

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE
UNIVERSITE MOHAMED BOUDIAF - M'SILA

FACULTE DES SCIENCES
DEPARTEMENT DE PHYSIQUE
N° :PhTh 07/2019



DOMAINE : Sciences de la matière
FILIERE : Physique
OPTION : Physique Théorique

**Mémoire présenté pour l'obtention
Du diplôme de Master Académique**

Par:

SEGHIOUR Hadjer
GUELMINE Souhyla

Intitulé

**INTERACTION D'UN PHOTON NOIR « DARK
PHOTO » ET LEURS DEPENDANCE DE LA
BRISURE DE LA SYMETRIE**

Soutenu le 01 /07 /2018 devant le jury composé de:

MAIRECHE ABD ELMADJID	Université de M'sila	Président
BOUSSAHEL MOUNIR	Université de M'sila	Rapporteur
REDOUANE SALAH ASMA	Université de M'sila	Examineur
BAADJI NADJIB	Université de M'sila	Examineur

Année universitaire : 2018/2019

Remerciements

Nous remercions tout d'abord le bon dieu de nous avoir donné la santé et la volonté pour arriver à ce niveau d'étude et le courage pour réaliser ce travail.

Nos vifs remerciements les plus chaleureux vont à notre enseignant < Mr. M. BOUSSAHEL >.

Nos vifs remerciements vont à nos parents pour leur amour.

Nos vifs remerciements à tous les enseignements de la faculté des sciences.

Et en fin à tous ceux qui nous ont aidés de près ou de loin pour la réalisation de ce mini projet.

Les deux étudiantes :

Seghiour Hadjer

Guelmine souhyla

Dédicaces

On dédie ce mémoire :

À nos parents

À tous nos proches :

Mari et famille

À tous nos amis

Table des matières

Introduction générale	01
------------------------------	-----------

Chapitre I : Introduction a la matière noire

I. Les observation.....	05
I.1 A l'échelle galaxies	05
I.2 A l'échelle des amas de galaxies.....	06
a) Lentille gravitationnelles.....	07
I.3 L'échelle cosmologique.....	9
a)Le fond diffuse cosmologique (CMB).....	9
b) Les supernovæ lointaines.....	11

Chapitre II : La Brisure Spontanée de la Symétrie

I.1 Mécanisme de Higgs	13
II.2 Brisure spontanée de la symétrie	13
II.2 .1 Le cas U (1).....	14
a) La Symétries discrètes (le cas simple)	14
b) Brisure d'une symétrie globale continues.....	16
II.2.2 Le cas de SU (2)	19
a) Symétrie locale	19
b) Mécanisme de higgs pour la transformation de jauge de SU(2)...	19
II.2.3 La symétrie électrofaible $SU(2)_{Left} \times U(1)_{hypercharge}$	21
a)Mécanisme de higgs.....	21
II.2.4 La symétrie SU (5).....	29

Chapitre III : Terme Cinétique Mixte et Interactions du Photon Noir Dépendantes de la Brisure de la Symétrie

III.1	Introduction	35
III.2	Le photon noire.....	36
III.3	La brisure spontanée de la symétrie.....	39
III.4	Interactions des fermions.....	41
III.5	Application.....	43
III.5.1	Couplages et charges de photons sombres.....	44
III.5.2	Exemple 1.Modèle (TOY) (jouet) pour la matière noire	48
III.5.3	Exemple 2.Mélange réaliste de avec QED.....	50
	Conclusion général.....	54
	Annexes.....	56
	Bibliographie	60

*Everyone is a moon, and has a dark side
which he never shows to anybody*

Mark Twain

INTRODUCTION

GENERALE

Introduction générale

L'hypothèse de l'existence d'un secteur sombre dans l'Univers est assez ancienne. Elle date en effet de 1933, année où Fritz Zwicky suppose la présence d'une composante sombre (non lumineuse) dans les galaxies (1). La méthode employée consiste à comparer la masse lumineuse à la masse dynamique d'un petit groupe de galaxies : Celles-ci se révélèrent extrêmement différentes.

Cependant, la portée de cette découverte n'est pas comprise au regard de celle plus récentes, de l'expansion de l'Univers (1929). Elle restera ainsi délaissée jusqu'à l'étude des courbes de rotation de galaxie par Vera Rubin dans les années 70 qui relance le sujet (2). De nombreuses observations (formation des structures, Fond Diffus Cosmologique, Bullet Cluster...) viennent étayer cette hypothèse d'une matière non conventionnelle.

Le secteur sombre de l'Univers s'enrichit encore par la mise en évidence, par Perlmutter, Schmidt et Riess en 1998 (Prix Nobel 2011), d'une accélération de l'expansion de l'Univers grâce à la mesure de Redshift de supernovæ. Alors que de nombreux physiciens penchaient en faveur d'un Univers en expansion décélérée ou linéaire, cette mesure montre qu'il existe une composante énergétique accélératrice en plus de la matière noire et baryonique. Les observations du satellite Planck permettent de fixer les paramètres de modèle standard cosmologique selon lequel 25% de la matière de l'univers est constituée de matière noire.

La nature de cette dernière demeure cependant aujourd'hui inconnue. À l'échelle galactique et cosmologique, les observations de la dynamique des systèmes Astrophysiques révèlent des anomalies.

Elles sont communément expliquées par l'hypothèse de la présence d'une grande quantité de matière d'une nature inconnue jusqu'ici, baptisée matière noire, ou en postulant l'existence d'une déviation des lois de la gravitation de la théorie de la relativité générale.

Dans le premier chapitre nous avons pour objectif de présenter ces anomalies, ainsi que quelques candidats proposés pour la matière noire. Ces candidats apparaissent dans le cadre

Introduction General

d'une physique qui se situe au-delà du modèle standard de la physique des particules.

Dans le deuxième chapitre on a étudié la brisure Spontanée de la symétrie dans des cas différents tel que la Brisure de la symétrie avec un potentiel scalaire dans $U(1)$, $SU(2)$, la symétrie électrofaible $SU(2)_{Left} \times U(1)_{hypercharge}$ et celui de la grande unification $SU(5)$. Dans le troisième chapitre Nous aussi examinons les brisures de la symétrie Spontané d'une théorie de jauge renormalisable $U(1) \times U(1)$ couplée à des fermions en présence d'un mélange cinétique.

Constantes physiques

Vitesse de la lumière

$$c = 2.99792458 \times 10^8 \text{ m.s}^{-1}$$

Constante de Newton

$$G = 6.6742(10) \times 10^{-11} \text{ m}^3 \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{s}^{-2}$$

Constante de Planck

Masse solaire

Luminosité solaire

Constante de Hubble

Densité relative baryonique

Densité relative de matière noire

Densité relative d'énergie noire

Température du CMB

Chapitre I :

INTRODUCTION A LA MATIERE NOIRE

I .Les observations :

I.1 A l'échelle des galaxies :

L'étude des courbes de rotation des galaxies fournit le principal argument en faveur de la matière noire aux échelles galactiques. Pour un objet de masse m gravitant à une distance r d'une galaxie de masse M , on a

$$F = \frac{GmM}{r^2} = m \times a(r) \quad (\text{I-1})$$

Avec $a(r)$ l'accélération de l'objet, et G la constante de gravitation de Newton.

Pour une trajectoire circulaire, l'accélération centripète vaut

$$a(r) = \frac{v(r)^2}{r} \quad (\text{I-2})$$

La vitesse radiale d'un objet Gravitant autour d'une galaxie de masse $M(r)$

Varie ainsi comme l'inverse de la racine carrée de Sa distance (3):

$$v(r) = \sqrt{\frac{GM}{r}} \quad (\text{I-3})$$

Où $M(r) = 4 \int r^2 \rho(r) dr$ est définie comme la masse totale contenue dans le volume à

symétrie sphérique de rayon inférieur à r . Une courbe de rotation typique de galaxie spirale¹ Est représentée en (figure a). On s'attend, de la luminosité observée, à ce qu'au- delà du rayon lumineux de la galaxie ($r_0 \sim 4 \text{ kpc}$ pour NGC 6503), $M(r)$ devienne

sensiblement constant et donc à ce que $v \propto r^{-1/2}$

2. Or, on observe une distribution de vitesse sensiblement

Constante jusqu'à de très grandes valeurs de r et qui se vérifie avec des mesures plus récentes effectuées pour de nombreuses galaxies

(Voir figure a de droite).

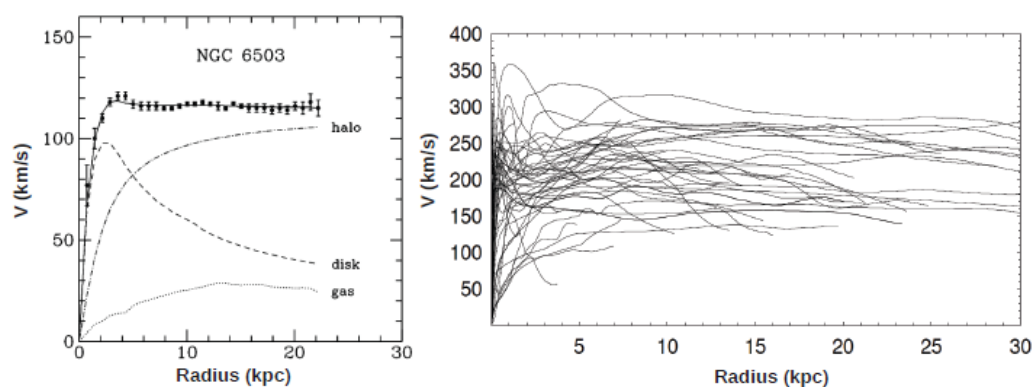


Figure I.1 : Distribution de vitesses de rotation des étoiles au sein de galaxies.

