

מבוא לפיסיקה מודרנית

סדרת הרצאות

מאת

פרופ' דוד הורן

סמסטר ב' חלק ב'

61	עמ'	7	פרק . אינטרקציות של אלקטרונים ופוטונים
71	"	8	פרק . הלפטונים והאינטרקציה החלשה
79	"	9	פרק . ההדרונים ומודל הקוואקים
90	"	10	פרק . מכשור נסיוני ונסיונות מפורסמים
98	"	11	פרק . גרעיני האטומים והתפרקותיהם
107	"	12	פרק . בקוע והתוך גרעיני

7. אינטרקציות של אלקטרונים ופוטונים.

בפרק 4 למדנו להכיר את אפקט קומפטון, כלומר תהליך $\gamma + e \rightarrow \gamma + e$. ראינו שקיים קשר בין זווית הפזור של הפוטון ואורך הגל שלו. קשר זה הוא קינמטי בעיקרו, הוא נובע משמור אנרגיה ומומנטום בלבד ואיננו תלוי באופי המדויק של הכוחות הפועלים בין החלקיקים. בחלק הנוכחי נעסוק באפקט הדינמי של התהליך ונשאל את עצמנו מהו אופי האינטרקציה שבין הפוטונים לאלקטרונים. השאלה הרלבנטית הראשונה היא מהו הסכוי שיתקיים תהליך פזור מסוג אפקט קומפטון. בפרק 4 מצאנו אמנם את הקשר שבין אנרגיית הפוטון הנפלט לכוונו, אולם לא ענינו על השאלה מדוע ומתי יפלט הפוטון בכיוון זה. ראינו שבצורה נסיונית אפשר לאשר את הצפייה התיאורטית בדבר השתנות אורך הגל. אפשר אבל לעשות גם יותר מזה - להשוות בין מספרי הפוטונים שנפלטים בכוונים השונים. מספרים אלה אפשר לתרגם לגודל שנקרא "חתך פעולה דיפרנציאלי" $d\sigma/d\Omega$ ומוגדר כדלהלן: אם שטף הפוטונים הפוגעים במטרה הוא N פוטונים ליחידת שטח ומספר האלקטרונים הנמצאים במטרה הוא N אזי צפיפות מספר הפוטונים שיפלטו בכיוון הזווית המרחבית Ω תהיה

$$N n \frac{d\sigma}{d\Omega} \quad (1)$$

מכאן אפשר להגדיר גם את המושג "חתך פעולה כללי" של אותו תהליך, σ , כאינטגרל על פני כל הזוויות המרחביות:

$$\sigma = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega \quad (2)$$

$Nn\sigma$ מיצג על כן את מספר המקרים שבהם חלה התנגשות בין הפוטונים לאלקטרונים. לגודל σ או $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ יש מובן של הסתברות אולם הוא בעל ממדים של שטח. במובן מסוים נוכל לדמיין לעצמנו את החלקיקים שנמצאים במטרה כמוקפים בכדורים קטנים ששטח החתך שלהם הוא σ . אם החלקיק הנכנס פוגע בכדור כזה חלה הריאקציה, ואם לא, החלקיק ממשיך לעבור ויכול לצאת מהמטרה ללא התנגשות. אם החלקיק הנכנס פוגע במטרה ששטח הדופן שלה הוא סמ"ר אחד ובה נמצאים N חלקיקים ששטח החתך של כל אחד מהם הוא σ אזי הסכוי שתתקיים התנגשות הוא $N\sigma$. זה נכון כמובן בתנאי שהכדורים השונים אינם מסתירים זה

את זה. בפרק ג' של החלק הקודם של קורס זה דאינו איך לפתור את הבעיה במקרה כללי יותר. התמונה של הכדורים הקטנים מאפשרת לנו להבין מהו גודל בעל אופי הסתברותי וממדים של שטח, אבל תמונה זו איננה מיצגת את המציאות; היא מתרגמת מודל מיכניסטי קלסי של כדורים קשיחים לגודל סטטיסטי. בחלק הקודם של הקורס ראינו שבמסגרת המיכניקה הקוונטית משחקת התפישה ההסתברותית את התפקיד הראשי ואין מאחוריה מודל דטרמיניסטי מסוג אותם כדורים קשיחים.

בבעית פזור קומפטון חתך הפעולה הדיפרנציאלי הוא

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = (\alpha \lambda_c)^2 \left(\frac{\omega'}{\omega}\right)^2 \frac{1}{2} \left(\frac{\omega}{\omega'} + \frac{\omega'}{\omega} - \cos^2\theta\right) \quad (3)$$

כזכור ω' קשור ל ω ולזווית θ . על כן הבטוי (1) הוא פונקציה של אנרגיית הפוטון הנכנס, $\hbar\omega$, וזווית הפוטון היוצא θ . המקדם $(\alpha \lambda_c)^2$ תלוי במטען האלקטרון ואורך-גל קומפטון שלו:

$$\alpha = \frac{e^2}{\hbar c} \approx \frac{1}{137} \quad \lambda_c = \frac{h}{mc} = 2.43 \times 10^{-10} \text{ cm} \quad (4)$$

המובן של משוואה (3) ניתן עידי משוואה (1). במערכת הנסיונית

נמדד מספר הפוטונים שיוצאים בזווית מרחבית Ω

בדיק של $\Delta\Omega$ והזא שווה לגודל

$$N n \frac{d\sigma}{d\Omega} \Delta\Omega$$

בגלל הסימטריה הצילינדרית של בעיה זו אין תלות

של $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ בזווית הנוספת הדרושה להגדרת הזווית

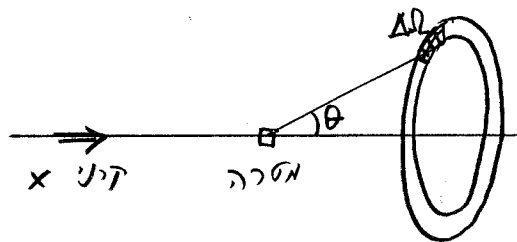
המרחבית. כידוע מוגדרת הזווית המרחבית עידי השטח

שיוצרת אותה זווית על פני כדור היחידה (כדור

שרדיוסו הוא 1). הקואורדינטות על פני כדור

היחידה הן θ ו- φ אשר הגדרתן המקובלת

ניתנת בציור מס. 2. בבעיה שלנו יש תלות בזווית θ



ציור מס. 1 פזור בזווית Ω

אבל אין תלות בזווית φ

(אין כל קשר בין זווית זו לזווית φ)
 שהוגדרה בבעית אפקט קומפטון של פרק 4
 ציור מס. 3). על כן אפשר לעשות
 אינטגרציה טריגונומטרית על פני זווית זו,
 כלומר על פני המעגל המופיע בציור מס. 1.
 מאחר ואלמנט הזווית המרחבית הוא

$$d\Omega = d\varphi d\cos\theta \quad (5)$$

יוצא כי

$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta} = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\varphi = 2\pi \frac{d\sigma}{d\Omega} \quad (6)$$

כאשר האנרגיה של הפוטון הנכנס היא

קטנה, או אורך הגל שלו הוא גדול ביחס ל λ_c , אין למעשה הבדל בין ω' לבין ω :

$$\lambda' = \lambda + \lambda_c (1 - \cos\theta) \approx \lambda \quad \lambda \gg \lambda_c \quad (7)$$

בגבול זה יש לחתך הפעולה הדיפרנציאלית צורה פשוטה ביותר:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \rightarrow (\alpha \lambda_c)^2 \left(1 - \frac{1}{2} \sin^2\theta\right) \quad (8)$$

ואינטגרציה על פני כל הזוויות המרחביות תתן את חתך הפעולה הכללי של התהליך

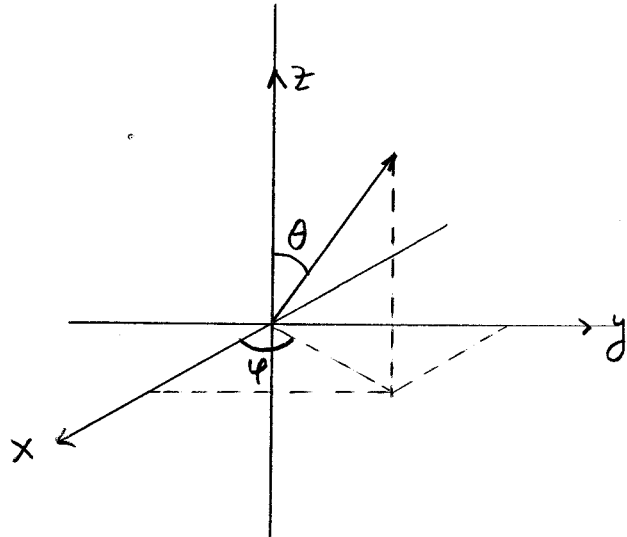
$$\sigma = \frac{8\pi}{3} (\alpha \lambda_c)^2 \quad \lambda \gg \lambda_c \quad (9)$$

הגודל $\alpha \lambda_c$ הוא בעל ממדים של אורך וערכו המספרי הוא

$$\tau_e = \alpha \lambda_c = 2,8 \times 10^{-13} \text{ cm} \quad (10)$$

מספר זה ידוע גם כ"רדיוס הקלסי של האלקטרון". הכנוי הזה מקורו בבעיה ידועה

באלקטרוסטטיקה קלאסית: מנסים לבנות מודל קלסי לאלקטרון ככדור שמטען האלקטרון מרוח על



ציור מס. 2. הזוויות המגדירות את כווננו של וקטור במרחב תלת-ממדי

על פניו במידה שווה ושואלים עבור איזה רדיוס תהייה האנרגיה הפוטנציאלית האלקטרוסטטית

של כדור זה שווה לאנרגיית המנוחה של האלקטרון. התשובה לשאלה זו היא הרדיוס τ_e :

$$\frac{e^2}{\tau_e} = m_e c^2 \quad \tau_e = \frac{e^2}{m_e c^2} = \alpha \lambda_c \quad (11)$$

מודל זה שמנסה להסביר את מסת האלקטרון ע"י האנרגיה החשמלית איננו מושלם אפילו מבחינה קלאסית כי איננו מסביר מדוע זהו מבנה יציב ומדוע קיימת קונטיזציה של המטען החשמלי. בפסיקה הקוונטית אנחנו מבינים את האלקטרון כחלקיק נקודתי טעון. (את אפיו הנקודתי של האלקטרון אפשר להוכיח כיום בדיוק של 10^{-16} cm בערך). המובן הקוונטי של τ_e ניתן רק במסגרת נוסחת חתך הפעולה. את המשואה (3) אפשר להוכיח במסגרת תיאוריה שבה תנועת האלקטרון הנקודתי מתוארת ע"י פונקציית גל והתיאוריה לוקחת בחשבון את האפקטים האלקטרו-דינמיים היחסותיים. תיאוריה זו נקראת אלקטרודינמיקה - קוונטית. לא נוכל במסגרת קורס זה להכנס לפרטי התיאוריה הזו אולם יש באפשרותנו להצביע על דרך המחשבה האינטואיטיבית שאפשר לפתח מתוכה. את האינטרקציה שבין האלקטרונים לבין עצמם או בין האלקטרונים לפוטונים - האינטרקציה שתופסת את מקומו של הפוטנציאל במיכניקה הלא - יחסותית - מתארים ע"י "צומת" יסודית של פוטון עם שני אלקטרונים. כך רואים את הפוטון הנכנס נבלע באלקטרון

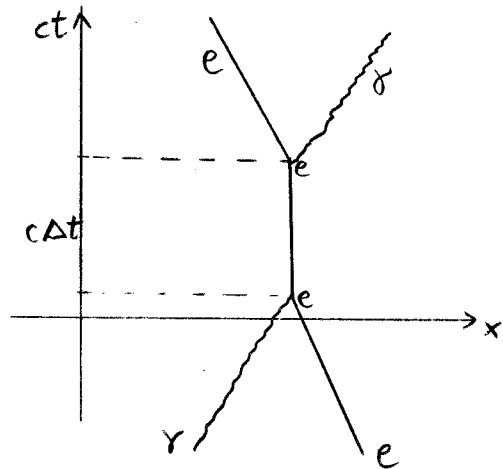
שממשיך בתנועתו ולאחר מכן פולט את הפוטון היוצא. התהליכים $\gamma + e \rightarrow e$

או $e \rightarrow e + \gamma$, שמהם מורכב ציור מס. 3, אינם יכולים להתבצע עבור אלקטרונים חפשיים בגלל שמור אנרגיה - מומנטום. נתבונן למשל בתהליך $e_1 \rightarrow e_2 + \gamma$. אם e_2 יוצא עם מומנטום p במערכת מ.כ. אזי

$$E_2 = \sqrt{c^2 p^2 + m_e^2 c^4} \quad E_\gamma = cp \quad (12)$$

אבל חק שמור האנרגיה קובע כי

$$E_1 = m_e c^2 = E_2 + E_\gamma \quad (13)$$



ציור מס. 3. יצירת אלקטרון וירטואלי בפזור γe .

וזה לא יכול להתקיים, בגלל המשואות (12), עבור $p \neq 0$. כיצד נבין אם כן את הציור 3? אפשר להבין אותו כתהליך שאיננו מקיים שמור אנרגיה. תהליך מסוג כזה יתכן

$$\Delta E \Delta t = \hbar \quad \text{שמקיים} \quad \Delta t$$

כאשר ΔE הוא ההפרש בין אנרגית מצב הביניים לאנרגית המצב ההתחלתי או הסופי. מצב הביניים, שמתקיים רק במשך תקופה קצרה, נקרא מצב וירטואלי. אנו אומרים איפוא שהפוטון פוגע באלקטרון, יוצר אלקטרון וירטואלי, וזה מתפרק לאלקטרון ופוטון. דיאגרמה מהסוג שבציור מס. 3 נקראת "דיאגרמת פיינמן"; האלקטרודינמיקה הקונטית מיחסת לכל דיאגרמה כזאת אמפליטודת הסתברות מסוימת שתלויה במומנטא ובאופי החלקיקים. לאחר סכום כל הבטויים הללו והעלאתם ברבוע מקבלים את סכוי התהליך, כלומר, חתך הפעולה. באמפליטודת ההסתברות מיחסים לכל צומת $e\bar{e}$ גורם כפלי של e , מטען האלקטרון. מסת האלקטרון המופיע במצב הביניים קובעת את סדר הגודל של חתך הפעולה. מכיון σ הוא בעל ממדים של שטח יוצא

כי באנרגיות נמוכות

$$\sigma \sim \frac{(e^2)^2}{m_e^2} = (\alpha \lambda_c)^2 \quad (14)$$

בעזרת דיאגרמות פיינמן נוכל לתאר גם את התהליך $e^-e^- \rightarrow e^-e^-$, כלומר

הפיזור האלסטי של שני אלקטרונים (פזור קולומב). באנרגיות נמוכות אפשר לחשב על שני

האלקטרונים כמרגישים את הדחיה ההדדית של כח קולומב. באנרגיות גבוהות (מהירויות שמתקרבות

האור) יש להציג את התהליך בעזרת דיאגרמות

פיינמן ולחשבו באלקטרודינמיקה הקונטית.

בדיאגרמה המתאימה של ציור מס. 4 מופיע

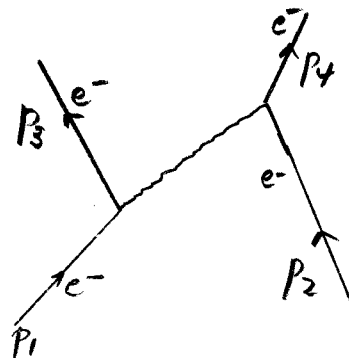
הפעם הפוטון כחלקיק וירטואלי. הפוטון

יקבע את סדר הגודל של חתך הפעולה אבל לפוטון

אין מסה. הגודל בעל הממדים המתאימים שיופיע

בחתך הפעולה הוא במקרה זה הגודל האינוריאנטי

במערכת מרכז $(p_1 - p_3)^2$



ציור מס. 4. חלוף פוטון בתהליך הפזור האלסטי- $e\bar{e}$

הכובד

$$P_1 = \left(\frac{E}{c}; 0, 0, p\right) \quad P_3 = \left(\frac{E}{c}; 0, p \sin \theta, p \cos \theta\right)$$

$$(P_1 - P_3)^2 = 2m^2c^2 - \frac{2E^2}{c^2} + 2p^2 \cos \theta = -2p^2(1 - \cos \theta) = -4p^2 \sin^2 \frac{\theta}{2} \quad (15)$$

חתך הפעולה באנרגיות גבוהות הוא בעל הצורה (חתך Mott):

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{e^4}{4p^2c^2\beta^2 \sin^4 \frac{\theta}{2}} \left(1 - \beta^2 \sin^2 \frac{\theta}{2}\right) \quad (16)$$

ועבור אנרגיות מאד נמוכות, $\beta \rightarrow 0$, אפשר להשתמש בגבול שבו $T = \frac{1}{2} p \beta c$ (= האנרגיה הקינטית) וכך מתקבלת התוצאה הידועה כחתך הפעולה של Rutherford:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} (e^-e^- \rightarrow e^-e^-) \xrightarrow{\beta \rightarrow 0} \frac{e^4}{16T^2 \sin^4 \frac{\theta}{2}} \quad (17)$$

את העובדה שהגורם בעל ממדים בנעיה זו הוא מסוג $\left(\frac{e^2}{T}\right)^2$ אפשר לקשר עם העובדה שבבעיית פזור של e על e במהירויות נמוכות, שבה האנרגיה הקינטית הכללית במערכת מ.כ. היא $2T$, יוכלו האלקטרונים להתקרב לכל היותר עד המרחק $e^2/2T$ שבו האנרגיה הפוטנציאלית משתווה לאנרגיה הקינטית. זהו על כן הגודל הקובע את ממדי חתך הפעולה. לגבי בעיה זו כדאי להעיר על עוד כמה נקודות חשובות:

א. חתך הפעולה בלתי תלוי בסימני המטענים. גם במקרה של מטענים שונים (משיכה) וגם עבור מטענים שווים (דחיה) מתקבל אותו חתך פעולה דיפרנציאלי.

ב. בפזור מטען Z_1e על מטען Z_2e מתקבלת התוצאה (16) או (17) מוכפלת בגורם $(Z_1 Z_2)^2$. חתך הפעולה תמיד יחסי לרבוע מכפלת שני המטענים.

ג. חתך הפעולה מתבדר כאשר $\theta \rightarrow 0$. זה משקף את העובדה שכח קולומב הוא בעל טווח אינסופי, דהיינו הפוטנציאל הוא מסוג $1/r$ ולא למשל $e^{-r/\lambda_c}/r$. דיאגרמת

פיינמן של ציור מס. 4 מראה חלוף של פוטון וירטואלי בין שני האלקטרונים. אילו היינו מתבוננים בחלוף של חלקיק מסיבי היה הפוטנציאל המתאים נושא את הגורם האקספוננציאלי e^{-r/λ_c} וחתך הפעולה לא היה מתבדר. פרוש ההתבדרות הוא שגם אלקטרונים מאד רחוקים זה מזה יכולים לפזר אחד את השני.

בדוגמא הבאה שנדון בה נמצא דיאגרמה של חלוף אלקטרון. דוגמא זו היא אניהילציה של אלקטרון עם פוזיטרון: $e^+ + e^- \rightarrow \gamma + \gamma$. הפוזיטרון e^+ נקרא אנטי-חלקיק של האלקטרון. יש לו אותה מסה כמו לאלקטרון ואותו ספין אולם מטען חשמלי הפוך. את קיומו של הפוזיטרון נבא Dirac בשנת 1930 כאשר כתב את משוואת התנועה היחסותית של האלקטרון - המשוואה שתופסת את מקומה של משוואת שרדינגר עבור חלקיק בעל ספין 1/2 במהירויות יחסותיות. הפוזיטרון התגלה לראשונה ע"י Anderson בשנת 1932. אנדרסון חקר את הקרינה הקוסמית בתא-ערפל. כאשר הפעיל שדה מגנטי על תא הערפל יכול היה לקבוע את מטעני החלקיקים וכך גילה שקיימים גם חלקיקים בעלי אותה מסה כמו האלקטרון אבל בעלי מטען הפוך. הפוזיטרונים שנוצרים בקרינה הקוסמית הם תוצרי התפרקות של חלקיקים יותר כבדים שעליהם נדבר בהמשך. פוזיטרון כזה ינוע עד שיבלע בחומר, כלומר יפגש אלקטרון ושניהם ישמידו זה את זה תוך כדי יצירת פוטונים. הקינמטיקה של התהליך היא פשוטה. אם נסמן את מומנטום האלקטרון \vec{p} והפוזיטרון $-\vec{p}$ במערכת מ.כ. אזי בריאקציה $e^+ + e^- \rightarrow 2\gamma$

נמצא פוטונים בעלי אנרגיה $\sqrt{c^2 p^2 + m_e^2 c^4}$. גם אם לאלקטרון ולפוזיטרון אין

מומנטום כלל יצאו שני פוטונים מאד אנרגטיים; במקרה זה האנרגיה של כל פוטון במערכת מ.כ. תהיה $m_e c^2$, כלומר אורך הגל של הפוטון יהיה λ_c , אורך-גל-קומפטון של האלקטרון. קל להתחבש שמשמור אנרגיה-מומנטום לא יתכן תהליך אניהילציה $e^+ e^- \rightarrow \gamma$ שיוצר פוטון יחיד.

