

$B \rightarrow K^{(*)} \nu \bar{\nu}$ Bozunumlarına İlişkin Belle Verilerini Karanlık Foton Rezonansları ile Açıklamak

Tahmasib Aliyev*, Altuğ Elpe*, Levent Selbuz†, İsmail Turan*

* Orta Doğu Teknik Üniversitesi, † Ankara Üniversitesi

25 Mayıs 2025



Karanlık Sektör

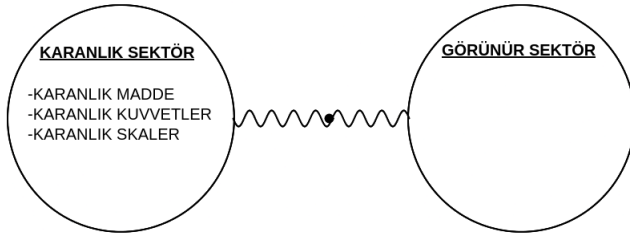


Figure: Portal aracılığıyla görünür ve karanlık sektörler arasında iletişim

Table: Sektörler arası olası portallar

Portal	Karanlık Sektör Parçacığı	Operatörler
Vektör	Karanlık Foton (X_μ^0)	$\epsilon Y_{\mu\nu} X^{0\mu\nu}$
Higgs	Karanlık Skaler (S)	$(\mu S + \lambda S^2)\phi^\dagger\phi$
Aksiyon	Psödoskaler (a)	$(a/f_a)F_{\mu\nu}\tilde{F}^{\mu\nu}, (a/f_a)G_{i\mu\nu}\tilde{G}_i^{\mu\nu}, (1/f_a)\partial_\mu a\bar{\psi}\gamma^\mu\gamma^5\psi$
Nötrino	Steril Neötrino (n)	$y_n\bar{L}\phi n.$

Vektör Portal

SM $U(1)_Y$ hiperyük alanı Y_μ ve Karanlık Sektör'ün $U(1)_D$ ayar alanı X_μ^0 arasındaki kinetik karışım

$$\mathcal{L}_{\text{Ayar}}^{\text{KK}} = -\frac{1}{2} \sin\epsilon X_{\mu\nu}^0 Y^{\mu\nu} \quad (1)$$

$U(1)$ alan kuvvet tensörleri kendi başlarına ayar değişmezleridir.

Vektör Portal

SM $U(1)_Y$ hiperyük alanı Y_μ ve Karanlık Sektör'ün $U(1)_D$ ayar alanı X_μ^0 arasındaki kinetik karışım

$$\mathcal{L}_{\text{Ayar}}^{\text{KK}} = -\frac{1}{2} \sin\epsilon X_{\mu\nu}^0 Y^{\mu\nu} \quad (1)$$

$U(1)$ alan kuvvet tensörleri kendi başlarına ayar değişmezleridir.

Bunun ötesinde SM fermiyonlarının $U(1)_D$ altında yüklenebilirler ve karanlık foton ile etkileşebilirler.

$$\mathcal{L}_{\text{Etkileşim}} \subset g_D j_D^\mu X_\mu^0, \quad (2)$$

$$j_D^\mu = q_f' \bar{f} \gamma^\mu f \quad (3)$$

Vektör Portal

SM $U(1)_Y$ hiperyük alanı Y_μ ve Karanlık Sektör'ün $U(1)_D$ ayar alanı X_μ^0 arasındaki kinetik karışım

$$\mathcal{L}_{\text{Ayar}}^{\text{KK}} = -\frac{1}{2} \sin\epsilon X_{\mu\nu}^0 Y^{\mu\nu} \quad (1)$$

$U(1)$ alan kuvvet tensörleri kendi başlarına ayar değişmezleridir.

Bunun ötesinde SM fermiyonlarının $U(1)_D$ altında yüklenebilirler ve karanlık foton ile etkileşebilirler.

$$\mathcal{L}_{\text{Etkileşim}} \subset g_D j_D^\mu X_\mu^0, \quad (2)$$

$$j_D^\mu = q_f' \bar{f} \gamma^\mu f \quad (3)$$

İlgili Lagranjyan

$$\mathcal{L}_{\text{Ayar}} = \mathcal{L}_{\text{Ayar}}^{\text{K}} + \mathcal{L}_{\text{Ayar}}^{\text{KK}} + \mathcal{L}_{\text{Ayar}}^{\text{Kütle}}$$

$$\mathcal{L}_{\text{Ayar}}^{\text{K}} = -\frac{1}{4} W_{3\mu\nu} W_3^{\mu\nu} - \frac{1}{4} Y_{\mu\nu} Y^{\mu\nu} - \frac{1}{4} X_{\mu\nu}^0 X^{0\mu\nu} + \dots \quad (4)$$

$$\mathcal{L}_{\text{Ayar}}^{\text{KK}} = -\frac{1}{2} \sin\epsilon X_{\mu\nu}^0 Y^{\mu\nu} \quad (5)$$

$$\mathcal{L}_{\text{Ayar}}^{\text{Kütle}} \subset \frac{1}{2} m_X^2 X_\mu^0 X^{0\mu} + (D_\mu \langle \phi \rangle)^\dagger D^\mu \langle \phi \rangle \quad (6)$$

$$\mathcal{L}_{\text{Etkileşim}} \subset \sum_i \bar{f}_i i \not{D} f_i \quad (7)$$

Kütle Karışımı ve 2HDM

U(1) genişletmeleri kapsamında incelenen bir diğer terim ise vektör taşıyıcı ile zayıf alan arasında kütle karışım terimidir.

$$\mathcal{L}_{\text{Ayar}}^{\text{Kütle Karışım}} = \frac{1}{2} m_{\text{karışım}}^2 X_{\mu} \widetilde{W}_3^{\mu}. \quad (8)$$

Böyle bir terim Higgs dubleti $U(1)_D$ altında yüklü ise spontane simetri kırılması sırasında ortaya çıkar.

