الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية
وزارة التعليم العالي و البحث العلمي
جامعة الشهيد حمه لخضر الوادي

رقم الترتيب:.....
الرقم التسلسلي: .....

كلية العلوم الدقيقة
قسم الفيزياء
مذكرة تخرج لنيل شهادة
ماستر أكاديمي في الفيزياء
تخصص: فيزياء تطبيقية إشعاع و طاقة
من إعداد الطالب: أنس عبد الصمد بوطهرة

تحت عنوان:

الكثافة المتبقية والمادة المظلمة

نوقشت يوم: 2022/06/16
أمام اللجنة المكونة من :

د. سوداني شيرين	أستاذ مساعد أ	جامعة الشهيد حمه لخضر الوادي	رئيسا
د. احميم رشيد	أستاذ محاضر ب	جامعة الشهيد حمه لخضر الوادي	مؤطرا
أ.د. جمال ضو	أستاذ تعليم عالي	جامعة الشهيد حمه لخضر الوادي	ممتحنا

السنةالجامعية 2022/2021

بِسْمِ اللَّهِ الرَّحْمَٰنِ الرَّحِيمِ

الإهداء

إلى من وضع المولى - سبحانه وتعالى - الجنة تحت قدميها أمي الحبيبة.

إلى من وضعني على طريق الحياة، وجعلتني رابط الجأش، ورعاني حتى صرت كبيرًا، والذي لم يتهاون يومًا في توفير سبيل الخير والسعادة لي.. أبي المُوقَّر.

إلى النجوم التي تنير عائلتي، إخوتي عبد الباسط ووائل، أخواتي بتول وساجدة..

إلى من كنت أعتمد عليه في كل كبيرة وصغيرة في هذا البحث، أستاذي الفاضل الدكتور رشيد احميم.

إلى أصدقائي الذين أُجلُّهم وأحترمهم..

إلى عائلتي الثانية "عائلة المدرسة النموذجية - تكسبت بالوادي"..

إلى زملائي الذين جمعتني بهم كراسي العلم..

أُهدي لكم بحثي المتواضع هذا..

الشكر والعرفان

ولأن: من لم يشرك الناس لم يشكر الله، فإنني أتوجه بالشكر الجزيل لجامعة حمه لخضر-الوادي، وكل الطاقم الإداري لكلية العلوم الدقيقة، وأخص قسم الفيزياء بالشكر.

أشكر الأستاذ الدكتور رشيد احميم، هذا الذي آثرني بوقته وجهده، ليكون هذا البحث في أعلى مستوى ممكن من التحرير والتنظيم والدقة العلمية والفائدة.

والشكر موصول لأعضاء لجنة المناقشة، الأستاذة شيرين سوداني، والأستاذ الدكتور جمال ضو، لموافقتهم على مناقشة مذكرتي، فلهم كل الشكر والتقدير.

أشكر زملائي من دفعة 2022 ماستر فيزياء تطبيقية طاقة وإشعاع، هؤلاء الذين كانوا بمثابة الإخوة، وأخص بالذكر منهم "أحمد رضواني" و "أحمد بومدين عطالله" و "محمد شوقي جورني" ..

وأختم بشكر عائلتي التي كانت أقوى سند وأشد ركن آوي إليه، فلهم مني أسمى عبارات الشكر والعرفان.

الفهرس

الإهداء **I**

الشكر والعرفان **II**

قائمة الأشكال **IV**

قائمة الجداول **V**

المقدمة العامة **2**

1 ميكانيك الكم النسبوي **4**

1.1 مقدمة 4

2.1 مسلمات النسبية الخاصة 5

3.1 نسبية الأزمنة والأطوال والكتل 5

4.1 تحويلات لورينتز 6

5.1 الشعاع الرباعي 7

6.1 الشعاع الرباعي طاقة - كمية الحركة 9

1.6.1 التكافؤ كتلة-طاقة 9

2.6.1 الكهرومغناطيسية النسبية 9

3.6.1 معادلات ماكسويل 10

7.1 معادلة كلاين غوردن 11

8.1 معادلة ديراك 13

2 فيزياء الجسيمات (فيزياء الطاقة العالية) **16**

1.2 مقدمة 16

2.2 نظام الوحدات الطبيعية 17

3.2 النموذج المعياري والجسيمات الأولية 20

1.3.2 الفرميونات 20

2.3.2 الهادرونات 22

3.3.2 البوزونات 22

4.2 التناظر الفائق SuperSymmetry 24

1.4.2 كيف تعمل نظرية التناظر الفائق؟ 24

2.4.2 جسيمات التناظر الفائق (النظراء الفائقون) 25
3.4.2 كسر التناظر 26
5.2 الكسر التلقائي للتناظر 27
1.5.2 آلية هيغز $Higgs\ Mechanism$ 27
2.5.2 اللاغرانجي التفاعلات الكهروضعيفة (EW) 28
6.2 النشاط الإشعاعي 30
1.6.2 تفكك ألفا $\alpha - Decay$ 31
2.6.2 تفكك البيتا $\beta - decay$ 32

3 المادة المظلمة 35
1.3 مقدمة 35
2.3 المادة المظلمة في المجرات 35
3.3 مما تتشكل المادة المظلمة؟ 37
4.3 الجسيمات المرشحة لتكوين المادة المظلمة 38
1.4.3 النيوترينو 38
2.4.3 الأكسيون ومصادره 38
3.4.3 نيوترالينو 39
5.3 طرق الكشف عن الجسيمات الثقيلة ضعيفة التفاعل $WIMPs$ 39
1.5.3 طرق الكشف غير المباشر 39
2.5.3 طرق الكشف المباشر 40

4 النموذج المتبع في الكشف عن جسيمات المادة المظلمة 42
1.4 مقدمة 42
2.4 الكثافة المحلية للمادة المظلمة 42
3.4 نموذج $A\ Two\ Singlet\ DM$ 43
1.3.4 تابع لاغرانج 43
4.4 الكثافة المتبقية، وثوابت الربط 46
5.4 تفسير وتحليل النتائج 48

الخاتمة 51

قائمة المصادر والمراجع 52

ملخص 55

قائمة الأشكال

1.1 حالة تكافؤ ثقب بوزترون 15

1.2 الأنواع الرئيسية للهادرونات والميزونات 21
2.2 الجسيمات وشركاؤها من التناظر الفائق 25
3.2 حالة تناظر منكسر (يمين) حالة تناظر غير منكسر (يسار) 28
4.2 منحنى استقرار الأنوية 31
5.2 قنوات الإنحلال (سلسلة الإنحلال) 33

1.3 مخطط السرعة المرصودة والمتوقعة بالنسبة للنجوم حول مجرة $M33$. 36
2.3 مخطط جهاز تجربة الكشف عن الأكسيونات 40
3.3 كاشف الزينون تحت الأرض الكبير 41

1.4 الكثافة المتبقية لما: $m_0 \in [1, 14]GeV$ 48
2.4 الكثافة المتبقية لما: $m_0 \in [20, 200]GeV$ 48
3.4 الكثافة المتبقية لما: $m_0 \in [0, 120]GeV$ 49
4.4 الكثافة المتبقية لما: $m_0 \in [0, 5]GeV$ 50
5.4 الكثافة المتبقية لما: $m_0 \in [0, 50]GeV$ 51

قائمة الجداول

1.2 المقادير الفيزيائية ووحداتها بالنظامين الدولي والوحدات الطبيعية 19
2.2 فيرميونات النموذج المعياري وبعض خصائصها 23
3.2 بوزونات النموذج المعياري وبعض خصائصها 23
4.2 جسيمات النموذج المعياري وشركاؤها من التناظر الفائق 26

المقدمة العامة

سعى الإنسان منذ القديم إلى فهم هذا العالم الذي يعيش فيه، سعى للإجابة على الأسئلة التي يطرحها حول كل ما تراه عيناه، بداية من أصغر شيء أمامه كطعامه وشرابه، إلى أكبر الأجرام التي يراها في السماء ليلا.

اختلفت الإجابة على هذه الأسئلة عبر العصور وحسب الثقافات، فكانت الفلسفة صاحبة حصة الأسد في مناقشة ما جال في خاطر الإنسان، وسادت الآراء الفلسفية لعديد من العصور، تقبلها الناس ورضوا بها ونقلوها للأجيال التي لحقتهم، وهكذا تترا حتى بدأت الثورات العلمية تتوالى.

فكانت أول ثورات العلم في العالم الإسلامي بريادة ابن رشد وابن سينا والفارابي والإمام الخورازمي، ثم إلى أوروبا مع كوبرنيكوس ثم يوهان كيبلر ثم غاليليو غاليلي انتهاءً بإسحاق نيوتن ليضع كتابه الـ $Principia$ أول كتاب في الفيزياء والفيزياء النظرية.

ليكمل المسيرة طبقة أخرى من العلماء بتأسيسهم للفرع الجديد من الفيزياء ما يعرف بـ **"الفيزياء الحديثة"**، بأساساتها كميكانيك الكم والنظرية النسبية العامة والخاصة، وانتهاءً بنظرية النموذج العياري، والتي استطاعت وصف العالم من مستوياته دون الذرية إلى الأجرام السماوية وصفا دقيقا.

رغم النجاح الكبير الذي حققته نظرية النموذج المعياري في وصف الكون وتوحيد القوى التي تحكمه، وأنها النظرية التي تحتل الصدارة في تفسير بعض الحقائق والظواهر الطبيعية للكون، إلا أنها تحتوي بعض الثغرات التي كانت سببا في عدم قدرة النموذج المعياري على حل مشاكل مثل تضمين الجاذبية في نظرية واحدة مع القوى الأخرى، وتكميم النسبية العامة، وفك شيفرة الطاقة المظلمة وهل هي سبب التمدد الكوني.

وكذا من بين المشاكل التي لم يتمكن النموذج المعياري من حلها هو تفسير طبيعة المادة المظلمة، وهل هي تتشكل من نفس الجسيمات الأولية التي تتشكل منها المادة المضيئة العادية التي نراها ونشعر بها؟ [4]

وهذا السؤال الأخير هو ما سنهتم به في دراستنا هذه، ماهي المادة المظلمة، وكيف نكشف عنها وعن الجسيمات التي تتشكل منها؟ وما هو النموذج المتبع والآلية التي توصلنا للكشف عنها؟

وقد قسمنا هذه الدراسة إلى أربع فصول، فكان الفصل الأول بمثابة البناء النظري والرياضي للمعادلات التي سنتناولها في النموذج المعياري، بداية بالنظرية النسبية الخاصة وانتهاءً بميكانيك الكم النسبوي.

وندرس في الفصل الثاني فيزياء الطاقة العالية (فيزياء الجسيمات) ونرى النموذج العياري ونتعرف على الجسيمات التي هي اللبنات الأساسية للطبيعة والقوى التي تحكمها، وكذا التناظر الفائق وما ينتج عنه.

وخصصنا الفصل الثالث لمناقشة موضوع المادة المظلمة، بداية من أول افتراض لوجودها وسببه، إلى ماهية الجسيمات التي ستلعب دور المادة المظلمة.

ثم ختمنا الدراسة بفصل رابع نتحدث فيه عن النموذج المعتمد للكشف عن جسيمات المادة المظلمة والنتائج المتحصل عليها من خلال هذا النموذج.

الفصل 1

ميكانيك الكم النسبوي

1.1 مقدمة

خلال قرن مضى تمكنت نظريتا النسبية وميكانيكا الكم من إبهارنا بعدد غير محدود من النتائج، تُعلمنا النسبية عن الثقوب السوداء، وموجات الجاذبية، وانحناء الزمكان، واختلافات وجهات نظر الراصدين، وتُعلمنا ميكانيك الكم عن الجسيمات دون الذرية؛ تركيبها الدقيق، وقوانين عالمها المحكوم بالارتياب، لكن هل تتوافق النظريتان معًا بشكل يسمح لنا أن نفهم الطبيعة بنظرية واحدة تضم كلا من الكم والنسبية معا؟

الفيزياء الكلاسيكية تحكمها ميكانيكا نيوتن، كل شيء ينضم لنطاق الحياة العادية التي نعرفها، كل نوع من الحركة أو السكون، يمكن أن نفسره بقوانين نيوتن، لكن هناك 3 حالات قصوى لا نعرفها في الفيزياء الكلاسيكية:

- حالات السرعات العالية جدا: الاقتراب من سرعة الضوء مثلا.
- حالات الكتل الكبيرة جدا: النجوم والمجرات.
- حالات الجسيمات الدقيقة جدا: الإلكترونات وباقي جسيمات النموذج المعياري لفيزياء الجسيمات.

هنا سوف نحتاج لفيزياء جديدة مختلفة تشرح تلك الظواهر والتي لا تتمكن ميكانيكا نيوتن من تفسيرها بدقة، لذلك:

- في حالة السرعات العالية تتدخل النسبية الخاصة لتتحدث عن انكماش الطول، وتمدد زمني، وكتلة تساوي مربع سرعة الضوء.
- في حالات الكتل المهولة تتدخل النسبية العامة لشرح انحناء الزمكان، وظهور الثقوب السوداء.
- في حالات الجسيمات الصغيرة للغاية تتدخل ميكانيكا الكم لتتحدث عن طبيعة مزدوجة، وعدم تأكد وتشابك كمّي، ومعادلات موجية.

وبما أن دراستنا ستكون في المادة المظلمة من شقين: جسيماتها على المستويات الكمومية، وسلوكها على المستويات المجرية.

2.1 مسلمات النسبية الخاصة

المسلمة الأولى (مبدأ النسبية): جميع القوانين الفيزيائية تأخذ نفس الشكل بالنسبة لجميع معالم الإسناد العطالية.
المسلمة الثانية:سرعة الضوء ثابتة في الفراغ، وتأخذ نفس القيمة بالنسبة لجميع معالم الإسناد العطالية. [3,1]

3.1 نسبية الأزمنة والأطوال والكتل

التأثير النسبي الأول: ليس ما يقع بالنسبة لمعلم عطالي هوما نفسه ما سيقع بالنسبة للمعلم العطالي الآخر. فالتزامن عملية نسبية تتعلق بحركة الملاحظ.
التأثير النسبي الثاني (تمدد الزمن):

$$\Delta t = \gamma \Delta t' \tag{1}$$

حيث:

$$\gamma = 1/\sqrt{1 - v^2/c^2} \tag{2}$$

ونسمي هذا المعامل بمعامل لورينتز (معامل التقلص). وكذلك إذا ما كتبنا :

$$\Delta t' = \frac{1}{\gamma}\Delta t \tag{3}$$

فإن من الواضح أن هذا المعامل دائما أقل من 1 وذلك لأن $v < c$ وبالتالي:

$$\Delta t' \leq \Delta t \tag{4}$$

حيث أن Δt هو الزمن الذي يقيسه الملاحظ الواقف في المحطة (الملاحظ o) و $\Delta t'$ هو الزمن الذي يقيسه الملاحظ داخل القطار (الملاحظ o') ونستنتج من هذا أن الزمن بالنسبة للمعلم المتحرك أقل من الزمن بالنسبة للمعلم الثابت. وأن الزمن في تقلص . يمكن أن نقول بلغة أخرى: الساعات المتحركة تمشي ببطء .
- التأثير النسبي الثالث (تمدد الأطوال)

$$\Delta x' = \gamma \Delta x \tag{5}$$

حيث أن Δx هو طول القطار كما يراه الملاحظ o و $\Delta x'$ هو طول القطار كما يراه الملاحظ o' و γ هو معامل الارتباط الطولي.
وبالتالي فإن $\Delta x \leq \Delta x'$ متحقق دائما . فنقول أن الأجسام المتحركة تتقلص أطوالها أثناء حركتها.
التأثير النسبي الرابع (نسبية الكتل): إن الكتل أيضا تزداد قيمتها وهذا في حالة السرعات القريبة من سرعة الضوء، فإذا كانت كتلة جسم في معلم ثابت هي m فإن كتلته تصبح في معلم متحرك بسرعة ثابتة m حيث [1]:

$$m = \gamma m_0 \tag{6}$$

4.1 تحويلات لورينتز

هذه التحويلات هي المسؤولة عن التأثيرات النسبية السابقة (رياضيا وفيزيائيا). الحادث S هو حادث كيفي في الفضاء - زمن، وفي اللحظة $t = 0$ قد كانا متطابقين، وبعد اللحظة t اتفصلا بمسافة vt. [3,1]
الإحداثية x للحادث S وهي كما يراها الملاحظ o ونكتب في اللحظة t، حيث d هي المسافة الفاصلة بين الفاصلة x ومبدأ المعلم o':

$$x = vt + d \tag{7}$$

الإحداثية x' للحادث S وهي كما يراها o'، فتكون باعتبار تقلص الأطوال في اللحظة t:

$$x' = \gamma(x - vt) \tag{8}$$

وهذه هي علاقة لورينتز الأولى من تحويلات لورينتز. والعلاقة الثانية نحصل عليها من نسبية التزامن وتمدد الأزمنة، وحسب ما كتبناه سباقاً فإننا نكتب:

$$x = \gamma(x' + vt') \tag{9}$$

ومنها نستخرج عبارة t' ، ونجد بعد النشر والتبسيط:

$$t' = \gamma(t - \frac{v}{c^2}x) \tag{10}$$

وبما أن الحركة في الفضاء الثلاثي، والأطوال في الاتجاهات العمودية للحركة، فهي لا تخضع لتقلص لورينتز:

$$y' = y \tag{11}$$
$$z' = z \tag{12}$$

وهذه التحويلات لا تحتوي إلا على حركة معالم عطالية بالنسبة لبعضها البعض بسرعة ثابتة (لا يوجد دوران، لأن تحويلات لورينتز الحقيقية فيها أيضا الدوران) ولكن في هذه الحالة فهي لا تحتوي إلا على حركة منتظمة في الاتجاه x (ولهذا فهي دفوع $Boots$). [1] ونكتبها مجملة كالتالي:

$$t' = \gamma(t - \frac{v}{c^2}x) \tag{13}$$
$$x' = \gamma(x - vt) \tag{14}$$
$$y' = y \tag{15}$$
$$z' = z \tag{16}$$

الترميز المعياري في النسبية الخاصة: نضع بدل مركبات الزمن والفضاء الترميز التالي:

$$x^0 = ct \tag{17}$$
$$x^1 = x \tag{18}$$
$$x^2 = y \tag{19}$$
$$x^3 = z \tag{20}$$

ونعرف السرعانية $Rapidity$:

$$\beta = v/c \tag{21}$$

وبذلك يصبح معامل لورينتز:

$$\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2} \tag{22}$$

فنكتب تحويلات لورينتز على هذا الشكل، حيث تكون الحدود على اليسار بالنسبة لـ o'، وعلى اليمين بالنسبة لـ o:

$$x^{0'} = \gamma(x^0 - \beta x^1) \tag{23}$$
$$x^{1'} = \gamma(x^1 - \beta x^0) \tag{24}$$
$$x^{2'} = x^2 \tag{25}$$
$$x^{3'} = x^3 \tag{26}$$

وo' يتحرك بالنسبة لـ o بسرعة ثابتة v والحركة عطالية، وتكتب العبارة الشاملة المتخزلة:

$$x^{\mu'} = \sum_{\nu=0}^{3} \Lambda^{\mu}{}_{\nu} x^{\nu} \tag{27}$$

حيث أن المصفوفة λ هي مصفوفة دفوع لورينتز، وهي المرفقة بالحركة المستقيمة عموما في أي اتجاه. ومهما كان التحويل ومهما كانت الدفوع فإن هذه العبارة دائما صالحة، وفي أي اتجاه في الفضاء [1]. والمصفوفة تكتب بالعبارة التالية:

$$\Lambda = \begin{pmatrix} \gamma & -\gamma\beta & 0 & 0 \\ -\gamma\beta & \gamma & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \tag{28}$$

ومهمة تحويل لورينتز هي أخذ الإحداثيات x^{μ} التي يراها o إلى الإحداثيات $x^{\mu'}$ التي يراها o'.

5.1 الشعاع الرباعي

الشعاع الرباعي $4-vector$:نعرف الشعاع الرابع بصفة عامة أنه مجموعة من الإحداثيات أو المركبات يتحول (يتأثر) بتحويلات لورينتز :

$$a^{\mu} = \left(a^0, a^1, a^2, a^3\right) \Rightarrow a^{\mu'} = \sum_{\nu=0}^{3} \Lambda^{\mu}{}_{\nu} a^{\nu} \tag{29}$$

و اختصارا للجداء السلمي بين شعاعين نكتبه باصطلاح الجمع لآنشتاين، حيث يتم الجمع على مركبات الشعاعين (المركبات الضدية للشعاع الأول $contravariante$ والمركبات العادية للشعاع الثاني $covariante$) فنضع:

$$a^\mu b_\mu = \sum_{\mu=0}^{3} a^\mu b_\mu \tag{30}$$

فتكون المركبات ذات الدليل العلوي هي الإحداثيات الضد تغايرية، وذات الدليل العلوي هي الإحداثيات التغايرية. والعلاقة بين الإحداثيات التغايرية والضد تغايرية هي الآتية [3,1]:

$$a^0 = a_0 \tag{31}$$
$$a^1 = -a_1 \tag{32}$$
$$a^2 = -a_2 \tag{33}$$
$$a^3 = -a_3 \tag{34}$$

المسافة الزمكانية: المسافة في الفضاء-زمن للحادثين A, B هي الطول لشعاع الفرق Δx^μ ، وهو يعطى بالجداء السلمي للشعاع الرباعي Δx^μ ويرمز لهذا الطول بـ:

$$\Delta S^2 = \Delta x^\mu . \Delta x^\mu \tag{35}$$

وبالتالي نستطيع أن نكتب:

$$\Delta S^2 = c^2\Delta t^2 - \Delta x^2 - \Delta y^2 - \Delta z^2 = c^2\Delta t^2 - \Delta r^2 \tag{36}$$

حيث أن Δr^2 هو مربع شعاع الفضاء الإقليدي العادي، و ΔS^2 هو مربع المسافة بين الحادثين في فضاء - زمن.