Figure de gauche : Mesures effectuées au niveau de la galaxie NGC 6503.

Figure de droite : Compilation de mesures effectuées au niveau de différentes galaxies

Ces observations ne laissent place qu'à deux possibilités :

- Les lois de Newton sont incomplètes.
- Un halo de matière sombre de densité $\rho \propto r^{-2}$ englobe la galaxie.

I.2 À l'échelle des amas de galaxies :

Les amas de galaxies fournissent de nombreux indices indépendants quant à la présence de matière noire dans l'Univers. L'une des premières preuves (4)

A été présentée en 1933 par l'observation de la dispersion

De vitesses des galaxies dans l'amas de Coma²

Alors que l'existence de la matière noire n'avait pas encore été soulevée :

¹ Elles sont essentiellement constituées de deux éléments : un noyau sphérique entouré d'un disque de matière

² Est un vaste amas de galaxies qui contient plus de 1000 galaxies identifiées

Le physicien F. Zwicky, un astronome d'origine suisse qui a fait toute sa carrière D'astronome aux Etats-Unis, remarque en effet, dans une publication Datant de 1937(1), qu'il manque beaucoup de matière dans les amas de Galaxies, et notamment dans l'amas de Coma. Son travail visait à estimer

La masse d'un amas de galaxies en mesurant les vitesses relatives des galaxies qui le composaient. A l'époque, certains astronomes Mesuraient la rotation des nébuleuses³ (On dirait aujourd'hui « Galaxies ») et en déduisaient une masse. Mais Zwicky montre que cela Ne suffit pas : La plupart des amas de galaxies ne tournent pas, il faut Donc prendre en compte la dispersion des vitesses, et utiliser le théorème du viriel⁴, qui relie l'énergie cinétique (5)

Trouva un rapport masse Sur luminosité de l'amas de Coma supérieur à la valeur attendue (Zwicky, 1933), et postula ainsi

La présence d'une grande quantité de matière non lumineuse.

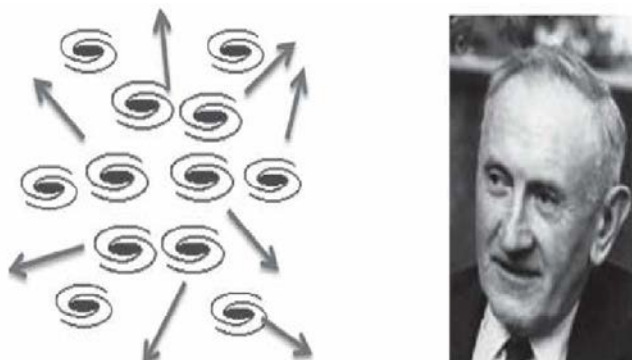


Figure I.2 : Fritz Zwicky calcule la masse des amas de galaxies

Lentille gravitationnelle :

En 1915, Albert Einstein publie sa théorie relativiste de la gravité appelée Relativité Générale, dans laquelle il établit que la gravitation est une manifestation de la déformation de l'espace-temps provoquée par la matière.

Cette courbure est provoquée par la présence d'un corps massif comme une étoile, une galaxie ou un amas de galaxies.

³ Objet astronomique constitué de gaz et de poussières interstellaires

⁴ Le théorème du viriel pour un système en équilibre dynamique, relie l'énergie cinétique T et l'énergie potentielle V , par la relation : $2T + V = 0$

Dans le vide, la lumière se déplace habituellement en ligne droite le plus court chemin entre deux points.

Dans un espace déformé, elle suit aussi une ligne de plus court chemin nommé Géodésique, qui n'est plus rectiligne

Conséquence :

La trajectoire de la lumière est déviée quand elle passe à proximité d'un corps massif. Ainsi, une source de la lumière située en arrière d'une galaxie, par exemple à une position apparente différente de sa position réelle.

C'est le phénomène de mirage gravitationnelle

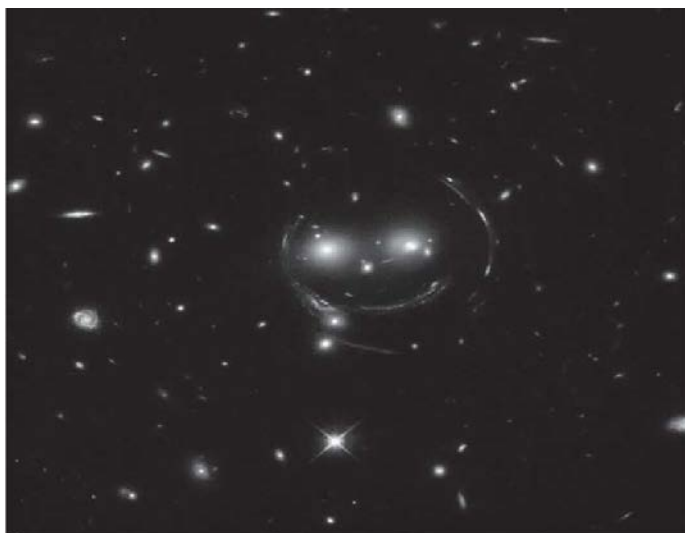


Figure I.3 dans cette image HST (Hubble Space Telescope) de l'amas de galaxies SDSS J1038+4849.

L'image est qualifiée de figure souriante, les deux yeux étant les principales galaxies de l'amas et le sourire venant des arcs gravitationnels. Ces arcs sont les images déformées de galaxies d'arrière-plan, dont la lumière est déviée par l'amas. (Crédit : NASA/ESA.)

Le nombre et la nature des images parvenant à l'observateur dépendent de la masse de la galaxie et de la position relative de la source de la galaxie et de l'observateur.

Selon la configuration, on peut observer de différents mirages. L'anneau d'Einstein est un anneau de lumière correspondant à l'image d'une source située juste derrière une galaxie massive à peu près sphérique.

La croix d'Einstein est une image quadruple d'une source située derrière une galaxie de distribution de masse plus allongée.

Enfin, les arcs gravitationnels sont les images multiples et déformées d'une source

située derrière un amas de galaxies.

A partir des mirages observés, il est ainsi possible de constituer la distribution de masse de la lentille gravitationnelle

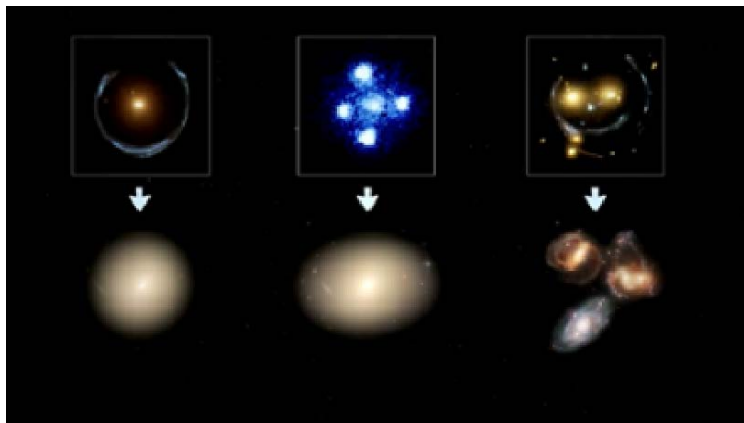


Figure I.4

I.3 A l'échelle cosmologique :

a) Le fond diffus cosmologique (CMB)

Les observations faites au niveau galactique ou intergalactique ne permettent pas de quantifier précisément la matière noire dans l'Univers.

Par contre, cette valeur peut être extraite des observations du Fond diffus cosmologique (ou CMB) (4). Ce rayonnement s'est refroidi avec l'expansion de l'Univers, et sa température actuelle est d'environ $T = 2,72K$

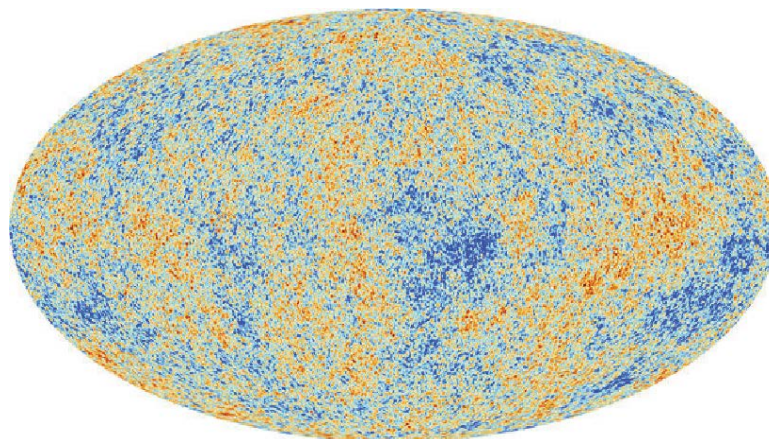


Figure I.5 : Carte du ciel des fluctuations de température du CMB mesurées par le satellite Planck

Les régions bleues (orange) sont légèrement plus froides (Chaudes), d'environ une centaine de K, que la température moyenne.

