

# Parçacık Fizikine Giriş

Orhan ÇAKIR  
Ankara Üniversitesi

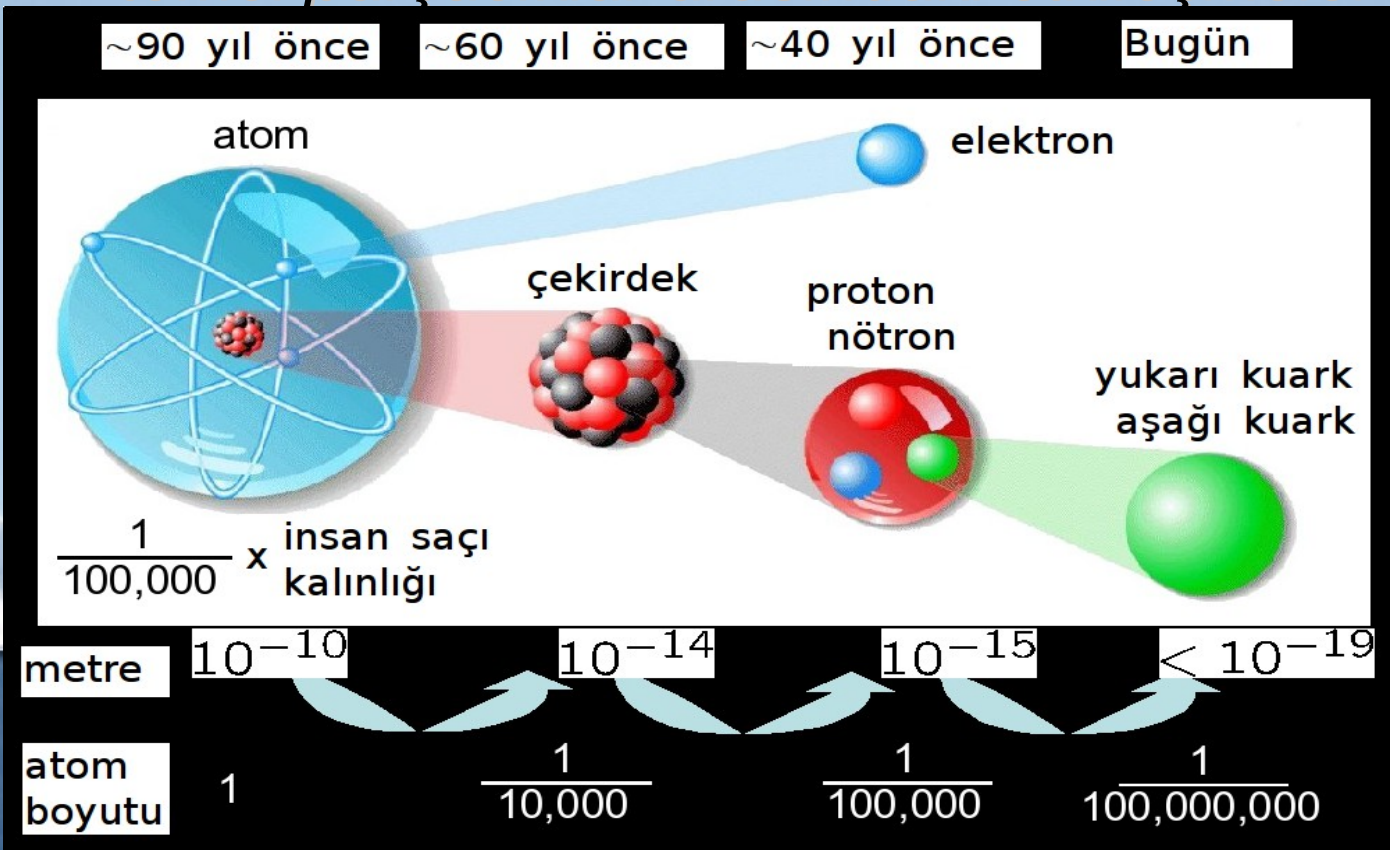
HPFBU 2012, 12-19 Şubat 2012, Kafkas Univ., Kars

# Konu Başlıkları

- Parçacık fiziği
- Doğanın kuvvetleri
- Parçacık fiziğinde bakışım (simetri)
- Temel parçacıklar ve etkileşmeler
- Çarpıřma tesir kesitleri
- Parçacık bozunumları
- Standart Model

# Parçacık Fiziği

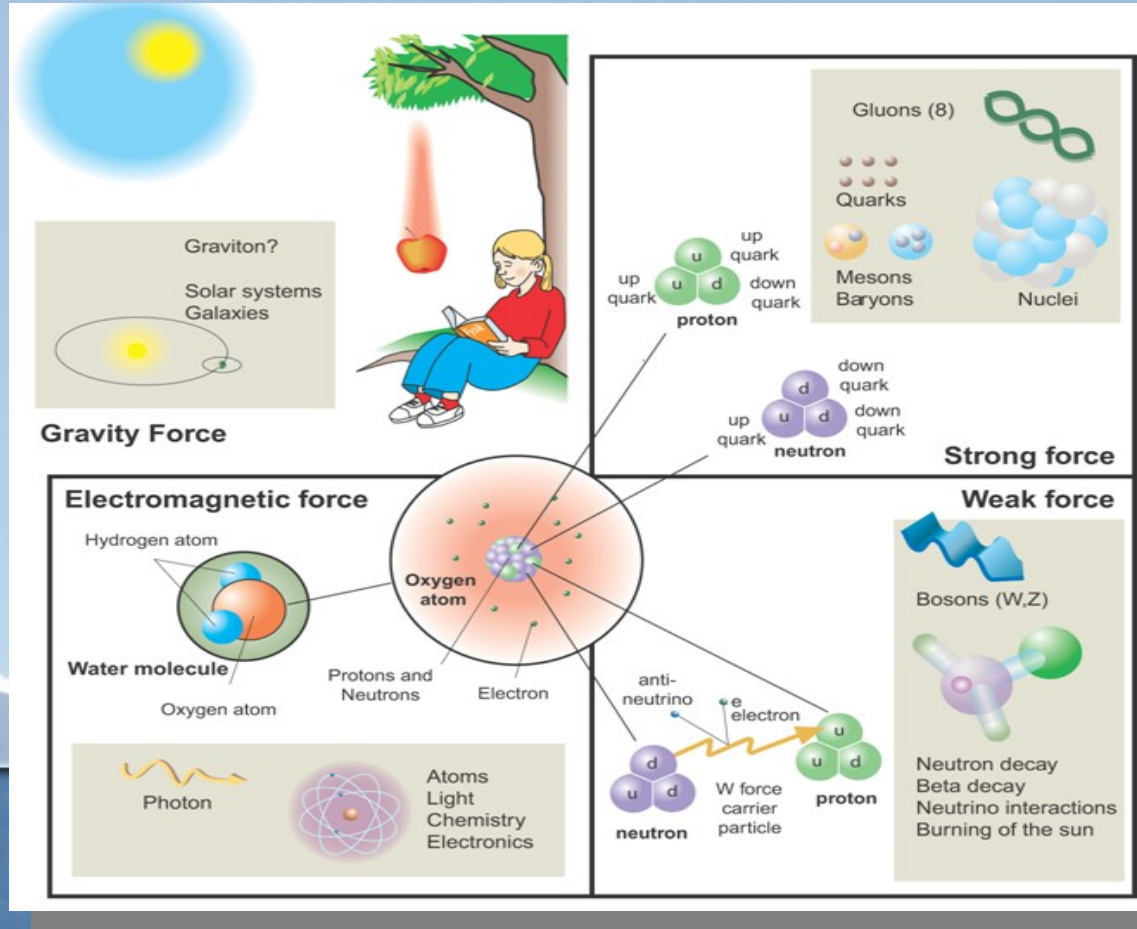
- **Madde** (spin-1/2 parçacıklar): evrenin temel elemanları – *temel parçacıklar*
- **Kuvvet** (spin-1 parçacıklar): evrenin temel kuvvetleri – *temel parçacıklar arasındaki etkileşmeler*



- **PF**, temel anlamda **Parçacıkları ve Kuvvetleri** belirli yasalara göre inceler.

# Doğanın Kuvvetleri

Kuvvetler, fermiyonlar arasında bozon değiş-tokuşu olarak açıklanabilir ve bozonun tipi, kuvveti tanımlar.

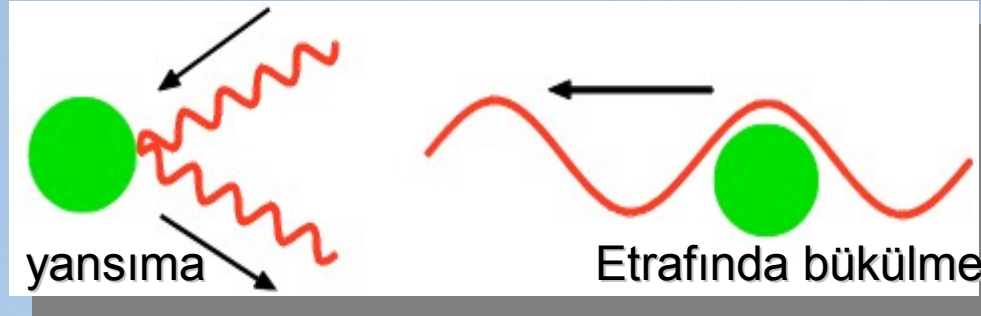


# “Göremediğimiz” Etkiler

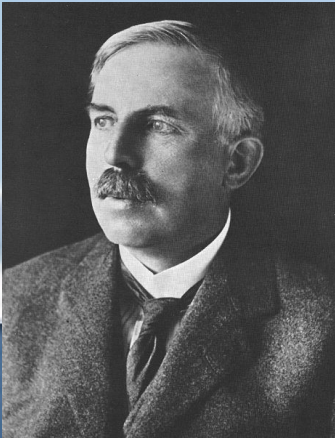
basketbol

# Doğanın temel yapı taşlarının araştırılması

$$E = \frac{hc}{\lambda}$$

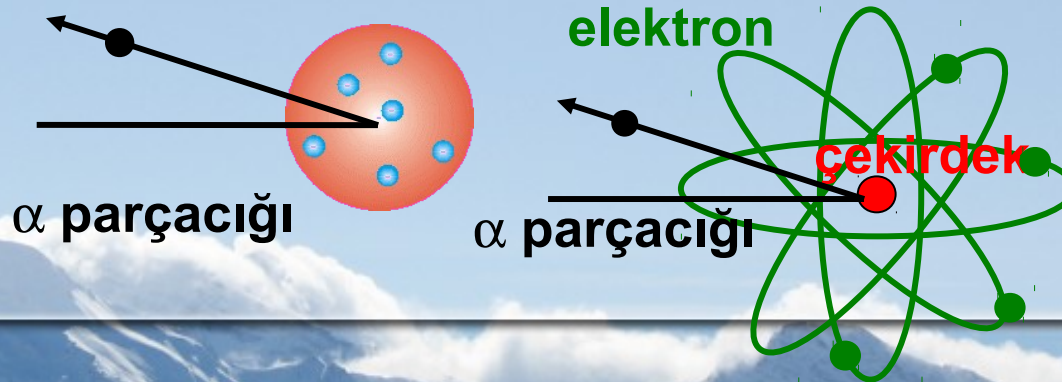


Yüksek demet enerjisi → Daha kısa dalgaboyu → Daha iyi çözünürlük



E. Rutherford,  
Deney, 1909

O. Cakir



$$\lambda = hc/E = 1.24 \times 10^{-6} \text{ eV m} / E$$
$$E = 2.8 \times 10^6 \text{ eV} \implies \lambda = 4.4 \times 10^{-13} \text{ m}$$

