



מכון טכנולוגי חולון
Holon Institute of Technology

פרויקט גמר בהנדסת חשמל אלקטרוניקה ותקשורת

שיפור רזולוציה באפקט רמאן באמצעות מסנן אופטי

Resolution improvement in Raman Effect using an optical filter

מגישים :

301467098	אסף קסלסי
301228979	איתי חדד

מנחה: ד"ר דרור מלכה

תקציר

המונח רזולוציה במערכת אופטית מבטא את כושר ההפרדה או כושר האבחנה. רזולוציה של הקו הספקטראלי מתייחס למרחק בין האלמנטים המרכיבים אותו. ככל שההפרדה (הרזולוציה) גבוהה יותר, כך המידע המתקבל מהספקטרומטר יהיה מפורט יותר. כאשר מנתחים קו ספקטראלי המתקבל מאובייקט מסוים לעיתים מתקבלת חפיפה ב-peaks ובמקום לקבל קריאה המתארת שתי תדירויות סמוכות מתקבלת קריאה המתארת תדירות אחת מאוחדת[1] דבר הגורם לאפיון לא נכון של תנודות המולקולה הנבדקות

איכות הרזולוציה במערכות ספקטרוסקופיה רבות תלויות ברכיב בגלאי שלהם (הספקטרומטר) ולכן על מנת לקבל ביצועים טובים יותר מהמערכת יש צורך להשתמש בגלאי איכותי ויקר יותר[2]

בפרויקט זה תוצג יכולת שיפור רזולוציה במערכת ספקטרוסקופיה פיזור המתבססת על אפקט רמאן בעזרת אלמנט תווך מקודד ופענוח המידע על ידי שימוש באלגוריתם בשפת Matlab.

אנו מציעים שיטה לחסכון משמעותי בעלויות המערכת בפרט בגלאי, בנוסף מכוון שאיננו משנים את הציוד הקיים אין צורך בהתאמת תשתית המערכת האופטי לגלאי החדש.

ABSTRACT

The term resolution in an optical system expresses the capability of distinguishing between two separate but adjacent sources of light or between two nearly equal wavelengths. Resolution of the spectral line refers to the distance between the elements that it is built out of. As the separation (resolution) increases - the information obtained from the spectrometer will be more detailed. When analyzing the spectral line given from a particular object sometimes peaks overlap and instead of receiving a call describing two adjacent frequencies we receive a single unified frequency that causes incorrect characterization of the tested molecules vibrations.

Resolution quality in many spectroscopy systems depend mainly on their detector (spectrometer) and therefore to obtain better performance from the system it is necessary to use high-quality and expensive detector.

In this project we will show an improvement in Raman Effect using an optical filter with coded information using an algorithm written in Matlab.

We propose a method to significant cost savings in the optical system and in particular in the detector. In addition as we do not alter the existing equipment, infrastructure changes do not need adjustment for the new detector in the system

תוכן עניינים

2	תקציר
4	רשימת איורים
5	טבלת נוסחאות
7	רשימת קיצורים
8	מבוא
9	מוטיבציה
9	מטרת הפרויקט
10	רקע תיאורטי
10	1 אפקט רמאן
10	1.2 סיווג סוגי פיזורים
14	1.4 ניתוח תיאורתי עבור אפקט רמאן
17	2 סופר רזולוציה
17	2.1 תיאור התהליך
18	2.2 תיאור מתמטי של הקידוד
20	3. פרוט רכיבי הניסוי
20	3.1 לייזר
23	3.2 מסננים (פילטרים)
25	3.3 מראות
26	3.4 עדשות
28	3.5 אינטרפרומטר פברי פרו
30	3.6 ספקטרומטר
33	מערך הניסוי
37	הסבר מהלך הקרן ותיאור הניסוי
40	ניתוח תוצאות ומסקנות
41	ביבליוגרפיה
43	נספחים
43	סטאטוס
43	גאנט
43	סיכונים

רשימת איורים וגרפים

10	איור 1 – מעברי אנרגיה עבור פיזור ריילי/רמאן
Error! Bookmark not defined.	איור 2 – תרשים מעברי אנרגיה עבור פיזור רמאן מסוג הייפר
Error! Bookmark not defined.	איור 3 – תרשים מעברי אנרגיה עבור פיזורי CARS, CSRS
13	איור 4 – מעברי אנרגיה בחומר כתוצאה מקיטוב מושרה
16	איור 5 – תיאור תהליך הקידוד
20	איור 6 – פליטה מאולצת
21	איור 7 – תרשים מעברי אנרגיה ולזירה עבור לייזר He-Ne
21	איור 8 – לייזר He-Ne
24	איור 9 – פונקציית העברה אופטית עבור RazorEdge filer
24	איור 10 – סכמת מעבר האור דרך RazorEdge filer
25	איור 11 – מראה דיאלקטרית
26	איור 12 – עדשה מרכזת
26	איור 13 – סוגי עדשות מרכזות והבדלם
27	איור 14 – עדשת האובייקטיב
28	איור 15 – אינטרפומטר פברי-פרו
31	איור 16 – מעבר קרני אור דרך סדקים סמוכים
23	איור 17 – תמונה של המערך ללא המסנן
33	איור 18 – מערך הניסוי – תמונה מאחורה
33	איור 19 – מערך הניסוי – תמונה מהצד
34	איור 20 – מערך הניסוי – תמונה מקדימה
34	איור 21 – מבט לתוך הספקטרומטר
35	איור 22 – עדשת האובייקטיב ודגימת הסיליקון
36	איור 23 – סקיצה של המערך
37	איור 24 – דגימה מהמערך ללא האינטרפורמטר
38	איור 25 – 3 דגימות במתחים שונים לאחר הוספת המסנן
38	איור 26 – השוואת הרזולוציה המתקבלת מהתהליך

- 9 $v' = v_i \pm v_m$ – 1.1 נוסחא
- 11 $\omega_{ray} = \omega_1, \omega_{ram} = \omega_1 \pm \omega_m$ – 1.2.1 נוסחא
- 12 $\omega_{hyp_ray} = M\omega_1, \omega_{ram} = M\omega_1 \pm \omega_m$ – 1.2.2 נוסחא
- 13 $k\omega_2 - \omega_1 = (k - 1)\omega_2 - \omega_m$ – 1.2.3 נוסחא
- 14 $\mu_\rho = \alpha_{\rho\sigma} E_\sigma$ – 1.3.1 נוסחא
- Error! Bookmark not defined.** $\alpha_{\rho\sigma} = (\alpha_{\rho\sigma})_0 + \sum_k \left(\frac{\partial \alpha_{\rho\sigma}}{\partial Q_k} \right) + \frac{1}{2} \sum_{k,l} \left(\frac{\partial^2 \alpha_{\rho\sigma}}{\partial Q_k \partial Q_l} \right) + \dots$ – 1.3.2 נוסחא
- defined.14**
- Error! Bookmark not defined.14** $Q_i = Q_0 \cos(\omega_k t + \delta_k)$ – 1.3.3 נוסחא
- 14 $\alpha_{\rho\sigma} \approx (\alpha_{\rho\sigma})_0 + \sum_k \left(\frac{\partial \alpha_{\rho\sigma}}{\partial Q_k} \right)$ – 1.3.4 נוסחא
- Error!** $\mu = \alpha_0 E_0 \cos(\omega_1 t) + \alpha'_0 E_0 \cos[(\omega_1 - \omega_k)t - \delta_k] + \alpha'_0 E_0 \cos[(\omega_1 + \omega_k)t + \delta_k]$ – 1.3.5 נוסחא
- 14Bookmark not defined.**
- 15 $E = \hbar\omega \left(n + \frac{1}{2} \right)$ – 1.4.1 נוסחא
- 15 $\mu_{fi} = \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{\Psi}_f^* \vec{\mu} \tilde{\Psi}_i = \langle \tilde{\Psi}_f | \hat{\mu} | \tilde{\Psi}_i \rangle$ – 1.4.2 נוסחא
- Error! Bookmark not defined.15.** $\Psi_i^{(n)} = \sum_r a_{p_{ir}}^{(n)} \Psi_r^{(0)}, \Psi_f^{(n)} = \sum_r a_{p_{fr}}^{(n)} \Psi_r^{(0)}$ – 1.4.3 נוסחא
- Error! Bookmark not defined.** $(\mu^{(1)})_{fi} = \langle \Psi^{(0)}_f | \hat{\mu} | \Psi^{(1)}_f \rangle + \langle \Psi^{(0)}_f | \hat{\mu} | \Psi^{(1)}_f \rangle$ – 1.4.4 נוסחא

defined.15

Error! $(\mu_\rho^{(1)})_{fi} = \frac{1}{2\hbar} \sum_r \left[\frac{\langle \psi_f | \hat{\mu}_\rho | \psi_r \rangle \langle \psi_r | \hat{\mu}_\sigma | \psi_i \rangle}{\omega_{ri} - \omega_1} + \frac{\langle \psi_f | \hat{\mu}_\sigma | \psi_r \rangle \langle \psi_r | \hat{\mu}_\rho | \psi_i \rangle}{\omega_{rf} + \omega_1} \right] \hat{E}_{\sigma 0} \exp(-i\omega_s t) + C.E - 1.4.5$ נוסחא

Bookmark not defined.15

15Error! Bookmark not defined..... $(\mu_\rho)_{fi} = (\alpha_{\rho\sigma})_{fi} E_{\sigma 0} \cos(\omega_s t) - 1.4.6$ נוסחא

Error! Bookmark not $(\alpha_{\rho\sigma})_{fi} = \frac{1}{2\hbar} \sum_r \left[\frac{\langle \psi_f | \hat{\mu}_\rho | \psi_r \rangle \langle \psi_r | \hat{\mu}_\sigma | \psi_i \rangle}{\omega_{ri} - \omega_1} + \frac{\langle \psi_f | \hat{\mu}_\sigma | \psi_r \rangle \langle \psi_r | \hat{\mu}_\rho | \psi_i \rangle}{\omega_{rf} + \omega_1} \right] - 1.4.7$ נוסחא

defined.16

18 $P(\lambda - \hat{\lambda}) = \frac{1}{\sqrt{(2\pi\sigma_\lambda)}} \exp\left(-\frac{(\lambda - \hat{\lambda})^2}{2\sigma_\lambda^2}\right) - 2.2.1$ נוסחא

18 $\hat{S}(\lambda) = \int S(\hat{\lambda}) G(\lambda - \delta vt) P(\lambda - \hat{\lambda}) d\hat{\lambda} - 2.2.2$ נוסחא

18 $\hat{S}(\lambda) = \int S(\tilde{\lambda} + \delta vt) G(\tilde{\lambda}) P(\lambda - \tilde{\lambda} + \delta vt) d\tilde{\lambda} - 2.2.3$ נוסחא

18 $S_R(\lambda) = \int_{t=0}^{t=T} \hat{S}(\lambda + \delta vt) G(\lambda + \delta vt) - 2.2.4$ נוסחא

Error! Bookmark $S_R(\lambda) = \int [\int G(\tilde{\lambda} + \delta vt) G(\lambda + \delta vt) dt] S(\tilde{\lambda}) P(\lambda - \tilde{\lambda}) d\tilde{\lambda} - 2.2.5$ נוסחא

not defined.18

18 $\int G(\tilde{\lambda} + \delta vt) G(\lambda + \delta vt) dt = \delta(\lambda - \tilde{\lambda}) + k - 2.2.6$ נוסחא

18 $S_R(\lambda) = P(0)S(\lambda) + kS(\lambda) \otimes P(\lambda) - 2.2.7$ נוסחא

18 $\int G(\tilde{\lambda} + \delta vt) G(\lambda + \delta vt) dt = \frac{1}{\sqrt{(2\pi\delta\lambda)}} \exp\left(-\frac{(\lambda - \hat{\lambda})^2}{2(\delta\lambda)^2}\right) + k - 2.2.8$ נוסחא

18 $S_R(\lambda) = \frac{1}{\sqrt{(2\pi\delta\lambda)}} \exp\left(-\frac{\lambda^2}{2(\delta\lambda)^2}\right) \otimes S(\lambda) + kS(\lambda) \otimes P(\lambda) - 2.2.9$ נוסחא

19 $s_R \approx \delta t \sum_{m=0}^{m=M} \hat{S}(\lambda + \delta vt) G(\lambda + \delta vt) - 2.2.10$ נוסחא

28	$L = n \frac{\lambda}{2}$ – נוסחא 3.5.1
31	$\sin(\theta) = \frac{n\lambda}{a}$ – נוסחא 3.6.1

הנוסחאות בפרק 1 נלקחו ממאמר - [3]
הנוסחאות בפרק 2 נלקחו ממאמרים - [1,2]
הנוסחאות בפרק 3 נלקחו ממאמר - [5]

רשימת קיצורים

F-P– Fabry Perot.

CARS– Coherent anti-Stokes Raman spectroscopy

CSRS - Coherent Stokes Raman spectroscopy

LASER - Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation

CCD- Charge Coupled Device

מבוא

ספקטרוסקופיה הינו תחום מחקר העוסק באינטראקציה בין חומר לגלים אלקטרומגנטיים באמצעות ניתוח ספקטרום הקרינה המתקבל לאחר האינטראקציה בניהם, בעזרת המידע המתקבל ממכשיר הספקטרומטר ניתן לקבל מידע אודות מרכיבי החומר באופן איכותי וכמותי ולהבין את תוכנותיו לעומק. בנוסף ליתרונות המחקריים [1,2], בזכות המידע המתקבל ניתן לזהות רעלנים במזון, נוכחות חיידקים באורגניזם וזיהומים ברכיבים אלקטרוניים.

קיימות מספר שיטות ספקטרוסקופיה שונות כגון ספקטרוסקופית רמאן, בליעה, פליטה, רוויה ופיזור. ספקטרוסקופית רמאן [1], הינה שיטה המתבססת על פיזור הקרינה מהאובייקט בהתאם לאפקט רמאן בעיקר בתחום האור הנראה, אפקט רמאן הינו אפקט לא ליניארי ולאחר האינטראקציה בן החומר לקרינה מתווספות לקרינה תדירויות נוספות המאפיינות את התנודות של המולקולות בחומר, מכיוון שמטרת התהליך הינה לנתח את החומר וקיימת אפשרות להשתמש במקורות קרינה בעלי תדירויות שונות, את האות המתקבל נהוג למדוד ביחס לאורך הגל המרכזי של המקור (מושג הנקרא Raman shift) והוא נמדד ביחידות של תדר מרחבי (cm^{-1}). כפי שציון אפקט רמאן הינו אפקט לא ליניארי התלוי בסדר השלישי של מקדם הסוספטביליות של החומר ולכן נדרש מקור בעל הספק גבוה על מנת לצפות בפיזור.