Figure issue de (6)

La formation des grandes structures :

Les grandes structures qui composent l'univers sont issues de l'effondrement gravitationnel des inhomogénéités du plasma primordial, mises en évidence

Par les fluctuations de température du CMB

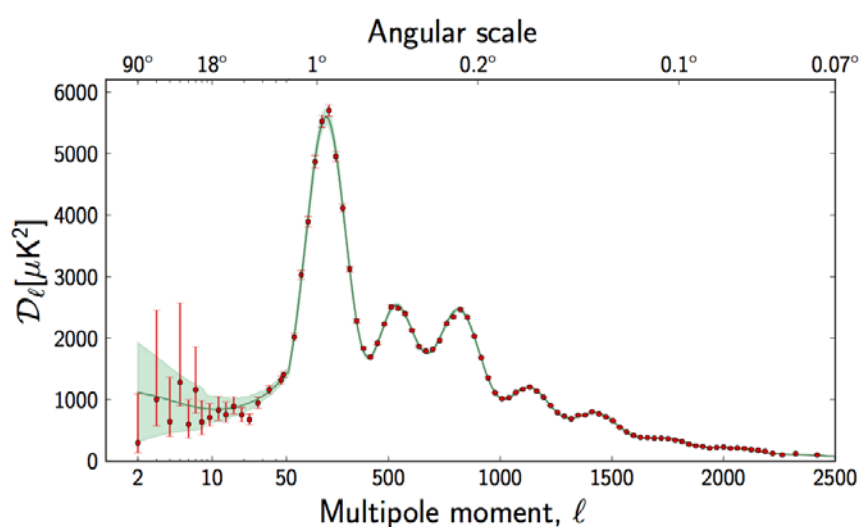


Figure I.6 : Spectre de puissance angulaire de température (TT) mesuré par le satellite Planck.

La matière noire est étudiée avec grand intérêt depuis sa découverte fortuite par Penzias et Wilson en 1964 (Penzias et Wilson 1965) notamment par les satellites COBE (lancé en 1989), WMAP (en 2001) puis Planck (en 2009) (7)

Les résultats obtenus avec WMAP sur l'observation du fond diffus cosmologique sont en accord avec ceux obtenus à partir de mesures d'abondance d'éléments légers dans le cadre de la nucléosynthèse primordiale (pour)

L'étude des SN1a ou l'étude des amas de galaxie (pour).

A partir de ces différentes observations, voici la composition de l'Univers que l'on obtient :

- Les baryons contribuent pour 4.4% de la densité critique
- La matière (matière noire) contribue pour 27% à cette densité critique
- La densité est dominée par une nouvelle composante, parfois appelée énergie

noire, qui constitue 73% de la densité critique.

b) Les supernovæ lointaines :

D'autres types d'observations fournissent des informations sur l'histoire de l'évolution de l'univers et sa géométrie, citons en particulier l'étude des supernovæ de type Ia, dont les caractéristiques physiques permettent de déterminer avec précision la distance, et les études du phénomène de lentille gravitationnelle à grand échelle. Ces observations sont très complémentaires de celles du CMB et confortent les conclusions précédentes.

Chapitre II :

LA BRISURE SPONTANEE DE LA SYMETRIE

II. La Brisure Spontanée de la Symétrie

II. 1 Le mécanisme DE Higgs

De brisure spontanée de symétrie permet d'attribuer une valeur non nulle à l'état fondamental du champ scalaire, ce qui entraîne l'apparition des termes de masse (et des termes de couplages) (8).

Dans cette section, nous étudions les différents cas de la brisure spontanée de la symétrie.

II .2 Brisure spontanée de la symétrie

Lorsque l'équation de mouvement satisfait à une certaine symétrie, sa solution possède généralement la même symétrie. Cependant, Dans un tel cas, la solution n'est pas nécessairement stable, et l'état choisi pourrait briser la symétrie. Dans ce cas l'état fondamental (Ou vide dans la théorie du champ) ne respecte pas la symétrie de l'équation du mouvement et on dit qu'il y a une brisure spontanée de la symétrie (9)

Le groupe $U(1)$ représenté par le corps des complexes peut avoir la représentation matricielle 1×1 unitaires

Il s'agit d'un groupe abélien qui ne possède qu'un générateur. L'action de ce groupe agit comme une simple rotation dans le plan complexe, l'ordre des différentes opérations n'influence alors clairement pas le résultat.

Le terme $SU(2)$ provient de groupe Spécial Unitaire de rang 2 et est représenté par des matrices de dimension 2×2 unitaires dont le déterminant est 1. Il s'agit donc d'un sous-groupe de $U(2)$. Il ne s'agit pas d'un groupe abélien et il possède 3 générateurs donnés par $\frac{1}{2}\sigma_k$

Où les σ_k sont les trois matrices de Pauli :

II.2.1 Le cas $U(1)$

a) Symétries discrètes (le cas simple)

On considère le lagrangien associé au champ scalaire réel ϕ :

(II-1)

(II-2)

Avec , on choisit le champ pour minimiser le potentiel

$$V(\phi) = -\frac{1}{2}m^2\phi^2 - \frac{\lambda}{4}\phi^4 \quad (\text{II-3})$$

L'équation $\frac{\partial V(\phi)}{\partial \phi} = 0$ admet la solution $\phi_0 = 0$

$$m^2\phi + \lambda\phi^3 = 0 \quad (\text{II-4})$$

$$\phi(m^2 + \lambda\phi^2) = 0 \quad (\text{II-5})$$

C'est-à-dire $\phi_0 = \pm\sqrt{\frac{-m^2}{\lambda}}$ Parmi celles-ci, seules les deux dernières sont des minimax du potentiel. En théorie quantique des champs, le minimum du potentiel correspond à la valeur moyenne dans le vide état d'énergie minimale ou état fondamental du champ (10).

$$\phi_0 = \langle \phi \rangle_0 = \pm\sqrt{\frac{-m^2}{\lambda}} \quad (\text{II-6})$$

En traçant cette fonction (figure h) on peut voir pour $\phi = 0$ est un maximum local alors que

$\phi = v$ est un minimum global maintenant, nous appliquons la théorie de la perturbation à

On choisit $\phi(x) = v + h(x)$: ce faisant, nous avons brisé la symétrie de réflexion du potentiel $V(\phi) \neq V(-\phi)$

$$\phi_0 = \pm\sqrt{\frac{-\mu^2}{\lambda}} = v \quad \text{La valeur moyenne dans le vide}$$

(II-7)

(II-8)

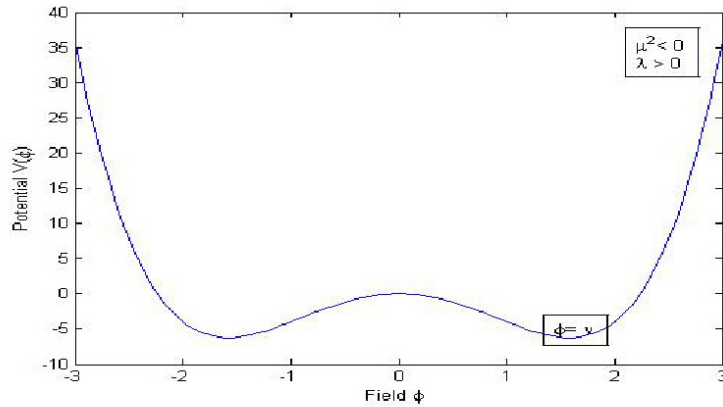


Figure II.1

b) Brisure d'une Symétries globale continues :

Considérons un champ scalaire complexe avec le lagrangien (11)

$$(II-13)$$

Le lagrangien est invariant sous une transformation globale U(1) définie par :

$$\phi(x) \rightarrow \exp(i\alpha)\phi(x) \tag{II-14}$$

Le potentiel du champ qui s'écrit :

$$V(\phi) = -m^2\phi\phi^+ + \lambda(\phi\phi^+)^2 \tag{II-15}$$

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{2}}(\phi_1 + i\phi_2) \tag{II-16}$$

Dès lors, nous distinguons deux cas pour l'expression du potentiel du champ scalaire :

1 Cas de $m^2 > 0$

Pour annuler la dérivée avec les conditions $\lambda > 0$ et $m^2 > 0$, il existe deux solutions

$$\phi = 0 \quad \text{et} \quad \phi = \frac{v}{\sqrt{2}}$$

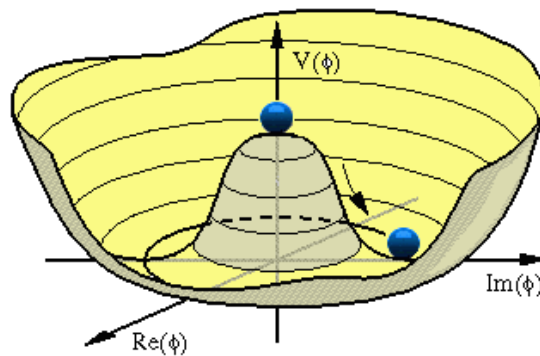


Figure II.2 : Représentation du potentiel pour le champ scalaire complexe

2 **Considérons maintenant le cas** $m^2 < 0$:

Pour minimiser le potentiel, nous calculons la dérivée du potentiel pour obtenir une relation qui dépend du champ scalaire complexe ϕ

$$\frac{\partial V}{\partial \phi} = \phi^+ (-2m^2 + 4\lambda\phi^2) \quad (\text{II-17})$$

Pour annuler la dérivée avec les condition $\lambda > 0$, et $m^2 < 0$, il n'existe qu'une seule solution possible .