مترية مينكوفسكي: وهي الأداة المستعملة في حساب المسافة في الفضاء-زمن، وتعرف بالشكل:

$$g_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix} \tag{37}$$

وبالرجوع إلى العلاقة بين المركبات التغايرية والضد تغايرية نجد أن مترية مينكوفسكي تربط بينها بالعلاقة التالية:

$$a_\nu = g_{\mu\nu} a^\mu \tag{38}$$

موتر الإشتقاق: نعرف موتر الإشتقاق في فضاء مينكوفسكي بالصيغة الرباعية على الشكل التالي:

$$\partial_\mu = \frac{\partial}{\partial x^\mu} = (\frac{\partial}{\partial x^0}, \frac{\partial}{\partial x^1}, \frac{\partial}{\partial x^2}, \frac{\partial}{\partial x^3}) = (\frac{\partial}{c\partial t}, \frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial z}) = (\frac{\partial}{c\partial t}, \overrightarrow{\nabla}) \tag{39}$$

وحسب ما قررناه سابقا في التحويل بين الإحداثيات المتغايرة والمتغايرة عكسيا فإننا نكتب:

$$\partial^{\mu} = (\frac{\partial}{c\partial t}, -\overrightarrow{\nabla}) \tag{40}$$

ويكون مربعه كالآتي:

$$\partial^{\mu}\partial_{\mu} = (\frac{\partial^2}{c^2\partial t^2}, \overrightarrow{\nabla^2}) \tag{41}$$

6.1 الشعاع الرباعي طاقة - كمية الحركة

في هذا الجزء سنتطرق لمفهوم كمية الحركة والطاقة في النسبية الخاصة. الشعاع الرباعي للطاقة –كمية الحركة: في الفيزياء اللانسبية، تعرف كمية حركة نقطة مادية بالعلاقة التالية:

$$P = mv \tag{42}$$

حيث في غياب القوى المطبقة تكون كمية الحركة محفوظة، وهي مستقلة عن الزمن، وفي حالة وجود العديد من النقط المادية كمجوعة جسيمات مثلا متفاعلة فيما بينها تكون كمية الحركة الكلية محفوظ أيضا. ونكتب كمية الحركة في الفضاء الرباعي بـ:

$$P^{\mu} = (P^0, \overrightarrow{\mathrm{P}}) = (E/c, \overrightarrow{\mathrm{P}}) \tag{43}$$

1.6.1 التكافؤ كتلة-طاقة

إن من نتائج النسبية أن أي جسم متحرك فهو بالضرورة يملك طاقة، حتى ولو كان الجسم ساكن فهو يملك طاقة تعرف بطاقة الكتلة أو طاقة السكون وتعطى بالعبارة:

$$E = mc^2 \tag{44}$$

نعلم أن الجداء السلمي لامتغاير ومنه نكتب جداء الشعاع الرباعي لكمية الحركة في معلم ذاتي بالعبارة التالية:

$$P^{\mu}P_{\mu} = E^2/c^2 - P^2 = m^2c^2 \tag{45}$$

ونكتب الطاقة بالشكل التالي:

$$E^2 = m^2c^4 + P^2c^2 \tag{46}$$

2.6.1 الكهرومغناطيسية النسبية

تعتمد النظرية الكهرومغناطيسية على الحقلين الكهربائي والمغناطيسي، ونكتبهما بدلالة الكمونين الإشعاعي والكموني على الشكل التالي:

$$\overrightarrow{\mathrm{E}} = -\overrightarrow{\mathrm{grad}}\varphi - \frac{\partial \overrightarrow{\mathrm{A}}}{\partial t} \tag{47}$$

$$\overrightarrow{\mathrm{B}} = \overrightarrow{\nabla} * \overrightarrow{\mathrm{A}} = rot\,\overrightarrow{\mathrm{A}} \tag{48}$$

ونكتب الكمون الشعاعي على الشكل الرباعي كالتالي:

$$A^{\mu} = (A^0, A^1, A^2, A^3) = (\varphi/c, A_x, A_y, A_z) = (\varphi/c, \overrightarrow{A}) \tag{49}$$

والمقابل نكتب الإحداثيات التغايرية بدلالة مترية مينكوفسكي على النحو:

$$A_{\nu} = g_{\mu\nu}A^{\mu} = (\varphi/c, -\overrightarrow{A}) \tag{50}$$

موتر الحقل الكهرومغناطيسي الضد تناظري:

$$F_{\mu\nu} = \partial_{\mu}A_{\nu} - \partial_{\nu}A_{\mu} \tag{51}$$

وبالحساب على جميع حالات الأدلة، والحساب باستعمال قانون الجداء الشعاعي نحصل على:

$$F_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} F_{00} & F_{01} & F_{02} & F_{03} \\ F_{10} & F_{11} & F_{12} & F_{13} \\ F_{20} & F_{21} & F_{22} & F_{23} \\ F_{30} & F_{31} & F_{32} & F_{33} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & E_x/c & E_y/c & E_y/c \\ -E_x/c & 0 & -B_z & B_y \\ -E_y/c & B_z & 0 & -B_x \\ -E_z/c & -B_y & B_x & 0 \end{pmatrix} \tag{52}$$

3.6.1 معادلات ماكسويل

قوانين مكسويل عبارة عن مجموعة من أربع معادلات تصف سلوك وتغيرات الحقلين الكهربائي و المغناطيسي ، و تآثراتهما مع المادة و تحولاتهما إلى أشكال أخرى من الطاقة . هذه القوانين من وضع الفيزيائي جيمس ماكسويل .وهذه المعادلات تصف العلاقات المتبادلة بين كل من المجالات الكهربائية والمجالات المغناطيسية و الشحنات الكهربائية والتيار الكهربائي.

$$\overrightarrow{\nabla}.\overrightarrow{E} = \rho/\epsilon_0 \tag{53}$$

$$\overrightarrow{\nabla}.\overrightarrow{B} = 0 \tag{54}$$

$$\overrightarrow{\nabla} \times \overrightarrow{E} = -\overrightarrow{B} \tag{55}$$

$$\overrightarrow{\nabla} \times \overrightarrow{B} = \mu_0 j + \mu_0\epsilon_0 \overrightarrow{E} \tag{56}$$

حيث ρ هي كثافة الشحنة، و j تيارها، وμ_0 و ϵ_0 هما سماحية ونفاذية الفراغ على التوالي. ولصياغة معادلات ماكسويل بالشكل النسبوي فإننا سنكتب الجزء المتجانس منها وغير المتجانس على الترتيب:

$$\partial_{\mu}F^{\mu\nu} = 0 \tag{57}$$

$$\partial_{\mu}F^{\mu\nu} = \mu_0 j^{\nu} \tag{58}$$

حيث j^{ν} هي الشعاع الرباعي لكثافة التيار، ومركباته الضد تغايرية هي:

$$j^{\nu} = (j^0, \overrightarrow{j}) = (c\rho, j_x, j_y, j_z) \tag{59}$$

ومركباته التغايرية هي:

$$j_{\nu} = (j_0, -\overrightarrow{j}) = (c\rho, -j_x, -j_y, -j_z) \tag{60}$$

والعلاقة بين سرعة الضوء والسماحية هي الآتي :

$$c = 1/\sqrt{\mu_0\epsilon_0} \tag{61}$$

7.1 معادلة كلاين غوردن

تكتب الطاقة في الحالة غير النسبوية كالتالي:

$$E = \frac{\vec{p}^2}{2m} + V \tag{62}$$

حسب مبدأ التطابق (التمثيل الكمي):

$$E \Rightarrow i\hbar\frac{\partial}{\partial t} \quad , \quad \vec{p} \Rightarrow \frac{\hbar}{i}\vec{\nabla} \tag{63}$$

ينتج عن هذا المبدأ معادلة شرودينغر:

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 + V\right)\psi = i\hbar\frac{\partial\psi}{\partial t} \tag{64}$$

ونعتبرها في حالة الجسيم الحر $V = 0$:

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2\psi = i\hbar\frac{\partial\psi}{\partial t} \tag{65}$$

الشعاع الرباعي للطاقة - كمية حركة يعطى بـ:

$$p^\mu = (p^0, p^1, p^2, p^3) = (\frac{E}{c}, \vec{p}) \tag{66}$$

عبارتا الطاقة وكمية الحركة النسبويتان تعرفان بـ:

$$\vec{p} = \frac{m\vec{u}}{\sqrt{1-\frac{u^2}{c^2}}} \quad , \quad E = \frac{mc}{\sqrt{1-\frac{u^2}{c^2}}} \tag{67}$$

حيث: m هي كتلة السكون. وبالتالي يمكننا أن نكتب:

$$p^\mu p_\mu = \frac{E^2}{c^2} - \vec{p}^2 = m^2c^2 \tag{68}$$

ونحصل على علاقة الطاقة-كمية الحركة النسبوية كالآتي:

$$\vec{p}^2c^2 + m^2c^4 = E^2 \tag{69}$$

وهكذا نقوم بكتابة معادلة شرودينغر للجسيم الحر إلى العبارة النسبوية التالية:

$$(-\hbar^2c^2\nabla^2 + m^2c^4)\phi = -\hbar^2\frac{\partial^2\phi}{\partial t^2} \tag{70}$$

والتي يمكننا أيضا كتابتها على الشكل التالي:

$$\left(-\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}+\nabla^2-\frac{m^2c^2}{\hbar^2}\right)\phi=0 \tag{71}$$

هذه معادلة كلاين- غوردن. وعلى خلاف معادلة شرودنجر، فإن معادلة كلاين- غوردون هي معادلة تفاضلية من الدرجة الثانية. وبالإصطلاح النسبوي لدينا :

$$E\to\hbar\frac{\partial}{\partial t}\Leftrightarrow p_0\Rightarrow i\hbar\partial_0 \quad , \quad \partial_0=\frac{\partial}{\partial x^0}=\frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t} \tag{72}$$

$$\vec{p}\Rightarrow\frac{\hbar}{i}\vec{\nabla}\Leftrightarrow p_i\Rightarrow i\hbar\partial_i \quad , \quad \partial_i=\frac{\partial}{\partial x^i} \tag{73}$$

بعبارة أخرى:

$$p_\mu\to i\hbar\partial_\mu \quad , \quad \partial_\mu=\frac{\partial}{\partial x^\mu} \tag{74}$$

$$p_\mu p^\mu\to-\hbar^2\partial_\mu\partial^\mu=\hbar^2\left(-\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}+\nabla^2\right) \tag{75}$$

الصيغة التغايرية لمعادلة كلاين غوردن هي:

$$\left(\partial_\mu\partial^\mu\right)\phi-m^2c^2\phi=0 \tag{76}$$

وحلولها على النحو التالي:

$$\phi(t,\vec{x})=e^{-\frac{i}{\hbar}px} \quad , \quad px=p_\mu x^\mu=Et-\vec{p}\vec{x} \tag{77}$$

في الواقع نحن نحسب:

$$\partial_\mu\partial^\mu\phi(t,\vec{x})=-\frac{1}{c^2\hbar^2}(E^2-\vec{p}^2c^2)\phi(t,\vec{x}) \tag{78}$$

وبالتالي يجب أن يكون لدينا:

$$E^2-\vec{p}^2c^2=m^2c^4 \tag{79}$$

بلغة أخرى:

$$E=\pm\sqrt{\vec{p}^2c^2+m^2c^4} \tag{80}$$

وهذا ما يجعل معادلة كلاين غوردن تقبل حلولا للطاقة السالبة وسنرى قريبًا تفسيرا آخر لهذه الحلول، وستكون مرتبطة بالجسيمات المضادة.

8.1 معادلة ديراك

حاول ديراك تجنب النتائج في الطاقة السالبة وكثافة الاحتمال السالبة من خلال اقتراح معادلة موجية نسبية تعالج المكان والزمان على حد سواء، أي معادلة خطية من الدرجة الأولى عكس ما كان عند كلاين غوردن.

معادلة ديراك هي معادلة تفاضلية من الدرجة الأولى من نفس شكل معادلة شرودنجر ، أي:

$$i\hbar\frac{\partial\psi}{\partial t} = H\psi \tag{81}$$

من أجل إيجاد شكل الهاميلتون H ، نعود إلى العلاقة النسبوية طاقة-كمية حركة:

$$p_\mu p^\mu - m^2c^2 = 0 \tag{82}$$

نكتب المعادلة أعلاه على النحو التالي:

$$\begin{aligned} p_\mu p^\mu - m^2c^2 &= (\gamma^\mu p_\mu - mc)(\beta^\nu p_\nu + mc) \\ &= \gamma^\mu p_\mu \beta^\nu p_\nu + mc\gamma^\mu p_\mu - mc\beta^\nu p_\nu - m^2c^2 \end{aligned}$$

بالمطابقة يجب أن يكون لدينا $\beta^\mu = \gamma^\mu$ ، أي:

$$p_\mu p^\mu = \gamma^\mu\gamma^\nu p_\mu p_\nu \tag{83}$$

هذا يعادل:

$$\begin{aligned} p_0^2 - p_1^2 - p_2^2 - p_3^2 &= (\gamma^0)^2p_0^2 + (\gamma^1)^2p_1^2 + (\gamma^2)^2p_2^2 + (\gamma^3)^2p_3^2 \\ &+ (\gamma^1\gamma^2 + \gamma^2\gamma^1)p_1p_2 + (\gamma^1\gamma^3 + \gamma^3\gamma^1)p_1p_3 + (\gamma^2\gamma^3 + \gamma^3\gamma^2)p_2p_3 \\ &+ (\gamma^1\gamma^0 + \gamma^0\gamma^1)p_1p_0 + (\gamma^2\gamma^0 + \gamma^0\gamma^2)p_2p_0 + (\gamma^3\gamma^0 + \gamma^0\gamma^3)p_3p_0 \end{aligned} \tag{84}$$

من الواضح أن γ^μ لا يمكن أن تكون أعدادًا مركبة لأنه يجب أن يكون لدينا:

$$(\gamma^0)^2 = 1 \quad , \quad (\gamma^1)^2 = (\gamma^2)^2 = (\gamma^3)^2 = -1 \tag{85}$$

$$\gamma^\mu\gamma^\nu + \gamma^\nu\gamma^\mu = 0 \tag{86}$$

يمكن إعادة كتابة هذه الشروط في شكل مختصر مثل:

$$\gamma^\mu\gamma^\nu + \gamma^\nu\gamma^\mu = 2g^{\mu\nu} \tag{87}$$

حلول هذه المعادلة عبارة عن مصفوفات γ^μ والتي تسمى مصفوفات ديراك. في فضاء مينكوفسكي رباعي الأبعاد ، يجب أن تكون مصفوفات ديراك الأصغر حجمًا 4×4. ونختار الصيغة التالية:

$$\gamma^0 = \begin{pmatrix} 0 & 1_2 \\ 1_2 & 0 \end{pmatrix} \quad , \quad \gamma^i = \begin{pmatrix} 0 & \sigma^i \\ -\sigma^i & 0 \end{pmatrix} \tag{88}$$

ومصفوفات باولي هي:

$$\sigma^1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \quad , \quad \sigma^2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \quad , \quad \sigma^3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \tag{89}$$

لاحظ أن:

$$(\gamma^0)^+ = \gamma^0 \quad , \quad (\gamma^i)^+ = -\gamma^i \Leftrightarrow (\gamma^\mu)^+ = \gamma^0\gamma^\mu\gamma^0 \tag{90}$$

علاقة الطاقة- كمية حركة النسبوية تصبح:

$$p_\mu p^\mu - m^2c^2 = (\gamma^\mu p_\mu - mc)(\gamma^\nu p_\nu + mc) = 0 \tag{91}$$

وبالتالي إما $\gamma^\mu p_\mu + mc = 0$ أو $\gamma^\mu p_\mu - mc = 0$:

$$\gamma^\mu p_\mu - mc = 0 \tag{92}$$

بتطبيق مبدأ التطابق للتمثيل الكمي $p_\mu \to i\hbar\partial_\mu$ تتحصل على معادلة الموجة النسبوية:

$$(i\hbar\gamma^\mu\partial_\mu + mc)\psi = 0 \tag{93}$$

هذه هي معادلة ديراك بالصيغة التغايرية.

وبما أن المؤثرات γ^μ تؤثر على الدالة الموجية بأربع مركبات، فإنه يجب أن يكون لهذه الأخيرة أربع مركبات أيضا، فيكون للدالة الموجية ψ أربع مركبات مستقلة عن بعض: نكتب عبارة الدالة الموجية لجسيم حر:

$$\psi = we^{-ipx} \tag{94}$$

حيث w هو سبينور رباعي البعد، عبارته كالتالي

$$w = \begin{pmatrix} \phi \\ \chi \end{pmatrix} \tag{95}$$

و χ و ϕ هي سبينورات ثنائية البعد. ونكتب عبارة مؤثر الطاقة بدلالة السبينورات:

$$E = \begin{pmatrix} \phi \\ \chi \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} m & \sigma p \\ \sigma p & -m \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \phi \\ \chi \end{pmatrix} \tag{96}$$

ومن هذه المعادلتين الأخيرتين نخلص إلى:

$$(E - m)\phi = (\sigma p)\chi \tag{97}$$

$$(E + m)\chi = (\sigma p)\phi \tag{98}$$

وحلولهما تكون ببساطة:

$$X = \frac{\sigma p}{E - m}\phi \tag{99}$$

$$\phi = \frac{\sigma p}{E + m}X \tag{100}$$

بتعويض عبارة χ في المعادلة نجد:

$$(E+m)\frac{E-m}{\sigma p}\phi = (\sigma p)\phi \quad (101)$$

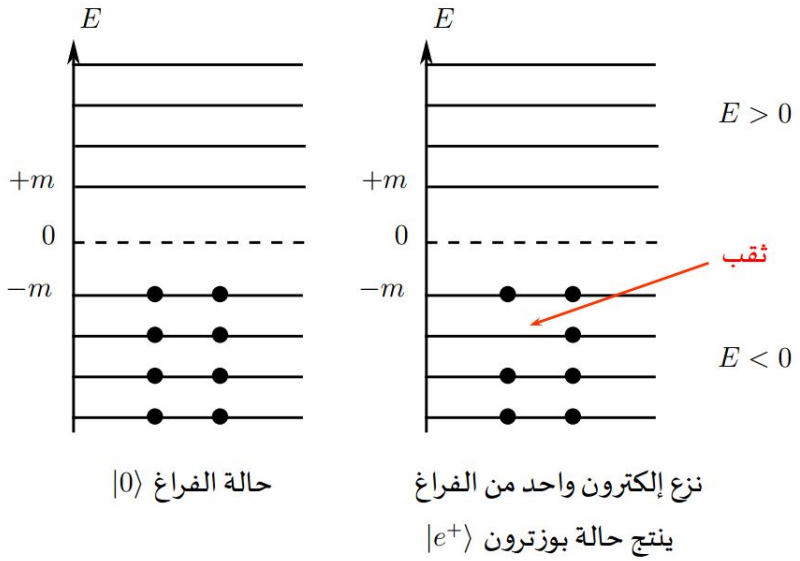
$$(E+m)(E-m)\phi = (\sigma p)^2\phi \quad (102)$$

$$(E^2-m^2)\phi = p^2\phi \quad (103)$$

وذلك لأن تربيع σ تساوي مصفوفة الوحدة.

نرى في المعادلة الأخيرة أن معادلة الطاقة النسبية لم تتغير من معادلة كلاين غوردن إلى معادلة ديراك، وهذا يعني أن مشكلة الطاقة السالبة لم تحل. إلا أنها حلت مشكلة كثافة الاحتمال السالبة، وجميع قيمها في حلول معادلة ديراك قيم موجبة، وبالتالي وجب إيجاد تفسير فيزيائي لقيم الطاقة السالبة.

اقترح ديراك سنة 1927 نظرية الثقب من أجل تفسير بحر الطاقات السالبة، وذلك بافتراض أن جميع مستويات الطاقة السالبة مملوءة بالإلكترونات بحيث لا يستطيع إلكترون في الطيف الموجب للطاقة أن يقفز إلى المستويات السالبة حسب مبدأ باولي للاستبعاد. والعكس بالعكس فإنه يمكن لإلكترون من المستويات السالبة أن يصعد للموجبة مخلفا ثقبا ذا طاقة موجبة وشحنة موجبة، وهذا ما أدى بديراك أن يقول أن لكل جسيم جسيماً آخر مضادا له. وتم إثبات ذلك تجريبيا وأخذ عن هذا الاكتشاف جائزة نوبل سنة 1931. [2]



شكل 1.1: حالة تكافؤ ثقب بوزترون

الفصل 2

فيزياء الجسيمات (فيزياء الطاقة العالية)

1.2 مقدمة

- هل يمكن تقسيم المادة إلى المالانهاية؟

بدايةً فقد كان يعتقد أن الذرة هي الحجر الأساس الذي يكون المادة، ولقد بقيت هذه الفكرة مسيطرة لمدة أعوام ولكن مع التقدم العلمي وجد أن هذه الذرة تتكون من أجزاء أصغر منها، بروتونات، نيترونات وإلكترونات. لم يلبث هذا التقسيم كثيرا حتى وجد أن البروتونات والنيترونات تتكون من أجزاء أصغر تسمى بالكواركات. وحتى الخمسينات والستينات صار عدد الجسيمات المكتشفة كبيرا جدا لدرجة أدت بالعلماء لأن يقوموا بتفسير حديقة الجسيمات $particals\ \ zoo$ بصياغة نموذج يشملها جميعا يدعى بالنموذج القياسي للجسيمات الأولية.

