac{Const}{I_{Diode}} \xrightarrow{V_a \rightarrow -\infty} I^+$$

מקיום הגבולות האלו או רואים שבממתח אחורי יחס הזרמים גדול יותר מאשר בממתח קדמי – בממתח אחורי יחס הזרמים גדול מ 1 ובממתח קדמי היחס קטן מ 1.

בנוסף או רואים שכאשר הממתח הקדמי גדל, כך גם יחס הזרמים, וכאשר הממתח האחורי גדל (בערכו המוחלט), יחס הזרמים קטן.

## גיליון 9

1. מכיוון שאנו עוסקים בדיודה חד-צדדית,  $N^+P$ , אזי מספיק לבדוק שמתקיים  $L_e > W_p$  כדי להסיק שהדיודה קצרה.

2. עבור דיודה קצרה משני הצדדים, מקבלים את הביטוי  $I_0 = qA \left( \frac{\bar{n}_p D_e}{W_p} + \frac{\bar{p}_n D_h}{W_N} \right)$ , ובמקרה דיודה חד-צדדית

$$I_0 = qA \frac{\bar{n}_p D_e}{W_p} = qA \frac{n_i^2 D_e}{N_A W_p}$$

כאשר  $N_A$  הוא ריכוז הסיגים הנוטלים בצד  $P$ .

$$3. \quad \begin{cases} V_{SS} = V_D + I_D R \\ I_D = I_0 \left( e^{\frac{qV_D}{kT}} - 1 \right) \end{cases} \quad \text{ניתן להגיע לשתי המשוואות המתארות את המעגל:}$$

כאשר מתח המקור קטן מ  $0.7[V]$ , נניח כי כל המתח הזה נופל על הדיודה, ולכן היא זו שקובעת את הזרם במעגל; כאשר מתח המקור גדול מ  $0.7[V]$ , נניח כי על הדיודה נופל מתח של  $0.7[V]$  ושאר המתח נופל על הנגד. מכיוון שבמתח כזה הדיודה מסוגלת לספק טווח זרמים גדול, נחשב את הזרם מתוך המתח שנופל על הנגד.

4. בגלל התיאור המקורב, עבור כל מתח  $V_{SS} \leq 0.7[V]$ , הדיודה היא נתק ולכן הזרם במעגל 0; עבור כל מתח  $V_{SS} > 0.7[V]$ , הדיודה היא קצר שנופל עליו  $V_s = 0.7[V]$ , והזרם נקבע ע"י שאר המעגל.

5. הביטוי הכלל לרוחב אזור המחסור הוא  $d = \sqrt{\frac{2\epsilon_0\epsilon_r(V_{bi}-V_a)(N_A+N_D)}{qN_A N_D}}$ . הדיודה שלנו חד-צדדית,

ולכן  $N_A$  זניח לעומת  $N_D$ , ולכן נוכל לבצע קירוב  $d = \sqrt{\frac{2\epsilon_0\epsilon_r(V_{bi}-V_a)}{qN_A}}$  כאשר  $V_{bi} = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_A N_D}{n_i^2}$ .

$$r_d = \frac{kT}{qI_0 e^{\frac{qV_a}{kT}}} \quad \text{הביטוי המלא להתנגדות הדיפרנציאלית הוא}$$

$$C_J = \frac{\epsilon_0\epsilon_r}{d} A \quad \text{הביטוי לקיבול הצומת הוא}$$

הביטוי לקיבול הדיפוזיה הוא  $C_{diff} = \frac{\tau_F}{r_d}$ , כאשר  $\frac{1}{\tau_F} = \frac{1}{\tau_h} + \frac{2d}{w_p}$ , אך בדיודה ארוכה  $\tau_F = \tau_h$  (גם היה נתון)

6. יש לחשב את הביטוי לקבוע הזמן:

$$RC = r_d C_{eq} = r_d (C_J + C_{diff}) = r_d \left( \frac{\epsilon_0\epsilon_r}{d} A + \frac{\tau_h}{r_d} \right) = \tau_h + \frac{\epsilon_0\epsilon_r}{d} A r_d > \tau_h$$

7. בממתח אחורי, ההתנגדות שואפת לאינסוף ולכן, אפקטיבית, יש נתק כלומר אין התנגדות דיפרנציאלית. בנוסף, אין כלל מטען דיפוזיה בממתח אחורי – המטען נאסף, ולכן נשאר מהדיודה רק קבל שמורכב מקיבול הצומת.