איכות הרזולוציה במערכות ספקטרוסקופיה רבות תלויות ברכיב בגלאי שלהם (הספקטרומטר) ולכן על מנת לקבל ביצועים טובים יותר מהמערכת יש צורך להשתמש בגלאי איכותי ויקר יותר, בפרויקט זה בחרנו לעסוק במחקר באוניברסיטת בר אילן באפשרות להשיג שיפור הרזולוציה של אות הרמאן המתקבל מפיסת סיליקון על ידי אלגוריתם סופר רזולוציה [1,2], שיטה זו תאפשר שיפור רזולוציה של המערכת כולה ללא תלות באיכות הרזולוציה.

מוטיבציה

הרזולוציה המתקבלת במערכות ספקטרוסקופיה שונות תלויה בגלאי שבו משתמשים (לרוב שילוב של ספקטרומטר ומערך Charge Coupled Device), ולכן כאשר נדרשת רזולוציה גבוהה יותר נאלץ להשתמש בגלאי מתוחכם ויקר יותר, ובנוסף על כך פעמים רבות יש לשנות את תשתית הניסוי ולבצע כיוול מחדש. בפרויקט זה אנו מציעים שיטה יעילה וזולה יחסית לשיפור הרזולוציה המתקבלת מן האות בעזרת תווך מקודד מתכוון ואלגוריתם לפיענוח התמונה המרחבית המתקבלת ממנו (הקו הספקטרלי) ללא תלות ברזולוציה של הגלאי וללא צורך בהתאמת רכיבי המערך לגלאי החדש. יתר על כך, רוחב הספקטרלי של האותות המתקבלים כאשר מאפיינים חומרים בעזרת אפקט ראמן צרים מאוד ולכן ישנה חשיבות רבה לרזולוציה של הגלאי במערכת.

מטרת הפרויקט

בפרויקט זה המטרה הינה שיפור רזולוציה והפרדה של אותות הרמאן הספקטראליים הנקלטים מפיסת סיליקון טהורה ממערכת ספקטרוסקופיה על ידי הוספת מסנן אופטי, פברי פרו , מכוון למערך, וניצול רזולוציה שלו על מנת לשפר את הרזולוציה של המערכת כולה.

1. אפקט רמאן

כאשר אור מונוכרומאטי בעל מספר גל v_i עובר בתווך, חלקו הגדול מתפזר כמעט ללא כל שינוי, תופעה שמכונה פיזור ריילי (Rayleigh scattering), על שם הלורד Rayleigh שהסביר ב-1871 את התופעה לראשונה במונחים של הפיסיקה הקלאסית. ניתוח הספקטרום של האור המפוזר, מעלה כי לאור שהתפזר ללא שינוי משמעותי, התווספה כמות קטנה מאוד של אור בעל מספרי גל מהצורה

$$v' = v_i \pm v_m \quad (1.1)$$

כאשר התוספת במספר הגל מתאימה למעברים בין הרמות האנרגטיות של המולקולות בתווך (או לכפולות שלה). סוג כזה של פיזור נקרא פיזור רמאן³ (Raman scattering) על שם המדען ההודי Raman, שגילה את האפקט בשנת 1928 (וזכה על כך בפרס נובל בפיסיקה לשנת 1930).

בניגוד לפיזור ריילי, אשר נובע מהאינטראקציות האלסטיות (אינטראקציות בהן כמעט ואין מעבר אנרגיה) בין הפוטונים לבין המולקולות, פיזור רמאן מתאר אינטראקציה אי-אלסטית בין המולקולות לפוטונים ומתרחשת העברת אנרגיה בניהם. בעת האינטראקציה פוטון יכול למסור או לקבל אנרגיה מהמולקולה, (קווי הספקטרום המתארים את התופעה מכונים קווי סטוקס ואנטי סטוקס בהתאמה) זאת בהתאם למצבה האנרגטי המושפע ממספר גורמים (כגון אנרגיה חשמלית, תנודתית, טרמית וכו').

מכיוון שתדירות הקרינה הפוגעת אינה מתאימה לבליעת הפוטון ע"י המולקולה ולפי חוק שימור האנרגיה, סך האנרגיה במערכת נשמרת, ניתן להתייחס לפיזורים [3,4,7] כאל התנגשויות בין המולקולות לפוטונים כשלאחר ההתנגשות המולקולה עוברת למצב אנרגטי וירטואלי (מצב אסור מבחינה קוונטית) ומשם חזרה למצב אנרגטי יציב וכתוצאה מכך משתחרר פוטון מהמערכת בעל תדירות המתאימה להפרש בין מצבי האנרגיה הללו, אם המולקולה חזרה לאותו מצב ממנו עוררה מדובר בפיזור ריילי ואם עברה למצב אנרגטי שונה מדובר בפיזור רמאן כאשר הקרינה המתקבלת מהתהליך תהיה בעלת תדירות המתאימה להפרש בין רמות האנרגיה.

פיזור רמאן מאפשר לאפיין את החומר הנבדק ומהווה מעין "טביעת אצבע" עבורו (קווי ספקטרום), ובעזרתה נוכל לתאר לא רק את מרכיבי החומר אלא גם את השכיחות של המרכיבים בחומר הנבדק.

1.2 סיווג סוגי פיזורים [3]

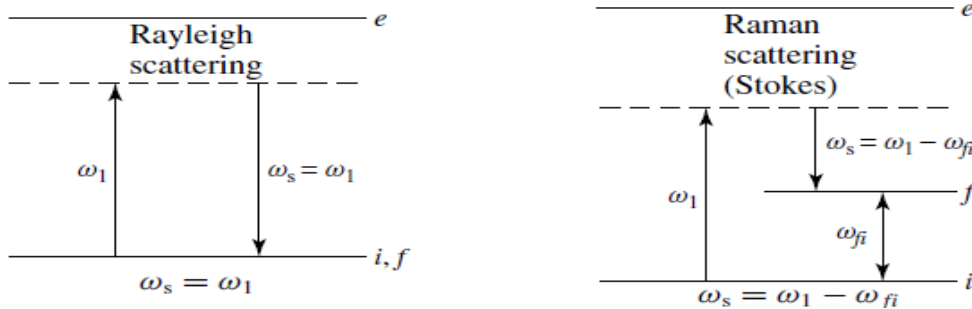
אם נסמן את תדירות הקרינה הפוגעת באובייקט כ- ω_1 ניתן למיין את פיזורי הקרינה מהחומר לפי תדירות הגל של הקרינה המתקדמת מהחומר לאחר האינטראקציה בניהם ומעברי האנרגיה המתרחשים בחומר הנבדק באופן הבא: (כאשר ω_{ray} מיוחסת לפיזור ריילי, ω_{ram} מיוחסת לפיזור רמאן ו ω_m מיוחסת לתדירות התנודתית של החומר עצמו).

כפי שצוין, אנרגיית הקרינה אינה מתאימה למעבר בן שתי רמות אנרגיה במולקולה ולכן הפוטון אינו נבלע על ידיה אלא מערער את מצבה. ככול שאנרגיית הקרינה קרובה יותר להפרש בן רמות האנרגיה של המולקולה גדלה עוצמת הקרינה הנפלטת

1.2.1 פיזור ריילי/רמאן

כאשר הקרינה המתקדמת מהחומר לאחר האינטראקציה בעלת התדירויות:

$$\omega_{ray} = \omega_1, \omega_{ram} = \omega_1 \pm \omega_m \quad (1.3.1)$$



איור 1: מעברי אנרגיה עבור פיזור רמאן כאשר קו מתאר מצב אנרגטי וקו מרוסק מתאר מצב וירטואלי, חץ כלפי מעלה מתאר בליעה של אנרגיה מן פוטון וחץ כלפי מטה מתאר פליטה של אנרגיה בצורת פוטון בעל תדירות מתאימה

[3]

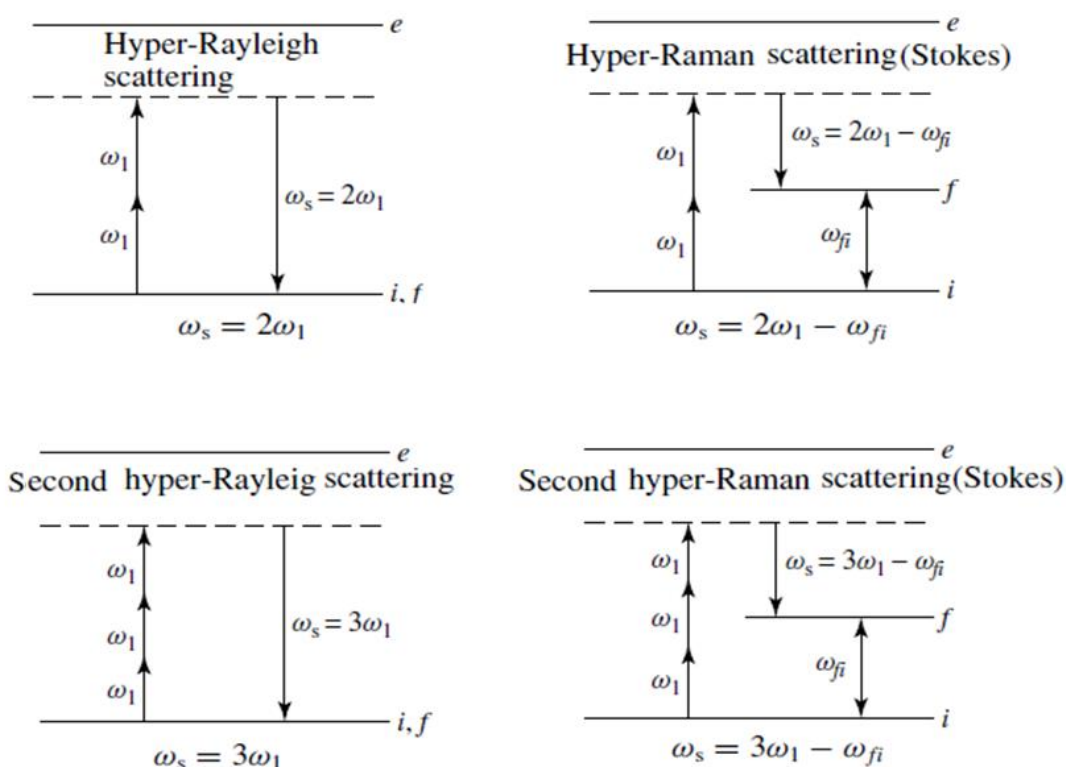
1.2.2 פיזורי הייפר

בעת הארת האובייקט על ידי קרינה בעלת שטף קרינה גבוהה מאוד ניתן למצוא בקרינה המתפזרת מהחומר קרינות נוספות בעלות התדירויות

$$\omega_{hyp_ray} = M\omega_1, \omega_{ram} = M\omega_1 \pm \omega_m \quad (1.2.2)$$

כאשר $2=M$ פיזור זה נקרא פיזור הייפר $3=M$ פיזור הייפר משני וכך הלאה. מכיוון ששטף הקרינה גבוה, האינטראקציה בין הקרינה למולקולה מובילה לכך שמעורבים בתהליך ההתנגשות עם המולקולה מספר פוטונים יחד וכתוצאה מכך המולקולה עוברת למצב אנרגטי וירטואלי גבוה יותר המתאים לכמות האנרגיה המתקבלת מהפוטונים שהתנגשו בה, בהתאם לכך כאשר תעבור למצב אנרגטי יציב (בן אם מדובר על המצב ההתחלתי או מצב שונה ממנו) תדירות הקרינה שתפלט תהיה מסוג הייפר רמאן או הייפר ריילי.

עוצמת הקרינה עבור פיזורים מסוג הייפר פרופורציונאלית לשורש מסדר M של הקרינה הפוגעת ולכן תהליכים אלו אינם ליניאריים. ניתן לראות באיור 2 את ההבדלים בפיזורי הייפר.



איור 2: תרשים מעברי אנרגיה עבור פיזור מסוג הייפר כאשר קו מתאר מצב אנרגטי וקו מרוסק מתאר מצב וירטואלי, חץ כלפי מעלה מתאר בליעה של אנרגיה ממספר פוטונים וחץ כלפי מטה מתאר פליטה של אנרגיה בצורת פוטון בעל תדירות מתאימה בחלק העליון של התרשים $2=M$ ובחלק התחתון $3=M$

[3]

פיזור מסוג זה מתקבל על ידי שימוש בשני מקורות אור שונים כאשר שניהם מאירים את האובייקט הנבדק. במהלך האינטראקציה בין שני הקרינות והאובייקט מתקבלת קרינה נוספת בעלת תדירויות אפשריות המורכבות מקומבינציות^[4] בצורת $k\omega_1 - \omega_2$ או $k\omega_2 - \omega_1$ כאשר k מספר שלם ו $\omega_1 > \omega_2$. כאשר ההפרש בין התדירויות מתקרב לתדירות התנודתית של המולקולות (ω_m) נקבל שעוצמת הקרינה המתפשטת גדלה באופן משמעותי. כאשר הפרש התדירויות⁸ מתאים לתדירות התנודתית של המולקולה נקבל פיזור המיוחס כפיזור רמאן קוהרנטי. באיור 3 ניתן לראות בצורה גרפית כי פיזור בצורת $(k-1)\omega_1 + \omega_m$ נקרא פיזור רמאן אנטי-סטוקס קוהרנטי (CARS) ביחס ל ω_1 והוא מופיע על גבי קרינה בעוצמה חלשה יותר בעלת התדירות $k\omega_1 - \omega_2$. כפי שצוין קיימת אפשרות נוספת:

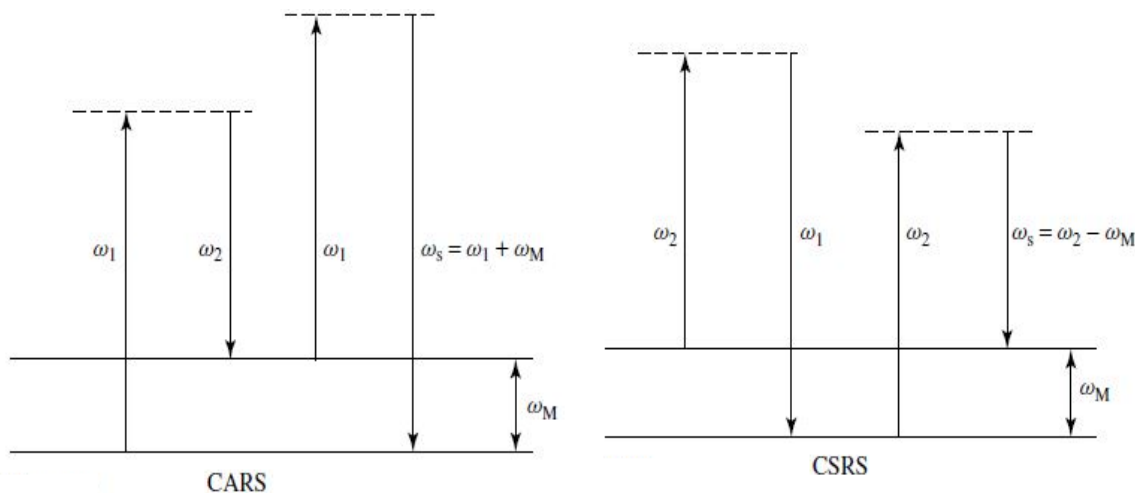
$$k\omega_2 - \omega_1 = (k-1)\omega_2 - \omega_m \quad (1.2.3)$$

התדירות הזו נקראת פיזור רמאן סטוקס קוהרנטי (CSRS) ביחס ל ω_2 . פיזורים מסוג זה נבדלים מהפיזורים שהוזכרו בסעיפים הקודמים בין היתר בכך שהקרינה המתקבלת הינה בעלת עוצמה גבוהה, מאוד כיוונית וסטיות קטנות מאוד. עוצמת הקרינה המתקבלת פרופורציונלית למספר גורמים כגון;

א. שורש ריבועי של מספר המולקולות המשתתפות בתהליך הפיזור,

ב. שורש ריבועי של שתי עוצמת הקרינות הפוגעות באובייקט (ω_2, ω_1).

