



Ben-Gurion University of the Negev
אוניברסיטת בן-גוריון בנגב

דו"ח מעבדה: מונה ניצנוצים

מגישים:

אנה אפריאן 32068437

ולדי פרונקשין 320688914

לב ארמן 314371675

מדריך:

עידו מיכאלוביץ'

תאריך:

15/1/22

תוכן עניינים

| | | |
|-------|---|----|
| 1. | מבוא ותיאוריה..... | 3 |
| 1.1 | מקורות קרינה..... | 3 |
| 1.2 | אינטראקציות בין קרינה..... | 4 |
| 1.3 | זמן מת ותכונות של גלאי קרינה..... | 6 |
| 1.4 | פעולה של מערכת נצנוצים..... | 10 |
| 1.5 | אקטיבציה נויטרונית..... | 11 |
| 2. | ניסוי 1: מדידת קרינה כתלות במרחק..... | 13 |
| 2.1 | מטרת הניסוי..... | 13 |
| 2.2 | תיאור המערכת ומהלך הניסוי..... | 13 |
| 2.3 | תוצאות הניסוי..... | 13 |
| 2.4 | עיבוד תוצאות הניסוי..... | 15 |
| 2.5 | דיון בתוצאות ומסקנות..... | 19 |
| 3. | ניסוי מספר 2: מדידת זמן מת..... | 22 |
| 3.1 | מטרות הניסוי..... | 22 |
| 3.2 | תיאור המערכת ומהלך הניסוי..... | 22 |
| 3.3 | תוצאות הניסוי..... | 22 |
| 3.4 | עיבוד התוצאות..... | 22 |
| 3.5 | דיון בתוצאות ומסקנות..... | 23 |
| 4. | ניסוי מספר 3: מדידת ספקטרום של איזוטופים..... | 24 |
| 4.1 | מטרות הניסוי..... | 24 |
| 4.2 | תיאור המערכת ומהלך הניסוי..... | 24 |
| 4.3 | תוצאות הניסוי..... | 24 |
| 4.4 | עיבוד התוצאות..... | 26 |
| 4.5 | דיון בתוצאות ומסקנות..... | 34 |
| 4.5.1 | תופעות חוזרות..... | 34 |
| 4.5.2 | ספקטרומים בנפרד..... | 35 |
| 4.5.3 | רזולוציה..... | 36 |
| 4.5.4 | גאוסיאנים..... | 36 |

| | |
|---------|--|
| 37..... | 4.5.5 קרינת רקע..... |
| 37..... | 4.5.6 כיולים..... |
| 38..... | 5. ניסוי 4: מדידת פליטה מאלומיניום..... |
| 38..... | 5.1 מטרת הניסוי..... |
| 38..... | 5.2 תיאור המערכת ומהלך הניסוי..... |
| 38..... | 5.3 תוצאות הניסוי..... |
| 39..... | 5.4 עיבוד תוצאות הניסוי..... |
| 43..... | 5.5 דיון בתוצאות ומסקנות..... |
| 45..... | 6. ניסוי 5: ניסוי הרחבה – חדירת קרינה דרך עופרת..... |
| 45..... | 6.1 מטרת הניסוי..... |
| 45..... | 6.2 תיאור המערכת ומהלך הניסוי..... |
| 45..... | 6.3 תוצאות הניסוי..... |
| 46..... | 6.4 עיבוד תוצאות הניסוי..... |
| 47..... | 6.5 דיון בתוצאות ומסקנות..... |
| 48..... | 7. סיכום ומסקנות..... |
| 48..... | 8. הצעות לשיפור הניסוי..... |
| 49..... | 9. רשימת מקורות..... |
| 51..... | 10. נספחים..... |

1. מבוא ותיאוריה

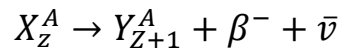
1.1 מקורות קרינה

כדי לדבר על קרינה תחילה נרצה לקטלג את הסוגים השונים לארבע קטגוריות המאפיינות אותם: אלקטרונים מהירים, נויטרונים, חלקיקים כבדים ופוטונים. קרינה רדיואקטיבית היא תהליך רנדומלי ובלתי אפשרי לצפות בדיוק מתי כול גרעין ידעך, אך ההסתברות שגרעין ידעך עבור כול פרק זמן קבוע. כלומר עבור מספר הגרעינים הרדיואקטיביים, N , ומקדם הדעיכה הרדיואקטיבית, λ , אז הפעילות של החומר, A , או השינוי במספר הגרעינים הרדיואקטיביים בזמן יהיה:

$$(1) \quad A = \frac{dN}{dt} = -\lambda N$$

לכול אחת מארבעת הסוגים ישנם מספר מקורות ליצירת הקרינה.

עבור אלקטרונים מהירים: ישנם שלושה דרכים להיווצרות אלקטרונים מהירים. קרינת בטא, העברה פנימית ואלקטרוני אוז'ה. קרינת בטא היא קרינת אלקטרון או פוזיטרון אשר נפלטת במקביל לנויטרינו ומשנה את החומר שממנו היא נפלטת.



כאשר X ו- Y הם הגרעינים במצב ההתחלתי והסופי בהתאמה. קרינת בטא מאופיינת בכך שרוב האנרגיה מהחומר המקורי הולכת לאנרגיה קינטית של חלקיק הבטא והנויטרינו, האנרגיה יכולה לנוע מאפס עד אנרגיית דעיכה סופית כלשהי שאותה אנו מסמנים ב- Q ומעליה כבר לא נמדוד חלקיקי בטא מהדעיכה הזו.

דרך נוספת היא העברה פנימית, עבורה אטום מעורר יפלוט אלקטרון שהיה במצב מעורר בעל אנרגיה של E_{ex} , והאנרגיה של האלקטרון כעת תהיה:

$$(2) \quad E_e = E_{ex} - E_b$$

כאשר E_b היא אנרגיית הקשר של האלקטרון. בשונה מחלקיקי בטא אלקטרונים הנוצרים בדרך זו הם מונו אנרגטיים.

דרך שלישית היא באמצעות אלקטרוני אוז'ה. במצב זה אלקטרונים אנרגטיים מאד מופגזים על פני משטח ופוגעים באלקטרונים מאחד הרמות הנמוכות באטום וגורמים להיפלטותם. התהליך מוביל ליצירת חור ברמת האנרגיה הנמוכה ולכן אלקטרון מרמה גבוהה יותר ירד למלא את המקום החסר ויגיע למצב אנרגטי נמוך יותר. הפרש האנרגיה שנוצר מירידת האלקטרון הולכת לאלקטרון ברמת ההולכה של האטום וכך הוא נפלט.

סוג הקרינה השני הוא חלקיקים כבדים טעונים. קרינה זו היא למעשה אטומים או יונים של יסודות אשר נפלטות בתהליכים רדיואקטיביים. עבור קרינה זו ישנם 2 תהליכי היווצרות: דעיכת אלפא ודעיכה ספונטנית. דעיכת אלפא היא דעיכת של חומר לחומר אחר וחלקיק אלפא שהוא גרעין של הליום עם 2 נויטרונים. חלקיקי אלפא הינם מונו אנרגטיים אך יכולים לדעוך למספר אנרגיות בהתאם לחומרים המקוריים. קרינת אלפא אינה בעלת יכולת חדירה גבוהה. הסוג השני של היווצרות קרינת אלפא הוא דעיכה ספונטנית כאשר האטום המקורי דועך לשתי חומרים אחרים ובנוסף יכולים להיפלט מספר נויטרונים.

הסוג השלישי של קרינה הוא קרינה אלקטרומגנטית ולה מספר רב של דרכים להיווצר. במעבדה אנו יכולים ליצור בדרכים שונות (דעיכת בטא, העברה פנימית וכו') אטומים מעוררים שרוצים לדעוך לרמת היסוד שלהם. בעת הדעיכה נפלטים פוטונים בעלי אנרגיה השווה לאנרגיית המצב המעורר, או אם ישנם רמות אנרגיה בין המצב המעורר המקורי לרמת היסוד מספר פוטונים בעלי אנרגיות המתאימים להפרשים בין הרמות. בדומה אפשר לערער את האלקטרונים באטום על ידי דעיכה רדיואקטיבית או מקור קרינה חיצוני ובדעיכתם לרמה נמוכה יותר פולטים X-ray. דרך נוספת ליצירת קרינה אלקטרומגנטית היא על ידי דעיכה של פוזיטרון ואלקטרון לזוג פוטונים בעלי אנרגיה של $E = m_e c^2 = 0.511 \text{ MeV}$. לקרינה זו קוראים קריאת אנהילציה.

המקור השלישי לקרינת גמא הינו אינטראקציה רדיואקטיבית בין מספר חלקיקים. שתי חומרים או יותר (לדוגמא בריליום וחלקיק אלפא) דועכים לפחמן מעורער ונויטרון, ומכאן הפחמן המעורער דועך למצב היסוד ופולט קרינת גמא.

הדרך האחרונה ליצירת קרינת גמא היא על ידי Bremsstrahlung. כאשר אלקטרון נע בחומר הוא פולט פוטונים עם ספקטרום אנרגיה שיכולים להגיע לאנרגייה ההתחלתית של האלקטרון. כמות הפוטונים הנפלטים עולה ככול שהאנרגיה הקינטית של האלקטרון עולה.

קרינה מהסוג האחרון היא קרינת נויטרונים, שיכולה להיווצר בעיקר משלוש מקורות. המקור הראשון הינו ביקוע ספונטני של אטומי כבדים לחומר ונויטרון. בדרך כלל חומרים אלו פולטים קרינות נוספות ולכן אם מטרתם הוא לשמש כמקור נויטרונים הם מכוסים בשכבה של חומר אשר לא מאפשר לקרינה לעבור פרט לנויטרונים מהירים. לנויטרונים יש ספקטרום אנרגטי מהצורה:

$$(3) \quad \frac{dN}{dE} = E^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{E}{T}}$$

כאשר E היא האנרגיה של הנויטרון הנפלט ו- $T=1.3 \text{ MeV}$.

מקור נוסף לנויטרונים הוא אינטראקציה בין חומרים לחלקיקי אלפא. כאמור בהסבר על קרינה אלקטרומגנטית חומרים יכולים לבצע אינטראקציה עם חלקיקי אלפא ולדעוך לחומר אחר במצב מעורר ונויטרון. מכיוון שלא כל חלקיקי האלפא עושים אינטראקציה עם החומר ופולטים נויטרון בדרך כלל מקורות אלו מוכנים כתערובת אחידה בין חומרים פולטים אלפא והחומר שפולט את הנויטרונים בכדי למקסם את הפליטה. חומרים אלו הם בדרך כלל עם פעילות גבוהה ולכן הם מיוצרים בתוך קפסולות פלדה בכדי להגן עלינו מהקרינה.

המקור השלישי הוא כאשר פוטון פוגע בחומר הוא יכול להעביר את האנרגיה שלו לנויטרון בגרעין ולפלוט אותו החוצה. פוטון זה צריך להיות יותר אנרגטי מאנרגיית הקשר של הנויטרון בגרעין. במקור זה מכיוון שהפוטונים הינם מונו אנרגטיים כך גם הנויטרונים. החיסרון במקור זה הוא שקרינת הגמא הדרושה בכדי ליצור את המצב הזה היא בעלת פעילות גבוהה אך הכמות של הנויטרונים המופקת נמוך יחסית לה, ולכן הנויטרונים הנפלטים אפופים ברעש רקע שנובע מקרינת הגמא.

1.2. אינטראקציות בין קרינה

בכדי למדוד קרינה באמצעות כול סוג של גלאי יש ליצור אינטראקציה בין החומר בתוך הגלאי לבין הקרינה. אפשר להפריד את האינטראקציות לחלקיקים טעונים (אלקטרונים וחלקיקים כבדים), ולחלקיקים לא טעונים (פוטונים ונויטרונים). עבור אלקטרונים מהירים איבוד האנרגיה נעשה מקרינת פוטונים על ידי Bremsstrahlung ועל ידי התנגשויות של האלקטרונים עם אלקטרונים אחרים בחומר. האלקטרונים עוברים

בתווך החומר ובהתנגשות עם אלקטרונים אחרים בעלי מסות שוות הם מאבדים אנרגיה בכל התנגשות. ככל שהאלקטרון עבר דרך ארוכה יותר בחומר הוא יאבד יותר מן האנרגיה שלו.

כאשר אנו מדברים על קרינת גמא ישנם שלושה מנגנונים שמעניינים אותנו עבור איבוד האנרגיה ע"י אינטראקציה עבור הניסוי שביצענו, והם אפקט הפוטואלקטרי, פיזור קומפטון ויצירת זוג. האפקט הפוטואלקטרי, שהוא האינטראקציה הדומיננטית עבור קרינת גמא עם אנרגיות נמוכות, הפוטונים מעבירים את כל האנרגיה שלהם לאלקטרון באטום ונעלם לחלוטין בעוד האלקטרון נפלט מן החומר באופן מונו אנרגטי, בהתאם לקליפה ממנה הוא השתחרר. לאלקטרון אנרגיה השווה לאנרגיית הפוטון פחות אנרגיית הקשר E_b הדרושה בשביל לשחרר את האלקטרון:

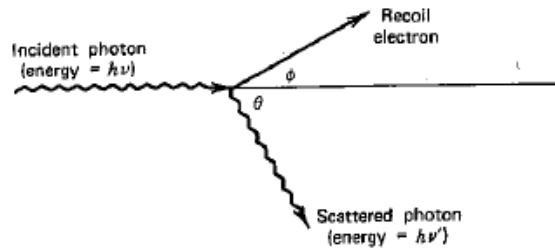
$$(4) \quad E_e = h\nu - E_b$$

כאשר h הוא קבוע פלאנק, ν היא תדירות הפוטון.

בפיזור קומפטון הפוטונים של קרני הגמא בעלי תדירות ν פוגעים באלקטרון בעל מסה m_e ושהם מתפזרים בזווית שונות. את החישוב לפיזור נעשה במערכת בה האלקטרון לפני הפיזור במנוחה, ונחשב את התדירות והאנרגיה של הפוטון המפוזר:

$$(5) \quad E_\gamma = h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{m_e c^2} (1 - \cos\theta)}$$

כאשר θ היא זווית הפיזור של הפוטון ביחס לכיוון תנועתו המקורי.



איור 1: דיאגרמה לפיזור האלקטרון על ידי הפוטון, האלקטרון במנוחה מתפזר בזווית ϕ לאחר התנגשות [1]

באינטראקציה האחרונה יצירת זוגות הפוטון דועך לפוזיטרון ולאלקטרון ובשביל שהתהליך יהיה אפשרי מבחינה אנרגטית הפוטון צריך להיות בעל אנרגיה של לפחות פעמיים מסת המנוחה של אלקטרון. כל תוספת מעל הסף האנרגטי זה הופכת לאנרגיה קינטית של התוצרים. כאשר הפוזיטרון בסופו של דבר יעלם אחר זמן שהוא מעט יבצרו שני פוטונים במקומו.

עבור כל חומר אפשר להגדיר מקדם דעיכה, הכולל את כל מקדמי הדעיכה של האינטראקציות השונות המתרחשות בחומר ובמקרה של קרינת גמא האינטראקציות הם יצירת זוג, פיזור קומפטון והאפקט הפוטואלקטרי.

כאשר אנו מגדילים את העובי של החומר הקרינה העוברת את החומר דועכת באופן אקספוננציאלי:

$$(6) \quad I = I_0 e^{-\mu t}$$

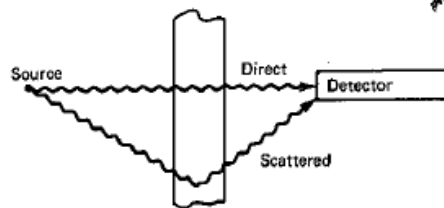
כאשר t הוא עובי החומר ו- μ הוא מקדם הדעיכה שעבור קרינת גמא נובע מיצירת זוג, פיזור קומפטון והאפקט הפוטואלקטרי. מכיוון שהסיכוי לכל אינטראקציה תלוי באנרגיה של קרינת הגמא, גם מקדם הדעיכה תלוי באנרגיה.

מהקרינה העוברת נוכל לחשב את λ מהלך חופשי ממוצע של הפוטון, זהו המרחק הממוצע שהחלקיק עובר בין התנגשויות עם חלקיקים אחרים, ולראות את הקשר בינו לבין מקדם הדעיכה:

$$(7) \quad \lambda = \frac{\int_0^t x e^{-\mu x} dx}{\int_0^t e^{-\mu x} dx} = \frac{1}{\mu}$$

מכיוון שמקדם הדעיכה μ הינו סכום ההסתברויות לקבל את כל האינטראקציות האפשריות בקרינת גמא (זוג, קומפטון ואפקט פוטואלקטרי) וההסתברות תלוי באנרגיה, גם מקדם הדעיכה יהיה תלוי באנרגיה של הפוטון הפוגע.

עבור מערכת מדידה אידיאלית הינו רוצים שמקור יפלוט קרינה מונו אנרגטית עם כיוון פליטה אחיד בניצב לחומר ונצפה לראות דעיכה. במציאות ישנו פקטור נוס שמונע מאיתנו לקבל את התוצאה הזאת והיא שפליטת הקרינה מן המקור הינה איזוטרופית, והיא פולטת את הקרינה שלה באופן שווה לכל הכיוונים. מכך נניח שקרינה אשר מגיעה בזווית אל פלטת החומר יכולה גם להגיע לגלאי, קרינה זו מאבדת אנרגיה לא רק מהמעבר בחומר אלא גם מההתנגשויות בחומר בכדי להגיע לגלאי:



איור 2: תיאור של קרינה המגיעה בזווית אל הפלטה ומתפזרת אל הגלאי

באיור (2) נוכל לראות את הקרן כפי שהיא מתפזרת ומגיע אל הגלאי. היתוספות של קרניים אלה אל המדידה של גלאי נקראות בילד-אפ והיא תופעה שמצריכה מאיתנו להוספת מקדם התלוי באנרגיה של הפוטון הפוגע ועובי החומר הנפגע בגלאי הוא פקטור הבילד אפ $B(E_\gamma, t)$:

$$(8) \quad I = I_0 B(E_\gamma, t) e^{-\mu t}$$

1.3. זמן מת ותכונות של גלאי קרינה

הדרך שבה עובד הגלאי בניסוי שלנו, היא על ידי הפרדה טובה בין הפולסים השונים ומתאימה לספקטרוסקופיה. בשיטה זו אנו משתמשים בעובדה שמחובר מעגל עם התנגדות וקיבול לגלאי, ומכך אנו מודדים את המתח על הנגד במעגל. עבור המעגל אפשר להגדיר זמן אופייני:

$$(9) \quad \tau = RC$$

כאשר R היא ההתנגדות ו- C הקיבול. אנו מקבלים שהזרם הנאסף מצטבר בקבל בזמן האסיפה האופייני למתח מקסימאלי של $\frac{Q}{C}$ ואז נפרק באופן פרופורציונאלי לזמן האופייני של המעגל החשמלי. אמפליטודת הפולס תהיה לינארית למטען הנאסף ובשל הדעיכה הארוכה יחסית נקבל פולס מתח אחד של מתח עבור כל קוונטה של קרינה.

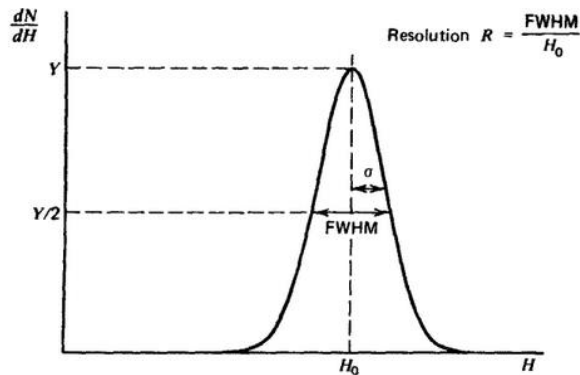
כאשר אנו משתמשים בגלאי אנו מודדים מספר פולסים רב אנו נקבל מתחים שונים בהתאם למטען הנוצר מן האינטראקציות השונות של הקרינה. מקובל להציג את ספקטרום המתחים השונים בעזרת מספר הקריאות שהתקבלו עבור כל ערך מתח $\frac{dN}{dH}$ כאשר האינטגרל בין שתי ערכים ייתן את מספר הפולסים שנקלטו בין ערכי המתח הללו:

$$(10) \quad N_{12} = \int_{H_1}^{H_2} \frac{dN}{dH} dH$$

עבור מספר הפולסים הכולל שנפלטו נוכל להגדיר בתור N_0 .

$$(11) \quad N_0 = \int_0^\infty \frac{dN}{dH} dH$$

נשתמש גם במושג של ספירת פולסים, בה רק פולסים עם מתח מעל מתח סף נספרים. באופן כללי ישנם גלאים בהם נוכל לבחור את מתח הסף הזה ואם ישנה האפשרות הזאת נרצה לבחור ערך יציב, כלומר ערך שנמצא בנקודת מינימום בהתפלגות הדיפרנציאלית או בנקודת מישור בהתפלגות האינטגרלית. אם ערך המתח, או לפחות הערוץ שלו (קבוע בגלאי נרצה למצוא את ה-gain המתאים כך שמתח הסף יהיה בקירוב על נקודת מינימום).