8. זמן החיים של החורים בא לידי ביטוי בזרם הדיודה, וזה קשור להתנגדות הדיפרנציאלית בקשר  $r_d = \frac{kT}{qI}$

$$\frac{r_{d_A}}{r_{d_B}} = \frac{\frac{kT}{qI_A}}{\frac{kT}{qI_B}} = \frac{I_B}{I_A} = \frac{I_{0_B} \left( e^{\frac{qV_d}{kT}} - 1 \right)}{I_{0_A} \left( e^{\frac{qV_d}{kT}} - 1 \right)} = \frac{qA \left( \frac{\bar{n}_p D_e}{L_e} + \frac{\bar{p}_n D_h}{L_h} \right)_B}{qA \left( \frac{\bar{n}_p D_e}{L_e} + \frac{\bar{p}_n D_h}{L_h} \right)_A}$$

ולכן נקבל את הביטוי:  $r_{d_A} = \frac{\bar{p}_n D_h}{\sqrt{\tau_{h_B}}} = \sqrt{\frac{\tau_{h_A}}{\tau_{h_B}}} = \sqrt{2}$  ולכן  $L_h = \sqrt{\frac{kT \mu_h \tau_h}{q}}$  וגם נמשיך להניח שהדיודות ארוכות, וכן  $r_{d_B} = \frac{\bar{p}_n D_h}{\sqrt{\tau_{h_A}}}$

$$r_{d_B} = \frac{1}{\sqrt{2}} r_{d_A}$$

9. קיבלנו מקודם ש  $I_0 = qA \frac{\bar{p}_n L_h}{\tau_h} = qA \frac{\bar{p}_n}{\tau_h} \sqrt{\frac{kT \mu_h \tau_h}{q}} = \frac{A \bar{p}_n \sqrt{qkT \mu_h}}{\sqrt{\tau_h}}$  ולכן

$$\tau_h = \frac{A^2 \bar{p}_n^2 qkT \mu_h}{I_0^2} = \frac{A^2 qkT \mu_h}{I_0^2} \left( \frac{n_i^2}{N_D} \right)^2$$

10. קיבול הדיפוזיה ניתן ע"י  $C_{diff} = \frac{\tau_F}{r_d}$ . ראינו שבשאלה 8, עבור אותו ממתח מקבלים  $r_{d_A}$  גדול יותר מ  $r_{d_B}$

$$\frac{C_{diff_A}}{C_{diff_B}} = \frac{\frac{\tau_A}{r_{d_A}}}{\frac{\tau_B}{r_{d_B}}} = \frac{\frac{\tau_A}{\sqrt{2} r_{d_B}}}{\frac{\tau_B}{r_{d_B}}} = \frac{2}{\sqrt{2}} = \sqrt{2} \Rightarrow C_{diff_A} = \sqrt{2} C_{diff_B}$$

בפקטור  $\sqrt{2}$ , ולכן, נחשב:

11. עבור אותו זרם, ההתנגדויות לא משתנות, כי הן תלויות באופי הדיודה ( $I_0$ ) שזהה לשתי הדיודות, ולכן יחס הקיבולים הפוך כאן ליחס זמני החיים, וכאמור זמן החיים של דיודה B קטן פי 2 מזמן החיים של דיודה A.

## גיליון 10

יש כל כך הרבה סימונים שונים בדפי נוסחאות/הרצאות/תרגולים/סדנאות, אז אביא כאן את הסימונים שאשתמש בהם:

$$\varphi_F \triangleq E_{F_i} - E_F$$

המתח הנופל על הסיליקון  $\varphi_S$ ; מתח יישור הפסים  $V_{FB}$ ; מתח הסף  $V_T$ ; מתח הקבל  $V_G$ ; מטען המחסור  $Q_{dep}$ ; מטען הקבל  $Q_G$ ; מטען היפוך  $Q_{inv}$ ;

1. פונקצית העבודה מוגדרת בתור המרחק בין רמת פרמי בחומר  $E_F$  לאנרגיית הוואקום  $E_{vac}$ , בה נושא המטען כבר לא קשור לאטום. נתון ששתי פונקציות העבודה שוות, ולכן הפרשם הוא 0. נחשב את ההפרש בין רמת פרמי לרמת פרמי האינטרינסיית במל"מ, מהקשרים שידועים לנו כבר:

$$\varphi_F = E_{F_i} - E_F = -\frac{kT}{2} \ln\left(\frac{n}{p}\right) = -\frac{kT}{2} \ln\left(\frac{\frac{n_i^2}{N_A}}{\frac{N_A}{N_A}}\right) = -\frac{kT}{2} \ln\left(\frac{n_i^2}{N_A^2}\right) = -kT \ln\left(\frac{n_i}{N_A}\right)$$

2. כאשר אין מתח חיצוני (בהנחה נוספת ש  $V_{FB} = 0$ ) אין כיפוף פסים כלל. אם  $V_{FB} \neq 0$ , אזי בממתח חיצוני 0, יהיה כיפוף פסים, כי משמעות  $V_{FB} \neq 0$  היא שדרוש מתח חיצוני  $V_{FB}$  כדי ליישר את הפסים.

3. במצב אקומולציה, המטען באזור הממשק בין הסיליקון לתחמוצת מורכב מהרבה נושאי רוב שנמשכים לממשק. מטענים אלו מצטברים בצורת פונקצית  $\delta$ , בניגוד למצב של מחסור, שבו המטען מצטבר בסיליקון לאורך אזור מחסור מסוים.

כמובן שבמתכת, המטענים מצטברים בצורת פונקצית  $\delta$  תמיד.