# Bakışım / Korunum yasaları

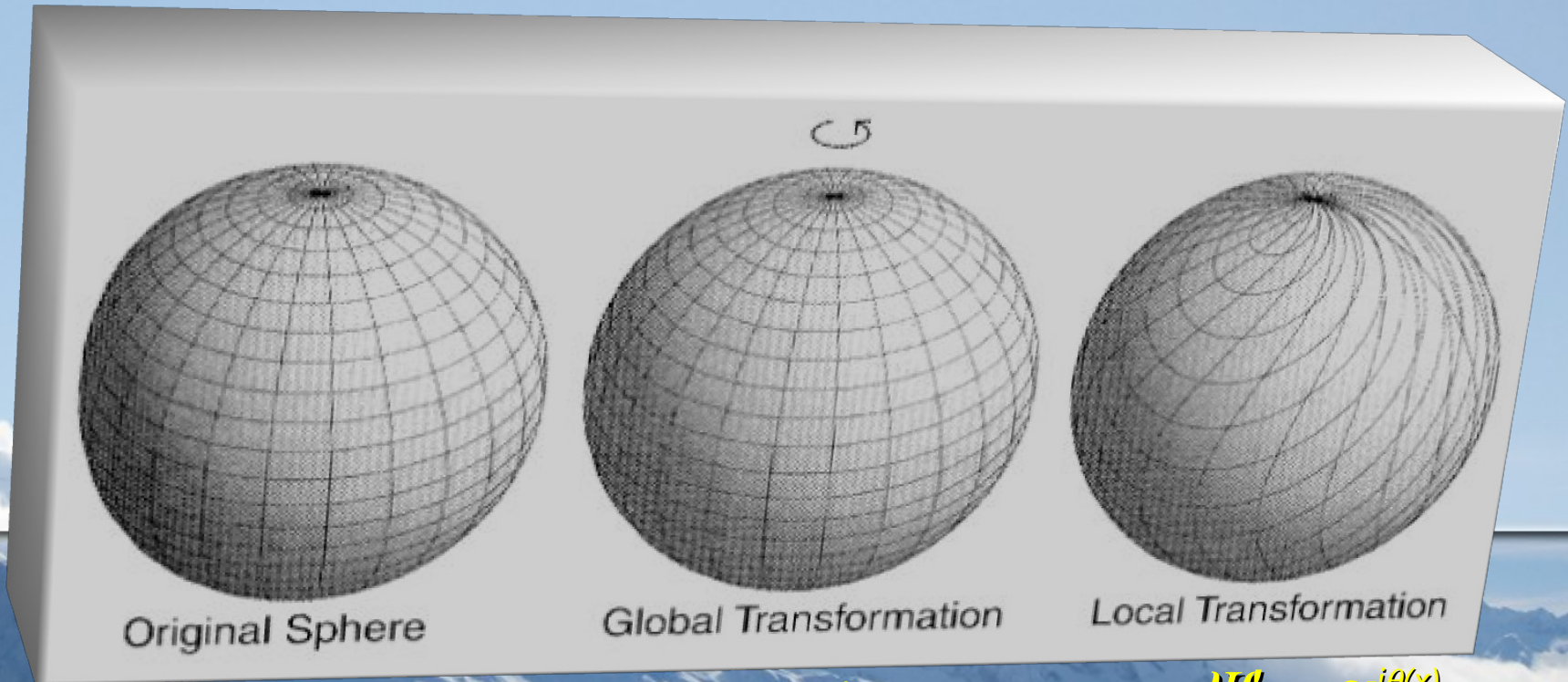


Fizik yasaları zamanda ötelemeye göre bakışımlıdır/simetriktir (dün olduğu gibi bugün de aynı biçimdedir): Noether (1917) teoremi bu değişmezliği enerji korunumu ile ilişkilendirir. Genel anlamda simetrilere korunum yasaları eşlik eder.

Bakışım		Korunum yasası
zamanda öteleme	$\leftrightarrow$	enerji
uzayda öteleme	$\leftrightarrow$	momentum
dönme	$\leftrightarrow$	açısız momentum
ayar dönüşümü	$\leftrightarrow$	yük

# Parçacık Fiziğinde Bakışım

- Bakışım hayatımızda önemli rol oynar! QFT'de ise özel bir rol oynar:
  - her bir kuvvet iç bakışım prensibinden türetilir – *yerel ayar değişmezliği ayar bozonlarını tahmin eder.*



$$\Psi' \rightarrow e^{-i\theta} \Psi$$

HPFBU 2012

$$\Psi' \rightarrow e^{-i\theta(x)} \Psi$$



# Kesikli Simetri/Bakışım

## Yük eşleniği (C)

- Klasik elektrodinamik C altında değişmez kalır, potansiyeller ve alanlar işaret değiştirir ancak kuvvet yük çarpanı nedeniyle değişmez kalır.
- $C|p\rangle = |\bar{p}\rangle = \pm |p\rangle$ , bütün “iç kuantum sayıları”nın (yük, baryon sayısı, lepton sayısı, acayıplik, vs.) işareti değişir; kütle, enerji, momentum, spin, değişmeden kalır. Sınırlı özduruma sahiptir (photon, rho, eta vb.).
- Zayıf etkileşmelerin simetrisi değildir ( $\bar{\nu}_L$  yoktur!)
- Genişletilmiş dönüşüm “G-parite”,  $G=CR_2$  burada  $R_2 = e^{i\pi I(2)}$ . Örnek: pionlar G' nin öz durumlarıdır.

# Kesikli Simetritiler - 2

## Parite (P)

- Lee ve Yang (1956) zayıf etkileşmelerde parite için bir test önerdiler.  $^{60}\text{Co} \rightarrow ^{60}\text{Ni} + e + \bar{\nu}_e$  sürecinde beta bozunmasında elektronların çoğu çekirdek spinine zıt yönde yayınlanır. Parite, güçlü ve elektromagnetik etkileşmelerin bir bakışımıdır, fakat zayıf etkileşmelerde bozulur.

Sayı/Skaler	$P(s)=s$
Sözde-sayı	$P(p)=-p$
Yöney/Vektör	$P(\mathbf{v})=-\mathbf{v}$
Sözde-yöney (eksensel yöney)	$P(\mathbf{a})=\mathbf{a}$

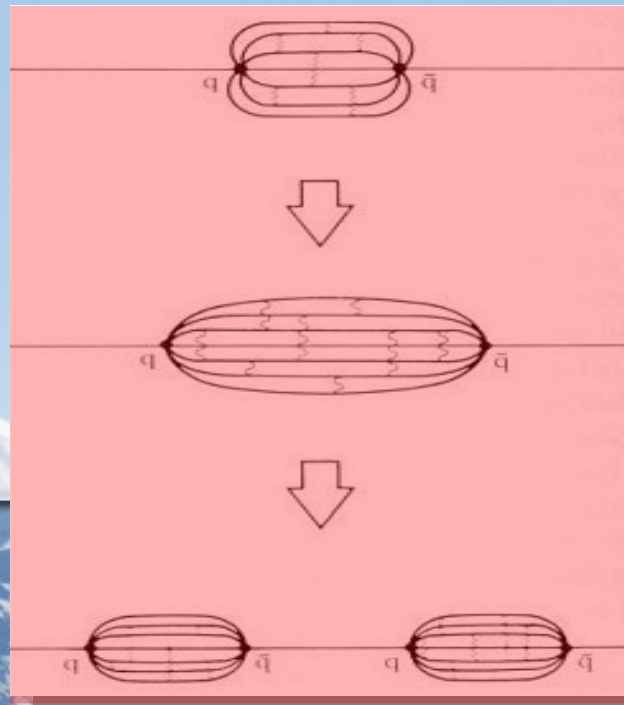
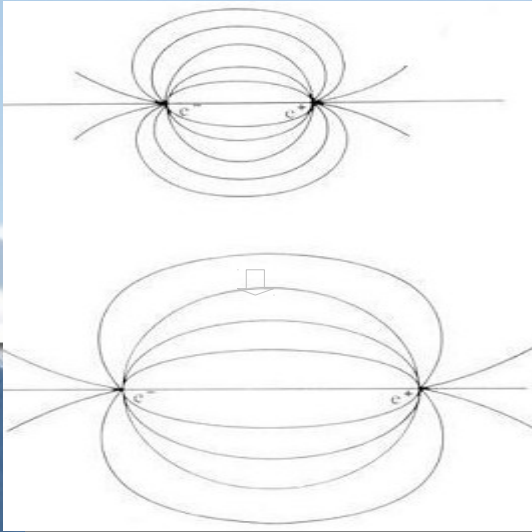
- nötrinolar sol-el, antinötrinolar ise sağ-el davranırlar.

# Hadronlar

Hadronlar kuarkların renk birliği bağlı durumlarıdır.

- Mezonlar, kuark ve anti-kuarkların bağlı durumlarıdır ( $q_i \bar{q}_j$ ).
- Baryonlar, 3 kuark bağlı durumlarıdır ( $q_i q_j q_k$ ).
- Kuarklar, hadronlar içine hapsedir.

*Yükler birbirinden ayrıldığında Elektrik alan çizgileri seyrekleşir.*



**Kuarklar birbirinden ayrıldığında renk kuvveti çizgileri bir tüp içinde yoğunlaşır. Yeterli kuvvet uygulandığında bu ikiye ayrılacaktır.**

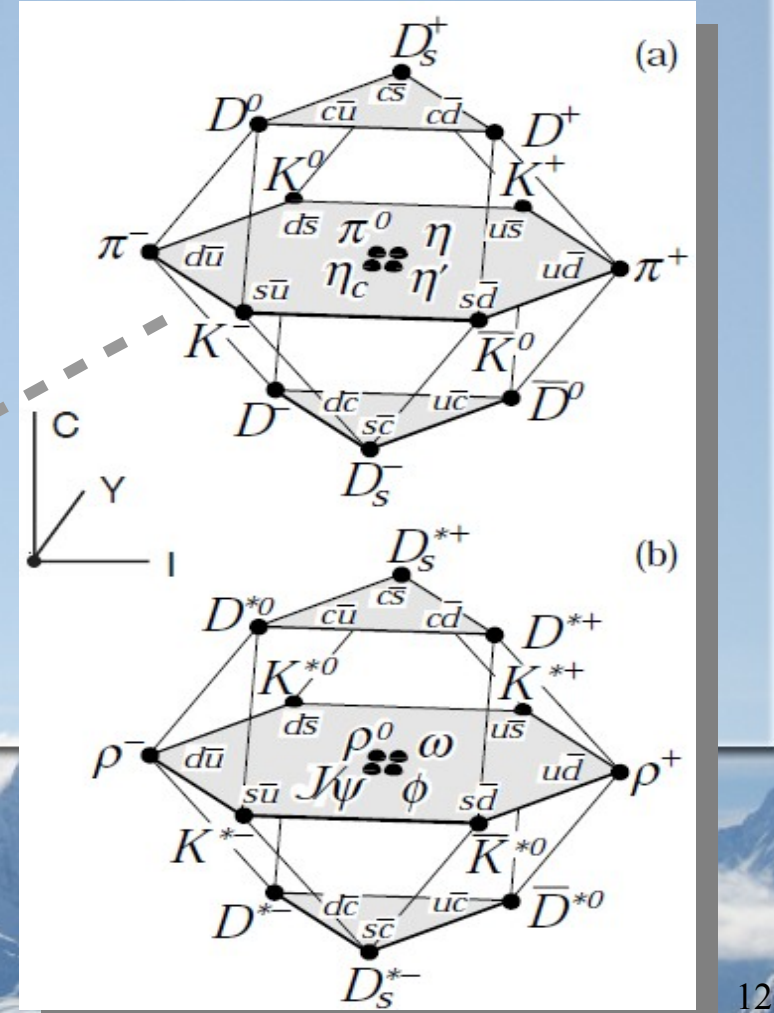
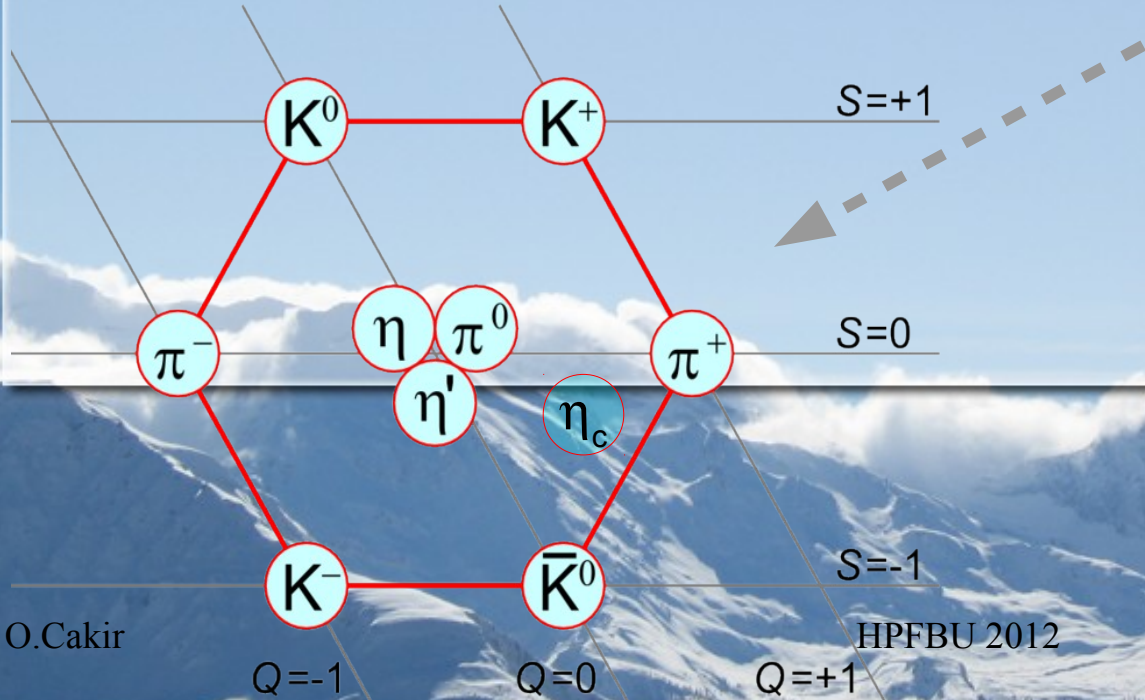
# Mezonlar