איור 3: רזולוציה של פיקים גאוסיינים

באיור (3) אנו רואים גאוסין עם רוחב התפלגות סטנדרטית σ כאשר כדי למצוא רזולוציה R עבור הפולס נגדיר את היחס:

$$(12) \quad R = \frac{FWHM}{H_0}$$

כאשר FWHM הוא הרוחב של הפולס בחצי מהמקסימום, ו- H_0 המתח עבורו מתקבל הערך המקסימאלי. עבור כל גלאי לא כל הקוונטות של הקרינות השונות נקלטות בגלאי. מהעובדה הזו ניתן להגדיר יעילות של גלאי עבור מספר סוגים של יעילות: יעילות אבסולוטית, המוגדרת להיות מספר הפולסים שנקלטו חלקי מספר הפולסים שנפלטו מן המקור.

$$(13) \quad \varepsilon_{abs} = \frac{\text{number of pulses recorded}}{\text{number of radiation quanta emitted by source}}$$

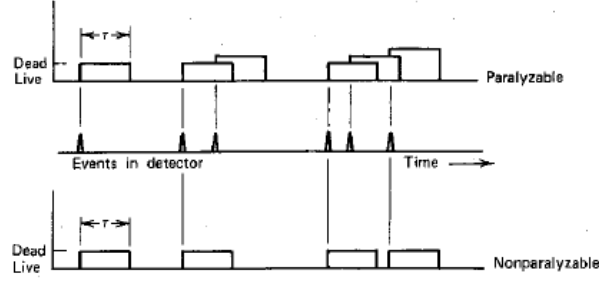
ויעילות אינטרנסית שמוגדרת להיות מספר הפולסים שנקלטו חלקי מספר הפולסים הניצבים שהגיעו לגלאי.

$$(14) \quad \varepsilon_{int} = \frac{\text{number of pulses recorded}}{\text{number of radiation quanta incident on detector}}$$

גלאי בעל יעילות ידוע יכול לשמש אותנו למדידת הפעילות של חומר רדיואקטיבי. למשל עבור מדידת יעילות פיק אינטנסיבית שבעזרתה נוכל לחשב את מספר קוונטות הקרינה שהגיעו לגלאי כאשר N הוא מספר הפולסים, Ω הוא הזווית המרחבית ו- ε_{in} היא היעילות האינטרנסית כפי שהגדרנו ב-(13).

$$(15) \quad S = \frac{N \cdot 4\pi}{\Omega \varepsilon_{in}}$$

כמעט בכול גלאי ישנה דרישה של זמן מינימלי שמפריד בין שני אירועים כדי לזהות אותם בתור שני פולסים נפרדים. את הזמן המינימלי הזה אנו מגדירים עבור מכשיר המדידה אינדיווידואלית והוא תכונה של המכשיר ולא של החומר, לתופעה זו אנו קוראים זמן מת. ישנן שתי צורות עבודה לזמן המת, באופן הפעולה הראשון (Nonparalyzable) מזניח כל פולס המתרחש במהלך הזמן המת הנוצר מן הפולס הקודם. אופן הפעולה השני (Paralyzable) מאתחל את הזמן המת ברגע שהוא מקבל פולס במהלך הזמן המת הקודם.



איור 4: אופני הפעולה השונים של הזמן המת

בעזרת n - קצב הקריאות האמיתיות, m - קצב הקריאות שנמדד ו- τ - הזמן המת. נוכל להעריך את מספר האינטראקציות האמיתיות במערכת בעזרת מספר הקריאות שמדדנו. עבור מודל Nonparalyzable:

$$(16) \quad n = \frac{m}{1 - m\tau}$$

עבור המודל ה Paralyzable המשוואה מקבלים את הקשר:

$$(17) \quad m = ne^{-n\tau}$$

אם אנו מבצעים מדידיה המתאימה למודל הראשון של פעולת הזמן המת נוכל לבצע מדידת זמן מת ע"י שיטת שתי המקורות. ניכח שתי מקורות (לא בהכרח חומרים שונים) אשר יפלטו קרינה אל הגלאי ביחד קצב הפולסים הנמדד (m) של הקרינה המשותפת לא יהיה שווה לסכום קצב הקרינות הנמדד של כל מקור לחוד. נסתכל על קצב הקרינה האמיתי עם החסרה של הרקע:

$$(18) \quad n_{12} + n_b = n_1 + n_2$$

כאשר n_{12} הוא קצב הפולסים האמיתי של הקרינה המשותפת, n_b הוא קצב הקרינה האמיתי של הרקע ו- n_1, n_2 הוא קצב הקרינות לחוד. נשתמש בקשר ממשוואה (16) ולאחר מעט אלגברה נקבל:

$$(19) \quad \tau = \frac{X(1 - \sqrt{1 - Z})}{Y}$$

$$X = m_1 m_2 - m_{12} m_b$$

$$Y = m_1 m_2 (m_{12} + m_b) - m_b m_{12} (m_1 + m_2)$$

$$Z = \frac{Y(m_1 + m_2 - m_b - m_{12})}{X^2}$$

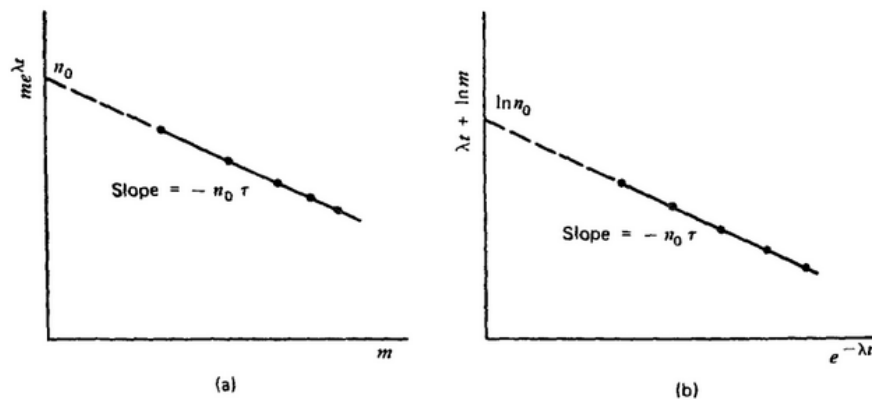
שיטה נוספת למציאת זמן מת מתאימה יותר עבור איזוטופים רדיואקטיביים של חומר, עם זמן חיים קצר. עבורם קצב הפולסים האמתי ניתן להיות מקורב על ידי:

$$(20) \quad n = n_0 e^{-\lambda t} + n_b$$

כאשר λ הוא מקדם הדעיכה הרדיואקטיבי.

$$(21) \quad me^{\lambda t} = -n_0 \tau m + n_0$$

בגרף של $me^{\lambda t}$ כתלות ב- m ושיפוע חלקי נקודת החיתוך עם ציר ה-Y תיתן את הזמן המת.



איור 5: גרף לתיאור זמן מת על ידי מקור דועך

1.4 פעולה של מערכת נצנוצים

מונה הנצנוצים פועל באמצעות עקרון של העברת קרינה ע"י פולסי אור וקליטתם במערכת הפוטומולטיפלייר בה האור מועבר לאלקטרונים. כדי להעביר קרינה לאור אנו משתמשים בסינטלטור, זהו חומר שמפיץ אור בחפיצה לקרינה על ידי ספיגה של האנרגיה מהגל בנכנס והפצה שלו ע"י אור נראה. בסינטלטורים ישנן תכונות רבות שנרצה שיתקיימו כגון צפיפות גבוהה, עמידות לקרינה, תגובה מהירה, זמן דעיכה ארוך. החומר שבו נשתמש בתור סינטלטור לניסוי הינו Nal (TI) תרכובת של נתרן ויוד עם שאריות של ט'ליאום (Thallium). פוטון הנפלט מחומר יהיה בעל אנרגיה זהה לזה של הפוטון הנבלע בשל קוונטיזציה רמות האנרגיה. בשל כך אנו משתמשים ב- Nal (TI), בשביל שהחומר הנוסף, ט'ליאום, המפוזר ברחבי החומר המקורי אך לא מתרכב איתו, כדי ליצור רמות אנרגיה חדשות בין רמות האנרגיה המקוריות. הרמות החדשות גורמות למצב בו האלקטרונים המעוררים דועכים לרמות הללו במקום לרמת היסוד המקורית (תנוע גורמת לעיבוד האנרגיה לקינטית). האלקטרונים מצטברים ברמות המעוררות שנוצרו עד שהן דועכים לרמות היסוד.

זמן הדעיכה בין שתי רמות הינה $230[ns]$, וישנו אפקט בחומרים של מונה נצנוצים, שבו האלקטרונים דועכים לרמת מעוררת בלי מעבר לרמה נמוכה יותר. האלקטרונים ברמות אלו מקבלים אנרגיה תרמית ועולים לרמה בה יש אפשרות דעיכה ופולטים פוטון. פוטונים אלו מפריעים לספקטרוסקופיה ויכולים להוות עד 9% מתפוקת

האור. מונה הנצנוצים בנוי מחומר אשר רגיש לאור טבעי, לכן צריכים להישמר מכוסים. אם לא, נוכל לקבל הפרעות שיישארו עד מספר ימים לאחר החשיפה בתוצאות המדידה שיגיעו מן הגלאי.

בכדי להמיר את האור הנראה לאלקטרונים כפי שתיארנו בסעיף הקודם, נרצה שהאור יגיע לפוטוקטודה ויהפכו לאלקטרונים, אך עבור ממספר פוטונים נמוך מופקים מספר נמוך של אלקטרונים איתם לא נוכל לנתח את המידע או לקבל תוצאות נראות. הפוטונים אשר פוגעים בקתודה נבלעים ומעבירים אנרגיה לאלקטרונים. האלקטרונים הללו צריכים לעבור מחסום הפוטנציאל של החומר בשביל להשתחרר מהקתודה ולהגיע לאנודה, בשל כך הפוטונים יכולים לקלוט אנרגיה מינימאלית ואורך גל מקסימאלי.

נרצה כעת להגדיל את מספרם של האלקטרונים הנפלטים, דרך אחת היא יצירת אלקטרונים משנית, האלקטרונים מואצים על ידי מתח חיצוני בין הדינודות. כאשר הם פוגעים בדינודה יש להם סיכוי לפלוט אלקטרון נוסף איתם בדומה לפליטת פוטון על ידי אלקטרון. כמות האלקטרונים שנוצרים פרופורציונאלית למתח. דרך נוספת היא חומרים עם קשר אלקטרוני שלילי. לשלב חומרים נוספים בשפת החומר שממנו עשויים הדינודות כך שפס ההולכה גבוה מהאנרגיה של הווקום והאלקטרונים בפס יכולים לברוח מהחומר ולעלות את מספר האלקטרונים היוצאים בפליטה משנית. מתח ההאצה חייב להיות חיובי בין הדינודות לכן צריך לבנות מעגל חשמלי כך שהמתח האצה בין הדינודות תמיד יהיה חיובי ועולה ויופק ממקור אחד.

הזרם שמגיע לאנודה יהיה מהצורה:

$$(22) \quad i(t) = \lambda Q e^{-\lambda t}$$

המתח על האנודה יהיה:

$$(23) \quad V(t) = \frac{1}{\lambda - \theta} \frac{\lambda Q}{C} (e^{-\theta t} - e^{-\lambda t})$$

כאשר Q - המטען הכולל הנאסף באנודה. λ - הינו קבוע הדעיכה של מונה הנצנוצים. C - הקיבול של האנודה, R - ההתנגדות של האנודה ו- $\theta = \frac{1}{RC}$.

עבור $\theta \ll \lambda$ נקבל שבזמנים קצרים צורת המתח תהיה תלוי רק במונה הנצנוצים ובזמנים ארוכים תהיה תלוי רק במעגל החשמלי.

עבור $\theta \gg \lambda$ נקבל בזמנים קצרים נקבל תלות רק בתכונות המעגל החשמלי ובזמנים ארוכים נקבל תלות רק בתכונות מונה הנצנוצים.

1.5. אקטיבציה נויטרונים

בניסוי אנו משתמשים במוט אלומיניום אשר עבר אקטיבציה באמצעות נויטרונים. בשלב הראשון כאשר אנו מפעילים את המוט על ידי האקטיבציה השינוי בזמן של מספר החלקיקים יקטן באופן ספונטני אך גם יגדל על ידי R האינטראקציה של האקטיבציה בין האלומיניום לנויטרונים:

$$(24) \quad R = \phi \Sigma_{act} V$$

כאשר:

ϕ - שטף הנויטרונים ממוצע על שטח האלומיניום

Σ_{act} - הוא חתך הפעולה לאקטיבציה ממוצע על כל ספקטרום הנויטרונים

V - נפח האלומיניום.

האקטיבציה של האלומיניום תהיה מוגדרת:

$$(25) \quad \frac{dN}{dt} = R - \lambda N$$

מספר אטומי האלומיניום הפעילים כתלות בזמן, כאשר בזמן 0 יש 0 מהם:

$$(26) \quad N(t) = \frac{R}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t})$$

$$(27) \quad A(t) = R(1 - e^{-\lambda t})$$

ניתן לחומר להיות באקטיבטור עד זמן t_0 כלשהו, נוציא את החומר והערך של R שלא יהיה חלק מהאקטיבציה והחומר רק ידעך. נמדוד בעזרת מונה נצנצים את הספקטרום הנפלט וניקח את מספר הקריאות עבור פיק שמעניין אותנו ואם ניקח מספר קריאות בזמנים שונים נוכל להתאים למידע אקספוננט דועך שממנו נמצא את מקדם הדעיכה.

כדי למצוא את מקדם הדעיכה נוכל לעשות אינטגרל כאשר האלומיניום דועך. נקשר את האינטגרל למספר הקריאות שמדדנו ונקבל שעבור זמן t_0 שהוא הזמן שבו האלומיניום נשאר באקטיבציה:

$$(28) \quad \int_{t_1}^{t_2} A'(t) dt = \frac{C - B}{\epsilon}$$

כאשר ϵ הוא היעילות הכוללת, C הוא מספר המדידות בתחום הזמנים של האינטגרל ו- B הוא מספר ספירות הרקע בתחום.

לאלומיניום 3 איזוטופים שאותם רצינו למדוד כאשר לכל אחד מהאיזוטופים הללו זמן מחצית חיים משלו הראשון הוא 2.24 דקות, השני הוא 9.46 דקות והשלישי הוא 15 שעות:

$$Al^{27} + n = Al^{28} \quad .$$

$$Al^{27} + n = Al^{27}(n,p)Mg^{27} \quad .$$

$$Al^{27} + n = Al^{27}(n,\alpha)Na^{24} \quad .$$

2. ניסוי 1: מדידת קרינה כתלות במרחק

2.1 מטרת הניסוי

מציאת השפעת מרחק גוף מקרין מגלאי על הקרינה הנמדדת.

2.2 תיאור המערכת ומהלך הניסוי

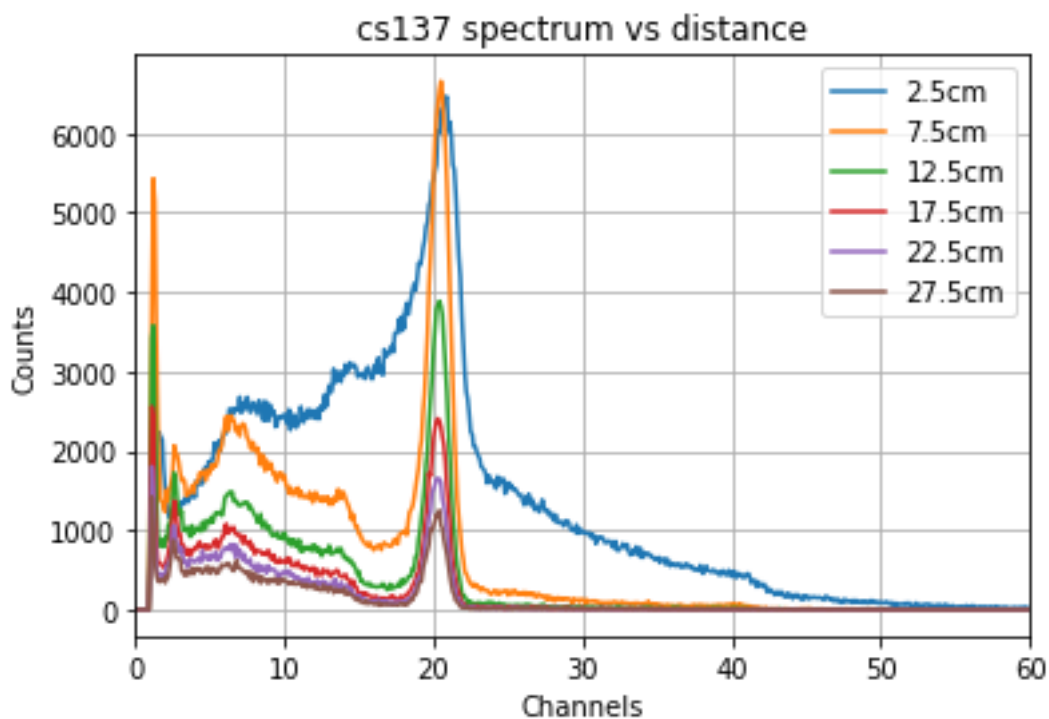
המערכת מורכבת כמתואר בפרק 1.4. לקחנו איזוטופ של $Cs137$ ושמנו אותו על מסילה נעה כאשר אנו מודדים את הקרינה עבור מרחקים: 2.5, 7.5, 12.5, 17.5, 22.5, 27.5, 32.5, 37.5, 42.5 [cm].

המרחקים נמדדו ע"י סרגל הצמוד למסילה.

כל מדידה ארכה 2 דקות ובמתח של 800[V].

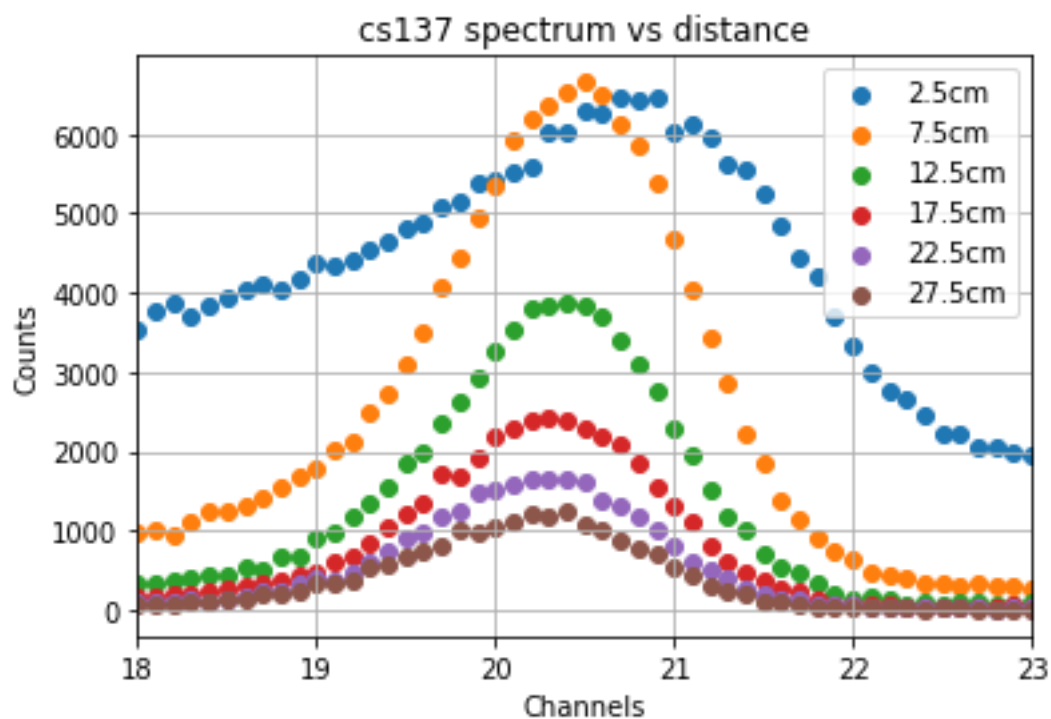
2.3 תוצאות הניסוי

להלן תוצאות ההיסטוגרמה לערוצים שהתקבלו למרחקים השונים:



איור 6: תוצאות מדידה כתלות במרחק, ניסוי 1

בעוד ההתמקדות בפיק המרכזי באיזור ערוץ 2 תראה כך:



איור 7: התמקדות סביב ערוץ 20 כתלות במרחק, ניסוי 1

הערכים המקסימלים לכל מרחק הינם:

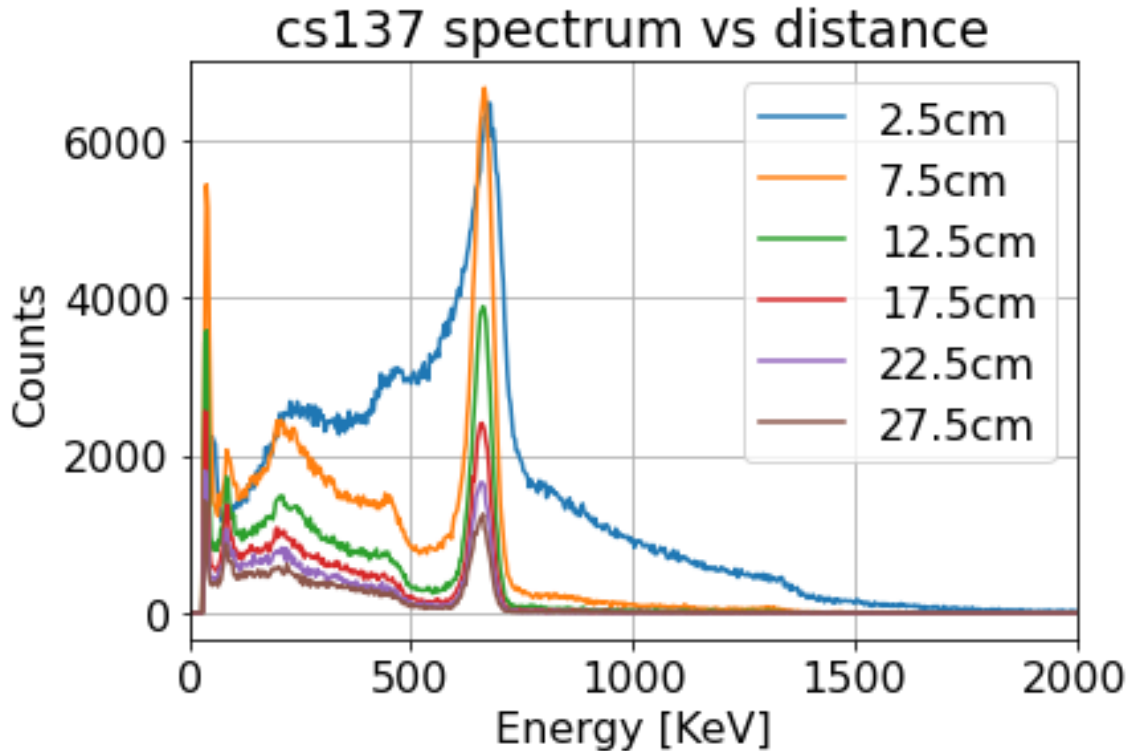
| מספר מדידות מקסימלי לערוץ | מרחק [cm] |
|---------------------------|----------------|
| 6459 | 2.5 ± 0.3 |
| 6655 | 7.5 ± 0.3 |
| 3883 | 12.5 ± 0.3 |
| 2555 | 17.5 ± 0.3 |
| 1801 | 22.5 ± 0.3 |
| 1416 | 27.5 ± 0.3 |

טבלה 1: ערכים מקסימלים כתלות במרחק, ניסוי 1

כאשר האי ודאות במרחק הוערכה לפי שנתות הסרגל ושגיאה אנושית.

