



***Nuclear physics - Introduction into some
Properties of Quarks***

Article submitted to:

Department of physics/ College of science/ University of Tikrit

Submitted by:

Muhammad Ziad Aziz

Under the supervision:

Prof. Dr. Fareed Majeed

Email: zexsamarra@gmail.com

12/05/2020

19/09/1441

Introduction

لقد مر أكثر من قرن منذ اكتشاف الاليكترون على يد العالم J. J. Thomson. وما زال يظن ان الالكترتون هو ذو بنية نقطية واحد الجسيمات الاولية في الطبيعة. اما بالنسبة للجسيمات الاخرى والتي اكتشفت لاحقا والتي كان يعتقد انها هي الاخرى جسيمات اولية مثل البروتون والنيوترون، وجد انها تمتلك بنية معقدة.

اذن ماهي المكونات الاولية المطلقة للمادة؟ وكيف تصنف؟ وكيف تتفاعل مع بعضها؟ وماذا بالفعل هي تلك النظريات الرياضية التي تعبر عن الجسيمات الاولية؟

منذ اكتشاف الالكترتون، كانت هنالك تجارب ونظريات عديدة لتجيب عن كل هذه الاسئلة. وفي الوقت الحالي ينبع النموذج القياسي من كل تلك الجهود. يؤكد النموذج القياسي على ان الكون مصنوع فرميونات اولية تتفاعل بواسطة المجالات التي تكون هي مصدرها. تكون الجسيمات المرتبطة مع مجالات التفاعل هي البوزونات. وهناك اربعة انواع من مجالات التفاعل ميزت في الطبيعة كما في جدول (1.1).

Table 1.1. Types of interaction field

Interaction field	Boson	Spin
Gravitational field	'Gravitons' postulated	2
Weak field	W^+ , W^- , Z particles	1
Electromagnetic field	Photons	1
Strong field	'Gluons' postulated	1

في العالم دون الذري يمكننا ان نهمل تأثير قوى الجاذبية حيث يكون تأثيرها شبه المعدوم، وكذلك يستثني ايضا النموذج القياسي تأثيرات المجالات الجذبية (gravitational field).

وحدة كم quanta لمجال التفاعل الكهرومغناطيسي بين فرميونين مشحونين هي الفوتونات عديمة الكتلة. وحدة كم quanta للتفاعلات الضعيفة بين اثنين من الفرميونات هي البوزونات المشحونة W^+ و W^- و Z الذي يكون محايد، والتي تم اكتشافها في CERN في عام 1983. ومادامت هذه هي الكتلة المحمولة "carried mass" هذه التفاعلات ذات مدى قصير: حسب مبدأ اللادقة، جسيم ذو كتلة M يمكن

ان يكون موجودا كجزء من حالة وسطية ما لمدة $\frac{\hbar}{Mc^2}$ وفي هذا الوقت يمكن للجسيم

ان ينتقل لمسافة لاتزيد عن $\frac{\hbar c}{Mc}$. حيث $M_W \approx 80 \text{ GeV}/c^2$ و

$$M_Z \approx 90 \text{ GeV}/c^2 \text{ التفاعل الضعيف يمتلك مدى } \approx 10^{-3} \text{ fm}.$$

لكن على اي حال يمكن ان يتم فحص تلك المسافات اعتمادا على طاقة الشعاع المستخدم. وبناء على ذلك فأن تعريفنا للجسيمات الاولية هو شيء مؤقت وليس دقيق، حيث يجب ان يعتمد فقط على الاثباتات التجريبية في الطاقات العالية. ومثال على ذلك، لفحص بناء مادة ما ذات مقياس طول $\Delta\tau \leq 0.1 \text{ fm}$ نحتاج الى transverse-momentum (Δp_T) ليحول الى نفس المرتبة الخاصة بتلك المسافة

$$\Delta p_T \approx \frac{\hbar}{\Delta\tau} = \frac{\hbar c}{(\Delta\tau)c} \approx 197 \text{ MeV} - \text{fm} \approx \frac{2000 \text{ MeV}}{c} \dots\dots (1)$$

وفي كلمات اخرى، لاستشعار ودراسة تلك المسافات القصيرة يجب علينا استخدام طاقات عالية بالنسبة للجسيمات التي نريد ان نفحص probe بها تلك المسافات. وبسبب هذا فان دراسة الجسيمات الاولية اصبحت ايضا تعرف بفيزياء الطاقة العالية high-energy physics.

وحدة كم quanta التفاعلات القوية هي الغلون Gluons عديمة الكتلة وتشبه الفوتون ويمكن ان يتوقع انها تمتلك مجال لانهائي. وعلى عكس من المجالات الكهرومغناطيسية تكون مجالات الغلون مسؤولة عن ربط الجسيمات الاولية ببعضها.