كيف تم تصنيف الجسيمات الأولية؟

التصنيف كان إلى جسيمات مسؤولة عن القوى وأخرى عن المادة، والقوى الأساسية أربع:

- القوة الكهرومغناطيسية (وهي تتحكم في جميع التفاعلات الكيميائية، سواء روابط تساهمية أو أيونية.. الخ)
- الضعيفة (وهي المسؤولة عن تحلل الجسيمات الثقيلة إلى جسيمات أخف منها) القوية (الربط النووي بين البروتونات والنوترونات، ولا تسمح للقوة الكهرومغناطيسية بتدمير النواة)
- الجاذبية (الأجرام السماوية، ونراها على مستوى العلوم الكونية، وتأثيرها لا يظهر في الجسيمات الأولية، وإدخالها صعب إلى ضمن QFT، وهي لا تزال إلى يومنا هذا نظرية كلاسيكية).

جميع هذه القوى تتبع إحصاءات بوز- آنشتاين، وذلك لأن القوى في نظرية المجال الكمومي لا تعتبر مجالات، وإنما توجد جسيمات مسؤولة عن نقل هذه القوى، مثل:

- القوة الكهرومغناطيسية (الفوتون γ)
- الضعيفة (البوزونات: $W^+W^-Z^0$)
- القوية (الغلوون g يتم تبادله بين الكواركات للمحافظة على تركيبة النواة)

• الجاذبية (لها جسيم افتراضي لم يتم الكشف عنه إلى الآن وهو G الغرافيتون)

بالنسبة للقوى الثلاثة الأولى وجسيمات فقد تم وصفهم بشكل دقيق في نظرية النموذج المعياري $Standard\ Model$، وتم الكشف التجريبي عنهم.

2.2 نظام الوحدات الطبيعية

النظام الدولي (SI) للوحدات، المبني على أساس الكيلوجرام والمتر والثانية، يبدأ جميع طلبة المجالات العلمية أو الهندسية عادةً أولى دروسهم بمناقشة نظام الوحدات الدولي SI. يتعلم الطلبة خلال هذه المناقشة من مجرد النظر إلى المعادلة المراد دراستها التحقق المباشر من وحداتها. وعلى سبيل المثال نضع قانون نيوتن للجاذبية:

$$F = \frac{GmM}{r^2} \tag{1}$$

حيث m و M هي كتل جسمين بوحدة الـ kg، وr هو المسافة بينهما بوحدة المتر، وF هي قوة التجاذب بينهما بوحدة النيوتن $(1N = 1kgms^{-2})$، وG هو ثابت الجذب العام $(G = 6.6743 \times 10^{-11}m^3kg^{-1}s^{-2})$. يمكننا التحقق بسهولة من تناسق هذه المعادلة وذلك لأن الطرفان لهما نفس الوحدات: $(kgms^{-2})$.

إلا أن هذا النظام غير مناسب للحسابات التي تحتوي على كتل النجوم أو أحجام المجرات. لذلك اختار مجمع العلماء أن تكون جميع التعاملات بنظام وحدات مبسط، تكون فيه كل الثوابت الفيزيائية بدلالة وحدة الطاقة، والتي عادة تكون GeV. وبهذا ستغيب كل الثوابت من المعادلات الفيزيائية كسرعة الضوء وثابت الجذب وثابت بلانك... إلخ

ومع ذلك، فبالنسبة لشخص متعود على نظام الوحدات الدولي (SI) ، فإن لغة "الوحدات الطبيعية" التي يستخدمها علماء الفلك تبدو محيرة وأنها مكتوبة بشكل غير صحيح، وتظهر عدم أهمية الوحدات في الحسابات الفيزيائية.

والقاعدة التي وضعها العلماء لتحويل الوحدات من النظام الدولي SI إلى نظام الوحدات الكبيعية NU هي كالآتي:

$$[M]^{\alpha}[L]^{\beta}[T]^{\gamma} \Rightarrow [E]^{\alpha-\beta-\gamma} \tag{2}$$

كمثال عليها فسنأخذ وحدة الطول: $\alpha = 0, \beta = 1, \gamma = 0$ ونعوض هذه المعاملات في الطرف الثاني فنحصل:

$$[L] = [E]^{0-1-0} = [E]^{-1} \tag{3}$$

تقاس الكتل النووية من خلال وحدة الكتلة الذرية u والتي تعرف من خلال كتلة الكربون ^{12}C المساوية لـ $12u$ وباتالي فإن كتلة النيكليونات مساوية تقريبا لـ $1u$ لكل نيكليون. عند تحليل الإنحلال

النووي والتفاعلات فإننا نتعامل بشكل عام مع الطاقات الكتلية بدلا من الكتلة ذاتها، وهذا من خلال عبارة الطاقة النسبوية:

$$E = mc^2 \tag{4}$$

حيث تكون سرعة الضوء: $c = 3 \times 10^8 m/s$ وثابت بلانك: $h = 1.06 \times 10^{-34} J.s$.وفي اصطلاح الوحدات الطبيعية نضع:

$$c = h = 1 \tag{5}$$

واستخدام هذا الاصطلاح كان من أجل تجنب المعادلات الطويلة التي تحتوي على مثل هذه الثوابت الفيزيائية. وبما أن $E = mc^2$ فإن:

$$[E] = [M] = GeV \tag{6}$$

فتكون كتلة البروتون كمثال عن الوحدات الطبيعية كالآتي:

$$m_p c^2 = (1.67 \times 10^{+27})(3 \times 10^8)^2 = 15.03 \times 10^{-11}$$

وبما أن:

$$1eV = 1.6 \times 10^{-19} J$$

فإن:

$$m_p c^2 = \frac{15.03 \times 10^{-11}}{1.6 \times 10^{-19}} \tag{7}$$

$$m_p = 938 MeV/c^2 \tag{8}$$

وحسب الوحدات الطبيعية c=1 فإن:

$$m_p = 938 MeV$$

وتمر هذه المنهجية على جميع المقادير الفيزيائية الأخرى. وبالتالي فإنه في هذا النظام من الوحدات فإن الكتلة والطاقة وكمية الحركة تمتلك نفس الأبعاد. وفي هذا النظام من الوحدات كذلك فإن الزمن والطول متكافئان ولكل منهما أبعاد مقلوب الطاقة. والتي نلخصها في الجدول أدناه:

المقدار الفيزيائي	نظام الوحدات الدولي SI	الوحدات الطبيعية	التحويل من الوحدات الطبيعية إلى SI
الكتلة	kg	E	$1GeV \rightarrow 1.7827 \times 10^{-27} kg$
الطول	m	E^{-1}	$1\ GeV^{-1} \rightarrow 1.9733 \times 10^{-16} m$
الزمن	s	E^{-1}	$1GeV^{-1} \rightarrow 6.5823 \times 10^{-25} s$
الطاقة	$kg\ m^2 s^{-2}$	E	$1GeV \rightarrow 1.6022 \times 10^{-10} J$
كمية الحركة	$kg\ m\ s^{-1}$	E	$1GeV \rightarrow 5.3444 \times 10^{-19}\ kg\ m\ s^{-1}$
السرعة	$m\ s^{-1}$	من دون وحدة	$1 \rightarrow 2.9979 \times 10^{8} m\ s^{-1}$
المساحة	m^2	E^{-2}	$1GeV^{-2} \rightarrow 3.8938 \times 10^{-32} m^2$
القوة	$kg\ m\ s^{-2}$	E^2	$1GeV^2 \rightarrow 8.1194 \times 10^{5} N$
كثافة الطاقة	$mg\ m^{-1} s^{-2}$	E^4	$1GeV^4 \rightarrow 2.0852 \times 10^{37} J\ m^{-3}$
الشحنة	$C = A.s$	من دون وحدة	$1 \rightarrow 5.2909 \times 10^{-19} C$

جدول 1.2: المقادير الفيزيائية ووحداتها بالنظامين الدولي والوحدات الطبيعية

3.2 النموذج المعياري والجسيمات الأولية

خلال العقود القليلة الماضية، كان هناك تقدم هائل في فهمنا للتكوين الأساسي للمادة. تجيب نظرية الجسيمات الأساسية وتفاعلاتها، المسماة بـ: "النموذج المعياري (SM)، على العديد من الأسئلة المتعلقة ببنية واستقرار المادة، وجسيماتها بأنواعها الستة من الكواركات، وستة لبتونات، وثلاث من قوى الطبيعة الأربع.

النموذج المعياري (SM) هو الاسم الذي يطلق على النظرية الحالية التي تشرح ماهية الجسيمات الأساسية وكيف تتفاعل. (SM) مبنية على نظرية الحقول المكممة، وهي متوافقة مع كل من ميكانيكا الكم والنسبية الخاصة [23]. تجمع مئات الجسيمات وتفاعلاتها المعقدة في فئتين كبيرتين: الفرميونات والبوزونات. الفرميونات هي مكونات المادة، وفي المقابل، البوزونات هي الجسيمات الحاملة للقوة. يتضمن النموذج المعياري أيضًا ما يسمى بجسيم هيغز، والذي يُعتقد أنه مسؤول عن الكتل المختلفة للجسيمات [26].

1.3.2 الفرميونات

الفرميونات هي جسيمات لها سبين نصف صحيح، وتحترم مبدأ الاستبعاد لباولي. والفرميونات هي اللبنات الأساسية للعالم كله وهي مقسمة إلى مجموعتين رئيسيتين: الكواركات واللبتونات.

اللبتونات

من ناحية أخرى، هناك ستة لبتونات، ثلاثة منها لها شحنة وكتلة: الإلكترون والميون والتاو، والنيوترينوات المرتبطة بها حايدة وذات كتلة صغيرة جدًا [26].

الكواركات

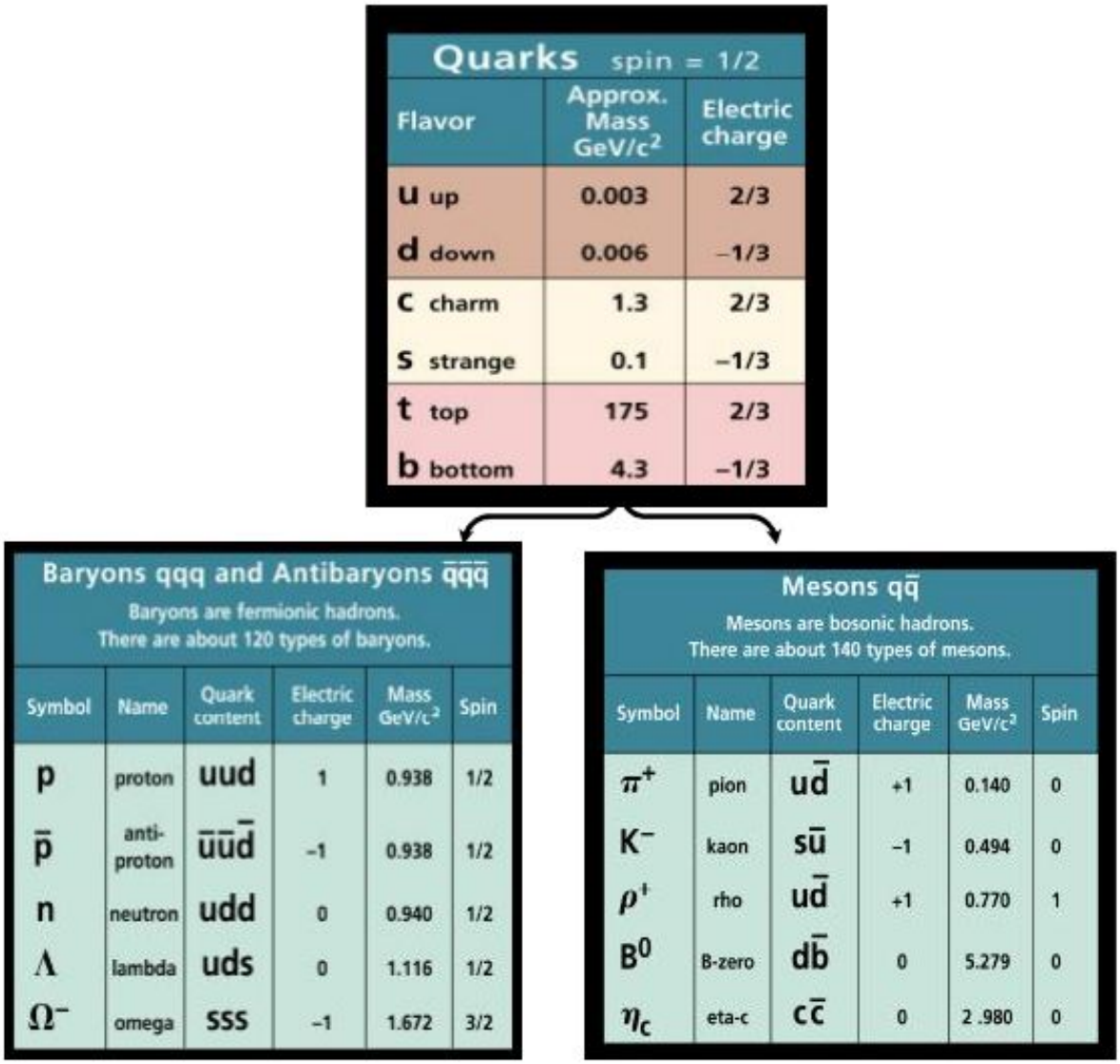
هناك ستة كواركات مختلفة يتم تجميعها عادةً في ثلاثة أزواج بسبب كتلتها وخصائصها شحنتها [24].

تشكل الجسيمات الأربعة (الإلكترون ، ونيوترينو الإلكترون ، والكوارك up ، وكوارك $button$)، مادة الكون كله وتشكل ما يعرف بالجيل الأول. يحتوي الجيل الثاني على الميون ونيوترينو الميون والكواركين $Charm, strange$. كتل جسيمات الجيل الثاني أكبر من كتل جسيمات الجيل الأول مثنى مثنى. يحتوي الجيل الثالث على جسيمات التاو ونيوترينو التاو والكواركات $top, bottom$. وجسيمات الجيل الثالث لها كتل أكبر من سابقاتها.

كانت الأجيال الثلاثة جميعها موجودة ومتوفرة في البدايات المبكرة لنشوء الكون، ولكن نظرًا لأن الجسيمات في الجيلين الثاني والثالث غير مستقرة، فقد تحللت إلى جسيمات من الجيل الأول. وهذا هو السبب في أن جزيئات الجيل الأول هي الوحيدة التي نلاحظها في عالمنا اليومي.

لوحظ وجود الكواركات فقط في مجموعات تعرف باسم الهادرونات.

الهادرونات هي كذلك تختلف إلى باريونات والتي تتكون من مزيج من ثلاثة كواركات، والميزونات التي تتكون من كوارك ومضاد كوارك. وكذا الباريونات المضادة هي بدورها تتكون من ثلاثة كواركات مضادة [26].



Quarks spin = 1/2

Flavor	Approx. Mass GeV/c^2	Electric charge
u up	0.003	2/3
d down	0.006	−1/3
c charm	1.3	2/3
s strange	0.1	−1/3
t top	175	2/3
b bottom	4.3	−1/3

Baryons qqq and Antibaryons $\bar{q}\bar{q}\bar{q}$

Baryons are fermionic hadrons.
There are about 120 types of baryons.

Symbol	Name	Quark content	Electric charge	Mass GeV/c^2	Spin
p	proton	uud	1	0.938	1/2
$\bar{p}$	anti-proton	$\bar{u}\bar{u}\bar{d}$	−1	0.938	1/2
n	neutron	udd	0	0.940	1/2
Λ	lambda	uds	0	1.116	1/2
Ω^-	omega	sss	−1	1.672	3/2

Mesons $q\bar{q}$

Mesons are bosonic hadrons.
There are about 140 types of mesons.

Symbol	Name	Quark content	Electric charge	Mass GeV/c^2	Spin
π^+	pion	$u\bar{d}$	+1	0.140	0
K^-	kaon	$s\bar{u}$	−1	0.494	0
ρ^+	rho	$u\bar{d}$	+1	0.770	1
B^0	B-zero	$d\bar{b}$	0	5.279	0
η_c	eta-c	$c\bar{c}$	0	2 .980	0

شكل 1.2: الأنواع الرئيسية للهادرونات والميزونات
[24]

2.3.2 الهادرونات

وهي تنقسم إلى مجموعتين: الميزونات والباريونات.

الميزونات:

وهي جسيمات غير مستقرة، وفي أقل من جزء من الثانية بعد تكوينها مباشرة تبدأ في الانحلال إلى جسيمات أخف، وهي تكون سالبة أو موجبة أو متعادلة، كتلتها نفس كتلة الإلكترون، ولها سبين صحيح 0، 1، ... ولهذا فهي تعتبر بوزونات، وبالتالي فإن مبدأ الاستبعاد لباولي لا ينطبق عليها، وعلى هذا فهي تكون من حاملات القوى، وتكون جزءا من التفاعلات النووية. تتكون أساسًا من كوارك ومضاد الكوارك مرتبطة بالقوة النووية القوية.

ومن أمثلتها:

$$\pi^+ = (u\bar{d}) \Rightarrow Q_{\pi^+} = (\tfrac{2}{3} + \tfrac{1}{3}) = 1$$
$$\pi^- = (\bar{u}d) \Rightarrow Q_{\pi^-} = (-\tfrac{2}{3} - \tfrac{1}{3}) = -1$$
$$\pi^0 = (u\bar{u} - d\bar{d})/\sqrt{2} \Rightarrow Q_{\pi^0} = (\tfrac{2}{3} - \tfrac{2}{3}) - (\tfrac{1}{3} - \tfrac{1}{3}) = 0$$

ضديد الجسيم π^+ هو الجسيم π^- والعكس بالعكس، وضديد الجسيم π^0 هو الجسيم π^0 نفسه.

الباريونات:

وهي كلمة إغريقية (باري) وتعني الثقيل، وسبب التسمية أنه اعتقد وقت اكتشاف الباريون بأنه أثقل الجسيمات الأولية كتلةً، وينتمي إلى عائلة الجسيمات المركبة المحتوية على ثلاث كواركات، على عكس الميزونات التي هي من نفس العائلة، بينما تحتوي على كوارك واحد ومضاد كوارك واحد.

لها سبين نصف صحيح 1/2، 3/2 ... وبالتالي فهي فرميونات:

$$p = udu \Rightarrow Q_p = (\tfrac{2}{3} - \tfrac{1}{3} + \tfrac{2}{3}) = 1$$

$$n = dud \Rightarrow Q_p = (-\tfrac{1}{3} + \tfrac{2}{3} - \tfrac{1}{3}) = 0$$

ضديد البروتون هو: $\bar{p} = \bar{u}\bar{d}\bar{u}$ وضديد النوترون هو النوترون نفسه: $\bar{n} = n$.

3.3.2 البوزونات

تمتلك البوزونات سبينا صحيحًا ولا تخضع لمبدأ استبعاد باولي [23]. ويصنف النموذج المعياري أن البوزونات هي الوسائط وحاملات القوى بين الفرميونات [24].

نستعرض في الجدولين التاليين فيرميونات وبوزونات النموذج المعياري على الترتيب وبعض خصائصها:

تتضمن SM ثلاثة أنواع من القوى: القوة الكهرومغناطيسية و القوة النووية القوية و القوة النووية الضعيفة. والقوة الكهرومغناطيسية هي القوة التي تربط الإلكترونات السالبة بالنواة الموجبة في الذرات، وهي أصل التفاعلات بين الذرات. وبالنظر أعمق داخل النوى، تصبح القوة الضعيفة والقوة القوية القوى الأكثر هيمنة.

تؤدي القوة الضعيفة إلى انحلال النيوترونات (التي هي أصل وسبب العديد من الظواهر الطبيعية المتعلقة بالنشاط الإشعاعي) وتسمح بتحويل البروتون إلى نيوترون. على الجانب الآخر، تعمل القوة الشديدة على

الجيل	الفرميون	الاسم	الرمز	الكتلة	الشحنة الكهربائية
الأول	لبتونات	إلكترون	e	5.109×10^{-4}	-1
		نيوترينو الإلكترون	ν_e	$< 2 \times 10^{-9}$	0
	كواركات	علوي	u	2.27×10^{-3}	$2/3$
		سفلي	d	4.78×10^{-3}	$-1/3$
الثاني	لبتونات	ميون	μ	0.1056	-1
		نيوترينو الميون	ν_μ	$< 1.9 \times 10^{-4}$	0
	كواركات	ساحر	c	1.275	$2/3$
		غريب	s	9.43×10^{-2}	$-1/3$
الثالث	لبتونات	تاو	τ	1.7768	-1
		نيوترينو التاو	ν_τ	1.82×10^{-2}	0
	كواركات	كوارك القمة	t	174.3	$2/3$
		كوارك القعر	b	4.18	$-1/3$

جدول 2.2: فيرميونات النموذج المعياري وبعض خصائصها

البوزون الوسيط	الكتلة (GeV)	التفاعل	العدد الكمي المغزلي	الشحنة الكهربائية
الفوتون γ	0	كهرومغناطيسي	1	0
W^+	80.385 ± 0.015	ضعيف	1	$+1$
W^-	80.385 ± 0.015			-1
Z	91.1876 ± 0.0021			0
الغلوون g	0	قوي	1	0

جدول 3.2: بوزونات النموذج المعياري وبعض خصائصها

تماسك الكواركات معًا لتشكيل البروتونات والنيوترونات والهادرونات الأخرى. كما أنه يمنع البروتونات الموجودة في النواة من التنافر بعيدًا عن بعضها تحت تأثير القوة الكولومية الطاردة بينهما. وبسبب هذا، فإن القوة الشديدة داخل النواة أقوى بحوالي 100 مرة من القوة الكهرومغناطيسية. [26,13,2]

يتم حمل القوى بين الجسيمات بواسطة البوزونات من جسيم إلى آخر. ولكل قوة بوزوناتها المميزة: الغلوون هو الناقل للقوة الشديدة، بينما الفوتون هو حامل القوة الكهرومغناطيسية. وحاملات التفاعل الضعيف هي جسيماتW^+ و W^- (وهذا الأخير هو الجسيم المضاد لـ W^+) وجسيمات Z. لا يتضمن النموذج المعياري تأثيرات القوة الرابعة للطبيعة: "الجاذبية". نظرًا لأن هذه التأثيرات صغيرة جدًا في ظل الحالات الفيزيائية عالية الطاقة، ويمكن إهمالها في البناء النظري الرياضي لنتائج التجارب. [26]

وحسب قوانين النسبية الخاصة وميكانيكا الكم فإن لكل جسيم منها هذه الجسيمات ضده، وهذا من بين ما تم التوصل إليه من خلال معادلة ديراك، والتي سنراها في الفصل التالي.

