

بِسْمِ اللَّهِ الرَّحْمَنِ الرَّحِيمِ



دانشکده فیزیک و مهندسی هسته ای

رساله دکتری فیزیک هسته ای

بررسی پهنای واپاشی مزونی و باریونی به کمک تابع ایسگور-وایس و محاسبه
جرم سیستم‌های مولکول مانند هادرون-هادرون

دانشجو: سارا رحمانی

استاد یا اساتید راهنما:

حسن حسن‌آبادی

بهمن ۱۳۹۶



فرم شماره ۱۲: صورت جلسه نهایی دفاع از رساله دکتری (Ph.D)
(ویژه دانشجویان ورودی های ۹۴ و ما قبل)

بدینوسیله گواهی می شود خانم سارا رحمانی دانشجوی دکتری رشته فیزیک هسته‌ای به شماره دانشجویی ۹۳۳۲۶۲۵ ورودی مهر ماه سال ۱۳۹۳ در تاریخ ۱۳۹۶/۱۱/۰۸ از رساله نظری / عملی خود با عنوان: بررسی پهنای‌های واپاشی مزونی و باریونی به کمک تابع ایسگور-وایس و محاسبه جرم سیستم‌های مولکول مانند هادرون-هادرون دفاع و با اخذ نمره ۱۹.۶۸ به درجه عالی نائل گردید.

<input type="checkbox"/> الف) درجه عالی: نمره ۱۹-۲۰	<input checked="" type="checkbox"/> ب) درجه بسیار خوب: نمره ۱۸/۹۹ - ۱۷
<input type="checkbox"/> ج) درجه خوب: نمره ۱۶/۹۹ - ۱۵	<input type="checkbox"/> د) غیر قابل قبول و نیاز به دفاع مجدد دارد
<input type="checkbox"/> ه) رساله نیاز به اصلاحات دارد	

ردیف	هیئت داوران	نام و نام خانوادگی	مرتبه علمی	امضاء
۱	دکتر حسن حسن‌آبادی	استاد/اساتید راهنما	استاد	
-	دکتر	مشاور / مشاورین	-	-
۲	دکتر علی‌اکبر رجبی	استاد مدعو داخلی	استاد	
۳	دکتر حسین توکلی عنبران	استاد مدعو داخلی	دانشیار	
۴	دکتر مهرداد قمی نژاد	استاد مدعو خارجی	دانشیار	
۵	دکتر مسلم سوهانی	سرپرست (نماینده) تحصیلات تکمیلی دانشکده	استادیار	

مدیر محترم تحصیلات تکمیلی دانشگاه:

ضمن تأیید مراتب فوق مقرر فرمائید اقدامات لازم در خصوص انجام مراحل دانش آموختگی خانم سارا رحمانی بعمل آید.

نام و نام خانوادگی رئیس دانشکده: دکتر مهدی مؤمنی

تاریخ و امضاء و مهر دانشکده:



تقدیم به

پدر مهربانم، مادر دلسوزم و همسر بزرگووارم

به پاس تعبیر عظیم و انسانی شان از کلمه ایثار و از
خودگذشتگان،

به پاس عاطفه سرشار و گرمای امیدبخش وجودشان،
به پاس قلب های بزرگشان،

و به پاس محبت های بی دریغشان که هرگز فروکش
نمی کند و در سایه همیاری و همدلی ایشان به این
منظور نائل شدم.

تشکر و قدردانی

سپاس و ستایش مر خدای را جل و جلاله که آثار قدرت او بر چهره روز روشن، تابان است و انوار حکمت او در دل شب تار، درفشان. آفریدگاری که خویشتن را به ما شناساند و درهای علم را بر ما گشود و عمری و فرصتی عطا فرمود تا بدان، بنده ضعیف خویش را در طریق علم و معرفت بیازماید. حال که به لطف پروردگار نگارش این پایان نامه را به اتمام رسانده‌ام، بر خود لازم می‌دانم از همه عزیزانی که در این مسیر مرا یاری رسانده‌اند قدردانی کنم. از استاد با کمالات و شایسته جناب آقای دکتر حسن حسن‌آبادی که در کمال سعه صدر، با حسن خلق و فروتنی، از هیچ کمکی در این عرصه بر من دریغ ننمودند و زحمت راهنمایی این رساله را بر عهده گرفتند و در راه کسب علم و معرفت مرا یاری نمودند. از خداوند متعال موفقیت روزافزون تمامی این عزیزان را آرزومندم.

تعهد نامه

این جانب سارا رحمانی دانشجوی دوره دکتری رشته فیزیک هسته ای دانشکده فیزیک و مهندسی هسته ای دانشگاه صنعتی شاهرود نویسنده پایان نامه بررسی پهنای واپاشی مزونی و بار یونی به کمک تابع ایسگور - وایس و محاسبه جرم سیستم های مولکول مانند هادرون- هادرون تحت راهنمایی آقای دکتر حسن حسن آبادی. متعهد می شوم:

- تحقیقات در این پایان نامه توسط این جانب انجام شده است و از صحت و اصالت برخوردار است.
- در استفاده از نتایج پژوهش های محققان دیگر به مرجع مورد استفاده استناد شده است.
- مطالب مندرج در پایان نامه تاکنون توسط خود یا فرد دیگری برای دریافت هیچ نوع مدرک یا امتیازی در هیچ جا ارائه نشده است.
- کلیه حقوق معنوی این اثر متعلق به دانشگاه شاهرود می باشد و مقالات مستخرج با نام « دانشگاه صنعتی شاهرود » و یا « Shahrood University of Technology » به چاپ خواهد رسید.
- حقوق معنوی تمام افرادی که در به دست آمدن نتایج اصلی پایان نامه تأثیرگذار بوده اند در مقالات مستخرج از پایان نامه رعایت می گردد.
- در کلیه مراحل انجام این پایان نامه ، در مواردی که از موجود زنده (یا بافت های آن ها) استفاده شده است ضوابط و اصول اخلاقی رعایت شده است.
- در کلیه مراحل انجام این پایان نامه، در مواردی که به حوزه اطلاعات شخصی افراد دسترسی یافته یا استفاده شده است اصل رازداری ، ضوابط و اصول اخلاق انسانی رعایت شده است.

تاریخ

امضای دانشجو

مالکیت نتایج و حق نشر

- کلیه حقوق معنوی این اثر و محصولات آن (مقالات مستخرج، کتاب، برنامه های رایانه ای، نرم افزار ها و تجهیزات ساخته شده است) متعلق به دانشگاه صنعتی شاهرود می باشد. این مطلب باید به نحو مقتضی در تولیدات علمی مربوطه ذکر شود.
- استفاده از اطلاعات و نتایج موجود در پایان نامه بدون ذکر مرجع مجاز نمی باشد.

چکیده

با استفاده از تابع ساختار هادرون‌ها؛ تابع ایسگور-وایس خیلی از کمیت‌های فیزیکی مهم مانند پهنای واپاشی، نسبت انشعابی و اعضای ماتریس CKM قابل محاسبه‌اند. فرمالیزم IWF اطلاعات گران-بهایی درباره‌ی شناسایی مشخصات اساسی مزون‌ها و باریون‌های نیمه‌سنگین ارائه می‌دهد. برای این منظور ابتدا تابع ایسگور-وایس را برای مزون‌ها و باریون‌ها ارائه می‌کنیم. سپس تابع موج سیستم‌های مزونی و باریونی را می‌یابیم. به کمک این فرمالیزم، پهنای واپاشی‌های نیمه‌لپتونی مزون‌ها و باریون‌های نیمه‌سنگین را بدست می‌آوریم.

در فصل دوم به مروری بر مدل‌های مختلف از خصوصیات باریون‌ها و مزون‌ها شامل جرم وابسته به اسپین، ممان مغناطیسی، واپاشی تابشی الکترومغناطیسی و واپاشی قوی هادرونی می‌پردازیم. در فصل سوم با در نظر گرفتن مدل‌های پتانسیلی مناسب کمیت‌های مربوط به واپاشی‌های لپتونی را بدست می‌آوریم. واپاشی‌های نیمه‌لپتونی $\bar{B}_{(s)} \rightarrow D_{(s)} \ell \bar{\nu}$ ، $\bar{B}_{(s)} \rightarrow D_{(s)}^* \ell \bar{\nu}$ و $B_c \rightarrow \eta_c \ell \bar{\nu}$ را بررسی می‌کنیم. همچنین به بررسی واپاشی ضعیف مزون سنگین B_c می‌پردازیم.

در فصل چهارم با در نظر گرفتن برهم‌کنش‌های مناسب و تابع ایسگور-وایس در باریون‌ها، قصد داریم پهنای و نرخ‌های واپاشی‌های نیمه‌لپتونی را برای باریون‌های نیمه‌سنگین ارائه دهیم.

در فصل پنجم بعضی از خصوصیات مولکول‌های هادرونی شامل جرم، انرژی بستگی و پهنای واپاشی دوفوتونی را با در نظر گرفتن برهم‌کنشی شبه‌مولکولی در بخش‌های سبک و سنگین بررسی می‌کنیم. حالات نامتعارفی چون $Y_B(4660)$ ، $Y(4260)$ ، $X(3872)$ ، $\psi(4040)$ ، $f_0(980)$ ، $X(3915)$ ، $Y(4140)$ ، $a_0(1450)$ ، $h_1(1380)$ ، $Z_b(10610)$ و ... مشاهده شده‌اند که به راحتی در سیستم‌های دوکوارکی و سه‌کوارکی جای نمی‌گیرند. ما بعضی از این حالات نامتعارف را با سیستم‌های دوزونی و دوباریونی مقایسه می‌کنیم و سیستم‌های دوهادرونی را برای توصیف حالات نامتعارف مشاهده شده پیشنهاد می‌دهیم. در بخش نتیجه‌گیری این پایان‌نامه گزارشی از داده‌های بدست‌آمده در مقایسه با سایر مدل‌های تئوری و تجربی ارائه و در مورد آن‌ها بحث می‌شود.

کلمات کلیدی: مزون، باریون، تابع ایسگور-وایس، واپاشی لپتونی و نیمه‌لپتونی، ذرات نامتعارف،

سیستم‌های شبه‌مولکولی دوهادرونی

- [1] Hassanabadi H., Rahmani S. and Zarrinkamar S. (2014) “The Semileptonic $\bar{B} \rightarrow D \ell \bar{\nu}$ and $\bar{B}_s \rightarrow D_s \ell \bar{\nu}$ Decays in Isgur-Wise Approach” **Eur. Phys. J. C**, 74, pp 3104.
- [2] Hassanabadi H., Rahmani S. and Zarrinkamar S. (2014) “Study of heavy-baryon transitions” **Phys. Rev. D**, 90, pp 074024.
- [3] Hassanabadi H. and Rahmani S. (2015) “Semileptonic Decays of Ξ_b and Σ_b Baryons via the Three-Body Variational Approach” **Few-Body Syst.**, 56, pp 691–696.
- [4] Hassanabadi H., Ghafourian M. and Rahmani S. (2016) “Study of heavy-light mesons via the variational method for Cornell interaction” **Few-Body Syst.**, 57, pp 249–254.
- [5] Hassanabadi H., Rahmani S. and Zarrinkamar S. (2016) “The Semileptonic Decay Modes $\bar{B} \rightarrow D \ell \bar{\nu}$ and $\bar{B}_s \rightarrow D_s \ell \bar{\nu}$; A New Analysis in Potential Model” **Few-Body Syst.**, 57, pp 241–247.
- [6] Hassanabadi H. and Rahmani S. (2016) “Decay rates and branching ratios of $\Xi_b \rightarrow \Xi_c$ and $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c$ modes” **Eur. Phys. J. Plus**, 131, 34, pp 1–10.
- [7] Rahmani S. and Hassanabadi H. (2016) “Semileptonic Decay properties of Λ_b Baryon in Potential model” **Eur. Phys. J. Plus**, 131, 260, pp 1–7.
- [8] Rahmani S. and Hassanabadi H. (2017) “Study of the Generalized Isotonic Oscillators Interaction in Semileptonic Decays of Bottom Mesons and Baryons” **Few-Body Syst.**, 58, 150, pp 1–8.
- [9] Rahmani S. and Hassanabadi H. (2017) “Mass spectra of meson molecular states for heavy and light sectors” **Chin. Phys. C**, 9, 41, pp 093105.
- [10] Rahmani S. and Hassanabadi H. (2017) “Decay properties of charm and bottom mesons in a quantum isotonic nonlinear oscillator potential model” **Eur. Phys. J. A**, 53, 187, pp 1–6.

فهرست مطالب

۱	فصل اول: مقدمه
۲	۱-۱- تابع ایسگور-وایس
۳	۲-۱- ذرات نامتعارف
۹	فصل دوم: بررسی خصوصیات مزون‌ها و باریون‌ها در مدل‌های مختلف
۱۰	۱-۲- پتانسیل‌های مختلف وابسته به اسپین
۱۵	۲-۲- جرم باریونی در مدل کوآرک-دی کوآرک
۱۷	۳-۲- طرح جرم مؤثر کوآرک با برهم‌کنش فوق‌ریز وابسته به اسپین
۲۲	۴-۲- تکانه مغناطیسی باریون
۲۲	۵-۲- واپاشی تابشی باریون‌های زیبا
۲۶	۶-۲- پهنای واپاشی هادرونی قوی باریون‌های زیبا
۲۹	فصل سوم: واپاشی‌های لپتونی و نیمه‌لپتونی مزون‌های B و D
۳۰	۱-۳- واپاشی نیمه‌لپتونی با استفاده از تابع ایسگور-وایس در روش وردشی
۳۶	۲-۳- تعیین پارامترهای تابع ایسگور-وایس برای مزون‌های B و D
۴۰	۳-۳- تعیین ثابت واپاشی مزون‌های B و D
۴۴	۴-۳- تعیین نرخ‌های واپاشی‌های لپتونی مزونی D
۴۶	۵-۳- بررسی واپاشی‌های $B_c \rightarrow \eta_c l \bar{\nu}$ و $\bar{B}_{(s)} \rightarrow D_{(s)}^* l \bar{\nu}$ ، $\bar{B}_{(s)} \rightarrow D_{(s)} \ell \bar{\nu}$
۵۰	۶-۳- واپاشی ضعیف مزون B_c در تقریب تماشاگر و تعیین نیمه‌عمر مزون B_c
۵۲	۷-۳- تعیین نرخ‌های واپاشی‌های لپتونی مزونی B
۵۴	۸-۳- بررسی واپاشی‌های نیمه‌لپتونی مزون B در حضور پتانسیل ایزوتونی اصلاح شده
۵۹	فصل چهارم: واپاشی‌های نیمه‌لپتونی باریونی
۶۰	۱-۴- واپاشی‌های نیمه‌لپتونی Λ_b و Ω_b در حضور مدل پتانسیلی ایزوتونی اصلاح شده
۶۴	۲-۴- بررسی باریون لامبدا در مدل پتانسیلی دنگ-فن
۶۸	۳-۴- واپاشی‌های $\Xi_b^0 \rightarrow \Xi_c^+ e^- \bar{\nu}_e$ و $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ e^- \bar{\nu}_e$ با استفاده از مدل پتانسیل هولسن‌گونه
۷۷	۴-۴- پهنای واپاشی نیمه‌لپتونی باریونی Ξ_b^0 و Σ_b^+ در رهیافت وردشی
۸۱	فصل پنجم: تعیین مشخصات سیستم‌های دوهادرونی

۸۲	۱-۵- بررسی سیستم دوزونی شبه مولکولی در بخش‌های سبک و سنگین
۹۸	۲-۵- تعیین مشخصات بعضی از سیستم‌های دوهادرونی با کمک مدل پتانسیلی شبه‌نمایی
۱۰۳	۳-۵- مقدمه‌ای بر وجود سیستم‌های دوباریونی
۱۰۴	۴-۵- تعیین جرم سیستم‌های دوباریونی
۱۱۱	۵-۵- تعیین جرم و طول پراکندگی بعضی از سیستم‌های دوباریونی با استفاده از پتانسیل هلمن اصلاح شده
۱۱۵	نتیجه‌گیری
۱۲۶	مراجع

فهرست اشکال

- شکل ۱-۳- تابع موج سیستم مزونی..... ۳۱
- شکل ۲-۳- تابع ایسگور-وایس..... ۳۵
- شکل ۳-۳- پهنای واپاشی دیفرانسیلی $B_c \rightarrow \eta_c l \bar{\nu}$ ۴۷
- شکل ۱-۴- تابع ایسگور-وایس برای مزون و باریون زیبا..... ۶۳
- شکل ۲-۴- پهنای واپاشی دیفرانسیلی برای باریون لامبدا..... ۶۶
- شکل ۳-۴- رفتار پارامتر شیب بر حسب پارامتر پتانسیل $b(GeV^2)$ ۷۱
- شکل ۴-۴- $\Gamma(Br(\Lambda_c \rightarrow ab) \times 10^{10} s^{-1})$ بر حسب $b(GeV^2)$ ۷۲
- شکل ۵-۴- تابع ایسگور-وایس برای باریون‌های Σ_b^+ ، Σ_c^{++} ، Ξ_c^+ ، Ξ_b^0 ۷۷

فهرست جداول

۱۱	جدول ۱-۲- تزویج اسپین-مدار برای حالت $l \neq 0, s = 1$
۲۴	جدول ۲-۲- پهنای واپاشی تابشی باریون‌های زیبا.....
۲۵	جدول ۳-۲- پهنای واپاشی تابشی باریون‌های زیبا برای گذار $\frac{3^+}{2} \rightarrow \frac{1^+}{2}$
۲۷	جدول ۴-۲- پهنای واپاشی قوی $\Gamma_{(\Sigma_b \rightarrow \Lambda_b \pi)}$ in MeV باریون‌های Σ_b^* و Σ_b
۳۲	جدول ۱-۳- جرم مزون‌ها در مدل وردشی برحسب GeV
۳۴	جدول ۲-۳- پارامترهای تابع ایسگور-وایس برای مزون‌ها در روش وردشی.....
۳۵	جدول ۳-۳- پهنای واپاشی نیمه‌لپتونی مزون B
۳۹	جدول ۴-۳- پارامتر شیب تابع ایسگور-وایس برای مزون‌ها در مدل پتانسیل دنگ-فن‌گونه.....
۳۹	جدول ۵-۳- پارامتر تحذب تابع ایسگور-وایس برای مزون‌ها در مدل پتانسیل دنگ-فن‌گونه.....
۴۳	جدول ۶-۳- ثابت‌های واپاشی مزون‌ها در مقایسه با سایر مدل‌ها.....
۴۵	جدول ۷-۳- نسبت‌های انشعابی واپاشی‌های لپتونی مزون‌های D_s و D
۴۹	جدول ۸-۳- نرخ‌های واپاشی نیمه‌لپتونی مزون‌های زیبا در مقایسه با سایر مدل‌ها
۵۱	جدول ۹-۳- نرخ واپاشی ضعیف مزون B_c و نیمه‌عمر آن
۵۲	جدول ۱۰-۳- جرم و ثوابت واپاشی مزون‌های افسون در مدل پتانسیلی یوکاوا
۵۳	جدول ۱۱-۳- جرم و ثوابت واپاشی مزون‌های زیبا در مدل پتانسیلی یوکاوا
۵۴	جدول ۱۲-۳- پهنای و نسبت‌های انشعابی واپاشی‌های لپتونی مزون B
۵۷	جدول ۱۳-۳- واپاشی‌های $B \rightarrow D \ell \bar{\nu}$, $B \rightarrow D^{(*)} \ell \nu$, $B_s \rightarrow D_s \ell \bar{\nu}$ در مدل‌های مختلف
۶۳	جدول ۱-۴- پهنای واپاشی نیمه‌لپتونی Ω_b و Λ_b
۶۶	جدول ۲-۴- جرم باریون‌های لامبدا
۶۷	جدول ۳-۴- پهنای واپاشی نیمه‌لپتونی لامبدا در مدل پتانسیل دنگ-فن‌گونه
۶۸	جدول ۴-۴- نرخ‌های واپاشی جزئی $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c$
۷۲	جدول ۵-۴- پارامترهای شیب و تحذب برای باریون‌های Λ و Ξ در مدل پتانسیل هولسن‌گونه.....
۷۳	جدول ۶-۴- پهنای برای واپاشی‌های $\Xi_b^0 \rightarrow \Xi_c^+ e^- \bar{\nu}_e$ و $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ e^- \bar{\nu}_e$
۷۳	جدول ۷-۴- نرخ‌های واپاشی گذار $\Xi_b \rightarrow \Xi_c^+$
۷۲	جدول ۸-۴- نرخ واپاشی‌های جزئی $\Xi_b \rightarrow \Xi_c$ برای چند ω_{\max}
۷۵	جدول ۹-۴- نرخ واپاشی‌های جزئی $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c$ برای چند ω_{\max}
۷۶	جدول ۱۰-۴- پارامترهای تابع ایسگور-وایس برای باریون‌های Σ_b^+ و Σ_c^{++} , Ξ_c^+ , Ξ_b^0
۷۷	جدول ۱۱-۴- پهنای واپاشی نیمه‌لپتونی باریونی Σ_b^+ و Ξ_b^0
۷۸	جدول ۱۲-۴- نسبت‌های انشعابی واپاشی‌های نیمه‌لپتونی Σ_b^+ و Ξ_b^0
۷۹	جدول ۱۳-۴- پهنای واپاشی نیمه‌لپتونی جزئی برای $\Sigma_b \rightarrow \Sigma_c$
۸۳	جدول ۱-۵- جرم‌های ورودی مزون‌های شبه‌اسکالر و بردای سبک و سنگین
۸۶	جدول ۲-۵- مشخصات سیستم‌های دومزونی افسون

- جدول ۵-۳- مشخصات سیستم‌های دوزمونی زیبا ۸۹
- جدول ۵-۴- مشخصات سیستم‌های دوزمونی شبه‌اسکالر-شبه‌اسکالر ۹۱
- جدول ۵-۵- مشخصات سیستم‌های دوزمونی شبه‌اسکالر-برداری ۹۳
- جدول ۵-۶- مشخصات سیستم‌های دوزمونی برداری-برداری ۹۴
- جدول ۵-۷- طیف حالات برانگیخته سیستم دو مزونی افسون ۹۶
- جدول ۵-۸- مقدار کمیت‌های تابع موج در مبدأ، جرم و پهنای واپاشی دوفوتونی برای سیستم‌های دوهادرونی ۹۸
- جدول ۵-۹- تابع ایسگور-وایس برای سیستم‌های دوهادرونی ۱۰۲
- جدول ۵-۱۰- مشخصات سیستم‌های دوباریونی ۱۰۵
- جدول ۵-۱۱- مشخصات سیستم‌های دوباریونی با برهم‌کنش اسپینی رابطه (۵-۱۸) ۱۰۸
- جدول ۵-۱۲- طیف حالات برانگیخته سیستم‌های دوباریونی ۱۰۹
- جدول ۵-۱۳- بعضی از خصوصیات سیستم‌های دوباریونی با استفاده از پتانسیل هلمن تعمیم‌یافته ۱۱۴

فصل اول

مقدمه

۱-۱- تابع ایسگور-وایس

تابع ایسگور-وایس حد تقارن فرمفاکتورهاست. وجود این عضو ماتریسی غیراختلالی ضروری است تا نرخ واپاشی را به صورت تئوری پیش‌بینی کنیم و نیز کمیت ناشناخته V_{cb}^1 را تعیین کنیم. در حد کوارک سنگین همه فرمفاکتورهای واپاشی‌های ضعیف نیمه‌لپتونی می‌توانند در جملات یک تابع عمومی مجرد (تابع ایسگور-وایس) محدود شوند و بهنجارش فرمفاکتور در نقطه صفر بازگشتی (ماکزیمم مربع انتقال تکانه) آشکار می‌شود. در واقع در حد کوارک سنگین، کوارک سنگین از باقیمانده هادرون جدا می‌شود و تابع ایسگور-وایس همپوشانی درجات آزادی سبک بین حالت‌های ابتدایی و نهایی را اندازه می‌گیرد. با محاسبه تابع ایسگور-وایس مطالعه واپاشی‌های نیمه‌لپتونی در مدل‌های مختلفی چون مدل کایرال کوارکی، قاعده جمع QCD، مدل کیسه‌ای MIT و محاسبه‌ی شبکه‌ای امکان پذیرند.

بیشتر رهیافت‌های قدیمی فیزیک ذرات هنوز بحث برانگیزند. بخصوص تابع ایسگور-وایس که براساس مدل پتانسیلی است، به‌طور کاملی با همه ترکیبات منطقی پتانسیل در چارچوب معادلات موج مکانیک کوانتومی تحلیل نشده‌است. با داشتن تابع ایسگور-وایس خیلی از کمیت‌های فیزیکی مهم مانند ثابت واپاشی^۲، پهنای واپاشی^۳، نسبت انشعابی^۴ و اعضای ماتریس سی-کی-ام^۵ قابل محاسبه‌اند. در چارچوب تابع ایسگور-وایس دقیقاً مثل هرجایی که مدل پتانسیل کار می‌کند، اولین گام پیدا کردن تابع موج سیستم است. برای هادرون‌ها شامل یک کوارک سنگین همه فرمفاکتورهای واپاشی نیمه‌لپتونی در ترم‌های تابع عمومی شناخته‌شده ایسگور-وایس داده می‌شوند. این تابع بستگی به چارسرعت گذار ذرات

^۱ cb منظور کوارک‌های b و c است و V_{cb} عضوی از ماتریس CKM است که در برهم‌کنش‌های ضعیف تعریف می‌شود. مقدار V_{cb} در تجربه $0.0412_{-0.0005}^{+0.0011}$ است.

^۲ decay constant

^۳ decay width

^۴ branching ratio

^۵ Cabibbo-Kobayashi-Maskawa

دارد. همان‌طور که مدل‌های پدیدارشناختی مختلف مقادیر شعاع باری و پارامتر تحذب را برای تابع ایسگور-وایس تعیین کرده‌اند، فیزیکدانان تجربی به صورت رایج بسط فرم‌فاکتورها را در نزدیکی نقطه صفر بازگشتی در نظر می‌گیرند [۱].

۱-۲- ذرات نامتعارف

اطلاعات تجربی اخیر نشان می‌دهند که تعدادی از حالات نامتعارف^۶ هادرونی که به‌راحتی در فرم $qq\bar{q}$ و $q\bar{q}$ جای نمی‌گیرند، در بخش مولکولی قابل بررسی هستند. مولکول‌های دوهادرونی از دیدگاه تئوری خیلی جالبند. تاکنون خیلی از حالات نامتعارف، شامل افسون^۷، زیبا^۸ و سبک^۹ توسط گروه‌های بله^{۱۰}، بسی^{۱۱}، بی‌ای‌اس^{۱۲}، بابار^{۱۳}، سی‌دی‌اف^{۱۴} و ال‌اچ‌سی^{۱۵} کشف شده‌اند. بعضی از این حالات در بخش سنگین $X(3940)$ ، $Y(3930)$ ، $Z(3930)$ ، $X(4160)$ ، $X(3872)$ ، $Y(3940)$ ، $Y(4140)$ ، $Y(4260)$ ، $Z_c(3900)$ ، $Z(4430)$ ، $X(4274)$ ، $X(4500)$ ، $X(4700)$ و خیلی از حالات نامتعارف جدید دیگر در زمینه‌ی سبک، که در آزمایشات تجربی فراهم آمده‌اند، مانند $f_2(1565)$ ، $f_2'(1525)$ ، $f_0(1500)$ ، $a_0(1450)$ ، $h_1(1380)$ ، $f_0(980)$ ، $b_1(1235)$ ، $h_1(1595)$ ، $a_2(1700)$ ، $a_0(980)$ ، $f_0(1500)$ ، $f_0(1710)$ ، $\pi_1(1600)$ و $\pi(1800)$ هستند. در فرایند تولید $c\bar{c}$ ، $e^+e^- \rightarrow J/\psi X$ کشف شد در حالی که در حالت نهایی یک واپاشی غالب به $D\bar{D}^*$ وجود دارد. حالت نامتعارف $Y(3940)$ که نماینده یک حالت مقید $D^*\bar{D}^*$ است، در واپاشی $B^- \rightarrow Y(3940)K^-$ و سپس $Y(3940) \rightarrow \omega J/\psi$ تعیین شد. خصوصیات واپاشی $Z_b(10610)$ و $Z_b(10650)$ در آستانه‌های $B^*\bar{B}$

^۶ exotic states

^۷ charmed

^۸ bottom

^۹ low-lying

^{۱۰} Belle

^{۱۱} BESIII

^{۱۲} BES

^{۱۳} BaBar

^{۱۴} CDF

^{۱۵} LHC

و $B^* \bar{B}^*$ و در واپاشی $\Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon(5S) \pi^+ \pi^-$ قویاً پیشنهاد می‌دهد که حالات مولکولی وجود داشته باشند. در سال ۱۹۷۷، جافه^{۱۶} پیشنهاد کرد که بایستی رزونانس‌های هادرونی با طعم اعداد کوانتومی $qqq\bar{q}$ وجود داشته باشند و بعضی از رزونانس‌های هادرونی مشاهده شده به این روش باید نمایش داده شوند. برپایه اطلاعات لاگرانژی‌های کایرال، تشدیدهای $f_0(980)$ ، $a_0(980)$ و $f_0(1500)$ به صورت نتیجه-ای از برهم‌کنش مزون‌های شبه‌اسکالر^{۱۷} آشکار می‌شوند و به نوعی به ساختار مولکولی این مؤلفه‌ها پاسخ می‌دهند.