2.4 עיבוד תוצאות הניסוי

קודם כל נוכל לכייל את איור 6 לפי התאמה לינארית לפיק הפוטואלקטרי שלו, הנמצא ב- $662[KeV]$.

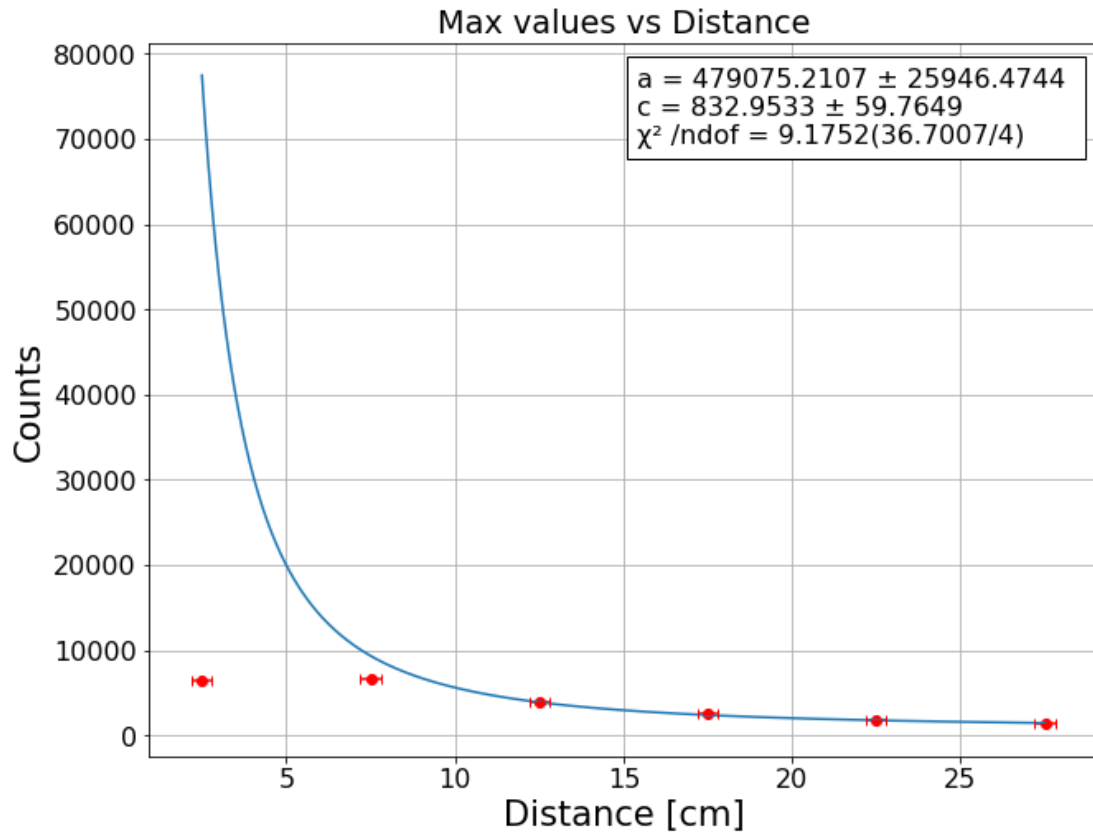


איור 8: ספקטרום אנרגיות לפי מרחק, ניסוי 1

ביצענו התאמה לתוצאות לפונקציה $(counts) = \frac{a}{r^2} + c$ עבור r מרחק ו- a, c קבועים שאנו מחפשים.

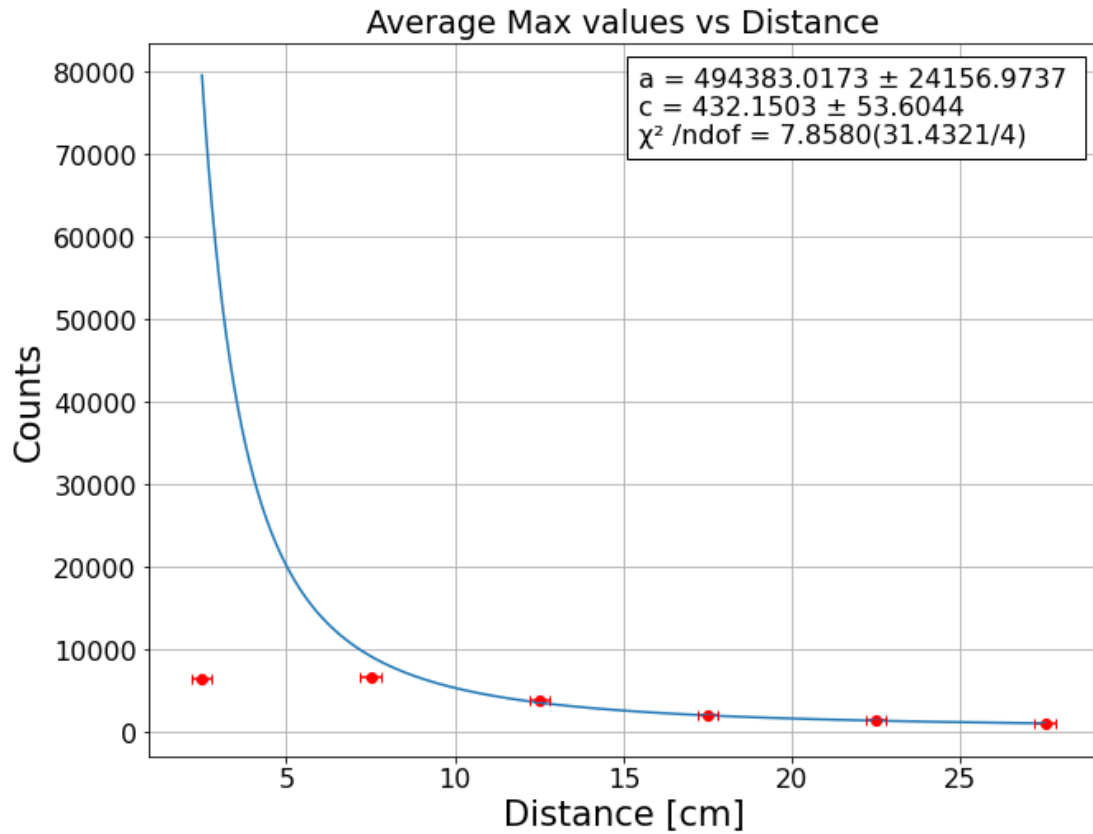
בחירת הפונקציה נעשתה לפי העובדה ששטף הקרינה הנקלטת במכשיר תלויה בזווית המרחבית אשר הולכת כמו $\sim r^{-2}$ והוספת הקבוע מבטאת את העובדה שקיימת קרינת רקע ולכן $(count)(r \rightarrow \infty) \neq 0$.

אי הודאיות נקבעו כ- $\pm 0.3[cm]$ למרחק כפי שצויין בהצגת התוצאות ו- $\pm \sqrt{N}$ למספר המדידות, עבור N מספר המדידות בערוץ הנמדד, כאי ודאות של התפלגות פואסון.



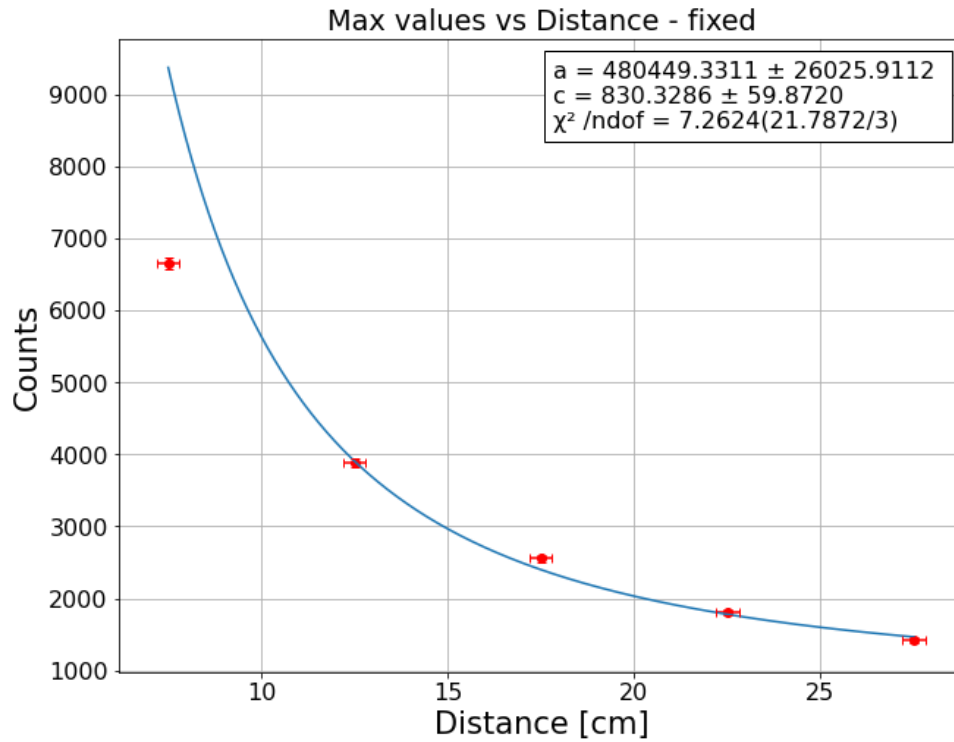
איור 9: התאמת ערכים מקסימליים, ניסוי 1

בנוסף לכך, בגלל אי הודאות למיקום הפיק הנובעת מדיסקרטיזציה ופלקטואציות, ביצענו התאמה זהה עבור ממוצע המדידות בין כל ערך מקסימלי ל-2 שכניו הסמוכים (במקום הערך המקסימלי בלבד):

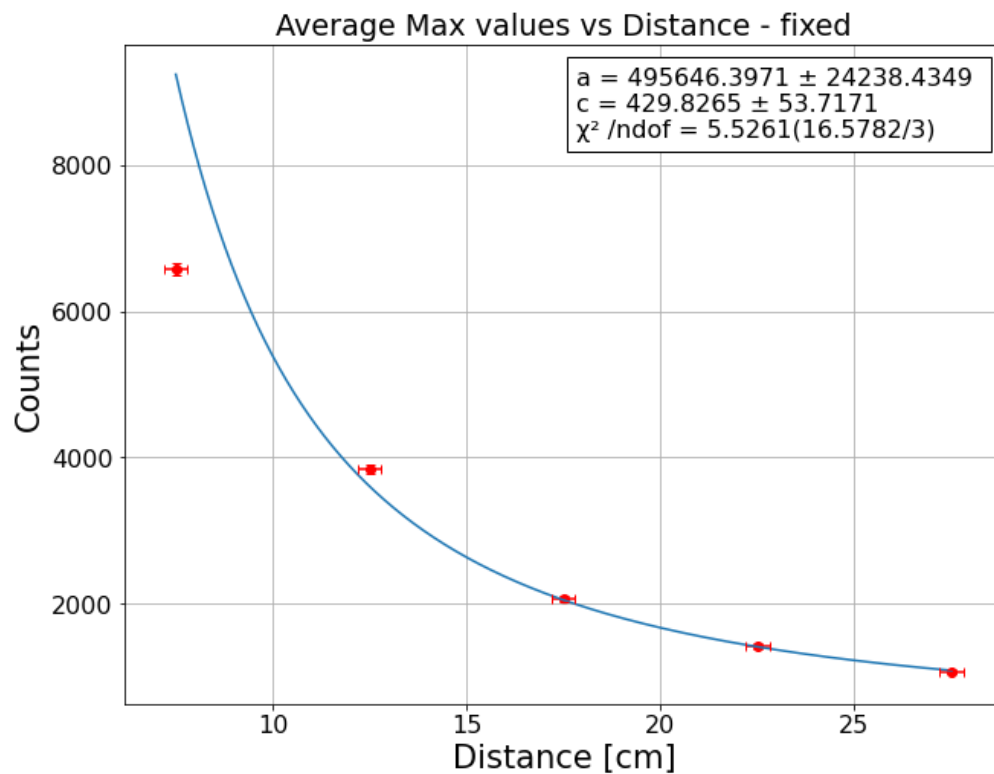


איור 10: התאמת ממוצע ערכים מקסימלים עם שכנוי, ניסוי 1

ניתן לראות כי באיורים 9 ו-10 המדידות למרחק הקצר ביותר אינן תואמות להתאמת הפונקציה כלל. לכן ביצענו התאמות אלו שוב פעם ללא נקודה זו (נצדיק זאת בפרק הדיון):



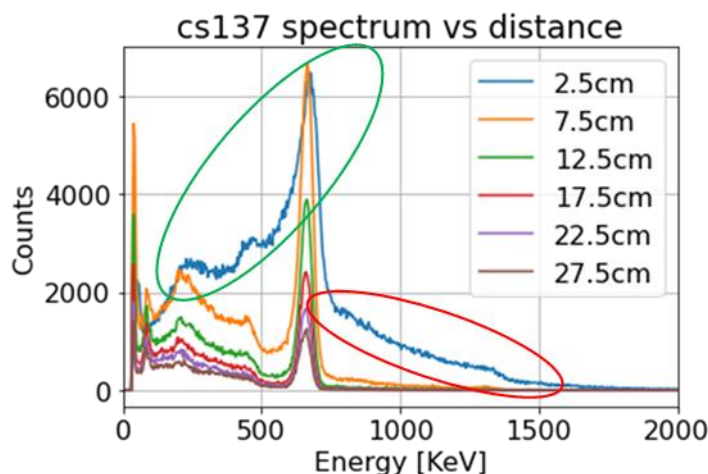
איור 11: התאמת ערכים מקסימליים ללא המדידה הקרובה ביותר, ניסוי 1



איור 12: מדידת ממוצעי ערכים מקסימליים עם שכניו ללא נקודה קרובה ביותר, ניסוי 1

2.5 דיון בתוצאות ומסקנות

- קיבלנו התאמה טובה לדעיכה של $\sim r^{-2}$ כפי שציפינו, לפי ערכי 7.2, 5.5 $\frac{\chi^2}{ndof}$ באיורים 11, 12 בהתאמה (סדר גודל של 1) ולפי איך שרוב המדידות עם הסוגרי-טעות (error bars) שלהם נמצאים על הגרף ואלו שלא, קרובים אליו. נציין שתיאורטית נצפה ל- $\frac{2}{3}$ מהתוצאות (עם הסוגרי טעות) לשבת על הגרף ו- $\frac{1}{3}$ קרובים אליו, מה שמתאמים לגרפים. ערכי $\frac{\chi^2}{ndof}$ גדולים מ-1 מרמזים על לקיחת אי ודאויות גדולות מדי, כאשר כנראה דייקנו עם הסרגל יותר מאי הודאות ששיארנו.
- ההתאמה טובה יותר (לפי אותם מדדים ממקודם) לחישוב של הממוצע סביב המקסימום מאשר זו של ערכי המקסימום בלבד. תוצאה לה ציפינו מבחינה סטטיסטית. לכן נתייחס למדידה זו כ"תוצאה אמיתית".
- התאמות טובות אלו כמובן אינן תקפות לנקודה של $r = 2.5 \pm 0.3 [cm]$. עבור נקודה זו לא רק שקיבלנו מדידה שאינה יורדת ריבועית, אלא היא אף קטנה מהמדידה למרחק הבא (6459 כמול 6655). בנוסף לכך, צורת ההיסטוגרמה למרחק זה באיור 6 שונה מזו של המרחקים הגדולים יותר (אין דעיכה לפני ואחרי הפיק המרכזי אשר פרופורציונלית לשאר ההיסטוגרמות במרחקים השונים). לבסוף נציין שההתאמות, גם לפי $\frac{\chi^2}{ndof}$ וגם מיקום הנקודות טובות יותר ל-2 החישובים כאשר מורידים נקודה זו.
- השארתנו היא שהחומר כה קרוב, כך שהמכשיר מתחיל להיות מושפע משמעותית מהזמן המת שלו ובכך מפספס ו/או סוכם המון מדידות. ישנה אפשרות שבנוסף קיימת רוויה נוספת למכשיר שמונעת ממנו לספור ערכים כה גדולים בנוסף לזמן המת והסכימה שאנו לא מודעים אליו. נתמקד כמובן באפקט שעבורו ניתן לתת הערכה מספרית – אפקט סכימה.



איור 13: ספקטרום נסכם, ניסוי 1

ראיות שתומכות בהשארתינו:

1. ניתן להבחין כי עבור $2.5[cm]$ לא רק שיש חוסר התאמה לפונקציה, אלא אף פחות קריאות מאשר בפיק של $7.5[cm]$. מה שמצביע על התערבות משמעותית של אפקט כלשהו ולא שגיאה סטטיסטית או רעש/פלקטואציה. זה מלווה בעובדה שהסוגרי-טעות קטנים בהרבה מהמרחק בין המצופה לנמדד.

2. ספקטרום רחב של מדידות מעבר לטווח אנרגיות המצופה – איור 13, מסומן באדום. אין זה "זנב" של גאוסיאן ופיזור קומפטון אינו אמור להופיע באנרגיות גבוהות מהפיק הפוטואלקטרי. לכן פיזיקלית זה גורם לנו להבין שכנראה מדובר בסכימה. נעריך מספרית (החישוב גם להמחשה בלבד): טווח אנרגיות של ה"זנב" הזה הינו בסביבות $[770 \sim 1300] [KeV]$, בהנחה ורובו הגיעה מסכימה עם אנרגיות הפיק, נחסיר $662[KeV]$ ונקבל טווח של $[108 \sim 638] [KeV]$ אשר בקירוב טוב הטווח האנרגטי לו נצפה מקומפטון והפיק הפוטואלקטרי, עם דגש על כך שהגבול העליון פוגע די קרוב בפיק הפוטואלקטרי (מסומן בירוק באיור 13). די קרוב – שגיאה יחסית של 3%. לכן מספרית, הטווח תואם למה שהיינו מצפים מאפקט סכימה.

3. נוכל לבצע חישוב גם נוסף לכמות המדידות שחסרות מהפיק הפוטואלקטרי לפי התאמת הפונקציה לכמות המדידות שנקלטו ב"זנב": לפי הצבת $2.5[cm]$ להתאמת הפונקציה באיור 6, היינו מצפים לראות פיק עם ~ 79700 קריאות. נחסיר את מספר הקריאות שנמדדו בו להערכת הקריאות ש"התפספסו" בערוץ זה ונקבל $73200 = 79700 - 6500$. נקרב לסך המדידות ש"התפספסו" על ידי הכפלה במספר הערוצים עם גובה שמעל $\frac{3}{4}$ גובה הגאוסיאן הקיים (קירוב גם לשטח שתחום בין רוחב חצי מקסימום בגאוסיאן, כפי שהזנבות פחות מעניינים אותנו בחישוב זה), נקבל $585600 = 73200 \cdot 8$. מצד שני, נסכום את כמות הקריאות הכוללת בטווח $[770 \sim 1300] [KeV]$ כאשר אנו מחסירים את ממוצע סך הקריאות שהיה בטווח זה למרחקים האחרים (להחסרת רעש, זה סדר גודל של כמה מאות) ונקבל ~ 190000 קריאות. כעת נזכור שאין התאמה 1:1 בין הקריאות, כפי ש-2 קרינות מהפיק הופכות לקריאה בודדת ב"זנב". נתחשבת בכך שלא כל הסכימות באו דווקא מהפיק, אלא יכלו לבוא מספקטרום קומפטון גם, אך מההערכה שהתדירויות בערוצים של הפיק הפוטואלקטרי גבוהות בהרבה מאלו בערוצי קומפטון בנוסף לעובדה שלחצי הרחוק של ה"זנב" הפליטות חייבות היו להיות מהפיק (אחרת לא היו נסכמות לערך כזה גבוה) נעריך יחס של 1:1.9 בין הקריאות החסרות לקריאות ב"זנב". כל זה מביא אותנו ל- ~ 590000 קריאות חסרות כמול ~ 360000 קריאות ב"זנב". נשים לב שיש אי ודאות משמעותית להתאמת הפונקציה, בטח כאשר מתקרבים להתבדרות של אקספוננט, חישוב אי הודאות לפי נגזרות חלקית יביא אותנו לערך ההתאמה: $t_{value} = \frac{590000 - 360000}{155000} = 1.4[\sigma]$. ערך סביר המתאים בצורה טובה בין ההסבר והערכתו לאי-הודאות, לפחות בסדרי גודל, כפי שהחישוב היה מאוד גס.

4. גם עבור מרחק $7.5[cm]$ ניתן לראות כי התאמת הפונקציה עוברת הרבה מעל הנקודה, במרחק משמעותי ביחס לנקודות האחרות והאי ודאויות שלהם. זאת בנוסף לעובדה שגם למרחק זה (גרף כתום באיור 6) ניתן לראות "זנב" משמעותי אחרי הפיק, גבוה בהרבה מזה של המרחקים הגדולים יותר. לכן, שתי ראיות אלו מעידים לנו כי כבר במרחק $7.5[cm]$ ניתן לראות את אפקט הסכימה הופך משמעותי ביחס למרחקים האחרים, לפני שהינו מחמיר אף יותר ב- $2.5[cm]$.

• באיור 6 ניתן להבחין בגידול משמעותי בספקטרום של פיזור קומפטון עבור $r = 2.5[cm]$. דבר זה צפוי כאשר החומר קרוב למכשיר וזווית הפתיחה ממנו לגלאי גדלה משמעותית. לא רק

שספקטרום זוויות רחב יותר יכנס לגלאי, אלא גם גדל הסיכוי שייכנסו זוויות שיצרו backscatter במכשיר המדידה. אין ביכולתנו לתת הערכה מספרית ללא ידיעת הגיאומטריה שבתוך המכשיר פרט לציון העובדה שפיזיקלית מצפים לגדילה זו כאשר מתקרבים לגלאי.

- התאמת קבוע c באיור 12 (מבחינתנו התוצאה המדויקת ביותר) נתנה $c = 429 \pm 53$. קבוע זה מעריך את כמות קרינות הרקע שנקלטות ב-2 דקות בשטח החתך של המכשיר, בקרבת המכשיר. ערך זה כמובן בעל פלקטואציות גבוהות ומושפע מכל המתרחש מסביב לציוד הניסוי, לכן אין ערך שאנו רואים לנכון להשוות איתו. רק היה חשוב לציין את משמעותו הפיזיקלית.
- התאמת קבוע a באיור 12 נתנה $a = 490000 \pm 20000$ אחרי הורדת ספרות משמעותיות. קבוע זה מייצג מקור פליטה איזוטרופי לזווית מרחבית, משמעות הדבר שהכפלתו ב- 4π אמורה להעריך את הפליטה הכוללת של החומר בזמן המדידה. לכן הערכתנו היא שסך הכל ה- $Cs137$ פולט ב-2 דקות $N_{emitted} = (6.1 \pm 0.2) \cdot 10^6$ קרינות גמא. אין ביכולתנו להשוות מספרית כפי שזה תלוי דרסטית במסת המקור (לא ידוע) ורמת הרדיואקטיביות הנוכחית שלו (לא ידוע).
- זמן מחצית חיים של $Cs137$ הוא $30.17[years]$ [5] לכן אין חשש שדעך משמעותית בין מדידות.
- התעלמנו ממדידות בערוצים האחרונים (ראה נספח 1).