Kütle Karışımı ve 2HDM

U(1) genişletmeleri kapsamında incelenen bir diğer terim ise vektör taşıyıcı ile zayıf alan arasında kütle karışım terimidir.

$$\mathcal{L}_{\text{Ayar}}^{\text{Kütle Karışım}} = \frac{1}{2} m_{\text{karışım}}^2 X_{\mu} \widetilde{W}_3^{\mu}. \quad (8)$$

Böyle bir terim Higgs dubleti U(1)_D altında yüklü ise spontane simetri kırılması sırasında ortaya çıkar.

İki Higgs Dublet Modeli (2HDM):

SM'nin skaler sektörü özdeş bir ikinci dublet ile genişletilir

$$\phi_1 = \begin{pmatrix} \phi_1^+ \\ \phi_1^0 \\ \phi_1^- \end{pmatrix}, \quad \phi_2 = \begin{pmatrix} \phi_2^+ \\ \phi_2^0 \\ \phi_2^- \end{pmatrix} \quad (9)$$

Vakum beklenti değerleri aşağıdaki ilişkileri sağlar.

$$v_1^2 + v_2^2 = v^2 = 246^2 \text{ GeV}^2, \quad \frac{v_2}{v_1} = \tan \beta \quad (10)$$

Toplamda sekiz serbestlik derecesi vardır. Elektrozayıf simetri kırılması sırasında üç tanesi ayar bozonlarına kütle kazandırır. Beş Higgs parçacığı kalır: yüklü bir çift h^{\pm} , iki nötr skaler ve bir nötr psödoskaler.

En genel 2HDM skaler potansiyeli

$$\begin{aligned} V^{2\text{HDM}}(\phi_1, \phi_2) = & m_{11}^2 \phi_1^\dagger \phi_1 + m_{22}^2 \phi_2^\dagger \phi_2 - (m_{12}^2 \phi_1^\dagger \phi_2 + \text{h.c.}) + \frac{\lambda_1}{2} (\phi_1^\dagger \phi_1)^2 \\ & + \frac{\lambda_2}{2} (\phi_2^\dagger \phi_2)^2 + \lambda_3 (\phi_1^\dagger \phi_1) (\phi_2^\dagger \phi_2) + \lambda_4 (\phi_1^\dagger \phi_2) (\phi_2^\dagger \phi_1) \\ & + \left[\frac{\lambda_5}{2} (\phi_1^\dagger \phi_2)^2 + \lambda_6 (\phi_1^\dagger \phi_1) (\phi_1^\dagger \phi_2) + \lambda_7 (\phi_2^\dagger \phi_2) (\phi_1^\dagger \phi_2) + \text{h.c.} \right] \end{aligned} \quad (11)$$

En genel 2HDM skaler potansiyeli

$$\begin{aligned}
 V^{2\text{HDM}}(\phi_1, \phi_2) = & m_{11}^2 \phi_1^\dagger \phi_1 + m_{22}^2 \phi_2^\dagger \phi_2 - (m_{12}^2 \phi_1^\dagger \phi_2 + \text{h.c.}) + \frac{\lambda_1}{2} (\phi_1^\dagger \phi_1)^2 \\
 & + \frac{\lambda_2}{2} (\phi_2^\dagger \phi_2)^2 + \lambda_3 (\phi_1^\dagger \phi_1) (\phi_2^\dagger \phi_2) + \lambda_4 (\phi_1^\dagger \phi_2) (\phi_2^\dagger \phi_1) \\
 & + \left[\frac{\lambda_5}{2} (\phi_1^\dagger \phi_2)^2 + \lambda_6 (\phi_1^\dagger \phi_1) (\phi_1^\dagger \phi_2) + \lambda_7 (\phi_2^\dagger \phi_2) (\phi_1^\dagger \phi_2) + \text{h.c.} \right]
 \end{aligned}
 \tag{11}$$

En genelde iki dublette tüm fermiyonlar ile çiftlenir. 2HDM Yukawa etkileşimi şöyledir:

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}}^{2\text{HDM}} = -y_1^{ij} \bar{f}_L^i \phi_1 f_R^j - y_2^{ij} \bar{f}_L^i \phi_2 f_R^j + \text{h.c.}
 \tag{12}$$

Bu terim spontane simetri kırılması sonucunda şu kütle matrisini açığa çıkartır:

$$M^{ij} = v_1 y_1^{ij} \bar{f}^i f^j + v_2 y_2^{ij} \bar{f}^i f^j.
 \tag{13}$$

Yukawa matrisleri y_1 ve y_2 aynı anda köşegenleştirilebilir olmak zorunda değildir; dolayısıyla Yukawa etkileşimleri çeşni köşegenli değildir. Skaler sektörde ağaç seviyesinde çeşni değiştiren nötr akımlar (FCNC) vardır.