הסיבה פשוטה - במערכת מ.כ. היה פוטון כזה צריך להיות במנוחה אולם אנו יודעים כי בכל מערכת חייב הפוטון לנוע במהירות האור!

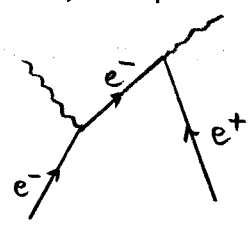
לצומת זאת יתכנו תהליכי אניהילציה ליותר משני פוטונים. דיאגרמת פיינמן שמתארת תהליך

אניהילציה לשני פוטונים ניתנת בציור

מס. 5. תהליך יצירה של 3 פוטונים אפשר לתאר

ע"י הוספת צומת עם פוטון על אחד מהקווים

האלקטרוניים. תהליך כזה הוא בדרך כלל בעל



ציור מס. 5. אניהילציה $e^+ e^- \rightarrow \gamma\gamma$.

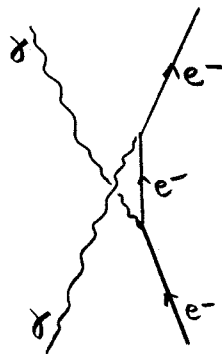
הסתברות יותר נמוכה, לעומת זאת חתך הפעולה ליצירת שני פוטונים הוא בעל ערך שנקבע שוב עיני $(\alpha\lambda_c)^2$. ליתר דיוק - פוזיטרון שפוגע במהירות נמוכה ($\beta \ll 1$) באלקטרון שנמצא במנוחה במערכת המעבדה יבלע תוך כדי יצירת שני פוטונים לפי חתך הפעולה

$$\sigma \approx (\alpha\lambda_c)^2 \frac{\pi}{\beta} \quad (18)$$

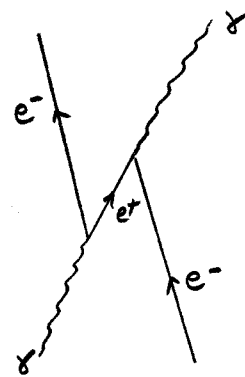
חתך הפעולה הזה גדל ככל שמהירותו של הפוזיטרון קטנה. באופן מעשי פרוש הדבר שאיננו יכולים להביא פוזיטרון למנוחה כי קודם לכן יבלע באלקטרון כלשהו שנמצא בסביבה.

הצומת $e^+e^- \rightarrow \gamma$ היא בעלת אותה עצמה כמו הצומת $e^-e^- \rightarrow \gamma$ שבה פגשנו קודם,

כלומר, אמפליטודות ההסתברות שכוללות צמתות אלה הן בעלות אותו גודל. מאחר וצומת כזו קיימת אנחנו צריכים להוסיף אותה גם באמפליטודות של תהליכים אחרים. כך למשל יכולה להשפיע צומת אניהילציה גם על אפקט קומפטון, כמתואר בציור מס. 6. אם נתאר לעצמנו את הפוזיטרון שבציור 6 כאלקטרון שנע אחורה בזמן נווכח שדיאגרמה זו אקוילנטית במבנה

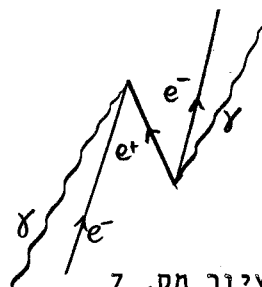


בי



אי

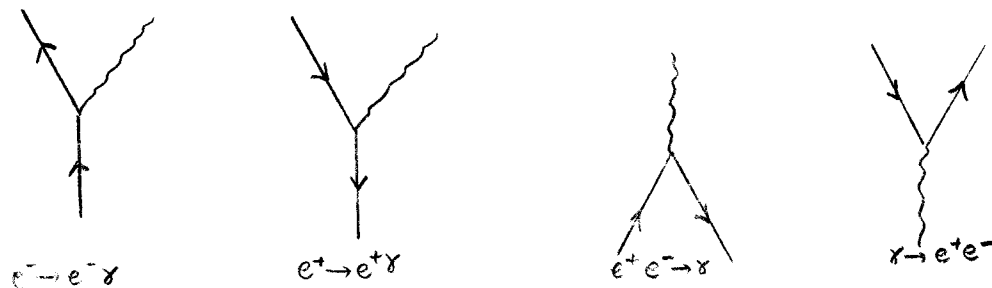
ציור מס. 6



ציור מס. 7

הטופולוגי שלה לדיאגרמה שבציור 6 שבה נפלט הפוטון היוצא לפני שנבלע הפוטון הנכנס. שתי הדיאגרמות גם יחד נכללות בחשוב של חתך הפעולה (3) בנוסף לדיאגרמה של ציור מס. 3 ולאחותה המופיעה בציור מס. 7. ציור אחרון זה אקוילנטי מבחינה טופולוגית לציור מס. 3 אם גם בו מזהים את הפוזיטרון עם אלקטרון שנע בכיוון הפוך בזמן. הפוזיטרון מופיע באופן טבעי במיאוריה יחסותית של האלקטרון וראית הקו העולמי של האחד כהפוכו של הקו העולמי של השני היא אחת הדרכים שבהן

ניתן להמחיש את הקשר בין שני החלקיקים הללו. הצומת $e e \gamma$ הופכת לצומת יסודית אחת בעלת כמה משמעויות שונות כמתואר בציור מס. 8.

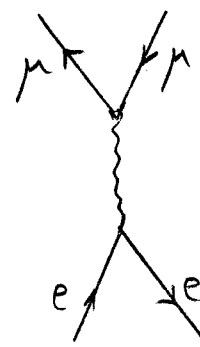


ציור מס. 8

לארבעת גרפים אלה ניתן להוסיף עוד ארבעה בהם הפוטון משנה את תפקידו מחלקיק שנכנס לצומת לחלקיק שיוצא ממנה ולהפך. מכל הוריאציות הללו אפשר לבנות את כל דיאגרמות פיינמן של תהליכים בהם משתתפים פוטונים אלקטרוניים ופוזיטרונים.

חתך הפעולה האחרון שנעסוק בו הוא אניהילציה של e^+e^- והפיכת האנרגיה הנוצרת בהשמדתם לזוג חלקיקים מסוג חדש - מואון (μ) ואנטי-מואון ($\bar{\mu}$). הדיאגרמה

המתאימה מובאת בציור מס. 9. התכונות האלקטרומגנטיות של המואון זהות לחלוטין לאלה של האלקטרון אך הוא נבדל מן האלקטרון במסתו $m_\mu c^2 = 106 \text{ MeV}$ לעומת $m_e c^2 = 0.5 \text{ MeV}$. באנרגיות



ציור מס. 9

מספיק גבוהות - כאשר האנרגיה הכללית במערכת מ. כ. W גדולה מסכום המסות של $\mu^+\mu^-$, כלומר 212 MeV - אפשר ליצור את הריאקציה במעבדה. חתך הפעולה לתהליך זה באנרגיות

גבוהות הוא

$$\sigma = \frac{4}{3} \frac{\pi e^4}{W^2}$$

$$W \gg 2m_\mu c^2 \quad (19)$$

לכל חלקיק קיים אנטי-חלקיק שמסתו זהה למסת החלקיק אולם הוא שונה ממנו במטענו החשמלי.

בריאקציות אניהילציה מסוג זה שתארנו כאן נוכל באופן עקרוני להשתמש בשביל ליצור את כל הזוגות של חלקיק ואנטי-חלקיק; לכל הפחות באותם מקרים שמטעניהם החשמליים שונים מאפס, כלומר יש להם צומת יסודית שבה הם נצמדים לפוטון. כך נוכל לגלות את כל החלקיקים הללו. שיטה זו איננה יעילה כל כך עבור זוגות של חלקיק-אנטי חלקיק הדרוניים (ראה פרק 9) שלהם יש אינטרקציות חזקות שמשנות מאד את נוסחת חתך הפעולה (19). אולם אם ברצוננו לחפש חלקיקים שאינם הדרונים ולשאל האם קיימים עוד חלקיקים דומים לאלקטרון או למואון אין טוב מלהשתמש בריאקציה מסוג $e^+e^- \rightarrow l^+l^-$ באופן עקרוני בהחלט יתכן שככל שנעלה את W , אנרגיית המערכת e^+e^- , נגלה יותר ויותר חלקיקים אלמנטריים חדשים. נסויים כאלה מוגבלים ע"י אלוצים טכניים וכספיים - בנית מאיצים בעלי אנרגיות גבוהות. מאיץ מהסוג שמאפשר נסיון כזה קיים כיום במעבדות אוניברסיטת סטנפורד בקליפורניה ובו מאיצים גם אלקטרונים וגם פוזיטרונים במסלולים מעגליים מנוגדים זה לזה. מכשירי מדידה מוצבים בנקודות שבהן חלות התנגשויות בין האלקטרונים לפוזיטרונים ושם מחפשים סימנים ליצירת חלקיקים חדשים. האנרגיה המקסימלית האפשרית במאיץ שבסטנפורד היא 8000 MeV ורק לפני מספר חדשים התגלו סימנים המעידים על אפשרות קיומו של חלקיק כבד נוסף בשורת האלקטרון והמואון ומסתו בסביבת $m_e c^2 \approx 1800 \text{ MeV}$.

8. הלפטונים והאינטרקציה החלשה

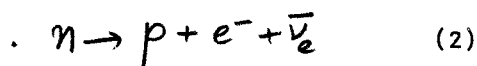
המאון, שאותו הזכרנו בפרק הקודם, הנו חלקיק נקודתי בעל תכונות דומות לאלקטרון. יש לו אותו מטען חשמלי אך מסה גבוהה יותר ($m_\mu c^2 = 106 \text{ MeV}$ לעומת $m_e c^2 = 0.51 \text{ MeV}$).
שלא כאלקטרון אין הוא חלקיק יציב. תהליך התפרקותו הוא



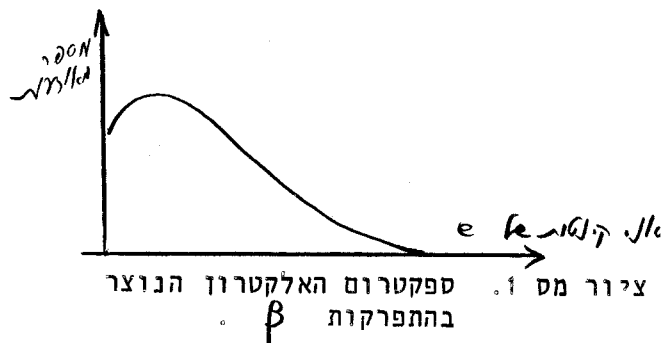
על תהליך זה ומשמעותו נרחיב את הדבור בפרק זה. שני החלקיקים שמסומנים כאן באות ν נקראים נייטרינו. שניהם חלקיקים חסרי מסה וניטרלים וקשה מאד לגלותם כי חתכי הפעולה שלהם קטנים ביותר: הדרך החפשית הממוצעת של נייטרינו בחומר היא בעלת סייג של 10^{10} km . את המאון אפשר לגלות בקרינה הקוסמית וכן ליצר אותו בריאקציות בין חלקיקים אחרים במעבדה בעלת מאיץ חלקיקים בעל אנרגיה מספיק גבוהה. המאון הוא חלקיק טעון ועל כן הוא משאיר עקבות על לוח צלום או בתא בועות על ידי תהליך יוניזציה של האזור שבו הוא עבר. בצורה זו מתגלה מסלול תנועתו. בנקודה שבה המאון מתפרק נוצר מסלול חדש בעל כוון אחר וחוזק אחר - עדות למעופו של האלקטרון שנוצר. מתוך תנועתם של שני החלקיקים בתוך שדה מגנטי חיצוני אפשר לעמוד על תקיפותיהם ולהסיק שנוצרים לפחות שני חלקיקים נייטרלים בנוסף לאלקטרון בתהליך התפרקות המאון. הסיבה לכך היא שאילו נוצר רק חלקיק נייטרלי אחד בריאקציה (1) אפשר היה לקבוע חד ערכית את גודל תקיפת האלקטרון מתוך תקיפת המאון ושמוש בשמור אנרגיה - מומנטום. בטבע מתגלה ספקטרום רציף של תקיפות האלקטרון כמתואר בציור מס. 1. עובדה זו מעידה על כך שנוצרים לפחות שני חלקיקים נייטרלים.

מהלך מחשבה זה הביא להשערת קיום הנייטרינו בתהליך התפרקות β של גרעיני אטומים.

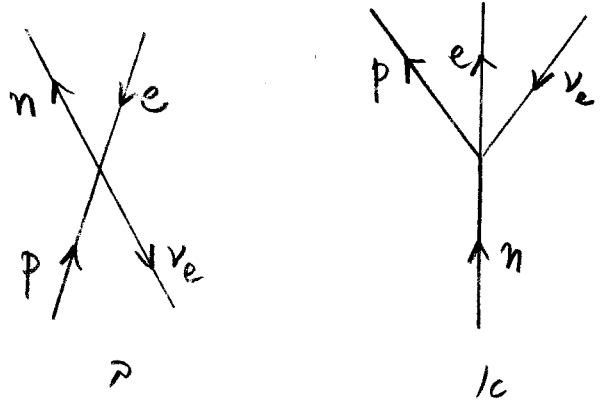
התפרקות זו מקורה בכך שנייטרון שנמצא בגרעין אטום בלתי יציב מתפרק בצורה



גם כאן מתקבל ספקטרום רציף של תקיפות, מן הסוג שנראה בציור מס. 1, וממנו הקיש



פאולי בשנת 1933 על קיום חלקיק
 ניטרלי נוסף - אחד לפחות. פרמי
 העלה בשנת 1934 את הסברה שהריאקציה
 (2) מתוארת על ידי צומת יסודית של
 4 חלקיקים שמיצגת כח מסוג חדש -
 האינטרקציה החלשה. תהליך (2) מיוצג
 על ידי אמפליטודה מן הסוג של ציור 2א'.
 בדומה להרגל שרכשנו בפרק הקודם נצפה
 גם כאן שיתקיים התהליך מסוג ציור 2 ב'
 שבו מוחלפים כווניהם של כמה קוים
 עולמיים:



ציור מס. 2. צומת האינטרקציה החלשה של פרמי. א. התפרקות הניטרון. ב. התפרקות הפוכה β .



ריאקציה ההתפרקות (2) היא מאד חלשה. עובדה זו מתבטאת בכך שזמן החיים של הניטרון החפשי הוא מאד ארוך $T_n = 918 \pm 14 \text{ sec}$. זהו זמן חיים ארוך מאד גם לגבי כל שאר התהליכים החלשים. עבור ה- μ^- מוצאים כי $T_\mu = 2.2 \times 10^{-6} \text{ sec}$. אעפ"י אפשר ליצג את שניהם על ידי אותו סוג של אינטרקציה יסודית והסיבה להבדל נעוצה בשוני של המסות של החלקיקים המשתתפים בתהליך. במקרה (2) הפרש המסות בין שני צידי התהליך קטן ביותר וזו אחת הסיבות לזמן החיים הארוך. כאמור אפשר להסיק משני התהליכים (1) (2) את עצמת האינטרקציה החלשה ומתקבלת אותה תוצאה. ממנה אפשר לחשב באופן תיאורטי חתך הפעולה של תהליך (3) הידוע גם כ"התפרקות β הפוכה" ומתקבלת תוצאה בסייג של 10^{-39} cm^2 . תוצאה קטנה זו מובילה להערכה של דרך חפשית ממוצעת של 10^{10} km שהזכרנו לעיל. זו הסיבה שעברו 20 שנה עד שהתהליך (3) נמצא בצורה נסיונית: בשנת 1953 בצעו Reines and Cowan מדידות בסביבת כורים גרעיניים בעלי שטף גבוה של $\bar{\nu}$ שהעידו על יצירת התהליך (3). היה זה הנסיון הראשון שאשר נסיונית את קיום הניטרינו ותוצאות המדידה התאימו להערכה התיאורטית של חתך הפעולה.

מתוך אותה צומת יסודית של האינטרקציה החלשה נוכל לכתב עוד שתי ריאקציות אפשריות:



שתי ריאקציות אלה נמצאו בניסיון. יתירה מזו, אפשר להוכיח שקיימת בליעה של ν_e על ידי n (ויצירת $p + e^-$) אבל לא קיימת בליעה של $\bar{\nu}_e$ ויצירת e^- . קיים איפוא הבדל משמעותי בין ν_e והאנטי - חלקיק שלו $\bar{\nu}_e$. את ההבדל הזה נבין כמטען מסוג חדש שנישא על ידי הלפטונים ולא נישא על ידי הנוקלאונים.

לפני שנדון במטען חדש זה נתאר ביתר פרוט את הצורה המקובלת כיום להבנת הצומת

החלשה. ציור מס. 3 מתאר את המבנה של הצומת שבציור מס. 2. אנחנו רואים כיום את

האינטראקציה בין ארבעת החלקיקים

כמורכבת מחלוף של חלקיק וירטואלי

בין שתי צמתות שמזכירות בצורתן את

הצומת האלקטרומגנטית. בדומה לפוטון

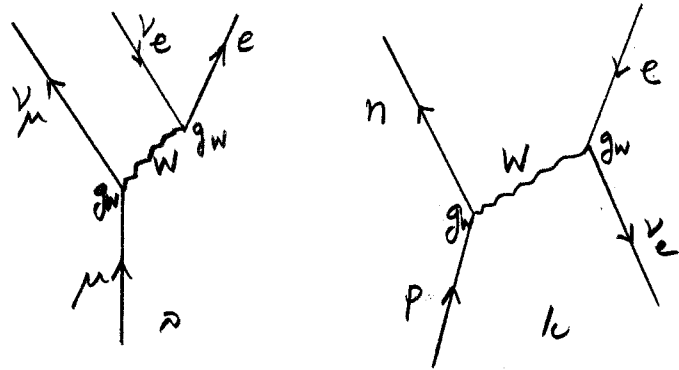
כך גם W הוא חלקיק בעל ספין 1,

אולם בנגוד לפוטון הוא חלקיק מסיבי.

אם מניחים שחוזק הצומת החלשה הוא g_w

(האנלוג של המטען החשמלי בצומת

האלקטרומגנטית) אזי אפשר לחשב בעזרת



ציור מס. 3. חלוף W בתהליכים
(א) התפרקות β הפוכה
(ב) התפרקות המואון.

הדיאגרמה שבציור מס. 3 ב' את זמן החיים של המואון. התוצאה היא

$$\tau_\mu^{-1} = \frac{m_\mu^5 c^2}{192 \pi^3 \hbar} \left(\frac{g_w^2}{m_w^2} \right)^2 \quad (5)$$

באופן נסיוני ניתן לקבוע רק את ערך הקומבינציה

$$G = \sqrt{2} \frac{g_w^2}{\hbar c} \frac{1}{m_w c^2} = \frac{10^{-5}}{\text{BeV}^2} \quad (6)$$

אם מניחים שהגודל $g_w^2/\hbar c$ הוא בעל ערך מספרי דומה ל α אזי מסת ה W

היא מאד גבוהה - $m_w c^2$ יהיה מסייג של 50 BeV. החלקיק W עדיין לא התגלה

בצורה נסיונית והסיבה לכך היא ככל הנראה מסתו הגבוהה שאינה מאפשרת את ייצורו במסגרת המאצנים הקיימים כיום.

אנחנו מכירים כעת שתי צמתות יסודיות אשר האלקטרון משתף בהן, הצומת האלקטרומגנטית γee והצומת החלשה $We\gamma_e$. בשתי הצמתות מופיעים תמיד שני לפטונים (שם זה מתייחס לאלקטרון למואון ולנייטרינו השונים). על כן אם לפטון נבלע בצומת נוצר לפטון שני ובמקרה שהפוטון או המזון W הוא מקור הצומת נוצר זוג של לפטון ואנטי-לפטון. קל להוכיח שאמפליטודה כללית שמורכבת מקומבינציה של הצמתות γee ו- $We\gamma_e$ במספר כלשהו של פעמים תקיים את חוק השמור

$$n(e^-) - n(e^+) + n(\nu_e) - n(\bar{\nu}_e) = \text{const.} \quad (7)$$

במשוואה זו מציין $n(i)$ את מספר החלקיקים מסוג i שקיימים ברגע כלשהו. נוכל על כן להגדיר מטען מסוג חדש, שנקרא לו "המספר האלקטרוני" N_e שמקבל את הערך 1 עבור e^- ואת הערך -1 עבור e^+ ו $\bar{\nu}_e$ והערך 0 עבור כל החלקיקים האחרים. את משוואה (7) אפשר לכתב בצורה

$$\sum_i N_{e_i} n(i) = \text{const.} \quad (8)$$

משוואה זו דומה בצורתה לחוק שמור המטען החשמלי אותו אפשר לכתב בצורה

$$\sum_i Q_i n(i) = \text{const.} \quad (9)$$

כאשר Q_i הוא מטענו של החלקיק מסוג i , $n(i)$ מספר החלקיקים מאותו סוג, והסכום של משוואה (9) הוא על פני כל סוגי החלקיקים. כידוע מקיימות כל הריאקציות הידועות לנו את חוק שמור המטען החשמלי (9). כמו כן אפשר לציין שכל התהליכים שנחקרו עד עתה מקיימים גם את שמור המספר האלקטרוני (8).