4. מצב הקבל נקבע לפי המתח עליו. כאשר המתח על הקבל  $V_G > 0$  קטן ממתח הסף  $V_T$ , אנו במצב של מחסור ועדיין לא הגענו למצב שבו יש שכבת היפוך. בשאלה הבאה נחשב את  $V_T$ .

5. מתח הסף הוא המתח על הקבל אשר גורר מתח של  $2\varphi_F$  על שכבת הסיליקון. הנוסחה היא

$$V_T = V_{FB} - \frac{Q_{dep\max}}{C_{Oxide}} + \frac{2\varphi_F}{q}$$

הביטוי למטען המחסור המכסימלי הוא  $Q_{dep\max} = -qN_A x_{d\max} = -qN_A \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon_r\varphi_S}{qN_A}} \Big|_{\varphi_S=2\varphi_F} = -2\sqrt{qN_A\varepsilon_0\varepsilon_r\varphi_F}$

$$V_T = \frac{2\sqrt{qN_A\varepsilon_0\varepsilon_{Si}\varphi_F}}{\varepsilon_0\varepsilon_{Oxide}} + \frac{2\varphi_F}{q} = \frac{2\sqrt{qN_A\varepsilon_0\varepsilon_{Si}\varphi_F}}{\varepsilon_0\varepsilon_{Oxide}} d_{Oxide} + \frac{2\varphi_F}{q}$$

ולכן נקבל

6. קבל PMOS, כאשר מסופק לו מתח  $0 < V_G < V_T$  מורכב משני קבלים בטור, קבל התחמוצת וקבל הסיליקון,

$$C_{MOS} = \left( \frac{1}{C_{Oxide}} + \frac{1}{C_S} \right)^{-1} = \left( \frac{d_{Oxide}}{\varepsilon_0\varepsilon_{Oxide}} + \frac{x_{dep}}{\varepsilon_0\varepsilon_{Si}} \right)^{-1} = \left( \frac{d_{Oxide}}{\varepsilon_0\varepsilon_{Oxide}} + \sqrt{\frac{2\varphi_S}{qN_A\varepsilon_0\varepsilon_{Si}}} \right)^{-1}$$

מהביטוי  $V_G = V_{Oxide} + \varphi_S$  נוכל לחלץ את  $\varphi_S$ :

$$V_G = V_{Oxide} + \varphi_S = \frac{|Q_{dep}|}{C_{Oxide}} + \varphi_S = \frac{\sqrt{2\varepsilon_0\varepsilon_{Si}qN_A\varphi_S}}{\varepsilon_0\varepsilon_{Oxide}} + \varphi_S = \frac{\sqrt{2\varepsilon_0\varepsilon_{Si}qN_A\varphi_S}}{\varepsilon_0\varepsilon_{Oxide}} d_{Oxide} + \varphi_S$$

ולכן קיבלנו משוואה ריבועית שממנה ניתן לחלץ את המתח על הסיליקון:

$$V_G - \varphi_S = \frac{\sqrt{2\varepsilon_0\varepsilon_{Si}qN_A\varphi_S}}{\varepsilon_0\varepsilon_{Oxide}} d_{Oxide} \Rightarrow \frac{2\varepsilon_0\varepsilon_{Si}qN_A d_{Oxide}^2}{\varepsilon_0^2\varepsilon_{Oxide}^2} \varphi_S = V_G^2 - 2V_G\varphi_S + \varphi_S^2$$

$$\varphi_S^2 - 2\left(V_G + \frac{\varepsilon_{Si}qN_A d_{Oxide}^2}{\varepsilon_0\varepsilon_{Oxide}^2}\right)\varphi_S + V_G^2 = 0$$

$$\varphi_{S\pm} = V_G + \frac{\varepsilon_{Si}qN_A d_{Oxide}^2}{\varepsilon_0\varepsilon_{Oxide}^2} \pm \sqrt{\left(V_G + \frac{\varepsilon_{Si}qN_A d_{Oxide}^2}{\varepsilon_0\varepsilon_{Oxide}^2}\right)^2 - V_G^2}$$

הפתרון השלילי לא מרתק אותנו במיוחד.  
ונותר להציב בנוסחה שקיבלנו

$$C_{MOS} = \left(\frac{d_{Oxide}}{\varepsilon_0\varepsilon_{Oxide}} + \sqrt{\frac{2\varphi_S}{\varepsilon_0\varepsilon_{Si}qN_A}}\right)^{-1}$$

בתדר גבוה, נחשב את הקיבול המינימאלי, שמתרחש כאשר המתח שנופל על הקבל הוא מכסימלי, כלומר

$$C_{MOS} = \left(\frac{d_{Oxide}}{\varepsilon_0\varepsilon_{Oxide}} + \sqrt{\frac{2\varphi_S}{\varepsilon_0\varepsilon_{Si}qN_A}}\right)^{-1} \Bigg|_{\varphi_S=2\varphi_F} = \left(\frac{d_{Oxide}}{\varepsilon_0\varepsilon_{Oxide}} + \sqrt{\frac{4\varphi_F}{\varepsilon_0\varepsilon_{Si}qN_A}}\right)^{-1} \quad \varphi_S = 2\varphi_F \text{ . נקבל את הביטוי}$$

$$C_{MOS} = \left(\frac{d_{Oxide}}{\varepsilon_0\varepsilon_{Oxide}} + 2\sqrt{\frac{kT \ln\left(\frac{n_i}{N_A}\right)}{\varepsilon_0\varepsilon_{Si}qN_A}}\right)^{-1} \quad \text{: ובעזרת התוצאה משאלה 1}$$

