الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية

وزارة التعليم العالي والبحث العلمي

جامعة محمد الصديق بن يحي - جيجل-

كلية العلوم الدقيقة والإعلام الآلي

قسم الفيزياء

السلسلة:

مذكرة لنيل شهادة الماستر في الفيزياء

تخصص: فيزياء نظرية

مقدمة من طرف الطالبة:

سلمى حميود

بعنوان:

فيزياء الأكسيونات

نوقشت يوم: 07 جويلية 2020

أمام اللجنة:

الرئيس:	د. عبد الحميد بوعين	أستاذ، جامعة جيجل
المشرف:	د. أمين احريش	أستاذ، جامعة جيجل
الممتحنون:	د. نبيل بعوش	أستاذ محاضر-ب، جامعة جيجل
	د. ادريس بوباعة	أستاذ محاضر-ب، جامعة الشلف

الفهرس

إهداء


أهدي عملي المتواضع هذا إلى
الوالدين الكريمين
أختي **روفية** وأخي **ياسين**
والكتكوتة **آية**.

شكر وعرفان

أرى لزاما علي تسجيل الشكر و إعلامه و نسبة الفضل لأصحابه، استجابة لقول النبي : « من لم يشكر الناس لم يشكر الله ». و كما قيل: علامة شكر المرء إعلان حمـــــده فمن كتم المعروف منهم فما شكر فالشكر أولا لله عز وجل على أن هداني لسلوك طريق البحث والتشبه بأهل العلم وإن كان بيني و بينهم مفاوز. كما أخص بالشكر أستاذي الكريم المشرف على هذا هذه المذكرة، البروفيسور أحريش أمين، أستاذ بجامعة جيجل، فقد كان حريصا على قراءة كل ما أكتب ثم يوجهني إلى ما يراه مناسبا، فله مني وافر الشكر.

كما أشكر السادة الأساتذة الكرام: البروفيسور بوعين عبد الحميد، أستاذ بجامعة جيجل لقبوله ترأس لجنة المناقشة، والدكتور نبيل بعوش، أستاذ محاضر بجامعة جيجل، والدكتور إدريس بوباعة، أستاذ محاضر بجامعة الشلف، لقبولهما أن يكونا الممتحنين في هذه المناقشة. كما أضيف لقائمة الشكر أساتذتي بمخبر أبحاث الفيزياء النظرية بجامعة جيجل، و كل الزميلات في قسم الفيزياء النظرية ـ ماستر 2 ـ دفعة 2020 (دفعة كورونا)، حيث شجعوني ولم ينسوني بالدعاء.

وأخيرا أتقدم بجزيل شكري لعائلتي الكريمة، و كل من قدم لي فائدة أو أعانني في هذا العمل المتواضع، وأسأل الله أن يجزيهم عني خيرا و أن يجعل عملهم في ميزان حسناتهم.

الباب ١

مقدمة

أول ما قد يبادر أذهاننا وعقولنا لحظة تأملنا لهذا الكون الواسع، هو طرح العديد من الأسئلة ومحاولة الإجابة عنها لإشباع فضولنا الزائد، وأول ما قد يطرح هو من ماذا نحن مصنوعين؟ مأصل هذه الأجسام التي حولنا؟ من ماذا صنعت؟ ماهي مكونات هذه المادة وماهو أصلها وما عمرها وهل هي ازلية ام لا ؟ كل هذه التساؤلات خلقت في نفوس الإنسانية نوعا من الذهول والدهشة فكانت حافزا جيدا للغاية في البحث والإكتشاف، بالرغم من أن هذه الأسئلة ذات طابع فلسفي إلا أننا يمكننا تحديثها لتكون أسئلة علمية قابلة للنقاش في هذه المذكرة وهذا يتطلب منا أن نقدم دور الفيزياء الحديثة في الإجابة عنها.

كان للنموذج المعياري (Standard Model) دور في غاية الأهمية في تقديم إجابات كثيرة عن التساؤلات، إذ يصف المكونات الأساسية للمادة وتفاعلاتها مع بعضها البعض، وتمكنه من إدراج ثلاث قوى ضمن نموذج واحد وأصبح نظرية لاقت القبول والترحيب لدا العلماء والباحثين، رغم النجاح الذي حققته هذه النظرية، إلا أنها لم تكن قادرة على تقديم تفسيرات وإثباتات لبعض المشاكل، ومن بينها عدم تمكنه من تفسير سبب غياب انتهاك التناظر (CP) عند الطاقات العالية، فما هو معروف أن انتهاك التناظر (CP) ناجحا في حدود الطاقات المنخفضة (أي في التفاعلات الضعيفة) ويظهر ذلك في اضمحلالات جملة من الكاوونات، لأنه من الصعب إجراء عمليات حسابية عند الطاقات المنخفضة لـ (QCD)، وبهذا نجد أنفسنا أمام مشكل نظري، وبالتالي يسمح لنا القول أن فهمنا للتفاعلات القوية غير كافي، لكن قد اتضح إن انتهاك التناظر (CP) يحدث بالصدفة وحدد ذلك بوسيط سمي بـ (θ) حيث $\theta < 10^{-9}$، وهذه القيمة الصغيرة يمكننا نسبها إلى مشكلة (CP) القوية، لكن على مايبدو أنه لحد الساعة لا يوجد حل مرضي

بخصوص هذا المشكل، فالحل الوحيد الذي لاق قبولا هو حل اعتمداه كلا من (روبيرتو بيكي) و(هلين كوين) وتمثل في آلية سميت بــ Peccei Quinn mechanism) (، وهذه الآلية تقدم تناظر بيتشي كوين الشامل والذي يكسر تلقائيا في نطاق الطاقات العالية، وكنتيجة لهذه النظرية التنبؤ بوجود بوزون جولدستن والمعرف بالأكسيون، والجميل بالذكر أن هذه الجسيمة حظت باهتمام كبير لكونها جسيمة بوزونية خفيفة جديدة تملك خصائص شبيهة بجسيمات ضخمة ضعيفة التفاعل (WIMPs) اختصارا لــ (Weakly (Interacting Massive Particles)، وهذا ماجعلها تحتل الصدارة في قائمة المترشحين لتحديد طبيعة المادة المظلمة (Dark Matter)، ولا ننسى أن وجود هذه الجسيمة تم وضع حدود لها في التجارب والبيانات الفيزيائية الفلكية والكونية، حيث تم تحديد مصدر هذه الأكسيونات في الفيزياء الفلكية عن طريق تأثير بريماكوف) (Primakoff effect التي تحدث في الشمس والنجوم، بالإضافة إلى تحديد المادة السوداء المتبقية في الكون المبكر من خلال تبني آلية تسمى بــ (Vaccuum mis alignment)، بالرغم من عدم توفير دليل قاطع حتى الآن على وجود جسيمات الأكسيونات إلا أننا مازلنا نتوق إلى إثبات وجودها في مصادم الهادرونات الكبير (LHC).

في الفصل الثاني من هذه المذكرة تناولنا بعض المفاهيم الأساسية عن النموذج المعياري الذي يعد بمثابة فسيفساء؛ حيث جمع الكثير من المفاهيم الرياضية والفيزيائية ضمن نظرية واحدة، كما تطرقنا إلى دراسة آلية في غاية الأهمية ألا وهي آلية هيغز، والمعروف عنها أنها تمنح الكتلة للجسيمات الأولية عند حدوث كسر التناظر التلقائي. أما في الفصل الثالث فلقد تطرقنا إلى دراسة التناظرات المتقطعة وكيف يظهر تأثيراتها على حقل سبينورالي وتعرفنا على أسباب وأين يحدث انتهاك التناظر (CP) ، فتحديدا في جملة الكاوونات بالإضافة إلى مشكلة (CP) القوية التي لاطالما كانت ولزالت تشغل فكر العلماء والباحثين الفيزيائيين، في سبب أخد الزاوية (θ) بالصدفة قيمة صغيرة في حدود $\theta < 10^{-9}$، كما تطرقنا إلى الحل الوحيد المقترح من طرف العالمين الفيزيائيين وتبنيهما تناظر شامل ومن بينها جسيمة الأكسيون كنتيجة لآلية بيتشي، كما عالجنا موضوع جسيمة الأكسيون والقيود التي تخضع لها، من الناحية الفيزيائية في المصادم والاضمحلال لجسيمات شبيهة بالأكسيون (ALPs)، كما تحدثنا في الفيزياء الفلكية عن مصدر هذه الجسيمات وآلية انتاجها في الشمس والنجوم، ومايحدث من تغيرات جراء انبعاثها بالإضافة إلى ذكر الآلية Vaccuum mis) (alignment المتبعة في تحديد كثافة المادة المظلمة المتبقية المتعلقة بالأكسيونات كوسمولوجيا. الفصل الرابع تطرقنا إلى ذكر النماذج الأكثر فعالية لدا الفيزيائين في الأونة الأخيرة؛ بادئ لبدأ عالجنا نموذجي الأكسيون المرئي وغير مرئي وأضفنا أيضا

أهم الإقترانات التي يخضع لها الأكسيون مع جسيمات النموذج المعياري، وعلاوة على ذلك أنهينا الفصل بمقطع تحدثنا فيه عن الأكسيونات ونتائج تجربة XENON1T (التي تهدف إلى الكشف عن طبيعة المادة المظلمة، وكانت النتيجة ظهور فائض في الإرتدادات الإلكترونية، علاوة عن ذلك تمت ملاحظة اشارة الأكسيون الشمسي واعتبروها الإشارة المفضلة، في الأخير قمنا بتلخيص مجمل النتائج في الخاتمة.

الباب ٢

النمودج المعياري لفيزياء الجسيمات الأولية

يعرف النموذج المعياري في فيزياء الجسيمات، بأنه نظرية تصف بدقة مجموعة من الظواهر المتمثلة في التفاعلات النووية القوية والضعيفة والكهرومغناطيسية؛ التي تحدث بين الجسيمات على المستوى التحت الذري، ويعد نتيجة و ثمرة لتظافر جهود العلماء والباحثين لعقود من التعاون؛ حيث قاموا بعدة تجارب دعمها أهم الأفكار النظرية التي انتهت باستخلاص معادلات رياضية تتضمن مبادئ عامة في النسبية الخاصة والميكانيك الكمي، وتم برهان صحتها بتأكيد وجود جيسمات دون الذرية.

وفي هذا الفصل سنحاول عرض أهم المفاهيم التي ساهمت بشكل كبير في بناء النموذج المعياري بداية بالجسيمات والتفاعلات الأساسية، ثم نظريتي الكروموديناميك الكمي (Quantum Chromodynamics Theory)، و الكهروضعيفة (Electroweak Theory) ومن ثم نناقش أفكارا في غاية الأهمية هي: كسر التناظر التلقائي (Spontaneous Symmetry Breaking) والتعرف على آلية كسب الجسيمات الاولية كتلة من خلال آلية هيغز (Higgs mechanism)، وننهي هذا الفصل بذكر نجاحات ومشاكل النموذج المعياري.

١ بنية النمودج المعياري

من نجاحات النموذج المعياري توحيد ثلاث قوى من أصل أربع قوى الكون هي: الكهرومغناطيسية، القوة النووية القوية والنووية الضعيفة ضمن نموذج واحد؛ فكان من وراء هذا النجاح تسمية النموذج المعياري: بنظرية كل شيء في فترة من الزمن، إلا أن هذه الإشادة لم تمكنه من الوصول إلى درجة الكمال لفشله في إدراج قوة الجاذبية مع بقية القوى لهذا النموذج، وهذه القوى تنقل عبر حاملات أو وسائط تسمى:

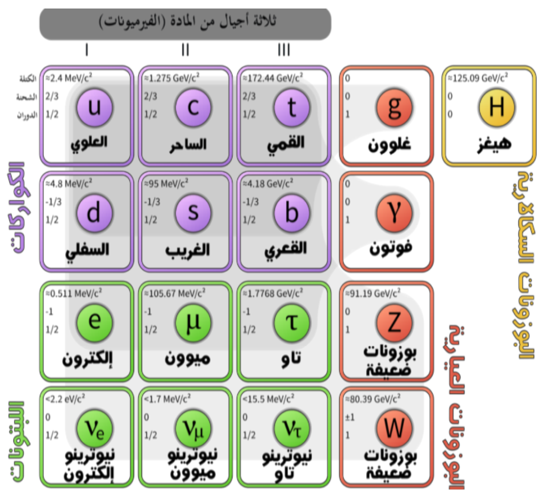
حاملات القوى [1].

اعطاء الكتلة للجسيمات	الجاذبية	القوية	الضعيفة	الكهرومغناطيسية	التفاعلات
هيغز	غرافيتون	8غليونات	3 بوزون	الفوتون	الوسيط
H	G	g	$W^{\pm}, Z^{0}$	γ	الترميز
0	⋆	0	0	0	الشحنة الكهربائية
0	⋆	1	1	1	السبين
125.4	0	0	80, 90	0	الكتلة (GeV)

جدول 1.2 : التفاعلات و خصائص و سائطها

الجسيمات الأولية : (Fundamental particles or elementary particles) **سميت بالأولية على أساس أنها البنية الأولية لكل مادة موجودة في الكون وهي نوعان: فارميونية وبوزونية، و النموذج المعياري يصف تفاعلات هذه الجسيمات ضمن نظرية واحدة، ولحد الآن النموذج المعياري يتضمن خمسا وعشرين** (25) **جسيم تم إثبات وجوده في المسرعات.**

الفارميونيات لها سبين نصف ـ صحيح (half integer) **وتخضع لمبدأ الإستبعاد باولي، أما البوزونات؛ فهي على عكس الفارميونات فلها سبين صحيح ولا تخضع لمبدأ باولي، وهذا ما أكسبها ميزة جعلتها تلعب دورا فعالا في التفاعلات؛ فسميت بناقلات القوى و الفارميونات تتكون أساسا من: الليبتونات والكواركات ـ لاتوجد حرة في الطبيعة ـ، هذه الأخيرة تدخل في تشكيل الهادرونات، ولا ننسى أن لكل جسيم جسيم مضاد مساوي له في الكتلة والسبين لكنه يعاكسه في الشحنة.**



شكل 1.2 : جسيمات النموذج المعياري.

الصنف		أسم الجسيم	الرمز (الجسيم)	الرمز (الضديد)	الكتلة MeV	البرم	الشحنة (الجسيم)	الشحنة (الضديد)	معدل العمر s
الفوتونات		فوتون، جاما، كم	γ		0	1	0		مستقر
اللبتونات		الكترون، بوزيترون	e^-	e^+	0,511	1/2	-1	1	مستقر
		نيوترينو الكتروني	ν_e	$\bar{\nu}_e$	0 (?)	1/2	0	0	مستقر
		ميون	μ^-	μ^+	105,7	1/2	-1	+1	$2,2.10^{-6}$
		نيوترينو ميوني	ν_μ	$\bar{\nu}_\mu$	0 (?)	1/2	0	0	مستقر
الميزونات	البايونات	بايون متعادل	π^0	$\bar{\pi}^0$	135	0	0	0	$1,8.10^{-16}$
		بايون مشحون	π^+	π^-	139,6	0	+1	-1	$2,6.10^{-8}$
	الكايونات	كايون متعادل	K^0	$\bar{K}^0$	498	0	0	0	$0,9.10^{-10}$
		كايون مشحون	K^+	K^-	493,7	0	+1	-1	$1,2.10^{-8}$
الباريونات		بروتون	P	$\bar{P}$	938,3	1/2	+1	-1	مستقر
		نيوترون	n	$\bar{n}$	939,6	1/2	0	0	920
هايبرونات		لامبدا هايدرون	Λ^0	$\bar{\Lambda}^0$	1115,6	1/2	0	0	$2,6.10^{-10}$
		سيجما هايدرون	Σ^+	$\bar{\Sigma}^+$	1189,4	1/2	+1	-1	$0,8.10^{-10}$
			Σ^0	$\bar{\Sigma}^0$	1192,5	1/2	0	0	6.10^{-20}
			Σ^-	$\bar{\Sigma}^-$	1197,3	1/2	-1	+1	$1,5.10^{-10}$
		كساي هايدرون	Ξ^0	$\bar{\Xi}^0$	1315	1/2	0	0	$2,9.10^{-10}$
			Ξ^-	$\bar{\Xi}^-$	1321	1/2	-1	+1	$1,64.10^{-10}$

شكل 2.2 : تصنيف بعض الجسيمات الأولية وغير الأولية وخصائصها.

النموذج المعياري نظرية معيارية غير آبيلية (ليست تبديلية) (Non Abelian) **للجسيمات الأولية، يرتكز على تناظر الزمر**[2]:

$$SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y \tag{2.1}$$

حيث:

- $SU(3)_C$ **تصف التفاعلات القوية و** (C) **تمثل الشحنة اللونية** (Color charge).
- $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ **تفاعلات الكهروضعيفة** .
- $U(1)_Y$ **زمرة التناظر للشحنة الفائقة و** (Y) **الشحنة الفائقة** (Hypercharge).
- $SU(2)_L$ **زمرة تناظر التفاعلات الضعيفة و** (L) **الإيزوسبين الضعيف**(Weak isospin)

٢ الكروموديناميك الكمي

نظرية الكروموديناميك الكمي (QCD) **: هي نظرية الحقول الكمية** (QFT = Quantum Field Theory)**، حيث تستند هذه النظرية على معيار غير آبيلي المصاغ في نظرية الزمر بالزمرة** $SU(3)_c$**، والتي تهتم بوصف التفاعلات القوية التي تحدث بين الكواركات**

والكواركات المضادة، أو (بتعبير آخر تعبر عن نظام تجاذب وتنافر بين الكواركات) تتوسطها الغليونات.

نظرية الكروموديناميك الكمي لها ميزتان يمكن وصفهما بالغريبتان إن صح التعبير هما: الحرية المقاربة (Asymptotic freedom) والإنحصار (أوالتقييد) (Confinement)، حيث أن اقتران (QCD) مرتبط بثابث يدعى ثابت الاقتران α_S Coupling) constant (الناتج عن هاتين الخاصيتين ويحمل دلالة سلم الطاقات الصغيرة والكبيرة، ومن المعروف أن الإقتران المتعلق بسلم الطاقة نسميه بالإقتران الجاري running) coupling (، وهذا الثابت تتغيير قيمته حسب سلم الطاقات فقيمته تزداد عند سلم الطاقات المنخفظة التي تعطينا خاصية الإنحصار وتنقص عند سلم الطاقات العالية التي تعطينا خاصية الحرية المقاربة.

الاقتران الجاري في الكروموديناميك الكمي [3]:

من أجل زمرة عيارية $SU(N)$ و N_f عدد الفارميونات، والدالة $\beta(g)$ من أجل الاقتران العياري g_s:

$$\beta(g_s) = \frac{\beta_0}{(4\pi)^2} g_s^3 + \mathcal{O}(g_s^5) \tag{2.2}$$

حيث تسمى دالة $(\beta - function)$ ويمكن حسابها في نظرية الإضطراب كنشر متسلسل فيg_s:

$$2\beta\left(g_s\right) = -\frac{\beta_0}{2\pi} g_s^2 - \frac{\beta_1}{4\pi^2} g_s^3 - \frac{\beta_2}{64\pi^3} g_s^4 - \ldots \tag{2.3}$$

وبالتالي يمكننا أن نستخلص من هذا النشر أن المعاملات الأولى تعرف بـ:

$$\beta_0 = -(\frac{11}{3} N_c - \frac{4}{3} N_f) \tag{2.4}$$

من أجل $N_c = 3$

$$\beta_0 = -(11 - \frac{4}{3} N_f). \tag{2.5}$$

بالإضافة إلى تعريف الإزدواج بدلالة $\alpha_s\left(\mu\right)$ يكون بهذا الشكل:

$$\alpha_s(\mu) = \frac{\alpha_s\left(\mu_1\right)}{1 - \alpha\left(\mu_1\right) \frac{|\beta_0|}{(2\pi)} \ln\left(\frac{\mu}{\mu_1}\right)}. \tag{2.6}$$

اللاغرانجي (QCD)[4]:

الشكل العام - الكلاسيكي - للاغرانجي التفاعلات القوية:

$$\mathcal{L}_{QCD} = \mathcal{L}_{SU(3)_C} = -\frac{1}{4}F^a_{\mu\nu}F^{a\mu\nu} + \sum_{i=r,b,g} \bar{q}_i \left(i\gamma^\mu \partial_\mu - m\right) q_i \tag{2.7}$$

$$q_i = \begin{pmatrix} q_r \\ q_b \\ q_g \end{pmatrix}. \tag{2.8}$$

حيث q_i حقول كواركية، $i = r, b, g$، $\mu;\nu$ رموز لو رانتز

$$G^a_{\mu\nu} = \partial_\mu G^a_\nu - \partial_\nu G^a_\mu - g_s f_{abc} G^b_\mu G^c_\nu. \tag{2.9}$$

أين g_s يمثل ثابت الإقتران (QCD)، G^a_μ يمثل الحقول الثمانية الملونة للغلوونات، حيث $a = 1...8$، f_{abc} يمثل ثابت البنية المعرف بالشكل التالي:

$$[\lambda^a, \lambda^a] = 2i f_{abc}\lambda^c$$

وثابت البنية لـ $SU(3)$ هو: $f_{123} = 1$ $\frac{1}{2}$ = $f_{147} = f_{246} = f_{257} = f_{345}$، $f_{156} = f_{367} = -\frac{1}{2}$ و $f_{458} = f_{678} = \frac{\sqrt{3}}{2}$. للتعمق أكثر في تفاصيل (QCD)[5]. والشكل الكلي للاغرانجي بعد التكميم معطى بـــ:

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{QCD} &= \mathcal{L}_{SU(3)_C} = \mathcal{L}_{gluon} + \mathcal{L}_{quarks} + \mathcal{L}_{gauge-fixing} + \mathcal{L}_{ghost} \\
\mathcal{L}_{gluon} &= -\frac{1}{4}G^a_{\mu\nu}G^{a\mu\nu} \\
\mathcal{L}_{quarks} &= \bar{q}\left(i\gamma^\mu - m\right) q \\
\mathcal{L}_{gauge-fixing} &= \frac{1}{2\xi}\partial_\mu G^a_\mu \partial^\mu G^{a\mu} \\
\mathcal{L}_{ghost} &= -C_a \partial^\mu D^{ab}_\mu C_b = \bar{C}_a \left(\delta^{ab}\partial^m_\mu \partial^\mu\right) C_b + g_s f^{abc} \bar{C}_a \partial_\mu G_{c\mu} C_b,
\end{aligned} \tag{2.11}$$

حيث:

$\mathcal{L}_{gauge-fixing}$: تثبيت العيار هذا الحد يساعد في اشتقاق الناشر (Propagator) لحقول الغلوون.

