

# الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية

وزارة التعليم العالي والبحث العلمي  
المركز الجامعي العربي بن مهيدي أم البواقي

أهـ / فـ / ٥٤

معهد العلوم الدقيقة

دائرة الفيزياء

الرقم التسلسلي

السلسلة



مذكرة مكملة لنيل شهادة الماجستير في الفيزياء  
التخصص: فيزياء نظرية  
بعنوان :



## خرق التناظر CP في النموذج المعياري غير التبادلي

من طرف الطالب :

❖ بوبعة إوريس

تناقش يوم .....

تحت إشراف اللجنة المتكونة من :

- |      |                      |                                |                |
|------|----------------------|--------------------------------|----------------|
| رئيس | أستاذ محاضر          | المركز الجامعي العربي بن مهيدي | د. م. مراد     |
| مقرر | أستاذ التعليم العالي | جامعة منتوري قسنطينة           | د. ن. مباركي   |
| عضو  | أستاذ التعليم العالي | جامعة منتوري قسنطينة           | د. ع. بن سلامة |
| عضو  | أستاذ محاضر          | المركز الجامعي العربي بن مهيدي | د. ع. بودين    |

الموسم الجامعي 2005/06

## شكر و عرفان

أحمد الله وأشكره على أن وفقني لإنجاز هذه المذكرة وأسأله أن يوفقنا لما يحبه ويرضاه.

عملاً بقول الرسول ( صلى الله عليه وسلم ) « من لا يشكر الناس لا يشكر الله » يسرني أن أتقدم بجزيل

الشكر والعرفان إلى أستاذي الفاضل الأستاذ الدكتور نور الدين مبارك على تفضله بالإشراف

على هذه المذكرة الذي لم يبخل بعبائه الدائم وتوجيهاته وحرسه على إتمام هذه المذكرة.

و أتقدم بالشكر الجزيل إلى الأستاذ الفاضل م. مراد على تشريفه لنا برئاسته للجنة المناقشة.

كما أتقدم بأسمى عبارات التقدير والاحترام إلى الأستاذين الفاضلين الأستاذ م. بن سلامة

والأستاذ م. بودين على تشريفهما لنا بمناقشة هذه المذكرة.

وفي الأخير أتقدم بشكري إلى كل من ساهم من قريب أو من بعيد في إنجاز هذه المذكرة.

## الفهرس

3	..... الفصل الأول
3	..... مقدمة عامة
5	..... الفصل الثاني
5	..... النموذج المعياري لـ ( G-W-S ) Glashow – Weinberg- Salam
5	..... 1-2-1 مقدمة
5	..... 2-2-2 التناظر الكلاسيكي
6	..... 1-2-2-1 آلية Higgs
7	..... 2-3-2-1 الزمرتين U(1) و SU(2)
7	..... 2-3-2-1-3-2 الزمرة U(1)
11	..... 2-3-2-1-1-3-2 الكسر التلقائي للتناظر
12	..... 2-3-2-1-3-2 آلية Higgs
13	..... 2-3-2-2-3-2 الزمرة SU(2)
16	..... 2-3-2-1-2-3-2 الكسر التلقائي للتناظر
16	..... 2-3-2-2-3-2 آلية Higgs
18	..... 2-4-2-4-2 النموذج المعياري للتفاعلات الكهروضعيفة
20	..... 2-4-2-1-4-2 لاغرانجيان النموذج المعياري
21	..... 2-4-2-2-4-2 الكسر التلقائي للتناظر
23	..... 2-4-2-3-4-2 آلية Higgs
26	..... الفصل الثالث
26	..... خرق التناظر CP في النموذج المعياري
26	..... 1-3-1 مقدمة
26	..... 2-3-2 تحويلات C و P و T
27	..... 3-3-3 تفاعلات Yukawa
30	..... 4-3-4 تقطير مصفوفة الكتلة
34	..... 5-3-5 مصفوفة Cabibbo
36	..... 6-3-6 مصفوفة Cabibbo – Kobayashi – Maskawa (CKM)
38	..... 1-6-3-1 تمثيل Wolfenstein
38	..... 2-6-3-2 المتثلثات الواحدية
41	..... 3-6-3-3 القياسات التجريبية للعناصر الوسيطة لمصفوفة CKM
41	..... 1-3-6-3-1 القياسات المباشرة
42	..... 2-3-6-3-2 الواحدية
43	..... 3-3-6-3-3 القياسات غير المباشرة
43	..... 7-3-7 مصفوفة CKM وخرق التناظر CP
44	..... 8-3-8 مشكل خرق التناظر CP القوي
46	..... الفصل الرابع
46	..... خرق التناظر CP في النظام $K^0 - \bar{K}^0$
46	..... 1-4-1 مقدمة
46	..... 2-4-2 تناظر P و C و CP
46	..... 1-2-4-1 تناظر الزوجية P

47	.....2-2-4 تناظر مرافقة الشحنة C
48	.....3-2-4 تناظر مرافقة الشحنة والزوجية CP
49	.....3-4 الحالة العامة للاختلاط وخرق التناظر CP
49	.....1-3-4 الشكل العام للاختلاط
58	.....2-3-4 حالة إنحفاظ التناظر CP
60	.....3-3-4 حالة خرق التناظر CP
61	.....4-3-4 الشرط اللازم لخرق التناظر CP
63	.....4-4 نظام الكاون ( kaon ) غير المشحون
63	.....1-4-4 نظام الميزون K
64	.....2-4-4 خرق التناظر CP في نظام الميزون K
65	.....5-4 أنواع خرق التناظر CP
65	.....1-5-4 خرق التناظر CP غير المباشر (Indirect CP violation)
67	.....2-5-4 خرق التناظر CP المباشر (Direct CP violation)
69	.....6-4 الوسيطين $\epsilon_K$ و $\epsilon'_K$
71	.....7-4 الوسيط $\epsilon_K$ في النموذج المعياري
74	.....الفصل الخامس
74	.....خرق التناظر CP في النموذج المعياري غير التبادلي
74	.....1-5 مقدمة
74	.....2-5 الزمان-مكان غير التبادلي
75	.....3-5 الحقول العيارية ( Gauge fields ) في الزمان-مكان غير التبادلي
77	.....4-5 تحويلات P و C و CP
79	.....5-5 النموذج المعياري غير التبادلي
86	.....6-5 خرق التناظر CP في النموذج المعياري غير التبادلي
86	.....1-6-5 حدود تأثيرات التيار المشحون ومصفوفة CKM
88	.....2-6-5 الوسيط $\epsilon_K$ في النموذج المعياري غير التبادلي
91	.....الخلاصة
92	.....الملحق 1
92	.....الملحق 2
92	.....الملحق 3
93	.....الملحق 4
94	.....قوانين Feynman في الهندسة غير التبادلية
95	.....المراجع

## الفصل الاول

### مقدمة عامة

أبرز التقدم العلمي لفزياء الجسيمات اكتشاف ظواهر فزيائية عديدة، منها خرق تناظر CP وذلك في مسرعات الجسيمات. التناظرات وقوانين الإنحفاظ سوية مع الجسيمات وتفاعلاتها، تعطي الوصف الفزيائي الأساسي للطبيعة. ففي عام 1956 افترض أن القوانين الفزيائية لا تتغير لما نغير إشارات الأحداث الفضائية في النظام، وتسمى هذه العملية بعملية قلب الزوجية P. لوحظ أن صورة المر لنترينو يساري هي نترينو يميني وهي حالة غير موجودة في الطبيعة، مما يجعل تناظر التفاعل الضعيف يخترق بالعملية P. أما مرافقة الشحنة C هي العملية التي تحول الجسيم إلى جسيمه المضاد العملية المزدوجة بين مرافقة الشحنة والزوجية CP تحول النترينو اليساري إلى النترينو اليميني المضاد وهو حالة موجودة في الطبيعة.

في عام 1964 تم اكتشاف خرق التناظر CP من طرف James Cronin و Val Fitch في الإختلاف  $K^0 - \bar{K}^0$ ، وبالتالي القياسات التجريبية أعطت المكان لتحديد مصدر خرق التناظر CP في نظام الميزون K، إذ حصل على الجسيمين  $K^0$  و  $\bar{K}^0$  من خلال التفاعلات القوية. لم تقتصر دراسة خرق التناظر CP على نظام الميزون K فقط، إذ اكتشفت هذه الظاهرة مرة أخرى عام 2001 في نظام الميزون B. لكن في الوهلة الأولى بقي مصدر خرق التناظر CP مجهول وبدون مبرر نظري قبل بناء النموذج المعياري  $(1) \times U_Y \times SU_C(3) \times SU_L(2) \times U_1$  و L و C و Y تعني color ، left ، weak hyper charge ، (التوالي).

قام النموذج المعياري بتوحيد القوى الإلكترومغناطيسية، القوى الضعيفة، القوى القوية. وتتكون المادة في هذا النموذج من الكواركات واللبتونات، كل كوارك ولبتون له الكوارك المضاد واللبتون المضاد الموافق له، ولهما نفس الكتلة كجسيمات عادية، لكنهما متعاكسان في الشحنة. ويتشكل الميزون  $K^0$  من الكوارك d والكوارك المضاد  $\bar{s}$ ، أما الميزون المضاد  $\bar{K}^0$  يتشكل من s و  $\bar{d}$ . تمكن النموذج المعياري من إيجاد مصدر خرق التناظر CP، وذلك من خلال التفاعلات الضعيفة في تفاعل التيار المشحون، ويعتبر بأن المصدر الوحيد لخرق التناظر CP هو طور مصفوفة CKM. فمر خلال هذا النموذج يتم قياس كمية خرق التناظر CP عن طريق الوسيطين  $\epsilon_K$  و  $\epsilon'_K$  في نظام الميزون K و  $\sin 2\beta$  في نظام الميزون B.

بالرغم من النجاح الذي حققه النموذج المعياري في فهم ظاهرة خرق التناظر CP، إلا أنه عجز على تفسير الكمية الصغيرة لخرق التناظر CP، زيادة عن هذا هل طور مصفوفة CKM فعلا هو المنبئ الحقيقي لخرق التناظر CP. لهذا سنقوم من خلال هذه المذكرة بدراسة خرق التناظر CP في النموذج المعياري غير التبديلي مع إزالة منبع خرق التناظر CP في النموذج المعياري العادي (نعدم طور المصفوفة CKM) وذلك بحساب الوسيط  $\epsilon_K$ ، ثم مقارنة عملنا بعمل Hinchliffe [16].

في الفصل الثاني من هذه المذكرة سنتطرق إلى النموذج المعياري لـ Glashow- Weinberg- Salam. أما في الفصل الثالث سندرس خرق التناظر CP في النموذج المعياري.

في الفصل الرابع سنتطرق إلى خرق التناظر CP المباشر وغير المباشر في النظام  $K^0 - \bar{K}^0$ .

أخيرا في الفصل الخامس نقوم بدراسة خرق التناظر CP في النموذج المعياري غير التبادلي، ومعرفة مصفوفة CKM في هذا النموذج، ثم حساب الوسيط  $\varepsilon_K$  باستعمال تمثيل Feynman (Feynman parametrisation) والتعديل البعدي (dimensionelle regularization) ... إلخ.

## الفصل الثاني

### النموذج المعياري لـ Glashow-Weinberg-Salam (G-W-S)

#### 1-2- مقدمة

تم بناء هذا النموذج من طرف Glashow ، 1961 ، Weinberg ، 1967 ، Salam ، 1968 . يصف هذا النموذج التفاعلات الإلكترومغناطيسية و الضعيفة في نظرية موحدة تسمى نظرية الكهروضعيفة، إذ يعتمد هذا النموذج على الزمرة  $SU_{I_w}(2) \times U_{Y_w}(1)$  التي يبرز من خلالها توحيد التفاعلات الكهرومغناطيسية و التفاعلات الضعيفة في تفاعل وحيد "الكهروضعيفة". تستعمل آلية Higgs لكسر التناظر تلقائياً للزمرة  $SU_{I_w}(2) \times U_{Y_w}(1)$  إلى الزمرة  $U(1)_{em}$ ، وخلق كتل البوزونات العيارية  $W^\pm$  و  $Z^0$  كما هو الحال بالنسبة للبتونات ما عدا النترينو.

#### 2-2- التناظر الكلاسيكي

نعتبر التفاعل الذاتي لحقل سلمي حقيقي  $\phi$  ذو الكثافة اللاغرانجية [1]

$$L = \frac{1}{2} \partial_\mu \phi \partial^\mu \phi - \frac{1}{2} \mu^2 \phi^2 - \frac{\lambda}{4} \phi^4 \quad (2.1)$$

هذه الكثافة صامدة أمام التحويل المتقطع (Discrete transformation):

$$\phi \rightarrow -\phi \quad (2.2)$$

لنجد حالة الفراغ التي من أجلها يكون الكمون أصغري أي:

$$\frac{\partial V(\phi)}{\partial \phi} = 0 \Leftrightarrow \mu^2 \phi + \lambda \phi^3 = 0 \quad (2.3)$$

يمكن أن نميز حالتين، وذلك حسب إشارة  $\mu^2$

- من أجل  $\mu^2 > 0$  :

$$\begin{aligned} \frac{\partial V(\phi)}{\partial \phi} = 0 &\Leftrightarrow \mu^2 \phi + \lambda \phi^3 = 0 \\ &\Leftrightarrow \phi = 0 \end{aligned}$$

قيمة  $\phi$  التي من أجلها يكون الكمون أصغري هي  $\phi = \phi_0 = 0$ .  
نمثل حالة الفراغ  $\phi_0$  كمايلي:

$$\phi_0 = \langle \phi \rangle_0 = \langle 0 | \phi | 0 \rangle = 0 \quad (2.4)$$

واضح أن الفراغ صامد بالنسبة للتحويل (2.2) أي:  $\phi_0 = -\phi_0 = 0$ ، وهذا ما يجعل التناظر تام.  
- من أجل  $\mu^2 < 0$ :

$$\begin{aligned} \frac{\partial V(\phi)}{\partial \phi} = 0 &\Leftrightarrow \mu^2 \phi + \lambda \phi^3 = 0 \\ &\Leftrightarrow (\mu^2 + \lambda \phi^2) \phi = 0 \\ &\Leftrightarrow \begin{cases} \phi = \phi_0 = 0 \\ \phi = \phi_0 = \pm \sqrt{\frac{-\mu^2}{\lambda}} \end{cases} \end{aligned}$$

نمثل حالة الفراغ في هذه الحالة

$$\phi_0 = \langle \phi \rangle_0 = \pm \sqrt{\frac{-\mu^2}{\lambda}} \equiv \nu \quad (2.5)$$

إذن توجد حالتين فراغ منحطتين (Degenerate). القيمة الصغرى للكمون عند  $\langle \phi \rangle_0 = \nu$  متساويتين  
و يمكن أن نختار إحدهما ( الفراغ ) كحالة أساسية للنظام. وبما أن لاغرو نحيان صامد أم  
التحويل (2.2)، النتائج الفيزيائية تكون غير متعلقة بهذا الاختيار. ومن جهة أخرى نلاحظ بـ  
بساطة أن حالة الفراغ غير صامدة أمام التحويل (2.2) ( $\nu \neq -\nu$ )، هذا ما يجعل التناظر ينكسر تلقائياً.

### 1-2-1- آلية Higgs

نختار حالة الفراغ ذات الإشارة الموجبة

$$\langle \phi \rangle_0 = \nu = \sqrt{\frac{-\mu^2}{\lambda}} \quad (2.6)$$

نعرف الحقل  $\xi(x)$ :

$$\xi(x) = \phi(x) - \langle \phi \rangle_0 = \phi(x) - \nu \quad (2.7)$$

من خلال هذا الأخير نجد أن:

$$\langle \xi \rangle_0 = \langle \phi \rangle_0 - \langle \phi \rangle_0 = 0 \quad (2.8)$$

كذلك

$$\phi(x) = \xi(x) + v \quad (2.9)$$

بالتعويض في الكثافة اللاغرانجية (2.1) يصبح لدينا:

$$\begin{aligned} L &= \frac{1}{2} \partial_\mu (\xi(x) + v) \partial^\mu (\xi(x) + v) - \frac{1}{2} \mu^2 (\xi(x) + v)^2 - \frac{\lambda^2}{4} (\xi(x) + v)^4 \\ &= \frac{1}{2} \partial_\mu \xi(x) \partial^\mu \xi(x) - \lambda v^2 \xi^2(x) - \lambda v \xi^3(x) - \frac{\lambda}{4} \xi^4(x) - \frac{1}{4} \frac{\mu^4}{\lambda} \end{aligned} \quad (2.10)$$

نلاحظ ظاهريا أن (2.10) غير صامدة أمام التحويل (2.2)، لكن في الحقيقة أن التناظر موجود لكنه مخفي. فمن أجل اضطراب صغير حول الفراغ الكلاسيكي يصبح (2.10):

$$L \approx \frac{1}{2} \partial_\mu \xi(x) \partial^\mu \xi(x) - \lambda v^2 \xi^2(x) \quad (2.11)$$

نلاحظ أن كتلة الحقل السلمي الحر هي  $m_\xi = \sqrt{\lambda v^2} = \sqrt{-\mu^2}$  ، تكون هذه الكتلة حقيقية موجبة إذا كان  $\mu^2 < 0$ .

## 3-2 الزمرتين U(1) و SU(2)

### U(1) الزمرة 1-3-2

ليكن لدينا لاغرانجيان التالي [3]:

$$L = (\partial_\mu \phi)(\partial^\mu \phi)^* - \mu^2 \phi \phi^* - \lambda (\phi \phi^*)^2 \quad (2.12)$$

لاغرانجيان (2.12) صامد بالنسبة للتحويل العياري الكلي (Global gauge transformation)

$$\begin{aligned} \phi(x) &\rightarrow \phi'(x) = \phi(x) - ig' \theta \phi(x) \\ \phi^*(x) &\rightarrow \phi'(x) = \phi^*(x) + ig' \theta \phi^*(x) \end{aligned} \quad (2.13)$$

يمكن أن ندخل الحقل العياري  $A_\mu$  فيصبح (2.12) كما يلي

$$L = (D_\mu \phi)^* (D^\mu \phi) - \mu^2 (\phi^* \phi) - \lambda (\phi^* \phi)^2 - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} \quad (2.14)$$

$D_\mu$  هي المشتقة محافظة الشكل (Covariant derivative)

$$D_\mu = \partial_\mu - ig' A_\mu \quad (2.15)$$

$F_{\mu\nu}$  هو التنبور الإلكترومغناطيسي:

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu \quad (2.16)$$

لاغرو نجيان (2.14) صامد بالنسبة للتحويلات العيارية الكلية للزمرة  $U(1)$

$$\begin{aligned} \phi(x) &\rightarrow \phi'(x) = \phi(x) - ig' \theta \phi(x) \\ \phi^*(x) &\rightarrow \phi'^*(x) = \phi^*(x) + ig' \theta \phi^*(x) \\ A_\mu &\rightarrow A'_\mu = A_\mu + \frac{1}{g'} \partial_\mu \theta \end{aligned} \quad (2.17)$$

حيث  $\theta$  هو وسيط غير متعلق بإحداثيات الفضاء.

أما إذا كان  $\theta$  متعلق بإحداثيات الفضاء تكون التحويلات العيارية المحلية للزمرة  $U(1)$  كالتالي:

$$\begin{aligned} \phi(x) &\rightarrow \phi'(x) = \phi(x) - ig' \theta(x) \phi(x) \\ \phi^*(x) &\rightarrow \phi'^*(x) = \phi^*(x) + ig' \theta(x) \phi^*(x) \\ A_\mu &\rightarrow A'_\mu = A_\mu + \frac{1}{g'} \partial_\mu \theta(x) \end{aligned} \quad (2.18)$$

يبقى لاغرونجيان (2.14) صامد أمام هذه التحويلات. لنجد حالة الفراغ ثم نتأكد هل هي صامدة أمام هذه التحويلات الأخيرة أم لا.

$$\frac{\partial V}{\partial \phi} = \frac{\partial V}{\partial \phi^*} = 0$$

بحيث:

$$V(\phi\phi^*) = \mu^2(\phi^*\phi) + \lambda(\phi^*\phi)^2 \quad (2.19)$$

يمكننا أن نميز حالتين وذلك حسب إشارة  $\mu^2$ .  
- من أجل  $\mu^2 > 0$ :

$$\frac{\partial V(\phi^*\phi)}{\partial \phi} = 0 \Leftrightarrow \mu^2\phi^* + 2\lambda(\phi^*\phi)\phi^* = 0$$

$$\frac{\partial V(\phi^*\phi)}{\partial \phi^*} = 0 \Leftrightarrow \mu^2\phi + 2\lambda(\phi^*\phi)\phi = 0$$

حلا هذه المعادلة هما:

$$\begin{cases} \phi = 0 \\ \phi^* = 0 \end{cases}$$

يمكن أن نمثل حالة الفراغ بـ:

$$\begin{cases} \phi_0 = \langle \phi \rangle_0 = 0 \\ \phi_0^* = \langle \phi^* \rangle_0 = 0 \end{cases} \quad (2.20)$$

في هذه الحالة التحويلات العيارية المحلية (Local gauge transformation) لحالة الفراغ:

$$\begin{cases} \delta\phi_0 = -ig'\theta(x)\phi_0 = 0 \\ \delta\phi_0^* = +ig'\theta(x)\phi_0^* = 0 \end{cases} \quad (2.21)$$

نلاحظ أن حالة الفراغ صامدة بالنسبة للتحويلات العيارية المحلية للزمرة  $U(1)$  وبالتالي فالتناظر تام  
- من أجل  $\mu^2 < 0$ :

$$\frac{\partial V(\phi^*\phi)}{\partial \phi} = 0 \Leftrightarrow \mu^2\phi^* + 2\lambda(\phi^*\phi)\phi^* = 0$$

$$\frac{\partial V(\phi^*\phi)}{\partial \phi^*} = 0 \Leftrightarrow \mu^2\phi + 2\lambda(\phi^*\phi)\phi = 0$$

حلا هذه الجملة هما:

$$\begin{cases} \phi = 0 \\ |\phi^* \phi| = \frac{-\mu^2}{2\lambda} \end{cases} \quad (1.22)$$

لنضع

$$\phi = \phi_1 + i\phi_2 \quad (2.23)$$

حيث  $\phi_1$  و  $\phi_2$  هما حقلان سلميان إذن:

$$|\phi|^2 = \phi_1^2 + \phi_2^2 = -\frac{\mu^2}{2\lambda} \quad (2.24)$$

نلاحظ أن هذه المعادلة تمثل معادلة دائرة نصف قطرها  $R = \sqrt{\frac{-\mu^2}{2\lambda}}$ .  
لنختار  $\phi_2 = 0$ ، و بالتالي  $\langle \phi_2 \rangle_0 = 0$ .  
و

$$\phi_1 = \sqrt{\frac{-\mu^2}{2\lambda}} = \frac{\nu}{\sqrt{2}} \quad (2.25)$$

$$\langle \phi \rangle_0 = \langle \phi_1 \rangle_0 = \frac{\nu}{\sqrt{2}} \quad (2.26)$$

لنتأكد هل هذه الحالة الأخيرة صامدة أمام للتحويلات العيارية المحلية للزمرة  $U(1)$

$$\delta\phi = -ig'\theta(x)\phi$$

$$\Rightarrow \delta\phi_0 = -ig'\theta(x)\phi_0$$

باستعمال (2.23) نجد

$$\delta(\phi_1 + i\phi_2) = -ig'\theta(x)(\phi_1 + i\phi_2)$$

$$\Rightarrow \delta\phi_{10} + i\delta\phi_{20} = -ig'\theta(x)\phi_{10} + g'\theta(x)\phi_{20}$$

نستنتج أن:

$$\begin{aligned}\delta\phi_{10} &= g'\theta(x)\phi_{20} = 0 \\ \delta\phi_{20} &= -g'\theta(x)\phi_{10} \neq 0\end{aligned}\quad (2.27)$$

و بالتالي

$$\delta\phi_0 \neq 0 \quad (2.28)$$

أي أن حالة الفراغ غير صامدة أمام التحويلات العيارية المحلية للزمرة  $U(1)$ ، وهذا ما يؤدي إلى الكسر التلقائي للتناظر.

### 2-3-1-1- الكسر التلقائي للتناظر

من خلال لاغرانجيان (2.12) نلاحظ أن البوزون العياري  $A_\mu$  ليس له كتلة، ومن أجل إعطائه كتلة نضيف حد الكتلة  $m^2 A_\mu A^\mu$  في لاغرانجيان (2.12)، لكن بإضافة هذا الحد يزول التناظر و يصح لاغرانجيان غير مقطر (غير فيزيائي).  
نختار حالة الفراغ

$$\langle \phi \rangle_0 = \langle \phi_1 \rangle_0 = \frac{v}{\sqrt{2}}$$

و نعرف الحقل  $\phi(x)$  بـ:

$$\begin{aligned}\phi(x) &= \frac{1}{\sqrt{2}}(v + \eta(x))e^{i\xi(x)/v} \\ &\approx \frac{1}{\sqrt{2}}(v + \eta(x) + i\xi(x) + \dots)\end{aligned}\quad (2.29)$$

نعوض في (2.12) مع الإحتفاظ بالحدود من الرتبة الثانية فقط نجد

$$\begin{aligned}L &= \frac{1}{2}\partial_\mu \eta \partial^\mu \eta + \mu^2 \eta^2 + \frac{1}{2}\partial_\mu \xi \partial^\mu \xi + \frac{1}{2}g'^2 v^2 A_\mu A^\mu - g'v A_\mu \partial^\mu \xi \\ &\quad - \frac{1}{4}F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + \dots\end{aligned}\quad (2.30)$$

نلاحظ من خلال لاغرانجيان (2.30) ظهور حد غير فيزيائي  $-g\nu A_\mu \partial^\mu \xi$ . كذلك ظهور ثلاث حقول الحقل  $\eta$  كتلته  $\sqrt{-2\mu^2}$  و الحقل  $A_\mu$  كتلته  $g'\nu$ ، لكن الحقل  $\xi$  ليس له كتلة (جسيم Goldstone) من جهة أخرى، قبل الكسر التلقائي للتناظر توجد أربع درجات حرية: إثنان للحقل الشعاعي  $A_\mu$  و الكتلة، إثنان للحقل السلمي المعقد. لكن بعد الكسر التلقائي للتناظر أصبح لدينا خمس درجات حرية: ثلاثة للحقل الشعاعي  $A_\mu$  و درجة واحدة لكل من الحقلين  $\eta$  و  $\xi$ ، في هذه الحالة نفقد التناظر يصبح لاغرانجيان غير مقطر. فمن أجل هذا نستعمل آلية Higgs.

### 2-1-3-2- آلية Higgs

نذكر أن لاغرانجيان (2.12) صامد أمام التحويلات العيارية المحلية (2.17). نعرف الحقلين:

$$\phi \rightarrow \phi' = e^{\{-i\xi(x)/\nu\}} \phi = \frac{(\nu + \eta)}{\sqrt{2}} \quad (2.31)$$

$$A_\mu \rightarrow B_\mu = A_\mu - \frac{1}{g'\nu} \partial_\mu \xi$$

مع اختيار عياريه Lorentz  $\partial_\mu \xi = 0$ . بالتعويض في لاغرانجيان (2.12) يصبح

$$\begin{aligned} L &= \frac{1}{2} [(\partial_\mu + ig'B_\mu)(\nu + \eta)][(\partial^\mu - ig'B^\mu)(\nu + \eta)] - \frac{1}{2} \mu^2 (\nu + \eta)^2 \\ &\quad - \frac{1}{2} \lambda (\nu + \eta)^4 - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} \\ &= \frac{1}{2} \partial_\mu \eta \partial^\mu \eta + \mu^2 \eta^2 + \frac{1}{2} g^2 \nu^2 B_\mu B^\mu + \frac{1}{2} g^2 B_\mu B^\mu \eta^2 + g^2 \nu B_\mu B^\mu \eta \\ &\quad - \lambda \nu \eta^3 - \frac{\lambda}{4} \eta^4 - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} \end{aligned} \quad (2.32)$$

أين

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu$$

إذن من خلال لاغرانجيان (2.32): الجسيم  $\eta$  (جسيم Higgs) كتلته  $\sqrt{-2\mu^2}$ ، و الحقل الشعاعي كتلته  $g_V$ ، كذلك اختفاء جسيم Goldstone  $\xi$  و انخفاض درجات الحرية إلى أربعة (واحدة لـ  $\eta$  و ثلاثة لـ  $B_\mu$ ). يرجع اختفاء جسيم Goldstone إلى أن الحقل الشعاعي  $B_\mu$  قام بامتصاصه ليكتسب إستقطا طولي مما جعله يكتسب الكتلة  $g'_V$ .

