

NRCN-392

INIS DOCUMENT

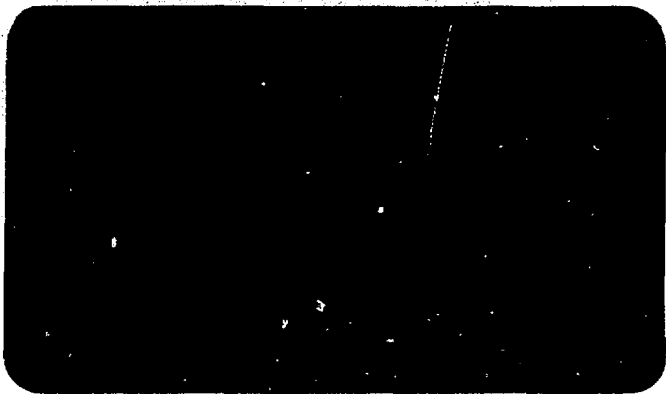
TRN IL7901505



RECEIVED 31 JAN 1979



הוועדה לאנרגיה אטומית, קריה למחקר ופיתוח תע"ת-392
ISRAEL ATOMIC ENERGY COMMISSION, NUCLEAR RESEARCH CENTRE - NEGEV



LEGAL NOTICE

This publication is issued by the Nuclear Research Centre - Negev, Israel Atomic Energy Commission. Neither the Nuclear Research Centre - Negev, nor its contractors, nor any person acting on their behalf or on behalf of the Israel Atomic Energy Commission

make any warranty or representation, express or implied, with respect to the accuracy, completeness, or usefulness of the information contained in this publication, or that the use of any information, apparatus, method or process disclosed in this publication will not infringe upon privately owned rights, or

assume any liability with respect to the use of, or for damages resulting from the use of any information, apparatus, method or process disclosed in this publication.

Mention of commercial products, their manufacturers, or their suppliers in this publication does not imply or connote approval or disapproval of the products by the Nuclear Research Centre - Negev or by the Israel Atomic Energy Commission.

הודעה משפטית

פרסום זה מתאריך לאור על-ידי הקריה למחקר גרעיני—נגב, הוועדה לאנרגיה אטומית של ישראל. הקריה למחקר גרעיני — נגב וחמועלים מטעמה או בשמה, או מטעם הוועדה לאנרגיה אטומית של ישראל או בשמה

אינם אחראים או ערבים, אחריות או ערבות כלשהי, במפורש או שלא במפורש, לדיוק, לשלמות ולשימושיות של הודעה הכלול בפרסום זה או לכך שהשימוש בכל מידע, מכשיר, שיטה או תהליך הודון בפרסום זה לא יפגע בזכויות פרטיות של אחרים,

ואינם מקבלים על עצמם כל התחייבות בודן ה" שימוש או טקי השימוש בכל מידע, מכשיר, שיטה או תהליך הודון בפרסום זה.

הזיון של מוצרים מסחריים, של יצרניהם או של ספקיהם בפרסום זה אין משמע אישור המוצרים על-ידי הקריה למחקר גרעיני — נגב או על-ידי הוועדה לאנרגיה אטומית של ישראל.

This publication and more information about its subject matter may be obtained at the following address:

Scientific and Technical Information Department
Nuclear Research Centre - Negev
P. O. Box 9007,
84 190 Beer-Sheva, ISRAEL

ניתן להשיג את הפרסום וזח וכן מידע נוסף בגרסה הפרטום על-ידי פנייה לכתובת:

יחידת המידע
הקריה למחקר גרעיני — נגב (קמ"ג)
ת"ד 9007,

באר שבע 84 190

מערכת לבדיקת גבישי LiNbO_3

י' סמילנסקי

טבת תשל"ח - דצמבר 1977

(English title and abstract included)

חיבור לקבלת תואר מגיסטר בהנדסה מטעם אוניברסיטת

בן-גוריון בנגב, באר-שבע, טבת תשל"ו

תקציר

תוכנה ונכנתה מערכת לאפיון גבישי LiNbO_3 על ידי פלואורסנציה פרמטרית. לייזר אדי מחכת נבנה במיוחד לשמש כמשאבה ומקור כיוול למערכת, ופעל הן כלייזר He-Cd^+ והן כלייזר He-Se^+ . פלואורסנציה בתחום nm 500, אפנון בתוך המהוד וגלאי מיתאם אפשרו סף גילוי בן 10^{-15} W, ובכך מדידת עקום הכוונון ו- d_{15} של הגביש.

A SYSTEM FOR THE QUALITY INSPECTION OF LiNbO_3 CRYSTALS

(M.Sc. thesis in engineering, Ber-Gurion University of the Negev,
Beer-Sheva, December 1975)

Israel SMILANSKI

December 1977

ABSTRACT

A prototype system for the characterization of LiNbO_3 crystals by parametric fluorescence was designed and constructed. A specially built metal vapor laser served as a pump and as a calibrator for the system. It was operated both in the He-Cd^+ mode and in the He-Se^+ mode. Fluorescence in the 500 nm range, intra-cavity modulation and a correlation detector gave a sensitivity limit of 10^{-15} W, and thereby enabled the tuning curve and the d_{15} of the crystal to be measured.

i-vi	לוח הסימנים והקיצורים
1	1 הצגת הכעיה
1	1.1 סקירה על LiNbO_3 , ייצורו ושימוש
3	1.2 פגמי ייצור ב- LiNbO_3
5	1.3 השפעת פגמי הייצור על מוצרי LiNbO_3
9	1.4 שיטות מקובלות לאפיון גבישי LiNbO_3 , בריקות טיב והקשיים הכרוכים בהם
15	2 פלואורסנציה פרמטרית קולינארית של LiNbO_3
15	2.1 משוואת האמפליטודות הצמודות
22	2.2 רעש קוונטי - קוונטיזציה של שדה אלקטרומגנטי
24	2.3 רעש קוונטי במגברים פרמטריים
28	2.4 פלואורסנציה פרמטרית קולינארית של LiNbO_3
36	2.5 שימוש בפלואורסנציה פרמטרית לאפיון גבישי LiNbO_3
41	2.6# בדיקה על-ידי S.H.G. - השוואה בין השיטות השונות
44	3 שיקולי תכנון של המערכת
44	3.1 בחירת התחום הספקטרי
48	3.2 המערכת האופטית
59	3.3 מדידת היחס $\frac{P_s}{P_p}$
61	3.4 הגלאי ומערכת המדידה
70	4 תכנון ובניית לייזרי He-cd^+ ו- He-se^+
70	4.1 תיאור של לייזרי אדי מתכת: מנגנון האיזודי והפצת האדים, מנגנון היפוך האוכלוסיה
72	4.2 השיטות המקובלות לבניית לייזרי אדי מתכת C.W.
78	4.3 פרמטרים של לייזרי He-cd^+ ו- He-se^+
83	4.4 בניית שפופרת הלייזר
84	4.5 תכנון ובניית ספק זרם

91	4.6	תכנון ובניית המהוד האופטי, כיוון הלייזרים והפעלתם, כחינת תפוקתם
105	5	התוצאות הנסיוניות ובדיקה המערכת
105	5.1	סכימה של המערכת ופירוט החלקים
112	5.2	מדידת עקום הכוונון של LiNbO_3
119	5.3	על מדידת אי ההומוגניות
132	5.4	מדידת d_{15}
145	6	סיכום
149	1	נספח 1 קוונטיזציה של השדה האלקטרומגנטי במהוד מוכלל
159	2	נספח 2 המעגלים החשמליים
162	3	נספח 3 תכנית "Phase" לחישוב עקום הכוונון, ו-b, η_p^e , η_1^o , η_s^o עליו
165	4	נספח 4 תכנית "Laser" לחישוב קוטר אלומה במהוד
166	5	נספח 5 תכנית "KUKI" לחישוב הקונוולוציה של ספקטרום הפלואודסנציה הפרמטרית בפונקצית התמסורת של מונוכרומטור
169		הבעת תודה
170		סימוכין

לוח הסימנים והקיצורים

הלוח כולל את הסימונים והקיצורים המופיעים בעבודה והגדרתם. נושא המחקר מאחד בתוכו ידע מתחומים שונים, והקפדתי להשתמש בסימונים השגורים בכלל תחום בעת הדיון בטיעונו. אות פלונית עלולה איפוא לשמש כעמודים וכדיונים נפרדים לסימון גדלים שונים. בכל מקרה של ספק ואי-בהירות עומד לוח זה לשימוש הקורא.

<u>פירוש</u>	<u>סימן</u>
שטח	A
הגבר הספק	A
אנגסטרום	λ
ציר גבישי	a
אינדקס המוד	a
סטיית מד-הספק הפלואורסנציה, מחולקת בסטיית מד הספק הלייזר	$a(\theta)$
אופרטורי הבריאה והחיסול של פוטונים	$a_{\ell}^{\dagger}, a_{\ell}$
זרם חילופין	A.C.
הפרש מקדמי השבירה בגביש בעל שבירה כפולה	B
הפרש כיון הנפיצה בתדר האות והנפיצה בתדר הסרק	b
הברז הקובע את ספיקת משאכת הואקום	B_1
מפצל קרן.	B.S.
מהירות האור בריק	c
ציר גבישי	c
מעלות צלזיוס	$^{\circ}C$
הצמוד המורכב	C.C.
גל רציף	C.W.
קוטר	D,d
רכיב בטנזור הסוספטביליות מסדר שני	d_{ij}

<u>סימן</u>	<u>לוח הסימנים והקיצורים (המשך)</u>
d	מימד הגביש לאור ציר c (עובי)
E	וקטור השדה החשמלי
E	מד-הספק אור
E_i, E_s, E_p	וקטורי השדה החשמלי בתדרים i, s, p בהתאמה
Ea	השדה החשמלי במוד a
F, F/	מהירות מערכת אופטית
F1	מסנן אור מעביר ארוכים
f	תדירות
f	מרחק המוקד של העדשה
F, B.	תיבת מסנני צפיפות
F, W, H, M.	רוחב כחצי הגובה
$f(\omega, T, \phi)$	מקדם הניצולת האינטרינסיית
G	הגבו' מכפילור
g	הגבר שפופרת לייזר באות חלש
g	מקדם האפוקליות
g	משתנה עזר
g	מקדם אי-תיאום הפסה הנגרם עקב קולינאריות
g_o	הגבר ליחידת אורך
G_m	מוליכות הדדית
H	המילטוניאן
H	זמן בשעות
Ha	השדה המגנטי במוד a
H(f)	הענות ספקטרלית של מסנן
Hz	הרץ
\hbar	קבוע פלנק (רציונלי)
I	זרם D.C. יחסי לעוצמת הקרינה הספונטנית

<u>סימן</u>	<u>לוח הסימנים והקיצורים (המשך)</u>
I_p	מספר הפוטונים בשניה
J	וקטור צפיפות הזרם החשמלי
K	מספר גל (רציונלי)
k	קבוע בולצמן
o_K	מעלות קלווין
$k_i, k_p, k_s, k_{\omega_p} + \omega_i$	וקטורי הגל בתדירויות $\omega_i, \omega_p, \omega_s, \omega_i + \omega_p$ כהתאמה
L, ℓ	אורך הגביש
L, ℓ	המרחק בין המראות במהוד הלייזר
L_1	עדשה
ℓ_1	המרחק בין האלקטרודות בשופרת הלייזר
M	מראה
m	גוים כיול מד-הספק האור בתדירות ω_p
meV	אלפית אלקטרון-וולט
N	רעש במוצא מגבר פרמטרי
n	מספר המודים האורכיים בלייזר
n	מספר פוטוני הרעש במוד
n	מספר הסריגים בשופרת "חזרה בריפוזיה"
n	גורם כיול מד-הספק האור בתדירות ω_s
\bar{n}	המספר הממוצע של פוטונים הפוגעים במכפילור בשניה
$ n\rangle$	וקטור המצב הקוונטי של אוסילטור הרמוני
n_e	מקדם השבירה הלא רגיל (בגביש בעל שבירה כפולה)
n_e^ω	האינדקס העליון מציין את התדירות בה נמדד n_e
\bar{n}_s, \bar{n}_i	מספר הפוטונים במודים s, i בזמן אפס
n_{th}	מספר האלקטרונים הטרימים הנפלטים מפוטקודה בשניה
N.E.P.	הספק השקול לרעש
N.D.F.	מנחת אור ניטרלי

<u>סימן</u>	<u>לוח הסימנים והקיצורים (המשך)</u>
nm	ננומטר
P	וקטור הקיטוב החשמלי
P	הוריית מד הספק הלייזר כמערכת
$P^2\omega$	הספק בתדירות 2ω
P_F	הספק בתדירות היסוד
Pa	התנע במוד a
P_1	מכשיר מדידת תפוקת הלייזר הקטום
P_s, P_p, P_i	הספקי אותות בתדרים $\omega_s, \omega_p, \omega_i$ בהתאמה
P.M.	מכפילור
q_a	מקדמי הפיתוח של השדה המגנטי
K	התנגדות חשמלית
R	רדיוס העקמומיות של מראה
R_{max}	החזרה מירבית
r_{12}, r_{33}	מקדמים אלקטרואופטיים
S	משתנה ביניים
$\text{sinc}(x)$	$\frac{\sin x}{x}$
S.H.G.	יצירת הרמוניה שניה
S.N.R. in	יחס אות לרעש בכניסה
S.U.	יחידות סקלה
T	טמפרטורה
T	מקדם ההעברה של מראה
TM_{00}	אופן התנודה הרחבי מסדר 00
T_R	טמפרטורת הנגד R
T_s	זמן הדגימה
V	נפח המהוד
V_π	המתח הדרוש להזזת פסה בשיעור π

סימנים

לוח הסימנים והקיצורים (המשך)

$V_{P.M.}$	מתח המכפילור
u	מהירות האור בחומר
$V.T.C.$	מתח הצמד החומני
V_s	מתח בין אלקטרודות המכפילור
V_{in}	או הכניסה ללא רעש
V_{out}	תפוקה
W	ווט
W	קוטר האלומה על מראה במהוד
$W_{in}(t)$	אות פולס הועש בכניסה למסנן מתואם
W_F	הספק בתדר היסוד
W_o	קוטר מתני אלומה גאומיטרית
X	ציר X (במרחב)
x	שבר מולרי (של ליתיום ניובט)
x	הסטייה מסטויכימטריה
X	משוואה ביניים בחישוב d_{15}
X ציר	הציר הקריסטלוגרפי $\langle 1 \ 0 \ 0 \rangle$
$Y.A.G.$	יתריום אלומיניום גרנט
Y ציר	הציר הקריסטלוגרפי $\langle 0 \ 1 \ 0 \rangle$
Z ציר	הציר הקריסטלוגרפי $\langle 0 \ 0 \ 1 \rangle$
Z_R	מרחק ריילי
α	סיכוי מעבר
α	מחצית זווית הקטימה
$\beta(W,T)$	מקדם ניצולת הדיספסיה
$\delta_{a,b}$	δ של קרונקר
$\delta_{e,opt}$	צימוד אופטימלי
δ_i	הגבר ממוצע של דינודה

בימן

לוח הסימנים והקיצורים (המשך)

δ_{m0}	הגבר בלתי רווי
δ_0	הפסדים במהוד
Δ	הוריית מכשיר מדידת הפלואורסנציה
Δf	רוחב פס במישור התדר
Δk	הפרש וקטורי הגל
ϵ	מקדם דיאלקטרי יחסי
ϵ_0	המקדם הדיאלקטרי של הריק
η_p	אימפדנס הגל בתדר ω_p
μ	החדירות המגנטית
μ	מיקרון
μ	נצילות קוונטית של מכפילור
ω_a	תדר התנודה של המוד מספר a
$\omega_i, \omega_p, \omega_s$	תדרי סרק, המשאבה והאות בהתאמה
ω_F	תדר היסוד
Ω	משתנה עזר (ערכו 7.12×10^{-2} M.K.S.)
Ω	אוהם
ρ	התנגדות סגולית
λ	אורך גל
τ	זמן
θ	זווית הפתיחה של הגלאי
$\chi_i^{(2)}, j, k$	טנסור הסוספטילביות מסדר שני
ϕ	זוויות משולש התיאום
ψ	
ξ	מקדם כיוול Δ למדידת P_s
י.ו.	יחידות סקלה

1.1 סקירה על LiNbO_3 , ליצורו ושימושו

ליתיום ניובט (LiNbO_3) הוא חומר שימושי בתחומי האופטיקה הלא-ליניארית והאלקטרו-אופטיקה, ובתחומים קרובים, כגון קווי מיתחה אקוסטיים. החומר פותח בשנות ה-60 במסגרת המאמצים להשגת חומרים משופרים לאופטיקה לא-ליניארית⁽¹⁻⁶⁾.

חומר זה מצטיין בקיום אינטראקציות בין גדלים פיסיקליים שונים המתרחשות בקרבו. כך, למשל, הוא חומר פיזואלקטרי (אינטראקציה בין כח מכני ושדה חשמלי); אלקטרו-אופטי (פעולת גומלין בין שדה חשמלי איטי ושדה חשמלי בתדרים אופטיים); אופטי לא-ליניארי (אינטראקציה בין שדות בתדרים אופטיים).

LiNbO_3 הוא חומר אנאיזוטרופי בעל שכירה כפולה ניכרת. מקדמי השכירה שלו הם גבוהים למדי ותלויים בטמפרטורה; תחום השקיפות רחב ומשתרע מהקצה הכחול של התחום הנראה ולתוך האינפרא-אדום.

LiNbO_3 הוא חומר קשה וניתן לליטוש, איננו היגרוסקופי, כמו כן הוא בעל בליעה נמוכה בתחום השקיפות - ומכאן שהוא מתאים לייצור רכיבים אופטיים.

אחת מתכונותיו החשובות של ה- LiNbO_3 היא האפשרות הקיימת להתגבר בו על הנפיצה (ריספרסיה) הרגילה ולשמור על הפרש פסות קבוע לכל אורכו, הין גלים באורכי גל שונים, המתפשטים באותו כיוון. זוהי תכונה נדירה ביותר בין החומרים הידועים ונקראת "תיאום פסה ב-90°", מכיון שלמימשה דרוש שקיטובי שני הגלים הנידונים יהיו⁽¹⁾ ניצבים זה לזה. תכונה זו היא אחד התנאים העיקריים לקיומם של תהליכים אופטיים לא-ליניאריים יעילים - ומכאן היותו של ה- LiNbO_3 אחד החומרים השימושיים ביותר בתחום זה.

LiNbO_3 אינו מצוי בטבע וכדי להשתמש בו יש ליצרו. בהיותו חומר לא-אניזוטרופי וחסר מרכז סימטריה, יש צורך בגידולו כגביש: חיד, כדי שתכונותיו שלמעלה יבואו לידי ביטוי מקרוסקופי.

הגידול נעשה על-ידי התכת Li_2O ו- Nb_2O_5 ⁽⁷⁾ בכמויות מולריות שוות בטמפרטורה של 1250°C ומשיכה איטית של הגביש מתוך התערובת המותכת, כאשר ההתגבשות הראשונית נעשית סביב גבישון המוכנס לנתך ומשמש כ-"זרע התגבשות", וכיוונו לעומת ציר המשיכה קובע את צירי הגביש המגודל. בררך כלל בוחרים ככיוון גידול את אחר מצירי הגביש. גביש ה- LiNbO_3 המיוצר בצורה זו, דורש טיפול אחרים על מנת להפכו למוצר בר-שימוש. ראשית מפעילים עליו תהליך משולב של קיטוב והרפיה. LiNbO_3 הוא חומר פרואלקטרי ולכל יחידת תא שלו קיטוב חשמלי מוגדר ביחס לציר z של הגביש. (את סימן ציר z קובעים לפי כיוון הקיטוב). בשעת ייצור הגביש נוצרים תחומים (Domains) אחדים בהם כיוונים אלו מקבילים או אנטי מקבילים. על מנת שיהיה גביש יחיד מושלם, יש לכוון את כל החומי הקיטוב שיהיו מקבילים. לשם כך מחממים את הגביש עד לטמפרטורת קירי שלו, שהיא כ- 1200°C , בקצב חימום איטי - $40^\circ\text{C}/\text{H}$. בטמפרטורה זו מפעילים עליו שרה חשמלי הומוגני (קבל לוחות) בכיוון ציר x, למשך שתי שעות. מכיוון של- LiNbO_3 מוליכות סופית בטמפרטורה זו, יש להזרים בו זרם לטם קיום השדה ($E = \rho J$). אחרי שקוטב, מקורר הגביש באותו קצב בו חומם, לטמפרטורה 900°C - 1000°C ומושהה בטמפרטורה זו כ-10 שעות, לסילוק מאמצים מכניים שונים שנוצרו בו בתהליך הייצור. מאמצים אלו גורמים לאי-אחידות בצפיפותו ולכן אף לאי-אחידות בתכונותיו האופטיות. הגביש שיוצר בצורה זו מכיוון עתה בעזרת התאבכות קרני x לעומת להב משור, לשם חיתוכו. צורתם של גבישים שימושיים היא כרגיל גליל או תיבה. את כסיסי הגליל או את פאות התיבה מלטשים לגמר אופטי טוב ומקבילות גבוהה.

גבישי LiNbO_3 מעובדים חשמלים:

- (1) כמכפילי תדר אופטיים, כמתנדנים, כממירים ובמגבירים פרמטריים.
- (2) כמאפננים לליזרים, כ-Q Switch וכמסטי קרן.
- (3) כקווי משהה אקוסטיים וגלאים פירוואלקטריים.

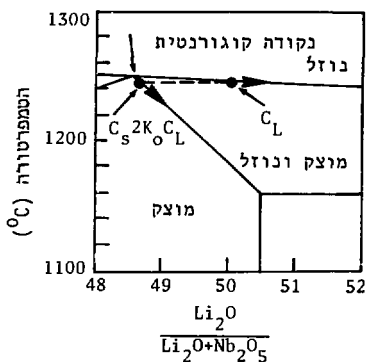
השימושים הללו מנויים לפי סדר יורד בחומרת דרישות הטיב מהגביש.

דרישות אלו יוגדרו להלן, והדיון יוגבל לשימושים כשתי הקבוצות הראשונות.

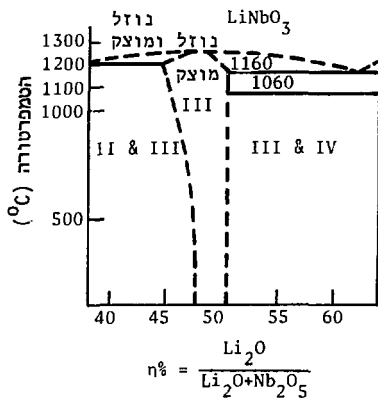
1.2 פגמי ייצור ב- LiNbO_3

בגביש LiNbO_3 אידיאלי נשמרת מחזוריות המכנה בכל חלקיו וכמוכן היחס 1:1:3 (מולרי) בין הליתיום, הניאוביום והחמצן. למעשה יכולות להיווצר טטיות רבות ממצב זה, בעת גידול גביש והכנתו. הגביש המגודל הוא בדרך כלל מטיפוס $\text{Li}_{1-x}\text{Nb}_{1+x}\text{O}_{3+2x}$, כאשר x הוא מספר קטן מאד מאחד, שלילי או חיובי, וערכו הוא פונקציה של המקום בגביש. פרט לכך עלולים זיהומים (כגון מגנזיום) להמצא בתערובת. החומר המותך והגביש הנמשך מתוכו, מהווים מערכת תרמודינמית בה תחולל מעבר פסות. למערכת זו יש לשייך גם את הגאז מעל החומר הנוזלי (הגביש נמשך כדרך כלל רק מחלק קטן מפני הנוזל).

דיאגרמת מעברי הפסות כפונקציה של ההרכב נתונה בציור 1, כאשר ציור 2 מתאר פרט מציור 1. הציורים מתוך (8). (ה יסומן להלן באות x).



ציור 2 פרט מציור 1.



ציור 1 דיאגרמת פסות של LiNbO_3 .

מסקנה ראשונה מדיאגרמה זו, היא, שהתגבשות חלה בטמפרטורות שונות עבור הרכבים שונים של חומרי הגידול.

גרדיאנט טמפרטורה באיזור משיכת הגביש יגרום משום כך לגרדיאנט הרכב בגביש הגדל, בניצב לציר המשיכה. יתר על כן, כתוצאה מכך יתהווה יחס שונה בין מרכיבי הגביש המוצק ובין מרכיבי הנוזל, ולכן ילך וישתנה במשך הגידול גם הרכב הנוזל, דבר שיגרור תזוזה נוספת על דיאגרמת הפאסות (ראה ציור 1) ואי-הומוגניות של ההרכב לאורך ציר הגידול, יש להעיר, כי קיימת נקודה אחת בדיאגרמה בה תופעה זו היא מינימלית, ונקודה זו היא המקסימום של דיאגרמת הפאסות, המתאימה להרכב $x = \frac{\text{Li}_2\text{O}}{\text{Li}_2\text{O} + \text{Nb}_2\text{O}_5} = 0.48$ ולטמפרטורה 1260°C .

נקודה זו נקראת "הנקודה הקונגורנטית" וגביש המגודל בה הוא הומוגני לאורך ציר הגידול ובניצב אליו (בתנאי שייצוב הטמפרטורה טוב די). עם זאת אין זה LiNbO_3 סטויכיומטרי אלא " $\text{Li}_{0.96}\text{Nb}_{1.04}\text{O}_{3.08}$ ".

קושי אחר בעת גידול LiNbO_3 הוא התנדפות חלק מהמרכיבים, בפרט חמצן. סדרת גבישים המגודלת מנוזל אשר פוצה מפעם לפעם על החומר שנמשך ממנו - בלא לקחת בחשבון את החומר שהתנדף - תכיל לכן גבישים בעלי הרכב משתנה בהתמדה. מסיבה זו רצוי לטעון את הכורית מחדש לקראת גידול כל גביש וגביש.

הגביש שגודל מקורר בקצב איטי מאד, לבל ייפגע מן המאמצים המכניים הכלואים בו בעת הקירור, וייסדק. אי-שיחורור מתחים עקב הרפייה לא מוצלחת, גורר קבלת גביש בעל צפיפות לא אחידה ומשום כך גם בעל אי-הומוגניות אופטית. גבישים שגודלו לאורך ציר a מכילים פחות מאמצים בתום הגידול מגבישים שגודלו לאורך ציר c.

גם תהליך הקיטוב עלול ליצור בעיות: מעל 500°C מאבד ה- LiNbO_3 חמצן. איבוד חמצן גורר הקטנת תחום השקיפות של הגביש ומשווה לו צבע חום כהיר, לעומת גביש מושלם שהוא שקוף. לכן נעשה הקיטוב באווירה חמצנית. כאמור, בעת הקיטוב זורם זרם בגביש. זרם זה יגרום להתחממות הגביש - הנמצא מעל טמפרטורת קירי וקרוב לטמפרטורת ההיתוך - שתביא לנזילתו וכפילתו מבין האלקטרודות. זרם נמוך מדי לא יספיק לקיטוב.

אי-הומוגניות בטמפרטורה או מגע לא טוב של האלקטרודות יגרמו לקווי זרימה לא ניצבים לאלקטרודות ולקיטוב לא אחיד. גם טעות בכיוון או פגם בליטוש גורעים מטיב הגביש המעובד.

לסיכום אפשר לומר, שההרכב הכללי והלוקלי של כל גביש, תלוי בתולדות גידולו.

1.3 השפעת פגמי הייצור על מוצרי LiNbO_3

נתבונן במוצרים השייכים לקבוצה מס' 1. אופייני להם הוא מחולל ההרמוניה השניה. הקשר בין עצמת השדה בהרמוניה השניה לבין השדה בתדר היסוד עבור LiNbO_3 אידיאלי בהתפשטות קולינארית לאורך ציר a, נתון על-ידי (ראה פרק 2, נוסחה 2.1.26 ואילך):

$$[1.1] \quad p^{2\omega} = \frac{2\omega_F^2}{\pi} \frac{\ell^2}{W_F^2} \left(\frac{\mu_0}{\epsilon\epsilon_0} \right)^{\frac{3}{2}} d_{15}^2 \left(\frac{2n-1}{n} \right) p_F^2 \text{sinc}^2 \left[\frac{\omega_F}{c} \ell (n_o^\omega - n_e^{2\omega}) \right]$$

כאשר:

ω_F - תדר הגל היסודי

P_F - הספק הגל היסודי

$P^{2\omega}$ - הספק בהרמוניה השניה

ℓ - אורך הגביש

W_F - רריוס האלומה

d_{15} - המקדם הלא לינארי

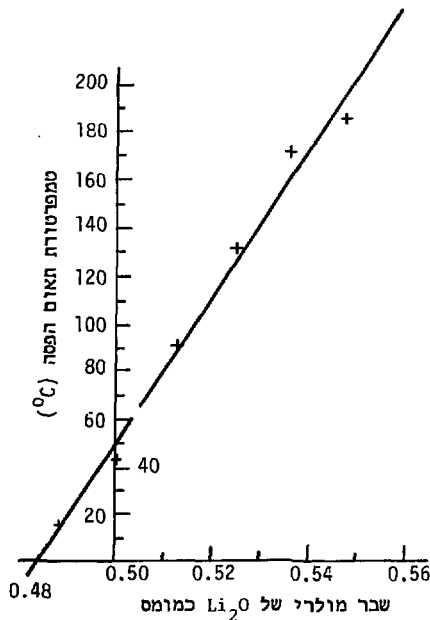
n - מס' המורים האורכיים של הלייזר השואב

n_o^ω - מקדם השבירה הרגיל בתדר היסוד (ordinary)

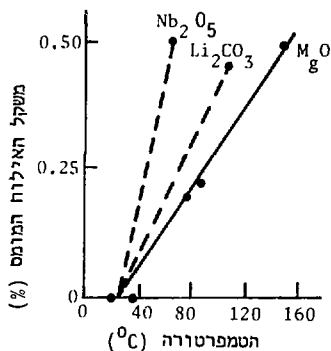
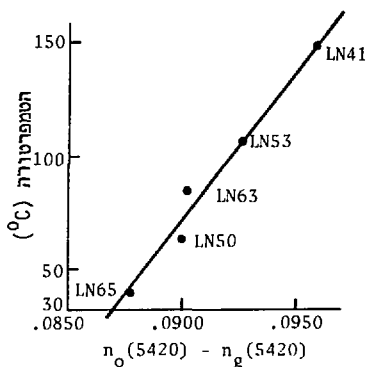
$n_e^{2\omega}$ - מקדם השבירה הלא רגיל בתדר הכפול. (extraordinary)

הגדלים $n_o^\omega, n_e^{2\omega}$ ו- d_{15} תלויים בהרכב הגביש, ומהנסיון נודע שבעיקר תלוי בהם $n_e^{2\omega}$.

קל לראות שיצירת הרמוניה שניה מקסימלית תהיה עבור $\omega_e - \omega_o = 0$, כלומר העדר ריספרטיה ויחסי פטה קבועים. מכיוון ששני גדלים אלה תלויים בטמפרטורה ובהרכב הגביש, ישנה טמפרטורה אחת לכל הרכב בה תהיה הפקת הרמוניה השניה מקסימלית. טמפרטורה זו נקראת טמפרטורת תיאום הפטה ותלויה בהרכב בתונה בציר 3. תלות טמפרטורה זו בזיהומים אופייניים נראית בציר 4, ובציר 5 משווית טמפרטורה זו לשינוי $n_o - n_e$ כפי שנמדד ישירות.



ציר 3 תלות טמפרטורת תיאום הפטה בהרכב המולרי של החומר ממנו גודל הגביש מתון H. Fay et al. אורך גל המשאבה 1.06μ (9)



ציור 5 טמפרטורת תאום הפסה לעומת השבירה הכפולה בטמפרטורת החדר לגבישים שובייר

ציור 4 תלות טמפרטורת תאום הפסה T_{pm} , בהרכב הגביש עבור SHG של 1.084μ

המסקנה העולה מכאן היא, שחוסר אחידות בהרכב הגביש, יכול לפגום מאד בטיבו כיוצר הרמוניה שניה, מכיוון שלא כל חלקי הגביש יהיו בטמפרטורת תיאום הפסה המתאימה להם. כמובן שגם שימושים אחרים מקבוצה I ייפגעו מעובדה זאת. אין צורך להזכיר שטיב העיבוד האופטי ותחום השקיפות חשובים גם הם למוצרי קבוצה זו.

כאפייני למוצרי קבוצה II נתבונן במאפנן אלקטרו-אופטי.

עבור מודולטור מליתיום ניאוביט קיים כאן (1):

$$[1.2] \quad V_{\pi} = \frac{\lambda}{n_e^3 r_{33} - n_o^3 r_{13}} \frac{d}{l}$$

כאשר:

- V_{π} - המתח הררוש לשנות את השטף האופטי בקיטוב נתון מאפס למקסימום.
- d - מימד הגביש לאורך ציר c (עובי)
- l - מימד הגביש לאורך ציר b (אורך)
- n_e - מקדם השכירה הבלתי רגיל
- n_o - מקדם השכירה הרגיל
- r_{13} , r_{33} - מקדמים אלקטרואופטיים
- λ - אורך הגל

בגביש אידיאלי נקבל קונטרסט אינסופי כאשר ישתנה המתח על פני הגביש ב- V_{π} . נברוק השפעת הגורמים השונים בגביש על V_{π} . עבור ממדי גביש ואורך גל קבועים נקבל:

$$[1.3] \quad \frac{\Delta V_{\pi}}{V_{\pi}} = \frac{-3n_e^2 r_{33} \Delta n_e - r_e^3 \Delta r_{33} + 3n_o^2 r_{13} \Delta n_o + n_o^3 \Delta r_{13}}{n_e^3 r_{35} - n_o^3 r_{11}}$$

במוצע קיים עבור LiNbO_3 (12):

$$\begin{aligned} n_e^3 r_{33} - n_o^3 r_{13} &= 224 \times 10^{-12} \frac{\text{m}}{\text{V}} \\ n_e^2 r_{33} &= 143 \times 10^{-12} \frac{\text{m}}{\text{V}} \\ n_o^2 r_{13} &= 45 \times 10^{-12} \frac{\text{m}}{\text{V}} \end{aligned}$$

ולכן:

$$[1.4] \quad \frac{\Delta V_{\pi}}{V_{\pi}} = - \frac{143}{224} \Delta n_e - \frac{12}{224} \Delta r_{33} + \frac{45}{224} \Delta n_o + \frac{11}{224} \Delta r_{13}$$

מכאן ש- V_{π} רגיש ביחוד לשינויים ב- n_e , אחר-כך ב- n_o וזאת בהנחה שכל מקדמי הגביש תלויים במידה שווה בהרכבו.

גם כאן, איפוא, יושפעו חכונות המאפנן ובעיקר יחס ההשככה (extinction ratio) שלו, מאחידות n_e ו- n_o לארכו.

1.4 שיטות מקובלות לאפיון גבישי LiNbO_3 , בדיקות טיב והקשיים הכרוכים בהם

ההרכב של גביש LiNbO_3 מכתיב את כל קבועיו הפיסיקליים של הגביש. מאן שבעיית אפיון הגביש מתמצית בקביעת הרכבו הממוצע או בקביעת פונקציה חד-ערכית של הרכבו. טיית מהרכבו הממוצע הן הגורם העיקרי המשפיע על טיבו של הגביש.

1.4.1 מדידת ההרכב הממוצע

הגורל החשוב ביותר בגביש LiNbO_3 , המושפע על-ידי שינוי הרכב, הוא הפרש מקדמי השכירה $B = n_o - n_e = 0.08$ וגם הוא בעיקר עקב שינויים ב- (n_o, n_e) (10, 13).

הוכרן וורנר⁽¹⁴⁾ וכן מירווינסר⁽¹⁰⁾ מדרו ישרות את $n_e(T)$ ו- $n_o(T)$ על-ידי חיתוך פריזמה מ- LiNbO_3 ומרית הנפיצה מינה בקיטובים ובאורכי גל וכן בטמפרטורות שונות. זוהי בדיקה מרויכת, אך הרסנית, ואינה מתאימה לבדיקות בקו הייצור.

בדיקה נוספת היא בדיקה על-ידי יצירת הרמוניה שניה. בדיקה זו ובדיקות אחרות על-ידי אפקטים פרמטריים יירונו בפרק 2.

1.4.2 מדידת הסטיות מההרכב הממוצע

סטיות אלו קובעות את טיב הגביש ומדירתן משלימה את אפיון הגביש. אי-הומוגניות של הרכב הגביש גורר אי-הומוגניות במס מי השכירה. כתוצאה מכך מתקלקלת הקוהרנטיות המרחבית של קרן המתפשטת בגביש.

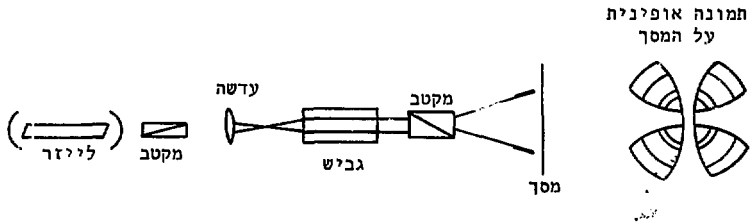
גם התהליכים הלא לינארים וגם התהליכים האלקטרו-אופטיים הם תהליכים קוהרנטיים, הכרוכים בתיאום פסה ככל הגביש. Nash וחבריו⁽¹³⁾ קבעו עבוי S.H.G. כי הסטיות ב-B חייבות לקיים $\delta B < 5 \times 10^{-5}$ לכל ס"מ אורך של הגביש כדי שיהיה בעל איכות מספקת. נחוץ לכן מכתן רגיש יותר להשתנויות אלו מגודל זה, ואפשר לדרוש רגישות מדירה של: $\delta B = 2.5 \times 10^{-5}$ עבור גבישים באורך 1cm. ככל שהגביש ארוך יותר יש צורך ברגישות גדולה יותר - כי הקוהרנטיות חייבת להשמר על מספר גדול יותר של אורכי גל, והפרש זעום בהזזת פסה, יצטבר ל- $\frac{\pi}{2}$ ויותר במספרים גדולים של אורכי גל.

נוהגים לבצע את המדידות הבאות:

(1) טבעות התאבכות:

זו בדיקה קלאסית של גבישים בעלי שבירה כפולה (5, 16, 15):

הגביש מואר באור מתפזר, מקוטב ב- 45° לציר C. ביציאה מהגביש שמים מקטב הניצב לכיוון הקיטוב בכניסה, או מקביל לו, ולפעמים גם טבלת רבע אורך גל. כידוע בגביש מושלם מתקבלות טבעות התאבכות קונצנטריות ביציאה מן הגביש. מאמצים, פגמים וחוסר הומוגניות לא רדיאלית, יתבטוי ב"טבעות לא עגולות" (ראה ציור 6). זוהי בדיקה איכותית המספיקה רק לניסוי ראשוני.

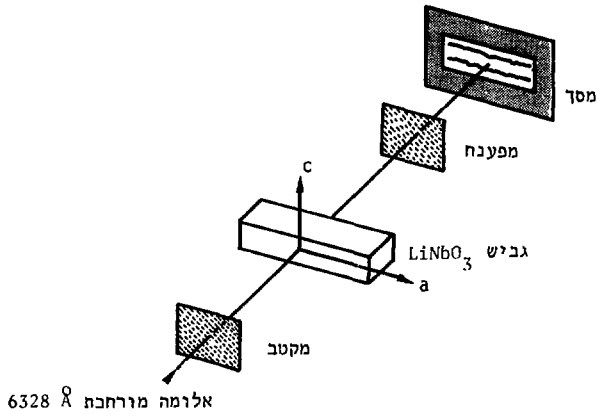


ציור 6 גרדיאנט המקדמים לאורך צירי a (או b) לא ניתן לגילוי בצורה כזו!.

(2) בדיקה על-ידי פסי התאבכות:

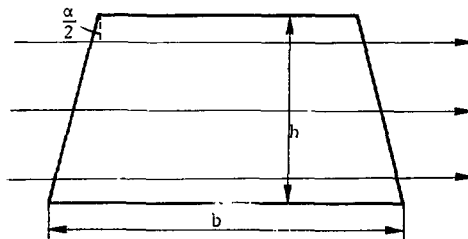
זהו שיכלול של השיטה הקודמת, המאפשר בדיקה של אי-הומוגניות גם לאורך צירי a (או b). השיטה הוצעה על-ידי מידווינטר⁽¹⁰⁾ ושוכללה על-ידי בייקר^(17, 18),

ונראית בציור 7.



ציור 7 בחינת הומוגניות של LiNbO_3 לפי בייך (18).

הגביש מלוטש לאורך ציר a , כששתי הפאות נמצאות בזווית של כ- 5° כל אחת, למישור ac . הקרן הפוגעת בגביש, מורחבת על-ידי טלסקופ, כך שכל הגביש מואר. בגלל הזווית שבין הפאות, משתנה המרחק האופטי שעובדת הקרן, כפונקציה של הגובה בגביש (ראה ציור 8).



ציור 8 מרחקים אופטיים כגבהים שונים של הגביש שבציור 7.

הפרש הדרכים האופטיות עבור קרן e וקרן o יהיה $B \cdot b \cdot a(h)$ כאשר $a(h)$ פקטור הפחתה התלוי בגובה. יהיה פס התאבכות בתחום הכלול בגובה h, כאשר הפרש הדרכים האופטיות ישתנה ב- λ לעומת הפרש בכסיס.

$$[1.5] \quad a(h) = \frac{b - 2 \cdot h \cdot \frac{\alpha}{2}}{b} = \frac{b - h\alpha}{b}$$

ולכן:

$$[1.6] \quad B \cdot b [a(0) - a(h)] = \lambda = B \cdot h \alpha$$

$$\Rightarrow h = \frac{\lambda}{B\alpha} = \frac{6.3 \times 10^{-4}}{8 \times 10^{-2} \times 3 \times 10^{-3}} = 2.5 \text{ mm}$$

ומכאן שבגביש כגובה 5 מ"מ יתקבלו שני פסי התאבכות לאורכו. תזוזה של פס אחר אקוילונטית בגביש $5 \times 5 \times 1$ לשינוי של:

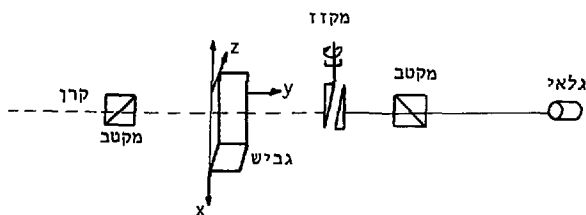
$$\delta B \cdot 5 = \lambda \Rightarrow \delta B = 10^{-4}$$

לפי הקריטריון של Nash שהוזכר לעיל, אין זו רגישות מספיקה.

(3) בדיקת שינוי כשבירה הכפולה על-ידי מקדז (Compensator).

בדיקה זו הוצעה על-ידי Nash וחבריו⁽¹³⁾ והיא שיכלול נוסף של שיטות (1) ו-(2).

הבדיקה נערכה במקביל לציר y (b) של הגביש. הגביש היה בטמפרטורת החדר ובטור אליו הושט מקדז מקוורץ, ככניסה וכיציאה מהמערכת ניצבו מקטבים כ- 45° לצירי x ו- z של הגביש (ראה ציור 9).



ציור 9 בדיקת גביש LiNbO_3 לפי Nash⁽¹³⁾.

גם הם השתמשו בלייזר H_e-N_e (0.63μ) כמקור אור. עוצמת האור הקוברת את המערכת ניתנה על-ידי:

$$[1.7] \quad P_t = P_0 \cos^2 \left[\frac{1}{2}(k h B) + \frac{1}{2}\theta \right]$$

כאשר:

$$\frac{2\pi}{\lambda} - k$$

h - המרחק הגיאומטרי בכיוון Y

θ - זווית הפסה המוספת על-ידי המקזז

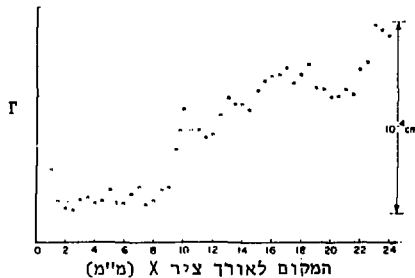
כידוע⁽¹³⁾ אפשר לכייל במקזז לכל אורך גל את שווה הערך של θ . הכיסוי מתבצע על-ידי כיוון המקזז למקסימום בנקודה התחלתית מסוימת, ועיקוב אחרי השינוי ב- θ הדרוש, להחזרת הקריאה למקסימום, אחרי הזזת הגביש בכיוון x , ולכן:

$$[1.8] \quad \delta \left[(k h B/2) + \theta/2 \right] = 0$$

ואם נזכור כי $\delta k = 0$ לפי הגדרת k שלמעלה, אזי:

$$[1.9] \quad \delta B = -B \frac{\delta h}{h} - \frac{\delta \theta}{k h}$$

חוצאות אופייניות לנסיגות אלו נראית בציר 10.



ציר 10 שינוי מקדם השכירה לאורך ציר x בגביש $LiNbO_3$ לפי Nash⁽¹³⁾

כישר ההפרדה בניסוי זה הוא גבולי, לקביעת טיב הגביש הדרוש. שיטות (1), (2) ו-(3) הן התפתחות הדרגתית של אותו רעיון.

החסרון העקרוני המשותף לכולן הוא שהמדירה אינה נערכת בטמפרטורה ובאורך הגל שבהן יפעל הגביש למעשה. שיטות הבדיקה המנצלות תהליכים פרמטריים מסוגלות לענות על דרישה זו, ולהן מוקדש הפרק הבא.

2 פלואורסנציה פוטמטית קולינארית של LiNbO_3

2.1 משוואות האמפליטודות הצמודות (20)

נרון במשוואות הגלים בחומר בעל התכונות הבאות: אינו מוליך, אינו בולע ואין אינטראקציות מכניות-חשמליות (פולריטונים) בתחום התדרים בו נתעניין.

אזי:

$$[2.1.1] \quad \nabla^2 E - \mu \epsilon \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = \mu \frac{\partial^2 p}{\partial t^2}$$

בחומר לא לינארי ההקטבה היא פונקציה לא לינארית של השדה.

$$[2.1.2] \quad P(E) = \epsilon \chi^{(1)} E + \chi^{(2)} E^2 + \dots$$

אומרים שההקטבה תלוייה באופן פרמטרי בשדה. $\chi^{(1)}$ וכו' הם טנסודי ה"חדירות"

ובחומר לא לינארי קיים תמיד לפחות טנסור אחד מסדר גדול מ-1. במקרים רבים זהו

הטנסור מסדר שני, ומכיון ש- E_i, E_j מתחלפים בכפל (19) הוא מקיים:

$\begin{matrix} P_x \\ P_y \\ P_z \end{matrix} =$	d_{xxx}	d_{xyy}	d_{xzz}	d_{xzy}	d_{xxz}	d_{xyz}	E_x^2
	E_y^2
	E_z^2
							$2E_z E_y$
							$2E_x E_z$
							$2E_x E_y$

נהוג סימון מקוצר, כאשר כותבים: $x, y, z = 1, 2, 3$

ומחליפים ב d_{ijk}

לפי הכלל ש- ℓ מקבל את הערכים 1, 2, 3, 4, 5, 6 עבור 1, 2, 3, 31, 23, 33, 22, 11

בהתאמה.

