



بررسی واپاشی نیمه لپتونی باریون با دو کوارک سنگین افسون در قوانین جمع QCD

مرضیه شکاری طوسی

اساتید راهنما:

دکتر کاظم عزیزی

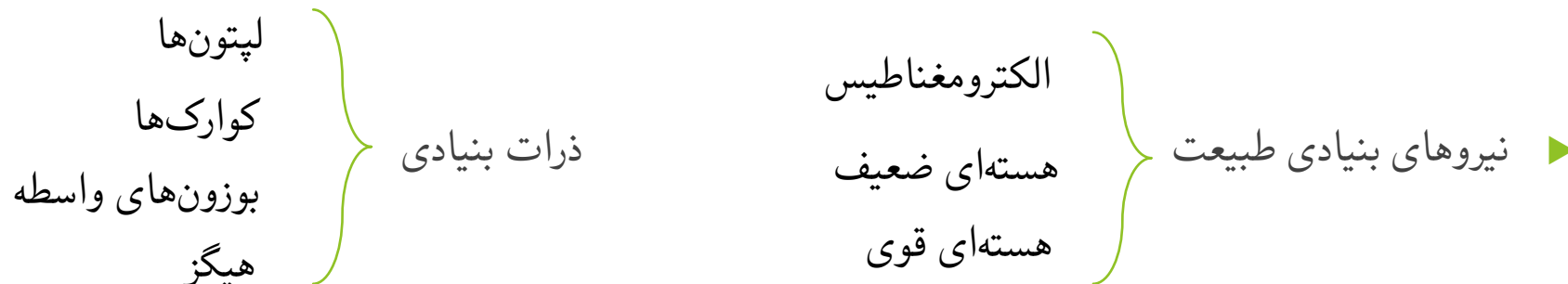
دکتر حمیدرضا مشفق

زمستان ۱۴۰۴

فهرست مطالب

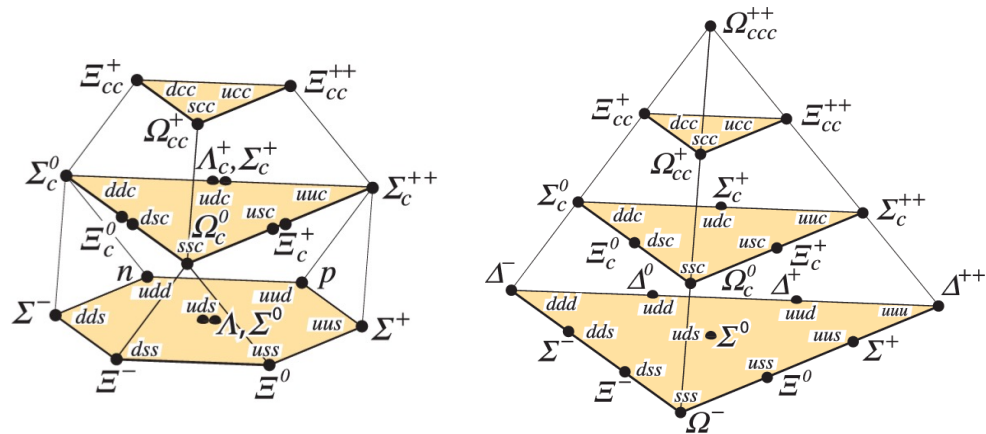
- ▶ مقدمه
- ▶ کرمودینامیک کوانتومی
- ▶ قانون جمع کرمودینامیک کوانتومی
- ▶ بررسی واپاشی نیمه لپتونی $\Xi_{cc}^{++} \rightarrow \Xi_c^+ \bar{\ell} \nu_\ell$
- ▶ نتیجه گیری
- ▶ اهداف پژوهشی

مدل استاندارد ذرات بنیادی



	سه نسل ذره سازنده ماده (فرمیون‌های بنیادی)			سه نسل ذره سازنده پادماده (پادفرمیون‌های بنیادی)			ذرات حامل نیروها و واسطه (بوزون‌های بنیادی)	
	I	II	III	I	II	III		
جرم بار اسپین	$\approx 2.2 \text{ MeV}/c^2$ $\frac{2}{3}$ $\frac{1}{2}$	$\approx 1.28 \text{ GeV}/c^2$ $\frac{2}{3}$ $\frac{1}{2}$	$\approx 173.1 \text{ GeV}/c^2$ $\frac{2}{3}$ $\frac{1}{2}$	$\approx 2.2 \text{ MeV}/c^2$ $-\frac{2}{3}$ $\frac{1}{2}$	$\approx 1.28 \text{ GeV}/c^2$ $-\frac{2}{3}$ $\frac{1}{2}$	$\approx 173.1 \text{ GeV}/c^2$ $-\frac{2}{3}$ $\frac{1}{2}$	0 0 1	$\approx 124.97 \text{ GeV}/c^2$ 0 0
	u up	c charm	t top	$\bar{u}$ antiup	$\bar{c}$ anticharm	$\bar{t}$ antitop	g gluon	H higgs
QUARKS	$\approx 4.7 \text{ MeV}/c^2$ $-\frac{1}{3}$ $\frac{1}{2}$	$\approx 96 \text{ MeV}/c^2$ $-\frac{1}{3}$ $\frac{1}{2}$	$\approx 4.18 \text{ GeV}/c^2$ $-\frac{1}{3}$ $\frac{1}{2}$	$\approx 4.7 \text{ MeV}/c^2$ $\frac{1}{3}$ $\frac{1}{2}$	$\approx 96 \text{ MeV}/c^2$ $\frac{1}{3}$ $\frac{1}{2}$	$\approx 4.18 \text{ GeV}/c^2$ $\frac{1}{3}$ $\frac{1}{2}$	0 0 1	
	d down	s strange	b bottom	$\bar{d}$ antidown	$\bar{s}$ antistrange	$\bar{b}$ antibottom	γ photon	
	$\approx 0.511 \text{ MeV}/c^2$ -1 $\frac{1}{2}$	$\approx 105.66 \text{ MeV}/c^2$ -1 $\frac{1}{2}$	$\approx 1.7768 \text{ GeV}/c^2$ -1 $\frac{1}{2}$	$\approx 0.511 \text{ MeV}/c^2$ 1 $\frac{1}{2}$	$\approx 105.66 \text{ MeV}/c^2$ 1 $\frac{1}{2}$	$\approx 1.7768 \text{ GeV}/c^2$ 1 $\frac{1}{2}$	0 0 1	
	e electron	μ muon	τ tau	e^+ positron	$\bar{\mu}$ antimuon	$\bar{\tau}$ antitau	Z Z ⁰ boson	
LEPTONS	$< 2.2 \text{ eV}/c^2$ 0 $\frac{1}{2}$	$< 0.17 \text{ MeV}/c^2$ 0 $\frac{1}{2}$	$< 18.2 \text{ MeV}/c^2$ 0 $\frac{1}{2}$	$< 2.2 \text{ eV}/c^2$ 0 $\frac{1}{2}$	$< 0.17 \text{ MeV}/c^2$ 0 $\frac{1}{2}$	$< 18.2 \text{ MeV}/c^2$ 0 $\frac{1}{2}$	1 1 1	
	ν_e electron neutrino	ν_μ muon neutrino	ν_τ tau neutrino	$\bar{\nu}_e$ electron antineutrino	$\bar{\nu}_\mu$ muon antineutrino	$\bar{\nu}_\tau$ tau antineutrino	W^+ W ⁺ boson	W^- W ⁻ boson

شکل ۱: دسته بندی ذرات بنیادی.