### 2-3-2- الزمرة SU(2)

ليكن لاغرانجيان التالي:

$$L = (D_\mu \phi^a)^\dagger (D^\mu \phi^a) - \mu^2 (\phi^{a\dagger} \phi^a) - \lambda (\phi^{a\dagger} \phi^a)^2 - \frac{1}{4} F^k{}_{\mu\nu} F^{\mu\nu k} \quad (2.33)$$

حيث أن  $a=1,2$  و  $k=1,2,3$  و  $r=3$  (هو رتبة الزمرة SU(2)) حيث  $\phi^a$  هو ثنائية لحقول سلمية مركبة:

$$\phi^a = \begin{pmatrix} \phi^1 \\ \phi^2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \phi^1_1 + i\phi^1_2 \\ \phi^2_1 + i\phi^2_2 \end{pmatrix} \quad (2.34)$$

$D_\mu$  هي المشتقة المحافظة الشكل حيث:

$$D^\mu \phi^a = \partial^\mu \phi^a - ig \frac{(\tau_k)_{ab}}{2} \phi^b A^{\mu k}$$

$$(D_\mu \phi^a)^\dagger = \partial_\mu \phi^{a\dagger} + ig \phi^{b\dagger} \frac{(\tau_k)_{ba}}{2} A_\mu{}^k \quad (2.35)$$

$g$  هو ثابت الربط للزمرة SU(2) و  $\tau_k$  هي مصفوفات Pauli (التمثيل الأساسي لمولدات الزمرة SU(2)).

$$F_{\mu\nu}{}^k = \partial_\mu A_\nu{}^k - \partial_\nu A_\mu{}^k + gf_{klm} A_\mu{}^l A_\nu{}^m \quad (2.36)$$

$f_{klm}$  هي ثوابت البنية (Structure constants). نعرف التحويلات العيارية المحلية للزمرة SU(2):

$$\begin{aligned}
\delta\phi^a &= -ig\theta_k(x)\frac{(\tau^k)_{ab}}{2}\phi^b \\
\delta\phi^{a+} &= ig\theta_k(x)\phi^{b+}\frac{(\tau^k)_{ba}}{2} \\
\delta A_\mu^k &= -\frac{1}{g}\partial_\mu\theta^k(x) + f_{klm}\theta^l(x)A_\mu^m
\end{aligned} \tag{2.37}$$

لاغرانبجان (2.33) صامد أمام هذه التحويلات. لنبحث الآن عن حالة الفراغ وذلك حسب إشارة  $\mu^2$ .  
- من أجل  $\mu^2 > 0$

$$\begin{aligned}
\frac{\partial V(\phi^{a+}\phi^a)}{\partial\phi} &= 0 \Leftrightarrow \mu^2\phi^{a+} + 2\lambda(\phi^{a+}\phi^a)\phi^{a+} = 0 \\
\frac{\partial V(\phi^{a+}\phi^a)}{\partial\phi^{a+}} &= 0 \Leftrightarrow \mu^2\phi^a + 2\lambda(\phi^{a+}\phi^a)\phi^a = 0
\end{aligned}$$

هذه الجملة لها حل وحيد هو

$$\phi^a = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix}$$

و نمثل حالة الفراغ بـ:

$$\langle\phi^a\rangle_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix} \tag{2.38}$$

واضح أن حالة الفراغ (2.38) صامدة أمام تحويلات جوج المحلية (2.37):

$$\begin{cases}
\delta\langle\phi^a\rangle_0 = -ig\theta_k(x)\frac{(\tau^k)_{ab}}{2}\langle\phi^b\rangle_0 = 0 \\
\delta\langle\phi^{a+}\rangle_0 = +ig\theta_k(x)\langle\phi^{b+}\rangle_0(\tau^k)_{ba} = 0
\end{cases} \tag{2.39}$$

و بالتالي التناظرتام.  
- من أجل  $\mu^2 < 0$ .

$$\frac{\partial V(\phi^{a+} \phi^a)}{\partial \phi} = 0 \Leftrightarrow \mu^2 \phi^{a+} + 2\lambda(\phi^{a+} \phi^a) \phi^{a+} = 0$$

$$\frac{\partial V(\phi^{a+} \phi^a)}{\partial \phi^{a+}} = 0 \Leftrightarrow \mu^2 \phi^a + 2\lambda(\phi^{a+} \phi^a) \phi^a = 0$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \phi^a = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix} \\ \sum_{a=1}^2 |\phi^a|^2 = |\phi^1|^2 + |\phi^2|^2 = |\phi^1|^2 + |\phi^1|^2 + |\phi^2|^2 + |\phi^2|^2 \\ = \frac{-\mu^2}{2\lambda} \end{array} \right. \quad (2.40)$$

بوضع

$$\phi^1_1 = \phi^1_2 = \phi^2_2 = 0 \quad (2.41)$$

تكون

$$\Rightarrow \left\{ \begin{array}{l} |\phi^a| = |\phi^2_1| = \sqrt{\frac{-\mu^2}{2\lambda}} = \frac{\nu}{\sqrt{2}} \\ \langle \phi^a \rangle_0 = \langle \phi^2_1 \rangle_0 \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{\nu}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \end{array} \right. \quad (2.42)$$

إن

$$\delta \langle \phi^a \rangle_0 = -g \theta_k(x) (\tau^k)_{ab} \langle \phi^b \rangle_0 \neq 0$$

نستنتج أن حالة الفراغ غير صامدة أمام التحويلات العيارية المحلية (2.37)، لكن لاغرانجيان صامد أمام هذه التحويلات، هذا يؤدي إلى الكسر التلقائي للتناظر باختيار مناسب للفراغ.

### 2-3-2-1 الكسر التلقائي للتناظر

نختار حالة الفراغ التالية:

$$\langle \phi^a \rangle_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ \nu \\ \sqrt{2} \end{pmatrix}$$

ونجري التحويل التالي على الحقل  $\phi^a$  حيث:

$$\phi^a = \frac{1}{\sqrt{2}} (\nu + \eta + i\tau_k \xi^k) \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (2.43)$$

$$\phi^{a+} = \frac{1}{\sqrt{2}} (0 \quad 1) (\nu + \eta - i\xi^k \tau_k)$$

بالتعويض في (2.33) نجد

$$L = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu}^k F^{\mu\nu k} + \frac{1}{2} \partial_\mu \eta \partial^\mu \eta + \mu^2 \eta^2 + \frac{1}{2} \partial_\mu \xi^k \partial^\mu \xi^k \quad (2.44)$$

$$+ \frac{1}{8} g^2 \nu^2 A_\mu^k A^{\mu k} + \frac{1}{4} g \nu \partial_\mu \xi^k A^{\mu k} + \dots$$

نلاحظ : - ظهور جسيم  $A_\mu$  كتلته  $\frac{g\nu}{2}$

- ظهور جسيم  $\xi^k$  بدون كتلة

- ظهور حد غير فيزيائي  $\frac{1}{4} g \nu \partial_\mu \xi^k A^{\mu k}$

- ظهور جسيم  $\eta$  كتلته  $\sqrt{-2\mu^2}$

قبل الكسر التلقائي للتناظر لدينا عشر درجات حرية (أربعة لـ  $\phi$  وستة لـ  $A_\mu^k$ )، أما بعد الكسر التلقائي للتناظر أصبح لدينا ثلاثة عشر درجة حرية (تسعة لـ  $A_\mu^k$ ، واحدة  $\eta$  وثلاثة  $\xi^k$ ).

### 2-2-3-2 آلية Higgs

لنقم بإجراء التحويلات التالية:

$$B_\mu^k = A_\mu^k + \frac{1}{g\nu} \partial_\mu \theta^k \quad (2.45)$$

$$\phi^a = e^{-i\frac{\tau}{2}\xi} \phi = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{\nu + \eta}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad (2.46)$$

$$\phi = e^{i\frac{\tau}{2}\xi} \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{\nu + \eta}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad (2.47)$$

إذن

$$\begin{aligned} D^\mu \phi^a &= \partial^\mu \phi^a - i \frac{(\tau_k)_{ab}}{2} \phi^b B^{\mu k} \\ (D_\mu \phi^a)^+ &= \partial_\mu \phi^a + i \phi^{b+} \frac{(\tau_k)_{ba}}{2} B_\mu^k \\ F_{\mu\nu}^a &= \partial_\mu B_\nu^a - \partial_\nu B_\mu^a + gf_{abc} B_\mu^b B_\nu^c \end{aligned} \quad (2.48)$$

$$\begin{aligned} (D_\mu \phi^a)^+ (D^\mu \phi^a) &= \frac{1}{2} \partial_\mu \eta \partial^\mu \eta + \frac{1}{2} \left( \frac{g\nu}{2} \right)^2 B_\mu^k B^{\mu k} \\ &+ \frac{1}{2} \left( \frac{g}{2} \right)^2 \eta^2 B_\mu^k B^{\mu k} + \frac{g^2 \nu}{4} \eta B_\mu^k B^{\mu k} \end{aligned} \quad (2.49)$$

$$V(\phi^a, \phi^{a+}) = \mu^2 \eta^2 - \lambda \nu \eta^3 - \frac{\lambda}{4} \eta^4 \quad (2.50)$$

يصبح لاغرانجيان (2.33)

$$\begin{aligned} L &= -\frac{1}{4} F_{\mu\nu}^k F^{\mu\nu k} + \frac{1}{2} \partial_\mu \phi^a \partial^\mu \phi^a + \frac{1}{2} \left( \frac{g\nu}{2} \right)^2 B_\mu^k B^{\mu k} + \frac{1}{2} \left( \frac{g}{2} \right)^2 \eta^2 B_\mu^k B^{\mu k} \\ &+ \frac{g^2 \nu}{4} \eta B_\mu^k B^{\mu k} + \mu^2 \eta^2 - \lambda \nu \eta^3 - \frac{\lambda}{4} \eta^4 \end{aligned} \quad (2.51)$$

نلاحظ ظهور جسيم Higgs كتلته  $\sqrt{-2\mu^2}$ ، و غياب بوزونات Goldstone التي تم امتصاصها طرف البوزونات العيارية  $B_\mu^k$  مما سمح لها باكتساب الكتلة  $\frac{gV}{2}$ .

## 2-4 النموذج المعياري للتفاعلات الكهروضعيفة

يعتمد هذا النموذج على وجود جسيمات أولية تتمثل في اللبتونات و الكواركات، تتوزع كل إلى ثلاث عائلات ويتم تمثيلها حسب استقطابها فالجسيمات ذات إسقاط اللف الدور اليساري (Left handed (L) ) تمثل بثنائية (Doublet) أما الجسيمات ذات إسقاط اللف الدور اليميني (Right handed (R) ) تمثل أحادية (Singlet).

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L, e_R, \mu_R, \tau_R \quad (2.52)$$

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L, u_R, c_R, t_R, d_R, s_R, b_R \quad (2.53)$$

نعرف المركبة ذات إسقاط اللف الدوراني اليساري واليميني للبتونات بـ:

$$R \equiv e_R = \frac{1}{2}(1 + \gamma_5)e \quad (2.54)$$

$$L \equiv \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L = \frac{1}{2}(1 - \gamma_5) \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix} \quad (2.55)$$

على الترتيب و من خلال هذا النموذج يدخل عدد كوانتي جديد يرفق بالزمرة  $SU_{L_w}(2)$  يسمى بالإيزوسبين الضعيف (Weak isospin)، مثلا من أجل الثنائيتين :

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L : I_w = \frac{1}{2}, \quad \begin{cases} \nu_e : I_w^3 = \frac{1}{2} \\ e_L : I_w^3 = -\frac{1}{2} \end{cases} \quad (2.56)$$

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L : I_w^3 = \frac{1}{2}, \quad \begin{cases} u_L : I_w^3 = \frac{1}{2} \\ d_L : I_w^3 = -\frac{1}{2} \end{cases} \quad (2.57)$$

$I_w^3$  هي مركبة  $I_w$  وفق المحور  $oZ$ . أما من أجل الجسيمات الأحادية فإن  $I_w = 0$ . كذلك ترفق الزمرة  $U_{Y_w}(1)$  بعدد كوانتي  $Y_w$  ويسمى فرط الشحنة الضعيفة (Weak hypercharge) وتعرف بعلاقة Gell-Mann-Nishijim [2]:

$$Q = I_w^3 + \frac{Y_w}{2} \quad (2.58)$$

حيث  $Q$  هي الشحنة الكهربائية. نعرف التحويلات العيارية للحقول السلمية كما يلي:

$$\begin{cases} su_{I_z}(2): & \delta\phi^a = igI_w(\tau^k)_{ab}\epsilon_k(x)\phi^b \\ u_{Y_w}(1): & \delta\phi^a = ig'Y_w\epsilon(x)\phi^a \end{cases} \quad (2.59)$$

حيث:

$$\phi^a = \begin{pmatrix} \phi^1 \\ \phi^2 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi^1_1 + i\phi^1_2 \\ \phi^2_1 + i\phi^2_2 \end{pmatrix} : I_w = \frac{1}{2}, \quad Y_w = 1 \quad (2.60)$$

هي حقول سلمية حقيقية  $\phi^2_2, \phi^2_1, \phi^1_2, \phi^1_1$ .

و من أجل الحقول  $(L)$  و  $(R)$  نعرف التحويلات العيارية:  
- من أجل الزمرة  $SU_{I_w}(2)$

$$\begin{cases} \delta L^a = igI_w(\tau^k)_{ab}\epsilon^k(x)L^a, & I_w = \frac{1}{2} \\ \delta R = 0, & I_w = 0 \end{cases} \quad (2.61)$$

أين

$$L \equiv \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L, \quad R \equiv e_R$$

- من أجل الزمرة  $U_{Y_w}(1)$ .

$$\begin{cases} \delta L^a = ig' Y_w^L \varepsilon(x) L^a : & Y_w^L = -1 \\ \delta R = ig' Y_w^R \varepsilon(x) R : & Y_w^R = -2 \end{cases} \quad (2.62)$$

#### 2-4-1- لاغرانجيان النموذج المعياري

يعتمد النموذج المعياري على الزمرة  $SU_{I_w}(2) \otimes U_{Y_w}(1)$ ، ولضمان حدوث التفاعل يتطلب ثلاث بوزونات  $A_\mu^k \equiv (A_\mu^1, A_\mu^2, A_\mu^3)$  من أجل الزمرة  $SU_{I_w}(2)$  و  $A_\mu$  من أجل الزمرة  $U_{Y_w}(1)$ . الكثافة الاغرانجية لهذا النموذج هي:

$$L = L_g + L_f + L_s + L_{f-s} \quad (2.63)$$

حيث  $L_g$  تمثل الحقول العيارية،  $L_f$  تمثل الحقول الفرميونية وارتباطها مع الحقول العيارية،  $L_s$  تمثل مساهمة الحقول السلمية،  $L_{f-s}$  تمثل الارتباط بين الحقول الفرميونية و السلمية حيث:

$$L_g = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu}^K F^{\mu\nu K} - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} \quad (2.64)$$

أين

$$F_{\mu\nu}^k = \partial_\mu A_\nu^k - \partial_\nu A_\mu^k + gf_{klm} A_\mu^l A_\nu^m \quad (2.65)$$

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu \quad (2.66)$$

$$L_f = i\bar{L}^a \gamma_\mu D^\mu L^a + i\bar{R} \gamma_\mu D^\mu R \quad (2.67)$$

$$L_{f-s} = h\bar{L}^a \phi^a R + h\bar{R} \phi^{a+} L^a \quad (2.68)$$

$$L_s = (D_\mu \phi^a)^+ (D^\mu \phi^a) - V(\phi^{a+}, \phi^a) \quad (2.69)$$

إذن يكون الشكل العام للاغرانجيان:

$$\begin{aligned} L = & -\frac{1}{4} F_{\mu\nu}^k F^{\mu\nu k} - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + i\bar{L}^a \gamma_\mu \left( \partial^\mu L^a - ig \frac{(\tau_k)_{ab}}{2} L^b A^{\mu k} - ig' L^a A^\mu \right) \\ & + i\bar{R} \gamma_\mu (\partial^\mu R - i2g' R A^\mu) + \left( \partial_\mu \phi^{a+} + ig \frac{(\tau_k)_{ba}}{2} \phi^b A_\mu^k + ig' \phi^{a+} A_\mu \right) \\ & \times \left( \partial^\mu \phi^a - ig \frac{(\tau_k)_{ab}}{2} \phi^b A^{\mu k} - ig' \phi^a A^\mu \right) + i\bar{L}^a \gamma_\mu \left( \partial^\mu L^a - ig \frac{(\tau_k)_{ab}}{2} L^b A^{\mu k} - ig' L^a A^\mu \right) \\ & - h\bar{L}^a \phi^a R - h\bar{R} \phi^{a+} L^a - \mu^2 \phi^{a+} \phi^a - \lambda (\phi^{a+} \phi^a)^2 \end{aligned} \quad (2.70)$$

لاغرانجيان (2.70) صامد أمام تحويلات جوج المحلية للزمرة  $SU_{L^*}(2) \otimes U_{Y^*}(1)$  ، ومن خلاله نلاحظ أن البوزونات العيارية و اللبتونات ليست لها كتلة.

## 2-4-2- الكسر التلقائي للتناظر

قمنا سابقا بالكسر التلقائي للتناظر العياري المحلي وذلك باختيار  $\mu^2 < 0$  في (2.19) واخترنا حاد الفراغ للحقل السلمي كما يلي

$$\langle \phi^a \rangle_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{\nu}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}, \quad \nu = \sqrt{\frac{-\mu^2}{\lambda}} \quad (2.71)$$

ولنعرف الآن الحقل  $\phi^a$  كما يلي:

$$\phi^a = \frac{1}{\sqrt{2}}(\nu + \eta) \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (2.72)$$

$$= -\frac{1}{4}(\partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu)(\partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu) - \frac{1}{4}(\partial_\mu A_\nu^k - \partial A)(\partial^\mu A^{\nu k} - \partial^\nu A^{\mu k}) - \frac{1}{4}g^2 A_\mu^l A_\nu^m A^{\mu l} A^{\nu m} - \frac{1}{4}g'_{klm}((\partial_\mu A_\nu^k - \partial_\nu A_\mu^k)A^{\mu l} A^{\nu m} + A_\mu^l A_\nu^m(\partial^\mu A^{\nu k} - \partial^\nu A^{\mu k})) \quad (2.73)$$

$$= \frac{1}{2}\partial_\mu \eta \partial^\mu \eta + \frac{1}{2}\left(\frac{g\nu}{2}\right)^2 A_\mu^k A^{\mu k} + \frac{g^2 \nu}{4}\eta A_\mu^k A^{\mu k} + \frac{g^2}{8}\eta^2 A_\mu^k A^{\mu k} + \frac{g'^2 \nu^2}{2} A_\mu A^\mu + \frac{g'^2}{2}\eta^2 A_\mu A^\mu + g'^2 \nu \eta A_\mu A^\mu + \frac{gg'\nu^2}{2} A_\mu^3 A^\mu + \frac{gg'}{2}\eta^2 A_\mu^3 A^\mu + gg'\nu \eta A_\mu^3 A^\mu + \mu^2 \eta^2 - \lambda \nu \eta^3 - \frac{\lambda}{4}\eta^4 + \frac{1}{4}\nu^2 \quad (2.74)$$

$$= i\bar{R}\gamma_\mu \partial^\mu R + 2g'\bar{R}\gamma_\mu A^\mu + i\bar{L}^1\gamma_\mu \partial^\mu L^2 + \frac{g}{2}\bar{L}^1\gamma_\mu L^2(A^{\mu 1} + iA^{\mu 2}) + \frac{g}{2}\bar{L}^2\gamma_\mu L^1(A^{\mu 1} - iA^{\mu 2}) + \frac{g}{2}\bar{L}^1\gamma_\mu L^1 A^{\mu 3} - \frac{g}{2}\bar{L}^2\gamma_\mu L^2 A^{\mu 3} + g'\bar{L}^1\gamma_\mu L^1 A^\mu + g'\bar{L}^2\gamma_\mu L^2 A^\mu \quad (2.75)$$

$$L_{f-s} = -i\frac{\nu}{\sqrt{2}}h\bar{L}^2 R - \frac{h}{\sqrt{2}}\eta\bar{L}^2 R - i\frac{\nu}{\sqrt{2}}h\bar{R}L^2 - \frac{h}{\sqrt{2}}\eta\bar{R}L^2 \quad (2.76)$$

إذن اللاغرانجيان (2.63) يصبح

$$L = L_0 + L_I \quad (2.77)$$

حيث:

$$\begin{aligned}
L_0 = & -\frac{1}{4}(\partial_\mu A_\nu^k - \partial_\nu A_\mu^k)(\partial^\mu A^{\nu k} - \partial^\nu A^{\mu k}) - \frac{1}{4}(\partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu)(\partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu) \\
& + \frac{1}{2}\partial_\mu \eta \partial^\mu \eta + \mu^2 \eta^2 + \frac{1}{2}\left(\frac{g\nu}{2}\right)^2 A_\mu^k A^{\mu k} + \frac{g'^2 \nu^2}{2} A_\mu A^\mu + \frac{gg'\nu^2}{2} A_\mu^3 A^\mu \\
& + i\bar{L}^1 \gamma_\mu \partial^\mu L^1 + i\bar{L}^2 \gamma_\mu \partial^\mu L^2 + i\bar{R} \gamma_\mu \partial^\mu R - \frac{\nu}{\sqrt{2}} h \bar{L}^2 R - \frac{\nu}{\sqrt{2}} h \bar{R} L^2
\end{aligned} \tag{2.78}$$

$$\begin{aligned}
= & -\frac{1}{4}g^2 A_\mu^l A_\nu^m A^{\mu l} A^{\nu m} - \frac{1}{4}gf_{klm} \left( (\partial_\mu A_\nu^k - \partial_\nu A_\mu^k) A^{\mu l} A^{\nu m} + A_\mu^l A_\nu^m (\partial^\mu A^{\nu k} - \partial^\nu A^{\mu k}) \right) \\
& + \frac{g^2 \nu}{4} \eta A_\mu^k A^{\mu k} + \frac{g^2}{8} \eta^2 A_\mu^k A^{\mu k} + g'^2 \nu \eta A_\mu A^\mu + \frac{g'^2}{2} \eta^2 A_\mu A^\mu + g'g\nu \eta A_\mu^3 A^\mu \\
& + \frac{gg'}{2} \eta^2 A_\mu^3 A^\mu - \lambda \nu \eta^3 - \frac{\lambda}{4} \eta^4 + 2g'\bar{R} \gamma_\mu A^\mu R + \frac{g}{2} \bar{L}^1 \gamma_\mu L^2 (A^{\mu 1} + iA^{\mu 2}) \\
& + \frac{g}{2} \bar{L}^2 \gamma_\mu L^1 (A^{\mu 1} - iA^{\mu 2}) + \frac{g}{2} \bar{L}^1 \gamma_\mu L^1 A^{\mu 3} - \frac{g}{2} \bar{L}^2 \gamma_\mu A^{\mu 3} + g'\bar{L}^1 \gamma_\mu L^1 A^\mu + g'\bar{L}^2 \gamma_\mu L^2 A^\mu \\
& - \frac{h}{\sqrt{2}} \eta \bar{L}^2 R - \frac{h}{\sqrt{2}} \eta \bar{R} L^2
\end{aligned} \tag{2.79}$$

من خلال (2.78) نلاحظ أن الإلكترون اكتسب الكتلة  $\frac{h\nu}{\sqrt{2}}$  لكن النترينو لم يكتسب الكتلة. كذلك ظهور حد غير فيزيائي  $\frac{gg'\nu}{2} A_\mu^3 A^\mu$ ، وإزالة هذا الحد نستعمل آلية Higgs.

### 3-4-2- آلية Higgs

نعرف الحقول العيارية:

$$\begin{aligned}
W_\mu^+ &= \frac{1}{\sqrt{2}} (A_\mu^1 - iA_\mu^2) \\
W_\mu^- &= \frac{1}{\sqrt{2}} (A_\mu^1 + iA_\mu^2) \\
Z_\mu &= -A_\mu \sin \theta_w + A_\mu^3 \cos \theta_w \\
B_\mu &= A_\mu \cos \theta_w + A_\mu^3 \sin \theta_w
\end{aligned} \tag{2.80}$$

$\theta_w$  هي زاوية Weinberg (زاوية الإختلاط).  
بإجراء التحويل العكسي لـ (2.80) نجد أن

$$A_\mu^1 = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^+ + W_\mu^-) \quad (2.81)$$

$$A_\mu^2 = -\frac{i}{\sqrt{2}}(W_\mu^- - W_\mu^+)$$

$$A_\mu^3 = Z_\mu \cos \theta_w + B_\mu \sin \theta_w$$

$$A_\mu = -Z_\mu \sin \theta_w + B_\mu \cos \theta_w$$

بالتعويض نحصل على لاغرانجيان الكلي للزمرة  $SU_L(2) \otimes U_{Y_w}(1)$

$$L_{tot} = L_0 + L_I$$

$$\begin{aligned} L_I = & \frac{-ig^2}{\sqrt{g^2 + g'^2}} W_\mu^+ W_\nu^- (\partial^\mu Z^\nu - \partial^\nu Z^\mu) - \frac{igg'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} W_\mu^+ W_\nu^- (\partial^\mu B^\nu - \partial^\nu B^\mu) \\ & + \frac{g^4}{g^2 + g'^2} W_\mu^+ W_\nu^- Z^\mu Z^\nu + \frac{g^4}{g^2 + g'^2} W_\mu^+ W_\nu^- W^{\mu+} W^{\nu-} + \frac{g^2 v}{2} \eta W_\mu^- W^{\mu+} \\ & + \frac{g^2 + g'^2}{8} \eta^2 Z_\mu Z^\mu + \frac{g^3 g'}{g^2 + g'^2} W_\mu^+ W_\nu^- Z^\mu B^\nu + \frac{g^2 g'^2}{g^2 + g'^2} W_\mu^+ W_\nu^- Z^\mu Z^\nu \quad (2.82) \\ & - \frac{h\nu}{\sqrt{2}} \bar{\eta} e_L e_R - \frac{h\nu}{\sqrt{2}} \bar{\eta} e_R e_L - \frac{g}{\sqrt{2}} \bar{\nu}_L \gamma_\mu e_L W^{\mu+} - \frac{g}{\sqrt{2}} \bar{e}_L \gamma_\mu \nu_L W^{\mu-} \\ & + \frac{gg'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \bar{e}_L \gamma_\mu A^\mu e_L - \frac{\sqrt{g^2 + g'^2}}{2} \bar{\nu}_L \gamma_\mu \nu_L Z^\mu + -\frac{g'^2}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \bar{e}_R \gamma_\mu e_R Z^\mu \\ & - \frac{g'^2 - g^2}{2\sqrt{g^2 + g'^2}} \bar{e}_L \gamma_\mu e_L Z^\mu - \lambda \nu \eta^3 - \frac{1}{4} \eta^4 + \dots \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} L_0 = & -\frac{1}{2} (\partial_\mu W_\nu^+ - \partial_\nu W_\mu^+) (\partial^\mu W^{\nu-} - \partial^\nu W^{\mu-}) + \frac{g^2 v^2}{4} W_\mu^+ W^{\mu-} \\ & - \frac{1}{4} (\partial_\mu Z_\nu - \partial_\nu Z_\mu) (\partial^\mu Z^\nu - \partial^\nu Z^\mu) + \frac{(g^2 + g'^2) v^2}{4} Z_\mu Z^\mu \\ & - \frac{1}{4} (\partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu) (\partial^\mu B^\nu - \partial^\nu B^\mu) + \frac{1}{2} \partial_\mu \eta \partial^\mu \eta + \mu^2 \eta^2 + i \bar{\nu}_R \gamma_\mu \partial^\mu \nu_R \\ & - \frac{h\nu}{\sqrt{2}} \bar{e} e + i \bar{e}_L \gamma_\mu \partial^\mu e_L + i \bar{e}_L \gamma_\mu \partial^\mu e_L \quad (2.83) \end{aligned}$$

من خلال هذا الأخير نخلص إلى أن:

- الحقل السلمي  $\eta$  كتلته  $\sqrt{-2\mu^2}$  (جسيم Higgs).
- البوزونات العيارية المشحونة  $W^\pm$  كتلة كل منهما هي  $\frac{g\nu}{2}$ .
- البوزون العياري غير المشحون  $Z^0$  كتلته  $\frac{g\nu}{2} \sqrt{1 + \frac{g'^2}{g^2}}$ .
- البوزون العياري  $A_\mu$  ليس له كتلة.
- كتلة الإلكترون هي  $\frac{h\nu}{\sqrt{2}}$ .
- النترينو ليس له كتلة.

هذه النتائج راجعة إلى اختيار حالة الفراغ (2.71) الذي تمكنا من خلاله كسر تناظر الزمرة  $SU_{L^*}(2) \otimes U_{Y^*}(1)$ ، وتوليد كتل للبوزونات العيارية من خلال آلية Higgs لنحصل في الأخير على تناظر الزمرة  $U_{em}(1)$ ، إذ بقي بوزون واحد  $A_\mu$  بدون كتلة. من جهة أخرى نميز نوعين من التفاعلات، تفاعلات البوزونات العيارية المشحونة و غير المشحون مع حقول اللبتونات، و يمكن أن نمثل هذه التفاعلات كما يلي:

$$L_f^{CC} = -\frac{g}{\sqrt{2}} (\bar{\nu}_L \gamma^\mu e_L W_\mu^+ + \bar{e}_L \gamma^\mu \nu_L W_\mu^-) \quad (2.84)$$

- الارتباط غير المشحون

$$L_f^{NC} = \frac{gg'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \bar{e} \gamma^\mu A_\mu e - \frac{\sqrt{g^2 + g'^2}}{2} \bar{\nu}_L \gamma^\mu \nu_L Z_\mu^0 - \frac{g'^2}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \bar{e}_R \gamma^\mu e_R Z_\mu^0 - \frac{g'^2 - g^2}{2\sqrt{g^2 + g'^2}} \bar{e}_L \gamma^\mu e_L Z_\mu^0 \quad (2.85)$$

- ارتباط QED المعياري ( Standard QED coupling ) للفوتون بحقل الإلكترون المشحون
- عدم الارتباط بين الفوتون و النوترينو، ارتباط كل من الإلكترونات و النترينو بالبوزون العياري غير المشحون  $Z^0$ .
- في حالة التيارات غير المشحونة كل من الفرميونات ذات إسقاط اللف الدوراني اليساري اليميني ترتبط بـ  $Z^0$  على العكس في حالة التيارات المشحونة.

## الفصل الثالث

### خرق التناظر CP في النموذج المعياري

#### 3-1- مقدمة

بعد اكتشاف ظاهرة خرق التناظر CP، بقي وجود هذه الظاهرة غامض بدون مبرر نظري قبل بناء النموذج المعياري  $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ ، لكن بعد بناء هذا النموذج والذي تمكن من تحديد منبع هذه الظاهرة، إذ تنبأ أن الطريق الوحيد لخرق التناظر CP هو فقط عبر آلية Kobayashi-Maskawa Cabibo، ومنبع خرق التناظر CP هو الطور الوحيد في مصفوفة الإختلاط CKM. ففي هذا الفصل سنتناول دراسة هذه الظاهرة في النموذج المعياري.