لضد الجسيمات نفس خصائص الجسيمات من كتلة وسبين وطاقة وكمية حركة، لكن يختلفان فقط في إشارة التفاعل (كالشحنة الكهربائية).

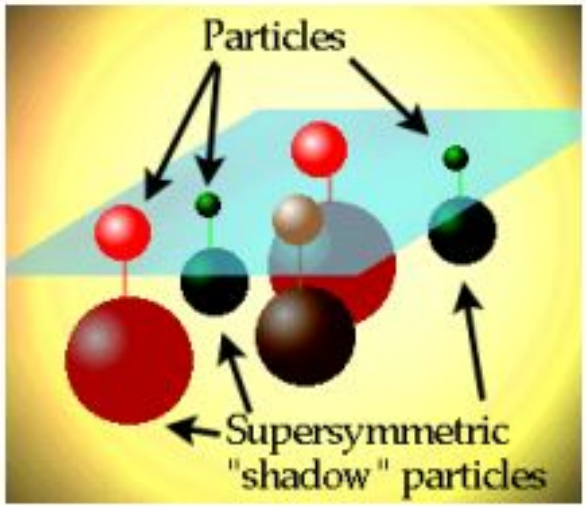
4.2 التناظر الفائق SuperSymmetry

يصف النموذج المعياري الطبيعة بحالة من "عدم التناسق" في الجانب العملي من الفيزياء. وتحديدا كان في التمييز بين "جسيمات المادة" (الفرميونات) و "حاملات القوى" (البوزون)، وهو أكثر من مجرد اختلاف جمالي. باللغة الهندسية، فإن هذا الاختلاف يتمثل في أن الفرميون يجب أن يدور مرتين (عبر 720 درجة) للعودة إلى الحالة التي بدأ منها، بينما يجب أن يدور البوزون مرة واحدة فقط (عبر 360 درجة) للعودة إلى حالته الأصلية. شجع هذا الفيزيائيين النظريين على البحث عن وصف هندسي يمكنه توحيد هذين النموذجين المختلفين لسلوك الجسيمات في تناظر هندسي واحد. في سبعينيات القرن الماضي، جاءت النهضة مع اكتشاف نوع من التناظر يُعرف باسم التناظر الفائق $(SUSY)\ Supersymmetry$. تفترض نظرية التناظر الفائق أن كل جسيم نلاحظه له جسيم شريك "ظل" يسمى الشريك الفائق مع اختلاف في سبينهما بمقدار النصف 1/2 [27,26].

1.4.2 كيف تعمل نظرية التناظر الفائق؟

المبدأ الذي تعمل عليه نظرية التناظر الفائق $(SUSY)\ Supersymmetry$ هو ربط الأبعاد الزمكانية العادية المعروفة بأربعة أبعاد أخرى. وبالتالي فهي توفر الحيز الذي يحتاجه الفرميون لعمل الدورة الإضافية ليعود إلى حالته الأساسية أو وضعه الابتدائي. مع ملاحظة أن هذه الأبعاد الإضافية ليست أبعادًا مكانية أو زمنية. [27,26].

في رياضيات التناظر الفائق، هناك عملية تصف دوران الفيرميون في الأبعاد الثمانية، وهذه العملية مكافئة لمفهوم الدوران الاعتيادي في أبعاد الزمكان الأربعة. ولكن بدلاً من تدوير الجسم في مساحة ثلاثية الأبعاد، تقوم هذه العملية بتدوير الجسيم من الزمكان رباعي الأبعاد إلى الهندسة ثلاثية الأبعاد



شكل 2.2: الجسيمات وشركاؤها من التناظر الفائق

الخاصة بالفرميون.

وبالطبع، هناك عملية مكافئة عكسية تقوم بتدوير جسم خارج الهندسة ثمانية الأبعاد التي تسكنها الفرميونات إلى الهندسة المعروفة للزمكان رباعي الأبعاد. هذا يعني أنه من الممكن تحويل البوزونات إلى فرميونات والعكس صحيح.

بمعنى آخر، لم يعد هناك أي تمييز بين البوزونات والفرميونات، وما نرى أنه نوعين مختلفين من الجسيمات في الحقيقة هو وهم ناجم عن الهندسة [26].

2.4.2 جسيمات التناظر الفائق (النظراء الفائقون)

عملية الدوران المذكورة سابقا لا تعني أنه يمكن تحويل البوزون لفرميون بعملية دوران، وإنما لكل فيرميون معروف يوجد بوزون جديد، وكذلك لكل بوزون معروف يوجد فيميون جديد كسيمات مناظرة تنشأ عن دوران فرميون أو بوزون معروفين.

اعتمدت طريقة تسمية البوزونات الناشئة عن عملية الدوران كالتالي:

البوزون الجديد له نفس اسم الفيرميون المناظر له مع إضافة "s" في بدايته، فمثلا: نظير الإلكترون يسمى: $selectron$.

الفيرميون الجديد يسمى باسم البوزون المناظر له بعد تعديله وإضافة "ino" لآخر الكلمة، مثلا: نظير الفوتون يسمى $Photino$.

الفرق الأساسي بين كل جسيم ونظيره الفائق هو مقدار السبين وكذا الكتلة، فالفرميونات ذات السبين $\frac{1}{2}$ يكون سبين نظائرها الفائقة صفر. أما البوزونات ذات السبين 1 يكون سبين نظائرها $\frac{1}{2}$، كما أن النظائر الفائقة ذات كتل هائلة مقارنة بالجسيمات الأولية المعروفة [27].

الجسيم	الرمز	العدد الكمي المغزلي	الشريك الفائق	الرمز	العدد الكمي المغزلي
الكوارك	Q	1/2	$Squark$	$\bar{q}$	0
الإلكترون	e	1/2	$Selectron$	$\bar{e}$	0
الميون	μ	1/2	$Smuon$	$\bar{\mu}$	0
التاو	τ	1/2	$Stauon$	$\bar{\tau}$	0
W	W	1	$Wino$	$\bar{W}$	1/2
Z	$m\,s^{-1}$	1	$Zino$	$\bar{Z}$	1/2
الفوتون	m^2	1	$Photino$	$\bar{\gamma}$	1/2
الغلوون	$kg\,m\,s^{-2}$	1	$Gluino$	$\bar{g}$	1/2
هيغز	$C = A.s$	0	$Higgesino$	$\bar{H}$	1/2

جدول 4.2: جسيمات النموذج المعياري وشركاؤها من التناظر الفائق

3.4.2 كسر التناظر

لتضمين نظرية التناظر الفائق في الفيزياء التطبيقية، يجب أن تُعدل نظرية النموذج المعياري لتضم على الأقل ضعف العدد الحالي من الجسيمات (نظير فائق لكل جسيم أولي معروف)، مما يعني إمكانية وجود مزيد من التفاعلات الفيزيائية. بما أنه لم يتم رصد أي من النظائر الفائقة، إلى الآن، فهذا يعني أننا نتحدث عن "تناظر محطم $(a\ broken\ symmetry)$".

إذا كان أي نظام متناظراً عند طاقات عالية جدًا، فإن تناظره يتحطم تلقائيًا عندما يعود لطاقته الدنيا أو الأرضية. وبتطبيق هذا على الكون، يُعتقد أنه كان متناظراً تحت الشروط العالية التي رافقت نشأته في البداية، وكان هذا التناظر كاملاً، حيث يوجد نظير فائق لكل جسيم، ولكن مع انخفاض درجة حرارة الكون تحطم هذا التناظر تلقائيًا. بُني هذا الافتراض لأن الجسيمات الفائقة ذات الكتل الكبيرة أكبر بكثير من نظرائهم التي نعرفها اليوم، مما يجعل إمكانية وجودها منحصرة فقط عند طاقات عالية جدًا. ولكن هناك إمكانية، لرصد النظير الفائق الأقل كتلة والذي يكون نتيجة اضمحلال $(Decay)$ النظائر الفائقة ذات الكتل العالية، وإلى أن يتم رصد هذا الجسيم، تُعتبر نظرية التناظر الفائق غير مثبتة عملياً [27,26].

5.2 الكسر التلقائي للتناظر

لطالما كان العلماء متفقين أن النظام المادي متناظر، وهذا التناظر قابل للكسر تلقائيا، ومن بين الأدلة التي تثبت هذا الكسر وجود جسيمات بلا كتلة -وبالطبع ليس فوتونات-، وهذا ما يسمى بنظرية $Goldston\ Theory$.

وينبغي أن لا نخلط بينها، وذلك لأن الشحنة الكهربائية محفوظ أثناء هذا الكسر التلقائي للتناظر، والجسيمات الناتجة تدعى: جولدتسن، وتكون سلمية وشبه سلمية، وأعدادها الكمية متساوية. ثم تصبح هذه البوزونات العيارية حقولا فيزيائية حقيقية تساهم في نقل القوى الأساسية.

وآلية هيغز تحقق كسر التناظر بشكل تلقائي، وهو ما سنسير عليه في دراستنا للمادة المظلمة في الفصل الرابع.

1.5.2 آلية هيغز $Higgs\ Mechanism$

وكما جرى عليه العمل في جميع الدراسات فإننا نحتاج إلى مبادئ وأسس للوصول إلى هدفنا، فعلى سبيل المثال فإننا بحاجة إلى مقادير فيزيائية محضة لتسهيل دراسة آلية هيغز وتقريب مفهومها للقارئ. فكما سبق ذكره لكي نضمن هذا الكسر أولا نختار حقلا سلميا Φ، ومركبا ومشحونا لدراسة كسر التناظر $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ في التفاعلات الضعيفة.

ليكن الحقل السلمي المزدوج $(Scalar\ \ doublet)$ المركب المعرف بالشكل التالي [13]:

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(\phi_1 + i\phi_2) \end{pmatrix} \tag{9}$$

$\phi^0\phi^+$ حقول سلمية مركبة بشحنة موجبة وشحنة حيادية على الترتيب، والكمون السلمي المعرف بـ:

$$V(\Phi^*\Phi) = -\mu^2\Phi^*\Phi + \lambda(\Phi^*\Phi)^2 \tag{10}$$

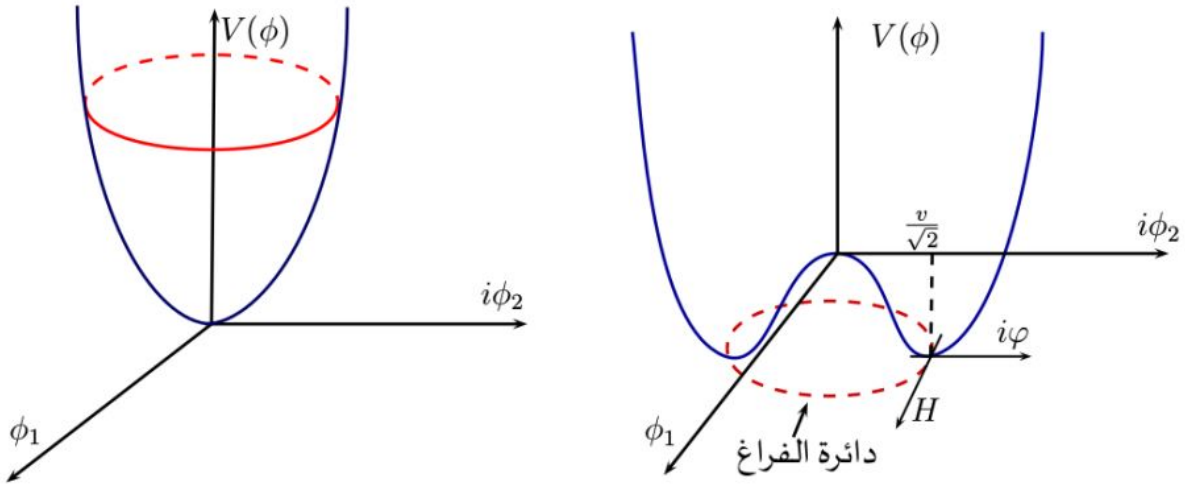
هذا الكمون يحتوي على ثابتين λ و μ، حيث الحد الأدنى من حالة الطاقة تحدد الفراغ، للحصول على الحد الأدنى:

$$\frac{\partial V}{\partial \phi_1} = \frac{\partial V}{\partial \phi_2} = 0 \tag{11}$$

هناك حالتين لحل هذه المعادلة:

الحالة الأولى: من أجل $\mu^2 > 0$ و $\lambda > 0$ في هذه الحالة يوجد حل بديهي وحيد لما نضع: $\phi_1 = \phi_2 = 0$ بمعنى أنه لا يوجد كسر للتناظر.

الحالة الثانية: من أجل $\mu^2 < 0$ و $\lambda > 0$ في هذه الحالة يوجد عدد لا نهائي من الحلول بمعنى يوجد كسر التناظر تلقائياً إذن حالة الفراغ ليست وحيدة.



شكل 3.2: حالة تناظر منكسر (يمين) حالة تناظر غير منكسر (يسار)

لما $\mu^2 < 0$ و $\lambda > 0$ ينكسر التناظر تلقائيا ونتحصل على :

$$\langle 0 \left| \phi^* \phi \right| 0 \rangle = \langle \phi^* \phi \rangle = -\frac{\mu^2}{2\lambda} = \frac{\nu^2}{2} \tag{12}$$

حيث:

$$\nu = \sqrt{\frac{-2\mu^2}{\lambda}} \tag{13}$$

أي يمكننا كتابة :

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ \nu + H(x) \end{pmatrix} \tag{14}$$

ومنه يصبح الكمون السلمي بالشكل :

$$V\left(\Phi^*, \Phi\right) = -\lambda \left(\nu^2 H(x)^2 + \nu H(x)^3 + \frac{1}{4} H^4(x) \right) \tag{15}$$

أي أن كتلة جسم الهيغز تعطى ب :

$$m_H = \sqrt{2\lambda\nu^2} \tag{16}$$

2.5.2 اللاغرانجي التفاعلات الكهروضعيفة (EW)

يتكون من أربع حدود [4] :

$$\mathcal{L}_{EW} = \mathcal{L}_{SU(2)_{\mathcal{L}} \otimes U(1)_Y} = \mathcal{L}_{gauge} + \mathcal{L}_{higgs} + \mathcal{L}_{fermion} + \mathcal{L}_{yukawa} \tag{17}$$

حد اللاغرانجي العيار :

$$\mathcal{L}_{gauge} = \mathcal{L}_{boson} + \mathcal{L}_{gauge-fixing} + \mathcal{L}_{ghost} \tag{18}$$

$$= \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} \tag{19}$$

$$\mathcal{L}_{boson} = -\frac{1}{4}W_{\mu\nu}W^{\mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu}. \tag{20}$$

حد اللاغرانجي الهيغر [12]: $\mathcal{L}_{Higgs}$

كما سبق ذكره أن آلية هيغر تمنح كتل للبوزونات العيارية وذلك عند حدوث كسر التناظر التلقائي في L_{Higgs} وبالتالي فهو معرف كما يلي :

$$\mathcal{L}(\Phi\Phi) = D_\mu\Phi^* D^\mu\Phi - V(\phi^*\phi) \tag{21}$$

والمشتق لامتغاير

$$D_\mu\phi = \left(\partial_\mu + ig\frac{\tau}{2}W_a^\mu - ig'\frac{Y}{2}B_\mu\right)\phi \tag{22}$$

حيث تمثل τ مصفوفة باولي-ديراك، و W_μ^a تمثل مصفوفة الحقول العيارية:

$$W_\mu = \frac{1}{2}\begin{pmatrix} W_\mu^3 & \frac{1}{\sqrt{2}}\left(W_\mu^1 - iW_\mu^2\right) \\ \frac{1}{\sqrt{2}}\left(W_\mu^1 + iW_\mu^2\right) & W_\mu^3 \end{pmatrix} = \frac{1}{2}\begin{pmatrix} W_\mu^3 & W_\mu^- \\ W_\mu^+ & -W_\mu^3 \end{pmatrix} \tag{23}$$

من أجل البوزونات العيارية ، يصبح اللاغرانجي كما يلي :

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{Higgs} &= \tfrac{1}{2}\left(\partial_\mu H\right)^2 + \frac{g^2}{8}\left(\nu + H\right)^2\left(W_\mu^+ W^{\mu-}\right) + \frac{1}{8}\left(\nu + H\right)^2\left(gW_\mu^3 - g'B_\mu\right)^2 \\ &- \lambda\nu^2H^2 - \lambda\nu H^3 - \frac{\lambda}{4}H^4\end{aligned} \tag{24}$$

وليكن تعريف حقول عيارية فيزيائية متعامدة ذات مزج خطي كالتالي :

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(W_\mu^1 \pm iW_\mu^2\right); Z = \frac{gW_\mu^3 - g'B_\mu}{\sqrt{g^2 + g'^2}}; A = \frac{g'W_\mu^3 - gB_\mu}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \tag{25}$$

وبتعويض المعادلة (130) في المعادلة (129) نجد :

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{Higgs} = &\tfrac{1}{2}\left(\partial_\mu H\right)^2 - \lambda\nu^2H^2 - \lambda\nu H^3 - \frac{\lambda}{4}H^4 + \frac{g}{4}\left(\nu + H\right)^2 W_\mu^+ W^{\mu-} \\ &+ \frac{1}{8}\left(\nu + H\right)^2\left(g^2 - g'^2\right)Z_\mu Z^\mu\end{aligned} \tag{26}$$

بإجراء عملية النشر والتبسيط نحصل على اللاغرانجي الهيغز بشكله المبسط التالي :

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{Higgs} = & \tfrac{1}{2}\left(\partial_\mu H\right)^2 - \lambda\nu^2 H^2 - \lambda\nu H^3 - \frac{\lambda}{4}H^4 + \frac{g}{4}\nu^2 W_\mu^+ W^{\mu-} + \frac{g}{4}H^2 W_\mu^+ W^{\mu-} \\ & + \frac{g}{2}\nu H W_\mu^+ W^{\mu-} + \frac{1}{8}\nu^2\left(g^2+g'^2\right)Z_\mu Z^\mu + \frac{1}{8}H^2\left(g^2+g'^2\right)Z_\mu Z^\mu \qquad (27) \\ & + \frac{1}{8}\nu H\left(g^2+g'^2\right)Z_\mu Z^\mu\end{aligned}$$

حيث:

$\frac{1}{2}\left(\partial_\mu H\right)^2 - \lambda\nu^2 H^2 - \lambda\nu H^3 - \frac{\lambda}{4}H^4$: يمثل حقل هيغز سلمي حقيقي بالإضافة إلى التفاعلات الخطية الثلاثية والرباعية لبوزون هيغز مع نفسه.

$\frac{g}{4}\nu^2 W_\mu^+ W^{\mu-} + \frac{1}{8}\nu^2\left(g^2+g'^2\right)Z_\mu Z^\mu$: يمثل في الحدود الكتلية للبوزونات العيارية الشعاعية.

$\frac{g}{4}H^2 W_\mu^+ W^{\mu-} + \frac{g}{2}\nu H W_\mu^+ W^{\mu-} \frac{1}{8}H^2\left(g^2+g'^2\right)Z_\mu Z^\mu + \frac{1}{8}\nu H\left(g^2+g'^2\right)Z_\mu Z^\mu$: وهذا الحد يمثل التفاعلات الخطية لبوزونات هيغز مع البوزونات العيارية الفيزيائية: (Z) و $(W^\pm)$.

