

הרצאה 1- חזרה על תנועת מטען במוליכים למחצה

בהרצאה זו נחזור על העקרונות הבסיסיים המגדירים את הכוחות המניעים נשאי מטען במוליכים למחצה. הרצאה זו מבוססת על הרצאות 2-3 בקורס התקנים אלקטרוניים.

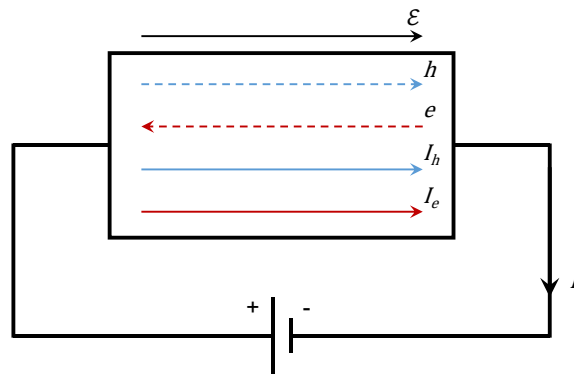
בדרך כלל מתארים שני מנגנונים להנעה של נשאי מטען בגביש:

1. סחיפה (drift) - התגובה של נשאי מטען לשדה חשמלי.
2. דיפוזיה (diffusion) - תנועת נשאי מטען בעקבות מפל ריכוזים.

כאשר מערכת נמצאת בשיווי משקל תרמודינמי, תנועת נשאי המטען תהיה אקראית עם ממוצע 0 שכן על פי הגדרה, לא זורם זרם בחומר. אם מניחים שהאלקטרונים מתנהגים כגז מושלם, ניתן לקבל מתוך הגדות של פיסיקה סטטיסטית וחוק הגזים את האנרגיה הקינטית והתרמית של האלקטרונים:

$$\frac{1}{2} m^* v_{th}^2 = \frac{3}{2} kT \Rightarrow v_{th} = \sqrt{\frac{3kT}{m^*}} \quad (1)$$

כאשר נפעיל שדה חשמלי, אלקטרונים ינועו לצד אחד וחורים לצד השני. על פי הגדרה, חורים ינועו בכיוון השדה ואלקטרונים ינועו בניגוד לכיוון השדה. בנוסף, כיוון הזרם החשמלי מוגדר על ידי כיוון התנועה של מטען חיובי. כתוצאה משתי ההגדרות האלו, אלקטרונים וחורים שמונעים על ידי אותו שדה חשמלי ייצרו זרם באותו הכיוון. איור 1 מדגים את הגדרת כיווני השתף והזרם של אלקטרונים וחורים בתגובה לשדה חשמלי.



איור 1: סימון כיוון השתף והזרם של נשאי מטען בתגובה לשדה חשמלי.

בניגוד לתמונה שמצטיירת מסימונים והגדרות כפי שהם מוצגים באיור 1, במציאות תנועת נשאי המטען עדיין מכילה רכיב אקראי אך בהשפעת השדה, ממוצע התנועה הוא כבר לא 0. על פי מודל Drude, כאשר מופעל שדה, נשאי המטען יואצו בכיוון שמוגדר על ידי השדה (בתוספת לתנועה האקראית שלהם) עד אשר יתפזרו בגלל פגם בגביש (לפעמים מתייחסים לפיזורים אלו כאל "התנגשויות"). פגמים אלו יכולים להיות אטומים מזהמים וויברציות של הגביש (נקראות גם פונונים). כאשר נשא המטען מתפזר בגלל באותו הפגם, הוא מוסר לו את התנע שלו, וחוזר למהירות התרמית. נהוג לסמן את הזמן הממוצע בין פיזורים τ_e .

נחשב את מהירות הסחיפה. כאמור, אנו מניחים כי האלקטרונים והחורים מתנהגים בצורה דומה לחלקיקים קלאסיים כך ש $F = m^* a$. בנוסף, אנחנו מכירים את הקשר בין השדה החשמלי לכח שמופעל על אלקטרון $F = -q\mathcal{E}$. מכאן, שתאוצת האלקטרון תהיה