$\mathcal{L}_{ghost}$: حد الشبح (Ghost) نحتاجه من أجل نظرية عيارية لاآبيلية.

$C_b\bar{C}_a$: حقل (Fadeev Popov Ghost)، ومؤشر في تمثيل (adjoint) لزمرة العيار.

٣ النظرية الكهروضعيفة

قبل الحديث عن التفاعلات الكهروضعيفة نستذكر أولا نظرية التفاعلات الضعيفة، والتي تعود حقيقة بدايتها سنة 1934لـ (فارمي) (Fermi) الذي عالج الاضمحلال (β) في إطار نظرية الحقول الكمية، وهذه النظرية لم تلق قبولا إلا في نطاق الطاقات المنخفضة فقط، فبالرغم من التحسينات التي أدخلت عليها بتطبيق ما يسمى بنظرية $(V - A = Vector\,Axial\,Theory)$ من طرف (فاينمان و جيل مان) (Feynman and Gell Man) [6]، إلا أنها لم تكن ناجحة لتطبق في مجال الطاقات العالية لكونها نظرية - نموذج فارمي المحسن - غير قابلة لإعادة التقنين بالإضافة إلى انتهاك مبدأ الأحادية) (Unitarity ، وبالرغم من أن هذه النظرية عانت الكثير إلا أن العلماء لم يتوقفوا عن إيجاد حلول لاستكمال هذا النقص، حيث توصلوا إلى صياغة نظرية لائقة قابلة لإعادة التقنين، مبنية على ذمج النظرية الضعيفة والنظرية الكهرومغناطيسية في إطار نظري معياري غير آبلي $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$، والذي يعرف الآن بالنموذج المعياري للكهرباء الضعيفة.

٤ الكسر التلقائي للتناظر:

اتفق العلماء أن النظام المادي له تناظر، وهذا التناظر قابل للكسر تلقائيا ومن بين الآثار التي تثبت هذه الظاهرة وجود طرازات بلا كتلة وهذا ما يسمى: بنظرية جولدستن) (Goldstone Theory، أي أن الكسر التلقائي للتناظر الشامل الذي يحدث بالضرورة يؤدي إلى ظهور جسيمات بدون كتلة بالطبع هي ليست فوتونات، ولا ينبغي الخلط بينهما لأن ذلك مرتبط بالشحنة الكهربائية التي يتم الحفاظ عليها دائما، يعني أنها تناظر شامل وليست تناظر فراغ، والجسمات الناتجة ماهي إلا جسيمات تدعى: بوزونات جولدستن تكون سلمية، أو شبه سلمية، وأعدادها الكمية متساوية. علاوة على ذلك أنه في نظرية الحقول الكمية كسر التناظر التلقائي والقيمة المتوقعة للفراغ متكافئان، ونظرية جولدستن تظهر نجاعة تطبيقها في كسر التناظر التلقائي، ولا تظهر في نظرية المعيار، أما آلية هيغز فهي تحقق كسر التناظر بشكل تلقائي في نظرية المعيار. سوف نحاول تقديم بعض التفسيرات العلمية مجازا؛ فكما سبق الذكر أن بوزونات جلدستون المحتملة الظهور متعلقة بكسر التناظر الشامل لا يتم ظهورها بشكل صريح في الطيف الفيزيائي، وبدلا من ذلك فهي تتحد مع بوزونات عيارية هي الأخرى عديمة الكتلة، حيث ينتهي الأمر بإنتاج بوزونات ضخمة جراء التراكمات لطيف النظرية في

الفراغ الغير المتناظر، وتبين تجريبيا أن البوزونات التي اكتسبت كتلة عددها مساويا لعدد بوزونات جلدستون، حيث هذه البوزونات العيارية تصبح حقولا فيزيائية حقيقية تساهم في نقل القوى الأساسية.

مما هو معمول به في جميع الدراسات أننا نحتاج إلى أسس ومعايير للوصول إلى ماهو منشود، فعلى سبيل المثال نحن 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 حتى تكون اللاغرانجي هارميتية، ومشحونا لدراسة كسر التناظر $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ في التفاعلات الضعيفة.

ليكن الحقل السلمي المزذوج (Scalar doublet) المركب المعرف بالشكل التالي [7]:

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(\phi_1 + i\phi_2) \end{pmatrix}. \tag{2.12}$$

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

$$V\left(\Phi^*\Phi\right) = -\mu^2\Phi^*\Phi + \lambda\left(\Phi^*\Phi\right)^2. \tag{2.13}$$

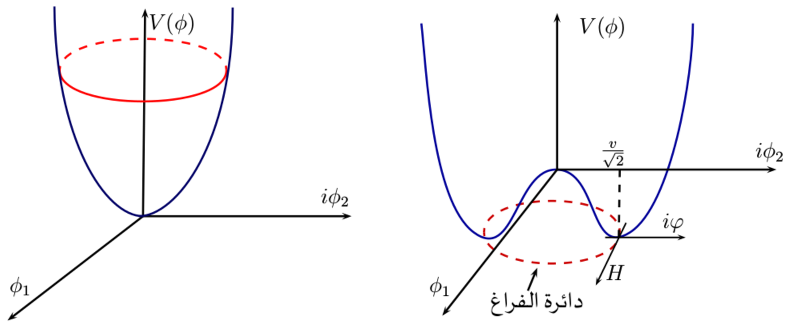
هذا الكمون يحتوي على ثابتين λ وμ، حيث الحد الأدنى من حالة الطاقة تحدد الفراغ. للحصول على الحد الأذنى:

$$\frac{\partial V}{\partial \phi_1} = \frac{\partial V}{\partial \phi_2} = 0. \tag{2.14}$$

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

كلا الحالتين موضحتين في الشكل٣.٢



شكل 3.2 : حالة تناظر منكسر (يمين) و غير منكسر (يسار) للفراغ.

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

$$\begin{aligned} \langle 0 \left|\phi^{*}\phi\right| 0\rangle &= \langle \phi^{*}\phi\rangle = -\frac{\mu^2}{2\lambda} = \frac{v^2}{2}, \\ v &= \sqrt{\frac{-2\mu^2}{\lambda}}. \end{aligned} \tag{2.15}$$

أي يمكننا كتابة

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H\left(x\right) \end{pmatrix}. \tag{2.16}$$

ومنه يصبح الكمون السلمي بالشكل

$$V\left(\Phi^{*}, \Phi\right) = -\lambda(v^2 H\left(x\right)^2 + vH\left(x\right)^3 + \frac{1}{4}H^4\left(x\right)). \tag{2.17}$$

أي أن كتلة جسيم الهيغر تعطى بـ

$$m_H = \sqrt{2\lambda v^2}. \tag{2.18}$$

اللاغرانجي التفاعلات الكهروضعيفة (EW) **يتكون من أربع حدود:**

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{EW} &= \mathcal{L}_{SU(2)_L \otimes U(1)_Y}, \\ &= \mathcal{L}_{gauge} + \mathcal{L}_{higgs} + \mathcal{L}_{fermion} + \mathcal{L}_{yukawa}. \end{aligned} \tag{2.19}$$

- **حد اللاغرانجي العيار** $\mathcal{L}_{gauge}$:

$$\mathcal{L}_{gauge} = \mathcal{L}_{boson} + \mathcal{L}_{gauge-fixing} + \mathcal{L}_{ghost}, \tag{2.20}$$

$$= -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu}. \tag{2.21}$$

$$\mathcal{L}_{boson} = -\frac{1}{4}W_{\mu\nu}W^{\mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\upsilon}. \tag{2.22}$$

- **حد اللاغرانجي الهيغز** $\mathcal{L}_{Higgs}$: كما سبق ذكره أن آلية هيغز تمنح كتل للبوزونات العيارية وذلك عند حدوث كسر التناظر التلقائي في $\mathcal{L}_{Higgs}$، وبالتالي $\mathcal{L}_{Higgs}$معرف كمايلي [8]:

$$\mathcal{L}\left(\Phi\Phi\right) = D_\mu\Phi^* D^\mu\Phi - V(\Phi^*\Phi). \tag{2.23}$$

والمشتق لامتغاير

$$D_\mu\phi = (\partial_\mu + ig\frac{\tau}{2}W_\mu^a - ig'\frac{Y}{2}B_\mu)\phi. \tag{2.24}$$

حيث τتمثل مصفوفة (Pauli Dirac)، W_μ^a تمثل مصفوفة الحقول العيارية

$$W_\mu = \frac{1}{2}\begin{pmatrix} W_\mu^3 & \frac{1}{\sqrt{2}}\left(W_\mu^1 - iW_\mu^2\right) \\ \frac{1}{\sqrt{2}}\left(W_\mu^1 + iW_\mu^2\right) & W_\mu^3 \end{pmatrix} = \frac{1}{2}\begin{pmatrix} W_\mu^3 & W_\mu^- \\ W_\mu^+ & -W_\mu^3 \end{pmatrix}. \tag{2.25}$$

من أجل البوزونات العيارية، يصبح اللاغرانجي كما يلي

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{Higgs} = {} & \frac{1}{2}\left(\partial_\mu H\right)^2 + \frac{g^2}{8}\left(\upsilon + H\right)^2\left(W_\mu^+ W^{\mu-}\right) + \frac{1}{8}\left(\upsilon + H\right)^2\left(gW_\mu^3 - g'B_\mu\right)^2 \\ & - \lambda\upsilon^2 H^2 - \lambda\upsilon H^3 - \frac{\lambda}{4}H^4.\end{aligned} \tag{2.26}$$

وليكن تعريف حقول عيارية فيزيائية متعامدة ذات مزج خطي كالتالي:

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(W_\mu^1 \pm iW_\mu^2\right); Z = \frac{gW_\mu^3 - g'B_\mu}{\sqrt{g^2 + g'^2}}; A = \frac{g'W_\mu^3 - gB_\mu}{\sqrt{g^2 + g'^2}}. \tag{2.27}$$

وبتعويض المعادلة (2.27) في المعادلة (2.26) نجد

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{Higgs} = {} & \frac{1}{2}\left(\partial_\mu H\right)^2 - \lambda\upsilon^2 H^2 - \lambda\upsilon H^3 - \frac{\lambda}{4}H^4 + \frac{g}{4}\left(\upsilon + H\right)^2 W_\mu^+ W^{\mu-} \\ & + \frac{1}{8}\left(\upsilon + H\right)^2\left(g^2 + g'^2\right)Z_\mu Z^\mu,\end{aligned} \tag{2.28}$$

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

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{Higgs} &= \frac{1}{2}\left(\partial_\mu H\right)^2 - \lambda \upsilon^2 H^2 - \lambda \upsilon H^3 - \frac{\lambda}{4}H^4 + \frac{g}{4}\upsilon^2 W_\mu^+ W^{\mu-} + \frac{g}{4}H^2 W_\mu^+ W^{\mu-} \\ &+ \frac{g}{2}\upsilon H W_\mu^+ W^{\mu-} + \frac{1}{8}\upsilon^2\left(g^2+g'^2\right) Z_\mu Z^\mu + \frac{1}{8}H^2\left(g^2+g'^2\right) Z_\mu Z^\mu \\ &+ \frac{1}{4}\upsilon H\left(g^2+g'^2\right) Z_\mu Z^\mu. \end{aligned} \tag{2.29}$$

حيث

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

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

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

ومن هنا بإمكاننا أن نعرف جسيمة عديمة الكتلة الفوتون (γ) وجسيمات أخرى ثقيلة $(W^\pm);(Z)$، وهذه الأخيرة تتوسط التفاعلات الضعيفة المشحونة (تشمل الفارميونات اليسارية left hunded فقط) والتفاعلات الضعيفة المحايدة (تشمل اقتران كلا من الفارميونات اليمينية واليسارية right left handed) على الترتيب، حيث

$$A_\mu = -\sin\theta_W W_\mu^3 + \cos\theta_W W_\mu^3. \tag{2.30}$$

$$Z_\mu = \cos\theta_w W_\mu^3 + \sin\theta_W W_\mu^3. \tag{2.31}$$

و (θ_W) زاوية المزج لـ (Weinberg) .

$$\sin\theta_W = \frac{g'}{\sqrt{g^2+g'^2}}; \cos\theta_W = \frac{g}{\sqrt{g^2+g'^2}}. \tag{2.32}$$

حيث

$$m_{W^{\pm}} = \frac{1}{2} g^2 \upsilon^2. \tag{2.33}$$

$$m_Z = \frac{1}{2}\left(g^2 + g'^2\right)\upsilon^2 = m_W^2 \cos^{-2}\theta_W. \tag{2.34}$$

$$m_\gamma = 0. \tag{2.35}$$

حد اللاغرانجي الفارميونات $\mathcal{L}_{fermions}$[9]: الحد الفارميوني يصف التفاعلات الكهروضعيفة التي تتحسسها الفارميونات والكواركات، أي في هذا الحد يمكننا تجزئته إلى حدود مختلفة، جزء خاص بتفاعل الليبتونات والجزء الأخر بتفاعل الكواركات مع خضوعها لتناظر الكيرال، وليكن

$$\mathcal{L}_{fermions} = i\bar{\ell}_L \not{D}_\mu \ell_L + i\bar{\ell}_R \not{D}_\mu \ell_R + i\bar{q}_L \not{D}_\mu q_L + i\bar{u}_R \not{D}_\mu u_R + i\bar{d}_R \not{D}_\mu d_R \tag{2.36}$$

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{EW-lepton} =& i\bar{\ell}_L \not{D}_\mu \ell_L + i\bar{\ell}_R \not{D}_\mu \ell_R \\
=& i\bar{\ell}\gamma^\mu \partial_\mu \ell \bar{\nu} i \gamma^\mu \frac{1-\gamma_5}{2}\nu - e\bar{\ell}\gamma^\mu \ell A_\mu \\
&+ \frac{g}{2\sqrt{2}}\left[\bar{\nu}\gamma^\mu\left(1-\gamma_5\right)\ell W_\mu^+ + \bar{\ell}\gamma^\mu\left(1-\gamma_5\right)\nu W_\mu^-\right] \\
&+ \frac{g}{4\cos\theta_W}\left[\bar{\nu}\gamma^\mu\left(1-\gamma_5\right)\nu + \bar{\ell}\gamma^\mu\left(4\sin^2\theta_W - 1 + \gamma_5\right)\ell\right] Z_\mu
\end{aligned} \tag{2.37}$$

- **حد اللاغرانجي يوكاوا** $\mathcal{L}_{Yukawa}$: تفاعل يوكاوا يصف تفاعل البوزونات العيارية مع الفارميونات حيث $m_{W^{\pm}} = m_{fermions} = 0$، ولكي ننتج الكتلة لابد من كون لاغرانجي يوكاوا يحتوي على حدود كتلية من هذا النوع $\frac{1}{2}M^2 W_\mu W^\mu$ بالنسبة للبوزونات العيارية و $m\bar{f}f$ بالنسبة للفارميونات، وهي صامدة تحت تحويل العيار.

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{yukawa} =& \underbrace{-g_e \bar{\ell}_L \phi \ell_R}_{\mathcal{L}_{Yukawa-leptons}} + \underbrace{g_q \bar{Q}_L \phi q_R}_{\mathcal{L}_{Yukawa-quarks}} + \underbrace{h.c}_{Hermitian-gauge}, \\
=& -g_e \bar{\ell}_L \phi e_R + g_\nu \bar{\ell}_L \phi \nu_R + g_d \bar{Q}_L \phi d_R + g_u \bar{Q}_L \tilde{\phi} u_R + h.c.
\end{aligned} \tag{2.38}$$

نستثني بدراسة نوع واحد من اللبتونات وهو الإلكترون مع استبعاد النيوترينو لأنه عديم الكتلة، وبالتالي اللاغرانجي يوكاوا يكون بهذا الشكل:

$$\mathcal{L}_{yukawa-leptons} = -g_e\bar{\ell}_L\phi e_R + h.c, \tag{2.39}$$

$h.c$ **حد معيار هرميتي** (hermitian gauge). **من أجل اللبتونات، يصبح اللاغرانجي كما يلي:**

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{yukawa-leptons} &= -g_e\bar{\ell}_L\left[\frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix}0\\ \upsilon+h(x)\end{pmatrix}\right]e_R + h.c,\\ &= -g_e\bar{\ell}_L\left[\frac{1}{\sqrt{2}}\left(\upsilon+h\left(x\right)\right)\right]e_R + h.c,\\ &= -\frac{g_e\upsilon}{\sqrt{2}}\bar{\ell}_L\left[1+\frac{h\left(x\right)}{\upsilon}\right]e_R + h.c,\\ &= -\frac{g_e}{\sqrt{2}}\upsilon\bar{\ell}_L e_R - \frac{g_e}{\sqrt{2}}\bar{\ell}_L e_R h\left(x\right) + h.c.\end{aligned} \tag{2.40}$$

وكتلة الإلكترون:

$$m_e = \frac{g_e}{\sqrt{2}}e_L e_R. \tag{2.41}$$

أما بالنسبة إلى الكواركات، لدينا

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{yukawa-up-down-quarks} =& g\bar{Q}_L\phi d_R - g_u\bar{Q}_L\tilde{\phi}u_R + h.c,\\ =& -\frac{g_d}{\sqrt{2}}\upsilon\left[\bar{d}_L d_R + \bar{d}_L d_R\frac{h\left(x\right)}{\upsilon}\right]\\ & -\frac{g_u}{\sqrt{2}}\upsilon\left[\bar{u}_L u_R + \bar{u}_L u_R\frac{h\left(x\right)}{\upsilon}\right] + h.c.\end{aligned} \quad)2.42($$

كتلة العلوي (up quark) **و الكوارك السفلي** (down quark) **على الترتيب**

$$m_u = \frac{g_u}{\sqrt{2}}\upsilon, m_d = \frac{g_d}{\sqrt{2}}\upsilon. \tag{2.43}$$

ومن هنا بإمكاننا أن نستخلص مصفوفات التي تصف اقتران يوكاوا بين الهيغز الوحيد ونكهات الفارميونات، ولكي نضمن الكتلة لهذه الفارميونات يتوجب علينا أن نقدم حقل الهيغز مع الشحنة الفائقة $Y = \pm\frac{1}{2}$. **عموما هذه المصفوفات المستخلصة ليست مصفوفة مقطرة، وعملية تقطيرها هي:**

$$V_u^{+} m_u V_u = diag(m_u, m_c, m_t),$$
$$= \begin{pmatrix} m_u & 0 & 0 \\ 0 & m_c & 0 \\ 0 & 0 & m_t \end{pmatrix}. \quad (2.44)$$

$$V_d^{+} m_d V_d = diag(m_d, m_s, m_b), \quad (2.45)$$
$$= \begin{pmatrix} m_d & 0 & 0 \\ 0 & m_s & 0 \\ 0 & 0 & m_b \end{pmatrix}. \quad (2.46)$$

$$V_e^{+} m_e V_e = diag(m_e, m_\mu, m_\tau),$$
$$= \begin{pmatrix} m_e & 0 & 0 \\ 0 & m_\mu & 0 \\ 0 & 0 & m_\tau \end{pmatrix}. \quad (2.47)$$

٥ نجاحات ومشاكل النموذج المعياري:

من النجاحات التي ساهمت بشكل كبير في تعزيز النموذج المعياري، والتي جعلته حتى الآن يحتل الصدارة في تفسير بعض حقائق الظواهر الطبيعية للكون، ومن بينها إثبات وجود بعض الجسيمات، نذكر منها اكتشاف بوزونات عيارية ($W^{\pm}$) و (Z) في نطاق التفاعلات الكهروضعيفة سنة 1983، كوارك (Top) سنة 1995و اكتشاف بوزون الهيغز سنة 2012، وهو آخر ماتم إثبات وجوده تجريبيا من خلال تطابق بيانات تجربتي (ATLAS) و (CMS) المجرات في المصادم الهادروني الكبير (LHC) في (CERN) مع إنتاج و اضمحلال بوزون الهيغز في النموذج المعياري. بالرغم من أن النموذج المعياري يعد من النظريات الأكثر قبولا و توافقا مع النتائج التجريبية، إلا أن هذا لايمنع من وجود بعض الثغرات التي كانت سببا في عدم قدرته لتفسير وتقديم حقائق حول تصور الكون، سنحاول ذكر بعض الثغرات التي تثبت عجز النموذج المعياري في سدها [10]:

- المشكلة العيارية: كما ذكرنا أعلاه النموذج المعياري هو ضرب لثلاث زمر تناظرية $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$، إلا أنه لم يقدر على جمع ثوابت الإقتران

في ثابث واحد فلنزال نتعامل بها في الحسابات بشكل منفصل، كما أنه لم يسمح بتفسير سبب تمثيل الكيرال الذي يظهر فقط في جزء التفاعلات الكهروضعيفة، و لم يشرح الحقيقة الأساسية للطبيعة بعدم قدرته على تكميم الشحنة الكهربائية.

- مشكلة الفارميونات: النموذج المعياري يظهر أيضا عجزه في الإجابة عن الأسئلة التي تم طرحها لماذا يتوقف عدد عائلات الفارميونات عند الرقم 3 ؟ لماذا لم يتنبأ بكتلها ؟ عدم شرح الإختلاف الموجود بين كتل الفارميونات التي لوحظت تجريبيا في نمط الهرمي (hierarchy)، والذي يتغير برتبة 5 إنطلاقا من الإلكترون وصولا بالكوارك (Top)، والذي يقدر بالنسبة بين كتلتي الكوارك (Top) والإلكترون بحوالي $10^9 \propto \frac{m_t}{m_e}$.

- كما أن النيوترينو لم تحدد طبيعة كتلته ما إذا كانت مايورانا (Majorana) أو ديراك (Dirac). رغم أن الجسيمات و الجسيمات المضادة تشترك في بعض الخصائص إلا أنه يوجد تيابن في عددها، و هذا التباين نسميه اللاتناظر، و بالتالي النموذج المعياري لم يحدد مصدر هذا التباين بالإضافة إلى عدم تفسير النسبة القليلة ـ التي ظهرت مخبريا ـ لانتهاك التناظر (CP).