כמו כן נוהגים לסמן בטנסור איברים שערכיהם שווים לפי סימונו של אחר מהם. במקרה של LiNbO_3 מקבלים משיקולים קריסטולוגרפיים (20):

$$\chi_{ijk}^{(2)} = \begin{matrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -d_{22} \\ -d_{22} & d_{22} & 0 & d_{15} & 0 & 0 \\ d_{15}^* & d_{15}^* & d_{33}^* & 0 & 0 & 0 \end{matrix}$$

(הסימון * מצוין כי בתחום ספקטרוני שיש בו פסי בליעה $d_{32} = d_{31} \neq d_{15}$).
נציב עתה את 2.1.1 כ- 2.1.2 ונקבל:

$$[2.1.3] \quad \nabla^2 E - \mu \epsilon \frac{\partial^2}{\partial t^2} (1 + \chi^{(1)}) E = \mu \chi^{(2)} \frac{\partial^2}{\partial t^2} E^2$$

$$E = E_p + E_i + E_s \quad \text{נביח}$$

כאשר E_p, E_s, E_i הם שלושה גלים מונוכרומטיים מישוריים, מתפשטים בכיוון x , ובעלי אמפליטורה שהיא פונקציה של x . כלומר:

$$[2.1.4.a] \quad E_p = \epsilon_p(x) e^{j(\omega_p t - k_p x)} + c.c$$

$$[2.1.4.b] \quad E_s = \epsilon_s(x) e^{j(\omega_s t - k_s x)} + c.c$$

$$[2.1.4.c] \quad E_i = \epsilon_i(x) e^{j(\omega_i t - k_i x)} + c.c$$

לכן יהיו רכיבי E^2 בתדרים שהם סכומים או הפרשים של $\omega_p, \omega_i, \omega_s$.

$$[2.1.5] \quad \omega_p = \omega_i + \omega_s \quad \text{נביח עתה כי:}$$

תדר ההפרש $\omega_p - \omega_s$ יתאים עתה לתדר שכבר קיים במערכת ω_i ונקבל הגברה או הנחתה, לפי הפסה המתאימה. לפי 2.1.4 תהיה הפסה במקרה זה $(k_p - k_i)$ ועל מנת שהתהליך יהיה

מצטבר לכל אורך הגביש, כלומר לכל x , צריך שיתקיים $(k_p - k_i) x \approx k_s x$.

נתעניין לכן בכל רכיבי E^2 שיקיימו:

$$[2.1.6] \quad \Delta k = k_p - k_s - k_i \leq \frac{2\pi}{L}$$

כאשר L אורך הגביש. אך $k = \frac{\omega n}{c}$ ולכן משוואה 2.1.6 שקולה גם כנגד המשוואה

$$[2.1.7] \quad \frac{1}{c}(\omega_p n_p - \omega_i n_i - \omega_s n_s) \leq \frac{2\pi}{L}$$

אילו היה $n_p = n_i = n_s$ היה קיום [2.1.5] מבטיח קיום [2.1.6], אך בגלל הנפיצה (דיספרסיה) $n_p \neq n_i \neq n_s$, מתקיים התנאי [2.1.6] רק לעיתים נדירות, נאנב אומרים אז שיש תיאום פסה קולינארי. מכיון שזה מקרה נדיר, בדרך כלל לא יתקיים באותו חומר גם

$$[2.1.8] \quad k_{\omega_p + \omega_i} - k_p - k_i \leq \frac{2\pi}{L}$$

ותיאמים אחרים. לכן האמפליטודות של שלושה מרכיבי E^2 היחידים שיקיימו את התנאי [2.1.6] יהיו:

$$E_p E_i^*, E_s E_i, E_p E_s^*$$

מכיון שכל רכיב פוריה מקיים את משוואת הגלים בפני עצמו נקבל:

$$[2.1.9a] \quad v^2 E_p - \mu \epsilon (1 + \chi_p^{(1)}) \frac{\partial^2 E_p}{\partial t^2} = 2\mu \chi_p^{(2)} \frac{\partial^2 E_s E_i}{\partial t^2}$$

$$[2.1.9b] \quad v^2 E_s - \mu \epsilon (1 + \chi_s^{(1)}) \frac{\partial^2 E_s}{\partial t^2} = 2\mu \chi_s^{(2)} \frac{\partial^2 E_p E_i^*}{\partial t^2}$$

$$[2.1.9c] \quad v^2 E_i^* - \mu \epsilon (1 + \chi_i^{(1)}) \frac{\partial^2 E_i^*}{\partial t^2} = 2\mu \chi_i^{(2)} \frac{\partial^2 E_p E_s^*}{\partial t^2}$$

(גם המשוואות הצמודות תקפות, כמוכן).

כשהאינדקס התחתון של $\chi^{(1)}$ או $\chi^{(2)}$ מציין תלות אפשרית בתדר.

נתבונן במשוואה [2.1.9a] לפי ההנחה של גלים מישוריים נקבל:

$$[2.1.10] \quad v^2 E_p = \frac{\partial^2 E_p}{\partial x^2}$$

$$\begin{aligned}
 [2.1.11] \quad \nabla^2 E_p &= \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{\partial}{\partial x} E_p(x) e^{j(\omega_p t - k_p x)} \right] = && \text{ולכן:} \\
 &= \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{\partial E_p(x)}{\partial x} e^{j(\omega_p t - k_p x)} - j k_p E_p(x) e^{j(\omega_p t - k_p x)} \right] = \\
 &= \left[\frac{\partial^2 E_p(x)}{\partial x^2} - 2j k_p \frac{\partial E_p(x)}{\partial x} - k_p^2 E_p(x) \right] e^{j(\omega_p t - k_p x)}
 \end{aligned}$$

כמו כן מתקיים:

$$\begin{aligned}
 [2.1.12] \quad \frac{\partial^2 E_p}{\partial t^2} &= -\omega_p^2 E_p \\
 \frac{\partial^2 E_s E_i}{\partial t^2} &= \frac{\partial^2}{\partial t^2} E_s(x) E_i(x) e^{j[\omega_s + \omega_i]t - (k_i + k_s)x} && \text{יכן}
 \end{aligned}$$

ולפי [2.1.5] ו-[2.1.6]:

$$[2.1.13] \quad \frac{\partial^2 E_s E_i}{\partial t^2} = -\omega_p^2 E_s(x) E_i(x) e^{j(\omega_p t - k_p x)} e^{j\Delta k x}$$

לכן [2.1.9a] תקבל את הצורה:

$$\begin{aligned}
 [2.1.14] \quad &\left(\frac{\partial^2 E_p(x)}{\partial x^2} - 2j k_p \frac{\partial E_p(x)}{\partial x} - k_p^2 E_p(x) \right) e^{j(\omega_p t - k_p x)} \\
 &+ \mu \varepsilon (1 + \chi_p^{(1)}) \omega_p^2 E_p(x) e^{j(\omega_p t - k_p x)} = \\
 &= -2\mu \chi_p^{(2)} \omega_p^2 E_s(x) e^{-j(\omega_p t - k_p x)} + j\Delta k x
 \end{aligned}$$

לפי ההנחה של גלים מונוכרומטיים, חייבת האמפליטודה להשתנות לאט (יש לזכור כי

$$\frac{d}{dx} = \frac{1}{c} \frac{d}{dt} \quad \text{ומכאן "לאט") ולכן נזניח את } \frac{\partial^2 E_p(x)}{\partial x^2} \quad \text{כמו כן אפשר לצמצם}$$

$$\text{ב- } j(\omega_p t - k_p x) \quad \text{ולכן:}$$

$$[2.1.15] \quad [-k_p^2 + \mu\epsilon(1 + \chi_p^{(1)})\omega_p^2]E_p(x) - 2jk_p \frac{\partial E_p(x)}{\partial x} =$$

$$= -2\mu\chi_p^{(2)}\omega_p^2 E_s(x)E_i(x)e^{j\Delta kx}$$

$$[2.1.16] \quad k_p^2 = \frac{\omega_p^2 n_p^2}{c^2} = \omega_p^2 \mu\epsilon(1 + \chi_p^{(1)}) \quad \text{אד:}$$

והאיבר הראשון באגף שמאל מתאפס.

$$[2.1.17a] \quad \frac{\partial E_p(x)}{\partial x} = -j \frac{\mu\chi_p^{(2)}\omega_p^2}{k_p} E_s(x)E_i(x)e^{j\Delta kx} \quad \text{ומכאן:}$$

$$[2.1.17b] \quad \frac{\partial E_s(x)}{\partial x} = -j \frac{\mu\chi_s^{(2)}\omega_s^2}{k_s} E_p(x)E_i^*(x)e^{-j\Delta kx}$$

$$[2.1.17c] \quad \frac{\partial E_i(x)}{\partial x} = -j \frac{\mu\chi_i^{(2)}\omega_i^2}{k_i} E_p(x)E_s^*(x)e^{-j\Delta kx}$$

משוואות אלו נקראות בשם "משוואות האמפליטודות הצמודות". כמסקנה ממשוואות אלו עולה, כי כשמתקיימים תנאים [2.1.5] ו-[2.1.6] תלויות הדדית האמפליטודות של שלושת הגלים המשתתפים באינטראקציה. כמו-כן המספר המינימלי של גלים המשתתפים באינטראקציה פרמטרית הוא שלשה. (ייתכנו אמנם מקרים מנוונים בהם $\omega_s = \omega_i$. גידול או דעיכה של אמפליטודה תלוי בהדלי הפסה Δk . כדי לעמוד על חשיבות המשוואות [2.1.17] נסמן:

$$[2.1.18] \quad \frac{\mu\epsilon}{k} = \frac{\mu c}{n} = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \frac{1}{n} = \frac{377}{n} = \eta_p$$

לגודל זה יחידות אימפדנס. עתה מקבלות משוואות [2.1.17] את הצורה:

$$[2.1.19a] \quad \frac{dE_p}{dx} = -j \frac{n_p}{\epsilon_0} \omega_p \chi_p^{(2)} E_s E_i e^{j\Delta k x}$$

וכו'. נכפיל עתה את [2.1.19a] ב- $\frac{\epsilon_0 E_p}{n_p \omega_p}$ ונקבל:

$$[2.1.20a] \quad \frac{dE_p}{dx} \cdot \frac{E_p}{n_p \omega_p} = j \frac{n_p \omega_p}{n_p \omega_p} \chi_p^{(2)} E_s^* E_i^* e^{-j\Delta k x} = j \chi_p^{(2)} E_p E_s^* E_i^* e^{j\Delta k x}$$

נחזור על פעולה זו לשתי המשוואות הנותרות ונקבל בכולן אגף ימין זהה, לכן:

$$[2.1.21] \quad \frac{1}{\omega_s} \frac{d}{dx} \left(\frac{|E_s|^2}{2n_s} \right) = \frac{1}{\omega_i} \frac{d}{dx} \left(\frac{|E_i|^2}{2n_i} \right) = - \frac{1}{\omega_p} \frac{d}{dx} \left(\frac{|E_p|^2}{2n_p} \right)$$

זוהי צורה מובלעת של משוואות מנלי-רו (Manley-Rowe⁽²²⁾). הביטוי $\frac{|E|^2}{2n}$ הוא צפיפות ההספק הממוצע (R.M.S.) של הגל המתקדם.

משוואות [2.1.21] טוענות, שגידול בהספק E_s ("אות" - Signal) ו- E_i ("ה"טרק" - Idler) בא על חשבון E_p ("המשאכה" - Pump). ראוי לשים לב לכך שהתהליך הוא קוהרנטי וההגבר ליחידת אורך תלוי ביחס התדרים.

נתכונן במקרה בו קיימים מלכתחילה, בכניסה לתווך הלא ליניארי (להלן: הגביש), שני שדות

בלבד, E_p ו- E_i . הטיעון שלעיל גורס שחייב להשתתף בתהליך שדה שלישי, E_s , וש- E_p

ו- E_i , ישתנו לאורך הגביש. נניח שהשינוי הוא קטן, ואזי:

$$[2.1.23] \quad E_s = \frac{-i\mu\chi_s^{(2)} \omega_s^2}{k_s} E_p E_i^* \int_0^L e^{i\Delta k x} dx = - \frac{\mu\chi_s^{(2)} \omega_s^2}{k_s \Delta k} E_p E_i^* (e^{i\Delta k L} - 1)$$

נציב $k_s = \frac{n_s \omega_s}{c}$ ונקבל:

$$[2.1.24] \quad E_s = - \frac{\mu\chi_s^{(2)} \omega_s^2 c}{\omega_s n_s} E_p E_i^* \frac{(e^{i\Delta k L} - 1)}{\Delta k}$$

ועל-סמך [2.1.22] נקבל:

$$|E_s|^2 = \frac{\mu_s^2 \omega_s^2 c^2}{n_s^2} |x_s(2)|^2 |E_p|^2 |E_i|^2 \frac{|e^{i\Delta k L} - 1|^2}{\Delta k^2}$$

ואם נסמן $\frac{\sin x}{x} = \text{sinc } x$ נקבל:

$$[2.1.25] \quad \frac{P_s}{A} = \frac{2\omega_s^2 x_s(2)^2 \left(\frac{P_p}{A}\right) \left(\frac{P_i}{A}\right) L^2}{\epsilon_0^3 c^3 n_i n_s n_p} \text{sinc}^2 \frac{\Delta k}{2} L. \quad \text{M.K.S.}$$

זהו ההספק ליחידת שטח של האות P_s , היציאה מגביש באורך L ושטח פנים A , כאשר כנסיסו היו שדות משאבה וסרק בהספק P_p ו- P_i בהתאמה.
מסקנה: הגביש משמש כממיר חדר (Converter) כאשר מתקיימים התנאים [2.1.5] ו-[2.1.6].

כדאי לשים לב שאפשר לכתוב תנאים אלה גם בצורה

$$\hbar\omega_p = \hbar\omega_i + \hbar\omega_s \quad (\text{שימור אנרגיה})$$

ובצורה

$$k_p = k_i + k_s \quad (\text{שימור התנבט})$$

כלומר, רק כשנשמרים האנרגיה והתנע של הפוטונים המשתתפים באינטראקציה אפשר לקבל אפקטים פרמטריים ניכרים.

ב- LiNbO_3 , עבור משאבה מקוטבת בכיוון z (e-ray), אות וסרק בכיוון Y (o-ray) ומתקדמים כולם בכיוון x , יהיו מרכיביו הרלוונטיים של P_{sy} בלבד; ומכיון שישנם רק E_{pz} ו- E_{iy} נקבל:

$$P_s = P_{sy} = d_{15} E_{pz} E_{iy}$$

כך שבמקום הטנסור $\chi^{(2)}$ מספיק לקחת d_{15} . כמו כן $n_i = n_i^o$; $n_s = n_s^o$; $n_p = n_p^e$. בתנאים אלה אפשר לקבל תיאום פסה ומכיון שהקיטובים וכיוון ההתפשטות ניצבים זה-לזה נקרא תיאום פסה זה "תיאום פסה ב-90°". LiNbO_3 היה החומר הלא-לינארי הראשון בו הושג תיאום פסה כזה.

משוואה [2.1.25] מקבלת את הצורה:

$$[2.1.26] \quad \frac{P_s}{A} = \frac{2\omega_s^2 d_{15}^2 \frac{P_p}{A} \frac{P_i}{A} L^2}{\epsilon_o^3 c^3 n_i^o n_s^o n_p^e} \operatorname{sinc}^2 \frac{\Delta k}{2} L$$

מקרים מגוונים חשובים הם המקרים $\omega_s = \omega_i = \frac{\omega_p}{2}$. במקרה זה, שדה חזק בחדר ω_s ייצור שדה חדש בתדר ω_p (S.H.G), או שדה חזק בתדר ω_p ייצור שדה חדש בתדר ω_s (פלואורסציה פרמטרית מנוונת). מי משני השדות האפשריים ייווצר - תלוי בתנאי חיאום הפסה. למקרה של ייצור הרמוניה שניה תקבל [2.1.25] את צורתה של (1.1) (בזכרנו כי $A = \pi \omega_p^2$), ועם תיקון עבור מס' גדול מאחד של תדרים $\omega_p^{(21)}$.

2.2 רעש קוונטי - קוונטיזציה של שדה אלקטרומגנטי

כסעיף הקודם הובאו בחשבון שדות חשמליים והאנרגיה הצפונה בהם, כגדלים רציפים ניתנים להקטנה אינפיניטיסמלית. תוצאת תיאור זה [2.1.25] הוא מגבר (ממיר) חסר רעש. מגבר כזה סותר את עקרון אי-הודאות, ולכן אינו קיים. היה, אפוא, עניין מעשי, בחישוב ההגברה הפרמטרית של שדות חלשים מאד לפי תורת הקוונטים, לשם קביעת סיפרת הרעש של מגברים פרמטרים. תוצאות החישוב איפשרו שימושים נוספים לרכיבים הפרמטריים. התרומות העיקריות הן של לואיזל, יריב וזיגמן בשנת 1961⁽²²⁾, להלן ליז, וקליינמן⁽²³⁾. הפיחוח המפורט מופיע כנספח ובסימוכין (25,24). להלן ההגדרות והמסקנות העיקריות. משוואת הגלים אקויוולנטית במהרד מוכלל למשוואות הבאות:

$$[2.2.1] \quad \begin{aligned} k_a^2 H_a &= -\nabla^2 H_a \\ k_a^2 E_a &= -\nabla^2 E_a \end{aligned}$$

כאשר $H_a = \mathbf{H}_a - \mathbf{E}_a$ הם בהתאמה, השדות הוזשמלי והמגנטי של המוד ה-a.

פתרונות משוואה 2.1 מקלימים:

$$E(x,t) = - \sum_a \frac{1}{\sqrt{\epsilon}} P_a(t) E_a(x) \quad [2.2.2]$$

$$H(x,t) = - \sum_b \frac{1}{\sqrt{\mu}} \omega_b q_b(t) H_b(x)$$

(כאשר q_a ו- ω_a מקומים),

כלומר ניתנים להפרדה למשתנים מקומיים ולמשתנים דינמיים המשתנים הדינמיים מקלימים:

$$\begin{aligned} \dot{P}_a &= \dot{q}_a \\ \ddot{P}_a + \omega_a^2 P_a &= 0 \end{aligned} \quad [2.2.3] \quad \text{וגם}$$

והם ניתנים, איפוא, לזיהוי כמשתנים הדינמיים של מערכת אוסילטורים הרמוניים, אשר ההמילטוניאן שלהם הוא:

$$H = \sum_a \frac{1}{2} (P_a^2 + \omega_a^2 q_a^2) \quad [2.2.4]$$

q_a, P_a מאפיינים מוד של המהוד המוכלל. פורמלית המודים הם אוסילטורים הרמוניים.

קוונטיזציה של השרה האלקטרומגנטית במהור נערכת על-ידי הכרזת יחסי החילוף בין P_a ו- q_a , כזהים ליחסי החילוף באוסילטור הרמוני:

$$\begin{aligned} [P_a, P_b] &= [q_a, q_b] = 0 \\ [q_a, P_b] &= i\hbar \delta_{a,b} \end{aligned} \quad [2.2.5]$$

על-ידי הגדרת אופרטורי בריאה a_ℓ^\dagger וחיסול a_ℓ

$$a_\ell^\dagger(t) = \frac{1}{(2\hbar\omega_\ell)} \frac{1}{2} [\omega_\ell q_\ell(t) - iP_\ell(t)] \quad [2.2.6]$$

$$a_\ell(t) = \frac{1}{(2\hbar\omega_\ell)} \frac{1}{2} [\omega_\ell q_\ell(t) + iP_\ell(t)]$$

כאשר $\hbar > 0$ הוא וקטור המצב הקוונטי אפשר לחשב את מספר הפוטונים במוד:

$$[2.2.7] \quad \langle n_{\ell 0} | a_{\ell 0}^\dagger a_{\ell 0} | n_{\ell 0} \rangle = n_{\ell 0}$$

זהו מספר הפוטונים במוד ℓ בזמן 0. כמו באופטיק הרמוני:

$$[2.2.8] \quad a_\ell^\dagger(t) a_\ell(t) = a_\ell^\dagger(0) a_\ell(0)$$

כך, שבמצב המתואר לעיל, מספר הפוטונים במוד קבוע בזמן, ובפרט אין מעבר אֶיִה ממוד למוד.

2.3 רעש קוונטי במגברים פרמטריים.

בסעיף 2.1 דנו באינטראקציות פרמטריות והנחנו שדות קלאסיים. כשבאים לרון בבעיית הרעש במגברים פרמטריים למיניהם מאפסים את אות הכניסה ומודרים את אות היציאה מהמגבר. אפשר עתה לחלק את הספק היציאה בהגבר ולקבל את הספק הרעש האקוילונטי בכניסה. בתדרי רדיו מקור הרעש הוא בתנועה התרמית של נושאי המטען ואנרגיית הרעש היא בערך kT למוד. בטמפרטורת החדר ותדר 1 MHz נקבל:

$$n = \frac{kT}{\hbar\omega} = \frac{1.4 \times 10^{-16} \times 300}{6.6 \times 10^{-27} \times 6 \times 10^6} \approx 6 \times 10^6$$

כלומר במוד שבו אנרגיה ממוצעת 26 meV ישנם 6×10^6 פוטונים, ומוצדק להתכונן ברעש כעל גודל קלאסי.

לעומת זאת בתדרים אופטיים $\hbar\omega \ll kT$. והאנרגיה לפוטון כורד במוד היא eV אחדים, ומכאן, שכשאנו הולכים ומאפסים את שדה הכניסה למגבר, נגיע בתדרים אופטיים לרמת אות שבה לא מוצדק יותר להניח שדה קלאסי, אפילו שבאותה רמת אות מותר להניח שדה קלאסי בתדרי רדיו. בשלב זה עלינו לחשב מחדש את המגבר הפרמטרי לפי תורת הקוונטים.

כדי לערוך חישוב זה, נחזור למשוואה [2.1.9] (משוואות האמפיליטודות הצמודות).

לביטויים מהצורה $\eta_k^{-1} E_k^* E_k$ יש מימדים של צפיפות אנרגיה, כלומר (בחזית הגל) הם יחסיים לצפיפות הפוטונים בתדירות ω_k . ראינו גם ב-[2.2.7] שמספר הפוטונים במוד שתדרו ω_k שווה לערך התצפית של $a_k^\dagger a_k$. אנו מקשרים איפוא בין המשתנה הקלאסי E_k^* (האמפליטודה) ואופרטור הכריאה של פוטונים a_k^\dagger .

תורת הקוונטים טוענת שמשוואת התנועה של משתנה רינמי, זהה למשוואת התנועה של האופרטור המתאים לו בקצת היזנברג.

למשאבה נוסף להתייחס כאל שדה קלאסי, כי היא תמיר שדה חזק. כמו כן נוסף להניח כי עבור השרות החלשים של האות והטרק, החומר הוא לינארי (האיבר $E^2 \chi^{(2)}$ זנית) ומכאן שאין שינוי במודים ובמשוואות התנועה שלהם, ביחסי החילוף ובפונקציות העצמיות. ההבדל היחיד הוא תוספת איבר מאלץ במשוואות מקסוול כמו ב-[2.1.8]. יתר על כן, יצם ההנחה שמצומדים רק שלושה שדות מונוכרומטיים מאפשרת את המשך השימוש בפונקציות העצמיות של אוסילטור הרמוני.

מכאן, שמשוואות התנועה של אופרטורי הבריאה וההיסול של פוטונים, כאשר יש צימוד פרמטרי בין המודים המתאימים, יהיו המשוואות הבאות - בהשתמשנו בקשר $\frac{\partial}{\partial x} = \frac{1}{c} \frac{d}{dt}$:

$$2.1.17b + \quad \frac{da_s}{dt} = -j \frac{c\mu_s^{(2)} \omega_s^2 E_p a_i^\dagger}{k_s} e^{-j\Delta kx}$$

$$[2.3.1] \quad \frac{da_i^\dagger}{dt} = j \frac{c\mu_s^{(2)} \omega_i^2 E_p a_s}{k_i} e^{-j\Delta kx}$$

(לאחר הצמדה)

הנחת $\chi^{(2)}$ בלתי תלוי בתדר: $\chi_s^{(2)} = \chi_i^{(2)} = \chi^{(2)}$ בסמך

$$[2.3.2] \quad \frac{c\mu_s^{(2)} \omega_i^2 E_p}{k_i} e^{-j\Delta kx} = c^2 \mu_s^{(2)} E_p e^{-j\Delta kx} \omega_i = \frac{s}{2} \omega_i$$

גודל זה בלתי תלוי בזמן ולכן [2.4.1] יקבלו את הצורה:

$$[2.3.3] \quad \begin{cases} \frac{da_s}{dt} = -j\omega_s \frac{s}{2} a_i \\ \frac{da_i^\dagger}{dt} = j\omega_i \frac{s}{2} a_s \end{cases}$$

ואם נסמן $g = \sqrt{\omega_1 \omega_s}$ יהיו הפתרונות:

$$[2.3.4] \quad a_s(t) = a_s(0) \cosh \frac{gt}{2} - ia_1^\dagger(0) \sinh \frac{gt}{2}$$

$$a_1^\dagger(t) = a_1^\dagger(0) \cosh \frac{gt}{2} + ia_s(0) \sinh \frac{gt}{2}$$

כדי למצוא את מספר הפוטונים בתדירים ω_s ו- ω_1 יש לדעת את האופרטורים $a_s^\dagger(t)a_s(t)$ ו- $a_1^\dagger(t)a_1(t)$ ואנו מקבלים אותם על-ידי הכפלת כל משוואה מ-[2.3.4] בצמודה. ובהשתמשנו בקשר $1 = [a_k, a_k^\dagger]$ נקבל:

$$[2.3.5a] \quad a_s^\dagger(t)a_s(t) = a_s(0)a_s^\dagger(0) \cosh^2 \frac{gt}{2} + [1 + a_1^\dagger(0)a_1(0)] \sinh^2 \frac{gt}{2} + \frac{i}{2} \sinh(gt) [a_s^\dagger(0)a_1^\dagger(0) - a_s(0)a_1(0)]$$

וכן

$$[2.3.5b] \quad a_1^\dagger(t)a_1(t) = a_1^\dagger(0)a_1(0) \cosh^2 \frac{gt}{2} + [1 + a_s^\dagger(0)a_s(0)] \sinh^2 \frac{gt}{2} + \frac{i}{2} \sinh(gt) [a_s^\dagger(0)a_1^\dagger(0) - a_s(0)a_1(0)]$$

כאמור, לאופרטורים אלה אותן הפונקציות העצמיות כמו לאופרטורים המתאימים באוסילטור הרמוני.

בגלל האורתונורמליות שלהן נוכל לכתוב:

$$[2.3.6a] \quad \bar{n}_s(t) = \langle n_{s0}, n_{i0} | a_s^\dagger(t)a_s(t) | n_{s0}, n_{i0} \rangle = \\ = \langle n_{s0}, n_{i0} | a_s^\dagger(0)a_s(0) \cosh^2 \frac{gt}{2} + (1 + a_1^\dagger(0)a_1(0)) \sinh^2 \frac{gt}{2} | n_{s0}, n_{i0} \rangle = \\ = n_{s0} \cosh^2 \frac{gt}{2} + (1 + n_{i0}) \sinh^2 \frac{gt}{2}$$

ובאותו אופן

$$[2.3.6b] \quad \bar{n}_i(t) = n_{i0} \cosh^2 \frac{gt}{2} + (n_{s0} + n_{i0}) \sinh^2 \frac{gt}{2}$$

עולה מכאן שגם כאשר $m_{s0} = n_{i0} = 0$ ישתנה מספר הפוטונים בכל מוד המשתתף באינטראקציה כאילו היה שם פוטון אחד ב- $t = 0$. זהו "רעש הכניסה" למגבר הפרמטרי.

מדרך החישוב גם עולה, כי מותר להשתמש במשוואות הקלאסיות למגבר הפרמטרי לכל צורך, והשינוי היחיד הנדרש הוא הוספת פוטון רעש לכל מוד (הוכחה מפורטה ניתנת במאמרם של גורדון, לואיזל ו-ווקר⁽²⁶⁾).

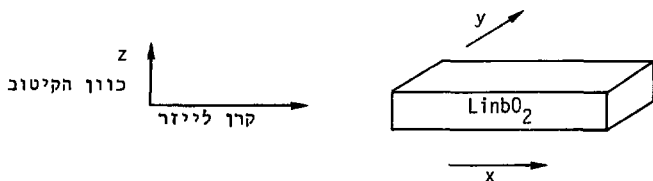
הערה: החישוב שלמעלה כולל מספר הנחות, שמצמצמות את תקפותו. הכללה רבה יותר נעשתה על-ידי טאנג וג'יאלודנצ'י⁽²⁴⁾ ועל-ידי קליינמן⁽²³⁾, וזוצאותיהם הסופיות אינן שונות מהמובא לעיל.

אביא גם הסבר אחר שהוצע על-ידי ד"ר גדעון ארז.

נתבונן במהוד מוכלל. שערךנו בו קוונטיזציה כמו בסעיף 2.3. כל מוד אקוויולנטי לאוסילטור הרמוני. נניח שנוכחות משאבה גורמת למעברים דיפוליים בין הרמות השונות של כל אוסילטור, שהן סטציונריות ללא הפרעה. סיכוי מעבר מרמה מאוכלסת ב- n פוטונים לאכלוס $n + 1$ הוא $\alpha(n + 1)$. לכן אם המוד ריק ($n = 0$) סיכוי המעבר הוא α . הקשר בין תפוקה, הגבר, כניסה ורעש נתון על-ידי $U_{out} = A U_{in} + N$. במקרה הנדון (U_{out}) הוא איכלוס המוד, ההגבר הוא סיכוי המעבר α וכמו שראינו $U_{out} = \alpha(n + 1)$ (מכאן $\alpha = N$). כלומר, היציאה מתנהגת כאילו יש בכניסה, נוסף לאות הכניסה, עוד פוטון יחיד.

2.4 פלואורסנציה פרמטרית קולינארית של LiNbO_3 (25)

נחבונן במערכת הנסיונית המתוארת בצירור 11.



צירור 11 גביש LiNbO_3 ואור מקוטב המתקדם בכיוון x.

קרן הלייזר השואבת, תחשב כשדה מישורי בקירוב ראשון, שתדרו ω_p והוא מתפשט בכיוון x. כיוון הקיטוב הוא z.

LiNbO_3 הוא חומר לא לינארי, ולפי הסעיפים הקודמים אנו יכולים להתבונן בו העל מגבר פרמטרי קלאסי עם פוטון רעש אחד בכל מוד; בחירת הכיוונים מאפשרת תיאום פסה $\Delta k = 0$. הרעש המוגבר בתפוקת המגבר הוא הפלואורסנציה הפרמטרית, ואת תכונותיו נחשב להלן.

בהנחת גל מישורי, נפח המהוד V הוא נפח הגביש, והספק הרעש ליחידת שטח בכניסה לגביש הוא:

$$[2.4.1] \quad \frac{d\left(\frac{P_i}{A}\right)}{dn} = \frac{\hbar \omega_i}{V} v_i = \frac{\hbar \omega_i}{xyz} v_i$$

לכל מוד

A שטח פני הגביש במישור yz (הכניסה למגבר), xyz ממדי הגביש, ו- v_i מסמן את מהירות התפשטות האור שקיטובו y. כשקיטובו בכיוון זה הגל הוא קרן רגילה (O-ray) וקיים:

$$[2.4.2] \quad v_x = \frac{c}{n_o} = \frac{c}{n_i}$$

כ- n_i^0 הוא גם פונקציה של אורך הגל. הסימן i מסמן אות סרק (Idler). מכיון שמצאנו פוטון רעש בכל מוד, גם של אות וגם של סרק, אין לסימון זה תוכן פיסיקלי מיוחד.

n מסמן את מספר המודים כגביש. לגביש באורך x , יתכנו באורך גל λ_i , $n = \frac{x}{\lambda_i}$ מודים אורכיים, לכן:

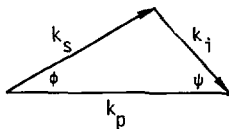
$$n = \frac{x}{\lambda_i} = \frac{x k_{ix}}{2\pi} \Rightarrow dn = \frac{x}{2\pi} dk_{ix}$$

באותו שיקול נמצא את dn גם לכיוונים y ו- z ולכן:

$$d\left(\frac{P_i}{A}\right) = \frac{\hbar \omega_i}{xyz} \left(\frac{C}{n_i^0}\right) \frac{xyz}{(2\pi)^3} dk_{ix} dk_{iy} dk_{iz}$$

$$[2.4.3] \quad d\left(\frac{P_i}{A}\right) = \frac{\hbar \omega_i}{(2\pi)^3} \left(\frac{C}{n_i^0}\right) dk_{ix} dk_{iy} dk_{iz} \quad \text{או}$$

כדי לחשב את הספק היציאה צריך להביא בחשבון רק את אותם המודים שעבורם בקירוב קיים תיאום פסה. נתבונן לטם כך בצירור 12.



12 צירור משולש תיאום הפסה.

תיאום פסה פירושו $k_j + k_s = k_p$, דהיינו המשולש בציר 2.2 סגור.

דיוננו מוגבל לאיזורים בגביש בהם $\frac{\partial n_i^o}{\partial \omega_i} < \frac{n_i^o}{\omega_i}$ (אלו הם איזורים הרחוקים מפסי-בליעה).
באיזורים אלה אפשר לכתוב:

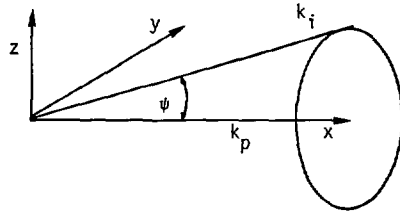
$$k_{ix} = \left(\frac{2\pi}{\lambda_i} \right) = \frac{n_i^o \omega_i}{c}$$

ולחסיק כי:

[2.4.4]

$$dk_{ix} = \frac{n_i^o}{c} d\omega_i$$

כמו כן עבור זוויות ψ קטנות יתקיים (ציר 13):



ציר 13 חישוב K_p, K_i בזוויות קטנות.

כדי לחשב את $d\left(\frac{P_i}{A}\right)$ בכיוון הקרו, נעבור לקואורדינטות כדוריות במרחב k:

$$dk_{iy} dk_{iz} = 2\pi k_i \psi k_i d\psi = 2\pi k_i^2 \psi d\psi ; k_i \approx k_{ix}$$

[2.4.5]

$$\begin{aligned} d\left(\frac{P_i}{A}\right) &= \frac{2\pi \hbar \omega_i}{(2\pi)^3} \frac{c}{n} \frac{n_i^o 2 \omega_i^2}{c^2} \frac{n_i^o}{c} \psi d\psi d\omega_i = \\ &= \frac{\hbar \omega_i^3}{(2\pi)^2} \left(\frac{n_i^o}{c} \right)^2 \psi d\psi d\omega_i \end{aligned}$$

נציב גודל זה כהספק הכניסה במשוואת ממיר החדר [2.1.26] ונחשב את הספק היציאה בחדר האות. הספק זה יהיה הספק הפלואורסנציה הפרמטרית מן הגביש.

אנו מסתכלים על הגביש כממיר ולא כמגבר כי זה המצב בו מראש בתדר האות איך כניסה. אילו היינו מביטים על הגביש גם כממיר וגם כמגבר היינו מקבלים תוצאה גדולה פי שניים מזו הנכונה, כי הבאנו כל פרטון רעש פעמיים בחשבון (ראה קליינמן (23)).

ומכאן, הספק היציאה באות לכל מור סרק המשתתף באינטראקציה, יהיה:

$$[2.4.6] \quad \frac{dP_s}{A} = \frac{2\omega_s^2 d_{15}^2 L^2}{\epsilon_o^3 c^3 n_s^3 n_i^2 n_p} \frac{P_p}{A} \frac{\hbar \omega_i^3}{(2\pi)^2} \left(\frac{n_i}{c}\right)^2 \text{sinc}^2 x \psi d\psi d\omega_i$$

$$\text{sinc } x = \frac{\sin x}{x} \quad \text{כאשר } L \text{ אורך הגביש}$$

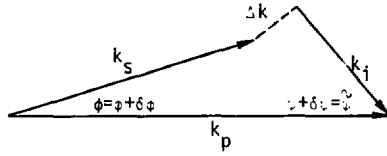
$$x = \{ \Delta k \cdot L / 2 \} \quad \text{וכאשר}$$

השטח A מצטמצם, ומסקנה חשובה ראשונה היא שהפלואורסנציה הפרמטרית אינה תלויה בצפיפות ההספק של המשאבה, אלא רק בהספק. הפלואורסנציה הפרמטרית שונה בכך מייצור הרמוניה שניה וממתנד פרמטרי.

$$[2.4.7] \quad dP_s = \frac{2\omega_s^2 d_{15}^2 L^2 n_i^2}{\epsilon_o^3 c^3 n_s^3 n_p} P_p \frac{\hbar \omega_i^3}{(2\pi)^2} \text{sinc}^2 x \psi d\psi d\omega_i \quad \text{לכך:}$$

הזווית ψ היא זווית הפיזור של הסרק, ω_i הוא תדר הסרק. אנו מעוניינים לבטא את P_s בפרמטרים שלו: בזווית הפיזור שלו ϕ ובתדר שלו ω_s .

הציור 12 שהובא למעלה מתאר מצב של תיאום פסה, $\Delta k = 0$. כל אי-תיאום פסה לפי [2.1.6] הוא חריגה קטנה ממצב זה, כך שמותר להזניח את ϕ ואת δ (כי ϕ ו- ψ עצמן הן זוויות קטנות). ראה ציור 14.



ציור 14 חישוב Δk .

לכן: $\phi = \tilde{\psi}$; $\phi \approx \tilde{\phi}$

נשתמש על כן על ציור 12 ולפי משפט הסינוסים:

[2.4.8] $\psi d\psi = \left| \frac{k_s}{k_i} \right|^2 \phi d\phi$

וכמו כן:

$$\omega_i + \omega_s = \omega_p \Rightarrow d\omega_s = -d\omega_i$$

לכן:

$$\begin{aligned} |dP_s| &= \frac{2\omega_s^2 d_{15}^2 L^2 \hbar \omega_i n_i^o}{\epsilon_o^3 c^5 n_o n_s n_p (2\pi)^2} P_p \left| \frac{k_s}{k_i} \right|^2 \text{sinc}^2 x \phi d\phi d\omega_s = \\ &= \frac{2\omega_s^2 d_{15}^2 L^2 \hbar \omega_i n_i^o}{\epsilon_o^3 c^5 n_o n_s n_p (2\pi)^2} P_p \frac{\omega_s^2 n_s^o{}^2}{n_i^2 \omega_i^2} \text{sinc}^2 x \phi d\phi d\omega_s = \\ &= \frac{2\omega_s^4 d_{15}^2 L^2 \hbar n_s^o \omega_i}{\epsilon_o^3 n_i n_p (2\pi)^2 c^5} P_p \text{sinc}^2 x \phi d\phi d\omega_s \end{aligned}$$

נסמך:

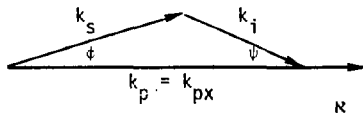
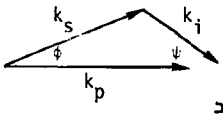
$$[2.4.9] \quad \beta(\omega_s, T) = \frac{2\omega_s^4 \omega_i \hbar n_s^0}{\epsilon_0^3 n_i^0 n_p^0 (2\pi)^2 c^5}$$

בגביש הומוגני, ועבור אורך גל נתון של משאבה, β תלוי רק ב- ω_s ובטמפרטורה (דרך תלות מקדמי השבירה בטמפרטורה).

הגודל $x = \Delta k \frac{L}{2}$ יחזי לחוסר תיאום הפסה Δk . וקטורי ה- k תלויים בגביש ליתיום ניוטב בהרכב, בהומוגניות, באורך הגל ובכיוון. עבור גביש הומוגני נקבל $\text{sinc}^2 x = f(\omega_s, \phi, T)$ ולכן:

$$[2.4.10] \quad |dP_s| = \beta(\omega_s, T) \cdot f(\omega_s, \phi, T) \cdot P_p^L \int_{-L/2}^{L/2} \phi d\phi d\omega_s$$

בטמפרטורה נתונה, חלוקת העצמה והתיידידות של הפלואורסנציה הפרמטרית תאפיין, איפוא, את הגביש ותאפשר לקבוע את תכונותיו הממוצעות. לכן נחפש ביטויים מפורשים ל- β ול- f , בהנחה שמדובר בגביש הומוגני. מכיון שאנו מצטמצמים למקרים הקולינאריים, כלומר הזוויות ϕ ו- ψ קטנות מאוד, ו- $k_x \approx k_i$ נביח שיש אי-תיאום פסה רק בכיוון x , דהיינו, קיום אי-תיאום יתואר על-ידי ציור 15.



kp

ציור 15 שתי צורות של אי-תיאום פסה.

ולכן:

$$\begin{aligned} \Delta k &= k_p - k_s \cos\phi - k_i \cos\psi \\ &= k_p - k_s (\ell - \frac{1}{2}\phi^2) - k_i (\ell - \frac{1}{2}\psi^2) = \frac{1}{2}k_i \psi^2 \end{aligned}$$

פעם נוספת לפי משפט הסינוסים ולכן: $\psi^2 = \frac{k_s^2}{k_i^2} \phi^2$

$$\Delta k = \frac{1}{2} k_s \phi^2 + \frac{1}{2} \frac{k_s^2}{k_i^2} \psi^2 = \frac{1}{2} k_s \left(\frac{k_i + k_s}{k_i} \right) \psi^2 = g \phi^2$$

כאשר:

$$[2.4.11] \quad g = \frac{1}{2} k_s \frac{k_i + k_s}{k_i} \approx \frac{k_s k_p}{2k_i}$$

נבדוק גם את תלות Δk ב- ω_s . נניח כי קיימת טמפרטורה T_0 בה יש תיאום פסה

$$\omega_{i_0} - \omega_{s_0} = \Delta k_0 = 0, \quad k_{p_0} - k_{s_0} - k_{i_0} = \Delta k_0 = 0$$

ולכן בקירוב ראשון:

$$k_s = k_{s_0} + \left(\frac{\partial k_{s_0}}{\partial \omega_s} \right) \delta \omega_s$$

$$k_i = k_{i_0} + \left(\frac{\partial k_{i_0}}{\partial \omega_i} \right) \delta \omega_i = k_{i_0} - \left(\frac{\partial k_{i_0}}{\partial \omega_i} \right) \delta \omega_s$$

$$\Delta k = \frac{\partial k_{i_0}}{\partial \omega_i} - \frac{\partial k_{s_0}}{\partial \omega_s} \delta \omega_s = -b \delta \omega_s$$

ולכן:

כאשר מגדירים:

$$[2.4.12] \quad -b = \frac{\partial k_{i_0}}{\partial \omega_i} - \frac{\partial k_{s_0}}{\partial \omega_s}$$

בניווט $\omega_i = \omega_s$ נקבל $b = 0$.

בדיספרסיה נורמלית (וזה התחום שהגבלנו דיוננו בו) קיים $k_s > k_i$ ומכאן

$$\frac{\partial k_s}{\partial \omega_s} > \frac{\partial k_i}{\partial \omega_i} \quad \text{כלומר } b - \text{ יהיה שלילי, מכאן } (k_s + k_i)_x > k_p$$

לכן: $|k_s + k_i| > |k_p|$ (ולפי ההנחה שציוור 15 מבוסס עליה הם שווים ברכיבי y ו- z).

מכאן, שהתדירות של הפלואורסנציה המפוזרת לצדדים תהיה גדולה מזו של הפלואורסנציה

הקולינארית. זו אחת התכונות המיוחדות פלואורסנציה פרמטרית, כלומר המצב הפיסיקלי

מתואר על-ידי ציוור 15 ולא על-ידי ציוור 15ב.

בסך הכל מקבלים:

$$[2.4.13] \quad \Delta k = -b\delta\omega_s + g\phi^2$$

ולכן:

$$[2.4.14] \quad f(\omega_s, T, \phi) = \text{sinc}^2[-b\delta\omega_s + g\phi^2] \frac{L}{2}$$

כאשר הקבועים b, g תלויים בטמפרטורה וב- ω_s על-ידי הגדרתם, והקשר הנוסף . $k_{po} = k_{so} + k_{io}$ תלות זו נותנת גם את האופן המפורש בו תלויה β בטמפרטורה ובתדר. בסוגיה זו נעסוק בפירוט בפרקים 3 ו-5.

ההספק הכללי של הפלוואורסנציה יתקבל על-ידי אינטגרציה של 2.4.11 על כל התריירות ועל כל זוויות הפזיחה של הגלאי:

$$[2.4.15, א] \quad P_s = -\beta L^2 d_{15}^2 P_p \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{\theta} \text{sinc}^2[-b\delta\omega_s + g\phi^2] \frac{L}{2} \phi d\phi d\omega_s$$

אבל:

$$\delta\omega_s = \omega_{s0} - \omega_s \Rightarrow d\delta\omega_s = d\omega_s$$

ומכיוון שחזים ההשתנות של $\delta\omega_s$ הוא $(-\infty, \infty)$, נוכל להחליף $\delta\omega_s$ ב- ω_s , ולכן:

$$\begin{aligned} P_s &= -\beta L^2 d_{15}^2 P_p \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{\theta} \left(\text{sinc}^2[-b\omega_s + g\phi^2] \frac{L}{2} \right) \phi d\phi d\omega_s \\ &= -\beta L^2 d_{15}^2 P_p \int_0^{\theta} \phi d\phi \int_{-\infty}^{\infty} \left(\text{sinc}^2[-b\omega_s + g\phi^2] \frac{L}{2} \right) d\omega_s \\ &= \frac{2\beta L^2 P_p d_{15}^2}{bL} \int_0^{\theta} \phi d\phi \int_{-\infty}^{\infty} \text{sinc}^2\left[\omega_s - \frac{2g}{bL} \phi^2\right] d\omega_s = \frac{\beta L P_p d_{15}^2}{b} \pi \theta^2 \end{aligned}$$

(כתנאי שמספיק רחוקים מנירון: בנירון $\omega_1 = \omega_s$ ולכן $b = 0$. ראה עמוד 40).
 כלומר עוצמת הפלואורסנציה הכוללת היא:

$$[2.4.15] \quad P_s = \frac{\beta L d_{15}^2 P_p}{b} \pi \theta^2$$

והתפלגותה על-פי החום התרמים:

$$[2.4.16] \quad \frac{dP_s}{d\omega_s} = \beta L^2 d_{15}^2 P_p \int_0^\theta \left(\text{sinc}^2 \left[b\omega_s - g\phi^2 \right] \frac{L}{2} \right) \phi d\phi$$

במקרה הקולינארי $\theta \rightarrow 0$ ואז,

$$[2.4.17] \quad \frac{dP_s}{d\omega_s} \theta \rightarrow 0 = \beta L^2 d_{15}^2 P_p \text{sinc}^2 \left(-bL \frac{\delta\omega}{2} \right) \frac{1}{2} \theta^2$$

אם נגדיר את רוחב הפס כמרחק (במישור הטרד) בין שני האפסים הראשונים של sinc
 נקבל:

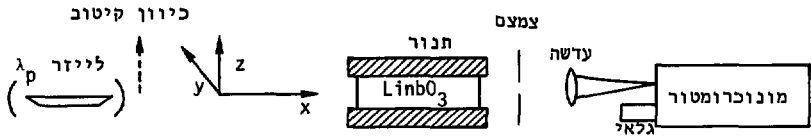
$$[2.4.18] \quad \frac{2\pi}{L} = b\Delta\omega \Rightarrow \Delta f = \frac{1}{bL}$$

להלן נראה כי ביטוי זה מאפשר אפיון מידת ההומוגניות של גביש LiNbO_3 בעזרת
 פלואורסנציה פרמטרית.

2.5 שימוש בפלואורסנציה פרמטרית לאפיון גבישי LiNbO_3

בפרק 1 הראינו, כי בשתי תכונות עיקריות נבדלים גבישי LiNbO_3 זה מזה: בהרכב הממוצע
 ובהומוגניות ההרכב. אפיון הגבישים פירושו קביעת ההרכב הממוצע ונקיבת מספר טיב
 המבטא את מידת ההומוגניות של הגביש. המקדם הלא לינארי d_{15} נחשב כקבוע על פני
 תחום השקיפות ובלתי תלוי בהרכב⁽²³⁾. נראה עתה כי בעזרת פלואורסנציה פרמטרית אפשר
 לאפיון גביש LiNbO_3 ולמדוד d_{15} אינדיבידואלי של כל גביש באורך הגל הרצוי.