FCNC'leri engellemek için skalerler ve fermiyonlar üzerine Z_2 simetrisi empoze edilir.

$$\phi_1 \rightarrow -\phi_1, \quad \phi_2 \rightarrow \phi_2 \quad (14)$$

Bu $\phi_1 \leftrightarrow \phi_2$ dönüşümlerini engeller ve $m_{12} = \lambda_6 = \lambda_7 = 0$ anlamına gelir. Nötr Çeşni Koruyan (NFC) skaler potansiyel şöyledir:

$$\begin{aligned} V_{NFC}^{2HDM}(\phi_1, \phi_2) = & m_{11}^2 \phi_1^\dagger \phi_1 + m_{22}^2 \phi_2^\dagger \phi_2 - \left(m_{12}^2 \phi_1^\dagger \phi_2 + h.c. \right) + \frac{\lambda_1}{2} \left(\phi_1^\dagger \phi_1 \right)^2 \\ & + \frac{\lambda_2}{2} \left(\phi_2^\dagger \phi_2 \right)^2 + \lambda_3 \left(\phi_1^\dagger \phi_1 \right) \left(\phi_2^\dagger \phi_2 \right) + \lambda_4 \left(\phi_1^\dagger \phi_2 \right) \left(\phi_2^\dagger \phi_1 \right) \\ & + \left[\frac{\lambda_5}{2} \left(\phi_1^\dagger \phi_2 \right)^2 + \left(\phi_2^\dagger \phi_1 \right)^2 \right]. \end{aligned} \quad (15)$$

FCNC'leri engellemek için skalerler ve fermiyonlar üzerine Z_2 simetrisi empoze edilir.

$$\phi_1 \rightarrow -\phi_1, \quad \phi_2 \rightarrow \phi_2 \quad (14)$$

Bu $\phi_1 \leftrightarrow \phi_2$ dönüşümlerini engeller ve $m_{12} = \lambda_6 = \lambda_7 = 0$ anlamına gelir. Nötr Çeşni Koruyan (NFC) skaler potansiyel şöyledir:

$$\begin{aligned} V_{NFC}^{2HDM}(\phi_1, \phi_2) = & m_{11}^2 \phi_1^\dagger \phi_1 + m_{22}^2 \phi_2^\dagger \phi_2 - \left(m_{12}^2 \phi_1^\dagger \phi_2 + h.c. \right) + \frac{\lambda_1}{2} \left(\phi_1^\dagger \phi_1 \right)^2 \\ & + \frac{\lambda_2}{2} \left(\phi_2^\dagger \phi_2 \right)^2 + \lambda_3 \left(\phi_1^\dagger \phi_1 \right) \left(\phi_2^\dagger \phi_2 \right) + \lambda_4 \left(\phi_1^\dagger \phi_2 \right) \left(\phi_2^\dagger \phi_1 \right) \\ & + \left[\frac{\lambda_5}{2} \left(\phi_1^\dagger \phi_2 \right)^2 + \left(\phi_2^\dagger \phi_1 \right)^2 \right]. \end{aligned} \quad (15)$$

Fermiyonlarda Z_2 simetrisini gerçekleştirmenin dört yolu vardır. Yukawa terimi:

$$\mathcal{L}_{Yukawa}^{2HDM} = - \sum_{i=1}^2 \left(\bar{Q}_L \tilde{\psi}_i \delta_i^u u_R + \bar{Q}_L \psi_i \delta_i^d d_R + \bar{L} \psi_i \delta_i^l e_R + h.c. \right), \quad \delta_1^f = 0 \text{ veya } \delta_2^f = 0$$

Table: FCNC'yi engelleyen 2HDM türleri, tanımları ve fermiyonların Z_2 yükleri

Model	Q_L	u_R	d_R	L	l_R	Tanım
Tip-I	+	-	-	+	-	Tüm fermiyonlar sadece ϕ_2 ile çiftlenir
Tip-II	+	-	+	+	-	Yukarı tipli kuarklar ϕ_2 ile ve leptonlarla aşağı tipli kuarklar ϕ_1 ile çiftlenir
Lepton-spesifik	+	-	+	+	-	Kuarklar ϕ_2 ile çiftlenirken leptonlar ϕ_1 ile çiftlenir
Ters çevirilmiş	+	-	-	+	+	Yukarı tipli kuarklar ve leptonlar ϕ_2 ile aşağı tipli kuarklar ϕ_1 ile çiftlenir

U(1) ile Genişletilmiş 2HDM

Z_2 simetrisinden elde edilen sonuçlar U(1) uzantısı ile de oluşturulabilir. Temel kriter, dubletlerin yüklerin farklı olmasıdır. Bu kriter skaler potansiyeli daha da basitleştirir

$$V_{NFC}^{2HDM}(\phi_1, \phi_2) = m_{11}^2 \phi_1^\dagger \phi_1 + m_{22}^2 \phi_2^\dagger \phi_2 + \frac{\lambda_1}{2} (\phi_1^\dagger \phi_1)^2 + \frac{\lambda_2}{2} (\phi_2^\dagger \phi_2)^2 + \lambda_3 (\phi_1^\dagger \phi_1) (\phi_2^\dagger \phi_2) + \lambda_4 (\phi_1^\dagger \phi_2) (\phi_2^\dagger \phi_1) \quad (16)$$