- قمع النكهة المتغيرة للتيارات المحايدة واضمحلال البروتون ولحظات القطب الكهربائي: فمن المشاكل التي تظهر من خلال إحتواء النموذج المعياري عددا من التناظرات العرضية، التي توقف اضمحلال البروتونات والتحويلات مثل: $K^+ \to \pi^+\nu\bar{\nu}$ على مستوى الشجرة؛ أذى إلى قمع لحظات القطب الكهربائي من أجل ذرات الإلكترون و النيوترون، والتفاعلات الجديدة الناتجة عن امتداد النموذج المعياري يظهر أثرها في انتهاك مثل هذه التناظرات، وبهذا نكون أمام مشاكل محتملة الخطورة (EDMs = Electric Dipole Moments) و (FCNC = Flavor Changing Neutral Current).

- مشكلة (CP) القوية: يظهر عجز النموذج المعياري في تفسير إتخاد الزاوية (θ) لقيمة صغيرة في التفاعلات القوية لأنه لم يتنبأ بها، أي أن صغر $\theta < 10^{-9}$ يؤدي إلى مشاكل عصية في (Phenomenological) وأخرى في الظواهر الكونية، وسنناقش تفاصيل حل هذا المشكل في الفصل 3 من هذه المذكرة.

- الجاذبية: يعد فشل النموذج المعياري في ضم الجاذبية ضمن نظرية واحدة مع التفاعلات الأخرى السالفة الذكر مشكلة، فلحد الساعة لا توجد طريقة واضحة لتكميم نظرية النسبية العامة، فالنموذج المعياري لا يتوافق مع هذه

النظرية،وذلك أن الجاذبية ليست محددة ولا يوجد حل أنسب لجعلها نظرية كمومية.

- المادة المظلمة: التي تمثل نسبة 24% من الكون؛ والنموذج المعياري لا يقدم أي تفسيرات حول طبيعة المادة المظلمة، فمن المحتمل أن تكون مرتبطة بالجسيمات الأولية نظرا لتوفره عليها، ومن بين الجسيمات المرشحة جسيمة الأكسيون والتي تعتبر جسيمة إفتراضية لعدم إثبات وجودها تجريبيا.
- الطاقة المظلمة: التي تمثل نسبة 72%من الكون تم تقديرها حسابيا واعتقدوا أنها هي المسؤولة عن توسع الكون وزيادة سرعة أطراف المجرات، لكن النموذج المعياري لم يتمكن من فك شفرة هذا الكون لكشف حقيقة الطاقة المظلمة .

يمكننا القول أن كل هذه المشاكل الموجودة في النموذج المعياري حفزت الكثير من العلماء والباحثين في هذا الإختصاص من إيجاد بعض الحلول لكن لانعدها حلولا بمعنى الكلمة فهي مجرد إمتدادات للنموذج المعياري و في الفصلين المواليين سنناقش مشكلتي (CP) القوية و مشكلة المادة المظلمة.

الباب ٣

مشكلة انتهاك التناظر القوي لـ (CP) والأكسيونات

١ التناظرات المتقطعة وانتهاك التناظر (CP)

التناظرت المتقطعة (Discrete symmetries):

التناظر مفهوم بالغ الأهمية في أي نظرية تصف النظام المادي، فهو قدم نظرة ثاقبة إن صح التعبير لقوانين الفيزياء والكون، إذ يصف خصائص الجسيمات بعد خضوعها لمجوعة مختلفة من التناظرات، ففي نظرية النموذج المعياري التناظر ينتج كميات محفوظة، وقبل دراسة خصائص التناظرات المتقطعة دعنا نتعرف عليها كمفاهيم عامة أولا: حيث تناظر الشحنة المرافقة (Charge conjugate)، (Parity): هو تناظر عكس الفضاء و (Time reversal) هو تناظر عكس الزمن. لتكن نقطة في فضاء الزمكان (Space Time) معرفة بـ: $x = (t, \vec{x})$، حيث

$$\begin{aligned} (t, \overrightarrow{x}) &\xrightarrow{P} (t, -\overrightarrow{x}), \\ (t, \overrightarrow{x}) &\xrightarrow{T} (-t, \overrightarrow{x}). \end{aligned} \tag{3.1}$$

نحاول إبراز خصائص التناظرات (C)، (P) و (CP) [11]،

- **في حقل سبينوريالي** $\psi\left(x\right)$:

$$\begin{aligned}
&\psi\left(x\right) \xrightarrow{C} \psi^{c}\left(x\right) = C\psi\left(x\right)C^{-1} = C\bar{\psi}^{\tau}\left(x\right) = -\gamma^{0}C\psi^{\dagger\tau}\\
&\psi\left(x\right) \xrightarrow{P} \psi^{p}\left(x\right) = P\psi\left(x\right)P^{-1} = \eta\gamma^{0}C\psi\left(x^{0},-\vec{x}\right)\\
&\psi\left(x\right) \xrightarrow{T} \psi^{cp}\left(x\right) = C\left(P\psi\left(x\right)P^{-1}\right)C^{-1} = C\psi^{p}\left(x\right)C^{-1} = C\left(\bar{\psi}^{p}\right)^{\tau} = C\psi^{\dagger\tau};
\end{aligned} \tag{3.2}$$

- **في حقل** A_{μ}:

$$\begin{aligned}
&A_{\mu}\left(x\right) \xrightarrow{C} A_{\mu}^{c}\left(x\right) = -A_{\mu}\left(x\right)\\
&A_{\mu}\left(x\right) \xrightarrow{P} A_{\mu}^{p} = PA_{\mu}\left(x\right)P^{-1} = PA_{\mu}\left(x^{0},\vec{x}\right)P^{-1} = \left(A_{0},-\vec{A}\right)\left(x_{0},-\vec{x}\right)\\
&A_{\mu}\left(x\right) \xrightarrow{T} A_{\mu}^{cp}\left(x\right) = C\left(PA_{\mu}\left(x\right)P^{-1}\right)C^{-1} = CA_{\mu}^{p}\left(x\right)C^{-1} = -\left(A_{0},-\vec{A}_{\mu}\right)\left(x_{0},-\vec{x}\right).
\end{aligned} \tag{3.3}$$

في هذا الجدول نجمع كل خصائص التناظرات (C)، (P) **و** (T) **التي تخضع لها مختلف الفارميونات، حيث** $1 \equiv {}^{\mu}(-1)$ **من أجل** $\mu = 0$ **و** $-1 \equiv {}^{\mu}(-1)$ **من أجل** $\mu = 1,2,3$.

	$\bar{\psi}\psi$	$i\bar{\psi}\gamma^{5}\psi$	$\bar{\psi}\gamma^{\mu}\psi$	$\bar{\psi}\gamma^{\mu}\gamma^{5}\psi$	$\bar{\psi}\sigma^{\mu\nu}\psi$	∂_{μ}
C	$+1$	$+1$	-1	$+1$	-1	$+1$
P	$+1$	-1	$(-1)^{\mu}$	$-(-1)^{\mu}$	$(-1)^{\mu}(-1)^{\nu}$	$(-1)^{\mu}$
T	$+1$	-1	$(-1)^{\mu}$	$(-1)^{\mu}$	$-(-1)^{\mu}(-1)^{\nu}$	$-(-1)^{\mu}$
CPT	$+1$	$+1$	-1	-1	$+1$	-1

جدول3.1: تأثير تحويلات (C)،(P) **و** (T) **المنفصلة وتراكب** (CPT) **على الفارميونات.**

انتهاك التناظر CP :

يعود أصل اكتشاف انتهاك تناظر (CP) للعالمين (Cornin, Fitch et al) سنة 1964، ويقصد بانتهاك التناظر (CP) انتهاك التناظر بين الجسيمات والجسيمات المضادة، الذي يظهر وجود فروقات جوهرية بينها، و انتهاك (CP) يظهر نفسه بطرق عديدة وهو مكافئ تماما لانتهاك تناظر عكس الزمن(T)**، حيث يتم بواسطة التفاعلات الضعيفة و لا ننسى التفاعلات الأخرى متوافقة معها أيضا، ويحدث هذا الانتهاك إلا في تفاعلات الجسيمات المكونة من الكواركات فقط، و لوحظت لأول مرة تجريبيا في جملة**

الكايونات المحايدة (neutral kaons) **عند مزج** $(\bar{K}^0)$**و** (K^0)**، حيث اكتشفت قبل آلية** (Cabibbo Kobayashi Maskawa Matrix) **بحوالي** 10 **سنوات، كما تمت ملاحظتها أيضا في جمل اضمحلال الميزون** (B) **في السنوات الأخيرة، لكن هنا نكتفي بدراسة انتهاك** (CP) **في جملة الكايونات** (K) **وذلك لأهميته التاريخية.**

قبل الخوض في دراسة انتهاك التناظر (CP) **في جملة الكايونات نحاول عرض خصائص** (CP) **للميزون بايون**π **؛ هذا الأخير يجمع كوارك وكوارك مضاد وهو بدوره يمكن أن نقسمه إلى ثلاثة ميزونات وهي** $\pi^0 = u\bar{u}, d\bar{d}$ **(المحايد أعداده الكمية معدومة شحنته** $= 0$**، وسبين**$= 0$ **و الجسيمة المضادة له هو نفسه)،** π^+ **(**$\pi^+ : u\bar{d}$ **). ليكن** :[12]

$$
\begin{aligned}
C\pi^0 &= +1, C\pi^\pm = -1 \\
P\pi^0 &= -1, P\pi^\pm = -1 \\
CP\pi^0 &= -1, CP\pi^\pm = +1
\end{aligned}
\tag{3.4}
$$

ويعرف π^0 **أنه ذاتي المرافقة** (self conjugate) **وهذه الخاصية ممثلة في السطر الأول من هذه المعادلة.**

٢ جملة الكايونات $\{K^0, \bar{K}^0\}$

جملة الكايونات المحايدة تشكل جملة كمية من حالتين،$K^0 = d\bar{s}$ **،**$\bar{K}^0 = \bar{d}s$ **وعدده الكمي الغريب** (strange) **يساوي** 1 **و** -1 **على الترتيب، والحالات الذاتية للنكهة مكونة من كواركات معرفة بدقة وتشكلت في مصادم الجسيمات لكن هذه الحالات ليست حالات ذاتية للتناظر**(CP)**، ولمعرفة هذه الحالات الفيزيائية لهذا الجملة نعتبرها حلولا لمعادلات التطور أي أن الحالات التي تنتشر وتتفكك لها كتلة وعمر محددين بدقة. إن اضمحلالات الكايون يمكن تصنيفها إلى نوعين أو آليتين إن صح التعبير نذكرهما :**

- **إضمحلال الكايون إلى** (2π) **حيث**

$$
\begin{aligned}
&K^0 \rightarrow 2\pi^0 : \\
C(\pi^0\pi^0) &= C\pi^0.C\pi^0 = +1. + 1 = +1 \\
P(\pi^0\pi^0) &= P\pi^0.P\pi^0 = -1. - 1 = +1 \\
CP(\pi^0\pi^0) &= CP\pi^0.CP\pi^0 = -1. - 1 = +1
\end{aligned}
\tag{3.5}
$$

وبنفس الطريقة نجد :

$$
\begin{aligned}
&K^0 \rightarrow \pi^+\pi^- : \\
C(\pi^+\pi^-) &= C\pi^+.C\pi^- = -1. - 1 = +1 \\
P(\pi^+\pi^-) &= P\pi^+.P\pi^- = -1. - 1 = +1 \\
CP(\pi^+\pi^-) &= CP\pi^+.CP\pi^+ = -1. - 1 = +1
\end{aligned}
\tag{3.6}
$$

نعلم أن تأثير (P)على بايون $(\pi^{\pm})$ يكون -1، وبالتالي يكون تأثير الشحنة المرافقة عليه مماثلا له، من خلال عملية الإضمحلال أعلاه نلاحظ أنها تحدث في حالة ذاتية (CP even).

إضمحلال الكايون المحايد إلى (3π) حيث يوجد نوعين من هذا الإضمحلال هما:

- اضمحلاله إلى بايونات محايدة حيث

$$
\begin{aligned}
&K^0 \rightarrow 3\pi^0 : \\
C(\pi^0\pi^0\pi^0) &= C\pi^0.C\pi^0.C\pi^0 = +1. + 1. + 1 = +1 \\
P(\pi^0\pi^0\pi^0) &= P\pi^0.P\pi^0.P\pi^0 = -1. - 1. - 1. = -1 \\
CP(\pi^0\pi^0\pi^0) &= CP\pi^0.CP\pi^0.CP\pi^0 = -1. - 1. - 1 = -1
\end{aligned}
\tag{3.7}
$$

- واضمحلاله إلى بايونات محايدة ومشحونة حيث

$$
\begin{aligned}
&K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0 : \\
C(\pi^+\pi^-\pi^0) &= C\pi^+.C\pi^-.C\pi^0 = -1. - 1. + 1 = +1 \\
P(\pi^+\pi^-\pi^0) &= P\pi^+.P\pi^-.P\pi^0 = -1. - 1. - 1 = -1 \\
CP(\pi^+\pi^-\pi^0) &= CP\pi^+.CP\pi^+.CP\pi^0 = -1. - 1. + 1 = +1
\end{aligned}
\tag{3.8}
$$

من خلال عملية الإضمحلال أعلاه نلاحظ أنها تحدث في حالة ذاتية (CP odd). في حالة ما إذا التناظر (CP) احترمت من الطبيعة فإن هذه الحالات هي مزج خطي، $(K_1 = K^0 + \bar{K}^0)$ و $(K_2 = K^0 - \bar{K}^0)$ وهي حالات ذاتية لمؤثر (CP) نعرف الحالات الذاتية لـ (K_1) و (K_2) والقيم الذاتية لـ (CP) على الترتيب بـ:

$$\left|K_1^0\right\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\left[\left|K^0\right\rangle + \left|\bar{K}^0\right\rangle\right],$$
$$\left|K_2^0\right\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\left[\left|K^0\right\rangle - \left|\bar{K}^0\right\rangle\right], \quad (3.9)$$

و

$$CP\left|K_1^0\right\rangle = +1\left|K_1^0\right\rangle \Rightarrow cp - even,$$
$$CP\left|K_2^0\right\rangle = -1\left|K_2^0\right\rangle \Rightarrow cp - odd, \quad (3.10)$$

في غياب انتهاك التناظر (CP) يمكننا أن نعرف:

$$K_s = \left|K_1^0\right\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\left[\left|K^0\right\rangle + \left|\bar{K}^0\right\rangle\right], \quad (3.11)$$
$$K_L = \left|K_2^0\right\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\left[\left|K^0\right\rangle - \left|\bar{K}^0\right\rangle\right]. \quad (3.12)$$

لو نقوم بمقارنة كتلة الكايون $m_{K_{L/S}} \simeq 497.6Mev$ مع كتلة البايون نجد فرق كبير تقريبا ومن الواضح مساحة الطور المتاحة لاضمحلال (2π) تكون أكبر بكثيرمن مساحة اضمحلال لـ (3π) ، ومنه نستخلص أن (K_S^0) (متوسط العمر $\tau_S = 0.910^{-10}sec$) و (K_L^0) (متوسط العمر $\tau_L = 5.210^{-8}sec$) تتحكم في الحالات الذاتية لـ(CP) في جملة الكايونات، لكن ليس بصورة دقيقة؛ حيث يكون متوسط العمر لـ (CP odd) أكبر بكثير من متوسط العمر (CP even). اعتمادا على ما سبق ذكره نجد أن انتهاك التناظر (CP) يحدث في الكايون المحايد، ويمكن تقديم تفسيرات على ذلك من خلال (3.11) و (3.12) لا تعبر عن الحالات الذاتية بصورة دقيقة لـ (K_1) و (K_2)، إذ يمكن أن نعرفها بشكل جديد حيث:

$$K_L^0 = \frac{K_2 + \epsilon_1 K_1}{\sqrt{1+\epsilon_1^2}}, K_S^0 = \frac{K_1 + \epsilon_2 K_2}{\sqrt{1+\epsilon_2^2}}. \quad (3.13)$$

ويوصف أيضا انتهاك التناظر (CP) في جملة الكايونات بحدود وسائط مركبة ϵ_1 و ϵ_2 حيث قيمتهما مختلفة و رتبتهما 10^{-3} [13, 14].

٣ مشكلة CP القوية

كما ذكرنا في الفصل الثاني أن مشكلة (CP) القوية إحدى مشاكل النموذج المعياري ولغز محير للغاية، وهذا ما جعل الفيزيائيين طرح هذا التساؤل لماذا التفاعلات القوية تنتهك التناظر (CP)؟ فما هو متعارف عليها أنها تحفظ التناظر (CP)، بالإضافة إلى ذلك أنها تحفظ العدد الباريوني والنكهة، وبالرغم من أن النموذج المعياري لا توجد فيه موانع لحدوث إنتهاك التناظر (CP)، إلا أنه لحد الآن لم تلاحظ أن(CP) تنتهك من خلالها، وفي هذا المقطع سوف نتحدث عن القصة الحقيقية لمشكلة (CP) القوية، أو ما يسمى بمشكلة التناظر$U(1)_A$ في التفاعلات القوية، بالإضافة إلى الحلول والآليات المتبناة في هذه النظرية في تفسير هذا الإنتهاك الغير الطبيعي.

التناظرات الشاملة وكتلة الفارميونات: لنعتبر اللاغرانجي ديراك من أجل نكهة واحدة من الفارميونات مقترن بحقل العيار:

$$\begin{aligned}\mathcal{L} &= \bar{\psi}\left(i\not{D}_\mu - m\right)\psi \\ &= \left(\bar{\psi}_L i\not{D}_\mu \psi_L + \bar{\psi}_R i\not{D}_\mu \psi_R\right) - m\left(\bar{\psi}_L\psi_R + \bar{\psi}_R\psi_L\right). \end{aligned} \tag{3.14}$$

ونعرف:

$$\begin{aligned} U(1)_V &: \psi_L \to \exp(-i\alpha)\,\psi_L; \psi_R \to \exp(-i\alpha)\,\psi_R, \\ U(1)_A &: \psi_L \to \exp(-i\alpha)\,\psi_L; \psi_R \to \exp(i\alpha)\,\psi_R, \end{aligned} \tag{3.15}$$

والسطر الثاني من المعادلة (3.15) مكافئ للتحويل التالي:

$$\psi \to \exp(i\alpha\gamma_5)\,\psi, \tag{3.16}$$

حيث

$$\begin{aligned}\psi &= (\psi_L + \psi_R), \\ \psi_{L,R} &= P\psi = \frac{1 \pm \gamma_5}{2}\psi. \end{aligned} \tag{3.17}$$

لنفرض $\psi_{L,R}$ في تمثيل العيار المركب، حيث D_μ المشتق اللامتغير، بالإضافة إلى اتخاذ $\{\gamma_5, \gamma^\mu\} = 0$ لضمان أن الحدود الحركية للفارميون لاتقترن لا يساريا ولا يمينيا، على عكس حدود الكتلة، حيث

$$-m\bar{\psi}\psi = -m\left(\bar{\psi}_L\psi_R + \bar{\psi}_R\psi_L\right) \tag{3.18}$$

كما نعلم أن اللاغرانجي المعرفة أعلاه صامدة تحت التناظر الشامل $U(1)$، حيث المركبات اليسارية واليمينية لـ ψ يتم تدويرها بنفس الطور وهذا مايسمى بالتناظر الشعاعي $U(1)_V$، وبالتالي الاغرانجي صامدة تحت هذا التحويل أيضا، في حين تدويرها بطور معكوس فإن هذا التناظر يسمى التناظر المحوري $U(1)_A$، وبالتالي الاغرانجي ليست صامدة تحت هذا التحويل [15].

مشكلة $U(1)_A$: نعتبر التفاعلات التفاعلات القوية مع عائلة واحدة من الكواركات (u) و (d) في حدود الكتلة الكواركية $\lim m_{u,d}=0$حيث، $m_{u,d}\ll\Lambda_{QCD}$، ونأخذ التفاعلات القوية لها تناظر شامل $U(2)_V\otimes U(2)_A$، نعلم أن المركبة الشعاعية $U(1)_V$ فعليا محفوظة بعد التصحيحات الكمومية والجزء المحوري $U(1)_A$ يحدث فيه انكسار تلقائي مما أدى إلى ظهور ثلاث بوزونات لجولدستون بايون (π)، والنتيجة أنها تكتسب كتلة بسبب $m_{u,d}\neq 0$، وهذا المشكل المحير يظهر متعلق بـ $U(1)_A$ إذ لا يمكنه أن يكون تناظرا جيدا،وفي هذه الحالة يمكن أن تكون التكافؤ مضاعف (Parity doubling)، كما أن حدوث كسر التناظرالتلقائي يؤدي إلى ظهور بوزون جلدستون الرابع، ومن بين المرجحات الجيدة هي الميزونات (η) و (η') إلا أنها لاتفي بالغرض في حالة ما إذا نشأت كبوزون جلدستون وذلك لتجاوز كتلتها الحد الأعلى الذي يمكن وضعه على كتلتهم مقارنة مع ميزون البايون m_η، وبهذا يمكننا القول ان صح التعبير وكأننا نحاول تحويل الحائط إلى باب وهذا ما يسمى بمشكلة $U(1)_A$ في التفاعلات القوية.