נתבונן בנסיון העקרוני המתואר בציור 16.

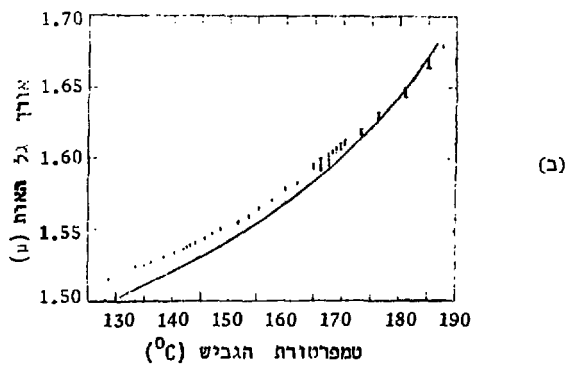
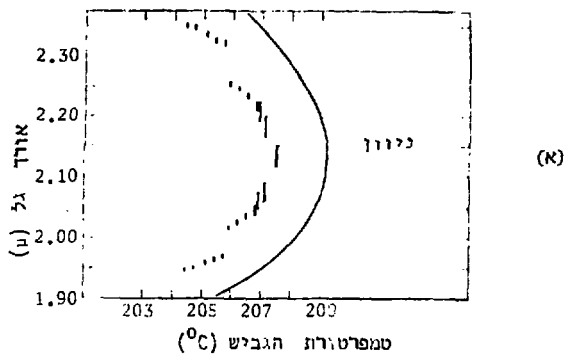


ציור 16 מדידת פלואורסנציה פרמטרית (עקרונית).

מלייזר בחדר ω_p מתפשטת קרן ופוגעת בגביש LiNbO_3 הנמצא בתנור. החדר ω_p נמצא כחחום השקיפות של הגביש ובקרוך מקוטבת, כך שתהווה e-ray של הגביש. בטמפרטורה T יהיה תיאום פסה בגביש עבור החדרים ω_p , ω_s , ω_i , ופלואורסנציה פרמטרית בתדירות ω_s תפוזר מן הגביש. הצמצם יקבע את זווית הפיזור המקסימלית והעדשה תרכז את האור המפוזר לתוך המונוכרומטר, שם נוכל למדוד את אורך הגל שלו ועוצמתו על-ידי הגלאי (ראה פרק 3.2). על-ידי סקירת תחום טמפרטורה רחב אפשר לקבל פונקציה המכאטת את הקשר בין ω_s לבין T.

פונקציה זו נקראת בשם "עקום הכוונון" של הגביש בחדר ω_p . זהו מידע חיוני למשתמש בגביש למטרת אוסילטור פרמטרי (26).

נבדוק עתה את הקשר בינה לבין ההרכב הממוצע של הגביש. הציוורים 4, 5, 6 בפרק 1 מראים על קשר בין טמפרטורות תיאום הפסה ליצירת הרמוניה שניה ובין הרכב הגביש, דרך ההפרש $n_o - n_e$. יש להדגיש כי $n_o - n_e$ הדרושים ליצירת הרמוניה שניה לא נמדדו ישירות בארכי הגל של היסוד וההרמוניה (שם מתאפס ההפרש) אלא בארכי גל שונים. זהו חסרון הכרחי כשיטת יצירת הרמוניה השניה. על כל פנים, גרף אקוילונטי לציור 4 בפלואורסנציה פרמטרית, יאפשר קביעת ההרכב כפונקציה של טמפרטורת פלואורסנציה באורך גל שנבחר. יש לציין כי בפלואורסנציה פרמטרית מנוונת ($\omega_i = \omega_s$) המצב זהה לגמרי ליצירת הרמוניה שניה. פירסן, גניאל ויריב (להלן: פג"י) הסתמכו על כך כשיטת ביניים בין שתי הגישות (66).



||||| תוצאות המדידה

———— עקום הכוונון הנצפה

$$\lambda_p = 1.06 \mu$$

17 ציור 17 מתוך פג"י (66)

הם הניחו שמספיק לדעת נקודה אחת על עקום הכוונון כדי לדעת את כולו מאחר שהוא מוזז כולו במידה שווה לעומת עקום הכוונון של גביש "טהור". בין היתר, נבדוק בעבודה זו את נכונות הנחתם, בתחום סמפרטורות רחב יותר מאשר עשו פג"י ורוחק יותר מניוון. מקדמי השבירה הרגילים n_s^0 , n_i^0 והלא רגיל n_p^e תלויים בתדר, בטמפרטורה וגם בהרכב הגביש, בו תלוי כפרט n_p^e .

משוואות [2.1.5], [2.1.6] מקבלות לכך את הצורה

$$\omega_i + \omega_s = \omega_p$$

$$[2.5.1] \quad n_i^0(\omega_i, T, x)\omega_i + n_s^0(\omega_s, T, x)\omega_s = n_p^e(\omega_p, T, x)\omega_p$$

כאשר x הוא פרמטר הרכב הגביש.

מדידת עקום הכוונון פירושה מציאת הקשר בין ω_s ו- T . ω_p ידוע, x קבוע והוא פרמטר של העקום. קביעה נסיונית או חישובית של תלות משפחת העקומים $\omega_s(T)$ - x תאפשר אפיון הגביש.

מטרתה הראשונה של העבודה היא, לכך, מימוש המערכת המיוצגת בציור 16, שתאפשר מדידת עקום הכוונון של LiNbO_3 . יתר על כן, ידיעת אחד מכלל מקדמי השבירה, יאפשר חישוב היתר בטמפרטורה ובאורך הגל בו הם יישמשו למעשה.

כדי לאפיין גביש, נחוץ גם לדעת את מידת אי ההומוגניות שלו. נניח תחילה כי ההומוגניות היא פונקצית מדרגה והגביש מורכב משני חלקים בעלי הרכב שונה, כמוראה בציור 18.



כאותה טמפרטורה יגיע כל חלק לתיאום פסה באורך גל שונה.

רוחב הפס Δf של הפלואורסנציה יגדל מעל לערך האידיאלי $\Delta f = \frac{1}{dL}$.

מידת הגידול תאפשר לקבוע סיפרת טיב לגביש.

כדי להעריך את רגישות מדידות אלו נרשום את הקירובים הבאים:

$$b = 6 \times 10^{-10} \frac{\text{שניה}}{\text{מטר}} \quad (25) \text{ ע"ס הריס ובייר}$$

$$\Delta f = \frac{10^{12}}{6} = 1.3 \times 10^{11} \frac{1}{\text{שניה}} \quad \text{לכן לגביש האידיאלי באורך 1 ס"מ}$$

כמו כן באותו אורך גל מצאו הריס ובייר

$$\frac{\partial \lambda}{\partial T} = 4 \frac{\text{Å}}{\text{°C}}$$

ולכן:

$$\frac{\partial f}{\partial T} = C \frac{\partial \frac{1}{\lambda}}{\partial T} = \frac{C}{\lambda^2} \frac{\partial \lambda}{\partial T} \approx \frac{3 \times 10^8 \times 4 \times 10^{-10}}{(6.3)^2 \times 10^{-14}} \approx 3 \times 10^{11} \frac{1}{\text{שניה} \cdot \text{°C}}$$

עבור יצירת הרמוניה שניה, ולכן גם לפלואורסנציה בנייון, מצא מירווינטר (9)

(צויר 4):

$$\frac{\partial T}{\partial x} = 25 \times 10^2 \frac{\text{°C}}{\text{שבר מולרי}} \quad x = \frac{\text{LiO}_2}{\text{Li}_1\text{O}_2 + \text{Nb}_2\text{O}_5}$$

בהנחת שיפוע זהה גם עבור תיאומי פסה לא מנוונים נקבל:

$$\frac{\partial f}{\partial x} = \frac{\partial T}{\partial x} \approx 25 \times 10^{11} \times 10^2 = 2.5 \times 10^{14} \frac{\text{הרץ}}{\text{שבר מולרי}}$$

שינוי בהרכב כל הגביש בערך של 10^{-3} מן השבר המולרי יהיה ניתן איפוא לגילויי בנקל.

זהו בקירוב גם השינוי המותר בהרכב גביש באורך 1 ס"מ לפי Nash (13).

פלואורסנציה פרמטרית חשובה במיוחד למדידת המקדם הלא לינארי d_{15} . מנוסחאות

[2.4.15] נגזל:

$$[2.5.2] \quad \frac{p_s}{p} = \frac{\beta L^2}{b} \pi \theta^2 d_{15}^2$$

על-ידי מדידת יחסי העצמה בין P_s ל- P_p אפשר על כן לקבוע את d_{15} , ואין צורך במדידת עצמה מחלטת. בייצור הרמוניה שניה חייבים לקבוע את P_p ו- P_s אבטולוטית, ולהביא בחשבון את מספר המודים במשאבה, ומדידה זו קשה עד כדי כך שבדרך כלל מסתפקים במדידה השוואתית בין גבישים, למטל משוים לגביש K.D.P.

בפלוורסנציה פרמטרית מדידת d_{15} תקפה בלי קשר להומוגניות הגביש, בעוד שב-S.H.G. הומוגניות זו חיונית, והסיבה היא ררגת הקוהרנטיות הנמוכה יותר של פלוורסנציה פרמטרית.

2.6 בדיקה על-ידי S.H.G. - השוואה בין השיטות השונות

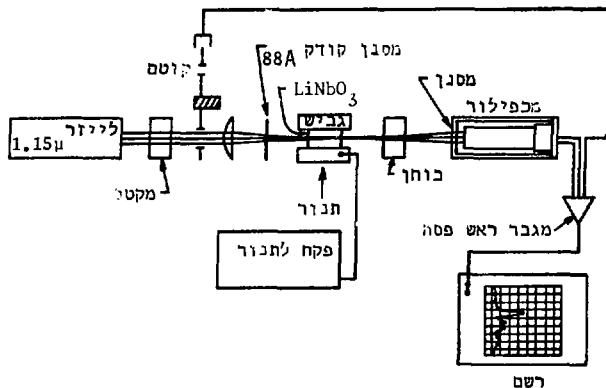
S.H.G. הוא תהליך פרמטרי בו $\omega_i = \omega_p = \frac{\omega_s}{2}$ ואז משוואה [2.1.26] מקבלת את הצורה:

$$[2.6.1] \quad P_s = \frac{2 \omega_p^2}{\pi} \frac{L^2}{W_p^2} \left(\frac{1}{\epsilon_0^3 c^3 n_p^2 n_s^2} \right) d_{15}^2 P_p^2 \left(\frac{2n-1}{n} \right) \text{sinc}^2 \left(\frac{1}{2} \Delta k L \right)$$

כמוסבר בסעיף 2.1,

כבר ראינו את הקשר בין ההרכב הממוצע של הגביש ובין הטמפרטורה של תיאום הפסה ליצירת הרמוניה שניה. בדיקת ההרכב ביצירת הרמוניה שניה נעשית בטמפרטורה ובתדר יחיד, בעוד פלוורסנציה נעשית כתחום תדרים רחב. עבור ניכוי תכונות של אוסילטור פרמטרי אפשרי לכצע מדידות אלו בטמפרטורה ובתדר האקטואליים.

מערכת אפיינית לבדיקת גביש על-ידי יצירת הרמוניה שניה, נראה בציור 19.



צילון 19 מערכת לבדיקת גביש על-ידי S.H.G. מתוך (18).

כבדיקות ההומוגניות ישנן שיטות אחדות:

(1) בדיקת L_{eff} (18).

כבדיקה זו משוים בין העצמה המתקבלת בגביש, לבין העצמה שהיתה מתקבלת מגביש אידיאלי כאותו אורך. האורך שמתקבל בגביש האידיאלי מוגדר כאורך האפקטיבי של הגביש. חיוני לבדיקה זו ייצוב ההספק ומספר המודים של הלייזר השואב, וגלאי בעל רגישות מיוצבת. אי-לכך, קיימים סיכויים במערכת המדידה (ראה (28)) ואמינות נמוכה.

(2) בדיקת $P_{S.H.G.}(T)$ ומדידת היחס בין השיא הראשי לשיא הצדדי הראשון (13).

כבדיקה זו אין צורך במדידת עצמה מוחלטת, אך התוצאות מקורבות - אגנס קירוב משכיע רצון.

(3) מדידת היחס בין המקסימום של $P_{S.H.G.}$ לבין שטח העקום כולו (קורכיגין (28)).

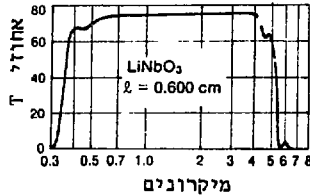
זהו שיפור של שיטה ב'.

רוחב הפס של ההרמוניה השניה הנוצרת בגביש, יהיה בדיוק כפליים מרוחב הפס של הלייזר השואב. ללייזרי C.W. מקבלים ללא קושי רוחב פס 10^{10} Hz, וייתכן שיפור בסדרי גודל רבים.

רוחב הפס של פלואורסנציה פרמטרית קולינארית הוא כזכור 10^{11} Hz לגביש באורך 1 ס"מ. מכאן שהקוהרנטיות של יצירת הרמוניה שניה גדולה יותר מאשר הקוהרנטיות של פלואורסנציה פרמטרית, ולכן הסיכוי לגלות בעזרתה אי-הומוגניות בגביש גדולה ביותר. ייתכן שבמערכת כדיקת גבישים כדאי יהיה לבצע את מדידת עקום הכוונון בעזרת פלואורסנציה פרמטרית ואת בדיקת הטיב ב-S.H.G. לשם כך צריכה המערכת שנפתח, להיות מסוגלת לבצע את שתי הפונקציות הללו: יצירת פלואורסנציה פרמטרית לקביעות עקום הכוונון ו-S.H.G. לקביעת ההומוגניות.

- ולבסוף, לבדיקת d_{15} יש יתרונות בולטים לבדיקה על-ידי פלואורסנציה פרמטרית:
- (1) בפלואורסנציה נקבע d_{15}^2 כאמור על-ידי היחס $\frac{P^S}{P}$ כלומר אין צורך בכיול מוחלט של ההספק; ב-S.H.G. נקבע d_{15} על-ידי $\left(\frac{P^S}{P}\right)$ ויש צורך במדידת הספקים מוחלטת.
 - (2) בפלואורסנציה אין חשיבות למיקוד (השטח) של קרן הלייזר ולמבנה המודים שלה.
 - (3) הבדיקה יכולה להערך בתדרים שונים וניתן לברוק את תלות d_{15} בתדר.
- החלטנו, איפוא, לבסס את מערכת בדיקת גבישי LiNbO_3 על מדידת פלואורסנציה פרמטרית.

3.1 בחירת התחום הספקטרי



ציור 20 העברת האור כתלות באורך הגל ב-LiNbO₃.

תחום השקיפות משתרע בין 400 nm ל-500 nm. הצעד הראשון בתכנון המערכת חייב להיות בחירת הלייזר השואב. לייזר זה מתאפיין על-ידי הנתונים הבאים:

(1) הספקו P_p , (2) אורך הגל בו הוא פועל ($\omega_p = \frac{2\pi c}{\lambda_p}$), (3) מחירו, (4) אופן הפעולה - רציף או פולסי.

מכיוון ש- ω_s , שהוא אחר הגדלים שנמדוד, מקיים $\omega_p > \omega_s$, חייב להתקיים:

$$400 \text{ nm} < \lambda_p < \lambda_s < 4000 \text{ nm}$$

ניסויים בפלואורסנציה פרמטרית, שפורסמו בספרות, נעשו כולם בעזרת לייזרים יקרים.

בייך (26) השתמש בלייזר A_r^+ באורך גל יחיד 488 nm ובהספק 1W. מחיר לייזר כזה למעלה

מ-10 K\$! מערכת דומה שימשה גם את טיטל ולורנס (28). פג"י (66) השתמשו בלייזר

Y.A.G., C.W. 10 W באינפרא-אדום.

מחירו של לייזר כזה למעלה מ-20 K\$. מעבדת גידול הגבישים שלנו לא יכלה להרשות לעצמה

הוצאת סכומים כאלה על ציוד התחלתי לפיתוח מערכת בדיקת גבישים. לכן נשקלה דרך

אלטרנטיבית של שימוש בלייזר דמוי He-Ne, נמוך הספק, שמחירו למטה מ-1 K\$.

הצעד השני היה, לכן, בדיקת רגישות הגילוי הדרושה בהספק $P_p = 1 \text{ mW}$.

לפי [2.5.13]:

$$[3.1.1] \quad \frac{P_s}{P_p} = \beta \frac{L}{b} \pi \theta^2$$

$$[3.1.2] \quad \beta = \frac{2\omega_s^4 \omega_i n_s^0}{3 c_o^3 n_2^0 n_p^e (2\pi)^2 c^5}$$

L = אורך הגביש

$$[3.1.3] \quad b = \frac{\partial k_i}{\partial \omega_i} - \frac{\partial k_s}{\partial \omega_s} = \frac{1}{c} \left[-\frac{\partial n_i \omega_i}{\partial \omega_i} - \frac{\partial n_s \omega_s}{\partial \omega_s} \right]$$

$\theta =$ זווית הפתיחה של הגלאי

ω_i, ω_s ומקומי הטבירה השונים נקבעים לפי תיאום הפסה, ולכן צריך לדעת מהו ω_p , שאותו טרם בחרנו. לשם התחלה ראינו איפוא, שגם בלייר-הויס וגם פג'י, שעבדו בתחומים

ספקטריים שונים, קבלו עבור $\theta = 1^\circ$ יחס $\frac{P_s}{P_p} \approx 10^{-10}$. מכאן שעבור

$P_p = 10^{-3} \text{ W}$ נקבל $P_s = 10^{-13} \text{ W}$, ולשם ביצוע מדידות סבירות צריכה אי-הוודאות

במערכת הגילוי להיות קטנה מ- 10^{-15} . למעשה, כדי לעבוד בזוויות קטנות $\theta \rightarrow 0$

נחוצה אי-וודאות קטנה מזו, ובקחנו בחשבון הפסדי הספק במערכת האופטית,

נגיע לכך שרצויה אי-וודאות נמוכה מ- 10^{-16} . אפשרות המימוש של מערכתנו חלוייה,

לכן, באפשרות לגלות אור ברמות אלו. יש לזכור כי מדובר בגילוי ישיר, כי גילוי

קוהרנטי לא בא כאן בחשבון (מוידיים רעש!).

גילוי ישיר ברגישות מירבית מקבלים ברכיבים בעלי הגבר פנימי (29) בהם ההספק המינימלי הניתן לגילוי, קטן בערך $\frac{1}{G}$ לעומת רכיבים בעלי יתר התכונות הדומות, אך ללא הגבר פנימי (G הוא ההגבר הפנימי - למשל הכפלה אלקטרונית במכפילור). ההגבר הפנימי הגבוה ביותר מכל הגלאים מצוי במכפילור. קיימים מכפילורים הפועלים בארכי גל $0.5 \mu - 0.4 \mu$ והם בעלי N.E.P של כ- $\frac{W}{\sqrt{Iz}} \cdot 10^{-21}$. על מכפילור כזה (6256 S תוצרת E.M.I), החלטנו לבסס את התיכנון. מכפילורים לאורכי גל ארוכים יותר הם בעלי N.E.P גרוע בסדר גודל, אלא אם כן מקררים אותם ומשתמשים בעדשות מגנטיות.

כאמור, הלייזרים שבאו בחשבון היו לייזרי He-Ne, He-Cd⁺, He-Se⁺ ודומיהם, כדי לבחור את הלייזר המתאים צריך לדעת את אורכי הגל של הפלואורסנציה המתקבלים בתחום הטמפרטורות בו נפעל ולבדוק את התאמתם הספקטלית למכפילור.

המשוואות הקובעות את אורך הגל של הפלואורסנציה הן (על-סמך [2.5.1]):

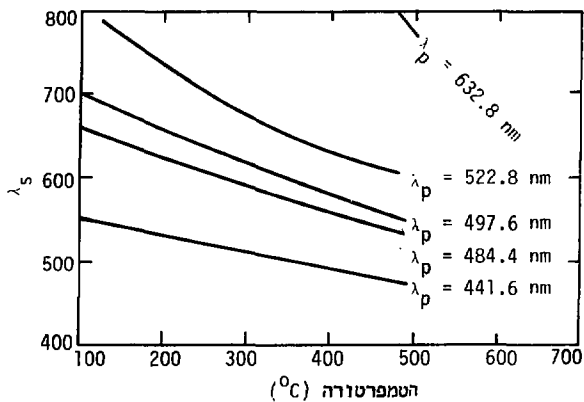
$$[3.1.5] \quad \omega_s + \omega_i = \omega_p$$

$$n_i^0(\omega_i, T, x)\omega_i + n_s^0(\omega_s, T, x)\omega_s = n_p^e(\omega_p, T, x)\omega_p$$

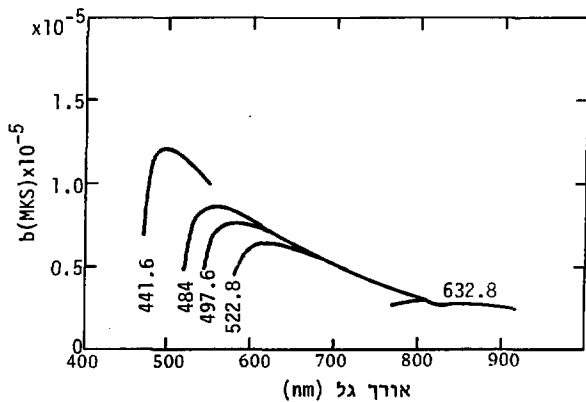
כדי לפתור הכרחי לדעת את הפונקציות $n_i^0(W, t, x)$. עבור גביש LiNbO_3 סטויכיומטרי (14) נתונים קשרים אלה על-ידי משוואות Sellmier של וורנר והובדן

$$[3.1.7] \quad (n^0)^2 - 4.9130 + \frac{1.173 \times 10^5 + 1.65 \times 10^{-2} T^2}{\lambda^2 - (2.12 \times 10^2 + 2.7 \times 10^{-5} T^2)^2} - 2.78 \times 10^{-8} \lambda^2$$

$$[3.1.8] \quad (n^0)^2 - 4.5587 + 2.605 \times 10^{-7} + \frac{0.920 \times 10^5 + 2.70 \times 10^{-2} T^2}{\lambda^2 - (2.01 \times 10^2 + 5.4 \times 10^{-5} T^2)^2} - 2.24 \times 10^{-8} \lambda^2$$



ציור 21 תלות λ_s בטמפרטורה עבור λ_p שונים



ציור 22 b עבור T ו- λ_p מצויר 21

משוואות [3.1.8]-[3.1.5] פתיתי באופן נומרי במחשב (ראה נספח 3) עבור ω_p המתאימים למעברים חזקים של He-Ne^+ , He-Ne ו- He-Cd^+ .

כמו כן חושבו n_i^0, n_s^0, n_p^0 ו- h עבור הטמפרטורות המתאימות. ראוי לציין כי תחום הטמפרטורה המעניין הוא התחום $170^\circ\text{C}-500^\circ\text{C}$: מתחיתו. ותרשת תופעת הנזק האופטי (30) בה מקלקלת קרן הלייזר עצמה את טיב הגביש, ומעליו מפסיד הגביש אטומי חמצן ומשתנים הרכבו ותחום השקיפות שלו (31).

התוצאות מובאות בציורים 21 ו-22.

מתוך ציורים 21 ו-22 עולה, כי שימוש בקו 441.6 nm של לייזר He-Cd^+ יגרום לפלואורסנציה פרמטרית בסביבות 500 nm עם h המשתנה מעט בתחום וקרוב לערך שהנחנו בדוגמה שבסעיף 2.7. מכאן שברגישות גלאי של כ- 10^{-16} W נובל לבצע את המדידה, ורגישות כזו ניתן להשיג עם מכפיל האור $6256s$ תוצרת E.H.I., ללא קירור ובלא עדשות מגנטיות. בחרנו אפוא בלייזר He-Cd^+ לשמש כמשאבה במערכת. יש לדאוג שמרחק ריילי של הלייזר שיבנה, יהיה גדול מספיק, כדי שנוכל להניח שגל המשאבה הוא מישורי בכל מקום במערכת.

3.2 המערכת האופטית

על המערכת האופטית למלא את התפקידים הבאים:

(1) ברירת λ_s באורך גל s מהספקטרום הכללי במעבדה. מדידת λ_s .

(2) הגדרת θ .

כאכזר במערכת זאת חייב להכלל גם תנור מתאים לגביש, הכולל עזרים לכיוון הגביש וייצובו, ביחס לציורי המערכת האופטית.

3.2.1 סלקטיביות

כדי להתמודד עם בעיית הסלקטיביות יש להעריכה תחילה. בראש ובראשונה קיימים במערכת שני אותות, המתפשטים באותו ציר כעלי יחס עוצמות של לפחות 10^{10} - ובעייתנו היא לגלות את החלש בהם.

האות החזק הוא רוקא בעל ההתפזרות המוגבלת (לייזר המשאבה). המרחק הספקטרולי ביניהם הוא כ- nm 60 בלבד, ויחס התדרים קטן מאוקטבה.

כמו כן קיימים אותות רבים בתחום הספקטרולי, עקב פליטה ספונטנית של שפופרת הפלסמה של הלייזר (ראה טבלה 3.1). עוצמתם הכוללת של אותות אלה נמדדה ונמצאה גדולה בכארבעה סדרי גורל מיוצמת הפלואורסנציה. כדי לקבל יחס אות לרעש טוב למדי יש צורך בהנחתת האותות הללו עד למאית מגודל הפלואורסנציה, וכדי שאפשר יהיה לבצע מדידות ב- θ קטנה נחוצה הנחתת עצמת הלייזר אחרי הגביש ב- 10^{13} , והנחתת הקרינה הספונטנית הכוללת מהלייזר בכ- 10^6 (פלואורסנציה זו מונחתת עם הקטנת θ , כך שהדרישות כאן חמורות פחות מאשר הדרישות להנחתת הלייזר).

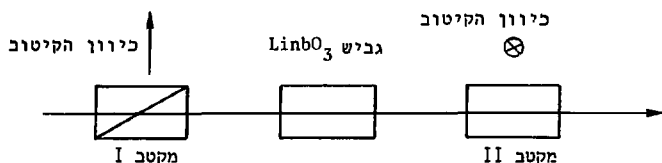
מכיוון שפילטרים ספקטריים רגילים מנחיתים בין 10^6 ל- 10^4 בלבד מחוץ לתחום העברתם, לא נוכל לבצע בעזרת פילטר יחיד את הסינון הדרוש. המערכת האופטית תכיל איפוא מסננים אחדים, והם יימנו להלן:

(1) מונוכרומטר סריג. תפקידו למדוד את λ_g ולמנוע מיתר האותות להגיע לגלאי. המונוכרומטר שעמד לרשותי הוא מחוצרת JareI-Ashe באורך מוקד M , ומהירות $F/9$, ובעל סדקים קבועים ברוחב 150μ . הוא מנחית את עצמת הלייזר בתחום הנמדד בכארבעה סדרי גודל, כאשר ההנחתה מוגבלת בעיקר על-ידי פיזורים מן הסריג, סדק היציאה ומאבק המרחף בתוך המונוכרומטר.

טבלה 3.1 מעברים ספונטניים של לייזר He-Cd⁺ בתחום λ 4650-6000.

λ	λ	מקור
5880.22		Cd II
5875.62		He I
5843.30		Cd II
5411.55		He II
5381.89		Cd II
5378.13		Cd I
5337.48		Cd II
5271.60		Cd II
5268.01		Cd II
5154.66		Cd I
5085.82		Cd I
5047.74		He I
5025.50		Cd II
4921.93		He I
4881.72		Cd II
4799.91		Cd I
4678.15		Cd I
4662.35		Cd I

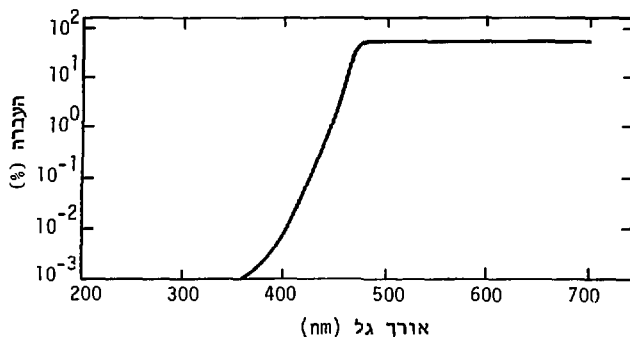
- (2) זוג מקטבים ניצבים (ראה ציור 23). כאמור בפרק 2, קרן הלייזר השואב היא קרן לא רגילה של גביש ה- LiNbO_3 , בעור שהפלואורסנציה רגילה, ומכאן שהן נברלות ב- 90° בקיטובן.



ציור 23 זוג מקטבים ניצבים.

הצבת הגביש בין מקטבים ניצבים, כאשר מקטב הכניסה בכיוון קרן המשאבה, גורמת למעבר מקסימום אור משאבה לגביש, למקסימום פלואורסנציה לגלאי, ולהנחתת קרן המשאבה ביציאה מהמקטב בשיעור כ- 10^{-5} . אור בלתי מקוטב החודר למקטב 1, מונחת אף בשיעור גדול מזה, כך שסירור זה יעיל גם כמסנן נגד הפליטה הספונטנית משופרת הלייזר.

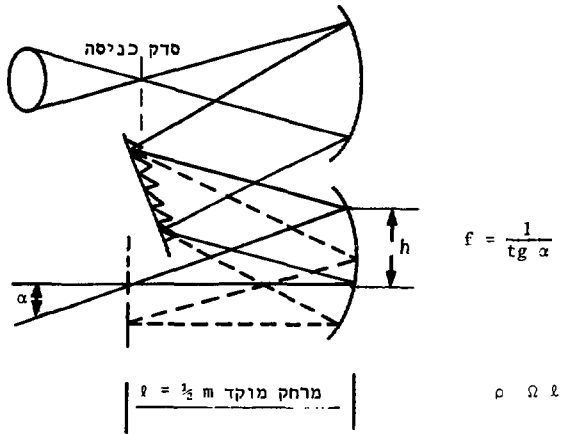
- המקטבים שנבחרו הם מקטבי קלציט מסוג גלן-תומפסון. מקטבים כאלה בעלי ציפוי נגד החזרה, מעבירים כ-98% מן האור בקיטוב הנכון, ומנחיתים 10^5 מן הקיטוב הניצב ועם זה אינם גורמים פלואורסנציה (בניגוד למקטבים בולעים, כמו פולרואיד).
- (3) מסנן בולע המעביר ארוכים מ- 470 nm . פונקצית התמסורת של הפילטר שנבחר נתונה בציור 24.



ציר 24 פונקציית התמסורת של המסנן.

בפילטר זה, כמו בכל פילטר בולע, נוצרת פלואורסנציה. כשהוא מואר באור לייזר He-Cd^+ הפלואורסנציה היא בתחום 500 nm. פלואורסנציה זו עלולה לגרום להפרעה. חייבים לכן להכניס את הפילטר למערכת, במקום שהפלואורסנציה שהוא יוצר תגרום להפרעה מינימלית ועל כך נדון בהמשך. בשלב זה ברור שהוא ימצא בין מקטב 2 (ציר 23) והגלאי. בסך הכל קבלנו הנחתת אור הלייזר פי 10^{13} - די והותר בכל התחום, והנחתת הקרינה הספונטנית ב- 10^{19} , מחוץ לאורכי הגל המתאימים למעברים הספונטניים עצמם, המנויים בטבלה 3.1. בארכי גל אלה, על כל פנים, ההנחתה היא 10^5 בלבד ואיננה מספיקה.

באופן עקרוני פילטר מעביר קצרים מ-470 nm, לפני הגביש, היה פותר את הבעיה. אולם שיטת הגילוי הסינכרוני בה נקטנו, פטרה אותנו מצורך בפילטר כזה, כמבואר בסעיף הבא. נדון עתה בסוגיית השימוש במונוכרומטור במערכת זו. כשימוש רגיל במונוכרומטור שואפים להשיג כושר הפרדה ספקטרלי מירבי, בהפסדי עוצמה קטנים ככל האפשר. משיגים זאת על-ידי שימוש בערשה לפני המונוכרומטור כמוראה בציר 25.



ציור 25 השימוש בעדשה.

כושר הפרדה מירבי מושג במונוכרומטור, כאשר כל חריצי הסריג תורמים להתאבכות, כלומר מוארים⁽³³⁾. תפקיד העדשה בכניסה הוא איפוא להפיץ את האור הנבחן על פני כל הסריג. כדי לשמור על בהירות מירבית, אסור לאור לחרוג מן הסריג, ועל התמונה להתמקד בסדק לממדים קטנים מן הסדק. מספר F של המונוכרומטור הוא היחס בין המרחק l ומימד הסריג h . המונוכרומטור בנוי כך, שבמישור סדק היציאה מתקבלת בבואת הדמות במישור סדק הכניסה. משום כך נוהגים לעבוד בסדקי כניסה ויציאה ברוחב שווה.

במונוכרומטור בו השתמשנו אפשר לקבל על-ידי שימוש זהיר רוחב פס של כ-0.1 Å.

אולם רוחב הפס של הפלואורסנציה נתון על-ידי [2.4.18]: $\Delta f = \frac{1}{bL}$

עבור גביש באורך 1 ס"מ, אורך גל 500 נמט נקבל מציור 22, $b \approx 1.22 \times 10^{-9}$,

לכן:

$$\Delta \lambda = \frac{\lambda^2}{c} \Delta f = \frac{\lambda^2}{CbL} = \frac{2.5 \times 10^{-13}}{3 \times 10^8 \times 10^{-2} \times 1.22 \times 10^{-9}} = \frac{2.5}{3.66} 10^{-10} \approx 0.7 \text{ \AA}$$

זהו רוחב הפס הקטן ביותר שיתקבל עבור $\theta + \theta$ בגביש אידיאלי.

יש איפוא להתאים את השימוש במונוכרומטור לכל אחת משלוש המדידות שנערוך:

(1) קביעת עקום הכוונון. כאן די להפעיל את המונוכרומטור בכושר הפרדה 1\AA .

אפשר לנצל זאת לשיפור יחס האות לרעש על-ידי הרחבת הסדקים או בתמרון דומה.

(2) בדיקת רוחב הפס של הפלואורסנציה (לקביעת הומוגניות). כאן חייבים בכושר

הפרדה מירבי והפסדי עוצמת אור הם למעשה בלתי נמנעים. רצוי היה להשתמש

במונוכרומטור בעל מספר F קטן מזה שהיה ברשותי.

(3) מדידת d_{15} . יש צורך במדידת עוצמת הפלואורסנציה הכוללת, ובזוויות פתיחה θ

גדולות רוחב הפס שלה יכול להגיע לננו-מטרים אחדים. חייבים להפעיל את

המונוכרומטור כמסנן מעביר פס בעל פונקציית תמסורת מלבנית, על מנת שלא נזדקק

להכניס פונקציית תיקון לאינטגרל [א.2.4.15]. השגנו מטרה זו על-ידי הסרת

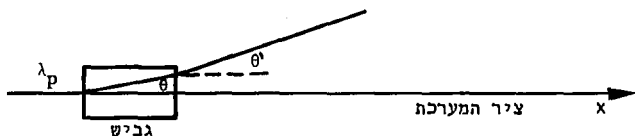
סדק היציאה S_2 . אפשר להכין זאת אם נתייחס אל פעולת הסריג בהתמרה ממישור

החדר למישור הגיאומטרי. פונקציית התמסורת היא אזי קונולוציה של שני

הסדקים, כשאת תפקיד סדק הכניסה ממלאת למעשה התמונה המתקבלת על-ידי העדשה A.

3.2.2 הגדרת θ

ציור 26 מראה את המצב הנסיוני בו מוגדרת θ לפי [א.2.4.15].



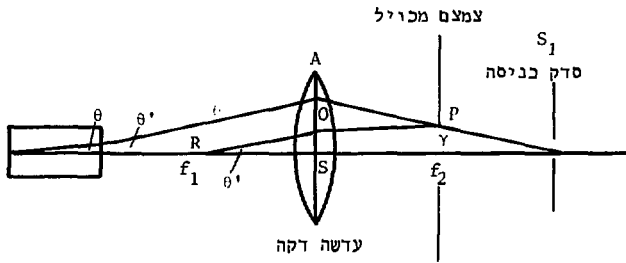
קרן לייזר המשאבה באורך גל λ_p מתפשטת בכיוון x . הפלואורסנציה באורך גל λ_s וברוחב פס $\Delta\lambda_s$, מתפשטת בזווית ψ בציר ה- x , כאשר הרכיבים הקולינאריים קרובים יותר בתדרם ל- λ_s ואלו המתפשטים בזווית קצרים יותר באורך הגל ככל שהזווית גדולה יותר לפי [2.4.12].

העוצמה כפונקציה של הזווית המקסימלית θ נתונה על-ידי [2.4.15]. במרדנו את העוצמה עלינו להגדיר איפוא מהי זווית הפיזור המירבית של הפלואורסנציה שאנו מודדים.

יש לזכור כי זווית היציאה המירבית מו הגביש נתונה על-ידי חוק סנל:

$$[3.2.1] \quad \sin\theta' = n_s^o \sin\theta$$

בעקבות בייר והריס ניצלתי את העדשה A הקיימת במערכת המונוכרומטור להגדרת θ . (ראה ציור 27).



ציור 27 חישוב θ .

הצמצם המכוייל ברדיוס r נמצא במישור המוקד של העדשה A. לפי חוקי האופטיקה הגיאומטרית ⁽¹⁵⁾, קרניים מקבילות הפוגעות בעדשה, נחתכות במישור המוקד שלה, וקרן העוברת כמוקד עדשה יוצאת ממנה מקבילה לציר האופטי.

נעביר איפוא מקביל Ro' לקרן o דרך המוקד f_1 . הקרן תצא מן הערשה מקבילה לציר האופטי ותחתך עם A_p בנקודה p במישור המוקד f_2 . לפי הבניה $O'S$ $r = O'S$ (רדיוס הצמצם) וכן

$$[3.2.2] \quad \frac{O'S}{SR} = \frac{r}{f} = \operatorname{tg}\theta$$

עבור זוויות קטנות נקבל:

$$[3.2.3] \quad \theta = \frac{r}{n_s^o f}$$

על-ידי שליטה על r בלבד אנו יכולים לקבוע את θ , בלי תלות באורך הגביש ובמרחק האופטי של הצמצם ממנו. אנו יכולים עתה להציב בין הערשה A והגביש פילטרים ומקטבים כרצוננו, בלי להסתכן בחישובי זווית הפיזור θ . הפילטר F (70 nm) הוצב לפני הצמצם כדי להקטין ככל האפשר את הפלואורסנציה העצמית שלו המגיעה לספקטרומטר.

3.2.3 העדשה וממדי המערכת

בבחירת העדשה ובקביעת המרחקים במערכת האופטית, היה השיקול העדיף זווית ראייה מירבית של הגלאי, גם עקב אופי החלוקה הספקטרלית של הפלואורסנציה על פני זווית הפתיחה וגם לשם השגת רגישות גבוהה - לא לבזבז עוצמה במעבר דרך סדק הכניסה של המונוכרומטור. לעומת זאת היה כושר ההפרדה בעל חשיבות מועטה יותר ברוב המדידות, בגלל רוחב הפס הגדול ממילא של הפלואורסנציה.

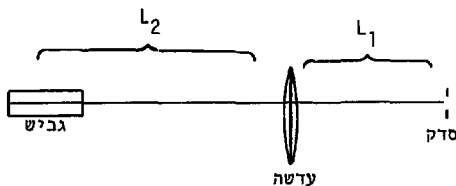
החישוב נערך כאשר קוטר הדמות בכניסה לגביש נלקח כקוטר הקרן (בנקודות e^{-2}). כדי לקבל מקסימום העברת אנרגיה דרוש קוטר תמונה קטן מרוחב הסדק ($150 \mu\text{m}$) ושהגדלתה על הסריג תהיה קטנה מקטרו ($F/9$).

דרישות אלה קל יותר לממש עבור קוטר קרן קטן, אלא שיש להיזהר שלא להגיע למרחק ריילי קטן מדי, כדי לא לשבור את קירוב הגלים המשורייים.

$$[3.2.1] \quad Z_{R} = \frac{2 \pi W_0^2}{\lambda}$$

כאשר Z_R מרחק ריילי, W_0 מתני האלומה, λ אורך הגל (34). בקירוב הקולינארי בו נערכו חישובינו חייב הגביש להיות בתחום מרחק ריילי של הקרן.

עבור קוטר אלומה של 0.45 מ"מ (מרחק ריילי ~ 2 מטר) נזרקק להקטנה של 1:3 (ראה ציור 28).



ציור 28

ואזי:

$$\frac{1}{3} = - \frac{l_1 - f}{f}$$

עבור עדשה בעלת 10 ס"מ = f קבלנו:

$$L_1 = 13 \text{ ס"מ} \quad L_2 = 39 \text{ ס"מ}$$

וזאת מערכת סכירה בגדלה המסוגלת להכיל את כל אכיזרינו, ועדיין להיות היטב בתוך מרחק ריילי של הלייזר. התמונה לא תרגה מהסריג כתנאים אלה (נבדק על-גזי החבוכנות בחשתקפות הלייזר על הסריג - שהיתה עשירית מקטרו. קוטר תמונת הפלואורסנציה גדול יחוד). במדידות של העוצמה הכוללת, בהן עבדנו ללא סדקים כלל, היה כיוון מערכת זאת קל והפסדי העוצמה היו מזעריים.

קוטר העדשה היה 5 ס"מ ולכן זווית הפתיחה המירבית שיכולנו למדוד הייתה:

$$\theta_{\max} = \frac{5}{2 \times 39} < n_s^0 > \times \frac{180}{\pi} \hat{\lambda} \approx 1.5^0$$

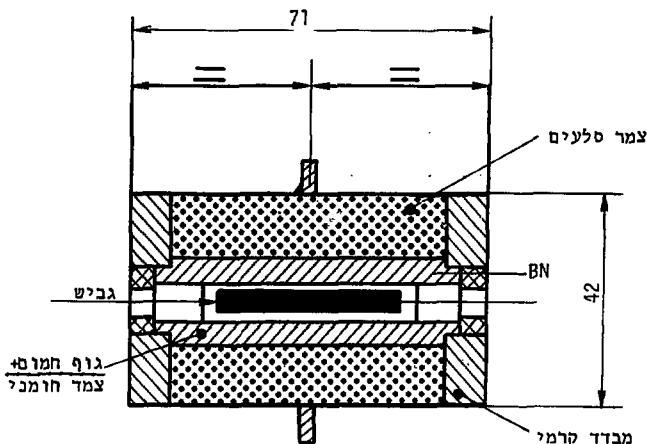
בקירוב הקולינארי זוהי זווית גדולה למדי ולא נזדקק ליותר.

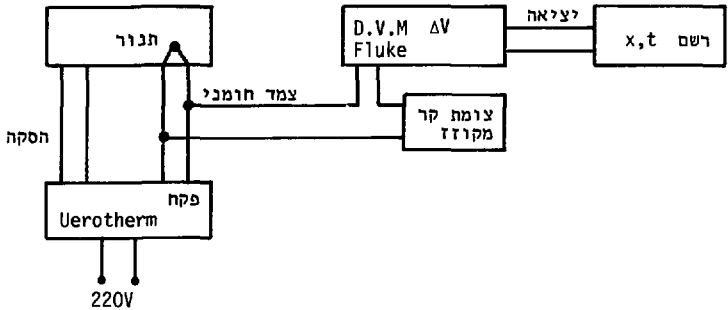
3.2.4 התנור

סכימה של התנור נראית בציור 29. אורכו כ-70 מ"מ בעוד שאורך הגביש כ-10 מ"מ. זה הבטיח אחידות טמפרטורה באיזור הגביש. פנים התנור נעשה מבורון נטריד בעל מוליכות חום טובה ומוליכות חשמלית גרועה, סביבו גוף חימום ומחוץ לגוף החימום מבודד תרמי. צמד חומני מטיפוס כרומל-אלומל שימש הן למדידת הטמפרטורה והן לפיקוח עליה.

מפל הטמפרטורה בין הצמד החומני והגביש היה קטן מהשגיאה במדידת הטמפרטורה, בגלל מוליכות החום הטובה של בורון-נטריד (0.98 קלוריה / ס"מ שניה K° בנחושת, קלוריה / ס"מ שניה K° 0.08 B.N), שאליו היו צמודים גם הגביש וגם הצמד החומני. לייצוב הטמפרטורה שימש פקח

מסחרי מתוצרת Urotherm, בעל פיצוי לצומת הקר. התנור תוכנן לפעול כשהוא אטום בקצותיו בחלונות קוורץ, שיועדו להגן על תוכו מפני הסעת חום, על-ידי זרימת אוויר. בגלל קשיי רכישה נאלצנו להפעילו ללא חלונות אלה, והדבר פגם במידה מסוימת בכיוועי התנור (ראה פרק 5). מרידת הטמפרטורה נעשתה בעזרת מודד מיקרו-וולטים מתוצרת Fluke וצומת קר תוצרת Urotherm. יציאת מודד המיקרו-וולטים כוטררה בעזרת הרשם.





ציור 30 מערכת בקרה ומדידת הטמפרטורה

לשם כיוון מערכת בקרת הטמפרטורה לתנודה מינימלית הורכבה מערכת כנראה כציור 30. התנודה נרשמת על-גבי הרשם ומווסתת בעזרת הפקה.

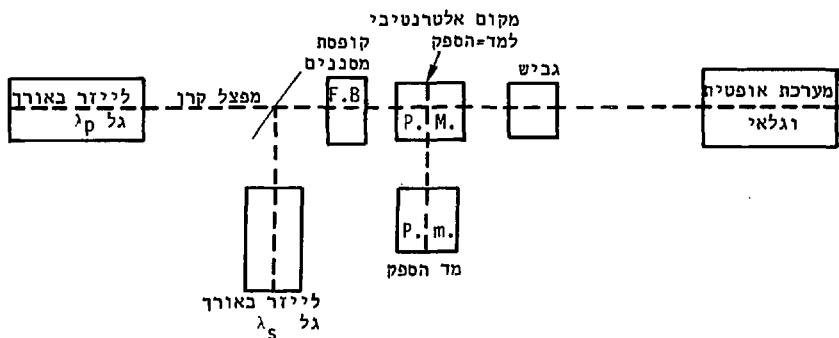
התנור הושם במחזיק מראה שאפשר לכוונו בזוויות ϕ ו- ψ , ובמסובב מעגלי שאפשר לכוונו בזווית θ , כל אלה בדיוק טוב מ-1". הובטח לכן כיוון משביע רצון של צירי הגביש לעומת קרן המשאבה.

$$3.3 \text{ מדידת היחס } \frac{P_s}{P_p}$$

כדי למדוד את d_{15} יש למדוד את היחס בין P_s באורך גל λ_s ביציאה מן הגביש ובין P_p באורך גל λ_p בכניסה לגביש.

כפי שהוסבר בסעיפים הקודמים, עובר כל אחד מהמשתנים הללו דרך רכיבים אופטיים רבים כדי שימדד, וחשוב פונקצית התמסורת הכללית בכל אורך גל נראה מטובך מאד וצפוי שיגרום לשגיאה ניכרת בתוצאה.