$$a = -\frac{q\mathcal{E}}{m_e^*} \quad (2)$$

מהירות הסחיפה היא המהירות שהאלקטרון מגיע אליה בין התנגשויות ולכן,

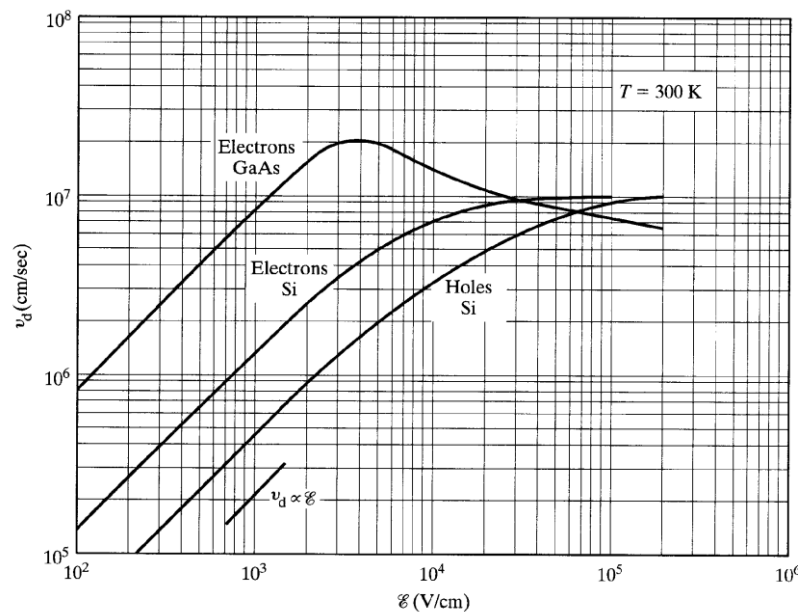
$$\tau_e \cdot a = v_{d,e} \Rightarrow v_{d,e} = -\frac{\tau_e q}{m_e^*} \mathcal{E} = -\mu_e \mathcal{E} \quad (3)$$

בדומה, עבור חורים:

$$\tau_h \cdot a = v_{d,h} \Rightarrow v_{d,h} = \frac{\tau_h q}{m_h^*} \mathcal{E} = \mu_h \mathcal{E} \quad (4)$$

הניידות (מוביליות), מסומנת μ_e או μ_h לאלקטרונים או חורים בהתאמה, מתארת את הקשר בין השדה חשמלי לזרם שנמדד.

בפיתוח הזה אנחנו הנחנו כי הזמן בין פיזורים לא תלוי בשדה החשמלי. אולם זהו רק קירוב וככל שהשדה גדל יש יותר אלמנטים שגורמים לפיזורים. כתוצאה מכך, מהירות החלקיקים תגיע לרוויה החל משדה מסוים. השדה בו מתחילה הרוויה וגודל מהירות הרוויה משתנים בהתאם לתכונות החומר, הטמפר' וריכוז המזהמים. מאחר ומהירות נשאי המטען מגדירה את מקסימום הזרם שניתן להעביר בהתקן, תופעה זו מובילה לרוויות זרם בהתקנים אלקטרוניים. איור 2 (מתוך Sze) מתאר את מהירות הסחיפה של אלקטרונים וחורים בסיליקון ובגליום ארסניד כתלות בשדה החשמלי. באיור זה ניתן לראות כי המהירות בסיליקון מגיעה לרוויה כאשר השדה גדול מכ- 10^4 V/cm . בהמשך הקורס אנו נראה כיצד תופעה זו משפיעה על הביצועים של טרנזיסטורים מודרניים. בנוסף, עקומת מהירות הסחיפה של אלקטרונים בגליום ארסניד שונה בצורה שונה מזו שבסיליקון. תופעה זו נובעת ממבנה פס ההולכה בגליום ארסניד.



איור 2: מהירות הסחיפה של אלקטרונים וחורים בסיליקון וגליום ארסניד כתלות בשדה החשמלי (מתוך Sze)

זרם סחיפה ומוליכות חשמלית

צפיפות זרם הסחיפה במוליך למחצה תלויה בריכוז נשאי המטען ובמהירות הסחיפה. נזכור כי אנו מסמנים את כיוון הזרם ככיוון התנועה של מטענים חיוביים:

$$\vec{J}_n = -qn\vec{v}_d = q\mu_n n\vec{\mathcal{E}} \quad (5)$$

$$\vec{J}_p = qp\vec{v}_d = q\mu_p p\vec{\mathcal{E}} \quad (6)$$

זרם הסחיפה יהיה סכום זרמי הסחיפה של האלקטרונים והחורים. נשים לב כי מאחר ואלקטרונים וחורים נעים בכיוונים הפוכים בהשפעת שדה חשמלי, כיוון זרם הסחיפה שלהם יהיה זהה.

סך כל זרם הסחיפה הוא סכום זרמי הסחיפה של האלקטרונים והחורים:

$$\vec{J}_{drift} = \vec{J}_n + \vec{J}_p = q(\mu_n n + \mu_p p)\vec{\mathcal{E}} = \sigma\vec{\mathcal{E}} \quad (7)$$

כאשר σ היא המוליכות הסגולית של החומר וההתנגדות הסגולית של החומר מקיימת $\rho = 1/\sigma$.