الفرميونات الاولية هي اللبتونات والكواركات. جميعها تمتلك برم يساوي $\frac{1}{2} \hbar$ وعندما تكون وحدها يمكن وصفها من خلال معادلة ديراك. تتفاعل اللبتونات حصرا بواسطة المجالات الكهرومغناطيسية (إذا كانت مشحونة) وبواسطة التفاعلات الضعيفة ايضا. اما بالنسبة للكواركات فتتفاعل من خلال التفاعلات الكهرومغناطيسية والتفاعلات الضعيفة والقوية ايضا.

1.2 The construction of the Standard Model

ان اي نظرية تتعلق بالجسيمات الاولية يجب ان تكون مرتبطة مع النسبية الخاصة. المزيج ما بين ميكانيك الكم والكهرومغناطيسية والنسبية الخاصة دعا ديراك لصياغة معادلته الشهيرة "معادلة ديراك" في تكميم المجالات الى نظرية المجال الكمي. حيث نالت النظرية اول انتصار لها في (QED) quantum electrodynamics التي تصف تفاعل الالكترون مع المجال الكهرومغناطيسي.

في النموذج القياسي كما في ال QED حيث يحوي على نظرية المجالات المتفاعلة. حيث يتم من خلال نظرية QED معالجة حقول (مجالات) البوزون كمجالات حقيقية كلاسيكية ومجالات الفرميون كمجالات غير تبادلية anticommuting.

يرتكز النموذج القياسي على اساس التناظر symmetry. الارتباط بين التماثل او التناظر والفيزياء هو شيء عميق. حيث تشير فرضية نويثر Noether's theorem بان "لأي نظام ذا طبيعة مستمرة هنالك قانون حفظ مقابله". على سبيل المثال حيث ان الفرضية تتبع من خلال التجانس او التماثل المفترض للفضاء والزمن حيث ان لاكرانج Lagrangian نظام مغلق يبقى ثابتا invariant تحت التحويلات المنتظمة uniform translations للزمن والفضاء. وهذه التحويلات لهذا السبب هي عمليات تناظر على النظام. وقد تظهر هذه التحويلات انها يمكن ان تقود الى قوانين حفظ الزخم والطاقة. [1]

1.3 Leptons

Name and symbol	Mass	Q	L_e	L_μ	L_τ	Lifetime (s)	Major decays
Electron e^-	0.511	-1	1	0	0	Stable	None
Electron neutrino ν_e	$<2.2 \text{ eV}/c^2$	0	1	0	0	Stable	None
Muon (mu) μ^-	105.7	-1	0	1	0	2.197×10^{-6}	$e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu$ (100%)
Muon neutrino ν_μ	<0.19	0	0	1	0	Stable	None
Tauon (tau) τ^-	1777.0	-1	0	0	1	2.906×10^{-13}	$\mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$ (17.4%) $e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$ (17.8%) ν_τ +hadrons (~64%)
Tauon neutrino ν_τ	<18.2	0	0	0	1	Stable	None

Table (1.2): Properties of leptons: all have spin $\frac{1}{2}$ and masses are given units of MeV/c²; the antiparticles (not shown) have the same masses as their associated particles, but the electric charges (Q) and lepton numbers (L_ℓ , $\ell = e, \mu, \tau$) are reversed in sign

اللبتونات المعروفة مدرجة في الجدول (1.2). معادلة ديراك لفرميون مشحون وذو كتلة كبيرة تتنبأ بوجود جسيم مضاد يملك نفس الكتلة وعزم الدوران الذاتي spin، ولكن بشحنة مضادة وبعمق مغناطيسي معاكس. وايضا معادلة ديراك للنيوترينو ν تتنبأ بوجود نيوتريينو مضاد $\bar{\nu}$.

من اللبتونات المشحونة فقط الالكترون e^- هو من يمتلك شحنة مقدارها e^- ويكون هو وجسيمه المضاد e^+ مستقرين. اما بالنسبة للميون μ^- والتاو τ^- تكون جسيماتهم المضادة هي μ^+ و τ^+ ، ويختلفون عن الالكترون والبوزترون في الكتل وفي عمرهم الذي يكون قصير. اما بالنسبة للنيوترينو فلم يتم قياس كتلته بصورة دقيقة. وهناك ادلة مختبرية جيدة تشير بان لكل من μ ، e ، τ تمتلك نيوتريونات مختلفة ν_μ ، ν_e و ν_τ مرتبطة وتظهر اللبتونات في تفاعلاتها قدرتها فقط على التحول من نوع الى نوع اخر من اللبتونات من نفس النوع، واي لبيتون ومضاده من نفس النوع يمكن ان يخلقوا او يفتنوا فقط معا. وهذه القوانين موضحة في المعادلة ادناه:

$$\mu^- \rightarrow \nu_\mu + e^- + \nu_e \dots (2) [2]$$

1.4 Lepton Number

يمكننا ان نفترض عدداً كمياً للبتونات، الذي يشير الى ان كل اللبتونات تحمل عدداً لبتوني $L=1$ ، بينما الهدرونات والفوتونات لا يحملون عدداً لبتونياً. حيث ان افتراض