ومن هنا بإمكاننا أن نعرف جسيمة عديمة الكتلة وهي الفوتون (γ) وجسيمات أخرى ثقيلة وهي (Z) و $(W^\pm)$، وهذه الأخيرة تتوسط التفاعلات الضعيفة المحايدة، حيث: [4]

$$A_\mu = -\sin\theta_W W_\mu^3 + \cos\theta_W W_\mu^3 \qquad (28)$$

$$Z_\mu = -\cos\theta_W W_\mu^3 + \sin\theta_W W_\mu^3 \qquad (29)$$

و (θ_W) زاوية المزج لـ $(Weinberg)$:

$$\sin\theta_W = \frac{g'}{\sqrt{g^2+g'^2}}; \cos\theta_W = \frac{g}{\sqrt{g^2+g'^2}} \qquad (30)$$

حيث:

$$m_{W^\pm} = \frac{1}{2}g^2\nu^2. \qquad (31)$$

$$m_Z = \frac{1}{2}(g^2+g'^2)\nu^2 = m_W^2\cos^{-2}\theta_W. \qquad (32)$$

$$m_\gamma = 0. \qquad (33)$$

6.2 النشاط الإشعاعي

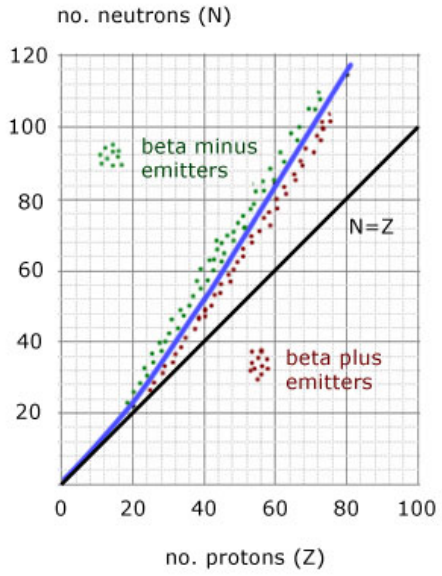
تتميز العديد من النظائر، سواء الطبيعية أو الصناعية بخاصية تعرف باسم النشاط الإشعاعي $(Radioactivity)$. والنشاط الإشعاعي عبارة عن تفكك نواة النظير تلقائيا إلى نواة أصغر وأكثر استقرارا، ويصحب هذا

التفكك إصدار جسيمات نووية مثل جسيمات ألفا α وبيتا β وغاما γ. [10,9,7] وتعرف النظائر التي يحدث لها هذا التفكك بالنظائر المشعة $Radioactive\ \ Isotopes$، وتمييزا لها عن تلك النظائر المستقرة التي لا تتعرض للتفكك. وتحدث عملية التفكك في النظائر المشعة سواء كانت في صورة نقية أو تدخل ضمن مركبات كيميائية أخرى ولا تعتمد عملية التفكك على أي من الظروف الطبيعية مثل الحرارة أو حالة النظير أو غيرها.

كي تكون نواة نظير معين مستقرة يجب أن تكون النسبة بين عدد النترونات وعدد البروتونات في هذه النواة (أي N/Z) نسبة معينة. وتتراوح هذه النسبة بين 1للنظائر الخفيفة وتزداد حتى تصل إلى حوالي 1.6بالنسبة للنظائر الثقيلة. [10] فمثلاً، يلاحظ أن نواة نظير الكربون 12مستقرة حيث أن نسبة النترونات إلى البروتونات هي $N/Z = 6/6 = 1$ وتعتبر هذه النواة من النوى الخفيفة. أما نواة نظير الكربون 14فهي نواة غير مستقرة حيث أن النسبة تصبح $N/Z = 6/8 = 1.33$.

كذلك، يلاحظ أن نواة نظير السيزيوم 137غير مستقرة لأن النسبة تصبح $55/82 = 1.49$.

وتوضح الصورة التالية منحى الاستقرار بالنسبة لإضمحلال الإشعاعي، وهذا المنحى عبارة عن العلاقة بين عدد النترونات وعدد البروتونات بالنسبة للنظائر المستقرة.



شكل 4.2: منحنى استقرار الأنوية
[11]

1.6.2 تفكك ألفا $\alpha - Decay$

تتميز نوى العناصر الثقيلة وبعض نوى العناصر الأرضية النادرة بانخفاض قيمة طاقة الترابط للنيكليونات، لذا فإن هذه النوى غير مستقرة عموما، وتتفكك إلى نوى أخف وأكثر استقرارا، وينتج عن ذلك إصدار جسيمات ألفا أو بيتا، مع اصدار إشعاعات غاما في العديد من الحالات. ويمثل تفكك ألفا بالمعادلة التالية: [8,7]

$$^{A}_{Z}\mathrm{X} \longrightarrow ^{A-4}_{Z-2}\mathrm{X} + ^{4}_{2}\mathrm{He} \tag{34}$$

فمثلا، تتفكك نواة اليورانيوم 238 ($^{238}_{92}\mathrm{U}$) إلى نواة الثوريوم 234 ($^{234}_{90}\mathrm{Th}$) الأخف، وينطلق نتيجة لذلك جسيم ألفا، والذي هو عبارة عن نواة ذرة الهيليوم، وتمثل عملية التفكك هذه بالمعادلة التالية:

$$^{238}_{92}\mathrm{U} \longrightarrow ^{234}_{90}\mathrm{Th} + ^{4}_{2}\mathrm{He} \tag{35}$$

كذلك تتفكك نواة البولونيوم 218 إلى نواة الرصاص 214 بإصدار جسيم ألفا، أي أن:

$$^{218}_{84}\mathrm{Po} \longrightarrow ^{214}_{82}\mathrm{Pb} + ^{4}_{2}\mathrm{He} \tag{36}$$

2.6.2 تفكك البيتا $\beta - decay$

إذا كانت النسبة بين عدد النترونات وعدد البروتونات للنظير المعين واقعة على منحى الاستقرار كان النظير مستقراً بالنسبة لتفكك بيتا.

ويتضمن تفكك البيتا جسيمين: الإلكترون e^- ويرمز له بـ بيتا سالب β^-، وكذا البوزيترون e^+ ويرمز له بـ بيتا موجب β^+، ومعادلتا تفككهما بالترتيب:

$$^{A}_{Z}\mathrm{X} \longrightarrow ^{A+1}_{Z}\mathrm{X} + e^- \tag{37}$$
$$^{A}_{Z}\mathrm{X} \longrightarrow ^{A-1}_{Z}\mathrm{X} + e^- \tag{38}$$

وينقسم تفكك بيتا إلى ثلاثة أنواع هي:

التفكك الإلكتروني (تفكك بيتا السالب) $The\ \ Electron\ \ Decay$ **[8]**

إذا زادت نسبة النترونات إلى البروتونات عن القيمة المحددة من منحى الاستقرار بالنسبة للنظير ذي العدد الكلي المعين، فإن هذا يعني أن النواة تحاول أن تصل إلى حالة الاستقرار، وذلك عن طريق تحول نيترون أو أكثر داخل النواة إلى بروتون، وذلك نتيجة لتحول النيترون المعتدل إلى بروتون موجب الشحنة مع انطلاق الكترون سالب الشحنة خارج من النواة يطلق عليه اسم جسيم بيتا السالب β^-. وقد ثبت أنه أثناء عملية التحول هذه ينطلق جسيم آخر من النواة يعرف بالنيوترينو المضاد ($\bar{\nu}$).

أي أن عملية التفكك الإلكتروني هي عبارة عن تحول نترون داخل النواة إلى بروتون وانطلاق الإلكترون (جسيم بيتا السالب) ونيوترينو مضاد. ويمثل هذا التفكك بالمعادلة التالية:

$$^{1}_{0}\mathrm{n} \longrightarrow ^{1}_{1}\mathrm{p} + e^- + \bar{\nu} \tag{39}$$

ويحدث هذا النوع من التفكك في عدة مئات من النظائر غير المستقرة (المشعة)، حيث تتكون نواة عنصر جديد نتيجة لزيادة البروتونات في النواة الوليدة بمقدار بروتون واحد. فمثلاً، عند تفكك نواة الكربون 14تتكون نواة عنصر جديد هو النيتروجين 14، وينطلق كل من جسيم بيتا والنيوترينو المضاد خارجين من النواة. ويمثل هذا التفكك بالمعادلة التالية:

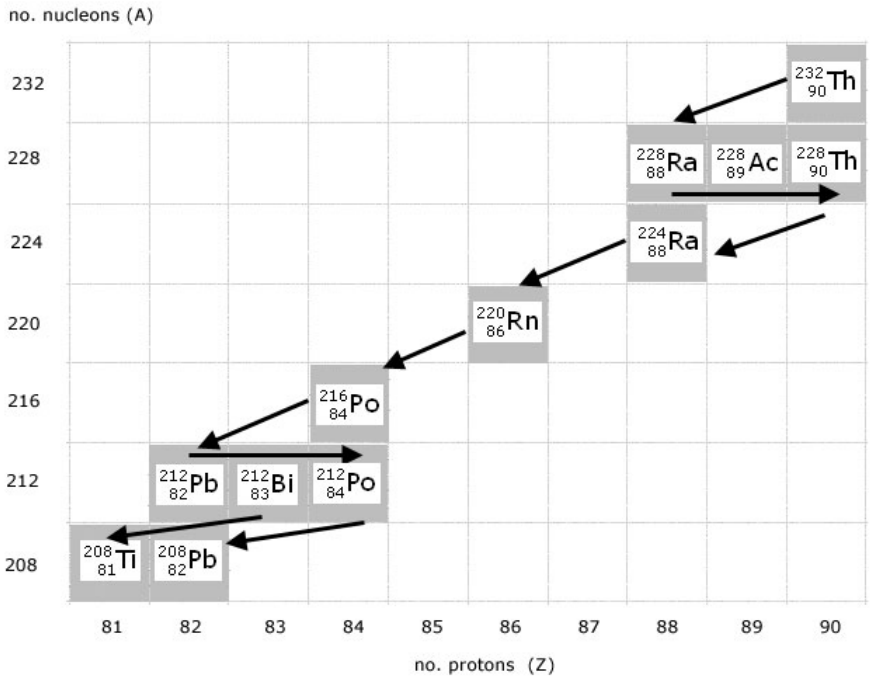
$$^{12}_{6}\mathrm{C} \longrightarrow ^{14}_{7}\mathrm{N} + e^{-} + \bar{\nu} \tag{40}$$

كذلك يعتبر الكوبالت 60 من النظائر المشعة لجسيمات بيتا مع تحوله إلى النيكل 60 طبقاً للمعادلة:

$$^{60}_{27}\mathrm{Co} \longrightarrow ^{60}_{28}\mathrm{Ni} + e^{-} + \bar{\nu} \tag{41}$$

ويتفكك السيزيوم 137إلى الباريوم 137مع انطلاق جسيمات بيتا السالبة طبقاً للمعادلة:

$$^{137}_{55}\mathrm{Cs} \longrightarrow ^{137}_{56}\mathrm{Ba} + e^{-} + \bar{\nu} \tag{42}$$



شكل 5.2: قنوات الإنحلال (سلسلة الإنحلال)
[11]

التفكك البروتوني (تفكك بيتا الموجب) *The Positron Decay* **[9]**

إذا قلت نسبة النيوترونات إلى البروتونات عن تلك النسبة المحددة من منحى الاستقرار للنظير ذي العدد الكتلي المعين، تعيد النواة استقرارها عن طريق تحول أحد بروتوناتها إلى نيترون، وينطلق نتيجة لهذا التحول جسيم موجب الشحنة يعرف باسم البوزترون β^{+} وجسيم آخر وهو النيوترينو. فعملية التفكك البوزتروني هي عبارة عن تحول أحد بروتونات النواة إلى نيترون:

$$^{1}_{1}\mathrm{p} \longrightarrow ^{1}_{0}\mathrm{n} + e^{+} + \nu \tag{43}$$

وتوجد عدة مئات من النظائر التي يحدث فيها هذا النوع من التفكك، حيث يقل العدد الذري للنواة الوليدة بمقدار واحد، أي يتكون نظير عنصر جديد. ومن الأمثلة على هذا النوع من التفكك، تفكك الصوديوم 23الذي يتفكك إلى النيون 22مصدراً البوزترون والنترينو طبقاً للمعادلة:

$$^{22}_{11}\mathrm{Na} \longrightarrow ^{22}_{10}\mathrm{Ne} + e^{+} + \nu \tag{44}$$

الأسر الإلكتروني $The\ \ Electron\ \ Cupture$ **[8]**

عندما تكون نسبة النيترونات إلى البروتونات قليلة، يمكن أن تتحول النواة بأسلوب آخر، حيث تأسر النواة الأم أحد الإلكترونات الذرية من المدارات القريبة منها، ثم يتحد هذا الإلكترون مع أحد بروتونات النواة، فيتحول هذا البروتون إلى نيترون دون انطلاق أي من جسيمات بيتا خارج النواة، ولكن ينطلق النيوترينو. ويمثل الأسر الإلكتروني بالمعادلة التالية:

$$^{1}_{1}\mathrm{p} + e^{-} \longrightarrow ^{1}_{0}\mathrm{n} + \nu \tag{45}$$

خصائص تفكك البيتا β

يحدث نتيجة التأثيرات المتبادلة النووية الضعيفة "قوى نووية ضعيفة" التي شدتها أقل من شدة القوى النووية القوية بـ: 10^{24} مرة.

يتراوح نصف العمر للنوى التي تصدر إشعاعات β^{-} المختلفة: بين $10^{-2}sec$ حتى $10^{18}years$.

تصدر تفككات بيتا جميع النوى الثقيلة والمتوسطة والخفيفة. [10,9]

يحدث تفكك بيتا ضمن مستوى النيكليونات وليس ضمن النواة فقط كما هو الحال في تفكك α لذلك يصادف في الطبيعة تحول النترون الحر إلىn بروتون p مطلقاً زوجاً $(e^{-}, \bar{\nu_e})$:

$$^{1}_{0}\mathrm{n} \longrightarrow ^{1}_{0}\mathrm{p} + e^{-} + \bar{\nu}_e \tag{46}$$

حيث نصف عمر النيترون الحر $10.6min$، ومتوسط حياته $15.3min$.

تنحصر الطاقة المنتشرة والمتولدة عن هذا التفكك في المجال: $[0.02–16.6MeV]$.

الطيف الطاقوي لجسيم بيتا الناتج في تفكك بيتا مستمر وذلك لانطلاق الزوج: (e, ν_e) [8,7].

الفصل 3

المادة المظلمة

1.3 مقدمة

أحد أكثر الألغاز غرابة في الفيزياء هو مشكلة المادة المظلمة في الكون. معظم علماء الفلك وعلماء الكون وعلماء فيزياء الجسيمات مقتنعون أنه على الأقل 90 بالمئة من كتلة الكون هي ناتجة عن مادة غير مرئية (غير مضيئة)، والتي نسميها "المادة المظلمة". وعلى الرغم من أن وجود المادة قد افترض قبل 89 سنة إلا أننا حتى الآن لا نعلم مركباتها.

في عام 1933 قدم الفلكي فريتز زويكي دليلا بأن كتلة المادة المضيئة (النجوم) في العنقود المجري كوما $Coma\ Cluster$ والتي تحتوي على 1000 مجرة تقريبا أصغر بكثير من كتلتها الإجمالية المتضمنة في حركة مجرات هذا العنقود. ولكن وجود المادة المظلمة قد بدأ يؤخذ بشكل جدي إلا في أعوام 1970. وجودها في المجرات الحلزونية كان التفسير الأكثر وضوحا ومنطقية لمنحنيات السرعة الدورانية لتلك المجرات.

ملخص القول، فإن السرعة الدورانية المحسوبة للنجوم والسحب الغازية المعزولة في الأجزاء الخارجية من المجرات ليست هي السرعة التي يمكن توقعها نتجت من التأثير الثقالي الناتج عن المادة المضيئة. هذا قد قاد الفلكيين إلى افتراض وجود مادة مظلمة داخل المجرات وكذا حولها. على الرغم من أن طبيعة هذه المادة المظلمة لا تزال غير معروفة إلا أن افتراض وجودها ليس بالأمر الجديد إذا عدنا بالذاكرة إلى اكتشاف كوكب نبتون سنة 1846 من قبل الفلكي الألماني غال، والذي كان بسبب اقتراح الفلكي الفرنسي لوفيير للحركة غير المنتظمة لأورانوس. [30]

2.3 المادة المظلمة في المجرات

من السهل حساب سرعة دوران النجوم أو السحب الهيدروجينية البعيدة عن مراكز المجرات، ولهذا تحتاج إلى قانون نيوتن للحركة، والذي يعمل بشكل جيد مع الظواهر الفلكية القريبة، ذات مستوى المسافات المجرية. على سبيل المثال فبالنسبة لمتوسط المسافة r لكوكب يدور حول الشمس [30]:

$$\frac{v^2(r)}{r} = \frac{GM(r)}{r^2} \tag{1}$$

حيث $v(r)$ متوسط السرعة المدارية للكوكب وG ثابت الجذب العام $G = 6.6710^{-11}m^3kg^{-1}s^{-2}$ و$M(r)$ هي الكتلة المحتواة داخل مدار الكوكب.

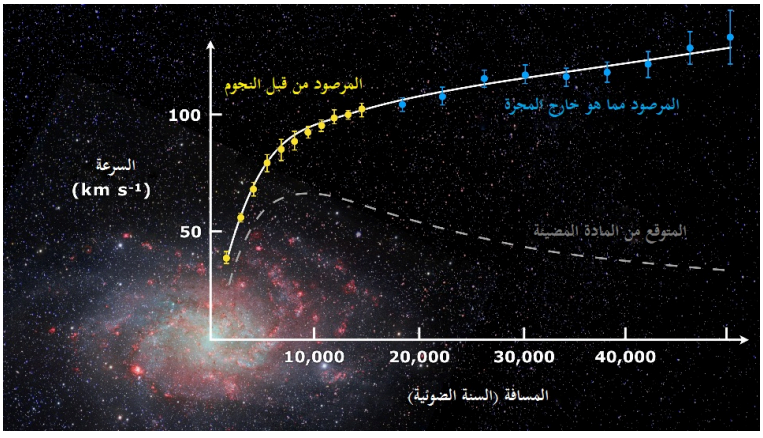
$$v(r) = \sqrt{\frac{GM(r)}{r}} \tag{2}$$

حسب هذه العلاقة فإنه من الواضح أن $v(r)$ تتناقص بزيادة r، وذلك لأن $M(r)$ ثابت (من أجل قيم كبيرة لـ r) ،وهو يعطى بدلالة الكتلة الشمسية $M = 1.989 \times 10^{30}kg$. يمكن التأكد من هذه العلاقة بسهولة، فعلى سبيل المثال المسافة بين الأرض والشمس هي 150×10^6km هذا يعني أن سرعتها ستكون $30km/s$ وكذا بالنسبة لنبتون والذي متوسط مسافته عن الشمس 30 مرة أكبر، فإن سرعته $5.4km/s$ وهي بالضبط سرعتها الحقيقية.

في حالة المجرات إذا ما تم تقريب توزيع كتلتها كرويًا أو إهليليجيا فإن المعادلة أعلاه يمكن اعتمادها كتقدير. وبالتالي إذا كانت كتلة المجرة مركزة في الجزء المرئي منها فإنه يمكن توقع تناسب السرعة والمسافة من أجل مسافات أكبر من القطر المشاهد كما يلي:

$$v \sim \frac{1}{\sqrt{r}} \tag{3}$$

بدلا من هذا فقد لاحظ الفلكيون استنادا على تأثير دوبلر أن السرعة ترتفع باتجاه قيمة ثابتة تتراوح بين 100-200 km/s ، وبالتالي بالنسبة للمسافات الكبيرة تكون $M(r)/r$ ثابتة بشكل عام، وبالتالي فالكتلة داخل r تزداد خطيا مع r. حيث أن السرعة لمجرة $M33$ واحد من حوالي 45 مجرة تشكل عنقودنا المجري.



شكل 1.3: مخطط السرعة المرصودة والمتوقعة بالنسبة للنجوم حول مجرة $M33$.

هذه الظاهرة تم رصدها لحوالي 1000 مجرة حلزونية وبشكل خاص لمجرتنا درب التبانة [17]، أشهر تفسير لمنحنى السرعة هذا هو افتراض وجود هالة من المادة المظلمة يغرق فيها قرص المجرات، بينما في المسافات الصغيرة تمثل المادة المظلمة جزءًا صغيرا فقط من كتلة المجرة داخل هذه الأبعاد، لكنها بكميات كبيرة في المسافات الكبيرة. على سبيل المثال: من أجل $r = 10kpc$ فإن السرعة المرصودة

$v \approx 120km/s$ والسرعة المتوقعة الناتجة من المادة المضيئة $v_{lum} = 40km/s$ يمكن الحصول باستعمال هذا التقريب على النسبة بين الكتلة الكلية والكتلة المضيئة كالتالي: $M_{tot} \approx 9M_{lum}$ وبشكل واضح فإن هذا يوحي إلى أن 90 بالمئة من المادة في هذه المجرات هي مظلمة.

عادة ما يعبر علماء الفلك عن متوسط كثافة الكتلة الحالية للكون ρ بدلالة الكثافة الحرجة $\rho_c \approx 10^{-29} gcm^{-3}$ بمعنى آخر هم يُعرفون $\Omega = \frac{\rho}{\rho_c}$.

يمكننا فهم الكثافة الحرجة على أنها تشبه إلى حد كبير مفهوم سرعة الهروب: حيث $\rho = \rho_c \Rightarrow (\Omega = 1)$ تتوافق مع انعدام الطاقتين الحركية والكامنة الثقالية.