Yörünge açısal momentumu  $l$  ise, parite  $P=(-1)^{l+1}$  ile verilir. Mezonlar  $qq$  için yük eşleniği  $C=(-1)^{l+s}$  ve G-parite  $(-1)^{l+s}$  ile verilir.  $SU(4)$  sınıflandırmasında  $4 \times \bar{4}=15 + 1$  yapısı elde edilir. Spektroskopik gösterim:  $n^{2s+1}l_J (J^{PC})$

$l=0$ : sözde-skaler ( $0^+$ ) ve vektor ( $1^-$ )

$l=1$ : skaler ( $0^{++}$ ), eksensel vektor ( $1^{++}$ ) ve ( $1^+$ ), tensor ( $2^{++}$ ).

örn:  $1^1S_0(0^+) \rightarrow K$ -mezon

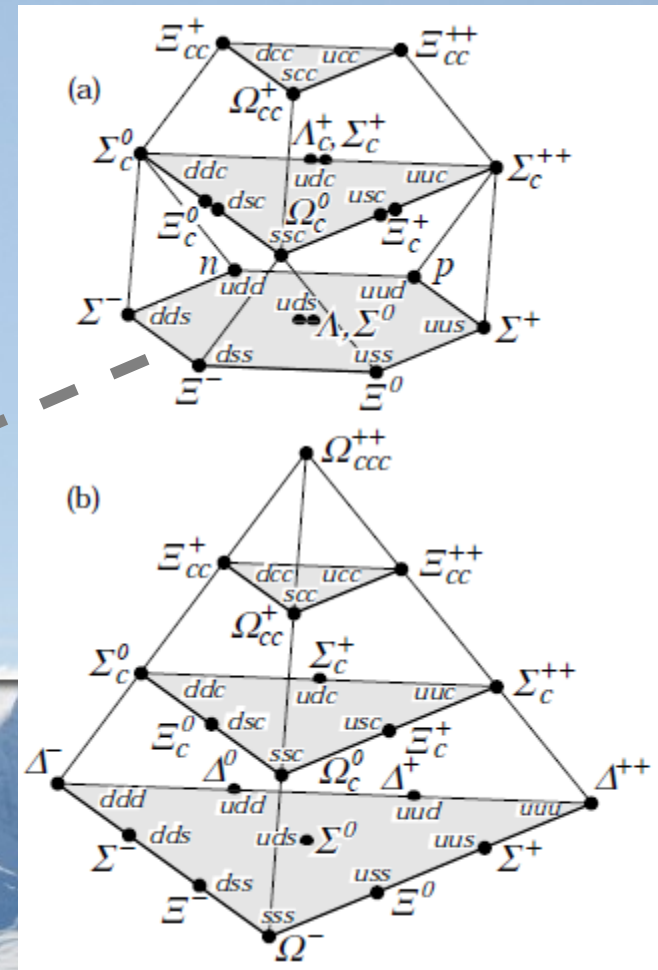
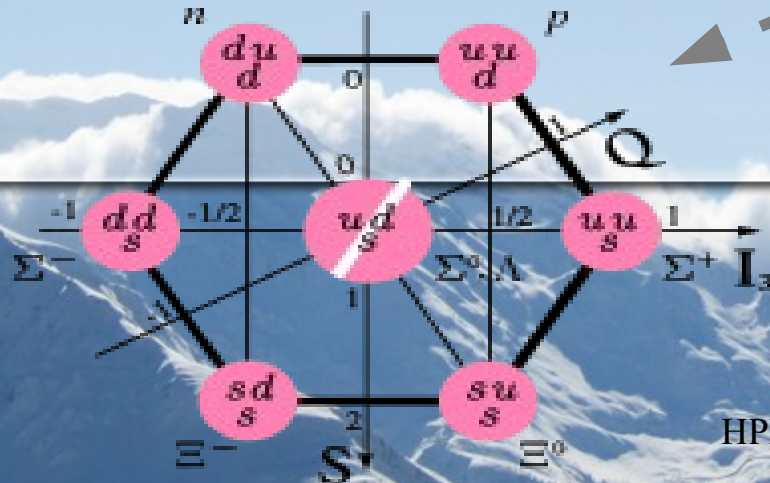


# Baryonlar

Baryonlar, renk birliği durumları, baryon sayısı  $B=1$  taşıyan fermiyonlardır.

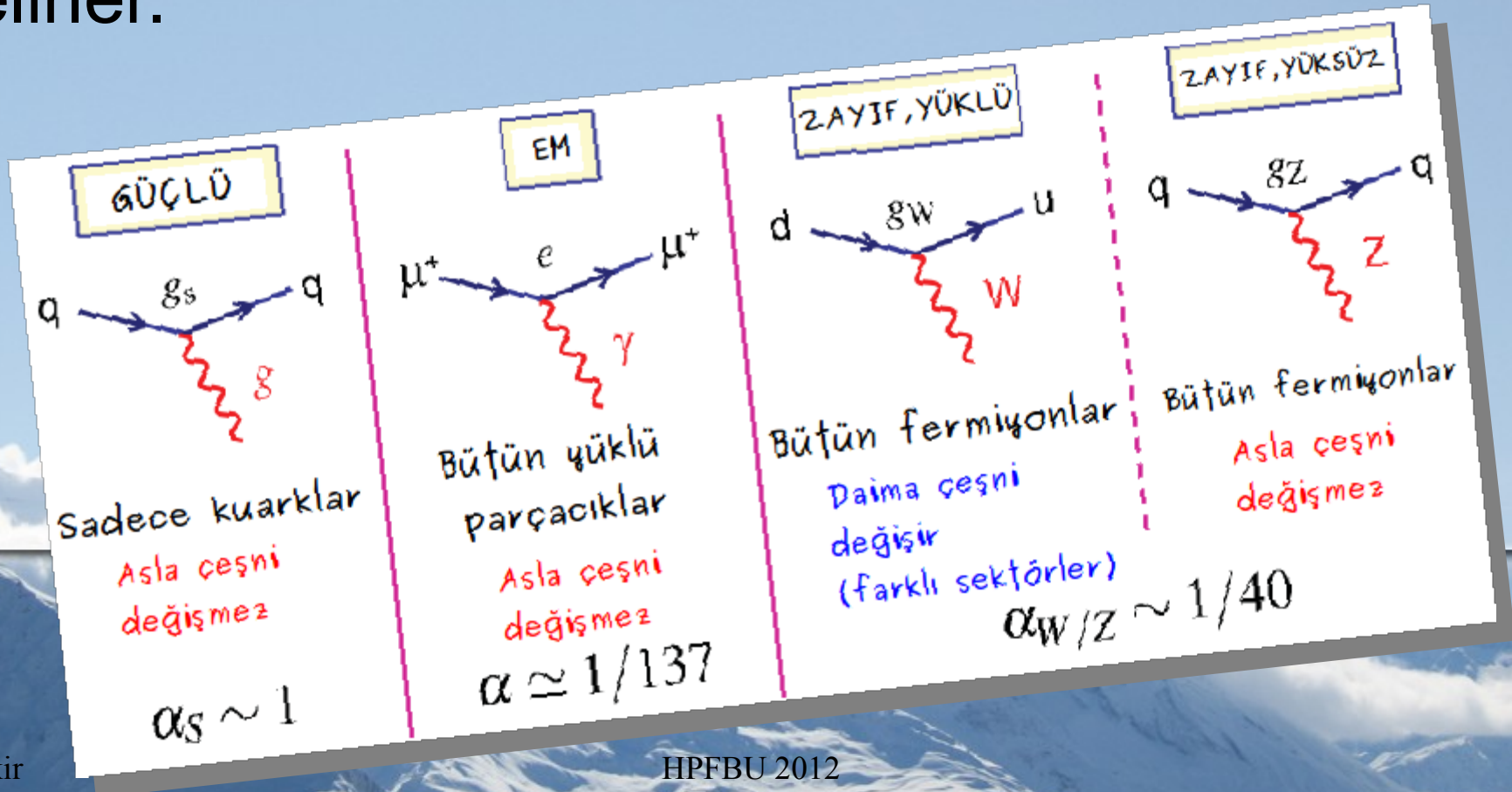
$$|qqq\rangle_A = |\text{color}\rangle_A \times |\text{space, spin, flavor}\rangle_S$$

Baryonları, aynı uyarılma kuantum sayısına göre bandlar üstünde sınıflandırmak kullanışlıdır.



# Etkileşmeler

Ayar bozonlarının fermiyonlarla etkileşmeleri köşeler ile tanımlanır. Ayar bozonlarının tipi ve etkileşmenin doğası etkileşmenin özelliklerini belirler.



# Etkileşme Lagrangian'ı → Köşe Faktörleri

- **QED etkileşme terimi**
- **QCD etkileşme terimi**

$$L_{QED, \bar{\psi}\psi A} = -g_e q \bar{\psi} \gamma^\mu \psi A_\mu$$

burada 3 alan – gelen fermiyon – giden fermiyon – foton ( $\psi, \bar{\psi}, A$ ) bir noktada etkileşir, ve etkileşme köşesi tanımlanır. Alanlara göre türetildiğinde kalan kısım köşe faktörünü verir

$$-ig_e q \gamma^\mu .$$

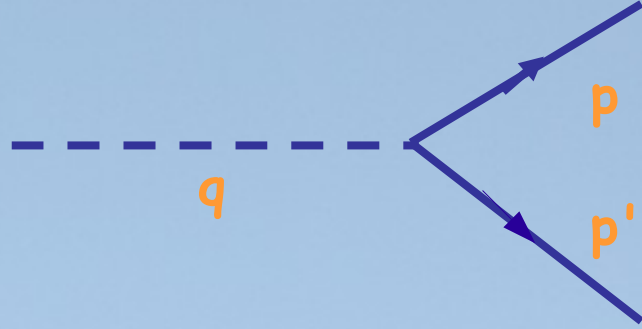
$$L_{QCD, \bar{\psi}\psi g} = -g_s \bar{\psi} \gamma^\mu \frac{\lambda^a}{2} \psi G_\mu^a$$

gelen kuark – giden kuark - gluon ( $q, \bar{q}, g$ ) bir noktada etkileşir, köşe faktörü

$$-ig_s \lambda/2 \gamma^\mu .$$

# Süreçler

- Bozunma



$$q = p + p'$$

Burada  $q$  ve  $p$  dörtlü momentumlardır.