عدد الك اللبتوني جاء لضرورة ناتجة مراقبات تجريبية، ومثالاً على هذا هو التفاعل الاتي:

$$e^- + e^- \rightarrow \pi^- + \pi^- \dots\dots (3)$$

في الطاقات العالية، هذا التفاعل مسموح به حركيا kinematically، حيث يحقق مبدأ حفظ الشحنة، لكن لم يتم مشاهدته. لان ما يمنع هكذا تفاعل هو مبدأ الحفظ للعدد اللبتوني. وفي الواقع تفاعلات مثل:

$$\mu^- \rightarrow e^- + \gamma, \dots (4)$$

$$\mu^- \rightarrow e^- + e^+ + e^- \dots (5)$$

ايضا فان هذه التفاعلات مسموح بها حركيا لكن لم يتم مشاهدتها مطلقا. ومن نتائج هذه التجارب تم التوصل لاستنتاج لان هناك انواع مختلفة من الاعداد اللبتونية ضمن عائلة اللبتونات. اما بالنسبة للإلكترون والنيوترينو الخاص به فانهم يمتلكون عددا الكترون-لبتون $L_e=1$ ، فيما اللبتونات الاخرى تمتلك $L_e=0$. الميون ونيوترينه يملكون $L_\mu = 1$ muon-lepton number اما بالنسبة للبتونات الاخرى فأنها تمتلك $L_\mu = 0$ ، ونفس الحالة تنطبق $\tau - lepton$ ونيوترينه. العدد الكلي اللبتوني لاي جسيم يمكن ان يعبر عنه بالمجموع للعدد الالكتروني وللعدد الميون، ولعدد $\tau - lepton$.

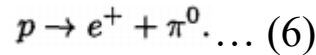
	Electron Number L_e	Muon Number L_μ	τ -lepton Number L_τ	$L = L_e + L_\mu + L_\tau$
e^-	1	0	0	1
ν_e	1	0	0	1
μ^-	0	1	0	1
ν_μ	0	1	0	1
τ^-	0	0	1	1
ν_τ	0	0	1	1

Table (2)

لهذا فان اللبتونات يمكن ان تنقسم الى ثلاث عوائل، (τ^-, ν_τ) , (e^-, ν_e) , (μ^-, ν_μ) ، مع كل عائلة رقمها يكون محفوظاً في كل التفاعلات.

1.5 Baryon Number

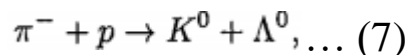
لفهم العدد الكمي الباريوني لنفترض التفاعل الآتي:



بما إن البروتون ذو كتلة كبيرة جداً مقارنة بمجموع كتلة البيون π^0 والبوزترون e^+ ، ومنذ ان كان التفاعل اعلاه يحقق قانون حفظ الشحنة، ربما سيعتقد ان هذا التفاعل ممكن. ولكن على اي حال فإن انحلال البروتون لم يتم ملاحظته من قبل. وفي الواقع فإن أكبر احتمالية ممكنة لانحلال كهذا تصل الى $\geq 10^{-40}/\text{sec}$. وهذا يشير وجود قانون حفظ من نوعا ما الذي يمنع هذا الانحلال. ولهذا يمكن ان نعتبر بأن هناك عدد تحمله الباريونات $B=1$ (baryon or nucleon number) لكل الباريونات و $B=-1$ لكل مضادات الباريونات و $B=0$ للفوتونات واللبتونات، وكذلك للميزونات. وعلى هذا الاساس إذا كان الرقم الباريوني في كل العمليات الفيزيائية، لذا فإن البروتون، سيكون أخف الباريونات، لذلك فإنه لا ينحل.

1.6 Strangeness

في الدراسات الأولية للأشعة الكونية، تم اكتشاف ان جسيمات محددة، والتي عرف فيما بعد ب ميزونات K (kaons) و Σ وباريونات Λ^0 انتجت بصورة قوية (بمقطع عرضي كبير بوحدات millibarns)، لكن امتلكت خصائص عمر التفاعلات الضعيفة 10^{-10}sec . حيث انتجت هذه الجسيمات دائماً بصورة ازواج، والتي هي كانت K مرتبطة مع Σ او مع Λ^0 . حيث كانت كل هذه النتائج محيرة، وقادت الى الشك في وجود عدد كمي جديد مرتبط مع هذه الجسيمات. عند الاخذ بتفاعل محدد، وليكن:



تم دراسة كل من K^0 و Λ^0 ينحلون الى:

$$\begin{aligned}\Lambda^0 &\rightarrow \pi^- + p, \\ K^0 &\rightarrow \pi^+ + \pi^-, \dots\end{aligned}\quad (8)$$

تم ملاحظة ان Λ^0 ينتج دائما مع K^0 ومطلقا مع π^0 . وتم ملاحظة ان Λ^0 دائما ينتج مع K^+ ، ولكن ليس مع K^-

$$\begin{aligned}\pi^- + p &\rightarrow K^+ + \pi^- + \Lambda^0, \\ \pi^- + p &\not\rightarrow K^- + \pi^+ + \Lambda^0, \\ \pi^- + p &\not\rightarrow \pi^- + \pi^+ + \Lambda^0. \dots\end{aligned}\quad (9)$$

ونفس الامر ينطبق على التفاعل الاتي:

$$\pi^+ + p \rightarrow \Sigma^+ + K^+,$$

حيث ينحل كل من K^+ و Σ^+ لاحقا:

$$\begin{aligned}\Sigma^+ &\rightarrow n + \pi^+, \\ K^+ &\rightarrow \pi^+ + \pi^0, \dots\end{aligned}\quad (10)$$

حيث تم ملاحظة ان Σ^+ نتج دائما مع K^+ ، ولم ينتج مطلقا مع π^+ . ومرة اخرى باريونات Σ^+ وجد انها تنتج دائما مع ميزونات K^0 ، لكن مع ميون اضافي π^+ ليتم تحقيق قانون حفظ الشحنة. وبصورة مشابهة، باريونات Σ^- تنتج بصورة مرتبطة مع ميزونات K^+ في تصادم $\pi^- p$ ، لكن الحالات النهائية لـ $\Sigma^+ K^-$ لم تتم ملاحظتها مسبقا

$$\begin{aligned}\pi^+ + p &\rightarrow \Sigma^+ + \pi^+ + K^0, \\ \pi^- + p &\rightarrow \Sigma^- + K^+, \\ \pi^- + p &\not\rightarrow \Sigma^+ + K^-, \\ \pi^- + p &\not\rightarrow \Sigma^- + \pi^+. \dots\end{aligned}\quad (11)$$

المقاطع العرضية الناتجة للتفاعلات في معادلة رقم (8) والمعادلة رقم (11) بالنسبة لزخم البيون pion momenta ذو كتلة 1 GeV/c وجد انها تساوي 1 mb، بينما يكون المقطع العرضي الكلي لاستطارة π^\mp من البروتونات وجد انه يساوي 30 mb. حيث انه من الواضح ان عمليات الانتاج production processes كانت

قوية. الإنحلالات المتعاقبة لهذه الجسيمات تم دراستها، حيث وجد ان Λ^0 ، ذات سرعة $0.1c$ تنحل بعد ان تقطع مسافة 0.3 cm . حيث وجد لاحقا، بأن فترة حياة lifetime لهذا الباريون تساوي تقريبا:

$$\tau_{\Lambda^0} \approx \frac{0.3 \text{ cm}}{3 \times 10^9 \text{ cm/sec}} = 10^{-10} \text{ sec.} \quad \dots (12)$$

وفترات حياة مشابهة تم ملاحظتها لجسيمات "الغريب" strange والذي قاد هذا بدوره الى الاستنتاج بأن الإنحلالات تضمنت تفاعلات ضعيفة weak interactions.

الامر الملغز لهذه النواتج المترابطة associated production تم توضيحه من قبل Murray Gell-Mann و Abraham Pais، حيث اقترحوا ان هذه الجسيمات تحمل عددا كيميا اضافيا new additive quantum number، والذي اطلقوا عليه اسم "الغريبة" Strangeness، الذي يكون محفوظا في عمليات النتاج القوي، والذي يخرق في الانحلالات الضعيفة. كل الميزونات والباريونات (كذلك الفوتونات) افترض بأنها غير غريبة non-strange اي ان $S = 0$. وهكذا، في التفاعلات الانتاج القوية بحالة ابتدائية $S = 0$ للغريبة، فأن الغريبة الكلية للجسيمات في الحالة غريبة لـ K^+ و K^0 يجب ان تكون معاكسة لـ Σ^- ، Σ^0 ، Σ^+ و Λ^0 . وفي الواقع، لو اخترنا بصورة اعتباطية

$$S(K^0) = 1, \dots (13)$$

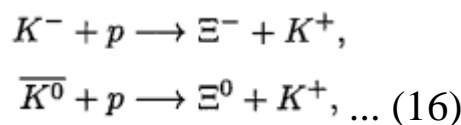
فأن ستتبع

$$S(K^+) = S(K^0) = 1, \dots (14)$$

اما بالنسبة Λ^0

$$S(\Lambda^0) = S(\Sigma^+) = S(\Sigma^0) = S(\Sigma^-) = -1. \dots (15)$$

وبصورة مشابهة، بالنسبة لتفاعلات الانتاج القوية. مثلا:



حيث تم استنتاج بأن الجسيمات المترافقة cascade particles E^0 و E^- ، يمكن ان يحملوا رقم الغرابة $S = -2$ ، إذا كان كل من K^- و \bar{K}^0 يحملون $S = -1$. ومن الجدير بالذكر بأن الإنحلالات الضعيفة للهدرونات لا تحقق مبدأ حفظ "الغرابة". وعلى هذا الأساس فإن "الغرابة" يتم تحقيق حفظها في التفاعلات القوية والكهرومغناطيسية. [3]

1.7 Quarks and systems of quarks

الكواركات المعروفة مدرجة في جدول (1.3) ادناه. في النموذج القياسي Standard Model، الكواركات، مثل اللبتونات حيث تمتلك عزم دوران ذاتي $\frac{1}{2}$ spin، لكن تحمل شحنة مقدارها $\frac{2}{3}e$ ، $-\frac{e}{3}$. الكواركات تحمل عدد كواركي quark number، وبالنسبة للكواركات المضادة تحمل عدد سالب. هنالك صعوبات عديدة لعزل ومشاهدة كوارك وحيد حيث ان الكواركات تتواجد في أنظمة محكمة ومقيدة ذات ابعاد لا تتجاوز 1fm. وتسمى الجسيمات المسؤولة عن ربط الكواركات مع بعضها Gluons حيث تعمل هذه الجسيمات بصورة مختلفة عن المغناط التي كلما ابتعدت عن بعضها البعض ضعف تأثيرها، بل هي تعمل كشرط مطاطي حيث تزداد قوة الارجاع (رد الفعل) كلما حاولنا اخراج كوارك وحيدا من أنظمة الكواركات.

تكون البروتونات والنيوترونات عبارة عن باريونات والتي تمثل ثلاث كواركات مجتمعة اما الميزونات فهي عبارة عن نظام مكون من كوارك مع ضديده.

Table 1.3. Properties of quarks

Quark	Electric charge (e)	Mass ($\times c^{-2}$)
Up u	2/3	1.5 to 4 MeV
Down d	-1/3	4 to 8 MeV
Charmed c	2/3	1.15 to 1.35 GeV
Strange s	-1/3	80 to 130 MeV
Top t	2/3	169 to 174 GeV
Bottom b	-1/3	4.1 to 4.4 GeV

A. Quark Content of Mesons

الكواركات هي مثل اللبتونات، هي فرميونات شبه نقطية، حيث تمتلك زخم زاوي angular momentum $\frac{1}{2} \hbar$. وفيما تمتلك الميزونات اعداد صحيحة من عدد الكم المغزلي spin وإذا كانوا في حالات مقيدة من الكواركات bound states of quarks فلا بد ان تتكون الميزونات من اعداد زوجية even من الكواركات. وفي الواقع كل ميزون تم اكتشافه يمكن ان يوصف كحالة مقيدة من الكورك ومضاد الكوارك. وعلى سبيل المثال، فان ميون π^+ ، الذي يمتلك عدد كم مغزلي صفر وشحنة كهربائية +1 يمكن ان يوصف كالحالة المقيدة bound state

$$\pi^+ = u\bar{d} \dots (17)$$

اما بالنسبة لمضاد الميون:

$$\pi^- = \bar{u}d \dots (18)$$

وبالنسبة π^0 ، الذي يمتلك شحنة محايدة يمكن يوصف بانه الحالة المقيدة من اي كوارك مع مضاده حيث يمكن π^0 ان يعطى بالعلاقة الاتية:

$$\pi^0 = \frac{1}{\sqrt{2}} (u\bar{u} - d\bar{d}) \dots (19)$$

اما بالنسبة للميزونات الغريبة strange mesons يمكن ان توصف بنفس الطريقة من الحالة المقيدة من الكواركات، على ان يكون أحد الكواركات هو كوارك غريب strange:

$$\begin{aligned} K^+ &= u\bar{s}, \\ K^- &= \bar{u}s, \\ K^0 &= d\bar{s}, \\ \bar{K}^0 &= \bar{d}s. \dots (20) \end{aligned}$$

ويوجد نوع اخر من الميزونات تم اكتشافه في عام 1974 بواسطة مجموعة يرأسها Samuel Ting و Burton Richter الذين اشاروا الى وجود الكوارك الساحر الذي يمكن ان يوصف بانه حالة مقيدة bound state من ال charmonium (الذي سمي بهذا الاسم تشبيها بذرة البوزترونيوم) والذي يمكن

ان يوصف كميزون "اعتيادي" لان مجموع اعداده الكمية تساوي صفر (لوجود كوارك c مع \bar{c}).