Le minimum du potentiel est obtenu pour un champ scalaire complexe nul, $\phi = 0$
Supposons que, dans la théorie quantique, la situation correspondante soit vraie. Et la valeur moyenne du champ est :

$$\langle \phi \rangle = \frac{v}{\sqrt{2}} \quad (\text{II-18})$$

La symétrie est puis brise spontanément. Nous décomposons $\phi(x)$ en sa valeur moyenne et un reste complexe,

$$\phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}}(v + h(x) + iB(x)) \quad (\text{II-19})$$

$$(\text{II-20})$$

II-2-2- le cas de

a) Symétrie locale :

On regroupe les fermions gauches en six doublets d'isospin faible

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L \quad (\text{II-22})$$

Les parties droites sont considérées séparément :

$$u_R, d_R, c_R, s_R, t_R, b_R, e_R, \mu_R, \tau_R$$

Les transformations $SU(2)$ sont de la forme :

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L \rightarrow \exp(i\alpha^a T^a) \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L \quad (\text{II-23})$$

Avec La dérivation covariante introduit trois bosons de jauge

b) Mécanisme de Higgs pour la transformation de jauge de $SU(2)$

Considérons le champ ϕ :

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi_0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix} \quad (\text{II-24})$$

Et lagrangien :

, où sont des 3 champs de Gauge

Similaire au cas de la QCD (Quantum Chromodynamics), pour un changement infinitésimal :

$$\phi \rightarrow \left(\frac{1+i\alpha_a T_a}{2}\right)\phi \quad (\text{II-25})$$

$$W_\mu^a \rightarrow W_\mu^a - \frac{1}{g}\partial_\mu \alpha_a - (\alpha \times W_\mu)^a \quad \text{Également } W_\mu^a$$

$$\text{Également } W_{\mu\nu}^a = \partial_\mu W_\nu^a - \partial_\nu W_\mu^a - g(W_\mu \times W_\nu)^a.$$

La condition de minima de potentiel nous donne $\phi_1^2 + \phi_2^2 + \phi_3^2 + \phi_4^2 = \frac{-\mu^2}{\lambda} = v^2$

Choisissez le minima être à $\phi_3 = v$ et $\phi_1 = \phi_2 = \phi_4 = 0$

Alors :

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \quad (\text{II-26})$$

En utilisant la théorie des perturbations autour de ce minimum, nous obtenons le champ comme :

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \exp(i\theta\tau/v) \begin{pmatrix} 0 \\ v + h(x) \end{pmatrix} \quad (\text{II-27})$$

Pour une petite valeur de $h(x)$,

On a :

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1+i\theta_3/v & i(\theta_1-i\theta_2)/v \\ i(\theta_1+i\theta_2)/v & 1-i\theta_3/v \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 0 \\ v+h(x) \end{bmatrix} \quad (\text{II-28})$$

$$\Rightarrow \phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} \theta_2+i\theta_1 \\ v+h-i\theta_3 \end{bmatrix} \quad (\text{II-29})$$

Remettre ce champ ϕ dans le lagrangien donne une particule scalaire massive avec une masse $m_h = \sqrt{2\lambda v^2}$ et 3 bosons de jauge massive dont la masse provient du terme suivant dans le lagrangien :

$$\left| i \frac{g}{2} \tau W_\mu \phi \right|^2 = \frac{g^2}{8} \begin{pmatrix} W_\mu^3 & W_\mu^1 - i W_\mu^2 \\ W_\mu^1 + i W_\mu^2 & -W_\mu^3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \quad (\text{II-30})$$

$$\Rightarrow \left| i \frac{g}{2} \tau W_\mu \phi \right|^2 = \frac{g^2 v^2}{8} [(W_\mu^1)^2 + (W_\mu^2)^2 + (W_\mu^3)^2] \quad (\text{II-31})$$

En comparant avec le terme $\frac{1}{2}(M_\omega W_\mu^a)^2$ donne la masse du boson

comme :

$$M_\omega = \frac{1}{2} g v \quad (\text{II-32})$$

II-2-3 La symétrie électrofaible $SU(2)_{\text{Left}} \times U(1)_{\text{hypercharge}}$

L'invariance du lagrangien sous la transformation de symétrie du groupe

$SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ impose des masses nulles pour les bosons et les fermions, ce qui est en contradiction avec l'expérience. La solution est donnée par le mécanisme

Dit de higgs du brouth, Englert, Higgs et Kibble qui consiste à introduire un doublet

De champs scalaires ϕ qui va spontanément briser la symétrie électrofaible pour donner une masse aux bosons de jauge et aux fermions.

a) Mécanisme de Higgs

Ajouter un doublet d'isospin :

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix}, \quad Y_\phi = +1 \quad (\text{II-33})$$

Ces champs est décrit par le lagrangien :

On choisit le potentiel renormalisable le plus simple qui brise la symétrie :

$$V(\phi) = \mu^2 |\phi^+ \phi| + \lambda (|\phi^+ \phi|)^2 \quad (\text{II-34})$$

Avec $\mu^2 < 0$

Où D_μ est le dérivé covariant associé à $SU(2)_L \times U(1)_Y$:

$$D_\mu = \partial_\mu + ig_w T_a W_\mu^a + \frac{i}{2} g B_\mu \quad (\text{II-35})$$

Choisissez un état de vide (Vacuum) :

Nous avons vu que tout choix de l'état de vide qui rompt une symétrie va générer une masse pour le boson de jauge correspondant

Nous avons choisi :

$$V_{ev} = \phi_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v+h \end{pmatrix} \quad (\text{II-36})$$

Ce vide tel que défini ci-dessus est neutre car $I = \frac{1}{2}, I_3 = -\frac{1}{2}$ et avec notre choix de $Y = +1$ On a $Q = I_3 + \frac{1}{2}Y = 0$.

Le plus général possible invariant sous (est positif).

c) pour $\mu^2 > 0$ On dit alors qu'il n'y a pas qu'un VEV).

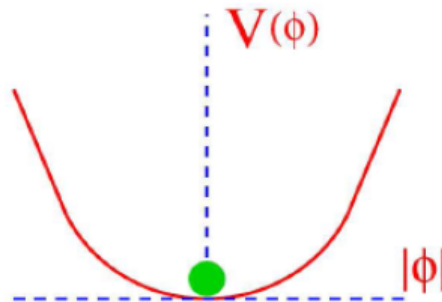


FIG. 1-1 – La forme du potentiel pour le cas $\mu^2 \geq 0$

Figure II.3

d) Pour la composante neutre du doublet va développer une valeur non nulle dans le vide (figure)

Le potentiel présente la forme d'un « chapeau mexicain ». Illustrée à la figure

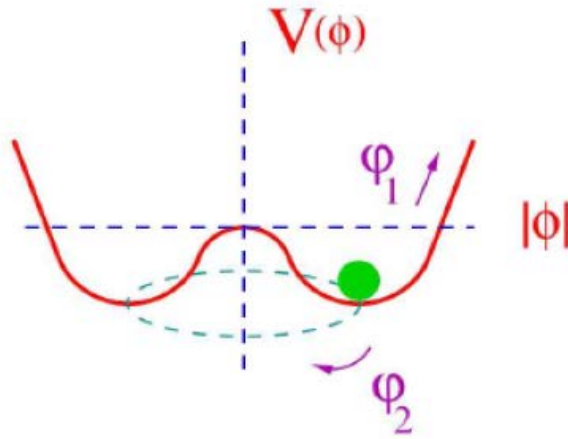


Figure II.4

(fig) le potentiel scalaire pour $\mu^2 < 0$

Le potentiel par rapport au champ $\phi(x)$:

$$\frac{\partial V(\partial\phi\phi^+)}{\partial\phi} \Big|_{\phi_0} = \frac{\partial V(\partial\phi\phi^+)}{\partial\phi^+} \Big|_{\phi_0} = 0 \quad (\text{II-37})$$

On remarque qu'il ya deux cas, selon le signe de

Pour $\mu^2 > 0$:

$$\frac{\partial V(\partial\phi\phi^+)}{\partial\phi} = \mu^2\phi^+ + 2\lambda(\phi\phi^+)\phi^+ = 0 \quad (\text{II-38})$$

$$\frac{\partial V(\partial\phi\phi^+)}{\partial\phi^+} = \mu^2\phi + 2\lambda(\phi\phi^+)\phi = 0 \quad (\text{II-399})$$

À partir de l'équation (2) on obtient :

Donc l'état du vide est :

(II-40)

Dans ce cas l'état de vide a une symétrie exacte (pas de brisure de la symétrie).