- Saçılma



$$q = p_1 + p_2 = p_3 + p_4$$



# Kinematik

İki eylemsiz çerçeve  $S$  and  $S'$  olsun,  $S'$  çerçevesi  $S$  ye göre düzgün  $v$  hızıyla hareket etsin, bir olayın bu çerçevelerdeki uzay-zaman koordinatları Lorentz dönüşümleri ile tanımlanır.  $S$  den  $S'$  ye gittiğimiz zaman, bir olayın koordinatlarının uygun/özel bir birleştirimi değişmez kalır:

$$I \equiv (x^0)^2 - (x^1)^2 - (x^2)^2 - (x^3)^2 = (x^{0'})^2 - (x^{1'})^2 - (x^{2'})^2 - (x^{3'})^2$$

Eylemsiz bir çerçevede değişmez kalan nicelik "invariant" olarak adlandırılır (aynı anlamda,  $r^2 = x^2 + y^2 + z^2$  niceliği dönmeler altında değişmez kalır). Bu nicelik aşağıdaki gibi yazılabilir,

$$I = \sum_{\mu=0}^3 \sum_{\nu=0}^3 g_{\mu\nu} x^\mu x^\nu$$

Burada  $g$  metriğinin matris formu -->

$$g = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}$$

Lorentz değişmezi nicelik  $I$ , kovaryant dörtlü-vektör  $x_\mu$  ve kontravaryant dörtlü-vektör  $x^\mu$  yardımıyla ifade edilebilir.

$$I = x_\mu x^\mu$$

$$x_0 = x^0 = ct$$

$$x_1 = -x^1 = -x$$

$$x_2 = -x^2 = -y$$

$$x_3 = -x^3 = -z$$

Dörtlü-vektörler  $a$  ve  $b$ 'nin skaler çarpımı aşağıdaki gibidir:

$$\begin{aligned} a^\mu b_\mu &= a^0 b_0 + a^1 b_1 + a^2 b_2 + a^3 b_3 \\ &= a^0 b^0 - \vec{a} \cdot \vec{b} \end{aligned}$$

$$a^\mu a_\mu = a \cdot a = (a^0)^2 - \vec{a}^2$$

Bir parçacığın kütlesi  $m$  ve dörtlü-vektörü  $p$  ise, kovaryant ve kontravaryant formlar aşağıdaki gibidir:

$$p^\mu = \left( \frac{E}{c}, p_x, p_y, p_z \right)$$

$$p_\mu = \left( \frac{E}{c}, -p_x, -p_y, -p_z \right)$$

$$p_\mu p^\mu = p \cdot p = p^2 = \left( \frac{E^2}{c^2} - \vec{p}^2 \right) = m^2 c^2$$

# Enerji ve Momentum

$\beta_f$  hızıyla giden çerçeveden bakıldığında parçacığın enerjisi ve momentumu

$$\begin{pmatrix} E^* \\ p_{\parallel}^* \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma_f & -\gamma_f \beta_f \\ -\gamma_f \beta_f & \gamma_f \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E \\ p_{\parallel} \end{pmatrix} \quad p_T^* = p_T$$

Diğer dörtlü-vektörler, bir olayın uzay-zaman koordinatları benzer şekilde dönüşür. Örneğin, x-yönünde hareketli çerçevede ölçülen konum ve zaman

$$x' = \gamma_f (x - \beta_f t); y' = y; z' = z; t' = \gamma_f (t - \beta_f x)$$

burada geri dönüşüm yapmak için  $\beta_f \rightarrow -\beta_f$  yazılır.

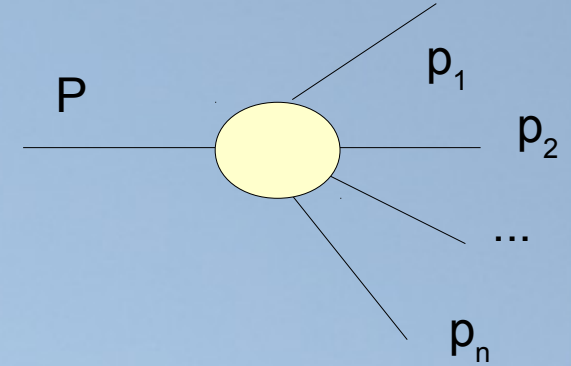
# Parçacık Bozunumları

$M$  kütleli bir parçacığın durgun çerçevesinde  $n$  cisime bozunması oranı

$$d\Gamma = \frac{(2\pi)^4}{2M} |M_{fi}|^2 d\Phi_n(P; p_1, p_2, \dots, p_n)$$

ile verilir, burada çok-parçacık faz uzayı elemanı

$$d\Phi_n(P; p_1, p_2, \dots, p_n) = \delta^4(P - \sum_{i=1}^n p_i) \prod_{i=1}^n \frac{d^3 p_i}{(2\pi)^3 2E_i}$$



$M_{fi}$  ilk durumdan son duruma geçişte sürece özgü olan Lorentz değişmezi genliktir.

# Etkileşme Tesir Kesiti

Diferensiyel tesir kesiti aşağıdaki gibi yazılabilir

$$d\sigma = \frac{(2\pi)^4}{4\sqrt{(p_1 \cdot p_2)^2 - m_1^2 m_2^2}} |M_{fi}|^2 d\Phi_n(p_1 + p_2; p_3, p_4, \dots, p_{n+2})$$

Kütle merkezi çerçevesinde

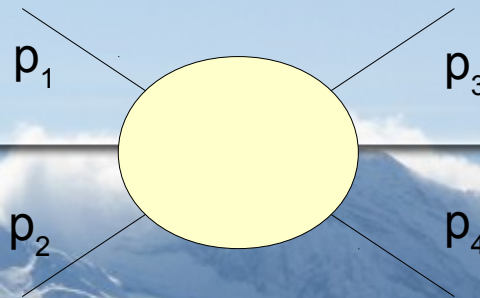
$$\sqrt{(p_1 \cdot p_2)^2 - m_1^2 m_2^2} = p_{1\text{cm}} \sqrt{s}$$

Mandelstam değişkenlerini kullanmak faydalıdır.

$$s = (p_1 + p_2)^2 = (p_3 + p_4)^2 \\ = m_1^2 + m_2^2 + 2E_1 E_2 - 2\vec{p}_1 \cdot \vec{p}_2$$

$$t = (p_1 - p_3)^2 = (p_2 - p_4)^2 \\ = m_1^2 + m_3^2 - 2E_1 E_3 - \vec{p}_1 \cdot \vec{p}_3$$

$$u = (p_1 - p_4)^2 = (p_2 - p_3)^2 \\ = m_1^2 + m_4^2 - 2E_1 E_4 + 2\vec{p}_1 \cdot \vec{p}_4$$



• iki-cisim  
saçılma tesir  
kesiti

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{1}{64\pi s} \frac{|M|^2}{|p_{1\text{cm}}^{\vec{}}|^2}$$

# Feynman Kuralları

- Dış çizgiler

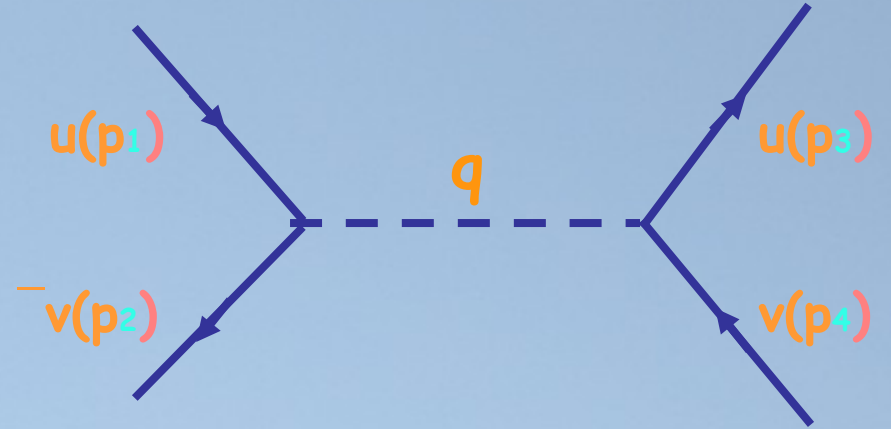
- Spin-0: boş

- Spin-1/2:

- Gelen parçacık:  $u(p)$
- Giden parçacık:  $\bar{u}(p)$
- Giden anti-parçacık:  $v(p)$
- Gelen anti-parçacık:  $\bar{v}(p)$

- Spin-1:

- Gelen parçacık:  $\varepsilon_\mu(k)$
- Giden parçacık:  $\varepsilon_\mu^*(k)$



# Feynman Kuralları - 2

- Serbest Lagrangian  
→ **ilerletici**

$$\frac{i}{p^2 - m^2} \quad (\text{spin} - 0)$$

$$\frac{i(\not{p} + m)}{p^2 - m^2} \quad (\text{spin} - 1/2)$$

$$\frac{-i}{p^2 - m^2} \left[ g_{\mu\nu} - \frac{p_\mu p_\nu}{m^2} \right] \quad (\text{spin} - 1)$$

- Etkileşme terimleri  
→ **köşe faktörleri**

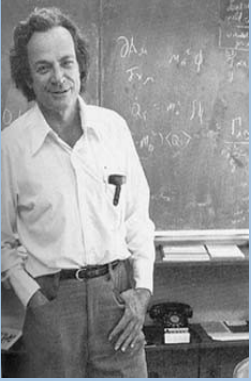
$$-ig_e q \gamma^\mu \quad (\text{QED})$$

$$\frac{-ig_s}{2} \lambda^a \gamma^\mu \quad (\text{QCD})$$

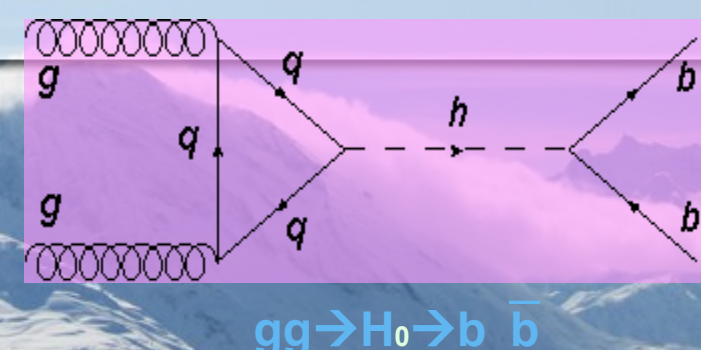
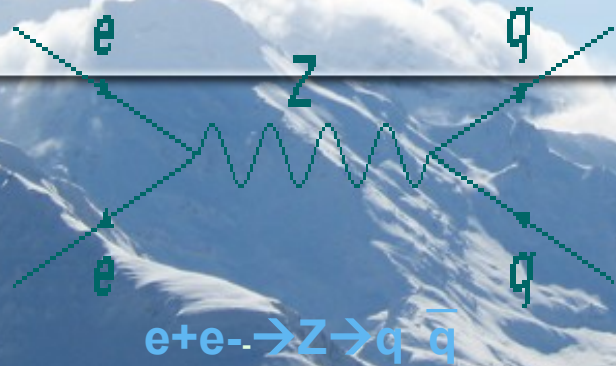
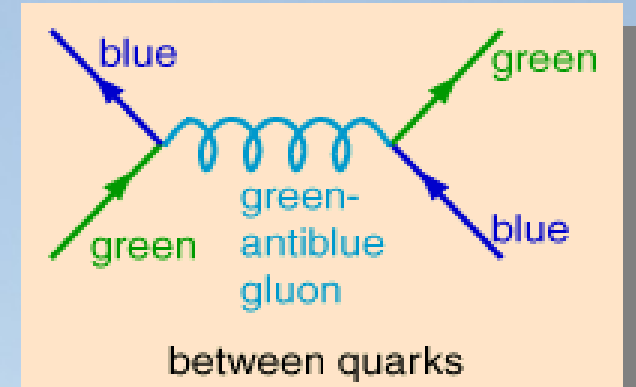
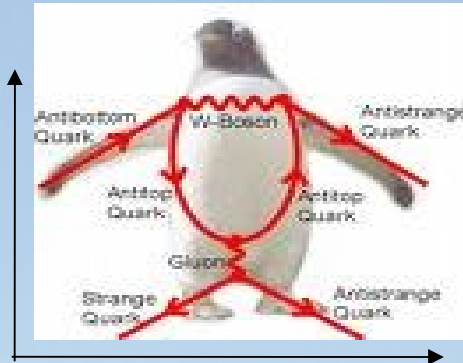
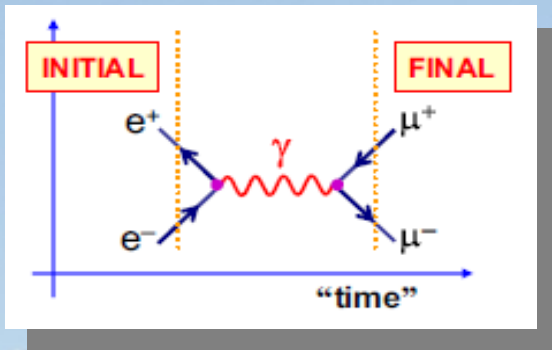
$$\frac{-ig_w}{2\sqrt{2}} \gamma^\mu (1 - \gamma^5) V_{ij} \quad (\text{EW/W})$$