کشف تشدید $X(3872)$ انتظار تئوری شناخته شده در فیزیک هادرون‌ها، یعنی مولکول‌های مزونی سنگین را تایید خواهد کرد. $X(3872)$ ، با جرم $m_X = 3871.57 \pm 0.25 \text{ MeV}$ ، شدیداً نزدیک به آستانه $D^{*0} \bar{D}^0$ ($m_{D^0} + m_{D^{*0}} = 3871.73 \pm 0.21 \text{ MeV}$)، این پیشنهاد را می‌دهد که ماهیت اغلب آن مولکولی باشد [۲]. در بخش زیبا، کشف اخیر حالات $Z_b(10610)$ و $Z_b(10650)$ توسط Belle دو نماینده قوی و جدید برای حالات مولکولی تامین می‌کند؛ به این دلیل که Z_b ‌های مذکور به ترتیب نزدیک آستانه‌های $B^* \bar{B}^*$ و $B^* \bar{B}$ قرار می‌گیرند.

در واقع همه مولکول‌های مزونی سنگین الزاماً به صورت تشدیدهای $X(3872)$ و Z_b نیستند. چندین کار تئوری، بیان مولکولی حالات دیگر XYZ مانند $Y(4140)$ و $X(3915)$ را به ترتیب به صورت حالت مقید $D_s^* \bar{D}_s^*$ و $D^* \bar{D}^*$ پیشنهاد کرده‌اند. همچنین پیشنهاد شده‌است که $Y(4260)$ ساختار سه-جسمی $J/\psi K \bar{K}$ داشته باشد. ضمناً حالات دیگر، مخصوصاً در بخش زیبا ایزواسکالر پیش‌بینی شده‌اند اما تاکنون به طور تجربی رد و یا تایید نشده‌اند. مولکول‌های مزونی سنگین به صورت شیء خنثی هستند که انتظار می‌رود براساس مشابهت بین برهم‌کنش مزون-مزون و نیروی هسته‌ای که دوترون را مقید می-

^{۱۶} Jaffe

^{۱۷} منظور از مزون شبه‌اسکالر مزون با اسپین کل صفر و پارته منفی است.

کند، باشند. از این قیاس، انتظار می‌رود که فرمول‌بندی تئوری میدان موثر از فیزیک هسته‌ای یک روش سازنده برای توصیف سیستم‌های مزونی در انرژی‌های کم نشان دهد. همانند سیستم نوکلئون-نوکلئون، برهم‌کنش کم‌انرژی بین یک جفت مزون سنگین با تبادل‌های پیونی واسطه می‌شود که توسط تقارن کایرال مقید شده‌است. ماهیت برهم‌کنش بازه کوتاه معلوم نیست اما می‌توان آن را در ترم‌های عملگرهایی در بازه بین میدان‌های مزون سنگین یا هسته پارامتربندی کرد. اگرچه در مورد مولکول‌های مزونی سنگین یک ویژگی ساده بخصوص وجود دارد: تبادلات پیون ضعیف‌تر از مورد هسته‌ای‌اند. این بدان معنی است که پیون‌ها متمایل به رفتار اختلالی در بازه‌های بزرگ انرژی نسبت به سیستم نوکلئون-نوکلئون هستند [۳].

در دهه اخیر، به‌دلیل توسعه تجربی پیش رو، خانواده حالات نامتعارف بسیار فراوان شده‌است. خیلی از حالات نامتعارف شامل $c\bar{c}$ توسط Belle و BESIII کشف شده است که چالش‌هایی را برای نظریه‌پردازانی که طیف هادرون را مطالعه می‌کنند، فراهم می‌کند. بزودی تشخیص داده‌شد که مدل‌های کوارک و QCD یک الگوی غنی‌تر را از پیکربندی‌های شبکه‌ای رنگ و چندکوارکی مختلف، خارج از باریون‌ها و مزون‌های غیرنامتعارف استاندارد متحمل می‌شوند. شواهد زیادی برای حضور مزون‌های نامتعارف شامل جفت کوارک-آنتی‌کوارک سبک و سنگین مانند $c\bar{c}q\bar{q}$ وجود دارد. در سال‌های اخیر مشاهدات تجربی تعداد بزرگی از حالات X ، Y و Z ، انگیزه‌بخش مطالعه حالات نامتعارف شده‌است. نتیجه-گیری‌های دقیقی هنوز برای ساختار داخلی سیستم‌های چهارکوارکی جدیداً مشاهده شده، مشخص نشده-است. مدل‌هایی برای تطبیق حالات نامتعارف در سال‌های اخیر انجام شده‌است. حالات چهارکوارکی می-توانند از دوکوارک-آنتی‌دوکوارک (یک چهارکوارکی)، یک حالت مقید دوزمونی (حالت مولکولی)، گلتوبال یا جفت $q\bar{q}$ با گلتون‌ها (هیبرید) تشکیل شوند. در [۳] حالات چهارکوارکی نامتعارف شامل افسون با ترکیبات طعم سبک بررسی شده‌است. مطالعه ساختار این سیستم‌ها در فهم برهم‌کنش هادرون‌ها در مقیاس‌های انرژی مختلف مرتبط با تشکیل حالات مقید و فرایندهای واپاشی آن‌ها مهم هستند. این برهم-

کنش‌ها اطلاعات مفیدی برای مطالعه مسائل اساسی QCD مانند رنگ محبوس‌کننده فراهم می‌کند. اولین مقالاتی که وجود پیکربندی‌های چهارکوارکی را پیشنهاد کرد، توسط جافه داخل مدل کیسه‌ای با برهم‌کنش اسپین-رنگ ارائه شد. در ابتدا، حالات چهارکوارکی سبک پیش‌بینی شدند. ساختار نامتعارف ممکن برای بیان مزون‌های سبک اسکالر در تصویر دوکوارک-دو آنتی‌کوارک بحث شده‌است. در [۵] واپاشی مزون اسکالر سبک را در تصویر دوکوارک-دو آنتی‌کوارک ارائه کرده‌اند و درباره مخلوط اسکالرهایی سبک با حالات پارितه مثبت $q\bar{q}$ بحث شده‌است. سپس وینستین^{۱۸} و ایسگور^{۱۹} این تصویر چهارکوارکی را به مدل‌های مختلف کوارکی بسط دادند. این بدان معناست که حالت چهارکوارکی با کوارک‌های سنگین نیز می‌تواند وجود داشته باشد [۶].

ماهیت برهم‌کنش قوی به کوارک‌ها اجازه نمی‌دهد که آزاد و تنها باشند و بنابراین آن‌ها در هادرون‌ها محبوسند. خیلی از هادرون‌ها داخل مزون‌ها و باریون‌ها شامل کوارک-آنتی‌کوارک و سه‌کوارکی طبقه‌بندی می‌شوند. از طرف دیگر هیچ اصلاحی در تئوری اساسی برهم‌کنش قوی، QCD، وجود ندارد که هادرون‌هایی را شامل شود که در ساختار مزون‌ها و باریون‌های معمولی قرار ندارند. در واقع کاندیدهای مختلف برای هادرون‌های نامتعارف از دهه ۱۹۷۰ یا زودتر انجام شده‌است مانند چهارکوارک‌ها که دوکوارک و دوآنتی‌کوارک در ساختار دارند، هیبریدها شامل برانگیختگی‌های گلوونی به عنوان درجات آزادی جمعی، مولکول‌های مزونی که مقید هستند یا حالات تشدید دوزمونی و غیره. اگرچه به دلیل نبود شاهد تجربی روشنی، وجود هادرون‌های نامتعارف برای مدتی طولانی ناقص بود. این حالت اساساً بخاطر آمار بالای جمع شده در برخورد e^+e^- توسط آزمایشات b تغییر کرده‌است. در واقع اطلاعات آن‌ها جمع شده بود تا یک مطالعه جامع از نقض CP در واپاشی‌های مزون B انجام شود. در همان زمان، اطلاعات آماری بالا با تولید مزون‌های شامل کوارک‌های افسون و زیبای فراوان پیش‌زمینه‌ی ایده‌آلی برای

^{۱۸} Weinstein

^{۱۹} Isgur

مطالعه طیف هادرون سنگین آورد. به طور خاص، حالاتی که X ، Y و Z نامیده شدند، نماینده‌هایی برای هادرون‌های نامتعارف تصور شدند و توجه زیادی جلب کردند تا جنبه‌های پنهان QCD آشکار شود.

بعضی از این فعالیت‌ها در سال ۲۰۰۳ آغاز شده بود. این سالی بود که اولین مشاهده از $X(3872)$ گزارش شد. به طور شگفت‌انگیزی مشاهده نماینده دیگری برای حالت نامتعارف، باریون پنج کوارک Θ^+ ، در همان دوره گزارش شد. از نظر تاریخی، حالات نامتعارف، در واقع حالات چند کوارکی، توسط Gell-Mann در مقاله مدل کوارکی‌اش در ۱۹۶۴ اشاره شد. قبل از کشف کوارک افسون سنگین موقعیت بخش کوارک سبک u ، d و s کمی پیچیده بود به دلیل جرم‌های سبک‌شان که قابل قیاس با مقیاس QCD در حد چند صد MeV بودند. برعکس جرم‌های کوارک‌های b و c بزرگند تقریباً $5\text{GeV}/c^2$ و $1.5\text{GeV}/c^2$ که به دلیل جرم‌های بزرگشان بخوبی از مقیاس QCD جدا شده‌اند و توصیف آن‌ها براساس توابع موج کوارک سازنده بخوبی پابرجاست. موفقیت مدل کوارکی با پتانسیل آماری برای سیستم‌های کوارکونیوم سنگین ممکن است با پتانسیل غیرنسبیتی QCD توصیف شود. در پتانسیل غیرنسبیتی QCD سلسله مراتب $m \gg mv \gg mv^2$ برای سرعت کوچک v ، استفاده از پتانسیل برای کوارک‌های سنگین با حرکت کند غیرنسبیتی را توجیه می‌کند.

درمیان نماینده‌های مختلف هادرون‌های نامتعارف شاید $X(3872)$ یکی از پابرجاترین آن‌ها از نظر تجربی است که بخوبی در تئوری مطالعه شده‌است. بیشترین تصویر رایج پذیرفته شده برای $X(3872)$ حالت مولکولی مزون‌های D و \bar{D}^* است. به این خاطر که $X(3872)$ مشاهده شده خیلی نزدیک به آستانه $D\bar{D}^*$ است. از نظر تئوری نماینده‌های مختلفی برای هادرون‌های نامتعارف مانند چهارکوارکی‌ها، هیبریدها یا حتی حالات گلو-مانند خالص وجود دارد. چهارکوارک یک پیکربندی چندکوارکی است که در آن دی‌کوارک‌های رنگی با یک نیروی رنگ قوی بین‌شان مقید شده‌اند، بنابراین یک جزء مقید فشرده محکم‌تر تشکیل می‌دهد. تاکنون، ما هنوز شاهد خوبی برای چهارکوارک نداریم.

حالات هیبریدی شامل برانگیختگی‌های گلوونی می‌شود که نتیجه‌ای از دینامیک رنگی QCD است و بنابراین انرژی‌های برانگیختگی آن‌ها از مرتبه حداقل چند صد MeV هستند. بحث‌هایی وجود دارد که $Z_b(4260)$ و حالات مشابه می‌توانند نماینده‌های حالات هیبرید باشند. به طور عمومی همه پیکربندی‌های مختلف بالا ممکن است برای یک حالت هادرونی داده‌شده مخلوط شوند تا زمانی که اعداد کوانتومی اجازه می‌دهند. شاید یکی از اهداف فیزیک هادرونی آن است که چگونه و در کجا پیکربندی‌های مختلف حاضر می‌شوند. همچنین انتظار داریم با یافتن سوالات اساسی در QCD، پیوند گمشده بین کوارک‌ها و هادرون‌ها را پیدا کنیم. در فیزیک هادرون، اطلاعات تجربی بسیار مهم است که نشان‌دهنده اطلاعات اساسی برای جست‌وجوی دینامیک برهم‌کنش قوی است [۷].

حالات دیگر نامتعارف شامل $Z_c(3900)^+$ (افسون‌گونه) و نیز دو $b\bar{b}$ باردار $Z_b(10610)^+$ و $Z_b(10650)^+$ هستند. بخاطر بار غیر صفرشان، حالات $Z_{c,b}^+$ به‌درستی هادرون‌های نامتعارف چهارکوارکی هستند. از نظر تجربی تایید $Z_{c,b}^+$ توسط LHCb اهمیت دارد که آن‌ها ماهیت رزونانسی آن را تایید کردند. این اولین شاهد است که ماهیت ذره‌ای را بین هادرون‌های نامتعارف نشان می‌دهد. در مورد $Z_b(10610)^+$ ، مشاهدات اخیر مثل پیک در حالات نهایی مختلف، یافتن شریک خنثی و تحلیل نسبت-های انشعابی واپاشی همگی با تصویر مولکولی $B^{(*)}\bar{B}^*$ سازگارند. کوارکونیوم‌های سنگین (یا به طور ساده کوارکونیوم) که اصطلاح عمومی برای توصیف $c\bar{c}$ و $b\bar{b}$ هستند، می‌توانند به صورت منبعی برای توصیف هادرون‌های نامتعارف در نظر گرفته شوند.

فصل دوم

بررسی خصوصیات مزون‌ها و باریون‌ها در مدل -
های مختلف

۲-۱- پتانسیل‌های مختلف وابسته به اسپین

مدل پتانسیل کوارکی توصیف خوبی از متوسط طیف جرمی اسپینی هادرون‌ها می‌دهد. گرچه سؤال مربوط به تاثیر اسپین، به نام اسپین‌مدار (ریز) و اسپین-اسپین (فوق‌ریز) هنوز حل نشده است. مسئله‌ی جداشدگی جرمی بخاطر ساختار اسپینی است و کاملاً در ارتباط با ساختار پتانسیل کوارکی است. این اثرات هنوز حل نشده‌اند. همچنین یکی از مهمترین مسائل طیف هادرون پیش‌بینی صحیح جداشدگی فوق‌ریز بین باریون‌های $J^P = \frac{3}{2}^+$ و $J^P = \frac{1}{2}^+$ است. در هامیلتونی بریت-فرمی تعمیم‌یافته برهم‌کنش‌های وابسته به اسپینی اهمیت می‌یابند که شامل جداشدگی‌های ریز و فوق‌ریز در طیف جرمی می‌شوند. هامیلتونی شامل تصحیحات نسبیتی از بسط انرژی جنبشی بدست می‌آید و هامیلتونی بریت-فرمی تعمیم‌یافته نامیده می‌شود و به صورت زیر است:

$$H = m_1 + m_2 + \frac{p^2}{2\mu} - \frac{1}{8} \left(\frac{1}{m_1^3} + \frac{1}{m_2^3} \right) p^4 + V(r) + H_{SI} + H_{LS} + H_{SS} + H_T \quad (1-2)$$

که در آن $\mu = \frac{m}{2}$ است. $V(r)$ ترکیبی از بردار و اسکالر است؛ $V(r) = V_V(r) + V_S(r)$. در این فرم هامیلتونی، ترم اسپین-مدار به شکل زیر است:

$$H_{LS} = \frac{1}{2m^2 r} \left(3 \frac{d}{dr} V_V(r) - \frac{d}{dr} V_S(r) \right) \vec{L} \cdot \vec{S} \quad (2-2)$$

که در آن اسپین کل یک حالت مقید است. $\vec{L} = \vec{r} \times \vec{p}$ تکانه زاویه‌ای مداری نسبی اجزای سازنده‌ی حالت مقید است. ترم اسپین-اسپین در هامیلتونی بریت-فرمی به صورت زیر است:

$$H_{ss} = \frac{2}{3m^2} \vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2 \Delta V_V(r) \quad (3-2)$$

ترم تانسوری در آن به صورت زیر تعریف می شود:

$$H_T = \frac{1}{m^2} \left(\frac{1}{r} \frac{d}{dr} V_V(r) - \frac{d^2}{dr^2} V_V(r) \right) \left(\frac{(\vec{S}_1 \cdot \vec{r})(\vec{S}_2 \cdot \vec{r})}{r^2} - \frac{1}{3} \vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2 \right) \quad (4-2)$$

$$= \frac{1}{12m^2} \left(\frac{1}{r} \frac{d}{dr} V_V(r) - \frac{d^2}{dr^2} V_V(r) \right) S_{12}$$

با مؤلفه‌ی زیر

$$S_{12} \equiv 12 \left(\frac{(\vec{S}_1 \cdot \vec{r})(\vec{S}_2 \cdot \vec{r})}{r^2} - \frac{1}{3} \vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2 \right) \quad (5-2)$$

البته عبارات بالا برای حالت مقید دوکوارکی با جرم‌های مساوی است. s ، l و j ویژه مقادیر عملگرهای مذکور هستند که از طریق

$$\langle \vec{L} \cdot \vec{S} \rangle = \frac{1}{2} [j(j+1) - l(l+1) - s(s+1)] \quad (6-2)$$

با عملگرهای تکانه و اسپین ارتباط دارند. بدیهی است برای حالت $l = s = 0$ ، ترم اسپین-مدار هامیلتونی صفر می‌شود. بنابراین برای حالت $l \neq 0, s = 1$ ، می‌توان اعضای ماتریس $\langle \vec{L} \cdot \vec{S} \rangle$ را محاسبه کرد که در جدول ۱-۲ آورده شده است.

جدول ۱-۲- تزویج اسپین-مدار برای حالت $l \neq 0, s = 1$

j	$l+1$	l	$l-1$
$\langle \vec{L} \cdot \vec{S} \rangle$	l	-1	$-(l+1)$

برهم‌کنش فوق ریز در مرجع [۱۰] برای باریون‌ها به صورت زیر بررسی شده است:

$$H_{hyp} = \sum_{i < j} \frac{2\alpha_s}{3m_i m_j} \left[\frac{8\pi}{3} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j \delta(\vec{r}_{ij}) + \frac{1}{r_{ij}^3} \frac{3(\vec{S}_i \cdot \vec{r}_{ij})(\vec{S}_j \cdot \vec{r}_{ij})}{r_{ij}^2} - \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j \right] \quad (7-2)$$

که $\vec{r}_{ij} = \vec{r}_i - \vec{r}_j$ این معادله بخش اسپینی برهم کنش تبادل تک گلئون بین دو کوآرک است. بخش وابسته به اسپین یک ترم کولمب-گونه $\frac{1}{r_{ij}}$ دارد. برهم کنش تبادل تک گلئون برای فواصل کوتاه داخل کوآرکی

معتبر است.

به صورت کلی برهم کنش فوقریز از رابطه زیر تبعیت می کند [۱۱]:

$$H_{hyp}^{ij} = A^{ij} \left\{ \frac{8\pi}{3} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j \delta^3(\vec{r}_{ij}) + \frac{1}{r_{ij}^3} \left[\frac{3(\vec{S}_i \cdot \vec{r}_{ij})(\vec{S}_j \cdot \vec{r}_{ij})}{r_{ij}^2} - \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j \right] \right\} \quad (8-2)$$

که در آن

$$A^{ij} = \begin{cases} \frac{2}{3} \frac{\alpha_s}{m_i m_j} \\ \frac{4}{3} \frac{\alpha_s}{m_i m_j} \end{cases} \quad (9-2)$$

حالت بالا بین کوآرک های i و j در یک باریون برقرار است و حالت پایین بین کوآرک i و آنتی کوآرک j در یک مزون.

مدل کوآرک نسبیتی نتیجه خوبی برای طیف جرمی در بردارد. عملگر جرمی در چارچوب سکون

مدل کوآرک-دی کوآرک نسبیتی به صورت زیر است:

$$M = E_0 + \sqrt{q^2 + m_1^2} + \sqrt{q^2 + m_2^2} + M_{dir}(r) + M_{cont} + M_{ex}(r) \quad (10-2)$$

$M_{dir}(r)$ و M_{ex} به ترتیب برهم‌کنش کوارک-دی‌کوارک مستقیم و تبادلی هستند. m_1 و m_2 جرم کوارک و دی‌کوارک هستند. همچنین M_{cont} برهم‌کنش ارتباطی است. ترم مستقیم یک برهم‌کنش کولمب-گونه است. برهم‌کنش تبادلی کوارک-دی‌کوارک در باریون‌ها فرم زیر را دارد:

$$M_{ex}(r) = (-1)^{l+1} 2A e^{-\sigma r} [A_S (\vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2) + A_I (\vec{t}_1 \vec{t}_2) + A_{SI} (\vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2)(\vec{t}_1 \vec{t}_2)] \quad (11-2)$$

که \vec{S} عملگر اسپینی و \vec{t} عملگر ایزواسپینی هستند. براساس استدلال‌های عمومی (برای مثال سهم تبادل تک گلئون) برهم‌کنش‌های کوارک-کوارک جمعی را انتظار داریم که وابسته به اسپین و شامل اسپین-اسپین، اسپین-مدار و تانسوری هستند. نیروهای اسپین-مدار در هادرون‌ها به طور مشهودی کوچکند. M_{ex} سهم عوامل اسپینی و تانسوری سیستم است و نمی‌تواند مثلاً با جرم مزون یا باریون برابر باشد زیرا در آن سهم جرم کوارک‌های سازنده در نظر گرفته نشده است.

در باریون‌ها فرم دیگری از اسپین نیز با استفاده از رابطه

$$V^S(x) = A e^{-\beta x} \sum_{i < j} \vec{\sigma}_i \cdot \vec{\sigma}_j = A e^{-\beta x} [2\vec{S}^2 - \frac{9}{4}] \quad (12-2)$$

در مختصات فوق‌کروی تعریف می‌شود که در آن \vec{S} اسپین کل سیستم ۳-کوارکی است و یک برهم‌کنش تانسوری به شکل زیر داریم:

$$V^T(x) = B \frac{1}{x^3} \sum_{i < j} \left[\frac{(\vec{\sigma}_i \cdot (\vec{r}_i - \vec{r}_j))(\vec{\sigma}_j \cdot (\vec{r}_i - \vec{r}_j))}{|\vec{r}_i - \vec{r}_j|^2} - \frac{1}{3} (\vec{\sigma}_i \cdot \vec{\sigma}_j) \right] \quad (13-2)$$

پارامترهای برهم‌کنش اسپین-اسپین از جداولی‌های $N(939) - \Delta(1232)$ و $N(1535) - N(1650)$ به صورت $A = 140.7 \text{ MeV}$ و $\beta = 1.53 \text{ fm}^{-1}$ بدست آمده است [۱۲].

برهم‌کنش فوق ریز با اصلاحی در آن رابطه زیر را نتیجه می‌دهد که در آن ترم تابع گاوسی با

فاصله نسبی جفت کوآرک وجود دارد:

$$H_S = A_S \sum_{i < j} \frac{1}{(\sqrt{\pi} \sigma_S)^3} e^{-\frac{r_{ij}^2}{\sigma_S^2}} (\vec{S}_i \cdot \vec{S}_j) \quad (14-2)$$

ترم وابسته به ایزواسپین به صورت زیر است:

$$H_I = A_I \sum_{i < j} \frac{1}{(\sqrt{\pi} \sigma_I)^3} e^{-\frac{r_{ij}^2}{\sigma_I^2}} (\vec{t}_i \cdot \vec{t}_j) \quad (15-2)$$

که t_i عملگر ایزواسپین کوآرک i ام و r_{ij} مختصه جفت کوآرک نسبی است. برهم‌کنش اسپین-ایزواسپین توسط رابطه زیر داده می‌شود:

$$H_{SI} = A_{SI} \sum_{i < j} \frac{1}{(\sqrt{\pi} \sigma_{SI})^3} e^{-\frac{r_{ij}^2}{\sigma_{SI}^2}} (\vec{S}_i \cdot \vec{S}_j)(\vec{t}_i \cdot \vec{t}_j) \quad (16-2)$$

بنابراین برهم‌کنش کامل به شکل زیر است:

$$H_{\text{int}} = V(x) + H_S + H_I + H_{SI} \quad (17-2)$$

که $V(x)$ پتانسیل فوق مرکزی است.

در سیستم کوآرک-دی کوآرک، همگرایی حالت‌ها در سیستم باریونی با پتانسیل اسپینی زیر داده می‌شود:

$$V_{SD}^{(d)}(r_{jk}) = \frac{2}{3} \alpha_s \frac{1}{3m_j m_k} \vec{S}_j \cdot \vec{S}_k [4\pi \delta(r_{jk})] \quad (18-2)$$

که در میان حالات دی کوآرک است و

$$V_{SD}^{(i-d)}(r) = \frac{4}{3} \alpha_s \frac{1}{3m_i 2m_{jk}} (\vec{S}_d + \vec{L}_d) \cdot S_q [4\pi\delta(r_{id})] \quad (19-2)$$

در میان حالات کوآرک-دی کوآرک است. مقدار جرم کوآرک سنگین و انتخاب α_s نقش تعیین کننده را در جداسدگی جرمی باریون‌های حالات پایه دارد. با استفاده از طیف جرمی، ممان مغناطیسی و خصوصیات واپاشی باریون‌های زیبای Λ_b و Σ_b بدست آمده که نتایج آن موفقیت آمیز است [۱۳].

یکی از مناسبترین فرم‌های بخش وابسته به اسپین سیستم دو جسمی به شکل زیر است [۱۴]

$$V_{spin} = \sum_{i<j} V_{spin}(ij) = -\frac{A}{4} \alpha_s \sum_{i<j} \vec{\lambda}_i \cdot \vec{\lambda}_j \frac{e^{-\frac{r_{ij}}{r_0}}}{r_{ij} r_0^2} \frac{\vec{\sigma}_i \cdot \vec{\sigma}_j}{6m_i m_j} \quad (20-2)$$

که پارامتر A و پارامتر تنظیمی r_0 پارامترهای فوق‌ریز مدل هستند.