هادر و نها

باریون‌ها ← سه کوارک

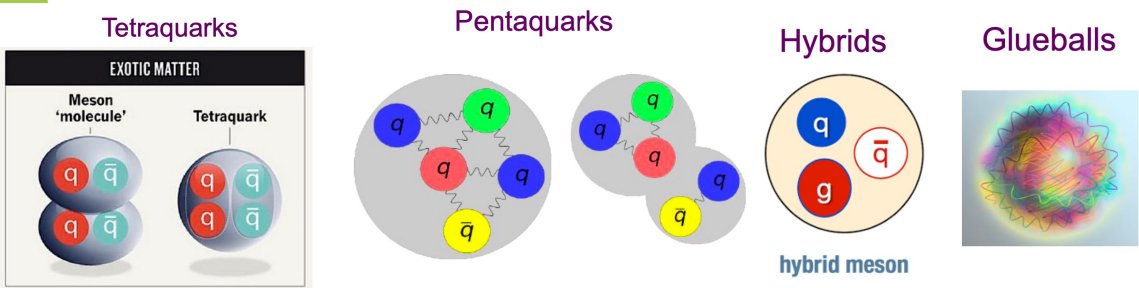
چهار کوارکی، پنج کوارکی، شش کوارکی و...

توپ‌های گلوئونی

ترکیبی ها

ذرات نامتعارف

...



باریون‌های دوسنگین

باریون	J^P	باریون	J^P
Ξ_{QQ}	$1/2^+$	Ω_{QQ}	$1/2^+$
Ξ_{QQ}^*	$3/2^+$	Ω_{QQ}^*	$3/2^+$
Ξ'_{bc}	$1/2^+$	Ω'_{bc}	$1/2^+$
Ξ_{bc}	$1/2^+$	Ω_{bc}	$1/2^+$
Ξ_{bc}^*	$3/2^+$	Ω_{bc}^*	$3/2^+$

تاریخچه کشف و اولین مشاهدات



CERN-EP-2018-172
LHCb-PAPER-2018-026
October 18, 2018

First observation of the doubly charmed baryon decay

$$\Xi_{cc}^{++} \rightarrow \Xi_c^+ \pi^+$$

LHCb collaboration[†]

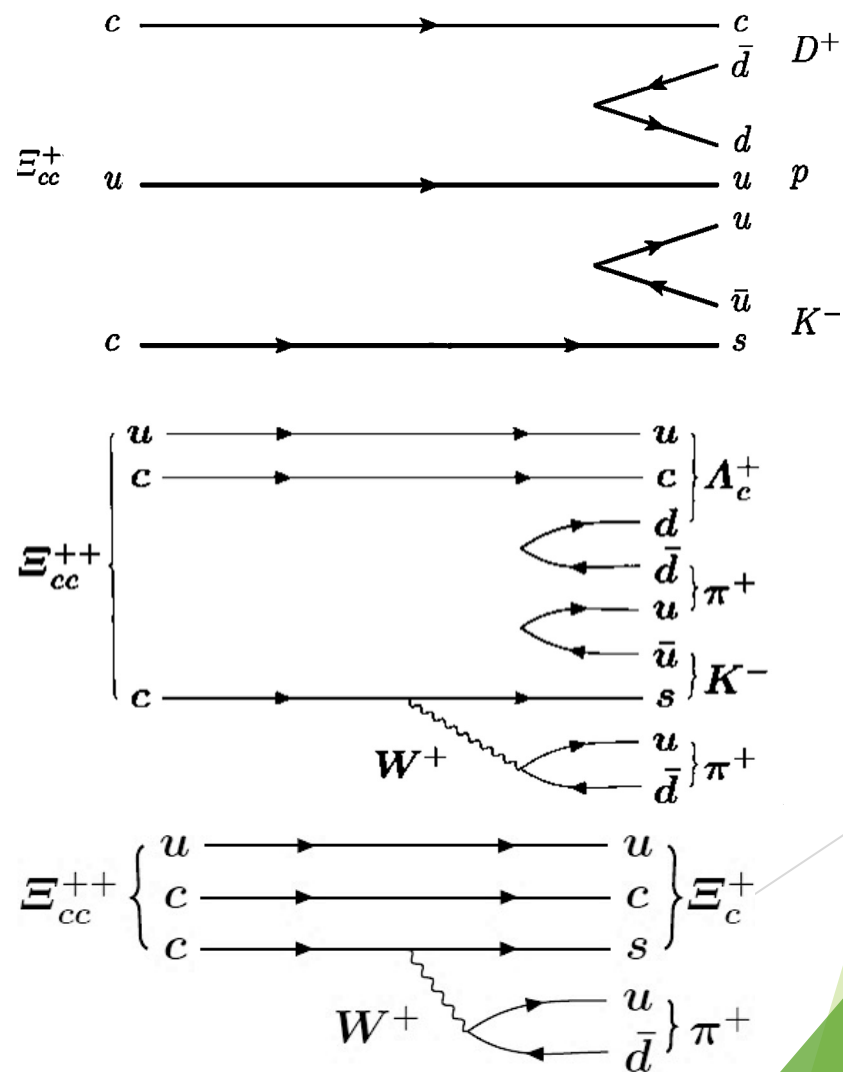
Abstract

The doubly charmed baryon decay $\Xi_{cc}^{++} \rightarrow \Xi_c^+ \pi^+$ is observed for the first time, with a statistical significance of 5.9σ , confirming a recent observation of the baryon in the $\Lambda_c^+ K^- \pi^+ \pi^+$ final state. The data sample used corresponds to an integrated luminosity of 1.7 fb^{-1} , collected by the LHCb experiment in pp collisions at a center-of-mass energy of 13 TeV. The Ξ_{cc}^{++} mass is measured to be

$$3620.6 \pm 1.5 \text{ (stat)} \pm 0.4 \text{ (syst)} \pm 0.3 \text{ } (\Xi_c^+) \text{ MeV}/c^2,$$

and is consistent with the previous result. The ratio of branching fractions between the decay modes is measured to be

$$\frac{\mathcal{B}(\Xi_{cc}^{++} \rightarrow \Xi_c^+ \pi^+) \times \mathcal{B}(\Xi_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+)}{\mathcal{B}(\Xi_{cc}^{++} \rightarrow \Lambda_c^+ K^- \pi^+ \pi^+) \times \mathcal{B}(\Lambda_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+)} = 0.035 \pm 0.009 \text{ (stat)} \pm 0.003 \text{ (syst)}.$$



کرمودینامیک کوانتومی

کرمودینامیک کوانتومی، نظریه برهمکنش قوی در مدل استاندارد است. نیروی قوی نیز توسط رنگ و با واسطه گلوئون ایجاد می شود. ►

لاگرانژی کرمودینامیک کوانتومی

$$\mathcal{L}_{QCD} = -\frac{1}{4}G_{\mu\nu}^a G^{a\mu\nu} + \sum_q \bar{\psi}_q (i \not{D} - m_q) \psi_q \quad (1)$$

$$G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a - gf^{abc} G_\mu^b G_\nu^c, \quad \text{gluon field-strength tensor} \quad (2)$$

$$\begin{array}{ll} G_\mu^a(x) & \Rightarrow \text{The gluon field} \\ \psi_q & \Rightarrow \text{quark fields} \end{array}$$

$$\not{D} = \gamma^\mu \mathcal{D}_\mu \quad \Rightarrow \quad \mathcal{D}_\mu = \partial_\mu + i\frac{g}{2}\lambda^a G_\mu^a \quad (3)$$

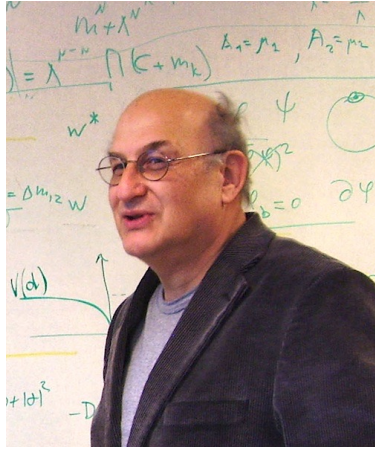
انواع روش های کرمودینامیک غیر اختلالی

- ▶ قانون جمع QCD
- ▶ کرمودینامیک کوانتومی شبکه
- ▶ نظریه موثر کوارک سنگین
- ▶ نظریه اختلالی کایرال
- ▶ مدل های کوارکی نسبیتی و غیر نسبیتی متفاوت
- ▶ ...و

روش قانون جمع QCD دارای مزیت های مهمی نسبت به دیگر روش ها است:

- ▶ برپایه لاگرانژی کرمودینامیک کوانتومی پایه گذاری شده است.
- ▶ به سیستم های هادرونی دارای کوارک سبک و سنگین قابل تعمیم است.
- ▶ برای محیط با شرایط خاص (میدان مغناطیسی، چگالی و دما) قابل بسط دادن است.