Yukawa etkileşimlerinin tip-I olduğu belirlendikten sonra, U(1) altındaki değişmezlik yükleri birbiriyle ilişkilendirir.

$$-\mathcal{L}_{\text{Yukawa}}^{\text{type-I}} \rightarrow -\mathcal{L}'_{\text{Yukawa}}{}^{\text{type-I}} = e^{i(-q'_L + Q_D^{\phi_2} + q'_e)} \rho y'_{e'} \alpha \beta \overline{L'}^\alpha \phi e'^\beta_R + e^{i(-q'_{Q_L} + Q_D^{\phi_2} + q'_u)} \rho y'_{u'} \alpha \beta \overline{Q'}^\alpha_L \tilde{\phi}^c u'^\beta_R + e^{i(-q'_{Q_L} + Q_D^{\phi_2} + q'_d)} \rho y'_{d'} \alpha \beta \overline{Q'}^\alpha_L \phi d'^\beta_R + \text{h.c.} \quad (17)$$

Burada $Q_D^{\phi_2}$ ikinci dubletin yüküdür. Bu terimin U(1)_D değişmezliği şu kısıtlamaları verir

$$\begin{aligned} Q_D^{\phi_2} + q'_{eR} - q'_L &= 0, \\ Q_D^{\phi_2} + q'_{uR} - q'_{Q_L} &= 0, \\ Q_D^{\phi_2} + q'_{dR} - q'_{Q_L} &= 0. \end{aligned} \quad (18)$$

NFC 2HDM yeni parçacık tanıtmadan anomali iptali yapılabilir. Anomali iptalinden karanlık yüklerin üzerine gelen koşullar Yukawa teriminin ayar serbestliğinden gelen koşullarla birleştiğinde

$$q'_{Q_L} = \frac{q'_{u_R} + q'_{d_R}}{2}$$

$$q'_{L_L} = -\frac{3(q'_{u_R} + q'_{u-d_R})}{2} \quad (19)$$

$$q'_{e_R} = -(2q'_{u_R} + q'_{d_R})$$

$$Q_D^{\phi_2} = \frac{q'_{u_R} - q'_{d_R}}{2} \quad (20)$$

En son $(U(1)_D)^3$ üçgen anomalisinden

$$q'_{u_R} = -2q'_{d_R} \quad (21)$$

Tip-I Seesaw Mekanizması ile 2HDM'de Nötrino Kütleleri

Üç sağ eli nötrino n_R eklenmiştir. Bunların $U(1)_D$ altındaki yükleri anomali iptal koşullarından elde edilir.

$$q'_{n_R} = -(q'_{u_R} + 2q'_{d_R}). \quad (22)$$

Tip-I Seesaw Mekanizması ile 2HDM'de Nötrino Kütleleri

Üç sağ eli nötrino n_R eklenmiştir. Bunların $U(1)_D$ altındaki yükleri anomali iptal koşullarından elde edilir.

$$q'_{n_R} = -\left(q'_{u_R} + 2q'_{d_R}\right). \quad (22)$$

n_R , $U(1)_D$ altında yüklü olduğundan, yalın Majorana kütle terimi $m_R \overline{n_R^c} n_R$ eklenemez. Bağlaşım, kütleli bir skaler singlet ϕ_s eklenerek elde edilir. Bu ekleme skaler potansiyel Eq (16)'i aşağıdaki terimle genişletir.

$$V_s = m_s^2 \phi_s^\dagger \phi_s + \frac{\lambda_s}{2} \left(\phi_s^\dagger \phi_s\right)^2 + \lambda_8 \phi_1^\dagger \phi_1 \phi_s^\dagger \phi_s + \lambda_9 \phi_2^\dagger \phi_2 \phi_s^\dagger \phi_s + \left(\lambda_{10} \phi_1^\dagger \phi_2 \phi_s + \text{h.c.}\right) \quad (23)$$

$U(1)_D$ değişmezliği $Q_D^{\phi_s} = Q_D^{\phi_1} - Q_D^{\phi_2}$ gerektirir.

Tip-I Seesaw Mekanizması ile 2HDM'de Nötrino Kütleleri

Üç sağ elli nötrino n_R eklenmiştir. Bunların $U(1)_D$ altındaki yükleri anomali iptal koşullarından elde edilir.

$$q'_{n_R} = -\left(q'_{u_R} + 2q'_{d_R}\right). \quad (22)$$

n_R , $U(1)_D$ altında yüklü olduğundan, yalın Majorana kütle terimi $m_R \bar{n}_R^c n_R$ eklenemez. Bağlaşım, kütleli bir skaler singlet ϕ_s eklenerek elde edilir. Bu ekleme skaler potansiyel Eq (16)'i aşağıdaki terimle genişletir.

$$V_s = m_s^2 \phi_s^\dagger \phi_s + \frac{\lambda_s}{2} \left(\phi_s^\dagger \phi_s\right)^2 + \lambda_8 \phi_1^\dagger \phi_1 \phi_s^\dagger \phi_s + \lambda_9 \phi_2^\dagger \phi_2 \phi_s^\dagger \phi_s + \left(\lambda_{10} \phi_1^\dagger \phi_2 \phi_s + \text{h.c.}\right) \quad (23)$$