תהליך זה אינו ליניארי מכיוון שעוצמת הקרינה אינה תלויה באופן ישיר ובלעדי בעוצמות הקרינה הפוגעות באובייקט.



איור 3: תרשים מעברי אנרגיה עבור פיזורי CARS, CSRS כאשר קו מתאר מצב אנרגטי וקו מרוסק מתאר מצב וירטואלי, חץ כלפי מעלה מתאר בליעה של וחץ כלפי מטה מתאר פליטה של אנרגיה בצורת פוטון בעל תדירות מתאימה

1.3 ניתוח תיאוריטי עבור אפקט רמאן

את הניתוח התיאוריטי עבור אפקט רמאן ניתן לעשות במספר צורות, אחת מהן היא לפי התיאוריה הקלאסית עבור גלים אלקטרו מגנטיים בה נתייחס לקרינה כגל אלקטרו מגנטי, ולאובייקט כאל אוסף של חלקיקים בלתי תלויים בעלי תנודות ורעידות בהתאם למודל הקלאסי, בצורה הזו ניתן להסביר באופן משכנע את פיזור הקרינה ותלות האפקט בתדירות אך אין הסבר עבור התלות של האפקט בחומר ומאפייניו. דרך נוספת לתאר את האפקט היא לנתח את האובייקט לפי התורה הקוונטית ולהתייחס לקרינה לפי התורה הקלאסית, בצורה הזו נוכל לתאר את האפקט באופן המסביר היטב את התלות בחומר והקרינה (קיימת אפשרות לתאר את האפקט רק לפי התיאוריה הקוונטית אך דרך זו מאוד מסורבלת ומניבה אותן תוצאות לפי הגישה המעורבת[3]).

1.3.1 תיאור האפקט לפי התיאוריה הקלאסית [4,7]

כאמור, אל הקרינה נתייחס לפי עקרונות התיאוריה הקלאסית עבור גלים אלקטרו-מגנטיים, ובנוסף מכיוון שאנו עוסקים בתחום הנראה ניתן להתייחס לקרינה כאל גל מישורי משום שהתדירות של הקרינה גדולה מאוד ביחס לתדירות התנודתית של המולקולה ולכן נתאר את הגל בהתאם. פיזור אור המתרחש כתוצאה מאינטראקציה עם חומר נובע ממומנטיי הדיפולים החשמליים והמגנטיים המושרים בחומר על ידי הקרינה הפוגעת כך ש

$$\mu_p = \alpha_{p\sigma} E_\sigma \quad (1.3.1 \circ \circ)$$

כאשר $\alpha_{p\sigma}$ היינו מקדם המבטא את טנזור הדיפול של החומר והמשוואה כתובה בצורת מוסכמות הסכימה של איינשטיין. עבור רוב המולקולות, טנזור הדיפול תלוי באופני התנודה של המולקולה וניתן לפתח אותו לפי טור טיילור באופן הבא:

$$\alpha_{p\sigma} = (\alpha_{p\sigma})_0 + \sum_k \left(\frac{\partial \alpha_{p\sigma}}{\partial Q_k} \right) + \frac{1}{2} \sum_{k,l} \left(\frac{\partial^2 \alpha_{p\sigma}}{\partial Q_k \partial Q_l} \right) + \dots \quad (1.3.2 \circ \circ)$$

כאשר הפיתוח נעשה סביב נקודת שיווי המשקל של המערכת ו Q_i מתאר אופיין תנודתי במערכת. לשם הסברת התדירויות המתקבלות עבור פיזור רמאן, נתאר את התנודות כאוסילטור הרמוני.

$$Q_i = Q_0 \cos(\omega_k t + \delta_k) \quad (1.3.3 \circ \circ)$$

ולשם הפשטות נשתמש בסדר הראשון עבור טנזור הקיטוב

$$\alpha_{p\sigma} \approx (\alpha_{p\sigma})_0 + \sum_k \left(\frac{\partial \alpha_{p\sigma}}{\partial Q_k} \right) \quad (1.3.4 \circ \circ)$$

ובהתאם לחוקי הטריגונומטריה הקיטוב הנוצר עבור אופיין תנודתי באובייקט מקבל את הצורה

$$\mu = \alpha_0 E_0 \cos(\omega_1 t) + \alpha'_0 E_0 \cos[(\omega_1 - \omega_k)t - \delta_k] + \alpha''_0 E_0 \cos[(\omega_1 + \omega_k)t + \delta_k] \quad (1.3.5 \circ \circ)$$

כאשר האיבר הראשון מתאר את פיזור ריילי, השני את פיזור רמאן מסוג סטוקס והשלישי את פיזור רמאן מסוג אנטי סטוקס, בנוסף ניתן לראות כי קיום פיזור רמאן מותנה בכך שהקיטוב באובייקט באזור שיווי המשקל אינו מתאפס (מכיוון שמדובר בנגזרת של טנזור הקיטוב לפי התנודות) במהלך התנודות של המולקולות, ולכן רק חלק מהתנודות במולקולות מאפשרות לצפות באפקט.

1.4 תיאור האפקט מבחינה קוונטית [3]

לפי התורה הקוונטית האובייקט אינו נחשב למערכת המורכבת מאטומים המתנוודים בצורה הרמונית ורציפה אלא למערכת בעלת רמות אנרגיה בדידות כאשר לכל תנודה יש רמת אנרגיה מתאימה בצורה

$$E = \hbar\omega \left(n + \frac{1}{2}\right) \quad (1.4.1\circ)$$

כאשר ω היא התדירות הזווית של התנודות ו n מציין את המספר הקוונטי המתאים לרמת האנרגיה. מומנט הדיפול מתקבל ע"י פונקציית הגל כך

$$\mu_{fi} = \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{\Psi}_f^* \hat{\mu} \tilde{\Psi}_i = \langle \tilde{\Psi}_f | \hat{\mu} | \tilde{\Psi}_i \rangle \quad (1.4.2\circ)$$

כאשר $\tilde{\Psi}_i$ ו $\tilde{\Psi}_f$ מציינים את פונקציות הגל התלויות בזמן ומעוררות (כלומר תחת השפעת השדה החשמלי) במצב הקוונטי ההתחלתי והסופי בהתאמה, $\hat{\mu}$ מייצג את אופרטור מומנט הדיפול ו μ את הדיפול החשמלי הכולל הנוצר באובייקט כתוצאה ממעבר בן רמות האנרגיה. את פונקציות הגל התלויות בזמן ניתן להציג לפי פיתוח לטור חזקות ובהתאם לתיאוריית פונקציות הגל התלויות בזמן ניתן להציג את פונקציית הגל מסדר n כקומבינציה ליניארית של מקדמים מסדר מתאים ופונקציית הגל מסדר 0

$$\Psi_i^{(n)} = \sum_r a_{p_{ir}}^{(n)} \Psi_r^{(0)}, \Psi_f^{(n)} = \sum_r a_{p_{fr}}^{(n)} \Psi_r^{(0)} \quad (4.3\circ.1)$$

כאשר $a_p^{(n)}$ הוא מקדם המתאים באופרטור ההמילטוניאן המתאים לפונקציית הגל מסדר n . ולכן עבור הסדר הראשון של מומנט הקיטוב נקבל את הביטוי הבא

$$(\mu^{(1)})_{fi} = \langle \Psi_f^{(0)} | \hat{\mu} | \Psi_f^{(1)} \rangle + \langle \Psi_f^{(0)} | \hat{\mu} | \Psi_i^{(1)} \rangle \quad (1.4.4\circ)$$

*לשם פשטות ההסבר הנחנו כי אופרטור ההמילטוניאן תלוי רק במומנט הדיפול לקבלת ביטוי שלם יש להתחשב במקדמים המתאימים עבור כל המומנטים צמוד בהתאם להנחות שביצענו (האופרטור תלוי במומנט הדיפול בלבד והתייחסות לקרינה הפוגעת כאל גל מישורי הביטוי המתקבל עבור מומנט הדיפול הכולל (בכיוון קרטזי מסוים) התלוי בזמן מסדר 1 בצורתו המרוכבת היינו

$$(\mu_p^{(1)})_{fi} = \frac{1}{2\hbar} \sum_r \left[\frac{\langle \psi_f | \hat{\mu}_p | \psi_r \rangle \langle \psi_r | \hat{\mu}_\sigma | \psi_i \rangle}{\omega_{ri} - \omega_1} + \frac{\langle \psi_f | \hat{\mu}_\sigma | \psi_r \rangle \langle \psi_r | \hat{\mu}_p | \psi_i \rangle}{\omega_{rf} + \omega_1} \right] \dot{E}_{\sigma 0} \exp(-i\omega_s t) + \text{צמוד} \quad (4.5\circ.1)$$

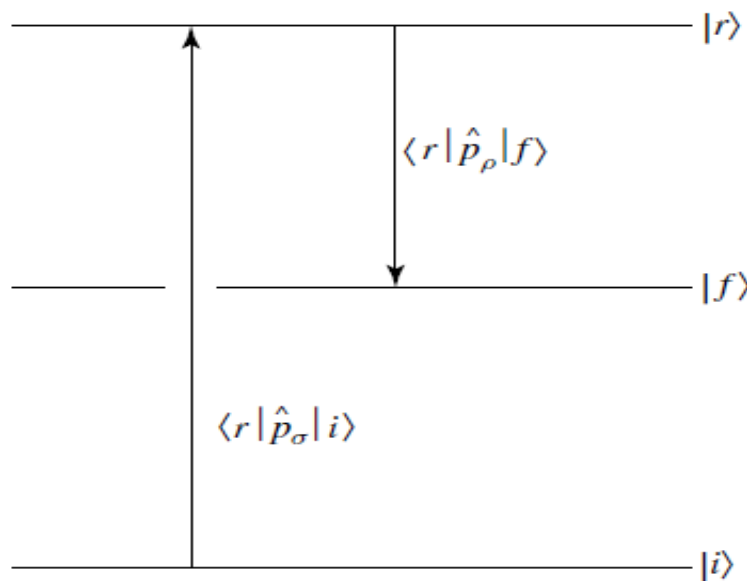
כאשר ω_{ij} מצין את התוספת בתדירות התנודתית בין מעברי האנרגיה, $\dot{E}_{\sigma 0}$ היא האמפליטודה המרוכבת של שדה החשמלי ו $\omega_s = \omega_1 - \omega_{fi}$ הם הרכיבים הקרטזיים עבור האופרטור $\hat{\mu}$ (שוב המשוואה כתובה לפי מוסכמות הסכימה של איינשטיין עבור הרכיבים הקרטזיים). כאשר האיבר ω_{fi} חיובי מתואר המצב בו הרמה הסופית גבוהה מהרמה ההתחלתית כלומר פיזור רמאן מסוג סטוקס, כאשר הוא שלילי מתואר מצב בו הרמה ההתחלתית גבוהה יותר מהרמה הסופית ונקבל פיזור מסוג אנטי סטוקס וכאשר הוא אפס, כלומר הרמה ההתחלתית היא גם הרמה הסופית מדובר בפיזור ריילי. הביטוי שהתקבל בצורתו המשותפת:

$$(\mu_p)_{fi} = (\alpha_{p\sigma})_{fi} E_{\sigma 0} \cos(\omega_s t) \quad (4.6\circ.1)$$

כאשר

$$(\alpha_{\rho\sigma})_{fi} = \frac{1}{2\hbar} \sum_r \left[\frac{\langle \psi_f | \hat{\mu}_\rho | \psi_r \rangle \langle \psi_r | \hat{\mu}_\sigma | \psi_i \rangle}{\omega_{ri} - \omega_1} + \frac{\langle \psi_f | \hat{\mu}_\sigma | \psi_r \rangle \langle \psi_r | \hat{\mu}_\rho | \psi_i \rangle}{\omega_{rf} + \omega_1} \right] \quad (1.4.7)$$

ניתן לראות כי מבחינת התדירויות של הקרינה לאחר האינטראקציה בחומר שני התאוריות מניבות את אותה התוצאה אך בניגוד לתיאוריה הקלאסית, כאשר הניתוח התבצע לפי התיאוריה הקוונטית, את עוצמת הקרינה המתקבלת במוצא ניתן לשייך למאפייני החומר הנבדק, בייחוד עבור פיזורי רמאן קוהרנטיים בהם תדירות הקרינה הפוגעת בחומר קרובה מאוד לתדירות התנודתית של החומר והביטוי התקבל עבור $(\alpha_{\rho\sigma})_{fi}$ (במחבר הראשון) גדל מאוד, וניתן להבחין באפקט באופן ברור. אם נסתכל על המונה במחבר הראשון הביטוי $\langle \psi_f | \hat{\mu}_\rho | \psi_r \rangle \langle \psi_r | \hat{\mu}_\sigma | \psi_i \rangle$ מתאר את המכפלה בן שני מעברי אנרגיה הנוצרים בעקבות הקיטוב בחומר כפי שניתן לראות באיור 4, (ממצב התחלתי למצב ביניים וממצב ביניים למצב הסופי) עבור פיזור רמאן קוהרנטי, קיימים מספר מועט (ולעיתים מצב ביניים יחיד) ולכן ניתן להוציא מתוך הביטוי מידע רב בנוגע לתכונות החומר כגון זמן החיים עבור רמות הביניים ולכן שיטה זו נחשבת לשימושית ופופולארית ביותר עבור חקר המולקולות בנוגע לתנודות מסוג vibronic, rovibronic במצב מעורר.