$$\frac{-ig_z}{2} \gamma^\mu (c_V^f - c_A^f \gamma^5) \quad (\text{EW/Z})$$

# Feynman Diyagramları



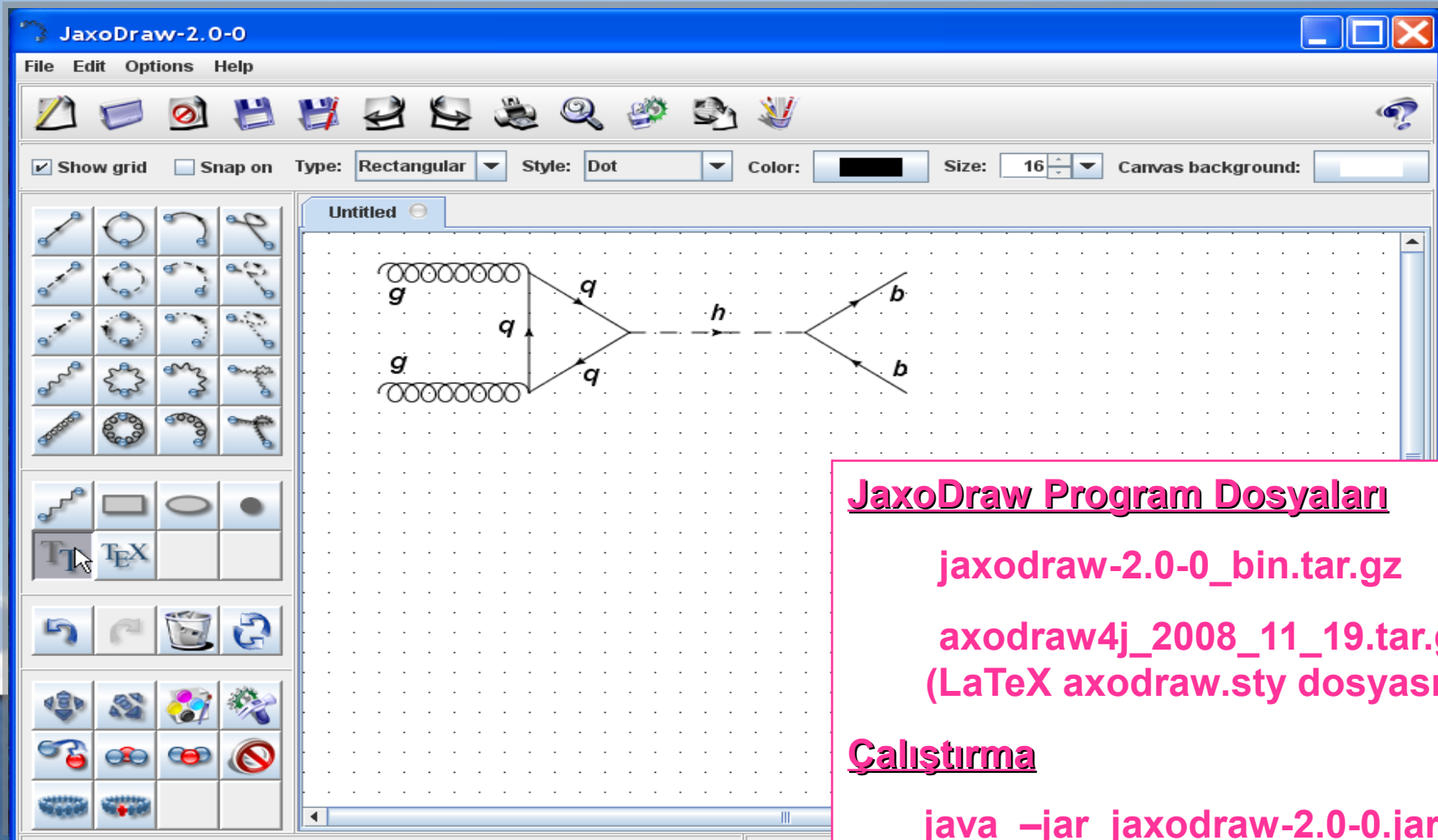
Yüksek enerji fiziği süreçleri genelde karmaşıktır, bunlar ışımalar, halkalar, vb. yapılar içerir. Bununla birlikte, LO süreçler temel parçacıklar (leptons, quarks and gauge bosons) arasındaki etkileşmelere ilk yaklaşım (en düşük merteye) olarak düşünülebilir. Feynman diyagramları parçacık fiziği süreçlerinin grafiksel gösterimidir.





# Uygulama: FD – JaxoDraw\*

\*JaxoDraw2.0, <http://jaxodraw.sourceforge.net/>



**JaxoDraw Program Dosyaları**

`jaxodraw-2.0-0_bin.tar.gz`

`axodraw4j_2008_11_19.tar.gz`  
(LaTeX axodraw.sty dosyası)

**Çalıştırma**

`java -jar jaxodraw-2.0-0.jar`

# Örnek: Muon Bozunması

$$\mu(p_1) \rightarrow \nu_\mu(p_2) + \nu_e(p_3) + e(p_4)$$



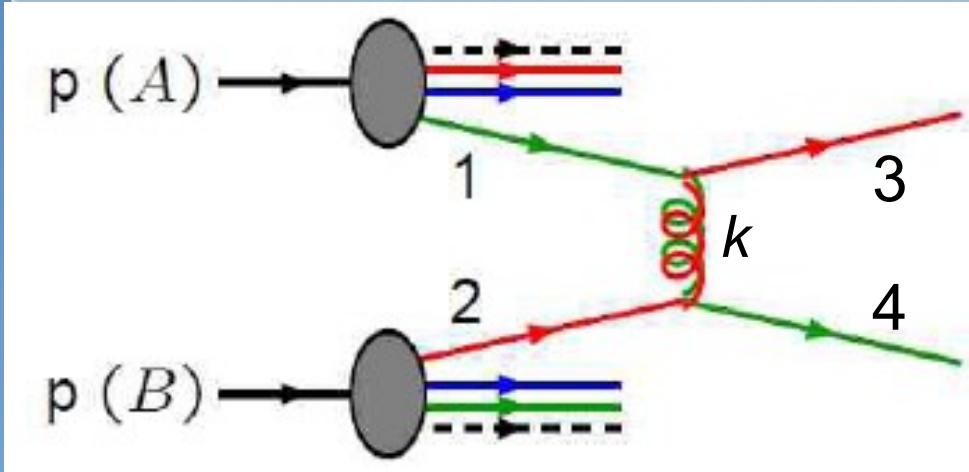
$$L = - \frac{g_e}{2\sqrt{2} \sin \theta_W} \left[ W_\mu^- \bar{e} \gamma^\mu (1 - \gamma^5) \nu_e + W_\mu^+ \bar{\nu}_e \gamma^\mu (1 - \gamma^5) e + (e \rightarrow \mu, \nu_e \rightarrow \nu_\mu) \right]$$

**Köşe faktörü:**  $\frac{-ig_e}{2\sqrt{2}\sin\theta_W} \gamma^\mu (1 - \gamma^5)$

(basitçe, Lagranjiyenden alanlar atılıp kalan terim "i" ile çarpılır!)

**İlerletici:**  $\frac{-i}{p^2 - m^2} \left[ g_{\mu\nu} - \frac{p_\mu p_\nu}{m^2} \right]$

# Partonik/Hadronik Süreçler



Partonların (1,2) taşıdığı momentum kesirleri

$$x_1 = p(1)/p(A), \quad x_2 = p(2)/p(B)$$

$$Q^2 = -k^2 = -[p(1) - p(3)]^2$$

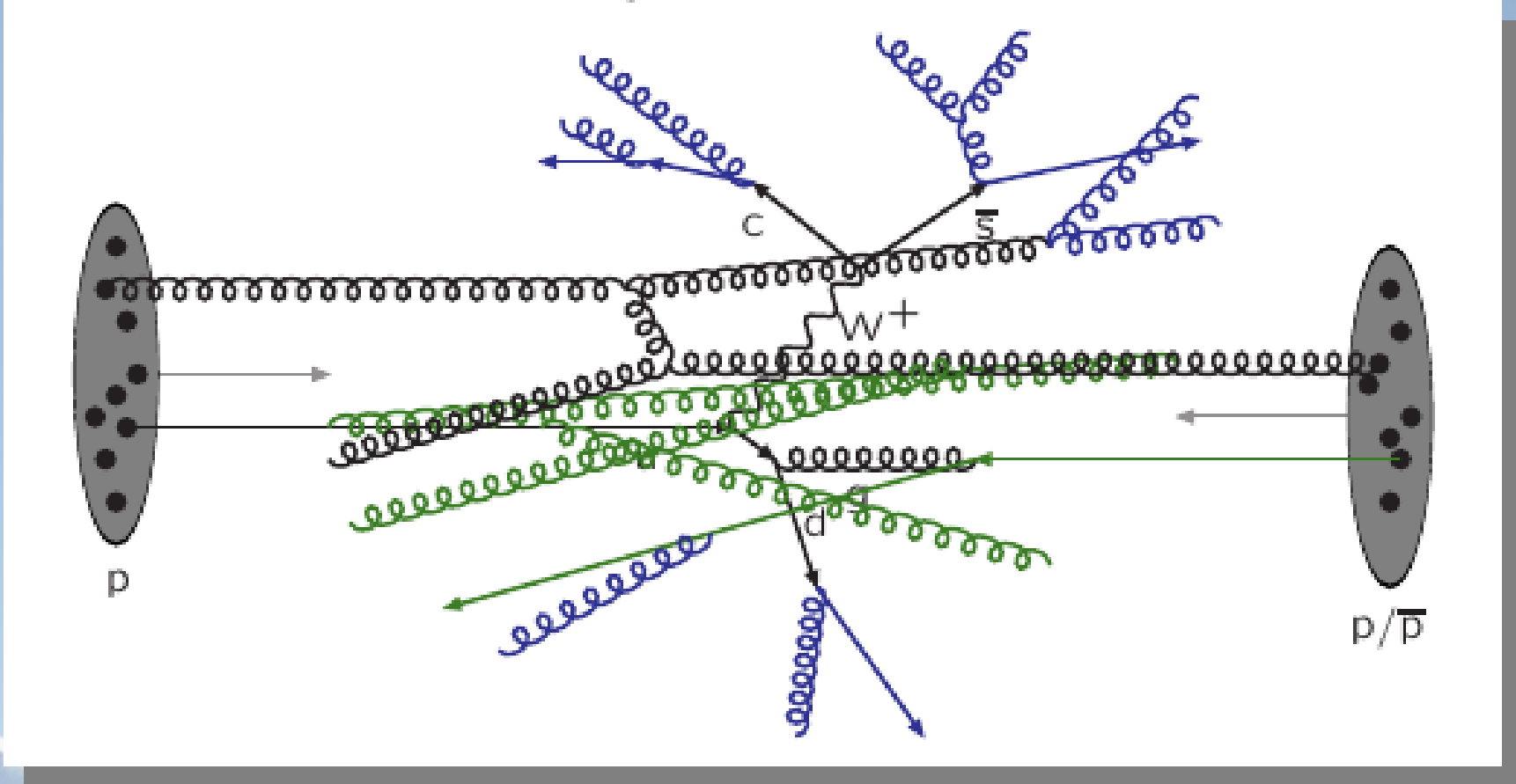
Toplam  
tesir kesiti

Parton dağılım  
fonksiyonları

Altsüreç  
dif. tesir  
kesiti

$$\sigma = \sum_{i,j} \iiint dx_1 dx_2 d\hat{t} f_i^{(A)}(x_1, Q^2) f_j^{(B)}(x_2, Q^2) \frac{d\hat{\sigma}_{ij}}{d\hat{t}}$$

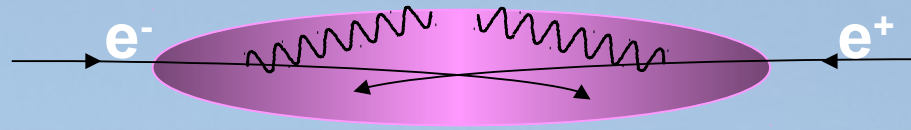
# Çoklu Etkileşmeler\*



\* Monte Carlo Olay Üreticilerine ihtiyaç var, örnek: PYTHIA

# Lepton-Lepton Çarpışması

- Benzer durum ilk durum ışınması (ISR) ve demet ışınması (beamstrahlung-BS) nedeniyle meydana gelir



$$d\sigma(s) = \int \int dx_a dx_b F(x_a, Q) F(x_b, Q) d\hat{\sigma}(\hat{s})$$

Fizik için önemli etkileri:

- kütle merkezi enerjisi ( $\sqrt{s} \rightarrow \sqrt{s}'$ )
- ışınlık spektrumu ( $L \rightarrow dL/d\tau$ )  
→ (demet dinamiği,

iyileştirme/optimizasyon)

Fiziksel ışınlık  $L_1 = L(E_{cm} \geq 0.99E_{cm,0})$

ISR, BS  
fonksiyonları

ISR: Kuraev&Fadin85;  
Jadach1991

BS: Chen1992

# Fermiyonların Electrozayıf Etkileşmeleri

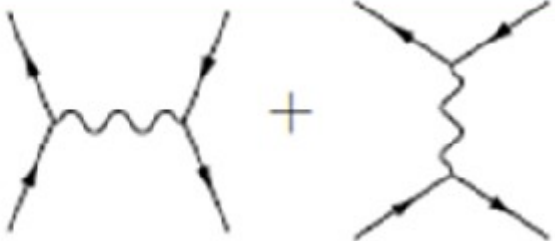
Lagrangian for fermion fields after the symmetry breaking

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_F = & \sum_i \bar{\psi}_i \left( i \not{\partial} - m_i - \frac{gm_i H}{2M_W} \right) \psi_i \\ & - \frac{g}{2\sqrt{2}} \sum_i \bar{\psi}_i \gamma^\mu (1 - \gamma^5) (T^+ W_\mu^+ + T^- W_\mu^-) \psi_i \\ & - e \sum_i q_i \bar{\psi}_i \gamma^\mu \psi_i A_\mu \\ & - \frac{g}{2 \cos \theta_W} \sum_i \bar{\psi}_i \gamma^\mu (g_V^i - g_A^i \gamma^5) \psi_i Z_\mu . \end{aligned}$$

**SM**

PDG2010

Belli bir süreç için genlik ve diferensiyel tesir kesitinin diyagramlarla gösterimi

Amplitude = 

$\frac{d\sigma}{d\Omega} \propto \left| \text{[Two Feynman diagrams for fermion-fermion scattering via a photon]} \right|^2$

# Standart Model (SM)

Standart modelin ayar grubu  $SU(3)_C \times SU(2)_W \times U(1)_Y$ , burada  $C$  renk,  $W$  zayıf izospin, ve  $Y$  hiperyüktür. Karşılık gelen ayar alanları  $G_m^a (a=1,8)$ ,  $W_m^i (i=1,3)$  ve  $B_m$  ile gösterilir.

\* Bu simetri kırılmaktadır  
-->  **$SU(3)_C \times U(1)_{em}$** .

\* Kuvvet: 3 farklı etkileşmeye karşı gelen vektör bozonları, 1 foton (EM), 8 gluon (QCD), 3  $W^\pm/Z$  bozonu bulunmaktadır.

\* Madde: üç fermiyon ailesinde, 3 yüklü lepton ve karşılık gelen nötrinoları, 6 çeşit kuark gözlenmiştir.

\* Higgs: alanın önemli bir rolü vardır,

- bir Higgs ikilisi diğer alanlarla etkileşir
- boşluk beklenen değeri kazanır ( $\sim 246$  GeV)
- kuarklar, leptonlar ve  $W/Z$  bozonları, ayrıca Higgs bozonunun kendisi de bu mekanizma ile kütle kazanır.

# SM Parçacıkları





# Temel Fermiyonların Kuantum Sayıları

- **Temel fermiyonlar kuantum sayıları SU(3) X SU(2) X U(1) grup yapısına göre belirlenir.**

$L_L$	$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L$	(1,2,-1)
$E_R$	$e_R^-, \mu_R^-, \tau_R^-$	(1,1,-2)
$Q_L$	$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L$	(3,2,+1/3)
$U_R$	$u_R, c_R, t_R$	(3,1,+4/3)
$D_R$	$d_R, s_R, b_R$	(3,1,-2/3)

- **Lagrangian:**
  - **Ayar etkileşmeleri**
  - **Madde fermiyonları**
  - **Yukawa etkileşmeleri**
  - **Higgs potansiyeli**

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & -\frac{1}{4} F_{\mu\nu}^a F^{a\ \mu\nu} \\ & + i\bar{\psi} \not{D}\psi + h.c. \\ & + \psi_i y_{ij} \psi_j \phi + h.c. \\ & + |D_\mu \phi|^2 - V(\phi) \end{aligned}$$

# Alan Kuramları

- Klasik mekanikte Lagrangian konum, hız ve zamanın işlevidir  $L(q, \dot{q}, t)$ , kinetik ve potansiyel enerji cinsinden  $L=T-V$ . Hareket denklemi

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{\partial L}{\partial \dot{q}} \right) - \frac{\partial L}{\partial q} = 0$$

böylece Lagrangian'da açıkça bulunmayan koordinata karşı gelen eşlenik momentum korunur.

→ Newton yasaları

- alan kuramında bir alan işlevi  $\phi(x, y, z, t)$  ile çalışırız. Görelî kuramda (4D uzay-zaman) Euler-Lagrange denklemi

$$\frac{\partial}{\partial x^\mu} \left( \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial \phi / \partial x^\mu)} \right) - \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \phi} = 0$$

→ **spin-0**: Klein-Gordon denklemi; **spin-1/2**: Dirac denklemi; **spin-1**: Proca denklemi.

# Global ve Yerel Faz Dönüşümleri

Serbest Dirac lagrangian'ı

$$L = i\bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi - m\bar{\psi}\psi$$

## Global faz dönüşümü

$$\psi(x) \rightarrow e^{-iq\alpha}\psi(x)$$

- Dirac lagrangian'ı bu dönüşüm altında değişmez kalır.
- Dalga fonksiyonunun mutlak fazı ölçülebilir değildir (keyfi kalır).
- Girişimdeki bağıl fazlar bu faz dönüşümünden etkilenmezler.
- Simmetri-->yük korunumu

## Yerel faz dönüşümü

$$\psi(x) \rightarrow e^{-iq\alpha(x)}\psi(x)$$

Dalga fonksiyonunun türevi

$$\partial_\mu[e^{-iq\alpha(x)}\psi(x)] \rightarrow e^{-iq\alpha(x)}[\partial_\mu\psi(x) - iq(\partial_\mu\alpha(x))\psi(x)]$$

ek bir terime yol açar

Bu durumda Lagrangian  $iq\partial_\mu\alpha(x)$

$$L \rightarrow L + q\bar{\psi}\gamma^\mu\psi(\partial_\mu\alpha(x))$$

• Toplam Lagrangian bu dönüşüm altında değişmez kalmalı, böylece serbest Dirac Lagrangian'ında ayar bozonunun hem kinetik hem de etkileşme terimini bulundurmalıyız.

Bu işlem etkileşmenin ayar bozonunu otomatik olarak ortaya çıkarır.

# U(1) Ayar Bakışımı

Elektromagnetik Lagrangian yerel U(1) ayar dönüşümü altında değişmez kalır.

$$L = i\bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi - m\bar{\psi}\psi - \frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} - q\bar{\psi}\gamma^\mu\psi A_\mu$$

burada vektör alanı dönüşümü ve kovaryant türev aşağıdaki gibidir

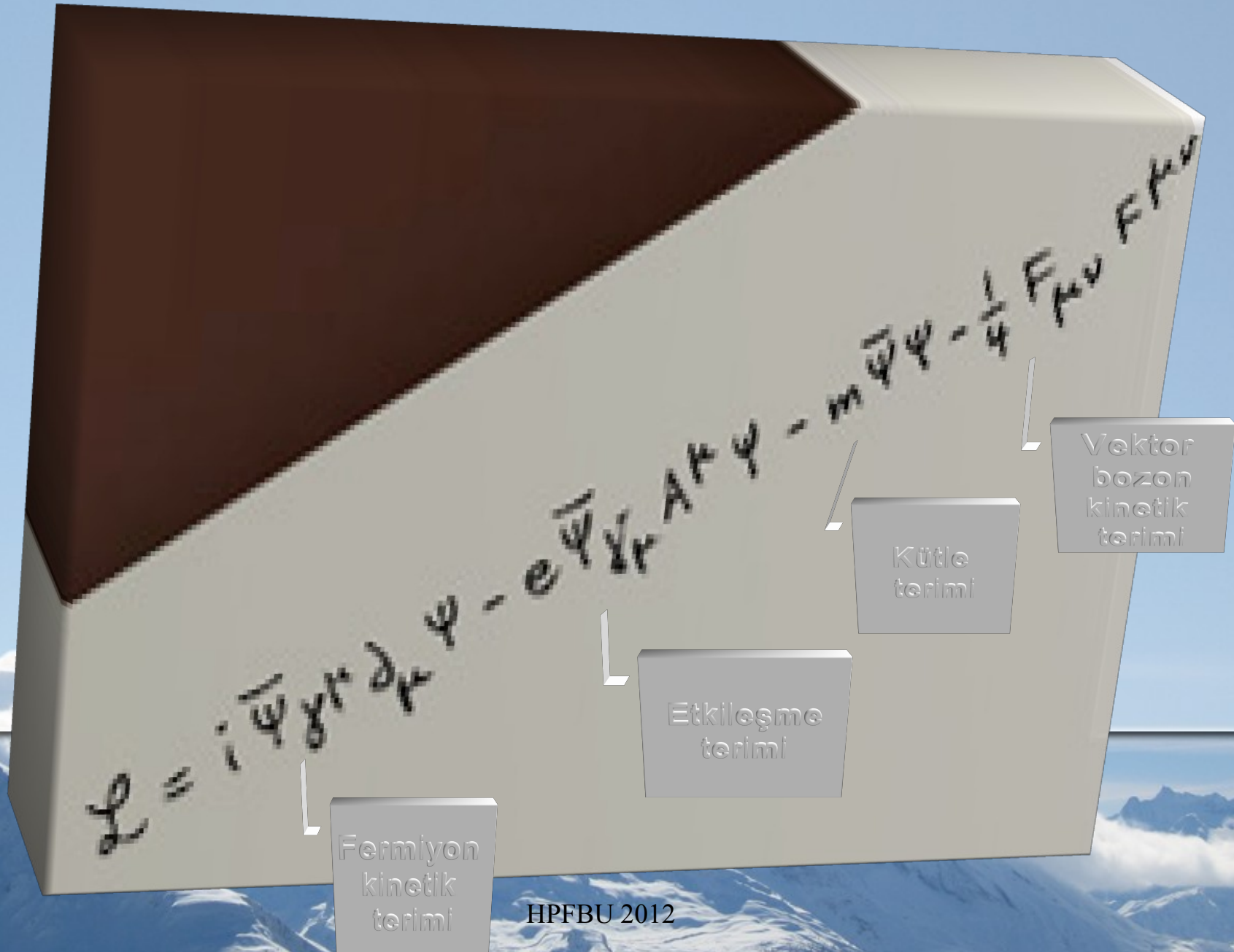
$$A_\mu \rightarrow A_\mu + \partial_\mu\alpha(x)$$

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

$$D_\mu = \partial_\mu + iqA_\mu$$

Etkileşmenin tipi yerel ayar dönüşümünden elde edilir, Kuantum elektrodinamiği U(1) faz bakışımına uyan bir ayar kuramıdır.