$$J/\psi = c\bar{c}... (21)$$

على الرغم من ذلك توجد بعض الميزونات مع كوارك ساحر وحيد او مضاد كوارك ساحر وحيد مع كوارك او مضاده من نوع اخر (علوي، سفلي...الخ)

$$\begin{aligned} D^+ &= c\bar{d}, \\ D^- &= \bar{c}d, \\ D^0 &= c\bar{u}, \\ \bar{D}^0 &= \bar{c}u. \dots (22) \end{aligned}$$

ويمكن ان نقارن من حيث التشابه الجزئي ميزون الساحر مع ميزونات ال K. ومن حيث التشابه الجزئي مع K^+ فان ميزونات D^+ تعرف بانها تمتلك نكهة كوارك ساحر بمقدار +1، والذي يدل على ان العدد الكمي للكوارك الساحر c-quark هو +1. وهناك بعض الميزونات التي تمتلك كل من الاعداد الكمية للغريب والساحر.

$$\begin{aligned} D_s^+ &= c\bar{s} \\ D_s^- &= \bar{c}s... (23) \end{aligned}$$

وفي الاخر، هنالك دليل شامل لبعض الهدرونات التي يكون أحد مكوناتها هو كوارك قعري bottom quark، وعلى سبيل المثال، فان الميزونات من نوع B، تتشابه جزئيا مع ميزونات من نوع K والتي تمتلك البنية الاتية:

$$\begin{aligned} B^+ &= u\bar{b}, \\ B^- &= \bar{u}b, \\ B_d^0 &= d\bar{b}, \\ \bar{B}_d^0 &= \bar{d}b. \dots (24) \end{aligned}$$

اما بالنسبة لميزونات B متعادلة الشحنة والتي تتألف من b و s من الكواركات تكون مميزة أكثر من سابقتها، مثل نظام $K^0 - \bar{K}^0$ ، حيث يظهر خرق لمبدأ التناظر CP violation في انحلالهم.

$$B_s^0 = s\bar{b}$$

$$\bar{B}_s^0 = \bar{s}b \dots (25)$$

التجارب الحديثة في مصادمات e^+e^- ، واحد في SLAC (BaBar) والثاني في KEK accelerator في تسوكوبا، في اليابان ("BELLE")، كلاهما اشار في دراستهم تجارب ال " B -factories" والتي هي عبارة عن دراسة خواص ميزونات B في بيئة معزولة والتي تكون نتيجة مصادمة e^+e^- ، حيث وجدوا دليلا واضحا لخرق كبير في CP symmetry في إنحلالات B^0 التي نتجت على شكل ازواج

$$e^+ + e^- \longrightarrow B + \bar{B} \dots (26)$$

B. Quark Content of Baryons

كما هي الميزونات التي تتكون من حالات مقيدة bound states من الكواركات ومضاداتها، كذلك يمكن ان تعتبر الكواركات مبنية من نفس هذه المكونات. لكن بسبب ان الباريونات تمتلك انصاف اعداد صحيحة من الزخم الزاوي (لكونهم فرميونات)، فتكون تشكيلاتهم البنيوية على شكل اعداد فردية من هذه الكواركات. خصائص الباريونات تكون ثابتة بصورة كبيرة مع كونها متواجدة في تشكيلات ثلاثية من الكواركات. وهكذا يمكننا ان نأخذ بعين الاعتبار كلا من البروتونات والنيوترونات هي حالات مقيدة bound states

$$p = uud \dots (27)$$

$$n = udd \dots (28)$$

وبصورة مماثلة يمكننا ان نصف الهايبرونات hyperons والتي هي تحمل عدد كمي ساحر، كما يلي:

$$\begin{aligned}
\Lambda^0 &= uds, \\
\Sigma^+ &= uus, \\
\Sigma^0 &= uds, \\
\Sigma^- &= dds. \dots (29)
\end{aligned}$$

كذلك، بالنسبة للجسيمات المرتبة cascade particles التي تمتلك وحدتين من الغرابة، يمكن ان توصف

$$\begin{aligned}
\Xi^0 &= uss, \\
\Xi^- &= dss. \dots (30)
\end{aligned}$$

وبما ان كل الباريونات تمتلك عدد باريوني للوحدة unity، لهذا يجب على كل كوارك ان يحمل عدد باريوني مقداره $\frac{1}{3}$. اضافة الى ذلك فبما ان الميزونات تتكون من كوارك مع كوارك مضاد، وبما ان مضاد الكوارك سوف يحمل العدد الباريوني $-\frac{1}{3}$ ، لهذا تم استنتاج ان الباريونات لا تمتلك عدد باريوني، والذي هو صفة خاصة فقط بالبريونات.