איור 4: מעברי אנרגיה עבור כתוצאה מקיטוב מושרה בחומר, בדוגמא זו מצב הביניים גבוה יותר מהמצב ההתחלתי והסופי של המולקולה

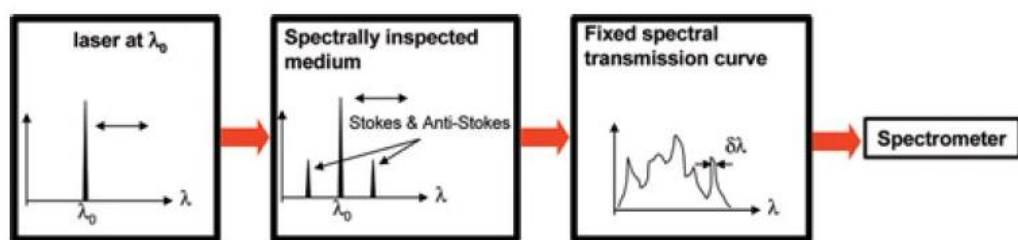
[3]

2. סופר רזולוציה

המושג רזולוציה במערכות הדמיה אופטיות מתאר את היכולת של המערכת להבחין בין שני אלמנטים מרחבים צמודים כאלמנטים שונים ולא לזהותם כאלמנט אחד גדול[1], כיום במערכים אופטיים למחקר חלקיקים הרזולוציה לרוב מוגבלת באיכות הגלאים ותכונותיהם. פתרון אפשרי לבעיה היינו שיטת הסופר רזולוציה אשר בעזרתה ניתן להגדיל את כושר ההפרדה של המערכת בעזרת קידוד המידע המרחבי של האות בממדים שונים כגון זמן, קוהרנטיות, פולריזציה, רמות אפור וכדומה, ולאחר מכן מתבצע תהליך פענוח של המידע שנאסף באמצעות בניית התמונה המרחבית[1,2], תהליך מסוג זה נקרא ריבוב (multiplexing). בניסוי שערכנו השתמשנו בשיטת הריבוב בזמן, אך יש לציין שהמטרה הייתה להגביר את הרזולוציה של ההתפלגות המרחבית עבור הספקטרום המתקבל מהספקטרומטר ולא את המידע המרחבי המתקבל מהאובייקט הנבדק וכך למעשה לשפר את איכות המידע המתקבל מהאובייקט הנבדק.

2.1 תיאור התהליך[2]

הארת האובייקט הנבדק בעזרת לייזר בעל הספק חזק על מנת לקבל אות רמאן מהאובייקט, הקרינה המתקבלת מהאובייקט ממשיכה במסלול אופטי הכולל פילטר (מסנן פברי פרו) מתכוון בעל פונקציית העברה ספקטראלית ידועה מראש, אשר ישמש כתווך קידוד עבור המידע המתקבל מהאלמנט כפי שניתן לראות באיור 5. כאשר בקו הספקטראלי של המסנן קיים אלמנט ספקטראלי דק, נוכל לשפר את הרזולוציה של המערכת בהתאם לאותו אלמנט ספקטראלי באמצעות אוסף דגימות עבור פונקציות העברה שונות המתקבלות מהפילטר. לאחר קבלת הדגימות עמן התווך המקודד (מסנן פברי פרו) נעזר בתכונת מחשב (MATLAB) על מנת לבנות מחדש את התמונה המתקבלת מאוסף הנקודות עבור כל קבוצת דגימות ונשחזר את הספקטרום השלם המתקבל עבור האובייקט הנבדק



איור 5 : סכמה איכותית המתארת את תהליך קידוד המידע התקבל דרך התווך המקודד לספקטרומטר

[2]

2.2 תיאור מתמטי של תהליך הקידוד [1]

בתיאור הבא נסמן את פונקציית הפליטה הספקטרלית של באובייקט לאחר אינטראקציה עם הקרינה הפוגעת (ספקטרום רמאן המתקבל מהאובייקט) כ- $S(\lambda)$ ואת פונקציית העברה הספקטרלית של התווך המקודד (מסנן הפברי פרו) כ- $G(\lambda)$, באופן מעשי ניתן לתאר את התגובה להלם של מכשיר הספקטרומטר (PSF) באופן הבא

$$P(\lambda - \hat{\lambda}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_\lambda} \exp\left(-\frac{(\lambda - \hat{\lambda})^2}{2\sigma_\lambda^2}\right) \quad (2.2.1)$$

פונקציית ההתפלגות גאוסיינית מתארת ההסתברות שהספקטרומטר יזהה שפוטון כעל אורך גל $\hat{\lambda}$ פגע בגלאי כאשר הוא מכויל לזהות פוטון בעל אורך גל λ , σ_λ היא סטיית התקן של ההתפלגות גאוסיינית ופרופורציונאלית לרזולוציה הנוכחית של הספקטרומטר. בנוסף את הסטייה מאורך הגל המרכזי (הערך שנקבע במסנן) נתאר כ- $\delta\lambda = \delta\lambda t$ כאשר t הוא ממד הזמן ו- δ מתאר את מהירות הסריקה הספקטרלית עבור השינוי באורך הגל. הקריאה המתקבלת מהספקטרומטר:

$$\hat{S}(\lambda) = \int S(\hat{\lambda})G(\hat{\lambda} - \delta\lambda t)P(\lambda - \hat{\lambda})d\hat{\lambda} \quad (2.2.2)$$

כעת נגדיר $\tilde{\lambda} - \delta\lambda t \equiv \tilde{\lambda}$ ונקבל

$$\hat{S}(\lambda) = \int S(\tilde{\lambda} + \delta\lambda t)G(\tilde{\lambda})P(\lambda - \tilde{\lambda} + \delta\lambda t)d\tilde{\lambda} \quad (2.2.3)$$

נבצע מיצוע בזמן עבור אוסף הדגימות שהתקבל

$$S_R(\lambda) = \int_{t=0}^{t=T} \hat{S}(\lambda + \delta\lambda t)G(\lambda + \delta\lambda t)dt \quad (2.2.4)$$

כאשר T הוא הזמן הכולל של האינטגרציה, אם נפתח את הביטוי $\hat{S}(\lambda)$ בתוך הביטוי האחרון שקבלנו ונשנה את סדר האינטגרציה נקבל

$$S_R(\lambda) = \int [\int G(\tilde{\lambda} + \delta\lambda t)G(\lambda + \delta\lambda t)dt]S(\tilde{\lambda})P(\lambda - \tilde{\lambda})d\tilde{\lambda} \quad (2.2.5)$$

ולפי תכונת האורתוגונאליות עבור התווך המקודד

$$\int G(\tilde{\lambda} + \delta\lambda t)G(\lambda + \delta\lambda t)dt = \delta(\lambda - \tilde{\lambda}) + k \quad (2.2.6)$$

כאשר נציב את (2.6) בתוך (2.5) נקבל

$$S_R(\lambda) = P(0)S(\lambda) + kS(\lambda) \otimes P(\lambda) \quad (2.2.7)$$

המחובר הראשון מתאר שחזור של הספקטרום השלם של האות המתקבל בגלאי ללא תלות ברזולוציה שלו, ואילו המחובר השני מתאר את המידע שהתקבל מהספקטרומטר ללא אפקט הסופר רזולוציה, בתהליך השחזור נדרש להפחית את המחובר השני. מהתוצאה הסופית וכל למעשה נבטל את התלות ברזולוציה של הספקטרומטר. יש לציין שפונקציית הדלתא שהתקבלה פרופורציונאלית ברוחבה לאלמנט הספקטראלי הדק $\delta\lambda$, לכן הוא האלמנט שקובע את איכות הרזולוציה המתקבלת לאחר התהליך.

גישה יותר מעשית היא להניח כי מהאינטגרל הפנימי נקבל פונקציה רציפה ומאוד צרה (למשל גאוסין) ונתאר את תוצאת האינטגרל הפנימי בהתאם:

$$\int G(\tilde{\lambda} + \delta\lambda t)G(\lambda + \delta\lambda t)dt = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\delta\lambda} \exp\left(-\frac{(\lambda - \tilde{\lambda})^2}{2(\delta\lambda)^2}\right) + k \quad (2.2.8)$$

ובהתאם משוואת השחזור תקבל את הצורה הבאה

$$S_R(\lambda) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\delta\lambda} \exp\left(-\frac{\lambda^2}{2(\delta\lambda)^2}\right) \otimes S(\lambda) + kS(\lambda) \otimes P(\lambda) \quad (2.2.9)$$

ההנחה הנ"ל תקפה מכיוון שפונקציית הגאוסיאן צרה בהרבה מ $P(\lambda)$. המשוואה האחרונה מראה כי הרזולוציה המתקבלת מהתהליך פרופורציונאלית ל $\delta\lambda$ (האלמנט הספקטרלי הצר של התווך המקודד) ולא ל σ_λ (רוחב הפס הספקטרלי של פונקציית ההלם של הספקטרומטר, כלומר הרזולוציה שלו) וכך למעשה נשפר את הרזולוציה הסופית המתקבלת מהספקטרומטר.

מכיוון שנבצע את התהליך באופן בדיד בעזרת תוכנת מחשב נציג את הספקטרום המתקבל בצורה בדידה

$$s_R \approx \delta t \sum_{m=0}^{m=M} \hat{S}(\lambda + \delta vt) G(\lambda + \delta vt) \quad (2.2.10)$$

כאשר δt מייצג את הרזולוציה הזמנית, M את כמות הסכמות ולכן $M\delta t = T$ יש לציין כי כמות הסכמות צריכה לפחות להיות שווה לפקטור הרזולוציה הרצוי

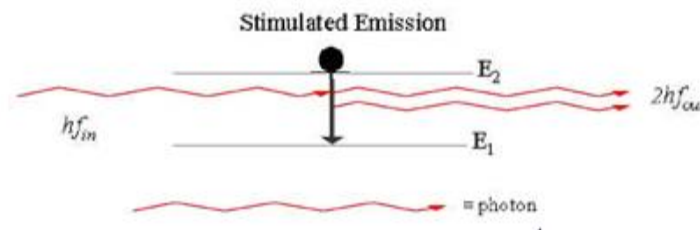
3. פרוט רכיבי הניסוי

3.1 לייזר

3.1.1 עקרונות לזירה [5]

הלייזר (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation) הנו מכשיר המייצר ומגביר אור. האור המופק מהלייזר יוצא בצורת קרן צרה וחזקה. לקרן זו תכונות מיוחדות המבדילות אותה מקרני אור אחרים כגון עוצמה מרוכזת בשטח אלומה צר, מונוכרומאטיות, קוהרנטיות רבה בזמן ובמרחב וזווית התבדרות קטנה. עקרון הפעולה של הלייזר מורכב משלושה גורמים עיקריים:

פליטה מאולצת: בתנאים מתאימים יכול פוטון הפוגע באטום מעורר לגרום לאטום לדעוך במהירות רבה לרמת אנרגיה נמוכה יותר וכך לפלוט פוטון זהה לפוטון הפוגע, ובעוד הפוטון הפוגע ממשיך בתנועתו כאילו לא ארע דבר. תופעה זו מתקיימת בניגוד לתהליך הרגיל, שבו פוטון נבלע ע"י אטום וגורם לאטום להיות מעורר לרמת אנרגיה גבוהה יותר, פליטה זו מתרחשת כאשר הפרש האנרגיות בין רמות המעבר של האטום שווה לאנרגיית הפוטון הפוגע. הפליטה המאולצת (כפי שניתן לראות באיור 8) מאופיינת בכך שהפוטון הנוצר מהתהליך יורש את כל תכונות הפוטון הפוגע כגון אנרגיה, פאזה וכיוון תנועתו, לאחר הפליטה שני הפוטונים אלו חוזרים על התהליך עם אטומים נוספים. על מנת שתתרחש פליטה מאולצת חזקה רוב האטומים בחומר צריכים להיות במצב מעורר, מצב מסוג זה בחומר נקרא היפוך אוכלוסין



איור 6: פליטה מאולצת

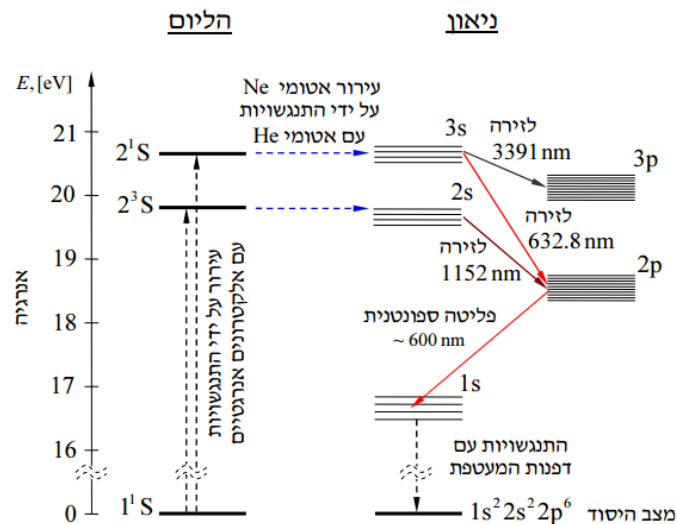
[8]

היפוך אוכלוסין: על מנת שתתרחש פליטה מאולצת חזקה רוב האטומים בחומר צריכים להיות במצב מעורר, המצב מנוחה מרבית האטומים נמצאים במצב ביסוד ולכן יש צורך בהעברת אנרגיה לחומר על מנת ליצור מצב יציב שבו רוב האטומים נמצאים ברמה מעוררת מתאימה.

מהוד אופטי: על מנת לקבל קרן הנעה בכיוון אחיד ולצורך הגברת עוצמת האלומה, ממקמים את הטווח הפעיל בתוך מהוד אופטי המכיל בדרך כלל שתי מראות מקבילות זו לזו וכך רק פוטונים שיפגעו במאונך (או קרוב לאנך) למראה יוחזרו למראה ממול וממנה חזרה וכך הלאה. פוטונים שיפגעו בזווית אחרת ינועו אל מחוץ לתווך ויבלעו. הפוטונים המוחזרים בין שתי המראות יגרמו בדרכם לפליטה מאולצת בכיוונם ובכך יגבירו את זרם הפוטונים הנע במאונך למראות. תנאי למהוד אופטי יציב עבור אורך גל מסוים היינו שאורך המהוד יהיה כפולה שלמה של מחצית אורך גל במקדם השבירה.