حل مشكلة $U(1)_A$: تمت حل مشكلة $U(1)_A$ عن طريق النكهة الفردية للتيار المحوري (Axial current)، بداية يمكننا العودة إلى نظرية نوثار (Nother Theorem) التي تجمع بأناقة بين الكميات المادية المحفوظة و تناظر قوانين الطبيعة، ذات الشكل الرياضي:

$$J^{\mu}(x)=\frac{\partial_{\mu}\mathcal{L}}{\partial\left(\partial^{\mu}\phi(x)\right)}\delta\phi(x)-\frac{\partial\mathcal{L}}{\partial\left(\partial^{\mu}\phi\right)}\frac{\partial\phi}{\partial x^{\nu}}-g_{\mu\nu}\mathcal{L}\delta x^{\nu} \tag{3.19}$$

$$=\bar{\psi}(x)\gamma^{\mu}\psi(x). \tag{3.20}$$

التيار محفوظ:

$$\partial_{\mu}J^{\mu}(x)=0,$$
$$Q=\int d^{3}xJ^{0}(x). \tag{3.21}$$

ولا ننسى الإشارة إلى أن كل التناظرات تحفظ التيار، والتيارالمحوري مرتبط بالتحويل الممثل في المعادلة (3.16)، حيث يعرف التيار المحوري(axial current) على الشكل:

$$J_5^\mu = -\bar{\psi} i\gamma^\mu i\gamma_5 \psi. \tag{3.22}$$

وهي بدورها تمثل شذوذ (ABJ) (Adler Bell Jackiw anomaly)، كما أن هذه الكمية تبدو أنها غيرمألوفة لنا، لكن لا نستبعد أنها تلعب دورا فعالا ومهما، يمكن القول بأن حدوث خرق لتناظر الاغرانجي في الصياغة الكمية يسمى كلاسيكيا شذوذا، والجدير بالذكر هنا أنه لايمكننا أن نعيد تشكيلها، لكن مانراه أن لهذه الشذوذ أثار تظهر في النظريات العيارية.

لدينا

$$\partial_\mu J_5^\mu = (\partial_\mu \bar{\psi})\gamma^\mu\gamma_5\psi + \bar{\psi}\gamma^\mu\gamma_5(\partial_\mu\psi), \tag{3.23}$$

ونعلم أن

$$\begin{aligned} &\bar{\psi}(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\psi = 0, \\ &\quad \Rightarrow \bar{\psi} i\gamma^\mu\partial_\mu\psi = \bar{\psi} m\psi, \end{aligned} \tag{3.24}$$

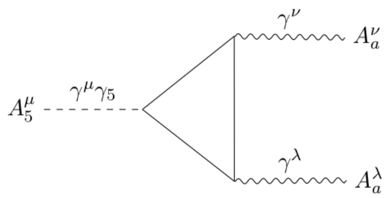
و

$$\left(\partial_\mu\bar{\psi}\right)\gamma^\mu = im\bar{\psi}; \gamma^\mu\partial_\mu\bar{\psi} = -im\bar{\psi}, \tag{3.25}$$

حيث بتعويض(3.25) في المعادلة (3.23) نجد

$$\partial_\mu J_5^\mu = (im\bar{\psi})\gamma_5\psi - \bar{\psi}(-im\gamma_5\psi) = 2im\bar{\psi}\gamma_5\psi, \tag{3.26}$$

في حالة الكتلة معدومة $m = 0$ فإن التيار المحوري بشكل بديل ومعادل يكتب على الشكل (3.22)، حيث في هذه الحالة يكون التحويل المحوري تناظرا تقريبيا في التفاعلات القوية. لفهم تأثيراتشذوذ الكيرال (Chiral Anomaly) على التيار المحوري J_5^μ، نضيف بوزون محوري A_5^μ للاغرانجي الذي فيه تفاعلات مع الفرميون، حيث هذه العملية تحاكي وجود تناظر محوري، التفاعلات التي تكون $-g' J_5^\mu A_{5\mu}$ في الشذوذ مع التفاعلات الكهرومغناطيسية، على المستوى الكمي لنظرية الحقول، هذه اللاغرانجي تؤدي إلى الإنتقال من البوزون المحوري إلى البوزون العياري من خلال حلقة واحدة للمخطط.



شكل1.3 : مخطط فاينمان المسؤول عن التفاعل الأكسيون- فوتون

وبإجراء تعديل لسعة الدياغرام، يؤدي هذا إلى عدم استيفاء (Ward identity)، **بالمقابل** (Ward identity) **في وضعية الفضاء هو التعبير عن التباعد الرباعي للتيار** $\partial_\mu J^\mu$، **والذي ينشئ حد إضافي، بالعودة إلى التفاعلات القوية، يمكننا كتابة حد الفارميون والغلوون كبوزون عياري في حدود الكتلة بهذا الشكل**

$$\partial_\mu J_5^\mu = -N_f \frac{g_s^2}{32\pi^2} \varepsilon^{\mu\nu\rho\sigma} Tr\left(\boldsymbol{G}_{\mu\nu}\boldsymbol{G}_{\rho\sigma}\right) \equiv -N_f \frac{g_s^2}{16\pi^2} Tr\left(\boldsymbol{G}_{\mu\nu}\tilde{G}^{\mu\nu}\right). \tag{3.27}$$

حيث N_f **عدد نكهات الكوارك** $\epsilon^{\mu\nu\rho\sigma}$ **لاتناظر** levi cevita ، **والحقل** $\boldsymbol{G}^{\mu\nu}$ **يعرف**

$$\boldsymbol{G}^{\mu\nu} = \lambda_a G_a^{\mu\nu}, \tag{3.28}$$

حيث λ_a **يمثل مولدات الزمرة** $SU(3)$، $G_a^{\mu\nu}$ **يمثل موتر حقل الغلوون القوي، ويمكننا من المعادلة** (3.27) **تعريف**

$$Tr\left(\boldsymbol{G}^{\mu\nu}\tilde{\boldsymbol{G}}^{\mu\nu}\right) = Tr\left(\lambda_a G_a^{\mu\nu}\lambda_b \tilde{G}_{\mu\nu}^b\right) = \frac{1}{2} G_a^{\mu\nu}\tilde{G}_{\mu\nu}^a, \tag{3.29}$$

حيث

$$\tilde{G}^{\mu\nu} = \frac{1}{2}\epsilon^{\mu\nu\rho\sigma}\boldsymbol{G}_{\rho\sigma}, \tag{3.30}$$

يمثل الموتر الرديف ($dual$) **لـ** G.

من المعادلة (3.27) **نجد أن** $\partial_\mu J_5^\mu \neq 0$ **وبالتالي تناظر شذوذ الكيرال لاتحفظ التيار المحوري، علاوة على هذا يمكننا القول بأن تناظر شذوذ الكيرال يساهم في حل مشكلة** $U(1)_A$ **أي أن ماتم قوله أعلاه يستبعد.**

بتعويض المعادلتين (2.9) و (3.27) في (3.27) نجد:

$$\begin{aligned}
\partial_\mu J_5^\mu &\equiv -N_f\frac{g_s^2}{32\pi^2}\boldsymbol{G}_{\mu\nu}\tilde{\boldsymbol{G}}^{\mu\nu},\\
&\equiv -N_f\frac{g_s^2}{32\pi^2}\epsilon^{\mu\nu\rho\sigma}\boldsymbol{G}_{\mu\nu}\boldsymbol{G}_{\rho\sigma},\\
&= -N_f\frac{g_s^2}{32\pi^2}\partial_\mu K^\mu,\\
K^\mu &= \varepsilon^{\mu\nu\rho\sigma}A_\nu^a\left[G_{\rho\sigma}^a-\frac{g_s}{3}f^{abc}A_\rho^bA_\sigma^c\right]. \qquad (3.31)
\end{aligned}$$

بإعادة تعريف التيار المحوري بـ:

$$\begin{aligned}
\partial_\mu\hat{J}_5^\mu &\equiv \partial_\mu\left(J_5^\mu+N_f\frac{g_s^2}{32\pi^2}K^\mu\right)=0,\\
\partial_\mu J_5^\mu &= -\partial_\mu\left(N_f\frac{g_s^2}{32\pi^2}K^\mu\right),\\
&= N_f\frac{g_s^2}{32\pi^2}\partial_\mu\left(\varepsilon^{\mu\nu\rho\sigma}A_\nu^a\left[G_{\rho\sigma}^a-\frac{g_s}{3}f^{abc}A_\rho^bA_\sigma^c\right]\right), \qquad (3.32)
\end{aligned}$$

حيث هذا التعريف الجديد للتيار المحوري $\hat{J}_5^\mu$ كمية محفوظة ونعلم أن نظرية نوثار لابد أن تكون تناظرا شاملا وبالتالي فعلا عودة المشكل.

ومن المعادلة (3.27) نجد:

$$\delta\mathcal{L}=\alpha\partial_\mu J_5^\mu=-\alpha N_f\frac{g_s^2}{16\pi^2}\mathrm{Tr}\left(G_{\mu\nu}\tilde{G}^{\mu\nu}\right), \qquad (3.33)$$

بالعودة إلى ميكانيك الكم فإنه لاتوجد مشاكل فيزيائية لأن الفعل $S=\int d^4x\mathcal{L}$ يبقى محفوظا، لكن في حالة وجود $\delta\mathcal{L}$ صفري أو يساوي التباعد الرباعي، وبإعادة النظر إلى اللاغرانجي فإننا نجد أن الوسيط (α) ليس له تأثير، ويكون ذلك إلا وفقط إذا كانت تكامل المساحة لـ K^μ مهمل. وهذا صحيح في النظرة المعتادة بأن الحقول فارغة عند اللانهاية المكانية، وهنا تأتي نقطة التحول حيث الحقول العيارية A_a^μ التي لا تظهر فيK^μ لا تؤول إلى الصفر في وقت واحد عند الانهاية، وبالتالي التكامل السطحي لايلغى لأنه يملك دلالة فيزيائيا [15].

لو ندقق في الأمر فإننا نجد أن حل مشكلة ليست واضحة لنا بمايكفي، وقد ارتأينا أن نوضح هذا الحل ومعرفة النتائج الفيزيائية في دراسة بنية الفراغ، حيث نحاول تقديم بعض المفاهيم عن الرقم المتعرج مجازا، حتى لا نخرج عن نطاق موضوع هذه المذكرة. في نظرية الحقول الكمية يعرف الفعل الإقليدي على هذا الشكل

$$
\begin{aligned}
S_E &= \int d^4xTr\left(G_{\mu\nu}\tilde{G}^{\mu\nu}\right) \\
&= \int_0^\infty drr^3 \int d\Omega Tr\left[G_{\mu\nu}\left(r,\Omega\right)G^{\mu\nu}\left(r,\Omega\right)\right]
\end{aligned}
\tag{3.34}
$$

حيث r مركبة راديالية و Ωالمركبة الزاوية في البعد 4 للمركبات القطبية، حيث إعداد الحقل للفعل المحدود يجب أن يكون $G_{\mu\nu} = \mathcal{O}\left(\frac{1}{r^3}\right)$ عند $r \to \infty$،

$$
A_\mu \equiv A_\mu^a T^a
$$

وبالتالي حقل العيار يجب أن يكون معرف بهذا الشكل

$$
A_\mu = \frac{i}{g}G\left(\Omega\right)\partial_\mu G\left(\Omega\right)^{-1} + \mathcal{O}\left(\frac{1}{r^2}\right) \tag{3.35}
$$

تحت التحويل المعياري $U(x)$ للمقدار A_μ نجد

$$
A_\mu \longrightarrow UA_\mu U^{-1} + \frac{i}{g}U\partial_\mu U^{-1}
$$

وبالتالي كمون الفعل الإقليدي المحدود المعرف في المعادلة (3.35) يتم تحويله على هذا المنوال:

$$
G = UG + \mathcal{O}\left(\frac{1}{r^2}\right)
$$

والتعبير المباشر للرقم المتعرج كمايلي

$$
\int \mathrm{d}^4xTr\left(G_{\mu\nu}\tilde{G}^{\mu\nu}\right) = \int dS_\mu K^\mu \tag{3.36}
$$

حيث K^μيمكن التعبير عنه بـ:

$$
K^\mu = \frac{4}{3g^2}\epsilon^{\mu\nu\rho\sigma}Tr\left[\left(G\partial_\nu G^{-1}\right)\left(G\partial_\rho G^{-1}\right)\left(G\partial_\sigma G^{-1}\right)\right] \tag{3.37}
$$

بإجراء تعويض المعادلة (3.37) في المعادلة (3.36) نجد:

$$
\begin{aligned}
n &= \frac{4}{3g^2}\int dS_\mu \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma}Tr\left[\left(G\partial_\nu G^{-1}\right)\left(G\partial_\rho G^{-1}\right)\left(G\partial_\sigma G^{-1}\right)\right] \\
&= \frac{g_s^2}{32\pi^2}\int d^4xTr\left(G_{\mu\nu}\tilde{G}^{\mu\nu}\right).
\end{aligned}
\tag{3.38}
$$

حيث

$$\begin{aligned}\int d^4x\partial_\mu J_5^\mu &= \int dx_0\partial_0\int d^3xJ_5^0-\int dx_0\int d^4x\partial_iJ_5^i\\ &=\int dx_0\partial_0Q_5-\int dSn_iJ_5^i\\ &=Q_{5,f}-Q_{5,i}\end{aligned} \tag{3.39}$$

حيث S يمثل عنصر المساحة في الفضاء الإقليدي البعد 4 و n_i نظامي شعاع الوحدة، و $Q_{5,i,f}$ تمثل الشحنة الابتدائية والنهائية، يمكن افتراض أن تدفق التيار من خلال الحقل عند اللانهاية هو 0. بعد إجراء التكامل للمعادلة (3.32) نجد

$$Q_{5,f}-Q_{5,i}=N_f\nu. \tag{3.40}$$

الوسيط θ للفراغ

يمكننا دراسة الفراغ في كلا نظريتي الميكانيك الكلاسيكي والكمي، إلا أنه يوجد اختلاف واضح بينهما، فكلاسيكيا يوجد عدد لانهائي من حالات الفراغ، حيث فيزيائيا تكون متكافئة، وبالتالي يمكننا تقسيمها طوبولوجيا إلى مختلف أصناف هوموتوبي (Homotopy)، والمسمى بعدد ويندينغ (Number Winding) مما سمح بتسميها (winding number vacua)، أما في ميكانيك الكمي فالفراغ هنا يبنى من حالة فراغ واحدة فقط، وبالتالي للحصول على حالة أساسية في نظرية الكم نكتفي بحالة كلاسيكية واحدة للفراغ (winding number vacua)، حيث $|n\rangle$من أجل معيار غير آبيلي، يمكننا الحصول على فراغ ميكانيك الكمي صحيح يسمى بـ$(\theta-vacuum)$.

$$\nu=n-m; \tag{3.41}$$

$$\nu=\left\{\begin{array}{ll}\nu=0 & ;n=m\\ \nu\neq 0 & ;n\neq m\end{array}\right\} \tag{3.42}$$

n عدد صحيح. لنقم بتحديث فراغ ملائم مؤسس على الإرتباط الخطي لفراغ الذي ليس معيار صامد، فنحصل على $(\theta-vacuum)$ التي يمكننا بناء الحالات الذاتية من مجموع الرقم المتعرج:

$$|\theta\rangle=\sum_{n=-\infty}^{\infty}\exp\left(in\theta\right)|n\rangle, \tag{3.43}$$

نعرف مؤثر الإنسحاب أو تحويل المعيار ي بدلالة العدد ويندينغ والذي بدوره يغير $|n\rangle$ $vacua$ بمقدار m كمايلي:

$$T_m |n\rangle = |n+m\rangle\,, \tag{3.44}$$

مؤثر هاميلتون صامد تحت تحويلات المعيار، وبالتالي يحقق علاقة التبادل مع مؤثر التحويل المعياري أي

$$[T_m, H] = 0, \tag{3.45}$$

بتطبيق مؤثر الإنسحاب على $(\theta - vacuum)$ من المعادلة (3.43) يحدث تغيير في إشارة الطور المركب:

$$\begin{aligned} T_m |\theta\rangle &= T_m \left(\sum_{n=-\infty}^{\infty} \exp\left(in\theta\right) |n\rangle\right), \\ &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} \exp\left(-in\theta\right) T_m |n\rangle\,, \\ &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} \exp\left(-in\theta\right) |n+m\rangle\,, \end{aligned} \tag{3.46}$$

بوضع $n' = n + m$، نجد

$$\begin{aligned} T_m |\theta\rangle &= \sum_{n'=-\infty}^{\infty} \exp\left(-i\left(n'-m\right)\theta\right) |n'\rangle\,, \\ &= \exp\left(-im\theta\right) |\theta\rangle\,. \end{aligned} \tag{3.47}$$

لتكن سعة الإنتقال بين $|n\rangle$ $vacua$ تعطى بـ:

$$\langle n| \exp\left(-Ht\right) |m\rangle = \int DA \Big|_{n-m} \exp\left\{-\int d^4x \mathcal{L}\right\}, \tag{3.48}$$

حيث

$$\int DA \,|_{n-m=\nu} = \sum_{\nu} \int dA \,|_{\nu}, \tag{3.49}$$

يمثل تكامل دالي على الوسيط مشار إليه بالرقم المتعرج، و (functional integration) تم حسابه في فضاء الزمكان الإقليدي (Euclidean space-time). باستعمال هذه المساواة

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} \exp\left(in\theta\right) = \delta\left(\theta' - \theta\right), \tag{3.50}$$

نحصل على سعة الانتقال بين فراغي (θ) كمايلي:

$$\begin{aligned} \langle\theta'|\exp\left(-iHt\right)|\theta\rangle &= \sum_{n'=-\infty}^{\infty}\sum_{n=-\infty}^{\infty} \exp i\left(n'\theta' - n\theta\right)\langle n'|\exp\left(-iHt\right)|n\rangle, \\ &= \sum_{n'} \exp -in'\left(\theta' - \theta\right)\sum_{q}\int DA\Big|_q \exp\left\{-iq\theta - \int d^4x\mathcal{L}\right\}, \\ &= \delta\left(\theta' - \theta\right)\int DA\exp\left\{-\int d^4x\left(\mathcal{L} + \mathcal{L}_\theta\right)\right\}, \end{aligned} \tag{3.51}$$

حيث $q = n' - n$ و $iq\theta = \int d^4x\mathcal{L}_\theta$، حتى تكون $|\theta\rangle$ فراغ جيد لابد أن لا تكون هناك انتقالات بين مختلف فراغات (θ) وهذا ما نلاحظه من المعادلة (3.51). في فضاء ميلكونسكي، حد (θ) يؤدي إلى تفاعل فعال أي [16]:

$$\mathcal{L}_\theta = -\theta\frac{g^2}{32\pi^2}G^a_{\mu\nu}\tilde{G}^{a\mu\nu}. \tag{3.52}$$

وبالتالي يمكننا كتابة اللاغرانجي الفعال بـهذا الشكل:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{eff} &= \mathcal{L} + \mathcal{L}_\theta, \\ &= -\frac{1}{4}Tr\left(G_{\mu\nu}G^{\mu\nu}\right) + \frac{\theta}{4}Tr\left(G^a_{\mu\nu}\tilde{G}^{a\mu\nu}\right). \end{aligned} \tag{3.53}$$

حيث الحد الأول تم تعميمه في الميكانيك الكلاسيكي على عكس الحد الثاني فله دلالة في الميكانيك الكمومي بواسطة (Tunneling effect).

إن صغر كتل كلا الكواركين (u) و (d) يمكن اعتباره عامل يظهر تأثيره في التفاعلات القوية؛ وذلك من خلال خلق التناظر الشامل للنكهة $SU(2)_L \otimes SU(2)_R$، وهذا الأخير يكسر تلقائيا بسبب تأثير الديناميكيات القوية لتفاعلات القوية (QCD)، وبالتالي يجعل قولنا صحيح في اعتبار (π) بوزون جولدستن مرتبط به، وتحويل الكواركات (u) و (d) تحت تناظر $U(1)_A$:

$$U(1)_A :$$
$$u \rightarrow \exp\left(i\gamma_5\alpha\right)u,$$
$$d \rightarrow \exp\left(i\gamma_5\alpha\right)d, \tag{3.54}$$

حيث α وسيط عشوائي، ومن بين التنبؤات لكسر التناظر هو ظهور بوزون جولدستن جديد، ويمكن أن نعرفه مثل الميزون (η') بالإضافة إلى كون كتل الكواركات (u) و (d) معدومة فإن هذه التناظرات $SU(2)_L \otimes SU(2)_R$ و $U(1)_A$ تناظرات دقيقة. لكن خلق هذا الميزون أدى إلى مشكلة بسبب كتلته المرصودة الكبيرة، وبالتالي أظهرت الحسابات حدودا عليه أي $m_{\eta'} < \sqrt{3}m_\pi$، ومع ذلك التجارب لم تظهر جسيم يتفاعل بقوة مع الضوء. بإعتماد الحل الفوري يمكننا أن نحل مشكلة $U(1)$، حيث يتم تحويل الكواركات المشار إليها بدليل النكهة $(f = flavor)$ كالتالي:

$$U(1)_A :$$
$$q_f \rightarrow q'_f = \exp\left(i\gamma_5\alpha_f/2\right)q_f. \tag{3.55}$$

قياس التكاملات المسارية للحقول (Path integral) الكواركية المتغيرة تؤدي إلى الشذوذ

$$Dq_f D\bar{q}_f \longrightarrow Dq_f D\bar{q}_f \exp\left\{\frac{ig^2}{32\pi^2}\sum_f \alpha_f \int d^4x \boldsymbol{G}^a_{\mu\nu}\tilde{G}^{a\mu\nu}\right\}, \tag{3.56}$$

حيث لا يظهر أي تأثير لهذا التكامل $G^a_{\mu\nu}\tilde{G}^{a\mu\nu}$ في المعادلة (3.56) في الملاحظات، حيث المشتق كلي يختفي التكامل من أجل إعداد حقل عياري بديهي وهذا في غياب الحل الفوري، أما في وجود الحل فوري هذا التكامل لا يختفي، وبمكاملة المعادلة (3.33) نجد

$$\frac{g^2}{32\pi^2}\sum_f N_f\alpha_f \int d^4x G^a_{\mu\nu}\tilde{G}^{a\mu\nu} = N_f\nu\sum_f \alpha_f \tag{3.57}$$

وبالتالي لايختفي لما يكون $\nu \neq 0$، أي يحق لنا القول بأن التناظر $U(1)_A$ تم انتهاكه بسبب الشذوذ، وهذا يجعل النظرية خالية من التناظر $U(1)_A$؛ وليس هناك وجود لأي بوزون جلدستون مرتبط بهذا التناظر. كما ذكرنا سالفا أن إعتماد الحل الفوري ساهم في حل مشكلة $U(1)_A$، لكن على ما يبدو أننا أمام مشكلة أخرى، بالاضافة إلى اعتمادنا