إذا كان $\rho > \rho_c \Rightarrow (\Omega > 1)$ فالكون يتمدد إلى حده الأقصى ثم ينعكس متجها نحو نقطة الانفجار العظيم (ويسمى كونا مغلقا)، $\rho < \rho_c \Rightarrow (\Omega < 1)$ فإن الكون سيستمر بالتوسع للأبد (كون مفتوح). وهي كذلك وضعية الحالة الحرجة $(\Omega = 1)$ حيث تكون فيها هندسة الكون مسطحة. ومن الواضح أن كمية المادة المظلمة في الكون ستحدد مستقبله، مادامت:

$$\Omega = \Omega_{lum} + \Omega_{dark} \tag{4}$$

3.3 مما تتشكل المادة المظلمة؟

في الوقت الحاضر، هناك أدلة مرصودة دامغة على وجود المادة المظلمة. إنها ليست عناقيد فقط داخلها مادة نجمية تشكل الهالات المجرية، ولكنها توجد أيضًا ككثافة خلفية على الكون بأكمله. وبالتالي فإن المشكلة لم تعد تكمن في تفسير منحنيات السرعة، بل في فك شفرة طبيعة المادة المظلمة. كما سنشرح بالتفصيل لاحقا. إن البحث عن الحلول يقدم احتمال تفاعلات مهمة بين فيزياء الجسيمات وعلم الفلك نظراً لأن الجسيمات الأولية فقط هي المرشحة التي يمكن الاعتماد عليها لوصف المادة المظلمة في الكون. والسبب في ذلك هو أن فيزياء الجسيمات وعلم الفلك هما فقط المرشحان الوحيدان الذان يمكنهما أن يشرحا الكثافة المشاهدة للكون. بالإضافة إلى ذلك ، فهي ضرورية لشرح تركيبة التكون.

تجمعات الجسيمات غير المشحونة ظهرت أولاً من خلال الجاذبية، لاحقا عندما تشكلت الذرات عديمة الشحنة انجذبت بسبب الجاذبية من قبل المادة المظلمة لتشكيل المجرات [30].

هنا سوف نذكر المرشحين المحتملين الأوائل لتشكيل المادة المظلمة. على وجه الخصوص سوف نعلم أن الأجسام الباريونية - المتكونة من البروتونات والنيوترونات - مثل الغازات والنجوم القزمة وما إلى ذلك.. يمكن أن تكون مكونات أيضا للمادة المظلمة، ولكن تبقى هناك حاجة إلى المزيد من العناصر المرشحة. لحسن الحظ ، تقدم فيزياء الجسيمات العديد من المرشحين للمادة المظلمة. على الرغم من أن النموذج المعياري الحالي للجسيمات لا يحتوي على جسيمات غير باريونية يمكنها تفسير المادة المظلمة، إلا أن العديد من امتدادات هذا النموذج كشفت عن المادة المظلمة غير الباريونية في الكون [19]. في الحقيقة، سيكون هذا الاكتشاف إشارة لفيزياء جديدة ما وراء النموذج المعياري.

سنرى أن المشرحين المحتملين والمهمين للمادة المظلمة هي جسيمات كتلية ضعيفة التفاعل، وذلك لأن هذه الصفات هي نفسها صفات المادة المظلمة: ثقيلة جدا ولا تتفاعل مع الإشعاعات الكهرومغناطيسية

ولا مع المادة المضيئة. يمكن أن تبقى $WIMPs$ -ذات الحياة الطويلة والمستقرة - بعدد كافٍ يؤخذ كجزء معتبر من كثافة المادة المظلمة المتبقية من اللحظات الأولى للكون. يثير هذا الأمل في اكتشاف بقايا جسيمات الـ $WIMPs$ مباشرة من خلال ملاحظة تصدمها المرن (الشتت المرن) على الهدف المكون من أنوية خلال الارتدادات النووية. في الواقع، تشير النتائج الحديثة من تجارب المادة المظلمة من هذا النوع في المختبرات تحت الأرض إلى أن أول دليل مباشر على المادة المظلمة قد رُصِد بالفعل. على الرغم من أن هذا قد يكون اكتشافًا كبيرًا، إلا أنه من الإنصاف القول إن هذه التجربة مثيرة للجدل ، ويرجع ذلك أساسًا إلى أن تجربة أخرى أبلغت عن نتائج بحث سلبية. [22]

على أي حال، بسبب هذه التجارب وغيرها من التجارب، يبدو من المعقول جدًا العثور على المادة المظلمة في المستقبل القريب. بافتراض أن الجسيم الذي يلعب دور المادة المظلمة هو من ضمن جسيمات الـ $WIMPs$، فإن المرشح الرئيسي في هذه الفئة هو $neutralino$ الأخف، وهو جسيم تتنبأ به نظرية $SuperSymmetry$ للنموذج المعياري. سنناقش سبب كون $neutralinos$ محط الاهتمام وسنراجع التجارب الحالية والتي كانت متوقعة لاكتشافه [38].

4.3 الجسيمات المرشحة لتكوين المادة المظلمة

نظرًا لأن جسيمات المادة العادية (المضيئة) هي باريونية $(baryounic)$ ، فإن الاحتمال الأكثر وضوحًا هو افتراض أن المادة المظلمة باريونية أيضا. [22]

تقدم فيزياء الجسيمات هذا النوع من الجسيمات لتكون مرشحة لعب دور المادة المظلمة. والثلاثة الأكثر نجاحًا هي "الأكسيون" و "النيوترينو" و "النيوترالينو" [15]، على الرغم من أن هذه الجسيمات -كما هو مذكور سابقا- ليست موجودة في النموذج المعياري الحالي لفيزياء الجسيمات ، إلا أنها مدعومة بشكل قوي بالنظريات التي تحاول توحيد قوى وجسيمات الطبيعة، أي من خلال امتدادات النموذج المعياري.

1.4.3 النيوترينو

يحتوي النموذج المعياري على ثلاث عائلات أو نكهات من النيوترينوات اليسارية ν_L ، كل منها مرتبط بلبتون يشبه الإلكترون، أي أن هناك نيوترينوات إلكترونية ν_e ، نيوترينوات الميون ν_μ ونيوترينوات تاوν_τ. هذه النيوترينوات عديمة الكتلة تمامًا نظرًا لعدم وجود نيوترينوات يمينية ν_R يمكن أن تتحد مع ν_L لتشكيل كتلتها. ومع ذلك ، فإن العديد من امتدادات النموذج المعياري تسمح للنيوترينوات بأن يكون لها كتلة.

2.4.3 الأكسيون ومصادره

هي جسيمات افتراضية اقترحها بيسي وكوين عام 1977 لحل مشكلة حفظ التماثل والشحنة في القوى النووية الشديدة [28].

الأكسيونات ليس لها سبين، وتفاعلها مع المادة الباريونية ضعيف جداً. ويبدو أن هذه الجسيمات يمكن أن تكون مادة مظلمة بعد استيفاء المتطلبات التي تقررها الشروط الكوزمولوجية كافة، علماً بأن كتلة هذه الجسيمات الافتراضية لا تزيد على $0.01eV$ ، وهي كتلة صغيرة جداً [29].

الشمس

تعد الشمس أحد القنوات التي ينبعث منها الأكسيون محملا بالطاقة، وهذا الإنبعاث المحمل بالطائة يجعل الشمس تفقد القليل من طاقتها، أي يمكننا القول أن الشمس لا تحافظ على طاقتها الإبتدائية فهي في خسران دائم.

وهذا يتيح فرصة حدوث تقييد لاقتران الأكسيون، فينتج هذا الأخير عندما يحدث تفاعل بين الفوتونات والحقل الكهرومغناطيسي الخارجي في البلازما عن طريق هذه العملية: $\gamma + Ze \rightarrow Ze + a$، حيث Ze يمثل الآيونات والإلكترونات التي تنتج حقولا مغناطيسية، حيث يمكن للأكسيونات الإقتران [4].

النجوم

أثناء تكون النجوم، فإن التغييرات التي تحدث في بنيتها ةدرجة حرارتها وكثافة نواتها تؤدي إلى زيادة عملية الإندماج، فتظهر بذلك مساحة وسيط الآكسيون.

نخضوع الآكسيونات إلى هذه الآلية في إنتاجها يخلق قناة إضافية لنقل الطاقة حيث يتوقف اشتعال الهيليوم، يتبعه تبريد الآكسيون إثر اقترانه بإلكترون.

- المشرح الأمثل للمادة المظلمة هو الجسيم الذي تنطبق عليه القيود التي فرضت على المادة المظلمة، فيكون له عمر أطول بكثير من زمن هابل، وعلاوة على ذلك فإن الكثافة الكونية لا بد أن تكون متوافقة مع كثافة المادة المرئية، والآليات السابقة ساهمت بإنتاج آكسيونات موافقة للقيود المفروضة.

3.4.3 نيوترالينو

يعتبر النيترالينو من أكثر مرشحات المادة المظلمة دراسة، يتوقع أن يكون جسيما غير نسبوي في الوقت الحالي وبالتالي فهو مرشح جيد لمادة مظلمة باردة.

5.3 طرق الكشف عن الجسيمات الثقيلة ضعيفة التفاعل $WIMPs$

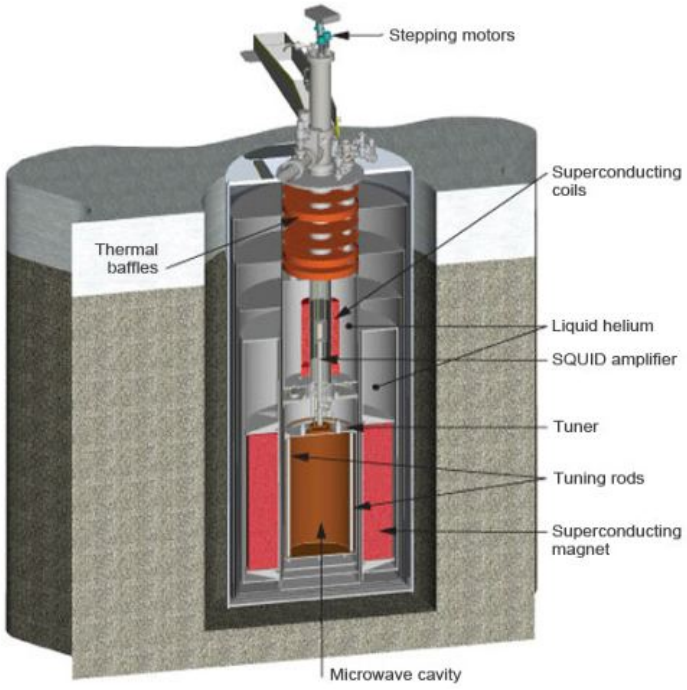
بالنظر إلى أن هذه الجسيمات لا تمظهر إلا من خلال تفاعلها مع المجال الجاذبي وتحللها إلى جسيمات أخرى، فإن الكشف عنها يكون في غاية الصعوبة. وهنالك مجموعتان من طرق الكشف: الأولى طرق الكشف المباشر والثانية طرق الكشف غير المباشر.

1.5.3 طرق الكشف غير المباشر

وأهمها ما تم إنشاؤه للكشف عن الآكسيونات. فالأكسيون عندما يصطدم مع فوتون، فإنه ينتج فوتونان طاقتهما تتناسب مع كتلة الآكسيون. وبما أن الآكسيونات لا تتحرك بسرعات كبيرة، فإن الفوتونات المتولدة

تكون ذات طاقة قليلة جداً، أي إنها تكون موجات راديوية كما أسلفنا. هذه الأمواج الراديوية يتم حصرها في ما يسمى التجويف الرنيني ($Cavity\ Resonance$) حيث تحاط بمجال مغناطيسي شديد يؤدي إلى تضخيمها، ومن ثم يتم تحسس هذه الأمواج الراديوية وقياس طاقتها بمساعدة جهاز التداخل الكمومي فائق التوصيلية ($Superconducting\ Quantum\ Interference\ Device(SQUID)$) حيث يتم إجراء المسح على الموجات الراديوية المحصورة لالتقاط إشارة تتناغم مع الأمواج الراديوية في التجويف الرنيني [30].

وقد سمي هذا بمشروع $ADMX$ اختصاراً لعبارة $Axion\ Experiment\ MatterDark$، وقد أجريت التجربة أول مرة عام 1995 في لورنس لايفمور لاب وأجريت تحسينات عليها عام 2008، ولكن الباحثين لم يتمكنوا من الكشف عن أية إشارات موثوقة تؤكد وجود الآكسيونات [33]. وعلى الرغم من ذلك، فإنهم يؤكدون أن الآكسيونات هي الجسيمات الأفضل لتأليف المادة المظلمة، إن التطورات الأحدث تتوجه نحو الكشف عن حقل من الآكسيونات بدلاً من محاولة الكشف عن جسيم واحد منها فقط. [34]

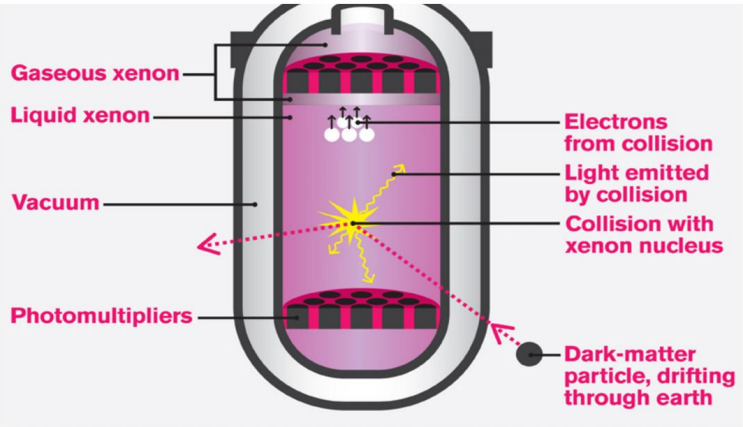


شكل 2.3: مخطط جهاز تجربة الكشف عن الأكسيونات

2.5.3 طرق الكشف المباشر

توجد مشاريع عديدة في العالم تعمل للكشف عن هذه الجسيمات. ومن أكثر هذه التجارب شهرة تجربة كاشف الزينون تحت الأرض الكبير $Large\ Underground\ Xenon\ detector$ [34] ويرمز له بـ: (LUX) وقد تم إنشاؤه داخل منجم قديم للذهب على عمق 1463 متراً في منطقة جنوب داكوتا في الولايات المتحدة الأمريكية. ويتألف الكاشف من أسطوانة تحتوي على 350 كيلوغراماً من الزينون

السائل والغازي. ومن خصائص الزينون أنه يصدر وميضاً عندما يصطدم أحد الجسيمات الكتلية ضعيفة التفاعل بنواة ذرته، كما هو مبين في الشكل . فتقوم الكواشف الحساسة جداً بتسجيل هذه الحوادث فوراً. ونظرا لأن مثل هذه الأحداث يمكن أن تحصل بسبب جسيمات تأتي من المحيط الخارجي ومن مصادر شتى بما فيها الأشعة الكونية فقد تم عزل برميل الزينون على هذا العمق محاطاً بجدار من الرصاص النقي سمكه متر يكفل امتصاص إشعاعات جاما وإكس الصادرة من جدران المنجم. كما تم إحاطة الكاشف بالماء من كل جانب لضمان عدم تسرب النيوترونات والأشعة الكونية إليه. [36]



شكل 3.3: كاشف الزينون تحت الأرض الكبير
LargeUndergroundXenondetector

الفصل 4

النموذج المتبع في الكشف عن جسيمات المادة المظلمة

1.4 مقدمة

تعد فيزياء الجسيمات، التي تتعامل مع تفاعلات الجسيمات في الطاقات العالية، مكوناً أساسياً للنماذج التي تصف الكون في لحظاته الأولى، عندما كان الإشعاع مسيطراً وكانت كثافة الطاقة عالية جداً، لهذا فإن إنتاج الأزواج، وتفاعلات التشتت والانحلال مهمة جداً في تطور كل هذه المنظومة مع بعضها البعض.

إن بعض المرصودات الفلكية مثل الخلفية الإشعاعية الكونية ووفرة العناصر، تتفق بشكلٍ جيد مع توقعات النموذج المعياري. ولكن مرصودات فلكية أخرى مثل المادة المظلمة والطاقة المظلمة للتبؤ بها لا بد من البحث عن نماذج ما بعد النموذج المعياري.

فمثلا لتفسير المادة المظلمة، تتنبأ نماذج ما بعد النموذج المعياري بوجود جسيمات جديدة تصلح لتكون مرشحاً جيداً للمادة المظلمة، ثم تقوم المرصودات الفلكية بتقييد خصائص تلك الجسيمات وبالتالي تقيد ثوابت النموذج. [6]

وسنرى في هذا الفصل أحد هذه النماذج في الكشف عن الجسيمات التي ستكون مشرحة لتكون المادة المظلمة.

2.4 الكثافة المحلية للمادة المظلمة

إن تحديد قيمة كثافة المادة المظلمة في جوار المجموعة الشمسية أمر بغاية الأهمية من أجل تجارب الكشف المباشر وغير المباشر عنها.

يتم تحديد الكثافة المحلية للمادة المظلمة من خلال رصد منحنيات الدوران لمجرة درب التبانة، وهذا أمر ليس بالسهل من موقعنا في المجرة. قامت مجموعات عديدة بدراسة هذه المنحنيات ووصلت إلى استنتاجات مختلفة تتعلق بالكثافة المحلية وتوزع السرعات للمادة المظلمة، وهو أمر ضروري أيضاً لتجارب الكشف المباشر وغير المباشر. تقع نتائج الكثافة المحلية لهذه المجموعات في المجال [6]:

$$\rho_0 = 0.2 - 0.8 GeV/cm^3$$

ويعبر عن توزع سرعات المادة المظلمة عن طريق السرعة المتوسطة:

$$\bar{v} = \langle v^2 \rangle^1/2 \approx 270 km/s$$

3.4 نموذج $A\ Two\ Singlet\ DM$

سيتم الاعتماد على البيانات الحديثة المستمدة من تجارب الكشف المباشر DAMA/LIBRA و CoGeNT والتحليل الأخير للبيانات المستمدة من تلسكوب فيرمي لأشعة غاما الفضائي [14].

1.3.4 تابع لاغرانج

وفقا للبيانات السابقة فإننا سنقوم بتمديد النموذج المعياري بإضافة حقلين حقيقيين إلى كمون الجسم الحر، بشرط أن يكونا حقلين عديما السبين ويحققان تناظر $\mathbb{Z}_2$: حيث S_0 حقل المادة المظلمة والذي لا يكسر تناظر $\mathbb{Z}_2$ وحقل إضافي χ_1 يكسر هذا التناظر تلقائيًا. وهذان الحقلان يكونان من ضمن المفردات المعيارية $Gauge\ \ Singlets$ فلا يكون لهما شحنات للتفاعل مع غيرهما [16]، ويمكنهما التفاعل مع الجسيمات المرئية وفق ثنائية هيغز فقط $Higgs\ \ Doublet$. ونختار هذه الأخيرة بحيث تكون محققة لشروط التناظر السابقة:

$$H^+ = \frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix}0\\ h'\end{pmatrix} \tag{1}$$

حيث h' هو حقل سلمي حقيقي، نفرض جميع العمليات من خلال نظرية الإضطرابات.
دالة الكمون التي تحتوي على الحقول S_0, h', χ_1 تكتب على الشكل:

$$\begin{aligned} U =& \frac{\tilde{m}_0}{2}S_0^2 - \frac{\mu^2}{2}h'^2 - \frac{\mu_1^2}{2}\chi_1^2 + \frac{\eta_0}{24}S_0^4 + \frac{\lambda}{24}h'^4 + \frac{\eta_1}{24}\chi_1^4 + \frac{\lambda_0}{4}S_0^2h'^2 + \frac{\eta_{01}}{4}S_0^2\chi_1^2 \\ &+ \frac{\lambda_1}{4}h'^2\chi_1^2 \end{aligned} \tag{2}$$

حيث: $\tilde{m}_0^2, \mu^2, \mu_1^2$ هي ثوابت الربط وهي أعداد حقيقية موجبة.
حسب نظرية النموذج المعياري فإن الكسر التلقائي للتناظر الكهروضعيف الذي يحدث لحقل هيغز، يسبب تأرجحا للحقل حول القيمة المتوقعة للفراغ:

$$v = 246GeV \tag{3}$$

وسيتأرجح الحقل χ_1 حول القيمة المتوقعة للفراغ بقيمة v_1 بسبب الكسر التلقائي في تناظر الـ $\mathbb{Z}_2$ حيث:

$$v_1 > 0 \tag{4}$$

و v, v_1 لها ارتباط بثوابت النظرية أعلاه وفق هذين العلاقتين:

$$v^2 = \frac{\mu^2\eta_1 - 6\mu_1^2\lambda_1}{\lambda\eta_1 - 36\lambda_1^2}, v_1^2 = 6\frac{\mu_1^2\lambda - 6\mu^2\lambda_1}{\lambda\eta_1 - 36\lambda_1^2} \tag{5}$$

من المفترض أن ثوابت الربط الذاتية أكبر بشكل كافٍ من تلك المتبادلة بين الحقول وذلك لكي لا تحتويها نظرية الاضطرابات. كسر التناظر التلقائي يجعلنا نكتب: $h' = v + h$ و $\chi_1 = v_1 + S_1$، وبالتالي يمكن إعادة كتابة الكمون السابق على الشكل التالي:

$$U = U_{quad} + U_{cub} + U_{quar} \tag{6}$$

بحيث تكون حدود الكمون بدلالة الكتل بالصيغة الآتية:

$$U_{quad} = \frac{1}{2}m_0^2 S_0^2 + \frac{1}{2}M_h^2 \tilde{h}^2 + \frac{1}{2}M_1^2 \tilde{S}_1^2 + M_{1h}\tilde{h}\tilde{S}_1 \tag{7}$$