7. במתח שגדול מ  $V_T$ , תהיה שכבת מחסור מכסימלית ותהיה שכבת היפוך, ולכן  $Q_G = Q_{inv} + Q_{dep\max}$

המטען בשכבת ההיפוך מתנהג כמו מטען על קבל לוחות (קיבול התחמוצת) ולכן

$$\begin{aligned} Q_G &= Q_{inv} + Q_{dep\max} = C_{Oxide} V_{Oxide} + Q_{dep\max} = C_{Oxide} (V_G - V_T) + 2\sqrt{qN_A\varepsilon_0\varepsilon_{Si}\varphi_F} \\ &= \frac{\varepsilon_0\varepsilon_{Oxide}}{d_{Oxide}} \left( V_G - \frac{2\sqrt{qN_A\varepsilon_0\varepsilon_{Si}\varphi_F}}{\varepsilon_0\varepsilon_{Oxide}} d_{Oxide} - \frac{2\varphi_F}{q} \right) + 2\sqrt{qN_A\varepsilon_0\varepsilon_{Si}\varphi_F} \\ &= \frac{\varepsilon_0\varepsilon_{Oxide}}{d_{Oxide}} \left( V_G - \frac{2\varphi_F}{q} \right) - 2\sqrt{qN_A\varepsilon_0\varepsilon_{Si}\varphi_F} + 2\sqrt{qN_A\varepsilon_0\varepsilon_{Si}\varphi_F} = \frac{\varepsilon_0\varepsilon_{Oxide}}{d_{Oxide}} \left( V_G - \frac{2\varphi_F}{q} \right) \end{aligned}$$

8. נרצה להשוות את המטענים על הקבלים:  $Q_A = Q_B \Rightarrow Q_{inv_A} + Q_{dep_A} = Q_{inv_B} + Q_{dep_B}$

מכיוון שמטען המחסור תלוי בפרמטרים של החומר ממנו מורכב הקבל ( $N_A, \varepsilon_{Si}$  וכו'), והקבלים שלנו שונים רק

באורך שכבת התחמוצת, אזי מטעני המחסור עליהם יהיו שווים בכל מקרה ואז נדרוש  $Q_{inv_A} = Q_{inv_B}$   
כלומר

$$C_{Oxide_A} (V_A - V_{T_A}) = C_{Oxide_B} (V_B - V_{T_B})$$

$$V_B = \frac{C_{Oxide_A} (V_A - V_{T_A})}{C_{Oxide_B}} + V_{T_B} = \frac{\frac{\varepsilon_0\varepsilon_r}{d_{Oxide_A}} (V_A - V_{T_A})}{\frac{\varepsilon_0\varepsilon_r}{d_{Oxide_B}}} + V_{T_B} = \frac{d_{Oxide_B}}{d_{Oxide_A}} (V_A - V_{T_A}) + V_{T_B}$$

$$= \frac{d_{Oxide_B}}{d_{Oxide_A}} \left( V_A - \frac{2\sqrt{qN_A\varepsilon_0\varepsilon_{Si}\varphi_F}}{C_{Oxide_A}} - \frac{2\varphi_F}{q} \right) + \frac{2\sqrt{qN_A\varepsilon_0\varepsilon_{Si}\varphi_F}}{C_{Oxide_B}} + \frac{2\varphi_F}{q}$$

9. במצב של מחסור, קבל MOS מתפקד כמו שני קבלים מחוברים בטור – קבל הסיליקון וקבל התחמוצת.

10. במצב של היפוך או אקומולציה, רק קיבול בתחמוצת קיים כי המטען מצטבר במקרה זה כמו בקבל לוחות.

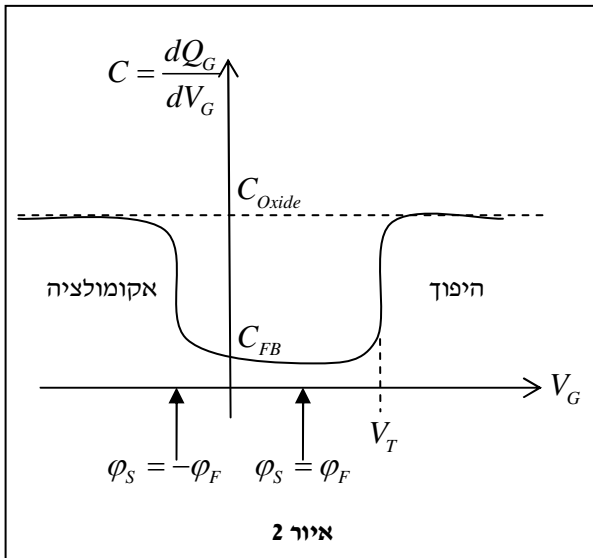
## גיליון 11

1. מתח השער הוא ההפרש בין רמת פרמי במתכת לרמת פרמי בסיליקון.
2. ריכוז הסיגים ניתן לחישוב בידיעת רמת פרמי בשיווי משקל בעומק הסיליקון:

$$\varphi_F \triangleq E_i - E_F = -\frac{kT}{2} \ln\left(\frac{n}{p}\right) = -\frac{kT}{2} \ln\left(\frac{\frac{n_i^2}{N_A}}{N_A}\right) = -kT \ln\left(\frac{n_i}{N_A}\right)$$

$$\Rightarrow e^{\frac{E_i - E_F}{kT}} = \frac{n_i}{N_A} \Rightarrow N_A = n_i e^{\frac{E_i - E_F}{kT}}$$

3. על פני השטח בסיליקון, רמת פרמי רחוקה יותר מרמת הערכיות, ולכן הסיליקון שם עם פחות חורים, כלומר החומר הוא פחות סוג P, ולכן זו לא אקומולציה. זו גם לא אינברסיה מכיוון שרמת האמצע  $E_i$  לא עברה



את רמת פרמי, כלומר לא מתקיים  $\varphi_S = 2\varphi_F$ , ולכן זהו מצב של מחסור.

4. אנו רואים לפי הצירוף שעל פני השטח, הסיליקון אינטרנסי כי  $E_F = E_i$ .

5. במצב אקומולציה, ישנה שכבה דקה של נושאי רוב על פני הסיליקון, ולכן ישנו רק קיבול התחמוצת, כלומר

$$C_{MOS} = C_{Oxide} = \frac{\epsilon_0 \epsilon_{Oxide}}{d_{Oxide}} \Rightarrow d_{Oxide} = \frac{\epsilon_0 \epsilon_{Oxide}}{C_{MOS}}$$

6. באותו קטן, הקבל מתנהג כמתואר באיור 2. במצב של היפוך, המטען שבסיליקון כבר לא משתנה, ולכן הקיבול הדיפרנציאלי חוזר להיות אותו קיבול התחמוצת.

7. בתדר גבוה, הקיבול לא משתנה במתחים גבוהים מ  $V_T$  ונשאר בקיבול המינימאלי, מכיוון שלא

מספיקה להבנות שכבת ההיפוך. קיבול מינימאלי זה חייב להיות קטן מהקיבול הנמדד בתדר נמוך במצב של אינברסיה.

8. מאיור 2 ניתן לראות בקלות שהקיבול במצב של אקומולציה הוא הקיבול הגדול ביותר האפשרי לקבל, ולכן לא אפשרי לקבל קיבול גדול יותר מהקיבול במצב זה.

9. מהנוסחה  $V_G - V_{FB} = V_{Oxide} + \varphi_S$  נוכל לקבל  $V_{FB} = V_G - V_{Oxide} - \varphi_S$ . את  $V_{Oxide}$  ניתן לחשב מהגיאוטריה שנתונה.

$$\text{יותר פשוט אולי בעזרת } V_{FB} = \Phi_{MS} + \frac{Q_{SS}}{C_{Oxide}} = \Phi_M - \Phi_S$$

$$V_T = V_{FB} + \frac{|Q_{dep\ max}|}{C_{Oxide}} + \frac{2\varphi_F}{q} = V_{FB} + \frac{\sqrt{4\epsilon_0 \epsilon_{Si} q N_A \varphi_F}}{C_{Oxide}} + \frac{2\varphi_F}{q}$$

11. הפסים היו מתכופפים לאותו כיוון, מה שהיה מקרב את רמת ההולכה לרמת פרמי, ולכן הייתה אקומולציה.

12. הגדלת ריכוז הסיגים תגדיל את  $\varphi_F$ , ומכיוון שאצלנו  $\varphi_S = \varphi_F$ , נקבל הקטנה של מתח הישור.

## גיליון 12

$$1. \quad C_{Oxide} \triangleq \epsilon_0 \epsilon_{Oxide} \frac{A}{d_{Oxide}} = \epsilon_0 \epsilon_{Oxide} \frac{WL}{d_{Oxide}} \quad \text{קיבול התחמוצת הוא}$$

מתח הסף של טרנזיסטור MOS הוא ( $\phi_F$  הוא מתח):

$$V_T = V_{FB} - \frac{Q_{Bmax}}{C_{Oxide}} + 2\phi_F = \frac{d_{Oxide}}{\epsilon_0 \epsilon_{Oxide}} \sqrt{4\epsilon_0 \epsilon_{Si} q N_A \phi_F} + 2\phi_F = \frac{2d_{Oxide}}{\epsilon_{Oxide}} \sqrt{\frac{\epsilon_{Si} q N_A \phi_F}{\epsilon_0}} + 2\phi_F$$