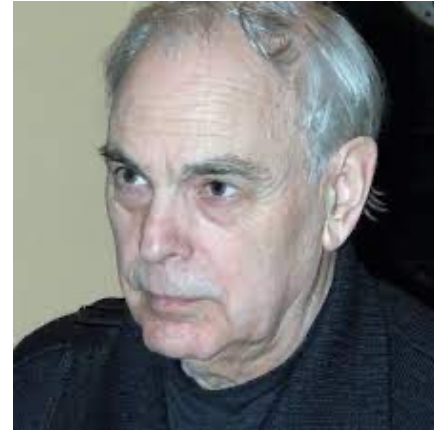
قانون جمع کرومودینامیک کوانتومی



Mikhail Shifman

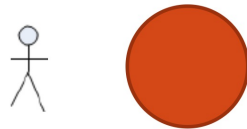


Arkady Vainshtein

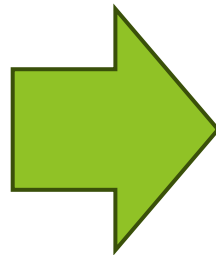
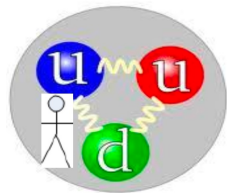


Valentin Ivanovich Zakharov

پنجره هادرونی



پنجره کرومودینامیکی



با ارتباط این دو دیدگاه تحت شرایطی خاص، مشاهده‌پذیرهای فیزیکی به دست می‌آیند.

مبانی ریاضی قانون جمع کرمودینامیک کوانتومی

► توابع همبستگی

تابع همبستگی در واقع انتقال فوریه از فضای مختصات به فضای تکانه برای حاصل ضرب ترتیب زمانی چند جریان جای گذار است.

$$\text{تابع همبستگی دونقطه‌ای} \quad \Pi = i \int d^4x e^{iqx} < 0 | T \{ \eta_1(x) \bar{\eta}_2(0) \} | 0 > \quad (4)$$

$$\text{تابع همبستگی سه نقطه‌ای} \quad \Pi = i^2 \int d^4x d^4y e^{-ipx} e^{ip'y} < 0 | T \{ \eta_1(y) \eta^{tr}(0) \bar{\eta}_2(x) \} | 0 > \quad (5)$$

$$\text{تابع همبستگی مخروط نوری} \quad \Pi = i \int d^4x e^{iqx} < \gamma | T \{ \eta_1(x) \bar{\eta}_2(0) \} | 0 > \quad (6)$$

جریان‌های جای گذار

جریان‌های جای گذار نمایش ریاضی ذرات هستند و در واقع اینجا نقش توابع موج در مدل کوارکی را ایفا می‌کنند. جریان مزون‌های مختلف عبارتند از:

$$\eta^S(x) = \bar{q}_1(x) q_2(x) \quad \text{نرده‌ای} \quad (7)$$

$$\eta^{PS}(x) = \bar{q}_1(x) \gamma_5 q_2(x) \quad \text{شبه نرده‌ای} \quad (8)$$

$$\eta_\mu^V = \bar{q}_1(x) \gamma_\mu q_2(x) \quad \text{برداری} \quad (9)$$

$$\eta_\mu^{AV} = \bar{q}_1(x) \gamma_\mu \gamma_5 q_2(x) \quad \text{شبه برداری} \quad (10)$$

بررسی واپاشی ضعیف نیمه لپتونی $\Xi_{cc}^{++} \rightarrow \Xi_c^+ \bar{\ell} \nu_\ell$

$$\Xi_{cc}^{++} \left\{ \begin{array}{l} u \\ c \\ c \end{array} \right\} \rightarrow \Xi_c^+ \left\{ \begin{array}{l} u \\ c \\ s \end{array} \right\} + W^+ \rightarrow \Xi_c^+ + \bar{\ell} + \nu_\ell$$

$$J^{tr} = \bar{s} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) c$$

$$\longrightarrow e^+, \mu^+$$
(11)

$$\mathcal{H}_{eff} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{sc}^* \bar{s} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) c \bar{\nu}_\ell \gamma^\mu (1 - \gamma_5) \ell,$$
(12)

$$M = \langle \Xi_c^+ | \mathcal{H}_{eff} | \Xi_{cc}^{++} \rangle = \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{sc}^* \bar{\nu}_\ell \gamma^\mu (1 - \gamma_5) \ell \langle \Xi_c^+ | \bar{s} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) c | \Xi_{cc}^{++} \rangle.$$
(13)

$$\langle \Xi_c^+(p', s') | V^\mu | \Xi_{cc}^{++}(p, s) \rangle = \bar{u}_{\Xi_c^+}(p', s') \left[F_1(q^2) \gamma^\mu + F_2(q^2) \frac{p^\mu}{M_{\Xi_{cc}^{++}}} + F_3(q^2) \frac{p'^\mu}{M_{\Xi_c^+}} \right] u_{\Xi_{cc}^{++}}(p, s),$$
(14)

$$\langle \Xi_c^+(p', s') | A^\mu | \Xi_{cc}^{++}(p, s) \rangle = \bar{u}_{\Xi_c^+}(p', s') \left[G_1(q^2) \gamma^\mu + G_2(q^2) \frac{p^\mu}{M_{\Xi_{cc}^{++}}} + G_3(q^2) \frac{p'^\mu}{M_{\Xi_c^+}} \right] \gamma_5 u_{\Xi_{cc}^{++}}(p, s)$$
(15)

بررسی واپاشی ضعیف نیمه لپتونی $\Xi_{cc}^{++} \rightarrow \Xi_c^+ \bar{\ell} \nu_{\ell}$

$$\Pi_{\mu}(p, p', q) = i^2 \int d^4x e^{-ip \cdot x} \int d^4y e^{ip' \cdot y} \langle 0 | \mathcal{T} \{ \mathcal{J}_{\Xi_c^+}^{\Xi_c^+}(y) \mathcal{J}_{\mu}^{tr, V(A)}(0) \bar{\mathcal{J}}^{\Xi_{cc}^{++}}(x) \} | 0 \rangle \quad (16)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{J}_{\Xi_c^+}^{\Xi_c^+}(x) = & \frac{1}{\sqrt{6}} \epsilon_{abc} \left\{ 2 \left(u^{aT}(x) C s^b(x) \right) \gamma_5 c^c(x) + \left(u^{aT}(x) C c^b(x) \right) \gamma_5 s^c(x) + \left(c^{aT}(x) C s^b(x) \right) \gamma_5 u^c(x) \right. \\ & \left. + 2\beta \left(u^{aT}(x) C \gamma_5 s^b(x) \right) c^c(x) + \beta \left(u^{aT}(x) C \gamma_5 c^b(x) \right) s^c(x) + \beta \left(c^{aT}(x) C \gamma_5 s^b(x) \right) u^c(x) \right\}, \end{aligned} \quad (17)$$

$$\mathcal{J}_{\Xi_{cc}^{++}}^{\Xi_{cc}^{++}}(x) = \sqrt{2} \epsilon_{abc} \left\{ \left(c^{aT}(x) C u^b(x) \right) \gamma_5 c^c(x) + \beta \left(c^{aT}(x) C \gamma_5 u^b(x) \right) c^c(x) \right\}, \quad (18)$$

بررسی واپاشی ضعیف نیمه لپتونی $\Xi_{cc}^{++} \rightarrow \Xi_c^+ \bar{\ell} \nu_\ell$