#### 3-2- تحويلات C و P و CP

ليكن الحقل الفرميوني  $\psi$ ، ولدينا مؤثر الزوجية P ومؤثر قلب الزمن T، ونعرفهما كما يلي [18]:

$$\begin{aligned}\psi_L &\xrightarrow{T} \psi_L^T = -i\sigma_1\sigma_3\psi_L \\ \psi_R &\xrightarrow{T} \psi_R^T = -i\sigma_1\sigma_3\psi_R \\ \partial_\mu &\xrightarrow{T} \partial_\mu^T = \begin{cases} -\partial_0 \\ \partial_i \end{cases} \\ A_\mu &\xrightarrow{T} A_\mu^T = \begin{cases} A_0 \\ -A_i \end{cases} \\ \phi(x,t) &\xrightarrow{T} \phi(x,-t)\end{aligned}\tag{3.1}$$

$$\begin{aligned}
\psi_L &\xrightarrow{P} \psi_L^P = \psi_R \\
\psi_R &\xrightarrow{P} \psi_R^P = \psi_L \\
\partial_\mu &\xrightarrow{P} \partial_\mu^P = \begin{cases} \partial_0 \\ -\partial_i \end{cases} \\
A_\mu &\xrightarrow{P} A_\mu^P = \begin{cases} A_0 \\ -A_i \end{cases} \\
\phi(x, t) &\xrightarrow{P} \phi(-x, t)
\end{aligned} \tag{3.2}$$

أما بالنسبة لمؤثر مرافقة الشحنة يكون لدينا:

$$\begin{aligned}
A_\mu &= A_\mu^a T^a \xrightarrow{C} A_\mu^c = -\overline{A_\mu} = -\overline{A_\mu^a T^a} = -A_\mu^a \overline{T^a} \\
\psi_L &\xrightarrow{C} \psi_L^c = -i\sigma_2 \psi_R^* = \psi_L^c \\
\psi_R &\xrightarrow{C} \psi_R^c = i\sigma_2 \psi_L^* = \psi_R^c \\
\phi(x, t) &\xrightarrow{C} \phi^*(x, t) \\
\psi^c &= i\gamma^2 \gamma^0 \psi_{L,R}^*
\end{aligned} \tag{3.3}$$

حيث:  $\sigma_k$ ،  $k=1,3$  تمثل مصفوفات Pauli. ونعرف المؤثر المزدوج لمرافقة الشحنة و الزوجية CP كما يلي:

$$\begin{aligned}
\psi_L &\xrightarrow{CP} \psi_L^{cp} = \psi_R^c = i\sigma_2 \psi_L^* \\
\psi_R &\xrightarrow{CP} \psi_R^{cp} = \psi_L^c = -i\sigma_2 \psi_R^* \\
A_\mu &= A_\mu^a T^a \xrightarrow{CP} A_\mu^{cp} = \begin{cases} -A_\mu^0 \overline{T^0} \\ A_\mu^i \overline{T^i} \end{cases} \\
\phi(x, t) &\xrightarrow{CP} \phi^{cp}(x, t) = \phi^*(-x, t)
\end{aligned} \tag{3.4}$$

### 3-3 تفاعلات Yukawa

تمثل تفاعلات Yukawa، تفاعلات الفرميونات بأصنافها الثلاثة مع الحقول السلمية، يتجلى هذا من خلال لاغرانجيان النموذج المعياري  $L_{SM}$  والذي يمكن أن نقسمه إلى ثلاث أقسام

$$L_{SM} = L_{Kinetic} + L_{Higgs} + L_{Yukawa} \quad (3.5)$$

هذا الأخير فيزيائي قابل لإعادة التقيين (Renormalisable)، إذ يعتمد على التناظر العياري:

$$G_{SM} = SU_C(3) \times SU_{I_w}(2) \times U_{Y_w}(1) \quad (3.6)$$

يحتوي النموذج المعياري على ثلاث أصناف، أولا اللبتونات ذات إسقاط اللف الدوراني اليميني (اليمينية)  $e_{Ri}$  حيث  $i = \overline{1,3}$  والتي تمثل للإلكترون و الميون والطاو  $(e_R, \mu_R, \tau_R)$ . ثانيا ثنائيات اللبتونات ذات إسقاط اللف الدوراني اليساري (اليسارية)  $l_{Li} = (\nu_{Li}, e_{Li})$  حيث  $e_{Li}$  تمثل الإلكترون و الميون والطاو  $(e_L, \mu_L, \tau_L)$ ، أما  $\nu_{Li}$  تمثل النترونات المرافقة لها  $(\nu_{eL}, \nu_{\mu L}, \nu_{\tau L})$  أخيرا حقول الكوارك اليمينية الفوقية (Up quarks)  $u_{Ri}$  وحقول الكوارك اليمينية السفلية (Down quarks)  $d_{Ri}$  وحقول الكوارك الفوقية والسفلية  $q_{Li} = (u_{Li}, d_{Li})$ ، ويوجد كل منهما في ثلاثة ألوان،  $i = \overline{1,3}$ ، يمثل الكواركات الفوقية: الكوارك الفوقسي (Up quark)، الفاتن (Charm quark) و الدروي (Top quark). أما من أجل الكواركات السفلية: يمثل الكوارك السفلي (Down quark) والغريب (Strange quark) والقاعدي (Bottom quark). يعطي لاغرانجيان الحركي للفرميونات

$$L_{Kinetic}^f = L_K^{quark} + L_K^{lepton} \quad (3.7)$$

حيث:

$$\begin{aligned} L_K^q &= i\overline{q_{Li}}\gamma^\mu D_\mu q_{Li} + i\overline{u_{Ri}}\gamma^\mu D_\mu u_{Ri} + i\overline{d_{Ri}}\gamma^\mu D_\mu d_{Ri} \\ &= i\overline{q_{Li}}\gamma^\mu (\partial_\mu + ig_s G_\mu^a L_a + igW_\mu^b T_b + ig'B_\mu Y) q_{Li} + i\overline{u_{Ri}}\gamma^\mu (\partial_\mu + ig'B_\mu Y) u_{Ri} \\ &\quad + i\overline{d_{Ri}}\gamma^\mu (\partial_\mu + ig'B_\mu Y) d_{Ri} \end{aligned} \quad (3.8)$$

$D_\mu$  هي المشتقة محافظة الشكل.  $G_\mu^a$  ( $a = \overline{1,8}$ ) تمثل حقول ال- gluon للتفاعلات القوية،  $W_\mu^b$  ( $b = \overline{1,3}$ ) هي البوزونات العيارية للتفاعلات الضعيفة و  $B_\mu$  بوزون فرط الشحنة.

$L_a$  هي مولدات الزمرة  $SU_C(3)$  ( $L_a = \frac{\lambda_a}{2}$ ،  $\lambda_a$  هي مصفوفات Gell-Mann)،  $T_a$  هي مولدات

الزمرة  $SU_{I_w}(2)$  ( $T_b = \frac{\tau_b}{2}$ ،  $\tau_b$  هي مصفوفات Pauli) و  $Y_w$  هو مولد الزمرة  $U_{Y_w}(1)$ .

$$\begin{aligned}
L_K^I &= i\overline{l_{Li}}\gamma^\mu D_\mu l_{Li} + i\overline{e_{Ri}}\gamma^\mu D_\mu e_{Ri} \\
&= i\overline{l_{Li}}\gamma^\mu \left( \partial_\mu + ig_s G_\mu^a L_a + ig W_\mu^b T_b + ig' B_\mu Y_w \right) l_{Li} + i\overline{e_{Ri}}\gamma^\mu \left( \partial_\mu + ig' B_\mu Y_w \right) e_{Ri}
\end{aligned} \quad (3.9)$$

حيث:  $L_K^I$  صامد أمام تحويل CP.

$L_{Higgs}$  يصف التفاعلات الذاتية للحقول السلمية والذي يعطى بالعبارة

$$L_{Higgs} = \mu^2 (\phi^+ \phi) + \lambda (\phi^+ \phi)^2 \quad (3.10)$$

من أجل الحد السلمي للنموذج المعياري أين توجد ثنائية واحدة لحقل Higgs ، هذا الحد صامد أمام تحويل CP (إنحفاظ التناظر CP). لكن التوسع الأكثر إستعمال للنموذج المعياري هو بإدخال ثنائياً آخر للزمرة  $SU(2)$ . إذ هناك إمكانية لظهور خرق التناظر CP تلقائياً بدون إدخال تناظر إضافي [5-6]. لكن نحتاج إلى بعض التناظر الإضافي للتفريق بين هذين الثنائيتين. من هنا يمكن أن نحل مشكل كتل الفرميونات.

تعطى حدود تفاعلات Yukawa للكواركات بـ:

$$L_{Yukawa}^q = \lambda_{ij}^d \overline{q_{Li}} \phi d_{Rj} + \lambda_{ij}^u \overline{q_{Li}} \tilde{\phi} u_{Rj} + h.c \quad (3.11)$$

حيث:  $h.c$  تعني المرافق الهرميتي،  $\lambda^d$  و  $\lambda^u$  هي مصفوفات ثوابت الربط لـ Yukawa المتعلقة بالكواركات الفوقية والسفلية، و  $\tilde{\phi} = i\tau_2 \phi^*$  حيث:  $\tau_2$  هي المصفوفة الثانية لـ Pauli. هذا الحد في الحالة العامة ليس صامد أمام تحويل CP، وبصفة أدق يُخرق تناظر CP إذا كان [7]:

$$\text{Im} \left\{ \det \left[ \lambda^d \lambda^{d+}, \lambda^u \lambda^{u+} \right] \right\} \neq 0 \quad (3.12)$$

إذن إنحفاظ أو خرق التناظر CP يتعلق بثوابت ربط Yukawa. وهرميتية لاغرانجيان جعلت  $L_Y$  يظهر في شكل أزواج من الشكل:

$$\lambda_{ij} \overline{\psi_{Li}} \phi \psi_{Rj} + \lambda_{ij}^* \overline{\psi_{Rj}} \phi^+ \psi_{Li} \quad (3.13)$$

تحويل CP يقوم بتحويل المؤثرات كما يلي:

$$\lambda_{ij} \overline{\psi_{Li}} \phi \psi_{Rj} \xleftrightarrow{CP} \lambda_{ij}^* \overline{\psi_{Rj}} \phi^+ \psi_{Li} \quad (3.14)$$

لكن تترك المعاملات  $\lambda_{ij}$  و  $\lambda_{ij}^*$  على حالها ، هذا يعنى أن CP هو تناظر لـ  $L_Y$  إذا كان  $\lambda_{ij} = \lambda_{ij}^*$ . أما تفاعلات Yukawa من أجل اللبتونات والتي تعطى بـ:

$$L_Y^l = \lambda_{ij}^e \overline{l_{Li}} \phi e_{Rj} + h.c \quad (3.15)$$

$\lambda_{ij}^e$  هي ثوابت الربط لـ Yukawa بالنسبة للبتونات. من خلال هذا نحصل على كتلة اللبتونات المشحونة بعد كسر التلقائى للتناظر. لكن النترينو يبقى بدون كتلة. القياسات الحديثة للإشعاعات الكونية و النترونات الشمسية أثبتت أن النترينو له كتلة. هذا يعنى أن  $L_{SM}$  ليس بإمكانه إعطاء وصف كامل للطبيعة. الطريقة الأمثل لإعطاء كتل للنترينو هي إضافة حد ذات بعد خامس شامل لتناظر النموذج المعيارى والذي يعطى بـ [8]:

$$L_Y^{\dim-5} = \frac{\lambda_{ij}^{\nu}}{M} l_i l_j \phi \phi + h.c \quad (3.16)$$

الوسيط  $M$  له بعد الكتلة.  $\lambda_{ij}^{\nu}$  هي روابط Yukawa متناظرة ( $\lambda_{ij}^{\nu} = \lambda_{ji}^{\nu}$ ). وبإضافة  $L_Y^{\dim-5}$  إلى (3.5) يصبح لاغرانجيان النموذج المعيارى الموسع (ESM)

$$L_{ESM} = L_K + L_H + L_Y + L_Y^{\dim-5} \quad (3.17)$$

### 4-3- تقطير مصفوفة الكتلة

بعد كسر التلقائى للتناظر باختيار قيمة لحالة الفراغ التالية:

$$\langle \phi \rangle_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad (3.18)$$

يظهر حد الكتلة من خلال تفاعلات Yukawa للكواركات (3.11)

$$L_M^q = (M_d)_{ij} \overline{d_{Li}} d_{Rj} + (M_u)_{ij} \overline{u_{Li}} u_{Rj} + hc \quad (3.19)$$

$$M_u = \frac{v}{\sqrt{2}} \lambda^u, \quad M_d = \frac{v}{\sqrt{2}} \lambda^d \quad (3.20)$$

هي مصفوفة الكتلة بالنسبة للكواركات الفوقية والسفلية ذات عناصر مركبة، ونحصل على حدود مختلطة بين أنواع مختلفة من الكواركات، وهذا ما يحتم علينا تقطير المصفوفة  $M_i$  من أجل تقطير المصفوفة  $M_i$  يكفي أن نجد مصفوفتين واحدتين  $V_{iL}$  و  $V_{iR}$  ونميز حالتين: - من أجل عائلتين:

$$V_L M_u V_R^+ = \begin{pmatrix} m_u & 0 \\ 0 & m_c \end{pmatrix} \quad (3.21)$$

في هذه الحالة عناصر المصفوفة  $M_i$  حقيقية. - من أجل ثلاث عائلات:

$$V_{uL} M_u V_{uR}^+ = M_u^{diag} = \begin{pmatrix} m_u & 0 & 0 \\ 0 & m_c & 0 \\ 0 & 0 & m_t \end{pmatrix} \quad (3.22)$$

$$V_{dL} M_d V_{dR}^+ = M_d^{diag} = \begin{pmatrix} m_d & 0 & 0 \\ 0 & m_s & 0 \\ 0 & 0 & m_b \end{pmatrix} \quad (3.23)$$

تكون العناصر  $m_i$  حقيقية إذا كانت المصفوفة  $M_i$  هرميتية ( $M = M^+$ ). لنعيد كتابة حدود الكتلة (3.19) على الشكل التالي

$$\begin{aligned} \overline{u'_{Li}} M_{ij} u_{Rj} + \overline{d'_{Li}} M_d d_{Lj} &= \overline{u'_{Li}} V_{uL}^+ V_{uL} M_{ij} V_{uR}^+ V_{uR} u'_{Rj} \\ &+ \overline{d'_{Li}} V_{dL}^+ V_{dL} M_{dij} V_{dR}^+ V_{dR} d'_{Rj} + hc \\ &= \overline{u'_{Li}} V_{uL}^+ M_{u\bar{ij}} V_{uR} u'_{Ri} + \overline{d'_{Li}} V_{dL}^+ M_{d\bar{ij}} V_{dR} d'_{Rj} + hc \end{aligned} \quad (3.24)$$

و نعرف الحالات الذاتية لكتلة الكوارك بـ:

$$\begin{aligned} q_{Li} &= (V_{qL})_{ij} q'_{Lj} \\ q_{Ri} &= (V_{qR})_{ij} q'_{Rj}, \quad (q = u, d) \end{aligned} \quad (3.25)$$

يصبح حد الكتلة (3.24) على الشكل

$$L_M^q = \overline{u_{Li}} M_u^{diag} u_{Ri} + \overline{d_{Li}} M_d^{diag} d_{Ri} + h.c \quad (3.26)$$

تبقى حدود الطاقة الحركية والتفاعلات مع البوزونات العيارية والـ gluon مقطرة في حقول الكواركات كما تبقى مقطرة كذلك في القاعدة الجديدة. الحد الوحيد في  $L_{SM}$  الذي تظهر فيه المصفوفة  $V$  هو حد تأثيرات التيار المشحون للكواركات الذي يأخذ الشكل التالي

$$L^{CC} = \frac{g}{\sqrt{2}} \overline{u_{Li}} \gamma^\mu (V_{uL} + V_{dL}) d_{Lj} W_\mu^+ + h.c \quad (3.27)$$

حيث:

$$V_{CKM} = V_{uL} + V_{dL}, \quad (V_{CKM} + V_{CKM}^\dagger = 1)$$

تسمى هذه المصفوفة بمصفوفة Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) لاختلاط الكواركات [1]، حيث أن شكل هذه المصفوفة ليس وحيد، يمكن أن نكتب عناصرها كالتالي:

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \quad (3.28)$$

أما بالنسبة للبوتونات، وبعد الكسر التلقائي للتناظر يظهر حد الكتلة للبوتونات من خلال (3.15) و (6)

$$L_M^l = (M_e)_{ij} \overline{e_{Li}} e_{Rj} + (M_\nu)_{ij} \overline{\nu_{Li}} \nu_{Rj} + h.c \quad (3.29)$$

$$M_e = \frac{V}{\sqrt{2}} \lambda^e, \quad M_\nu = \frac{V}{2} \lambda^\nu \quad (3.30)$$

$M_e$  هي مصفوفة الكتلة للبوتونات المشحونة و  $M_\nu$  هي مصفوفة الكتلة للنتريونو. يمكن تقطير المصفوفتين بإيجاد مصفوفتين واحدتين  $V_e$  و  $V_\nu$ ، أي أن:

$$V_{eL} M_e V_{eR}^\dagger = M_e^{diag} = \begin{pmatrix} m_e & 0 & 0 \\ 0 & m_\mu & 0 \\ 0 & 0 & m_\tau \end{pmatrix} \quad (3.31)$$

$$V_{\nu L} M_\nu V_{\nu R}^+ = M_\nu^{diag} = \begin{pmatrix} m_{\nu_e} & 0 & 0 \\ 0 & m_{\nu_\mu} & 0 \\ 0 & 0 & m_{\nu_\tau} \end{pmatrix} \quad (3.32)$$

نعرف الحالات الذاتية لكتلة اللبتونات بـ:

$$\begin{aligned} e_{Li} &= (V_{eL})_{ij} e'_{Lj} \\ e_{Ri} &= (V_{eR})_{ij} e'_{Rj} \\ \nu_{Li} &= (V_{\nu L})_{ij} \nu'_{Lj} \end{aligned} \quad (3.33)$$

فتكون حد تأثيرات التيار المشحون في القاعدة الجديدة للكتلة كالتالي:

$$L_{CC}^l = \frac{g}{\sqrt{2}} \overline{e_{Li}} \gamma^\mu (V_{eL} V_{\nu L}^+) \nu_{Lj} W_\mu^+ + h.c \quad (3.34)$$

$$V_{MNS} = V_{eL} V_{\nu L}^+, \quad (V_{MNS} V_{MNS}^+ = 1)$$

$M_{MNS}$  هي مصفوفة Maki-Nakagawa-Sakata (MNS) لاختلاط اللبتونات [8]. شكل هذه المصفوفة من نفس شكل مصفوفة CKM وشكلها ليس وحيد. نكتب عناصر المصفوفة  $V_{MNS}$  كما يلي [8]:

$$V_{MNS} = \begin{pmatrix} V_{e1} & V_{e2} & V_{e3} \\ V_{\mu 1} & V_{\mu 2} & V_{\mu 3} \\ V_{\tau 1} & V_{\tau 2} & V_{\tau 3} \end{pmatrix} \quad (3.35)$$

توجد أيضا حرية بنية طور  $V_{MNS}^i$ ، إذ نستطيع أن نغير قاعدة كتلة اللبتونات المشحونة بالتحويل التالي:

$$e_i(L, R) \rightarrow e'_i(L, R) = (P_e)_{ii} e_i(L, R) \quad (3.36)$$

أين  $P_e$  هي مصفوفة الطور.

و توجد حرية غير مماثلة لإعادة تعريف الحالات الذاتية لكتلة النترينو من المعادلة (3.29)، فالتحويل  $\nu_L \rightarrow P_\nu \nu_L$  سيدخل أطوار في مصفوفة الكتلة المقطرة، وهذا مرتبط بكتل Majorana الطبيعية للنترينو.

التحويل المسموح لتعديل المصفوفة  $V_{MNS}$  هو:

$$V_{MNS} \rightarrow P_e V_{MNS} \quad (3.37)$$

إجراء هذا التحويل من شأنه تخفيض عدد أطوار المصفوفة الواحدية من ستة إلى ثلاثة، وتصبح المصفوفة  $V_{MNS}$  لها ثلاث أطوار. واحد من بين هذه مماثل لطور Kobayashi-Maskawa ، وهو المنبع الوحيد لخرق التناظر CP في العمليات التي تحفظ الرقم اللبtonي، أما الطورين الآخرين بإمكانهما التأثير على عمليات تغيير الرقم اللبtonي. من أجل  $V_{MNS} \neq 1$  البوزونات العيارية ترتبط مع أصناف مختلفة من اللبتونات داخل النموذج المعياري الموسع، إذ هو المنبع الوحيد لتغيير تفاعلات اللبتونات.

### 3-5- مصفوفة Cabibbo

- في حالة عائلتين:

$$\begin{pmatrix} u \\ c \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} d \\ s \end{pmatrix}_L$$

يكون حد تأثيرات التيار المشحون:

$$L^{CC} = \frac{g}{\sqrt{2}} (\bar{u} \quad \bar{c})_L \gamma^\mu \begin{pmatrix} d \\ s \end{pmatrix}_L W_\mu^+ + h.c \quad (3.38)$$

نقوم بإجراء التحويل التالي:

$$\begin{pmatrix} d \\ s \end{pmatrix}_L \rightarrow U_{dL} \begin{pmatrix} d \\ s \end{pmatrix}_L \quad (3.49)$$

$$(\bar{u} \quad \bar{c})_L \rightarrow (\bar{u} \quad \bar{c})_L U_{uL}^+ \quad (3.40)$$

يصبح حد تأثيرات التيار المشحون

$$\begin{aligned} L^{CC} &= \frac{g}{\sqrt{2}} (\bar{u} \quad \bar{c})_L \gamma^\mu U_{uL}^+ U_{dL} \begin{pmatrix} d \\ s \end{pmatrix}_L W_\mu^+ + h.c \\ &= \frac{g}{\sqrt{2}} (\bar{u} \quad \bar{c})_L \gamma^\mu V \begin{pmatrix} d \\ s \end{pmatrix}_L W_\mu^+ + h.c \end{aligned} \quad (3.41)$$

أين :

$$V = U_{uL} + U_{dL}, (VV^+ = 1) \quad (3.42)$$

في هذه الحالة  $V$  هي مصفوفة إختلاط صنفين من الكواركات ، و يمكن أن نكتب عناصرها كما يلي

$$V = \begin{pmatrix} \cos \theta e^{i\alpha} & \sin \theta e^{i\beta} \\ -\sin \theta e^{-i\beta} & \cos \theta e^{-i\alpha} \end{pmatrix} \quad (3.43)$$

نلاحظ أن هذه المصفوفة تحتوي على الطورين  $\alpha$  و  $\beta$  ووسيط حقيقي  $\theta$ .  
لنجري التحويلات التالية على حقول الكواركات اليسارية:

$$\begin{aligned} d_L &\rightarrow d_L e^{i\alpha} \\ c_L &\rightarrow c_L e^{i(\alpha+\beta)} \\ s_L &\rightarrow s_L e^{i\beta} \end{aligned} \quad (3.44)$$

وللتخلص من طوري المصفوفة  $V$  يمكن أن نستعمل التحويل التالي:

$$V \rightarrow P_u V P_d^* \quad (3.45)$$

حيث:

$$P_u = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & e^{i(\alpha+\beta)} \end{pmatrix} \quad (3.46)$$

$$P_d^* = \begin{pmatrix} e^{-i\alpha} & 0 \\ 0 & e^{-i\beta} \end{pmatrix} \quad (3.47)$$

تصبح المصفوفة  $V$  على الشكل التالي:

$$V_C = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \quad (3.48)$$

إذن بقي وسيط حقيقي وحيد  $\theta$  في المصفوفة  $V$  يسمى بزاوية Cabibbo ( $\theta = \theta_c$ ).  
ويصبح حد تأثيرات التيار المشحون:

$$L^{CC} = \frac{g}{\sqrt{2}} (\bar{u} \quad \bar{c})_L \gamma^\mu \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \end{pmatrix}_L W_\mu^+ + hc \quad (3.49)$$

في هذه الحالة البسيطة نحصل على اختلاط Cabibbo، ويكون لاغرانجيان الكلي صامد أمام تحويل CP ( $\lambda = \lambda^*$ )، وبالتالي إنحفاظ التناظر CP.

### 6-3- مصفوفة Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM)

في النموذج المعياري يخترق التناظر CP من خلال المصفوفة المركبة  $3 \times 3$  تسمى هذه المصفوفة بمصفوفة CKM لإختلاط الكواركات، وتعطي عبارتها:

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \quad (3.50)$$

وبالتالي يكون حد تأثيرات التيار المشحون على الشكل التالي

$$L^{CC} = \frac{g}{\sqrt{2}} \bar{u}_L \gamma^\mu V_{CKM} d_L W_\mu^+ + hc$$

$$= \frac{g}{\sqrt{2}} (\bar{u} \quad \bar{c} \quad \bar{t})_L \gamma^\mu \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}_L W_\mu^+ + hc \quad (3.51)$$

أين :

$$V_{CKM} V_{CKM}^+ = 1$$

يمكن بناء هذه المصفوفة بجداء مصفوفات الدوران حيث [9]:

$$V_{CKM} = R_{23}(\theta_{23}, \delta_{23}) \times R_{13}(\theta_{13}, \delta_{13}) \times R_{12}(\theta_{12}, \delta_{12}) \quad (3.52)$$

إذ توجد 36 مصفوفة دوران ممكنة، إذ يمكن أن نجعل المصفوفة الواحدية CKM ممثلة بأربع وسائط الإختيار الممكن هو أن نستعمل ثلاث زوايا  $\theta_{12}, \theta_{23}, \theta_{13}$  وطور واحدة. إذن التمثيل "المعياري" للمصفوفة CKM يمكن أن يعطى بـ [9]:

$$V_{CKM} = R_{23}(\theta_{23}, 0) \times R_{13}(\theta_{13}, -\delta) \times R_{12}(\theta_{12}, 0) \quad (3.53)$$

حيث :

$$R_{23} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \quad R_{13} = \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \quad , \quad R_{12} = \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

وبالتالي تأخذ المصفوفة CKM الشكل التالي:

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \quad (2.54)$$

أين  $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$  و  $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$  (  $\theta_{12}$  زاوية Cabibbo ) هي زوايا دوران Euler  $\delta$  طور Kobayashi-Maskawa والذي هو منع خرق التناظر CP. للحصول على خرق التناظر CP من المصفوفة CKM نحتاج إلى عدد من الشروط. يجب أن تكون زوايا الدوران مختلفة عن 0 أو  $2\pi$ ، أما  $\delta$  فيجب ألا يساوي 0 أو  $\pi$ . هذا يعطي ثمانية شروط ضرورية للزوايا و الطور من أجل خرق التناظر CP في النموذج المعياري، أيضا 36 تمثيل مختلف لمصفوفة CKM تجعل الأشياء نوعا ما معقدة. ومع ذلك الشروط 14 يمكن أن نجعلها في علاقة واحد والتي أسست من طرف Jarlskov [9].

$$J = \left| \text{Im} \left( V_{ij} V_{kl} V_{il}^* V_{kj}^* \right) \right| \quad (2.55)$$

يجب أن تكون هذه الكمية غير معدومة من أجل خرق التناظر CP. في تمثيل Chou-Keung يكون  $J$  [8]:

$$J = \left| s_{13} s_{12} c_{13}^2 s_{13} c_{23} \sin \delta \right| \quad (2.56)$$

هذا مهم لترجمة الشرط (3.12) إلى وسائط الدوق (flavour) في قاعدة الكتلة، إذ نجد أن الشرط اللازم والكافي من أجل خرق التناظر CP في قطاع (sector) الكوارك للنموذج المعياري [8].

$$\Delta m_{tc}^2 \Delta m_{tu}^2 \Delta m_{cu}^2 \Delta m_{bs}^2 \Delta m_{bd}^2 \Delta m_{sd}^2 J \neq 0 \quad (3.57)$$

أين:

$$\Delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2$$

### 3-6-1- تمثيل Wolfenstein

هناك نموذج مستعمل بكثرة يسمى بتمثيل Wolfenstein أين تدخل أربع وسائط جديدة هي  $\lambda$ ،  $A$ ،  $\rho$  و  $\eta$ . و نشير إلى زاوية Cabibbo  $\lambda$  ( $\lambda \approx 0.22$ ) حيث  $c_{13} = 1$ ، والتي تعمل كمؤثر توسع ويمكن أن نعرف هذه الوسائط الجديدة كالتالي:

$$\lambda \equiv s_{12}, \quad A \equiv \frac{s_{23}}{s_{12}}, \quad \rho = \frac{s_{13}}{s_{12}s_{23}} \cos \delta, \quad \eta = \frac{s_{13}}{s_{12}s_{23}} \sin \delta \quad (3.58)$$

تصبح عبارة  $V_{CKM}$  بدلالة الوسائط الجديدة:

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} \cos \lambda & \sin \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\sin \lambda & \cos \lambda & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} \quad (3.59)$$

ندخل التقريب " المعياري " للزاوية الصغيرة لـ Wolfenstein فتصبح  $V_{CKM}$  على الشكل التالي

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{\lambda^2}{2} & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \frac{\lambda^2}{2} & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} \quad (3.60)$$

### 3-6-2- المثلثات الواحديّة

واحدية المصفوفة  $V_{CKM}$  تمكننا من تكوين ستة معادلات و التي يمكن أن نرسمها كمثلثات في المستوي المركب:

$$V_{cd}V_{ud}^* + V_{cs}V_{us}^* + V_{cb}V_{ub}^* = 0 \quad (3.61-a)$$

$$V_{cd}V_{td}^* + V_{cs}V_{ts}^* + V_{cb}V_{tb}^* = 0 \quad (3.61-b)$$

$$V_{ud}V_{td}^* + V_{us}V_{ts}^* + V_{ub}V_{tb}^* = 0 \quad (3.61-c)$$

$$V_{us}^*V_{ud} + V_{cs}^*V_{cd} + V_{ts}^*V_{td} = 0 \quad (3.61-d)$$

$$V_{ub}^*V_{us} + V_{cb}^*V_{cs} + V_{tb}^*V_{ts} = 0 \quad (3.61-e)$$

$$V_{ub}^*V_{ud} + V_{cb}^*V_{cd} + V_{tb}^*V_{td} = 0 \quad (3.61-f)$$

كل من هذه المعادلات تتكون من مجموع ثلاثة كميات مركبة تتلشى فيما بينها، ويمكن أن نمثلها هندسيا في المستوي المركب كمثلثات. كل من المعادلات (3.61-a)، (3.61-b)، (3.61-d) و (3.61-e) تعبر عن مثلثات متساوية المساحة تقريبا، وهذا ما أحدث مفاجأة في المصفوفة CKM. إذ أحد أضلاعها يكون أصغر بكثير من الضلعين الآخرين، وبالتالي لا توجد معلومات كافية عن خرق التناظر CP. أما في المثلثين الآخرين المعبر عنهما بالمعادلتين (3.61-c) و (3.61-f) إذ لكل منهما أضلاع متساوية في حدود  $\lambda^3$ ، ومن خلالهما يمكننا استخراج معلومات عن خرق التناظر CP. رسكلة (Rescale) المثلث الواحد مستمدة من المعادلة (3.61-f) باختيار طور مصطلح عليه أين يكون  $V_{cd}V_{cb}^*$  حقيقي، نقسم أطوال كل الأضلاع بواسطة  $|V_{cd}V_{cb}^*|$ . الخطوة الأولى نطاق أحد أضلاع المثلث على المحور الحقيقي. الخطوة الثانية نجعل طول هذا الضلع يساوي 1، حيث أن شكل المثلث لا يتغير، ثم نثبت رأسي المثلث الواحد في النقطتين (0.0) و (1.0). أما إحداثيات الرأس المتبقي توافق وسيطي Wolfenstein  $(\rho, \eta)$ .

من خلال المثلث الواحد المرسل في المستوي  $(\rho, \eta)$ ، طولي الضلعين المركبين هما:

$$R_u \equiv \left| \frac{V_{ud}V_{ub}}{V_{cd}V_{cb}} \right| = \sqrt{\rho^2 + \eta^2} \quad (3.62)$$

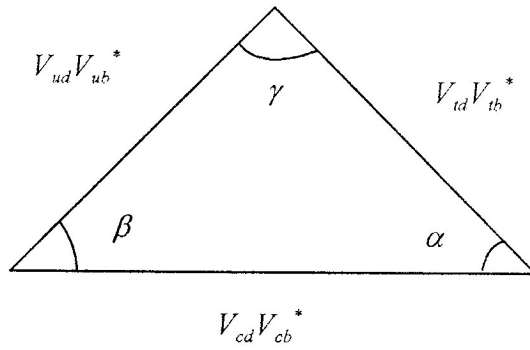
$$R_t \equiv \left| \frac{V_{td}V_{tb}}{V_{cd}V_{cb}} \right| = \sqrt{(1-\rho)^2 + \eta^2} \quad (3.62)$$

تعطى الزوايا الثلاثة  $\alpha$  و  $\beta$  و  $\gamma$  للمثلث الوجودي بـ [10]:

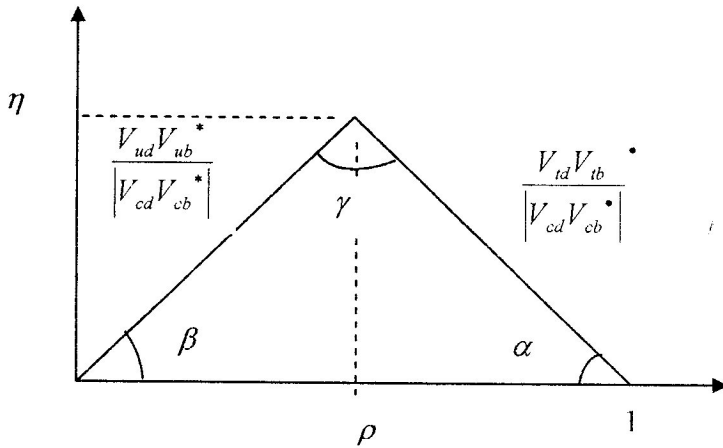
$$\alpha = \arg\left(-\frac{V_{td}V_{tb}^*}{V_{ud}V_{ub}^*}\right), \quad \beta = \arg\left(-\frac{V_{cd}V_{cb}^*}{V_{td}V_{tb}^*}\right), \quad \gamma = \arg\left(-\frac{V_{ud}V_{ub}^*}{V_{cd}V_{cb}^*}\right) \quad (3.63)$$

هذه الكميات فيزيائية ويمكن أن تقاس مستقلة بواسطة اللاتناظر في تفككات الميزون B ، وتساعد في تعريف الزاويتين الصغيرتين للمثلثين الواحديين (3.61-d) و (3.61-e):

$$\beta_s \equiv \arg\left(-\frac{V_{ts}V_{tb}^*}{V_{cs}V_{cb}^*}\right), \quad \beta_k \equiv \arg\left(-\frac{V_{cd}V_{cb}^*}{V_{us}V_{ud}^*}\right) \quad (3.64)$$



الشكل 1- المثلث الواحدي قبل الرسكلة



الشكل 2- المثلث الواحدي بعد الرسكلة

### 3-6-3 القياسات التجريبية للعناصر الوسيطة لـ CKM

الوسائط المختلطة للكوارك يمكن فقط تحديدها مباشرة من عمليات شاملة للتفاعل الضعيف، وتوجد ثلاث طرق لقياس العناصر الوسيطة لمصفوفة CKM.