۲-۲- جرم باریونی در مدل کوآرک-دی کوآرک

مطابق پیشنهاد گلنن درباره‌ی احتمال ساختار کوآرک-دی کوآرک برای باریون‌ها، نویسندگان زیادی درجات مؤثر آزادی دی کوآرک‌ها را به جای معرفی باریون‌ها به صورت دی کوآرک و کوآرک سازنده معرفی کردند. وجود ساختار دی کوآرک همدوس داخل باریون‌ها به ما کمک می‌کند که مسئله‌ی سه جسمی را به برهم‌کنش‌های دو دو جسمی نسبت دهیم. در بررسی باریون‌های با طعم سنگین شامل یک کوآرک b ، ما دو کوآرک سبک را در نظر می‌گیریم که حالات دی کوآرک را تشکیل می‌دهند. در این مورد هامیلتونی باریون در ترم‌های هامیلتونی دی کوآرک (H_{jk}) بعلاوه هامیلتونی کوآرک-دی کوآرک $H_{i,jk}$ بیان می‌شود [۱۳]:

$$H = H_{jk} + H_{i,jk} \quad (21-2)$$

انرژی جنبشی داخلی دی کوارک (jk) به صورت زیر است:

$$H_{jk} = \frac{p^2}{2m_{jk}} + V_{jk}(r_{jk}) \quad (22-2)$$

و هامیلتونی انرژی جنبشی نسبی سیستم کوارک (i)-دی کوارک (d) به صورت زیر بیان می‌شود:

$$(23-2)$$

$$H_{i,d} = H_{i,jk} = \frac{q^2}{2m_{i,jk}} + V_{i,jk}(r_{id})$$

(p, r_{id}) نشان‌دهنده تکانه نسبی و مختصات کوارک‌های داخل سیستم دی کوارک هستند و (p, r_{jk}) تکانه نسبی و مختصات سیستم کوارک-دی کوارکند. جرم کاهش‌یافته سیستم دوجسمی به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$m_{jk} = \frac{m_j m_k}{m_j + m_k}, m_{i,jk} = \frac{m_i (m_j + m_k)}{m_i + m_j + m_k} \quad (24-2)$$

درمورد باریون‌های با یک طعم سنگین (Qq_1q_2)، شاخص i مرتبط با کوارک سنگین با طعم Q و شاخص jk مرتبط با دی کوارک با طعم سبک q_1q_2 درجات آزادیند. در این بررسی پتانسیل رنگ کولنی بعلاوه توانی را برای پتانسیل داخل کوارک معادله (25-2) و نیز برای کوارک-دی کوارک معادله (26-2) را در نظر گرفته‌ایم. پتانسیل دی کوارک به صورت زیر است:

$$V_{jk} = -\frac{2}{3}\alpha_s \frac{1}{r_{jk}} + br_{jk}^v \quad (25-2)$$

و پتانسیل کوارک-دی کوارک به صورت زیر نوشته می‌شود:

$$V_{i,jk} = -\frac{4}{3}\alpha_s \frac{1}{r_{id}} + br_{id}^v \quad (26-2)$$

r_{id} فاصله جدایی کوارک-دی کوارک، v توان مرتبط با بخش محبوس کننده‌ی پتانسیل و b شدت پتانسیل است که برای برهم کنش دی کوارک و کوارک-دی کوارک یکسان در نظر گرفته می شود [۱۳]. همگرایی حالات با معرفی برهم کنش اسپینی معادلات (۲-۱۸) و (۲-۱۹) در میان حالات دی کوارک حذف شده است. مطابق ایده جرم کوارک سازنده، جرم هادرون M با مجموع جرم های کوارک های سازنده-اش ساخته می شود. در نتیجه انرژی های بستگی و جنبشی بایستی در جرم کوارک سازنده تشکیل گردند. ما یک جرم مؤثر را به صورت کوارک های سازنده اش داخل باریون های $(\Lambda_b, \Sigma_b, \Sigma_b^*)$ تعریف می کنیم که اثرات حالت مقید جنبش و برهم کنش های داخلی کوارک ها است [۱۳]:

$$m_i^{eff} = m_i \left(1 + \frac{\langle H \rangle}{\sum_i m_i} \right) \quad (27-2)$$

که جرم باریون به صورت زیر است:

$$M_B = \sum_i m_i^{eff} \quad (28-2)$$

بنابراین در یک مدل پدیدارشناختی، جرم مؤثر کوارک نشان دهنده جرم کوارک سازنده داخل سیستم هادرونی است [۱۳].

۲-۳- طرح جرم مؤثر کوارک با برهم کنش فوق ریز وابسته به اسپین

جرم باریون از مجموع جرم های کوارک با برهم کنش فوق ریز وابسته به اسپین بدست می آید

[۱۵]:

$$M_B = \sum_i m_i^e = \sum_i m_i + \sum_{i < j} b_{ij} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j \quad (29-2)$$

که در آن \vec{S}_i و \vec{S}_j عملگرهای اسپینی کوارک‌های i ام و j ام هستند. m_i^e جرم مؤثر کوارک داخل یک باریون است و b_{ij} به صورت زیر نوشته می‌شود [۱۵]:

$$b_{ij} = \frac{16\pi\alpha_s}{9m_i m_j} \langle \Psi_0 | \delta^3(\vec{r}) | \Psi_0 \rangle \quad (30-2)$$

چون باریون‌ها را در یک نقطه فرض می‌کنیم، تابع دلتای دیراک یک می‌شود و انتگرال تابع موج-ها یک خواهد شد و بنابراین با توجه به (۳۰-۲)، b_{ij} فقط وابسته به جرم کوارک‌هاست. برای باریون‌های Ψ_0 ، $B(qqq)$ تابع موج باریون است. ممکن است یک ترم برهم‌کنش وابسته به اسپین هم وجود داشته باشد که همان اثری است که می‌تواند توسط بازبهنجارش جرم کوارک‌ها تقریب زده شود. بنابراین، جرم کوارک داخل باریون $B(123)$ ممکن است بخاطر برهم‌کنش با کوارک‌های دیگر اصلاح شود. می‌توانیم برای جرم مؤثر کوارک‌ها بنویسیم:

$$\begin{aligned} m_1^e &= m_2^e = m + \alpha b_{12} + \beta b_{13} \\ m_3^e &= m_3 + 2\beta b_{13} \end{aligned} \quad (31-2)$$

α و β پارامترهایی هستند که به روشی که در ادامه می‌آید، باید بدست آیند. فرمول (۳۱-۲) برای حالتی است که دو کوارک جرم مساوی و کوارک دیگر جرمی متفاوت با آن‌ها داشته باشد. ابتدا باریون‌ها با

حالت $J^P = \frac{1}{2}^+$ را در نظر می‌گیریم. می‌توان نوشت:

$$\vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2 = \frac{1}{4} \quad (32-2)$$

که از فرمول $\bar{S}_1 \bar{S}_2 = \frac{1}{2}[s(s+1) - s_1(s_1+1) - s_2(s_2+1)]$ بدست آمده است. از طرفی با توجه به

رابطه (۲-۳۱)، برای حالت مورد نظر که کوارک‌های ۱ و ۲ مساوی باشند و نیز $b_{13} = b_{23}$ داریم [۱۵]:

$$M_B = m + b_{12} \bar{S}_1 \bar{S}_2 + b_{13} \bar{S}_1 \bar{S}_3 + m + b_{23} \bar{S}_2 \bar{S}_3 + m_3 \quad (۲-۳۳)$$

$$M_B = 2m + m_3 + b_{12} \bar{S}_1 \bar{S}_2 + 2b_{13} \bar{S}_1 \bar{S}_3$$

که شامل مجموع برهم‌کنش‌های اسپینی کوارک ۱ و ۲، ۱ و ۳ و نیز ۲ و ۳ است که برهم‌کنش اسپینی ۱ و ۳ با ۲ و ۳ برابرند. با جای‌گذاری مقادیر برهم‌کنش اسپین داریم:

$$M_B = 2m + m_3 + b_{12} \left(\frac{1}{4}\right) + 2b_{13} \left(\frac{-1}{2}\right) \quad (۲-۳۴)$$

$$M_B = 2m + m_3 + \frac{b_{12}}{4} - b_{13}$$

خواهیم داشت:

$$\alpha = \frac{1}{8}, \beta = -\frac{1}{4} \quad (۲-۳۵)$$

در حالت کلی برای باریون‌های با حالت $J^P = \frac{1}{2}^+$ خواهیم داشت [۱۵]:

$$M_B = m_1 + m_2 + m_3 + \frac{b_{12}}{4} - \frac{b_{13}}{2} - \frac{b_{23}}{2} \quad (۲-۳۶)$$

که ۱ و ۲ و ۳ کوارک‌های b ، c ، s ، d و u هستند. فرمول (۲-۳۶) از مجموع جرم مؤثر کوارک‌های

سازنده شامل بخش اسپینی بدست آمده است. مطابق روش بالا برای باریون‌های $J^P = \frac{3}{2}^+$ جرم را می-

یابیم. با جای‌گذاری مقدار برهم‌کنش اسپینی در فرمول جرم، داریم:

$$M_B = m_1 + m_2 + m_3 + \frac{b_{12}}{4} + \frac{b_{13}}{4} + \frac{b_{23}}{4} \quad (37-2)$$

با استفاده از باریون‌های Λ_b ، Λ_c ، Λ ، Δ و N ، موارد زیر را در نظر می‌گیریم. در واقع می‌دانیم ساختار باریون‌های ذکر شده به صورت $\Lambda_b(udb)$ ، $\Lambda_c(udc)$ ، $\Lambda(uds)$ ، $\Delta(ddd)$ و $N(udd)$ است. همچنین روابط (36-2) و (37-2) را در نظر می‌گیریم. خواهیم داشت [15]:

$$m_u = m_d = 362 \text{ MeV}, m_s = 539 \text{ MeV}, m_c = 1710 \text{ MeV}, \quad (38-2)$$

$$b_b = 5043 \text{ MeV}, b_{uu} = b_{ud} = b_{dd} = 196 \text{ MeV}$$

با استفاده از $(M = 1192.642 \text{ MeV}, J^P = \frac{1}{2}^+)$ و $(M = 1192.642 \text{ MeV}, J^P = \frac{3}{2}^+)$ بدست آمده-

است:

$$b_{us} = b_{ds} = 118 \text{ MeV}, b_{ss} = 76 \text{ MeV} \quad (39-2)$$

لازم به ذکر است $b_{us} = b_{ds}$ و b_{ss} به ترتیب 4,54 درصد و 7,05 در جرم کل باریون مورد نظر یعنی Ω مؤثر خواهند بود که مقدارهای نسبتاً کمی هستند. در بخش افسون، ساختار کوارکی باریون

$$\Sigma_c(ddc, J^P = \frac{1}{2}^+, M = 2453.74 \text{ MeV}) \text{ نتیجه می‌دهد:}$$

$$b_{uc} = b_{dc} = 28 \text{ MeV} \quad (40-2)$$

که به نوبه خود باعث نتیجه زیر خواهد شد:

$$b_{sc} = \left(\frac{m_u}{m_s}\right)b_{uc} = 19 \text{ MeV}, b_{cc} = \left(\frac{m_u}{m_c}\right)b_{uc} = 6 \text{ MeV} \quad (41-2)$$

لازم به ذکر است $b_{uc} = b_{dc}$ ، b_{cc} و b_{sc} به ترتیب ۱،۱۴ درصد، ۰،۲۴ و ۰،۷۷ در جرم کل باریون مورد نظر یعنی Σ_c مؤثر خواهند بود. در بخش زیبایی، با استفاده از Σ_b و Σ_b^* داریم:

$$b_{ub} = b_{db} = 7 \text{ MeV} \quad (۴۲-۲)$$

که منجر به روابط زیر می‌شوند:

$$b_{sb} = \left(\frac{m_u}{m_s}\right) b_{ub} = 5 \text{ MeV}, b_{cb} = \left(\frac{m_u}{m_c}\right) b_{ub} = 1.5 \text{ MeV}, \quad (۴۳-۲)$$

$$b_{bb} = \left(\frac{m_u}{m_b}\right) b_{ub} = 0.5 \text{ MeV}$$

که b_{sb} ، b_{cb} و b_{bb} به ترتیب ۰،۰۸ درصد، ۰،۰۲ و ۰،۰۰۸ در جرم کل باریون Σ_b مؤثر خواهند بود. با در نظر گرفتن عضو ماتریسی بخش مکانی تابع موج باریونی که مستقل از اسپین و طعم باشند، اکنون ما نسبت‌های α_s را برای مقیاس‌های مختلف جرمی کوارک استخراج کرده‌ایم. می‌توان نوشت [۱۵]:

$$\frac{\alpha_s(ss)}{\alpha_s(uu)} = 0.86, \frac{\alpha_s(cc)}{\alpha_s(ss)} = 0.80, \frac{\alpha_s(bb)}{\alpha_s(cc)} = 0.75, \quad (۴۴-۲)$$

$$\frac{\alpha_s(us)}{\alpha_s(uu)} = 0.90, \frac{\alpha_s(uc)}{\alpha_s(uu)} = 0.68, \frac{\alpha_s(ub)}{\alpha_s(uu)} = 0.51$$

بخش مکانی تابع موج هادرون ممکن است وابستگی طعمی را نشان دهد، از این‌رو اندازه هادرون با طعم‌های کوارک متفاوت می‌شوند. نسبت‌های دیگر α_s در مقیاس‌های جرمی دیگر می‌تواند از روابط b_{ij} بدست آید. با استفاده از مقادیر جرم‌های کوارک و ترم‌های برهم‌کنش فوق ریز b_{ij} ، می‌توانیم جرم

$$\text{مؤثر کوارک‌ها را برای باریون‌های } J^P = \frac{1}{2}^+ \text{ و } J^P = \frac{3}{2}^+ \text{ بدست آوریم.}$$

۲-۴- ممان مغناطیسی باریون

ممان مغناطیسی یک باریون در ترم‌های کوارک‌های سازنده به صورت زیر است:

$$\mu_B = \sum_i \langle \phi_{sf} | \mu_i \sigma_i | \phi_{sf} \rangle \quad (۲-۴۵)$$

که در آن $|\phi_{sf}\rangle$ نشان‌دهنده تابع موج اسپینی ترکیب کوارک سازنده حالت باریونی است. μ_i به صورت زیر بیان می‌شود:

$$\mu_i = \frac{e_i}{2m_i} \quad (۲-۴۶)$$

که e_i بار، $m_i = m_i^{eff}$ جرم کوارک‌های مقید و σ_i اسپین کوارک سازنده مرتبط با تابع موج اسپینی حالت باریونی هستند. ممان‌های مغناطیسی با استفاده از جرم کوارک مؤثر محاسبه می‌شوند و معمولاً بر حسب مگنتون هسته‌ای μ_N بیان می‌شوند. در ستون‌های سوم از جدول‌های ۲-۲ و ۳-۲ مقادیر ممان مغناطیسی در این مدل نشان داده شده‌اند. مقادیر در این جدول به ازای مقادیر مختلف ν آورده شده است که ν توان بخش خطی پتانسیل است [۱۳].

۲-۵- واپاشی تابشی باریون‌های زیبا

واپاشی تابشی الکترومغناطیسی باریون‌های زیبا به کمک مدل‌های مختلفی همچون تئوری مؤثر کوارک سنگین، مدل کوارک کایرال، تقارن‌های کایرال و کوارک سنگین، قاعده جمع QCD محاسبه شده است. البته اختلافات زیادی در مقادیر پیش‌بینی شده وجود دارد. بنابراین مهم است که پهنای واپاشی تابشی را در امتداد با خصوصیات دیگر باریون‌های زیبای مجرد پیش‌بینی کنیم. در ترم‌های ممان مغناطیسی گذار تابشی، پهنای واپاشی تابشی الکترومغناطیسی به شکل زیر محاسبه می‌گردد:

$$\Gamma_\gamma = \frac{k^3}{4\pi} \frac{2}{2J+1} \frac{e^2}{m_p^2} \mu_{B \rightarrow B'\gamma}^2 \quad (47-2)$$

m_p جرم پروتون است. $\mu_{B \rightarrow B'\gamma}$ ممان مغناطیسی گذار تابشی (در مگنتون هسته‌ای) است که در ترم‌های ممان مغناطیسی کوآرک‌های سازنده (μ_i) حالات ابتدایی (B) و نهایی (B') باریونی هستند و k انرژی فوتون است. ممان مغناطیسی گذار تابشی مرتبط با $B \rightarrow B'\gamma$ می‌تواند در ترم‌های توابع موج با طعم اسپینی حالات B و B' محاسبه شود

$$\mu_{B \rightarrow B'\gamma} = \sum_i \langle \phi_{sf}^{B'} | \mu_i \sigma_i | \phi_{sf}^B \rangle \quad (48-2)$$

μ_i از رابطه (46-2) بدست می‌آید. اگرچه جرم مؤثر کوآرک‌های مقید سیستم $B'-B$ به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$m_i^{eff} = \sqrt{m_{i(B)}^{eff} m_{i(B')}^{eff}} \quad (49-2)$$

با استفاده از تابع موج اسپینی باریون‌های B و B' ، ممان مغناطیسی گذار با در نظر گرفتن اثر محبوس کننده کوآرک در میان جرم مؤثر کوآرک‌های مقید محاسبه می‌شود. ممان مغناطیسی گذار پیش-بینی شده و پهنای واپاشی تابشی مرتبط با گذارهای $(\Sigma_b^{*0}, \Sigma_b^0) \rightarrow \Lambda_b \gamma$ و $\Sigma_b^* \rightarrow \Sigma_b \gamma$ در جداول 2-2 و 3-2 لیست شده‌است. در جدول 2-2 ستون اول مد واپاشی قوی باریون Σ_b^{*0} را نشان می‌دهد که به یک فوتون و باریون سنگین لامبدا واپاشی شده‌است. ستون دوم توان‌های مختلف بخش خطی پتانسیل (محبوس کننده) است. ستون سوم ممان مغناطیسی است. پهنای این مد واپاشی در ستون سوم و مقایسه با مراجع دیگر در ستون پنجم آمده‌است. در حالتی که توان بخش خطی 0,2 باشد، پهنای مقدار 88.33 KeV را خواهد داشت.

جدول ۲-۲- پهنای واپاشی تابشی باریون‌های زیبا [۱۳]

واپاشی	ν	$\mu(\text{in } \mu_N)$	$\Gamma_\gamma(\text{KeV})$	منابع دیگر
$\Sigma_b^{*0} \rightarrow \Lambda_b^0 \gamma$	0.2	2.08	88.33	114
	0.4	2.14	101.99	344
	0.6	2.16	111.71	251
	0.8	2.18	113.16	-
	1.0	2.19	114.20	-
$\Sigma_b^0 \rightarrow \Lambda_b^0 \gamma$	0.2	-1.474	59.69	
	0.4	-1.517	69.80	
	0.6	-1.535	77.12	
	0.8	-1.545	78.10	
	1.0	-1.552	78.81	

در جدول ۲-۳، ستون اول مدهای واپاشی برانگیخته Σ_b^* به یک فوتون و باریون سنگین آن در حالت پایه Σ_b نشان داده شده‌است. ستون دوم توان ضریب خطی پتانسیل آمده‌است. ستون سوم ممان مغناطیسی باریون Σ_b^* برحسب مگنتون هسته‌ای محاسبه شده و در ستون بعدی پهنای واپاشی تک فوتونی نشان داده شده‌است که در مقایسه با سایر مراجع آمده‌است.

جدول ۲-۳- پهنای واپاشی تابشی باریون های زیبا برای گذار $\frac{3^+}{2} \rightarrow \frac{1^+}{2}$ [۱۳]

واپاشی	ν	μ (in μ_N)	Γ_γ (KeV)	منابع دیگر
$\Sigma_b^{*+} \rightarrow \Sigma_b^+ \gamma$	0.2	1.640	0.103	0.46
	0.4	1.685	0.109	1.26
	0.6	1.703	0.111	0.12
	0.8	1.713	0.112	-
	1.0	1.721	0.113	-
$\Sigma_b^{*-} \rightarrow \Sigma_b^- \gamma$	0.2	-0.732	0.0206	0.11
	0.4	-0.755	0.0219	0.030
	0.6	-0.764	0.0224	-
	0.8	-0.770	0.0227	-
	1.0	-0.774	0.0230	-
$\Sigma_b^{*0} \rightarrow \Sigma_b^0 \gamma$	0.2	0.453	0.0079	0.03
	0.4	0.464	0.0082	0.08
	0.6	0.467	0.0083	0.15
	0.8	0.471	0.0085	0.0076
	1.0	0.473	0.0086	-

در جداول ۲-۲ و ۳-۲ به نظر می‌رسد با نزدیک شدن توان ضریب خطی به یک، مقادیر پهنا همخوانی بهتری با سایر مدل‌ها دارند.

۲-۶- پهناهای واپاشی هادرونی قوی باریون‌های زیبا

با استفاده از بررسی مدهای واپاشی قوی، انتظار داریم که اطلاعاتی درباره ساختارشان و دینامیک انرژی پایین باریون‌های سنگین در برابر برهم‌کنش با مزون‌های پیون و دیگر مزون‌های شبه‌اسکالر استخراج کنیم. خیلی از مدل‌های تئوری واپاشی قوی باریون‌های سنگین در فرمالیزم‌های مختلف از جمله معادله بته-سالپیتر، تئوری اختلالی کایرال هادرون سنگین، دینامیک کایرال و مدل MIT bag مطالعه شده‌اند. پهناهای واپاشی به صورت زیر محاسبه می‌شود:

$$\Gamma(\Sigma_b \rightarrow \Lambda_b \pi) = \frac{g_A^2 P_\pi^3}{2\pi F_\pi^2} \quad (۵۰-۲)$$

$$\Gamma(\Sigma_b^* \rightarrow \Lambda_b \pi) = \frac{g_A^{*2} P_\pi^3 (m_{\Sigma_b^*} + m_{\Lambda_b})^2}{24\pi F_\pi^2 m_{\Sigma_b^*}^2} \quad (۵۱-۲)$$

که در آن‌ها g_A و g_A^* ثابت‌های تزویج برداری برای گذارهای به ترتیب $\Sigma_b \rightarrow \Lambda_b \pi$ و $\Sigma_b^* \rightarrow \Lambda_b \pi$

هستند و داریم: $g_A = -\sqrt{\frac{2}{3}} g^N$ و $g_A^* = -\sqrt{2} g_A$. برای این بررسی حاضر، ما مقادیر تجربی

$F_\pi = 130 \text{ MeV}$ و $g_A^N = 1.25$ را در نظر گرفته‌ایم. همچنین p_π تکانه پیون است که از رابطه

$$\text{محاسبه می‌شود [۱۳]. نتایج در جدول ۲-۴ درمقایسه با سایر مدل‌ها لیست}$$

$$\sqrt{\left(\frac{m_{\Sigma_b}^2 - m_{\Lambda_b}^2}{2m_{\Sigma_b}}\right)^2 - m_\pi^2}$$

شده‌است.

در جدول (۲-۴)، ستون‌های اول و دوم از سمت راست کمیت پهنای واپاشی باریون Σ_b که به مدهای باریون لامبدا و مزون پیون واپاشیده می‌شوند، بدست آمده‌است. توان‌های مختلف بخش خطی در ستون سوم آمده‌است. مقایسه با مراجع دیگر در سه ردیف پایین جدول آمده‌است.

جدول ۲-۴- پهنای واپاشی قوی $\Gamma_{(\Sigma_b \rightarrow \Lambda_b \pi)}$ in MeV باریون‌های Σ_b^* و Σ_b [۱۳]

منابع دیگر	ν	$\Gamma(\Sigma_b \rightarrow \Lambda_b \pi)$	$\Gamma(\Sigma_b^* \rightarrow \Lambda_b \pi)$
-	0.2	1.95	5.87
	0.4	3.33	7.40
	0.6	4.63	8.74
	0.8	4.63	8.74
	1.0	4.63	8.74
منابع دیگر		6.73–13.45	10.00–17.74
		4.35–5.77	8.50–10.44
		8.00	15.00

در جدول ۲-۴ به نظر می‌رسد با نزدیک شدن توان ضریب خطی به یک، مقادیر پهنای همخوانی بهتری با سایر مدل‌ها دارند.

در [۱۳]، نتیجه گرفته شده‌است که $\Gamma_{\Sigma_b^{*+} \rightarrow \Sigma_b^+ \gamma} > \Gamma_{\Sigma_b^{*-} \rightarrow \Sigma_b^- \gamma} > \Gamma_{\Sigma_b^{*0} \rightarrow \Sigma_b^0 \gamma}$.

فصل سوم

واپاشی‌های لپتونی و نیمه‌لپتونی مزون‌های B و

D

۳-۱- واپاشی نیمه‌لپتونی با استفاده از تابع ایسگور-وایس در روش

وردشی

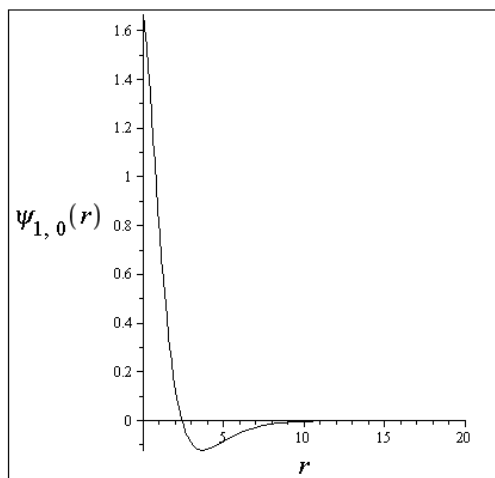
پتانسیل کرنل انتخابی مناسب در تحلیل مسائل QCD است. بخش خطی آن مربوط به بخش محبوس کننده بازه بلند و بخش کولنی آن که از تبادل گلوونی بین کوارک‌ها نشئت می‌گیرد، بخش بازه کوتاه است. ما در این قسمت هامیلتونی سیستم مزونی را به صورت زیر در نظر می‌گیریم:

$$H = -\frac{\hbar^2}{2\mu}\nabla^2 + \alpha r + \frac{\beta}{r} + V_0 \quad (۱-۳)$$

که به شکل دقیق حل نمی‌شود. μ جرم کاهش یافته مزونی است. $\alpha = 0.18 \text{ GeV}^2$ ، $\beta = -0.29$ و V_0 پارامترهای پتانسیلند که محدوده V_0 در ادامه آورده شده است. در واقع V_0 پارامتر قیاسی پتانسیل و ترم تنظیم کننده جرمی است. از روش وردشی برای یافتن تابع موج و ویژه مقادیر انرژی بهره می‌گیریم. تابع موج نوعی را به شکل زیر انتخاب می‌کنیم:

$$\psi_{n,l}(a,r) = N_{nor} (a+r)^{l+1} e^{-r} L_n^{2l+1}(ar) \quad (۲-۳)$$

که در آن $L_n^{2l+1}(ar)$ توابع لاگر تعمیم یافته‌اند و a پارامتر وردشی است. شکل ۳-۱، تابع موج را برای مزون B نشان می‌دهد.



شکل ۳-۱- تابع موج سیستم مزونی

در حالت پایه با در نظر گرفتن شرط وردشی

$$\bar{E} = \frac{\langle \psi(a, r) | H | \psi(a, r) \rangle}{\langle \psi(a, r) | \psi(a, r) \rangle} \quad (3-3)$$

و سپس مینیمم کردن آن به صورت

$$\frac{\partial \bar{E}_{1,0}(a)}{\partial a} = 0 \quad (4-3)$$

می توانیم برای مزون های نیمه سنگین B و D پارامتر وردش را محاسبه نموده و سپس انرژی سیستم را بدست آوریم. در حالت پایه برای انرژی سیستم مزونی خواهیم داشت:

$$\bar{E}_{1,0}(a) = \frac{a'}{2(24 + a(-36 + a(5 + 6a(3 + a))))\mu}, \quad (5-3)$$

$$a' = [8 + 120\mu\alpha + a(-4(1 + 66\mu\alpha) + a(9 + 99\mu\alpha + 2a(1 + a + 3(22 + 5a)\mu\alpha))) + 2(12 + a(-8 + a(-1 + a(4 + 3a))))\mu\beta]$$

به کمک ویژه انرژی بدست آمده جرم مزون را می توان محاسبه نمود. مقادیر جدول ۱-۳، جرم های

مزونی بدست آمده را در این مدل نشان می دهند.