Pour

L'état de vide c'est un l'état plus stable

le potentiel minimal, on suppose que :

(II-51)

(II-52)

(II-53)

Pour explicitement, étant donné un doublet

Masse de

champ scalaire massif.

II-2-4- La symétrie

La grande unification, est une théorie de jauge ou le groupe de base , contient le groupe , qui est celui du modèle standard, donc les trois symétries additionnelles qui caractérisent le modèle standard

disparaissent, pour laisser de la place à une seule propre symétrie, et puisque est plus large que , avec bien sûr un nombre plus élevé de générateurs (12)

Il est aussi utile de noter les décompositions en représentations irréductibles de quelques produits de représentations irréductibles : Au-delà du Modèle Standard

Frank Cuypers

représentation irréductible	$SU(5)$	$SU(3) \otimes SU(2)$
singulet	1	$(1, 1)$
fondamentale	5	$(3, 1) \oplus (1, 2)$
fondamentale conjuguée	$\bar{5}$	$(\bar{3}, 1) \oplus (1, 2)$
tenseur antisymétrique	10	$(\bar{3}, 1) \oplus (3, 2) \oplus (1, 1)$
tenseur symétrique	15	$(6, 1) \oplus (3, 2) \oplus (1, 3)$
adjointe	24	$(8, 1) \oplus (\bar{3}, 2) \oplus (3, 2) \oplus (1, 3) \oplus (1, 1)$

Les bosons de jauge

Admet 24 générateurs donc 24 bosons de jauge qui sous admettent la représentation :

$$\bar{5} = \begin{pmatrix} d_1 \\ d_1 \\ d_1 \\ e^+ \\ \nu_e \end{pmatrix}_R ; \quad = \begin{pmatrix} 0 & u_3^c & u_2^c & u_1 & d_1 \\ & 0 & u_1^c & u_2 & d_2 \\ & & 0 & u_3 & d_3 \\ & & & 0 & e^+ \\ & & & & 0 \end{pmatrix}_L \quad \Psi = \bar{5}; \quad \chi = 10 \quad (\text{II-71})$$

Le MS contient 15 fermions pour chaque génération. Dans la symétrie $SU(5)$, ces fermions appartiennent aux représentations $\bar{5}$ et 10 : Dans ce qui précède les fermions à 10 dimensions sont écrits comme une matrice antisymétrique 5×5 (9)

La théorie est constitué de bosons de jauge, et donc générateurs hermétiques de trace nulle dont douze d'entre eux sont les bosons du modèle standard, soit les gluons (8), les W (3) et le photon (1).

Les douze bosons de jauge restant permettent de transformer les quarks en leptons et les leptons en quarks et sont appelés leptoquarks. Ces générateurs peuvent être écrits comme une matrice unitaire complexe 5×5 . Nous pouvons noter aussi que la symétrie $SU(5)$ peut être spontanément brisée aux échelles d'énergie d'unification en introduisant le scalaire de Higgs qui se transforme en l'adjoint de 5 , et acquiert une valeur moyenne dans le vide v

Le secteur de higgs :

Le secteur minimal de Higgs sera constitué de deux représentations scalaires : un 24 et un 5 , qui être notés comme ϕ et H respectivement (14).

Le lagrangien s'écrit comme la somme d'un lagrangien d'interaction avec le champs de jauge \mathcal{L}_g , un lagrangien couplant les bosons de jauge aux champs de higgs et un lagrangien couplant les fermions aux champs scalaires :

(II-72)

(II-73)

Ou on a sommé sur les 3 familles. L'opérateur dérivé covariante s'écrit :

$$D_\mu = \partial_\mu + ig \frac{\vec{\tau}}{2} W_\mu + ig' \frac{Y}{2} B_\mu \quad (\text{II-74})$$

La première étape est réalisée par et

$$\langle \phi \rangle = V \begin{pmatrix} 1 & & & & \\ & 1 & & & \\ & & 1 & & \\ & & & -\frac{3}{2} & \\ & & & & -\frac{3}{2} \end{pmatrix} \quad (\text{II-75})$$

La deuxième étape comme suit :

$$\langle \phi \rangle = V \begin{pmatrix} 1 & & & & \\ & 1 & & & \\ & & 1 & & \\ & & & -\frac{3}{2} & \\ & & & & -\frac{3}{2} \end{pmatrix} \quad (\text{II-77})$$

La symétrie de jauge forme le potentiel :

(II-78)

CHAPITRE III :
TERME CINETIQUE
MIXTE ET
INTERACTIONS DU
PHOTON NOIR
DEPENDANTES DE LA
BRISURE
DE LA SYMETRIE

III. 1 Introduction

Nous examinons les brisures de symétrie spontanées d'une théorie de jauge normalisable $U(1) \times U(1)$ couplée à des fermions en présence d'un mélange cinétique. Sans supposer que le paramètre de mélange cinétique est petit. Une rotation et une mise à l'échelle sont utilisées pour supprimer le mélange et mettre les termes cinétiques de jauge dans la forme canonique. Les courants de fermion également soumis à une rotation non orthogonale par cette transformation de base. Grâce à des redéfinitions appropriées, l'interaction est transformée en une forme diagonale. Ce cadre, où le mélange est absent, est utilisé pour une analyse ultérieure. (15)

La brisure de symétrie détermine le courant fermionique qui est couplé au boson de jauge sans masse. La force de ce couplage ainsi que les couplages du boson de jauge massive sont extraits. Cette formulation est utilisée pour considérer un modèle calibré de matière noire en identifiant le boson de jauge sans masse avec le photon et l'état massif à son équivalent noir. La correspondance du couplage de la symétrie résiduelle avec celle du photon définit une limite inférieure sur le paramètre de mélange cinétique. Les formules analytiques actuelles des couplages du photon noir dans ce modèle indiquent certaines conséquences physiques.

CHAPITRE III: Terme Cinétique Mixte Et interactions du photon noir Dépendantes de la Brisure de la Symétrie

III.2 Le photon noir :

Considérons le secteur sombre constitué du photon noir. Supposons que la symétrie de jauge $U_1(1)$ dans le secteur sombre a un mélange cinétique avec $U_2(1)$ dans le modèle standard.

Le mélange est paramétré par un petit paramètre c comme

(III.1)

$F_{\mu\nu}^1$ et $F^{2\mu\nu}$ sont les forces de champ de $U_1(1)$ et $U_2(1)$ respectivement les mélange Cinétique entre les champs de jauge

(III.2)

$$F_{\mu\nu}^r = \partial_\mu A_\nu^r - \partial_\nu A_\mu^r \quad r = 1, 2 \quad (III.3)$$

Où $F_{\mu\nu}^1$ et F sont les forces de champ de $U_1(1)$ et $U_2(1)$ respectivement. Nous supposons aussi que le fermion DM a l'interaction de jauge $U_2(1)$ avec le couplage de jauge comme :

On a :

$$j_r^\mu = g_r^f \bar{\Psi} \gamma^\mu \Psi, \quad g_r \text{ est la force de couplage}$$

CHAPITRE III: Terme Cinétique Mixte Et interactions du photon noir Dépendantes de la Brisure de la Symétrie

La base initiale A est fixée par la fait que le couplage des bosons de jauge aux soit diagonal.

A trouver une rotation de $\frac{\pi}{4}$ dans $A_\mu^1 - A_\mu^2$ par une rotation orthogonale Après ces transformations, on a :

(III.6)

Ici les tenseurs de champ redéfinis sont :

$$G_{\mu\nu}^r = \partial_\mu B_\nu^r - \partial_\nu B_\mu^r \quad r = 1, 2 \quad (III.7)$$

La nouvelle base est définie par l'équation de transformation.

Nous définissons la notation et la transformation de la base A (mixte) a la base (sans mélange 'il n'y a pas de mélange cinétique').

$$\begin{pmatrix} A_\mu^1 \\ A_\mu^2 \end{pmatrix} = \frac{1}{2\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \sqrt{\frac{1}{\lambda_1}} & -\sqrt{\frac{1}{\lambda_2}} \\ \sqrt{\frac{1}{\lambda_1}} & \sqrt{\frac{1}{\lambda_2}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} B_\mu^1 \\ B_\mu^2 \end{pmatrix} \quad (III.8)$$

Mais nous avons perdu la forme d'interaction diagonale avec les fermions. Dans la matrice de transformation donnée dans l'équation (III. 8)

Les paramètres λ_1 , λ_2 sont donnés par :

$$\lambda_{1,2} = \frac{1}{4} \pm c \quad (III.9)$$

$$|c| < \frac{1}{4}, \quad 0 < \lambda_{1,2} < \frac{1}{2}, \quad \text{telque } \lambda_1 + \lambda_2 = \frac{1}{2} \quad (III.10)$$

Sous la transformation $c \leftrightarrow -c$ on obtient $\lambda_1 \leftrightarrow \lambda_2$. Donc, on peut garder $c > 0$ et $\lambda_1 > \lambda_2$. Nous définirons les charges $U(1) \times U(1)$ dans la base B qui est orthonormé en gardant à l'esprit que, sur cette base, les interactions non diagonales avec les fermions sont présents. Cependant, le paramètre de mélange c , défini dans la base A , peut toujours être

CHAPITRE III: Terme Cinétique Mixte Et interactions du photon noir Dépendantes de la Brisure de la Symétrie

limiter. De l'équation (III .4) comme :

✍

CHAPITRE III: Terme Cinétique Mixte Et interactions du photon noir Dépendantes de la Brisure de la Symétrie

$$\begin{aligned}\cos \phi &= \frac{g_1}{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}} & \sin \phi &= \frac{g_2}{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}} \\ \tilde{g}_1 &= \frac{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}}{2\sqrt{2\lambda_1}} & \tilde{g}_2 &= \frac{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}}{2\sqrt{2\lambda_2}}\end{aligned}\quad (\text{III.15})$$

Pour $c > 0$ on a $\lambda_1 > \lambda_2$ ce qui conduit à $\tilde{g}_2 > \tilde{g}_1$.