1.8 Need for color

بتمديد نموذج الكوارك الى كل الباريونات، فأن هذا سيقود الى صعوبة في الجانب النظري من النموذج. هناك باريون Δ^{++} الذي هو باريون غير غريب nonstrange يحمل وحدتين من الشحنة الموجبة ولديه زخم زاوي $\frac{3}{2}$. وبما انه باريون فمن الطبيعي انه يتكون من 3 كواركات

$$\Delta^{++} = uuu. \dots (31)$$

هذه البنية الاساسية تحقق كل الاعداد الكمية، وفي الحالة الارضية (حيث لا توجد مساهمات من الموجات المدارية النسبية relative orbital waves)، الكواركات الثلاثة العلوية يمكن ان تأخذ قيما متوازية من البرم spin لتحقيق قيم $J = \frac{3}{2}$. وهكذا سوف يكون لدينا حالة نهائية من 3 فرميونات متطابقة، لهذا سوف يكونون متمثلين عند تبادل اي من كواركين. وهذا بطبيعة الحال يتنافى مع مبدأ بالولي، الذي يتطلب دالة موجة تحتوي على فرميونات متطابقة لان تكون غير متمثلة-antisymmet-ric. لهذا سوف يظهر نموذج الكوارك غير قادر على تفسير Δ^{++} . على الجانب

الآخر يعمل نموذج الكوارك على تفسير على بقية الهدرونات لذلك سوف يبدو من غير الحكمة في التخلي بصورة تامة عن هذا النموذج. يمكن ان نحصل على حل مثير للاهتمام لهذه المشكلة إذا افترضنا ان كل الكواركات تحمل عددا كميًا داخلي وحالة النهائية في معادلة رقم (31) هي في الواقع غير متماثلة في الفضاء لمرافق لهذا العدد.

وبالنسبة الى درجة الحرية الاضافية تم تسميتها باللون color، حيث وجدت ان الكواركات تأتي بثلاث ألوان مختلفة حيث تم تسميتها (red، green، blue). وفي هذه المرحلة من تطوير النموذج يمكن اعتبار هذه الالوان مجرد عدد كمي جديد نحتاجه في تفسير اسباب ظواهرية phenomenological reasons لفهم البنية الاساسية للهدرونات.

تظهر الهدرونات عديمة اللون، ولهذا السبب فهي تطابق الحالات المقيدة bound states للكواركات ومضاداتها بعدد كمي كلي صفر بالنسبة للون، او يمكن القول ببساطة بان الكواركات محايدة اللون من الحالة المقيدة للكواركات. في حالة تبادل interchange لأي اثنين من الكواركات، الدالة الموجية لأحادية اللون color singlet wave function بالنسبة للكواركات الثلاثة سوف تتغير اشارة، فيما color singlet بالنسبة للكوارك ومضاد الكوارك لا تتغير. هذه الفرضية تقود الى وصف ممتاز لكل الباريونات المكتشفة والتي تظهر كحالات مقيدة من ثلاث كواركات، والميزون حالات مقيدة من الكوارك ومضاد الكوارك في شكل ازواج. وايضا وجد ان هذه الفرضية تصف باريون Ω^- والذي يمتلك عددا كميًا للغرابة strangeness بمقدار 3- وزخم زاوي مغزلي $\frac{3}{2}$ ، والذي يكون هو في الحالة الارضية من 3 كواركات غريبة strange

$$\Omega^- = sss... (32)$$

ومن هنا نرى مرة اخرى خاصية التماثل في فضاء اللون تلعب دورا حاسما في ضمان تحقيق عدم التماثلية الكلية بالنسبة الى دالة الموجة الفرميونية لهذه الحالة.

الافتراض النظري للون يبدو مجرد فكرة خاصة بالنموذج، خصوصا وان الهدرونات الملاحظة لا تحمل عدد كمي لوني. لكن على اي حال وجود اللون يمكن ان ينشأ كما يلي. لنأخذ تفاعل فناء لإليكترون مع بوزترون $e^+ e^-$ ، الذي سوف يساهم في انتاج creation زوج من $\mu^+ \mu^-$ او كوارك مع مضاد كوارك. يمكننا

التفكير في هذا التفاعل كعملية جارية لإنتاج فوتون حالة وسطية افتراضي، كما في الشكل (1). المقطع العرضي لإنتاج الهدرونات في هذه العملية يعتمد على عدد الطرق لإنتاج كوارك ومضاد كوارك على شكل أزواج من فوتون ما. وهذا يجب ان يكون متناسبا proportional لعدد ألوان الكوارك المتاحة. وهذه المقطع العرضي النسبي للإنتاج the ratio of production cross sections

$$R = \frac{\sigma(e^-e^+ \rightarrow \text{hadrons})}{\sigma(e^-e^+ \rightarrow \mu^-\mu^+)} \dots (33)$$

يتناسب مع عدد ألوان الكواركات. وبالفعل هذه الكمية quantity ثابتة مع ثلاثة ألوان بالضبط. لان ميكانيكية انتاج الهدرونات كما في شكل – تعتمد بالإضافة، على الشحنة الكهربائية للكواركات، وهذه البيانات تؤكد الطبيعة النسبية fractional nature للشحنة الكهربائية المحمولة بواسطة الكواركات.