جدول ۱-۳- جرم مزون ها در مدل وردشی

جرم تجربی [۱۶]	جرم (GeV)	مزون
$18696 \pm 0.10 \text{ MeV}$	1.965	D
$19683 \pm 0.11 \text{ MeV}$	1.990	D_s
$5366.77 \pm 0.24 \text{ MeV}$	5.292	B_s
$5279.26 \pm 0.17 \text{ MeV}$	5.295	B

حال به تحلیل واپاشی مزون B می پردازیم. نرخ واپاشی دیفرانسیلی برای فرآیند $B \rightarrow D^{(*)} l \nu$

به صورت زیر است:

$$\frac{d\Gamma(B \rightarrow D^{(*)} l \nu)}{d\omega} = \frac{G_F^2 |V_{cb}|^2 m_B^5}{48\pi^3} \nu^3 (1-\nu)^2 \sqrt{\omega^2 - 1} (\omega + 1)^2 \times \left[1 + \frac{4\omega}{\omega + 1} \frac{1 - 2\nu\omega + \nu^2}{(1-\nu)^2} \right] [\xi(\omega)]^2 \quad (۶-۳)$$

که در آن $\nu = \frac{m_{D^{(*)}}}{m_B}$. G_F ثابت فرمی و V_{cb} عضو ماتریس سی-کی-ام است. ω ضرب چارسرعت دو

مزون B و $D^{(*)}$ قبل و بعد واپاشی است. تعیین تابع ساختار هادرون ها یکی از مهمترین مسائل فیزیکی

در QCD است. برای این منظور از تابع موج سیستم بهره می گیریم و تابع ایسگور-وایس را می یابیم. به

این دلیل که تابع ایسگور-وایس همپوشانی توابع موج دو هادرون را اندازه می گیرد، ما از معادله (۲-۳) برای

محاسبه تابع ایسگور-وایس کمک خواهیم گرفت. تابع ایسگور-وایس مطابق رابطه زیر تعریف می گردد:

$$\xi(\omega) = \int_0^{\infty} 4\pi r^2 |\psi_{0,0}(r)|^2 \cos(pr) dr \quad (7-3)$$

که در آن مربع انتقال تکانه $p^2 = 2\mu^2(\omega-1)$ است. از طرف دیگر تابع ایسگور-وایس در ترم‌های انتقال سرعت $\omega = v_B v_D$ (ضرب چارسرعت ذرات ابتدایی و نهایی) نزدیک نقطه صفر بازگشتی اغلب به شکل

$$\xi(\omega) = 1 - \rho^2(\omega-1) + C(\omega-1)^2 + \dots \quad (8-3)$$

است. ρ^2 مشتق مرتبه اول و C مشتق مرتبه دوم تابع ایسگور-وایس است. محدوده جنبشی قابل دسترس در واپاشی‌های نیمه‌لپتونی سنگین در محدوده‌ی $\omega = 1$ تا $1,4$ است، بنابراین در نظر گرفتن تابع

ایسگور-وایس با این فرم (معادله (8-3)) توجیه می‌شود. در واقع داریم: $1 \leq \omega \leq \frac{m_B^2 + m_D^2}{2m_B m_D}$. همچنین

این فرم توسط فیزیکدانان تجربی مورد تایید است. توجه شود پایستگی جریان متضمن $\xi(1) = 1$ است. پارامترهای این فرم فاکتور مطابق زیر تعریف می‌شوند:

$$\rho^2 = 4\pi\mu^2 \int_0^{\infty} r^4 |\psi_{0,0}(r)|^2 dr, \quad (9-3)$$

که شیب تابع ایسگور-وایس و

$$C = \frac{2}{3}\pi\mu^4 \int_0^{\infty} r^6 |\psi_{0,0}(r)|^2 dr \quad (10-3)$$

پارامتر تحذب است که نشان می‌دهند تابع ایسگور-وایس بستگی به تابع موج مزون و فاکتورهای جنبشی دارد. پارامتر تحذب تصحیحاتی به وابستگی خطی ساده می‌دهد. این کمیت‌ها در $\omega = 1$ به فرم زیرند:

$$\rho^2 = -\frac{\delta\xi(\omega)}{\delta\omega}\Big|_{\omega=1}, \quad C = \frac{\delta^2\xi(\omega)}{\delta\omega^2}\Big|_{\omega=1} \quad (11-3)$$

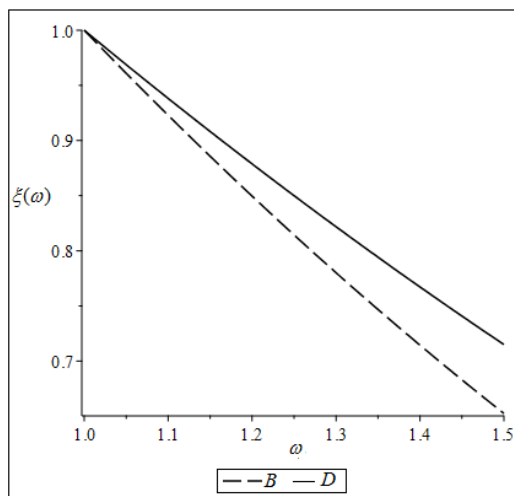
با توجه به معادلات (۳-۱۱)، شیب را با علامت منفی در سری تابع ایسگور-وایس و تحدب با علامت مثبت مشخص می‌شوند. تلاش‌های زیادی برای محاسبه‌ی مقادیر این دو کمیت در تئوری‌ها و مدل‌های مختلف انجام شده‌است. ما بعضی از این مقادیر را در مقایسه با روش وردشی تابع موج در جدول ۳-۲ آورده‌ایم. در جدول ۳-۲ ستون اول از سمت راست مزون‌های شبه‌اسکالر، ستون دوم کمیت‌های شیب و تحدب تابع ایسگور-وایس در روش وردشی که ما محاسبه کردیم و ستون آخر این کمیت‌ها را در مدل‌های کوارکی از مراجع دیگر نشان داده‌ایم.

جدول ۳-۲- پارامترهای تابع ایسگور-وایس برای مزون‌ها در روش وردشی

سایر منابع		روش وردشی		مزون
ρ^2	C	ρ^2	C	
0.68 [۱۷]	0.11	0.63	0.12	D
1.07 [۱۷]	0.28	1.03	0.33	D_s
1.46 [۱۸]	0.28	1.36	0.58	B_s
0.70 [۱۷]	0.11	0.79	0.19	B

با توجه به مدل‌های کوارکی در محاسبات انجام شده، مقادیر پارامترهای پتانسیل را به صورت $\alpha = 0.18 \text{ GeV}^2$ ، $\beta = -0.29$ و $V_0 = -0.8 \text{ GeV}$ گرفته‌ایم. مقدار V_0 در مقالات مختلف اعداد متفاوتی دارد. در [۱۹] این پارامتر مقدار -0.16 GeV در نظر گرفته شده‌است. در [۲۰] -0.5 GeV ذکر شده‌است. بازه‌ی $-0.4 \text{ GeV} \leq V_0 \leq -1 \text{ GeV}$ نیز بررسی شده‌است. بنابراین عددی که ما به کار

گرفتیم در بازه مناسبی قرار دارد. جرم‌های ورودی را با توجه به مقادیر تجربی انتخاب نموده‌ایم. تابع ایسگور-وایس را برای دو مزون B و D در شکل ۲-۳ رسم کرده‌ایم.



شکل ۲-۳- تابع ایسگور-وایس

با توجه به پایستگی جریان، انتظار داریم تابع ایسگور-وایس در نقطه $\omega = 1$ بهنجار باشد. با توجه به روش گفته شده مقادیر نسبت انشعابی را برای دو واپاشی نیمه‌لپتونی مزون B در جدول ۳-۳ آورده‌ایم.

جدول ۳-۳- پهنای واپاشی نیمه‌لپتونی مزون B

$B \rightarrow D l \nu$		$B \rightarrow D^{(*)} l \nu$		واپاشی
منابع دیگر	روش وردشی	منابع دیگر	روش وردشی	-
1.413 [۲۱]	1.496	4.651 [۲۱]	4.278	پهنا ($10^{10} S^{-1}$)
2.27 ± 0.11	2.45	6.5 ± 0.5	7.00	نسبت انشعابی (%)

در جدول ۳-۳، مقادیر درصد خطا برای نسبت انشعابی واپاشی $B \rightarrow Dlv$ ، ۷,۹ درصد و برای واپاشی $B \rightarrow D^{(*)}lv$ ، ۷,۶ درصد به دست آمده‌اند. در این بخش ما از متد وردشی در بررسی واپاشی نیمه‌لپتونی B بهره گرفتیم. در حد کوارک سنگین همه فرم‌فاکتورهای نیمه‌لپتونی در ترم‌های تابع ایسگور-وایس معرفی می‌شوند. پهنای واپاشی $B \rightarrow Dlv$ را $1.496 \times 10^{10} s^{-1}$ بدست آوردیم که با نتیجه منبع [۲۱]، $1.413 \times 10^{10} s^{-1}$ در توافق است.

۳-۲- تعیین پارامترهای تابع ایسگور-وایس برای مزون‌های B و D

در میان مدل‌های مختلف پتانسیلی در زمینه‌های مختلف فیزیک، پتانسیل دنگ-فن که یک پتانسیل شبه‌نمایی عمومی است، می‌تواند در سیستم‌های فیزیک ذرات نیز مورد استفاده قرار گیرد. دنگ-فن یک پتانسیل جاذب است که مشابه مورس است. برای موارد خاصی از پارامترهای آن می‌تواند به پتانسیل هولسن کاهش یابد و حتی در موقعی خاص‌تر به دلیل ساختارش به پتانسیل کولنی کاهش یابد. در این قسمت می‌خواهیم در چارچوب غیرنسبیتی مدل کوارکی با ترکیبی از هارمونی و دنگ-فن کار کنیم. برای اعضای ماتریس هادرونی، رفتارهای بازه بلند توابع موج مهم می‌شوند و گرفتن ترم کولمبیک-گونه به‌عنوان اختلالی منطقی است. به‌این دلیل که ترم هارمونی بازه بلند است، ما این ترم را اصلی می‌گیریم. پتانسیل دنگ-فن مشابه پتانسیل بازه کوتاه عمل می‌کند. مبدا پتانسیل کوارک-آنتی‌کوارک و نیز QCD شبکه‌ای متضمن این حقیقتند که ترم محبوس‌کننده سهم اصلی پتانسیل را دارند. با در نظر گرفتن این موارد تابع موج اصلی و ویژه انرژی به فرم زیر است:

$$\psi_{n,l}^0(r) = r^{-1} r^{\frac{1}{2} + \sqrt{\frac{1}{4} + l(l+1)}} e^{-\frac{\mu\omega'}{2} r^2} L_n^{\sqrt{\frac{1}{4} + l(l+1)}}(\mu\omega' r^2) \quad (۱۲-۳)$$

و $E_{n,l} = \omega' (1 + 2n + \sqrt{\frac{1}{4} + l(l+1)}) + V_0$ هامیلتونی اختلالی نیز به صورت زیر است:

$$H' = V_1 \frac{e^{-\frac{2r}{\beta}}}{(1 - e^{-\frac{r}{\beta}})^2} - V_2 \frac{e^{-\frac{r}{\beta}}}{1 - e^{-\frac{r}{\beta}}} \quad (13-3)$$

که مقدار پارامترهای آن را $\omega' = 0.3 \text{ GeV}$ ، $\beta = 0.3 \text{ GeV}^{-1}$ ، $V_2 = 1.7 \text{ GeV}$ و $V_1 = 0.3 \text{ GeV}$ با برازش کردن با پتانسیل کرنل در نظر گرفته ایم. با در نظر گرفتن تقریب

$$\frac{1}{r^2} \approx \frac{e^{-\frac{2r}{\beta}}}{\beta^2 (1 - e^{-\frac{r}{\beta}})^2} \quad (14-3)$$

و نیز معرفی تابع موج اختلال به شکل

$$\psi'_{1,0}(r) = N' G(r) \psi_{1,0}^0(r), \quad (15-3)$$

که

$$G(r) = \sum_{s=0}^{\infty} A_s r^{s-1} \quad (16-3)$$

می توان نوشت:

$$\begin{aligned} & \frac{3}{2} \sum_{s=0}^{\infty} (s-1)(s-2) A_s r^{s-3} - \mu \omega \sum_{s=0}^{\infty} (s-1)(s-2) A_s r^{s-1} - 9\mu \omega \sum_{s=0}^{\infty} (s-1) A_s r^{s-1} \\ & + 2\mu^2 \omega^2 \sum_{s=0}^{\infty} (s-1) A_s r^{s+1} - \frac{21}{2} \mu \omega \sum_{s=0}^{\infty} A_s r^{s-1} + 7\mu^2 \omega^2 \sum_{s=0}^{\infty} A_s r^{s+1} + 3 \sum_{s=0}^{\infty} (s-1) A_s r^{s-3} \\ & - 3\mu N_0 \sum_{s=0}^{\infty} A_s r^{s-1} + 2\mu^2 V_0 \omega \sum_{s=0}^{\infty} A_s r^{s+1} + 3\mu E_{1,0} \sum_{s=0}^{\infty} A_s r^{s-1} - 2\mu^2 E_{1,0} \omega \sum_{s=0}^{\infty} A_s r^{s+1} \\ & = -3\mu \omega' + 2\mu^2 \omega \omega' r^2 + 3\mu N_1 \beta^2 \frac{1}{r^2} - 3\mu N_2 \beta \frac{1}{r} - 2\mu^2 \omega N_1 \beta^2 + 2\mu^2 \omega N_2 \beta r \end{aligned} \quad (17-3)$$

ضرایب با قرار دادن توان های مساوی از دو طرف معادله به صورت زیر می شوند:

$$A_0 = -\frac{2\beta V_2(-6V_0 + 6E_{1,0} - 35\omega)}{71\omega^2 + 84V_0\omega - 84E_{1,0}\omega - 24E_{1,0}V_0 + 12E_{1,0}^2 + 12V_0^2}, \quad (18-3)$$

$$A_2 = \frac{32}{3} \frac{\mu W_2 \beta \omega^2}{71\omega^2 + 84V_0\omega - 84E_{1,0}\omega - 24E_{1,0}V_0 + 12E_{1,0}^2 + 12V_0^2}, \quad (19-3)$$

$$(20-3)$$

$$\begin{cases} 3A_3 - \frac{21}{2}\mu\omega A_1 + 6A_3 - 3\mu W_0 A_1 + 3\mu E_{1,0} A_1 = -3\mu\omega' - 2\mu^2\omega V_1 \beta^2 \\ -20\mu\omega A_3 - \frac{21}{2}\mu\omega A_3 + 7\mu^2\omega^2 A_1 - 3\mu W_0 A_3 + 2\mu^2 V_0 \omega A_1 + 3\mu E_{1,0} A_3 - 2\mu^2 E_{1,0} \omega A_1 = 2\mu^2\omega\omega' \end{cases}$$

با در نظر گرفتن $\tau_B = 1.63 ps$ ، نسبت انشعابی واپاشی نیمه‌لپتونی مزون B بدست می‌آید؛
 $Br(\bar{B} \rightarrow D\ell\bar{\nu}) = 2.49\%$ همچنین با در نظر گرفتن $\tau_{B_s} = 1.51 ps$ ، نسبت انشعابی واپاشی نیمه-
 لپتونی مزون B_s بدست می‌آید؛ $Br(\bar{B}_s \rightarrow D_s\ell\bar{\nu}) = 2.20\%$ ما در این کار پهنای واپاشی
 $\Gamma(\bar{B} \rightarrow D\ell\bar{\nu}) = 1.53 \times 10^{10} \text{ sec}^{-1}$ را بدست آوردیم. با در نظر گرفتن نسبت انشعابی تجربی مزون B و
 نیز رهیافت تابع ایسگور-وایس، $|V_{cb}| = 0.038$ را محاسبه کردیم. مقادیر پارامترهای شیب تابع ایسگور-
 وایس با کمک پتانسیل دنگ-فن‌گونه به شرح جدول ۳-۴ است که در این جدول مقایسه تقریباً جامعی را
 با نتایج دیگر مدل‌ها ارائه داده‌ایم. در جدول ۳-۴ ستون اول مزون‌های شبه‌اسکالر B و D ، ستون دوم
 مقادیری است که ما بدست آوردیم، ستون سوم و چهارم مراجع دیگر است. در واقع ستون سوم مقادیری
 است که برای پارامتر شیب مزون‌های همان ردیف گزارش شده و ستون چهارم مقادیری است که به طور
 کلی برای سیستم‌های مزونی آمده‌اند.

جدول ۳-۴- پارامتر شیب تابع ایسگور-وایس برای مزون‌ها در مدل پتانسیل دنگ-فن‌گونه [۲۲]

مزون	ρ^2 [مقادیر ما]	ρ^2 [منابع دیگر]	ρ^2 [منابع دیگر]
B	1.07	1, 1.17, 0.91	1.55, 1.56, 1.21
D	0.94	1.17 ± 0.05 , 0.68, 0.89	1.84
B_s	1.50	1.46, 1.09, 1.42	0.65
D_s	1.26	1.19, 1.07, 1.35	$0.28 \leq \rho^2 \leq 1.88$

با توجه به اینکه پارامتر جنبشی تابع ایسگور-وایس ناشناخته است مدل‌های تئوری مختلف مقادیر متفاوتی از پارامترهای شیب و تحدب تابع ایسگور-وایس ارائه می‌دهند. همچنین مقادیری که از پارامتر تحدب یافتیم، در جدول ۳-۵ نشان داده‌ایم. در این جدول هم سعی کرده‌ایم نتایج مختلفی از این پارامتر در انواع مدل‌ها بیاوریم.

جدول ۳-۵- پارامتر تحدب تابع ایسگور-وایس برای مزون‌ها در مدل پتانسیل دنگ-فن‌گونه [۲۲]

مزون	B	D	B_s	D_s
C [مقادیر ما]	0.89	0.68	1.74	1.22
C [منابع دیگر]	0.87 [۱۷]	0.73 [۱۷]	1.14 [۱۷]	1.81 [۱۷]
	$0.47, C \geq 0.46$			

در جدول ۳-۵، مزون‌های مورد نظر در ردیف اول، مقادیر تحدیبی که ما بدست آوردیم در ردیف دوم، مقادیر تحدیبی که در سایر مدل‌ها ارائه شده در ردیف‌های سوم و چهارم آمده‌اند. ردیف سوم مقادیر تحدیبی است که برای همان مزون‌های ستون مورد نظر ارائه شده و از یک مدل کوارکی با توابع موج ایری گرفته شده و ردیف آخر محدوده‌ای است که در سایر مراجع به صورت کلی برای مزون‌ها بدست آمده است. با استفاده از پتانسیل ایزوتونی اصلاح شده، ما پارامترهای شیب و تحدب را برای مزون‌های B_s و B به ترتیب $\rho^2 = 0.87, C = 0.20$ و $\rho^2 = 0.95, C = 0.24$ بدست آوردیم.

۳-۳- تعیین ثابت واپاشی مزون‌های B و D

مدل‌های پتانسیل مختلفی چون مارتین^{۲۰}، کرنل^{۲۱}، ریچاردسون^{۲۲}، لگاریتمی، ترکیب هارمونی و کرنل در مطالعه مزون‌ها به کار گرفته شده‌است. ثابت واپاشی مزون شبه‌اسکالر با همپوشانی تابع موج بین کوارک و آنتی‌کووارک مرتبط است. محاسبه ثابت واپاشی مزون‌های نیمه‌سنگین گامی ضروری در محاسبات نسبت انشعابی و استخراج اعضای ماتریس سی-کی-ام است. در سال ۲۰۰۶ ثابت واپاشی مزون-های نیمه‌سنگین در عبارات نسبیتی مورد بررسی قرار گرفت. در مدل استاندارد ثابت واپاشی مزون‌های B و D مرتبط با نسبت انشعابی واپاشی‌های لپتونی است که با یک بوزون W واسطه شده است. اگر عضو سی-کی-ام به خوبی اندازه‌گیری شود ثوابت واپاشی از نرخ واپاشی تجربی بخوبی محاسبه می‌شوند. همچنین از مسیری مشابه با ورودی تئوری ثابت واپاشی شبه اسکالر می‌توان عضو سی-کی-ام را تعیین کرد که تست خوبی برای مدل استاندارد است. مطابق مقدار ثابت‌های واپاشی شبه اسکالر، آزمایشات و محاسبات $^{23}\text{IQCD}$ برای مزون D خیلی خوب است اما برای مزون D_s اختلاف زیادی بین مقادیر ^{24}PDG

^{۲۰} Martin

^{۲۱} Cornell

^{۲۲} Richardson

^{۲۳} Lattice QCD

^{۲۴} Particle data group

و IQCD وجود دارد. بخاطر ماهیت خنثای f_{B_s} در طبیعت، نمی‌تواند بطور تجربی اندازه‌گیری شود و مجبوریم آن را تئوری بیابیم. ثوابت واپاشی لپتونی تحقیقی ساده برای ساختار کم‌فاصله هادرون‌ها هستند و از این رو مشاهده‌پذیر مفیدی برای تست دینامیک کوارک در این محدوده‌است. قاعده جمع QCD عبارات بسیار موفقیت‌آمیزی برای ثوابت واپاشی مزون‌های نیمه‌سنگین ارائه داده‌است. در این روش، ونگ^{۲۵} مقادیر ثوابت واپاشی را به صورت $f_D = (208 \pm 10) \text{ MeV}$ ، $f_{D_s} = (240 \pm 10) \text{ MeV}$ ، $f_B = (194 \pm 15) \text{ MeV}$ گزارش کرده‌است. ونگ همچنین جرم و ثابت‌های واپاشی مزون‌های شبه اسکالر را با استفاده از قاعده جمع QCD بررسی کرد و مقدار $\frac{f_{D_s}}{f_D} = 1.22 \pm 0.08$ را محاسبه نمود [۲۳]. پیش-بینی‌های دیگر در قاعده جمع QCD به صورت زیر گزارش شده‌اند $f_D = (208 \pm 11) \text{ MeV}$ ، $f_{D_s} = (241 \pm 12) \text{ MeV}$ ، $f_B = (189 \pm 15) \text{ MeV}$ ، $f_{D_s} = (211 \pm 14) \text{ MeV}$ ، $f_B = (190 \pm 17) \text{ MeV}$ ، $f_{D_s} = (258 \pm 13) \text{ MeV}$ [۲۴].

در حد غیرنسبیتی، فرمول^{۲۶} VRW رابطه بین تابع موج در مبدا و ثابت واپاشی مزون را بیان می‌کند که به فرم زیر است:

$$f_p^2 = \frac{12 |\psi_p(0)|^2}{M_p} \quad (۲۱-۳)$$

که M_p جرم مزون شبه‌اسکالر است. با استفاده از مدل پتانسیلی نوسانی ثابت‌های واپاشی مزونی را پیدا می‌کنیم. این پتانسیل به فرم زیر است:

$$V(x) = (ba^2)^2 x^2 + 2g \frac{x^2 - 1}{(x^2 + 1)^2} \quad (۲۲-۳)$$

^{۲۵} Wang

^{۲۶} Van-Royen–Weisskopf

که در آن $x = r/a$ است. ترم $(ba^2)^2 x^2$ پدیده محبوس کننده در بازه بلند را توجیه می کند. ترم بعدی برای بازه کوتاه است. تابع موج به صورت زیر است:

$$\psi_{n,l}(x) = Nx^{l+1}(x^2+1)^{\nu} e^{-\frac{ba^2}{2}x^2} f_n(x) \quad (23-3)$$

که در آن $f_0(x) = 1$

و

$$\nu = \frac{1}{2} \left(1 - \sqrt{1+4g} \right) \quad (24-3)$$

برای مزون های نیمه سنگین رهیافت مدل پتانسیلی غیرنسبیتی در ساختن پیش بینی های قابل قبول موفقیت آمیز بوده است. در واقع پیش بینی های تقریب غیرنسبیتی با هامیلتونی غیرنسبیتی برای مزون های نیمه سنگین در توافق با نتایج شبکه ای، تجربی و تئوری هستند. بیان طیف جرمی باریونی و مزونی مدل های پتانسیل غیرنسبیتی رهیافت موفقیت آمیزی است. علاوه بر این ها مدل های پتانسیلی در محاسبات اعضای ماتریس هادرونی، جرم، فرم فاکتورها، پهناهای واپاشی و خصوصیات دیگر هادرونی توانا هستند. در مدل پتانسیلی نتایج قابل قبولی در صفر بازگشتی از مزون در حالت نهایی گذار مورد انتظار است. با کمک مدل پتانسیلی نوسانی ایزوتونی ثابت های واپاشی مزون ها را در جدول ۳-۶ آورده و با سایر مدل ها مقایسه کرده ایم [۲۵]. در جدول ۳-۶، در ستون اول نماد ثابت های واپاشی برای مزون های B و D ، در ستون دوم مقادیری که ما بدست آورده ایم، ستون سوم مدل کوارکی دیگر، ستون چهارم QCD، ستون پنجم مدل پتانسیل نسبیتی، ستون ششم قاعده جمع QCD و ستون آخر مقادیر تجربی ثابت های واپاشی گزارش شده اند.

جدول ۳-۶- ثابت‌های واپاشی مزون‌ها در مقایسه با سایر مدل‌ها [۲۵]

ثابت واپاشی	مدل‌های کوآرکی		QCD شبکه‌ای [۲۸]	مدل پتانسیل نسبیتی [۲۹]	قاعده QCD جمع [۳۰]	تجربی
	این کار	دیگران				
f_D	0.229	0.234 [۲۶]	0.201	0.208	0.238	0.222
f_{D_s}	0.258	0.268 [۲۶]	0.249	0.256	0.241	0.254 ± 0.059
f_B	0.145	0.189 [۲۶]	-	-	0.193	-
f_{B_s}	0.171	0.218 [۲۶]	-	-	0.195	-
f_{B_c}	0.259	0.36 [۲۷]	-	-	-	-

همانطور که در جدول ۳-۶ ملاحظه می‌شود، مقدار $f_{D_s} = 0.258 \text{ GeV}$ که ما بدست آوردیم با مقادیر مدل پتانسیل نسبیتی یعنی $f_{D_s} = 0.256 \text{ GeV}$ و نیز تجربی یعنی $f_{D_s} = 0.254 \pm 0.059 \text{ GeV}$ توافق خوبی دارد.

۳-۴- تعیین نرخ‌های واپاشی‌های لپتونی مزونی D

واپاشی‌های مزون شامل کوارک‌های افسون و زیبایی به لپتون‌ها موضوع بحث برانگیز و جالبی است که اطلاعات ارزشمندی برای مطالعه ساختار داخلی هادرون‌ها و دینامیک کوارک سنگین ایجاد می‌کند. در مدل استاندارد مزون‌های باردار که از یک کوارک و آنتی کوارک تشکیل شده‌اند، می‌توانند به یک جفت لپتون باردار واپاشی کنند و با یک بوزون W مجازی نابود شوند. در واقع واپاشی‌های لپتونی و نیمه-لپتونی مزون‌های افسون D و D_s با تبادل بوزون W انجام می‌گیرد که در تغییر طعم در گذارهای $d \rightarrow c$ و $s \rightarrow c$ اتفاق می‌افتد. کوارک-آنتی کوارک نابود شده با بوزون مجازی به حالات نهایی $l^+(v)l^-(\bar{v})$ برای مزون‌های نیمه‌سنگین واپاشی می‌کند. فرایندهای لپتونی خالص ندارند اما بخاطر وجود لپتون با انرژی بالا در حالت نهایی اثر تجربی آشکاری دارند. پیش‌بینی‌های تئوری بخاطر غیاب هادرون در حالت نهایی بی-نقصند. پهنای واپاشی لپتونی کل برای مزون افسون $D_q^+ \rightarrow l^+v$ به صورت زیر است:

$$\Gamma(D_q^+ \rightarrow l^+v) = \frac{G_F^2 |V_{cq}|^2 f_{D_q}^2}{8\pi} m_l^2 \left(1 - \frac{m_l^2}{M_{D_q}^2}\right)^2 M_{D_q} \quad (۳-۲۵)$$

مقادیر نیمه‌عمر مزون‌های افسون را به صورت $\tau_D = 410.1 \times 10^{-15} s$ ، $\tau_{D_s} = 500 \times 10^{-15} s$ و جرم

لپتونی را به صورت $m_e = 0.510998928 \pm 0.000000011 \text{ MeV}$

و $m_\mu = 105.6583715 \pm 0.00000035 \text{ MeV}$ و $m_\tau = 1776.82 \pm 0.16 \text{ MeV}$ گرفته‌ایم. با استفاده از این

معادله نسبت‌های انشعابی واپاشی لپتونی را مطابق جدول ۳-۷ بدست آورده‌ایم. در جدول ۳-۷، مزون‌های

افسون در ستون اول، نسبت انشعابی واپاشی لپتونی تائون در ستون دوم، نسبت انشعابی واپاشی لپتونی

میون در ستون سوم و نسبت انشعابی واپاشی لپتونی الکترونی در ستون چهارم گزارش شده‌اند. مقادیر

مان را با مدل کوارکی و مقدار تجربی مقایسه کرده‌ایم که با ملاحظه جدول ۳-۷ نتایج ما در مورد واپاشی تائونی و میونی برای مزون $D_s(c\bar{s})$ نسبت به مدل کوارکی دیگر با تجربه همخوانی بهتری دارد.