3. ניסוי מספר 2: מדידת זמן מת

3.1 מטרת הניסוי

מטרת הניסוי הינה למדוד את הזמן המת של מכשיר מונה הניצנוצים שלנו על ידי מדידת 2 מקורות.

3.2 תיאור המערכת ומהלך הניסוי

המערכת זהה לתיאור בפרק 1.4. בניסוי זה ביצענו מדידה עבור Na^{22} , Cs^{137} ביחד ובנפרד. בנוסף ביצענו מדידה לא חומר (קרינת רקע).

זמן כל מדידה היה 2 דקות. מתח $800[V]$. הנתרן נמדד במרחק $17.5[cm]$ והצזיום במרחק $22.5[cm]$.

3.3 תוצאות הניסוי

להלן התוצאות שנמדדו:

| מספר קריאות לאחר 2 דקות | חומר |
|-------------------------|----------------------------|
| 62192 | <i>Cs137</i> |
| 15592 | <i>Na22</i> |
| 7336 | <i>Background</i> |
| 66916 | <i>Na22 + Cs137</i> |

טבלה 2: תוצאות ניסוי 2

3.4 עיבוד התוצאות

נשתמש במשוואה (19) לקבלת קבלת ערכים:

$$x = 478801888, y = 33818153906944, z = 0.5210253844469606$$

ומהם הזמן המת:

$$\tau_{dead} = (4.3 \pm 0.7)[\mu s]$$

כאשר האי ודאות חושבה על ידי נגזרות חלקיות בעוד אי ודאות של כל מדידה בנפרד חושבה כשורש המדידה עצמה.

נציין כי בגלל כמות האלגברה, חישובי הנגזרות חושבו על ידי אלגוריתם חיצוני [10].

3.5 דיון בתוצאות ומסקנות

- קיבלנו הערכה לזמן המת $4.3[\mu s]$ באי ודאות של $0.7[\mu s]$ אשר מתורגם לשגיאה יחסית של כ-16%. שגיאה יחסית זו מספיק טובה על מנת שנהיה בטוחים בסדר גודל ועם סבירות טובה לספרת היחידות במיקרו-שניות.
- לרוב בספרות מעידים על זמן מת באיזור $[10 - 5]\mu s$ [11]. תוצאה אשר קרובה לחישובינו, למרות שאנו בגבול התחתון של הערכים הספרותיים, קשה להעריך אם זה נובע מתוצאה לא מדויקת או שבאמת מכשירינו היה שייך למכשירים בעלי הזמן המת הקצרים ביותר (חיפשנו את המכשיר הספציפי שלנו ללא הצלחה, אך מכשירים עם גביש שונה דיווחו בדרך כלל על סביבות $8[\mu s]$, לדוגמא [12]).
- הקירוב למודל Non-paralyzable אינו מדויק ואף מכשיר לא פועל בשיטה אחת בלבד, אלא שילוב אפקטים של שניהם. הנחת הקירוב ניתנה לנו לפי תדריך המעבדה [1]. גם אם יחס התהליכים בין ה-Paralayzable ל-Non-paralyzable היה נתון, מודלים אלו בסך הכל קירובים מסדר ראשון בעצמם [13]. למעשה הזמן המת אף אינו קבוע למכשיר, אלא דינמי כתלות בתדירות קליטת האותות, ההגבר החשמלי ועוד [13].
- הזמן המת קשור בעיקר לזמן הדעיכה בגביש אך אינו שווה לו. עבור הגביש שלנו NaI(Tl) נתון כי הינו בערך $T_{decay} = 250[ns]$ לפי [14].

4. ניסוי מספר 3: מדידת ספקטרום של איזוטופים

4.1 מטרות הניסוי

מטרת ניסוי הינה למדוד ולנתח את ספקטרום הפליטה של Na^{22} , Cs^{137} , Co^{60} .

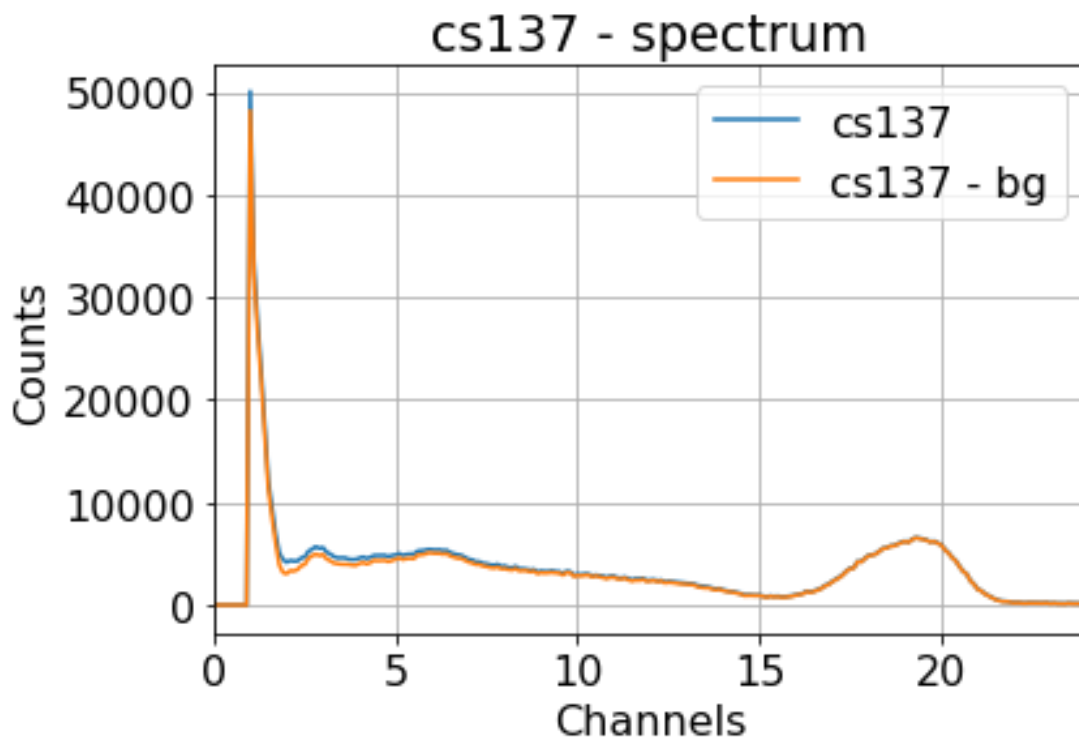
4.2 תיאור המערכת ומהלך הניסוי

המערכת זהה לתיאור בפרק 1.4. ביצענו מדידות נפרדות באורך של 10 דקות ל- Na^{22} , Cs^{137} , Co^{60} ומדידת קרינת רקע באותו האורך.

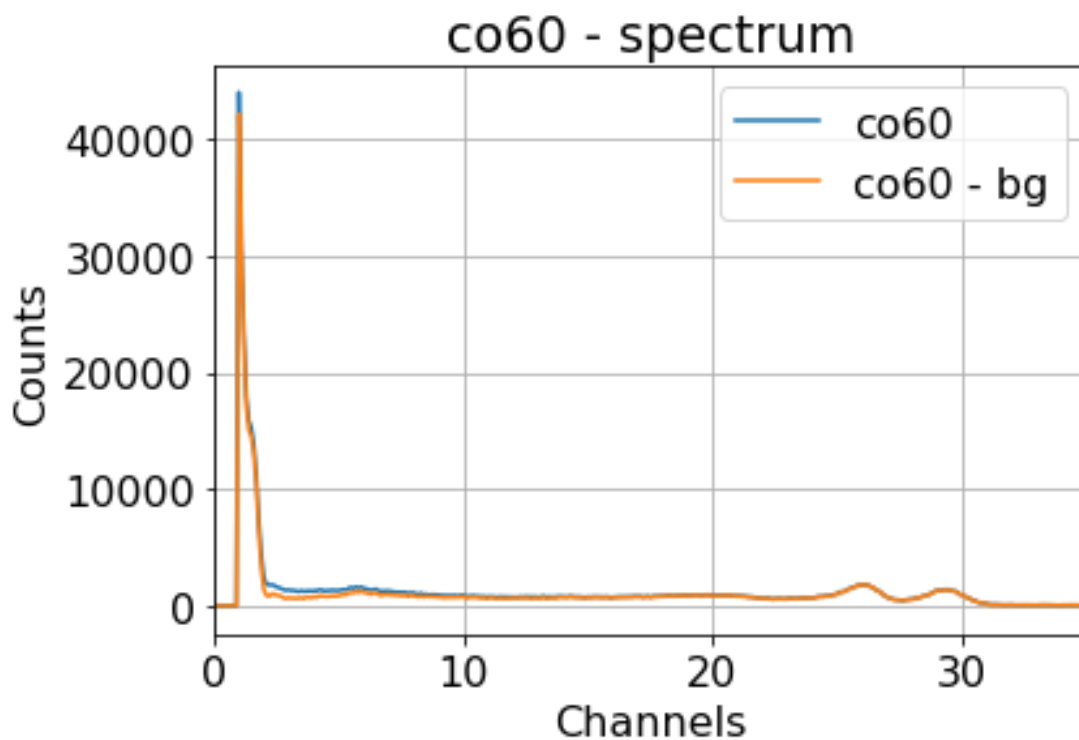
החומרים נמדדו במרחק $17.5[\text{cm}]$ מהגלאי ובמתח של $800[\text{V}]$.

4.3 תוצאות הניסוי

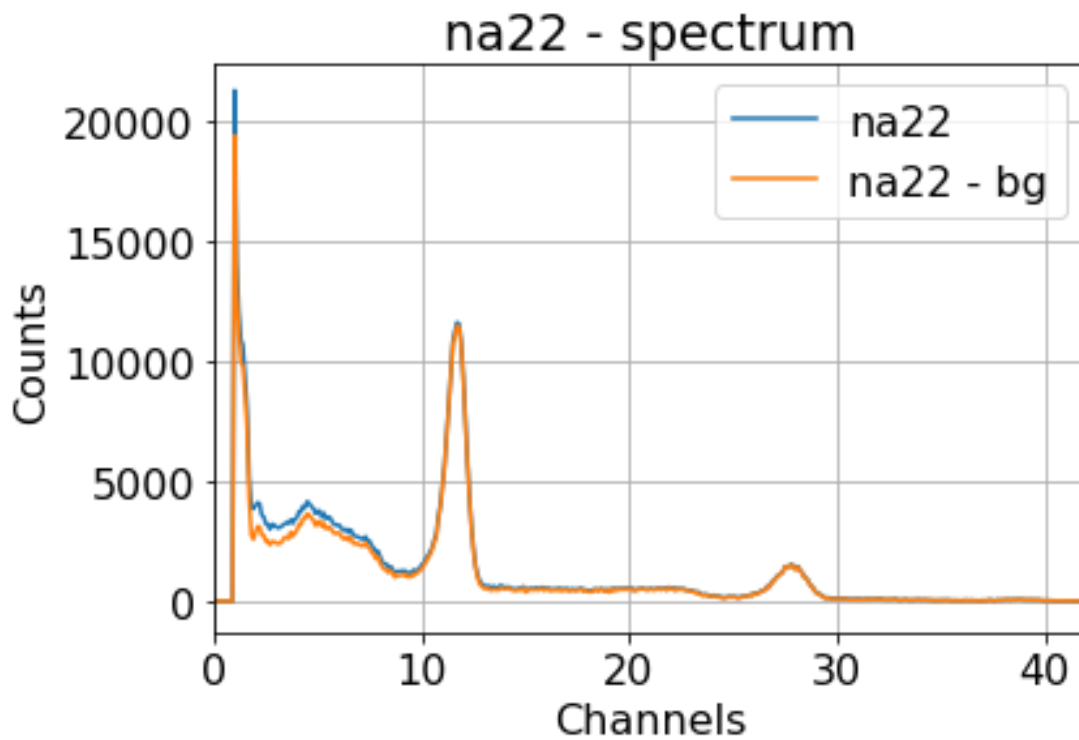
להלן ההיסטוגרמות שנמדדו לחומרים השונים, עם ובלי חיסור קרינת הרקע (כחול – עם קרינת רקע, כתום – בלעדיה):



איור 14: תוצאות ספקטרום Cs^{137} , ניסוי 3

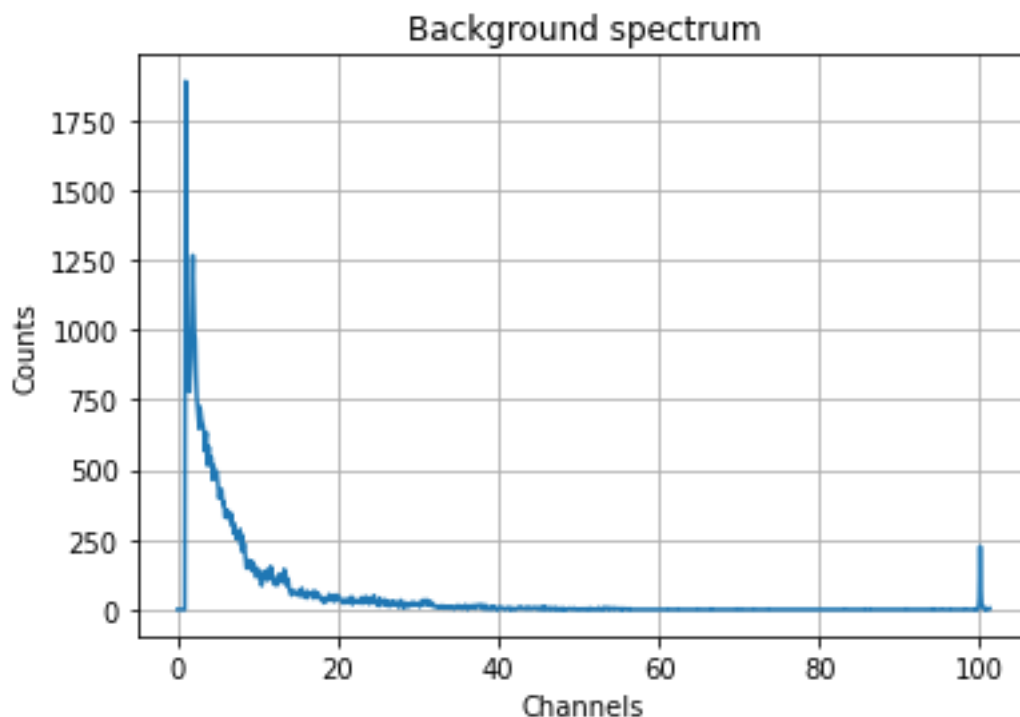


איור 15: תוצאות ספקטרום ^{60}Co , ניסוי 3



איור 16: תוצאות ספקטרום ^{22}Na , ניסוי 3

קרינת הרקע נמדדה כך:



איור 17: קרינת הרקע, ניסוי 3

נציין כי באיורים 14, 15 ו-16 הצגנו רק ערוצים רלוונטים לקבלת תמונה ברורה. הערוצים שנחתכו (מהערוץ האחרון מימין בכל איור ועד ערוץ 101.3) היו בעלי קריאות אפסיות או זניחות, מספר סדרי גודל מתחת לערוצים הרלוונטים. אמירה זו לא כוללת את הערוצים ההכי אחרונים, עבורם נפנה לנספח 1.

4.4 עיבוד התוצאות

הערכים הספרותיים לפליטות חומרים אלו [5][6][7]:

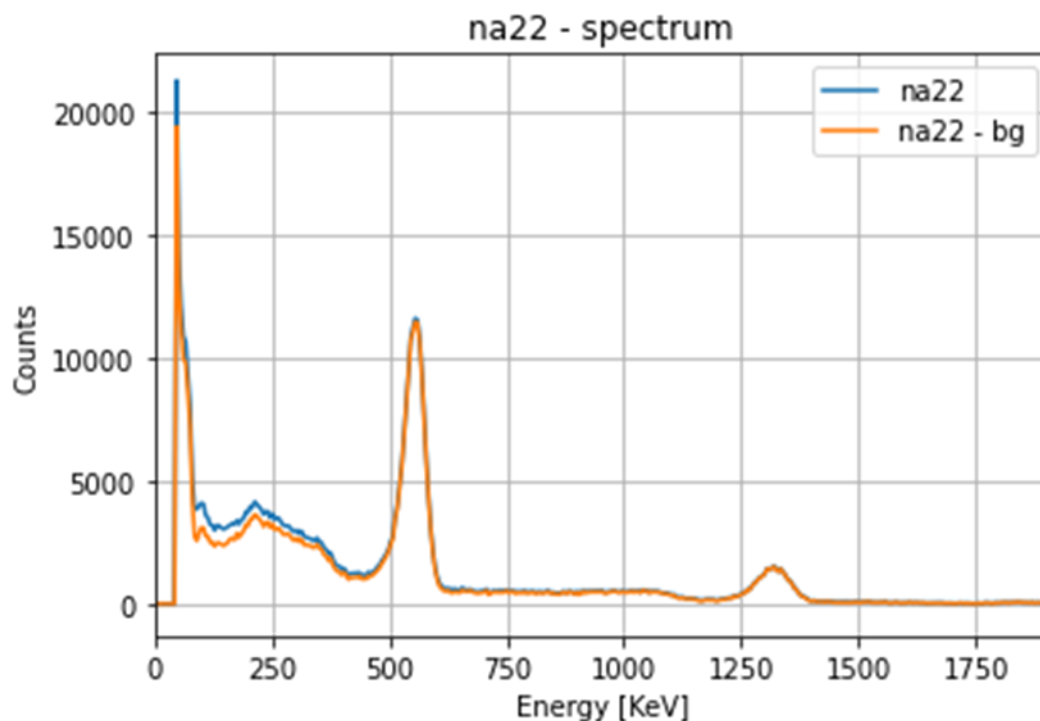
| תהליך | אנרגיה [keV] | חומר |
|------------------------|--------------|--------------|
| <i>Gamma photopeak</i> | 662 | <i>Cs137</i> |
| <i>Gamma photopeak</i> | 1173 | <i>Co60</i> |
| <i>Gamma photopeak</i> | 1332 | |

| | | |
|---|------|-------------|
| <i>Electron positron annihilation</i> | 551 | <i>Na22</i> |
| <i>Gamma photopeak</i> | 1275 | |

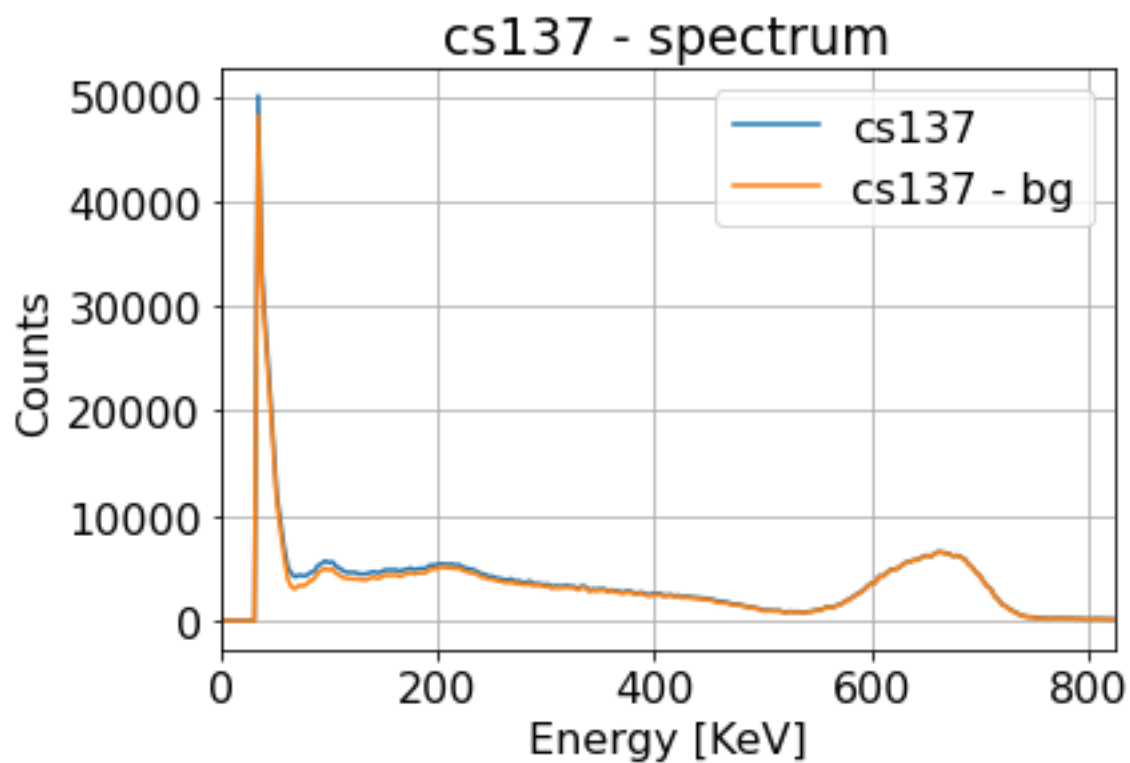
טבלה 3: ערכים ספרותיים לפיקים, ניסוי 3

עבור פליטות מונו-אנרגטיות, הסטטיסטיקה שמתארת אותה היא פואסון (ספירת אירועים עם הסתברות קבועה) ולפי משפט הגבול המרכזי ידוע כי היא שואפת לגאוסיאן עבור מספר מדידות גבוה. נהוג לציין שאי הודאות זניחה, מספר סדרי גודל מתחת לגודל המדידות כבר באיזור ה-100 מדידות [4] כאשר אצלנו מדובר באלפים. לכן נוכל לקרב את הערכים הספרותיים בטבלה 3 לפיק הגאוסיאנים (המקורבים) שקיבלנו בספקטרום עם אי ודאות זניחה ממעבר זה (ספציפית המעבר פואסון-גאוסיאן זניח, לא באופן כללי כמובן).