אם נקטין את עובי התחמוצת, כלומר  $d_{Oxide}^* = \frac{1}{2} d_{Oxide}$ , נקבל קיבול גדול פי 2, כי:

$$C_{Oxide}^* = \epsilon_0 \epsilon_{Oxide} \frac{A}{d_{Oxide}^*} = \epsilon_0 \epsilon_{Oxide} \frac{A}{\frac{1}{2} d_{Oxide}} = 2C_{Oxide}$$

$$V_T = \frac{2 \cdot \frac{1}{2} d_{Oxide}}{\epsilon_{Oxide}} \sqrt{\frac{\epsilon_{Si} q N_A \phi_F}{\epsilon_0}} + 2\phi_F = \frac{d_{Oxide}}{\epsilon_{Oxide}} \sqrt{\frac{\epsilon_{Si} q N_A \phi_F}{\epsilon_0}} + 2\phi_F$$

כדי שהטרנזיסטור יהיה בתחום הליניארי, הוא חייב להולך ולכן צריכה להיות אינברסיה על פני הסיליקון, כלומר צריך לראות כיפוף פסים  $\phi_S \geq 2\phi_F$  על פני הסיליקון.

2. א. נתונים לנו  $V_{GS}$  וכן  $V_T$ , ולכן נוכל לחשב את זרם הרוויה  $I_{DS}(sat)$  ולהיווכח שאנו בתחום

$$I_{DS} = k \left( (V_{GS} - V_T)^2 V_{DS} - \frac{1}{2} V_{DS}^2 \right) \quad \text{הליניארי, } V_{DS} < V_{GS} - V_T \quad \text{ולכן נוכל לחשב את מתח } V_{DS} \text{ מהמשוואה}$$

$$I_{DS} = k \left( V_{DS} - \frac{1}{2} V_{DS}^2 \right) = k V_{DS} - \frac{k}{2} V_{DS}^2 = I_{DS} \Rightarrow V_{DS}^2 - 2V_{DS} + \frac{2}{k} I_{DS} = 0$$

כאשר  $V_{GS} - V_T = 1$  נקבל  $V_{DS}^2 - 2V_{DS} + \frac{2}{k} I_{DS} = 0$  ואז הפתרון הוא  $V_{DS\pm} = 1 \pm \sqrt{1 - \frac{2}{k} I_{DS}}$ , כאשר  $k = \frac{C_{Oxide} \mu_e^* W}{L}$ . נבחר את  $V_{DS} = 1 - \sqrt{1 - \frac{2}{k} I_{DS}}$  כי

הפתרון השני הוא בתחום הרוויה.

ב. מכיוון ש  $V_{GS} - V_{DS} = 0.8 \Rightarrow V_{DS} = V_{GS} - 0.8 > V_{GS} - 1 = V_{GS} - V_T$  אנו נמצאים בתחום

$$I_{DS}(sat) = \frac{K}{2} (V_{GS} - V_T)^2 \Rightarrow V_{GS} = \sqrt{\frac{2I_{DS}(sat)}{K}} + V_T \quad \text{ולכן נוכל לחלץ:}$$

ג. במתחי  $V_{DS}$  קטנים, הזרם יחסית ל  $V_{GS}$  (מהנוסחה

$$I_{DS} = K (V_{GS} - V_T) V_{DS}$$

ליניארית של הזרם בתלות במתח השער, במתחי  $V_{DS}$  קטנים מאוד.

ד. מתח הרוויה קבוע יחסית ל  $V_{DS}$ .

3. כרגע נסתפק בתשובות סופיות

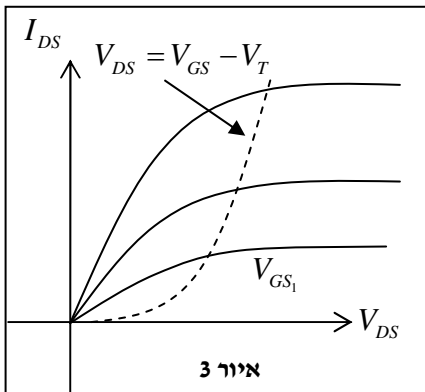
i. פוטנציאל ה Bulk הוא הנמוך מבין שניהם

ii. עבור  $V_1 = 1, V_2 = 0.5$  הטרנזיסטור בקיטעון

iii. עבור  $V_1 = 1, V_2 = 2.5$  הטרנזיסטור ברוויה

iv. עבור  $V_1 < 1, V_2 = 2.5$  הזרם בטרנזיסטור לא ישתנה

v. בור  $V_1 \gg 1, V_2 = 2.5$  הזרם בטרנזיסטור יהיה ליניארי





### גיליון 13

בגיליון זה ננתח טרנזיסטור בי-פולארי מסוג PNP.