הוחלט איפוא לערוך מדידת יחס, כפי שנראה בצירור 31. מד-הספק P.M. והפילטרים האפורים F.B. נמצאים בדרך כלל מחוץ למסלול האופטי. ברצוננו, על כל פנים, אפשר להכניסם למסלול האופטי ולמדוד את העוצמה באורך גל λ_p או λ_s לפני הגביש. שיטת המדידה של $\frac{P_s}{P_p}$ היא כלהלן:



צירור 31 שיטת מדידת $\frac{P_s}{P_p}$

מפעילים את המערכת ומודדים את P_s (עוצמת הפלוארסנציה) בגלאי. העוצמה היא למעשה $\frac{P_s}{2-R_1}$ עקב ההחזרה R_1 ביציאה מהגביש. מודדים את P_p על-ידי מד ההספק P.M. העוצמה בגביש למעשה היא $P_p(1-R_2)$ עקב ההחזרה בכניסה לגביש. מכבים את P_p ומפעילים את הלייזר באורך גל λ_s . בכביה נכונה תהיה התברות האלומה של לייזר זה זניחה בתוך המערכת שלנו, ולכן תעבור חמיד דרך הצמצם ללא הפסדים, ובוודאי דרך סרק הכניסה של המונוכרומטור - אם לא יכיל מודים מסדר גבוה מדי. בעזרת פילטרים אפורים ננחית את עוצמת הקרן בשיעור β עד שנגיע לאותה סטיה בגלאי כפי שנגרמה על-ידי P_s . נמדוד את עוצמת הלייזר βP_s על-ידי P.M. באותה נקודה שמדדנו את P_p , אחרי ששלפנו את הפילטר.

יתקיים לכן:

$$[3.3.1] \quad \frac{P_s}{P_p} = \frac{\hat{P}_s \beta (1-R_2)^2}{P_p (1-R_1)(1-R_2)} \sim \frac{\hat{P}_s \beta}{P_p}$$

לשם ביצוע מדידה זו, אנו זקוקים ללייזר נוסף ללייזר He-Cd⁺, או ללייזר He-Cd⁺ בעל קווים בירוק (למשל לייזר קתודה חלולה).

הבחירה נפלה על לייזר He-Se⁺. בגלל דימונו הרב ללייזר He-Cd⁺. למעשה, אפשר להפעיל אותה שפופרת עם אותן המראות ולהספק בהחלפת גרגיר המתכת כתוכה. תכננו איפוא את שפופרת הלייזר, כך שפעולה זו תהיה קלה ומהירה.

3.4 הגלאי ומערכת המדידה

מערכת המדידה מורכבת מגלאי המחרגם את עוצמת P_s לזרם, וממעגלים אלקטרוניים המאפשרים לנו לדעת ערכו של זרם זה. מכיוון ש-P_s הוא נמוך ביותר, בחרנו בגלאי רגיש - מכפילור. כידוע מורכב המכפילור מפוטוקתודה וממכפיל אלקטרוני. לפוטואלקטרוני נלווים מספר אלקטרוני שאינם תלויים בקיום מקור אור בכניסה והם מכונים בשם "זרם החושך". אופיו החלקיקי של התהליך כולו גורם לתנודות סטטיסטיות בזרם הנאסף על-ידי האנודה, והעלויות לגרום לשגיאה במדידת הזרם ו-P_s. באילומת פוטונים מונוכרומטיים שנוצרו באופן ספונטני - למשל בפלאורסנציה פרמטרית בעלת הספק ממוצע P_s - ישנם בממוצע $\bar{n} = \frac{\bar{P}_s \lambda}{hc}$ פוטונים בשניה. התפלגות בזמן היא פואסונית ויחס האות לרעש בכניסה, הוא היחס בין \bar{P}_s לבין סטיית התקן שלו. קיים לכן:

$$[3.4.1] \quad S.N.R_{in} = \bar{n} = \frac{\bar{P}_s \lambda}{hc} \tau$$

כאשר τ זמן המדידה, שהיא באופן עקרוני מנית מספר הפוטונים. במדידה אידיאלית כזו תקטן השגיאה ככל שידגל τ. למעשה יתקבל S.N.R. קטן מהנחוץ על-ידי [3.4.1] בגלל הרעש הנוסף עקב תהליכי המת הפוטונים לאלקטרוני והגברתם.

השיקולים העיקריים בתכנון מערכת המדידה נועדו להקטנת הקלקול ב- $S.N.R._{in}$ ככל האפשר.

זרם החושך נוצר על-ידי אלקטרונים הנפלטים מהפוטוקתורה בהשפעה תרמית. נסמן

ב- n_{th} את מספרם השנייה, את הנצילות הקוונטית של הפוטוקתורה ב- μ , וכמו כן $I_p = \bar{P}_s \frac{\lambda \bar{n}}{hc}$; כאשר I_p הוא מספר הפוטונים בשנייה.

אפשר אז להראות⁽³⁵⁾ כי סטיית התקן של זרם האלקטרונים בפוטוקתורה, $\sigma_{p.e}$, מקיימת:

$$[3.4.2] \quad \sigma_{p.e}^2 = (\mu I_p + \bar{n})\tau$$

ולכן $S.N.R._{p.e}$ יהיה:

$$[3.4.3] \quad S.N.R._{p.e} = \frac{\mu I_p \tau}{(\mu I_p + \bar{n})\tau}$$

תהליך ההגברה על-ידי מכפל האלקטרונים גורם לקלקול נוסף ב- $S.N.R.$ למכפל בעל K

דינודות, בעלות הגבר ממוצע δ_i וסטיית תקן σ_i^2 לדינודה ה- i , מקבלים יחס אור לרעש באנודה⁽³⁵⁾:

$$[3.4.4] \quad S.N.R._a = \frac{\mu I_p \tau}{(\mu I_p + \bar{n}_{th})\tau + \frac{\sigma_1^2}{\delta_1^2} + \frac{\sigma_2^2}{\delta_1^2 \cdot \delta_2^2} + \dots + \frac{\sigma_n^2}{\delta_1^2 \cdot \delta_2^2 \cdot \dots \cdot \delta_n^2}}$$

מקובל בשרשרת מגברים, רואים, שאם הגבר הדרגה הראשונה גבוה דיו, אפשר להזניח

את תרומת הרעש מיתר הדינודות. בשופרת 6256S בה השתמשנו, קיימות דינודות

מצופות ב-CsSb, בעל מקדם הכפלה המבוטא כפונקציה של המחח בין האלקטרודות V_s ⁽³⁶⁾:

$$[3.4.5] \quad \delta = 0.2(V_s)^{0.7}$$

דינודות עשויות מ-CsSb יציבות מדינודות המצופות חמרים אחרים, ולכן אפשר להניח שפעולתן קבועה במשך מדידות ארוכות יחסית (יממות).

עבור מתח ההפעלה המומלץ בין דינודה ראשונה וקטודה, שהוא $v = 150$, נקבל:

$$\delta_1 = 0.2(150)^{0.7} = 6.67$$

אפשר לכן להזניח את תרומת כל יתר הדינודות לרעש ולכן:

$$[3.4.5] \quad S.N.R_a = \frac{\mu I_p \tau}{\sqrt{\frac{\sigma_1^2}{\delta_1^2} + n_{th} \tau + \frac{\sigma_1^2}{\delta_1^2}}}$$

אם נניח את מתח הדינודה הראשונה, ונסכך את השפופרת משדות מגנטיים, אפשר להניח שהפילוג בהגברה פואסוני, (35) ואזי:

$$[3.4.6] \quad \frac{\sigma_1^2}{\delta_1^2} \approx \sqrt{\delta} = \sqrt{\delta_1}$$

I_p הוא הגודל הנמדד ומכחינה זו אינו ניתן לשליטתנו. μ, n_{th}, σ ו- δ_1 נקבעים בעת בחירת המכפילור ותנאי הפעלתו. שיפור ב-S.N.R. נוכל לקבל על-ידי הגדלת τ .

נבדוק עתה כמה דברים אמורים.

במתח $V = 2000$ ובטמפרטורת החדר, יש לשפופרת 6256S הגבר אפייני של כ- 10^{-8} וזרם חושך נמוך מ- 10^{-9} A.

לכן: $i_{th} = 10^{-9} \times 10^{-8} = 10^{-17}$ (זרם חושך כפוטוקתודה).

עבור אי ודאות בשיעור 10^{-16} במדידת ההספק באורך גל מת 500 נקבל:

$$I_p = \frac{P_s \lambda}{hc} = \frac{10^{-16} \times 5 \times 10^{-7}}{6.12 \times 10^{-34} \times 3 \times 10^8} = 2.5 \times 10^2 \frac{\text{פוטון}}{\text{שניה}}$$

כמו כן $\mu = 0.12$, לכן:

$$\mu I_p = 30 \frac{\text{פוטואלקטרונים}}{\text{שניה}}$$

$$\bar{n}_{th} = \frac{i_{th}}{e} = \frac{10^{-17}}{1.6 \times 10^{-19}} = 62 \frac{\text{תרמואלקטרונים}}{\text{שניה}} \quad \text{וכן:}$$

כאשר e הוא מטען האלקטרון. כמו כן:

$$\sqrt{\delta} = 2.5$$

אי ודאות בה 10^{-16} W פירושה יחס אות לרעש 1:1 בכניסה של 10^{-16} W ולכן:

$$1 = \frac{30 \tau}{\sqrt{92 \tau + 2.5}} \Rightarrow \tau = 0.1 \text{ שניות}$$

זהו זמן סביר למדידה ברגישות כזאת.

כמו כן זרמי היציאה מהמכפילור יהיו 0.5 nA זרם אות ו- 1 nA זרם חושך בהתאמה. משום כך על מעגל הכניסה להיות מגבר אלקטרומטרי. מעגל משולב זול ($10\$$) כמו BB3503, בעל זרם מיקדם 25 pA , יתרום רעש הניתן להזנחה.

הריון שלעיל יצא מתוך הנחה ש- \bar{n}_{th} הוא (1) זרם חושך בלבד, (2) זרם חושך כעל

ממוצע קבוע כזמנים ארוכים. הזרם שנמדוד במוצא האלקטרומטר הוא סכום זרמי

האות והחושך ויש צורך להחסיר את זרם החושך מהזרם הכללי. אפשר לבצע זאת על-ידי

הזרמת זרם נגדי, השווה בערכו לזרם החושך, אל תוך כניסת האלקטרומטר. אולם הנחותנו

על זרם החושך אינן נשמרות תמיד בתנאי המעבדה ולכן יש צורך במדידה והחסרה תכופה

של זרם החושך. באופן אחר אפשר לומר גם שספקטרום ההספק של זרם החושך מכיל רכיב

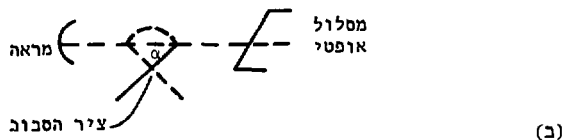
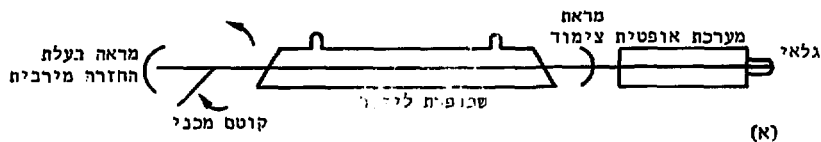
ניכר של תפוקתו בתדרים נמוכים (הידוע גם כרעש $\frac{1}{f}$)⁽³⁷⁾ וכדאי להשמיט תחום תדרים

זה מהזרם הנמדד. משום כך בחרתי להמיר על-ידי אפנון את תדרו של אות הפלוואורסנציה

לתחום תדרים כזה ש- $\frac{1}{f}$ יהיה זניה בו. תדר מעל 10 H_2 יסכון, אולם מכיוון שאנו מתכוונים

למעשה לאפנן אות המורכב מ-30 פוטואלקטרונים בשניה תמופיעים באקראי, לא רצוי

להשתמש בתדר גבוה ממנו. האפנון נעשה על-ידי קוטט מכני בצורה הבאה:



ציור 32 הקוטס; שיטת אפנון הלייזר.

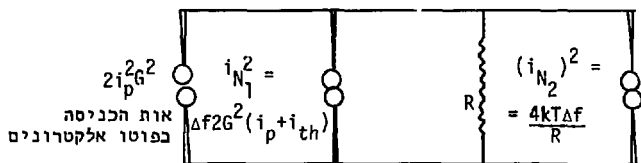
הקוטס המכני עשוי מפליטה זכוכית המורכבת על ציר של מנוע זעיר. הציר עצמו אינו חותך את המסלול האופטי של קרן הלייזר אלא מוסט ממנו (ראה ציור 32 ב') כך שמתקיים $\alpha = 90^\circ$.

באופן כזה מתקבל אפנון על-ידי גל ריבועי בעל מחזור עבודה (Duty Cycle) 50%. גודל ההסטה נקבע בדיוק רב על-ידי מיקרומטר. ההגבר בלייזר $He-Cd^+$ הוא אחוזים אחדים למטר, וללא חלון מלוטש ובקי בזווית ברוסטר, הלייזר אינו מתנדנד, כך שהפרעה שמכנים הקוטס מספיקה כדי לאפננו.

רק הפליטה המאולצת מאופננת בשיטה בה נקטנו: המעברים הספונטניים בשופרת הפלסמה, שאותם לא הצלחנו להנחית מספיק על-ידי המקטבים המצולבים, אינם מאופננים.

אמנם, שינוי האיכלוס ברמות שביניהן מהבצעה הזירה, משנות את האיכלוס גם ברמות אחרות, אך שינויים אלה מתמצעים בשופרת באורך גודל מכ-3 ס"מ⁽³⁹⁾. נקודה זו נבדקה ונתאשר על-ידינו באופן ניסויני (ראה פרק 4). אמנם הגודל שסימנו ב-" t_{th} " בנוסחה [3.4.5], הוא גודל מאד לעומת I_p במצב זה, אך אנו מובטחים שלא נטעה לזהות קו ספונטני משופרת הלייזר כפלווארוסנציה פרמטרית. אין צורך להוסיף שגם זרם החושך אינו מאופנן, ונימנע מהצורך להחסירו בגלאי.

נדון עתה באופן המדידה של האות המאופנן. אם מעבירים את התוצאות בכייויים שלמעלה למישור התדר (35) (38), מקבלים את מעגל התמורה הבא למכפיל האור (נכון בתדרים בהם נשתמש) (ציור 33).



ציור 33 מעגל התמורה.

הגבר המכפילור G , התנגדות העומס R , רוחב פס מעגל המדידה Δf

טמפרטורת הנגד T_R

ולכן:

$$[3.4.7] \left(\frac{S}{N}\right)_{out}^2 = \frac{i_s^2}{(i)^2 + i_N^2 + i_{N_2}^2} = \frac{2i_p^2 G^2}{2G^2 e(i_s + i_{th}) \Delta f + 4kT_R \frac{\Delta f}{R}}$$

T_R מייצג את הרעש שנתרם על-ידי נגד הכניסה וגם את הרעש שנתרם על-ידי המגבר. מכיוון שאנו משתמשים במגבר משוכח בעל רעש זניח, אפשר להניח כי T_R היא טמפרטורת החדר. נגד הכניסה נבחר גדול ככל האפשר, כך שעדיין יישאר קטן מאימפדנס הכניסה של המגבר שהוא $10^{11} \Omega$. טרוד המתח $(25 \frac{\mu V}{OC}, 200 \frac{\mu V}{V})$ של המגבר אינו מטריד אותנו, מכיוון שהוא רעש מסוג $\frac{1}{f}$ ואנו נעבוד בתחום תדרים גבוה מ-10 Hz, לכן עבור:

$$i_p = 5 \times 10^{-18} A, i_s = 10^{-17} A, G = 10^8$$

$$\left(\frac{S}{N}\right)^2 = \frac{2 \times (25 \times 10^{-36}) \times 10^{16}}{2 \times (10^{16}) \times (1.6 \times 10^{-9}) (1.5 \times 10^{-17}) \Delta f + \frac{4kT}{R} \Delta f} = \frac{5 \times 10^{-19}}{5 \times 10^{-20} \Delta f + \frac{1.5 \times 10^{-20} \times \Delta f}{R}}$$

כדי שחרומת R תהיה זניחה לעומת רעש המכפילור צריך להתקיים $R > 10\Omega$. כך שלמעשה כל נגד בתשעת סדרי הגורל עד $10^{10}\Omega$ יסכון. כדי לא לגרום לרווית המגבר באורכי גל המתאימים למעברים ספונטניים של הלייזר בחרנו $R = 10^6\Omega$, ומקבלים:

$$\left(\frac{S}{N}\right)^2 = \frac{5 \times 10^{-19}}{5 \times 10^{-20} \Delta f} = \frac{10}{\Delta f}$$

עבור $\frac{S}{N} = 1$ נקבל, לכן: $\Delta f = 10 \text{ Hz}$ (בהתאמה ל-0.1 sec τ)

נותרה, לכן, הבעיה כיצד לכנות מסנן מעביר פס ברוחב קטן מ- 1 Hz בתחום התדרים $7-12 \text{ Hz}$ ומר מתח במוצאו.

הגישה העדיפה כאן היא בניית "מסנן קורלציה", שהוא הכללה של מגבר נעול פסה. כידוע⁽⁴⁰⁾ התגובה להלם של מסנן מתואם ניתנת על-ידי:

$$\begin{aligned} [3.4.8] \quad h(t) &= \int_{-\infty}^{\infty} H(f) e^{j2\pi f t} df = \int_{-\infty}^{\infty} U_{in}^*(f) e^{j2\pi f(t - T_s)} df = \\ &= \left(\int_{-\infty}^{\infty} U_{in}(f) e^{j2\pi f(T_s - t)} df \right)^* = u_{in}^*(T_s - t) \end{aligned}$$

כאשר T_s הוא רגע הדגימה של מוצא המסנן, U_{in} אות הכניסה ללא רעש.

נניח ש- $W_{in}(t)$ היא המעטפת המרוכבת של האות + הרעש המגיע למסנן המתואם, ונסמן את רכיב האות ב- $u_{in}(t)$. המעטפת המרוכבת תפוקת המסנן ברגע הדגימה תהיה:

$$[3.4.9] \quad W(T_s) = \int_{-\infty}^{\infty} h(T_s - \tau) W_{in}(\tau) d\tau$$

אם נניח כי $u_{in}(t) = 0$ עבור $t < T_s$, $t : 0$ (למשל פולס מרובע) ואם נציג את [3.4.8] ב- [3.4.9] נקבל:

$$[3.4.10] \quad w(T_s) = \int_0^{T_s} u_{in}^*(\tau) W_{in}(\tau) d\tau$$

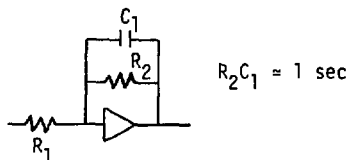
פעולה זו ניתנת למימוש בעזרת מכפל אנלוגי ואינטגרטור אנלוגי. המעגל נקרא בשם "Bandpass Crosscorrelator" ומתואר בעיורים 33 ו-34.

אפשר להוכיח⁽³⁸⁾ כי ההליך זה אקוילנטי לקרוסקורלציה אמיתית. מערכת הגילוי כולה לובשת, איפוא, את הצורה הבאה (ציור 34).



ציור 34 מערכת הגילוי.

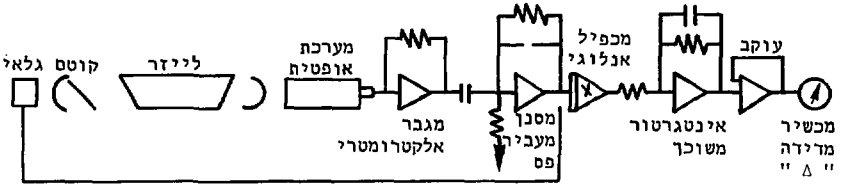
כזיתור מסויים על יחס אוח לרעש (לרוגמא: לכושר גלוי 10^{-15} W) אפשר לוותר על הדוגם ביציאה ולפרוק את האינטגרטור על-ידי נגד R_2 כמו בציור 35.



ציור 35 אינטגרטור-משוכך מקורב.

כדי להקטין סיכויי רוויה מקרית של המכפל או של האינטגרטור שאחדיו, עקב אותוח רעש גדולים (שמיצועם מתבצע רק באינטגרטור שמוחזן לפס האותות המעניין אותנו -

H_2 7-13, - הוכנס מסנן מעביר פס פשוט המורכב מאפס וקוטב, בין המגבר האלקטרומטרי והמכפל. המעגל הסופי היה איפוא (ציור 36):



ציור 36 מעגל המדידה המעשי.

המעגל המפורט מופיע בנספח 2. הבדיקות שנערכו במעגל מפורטות בפרק 5.

4 תכנון ובניית לייזרי He-Cd⁺ ו- He-Se⁺

4.1 תיאור של לייזרי אדי מתכת: מנגנון האינדי והפצת האדים, מנגנון היפוך האוכלוסיה

עד סוף שנות השישים היו לייזרי הגאז הרציפים (C.W.) השימושיים היחידים כחומר

הנראה - לייזרי He-Ne ולייזרי היונים (A_T^+ , K_T^+). הראשון הוא פשוט להפליא אך

מוגבל לתחום הספקים 1-5 mW ולאורך גל שימושי יחיד בנראה 6328 \AA (אדום).

לייזרי A_T^+ ו- K_T^+ הינם בעלי תפוקה ניכרת (עשרות מיליווטים עד עשרות ווטים) בקו

יחיד בכל התחום הנראה, אך בנייתם מסובכת ומחירים גבוה.

הליזריה מתרחשת בלייזרים הללו בגאז אציל על-ידי עירור חשמלי. החל מראשית שנות

השישים נערכו נסיונות לקבלת לייזרים גאזיים בנראה, מחומרים שאינם גאזים אצילים.

התקבלה לזירה אך המתקנים לא היו רציפים ושימושיים. בשנת 1968 יצר Silfvast

את המתקן הראשון בעל פוטנציאל שימושי⁽⁴¹⁾, ועד מהרה נוספו לו אחרים^(42, 43, 44).

המשותף לכל הלייזרים הללו הוא אופן הפעולה: חומר בעל מצב צבירה לא גאזי, כשהוא

כטמפרטורת החדר, מאודה על-ידי חימום באווירה של גאז אציל, בלחץ חלקי נמוך לעומת

לחץ הגאז. כשיוצרים התפקות חשמלית בגאז, גורמות התנגשויות אטומי הגאז המעורר

או המיון באדים, ליצירת יונים מעוררים של האדים ולהיפוך אוכלוסיה בהם. באופן כזה

נוצר לייזר ארבע רמות, ואפשר לקבל לזירה C.W. בקצב שאיבה צנוע.

ללייזרים אלה ארכי גל בכל תחום הנראה והספקים של עד כמה עשרות mW.

טכנולוגיית הבנייה קשה יותר מבניית He-Ne, אך פשוטה לעומת בניית לייזר יוני.

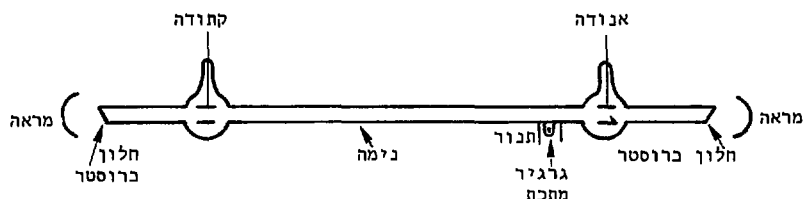
בחרנו בלייזר He-Cd⁺ בגלל הקו החזק שלו בכחול (441.6 mμ), ובלייזר He-Se⁺ מפאת

הקווים המרובים כחומר הפלואורסנציה הצפוי. הטמפרטורות הנמוכות יחסית

(200°C-300°C) והזרמים הנמוכים (50-200 mA) עושים לייזרים אלה לנוחים להפעלה

במשפחתם.

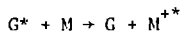
תיאור סכימטי של מערכת אפינית, נראה בציר 37.



ציר 37 ליזור אדי מתכת.

השופרת בנוייה מפייקס או מקורוץ: קוטר הקטע בין שתי האלקטרודות הוא 1-5 מילימטרים והוא קרוי הנימה (Capillary). אדי המתכת מופצים לאורך הנימה בתהליך הנקרא "קטפורזיס". התנור נמצא ליד האנודה, בצר בו קיימת ההתפרקות החשמלית. חימום התנור מעלה את לחץ האדים של המתכת והם חודרים אל הנימה, שבה ההתפרקות החשמלית התנגשויות בין מרכיבי הפלסמה בנימה לבין האדים גורמים ליינונס, וכיונים חיוביים הם נמשכים אל הקתודה. סוטובסקי⁽⁴⁵⁾ הראה, כי צפיפות האדים המושגת באופן קטפורי, עולה בסדר גודל אחדים על זו המתקבלת עקב דיפוזיה, כך שרוב החומר עובר מסביבות התנור לסביבות הקתודה, ועל-ידי כך מתקיימת זרימה קבועה של אדים לאורך הנימה. ליד הקתודה מתעבים האדים על הקירות. משום כך דואגים להרחבת איזור זה לבל יסתם. שני תהליכים עיקריים גורמים להיפוך אוכלוסיה באדי המתכת⁽⁴⁶⁾:

(1) התנגשויות פנינג. אלו התנגשויות רזוננטיות בין אטומים הנמצאים ברמה מסטטבילית לבין אטומי המתכת. הריאקציה מתוארת על-ידי:



(2) העברת מטען: אלו התנגשויות בין יוני הגאז לבין אטומי המתכת המתוארות על-ידי:

$$G^+ + M + G + M^{+*}$$

מי משני התחליכים מתרחש, נקבע על-ידי חוקי ברירה ושיקולי שימור תנע ואנרגיה, בתהליכי עירור כאלה מועדף איכלוס הרמות העליונות ובמקרים רבים נוצר היפוך אוכלוסיה. הגאז השימושי ביותר לצורך זה הוא ההליום, שלו הרמות המטסטביליות ופוטנציאל היוניזציה הגבוהים ביותר בטבלה המחזורית. תהליכי היפוך האוכלוסיה מודגמים סכמטית בציר 38 ובציר 39.

לשאיבה יעילה דרוש יחס בכוח בין ריכוזי ההליום, המתכת והאלקטרונים. לכן יש טמפרטורה אופטימלית למקור המתכת, וזרם התפרקות אופטימלי. הרלקפציה של הרמה התחתונה בלייזרים אלה היא קרינתית, ומבטיחה, לכן, ניקוז מהיר ויעיל, אולם יונים ברמת היסוד הם מטסטביליים, וככל שימעט מספרם תגדל האוכלוסיה הפעילה במחזור הלזירה. מכאן שההגבר עומד ביחס הפוך לקוטר הנימה. היחס בין כמות ההליום המיונן לבין כמות המתכת, קובע את התפלגות השאיבה לרמות השונות. מכאן שיש זרם ולחץ הליום אופטימליים לפעולת הלייזר בטמפרטורת מקור קבועה. גדלים אלה מכתיבים גם את קצב השאיבה המירבי ומכאן גם את הספק הלייזר⁽⁴⁷⁾. כן חשוב לציין שמתח ההדקים של השפופרת יורד ככל שגדל ריכוז הקדמיום בתוכה. ללייזר שמקור הקדמיום שלו מחומם על-ידי פריקה בשפופרת, תהיה לייצוב הזרם השפעה מייצבת על הלזירה.

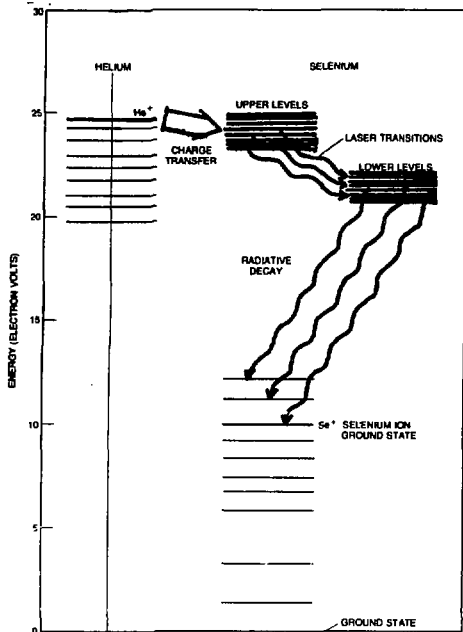
4.2 השיטות המקובלות לבניית לייזרי ארי מתכת C.W.

כדי להבהיר את שיקולי תכנון השפופרת, נסקור בקצרה גישות מקובלות לתיכנון. (1) שפופרת התפרקות ארכית עם הפצת אדים קטפורטית. שפופרת זו, הראשונה שפעלה במערכת שימושית, תוארה בציר 37.

יתרון: פשוטה.

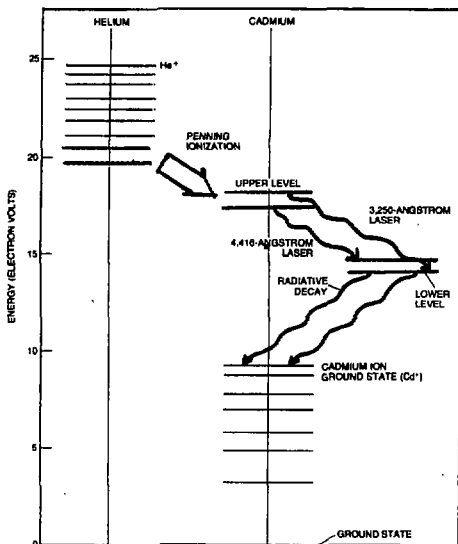
חסרונות: (א) רעש חזק (עד 100% עומק אפנון) הנובע מאי-יציבות של ריכוז בשפופרת⁽⁴⁸⁾.

(ב) הצורך בתנור לחימום המתכת גורר צורך במערכת בקרה נוספת ובעיות



צילור 38

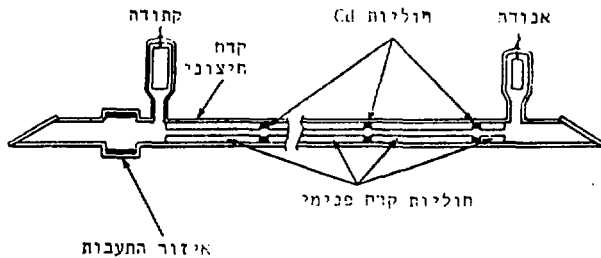
מנגנון היפוך האוכלוסיה
 בלייזר He-Se⁺ (בעקבות
 סילפבסט).



צילור 39

מנגנון היפוך האוכלוסיה
 בלייזר He-Cd⁺ (בעקבות
 סילפבסט).

(2) שפופרת "חוליות" (Segmented Bore) (9).
כאופן עקרוני מתוארת השפופרת בציור 40.



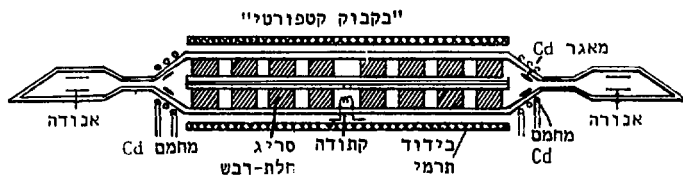
ציור 40 תרשים של לייזר $He-Cd^+$ מסוג "חוליות" לפי סילפנט (9).

מתחילים כשתי שפופרות פיירקס שהקוטר החיצוני של האחת שווה לקוטר הפנימי של השנייה. מכינים מהמתכת דיסקיות, שממיהן כממדי חתך השפופרת הצרה. מבסרים את השפופרת הצרה לקטעים באורך 5-10 ס"מ כל אחד, ובונים את שפופרת הלייזר כמתואר בציור 40. כל חוליה משמשת כערוץ קטפורטי קצר, כשדיסקיות המתכת משמשות אנודה לחוליה הבאה וקהודה לקודמת וגם מקור מתכת.

יתרונות המבנה: (א) תפוקה בעלת רעש נמוך, עקב ריכוז מתכת הומוגני לאורך השפופרת. (ב) העדר תנור וחימום עצמי של המתכת. (ג) הגבר גבוה יותר - גם זאת עקב ריכוז המתכת ההומוגני.

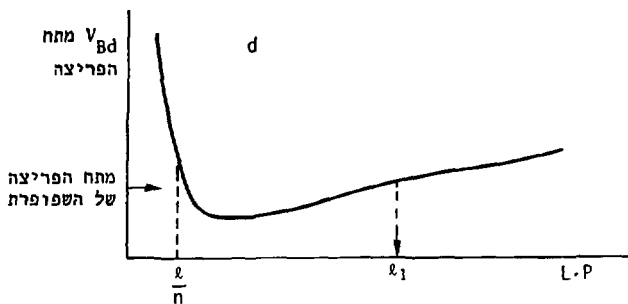
חסרונות: (א) גבולות הייליה צרים, עקב צימוד פרמטרי השפופרת זה לזה - טמפרטורה, זרם, לחץ - אדים וכו'. (ב) כשלון מקרי בהפעלה גורם לעיתים קרובות לסתימת השפופרת עקב "נזילת" אחת הדיסקיות.

(3) שפופרת בעלת "נחית החזרה בדיפוזיה" (50,51,52)



ציור 41 לייזר He-Cd⁺ עם נתיב חזרה לפי הרנקוויסט (11).

התפרקות מתחוללת בין שתי אנודות בקצות השפופרת לבין קתודה חמה כמוֹכזה, דרך נימה מחוררת (52). מדידות הראו כי עקב השאיבה פנימה נוצר באיזור הקתודה לחץ גבוה יחסית של אדי המתכת. קוטר הצינור החיצוני גדול בסדר גודל מקוטר הנימה הפנימי, וחישובים מראים שמהירות הדיפוזיה של המתכת בצינור החיצוני גבוהה לעומת מהירות הדיפוזיה שלהם בנימה, אי לכך חוזרת המתכת מאיזור הקתודה לקצוות ושם נשאבת חזרה באופן קטפורטי - כל זאת בתנאי ששומרים את הקירות החיצוניים בטמפרטורה מספיק גבוהה למניעת התעבות המתכת. החורים בצינור הפנימי עוזרים לשמירת לחץ שווה לכל אורך השפופרת. כדי לשמור את ההתפרקות רק בנימה, יש צורך במספר רב של סריגים מתכתיים בצינור החיצוני. באופן כזה מתח הפריצה בין האלקטרודות נמצא מימין למינימום של עקום פשוט, בעוד שמתח הפריצה בין הסריגים נמצא משמאלו (ראה ציור 42).



ציור 42 מתח הפריצה כפונקציה של המרחק בין האלקטרודות (עקום פשוט).

l_1 - מרחק בין אנודה לקתודה.

n - מספר הסריגים.

הקתודה החמה מונעת קבורת הקדמיום כדפנות השופרת⁽⁵³⁾ ומפשטת את תכנון הספק,

עקב הבדלים קטנים בין מתח הפריצה ומתח הפעולה.

ימדונות השערכת: (א) תצרוכת מתכת אפסית, הדבר החשוב כפרט בלייזר $He-Cd^+$, אותו אפשר להפעיל באיזוטופ יחיד ויקר מאד של קדמיום, ולקבל הגדלה ניכרת של ההגבר והצרה

משמעותית של הרוחב הספקטרלי. (ב) רעש נמוך והגבר גדול עקב אחירות האדים.

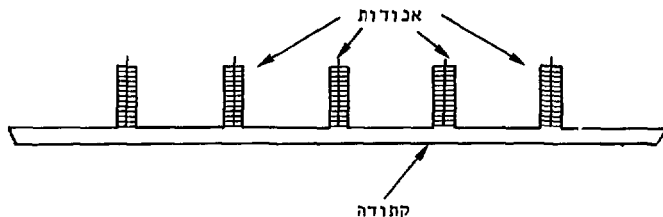
(ג) זיהום נמוך של החלובות על-ידי אדי המתכת.

חסרונות: מסובך.

(4) שופרת "קתודה חלולה"⁽⁵⁴⁾.

ללייזר זה צורות רבות והמושג ככולן שהעירור הוא בניצב לכיוון התפשטות האור ולא במקביל לה.

מבנה אופייני נתון על-ידי ציור 43.



ציור 43 לייזר קתודה חלולה.

לתוך צינור פלב"ם מולחמים מוליכי "תרמוקואקס" ובקצותיו מחובדים חלונות ברוסטר. הצינור ממולא בגאז הליום כלחץ המתאים ומפוזרים בו גרגרי המתכת. ההתפרקות נעשית בין המוליך המרכזי של ה"תרמוקואקס", המשמש כאנודה, ודפנות הצינור המשמשות כקתודה. אחת מתכונותיה החשובות של התפרקות נורמלית (בניגוד לקשת) היא צפיפותה האחידה על הקתודה. באופן כזה ממולא כל חלל השופרת בהתפרקות. תמרחק הקצר בין האנודה לקתודה גורם לכך שכל ההתפרקות נמצאת באיזור המפל הקתודי, ומשום כך ישנו תכונות שונות לפלסמה בשופרת זו מאשר לפלסמה של איזור ה-positive-glow בשופרת התפרקות ארכית.

יתרונות הטכנה: (א) עשוי ממתכת - חזק ונוח לעבוד. (ב) מתחי פעולה נמוכים. (ג) הגבר גבוה ותפוקה שקטה. (ד) מפיק הרבה יותר קווי לזירה מאשר עירור ארכי בזכות עירור על-ידי העברת מטען.

חסרונות: (א) איתור ליקויים קשה יותר בגלל אטימות המכנה. (ב) העדר הפצת המתכת על-ידי קטפורזיס. (ג) הצינור נוטה להסתם עקב מתח הפנים הגבוה של המתכת הנוזלית. דבים מן הקשיים בבניית לייזרי גאז, נובעים מדרישות הנקיון - אופטי וספקטרוסקופי - הגבוהות, שחייבות להתמלא לפרקי זמן ממושכים. בלייזר בו מתחלף החומר בהתמדה, והוא ניתן לפירוק ולניקוי, אפשר לעקוף בעיות אלו.

כבואנו לכחור את צורת בניית הלייזר, הצבנו לעצמנו את הדרישות הבאות:

(1) השפורת תתאים לפעולה עם Cd או Se, באפשרות החלפה נוחה.

(2) איתור ליקויים נוח, כדי שמאמץ העבודה העיקרי יתרכז בפלואורסנציה פרמטרית ולא בלייזר.

(3) שיטת בנייה שתאפשר כונון הלייזר בזמן פעולתו (trimming).

(4) מינימום מיכשור הקשור בשפורת.

הבחירה נפלה, איפוא, על שיטת עירור אורכי בהפצת מתכת קטפורטית, בשינוי שאיפשר המנעות משימוש בתנור, כמבואר להלן. הרעש החזק האפייני ללייזר זה לא היווה בעיה, בגלל קבוע הזמן הארוך ממילא במערכת הגילוי שלנו.

עם זאת, יט יתרונות פוטנציאליים ללייזר קתודה חלולה. אחד מהם הוא האפשרות להמנע בכלל מהחלפת מתכת. ללייזר $He-Cd^+$ קתודה חלולה, קווים חזקים גם בכחול וגם כירוק, ואף באינפרא-אדום, שאיפשרו יצירת הרמוניה שניה לבדיקת הומוגניות. גירסה מאוחרת של מערכת זו תוכל, איפוא, להשתמש בלייזר $He-Cd^+$ יחיר עם קתודה חלולה. בעבודה הנוכחית הראינו מעשיות ועיון זה. (שפורת אורכית יחידה עם צמד תנורים נפרדים כוסחה על-ידי Sabotinov et.al.⁽⁵⁵⁾, ללא תוצאות מלהיכות).

4.3 פרמטרים של לייזרי $He-Cd^+$ ו- $He-Se^+$

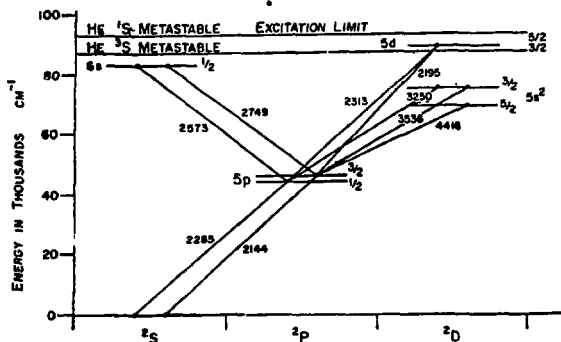
כדי לגשת לתכנון מפורט של הלייזרים הללו אנו זקוקים לידיעת פרמטרים אפייניים וקשרים ביניהם.

4.3.1 הגבר של לייזר $He-Cd^+$

סכימת הרמות של יון הקדמיום נראית בצירור 44.

ראוי להעיר כאן כי לקדמיום טמונה איזוטופים טבעיים⁽⁵⁶⁾:

Cd^{106} (1.22%), Cd^{108} (0.88%), Cd^{110} (12.39%), Cd^{111} (12.75%), Cd^{112} (24.07%),
 Cd^{113} (22.26%), Cd^{114} (28.06%), Cd^{116} (7.58%).



צירוף 44

מבנה הרמות של יון קדמיום.

ההרחבה האיזוטופית גדולה, כ-10 GHz, והיא הרחבה לא-הומוגנית (57). מכיוון שכך, מקבלים בלייזר קדמיום הגברה גדולה פי שלושה בערך באיזוטופ יחיד, מאשר בקדמיום טבעי. אנו השתמשנו בקדמיום טבעי בגלל מחירו הזול, והנתונים שלהלן יתייחסו כולם ללייזרים מקדמיום טבעי. לפי גולדסבורו (58) וכפי שהוסבר בסעיף 4.1, הרי כשכל יתר הפרמטרים אופטימליים יתיה ההגבר יחסי הפוך לקוטר הנימה, לכן נקבל:

$$g = g_0 \frac{\ell}{d}$$

כאשר g ההגבר לכיוון אחד, ℓ אורך השופרות, d קוטר. טבלה 4.1 מרכזת נתונים שנאספו מן הספרות, המקשרים בין g , ℓ ו- d .

טבלה 4.1 הגבר של שופרות בתנאים אופטימליים

$10^{-3} \times g_0$ %	הגבר מדוד g ב-%	קוטר d במ"מ	אורך ℓ מטר	סימון
8.75	5	3.5	2	(17)
16.6	10	2.4	1.43	(18)
38	5	2	0.26	(9)

בממוצע יש אפוא לצפות ל- $g_0 = 0.21 \times 10^{-3}$

הקשר בין פרמטרים אופטימליים אחרים נתון על-ידי הרנקוויסט (52).

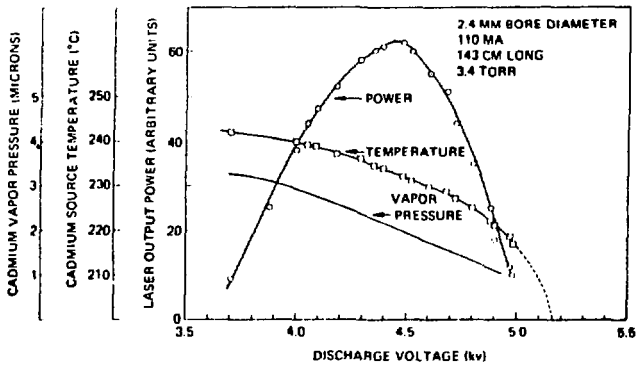
Bore diam D (cm)	Bore length L (cm)	I (ma)	V (volts)	P _{out} 442nm (mw)	P _{out} 325nm (mw)	I/D (ma/cm)	P _{out} /LD 40 422 nm (mw/cm ²)	VD (volts)
0.1	15	40	1200	8		400	5.3	8
0.12	30	50	1000	18	4.5	417	5	7.6
0.15	60	60	2500	50	12	400	5.5	6.2
0.24	180	100	6000	200	25	417	4.6	8

Performance of vented-bore he-cd lasers

	P _{out} /LD (mw/cm ²)	I/D (ma/cm)	VD/L (volts)
He-Cd 442 nm	5	400	6-8
He-Ne 633nm	1-1.5	100	9

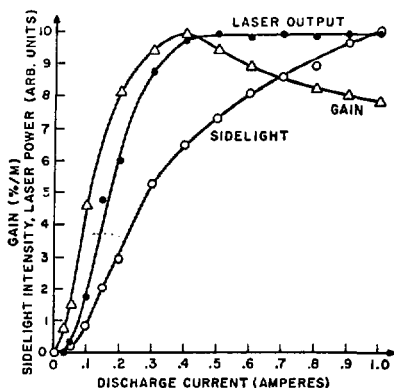
Scaling laws for he-cd vs he-ne lasers

הקשר בין הספק היציאה וטמפרטורת מקור הקדמיום, ניתן לפי גולדסטרור (58) בציור 45:



מאגר נתונים זה מספיק לתכנון הלייזר.

רוב נתוני לייזר He-Se^+ , נלקחו ממאמריהם של סילפבסט וקליין^(3,59); והם דומים מאד לנתוני לייזר He-Cd^+ . בכל מקרה הלייזר תוכנן לפעולה אופטימלית כלייזר He-Cd^+ , יפעול ב- Se^+ לצורכי כיוול היתה רק תוצאת לוואי. ההבדל היחיד הראוי לציון הוא, שבסלניום פועל הלייזר בזרם ממוצע גבוה מאשר בקדמיום (עד 1A), ומשום כך בטמפרטורת נימה גבוהה עד כ- 600°C . משום כך נבנתה שופרת מקוורץ ולא מפירקס. בעיור 46 מובא הקשר בין הספק היציאה והזרם בלייזר He-Se^+ .



ציור 46 פרמטרים של לייזר He-Se^+ , ע"פ סילפבסט⁽⁵⁹⁾.



שטח הפנים 717 רגל

47 רגל

כדי להמנע מרגישות רבה לכוונון, בחרנו בנימה בקוטר 2 מ"מ. לפי טבלה 4.2 מספיק אורך 5 ס"מ לקבלת ההספק הדרוש לנו - 5 מיליווט. העדפנו מקדם ביטחון גדול ולא קיצרנו בנימה שהיתה תחת ידינו - 64 ס"מ.

הזרם האופטימלי צריך להיות 80 מיליאמפר בתנאים אלה, במתח 3100 וולט, ולחץ ההליום כ-4 טור. יש לציין שלצרכי ניקוי דרוש מתח מכנה לפחות פי שניים, ולצרכי הצתה של שפופרת "טריה" פי שלושה.

הדרישה הנוספת עבור פעולה בסלניום היא בעיקר זרם מירבי גדול יותר - אין טעם כיותר מ-0.5 A (ראה ציור 46).

4.4 בניית שפופרת הלייזר

הפרטים החשובים בשפופרת הם:

- (1) חלונות ברוסטר על מחזיקים מיוחדים, ניתנים להחלפה מהירה.
- (2) חיבור גמיש למערכת הואקום, המאפשר כיוון הלייזר (trimming) תוך כדי פעולתו, בעזרת מחברים כדוריים רחבים. (ראה ציור 48).
- (3) תמיכת הנימה בצינור בקוטר רחב, להקטנת גמישותה, וייצוב הכוונון.
- (4) בנייה תוך הקפדה על קונצנטריות הנימה עם מחזיקי החלונות.
- (5) החומר העיקרי ממנו נעשה השפופרת הוא קורץ. כך נתאפשרה הפעלתה גם בזרמים גבוהים כשפעלה כלייזר סלניום. החלקים הקרים נעשו מפירקס.

חרישים כללי של השפופרת נראה בציור 47.

לפי טבלה 4.2 נראתה הבחירה מ"מ $L = 640$, מ"מ $D = 2$, כנקודת מוצא סבירה. מכאן גם מתח השפופרת $V = \frac{8L}{D} = 2600$ V, הזרם 80 mA, והספק המוצא הצפוי 64 mW.