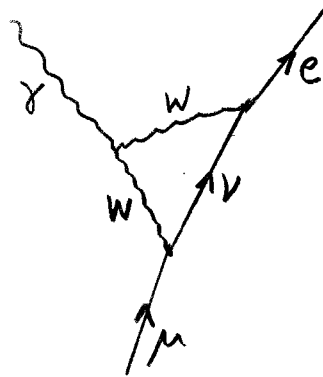
בדומה למספר האלקטרוני אפשר גם להגדיר את המספר המואוני N_μ כאשר μ^- ו- ν_μ מקבלים את הערך 1 ואילו μ^+ ו- $\bar{\nu}_\mu$ מקבלים את הערך 0- וכל שאר החלקיקים הם בעלי $N_\mu = 0$ אזי מתקיים

$$\sum_i N_{\mu i} n(i) = n(\mu^-) - n(\mu^+) + n(\nu_\mu) - n(\bar{\nu}_\mu) = \text{const.} \quad (10)$$

שני הגדלים N_e ו- N_μ הם מספרים קונטיים נשמרים. רק בשנת 1962 הוכח שהם באמת שני מספרים שונים והחוקים (8) ו-(10) מתקיימים באופן נפרד. הנסיון שנעשה בשנה זו הוכיח באופן ברור שהחלקיקים ν_μ ו- ν_e הם שני חלקיקים שונים זה מזה. מלכתחילה חשבו אמנם חוקרים רבים ששני חלקיקי הנייטרינו הם למעשה אותו חלקיק. במקרה כזה לא היו נשמרים N_e ו- N_μ לחוד אלא קומבינציה שלהם הידועה כמספר הלפטוני

$$L = N_e + N_\mu \quad (11)$$

אחת הסבות שקמו עוררים לגישה הנייטרנו היחיד היתה אי התגלותו של תהליך מסוג $\mu^- \rightarrow e^- + \gamma$. תהליך כזה ניתן היה לתאר בעזרת דיאגרמת פיינמן מן הסוג המוצג בציור מס. 4 אם הנייטרינו שיוצא מצומת המואון הנכנס הוא אותו נייטרינו שיכול ליצר אלקטרון בצומת החלשה השניה. (המזון W נצמד לפוטון כמו כל חלקיק טעון).



ציור מס. 4. דיאגרמה עבור $\mu \rightarrow e \gamma$ בתיאוריה בעלת נייטרינו אחד.

התגלה בניסיון. כאמור אנו יודעים היום שקיימים שני סוגי נייטרינו ועל כן ציור מס. 4 אינו מתאר תהליך אפשרי. ההוכחה של קיום שני הסוגים נעשתה בניסיון שבו הקרינו מטרה בחלקיקי נייטרינו שבאו מהריאקציה $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$. π^+ הוא חלקיק הדרוני (ראה פרק 9) שמתפרק בצורה חלשה. הוא יכול אמנם להתפרק גם בצורה $\pi^+ \rightarrow e^+ + \nu_e$ אולם

ברב המקרים הוא מתפרק לזוג $\mu^+ \nu_\mu$. התברר שבמטרה גרעינית שמוקרנת על ידי הניטריןו שנוצרים ביחד עם μ^+ חלה הריאקציה $\nu_\mu + n \rightarrow p + \mu^-$ ולא ריאקצית יצירה של e^- . אילו היה $\nu_\mu = \nu_e$ צריך היה לצפות למידה שווה של יצירת e^- ו μ^- . כך הוכח קיום המספר האלקטרוני כמטען שמור ונפרד מן המספר המואוני.

אנחנו יכולים כעת לסכם את הידוע לנו על הלפטונים בטבלה הבאה:

	$mc^2(\text{MeV})$	$\tau(\text{sec})$	N_e	N_μ	L
e^-	0.51	∞	1	0	1
e^+	0.51	∞	-1	0	-1
ν_e	0	∞	1	0	1
$\bar{\nu}_e$	0	∞	-1	0	-1
μ^-	106	2.2×10^{-6}	0	1	1
μ^+	106	2.2×10^{-6}	0	-1	-1
ν_μ	0	∞	0	1	1
$\bar{\nu}_\mu$	0	∞	0	-1	-1

טבלת הלפטונים

בנוסף יש לציין שכל הלפטונים הם חלקיקים בעלי ספין $\frac{1}{2}$. כדאי להעיר שאף כי זמן החיים של מרביתם הוא אינסופי אין פרושו של דבר שנוכל למצא למשל פוזיטרונים חפשיים במעבדה. זמן החיים מתיחס להתפרקותו של חלקיק שנמצא בואקום. כפי שראינו בפרק הקודם נבלע כל פוזיטרון שמגיע למערכת מדידה נסיונית על ידי אלקטרון שנמצא בסביבתו תוך כדי יצירת פוטונים אנרגטיים. מכיון שעולמנו משופע דוקא באלקטרונים ולא בפוזיטרונים מקובל לבחור באלקטרון כלפטון ($N_e=1, L=1$) ובפוזיטרון כאנטי-לפטון ($N_e=-1, L=-1$). זוהי כמובן בחירה שרירותית והיינו יכולים לשנות את כל סימני N_e או את כל סימני N_μ מבלי לשנות את התוכן הפיסיקלי של משפחת הלפטונים.

השם לפטון גזור משורש יוני שמרמז על חולשה וקטנות. ראינו שכל הלפטונים הם חלקיקים נקודתיים שהריאקציות שלהם אינן חזקות. הם משתתפים באינטרקציות האי"מ שמאופיינות ע"י קבוע צמוד $\alpha = \frac{1}{137}$ ובאינטרקציות החלשות בעלות $G = 10^{-5} \text{Bev}^{-2}$. דברנו על הדמיון האפשרי בין שני סוגי האינטרקציות הללו - את שניהן אפשר לתאר על ידי חלוף מזון וקטורי (= בעל ספין 1) γ או W . אולם יש הבדל חשוב אחד בנוסף לעובדה שהחלקיק W מסיבי והפוטון איננו מסיבי. ההבדל הנוסף הוא שהאינטרקציה החלשה איננה שומרת על הזוגיות.

בפרק 6 דברנו על כך שמשוואת האלקטרומגנטיות אינוריסטיות תחת טרנספורמצית הזוגיות, דהיינו תחת השנוי $\vec{r} \rightarrow -\vec{r}$. ראינו שהשדה \vec{E} משנה את סימנו, כמו כל וקטור רגיל, ואילו השדה \vec{B} אינו משנה את סימנו תחת טרנספורמציה זו. אעפ"כ משוואת התנועה הן אינוריסטיות היות ובמשואה

$$\vec{F} = e (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B})$$

משנים כל האברים סימן תחת טרנספורמציה זו. אחת המסקנות מעובדה זו היא שחלקיק שנע בשדה אי"מ מוסט תמיד במישור הניצב לשדה המגנטי אולם לעולם לא במקביל לשדה המגנטי. תחת טרנספורמצית הזוגיות \vec{B} הוא וקטור אקסיאלי שאינו משתנה כמו כל וקטור אחר, על כן כל גודל מקביל ל \vec{B} איננו יכול להיות וקטור רגיל. לעומת זאת גודל ניצב ל \vec{B} יכול להיות וקטור רגיל (כגון מהירות או תאוצת החלקיק הטעון). באינטרקציות החלשות מתגלה תכונה שונה - בצומת החלשה יש מידה שווה של הצמדות וקטורית ואקסיאל-וקטורית. עובדה זו היתה תגלית מרעשה בשנת 1957. לי ויאנג הציעו במאמר תיאורטי שהאינטרקציות החלשות שוברות את הזוגיות ומיד לאחר מכן בא אשור נסיוני להצעה זו בידי μ . בנסיון זה הושמו גבישים שכללו גרעיני Co^{60} בשדה מגנטי בטמפרטורות נמוכות. הגרעין Co^{60} מתפרק בהתפרקות β . בטמפרטורות הנמוכות מתיצב הספין של הגרעין בכיוון השדה המגנטי ומחבור שפלוג האלקטרונים הנפלטים מהגרעין מרוכז סביב הכוון ההפוך לכווןו של הספין ועל כן קרינת β יוצאת מן החומר בכיוון הפוך לכיוון השדה המגנטי. מהירות האלקטרונים - שהיא וקטור - יוצאת איפוא אנטי-מקבילה לכיוון השדה המגנטי - שהוא וקטור אקסיאלי. תוצאה זו היא ההוכחה שהכוחות החלשים שוברים את הזוגיות.

היות והכוחות החזקים והאיימ שומרים על הזוגיות ורק הכוחות החלשים שוברים אותה אפשר לדבר על הזוגיות כגודל נשמר בצורה מקורבת ברב התהליכים. גם לפונקציות הגל שמתארות את החלקיקים אפשר ליחס תכונת זוגיות מסוימת, דהיינו תחת הפוך במרחב הן או משנות את סימןן או אינן משנות אותו (זוגיות שלילית וחיובית בהתאמה). יוצאים מן הכלל הזה הם הניטריןואים. חלקיקים אלה מרגישים רק את האינטרקציות החלשות ועל כן אין לפונקציות הגל שלהן תכונות זוגיות מוגדרות. להפך, יש בהן שבירת זוגיות מקסימלית. דבר זה מתבטא בכך שלחלקיקי הניטרין יש "בורגיות" שלילית, דהיינו הספין שלהם מקוטב תמיד בכוון הפוך למהירויותיהם. לחלקיקי האנטי-ניטרין יש בורגיות חיובית בלבד. לעומת זאת ללפטונים המסיביים יש שני כווני בורגיות אפשריים ותחת פעולת הזוגיות הם עוברים אחד לשני. באינטרקציות איימ יוצרו שני סוגי הבורגיות באותה מידה אולם האינטרקציות החלשות מעדיפות את הבורגיות השלילית של הלפטונים על פני החיובית.

החלקיקים שבהם עסקנו בפרק הקודם - הלפטונים - הם חלקיקים נקודתיים. פרוש

הדבר הוא שאת התופעות השונות בהם משתתפים חלקיקים אלה אנחנו יכולים לתאר בעזרת תיאוריות בהן אין לחלקיקים כל נפח פנימי. כך למשל מתארת נוסחת חתך הפעולה של Mott, מש. (16) בפרק 7, את התוצאה המצופה מהתנגשות חלקיקים טעונים נקודתיים. כאשר מתבוננים בפזור אלקטרונים על פרוטונים באנרגיות גבוהות מוצאים סטיות מנוסחה: זהו וזאת משום שהפרוטון - בניגוד לאלקטרון - איננו חלקיק נקודתי. רדיוס הפרוטון הוא בס"ג של $1 \text{ fermi} = 10^{-13} \text{ cm}$. כאשר מפציצים את הפרוטון באלקטרונים בעלי מומנטא שהם מס"ג של MeV/c , ולאומת אלקטרונים כזו יש למשל $\Delta p \approx 1 \text{ MeV}/c$ אזי היא מרוכזת במרחב בתחום של

$$\Delta x = \frac{\hbar}{\Delta p} = \frac{197.3 \text{ MeV fermi}}{c \Delta p} \approx 200 \text{ fermi} \quad (1)$$

ברור שבמקרה זה הפרוטון פועל אפקטיבית כחלקיק נקודתי. אולם כאשר מדובר בתקיפות

הרבה יותר גבוהות, בהן פזור אלומת האלקטרונים במרחב קטן בשלושה סדרי גודל

(למשל $\Delta p \approx 1 \text{ BeV}/c$, $\Delta x \approx 0.2 \text{ fermi}$) אפשר למדוד סטיות מנוסחת ותרפורד -

העובדה שהפרוטון בעל נפח סופי משפיעה על התוצאה: חתך הפעולה בזווית קבועה קטן מזה

המצופה מפרוטון נקודתי - כאילו הצליח האלקטרון לחדור לתוך הפרוטון ועל כן הוא מרגיש

מטען אפקטיבי קטן יותר מזה של כל הפרוטון. זוהי הדרך בה אנחנו יכולים למדוד את צורתו

המרחבית של הפרוטון. למעשה אפשר לתרגם את תוצאות נסיונות הפזור של אלקטרונים על

נוקלאונים לפונקציות שנקראות "גורמי צורה" ומתארות את הפלוג של המטען החשמלי של הפרוטון

והניטרון כפונקציה של הרדיוס. גורמי צורה אלה ניתנים בצירור מס. 1. במקרה של הניטרון

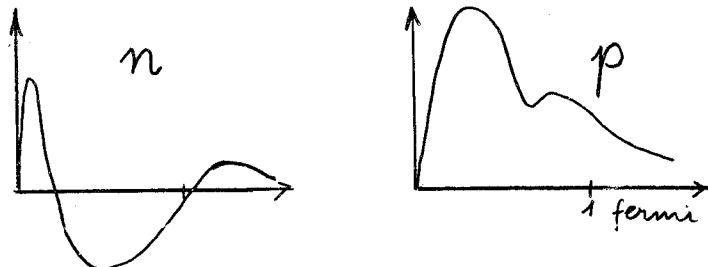
אנחנו מוצאים פלוג של מטען חיובי

ומטען שלילי כך שסה"כ המטען החשמלי

יתאפס. האם המסקנה המתבקשת מכאן

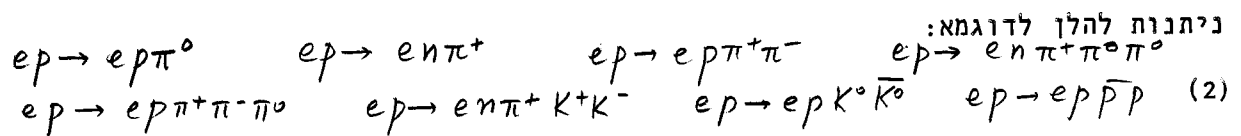
היא שהפרוטון והניטרון אינם למעשה

חלקיקים אלמנטריים אלא יש חלקיקים



צירור מס. 1. גורמי הצורה של הפרוטון והניטרון

אחרים שנעים בתוכם? כבר נפגשנו פעם בתופעה מסוג דומה. האטום עצמו נחשב לחלקיק הקטן ביותר של חומר כימי ולאחר מכן התברר שהוא ניתן לפרוק לחלקיקים אלמנטריים יותר ממנו, האלקטרונים, מחד, והפרוטונים והניטרונים שבגרעינו, מאידך. הדוגמא של האטום יכולה לרמוז על דרך שבה נוכל לגלות אותם חלקיקים: את האטום הצלחנו לפרק על ידי הפצתו באטומים או אלקטרונים בעלי אנרגיות מסייג אנרגיות הקשר האטומיות. ננסה איפוא להפציץ את הפרוטון באלקטרונים אנרגטיים ונראה האם הפרוטון מתפרק למרכיביו. ובכן מתברר שכאשר מפציצים את הפרוטון ומנסים לבקע אותו מוצאים אמנם חלקיקים חדשים אולם לא בהרכב קבוע - מספרם משתנה וגדל עם אנרגיית האלקטרון הפוגע. מספר ריאקציות אפשריות



שיטה זו לא הצליחה איפוא - לא גלינו את אבני היסוד של הנוקלאון על ידי הפצתו אבל

גלינו משפחה רחבה של חלקיקים חדשים, ההדרונים. משפחה זו כוללת את הפיונים (π^+, π^-, π^0) ואת הקאונים (K^+, K^-, K^0, \bar{K}^0) ועוד חלקיקים אחרים שנעסק בהם בפרק זה. האם פרוש הדבר הוא שעלינו לותר על התמונה שלפיה הפרוטון והניטרון בנויים מכמה חלקיקים יותר אלמנטריים? לא בהכרח. כפי שנלמד בהמשך הפרק נח מאד לתאר את ההדרונים כבנויים מחלקיקים אלמנטריים נקודתיים שלהם נקרא קוארקים. אולם לצערנו כפי הנראה לא נוכל לעולם להבחין בהם כחלקיקים עצמאיים - הם כלואים בתוך ההדרונים בלי יכולת לצאת. יצירת קוארק מלווה תמיד ביצירת אנטי - קוארק וזוג זה מתחבר ליצר הדרון מסוג π או K .

מהו המספר המינימאלי האפשרי של סוגי קוארקים - אבני היסוד של ההדרונים? מעובדת קיום הפרוטון והניטרון ברור שרצוי שיהיו לפחות שניים כאלה כדי שנוכל לבנות מהם פרוטון בעל מטען חיובי וניטרון בעל מטען אפס שיהיו בעלי אותה מסה בקרוב. לאחר התבוננות בסדרת הריאקציות האפשריות (2) מתברר לנו שאנו זקוקים לעוד סוג של קוארק. את זה אנחנו לומדים בעיקר מתוך הריאקציות שאינן כלולות ב (2) - אותן הריאקציות שאינן יכולות להתבצע. למשל ריאקציה כמו $ep \not\rightarrow epK^+\pi^-$ אסורה, כלומר איננה מתגלית אף

כמו בריאקציות (2) כך גם בטבלה 1 מעניין להבין מה שיש בה ועוד יותר מעניין

להבין מה שאין בה. אם נתרכז במשפחת המזונים נמצא שאין בה חלקיק בעל $Q=1$ ו- $S=-1$ או חלקיק בעל $Q=-1$ $S=1$. מתברר שמזונים כאלה אינם קיימים בטבע. את העובדה

הזאת שרק צרופים מסוימים של המספרים הקונטיים האפשריים הקיימים בחלקיקים אפשר

לתאר בפשטות על ידי מודל הקוארקים. המודל ^{בנוי} על שלושה חלקיקים נקודתיים אותם נסמן

באותיות u, d, s . המספרים הקונטיים

שלהם ניתנים בטבלה מס. 2. קל להוכיח

שאת כל המזונים אפשר לתאר על ידי

קומבינציות מסוג $q_1 \bar{q}_2$. לדוגמא -

ששת המזונים בעלי $|Q| + |S| > 0$

המופיעים בטבלה מס. 1 ניתנים לתאור

על ידי מצבים קשורים של הקומבינציות

הבאות.

	B	0	S
u	$\frac{1}{3}$	$\frac{2}{3}$	0
d	$\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	0
s	$\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	-1

טבלה מס. 2. מטעני הקוארקים

$$\pi^+ : u\bar{d} \quad \pi^- : \bar{u}d \quad K^+ : u\bar{s} \quad K^0 : d\bar{s} \quad \bar{K}^0 : \bar{d}s \quad K^- : \bar{u}s \quad (3)$$

יש איפוא התאמה חד - חד ערכית בין אותם זוגות המספרים הקונטיים השונים מאפס המופיעים בטבלה מס. 1. ללבין הקומבינציות האפשריות של הקוארקים. בנוסף למצבים (3) $\bar{s}\bar{s}, \bar{d}\bar{d}, \bar{u}\bar{u}$ / קיימים גם הזוגות

במקביל להם קיימים החלקיקים π^0, η, X^0 . כולם בעלי $Q=S=0$. חלקיקים

אלה אפשר להבין כקומבינציות ליניאריות של הזוגות $\bar{s}\bar{s}, \bar{d}\bar{d}, \bar{u}\bar{u}$. סך הכל ידועים איפוא

9 מזונים קלים, כולם בעלי ספין אפס וזוגיות שלילית אשר תכונותיהם ניתנות בטבלה מס. 3.

	Q	S	$mc^2(\text{MeV})$	$\tau(\text{sec})$	אופני התפרקות עיקריים
K^+	1	1	494	1.2×10^{-8}	$\mu\nu$ 63.5%
K^-	-1	-1			$\pi\pi^0$ 21.1%
					$\pi\pi^-\pi^+$ 5.6%
K^0	0	1	497.7	8.9×10^{-11}	$\pi^+\pi^-$ 68.8%
\bar{K}^0	0	-1			$\pi^0\pi^0$ 31.2%
				K_L 5.2×10^{-8}	$\pi^0\pi^0\pi^0$ 21%
					$\pi\mu\nu$ 27.5%
					$\pi^0\pi^+\pi^-$ 12%
					$\pi e\nu$ 39%
π^+	1	0	139.6	2.6×10^{-8}	$\mu\nu$ ~ 100%
π^-	-1	0			
π^0	0	0	135	8.4×10^{-17}	$\gamma\gamma$ 98.8%
η	0	0	548.8	$\sim 10^{-18}$	$\gamma\gamma$ 38%
					$3\pi^0$ 30%
					$\pi^+\pi^-\pi^0$ 30%
X^0	0	0	958	$\sim 10^{-21}$	$\eta\pi\pi$ 71%
					$\rho\gamma$ 27%

טבלה מס. 3 תכונות המזוונים הפסוידוסקלריים (ספין 0 זוגיות שלילית)

ששת המזוונים הראשוניים ניתנים בקבוצות של חלקיק ואנטי - חלקיק. המסות, וכן זמני החיים, של החלקיק ואנטי - חלקיק שווים. מקרה מיוחד מופיע במערכת $\bar{K}^0 K^0$ אשר מתפרקת לפי שתי קומבינציות לינאריות שונות שנקראות K_L ו- K_S . ההתפרקות של ששת המזוונים הראשוניים בטבלה הן כולן התפרקות חלשות. בהתפרקות אלה נשברת המוזרות אולם המספר הבריוני, המטען החשמלי והמספרים הלפטוניים ממשיכים להשמר. שלושת המזוונים הניטרליים האחרונים שברשימה הם בעלי $B=Q=S=0$ והם אנטי-חלקיקים של עצמם. ההתפרקות של π^0 הן התפרקות אלקטרומגנטיות וההתפרקות של X^0 היא חזקה. ככל שתהליך ההתפרקות חזק יותר יהא זמן החיים המתאים קטן יותר וזה משתקף יפה בזמני

החיים המופיעים בטבלה זו.