1. נחשב את הפרמטרים ע"פ הגדרתם

$$\alpha \triangleq \frac{I_{h,B}(0^+)}{I_{h,B}(0^+) + I_{e,E}(0^-)} = \frac{1}{1 + \frac{I_{e,E}(0^-)}{I_{h,B}(0^+)}} = \dots = \frac{1}{1 + \frac{D_{e,E}W_B N_{D,B}}{D_{h,B}L_{e,E}N_{A,E}}}$$

א. מדף הנוסחאות: יעילות ההזרקה היא מדד לכמה ההזרקה שקוראת בצומת בסיס-אמיטר תורמת לפעולתו הרצויה של הטרנזיסטור. כלומר, היא החלק היחסי של הזרם המוזרק לבסיס מתוך סה"כ הזרם המוזרק בצומת בסיס-אמיטר.

$$b \triangleq \frac{I_e(0^+)}{I_e(0^+) - I_{Rec}} = \frac{1}{\cosh\left(\frac{W_B}{L_{h,B}}\right)} = 1 - \frac{\tau_B}{\tau_h}$$

ב. מדף הנוסחאות: גורם המעבר בבסיס הוא מדד לכמה הזרם שהוזרק לבסיס (כלומר הזרם אחרי שהוא הושפע כבר מגורם יעילות ההזרקה  $\gamma$ ) תורם לפעולתו התקינה. כלומר כמה מהזרם שמוזרק לבסיס נאסף ע"י הקולקטור.

ג. הגבר הזרם בחיבור בסיס משותף הוא שם ארוך לגורם  $\alpha = b\gamma$ , שמודד לנו את היעילות שבה הזרם מהאמיטר מגיע לקולקטור.

$$\beta \triangleq \frac{\alpha}{1 - \alpha}$$

ד. הגבר הזרם בחיבור אמיטר משותף מוגדר להיות  $\beta$ . זרם האמיטר  $I_E$  נתון. מהגדרת הגורם  $\alpha$  מקבלים ש  $I_C = \alpha I_E$ , ומהגדרת הגבר הזרם  $\beta$  מקבלים ש

$$I_C = \beta I_B \quad \text{ולכן} \quad I_B = \frac{1}{\beta} I_C = \frac{\alpha}{\beta} I_E$$

הזרם הכולל בבסיס נובע מרקומבינציה עם הזרם שמוזרק לבסיס ומהזרקה נושאי רוב לאמיטר. מהגדרת גורם יעילות ההזרקה, הזרם שמוזרק לאמיטר הוא  $I_{B,Inj}(1 - \gamma)I_E$ . הזרם שמגיע לקולקטור, הוא  $I_C = \alpha I_E = b\gamma I_E$ , ולכן הזרם שזורם בבסיס כתוצאה מרקומבינציה הוא  $I_{B,Rec} = \gamma(1 - b)I_E$ , ולכן הזרם הכולל בבסיס הוא  $I_B = I_{B,Rec} + I_{B,Inj} = \gamma(1 - b)I_E + (1 - \gamma)I_E$ . ומכאן חישוב היחסים:

$$\frac{I_{B,Rec}}{I_{B,Rec} + I_{B,Inj}} = \frac{\gamma(1 - b)I_E}{\gamma(1 - b)I_E + (1 - \gamma)I_E} = \frac{\gamma(1 - b)}{\gamma(1 - b) + (1 - \gamma)} = \gamma \frac{1 - b}{1 - \alpha}$$

$$\frac{I_{B,Inj}}{I_{B,Rec} + I_{B,Inj}} = \frac{(1 - \gamma)I_E}{\gamma(1 - b)I_E + (1 - \gamma)I_E} = \frac{(1 - \gamma)}{\gamma(1 - b) + (1 - \gamma)} = \frac{1 - \gamma}{1 - \alpha}$$

3. נגיד גורם מעבר חדש, גורם ההתאחדות באזור המחסור. משום ש 0.1% מהזרם בצומת נובע מהתאחדות באזור המחסור, אנו נשארים עם  $\delta = 0.999$  יחידות של הזרם האמיטר שעליו יש לבצע את כל שאר חשבונות גורמי המעבר בבסיס. נקבל  $\tilde{\alpha}$  למקרה זה, שהיא  $\tilde{\alpha} = \delta\gamma b = \delta\alpha$ , כאשר  $\alpha$  הוא גורם המעבר הישן. חישוב הגבר הזרם לא שונה:  $\tilde{\beta} = \frac{\tilde{\alpha}}{1 - \tilde{\alpha}}$ .

4. שני הטרנזיסטורים פעילים קדמית מכיוון שאנו רואים הזרקה בצומת בסיס-אמיטר ואיסוף בצומת בסיס-קולקטור.

5. המשפטים הנכונים:

א. זמן החיים של נושאי המיעוט באמיטר בטרנזיסטור א' גדול יותר, כי שיפוע הריכוזים מתון יותר (ריכוזים דועכים לאט יותר).

ב. צפיפות הזרם של נושאי המיעוט בבסיס בטרנזיסטור א' קטנה יותר, כי הזרם הוא שיפוע פרופיל הריכוז, עד כדי קבוע, והשיפוע של טרנזיסטור א' מתון יותר.

ג. גורם ההגבר הוא  $\beta = \frac{I_C}{I_B}$ . מהגרף,  $I_C$  זהה לשני הטרנזיסטורים בשפת אזור המחסור, ולכן הזרם  $I_C$  זהה בשניהם. כעת, הזרם  $I_B$  של טרנזיסטור ב' גדול יותר ולכן ההגבר שלו קטן יותר.