3.1.2 לייזר הליום ניאון

לייזר הליום ניאון היינו לייזר גזי בעל שפופרת התפרקות המכילה תערובת של גזי הליום וניאון (לרוב ביחס של 1:5-1:10) הפועל באופן רציף, מעברי הלזירה מתרחשים באטומי ניאון ניטראליים בעוד אטומי ההליום משמשים כמתווכים המעבירים אנרגיית ערור לאטומי הניאון. ערור אטומי ההליום מתרחש, כפי שניתן לראות באיור 9, כאשר זרם חשמלי עובר דרך התרכובת אלקטרוניים מתנגשים עם אטומי ההליום ומעוררים אותם למצבים יציבים למחצה בעלי אנרגיות זהות לאנרגיה הדרושה לערור אטומי הניאון לרמת הלזירה ובעת ההתנגשות עמם עוברים אטומי הניאון לרמות אנרגיה מעוררות, בעת חזרתם למצב היסוד נפלט פוטון בעל אורכי הגל המתאים למעבר בין הרמות המעוררות למצב היסוד



איור 7: תרשים מעברי אנרגיה ולזירה עבור לייזר הליום ניאון

[5]



איור 8: לייזר הליום ניאון He-Ne

[14]

נתוני יצרן של He-Ne Laser 1145P ^[14]

Model Number		1145P
Minimum	Output Power, TEM ₀₀ (mW)	21.0
Laser Class - CDRH		IIIb
Beam Diameter (mm)		0.70
Beam Diameter Tolerance (%)		±3
Beam Divergence (mrad)		1.15
Beam	Divergence Tolerance (%)	±3
Polarization		500:1
Longitudinal	Mode Spacing, Nominal (MHz)	257
RMS Noise		30 Hz - 10 MHz: 0.5%
Wavelength (nm)		632.8
Spatial Mode		TEM ₀₀
Mode Quality, M ²		>95%
Maximum Drift		Mean Power over 8 hrs: ±2
Pointing	Stability after Warm Up (mrad/°C)	After 15 min.: <0.3
Operating Temperature (°C)		-40 to +70
Output Power (mW)		21
Output Type		Free Space
Type of Laser		HeNe

3.2 מסננים (פילטרים)

מסנן אופטי (נקרא גם פילטר) הוא מתקן המאפשר העברה של אור, לפי תכונות מסוימות של האור דוגמת צבע וקיטוב, וחוסם את שאר הקרניים שאינן בעלות אותה התכונה.

3.2.1 סוגי מסננים אופטיים ועקרון פעולה[5]

מסנני בליעה עשויים בדרך כלל מזכוכית או מפלסטיק, שלתוכם הוספה תרכובת אורגנית או אי-אורגנית המסוגלת לבלוע חלק מאורכי הגל של האור הפוגע בה, ומעבירה חלק מהן. כאשר משתמשים בפלסטיק כחומר הבסיס ניתן לייצר גם גיל מסנן, שהוא זול וקל יותר מאלו המבוססים על זכוכית.

מסנן דו-צבעי (Dichroic filter) נוצר כתוצאה מציפוי עדשת זכוכית בסדרת חומרים אופטיים המחזירים את החלק הבלתי רצוי של האור ומעבירים את היתר. מסננים אלו מתאימים במיוחד לעבודה מדעית בשל הדיוק שהם מאפשרים בסינון האור. טווח אורכי הגל שהמסנן מעביר נקבעים על פי העובי של העדשה וכן בסוג החומרים האופטיים המצפים אותה. יחד עם זאת, מסננים אלו יקרים משמעותית ממסנני הבליעה הרגילים ועדינים יותר.

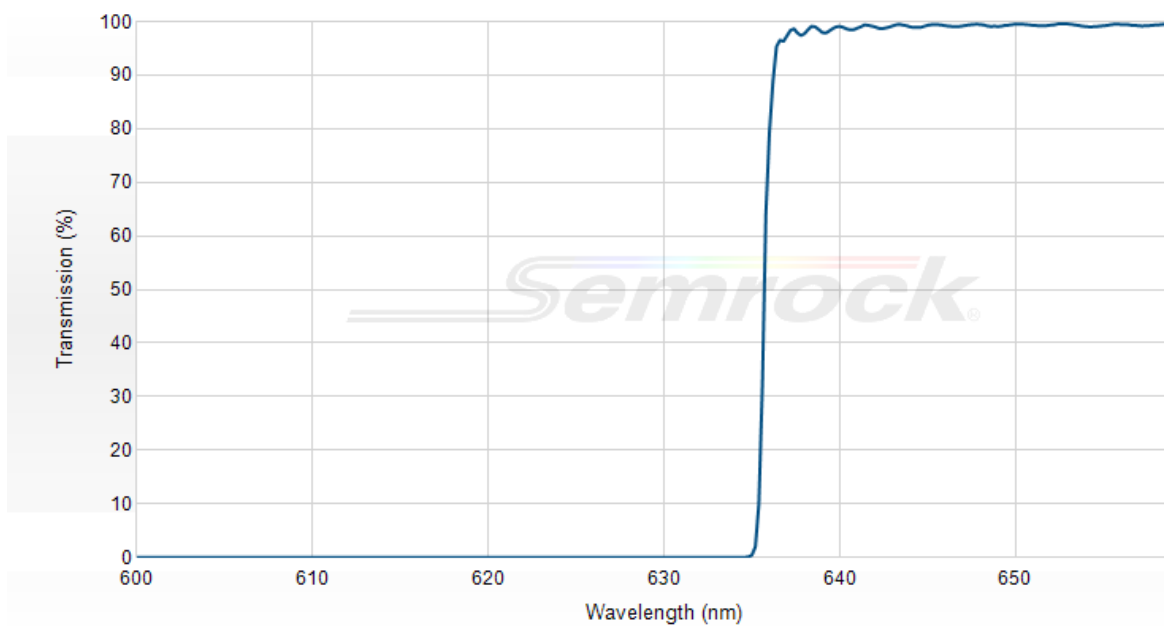
מסנן מונוכרומטי הוא מסנן המעביר טווח צר מאוד של אורכי גל, דהיינו צבע יחיד.

מסנן תת-אדום חוסם קרניים השייכות לטווח התת-אדום, ומעביר את הספקטרום הנראה לעין.

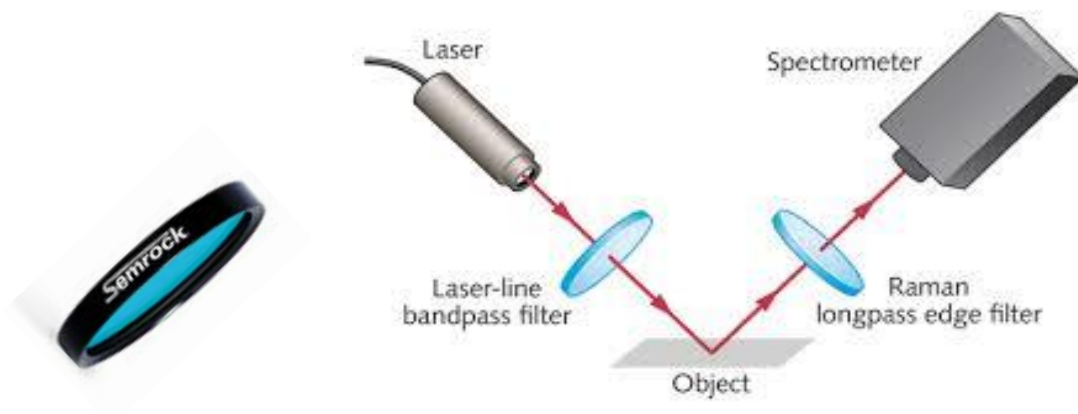
מסנן על-סגול חוסם את האור השייך לטווח העל-סגול ומעביר את הספקטרום הנראה לעין. ציוד צילום וחיישנים דיגיטליים רגישים מאוד לטווח זה של האור, שהוא אנרגטי יותר מהאור הנראה ומהתת-אדום, ולכן משתמשים במסננים מסוג זה כדי למנוע מהם חשיפה אליו. מאחר שהעין האנושית אינה רגישה לעל-סגול וציוד הצילום כן, תמונה שתצולם ללא סינון של טווח אורכי גל זה תיראה שונה ממה שהצלם ראה בעיניו.

3.2.2 Razor Edge® ultra steep [12]

מסנני Razor Edge מאפשרים לראות את האותות החלשים קרוב יותר לקו לייזר, במיוחד עבור יישומי ספקטרוסקופית רמאן. עם הפחתה חזקה של קו לייזר עמוק החוסם אולטרה-ויולט ו passbands בעלי אדוות נמוכות. כמו כן משמש כמראה המחזירה את התדרים הנמוכים מתדר המעבר



איור 9 : פונקציית ההעברה אופטית של SemRock RELP filter [12]



איור 10 : סכמת מעבר האור מהלייזר דרך האובייקט דרך RELP ועד הספקטרומטר [12]

3.3 מראות [13]

מראה היא התקן בעל משטח פנים המחזיר את קרני האור. המראה השטוחה הנפוצה עשויה זכוכית ועל פניה האחוריים מונחת שכבה דקה של מתכת כלשהי (לרוב כסף) כך שהנוף שמולה משתקף עליה.

3.3.1 מראה דיאלקטרית,

הידועה גם כמראה בראג, היא סוג מראה המורכבת ממספר של שכבות דקות של חומר דיאלקטרי, בדרך כלל על מצע זכוכית או חומר אופטי אחר. על ידי בחירה נכונה של הסוג ועובי השכבות דיאלקטריות, אפשר לעצב ציפוי אופטי עם רפלקטיביות באורכי גל שונים של האור.. מראות מסוג זה נפוצים מאוד בניסויים אופטיים בשל השיטות המשופרות המאפשרות ייצור זול של מראות באיכות גבוהה.

3.3.2 עיקרון פעולה

עיקרון הפעולה של מראה דיאלקטרית מבוסס על הפרעה של אור המוחזר מהשכבות השונות של מחסנית דיאלקטרית, כפי שניתן לראות באיור 13. זהו אותו עיקרון בשימוש ציפויים רב שכבתיים נגד השתתפויות, אשר מספר רב של שכבות דיאלקטריות אשר עוצבו כדי למזער ולא למקסם רפלקטיביות. מראות דיאלקטריות פשוטות מתפקדות כמו גבישי פוטונים חד ממדיים, מורכבות מערימה של שכבות עם מקדם שבירה גבוהה משולבת עם שכבות בעלות מקדם שבירה נמוך (ראה איור). עובי השכבות נבחר בצורה כזו שההבדלים באורך נתיב השתתפויות משכבות גבוה במדד שונה הם בכפולות שלמות של אורך הגל.



איור 11: מראה דיאלקטרית בעלת שכבות עם מקדם שבירה גבוה משולבת עם שכבות בעלות מקדם שבירה נמוך [13]

נתוני יצרן של המראה הדיאלקטרית שהשתמשנו במערך (BB-E2) [13]

Specifications	
Material	Fused Silica
Surface Flatness	$\lambda/10$
Surface Quality	10-5 Scratch-Dig
Back Surface	Fine Ground
Clear Aperture	>85% of Diameter (Round) >90% of Dimension (Square)
Parallelism	≤ 3 arcmin

3.4 עדשות [13]

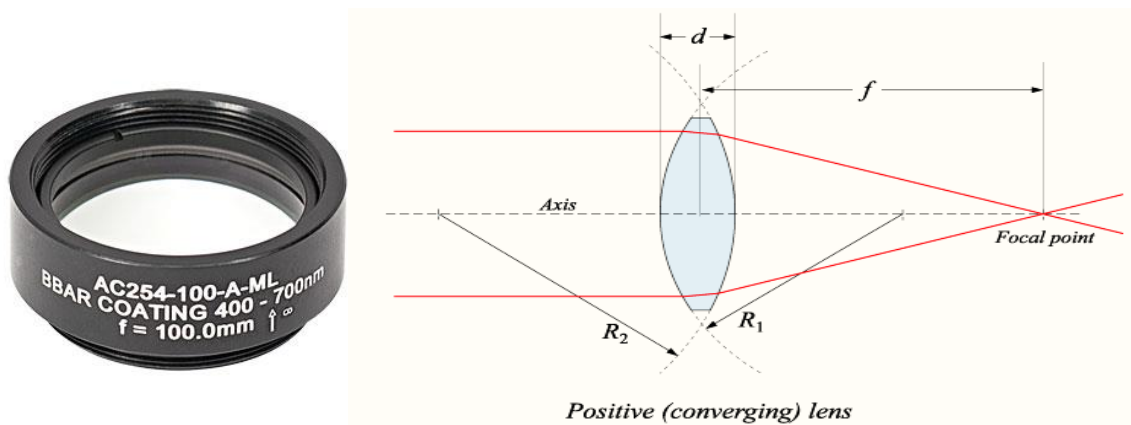
עדשה היא רכיב אופטי (לרוב שקוף) המשמש להסטת קרני אור ויצירת תופעות אופטיות של מיקוד או פיזור של אור. עדשות עשויות בדרך כלל מזכוכית שעברה תהליכי עיבוד שנועדו למטרה מוגדרת.

עדשות הן רכיב הכרחי במכשירים רבים ומגוונים, בעיקר מערכות אופטיות כמו מצלמה וכו'.

בניסוי שלנו אנו משתמשים בעדשות ומראות לכוונון המערך

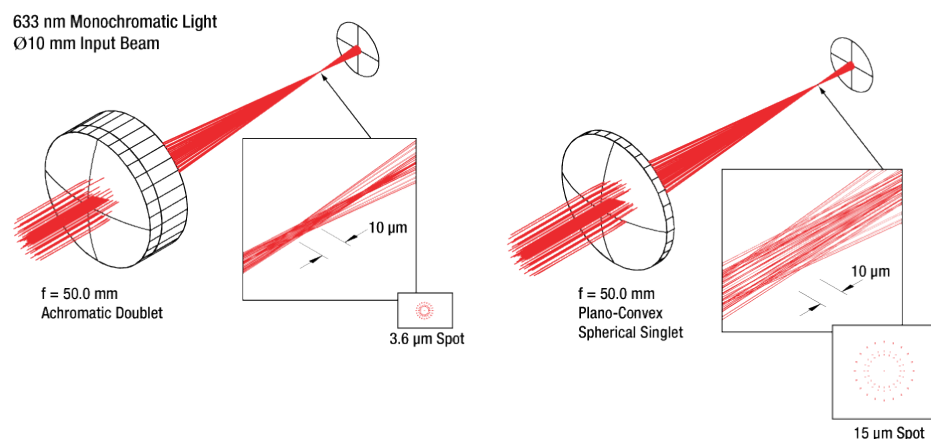
3.4.1 עדשה מרכזת

עדשות יכולות להיות פשוטות, כלומר עשויות מעדשה אחת בודדת. עדשות אלו נקראות בשפה המקצועית סינגלט, מהמילה האנגלית single (יחיד). עדשות שימושיות יותר הן עדשות מורכבות שעשויות ממספר עדשות בודדות כפי שניתן לראות באיור 15. כאשר מתייחסים לעדשה, ללא פירוט, הכוונה היא בדרך כלל לעדשה מורכבת.