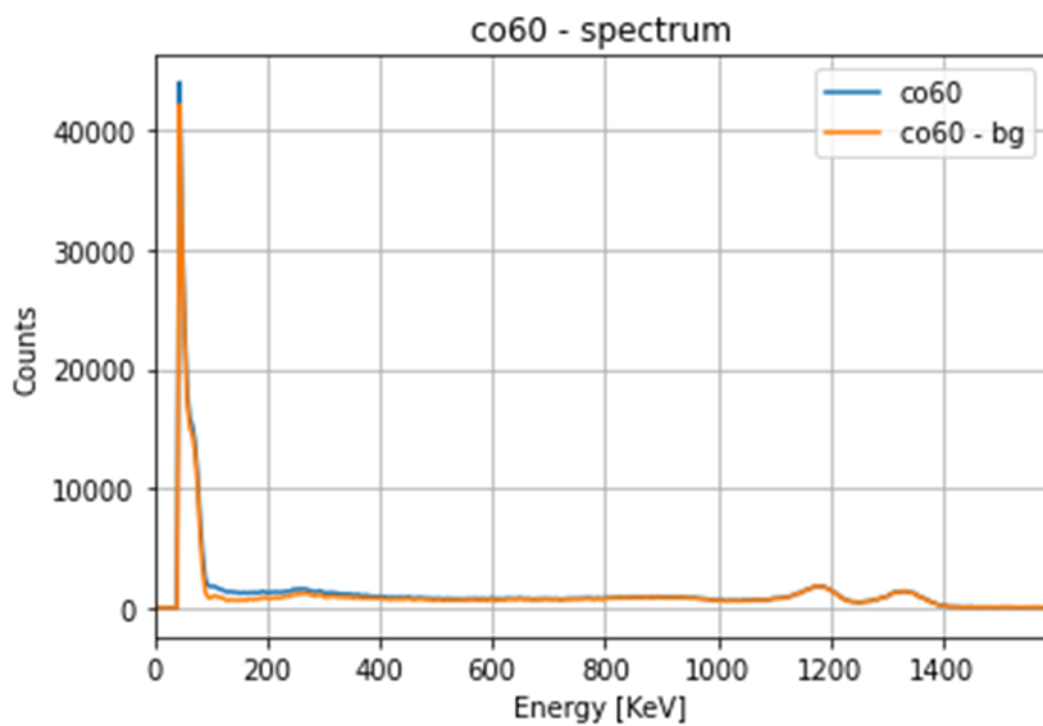
לכל חומר נכיל לינארית את ערוץ המקסימום בגאוסיאן לערך התואם בטבלה 3 ונדפיס את התוצאות. בחרנו לכייל לפי מקסימום ולא מרכז הגאוסיאן בגלל אי הסימטריה בהתאמה הגאוסיאנית (נדון בה בפרק הדיון) שיוצרת הזזה שמאלה. עבור חומרים עם 2 פיקים, ביצענו ממוצע משוקלל בין הכיולים:



איור 18: ספקטרום Na22 באנרגיות, ניסוי 3



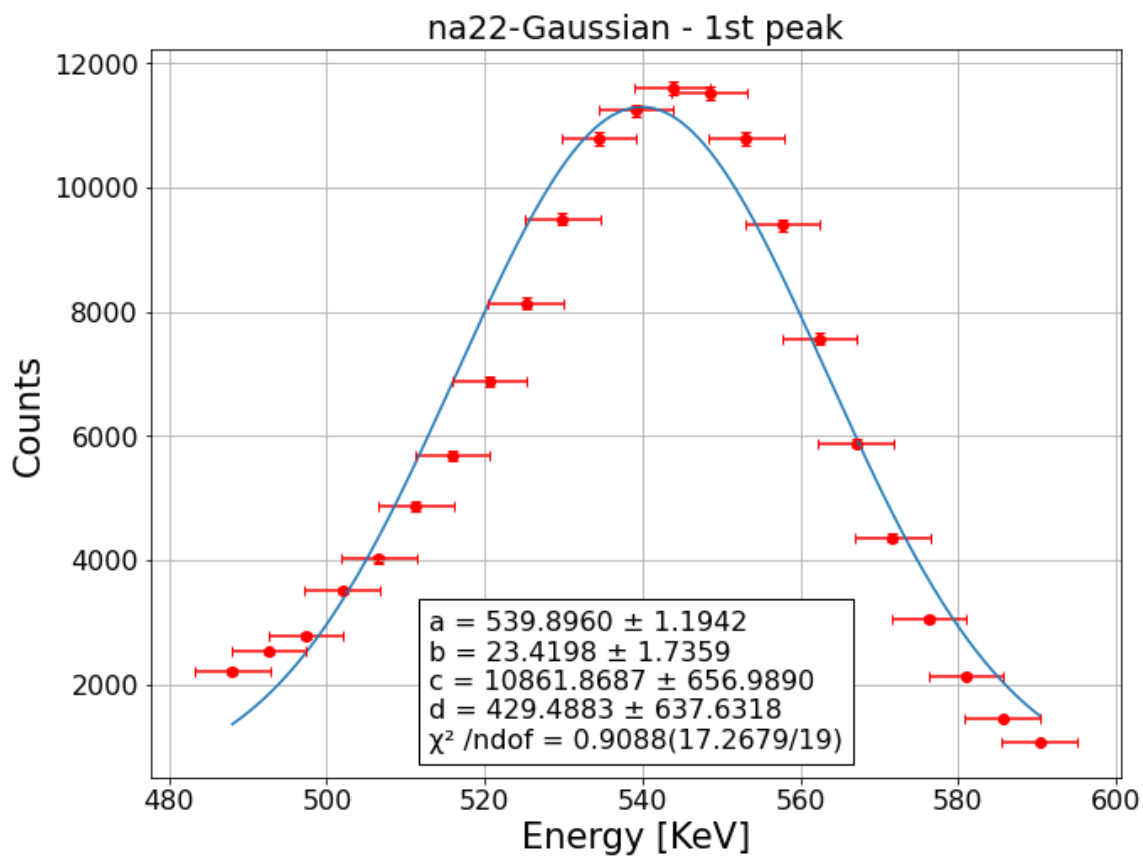
איור 19: ספקטרום Cs137 באנרגיות, ניסוי 3



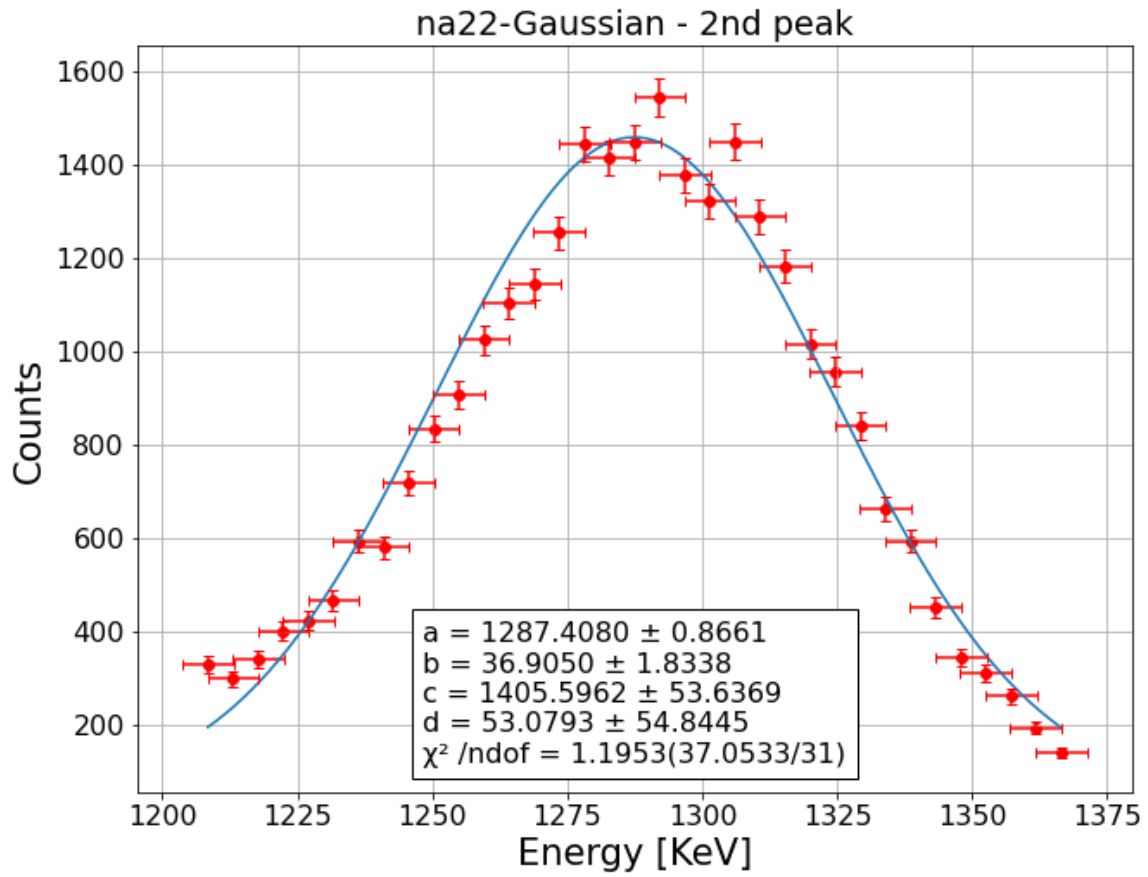
איור 20: ספקטרום Co60, ניסוי 3

נבצע התאמה לגאוסיאנים לפיקים המונו-אנרגטיים. ההתאמה לפי פונקציה $y = \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{x-a}{b}\right)^2\right] + d$:

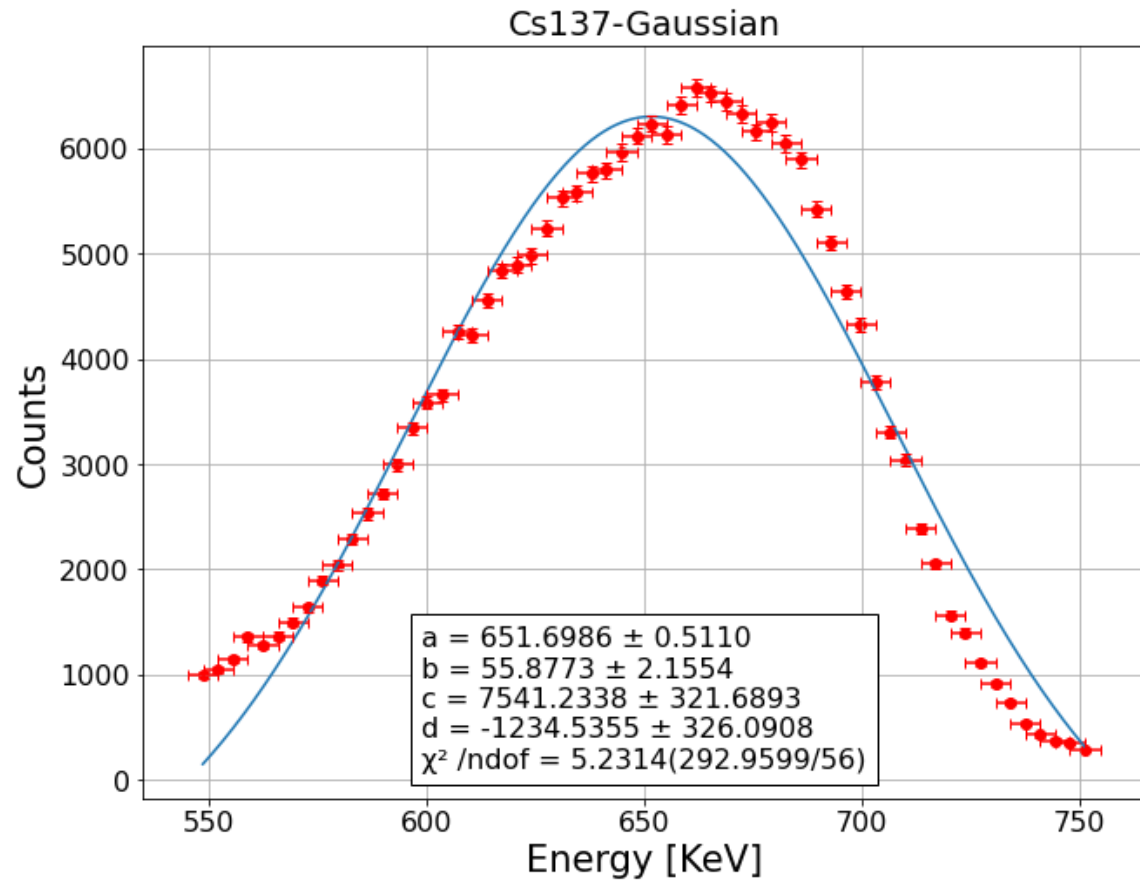
עבור Na22:



איור 21: פיק ראשון ל-Na22, ניסוי 3

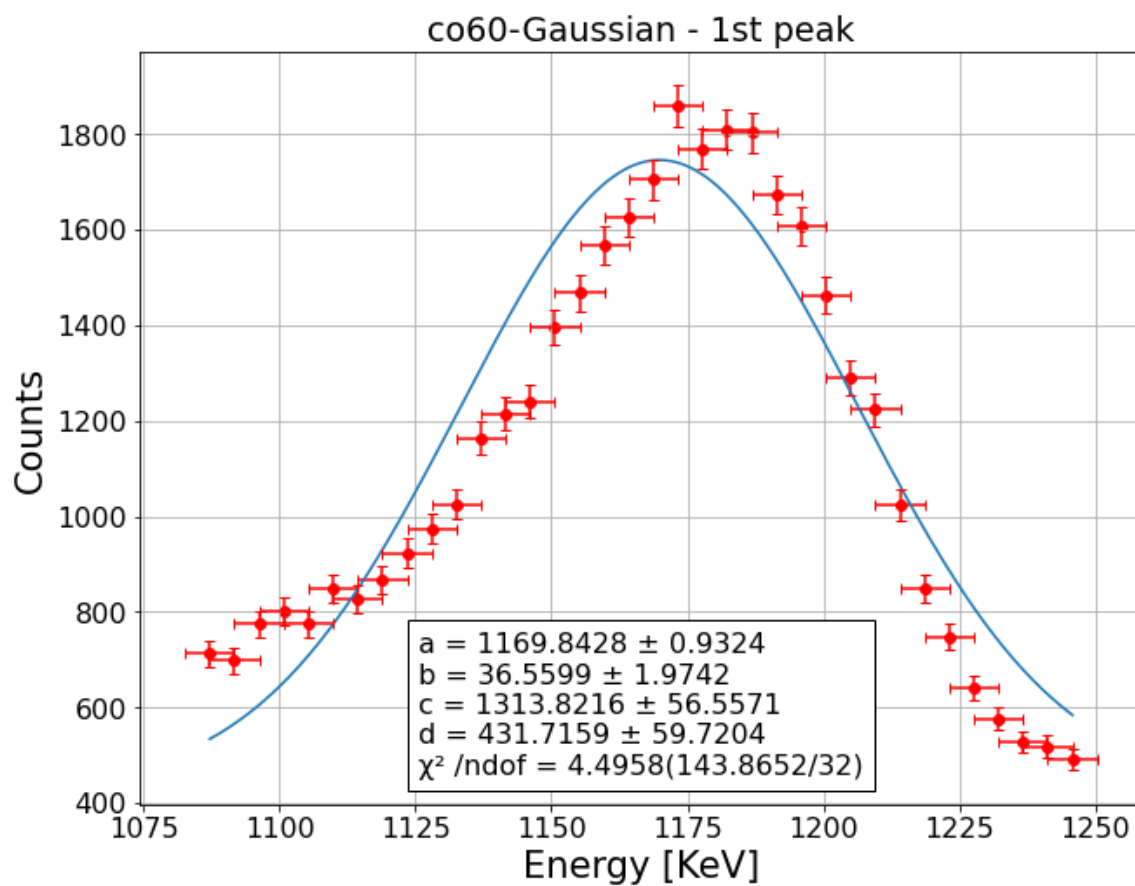


איור 22: פיק שני ל-Na22, ניסוי 3

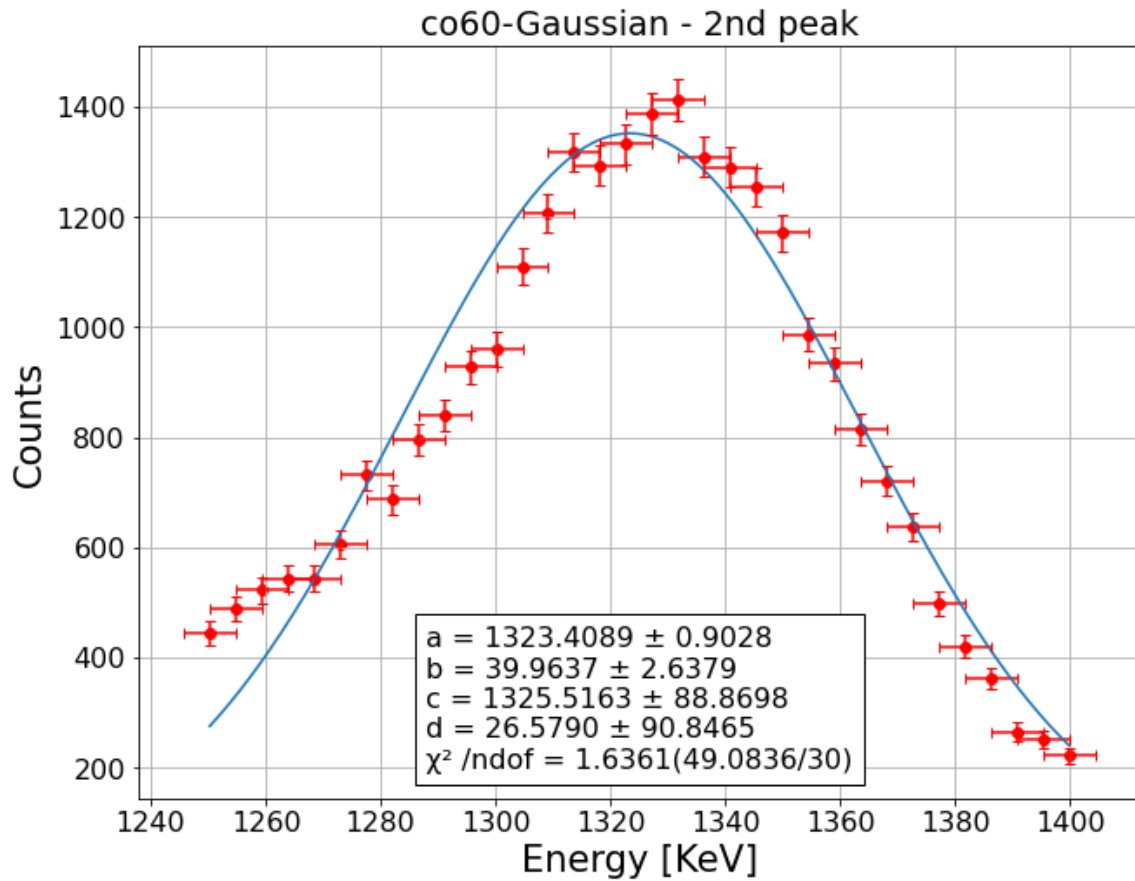


איור 23: פיק ל-Cs137, ניסוי 3

עבור Co60:



איור 24: פיק ראשון ל-Co60, ניסוי 3



איור 25: פיק שני ל-Co60, ניסוי 3

לגאוסיאנים ניתן להשתמש במשוואה (12) לקבלת רזולוציות (אי ודאות על ידי נגזרות חלקיות):

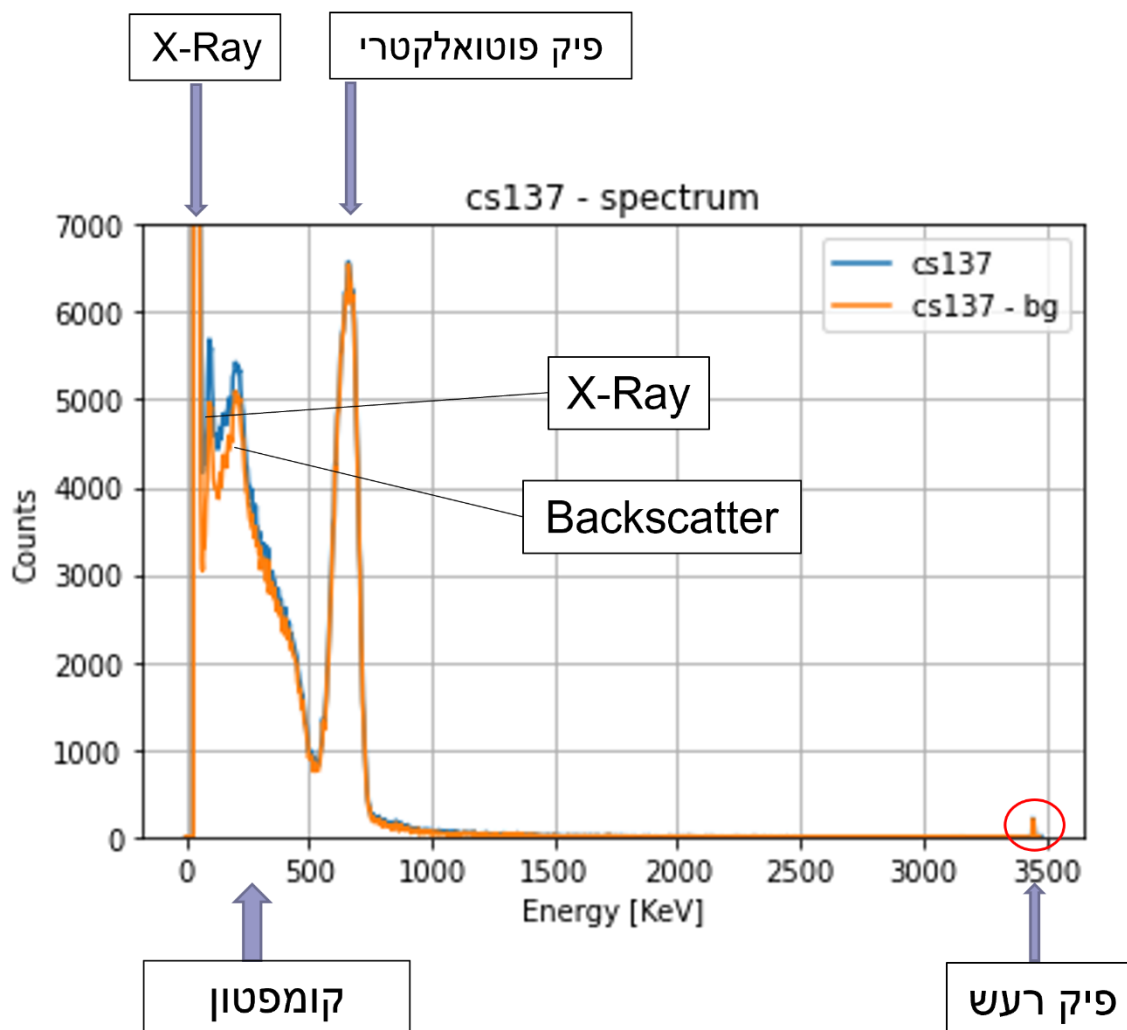
| חומר | פיק [keV] | רזולוציה R |
|--------------|-----------|-------------------|
| <i>Cs137</i> | 662 | 0.171 ± 0.006 |
| <i>Co60</i> | 1173 | 0.062 ± 0.003 |
| | 1332 | 0.060 ± 0.003 |
| <i>Na22</i> | 551 | 0.086 ± 0.006 |
| | 1275 | 0.057 ± 0.003 |

טבלה 4: רזולוציות, ניסוי 3

4.5 דיון בתוצאות ומסקנות

4.5.1 תופעות חוזרות

לפני שנדון בכל ספקטרום בנפרד, נתייחס לתופעות המשותפות שרואים בבירור בכל שלושת האיזוטופים. לצורך הדוגמא נבחר את הצזיום:



איור 26: ספקטרום Cs137 עם הסברים, ניסוי 3

נוכל להתבונן באיור 26 ולשים לב לפיקים "X-Ray" אשר תמיד מופיעים באנרגיות הכי נמוכות $[60 \sim 90] \text{ KeV}$ ותמיד בעלי מניות גבוהות בסדר גודל שלם משאר הספקטרום. לקרינה זו מצפים מכמה סיבות – המכשיר אינו בנוי לטווחי אנרגיה אלו (מיועד בעיקר לסדר גודל של מאות KeV). ניתן לראות באיור 17 שרוב קרינת הרקע בספקטרום הזה, אמנם יהיו רק בערך 1000 קריאות מתוך עשרות אלפים, אז נסיק שרוב הקרינה כן נובאת מהאיזוטופ. אפקט נוסף הוא אפקט Auger שקורה כאשר אלקטרון נפלט משכבה פנימית ולרמה הריקה נכנס אלקטרון מרמה גבוה יותר – פליטה זו תמיד פליטת X-Ray.