على فراغ واحد تم إعداده بواسطة وسيط (θ)، وبموجبه يتطلب منا أن نضيف حدا للاغرانجي والذي ينتهك التناظر $\theta \neq 0$، وتحويل الكيرال المعرف في المعادلة(3.56) مكافئ لتحويل (θ) بهذا الشكل :

$$\theta \longrightarrow \theta + N_f \sum_f \alpha_f \tag{3.58}$$

نعرف حد كتل الكواركات كالتالي:

$$\mathcal{L}_m = \sum_f m^* \bar{\psi} \frac{1}{2} (1 - \gamma_5) \psi + \sum_f m \bar{\psi} \frac{1}{2} (1 + \gamma_5) \psi. \tag{3.59}$$

حيث أن التغيير الذي يطرأ في طور كتلة الكوارك يكون نتيجة التحويل الموضح في المعادلة (3.55)، وذلك بعد فرض أن مصفوفة كتل الكوارك m_f قطرية بالفعل.

$$m_f \to \exp(i\alpha) m_f, \tag{3.60}$$

وهذه الكمية صامدة تحت التحويل (3.55) حيث

$$\exp(-i\alpha) \prod_f m_f \tag{3.61}$$

نعرف

$$\begin{aligned} \bar{\theta} &= \theta + \theta_{EW}, \\ &= \theta - arg \left[\prod_f m_f \right], \end{aligned} \tag{3.62}$$

حيث m_f مصفوفة كتل الكواركات ليوكاوا وهذه المصفوفات ليست بهارميتية ولا مقطرة، وبالتالي يستلزم منا تقطيرها للحصول على مصفوفات حقيقية بعد استبعاد المصفوفات المركبة (2.44) و (2.45)، وبالتالي اعتماد على كتل كواركات حقيقة، يولد تأثير انتهاك التناظر (CP) مقدار متناسب مع $(\bar{\theta})$ وليس مع (θ) ، ومنه

$$\mathcal{L}_{CPV} = \mathcal{L}_{QCD} + \frac{\bar{\theta} g_S^2}{32\pi^2} Tr \left(G^a_{\mu\nu} G^{a\mu\nu} \right). \tag{3.63}$$

٤ ثنائي القطب الكهربائي للنيوترون (Neutron Electric Dipole Moment)

إن ظهور حد جديد في اللاغرانجي؛ يعني أنه حدث انتهاك التناظر (CP)، وبالتالي أدى إلى بروز لحظة القطب الثنائي للنيوترون في نطاق الطاقات المنخفضة، ويمكن صياغة التفاعلات بين سبين النتروني الغير النسبي مع الحقول الكهرومغناطيسية الخارجية بهذا الشكل:

$$H = -\mu_n \boldsymbol{B}.\frac{\boldsymbol{S}}{S} - d_n \boldsymbol{E}.\frac{\boldsymbol{S}}{S}. \tag{3.64}$$

لكن نهتم بالحد الثاني من هذه المعادلة لإحتوائه على (d_n) فنحن بصدد حساب ثنائي القطب الكهربائي النيوتروني، وليكن اللاغرانجي $(NEDM)$ الذي يكتب على الشكل [17]:

$$\mathcal{L}_d = -i\frac{d_n}{8}\epsilon_{\mu\nu\alpha\beta}F^{\mu\nu}\overline{n}\left[\gamma^{\alpha},\gamma^{\beta}\right]n \tag{3.65}$$

$$F^{\mu\nu} = \partial^{\mu}A^{\nu} - \partial^{\nu}A^{\mu} \tag{3.66}$$

حيث يمثل $F^{\mu\nu}$ الحقل الإلكترومغناطيسي و $\epsilon_{\mu\nu\alpha\beta}$ موتر لا تناظري، حيث $\epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} = \begin{cases} 0 & , 1 \end{cases}$، أي

$$-i\frac{1}{4}\left[\gamma^{\alpha},\gamma^{\beta}\right]F^{\alpha\beta} = \frac{1}{2}\epsilon_{\alpha\beta\gamma}\sigma^{\gamma}F_{\alpha\beta} \tag{3.67}$$

حيث

$$\begin{aligned}\sigma^{\alpha\beta} &= -i\frac{1}{2}\left[\gamma^{\alpha},\gamma^{\beta}\right],\\ &= -\,i\frac{1}{2}\left(\gamma^{\alpha}\gamma^{\beta} - \gamma^{\beta}\gamma^{\alpha}\right),\end{aligned} \tag{3.68}$$

وبالتالي

$$= \sigma.E, \tag{3.69}$$

ومنه

$$H_d = -d_n\left(\overline{n}\sigma n\right).E. \tag{3.70}$$

حيث H_d يصف لحظة القطب الثنائي النيتروني (NEDM)، ومقياس العزم الكهربائي القطب الثنائي النيوتروني حدد بواسطة $\frac{e}{M_N}$ حيث M_N كتلة النيوترون، على ما يبدو (NEDM) يكون متناسبا مع (θ)، والنسبة بين كل الكواركات m_q و كتلة النيوترون M_N هي الأخرى، كما أن (θ) متعلقة بالملاحظات حيث يمكن تدويرها بعيدا من أجل $m_q = 0$، في حدود الكتلة $\lim m = 0$ نجد [18]:

$$|d_n| \sim \frac{e}{M_N}\frac{m_q}{M_N} \sim 210^{-15}\bar{\theta}.e.cm, \tag{3.71}$$

حيث e الشحنة الكهربائية للإلكترون، وفي الحدود التجريبية تم ايجاد:

$$|d_n| < 6.310^{-26}e.cm, \tag{3.72}$$

وبالتالي

$$\left|\bar{\theta}\right| < 10^{-9}. \tag{3.73}$$

وهي ذات قيمة صغيرة، ومن هنا نجد أن هذين الحدين لهما إمكانية إلغاء بعضهما البعض. (QCD) لم تتنبأ بهذه القيمة، لكن تجريبيا تم ايجاد قيمتها صغيرة جدا، وبالتالي يبقى المشكل قائما ـ لماذا $(\bar{\theta})$ تأخذ قيمة صغيرة جدا ؟ ـ وهذا ما يسمى بمشكلة (CP) القوية. ومن بين الحلول المقبولة على نطاق واسع لحل مشكلة (CP) القوية؛ هو اقتراح (روبيرتو بيتشي) و (هيلين كوين) سنة 1977 [19]، وسنناقشه في المقطع التالي.

٥ آلية بيتشي كوين

اقترحا كلا من (روبيرتو بيتشي) و (هيلين كوين) حلا بالغ الأهمية لمشكلة (CP) القوية هو: التنبؤ بوجود جسيمة إفتراضية والتي كانت ولزالت محور اهتمام العلماء والباحثين، هذا التنبؤ كان نتيجة تبنيهما لآلية تسمى: آلية (Peccei Queen mechanism) ، حيث قاما ببناء تناظر شامل جديد صيغ بالزمرة $U(1)_{PQ}$، هذا التناظر لايؤثر على التفاعلات القوية، أي أن اللاغرانجي (QCD) صامدة تحت هذا التناظر $U(1)_{PQ}$، الذي يلعب أيضا دور دوران الكيرال، وإضافة تفاعلات الأكسيون يساهم في تعزيز اللاغرانجي النموذج المعياري أو بعبارة أدق توسيع النموذج المعياري، وكتابة اللاغرانجي الفعالة التي تشمل حقل الأكسيون a والغلوونات(G)، بالإضافة إلى الكواركات عديمة الكتلة (نستعمل حقل الفارميونات بدلا من الكواركات) بهذا الشكل:

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{eff} =& -\frac{1}{4}g^2 G^a_{\mu\nu}\tilde{G}^{\mu\nu}_a + \sum_i \bar{\psi}_i \left(i\not{D}_\mu - m\right)\psi_i + \frac{1}{2}\partial_\mu a \partial^\mu a \\ &+ \mathcal{L}_{int}\left(\partial_\mu\left(\frac{a}{f_a}\right);\psi\right) - \theta_{eff}\frac{g_s^2}{32\pi^2}G^a_{\mu\nu}\tilde{G}^{a\mu\nu} - \xi\frac{g_s^2}{32\pi^2 f_a} a G^a_{\mu\nu}\tilde{G}^{a\mu\nu},\end{aligned} \tag{3.74}$$

حيث θ_{eff} زاوية الفراغ، وحقل الأكسيون يتم تحويله تحت تناظر كالتالي:

$$a(x) = a(x) + a_0 f_a. \tag{3.75}$$

حيث f_a وسيط متعلق بكسر التناظر $U(1)_{PQ}$. نهتم فقط بتأثير الغليونات، مع إهمال تأثير انتهاك (CP) في التفاعلات الضعيفة، الذي يؤخذ بعين الإعتبار لما تكون (θ) معدومة، و حتى تكون (θ) وسيط ديناميكي؛ لابد من كون زاوية الفراغ متناسبة مع هذه القيمة والتي تحقق بذلك فراغ حقيقي، و باستعمال التكاملات المسارية (Path Integral) للاغرانجي نجد:

$$Z \longrightarrow \int (dA_\mu)\prod d\psi_i d\bar{\psi}_i dada^\dagger \exp\left\{-\int d^4x \mathcal{L}_{eff}\left[A_\mu, \psi, \overline{\psi}, a, a\right]\right\}\exp\{i\nu\theta\}, \tag{3.76}$$

حيث

$$\begin{aligned}Z =& \int (dA_\mu)\prod d\psi_i d\bar{\psi}_i dada^\dagger \exp\{i\nu\theta\} \\ &\exp\left\{-\int d^4x\left[\frac{1}{4}g_s^2 G^a_{\mu\nu}\tilde{G}^{a\mu\nu} - \sum_i \bar{\psi}_i\left(i\not{D}_\mu - m_i\right)\psi_i\right.\right. \\ &\left.\left.+ \partial_\mu a\partial^\mu a + \mathcal{L}_{int}\left(\partial_\mu\left(\frac{a}{f_a}\right);\psi\right) - \left(\theta_{eff} + i\frac{\xi a}{f_a}\right)G^a_{\mu\nu}\tilde{G}^{a\mu\nu}\right]\right\},\end{aligned} \tag{3.77}$$

في هذه المعادلة نهمل الحدود الحركية في اللاغرانجي الفعالة للحصول على بنية الفراغ في الفضاء الإقليدي (Euclidien Space)، وبالتالي نتحصل على كمون كلاسيكي (طاقة كامنة اقليدية).

$$
\begin{aligned}
\exp\left\{-\int d^4xV\left(a\right)\right\} = & \int\left(dA_\mu\right)\prod d\psi_i d\bar{\psi}_i \\
& \exp\left\{-\int d^4x\left[\frac{1}{4}g_s^2 G^a_{\mu\nu}\tilde{G}^{a\mu\nu} - \sum_i \bar{\psi}_i\left(i\not{D}_\mu - m_i\right)\psi_i\right.\right. \\
& \left.\left. - i\frac{\xi a}{f_a}G^a_{\mu\nu}\tilde{G}^{a\mu\nu}\right]\right\}, \\
= & \int\left(DA_\mu\right)\prod_i det\left(\not{D}_\mu + m_i\right) \\
& \exp\left\{-\int d^4x\left[\frac{1}{4}g_s^2 G^a_{\mu\nu}\tilde{G}^{a\mu\nu} - i\xi\frac{a}{32\pi^2 f_a}G^a_{\mu\nu}\tilde{G}^{a\mu\nu}\right]\right\},
\end{aligned} \tag{3.78}
$$

نلاحظ أن الدالة الناتجة لها شكل معين من التبعية و الإعتماد على (θ) في الفضاء الإقليدي، والذي يوافق الحالات الذاتية ψ للمؤثر $i\not{D}$، بحيث $i\not{D}\psi = \lambda\psi$، و يوافق كذلك الحالات الذاتية الأخرى لنفس المؤثر بحيث $i\not{D}\left(\gamma_5\psi\right) = -\lambda\left(\gamma_5\psi\right)$، وبالتالي القيم الذاتية الحقيقية الغير الصفرية للمؤثر $i\not{D}$ لها نفس الشدة أو المقدار و تختلف في الإشارة وهي $\lambda\left(-\lambda\right)$، في حالة وجود N_0 من الأنظمة الصفرية يمكننا إثبات

$$
\begin{aligned}
det\left(\not{D} + m_i\right) = & \prod_\lambda\left(-i\lambda + m_i\right), \\
= & m_i^{N_0}\prod_{\lambda>0}\left(\lambda^2 + m_i^2\right) > 0.
\end{aligned} \tag{3.79}
$$

و باستعمال خاصية عدم المساواة لشوارز (Schwarz's inequality) [20]**نجد:**

$$
\begin{aligned}
\left|\exp\left\{d^4xV(a)\right\}\right| =& \left|\int (DA_\mu)\prod_i det\left(\not{D}_\mu + m_i\right)\right.\\
&\left.\exp\left\{-\int d^4x\left[\frac{1}{4}g_s^2G^a_{\mu\nu}\tilde{G}^{a\mu\nu} - i\xi\frac{a}{32\pi^2 f_a}G^a_{\mu\nu}\tilde{G}^{a\mu\nu}\right]\right\}\right|,\\
&\leq \left|\int (dA_\mu)\prod det\left(\not{D} + m\right)\right.\\
&\left.\exp\left\{-\int d^4x\left[\frac{1}{4}g_s^2G^a_{\mu\nu}\tilde{G}^{a\mu\nu} - i\xi\frac{a}{f_a}G^a_{\mu\nu}\tilde{G}^{a\mu\nu}\right]\right\}\right|,\\
&= \int (dA_\mu)\prod det\left(\not{D} + m\right)\exp\left\{-\int d^4x\left[\frac{1}{4}g_s^2G^a_{\mu\nu}\tilde{G}^{a\mu\nu}\right]\right\},\\
&= \exp\left\{-\int d^4xV(0)\right\},\\
&\Rightarrow \int d^4xV(x) \leq \int d^4xV_{eff}\left(a = -\frac{f_a}{\xi}\bar{\theta}\right).
\end{aligned}
\tag{3.80}
$$

والقيمة الدنيا للكمون الفعال تظهر لما يكون $\langle a\rangle = -\frac{f_a}{\xi}\bar{\theta}$، أي

$$
\left\langle\frac{\partial V_{eff}}{\partial a}\right\rangle = \xi\frac{g^2}{f_a}\left\langle G^a_{\mu\nu}G^{a\mu\nu}\right\rangle|_{\left\langle a=-\frac{f_a}{\xi}\bar{\theta}\right\rangle} = 0 \tag{3.81}
$$

والقيمة الدنيا للكمون الفعال تحفظ (CP) لما $a = 0$ ، وبالتالي

$$
\bar{\theta} = \xi\frac{\langle a\rangle}{f_a} = 0. \tag{3.82}
$$

لو نأخذ بعين الإعتبار أن حل (PQ) لمشكلة (CP) القوية حلا ديناميكي لابد من إهمال زاوية الفراغ $\bar{\theta} = 0$، ومنه يمكننا استخلاص الحد الأدنى لكمون الأكسيون الفعال$\langle a\rangle = 2n\pi f_a$ لكون $(\bar{\theta})$ دورية، وبالتالي الكمون ليس مستويا، وعملية إضافة للاغرانجي حقل الأكسيون الفيزيائي $a_{\text{phys}} = a - \langle a\rangle$، فإن حد $(\bar{\theta})$ يختفي، وبهذا يحق لنا القول أن مشكلة (CP) القوية حلت من خلال آلية (PQ). يمكننا الحصول على كتلة الأكسيون وذلك من خلال حساب المشتق الثاني للكمون الفعال بالنسبة للقيمة الدنيا:

$$
m^2 = \left\langle\frac{\partial^2 V_{eff}}{\partial a^2}\right\rangle = \xi\frac{g^2}{f_a}\frac{\partial}{\partial a}\left\langle G^a_{\mu\nu}\tilde{G}^{a\mu\nu}\right\rangle\Big|_{\left\langle a=-\frac{f_a}{\xi}\bar{\theta}\right\rangle}. \tag{3.83}
$$

أول من قام بحساب كتلة الأكسيون باستعمال تقنيات الجبر الحالي هما (باردين وتي) (Bardeen and Tye) [21]. وبالتالي يمكننا كتابة اللاغرانجي الفعالة بإضافة حد

الكتلة كما يلي:

$$\mathcal{L}_{eff} = -\frac{1}{4}g^2 G^a_{\mu\nu}\tilde{G}^{\mu\nu}_a + \sum_i \bar{\psi}_i \left(i\not{D}_\mu - m\right)\psi_i + \frac{1}{2}\partial_\mu a_{phys}\partial^\mu a_{phys}$$
$$-\frac{1}{2}m_a^2 a_{phys}^2 + \mathcal{L}_{int}\left(\partial_\mu\left(\frac{a}{f_a}\right);\psi\right) - \theta_{eff}\frac{g_s^2}{32\pi^2}G^a_{\mu\nu}\tilde{G}^{a\mu\nu}. \quad (3.84)$$

٦ الأكسيونات: الفيزياء - الفيزياء الفلكية و الكونية:

١.٦ المصادم

الأكسيونات الشبيهة بالجسيمات تعد حافزا جيدا لامتداد النموذج المعياري لاسيما الناشئة في نظرية الأوتار، ومرشحا لحل مشكلة المادة المظلمة، بالرغم أن الأكسيونات أفضل الجسيمات تحفيزا لذلك إلا أنه لا يمنع من وجود جسيمات شبيهة لها تدعى (ALPs = Axion Like Particles) أو جسيمات رفيعة ضعيفة التفاعل (WISPs)، حيث تشترك مع الأكسيون في نفس الظواهر.

انتاج (ALPs) في المصادمات: **في هذه الفقرة نحاول تقديم بعض الآليات المتبعة لإنتاج (ALPs) في مصادمات الطاقات العالية (Hight Energy Collider (LHC)) واضمحلالاته في المصادم الهادرونات الكبير (Large Hadrons Collider (LHC)).**

انتاج (ALPs) رنينيا: **يمكن انتاج الجسيمات الشبيهة بالأكسيون في مصادم الطاقات العالية (HEC) عن طريق عمليات انصهار الغليون والفوتون، وفناء e^+e^-،يمكننا أن نعتبرها آليات تطبق في مصادمات الطاقات العالية (HEC) لإنتاج (ALPs) رنينيا حيث:**

$$gg \longrightarrow a\,(gluon - fusion)\,. \quad (3.85)$$

$$\gamma\gamma \longrightarrow a\,(2\gamma - fusion)\,. \quad (3.86)$$

$$e^+e^- \longrightarrow a\left(e^+e^- - anihilation\right). \quad (3.87)$$

كما أن هذا الإنتاج الرنيني مرتبط للغاية بكتلة (ALPs) الكبيرة، ولهذا السبب يتم تثبيت المقطع الفعال للإنتاج الرنيني دائما في مقياس الفيزياء الجديدة (Λ)، ومن الآليتين (3.85) و(3.87) يمكننا القول بأنها ليست النمط السائد في الانتاج، لكون كتلة الفارميونات الخفيفة أثر سلبي عليها حيث توقفها بقوة، أما الآلية الموضحة في المعادلة (3.86) فهي في غاية الأهمية لأن معدل التضاؤل لحظة الإنتاج يكون متعلقا

فقط بكتلة (ALPs)، بالإضافة إلى التحسينات التي لامست عدم اليقين بشأن الفوتون؛ والتي أدت إلى وضع حدودا أكثر فعالية من السابق، وعلاوة على هذا فإن الإنتاج الرنيني على مدى الحياة لا يلعب دورا مهما وذلك بسبب كتلة (ALPs) الكبيرة و الاقتران الكبير للحصول على مقاطع فعالة للإنتاج تؤدي إلى اضمحلال (ALPs) بشكل سريع.

إنتاج (ALPs) في الإضمحلال الغريب لبوزونات الهيغز (H) و (Z) في الغلاف: إن الإضمحلالات الغريبة التي يكون من ورائها إنتاج (ALPs) ؛ لها أهمية كبيرة نتيجة لنسبة التهافت المرصودة جراء الإقترانات الصغيرة، وهنا يمكننا أن نحدد نوعين من حالات إنتاج (ALPs)، أولا بوزون الهيغز (H) حيث يكون نسبة تهافته كبيرة، وبالتالي لايكون هناك اضمحلال لجسيمات (SM)، أما بوزون (Z) فيتوقع نسبة تهافته مستقبلا أقل بكثيرمن الحدود الحالية [22]. وقد أظهرت التجارب المعتمدة في (LHC) أنه هناك احتمالين لا ثالث لهما؛ إما أن يكون (ALPs) ذو عمر طويل أو يحدث له إضمحلال سريع جدا لايمكن رصده في الكاشف، واعتبروه كطاقة مفقودة، وهذا ماجاءت به تجربة (Mimasu, 204 and Brivio, 2017)، بالإضافة إلى كل من (ATLAS) و (CMS) لهم إمكانية دراسة الإضمحلال السريع جدا لـ (ALPs)، وذلك من خلال توفير فضاء لبناء منتجات لهذه الإضمحلالات، وقد تبين أن الإضمحلال الوحيد الذي تخضع لها (ALPs) هو الإضمحلال إلى فتونين: $a \longrightarrow 2\gamma$، لكن هناك إضمحلالات أخرى محتملة نذكرها بالترتيب تبعا لكتلة (ALPs):

- في حالة كتلة (ALPs) تكون ضعف كتلة الإلكترون$a \longrightarrow 2e^-$.
- في حالة كتلة (ALPs) تكون أكبر بضعفي من كتلة الميونات و τ: $a \longrightarrow 2\mu(or 2\tau)$.
- في حالة كتلة (ALPs) أكبر بـ 3أضعاف من كتلة ميزون π: $a \longrightarrow 2jets$.

وهذه الإضمحلالات يمكن إجراء تجارب بحثية عليها في المصادم الهادرونات الكبير(LHC) [23].

٢.٦ الأكسيون (الشمس والنجوم)

من أكثر التوقعات إثارة في الفيزياء الفلكية، والتي تكمن في مصدر الأكسيونات وهنا سوف نحاول مناقشة بعض الملاحظات التي تقدم تفسيرات تحاكي الظواهر الطبيعية، فالجسيمة التي تتفاعل بضعف يتم إنتاجها في البلازما الساخنة مثل الشمس و النجوم، هذه الجسيمات لها كمون يساهم في نقل الطاقة خارجا، لكن أقل مايقال

تماما في الفيزياء الفلكية أنها تخبرنا لو كان لجسيمة الأكسيون وجودا لابد أن تكون $m_a < 10^{-2}eV$.