בעזרת מודל הקוארקים נוכל לתאר לעצמנו כיצד קורית ההתפרקות החלשה. בדומה לצמתות הלפטונים עם W נניח שקיימות גם צמתות חלשות של הקוארקים עם המזון הוקטורי.

פליטת W פרושה שנוי

במען יחידה ועל כן אפשריות שתי

צמתות שונות המתוארות בציור מס. 2.

הצומת $u s W$ גורמת לשבירת

המוזרות. תהליך מסוג $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$

נוכל לתאר לעצמנו לפי ציור מס. 3.

בצורה דומה אפשר לבנות דיאגרמות קוארקים

שמתארות את כל שאר ההתפרקות החלשות

שבטבלה. את ההתפרקות האלקטרומגנטית

של π^0 אפשר לתאר בעזרת אניהילצית

קוארק - אנטי-קוארק כמתואר בציור מס. 4.

כל תהליך חזק נבין כדיאגרמות בהן

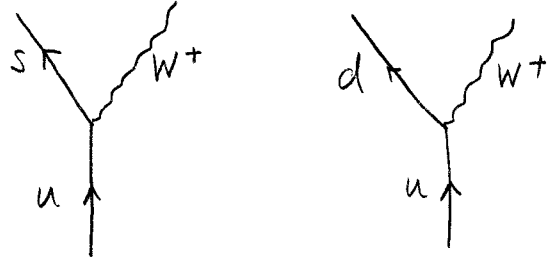
קוארקים עוברים בחופשיות מחלקיק אחד

לשני או נוצרים בזוגות ללא הצורך בצומת

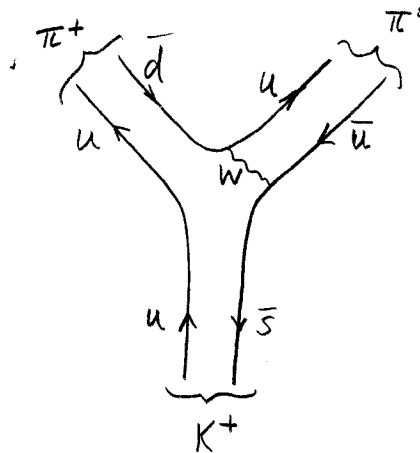
א"מ או חלשה. דוגמאות לתהליכים החזקים

נביא לקראת סוף הפרק הזה (ראה למשל

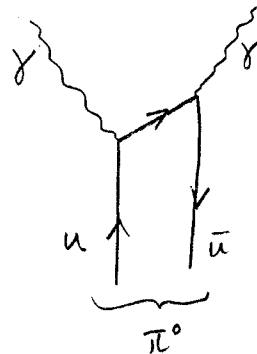
ציור מס. 5).



2, 3, 1, 2



3, 3, 1, 2



4, 3, 1, 2

נעבור כעת לדון בבריונים. המשפחה של שמונת הבריונים בעלי המסות הנמוכות ביותר מתוארת בטבלה מס. 4. הבריונים מסודרים בסדר עולה של המסות שלהן ולידם מצוין גם הרכב הקוארקים שנותן את התאור הנכון של מספריהם הקואנטיים.

	$mc^2(\text{MeV})$	האור קוארקי	Q	S	$\tau(\text{sec})$	אופן התפרקות דומיננטי
p	938.3	u u d	1	0	∞	
n	939.6	u d d	0	0	918 ± 14	$p e^- \bar{\nu}_e$
Λ	1115.6	u d s	0	-1	2.6×10^{-10}	$p\pi^-$ 64% $n\pi^0$ 36%
Σ^+	1189	u u s	1	-1	8×10^{-11}	$p\pi^0$ 52% $n\pi^+$ 48%
Σ^0	1192	u d s	0	-1	$< 10^{-14}$	$\Lambda\gamma$ 100%
Σ^-	1197	d d s	-1	-1	1.5×10^{-10}	$n\pi^-$ "
Ξ^0	1315	u s s	0	-2	3×10^{-10}	$\Lambda\pi^0$ "
Ξ^-	1321	d s s	-1	-2	1.7×10^{-10}	$\Lambda\pi^-$ "

טבלה מס. 4. תכונות השמיניה הבריונית בעלת ספין $\frac{1}{2}$ וזוגיות חיובית.

הפרוטון, וכידוע, הוא חלקיק יציב. כל שאר החלקיקים מתפרקים כמתואר בטבלה. פרט לחלקיק Σ^0 , שהתפרקותו איים, כל ההתפרקות הן חלשות. קל לבדוק שבכל ההתפרקות החלשות נשברת המוזרות. זמני החיים של רב הבריונים האלה הוא מסוג 10^{-10} sec . החלקיקים האלה יעברו במעבדה מרחקים של כמה ס"מ לפני שיתפרקו. החלקיק Λ היה הראשון מכל המשפחה הזו שהתגלה לאחר הנוקלאונים. הוא נוצר בריאקציות מסוג $\pi^- p \rightarrow \Lambda K^0$ או $p p \rightarrow p \Lambda K^+$ שהן ריאקציות חזקות ששומרות על מוזרות. הריאקציות הללו קורות במכשיר מסוג תא - בועות למשל, בתא זה מחזיקים מימן (או דיטריום או נודל אחר)

בתנאי לחץ כאלה שהוא קרוב לרתיחה. כאשר עובר בו חלקיק טעון הוא יוצר וניזציה של המרחב שבסביבתו הוא עובר, ובנקודות אלו מתחיל הנוזל לרתוח. עיי תצלום מהיר אפשר לקבוע בצורה

כזו את מסלול תנועתו של החלקיק. לאחר רתיחת הנוזל מביאים אותו במהירות (תוך שניה)

חזרה למצב נוזלי וחוזרים שוב ושוב על הנסיון עיי הקרנת התא בקרן פיונים או קרן פרוטונים

שמקורה במאיץ חלקיקים. הסימן האופיני ל- Λ למשל הוא ההתפרקות $\Lambda \rightarrow p\pi^-$.

את Λ עצמו אין רואים - כי הוא ניטרלי - אבל גם הפרוטון וגם הפיון משאירים עקבות בתא. על תא הבעות מפעילים שדה מגנטי שגורם לפרוטון ולפיון לנוע בכיוונים הפוכים.

מתוך עקמומיות מסלוליהם ניתן לעמוד על התקיפות שלהם ועל מסת Λ (עיי סימונים) החלקיקים המופיעים

בטבלה מס. 4. מתחלקים באופן טבעי לארבע קבוצות: הנוקלאונים, Λ , כל ה- Σ וכל ה- Ξ .

בתוך הקבוצה יש לכל החלקיקים אותה מוזרות וכמעט אותה מסה. הבדלי המסות בתוך הקבוצה הן

של MeV בודדים. אנחנו רואים הבדלים קטנים אלה במסות כמשקפים את ההבדלים החשמליים

בין החלקיקים בעלי המטענים החשמליים השונים שבתוך אותה קבוצה. בתוך הקבוצות עצמן יש

אותה כמות של קוארק S והחלקיקים נבדלים זה מזה בכמויות השונות של u ו- d.

אנחנו מסיקים אפוא שלקוארקים d ו- u יש תכונות מאד דומות של מסות ואנרגיות קשר ושמם

לב לעובדה שהחלפתם בקוארק S מובילה להגדלת המסה של החלקיק. תופעה דומה מתגלית גם

אצל המזונים כפי שאפשר לראות מהשוואת טבלה מס. 3 עם ההרכב הקוארקי במשוואה (3). הקבוצות

של ההדרונים בעלי אותה מסה נקראות מולטיפלטים של איזו-ספין. אנחנו לא נרחיב את הדבור

על נושא זה אולם נזכיר בהקשר זה שני מספרים קוונטיים נוספים שהם אינם אלא קומבינציות

ליניאריות של Q, S, B. מספרים קוונטיים אלה הם I_3 (הרכיב השלישי של

האיזוספין) ו- Y (על - מטען = hypercharge). הגדרתם ניתנת על ידי הנוסחאות:

$$Y = B + S \qquad Q = I_3 + \frac{Y}{2} \qquad (4)$$

המשואה עבור המטען החשמלי ידועה כנוסחת גל-מן נישז'ימה. המספרים הקואנטיים הם הגדלים הטבעיים שבעזרתם נוסחה תיאורית הסימטריה $SU(3)$ של גל-מן ונאמן בשנת 1961. תיאוריה זו מסבירה את מבנה טבלאות מס. 3 ו-4. לשון הקוארקים פותחה קצת יותר מאוחר בעיקר בידי גל-מן וצוייג. היא יותר מוחשית וקצת יותר קלה להסבר ומבחינות רבות אקוילנטית לסימטריה $SU(3)$. אנחנו נמשיך אפוא להשתמש בלשון הקוארקים והאזכור הקצר של $Y I_3$ והסימטריה $SU(3)$ נעשה על מנת שהקורא יוכל להשוות בין הנאמר בפרק זה לבין מאמרים אחרים על אותו נושא.

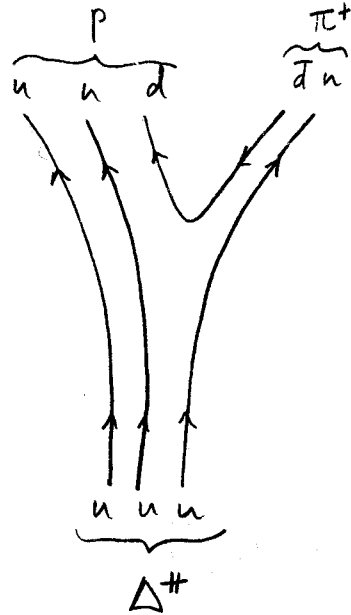
בניגוד לדוגמת המזונים אנחנו רואים בטבלה מס. 4 של שמינית הבריונים שיש בה קומבינציות אפשריות של קוארקים (SSS, ddd, uuu) שאינן מופיעות כלל בטבלה, לעומת זאת יש קומבינציה אחת (uds) שמופיעה פעמיים. על מנת להסביר עובדה זו צריך לרדת יותר לעומק הבעיה ולהבין בעיקר את מבנה החלקיקים והרכבם מבחינת הספינים. לקוארקים יש ספין $\frac{1}{2}$ וגם לבריונים שבטבלה מס. 4 יש ספין $\frac{1}{2}$ ובצורה בה מחברים שלושה קוארקים בעלי ספין $\frac{1}{2}$ למערכת בעלת ספין כללי $\frac{1}{2}$ טמונה התשובה לשאלה זו. אפשר להבחין בנצבים של שלושה קוארקים מכל הסוגים אם מתבוננים למשל בבריונים בעלי ספין $\frac{3}{2}$. משפחה כזו של חלקיקים מתוארת בטבלה מס. 5. כאן אנחנו מוצאים עשרה חלקיקים - אחד לכל צרוף אפשרי של 999 .

מבנה קוארקי	Q	S	Mc^2 (MeV)	Γ (MeV)	אופן ההתפרקות
Δ^{++}	u u u	2	~ 1230	~ 110	$N\pi$ 99.4%
Δ^+	u u d	1			
Δ^0	u d d	0			
Δ^-	d d d	-1			
Σ^{*+}	u u s	1	~ 1383	~ 35	$\Lambda\pi$ $88 \pm 2\%$ $\Sigma\pi$ $12 \pm 2\%$
Σ^{*0}	u d s	0			
Σ^{*-}	d d s	-1			
Ξ^{*0}	u s s	0	~ 1530	~ 10	$\Xi\pi$ 100%
Ξ^{*-}	d s s	-1			
Ω^-	s s s	-1	1672	$\tau = 1.3 \times 10^{-10} \text{ sec}$	$\Xi^0\pi, \Xi^-\pi^0, \Lambda K^-$

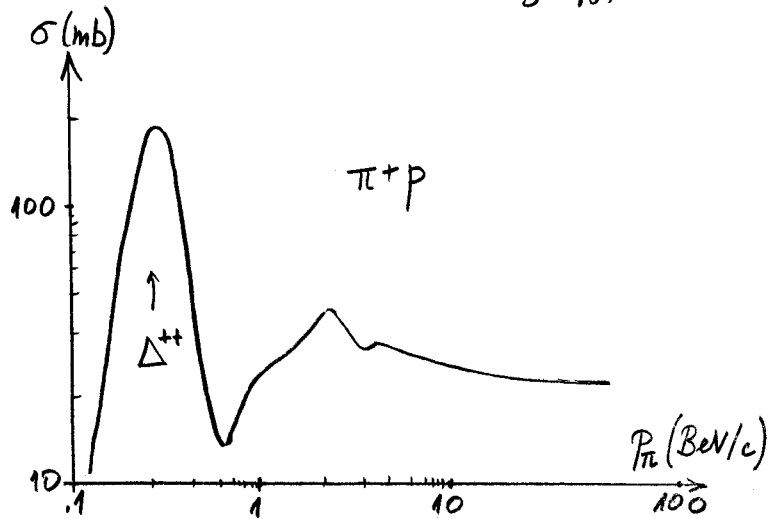
טבלה מס. 5. עשירית הבריונים בעלי ספין $\frac{3}{2}$ וזוגיות חיוביים

החלקיקים הללו הם בעלי מסות גבוהות ועל כן הם יכולים להתפרק בצורה חזקה (פרט ל Ω שבו נדון לחוד). ההתפרקות החזקות שומרות על Q, B, S ובצורה דיאגרמתית נוכל לתאר לנו התפרקות כזו לפי ציור מס. 5. חלקיק כזה כמו Δ חי זמן קצר ביותר.

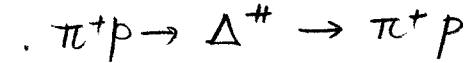
בפרק זמן זה הוא יכול לנוע כבר דרך בסייג של fermi בודדים ועל כן אין כל אפשרות להבחין בחלקיקים המתפרקים באינטרקציות חזקות כמסלולים בתא - בועות או במכשיר אחר כלשהו. חלקיקים אלה מאובחנים בצורה אחרת לגמרי - כמבנים חדים בחתכי פעולה. חתך הפעולה הכללי של הריאקציות בהן מתנגש π^+ בפרוטון ונוצרים הדרונים כלשהם מתואר בציור מס. 6. בתקיפה מתחת $1 \text{ BeV}/c$ רואים מבנה גדול וברור שאותו מבינים כהליך



5, סמ, 13



6, סמ, 13



את זמן החיים של Δ^+ אפשר לתרגם לרוחב של המבנה הזה בעזרת

(5) $\Gamma \tau = \hbar = 6.6 \times 10^{-22} \text{ MeVsec}$

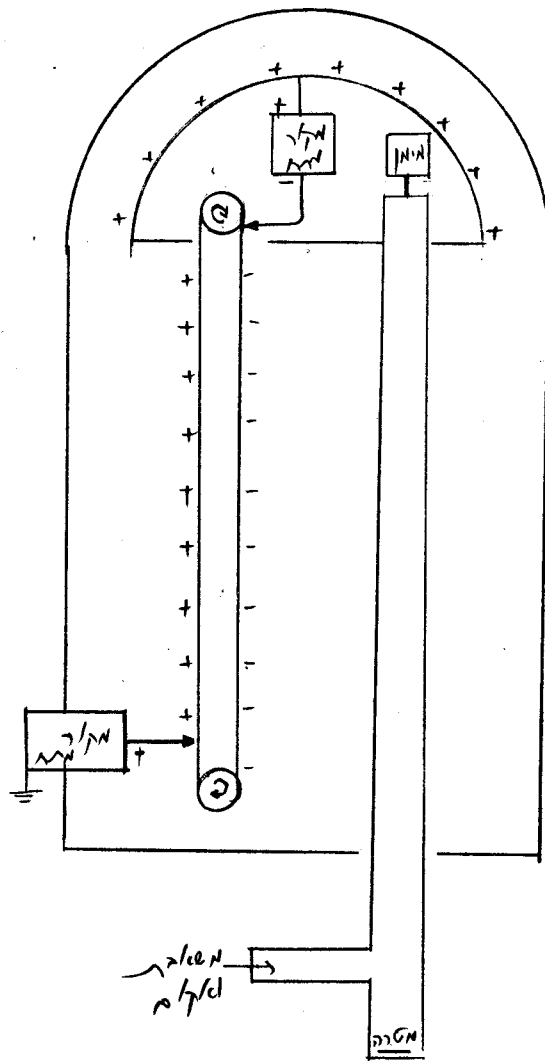
רוחב של $T \approx 110 \text{ MeV}$ במבנה Δ^+ מתאים לזמן חיים $\tau = 6 \times 10^{-24} \text{ sec}$. חלקיק כזה המתפרק בכוחות חזקים נקרא לעתים קרובות "רזוננס". הדיון הזה מזכיר את הקשר הכללי שבין זמן חיים של רמה ספקטרלית לבין רוחב הקו הטבעי של הרמה. תופעה כזו הזכרנו כאשר דנו באפקט מוסבאוואר בפרק מס. 5. ציור מס. 2 של אותו פרק הוא האנלוג של ציור מס. 6 כאן.

החוקיות, שעמדנו עליה קודם, האומרת שכל החלפה של קוארק לא - מוזר בקוארק S פרושה עליה במסה, נראית בצורה ברורה ביותר במשפחת העשיריה של טבלה מס. 5. בין כל קבוצת חלקיקים סמוכים יש הבדל של 150 MeV בערך. כך אפשר היה לנבא מראש, לאחר מציאת $\Delta^* \Sigma^* \Xi^*$, מה תהיה מסת Ω^- . אולם חלקיק אחרון זה יוצא דופן, מסתו נמוכה מדי מכדי שיוכל להתפרק באינטרקציות חזקות! כל מערכות החלקיקים בעלות $S = -3$, כגון ΞK או $\Sigma K K$ הן בעלות מסה יותר גבוהה ממסת Ω . על כן חלקיק זה הוא יציב מבחינת האינטרקציות החזקות ויכול להתפרק רק באמצעות האינטרקציות החלשות. ההוכחה המשכנעת ביותר של המודל של גל-מן ונאמן היתה מציאתו של חלקיק זה בנסיון. הוא התגלה בשנת 1964. זמן החיים שלו מספיק ארוך על מנת שיגרום למסלול נראה בתא - בועות, ותהליכי ההתפרקות שלו שוברים מוזרות כמצוין בעמודה האחרונה של טבלה מס. 5.

מאז ועד היום התגלו הרבה רזוננסים נוספים. כולם הם בעלי המבנה 999 או $9\bar{9}$ ונגזרים לסוג בטבלאות מהסוג שהבאנו בפרק זה. המספרים הקואנטיים של חלקיקים אלה מהווים אישור לגישת מודל הקוארקים. בשנים האחרונות חלו התפתחויות תיאורטיות ונסיוניות שמצביעות על כך שככל הנראה יש במודל הקוארקים אמת יותר עמוקה מאשר השמוש החשבונאי מן הסוג שנעשה בטבלאות השונות. מדובר כאן בחלקיקים נקודתיים הקשורים זה לזה באינטרקציות חזקות והבעיות המעניינות הן להסביר מדוע חלקיקים אלה כלואים תמיד בהדרונים ואינם יכולים להשתחרר מהם וכמובן לחשב את חתכי הפעולה ואת מסות $ההדרונים$ בצורה אנלוגית לחשוב רמות האנרגיה של אטום המימן.

10. מכשיר נסיוני ונסיונות מפורסמים

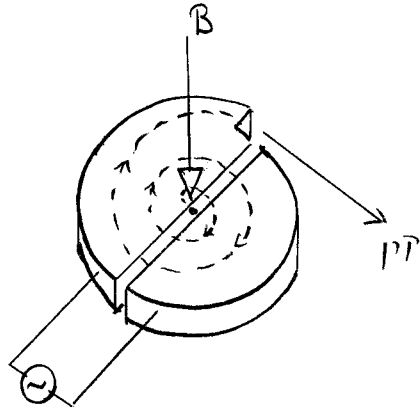
בפרקים הקודמים דברנו על תוצאות של נסיונות שונים שעיקרם הוא התנגשויות של חלקיקים זה בזה. בפרק זה נדון במאיצים שבהם משתמשים בנסיונות אלו ובמכשירי המדידה שמסביבם. המאיץ הראשון שנדון בו הוא מאיץ ון-דה-גרף שמתואר בצורה סכימתית בציר מס. 1. מכשיר כזה נבנה לראשונה על ידי Van de Graaff בשנת 1930. מקור מתח יוצר מטענים חיוביים על פני רצועה נעה שמסיעה אותם אל כדור מתכת גדול אליו הם נספגים. הרצועה יוצאת מן הכדור כשעל פניה מטען שלילי והיא חוזרת ונטענת במטען חיובי כשהיא עוברת על פני מקור המתח הראשון. המטען החיובי יצטבר על פני הכדור העליון עד אשר יושג מתח גבוה מספיק לפריצת ניצוץ חשמלי. המיכל ממולא בגז בלחץ גבוה על מנת למנוע התפרצות חשמלית. בכדור יש מיכל מימן שמהווה מקור הפרוטונים המיואנים עם יציאתם מהכדור לשפופרת ואקום ארוכה שבקצה הם פוגעים במטרה. במכשירים מסוג זה אפשר ליצר קרן פרוטונים בעלת אנרגיה של כמה MeV. אנרגיה זו שמושית לנסיונות בפיסיקה גרעינית.