جدول ۳-۷- نسبت‌های انشعابی واپاشی‌های لپتونی مزون‌های D و D_s [۲۵]

مزونها	$Br_\tau \times 10^{-3}$	$Br_\mu \times 10^{-4}$	$Br_e \times 10^{-8}$
$D(c\bar{u})$ [مقادیر ما]	1.26	4.67	1.11
$D(c\bar{u})$ [تجربی]	<1.2 [۱۶]	3.82 [۱۶]	-
مدل‌های [$D(c\bar{u})$] [کوارکی]	0.9 [۳۱]	6.6 [۳۱]	1.5 [۳۱]
	$Br_\tau \times 10^{-2}$	$Br_\mu \times 10^{-3}$	$Br_e \times 10^{-7}$
$D_s(c\bar{s})$ [مقادیر ما]	5.71	5.76	1.36
$D_s(c\bar{s})$ [تجربی]	5.6 ± 0.4 [۱۶]	5.8 ± 0.4 [۱۶]	-
مدل‌های [$D_s(c\bar{s})$] [کوارکی]	8.4 [۳۱]	7.7 [۳۱]	1.8 [۳۱]

۳-۵- بررسی واپاشی‌های $\bar{B}_{(s)} \rightarrow D_{(s)} \ell \bar{\nu}$ ، $\bar{B}_{(s)} \rightarrow D_{(s)}^* \ell \bar{\nu}$ و

$$B_c \rightarrow \eta_c \ell \bar{\nu}$$

مطالعه واپاشی‌های نیمه‌لپتونی کوارک‌های سنگین نقش قابل توجهی در تست مدل استاندارد ایفا می‌کند و فرصتی است تا با استفاده از آن اعضای ماتریس سی-کی-ام مانند V_{cb} را تعیین کنیم. V_{cb} اندازه برهم‌کنش ضعیف زوج کوارک b و c است. پهنای واپاشی نیمه‌لپتونی $\bar{B} \rightarrow D \ell \bar{\nu}$ به صورت کلی زیر است [۳۲]:

$$\frac{d\Gamma(\bar{B}_{(s)} \rightarrow D_{(s)} \ell \bar{\nu})}{d\omega} = \frac{G_F^2 |V_{cb}|^2}{48\pi^3} (M_{B_{(s)}} + M_{D_{(s)}})^2 M_{D_{(s)}}^3 (\omega^2 - 1)^{\frac{3}{2}} \times \left| h^+(\omega) - \frac{M_{B_{(s)}} - M_{D_{(s)}}}{M_{B_{(s)}} + M_{D_{(s)}}} h^-(\omega) \right|^2 \quad (۲۶-۳)$$

که ω ضرب چارسرعت مزون‌های $B_{(s)}$ و $D_{(s)}$ است و مقدار آن در واپاشی‌های نیمه‌لپتونی قابل دسترس در تجربه در محدوده یک تا تقریباً یک و نیم تغییر می‌کند. در حد تقارن کوارک سنگین دو فرم‌فاکتور $h^+(\omega)$ و $h^-(\omega)$ مستقل از جرم کوارک‌های ابتدایی و نهایی می‌شوند و خواهیم داشت:

$$\begin{aligned} h^-(\omega) &= 0, \\ h^+(\omega) &= \xi(\omega). \end{aligned} \quad (۲۷-۳)$$

برای واپاشی‌های $\bar{B}_{(s)} \rightarrow D_{(s)}^* \ell \bar{\nu}$ ، می‌توان نوشت [۳۲]:

$$\frac{d\Gamma(\bar{B}_{(s)} \rightarrow D_{(s)}^* \ell \bar{\nu})}{d\omega} = \frac{G_F^2}{48\pi^3} M_{D_{(s)}^*}^3 (M_{B_{(s)}} - M_{D_{(s)}^*})^2 [1 + \beta^{A_1}(1)]^2 \times \sqrt{\omega^2 - 1} (\omega + 1)^2 |V_{cb}|^2 \times \xi^2(\omega) \left[1 + \frac{4\omega}{\omega + 1} \frac{M_{B_{(s)}}^2 - 2\omega M_{B_{(s)}} M_{D_{(s)}^*} + M_{D_{(s)}^*}^2}{(M_{B_{(s)}} - M_{D_{(s)}^*})^2} \right] K(\omega) \quad (۲۸-۳)$$

که $\beta^{A_1}(1) = -0.01$ و $K(\omega) = 1$. واپاشی نیمه‌لپتونی مزون B_c به یک مزون شبه‌اسکالر به فرم زیر است [۳۳]:

$$\frac{d\Gamma}{dq^2}(B_c \rightarrow \eta_c \ell \bar{\nu}) = \frac{G_F^2 |V_{cb}|^2}{24\pi^3} \left(\frac{(M_{B_c}^2 + M_{\eta_c}^2 - q^2)^2}{4M_{B_c}^2} - M_{\eta_c}^2 \right)^{\frac{3}{2}} |F_+(q^2)|^2 \quad (۲۹-۳)$$

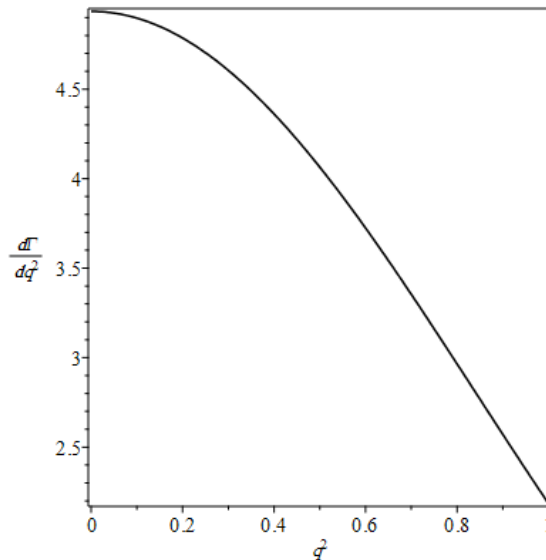
که در آن فرم‌فاکتور $F_+(q^2)$ گذار مرتبط با حالت نهایی $c\bar{c}(\eta_c)$ به فرم زیر است:

$$F_+(q^2) = \xi(\omega) \frac{M_{B_c} + M_{\eta_c}}{2\sqrt{M_{B_c} M_{\eta_c}}} \quad (۳۰-۳)$$

رفتار $B_c \rightarrow \eta_c \ell \bar{\nu}$ برحسب q^2 در شکل ۳-۳ نشان داده شده‌است که محور عمودی کمیت

$\frac{1}{|V_{cb}|^2} \frac{d\Gamma}{dq^2} (10^{-12} GeV)$ را نشان می‌دهد. شکل ۳-۳ را در محدوده واپاشی‌های نیمه‌لپتونی قابل

دسترس تجربی رسم کرده‌ایم.



شکل ۳-۳- پهنای واپاشی دیفرانسیلی $B_c \rightarrow \eta_c \ell \bar{\nu}$

با انتگرال‌گیری از رابطه (۳-۲۹)، در بازه $0 \leq q^2 \leq (M_{B_c} - M_{\eta_c})^2 = q_{\max}^2$ نسبت انشعابی واپاشی نیمه-لپتونی B_c قابل محاسبه‌است که در جدول ۳-۸ نشان داده شده‌است. در ستون اول جدول ۳-۸، مدهای واپاشی‌های نیمه‌لپتونی مزونی B ، ستون دوم و سوم به‌ترتیب پهنا (بر حسب مقیاس GeV) و نسبت انشعابی آن‌ها که ما محاسبه کردیم، ستون چهارم، پنجم، ششم، هفتم و هشتم به‌ترتیب نسبت‌های انشعابی در مدل‌های کوارکی دیگر، قاعده جمع QCD، روش فاکتورگیری، چارچوب بته-سالپیترو و تجربی نشان داده شده‌اند.

جدول ۳-۸- نرخ‌های واپاشی نیمه‌لپتونی مزون‌های با طعم b در مقایسه با سایر مدل‌ها [۲۵]

واپاشی	Γ (GeV)	Br [مقادیر ما]	مدل Br [- های کوارکی]	قاعده Br [QCD جمع]	Br فاکتورگیری []	Br [بته- سالپتر]	Br [تجربی]
$\bar{B}_s \rightarrow \bar{D}_s \ell \bar{\nu}$	4.36×10^{-15}	1.00	2.1 ± 0.2 [۱۸]	1.35 ± 0.21 $1.0^{+0.4}_{-0.3}$ [۳۵]	1.4 - 1.7 [۳۷]	-	-
$\bar{B} \rightarrow \bar{D} \ell \bar{\nu}$	8.69×10^{-15}	2.16	-	-	-	2.05 [۳۸]	$2.15 \pm 0.06 \pm 0.09$, 2.31 ± 0.09 , 2.23 ± 0.12 [۱۶]
$\bar{B} \rightarrow D^* \ell \bar{\nu}$	2.59×10^{-14}	6.46	-	-	-	-	6.5 ± 0.5
$\bar{B}_s \rightarrow D_s^* \ell \bar{\nu}$	1.74×10^{-14}	4.01	-	-	-	-	-
$B_c \rightarrow \eta_c \ell \bar{\nu}$	7.63×10^{-15}	0.52	0.52 [۳۴]	(0.57 ± 0.17) [۳۶]], 0.75	-	-	-

همچنین به کمک مدل پتانسیلی یوکاوا و گرفتن توابع موج ایری، تابع ایسگور-وایس را به صورت زیر در نظر می‌گیریم:

$$\xi(\omega) = \sqrt{\frac{2}{\omega+1}} \langle \psi^B(r) | \psi^{D^*}(r) \rangle \quad (3-31)$$

و پهنای واپاشی دیفرانسیلی $B \rightarrow D^* l \bar{\nu}$ را $\Gamma(B \rightarrow D^* l \bar{\nu}) = 4.680 \times 10^{-14} GeV$ و نیز نسبت انشعابی را $Br(B \rightarrow D^* l \bar{\nu}) = 11.59\%$ محاسبه می‌کنیم.

۳-۶- واپاشی ضعیف مزون B_c در تقریب تماشاگر و تعیین نیمه‌عمر

مزون B_c

نیمه‌عمر مزون B_c کمیت مهمی است که به ما در فهم خصوصیات اساسی واپاشی ضعیف کمک می‌کند. به روش زیر می‌توانیم این کمیت را بیابیم. به این دلیل که مزون B_c طعم‌های مشخص شامل کوارک‌های b و c را دارد، هیچ نابودی گلئون یا فوتونی همراه برهم‌کنش قوی یا الکترومغناطیسی وجود ندارد. ازین‌رو این مزون تنها به برهم‌کنش ضعیف واپاشی می‌کند. از آن‌جایی که هر دو کوارک سازنده مزون B_c سنگین هستند، این مزون می‌تواند به گذارهای $q(q = c, u) \rightarrow b$ با کوارک c به‌عنوان تماشاگر و نیز $q(q = s, d) \rightarrow c$ با کوارک b به‌عنوان تماشاگر واپاشی کند. اولی گذارهای تشکیل‌دهنده‌ی مرتبط با واپاشی‌های نیمه‌لپتونی به مزون‌های افسون و دومین مورد مربوط به واپاشی به مزون‌های زیبا است. با در نظر گرفتن مدل تماشاگر برای سیستم افسون-زیبایی، می‌توان پهنای کل واپاشی مزون B_c را به‌صورت مجموع پهنای واپاشی کوارک \bar{b} هنگامی که کوارک c تماشاگر است، واپاشی کوارک c هنگامی که کوارک \bar{b} تماشاگر است و نیز کانال نابودی $B_c^+ \rightarrow l^+ \nu_l$ بدون هیچ تداخلی میان آن‌ها در نظر گرفت زیرا همه این واپاشی‌ها منجر به حالات نهایی مختلفی می‌شوند [۲۰]. بنابراین می‌نویسیم:

$$\Gamma(B_c \rightarrow X) = \Gamma(b \rightarrow X) + \Gamma(c \rightarrow X) + \Gamma(\text{anni}) \quad (32-3)$$

که کانال نابودی $B_c^+ \rightarrow l^+ \nu_l, l = e, \mu, \tau$

$$\Gamma(\text{anni}) = \frac{G_F^2 |V_{bc}|^2 f_{B_c}^2 M_{B_c} m_l^2}{8\pi} \left(1 - \frac{m_l^2}{M_{B_c}^2}\right)^2 \quad (33-3)$$

است که m_l جرم لپتون، f_{B_c} ثابت واپاشی مزون مورد نظر، M_{B_c} جرم مزون و G_F ثابت فرمی است. در تقریب تماشاگر با صرف نظر از اثرات بستگی کوارکها داریم [۲۰]:

$$\Gamma(b \rightarrow X) = \frac{9G_F^2 |V_{cb}|^2 m_b^5}{192\pi^3}, \quad (34-3)$$

$$\Gamma(c \rightarrow X) = \frac{5G_F^2 |V_{cs}|^2 m_c^5}{192\pi^3}$$

m_b جرم کوارک b ، m_c جرم کوارک c ، V_{cb} و V_{cs} اعضای ماتریس CKM هستند. نرخ واپاشی کلی به همراه نیمه عمر در جدول ۳-۹ محاسبه و در مقایسه با مدل کوارکی دیگری آورده شده است. در جدول ۳-۹، ردیف دوم در ستون دوم پهنایی است که برای واپاشی ضعیف مزون سنگین B_c محاسبه کردیم و ردیف دوم ستون سوم مقدار نیمه عمر این مزون با توجه به روشی که گفته شده، بدست آمد.

جدول ۳-۹- نرخ واپاشی ضعیف مزون B_c و نیمه عمر آن [۲۵]

مزون	$\Gamma(B_c \rightarrow X)(10^{-4}\text{ev})$	$\tau(\text{ps})$
B_c	19.815	0.332
[۲۰] مدل کوارکی	19.17	0.344

مدل کوارکی که در جدول ۳-۹ آمده است با کمک پتانسیل کرنل و رهیافتی مشابه رهیافت ما انجام شده است و توافق کمیت‌های بدست آمده ملاحظه می‌شود.

۳-۷- تعیین نرخ‌های واپاشی‌های لپتونی مزونی B

خصوصیات واپاشی مزون‌های نیمه‌سنگین و همینطور B_c را با در نظر گرفتن توابع موج ایری بررسی می‌کنیم. برهم‌کنش مورد بررسی را مجموع ترم‌های خطی و یوکاوا در نظر گرفته و جرم و ثوابت واپاشی را محاسبه کرده‌ایم که مطابق جدول های ۳-۱۰ و ۳-۱۱ است. در جدول ۳-۱۰ ستون اول مزون-های افسون مورد نظرمان، ستون دوم جرم مزون‌هایی که ما بدست آوردیم، ستون سوم منابع تئوری و تجربی دیگر و ستون بعدی خطای جرمی را نشان می‌دهد. مقدار 0.25 درصد برای خطای جرم مزون D در مقایسه با مقدار جرم تجربی گزارش شده است. دو ستون بعدی ثابت‌های واپاشی را نشان می‌دهند.

جدول ۳-۱۰- جرم و ثوابت واپاشی مزون‌های افسون در مدل پتانسیلی یوکاوا

مزون	جرم	منابع [جرم دیگر]	(%) خطا	$f_{p/v}$	[منابع دیگر] $f_{p/v}$
D^\pm	1.860	1.8648 [۱۶] 1.895	0.25	0.176	0.192 [۲۷]
D_s^\pm	1.943	1.9683 [۱۶] 1.959 [۲۰]	1.28	0.201	0.210 [۲۷]
η_c	2.863	2.882	0.65	0.249	-

در جدول ۱۱-۳ جرمی که ما در مدل پتانسیلی یوکاوا گونه برای مزون‌های زیبا (ستون اول) بدست آوردیم در ستون دوم نشان دادیم و خطای اندازه‌گیری را در مقایسه با مقادیر تجربی در ستون چهارم گزارش داده‌ایم. همینطور ثابت‌های واپاشی مزون‌های شبه‌اسکالر را در ستون پنجم بدست آوردیم. ستون آخر مقادیر ثابت‌های واپاشی از مدل‌های دیگر گزارش شده‌اند.

جدول ۱۱-۳- جرم و ثوابت واپاشی مزون‌های زیبا در مدل پتانسیلی یوکاوا

مزون	جرم	منابع [جرم دیگر]	(%) خطا	$f_{p/v}$	$f_{p/v}$ [منابع دیگر]
B^\pm	5.282	5.2792 [۱۶] 5.302	0.05	0.112	0.157 [۲۷]
B_s^0	5.357	5.3667 [۱۶]	0.18	0.133	0.171 [۲۷]
B_c^\pm	6.238	6.2756 [۱۶] 6.507 [۲۰]	0.59	0.213	0.36 [۲۷]

در جدول ۱۱-۳ مقادیر جرمی ما نسبت به مدل تئوری دیگر برای مزون‌های زیبا همخوانی بهتری دارند. مقادیر پهنا و نسبت‌های انشعابی واپاشی لپتونی را در جدول ۱۲-۳ نشان داده‌ایم. در جدول ۱۲-۳، ستون اول مدهای واپاشی لپتونی مورد نظر برای مزون B ، ستون دوم پهناهای واپاشی لپتونی بر حسب مقیاس GeV، ستون سوم نسبت انشعابی آن‌ها که ما بدست آوردیم و ستون آخر مقادیری است که از سایر مدل‌ها گزارش شد.

جدول ۳-۱۲- پهنای و نسبت‌های انشعابی واپاشی‌های لپتونی مزون B

واپاشی	Γ (GeV)	Br	Br (منابع دیگر)
$B^+ \rightarrow e^+ \bar{\nu}_e$	1.59×10^{-24}	3.96×10^{-12}	$< 9.8 \times 10^{-7}$ [۱۶] 6.22×10^{-12}
$B^+ \rightarrow \mu^+ \bar{\nu}_\mu$	0.67×10^{-19}	1.67×10^{-7}	$< 1.0 \times 10^{-6}$ [۱۶] 2.63×10^{-7}
$B^+ \rightarrow \tau^+ \bar{\nu}_\tau$	1.52×10^{-17}	0.37×10^{-4}	$(1.14 \pm 0.27) \times 10^{-4}$ [۱۶] $(0.80 \pm 0.12) \times 10^{-4}$

مدلی که ارائه شد برای واپاشی‌های لپتونی مزون افسون نسبت به زیبا همخوانی بهتری با سایر منابع داشت.

۳-۸- بررسی واپاشی‌های نیمه‌لپتونی مزون B در حضور پتانسیل

ایزوتونی اصلاح شده

در طول دهه‌های اخیر تلاش‌های زیادی برای حل معادله شرودینگر غیرنسبیتی با پتانسیل‌های مختلف صورت گرفته‌است. حل معادله دقیق شرودینگر برای بعضی از پتانسیل‌ها با به کارگیری روش آنساتز توابع موج امکان‌پذیر است. چندجمله‌ای‌های متعامد استثنایی در مکانیک کوانتومی مورد توجه زیادی قرار گرفته‌است که با چندجمله‌ای‌های درجه یک یا بالاتر شروع می‌شوند. نوسانگر ایزوتونی عضوی از موارد قابل حل پتانسیل‌های متعامد هستند. هامیلتونی کوانتومی نوسانی ایزوتونی تعمیم‌یافته طبق

این هامیلتونی انجام شده و ویژه مقادیر و طیف این هامیلتونی صورت گرفته است [۳۹].

در این قسمت می‌خواهیم نرخ واپاشی‌های دیفرانسیلی B و B_s را به کمک تابع ایسگور-وایس و پتانسیل ایزوتونی بررسی نماییم. همچنین با کمک این روش واپاشی‌های نیمه‌لیتونی باریون‌های زیبای لامبدا و امگا را در فصل بعد بررسی می‌کنیم. نوسانگر کوانتومی ایزوتونی اصلاح شده را به شکل زیر در نظر می‌گیریم:

$$V(r) = ar^2 + br + \frac{c}{r} + \frac{d}{r^2} + \frac{hr}{r^2 + 1} + \frac{kr^2}{(r^2 + 1)^2}. \quad (3-35)$$

در مورد این پتانسیل، اگر $d=h=k=0$ برقرار باشد، آن‌گاه پتانسیل کیلینگ‌بک که پتانسیل کوآرکونیوم است را خواهیم داشت. در پتانسیل نوسانی کوانتومی ایزوتونی و اصلاح شده، معادله (۳-۳۵)، بخش کولمب‌گونه $\frac{c}{r} + \frac{d}{r^2} + \frac{hr}{r^2 + 1} + \frac{kr^2}{(r^2 + 1)^2}$ برای برهم‌کنش در فواصل کوتاه است و ترم‌های باقیمانده $ar^2 + br$ به عنوان محبوس‌کننده قرار دارد. این یک مدل پتانسیل پدیدار شناختی برای مزون‌ها و باریون‌ها است که حالات مقید کوآرک و آنتی‌کوآرک را توصیف می‌کند و دو مفهوم محبوس‌کننده و آزادی مجانبی را شامل می‌شود. بعد از در نظر گرفتن معادله شرودینگر شعاعی مرتبط با پتانسیل ذکر شده می‌توان نوشت [۳۹]:

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2\mu} \nabla^2 + ar^2 + br + \frac{c}{r} + \frac{d}{r^2} + \frac{hr}{r^2 + 1} + \frac{kr^2}{(r^2 + 1)^2}\right) \psi_{n,l}(r) = E_{n,l} \psi_{n,l}(r), \quad (3-36)$$

که μ و $E_{n,l}$ به ترتیب جرم کاهش یافته و انرژی سیستم مزونی هستند. با کمک انتقال

$$\psi_{n,l}(r) = \frac{u_{n,l}(r)}{r}$$

خواهیم داشت:

$$\frac{d^2 u_{n,l}}{dr^2} = \left[\frac{l(l+1)}{r^2} + 2\mu ar^2 + 2\mu br + \frac{2\mu c}{r} + \frac{2\mu d}{r^2} + \frac{2\mu hr}{r^2+1} + \frac{2\mu kr^2}{(r^2+1)^2} - 2\mu E_{n,l} \right] u_{n,l}(r), \quad (37-3)$$

حالت پایه تابع موج از رابطه زیر بدست می‌آید:

$$\psi_{0,0}(r) = N e^{\alpha r^2 + \beta r} r^{\gamma-1} (r^2+1)^\eta, \quad (38-3)$$

که N ثابت بهنجارش تابع موج مزونی است. پهنای واپاشی دیفرانسیلی $B \rightarrow D \ell \nu$ متناسب با مربع عضو ماتریس هادرونی است که در حد جرم کوارک سنگین مطابق با تابع ایسگور-وایس است. بنابراین مطابق رابطه‌ی زیر می‌تواند در ترم‌های یک تابع فرم‌فاکتور مجرد پارامتربندی گردد [39]:

$$\frac{d\Gamma}{d\omega}(B \rightarrow D \ell \nu) = |\bar{\eta}_{EW}|^2 \frac{G_F^2}{48\pi^3} |V_{cb}|^2 (m_B + m_D)^2 m_D^3 (\omega^2 - 1)^{\frac{3}{2}} \xi^2(\omega) \quad (39-3)$$

که G_F ثابت فرمی است و مقدار $1.166 \times 10^{-5} GeV^{-2}$ را دارد. با انتگرال‌گیری از معادله (39-3) در بازه

$$1 \leq \omega \leq \frac{m_B^2 + m_D^2}{2m_B m_D}$$

را بدست آوردیم. همینطور در

مورد واپاشی نیمه‌لپتونی مزون B_s مقدار $\Gamma(B_s \rightarrow D_s \ell \nu) = 1.36 \times 10^{10} s^{-1}$ را یافتیم. با داشتن مقادیر

پهنای واپاشی نیمه‌لپتونی، نسبت انشعابی مرتبط با آن‌ها را در جدول 3-13 نشان داده‌ایم. پیش‌بینی‌های

دیگر از مدل‌های مختلف تئوری مانند معادله بته-سالپیتتر، مدل‌های کوارکی، قاعده جمع QCD و IQCD

بدست آمده‌اند.

جدول ۳-۱۳- واپاشی‌های $B \rightarrow D \ell \bar{\nu}$ و $B \rightarrow D^{(*)} \ell \nu$ ، $B_s \rightarrow D_s \ell \bar{\nu}$ در مدل‌های مختلف [۳۹]

واپاشی	مقادیر ما	پیش‌بینی‌های دیگر			
		B_s	2.05	2.1 ± 0.2	1.35 ± 0.21
B	2.25	2.27 ± 0.11	2.31 ± 0.09	2.05	$2.34 \pm 0.03 \pm 0.13$
$B \rightarrow D^{(*)}$	6.67	6.5 ± 0.5	$6.8 \pm 1.6 \pm 1.5$ ARGUS	$6.10 \pm 0.19 \pm 0.20$	$5.40 \pm 0.02 \pm 0.21$

کمیت نسبت انشعابی برای واپاشی‌های نیمه‌لپتونی مزون زیبا در جدول ۳-۱۳ در حضور پتانسیل نوسانی ایزوتونی تعمیم‌یافته محاسبه شد. از آنجا که این مدل پتانسیلی یک برهم‌کنش فیزیکی تقریباً عمومی‌تری نسبت به خیلی از پتانسیل‌های گفته شده ارائه می‌دهد، مقدارهای نسبت انشعابی خوبی بدست آمدند.

در حد $m_{b,c} \gg \Lambda_{QCD}$ ، شش فرم‌فاکتور مرتبط با پهنای واپاشی نیمه‌لپتونی $B \rightarrow D^{(*)} \ell \nu$ با یک تابع ایسگور-وایس عمومی $\xi(\omega)$ تعیین می‌شوند. برای واپاشی نیمه‌لپتونی $B \rightarrow D^{(*)} \ell \nu$ ، با استفاده از رابطه (۳-۶) مقدار $\Gamma(B \rightarrow D^{(*)} \ell \nu) = 4.07 \times 10^{10} s^{-1}$ را بدست آوردیم.

فصل چهارم

واپاشی‌های نیمه‌لپتونی باریونی

۴-۱- واپاشی‌های نیمه‌لپتونی Λ_b و Ω_b در حضور مدل پتانسیلی

ایزوتونی اصلاح‌شده

باریون‌ها حالات مقید سه کوارکی‌اند. فضای پیکربندی این سیستم سه‌جسمی بخوبی با دو بردار

زیر توصیف می‌شود [۳۹]:

$$\begin{aligned}\bar{\rho} &= \frac{1}{\sqrt{2}}(\vec{r}_1 - \vec{r}_2), \\ \bar{\lambda} &= \sqrt{\frac{2}{3}}\left(\frac{m_1\vec{r}_1 + m_2\vec{r}_2}{m_1 + m_2} - \vec{r}_3\right)\end{aligned}\quad (1-4)$$

که به جای $\bar{\rho}$ و $\bar{\lambda}$ می‌توان مختصات فوق‌کروی را مطابق معادلات زیر معرفی نمود. x مختصه‌ی فوق-شعاعی و ζ مختصه‌ی فوق‌زاویه‌ای است.

$$x = \sqrt{\rho^2 + \lambda^2}, \quad \zeta = \tan^{-1}\left(\frac{\rho}{\lambda}\right)\quad (2-4)$$

همچنین در این مختصات زوایای $\Omega_\rho = (\theta_\rho, \phi_\rho)$ و $\Omega_\lambda = (\theta_\lambda, \phi_\lambda)$ را داریم. هامیلتونی این سیستم سه-جسمی به‌صورت زیر است:

$$H = \frac{p_\rho^2}{2m_\rho} + \frac{p_\lambda^2}{2m_\lambda} + V(x),\quad (3-4)$$

که در آن داریم:

$$\begin{aligned}m_\rho &= \frac{2m_1m_2}{m_1 + m_2}, \\ m_\lambda &= \frac{3m_3(m_1 + m_2)}{2(m_1 + m_2 + m_3)},\end{aligned}\quad (4-4)$$

که m_1, m_2 و m_3 جرم‌های اولین، دومین و سومین ذره سیستم باریونی است. در محاسبات عددی مقادیر جرم‌های کوارک را به صورت $m_s = 0.483 \text{ GeV}$ $m_u = m_d = 0.336 \text{ GeV}$ $m_c = m_b = 4.950 \text{ GeV}$ در نظر گرفته‌ایم. در این جا جرم باریونی کاهش یافته به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$\mu = \frac{2m_\rho m_\lambda}{m_\rho + m_\lambda}. \quad (5-4)$$

در مختصات فوق‌کروی عملگر انرژی جنبشی به صورت زیر نوشته می‌شود:

$$-\left(\frac{\Delta_\rho}{2m_\rho} + \frac{\Delta_\lambda}{2m_\lambda}\right) = -\frac{1}{2\mu} \left(\frac{d^2}{dx^2} + \frac{5}{x} \frac{d}{dx} - \frac{L^2(\Omega_\rho, \Omega_\lambda, \zeta)}{x^2} \right) \quad (6-4)$$

بنابراین معادله شرودینگر شعاعی برای سیستم باریونی با پتانسیل $V(x)$ به صورت

$$\left[\frac{d^2}{dx^2} + \frac{5}{x} \frac{d}{dx} - \frac{L(L+4)}{x^2} \right] R_{n,L}(x) = -2\mu[E_{n,L} - V(x)]R_{n,L}(x) \quad (7-4)$$

است که در آن $R_{n,L}(x)$ ، $E_{n,L}$ و L به ترتیب بخش‌های فوق‌شعاعی تابع موج، ویژه‌انرژی و تکانه زاویه-ای بزرگ هستند. معادله (7-4) در ترم‌های نوسانی کوانتومی ایزوتونی اصلاح شده و نیز انتقال $R_{n,L}(x) = \varphi_{n,L}(x)x^{-\frac{5}{2}}$ به صورت زیر خواهد شد:

$$\frac{d^2 \varphi_{n,L}}{dx^2} = \left[-2\mu' E_{n,L} + 2\mu' a' x^2 + 2\mu' b' x + \frac{2\mu' c'}{x} + \frac{2\mu' d}{x^2} + \frac{2\mu' h x}{x^2 + 1} + \frac{2\mu' k x^2}{(x^2 + 1)^2} + \frac{15}{4x^2} + \frac{L(L+4)}{x^2} \right] \varphi_{n,L}(x). \quad (8-4)$$

تابع موج باریونی را به صورت زیر می‌یابیم:

$$R_{n,L}(x) = N' e^{\alpha' x^2 + \beta' x} x^{\gamma'} (x^2 + 1)^{\eta'} x^{-\frac{5}{2}}, \quad (9-4)$$

حال می‌خواهیم پهنا را برای واپاشی‌های نیمه‌لپتونی لامبدا و امگا تعیین کنیم. تابع ایسگور-وایس

در مختصات فوق کروی به شکل زیر است:

$$\begin{aligned} \xi(y) = & \int_0^{\infty} 16\pi^2 x^5 |R_{0,0}(x)|^2 dx - 16\pi^2 \mu'^2 (y-1) \int_0^{\infty} |R_{0,0}(x)|^2 x^7 dx \\ & + \frac{8}{3} \pi^2 \mu'^4 (y-1)^2 \int_0^{\infty} |R_{0,0}(x)|^2 x^9 dx. \end{aligned} \quad (10-4)$$

که در آن پارامترهای این تابع به شکل زیرند:

$$\begin{aligned} \rho^2 = & 16\pi^2 \mu'^2 \int_0^{\infty} |R_{0,0}(x)|^2 x^7 dx \\ C = & \frac{8}{3} \pi^2 \mu'^4 \int_0^{\infty} |R_{0,0}(x)|^2 x^9 dx. \end{aligned} \quad (11-4)$$

در حضور برهم‌کنش ایزوتونی اصلاحی مقادیر $\rho^2 = 1.2, C = 0.27$ را برای Λ_b و نیز

برای Ω_b یافتیم. پهناهای واپاشی نیمه‌لپتونی برای $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \ell \bar{\nu}$ فرم زیر را

دارد:

$$\frac{d\Gamma}{d\omega} = \frac{2}{3} \frac{G_F^2}{(2\pi)^3} |V_{cb}|^2 m_{\Lambda_c}^4 m_{\Lambda_b} \xi^2(\omega) \sqrt{\omega^2 - 1} [3\omega(\kappa' + \frac{1}{\kappa'}) - 2 - 4\omega^2] Br(\Lambda_c \rightarrow ab), \quad (12-4)$$

که $\kappa' = \frac{m_{\Lambda_b}}{m_{\Lambda_c}}$ و $Br(\Lambda_c \rightarrow ab)$ نسبت انشعابی واپاشی $\Lambda_c \rightarrow a(\frac{1}{2}^+) + b(0^-)$ است. با استفاده از

معادله (۱۲-۴)، مقادیر پهناهای واپاشی نیمه‌لپتونی $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c \ell \bar{\nu}$ و $\Omega_b \rightarrow \Omega_c \ell \bar{\nu}$ را که ما محاسبه کردیم،

در ستون دوم در جدول ۱-۴ آورده‌ایم.