Fig. (1)

The annihilation of $e^+ e^-$ through a virtual photon into $\mu^+ \mu^-$ or $q\bar{q}$ pair.

المقطع العرضي التفاضلي للتفاعل $\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)$ يمكن حسابه من خلال المعادلة:

$$\frac{d\sigma}{d\theta} = \frac{\pi\alpha^2}{2s}(1 + \cos^2 \theta) \sin \theta \dots (34)$$

حيث $\alpha = e^2/(4\pi\epsilon_0\hbar c)$ ثابت ويدعى ب fine-structure constant. بينما s مربع مركز طاقة الكتلة. وبإهمال كتل اللبتونات وبالتكامل بالنسبة ل θ سيكون المقطع التفاضلي الكلي:

$$\sigma = \frac{4\pi\alpha^2}{3s} \dots (35)$$

كجسيمات أولية، الكواركات تمتلك نفس الديناميكا الكهربائية electrodynamics للميونات، بعيدا عن مقدار شحنتهم الكهربائية.

تشير مخططات فاينمان Feynman diagrams الى ان قيمة ال R بحدود من 10 الى GeV الى $40 GeV$ (الكوارك القمي Top لن يشارك لأنه يمتلك كتلة $174 GeV/c^2$) حيث تم ايجاد قيمة ال R ووجد انها تساوي:

$$R = \left(\frac{2}{3}\right)^2 + \left(\frac{1}{3}\right)^2 + \left(\frac{2}{3}\right)^2 + \left(\frac{1}{3}\right)^2 + \left(\frac{1}{3}\right)^2 = \frac{11}{9}. \dots (36)$$

حيث وجد ان هذه القيمة اقل بكثير مما هو متوقع بمقدر 3. حيث تم حل هذه المشكلة بافتراض وجود 3 ألوان للكواركات وهي ال RGB حيث اصبحت قيمة R

$$R = \frac{11}{3}$$

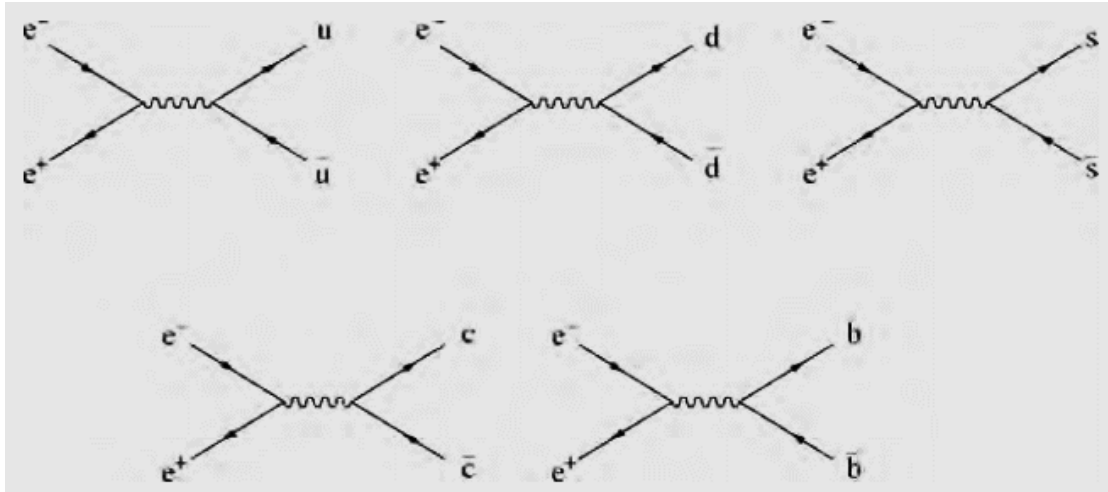


Fig. (2)

The lowest order Feynman diagrams for quark–antiquark pair production in $e^+ e^-$ collisions at energies below the Z threshold. [4]

Preferences:

1. Cottingham, W.N. and Greenwood, D.A., 2007. *An introduction to the standard model of particle physics*. Cambridge university press.
2. Martin, B.R. and Shaw, G., 2019. *Nuclear and particle physics: an introduction*. John Wiley & Sons.
3. Griffiths, D., 2008. *Introduction to elementary particles*. John Wiley & Sons.
4. Ashok, D. and Thomas, F., 2003. *Introduction to nuclear and particle physics*. World Scientific.