الشمس (Sun) : تعد الشمس أحد القنوات التي ينبعث منها الأكسيون محملا بالطاقة، وهذا الإنبعاث المحمل بالطاقة يجعل الشمس تفقد القليل من طاقتها؛ أي يمكننا القول أن الشمس لاتحافظ على طاقتها الإبتدائية فهي في خسران دائم للطاقة، وإنما يحدث لها انكماش، فترتفع درجة الحرارة وتحرر طاقة نووية تساهم في زيادة لمعان النيوترينو لتستعيد توازنها، وينتهي بها الأمر باكتسابها لمعان يكون أكثر من لمعان الأكسيونات المنبعثة، حيث $L_a \lesssim 0.1L_{\odot}$، لكن هذه العملية تؤثر سلبا على الشمس من ناحية العمر، إضافة إلى ذلك يتيح فرصة حدوث تقييد لاقترانات الأكسيون، كما يكمن إنتاج الأكسيونات لما يحدث تفاعل الفوتونات مع الحقل الكهرومغناطيسي الخارجي في البلازما عن طريق هذه العملية: $\gamma + Ze \longrightarrow Ze + a$، حيث Ze يمثل الأيونات والإلكترونات التي تنتج حقولا مغناطيسية، أين يمكن للأكسيونات الإقتران [24].

العناقد النجمية (Globular cluster) : هي عبارة عن مجموعة من مليارات نجوم كروية تدور حول قلب مجري، تكونت في نفس الوقت لكن مراحل تطورها يختلف من نوع لآخر تحت عامل الكتلة، وهي مرتبطة بشدة بسبب تأثير الجاذبية، وهذه النجوم قديمة نسبيا و هي نوعين: النجوم الفرعية الأفقية (Horisontal Branching stars (HBS) و النجوم العملاقة الفرعية الحمراء (Red Giant Branching Stars) والتي تلعب دورا مثيرا للإهتمام في حدود الأكسيون، والفرع الأفقي مرحلة تطور نجمي يتبع مباشرة الفرع العملاق الأحمر، فاندماج الهيدروجين مع الغلاف الذي يحيط بالنواة المتحللة من الهيليوم؛ الذي بدوره يحدث تغيرات كبيرة في بنية النجوم، وبزيادة درجة الحرارة وكثافة النواة يؤدي ذلك إلى زيادة سرعة الإندماج، فتقل شدة لمعانها ويحدث لها انكماش في الغلاف النجمي، وبالتالي يتشكل في النهاية نجوم أفقية، ويظهر تأثير الأكسيونات في تطور هذه النجوم باستكشاف مساحة وسيط الأكسيون، فخضوع الأكسيونات لآلية بريماكوف يخلق قناة إضافية لنقل الطاقة حيث يتوقف إشتعال الهيليوم، يتبعه تبريد الأكسيون نتيجة اقتران الأكسيون مع الإلكترون والذي يقيد هذا الاقتران $g_{ae} \lesssim 310^{-13}$، بالإضافة إلى تأثير بيرماكوف؛ الذي يحول الفوتون إلى أكسيون في البلازما، قد يهمل في نجوم (RGB) على عكس النجوم (HB) التي يكون فيها أكثر فعالية، إذ يصبح مدة الطور للنجم قصيرة ويصبح أيضا عدد النجوم (RGB) أقل مقارنة بالنجوم (HB)، كما أن هذه النسبة بين هذه النجوم ساهمت في خلق حد اقتران الأكسيون ـ الفوتون في حدود $g_{a\gamma} \lesssim 0.610^{-10}GeV^{-1}$.

القزم الابيض (White Dwarf) : الإنتقال من مرحلة (ABG) إلى مرحلة

القزم الأبيض تسمى بعملية تبريد النجوم؛ حيث هذه العملية تحفز حدوث اقتران الأكسيون-إلكترون، وفي حالة انبعاث الأكسيون يحدث تعديل في درجة الحرارة لمعدل فقدان القزم الأبيض للطاقة، وبالتالي هذا التعديل من أجل اقتران الأكسيون-إلكترون يكون في حدود $g_{ae} \lesssim 3.510^{-13}$، عادة يتم الحديث عن عملية تبريد الجسيمات للنجوم النيوترونية على سبيل المثال في انبعاث زوج النيوترينو من خلال آلية تدعى: آلية (PBF) اختصارا لـ (pair breaking formation)، إلا أن هذا النهج لم يحظ باهتمام كبير في الأدبيات مقارنة بالنماذج الأخرى للتطورات النجمية، لكن هنا نفرض أن هذا الإنبعاث يكون للأكسيون، والذي ينتج قيودا مشابهة للنماذج النجمية الأخرى باستعمال بيانات أشعة جاما (Fermi LAT) حيث $f_a \gtrsim 7.510^7 GeV$.

سوبرنوفا (**Supernova**): حدوث إنفجار للنجوم حيث قوة الإنفجار الكبيرة تؤدي إلى تبعثر كمية كبيرة من المواد النجمية في الفضاء و هذا مانسميه بالسوبرنوفا، ويوجد أنواع مختلفة من هذه النجوم ومن بين النجوم الأكثر إثارة هي المستعرات الأعظمية النوع الثاني، أي حدوث انكماش قوي للنواة وانفجار ضخم للنجم يؤدي إلى إنتاج المستعرات الأعظمية من النوع الثاني (SNTypell)، ومن ثم يؤدي إلى تشكل نجم نيوتروني هذا الأخير يحدث فيه انكماش نواته لكثافة النيوكليونات العالية، وإنتاج الأكسيونات ضعيفة التفاعل بالطريقة السائدة، يكون ذلك باقتران نيوكليون-أكسيون وفق العملية:$N + N \longrightarrow N + N + a$ والتي تحفز توفير قناة تبريد ذات كفاءة أكبر من قناة النيوترينو، وبالتالي يكون له أثر على زمن تبريد (SN) ومدة انفجار النيوترينو في عملية (SN)، قياسات تدفق مضادات النيوترينو من (SN1987a) التي أظهرتها تجارب (Kamiokandell and Irvine Michigan Brookhaven)، حيث سمحت باختبار اقتران أكسيون-نيوكليون g_{aN}، ويعد هذا الاقتران من أفضل الإختبارات التي أظهرتها إشارة المستعرات الأعظمية $(SN1987a)$ ، إذ يتم حصر هذه الأكسيونات في نواة النجم عند اقترانها بقوة مع النيوكليونات وتشكل مايسمى بكرة الأكسيون، وبالتالي الأكسيونات تفقد فعالية التأثير على إشارة النيوترينو، فتخلق أحداثا إضافية للنيوترينو في الكاشف، و تخضع القيود الآتية من المستعرات الأعظمية إلى عدم اليقين من وصف (SN) [25].

٣.٦ الأكسيون كمرشح للمادة المظلمة

مشكلة المادة المظلمة تعد تحديا كبيرا لمجتمع فيزياء الجسيمات حيث أن أي مرشح مطالب بإرضاء القيود الصارمة المفروضة عليه وبالتالي هو موضوع نشط للبحث،

أي فيزياء الجسيمات لها القدرة في ترتيب خصائص المرشح، حيث هذا الأخير يجب أن يكون له عمر أطول بكثير من زمن هابل وعلاوة على ذلك الكثافة الكونية لابد أن تكون متوافقة مع كثافة المادة المرئية، فأكسيونات علم الكونيات تتم فيها آليات تساهم في إنتاج الأكسيون والتي تمنح بقايا الأكسيون المختلفة.

الإنتاج الحراري: إن وجود الكون في درجة حرارة عالية ساهم بشكل كبير في إنتاج الأكسيونات داخل حمام حراري، وهذا ما يسمى بالإنتاج الحراري للأكسيونات، حيث الأكسيونات تتفاعل مع الكواركات والغليونات عن طريق تأثير بريماكوف (Primakoff effect):

$$\gamma + q \longrightarrow a + q, \tag{3.88}$$

$$q + \bar{q} \longrightarrow g + a, \tag{3.89}$$

$$\pi + \pi \longrightarrow a + \pi. \tag{3.90}$$

و العملية الأخيرة هي الأكثر صلة مقارنة بالأخرى. لو أن التفاعلات كانت قوية بما فيه الكفاية أي $m_a \sim eV$ بعد طور الإنتقال (QCD) في لحظة ما من سيناريو الكون، فإن الأكسيونات كانت في توازن حراري، وتحديد درجة الحرارة التي تنفصل عندها الأكسيونات من الحمام الحراري مهمة للغاية لتحديد حدود كتلة المادة المظلمة الحارة للأكسيون، وتقدير الكثافة المتبقية للأكسيون الحراري يكون ذلك عندما نفرض بأن الأكسيون يكون مستقرا، لكن بالرغم من رؤيتنا للأكسيون، لابد أن يولد اقتران مع الفوتون ويمكنه أن يضمحل إلى فوتونين (2γ) ويقدّر معامل الإضمحلال بـ:

$$\Gamma_{decay} = \frac{g_{a\gamma}^2 m_a^3}{64\pi}. \tag{3.91}$$

مقارنة معامل الإضمحلال مع وسيط هابل اليوم (h_0)، فإننا نستخلص هذا من أجل $m_a \gtrsim 20eV$ الإضمحلال السريع للأكسيون في سلم الزمن الكوني، بالنتيجة حدود المادة المظلمة الحارة تحد في الأكسيون هي الوحيدة التي تؤكد من أجل الكتل$(20eV)$، هذا يعني أن كتلة الأكسيون كبيرة من رتبة $m_a \gtrsim \mathcal{O}(100eV)$، ليست ضرورية لإنتاج أيضا المادة المظلمة لكن ينتجون بالإضافة للفوتون الذي قيد بقياسات (The Cosmic Microwave Background).

آلية زاوية الإنحراف: في حالة شعب الاكسيون الغير الحراري، لفهم هذه الآلية لابد لنا من العودة إلى قصة الأكسيون الحراري قبل طور انتقال (QCD). الاكسيون

له كمون مسطح في القيمة الإبتدائية المختارة في لحظة طور الانتقال (PQ)، وهو لا يملك قيمة مفضلة في المجال $\pi \leq \frac{a_{init}}{f_a} \leq \pi-$ ، ومع ذلك لا يمكنه أن يكون عند ادنى قيمة لها مستقبلا، ومع ميلان كمون القبعة المكسيكية عند المرحلة الإنتقالية (QCD)، فإن حقل الأكسيون يتدحرج نحو الصفر متجاوزا لها، وهذا يجعله يتذبذب بشكل متماسك حول القيمة صفر، وبالتالي نعرف معادلة الحركة في كون (Friedmann Rebertson Walker (FRW)) من أجل الحقل السلمي المتجانس بهذا الشكل:

$$\ddot{a} + 3H\left(t\right)\dot{a} + m_a^2\left(t\right)a = 0. \tag{3.92}$$

ويمكن اعتبارها معادلة الهزاز التوافقي المخمد في حالة (H) و m_aثوابت، حيث تكون كتلة الأكسيون$m_a\left(T\right) \simeq 0$ في درجة الحرارة العالية، و الحل القريب هو: $a \sim a_{init}\frac{1}{R^{\frac{3}{2}}}\cos\left(m_a t\right)$، و الكثافة هي$\rho\left(a\right) = \frac{1}{2}\left(\dot{a}^2 + m_a^2\left(T\right)a^2\right)$ حيث $\frac{1}{R^3}$مثل المادة الغير النسبية، هذا يفسر الأهمية في جعل الأكسيون كمرشح جيدا المادة المظلمة. الكثافة المتبقية للأكسيون متعلقة بكسر التناظر، وهذا الكسر في التناظر يمكننا أن نقسمه إلى حالتين:

⋆**الحالة الأولى**: لما يكون كسر التناظر لحظة حدوثه بعد نهاية التضخم مباشرة، قيمة متوسط الزاوية لابد أن تحسب على تباين بقع هابل التي بدورها تؤدي إلى توقع محدد بـ:

$$\Omega_a h^2 \sim 0.12. \tag{3.93}$$

⋆ **الحالة الثانية**: لما يكون كسر التناظر قبل نهاية التضخم؛ فالكثافة المتبقية تحسب بواسطة آلية (Vacuum misalignment) على هذا المنوال:

$$\Omega_a h^2 \sim \frac{1}{2}\left[\frac{610^{-6}eV}{m_a}\right]^{\frac{7}{6}} a_i^2 h^2. \tag{3.94}$$

الإختبار المناسب للزاوية يمنح فرصة تحقيق قياسات الكثافة المتبقية، أي أن حقل الأكسيون له نفس القيمة الإبتدائية في أي نقطة من الكون و حقل الأكسيون سيختار بمختلف القيم في بقع هابل عند حدوث كسر تناظر بعد التضخم [26].

الباب ٤

نماذج الأكسيون

نميز ثلاث أنواع الأكثر شيوعا لنموذج **أكسيون** التفاعلات القوية و الذي ينقسم إلى صنفين هما :

- **صنف نموذج الأكسيون المرئي** (visible axion model) و سمي بهذا الاسم لظهور الأكسيون في البيانات التجريبية.
- **صنف نموذج الأكسيون اللامرئي** (invisible axion model) ، و سمي بهذا الاسم لعدم ظهور الأكسيون في البيانات التجريبية.هذا الصنف الأخير يتضمن نموذجين هما: **نموذج** (KSVZ) و **نموذج** (DFSZ)، وفي هذا الفصل سنناقش تفاصيل هذه النماذج مع التطرق إلى ذكر أهم الإقترانات التي يخضع لها الأكسيون.

١ نموذج (PQWW) :

يعود أصل نموذج (PQWW) إلى فكرة (بيتشي) و (كوين)، وهو اختصار لـ (Pecci Quinn Weinberg Wilczek)، ويسمى أيضا بنموذج الأكسيون المرئي وذلك لملاحظة التنبؤات في التجارب المخبرية، وهذا النموذج يعتمد على أسس رياضية ساهمت بشكل كبير في التأثير على النظرية، فمن أجل تعريف حقل الأكسيون نعتبره اتجاه طوري لحقل الهيغز، وبحكم أن درجات الحرية للأكسيون ليس لها مكان في النظرية للحقل الفردي المزدوج، فمن الضروري أن نقدم حقلي الهيغز المزدوج، فكما ذكرنا سالفا أن حقل الهيغز يكسب الكواركات كتلة؛ أي أن حقلي الهيغز الأول يمنح كتلة لكوارك العلوي (up quark) والثاني للكوارك السفلي (down quark).

ليكن تناظر بيكي الشامل $U\left(1\right)_{PQ}$:

$$\begin{aligned}
&\phi_1 \longrightarrow \exp\left(i\epsilon q_1\right)\phi_1; \phi_2 \longrightarrow \exp\left(i\epsilon q_2\right)\phi_2,\\
&d_L \longrightarrow \exp\left(i\epsilon q_1/2\right)d_L; d_R \longrightarrow \exp\left(-i\epsilon q_2/2\right)d_R,\\
&u_L \longrightarrow \exp\left(i\epsilon q_1/2\right)u_L; u_R \longrightarrow \exp\left(-i\epsilon q_2/2\right)u_R.
\end{aligned} \tag{4.1}$$

حيث ϕ_1 و ϕ_2 حقلي الهيغز المزدوج، ونظرا لتعاملنا مع الكواركي العلوي (up quark) والسفلي (down quark)، يمكننا أن نستبدل ترميز حقلي الهيغز المزدوج بـ (H_d)، (H_u)، (q_1)، (q_2) شحنة، و ϵ ثابت عشوائي. اقتران حقل (PQ) مع النموذج المعياري يكون بواسطة تفاعل يوكاوا من أجل الكواركات حيث:

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{yukawa-up-down-quarks} &= -g_d\bar{Q}_L\phi_1 d_R - g_u\bar{Q}_L\phi_2 u_R - g_\ell\bar{L}_L\phi_1\ell_R + h.c\\
&= -g_d\bar{Q}_L H_d d_R - g_u\bar{Q}_L H_u u_R - g_\ell\bar{L}_L H_d\ell_R + h.c.
\end{aligned} \tag{4.2}$$

حقلي الهيغز المزدوج (H_d) و (H_u) يكتسب قيم الفراغ المتوقعة (VEV) غير صفرية أي $\upsilon_{u,d} \neq 0$، وذلك عند حدوث كسر تلقائي لكلا من تناظر $U\left(1\right)_{PQ}$ وتناظر الكهروضعيفة $SU(2) \otimes U(1)$ في نفس الوقت. باعتبار أن $(H^0_{u,d})$ مركبات حيادية للحقلين $(H_{u,d})$ يكن

$$\left\langle H^0_{u,d}\right\rangle = \upsilon_{u,d}, \upsilon_{EW} = \sqrt{\upsilon_u^2 + \upsilon_d^2}. \tag{4.3}$$

بتطبيق عددي نجد $\upsilon_{EW} = 246.22GeV$. تصبح إحدى التركيبات الخطية للمراحل درجة من الحرية للهيغز التي تم امتصصها من قبل بوزون (Z)، أما درجة الحرية الأخرى تمثل الأكسيون وبالتالي الأكسيون ماهو إلا درجة حرية في نموذج (PQWW)، حيث

$$\begin{aligned}
H^0_d &= \upsilon_d \exp\left(x\frac{a}{\upsilon} + \frac{1}{x}\frac{h}{\upsilon}\right),\\
H^0_u &= \upsilon_u \exp\left(\frac{1}{x}\frac{a}{\upsilon} + x\frac{h}{\upsilon}\right),
\end{aligned} \tag{4.4}$$

$$x \equiv \frac{\upsilon_d}{\upsilon_u} = \sqrt{\frac{q_1}{q_2}}. \tag{4.5}$$

بالإستعانة بكلا من الحساب الجبري الحالي وتقريب اللاغرانجي الكيرال التي تساهم في تقدير كتلة الأكسيون، نحصل على مايلي:

$$m_a = N_g\left(\frac{1}{x} + x\right)\frac{\sqrt{Z}}{1+Z}\frac{f_\pi m_\pi}{\upsilon}, \tag{4.6}$$

حيث N_gعدد أجيال الكواركات، $x=\frac{v_d}{v_u}$ الوسيط الوحيد الحر في نموذج $(PQWW)$، و $f_\pi=93MeV$ ثابت اضمحلال البايون $Z=\frac{m_u}{m_d}$ النسبة بين كتلتي الكواركين السفلي والعلوي.

$$m_a=N_g\left(\frac{v_{EW}^2/v_u}{v_d}\right)\frac{\sqrt{m_u m_d}}{m_u+m_d}\frac{f_\pi m_\pi}{v}, \tag{4.7}$$

بتطبيق عددي نجد:

$$m_a\simeq 74\left(\frac{1}{x}+x\right)KeV. \tag{4.8}$$

من أجل $N_g=3$ و $Z\simeq 0.48$. التنبؤات النظرية لهذا النموذج لاتتوافق مع حدود التجربة في نسبة التهافت لهذه الميزونات (J/Ψ) (حيث الميزون (J/Ψ) يجمع الكواركات الساحرة (charm quarks) $c\bar{c}$ عند الطاقات العالية) واضمحلال (Υ) (حيث الميزون ابسيلون (Υ) يجمع الكواركات القعرية (bottom quarks)$b\bar{b}$) و (K^+)، حيث تم استبعاد هذا النموذج تجربيا لكون جسيمة الأكسيون لاتظهر في البيانات التجريبية، وبالتالي ظهور أدلة أخرى أسهمت بإيجاد نموذج جديد يسمى بنموذج الأكسيون اللامرئي والذي سنتعرف عليه في الفقرة الموالية، وهذا النموذج يمكن تقسيمه إلى نموذجين آخرين، وبطبيعة الحال نذكر أوجه التشابه و الإختلافات التي تميز الواحد عن الثاني.