حيث معاملات مربع الكتل، مرتبطة بالثوابت السابقة بالعلاقات التالي:

$$m_0^2 = \tilde{m}_0^2 + \frac{\lambda_0}{2}v^2 + \frac{\eta_{01}}{2}v_1^2 \tag{8}$$

$$M_h^2 = -\mu^2 + \frac{\lambda}{2}v^2 + \frac{\lambda_1}{2}v_1^2 \tag{9}$$

$$M_1^2 = -\mu_1^2 + \frac{\lambda_1}{2}v^2 + \frac{\eta_1}{2}v_1^2 \tag{10}$$

$$M_{1h}^2 = \lambda_1 v v_1 \tag{11}$$

في هذا الجزء مصفوفة مربع الكتل ليست قطرية : يوجد مزج بين الحقول $\tilde{h}$ و $\tilde{S}_1$ فنعيد كتابة الجزء التربيعي للكمون بالشكل التالي :

$$U_{quad} = \frac{1}{2}m_0^2 S_0^2 + \frac{1}{2}m_h^2 h^2 + \frac{1}{2}m_1^2 S_1^2 \tag{12}$$

والعلاقة التي تربط الحقلين $\tilde{h}$ و $\tilde{S}_1$ هي الدوران التالي:

$$\begin{pmatrix} h \\ S_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} cos\theta & sin\theta \\ -sin\theta & cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{h} \\ \tilde{S}_1 \end{pmatrix} \tag{13}$$

الزاوية θ تدعى بزاوية المزج الضعيف، وعلاقتها بالكتل M_{1h}^2, M_1^2, M_h^2 كالتالي:

$$tan2\theta = \frac{2M_{1h}^2}{M_1^2 - M_h^2} \tag{14}$$

أخيرا نحصل على الكتل الفيزيائية على الشكل:

$$m_h^2 = \frac{1}{2}[M_h^2 + M_1^2 + \epsilon(M_h^2 - M_1^2)\sqrt{(M_h^2 - M_1^2)^2 + 4M_{1h}^4}] \tag{15}$$

$$m_1^2 = \frac{1}{2}[M_h^2 + M_1^2 - \epsilon(M_h^2 - M_1^2)\sqrt{(M_h^2 - M_1^2)^2 + 4M_{1h}^4}] \tag{16}$$

بحيث تكون ϵ هي الدالة الإشارة.
نكتب مباشرة في الحدود ذات الحقول الفيزيائية، حدود التفاعل الثلاثي على الشكل التالي:

$$U_{cub} = \frac{\lambda_0^{(3)}}{2} S_0^2 h + \frac{\eta_{01}^{(3)}}{2} S_0^2 S_1 + \frac{\lambda^{(3)}}{6} h^3 + \frac{\eta_1^{(3)}}{6} S_1^3 + \frac{\lambda_1^{(3)}}{2} h^2 S_1 + \frac{\lambda_2^{(3)}}{2} h S_1^2 \quad (17)$$

حيث ثوابت الربط الثلاثية تعطى بدلالة ثوابت الربط الأصلية بالعبارات التالية:

$$\begin{aligned}
\lambda_0^{(3)} &= \lambda_0 v \cos\theta + \eta_{01} v_1 \sin\theta \\
\eta_{01}^{(3)} &= \eta_{01} v_1 \cos\theta - \lambda_0 v \sin\theta \\
\lambda^{(3)} &= \lambda v \cos^3\theta + \frac{3}{2}\lambda_1 sin2\theta (v_1 \cos\theta + v \sin\theta) + \eta_1 v_1 \sin^3\theta \\
\eta_1^{(3)} &= \eta_1 v_1 \cos^3\theta + \frac{3}{2}\lambda_1 sin2\theta (v \cos\theta - v_1 \sin\theta) - \lambda v \sin^3\theta \\
\lambda_1^{(3)} &= \lambda_1 v_1 \cos^3\theta + \frac{1}{2} sin2\theta [(2\lambda_1 - \lambda) v \cos\theta - (2\lambda_1 - \eta_1) v_1 \sin\theta] - \lambda_1 v \sin^3\theta \\
\lambda_2^{(3)} &= \lambda_1 v \cos^3\theta - \frac{1}{2} \sin 2\theta [(2\lambda_1 - \eta_1) v_1 \cos\theta + (2\lambda_1 - \lambda) v \sin\theta] + \lambda_1 v_1 \sin^3\theta
\end{aligned}$$

ويكون الكمون الرباعي بدلالة الحقول المدروسة:

$$\begin{aligned}
U_{quad} =& \frac{\eta_0}{24} S_0^4 + \frac{\lambda^{(4)}}{24} h^4 + \frac{\eta_1^{(4)}}{24} S_1^4 + \frac{\lambda_0^{(4)}}{4} S_0^2 h^2 + \frac{\eta_{01}^{(4)}}{4} S_0^2 S_1^2 + \frac{\lambda_{01}^{(4)}}{2} S_0^2 h S_1 + \frac{\lambda_1^{(4)}}{6} S_1 h^3 \\
&+ \frac{\lambda_2^{(4)}}{4} S_1^2 h^2 + \frac{\lambda_3^{(4)}}{6} S_1^3 h
\end{aligned} \quad (18)$$

حيث ثوابت الربط الرباعية تعطى بدلالة ثوابت الربط الأصلية بالعبارات التالية:

$$\begin{aligned}
\lambda^{(4)} &= \lambda \cos^4\theta + \frac{3}{2}\lambda_1 \sin^2 2\theta + \eta_1 \sin^4\theta \\
\eta_1^{(4)} &= \eta_1 \cos^4\theta + \frac{3}{2}\lambda_1 \sin^2 2\theta + \lambda \sin^4\theta \\
\lambda_0^{(4)} &= \lambda_0 \cos^2\theta + \eta_{01} \sin^2\theta \\
\eta_{01}^{(4)} &= \eta_{01} \cos^2\theta + \lambda_0 \sin^2\theta \\
\lambda_{01}^{(4)} &= \frac{1}{2}(\eta_{01} - \lambda_0) \sin 2\theta \\
\lambda_1^{(4)} &= \frac{1}{2}[(3\lambda_1 - \lambda)\cos^2\theta - (3\lambda_1 - \eta_1)\sin^2\theta] \sin 2\theta \\
\lambda_2^{(4)} &= \lambda_1 \cos^2 2\theta - \frac{1}{4}(2\lambda_1 - \eta_1 - \lambda) \sin^2 2\theta \\
\lambda_3^{(4)} &= \frac{1}{2}[(\eta_1 - 3\lambda_1)\cos^2\theta - (\lambda - 3\lambda_1)\sin^2\theta] \sin 2\theta.
\end{aligned} \quad (19)$$

أخيرًا، بعد الكسر التلقائي لتناظر الكهروضعيف و تناظر الـ $\mathbb{Z}_2$ فإن الجزء الكموني للاجرانجي النموذج المعياري الخاصة بالمادة المظلمة يكتب [14]:

$$\begin{aligned} U_{SM} = &\sum_f (\lambda_{hf} h\bar{f}f + \lambda_{1f} S_1 \bar{f}f) + \lambda_{hw}^{(3)} h W_\mu^- W^{+\mu} + \lambda_{1w}^{(3)} S_1 W_\mu^- W^{+\mu} + \lambda_{hz}^{(3)} h (Z_\mu)^2 \\ &+ \lambda_{1z}^{(3)} S_1 (Z_\mu)^2 + \lambda_{hw}^{(4)} h^2 W_\mu^- W^{+\mu} + \lambda_{1w}^{(4)} S_1^2 W_\mu^- W^{+\mu} \\ &+ \lambda_{h1w} h S_1 W_\mu^- W^{+\mu} + \lambda_{hz}^{(4)} h^2 (Z_\mu)^2 + \lambda_{1z}^{(4)} S_1^2 (Z_\mu)^2 + \lambda_{h1z} h S_1 (Z_\mu)^2 \end{aligned} \tag{20}$$

الكميات m_f و m_wو m_z هي كتل الفرميون f والبوزونات W و Z بالترتيب، ووثوابت الربط المذكورة في المعادلة الأخيرة تكتب كالتالي:

$$\begin{aligned} \lambda_{hf} = -\frac{m_f}{v}\cos\theta, \lambda_{1f} = \frac{m_f}{v}\sin\theta, \\ \lambda_{hw}^{(3)} = 2\frac{m_w^2}{v}\cos\theta, \lambda_{1w}^{(3)} = -2\frac{m_w^2}{v}\sin\theta, \\ \lambda_{hz}^{(3)} = \frac{m_z^2}{v}\cos\theta, \lambda_{1w}^{(3)} = -\frac{m_w^2}{v}\sin\theta, \\ \lambda_{hw}^{(4)} = \frac{m_w^2}{v^2}\cos^2\theta, \lambda_{1w}^{(4)} = \frac{m_w^2}{v^2}\sin^2\theta, \\ \lambda_{h1w}^{(4)} = -\frac{m_w^2}{v^2}\sin 2\theta, \lambda_{hz}^{(4)} = \frac{m_z^2}{2v^2}\cos^2\theta, \\ \lambda_{1z}^{(4)} = \frac{m_z^2}{2v^2}\sin^2\theta, \lambda_{h1z}^{(4)} = -\frac{m_z^2}{2v^2}\sin 2\theta \end{aligned} \tag{21}$$

4.4 الكثافة المتبقية، وثوابت الربط

النظرية الأصلية لها تسع ثوابت: ثلاث ثوابت كتلية (m_0, μ, μ_1) ، ثلاث ثوابت ذاتية $(\eta_0, \lambda, \eta_1)$ وثلاث ثوابت مشتركة $(\lambda_0, \eta_{01}, \lambda_1)$. ونظرية الإضطراب تفرض أن جميع ثوابت الربط الأصلية تكون بقيم صغيرة. معامل الربط الذاتي للمادة المظلمة η_0 لا يدخل في حساباتنا وذلك لما ذكر في هذا العمل [14]، وبالتالي فقد بقي لدينا ثمان ثوابت. الكسر التلقائي لتناظر الكهروضعيف وتناظر الـ Z_2 لحقل هيغز و χ_1 على الترتيب، أدخلت قيمتي طاقة الفراغ v و v_1 بعبارتيهما أعلاه. قيمة v مثبتة تجريبيا لتكون $246GeV$ وفي عملنا هذا سنثبت قيمة v_1 على المجال الكهروضعيف بقيمة $100GeV$. وبالتالي يتبقى لنا ستة ثوابت، أربعة منها سيتم اختيارها لتكون الكتل الفيزيائية التالية: m_0 للمادة المظلمة، m_1 للحقل S_1، و m_h لحقل هيغز، زائدًا زاوية المزج θ بين h و S_1. سنقوم بتثبيت كتلة الهيغز على $m_h = 138GeV$ ونعطي قيمة زاوية المزج $\theta = 10°$ وفي النهاية لم يبق لنا إلا ثابتين من ثوابت الربط التي بقيت سنختارهما ليكونا $\lambda_0^{(4)}$ للتفاعل بين المادة المظلمة والهيغز، و $\eta_{01}^{(4)}$ للفاعل بين المادة المظلمة وجسيم S_1.

في إطار الديناميكا الحرارية للكون ضمن النموذج المعياري الفلكي، فإن الكثافة المتبقية للجسيمات الكتلية ضعيفة التفاعل ترتبط بمعدل إفناءها بالعلاقتين:

$$\Omega_D \bar{h}^2 \simeq \frac{1.07 \times 10^9 x_f}{\sqrt{g_*} m_{PI} \langle v_{12} \sigma_{ann} \rangle GeV} \tag{22}$$

$$x_f \simeq \ln \frac{0.038 m_{PI} m_0 \langle v_{12} \sigma_{ann} \rangle}{\sqrt{g_* x_f}} \tag{23}$$

حيث:

$\bar{h}$: هو ثابت هابل بالوحدات الفلكية $100km/(s \times Mpc)$.

m_{Pl}: كتلة بلانك $m_{Pl} = 1.22 \times 10^{19} GeV$.

m_0: كتلة المادة المظلمة.

$x_f = m_0/T_f$: نسبة كتلة المادة المظلمة إلى حرارة التجمد (والمقصود بحرارة التجمد هي حين تصبح الكثافة المتبقية ثابتة بالنسبة لكثافة الأنتروبي [37]).

g_*: عدد درجات الحرية النسبوي بكتلة أقل من T_f.

الكمية $\langle v_{12} \sigma_{ann} \rangle$: المتوسط الحراري للمقطع الفعال للإفناء، لزوج من جسيمات المادة المظلمة مضروب في سرعتيهما النسبية بالنسبة لمعلم مركز الكتل.

حل هذه المعادلة بالقيمة الحالية للكثافة المتبقية للمادة المظلمة: $\Omega_D \bar{h}^2 = 0.105 \pm 0.008$ تعطي:

$$\langle v_{12} \sigma_{ann} \rangle \simeq (1.9 \pm 0.2) \times 10^{-9} GeV^{-2} \tag{24}$$

وهذه القيمة تكون من أجل قيم لكتلة المادة المظلمة تتراوح بين 10 جيجا إلكترون فولت و 100 جيجا إلكترون فولت. و x_f بين 19.2 و 21.6 بسمك 0.4 تقريباً.

من خلال القيمة المبينة في العلاقة (24) لمقطع تفاعل إفناء المادة المظلمة التي تترجم إلى علاقة تربط ما بين ثوابت النموذج المقترح، وبالتالي تفرض قيداً على هذه الثوابت والذي سيحدد مجال القيم الممكنة لكتلة المادة المظلمة.

هذا القيد يمكن أن يستغل لفحص مظاهر النظرية كاضطراب.

على سبيل المثال، في النموذج الذي نحن بصدد دراسته، يمكننا الحصول من خلال العلاقة (24) على ثابت الربط المشترك $\eta_{01}^{(4)}$ من أجل قيم معطاة لـ $\lambda_0^{(4)}$ ، ويدرس سلوكه كدالة لـ m_0 لنحدد مناطق كتلة المادة المظلمة الموافقة للإضطراب.

لاحظ أنه بمجرد أن يكون ثابتي الربط المتشركين $\lambda_0^{(4)}$ و $\eta_{01}^{(4)}$ مضطربين ، فإن جميع ثوابت الربط الفيزيائية الأخرى ستكون كذلك.

في دراستنا هنا سنختار القيمة $\lambda_0^{(4)} = 0.01$. وسنختار أيضا الكتلتين m_0 و m_1 لتتغير من $0.1GeV$ إلى $120GeV$ ، ونجعل m_0 تمتد أحيانا إلى $200GeV$.

في النهاية، لاحظ أننا لا نأخذ بعين الإعتبار الدقة في القيمة (24) عندما نفرض قيد الكثافة المتبقية.

المقطع الفعال لإفناء جسيمات المادة المظلمة (مضروبا في السرعة النسبية) من خلال جميع القنوات الممكنة المعطاة في المحلق المذكور في: [14]. الكمية $\langle v_{12} \sigma_{ann} \rangle$ هي نتيجة جمع كل مساهمات القنوات الممكنة.

بفرض قيمة للمقطع الفعال للإفناء مساوية لـ:

$$\langle v_{12}\sigma_{ann}\rangle = 1.9 \times 10^{-9} GeV^{-2} \tag{25}$$

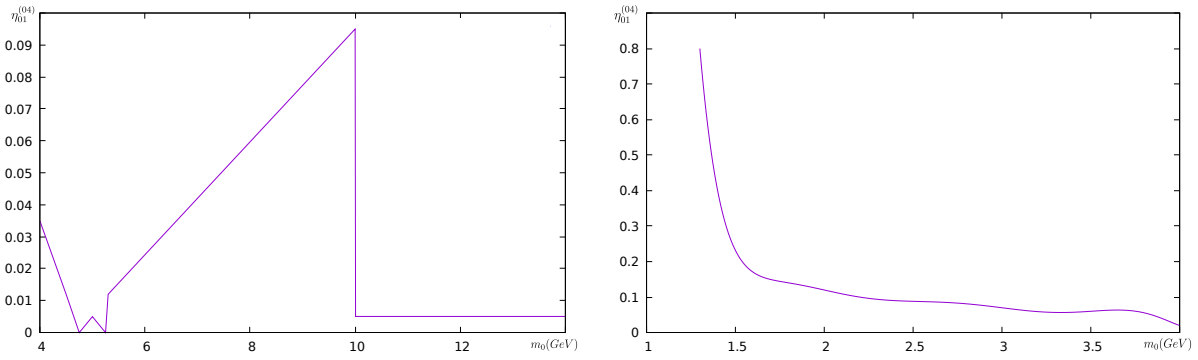
يتم تحديد سلوك $\eta_{01}^{(4)}$ والذي يعرض كدالة لكتلة المادة المظلمة m_0.

بالرغم من تعدد هذه الثوابت، فإننا لا نستطيع وصف سلوك المادة المظلمة بشكل واضح ومتنوع، ولا نستطيع وصف كل جزئية فيها.

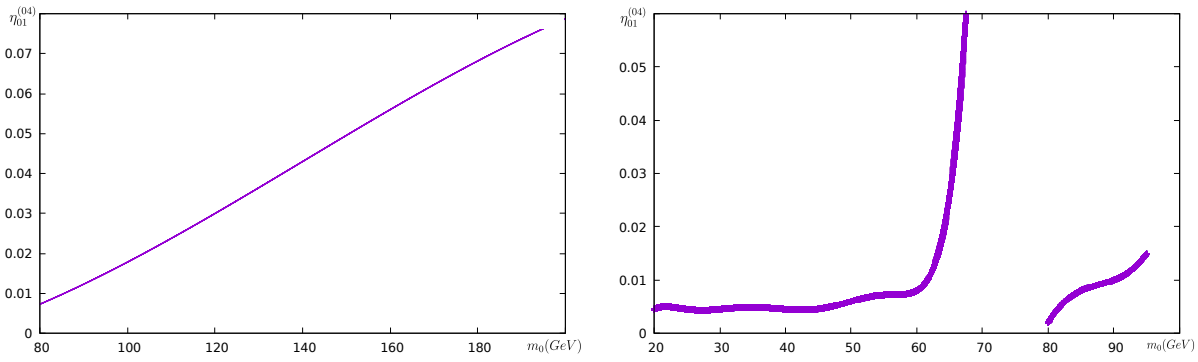
أيضًا، يجب على المرء أن يلاحظ منذ البداية أنه بالنسبة لمجموعة معينة من قيم ثوابت الربط، فإن حل الكثافة المتبقية ليس وحيدًا: إلى جانب الحلول الحقيقية الموجبة (في حالة وجودها)، قد نجد حلولًا حقيقية سالبة أو حتى عقدية، إلا أنها ستكون خارج نطاق دراستنا.

يصب اهتمامنا فقط بإيجاد أصغر حل حقيقي موجب $\eta_{01}^{(4)}$ إذا كان موجودًا، والنظر في سلوكه ومعرفة متى يكون ذا قيمة صغيرة.

5.4 تفسير وتحليل النتائج



شكل 1.4: الكثافة المتبقية لما: $m_0 \in [1, 14]GeV$



شكل 2.4: الكثافة المتبقية لما: $m_0 \in [20, 200]GeV$

سنصف باختصار وجزئيًا فقط كيف يتصرف ثابت الربط المشترك $\eta_{01}^{(4)}$ للحقلين S_0–S_1 كدالة للكتلة m_0. نحدد زاوية مزج صغيرة ، ولتكن $\theta = 10^o$، وثابت ترابط مشترك بين S_0–$Higgs$ ضعيف

جدًا، لنقل $\lambda_0^{(4)} = 0.01$. وسنثبت أيضًا كتلة S_1 أولاً عند القيمة الصغيرة $m_1 = 10GeV$. فيظهر السلوك المقابل لـ $\eta_{01}^{(4)}$ بدلالة m_0 في الشكلين من (4.1) إلى (4.2).

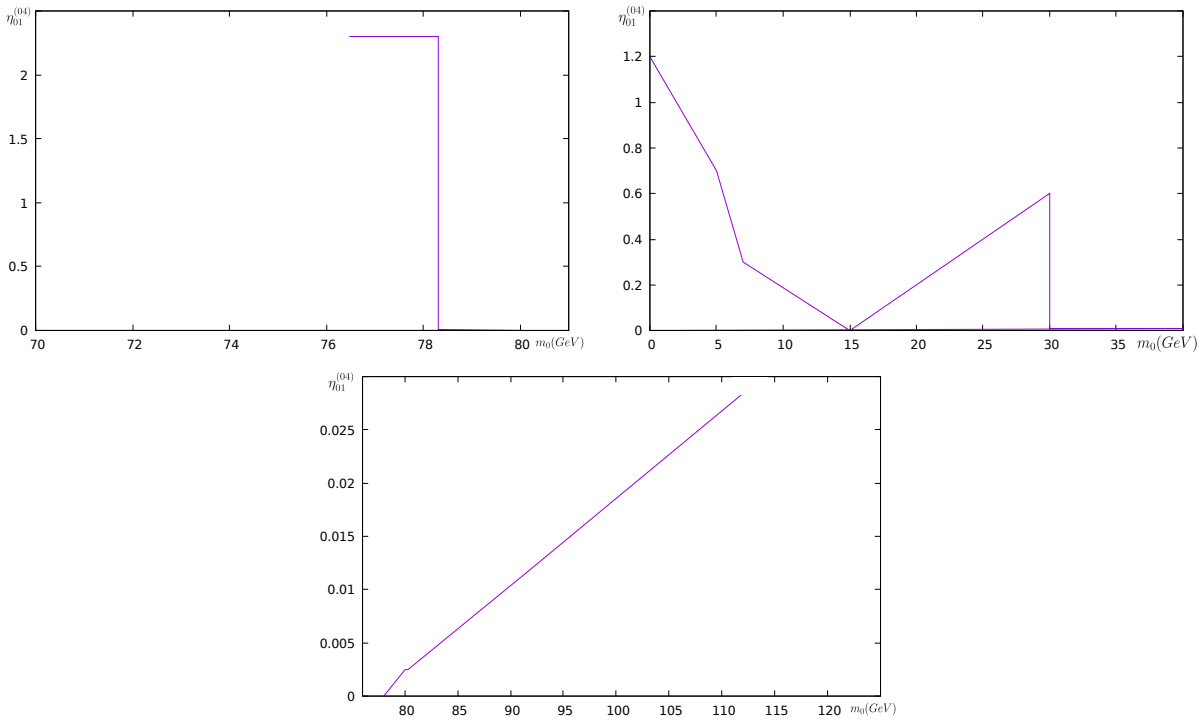
يتراوح نطاق m_0 من $0.1GeV$ إلى $200GeV$ ، مجزءًا إلى أربع مجالات تسمح بعرض الميزات "المحلية" لكل مجال. نرى أن قيود الكثافة المتبقية لإفناء S_0 ليس لها حل حقيقي موجب من أجل: $m0 \precsim 1.3GeV$ وهكذا، مع هذه الكتل الصغيرة جدًا، لا يمكن أن يكون S_0 مرشحًا للمادة المظلمة. بمعنى آخر، بالنسبة لـ $m_1 = 10GeV$ ، لا يمكن للجسيم S_0 أن يفنى إلى أخف الفرميونات فقط؛ وبالتالي فقط أصبح إدراج $c - quark$ ضرورياً.