לאנרגיות קצת יותר גבוהות אפשר להגיע במאיץ שנקרא ציקלוטרון. מאיץ כזה נבנה לראשונה ע"י לורנס וליבינגסטון בשנת 1932.

31.10.1972

הוא מורכב ממתכות חלולות דמויות האות הלטינית D הקשורות למתח חלופין גבוה. כל המבנה נמצא בשדה מגנטי חזק. בלב המבנה נמצא מקור יונים. היונים (פרוטונים או דיטרונים) מואצים בשדה החשמלי שבין המתכות ואילו כאשר הם נכנסים למתכת הם מבצעים תנועה מעגלית בהשפעת השדה המגנטי. תנועה זו מחזירה אותם לשפת ה-D. ברגע זה צריך המתח החשמלי להיות בעל הסימן ההפוך והיון מואץ שוב מ-D אחד לשני. היונים נעים במסלולים בעלי רדיוס גדל והולך בהתאם לאנרגיה הגדלה והולכת שלהם. בתוך ה-D נקבע הרדיוס לפי הנוסחה המשווה



ציון מס. 2. ציון מס. 3

את הכח המגנטי לכח הצנטרופוגלי

$$qvB = \frac{mv^2}{r}$$

$$mv = p = qBr \quad (1)$$

שבה q מטען היון ו m מסתו: המהירות הזוויתית שלו היא איפוא קבועה

$$\omega = \frac{v}{r} = \frac{qB}{m} \quad (2)$$

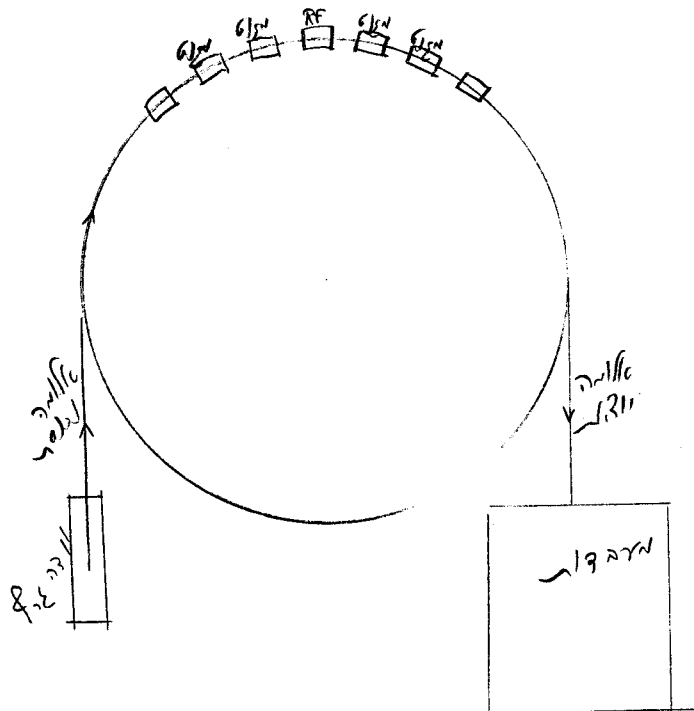
ואילו הרדיוס גדל עם האנרגיה. תדירות מתח החלופין ν נבחרת בצורה שתתאים למהירות הזוויתית

$$\nu = \frac{\omega}{2\pi} \quad (3)$$

וכך אפשר בעזרת שדה מגנטי קבוע ומתח חלופין בעל תדירות קבועה להאיץ את היונים עד לאנרגיה מקסימלית של עשרות MeV. לדוגמא בציקלוטרון בעל רדיוס של כמטר וחצי

ושדה מגנטי של 16000 גאוס אפשר ליצר דיטרונים בעלי אנרגיה של 26 MeV בעזרת מתח חלופין בעל תדירות רדיו 12 MHz.

על מנת להאיץ פרוטונים לאנרגיות הרבה יותר גבוהות בשיטות דומות, צריך לעבור למאיצים בעלי רדיוסים הרבה יותר גדולים. מאחר וקשה לפתח מגנטים על פני שטחים כל כך גדולים משתמשים במבנה שבו המגנטים יוצרים טבעת מעגלית גדולה כאשר ביניהם נמצאות יחידות המפעילות האצה חשמלית על הפרוטונים. בשלב הראשוני משתמשים במאיץ מסוג ון-דה-גרף שאת הקרן היוצאת ממנו מזריקים לאותה טבעת מעגלית. מאחר וכעת מדובר במבנה בעל רדיוס קבוע ואילו מהירויות הפרוטונים משתנות צריך להפעיל שדה מגנטי משתנה, שהולך וגדל עם האצתו של הפרוטון. הפרוטון המואץ על פני היקף המעגל מפסיד אנרגיה על ידי קרינה אלקטרומגנטית. קרינה זו ידועה כקרינת סינכרוטרון. תפקיד השדות החשמליים בעלי התדירות הגבוהה שהפרוטון עובר דרכם מדי פעם בפעם הוא איפוא להוסיף לו אנרגיה שתקדז את הפסדי הקרינה ותגביר את התנע שלו. מכשיר כזה, המתואר בציור מס. 3 ידוע כסינכרוציקלוטרון או פרוטון-סינכרוטרון.



13, 3, 3. כולל - סינכרוטרון.

קיימים מספר מאיצים מעגליים מסוג זה בעולם שמגיעים לאנרגיות של עשרות BeV. לדוגמא נציין כמה נתונים של מאיץ הפרוטון - סינכרוטרון שבמעבדה האירופאית שבז'נבה. הפרוטונים מואצים בו עד אנרגיה מקסימלית של 28.5 BeV. רדיוס המתקן - החפור באדמה - הוא 200 מטר והוא מורכב ממאה מגנטים ושש - עשרה יחידות RF (שדה חשמלי בתדירות רדיו).

קוטר אלומת הפרוטונים הוא 7 מ"מ. אלומה זו מורכבת מ 10^{12} פרוטונים בכל פולס והיא נעה בצנור שעבר דרך מרכזי המגנטים המוחזק בואקום של 10^{-6} מ"מ כספית. במחזוריים של 2 שניות מוזרקה אלומת פרוטונים למאיץ ובמשך כשניה מועלים השדות המגנטיים עד מקסימום של 12000 גאוס. לאחר זאת מוזרקה אלומת הפרוטונים החוצה, השדות המגנטיים מכובים, והמאיץ מוכן לקלוט אלומת פרוטונים חדשה. את אלומת הפרוטונים שיוצאת מהמאיץ מכוונים וממקדים בעזרת שדות חשמליים ומגנטיים ומביאים אותה למטרה עליה מבוצע הנסוי. לעתים קרובות המטרה איננה אלא תא-בוועות שמשמש גם כמטרה וגם כמכשיר מדידה.

תא הבועות הומצא בשנת 1952 ע"י גלזר שהשתמש בתכונת אי היציבות של נוזלים במצב של חמום יתר. במצב זה נוצרות בועות לאורך מסלוליהם של יונים שעוברים בנוזל. את התא ממלאים במימן בטמפרטורה של -246°C , מעל נקודת הרתיחה בתנאים רגילים. המימן מוחזק בלחץ רב

במצב נוזלי. שחרור פתאומי של הלחץ מביא אותו למצב לא יציב של חמום יתר.

באותו שבריר של שניה נזרקה לתוכו אלומת הפרוטונים. הפרוטונים יוצרים ריאקציות שכתוצאה

מהן נוצרים חלקיקים טעונים. לאורך מסילתו של כל אחד מחלקיקים אלה נוצרות בועות ולאחר

זמן קצר רותח כל התא. בנסיון מנצלים את אותן מילישניות שבהן קיימות הבועות לאורך

המסלולים ושארית התא נמצאת עדיין במצב נוזלי. בזמן זה מצלמים את התא מכמה כוונים ואת

הטרטים מפתחים ומפענחים אחר כך. על התא מופעלים שדות מגנטיים חזקים שמסיטים את

החלקיקים הטעונים בהתאם למומנטום ולמטען שלהם לפי הקשר (1) $p = qBr$ שנכון גם

בצורה הרלטיביסטית. כך אפשר לעמוד על סימן מטענו של החלקיק הנראה ועל המומנטום שלו.

על תהליך התפשטות התא, צלמו וכוננו מחדש חוזרים כל שתי שניות, בהתאם למחזור יצירת

אלומות החלקיקים על ידי המאיץ.

תאור סכימטי של תמונה מן הסוג המתקבל בתא -בוועות מובא בציור מס. 4.

בנסיון זה היתה הקרן הנכנסת מורכבת מחלקיקי K^- . חלקיקים אלה מתקבלים על ידי

כך שקרן הפרוטונים המקורית מובלת למטרה שבה היא פוגעת ויוצרת הרבה חלקיקים משניים

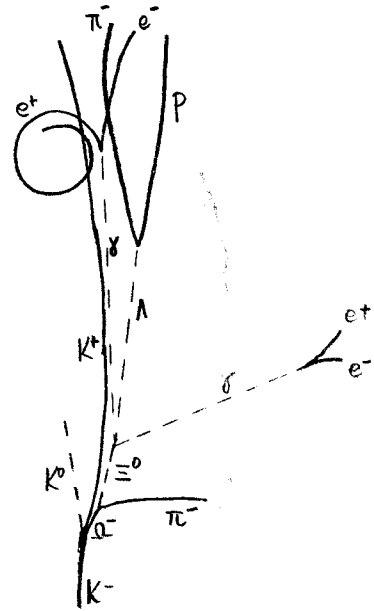
שממשיכים במעופם קדימה. חלקיקים אלה אפשר להטות לכוונים שונים, שוב בעזרת שדות

חשמליים ומגנטיים, וכך ליצור אלומות משניות של חלקיקים. אחת מאלומות אלה כוונה לעבר

תא בוועות וחלקיק מתוכה יצר את התמונה הזו. הקווים המרוסקים שבציור אינם נראים בתמונה.

אלה הם מסילותיהם המשוחזרות של החלקיקים הניטרליים כפי שנקבעו מתוך צמתות התפרקויותיהם

ומתוך התנעים המדודים של תוצרי התפרקותיהם. בהשפעת השדה המגנטי מוסטים כל החלקיקים הטעונים שלילית ימינה וכל החלקיקים בעלי מטען חיובי מוסטים שמאלה. אנליזה מדויקת של רדיוס העקמומיות קובעת את התנע שלהם. בנסיון אופייני נלקחות עשרות או מאות אלפי תמונות שאותן סורקים על מנת למצוא את אותן הריאקציות המעניינות את החוקר. את הריאקציות המעניינות מנתחים ביסודיות ומנסיונות כאלה אפשר ללמוד מהם חתכי הפעולה של הריאקציות השונות ומהם אופני ההתפרקות וזמני החיים של החלקיקים השונים.



ציור מס. 4. גילוי של Ω^- .

ציור מס. 4 מתאר מאורע שגילוי היה אחד השיאים הבולטים בפסיקת החלקיקים. במשך חדשים רבים חפשו החוקרים במעבדת ברוקהייבן שליד ניו-יורק אחר החלקיק Ω^- שקיומו נובא על ידי גל-מן ונאמן. התיאוריה נבאה את קיומו של חלקיק בעל מסה של $1680 \text{ MeV}/c^2$ ומוזרות 3-. התמונה הזאת מאשרת את שתי הפרדיקציות הללו. הצומת הראשונה שבתחתית התמונה היא צומת חזקה - זו היא התוצאה של הריאקציה החזקה שבה פוגע K^- בפרוטון שנמצא במימן הנוזלי. בהמשך מסלולו של אחד החלקיקים - הוא Ω^- - אפשר לשחזר 3 צמתות התפרקות חלשות. בצמתות חלשות אלו יש כל פעם שנוי ביחידה של מוזרות לכן אפשר להסיק שהחלקיק Ω^- הוא בעל מוזרות 3-. יתרה מזו - כל מוצרי ההתפרקות הסופיים נראים בתמונה. אפשר להבחין ב π^- שנוצר מ $\Omega^- \rightarrow \Xi^0 \pi^-$. אחר כך אפשר למצוא את שני זוגות e^+e^- מהתפרקות הפוטונים של $\Xi^0 \rightarrow \gamma \gamma \Lambda$. לבסוף רואים את הפרוטון והפיון שנוצרים בהתפרקות $\Lambda \rightarrow p \pi^-$. מסכום התנעים והאנרגיות של π^- , זוגות הפוזיטרונים ואלקטרונים, והפרוטון והפיון הסופיים אפשר להסיק את

מסתו של Ω^- ולקבוע שהיא מתאימה לפרדיקציה התיאורטית.

על אבוד אנרגיית הקרינה שהזכרנו בדיון במבנה הסינכרוטרון אפשר להתגבר על ידי בניית מאיץ ליניארי. נקודה זו חשובה במיוחד עבור האלקטרון היות ואבוד הקרינה של חלקיק בעל אנרגיה מסוימת שנע במעגל ברדיוס נתון יחסי הפוך ל m^4 . האלקטרון, שהוא החלקיק הקל ביותר, מאבד במהירות הגדולה ביותר את האנרגיה שלו בקרינת סינכרוטרון ועל כן מאיצי האלקטרונים הגדולים הם ליניאריים ולא מעגליים. מאיץ ליניארי כזה שקיים בטנפורד שבקליפורניה מורכב מ 960 יחידות RF המסודרות בזו אחר זו לאורך קו ישר של 3.2 ק"מ. / וכך מתקבלים אלקטרונים בעלי 20 BeV כל יחידה מעלה את אנרגיית האלקטרונים בנמות של 20 MeV לאחר ההאצה לאורך כל המאיץ. האלקטרונים מואצים בפולסים בעלי 10^{12} אלקטרונים בכל פולס ובכל שניה יוצאים מן המאיץ 360 פולסים כאלה.

הנסיון השני שברצוננו להרחיב עליו את הדבור נעשה ליד המאיץ הליניארי של טנפורד במבנה של אלומות מתנגשות. מבנה זה הוא בעל צורה הדומה לסינכרוטרון וקוטרו כארבעים מטר. קרן האלקטרונים מוזרקת לתוכו לאחר שהואצה במאיץ הליניארי ותפקיד הטבעת המעגלית של המגנטים היא לשמור על קרן האלקטרונים שתמשיך לנוע תקופה ארוכה בתוכה. בכיוון הפוך לתנועת אלומת האלקטרונים מזריקים לאותו מתקן אלומה של פוזיטרונים המיוצרת כאלומה משנית ליד המאיץ הליניארי. כך מתקבלות אלומות של אלקטרונים ופוזיטרונים שנעות באותה מכונה בכיוונים מנוגזים. מתקן כזה אפשר למלא באלומות אלקטרונים ופוזיטרונים תוך כדי 10 - 5 דקות ולשמור אותן בצורה יציבה בתוכו למשך תקופה ארוכה של 3 - 2 שעות. מדובר כאן באלקטרונים ופוזיטרונים בעלי אנרגיות של כמה BeV שחכמי הפעולה שלהם קטנים ועל כן אף כי הם עוברים פעמים רבות זה על פני זה מתחוללות ריאקציות האניהילציה בקצב נמוך יחסית. את ריאקציות האניהילציה הללו מעונינים החוקרים למדוד. על מנת לעקוב אחר נהרות ריאקציות אלו משתמשים בטכניקות שונות מתאי בוועות. את החלקיקים המתקבלים כתוצרי האניהילציה של האלקטרון והפוזיטרון מודדים בעזרת תאי ניצוצות ומונים מסוגים שונים. תאי ניצוצות מורכבים מהרבה לוחות מתכת דקות המרוחקים זה מזה במילימטרים ספורים וממולאים בגז וציל מסוג נאמן. בין כל שני לוחות סמוכים יש מתח חזק של

10-15 K V. כאשר חלקיק טעון עובר דרך שרשרת הלוחות הוא יוצר שרשרת ניצוצות לאורך דרכו שמהן אפשר לעמוד על מסלולו וזהותו של החלקיק. מסביב לאחד האזורים שבטבעת המעגלית של מבנה האלומות המתנגשות בונים אפוא מבנה טבעתי של תאי ניצוצות וכן מונים שמודדים את מידת היוניזציה של החלקיקים הנפלטים. כך אפשר לשחזר בצורה איכותית וכמותית את התהליכים שקורים באניהילציות אלקטרומגנטיות באנרגיות גבוהות.

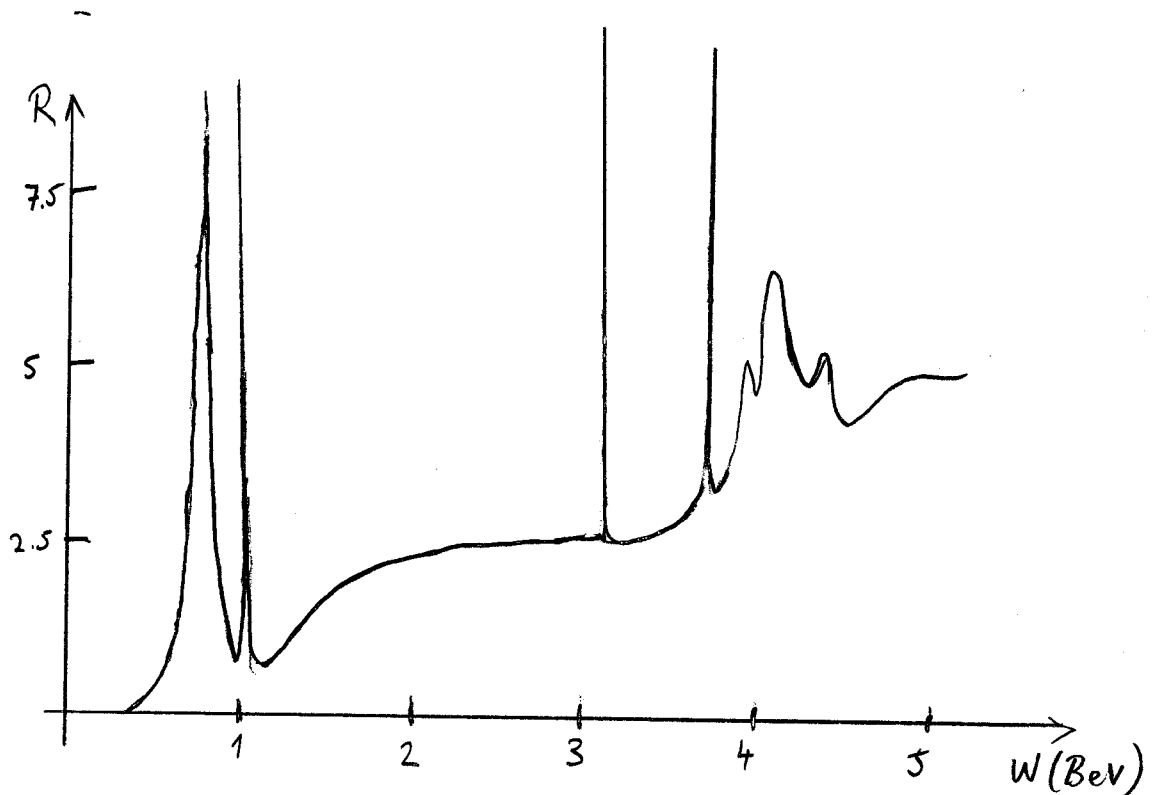
בצורה כזאת מודדים את אחד הגדלים החשובים ביותר בחקר האניהילציות הללו.

$$R = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{hadrons})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)} \quad (4)$$

את חתך הפעולה של יצירת מואונים קל יחסית למדוד מאחר והמואונים חודרים דרך מתכות עבות שעוצרות את כל ההדרונים. יתירה מזו, אם התנעים של $\mu^+\mu^-$ יוצרים מישור אחד עם האלקטרון והפוזיטרון אנחנו יודעים שלפנינו הריאקציה $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ חתך הפעולה שלה יורד עם רבוע האנרגיה כמצוין במש. (19) של פרק 7. ההשוואה של חתך הפעולה ההדרוני עם חתך הפעולה ליצירת $\mu^+\mu^-$ נותנת לנו אינפורמציה ביחס למבנה היסודי של הכוחות הפועלים בהדרונים. במסגרת מודל הקוארקים אפשר באופן עקרוני ללמוד מהיחס (4) מה הם מטעני הקוארקים. בסוף שנת 1974 נתגלתה בנסיון זה תגלית שלא היתה כמותה במשך עשר השנים שחלפו מגילוי של Ω^- . הנסיון הראה שבסביבת אנרגיה של 3 BeV קיימים רזוננסים חדים מאד. אזור האנרגיה שמעליהם נחקר ביסודיות בשנת 1975 והביא לגילוי רזוננסים חדשים - מבנה מפתיע ומענין שיש בו קצת דמיון לרזוננסים הידועים ומוכרים מזה כבר בתחום האנרגיות שמתחת 1 BeV (ראה ציור מס. 5). ההסבר התיאורטי הנפוץ כיום לתופעה זו הוא שמדובר ביצירת הדרונים חדשים שאינם שייכים למשפחת החלקיקים הבנויים מהקוארקים u d s אלא בנויים מקוארקים "חיבניים" מסוג חדש c. לקוארקים אלה יש מספר קואנטי חדש (Charm = חן) שערכו 1 עבור c ואפס עבור u d s. במבנה הרזוננסים שמעל 3 BeV אפשר

לראות את הספקטרום של המצבים הקשורים מסוג \bar{c} . מתגלות איפוא רמות אנרגיה חדשות שמהן אפשר ללמוד את מהות הכוחות בין הקווארקים.