ناحیه پدیده شناسی (هادرونی)

$$\begin{aligned}
 \hat{B} \Pi_\mu^h(p, p', q) = & \lambda_{\Xi_{cc}^{++}} \lambda_{\Xi_c^+} e^{-\frac{m_{\Xi_{cc}^{++}}^2}{M^2}} e^{-\frac{m_{\Xi_c^+}^2}{M'^2}} \\
 & \left[F_1 \left(m_{\Xi_{cc}^{++}} m_{\Xi_c^+} \gamma_\mu + m_{\Xi_{cc}^{++}} \not{p}' \gamma_\mu + m_{\Xi_c^+} \gamma_\mu \not{p} + \not{p}' \gamma_\mu \not{p} \right) \right. \\
 & + F_2 \left(\frac{m_{\Xi_c^+}}{m_{\Xi_{cc}^{++}}} p_\mu \not{p} + \frac{1}{m_{\Xi_{cc}^{++}}} p_\mu \not{p}' \not{p} + m_{\Xi_c^+} p_\mu + p_\mu \not{p}' \right) \\
 & + F_3 \left(\frac{1}{m_{\Xi_c^+}} p'_\mu \not{p}' \not{p} + p'_\mu \not{p}' + p'_\mu \not{p} + m_{\Xi_{cc}^{++}} p'_\mu \right) \\
 & - G_1 \left(m_{\Xi_{cc}^{++}} m_{\Xi_c^+} \gamma_\mu \gamma_5 + m_{\Xi_{cc}^{++}} \not{p}' \gamma_\mu \gamma_5 - m_{\Xi_c^+} \gamma_\mu \not{p} \gamma_5 - \not{p}' \gamma_\mu \not{p} \gamma_5 \right) \\
 & - G_2 \left(p_\mu \not{p}' \gamma_5 + m_{\Xi_c^+} p_\mu \gamma_5 - \frac{m_{\Xi_c^+}}{m_{\Xi_{cc}^{++}}} p_\mu \not{p} \gamma_5 - \frac{1}{m_{\Xi_{cc}^{++}}} p_\mu \not{p}' \not{p} \gamma_5 \right) \\
 & \left. - G_3 \left(\frac{m_{\Xi_{cc}^{++}}}{m_{\Xi_c^+}} p'_\mu \not{p}' \gamma_5 + m_{\Xi_{cc}^{++}} p'_\mu \gamma_5 - \frac{1}{m_{\Xi_c^+}} p'_\mu \not{p}' \not{p} \gamma_5 - p'_\mu \not{p} \gamma_5 \right) \right] + \dots
 \end{aligned} \tag{19}$$

بررسی واپاشی ضعیف نیمه لپتونی $\Xi_{cc}^{++} \rightarrow \Xi_c^+ \bar{\ell} \nu_\ell$

ناحیه کرمودینامیکی (نظری)

$$\begin{aligned}
 \Pi_\mu^{OPE} = i^2 \int d^4x e^{-ipx} \int d^4y e^{ip'y} \frac{1}{\sqrt{3}} \epsilon_{a'b'c'} \epsilon_{abc} \left\{ 2\gamma_5 S_c^{ca'}(y-x) S_u'^{ab'}(y-x) S_s^{bi}(y) \gamma_\mu (1-\gamma_5) S_c^{ic'}(-x) \gamma_5 \right. \\
 + 2Tr[S_u^{ab'}(y-x) S_c'^{ia'}(-x)(1-\gamma_5) \gamma_\mu S_s'^{bi}(y)] \gamma_5 S_c^{cc'}(y-x) \gamma_5 - 2\beta Tr[S_s^{bi}(y) \gamma_\mu (1-\gamma_5) S_c^{ia'}(-x) \gamma_5 S_u'^{ab'}(y-x)] \\
 \gamma_5 S_c^{cc'}(y-x) + 2\beta \gamma_5 S_c^{ca'}(y-x) \gamma_5 S_u'^{ab'}(y-x) S_s^{bi}(y) \gamma_\mu (1-\gamma_5) S_c^{ic'}(-x) - Tr[S_c'^{ba'}(y-x) S_u^{ab'}(y-x)] \gamma_5 S_s^{ci}(y) \\
 \gamma_\mu (1-\gamma_5) S_c^{ic'}(-x) \gamma_5 + \gamma_5 S_s^{ci}(y) \gamma_\mu (1-\gamma_5) S_c^{ia'}(-x) \gamma_5 S_u'^{ab'}(y-x) S_c^{bc'}(y-x) - \beta \gamma_5 S_s^{ci}(y) \gamma_\mu (1-\gamma_5) S_c^{ic'}(-x) \\
 Tr[\gamma_5 S_c'^{ba'}(y-x) S_u^{ab'}(y-x)] + \beta \gamma_5 S_s^{ci}(y) \gamma_\mu (1-\gamma_5) S_c^{ia'}(-x) \gamma_5 S_u'^{ab'}(y-x) S_c^{bc'}(y-x) + \gamma_5 S_u^{cb'}(y-x) S_c'^{aa'}(y-x) \\
 S_s^{bi}(y) \gamma_\mu (1-\gamma_5) S_c^{ic'}(-x) \gamma_5 + \gamma_5 S_u^{cb'}(y-x) S_c'^{ia'}(-x)(1-\gamma_5) \gamma_\mu S_s'^{bi}(y) S_c^{ac'}(y-x) \gamma_5 + \beta \gamma_5 S_u^{cb'}(y-x) \gamma_5 S_c'^{aa'}(y-x) \\
 S_s^{bi}(y) \gamma_\mu (1-\gamma_5) S_c^{ic'}(-x) + \beta \gamma_5 S_u^{cb'}(y-x) \gamma_5 S_c'^{ia'}(-x)(1-\gamma_5) \gamma_\mu S_s'^{bi}(y) S_c^{ac'}(y-x) - 2\beta Tr[S_u'^{ab'}(y-x) \gamma_5 S_s^{bi}(y) \gamma_\mu \\
 (1-\gamma_5) S_c^{ia'}(-x)] S_c^{cc'}(y-x) \gamma_5 + 2\beta Tr[S_c'^{ba'}(y-x) \gamma_5 S_u^{ab'}(y-x)] S_s^{bi}(y) \gamma_\mu (1-\gamma_5) S_c^{ic'}(-x) \gamma_5 + 2\beta^2 S_c^{ca'}(y-x) \gamma_5 \\
 S_u'^{ab'}(y-x) \gamma_5 S_s^{bi}(y) \gamma_\mu (1-\gamma_5) S_c^{ic'}(-x) - 2\beta^2 Tr[S_u'^{ab'}(y-x) \gamma_5 S_c'^{ia'}(-x)(1-\gamma_5) \gamma_\mu S_s'^{bi}(y) \gamma_5] S_c^{cc'}(y-x) \\
 - 2\beta Tr[S_u'^{ab'}(y-x) \gamma_5 S_c^{ba'}(y-x)] S_s^{ci}(y) \gamma_\mu (1-\gamma_5) S_c^{ic'}(-x) \gamma_5 - \beta S_s^{ci}(y) \gamma_\mu (1-\gamma_5) S_c^{ia'}(-x) S_u'^{ab'}(y) \gamma_5 S_c^{bc'}(y-x) \gamma_5 \\
 - \beta^2 Tr[S_u^{ab'}(y-x) \gamma_5 S_c'^{ba'}(y-x) \gamma_5] S_s^{ci}(y) \gamma_\mu (1-\gamma_5) S_c^{ic'}(-x) + \beta^2 S_s^{ci}(y) \gamma_\mu (1-\gamma_5) S_c^{ia'}(-x) \gamma_5 S_u'^{ab'}(y-x) \gamma_5 \\
 S_c^{bc'}(y-x) + \beta S_u^{cb'}(y-x) S_c'^{aa'}(y-x) \gamma_5 S_s^{bi}(y) \gamma_\mu (1-\gamma_5) S_c^{ic'}(-x) \gamma_5 + \beta S_u^{cb'}(y-x) S_c'^{ia'}(-x)(1-\gamma_5) \gamma_\mu S_s'^{bi}(y) \gamma_5 \\
 S_c^{ac'}(y-x) \gamma_5 + \beta^2 S_u^{cb'}(y-x) \gamma_5 S_c'^{ia'}(-x)(1-\gamma_5) \gamma_\mu S_s'^{bi}(y) \gamma_5 S_c^{ac'}(y-x) + \beta^2 S_u^{cb'}(y-x) \gamma_5 S_c'^{aa'}(y-x) \gamma_5 S_s^{bi}(y) \\
 \left. \gamma_\mu (1-\gamma_5) S_c^{ic'}(-x) \right\}, \tag{20}
 \end{aligned}$$