האלקטרודות נעשו מצינוריות פלב"ם קונצנטריות לציר השופרת (הפלב"ם עומד בטמפרטורות הגבוהות של היתוך הקוורץ בעת בניית השופרת). האלקטרודה מרוחכת למוט הטונגסטן באווירת ארגון. הפלב"ם משמש היטב כאנודה, אך כקתודה הוא פולט זיהומים לכשיתחמם. משום כך יש להקפיד על שטח פנים מספיק גדול של הקתודה - קירוה הוא אך ורק על-ידי קרינה. אך אלקטרודות פלב"ם גדולה היא כבדה מדי. נסיונות לפתרונות מחוכמים, עם אלקטרודות אלומיניום או מוליברן, סיבכו מאד את הביצוע - הראשון ניתן ב- 600°C והשני מתחמצן.

תוצאות משביעות רצון הושגו עם אלקטרודות פלב"ם בקוטר 1 ס"מ ואורך 2 ס"מ. דופן הצינורית היה בעובי 1 מ"מ.

קוטר מוטות הטונגסטן היה 1 מ"מ. טונגסטן זה משמש כרגיל כאלקטרודות ריתוך ומחירו נמוך (כ-5 ל' למוט, בשעת כתיבת הדברים). מקדם ההתפשטות של טונגסטן קרוב מאד למקדם ההתפשטות של זכוכית אורניום בטמפרטורות עד 400°C . לכן נעשה חיבור מדורג: טונגסטן, זכוכית אורניום, פיירקס, וויקור, קוורץ. ארכם של המעברים היה כ-15 ס"מ ולכן היתה הטמפרטורה במעבר נמוכה לעומת טמפרטורת האלקטרודה. מעבר הפיירקס-קוורץ הוא סטנדרטי ונמכר בשרוולים מוכנים. מוליכות החום הגרועה של הטונגסטן תרמה גם היא לעמידות מעברים אלה, מכיוון שנקודת החיבור לא התקרבה אף פעם ל- 400°C , גם כאשר הקתודה הגיעה לנקודת ההיתוך שלה - כ- 1500°C .

4.5 תכנון ובניית ספק זרם

תחילה נדון בקצרה בתכונות שופרת הפלסמה כעומס (60).

(1) קיים הפרש בין מתח ההצתה למתח הפעולה: ההפרש תלוי בלחץ הגז, הרכבו ונקיונו, פונקצית העבודה של האלקטרודות, המרחק ביניהן, הטמפרטורה שלהן ועוד גורמים שלא תמיד יש לנו שליטה עליהם. הפרש זה יכול לקבל ערך של אלפי וולטים אחדים. זמן ההצתה יכול להיות קצר מ- $1 \mu\text{s}$. אנו מקבלים, לכן, כי בזמן ההצתה:

$$\frac{dv}{dt} > \frac{10^3 \text{ וולט}}{10^{-6} \text{ שניה}} = 10^9 \frac{\text{וולט}}{\text{שניה}}$$

וכמו כן

$$\frac{dI}{dt} = \frac{10^{-1} \text{ אמפר}}{10^{-6} \text{ שניה}} = 10^5 \frac{\text{אמפר}}{\text{שניה}}$$

(2) לפי חוק פשן תלוי מתח ההצתה במרחק שבין האלקטרודות ובלחץ הגאז, וגם בהרכב הגאז ובקוטר הנימה.

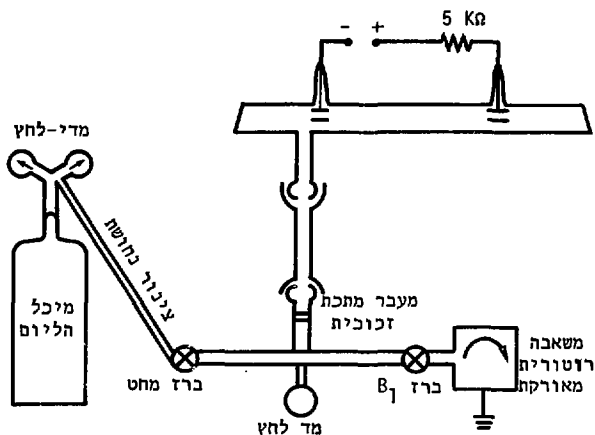
לשפופרת נקיה של לייזר He-Cd⁺ באורך 100 ס"מ וקוטר 3 מ"מ מתח ההצתה הוא כ-4500 V, מתח ההרקים ההתחלתי הוא כ-3500 V (סעיף 4.3). עם התחממות המתכת והתאדותה יורד מתח זה לכ-3000 V. בשפופרת חדשה, שטרם עברה ניקוי, עלול מתח ההצתה להיות כפול בערכו, כלומר 7000 V. התנגדותה הסטטית של השפופרת יורדת, איפוא, בשעת פעולתה, והזנתה ממקור מתח תגרום לכך להריסתה, כי $\frac{V^2}{R}$ הולך וגדל. להפעלתה ממקור זרם, לעומת זאת, יש פעולה מיילצת, מכיוון ש- RI^2 . הספק הכניסה לשפופרת, יורד עם עליית הטמפרטורה ולכן טמפרטורה זו בתחום השתנות חסום.

הזרם המתאים לשפופרות שאנו מתכווננים להשתמש בהן, נע בין 50 mA לבין 500 mA (סעיף 4.3). החימום ואידוי המתכת נעשה על-ידי הזרם, תחום שינוי מותר לכל אחד הוא 10% (סעיף 4.3).

(3) ההתנגרות הריבמית של שפופרת התפרקות היא שלילית. יש איפוא סכנה רבה לחוסר יציבות של המעגל החשמלי ולהתפתחות תנודות. הדרך הקלה ביותר להתגבר על מטרד זה היא חיבור התנגדות חיובית בטור לשפופרת, כדרך כלל הספיקה התנגדות בת 5 KΩ לצורך זה.

עבור $I = \frac{1}{2} A$ נופליט 2500 V על התנגרות זו ומתבזבז עליה יותר מ-1 KW הספק. לזרמים כה גדולים אין איפוא פתרון מוצלח. למעשה לא השתמשנו מעולם במהלך הנסיונות בזרם גדול מ-250 mA, ולכן לא נעשה מאמץ לשפר פתרון זה.

(4) השימוש במערכת ואקום דינמית עם שפופרת כלתי חתומה, יצרה דרישה נוספת מן הספק, ולהבהרתה נתבונן בצירוף 48.



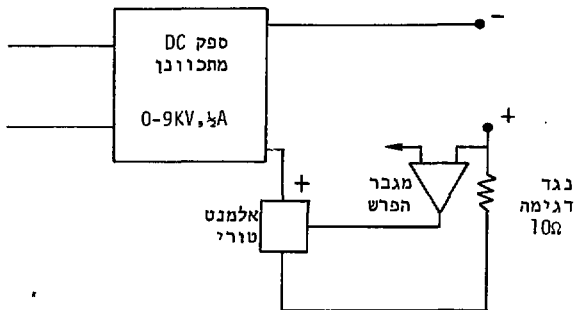
ציור 48 מערכת הואקום וחיבורה לספק הזרם.

בעור שהשופרת והמעברים עשויים מקוורץ ומפירקס, עשויה יתרת המערכת ממתכת, והיא מאורקת, מטעמי בטיחות. הארקת ההדק החיובי של הספק הופכת את החלק המתכתי של המערכת לאנודה נוספת ולהיווצרות פריקה זוהרת לא-רצויה בינה לבין שפופרת הלייזר. זהו מטרד קשה המונע לעיתים את האפשרות להצית את השפופרת ובמקומה ניצתים כל מעברי הואקום...

כפי שנראה מאוחר יותר נוצרת בעיה בהארקת הקתודה (ציור 49). יש על-כן לבנות את הספק "צף" כלפי ההארקה, עם ערכי בידוד גבוהים בכל תחום המתח, כך שזרם הזליגה לאדמה יהיה קטן מ- $1 \mu A$, שהוא המינימלי הדרוש לקיום התפרקות זוהרת. היות הספק צף, פוטר אותנו אף מבעית קיבולי שנאי ההספק לאדמה (61).

(5) מן האמור בטעיפים (1) עד (4) עולה כי מפרט הספק הוא:

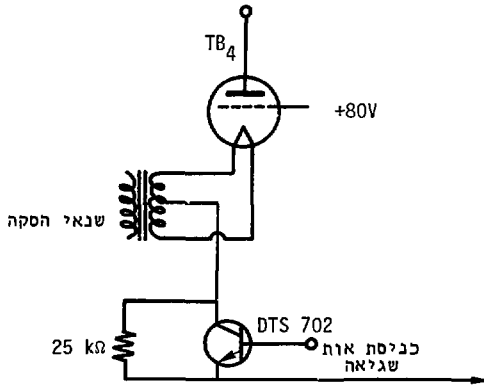
1. אפיין V-I: מקור זרם, מיוצב טוב מ-1%, עבור כל תחום המתח.
 2. מתח פעולה: 8 KV - 0 KV.
 3. תחום ויסות הזרם: $\frac{1}{2}$ A - 0 A
 4. בידוד: כל אחד מהדקי היציאה יכול לשאת עד 15 KV לעומת ההארקה, ובעל התנגדות זליגה גבוהה מ- 10^{10} .
 5. תופעות מעבר: קצב שינוי המתח בעומס: עד $\frac{\text{וולט}}{\text{שניה}} 10^{10}$
קצב שינוי הזרם בעומס: עד $\frac{\text{אמפר}}{\text{שניה}} 10^6$.
- סכימת הבלוקים של הספק מופיעה בצירור 49.



צירור 49 סכימת הבלוקים של הספק.

אנו רואים שהארקה ההדק השלילי של הספק גורמת להימצאות האלמנט הטורי ומגבר ההפרש בפוטנציאל של עד כ-9 KV, ובכל מקרה עליהם "לצוף" על מתח כזה. הזרם נרגם על נגד 10Ω , משווה למתח ייחוס ומספק אות שגיאה ומספק את שגיאה מוגברת לאלמנט הטורי. כתכנון למקרה הרע ביותר של זרם ומתח באלמנט הטורי, נראה שצריך לכוון בשופרת תרמוניית, או מוליך למחצה יקר עם הגנות מהירות - כריורות גאז ל-Crowbar. הוחלט לכן להשתמש בטריודה, ולהשיג את הגבר המתח הדרוש לאות השגיאה על-ידי חיבור קסקדה טרנסיסטור-טריודה, כמוראה בצירור 50.

פתרון כגון פולסים בקצב גבוה וברוחב מאופנו, הצריכו שנאים מיוחדים שלא יכולנו לרכוש.

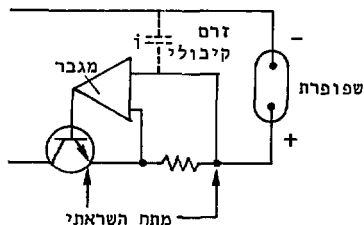


50 צירור האלמנט הטורי.

התקבל אלמנט משולב עם מתח פריצה 10 KV, זרם מירבני 1 A, ו-Gm גדול מ- $500 \frac{mA}{V}$.

היתה סכנה שכפעולה כזרם נמוך ומחח גבוה, כאשר גם השפופרת וגם הטרינסיסטור בקטעון, לא יהיה החיבור קולקטור-קתודה ררך שנאי ההסקה בפוטנציאל מוגדר, ויוכל להיטען מעבר למתח הפריצה של הטרינסיסטור. תופעה זו בא למנוע הנגד בערך $25 \text{ K}\Omega$, שחובר בין הקולקטור לאמיטר. כדי לאלץ 500 וולט (שהם שליש ממתח הפריצה של 702 DTS) על הקולקטור, יש צורך בהזרמת 20 mA דרך נגד זה, זרם נמוך לעומת תחום הפעולה של הספק, גבוה מאד עבור זרמי זליגה.

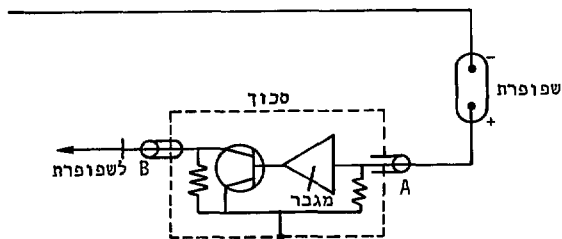
תשומת לב מיוחדת הוקדשה להגנה בפני תופעות מעבר. לשם הבנת הבעיה נתבונן בצירור 51.



צירור 51 זרמי ומחחי מעבר המעגל.

באופן היפותטי מוראה בצירור זה קשר קיבולי טפילי הקיים בין כניסת המעגל המשולב וקו המתח הגבוה. בתנאים רגילים עלול ערכו של קיבול זה להיות כ- 1 pF . כמו כן יש לזכור כי השראותם של חוטי החיבור הרגילים יכולה להיות כ- $0.3 \frac{\mu\text{H}}{\text{m}}$.
 ברגע הדלקת השפופרת, נופל באופן פתאומי המתח בשעור של כ- $10^9 \frac{\text{וולט}}{\text{שנייה}}$ ועולה באופן פתאומי הזרם בשיעור של $10^5 \frac{\text{A}}{\text{s}}$. מכאן שקבל 1 pF יאלץ לכניסת המגבר זרם של $i = C \frac{dv}{dt} = 1 \text{ mA}$ והשראות של $3 \mu\text{H}$ תאלץ מתח $V = L \frac{di}{dt} = 0.3 \text{ V}$ על כניסת המגבר. ערך הזרם גדול בהרבה מהמותר במעגלים משולבים.

כדי להתגבר על התופעה הזו שופר המעגל, כמוראה בצירור 52.



צירור 52 מעגל הייצוב המשופר .

סיכוך כלל את כל המוליכים למחצה של מייצב הזרם. כל הקיבולים הטפיליים נטענו לכן במתח נמוך לעומת משטה שווה פוטנציאל. שינויו של פוטנציאל הסיכוך עצמו לא גרם לפריקה של הקיבולים הטפיליים. כמו-כן הקפדתי על חיבור קו קצר (2 ס"מ) בין הנקודות A ו-B בצירור 52. המתח שנוצר בקו זה לא הזיק לכן למעגל ההגבר. כל הכניסות והיציאות למגבר היו דרך קבלי Feed-through.

אמצעים אלו גרמו לכך שגם כתנאי העבודה הקשים ביותר (קצר פתאומי בין הדקי היציאה) לא ניזק הספק והוא פועל ללא תקלות. תשומת לב מרובה הוקדשה לטיב הבידוד של ספק המתח המתכוונן (ראה צירור 49). מכיוון שספק זה צף, טיב הבידוד שלו חייב להיות כזה שיהיו זרמי זליגה קטנים מ- $1 \mu A$. למניעת הצתה טפילית של השפופרת, ננקטו הצעדים הבאים:

1. לכל שנאי הרשת בידוד טפלוך בין הראשוני והמשני, נבדק ל-15 KV.
2. ננקטה הפרדה מירבית בין חוט מתח הרשת וחוט המתח הגבוה - למניעת זליגות וקבולים לא רצויים.
3. האשיה נבנתה מפלקסיגלס ולא מאלומיניום כנהוג, לכידוד נוח של רכיבי הספק.

4. הווסתים השונים ש"צפון" על המתח הגבוה, כגון נגדים משתנים, חוברו לכפתורי ההפעלה בחזית המכשיר דרך תמסרות מכניות מבודדות מטפלון.
5. הוברר שמדי הריחח נפרצים במתח כ-4 KV, והפריצה מתרחשת בין המחווין ללוח השנתות. אי-לכך הוחלף לוח השנתות המקורי העשוי מתכת בצילומו על נייר, ומתח הפריצה של המודר עלה על 15 KV.
6. כל החוט במגזר המתח הגבוה נעשה בחוטים בעלי בידוד מיוחד, בעל מונו פריצה נקוב של 40 KV. חוטי החיבור ללייזר היו ככלי RG-8/U המסוגלים להחזיק מתחי D.C. כני 50 KV, וסיכוכם הוארק מטעמי בטיחות.
- יזר פרטי הספק הם שגרתיים ולא ארחיב עליהם את הדיבור. הסכימה המפורטת מופיעה בספח.

4.6 תכנון ובניית המהוד האופטי, כיוון הלייזרים והפעלתם בחינת תפוקתם

צעד ראשון בתכנון המהוד האופטי הוא קביעת רדיוסי העקמומיות של המראות כך שנקבל מהוד יציב, עם הפסדי דיפרקציה נמוכים וניצול טוב של נפח התווך האקטיבי. את כל החישובים נעשה עבור אופן תנודה TM_{00} כי זה האופן בעל הפסדי הדיפרקציה המינימליים. עדיף מהוד המורכב משתי מראות קעורות, כי הוא פחות רגיש לכוונון מאחרים⁽⁶¹⁾, אך נבנה אותו לא קונפוקלי, כדי לקבל ניצול טוב של נפח החומר האקטיבי.

המפתח הקטן ביותר בלייזר שלנו הוא קוטר הנימה. קוטר האלומה הגדול ביותר נמצא על אחת משתי המראות. אם נתכנן מהוד, שקוטר האלומה על המראה יהיה קטן מקוטר הנימה, נבטיח מהוד נמוך הפסדים ב- TM_{00} .

$$[4.6.1] \quad g_1 = 1 - \frac{L}{R_1} \quad \text{נסמן}$$

כאשר L המרחק בין המראות, R_1 רדיוס העקמומיות של מראה מס' 1.

$$[4.6.2] \quad g_2 = 1 - \frac{L}{R_2} \quad \text{וכן}$$

כאשר R_2 רדיוס העקמומיות של מראה מס' 2.

אם התנאי $1 < g_2, g_1 < 0$ מתקיים, אזי [23]:

$$[4.6.3] \quad W_2^4 = \left(\frac{L\lambda}{\pi}\right)^2 \frac{1}{(g_2 - g_1)}$$

כאשר λ אורך הגל, W_2 קוטר האלומה על מראה מס' 2 וכן

$$[4.6.4] \quad W_1^4 = \left(\frac{L\lambda}{\pi}\right)^2 \frac{1}{g_1 - g_2}$$

כאשר W_1 קוטר האלומה על מראה מס' 1.

המראות שעמדו לרשותי היו ברדיוסי עקמומיות 216, 466, ∞ (ס"מ). עבור רדיוסים אלה בדקנו במחשב צירופים שונים של מראות. התכנית כללה את המשוואות [4.6.4] ו- [4.6.1] בתוספת התנאים הבאים:

$$(1) \quad 160 < L < 400 \text{ ס"מ, מכיוון שאורך השופרת כולה כולל אלקטרודות וחלונות יהיה}$$

לפחות 150 ס"מ, ואורך המעבדה שלנו לא התיר לייזר ארוך מארבעה מטרים.

$$(2) \quad \lambda = 441.6 \text{ ננ"מ}$$

$$(3) \quad W_1 < W_2 \text{ מ"מ}$$

התוצאות נראות בצירור 53.

אם נזכור עוד כי להעברת 99% מההספק צריך להתקיים $d = 3W$ (ראה (34) עמוד 313)

כאשר d קוטר הנימה, נקבל כי הצירופים הרצויים הם צירוף כלשהו של המראות הקעורות

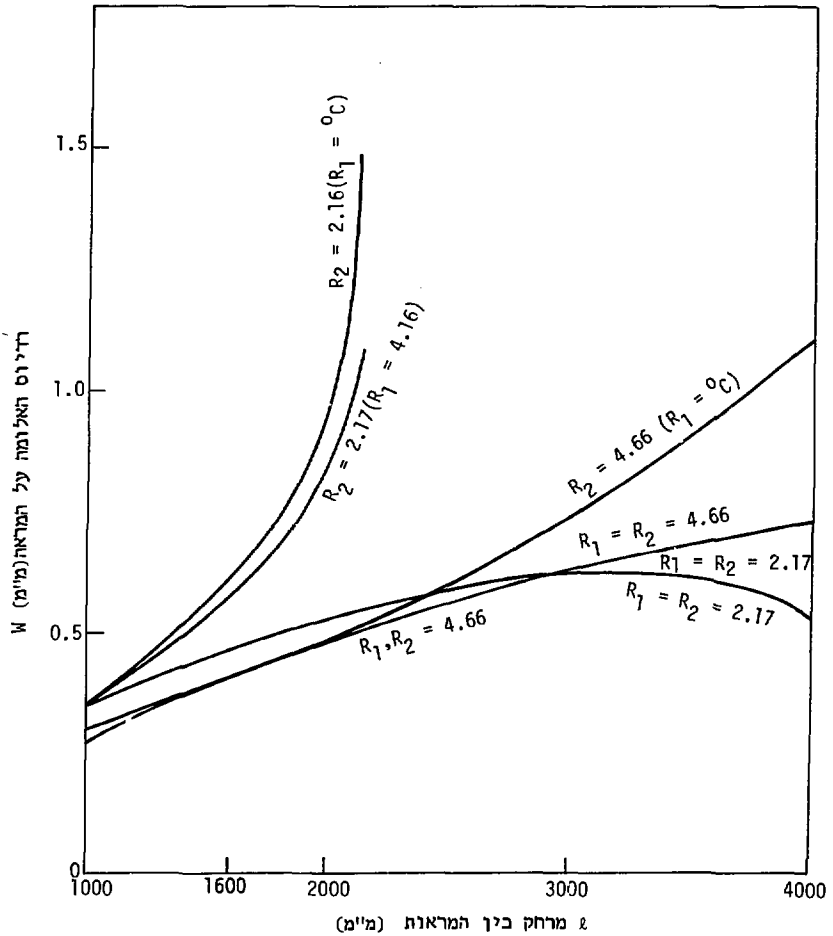
במרחק 1.6-1.8 מטר זו מזו. צירוף זה מתאים ליתר פרמטרי המערכת כפי שנדרשו

בפרק 3. חישובים אלו נבוצו הלכה למעשה, כדלהלן:

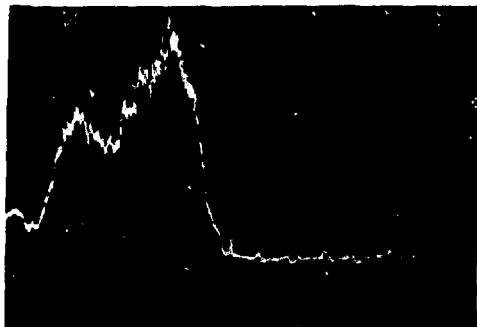
ציורים 54 (א) (ב) (ג) (ד) מדגימים את התפלגות הספק הלייזר על רדיוס השופרת עבור

צירופים אחדים של מראות. מספר המודים הרחביים וכיוונם היה תלוי בכוונון המראות.

המערך הנסיוני דומה למופיע ב-(34) עמוד 326.



ציור 54 (א)



החפלות ההספק על רריוס

השפורת.

מראה מסי' 1 - 4.66 מטר R =

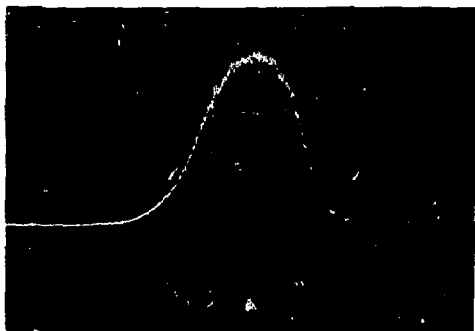
מראה מסי' 2 - 2.17 מטר R =

מרחק בין המראות 1.65 מטר

רגישות אפקית: 0.5 מ"מ

ליחידת סקלה.

אופן תכודה: TM_{00} .



ציור 54 (ב)

כמו ב-(א), אך שינוי קל

בכוון המראות.

מופיעים גם מודים מסדרים

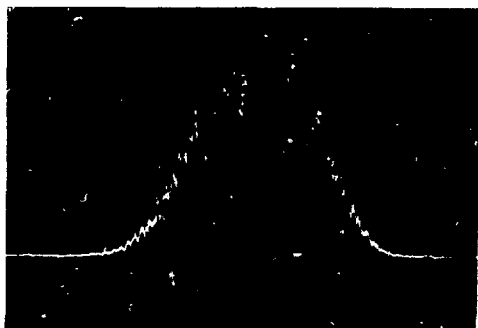
יותר גדולים.

ציור 54(ג)



כמו הקודמים, אך מראת
היציאה הוחלפה במראה
שטוחה. המדידה נעשתה
על הכתם במראה השטוחה.

ציור 54(ד)



כמו (ג), אך כאן מצולם
הכתם על המראה הקעורה
(R = 2.17 מטר).

הצמד השני בתכנון הלייזר הוא בחירת מידת ההעברה של מראת היציאה.
הצימוד האופטימלי נתון על-ידי הביטוי (ראו (34):

$$[4.6.5] \quad \delta_{e, \text{opt}} = \sqrt{\delta_{\text{mo}} \delta_o} - \delta_o$$

כאשר δ_{mo} הוא ההגבר הבלתי רווי, δ_o ההפסדים במהוד. בשפופרת שלנו ערך δ_{mo} ממוצע מן הספרות (ראו סעיף 4.3), אמור להיות:

$$\delta_{\text{mo}} = 2g_o \frac{l}{d} = 0.022 \frac{640}{2} = 12.8\%$$

δ_o ניתן להערכה גסה בלבד. אם הפסדי המעבר דרך הנימה הם באמת רק 1%, זווית ברוסטר של החלונות אידיאלית ומצב כל הרכיבים האופטיים מושלם, הרי הפסדי המינימום הם 1%. הפסדים אלה אינם קבועים אלא הולכים וגדלים עם הזמן, בעיקר עקב הזדממות החלונות מאדי המתכת שבשפופרת, תהליך המואץ בעיקר בזמן החלפת מתכת בשפופרת, או שינוי לחץ הלליום⁽⁶²⁾. הטבלה 4.3 מראה את הצימוד האופטימלי עבור ערכים אחדים של הפסדים, בהנחת הגבר 15% (חושב על פי [4.6.5]):

טבלה 4.3 צימוד אופטימלי להגבר 15%.

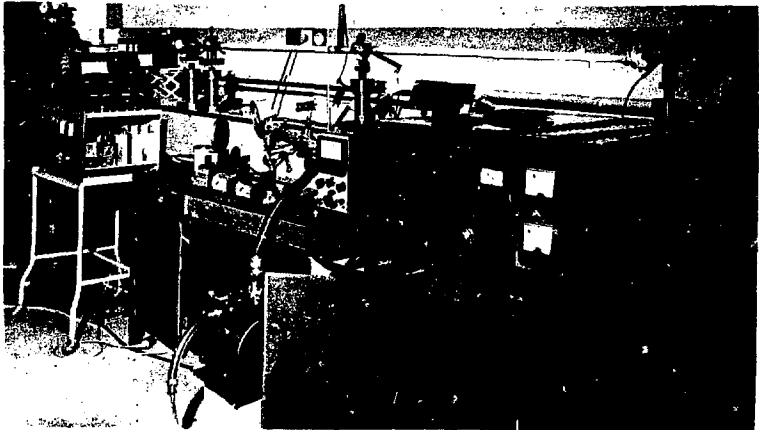
הפסדים %	צימוד אופטימלי %
0.1	1.2
0.5	2.2
1	2.8
2	3.5
3	3.7
4	3.7
5	3.6

בחרנו, איפוא, במראת צימוד בת העברה 3.5%, כדי לקבל מהלייזר מירב העוצמה דווקא כאשר מתחילים החלונות להזדהם.

הצער השלישי בתכנון (והראשון בביצוע) הוא התכנון המכני של הלייזר. תכנון זה חייב להביא בחשבון את יתר חלקי המערכת.

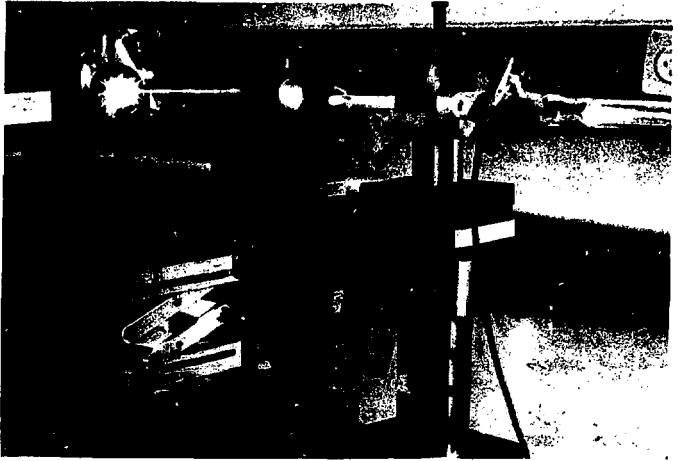
כבסיס למערכת שימש פס פלדה בפרופיל !! (להקטנת העיוותים עקב גמישותו). ארכו 4.20 מטר ושני המימדים הנותרים 11x24 ס"מ.

כל חלקי המערכת הוברגו לפס זה בחורים שנקדחו בו לשם כך. יחסי המרחק והזווית בין הרכיבים האופטיים השונים נשמרו לאורך זמן, גם כשאחד מהרכיבים, או הבסיס, נחבטו. החיבור למשאבת הואקום ולבלון הגז נעשה דרך מחברים גמישים. מראה חלקי של המערכת נראה בצילום להלן (ציור 55).



ציור 55 (א) מראה חלקי של המערכת.

נראים ספק הכח, משאבת הואקום, פס הפלדה. באופן נסיוני הופעל כאן לייזר נאירך 2 מטר המורכב משתי שפופרות בטור.



צילום 55(ב) המראה הגדולה מחזירה את תפוקת הלייזר לעומת המצלמה.

רק שפופרת אחת מן השתיים שנראות בצילום 55(א) פעלה בצילום זה. שים לב להפסדים בחלון הכרוסטר ובצוואר השפופרת. ניתן היה לצלם, משום שהשפופרת שלא הופעלה היא הקרוכה למצלמה. גם המעמדים של השפופרת והמראות ניראים ככירור.

החלק העליון של המעמדים נעשה מפרטינקס כדי למנוע מאמץ אלקטרוסטטי גדול מדי מן הקוורץ החם. מחזיקי המראות היו מתוצרת "Oriël" ו-"Spectra physics". הפריסמה בלייזר He-Ne⁺ הורבקה לבסיס גוניומטרי.

להלן תהליך ההפעלה הראשונית של הלייזר:

(1) ניקוי והכשרת שפופרת הפלסמה⁽⁶²⁾.

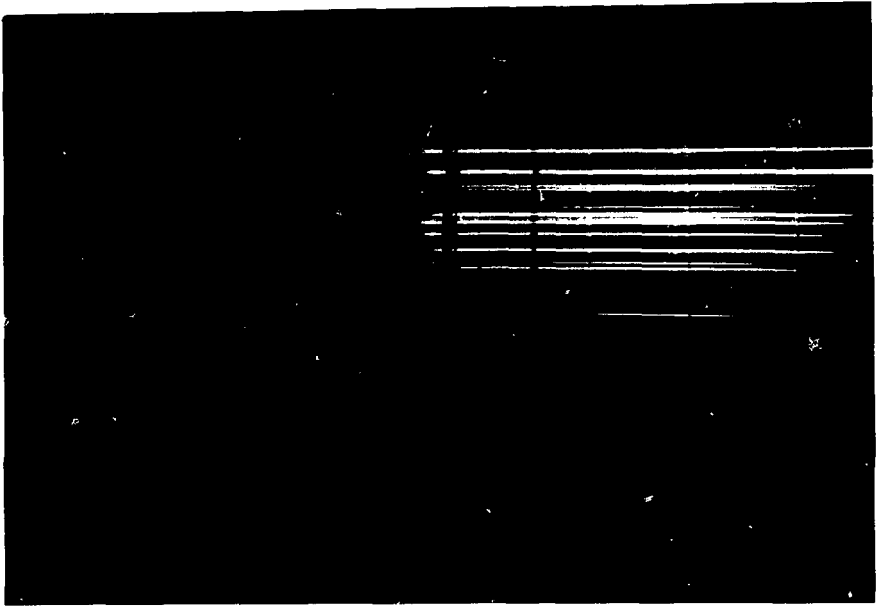
השפופרת, כפי שבאה מנפח הזכוכית, מכילה כמות רבה של אי-ניקיונות שנספחו לדפנותיה ולאלקטרודות. צער ראשון הוא שטיפתה בכוהל אנליטי, כדי לספוג שאריות מים ושמינים מן הדפנות. כשמסתיימת הרכבת השפופרת והדבקת החלונות, כפי שתוארו בסעיף 4.4,

קיים תת-לחץ במערכת. מכיוון שהשתמשנו במשאבה רוטורית כלבד, הגענו בדרך כלל לחץ 10^{-3} Torr בכניסה לשפופרת. דליפה מסוימת מותרת כמערכת מכיוון שאנו מחליפים את הגז באופן מתמיד. מהנסיון למדנו כי דליפה, שאינה גורמת לעליית הלחץ במערכת ביותר מ-1 Torr ליממה, נסבלת ואינה פוגמת בפעולת הלייזר.

סוגרים עתה חלקית את הברז למשאבה BI (ראה ציור 48) ופוחחים את ברז המחט עד לקבלת לחץ כ-4 Torr במערכת. זרימת הגז מן השפופרת ואליה נעשית בריפוזיה ולכן אין צורך ביותר מדליפה של הליום מן הבלון למיערכת ומן המערכת למשאבה. מפעילים את ספק הזרם בזרם של כ-50 mA. ההצתה הראשונה היא בדרך כלל הקשה ביותר, עקב מציאות הרבה מולקולות אורגניות בגז - הן נספגו בדפנות בעת יצירת השפופרת וניקויה כבוהל. המחט שעמד לרשותנו הספיק להצתה ככל מקרה. כשניצחת השפופרת מתחממות דפנותיה והאלקטרודות ומתחילה פליטה מואצת של גזאים מדפנותיה.

ההתפרקות מקבלת גוון כחלחל ובבחינתה במונוכרומטור מתקבלים פסים ("Bands") עבים, האופייניים לספקטרום מולקולרי. מכיוון שהגז במערכת מוחלף בהתמדה על-ידי תהליך הדיפוזיה, מתנקה השפופרת בהדרגה; התהליך מזורז באופן ניכר על-ידי חיבור כניסת הואקום ליד הקתודה. הסיבה לכך היא, שאל הקתודה נשאבים באופן קטפוטי מרבית המזהמים בשפופרת; לחצם שם גדול יותר ולכן קל יותר להרחיקם משם בעזרת דיפוזיה למשאבה. בבחינת ההתפרקות בשפופרת נעזרנו בפריסמה או במונוכרומטור יד קטן (תוצרת Jodon), ובאופן כמותי על-ידי רישום הספקטרום ממנה, בעזרת מונוכרומטור סוקר והשוואה למגזרת הליום סטנדרטית. אחרי כשעתיים מהפעלתה מתנקה הנימה ונראה בה רק הספקטרום האפייני להליום. יתר חלקי השפופרת מתנקים יותר לאט. הסיבה לכך היא כנראה שתהליך ההתנקות מתרחש על-ידי הפצצת השטח כיונים ובאלקטרונים, והסיכוי לפגיעה גדול יותר בנימה. החלקים המנוקים מאופיינים בצבע כתום-ורדרד שמקורו בקו החזק 5875 \AA של ההליום.

מתח ההדקים (כולל הנגד הטורי) הוא עתה כ-3.5 KV. בשלב זה מכבים את הספק ומניחים לשפופרת להתקרר. כשמתקררת לטמפרטורת החדר שוברים את הואקום באיטיות על-ידי סגירת BI והזרמת הליום לתוך השפופרת, ושולפים את נושא החלון הקרוב לאנודה.



ציר 56 שופרת לייזר He-Cd^+ מצולמת מבעד לפריסמה. הקווים הקצרים יותר הם קווי קדמיום; הפס הכהה האנכי הוא מקור הקדמיום. הקווים הארוכים הם קווי הליום המתחילים מן האנורה.

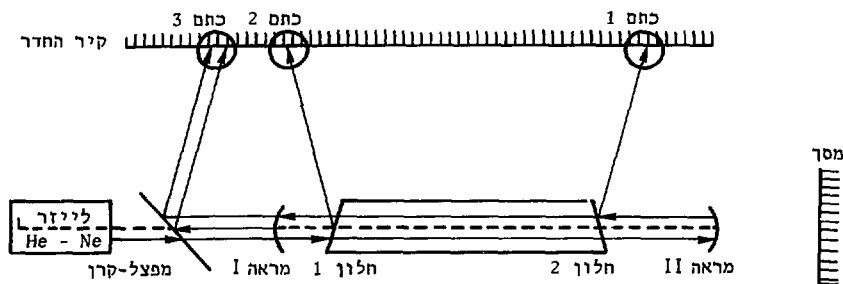
כזרם 80 mA (ומתח 3200 V) נראה כבידוד הקו 4416 \AA .
לזירה מתחילה כאשר עוצמתו נראית שווה לעוצמת הקו 4471 \AA של ההליום.
בעין נראה שינוי צבע ההתפרקות מוורדרד ללבן.

בעזרת מלקחיים מכניסים גרגיר קדמיום (כ-0.5 גרם) בין האנודה ופתח הנימה. מחזירים את החלון למקומו ומחדשים השאיבה. מלפפים חוט אסבסט בשכבות אחדות בעובי של כ-3 מ"מ סביב צוואר השופרת בין האנודה לבין פתח הנימה, כנראה ציור 55(א). ליפוף זה יוצר בידוד תרמי טוב יותר סביב גרגיר הקדמיום. מפעילים מחדש את ההתפרקות בשופרת. משך ההתנקות יהיה עתה קצר מאד (כחמש עד עשר דקות), כי ספיחת האויר לקירות בטמפרטורת החדר היא איטית למדי.

מתחילים עתה להעלות את הזרם, הקדמיום מתחמם ולחץ האדים שלו עולה. בציור 56 מובא צילום השופרת בשלב זה, שצולם מבעד לפריסמה.

הכנת שופרת הסלניום לפעולה - זהה. מכיוון שזרם הפעולה של לייזר $He-Se^+$ גבוה יותר מהזרם בשופרת $He-Cd^+$, יש צורך בהסרת הכידוד התרמי מעל גרגיר הסלניום. גם כאן אפשר לראות את הכנת השופרת לפעולה בעזרת פריסמה (הופעת הרבה קווים ירוקים בתחום $506.5 \text{ nm} - 587.5 \text{ nm}$ שאין בו קווים חזקים בהתפרקות בהליום נקי) או כעין - שינוי צבע ההתפרקות מוורודרד לצהוב.

(2) כוונון אופטי, כעזרי כוונון שימשו לייזר He-Ne ומפצל קרן. המערך נראה בציור 57.



השוב יכור, כי למראות ולחלונות עובי ניכר ומשטחי החלונות וגם המראות אינם ניצבים לקרן, משום כך מסיטים הם את קרן ה-He-Ne. לכן יש לבצע את הכיזון כשכל המערכת מורכבת. בשלב ראשון מסירים את מראה I ומעילים את קרן ה-He-Ne דרך הנימה. זהו בדרך כלל השלב הקשה ביותר לביצוע. יש להזהר ולא לטעות בין החזרת רפנות הנימה לבין העברה משולמת של הקרן. בוחנים את בבואת הקרן על המסך ער לקבלת תמונה חדה ובהירה, הנראית אחידה במבט מקרוב. החזרות מן הנימה או ממכשול, נראות בדרך כלל מרווחות ומכילות פסי התאככות וכיוצא בהם. בתום שלב זה, מחפשים החזרה ממראה מספר I ומכוונים אותה כך, שלא תיפול בחזרה על מראת היציאה של לייזר ה-He-Ne. נוטלים מראה בעלת החזרה גבוהה באדום ומציבים אותה במקומה של מראה מספר II. מכוונים אותה כך שהחזרה ממנה תעויל אף היא בנימה. כדי לאשר שאמנם אירע הדבר, מתבוננים במסך (בדרך כלל אחד מקירות החדר) שממול למפצל הקרן. בכיוון נכון מופיע גם עליו כתם בהיר ועגול - הוא מספר 3. על הקיר נמצאים עיד שני כתמים כאלו: כתם מספר 1 שהוא החזרה מחלון מספר 2 של הקרן המוחזרת, וכתם מספר 2 שהוא החזרה מחלון מספר 1 של הקרן הפוגעת. יש לסוכב עתה את חלונות הברוסטר על צירן, כך שהחזרות משתיהן תהיינה באותו מישור; לשפופרת לייזר אפקית די לוודא שהן נמצאות על קו אופקי שהותווה על הקיר. אי-דיוק בן מעלות אחדות איננו גורלי בדרך כלל. סיבוב החלונות משנה את הכוונון ולכן יש לחזור על התהליך פעמים אחדות. עתה רצוי לסמן את הכתמים 1 ו-2, ולהחזיר את מראה מספר II למקומה. אם נכוון אותה עכשיו כך שכתם מספר 1 יתלכד עם סימנו, נקבל בקלות גם את כתם מספר 3. נותר רק לכוונן את החזרה ממראה מספר I על כתם מספר 3 והכוונון האופטי מסתיים. ברגע שיתקיים היפוך אוכלוסיה מספיק יתחיל הלייזר להתנדנד.

הספק המירבי שנמדד היה 18 mW, הרבה מעל הדרוש לנסיון. אחרי הפעלה ממושכת היתה מתחילה עוצמת הלייזר להחלש. ניקוי החלונות או החלפתם היו מחדשים או כוחו. ההספק נמדד במד-הספק מתוצרת E.G.C. מודל 580.

התנאים האופטימליים להפעלת לייזר He-Cd⁺ היו $P_{He} = 4 \text{ Torr}$, $I = 100 \text{ mA}$, $(V = 3 \text{ kV})$.

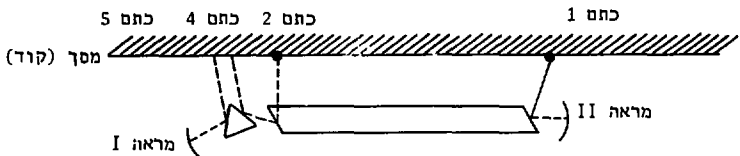
תנאי פעולה אופטימליים בסלניום היו זרם 220 mA, לחץ הליום 12 Torr (מתח הדקים 3 kV). עם מראות R_{max} פעל הלייזר בקוויים הבאים באופן סימולטני (טבלה 4.4):

טבלה 4.4 ארכי גל שהתקבלו סימולטנית מלייזר He-Se⁺

סדר הופעה	אורך הגל nm לפי סילבסט (44, 59)	עוצמה יחסית
7	484.50	- (חלש)
5	497.61	3.2
3	499.29	3.7
4	506.87	2.5
11	509.61	- (חלש)
10	514.19	- (חלש)
2	517.60	3.6
1	522.76	4.5
8-9	525.307	
8-9	525.320	0.02
6	530.55	1.1

סדר ההופעה בטבלה 4.4 מציין את הסדר בו הופיעו על המסך מרגע הפעלת הלייזר. ההפרדה ביניהם נעשתה בעזרת סריג וכך אפשר היה לראות הופעתו של כל אחד בנפרד (פרט לדובלט ב-525.3 שלא הופרד על-ידי הסריג).

על-ידי הוספת פריסמה בזווית ברוסטר בתוך מהוד הלייזר, הצלחנו להפעילו בכל אחד מהקוויים הללו בנפרד, לצורך כיוול מדידת ההספק P_s . מבנה המהוד נראה בצירוף 58 שלהלן.



ציור 58 לייזר He-Ne⁺ חד-קווי ואופן כווננו.

תהליך הכוונון הוא כדלקמן:

מפעילים את הלייזר ללא הפריסמה לפי הנוהל שתואר למעלה. כוונון שני חלונות הכרוסטר שיהיו מקבילים מקל על ההפעלה. כחם 2 מתקבל עתה מפוזר בעברו דרך דופן הלייזר, אך מספיק לצרכי הכוונון. מסמנים את הכתמים 1 ו-2 ונפעילים את לייזר ה-He-Ne שכתמיו יתלכדו עם כתמים 1 ו-2, מסירים עתה את מראה מספר I וקובעים במקומה את המנסרה. קרן ה-He-Ne צריכה לפגוע במנסרה ולצאת מפאתה המלוטשת שמול. הקרן עוזבת את המינסרה בזווית (כ-70°) לכיוונה המקורי. מציבים את המראה מספר II, כך שהקרן תפגע בה, ומכוונים את המראה שתחזיר את הקרן על עצמה. מקבלים עתה שני כתמים חדשים: כחם 4 וכחם 5, שהם ההחזרות מפאות המינסרה. כתמים אלה צריכים לקיים את הדרישות הבאות:

(א) להימצא באותו מישור עם כתמים 1 ו-2. (ב) המרחק בין כחם 2 וכחם 4 צריך להיות קבוע, מכיוון שבעיקרון, שתי הקרניים המוחזרות ממשטחים מקבילים צריכות להיות מקבילות.

כתירגול מתאים אפשר לבצע כוונון זה בזריזות מרובה. סיבוב עדין של מראה I בציר האופקי יביא עתה לפעולת הלייזר קו-קו כסדרו. באופן פעולה זה הופיעו

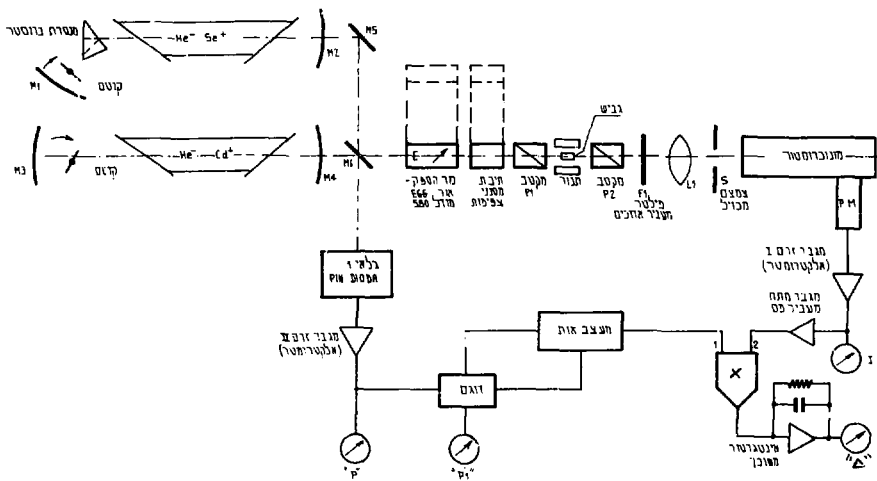
קווים נוספים, שלא נראו בפעולה סימולטנית (עקב התחרות):

(צחוב)	552.28 nm
(כחול)	460.46 nm
(חלש) (כחול)	464.86 nm

5 התוצאות הנסיוניות ובדיקת המערכת

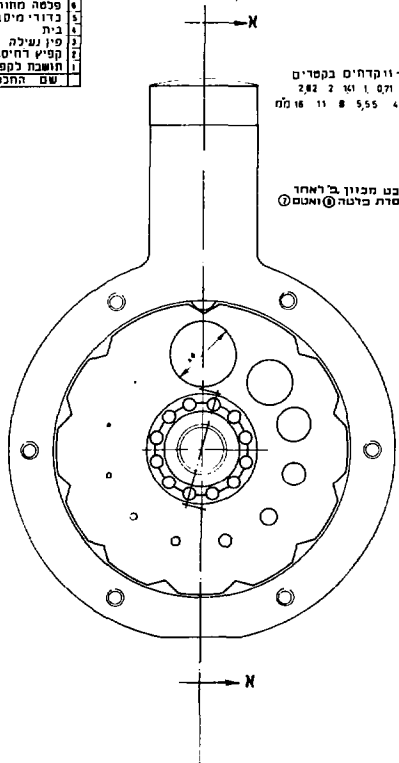
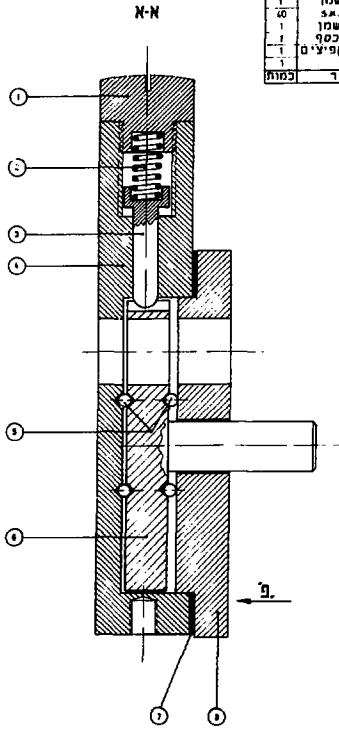
5.1 סכימה של המערכת ופירוט החלקים

סכימה כללית של המערכת בראית בציור 59.