אנו למדים איפוא שספור הקווארקים לא הסתיים עדיין . יתכן מאד שעוד צפויות לנו הפתעות חדשות לבקרים וככל שנעלה באנרגיה כן יפתחו בפנינו אופקים חדשים . יתכן ולשאלה מסוג "האם יש גבול למספר המספרים הקוואנטיים" לא נדע לעולם את התשובה , אולם נסיונות מהסוג שתארנו כאן מקרבים אותנו בצעדים גדולים לקראת הבנת הסימטריה והדינמיקה של החלקיקים האלמנטריים.



בני 5.04 R כולל אנרגיה e^+e^-

גרעיני האטומים והתפרקותיהם 11

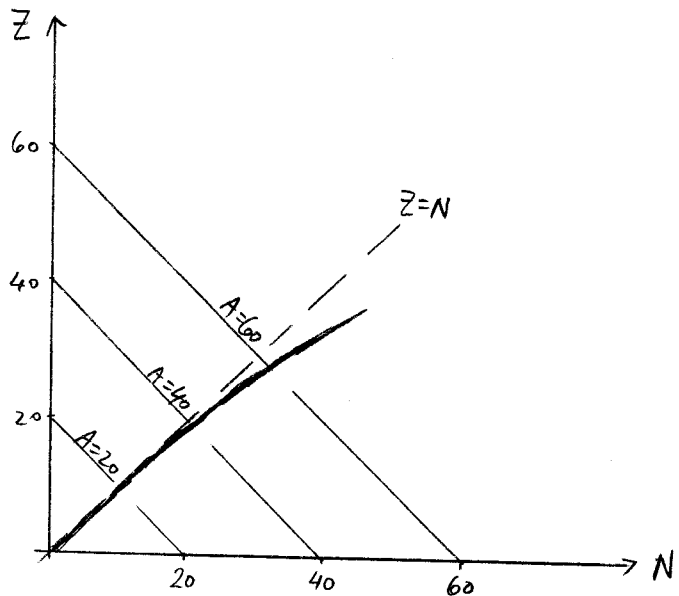
לאחר שהכרנו מעט את משפחת החלקיקים האלמנטריים נחזור ונדון במצבים הקשורים של הבריונים בעלי המסות הנמוכות ביותר - הנוקלאונים. הפרוטונים והניטרונים קשורים זה לזה בגרעין האטום תודות לכוחות החזקים הפועלים ביניהם. כבר למדנו שמבחינת הכוחות החזקים אין למעשה הבדל בין הפרוטונים לניטרונים וההבדל הגדול שביניהם נעוץ בתכונותיהן החשמליות השונות. כוחות הדחיה החשמליים שבין כל הפרוטונים שבתוך גרעין האטום הולכים וגדלים ככל שגדל מספר הפרוטונים שבגרעין (Z). היות וכל פרוטון מרגיש את הדחיה של כל האחרים יהיו כוחות הדחיה יחסיים ל Z^2 . כוחות אלה חזקים מספיק על מנת להפחית או אף לבטל את השפעתם המושכת של הכוחות החזקים. למען האמת אין כוחות המשיכה החזקים שבין הנוקלאונים חזקים כל כך - אנרגיה הקשר של נוקלאון בגרעין היא בדרך כלל בסביבת 8 MeV , וזה פחות מאחוז אחד ממסתו של נוקלאון חפשי. פעולתם המשותפת של הכוחות החזקים והחשמליים מביאה לקיומם של כמה מאות גרעיני אטום יציבים שמסביבם מצטברים האלקטרונים ויוצרים את האטומים שמהם כל עולמנו מורכב.

כצעד ראשון להכרות עם תכונות הגרעינים

היציבים נתבונן בציור מס. 1. אנחנו רואים כאן את מקומם של הגרעינים היציבים במישור דו-ממדי שציריו הם מספר הניטרונים N ומספר הפרוטונים Z . את מספר הנוקלאונים הכללי (כלומר המספר הבריוני) מציינים באות A . גודל זה נקרא גם כן המשקל האטומי.

$$A = Z + N \quad (1)$$

אנחנו רואים שמתחת $A \approx 30$ יש מספר שווה של ניטרונים ופרוטונים בגרעין יציב. עבור גרעינים בעלי משקל גבוה יותר מוצאים יותר ויותר ניטרונים ככל שהמשקל



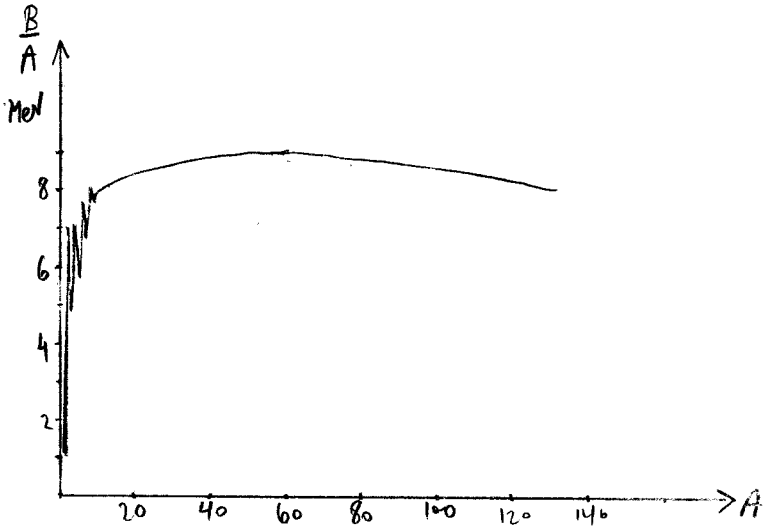
ציור מס. 1. מיקומם של הגרעינים היציבים

האטומי עולה. החלפת ניטרונים כאלה בפרוטונים תוליך לגרעין בלתי יציב שיתפרק בגלל כוחות הדחייה החשמליים שבין הפרוטונים.

אנרגיית הקשר של גרעין בעל מסה M

היא:

$$B = (Zm_p + Nm_n - M) c^2 \quad (2)$$



ציור מס. 2. עקומת אנרגיית הקשר

מהנסיון מתברר שאנרגיית קשר זו יחסית פחות או יותר למספר הנוקלאונים שבגרעין. בציור מס. 2 אנחנו רואים את אנרגיית הקשר מחולקת במשקל האטומי. עבור האטומים בעלי $A \lesssim 20$ רואים

בה מבנה מחזורי ברור שמגיע לשיאים

בנקודות $A = 4, 8, 12, 16, 20$

לאחר מכן מתקבלת עקומה די חלקה שערכה נע בסביבת $\frac{B}{A} = 8 \text{ MeV}$. השיא הראשון של אנרגיית הקשר שמתקבל עבור $A = 4$ הוא אנרגיית הקשר של גרעין אטום ההליום בעל שני פרוטונים ושני ניטרונים, גם שאר השיאים שהזכרנו מתארים גרעינים בעלי מספר זוגי של פרוטונים ומספר זוגי

שווה של ניטרונים. הסיבה ליציבות המבנים האלה נעוצה בעקרון פאולי, אותו עקרון שמהווה גם הסיבה ליציבות הקליפות האלקטרוניות שבאטום. הנוקלאונים הם חלקיקים בעלי ספין $\frac{1}{2}$ ועל כן אפשר לאכלס רמת אנרגיה גרעינית בשני פרוטונים ובשני ניטרונים. כל ניטרון או פרוטון עודף צריך לעבור לרמת אנרגיה שונה שפרושה מסה גבוהה יותר. כך מתקבלות קליפות גרעיניות פשוטות

בנות ארבעה נוקלאונים כל אחת עבור משקלים אטומיים נמוכים. כאשר מתרבה מספר הפרוטונים מתחילה הדחייה החשמלית לשחק תפקיד חשוב שמטה את הכף לטובת רבוי ניטרונים בגרעין. אעפ"כ עדיין גדול מספר הגרעינים היציבים שבהם גם מספר הפרוטונים זוגי וגם מספר הניטרונים זוגי - אלה מהווים 60% מכלל הגרעינים היציבים. 40% הנותרים הם ברובם בעלי A אי זוגי, כלומר או Z זוגי N אי-זוגי או N זוגי Z אי-זוגי. רק 4 גרעינים הם בעלי A זוגי שמורכב ממספר אי-זוגי של פרוטונים ומספר אי-זוגי של ניטרונים. גרעינים בעלי משקל אטומי

גבוה אפשר לתאר כמבנה מרחבי צפוף של נוקלאונים. כל נוקלאון מרגיש את משיכת הנוקלאונים שמסביבו, כל פרוטון נדחה על ידי שאר הפרוטונים ובנוסף לכל זאת קיימות הנטיות המוכתבות על ידי עקרון פאולי. כל האפקטים הללו באים לידי בטוי בנוסחת המסות:

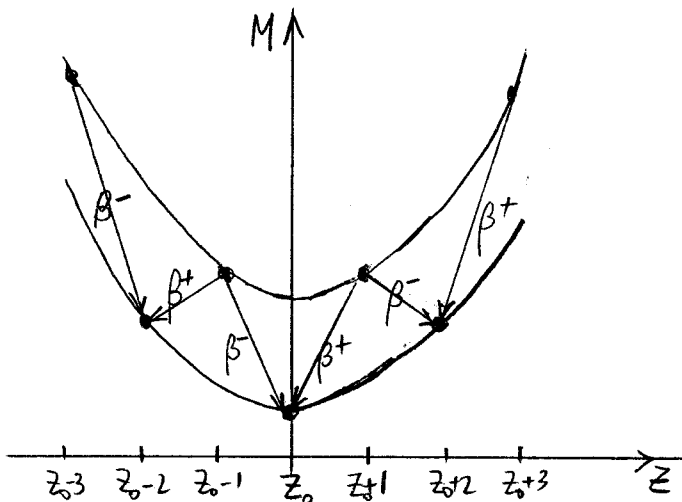
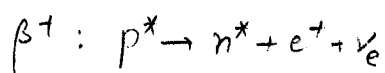
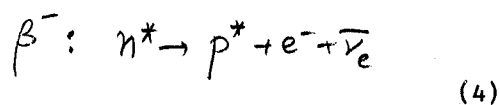
$$B = a_1 A - a_2 A^{2/3} - a_3 Z^2/A^{1/3} - a_4 (A-2Z)^2/A \pm \delta \quad (3)$$

$$a_1 = 15.76 \text{ MeV} \quad a_2 = 17.8 \quad a_3 = 0.71 \quad a_4 = 23.7 \quad \delta = \frac{34}{A^{3/4}}$$

האברים השונים שבנוסחה זו מבוססים על שקולים תיאורטיים אולם ערכיהם הנסיוניים נקבעים על ידי התאמת הנוסחה לאנרגיות הקשר שנמדדות בנסיונות על הגרעינים היציבים השונים. B מתוארת כפונקציה של שני משתנים A ו-Z. האבר הראשון מתאר אנרגיית קשר של 15.76 MeV לכל נוקלאון כתוצאה מכוח המשיכה הממוצע שמפעלים עליו הנוקלאונים שבסביבתו. האבר השני הוא תקון לאבר הראשון שנובע מכך שהנוקלאונים שנמצאים בסביבת מעטפת הגרעין מרגישים רק חלק ממשיכה זו. התקון הזה יחסי איפוא לשטח מעטפת הגרעין. בצורה פשטנית נחשוב על הגרעין ככדור שנפחו יחסי למספר הנוקלאונים A ועל כן רדיוסו יחסי ל $A^{1/3}$ ושטחו המעטפת יגדל לפי $A^{2/3}$. האבר השלישי מיצג את הדחייה החשמלית בין הפרוטונים. כמצופה הוא יחסי לרובע המטען ויחסי הפוך לרדיוס הגרעין. האבר הרביעי מיצג את העובדה שמבחינת הכוח החזק המבנה הכדאי ביותר הוא זה שבו מספר הניטרונים שווה למספר הפרוטונים: אבר זה גורם איפוא לירידה חזקה של אנרגיית הקשר יחסית ל $(N-Z)^2$. האבר האחרון δ מופיע בסימן חיובי עבור N ו-Z זוגיים ובסימן שלילי עבור N ו-Z איזוגיים. $\delta = 0$ עבור A איזוגי. הוא מיצג אפוא גם כן תקון שנובע מפעולתו של עקרון פאולי.

עבור A קבוע מהווה הפונקציה (3) פרבולה ב Z. פרבולות כאלה מתוארות בצירור מס. 3. ההפרש בין נקודות החתוך שלהן הוא 2δ . פרבולת המסה של Z איזוגי מונחת מעל פרבולת המסה של Z זוגי ועל כן הגרעין בעל $Z_0 + 1$ פרוטונים

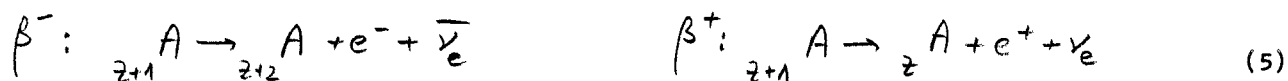
יכול להתפרק לגרעין בעל $Z_0 + 2$ או בעל Z_0 פרוטונים. ההתפרקות במקרה הראשון היא התפרקות β^- ובמקרה השני התפרקות β^+ .



סימון הנוקלאונים בכוכב בא להזכיר שהחלקיקים הללו אינם חפשיים אלא נמצאים בתוך הגרעין. על כן בשקולי אנרגיה מומנטום יש להתחשב לא רק במסת הנוקלאונים אלא גם כן בתקון שנקבע על ידי אנרגיית הקשר בכל מקרה ומקרה. במקום לחשב על הנוקלאון

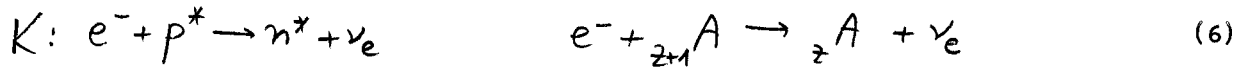
ציור מס. 3 פרבולות מסה עבור A זוגי

הבודד יש להשתמש בכל הגרעין בחשובים אלה:



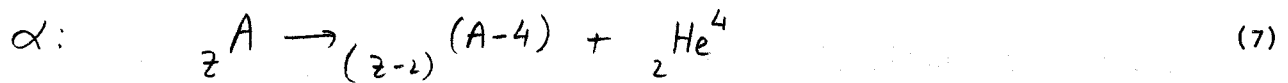
אנרגיית הקשר של נוקלאון היא בסביבת 8 MeV בממוצע - גדולה פי 6 מהפרש המסות שבין ניטרון חפשי לפרוטון חפשי. על כן בעוד שפרוטון חפשי הוא חלקיק יציב ואינו יכול להתפרק לניטרון חפשי ופוזיטרון, פרוטון קשור כן יכול להתפרק. השקול המכריע בהתפרקות זו הוא האם סכום מסות תוצרי ההתפרקות יהיה נמוך ממסת הגרעין המקורי או לא. אם התשובה חיובית תחול ההתפרקות. במקרה המתואר בציור מס. 3 יתפרקו כל הגרעינים בהתפרקות β^- או β^+ פרט לשלישיה ${}_{Z_0-2}^A A$, ${}_{Z_0}^A A$, ${}_{Z_0+2}^A A$ כדאי לציין שלהתפרקות β^+ יש לעיתים קרובות תהליך מתחרה - תפיסת אלקטרון שנמצא

במצב $\ell=0$ בקליפה הפנימית ביותר של האטום. תהליך זה נקרא בלועזית K capture



השאלה באיזו משלושת האפשרויות העומדות בפניו יבחר הגרעין בעל Z_0+1 פרוטונים להתפרק תלויה כמובן בפרטי מבנה פונקציות הגל של הגרעינים ונמצאת מחוץ לאפשרויות הדיון שלנו כאן. בדרך כלל נמצא שהסכוי הגדול ביותר מתקבל לאותו תהליך שבו קיים הרווח הגדול ביותר באנרגיה הקינטית.

נוסף להתפרקות β עומדת אפשרות התפרקות נפוצה אחרת עבור הגרעינים השונים - התפרקות α .



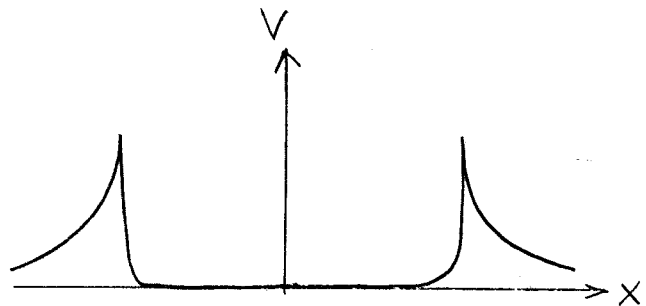
התפרקות זו פרושה פצול הגרעין לגרעין חדש שקל במקצת מן הקודם וגרעין של אטום ההליום.

האינדקסים המצורפים לסמון אטום ההליום במשוואה (7) מציינים את $A = 4$, $Z = 2$ ובצורת סמון זו נשתמש גם בהמשך.

הסתברות ההתפרקות תלויה בפרטים דינמיים.

בפרק ייב של החלק הראשון של קורס זה הצגנו את המודל של גאמוב לפיו נע הגרעין ${}_2He^4$ בתוך בור פוטנציאל גרעיני שקירותיו נקבעים על ידי הדחיה החשמלית של הפרוטונים שבגרעין,

כמתואר בציר מס. 4. קצב ההתפרקות של הגרעין נקבע על ידי מידת חלולו של גרעין ההליום דרך קירות הפוטנציאל, ודבר זה ניתן לחשוב על ידי שמוש באפקט התעלה הקוונטי. זמני החיים המתקבלים



ציר מס. 4. צורה של הפוטנציאל שפועל על חלקיק α בגרעין

תלויים בצורה חזקה ביותר באנרגיה הקינטית של ההתפרקה ומשחניה מ- 10^{-6} sec

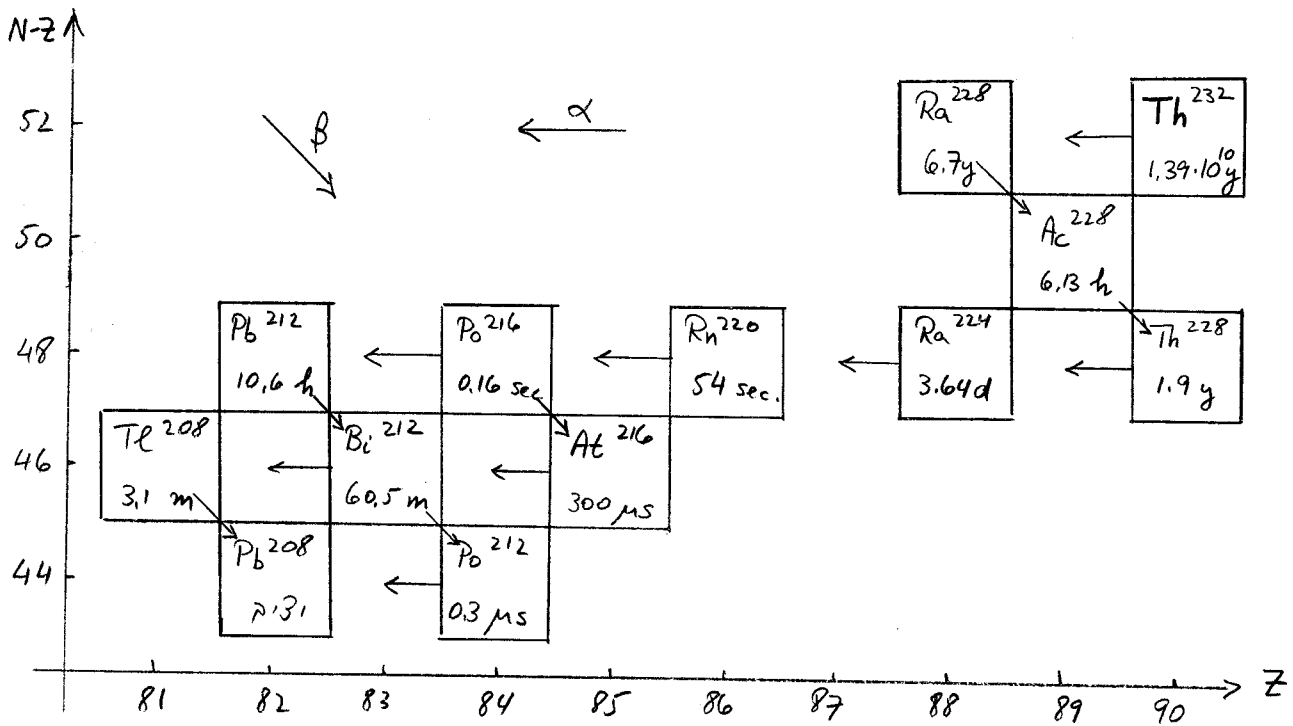
עבור גרעין Po^{212} בעל אנרגיית התפרקות של 9 MeV עד 10^{10} שנים לגרעין Th^{232} בעל אנרגיית התפרקות של 4 MeV .