بررسی واپاشی ضعیف نیمه لپتونی $\Xi_{cc}^{++} \rightarrow \Xi_c^+ \bar{\ell} \nu_{\ell}$

پس از به دست آوردن تابع هم‌بستگی در دو پنجره پدیده‌شناسی و کرومودینامیکی و معادل یکدیگر قرار دادن این دو پنجره با توجه به ضرایب ساختارهای مشابه و تحت شرایط خاص، عوامل شکل را به دست می‌آوریم. عوامل شکل حاوی تمام اطلاعات لازم برای تعیین پهنای واپاشی ضعیف است. یکی از اهداف، یافتن وابستگی عوامل شکل به q^2 است. برای هر عامل شکل چهار انتخاب از ساختارهای لورنتسی وجود دارد. ما محاسبات را برای تمام ساختارهای لورنتسی انجام می‌دهیم و در اینجا بهترین نتایج ممکن را برای هر عامل شکل ارائه خواهیم داد.

F_1	F_2	F_3
$\not{p}' \gamma_{\mu}$	$p_{\mu} \not{p}' \not{p}$	$p'_{\mu} \not{p}' \not{p}$
G_1	G_2	G_3
$\gamma_{\mu} \gamma_5$	$p_{\mu} \not{p}' \not{p} \gamma_5$	$p'_{\mu} \gamma_5$

بررسی عددی واپاشی $\Xi_{cc}^{++} \rightarrow \Xi_c^+ \bar{\ell} \nu_\ell$

پارامترهای کمکی:

جرم بورل M^2 و M'^2

حد آستانه پیوسته s_0 و s'_0

پارامتر عمومی β $\leftarrow \beta = \tan \theta$ $\leftarrow \tan \theta = \frac{\sin \theta}{\cos \theta}$ $\leftarrow \beta = \frac{\sqrt{1-x^2}}{x}$

بازه ها با در نظر گرفتن الزامات استاندارد روش جمع کرومودینامیک کوانتومی به دست می آیند. این معیارها شامل وابستگی ضعیف نتایج به پارامترهای کمکی، رسیدن به حداکثر سهم ممکن قطب (PC) و همگرایی ناحیه OPE است.

$$R(M^2, M'^2) = \frac{\Pi^{OPE-dim5}(M^2, M'^2, s_0, s'_0)}{\Pi^{OPE}(M^2, M'^2, s_0, s'_0)} \leq 0.05$$

$$PC = \frac{\Pi^{OPE}(M^2, M'^2, s_0, s'_0)}{\Pi^{OPE}(M^2, M'^2, \infty, \infty)} \geq 0.5$$

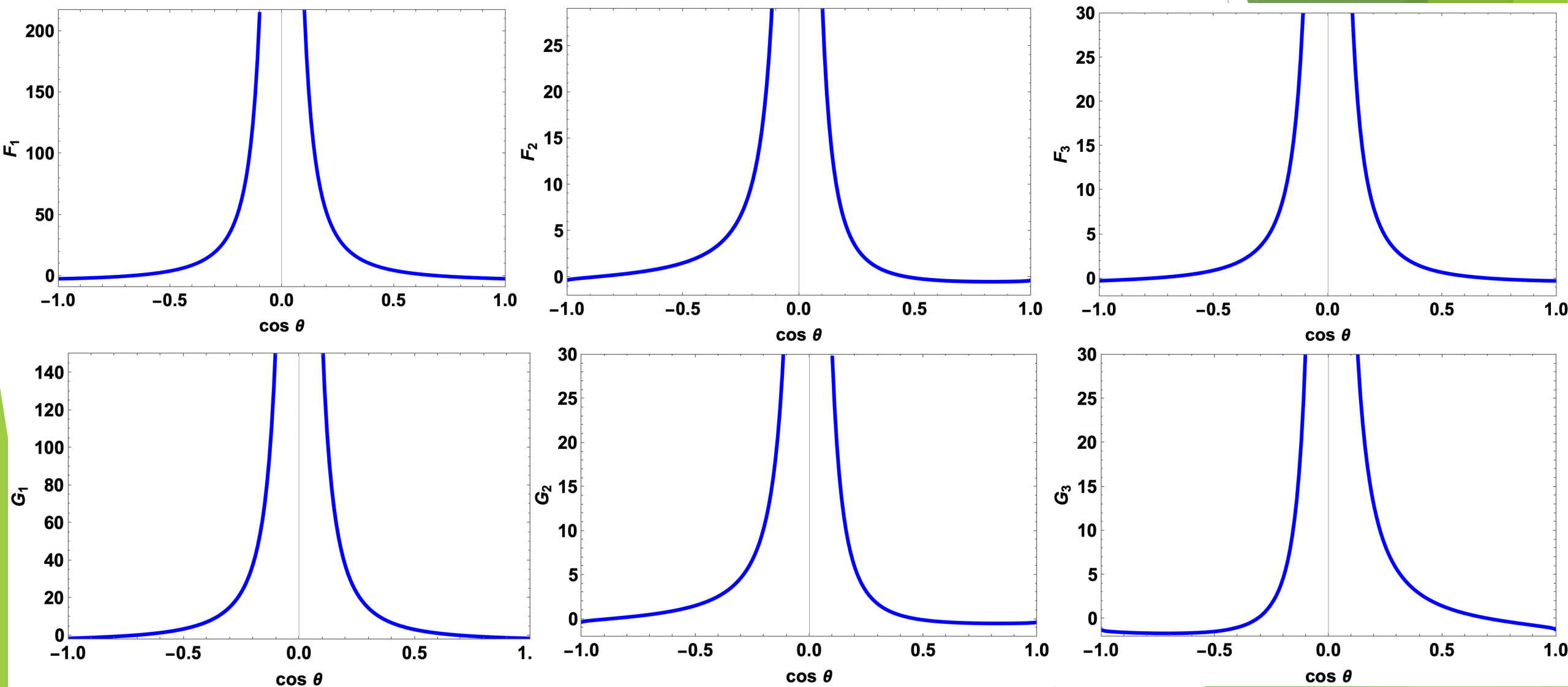
$$4 \text{ GeV}^2 \leq M^2 \leq 6 \text{ GeV}^2$$

$$3 \text{ GeV}^2 \leq M'^2 \leq 5 \text{ GeV}^2$$

$$(m_{\Xi_{cc}^{++}} + 0.25)^2 \text{ GeV}^2 \leq s_0 \leq (m_{\Xi_{cc}^{++}} + 0.62)^2 \text{ GeV}^2$$