זרם דיפוזיה

מנגנון נוסף שמניע נשאי מטען הוא דיפוזיה. בשל התנועה האקראית של נשאי המטען, הם ישאפו תמיד להשוואת הריכוז שלהם במרחב. לדוגמא, נניח ונרכז את כל מולקולות האוויר שבחדר לנפח מסוים ואז

נשחרר אותן לנוע אקראית. כעבור זמן מה המולקולות יתפזרו בכל החדר באופן אחיד אך ורק כתוצאה מהתנועה האקראית שלהן. המשמעות היא שכאשר ישנו מפל ריכוזים, ייוצר שתף בכיוון מורד מפל הריכוזים שישאף להשוות את הריכוזים בנפח. אנו נפעיל מודל דומה על נשאי מטען במוליכים למחצה. ההנחה של המודל הזה היא שנשאי המטען מתנהגים כחלקיקים קלאסיים בעלי אנרגיה תרמית הנקבעת על ידי הטמפרטורה אשר נעים בצורה אקראית בתוך המוליך למחצה. ניתן להראות כי שתף החלקיקים (מספר החלקיקים שחוצים יחידת שטח ביחידת זמן נתון, מסומן Φ) נתון על ידי חוק פיק:

$$\Phi(x) = -D \frac{dC(x)}{dx} \quad (8)$$

כאשר $C(x)$ הוא ריכוז החלקיקים בנקודה x והיחידות שלו הן cm^{-3} . D הוא מקדם הדיפוזיה והיחידות שלו הן cm^2/sec . על פי הגדרה, הזרם החשמלי הוא שתף נשאי המטען מוכפל במטען שלהם. מכאן שזרמי הדיפוזיה מקיימים:

$$J_n = -q \cdot \Phi_n(x) = qD_n \frac{dn}{dx} \quad (9)$$

$$J_p = q \cdot \Phi_p(x) = -qD_p \frac{dp}{dx} \quad (10)$$

הטבלה הבאה מציגה ערכים טיפוסיים למקדמי דיפוזיה בסיליקון ובגליום ארסניד.

	$D_n [cm^2/sec]$	$D_p [cm^2/sec]$
Silicon	35	12.5
GaAs	220	0.1

סך כל הזרם

סך כל הזרם של כל נשאי המטען יהיה סכום זרם הדיפוזיה והסחיפה. לכן נקבל כי:

$$\vec{J}_n = qD_n \vec{\nabla} n + q\mu_n n \vec{E} \quad (11)$$

$$\vec{J}_p = -qD_p \vec{\nabla} p + q\mu_p p \vec{E} \quad (12)$$

חשוב לציין כי למרות שלכאורה נראה כי לכל זרם יש רכיב סחיפה ודיפוזיה נפרדים, לא ניתן להפריד בין הרכיבים האלו בצורה פסיקלית. בפועל, כל החלקיקים ינועו על פי סכום הכוחות שפועלים עליהם. הכוחות האלו כוללים רכיב סחיפה ודיפוזיה שיחד מגדירים את זרם נשאי המטען. סכום הכוחות הפועל על נשאי המטען הוא השינוי בפוטנציאל האלקטרוכימי עליו נדבר בהמשך.

קשרי איינשטיין מגדירים את הקשר בין הדיפוזיביות והמוביליות:

$$\frac{D_n}{\mu_n} = \frac{kT}{q} \quad (13)$$

ובאופן דומה עבור חורים:

$$\frac{D_p}{\mu_p} = \frac{kT}{q} \quad (14)$$

יחסי איינשטיין למעשה מדגירים את הקשר בין קבוע הדיפוזיה שמתאר תנועה אקראית, למוביליות שמשפיעה על התגובה לשדה חיצוני. זהו מקרה פרטי למשפט כללי יותר בפיסיקה סטטיסטית שנקרא Fluctuation-dissipation theorem שמתאר קשר בין תנועה אקראית במערכת לתגובה שלה להפרעה חיצונית. קשרים דומים קיימים במערכות שונות.

קוואזי רמות פרמי

הקשר שאנו מכירים בין רמת פרמי לריכוז נשאי המטען מתקיים אך ורק כאשר מערכת נמצאת בשווי משקל. אולם, כשמוליך למחצה לא נמצא בשווי משקל, ריכוז נשאי המטען בו משתנה והקשרים שאנו מכירים כבר לא תקפים. לדוגמא, כאשר מאירים מוליך למחצה ומעוררים זוגות אלקטרונים וחורים,

ריכוז כל נשאי המטען עולה ועל כן, $n \cdot p > n_i^2$. ניתן להגדיר קוואזי רמות פרמי עבור אלקטרונים וחורים שמתארות את ריכוז נשאי המטען עבור מערכת שאיננה בשיווי משקל:

$$E_{F_n} = E_i + kT \ln \left(\frac{n}{n_i} \right) \Leftrightarrow n = n_i e^{\frac{E_{F_n} - E_i}{kT}} \quad (15)$$

$$E_{F_p} = E_i - kT \ln \left(\frac{p}{n_i} \right) \Leftrightarrow p = n_i e^{\frac{E_i - E_{F_p}}{kT}} \quad (16)$$

נשים לב כי כעת מתקיים

$$n \cdot p = n_i^2 \exp \left(\frac{E_{F_n} - E_{F_p}}{kT} \right) \quad (17)$$

כך שבשיווי משקל קוואזי רמות פרמי מתאחדות ברמת פרמי וריכוזי הנשאים יהיו הריכוזים שלהם בשיווי משקל.

דוגמא

נניח סיליקון מסוג n עם ריכוז מזהמים של 10^{17}cm^{-3} . נניח שהוא מואר במצב יציב וריכוז החורים והאלקטרונים גדל ב 10^{10}cm^{-3} לכל אחד מנשאי המטען. היכן יהיו רמות קוואזי פרמי יחסית למצב בשיווי משקל?