#### 1-3-6-3 القياسات المباشرة

القياسات المباشرة متصلة بثلاث مستويات من العمليات للنودج المعياري. حتى الآن لدينا القياسات المباشرة لـ:  $|V_{ud}|$ ،  $|V_{us}|$ ،  $|V_{ub}|$ ،  $|V_{cd}|$ ،  $|V_{cs}|$ ،  $|V_{cb}|$ ،  $|V_{tb}|$  أين [9]:

1-  $|V_{ud}|$ : يمكن استعمال ثلاث طرق لقياس  $|V_{ud}|$ ، الأكثر دقة هي في التفككات النووية لـ  $\beta$  و القيمة الشائعة الحالية هي:

$$|V_{ud}| = 0.9740 \pm 0.0010 \quad (3.65)$$

2-  $|V_{us}|$ : قياس  $|V_{us}|$  يأتي من التفككات النصف لبنتونية (Semileptonic decays) للكاون (kaon) والهبرون (Hyperon).

$$|V_{us}| = 0.2196 \pm 0.00213 \quad (3.66)$$

3-  $|V_{cd}|$ : يقاس من الإثارة غير المرنة (Deep inelastic neutrino excitation) للنترينو الذي يرفق بالكوارك الفاتن (charm quark).

$$|V_{cd}| = 0.224 \pm 0.0016 \quad (3.67)$$

4-  $|V_{cs}|$ : نحصل على  $|V_{cs}|$  من التفككات النصف لبنتونية للميزونات الفاتنة (charm mesons).

$$|V_{cs}| = 1.04 \pm 0.16 \quad (3.68)$$

5-  $|V_{cb}|$ : من إحتواء وإقصاء (Inclusive and exclusive) التفككات النصف لبنتونية للحالات النهائية للفاتن، ونستطيع الحصول على  $|V_{cb}|$  أين يكون التفكك هو الطريق المشاهد للمخطط (Decay is via the spectator diagram).

$$|V_{cb}| = 0.395 \pm 0.0017 \quad (3.69)$$

6-  $|V_{ub}|$ : ملاحظة طيف طاقة - لبنتون (Lepton-energy spectrum) في التفككات النصف لبنتونية للميزون B تعطى

$$\frac{|V_{ub}|}{|V_{cb}|} = 0.08 \pm 0.02 \quad (3.70)$$

7-  $|V_{ub}|$ : أخيرا التفكك  $bl^+ \nu_l \rightarrow t$  يعطى

$$\frac{|V_{ub}|^2}{(|V_{td}|^2 + |V_{ts}|^2 + |V_{tb}|^2)} = 0.99 \pm 0.29 \quad (3.71)$$

### 3-6-3-2- الواحديّة

العلاقات التي تربط عناصر مصفوفة CKM تأتي من العلاقة  $V_{CKM} V_{CKM}^+ = 1$  ونفرض الشروط التالية [11]:

$$\sum_{j=1}^n |V_{ij}|^2 = 1, \quad \sum_{i=1}^n |V_{ij}|^2 = 1, \quad \sum_{k=1}^n V_{ik}^* V_{kj} = 0 \quad (3.72)$$

- من أجل عائلتين مصفوفة الإختلاط هي مصفوفة إختلاط Cabibbo. تعطى القياسات المباشرة لعناصر هذه المصفوفة بالقيمة المطلقة:

$$V_C = \begin{pmatrix} 0.9744 \pm 0.0010 & 0.2205 \pm 0.0018 \\ 0.204 \pm 0.017 & 1.02 \pm 0.18 \end{pmatrix} \quad (3.73)$$

الواحدية تثل ضمنيا أن هذه المصفوفة تتعلق بوسيط واحد فقط:

$$V_C = \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} \\ -s_{12} & c_{12} \end{pmatrix} \quad (3.74)$$

أي أن القياسات السابقة تتعلق فقط بزاوية Cabibbo.  
- من أجل ثلاث عائلات يصبح الشرط (3.72):

$$\sum_{j=1}^3 |V_{ij}|^2 = 1, \quad \sum_{i=1}^3 |V_{ij}|^2 = 1, \quad \sum_{k=1}^3 V_{ik}^* V_{kj} = 0 \quad (3.75)$$

ويصبح لدينا

$$|V_{ud}|^2 + |V_{us}|^2 + |V_{ub}|^2 = 1 \quad (3.76)$$

$$|V_{cd}|^2 + |V_{cs}|^2 + |V_{cb}|^2 = 1 \quad (3.77)$$

$$|V_{td}|^2 + |V_{ts}|^2 + |V_{tb}|^2 = 1 \quad (3.78)$$

القياسات التجريبية المباشرة الحالية للمصفوفة CKM

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 0.9745-0.9760 & 0.217-0.224 & 0.0018-0.0045 \\ 0.217-0.224 & 0.9737-0.9753 & 0.036-0.042 \\ 0.004-0.013 & 0.035-0.042 & 0.9991-0.9994 \end{pmatrix} \quad (3.79)$$

### 3-3-6-3- القياسات غير المباشرة

القياسات غير المباشرة مرتبطة بعمليات حلقات (loops) النموذج المعياري حيث أن إستعمال هذه القياسات يفيدنا في تحليل الإختلاط  $K^0 - \bar{K}^0$ . وندرس خرق التناظر CP في النظام  $K^0 - \bar{K}^0$  من خلال الوسيط  $\varepsilon_K$  [11]:

$$|\varepsilon_K| = \frac{G_F^2}{12\pi^2} \frac{M_K}{\sqrt{2}\Delta M_K} (B_K f_K^2) M_W^2 \left\{ \eta_1 y_c \text{Im} \left[ (V_{cd}^* V_{cs})^2 \right] + \eta_2 y_t f_2(y_t) \text{Im} \left[ (V_{td}^* V_{ts}) \right] \right. \\ \left. + 2\eta_3 f_3(y_t) \text{Im} \left[ V_{cd}^* V_{cs} V_{td}^* V_{ts} \right] \right\} \quad (3.80)$$

أين:

$$f_2(y_t) = 1 - \frac{3}{4} \frac{3y_t(1-y_t)}{4(1-y_t)^2} \left[ 1 + \frac{2y_t}{1-y_t} \ln(y_t) \right] \quad (3.81)$$

$$f_3(y_t) = \ln\left(\frac{y_t}{y_c}\right) - \frac{3}{4} \frac{y_t}{1-y_t} \left[ 1 + \frac{y_t}{1-y_t} \ln(y_t) \right] \quad (3.82)$$

$$\eta_i \text{ هي تصحيحات QCD و } y_t = \frac{m_t^2}{M_W^2}$$

### 3-7- المصفوفة CKM وخرق التناظر CP

في الحالة العامة المصفوفة الواحدية  $n \times n$  تحتوي على  $\frac{n^2}{2}$  وسيط مركب أو  $n^2$  وسيط حقيقي.

ومن جهة أخرى العناصر الوسيطة للمصفوفة الواحدية تنقسم بين أطوار و زوايا، و التي توافق العلاقة التالية:

$$n^2 = \underbrace{\frac{n(n-1)}{2}}_{\text{angle}} + \underbrace{\frac{n(n+1)}{2}}_{\text{phase}} \quad (3.83)$$

هذه الأطوار ليست كلها ملاحظات فيزيائية. عند إجراء دوران الطور لحقول الكوارك ( إعادة تعريف حقول الكوارك،  $u \rightarrow e^{i\varphi} u, d \rightarrow e^{i\varphi} d, \dots$  ) يزول  $(2n-1)$  طور. يبقى في الأخير عدد ملاحظات الأطوار في مصفوفة CKM:

$$\text{الأطوار الفيزائية} = \frac{n(n+1)}{2} - (2n-1) = \frac{(n-2)(n-1)}{2} \quad (3.84)$$

- من أجل عائلتين:  $N=2$  ← لا يوجد طور ( التناظر CP )
- من أجل ثلاث عائلات:  $N=3$  ← طور واحد ( خرق التناظر CP )

وهذا ما جر Kobayashi-Maskawa لوضع عائلة جديد عام 1973 للحصول على الخرق اللازم لتناظر CP في تفككات  $K$ ، حيث تم اكتشاف لاحقا الكوارك القاعدي الذي كتلته  $m_b = 4.5 GeV$  والكوارك الدروي كتلته  $m_t = 175 GeV$ ، وكان هذا نجاح كبير للنموذج المعياري. من أجل ثلاث عائلات ( $N=3$ ) مصفوفة CKM تحتوي على طور فيزيائي، و الذي من شأنه كسر التناظر CP. ويمكن أن نستخلص أن مصدر خرق التناظر CP في النموذج المعياري هو من تفاعلات Yukawa، وذلك من خلال ثوابت الربط التي تحتوي على عدد من الأطوار. الطور الفيزيائي الوحيد هو  $\delta$  الذي يظهر في مصفوفة CKM. و لكن يمكننا أن نطرح تساؤل، هل طور مصفوفة CKM هي المصدر الوحيد لخرق CP ؟

### 3-8-1- مشكلة خرق التناظر CP القوي ( Strong CP violation Problem )

تدخل التأثيرات غير المضطربة لـ QCD حاد إضافي في لاغرانجيان النموذج المعياري [4]:

$$L_{\theta} = \theta \frac{g^2}{32\pi^2} \varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta} G_{\mu\nu} G_{\alpha\beta} \quad (3.85)$$

أين  $G_{\mu\nu}$  هو حقل الـ Gluon العياري غير المتناظر. هذا الحد يخرق التناظر CP ويظهر ثنائي العزم الكهربائي للنترون ( Neutron ) [14]:

$$d_N = \frac{g_{\pi NN} \bar{g}_{\pi NN}}{4\pi^2 M_N} \ln \left( \frac{M_N}{m_\pi} \right) \approx 5 \times 10^{-16} \theta_{QCD} ecm \quad (3.86)$$

حيث أن  $M_N$  هي كتلة النكليون (Nucleon) و  $g_{\pi NN}$  ( $\bar{g}_{\pi NN}$ ) هو الارتباط الشبه سلمي للبيون مع النكليون. و تعطى القيمة التجريبية لـ  $d_N$  بـ [15]:

$$d_N \leq 6.3 \times 10^{-26} \text{ ecm} \quad (3.87)$$

من خلال هذه القيمة يمكن أن نجد أن  $\theta_{QCD} \leq 10^{-10}$ ، هذه القيمة صغيرة جدا في التفاعلات القوية و هذا ما يسمى بمشكل خرق التناظر CP القوي.

## الفصل الرابع

### خرق التناظر CP في النظام $K^0 - \bar{K}^0$

#### 1-4- مقدمة

تم اكتشاف ظاهرة خرق التناظر CP عام 1964 من طرف Fitsh ؛ Cronin ؛ Christenson في تفككات الميزونات K [4]. وكانت المفاجأة باكتشاف هذه الظاهرة في تفكك  $K_L^0$  إلى  $2\pi$  لم تتوقف التجربة ، ففي عام 2001 لأول مرة تم اكتشاف خرق التناظر CP خارج نظام الميزون K وكان ذلك في تفككات الميزونات الغير مشحونة B إلى  $J/\psi K_S$ . فالنموذج المعياري وفي حالة ثلاث عائلات من الفرميونات يمكن أن يزودنا بملاحظة هذه الظاهرة من خلال مصفوفة الاختلاط المركب CKM.

#### 2-4- تناظر P و C و CP

##### 1-2-4- تناظر الزوجية P

يعرف مؤثر الزوجية P بـ:

$$\hat{P}\psi(\vec{x}, t) = p\psi(-\vec{x}, t) \quad (4.1)$$

يقوم مؤثر الزوجية بالتأثير على دالة الموجة  $\psi(\vec{x})$  ذات الحالة الذاتية  $|N, \vec{p}, \vec{s}\rangle$  (تمثل الأرقام الكوانتية الداخلية، الشحنة الكهربائية، الرقم البريوني... إلخ.  $\vec{p}$  و  $\vec{s}$  هما العزم والسبين على الترتيب) بعكس العزم ويترك السبين والأرقام الكوانتية الداخلية على حالها.

$$\hat{P}|N, \vec{p}, \vec{s}\rangle = \eta_p |N, -\vec{p}, \vec{s}\rangle \quad (4.2)$$

أين  $\eta_p$  هو معامل الطور.  
نلاحظ أن:

$$\hat{P}\psi(\vec{r}) = p\psi(-\vec{r}) \quad (4.3)$$

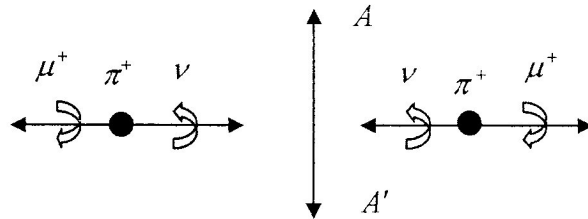
$$\hat{P}\hat{P}\psi(\vec{r}) = p^2\psi(\vec{r})$$

إذن  $p^2 = 1$ ، أي أن القيم الذاتية هي  $p = \pm 1$ .

من جهة أخرى مؤثر الزوجية يكافئ صورة مرآة التي تقلب الأنظمة اليسارية إلى أنظمة يمينية والعكس صحيح.

التقدم في فهم التفاعلات الضعيفة سنة 1956 إكتشف أن التفاعلات الضعيفة غير صامدة أمام تحويل الزوجية، ويمكن توضيح هذه الفكرة من خلال إحدى التجارب الكلاسيكية التي تبين إختراق الزوجية في التفاعلات الضعيفة الملاحظة في التفكك.

الشكل الذي يظهر في الجهة اليسرى للشكل (3)، أين يكون الميون والنترينو المرافق له ينتقلان ظهرا لظهر، ولكل منهما عزم زاوي يساري حول اتجاه الحركة. وهناك حالة ممكنة أخرى موضحة في الجهة اليمنى للشكل (3)، هذه الحالة تمثل صورة مرآة للحالة الأولى والممثلة بالخط AA' في الشكل (3). في هذه الأخيرة كل من الميون والنترينو لهما عزم زاوي يميني، فهذه الحالة ممكنة نظريا، إذ يتوقف هذا على قانون إنحفاظ العزم الزاوي. لكن من الناحية الفيزيائية فهذه غير ممكنة على عكس الحالة الأولى، لأن النترينو اليساري  $\nu_L$  موجود في الطبيعة لكن النترينو اليميني  $\nu_R$  غير موجود. من خلال هذا المثال يتضح لنا جليا أن التفاعل الضعيف غير صامد أمام تحويل الزوجية.



الشكل 3 : عملية التاظر بالنسبة للمرآة .

#### 2-2-4- تناظر مرافقة الشحنة C

تقوم مرافقة الشحنة بتغيير الجسيمات بجسيماتها المضادة، إذ تقوم بعكس الأعداد الكوانتية والعزم المغناطيسي وتترك السبين والعزم الحركي على حالهما .

$$C|N, \vec{p}, \vec{s}\rangle = \eta_c | -N, \vec{p}, \vec{s}\rangle \quad (4.4)$$

حيث:  $\eta_c$  معامل الطور.

نستطيع أن نرى بأن نظام الجسيمات هو حالة ذاتية لمرافقة الشحنة إذا كانت كل الأعداد الكوانتية الإضافية معدومة، ويمكن أن نوضح هذا من خلال المثال التالي:

$$C|\pi^0\rangle = +|\pi^0\rangle \quad (4.5)$$

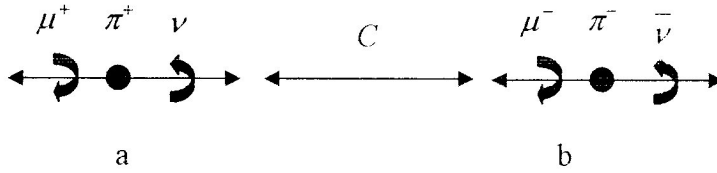
و تعرف هذه الخاصية بالمرافق الذاتي ( Self-conjugate ).  
ليكن تفاعل تفكك البيون ( pion ) التالي

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu \quad (4.6)$$

عندما نغير الجسيم بجسيمه المضاد يصبح التفاعل كالتالي

$$\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu} \quad (4.7)$$

هاتين الحالتين موضحتين في الشكل (4)، حيث أن التفاعل الابتدائي ممثل في الشكل (4,a)، أما الحالة التي غيرنا فيها الجسيم بجسيمه المضاد موضحة في الشكل (4,b)، لكن هذا التفاعل الأخير غير فيزيائي، أي أن  $\nu_L$  موجود لكن  $C(\nu_L) = \bar{\nu}_L$  غير موجود في الطبيعة. هذا يدل أن التفاعلات الضعيفة غير صامدة أمام تحويل مرافقة الشحنة.



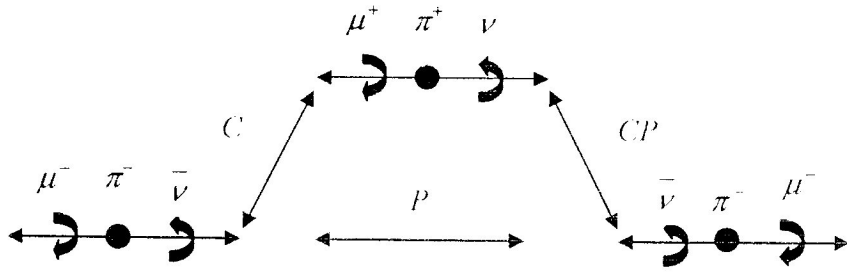
الشكل 4: عملية التحويل C

### 4-2-3- تناظر مرافقة الشحنة والزوجية CP

العملية المزدوجة لمرافقة الشحنة والزوجية CP تنتج الحالة التي تم ملاحظتها في الطبيعة، ففي عام 1964 تم اكتشاف خرق التناظر CP في التفكك  $K_L^0 \rightarrow 2\pi$ . حيث أن الميزون  $K^0$  يتشكل من الكوارك المضاد  $\bar{s}$  والكوارك  $d$ ، بينما الميزون  $\bar{K}^0$  يتشكل من الكوارك  $s$  والكوارك المضاد  $\bar{d}$ . يعرف الطور المصطلح عليه من أجل قانون تحويل CP للميزونين  $K^0$  و  $\bar{K}^0$  كالتالي

$$\begin{aligned} CP|K^0\rangle &= \omega_K |\bar{K}^0\rangle \\ CP|\bar{K}^0\rangle &= \omega_K^+ |K^0\rangle, \quad (|\omega_K|=1) \end{aligned} \quad (4.8)$$

حيث أن الملاحظات الفيزيائية لا تكون متعلقة بمعامل الطور. كما عرفنا سابقاً أن التفاعلات الضعيفة غير صامدة أمام تحويل الزوجية وتحويل مرافق الشحنة، لكن إذا زواجنا بين مؤثر الزوجية ومؤثر مرافق الشحنة نحصل على حالة فزيائية والتي تم اكتشافها سابقاً في التفكك  $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu$  في الشكل (5)، أي أن النترينو  $\nu_L$  موجود لكن  $C(\nu_L) = \bar{\nu}_L$  غير موجود و  $P(\nu_L) = \nu_R$  غير موجود أما  $CP(\nu_L) = \bar{\nu}_R$  موجود. هذا يشير ضمناً أن التفاعلات الضعيفة صامدة بالنسبة للتحويل CP، أي أن التناظر CP ينحفظ من أجل النترينو.



الشكل 5 : عمليات تحويل P و C و CP

### 3-4- الحالة العامة للإختلاط وخرق التنظر CP

لحدوث الإختلاط (Mixing) يجب أن تتحقق الشروط التالية:

- يحدث من أجل نفس الكتلة  $m$ .
  - نفس الشحنة ( $Q$ ).
  - نفس الرقم البريوني ( $B$ ).
  - نفس الرقم اللبوني ( $L$ ).
- يشير هذا ضمنا إلى الميزونات الغير مشحونة الشبه سلمية (Pseudoscalar):

$$K^0(d\bar{s}), D^0(c\bar{u}), B^0(d\bar{b}), B_s(s\bar{b}) \quad (4.9)$$

لا يوجد قانون إنحفاظ الذي يحفظ بالتفاعل الضعيف يمنع كل من  $P^0$  و  $\bar{P}^0$  عن إمتلاك إنتقالات حقيقية و واقعية إلى حالة مشتركة. وبالتالي  $P^0$  و  $\bar{P}^0$  تبديا إختلاط بتدبديهما (Oscillate) بين أنفسهما قبل تفككهما نهائيا.

### 1-3-4 الشكل العام للإختلاط

نعتبر حالتين مرافقة الشحنة هما حالتين ذاتيتين لهملتونيان التفاعلات القوية  $H_s$  اللتان تمثلان بـ  $|P^0\rangle$  و  $|\bar{P}^0\rangle$  وكل منهما الكتلة  $m$  مع اختلاف محتوهما المداقي (Flavour content) الإنتقالان  $\langle P^0|H_s|\bar{P}^0\rangle$  و  $\langle \bar{P}^0|H_s|P^0\rangle$  غير ممكنان وعناصر المصفوفة معدومة ( إنحفاظ الأيزوسبين )، بينما الهملتونيان الكهروضعيف  $H_w$  يحول هذا، إذ تصبح الانتاقلات المختلط  $\langle P^0|H_s|\bar{P}^0\rangle$  و  $\langle \bar{P}^0|H_s|P^0\rangle$  ممكنة ( عدم إنحفاظ الأيزوسبين والعدد الكوانتي الغريب (strange) أما الحالتين  $|P^0\rangle$  و  $|\bar{P}^0\rangle$  لا يمكن أن تكونا حالتين ذاتيتين لهملتونيان الكلي  $H = H_s + H_w$ ، وهن ليست حالات مستقرة ولا حالات تفكك بسيطة، وليست لها تعلق دائم بالزمن  $e^{-\frac{\Gamma}{\hbar}t}$  لكن في الحد

العامية كلا من  $|P^0\rangle$  و  $|\overline{P^0}\rangle$  تختلط وتتفكك إلى حالات أخرى. لذلك سنضع شكل لوصف هذه الحالة في الشكل العام.

نعلم أن مؤثر هاملتون في الميكانيك الكوانتي  $\hat{H} = i \frac{\partial}{\partial t}$  له قيم ذاتية موافقة لمستويات الطاقة المسموحة

$$\hat{H} \psi = E \psi \quad (4.10)$$

ومن أجل جسيم حر مستقر

$$\hat{H} \psi = m \psi \quad (4.11)$$

حل هذه المعادلة من الشكل

$$\psi = \psi_0 e^{-imt} \quad (4.12)$$

وبتفكك الجسيم يكون

$$|\psi|^2 \propto e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (4.13)$$

$\tau$  هو مدة حياة الجسيم و  $\Gamma$  عرض التفكك.  
من العلاقتين (4.12) و (4.13) نستنتج أن:

$$\begin{aligned} \psi &\propto e^{-\frac{\Gamma}{2}t} \\ \psi &= \psi_0 e^{-imt} e^{-\frac{\Gamma}{2}t} \\ &= \psi_0 e^{-i\left(m - i\frac{\Gamma}{2}\right)t} \end{aligned} \quad (4.14)$$

لتكن  $|P^0\rangle$  و  $|\overline{P^0}\rangle$  هي الحالات الذاتية للجسيم الشبه سلمي (Pseudoscalar)  $P^0$  وجسيم المضاد  $\overline{P^0}$  على التوالي، ولكل منهما رقم كوانتي مذاقي  $F=1$  (flavour quantum number) من أجل  $P^0$  و  $F=-1$  من أجل  $\overline{P^0}$ . هاتين الحالتين هما حالتين ذاتيتين للهملتونيان القوي والكهرومغناطيسي.

$$\begin{aligned}(H_s + H_{em})|P^0\rangle &= m|P^0\rangle \\ (H_s + H_{em})|\overline{P^0}\rangle &= \overline{m}|\overline{P^0}\rangle\end{aligned}\quad (4.15)$$

$m_0$  و  $\overline{m_0}$  هما كتلتا  $P^0$  و  $\overline{P^0}$  على التوالي حيث  $m = m_0 = \overline{m_0}$ . الحالتين  $|P^0\rangle$  و  $|\overline{P^0}\rangle$  ترتبطان من خلال تحويلات CP، ومن أجل الحالات المستقرة تبقى هاتين الحالتين على حالهما أمام تحويل T ونعرف هذه التحويلات كما يلي:

$$\begin{aligned}CP|P^0\rangle &= e^{i\theta_{cp}}|\overline{P^0}\rangle \\ CP|\overline{P^0}\rangle &= e^{-i\theta_{cp}}|P^0\rangle \\ T|P^0\rangle &= e^{i\theta_T}|P^0\rangle \\ T|\overline{P^0}\rangle &= e^{i\overline{\theta}_T}|\overline{P^0}\rangle\end{aligned}\quad (4.16)$$

حيث  $\theta$  هي أطوار عشوائية. وبتحقق الشرط  $CPT|P^0\rangle = TCP|P^0\rangle$  نستنتج أن:

$$2\theta_{cp} = \overline{\theta}_T - \theta_T \quad (4.17)$$

لنرجع الآن إلى التفاعلات الضعيفة وذلك من خلال الهملتونيان الضعيف  $H_w$ ، حيث أن الميزون  $P^0$  يمكن أن يتفكك إلى حالات نهائية  $f$  مع اختلاف مذاقهما ( $\Delta F = 1$ ).  $P^0$  و  $\overline{P^0}$  يمكن أن يتذبذب كل منهما إلى الآخر ( $|\Delta F| = 2$ )، وبالتالي الحالة  $|\psi(t)\rangle$  هي حل لمعادلة Schrodinger

$$i\frac{\partial}{\partial t}|\psi(t)\rangle = (H_s + H_{em} + H_w)|\psi(t)\rangle \quad (4.18)$$

يمكن ان نكتبها

$$|\psi(t)\rangle = a(t)|P^0\rangle + b(t)|\overline{P^0}\rangle + \sum_f c_f(t)|f\rangle \quad (4.19)$$

يعطي المجموع في المعادلة (4.19) كل الحالات النهائية،  $a(t)$  و  $b(t)$  و  $c_f(t)$  هي دوال متعلقة بالزمن. بإجراء التحويلات التالية

$$\begin{aligned}
\tilde{a}(t) &\rightarrow a(t)e^{i(H_s + H_{em})t} \\
\tilde{b}(t) &\rightarrow b(t)e^{i(H_s + H_{em})t} \\
\tilde{c}(t) &\rightarrow c(t)e^{i(H_s + H_{em})t} \\
|\tilde{\psi}\rangle &\rightarrow |\psi\rangle e^{i(H_s + H_{em})t}
\end{aligned} \tag{4.20}$$

تصبح العلاقة (4.19) كما يلي

$$|\tilde{\psi}(t)\rangle = \tilde{a}(t)|P^0\rangle + \tilde{b}(t)|\overline{P^0}\rangle + \sum_f \tilde{c}_f(t)|f\rangle \tag{4.21}$$

والمعادلة (4.18) يمكن أن نكتبها على الشكل

$$i\frac{\partial}{\partial t}|\tilde{\psi}(t)\rangle = H_w(t)|\tilde{\psi}(t)\rangle \tag{4.22}$$

حيث:  $H_w(t) = e^{i(H_s + H_{em})t} H_w e^{-i(H_s + H_{em})t}$  و  $H_w$  لا يتبادل مع  $(H_s + H_{em})$ .  
بتطبيق  $\langle P^0|$  و  $\langle \overline{P^0}|$  و  $\langle f'|$  على يسار المعادلة (3.22) نحصل على ما يلي

$$i\frac{\partial}{\partial t}\tilde{a}(t) = \langle P^0|H_w|P^0\rangle\tilde{a}(t) + \langle P^0|H_w|\overline{P^0}\rangle\tilde{b}(t) + \sum_f \langle P^0|H_w|f\rangle\tilde{c}_f(t)e^{i(m-E_f)t} \tag{4.23}$$

و

$$i\frac{\partial}{\partial t}\tilde{b}(t) = \langle \overline{P^0}|H_w|P^0\rangle\tilde{a}(t) + \langle \overline{P^0}|H_w|\overline{P^0}\rangle\tilde{b}(t) + \sum_f \langle \overline{P^0}|H_w|f\rangle\tilde{c}_f(t)e^{i(m-E_f)t} \tag{4.24}$$

أما

$$\tilde{c}_f(t) = \langle f'|H_w|P^0\rangle\tilde{a}(t)e^{i(E_f-m)t} + \langle f'|H_w|\overline{P^0}\rangle\tilde{b}(t)e^{i(E_f-m)t} + \sum_f \langle f'|H_w|f\rangle\tilde{c}_f(t)e^{i(E_f-E_f)t} \tag{4.25}$$

الحد الأخير من المعادلة (4.25) يمثل التفاعلات الضعيفة بين الحالات النهائية. يمكن أن نمهل هـ  
الحد ويصبح التكامل الجزئي للمعادلة (4.25) [13]:

$$\tilde{c}(t) = \lim_{\epsilon \rightarrow +0} \frac{e^{i(E_f-m)t}}{m - E_f + i\epsilon} \left[ \langle f'|H_w|P^0\rangle\tilde{a}(t) + \langle f'|H_w|\overline{P^0}\rangle\tilde{b}(t) \right] \tag{4.26}$$

حيث أن إختيار  $\varepsilon > 0$  يجعل هذه المعادلة محدودة لما  $t \rightarrow \infty$ . بما أن التفاعل الضعيف أقل بكثير من التفاعلات القوية والالكترومغناطيسية يمكن أن نطبق نظرية الاضطرابات ونلغي بذلك الحدود ذات الرتب العالية في  $H_w$ . بإدخال المعادلة (4.26) في المعادلتين (4.23) و (4.24) يصبح لدينا

$$i \frac{\partial}{\partial t} \tilde{a}(t) = \langle P^0 | H_w | P^0 \rangle \tilde{a}(t) + \langle P^0 | H_w | \overline{P^0} \rangle \tilde{b}(t) + \sum_f \lim_{\varepsilon \rightarrow +} \frac{1}{m - E_f + i\varepsilon} \left( \langle P^0 | H_w | f \rangle \langle f' | H_w | P^0 \rangle \tilde{a}(t) + \langle P^0 | H_w | f \rangle \langle f' | H_w | \overline{P^0} \rangle \tilde{b}(t) \right) \quad (4.27)$$

$$i \frac{\partial}{\partial t} \tilde{b}(t) = \langle \overline{P^0} | H_w | P^0 \rangle \tilde{a}(t) + \langle \overline{P^0} | H_w | \overline{P^0} \rangle \tilde{b}(t) + \sum_f \lim_{\varepsilon \rightarrow +} \frac{1}{m - E_f + i\varepsilon} \left( \langle \overline{P^0} | H_w | f \rangle \langle f' | H_w | P^0 \rangle \tilde{a}(t) + \langle \overline{P^0} | H_w | f \rangle \langle f' | H_w | \overline{P^0} \rangle \tilde{b}(t) \right) \quad (4.28)$$