גרעין התוריום שהזכרנו הוא ראשון לשורת התפרקויות רדיואקטיביות של אחת מארבע

סדרות של התפרקויות רדיואקטיביות שמתגלות בטבע. סדרה זו מורכבת מהתפרקויות α

ו- β^- וכל הגרעינים המשתתפים בה יהיו על כן בעלי A שבדומה לערך 232 של

Th^{232} יהיה כפולה שלמה של 4. זו ידועה על כן כסדרה $4n$:



ציור מס. 5: הסדרה הרדיואקטיבית $4n$ (Thorium)

מאחר והתוריום הוא בעל זמן חיים ארוך כל כך אפשר למצוא כל אחד מתולדות התפרקויותיו

בטבע אפילו אם זמן החיים של אותו גרעין קטן ביותר. הסיבה היא כמובן שהוא נוצר כל הזמן

מהתפרקויות קודמיו בשרשרת וכל זמן שקיימת כמות כלשהיא של Th^{232} בעפרה מסוימת ימצא

גם כל גרעין מהסדרה הרדיואקטיבית באותה עפרה. כל זמני החיים שבציור מס. 5 קטנים בצורה

משמעותית ביותר מזמן החיים של Th^{232} על כן אפשר לומר שגרעין זה מתפרק לעופרת Pb^{208}

בזמן מחצית חיים של 1.39×10^{10} שנים. מתוך השואה בין כמות התוריום וכמות העופרת שנמצאים

בעפרה או בסלע מסוים אפשר לקבוע למשל שקרום כדור הארץ התקשה לפני $3 \cdot 10^9$ שנים.

לצורך קביעה כזאת צריך כמובן להשתמש בחומר רדיואקטיבי שזמן מחצית חייו גדול יותר מגיל כדור הארץ וגרעין התוריום הוא דוגמא טובה לכך.

לסדרת התוריום של ציור מס. 5 אפשר להוסיף בראשה גרעין נוסף $^{236}_{92}\text{U}$ שמתפרק

בהתפרקות α לתוריום הראשוני בזמן מחצית חיים של 2.39×10^7 שנים.

מאחר וזהו זמן קטן מאד ביחס לגיל כדור הארץ ברור שאלמנט זה נעלם למעשה מהמחצבים ורובו ככולו הספיק להפוך לתוריום. שלושת הסדרות הרדיואקטיביות האחרות הן: סדרת Neptunium

($4n + 1$) שהגרעין הראשון שבה הוא $^{237}_{93}\text{Np}$ בעל $T_{1/2} = 2.25 \times 10^6$ y

סדרת Uranium ($4n + 2$) שגרעינה הראשון הוא $^{238}_{92}\text{U}$ בעל זמן חיים $T_{1/2} = 4.51 \times 10^9$ y

וסדרת Actinium ($4n + 3$) שגרעינה הראשון הוא $^{239}_{94}\text{Pu}$ בעל זמן חיים $T_{1/2} = 2.43 \times 10^4$ y

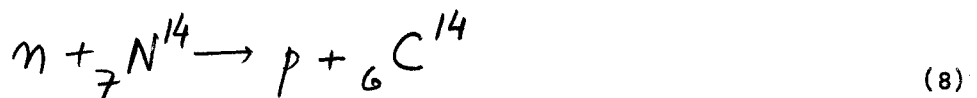
ותולדתו לאחר התפרקות α היא $^{235}_{92}\text{U}$ בעל $T_{1/2} = 7.07 \times 10^8$ y שהוא בעל זמן החיים הארוך

ביותר בסדרה זו. שלושת הסדרות האלה מסתימות בגרעינים היציבים $^{209}_{83}\text{Bi}$, $^{206}_{82}\text{Pb}$, $^{207}_{82}\text{Pb}$ בהתאמה.

בנוסף לסדרות אלה אפשר כמובן למצוא התפרקויות רדיואקטיביות רבות אחרות מגרעינים

שנוצרים בתהליכים שקורים בטבע או במעבדה. כדוגמא לתהליך שקורה בטבע נזכיר את

הריאקציה



שקורית באטמוספירה המשופעת בחנקן כתוצאה מפגיעתה של קרינה קוסמית שכוללת נוקלאונים

אנרגטיים. כך נוצר האיזוטופ של פחמן (איזוטופ הוא כנוי לגרעין בעל Z שווה ו A

שונה מזה של הגרעין של אותו כימי שנמצא בטבע) ביחס של $1:10^{12}$ לעומת הפחמן

הרגיל שבאוויר (${}^{12}_6\text{C}$). האיזוטופ ${}^{14}_6\text{C}$ מתפרק בהתפרקות β^- בזמן $T_{1/2} = 5720$ y

ועל כן הוא יעיל לקביעת גילם של מאובנים או חרסים שבזמן הוצרם היה הרכב הפחמן שבהם זהה

לאותו הרכב שנמצא באוויר. לאחר הוצרם אנו מניחים שהופסקו התהליכים הביאולוגיים והכימיים

שעשו שמוש בפחמן שבאוויר ועל כן תכולת האיזוטופ הרדיואקטיבי יכולה ללמד אותנו מה גילם.

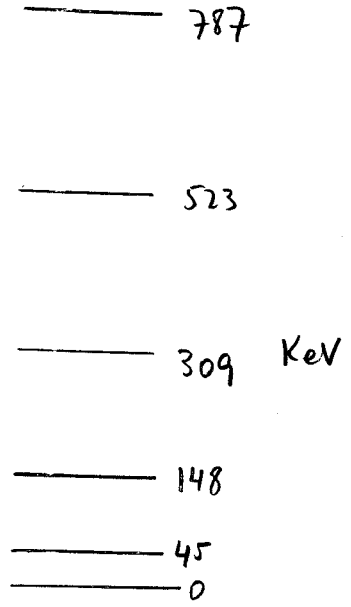
אנחנו מניחים כמובן שתכולת הפחמן הרדיואקטיבי באוויר לא השתנתה באלפי השנים האחרונות

מאחר וזו היא תקופה קטנה על סקלת תהליכים גלובליים.

ברדיואיזוטופים נעשה שמוש גם ברפואה ובתעשייה. בהתאם לשמוש אפשר לבחור בגרעינים בעלי זמן חיים ארוך יותר או קצר יותר. כך למשל משתמשים ברפואה באיזוטופ זרחן ^{32}P שמתפרק בצורת β^- בזמן $T_{1/2} = 14.3 d$. בחומר זה משתמשים כמסמן ואפשר למדוד כמויות זעירות מאד שלו, עד כדי 10^{-16} גרם. הגרעין הרדיואקטיבי הזה מיוצר ליד כורים גרעיניים על ידי ריאקציות מלאכותיות שבהן משתמשים בשטף הגדול של נוקלאונים אנרגטיים שנמצא בתוך הכור הגרעיני. חומרים רבים הופכים לרדיואקטיביים אם מחזיקים אותם זמן מה ליד ליבתו של כור כזה בגלל הוצרותם של איזוטופים רדיואקטיביים בתוכם. צורת שמושו של האיזוטופ, זמן חייו ואפשרויות הפקתו הם גורמים המשפיעים על ההחלטה ליצר בצורה זו איזוטופים מסוג אחד או שני.

לכל גרעין אטום יש רמות אנרגיה משלו. בגרעינים שהזכרנו עד עתה התכוונו למעשה למצבי יסוד של הגרעינים, כלומר, רמות האנרגיה הנמוכות ביותר שלהם. אפשר ליצור באופן מלאכותי וגם באופן טבעי גרעינים ברמות אנרגיה מעוררות. גרעינים כאלה יכולים להתפרק בדרך נוספת לכל הדרכים שהזכרנו לעיל - התפרקות α . גרעין מעורר יכול לפלוט פוטון בדומה לאטום מעורר או מולקולה הפולטים פוטון תוך כדי מעבר לרמת אנרגיה נמוכה יותר. ההבדל בין שני המקרים הוא כמובן באנרגיית הפוטון. בעוד שבתהליכים אטומיים ומולקולריים אנחנו מדברים בדרך כלל על eV בודדים או עשרות eV הרי בתהליכים גרעיניים מתקבלים פוטונים בעלי אנרגיות של עשרות ומאות KeV ולעתים גם MeV בהתאם לרמות האנרגיה של הגרעינים

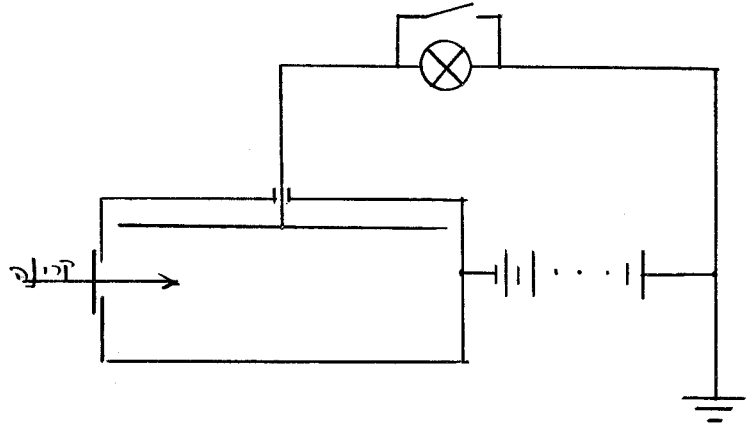
המתאימים. רמות האנרגיה של נוקלאונים כבדים מגלות תכונות של רמות רוטציה וויברציה בדומה לרמות המולקולריות ובנוסף כמובן ערורים של נוקלאונים בודדים בתוכם למצבי אנרגיה גבוהים יותר. כדוגמא אנחנו רואים בציר מס. 6 סדרת רמות אנרגיה רוטציוניות שעולה לפי $l(l+1)$ בדומה לרמות הרוטציוניות שהכרנו במולקולות (ראה פרק י"ג בחלק הראשון של הקורס). סדרת רמות זאת התגלתה בצורה נסיונית ע"י נסיונות בבליעה ופליטה של פוטונים בעלי אנרגיות של מאות KeV .



ציר מס. 6 רמות אנרגיה רוטציוניות של ^{238}U .

נסיים פרק זה בכמה מלים על מכשירי מדידה. המדידה מבוססת על היוניזציה ושגורמים חלקיקים טעונים בחומר שדרכם הם עוברים. חלקיקי α למשל, בהיותם כבדים מאד ועל כן איטיים בהרבה מחלקיקי β , יוצרים יוניזציה באויר ותוך כדי כך מאיטים את מהירותם ובטווח של מספר ס"מ הם נבלעים לגמרי באויר. אפשר להשתמש בתכונתם זו גם על מנת למדוד אותם בצורה פשוטה ביותר; יוצרים שדה חשמלי גבוה בין אנודה לקתודה במתח קרוב לסף הדרוש על מנת ליצור ניצוצות ביניהם. ברגע שחלקיקי α יעברו בין האנודה לקתודה הם ייצרו יוניזציה של האויר ובנקודות אלה יעבור ניצוץ במונה זה. מבנה קצת יותר משוכלל מתואר בציר מס. 7. זהו תא יוניזציה ממולא בגז שלתוכו מכניסים את הקרינה הנמדדת. במקרה של קרינת γ נוצרים חלקיקים טעונים

בתא מהאלקטרונים שנפלטים מדפנות התא עיי פגיעת הפוטונים. אלקטרונים אלה יאספו עיי התיל החשמלי שבתא ויגרמו לשנוי המתח ובצורה זו לפולס חשמלי. במקרה של חלקיק α נכנס יוצרו הרבה זוגות יונים ואלקטרונים בגז ושוב יאספו האלקטרונים על ידי התיל החשמלי. עם העלאת המתח על התא נוצר תא מדידה מסוג חדש שנקרא תא-פרופורציוני. בתא כזה המתח הוא



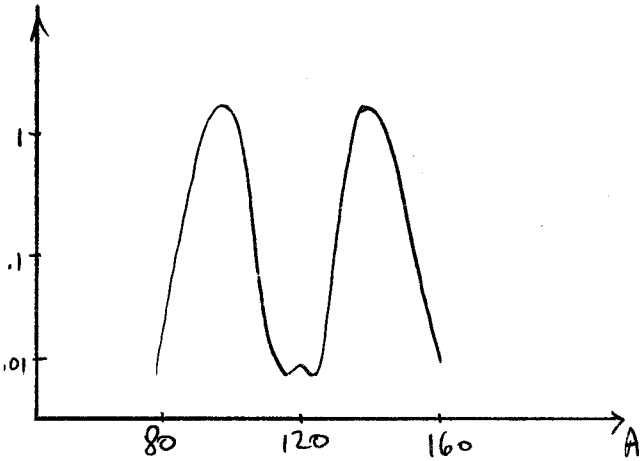
ציר מס. 7 תא יוניזציה

מספיק גדול על מנת שהאלקטרונים שנוצרו ביוניזציה יקבלו אנרגיה גבוהה כל כך שבדרך לתיל החשמלי יגרמו ליוניזציה נוספת. כך נוצר מטר של אלקטרונים ועוצמתו יחסיתו לכמות היוניזציה הראשונית. עבור מתחים גבוהים עוד יותר תתפזר ההתפרקות על פני כל התא ובמקרה זה יתן מכשיר המדידה פולס גדול עבור כל חלקיק שנכנס. מונה כזה נקרא מונה גייגר והוא מודד איפוא את מספר החלקיקים אבל לא את האנרגיה שלהם. עבור מונה גייגר משתמשים במתחים של $V \approx 1200$ ומונים אלה רגישים לכל שלושת סוגי הקרינה הרדיואקטיבית.

12. בקוע והתוך גרעיני

הפעלת הכור האטומי הראשון בשנת 1942 היתה פריצת דרך בהתפתחות הפיסיקה וההנדסה הגרעינית. השג זה של קבוצת המחקר הגרעזנית באוניברסיטת שיקאגו תחת הדרכתו של פרמי היה למעשה ציון דרך הסטורי במאה העשרים. הוא פתח את הדרך בפני ייצור הפצצה הגרעינית, מחד, ופתוח כורי כח גרעיניים שהופכים בימים אלה לתשובה מבוקשת למשבר האנרגיה, מאידך. פעולת הכור וכן פעולת הפצצה האטומית מבוססים על תהליך הבקוע הגרעיני (fission): תהליך כזה קורה לאחר פגיעתו של ניטרון בגרעין מאד כבד מסוג ^{235}U או ^{239}U . המבנה המורכב הוא בלתי יציב ומתבקע לשני גרעינים קלים יותר ומספר ניטרונים חפשיים. היות והמספר היחסי של הניטרונים גדול יותר בגרעינים הכבדים מאשר בגרעינים הקלים ברור שיש בתהליך בקוע כזה מספר עודף של ניטרונים. אולם הנקודה החשובה מכל היא שיש עליה קלה באנרגית הקשר הממוצעת עבור נוקלאון כאשר יורדים מגרעינים בעלי A בסביבת 200 לגרעינים בעלי A בסביבת 100. ירידה זו היא בערך MeV אחד לכל נוקלאון על כן יש רווח של כ 200 MeV בתהליך בקוע מסוג זה. רב האנרגיה הזו הופכת לאנרגיה קינטית של שני הגרעינים הקלים שנוצרו בתהליך. אחוזים בודדים מאנרגיה זו הולכים לניטרונים, לקרני γ שנוצרות בזמן הבקוע ולקרינות רדיואקטיביות משניות של הגרעינים הקלים שנוצרו שבחלקם הגדול ממשיכים בהתפרקות β או γ .

בתהליכי בקוע לא נוצר תמיד אותו זוג של גרעינים אלא יתכנו הרבה קומבינציות של גרעינים קלים בבקועו של גרעין כבד אחד. בציר מס. 1 אנחנו רואים את שכיחות ההוצרות של גרעינים שונים - הממוינים לפי משקלם האטומי - בתהליך הבקוע של ^{233}U . ידועים שלושה סוגי גרעינים שנוחים מאד לבקוע על ידי ניטרונים תרמיים, כלומר ניטרונים איטיים שמהירותם מתאימה לאנרגיה המצופה בשווי משקל תרמודינמי בטמפרטורות

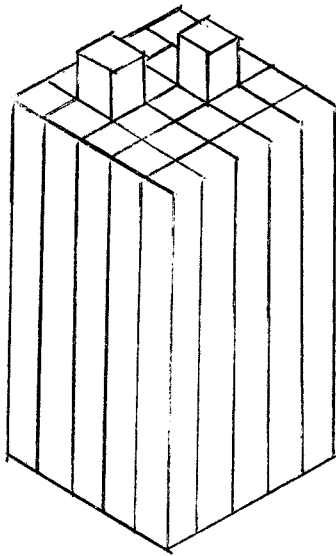


ציר מס. 1. שכיחות הוצרותם של גרעינים שונים בבקוע של ^{233}U .

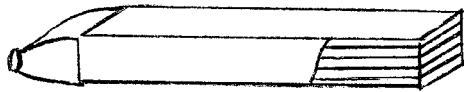
רגילות (דהיינו $0.03 eV \sim$). גרעינים אלה הם ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu .
חחכי הפעולה שלהם לבקוע עיני ניטרונים איטיים הם בעלי ערכים שבסביבת $500 - 700 \text{ barn}$ (1 barn היא יחידה שווה 10^{-24} cm^2). אלה הם חחכי פעולה גדולים במיוחד.
גם גרעינים אחרים ניתנים לבקוע - למשל האיזוטופ הנפוץ ^{238}U 92. אולם בגרעין האחרון זה יתרחש בקוע רק אם אנרגיית הניטרון היא מעל 1 MeV וגם אז חחך הפעולה לבקוע הוא רק 0.6 b בעוד שחחכי הפעולה לפזורים אלסטיים או אינאלסטיים הם בעלי סייג של 3 b כל אחד. בעפרת אורניום רגילה שנמצאת בטבע יחס האיזוטופ ^{235}U לאיזוטופ ^{238}U הוא 1 : 140. על כן אפילו אם נוצרת ריאקציה בקוע בנקודה כלשהי בחומר יגרמו רק כ 3% מסך כל הניטרונים שנוצרו תהליך בקוע נוסף על גרעין אחר. הרעיון ביצור כור גרעיני הוא להגיע למצב בו יגרם במוצע אחד הניטרונים שנוצר מכל תהליך בקוע לתהליך בקוע נוסף. מצב זה ^{נקרא} תהליך שרשרת והוא גורם לשריפה גרעינית של החומר. הבעיה הפיסיקלית - הנדסית היא ראשית כל להעשיר את האורניום באיזוטופ הכבד שלו או ליצור לוחות פלוטוניום, ושנית לבנות מתקן שבו תהיה למפעיל שליטה טובה במספר הניטרונים הממוצע שיוצר תהליך בקוע חדש. אם המספר הוא גדול מיחידה אזי תוך זמן קצר ביותר (כל ריאקציה אורכת רק מילישניות) חל גדול אקספוננציאלי עצום במספר הגרעינים המתפרקים והאנרגיה המשתחררת היא הפצוץ הגרעיני. לעומת זאת אם המספר קטן מיחידה תדעך הפעילות הגרעינית במהרה.

ההפקה של האיזוטופ ^{235}U 92 מתוך העפרה המכילה ברובה את ^{238}U 92 צריכה להתבסס על ההבדל בין המשקלים האטומיים של שני גרעינים אלה. הכמות הראשונה שהופקה מחומר זה היתה בספקטרוגרף מסה. הפרדה כזו היא אלקטרומגנטית בעיקרה. אפשרות הפרדה אחרת היא תרמית - מתבססת על המומנטום השונה מעט של האיזוטופים השונים הנמצאים בשורף משקל תרמי ועל כן הם בעלי אותה אנרגיה ממוצעת. כל האפקטים הללו הם מזערניים - הם מבוססים על הבדל של כאחוז אחד בין שתי המסות. זה מסביר את הקושי בפרויקטים מסוג זה. ההפקה של הגרעינים האחרים שהזכרנו לעיל קלה יותר, אולם לשם כך צריך כבר כור גרעיני כי היא מבוססת על ריאקציות של ניטרונים. את הפלוטוניום קל ליצור עיני הפצת ^{238}U בניטרונים בעלי אנרגיה של 25 eV . שרשרת התהליכים הנוצרים היא

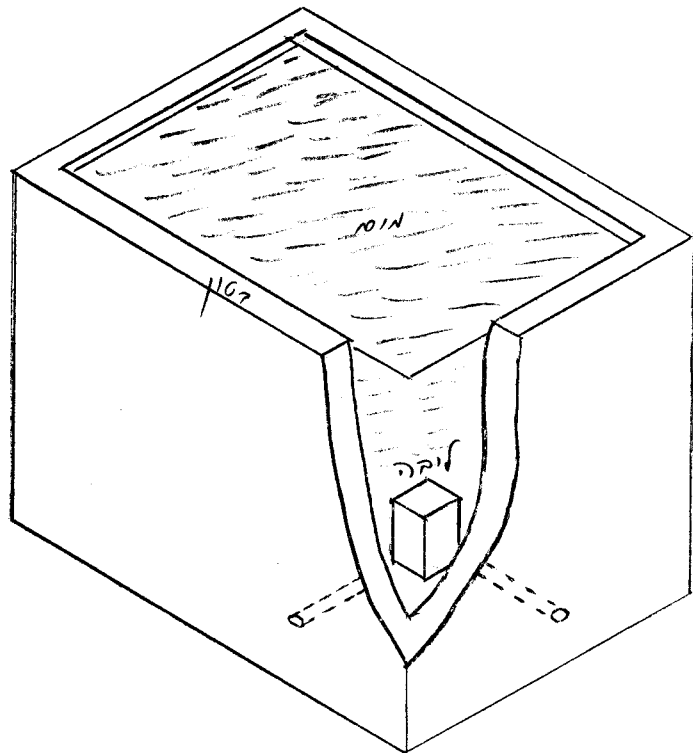
לשליטה בפעילות של הכור. ציינו לעיל שעל מנת שהכור יפעל כראוי צריך בממוצע ניטרון אחד מכל ריאקציה בקוץ לגרם לריאקציה בקוץ נוספת. מצב זה של "מידת הכפלה של יחידה" ישמר על קצב פעילות קבוע של הכור. אם מסיבה כלשהי מידת ההכפלה עולה על יחידה אזי ניתן להוריד אותה מהר על ידי השקעת מוטות הקדמיום בתוך ליבת הכור. מוטות אלו בולעים את הניטרונים ועל כן מורידים את רמת הפעילות של הכור. אפשר להתפלא כיצד בכל זאת ניתן לשלוט בשרשרת תהליכים שמתבצעים במהירות גבוהה כמו אחת למילי-שניה. החשובה נעוצה בכך שכאחוז אחד מהניטרונים שנוצרים בתהליך הבקוץ נוצרים למעשה באחור רב - כשניה או יותר - לאחר תהליך הבקוץ מהתפרקות נוספת של אחד התוצרים. אף כי הם רק אחוז אחד מהוויים ניטרונים אלה לשון - מאזניים קריטית בתהליכי השרשרת ובגללם לא יוצרו שינויים קטנים וזהו: אסון בפרקי זמן שאינם ניתנים לשליטה ובקורת.