ציור 59 מערכת לבדיקת גבישים - תרשים מלבני.

ק"מ	שם	מחלק	מס' חלק
1	פלטת שטן	מכונות	1
2	פלטת שטן	מכונות	2
3	פלטת שטן	מכונות	3
4	פלטת שטן	מכונות	4
5	פלטת שטן	מכונות	5
6	פלטת שטן	מכונות	6
7	פלטת שטן	מכונות	7
8	פלטת שטן	מכונות	8
9	פלטת שטן	מכונות	9
10	פלטת שטן	מכונות	10
11	פלטת שטן	מכונות	11
12	פלטת שטן	מכונות	12
13	פלטת שטן	מכונות	13
14	פלטת שטן	מכונות	14
15	פלטת שטן	מכונות	15
16	פלטת שטן	מכונות	16
17	פלטת שטן	מכונות	17
18	פלטת שטן	מכונות	18
19	פלטת שטן	מכונות	19
20	פלטת שטן	מכונות	20
21	פלטת שטן	מכונות	21
22	פלטת שטן	מכונות	22
23	פלטת שטן	מכונות	23
24	פלטת שטן	מכונות	24
25	פלטת שטן	מכונות	25
26	פלטת שטן	מכונות	26
27	פלטת שטן	מכונות	27
28	פלטת שטן	מכונות	28
29	פלטת שטן	מכונות	29
30	פלטת שטן	מכונות	30
31	פלטת שטן	מכונות	31
32	פלטת שטן	מכונות	32
33	פלטת שטן	מכונות	33
34	פלטת שטן	מכונות	34
35	פלטת שטן	מכונות	35
36	פלטת שטן	מכונות	36
37	פלטת שטן	מכונות	37
38	פלטת שטן	מכונות	38
39	פלטת שטן	מכונות	39
40	פלטת שטן	מכונות	40
41	פלטת שטן	מכונות	41
42	פלטת שטן	מכונות	42
43	פלטת שטן	מכונות	43
44	פלטת שטן	מכונות	44
45	פלטת שטן	מכונות	45
46	פלטת שטן	מכונות	46
47	פלטת שטן	מכונות	47
48	פלטת שטן	מכונות	48
49	פלטת שטן	מכונות	49
50	פלטת שטן	מכונות	50
51	פלטת שטן	מכונות	51
52	פלטת שטן	מכונות	52
53	פלטת שטן	מכונות	53
54	פלטת שטן	מכונות	54
55	פלטת שטן	מכונות	55
56	פלטת שטן	מכונות	56
57	פלטת שטן	מכונות	57
58	פלטת שטן	מכונות	58
59	פלטת שטן	מכונות	59
60	פלטת שטן	מכונות	60
61	פלטת שטן	מכונות	61
62	פלטת שטן	מכונות	62
63	פלטת שטן	מכונות	63
64	פלטת שטן	מכונות	64
65	פלטת שטן	מכונות	65
66	פלטת שטן	מכונות	66
67	פלטת שטן	מכונות	67
68	פלטת שטן	מכונות	68
69	פלטת שטן	מכונות	69
70	פלטת שטן	מכונות	70
71	פלטת שטן	מכונות	71
72	פלטת שטן	מכונות	72
73	פלטת שטן	מכונות	73
74	פלטת שטן	מכונות	74
75	פלטת שטן	מכונות	75
76	פלטת שטן	מכונות	76
77	פלטת שטן	מכונות	77
78	פלטת שטן	מכונות	78
79	פלטת שטן	מכונות	79
80	פלטת שטן	מכונות	80
81	פלטת שטן	מכונות	81
82	פלטת שטן	מכונות	82
83	פלטת שטן	מכונות	83
84	פלטת שטן	מכונות	84
85	פלטת שטן	מכונות	85
86	פלטת שטן	מכונות	86
87	פלטת שטן	מכונות	87
88	פלטת שטן	מכונות	88
89	פלטת שטן	מכונות	89
90	פלטת שטן	מכונות	90
91	פלטת שטן	מכונות	91
92	פלטת שטן	מכונות	92
93	פלטת שטן	מכונות	93
94	פלטת שטן	מכונות	94
95	פלטת שטן	מכונות	95
96	פלטת שטן	מכונות	96
97	פלטת שטן	מכונות	97
98	פלטת שטן	מכונות	98
99	פלטת שטן	מכונות	99
100	פלטת שטן	מכונות	100



11-11 א-א קדחים בקפריים
 05 ו 02 ו 01 ו 02 282
 4 5,55 11 10 מ"מ

מבט מכוון ב' לאחר
 הפרת כלטה א ואטום א

לייזר He-Cd^+ הורכב ממראות דיאלקטוריות M4 (מטר 4.66, $R_4 = 3.5\%$, $T_4 = 0$) ו-M₃ (מטר 2.17, $R_3 = 0$, $T_3 \approx 0$) ושופרת המחזרת בפרק 4. לייזר He-Se^+ ממראות דיאלקטוריות M₁ (מטר 3), M₂ (מטר 2) ו-M₃ (מטר 0.04, $T = 0.04$) ומנסרת ברוטר P. השופרת היתה זהה לשופרת ה- He-Cd^+ . כל המראות היו בקוטר 15 מ"מ. M₅ היא מראה שטוחה בעלת ציפוי מתכתי והחזרה גבוהה בכל תחום הנראה. M₆ היא מפצל קרן אמיתי העשוי מקרום דק (8 מיקרון) והמעביר את רוב ההספק של לייזר ה- He-Cd^+ (~90%) לגביש, ואת השארית לגלאי 1. ההפך לגבי לייזר He-Se^+ . (כדי לכייל נזקקנו לקרן ירוקה הנמוכה בכעשרה סדרי גודל מהקרן הכחולה).

E הוא מד-הספק-אור מכוויל תוצרת E.G.G בעל דיוק אבסולוטי של 15% להספקים נמוכים עד מיקרווטים בכל התחום הנראה, וחזרה על עצמו טובה מ-1%. בעזרת מתאם לקרן צרה הנצמד אליו אפשר למדוד בו הספק של לייזרי C.W. יכולנו להכניסו או להוציאו ממערכת המדידה כרצוננו, וכמוהו גם את תיבת מסנני הצפיפות שלאחריו.

שני המקטבים P₁ ו-P₂ הם מקטבי גלן תומסון מקלציט, בעלי מפתח 8 מ"מ, ויחס החשכה טוב מ-60 db. התנור ואביזריו תוארו בפרק 3, (וכן גם המסנן L₁-F₁ היא עדשה בעלת מפתח 2" ומוחק מוקד 100 מ"מ. הצמצם המכוויל נבנה עם 11 חרירים בקוטר החל מ-0.5 מ"מ ויחס 1.4:1 ($\sqrt{2}:1$) ביניהם. מרכזי החרירים נקדחו על היקף המעגל, כך שבסכוב כפתור אפשר היה להחליפם מבלי לשנות את כוונון המערכת (ראה שרטוט הצמצם - ציור 60).

הצמצם נקבע במרחק 100 מ"מ מהעדשה, וסדק הכניסה של המונוכרומוטור במרחק 130 מ"מ מן העדשה. המונוכרומוטור, היה מתוצרת JareI-Ash, מודל 52.010. המערכת האופטית כולה הורכבה על ספסל אופטי ורויכבים תוצרת שפינדלר-הויר, שהוצמדו לפס הפלדה ששימש כסיס ללייזר. הגלאי P.M. היה כאמור מכפילור 6256S תוצרת E.M.I.

גלאי 1 היה 82-4023 Pin-diode H.P. בעלת רגישות של כ- $1 \frac{\mu A}{\mu W}$ בתחום הנראה.

דיודה זו שימשה בשני תפקידים:

א. למדוד את P_p בזמן מדידת P_s .

ב. לספק את אות הליחוס V_{in} למכפיל האנלוגי (ראה סעיף 3.4). לגלאי 1 היה צמוד

מגבר זרם זעיר (BB 3503) בעל הגבר מתכוונן בתחומים $\frac{V}{10 \text{ mA}}$ עד $\frac{V}{15 \mu A}$

וכמו כן מכשיר מדידה (מסומן P) כדי לאפשר מדידה בעת שהקוטם אינו מופעל (כאשר הקוטם מופעל אין משמעות להורית P). יציאתו התחברה לדוגם ולמעצב האות שהיה

גלאי-סף, שהזין זוג חד-יציבים לקבלת השהייה. כשהופעל הקוטם הפך גלאי הסף

אז תפוקת הלייזר המאופננת לגל ריבועי בעל פסה וזמן מחזור זהים לאלו של האות

המאפנן, ובעל אמפליטודה קבועה. זהו למעשה U_{in} לפי הגדרתו. החד-יציבים יצרו

פולס צר ומושהה (כאשר הלייזר לא היה קטום) ופולס זה פקד על הדוגם. משום כך

הייתה תפוקת הדוגם יחסית ל- P_p , הספק הלייזר הקטום. תפוקת הדוגם הוזנה למכשיר

מדידה שסומן P_1 . תפוקת גלאי הסף הוזנה גם אל המכפיל האנלוגי (MC 1559L)

בתור U_{in} . מגבר הזרם I הגביר את תפוקת המכפילור כרגישות $1 \frac{1V}{\mu A}$ (R = meg).

מד הזרם "I" מדד את הזרם הממוצע מהמכפילור והראה ערך ניכר מאפס רק על אחד

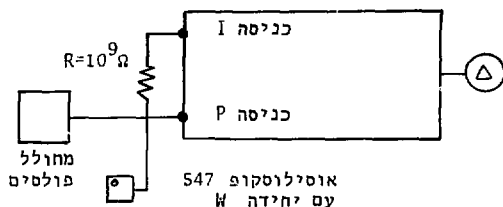
מאורכי הגל שהתאימו למעברים ספונטניים כשפורית הלייזר. תפוקת מגבר הזרם

הוגברה אף היא על-ידי מגבר A.C. מעביר פס בעל הגבר $\times 1000$ והתוצאה (W_{in})

הוזנה למכפל. תפוקת המכפל נמסרה לאינטגרטור משוכך (Dumped) ולמד-זרם

שסומן "Δ". הסכימות המפורטות של המערכת האלקטרונית מופיעות בנספח 2.

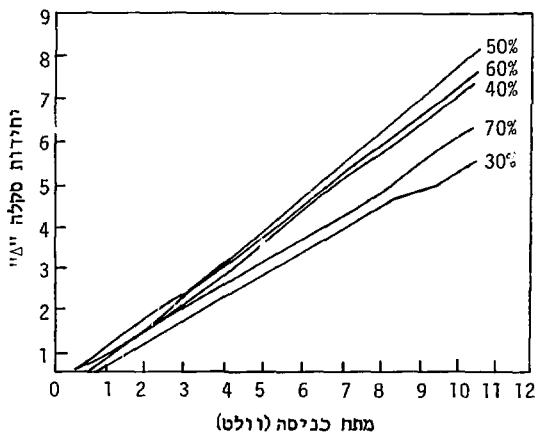
תקינות המערכת נבדקה לפני הפעלה באופן הבא (ראה ציור 61):



ציור 61

בדיקת פעולה של המערכת

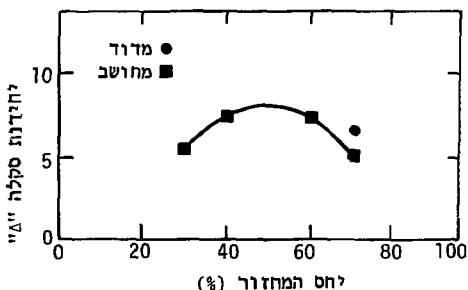
הנגד $R = 10^9 \Omega$ (נגד זכוכית תוצרת וויקטורין) הופך את מתח המקור ל- μA לכל וולט, מכיוון שעכבת הכניסה של המערכת זניחה (אזימה וירטואלית של מגבר אופרטיבי). מתח המחולל נמדד בעזרת יחידת השוואה (Comperator Plug-in type W) של אוסילוסקופ 547 תוצרת טקטרוניקס. התוצאות, Δ כפונקציה של זרם הכניסה, עם יחס המחזור כפרמטר, נראות בציור 62.



ציור 62

הגובת גלאי הפסה.

תגובת המערכת כפונקציה של יחס המחזור היא לינארית באמפליטודה, ותלויה ביחס המחזור באופן הבא (ציור 63).



ציור 63 תגובת המערכת.

כאמור בסעיף 3.4, בכניסה למכפל האנלוגי היה מסנן מעביר פס בהרמוניה הראשונה. אמפליטודה של הרמוניה זו כחלוח ביחס המחזור $\frac{t_0}{T}$ היא:

$$[5.1.1] \quad A_1 = 2A \frac{t_0}{T} \frac{\sin \pi \frac{t_0}{T}}{\pi \frac{t_0}{T}} = 2 \frac{A}{\pi} \sin \pi \frac{t_0}{T}$$

כאשר A אמפליטודת הגל הריבועי. בקירוב טוב זהו רכיב האות הנכנס לכניסה 1 של המכפל (ראה ציור 59). לכניסה 2 של המכפל נכנס גל ריבועי באמפליטודה קבועה B ובעל אותו יחס מחזור $\frac{t_0}{T}$ - פירוק שלו לטור פורייה יהיה:

$$[5.1.2] \quad e_2 = B_0 + B_1 \cos \omega_1 t + \sum_{n=1}^{\infty} B_n \cos n \omega t$$

כאשר גם

$$[5.1.3] \quad B_1 = 2 \frac{B}{\pi} \sin \frac{t_0}{T}$$

תפוקת המכפל תהיה:

$$\begin{aligned}
 [5.1.4] \quad e_{out} &= e_1 \times e_2 = A_1 \cos \omega t [B_0 + B_1 \cos \omega t + \sum_{n=2}^{\infty} B_n \cos n \omega t] \\
 &= A_1 B_1 \cos^2 \omega t + A_1 B_0 \cos \omega t + (\sum_{n=2}^{\infty} B_n \cos n \omega t) A_1 \cos \omega t \\
 &= \frac{1}{2} A_1 B_1 + \frac{1}{2} A_1 B_1 \cos 2\omega t + A_1 B_0 \cos \omega t + \sum_{n=2}^{\infty} A_1 B_n \cos \omega t \cos n \omega t
 \end{aligned}$$

כל האיברים בביטוי זה, פרט לראשון, מתמצעים על-ידי האינטגרטור והתפוקה הנמדדת על-ידי Δ , יחסית רק לאיבר הראשון, כלומר ל:

$$[5.1.5] \quad \frac{1}{2} A_1 B_1 = 2AB \frac{\sin^2 \pi \frac{t_0}{T}}{\pi^2} = \frac{2BA}{\pi^2} \sin^2 \pi \frac{t_0}{T}$$

לפי בניית המערכת, B הוא קבוע (אמפליטודת גלאי הסף) - לכן "Δ" תלוי רק ב-A, ויחסי לאמפליטודת האות הנמדד, עבור יחס מחזור קבוע. התלות ביחס המחזור המדודה, והמחושבת לפי נוסחה [5.1.5] (מנורמלת ל-8), מתוארת בציורים 62, 63. קיימת התאמה טובה בין החישוב והמדידה.

רגישות המדידה ליחס המחזור, סביב יחס מחזור בן 50%, היא לכן:

$$\left. \frac{\partial \Delta}{\partial \left(\frac{t_0}{T} \right)} \right|_{\frac{t_0}{T} = \frac{1}{2}} = \frac{2AB}{\pi^2} \sin 2\pi \frac{t_0}{T} \Bigg|_{\frac{t_0}{T} = \frac{1}{2}} = 0$$

כאמור מכוונים את יחס המחזור כעזרת מיקרומטר ואוסילוסקופ והשגיאה שתיגרם עקב שינויים קטנים בו זניחה.

ספק המתח למכפילור מתוצרת John Fluke דגם 508B, היה בעל רעש כולל קטן מ-100 mV בכל תחום פעולתו. מחה המכפילור לו נזקקנו נע בין 1000 V - 2000 V, והשגיאה בהגבר עקב רעש הספק היחה קטנה מ-0.1%. מדידת הטמפרטורה נעשתה בעזרת D.V.M תוצרת Kiethly דגם 660, לעומת צומת קר מקודז תוצרת Eurotherm. יציאתו חוברת לרשם כדי לוודא העדר סחיפה או תנודות בטמפרטורה. ריוקה המוחלט של המדידה הוא $\pm 1^{\circ}\text{C}$ שהוא תחום השגיאה בכיול צמידים חומניים. הקריאות חזרו על עצמן בדיוק טוב מ- $\pm 0.1^{\circ}\text{C}$ אולם אי-הומוגניות הטמפרטורה בתנור היחה גרועה מכך (ראה סעיף 5.3).

5.2 מדידת עקום הכונון של LiNbO_3

זוהי סידרת המדידות הראשונה שנערכה ומטרתה היחה, בראש ובראשונה, בדיקת פעולה של המערכת. כתוצאה לוואי התקבל גם עקום הכונון של אחד הגבישים שגודל במעבדת גידול הגבישים (גביש מגידול קונגורבטי).

5.2.1 כיוון המערכת

(1) הפעלת לייזר He-Cd^+ .

(2) כיוון גלאי 1 לעומת המראה M_6 לקבלת תפוקה מירבית במודד P.

(3) כונון מקטב 1 כך שהחזרה מפני הכניסה בו, תיפול על היציאה של הלייזר,

ושהרכיב הניצב לקיטובו (היוצא מן החריר המיועד לכך במקטב גלן-תומסון, בזווית

לקרן הכניסה) - יתאפס. בצורה כזו, העברת המקטב מירבית.

(4) כונון מקטב 2, כך שהחזרה שלו תיפול על מקטב 1 והעברה ממנו תקבל ערך מינימלי

(נבדק בעזרת הגלאי P.M).

(5) מחממים את הגביש לטמפרטורה גבוהה מ- 170°C . בטמפרטורה נמוכה הזאת מתחולל

נזק אופטי, שאמנם ייעלם כעבור זמן מה לאחר חימום הגביש, אך יפריע לעבודה בשלב

זה.

- (6) מכניסות את הגביש למקומו בין המקטבים. הצירים השונים של הגביש סומנו מראש, בזמן הבדיקה בקרני x , ולכן אפשר להכניסו כך שציר c יהיה בכיוון הקיטוב של הלייזר (כללית, כיוון חרייר הצר של מקטב 1). ער שלא יהיה הגביש מכיוון בדקדקות, לא תתאפס היציאה ב- 441.6 nm ממקטב 2. הסיכה היא שלקרן הפוגעת רכיבים בשני כיווני הקיטוב של הגביש ומשום כך יוצאת ממנו קרן בקיטוב אליפטי, וחלק ממנה מסוגל לעבור את מקטב 2. קרן זו מאופנת על-ידי שינויי המפרטורה בתנור, הגורמים לשינוי ב- $\frac{L}{\lambda}(n_o - n_e)$, הקובע את זווית הקיטוב של הקרן העוזבת את הגביש. כוונון זהיר קיבלנו הנחתה בת 60 db בעוצמת הקרן ב- 441.6 nm בעבורה ררך שני המקטבים כשהגביש ביניהם. ראוי להדגיש כי בטמפרטורה נמוכה מ- 170°C אי-אפשר להשיג יחס החשכה כזה ב- LiNbO_3 , עקב תופעת הנזק האופטי. בתום שלב כוונון זה, רושמים את זווית הגביש לעומת הציר האופטי, המסומנת על כפתור הכוונון במחזיק התנור, מקלקלים במקצת את הכוונון ובקרן השירית שעוברת עתה את המקטב p_2 משתמשים להמשך הכוונון.
- (7) מציבים את הצמצם במרחק הפוקלי של הערשה. מאשרים את כיוונו על-ידי בדיקת ההעברה בחרייר הקטן ביותר.
- (8) מכניסים את הפילטר F בין הערשה לצמצם, קרוב לעדשו.
- (9) מסירים את סדק הכניסה מן המונוכרומטור ומסתפקים בסדק היציאה בלבד.
- (10) מחזירים את כוונון הגביש לתיקנו.
- (11) מכוונים את המונוכרומטור למקסימום קריאה במודד I בסביכות אורך הגל 501.6 nm . זהו קו של ההליום משופרת הלייזר והוא משמש לכיול המונוכרומטור. אפשר לבדוק כיוון זה גם בעזרת הקווים הנוספים משופרת הפלסמה, המופיעים בטבלה 3.1. מתקנים את כיול המונוכרומטור ועורכים טבלת סטיות לפי טבלה 3.1.
- (12) מפעילים את הקוטס, כודקים את תפוקת גלאי I באוסילוסקופ ומכוונים את מוחק הקוטס מהציר האופטי (הזווית α בציר 29 (ב)). לקבלת יחס מחזור 50%. הקריאה במודד P_1 צריכה להתאים עתה לקריאה במודד P לפני הפעלת הקוטס.

(13) מביאים את המונוכרומטור לתחום מת 520. פיסת נייר מחשב המונחת עתה לפני או אחרי הגביש (אבל בין המקטבים!) צריכה לגרום לסטייה חזקה במורד Δ , מכיוון שבנייר מחשב המוקרן באור כחול, נוצרת פלואורסנציה ככל התחום הירוק של הספקטרום, והקורנת גם מצידו האחורי. מנצלים תופעה זו לשיפורים קלים בכוונון העדשה והצמצם, ולבדיקה פעולה.

(14) המערכת מוכנה לפעולה. סקירה זהירה של התחום הספקטרי מת 500-550 תביא לקריאה של פלואורסנציה, שאורך הגל שלה משתנה עם שינוי טמפרטורת הגביש.

5.2.2 תוצאות

בציר 64 שלהלן, מובאת עוצמת הפלואורסנציה שנמדדה עבור 28 טמפרטורות שונות כפונקציה של אורך הגל, מנורמלת לעוצמת-לייזר קבועה (5 mW). כנקודות כיוול מופיעות מדידת העוצמה הספונטנית בארבעה אורכי גל.

פתיחת הצמצם היתה 4 מ"מ והתאימה ב- LiNbO_3 סטויכיומטרי ב- 260°C : ל

$$\theta = \frac{\eta \times 180}{n_s^\circ(260^\circ\text{C}) \times f \times \pi} = \frac{\frac{4}{2} \times 180}{2.3340 \times 100 \times \pi} = 0.490^\circ$$

ב- 440°C השינוי זעיר וקיים:

$$\theta = \frac{\eta \times 180}{n_s^\circ(440^\circ\text{C}) \times f \times \pi} = \frac{\frac{4}{2} \times 180}{2.36220 \times 100 \times \pi} = 0.492^\circ$$

מתעוררת השאלה איזה נקודה בציר ה- λ של עקומים אלה מתאימה לאורך הגל הקולינארי הנחוץ לנו לשרטוט עקום הכוונון. העקומים שנמדדו הם קונוולוציה של ההענות הספקטרלית

של המונוכרומטור והחלוקה הספקטרלית של הפלואורסנציה. קונוולוציה זו ניתנת לחישוב

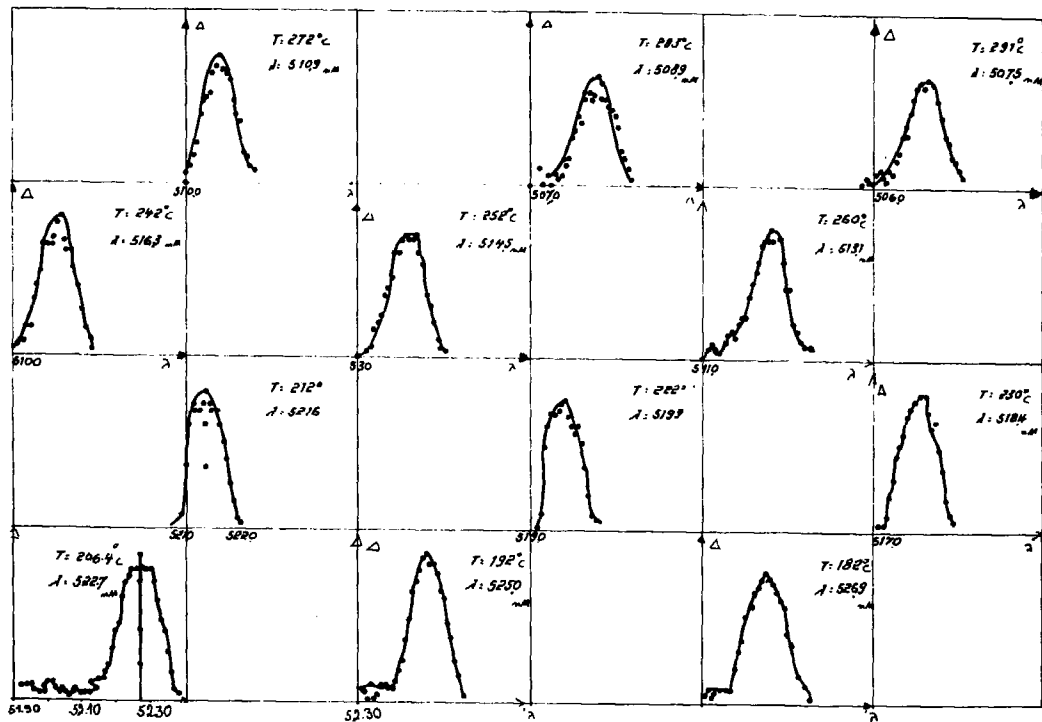
לפי נוסחה [2.5.16], כאשר את הקבועים ב ו-g נקבל מציוורים 21 ו-22, ומהטבלאות

שחושבו להכנת ציורים אלה, בהן נמצאים גם n_s° , n_i° ו- n_p^e המתאימים (ראה נספח 5).

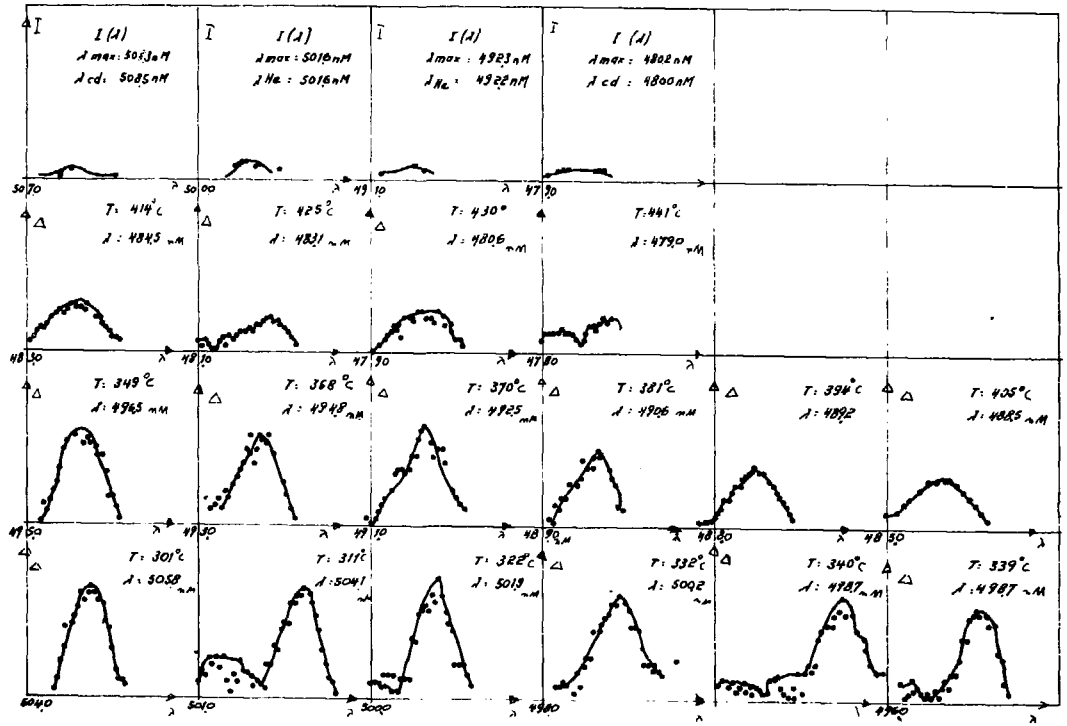
הקונוולוציה חושבה, איפוא, לארכי גל אחדים בתחום הספקטרי הנידון, בהנחה שתגובת

המונוכרומטור הינה גאוסינית. תוצאה אפיינית עבור $\theta = 0.49^\circ$ (מתאים למקרה שלנו)

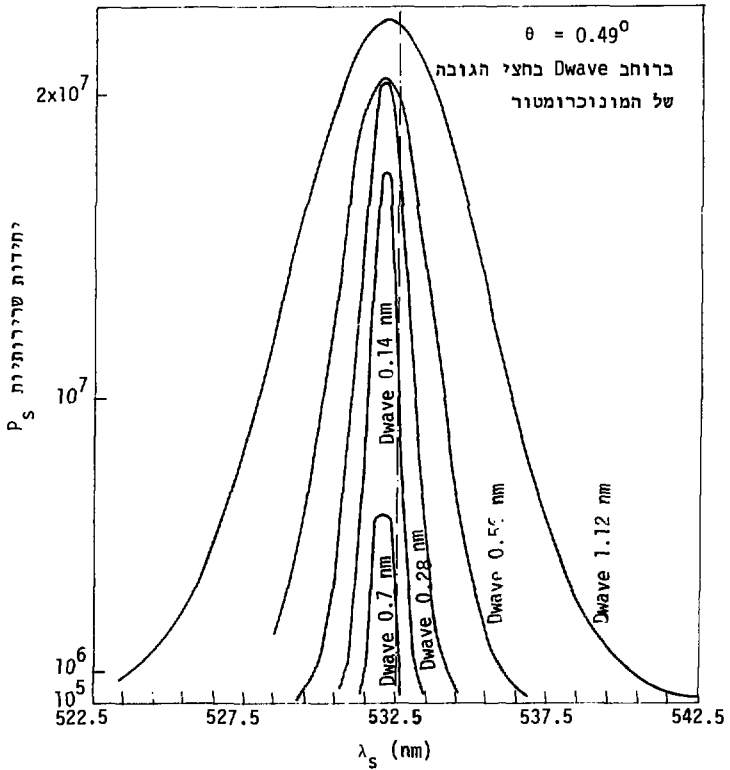
ורחבי פס אחדים של המונוכרומטור, נראית בציר 65.



עוצמת הפלוואורסנציה כפונקציה של הטמפרטורה ואורך הגל. $P_p = 5 \text{ mw}$ (א) 64



ציור 64 (ב) המשך מהדף הקודם. $I(\lambda)$ נמדד מתוך מעברים ספונטניים בשופרת הלייזר ושימש לכיול (ראה טקסט)

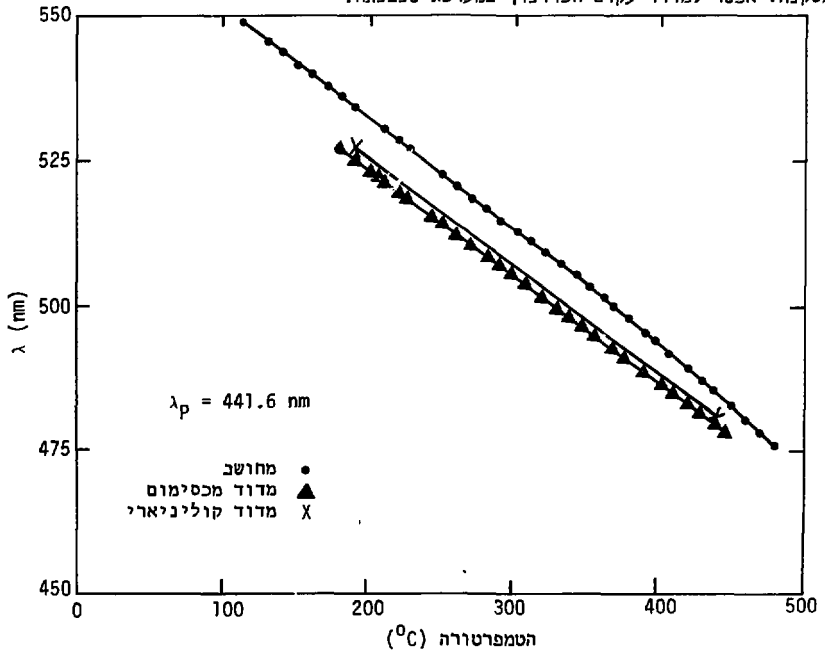


תגובת המונוכרומטור לפלוארסנציה פרמטרית. ציור 65

DWave המחאים למדידה שביצענו הוא מת 0.14 וסטיית מקסימום הפלואורסנציה מאורך הגל הקולינארי נראית בלתי תלוייה בכושר ההפרדה של המונוכרומטור אלא רק ב-0.8 הסטייה היא מת 0.5 במקרה שלנו, לכיוון הכחול.

המסקנה היא כי את λ_0 יש לקחת כ-מת 0.5 לכיוון האדום מן השיא הנמדד. באופן כזה שורטט עקום הכונוון - ציור 66. הוא מושווה לעומת העקום שחושב (ציור 21) והעקום המכיל את שיאי הפלואורסנציה. כיוון סטיית הטמפרטורה של העקום הנמדד הוא לטמפרטורות נמוכות ("גביש קר") ומכאן $x < 1$ והגביש הוא מגידול לא סטויכיומטרי לכיוון הקונוורנטי. סטיית הטמפרטורה המדודה מן הטמפרטורה המחושבת הולכת וקטנה, מ- 44°C ב-מת $\lambda_s = 525$ ל- 16°C בלבד ב-מת $\lambda_s = 480$, שלא בהתאם לטענת פג'יי (ראה פרק 2 סעיף 2.6). חקירת הלוח סטייה זו בשכר המולרי x תוכל להביא לקביעת ההרכב של גביש שגודל; מהערך נתוני ההרכב של הגביש ממקור בלתי תלוי, לא יכולתי לבצע חקירה זו.

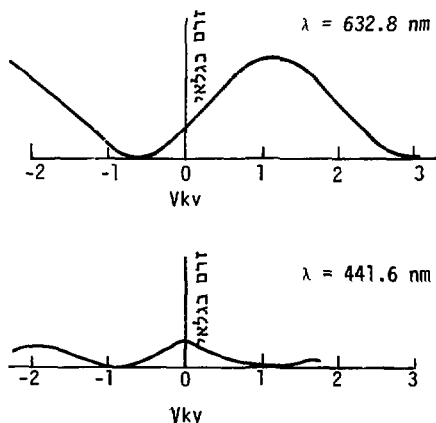
מסקנה: אפשר למדוד עקום הכונוון במערכת שנבנתה.



5.3 על מדידת אי ההומוגניות

כהקדמה למדידה זו נעשו בדיקות אחדות שאינן קשורות לאפקטים פרמטריים, אך קשורות לאי ההומוגניות של גביש. הבדיקות שנערכו היו: (1) בדיקת פכי התאבכות, (2) בדיקת מעגלי התאבכות, (3) בדיקת עומק אפנון, (4) בדיקת יחס החשכה (על בדיקות אלה ראה פרק 1 סעיף 1.4.2).

כל הבדיקות הראו שאי ההומוגניות היא מתחת לכושר הגלוי, שהוא לפי פרק 1 $\Delta n_e < 10^{-5}$. לדוגמא, יחס ההחשכה בין מקטבים מוצלבים (בטמפרטורה 200°C) היה כ-60 dB - יחס ההחשכה של המקטבים עצמם. תוצאה אפיינית לבדיקות אלה מובאת להלן, והיא מרידת עומק האפנון, (ציור 67). הבדיקה נעשתה הן בליזר He-Cd^+ ($\lambda = 441.6 \text{ nm}$) והן בליזר He-Ne ($\lambda = 632.8 \text{ nm}$). המערך הנסיוני זהה למתואר בציור 59, אלא שבמקום בהנור הושם הגביש בין זוג אלקטרודות מקבילות, כאשר ציר c מוסט ב- 45° לכוון קיטוב הכניסה (כוון P_1).



בהעדר מראות מתאימות, אי-אפשר היה להפעיל את לייזר הסלניום בקווי שכיך
 1200 nm - 800 nm, המתאימים לבדיקת הומוגניות על-ידי יצירת הרמוניה שניה, אם כי
 בדיקה זו היא בתחום יכולתה של המערכת.

כפי שהוסבר בפרק 2, רוחב הפס המינימלי של הפלואורסנציה עשוי לשמש כקריטריון טיב,
 מכיוון שאי-הומוגניות תגרום לכך שבאותה טמפרטורה יגיעו חלקים שונים של הגביש
 לתאום פסה באורכי גל שונים, ורוחב הפס המתקבל יהיה גדול מ- $\Delta f = \frac{1}{bL}$.

בדקנו, איפוא, אפקטים אחדים הקשורים במדידת רוחב הפס של פלואורסנציה פרמטרית.
 צעד ראשון היה הישוב תיאורטי של עוצמת ורוחב-הפס של הפלואורסנציה כתלות בזווית
 הפתיחה ורוחב הפס של המונוכרומטור. החישוב נעשה לפי אותה התכנית ששימשה לחישוב
 אורך הגל הקולינארי בסעיף הקודם (נספח 5). התוצאות מתוארות כצירי הכאים
 (68 - 75), כאשר Dwave מסמן את רוחב הפס של המונוכרומטור ($\frac{1}{e}$ כחצי הרוחב).
 נוספות גם תוצאות נסיוניות שהתקבלו מהפעלת המערכות בכושרי הפרדה ומפתחי צמצם
 כמו בחישובים.

באורך גל 532.5 קיימ (צירור 22) גם:

$$b = 1.08 \times 10^{-9}$$

לגביש באורך מטר $L = 10^{-2}$ נקבל:

$$\Delta \lambda = \frac{\lambda^2}{c} \frac{1}{bL} = \frac{(0.5325)^2 \times 10^{-12}}{3 \times 10^8 \times 1.08 \times 10^{-9} \times 10^{-2}} = 0.87 \text{ \AA}$$

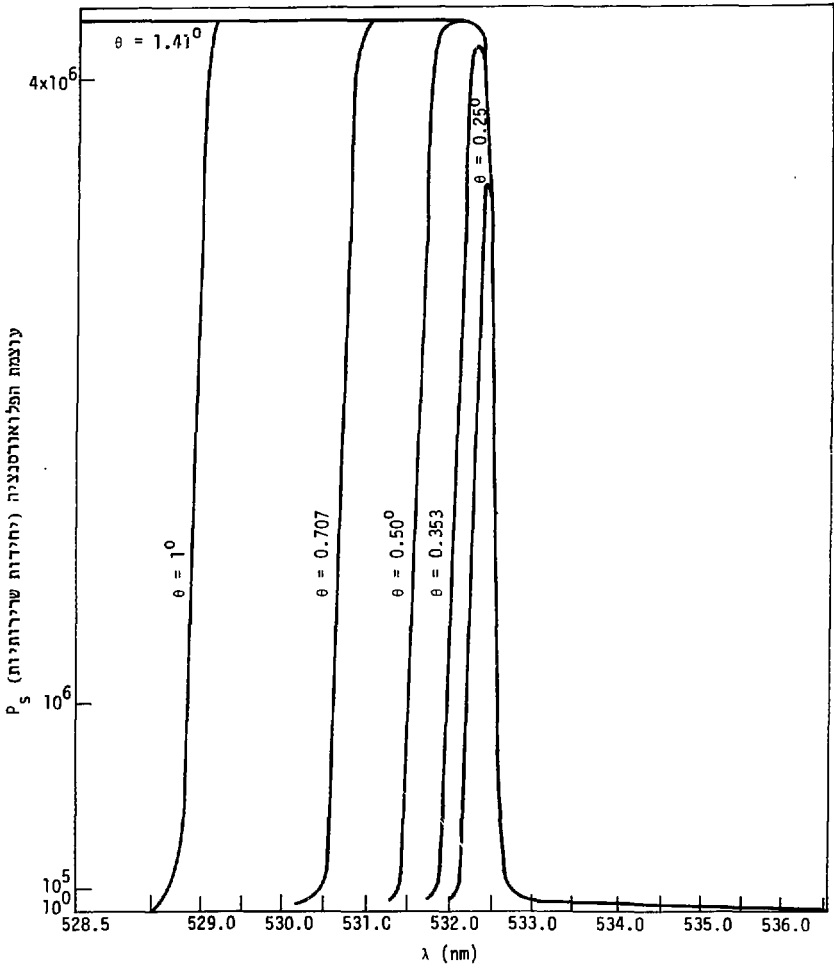
לפי הגדרת Δf זהו הרוחב בגובה אפס, שזוהי הגדרה לא מעשית למדידה. הגדרה זו
 נובעת מהשוואת $(\frac{\sin \Delta k \frac{L}{2}}{\Delta k \frac{L}{2}})^2$ לאפס. אם נבחר מדידה ב- $\frac{1}{2}$ הגובה נקבל:

$$\left(\frac{\sin x}{x} \right)^2 = \frac{1}{2} \Rightarrow x = 0.8 = \frac{1}{2} bL2\pi\Delta f$$

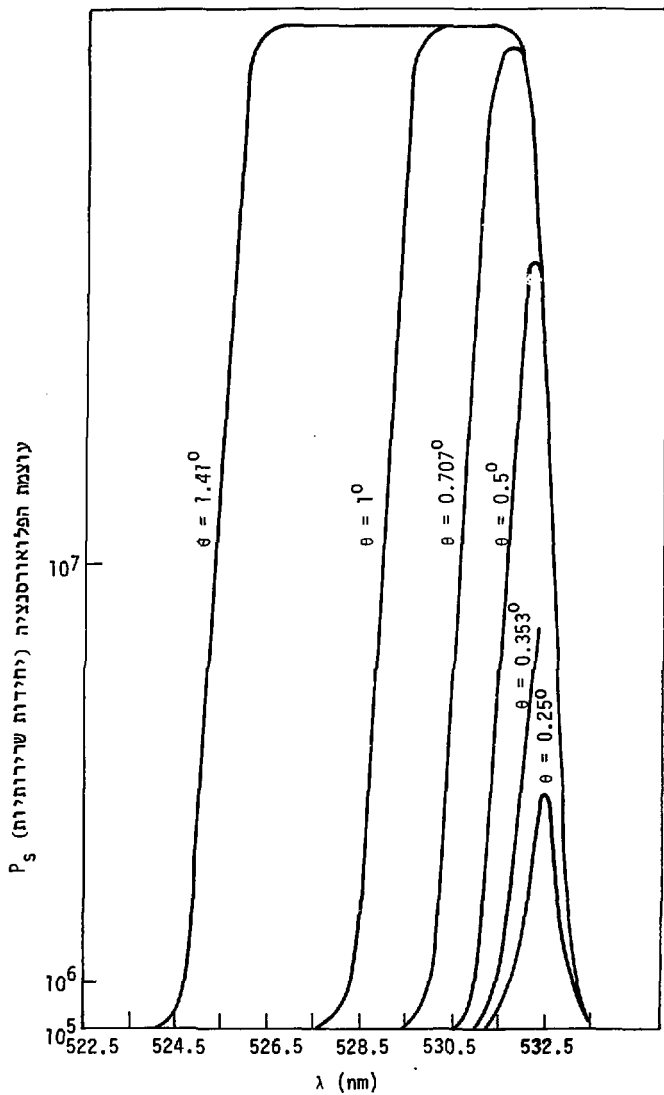
ואזי:

$$\Delta \lambda = \frac{\lambda^2}{c} \frac{0.8}{\pi bL} = 0.254 \times \frac{\lambda^2}{c} \frac{1}{bL} = 0.22 \text{ \AA}$$

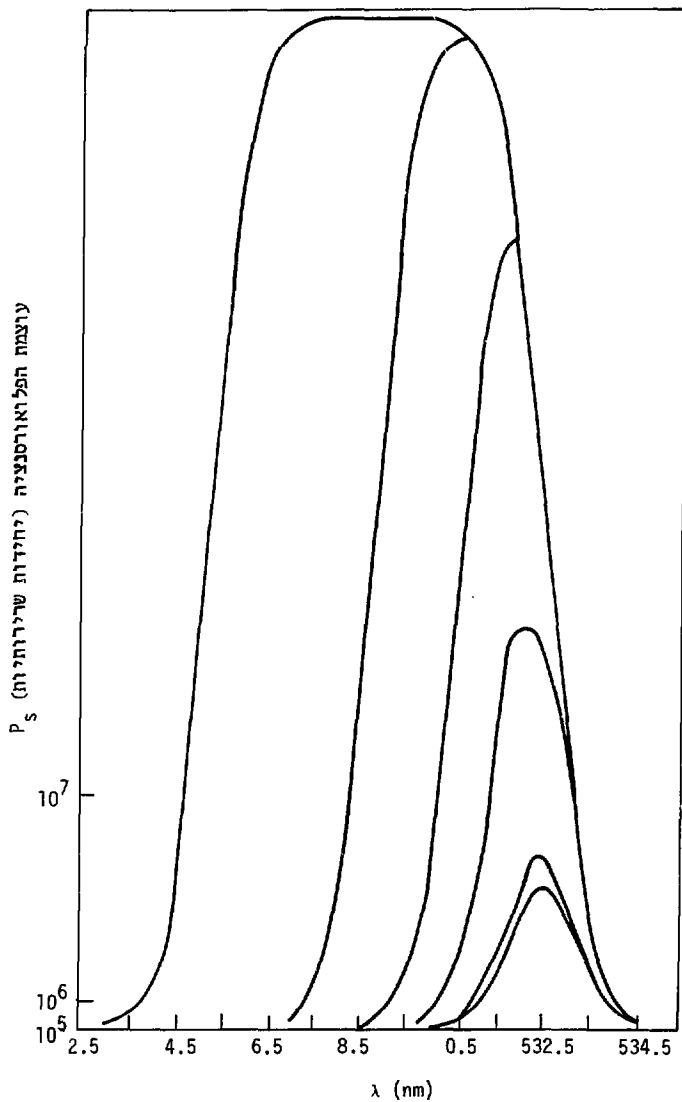
ו-FWHM יהיה 0.44 \AA .