# QED Lagrangian



# Yang-Mills Kuramı

Yang ve Mills yerel bakışımı abelyen-olmayan duruma genişletmişlerdir. Dönüşüm matrisinin ( $S$ ) determinantı  $+1$  dir. Lagrangian  $SU(2)$  global faz dönüşümü altında değişmez kalır. Yerel dönüşüm için ek terimler gelecektir, bunları yok etmek için ek alan ve etkileşme terimi eklemeliyiz.

$$\psi \rightarrow S\psi, \quad S = e^{-iq\tau \cdot \lambda(x)}$$

Kovaryant türev aşağıdaki gibi yazılabilir

$$D_\mu = \partial_\mu + iq\tau \cdot A_\mu$$

$$\partial_\mu \psi \rightarrow S(\partial_\mu \psi) + (\partial_\mu S)\psi$$

skaler çarpım ise aşağıdaki gibi dönüşür

$$\tau \cdot A'_\mu = S(\tau \cdot A'_\mu)S^{-1} + (i/q)(\partial_\mu S)S^{-1}$$

Böylece, yerel  $SU(2)$  ayar dönüşümü altında değişmez kalan Lagrangian

$$L = i\bar{\psi}\gamma^\mu \partial_\mu \psi - m\bar{\psi}\psi - \frac{1}{4}F^{\mu\nu} \cdot F_{\mu\nu} - (q\bar{\psi}\gamma^\mu \tau \psi) \cdot A_\mu$$

# Kendiliğinden Bakışım Kırılması

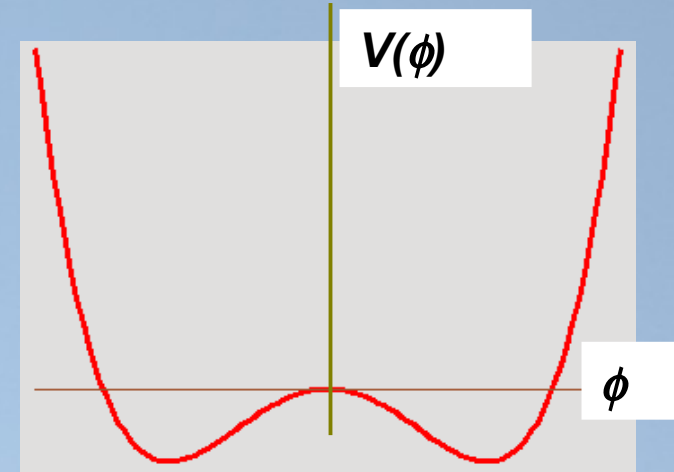
- Skaler alan için Lagrangian

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

burada  $\phi \rightarrow -\phi$  için, Lagrangian değişmez kalır. Potansiyel  $\phi = \pm\mu/\lambda$  için minimumlara sahiptir. Yeni bir değişken  $\eta = \phi \pm \mu/\lambda$  bu minimumdan bir sapma cinsinden ifade edilebilir, bu durumda Lagrangian

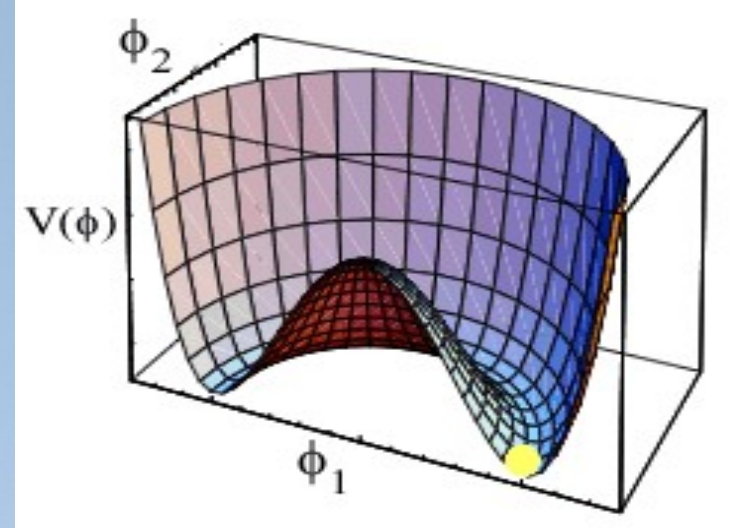
$$L = \frac{1}{2}(\partial^\mu\eta)(\partial_\mu\eta) - \mu^2\eta^2 \pm \mu\lambda\eta^3 - \frac{1}{4}\lambda^2\eta^4 + \frac{1}{4}(\mu^2/\lambda)^2$$

- Yeni Lagrangian artık  $\eta \rightarrow -\eta$  için bakışım (simetrik) değildir, bakışım kendiliğinden kırılmıştır.



# Kırılan Bakışım

- Bazı bakışımlar tam değildir, yani kırılırlar! Önemli bir özelliktir.



- Kendiliğinden bakışım kırılması yoluyla fermiyonların ve kütleli ayar bozonlarının kütleleri için bir formülasyon elde edilir.
  - Bir başka kütleli parçacık daha tahmin edilir (ancak henüz gözlenmemiştir!): Higgs bozonu, kütle kazanmadan sorumlu – Standart model'in henüz keşfedilmemiş ve çok istenen parçacığı!



# Higgs Mekanizması

- Kompleks alan

$$\phi = \phi_1 + i\phi_2$$

ve skaler alan Lagrangian'ı

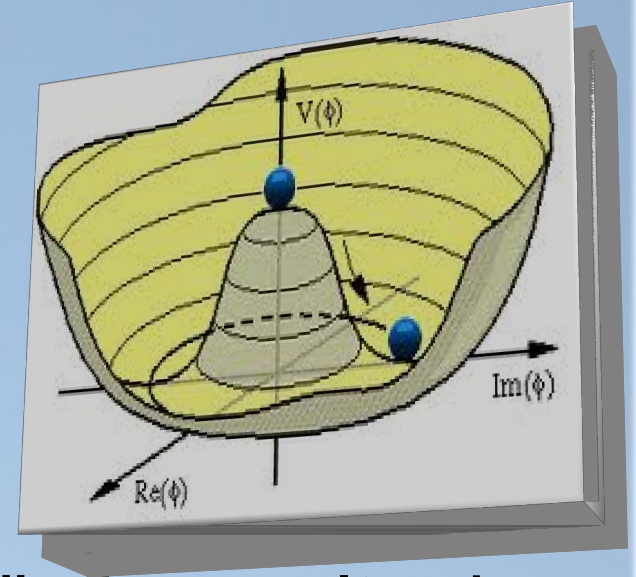
$$L = \frac{1}{2}(\partial^\mu \phi)(\partial_\mu \phi)^* + \frac{1}{2}\mu^2(\phi\phi^*) - \frac{1}{4}\lambda^2(\phi\phi^*)^2$$

bu Lagrangian'ın yerel dönüşüm altında değişmez kalmasını istiyoruz, sistemin minimum enerji durumunda bulunacağı bir dönüşüm yapabiliriz

$$L(\phi_1, \phi_2, A) \rightarrow L'(\phi'_1, \phi'_2, A')$$

*SSB öncesi*

*SSB sonrası*



*burada  $\phi'_1 = \phi_1$  seçimi ve  $\phi'_2 = \phi_1 - \mu/\lambda$  ile kütsüz Goldstone bozonu alanı  $\phi'_1$  yok olur ve  $A'$  bozonuna kütle kazandırır.  $\phi'_2$  alanı ise (Higgs bozonu) bir kütleyle sahiptir.*

# Ayar Bozonu Kütleleri

Ayar bozonu kütle ifadeleri  $|D_\mu \phi|^2$  teriminden elde edilir. Burada kovaryant türev

$$D_\mu \phi = \left[ \partial_\mu - ig \frac{\sigma^i}{2} W_\mu^i - ig' \frac{Y}{2} B_\mu \right] \phi$$

skaler alan

$$\phi = U(x) \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + h(x) \end{pmatrix}$$

ve ayar alanı kütle öz durumları

$$W_\mu^\pm = \frac{W_\mu^1 \mp iW_\mu^2}{\sqrt{2}}, \quad Z_\mu = W_\mu^3 \cos \theta_W - B_\mu \sin \theta_W, \quad A_\mu = W_\mu^3 \sin \theta_W + B_\mu \cos \theta_W$$

kütle terimleri,

$$\rightarrow \frac{1}{4} g^2 v^2 W_\mu^+ W^{\mu-} + \frac{1}{8} v^2 (g W_\mu^3 - g' B_\mu)^2$$

$$m_W = gv/2, \quad m_Z = m_W / \cos \theta_W$$

# Fermiyon kütleleri

Fermiyon kütleleri sol-el fermiyon ( $f_L$ ) ve sağ-el fermiyonun ( $f_R$ ) skaler alan ( $\phi$ ) ile etkileşmesinden elde edilir,

$$\begin{aligned} L_Y &= -y_f (\bar{f}_R \phi^\dagger f_L - \bar{f}_L \phi f_R) = -\frac{y_f(v+h)}{\sqrt{2}} (\bar{f}_R f_L + \bar{f}_L f_R) \\ &= -\frac{y_f}{\sqrt{2}}(v+h)\bar{f}f \rightarrow -m_f \bar{f}f - \frac{g m_f}{2m_W} h \bar{f}f \end{aligned}$$

fermiyon kütleleri Yukawa bağlaşımı ve vakum beklenen değerinden ( $v=246$  GeV) elde edilir

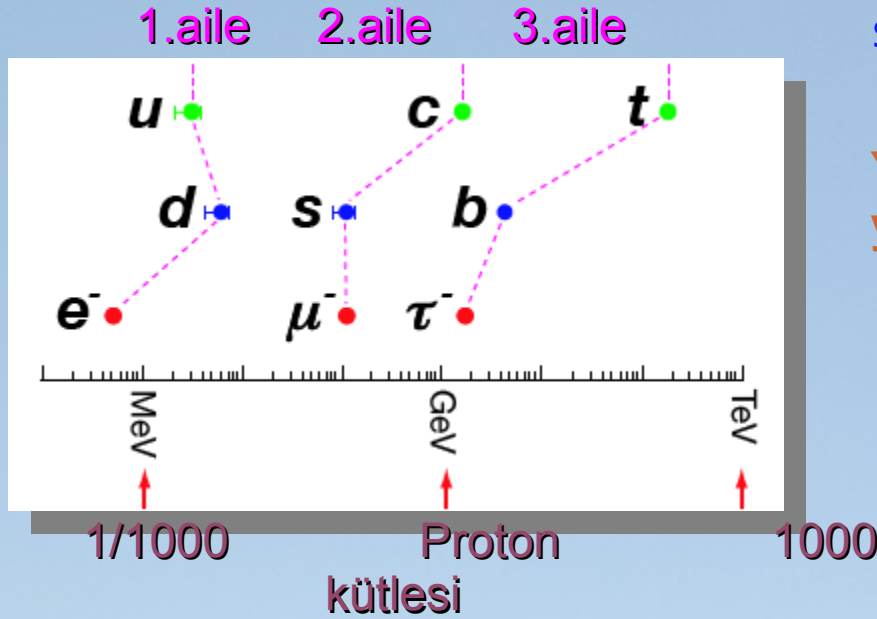
$$m_f = y_f v / \sqrt{2}$$

*üst kuark için,  
 $y_t = \sqrt{2} m_t / v \approx 1.$*

**Nötrino kütleleri ve  
karışımlarının açıklanması  
için SM ötesine gitme  
ihtiyacı var!**

# Çeşni Problemi

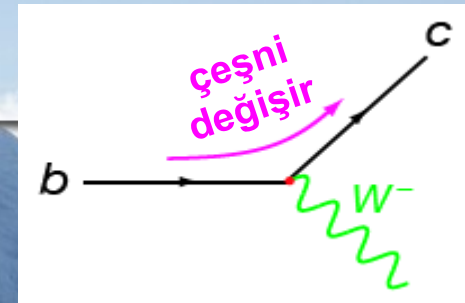
- Kütle hiyerarşisi



*Hadronları oluşturan ağır kuarklar  $b$  ve  $c$  kuarklarıdır. Bu hadronlar (mezonlar / baryonlar) etkin bir şekilde algılanabilir.*