باستعمال العلاقة التالية [1]

$$\frac{1}{x - a + i\varepsilon} = P \left( \frac{1}{x - a} \right) - i\pi \delta(x - a) \quad (4.29)$$

تصبح المعادلتان (4.27) و (4.28):

$$i \frac{\partial}{\partial t} a(t) = \langle P^0 | H_w | P^0 \rangle a(t) + \langle P^0 | H_w | \overline{P^0} \rangle b(t) + \sum_f P \frac{\langle P^0 | H_w | f \rangle \langle f | H_w | P^0 \rangle}{m - E_f} a(t) - i\pi \sum_f \langle P^0 | H_w | f \rangle \langle f | H_w | \overline{P^0} \rangle \delta(m - E_f) a(t) + \sum_f P \frac{\langle P^0 | H_w | f \rangle \langle f | H_w | \overline{P^0} \rangle}{m - E_f} b(t) - i\pi \sum_f \langle P^0 | H_w | f \rangle \langle f | H_w | \overline{P^0} \rangle \delta(m - E_f) b(t) \quad (4.30)$$

$$i \frac{\partial}{\partial t} b(t) = \langle \overline{P^0} | H_w | P^0 \rangle a(t) + \langle \overline{P^0} | H_w | \overline{P^0} \rangle b(t) + \sum_f P \frac{\langle \overline{P^0} | H_w | f \rangle \langle f | H_w | P^0 \rangle}{m - E_f} a(t) - i\pi \sum_f \langle \overline{P^0} | H_w | f \rangle \langle f | H_w | \overline{P^0} \rangle \delta(m - E_f) a(t) + \sum_f P \frac{\langle \overline{P^0} | H_w | f \rangle \langle f | H_w | \overline{P^0} \rangle}{m - E_f} b(t) - i\pi \sum_f \langle \overline{P^0} | H_w | f \rangle \langle f | H_w | \overline{P^0} \rangle \delta(m - E_f) b(t) \quad (4.31)$$

إذن يمكن أن نعيد كتابة معادلة Schrodinger الأصلية (4.18) في الشكل التالي

$$i \frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} a(t) \\ b(t) \end{pmatrix} = H \begin{pmatrix} a(t) \\ b(t) \end{pmatrix}, \quad H = M - i \frac{\Gamma}{2}$$

$$H = \begin{pmatrix} H_{11} & H_{12} \\ H_{21} & H_{22} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} M_{11} - i \frac{\Gamma_{11}}{2} & M_{12} - i \frac{\Gamma_{12}}{2} \\ M_{21} - i \frac{\Gamma_{21}}{2} & M_{22} - i \frac{\Gamma_{22}}{2} \end{pmatrix} \quad (4.32)$$

$M$  و  $\Gamma$  هما مصفوفتان هرميتيتان حيث  $M$  هي مصفوفة الكتلة و  $\Gamma$  هي مصفوفة التفكك، و تعطى عناصرهما كالتالي

$$M_{ij} = \delta_{ij} m + \langle i | H_w | j \rangle + \sum_f P \frac{\langle i | H_w | f \rangle \langle f | H_w | j \rangle}{m - E_f} \quad (4.33)$$

$$\Gamma_{ij} = 2\pi \sum_f \langle i | H_w | f \rangle \langle f | H_w | j \rangle \delta(m - E_f) \quad (4.34)$$

من المعادلتين (4.33) و (4.34) نلاحظ أن  $H_w = H_w^+$  واضح أن  $|a(t)|^2 + |b(t)|^2 \neq 1$  وبالتالي  $H$  غير هرميتي، هذا يعني أن  $H_{11}, H_{22} \notin R$  و  $H_{12} \neq H_{21}^*$  و يصبح  $H$  كهميلتونيان فعال. إذا كان  $T_w$  صامد أمام تحويل  $T$  أي  $TH_w T^{-1}$ ، وبالتالي يكون

$$\begin{aligned} \langle P^0 | H_w | \overline{P^0} \rangle &= \left\langle P^0 | T T^{-1} H_w T^{-1} T | \overline{P^0} \right\rangle \\ &= \left\langle P^0 | H_w | \overline{P^0} \right\rangle e^{i2\theta_{cp}} \\ &= \langle \overline{P^0} | H_w^+ | P^0 \rangle e^{-i2\theta_{cp}} \\ &= \langle \overline{P^0} | H_w | P^0 \rangle e^{-i2\theta_{cp}} \end{aligned} \quad (4.35)$$

و

$$\sum_f \langle P^0 | H_w | f \rangle \langle f | H_w | \overline{P^0} \rangle = \sum_{f_T} \langle i | H_w | f_T \rangle \langle f_T | H_w | P^0 \rangle e^{-i2\theta_{cp}} \quad (4.36)$$

أين  $|f_T\rangle = T|f\rangle$  من المعادلتين (4.33) و (4.34)، يمكن أن نحصل على  $H_{12} = H_{21} e^{-i2\theta_{cp}}$  أي أن:

- إنحفاظ T يدل ضمنيا أن  $|H_{12}| = |H_{21}|$   
 - إنحفاظ CP يعني أن  $|H_{11}| = |H_{22}|$  و  $|H_{12}| = |H_{21}|$   
 بمقارنة هاتين الحالتين يمكن أن نحصل على حالة لا تغاير CPT (إنحفاظ CPT يعني أن  $H_{11} = H_{22}$ ) وبالتالي:

- إذا كان  $H_{11} \neq H_{22}$  ( $M_{11} \neq M_{22}$  أو  $\Gamma_{11} \neq \Gamma_{22}$ ) يخترق التناظران CP و CPT.

- إذا كان  $|H_{12}| \neq |H_{21}|$  يخترق التناظران C و T.

سنركز الآن دراستنا على الحالة التي يكون فيها التناظر CPT محفوظ أي:

$$H_{11} = H_{22} \quad (M_{11} = M_{22} = M \quad \text{و} \quad \Gamma_{11} = \Gamma_{22} = \Gamma) \quad (4.37)$$

يمكن الآن أن نكتب المعادلة (3.32) كالتالي:

$$i \frac{\partial}{\partial t} a(t) = H_{11} a(t) + H_{12} b(t) \quad (4.38)$$

$$i \frac{\partial}{\partial t} b(t) = H_{21} a(t) + H_{11} b(t) \quad (4.39)$$

من المعادلة (4.38) نجد أن

$$b(t) = \frac{1}{H_{12}} \left[ i \frac{\partial a(t)}{\partial t} - H_{11} a(t) \right] \quad (4.40)$$

باشتقاق المعادلة (4.38) بالنسبة للزمن نجد

$$i \frac{\partial^2 a(t)}{\partial t^2} = H_{11} \frac{\partial a(t)}{\partial t} + H_{12} \frac{\partial b(t)}{\partial t} \quad (4.41)$$

باستعمال المعادلتين (4.39) و (4.30) نحصل على المعادلة التفاضلية التالية

$$i \frac{\partial^2 a(t)}{\partial t^2} + 2iH_{11} \frac{\partial a(t)}{\partial t} + (H_{12}H_{21} - H_{11}^2) a(t) = 0 \quad (4.42)$$

الحل العام لهذه المعادلة هو

$$a(t) = C_1 e^{-i\lambda_1 t} + C_2 e^{-i\lambda_2 t} \quad (4.43)$$

حيث:  $C_1$  و  $C_2$  هي ثوابت.  
بتعويض (4.43) في (4.42) نجد:

$$\lambda_{12}^2 - 2H_{11}\lambda_{12} - (H_{12}H_{21} - H_{11}^2) = 0 \quad (4.44)$$

وبالتالي يكون

$$\lambda_{12} = H_{11} \pm \sqrt{H_{12}H_{21}} \quad (4.45)$$

من أجل الحالة الابتدائية الخالصة  $P^0$ ، لدينا  $a(0) = 1$  و  $b(0) = 0$  يعني هذا أن  $C_1 = C_2 = \frac{1}{2}$  حيث:

$$b(t) = \frac{q}{p} (C_1 e^{-i\lambda_1 t} - C_2 e^{-i\lambda_2 t}) \quad (4.46)$$

$$\frac{q}{p} = \sqrt{\frac{H_{21}}{H_{12}}} = \sqrt{\frac{M_{12}^* - i \frac{\Gamma_{12}^*}{2}}{M_{12} - i \frac{\Gamma_{12}}{2}}} \quad (4.47)$$

إذا ركزنا اهتمامنا فقط على  $|P^0\rangle$  و  $|\overline{P^0}\rangle$  يصبح حل المعادلة (4.18) كما يلي:

$$\begin{aligned} |P(t)\rangle &= a(t)|P^0\rangle + b(t)|\overline{P^0}\rangle \\ &= \frac{1}{2} (e^{-i\lambda_1 t} + e^{-i\lambda_2 t}) |P^0\rangle + \frac{1}{2} \frac{q}{p} (e^{-i\lambda_1 t} - e^{-i\lambda_2 t}) |\overline{P^0}\rangle \\ &= \frac{\sqrt{|p|^2 + |q|^2}}{2p} (p_1(t)|P_1^0\rangle + p_2(t)|P_2^0\rangle) \end{aligned} \quad (4.48)$$

فمن أجل الحالة الابتدائية الخالصة  $|\overline{P^0}\rangle$  يكون

$$\begin{aligned}
|\overline{P}(t)\rangle &= \frac{p^2}{q^2} b(t) |P^0\rangle + a(t) |\overline{P^0}\rangle \\
&= \frac{\sqrt{|p|^2 + |q|^2}}{2q} (p_1(t) |P_1^0\rangle - p_2(t) |P_2^0\rangle)
\end{aligned} \tag{4.49}$$

حيث:

$$\begin{aligned}
|P_{1,2}^0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{|p|^2 + |q|^2}} (p |P^0\rangle \pm q |\overline{P^0}\rangle) \\
p_1(t) &= e^{-i\lambda_1 t}, \quad p_2(t) = e^{-i\lambda_2 t}
\end{aligned} \tag{4.50}$$

وبتقطير الهميلتونيان المعطى في العلاقة (4.32) تنتج الحالات الذاتية والقيم الذاتية التالية

$$H |P_{1,2}\rangle = \lambda_{1,2} |P_{1,2}\rangle \tag{4.51}$$

نعرف

$$\lambda_{1,2} \equiv m_{1,2} - i \frac{\Gamma_{1,2}}{2} \tag{4.52}$$

حيث:

$$m_{1,2} = \text{Re } \lambda_{1,2} = M \pm \text{Re } \sqrt{H_{1,2} H_{2,1}} \tag{4.53}$$

$$\Gamma_{1,2} = -2 \text{Im } \lambda_{1,2} = \Gamma \pm 2 \text{Im } \sqrt{H_{1,2} H_{2,1}} \tag{4.54}$$

وبالتالي يمكن أن نعرف

$$\Delta m = m_1 - m_2 \tag{4.55}$$

$$\Delta \Gamma = \Gamma_1 - \Gamma_2 \tag{4.56}$$

ينتج عن هذا أن

$$\Delta m - i \frac{\Gamma}{2} = 2 \sqrt{H_{12} H_{21}} \tag{4.57}$$

الحل من أجل  $|P^0\rangle$  و  $|\bar{P}^0\rangle$  يعطي التطور الزمني للحالات المشكلة بالتفاعل القوي عند  $t=0$ .

$$|P^0(t)\rangle = \frac{\sqrt{|p|^2 + |q|^2}}{2p} (p_1(t)|P_1^0\rangle + p_2(t)|P_2^0\rangle) \quad (4.58)$$

$$|\bar{P}^0(t)\rangle = \frac{\sqrt{|p|^2 + |q|^2}}{2q} (p_1(t)|P_1^0\rangle - p_2(t)|P_2^0\rangle) \quad (4.59)$$

حيث:

$$p_1(t) = e^{-i(m_1 - \frac{i}{2}\Gamma_1)t}, \quad p_2(t) = e^{-i(m_2 - \frac{i}{2}\Gamma_2)t}$$

هذا الشكل يستعمل لدراسة نظام الميزونات  $K^0 - \bar{K}^0$  أين  $\Delta m \gg \Delta\Gamma$ .

$$|P(t)\rangle = f_+(t)|P^0\rangle + \frac{q}{p} f_-(t)|\bar{P}^0\rangle \quad (4.60)$$

$$|\bar{P}(t)\rangle = \frac{p}{q} f_-(t)|P^0\rangle - f_+(t)|\bar{P}^0\rangle \quad (4.61)$$

أين:

$$f_{\pm}(t) = \frac{1}{2} \left( e^{-i(m_1 - \frac{i}{2}\Gamma_1)t} \pm e^{-i(m_2 - \frac{i}{2}\Gamma_2)t} \right)$$

هذا الشكل يستعمل لدراسة نظام الجسيمات  $B^0 - \bar{B}^0$  أين  $\Delta m \approx \Delta\Gamma$ .

#### 4-3-2- حالة إنحفاظ التناظر CP

من أجل إنحفاظ التناظر CP يكون  $M_{11} = M_{22} = M$  ،  $\Gamma_{11} = \Gamma_{22} = \Gamma$  ،  $M_{12} = M_{21} = \bar{M}$  و  $\Gamma_{12} = \Gamma_{21} = \bar{\Gamma}$ .

يصبح تقطير المعادلة (4.32) بسيط أي:

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} a(t) \\ b(t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \lambda_1 & 0 \\ 0 & \lambda_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a(t) \\ b(t) \end{pmatrix} \quad (4.62)$$

باستعمال العلاقات (4.52) و (4.53) و (4.54) تصبح المعادلة (4.62) كمايلي

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} a(t) \\ b(t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} (M + \bar{M}) - \frac{i}{2}(\Gamma + \bar{\Gamma}) & 0 \\ 0 & (M + \bar{M}) + \frac{i}{2}(\Gamma + \bar{\Gamma}) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a(t) \\ b(t) \end{pmatrix} \quad (4.63)$$

تعرف إشارة  $\bar{\Gamma}$  أي حالة تفكك سريعة، فمن أجل  $\bar{\Gamma}$  موجب يكون  $\Gamma - \bar{\Gamma} > \Gamma + \bar{\Gamma}$  لذلك يمكن أن نرفق  $\Gamma - \bar{\Gamma}$  مع جسيم مدة حياته قصيرة. أيضا من أجل  $\Gamma \equiv -\bar{\Gamma} > 0$  يمكن أن نعرف حالات مدة الحياة القصيرة و الطويلة بـ [9]:

$$\begin{aligned} \Gamma_S &= \Gamma - \bar{\Gamma} \equiv 2\Gamma \\ \Gamma_L &= \Gamma + \bar{\Gamma} \ll 1 \end{aligned} \quad (4.64)$$

من جهة أخرى إذا بقي  $H_w$  صامدا أمام تحويل CP، نجد من خلال المعادلات (4.16) و (4.33) و (4.34) أن:

$$\begin{aligned} M_{12} &= M_{21} e^{-i2\theta_{cp}} = M_{12}^* e^{-i2\theta_{cp}} \\ \arg M_{12} &= -\theta_{cp} + n\pi \end{aligned} \quad (4.65)$$

و

$$\begin{aligned} \Gamma_{12} &= \Gamma_{21} e^{-i2\theta_{cp}} = \Gamma_{12}^* e^{-i2\theta_{cp}} \\ \arg \Gamma_{12} &= -\theta_{cp} + n'\pi \end{aligned} \quad (4.66)$$

حيث:  $n$  و  $n'$  هما عدنان عشوائيان.

من أجل  $\frac{q}{p}$  لدينا:

$$\frac{q}{p} = \sqrt{\frac{H_{21}}{H_{12}}} = e^{i(\theta_{cp} + n'\pi)}$$

حيث:  $n''$  تساوي 0 أو 1.

الحالتان الذاتيتان للكتلة  $|p_1\rangle$  و  $|p_2\rangle$  تصبحان حالتان ذاتيتان لـ CP

$$CP |P_{1,2}\rangle = \pm (-1)^{n''} |P_{1,2}\rangle \quad (4.67)$$

من أجل:

-  $n''=0$  :  $|P_1\rangle$  هي حالة  $cp=1$  و  $|P_2\rangle$  هي حالة  $cp=-1$  ( $cp$  تعني القيمة الذاتية)

-  $n''=0$  :  $|P_1\rangle$  هي حالة  $cp=-1$  و  $|P_2\rangle$  هي حالة  $cp=+1$

يمكن اشتقاق عرض ( Width ) الكتلتين والتفكك لـ  $P_{1,2}$  من المعادلات (4.51) و (4.53) و (4.54)

فيصبح لدينا

$$\begin{aligned} m_{1,2} &= M \pm (-1)^{n'+n''} |M_{12}| \\ \Gamma_{1,2} &= \Gamma \pm (-1)^{n'+n''} |\Gamma_{1,2}| \end{aligned} \quad (4.68)$$

ويمكن أن نميز أربع حالات فيزيائية ممكنة وذلك حسب قيم  $n$  و  $n'$  و  $n''$  حيث نختار  $n''=0$ .

- زوجي  $n$ ، زوجي  $n'$  :  $cp=+1$  الحالة أثقل والتفككات أسرع.

- زوجي  $n$ ، فردي  $n'$  :  $cp=+1$  الحالة أثقل والتفككات أبطأ.

- فردي  $n$ ، زوجي  $n'$  :  $cp=+1$  الحالة أخف والتفككات أسرع.

- فردي  $n$ ، فردي  $n'$  :  $cp=+1$  الحالة أخف والتفككات أبطأ.

### 3-4-3 حالة خرق التناظر CP

لنجد الآن نسبة التفكك المتعلقة بالزمن من أجل التفكك الابتدائي لـ  $P^0$  إلى الحالة الذاتية النهائية

لـ CP  $f$  التي تعطى  $|\langle f|H_w|P^0(t)\rangle|^2$ ، ومن أجل التفكك الابتدائي  $P^0$  إلى الحالة الذاتية  $f$  ونعرف

$A_f \equiv \langle f|H_w|P^0\rangle$  وباستعمال العلاقتين (3.60) و (3.61) نجد:

$$R_f(t) \propto \frac{|\langle f|H_w|P^0(t)\rangle|^2}{|\langle f|H_w|P^0\rangle|^2} = |f_+(t)|^2 + \left| \frac{q}{p} \frac{\bar{A}_f}{A_f} \right|^2 |f_-(t)|^2 + 2 \operatorname{Re} \left[ \frac{q}{p} \frac{\bar{A}_f}{A_f} f_+^*(t) f_-(t) \right] \quad (4.69)$$

$$R_f(t) \propto \frac{|\langle f|H_w|P^0(t)\rangle|^2}{|\langle f|H_w|P^0\rangle|^2} = \left| \frac{\bar{A}_f}{A_f} \right|^2 |f_+(t)|^2 + \left| \frac{p}{q} \right|^2 |f_-(t)|^2 + 2 \left| \frac{p}{q} \right|^2 \operatorname{Re} \left[ \left( \frac{q}{p} \right)^* \frac{\bar{A}_f}{A_f} f_+^*(t) f_-(t) \right] \quad (4.70)$$

تصف  $R_f(t)$  و  $\bar{R}_f(t)$  نسبتي التفكك للعمليات المرافقة لـ CP، و أي إختلاف بين هاتين النسبتين يؤدي

إلى خرق التناظر CP. نرى من خلال الحدين الأوليين للمعادلتين (4.69) و (4.70) أن التناظر CP

يخترق إذا كان  $|A_f| \neq |\bar{A}_f|$ . يدعى هذا النوع بخرق التناظر CP في التفكك ( CP violation in decay

.)

من الحدين الثانيين لـ  $R_f(t)$  و  $\bar{R}_f(t)$  يمكن أن نرى بوضوح أن التناظر CP يخترق إذا كان  $\left|\frac{p}{q}\right| \neq 1$  مع عدم إختراق التناظر CP في التفكك. يبدو هذا واضحا من خلال المعادلتين (4.60) و (4.61)، و أن نسبة التدبدب من أجل  $p^0 \rightarrow \bar{p}^0$  تختلف عنها من أجل  $\bar{p}^0 \rightarrow p^0$  إذا كان  $\left|\frac{p}{q}\right| \neq 1$ ، يسمى هذا النوع بخرق التناظر CP في الاختلاط ( CP violation in mixing ). يمكن أن نوسع الحد الثالث لـ  $R_f(t)$  إلى

$$2 \operatorname{Re} \left[ \frac{q \bar{A}_f}{p A_f} \right] \operatorname{Re} [f_+^*(t) f_-(t)] - 2 \operatorname{Im} \left( \frac{q \bar{A}_f}{p A_f} \right) \operatorname{Im} [f_+^*(t) f_-(t)] \quad (4.71)$$

و  $\bar{R}_f(t)$  إلى

$$2 \left| \frac{p}{q} \right|^2 \operatorname{Re} \left[ \frac{q \bar{A}_f}{p A_f} \right] \operatorname{Re} [f_+^*(t) f_-(t)] + 2 \left| \frac{p}{q} \right|^2 \operatorname{Im} \left( \frac{q \bar{A}_f}{p A_f} \right) \operatorname{Im} [f_+^*(t) f_-(t)] \quad (4.72)$$

إذا لم تخرق CP في الإختلاط  $p^0 - \bar{p}^0$  يكون الحدان الأولان منسجمان، في هذه الحالة إذا كان

$$\operatorname{Im} \left( \frac{q \bar{A}_f}{p A_f} \right) \neq 0 \quad (4.73)$$

فإنه يتم خرق التناظر CP. العملية تشمل تفككات  $p^0(\bar{p}^0)$  من الحالة الابتدائية  $p^0(\bar{p}^0)$  والتفككات المتبدية  $\bar{p}^0(p^0)$  من الحالة الابتدائية  $p^0(\bar{p}^0)$  إلى الحالة النهائية المشتركة. يسمى هذا النوع من خرق CP بالتداخل بين التفكك مع وبدون إختلاط ( Interference between decay with and without mixing ).

#### 4-3-4 الشرط اللازم لخرق التناظر CP

نعلم أن ظاهرة إختلاط الذوق ( Flavour mixing ) تحدث لما ينخفض التناظر CP ولما لا ينخفض، فتحويل CP يبادل بين  $p^0$  و  $\bar{p}^0$ . نختار  $(CP)^2 = 1$  وبالتالي:

$$CP |P^0\rangle = e^{i\zeta} |\bar{P}^0\rangle, \quad CP |\bar{P}^0\rangle = e^{-i\zeta} |P^0\rangle \quad (4.74)$$

هذا يترك لنا حرية إختيار الطور المستعمل لتعريف هذه التحويلات. السمات من أجل الانتقالات  $\overline{P^0} \rightarrow P^0$  و  $P^0 \rightarrow \overline{P^0}$  هي:

$$\begin{aligned} \langle P^0 | H_w | \overline{P^0} \rangle &= H_{12} = M_{12} - \frac{i}{2} \Gamma_{12} \\ \langle \overline{P^0} | H_w | P^0 \rangle &= H_{21} = M_{21} - \frac{i}{2} \Gamma_{21} \end{aligned} \quad (4.75)$$

إذا كان التناظر CP محفوظ يكون  $H_{12} = H_{12}^*$  أي أن  $M_{12} = M_{21}^*$  و  $\Gamma_{12} = \Gamma_{21}^*$  وبالتالي يكون  $M_{12}, \Gamma_{12} \in R$ .

$$\begin{aligned} \text{Im}(M_{12}^* \Gamma_{12}) = 0 &\Rightarrow CP \text{ إنحفاظ} \\ \text{Im}(M_{12}^* \Gamma_{12}) \neq 0 &\Rightarrow CP \text{ خرق} \end{aligned} \quad (4.76)$$

إذن:

$$\frac{q}{p} = 1 \Rightarrow CP \text{ إنحفاظ} \quad (4.77)$$

وبوجود الطور يكون

$$\left| \frac{q}{p} \right| \neq 1 \Rightarrow CP \text{ خرق} \quad (4.78)$$

إذا كان تناظر CP محفوظ فإن:

$$\begin{aligned} CP |P_1^0\rangle &= + |P_1^0\rangle \\ CP |P_2^0\rangle &= - |P_2^0\rangle \end{aligned} \quad (4.79)$$

ويكون  $\langle P_1 | P_2 \rangle$  غير معدوم إذا أبدى  $H$  خرق التناظر CP، هذا يعني أن الحالتين  $|P_1^0\rangle$  و  $|P_2^0\rangle$  غير متعامدتين، وبالتالي ليست حالتين ذاتيتين. من العلاقة (4.50) يمكن أن نجد

$$\langle P_1 | P_2 \rangle = \frac{|p|^2 - |q|^2}{|q|^2 + |p|^2} \quad (4.80)$$

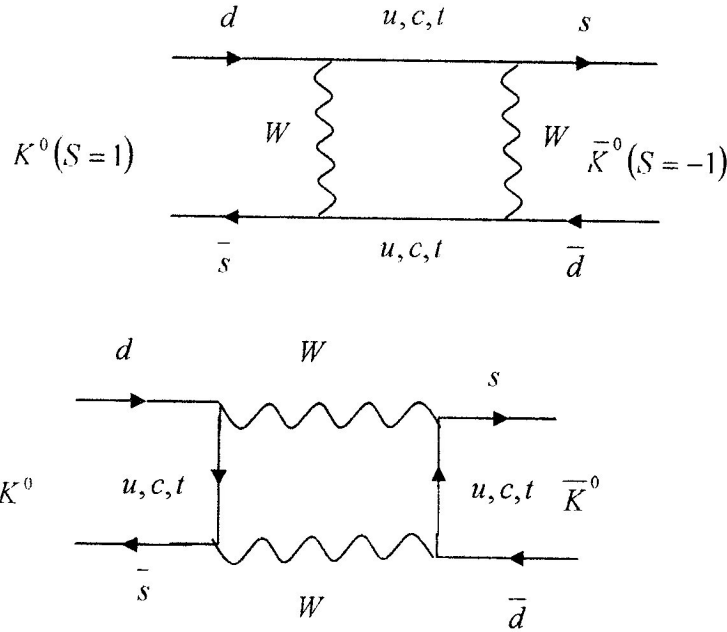
## 4-4 نظام الكاون ( kaon ) غير المشحون

### 1-4-4 نظام الميزون K

ينتج الجسيمان  $K^0 = d\bar{s}$  و  $\bar{K}^0 = s\bar{d}$  من التفاعلات القوية كالتفاعل  $\pi p$ :



خلال هذا التفاعل القوي يكون الرقم الكوانتي الغريب s محفوظ. من جهة أخرى  $K^0$  و  $\bar{K}^0$  يمكن أن يتحول كل منهما إلى الآخر من خلال التفاعلات الضعيفة مع عدم إنحفاظ الرقم الكوانتي الغريب s ويتضح ذلك من خلال التفاعل  $K^0 \leftrightarrow 2\pi \leftrightarrow \bar{K}^0$ . يظهر هذا الإختلاط بين هاتين الحالتين عن طريق التفاعل الضعيف وذلك من خلال المخططين التاليين:



إن الجسيمات الفيزيائية الملاحظة هي إرتباطات خطية لـ  $K^0$  و  $\bar{K}^0$ ، وتسمى هذه الظاهرة بظاهرة الإختلاط  $K^0 - \bar{K}^0$ .

نعلم أن كل من الزوجية ومرافقة الشحنة غير محفوظتين في التفاعلات الضعيفة، لكن العملية المزدوجة بينهما CP تكون محفوظة تقريبا. من أجل إنحفاظ CP يكون  $q = p$  والحالات الذاتية لـ CP هي:

$$\begin{aligned} |K_1^0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left( |K^0\rangle + |\overline{K^0}\rangle \right) \\ |K_2^0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left( |K^0\rangle - |\overline{K^0}\rangle \right) \end{aligned} \quad (4.82)$$

نعتبر تفككات الكاون غير المشحون إلى  $2\pi$  و  $3\pi$ ، الحالة النهائية  $2\pi$  هي الحالة الذاتية لـ CP المرفقة بالقيمة الذاتية  $cp=1$ . فالتفكك  $K_1^0 \rightarrow 2\pi$  مسموح فقط إذا كان التناظر CP محفوظ، أما التفكك  $K_2^0 \rightarrow 2\pi$  غير مسموح، لكن التفكك  $K_2^0 \rightarrow 3\pi$  مسموح. لوحظ من خلال التجربة أنه يوجد نوعين من الكاون غير المشحون:  $K_S^0$  (مدة حياته قصيرة) و  $K_L^0$  (مدة حياته طويلة). يمكن أن نعرف الحالة الذاتية  $K_1^0$  بـ  $K_S^0$  والحالة  $K_2^0$  بـ  $K_L^0$ ، فإذا كان التناظر CP محفوظ  $K_S^0$  يمكن أن يتفكك إلى الحالتين النهائيتين  $2\pi$  المرفقتين بالقيمة الذاتية  $cp=1$  و  $K_L^0$  يتفكك إلى الحالتين النهائيتين  $3\pi$  المرفقتين بالقيمة الذاتية  $cp=-1$ ، وبالتالي  $\Gamma_S \gg \Gamma_L$  و  $m_S < m_L$ .

الحالات الذاتية للكاون غير المشحون في التفاعلات الضعيفة مع إنحفاظ CP هي:

$$\begin{aligned} |K_S^0\rangle &= |K_1^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left( |K^0\rangle + |\overline{K^0}\rangle \right) \\ |K_L^0\rangle &= |K_2^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left( |K^0\rangle - |\overline{K^0}\rangle \right) \end{aligned} \quad (4.83)$$

مدة حياة كل منهما وفرق كتليتهما [22]:

$$\tau_S = (0.8935 \pm 0.0008) \times 10^{-10} s$$

$$\tau_L = (5.17 \pm 0.04) \times 10^{-8} s$$

$$\Delta\Gamma = \Gamma_S - \Gamma_L = (1.1173 \pm 0.0010) \times 10^{10} s^{-1}$$

$$\Delta m = m_L - m_S = (1.1173 \pm 0.0009) \times 10^{10} \hbar s^{-1}$$

#### 2-4-4- خرق CP في نظام الميزون K

أثبتت البحوث التجريبية أنه من الممكن إختبار خرق التناظر CP في التفكك غير المسموح  $K_L^0 \rightarrow 2\pi$ ، هذا ما أدى إلى إكتشاف خرق CP عام 1964. إذن وجود الكمية الصغيرة لخرق التناظر CP التي تنتج في تفككات  $K^0$ ، تجعل الحالتين الفيزيائيتين  $K_S^0$  و  $K_L^0$  غير متوافقتين مع الحالتين الذاتيتين لـ CP  $K_1^0$  و  $K_2^0$ ، إذ تظهر هذه الكمية عن طريق الإختلاط  $K^0 \Leftrightarrow 2\pi \Leftrightarrow \overline{K^0}$   $\left( \frac{q}{p} \neq 0 \right)$ .