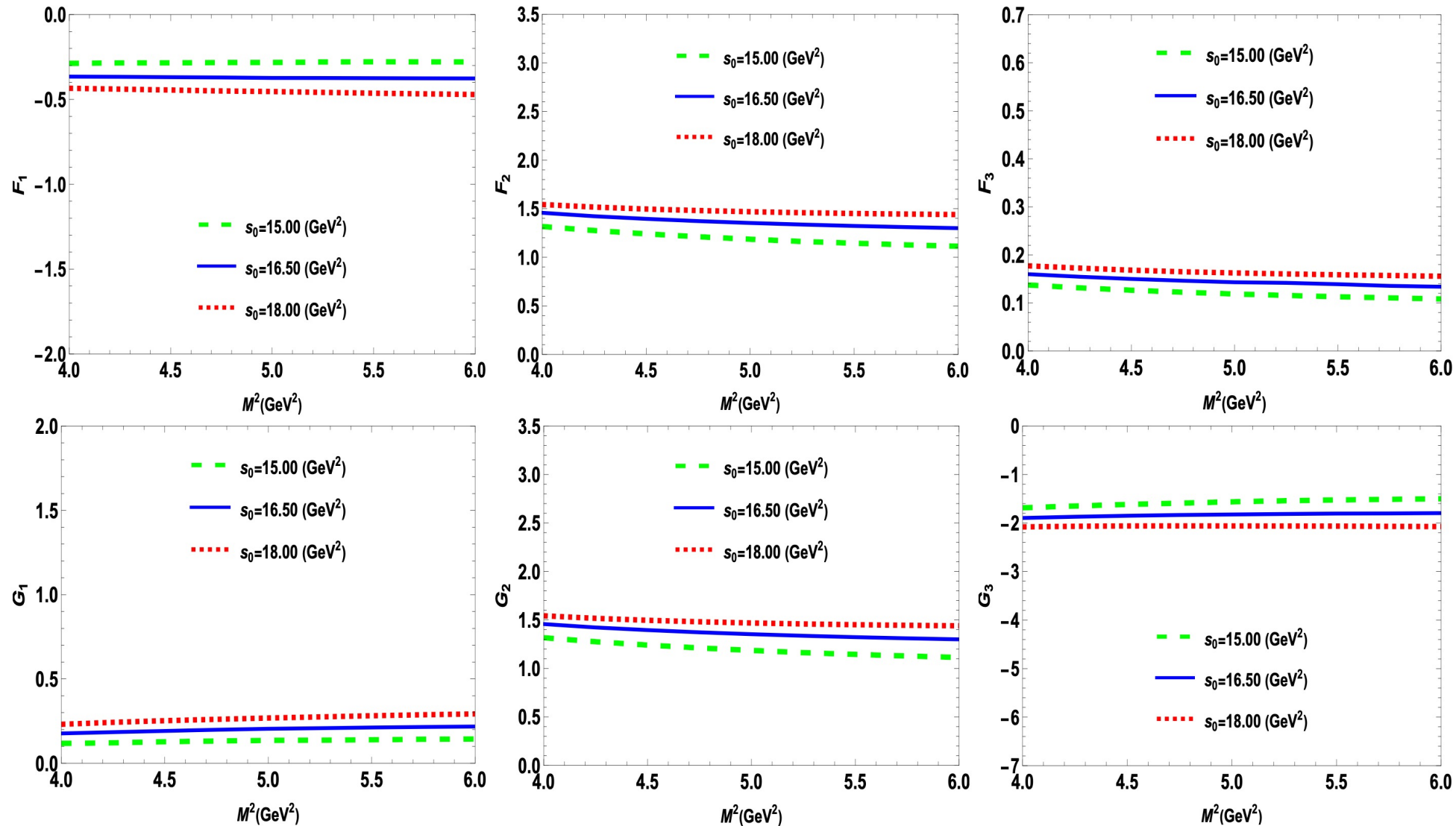
$$(m_{\Xi_c^+} + 0.3)^2 \text{ GeV}^2 \leq s'_0 \leq (m_{\Xi_c^+} + 0.5)^2 \text{ GeV}^2$$

بررسی عددی واپاشی $\Xi_{cc}^{++} \rightarrow \Xi_c^+ \bar{\ell} \nu_\ell$



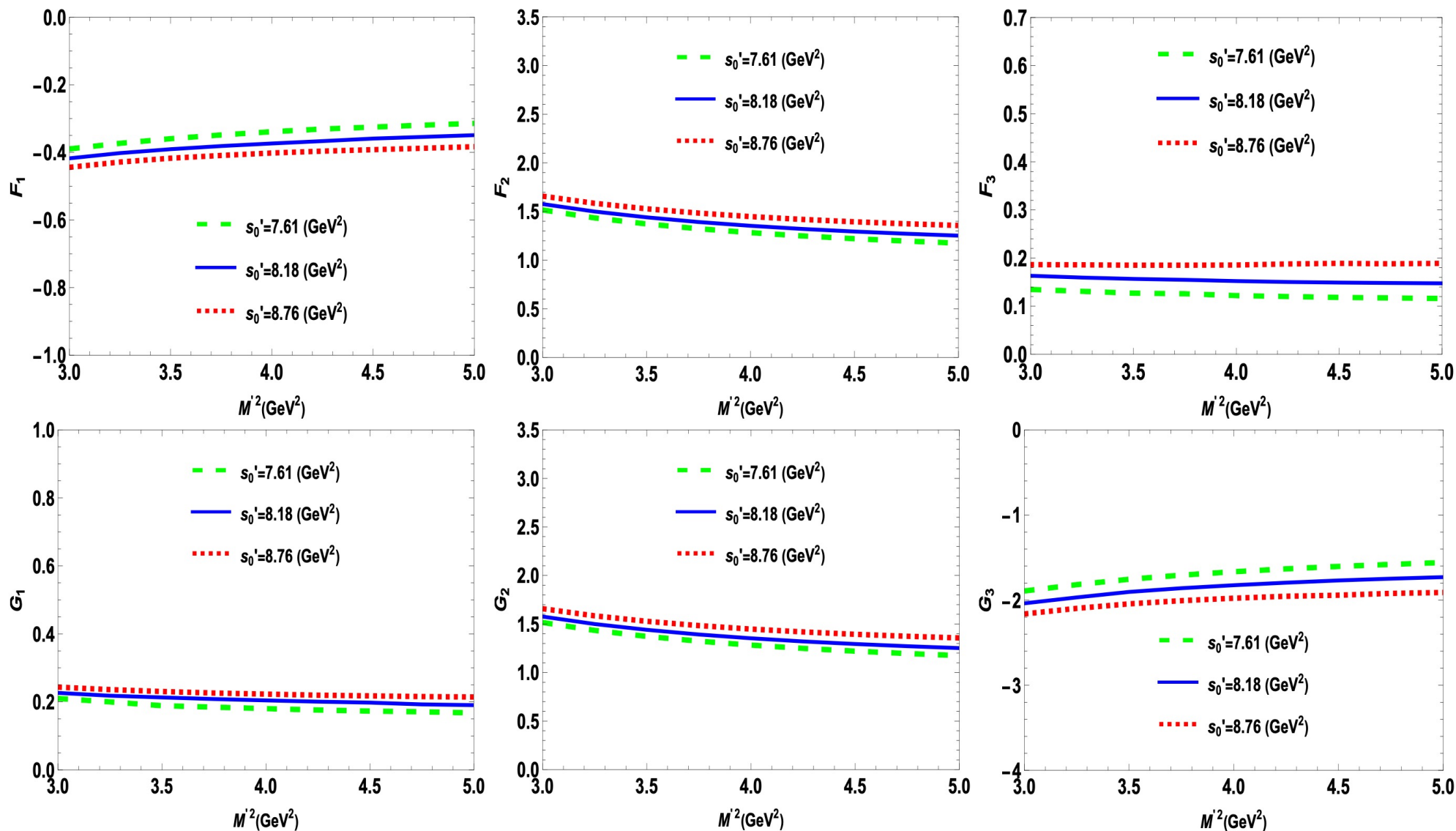
تغییرات عوامل شکل مختلف نسبت به $\cos \theta$ در مقادیر متوسط پارامترهای جرم بورل و حد آستانه پیوسته.

$\Xi_{cc}^{++} \rightarrow \Xi_c^+ \bar{\ell} \nu_\ell$ بررسی عددی واپاشی



تغییرات عوامل شکل مختلف نسبت به M^2 در مقادیر متوسط پارامترهای کمکی و در نقطه $x = -0.71$.