٢ نموذج (KSVZ)

نموذج (KSVZ) هو اختصار لتسميات مقترحيه (Kim, Shifman, Vainshetein and Zakharov)، هذا النموذج يقدم لنا جسيمات جديدة هي الكواركات الثقيلة من النوع العلوي (up quarks) و السفلي (down quarks)، والتي تحمل شحنات (PQ) التي تكون على عكس الجسيمات العادية التي لا تشحن تحت تناظر (PQ) ، في هذا النموذح نقدم تفاعل حقل (PQ) السلمي الفردي المركب $\phi(x)$ مع حقل الكواركات الثقيلة (Heavy Quark)، حيث الكواركات لاتتفاعل كهرومغناطيسيا، لكن يتم شحنها بواسطة تناظر $SU(3)_C$، وما هو مميز في هذا النموذج أن شدوذ الكيرال هي المسؤولة عن كون تناظر $U(1)_{PQ}$ هو الوحيد الذي له صلة بحقول النموذج المعياري (أي أن حقل الهيغز السلمي الفردي المركب يتفاعل فقط مع الكواركات)، وأكسيون هذا النموذج ماهو إلا درجة حرية لطور حقل $\phi(x)$ وهي حقول $SU(2)-singlet$ بواسطة تفاعل يوكاوا:

$$\mathcal{L}_{yukawa-up-down-quarks}=-g_d\bar{Q}_L\phi d_R-g_u\bar{Q}_L\tilde{\phi}u_R+g_\ell\bar{L}\phi\ell_R+h.c. \tag{4.9}$$

حد يوكاوا صامد تحت تحويل تناظر بيكي الشامل $U(1)_{PQ}$، والذي يلعب دور الدوران الكيرال حيث

$$Q_L \longrightarrow \exp\left(i\epsilon\frac{\alpha}{2}\right)Q_L; Q_R \longrightarrow \exp\left(-i\epsilon\frac{\alpha}{2}\right)Q_R. \tag{4.10}$$

إن اقتران الكواركات مع الحقل لايحدث بشكل مباشر والحقل السلمي يتفاعل مع الكواركات الثقيلة والحقل فردي الكهروضعيفة $SU(2)-singlet$ ، ونظرا أن الأكسيون لا يتفاعل مع الإلكترون، أو بالتحديد لا يتفاعل مع الليبتونات المشحونة عن طريق مستوى الشجرة بل مع الكواركات فقط ، وهذا ماسمح لنا بتسمية هذا النموذج بـ: نموذج الأكسيون الهادروني. يمكننا تعريف حدود اللاغرانجي الكلي في هذا النموذج بـ:

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{\mathrm{KSVZ}} = &-\frac{1}{4}G^a_{\mu\nu}G^{\mu\nu}_a + \bar{\theta}\frac{g_s^2}{32\pi^2}G^a_{\mu\nu}\tilde{G}^{\mu\nu}_a + \mathrm{i}\bar{Q}\gamma^\mu\partial_\mu Q - \frac{1}{2}\partial_\mu\phi^*\partial^\mu\phi \\ &- \lambda_\phi\left(\phi^*\phi - \upsilon_\phi^2\right)^2 + g_s G^a_\mu\bar{Q}\gamma^\mu\lambda_a Q - \lambda_{Q\phi}\left(Q_L^\dagger\phi Q_R + \mathrm{h.c}\right).\end{aligned} \tag{4.11}$$

حيث Q حقل ديراك للكواركات الثقيلة،γ^μ مصفوفة ديراكك،g_s ثابت الاقتران للتفاعلات القوية G^a_μ حقل الغلوون λ_a مصفوفة جيل مان (Gell Mann)، $Q_{L,R}$ اسقاط (left right handed) لسبينور ديراك $\lambda_{Q\phi}$ ثابت الاقتران ليوكاوا، $0 < \lambda$ و $\upsilon_\phi \gg \upsilon_{EW}$ ثمثل وسائط للكمون الذي يأخد شكل القبعة المكسيكية، و $\upsilon_\phi = \langle 0|\phi|0\rangle$ قيمة الفراغ المتوقعة لها بعد الطاقة. اللاغرانجي هذا النموذج صامدة تحت التحويل الشامل $U(1)$ على المستوى الكلاسيكي، بينما على المستوى الكمومي سيكون لنا كلام أخر.

$$Q_L \to \exp\left(i\frac{\alpha}{2}\right)Q_L, \tag{4.12}$$

$$Q_R \to \exp\left(-i\frac{\alpha}{2}\right)Q_R, \tag{4.13}$$

$$\phi \to \exp(i\alpha)\phi. \tag{4.14}$$

نعرف حقل الهيغز الفردي السلمي في شكله القطبي:

$$\phi(x) = \rho(x)\exp\left(i\frac{a(x)}{\upsilon_a}\right) \tag{4.15}$$

وتعويضه في معادلة اللاغرانجي نحصل على الشكل التالي:

$$\begin{aligned}\mathcal{L}'_{\mathrm{KSVZ}} =& -\frac{1}{4}G^{a}_{\mu\nu}G^{\mu\nu}_{a}+\bar{\theta}\frac{g_s^2}{32\pi^2}G^{a}_{\mu\nu}\tilde{G}^{\mu\nu}_{a}+\mathrm{i}\bar{Q}\gamma^{\mu}\partial_{\mu}Q\\&-\frac{1}{2}\partial_{\mu}\left(\rho\left(x\right)\exp\left(-i\frac{a\left(x\right)}{\upsilon_a}\right)\right)\partial^{\mu}\left(\rho\left(x\right)\exp\left(i\frac{a\left(x\right)}{\upsilon_a}\right)\right)\\&-\lambda_{\phi}\left(\rho\left(x\right)\exp\left(-i\frac{a\left(x\right)}{\upsilon_a}\right)\rho\left(x\right)\exp\left(i\frac{a\left(x\right)}{\upsilon_a}\right)-\upsilon_{\phi}^2\right)^2+g_sG^{a}_{\mu}\bar{Q}\gamma^{\mu}\lambda_aQ\\&-\lambda_{Q\phi}\left(Q_L^{\dagger}\rho\left(x\right)\exp\left(i\frac{a\left(x\right)}{\upsilon_a}\right)Q_R+\mathrm{h.c}\right).\end{aligned}\tag{4.16}$$

بإجراء النشر والتبسيط نجد:

$$\begin{aligned}\mathcal{L}'_{\mathrm{KSVZ}} =& -\frac{1}{4}G^{a}_{\mu\nu}G^{\mu\nu}_{a}+\bar{\theta}\frac{g_s^2}{32\pi^2}G^{a}_{\mu\nu}\tilde{G}^{\mu\nu}_{a}+\mathrm{i}\bar{Q}\gamma^{\mu}\partial_{\mu}Q\\&-\frac{1}{2}\Bigg\{\left[\left(\partial_{\mu}\rho\left(x\right)\right)\exp\left(-i\frac{a\left(x\right)}{\upsilon_a}\right)+\rho\left(x\right)\left(\partial_{\mu}\exp\left(-i\frac{a\left(x\right)}{\upsilon_a}\right)\right)\right]\\&\left[\left(\partial^{\mu}\rho\left(x\right)\right)\exp\left(i\frac{a\left(x\right)}{\upsilon_a}\right)+\rho\left(x\right)\left(\partial^{\mu}\exp\left(i\frac{a\left(x\right)}{\upsilon_a}\right)\right)\right]\Bigg\}\\&-\lambda_{\phi}\left(\rho\left(x\right)\rho\left(x\right)-\upsilon_{\phi}^2\right)^2+g_sG^{a}_{\mu}\bar{Q}\gamma^{\mu}\lambda_aQ\\&-\lambda_{Q\phi}\left(Q_L^{\dagger}\rho\left(x\right)\exp\left(i\frac{a\left(x\right)}{\upsilon_a}\right)Q_R+\mathrm{h.c}\right).\end{aligned}\tag{4.17}$$

إن إعتمادنا لهذا التحويل $\rho\rightarrow\upsilon_a$ كان نتيجة تدحرج حقل الهيغز الفردي السلمي باتجاه الحد الأذنى للكمون ذو شكل القبعة الميكسيكية، ويحدث هذا في نطاق الطاقات العالية، أي لما $\upsilon_a\gg\upsilon_{EW}$، بالإضافة إلى إدراج تحويلات التناظر $U\left(1\right)_{PQ}$ فيظهر تأثيراتها على حقل الأكسيون a كالتالي:$a\rightarrow a+\alpha\upsilon_a$، ونحصل على لاغرانجي بعد تعويض لهذه التحويلات في (4.17) وإجراء تبسيط نجد:

$$\begin{aligned}\mathcal{L}'_{\mathrm{KSVZ}} =& -\frac{1}{4}G^{a}_{\mu\nu}G^{\mu\nu}_{a}+\bar{\theta}\frac{g_s^2}{32\pi^2}G^{a}_{\mu\nu}\tilde{G}^{\mu\nu}_{a}+\mathrm{i}\bar{Q}\gamma^{\mu}\partial_{\mu}Q\\&-\frac{1}{2}\Bigg\{\left[\left(\partial_{\mu}\upsilon_a\right)\exp\left(-i\frac{a\left(x\right)}{\upsilon_a}\right)+\upsilon_a\left(\partial_{\mu}\exp\left(-i\frac{a\left(x\right)}{\upsilon_a}\right)\right)\right]\\&\left[\left(\partial^{\mu}\upsilon_a\right)\exp\left(i\frac{a\left(x\right)}{\upsilon_a}\right)+\upsilon_a\left(\partial^{\mu}\exp\left(i\frac{a\left(x\right)}{\upsilon_a}\right)\right)\right]\Bigg\}\\&-\lambda_{\phi}\left(\upsilon_a^2-\upsilon_{\phi}^2\right)^2+g_sG^{a}_{\mu}\bar{Q}\gamma^{\mu}\lambda_aQ\\&-\lambda_{Q\phi}\upsilon_a\left(Q_L^{\dagger}\exp\left(i\frac{a\left(x\right)}{\upsilon_a}\right)Q_R+\mathrm{h.c}\right).\end{aligned}\tag{4.18}$$

ومنه يصبح لدينا اللاغرانج جديد معرف كما يلي:

$$\begin{aligned}\mathcal{L}'_{\mathrm{KSVZ}} = &-\frac{1}{4}G_a^{\mu\nu}G_{a\mu\nu} + \bar{\theta}\frac{\alpha_s}{8\pi}G^a_{\mu\nu}\tilde{G}^{a\mu\nu} + i\bar{Q}\gamma^\mu\partial_\mu Q + g_s G_a^\mu \bar{Q}\gamma_\mu\lambda_a Q \\ &- \lambda_{Q\phi}\upsilon_a\left(Q_L^\dagger e^{i\frac{a}{\upsilon_a}}Q_R + Q_R^\dagger e^{-i\frac{a}{\upsilon_a}}Q_L\right) + \frac{1}{2}\partial_\mu a\partial^\mu a.\end{aligned} \tag{4.19}$$

إن حدوث انكسار تلقائي لتناظر يسمح لنا بكتابة جزء من اللاغرانجي الذي يحتوي على حدود حركية لحقل الأكسون بـ:

$$\mathcal{L}_{\mathrm{KSVZ},a} = -\frac{1}{2}\partial_\mu a\partial^\mu a - \upsilon_\phi\lambda_{Q\phi}\left(Q_L^\dagger \mathrm{e}^{\mathrm{i}a/\upsilon_\phi}Q_R + Q_R^\dagger \mathrm{e}^{-\mathrm{i}a/\upsilon_\phi}Q_L\right). \tag{4.20}$$

حيث $m_Q = \upsilon_\phi\lambda_{Q\phi}$ يمثل حد الكتلة الفعالة من أجل حقل الكوارك. ونعرف دوران الكيرال بالشكل التالية:

$$Q_L \to \exp\left(ia/2\upsilon_\phi\right)Q_L, Q_R \to \exp\left(ia/2\upsilon_\phi\right)Q_R, \tag{4.21}$$

حيث

$$\delta\mathcal{L} = \mathcal{L}'_{KSVZ} - \mathcal{L}_{KSVZ}, \tag{4.22}$$

أي

$$\delta\mathcal{L} = -\frac{1}{2\upsilon_{\mathrm{a}}}\left(\partial_\mu a\right)\bar{Q}\gamma_5\gamma^\mu Q - \frac{\alpha_s}{8\pi}\frac{a}{\upsilon_a}G^a_{\mu\nu}\tilde{G}^{a\mu\nu}, \tag{4.23}$$

الحد الأخير يمثل مساهمة الشذوذ اللونية، يمكن دمج الحقل كواركي عند سلم الطاقات الأقل من الكتلة الفعالة، وبالتالي نحصل على اللاغرانجي هذا النموذج:

$$\mathcal{L}_{\mathrm{KSVZ}} = -\frac{1}{4}G_a^{\mu\nu}G_{a\mu\nu} + \left(\bar{\theta} - \frac{a}{\upsilon_a}\right)\frac{\alpha_s}{8\pi}G\tilde{G} + \frac{1}{2}\partial_\mu a\partial^\mu a. \tag{3.24}$$

حيث نلاحظ أن اللاغرانجي هذا النموذج يشمل حد تفاعل الغلوون مع الأكسيون $\mathcal{L}_{aG}$، إذا تم إدخال العديد من حقول الكواركات الثقيلة في هذا النموذج، فسوف ينتج عن كل منها مساهمة مثل المعادلة (4.23) تحت تحويل $U\left(1\right)_{PQ}$. يمكننا أن نستخلص بعض العيوب التي لا تحفز هذه النظرية والتي تتعلق بوجود كوارك ثقيل مع كتلة فعالة كبيرة، بالإضافة إلى إنفصال الأكسيونات عن جسيمات النموذج المعياري بصرف النظر عن اقتران الغلوون الأكسيوني المنخفض للطاقة.

اقترانات الأكسيون اللامرئي : لوحظ أن الأكسيون اللامرئي يتفاعل مع جسيمات النموذج المعياري، حيث هذه التفاعلات تؤدي إلى إقترانات، وفي هذه الفقرة ارتأينا أن نذكر أهم التفاعلات التي تحدث بين الأكسيونات والجسيمات الأخرى، أولا نستفتح القائمة بتفاعلات الأكسيون مع الفوتون، نعرف اللاغرانجي كالتالي:

$$\mathcal{L}_{a\gamma\gamma} = -\frac{g_{a\gamma\gamma}}{4} a F_{\mu\nu} \tilde{F}^{\mu\nu}. \qquad (4.25)$$

حيث $g_{a\gamma\gamma}$، a و $F_{\mu\nu}$ ثابت الإقتران أكسيون - فوتون، حقل الأكسيون وحقل الفوتون القوي على الترتيب. هذا المقدار $g_{a\gamma\gamma}$ يتم إعداده كالتالي

$$g_{a\gamma\gamma} = \frac{\alpha}{2\pi f_a} C_{a\gamma\gamma}. \qquad (4.26)$$

حيث $\alpha = \frac{1}{137} = \frac{e^2}{4\pi}$ تمثل البنية الدقيقة، و $C_{a\gamma\gamma}$ يمثل معامل رقمي معرف بالشكل:

$$C_{a\gamma\gamma} = \frac{E}{A} - \frac{2}{3}\frac{4+Z}{1+Z}. \qquad (4.27)$$

A شذوذ لونية وE شذوذ الكهرومغناطيسية، بالإضافة إلى هذه النسبة$\frac{E}{A}$فهي متعلقة بنموذج الأكسيون، حيث تكون معدومة في $(KSVZ)$. من أجل $\frac{m_u}{m_d} = 0.56$ المعامل الرقمي يأخذ القيمة $|C_{a\gamma\gamma}| = 1.95$.

٣ نموذج (DFSZ)

نموذج (DFSZ) هو اختصار لتسميات مقترحيه (Dine Fishler Srednicki and Zhitnitsky)، وهو نتيجة لإضافات بسيطة لنموذج (PQWW)، إذ يحقق شذوذ دون تدخل الكواركات الثقيلة؛ إنما يكتفي فقط بالكواركات الخفيفة، حيث كون اقترانها مباشرة مع الحقول، وبالتالي يسمح لنا أن نقول أن هذا النموذج هو نموذج (PQWW) الموسع. يتفاعل حقل الأكسيون بواسطة نطاق الهيغز مع حقول النموذج المعياري، ليكن حقل الهيغز السلمي المركب الفردي ϕ الذي يحتوي على درجات الحرية يتفاعل فقط مع تمديد حقلي الهيغز الثنائي (H_u) و (H_d) للنموذج المعياري، الذي يمنح الكتلة للكواركين العلوي والسفلي، و الحقل السلمي يحمل شحنة (PQ) بسبب هذا التفاعل. نعرف الكمون بـ:

$$
\begin{aligned}
V\left(H_u, H_d, \phi\right) = & \lambda_u\left(H_u^{\dagger} H_u-\upsilon^2\right)^2+\lambda_d\left(H_d^{\dagger} H_d-\upsilon_d^2\right)^2+\lambda_\phi\left(\phi^* \phi-\upsilon_\phi^2\right)^2 \\
& +\lambda_{uu}\left(H_u^{\dagger} H_u\right)\left(H_d^{\dagger} H_d\right)+\lambda_{ud}\left(H_u^{\dagger} H_d\right)\left(H_d^{\dagger} H_u\right) \\
& +\left[\lambda_{u\phi}\left(H_u^{\dagger} H_u\right)+\lambda_{d\phi}\left(H_d^{\dagger} H_d\right)\right] \phi^* \phi \\
& +\lambda\left[\left(H_u^{\dagger} H_d\right) \phi^2+h.c\right] .
\end{aligned} \tag{4.28}
$$

حيث $\lambda_{u,d,\phi,uu,ud,u\phi,d\phi}$ هي وسائط بدون أبعاد، و λ وسيط حقيقي للكمون بدون أبعاد، هذا الكمون يساهم في منح قيمة متوقعة للفراغ للحقل السلمي الذي كسر تناظر $U(1)_{PQ}$ تلقائيا، حيث $\upsilon_{PQ} \gg \upsilon_{EW}=\sqrt{\upsilon_u^2+\upsilon_d^2}$، الكمون صامد تحت هذه التحويلات:

$$
\begin{aligned}
& H_u \rightarrow \exp\left(iX_u\right) H_u, \\
& H_d \rightarrow \exp\left(iX_d\right) H_d, \\
& \phi \rightarrow \exp\left(i\left(X_u+X_d\right)/2\right) \phi
\end{aligned} \tag{4.29}
$$

في هذا النموذج كلا الحقول الجديدة حقلي الهيغز المزذوج وحقول الجسيمات العادية تحمل شحنات (PQ)، حيث $q_{PQ}=1$،$q_{PQ}=-1$ هي شحنة ϕ وحقلي الهيغز على الترتيب، وحتى يكون هذا النموذج وظيفي لابد من كون ثابت الموجود في حد الكمون له أبعاد الكتلة، والتي تسمح بانشاء حد تفاعل يوكاوا على النحو التالي:

$$
\mathcal{L}_{yukawa}=-g_d \bar{Q}_L H_d d_R-g_u \bar{Q}_L H_u u_R+g_d \bar{L}_L H_d l_R+h.c \tag{4.30}
$$

حد يوكاوا صامد تحت تحويل تناظر بيكي الشامل$U(1)_{PQ}$

$$
\begin{aligned}
& \phi_1 \longrightarrow \exp\left(i\epsilon q_1\right) \phi_1 ; \phi_2 \longrightarrow \exp\left(i\epsilon q_2\right) \phi_2, \\
& d_L \longrightarrow \exp\left(i\epsilon q_1/2\right) d_L ; d_R \longrightarrow \exp\left(i\epsilon q_2/2\right) d_R, \\
& u_L \longrightarrow \exp\left(i\epsilon q_1/2\right) u_L ; u_R \longrightarrow \exp\left(i\epsilon q_2/2\right) u_R .
\end{aligned} \tag{4.31}
$$

حقلي الهيغز المزذوج له أربع درجات الحرية $(NDF=4)$ و ثلاث منها لطور$SU(2)$، والحقل السلمي يأخد فقط تأثير راديالي والطور، مثل سابقه [27]. في هذا النموذج الأكسيون يحدث له اقترانات مع الفوتونات كما هو الحال في نموذج الأكسيون (KSVZ) أعلاه، لكن هذه النسبة $\frac{E}{A}$ تختلف هنا لأنها مرتبطة بشحنة الليبتونات، بالإضافة إلى

الإقتران الناتج من تفاعل الأكسيون الفارميونات (الليبتونات والكواركات المشحونة)، حيث نعرف اللاغرانجي لتفاعل الأكسيون مع الفارميونات بـ:

$$\mathcal{L}_{ajj} = -i\frac{C_j m_j}{f_a} a\bar{\psi}_j\gamma_5\psi_j. \tag{4.32}$$

حيث ψ_j،m_j و C_j تمثل حقل، كتلة الفارميون ومعامل رقمي على الترتيب. وبأخد نكهة واحدة من الليبتونات على سبيل المثال الإلكترون حيث $C_e = \cos^2\left(\frac{\beta_{DFSZ}}{N_g}\right)$ و β تمثل النسبة بين قيمة المتوقعة للفراغ لحقلي الهيغز. كلا أكسيون نموذجي (KSVZ) و(DFSZ) يتفاعل على مستوى الشجرة، بالإضافة إلى يمكن حساب كتلة أكسيون لهذاالنموذجين باستعمال (4.6) [27].

٤ الأكسيونات و تفسير النتائج الحديثة لتجربة (XENON1T)

تجربة XENON:

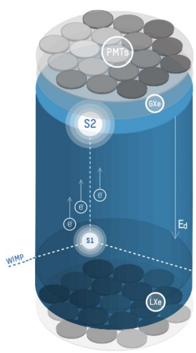
هذه التجربة من بين التجارب التي تجرى في مخابر البحث تحت الأرض للكشف المباشر عن المادة المظلمة، وبالتحديد بمخبر البحث الوطني جراند ساسو بإيطاليا (Gran Sasso National Laboratory)، حيث أعلنت لتوها أحدث ماتوصلت إليه، فهي قد سجلت فائضا لم يكن مطلقا في الحسبان، ونواصل حديثنا عن هذه التجربة التي تجرى في أعماق الأرض، حيث نحاول تقديم مبدأ عمل (Time Projection Chamber (TPC)) زينون ثنائي الطور وزيادة على ذلك نذكر التجارب لزينون.

مبدأ عمل كاشف XENON:

تعمل تجربة زينون على غرفة اسقاط زمنية ثائية الطور (TPC) ، حيث يتم وضع سائل زينون ذو حجم 2 طن داخل أسطوانة معدنية أبعادها كالتالي: الإرتفاع 79 سم ونصف القطر 69 سم، حيث تكون أنابيب مضاعفة ضوئيا مصفوفة، وهذا الكاشف يملك شبكتين العيا والسفلى، العليا يكون عنصر زينون في الطور الغازي والسفلى في الطور السائل، وبتفاعل الجسيمات المشحونة في الكاشف يلاحظ ومضات ضوئية تعود لتلألؤ كهربائي، يطبق حقول كهربائية على هذه الأنابيب، بحيث تكون شدته في الطور الغازي كافي التأثير لاستخراج الإلكترونات من المرحلة السائلة، وبتفاعل الجسيمات داخل الهدف السائل يحدث تأين ويظهر تلألؤ التي هي عبارة عن فوتونات فوق البنفسجية 178 نانومتر، وتم الكشف عن هذه الإشارة من قبل فرق $(PMTs)$،

وتقنيته أظهرت أنها حساسة للغاية للكشف عن إلكترونات ضوئية [28]، ويظهر تأثير الحقل الكهربائي على هذه الإلكترونات الناتجة أنه لايسمح لها بإعادة التركيب حيث تنجرف إلى أعلى الطور السائل، ومن ثم يستخرج التأين في الطور الغازي، بالإضافة إلى أن المجال الكهربائي المطبق يسرع الإلكترونات والتي يؤدي إلى ظهور تلألؤ متناسبة وتجمع من قبل فرق $(PMTs)$، وهي تمثل اللإشارة (S_2). تفاعل الجسيمات يحدد موقعها ثلاثي الأبعاد بواسطة الكاشف [29]، حيث الإلكترونات المتواجدة في سائل زينون تنجرف بسرعة موحدة، وبالتالي قياس التأخير الزمني بين الإشارتين (S_1) و (S_2)، يساهم في تحديد عمق التفاعل للحدث، ومن خلال النظر إلى عدد الفتونات التي تلاحظها فرقة $(PMTs)$ يمكننا تحديد موضع الحدث في المستوى(X) و (Y)، ويتم تحديد منطقة خلفية منخفضة من الحجم الداخلي، وهذا بتخصيص الكاشف الذي سمح له الوضع الثلاثي الأبعاد، وبسبب خصائص التدريع الذاتي لزينون السائل يكون معدل حدث الخلفية منخفض بشكل ملحوظ في هذا الحجم مقارنة على حافة (TPC)، وبالتالي عند البحث عن أحداث جديدة ونادرة تكون هناك حساسية كبيرة.