يمكن أن نعبر عن هذا بالوسيط  $\varepsilon$  حيث:

$$\left| \frac{q}{p} \right| = \frac{1-\varepsilon}{1+\varepsilon} \Rightarrow \varepsilon = \frac{p-q}{p+q} \quad (4.85)$$

وتصبح الحالتين  $|K_S\rangle$  و  $|K_L\rangle$  كما يلي:

$$\begin{aligned} |K_S^0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{1+|\varepsilon|}} \left( |K_1^0\rangle + \varepsilon |K_2^0\rangle \right) \\ |K_L^0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{1+|\varepsilon|}} \left( \varepsilon |K_1^0\rangle + |K_2^0\rangle \right) \end{aligned} \quad (4.86)$$

$\varepsilon$  هو وسيط معقد حيث:  $|\varepsilon| = 2 \times 10^{-3}$ .

ويمكن أن نمثل  $|K_S\rangle$  و  $|K_L\rangle$  في قاعدة الذوق (flavour basis)  $|K^0\rangle$  و  $|\bar{K}^0\rangle$  باستعمال العلاقتين التاليتين:

$$\begin{aligned} |K_S^0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2(1+|\varepsilon|^2)}} \left( (1+\varepsilon) |K^0\rangle - (1-\varepsilon) |\bar{K}^0\rangle \right) \\ |K_L^0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2(1+|\varepsilon|^2)}} \left( (1+\varepsilon) |K^0\rangle + (1-\varepsilon) |\bar{K}^0\rangle \right) \end{aligned} \quad (4.87)$$

#### 4-5 أنواع خرق تناظر CP

##### 4-5-1 خرق التناظر CP غير المباشر (Indirect CP violation)

يظهر اللاتناظر (Asymmetry) بظهور كمية صغيرة لخرق التناظر CP في نظام اختلاط الكاون، يسمى هذا عادة بخرق التناظر CP غير المباشر  $\left( \left| \frac{q}{p} \right| \neq 1 \right)$ ، إذ تم قياس هذه الكمية الصغيرة تجريبيا في الإختلاط  $K^0 - \bar{K}^0$  بقياس فرق التذبذب بين  $\bar{K}^0 \rightarrow K^0$  و  $K^0 \rightarrow \bar{K}^0$ . التفككات النصف لبتونية للحالة الابتدائية  $K^0$  ( $\bar{K}^0$ ) يمكن أن تنتج الحالة  $e^-\pi^+\bar{\nu}$  ( $e^+\pi^-\nu$ ) فقط من خلال التذبذب  $K^0 \rightarrow \bar{K}^0$  ( $\bar{K}^0 \rightarrow K^0$ ). ومن قياس نسبي التفكك المتعلقة بالزمن  $R_{e^+}(t)$  و  $R_{e^-}(t)$  يكون اللاتناظر

$$a_{SL}(t) = \frac{\bar{R}_{e^+}(t) - R_{e^-}(t)}{\bar{R}_{e^+}(t) + R_{e^-}(t)} \quad (4.88)$$

بإستعمال المعادلتين (4.48) و (4.49) نجد أن:

$$a_{SL}(t) = \frac{1 - |q/p|^4}{1 + |q/p|^4} \quad (4.89)$$

كما يمكن قياس خرق التناظر CP بقياس اللاتناظر  $\delta$  في التفكك النصف لبنتوني لـ  $K_L^0$

$$\begin{aligned} \delta(\ell) &= \frac{\Gamma(K_L^0 \rightarrow \ell^+ \nu_\ell \pi^-) - \Gamma(K_L^0 \rightarrow \ell^- \bar{\nu}_\ell \pi^+)}{\Gamma(K_L^0 \rightarrow \ell^+ \nu_\ell \pi^-) + \Gamma(K_L^0 \rightarrow \ell^- \bar{\nu}_\ell \pi^+)} \\ &= \frac{|p|^2 - |q|^2}{|p|^2 + |q|^2} \\ &= \frac{2 \operatorname{Re}(\varepsilon)}{1 + |\varepsilon|} \\ &\approx 2 \operatorname{Re}(\varepsilon) \end{aligned} \quad (4.90)$$

حيث:  $\ell$  هو الإلكترون أو الميون (Muon).  
أول ما ظهر خرق التناظر CP بوجود التفكك  $K_L^0 \rightarrow 2\pi$ ، إذ تم قياس اللاتناظر في قناتي

البينونين

(Two - pion channels)، ونعرف الوسيطين  $\eta_{+-}$  و  $\eta_{00}$  :-

$$\eta_{+-} = \frac{\langle \pi^+ \pi^- | H_w | K_L^0 \rangle}{\langle \pi^+ \pi^- | H_w | K_S^0 \rangle}, \quad \eta_{00} = \frac{\langle \pi^0 \pi^0 | H_w | K_L^0 \rangle}{\langle \pi^0 \pi^0 | H_w | K_S^0 \rangle} \quad (4.91)$$

و بدلا من الوسيطين  $\eta_{+-}$  و  $\eta_{00}$  يمكن أن نعرف الوسيطين  $\varepsilon_K$  ( $\varepsilon'_K$ )، إذ من خلالهما يمكن أن نعبر عن مفعولي خرق التناظر CP غير المباشر (المباشر). ومن أجل أن يبقى التناظر CP محفوظ يجب أن يكون  $\eta_{+-} = 0$  و  $\eta_{00} = 0$  ( $\varepsilon_K = 0$ ). حيث تم قياس هذين الوسيطين بإستعمال نسبتي التفكك:

$$\eta_{+-} = \frac{A(K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-)}{A(K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-)}, \quad \eta_{00} = \frac{A(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0)}{A(K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0)} \quad (4.92)$$

وأعطت القياسات التجريبية لهذين الوسيطين :-

$$|\eta_{+-}| = (2.276 \pm 0.014) 10^{-3}$$

$$|\eta_{00}| = (2.286 \pm 0.014) 10^{-3}$$

كما يظهر كذلك خرق التناظر CP غير المباشر بحدوث التفكك  $K_L^0(K_S^0) \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$

$$|\eta_{+-\gamma}| = \frac{A(K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma)}{A(K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma)} = (2.35 \pm 0.07) \times 10^{-3} \quad (4.93)$$

#### 4-5-2- خرق التناظر CP المباشر ( Direct CP violation )

يعرف خرق التناظر CP المباشر:

$$\left| \frac{\overline{A}_f}{A_f} \right| \neq 1 \quad (4.94)$$

في تفككات الميزون المشحون وبغياب الإختلاط، يكون هذا المنبع الوحيد للتناظر CP حيث:

$$a_{f^\pm} = \frac{\Gamma(P^+ \rightarrow f^+) - \Gamma(P^- \rightarrow f^-)}{\Gamma(P^+ \rightarrow f^+) + \Gamma(P^- \rightarrow f^-)} \quad (4.95)$$

و في حدود ساعات التفكك يكون

$$a_{f^\pm} = \frac{1 - \left| \overline{A}_{f^-} / A_{f^+} \right|^2}{1 + \left| \overline{A}_{f^-} / A_{f^+} \right|^2} \quad (4.96)$$

يظهر خرق CP المباشر في التفكك، في نظام الكاون غير المشحون ( $\text{Re } \varepsilon'_K \neq 0$ ). في تفكيك الإيزوسبين ( Isospin decomposition ) للحالتين النهائيةتين لبيونين والذي يعطى بتطبيق خاصية معاملات Clebsch-Gordon :-

$$\begin{aligned} \langle \pi^0 \pi^0 | &= \sqrt{\frac{2}{3}} \langle (\pi\pi), I=2 | - \sqrt{\frac{1}{3}} \langle (\pi\pi), I=0 | \\ \langle \pi^+ \pi^- | &= \sqrt{\frac{1}{3}} \langle (\pi\pi), I=2 | + \sqrt{\frac{2}{3}} \langle (\pi\pi), I=0 | \end{aligned} \quad (4.97)$$

ويمكن فصلهما إلى قناتي الإيزوسبين ( Two isospin channels )

$$\begin{aligned} \langle \pi\pi, I=0 | &= \sqrt{\frac{2}{3}} \langle \pi^+ \pi^- | - \sqrt{\frac{1}{3}} \langle \pi^0 \pi^0 | \\ \langle \pi\pi, I=2 | &= \sqrt{\frac{1}{3}} \langle \pi^+ \pi^- | + \sqrt{\frac{2}{3}} \langle \pi^0 \pi^0 | \end{aligned} \quad (4.98)$$

في هذه الحالة يكون الوسيطين  $\eta_{+-}$  و  $\eta_{00}$  في شكلها البسيط [9]:

$$\eta_{+-} = \frac{\sqrt{2}\langle 0|H_w|K_L^0\rangle + \langle 2|H_w|K_L^0\rangle}{\sqrt{2}\langle 0|H_w|K_S^0\rangle + \langle 2|H_w|K_S^0\rangle} = \frac{\varepsilon_0 + \varepsilon_2}{1 + \omega/\sqrt{2}} \quad (4.99)$$

$$\eta_{00} = \frac{\langle 2|H_w|K_L^0\rangle - \langle 0|H_w|K_L^0\rangle/\sqrt{2}}{\langle 0|H_w|K_S^0\rangle - \langle 0|H_w|K_S^0\rangle/\sqrt{2}} = \frac{\varepsilon_0 - 2\varepsilon_2}{1 - \omega\sqrt{2}}$$

حيث:

$$\varepsilon_0 = \frac{\langle 0|H_w|K_L^0\rangle}{\langle 0|H_w|K_S^0\rangle} \quad (4.100)$$

$$\varepsilon_2 = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\langle 2|H_w|K_L^0\rangle}{\langle 2|H_w|K_S^0\rangle} \quad (4.101)$$

$$\omega = \frac{\langle 2|H_w|K_S^0\rangle}{\langle 0|H_w|K_S^0\rangle} \quad (4.102)$$

فالميزون  $K$  يمتلك الإيزوسبين  $I = \frac{1}{2}$ ، والقاعدة  $|\Delta I| = \frac{1}{2}$  تعني أن التفكك إلى  $|0\rangle$  هو المسيطر إلى على التفكك إلى  $|2\rangle$ ، أي  $\omega \ll 1$  (إنحفاظ التناظر CP). يمكن أن نمثل ساعات التفكك  $K^0 \rightarrow 2\pi$  بـ:

$$\langle 0|H_w|K^0\rangle = A_0 e^{i\delta_0} \quad (4.103)$$

$$\langle 2|H_w|K^0\rangle = A_2 e^{i\delta_2}$$

حيث أن  $\delta_0$  و  $\delta_2$  هما طورى التنقل (Shift phases) لـ  $2\pi$  في قناة الإيزوسبين  $I=0$  و  $I=2$ ، و ينتجان من تفاعلات الحالة النهائية. الطور المصطلح عليه هو الطور الذي من أجله يكون  $A_0$  حقيقي.

$$\text{Im } A_0 = 0 \quad (4.104)$$

باستعمال المعادلات (4.103) و (4.102) و (4.87) يصبح لدينا

$$\begin{aligned}
\varepsilon_2 &= \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\langle 2|H_w|K^0\rangle\langle K^0|K_L^0\rangle + \langle 2|H_w|\overline{K^0}\rangle\langle \overline{K^0}|K_L^0\rangle}{\langle 0|H_w|K^0\rangle\langle K^0|K_S^0\rangle + \langle 0|H_w|\overline{K^0}\rangle\langle \overline{K^0}|K_S^0\rangle} \\
&= \frac{1}{\sqrt{2}} e^{i(\delta_2 - \delta_0)} \frac{A_2 - A_2^* + \varepsilon(A_2 + A_2^*)}{A_0 - A_0^* + \varepsilon(A_0 + A_0^*)} \\
&= \frac{1}{\sqrt{2}} e^{i(\delta_2 - \delta_0)} \frac{\varepsilon \operatorname{Re} A_2 + i \operatorname{Im} A_2}{\operatorname{Re} A_0 + i \varepsilon \operatorname{Im} A_0} \\
&= \frac{i}{\sqrt{2}} \frac{A_2}{A_0} e^{i(\delta_2 - \delta_0)} \sin(\phi_2 - \phi_0) \equiv \varepsilon'
\end{aligned} \tag{4.105}$$

$$\begin{aligned}
\varepsilon_0 &= \frac{\langle 0|H_w|K^0\rangle\langle K^0|K_L^0\rangle + \langle 0|H_w|\overline{K^0}\rangle\langle \overline{K^0}|K_L^0\rangle}{\langle 0|H_w|K^0\rangle\langle K^0|K_S^0\rangle + \langle 0|H_w|\overline{K^0}\rangle\langle \overline{K^0}|K_S^0\rangle} \\
&= \frac{\varepsilon(A_0 + A_0^*) + A_0 - A_0^*}{\varepsilon(A_0 - A_0^*) + A_0 + A_0^*} = \frac{\varepsilon \operatorname{Re} A_0 + i \operatorname{Im} A_0}{i \operatorname{Im} A_0 + \operatorname{Re} A_0} \\
&= \frac{\varepsilon + i \frac{\operatorname{Im} A_0}{\operatorname{Re} A_0}}{1 + i \varepsilon \frac{\operatorname{Im} A_0}{\operatorname{Re} A_0}} = \varepsilon
\end{aligned} \tag{4.106}$$

إنن:

$$\begin{aligned}
\eta_{+-} &= \varepsilon + \varepsilon' \\
\eta_{00} &= \varepsilon - 2\varepsilon'
\end{aligned} \tag{4.107}$$

#### 4-6- الوسيطين $\varepsilon_K$ و $\varepsilon'_K$

الكميتان المقاستان لخرق التناظر CP في تفككات الكاون غير المشحون هما:

$$\eta_{+-} = \frac{\langle \pi^+ \pi^- | H_w | K_L^0 \rangle}{\langle \pi^+ \pi^- | H_w | K_S^0 \rangle}, \quad \eta_{00} = \frac{\langle \pi^0 \pi^0 | H_w | K_L^0 \rangle}{\langle \pi^0 \pi^0 | H_w | K_S^0 \rangle} \tag{4.108}$$

و نعرف من أجل (00) أو (+-) (ij)

$$A_{ij} = \langle \pi^i \pi^j | H_w | K^0 \rangle, \quad \bar{A}_{ij} = \langle \pi^i \pi^j | H_w | \bar{K}^0 \rangle, \quad \lambda_{ij} = \left( \frac{q}{p} \right) \left( \frac{\bar{A}_{ij}}{A_{ij}} \right) \quad (4.109)$$

إن:

$$\eta_{+-} = \frac{1 - \lambda_{+-}}{1 + \lambda_{+-}}, \quad \eta_{00} = \frac{1 - \lambda_{00}}{1 + \lambda_{00}} \quad (4.110)$$

نحصل على الوسيطين  $\eta_{+-}$  و  $\eta_{00}$  من خرق التناظر CP في الإختلاط  $\left( \left| \frac{q}{p} \right| \neq 1 \right)$  ومن التداخل بين التفكك مع وبدون إختلاط ( Interference between decay with and without ) mixing ( $I_m \lambda_{ij} \neq 0$ ) ومن خرق التناظر CP في التفكك  $\left( \frac{\bar{A}_{ij}}{A_{ij}} \neq 1 \right)$ . ونعرف أيضا :

$$A_I = \langle (\pi\pi)_I | H_w | K^0 \rangle, \quad \bar{A}_I = \langle (\pi\pi)_I | H_w | \bar{K}^0 \rangle, \quad \lambda_{ij} = \left( \frac{q}{p} \right) \left( \frac{\bar{A}_I}{A_I} \right) \quad (4.111)$$

ولدينا تجريبيا  $\left| \frac{A_2}{A_1} \right| \approx \frac{1}{20}$

يمكن أن نعبر عن خرق التناظر CP المباشر ( غير المباشر ) بالوسيطين  $\varepsilon'_K$  ( $\varepsilon_K$ ), إذ يعطى التعريف التجريبي للوسيط  $\varepsilon_K$  بالعلاقة [8]

$$\varepsilon_K = \frac{1}{3} (\eta_{00} + 2\eta_{+-}) \quad (4.112)$$

حتى الرتبة صفر في  $\frac{A_2}{A_0}$  يكون لدينا  $\eta_{00} = \eta_{+-} = \varepsilon_K$ , و من ناحية أخرى الإرتباط الخاص (4.112) أختير بحيث تكون العلاقة التالية محققة من أجل الرتبة الأولى في  $\frac{A_2}{A_0}$ :

$$\varepsilon_K = \frac{1 - \lambda_0}{1 + \lambda_0} \quad (4.113)$$

بالتعريف توجد قناة قوية ( Strong channel ) فقط تساهم من أجل  $\lambda_0$ , هذا يعني أنه يوجد خرق للتناظر CP في التفكك (4.113). إنه من المباشرة أن نبين أن  $\text{Re} \varepsilon_K \neq 0$ , ويشير هذا إلى ظهور

خرق التناظر CP في الإختلاط، بينما  $\text{Im}\varepsilon_k \neq 0$  هو ظهور خرق التناظر CP في التداخل بين التفكك مع وبدون إختلاط. إذن واضح أن  $\varepsilon_k \neq 0$  هو ظهور خرق التناظر CP غير المباشر. التعريف التجريبي للوسيط  $\varepsilon_k$  هو

$$\varepsilon_k = \frac{1}{3}(\eta_{+-} - \eta_{00}) \quad (4.114)$$

و الكمية التي تم قياسها تجريبيا هي:

$$\text{Re}\left(\frac{\varepsilon'}{\varepsilon}\right) = \frac{1}{6}\left(1 - \left|\frac{\eta_{00}}{\eta_{+-}}\right|^2\right) \quad (4.115)$$

أما العبارة النظرية هي:

$$\varepsilon'_k \approx \frac{1}{6}(\lambda_{00} - \lambda_{+-}) \quad (4.116)$$

يتجلى بوضوح أن أي نوع من خرق التناظر CP غير متعلق بالحالة النهائية لايساهم في  $\varepsilon'_k$ . نستنتج أنه لا توجد مساهمة من خرق CP في الإختلاط في (4.116). يمكن أن نبين أن  $\text{Re}\varepsilon'_k \neq 0$  وبالتالي ظهور خرق التناظر CP في التفكك، بينما  $\text{Im}\varepsilon'_k \neq 0$  هو ظهور خرق التناظر CP في التداخل بين التفكك مع وبدون إختلاط. إذن  $\varepsilon'_k \neq 0$  هو ظهور لخرق التناظر CP المباشر والذي يتطلب.

#### 7-4- الوسيط $\varepsilon_k$ في النموذج المعياري

تعطى العلاقة النظرية التقريبية لملاحظ خرق التناظر CP في النظام  $K^0$   $\varepsilon_k$  الذي يتناسب مع الجزء التخيلي  $\text{Im}(M_{12})$  لمخطط العلبة للعبلة (Box graph) (أنظر الشكل 6) [16]:

$$\varepsilon_k \equiv \frac{\text{Im}(M_{12})}{\Delta m} \quad (4.117)$$

$\Delta m$  هو فرق الكتلة بين  $K_S$  و  $K_L$  أين  $m_S - m_L = 2 \text{Re}M_{12}$ . المصدر الأساسي للتفسير النظري لـ  $\varepsilon_k$  هي قيم عناصر المصفوفة  $\langle K^0 | (sd)_{V-A} | K^0 \rangle$ ، ولحساب  $\text{Im}M_{12}$  نستعمل العلاقة:

$$M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12} = \frac{\langle K^0 | H^{\text{eff}} | K^0 \rangle}{2M_{12}} \quad (4.118)$$

حيث:  $H^{eff} = -I_{\Delta_{s=2}}^{eff}$

$$L_{\Delta_{s=2}}^{eff} = \frac{g^4}{2^9 \pi^2 M_w^2} \left( s\gamma_\alpha (1 + \gamma_s) d \right)^2 \eta_1 m_c^2 V_{cs}^2 V_{cd}^{*2} \quad (4.119)$$

g هو ثابت الربط للزمرة  $SU(2)$ ،  $\frac{g^2}{8M_w^2} = G_f/\sqrt{2}$ ، و  $\eta_1$  معامل تصحيح QCD. ولحساب عناصر المصفوفة نستعمل الفراغ و نحصل على

$$\begin{aligned} \langle K^0 | \bar{s}\gamma_\alpha (1 + \gamma_s) d \bar{s}\gamma_\alpha (1 + \gamma_s) d | K^0 \rangle &= \frac{8}{3} B_K \langle K^0 | \bar{s}\gamma_\alpha (1 + \gamma_s) d | 0 \rangle \langle 0 | \bar{s}\gamma_\alpha (1 + \gamma_s) d | K^0 \rangle \\ &= -\frac{8}{3} B_K f_K^2 m_K^2 \end{aligned} \quad (4.120)$$

في النموذج المعياري تحسب  $\text{Im} M_{12}$  من أجل العلبة ( أنظر الشكل 6 ) والذي يعطى بـ:

$$\text{Im} M_{12} = \frac{G_f^2 m_w^2 f_K^2 B_K m_K}{12\pi^2} \text{Im}(loop) \quad (4.121)$$

$f_K$  و  $B_K$  هي معاملات التفكك و  $\text{Im}(loop)$  هو الجزء التخيلي لسعة التفكك للتصحيح الإثعاعي من الرتبة الأولى ويعطى هذا الأخير بالعلاقة التالية [16]

$$\text{Im}(loop) = \text{Im}(\lambda_c^2 f(m_c) + \lambda_t^2 f(m_t) + \lambda_c \lambda_t f(m_c, m_t)) \quad (4.122)$$

وبالتالي تكون العبارة النظرية لـ  $\varepsilon_K$  كالتالي

$$\varepsilon_K = \frac{G_f^2 m_w^2 f_K^2 B_K m_K}{12\pi^2 \Delta m_K} \text{Im}(\lambda_c^2 f(m_c) + \lambda_t^2 f(m_t) + \lambda_c \lambda_t f(m_c, m_t)) \quad (4.123)$$

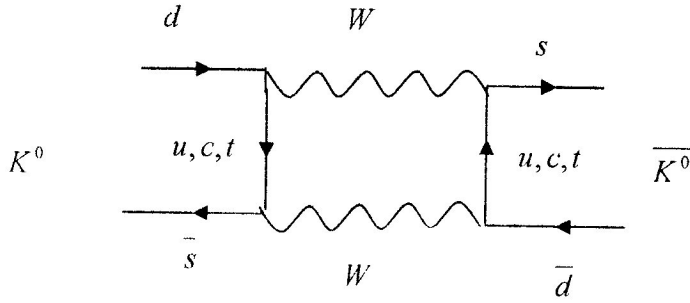
هي دوال تعطى بـ:  $f(x)$  و  $\lambda_q \equiv V_{qd} V_{qs}^*$

$$f(x) = \frac{x}{(1-x)x} \left( 1 - \frac{11x}{4} + \frac{x^2}{4} - \frac{3x^2 \ln(x)}{2(1-x)} \right) \quad (4.124)$$

$$f(x, y) = xy \left( \frac{-3}{4(1-x)(1-y)} + \frac{\ln(y) \left( 1 - 2y + \frac{y^2}{4} \right)}{(y-x)(1-y)^2} + \frac{\ln(x) \left( 1 - 2x + \frac{x^2}{4} \right)}{(x-y)(1-x)^2} \right) \quad (4.125)$$

حيث أن  $x_i = \frac{m_i}{M_w}$

في النموذج المعياري مساهمة الكوارك الفاتن والقاعدي بصورة تقريبية مساوية للجزء التخيلي للحلقة، والقيمة المقاسة من أجل  $\epsilon_K$  تضع كبح ( Constraint ) على الوسيطين  $\rho$  و  $\eta$  لمصفوفة CKM.



الشكل 6: مخطط العلية ( Box graph ) من أجل الاختلاط  $K^0 - \bar{K}^0$  في النموذج المعياري

## الفصل الخامس

### خرق التناظر CP في النموذج المعياري غير التبادلي

#### 1-5- مقدمة

عرفنا في فصل سابق أن مصدر خرق التناظر CP في النموذج المعياري هو طور مصفوفة CKM. لكنه عجز على تفسير كمية خرق التناظر CP الصغيرة. من أجل هذا ومن خلال هذا الفصل نقوم بدراسة خرق التناظر CP في النموذج المعياري غير التبادلي.

#### 2-5- الزمان- مكان غير التبادلي

فكرة الزمان- مكان غير التبادلي في المسافات القصيرة ليست بالأمر الجدد ويمكن أن نرجعها إلى Heisenberg و Pauli و Snyder إذ أخذت هذه الفكرة بأكثر جدية مؤخرا لأن الإحداثيات غير التبادلية وجدت في النهاية الخاصة لنظرية الأوتار [21]. مع ذلك فهي ليست الدافع الوحيد لدراسة نظريات Yang-Mills في الفضاء غير التبادلي. في الأيام الأولى لنظرية الحقول الكوانتية، كان يعتقد أن انقطاع أساسي قد يكون مهما لتعديل اللامتناهيات الظاهرة في هذه النظريات. و في يومنا هذا فهتمت النظرية العيارية التي تصف التفاعلات القوية والضعيفة القابلة لإعادة التقنين وبالتالي إلغاء اللامتناهيات الظاهرة، لكن ما زال مهما أن يكون انقطاعا أساسيا لوضع مفهوم للنظرية الكوانتية للجاذبية [21].

يعرف الزمان-مكان غير التبادلي بتغيير إحداثيات الزمان-مكان العادي  $x_\mu$  بالمؤثرات الهرميتية  $\hat{x}_\mu$  والتي لا تتبادل فيما بينها [21]:

$$[\hat{x}_\mu, \hat{x}_\nu] = \hat{x}_\mu * \hat{x}_\nu - \hat{x}_\nu * \hat{x}_\mu = i\theta_{\mu\nu}, \quad \theta_{\mu\nu} \in C \quad (5.1)$$

$\theta_{\mu\nu}$  هو وسيط التشوه ( Deformation parameter ) ضد متناظر  $(\theta_{\mu\nu} = -\theta_{\nu\mu})$ ، و نحصل على الزمان-مكان العادي عند النهاية  $\theta_{\mu\nu} \rightarrow 0$ .

نلاحظ أن  $\theta_{\mu\nu}$  له أبعاد طول - مربعة ( Length-squared )، والتفسير الفيزيائي لهذا هو أن  $\theta_{\mu\nu}$  هو أصغر رقعة ( Patch ) للمساحة في المستوي  $\mu\nu$  [17]، إذ يمانل الدور الذي يلعبه  $\hbar$  في

$$[\hat{x}_i, \hat{x}_j] = i\hbar\delta_{ij}$$

العلاقة (5.1) تدل ضمنا على انكسار صمود Lorentz ( Lorentz covariance ). علاقات الارتباب

من أجل إحداثيات الزمان-مكان تعطى:-

$$\Delta x^\mu \Delta x^\nu \geq \frac{1}{2} |\theta^{\mu\nu}| \quad (5.2)$$

التي تعرف بعلاقة الإرتياب الشهيرة لـ Heisenberg. إستعملنا الرمز \* في العلاقة (5.1) بين مؤثرات الإحداثيات والذي يسمى بالضرب نجمة (Star product) الذي يعرف بالعلاقة التالية [19]:

$$(f * g)(x) = \frac{1}{(2\pi)^n} \int d^n k d^n p e^{i((k_\nu + p_\nu)x^\nu - \frac{1}{2}k_\mu \theta^{\mu\nu} p_\nu)} f(k)g(p) \\ = e^{\left(\frac{i}{2}\theta^{\mu\nu} \frac{\partial}{\partial \xi^\mu} \frac{\partial}{\partial \eta^\nu}\right)} f(x + \xi)g(x + \eta) \Big|_{\xi=\eta=0} \quad (5.3)$$

من أجل التكامل العادي  $\int d^n x f(x)$ ، هذا الأخير يمكن أن تكون له الخاصية التالية

$$\int d^n x (f * g)(x) = \int d^n x (g * f)(x) = \int d^n x f(x)g(x) \quad (5.4)$$

### 3-5- الحقول العيارية (Gauge Fields) في الزمان-مكان غير التبديلي

يمكن أن نعبر عن الحقول غير التبديلية  $\hat{A}$ ، و  $\hat{\psi}$  وسيط جوج غير البيديلي  $\hat{\Lambda}$  بدلالة الحقول التبديلية  $A$ ،  $\psi$ ،  $\Lambda$  والوسيط غير التبديلي  $\theta$ ، يسمى هذا بتطبيق (SW) Seiberg-Witten (SW maps) عند الرتبة الأولى لـ  $\theta$  لدينا [20]:

$$\hat{A}_\xi[A, \theta] = A_\xi + \frac{1}{4}\theta^{\mu\nu} \{A_\nu, \partial_\mu A_\xi\} + \frac{1}{4}\theta^{\mu\nu} \{F_{\mu\xi}, A_\nu\} + O(\theta^2) \quad (5.5)$$

$$\hat{\psi}[\psi, A] = \psi + \frac{1}{2}\theta^{\mu\nu} \rho_\psi(A_\nu) \partial_\mu \psi + \frac{i}{8}\theta^{\mu\nu} [\rho_\psi(A_\mu), \rho_\psi(A_\nu)] \psi + O(\theta^2) \quad (5.6)$$

$$\hat{\Lambda}[\Lambda, A] = \Lambda + \frac{1}{4}\theta^{\mu\nu} \{A_\nu, \partial_\mu \Lambda\} + O(\theta^2) \quad (5.7)$$

و يعرف تحويل جوج العادي للحقول التبديلية بـ [20]:

$$\delta A_\mu = \partial_\mu \Lambda + i[\Lambda, A_\mu] \\ \delta \psi = i\rho_\psi(\Lambda)\psi \quad (5.8)$$

في الزمان-مكان غير التبديلي يكون التحويل العياري المحلي العنصري لحقل المادة الممثل

$\rho_\psi \rightarrow$

$$\hat{\delta} \hat{\psi} = i\rho_\psi(\hat{\Lambda}) * \hat{\psi} \quad (5.9)$$

ففي الحالة التبديلية التمثيل يثبت بفرض الشحنة، و في الحالة غير التبديلية  $\psi$  هي عبارة عن شعاع و  $\rho_\nu(\hat{\Lambda})$  مصفوفة.