$\Xi_{cc}^{++} \rightarrow \Xi_c^+ \bar{\ell} \nu_\ell$ بررسی عددی واپاشی



تغییرات عوامل شکل مختلف نسبت به M'^2 در مقادیر متوسط پارامترهای کمکی و در نقطه $x = -0.71$.

بررسی عددی واپاشی $\Xi_{cc}^{++} \rightarrow \Xi_c^+ \bar{\ell} \nu_\ell$

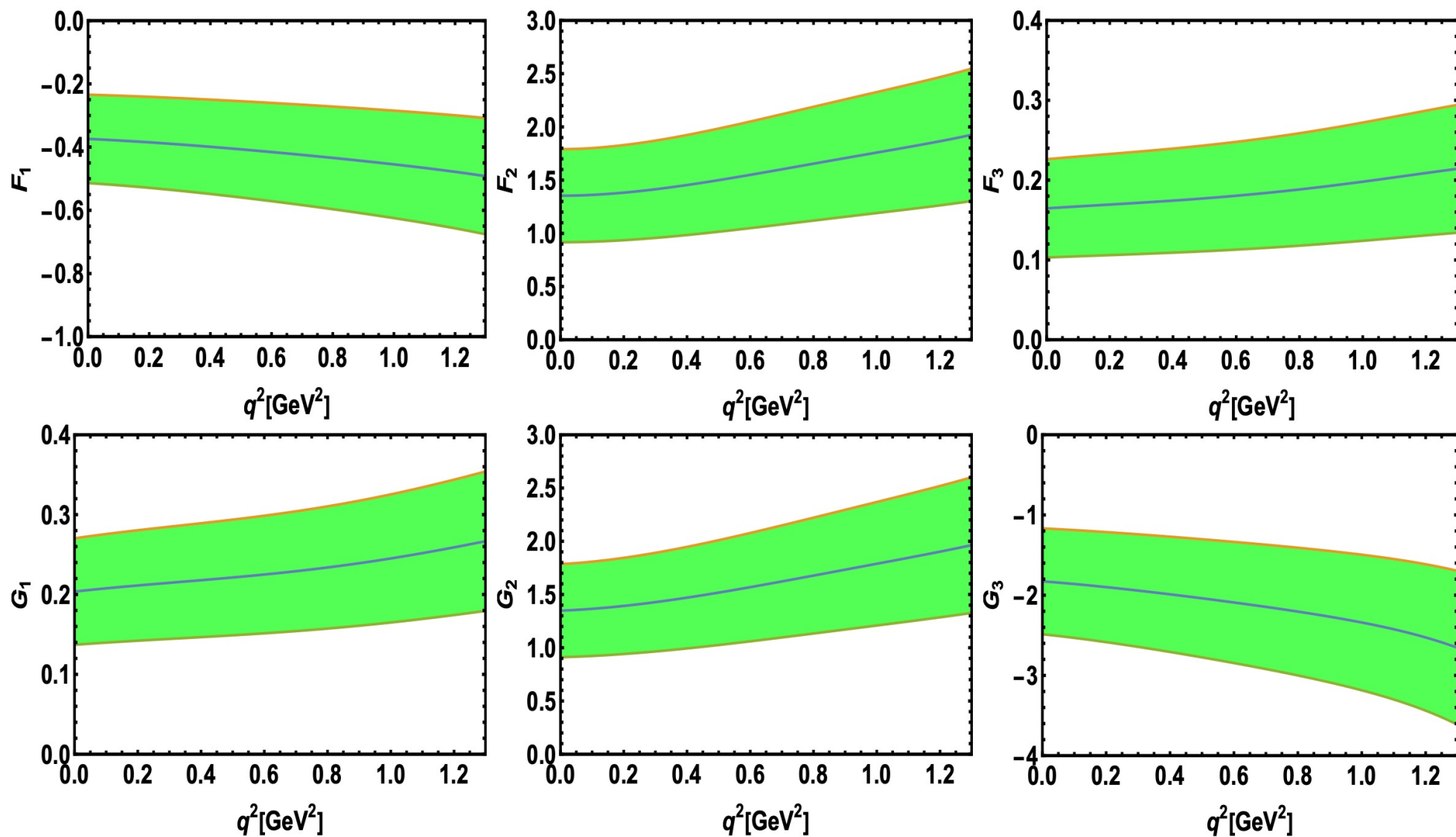
با انجام محاسبات متوجه می‌شویم که تابع برازش زیر رفتار عوامل شکل را بر حسب q^2 با تقریب خوبی توصیف می‌کند:

$$\mathcal{F}(q^2) = \frac{\mathcal{F}(0)}{\left(1 - a_1 \frac{q^2}{m_{\Xi_{cc}^{++}}^2} + a_2 \frac{q^4}{m_{\Xi_{cc}^{++}}^4} + a_3 \frac{q^6}{m_{\Xi_{cc}^{++}}^6} + a_4 \frac{q^8}{m_{\Xi_{cc}^{++}}^8}\right)} \quad (21)$$

	$F_1(q^2)$	$F_2(q^2)$	$F_3(q^2)$	$G_1(q^2)$	$G_2(q^2)$	$G_3(q^2)$
$\mathcal{F}(q^2 = 0)$	-0.37 ± 0.13	1.35 ± 0.43	0.16 ± 0.06	0.20 ± 0.06	1.34 ± 0.43	-1.86 ± 0.65
a_1	1.54	-0.05	1.99	2.79	1.07	2.15
a_2	-23.84	-111.38	17.17	35.82	-78.83	-27.91
a_3	268.50	1329.88	-442.35	-541.92	935.73	449.20
a_4	-1174.79	-5206.92	2372.78	2240.25	-3550.64	-2702.99

جدول ۷: پارامترهای تابع برازش برای عوامل شکل واپاشی $\Xi_{cc}^{++} \rightarrow \Xi_c^+ \bar{\ell} \nu_\ell$

بررسی عددی واپاشی $\Xi_{cc}^{++} \rightarrow \Xi_c^+ \bar{\ell} \nu_\ell$



تغییرات عوامل شکل مختلف و خطاهای برآوردشده نسبت به q^2 در مقادیر متوسط پارامترهای کمکی و در نقطه $x = -0.71$.

محاسبات پهنای واپاشی و نسبت شاخه واپاشی $\Xi_{cc}^{++} \rightarrow \Xi_c^+ \bar{\ell} \nu_\ell$

$$\Gamma = \int_{m_\ell^2}^{(M_1 - M_2)^2} dq^2 \frac{d\Gamma}{dq^2}, \quad \frac{d\Gamma}{dq^2} = \frac{d\Gamma_L}{dq^2} + \frac{d\Gamma_T}{dq^2} \quad (22)$$

$$\frac{d\Gamma_L}{dq^2} = \frac{G_F^2 |V_{CKM}|^2 q^2 \mathbf{p}' (1 - \hat{m}_\ell^2)^2}{384\pi^3 M_1^2} \left((2 + \hat{m}_\ell^2) (|H_{-\frac{1}{2},0}|^2 + |H_{\frac{1}{2},0}|^2) + 3\hat{m}_\ell^2 (|H_{-\frac{1}{2},t}|^2 + |H_{\frac{1}{2},t}|^2) \right), \quad (23)$$

$$\frac{d\Gamma_T}{dq^2} = \frac{G_F^2 |V_{CKM}|^2 q^2 \mathbf{p}' (1 - \hat{m}_\ell^2)^2 (2 + \hat{m}_\ell^2)}{384\pi^3 M_1^2} (|H_{\frac{1}{2},1}|^2 + |H_{-\frac{1}{2},-1}|^2), \quad (24)$$

پهنای واپاشی و نسبت شاخه واپاشی $\Xi_{cc}^{++} \rightarrow \Xi_c^+ \bar{\ell} \nu_\ell$

$\Gamma [\Xi_{cc}^{++} \rightarrow \Xi_c^+ \mu^+ \nu_\mu] \times 10^{14}$	$\Gamma [\Xi_{cc}^{++} \rightarrow \Xi_c^+ e^+ \nu_e] \times 10^{14}$	
$7.01^{+0.66}_{-0.35}$	$7.20^{+0.77}_{-0.59}$	نتایج ما
12.8	12.8	[۱]
7.72 ± 3.70	7.72 ± 3.70	[۲]

جدول ۸: پهنای واپاشی $\Xi_{cc}^{++} \rightarrow \Xi_c^+ \bar{\ell} \nu_\ell$ برای کانال‌های e^+ و μ^+ برحسب (GeV).