איור 12 : עדשה מרכזת
[13]

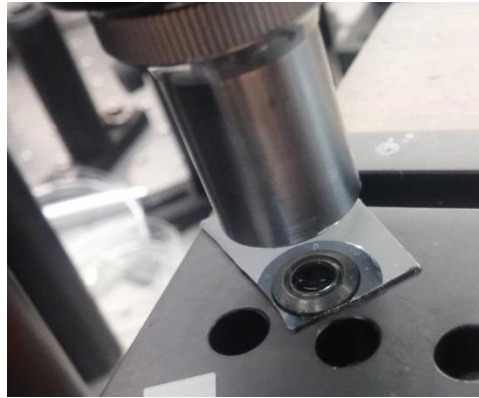
עדשה מרכזת כפי שניתן לראות באיור 14, היא עדשה הממקדת קרני אור מקבילות לנקודה במישור המוקד שלה (ראו איור). דוגמה לעדשה כזו היא עדשת המצלמה. עדשה מפזרת, לעומת זאת, היא עדשה המפזרת קרניים מקבילות. גם לעדשה כזו יש מוקד, אך העדשה אינה גורמת לקרניים מקבילות להתרכז בו, אלא הקרניים מפוזרות כך שהן נראות כאילו יצאו מנקודת המוקד



איור 13 : עדשה מרכזת singlet vs doublet
[13]

3.4.2 עדשת אובייקטיב [15]

עדשת האובייקטיב היא רכיב אופטי שתפקידו לאסוף אור מהדגימה ולהגדיל את הדמות המתקבלת ממנו, עדשות מסוג זה לרוב בעלות מרחק מוקד קצר מאוד ומאופיינות על ידי עוצמת ההגדלה והמפתח הנומרי שלהם. רכיב זה מכיל מספר עדשות פשוטות מסוגים שונים בצירופים ומרחקים שונים על מנת להתגבר על עיוותים אופטיים שונים (כגון אברציה כרומית, אברציה ספרית וכ'). בנוסף החלל בין העדשות מלא בנוזל שמטרתו לתאם את מקדמי השבירה של העדשות ולהקטין את זווית השבירה של האור כאשר הוא מתקדם בתוכו



איור 14 : עדשת האובייקטיב שבה השתמשנו לריכוז האור המתקבל מהאובייקט

בניסוי שלנו השתמשנו באובייקטיב, כפי שניתן לראות באיור 16, בעל יכולת הגדלה פי מאה מחברת Newport, אשר ממוקם במסלול אופטי הכולל מראות דיאלקטריות שבו הקרן מוסטת מהמסלול העיקרי שלה מגיעה לדגימה ומוחזרת ממנו בחזרה

נתוני יצרן של עדשת האובייקט שבה השתמשנו בניסוי [15]

Model	M-100X
Magnification	100x
Wavelength Range	400-700 nm
Effective Focal Length	16.5 mm
Working Distance	5.5 mm
Input Beam Diameter	5.5 mm

3.5. אינטרפרומטר פברי-פרו (Fabry-Perot Interferometer) [5]

כדי להבין מהו אינטרפרומטר פברי פרו תחילה נסביר אודות אינטרפרומטריה ונגדיר מהו מהוד אופטי (אינטרפרומטר)

אינטרפרומטריה היא טכניקה שמבוססת על פיצול חזית גל ואיחודה מחדש תוך ניצול ההתאבכות בין חזיתות הגלים המפוצלות לאחר שהתאחדו. למרות שאינטרפרומטרים ניתן עקרונית לבנות בכל הספקטרום האלקטרומגנטי השימוש העיקרי הוא בתחום האופטי על ידי פיצול קרני אור. התמונה שתתקבל באמצעות האינטרפרומטר נותנת מידע על הפרש הדרכים האופטיות בין שתי הקרניים ביחס לאורך הגל של האור. בידיעת אורך הגל של האור ניתן למדוד שינויים זעירים בדרך האופטית, ולכן זוהי אחת הדרכים המדויקות ביותר למדידת שינויים במרחק. ציוד מדידה למדידה מדויקת של טיב פני שטח או חישת ויברציה משתמש באינטרפרומטריה

מהוד אופטי (אינטרפרומטר) מורכב מזוג מראות מישוריות מקבילות המחזירות חלקית והמרוחקות במרחק של מילימטרים עד סנטימטרים בודדים זו מזו. ההארה מושגת על ידי הצבת מקור אור נקודתי במישור מוקד של עדשה מרכזת הגורמת לקרני האור להיות מקבילות זו לזו. לאחר מכן קרני האור עוברות דרך המהוד האופטי ודרך עדשה מרכזת לקבלת תבנית ההתאבכות הנוצרת בצורת טבעות מעגליות. חדות הטבעות הללו תלויה במידת ההחזרה של המראות המישוריות במהוד, ככל שמידת ההחזרה גבוהה יותר כך החדות ויכולת ההבחנה בין טבעות ההתאבכות גבוהה יותר.

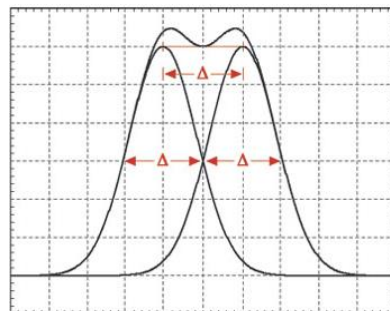
מהוד אופטי הוא מהוד המתאים לאורכי גל מסוימים בלבד, כך שאורך המהוד שווה למספר שלם של חצאי אורכי גל :

$$L = n \frac{\lambda}{2} \quad (3.5.1)$$

כאשר L הוא האורך האופטי של המהוד λ , הוא אורך הגל ו n -הוא מספר שלם. בדרך-כלל מהוד אופטי מתקבל על ידי הצבת זוג מראות זו מזו.

אינטרפרומטר פברי-פרו כפי שניתן לראות באיור 17, הוא מכשיר אופטי המורכב משני מישורים (מראות) מקבילים, בעלי מקדמי החזרה גבוהים, הממוקמים במרחק קטן זה מזה. מרחק המראות משתנה בהתאם למתח שנקבע מראש מעביר חלקים שונים מסך הקרינה

המראות נמצאות במרחק d זו מזו. התווך שבין שתי המראות הוא בעל מקדם השבירה N . מקדם השבירה של התווך שמחוץ לאינטרפרומטר. המראות מאופיינות על ידי מקדמי ההחזרה לאמפליטודה ועל ידי מקדמי ההעברה לאמפליטודה



איור 15 : גרף ההפרדה של שני גלים ספקטראליים ומכשיר הפברי הפרו על שולחן אופטי [13]

נתוני יצרן של הפברי פרו שהשתמשנו במערך (SA200)
[13]

Item # Prefix	SA200
Free Spectral Range (FSR)	10 GHz
Finesse	150 (Minimum) 180 (Typical)
Resolution	67 MHz
Cavity Length	7.5 mm
Mirror Substrate	UV Fused Silica ^a

כדי להבין מהו ספקטרומטר סריג תחילה נסביר אודות ספקטרוסקופיה ונגדיר מהו ספקטרומטר אופטי. ספקטרוסקופיה הוא תחום מחקר שבו נמדד ספקטרום של רמות אנרגיה או ספקטרום של תדרי קרינה אלקטרומגנטית, כמו למשל תדרי אור. שיטות ספקטרוסקופיות נפוצות בכימיה, בפיזיקה ובביולוגיה, והן משמשות פעמים רבות לזיהוי חומרים.

המכשירים המשמשים לספקטרוסקופיה קרויים ספקטרומטר, אם כי ההבדלים ביניהם גדולים ולכל אחד שם המייחד אותו. משותף למכשירי ספקטרוסקופיה רבים הוא שלב הפרדה בין הקרינה המשמשת לעירור המערכת הנבדקת לבין הקרינה הנפלטת מהמערכת והפרדת הקרינה הנפלטת לרכיביה. הפרדה זו מתבצעת למשל על ידי סינון אורך גל מסוים על ידי מערך של סריגים מונוכרומטור או הפרדה מרחבית על פריזמה או אלמנט הולוגרפי.

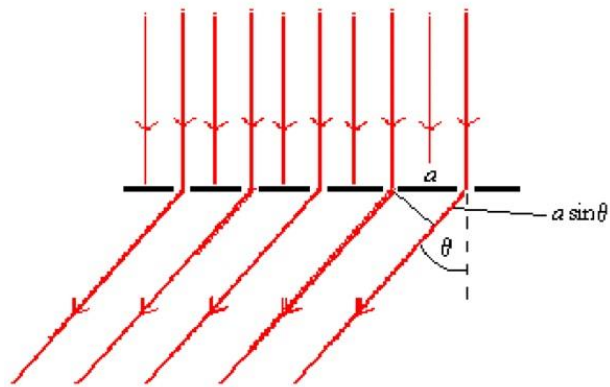
במיקרוביולוגיה ובכימיה משמשת הספקטרוסקופיה לעתים קרובות לא לזיהוי ישיר של חומרים, אלא לזיהוי עקיף של מספר גורמים אחרים:

נוכחות מיקרואורגניזמים (חיידקים בעיקר) בתמיסה. רעלנים בנוזלים או חיידקים הגורמים לעכירות בתמיסה, אותה ניתן למדוד בצורה מדויקת בעזרת הספקטרומטר ולחשב בצורה מדויקת למדי את ריכוז החיידקים בתמיסה.

ספקטרומטר אופטי הוא מכשיר מדידה אופטי לצפייה בספקטרום קרינה של גופים. ספקטרוסקופיה אופטית משמשת לזיהוי של יסודות ומולקולות, הן בתרכובות כימיות במעבדה והן בחלל החיצון. בין ההישגים הבולטים של הספקטרוסקופיה נמנים מדידת ספקטרום אטום המימן שהביאה לפריצות דרך משמעותיות בתורת הקוונטים (כגון בניית מודל האטום של בוהר) וגילוי יסודות חדשים, ביניהם ההליום.

ישנם ספקטרומטרים בתצורות שונות רבות, המשותף לכולם הוא שבירת האור לרכיביו, כלומר הפיכת אור לקשת צבעים. מרבית הספקטרומטרים מבוססים על שימוש במנסרה, סריג או סיב אופטי. בספקטרומטר מבוסס סריג אור המוחזר על ידי סריג יוצר תבנית התאבכות על המסך, ומיקומן של נקודות האור תלוי באורך הגל.

במערך הניסוי שלנו אנו עובדים עם ספקטרומטר סריג, הסריג בעל מבנה מחזורי של הרבה סדקים מקבילים במישרת נסמן ב- a את המרחק בין מרכזי סדקים שכנים. כדי להבין את עקרון פעולתו של סריג נתאר אלומות קרניים מקבילות באורך גל למדה הפוגעות בניצב למישור הסריג (ראה איור 7) לפי עקרון הויגנס כל נקודה על הסדק המואר מהווה מקור אור בפני עצמו. אם כן סדק צר מתנהג כמקור אור המקרין לכל הכיוונים במישור. הקרניים המקבילות הפוגעות בסריג נפלטות מאותו אטום של המקור ובאותו הזמן, ולכן שני הסדקים השכנים פועלים כשני מקורות אור קוהרנטיים שהם בעלי אותה תדירות והפרש פאזה ביניהם נשאר קבוע בזמן.



איור 16 : מעבר קרני אור דרך סדקים סמוכים
[5]

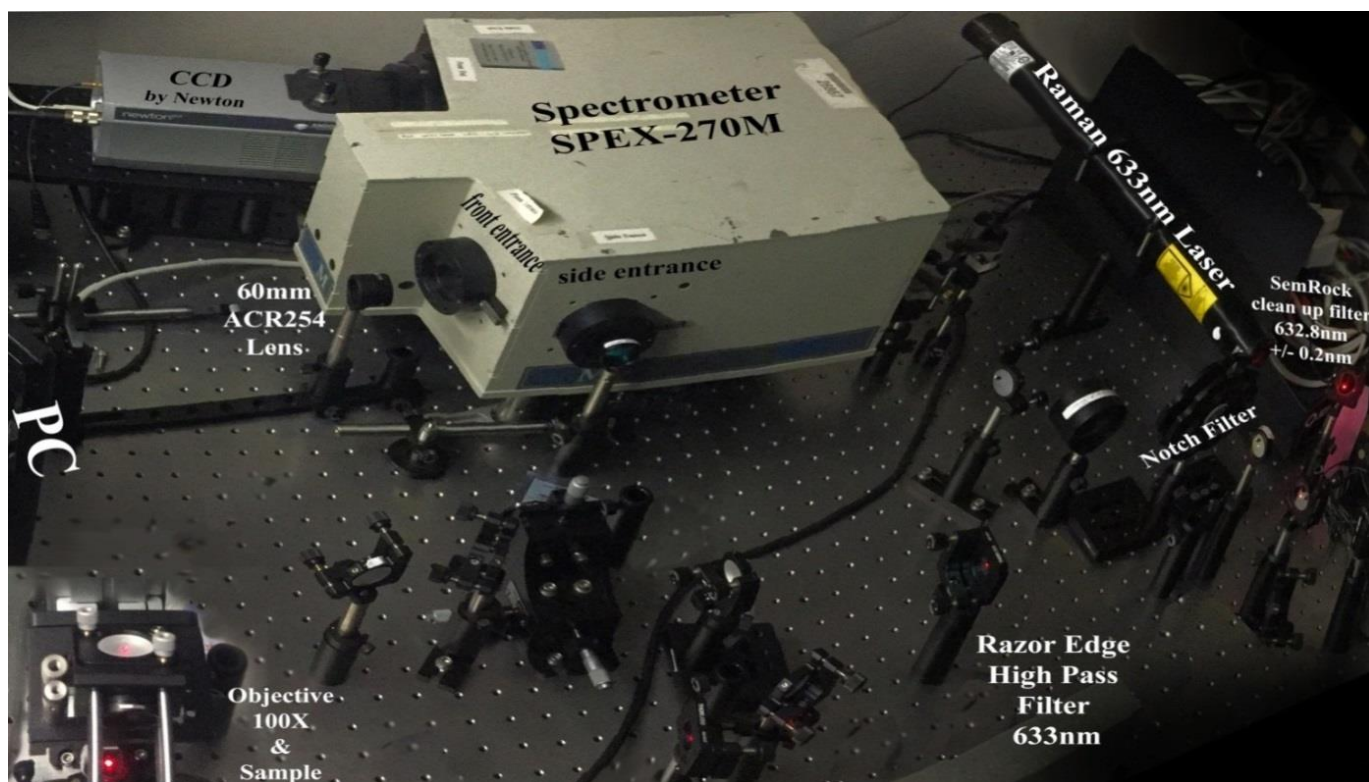
נסתכל באיור 18 על קרניים של סדקים שכנים העוזבות את הסריג בזווית θ . התנאי לכך שהקרניים של מערכת הסדקים יתנו התאבכות בונה הוא שהפרש הדרכים האופטיות של קרניים שכנות יהיה כפולה שלמה של אורך הגל. ניתן לראות שהקרן הימנית עושה דרך אופטית שארוכה ב $a \sin \theta$ מהדרך של הקרן השכנה. ע"י דרישה שדרך זאת תהיה שווה לכפולה שלמה של אורך הגל נקבל את המשוואה הבאה :

$$\sin(\theta) = \frac{n\lambda}{a} \quad (3.6.1)$$

כאשר $n=1,2,3,\dots$ הוא מספר טבעי הנקרא סדר ההתאבכות.