في التماثل الكامل ( Complete analogy ) للمشتقات محافظة الشكل للنظرية العيارية العادية نحتاج إلى إدخال الإحداثيات محافظة الشكل  $X^\mu = x^\mu + \theta^{\mu\nu} \hat{A}_\nu$ ، أين  $\hat{A}_\nu$  تماثل غير تبديلي للكمون العياري مع خاصية التحويل التالية

$$\delta \hat{A}_\mu = \partial_\mu \hat{\Lambda} + i[\hat{\Lambda}, * \hat{A}_\mu] \quad (5.10)$$

نعرف الحقل التتسوري غير التبديلي  $\hat{F}$  بـ [20]:

$$\begin{aligned} \hat{F}_{\mu\nu} &= \partial_\mu \hat{A}_\nu - \partial_\nu \hat{A}_\mu - i[\hat{A}_\mu, * \hat{A}_\nu] \\ \delta \hat{F}_{\mu\nu} &= i[\hat{\Lambda}, * \hat{F}_{\mu\nu}] \end{aligned} \quad (5.11)$$

وكلا الحقلين غير التبدليين  $\hat{A}$  و  $\hat{F}$  هرمتيان:  $\hat{F}_{\mu\nu}^+ = \hat{F}_{\mu\nu}$  و  $\hat{A}_\mu^+ = \hat{A}_\mu$ .  
نعرف المشتقة محافظة الشكل بـ:

$$\hat{D}_\mu \hat{\psi} = \partial_\mu \hat{\psi} - i\rho_\nu(\hat{A}_\mu) * \hat{\psi} \quad (5.12)$$

الكمون العياري التبدلي  $A$  و الوسيط العياري  $\Lambda$  ينتميان إلى جبر Lie أي أن  $A = A_a T^a$  و  $\Lambda = \Lambda_a T^a$ . ينتج أن  $\hat{A}$  و  $\hat{\Lambda}$  ينتميان جبر Lie الشامل ( Enveloping algebra ). درجات حرية  $\hat{A}$  هي نفسها درجات حرية  $A$  فيكون  $\hat{A} = A_a T^a$  و  $\hat{\Lambda} = \Lambda_a T^a$ . أيضا  $\hat{F}$  ينتمي إلى الجبر الشامل ويمكن أن نكتب

$$\hat{F}_{\mu\nu} = \sum_{s=1}^{\infty} \sum_{a_1 \dots a_s} f_{\mu\nu}^{(a_1 \dots a_s)}(\theta, \partial, A^{(s)}) T^{a_1} T^{a_2} \dots T^{a_s} \quad (5.13)$$

هي دالة متجانسة.

يمكن أن نعتم (5.6) إلى حالة الحقل  $\Phi$  الذي يتحول يسارا و يمينا بالنسبة إلى تحويلات زمريتين كفييتين مع الكمونين العياريين  $A_\mu$  و  $A'_\mu$  وبالتالي لدينا

$$\hat{\Phi} \equiv \hat{\Phi}[\Phi, A, A'] \quad (5.14)$$

ويعطى بتطبيق SW

$$\hat{\Phi}[\Phi, A, A'] = \Phi + \frac{1}{2}\theta^{\mu\nu} A_\nu \left( \partial_\mu \Phi - \frac{i}{2}(A_\mu \Phi - \Phi A'_\mu) \right) + \frac{1}{2}\theta^{\mu\nu} \left( \partial_\mu \Phi - \frac{i}{2}(A_\mu \Phi - \Phi A'_\mu) \right) A'_\nu + O(\theta^2) \quad (5.15)$$

ويتحول على الشكل

$$\delta\hat{\Phi} = i\hat{\Lambda} * \hat{\Phi} - i\hat{\Phi} * \hat{\Lambda}' \quad (5.16)$$

حيث أن التحويلات العادية تعطى بـ:

$$\begin{aligned} \delta\Phi &= i\Lambda\Phi - i\Phi\Lambda' \\ \delta A_\nu &= \partial_\nu \Lambda + i[\Lambda, A_\nu] \\ \delta A'_\nu &= \partial_\nu \Lambda' + i[\Lambda', A'_\nu] \end{aligned} \quad (5.17)$$

المشتقة محافظة الشكل من أجل  $\hat{\Phi}$  هي

$$\hat{D}_\mu \hat{\Phi} = \partial_\mu \hat{\Phi} - i\hat{A}_\mu * \hat{\Phi} + i\hat{\Phi} * \hat{A}'_\mu \quad (5.18)$$

لبناء ارتباطات Yukawa العيارية محافظة الشكل (Gauge covariant Yukawa couplings) نحتاج إلى تطبيق S-W. حقل Higgs الكلاسيكي  $\Phi$  له شحنة  $U(1)$  ( $Y = \frac{1}{2}$ ) وليس له شحنة اللون (Color charge) أين  $\Phi$  يتبادل مع الوسائط العيارية الكلاسيكية للزمرتين  $U(1)$  و  $SU(3)$ . في الحالة غير التبادلية  $\Phi$  لا يتبادل مع هذه الوسائط لأن كلا من  $\Phi$  و الوسائط هي دوال في الزمان-مكان وبالتالي لا تتبادل فيما بينها. الحقل غير التبادلي  $\hat{\Phi}$  له عموماً شحنة الزمرة  $U(1)$  وليس له شحنة اللون، لكن التمثيلات على اليسار (التأثير  $A_\mu$ ) وعلى اليمين (التأثير  $A'_\mu$ ) ورثت (Inherit) من الفرميونات على اليمين و على اليسار لـ Higgs في ارتباطات Yukawa.

#### 4-5- تحويلات C و P و CP

عرفنا من خلال الفصل الثاني هذه التحويلات بالنسبة لسبينور Dirac التبادلي. أما الآن سننتقل إلى هذه التحويلات بالنسبة لسبينور Dirac غير التبادلي  $\hat{\psi}$  ذات أربع مركبات والذي يمكن أن نفككه إلى  $\hat{\psi}_R$  و  $\hat{\psi}_L$  [18] اللتان تأخذان العبارة التالية

$$\begin{aligned}\hat{\psi}_L &= SW[\psi_L, \rho_{\psi_L}(A), \theta, \partial, i] \\ \hat{\psi}_R &= SW[\psi_R, \rho_{\psi_R}(A), \pm\theta, \partial, i]\end{aligned}\quad (5.19)$$

من أجل الاختيار  $\theta +$  يمكن أن نكتب  $\hat{\psi} = SW[\psi, A, \theta, \partial, i]$ ، مع هذا الاختيار الكمون العياري  $A$  والوسيط غير التبادلي  $\theta$  يظهر مع نفس الإشارة في  $\psi_L$  و  $\psi_R$  [21] وبالتالي تكون

$$\hat{\psi}_R = SW[\psi_R, \rho_{\psi_R}(A), -\theta, \partial, i] \Leftrightarrow \hat{\psi}_L^C = SW[\psi_L^C, \rho_{\psi_L^C}(A), +\theta, \partial, i] \quad (5.20)$$

لدينا إذن مع الاختيار  $\theta -$  في (4.19) كل من الفرميونات اليسارية  $\hat{\psi}_L$  و  $\psi_L$  ترفق مع  $\theta$ ، بينما اليمينية  $\hat{\psi}_R$  و  $\psi_R$  ترفق مع  $\theta -$

$$\begin{aligned}\hat{\psi}_L^C &= SW[-i\sigma_2\psi_R^*, \rho_{\psi_R^*}(A), \theta, \partial, i] = -i\sigma_2 SW[\psi_R^*, \rho_{\psi_R^*}(A), \theta, \partial, i] \\ &= -i\sigma_2 \overline{SW[\psi_R, \rho_{\psi_R}(A), -\theta, \partial, i]} \\ &= -i\sigma_2 \hat{\psi}_R^*\end{aligned}\quad (5.21)$$

يكون تحويل P و C للسبنور

$$\hat{\psi}_L^P = SW[\psi_L^P, \rho_{\psi_L^P}(A^P), \theta^P, \partial^P, i] \quad , \quad \hat{\psi}_R^P = SW[\psi_R^P, \rho_{\psi_R^P}(A^P), \sigma_{\psi_R}(\theta^P), \partial^P, i] \quad (5.22)$$

$$\hat{\psi}_L^C = SW[\psi_L^C, (\rho_{\psi_L}(A))^C, \theta^C, \partial^C, i] \quad , \quad \hat{\psi}_R^C = S[\psi_R^C, (\rho_{\psi_R}(A^P))^C, \sigma_{\psi_R}(\theta^C), \partial, i] \quad (5.23)$$

حيث:  $\sigma_{\psi_R}(\theta) = \pm\theta$

و

$$\hat{\rho}_{\psi_L}(A)^P = \hat{A}[\rho_{\psi_L}(A^P), \theta^P, \partial^P, i] \quad , \quad \hat{\rho}_{\psi_L}(A)^C = \hat{A}[(\rho_{\psi_L}(A))^C, \theta^C, \partial, i] \quad (5.24)$$

$$\hat{\rho}_{\psi_R}(A)^P = \hat{A}[\rho_{\psi_R}(A^P), \sigma_{\psi_R}(\theta^P), \partial^P, i] \quad , \quad \hat{\rho}_{\psi_R}(A)^C = \hat{A}[(\rho_{\psi_R}(A))^C, \sigma_{\psi_R}(\theta^C), \partial, i] \quad (5.25)$$

من أجل الاختيار  $\theta +$  يكون تحويل الزوجية ومرافقة الشحنة كما يلي:

$$\hat{\psi}_L^P SW[\psi_R, \rho_{\psi_L}(A^P), \theta^P, \partial^P, i] = SW[\psi_R, \rho_{\psi_R}(A), \theta, \partial, i] = \hat{\psi}_R \quad (5.26)$$

$$\hat{\psi}_L^C = SW [\psi_L^C, -\overline{\rho_{\psi_L}(A)}, \theta^C, \partial, i] = -i\sigma_2 SW [\psi_R^*, \rho_{\psi_R}(A), -\theta, \partial, i] = -i\sigma_2 \hat{\psi}_R^* \quad (5.27)$$

$$\begin{aligned} \hat{\psi}_L^P &= \hat{\psi}_R & \hat{\psi}_R^P &= \hat{\psi}_L \\ \hat{A}_\mu^P &= \begin{cases} \hat{A}_0 \\ -\hat{A}_i \end{cases} & \hat{\Lambda}^P &= \hat{\Lambda} \\ \theta_{\mu\nu}^P &= \theta_{\mu\nu} \end{aligned} \quad (5.28)$$

$$\begin{aligned} \hat{\psi}_L^C &= -i\sigma_2 \hat{\psi}_R^* & \hat{\psi}_R^C &= i\sigma_2 \hat{\psi}_L^* \\ \hat{\Lambda}^C &= -\overline{\hat{\Lambda}} & \hat{\Lambda}^C &= -\overline{\hat{\Lambda}} \\ \theta_{\mu\nu}^C &= -\theta_{\mu\nu} \end{aligned} \quad (5.29)$$

وأخيرا يكون تحويل CP بدون ارتباط باختيار  $\pm\theta$

$$\hat{\psi}_L^{CP} = i\sigma_2 \hat{\psi}_L^*, \quad \hat{\psi}_R^{CP} = -i\sigma_2 \hat{\psi}_R^*, \quad \hat{A}_\mu^{CP} = \begin{cases} -\overline{\hat{A}}_0 \\ \overline{\hat{A}}_i \end{cases}, \quad \hat{\Lambda}^{CP} = -\overline{\hat{\Lambda}} \quad (5.30)$$

## 5-5- النموذج المعياري غير التبادلي

عرفنا من خلال الفصل الأول النموذج المعياري العادي ، كما عرفنا أيضا بنية لاغرانجيان هذا النموذج. أما في هذا المحور سنتطرق إلى بنية النموذج المعياري في الزمان-مكان غير التبادلي. الفعل الإجمالي للنموذج المعياري غير التبادلي  $S_{NCSM}$  هو

$$S_{NCSM} = S_{fermions} + S_{gauge} + S_{Higgs} + S_{Yukawa} \quad (5.31)$$

يمكن أن نكتب هذا الأخير في الحالة المتراسة

$$\begin{aligned}
S_{\text{VCSM}} = & \int d^4x \sum_{i=1}^3 \bar{\psi}_L^{(i)} * i\hat{D}\hat{\psi}_L^{(i)} + \int d^4x \sum_{i=1}^3 \bar{\psi}_R^{(i)} * i\hat{D}\hat{\psi}_R^{(i)} - \int d^4x \frac{1}{2g'} \text{tr}_1 \hat{F}_{\mu\nu} * \hat{F}^{\mu\nu} \\
& - \int d^4x \frac{1}{2g} \text{tr}_2 \hat{F}_{\mu\nu} * \hat{F}^{\mu\nu} - \int d^4x \frac{1}{2g_s} \text{tr}_3 \hat{F}_{\mu\nu} * \hat{F}^{\mu\nu} \\
& + \int d^4x \left( \rho_0 (\hat{D}_\mu \hat{\Phi})^\dagger * \rho_0 (\hat{D}^\mu \hat{\Phi}) - \mu^2 \rho_0 (\hat{\Phi})^\dagger * \rho_0 (\hat{\Phi}) - \lambda \rho_0 (\hat{\Phi})^\dagger * \rho_0 (\hat{\Phi}) * \rho_0 (\hat{\Phi}) * \rho_0 (\hat{\Phi}) \right) \\
& + \int d^4x \left( - \sum_{i,j=1}^3 W^{\eta} \left( \left( \bar{I}_L^{(i)} * \rho_L (\hat{\Phi}) \right) * \hat{e}_R^{(j)} + \bar{e}_R^{(i)} * \left( \rho_L (\hat{\Phi})^\dagger * \hat{I}_L^{(j)} \right) \right) \right) \\
& + \int d^4x \left( - \sum_{i,j=1}^3 G_u^{\eta} \left( \left( \bar{Q}_L^{(i)} * \rho_{\bar{Q}} (\hat{\Phi}) \right) * \hat{u}_R^{(j)} + \bar{u}_R^{(i)} * \left( \rho_{\bar{Q}} (\hat{\Phi})^\dagger * \hat{Q}_L^{(j)} \right) \right) \right) \\
& + \int d^4x \left( - \sum_{i,j=1}^3 G_d^{\eta} \left( \left( \bar{Q}_L^{(i)} * \rho_Q (\hat{\Phi}) \right) * \hat{d}_R^{(j)} + \bar{d}_R^{(i)} * \left( \rho_Q (\hat{\Phi})^\dagger * \hat{Q}_L^{(j)} \right) \right) \right)
\end{aligned} \tag{5.32}$$

حيث :  $\bar{\Phi} = i\sigma_2 \Phi^*$  و  $W^\eta$  ،  $G^{\eta}$  و  $G'^{\eta}$  هي روابط Yukawa. التمثيلات  $\rho_L$  ،  $\rho_Q$  و  $\rho_{\bar{Q}}$  للكُمون  $V_\mu$  و  $V'_\mu$  التي تظهر في تطبيق SW بالنسبة لـ Higgs هي للفرميونات اليسارية واليمينية لـ Higgs في ارتباطات Yukawa والتي تعطى بـ:

$$\rho_L (\hat{\Phi} [\phi, V_\mu, V'_\nu]) = \hat{\Phi} \left[ \phi, -\frac{1}{2} g' A_\mu + g B_\mu^a T_L^a, g' A_\nu \right] \tag{5.33}$$

$$\rho_Q (\hat{\Phi} [\phi, V_\mu, V'_\nu]) = \hat{\Phi} \left[ \phi, \frac{1}{6} g' A_\mu + g B_\mu^a T_L^a + g_s G_\mu^a T_s^a, \frac{1}{3} g' A_\nu - g_s G_\nu^a T_s^a \right] \tag{5.34}$$

$$\rho_{\bar{Q}} (\hat{\Phi} [\phi, V_\mu, V'_\nu]) = \hat{\Phi} \left[ \phi, \frac{1}{6} g' A_\mu + g B_\mu^a T_L^a + g_s G_\mu^a T_s^a, -\frac{2}{3} g' A_\nu - g_s G_\nu^a T_s^a \right] \tag{5.35}$$

التمثيل  $\rho_0$  للكُمون العياري للحد الحركي لـ Higgs وفي كُمون Higgs:

$$\rho_0 (\hat{\Phi} [\phi, V_\mu, V'_\nu]) = \hat{\Phi} \left[ \phi, \frac{1}{2} g' A_\mu + g B_\mu^a T_L^a, 0 \right] \tag{5.36}$$

نعرف البوزون العياري  $V_\mu$  للزمرة  $G_{SM}$  :-

$$V_\mu = g'A_\mu(x)Y + g\sum_{a=1}^3 B_{\mu a}(x)T_L^a + g_s\sum_{b=1}^8 G_{\mu b}(x)T_s^b \quad (5.37)$$

والوسيط العياري  $\Lambda$  التبديلي :-

$$\Lambda = g'\alpha(x)Y + g\sum_{a=1}^3 \alpha_a^L(x)T_L^a + g_s\sum_{b=1}^8 \alpha_b^s(x)T_s^b \quad (5.38)$$

أين  $Y$  ،  $T_L^a$  و  $T_s^b$  هي مولدات الزمر  $U_Y(1)$  ،  $SU_L(2)$  و  $SU_C(3)$  على الترتيب. أما وسيط جوج غير البديلي  $\hat{\Lambda}$  يعطى عن بتطبيق SW :-

$$\hat{\Lambda} = \Lambda + \frac{1}{4}\theta^{\mu\nu}\{V_\nu, \partial_\mu V\} + O(\theta^2) \quad (5.39)$$

وتطبيق S-W العياري من أجل شعاع البوزون غير التبديلي  $\hat{V}_\mu$  يكون

$$\hat{V}_\nu = V_\nu + \frac{1}{2}\theta^{\mu\nu}\{V_\nu, \partial_\mu V_\nu\} + \frac{1}{4}\{F_{\mu\nu}, V_\nu\} + O(\theta^2) \quad (5.40)$$

من أجل الحقل اللبوني  $L_L^{(i)}$  في التمثيل الأساسي لـ  $U_Y(1)$  و  $SU_L(2)$  ، لدينا العبارة التالية

$$\hat{L}_L^{(i)}[A, B] = L_L^{(i)} + L_L^{(i)'}[A, B] + O(\theta^2) \quad (5.41)$$

مع أن

$$\hat{L}_L^{(i)'}[A, B] = -\frac{1}{2}g'\theta^{\mu\nu}A_\mu\partial_\nu L_L^{(i)} - \frac{1}{2}g\theta^{\mu\nu}B_\mu\partial_\nu L_L^{(i)} + \frac{i}{4}\theta^{\mu\nu}(g'A_\mu + gB_\mu)(g'A_\nu + gB_\nu)L_L^{(i)} \quad (5.42)$$

و

$$L_L^{(i)} = \begin{pmatrix} \nu_L^{(i)} \\ e_L^{(i)} \end{pmatrix}$$

أين  $A_\mu$  هو الحقل العادي لـ  $U_Y(1)$  و  $B_\mu = B'_\mu T_L^1$  هي الحقول العادية لـ  $SU_L(2)$  و  $G_\mu = G'_\mu T_L^1$  هي الحقول العادية لـ  $SU_C(3)$ .

من أجل الحقول اللبونية اليمينية يكون لدينا

$$\begin{aligned}\hat{e}_R^{(i)}[A] &= e_R^{(i)} + e_R^{(i)1}[A] + O(\theta^2) \\ e_R^{(i)1}[A] &= -\frac{1}{2}g'\theta^{\mu\nu} A_\mu \partial_\nu e_R^{(i)}\end{aligned}\quad (5.43)$$

أما من أجل قطاع الكوارك، تكون الثنائيات  $\hat{Q}^{(i)}$  على الشكل التالي

$$\hat{Q}_L^{(i)}[A, B, G] = Q_L^{(i)} + Q_L^{(i)1}[A, B, G] + O(\theta^2) \quad (5.44)$$

حيث:

$$\begin{aligned}Q_L^{(i)1}[A, B, G] &= -\frac{1}{2}g'\theta^{\mu\nu} A_\mu \partial_\nu Q_L^{(i)} - \frac{1}{2}g\theta^{\mu\nu} B_\mu \partial_\nu Q_L^{(i)} - \frac{1}{2}g_s\theta^{\mu\nu} G_\mu \partial_\nu Q_L^{(i)} \\ &+ \frac{i}{4}\theta^{\mu\nu}(g'A_\mu + gB_\mu + g_sG_\mu)(g'A_\nu + gB_\nu + g_sG_\nu)Q_L^{(i)}\end{aligned}\quad (5.45)$$

و

$$Q_L^{(i)} = \begin{pmatrix} u_L^{(i)} \\ d_L^{(i)} \end{pmatrix}$$

في حالة الكواركات اليمينية الفوقية  $\hat{u}_R^{(i)}$ :

$$\hat{u}_R^{(i)}[A, G] = u_R^{(i)} + u_R^{(i)1}[A, G] + O(\theta^2) \quad (5.46)$$

حيث أن:

$$\begin{aligned}u_R^{(i)1}[A, G] &= -\frac{1}{2}g'\theta^{\mu\nu} A_\mu \partial_\nu u_R^i - \frac{1}{2}g_s\theta^{\mu\nu} G_\mu \partial_\nu u_R^i \\ &+ \frac{i}{4}\theta^{\mu\nu}(g'A_\mu + g_sG_\mu)(g'A_\nu + g_sG_\nu)u_R^i\end{aligned}\quad (5.47)$$

أما من أجل الكواركات اليمينية السفلية  $\hat{d}_R^{(i)}$ :

$$\hat{d}_R^{(i)}[A, G] = d_R^{(i)} + d_R^{(i)1}[A, G] + O(\theta^2) \quad (5.48)$$

مع أن:

$$d_R^{(i)} = -\frac{1}{2} g' \theta^{\mu\nu} A_\mu \partial_\nu d_R^i - \frac{1}{2} g_s \theta^{\mu\nu} G_\mu \partial_\nu d_R^i + \frac{i}{4} \theta^{\mu\nu} (g' A_\mu + g_s G_\mu) (g' A_\nu + g_s G_\nu) d_R^i \quad (5.49)$$

أما الحقل التنسوري  $\hat{F}_{\mu\nu} = \partial_\mu \hat{V}_\nu - \partial_\nu \hat{V}_\mu - i[\hat{V}_\mu, \hat{V}_\nu]$  فله العبارة التالية

$$\hat{F}_{\mu\nu} = F_{\mu\nu} + F_{\mu\nu}^1 + O(\theta^2) \quad (5.50)$$

$$F_{\mu\nu}^1 = g' F_{\mu\nu}^Y + g F_{\mu\nu}^L + g_s F_{\mu\nu}^S \quad (5.51)$$

أين  $F_{\mu\nu}^Y$  هو الحقل التنسوري الموافق للزمرة (1)  $U_Y$ ،  $F_{\mu\nu}^L$  و  $F_{\mu\nu}^S$  هما الحقلين الموافقين للزمريتين  $SU_L(2)$  و  $SU_C(3)$  على الترتيب. الرتبة الرئيسية للتصحيح في  $\theta$  تعطى بـ:

$$F_{\mu\nu}^1 = \frac{1}{2} \theta^{\alpha\beta} \{F_{\mu\alpha}, F_{\nu\beta}\} - \frac{1}{4} \theta^{\mu\nu} \{V_\alpha, (\partial_\beta + D_\beta) F_{\mu\nu}\} \quad (4.52)$$

حيث:

$$D_\beta F_{\mu\nu} = \partial_\beta F_{\mu\nu} - i[V_\beta, F_{\mu\nu}] \quad (5.53)$$

عبارة الرتبة الرئيسية من أجل الحقل  $V$  تعطى بـ:

$$\hat{V}_\mu = V_\mu + i\Gamma_\mu + O(\theta^2) \quad (5.54)$$

أين

$$\Gamma_\mu = i \frac{1}{4} \theta^{\mu\nu} \{g' A_\alpha + g B_\alpha + g_s G_\alpha, g \partial_\beta A_\mu + g \partial_\beta B_\mu + g_s \partial_\beta G_\mu + g' F_{\beta\mu}^Y + g F_{\beta\mu}^L + g_s F_{\beta\mu}^S\} \quad (5.55)$$

إذن بالنسبة إلى قطاع البوزونات العيارية يكون الفعل  $S_{gauge}$ :

$$\begin{aligned}
S_{gauge} &= -\int d^4x \frac{1}{2g'} \text{tr}_1 \hat{F}_{\mu\nu} * \hat{F}^{\mu\nu} - \int d^4x \frac{1}{2g} \text{tr}_2 \hat{F}_{\mu\nu} * \hat{F}^{\mu\nu} - \int d^4x \frac{1}{2g_s} \text{tr}_3 \hat{F}_{\mu\nu} * \hat{F}^{\mu\nu} \\
&= -\frac{1}{4} \int d^4x f_{\mu\nu}^i f^{\mu\nu i} - \frac{1}{2} \text{Tr} \int d^4x F_{\mu\nu}^L F^{L\mu\nu} - g\theta^{\mu\nu} \text{Tr} \int d^4x F_{\mu\rho}^L F_{\nu\sigma}^L F^{L\rho\sigma} \\
&\quad - \frac{1}{2} \text{Tr} \int d^4x F_{\mu\nu}^S F^{S\mu\nu} + \frac{1}{4} g_s \theta^{\mu\nu} \text{Tr} \int d^4x F_{\mu\nu}^S F_{\rho\sigma}^S F^{S\rho\sigma} - g_s \theta^{\mu\nu} \text{Tr} \int d^4x F_{\mu\rho}^S F_{\nu\sigma}^S F^{S\rho\sigma} + O(\theta^2)
\end{aligned} \tag{5.56}$$

الفعل غير التبادلي من أجل الحقل السلمي  $\phi$  في التمثيل الأساسي للزمرة  $SU_L(2)$ :

$$S_{Higgs} = \int d^4x \left( \rho_0 (D_\mu \hat{\Phi})^+ * \rho_0 (D^\mu \hat{\Phi}) - \mu^2 \rho_0 (\hat{\Phi})^+ * \rho_0 (\hat{\Phi}) - \lambda \left( \rho_0 (\hat{\Phi})^+ * \rho_0 (\hat{\Phi}) \right) * \left( \rho_0 (\hat{\Phi})^+ * \rho_0 (\hat{\Phi}) \right) \right) \tag{5.57}$$

في التقريب الأولي لهذه العبارة بالنسبة إلى  $\theta$  نحصل على:

$$\begin{aligned}
S_{Higgs} &= \int d^4x \left( (D_\mu^{SM} \phi)^+ D^{\mu SM} \phi - \mu^2 \phi^+ \phi - \lambda (\phi^+ \phi) (\phi^+ \phi) \right) \\
&\quad + \int d^4x (D_\mu^{SM} \phi)^+ \left( D^{\mu SM} \rho_0(\phi^1) + \frac{1}{2} \theta^{\alpha\beta} \partial_\alpha V^\mu \partial_\beta \phi + \Gamma^\mu \phi \right) \\
&\quad + \int d^4x \left( D_\mu^{SM} \rho_0(\phi^1) + \frac{1}{2} \theta^{\alpha\beta} \partial_\alpha V_\mu \partial_\beta \phi + \Gamma_\mu \phi \right)^+ D^{\mu SM} \phi \\
&\quad + \int d^4x \frac{1}{4} \mu^2 \theta^{\mu\nu} \phi^+ (g' f_{\mu\nu} + g F_{\mu\nu}^L) \phi \\
&\quad - \int d^4x \lambda i \theta^{\alpha\beta} \phi^+ \phi (D_\alpha^{SM})^+ (D_\beta^{SM} \phi) + O(\theta^2)
\end{aligned} \tag{5.58}$$

حيث:

$$\Gamma_\mu = -iV_\mu^1 = i \frac{1}{4} \theta^{\mu\nu} \left\{ g' A_\alpha + g B_\alpha, g \partial_\beta A_\mu + g \partial_\beta B_\mu + g_s \partial_\beta G_\mu + g' F_{\beta\mu}^Y + g F_{\beta\mu}^L \right\} \tag{5.59}$$

و

$$\rho_0(\hat{\Phi}) = \phi + \rho_0(\phi^1) + O(\theta^2) \tag{5.60}$$

$$\rho_0(\phi^1) = -\frac{1}{2}\theta^{\alpha\beta}(g'A_\alpha + gB_\alpha)\partial_\beta\phi + i\frac{1}{4}\theta^{\alpha\beta}(g'A_\alpha + gB_\alpha)(g'A_\beta + gB_\beta)\phi \quad (5.61)$$

القطاع الفرميوني لفاعل النموذج المعياري لغير التبديلي ( اللبتونات و الكواركات ) هو

$$S_{fermions} = \int d^4x \left( \sum_f \bar{\psi}_{Lf} * iD\hat{\psi}_{Lf} + \sum_f \bar{\psi}_{Rf} * iD\hat{\psi}_{Rf} \right) \quad (5.62)$$

أين  $\hat{\psi}_L^f$  يشير إلى الأزواج اليسارية لـ  $SU(2)$  و  $\hat{\psi}_R^f$  إلى أحاديات  $SU(2)$  أما الدليل  $f$  يدل على عدد الفرميونات بصنفيها إذن:

$$\begin{aligned} S_{leptons} &= \int d^4x \sum_i \left( \bar{L}_L^{(i)} + \bar{L}_L^{(i)l} \right) * i(D^{SM} + \Gamma) * \left( L_L^{(i)} + L_L^{(i)l} \right) \\ &+ \int d^4x \sum_i \left( \bar{e}_R^{(i)} + \bar{e}_R^{(i)l} \right) i * (D^{SM} + \Gamma) * \left( e_R^{(i)} + e_R^{(i)l} \right) + O(\theta^2) \\ &= \int d^4x \sum_i \bar{L}_L^{(i)} iD^{SM} L_L^{(i)} - \frac{1}{4}\theta^{\mu\nu} \int d^4x \sum_i \bar{L}_L^{(i)} (g'f_{\mu\nu} + gF_{\mu\nu}^L) iD^{SM} L_L^{(i)} \\ &- \frac{1}{2}\theta^{\mu\nu} \int d^4x \sum_i \bar{L}_L^{(i)} \gamma^\alpha (g'f_{\alpha\mu} + gF_{\alpha\mu}^L) iD^{SM} L_L^{(i)} + \int d^4x \sum_i \bar{e}_R^{(i)} iD^{SM} e_R^{(i)} \\ &- \frac{1}{4}\theta^{\mu\nu} \int d^4x \sum_i \bar{e}_R^{(i)} g'f_{\mu\nu} iD^{SM} e_R^{(i)} - \frac{1}{2}\theta^{\mu\nu} \int d^4x \sum_i \bar{e}_R^{(i)} \gamma^\alpha g'f_{\alpha\mu} iD^{SM} e_R^{(i)} + O(\theta^2) \end{aligned} \quad (5.63)$$

$$\begin{aligned} S_{quarks} &= \int d^4x \sum_i \left( \bar{Q}_L^{(i)} + \bar{Q}_L^{(i)l} \right) * i(D^{SM} + \Gamma) * \left( Q_L^{(i)} + Q_L^{(i)l} \right) \\ &+ \int d^4x \sum_i \left( \bar{u}_R^{(i)} + \bar{u}_R^{(i)l} \right) i * (D^{SM} + \Gamma) * \left( u_R^{(i)} + u_R^{(i)l} \right) \\ &+ \int d^4x \sum_i \left( \bar{d}_R^{(i)} + \bar{d}_R^{(i)l} \right) i * (D^{SM} + \Gamma) * \left( d_R^{(i)} + d_R^{(i)l} \right) + O(\theta^2) \\ &= \int d^4x \sum_i \bar{Q}_L^{(i)} iD^{SM} Q_L^{(i)} - \frac{1}{4}\theta^{\mu\nu} \int d^4x \sum_i \bar{Q}_L^{(i)} (g'f_{\mu\nu} + gF_{\mu\nu}^L + g_s F_{\mu\nu}^S) iD^{SM} Q_L^{(i)} \\ &- \frac{1}{2}\theta^{\mu\nu} \int d^4x \sum_i \bar{Q}_L^{(i)} \gamma^\alpha (g'f_{\alpha\mu} + gF_{\alpha\mu}^L + g_s F_{\alpha\mu}^S) iD^{SM} Q_L^{(i)} + \int d^4x \sum_i \bar{u}_R^{(i)} iD^{SM} u_R^{(i)} \\ &- \frac{1}{4}\theta^{\mu\nu} \int d^4x \sum_i \bar{u}_R^{(i)} (g'f_{\mu\nu} + g_s F_{\mu\nu}^S) iD^{SM} u_R^{(i)} - \frac{1}{2}\theta^{\mu\nu} \int d^4x \sum_i \bar{u}_R^{(i)} \gamma^\alpha (g'f_{\alpha\mu} + g_s F_{\alpha\mu}^S) iD^{SM} u_R^{(i)} \\ &+ \int d^4x \sum_i \bar{d}_R^{(i)} iD^{SM} d_R^{(i)} - \frac{1}{4}\theta^{\mu\nu} \int d^4x \sum_i \bar{d}_R^{(i)} (g'f_{\mu\nu} + g_s F_{\mu\nu}^S) iD^{SM} d_R^{(i)} \\ &- \frac{1}{2}\theta^{\mu\nu} \int d^4x \sum_i \bar{d}_R^{(i)} \gamma^\alpha (g'f_{\alpha\mu} + g_s F_{\alpha\mu}^S) iD^{SM} d_R^{(i)} + O(\theta^2) \end{aligned} \quad (5.64)$$