*Yüklü zayıf akım çeşni karışımına yol açar.*

	$d$	$s$	$b$
$u$	■	■	■
$c$	■	■	■
$t$	■	■	■

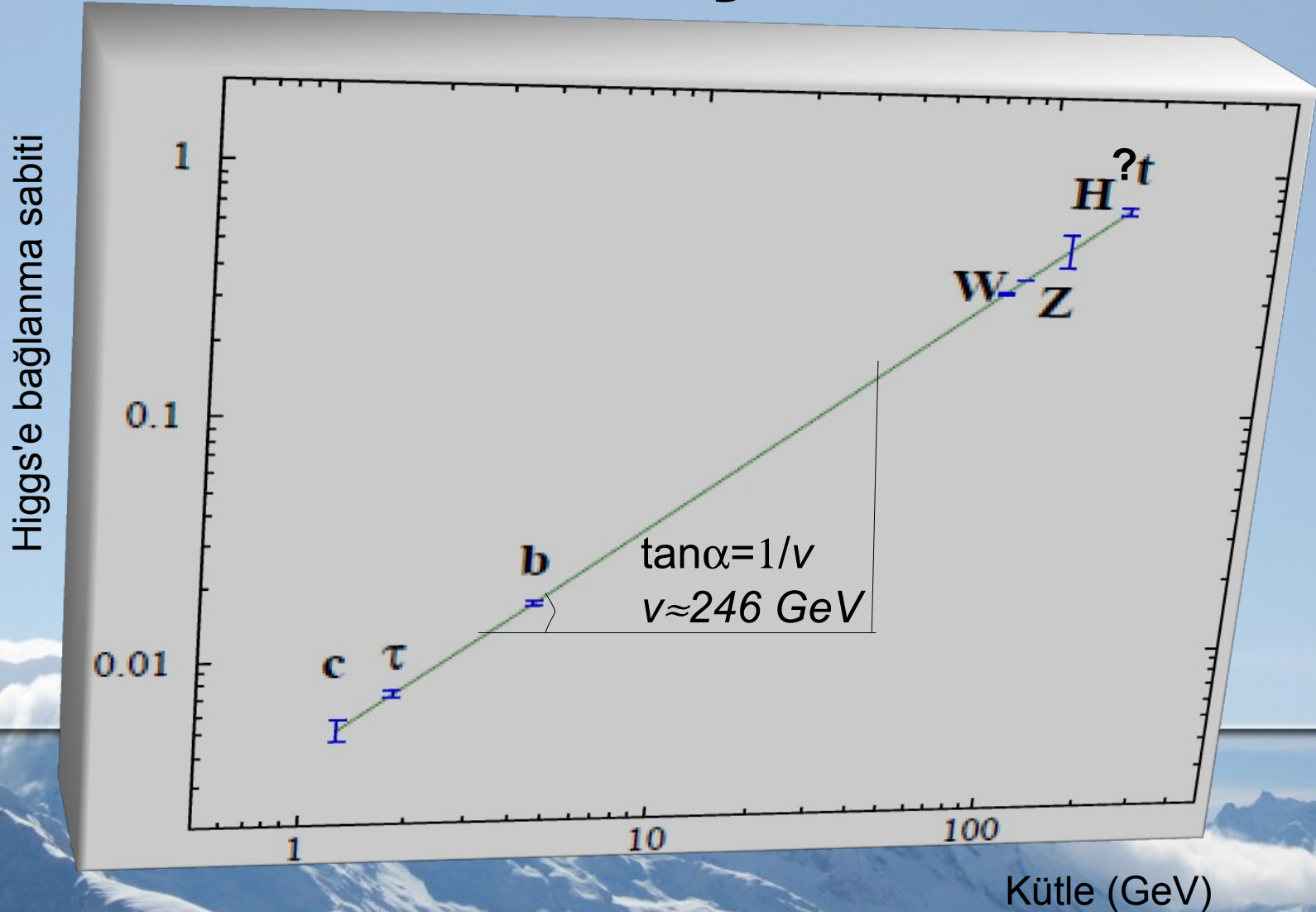


*Electro-zayıf bakışım kırılması parçacıkların nasıl kütle kazanacağını açıklayabilir, fakat kütlelerin değerinin ne olduğunu açıklamaz.*

# Fermiyon Kütleleri ve Çeşni Fiziki Ölçeği

<ul style="list-style-type: none"><li>• <math>m_u \approx 3 \text{ MeV}</math></li><li>• <math>m_d \approx 5 \text{ MeV}</math></li><li>• <math>m_s \approx 100 \text{ MeV}</math></li></ul>	<b>Hafif kuarklar</b> ( $m \leq \Lambda_{\text{QCD}}$ )	<ul style="list-style-type: none"><li>• <math>m_{\nu_1} \leq 10^{-6} \text{ MeV}</math></li><li>• <math>m_{\nu_2} \leq 10^{-5} \text{ MeV}</math></li><li>• <math>m_{\nu_3} \leq 10^{-4} \text{ MeV}</math></li></ul>	<b>Nötrinolar</b> (Nötrino-feno)
<ul style="list-style-type: none"><li>• <math>m_c \approx 1270 \text{ MeV}</math></li><li>• <math>m_b \approx 4200 \text{ MeV}</math></li></ul>		<ul style="list-style-type: none"><li>• <math>M_e \approx 0.5 \text{ MeV}</math></li><li>• <math>m_\mu \approx 100 \text{ MeV}</math></li></ul>	<b>Hafif leptonlar</b> (EDM/MDM)
<ul style="list-style-type: none"><li>• <math>m_t \approx 172000 \text{ MeV}</math></li></ul>	<b>Çok ağır kuark</b>	<ul style="list-style-type: none"><li>• <math>m_\tau \approx 1800 \text{ MeV}</math></li></ul>	<b>Tau lepton</b>

# Higgs'e bağlanma sabiti ile kütle ilişkisi



# SM'de CP Bozulması

Lagrangian terimleri içinde kompleks bağlaşım sabitleri CP kaynaklarıdır,

$$\mathcal{L} = \sum_i a_i \mathcal{O}_i + h.c. \quad (CP) \mathcal{O}_i (CP)^\dagger = \mathcal{O}_i^\dagger$$

Yüklü akım bağlaşımları dışında, kütle bazında SM'nin bütün bağlaşımları gerçel yapılabilir. Önemli bir özellik

$$V_{CKM} \neq V_{CKM}^*$$

SM'de karışım matrisindeki 1 faz, zayıf etkileşmelerdeki CP bozulmasından sorumludur.

# Kuarklar için Karışım Parametreleri

Sol-el  $u_L$  ve  $d_L$  kuarkları ile bağlaşımı olan yüklü akım  $W^{+/-}$  etkileşmeleri için karışım matrisi

$$V_{CKM} \equiv V_L^{u\dagger} V_L^d = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix}$$

Parametrelerin standart seçimi

$$V = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix}$$

Elemanların büyüklükleri:  $|V_{ud}| \approx 0.97425$ ,  $|V_{us}| \approx 0.2252$ ,  $|V_{ub}| \approx 0.00389$ ,  
 $|V_{cd}| \approx 0.230$ ,  $|V_{cs}| \approx 1.023$ ,  $|V_{cb}| \approx 0.0406$ ,  $|V_{td}| \approx 0.0084$ ,  $|V_{ts}| \approx 0.0387$ ,  
 $|V_{tb}| \approx 0.88$ .



# Nötrinolar

1970'lerde formüle edilen SM'de nötrinolar kütlelessiz varsayılmıştı, bu durumda nötrinolar için sadece bir helisite durumu vardır (sol-el). 1960'larda Pontecorvo, Maki, Nakagaya ve Sakata (PMNS) nötrinoların, süreçlerde çeşni öz durumlarında  $(\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau)$  üretilip yok olabileceğini, ve kütle öz durumları  $(\nu_1, \nu_2, \nu_3)$  uzayında hareket edebileceğini önermişlerdir.

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{11} & U_{12} & U_{13} \\ U_{21} & U_{22} & U_{23} \\ U_{31} & U_{32} & U_{33} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix}$$

# Nötrino Karışımı

Muon nötrinosu ( $\nu_\mu$ ) ve tau nötrinosunun ( $\nu_\tau$ ) karışımı  $\nu_2$  ve  $\nu_3$  (atmosferik nötrinolar) cinsinden yazılabilir, burada  $\theta$  karışım açısıdır. Dalga genlikleri

$$\nu_\mu = \nu_2 \cos \theta + \nu_3 \sin \theta$$

$$\nu_\tau = -\nu_2 \sin \theta + \nu_3 \cos \theta$$

Nötrino enerjisi  $E_i$  olmak üzere, kütle özdeğerleri zamana bağlıdır

$$\nu_2(t) = \nu_2(0) \exp(-i E_2 t)$$

$$\nu_3(t) = \nu_3(0) \exp(-i E_3 t)$$

# Nötrino Karışımı - 2

İlk durumda muon nötrinoları ile başlarsak

$$\nu_2(0) = \nu_\mu(0) \cos \theta$$

$$\nu_3(0) = \nu_\mu(0) \sin \theta$$

zamana bağlılık  $\nu_\mu(t) = \nu_2(t) \cos \theta + \nu_3(t) \sin \theta$

ve genlik

$$A_\mu(t) = \nu_\mu(t) / \nu_\mu(0) = \cos^2 \theta \exp(-iE_2 t) + \sin^2 \theta \exp(-iE_3 t)$$

Yoğunluk/şiddet işlevi

$$I_\mu(t) / I_\mu(0) = 1 - \sin^2 2\theta \sin^2[(E_3 - E_2)t/2]$$

# Nötrino Kütleleri

Nötrinolar **Dirac parçacıkları** ise:

- nötrino ve anti-nötrino ayrı parçacıklardır
- sol-el durum ve kütesiz

Nötrinolar **Majorana parçacıkları** ise:

- Parçacık ve anti-parçacık aynıdır  $\nu = \bar{\nu}$ .

Genelde, **lepton kütleleri** hem Dirac hem de Majorana kütle terimlerinden kaynaklanır.

$$\begin{pmatrix} m_L & m_D \\ m_D & m_R \end{pmatrix}$$

\* Burada  $m_L$  ve  $m_R$ , sırasıyla sol-el ve sağ-el durumlar için Majorana kütleleridir.  $m_D$  Dirac kütesini gösterir.

# Nötrino Kütleleri - 2

- Kütle matrisini köşegenleştirebiliriz, bu durumda özdeğerler

$$m_{1,2} = [ (m_R + m_L) \pm \sqrt{(m_R - m_L)^2 + 4 m_D^2} ] / 2$$

burada  $m_L$  çok küçük olduğu varsayılır; ve  $m_R = M$  ise Dirac ölçeğinden çok daha büyüktür (GUT ölçeği civarında). Fiziksel nötrino kütlesi aşağıdaki gibi yazılabilir

$$m_1 \approx \frac{m_D^2}{M}, \quad m_2 \approx M$$

Bu mekanizma (see-saw) ile, sağ-el nötrino kütlesi çok büyük, sol-el Majorana nötrino kütlesi çok küçük alınabilir.

# CP ve BAU

- Evrendeki baryon asimetrisi (BAU) KM CP durumundan hesaplanabilir:

$$(n_B - n_{\bar{B}})/n_\gamma \approx n_B/n_\gamma \sim J P_u P_d / M^{12}$$

- Jarlskog parametresi ( $J \sim O(10^{-5})$ ) kuark sektöründe CP bozulmasının bir parametrizasyonudur.

- Electrozayıf ölçekte  $O(100 \text{ GeV})$  kütle parametresi, hesaplanan asimetri  $O(10^{-17})$ , gözlenen değer  $O(10^{-10})$  çok altındadır.
- Bu nedenle CP bozulması için daha fazla kaynağa ihtiyaç vardır!

$$J = \cos(\theta_{12}) \cos(\theta_{23}) \cos^2(\theta_{13}) \sin(\theta_{12}) \sin(\theta_{23}) \sin(\theta_{13}) \sin(\delta)$$

$$P_u = (m_t^2 - m_c^2)(m_t^2 - m_u^2)(m_c^2 - m_u^2)$$

$$P_d = (m_b^2 - m_s^2)(m_b^2 - m_d^2)(m_s^2 - m_d^2)$$

# Bazı Kaynaklar

- D. Griffiths, Introduction to Elementary Particles, WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 2008.
- C. Burgess and G. Moore, The Standard Model: A Primer, Cambridge University Press, 2007.
  - J.F. Donoghue, E. Golowich, B.R. Holstein, Dynamics of the Standard Model, Cambridge University Press, 1996.
  - P. Ramond, Journeys Beyond The Standard Model, Lightning Source Inc., 2003.





# Ödevler

1) Momentumu 135 GeV olan bir  $\pi^0$  mezon (durgun kütlesi  $m=135$  MeV) iki fotona bozunmaktadır. Pionun ortalama ömrü  $8.5 \times 10^{-17}$  s veriliyor. Bu yüksek enerjili pion bozunmadan önce ne kadar yol alır? Laboratuvar çerçevesinde bozunmada iki fotonun açılma açısını (opening angle) hesaplayınız.

2) Drell-Yan süreci ile (s-kanalı) üst kuark çift üretiminde ileri-yön/geri-yön asimetrisinin hangi tür etkileşmeden kaynaklanacağını yazınız. Bu süreç için son durumda algıçta nasıl sinyaller algılanabileceğini yazınız, bunların oranlarını yaklaşık olarak hesaplayınız.

# SÖZLÜK (eng-tur)

- \* propagator: iletici
- \* vector: yöney, vektör
- \* scalar: sayı, skaler
- \* local: yerel
- \* symmetry: bakışım, simetri
- \* axial: eksensel
- \* pseudo: sözde
- \* luminosity: ışıklık
- \* flavor: çeşni
- \* charge: yük
- \* invariant: değişmez
- \* function: işlev, fonksiyon