جدول ۱-۴- پهنای واپاشی نیمه‌لپتونی Λ_b و Ω_b [۳۹]

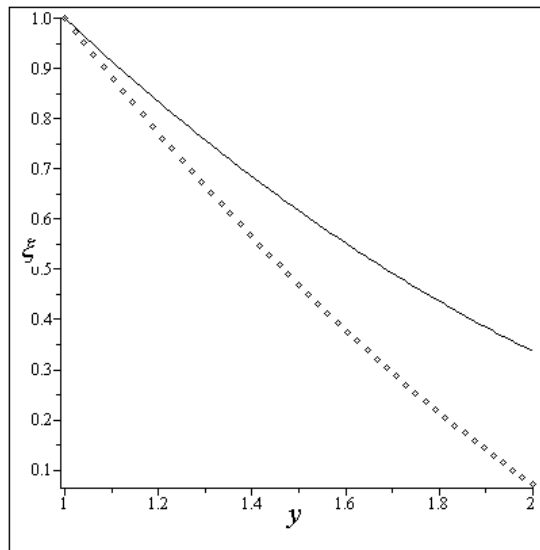
واپاشی	مقادیر ما	دیگران					
		$\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c \ell \bar{\nu}$	4.88	4.92	5.9	5.12	5.39
$\Omega_b \rightarrow \Omega_c \ell \bar{\nu}$	1.84	5.4	2.3	1.52	1.87	1.81	1.29

در جدول ۱-۴ مقادیر نسبت انشعابی را 7.1 % و 2 % به ترتیب برای Λ_b و Ω_b بدست آوردیم

[۳۹]. در اطلاعات تجربی ذرات، این کمیت (نسبت انشعابی) $(6.5^{+3.2}_{-2.5})\%$ برای Λ_b گزارش شده‌است.

در شکل ۱-۴ تابع ایسگور-وایس برای مزون و باریون زیبا مقایسه شده‌است که با توجه به آن تابع

ایسگور-وایس برای باریون‌ها سریعتر از مزون‌ها سقوط می‌کند.



شکل ۱-۴- تابع ایسگور-وایس برای مزون و باریون زیبا [۳۹]

۴-۲- بررسی باریون لامبدا در مدل پتانسیلی دنگ-فن

مطالعه واپاشی‌های نیمه‌لپتونی باریون‌های زیبا به افسون برای تحلیل ساختار هادرون‌های شامل یک کوارک سنگین مجرد در فیزیک ذرات ضروری است. در میان رهیافت‌های مختلف از جمله قاعده فاکتورگیری، تئوری مؤثر کوارک سنگین و مدل کیسه‌ای MIT، تابع ایسگور-وایس چارچوبی ارزشمند است که برای ما اطلاعات مهمی درباره ساختار هادرون فراهم می‌کند. در حد کوارک سنگین، تنها یک فرم‌فاکتور عمومی، بنام تابع ایسگور-وایس باقی می‌ماند تا در گذارهای $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c$ تعیین شوند. در اینجا از مختصات فوق‌کروی و تشکیل مدل پتانسیل برای ساختار داخلی باریون استفاده می‌کنیم که نیروهای سه‌جسمی در میان سه‌کوارک دارند. تلاش‌های زیادی برای مطالعه واپاشی نیمه‌لپتونی $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c \ell \bar{\nu}$ انجام گرفته‌است. داخل فرمالیزم تئوری مؤثر کوارک سنگین تصحیحاتی به واپاشی $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c \ell \bar{\nu}$ انجام شده بود. با استفاده از قاعده جمع QCD، تابع ایسگور-وایس و نسبت‌های انشعابی برای این واپاشی صورت گرفته‌است. در مدل نسبیتی کوارکی نرخ‌های واپاشی آن محاسبه شده‌است. ما ترم‌های هارمونی و دنگ-فن‌گونه را در هامیلتونی در نظر می‌گیریم و ترم هارمونی هامیلتونی را به‌عنوان بخش اصلی انتخاب می‌کنیم. بنابراین خواهیم داشت [۴۰]:

$$H_0 = -\frac{\hbar^2}{2\mu} \nabla^2 + \frac{1}{2} \mu \omega'^2 x^2 + V_0 \quad (۴-۱۳)$$

و همچنین:

$$H' = V_1 \frac{e^{-\frac{2x}{\beta}}}{(1 - e^{-\frac{x}{\beta}})^2} - V_2 \frac{e^{-\frac{x}{\beta}}}{1 - e^{-\frac{x}{\beta}}} \quad (۴-۱۴)$$

که μ جرم کاهش‌یافته باریونی است. انرژی سیستم باریونی به صورت زیر است [۴۰]:

$$E_{n,\gamma} = \omega'[2n + \gamma + 3] + V_0 \quad (15-4)$$

برای تابع موج اصلی نیز داریم:

$$R_{1,0}(x) = N_0 e^{-\frac{\mu\omega'}{2}x^2} (3 - \mu\omega'x^2) \quad (16-4)$$

برای محاسبه بخش اختلالی اولین مرتبه ویژه تابع فوق شعاعی را به فرم

$$R'_{1,0}(x) = N_1 F(x) e^{-\frac{\mu\omega'}{2}x^2} (3 - \mu\omega'x^2) \quad (17-4)$$

گرفته‌ایم که حلی از معادله زیر است:

$$H_0 R'_{1,0}(x) + H' R_{1,0}(x) = E_{1,0} R'_{1,0}(x) + w' R_{1,0}(x) \quad (18-4)$$

که در آن ویژه انرژی اختلالی

$$w' = \int_0^{\infty} 16\pi^2 x^5 H' |R_{1,0}(x)|^2 dx \quad (19-4)$$

است. با استفاده از ویژه انرژی بدست آمده و رابطه [40]

$$M_{\text{baryon}} = m_1 + m_2 + m_3 + E_{1,0} + \Delta \quad (20-4)$$

که Δ به صورت

$$\Delta = \frac{\int_0^{\infty} x^5 H R_{1,0}^2 dx}{\int_0^{\infty} x^5 R_{1,0}^2 dx} \quad (21-4)$$

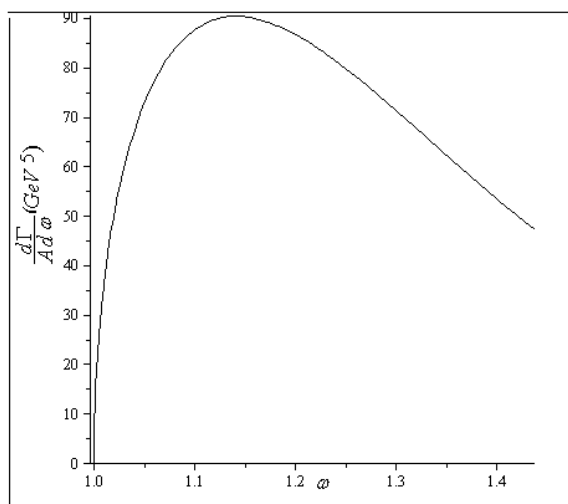
است. جرم باریون‌های لامبدا را محاسبه کرده و در جدول ۲-۴ آورده‌ایم. در جدول ۲-۴، ستون اول باریون‌های لامبدا، ستون دوم و سوم به ترتیب مقادیر جرمی تجربی و ماست.

جدول ۲-۴- جرم باریون‌های لامبدا [۴۰]

باریون	M [۱۶]	M [مقادیر ما]
$\Lambda_b^0(\text{bud})$	$5619.5 \pm 0.4 \text{ MeV}$	5.695
$\Lambda_c^+(\text{cud})$	$2286.46 \pm 0.14 \text{ MeV}$	2.277

با استفاده از مقدار تجربی جرم $M(\Xi_c(\text{cus})) = 2467.8_{-0.6}^{+0.4} \text{ MeV}$ ، مقدار $V_0 = -3.64 \text{ GeV}$ را

بدست آوردیم. پهنای واپاشی دیفرانسیلی را با استفاده از معادله (۴-۱۲) بررسی می‌کنیم. در شکل ۲-۴ رفتار پهنای واپاشی دیفرانسیلی را برای لامبدا نشان داده‌ایم.



شکل ۲-۴- پهنای واپاشی دیفرانسیلی برای لامبدا

با استفاده از فرم تابع ایسگور-وایس در باریون‌ها، معادلات (۴-۱۰) و (۴-۱۱)، پارامترهای شیب و

تحذب را $\rho^2 = 1.59, C = 1.14$ و $\rho^2 = 1.48, C = 0.99$ به ترتیب برای Λ_b و Λ_c^+ بدست آوردیم. با

کمک رهیافت مدل پتانسیل دنگ-فن‌گونه و نیز معادلات (۱۱-۴) و (۱۲-۴)، پهنای واپاشی $\Gamma(\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c \ell \bar{\nu}) = 4.50 Br(\Lambda_c \rightarrow ab) \times 10^{10} s^{-1}$ بدست می‌آید. در جدول ۳-۴ نرخ‌های این واپاشی را ملاحظه می‌کنید. ستون اول جدول ۳-۴ مد واپاشی نیمه‌لپتونی باریون لامبدا، ستون دوم مقدار پهنایی که ما بدست آوردیم و ستون سوم مقدار این کمیت در منابع دیگر بر حسب مقیاس عکس ثانیه است.

جدول ۳-۴- پهنای واپاشی نیمه‌لپتونی لامبدا در مدل پتانسیل دنگ-فن‌گونه [۴۰]

فرایند	$\Gamma(\text{in } 10^{10} \text{ s}^{-1})$	[منابع دیگر] $\Gamma(\text{in } 10^{10} \text{ s}^{-1})$
$\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ e^- \bar{\nu}_e$	5.31	5.9
		5.14
		5.66
		5.40

همچنین نرخ‌های واپاشی جزئی برای مقادیر مختلف ω_{\max} (حد بالای انتگرال در معادله (۱۲-۴)) در جدول ۴-۴ آورده شده‌است. با انتگرال‌گیری در محدوده‌های مشخص شده در ستون دوم نرخ پهنای واپاشی جزئی مد واپاشی ستون اول را بدست می‌آوریم که در ستون سوم آن‌ها را آورده‌ایم. ستون چهارم مقایسه با منبع دیگر است.

جدول ۴-۴- نرخ‌های واپاشی جزئی $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c$ [۴۰]

واپاشی	ω_{\max}	$\Gamma(\text{in } 10^{10} \text{ s}^{-1})$	$\Gamma(\text{in } 10^{10} \text{ s}^{-1})$ [منابع دیگر]
$\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c$	1.1	1.05	$0.91_{-11.2}^{+14.4}$
	1.15	1.77	$1.56_{-28.8}^{+40}$
	1.20	2.50	$2.24_{-6.4}^{+8}$
	1.25	3.20	$2.88_{-11.2}^{+14.4}$
	1.30	3.85	$3.52_{-1.9}^{+2.2}$

در مورد پارامترهای پتانسیل (۴-۱۴)، با در نظر گرفتن $V_1 = V_2 = 0.02 \text{ GeV}$ و $\beta = 10 \text{ GeV}^{-1}$ ، مقدار $\omega' = 0.7 \text{ GeV}$ و پهنای واپاشی لامبدا مقدار $4.50 \text{ Br}(\Lambda_c \rightarrow ab) \times 10^{10} \text{ s}^{-1}$ را خواهند داشت. در مرجع [۴۱]، این کمیت $\Gamma(\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c \ell \bar{\nu}) = 4.2 \text{ Br}(\Lambda_c \rightarrow ab) \times 10^{10} \text{ s}^{-1}$ گزارش شده است.

۴-۳- واپاشی‌های $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ e^- \bar{\nu}_e$ و $\Xi_b^0 \rightarrow \Xi_c^+ e^- \bar{\nu}_e$ با استفاده از

مدل پتانسیل هولسن‌گونه

معمولاً $\Xi_b(bds)$ را به دلیل ساختار ناپایدارش به عنوان ذره آبشاری می‌شناسند. این‌گونه ذرات به حالات سبک‌ترشان واپاشی می‌کنند. تایید تجربی این باریون به سال‌های خیلی دور برنمی‌گردد بلکه در سال ۲۰۰۷ در آزمایشگاه فرمی مشاهده شد. ما امروزه انواع دیگری از این ذره مثل $\Xi_b(bus)$ را می‌شناسیم. در سال ۱۹۹۷ باریون Λ_b در CDF در خلال واپاشی $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ e^- \bar{\nu}_e X$ تایید شد. در دنیای فیزیک باریون‌ها نیمه‌عمر و نسبت انشعابی باریون‌های افسون و زیبا مورد علاقه هستند. چنگ^{۲۷} مدل

^{۲۷} Cheng

کوارک غیرنسبیتی را برای محاسبه فرم فاکتورهای باریون سنگین به سنگین و سنگین به سبک به کار گرفته و نرخ‌های واپاشی باریون‌های زیبا را محاسبه کرده‌است. ژئو^{۲۸} و موتا^{۲۹} در چارچوب معادله بته-سالپتر پهنای واپاشی کلی و دیفرانسیلی $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c$ گزارش داده‌اند [۴۱]. ایوانو^{۳۰} و همکارانش گذارهای باریون سنگین را در مدل سه کوارکی نسبیتی بررسی کرده و نرخ‌های واپاشی و پارامترهای مجانبی را محاسبه کرده‌اند. واپاشی‌های ضعیف $\Omega_b \rightarrow \Omega_c$ و $\Sigma_b \rightarrow \Sigma_c$ در یک نوع مدل کوارکی بررسی شده‌است. در یک مطالعه اخیر نسبتاً جالب، گوچه^{۳۱} و همکارانش واپاشی‌های نیمه‌لپتونی باریون‌های سنگین را با لپتون تائون در حالت نهایی بررسی کرده‌اند.

در این قسمت می‌خواهیم واپاشی‌های $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ e^- \bar{\nu}_e$ و $\Xi_b^0 \rightarrow \Xi_c^+ e^- \bar{\nu}_e$ را با استفاده از مدل

پتانسیل هولسن گونه‌ی

$$V(x) = -\frac{V_0}{e^{\alpha x} - 1} + bx \quad (۲۲-۴)$$

بررسی کنیم. این پتانسیل ترکیبی از ترم محبوس‌کننده خطی و هولسن است. این پتانسیل حالت مقید باریونی را توصیف می‌کند [۴۲]. پتانسیل هولسن از مهمترین پتانسیل‌های بازه کوتاه است. این ترم در بازه کوتاه مفهوم آزادی مجانبی را ارائه می‌دهد زیرا پتانسیل هولسن در فواصل کوچک x مانند کولمبیک عمل می‌کند و در فواصل بزرگ x به طور نمایی کاهش می‌یابد. این رفتار در فیزیک ذرات جالب است. پتانسیل هولسن همچنین در زمینه‌های دیگر فیزیک از جمله ذرات، اتمی، هسته‌ای، حالت جامد و فیزیک

شیمی کاربرد دارد. به عنوان مثال برهم‌کنش هولسن به فرم $V_H = -\frac{V_0 e^{-\delta r}}{1 - e^{-\delta r}}$ برهم‌کنش‌های بین هسته-

ای و هسته‌های سنگین را توصیف می‌کند که در آن V_0 و δ نشان‌دهنده‌ی شدت و بازه‌ی نمایش

^{۲۸} Guo

^{۲۹} Muta

^{۳۰} Ivanov

^{۳۱} Gutsche

هستند. ما ترم خطی را به عنوان ترم اصلی در نظر می‌گیریم. بنابراین برای حالت پایه به رابطه زیر می‌رسیم:

رسیم:

$$\frac{d^2 \varphi_{1,0}(x)}{dx^2} + [2\mu E_{1,0} - 2\mu b x] \varphi_{1,0}(x) = 0 \quad (23-4)$$

یا به عبارت دیگر:

$$\frac{d^2 u}{d \kappa^2} - \kappa u = 0 \quad (24-4)$$

که $\kappa = (2\mu b)^{\frac{1}{3}} x - \left(\frac{2\mu}{b^2}\right)^{\frac{1}{3}} E_{1,0}$ و خواهیم داشت:

$$E_{1,0} = -\left(\frac{b^2}{2\mu}\right)^{\frac{1}{3}} \kappa_0 \quad (25-4)$$

که κ_0 صفر تابع ایری -2.3194 است. تابع موج به شکل توابع ایری

$$\varphi_{1,0}(x) = N Ai(\kappa) \quad (26-4)$$

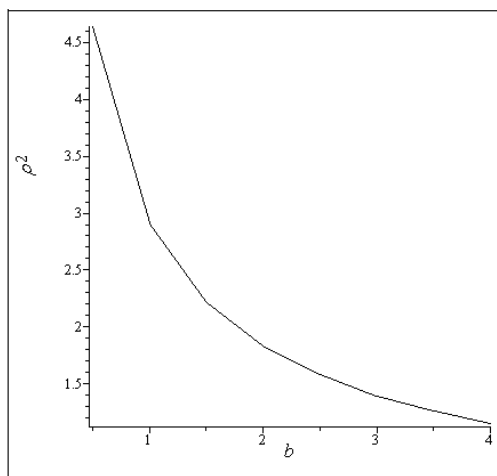
درخواهد آمد. توجه شود به دلیل حفظ فرضیات مکانیک کوانتومی برای تابع موج، $Bi[r]$ حذف شده است.

ویژه انرژی اختلالی در این مورد به صورت [۴۲]

$$w' = \left\langle \varphi_{1,0} \left| \frac{2\mu W_0}{e^{\alpha x} - 1} - \frac{15}{4x^2} \right| \varphi_{1,0} \right\rangle \quad (27-4)$$

است.

برای باریون $\Lambda_b^0(\text{bud})$ ، رفتار پارامتر شیب بر حسب پارامتر پتانسیل $b(\text{GeV}^2)$ در شکل ۳-۴ رسم شده است. هرچقدر پارامتر خطی پتانسیل افزایش یابد، پارامتر شیب تابع ایسگور-وایس که از آن به-عنوان شعاع باری هم یاد می‌شود کاهش می‌یابد تا کوارک‌ها داخل هادرون محبوس باقی بمانند.



شکل ۳-۴- رفتار پارامتر شیب بر حسب پارامتر پتانسیل $b(\text{GeV}^2)$ [۴۲]

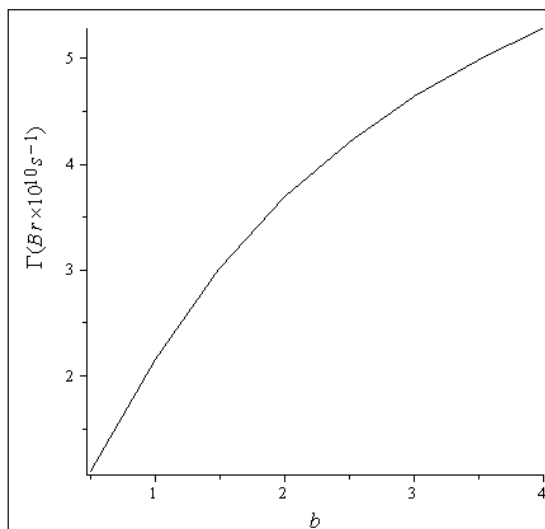
پارامترهای شیب و تحدب در این مدل محاسبه شده و در جدول ۴-۵ آورده شده‌اند. در جدول ۴-۵، ستون اول باریون‌های سنگین Ξ_b ، Ξ_c ، Λ_b و Λ_c را با ساختار کوارکی‌شان نشان می‌دهد. ستون دوم و چهارم به ترتیب مربوط به مقادیر پارامتر شیب و تحدب تابع ایسگور-وایس برای این باریون‌هاست که ما محاسبه کردیم. ستون سوم و پنجم به ترتیب مقادیر پارامتر شیب و تحدبی است که دیگران برای سیستم‌های باریونی بدست آورده‌اند.

جدول ۴-۵- پارامترهای شیب و تحدب برای باریون‌های Ξ و Λ در مدل پتانسیل هولسن‌گونه [۴۲]

باریون	ρ^2 [مقادیر ما]	ρ^2 [دیگران]	C [مقادیر ما]	C [دیگران]	
Ξ_b^+ (bus)	1.97	$1.5_{-9}^{+7}, 2.01$	1.00	0.88	0.85, 1.704, 1.43
Ξ_c^+ (cus)	1.77	1.81	0.81	0.71	
Λ_b^0 (bud)	1.58	1.6, 1.54, 1.14, 1.61	0.64	0.56, 0.30	
Λ_c^+ (cud)	1.44	1.03, 1.47	0.53	0.47, 0.25	

رفتار پهنای واپاشی معادله (۴-۱۲) (برحسب واحد $(\Gamma(Br(\Lambda_c \rightarrow ab) \times 10^{10} s^{-1}))$ در برابر

پارامتر پتانسیل $b(GeV^2)$ در مدل هولسن‌گونه در شکل ۴-۴ نمایش داده شده‌است.



شکل ۴-۴- $\Gamma(Br(\Lambda_c \rightarrow ab) \times 10^{10} s^{-1})$ بر حسب $b(GeV^2)$ [۴۲]

در شکل ۴-۴ با افزایش مقدار پارامتر خطی پتانسیل مقدار نرخ واپاشی افزایش می‌یابد. در مدل

پتانسیل هولسن‌گونه نرخ‌های واپاشی نیمه‌لپتونی باریونی به صورت جدول ۴-۶ محاسبه شده‌اند.

جدول ۴-۶- پهنای واپاشی‌های $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ e^- \bar{\nu}_e$ و $\Xi_b^0 \rightarrow \Xi_c^+ e^- \bar{\nu}_e$ [۴۲]

فرایند	Γ (in 10^{10} s^{-1}) [مقادیر ما]	Γ (in 10^{10} s^{-1}) [ادیگران]
$\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ e^- \bar{\nu}_e$	5.12	5.39, 5.9, 4.92
$\Xi_b^0 \rightarrow \Xi_c^+ e^- \bar{\nu}_e$	5.76	5.27, 5.22, 5.29

در جدول ۴-۶، ستون اول مد واپاشی نیمه‌لپتونی، ستون دوم پهنای بر حسب عکس‌ثانیه که ما محاسبه کردیم و ستون آخر مقادیر این کمیت در سایر مدل‌هاست. در این مدل، نرخ‌های واپاشی گذار $\Xi_b \rightarrow \Xi_c^+$ به صورت جدول ۴-۷ است.

جدول ۴-۷- نرخ‌های واپاشی گذار $\Xi_b \rightarrow \Xi_c^+$ [۴۲]

فرایند	مدهای واپاشی Ξ_c^+	Γ (in 10^{10} s^{-1})
$\Xi_b \rightarrow \Xi_c^+$	$\Sigma^+ K^- \pi^+$	0.03
	$\Xi^0 \pi^+$	0.02
	$\Xi^0 \pi^+ \pi^0$	0.09
	$\Xi^0 \pi^+ \pi^+ \pi^-$	0.06
	$\Xi^0 e^+ \nu_e$	0.09

در جدول ۴-۷ ستون اول گذار واپاشی نیمه‌لپتونی است که در آن تغییر طعم کوارک b به کوارک c اتفاق می‌افتد. ستون دوم مربوط به مدهای واپاشی باریون Ξ_c^+ است که انواع مختلفی از آن

گزارش شده و در این گذار انواع مزون پایون و باریون های Σ^+ و Ξ^0 مشاهده می شود. ستون سوم مقدار کمیت پهنا در این مدهای واپاشی است که ما بدست آوردیم. نرخ واپاشی های جزئی $\Xi_b \rightarrow \Xi_c$ برای چند ω_{\max} به قرار جدول ۴-۸ هستند. در جدول ۴-۸، ستون اول و دوم به ترتیب واپاشی $\Xi_b \rightarrow \Xi_c$ و مقادیر مختلف ω_{\max} ، ستون سوم مقدار پهنایی است که ما محاسبه کردیم و ستون آخر از مرجع [۴۳] است.

جدول ۴-۸- نرخ واپاشی های جزئی $\Xi_b \rightarrow \Xi_c$ برای چند ω_{\max} [۴۲]

واپاشی	ω_{\max}	Γ (in 10^{10} s^{-1}) [مقادیر ما]	Γ (in 10^{10} s^{-1}) [۴۳]
$\Xi_b \rightarrow \Xi_c$	1.1	1.55	$1.05^{+11.2}_{-12.8}$
	1.15	2.53	$1.76^{+3.2}_{-3.2}$
	1.20	3.44	$2.56^{+6.4}_{-8}$
	1.25	4.24	$3.04^{+11.2}_{-12.8}$
	1.30	4.91	$3.52^{+1.9}_{-2.0}$

برای لامبدا نرخ واپاشی جزئی با چند ω_{\max} ، با کمک مدل هولسنی به صورت جدول ۴-۹ بدست آمده است. در جدول ۴-۹، ستون اول واپاشی مورد نظر، ستون دوم مقادیر مختلفی است که می خواهیم انتگرال گیری روی ω در محدوده یک تا آن مقادیر انجام گیرد، ستون سوم مقادیر ما از پهنای واپاشی نیمه لپتونی جزئی و ستون آخر مقادیری است که مرجع [۴۳] گزارش داده است.

جدول ۴-۹- نرخ واپاشی‌های جزئی $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c$ برای چند ω_{\max} [۴۲]

واپاشی	ω_{\max}	امقادیر ما $\Gamma(\text{in } 10^{10} \text{ s}^{-1})$	$\Gamma(\text{in } 10^{10} \text{ s}^{-1})$ [۴۳]
$\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c$	1.1	1.09	$0.91_{-11.2}^{+14.4}$
	1.15	1.83	$1.56_{-28.8}^{+40}$
	1.20	2.57	$2.24_{-6.4}^{+8}$
	1.25	3.26	$2.88_{-11.2}^{+14.4}$
	1.30	3.87	$3.52_{-1.9}^{+2.2}$

در جدول ۴-۹ با افزایش محدوده جنبشی ω ، نرخ واپاشی نیمه‌لپتونی با مرجع دیگر که یک محاسبه IQCD است، در توافق بیشتری می‌شود. از آنجا که با افزایش ω به محدوده واپاشی نیمه‌لپتونی نزدیک‌تر می‌شویم این رفتار قابل پیش‌بینی بود.