Dans le cas $g_1 = g_2 \equiv g$, les relations dans l'équation (III.15) deviennent :

$$\cos \phi = \sin \phi = \frac{1}{\sqrt{2}}, \quad \tilde{g}_1 = \frac{g}{2\sqrt{\lambda_1}}, \quad \tilde{g}_2 = \frac{g}{2\sqrt{\lambda_2}} \quad (\text{III.16})$$

Notez que l'équation 13 est similaire à l'équation (III.4), mais une différence majeure est que les courants J^μ et j^μ sont liés par une rotation non orthogonale.

III- 3 La brisure spontanée de la symétrie :

Nous étudions la brisure de la symétrie de la théorie $\mathcal{L} = \mathcal{L}_D + \mathcal{L}_M$. Pour un champ scalaire ϕ avec des charges Q_i , la dérivée covariante est :

$$D^\mu \phi = \left[\partial^\mu - ig_1 q_1^s A_1^\mu - ig_2 q_2^s A_2^\mu \right] \phi = \left[\partial^\mu - i \tilde{g}_1 Q_1^s B_1^\mu - i \tilde{g}_2 Q_2^s B_2^\mu \right] \phi \quad (\text{III.17})$$

Nous avons assigné la charge Q_i dans la base B et les charges q_i sont dans la base A . Ils sont liés par l'équation (III.14). Ainsi

$$\begin{pmatrix} Q_1 \\ Q_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \phi & \sin \phi \\ -\cos \phi & \sin \phi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} q_1 \\ q_2 \end{pmatrix} \quad (\text{III.18})$$

Choisissons un état de vide

$$\langle \phi \rangle = \frac{v}{\sqrt{2}} \neq 0$$

La matrice de masse du boson de jauge dans la base $B_{1,2}$ est :

CHAPITRE III: Terme Cinétique Mixte Et interactions du photon noir Dépendantes de la Brisure de la Symétrie

$$M_{jauge}^2 = \frac{v^2}{2} \begin{pmatrix} (\tilde{g}_1 Q_1^s)^2 & (\tilde{g}_2 Q_2^s)(\tilde{g}_1 Q_1^s) \\ (\tilde{g}_2 Q_2^s)(\tilde{g}_1 Q_1^s) & (\tilde{g}_2 Q_2^s)^2 \end{pmatrix}. \quad (\text{III.19})$$

X^1 et X^2 sont des vecteurs propres d'une matrice symétrique réelle à valeurs propres distinctes voire annexe, ils sont orthogonaux :

$$\begin{pmatrix} X^1 \\ X^2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ \sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} B^1 \\ B^2 \end{pmatrix} \quad (\text{III.20})$$

L'angle de mélange est :

$$\cos \theta = \frac{1}{N} [\tilde{g}_2 Q_2^s], \quad \sin \theta = \frac{1}{N} [\tilde{g}_1 Q_1^s] \quad (\text{III.21})$$

Le facteur de normalisation est donné par :

$$N^2 = (\tilde{g}_2 Q_2^s)^2 + (\tilde{g}_1 Q_1^s)^2 \quad (\text{III.22})$$

Les deux valeurs propres de la matrice de masse sont :

$$m_1^2 = 0, \quad m_2^2 = N^2 v^2 \quad (\text{III.23})$$

Les interactions des états propres de masse X^1 et X^2 peuvent maintenant être écrites proprement. À partir de l'équation (III.13) :

CHAPITRE III: Terme Cinétique Mixte Et interactions du photon noir Dépendantes de la Brisure de la Symétrie

Cela implique :

$$\alpha_1 = \frac{Q_2^s}{\sqrt{Q_1^{s2} + Q_2^{s2}}} \quad \alpha_2 = -\frac{Q_1^s}{\sqrt{Q_1^{s2} + Q_2^{s2}}} \quad (\text{III.27})$$

On peut aussi définir une autre charge, non conservée, orthogonale à Q :

$$(\text{III.28})$$

La non conservation de Q' est due au fait que la symétrie correspondante est brisée. On peut utiliser l'équation (III .27) pour exprimer la masse de X_μ^2 En $\alpha_{1,2}$. Des équations (III .15), (III .22) et (III .23) on a :

$$m_2^2 = \frac{(g_1^2 + g_2^2)(Q_1^{s2} + Q_2^{s2})}{8} \left(\frac{\alpha_1^2}{\lambda_2} + \frac{\alpha_2^2}{\lambda_1} \right) v^2 \quad (\text{III.29})$$

III. 4 Interactions des Fermions :

Rappelons que nous avons initialement défini les courants fermioniques dans l'équation (III .5) en présence d'un mélange cinétique. Ces courants ont eu une interaction diagonale avec les bosons de jauge dans la base . Une combinaison de $J_{1,2}^\mu$ a été identifiée dans l'équation (III .14) pour former $J_{1,2}^\mu$ qui avait une forme d'interaction diagonale dans la base . Ces courants vont maintenant être mélangés lors de brisure de symétrie spontanée. Nous pouvons exprimer les interactions fermioniques des états propres de masse du boson de jauge en termes de courants définis par les charges et comme :

CHAPITRE III: Terme Cinétique Mixte Et interactions du photon noir Dépendantes de la Brisure de la Symétrie

Il est commode d'écrire le terme d'interaction du lagrangien de bosons de jauge massifs et sans masse comme :

(III.31)

Ici \hat{J}_1^μ correspond au résiduel et il ne se couple qu'à \hat{J}_1^μ . Au contraire, \hat{J}_2^μ se couple à la fois à \hat{J}_1^μ et à la combinaison orthogonale, à savoir, \hat{J}_2^μ . Pour déterminer les forces de couplage g_{12} , nous réexprimons l'équation (III .24) par :

CHAPITRE III: Terme Cinétique Mixte Et interactions du photon noir Dépendantes de la Brisure de la Symétrie

(III.36)

Comme \mathcal{L}_2 correspond à une symétrie $U(1)$, il est uniquement couplé à A_μ . L'interaction de ψ peut être exprimée sous la forme :

(III.37)

À partir de là, on peut à nouveau lire les couplages du boson massif Z_μ avec les deux courants, à savoir.

CHAPITRE III: Terme Cinétique Mixte Et interactions du photon noir Dépendantes de la Brisure de la Symétrie

Dès lors, l'hypothèse selon laquelle les particules de matière noire pourraient également interagir entre elles via des bosons a été proposée. Les physiciens ont ainsi postulé l'existence de photons noirs, présents dans le Secteur Caché (partie des champs quantiques et particules inconnues du Modèle Standard) et responsables des interactions entre les particules de matière noire au moyen d'une force dérivée de l'électromagnétisme ordinaire, et baptisée « électromagnétisme noir ».

De la même manière que dans le Modèle Standard, l'électromagnétisme noir est un champ quantique de jauge reposant sur le groupe de jauge (groupe mathématique intégrant la symétrie de jauge et permettant de construire l'interaction électromagnétique). Cette nouvelle force est portée par le photon noir, noté « A' », boson de spin 1 interagissant directement avec la matière noire et indirectement avec les particules du Modèle Standard.

III. 5.1 Couplages et charges de photons sombres :

Le boson de jauge sans masse,

Doit être le photon.