ד. פסלנו את שאר האופציות ולכן המשפט האחרון נכון, למרות שנראה מהגרף שצפיפות הזרם, כמו שאמרנו בסעיף ג', די דומה. בכל זאת ניתן אולי לראות שצפיפות הזרם של טרנזיסטור ב' טיפה יותר גדולה מזו של א'. נו שיהיה.

6. אם זרמי נושאי המיעוט באמיטר שווים בשני הטרנזיסטורים, ואמרנו שצפיפות הזרם של טרנזיסטור ב' טיפה יותר גדולה, אזי מהקשר  $I = J \cdot A$  חייב להתקיים ש  $A$ , שטח הצומת, של טרנזיסטור ב' קטנה יותר. השיקולים:
7. א. הגדלת ריכוז הסיגים בבסיס טרנזיסטור א' תגרום לירידה בנושאי המיעוט בבסיס, וכך להקטנת ההזרקה (מיחסי בולצמן קיבלנו בצומת ש  $\hat{p}_n(0) = \bar{p}_n e^{\frac{qV_A}{kT}}$ , וכך לזרם בסיס קטן יותר – לא טוב.
- ב. הקטנת שטח הצומת אמיטר-בסיס של טרנזיסטור א' תקטין את הזרם שם – אנחנו דווקא רוצים להגדילו.
- ג. הגדלת ריכוז הסיגים בבסיס טרנזיסטור ב', כמו בסעיף א', תגרום להקטנת הזרם בבסיס טרנזיסטור ב', ואז מה שחיפשנו – בינגו!
- ד. עם קצת רצון וקצת יכולת גם סיג יכול להפוך לתרנגולת.

**גיליון 14**

1. מדף הנוסחאות:

$$V_T = V_{FB} - \frac{Q_{Bmax}}{C_{Oxide}} + 2\phi_F = V_{FB} - \frac{\sqrt{3\varepsilon_0\varepsilon_{Si}qN_A\phi_F}}{C_{Oxide}} + 2\frac{kT}{q}\ln\frac{N_A}{n_i}$$

$$K = C_{Oxide}\frac{W}{L}\mu_{eff} = \frac{\varepsilon_0\varepsilon_{Oxide}}{t_{Oxide}}\frac{W}{L}\mu_{eff}$$

2. כאשר  $V_{in} = 0$ , המתח על השער,  $V_{GS}$ , גם הוא 0, ולכן לא יהיה שבריר של תעלה בטרנזיסטור, ולכן לא יהיהבו זרם, כלומר  $I = 0$ . אם אין זרם, אז הפוטנציאל באזור  $V_{out}$ , או המתח ב  $V_{out}$  ביחס לאדמה, הוא  $V_{dd}$ .

3. המתח הגבוה מחובר לחלק העליון של הטרנזיסטור והאדמה מחוברת לחלק התחתון. זהו NMOS ולכן ה Source מחובר למתח הנמוך וה Drain למתח הגבוה.

4. מגדילים את מתח השער של הטרנזיסטור. כאשר מתח השער הזה יגיע ל  $V_T$ , תחל הולכה בתעלתהטרנזיסטור ואז נקבל זרמים משמעותיים, מה שיתחיל להוריד את המתח ביציאה  $V_{out}$ .5. רק כאשר  $V_{GS} = V_T + \varepsilon$ , מתחיל להיות זרם בשפך, ולכן המתח מתחיל לרדת ב  $V_{out}$ . המתח ב  $V_{out}$  התחילבערך של  $5[V]$ , ערך שגדול מאוד מ  $V_T$ , ולכן ההפרש  $V_{GD} = V_{GS} - V_{DS}$  עדיין קטן מ  $V_T$ , ולכן אנו במצב שלרוויה. מבחינה מתמטית: הדרישה לרוויה היא  $V_{GD} = V_{GS} - V_{DS} < V_T$ , ואצלנו  $V_T + \varepsilon - V_{DS} < V_T$ ,שמתקיים אמ"מ  $V_{DS} > \varepsilon$ , ואכן  $V_{DS}$  גדול, כי הוא קצת פחות מ  $5[V]$ .6. ככל שנגדיל את  $V_{in}$ , או במילים אחרות את  $V_{GS}$ , נתקרב לאזור הזרם הליניארי7. את  $V_{out}$  נוכל לחשב ע"י חישוב זרם הטרנזיסטור, שנמצא במצב ליניארי בשתי דרכים:ראשית  $I = \frac{V_{dd} - V_{out}}{R}$ , ושנית  $I = k\left((V_{in} - V_T)V_{out} - \frac{1}{2}V_{out}^2\right)$  וקיבלנו את המשוואה הריבועית

$$k\left((V_{in} - V_T)V_{out} - \frac{1}{2}V_{out}^2\right) = \frac{V_{dd} - V_{out}}{R}$$

$$\Rightarrow \frac{kR}{2}V_{out}^2 + \left(k(V_{in} - V_T) - \frac{1}{R}\right)V_{out} + \frac{V_{dd}}{R} = 0$$

8. מקבלים  $\alpha = Rk(V_{in,0} - V_T)$ , אל תשאלו אותי למה.