בטווחי האנרגיה $[50\sim 510] \text{KeV}$ רואים את פיזור קומפטון – כמתואר בתיאוריה, מדובר במקור לא מונו-אנרגטי אלא מתפרס לפי זווית פיזור. כמצופה הפיזור קורה באנרגיה נמוכה משל בליעה ופליטה פוטואלקטריית. בתוך ספקטרום זה יש פיק של backscatter שגם כן מסומן באיור 26, העונה לפיזור קומפטון באיזור 180° שיוצרת החזרות המגדילות את ההסתברות קליטה בזוויות אלו (כמצופה מנוסחת Klein-Nishina) [16].

פיק פוטואלקטרי מופיע בערך הספרותי (לשם כיילנו אותו) ותמיד גאוסיאני כפי שמצופה מתופעה מונו-אנרגטית.

"פיק הרעש" מאיור 26 תמיד הופיע והתעלמנו ממנו כפי שנספח 1 מתעסק בו.

4.5.2 ספקטרומים בנפרד

עבור $\text{Cs}137$ הכיול היה 0.2 ± 34.3 . קיבלנו פיק יחיד כצפוי. שאר הספקטרום כמתואר בתת-פרק הקודם. עבור $\text{Co}60$ הכיול היה 0.2 ± 45.3 (לאחר מיצוע בין 0.2 ± 45.4 ו- 0.2 ± 45.3). קיבלנו 2 פיקים כצפוי. הכיולים בין הפיקים תאמו זה לזה בטווח אי הודאות שלהם. עוד תכונה מעניינת היא שהפיקים בגבהים די קרובים. לפי [6] ה- $\text{Co}60$ דועך לרמה אנרגטית $2.505 [\text{MeV}]$ בהסתברות של 99.88%, משם יורד ל- $1.332 [\text{MeV}]$ ומשם לרמת היסוד, בעוד ההסתברות לרדת ישירות ל- $1.332 [\text{MeV}]$ היא רק 0.12%. זאת אומרת שכמעט כל האטומים בהכרח יפלטו את שתי הקרינות ונצפה לגבהים כמעט שווים. ניתן לראות באיורים 24, 25 שהם אכן קרובים בגובה. יחסי הגבהים ביניהם הוא 1.2 שזה קרוב אך עדיין דורש הסבר. הפיק השמאלי יותר הוא הגבוה מביניהם והוא גם קרוב יותר אנרגטית לפיזור קומפטון, לכן השארתינו היא שהתרומה ממנו היא הגורמת לכך. כהערכה מספרית, מיצענו את הקריאות בערוצים שהיו 2 רוחבי גאוסיאן משמאל לפיק השמאלי, היכן שהגאוסיאן אמור היה לדעוך לסדר גודל של עשרות או יחידות אך עדיין בקצה ספקטרום קומפטון, זאת אומרת אחרי ה-Compton Edge (סוג של מינימום מקומי ביניהם, ערוצים 22.0-23.4) והממוצע יצא ~ 630 . תוצאה זו יחד עם הדעיכה האיטית של ספקטרום קומפטון אומרת לנו בודאות גבוהה שגם בפיק של $1173 [\text{KeV}]$ ההשפעה מקומפטון תהיה עדיין מסדר גודל של מאות, להערכתנו 200~500 לפי קצב הדעיכה בערוצים אלו. הערכה זו מתאימה באופן טוב מאוד לעובדה שהפרשי הגבהים בין הפיקים הינו ~ 390 . שאר הספקטרום כמתואר בתת-פרק הקודם.

עבור $\text{Na}22$ הכיול היה 0.2 ± 46.4 (לאחר מיצוע בין 0.2 ± 45.8 ו- 0.2 ± 47.0). קיבלנו 2 פיקים כצפוי. בניגוד לחומרים האחרים, כאן ישנו פיק אנהילציה, מפגש אלקטרון ופוזיטרון ההופכים לקרינת גמא מונו-אנרגטית במסת מנוחת אלקטרון $511 [\text{KeV}]$. היותו מונו-אנרגטי הוא כמובן גם מקורב על ידי גאוסיאן. רואים בבירור באיור 18 שהפיק אנהילציה גבוה משמעותית מהפוטואלקטרי למעשה גדול בערך פי 7.7. בגלל שהפיקים מתופעות שונות, קשה יותר השוואה בין הגבהים שלהם. ההסתברויות לתהליכים אלו שונה. לפי [7] רוב המוחלט של תהליכי הדעיכה (90.6%) גם פולטים פוזיטרון וגם דועכים פוטואלקטריית, אז אפשר לחשוב נאיבית שההיסטוגרמות צריכות להיות בקירוב שוות אם כך. כל חיפוש תוצאות פליטה לאיזוטופ זה יראה פיק

אנהילציה גדול בהרבה מהפוטואלקטרי, (לשונית Sodium-22 ב-[16] הינה דוגמה אחת להמחשה) אך לא מצאנו הסבר חד משמעי בשום מאמר. ניחוש שלנו – מדובר בהסתברות הקליטה ולא הפליטה. הרי הקרינה מאנהילציה יוצאת ל-2 כיוונים הפוכים (שימור תנע), משמע ההסתברות לפגוע בשטח החתך של הגלאי כפולה מזו של פליטה איזוטרופית בדידה, כמו זו של פליטה פוטואלקטרית. זה כבר יכול להסביר יחס בסביבות 1:2 אך עדיין לא את היחס 1:7.7 שנמדד, חסר פקטור 3.8. פה ייתכן ונכנסת העובדה שמקור האנהילציה אינו במרכז החומר, אלא היכן שהוא פוגש אלקטרון. משמע כפי שזווית מרחבית הולכת כ- r^{-2} (עבור r מרחק מהגלאי), זווית הפתיחה ש"מרוויחים" בהתקרבות לגלאי, גדולה מהזווית המרחבית ש"מפסידים" בהתרחקות מהגלאי באותו המרחק. אזי בתהליכים שקורים איזוטרופית סביב האיזוטופ (אפשר לחשוב על זה בחד-מימד על הציר המחבר בין האיזוטופ לגלאי, כפי שגם ככה יש כיסוי סביב ציר זה, עם ההטלות המתאימות וכו') נצפה ליותר קריאות מאשר בתהליכים שקרו כולם בתוכו. חישוב מספרי לגבי אם זה מצליח להסביר את היחס 1:3.8 שנשאר לנו ידרוש חישוב של מהלך ממוצע של פוזיטרון, ועוד חישובים סטטיסטיים רבים על התהליך שלצערינו מחוסר זמן, נצטרך רק להציע אך לא נספיק לבצע.

4.5.3 רזולוציה

הרזולוציה נותנת מדד לאיכות המדידה. לא ביצענו ניסוי התאמת מתח לפי הרזולוציה, אלא לקחנו את $800[V]$ כהמלצת יצרן. ננצל הזדמנות זו להוציא מידע על טיב המדידה ולוודא שהרזולוציה שלנו בסדר גודל של התאמה "טובה". לפי ספר המעבדה [3] והשוואה למאמרים אחרים [17] – רזולוציה "טובה" נעה בין $10\sim 1\%$. לפי טבלה 4 נשים לב שאכן כולם בסדר גודל מתאים, פרט לפיק הצזיום. אנו חושבים שהמתח שלנו פחות מתאים לאיזוטופ זה, אך פרט לציון עובדה זו קשה להגיד משהו מעבר כפי שלא ביצענו מדידות כתלות במתח.

4.5.4 גאוסיאנים

ההתאמה הגאוסיאנית הינה קירוב מפואסון כפי שצויין בפרק 2. נתייחס לאיורים 21-25 ולעובדה שלמרות שמדדי $\frac{\chi^2}{ndof}$ הינם טובים, רואים בעין שההתאמה יושבת על הנקודות באופן עקום. זו תופעה מוכרת, הנובעת מהעובדה שההפרעות לגאוסיאן (אם זה סכימות, קרינת רקע, השפעה מפזור קומפטון וכו') משמעותיות הרבה יותר מצד "שמאל" של הגאוסיאן בהשוואה ל"ימין", מה שיוצר לגאוסיאן אי-סימטריה. במקרה שלנו קל לראות באופן איכותי מאיורים 18-20 שפזור קומפטון גולש לבסיס השמאלי של הגאוסיאנים והוא ככל הנראה הגורם המשפיע ביותר. בנוסף קיימת אפשרות שגם הגלאי עצמו יוצר אי-סימטריה, מצאנו שגלאי CZT יוצרים אי סימטריה זו משינויים בתנועות המטען בגלאי [18], לכן ייתכן שגם בגבישים מהסוג שלנו יש תופעה דומה, אך לגביש שלנו לא מצאנו רפרנס הנוגע בתופעה זו שיאשש טענה זו.

מסתבר שאף ישנן פונקציות גאוסיאן מתוקנות שנוטים להתאים אליהם במקרים אלו (משוואה (4) ב-[18]) אך מהגבלת זמן לא התנסו בכך.

4.5.5 קרינת רקע

הראנו את ספקטרוסקופיית קרינת הרקע באיור 17. המטרה העיקרית של המדידה הייתה להפחית השפעות חיצוניות על מדידת הספקטרומים. בנוסף, חיפשנו פיקים כלשהם על מנת לקבל הערכה מספרית לחומר או תופעה שקרתה סביבנו אך לא נמצאו פיקים מקומיים ברורים, לכן לא הייתה סיבה אפילו לכייל לאנרגיות. ניתן ציין רק שרוב פילטות הגמא ברקע באנרגיות נמוכות, טווח ה-X-Ray. להסר הספק, ברור כי מדובר בטווח ה-X-Ray בגלל הכיולים של האיזוטופים, גם ללא כיול פרטני לקרינת רקע.

סך הכל ברקע נמדדו 56000 ± 200 קריאות במהלך ה-10 דקות, מה שמעיד על תדירות $93.3 \pm 0.3 \left[\frac{1}{s}\right]$ עבור קרינת גמא בסביבת הניסוי בזמן שמדדנו. קשה להשוות לערך מסויים כפי שזה משתנה מכל המתרחש מסביב, אבל מבחינת סדרי גודל - אדם ממוצע מקרין קרני גמא בתדירות של כ- $500 \left[\frac{1}{s}\right]$ [15] בהתחשב בכמות האנשים מסביב, הזוויות המרחביות שלהם וגורמים אחרים שמקרינים באותו סדר גודל – הסדר גודל שמדדנו נראה נכון.

4.5.6 כיולים

נציין כי כיול ערוצים-אנרגיות צריך להשאיר קבוע לכל מדידה וכל חומר, כל עוד אין שינוי בהגבר או המתח במכשיר. מפרק 4.5.2 נוכל להשוות בין הכיולים של ^{22}Na ו- ^{60}Co ונקבל $3.6[\sigma]$ $t_{value} = \frac{46.4-45.3}{0.3}$.

תוצאה לא קיצונית, אך גם רחוקה מטובה, היותה מעל $2[\sigma]$. זה ככל הנראה מעיד שאי הודאות שהערכנו (כרוחב ערוץ) אינה טובה ויש להתחשב יותר בעיקום הגאוסיאן. אם ניקח מרחק ערוצים מהמקסימום למרכז לפי ההתאמות לפונקציה, נקבל אי ודאות ± 0.5 בכיול ואז $t_{value} = 1.5[\sigma]$. שזו תוצאה שהיינו מצפים לה.

כיול הצזיום שונה מהותית כי בין מדידתו למדידת החומרים האחרים התבצעו שינויים משמעותיים בפרמטרים של המערכת (כשחשבנו שצ'יפ נשרף וניסו לתקן את המכשיר).

5. ניסוי 4: מדידת פליטה מאלומיניום

5.1 מטרת הניסוי

מטרת הניסוי הינה ניתוח הקרינות השונות של אלומיניום.

5.2 תיאור המערכת ומהלך הניסוי

מערכת הניסוי זהה לזו המתוארת בפרק 1.4. טענו מוט עם גליל אלומיניום בקצהו בקוטר $6.0 \pm 0.1[cm]$ בשטף נייטרונים במשך 50 דקות ומדדנו את קרינתו במשך שעה במונה ניצנוצים, כאשר אנו מודדים את הזמן בין הוצאת המוט ממכשיר הטעינה ועד הדלקת המדידה במונה הניצנוצים.

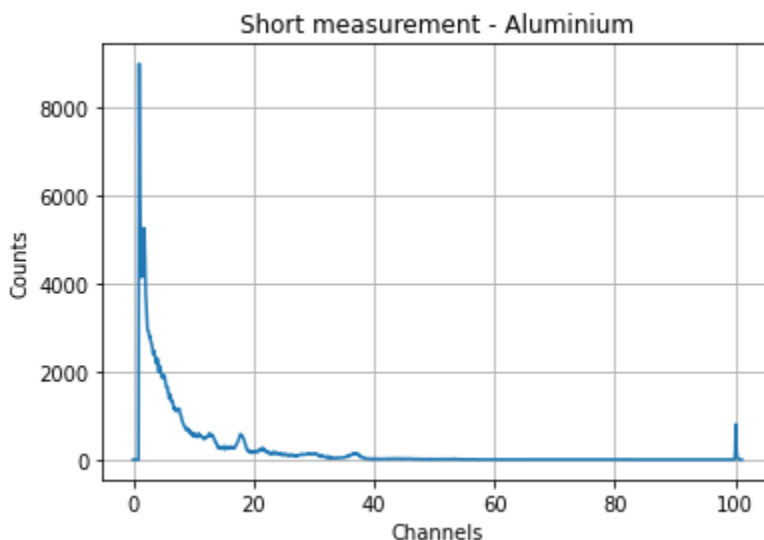
לאחר מכן חזרנו על מדידה זו עבור זמן טעינה של 24 שעות וזמן מדידה של 9 שעות (ניסינו למדוד 24 שעות, אך בעקבות ניתוק חשמלי של המערכת קיבלנו מדידות רק עבור 9 השעות הראשונות).

5.3 תוצאות הניסוי

עבור המדידה הקצרה הזמן שנמדד בין הוצאת המוט לתחילת המדידה הינו $(47 \pm 1)[s]$. למדידה הארוכה $(50 \pm 1)[s]$.

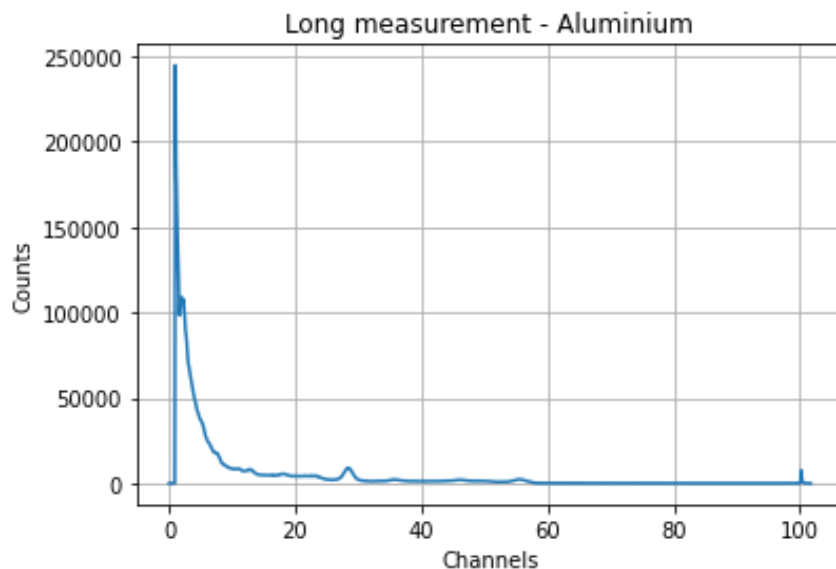
תוצאת המדידה הינה מטריצה של מספר הקריאות לכל ערוץ לכל שנייה – רשימת ערכים גדולה מדי בשביל להציג באופן ישיר. לכן נבחר להציג את התוצאות לאחר עיבוד קל של סכימה לאורך כל המדידה, כאשר יש לזכור שבידינו הערכים המספריים לכל שנייה, שמרכיבים את אותה התוצאה.

סך כל הקריאות למדידה הקצרה נראו כך:



איור 27: מדידה קצרה בשלמותה, ניסוי 4

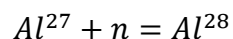
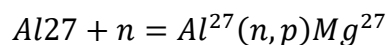
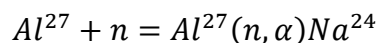
וסך כל המדידות למדידה הארוכה נראתה כך:



איור 28: מדידה ארוכה בשלמותה, ניסוי 4

5.4 עיבוד תוצאות הניסוי

כפי שהוסבר בפרק התיאוריה, התהליכים הצפויים באלומיניום הינם:



לתהליכים אלו הוצאנו ערכים ספרותיים לפי [8] ונוכל לחלק את כלל הפליטות לפי אנרגיות ולפי זמני מחצית חיים:

| זמני מחצית חיים (ערכים ספרותיים) | אנרגיות פיקים [KeV] |
|----------------------------------|---------------------|
| 2.2[minutes] | 843,1014 |
| 9.4[minutes] | 1779 |
| 14.9[hours] | 1368,2754 |
| 740000[years] | 1808,2938 |

טבלה 5: ערכים ספרותיים, ניסוי 4

מיינו את הפיקים שנמדדו לתהליך המתאים והאנרגיה המתאימה לפי טבלה 5. לשם כך אין אף צורך לכייל לספקטרום אנרגיות, אלא לסדרם באופן כרונולוגי לפי הסדר בערוצים במדידה כמול הסדר באנרגיות בטבלה

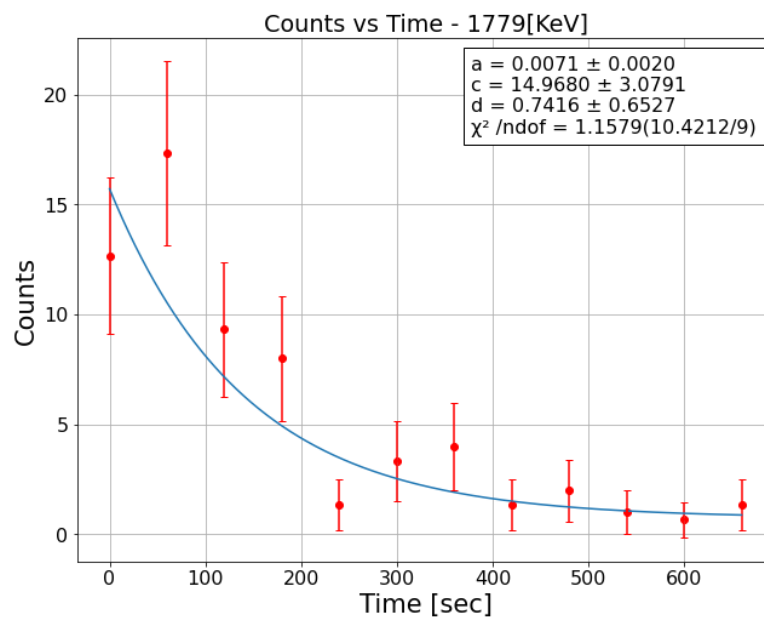
5, בידיעה כי במדידה הקצרה הפיקים של זמני חיים $(2.2, 9.4)[minutes]$ יהיו דומיננטיים ובמדידה הארוכה הפיקים של $14.9[hours]$ יהיו דומיננטיים (הסבר בפרק הדיון).

חילקנו את ערכי המדידה במרווחים שווים וסכמנו קריאות לכל פרק זמן: בקצרה לכל דקה, בארוכה לכל שעה.