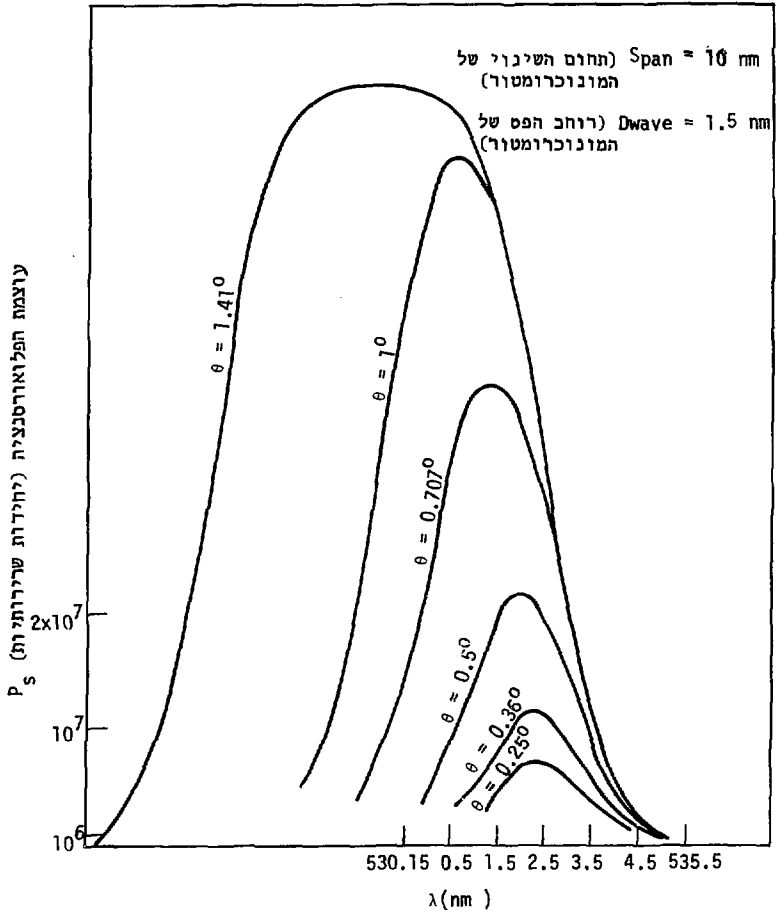


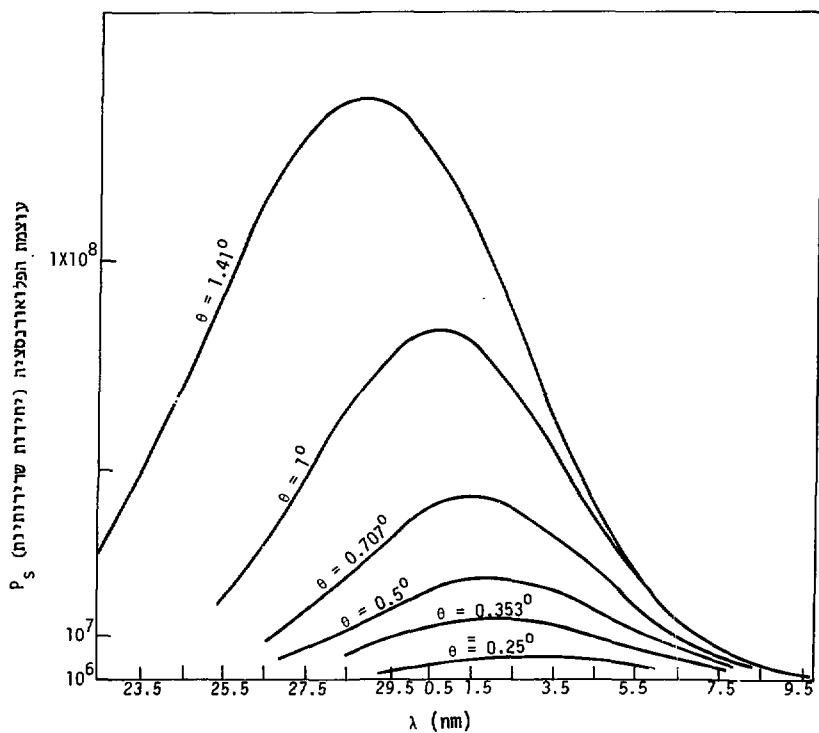
ציור 68 תלות P_s ב- λ . $D_{wave} = 0.1$ nm (מחושב).

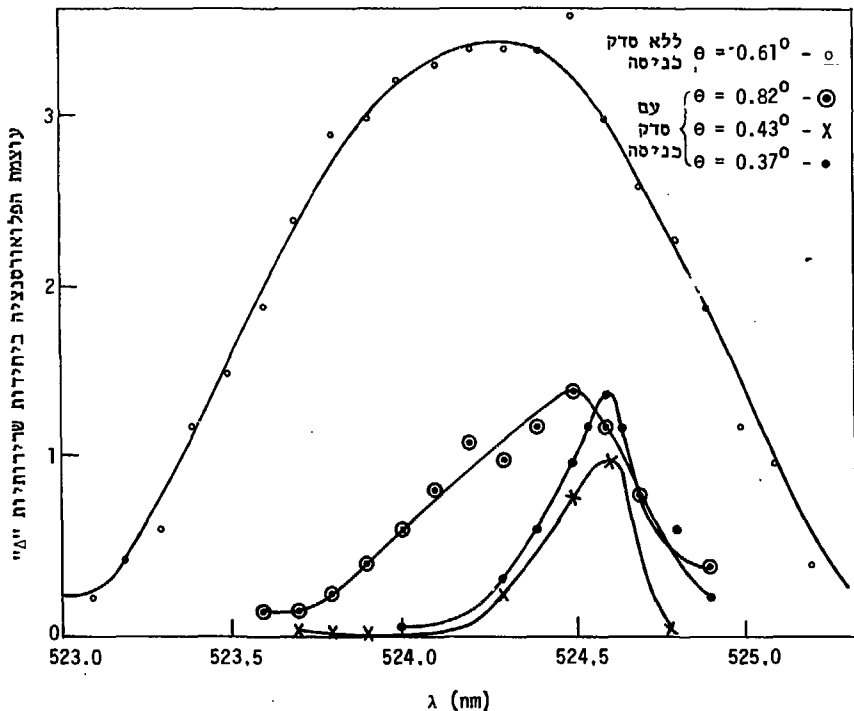


צילור 69 $D_{\text{wave}} = 0.5 \text{ nm}$ (מחושב)

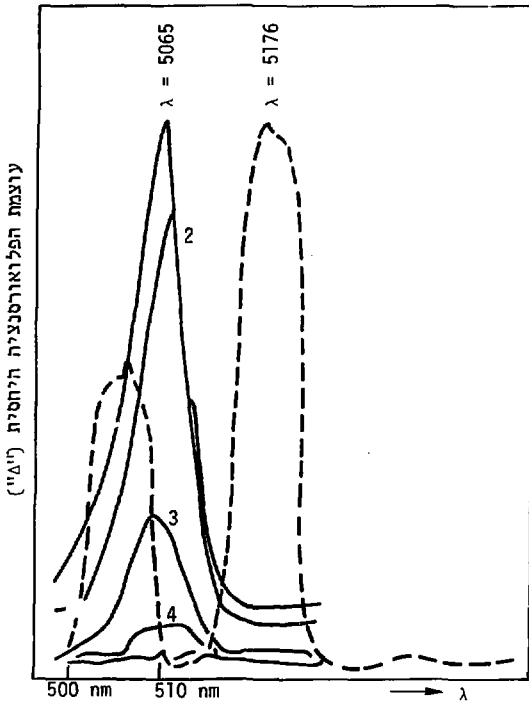




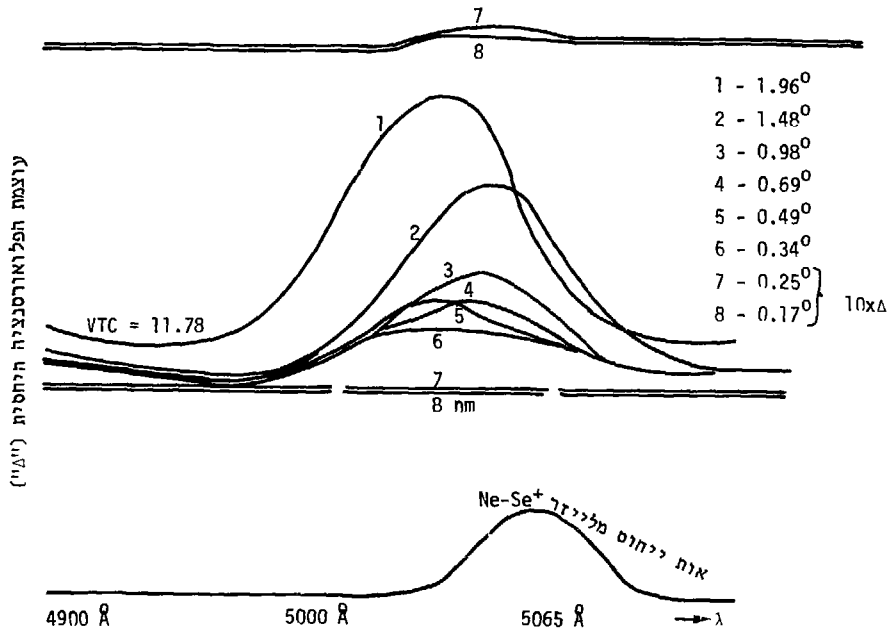




תלות P_s ב- λ וב- θ (מדוד) - תשווה תוצאות אלה עם התוצאות המחושבות בצירורים הקודמים. המדידות נערכו נקודה אחר נקודה, והתוצאות שורטטו כיד מן התוצאות. המדידות בצירורים הבאים נערכו על-ידי שימוש ברשם.



צילור 74 תלות P_s ב- θ . המספרים מציינים את הזווית כמו בצילור הקודם. תוצאות אלו התקבלו במערכת הצורתה הנופית, כששני הלייזרים מופעלים סימולטנית. ראה השיפור לעומת הצילור הקודם.



צילום 75 כמו 74, אך פתיחה יותר גדולה של הסדקים. השורה עם התוצאות המחושבות בצירוף 72. הסטיות הקטנות מיוחסות לשינויים בטמפרטורת התנור.

כדי שרוחב הפס ייקבע על-ידי b בלבד נחוץ שיתקיים:

$$bdW > g\theta^2$$

רוחב הפס הגבולי (ברדיאן/שניה) הוא $\frac{2\pi}{bL}$ ולכן דרוש כי:

$$\frac{2\pi}{L} > g\theta^2$$

$$\sqrt{\frac{2\pi}{gL}} > \theta$$

או

$$\theta < \frac{2\pi \frac{180}{\pi}}{8.5 \times 10^2 \times 10^{-2}} = 0.09^\circ$$

דהיינו

מצויור 68 אפשר לראות כי האמפליטודה שחושבה לפתיחת זוויתית 0.09° , ובושר הפרדה

(FWHM) 0.7 \AA היתה ב-30 db נמוכה מהאמפליטודה בפתיחה 0.49° וכושר הפרדה 5 \AA ,

בה נערכו מדידות עקום הכוונון. מתעוררות, לכן; הבעיות הבאות בדבר עבודה

בפתיחה זוויתית נמוכה וכושר הפרדה גבוה:

(1) האם הרגישות שהושגה במערכת תאפשר ירידה באמפליטודת האות בכ-30 db.

(2) האם היציבות המכנית של המערכת מספיק טובה לעבודה כפתיחת זוויתית כה קטנה

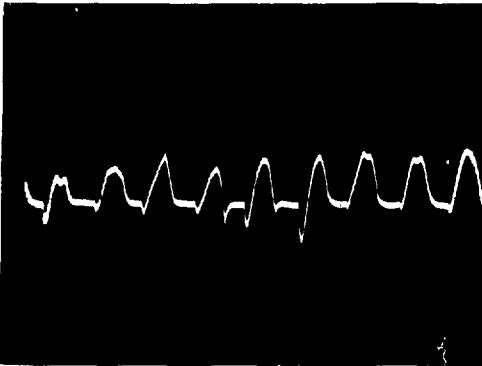
(קוטר צמצם 168μ).

(3) יציבות מכנית של הצמצם.

תשובות יכולות להינתן מעיון בנתונים שלהלן. הצילומים 76, 77, 78 נעשו ביציאה

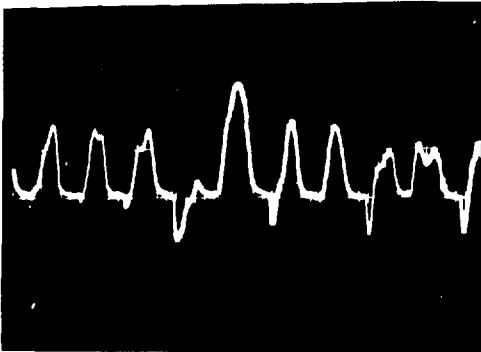
מהמכפיל האנלוגי, (ככניסה ל-R17 ביחידת עיבוד האות, נספח 2) עבור אורך גל

מת: $500 - \lambda_s$, בזמן מדידת עקום הכוונון.



ציור 76

האות הקטום במוצא המכפל
(ראה R17 ביחידת עיבוד
האות - נספח 2).
כגלאי שימש P.M 6256 S
ללא קירור.
מתח פעולה V 1600.



ציור 77

כמו ציור 76, אך כגלאי
שימש P.M 9558 B
מקורר בקרח.



ציור 78

כמו ציור 76 אך
ללא קירור.

כצילום 76 השתמשנו במכפילור 6256S, ובצילומים 77, 78 השתמשנו המכפילור 9558B שזרם החושך שלו בטמפרטורת החדר הוא 20 nA (נומינלי) לעומה 0.8 nA כמכפילור 6256S.

בקבוע זמן של האינטגרטור $T = 1 \text{ sec}$ לא הורגש הבדל בקריאת המודד Δ , המודד את עוצמת הפלואורסנציה. מבחינת יחס אות לרעש אקוילובנטית הפעולה במכפילור 9558B ב- 0.49° ו- $\lambda = 5 \text{ \AA}$ לפעולה עם 6256S ב- $\theta = 0.09^\circ$ ו- $\lambda = 0.5 \text{ \AA}$.

עוצמת האות (בוואט) שהגיעה לגלאי, היתה כ- 10^{-13} W (ראה סעיף 5.4). אות זה גדול בשיעור ניכר מהאות המינימלי הניתן לגילוי לפי חישובינו. יש לציין שבמידות שבהן נערכו צילומים 76-78 היה שיעור מסויים של רעש שנבע מזרם רקע. שיפור החשכה בחא המכפילור, ובין הגביש והמונוכרומטור, שיפרו את יחס האות לרעש אף מזה המופיע בצילום 76.

מבחינת כושר הגילוי ניתן איפוא לאמור שבמערכת המתוארת אפשר למדוד ככושר הפרדה ובפתיחת צמצם, הדרושים לבדיקת הומוגניות והתשובה לשאלה 1 שבפתח הדיון היא חיובית.

לשם כדיקת יציבות הטמפרטורה חובר רשט במקביל לצמד החומני, כמתואר בציור 30. התנודה בטמפרטורה הגיעה יד 2.5°C לשעה, המתאימות לסטייה של כ- 2.5 \AA . בעבורה ככושר הפרדה 0.5 \AA זוהי סטייה גדולה מדי, וללא שיפור ביציבות התנור לזמן ארוך אי-אפשר יהיה לבדוק הומוגניות.

השיפור יכול להיעשות על-ידי הוספת חלונות לתנור, והחלפת החלקים הפנימיים של התנור, העשויים בורון ניטריד, בחלקי נחושת.

חברת Chromatix בנתה תנור לגביש LiNbO_3 בעל יציבות טמפרטורה 0.01°C , שהיא טובה ביותר משני סדרי גודל מהתנור בו השתמשנו, ושהכיל חלקים פנימיים מנחושת. שימוש בתנור כזה יביא לתוצאות העולות בהרבה על הנדרש (0.1°C).

הבעיה השלישית היא היציבות המכנית של הצמצם, ואפשרות כווננו. הצמצם נמצא במוקד העדשה, ותזוזתו מן המוקד תגרום לתזוזה באורך הגל הנמדד. תזוזה בעשירית מילימטר גדולה מתזוזה ב- 0.5 \AA , כי קוטר הצמצם קטן מעשירית מילימטר. כשלעצמה אין דרישה זו מוגזמת, בפיט לעומת הדרישות ממראות הלייזר, אולם החלפת קטריט בצמצם המכוייל גרמה להזזת מרכזיהם ביותר מ- 0.1 mm .

ציור 73 מדגים תוצאות מדידה בכושרי הפרדה שונים וזוויות פתיחה שונות לאותו אורך הגל. השוואה בין ציור 73 וסדרת הציורים 65-69, מראה כי השגיאה ב- λ_s הגיעה עד 5 \AA במקום השיא. (כמו כן ראה ציורים 70, 72).

שיפור הצמצם, התנור ואימוך טוב יותר של המפעיל, יאפשרו ביצוע מדידות אי-הומוגניות של הגביש על-ידי המערכת. רגישותה כפי שהיא עונה על הדרישות.

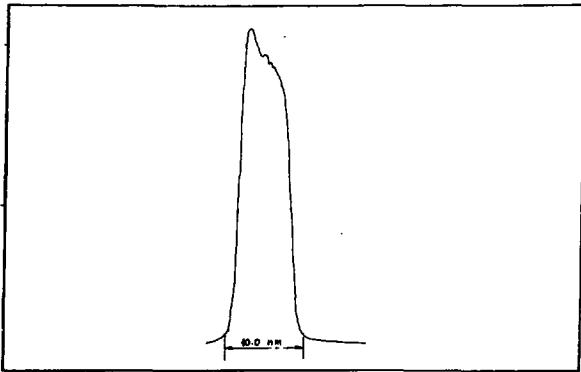
5.4 מדידת d_{15}

לצרכי בדיקה פעלה שפופרת אחת בלבד. החלפת אורכי הגל נעשתה על-ידי הסרת החלון שליד האנודה והחלפת גרגר המתכת כנדרש. המראות התאימו לפעולה בכל התחום הספקטלי והפעולה בוצעה ללא שינוי כלשהו במהוד או באופטיקה.

d_{15} מחושב מתוך היחס $\frac{P_s}{P_p} \cdot \frac{P_s}{P_p}$ הוא הספק מונוכרומטי בעוד ש- P_s משתרע על תחום ספקטלי של ננו-מטרים אחדים, לפי זווית הפתיחה θ . כדי לא להזקק לפונקציות תיקון מסובכות בחישוב האינטגרל, כדאי להשתמש במונוכרומטור בעל פונקצית תמסות מלבנית, לפחות שטוחה דיה בתחום המדידה. לשם כך הסרנו את סדקי היציאה והכניסה מהמונוכרומטור.

בשלב ראשון נבדקה תגובת המערכת לאחד מקווי הסלניום - $\lambda = 506.5$. אפשר לראות תפוקת לייזר כפונקציה הלם במישור החדר, לכן נקבל מהתגובה את פונקציה התמסורת של המונוכרומטור. עצמת היציאה של הלייזר כפי שהופעל (עם פריסמה ומראות בעלות החזרה מקסימלית) היתה כ- $100 \mu W$. רק חלק קטן מהספק זה הגיע לגלאי דרך מפצל הקרן B.S, ושני המקטבים המוצלבים בעלי ההנחתה 10^6 . הפילטר F אינו מנחית בירוק ולכן עדיין התקבל אור חזק מהגלאי P.M.

תגובת המערכת נראית בציור 79.



ציור 79 פונקציה התימסורת של המונוכרומטור $\lambda = 506.5$

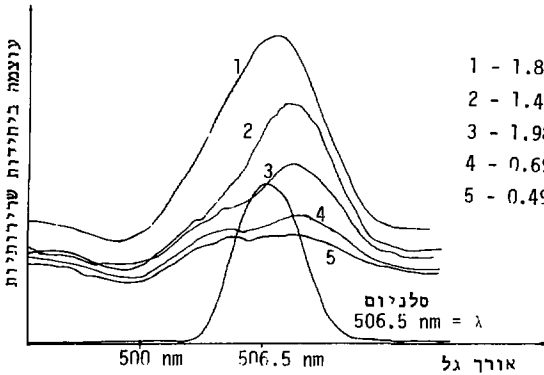
רואים שהתקבלה תגובה תקרובה יותר למלכן מאשר לפעמון, וברוחב פס 10 נעומת 5 נמ של הפלואורסנציה כפי שחושב בסעיף הקודם לפתיחה $\theta = 1.5^\circ$. תגובת המערכת נמדדה על-ידי חבור מערכת-הנעה למונוכרומטור והפעלת רשם במקביל למודד Δ . הזמן שימש רק כפרמטר ולמעשה קבלנו רישום של $P_s(\lambda_s)$.

את טמפרטורת התנור בחרנו לפי עקום הכונוג'ן (ציור 66) כך ש- P_s קולינארי יתאים לאורך

גל 506.5 nm . בדקנו את $P_s(\lambda_s)$ עבור מפתחי צמצם המתאימים ל- $1.96^\circ = \theta$

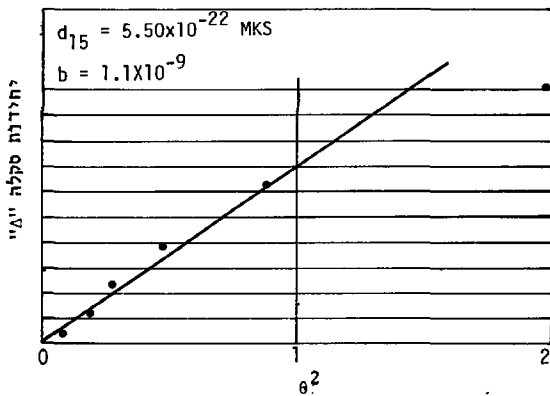
עד $\theta = 0.49^\circ$. התוצאות נראות בציור 80 (ראה גם ציורים 74 ו-75). כפי שרואים

בזווית 1.96° שרטוט של גובה שיאים אלו כפונקציה של θ^2 בציור 81.



ציור 80

בדיקת טרוח מפתחי הצמצם המותרים.



ציור 81

העוצמה הכוללת של הפלואורסנציה כפונקציה של זווית הפתיחה θ^2 .

הוצאות אלה מתאימות לחישובים שנעשו בסעיף הקודם (ציור 70). כפי שרואים עבור $\theta^2 = 2^{\circ 2}$ יש חריגה מהכלל $P_s \sim \theta^2$. כזכור, תוכננה המערכת לפעולה בזווית פתיחה עד 1.5° (ראה פרק 3). הגבלנו את המדידות הבאות לזוויות קטנות מ- 1.5° .

השלב הבא היה בדיקת היחס $\frac{P_s}{P_1}$. השפופרת הופעלה עתה כלייזר $He-Cd^+$. כאמור אין צורך במדידה מוחלטת של כל אחד מהספקים אלה, אך יש צורך במדידתם באותו מכשיר מדידה ובאותה גיאומטריה, כדי לקבל יחס נכון. אנחנו מדדנו הספקים אלה בגלאי מס' 1 (תפוקתו סומנה כ-"p" כשהיא בלתי קטומה וב-"p₁" כשהיא נמדדת כמוצא הדוגם בהיות הלייזר קטום) ומכיוון שההספקים נמדדו בשני אורכי גל שונים ונדגמו על-ידי מפצל קרו, היה צורך לכיילם כדי לקבל יחס נכון. עם זאת די היה לכיילם ביחידות סקלה, ולא בוויסטים. חברנו איפוא רשם y, x ליציאות "p₁" ו-"Δ", ומצאנו קשר בין עוצמת הלייזר השואב (P₁) ועוצמת הפלווארסנציה P_s, עבור θ שונות. המדידות נעשו בטמפרטורות המתאימות לקרוי הסלניום, לפי עקום הכוונון. אחר כך הוכנס מד ההספק אל המסלול האופטי, ותפוקתו סומנה ב-E. תחילה כוייל "p" על-ידי מדידת היחס בין יציאת מד ההספק והוריית "p", גם זאת על-ידי קבלת גוף כיוול בעזרת רשם y, x. לאחר כל אלה הוחזר הלייזר לפעולה כלייזר $He-Se^+$. הוספת פריסתם ברוסטר ליד המראה המרוחקת גרמה לשינוי זעיר בלבד בקרו הפונה למערכת האופטית. הלייזר פעל עתה באורך גל יחיד וכוונון לפי הסדר לכל אחד מארכי הגל שנבדקו קודם לכן.

חזרנו על המדידה האחרונה וקבלנו יחס בין P_s באורך גל זה (סומן E(s) ובין "p". עתה הסרנו את מד ההספק מן המסלול האופטי, סובבנו את המקטב P₂ ב- 90° על צירו. הקרו באורך הגל המתאים לפלווארסנציה עוברת דרך הגביש והמערכת האופטית ללא הנחתה. מכניסים פילטר צפיפות מכוייל (F.B), ומקבלים גרף כיוול של "p₁" לעומת "Δ", על-ידי שינוי זרם הלייזר - שגורם לשינוי העוצמה.

הסיבה לזהירות זאת במדידה היא אי הרצון להסתמך על נקודת מדידה בודדת לקביעת היחס. מד ההספק E טובל מסחיפה (למרות שרגישותו קבועה) ולשני הלייזרים תפוקה רועשת למדי.

נטמן :

$$[5.4.1] \quad a = \frac{\Delta(\theta)}{P_1(p)} = \frac{\xi P_s(\theta^2)}{P_1(p)}$$

כאשר ξ קבוע פרופורציה המקיים $\Delta = \xi \cdot p_s (\theta^2)$; זהו היחס $\frac{p_s}{p}$ הדרוש לחישוב d_{15} , אך מוכפל בפקטור כיול ξ הנובע ממערכת המדידה שלנו, ושהוא טרם ידוע.

$$[5.4.2] \quad m = \frac{E(p)}{P(p)} \quad \text{באורך גל המשאבה}$$

זהו למעשה שיפוע עקום הכיול של ה-Pin-diode שלנו באורך גל p .

$$[5.4.3] \quad n = \frac{E(s)}{P_1(s)} \quad \text{באורך גל האות}$$

זהו שיפוע הכיול של ה-Pin-diode באורך גל s .

$$[5.4.4] \quad w = \frac{\xi}{P_1(s)} \times 10^d \quad \text{וכן}$$

זהו כיול המורד Δ לעומת ה-Pin-diode האורך גל s .

כאשר d צפיפות הפילטר האפור, יתקיים:

$$[5.4.5] \quad \frac{P_s(\theta)}{P_p} = \frac{E(s) \times 10^{-d}}{E(p)} = \frac{E(s)}{P(s)} \cdot \frac{P_1(s)}{\xi} \cdot \frac{\xi P_s(\theta')}{P_1(p)} \cdot \frac{P(p)}{E(p)} 10^{-d}$$

$$= \frac{n}{\omega} \cdot \frac{a(\theta)}{m} \cdot 10^{-d}$$

כלומר, נדע את הגודל המבוקש מתוך ארבעת השיפועים שמדדנו.

נוסף עוד גורם המסכך את החישובים והוא הגודל E - תפוקת מד ההספק שנמדדה באמפרים (זרם הפוטודיודה). תגובה זו שונה בכל אורך גל וגל. וקיים:

$$E(\lambda) = I \cdot \alpha(\lambda)$$

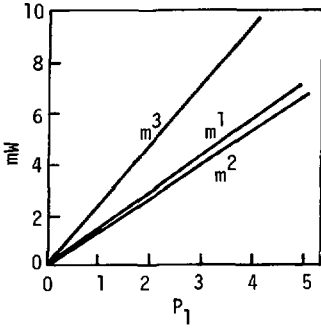
כאשר E - ההספק הנמדד בווט, I הזרם הנמדד באמפר, ו- α גורם תיקון הנתון על-ידי היצרן (חברת E.G.G.).

$$[5.4.7] \quad \frac{P_s(\theta)}{P_p} = \frac{I(s) \alpha(s) \times 10^{-d}}{I(p) \alpha(p)} = \frac{n}{\omega} \frac{a}{m} \times 10^{-d} \frac{\alpha(s)}{\alpha(p)} \quad \text{לכן}$$

מביטוי זה חושבו התוצאות שלהלן:

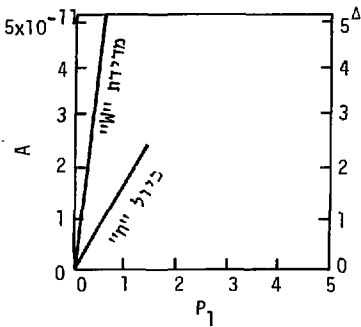
$$m_1 = 1.30 \frac{mV}{s.u.} \quad \text{מצויר 82 (א) עולה כי}$$

$$m_3 = 2.26 \frac{mV}{s.u.} \quad \text{מדידת } m \text{ השניה (בוצעה למחרת)}$$



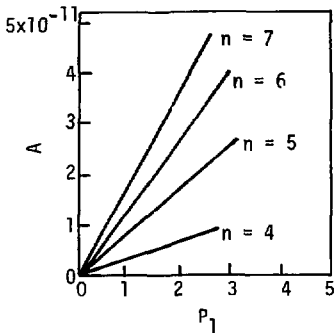
ציור 82 (א) (מדידת m)

P.I.N כיול ריודת



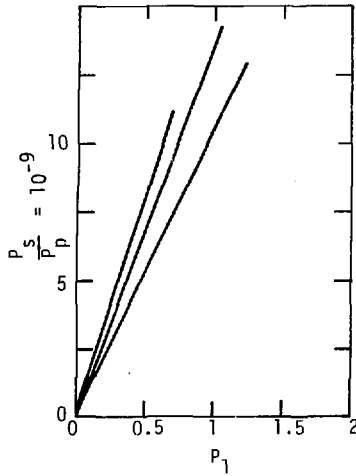
ציור 82 (ב) מדידת n, W

אורך גל המשאבה: $\lambda = 484,5$ נמט
 מתח הצמד החומני: $V_{TC} = 16,13$ mV
 מתח ההספקה למכפילור: $V_{pM} = 1280$ V
 הבחנת לייזר הכיול: N.D.F. = 4



ציור 82 (ג) מדידת "א"

אורך גל המשאבה: $\lambda = 484,5$ nm
 מתח הצמד החומני: $V_{TC} = 16.46$ mV
 מתח ההספקה למכפילור: $V_{pM} = 1280$ V



ציור 83 מדידת היחס $\frac{P_s}{P}(\theta)$

באורך גל מת 484.5

הגרף שורטט לפי תוצאות שחושבו מהגרפים שבציורים 82(א) (ב) (ג).

ה-m הותאמו ליתר המשתנים על-ידי התאריך. כמו כן, מטבלאות הכיול של מד ההספק נודע כי:

טבלה 5.1 $\alpha(\lambda)$ עבור אורכי הגל שנמדדו

nm λ	484.5	497.5	499.2	506.8	514.2	522.7	530.5
α	2.31×10^4	2.36×10^4	2.36×10^4	2.44×10^4	2.5×10^4	2.77×10^4	3.22×10^4

בציור 83 מובאות התוצאות באורך הגל $\lambda = 484.5$ nm מציוורים אלה עולה כי

$$a(0.69^\circ) = 1.82$$

$$\omega = 9.2 \times 10^4$$

$$a(0.52^\circ) = 1.37$$

$$\alpha(s) \quad n = 3.4 \times 10^{-7}$$

$$a(0.45^\circ) = 0.85$$

$$\mu = \frac{n\alpha(s)}{\omega_Q m^3} = 1.63 \times 10^{-9}$$

$$a(0.29^\circ) = 0.375$$

$$\frac{P_s(0.69^\circ)}{P_p} = \mu a(0.69^\circ) = 2.97 \times 10^{-9}$$

ולכן:

$$\frac{P_s(0.52^\circ)}{P_p} = \mu a(0.52^\circ) = 2.24 \times 10^{-9}$$

$$\frac{P_s(0.43^\circ)}{P_p} = \mu a(0.45^\circ) = 1.38 \times 10^{-9}$$

$$\frac{P_s(0.29^\circ)}{P_p} = \mu a(0.29^\circ) = 0.61 \times 10^{-9}$$

ערכים אלה שורטטו כנגד θ^2 ומופיעים בצירוף 82 (ג). מן הציור עולה כי

$$[5.4.8] \quad \frac{p_s(1^0)}{p} = 1.4 \times 10^{-8} = 0.3 \times 10^{-8}$$

ליתר אורכי הגל נערכו המדידות וחושבו התוצאות באותה צורה. התוצאות מסוכמות

5.2 בטבלה

נסמן עתה:

$$[5.4.9] \quad x = \frac{\beta L d_{15}^2 \pi \left(\frac{\pi}{180}\right)^2}{b} = \frac{2\omega_s^4 \omega_i \hbar n_s}{(2\pi)^2 \epsilon_0^3 c^5 n_i n_p} I \cdot \frac{d_{15}^2 \pi^3}{(180)^2 b}$$

$$= \frac{\omega_s^4 \omega_i n_s}{n_i n_p b} \times \frac{\hbar L \pi d_{15}^2}{2\epsilon_0^3 c^5 (180)^2} = \frac{n_s d_{15}^2}{\lambda_s^4 \lambda_i n_i n_p b} \frac{\hbar (2\pi)^2 \pi L}{2\epsilon_0^3 (180)^2}$$

קיים:

$$[5.4.10] \quad \Omega = \frac{\hbar (2\pi)^2 \pi}{2\epsilon_0^3 (180)^2} = 7.12 \times 10^{-2}$$

בשגיאה קטנה מ-1% $\frac{n_s^0}{n_i^0 n_p^0 e}$ קבוע על פני תחום התדרים והטמפרטורות

וקיים:

$$[5.4.11] \quad \frac{n_s^0}{n_i^0 n_p^0 e} = \frac{2.34}{2.16 \times 2.315} = 0.468$$

כמו כן נמדד הגביש במיקרומטר וקיים:

$$[5.4.12] \quad L = (1.114 \pm 0.01) \times 10^{-2} \text{ מטר}$$

ולכן

$$[5.4.13] \quad g = \Omega \frac{n_s^0}{n_i^0 n_p^0 e} L = 3.7 \times 10^{-4}$$

ומכאן

$$[5.4.14] \quad x = d_{15}^2 \frac{1}{b} \frac{3.71 \times 10^{-4}}{\lambda_s^4 \lambda_i}$$

חישוב b נערך כלהלן:

$$b = - \left(\frac{\partial k_i}{\partial \omega_i} - \frac{\partial k_s}{\partial \omega_s} \right) = \frac{-\ell}{c} \left(\frac{\partial n_{i,s}^0}{\partial \omega_i} - \frac{\partial n_{s,s}^0}{\partial \omega_s} \right)$$

וכמו כן:

$$\frac{\partial n}{\partial \omega} = \frac{\partial n}{\partial \lambda} \frac{d\lambda}{d\omega} = - \frac{\partial n}{\partial \lambda} \frac{\lambda^2}{2\pi c}$$

ולכן

$$\begin{aligned} [5.4.15] \quad b &= - \frac{1}{c} \left[n_i + \omega_i \frac{\partial n_i^0}{\partial \omega_i} - n_s - \omega_s \frac{\partial n_s^0}{\partial \omega_s} \right] = \\ &= - \frac{1}{c} \left[n_s - \lambda_s \frac{dn_s^0}{d\lambda_s} - \left(n_i - \lambda_i \frac{dn_i^0}{d\lambda_i} \right) \right] \end{aligned}$$

לפי נאש⁽¹¹⁾ ומידוונטר⁽¹⁰⁾ תלויים מקדמי השבירה בסטויכיומטריה של הגביש, ותלותו של n^e בסטויכיומטריה זניחה לעומת תלות n^o .

מכיוון שב-[5.4.15] מופיעים רק מקדמי שבירה רגילים, ואלה ידועים לנו ממשוואות [3.1.7] ו-[3.1.8],

בתוספת הקשר

$$\lambda_i = \frac{\lambda_p \lambda_s}{\lambda_s - \lambda_p}$$

אפשר לחשב את b בכל נקודה ונקודה במישור T, λ_s .

חישוב זה נערך (במחשב, ראהנספח 3) עבור הגל והטמפרטורות שבהן נערכו המדידות (מתוך עקום הכוונון 66). התוצאות מופיעות בטבלה 5.2.

טבלה 5.2 נפיצה, נצילות להמרה ומקדם לא לינארי של LiNbO_3 בשבעה אורכי גל.

λ_s (nm)	530.5	522.7	517.6	514.2	506.8	499.2	484.5
$\frac{1}{\lambda_s \lambda_i} = \frac{\lambda_s - \lambda_p}{\lambda_s \lambda_p}$	4.79×10^{30}	4.70×10^{30}	4.63×10^{30}	4.57×10^{30}	4.41×10^{30}	4.20×10^{30}	4.20×10^{30}
$b \times 10^{-9} \frac{\text{Sec}}{\text{m}}$	1.08	1.11	1.14	1.16	1.19	1.10	4.12
$\frac{P_s (1^\circ)}{P_p} \times 10^{-9}$	3.15	5.16	3.7	5.11	6.13	4.2	14
$d_{15} \times 10^{-22} \text{M.K.S}$	0.45	0.44	0.50	0.63	0.66	0.57	0.73

כאשר

$$[5.4.16] \quad d_{15} = \left(\frac{P_s(1^0)}{P} \frac{b \lambda_s^4}{3.21 \times 10^{-4}} \right)^{\frac{1}{2}}$$

הממוצע הכללי המתקבל:

$$[5.4.17] \quad \langle d_{15} \rangle = \frac{1}{7} \sum d_{15_i} = 0.57 \times 10^{-22}$$

טטיתית התקן

$$[5.4.18] \quad \sigma = [\sum (d_{15_i} - \langle d_{15} \rangle)^2]^{1/2} = 0.1 \times 10^{-22}$$

התוצאה מהספרות היא 0.57×10^{-22} , מתאימה לערך שמדרכנו ובתחום השגיאה. עם כל פשטותה ישנן שתי מגרעות אפשריות לשיטה בה נקטנו:

(1) כוונון אורך הגל של הפלוואורסנציה היה מקורב בלבד לאורך הגל בו כוילה המערכת ונערכו החישובים.

(2) מארבעת הגרלים הנמדדים, רק שלושה נמדדו שוב ושוב ככל אורך גל, ושגיאות מדידה בהן מוצעו: a, ω, ν , בעוד ש"m" - כיוול מרידת עוצמת לייזר ה- He-Cd^+ - נערך רק פעמיים: בתחילת מדידת "a" ובסיומה. יותר אי אפשר היה לחזור על מדידה זו כי הלייזר הפך ללייזר He-Se^+ . העובדה ש-m השתנה בכ-50% במשך שני ימי המדידה מראה שהיו שינויים מכניים ככוונון המערכת וגלאי הכיוול (גלאי 1 שהיה P.I.N diode) היה רגיש לכוונון.

פתרון אחד לשתי בעיות אלה הוא הפעלה המערכת במלואה. כששני הלייזרים מופעלים סימולטנית, כמוראה בצירור 59.

כדי לאשר הנחה זו הופעלה המערכת במלואה, ונמדדה פונקצית התמסורת של המערכת האופטית כאורכי הגל mm 497.5 - mm 530.5. פונקציה זו היא היחס בין זרם היציאה של המכפילור ועוצמת קרן הכניסה למקטבים.

$$n = \frac{E(s)}{P \cdot (s)} \quad \frac{\text{אמפר}}{\text{ו.ס.י}} \quad \text{לפי הגררת ו':}$$

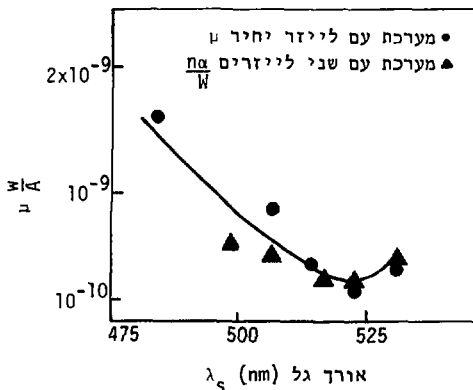
$$W' = \frac{I}{P(s)} \quad \text{נגריר } W':$$

$$\mu_1 = \frac{\hbar \alpha(s)}{W'} = \frac{\alpha(s) \cdot E(s) \cdot P(s)}{I \cdot P(s)} = \frac{P_s}{I} \quad \text{נגריר גם}$$

μ_1 הוא פונקציה התמסורת. הגורל μ שנמדד בסדרת המדידות הקודמות היה כזכור $\mu = \frac{\hbar \alpha(s)}{W \cdot m}$. אילו היה m קבוע, היה חייב להיות יחס קבוע בין μ_1 ו- μ בכל אורך גל, מכיוון שפונקציה התמסורת של האופטיקה אינה תלויה במספר הלייזרים המופעלים. השוואת מדידת μ_1 ל- μ תראה. לכן, על הטעות במדידת μ , שנבעה מאי מדידה סימולטנית של כל פרמטרי המערכת.

עדכי μ ו- μ_1 נורמלי, כך שיהיו שווים בערכם ב- 499.2 nm λ ומוצגים כולם בציור 84.

רואים מן הציור ומטבלה 5.2, כי בכל מקום שערכו μ גדול מהערך μ_1 , גם ערך d_{15} גדול מהממוצע ולהיפך. יש איפוא לצפות לעלייה ניכרת כדיוק המדידה בהפעלה שוטפת של המערכת.



ציור 84 איכות פעולת המערכת בצורה זו מודגמת בציור 74 המביא את עוצמת הפלואורסנציה כפונקציה של הפתיחה הזוויתית, עם שני קווי סלנוים כאות ייחוס. ראה שיפור לעומת ציור 75.

תוכנן ונבנה אב טיפוס למערכת לאפיון גבישי LiNbO_3 . מרידה רגישה של מידת הסרר בגביש מתאפשרת על-ידי בחינתו בגלים שהפסה שלהם תלויה בסרר המקומי. עוצמת ההתאככות הבונה של גלים אלה, ביציאתם מן הגביש, משמשת מירה לסרר זה. ההגברה הפרמטרית היא תופעה מתאימה למדידה זו, אך הוצאתה לפועל מסורבלת ויקרה. מרידה עקיפה של הגברה פרמטרית יכולה להערך על-ידי מרידת הגירול ברעש בתחום התררים בו קיימת הגברה. רעש זה מכונה בשם "פלואורסנציה פרמטרית" ומדידתו מאפשרת אפיון הגביש.

בניגוד למגברים בהם מקור האנרגיה להגברה הוא בזרם ישר, מקור האנרגיה במגבר פרמטרי הוא בתדר גבוה ומכונה משאבה, כעבודות שהתפרסמו בספרות, שימשו כמשאבות לפלואורסנציה פרמטרית לייזרים יקרים, רבי עוצמה ושכיחים כגון לייזרי ארגון, ניאודימיום-יאג או רובי. הפלואורסנציה נוצרה בקצה האדום של התחום הנראה או באינפרא-אדום. הגלאים בתחום ספקטרי זה נופלים ברגישותם מגלאים אופטיים בתחום הכחול או הירוק של האור הנראה. מחירם הנוכחי של לייזרים אלה אינו מאפשר רכישתם במעבדות קטנות, מאידך, הספקם הגבוה מתבזבז לקיזוז הרגישות הנמוכה של הגלאים.

במערכת שהוצגה בעבודה זו משמש לראשונה לייזר, מהדור החדש של לייזרי ארי מתכת, כמשאבה. זהו לייזר גאזי פשוט וזול ונמוך-עוצמה.

לצורך גילוי ומדידת פלואורסנציה פרמטרית ב- LiNbO_3 , הופעל הלייזר כלייזר He-Cd^+ באורך גל 441.6 nm . התקבלה פלואורסנציה בתחום $480-530 \text{ nm}$ המתאים למדידות רגישות, כך שלצרכי המדידה הספיקה עוצמת לייזר הנמוכה בשלושה סדרי גודל מזו הידועה עד כה.

הרגישות הרבה של הגלאי מתנית בסינון רעשים מתפוקתו. תפקיד זה מבצעת מערכת אפנון וגילוי סינכרוני. שימוש ברכיבים חדישים, כגון מגברים אלקטרומטריים משולבים ומכפלי אנלוגי משולב, תרמו לממדים צנועים של מערכת גילוי זו ולפשטותה.

הגלאי הסינכרוני תוכנן כפילטר מתואם ואיפשר השגת יחס אות לרעש של 10dB באות כביסה בעל הספק 10^{-15} W, בזמן מיצוע של שניה אחת.

לצורכי המערכת פותחה שופרת לייזר, שתנאי הפעלתה ניתנים לשינוי בתחומים רחבים ובנקל: החל מסוג המתכת המאודה, דרך לחץ הגאז וטמפרטורת הפעולה, וכלה בטווח הזרמים שהועברו בה.

שופרת זו שימשה לא רק כמשאבה למגבר הפרמטרי אלא אפשרה גם כיול מערכת המדידה בתחום אורכי גל רחב, זאת על-ידי החלפת גרגר סלניום בגרגר קדמיום. להערכת, פותחת שיטת כיול הרגישות על-ידי לייזר סלניום, עידן חדש בכיול מדי עוצמת אור, בפוטרה את המכיל מהצורך לחשב (או להעריך) את הזווית המרחבית וההיענות הספקטרלית של הרכיבים השונים.

כדי לאמת את הנחות התכנון, נבדקו תחילה מרכיבי המערכת כשלעצמם. ההספק המירבי של לייזר ה- $He-Cd^+$ היה 18 mW, וקוטר האלומה כ-2 מ"מ, בהתאם להנחות התיכנון. לייזר הסלניום פעל בכ-15 אורכי גל בכל התחום הספקטרי הנדרש, וניתן היה להפעילו בכל אורך גל כזה בפני עצמו (פרט לדוכלט ב-525.3 nm).

רגישות הגלאי הסינכרוני ותלותו ביחס המחזור, נמצאו מתאימים למתוכנן:

הרגישות היא יחידת סקלה לנבו-וולט, מוכפלת בגורם $\frac{t_0}{T}$, כאשר $\sin^2 \pi$, הוא יחס המחזור.

לאחר בדיקות אלה הורכבה המערכת על כנה ופעולתה נבדקה. האופטיקה נבנתה כולה בתחום ריילי של לייזר ה- $He-Cd^+$, כדי לשמור על קירוב הגלים המישוריים, שהונח במודל המתמטי של הפלוואורסנציה הפרמטרית.

תחילה נמדד עקום הכונון של גביש $LiNbO_3$, וניתוח תיאורטי הראה כי אפשר להשיג רגישות גדולה על-ידי שימוש במונוכרומוטור בעל כושר הפרדה נמוך והנותן עם זאת הגדרה מדויקת של אורך הגל הקולינארי. המונוכרומוטור כויל לפי אורכי הגל של מעברים ספונטניים ידועים בשופרת הלייזר.

לצרכי בדיקת המערכת שימשה מדידה זו כבדיקת פעולה.

קירבתו של העקום הנמדד לעקום הכוונון המחושב של LiNbO_3 , ובתחום הסטייה הצפוי, תורמת למסקנה כי המערכת אמנם מדדה פלואורסנציה פרמטרית. דיוק המדידה של שני המשתנים, הטמפרטורה ואורך הגל, היה $\pm 1^\circ\text{C}$ ו- $\pm 1 \text{ \AA}$ בהתאמה, ותחום השינוי היה 300°C ו- 500 \AA . דיוק מדידה זה הוא די והותר על מנת לאפיין גבישים לפי עקום הכוונון שלהם.

כשלעצמה, התקבלה כבדיקה זו תוצאה מעניינת, והיא התלות בטמפרטורה של סטיית טמפרטורת הפלואורסנציה שנמדדה, מהטמפרטורה המחושבת לגביש סטויכיומטרי.

$$dT = \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{\lambda} dx + \left. \frac{\partial T}{\partial \lambda} \right|_x d\lambda$$

את סטיית הטמפרטורה אפשר לבטא על-ידי הקשר

כאשר T היא טמפרטורת תיאום הפסה. את $\left. \frac{\partial T}{\partial \lambda} \right|_x$ אפשר לקבל מעקום הכוונון שנמדד. פירוש התוצאה שקבלנו היא ש- $\frac{\partial T}{\partial x}$ תלוי ב- λ .

קביעת ערכי מקדם הדיספוזיציה b נעשתה לכך לא באופן גרפי אלא על-ידי חישוב ישיר, המנצל את העובדה ש- n_0 כמעט לא תלוי בסטויכיומטריה של הגביש.

השתנות ΔT מעידה, כי אין די למדוד את הגביש בטמפרטורה יחידה כפי שבוצע על-ידי פג"י (66) וכפי שמבוצע בבדיקות על-ידי הרמוניה שניה. שיטות אלו אינן מחליפות את מדידת עקום הכוונון על-ידי פלואורסנציה פרמטרית.