$Br [\Xi_{cc}^{++} \rightarrow \Xi_c^+ \mu^+ \nu_\mu] \times 10^2$	$Br [\Xi_{cc}^{++} \rightarrow \Xi_c^+ e^+ \nu_e] \times 10^2$	
$2.72^{+0.47}_{-0.13}$	$2.80^{+0.49}_{-0.13}$	نتایج ما
5.84	5.84	[۱]
3.00 ± 1.44	3.00 ± 1.44	[۲]

جدول ۹: نسبت‌های شاخه واپاشی $\Xi_{cc}^{++} \rightarrow \Xi_c^+ \bar{\ell} \nu_\ell$ برای کانال‌های e^+ و μ^+ .

[1] Wang, Wei, Yu, Fu-Sheng, and Zhao, Zhen-Xing. Weak decays of doubly heavy baryons: the $1/2 \rightarrow 1/2$ case. Eur. Phys. J. C, 77(11):781, 2017. [epjc/s10052-017-5360-1](https://arxiv.org/abs/1705.01753).

[2] Shi, Yu-Ji, Wang, Wei, and Zhao, Zhen-Xing. QCD Sum Rules Analysis of Weak Decays of Doubly-Heavy Baryons. Eur. Phys. J. C, 80(6):568, 2020. [epjc/s10052-020-8096-2](https://arxiv.org/abs/1905.02080).

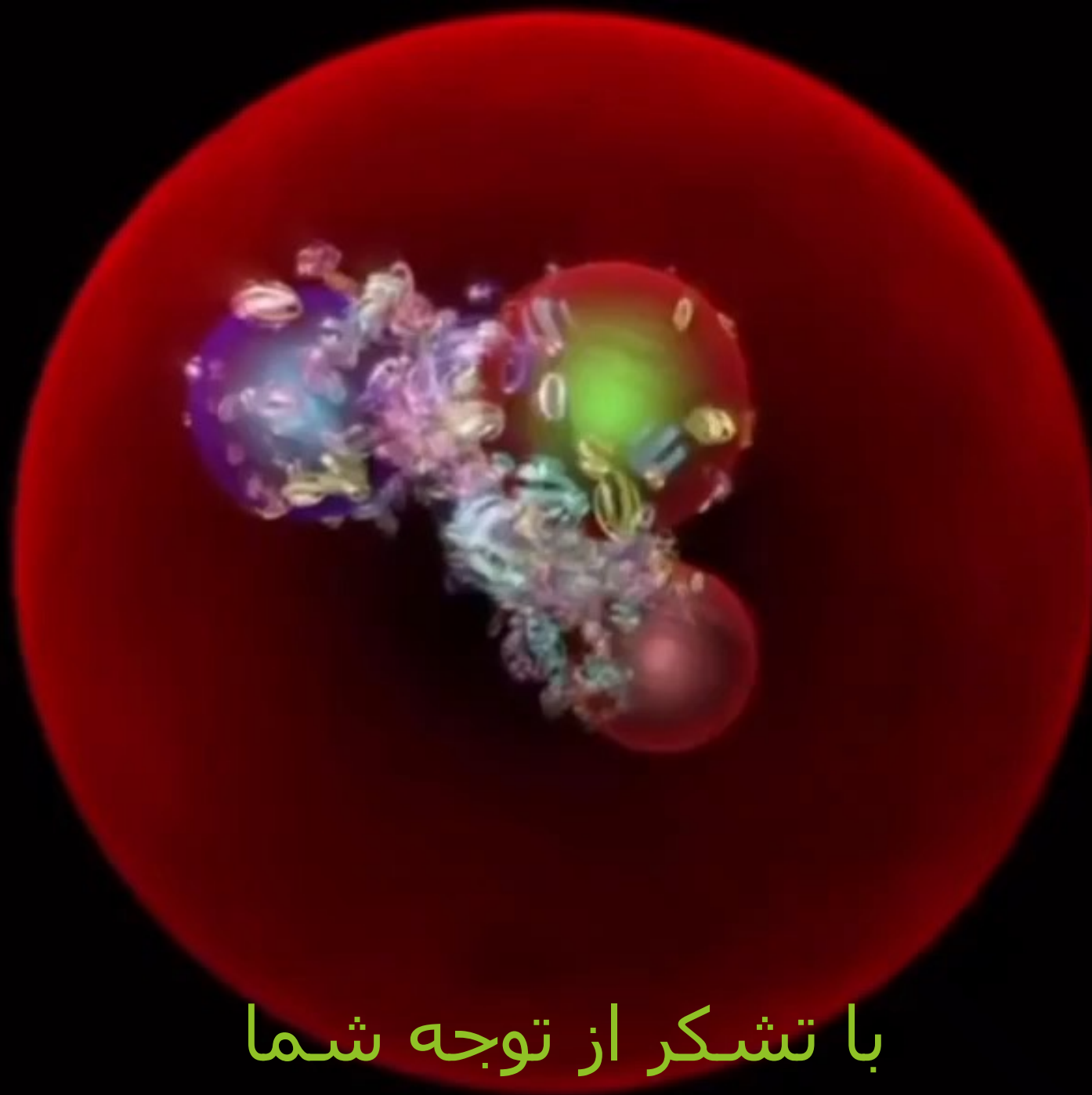
نتیجه گیری

برای بررسی هر نوع واپاشی باریون‌های دوسنگین نیاز به مقدار دقیق جرم و باقیمانده ذرات داریم. برای این منظور در مرحله نخست به محاسبه جرم و مقدار باقیمانده باریون‌های دوسنگین با هدف افزایش دقت در محاسبات به وسیله‌ی اعمال اثرات غیراختلالی مرتبه بالاتر، پرداختیم. در ادامه به بررسی واپاشی نیمه‌لپتونی $\Xi_{cc}^{++} \rightarrow \Xi_c^+ \bar{\ell} \nu_\ell$ در دو کانال لپتونی ممکن یعنی e^+ و μ^+ با استفاده از روش قانون جمع کرومودینامیک پرداختیم و عوامل شکل، پهنای واپاشی و نسبت شاخه این واپاشی را محاسبه کردیم و نتایج به‌دست آمده را با سایر پژوهش‌های موجود مقایسه کردیم. محاسبات ما شامل قسمت‌های اختلالی و غیراختلالی تا بعد پنج جرمی است. پس از به‌دست آوردن نواحی کاری پارامترهای کمکی مطابق با روش قانون جمع کرومودینامیک کوانتومی، توابع برازش شش عامل شکل مربوطه را با توجه به q^2 در ناحیه فیزیکی مجاز استخراج کردیم و از نتایج به‌دست آمده برای تخمین پهنای واپاشی و نسبت شاخه در هر دو کانال لپتونی استفاده کردیم. همچنین نتایج به‌دست آمده را با پیش‌بینی‌های سایر مطالعات نظری مقایسه کردیم.

نتایج حاصل از این پژوهش در مجله **Physical Review D** چاپ شده و در آدرس

M. Shekari Tousi, K. Azizi and H. R. Moshfegh, "Investigation of the semileptonic decay $\Xi_{cc}^{++} \rightarrow \Xi_c^+ \bar{\ell} \nu_\ell$ within QCD sum rules", Phys Rev D .110.114001 [arXiv:2401.07151 [hep-ph]].

قابل مشاهده است.



با تشکر از توجه شما