$U(1)_D$ değişmezliği $Q_D^{\phi_s} = Q_D^{\phi_1} - Q_D^{\phi_2}$ gerektirir. O zaman Yukawa teriminin nötrino kısmı şöyle okunur

$$-\mathcal{L}_{\text{Yukawa}}^\nu = y_D^{ij} \bar{L}^i \tilde{\phi}_2 n_R^j + y_M^{ij} \bar{n}^c i \phi_s n_R^j, \quad (24)$$

Skaler singlet elektrozayıf skalanın çok üstünde vakum beklenti değerine sahip olur ve $U(1)_D$ spontane olarak kırılır. Aşağı bir enerji seviyesinde v_2 elektrozayıf simetriyi kırar. Bu süreç Tip-I Seesaw Mekanizması'nı gerçekleştirir.

$$M_{\nu'} = \begin{pmatrix} \bar{\nu}_L & \bar{n}_R \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & m_D \\ m_D^T & m_M \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_L \\ n_R \end{pmatrix} \quad (25)$$

Köşegenleştirmeden elde edilen eigen değerleri

$$m_{\nu_L} = -\frac{m_D^2}{m_R}, \quad m_{n_R} = m_R \quad \text{ve} \quad m_D = \frac{y_D v_2}{2\sqrt{2}}, \quad m_R = \frac{y_M v_s}{2\sqrt{2}}. \quad (26)$$

2HDM İçerisinde Vektör Portal

$$\mathcal{L}_{\text{Ayar}} = \mathcal{L}_{\text{Ayar}}^{\text{KE}} + \mathcal{L}_{\text{Gauge}}^{\text{KM}} + \mathcal{L}_{\text{Ayar}}^{\text{Kütle}}$$

$$\mathcal{L}_{\text{Ayar}}^{\text{KE}} = -\frac{1}{4} W_{3\mu\nu} W_3^{\mu\nu} - \frac{1}{4} Y_{\mu\nu} Y^{\mu\nu} - \frac{1}{4} X_{\mu\nu}^0 X^{0\mu\nu} + \dots \quad (27)$$

$$\mathcal{L}_{\text{Ayar}}^{\text{KK}} = -\frac{1}{2} \sin\epsilon X_{\mu\nu}^0 Y^{\mu\nu} \quad (28)$$

$$\mathcal{L}_{\text{Ayar}}^{\text{Kütle}} \subset \frac{1}{2} m_X^2 X_\mu^0 X^{0\mu} + \sum_{i=1}^2 (D_\mu \langle \phi_i \rangle)^\dagger D^\mu \langle \phi_i \rangle + (D_\mu \langle \phi_s \rangle)^\dagger D^\mu \langle \phi_s \rangle \quad (29)$$

$$\mathcal{L}_{\text{Etkileşim}} \subset \sum_i \bar{f}_i i \not{D} f_i \quad (30)$$

Üç baz dönüşümü gerçekleştirilir

1. $(Y_\mu, W_{3\mu}, X_\mu^0) \rightarrow (B_\mu, W_{3\mu}, X_\mu)$ kinetik karışımı kaldırır.

2. $(B_\mu, W_{3\mu}, X_\mu) \rightarrow (A_\mu, \widetilde{W}_{3\mu}, X_\mu)$ Weinberg dönüşümüdür. Elektrozayıf simetri kırılmasından sonra gösterge ayar matrisi şu biçimi alır

$$M_{\text{Ayar}}^2 = m_{Z_0}^2 \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & a & b \\ 0 & b & c \end{pmatrix}, \quad \begin{aligned} a &= 1 \\ b &= \cos^2\beta \widetilde{Q}_{\phi_1} + \sin^2\beta \widetilde{Q}_{\phi_2} \\ c &= \sec^2\epsilon \frac{m_{X_0}^2}{m_{Z_0}^2} + \cos^2\beta \widetilde{Q}_{\phi_1}^2 + \sin^2\beta \widetilde{Q}_{\phi_2}^2 \end{aligned} \quad (31)$$

burada

$$\widetilde{Q}_{\phi_i} = \tan\epsilon \sin\theta_W - \frac{2g_D}{\sqrt{\sigma'^2 + \sigma^2}} \sec\epsilon Q_D^{\phi_i} \quad (32)$$

Ayar bozon kütleleri v_s ve karanlık sektör parametreleri g_D ve $\sin \epsilon$ bağımlı olur.

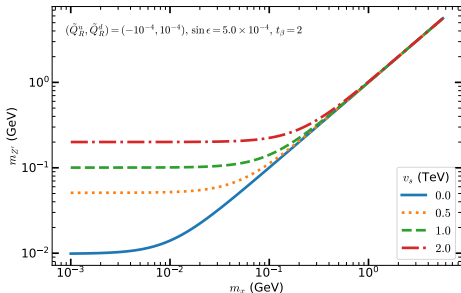
$$M_A^2 = 0, \quad (33)$$

$$M_{Z'}^2 = m_X^2 \cos^2 \xi \sec^2 \epsilon + m_{Z_{SM}}^2 (\sin \xi - \cos \xi \sin \theta_W \tan \epsilon)^2 + \frac{1}{4} g_D^2 \cos^2 \xi \sec^2 \epsilon \left[v^2 \cos^2 \beta (Q_D^{\phi_1})^2 + v^2 \sin^2 \beta (Q_D^{\phi_2})^2 + v_s^2 (Q_D^s)^2 \right] \quad (34)$$