פתרון

בשיווי משקל ניתן להניח כי ריכוז הנשאים נקבע על ידי הסימום. בסיליקון ניתן להניח כי הריכוז האינטרינזי הוא 10^{10}cm^{-3} ועל כן ריכוז החורים יהיה $p = 10^{20}/10^{17} = 10^3 \text{cm}^{-3}$. מיקום רמת פרמי יהיה:

$$E_{F_n} - E_i = \frac{kT}{2} \ln \left(\frac{n}{p} \right) = 0.4126 \text{ eV}$$

תחת הארה, ריכוז כל אחד מנשאי המטען עולה ב 10^{10}cm^{-3} . מאחר וגדול זה זניח יחסית לריכוז האלקטרונים, ההשפעה של ההארה על ריכוז האלקטרונים ומיקום קוואזי רמת הפרמי של האלקטרונים יהיה אפסי. לעומת זאת, ריכוז החורים יעלה מ- 10^3cm^{-3} ל- 10^{10}cm^{-3} . מאחר וריכוז זה הוא בערך ריכוז הנשאים האינטרינזי, נוכל לומר כי קוואזי רמת הפרמי עבור חורים תהיה בגובה של רמת הפרמי האינטרינזית $E_{F_p} = E_i$. בניגוד לרמת פרמי שהיא קבועה במרחב. קוואזי רמות פרמי יכולות להשתנות.

נתבונן בקשר בין הזרם לקוואזי רמת פרמי. על ידי הצבה של משוואות (15)-(16) ויחסי איינשטיין בביטויים לזרם, ניתן לתאר את הזרם כתלות בקוואזי רמות פרמי:

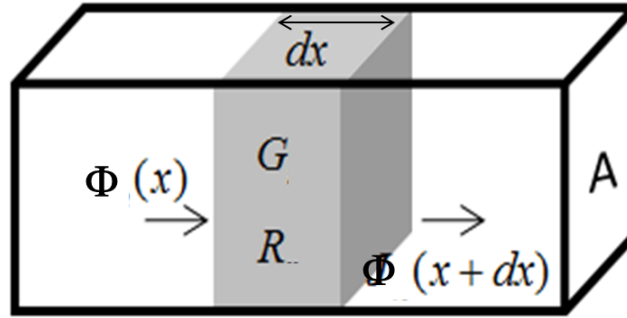
$$\vec{J}_n = \mu_n n \vec{\nabla} E_{F_n} \quad (18)$$

$$\vec{J}_p = \mu_p p \vec{\nabla} E_{F_p} \quad (19)$$

קיבלנו שהזרם תלוי בשינוי ברמות הקוואזי פרמי. על סמך רמות אנרגיה אלו, ניתן להגדיר פוטנציאל אלקטרוכימי עבור אלקטרונים $\phi_n = -E_{F_n}/q$ וחורים $\phi_p = -E_{F_p}/q$. כך, בדומה למערכות פיסיקליות רבות, אנו רואים שהזרם הוא תוצר של שינוי בפוטנציאל אלקטרוכימי של הרכיבים במערכת והשינוי בפוטנציאל האלקטרוכימי של נשאי המטען הוא סך כל הכח שפועל עליהם. חשוב לציין שכשאנחנו מפעילים מתח על התקן, אנו למעשה קובעים את הפוטנציאל האלקטרוכימי בהדקים שלו. אנו נוכל לעשות שימוש בעובדה זו כשננתח את פעולתם של התקנים שונים.

משוואת הרציפות

משוואת הרציפות מתארת את שימור מספר נושאי המטען ביחידת נפח.



איור 3: תיאור של יחידת נפח בה עובר מטען

השינוי ליחידת זמן בכמות נושאי המטען יהיה נתון ע"י ההפרש בין כמות החלקיקים הנכנסת ליוצאת ועוד ההפרש בין היצירה לאיחוד. במשוואות נוכל לתאר זאת ע"י:

$$\frac{dC}{dt} \cdot dV = (\Phi(x) - \Phi(x + dx))dydz + (G - R)dV \quad (20)$$

נחלק את שני האגפים ב- dV ונקבל:

$$\frac{dC}{dt} = -\frac{d\Phi}{dx} + (G - R) \quad (21)$$

נעבור משתף נושאי מטען לזרמים על ידי הכפלה במטען של הנושאי מטען.