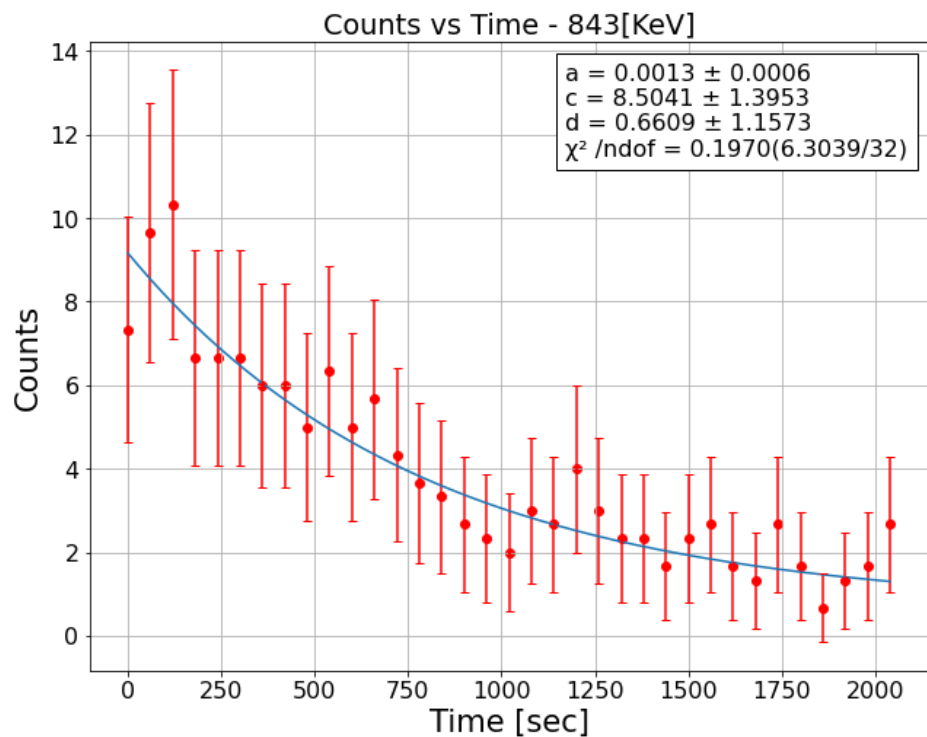
לכל פיק רלוונטי מאוירים 27 ו-28 בחרנו את הערוץ עם מספר הקריאות המקסימלי, מיצענו את ערכיו לכל פרק זמן עם שכניו הסמוכים (להקטנת השפעת אי הודאות העונה רוחב אנרגטי לערוץ) וביצענו התאמה לדעיכה אקספוננציאלית בזמן לפונקציה $y = c \cdot e^{-ax} + d$.

מספר הנקודות שנלקחו יוסבר בפרק הדיון.

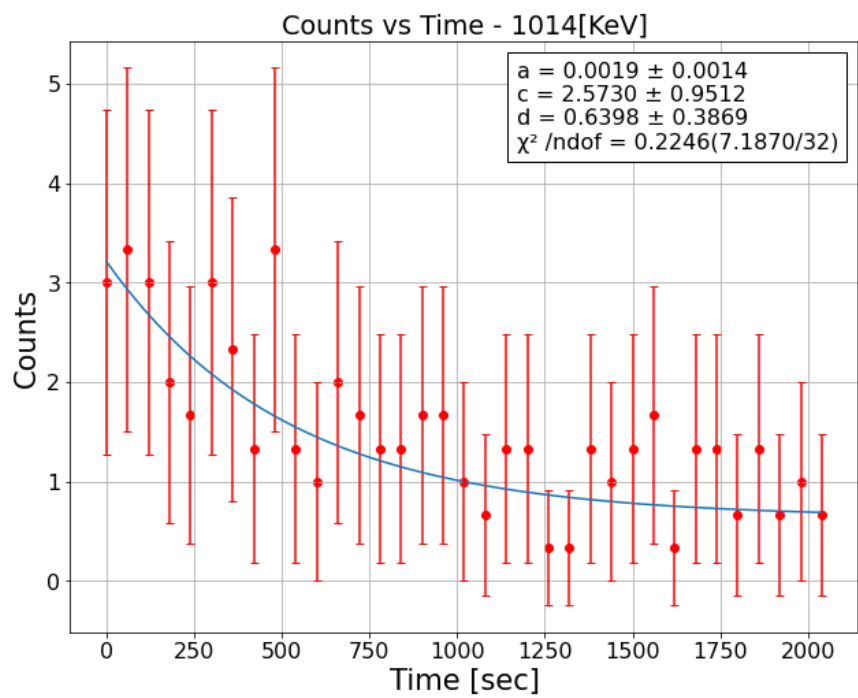
למדידה הקצרה:



איור 29: פיק $1779[KeV]$, מדידה קצרה, ניסוי 4

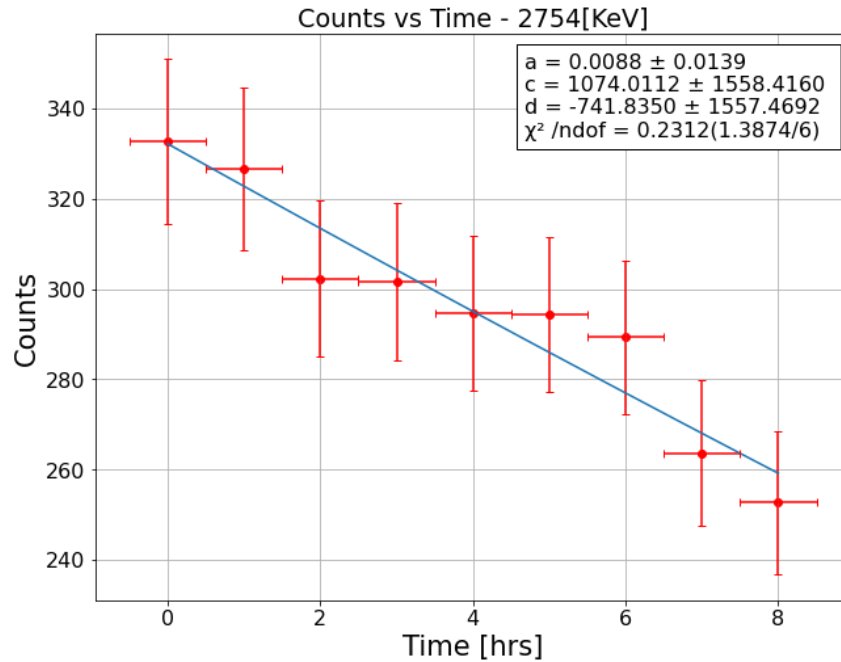


איור 30: פיק 843[KeV], מדידה קצרה, ניסוי 4

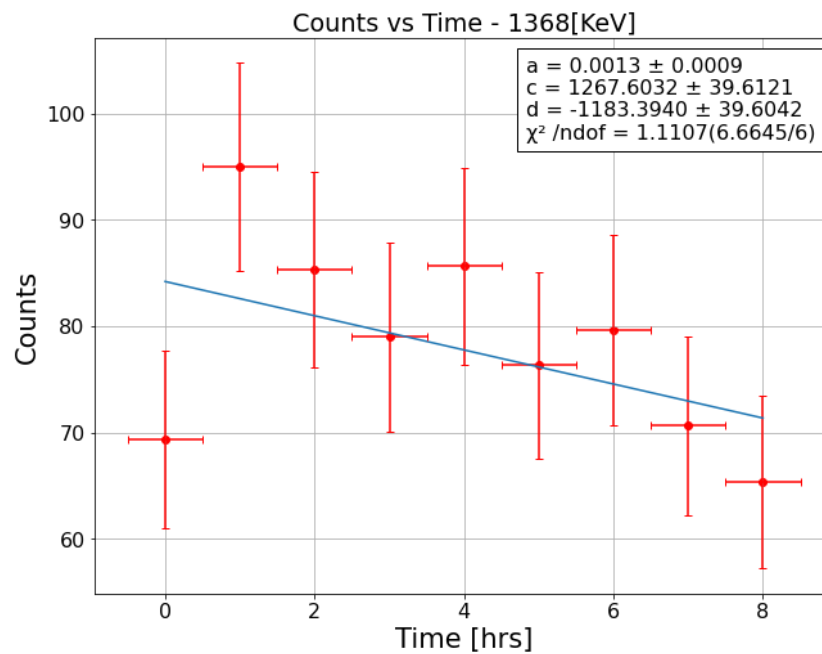


איור 31: פיק 1014[KeV], מדידה קצרה, ניסוי 4

למידה הארוכה:



איור 32: פיק 2754[KeV], מדידה ארוכה, ניסוי 4



איור 33: פיק 1368[KeV], מדידה ארוכה, ניסוי 4

כאשר אי הודאיות לפי שורש מספר המדידות. לכל מקדם דעיכה נמדד (a בהתאמות) נחשב ערך התאמה לערכים בטבלה 5, כאשר מקדם הדעיכה הינו ההופכי לזמן מחצית החיים. למדידה הקצרה:

| $t\text{-value } [\sigma]$ | ערך ספרותי $[1/s]$ | מקדם דעיכה נמדד $[1/s]$ | פיק $[KeV]$ |
|----------------------------|--------------------|-------------------------|-------------|
| 1 | 0.0017 | 0.0013 ± 0.0004 | 843 |
| 0.3 | 0.0017 | 0.002 ± 0.001 | 1014 |
| 0.25 | 0.0074 | 0.007 ± 0.002 | 1779 |

טבלה 6: התאמות למדידה הקצרה, ניסוי 4

למדידה הארוכה:

| $t\text{-value } [\sigma]$ | ערך ספרותי $[1/hr]$ | מקדם דעיכה נמדד $[1/hr]$ | פיק $[KeV]$ |
|----------------------------|---------------------|--------------------------|-------------|
| 73 | 0.0671 | 0.0013 ± 0.0009 | 1368 |
| 5.7 | 0.0671 | 0.01 ± 0.01 | 2754 |

טבלה 7: התאמות למדידה הארוכה, ניסוי 4

5.5 דיון בתוצאות ומסקנות

- לפי ערכי ה- $t\text{-value}$ ההתאמות למדידה הקצרה טובות מאוד. לעומת זאת, ההתאמות למדידה הארוכה מספיק רחוקות מהתוצאה האמתית שנדע שמדובר בשגיאה או במדידה בעייתית. לפי נראות ההתאמות בגרפים, רוב הנקודות יחד עם הסוגרי-טעות שלהם יושבים עם ההתאמה, כפי שמצופה. השגיאות היחסיות במדידה הקצרה די גבוהות, בעיקר הפיק $1014[KeV]$ אשר בעל 50% שגיאה יחסית, זה נובע מדיוק התהליך הניסויי כמול העובדה שאנחנו מנסים למדוד גודל בסדר גודל קטן. ראוי לציין כי באיור 30 ובמיוחד באיור 31, הסוגרי-טעות נראים גדולים מדי, אך זאת מכיוון שהערכים הנמדדים שם קטנים מאוד ובאמת מגיעים לסדר גודל של אי הודאות.
- עבור התהליך העונה לזמן מחצית חיים של $9.4[minutes]$ קיבלנו שתי תוצאות לזמני דעיכה, נוכל לבצע ממוצע משוקלל ביניהם ולקבל: $\left[\frac{1}{5}\right] \cdot 10^{-3} \cdot (1.4 \pm 0.4)$. בהתאמה של $0.75[\sigma]$.
- מיון הפיקים לפי רלוונטיות למדידה הקצרה או הארוכה נעשו על בסיס משוואות (27), (28) שאומרות כי איזוטופים בעלי זמני מחצית חיים שונים יצטרכו להתערר בהתאם על מנת לקבל כמות דעיכות (פליטות) משמעותית בפרקי זמן שנמדדו. במדידה זמן ערור ארוך, האיזוטופים עם זמני מחצית החיים הקצרים ידעכו מהר, ואז נראה בעיקר את אלו עם זמני מחצית החיים הארוכים. במדידה זמן ערור קצר, האיזוטופים עם זמני מחצית החיים הארוכים לא יספיקו להתערר וזמני המדידה הקצרים לא יאפשרו למדוד דעיכה באופן מדויק. למרות שאנו לא יודעים את השטף במכשיר האקטיבציה בו עררנו את המוט, התאמנו לפי סדרי גודל – טעינה של 50 דקות ומדידה של שעה תתאים זמני חיים של 2.2 דקות ו-9.4 דקות, טעינה של יממה ומדידה של יממה (מה שלא הצליח עקב תקלה) תתאים לזמן מחצית החיים של 14.9 שעות. מאותה סיבה ניתן לציין כי התהליך בעל זמן מחצית החיים של כ-740000 שנים שמופיע בטבלה 5 לא יכול להמדד בניסוי שלנו, כפי שידרוש מדידה בסדר גודל של אותו הזמן.

- במדידה הקצרה ניתן להבחין כי כמות הנקודות (או לחילופין טווחי הזמן) שונה בין איור 29 לאיורים 30 ו-31. זאת מכיוון שזמני מחצית החיים שלהם שונה ולכן היה להעריך כמות אופטימלית של זמן מדידה כך שלא נמדוד דעיכה לאחר מספר רב של זמני מחצית חיים (אחרת הפלקטואציות ברעש יהפכו לדומיננטיות יותר מדעיכת החומר עצמו) ויחד עם זאת, שניקח מספיק נקודות לביצוע התאמה. משיקול שתי האילוצים האלו, החלטנו למדוד זמן של 6 זמני מחצית חיים עבור פיק $[1779 \text{ KeV}]$ וזמן של 3.5 זמני מחצית חיים עבור $[843, 1014] \text{ KeV}$.
- עבור המדידה הקצרה, ניתן להבחין באיורים 29-31 כי כמות המדידות לכל פרק זמן הינה קטנה. המילה "קטנה" הינה ביחס לעובדה שנדרש סדר גודל של 100 מדידות על מנת שהקירוב בין פואסון לגאוסיאן יהיה טוב. לכן בחרנו לעבוד על פי המקסימומים המקומיים בספירה הכוללת ולא להסתמך עם קירובים לגאוסיאנים שיגררו אי ודאות נוספת.
- ההתאמה הלא מוצלחת במדידה הארוכה אינה הפתעה. על מנת לקבל התאמה טובה לדעיכה אקספוננציאלית יש למדוד בקירוב $2 \sim 6$ זמני מחצית חיים. להתחשב בערך הספרותי לדעיכת הפיקים שניסינו למדוד, 14.9 שעות, רצוי למדוד לכל הפחות 30 שעות. גם ה-24 שעות שניסינו למדוד היה זמן קצר מדי להתאמה טובה (אך נאלצנו להזדרז מאילוצי לו"ז), אבל עם התקלה הטכנית שהשאירה אותנו עם מדידה של 9 שעות, הגענו למצב די קיצוני בו יש לנו ערכים מספריים לבערך $\frac{1}{2}$ מזמן מחצית חיים בודד.
- ניסינו לבצע התאמה למשוואה (28) ועם עזרת מדידת הזמן שעבר בין הוצאת המוט לתחילת המדידה. אך בגלל חוסר הידיעה של פרמטרי הערור, מצאנו את עצמנו רק מוסיפים נעלמים ואי ודאויות לנקודות שעבורן הבעיה מלכתחילה הייתה עודף פלקטואציות ואי ודאויות ביחס לדעיכה האקספוננציאלית האיתית. לא רק שאיננו יודעים מהו השטף בתוך האקטיבטור, אלא גם חתך הפעולה בין ניוטרונים לאלומיניום, שזה משהו שכן אפשר למצוא [19], הינו גודל תלוי אנרגיית הניוטרונים – אנרגיה אותה איננו יודעים.
- הקבוע d שמצאנו בהתאמות מעיד על מספר הקריאות באותו ערוץ באותו פרק זמן שישאר לאחר דעיכה – משמע קרינת הרקע. על פי מדידות קרינת רקע שמדדנו, זהו גודל שאמור להשאר די דומה בכל טווחי אנרגיות אלו (עד כ-50% בין הפיק הנמוך ביותר במדידה הקצרה לגבוה ביותר במדידה הקצרה) ונוכל לבדוק שהתוצאות הגיוניות מבחינת סדרי גודל, בהשוואה ביניהם ולמדידת הרקע מניסוי 3 (רק למדידה הקצרה, כפי שהארוכה תקולה). במדידה הקצרה קיבלנו את ההערכות: $d = (0.7 \pm 0.6), (0.6 \pm 1.1), (0.6 \pm 0.3)$ כאשר אנו מודעים שאנו מציגים ספרה לא משמעותית באחת התוצאות, אבל מדובר בחישוב גם לסדרי גודל כאשר האי ודאות גדולה מהתוצאה עצמה, לכן השארנו אותה להתרשמות כללית, בעוד סטטיסטית אנו כומבן רואים לנכון פשוט להתעלם מערך זה בהשוואה. ממדידת רעש הרקע בניסוי 3 קיבלנו בערוצים אלו 45, 29, 34 קריאות לעשר דקות, לכן לאחר חלוקה ב-10 נשתכנע כי בהחלט מדובר באותו סדר גודל וללא שוני גדול ביחס לאי הודאויות.
- באיורים 27, 28 ניתן להבחין ב"פיק" בערוצים האחרונים מהן התעלמנו, ראה נספח 1.

6. ניסוי 5: ניסוי הרחבה – חדירת קרינה דרך עופרת

6.1 מטרת הניסוי

מטרת הניסוי הינה למדוד קרינה של Co60 מאחורי עוביים שונים של עופרת והשוות התוצאות לחוק בר (Beer).

6.2 תיאור המערכת ומהלך הניסוי

המערכת מורכב כבפרק 1.5, כאשר שמנו Co60 במרחק של $(10.0 \pm 0.3)[\text{cm}]$ במתח $800[\text{V}]$ וביצענו מדידה של 2 דקות עבור עוביים שונים של פלטות עופרת החל מ- $(2.0 \pm 0.1)[\text{mm}]$ עד $(20.5 \pm 0.3)[\text{mm}]$, כאשר הערכים המדויקים יופיעו בתוצאות הניסוי.

6.3 תוצאות הניסוי

להלן תוצאות הניסוי, מספר הקריאות לשתי הפיקים של ה- Co60 כתלות במרחק. מספרי הקריאות בפיקים הינם ממוצע נקודת המקסימום המקומי עם שכניו הקרובים:

| פיק שני [counts] | פיק ראשון [counts] | עובי עפרת [mm] |
|------------------|--------------------|----------------|
| 38.66 | 72.56 | 2.0 ± 0.1 |
| 23.95 | 35.21 | 3.0 ± 0.1 |
| 20.00 | 37.1 | 4.1 ± 0.1 |
| 20.95 | 32.14 | 5.0 ± 0.1 |
| 19.28 | 32.36 | 6.0 ± 0.2 |
| 19.61 | 30.51 | 7.1 ± 0.2 |
| 16.23 | 28.79 | 8.2 ± 0.2 |
| 16.04 | 25.36 | 11.0 ± 0.2 |
| 12.52 | 22.76 | 14.2 ± 0.2 |
| 12.14 | 22.72 | 20.5 ± 0.3 |

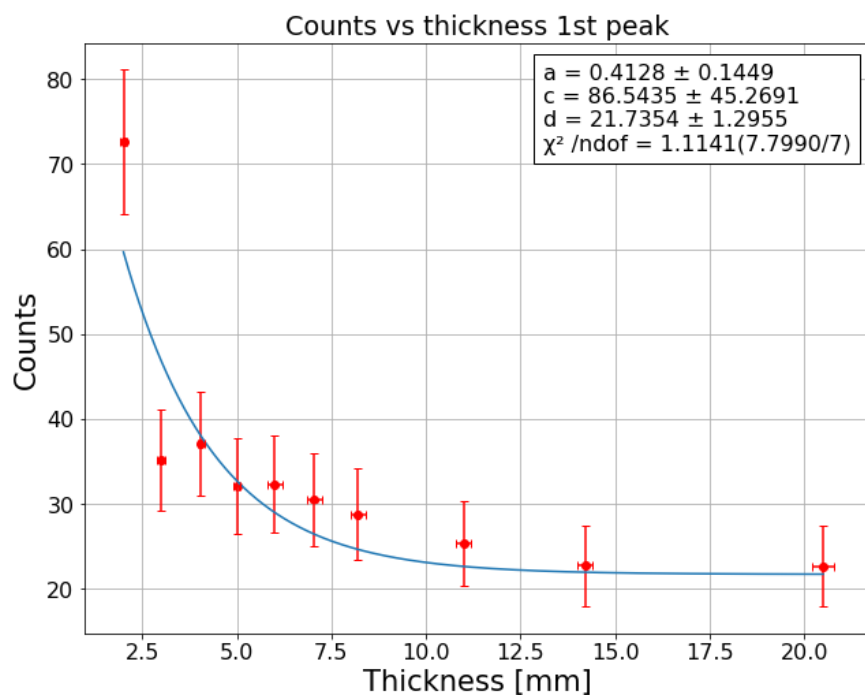
טבלה 8: תוצאות ניסוי 5

כאשר מניסוי 3 ניתן להסיק כי הפיק הראשון $1173[\text{KeV}]$ והשני $1322[\text{KeV}]$.

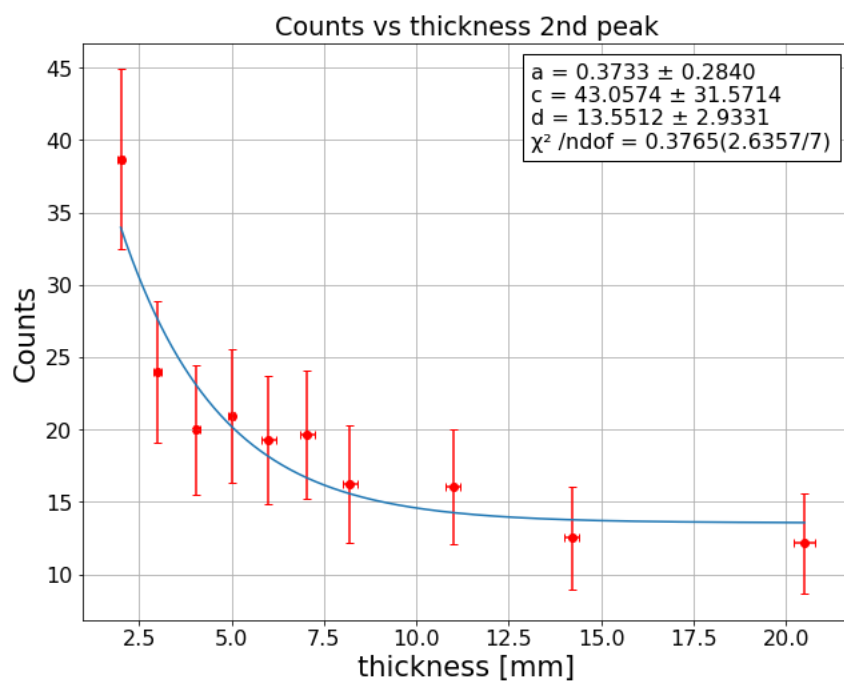
אי הודאות לרוחב הוערכה כ- $0.1[\text{mm}]$ כאי ודאות של הקליבר יחד עם העובדה של הפלטות אינן שטוחות, בעוד לעוביים גדולים חיברנו מספר פלטות בטור, לכן אי הודאות חוברה כאי ודאויות בלתי תלויות, מה שגרם להערכת אי ודאויות גבוהות יותר לעוביים אלו.