۴-۴- پهنای واپاشی نیمه‌لپتونی باریونی Ξ_b^0 و Σ_b^+ در رهیافت

وردشی

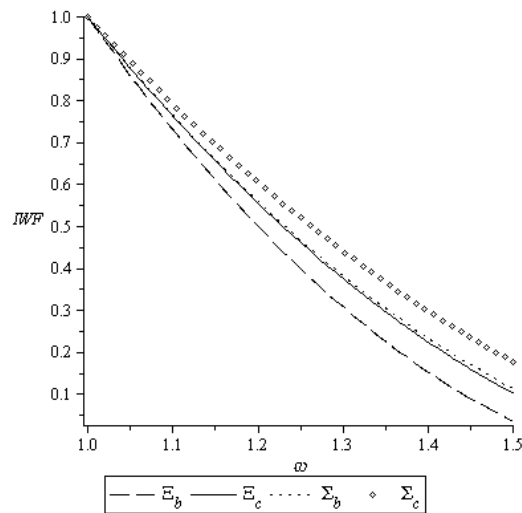
تقارن کوارک سنگین اطلاعات ارزشمندی برای طیف واپاشی‌های ضعیف هادرون‌های شامل یک کوارک سنگین ایفا می‌کند. باریون‌های شامل کوارک سنگین با دو تقارن طعم و فضا-زمان که از QCD نشئت می‌گیرند، محدود می‌شوند. تقارن کوارک سنگین متضمن روابطی بین فرم‌فاکتورهای واپاشی ضعیف هادرون‌های سنگین می‌شوند. تئوری واپاشی‌های باریونی سنگین با وجود همه شکست‌ها و موفقیت‌ها هنوز کامل حل نشده‌است و نیاز به بهبود دارد. در این قسمت قصد داریم در چارچوب تابع

ایسگور-وایس و با رهیافت وردشی تابع موج باریونی به بررسی این گونه واپاشی‌ها خصوصاً باریون‌های Ξ_b و Σ_b پردازیم [۴۴]. برهم‌کنش را کرنل در نظر گرفته و حل عددی معادله شرودینگر فوق‌شعاعی را در پیش می‌گیریم. در قسمت‌های قبل دیدیم انتخاب ترم محبوس‌کننده به‌عنوان اصلی منجر به توابع ایری خواهد شد. معادله فوق‌شعاعی با پتانسیل فوق مرکزی کرنل نمی‌تواند حل دقیق داشته باشد مگر اینکه ترم محبوس‌کننده اختلالی در نظر گرفته شود. این موقعیت برای حالات پایین‌تر معتبر است زیرا آن‌ها در محدوده x پایین محبوس شده‌اند که در آن‌جا ترم فوق کولنی چیره است. بنابراین ترم کولنی را به‌عنوان اصلی در نظر گرفته‌ایم و با حل عددی تابع موج باریونی را می‌یابیم. پارامترهای تابع ایسگور-وایس برای باریون‌های Ξ_b^0 ، Ξ_c^+ ، Σ_c^{++} و Σ_b^+ مطابق جدول ۴-۱۰ بدست می‌آیند. در جدول ۴-۱۰ ستون اول باریون‌ها، ستون دوم و سوم پارامترهای شیب و تحدبی که در رهیافت وردشی بدست آوردیم نشان داده‌ایم.

جدول ۴-۱۰- پارامترهای تابع ایسگور-وایس برای باریون‌های Ξ_b^0 ، Ξ_c^+ ، Σ_c^{++} و Σ_b^+ [۴۴]

باریون	ρ^2	C
Ξ_b^0 (bus)	2.87	1.88
Ξ_c^+ (cus)	2.51	1.43
Σ_c^{++} (cdd)	2.19	1.09
Σ_b^+ (bdd)	2.48	1.41

رفتار تابع ایسگور-وایس را برای باریون‌های موردبررسی به صورت شکل ۴-۵ رسم کرده‌ایم.



شکل ۴-۵- تابع ایسگور-وایس برای باریون‌های $\Xi_b^0, \Xi_c^+, \Sigma_b^+$ و Σ_c^{++} [۴۴]

هر چقدر باریون سنگین‌تر باشد پارامترهای شیب و تحدب برای آن بیشتر و تابع ایسگور-وایس سریعتر به سمت صفر میل می‌کند. پهنای واپاشی نیمه‌لپتونی باریونی Ξ_b^0 و Σ_b^+ در رهیافت وردشی به صورت جدول ۴-۱۱ انجام شده‌است. در جدول ۴-۱۱، مقادیری که ما بدست آوردیم در ستون دوم و منابع دیگر در ستون سوم آمده‌است.

جدول ۴-۱۱- پهنای واپاشی نیمه‌لپتونی باریونی Ξ_b^0 و Σ_b^+ [۴۴]

فرآیند	مقادیر ما	دیگران
$\Xi_b^0 \rightarrow \Xi_c^+ e^- \bar{\nu}_e$	5.22	5.29, 6.42, 4.98, 5.27
$\Sigma_b^+ \rightarrow \Sigma_c^{++} e^- \bar{\nu}_e$	3.04	4.3, 2.23, 1.65

تابع موج سیستم باریونی در روش وردش از رابطه زیر بدست می‌آید:

$$|\varphi_{n,\gamma}(a, x)\rangle = N (ax)^{\frac{5}{2}+\gamma} e^{-ax} L_n^{2\gamma+4}(ax) \quad (۴-۲۸)$$

که a پارامتر وردش و $L_n^{2\gamma+4}(ax)$ توابع لاگر تعمیم یافته هستند. همچنین نسبت انشعابی مربوط به این باریون‌ها به صورت جدول ۱۲-۴ است. در جدول ۱۲-۴، ستون اول واپاشی‌های نیمه‌لپتونی باریونی، ستون دوم نسبت‌های انشعابی که ما در رهیافت وردشی بدست آوردیم و ستون آخر در منابع دیگر است. مقدار نسبت انشعابی برای واپاشی نیمه‌لپتونی $\Xi_b^0 \rightarrow \Xi_c^+ e^- \bar{\nu}_e$ همخوانی بهتری با نتایج دیگر داشت.

جدول ۱۲-۴- نسبت‌های انشعابی واپاشی‌های نیمه‌لپتونی Ξ_b^0 و Σ_b^+ [۴۴]

فرایند	مقادیر ما	دیگران
$\Xi_b^0 \rightarrow \Xi_c^+ e^- \bar{\nu}_e$	7.25	7.4
$\Sigma_b^+ \rightarrow \Sigma_c^{++} e^- \bar{\nu}_e$	4.22	5.97

در این روش پهنای واپاشی نیمه‌لپتونی جزیی را برای $\Sigma_b \rightarrow \Sigma_c$ در چند ω_{\max} پیدا کرده و در جدول ۱۳-۴ آورده‌ایم. در جدول ۱۳-۴ ستون اول مد واپاشی نیمه‌لپتونی باریون مشخص شده، ستون دوم مقادیر مختلف ω_{\max} و ستون آخر مقداری است که ما برای پهنای جزیی بدست آوردیم. از آنجا که مرجع دیگری برای محاسبه نرخ واپاشی جزیی بدین گونه یافت نشد، ما مرجع دیگری را عنوان نکردیم.

جدول ۴-۱۳- پهنای واپاشی نیمه‌لپتونی جزئی برای $\Sigma_b \rightarrow \Sigma_c$ [۴۴]

واپاشی	ω_{\max}	$\Gamma(\text{in } 10^{10} \text{ s}^{-1})$
$\Sigma_b \rightarrow \Sigma_c$	1.1	0.99
	1.15	1.56
	1.20	2.05
	1.25	2.44
	1.30	2.73

لازم به ذکر است در جدول ۴-۱۳ مقدار پهنای در مقیاس عکس ثانیه بدست آمد.

توضیحاتی درباره مقادیر کمیت‌های مختلف که برای توصیف مشخصات سینماتیکی و دینامیکی مزون‌ها و باریون‌ها بدست آمد، در بخش نتیجه‌گیری ارائه شده‌است. در فصل بعد به سیستم‌های دوهادرونی و برهم‌کنش‌های مناسب این سیستم‌ها خواهیم پرداخت.

فصل پنجم

تعیین مشخصات سیستم‌های دوهادرونی

۵-۱- بررسی سیستم دوزونی شبه مولکولی در بخش‌های سبک و سنگین

سنگین

می‌خواهیم بعضی از خصوصیات مولکول‌های هادرونی شامل جرم، انرژی بستگی و پهنای واپاشی دوفوتونی را با در نظر گرفتن برهم‌کنشی شبه مولکولی در بخش‌های سبک و سنگین بررسی کنیم. ما در اینجا از مزون‌های شبه اسکالر و برداری برای سیستم‌های دو مزونی شبه مولکولی استفاده می‌کنیم. بنابراین سه ترکیب برای بررسی وجود دارد: حالت (PP) شبه اسکالر-شبه اسکالر، حالت (PV) شبه اسکالر-برداری و حالت (VV) برداری-برداری. سیستم شبه مولکولی را به صورت حالت مقید دوزونی فرض می‌کنیم. برای برهم‌کنش چنین سیستمی داریم:

$$V(r) = V^0(r) + V_\pi + V_{SD} \quad (۱-۵)$$

که V_π پتانسیل تبادل تک پیونی^{۳۲} و $V^0(r)$ برهم‌کنش مولکولی مرکزی است. ما سیستم‌های دوزونی (یا همان مولکول‌های هادرونی) را بررسی می‌کنیم که سیستم‌های حالات مقید مولکولی‌اند. این حالات مقید ضعیف مشابه سیستم دوترون‌گونه (پروتون-نوترون) هستند. برای مطالعه‌ی طیف مزون‌ها یا چند کوارکی‌ها، پتانسیلهای مختلفی مانند کولمبیک، محبوس‌کننده، وابسته به اسپین و یا ترکیباتی از آن‌ها به کار گرفته شده‌است. هر کدام از این پتانسیل‌ها بایستی توانایی توصیف خصوصیات حالات مقید در بازه‌های کوتاه و بلند را داشته باشند. سیستم‌های دوزونی می‌توانند به صورت سیستم‌های مقید شبه مولکولی در نظر گرفته شوند [۴۵]. بنابراین ما نیاز به برهم‌کنشی مولکولی مانند پتانسیل کولمبی

$$V^0(r) = \frac{\beta}{r} + \gamma \quad (۲-۵)$$

^{۳۲} One pion exchange potential

داریم که $\beta = -\alpha_s$. γ ترم تنظیمی جرمی است. α_s ثابت تزویج قوی به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$\alpha_s(\tilde{M}^2) = \frac{4\pi}{(11 - \frac{2}{3}n_f) \ln \frac{\tilde{M}^2 + M_B^2}{\Lambda_Q^2}} \quad (3-5)$$

که $\tilde{M} = 2\mu$ ، $M_B = 1\text{GeV}$ ، $\Lambda_Q = 0.413\text{GeV}$ ، $\mu = \frac{m_a m_b}{m_a + m_b}$ جرم کاهش یافته سیستم دوزمونی و

n_f تعداد طعم است [۴۵]. جرم‌های ورودی را مطابق جدول ۱-۵ گرفته‌ایم.

جدول ۱-۵- جرم‌های ورودی مزون‌های شبه‌اسکالر و بردای سبک و سنگین [۱۶]

مزون	K^+	K^0	η	η'	ρ	ω	K^*	ϕ
جرم	0.4936	0.4976	0.5478	0.9577	0.7754	0.7826	0.8959	1.0194
مزون	B^0	B^*	B_s^0	B_s^*	D^\pm	D^*	D_s^\pm	$D_s^{*\pm}$
جرم	5.2795	5.3252	5.3667	5.4154	1.8696	2.0069	1.9683	2.1121

در ردیف‌های اول و سوم جدول ۱-۵ مزون‌های شبه‌اسکالر، برداری در بخش سبک و سنگین، در

ردیف‌های دوم و چهارم آن مقادیر جرمی از مرجع [۱۶] آورده شده‌اند. در مورد سیستم دوزمونی پتانسیل

تبادل تک پیونی فرم زیر را خواهد داشت [۴۵]:

$$V_\pi = \frac{1}{3} \frac{g_8^2}{4\pi} \left(\frac{m_\pi^2}{4m_a m_b} \right) (\tau_i \cdot \tau_j) (\sigma_i \cdot \sigma_j) \times \left(\frac{e^{-m_\pi r}}{r} - \left(\frac{\Lambda_\pi}{m_\pi} \right)^2 \frac{e^{-\Lambda_\pi r}}{r} \right) \quad (4-5)$$

که در آن داریم $m_{\pi^0} = 0.134 \text{ GeV}$ و $\frac{g_8^2}{4\pi} = 0.67$. این پتانسیل بستگی به مقدار برشی Λ_π نیز دارد که یک فرم فاکتور محسوب می‌شود و بخاطر پوشش کوارک‌ها ظاهر می‌شود. این فرم فاکتور متناسب با جرم مزون تبادلی و پارامتر مستقل طعمی ($\Lambda_0 = 2.87 \text{ fm}^{-1}$) به صورت زیر است:

$$\Lambda_\pi = km_\pi + \Lambda_0 \quad (5-5)$$

که $k = 0.81$. مقادیر فاکتور اسپین-ایزواسپینی که ما در نظر گرفتیم در آخر بخش ۵-۱ بحث شده‌است. برهم‌کنش وابسته به اسپین را به شکل زیر می‌گیریم:

$$V_{SD} = \frac{8}{9} \frac{\alpha_s}{m_a m_b} \vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2 |\psi(0)|^2 \quad (6-5)$$

که تابع موج در مبدا به صورت زیر است:

$$|\psi(0)|^2 = \frac{\mu}{2\pi} \left\langle \frac{dV(r)}{dr} \right\rangle \quad (7-5)$$

جداشدگی‌های اسپینی ناشی از ترم‌های جمعی در هامیلتونی هستند که می‌توانند به صورت اختلالی در نظر گرفته شوند. تابع موج و انرژی سیستم با حل معادله شرودینگر برای پتانسیل کولنی به صورت زیر خواهند شد:

$$\begin{aligned} \psi_{n,l}(r) = & N_{n,l} r^{-\frac{1}{2} + \sqrt{\frac{1}{4} + l(l+1)}} e^{-\sqrt{-2\mu(E_{n,l} - \gamma)}r} \\ & \times L_n^{2\sqrt{\frac{1}{4} + l(l+1)}}(2\sqrt{-2\mu(E_{n,l} - \gamma)}r) \end{aligned} \quad (8-5)$$

$$E_{n,l} = -\frac{\mu\beta^2}{2(n+l+1)^2} + \gamma \quad (9-5)$$

ثابت بهنجارش به صورت زیر است:

$$N_{0,0} = \sqrt{\frac{(\beta^2\mu^2)^{\frac{3}{2}}}{32\pi}} \quad (10-5)$$

و تابع موج در مبدا $\psi(0) = \frac{\sqrt{-\beta^3\mu^3}}{\sqrt{\pi}}$ خواهد شد. جرم سیستم دوزمونی با استفاده از رابطه [۴۵]

$$M = m_a + m_b + E_{n,l} + \langle V_{SD} \rangle_{n,l} + \langle V_{\pi} \rangle_{n,l} . \quad (11-5)$$

محاسبه می‌شود. برای حالت پایه s-wave خواهیم داشت:

$$M = m_a + m_b + \gamma - \frac{\mu\beta^2}{2} + \langle \psi_{0,0}(r) | V_{SD} | \psi_{0,0}(r) \rangle + \langle \psi_{0,0}(r) | V_{\pi} | \psi_{0,0}(r) \rangle, \quad (12-5)$$

برای محاسبه حالات برانگیخته طیف دوزمونی می‌توان مقادیر مختلف n را به حساب آورد. انرژی

بستگی از طریق رابطه زیر بدست می‌آید:

$$B.E. = E_{0,0} + \langle V_{SD} \rangle_{0,0} + \langle V_{\pi} \rangle_{0,0} \quad (13-5)$$

واپاشی دوفوتونی برای بخش سبک حالات نامتعارف $a_0(980)$ ، $f_0(980)$ ، $a_2(1700)$ ،

$f_2(1565)$ و $f_2'(1525)$ به صورت تجربی مشاهده شده‌است. مطالعات واپاشی دوفوتونی اسکالرها می-

توانند بین سناریوهای مختلف ساختار مزون‌های اسکالر تمایز قائل شوند. در این زمینه مزون‌های اسکالر

سبک $a_0(980)$ و $f_0(980)$ بیشتر مورد توجه قرار گرفته‌اند. پیش‌بینی‌های مدل‌های مختلف برای این

موارد متفاوت هستند. این پیش‌بینی‌ها از 0.2 keV تغییر می‌کنند تا 0.6 keV تا 6 keV، 0.285 keV

و (0.22 ± 0.07) keV. با استفاده از تابع موج در مبدا و جرم‌های سیستم‌های دوزمونی می‌توان پهنای واپاشی دوفوتونی را مطابق رابطه‌ی [۴۵]

$$\Gamma_{\gamma\gamma} = \frac{\pi\alpha^2}{M^2} |\psi(0)|^2 \quad (۱۴-۵)$$

پیدا کرد که $\alpha = \frac{e^2}{4\pi} \approx (137)^{-1}$ ثابت ساختار ریز است. ما جرم سیستم‌های $D-D$ را در جدول ۲-۵ آورده‌ایم. این جدول موارد زیر را نشان می‌دهد: ستون اول سیستم دوزمونی شامل مزون افسون، ستون دوم حالت‌های پیش‌بینی شده برای آن‌ها، ستون سوم جرمی که ما بدست آوردیم، ستون چهارم مقدار تجربی جرم، ستون پنجم مقادیر جرمی این سیستم‌ها در سایر منابع، ستون ششم کمیت تابع موج در مبدا، ستون هفتم انرژی بستگی که ما بدست آوردیم، ستون هشتم انرژی بستگی سیستم‌های دوزمونی افسون در منبع [۴۶]، ستون نهم مقدار انتظاری وابسته به اسپین و ستون آخر مقدار انتظاری وابسته به پتانسیل تبادل تک پیون.

جدول ۲-۵- مشخصات سیستم‌های دوزمونی افسون [۴۵]

سیستم	$I^G (J^{PC})$	مقادیر ما (GeV)	Exp.	دیگران (GeV)	$\psi(0)$ ($GeV^{\frac{3}{2}}$)	B. E. (MeV)	B. E. (MeV) [۴۶]	$\langle V_{SD} \rangle_{0,0}$ (MeV)	$\langle V_{\pi} \rangle_{0,0}$ (MeV)
$D - \bar{D}$	$0^+(0^{++})$	3.72 9	-	3.733 [۴۶], 3.738 [۴۷]	0.159	- 9.295	- 5.776	0	0
$D - \bar{D}_s$	$\frac{1}{2}(0^{++})$	3.82 8	-	3.832 [۴۶]	0.162	- 9.421	- 15.95	0	0
$D - \bar{D}^*$	$0^-(1^{+-})$	3.86	-	3.876	0.163	-	-	0	0

		7		[۴۶], 3.871 [۴۶]		9.468	5.600		
$D - \bar{D}^*$	$1^+(1^{+-})$	3.86 7	-	3.871 [۴۶]	0.163	- 9.468	- 5.600	0	0
$D^* - \bar{D}^*$	$1^-(2^{++})$	4.00 3	-	4.062 [۴۷]	0.168	- 10.18 0	- 4.470	2.800	-3.326
$D^* - \bar{D}^*$	$0^-(1^{+-})$	3.99 1	ψ (4.04 0)	4.008 9 [۴۶]	0.168	- 22.43 3	- 5.060	-2.800	-9.978
$D^* - \bar{D}^*$	$0^+(0^{++})$	3.97 8	-	4.008 3 [۴۶]	0.168	- 35.21 2	- 5.658	-5.600	-19.957
$D^* - \bar{D}^*$	$1^-(0^{++})$	4.00 5	-	4.008 3 [۴۶]	0.168	- 8.602	- 5.658	-5.600	6.652
$D^* - \bar{D}^*$	$1^+(1^{+-})$	4.00 4	-	4.008 9 [۴۶]	0.168	- 9.128	- 5.060	-2.800	3.326
$D^* - \bar{D}^*$	$0^+(2^{++})$	4.01 6	-	4.009 4 [۴۶]	0.168	3.124	- 4.470	2.800	9.978
$D_s - \bar{D}_s$	$0^+(0^{++})$	3.92 7	-	3.931 [۴۶]	0.166	- 9.553	- 5.692	0	0

ذرات نامتعارف سنگین مانند $X(3915)$ و $X(3823)$ معمولاً با حالات سیستم‌های دوزمونی افسون مقایسه می‌شوند. نتایج‌مان را برای سیستم‌های دوزمونی زیبا در جدول ۳-۵ آورده‌ایم. این جدول نیز شامل موارد زیر است: ستون اول سیستم دوزمونی زیبا، ستون دوم حالات پیش‌بینی شده برای آن‌ها،

ستون سوم مقادیر جرمی ما و ستون چهارم مقادیر جرمی دیگران، ستون پنجم و ششم به ترتیب انرژی بستگی ما و دیگران، ستون‌های نهایی مقادیر انتظاری پتانسیل وابسته به اسپین و پتانسیل تبادل تک

پیون.

جدول ۵-۳- مشخصات سیستم‌های دومزونی زیبا [۴۵]

سیستم	$I^G (J^{PC})$	مقادیر ما	[۴۸]	$\psi(0)$ ($GeV^{\frac{3}{2}}$)	B. E. (MeV)	B. E. (MeV) [۴۸]	$\langle V_{SD} \rangle_{0,0}$ (MeV)	$\langle V_{\pi} \rangle_{0,0}$ (MeV)
$B - \bar{B}$	$0^+(0^{++})$	10.504	10.516	0.436	-54.662	-43.06	0	0
$B - \bar{B}_s$	$\frac{1}{2}(0^{++})$	10.591	10.594	0.440	-54.935	-51.44	0	0
$B - \bar{B}^*$	$0^-(1^{+-})$	10.549	10.542	0.438	-54.806	-62.54	0	0
$B_s - \bar{B}^*$	$\frac{1}{2}(1^{+-})$	10.636	-	0.441	-55.081	-	0	0
$B^* - \bar{B}^*$	$1^+(1^{+-})$	10.595	10.586	0.440	-55.436	-58.27	-1.935	1.449
$B^* - \bar{B}$	$0^+(0^{++})$	10.582	10.542	0.440	-67.519	-88.68	-3.870	-8.698
$B^* - \bar{B}^*$	$0^-(1^{+-})$	10.589	10.567	0.440	-61.235	-74.84	-1.935	-4.349
$B^* - \bar{B}^*$	$1^-(0^{++})$	10.594	10.585	0.440	-55.922	-54.45	-3.870	2.899
$B^* - \bar{B}^*$	$1^-(2^{++})$	10.595	10.590	0.440	-54.465	-66.29	1.935	-1.449
$B_s - \bar{B}_s^*$	$0^-(1^{+-})$	10.726	10.727	0.445	-55.367	-54.27	0	0
$B_s - \bar{B}_s$	$0^+(0^{++})$	10.678	10.690	0.443	-55.213	-43.46	0	0
$B_s^* - \bar{B}_s^*$	$0^+(0^{++})$	10.771	10.752	0.447	-59.360	-66.59	-3.838	0
$B_s^* - \bar{B}_s^*$	$0^-(1^{+-})$	10.773	10.771	0.447	-57.441	-54.53	-1.919	0
$B_s^* - \bar{B}_s^*$	$0^+(2^{++})$	10.777	10.799	0.447	-53.603	-34.02	1.919	0
$B - \bar{B}_s^*$	$\frac{1}{2}(1^{+-})$	10.639	-	0.442	-55.086	-	0	0

برای حالت شبه‌اسکالر-شبه‌اسکالر کمیت‌های گفته‌شده در این بخش را محاسبه کرده و در جدول ۴-۵ آورده‌ایم. ستون اول جدول ۴-۵، سیستم‌های شبه‌اسکالر-شبه‌اسکالر سبک و ستون دوم حالت پیش-بینی شده برای آنهاست. ستون سوم از این جدول مقادیر جرمی که ما بدست آوردیم را نشان می‌دهد که در مقایسه با مقادیر تجربی و تئوری ستون‌های چهارم و پنجم گزارش شده‌اند. در ستون ششم تابع موج در مبدا را محاسبه کرده‌ایم. همین‌طور انرژی بستگی ما در ستون ۷ و مقدار انرژی بستگی در مراجع [۴۹] و [۵۰] در ستون هشتم نشان داده شده‌است. ستون‌های نهم، دهم و یازدهم به ترتیب مقادیر بخش اسپینی، پیونی و کمیت پهنای واپاشی دوفوتونی سیستم‌های دوزونی شبه‌اسکالر-شبه‌اسکالر سبک هستند که ما بدست آوردیم.

جدول ۵-۴- مشخصات سیستم‌های دوزونی شبه‌اسکالر-شبه‌اسکالر [۴۵]

حالات شبه-اسکالر-شبه‌اسکالر	$I^G(J^{PC})$	مقادیر ما	Exp.	دیگران	$\psi(0)$ ($GeV^{\frac{3}{2}}$)	B. E. (MeV)	B. E. (دیگران)	$\langle V_{SD} \rangle_{0,0}$ (MeV)	$\langle V_{\pi} \rangle_{0,0}$ (MeV)	$\Gamma_{\gamma\gamma}$ (KeV)
$\pi^0 - \bar{\pi}^0$	$0^+(0^{++})$	0.28 7	-	0.270 3 [۴۹]	0.006	19.53 4	0.393 1 [۴۹]	0	0	0.092 5
$\eta - \bar{\pi}^0$	$1^-(0^{++})$	0.68 9	-	0.682 9 [۴۹]	0.013	8.104	0.110 7 [۴۹]	0	0	0.063 7
$K^+ - \bar{K}^+$	$0^+(0^{++})$	0.96 6	-	0.969 2 [۴۹]	0.040	- 20.95 4	- 18.09 [۴۹]	0	0	0.297 8
$K - \bar{K}$	$0^+(0^{++})$	0.97 3	0.99 0	0.976 8 [۴۹]	0.041	- 21.25 1	- -20.8 7 [۵۰]	0	0	0.298 8
$\eta - \bar{K}$	$\frac{1}{2}(0^{++})$	1.02 2	-	1.029 4 [۴۹]	0.043	- 22.96 3	- 16.01 [۴۹]	0	0	0.303 2
$\eta - \bar{\eta}$	$0^+(0^{++})$	1.07 0	-	1.078 9 [۴۹]	0.046	- 24.72 2	- 26.24 [۵۰]	0	0	0.310 1
$\eta - \bar{\eta}'$	$0^+(0^{++})$	1.47 3	-	1.458 [۵۰]	0.060	- 32.50 1	- 46.75 [۵۰]	0	0	0.278 9

کمیت‌های استاتیکی گفته‌شده را برای حالات شبه‌اسکالر-برداری و نیز برداری-برداری محاسبه کرده و به ترتیب در جداول ۵-۵ و ۵-۶ نشان داده‌ایم. در جدول ۵-۵، ستون‌های اول، دوم، سوم، چهارم، پنجم، ششم، هفتم و هشتم به ترتیب سیستم‌های دوزونی شبه‌اسکالر-برداری در بخش سبک، حالات پیش‌بینی شده آن‌ها، مقادیر جرمی ما، مقادیر جرمی تجربی، مقادیر جرمی مراجع [۴۹] و [۵۰]، کمیت

تابع موج در مبداء انرژی بستگی این سیستم‌ها در مدل ما و مراجع [۴۹] و [۵۰] هستند. مقادیر بخش اسپینی و پیونی و کمیت پهنای واپاشی دوفوتونی (در مقیاس keV) در ستون‌های بعدی آمده‌اند که ما محاسبه کردیم.

$a_0(1450)$ ذره نامتعارفی است که با سیستم دوزونی شبه‌اسکالر-برداری مقایسه می‌شود. مد واپاشی دوفوتونی این ذره به صورت تجربی مشاهده شده‌است.