נקבל את משוואת הרציפות לחורים:

$$\frac{dp}{dt} = -\frac{1}{q} \frac{dJ_p}{dx} + (G_p - R_p) \quad (22)$$

ומשוואת הרציפות לאלקטרונים:

$$\frac{dn}{dt} = \frac{1}{q} \frac{dJ_n}{dx} + (G_n - R_n) \quad (23)$$

אם נציב את הביטויים לצפיפות הזרם:

$$J_p = -qD_p \frac{dp}{dx} + q\mu_p p(x)\vec{E} \quad (24)$$

$$J_n = qD_n \frac{dn}{dx} + q\mu_n n(x)\vec{E} \quad (25)$$

נקבל:

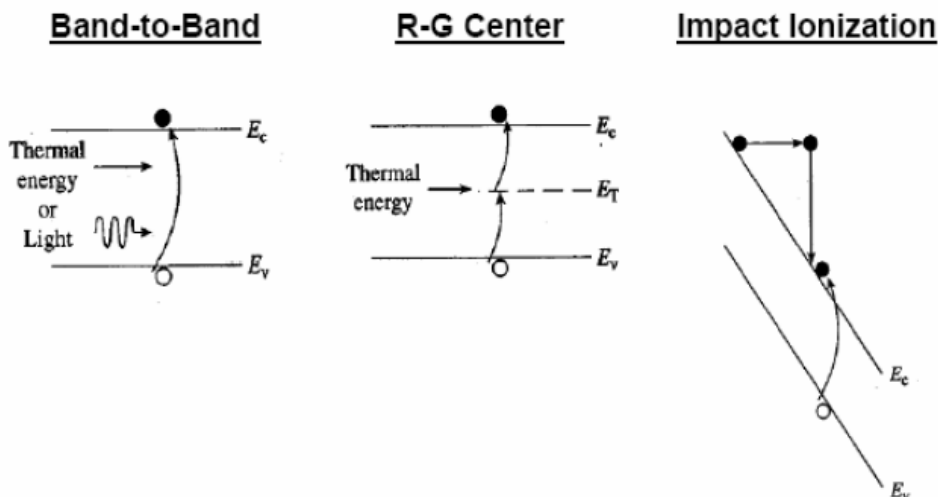
$$\frac{dp}{dt} = \frac{d^2 p}{dx^2} D_p - \frac{\mu_p d(p(x)\vec{E})}{dx} + (G_p - R_p) \quad (26)$$

$$\frac{dn}{dt} = \frac{d^2 n}{dx^2} D_n + \frac{\mu_n d(n(x)\vec{E})}{dx} + (G_n - R_n) \quad (27)$$

הפתרון של משוואות אלו בתנאי שפה שונים מתאר את ההתנהגות הפיסיקלית של הרבה מערכות (כמו שנראה בהמשך). קל לראות שההגדרה של מצב עמיד (Steady state) תדרוש שצד שמאל של המשוואות יהיה אפס. המטען q שמופיע במשוואות (24) ו-(25) הוא המטען בערכו המוחלט.

תהליכי יצירה ואיחוד (Recombination and Generation)

לפני שנמשיך, נתאר מספר תהליכים של יצירה ואיחוד בצורה מפורטת.



איור 4: דוגמאות לתהליכי יצירת נושאי מטען (מתוך Pierret)

נתאר את תהליכי היצירה שמפורטים איור 4:

מעבר ישיר מפס הערכיות לפס ההולכה (Band to Band) – מעבר כזה יכול לקרות כתוצאה מבליעת פוטון בעל אנרגיה הגבוהה מורחב פער האנרגיה או כתוצאה מאנרגיה תרמית.

מעבר דרך מרכז איחוד-יצירה (R-G center) – מעבר דרך מצב שנמצא בפער האסור – מצבים כאלה יכולים להתקיים בגלל פגמים בגביש – ריכוז הפגמים קובע את כמות המעברים הללו. המצבים הללו נקראים מלכודות (Traps) ולכן האנרגיה שלהם מסומנת ע"י E_T .

Impact Ionization - מעבר כזה קורה כאשר אלקטרון אנרגטי במיוחד בפס ההולכה מתנגש באלקטרון בפס הערכיות ומספיק לו מספיק אנרגיה כדי לעבור לפס ההולכה.

חוק Beer-Lambert לבליעה של פוטונים

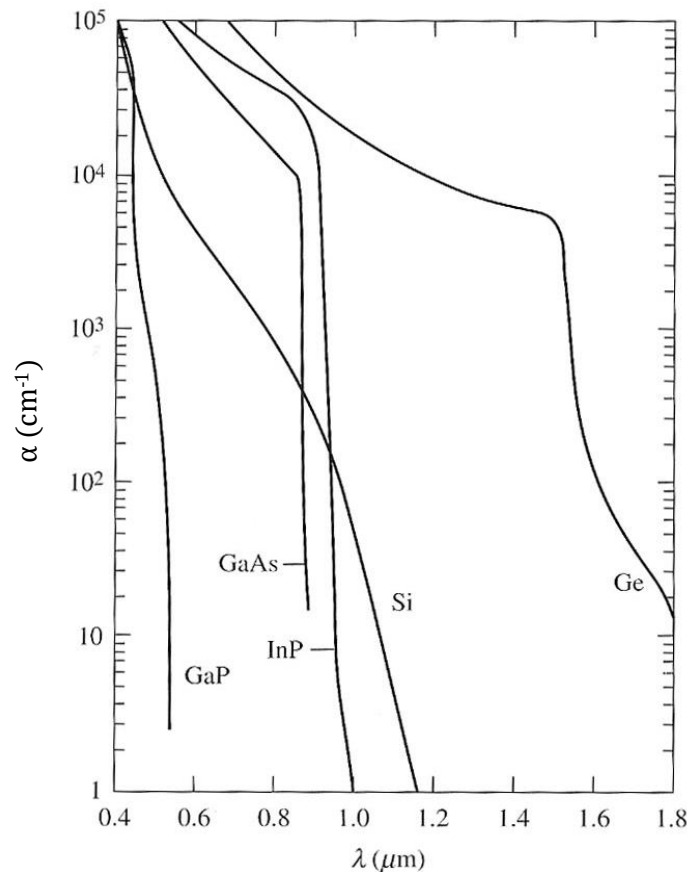
כמות הפוטונים שנבלעת ליחידת אורך של חומר תלויה בכמות הפוטונים שפוגעת בו, מכאן ניתן לנסח את החוק Beer-Lambert :