Est liée à la constante de structure fine par :

$$g_{11} = e = \sqrt{4\pi\alpha_{EM}} \quad (\text{III.40})$$

Nous pouvons réécrire l'équation (III .35) comme :

$$\alpha_1^2 \left(\frac{e^2}{\tilde{g}_1^2} \right) + \alpha_2^2 \left(\frac{e^2}{\tilde{g}_2^2} \right) \quad (\text{III.41})$$

$\tilde{g}_{1,2}$ Les couplages de jauge de

Utilisation de l'équation (III. 15) avec (III .9) on peut le récrire comme suit :

CHAPITRE III: Terme Cinétique Mixte Et interactions du photon noir Dépendantes de la Brisure de la Symétrie

(III.42)

L'équation (III .41) entraîne une limite inférieure sur le paramètre de mélange cinétique , en utilisant l'équation (III .15), nous exprimons les couplages et en unités de comme :

$$\frac{g_i}{e} = \frac{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}}{2\sqrt{2}e} \frac{1}{\sqrt{\lambda_i}} = \sqrt{\frac{\xi}{\lambda_i}} \quad (i = 1, 2) \quad (\text{III.43})$$

Ici nous avons défini une nouvelle quantité :

$$\xi = \frac{1}{8} \frac{(g_1^2 + g_2^2)}{e^2} \quad (\text{III.44})$$

En termes de , l'équation (III .41) prend la forme de :

$$\alpha_1^2 \lambda_1 + \alpha_2^2 \lambda_2 = \xi \quad (\text{III.45})$$

Rappelons que sont déterminés par le paramètre de mélange cinétique cin l'équation. (III .9). En utilisant , on peut résoudre pour ,

$$\alpha_1 = \sqrt{\frac{c + (\xi - \frac{1}{4})}{2c}}, \alpha_2 = \sqrt{\frac{c - (\xi - \frac{1}{4})}{2c}} \quad (\text{III.46})$$

Maintenant, depuis et on arrive à :

(III.47)

En utilisant l'équation (III .44), on arrive immédiatement à l'inégalité (1) indiquée dans l'introduction. Nous voyons que ne peut disparaître que pour , c'est-à-dire que

CHAPITRE III: Terme Cinétique Mixte Et interactions du photon noir Dépendantes de la Brisure de la Symétrie

$(g_1^2 + g_2^2) = 2e^2$. En général, lorsque cette condition ne sera pas remplie, nous obtenons une borne inférieure sur c en fonction de la valeur de ξ . De l'équation. (III. 38) et (III .39) les deux autres couplages g_{12} et g_{22} peuvent être exprimés dans cette notation par :

$$g_{12} = -e\alpha_1\alpha_2 \left(\sqrt{\frac{\lambda_2}{\lambda_1}} - \sqrt{\frac{\lambda_1}{\lambda_2}} \right), \quad g_{22} = e \frac{\xi}{\sqrt{\lambda_1\lambda_2}} \quad (\text{III.48})$$

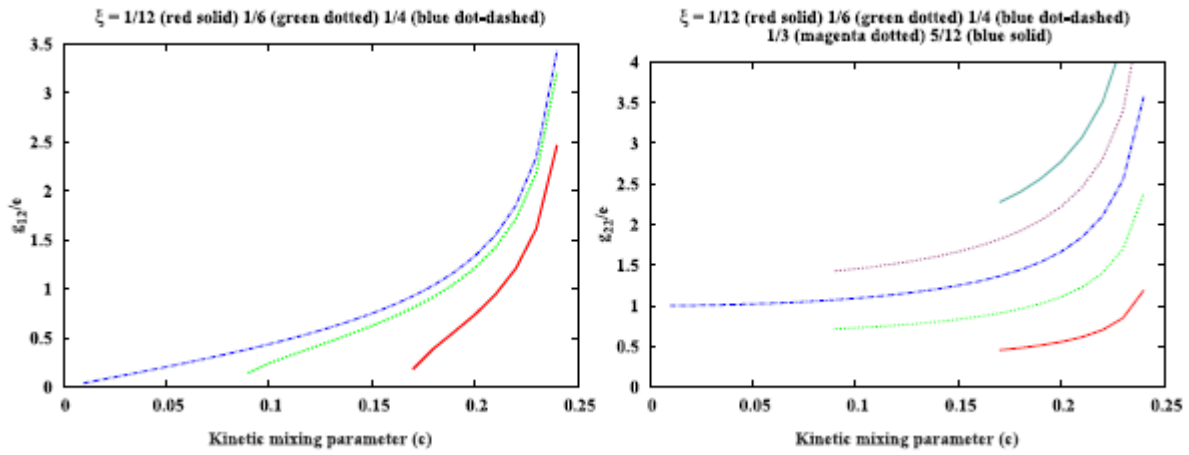


Figure III.1 : Les couplages g_{12} (diagramme de gauche) et g_{22} (diagramme de droite) du photon noir $X_{\mu 2}$ en fonction du mixage cinétique c lorsque $g_{11} = e$ et $g_{21} = 0$.

Dans les deux diagrammes, les courbes correspondant à plusieurs choix de ξ sont affichées. Les plages autorisées sont $|c| \leq \frac{1}{4}$ et $0 \leq \xi \leq \frac{1}{2}$. Cependant, lorsque ξ augmente, une plage plus limitée de ceste cohérente.

Comme il ressort de la discussion ci-dessus, g_{12} et g_{22} sont tous deux déterminés une fois que c et ξ sont fixés. En choisissant plusieurs valeurs de c dans la plage autorisée, nous montrons sur la Fig.1 la dépendance de g_{12} et g_{22} sur c . Nous avons pris la valeur centrale de ξ ainsi que d'autres valeurs équidistantes aux côtés supérieurs et inférieurs de cette valeur centrale. Nous avons présenté les résultats pour cinq valeurs de ξ (solide

CHAPITRE III: Terme Cinétique Mixte Et interactions du photon noir Dépendantes de la Brisure de la Symétrie

rouge), (pointillé vert), (pointillé bleu), (point magenta) et (solide bleu).

On voit que pour les gros , les deux couplages sont de taille comparable. A la petite extrémité et tend vers zéro alors que tend vers une valeur limite non nulle.

Les deux couplages divergent car tend vers . Ceci est le reflet du facteur du dénominateur dans les expressions de et de dans l'équation (III .48) puisque, à partir de l'équation (III .9) :

$$(III.49)$$

Néanmoins, les processus physiques restent finis dans la limite , car la masse de diverge également. En utilisant les équations (III .29) et (III .45) on a :

CHAPITRE III: Terme Cinétique Mixte Et interactions du photon noir Dépendantes de la Brisure de la Symétrie

La combinaison de charge orthogonale, Q_{orth} , est défini de manière similaire dans l'équation (28).

Dans les deux sous-sections suivantes, nous présentons deux modèles illustratifs. Dans le premier, Q_{orth} se transforme en Q_{vis} et Q_{somb} . Ici, les suffixes vis et $somb$ indiquent respectivement les secteurs visible et sombre, tandis que le suffixe dm désigne l'électromagnétisme. Dans le deuxième exemple, Q_{orth} se transforme en Q_{vis} et Q_{somb} les pauses à Q_{orth} .

Dans le premier exemple, les bosons de jauge de Q_{vis} et Q_{somb} se mélangent lors du processus de brisure de symétrie spontanée, alors que dans le second cas, le mélange entre photon et boson de jauge sombre est uniquement dû au mélange cinétique.

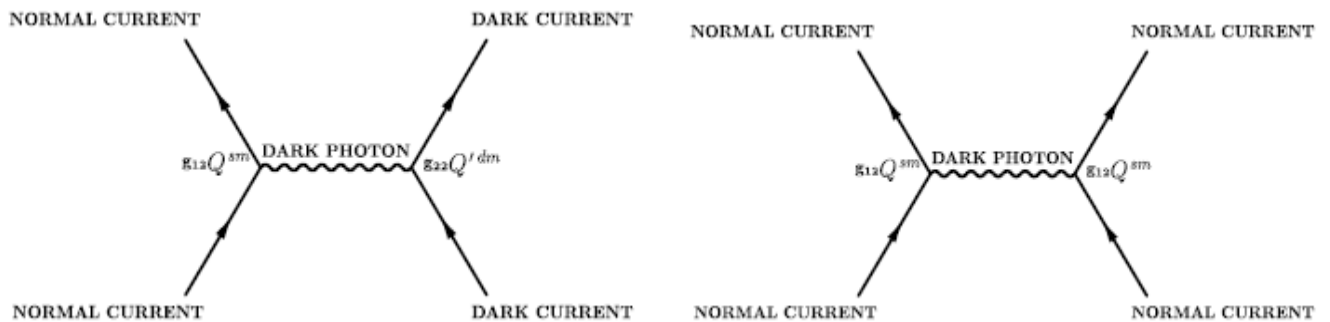


Figure III.2

III. 5.2 Exemple 1. Modèle (Toy) (jouet) pour la matière noire :

Dans ce modèle, il existe deux secteurs, un secteur visible désigné par Q_{vis} et un secteur sombre désigné par Q_{somb} . Même si ce modèle n'est pas réaliste en l'état, cette version simplifiée permet de démontrer les caractéristiques essentielles de notre analyse. La rupture de la symétrie est le long de la ligne suivante,

$$(III.51)$$

CHAPITRE III: Terme Cinétique Mixte Et interactions du photon noir Dépendantes de la Brisure de la Symétrie

Pour appliquer cette formulation de mélange cinétique à des modèles de matière noire, nous considérons deux classes de particules spécifiées en fonction de la nature de leurs charges et

. Parmi ceux-ci, correspond au courant associé à . C'est une charge conservée contrairement à qui correspond à la direction orthogonale brisée. Le photon () ne se couple que par , tandis que le photon noir () se couple à la fois avec Q couplage et avec Q' couplage g_{22} .

Il existe deux classes de particules, à savoir :

La matière noire qui est découplée du photon par

La matière normale qui a .