$$+ g_D v m_{Z_{SM}} \cos \xi \sec \epsilon \left(\cos^2 \beta Q_D^{\phi_1} + \sin^2 \beta Q_D^{\phi_2} \right) (\sin \xi - \cos \xi \sin \theta_W \tan \epsilon)$$

$$M_Z^2 = m_X^2 \sin^2 \xi \sec^2 \epsilon + m_{Z_{SM}}^2 (\cos \xi + \sin \xi \sin \theta_W \tan \epsilon)^2 + \frac{1}{4} g_D^2 \sin^2 \xi \sec^2 \epsilon \left[v^2 \cos^2 \beta (Q_D^{\phi_1})^2 + v^2 \sin^2 \beta (Q_D^{\phi_2})^2 + v_s^2 (Q_D^s)^2 \right] \quad (35)$$

$$- g_D v m_{Z_{SM}} \sin \xi \sec \epsilon \left(\cos^2 \beta Q_D^{\phi_1} + \sin^2 \beta Q_D^{\phi_2} \right) (\cos \xi + \sin \xi \sin \theta_W \tan \epsilon)$$



$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{\text{Etkileşim}}^{2\text{HDM}} &= (g' J_Y^\mu \quad g J_3^\mu \quad g_D J_X^\mu) \cdot V_{AZZ', YW X^0}^{-1} \cdot \begin{pmatrix} A_\mu \\ Z_\mu \\ Z'_\mu \end{pmatrix} \\
&= \sum_i \frac{1}{2} \bar{f}_i (C_V^f \gamma^\mu) f_i A_\mu + \frac{1}{2} \bar{f}_i (C_V^f \gamma^\mu + C_A^f \gamma^\mu \gamma^5) f_i Z_\mu \\
&\quad + \frac{1}{2} \bar{f}_i (C_V^{\prime f} \gamma^\mu + C_A^{\prime f} \gamma^\mu \gamma^5) f_i Z'_\mu
\end{aligned} \tag{36}$$

burada

$$V_{AZZ', YW_3 X^0}^{-1} = \begin{pmatrix} \cos \theta_W & -\frac{\sin \theta_W \cos \xi \cos \epsilon + \sin \xi \sin \epsilon}{\cos \epsilon} & \frac{\sin \theta_W \sin \xi \cos \epsilon - \cos \xi \sin \epsilon}{\cos \epsilon} \\ \sin \theta_W & \cos \xi \cos \theta_W & -\sin \xi \cos \theta_W \\ 0 & \frac{\sin \xi}{\cos \epsilon} & \frac{\cos \xi}{\cos \epsilon} \end{pmatrix}$$

Vertices	C_V^f	C_A^f
	$-\frac{g_D \alpha_f (7Q_f^2 + 3Q_f^2)}{8c_s} + \frac{c(c_f + \alpha_f \epsilon_{f,W})}{4s_W s_W}$	$-\frac{g_D \alpha_f (Q_f^2 - Q_f^2)}{8c_s} - \frac{c(c_f + \alpha_f \epsilon_{f,W})}{4s_W s_W}$
	$\frac{g_D \alpha_f (Q_f^2 + 3Q_f^2)}{8c_s} - \frac{c_s (8s_W^2 - 3) + 5c_f \epsilon_{f,W}}{12c_W s_W}$	$-\frac{g_D \alpha_f (Q_f^2 - Q_f^2)}{8c_s} - \frac{c(c_f + \alpha_f \epsilon_{f,W})}{4s_W s_W}$
	$\frac{g_D \alpha_f (3Q_f^2 + Q_f^2)}{8c_s} + \frac{c_s (4s_W^2 - 3) + c_f \epsilon_{f,W}}{12c_W s_W}$	$\frac{g_D \alpha_f (Q_f^2 - Q_f^2)}{8c_s} + \frac{c(c_f + \alpha_f \epsilon_{f,W})}{4s_W s_W}$

	$C_V^{\prime f}$	$C_A^{\prime f}$
	$-\frac{g_D \alpha_f (7Q_f^2 + 3Q_f^2)}{8c_s} - \frac{c(c_f - c_f \epsilon_{f,W})}{4c_W s_W}$	$-\frac{g_D \alpha_f (Q_f^2 - Q_f^2)}{8c_s} + \frac{c(c_f - c_f \epsilon_{f,W})}{4c_W s_W}$
	$\frac{g_D \alpha_f (Q_f^2 + 3Q_f^2)}{8c_s} + \frac{c_s (8s_W^2 - 3) - 5c_f \epsilon_{f,W}}{12c_W s_W}$	$-\frac{g_D \alpha_f (Q_f^2 - Q_f^2)}{8c_s} + \frac{c(c_f - c_f \epsilon_{f,W})}{4c_W s_W}$
	$\frac{g_D \alpha_f (3Q_f^2 + Q_f^2)}{8c_s} - \frac{c_s (4s_W^2 - 3) - c_f \epsilon_{f,W}}{12c_W s_W}$	$\frac{g_D \alpha_f (Q_f^2 - Q_f^2)}{8c_s} - \frac{c(c_f - c_f \epsilon_{f,W})}{4c_W s_W}$