$$I(x) = I_0 e^{-\alpha(h\nu)x} \quad (28)$$

כאשר I_0 היא עצמת ההארה בשפת החומר ו $I(x)$ הוא העוצמה אחרי מרחק x . הגודל α , הנקרא מקדם הבליעה, תלוי בסוג החומר ובאנרגיה של הפוטון הפוגע, $h\nu$. ההספק הנבלע בכל נקודה בחומר שווה לשינוי ב- $I(x)$. מספר הפוטונים שנבלעים בכל נקודה שווה להספק הנבלע לחלק לאנרגיה של כל פוטון. על כן, אם מניחים שכל פוטון שנבלע יוצר זוג אלקטרון חור, קצב הפוטו-גנרציה G_{opt} , (מספר זוגות האלקטרון חור שנוצרים בכל נקודה בשנייה) מקיים:

$$G_{opt}(x) = -\frac{dI(x)}{dx} \frac{1}{h\nu} = \frac{I_0}{h\nu} \alpha e^{-\alpha(h\nu)x} \quad (29)$$

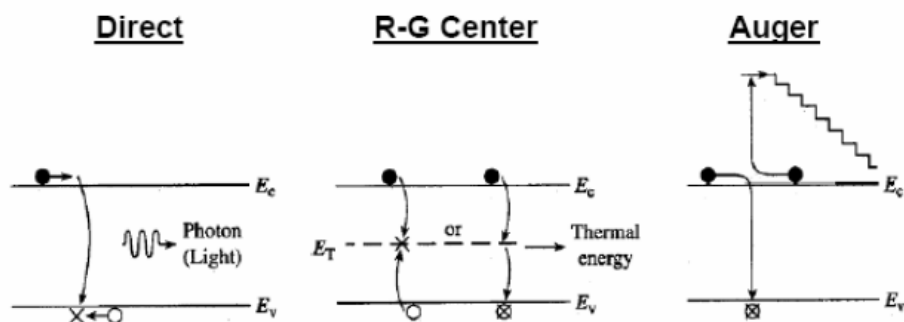
בתמונה 3 מודגמים מקדמי בליעה של חומרים שונים. שימו לב שערך מקדם הבליעה יורד בצורה תלולה מעל אורך גל מסוים (למה?).



איור 5: מקדם הבליעה של חומרים שונים כתלות באורך הגל הפוגע (מתוך Pierret).

תהליכי איחוד

ישנם מספר מנגנונים לאיחוד נשאי מטען במוליכים למחצה. מנגנונים אלו הם ההופכיים למנגנוני היצירה שראינו קודם. איור 6 מתאר את מנגנוני האיחוד.



איור 6: תיאור מנגנוני איחוד במוליכים למחצה (מתוך Pierret).

נתאר את תהליכי האיחוד במל"מ. נשים לב כי לכל תהליך יצירה יש תהליך איחוד שמקביל לו.

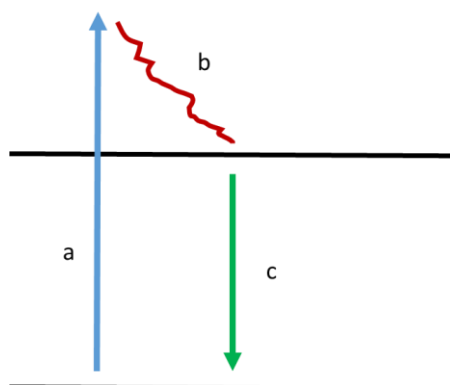
איחוד ישיר – במנגנון זה, אלקטרון או חור עוברים באופן ישיר מפס ההולכה לפס הערכיות (או להיפך) וכתוצאה מכך גורמים לפליטה של פוטון. תהליך זה פחות יעיל במל"מ לא ישיר.

איחוד דרך מרכז איחוד-יצירה (R-G center) – במנגנון זה האלקטרון ולאו החור עוברים דרך מצבים בפער האסור (מלכודות). ברוב המקרים, תהליך איחוד זה גורם לחימום המוליך למחצה. זמן הרקומבינציה תלוי בריכוז של פגמים ומזהמים טבעיים. לדוגמא, בסיליקון זמן הרקומבינציה יכול לנוע בין ננו שנייה למילי שניה בתלות בריכוז המצבים בפס האסור. ידוע כי המצאות של מזהמים מתכתיים (פלטינה וזהב) גורמת לפגמים רבים ולריבוי מלכודות בפס האסור.