מערך הניסוי

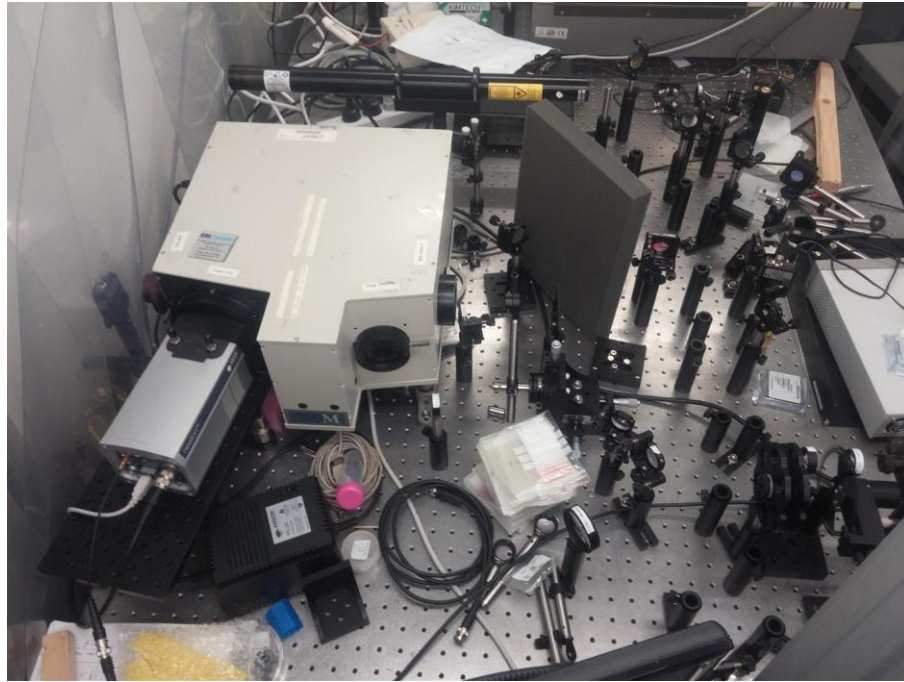
להלן תמונה של המערך המקורי ללא האינטרפורמטר, יש לציין כי בשולחן האופטי שבו עבדנו התבצעו ניסויים נוספים ולכן מופיע מקרא ליד הרכיבים הרלוונטיים,



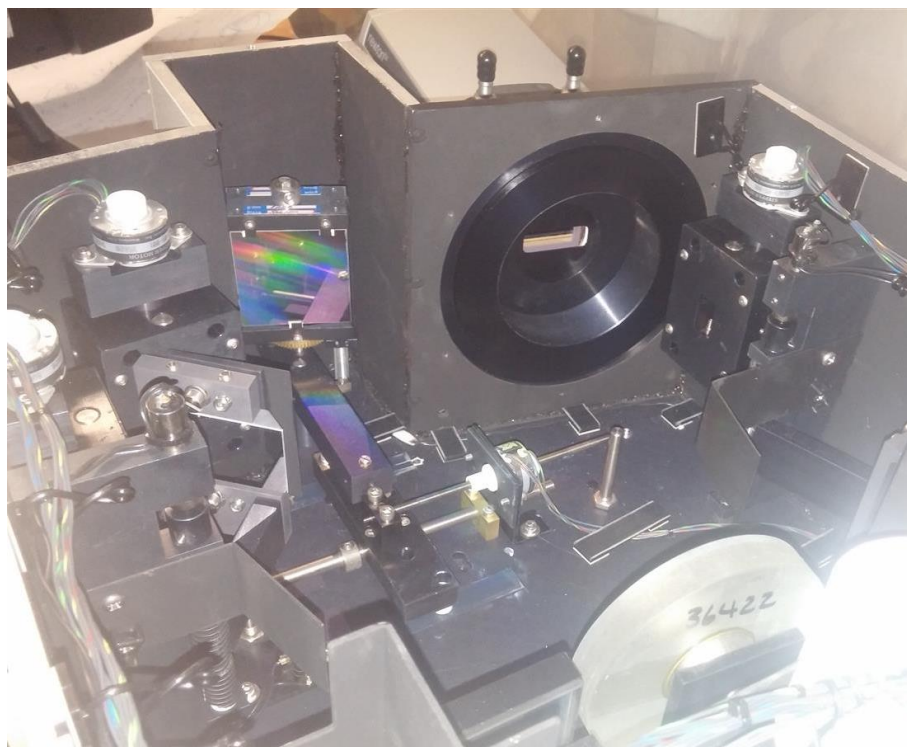
איור 17: תמונה של המערך המקורי

תמונות מערך הניסוי

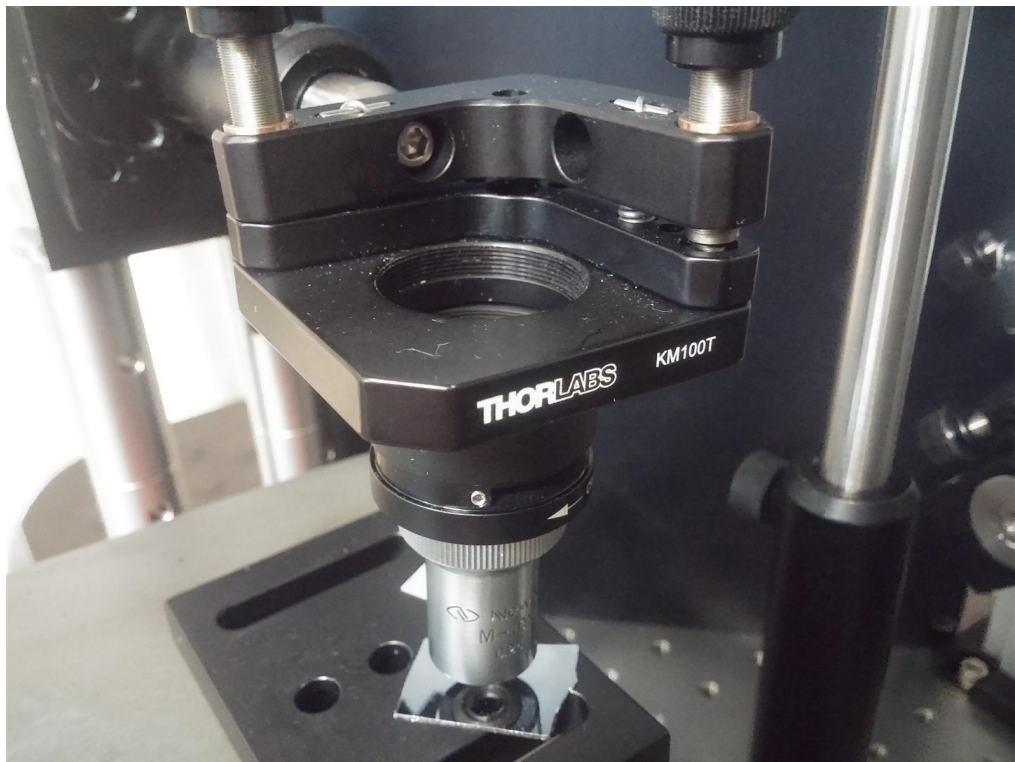
על מנת להבין את המורכבות של מערכים אופטיים והרכיבים המעורבים בהם, בעמודים הבאים נציג תמונות של המערך ממספר זוויות שונות והתמקדות על הספקטרומטר ופיסת הסיליקון.



איור 20 : מערך הניסוי – תמונה מקדימה



איור 21 : מבט לתוך הספקטרומטר

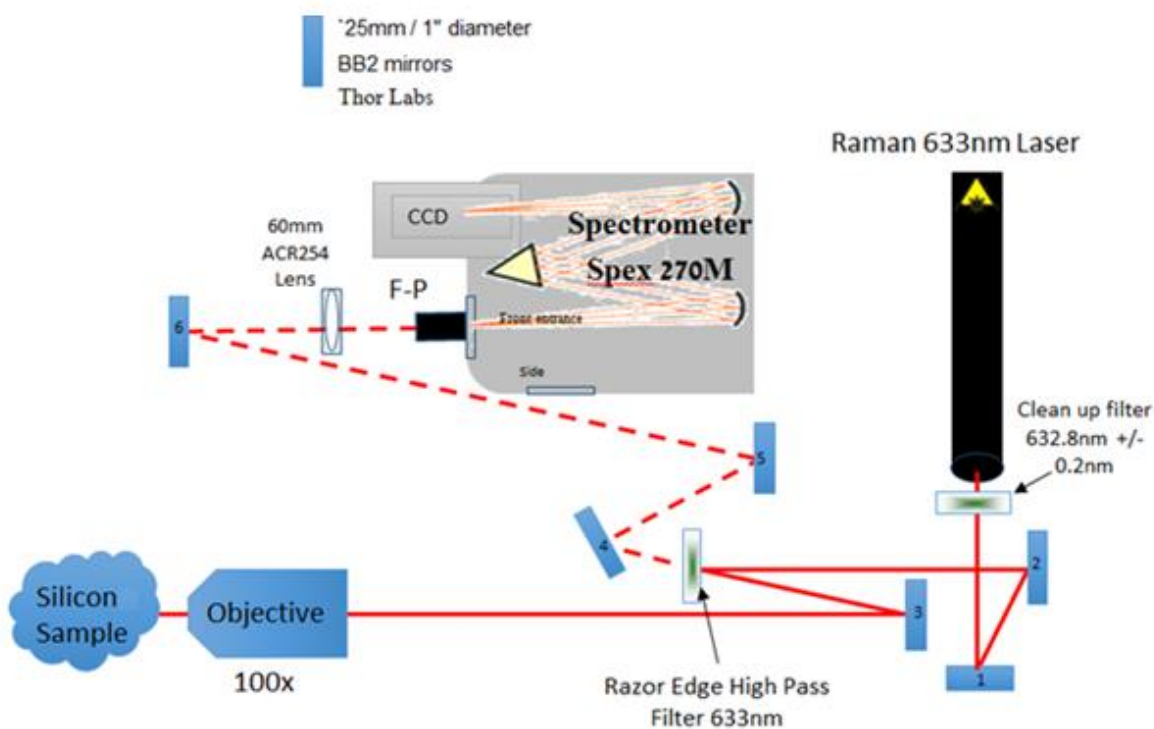


איור 22: עדשת האובייקטיב ודגימת הסיליקון

הסבר מהלך הקרן ותיאור הניסוי

מהלך הקרן

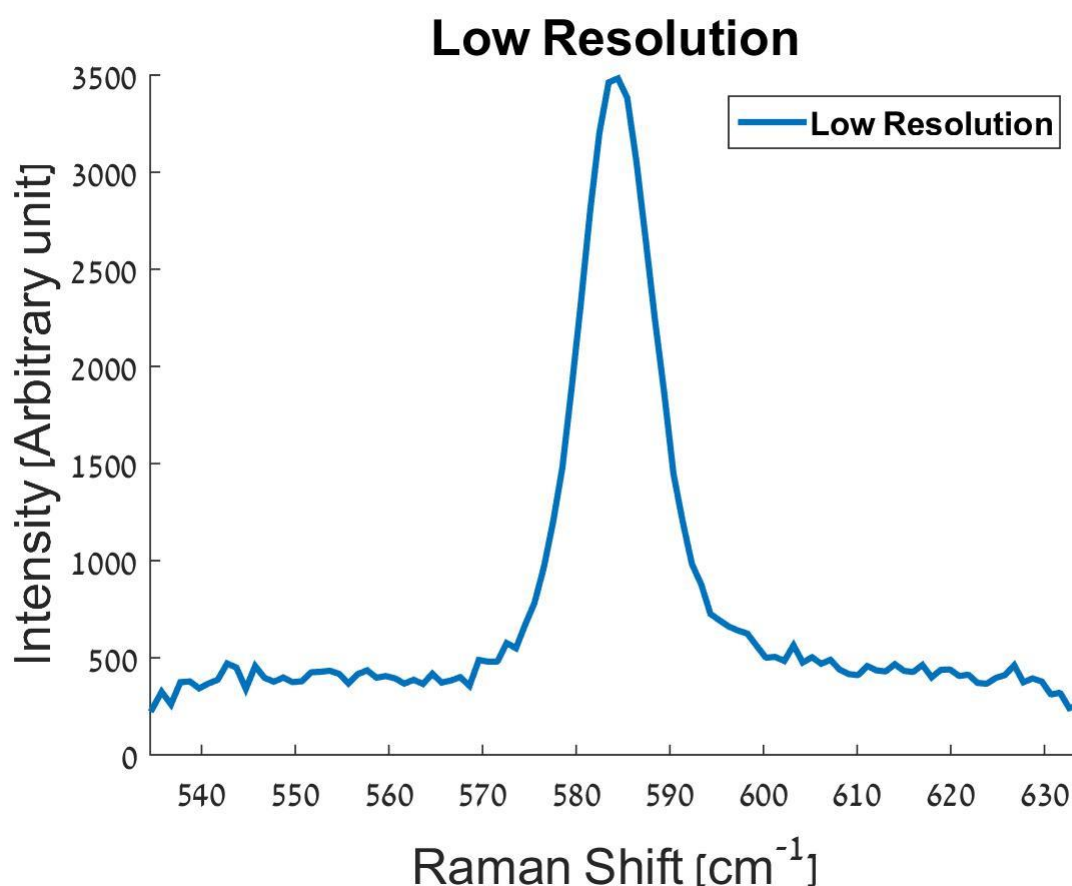
הקרן הנפלטת מהלייזר עוברת תחילה דרך מסנן מסוג *Cleanup Filter* שתפקידו להפחית רעשי רקע הקרובים לאורך הגל של הלייזר בכניסה למערך, לאחר מכן מוחזרת דרך מראות 1 ו 2 אל פילטר נוסף מסוג *Razor Edge Filter* אשר מחזיר את מרבית הקרינה באורך הגל של הלייזר אל מראה מספר 3 ומשם דרך מראת האובייקטיב אל פיסת הסיליקון. לאחר האינטראקציה עם החומר הקרן מוחזרת דרך מראה מספר 3 חזרה אל ה *Razor Edge Filter* אך הפעם הקרינה בעלת התדרים הנמוכים יותר מועברים דרכה במלואם (הקרינה הנ"ל מכילה בתוכה את אות הרמאן, בנוסף יש לציין כי חלק מהקרינה בעלת התדרים המרכזיים עוברת גם היא אך בעוצמה חלשה בהרבה מהעוצמה ההתחלתית שלה). ומוחזרת דרך מראות 4,5,6 אל העדשה שתפקידה למקד את הקרן לתוך האינטרפורמטר פברי-פרו אשר מעביר חלק מהקרינה בהתאם למתח שנקבע עבור כל דגימה ומשם אל הספקטרומטר, דרך המפתח הצדדי. בתוך הספקטרומטר ישנו סריג שכשאר קרן האור עוברת דרכו נוצרת תבנית התאבכות על מערך ה *CCD* ולפי מיקום נקודות הקרינה נקבע אורך הגל.