Par choix, nous avons le couplage de photons uniquement au secteur . Il sera de notre intérêt de discuter du couplage de avec la matière noire par le biais du photon sombre, médiateur des interactions. Ceci est montré dans le diagramme de gauche de la Fig.2. Pour les transferts de quantité de mouvement faible par rapport à émis par les équations (III.48), l'amplitude de probabilité sera

$$M_{sm-dm} \propto \frac{g_{12} Q^{sm} g_{22} Q'^{dm}}{m^2 x^2} = - \left[e^2 Q^{sm} Q'^{dm} \alpha_1 \alpha_2 \left(\sqrt{\frac{\lambda_2}{\lambda_1}} - \sqrt{\frac{\lambda_1}{\lambda_2}} \right) \frac{\xi}{\sqrt{\lambda_1 \lambda_2}} \right] \frac{1}{m^2 x^2} \quad (III.52)$$

Où et Q'^{dm} sont respectivement la charge électrique de la particule et la charge sombre de la particule . On peut facilement extraire la dépendance de l'amplitude ci-dessus sur . On trouve

$$(III.53)$$

Par un choix approprié de près des valeurs limites :

CHAPITRE III: Terme Cinétique Mixte Et interactions du photon noir Dépendantes de la Brisure de la Symétrie

$$\xi \rightarrow \frac{1}{4} \pm c \quad (\text{III.54})$$

La partie droite de l'équation (III .53) peut être réduite arbitrairement. Par conséquent, une section efficace d'interaction faible et contrôlable entre les secteurs standard et sombre est une conséquence naturelle du modèle. D'autre part, on peut être tenté de penser que pour de grandes valeurs du paramètre de mélange cette interaction peut être améliorée. Cependant, cela modifiera également les sections de processus purement standard tels que et est très étroitement contraint. Par exemple, le couplage aux fermions entraînera des interactions dans le secteur , comme illustré dans le panneau de droite de la . Cela conduit à l'amplitude de probabilité

$$M_{sm-sm} \propto \frac{(g_{12} Q^{sm})^2}{m_x^2} = \left[e Q^{sm} \alpha_1 \alpha_2 \left(\sqrt{\frac{\lambda_2}{\lambda_1}} - \sqrt{\frac{\lambda_1}{\lambda_2}} \right) \right]^2 \frac{1}{m_x^2} \quad (\text{III.55})$$

La dépendance de l'amplitude ci-dessus sur est :

$$M_{sm-sm} \propto (16c^2 - (4\xi - 1)^2) \quad (\text{III.56})$$

Inutile de dire que l'on peut également calculer la diffusion dans le secteur de la matière noire via un échange .

III. 5.3 Exemple 2. Mélange réaliste de avec QED :

Un modèle simple et réaliste qui apparaît dans la littérature sur le mélange cinétique est celui dans lequel le photon se mélange avec un champ de jauge . Parce que l'autre boson de jauge n'est pas encore détecté expérimentalement, la symétrie de est brisée et le photon noir est énorme. Habituellement, le terme de mélange est considéré comme une perturbation et ses effets sont examinés.

CHAPITRE III: Terme Cinétique Mixte Et interactions du photon noir Dépendantes de la Brisure de la Symétrie

Dans notre approche, qui est exacte, il faut identifier la symétrie ininterrompue restante comme $U(1)$, qui est également l'une des deux symétries initiales de $U(2)$. Ainsi, il faut exiger $U(1)$. À partir des équations (III .18) et (III .25), nous pouvons écrire.

(III.57)

L'exigence que $U(1)$ puisse être remplie par :

CHAPITRE III: Terme Cinétique Mixte Et interactions du photon noir Dépendantes de la Brisure de la Symétrie

En utilisant l'équation (III .44), nous obtenons pour lequel, comme indiqué précédemment . Avant de poursuivre, nous souhaitons attirer l'attention sur un autre mode de traitement du mélange cinétique souvent utilisé. Il est courant dans la littérature de définir le mélange dans la base dans laquelle les bosons de jauge sont déjà les états propres de la masse, l'un d'eux étant sans masse, l'autre ayant une masse non nulle typiquement à travers un mécanisme de Stückelberg. Dans de tels scénarios, la suppression du mélange cinétique est rendue possible par la transformation

$$\begin{pmatrix} A_\mu^1 \\ A_\mu^2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & -\frac{4c}{\sqrt{1-16c^2}} \\ 0 & \frac{1}{\sqrt{1-16c^2}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} X_\mu^1 \\ X_\mu^2 \end{pmatrix} \quad (\text{III.63})$$

Notez que cela conduit précisément aux couplages dans les équations (III .62) pour et .

CONCLUSION

GENERAL

III. 6 Conclusion général :

Quand une théorie est de deux symétries (ou plus) de $U(1) \times U(1)$, la possibilité d'un mélange cinétique de jauge est forte ment possible. Nous avons étudié cette théorie par deux exemples liés à la matière noire. Dans les deux cas, nous avons identifié le $U(1)$ non brisé comme étant du groupe électromagnétique $U(1)_{EM}$. Dans le premier exemple, la matière ordinaire n'a que la charge Q , qui est maintenant la charge électrique, alors que la matière noire n'a que la charge Q' .

Le boson massif s'identifie au photon noir et se couple à la matière visible et à la matière noire. Nous avons montré comment le couplage du photon noir à la matière ordinaire dépend du paramètre de mélange θ . Dans la limite de l'absence de mélange cinétique, le photon noir n'interagit pas du tout avec la matière ordinaire sauf par gravité et ne peut donc pas être recherché facilement dans des expériences de diffusion. Dans le deuxième exemple, nous avons examiné le cas où $U(1)_{EM}$ est cinétiquement mélangé à un autre $U(1)$.

Cette situation ne peut se produire que lorsque les deux groupes de jauge ont initialement les mêmes raccords. Dans ce modèle, nous avons également donné des formules analytiques pour les forces de couplage des bosons de jauge lourds et sans masse. Dans les deux cas, nous avons dérivé des expressions analytiques pour les forces d'auto-couplage de la matière noire.

Ainsi, Le photon noir a été considéré ici comme un intermédiaire dans les interactions liant la matière noire à la matière ordinaire.

ANNEXES

Annexe 1 :

En général, pour assurer l'invariance du lagrangien sous une transformation locale, il faut introduire un champ de jauge , qui correspond ici au champ électromagnétique, et remplacer la dérivée habituelle par la dérivée covariante définie comme suite :

$$D_\mu \phi = \exp(i\alpha q) \phi \left[\partial_\mu - iq_1 g_1 A_\mu^1 - iq_2 g_2 A_\mu^2 \right]$$

$$D_\mu \phi = \left[\partial_\mu - iq_1 g_1 A_\mu^1 - iq_2 g_2 A_\mu^2 \right] \phi \quad (\text{A.1})$$

De l'équation (III .17) on a :

Annexe 2 :

On a la rupture de la symétrie est le long de la ligne suivante,

$$U(1)_{sm} \times U(1)_{dm} \rightarrow U(1)_{EM} \quad (A.3)$$

Alors par les équations (III .48), l'amplitude de probabilité sera :

BIBLIOGRAPHIE

Bibliographie

- (1) **Fritz Zwicky** . .1933 .
- (2) **Vera Rubin** و **KENT FORD ,JR NORBERT THONNARD W** .
 .1979 .
- (3) **Aldée Charbonnier** . ,
 .2011 .
- (4) ,
 . **V.SANGLARD**.2002 .
- (5) **Françoise Combes** . , .2014 ?
- (6) **Max Tegmark** و **Costa Andrew J.S Hamilton Angelaica de Oliveira** . A high
 resolution foreground CMB map from WMAP.2003 .
- (7) **Mathieu Boudaud** .
 , .2006 .
- . (8) . **CHADOU**.
- I. .2017 .
- (9) . **S.NASSIRI**.2017 .
- (10) . **B.Tech Project-1**.2013 .
- (11) . **Münster G. Bergner**
- G**.2011 .
- (12) .
- M.BOUSSAHEL**.1994 .
- (13) .
- . **E.KAJFASZ**.1985 .
- (14) .
- . **Mohapatra Rabindra N** .
- (15) **Biswajoy Brahmachari** و **Raychoudhuri Amitava** .
 .2014 .

Résumé

Dans ce travail, les interactions des photons noirs et leur dépendance de la symétrie ont été étudiés en se basant sur le développement de certains concepts sur la matière noire et leurs méthodes d'observation, ainsi que sur l'étude de la brisure spontanée de la symétrie d'une théorie de jauge renormalisable $U(1) \times U(1)$ couplée à des fermions en présence d'un mélange cinétique.

Abstract

In this work, the interactions of dark photons and their dependence on symmetry have been studied, based on the development of certain concepts on dark matter and their methods of observation, as well as on the study of the spontaneous breaking of the symmetry of a renormalizable gauge theory $U(1) \times U(1)$ coupled to fermions in the presence of a kinetic mixture.

ملخص

في هذا العمل، تم اقتراح تفاعلات الفوتونات المظلمة واعتمادها على التماثل، انطلاقاً من وضع بعض المفاهيم حول المادة المظلمة وطرق ملاحظتها، ودراسة كسر التماثل التلقائي للنظرية المعيارية $U(1) \times U(1)$ إلى جانب الفرميونات عند الاختلاط الحركي.