רקומבינציית Auger (Auger recombination) – בתהליך זה, אלקטרון עובר מפס ההולכה לפס הערכיות והאנרגיה הקינטית שלו נמסרת לאלקטרון אחר בפס ההולכה, האלקטרון שקיבל את האנרגיה הזו מאבד אותה לבסוף כחום.

זמני חיים של תהליכים ויצירה ואיחוד בשיווי משקל

לכל התהליכים המוזכרים יש זמני חיים טיפוסיים. נסתכל על דוגמא:



איור 7: דוגמאות לתהליכי ייצור ואיחוד

איור 7 מתאר באופן פשטני מנגנונים שונים לייצור ואיחוד.

a – מעבר תרמי או אופטי מפס ערכיות למקום מעל תחתית פס ההולכה.

b – דעיכה תרמית לתחתית פס ההולכה (נקרא גם רלקסציה או טרמליזציה) – בתהליך זה, אלקטרון בעל אנרגיה גבוהה מתחתית פס ההולכה יאבד אנרגיה לחום עד שיגיע לתחתית פס ההולכה. זמן טיפוסי למנגנון זה- 10^{-12} sec. יש לציין כי מתקיים תהליך דומה עבור חורים בעלי אנרגיה הנמוכה מתקרת פס הערכיות.

c – איחוד- מנגנון האיחוד הדומיננטי יקבע על פי תכונות החומר וריכוז המזהמים. בסיליקון בדרך כלל איחוד דרך פגמים יהיה הדומיננטי ביותר. הזמן הטיפוסי למנגנון זה יכול לנוע בין מילי-שניות לנו-שניות. ישנם התקני GaAs באיכות טובה מאוד כך שיש להם מעט מאוד מלכודות בפס האסור ומנגנון האיחוד הדומיננטי בהם הוא איחוד ישיר. במצב זה הזמן האופייני לתהליך האיחוד יכול לנוע בין ננו-שניות למיקרו-שניות.

בשיווי משקל יהיו כל הזמן תהליכי יצירה ואיחוד. מאחר ומדובר בשיווי משקל, קצב היצירה יהיה שווה לקצב האיחוד וריכוז נשאי המטען יהיה הריכוז בשיווי משקל. קצב היצירה והאיחוד יהיה מתכונתי למכפלת כמות האלקטרונים והחורים. נוכל להגדיר:

$$G_{th} = R_{th} = \alpha_r \cdot n_0 \cdot p_0 \left[\frac{1}{cm^3 \cdot s} \right] \quad (30)$$

האינדקס 0 – מסמן שיווי משקל.

מקובל להגדיר זמן חיים לנושאי מטען מיעוט. זהו בקירוב משך הזמן בו נשאי מיעוט מעוררים לפני שהם עוברים רקומבינציה. זמן החיים של אלקטרונים בחומר מסוג p-type יהיה:

$$\tau_n \equiv \frac{1}{\alpha_r p_0} [s] \quad (31)$$

וזמן החיים של חורים בתוך חומר מסוג n-type יהיה:

$$\tau_p \equiv \frac{1}{\alpha_r n_0} [s] \quad (32)$$

משוואת Shockley-Read-Hall למצב הכללי

לא תמיד ניתן להניח מצב של הזרקה חלשה. עבור המקרה היותר כללי, פותח מודל אשר לוקח בחשבון תהליכי יצירה ואיחוד על ידי פגמים ברמות אנרגיה ספציפיות. מודל זה, פותח באופן בלתי תלוי ע"י Hall וע"י Read ו Shockley בשני מאמרים שהתפרסמו כמעט במקביל ב 1952, ולכן המשוואה נקראת Shockley-Read-Hall. המשוואה מתארת את קצב הרקומבינציה במקרה הכללי.

במקום:

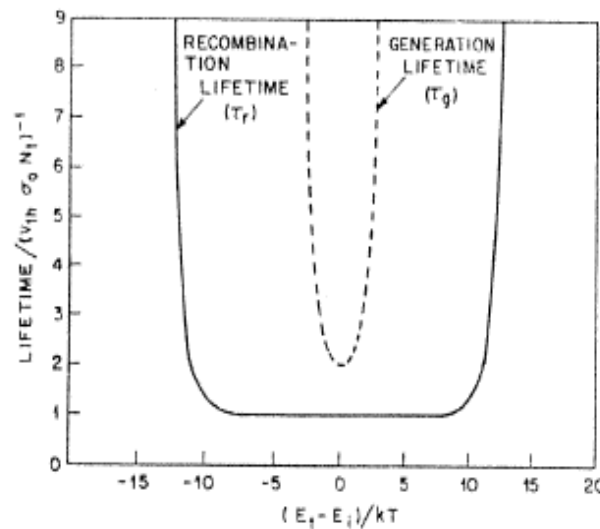
$$G_{net} = g - \frac{\delta p}{\tau_p} \quad (33)$$

שמתאר תהליכי רקומבינציה תחת הזרקה חלשה, נקבל כעת:

$$G_{net} = g - \frac{pn - n_i^2}{\tau_p(n + n_1) + \tau_n(p + p_1)} \quad (34)$$

כאשר n_1 ו p_1 – מתארים את ריכוז האלקטרונים והחורים עבור מלכודות באנרגיה E_T : $n_1 \equiv n_i e^{\frac{E_T - E_i}{kT}}$ ואילו $p_1 \equiv n_i e^{\frac{E_i - E_T}{kT}}$.