יכולתה של המערכת לנקוב מספר טיב לגביש, לא נבדקה הלכה למעשה, מהעדד מראות מתאימות ומלאי גבישים בעלי טיב שונה. עם זאת נבדקו המרכיבים השונים של המערכת הנחוצים לבדיקה זו, על-ידי פלואורסנציה פרמטרית. רגישות המערכת וכושר ההפרדה הדרושים נמצאו מספיקים לצורך הבדיקה. הצמצום והתנור טעונים שיפור. שימוש בצמצם בעל חריז יחיד, מורכב על שולחן x, y , יפתור את בעיית הצמצם. החלפת רכיבי הכוורון-ניטריד בתנור, ברכיבים זהים מנחושת, והרכבת חלונות בקצות התנור יפתור את בעיית יציבות הטמפרטורה בתנור.

עם זאת, שימשה מדידה זו כחיזוק לטענה שהתופעה שנמדדה על-ידי המערכת אכן היתה פלואורסנציה פרמטרית. ראינו זאת מעובדת תלות רוחב הפס הנמדד בפתיחת הצמצם, ובחזרה לכוון הכחול של שיא הפלואורסנציה עם פתיחת הצמצם.

לבסוף נמדד המקדם הלא לינארי d_{15} של LiNbO_3 באורכי גל אחדים. מדידה זו נערכה בזהירות יתרה; שמנו לב כי המקורות לשגיאה כמדירת יחסי עוצמה כה נמוכים (10^{-8} - 10^{-10}), הם סחיפת האפס במכשירי המדידה ושינויים ברגישות עקב שינוי כוונון, שמקורם אי יציבות מכנית. את בעית הסחיפה עקפנו על-ידי הקפדה על מדידת שיפועים, לאי היציבות המכנית התייחסנו כאל רעש, ולשם הקטנת סטיית התקן ערכנו מספר רב של מדידות. התיצוץ נערך בעיקר באופן גרפי. התאמת התוצאה לזו הידועה מן הספרות, מעידה אף היא על פעולתה הנכונה של המערכת שנבנתה. על-ידי הפעלת לייזר He-Cd^+ ו- He-Se^+ בעת ובעונה אחת אפשר יהיה למרוד בשיטה זו את המקדם הלא-לינארי של LiNbO_3 בדיוק רב מזה הידוע עד היום, וגם לבחון את ההנחה המקובלת ש- d_{15} אינו תלוי באורך הגל. המדידות שביצענו מראות על גידול בערך d_{15} במעבר מירוק לכחול, אך השינוי הוא בתוך תחום השגיאה, ונובע מאי הדיוק בכיול עוצמת לייזר הקדמיים. רק חזרה מדויקת יותר על היסיון תוכל לאשר או להכחיש התרשמות זו, אך זאת לא היתה מטרתנו. כפי שהראינו, הפעלה סימולטנית של הלייזרים תאפשר ביצוע מדידה זו בדיוקנות.

המסקנה המצטברת משלוש הבדיקות שערכנו על המערכת היא, כי המערכת אמנם מודדת פלואורסנציה פרמטרית וכשרה לצורך אפיון גבישי LiNbO_3 .

בספח 1 קוונטיזציה של השדה האלקטרומגנטי במהוד מוכלל (63) (64)

1.1 שדה אלקטרומגנטי במהוד מוכלל

נניח תחום דיאלקטרי σ מוקף במשטח S , חלק ופשוט הקשר. תתי-המשטח המוליכים ב-S-טומנו S_1 והמבודדים S_2 .

ביחידות M.K.S. משוואות מקסוול הן:

$$[1.1] \quad \nabla \times E = - \frac{\partial B}{\partial t}$$

$$[1.2] \quad \nabla \times H = i + \frac{\partial D}{\partial t}$$

$$[1.3] \quad \nabla \cdot D = \rho$$

$$[1.4] \quad \nabla \cdot B = 0$$

נצמצם את הדיון לתווך σ ללא מטענים שבו $\rho = 0$.

נניח גם ϵ, μ -קבועים: $D = \epsilon E$; $B = \mu H$

מכאן: $\nabla \cdot B = \mu \nabla \cdot H = 0$

מכיוון שלכל וקטור A $\nabla \cdot (\nabla \times A) = 0$

די אם נציין זאת $H = \nabla \times A$, כאשר A וקטור הנקרא "פוטנציאל מגנטי".

נציב עתה את H במשוואה [1.1] ונקבל:

$$\nabla \times E = -\mu \frac{\partial H}{\partial t} = -\mu \frac{\partial}{\partial t} \nabla \times A$$

ולכן

$$[1.5] \quad \nabla \times \left(E + \frac{\partial A}{\partial t} \right) = 0$$

פתרון כללי של משוואה דיפרנציאלית כזאת הוא מהצורה

$$E + \mu \frac{\partial A}{\partial t} = (-) \nabla \phi$$

כאשר ϕ פונקציה סקלרית. נבדוק פתרונות מהטפוס $\nabla\phi = 0$ (בחירת כיוול, המתאימה למקרה ש-S כולו מוליך).

$$[1.6] \quad E = -\mu \frac{\partial A}{\partial t}, \quad H = \nabla \times A \quad \text{אזי}$$

$$[1.7] \quad \nabla \times E = -\mu \frac{\partial}{\partial t} H \quad \text{ומכאן}$$

לפי הנחתנו גם $\epsilon, \rho = 0$ קבוע בתוך התווך ולכן נקבל

$$[1.8] \quad 0 = \nabla \cdot D = \epsilon \cdot \nabla \cdot E$$

ולכן גם E הוא רוטור של וקטור כלשהו.

מכיוון שכך, יתכן שבתנאים אלה קיימת משוואה דואלית ל-[1.7].

בתכונן, איפוא, במשפחת פונקציות המקיימת בתווך:

$$[1.9] \quad \nabla \cdot E_a = \nabla \cdot H_a = 0$$

$$[1.10a] \quad K_a H_a = \nabla \times E_a$$

$$[1.10b] \quad K_a E_a = \nabla \times H_a \quad \text{ונניח גם כי מתקיים:}$$

מכיוון שאת וקטורי השדה E ו-H אפשר תמיד להפריד, לחלק ללא דיברגנץ ולחלק ללא רוטור, יש E_a ו- H_a כאלו שאינם טוירויאלים⁽⁶⁵⁾. K_a קבוע אפייני לכל זוג H_a, E_a . יתר על כן, נניח כי E_a ו- H_a מקיימים את התנאים הבאים על השפה:

$$[1.11] \quad \nabla \times E_a = 0 \quad S_1, \quad \nabla \times H_a = 0 \quad S_2 \quad \text{על}$$

כאשר n הוא וקטור יחידה ניצב לחוץ המשטח.

טענה: E_a ו- H_a שהוגדרו לעיל הם פתרונות של משוואות מקסוול בתווך σ .

נראה ראשית, כי יתקיים $n \cdot H_a = 0$ על S_1 ו- $n \cdot E_a = 0$ על S_2 . נקח עקום סגור Σ על S_1 וננסמן שפתו ב- ℓ . נפרק את E_a על Σ לרכיבים משיק וניצב למשטח.

$$[1.12] \quad E_a = -n(n \times E_a) + (n \cdot E_a)n$$

$$\oint_{\ell} E_a \cdot d\ell = \oint_{\ell} \left(-n(n \times E_a) \right) \cdot d\ell + \oint_{\ell} (n \cdot E_a) n \cdot d\ell = 0 \quad \text{ונקבל:}$$

האינטגרל הראשון מתאפס כי $n \times E_a = 0$ על השפה והשני כי $n \cdot d\ell = 0$ על השפה. לפי משפט סטוקס נקבל עתה:

$$0 = \oint_{\ell} E_a \cdot d\ell = \int_{\Sigma} (\nabla \times E_a) \cdot n \, d\ell = K_a \int_{\Sigma} (H_a \cdot n) \, da$$

מכיוון ש- Σ הוא משטח שרירותי, נקבל:

$$[1.13] \quad H_a \cdot n = 0 \quad H_a \subset S_1$$

באותו אופן מוכיחים גם כי $E_a \cdot n = 0$ על S_2 .

ניקח עתה רוטור לשני אגפי [1.10]

$$[1.14] \quad K_a \nabla \times E_a = \nabla \times \nabla \times H_a \Rightarrow k_a^2 H_a = \nabla \times \nabla \times H_a$$

$$k_a \nabla \times H_a = \nabla \times \nabla \times E_a \Rightarrow k_a^2 E_a = \nabla \times \nabla \times E_a$$

$$\nabla \times \nabla \times A = \nabla(\nabla \cdot A) - \nabla^2 A \quad \text{נשתמש בזהות: וב- [1.1.9]}$$

ונקבל

$$[1.15] \quad k_a^2 H_a = \nabla(\nabla \cdot H_a) - \nabla^2 H_a = -\nabla^2 H_a$$

$$k_a^2 E_a = \nabla(\nabla \cdot E_a) - \nabla^2 E_a = -\nabla^2 E_a$$

אלו משוואות הגלים המוכרות. הן אקוויולנטיות למשוואות מסוול בדיאלקטריקון הומוגני עם אותם תנאי השפה, ומכאן מוכחת טענתנו. למשוואות אלו קבוצה אינסופית של פתרונות, מתאימים לערכים שונים של k_a בהתאם לתנאי השפה. אנו נקרא נקרא לכל פתרון בשם מוד (Mode), או אופן תנודה. להלן נראה חלק מתכונותיהם. נראה בעזרת ההצגה [1.10], [1.11] כי E_a ו- H_a פורשים קבוצה אורתוגונלית במובן הבא:

$$\int_{\sigma} E_a \cdot E_b \, d\sigma = 0 \quad [1.16]$$

$$\int_{\sigma} H_a \cdot H_b \, d\sigma = 0$$

לשם הוכחה נשתמש פעמיים בזהות

$$\nabla \cdot (A \times B) = B \cdot \nabla \times A - A \cdot \nabla \times B \quad [1.18]$$

$$\nabla \cdot [E_b \times (\nabla \times E_a)] = (\nabla \times E_a) \cdot (\nabla \times E_b) - E_b \cdot (\nabla \times \nabla \times E_a) \quad [1.19]$$

על-ידי החסרת [1.18] מ-[1.19] והצבת [1.16] נקבל

$$\nabla \cdot [E_b \times (\nabla \times E_a) - E_a \times (\nabla \times E_b)] = (k_b^2 - k_a^2) E_a \cdot E_b \quad [1.20]$$

אינטגרציה על נפח σ ושימוש בלמה של גרין, תיתן:

$$\int_{S_1, S_2} n(k_a F_b \times H_a - k_b E_a \times H_b) \, ds = (k_b^2 - k_a^2) \int_{\sigma} E_a \cdot E_b \, d\sigma \quad [1.21]$$

בתנאי השפה הנחובים מחאפס אגף שמאל ולכן:

$$\int_{\sigma} E_a \cdot E_b \, d\sigma = 0 \quad \Leftarrow a \neq b$$

הוכחת האורתוגונליות של H_a דומה.

אנו חופשיים לנרמל את E_a ו- H_a , כך שיתקיים:

$$[1.22] \quad \int_{\sigma} H_a H_b d\sigma = \delta_{a,b}$$

$$\int_{\sigma} E_a E_b d\sigma = \delta_{a,b}$$

נתכוון עתה בשורות שהם סופרפוזיציות של E_a ו- H_a (וכל שדה במחזור ניתן לפיתוח כזה):

$$[1.23] \quad E(x,t) = - \sum_a \frac{1}{\sqrt{2}} P_a(t) E_a(x)$$

$$H(x,t) = - \sum_b \frac{1}{\sqrt{\mu}} \omega_a q_a(t) H_a(x)$$

כאשר $\omega_a q_a(t)$ ו- $P_a(t)$ מקדמים

$$\omega_a \equiv \frac{K_a}{\sqrt{\mu \epsilon}}$$

נציב ביטויים אלו במשוואת מקסוול הראשונה [1.1] ונשתמש ב-[1.11]

נקבל:

$$-\frac{\partial B}{\partial t} = \nabla \times E = - \sum_a \frac{1}{\sqrt{\epsilon}} P_a(t) H_a = -\mu \frac{\partial H}{\partial t} = -\mu \frac{\partial}{\partial t} \sum \frac{1}{\sqrt{\mu}} \omega_a q_a H_a$$

בגלל האותו נורמליות אפשר להשוות איבר-איבר, ולכן:

$$[1.24] \quad P_a = \dot{q}_a$$

ובאופן דומה ממשוואות מקסוול השניה ($i = 0$) נקבל:

$$[1.25] \quad \omega_a^2 q_a = -\dot{p}_a$$

$$[1.26] \quad \ddot{p}_a + \omega_a^2 p_a = 0$$

ומכאן

אנו מזהים עתה את $\omega_a = K_a (\mu \epsilon)^{-1/2}$ כתדירות הזוויתית של המוד a-יתר על כן,

$$[1.27] \quad -\sqrt{\epsilon} \int_{\sigma} E(x,t) E_b(x) d\sigma = \sqrt{\epsilon} \int_{\sigma} E_a(x) p_c(t) \frac{1}{\sqrt{\epsilon}} F_i(x) d\sigma = p_b(t)$$

$$\frac{\sqrt{\mu}}{\omega_b} \int_{\sigma} H(x,t) H_b(x) d\sigma = q_b(t)$$

הידינו המצב כמהוד יכול להינקב על-ידי H , או על-ידי קבוצת המשתנים הדינמיים $q_a(t)$ ו- $p_a(t)$ הקשורים לפרמטר K_a על-ידי [1.26]. האנרגיה הכללית (ההמילטוניאן) היא:

$$H = \frac{1}{2} \int_{\sigma} (\mu H^2 + \epsilon E^2) d\sigma = \frac{1}{2} \int_{\sigma} \left[\mu \left(\int_{\sigma} \frac{1}{\sqrt{\mu}} \omega_a q_a(t) H_a(x) d\sigma \right)^2 + \epsilon \left(\int_{\sigma} \frac{1}{\sqrt{\epsilon}} p_a(t) E_a(x) d\sigma \right)^2 \right] d\sigma$$

$$[1.28] \quad H = \sum_a \frac{1}{2} (p_a^2 + \omega_a^2 q_a^2) \quad \text{ומכאן}$$

לביטוי $\sum_a \frac{1}{2} (p_a^2 + \omega_a^2 q_a^2)$ צורה של המילטוניאן של מערכת אוסילטורים הרמוניים. המשוואה [1.26] היא משוואת התנועה של אוסילטור הרמוני.

קבלנו, איפוא, שהמשתנים הדינמיים p_a ו- q_a מאפיינים את המודים במהוד מוכלל, ופורמלית המודים הם אוסילטורים הרמוניים.

1.2 המהוד המוכלל בתורת הקוונטים

לפי משוואות התנועה הקאנוניות של המילטון ע"ס [1.28]:

$$[2.1] \quad \dot{p}_a = -\frac{\partial H}{\partial q_a} \Rightarrow \dot{p}_a = -\omega_a^2 q_a$$

$$\dot{q}_a = -\frac{\partial H}{\partial p_a} \Rightarrow \dot{q}_a = p_a$$

תוצאות אלו זהות ל-[1.24],[1.25], ובעזרתן נזהה את p_a כתנע המוכלל ואת q_a כקואורדינטה המוכללת.

הקוונטיזציה של השדה האלקטרומגנטי במהוד המוכלל נעשית על-ידי הקש מן הזהות הפורמלית בין אוסילטור הרמוני קלאסי ואופן תנודה קלאסי במהוד מוכלל. אנו מקישים לכך זהות פורמלית גם לפי תורת הקוונטים.

בכריז, אי-לכך, שיחסי החילוף בין p_a ו- q_a יהיו כמו יחסי החילוף כאוסילטור הרמוני קוונטי:

$$[2.2] \quad \begin{aligned} [p_a, p_b] &= [q_a, q_b] = 0 \\ [q_a, p_b] &= i\hbar \delta_{a,b} \end{aligned}$$

וכפי שנהגים כפתרון אוסילטור הרמוני נגדיר אופרטורי בריאה a_ℓ^\dagger וחיסול a_ℓ .

$$[2.3] \quad \begin{aligned} a_\ell^\dagger(t) &= \left(\frac{1}{2\hbar \omega_\ell} \right)^{1/2} [\omega_\ell q_\ell(t) - i p_\ell(t)] \\ a_\ell(t) &= \left(\frac{1}{2\hbar \omega_\ell} \right)^{1/2} [\omega_\ell q_\ell(t) + i p_\ell(t)] \end{aligned}$$

יחסי החילוף ביניהם יהיו:

$$[2.4] \quad \begin{aligned} [a_\ell, a_m] &= [a_\ell a_m - a_m a_\ell] = \frac{1}{2\hbar \sqrt{\omega_\ell \omega_m}} [(\omega_\ell q_\ell + i p_\ell)(\omega_m q_m + i p_m) - \\ &- (\omega_m q_m + i p_m)(\omega_\ell q_\ell + i p_\ell)] = \frac{1}{2\hbar \sqrt{\omega_\ell \omega_m}} [\omega_\ell \omega_m q_\ell q_m + \\ &+ i\omega_\ell q_\ell p_m + i\omega_m p_\ell q_m - p_\ell p_m - \omega_\ell \omega_m q_m q_\ell - i\omega_m q_m p_\ell - i\omega_\ell p_m q_\ell + \\ &+ p_m p_\ell] \end{aligned}$$

$$\frac{1}{2\hbar\sqrt{\omega_\ell\omega_m}} \left\{ \omega_\ell\omega_m [q_\ell, q_m] + [p_m, p_\ell] + i\omega_\ell [q_\ell, p_m] + i\omega_m [p_\ell, q_m] \right\} =$$

$$= \frac{1}{2\hbar\sqrt{\omega_\ell\omega_m}} [\omega_\ell\delta_{\ell,m} - \omega_m\delta_{\ell,m}] = 0$$

באותו אופן נקבל גם:

$$[2.4a] \quad [a_\ell^\dagger, a_m^\dagger] = 0$$

$$[a_\ell, a_m^\dagger] = \delta_{\ell,m}$$

כמו כן, על-ידי חבור משוואות [2.5] זו לזו, נקבל:

$$[2.5] \quad p_\ell(t) = i \frac{\hbar\omega_\ell}{2} [a_\ell^\dagger(t) - a_\ell(t)]$$

$$q_\ell(t) = \frac{\hbar}{2} [a_\ell^\dagger(t) + a_\ell(t)]$$

בעזרת ביטויים אלה נציג עתה את ההמילטון ניאן כקומבינציה של a_ℓ ו- a_ℓ^\dagger .

$$H = \sum_1 \frac{1}{2}(p_\ell^2 + \omega_\ell^2 q_\ell^2) = \frac{1}{2} \sum_\ell \left\{ -\frac{\hbar\omega_\ell}{2} [a_\ell^\dagger - a_\ell]^2 + \frac{\hbar\omega_\ell}{2} [a_\ell^\dagger + a_\ell]^2 \right\} =$$

$$= -\frac{\hbar}{2} \sum_1 \omega_\ell (-a_\ell^{\dagger 2} + a_\ell^\dagger a_\ell + a_\ell a_\ell^\dagger + a_\ell^2 + a_\ell^{\dagger 2} + a_\ell^\dagger a_\ell + a_\ell a_\ell^\dagger - a_\ell^2) =$$

$$= \sum_\ell \frac{\hbar\omega_\ell}{2} (a_\ell^\dagger a_\ell + a_\ell a_\ell^\dagger)$$

אבל לפי [2.4a]:

$$a_\ell a_\ell^\dagger - a_\ell^\dagger a_\ell = 1 \Rightarrow a_\ell a_\ell^\dagger = 1 + a_\ell^\dagger a_\ell$$

ומכאן:

$$[2.6] \quad H = \sum_{\ell} \frac{\hbar \omega_{\ell}}{2} (2a_{\ell}^{\dagger} a_{\ell} + 1) = \sum_{\ell} \hbar \omega_{\ell} (a_{\ell}^{\dagger} a_{\ell} + \frac{1}{2})$$

כלומר ההמילטון בדיאגנאלי הוא סכום ההמילטון בדיאגנלים של כל מוד ומוד (ולכל אחד צורה המילטון בדיאגנל של אוסילטור הרמוני).
משוואת התנועה של a_{ℓ} היא:

$$\begin{aligned} [2.7] \quad \frac{da_{\ell}}{dt} &= \frac{1}{i\hbar} [a_{\ell}, H] = -i [a_{\ell}, \sum_n \hbar \omega_n (a_n^{\dagger} a_n + \frac{1}{2}) - (\sum_n \hbar \omega_n (a_n^{\dagger} a_n + \frac{1}{2})) a_{\ell}] = \\ &= -i [\sum_n (\omega_n a_{\ell} a_n^{\dagger} a_n + \frac{1}{2} \omega_n a_{\ell}) - \sum_n (\omega_n a_n^{\dagger} a_n a_{\ell} + \frac{1}{2} \omega_n a_{\ell})] = \\ &= i \sum_n \omega_n (a_{\ell} a_n^{\dagger} a_n - a_n^{\dagger} a_n a_{\ell}) = \end{aligned}$$

אבל $a_{\ell} a_n = a_n a_{\ell}$ ולכן:

$$= -i \sum_n \omega_n (a_{\ell} a_n^{\dagger} a_n - a_n^{\dagger} a_n a_{\ell}) = -i \sum_n \omega_n \delta_{\ell, n} a_n = -i \omega_{\ell} a_{\ell}$$

ומכאן:

$$[2.8] \quad a_{\ell}(t) = a_{\ell 0} e^{-i\omega_{\ell} t}$$

באותה צורה:

$$[2.9] \quad a_{\ell}^{\dagger}(t) = a_{\ell 0}^{\dagger} e^{i\omega_{\ell} t}$$

אם נסמן ב- $|n_{\ell 0}\rangle$ את קבוצת הפונקציות העצמיות של האופרטורים a , a^{\dagger} נקבל כמו
באוסילטור הרמוני, (12):

$$[2.10] \quad a_{\ell 0}^{\dagger} |n_{\ell 0}\rangle = (n_{\ell 0} + 1)^{\frac{1}{2}} |n_{\ell 0} + 1\rangle$$

$$[2.11] \quad a_{\ell 0} |n_{\ell 0}\rangle = n_{\ell 0}^{\frac{1}{2}} |n_{\ell 0} - 1\rangle$$

$$[2.12] \quad a_{\ell 0}^{\dagger} a_{\ell 0} |n_{\ell 0}\rangle = n_{\ell 0} |n_{\ell 0}\rangle$$

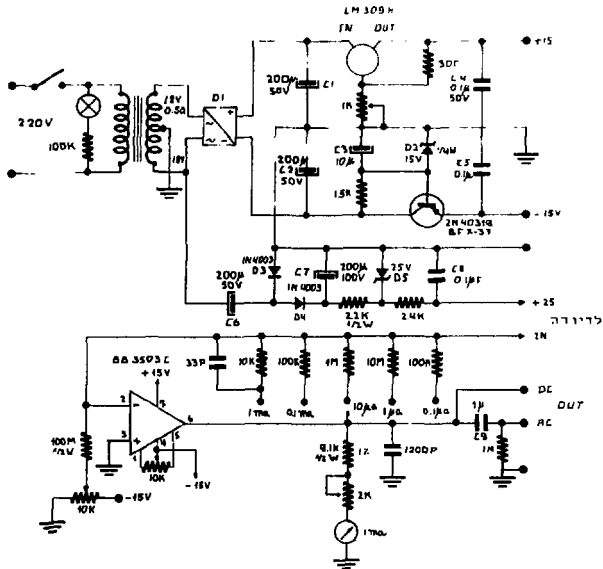
כלומר ערך התצפית יהיה:

$$[2.13] \quad \langle n_{\ell 0} | a_{i0}^\dagger a_{i0} | n_{\ell 0} \rangle = n_{\ell 0}$$

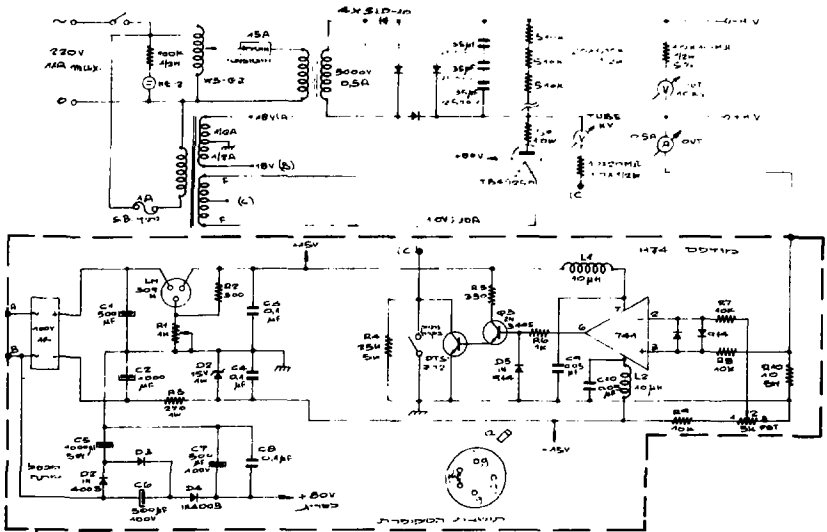
וזהו מספר הפוטונים במוד ℓ בזמן 0. כמו באוסילטור הרמוני:

$$[2.14] \quad a_\ell^\dagger(t) a_\ell(t) = a_\ell^\dagger(0) a_\ell(0)$$

כך שבמצב המחואר לעיל מספר הפוטונים במוד קבוע בזמן, ובפרט אין מעבר אנרגיה ממוד למוד.



מגבר לגלאי אור



ספק זרם 0.5 A (max 8000 V)

המספר 3 תכנית "phase" להישור עקום הכרונן ו-b-1

התכנית נכתבה בשפת Indace ובוטעת על מחשב PDP10. מראה גם דף תוצאות עבור

$$\lambda_p = 441.6 \text{ nm}$$

B")

```

L      . STORAGE LSST/750 /, LPST/488. /, IST/1/

#11   . PHASE
      . ACTION
      DO SNAP #10 PRIORITY 2

#10   . SNAP
#7    . FORMAT("PUMP VACUUM WAVELENGTH-LP(NANOMETER)=", R6. 1, /, /

", "LS      LI          NE          NOI          NOS          T(*C)

#5    . FORMAT(R6. 1, 4X, R7. 1, 4X, R6. 4, 4X, R6. 4, 6X, R6. 4, 6X, R4. 0, 2X, E)

      . STORAGE CL/2. 9979.   0I, N05, LI
      . PROCESS

      SEND(TTY, #7)LPST
      LET STA=0.
      FOR IT=100 TO 500 STEP IST
      LET T=IT+273
      LET LP=LPST
      LET A=4. 5567+(2. 605*1. /(10. ^7))*T^2-(2. 24*1. /(10. ^8))*LP^2
      LET B=0. 97*10. ^5+0. 027*T^2
      LET C=LP^2-(201. +(5. 4*1. /(10. ^5))*T^2)^2
      LET NE=B/C+A
      LET NE=SQRT(NE)
      FOR IL1=1 TO 200
      LET STA=STA+1.

      LET LS=LSST-STA

      LET DUN=LS
      LET IPS=1
      GOTO 900
100   LET Z=NE/LP-N05/LS-N0I/LI
      IF Z LS 0. THEN GOTO 7
      NEXT IL1
    
```

```

7      LET LS=LS+1
      FOR I10=0 TO 10
      LET A10=I10
      LET DUN=LS-A10/10.
      LET IPS=2

      GOTO 900
200    LET Z=NE/LP-N0S/DUN-N0I/LI
      IF Z LS 0. THEN GOTO 17
      NEXT I10
17     LET N0S1=N0S
      LET LI1=LI

      LET N0I1=N0I
      LET LS1=DUN

      LET DUN=DUN-0.1
      LET IPS=3

      GOTO 900
300    LET DIKS=N0S1-LS1*(N0S1-N0S)*10

      LET DIKI=N0I1-LI1*(N0I1-N0I)/(LI1-LI)
      LET BIKS=1 /((CL*10.78)*(DIKS-DIKI)
      SEND(TTY, #5)DUN, LI, NE, N0I, N0S, IT, BIKS
      NEXT IT
      EXIT
900    LET K=2.78/10.78
      LET LI=DUN*LP/(DUN-LP)
      LET B0=1173.*100.+0.0165*T^2
      LET AA=(212.+2.7*1 /((10.75)*T^2)^2
      LET C0=LI^2-AA
      LET N0I=4.913-K*LI^2+B0/C0
      LET N0I=SQRT(N0I)
      LET C1=DUN^2-AA
      LET N0S=4.913-K*DUN^2+B0/C1
      LET N0S=SQRT(N0S)
      GOTO(100, 200, 300), IPS
      EXIT
      .END

```

*

PUMP VACUUM WAVELENGTH-LP[NANOMETER]= 441.6

LS	LI	NE	NOI	NOS	T[*C]	B
551.2	2220.8	2.2920	2.1909	2.3172	100	+0.098170E-0000
549.4	2250.6	2.2929	2.1899	2.3181	110	+0.099725E-0000
547.5	2283.0	2.2938	2.1889	2.3191	120	+0.101550E-0000
545.7	2314.9	2.2947	2.1878	2.3200	130	+0.101254E-0000
543.9	2347.8	2.2957	2.1867	2.3210	140	+0.102738E-0000
542.0	2383.9	2.2967	2.1854	2.3221	150	+0.102617E-0000
540.1	2421.4	2.2977	2.1841	2.3231	160	+0.104107E-0000
538.2	2460.3	2.2987	2.1828	2.3242	170	+0.105649E-0000
536.4	2498.6	2.2998	2.1814	2.3252	180	+0.107212E-0000
534.4	2543.0	2.3009	2.1799	2.3264	190	+0.108634E-0000
532.5	2586.9	2.3020	2.1783	2.3276	200	+0.108354E-0000
530.6	2632.7	2.3031	2.1766	2.3287	210	+0.109721E-0000
528.7	2680.5	2.3043	2.1749	2.3299	220	+0.111043E-0000
526.8	2730.4	2.3055	2.1730	2.3311	230	+0.110625E-0000
524.8	2785.4	2.3067	2.1709	2.3324	240	+0.111800E-0000
522.9	2840.2	2.3079	2.1688	2.3336	250	+0.113034E-0000
520.9	2897.6	2.3092	2.1666	2.3349	260	+0.114122E-0000
519.0	2961.1	2.3105	2.1640	2.3363	270	+0.116850E-0000
517.1	3024.5	2.3118	2.1615	2.3376	280	+0.116090E-0000
515.1	3094.8	2.3131	2.1586	2.3390	290	+0.117044E-0000
513.2	3165.2	2.3145	2.1556	2.3404	300	+0.117828E-0000
511.2	3243.4	2.3159	2.1522	2.3418	310	+0.118487E-0000
509.3	3322.1	2.3173	2.1488	2.3433	320	+0.119218E-0000
507.3	3409.7	2.3188	2.1448	2.3448	330	+0.119690E-0000
505.3	3502.9	2.3203	2.1405	2.3463	340	+0.119954E-0000
503.3	3602.2	2.3218	2.1358	2.3479	350	+0.121840E-0000
501.4	3702.6	2.3233	2.1309	2.3495	360	+0.121962E-0000
499.4	3815.4	2.3249	2.1252	2.3511	370	+0.121675E-0000
497.4	3936.4	2.3265	2.1190	2.3528	380	+0.121254E-0000
495.4	4066.3	2.3281	2.1120	2.3545	390	+0.122186E-0000
493.3	4213.5	2.3297	2.1039	2.3563	400	+0.122697E-0000
491.3	4365.3	2.3314	2.0951	2.3581	410	+0.121237E-0000
489.2	4538.4	2.3331	2.0848	2.3600	420	+0.119138E-0000
487.1	4727.5	2.3349	2.0729	2.3620	430	+0.118054E-0000
485.0	4934.9	2.3366	2.0594	2.3640	440	+0.116288E-0000
482.8	5174.8	2.3384	2.0428	2.3661	450	+0.111580E-0000
480.5	5454.7	2.3402	2.0223	2.3683	460	+0.106839E-0000
478.0	5799.0	2.3421	1.9954	2.3708	470	+0.099314E-0000
475.3	6228.2	2.3440	1.9590	2.3735	480	+0.088974E-0000
472.2	6814.4	2.3459	1.9038	2.3766	490	+0.068171E-0000
450.8	21638.2	2.3479	0.0000	2.3797	500	+0.000000E-0000

נספח 4 תכנית "Laser" לחישוב קוטר אלומה במהוד

התכנית כתובה בשפת "פורטרן".

FTNS.5A

16/01

```
PROGRAM LASER
DIMENSION W1(100),W2(100),L(100)
TYPE REAL LAMDA
K1=2170
K2=6000
LAMDA =4.416E-4
DO 20 I=1,100
L(I)=950+50*I
G1=1-L(I)/R1
G2=1-L(I)/R2
A=G1*G2
IF (A.GT.1.0) GO TO 20
IF (A.LT.0.0) GO TO 20
W2(I)=SQRT(L(I)*LAMDA/3.141)*((G2/G1*(1-G1*G2)))**0.25
W1(I)=SQRT(L(I)*LAMDA/3.141)*((G1/G2*(1-G1*G2)))**0.25
PRINT 30, W1(I),W2(I),L(I)
30 FORMAT (1H,2(F11.4,2X),2X,I4)
20 CONTINUE
END
```

נספח 5 תכנית "KUKI" לחישוב הקונוולוציה של ספקטרום הפלואורסצנציה הפרמטרית

בפונקציה התמסורת של מונוכרומטור

התכנית כתובה בשפת "פורטרן".

25/11/75

```

PROGRAM KUKI
DIMENSION S(20), XI(20)
S SIGNAL XL WAVE LENGTH TETA DEG WAVE NANOMETER
DWAVE NANOMETER FWHM
N = 1.4E-12
G = 8.5E+7
FLONG = 1.5E-2
SPAN = 10
WAVE = 532.5
DWAVE = 1.1
DZ = 0.1
DO 4 KLEV = 1,6
DWAVE = DWAVE*2
WAVE = WAVE * 1.E-9
DWAVE = DWAVE * 1.E-9/1.386
SPANT = SPAN*1.E-9/DWAVE
PI = 4*ATAN(1.)
N = 2*SPANT / DZ + 1 % IF(N.GT.20) GO TO 6
TETA = 7.46
C = 6*FLONG / 2 *(PI*TETA/180) **2
SIG = H*FLONG *PI* 3.14159 * DWAVE / WAVE**2
A = 2*SIG/(8*G*FLONG**2)
CALL P ( A,DZ,SIG,C*S,SPANT , N )
T = WAVE + SPAN*1.E-9 % DT=DWAVE*DZ
DO 1 I=1,N
1 XL(I) = -(I-1)*DT + T
PRINT 2
2 FORMAT ( 1F1,5X,XI, METEP * 10X * S SIGNAL* ///
C 4 (10X,2FXL,6X,1FS,11X) //)
PRINT 5,DWAVE
5 FORMAT (1H,4X,5HDWAVE=F7.4///)
PRINT 3 , ( XL(I), S(I), I=1,N)
3 FORMAT ( X, ( 4 ( 2X,F12.5,2X,F12.5,2X ) )
4 CONTINUE
GO TO 7
5 PRINT N , I
4 FORMAT ( X, *RIGNEII( )
7 CONTINUE
END

```

SUBROUTINE P (A,DZ,SIG,C,S,SPANT,N)	
DIMENSION S(200)	28
M=1 J=1	30
AZ =A*DZ	31
DO 1 K=1,N	32
1 S(K)=1	33
TMP = -(4 + SPANT)	
F = SINK(TMP*SIG -C , TMP * SIG)	34
Z = -4	35
2 S(I) = S(J) + F * EXP (-Z**2)	36
IF (I.LE.1) GO TO 2	37
J = I+1	38
I = I-1	39
Z = -4 + J*DZ	40
IF (Z .GT. 4) GO TO 3	41
GO TO 2	42
3 M = M+1	43
J = M	44
IF (I.GT.N) GO TO 4	
J = 0	50
Z = -4	51
6 HL = SIG* (Z + (I-2)*DZ - SPANT) -C	52
HU = HL +DZ *SIG	53
F = F - SINK (HL,HL)	54
BL = HL +C	55
BU = HU +C	56
F = F + SINK (BL,BU)	57
GO TO 2	58
4 J = I-N	
Z = -4+J*DZ	
J=N	
IF (Z.GT. 4) GO TO 5	
GO TO 6	
5 DO7K= 1,N	59
7 S(K) = S(K) * AZ	60
END	63

```
FUNCTION SIKK (A,B)
  INTEGRAL A=B OF (SIN(X)/X)**2
  S = 1
  IF (H.FO.A) GO TO 2
  N = 1 + (B-A)*31.41592653589793
  IF (N.(I.1) ) N=-1
  DX = (B-A) / N
  S = (SIN(A) / A) **2 / 2
  DO 1 I=1,N
  Q = (SIN (A+I*DX) / (A+I*DX)) **2
  IF (I.FO.N ) V= 2/2
  1 S = S+Q
  2 SIKK= S*DX
  END
```

הכעת תודה

תודתי נתונה לד"ר גדעון ארז שהדריכני בעבודה זו. כמו-כן תודתי העמוקה לכל ידידי אשר סייעו בירי! למררכי מאור ז"ל, אשר יזמה ועודדני להביאה לידי גמר, ויבלי"א ד"ר יוסף מקובסקי אשר גידל את הגביש וסייע בציוד ובתקציב, לד"ר אודי לאור שהפך את הגביש הגולמי לרכיב אופטי מעולה. למר אריה קרמן שתכנן והרכיב את התנור ומערכת בקרת הטמפרטורה. למהנדס אייבור קרס שסייע בתכנון הלייזרים והפעלתם. למר אברהם דגן שניפח את השפופרת כיד אמנותו הטובה עליו. למר אליהו מירון שטרח בכיול המונוכרומטור ולמר יצחק שפנצר שסייע בזכנות. למר ישעיהו מתיאס שתכנן וכנה את הצמצם ולמר פנחס מזר שכנה את המעגלים החשמליים. לעובדי הוצאה לאור שטרחו על השרטוטים והצילומים, וגם למנהל מחלקת אלקטרואופטיקה, הד"ר אריה לוין שלא חסך מזמנו. תודתי נתונה לכולם.

References

סימוני

1. G.D. Boyd, R.C. Miller, K. Nassau, W.L. Bond and A. Savage, "LiNbO₃: An Efficient Phase Matchable Nonlinear Optical Material". Applied Physics Letters, Vol. 5, 1964, pp. 243.
2. R.C. Miller and A. Savage: "Temperature dependence of the optical properties of ferroelectric LiNbO₃ and LiTaO₃" Applied Physics Letters, Vol. 9, pp. 169.
3. Chromatix: LiNbO₃ Specifications, chromatix, Mountain View, California, (date not specified).
4. J.E. Bjorkholm: "Relative Measurement of the optical non-linearities of K.D.P., A.D.P., LiNbO₃ and α-HIO₃" I.E.E.E. Journal of Quantum Electronics, Vol. QE-4, 1968, pp. 970.
5. P.V. Lenzo, E.G. Spencer, and K. Nassau: "Electro-optic coefficients in single-domain ferroelectric LiNbO₃" Journal of the Optical Soc. of America, Vol. 50, 1966, pp. 633-635.
6. Y. Ninomiga and T. Motoki: "LiNbO₃ Light Modulator" The Review of Scientific Instruments, Vol. 43, 1972, pp. 519-524.
7. K. Nassau, H.J. Levinstein, and G.M. Loiacono: "Ferroelectric Lithium Niobate. 2. Preparation of single domain crystals" Journal of Physical Chemistry Solid, Vol. 27, 1966, pp. 989.
8. P. Lerner, C. Legras and J.P. Dumas: "Stoichiometry of single crystal lithium niobate" Journal of crystal growth, Vol. 3, pp. 231.
9. H. Fay, W.J. Alford and H.M. Dess: "Dependence of second-harmonic phase-matching temperature in LiNbO₃ crystals on composition" Applied Physics Letters, Vol. 12, 1968, pp. 89-91.

10. J.E. Midwinter: "Lithium niobate: effect of composition on the refractive indices and optical second-harmonic generator" *Journal of Applied Physics*, Vol. 39, 1968, pp.
11. F.S. Chen: "Modulators for optical communications" *Proceedings of the I.E.E.E.*, Vol. 58, 1970, pp. 1440-1455.
12. A. Yariv: *Quantum Electronics* p. 302, John Wiley and Sons, Inc., New York (1969).
13. F.R. Nash, G.P. Boyd, M. Sargent III, and P.M. Bridenbaugh: "Effect of optical inhomogeneities on phase-matching in nonlinear crystals" *Journal of Applied Physics*, Vol. 41, 1970, pp. 2564-2575.
14. M.V. Hobden and J. Warner: "The temperature dependence of the refractive indices of pure lithium niobate" *Physics Letters*, Vol. 22, 1966, pp. 243-244.
15. R. Kronig (editor): "*Text Book of Physics*" pp. 462-463, 813-815. Permagon press, London (1959).
16. פרנסיס ו. סירס ומרק ו. זימנסקי: *תורת האור*, עמ' 166 (צילומיו של ה. האוסוולדט, מגדבורג, 1902) הוצאת יבנה, תל-אביב (תשי"ז).
17. R.L. Byer, J.F. Young and R.S. Feigelson: "Growth of high-quality LiNbO_3 crystals from the congruent melt" *Journal of Applied Physics*, Vol. 41, 1970, pp.
18. R.L. Byer: "Recent in nonlinear" *Optical Spectra*, Vol. 4, No. 9, pp. 42-48, 1970.
19. D.A. Kleinman: "Non-linear dielectric polarization in optical media" *Physical Review*, Vol. 126, 1962, pp. 1977.
20. J.A. Gordmaine: "*Parametric Optics*" in *International School of Physics "Enrico Fermi"*, Course 42 (R.J. Clauber, editor) pp. 497, Academic Press, New York (1968).

21. G.E. Francois: "C.W. measurement of the optical nonlinearity of A.D.P." *Physical Review*, Vol. 143, 1966, pp. 597-600.
22. W.H. Louisell, A. Yariv and A.E. Siegman: "Quantum Fluctuations and Noise in Parametric Processes I" *Physical Review*, Vol. 124, 1961, pp. 1646-1654.
23. D.A. Kleinman: "Theory of optical parametric noise" *Physical Review*, Vol. 174, 1968, pp. 1027-1041.
24. T.G. Gialorenzi and C.L. Tang: "Quantum Theory of Spontaneous Parametric Scattering of Intense Light" *Physical Review*, Vol. 166, 1968, pp. 225-233.
25. J.P. Budin, B. Godard, and J. Ducing : "Noncolinear interaction in parametric luminescence" *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. QE-4, 1968, pp. 831-837.
26. J.P. Gordon, W.H. Louisell and L.R. Walker: "Quantum fluctuation and noise in parametric processes II" *Physical Review*, Vol. 129, 1963, pp. 481-485.
27. R.L. Byer and S.E. Harris: "Power and band width of spontaneous parametric emission" *Physical Review*, Vol. 168, 1968, pp. 1064-1068.
28. C. Laurence, F. Tittel: "Prediction of the tuning characteristics of an optical parametric oscillator using parametric fluorescence" *Opto-Electronics*, Vol. 3, 1971, pp. 1-4.
29. A.I. Korvigin, V.G. Tankin, A.I. Kholodnykh, and A.S. Chirkin: "Generation of the second optical harmonic in inhomogeneous crystals of lithium niobate and inspection of crystal quality" *Optics and Spectroscopy*, Vol. 33, 1972, pp. 752-756.
30. H. Melchior, M.B. Fisher and F.R. Arams: "Photodetector for optical communication systems" *Proceedings of the IEEE*, Vol. 58, 1970, pp. 1466-1468.

31. A. Ashkin, G.D. Boyd, J.M. Dziedzic, R.G. Smith, A.A. Ballman, J.J. Levenstein, and K. Nassau: "Optical-Induced Refractive Index Inhomogeneities" *Applied Physics Letters*, Vol. 9, 1966, pp. 72-74.
32. A.N. Zaidel, U.K. Prokofev, and J.M. Raiski: *Tables of spectral lines* (translated from the Russian) pp. 392 (Cd), 499 (He). Plenum, New York (1970).
33. Max Born and Emil Wolf: *Principles of optics*, p. 406, 4th edition, Pergamon Press, New York (1970).
34. A.E. Siegman: *An Introduction to lasers and masers*, pp. 324-329, McGraw Hill Book Company, New York (1971).
35. R.C.A. *Photomultiplier Manual*, pp. 56-71, R.C.A. technical series PT-61 (1970).
36. E.M.I. *Photomultiplier tubes*, pp. 4-10, Brochure ref: p 0001/f p. 70.
37. Robert King: *Electrical Noise*, pp. 73-91. Chapman and Hall Ltd. London (1966).
38. Amnon Yariv: *Introduction to Optical Electronics*, pp. 274-276, Holt, Rinehart and Winston Inc., New York (1971).
39. P.G. Brown and M.H. Dunn: "Metastable densities and excitation processes in the He-Cd laser discharge" *Journal of Physics B: Atomic and Molecular Physics*, Vol. 6, 1973, pp. 1103-1117.
40. Seymour Stein and J. Jay Jones: *"Modern Communication Principles"*, pp. 232-271, McGraw Hill Book Company, New York (1967).
41. W.T. Silfrast: "Efficient C.W. Laser oscillation at 4416 Å in Cd(II)" *Applied Physics Letters*, Vol. 13, 1968, pp. 169-171.
42. W.T. Silfvast and M.B. Klein: "C.W. Laser Action on 24 Visible Wavelengths in Se II", *Applied Physics Letters*, Vol. 17, 1970, pp. 400-403.

43. R.C. Jensen, G.J. Collins, and W.R. Bennett Jr.: "Low-Noise C.W. Hollow-Cathode Zinc-Ion Laser" *Applied Physics Letters*, Vol. 18, 1971, pp. 50-51.
44. W.T. Silfvast and M.B. Klein: "C.W. Laser Action on 31 Transitions in Tellurium Vapor" *Applied Physics Letters*, Vol. 20, 1972, pp. 501-504.
45. T.P. Sosnowski: "Cataphoresis in the Helium-Cadmium Laser discharge tube" *Journal of Applied Physics*, Vol. 40, 1969, pp. 5138-5144.
46. G.J. Collins: "Excitation mechanisms in He-Cd and He-Zn lasers" *Journal of Applied Physics*, Vol. 44, 1973, pp. 4633-4651.
47. D.T. Hodges: "Helium-Cadmium laser parameters" *Applied Physics Letters*, Vol. 17, 1970, pp. 11-13.
48. D.C. Brown and N. Ginsburg: "Study of noise in He-Cd⁺ laser" *Applied Physics Letters*, Vol. 24, 1974, pp. 287-289.
49. W.T. Silfvast and L.H. Szeto: "Simplified low-noise He-Cd laser with segmented bore" *Applied Physics Letters*, Vol. 19, 1971, pp. 445-447.
50. K.G. Hernqvist: "Stabilization of He-Cd laser" *Applied Physics Letters*, Vol. 16, 1970, pp. 464-469.
51. K.G. Hernqvist: "He-Cd lasers using recirculation geometry" *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. QE-8, 1972, pp. 740-743.
52. K.G. Hernqvist: "Noblest of metal-vapor lasers" *Laser Focus*, Vol. 9, 1973, pp. 39-40.
53. T.P. Sosnowski and M.B. Klein: "Helium cleanup in the helium cadmium laser discharge" *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. QE-7, 1971, pp. 425-426.

65. י. רקח: תורת החשמל (י"רך דניאל עמית), עמ' 10. הוצאת מפעל השיכפול, ירושלים (תשכ"ג).
66. J.E. Pearson, U. Ganiel and A. Yariv: "Parametric Oscillator Tuning Curve from Observations of Total Parametric Fluorescence" IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. QE-8, 1972, pp. 383-385.

בתוצאת מחיל - פרסומים