ارتباطات Yukawa والتي من خلالها يمكن أن تولد كتل للفرميونات تكون على الشكل التالي

$$\begin{aligned}
S_{Yukawa} = & \int d^4x \left( - \sum_{i,j=1}^3 W^{ij} \left( \left( \bar{L}_L^{(i)} * \rho_L(\hat{\Phi}) \right) * \hat{e}_R^j + \bar{e}_R^{(i)} * \left( \rho_L(\hat{\Phi})^+ * \hat{L}_L^{(j)} \right) \right) \right) \\
& + \int d^4x \left( - \sum_{i,j=1}^3 G_u^{ij} \left( \left( \bar{Q}_L^{(i)} * \rho_Q(\hat{\Phi}) \right) * \hat{u}_R^j + \bar{u}_R^{(i)} * \left( \rho_Q(\hat{\Phi})^+ * \hat{Q}_L^{(j)} \right) \right) \right) \\
& + \int d^4x \left( - \sum_{i,j=1}^3 G_d^{ij} \left( \left( \bar{Q}_L^{(i)} * \rho_Q(\hat{\Phi}) \right) * \hat{d}_R^j + \bar{d}_R^{(i)} * \left( \rho_Q(\hat{\Phi})^+ * \hat{Q}_L^{(j)} \right) \right) \right) \quad (5.65)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
S_{Yukawa} = S_{Yukawa}^{SM} - & \int d^4x \left( \sum_{i,j=1}^3 W^{ij} \left( \left( \bar{L}_L^i \phi \right) e_R^{1j} + \left( \bar{L}_L^i \rho_L(\phi^1) \right) e_R^j + \left( L_L^i \phi \right) e_R^j + i \frac{1}{2} \theta^{\alpha\beta} \partial_\alpha \bar{L}_L^i \partial_\beta \phi e_R^j + \bar{e}_R^i (\phi^+ L_L^{1j}) \right) \right) \\
& + \bar{e}_R^i (\rho_L(\phi^1)^+ L_L^j) + \bar{e}_R^i (\phi^+ L_L^j) + i \frac{1}{2} \theta^{\alpha\beta} \partial_\alpha \bar{e}_R^i \partial_\beta \phi^+ L_L^j \\
- & \int d^4x \left( \sum_{i,j=1}^3 G_u^{ij} \left( \left( \bar{Q}_L^i \phi \right) u_R^{1j} + \left( \bar{Q}_L^i \rho_Q(\phi^1) \right) u_R^j + \left( \bar{Q}_L^i \phi \right) u_R^j + i \frac{1}{2} \theta^{\alpha\beta} \partial_\alpha \bar{Q}_L^i \partial_\beta \phi u_R^j + \bar{u}_R^i (\phi^+ Q_L^{1j}) \right) \right) \\
& + \bar{u}_R^i (\rho_Q(\phi^1)^+ Q_L^j) + \bar{u}_R^i (\phi^+ Q_L^j) + i \frac{1}{2} \theta^{\alpha\beta} \partial_\alpha \bar{u}_R^i \partial_\beta \phi^+ Q_L^j \\
- & \int d^4x \left( \sum_{i,j=1}^3 G_d^{ij} \left( \left( \bar{Q}_L^i \phi \right) d_R^{1j} + \left( \bar{Q}_L^i \rho_Q(\phi^1) \right) d_R^j + \left( \bar{Q}_L^i \phi \right) d_R^j + i \frac{1}{2} \theta^{\alpha\beta} \partial_\alpha \bar{Q}_L^i \partial_\beta \phi d_R^j + \bar{d}_R^i (\phi^+ Q_L^{1j}) \right) \right) \\
& + \bar{d}_R^i (\rho_Q(\phi^1)^+ Q_L^j) + \bar{d}_R^i (\phi^+ Q_L^j) + i \frac{1}{2} \theta^{\alpha\beta} \partial_\alpha \bar{d}_R^i \partial_\beta \phi^+ Q_L^j \\
& + O(\theta^2) \quad (5.66)
\end{aligned}$$

## 5-6- خرق التناظر CP في النموذج المعياري غير التبادلي

### 5-6-1- حد تأثيرات التيار المشحون والمصفوفة CKM

في النموذج المعياري يوجد مصدرين فقط لخرق CP : طور المصفوفة CKM والحد  $\theta_{GG}$  في لاغرانجيان التفاعل القوي . ومن أجل النموذج المعياري غير التبادلي يوجد منبع آخر إضافي لخرق CP , يمكن أن نعرف هذا من خلال حد تأثيرات التيار المشحون غير التبادلي والذي عبارته [20]:

$$L_{\text{NC SM}}^{\text{CC}} = L_{\text{SM}}^{\text{CC}} + \frac{g}{\sqrt{2}} (\bar{u} \quad \bar{c} \quad \bar{t}) \gamma^\mu V_{\text{CKM}} J' \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} + h.c \quad (5.67)$$

حيث:

$$J' = \left( \frac{1}{2} \theta^{\mu\nu} \gamma^\alpha + \theta^{\nu\alpha} \gamma^\mu \right) \left[ \begin{aligned} & \left( -\frac{\sqrt{2}}{4} Y g' g (\cos \theta_W \partial_\mu A_\nu - \cos \theta_W \partial_\nu A_\mu - \sin \theta_W \partial_\mu Z_\nu + \sin \theta_W \partial_\nu Z_\mu) W_\alpha^+ \right) \\ & + g \frac{\sqrt{2}}{8} \left( \partial_\mu W_\nu^+ - \partial_\nu W_\mu^+ - 2ig \begin{pmatrix} \cos \theta_W Z_\mu W_\mu^+ + \sin \theta_W A_\mu W_\nu^+ \\ -\cos \theta_W W_\mu^+ Z_\nu - \sin \theta_W W_\mu^+ A_\nu \end{pmatrix} \right) \\ & \times (-2i\partial_\alpha + 2Yg' \sin \theta_W Z_\alpha - 2Yg' \cos \theta_W A_\alpha - g \cos \theta_W Z_\alpha - g \sin \theta_W A_\alpha) \\ & - \frac{\sqrt{2}}{8} g^2 \begin{pmatrix} \cos \theta_W \partial_\mu Z_\nu - \cos \theta_W \partial_\nu Z_\mu + \sin \theta_W \partial_\mu A_\nu - \sin \theta_W \partial_\nu A_\mu \\ -2ig(W_\mu^+ W_\nu^- - W_\nu^+ W_\mu^-) W_\alpha^+ \end{pmatrix} \end{aligned} \right] \quad (5.68)$$

و

$$L_{\text{SM}}^{\text{CC}} = \frac{g}{\sqrt{2}} (\bar{u} \quad \bar{c} \quad \bar{t}) \gamma^\mu V_{\text{CKM}} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} W_\mu^+ + h.c \quad (5.79)$$

بتعويض الضرب العادي في عبارة  $L_{\text{SM}}^{\text{CC}}$  بالضرب \* يصبح  $L_{\text{SM}}^{\text{CC}}$  كما يلي

$$L_{\text{NC SM}}^{\text{CC}} = \bar{u}(p) \gamma^\mu (1 - \gamma_5) e^{ip^\mu \theta_{\mu\nu} p'^\nu} V_{\text{CKM}} d(p') + h.c \quad (5.70)$$

أين  $e^{ip^\mu \theta_{\mu\nu} p'^\nu}$  هي أطوار متعلقة بالزمن .  
من خلال (5.67) يمكن أن نعرف مصفوفة CKM الموسعة بـ:

$$\hat{V}_{\text{CKM}} = V_{\text{CKM}} e^{ip^\mu \theta_{\mu\nu} p'^\nu} \quad (5.71)$$

من أجل التقريب  $e^{ip^\mu \theta_{\mu\nu} p'^\nu} \approx 1 + ip^\mu \theta_{\mu\nu} p'^\nu$  تكون المصفوفة  $\hat{V}_{\text{CKM}}$  تقريبا للنموذج المعياري غير التبادلي في حد التصحيح الأولي، وتصبح على الشكل التالي

$$P_{CKM} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{\lambda}{2} + ix_{ud} & \lambda + \lambda ix_{us} & A\lambda^3(\rho - i\eta) + iA\lambda^3 \rho x_{ub} \\ -\lambda - i\lambda x_{cd} & 1 - \frac{\lambda^2}{2} + ix_{cs} & A\lambda^2 + iA\lambda^2 x_{cb} \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) + iA\lambda^3(1 - \rho)x_{td} & -A\lambda^2 - A\lambda^2 ix_{ts} & 1 + ix_{tb} \end{pmatrix} \quad (4.72)$$

أين  $x_{ij} = e^{i\theta_{ij}}$  من أجل الكواركات  $i$  و  $j$ ، و  $\lambda \approx 0.22$ . عند النهاية  $\theta \rightarrow 0$  يصبح  $x_{ij}$  معدوم وبالتالي نحصل على مصفوفة CKM العادية في تمثيل Wolfenstein.

### 5-6-2- الوسيط $\varepsilon_K$ في النموذج المعياري غير التبديلي

عرفنا في الفصل السابق أن  $\varepsilon_K$  يعطى بالعلاقة

$$\varepsilon_K \equiv \frac{\text{Im}(M_{12})}{\Delta m} \quad (5.73)$$

حيث:  $\Delta m$  هي فرق الكتلة بين  $K_S$  و  $K_L$ ،  $\Delta m \approx 3.5 \times 10^{-15} \text{ GeV}$  في الهندسة غير التبديلية

$$\text{Im}(M_{12}) = \frac{G_f^2 m_W^2 f_K^2 B_K m_K}{12\pi} \text{Im}(N\text{Loop}) \quad (5.74)$$

حيث أن  $\text{Im}(N\text{Loop})$  يمثل الجزء التخيلي لسعة التفكك في الهندسة غير التبديلية. في الحالة غير التبديلية نقوم بإزالة منبع خرق التناظر CP في النموذج المعياري ( $\eta = 0$ )، فنحصل على المعامل  $\text{Im}(N\text{Loop})$  من أجل مخطط العلبة (الشكل 6) من خلال التكامل التالي

$$\int \frac{d^d k}{(2\pi)^d} \bar{v}_i(p'_1) i g \gamma^\mu \hat{V}_\mu (1 - \gamma_5) \frac{i((p_1 - k) + m_i)}{(p_1 - k)^2 - m_q^2} i g \gamma^\rho \hat{V}_\rho (1 - \gamma_5) u_i(p_1) \frac{-ig_{\mu\nu}}{k^2 - m_W^2} \bar{u}_r(p_2) i g \gamma^\sigma V_{ij}^* \\ \times \left\{ (1 - \gamma_5) \frac{i(p_2 - k + m_q)}{(p_2 - k)^2 - m_q^2} \times i g \gamma^\nu \hat{V}_{j'r}^* (1 - \gamma_5) \frac{-ig_{\sigma\rho}}{(k^2 - m_W^2)} v_r(p'_2) \right\} \quad (5.75)$$

باستعمال تمثيل Feynman والتعديل البعدي وكذلك الدوال ما فوق هندسية، من أجل الكوارك  $q = u, c$  والأخذ بعين الاعتبار التقريب  $k \gg p_1, p_2$  يعطينا التكامل (5.75) النتيجة التالية

$$\frac{i4g^4\lambda^2}{\pi^2 m_W^2} \left[ 1 + i(E_1 + E_2) \left( (\hat{p}'_1 + \hat{p}_1) - (\hat{p}'_2 + \hat{p}_2) \right) \left( K + \Lambda \ln y (\omega_1 \ln x_1 + \omega_2 \ln x_2) - (\Gamma_1 \ln x_1 + \Gamma_2 \ln x_2) \right) \right] \quad (5.76)$$

إن الجزء التخيلي  $\text{Im}(NCloop)$  المتعلق بالوسيط غير التبادلي  $\theta$  هو

$$\text{Im}(NCloop) = \frac{4g^4\lambda^2}{\pi^2 m_W^2} (E_1 + E_2) \left( (\hat{p}'_1 + \hat{p}_1) - (\hat{p}'_2 + \hat{p}_2) \right) \left( K + \Lambda \ln y (\omega_1 \ln x_1 + \omega_2 \ln x_2) - (\Gamma_1 \ln x_1 + \Gamma_2 \ln x_2) \right) \quad (5.77)$$

وفي الأخير نحصل على عبارة الوسيط  $\varepsilon_K$  في النموذج المعياري غير التبادلي

$$\varepsilon_K = \frac{G_F^2 g^4 \lambda^2 f_K^2 B_K m_K}{3\pi^3 \Delta m} (E_1 + E_2) \left( (\hat{p}'_1 + \hat{p}_1) - (\hat{p}'_2 + \hat{p}_2) \right) \left( K + \Lambda \ln y (\omega_1 \ln x_1 + \omega_2 \ln x_2) - (\Gamma_1 \ln x_1 + \Gamma_2 \ln x_2) \right) \quad (5.78)$$

$$x_1 = \frac{m_u^2}{m_W^2}, \quad x_2 = \frac{m_c^2}{m_W^2}, \quad y = \frac{4\pi\mu^2}{m_W^2}, \quad \hat{p}'_{1,2} = \theta^{0\mu} p'_{1,2\mu} \quad \text{حيث:}$$

$$\hat{p}_{1,2} = \theta^{0\mu} P_{1,2\mu}, \quad E_1 = P_1^0, \quad E_2 = P_2^0 \quad (5.79)$$

$$\begin{aligned} K = & \frac{3391}{238} + \frac{35}{17}\gamma + \left( 9 + \frac{69}{4}\gamma \right) x_1 + \left( \frac{4283}{450} + 8\gamma \right) x_2 + \left( \frac{237}{5} + \frac{259}{5}\gamma \right) x_1^2 - \left( \frac{9233}{180} - 27\gamma \right) x_2^2 \\ & - 90x_1^3 - \left( \frac{194047}{1260} + \frac{242}{7}\gamma \right) x_1 x_2 + \left( \frac{1539}{3} + \frac{3888}{255}\gamma \right) x_1^2 x_2 + \left( \frac{2897}{15} + \frac{2720}{45}\gamma \right) x_1 x_2^2 \\ & - (620 - 242\gamma) x_1^2 x_2^2 + \left( \frac{5}{3} + \frac{1}{3}\gamma \right) \left( \frac{x_1}{x_2} + \frac{x_2}{x_1} \right) + \left( \frac{49}{95} + \frac{49}{285}\gamma \right) \left( \frac{x_1^2}{x_2^2} + \frac{x_2^2}{x_1^2} \right) \end{aligned} \quad (5.80)$$

$$\begin{aligned} \Lambda = & \frac{35}{17} + \frac{35}{17}\gamma + \left( \frac{91}{4} + 7\gamma \right) x_1 + (8 + 6\gamma) x_2 + \left( \frac{291}{5} + 10\gamma \right) x_1^2 + (35 + 10\gamma) x_2^2 \\ & + (90 + 30\gamma) x_1^3 - \left( \frac{330}{7} + 2\gamma \right) x_1 x_2 + \left( \frac{1622}{2} + 39\gamma \right) x_1^2 x_2 + \left( \frac{2698}{45} + 6\gamma \right) x_1 x_2^2 \\ & - (42 + 24\gamma) x_1^2 x_2^2 - \frac{1}{3} \left( \frac{x_1}{x_2} + \frac{x_2}{x_1} \right) - \frac{49}{285} \left( \frac{x_1^2}{x_2^2} + \frac{x_2^2}{x_1^2} \right) \end{aligned} \quad (5.81)$$

$$\begin{aligned}\Gamma_1 = & -3 + 19\gamma + (48 + 14\gamma)x_1 - (42 + 12\gamma)x_2 + (247 + 101\gamma)x_1^2 + (84 + 24\gamma)x_2^2 \\ & - (336 + 960\gamma)x_1x_2 + (1260 + 360\gamma)x_1^2x_2 + (420 + 120\gamma)x_1x_2^2 \\ & - (1260 + 360\gamma)x_1^2x_2^2\end{aligned}\quad (5.82)$$

$$\begin{aligned}\Gamma_2 = & -\frac{641}{238} + \frac{324}{17}\gamma + \left(\frac{1577}{225} + \frac{7}{4}\gamma\right)x_1 + \left(\frac{554}{225} + \gamma\right)x_2 + \left(\frac{4}{5} + \frac{1}{5}\gamma\right)x_1^2 - \left(\frac{181}{180} - 30\gamma\right)x_2^2 \\ & - \left(\frac{4313}{71265} + \frac{6}{7}\gamma\right)x_1x_2 - \left(\frac{8}{45} + \frac{2}{45}\gamma\right)x_1x_2^2 + \left(\frac{8}{45} + \frac{2}{45}\gamma\right)x_1^2x_2 \\ & - \left(\frac{2}{3} + \frac{1}{3}\gamma\right)\left(\frac{x_1}{x_2} + \frac{x_2}{x_1}\right) + \left(\frac{196}{285} + \frac{49}{285}\gamma\right)\left(\frac{x_1^2}{x_2^2} + \frac{x_2^2}{x_1^2}\right)\end{aligned}\quad (5.83)$$

$$\omega_1 = 1 + (32 + 6\gamma)x_1 - 18x_2 + (103 + 12\gamma)x_1^2 - 96x_1x_2 + 360x_1^2x_2 + 60x_1x_2^2 - 180x_1^2x_2^2\quad (5.84)$$

$$\begin{aligned}\omega_2 = & \frac{18}{17} + \frac{7}{4}x_1 + (19 + 6\gamma)x_2 + \frac{1}{5}x_1^2 + (32 + 12\gamma)x_2^2 - \frac{1}{45}x_1x_2^2 + \frac{1}{45}x_1^2x_2 - \frac{1}{3}\left(\frac{x_1}{x_2} + \frac{x_2}{x_1}\right) \\ & - \frac{49}{570}\left(\frac{x_1^2}{x_2^2} + \frac{x_2^2}{x_1^2}\right)\end{aligned}\quad (5.85)$$

إن من خلال عبارة الوسيط  $\varepsilon_k$  الأخيرة نلاحظ أن هذا الأخير متعلق بالوسيط غير التبديلي  $\theta$  الذي يمكن من خلاله أن نفسر صغر كمية خرق التناظر CP كما ينبؤنا أيضا عن مصدر خرق هذا التناظر.

## الخلاصة

تطرقنا في هذا العمل إلى دراسة خرق التناظر CP في النموذج المعياري العادي، الذي تمكن من تحديد منبعه إلا أنه عجز على تفسير كميته الصغيرة. هذا ما أدى بنا إلى دراسة خرق التناظر CP في النموذج المعياري غير التبادلي. فقمنا بحساب تأثير خرق التناظر CP في الهندسة غير التبادلية للنموذج المعياري مع افتراضنا عدم وجوده في النموذج المعياري العادي. إذ قمنا بحساب الوسيط  $\varepsilon_K$  من خلال المعامل  $\text{Im}(N_{Cloop})$ . إستعملنا في حساب هذا الأخير التعديل البعدي وتمثيل Feynman وذلك لحساب مختلف التكاملات. ومن خلال هذا العمل قمنا أيضا بتصحيح عمل Hinchliffe، وفي الأخير خلصنا إلى أن:

- مصدر خرق التناظر CP هو الزمان-مكان غير التبادلي.
- يرجع صغر كمية خرق التناظر CP إلى الوسيط غير التبادلي  $\theta$ .

وعليه فالهندسة غير التبادلية تعطينا نظرة جديدة على المادة والمادة المضادة إذ يخلق اللاتناظر الذي يتمثل في خرق التناظر CP.

لكن في هذا العمل ركزنا دراستنا فقط من أجل الإختلاط  $K^0 - \bar{K}^0$  ولهذا سنكمله بدراسة خرق التناظر CP من أجل الإختلاط  $K^0 - \bar{K}^0$  و  $B^0 - \bar{B}^0$  في النموذج L-Rq-deformed.

## الملحق 1

من أجل التعديل البعدي نستعمل التكاملات التالية

$$\int \frac{d^d k}{(2\pi)^d} \frac{1}{[k^2 + 2kQ - M^2]^n} = \Omega \Gamma(n-2+\varepsilon) \quad , \quad d = 4 - 2\varepsilon$$

$$\int \frac{d^d k}{(2\pi)^d} \frac{1}{[k^2 + 2kQ - M^2]^n} = -\Omega Q^\mu \Gamma(n-2+\varepsilon)$$

$$\int \frac{d^d k}{(2\pi)^d} \frac{1}{[k^2 + 2kQ - M^2]^n} = \Omega \left[ Q^\mu Q^\nu \Gamma(n-2+\varepsilon) - \frac{1}{2} g^{\mu\nu} (Q^2 + M^2) \Gamma(n-2+\varepsilon) \right]$$

حيث أن:

$$\Omega = \frac{i}{16\pi^2} \left( -\frac{1}{4\pi} \right)^{-n} \frac{1}{\Gamma(n) [-Q^2 - M^2]^{n-2+\varepsilon}}$$

## الملحق 2

يعرف تمثيل Feynman بـ

$$\frac{1}{a_1^{n_1}} \frac{1}{a_2^{n_2}} \dots \frac{1}{a_k^{n_k}} = \frac{\Gamma(n)}{\Gamma(n_1)\Gamma(n_2)\dots\Gamma(n_k)} \int D_\alpha^k \frac{\alpha_1^{n_1-1} \alpha_2^{n_2-1} \dots \alpha_k^{n_k-1} \theta \left( 1 - \sum_{i=1}^k \alpha_i \right)}{[\alpha_1 a_1 + \alpha_2 a_2 + \dots + \alpha_k a_k]^n}$$

$$D_\alpha^k \equiv \int \prod_{i=1}^k \delta \left( 1 - \sum_{i=1}^k \alpha_i \right)$$

## الملحق 3

نعرف الدوال الخاصة والدوال ما فوق هندسية ( Hyper geometric ) كمايلي

$$\Gamma(1+\varepsilon) \approx 1 - \gamma\varepsilon + \frac{1}{2} \left( \gamma^2 + \frac{\pi^2}{6} \right) \varepsilon^2 + \dots$$

$$\beta(x, y) \equiv \frac{\Gamma(x)\Gamma(y)}{\Gamma(x+y)} = \int_0^1 t^{x-1} (1-t)^{y-1} dt$$

$$F(a, b, c, x) = 1 + \frac{ab}{c}x + \frac{a(a+1)b(b+1)}{c(c+1)} \frac{x^2}{2}$$

## الملحق 4

بعض خواص المصفوفة  $\gamma$  في البعد  $d$

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

$$\gamma^\mu a_\nu \gamma^\nu \gamma_\mu = (2-d)a_\nu \gamma^\nu$$

$$\gamma^\mu \gamma_\mu = d$$

$$\text{Tra}_\mu \gamma^\mu b_\nu \gamma^\nu = d(a \cdot b)$$

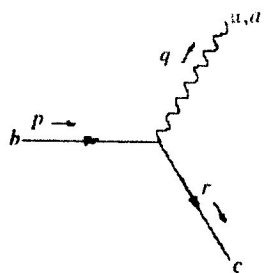
$$\text{Tr} \gamma^0 = \text{Tr} \beta = 0$$

$$\text{Tr} \gamma^k = 0$$

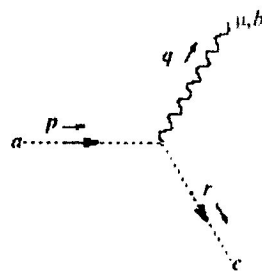
$$\text{Tr} \gamma^\mu = 0$$

# قوانين Feynman في الهندسة غير التبادلية

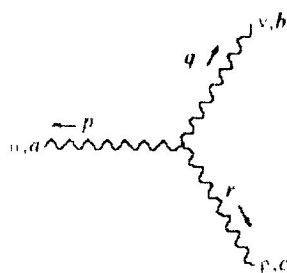
$$\begin{aligned}
 & \xrightarrow{p} \frac{i(\not{p} + m)}{p^2 - m^2 + i\epsilon} \\
 & \text{||} \xrightarrow{q} \frac{-ig_{\mu\nu}}{q^2 + i\epsilon} \\
 & \xrightarrow{p} \xrightarrow{a} \xrightarrow{b} \frac{-i\delta_{ab}}{p^2 + i\epsilon}
 \end{aligned}$$



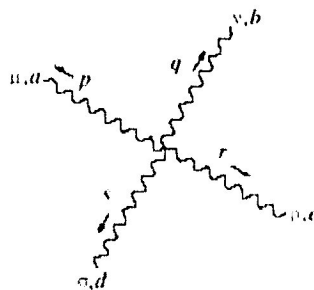
$$ig T_{bc}^a \sin(\theta/2) e^{i\theta/2} p \cdot q$$



$$-g p^\mu (f_{abc} \cos(\theta/2) + d_{abc} \sin(\theta/2))$$



$$\begin{aligned}
 & -g(f_{abc} \cos(\theta/2) + d_{abc} \sin(\theta/2)) \\
 & \bullet (ig_{\mu\nu}(p-r)_\nu + g_{\nu\mu}(r-q)_\nu + g_{\nu\mu}(q-p)_\nu)
 \end{aligned}$$



$$\begin{aligned}
 & \frac{-ig}{4} \left[ (\cos(\theta/2) - \sin(\theta/2)) M_{abcd} + \sin(\theta/2) (\cos(\theta/2) + \sin(\theta/2)) M_{cbad} \right] T^{ab\mu\nu} \\
 & + (\cos(\theta/2) - \sin(\theta/2)) M_{cbad} + \sin(\theta/2) (\cos(\theta/2) + \sin(\theta/2)) M_{abcd} T^{\nu\mu\sigma\rho} \\
 & + (\cos(\theta/2) + \sin(\theta/2)) M_{abcd} + \sin(\theta/2) (\cos(\theta/2) - \sin(\theta/2)) M_{cbad} T^{\rho\nu\sigma\mu}
 \end{aligned}$$

## المراجع

- [1] Ta-Pei Cheng and Ling-Fong Li , Gauge theory of elementary particle physics , Ta-Pei Cheng and Ling-Fong Li 1984. P, 375, 145, 372.
- [2] Lewis H. Ryder , Quantum Field Theory , Cambridge University Press 1985 , P 309
- [3] M . Jacob , Gauge Theories And Neutrino Physics V2 , North-Holland Publishing Company-1978 , P 24.
- [4] Rabindra N. Mohapatra , Unification and Supersymmetry , P 74 .
- [5] Chilong Lin, Chien-er Lee and Yeou-Wei Yang, Spontaneous CP Violation in the Extended Standard Models, Chinese Journal of Physics Vol. 32. NO.1
- [6] Paul H. Frampton, Spontaneous CP Violation: Alternative to the Standard Model, Int.J.Mad.Phys. A 17 SI ( 2007 ) 47 – 57.
- [7] C. Jarlskog, phys. Rev, Lett. 55, 1039 ( 1985 ).
- [8] Yosef Nir, CP Violation – A New Era, Lectures given at the 55<sup>th</sup> Scottish Universities Summer School in physics Heavy Flavour Physics, University of St. Andrews, Scotland.
- [9] Fergus Wilson, Introduction to CP Violation, Graduate Course 2000.
- [10] C. Dib, L Duniety, F.J.Gilman and Y.Nir, Phys. Rev. D 41, 1522 ( 1990 )
- [11] Frederick J. Gilman and Yosef Nir, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 40 : 213 – 238 (1990 ).
- [12] S. Burles, K. M. Nollett and M. S. Turner, Astrophys. J. 552, L1( 2001 ) [ astro – ph /0010171 ].
- [13] Weisskopf, V. and Wigner, E .( 1930 ), Z. fur physik 63, 54.
- [14] R. J. Crewther, P. Di Vecchia, G. Veneziano and E. Witten, Phys. Lett. B 88, 123 ( 1979 ) [ Erratum – ibid. B 91, 487 ( 1979 )].
- [15] P. G. Harris et al. Phys. Rev. Lett. 82, 904 ( 1999 ).

- [16] Hinchliffe, N. Kersting. CP Violation from Noncommutative Geometry. Phys. Rev. D64: 116007, 2001. hep-ph/0104137.
- [17] Hinchliffe, N. Kersting, and Y. L. Ma. Review of the Phenomenology of Noncommutative Geometry. Phys. Rev. D 65: 085032-2002. hep-ph/0205040.
- [18] P. Aschieri, B. Jurco, P. Schupp, J. Wess. Noncommutative GUTs, Standard Model and C, P, T. Nucl. Phys. B651(2003) 45-70.
- [19] G. D. Barbosa and N. Pinto-Neto, Noncommutative quantum mechanics and Bohm's ontological interpretation. Phys. Rev. D69 ( 2004 ) 065001.
- [20] X. Calmet, B. Jurco, P. Schupp, J. Wess, M. Wohlgenannt. Eur.Phys. J. C 23, 363-376 ( 2002 ).
- [21] Xavir Calmet, What are the Bounds on Space –Time Noncommutativity ?. Eur. Phys. J. C 41( 2005 ) 269-272.
- [22] K. Hagiwara et al. [Particle Data Group ] (2002), Phys. Rev. D66, 010001.

في هذه المذكرة قمنا بدراسة خرق التناظر CP في النموذج المعياري غير التبادلي من أجل الإختلاط  $K^0 - \bar{K}^0$  وذلك من خلال الوسيط  $\phi_K$ ، حيث استعملنا في حسابيه التعديل البعدي وتمثيل Feynman، وخلصنا في الأخير إلى أن منبع خرق التناظر CP هو الزمان-مكان غير التبادلي وتبين أن صغر كمية خرق التناظر CP يرجع إلى الوسيط غير التبادلي  $\theta$ .

## Conclusion

Dans ce mémoire nous avons étudié la violation de CP dans le Modèle Standard non commutatif pour le système  $K^0 - \overline{K^0}$ . Nous avons calculé le paramètre  $\varepsilon_K$  de la violation de CP, où nous avons utilisé la paramétrisation de Feynman et la régularisation dimensionnelle. Il est trouvé que la source de la violation de CP est causé par la structure non commutative de l'espace-temps et nous avons aussi prouvé que la petitesse du paramètre  $\varepsilon_K$  de la violation CP peut être expliqué par la petitesse du paramètre  $\theta$  de la non commutativité de l'espace-temps.

## Abstract

In this memory theses we have studied CP violation in noncommutative Standard Model for  $K^0 - \overline{K}^0$  mixing through  $\varepsilon_K$  parameter, which we have calculated using the the Feynman parametrization and dimensionelle regularization. Finally we conclude that the source of CP violation is the noncommutativity of space-time and it becomes clear that the small amount of CP violation due to the noncommutative parameter  $\theta$ .