يتوقع أن رصد لإرتدادات الإلكترونية تكون ناتجة من تفاعل الجسيمات المشحونة مع إلكترونات ذرات الزينون المتواجدة في الكاشف، أو إرتدادات نووية عند حدوث تفاعل مع النواة. والنسبة بين الإشارات المرصودة $(\frac{S_2}{S_1})$ تعتبر وسيط يسمح لنا بالتمييز بين أحداث الإرتداد مإإذا كانت فعلا إلكترونية أو نووية [30]، وهي أيضا يمكننا اعتبارها معيارا، حيث تكون كبيرة في الإرتداد الإلكتروني وصغيرة في الإرتداد النووي، وبالتالي يحدث ايقاف الخلفيات من الإرتدادات الإلكترونية بنسبة أكبر من 99%، أما الإرتدادات النووية فهي على عكس سابقتها فهي تحافظ بما يقارب 50% من أحداثها في نفس الوقت.



شكل 1.4 : مبدأ عمل (CPT) زينون ثنائي الطور

(XENON 10): دامت مدة تحليل البيانات حوالي 59 يوما، في الفترة الممتدة ما بين أكتوبر 2006 و فيفري 2007[31]؛ و من نتائجها المهمة أنها لم تمد أي اشارة

بخصوص الـ ($WIMPs$)، بالإضافة إلى توافق الأحداث المرصودة مع الأحداث المتوقعة إحصائيا بخصوص الإرتدادات الإلكترونية.

(XENON 100): في هذه التجربة لم يتم ملاحظة أي إشارة للمادة المظلمة فوق الخلفية المتوقعة، استبعاد المادة المظلمة غير المرنة، وتحسين حدود للمقطع الفعال (WIMP nucleo) المعتمد على السبين(spin) [32][32]، بالإضافة إلى نتيجة الأكسيون سنة 2014، حيث وضعت أفضل حد جديد للأكسيون [33].

(XENON1T): دامت مدة تحليل البيانات حوالي 34 يوما، أي خلال الفترة الممتدة ما بين نوفمبر 2016 وجانفي 2017، حيث لم يتم الكشف عن الـ ($WIMP$)، أو إشارات مرشح المادة المظلمة، تسجيل انخفاض في مستويات النشاط الإشعاعي للخلفية [34]. في سيبتمبر 2018 تم نشر نتائجها على 278.8 يوما من البيانات التي تم جمعها [35]، حيث تم انشاء حد قياسي جديد للتفاعلات المرنة المستقلة. في أفريل 2019 حيث هذه التجربة أوضحت نصف العمر المقاس لهذه العملية، والذي يعد عدة مرات من حيث الحجم أكبر من عمر الكون، قدرات كاشفات الزينون للبحث عن أحداث النادرة ويعرض مدى الفيزياء الواسع لتجارب الجيل التالي الأكبر، يمثل هذا القياس خطوة أولى في البحث عن عملية التقاط الالكترونات المزذوجة للنيوترينو الثنائي لأول مرة [36]، والتي من شأنها أن توفر اكتشافا قيما لطبيعة النيوترينو وتسمح بتحديد كتلته المطلقة. وفي جوان 2020 أعلن تعاون (XENON1T) عن الأحداث الزائدة لإرتدادات الإلكترونية عن المتوقع بحوالي 53 حدثا، ومن بين التفسيرات التي اعتمدوها هي: وجود أكسيونات شمسية إفتراضية، لحظة مغناطيسية كبيرة للغاية للنيوترونات، وتلوث التريتيوم في الكاشف، لا توجد بيانات كافية للإختبار [37].

الأكسيون الشمسي:

رغم الأهمية الكبيرة التي يحظى بها الأكسيون كونه المتربع على عرش الجسيمات الأخرى، فهو المرشح الأول للمادة المظلمة؛ إلا أنه لم يلاحظ تجريبيا في XENON1T) (، وظهور الأكسيون الشمسي يكون عند الطاقات في نطاق (keV)، وهذه الطاقة المحددة يمكن اعتبارها معيار ساهم في تصميم (XENON1T) حتى يكون أكثر حساسية، ويمكننا القول عن مراقبة الأكسيون الشمسي، أنها تمثل دليلا على فيزياء ماوراء النموذج المعياري إلا أنها لا تستوفي الشروط الازمة لإستخلاص تفسيرات مقبولة حول المادة المظلمة الأكسيونية. بذكر الآليات الثلاثة التي تساهم بشكل كبير في التدفق الكلي للأكسيون الشمسي:

- إعادة المزج الذري وإزالة الإثارة والتفاعلات مع كومبتون.

- **الإنتقال النووي أحادي الطاقة لـ (^{57}Fe) .**
- **وأخيرا تأثير بريماكوف (Primakoff) في تحويل الفوتون إلى الأكسيون داخل الشمس.**

سلم التدفق لـ (ABC) يكون متناسبا مع ثابث الإقتران أكسيون-إلكترون أي

$$\Phi_a^{ABC} \propto g_{ae}^2. \tag{4.33}$$

سلم التدفق لـ (^{57}Fe) مع ثابت الإقتران أكسيون- نيوكليون الفعال $g_{an}^{eff} = -1.19g_{an}^0 + g_{an}^3$ **وتعطى بـ:**

$$\Phi_a^{^{57}Fe} = \left(\frac{K_a}{K_\gamma}\right) 4.5610^{23} \left(g_{an}^{eff}\right)^2 cm^{-2}S^{-1}, \tag{4.34}$$

أين ($g_{an}^{0/3}$) **تمثل ثابت الإقتران ايزوسكالار \ ايزوفيكتور و** (K_a) **و** (K_γ) **عزم الأكسيون والفوتون الناتج على الترتيب، وسلم تدفق بريماكوف مع ثابت الإقتران أكسيون- فوتون** ($g_{a\gamma}$)**يعطى بـ:**

$$\begin{aligned}\frac{d\Phi_a^{Prim}}{dE_a} =& \lambda_u \left(\frac{g_{a\gamma}}{GeV^{-1}}\right)^2 \left(\frac{E}{KeV}\right)^{2.481} \exp\left(-E_a/1.205KeV\right) \\ & 610^{30} cm^{-2}s^{-1}KeV^{-1}.\end{aligned} \tag{4.35}$$

تجربة (XENON1T) **هي من كشفت عن مكونات التدفقات الثلاثة (**(ABC) (^{57}Fe) **و** (Primakoff) **وذلك من خلال تأثير** (axioelectric effect)**، حيث الأكسيون يطابق تأثير الكهروضوئي** (photoelectric effect) **الذي يحتوي على مقطع عرضي يتطور مع ثابت الإقتران أكسيون- إلكترون** g_{ae}**، حيث**

$$\sigma_{ae} = \sigma_{pe}\frac{g_{ae}^2}{\beta}\frac{3E_a^2}{16\pi\alpha m_e^2}\left(1 - \frac{\beta^{\frac{2}{3}}}{3}\right). \tag{4.36}$$

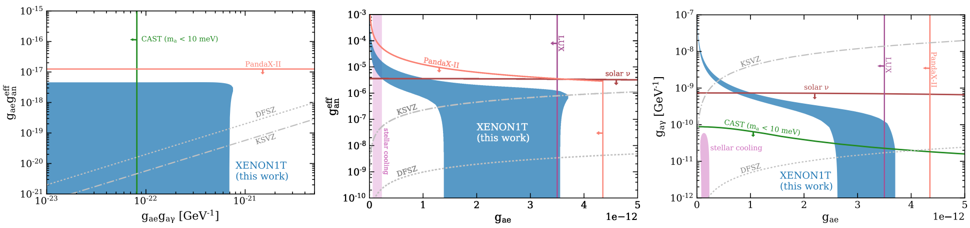
حيث σ_{pe} **،** β **و** E_a **تمثل المقطع الفعال الكهروضوئي، السرعة وطاقة الأكسيون على الترتيب. الجمع بين آليات الإنتاج والكشف يسمح لنا بتقييد القيم، باعتبار أنه في التحليل نأخذ الملاحظات الثلاثة بشكل مستقل، لكن نجد أن هذه القيم مرتبطة بالفعل مع بعضها البعض بالإضافة إلى كتلة الأكسيون في نماذج مختلفة. تبين أن تدفق** (ABC) **هو المسيطر في نموذج** (DFSZ)**، أما تدفق بريماكوف هو المسيطر في نموذج** (KSVZ).

نتائج الأكسيون الشمسي:

تمت عملية البحث في نفس الوقت عن (ABC)، (^{57}Fe) و (Primakoff axions) ، وقد أوضحت الطريقة المعتمدة في محاكاة مونتي كارلو (Monte Carlo simulation) أن الفرضية الصفرية تم إستبعادها في نموذج الإشارة عند القيمة 3.5σ، وتم حساب سطح الثقة ثلاثي الأبعاد في فضاء ثوابت الإقترانات للأكسيون حيث هذا السطح مدرج في متوازي المستطيلات يعطى بـ:

$$
\begin{aligned}
g_{ae} &< (3.7)10^{-12} \\
g_{ae}g_{an}^{eff} &< (4.6)10^{-18} \\
g_{ae}g_{a\gamma} &< (76)10^{-22}GeV^{-1}.
\end{aligned}
\tag{4.37}
$$

على مايبدو أن هذا المكعب لايصف ترابط وسائط الإقترانات فيما بينها فهو أكثر تحفظا من الحجم الثلاثي الأبعاد الذي يحتويه، لكن الجذير بالذكر أنه يمكننا معرفة هذا الترابط من خلال ما توضحه الرسومات في الفقرات الموالية، حيث نحاول تقديم بعض التوضيحات التي تخص نتائج هذا الإختيار كل على حدى.



الشكل 2.4 : هذه المخططات تبرز القيود الثلاثة التي تخضع لها عمليات البحث عن الأكسيون، باللإضافة إلى الاشارة لمناطق مستبعدة، وتوضيح القيم المتوقعة من نموذجي أكسيون (KSVZ) و (DFSZ) في التفاعلات القوية، وتظهر لنا أيضا الدراسات التي فسرت شذوذ التبريد في النجوم على أنه إحتمال أن تكون إشارة الأكسيون.

يمين: يتم استخلاص الشكل من الإسقاط على (ABC Primakoff) نظرا لأن مكوناتها (ABC و Primakoff)، عبارة عن إشارات للطاقة المنخفضة، فإن 90% من منطقة الثقة مضادة للإرتباط في هذه المساحة، وبسبب وجود فائض في الطاقة المنخفضة يقترح إما أن يكون مكونا صفريا أو غير صفري لمكون بريماكوف، نظرا لأن نتيجتنا لا تعطي حدا أذنى مطلق لـ g_{ae}، وبالتالي لا يمكن تحويل نهاية الحد $g_{ae}g_{a\gamma}$ من تلقاء نفسه إلى نهاية $g_{a\gamma}$، حيث $g_{ae}g_{a\gamma} = 7.610^{-22}GeV^{-1}$ لما $g_{a\gamma} \to \infty$ و $g_{ae} \to 0$.

وسط: استخرجت من اسقاط لـ $(ABC -^{57} Fe)$ بالرغم من أن هتان الإشارتان لاتتحل إلا أنهما توضحان وجود سلوك مضاد للإرتباط، ويعود السبب إلى أن إحصائية الإختبار $(q\,(Eq\,(16))$ الموجودة في المقال الذي استندنا إليه) تبدو نسبيا كبيرة، وبالتالي التغييرات الصغيرة المناسبة لمعدل تؤدي إلى تجاوز قيمة العتبة والتي بدورها تكون مرفوضة من طرف منطقة الثقة90%؛ فلا توجد دلالة إحصائية بوجود ذروة لأكسيون $.(ABC -^{57} Fe)$

يسار: في هذا الشكل لا يوجد أي ارتباط لإسقاط $(Primakoff -^{57} Fe)$، وطالما أن (ABC) يظهر مخالفا للصفر، فهذا يعني أن إشارته هي الأكثر توافقا مع الفائض المرصود، وبهذا يسمح لنا إهمال كلا من مكونات (Primakoff) و (^{57}Fe).

إعادة هيكلة الأبعاد الثلاثة لمساحة الثقة وذلك باستخدام الإسقاطات الثلاثة الموضحة في الرسومات أعلاه فمن أجل ثوابث الإقتران الثلاثة نذكرها على الترتيب g_{ae}، $g_{ae}g_{a\gamma}$ و $g_{ae}g_{an}^{eff}$، اقتراح وجود (ABC) المخالف للصفر أو مكون بريماكوف هو الآخر غير صفري من قبل المساحة كان نتيجة لوجود فائض في الطاقة المنخفضة، ونحن مطالبين بتفسير هذا الفائض استنادا لقيم الإقتران، هذه الأخيرة تمثل التوتر الشديد مع قيود التبريد النجمي، كما أن القيود الناتجة عن (CAST) هي الأخرى تلعب دورا مهما، فهي صالحة من أجل كتل الأكسيون $10meV/C^2$ بينما التجارب المماثلة لها تنطبق على جميع كتل الأكسيون تقريبا حتى القيمة $100eV$.

التوضيحات الموجودة أعلاه تعطينا اعتقادا أن ذرة التريثيوم يمكن الإعتماد عليها في شرح الفائض الموجود في الطاقة المنخفضة، وبالتالي لا يمكن إستبعادها، حيث إضافة عنصر التريثيوم لنموذج الخلفية (B_0) لاختبار احصائي وتم تحديده إلى جانب معلمات الإزعاج الأخرى، في هذه الحالة الفرضية الصفرية هي $(B_0 +^3 H)$أما الفرضية المتناوية فهي $(B_0 +^3 H + axion)$ والتي تشمل مكونات الإشارة الثلاثة، أين عنصر التريثيوم يبقى حرا في كلا الحالتين، رغم أن إشارة الأكسيون الشمسي خفضت إلى 2.1σ إلا أنها تبقى المفضلة في هذا الإختبار.

الباب ٥

الخاتمة

في ختام هذه المذكرة نذكر أهم ماجاء فيها حول موضوع الأكسيونات وتمديد النموذج المعياري، حيث عالجنا مشكلة من مشاكل النموذج المعياري التي عجز عن إيجاد حلولا مقبولة لها في فيزياء الجسيمات، المتمثلة في مشكلة (CP) القوية، ويمكننا القول أن حل هذه المشكلة يعد تمديد للنموذج المعياري حيث يعود الفضل لكلا من العالمين الفيزيائين (روبيرتو بيتشي) و (هلين كوين) اللذان اقترحا حلا يوصف بالمتميز والأنيق، وهذا الحل سمي بآلية بيتشي كوين (PQ mechanism) حيث هذه الآلية تعد ترسانة قوية في نظر الفيزيائيين، إذ حققت هذه الآلية نتيجة مبهرة هي التنبؤ بجسيمة بوزونية تدعى الأكسيون، والأكسيونات تعد مرشحا جيدا لتفسير طبيعة المادة السوداء بحكم أنها جسيمة مستقرة، والغريب في هذه الجسيمة أنها تملك سلوكيات مميزة استطاعت الجمع بين فيزياء الجسيمات وعلم الفيزياء الفلكية وعلم الكون، بالرغم من أن هذه الجسيمة تتمتع بقاعدة رياضية جيدة، إلا أن نتائج إثبات وجودها لزال يقبع تحت ظل مصادم الهادرونات الكبير، على أمل كشف الغموض الذي يحيط بنا من هذا الكون، وعلى سبيل الذكر أظهرت تجربة (XENON1T) نتيجة بالغة الأثر عند مجمع تعاون (XENON1T) ألا وهي إشارة الأكسيون الشمسي .

المصادر

[1] R. M. Godbole, doi:10.23730/CYRSP-2017-002.1 [arXiv:1703.04978 [hep-ph]].

[2] C. Burgess and G. Moore, ”The standard model: A primer“, Cambridge University Press 2006.

[3] G. M. Prosperi, M. Raciti and C. Simolo, Prog. Part. Nucl. Phys. **58** (2007), 387-438 [arXiv:hep-ph/0607209 [hep-ph]].

[4] P. Langacker, ”Structure of the standard model,“ Adv. Ser. Direct. High Energy Phys. f14 (1995), 15-36 [arXiv:hep-ph/0304186 [hep-ph]].

[5] P. Skands, Introduction to QCD,“ [arXiv:1207.2389 [hep-ph]].

[6] C. Roberto, “the standard Model of electroweak interactions”, Lecture given at the Oranto School,september,1997.

[7] A. Pich, [arXiv:hep-ph/0502010 [hep-ph]].

[8] W. Buchmuller and C. Ludeling, [arXiv:hep-ph/0609174 [hep-ph]].

[9] S. F. Novaes, [arXiv:hep-ph/0001283 [hep-ph]].

[10] P. Langacker, ”Introduction to the Standard Model and Electroweak Physics,“ [arXiv:0901.0241 [hep-ph]].

[11] M. Peskin and D. Schroeder, “Quantum field theory”, Perseus Books Reading, Massachusetts,1995.

[12] M. Thomson,“ Lecture note on Particle Physics,” https://www.hep.phy.cam.ac.uk/ thomson/particles/.

[13] L. Wolfenstein, [arXiv:hep-ph/0011400 [hep-ph]].

[14] X. G. He, [arXiv:hep-ph/9710551 [hep-ph]].

[15] Alessio Rettaroli, "Characterization of superconducting resonant RF cavities for axion search with the QUAX experiment", Master Degree thesis Phys,University Roma 3,2018.

[16] K. Saikawa, T. Hiramatsu, M. Kawasaki, T. Noumi, R. Sato, T. Sekiguchi and M. Yamaguchi,

[17] I. Bigi and A. Sanda, "CP Violation", Cambridge University Presss,1995.

[18] L. D. Duffy and K. van Bibber, New J. Phys. **11** (2009), 105008 doi:10.1088/1367-2630/11/10/105008 [arXiv:0904.3346 [hep-ph]].

[19] Turano, Edward,"Strong CP violation, the () problem, and axions",1992.

[20] https://mathworld.wolfram.com/SchwarzsInequality.html

[21] R. D. Peccei, Lect. Notes Phys. **741** (2008), 3-17 [arXiv:hep-ph/0607268 [hep-ph]].

[22] M. Bauer, M. Heiles, M. Neubert and A. Thamm, Eur. Phys. J. C **79** (2019) no.1, 74 [arXiv:1808.10323 [hep-ph]].

[23] https://ep-news.web.cern.ch/content/axion-particle-searches-lhc

[24] F. Kamenik, "The strong CP problem and axions", Ljubljana,2017. https://pdfs.semanticscholar.org/957d/74612c14076371f2ca8ec7a2545980f111ef.pdf

[25] J. O. Leskinen, "Axion Cosmology", Master's thesis, University of Jyvaskyla, 2016.

[26] M. ELMER, "New physics between Cosmology and the LHC: Axions, Neutrinos and Z", PhD thesis, University Claude Bernard Lyon 2014.

[27] D. Cadamuro, [arXiv:1210.3196 [hep-ph]].

[28] E. Aprile *et al.* [XENON100], J. Phys. G **41** (2014), 035201 [arXiv:1311.1088 [physics.ins-det]].

[29] Xenon100 Collaboration; Aprile, E., et al., "The XENON100 dark matter experiment", Astropart. Phys. 35 (2012) 573-590.

[30] Xenon100 Collaboration; Aprile, E., et al., "Analysis of the XENON100 Dark Matter Search Data", Astropart.Phys. 54 (2014) 11-24.

[31] J. Angle *et al.* [XENON], Phys. Rev. Lett. **100** (2008), 021303 doi:10.1103/PhysRevLett.100.021303 [arXiv:0706.0039 [astro-ph]].

[32] E. Aprile *et al.* [XENON100], Phys. Rev. Lett. **111** (2013) no.2, 021301 [arXiv:1301.6620 [astro-ph.CO]].

[33] E. Aprile *et al.* [XENON100], Phys. Rev. D **90** (2014) no.6, 062009 [arXiv:1404.1455 [astro-ph.CO]].

[34] E. Aprile *et al.* [XENON], Phys. Rev. Lett. **119** (2017) no.18, 181301 doi:10.1103/PhysRevLett.119.181301 [arXiv:1705.06655 [astro-ph.CO]].

[35] E. Aprile *et al.* [XENON], Phys. Rev. Lett. **121** (2018) no.11, 111302 [arXiv:1805.12562 [astro-ph.CO]].

[36] J. Suhonen, Nature. 568 (7753) 462-463.

[37] E. Aprile *et al.* [XENON], [arXiv:2006.09721 [hep-ex]].

ملخص

خلال هذا العمل، حاولنا دراسة مختلف الجوانب المتعلقة بجسيمات الأكسيون. هذه الجسيمات هي نتاج طبيعي لمحاولة حل مشكل الانتهاك القوي للتناظر CP، وذلك من خلال آلية بيتشي-كوين (PQ mechanism). في البداية تناولنا لمحة عن النموذج المعياري، وكذا انتهاك التناظر CP في فيزياء الجسيمات بشكل عام. ثم ناقشنا بالتفصيل مشكلة الانتهاك القوي للتناظر CP، مع دراسة بعض نماذج الأكسيون المقترحة، وكذا استلزاماتها في كل من علم الكون، الفيزياء الفلكية وفيزياء المسرعات. قبل الخاتمة، ناقشنا النتائج الأخيرة الصادرة منذ أسبوعين لتجربة XENON1T، و الشروط التجريبية التي يمكن أن تفرضها على إنتاج الأكسيون الشمسي.

Summary

During this work, we tried to study various aspects related to Axion particles. These particles naturally emerge when trying to solve the problem of the CP violation at the strong sector, through the so-called Pecci-Queen (PQ) mechanism. First, we gave a brief description of the standard model, as well as the CP violation in particle physics in general. Then, we discussed, in detail, the problem of strong CP problem, while studying some of the proposed axion models, as well as their implications in both cosmology, astrophysics and accelerator physics. Before we concluded, we discussed the XENON1T experiment results, reported two weeks ago, and the experimental bounds that may impose on the solar Axion production.