لاحظ أنه عندما $m_0 \simeq 1.3GeV$، فإن ثابت الربط المشترك $\eta_{01}^{(4)}$ يبدأ عند حوالي 0.8، أي ما يقرب من اثنين وثمانين ضعفًا من ثابت الربط المشترك $\lambda_0^{(4)}$ للحقلين $S_0 – Higgs$. ثم ينخفض $\eta_{01}^{(4)}$، بشكل حاد أولاً ثم بشكل أبطأ عندما نمر من كتلة التاو τ باتجاه كتلة b. وقبل $m_1/2$ مباشرة، يقفز الثابت $\eta_{01}^{(4)}$ إلى حل آخر ينبثق من منطقة الحلول السالبة.

بعد m_1 مباشرة، هناك انخفاض مفاجئ إلى القيمة $\eta_{01}^{(4)} \simeq 0.0046$ وهي حوالي نصف قيمة $\lambda_0^{(4)}$، وتظل $\eta_{01}^{(4)}$ثابتة حتى $m_0 \simeq 45GeV$، حيث تبدأ في الزيادة بشكل حاد بعد $60GeV$.

في المجال الكلي: $m_0 \simeq 66GeV – 79GeV$، توجد منطقة من دون حلول حقيقية موجبة، وبالتالي لا توجد جسيمات للمادة مظلمة قابلة للدراسة. بعد $m_0 \simeq 79GeV$ ، يستمر ثابت الربط المشترك $\eta_{01}^{(4)}$ في الزيادة بشكل رتيب، مع تغير صغير عند كتلة البوزون W وتغير آخر ملحوظ عند كتلة البوزون Z.

لاحظ أنه بالنسبة لقيمة الكتلة $m_1(10GeV)$، ولقيمة الثابت $\lambda_0^{(4)}$ فإن جميع القيم التي تم الوصول إليها بواسطة الثابت $\eta_{01}^{(4)}$ في المجال الكلي المعتبر، سواء كانت كبيرة أو صغيرة، فهي مقبولة بشكل مضطرب.



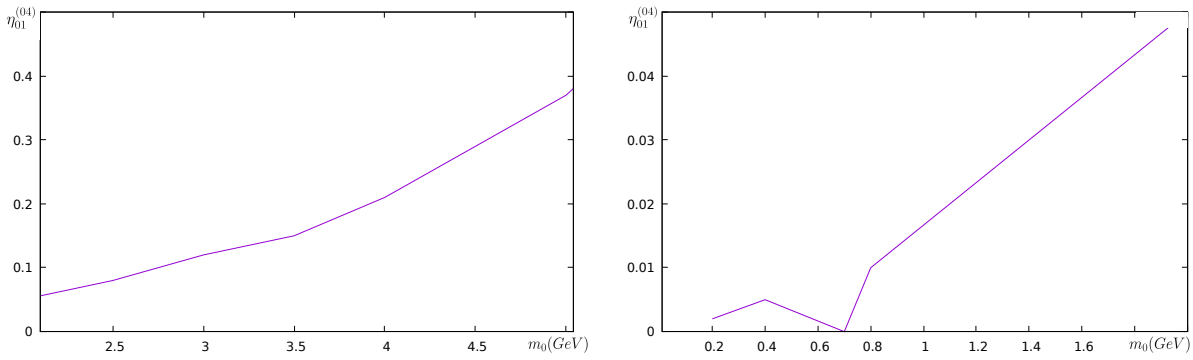
شكل 3.4: الكثافة المتبقية لما: $m_0 \in [0, 120]GeV$

لا تؤدي زيادة قيم m_1 نحو قيم معتدلة إلى تغيير السمات النوعية المذكورة أعلاه. يوضح الشكل من (4.3) سلوك $\eta_{01}^{(4)}$ كدالة m_0 لما $m_1 = 30GeV$، مع الحفاظ على زاوية المزج $\theta = 10^o$ ، وثابت الربط المشترك بين الحقلين $S_0–Higgs$ الثابت: $\lambda_0^{(4)} = 0.01$.

أول شيء يجب ملاحظته هو أن كل قيم $\eta_{01}^{(4)}$ ليست مضطربة. في الواقع ، لا تبدأ قيم $\eta_{01}^{(4)}$ في الظهور حتى تصل الكتلة إلى $m_0 \simeq 1.5GeV$ ، ولكن بقيمة كبيرة جدًا 89.8. ثم يخفض بشكل حاد للغاية بعد ذلك مباشرة، إلى 2.04 عند حوالي $1.6GeV$.

يستمر في الانخفاض مع تغيير واضح في المنحدر عند عتبة b. تحدث هنا أيضًا تأثيرات على الكتل عند $m_1/2$ و m_1 مماثلة لتلك الموجودة في الشكلين من (4.1) إلى (4.2). توجد منطقة خالية من الحلول في النطاق الكتلي $66.5GeV–76.5GeV$.

عند الحد الأعلى ، يأخذ ثابت الربط $\eta_{01}^{(4)}$ القيمة 2.45 وينخفض ببطء شديد حتى $m_0 \simeq 78.2GeV$. بعد هذه القيمة للكتلة مباشرة، تنخفض للأسفل لتلحق بالحل الخارج من القيم السالبة. يزداد هذا الحل بشكل مطرد مع وجود تغييرين صغيرين عند الكتلتين W و Z.



شكل 4.4: الكثافة المتبقية لما: $m_0 \in [0,5]GeV$

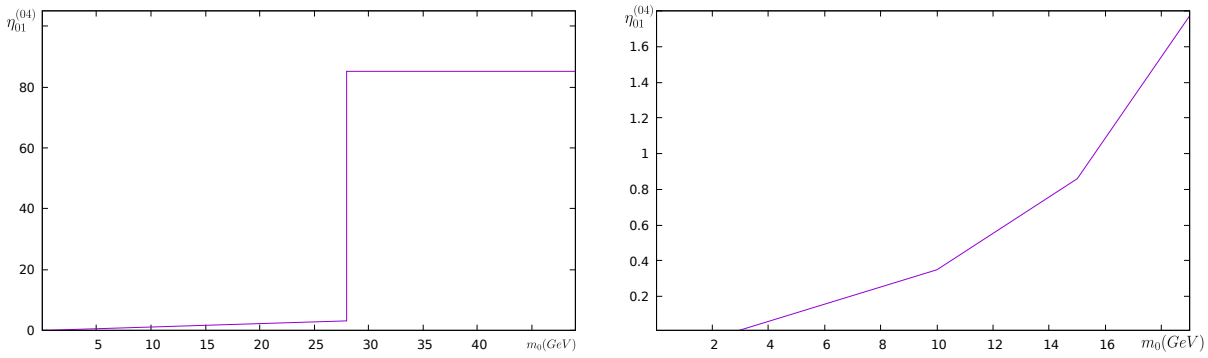
نظرًا لصغر حجم المناطق الخالية من حلول m_0 في الشكلين (4.1) و (4.2)، قد يتساءل المرء عما إذا كان النموذج يسمح بوجود مادة مظلمة. بالنظر في هذا، نضع m_0 بقيم صغيرة ونترك m_1 يتغير. نأخذ أولا $m_0 = 0.2GeV$ وانظر للشكل (4.4).قنوات الإفناء لـ S_0 المسموح بها هي الفرميونات الخفيفة جدًا e و u و d و μ و s بالإضافة إلى S_1 لما تكون $m_1 < m_0$.

لاحظ أنه لا يزال لدينا زاوية المزج $\theta = 10^o$ ، وثابت الربط المشترك بين الحقلين $S_0–Higgs$ المتبادل $\lambda_0^{(4)} = 0.01$. على نحو نوعي، نلاحظ أنه في الواقع، لا توجد حلول من أجل $m_1 < 0.2GeV$ ، وهي كتلة يأخذ فيها $\eta_{01}^{(4)}$ قيمة صغيرة جدًا $\eta_{01}^{(4)} \simeq 0.003$.

يرتفع الحل ثم يتركه عند $m_1 \simeq 0.4GeV$ لينزل على الجزء الثاني الذي يدخل المنطقة السالبة عند $m_1 \simeq 0.7GeV$، مما يجبر $\eta_{01}^{(4)}$ على العودة إلى الفرع الأول. هناك زيادة متسارعة حتى $m_1 \simeq 5GeV$ ، وهي قيمة عندها يصبح $\eta_{01}^{(4)} \simeq 0.5$. ثم منطقة من دون أي حل، لا توجد حلول حقيقية موجبة، ولا مادة مظلمة هناك.

لا تؤدي زيادة m_0 حتى حوالي $1.3GeV$ إلى تغيير هذه الميزات الإجمالية: بعض "الحركة" للقيم

الصغيرة جدًا لـ m_1 ثم زيادة متسارعة حتى الوصول إلى المنطقة الخالية من الحلول بحد أدنى يتغير مع m_0. على سبيل المثال ، تبدأ المنطقة الخالية من الحلول عند $m_1 \simeq 6.8GeV$ لـ $m_0 = 0.6GeV$ و $m_1 \simeq 7.3GeV$ لـ $m_0 = 1.2GeV$. لاحظ أنه في كل هذه الحالات يكون فيها $m_0 \simeq 1.3GeV$ فإن جميع قيم $\eta_{01}^{(4)}$ تكون مضطربة. لذلك، يمكن للنموذج أن يحتوي جيدًا مادة مظلمة في نطاق محدود من كتل الـ S_1.



شكل 5.4: الكثافة المتبقية لما: $m_0 \in [0, 50]GeV$

ومع ذلك، يتغير الوضع بعد إدخال قناة الإفناء التاو τ. في الواقع، كما يوضح الشكل (4.5) ، بالنسبة لـ $m_0 = 1.4GeV$، على الرغم من أن الشكل العام لسلوك $\eta_{01}^{(4)}$ كدالة لـ m_1 هو نفسه من جانب نوعيّ، يتم دفع عتبة المنطقة الخالية من الحلول إلى علو معتبر، إلى $m_1 \simeq 20GeV$.

ولكن الأهم من ذلك، أن قيمة $\eta_{01}^{(4)}$ تبدأ في الزيادة إلى أن تصل إلى الـ 1 عند $m_1 \simeq 17GeV$، وبالتالي يفقد الاضطراب. بالنسبة إلى $m_0 = 1.5GeV$ ، يتم حذف المنطقة الخالية من الحلول بشكل فعال، حيث لدينا قفزة مفاجئة إلى قيم غير مضطربة تبلغ $\eta_{01}^{(4)}$ مباشرة بعد $m_1 \simeq 28GeV$. يبقى مثل هذا السلوك مع قيم أكبر من m_0. لكن من أجل $m1 \preceq 20GeV$ (الحالة $m_0 = 1.5GeV$) ، تكون قيم $\eta_{01}^{(4)}$ أصغر من الـ 1 وأمكن لنا الاستخدام الفيزيائي للنموذج إذا لزم الأمر.

خاتمة

لطالما كان الكون الذي نعيش فيه مليئا بما يشد أعين الإنسان ويثير الحيرة والتساؤل في نفسه، وقد كانت المادة المظلمة أحد هذه الأسئلة التي شغلت الفكر منذ اقترحها العالم الفلكي فريتز زويكي سنة 1933، وهي لا تزال إلى يوم الناس هذا لغزا محيرا يبحث فيه العلماء.

وقد عالجنا في هذه المذكرة موضوع المادة المظلمة من منطلق فيزياء الجسيمات والنموذج المعياري، حيث عجز هذا الأخير عن إعطاء وصف دقيق لها، فلجأنا إلى أحد النماذج المعتمدة في تمديد النموذج العياري ليشمل وصفه جسيمات المادة المظلمة، وهذا النموذج يمسى بـ "$A\ Two\ Singlet\ Model$".

وكان الهدف هو أن نحصل على جسيمات لها نفس السلوك الذي رصدناه للمادة المظلمة، كالثقالة الشديدة والتفاعل الكهروضعيف $ElectroWeak\ Interaction$، وسميت هذه الجسيمات اختصارا $(WIMPs)$، وذلك من خلال حساب الكثافة المتبقية ρ لهذه الجسيمات منذ الإنفجار العظيم.

والعديد من التجارب التي اعتمدنا عليها في دراستنا قد أظهرت نجاعة نموذج "$Two\ Singlet\ Model$" ، وقد تحصلنا على النتائج المرجعية التي اعتمدناها في هذه الدراسة باستعمال لغة $FORTRAN$. وبما أن الفيزياء لن تعطي النتائج الدقيقة 100% إلا أن ما يتم التحصل عليه يزداد دقة وحساسية كل سنة، على أمل أن نفهم الكون الذي نراه من حولنا فهما صحيحا.

قائمة المصادر والمراجع

[1] Ydri, B. (2019). A Modern Course in Quantum Field Theory. IOP Publishing.

[2] يزيد دلندة، محاضرات في فيزياء الجسيمات، سنة أولى ماستر فيزياء نظرية، قسم الفيزياء، جامعة باتنة، 2017.

[3] يزيد دلندة، محاضرات في النسبية الخاصة وميكانيك الكم النسبي، سنة أولى ماستر فيزياء نظرية، قسم الفيزياء، جامعة باتنة، 2014.

[4] سلمى حميود: فيزياء الأكسيونات، مذكرة مكملة لنيل شهادة الماستر، قسم الفيزياء، جامعة محمد الصديق بن يحي، جيجل، 2020.

[5] محمد فاروق أحمد، أحمد بن محمد السريع: مبادئ الإشعاعات المؤينة والوقاية منها، جامعة الملك سعود، اللجنة الدائمة للوقاية من ، ، الإشعاعات، السعودية، 2007.

[6] محمد الأخرس، بناء نموذج المادة المظلمة واختباره، دراسة أعدت لنيل درجة الماجستير في الفيزياء، كلية العلوم، جامعة دمشق، 2017.

[7] Das, A., Ferbel, T. (2003). Introduction to nuclear and particle physics. World Scientific.

[8] D'Auria, S. (2019). Introduction to Nuclear and Particle Physics. Springer.

[9] Krane, K. S. (1991). Introductory nuclear physics. John Wiley Sons.

[10] Martin, B. R., Shaw, G. (2019). Nuclear and particle physics: an introduction. John Wiley Sons.

[11] https://www.a-levelphysicstutor.com/nucphys-NZ-curve.php

[12] Buchmüller, W., Lüdeling, C. (2006). Field theory and standard model. arXiv preprint hep-ph/0609174.

[13] Pich, A. (2012). The Standard model of electroweak interactions. arXiv preprint arXiv:1201.0537.

[14] Abada Abdessamad , Nasri Salah , Ghaffor Djamal. (2011). A Two-Singlet Model for Light Cold Dark Matter. Physical Review D. 83. 10.1103/PhysRevD.83.095021.

[15] Khalil, S., Munoz, C. (2002). The enigma of the dark matter. Contemporary physics, 43(2), 51-61.

[16] Biswas, A., Majumdar, D. (2013). Real gauge singlet scalar extension of the Standard Model: A possible candidate for cold dark matter. Pramana, 80(3), 539-557.

[17] Sofue, Y., Rubin, V. (2001). Rotation curves of spiral galaxies. Annual Review of Astronomy and Astrophysics, 39(1), 137-174.

[18] Battaner, E., Florido, E. (2000). The rotation curve of spiral galaxies and its cosmological implications. arXiv preprint astro-ph/0010475.

[19] A recent review of the Standard Model at the level of this article can be found in Kalmus, P.I.P., 'Particle physics at the turn of the century', 2000, Contemp. Phys., 41, 129.

[20] Luminet, J. P. (2021). The dark matter enigma. arXiv preprint arXiv:2101.10127.

[21] Marsh, G. E. (2019). Strings, Topological Change and Dark Matter. arXiv preprint arXiv:1909.01077.

[22] Shimon, M. (2022). Elucidation of'Cosmic Coincidence'. arXiv preprint arXiv:2204.02211.

[23] "Standard Model" (Online), http://www.answers.com/topic/standardmodel?method=2 April/2006.

[24] "Nature's Glue - what holds matter together?" (Online), CERN 2006, http://public.web.cern.ch/public/Content/Chapters/AboutCERN/WhyStudyPrtcles/N .ureGlue/NatureGlue-en.html, April/2006.

[25] "Quarks" (Online), http://hyperphysics.phyastr.gsu.edu/HBASE/particles/quark.html c1, April2006.

[26] Kane, Gordon. "The Dawn of Physics Beyond the Standard Model". Scientific American, volume 15, New York: Scientific American, Inc., 2005, Number 3, P.4-11.

[27] Gribbin, john, Q is for Quantum Particle Physics from A to Z , London: Weidenfeld , Nicolson, 1997. P.392, 394, 63, 372 and 93.

[28] Peccei, R.D. and Quinn, H.R., Physical Review Letters, 38(25) (1977) 1440.

[29] Rosenberg, L.J. and Van Bibber, K.A., Physics Reports, 325(1) (2000) 1.

[30] Baluni, V., Physical Review D, 19 (1979) 2227.

[31] Crewther, R. et al., Physics Letters B, 88(1-2) (1979) 123.

[32] Grin, D. et al., Physical Review D, 75(10) (2007) 105018.

[33] Graham, P. W., Rajendran, S. (2013). New observables for direct detection of axion dark matter. Physical Review D, 88(3), 035023.

[34] Duffy, L. D., Van Bibber, K. (2009). Axions as dark matter particles. New Journal of Physics, 11(10), 105008.

[35] Yang, K. C. (2018). Search for scalar dark matter via pseudoscalar portal interactions in light of the Galactic Center gamma-ray excess. Physical Review D, 97(2), 023025.

[36] Arkani-Hamed, N., Weiner, N. (2008). LHC signals for a superunified theory of dark matter. Journal of High Energy Physics, 2008(12), 104.

[37] Heurtier, L., Partouche, H. (2020). Spontaneous freeze out of dark matter from an early thermal phase transition. Physical Review D, 101(4), 043527.

[38] L. Roszkowski, E. M. Sessolo and S. Trojanowski, Rept. Prog. Phys. **81**, no.6, 066201 (2018) doi:10.1088/1361-6633/aab913 [arXiv:1707.06277 [hep-ph]].

مخلص

خلال هذا العمل، حاولنا دراسة نموذج $A\ Two\ Singlet\ Model$ للكشف عن المادة المظلمة، والتي تشكل نسبة عالية من المادة الموجودة في الكون.

في البداية تناولنا لمحة عامة عن ميكانيك الكم النسبوي، وكذا النموذج المعياري والمشاكل التي دعت العلماء للانتقال إلى "**ما بعد النموذج المعياري**".

ثم ناقشنا تاريخ المادة المظلمة وكيف بدأت كاقتراح لتفسير بعض الظواهر الفلكية، وعن طرق الكشف عن ماهيتها والجسيمات التي تشكلها.

والعديد من الدراسات السابقة التي اعتمدنا عليها في عملنا قد أظهرت نجاعة نموذج "$A\ Two\ Singlet\ Model$" ، وقد تحصلنا على النتائج المرجعية التي اعتمدناها في هذه الدراسة باستعمال لغة $FORTRAN$. وبما أن الفيزياء لن تعطي النتائج الدقيقة 100% إلا أن ما يتم التحصل عليه يزداد دقة وحساسية كل سنة، على أمل أن نفهم الكون الذي نراه من حولنا فهما صحيحا.

الكلمات المفتاحية

المادة المظلمة، النموذج المعياري، الكثافة المتبقية، معاملات الربط، فيزياء الجسيمات، علم الفلك.

Summary

Through this work, we have studied "A Two Singlet Model" to detect dark matter, which present a high amount of the matter in the universe.

First, We have done an overview of relativistic quantum mechanics, as well as the Standard Model and the problems that motivated scientists to think about models beyond Standard Model.

Then we discussed the history of dark matter and how it began as a proposal to explain some astronomical phenomena, and ways to reveal what it is and the particles what are their particales.

Many of the previous studies that we relied on in our work showed the efficiency of the A Two Singlet Model, and we obtained the reference results that we adopted in this study using the FORTRAN language. Since physics will not give 100% accurate results, what is obtained is getting more accurate and sensitive every year, in the hope that we will understand the universe that we see around us correctly.

key words

Dark Matter, Standard Model, Relic Density, Coupling Constants, Particle Physics, Cosmology.