$B \rightarrow K^{(*)}\nu\bar{\nu}$ Üzerine Belle II Verileri

- SüperKEKB hızlandırıcısı Japonya'nın Tsukuba şehrine bulunan alaktron-pozitron çarpıştırıcısıdır.
- Çarpışmadan çıkan $B\bar{B}$ mezon çiftleri Belle II dedektörü tarafından çalışılıyor.
- $\text{Br}(B^+ \rightarrow K^+\nu\bar{\nu})_{\text{Belle II}} = (2.3 \pm 0.7) \times 10^{-5}$ gözlemi SM beklentisi olan $\text{Br}(B^+ \rightarrow K^+\nu\bar{\nu})_{\text{SM}} = (4.29 \pm 0.23) \times 10^{-6}$ 'nın 2.7σ üzerinde çıkmıştır (2311.14647).
- $B \rightarrow K^*\nu\bar{\nu}$ bozunum için ise Belle araştırması SM üzerinde bir fazlalık göstermemiştir, böylece 1.8×10^{-5} 'lik bir dışlama sınırına dönüştürülmüştür (1702.03224).



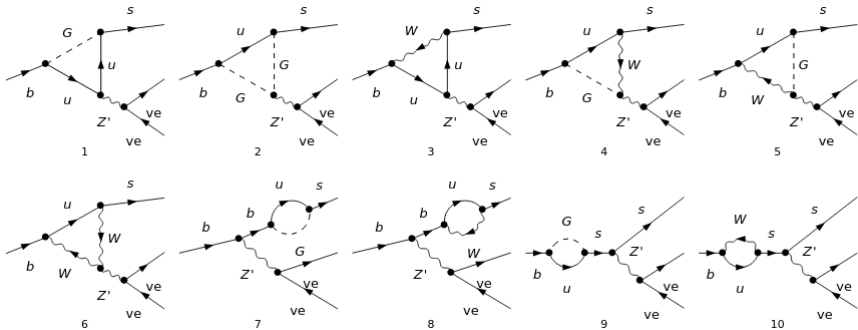
Figure: Belle 2 Dedektörü
Kaynak:www2.kek.jp

$B \rightarrow K^{(*)}\nu\bar{\nu}$ Sürecine Karanlık Foton Etkisi

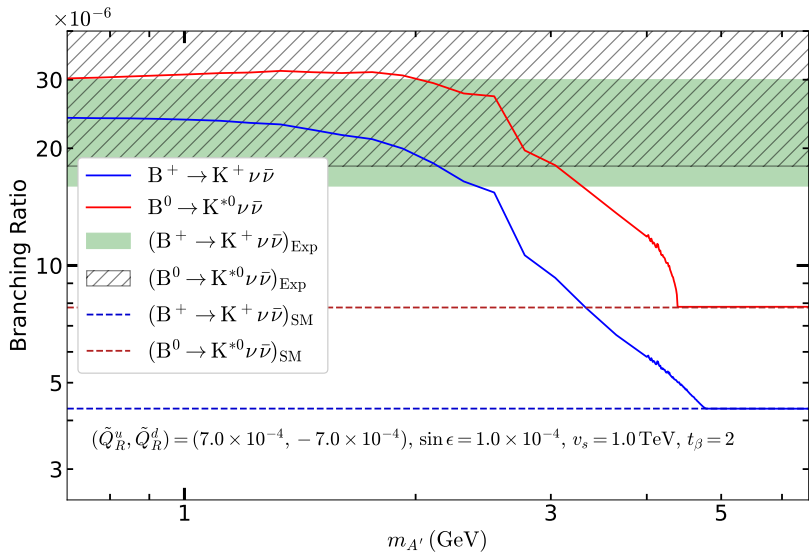
$B \rightarrow K\nu\bar{\nu}$ ve $B \rightarrow K^*\nu\bar{\nu}$ için diferansiyel bozunma genlikleri:

$$\frac{d\Gamma(B \rightarrow K\nu\bar{\nu})}{dq^2} = \frac{1}{512\pi^3 m_B^3} f_+^2(q^2) (C_{LL}^2 + C_{LR}^2) \lambda^{3/2}, \quad (37)$$

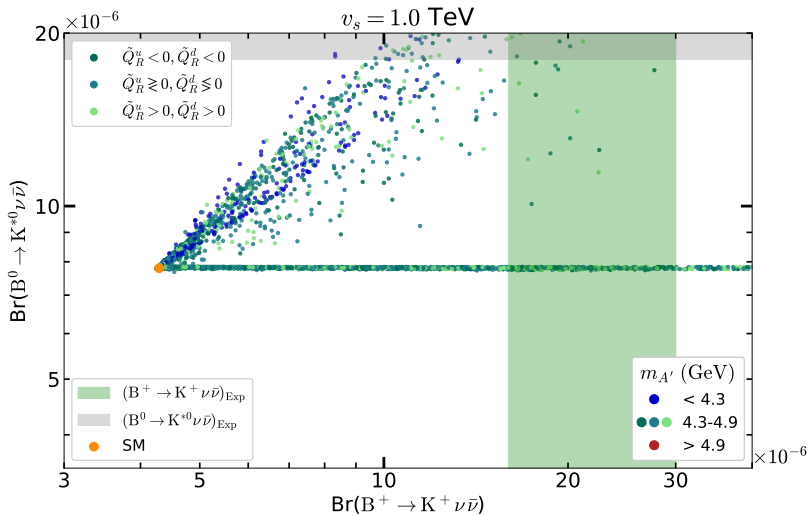
$$\frac{d\Gamma(B \rightarrow K^*\nu\bar{\nu})}{dq^2} = \frac{\lambda^{1/2} (C_{LL}^2 + C_{LR}^2)}{256\pi^3 m_B^3 (m_B + m_{K^*})^2} \left[\lambda q^2 V^2 + A_1^2 q^2 (m_B + m_{K^*})^4 + 32A_{12}^2 m_B^2 m_{K^*}^2 (m_B + m_{K^*})^2 \right], \quad (38)$$