6.4 עיבוד תוצאות הניסוי

ביצענו התאמה לכל פיק בנפרד לאקספוננט דועך $y = c \cdot e^{-ax} + d$ וקיבלנו:



איור 34: דעיכת פיק $1173[\text{KeV}]$, ניסוי 5



איור 35: דעיכת פיק $1322[\text{KeV}]$, ניסוי 5

כאשר אי הודאיות בציר y כשורש מספר המדידות ובציר x כטבלה 8, לפי כמות הפלטות.

בשביל הערך הספרותי נפנה ל-[9] ונחפש ערכים לעפרת, בהצבת צפיפות עפרת $11.3 \left[\frac{gm}{cm^3} \right]$. מקדם הדעיכה μ הינו תלוי אנרגיית הפוטון, כפי שבטבלאות ישנם ערכים שלמים, ביצענו אינטרפולציה לינארית בין 2 הערכים הסוגרים על האנרגיות שאנחנו צריכים. תוצאות האינטרפולציה: $\mu(E = 1173[KeV]) = 0.73 \pm 0.03$ $\mu(E = 1332[KeV]) = 0.63 \pm 0.03$. כאשר הערכנו אי ודאות בעקבות האינטרפולציה (זה לא באמת לינארי).

| $t - value [\sigma]$ | ערך נמדד $[1/cm]$ | ערך מצופה $[1/cm]$ | פיק $[KeV]$ |
|----------------------|-------------------|--------------------|-------------|
| 3.3 | 0.4 ± 0.1 | 0.73 ± 0.03 | 1173 |
| 1.6 | 0.3 ± 0.2 | 0.63 ± 0.03 | 1322 |

טבלה 9: תוצאות ניסוי 5

6.5 דיון בתוצאות ומסקנות

- קיבלנו ערכי התאמה די טובים באיורים 34 ו-35 לפי $\frac{\chi^2}{ndof}$ וגם לפי נראות הנקודות וההתאמה. לעומת זאת, ההתאמה לערכים הספרותיים בעייתית, לפיק הראשון $t - value$ גבוה מדי ולפיק השני אמנם ערך ההתאמה לא רע, אבל זה כנראה בגלל שהשגיאה היחסית הינה 66%, כך שגם תוצאה זו בעייתית.
- לפי תוצאות אלו, אנו משארים כי מדובר בעפרת אינה טהורה אלא שגשוגת שלה.
- ניתן להציע לבצע ניסוי נוסף בלוחות העפרת לבדיקת השארה זו. ניסוי כזה יכול להתבצע כמול כל תכונה ידועה של עפרת – בדיקת מוליכות חשמלית, בדיקת מוליכות חום, בדיקת גמישות וכו', כתלות במה שמכשור המעבדה מאפשר.
- גם כאן העדפנו לעבוד עם ערוץ בעל ערך מקסימלי, ומיצעו עם שכניו הקרובים, כפי שמספר הקריאות, במיוחד עבור העוביים האחרונים, היה קטן במיוחד וקירוב על ידי גאוסיאן היה לא מוצלח ובעל אי ודאות גבוהה.
- גם בניסוי זה ערך d מהתאמת הפונקציה מצביע על קרינת הרקע במדידה. מכיוון שכאן כל מדידה ערכה 2 דקות, נוכל להעריך מספר קריאות לדקה לכל פיק: (11 ± 1) , (6 ± 1) $\frac{d}{2}$ ולראות כי מדובר באותו סדר גודל ותוצאות דומות לנקודה בדיון ניסוי 4 שעסקה בהשוות קצב קרינת הרקע שנמדד.
- גם כאן הופיעו קריאות בערוצים האחרונים מהן התעלמו, ראה נספח 1.

7. סיכום ומסקנות

למדנו ומדדנו מספר תופעות ותכונות הנוגעות למכשיר מונה הנצנצים, ספקטרוסקופיה ופליטה רדיואקטיבית, בדגש על ^{137}Cs , ^{60}Co , ^{22}Na ואלומיניום.

הצלחנו למדוד דעיכה בקרינה שהולכת כמו r^{-2} במרחק ודרך זה הצלחנו להעריך פליטה כוללת ל- ^{137}Cs ב- 2 דקות: $(49 \pm 2) \cdot 10^4$ של קרינות גמא. בנוסף ראינו בבירור אפקט סכימה שמתקבל בתדירות קליטה גבוהה.

חישבנו זמן מת למכשיר שלנו $\tau = (4.3 \pm 0.7)[\mu\text{s}]$.

זיהינו בספקטרומים של האיזוטופים את האפקטים המתוארים בתיאוריה: פיקים פוטואלקטריים, פיק אנהילציה, ספקטרום פיזור קומפטון, פיק backscatter ופיק X-Ray.

זיהינו את הפיקים המצופים מאלומיניום מעורר ואף חישבנו את מקדמי הדעיכה של התהליכים הבאים:

$$Al^{27} + n = Al^{28} \text{ בדעיכה } \left[\frac{1}{s}\right] (7 \pm 2) \cdot 10^{-3}.$$

$$Al^{27}(n, p)Mg^{27} \text{ בדעיכה } \left[\frac{1}{s}\right] (1.4 \pm 0.4) \cdot 10^{-3}.$$

מדדנו דעיכת קרני גמא בחדירה דרך עוביים שונים של עפרת וחישבנו מקדמי דעיכה :

$$\mu(E = 1173[\text{KeV}]) = 0.4 \pm 0.1$$

$$\mu(E = 1322[\text{KeV}]) = 0.3 \pm 0.2$$

מה שהוביל אותנו לטענה שמדובר בעפרת לא טהורה.

8. הצעות לשיפור הניסוי

- מדידה ארוכה יותר עבור המדידה הארוכה של האלומיניום.
- התאמות לגאוסיאן לא סימטרי (כפי שהוצא באחת ההערות בדיון ניסוי 3).
- לא לבצע שינויים בין מדידות, על מנת לשמור על כיוול זהה.
- לבדוק את הרזולוציה לפי המתח, למרות המלצת היצרן.
- לבצע בדיקה לטהרת העפרת בניסוי 5.

9. רשימת מקורות

- [1] תדריך ניסוי "מונה נצנוצים", אוניברסיטת בן גוריון.
https://moodle2.bgu.ac.il/moodle/pluginfile.php/3253080/mod_page/content/5/Scintillation-2020A.pdf
- "Measurements and their Uncertainties", by I. Hudghes and T.Hase [2]
- "Radiation Detection and Measurement", by Glenn F. Knoll [3]
- "Statistics", by Mark Thomson [4]
https://indico.cern.ch/category/6015/attachments/192/629/Statistics_introduction.pdf
- Wikipedia. Caesium-137 [5]
<https://en.wikipedia.org/wiki/Caesium-137>
- Wikipedia. Cobalt-60 [6]
<https://en.wikipedia.org/wiki/Cobalt-60>
- Wikimedia. Na-22 decay scheme [7]
https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Na-22_decay_scheme.svg
- Geneseo. Aluminum activation [8]
<https://www.geneseo.edu/nuclear/aluminum-activation>
- "Gamma-radiation absorption coefficients of various materials allowing for Bremsstrahlung and other secondary radiations", by J.W. Allison [9]
<https://www.publish.csiro.au/ph/pdf/ph610443>
- Partial derivatives calculator [10]
<http://www.julianibus.de>
- Dead time count loss determination for radiation detection systems in high count rate applications, by Amol Patil [11]
https://scholarsmine.mst.edu/cgi/viewcontent.cgi?article=3150&context=doctoral_dissertations
- A new dead-time determination method for gamma-ray detectors using attenuation law, by T.Akyrek [12]

[https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1738573321003855#:~:text=20%2C21%5D.-,The%20dead%2Dtime%20of%20the%20NaI\(Tl\)%20detection%20system,reported%20similar%20results%20%5B22%5D](https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1738573321003855#:~:text=20%2C21%5D.-,The%20dead%2Dtime%20of%20the%20NaI(Tl)%20detection%20system,reported%20similar%20results%20%5B22%5D)

Dead time in Gamma-ray spectrometry, by Salih Mustafa Karabidak [13]

<https://www.intechopen.com/chapters/53711>

Saint-Gobain, NaI(Tl) Scintillation Crystal [14]

<https://www.crystals.saint-gobain.com/radiation-detection-scintillators/crystal-scintillators/naitl-scintillation-crystals>

“Are our bodies radioactive”, HPS [15]

<https://hps.org/publicinformation/ate/faqs/faqradbods.html#:~:text=A%20gamma%20ray.%20is%20emitted,rays%20are%20produced%20each%20second>

Id-didactic (open TOC on the left side to see all the slides) [16]

https://www.id-didactic.de/software/524221en/index_Left.htm#CSHID=Appendix%2FComptonSpectrum.htm|StartTopic=Content%2FAppendix%2FComptonSpectrum.htm|SkinName=Primary

The quest for high resolution Gamma-ray scintillators [17]

https://www.researchgate.net/figure/Pulse-height-spectrum-of-the-first-high-resolution-near-infrared-scintillator-CaBa-2-I-5_fig6_333848051

A model for remote depth estimation of buried radioactive using cdznte detector [18]

https://www.researchgate.net/publication/325268552_A_Model_for_Remote_Depth_Estimation_of_Buried_Radioactive_Wastes_Using_CdZnTe_Detector

Geneseo, Aluminum activation results [19]

<https://www.geneseo.edu/nuclear/aluminum-activation-results>

10. נספחים

נספח 1: פיק מדידות בערוצים האחרונים

במהלך כל המדידות בכל הניסויים נקלט "פיק" של מדידות בערוצים האחרונים של המכשיר. הפיק מתאפיין כמספר מדידות בודדות עד עשרות בודדות במדידות הקצרות (2 דקות) וכמספר מאות בודדות במדידות הארוכות, כולם בערוצים 101.3 – 99.7 אשר האחרונים.

אנו סבורים כי לא מדובר בתכונה של החומרים שנמדדו (צזיום, קובלט, נתרן או אלומיניום) כפי שמדידות אלו הופיעו תמיד, ללא תלות בחומר ואף מדידות ללא חומר.

מצד שני, מדידות אלו הצברו עם הזמן (יותר קריאות במדידות הארוכות) ואף נראו בצורה גאוסיאנית – עלייה מונוטונית עם ירידה מונוטונית אחריה ופיק יחיד. לדוגמא, מתוך מדידת הרעש בניסוי 3:

| קריאות | ערוץ |
|--------|-------|
| 0 | 99.8 |
| 2 | 99.9 |
| 42 | 100.0 |
| 226 | 100.1 |
| 70 | 100.2 |
| 18 | 100.3 |
| 12 | 100.4 |
| 10 | 100.5 |
| 2 | 100.6 |
| 0 | 100.7 |

טבלה 10: דוגמא לפיק "רעש", נספח 1

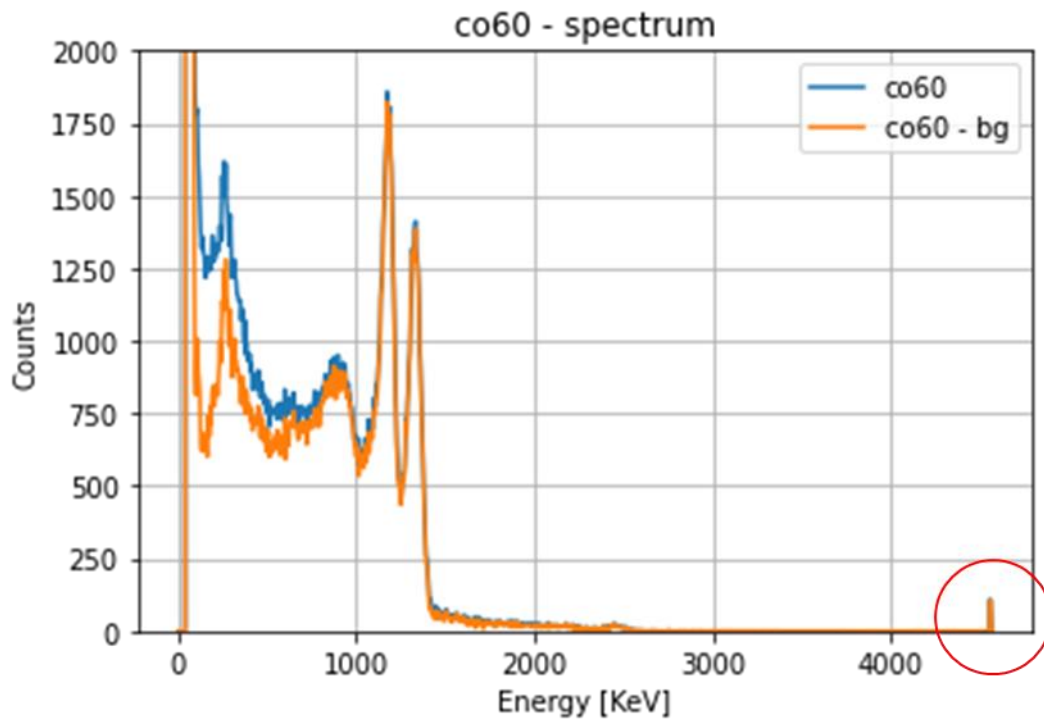
וצורה דומה בשאר הניסויים (לא ראינו צורך להראות את כולם). ניתן לציין שעבור המדידות הקצרות עם מספר קטן יותר של מדידות, יותר נכון להגיד שהצורה פואסונית ולא גאוסיאנית אבל זה לא משנה את עיקר הנקודה.

צורה גאוסיאנית זו דווקא כן מצביעה על קרינה שבקירוב מונו-אנרגטית. אך בניסיונותינו לאשש טענה זו על ידי שינוי ההגבר ("וליום" במערכת שלנו), היה נראה כי אותו פיק נשאר בערוצים האחרונים ולא זו כפי שהיינו מצפים משינוי הגבר.

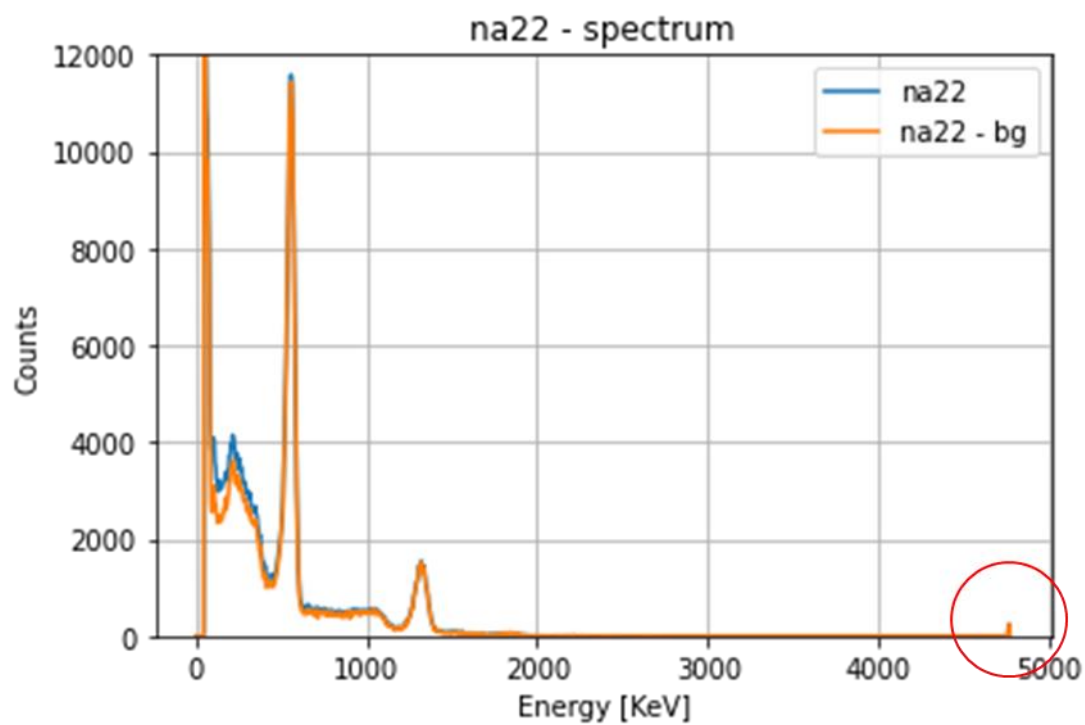
סך הכל התופעה נראתה לנו כשגיאת מכשיר שאולי קשורה לעובדה שזה קצה הספקטרום (ערוצים אחרונים) אך אופן איסוף הנקודות, זאת אומרת תדירות די קבועה (סדר גודל של מספר עשרות לדקה) וצורת ה"גאוסיאן"

גרמה לנו לשאול כי אולי מדובר בסכימה (אין הכוונה ל"אפקט הסכימה" המוכר) של מדידות קרינה באנרגיות גבוהות מאלו שאנו מודדים. ניסינו להעריך זאת מספרית עם שינוי ההגבר ללא הצלחה אך ייתכן ויהיה ניתן להשיג מסקנות לגבי תופעה זו עם שינויי הגבר ו/או מתח קיצוניים יותר. היות והיה לנו ניסוי הרחבה אחר להתעמק בו וזמן מוגבל, היינו רוצים להציע להבא לבדוק (אולי כניסוי הרחבה) את התופעה הזו יותר לעומק.

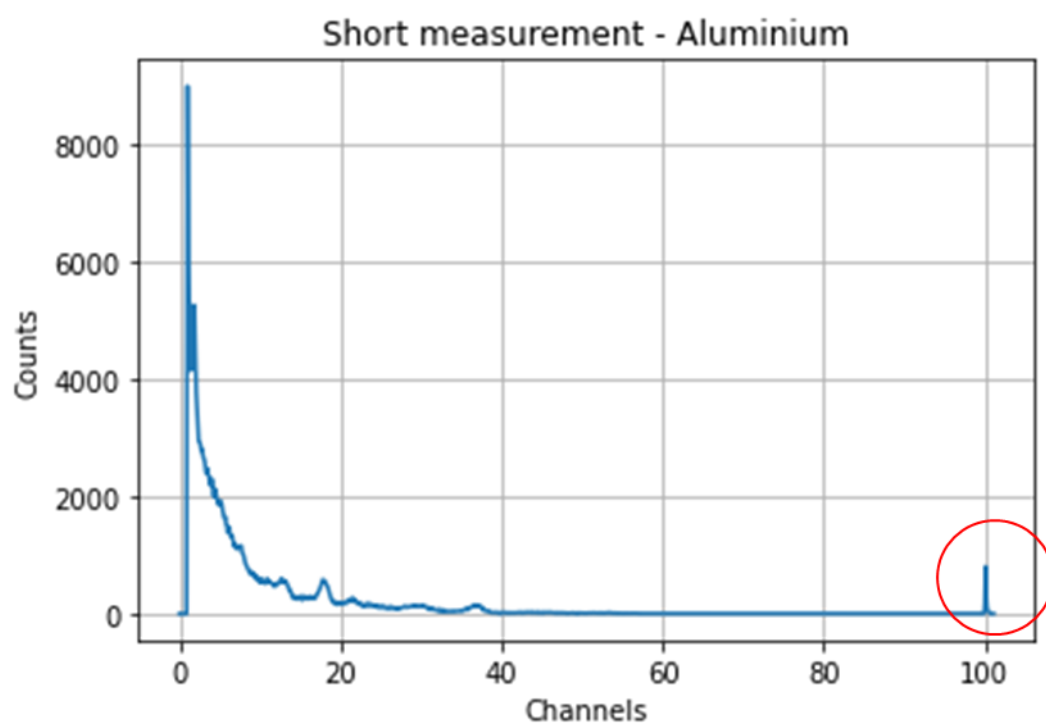
דוגמאות לפיקים אלו מסומנים באדום באיורים הבאים. כפי שצויין, הפיק הופיע בכל מדידה, אך מיותר לדעתנו להראות כמות גדולה של מדידות, בחרנו איורים מדגמית להמחשה של קונפיגורציות שונות:



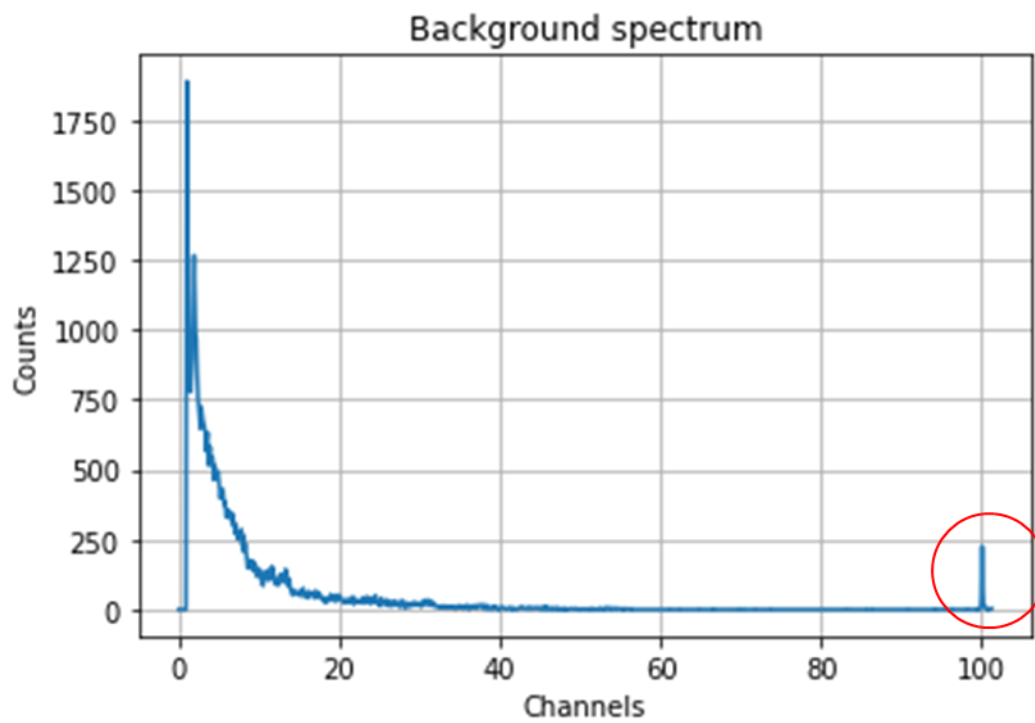
איור 1: פיק רעש בספקטרום Co60, נספח 1



איור 2: פיק רעש בספקטרום נתרן, נספח 1



איור 3: פיק רעש בספקטרום אלומיניום, נספח 1



איור 4: פיק רעש במדידת רקע מניסוי 3, נספח 1