מבנה הליבה



מוט דלק

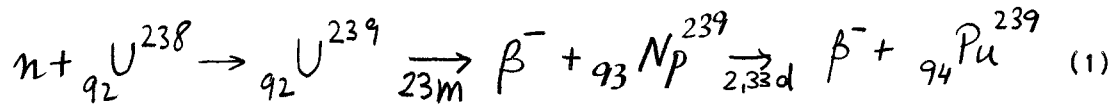


תאור סכימטי כללי

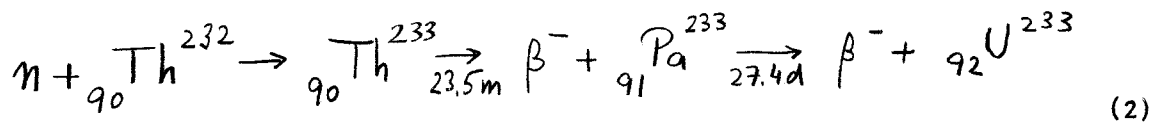
ציור מס. 2. מבנהו של כור גרעיני מטפוס "בריקת שחיה".

בציור מס. 2 אנחנו רואים תאור סכימטי של מבנהו של כור מטפוס "בררכת שחיה" מהסוג שקיים בנחל - שורק. ליבת הכור מורכבת ממוטות שבתוכן יש פסים ארוכים של אורניום מעושר ב 95% באיזוטופ הכבד ועטוף מסביב באלומיניום. מוטות אלו משובצים במבנה השקוע עמוק בתוך מים. עומק של 8 מטר מספיק על מנת לבלוע את כל הקרינה הנפלטת מן הכור בשעת פעולתו. המים מהווים גם מודרטור. הם עוברים דרך המוטות וליד לוחות האלומיניום המכילים את הדלק הגרעיני. המים מתחממים במשך פעולת הכור ועל כן קיימת מערכת קרור סגורה ששואבת את המים, מצננת אותם ומחזירה אותם לבריקה. בתשבץ מוטות הדלק נמצאים גם כמה מוטות קדמיום שבהוצאתם או השקעתם בתוך הליבה אפשר לשלוט בפעולת הכור. כור מסוג זה, שהספקו הוא כמה MW , משמש לצרכי נסויים והקרנות. הנסויים נערכים בתוך או סביב נקבות חלולות במעטפת הבטון של הבריקה. לצורך יצירת רדיואזוטופים מעבירים מדגמים של החומר לסביבת ליבת הכור ומשהים אותו שם זמן מספיק עד ששטף הניטרונים הפוגע בו ייצור את המידה המספיקה של הרדיואזוטופ הרצוי. כורי כח שמטרתם העיקרית היא הפקת חשמל בנויים בצורה קצת שונה אם כי העקרון שלהם הוא דומה. המבנה שלהם הוא סגור מסביב ושלא כבדוגמא שהבאנו כאן אי אפשר לראות את ליבת הכור בעת פעולתו. החומר שסופג את חם הכור איננו מים אלא חומר כבד יותר כגון נתרן נוזלי. כורי כח בעלי הספק של $500 MW$ נמצאים היום בייצור סדיר.

עיקר חשיבותו של תהליך הבעירה של הבקוע הגרעיני הוא בכמות האנרגיה הגדולה שניתן להפיק בעזרתו. מבקוע של גרעין אורניום אפשר להפיק אנרגיה של $200 MeV$. מאחר ומסתו של הגרעין היא $2.2 \times 10^5 MeV/c^2$ מתברר שאפשר בתהליך זה להפוך 9.10^{-4} מן המסה לאנרגיה קינטית. כך אפשר ליצור מבעירה שלימה של גרם אורניום אנרגיה בשעור $8.10^{17} erg$. להשוואה נציין שבעירה של גרם פחם נותנת רק $3.10^{11} erg$. הבדל זה של 6 סדרי גודל משקף את ההבדלים בין סדרי הגודל של אנרגיות הקשר השונות אותם מנצלים בתהליכים אלו - אנרגיות קשר גרעיניות של MeV המנוצלות בשריפה הגרעינית, ואנרגיות קשר מולקולריות של eV שמנוצלות בשריפה הכימית. הרוח הגדול שבאנרגית בקוע מבוסס על העובדה שעקומת אנרגית הקשר (ציור מס. 2 בפרק הקודם) יורדת לאיטה עבור משקלים אטומיים גבוהים. קיימים גם תהליכים גרעיניים שמנצלים את השינויים המופיעים בצד השמאלי של



את הפלוטוניום ניתן אז להפריד מהאורניום בשיטת כימיות. מכיון שמטען הפלוטוניום שונה ממטען גרעין האורניום יהיו האטומים של שני יסודות אלו בעלי מספר שונה של אלקטרונים ועל כן יהיו ליסודות אלו תכונות כימיות שונות לחלוטין. בתהליך כזה נוצר פלוטוניום במוטות אורניום של כור אטומי. זמן מחצית חייו של הפלוטוניום הוא 25000 שנים, ניתן איפוא להפיק אותו בכור גרעיני ולצבר אותו על מנת ליצור מכמויות גדולות שלו דלק גרעיני. הוא הדין ביחס לאיזוטופ ${}_{92}\text{U}^{233}$ שאותו אפשר ליצר מתוך תוריום:



זמן מחצית חייו של ${}_{92}\text{U}^{233}$ הוא גם כן ארוך: 16300 שנים. גם אותו אפשר להפיק בשיטות כימיות מהחומר שבו הוא נוצר - הפעם מתבססים על ההבדלים הכימיים שבין האורניום לתוריום. אפשר אפוא לראות כאחת המטרות החשובות של כורים גרעיניים את ייצור הדלק לשמושם הם. בשנים הקרובות יכנסו לשמוש כורים מסוג "כורי דגירה" (breeder reactor) שבנוסף לאנרגיה שהם מספקים הם יוכלו ליצר לעצמם גם את הדלק הדרוש להם להמשך תפעולם מהיסודות הבלתי - בקיעים (כגון ${}_{92}\text{U}^{238}$ או ${}_{90}\text{Th}^{232}$) שנמצאים בהם.

על מנת להגיע לתפעול טוב של הכור צריך לדאוג שהניטרונים שנוצרים בבקוע יואטו למהירויות תרמיות וזאת מבלי שילכו לאבוד לריאקציות גרעיניות אחרות. לשם כך מערבבים את חומר הדלק הגרעיני עם גרפיט או עם מים. הניטרון שיוצא מהבקוע עובר פזורים אלסטיים רבים בחומר הזה (הנקרא מודרטור) עד שהוא הופך לתרמי. במצב זה יש לו חתך פעולה גבוה במיוחד לריאקציות בקוע עם ${}_{92}\text{U}^{235}$. הדרך הממוצעת שניטרון כזה עובר מנקודת ייצורו עד לנקודה שבה הוא גורם לבקוע הגרעיני הבא יכולה להיות עשרות סנטימטרים. היא תלויה במבנה הכור ותכנונו. גודל הליבה של הכור הגרעיני צריך כמובן להיות גדול מהדרך החפשית הממוצעת של הניטרון והוא יכול להיות מספר מטרים מעוקבים. בליבה כזאת קיימים גם מוטות של חומר שתפקידו לבלע ניטרונים (חמר אפיני הוא קדמיום). מוטות אלו דרושים

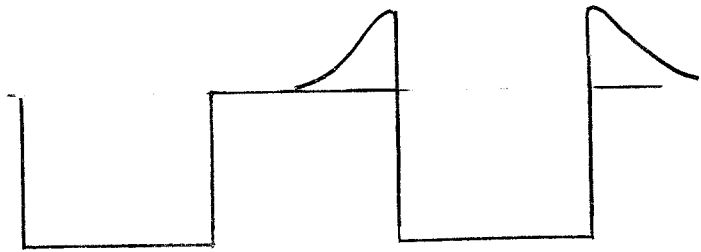
של אותה עקומה עבור משקלים אטומיים קלים. תהליך כזה נקרא התוך גרעיני (fusion). הוא מבוסס על העובדה שגרעין ההליום הוא הגרעין היציב ביותר מבין הגרעינים הקלים ועל כן ביצירתו מתוך גרעינים קלים אחרים ניתן להרויח אנרגיה קינטית. אנרגיה הקשר של ${}^4_2\text{He}$ היא 30 MeV .

זהו ערך גבוה מאד לעומת אנרגיית הקשר של דיטרון ${}^2_1\text{H}$, שהיא 2.2 MeV .

בלבד. בהתוך שני דיטרונים ויצירת חלקיק α אחד ניתן אפוא להרויח 24 MeV שווים 6.10^{-3} מן המסה הכללית. מדובר כאן אפוא ברווח גדול במידה נכרת מזה הטמון בתהליך הנקוץ הגרעיני. בנוסף לכך המימן הכבד הוא חומר שנפוץ בהרבה יותר מן האורניום ואפשר להפיק אותו ממי הים שנמצאים בשפע על פני כדור הארץ.

קיימת בעיה רצינית ביותר בדרך להפקת האנרגיה הזולה מהתוך הדיטרון והיא ההתגברות על המכשול החשמלי של הדחיה בין הדיטרונים. בתהליכי הבקוע דברנו כל הזמן על ניטרונים והיתה לכך סיבה טובה - הניטרון אינו מרגיש דחיה חשמלית ועל כן קל לו להתקרב לגרעין ולהתרכב אתו או לחולל ריאקציה

גרעינית. לעומת זאת הפרוטון מרגיש את הדחיה החשמלית ולכן הוא זקוק לאנרגיה גבוהה מאד על מנת להגיע לאותו אזור קרוב לגרעין בו הוא מרגיש את הכח החזק. (ראה ציור מס. 3), הוא הדין ביחס

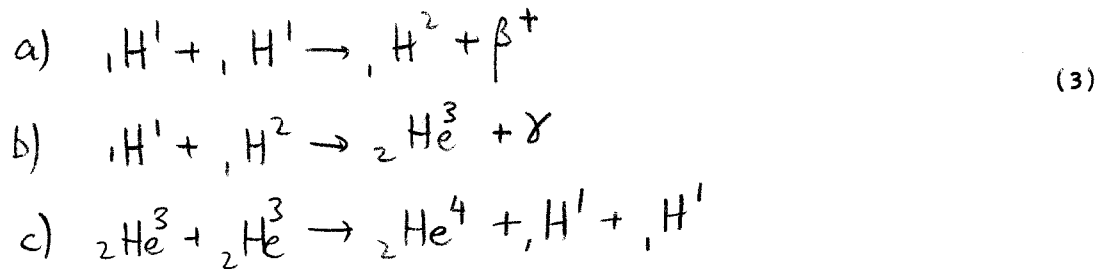


ציור מס. 3. הפוטנציאל הגרעיני שמרגיש
א. פרוטון ב. ניטרון.

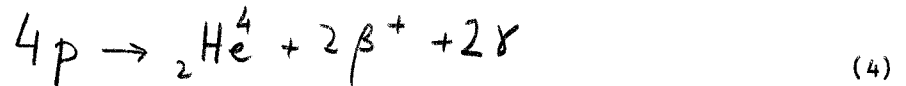
לדיטרונים המתנגשים זה בזה. חשוב פה מראה שעל מנת להתגבר על הדחיה החשמלית שבין שני מטעני יחידה חיוביים ולקרוב למרחק של 10^{-12} cm יש להתגבר על אנרגיה פוטנציאלית של 0.14 MeV כמות זו היא אמנם כמות קטנה לעומת הרווח הצפוי של 24 MeV אולם קשה להשיג אותה באמצעים פשוטים. אחת הדרכים היא כמובן להמס

את החומר עד לטמפרטורה שבה האנרגיה הקינטית הממוצעת של האטום $(\frac{3}{2} kT)$ תהיה בסדר גודל

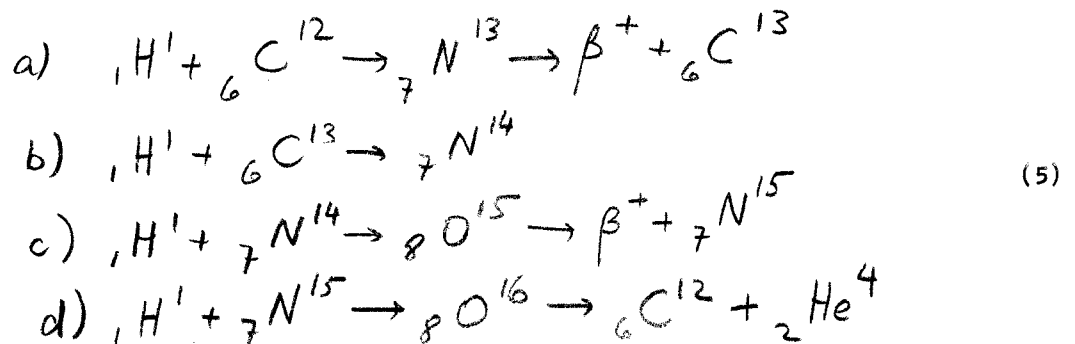
הדרוש על מנת להתגבר על האנרגיה הפוטנציאלית של הדחיה החשמלית. טמפרטורה זו היא 10^9 °K. טמפרטורה גבוהה כזאת קיימת באופן טבעי רק על פני כוכבים כגון השמש שהתהליכים המתרחשים בהם הם תהליכי התוך גרעיני. בשנת 1938 הציע Bethe שני מחזורים שונים של ריאקציות התוך גרעיניות המקובלים כיום כהסבר לצורת הבעירה של השמש. שרשרת התהליכים הראשונה היא



יש לראות את כל התהליכים הללו כמתרחשים באותו אזור ובאותה עת. שתי ריאקציות מכל אחד מהסוגים a ו b וריאקציה אחת מסוג c מהווים מערכת שבה נוצרים ומושמדים האיזוטופים ${}_1\text{H}^2$ ו- ${}_2\text{He}^3$ ותוצאת שרשרת הריאקציות היא הטרנספורמציה



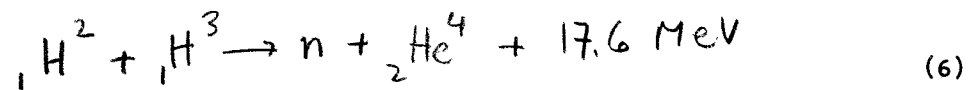
כאשר במהלכה מתקבל רווח של אנרגיה קינטית בשעור 26 MeV. מחזור ריאקציות שני הוא:



מחזור זה מבוסס על גרעיני פחמן חנקן וחמצן שנוצרים ומושמדים במסגרת התהליכים. במצב שווי משקל דינמי קיימים אפוא באותו אזור כמויות שונות של יסודות אלו שמשתתפים בכל התהליכים שהתוצאה שלהם היא חבור ארבעה פרוטונים לגרעין He תוך כדי רווח אנרגטי

של 28.2 MeV - שיעור קרוב ביותר לרוח המקסימלי האפשרי שהוא אנרגיית הקשר הכללית של חלקיק α . ההבדל בין האנרגיות הקינטיות של התהליכים (3) ו-(5) נובע מאי התחשבות באנרגיית הניטרינו שאינה ניתנת לנצול.

באופן מלאכותי אפשר ליצור טמפרטורות גבוהות מן הסוג הדרוש לריאקציות התוך בפצצות גרעיניות. על רעיון זה מבוססת פצצת המימן שגרעינה הוא פצצת אטום שריאקציות הבקוע שלה יוצרות את הטמפרטורה ההתחלתית הגבוהה שמאפשרת את הצתת תהליכי ההתוך בדלק המימני. אחת הבעיות הטכניות הבלתי-פתורות היא כיצד ניתן לבצע תהליכי התוך בצורה מבוקרת במסגרת מעבדתית או תעשיתית. מצד אחד יש לחמם פלסמה גרעינית לטמפרטורות גבוהות ומצד שני יש להחזיק את הפלסמה הזאת במצב צפוף כך שבעירת ההתוך תתפשט בכל החומר. ריאקציה מסוג

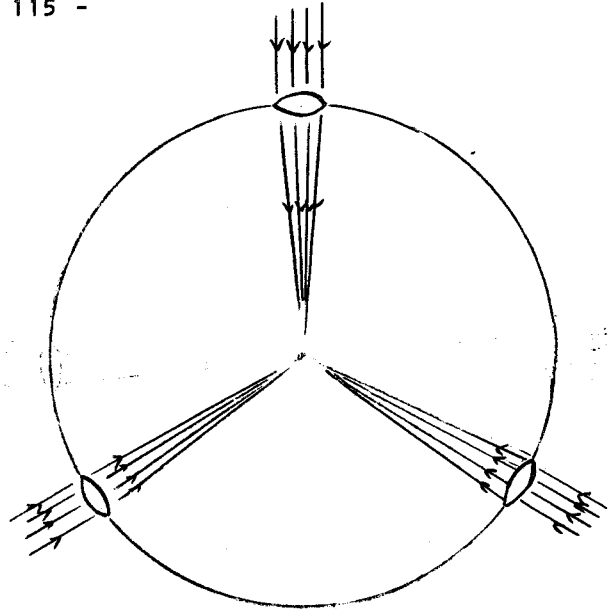


מגיעה לקצב ריאקציה מקסימלי בחומר שנמצא בטמפרטורה של 20 KeV בערך. על מנת להגיע לנצול יעיל של שריפת החומר הזה ע"י התוך צריך להחזיק אותו בצפיפות n (גרעיני אטום לסמ"ק) ובמשך זמן τ כך שמכפלתם תקיים

$$n\tau = 10^{14} \text{ sec/cm}^3 \quad (7)$$

רק בתנאי זה, הנקרא קריטריון Lawson, אפשר להגיע למצב שבו אפשר יהיה להפיק מן ההתוך התרמוגרעיני של דיטריום וטריתיום את אותה אנרגיה שצריך היה להשקיע על מנת להגיע אליו. על אף מאמצים טכניים גדולים לא הצליחו להגיע במתקן מעבדתי למצב מאוזן מבחינה אנרגטית. המעבדות העוסקות במחקר זה בעולם מתחלקות לשני סוגים עיקריים. סוג אחד מנסה לכלוא את הפלסמה הגרעינית בעזרת שדות מגנטיים חזקים והסוג השני משתמש בכדורים זעירים (בעלי רדיוסים של עשיריות המ"מ) ומנסה ליצור את ההתוך התרמוגרעיני בהם. להדגמה נסביר בקצרה כיצד מנסים ליצור את ההתוך בכדורים זעירים אלה.

מתקן נסיוני מסוג זה מתואר בצורה סכימטית בציור מס. 4. הטיפה הזעירה של החומר המכיל דיטריום וטריתיום מוארת בעת ובעונה אחת ע"י פולס אור של לייזר מצדדים שונים.



ציור מס. 4. מתקן בסיוני
להתוך גרעיני של טיפת DT.

אור הלייזר נספג על ידי השכבה החיצונית של הטיפה וקרם להוצרות ענן של אלקטרונים שעוזב את כדור החומר הזעיר בכל הכוונים. שארית החומר נדחסת פנימה בגלל שמור תנע החומר יוצרו התנאים הנכונים להתוך גרעיני שיצית את כל הטיפה. לשם כך יש להשתמש בכמויות אנרגיה עצומות והמתקנים המעבדתיים הקיימים היום במרכזי מחקר בארה"ב משתמשים בפולסים של עשרות ומאות ג'אולים הפוגעים בטיפות החומר המקרוסקופי בפרקי זמן של

$$10^{-10} \text{ sec} \text{ פולס זה אמור לגרום}$$

להצתה של מרכז הטיפה למשך תקופה של

$$10^{-13} \text{ sec} \text{ צפיפות החומר שמשמשים בו הוא בסביבות } 5 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3} \text{ בתנאים רגילים}$$

ועל מנת לקיים את קריטריון לאוסון (7) צריך להגדיל את צפיפותו בחמישה סדרי גודל תוך כדי התהליך. אם יוכח מתקן כזה ככדאי מבחינה כלכלית - ובכך יש עדיין ספק רב - אפשר יהיה להפיק אנרגיה מסדרה גדולה של התפוצצויות תכופות של טיפת חומר אחת אחרי השניה, בדומה להפעלת מנוע מכונית ע"י סדרת ההתפוצצויות שבצילינדרים השונים.