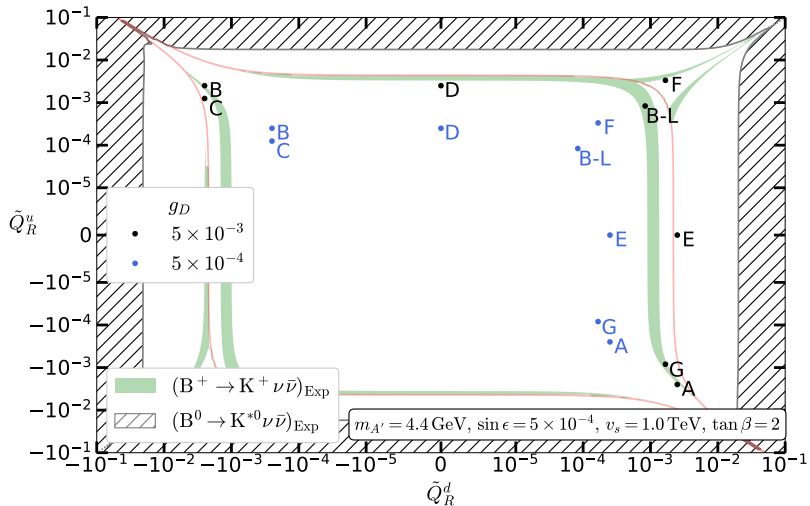
Nümerik Sonuçlar



Nümerik Sonuçlar



Nümerik Sonuçlar

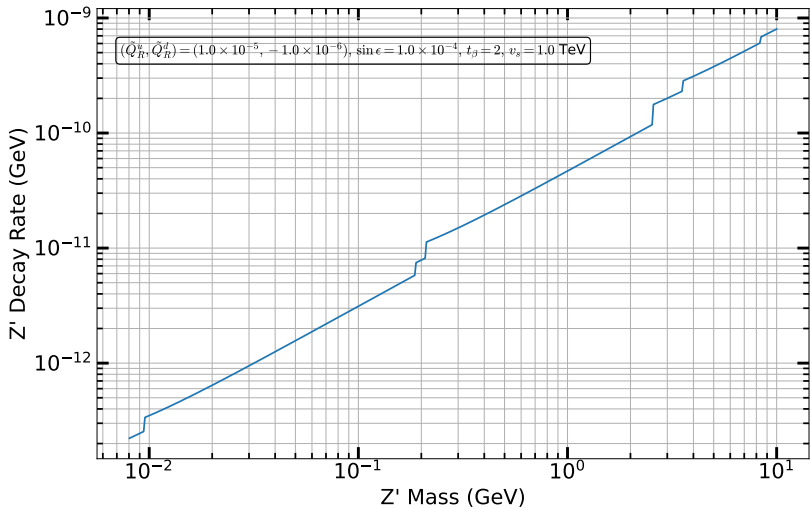


Teşekkür Ederim

Table: Alanların $U(1)_D$ altında karanlık yükleri

Fields	u_R	d_R	Q_L	L_L	e_R	ν_R	ϕ_2	ϕ_1
Dark Charges	Q'_u	Q'_d	$\frac{Q'_u+Q'_d}{2}$	$-\frac{3(Q'_u+Q'_d)}{2}$	$-(2Q'_u + Q'_d)$	$-(Q'_u + 2Q'_d)$	$\frac{Q'_u-Q'_d}{2}$	$\frac{5Q'_u+7Q'_d}{2}$
Model A	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	0	0	$-\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$
Model B	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	0	0	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$
Model C	$\frac{1}{4}$	$-\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{8}$	$\frac{3}{8}$	0	$\frac{3}{4}$	$\frac{3}{8}$	$-\frac{5}{8}$
Model D	$\frac{1}{2}$	0	$\frac{1}{4}$	$-\frac{3}{4}$	-1	$-\frac{1}{2}$	$\frac{1}{4}$	$\frac{1}{4}$
Model E	0	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{4}$	$-\frac{3}{4}$	$-\frac{1}{2}$	-1	$-\frac{1}{4}$	$\frac{1}{4}$
Model F	$\frac{2}{3}$	$\frac{1}{3}$	$\frac{1}{2}$	$-\frac{3}{2}$	$-\frac{5}{3}$	$-\frac{4}{3}$	$\frac{1}{6}$	$\frac{17}{6}$
Model G	$-\frac{1}{6}$	$\frac{1}{3}$	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{4}$	0	$-\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{4}$	$\frac{3}{4}$
Model $B-L$	$\frac{1}{6}$	$\frac{1}{6}$	$\frac{1}{6}$	$-\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	0	1

Yedek Slaytlar



Yedek Slaytlar