כפי שניתן לראות ממשוואה (34), זמני הרקומבינציה של האלקטרונים והחורים מושפעים מאוד מהמיקום האנרגטי של המלכודת ביחס לרמת פרמי האינטרינזית. איור 8 מתאר את זמני החיים של נשאי מטען כתלות במיקום האנרגטי של המלכודות יחסית לרמת פרמי האינטרינזית. כפי שניתן לראות באיור, זמן החיים יורד באופן חד כשהמלכודות מתקרבות למרכז הפס האסור.



איור 8- זמן החיים כתלות במיקום האנרגטי של המלכודות יחסית לרמה האינטרינזית

נוכל להראות שאם מתקיימים התנאים של הזרקה חלשה, ניתן לקבל את משוואה (33) מתוך משוואה (34). עבור חומר מסוג n, תחת תנאים אלו, ניתן להניח: $p_0, \delta p, n_1, p_1 \gg n_0$ ולקבל:

$$\begin{aligned} G_{net} &= g - \frac{pn - n_i^2}{\tau_p(n + n_1) + \tau_n(p + p_1)} \\ &\approx g - \frac{(p_0 + \delta p)(n_0 + \delta n) - n_i^2}{\tau_p(n_0 + \delta n + n_1) + \tau_n(p_0 + \delta p + p_1)} \\ &\approx g - \frac{(p_0 + \delta p)n_0 - n_i^2}{\tau_p n_0} \approx g - \frac{p_0 n_0 + \delta p n_0 - n_i^2}{\tau_p n_0} \\ &= g - \frac{\delta p}{\tau_p} \end{aligned}$$

סיכום

הכוחות המניעים נשאי מטען כוללים סחיפה- התגובה לשדה חשמלי, ודיפוזיה- הנטייה להשוואת ריכוזים. סכום התרומות האלו מגדיר את זרם נשאי המטען:

$$\begin{aligned}\vec{J}_n &= qD_n \vec{\nabla} n + q\mu_n n \vec{\mathcal{E}} \\ \vec{J}_p &= -qD_p \vec{\nabla} p + q\mu_p p \vec{\mathcal{E}}\end{aligned}$$

הקוואזי רמות פרמי והפוטנציאל האלקטרוכימי כוללים את השפעת הפוטנציאל החשמלי ואת ריכוז נשאי המטען גם שלא בשיווי משקל.

$$\phi_p = -E_{F_p}/q \quad \phi_n = -E_{F_n}/q$$

$$E_{F_n} = E_i + kT \ln\left(\frac{n}{n_i}\right) \Leftrightarrow n = n_i e^{\frac{E_{F_n} - E_i}{kT}}$$

$$E_{F_p} = E_i - kT \ln\left(\frac{p}{n_i}\right) \Leftrightarrow p = n_i e^{\frac{E_i - E_{F_p}}{kT}}$$

זרם חשמלי הוא תוצר של שינוי מרחבי בקוואזי רמת פרמי, או לחלופין, התפלגות מרחבית של פוטנציאל אלקטרוכימי היא הכח המניע לזרם:

$$\begin{aligned}\vec{J}_n &= \mu_n n \vec{\nabla} E_{F_n} \\ \vec{J}_p &= \mu_p p \vec{\nabla} E_{F_p}\end{aligned}$$

משוואת הרציפות מתארת כיצד הזרם החשמלי מושפע מרקומבינציה וכיצד שני אלו גוררים שינויים בריכוז הנשאים בזמן.

$$\begin{aligned}\frac{dp}{dt} &= -\frac{1}{q} \vec{\nabla} \cdot \vec{J}_p + G_p - R_p \\ \frac{dn}{dt} &= \frac{1}{q} \vec{\nabla} \cdot \vec{J}_n + G_n - R_n\end{aligned}$$

יצירה של נשאי מטען יכולה להיעשות על ידי מעבר ישיר מפס הערכיות לפס ההולכה (לדוגמא בעזרת אור), על ידי מעבר דרך מצבים בפס האסור (מרכזי איחוד ויצירה), ותהליכים impact ionization. איחוד של אלקטרונים וחורים יכול להיעשות דרך פגמים בעומק ההתקן או בפני השטח שלו, בתהליך ישיר הגורר פליטה של פוטון, או בתהליך Auger, בו אלקטרון (או חור) מעבירים את האנרגיה שלהם לאלקטרון (או חור) אחרים. בהרצאה הבאה נראה כיצד התהליכים האלו מגדירים את הפעולה של ההתקן הבסיסי ביותר- דיודה.