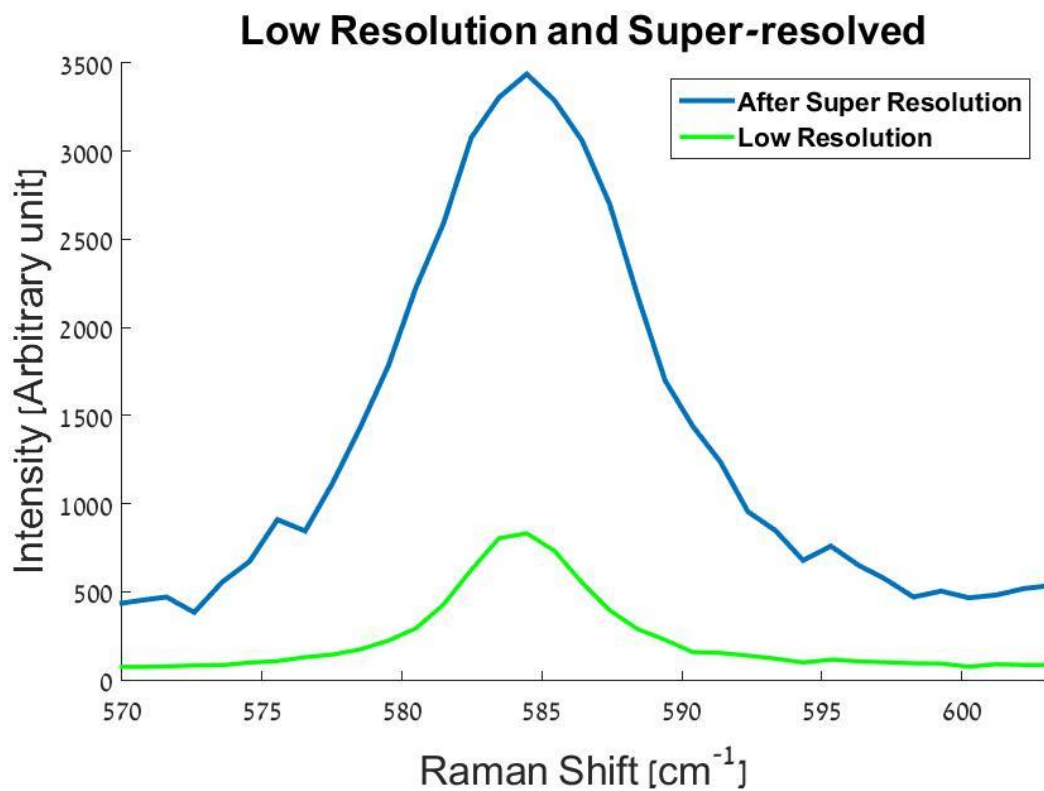
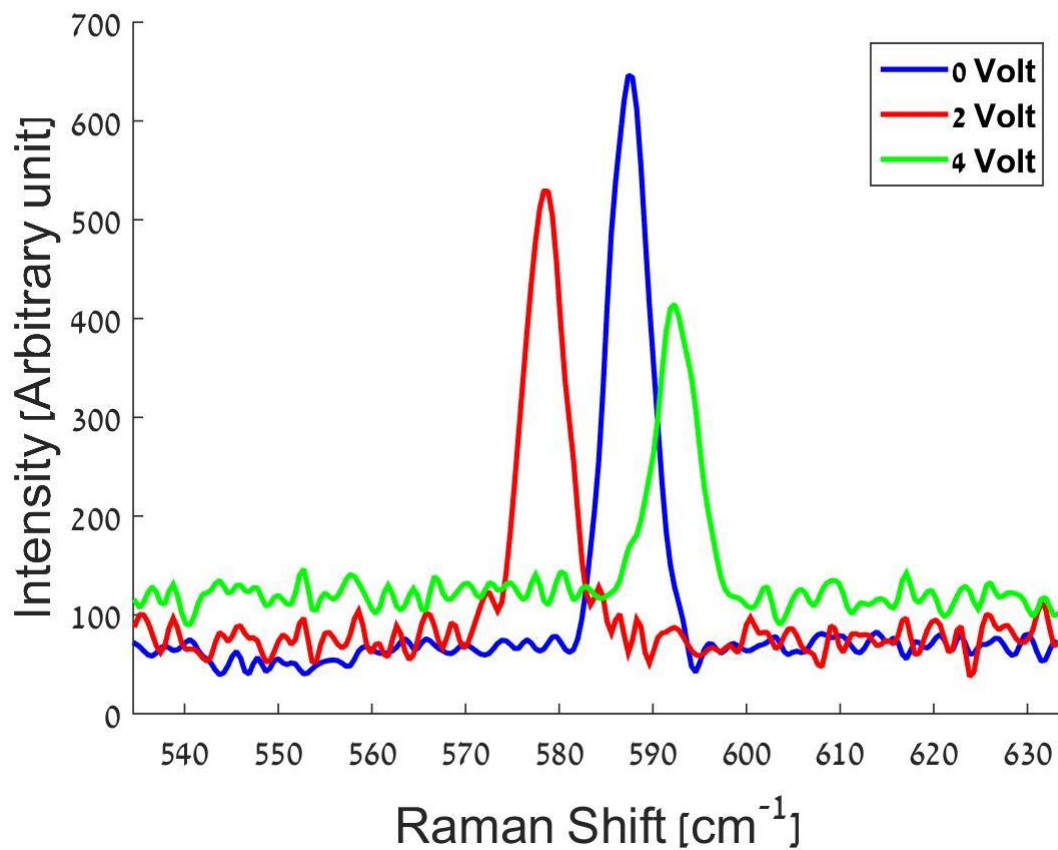
איור 23 : סקיצה של המערך

תיאור הניסוי

בשלב הראשון של הניסוי ביצענו מדידה מהמערך ההתחלתי של הניסוי ללא אינטרפרומטר פברי פרו, הקו הספקטרלי שהתקבל הכיל בתוכו peak הנובע מאפקט רמאן אך בעל רזולוציה נמוכה כפי שניתן לראות באיור מספר 24. לאחר מכן הוספנו את האינטרפרומטר למערך, מהלך שהצריך אופטימיזציה למערך הקיים וכיול אופטי מסובך אך בסופו הצלחנו למצוא נקודת עבודה יציבה, ובהמשך, על מנת לשנות את התגובה הספקטרלית של המסנן שינינו את מתח ההזנה שלו מ-0 עד 8 volt בקפיצות של 0.5 volt, וזאת על מנת לסרוק את התדרים המתקבלים מן הדגימה לאורך FSR שלם של האינטרפרומטר, הדגימות מן הפברי-פרו נאספו בטכניקת צבירה על מנת להגביר את עוצמת האות המתקבל ללא הגברה משמעותית של הרעש. באיור מספר 25 ניתן לראות שלושה דגימות מייצגות שהתקבלו לאחר הוספת האינטרפרומטר במתחים שונים. השלב האחרון בניסוי היה הפעלת האלגוריתם על כל הדגימות ובניית תמונה ספקטרלית בעלת רזולוציה משופרת, באיור 26 ניתן לראות את ההבדלים בין הקווים הספקטראליים לפני ואחרי תפעלת האלגוריתם יש לציין כי הכפלנו את וקטור הערכים שהתקבל עבור תוצאת האלגוריתם במקדם חיובי על מנת להרים את הגרף לצורך ההשוואה.



איור 24: קו ספקטרלי המתקבל ישירות מן הספקטרומטר ללא המסנן האופטי



איור 26 : השוואה בין הרזולוציה של הקווים הספקטרליים

תוצאות ומסקנות

ניתוח תוצאות

כפי שניתן לראות באיור מספר 26 בעמוד 38, אכן התקבל שיפור ברזולוציה של אות הרמאן מפסת הסיליקון לאחר הוספת המסנן האופטי, ובניית התמונה המרחבית מהדגימות בעזרת האלגוריתם. מחצית המקסימום שהתקבל עבור הדגימה היישר מהספקטרומטר ללא האינטרפורמטר הינו $[cm^{-1}]$ 10.87 ולעומתו, לאחר הפעלת האלגוריתם על אוסף הדגימות מהפברי פרו והקריאה הראשונה בלעדיו, רוחב הפס שהתקבל הוא $[cm^{-1}]$ 5.934, כלומר התקבל שיפור ביחס של 1:1.83.

בניסויים אחרים שהתבצעו על פיסת סיליקון טהורה, רוחב מחצית הגובה של הקו הספקטרלי שנמדד היינו $[cm^{-1}]$ 6 [16], ישנה התאמה בן תוצאות הניסוי שערכנו לתוצאות ניסויים קודמים.

מסקנות

1. אנו רואים כי אכן ניתן לבצע שיפור רזולוציה בעזרת האלגוריתם וניתן לממש את השיטה על פיסות המורכבות משילוב של יותר מיסוד אחד עם קוים ספקטריים סמוכים
2. קיימת אפשרות להשתמש בספק מתח בעל אינטרוול גדול יותר ולאסוף יותר דגימות ממתחים שונים וזאת על מנת לעבור על הFSR של האינטרפורמטר יותר מפעם אחת לצורך בדיקת הספקטרום שהתקבל כאשר בודקים פיסות שעבורם אין מידע קודם.
3. נתקלנו במספר בעיות בשלב של הוספת האינטרפורמטר למערך בעיקר מבחינת הפחתת עוצמת הקרינה ולכן נמליץ להשתמש בפילטר עם הנמכה זהה לזו של האינטרפורמטר על מנת להתגבר על מכשול זה.
4. ניתן לשלב לייזר נוסף במערך ועל ידיו להגביר את המצב האנרגטי של החומר וכתוצאה מכך נקבל אות בעל עוצמה גדולה יותר (פיזור רמאן מסוג CASRS)

1. Dror Malka, Garry Berkovic, Yair Hammer & Zeev Zalevsky (2013): Super-Resolved Raman Spectroscopy, Spectroscopy Letters: An International Journal for Rapid Communication, 46:4, 307-313
2. Dror Malka , Garry Berkovic , Yaakov Tischler & Zeev Zalevsky (2015) Super-Resolved Raman Spectra of Toluene and Toluene–Chlorobenzene Mixture, Spectroscopy Letters: An International Journal for Rapid Communication, 48:6, 431-435, DOI: 10.1080/00387010.2014.905960
3. Raman Scattering Fundamentals, encyclopedia of analytical chemistry, juregenpopp and wolfgangkiefner university of wuzburg ,240-256
4. A Unified Treatment of the Theory of Raman Scattering by Molecules,Derek A. Long, University of Bradford UK, 23-35
5. Professor Boris Apter, Introduction to Modern Optics and Electrooptics, Lecture 9:5-15
6. D Long. Early History of the Raman effect Inv Rev Phys Chem 7:314-349, 1988
7. Richard L. McCreery,Raman Spectroscopy for chemical analysis Vol 157, "A Wiley interscience publication 5:73-79
8. John R. Ferraro,Kazuo Nakamoto, Introductory Raman Spectroscopy, Academic Press Inc. 3:142-147
9. Norman B, Colthup, Lawrence H. Daly, Stephen E. Wiberley, Introduction to Infrared and Raman Spectroscopy 2nd edition, Academic Press, Inc. 2:114-134
10. L.A.K Staveley, The Characterization of Chemical Purity: Organic Compounds, The Inrganic Chemistry Laboratory University of Oxford, 1:1-8

11. פרס נובל בפיסיקה 1981: הספקטרוסקופיה מושלת בכיפה, "מדע" - עיתון מדעי לכל, כרך כ"ו חוברת מספר 3, מאי 1982. הוצאת מוסד ויצמן לפירסומים במדעי הטבע והטכנולוגיה. 1-4

Sites Used for component Specs:

12. <https://www.semrock.com>
13. <http://www.thorlabs.com>
14. <http://www.edmundoptics.com>
15. <http://www.olympusmicro.com/>
16. P. Kamyczek, E. Placzek-Popko, Z. R. Zytkeiwicz, Z. Gumienny, E. Zielony et al:
Structural and optical characterization of GaN nanowires: JOURNAL OF APPLIED
PHYSICS 113, 204303

8. נספחים

1. גאנט

פעילות/חודש	חודש 1	חודש 2	חודש 3	חודש 4	חודש 5	חודש 6	חודש 7	חודש 8
חקר הנושא וסביבת העבודה	X							
תכנון המעגל החשמלי על כל רכיביו		X						
בחירה של רכיבים מתאימים והזמנתם		X						
פיתוח אלגוריתם מדידה		X	X					
דו"ח ביניים			X					
כתיבת תוכנה			X	X				
סימולציה תוכנה/ אלגוריתם				X				
בניית המערכת ואינטגרציה בין רכיביו				X	X			
אינטגרציה בין התוכנה ורכיבי החומרה				X	X			
בדיקת תפקוד ותקינות המערכת, מדידות ב שטח						X	X	
כתיבת ספר פרויקט						X	X	X

א. סיכונים

1. סיכון בהשגת מטרות הפרויקט

כמות הריכוז הנדרשת לזיהוי אות ה-Raman

2. כיצד נתמודד עם סיכונים אלו :

נבצע דגימות עם ריכוז גבוה יותר