جدول ۵-۵- مشخصات سیستم‌های دوزمونی شبه‌اسکالر-برداری [۴۵]

حالات شبه- اسکالر- برداری	$I^G(J^{PC})$	مقادیر ما	Exp .	دیگران	$\psi(0)$ ($GeV^{\frac{3}{2}}$)	B. E. (MeV)	B. E. (دیگران)	$\langle V_{SD} \rangle_{0,0}$ (MeV)	$\langle V_{\pi} \rangle_{0,0}$ (MeV V)	$\Gamma_{\gamma\gamma}$ (KeV)
$\eta - \bar{\omega}$	$0^-(1^{+-})$	1.32 0	-	1.33 0 [۴۹]	0.055	- 10.15 4	-63.2 2 [۵۰], 0.050 4 [۴۹]	0	0	0.293 8
$\eta - \bar{\rho}$	$1^+(1^{+-})$	1.31 3	-	1.25 9 [۵۰], 1.32 3 [۴۹]	0.055	- 10.03 5	-63.8 2 [۵۰], 0.050 4 [۴۹]	0	0	0.294 5
$K - \bar{K}^*$	$0^-(1^{+-})$	1.38 3	1.38 6	1.33 0 [۵۰], 1.38 3 [۴۹]	0.054	- 9.927	- 13.60 [۴۹]	0	0	0.263 4
$K - \bar{K}^*$	$1^+(1^{+-})$	1.38 3	-	1.33 0 [۵۰]	0.054	- 9.927	- 13.60 [۴۹]	0	0	0.263 4
$\eta' - \bar{\omega}$	$0^-(1^{+-})$	1.72 2	1.59 4	1.64 6 [۵۰]	0.074	- 17.75 5	-93.4 5 [۵۰]	0	0	0.311 2
$\eta - \bar{\phi}$	$0^-(1^{+-})$	1.55 4	-	1.49 3 [۵۰]	0.061	- 13.13 2	-73.5 0 [۵۰]	0	0	0.262 4
$\eta' - \bar{\rho}$	$1^+(1^{+-})$	1.71 5	-	1.63 9 [۵۰]	0.073	- 17.64 8	-94.2 5 [۵۰]	0	0	0.310 7

در جدول ۵-۶ خصوصیات استاتیکی سیستم‌های برداری-برداری (ستون اول) را شامل حالت (ستون دوم)، جرم (ستون سوم)، تابع موج در مبدا (ستون ششم)، انرژی بستگی (ستون هفتم)، مقادیر انتظاری وابسته به اسپین و پیونی (ستون‌های نهم و دهم) و پهنای واپاشی دو فوتونی (ستون آخر) نشان داده‌ایم. همچنین مقادیرمان را با مرجع [۵۰] مقایسه نموده‌ایم.

جدول ۵-۶- مشخصات سیستم‌های دوزونی برداری-برداری [۴۵]

حالات برداری - برداری	$I^G (J^{PC})$	مقادیر ما	Exp	[۵۰]	$\psi(0)$ ($GeV^{\frac{3}{2}}$)	B. E. (MeV)	B. E. [۵۰]	$\langle V_{SD} \rangle_{0,0}$ (MeV)	$\langle V_{\pi} \rangle_{0,0}$ (MeV)	Γ_{π} (KeV)
$\rho - \bar{\rho}$	$0^+(0^{++})$	1.419	1.505	1.489	0.067	-131.687	-55.39	-8.289	-98.038	0.3736
$\rho - \bar{\rho}$	$0^-(1^{+-})$	1.472	-	1.492	0.067	-78.523	-55.00	-4.144	-49.019	0.3471
$\rho - \bar{\rho}$	$0^+(2^{++})$	1.578	-	1.500	0.067	27.804	-54.10	4.144	49.019	0.3020
$\rho - \bar{\rho}$	$1^+(1^{+-})$	1.496	-	1.493	0.067	-54.013	-54.40	-4.144	-24.509	0.3359
$\rho - \bar{\rho}$	$1^-(2^{++})$	1.554	-	1.499	0.067	3.294	-54.70	4.144	24.509	0.3116
$\rho - \bar{\rho}$	$1^-(0^{++})$	1.468	-	1.490	0.067	-82.668	-54.25	-8.289	-49.019	0.3491
$\omega - \bar{\omega}$	$0^+(0^{++})$	1.531	-	1.502	0.067	-33.849	-55.77	-8.262	0	0.3268
$\omega - \bar{\omega}$	$0^-(1^{+-})$	1.53	-	1.50	0.067	-29.71	-55.	-4.131	0	0.32

		5		6		8	31			51
$\omega - \bar{\omega}$	$0^+(2^{++})$	1.54 3	-	1.51 4	0.067	- 21.45 6	-54. 40	4.131	0	0.32 16
$\rho - \bar{\omega}$	$1^-(0^{++})$	1.52 4	1.47 4	1.49 7	0.067	- 33.74 9	-54. 40	-8.275	0	0.32 69
$\rho - \bar{\omega}$	$1^-(2^{++})$	1.53 6	-	1.50 6	0.067	- 21.33 5	-54. 85	4.137	0	0.32 16
$\rho - \bar{\omega}$	$1^+(1^{+-})$	1.52 8	-	-	0.067	- 29.61 1	-	-4.137	0	0.32 51

ذره نامتعارف $f_0(1500)$ با حالت برداری-برداري سبک مقایسه می‌شود که در مورد آن در بخش

نتیجه‌گیری بحث کرده‌ایم.

طیف حالات برانگیخته سیستم دو مزونی افسون در جدول ۵-۷ آورده شده‌است. از آنجا که در

حالت برانگیخته سیستم‌های دوزونی هنوز بررسی جامعی انجام نشده و این مبحث جدید است، مرجعی

برای مقایسه یافت نشد و همه ستون‌های این جدول مقادیری است که خودمان بدست آوردیم. در جدول

۵-۷ ستون اول سیستم‌های دوزونی افسون، ستون دوم حالت آن‌ها، ستون سوم جرم حالات برانگیخته

سیستم‌های دوزونی، ستون چهارم تابع موج در مبدأ، ستون پنجم انرژی بستگی، ستون ششم بخش

اسپینی، ستون آخر بخش پیونی حالات برانگیخته محاسبه شده‌اند.

جدول ۵-۷- طیف حالات برانگیخته سیستم دو مزونی افسون [۴۵]

سیستم	$I^G (J^{PC})$	مقادیر ما (GeV)	$\psi(0)$ ($GeV^{\frac{3}{2}}$)	B. E. (MeV)	$\langle V_{SD} \rangle_{1,0}$ (MeV)	$\langle V_{\pi} \rangle_{1,0}$ (MeV)
$D - \bar{D}$	$0^+(0^{++})$	3.804	0.056	65.176	0	0
$D - \bar{D}_s$	$\frac{1}{2}(0^{++})$	3.903	0.057	65.144	0	0
$D - \bar{D}^*$	$0^-(1^{+-})$	3.941	0.057	65.132	0	0
$D - \bar{D}^*$	$1^+(1^{+-})$	3.941	0.057	65.132	0	0
$D^* - \bar{D}^*$	$1^-(2^{++})$	4.078	0.059	65.087	0.350	-0.349
$D^* - \bar{D}^*$	$0^-(1^{+-})$	4.077	0.059	63.689	-0.350	-1.047
$D^* - \bar{D}^*$	$0^+(0^{++})$	4.076	0.059	62.292	-0.700	-2.094
$D^* - \bar{D}^*$	$1^-(0^{++})$	4.078	0.059	65.084	-0.700	0.698
$D^* - \bar{D}^*$	$1^+(1^{+-})$	4.078	0.059	65.085	-0.350	0.349
$D^* - \bar{D}^*$	$0^+(2^{++})$	4.080	0.059	66.483	0.350	1.047
$D_s - \bar{D}_s$	$0^+(0^{++})$	4.001	0.058	65.111	0	0

کمیت‌های همیوگ بار و پاریده به صورت $C = (-1)^{L_{12} + S_{12}}$ و $P = P_1 P_2 (-1)^{L_{12}}$ هستند که L_{12}

تکانه مداری نسبی و S_{12} اسپین کلی نسبی است. همچنین G پاریده در سیستم دوزونی

$G = (-1)^{L_{12} + S_{12} + I}$ تعریف می‌شود. بحث روی نتایج این کار در بخش نتیجه‌گیری پایان‌نامه آورده شده-

است. توجه شود علت اختلاف در مقادیر جرم و انرژی بستگی در مدل ما و دو مرجع دیگر در جدول‌های

۲-۵ تا ۷-۵ در فاکتور اسپین-ایزواسپینی است که در محاسبه پتانسیل تک پیون در نظر گرفته شده‌است.

با توجه به قوانین موجود در محاسبه اسپین-ایزواسپین، تمامی حالات شبه اسکالر-شبه اسکالر و شبه-اسکالر-برداری مقادیر اسپینی و پیونی صفر خواهند داشت. فقط در حالت برداری-برداری ما مقادیر زیر را در نظر می‌گیریم. $(\sigma_a \cdot \sigma_b)(\tau_a \cdot \tau_b) = 24, 12, -12$ برای وقتی که ایزواسپین کل صفر و اسپین به ترتیب صفر و یک و دو باشد، $(\sigma_a \cdot \sigma_b)(\tau_a \cdot \tau_b) = -8, -4, 4$ برای وقتی که ایزواسپین کل یک و اسپین به ترتیب صفر و یک و دو باشد. این دو مجموعه برای سیستم‌های دوزونی شامل مزون‌های افسون و زیبا بودند. برای سیستم دو مزونی $\rho\rho$ داریم: $(\sigma_a \cdot \sigma_b)(\tau_a \cdot \tau_b) = 64, 32, -32$ با ایزواسپین کل صفر، $(\sigma_a \cdot \sigma_b)(\tau_a \cdot \tau_b) = 32, 16, -16$ با ایزواسپین کل یک.

۵-۲- تعیین مشخصات بعضی از سیستم‌های دوهادرونی با کمک

مدل پتانسیلی شبه‌نمایی

هادرون‌های نامتعارف می‌توانند زمینه‌ای فراهم آورند تا به کمک آن‌ها وجود پیکربندی‌های نامتعارف کوارک‌ها و گلوئون‌ها بیشتر بررسی شوند. در اینجا می‌خواهیم سیستم مولکولی دوهادرونی شامل حالات چهار کوارک دوزونی و حالات پنج کوارکی مزون-باریون را به شکل غیرنسبیتی بررسی کنیم. هامیلتونی یک سیستم دوهادرونی را به صورت زیر در نظر می‌گیریم:

$$H = \frac{P^2}{2\mu} + V(R_{12}) \quad (۱۵-۵)$$

که در آن P تکانه نسبی دوهادرون است. پتانسیل زیر را که ترکیبی از کولنی و نمایی است، برای برهم-کنش بین دوهادرون با در نظر گرفتن اینکه α_s ثابت تزویج قوی است و R_{12} فاصله نسبی دو هادرون، خواهیم داشت:

$$V(R_{12}) = -\frac{4\alpha_s}{3R_{12}} + be^{-\delta R_{12}} \quad (۱۶-۵)$$

که در آن با برازش کردن ترم نمایی با برهم کنش تبادل $V(R_{12}) = -\frac{k_{mol}}{R_{12}} e^{-c^2 \frac{R_{12}^2}{2}}$ از [۴۷] که در آن k_{mol}

شدت تزویج برهم کنش قوی است، پارامترهای پتانسیل به صورت $b = -2\text{GeV}$, $\delta = 1.29\text{GeV}$ خواهند شد. برای سیستم‌های دو هادرونی کمیت تابع موج در مبدا را در جدول ۵-۸ آورده‌ایم. ستون اول، سیستم‌های در نظر گرفته شده را نشان می‌دهد که شامل سیستم‌های سبک پیونی، سیستم‌های باریون-مزون و نیز سیستم‌های با مزون‌های نیمه سنگین D, D^* و زیبا می‌شوند. ستون دوم حالات این سیستم-هاست که تعیین کرده‌ایم. ستون سوم مقادیری است که ما محاسبه کرده‌ایم و ستون سوم مقادیری است که از منبع [۴۷] اقتباس شده‌است. جرم سیستم‌های دوهادرونی در ستون‌های پنجم و ششم جدول ۵-۸ آورده شده‌است. همچنین پهنای واپاشی دوفوتونی را در ستون آخر نشان داده‌ایم.

جدول ۵-۸- مقدار کمیت‌های تابع موج در مبدا، جرم و پهنای واپاشی دوفوتونی برای سیستم‌های دوهادرونی

سیستم	$I^J (J^{PC})$	$\psi(0)$ (GeV) ^{3/2}	دیگران	جرم (GeV)	دیگران	$\Gamma_{\gamma\gamma}$ (KeV)
$\pi - \pi$	$0^+(0^{++})$	0.0115	0.0203 [۴۷]	0.264	0.297 [۴۷]	0.3231
$\pi - K$	$\frac{1}{2}(0^{++}),$ $\frac{3}{2}(0^{++})$	0.0222	0.0582 [۴۷]	0.610	0.659 [۴۷]	0.2220
$\pi - \rho$	$0^-(1^{+-}),$ $2^-(1^{+-})$	0.0250	0.0659 [۴۷]	0.890	0.935 [۴۷]	0.1326
$K - K$	$0^+(0^{++})$	0.0676	0.1828 [۴۷]	0.943	0.992 [۴۷], 0.974	0.8601

					[$\Delta \cdot$]	
$\pi - K^*$	$\frac{1}{2}(1^{+-}),$ $\frac{3}{2}(1^{+-})$	0.0257	0.0680 [fY]	1.006	1.055 [fY]	0.1099
$\rho - K$	$\frac{1}{2}(1^{+-}),$ $\frac{3}{2}(1^{+-})$	0.0867	1.3512 [fY]	1.220	1.261 [fY]	0.8463
$K - K^*$	$0^-(1^{+-}),$ $1^+(1^{+-})$	0.0925	0.2593 [fY]	1.335	1.380 [fY]	0.8029
$K - N$	$0(\frac{1}{2})^-,$ $1(\frac{1}{2})^-$	0.1271	0.7332 [fY]	1.861	1.540 [fY]	0.7811
$K - \Sigma$	$(\frac{1}{2})^-(\frac{1}{2})^-,$ $(\frac{3}{2})^+(\frac{1}{2})^-$	0.1191	0.4845 [fY]	1.622	1.785 [fY]	0.9036
$K - \Delta$	$1(\frac{3}{2})^-,$ $2(\frac{3}{2})^-$	0.1207	0.4916 [fY]	1.664	1.737 [fY]	0.8808
$K^* - N$	$1(\frac{1}{2})^-$	0.2288	0.7073 [fY]	1.460	1.905 [fY]	4.1085
	$1(\frac{3}{2})^-$	0.2288		2.651		1.2469
	$0(\frac{1}{2})^-$	0.2288		1.460		4.1091
	$0(\frac{3}{2})^-$	0.2288		2.651		1.2468
$D - D$	$0^+(0^{++}),$ $1^-(0^{++})$	0.6422	0.6935 [fY]	3.692	3.738 [fY]	-

$D - D^*$	$0^-(1^{+-}),$ $1^+(1^{+-})$	0.6885	0.7285 [47]	3.830	3.878 [47], 3.8710 [46]	-
$D^* - D^*$	$0^+(0^{++})$	0.7368	0.7670 [47]	3.632	3.930 [47]	-
	$0^-(1^{+-})$	0.7368		3.800	3.974 [47]	-
	$0^+(2^{++})$	0.7368		4.134	4.062 [47]	-
	$1^-(0^{++})$	0.7368		3.633	-	-
	$1^+(1^{+-})$	0.7368		3.800	-	-
	$1^-(2^{++})$	0.7368		4.134	-	-
$\pi - D$	$\frac{1}{2}0^{++},$ $\frac{3}{2}0^{++}$	0.0286	0.0757 [47]	1.982	2.027 [47]	0.0348
$\pi - D^*$	$\frac{1}{2}1^{+-},$ $\frac{3}{2}1^{+-}$	0.0288	0.0762 [47]	2.119	2.169 [47]	0.0309
$K - D$	$0^+(0^{++}),$ $1^-(0^{++})$	0.1192	0.3465 [47]	2.309	2.344 [47]	0.4458
$K - D^*$	$0^-(1^{+-}),$ $1^+(1^{+-})$	0.1213	0.3539 [47]	2.446	2.485 [47]	0.4118

$\rho - D$	$\frac{1}{2}(1^{+-}),$ $\frac{3}{2}(1^{+-})$	0.1896	0.5602 [fV]	2.587	2.603 [fV]	0.8989
$K^* - D$	$1^+(1^{+-}),$ $0^-(1^{+-})$	0.2242	0.6489 [fV]	2.703	2.718 [fV]	1.1510
$B - \bar{B}$	$0^+(0^{++}),$ $1^-(0^{++})$	2.3648	0.663 [$\text{f}\lambda$]	10.372	10.516 [$\text{f}\lambda$]	-
$B - \bar{B}^*$	$0^-(1^{+-}),$ $1^+(1^{+-})$	2.3743	0.828 [$\text{f}\lambda$]	10.417	10.542 [$\text{f}\lambda$]	-
$B^* - \bar{B}^*$	$0^+(0^{++})$	2.3838	1.022 [$\text{f}\lambda$]	10.434	10.542 [$\text{f}\lambda$]	-
	$0^-(1^{+-})$	2.3838		10.448	10.567 [$\text{f}\lambda$]	-
	$0^+(2^{++})$	2.3838		10.476	10.604 [$\text{f}\lambda$]	-
	$1^-(0^{++})$	2.3838		10.434	10.585 [$\text{f}\lambda$]	-
	$1^+(1^{+-})$	2.3838		10.448	10.586 [$\text{f}\lambda$]	-
	$1^-(2^{++})$	2.3838		10.476	10.590 [$\text{f}\lambda$]	-

مقایسه سیستم‌های دوهادرونی با بعضی از ذرات نامتعارف در قسمت نتیجه‌گیری پایان‌نامه شرح داده شده است. حال تابع ایسگور-وایس را برای سیستم‌های دوهادرونی شامل حداقل یک هادرون سنگین بررسی می‌کنیم. با استفاده از روابط (۳-۹) و (۳-۱۰) پارامترهای شیب (ستون دوم) و تحدب (ستون سوم) را برای سیستم‌های دوهادرونی (ستون اول) محاسبه کرده و در جدول ۵-۹ نشان داده‌ایم.

جدول ۵-۹- تابع ایسگور-وایس برای سیستم‌های دوهادرونی

سیستم	ρ^2	C
$D - D$	101.66	202.90
$D - D^*$	98.95	192.24
$D^* - D^*$	96.77	183.86
$\pi - D$	123.59	299.89
$\pi - D^*$	123.67	300.26
$K - D$	169.59	564.67
$K - D^*$	170.49	570.66
$\rho - D$	182.00	650.34
$K^* - D$	177.22	616.64
$B - \bar{B}$	133.0	347.26
$B - \bar{B}^*$	133.42	349.47
$B^* - \bar{B}^*$	133.84	351.71

همانطور که ملاحظه می‌شود مقادیر پارامترهای تابع ایسگور-وایس برای سیستم‌های دوهادرونی خیلی بزرگتر از سیستم‌های معمول مزون و باریون است.

۵-۳- مقدمه‌ای بر وجود سیستم‌های دوباریونی

از نظر تجربی تلاش‌های زیادی برای جست‌وجوی دوباریون‌های نازک انجام گرفته‌است. بعضی از دانشمندان آن‌ها را مشاهده نکرده و عدم وجود آن‌ها را نتیجه گرفته‌اند. جست و جوی باریونیم، حالات نامتعارفی که در سیستم‌های نوکلئون-آنتی نوکلئون ظاهر می‌شوند، تاریخچه بحث برانگیزی دارد. بعد از پیشنهاد دوباریون H^{33} (uudds) توسط جافه، حالات شش کوارکی مورد توجه قرار گرفتند. در سال ۱۹۷۸، لیختنبرگ^{۳۴} و همکارانش پیشنهاد دادند تشدید دوباریون از خوشه‌های کوارکی شامل چهار کوارک و یک جفت دی‌کوارک یا یک پنج کوارکی و یک کوارک دیگر تشکیل شده‌است. آیور^{۳۵} و همکارانش مدرک دیگری برای وجود تشدید دوپروتونی با جرم 2260 MeV بدست آوردند. اندازه‌گیری مجموعه BES در واپاشی‌های $J/\psi \rightarrow \gamma p\bar{p}$ تشدید را در آستانه $p\bar{p}$ نشان می‌دهد. در آزمایشی دیگر BES قله‌ای را در جرم ناوردای مزون‌های پیون تولید شده در واپاشی $J/\psi \rightarrow \gamma \pi^+ \pi^- \eta'$ پیدا کردند. این واکنش به یک پیکربندی واسطه $p\bar{p}$ در حالت $J^{PC}(p\bar{p}) = 0^{-+}$ نسبت داده شده است که مرتبط با حالت اسپین تک‌تایه است. پیکی که در جرم مزون مشاهده شده، به صورت یک حالت باریون جدید به نام $X(1835)$ معرفی شده‌است. با کمک مدل پتانسیل نیمه‌پدیدارشناختی که اطلاعات پراکندگی $NN\bar{N}$ را توصیف می‌کند، دوندر^{۳۶} و همکاران نشان دادند که ساختار قله مشاهده شده به دلیل تداخل حالت شبه مقید با یک دامنه زمینه و مکانیزم نابودی است.

مشاهده تشدید هادرونی d^* در سیستم پروتون-نوترون با حالت $J^P=3^+$ احتمال تولید پیکربندی‌های دوباریونی را افزایش داد. کارامس^{۳۷} و والکارس^{۳۸} محاسبه‌ای برای دوباریون در یک مدل محدودشده توسط

^{۳۳} di-baryon

^{۳۴} Lichtenberg

^{۳۵} Auer

^{۳۶} Dedonder

^{۳۷} Caramés

سطح مقطع‌های $\Lambda\Lambda$ و $\Lambda N, \Sigma N, \Xi N$ انجام دادند [۵۱]. ذره نامتعارف $d^*(2348)$ می‌تواند به عنوان یک حالت دوباریونی بیان شود. تاتیسچف^{۳۹} و همکارانش ساختاری اطراف $M_{pX}=2120$ MeV مشاهده کردند که یک دوباریون است [۵۲]. استینمر^{۴۰} و همکارانش تولید دوباریون‌ها را بررسی کردند. حالات نامتعارفی مانند $Y(4260), Y(4360), Y(4660), Z^\pm(4430)$ و $Y_b(10890)$ توسط BABAR و Belle پیدا شده‌اند. این حالات به راحتی با سیستم‌های کوارکونیوم متداول تعیین نمی‌شوند بلکه با سیستم باریونیوم شامل طعم سنگین بررسی می‌شوند. ونگ^{۴۱} طیف جرمی حالات مقید دوباریونی $\Xi\bar{\Xi}, \Sigma\bar{\Sigma}$ و $\Lambda\bar{\Lambda}$ و $p\bar{p}$ را در مدل پتانسیل پدیدارشناختی با معادله بته-سالپیتر محاسبه کرد [۵۳]. منگ^{۴۲} و همکارانش حالات مولکولی متشکل از یک جفت باریون افسون را در مدل پتانسیلی تبدالی تک بوزون مطالعه کردند [۵۴]. در یک مدل کوارکی، جرم دوباریون‌ها در هامیلتونی غیرنسبیتی با متد وردشی محاسبه شده‌است [۵۵].

۵-۴- تعیین جرم سیستم‌های دوباریونی

برای بررسی سیستم دوباریونی مولکولی پتانسیل هلمن را در نظر می‌گیریم که فرم زیر را دارد:

$$V(R_{12}) = \frac{-\alpha_s}{R_{12}} + \frac{B}{R_{12}} e^{-cR_{12}} \quad (۱۷-۵)$$

که R_{12} مختصه نسبی بین دو باریون است. پتانسیل هلمن شامل پتانسیل‌های کولنی و یوکاواست. پارامترهای این پتانسیل $B=0.4, c=0.35$ هستند. با کمک روش وردشی تابع موج و انرژی سیستم به دست می‌آید. با در نظر گرفتن بخش اسپینی از رابطه (۵-۶)، جرم (ستون دوم)، تابع موج در مبدا (ستون

^{۳۸} Valcarce

^{۳۹} Tatischeff

^{۴۰} Steinheimer

^{۴۱} Wang

^{۴۲} Meng

چهارم) و ریشه میانگین مربعی (ستون آخر) را برای سیستم‌های دوباریونی (ستون اول) محاسبه کرده و در جدول ۵-۱۰ آورده‌ایم. ستون سوم مقادیر جرمی است که از مراجع دیگر اقتباس شده‌است.

جدول ۵-۱۰- مشخصات سیستم‌های دوباریونی

سیستم	مقادیر ما	دیگران	$\psi(0)(\text{GeV}^{\frac{3}{2}})$	$\sqrt{\langle r^2 \rangle} (fm)$
$N - N$	2.924 ($S=1$), 2.501 ($S=0$)	1.918 [۴۷], 1.990 [۵۶]	0.032	1.861
$\Sigma - \Sigma$	2.504 ($S=1$), 1.834 ($S=0$)	2.482 [۵۶], 2.3178 [۵۳]	0.029	1.984
$\Sigma - \Delta$	1.578 ($S=1$), 2.860 ($S=2$)	2.530 [۵۶]	0.029	1.971
$N - \Delta$	3.003 ($S=2$), 1.982 ($S=1$)	2.284 [۵۶], 2.225 [۴۷]	0.030	1.910
$\Delta - \Delta$	3.803 ($S=3$), 1.962 ($S=2$), 0.734 ($S=1$), 0.120 ($S=0$)	2.577 [۵۶], 2.496 [۴۷]	0.029	1.958
$N - \Sigma$	2.177 ($S=0$), 2.711 ($S=1$)	2.237 [۵۶]	0.030	1.922
$N - \Xi$	2.827 ($S=1$),	2.260 [۵۸]	0.031	1.886

	2.36 ($S=0$)			
$\Lambda - \Xi$	1.917 ($S=0$), 2.555 ($S=1$)	2.437 [$\Delta\lambda$]	0.029	1.971
$\Sigma^* - \Sigma^*$	3.759 ($S=3$), 2.379 ($S=2$), 1.459 ($S=1$), 1.0 ($S=0$)	2.907 [$\Delta\epsilon$]	0.031	1.882
$\Lambda - \Lambda$	2.385 ($S=1$), 1.601 ($S=0$)	2.2014 [$\Delta\pi$]	0.028	2.032
$N - \Lambda$	2.648 ($S=1$), 2.069 ($S=0$)	-	0.030	1.946
$\Sigma - \Lambda$	1.719 ($S=0$), 2.444 ($S=1$)	-	0.028	2.008
$\Lambda_c - \bar{\Lambda}_c$	4.566 ($S=1$), 4.438 ($S=0$)	4.558 ($S=1$) [$\Delta\gamma$] 4.406 ($S=0$) [$\Delta\gamma$]	0.038	1.636
$\Sigma_c - \bar{\Sigma}_c$	4.789 ($S=0$), 4.897 ($S=1$)	4.88 ($S=0$) [$\Delta\gamma$] 4.897 ($S=1$) [$\Delta\gamma$]	0.039	1.609
$\Lambda_b - \bar{\Lambda}_b$	11.21 ($S=1$), 11.197 ($S=0$)	11.23, 11.2 ($S=1$) [$\Delta\gamma$], 11.22 ($S=0$) [$\Delta\gamma$]	0.046	1.385

$p - \bar{p}$	2.135 ($S=1$), 0.935 ($S=0$)	1.8337 [۵۳]	0.025	2.187
$\Xi - \bar{\Xi}$	2.730 ($S=1$), 2.215 ($S=0$)	2.6124 [۵۳]	0.030	1.911

با توجه به جدول ۵-۱۰ به نظر می‌رسد با در نظر داشتن رابطه (۵-۶) برای سیستم دوباریونی، مقادیر جرمی برای بخش سنگین‌تر که شامل باریون‌های Λ_b ، Σ_b ، Λ_c و Σ_c توافق بهتری با مقادیر دیگران دارد. شاید بهتر باشد برای سیستم‌های سبک‌تر تصحیح نسبیتی را در معادله موج لحاظ کنیم.

در سیستم‌های دوباریونی، برهم‌کنش فوق ریز اسپین-اسپین به شیوه زیر نیز نوشته می‌شود:

$$\tilde{V}_{SD}(R_{12}) = -\frac{8\pi\alpha_s}{3m_a m_b} \vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2 \left(\frac{\sigma^3}{3}\right) e^{-\sigma^2 R_{12}^2} \quad (۱۸-۵)$$

که $\sigma = 0.897 \text{ GeV}$. در این حالت نیز کمیت‌های سیستم دوباریونی را در جدول ۵-۱۱ آورده‌ایم. ستون اول همان سیستم‌های دوباریونی بخش سبک و سنگین و ستون بعدی مقادیر جرمی با توجه به رابطه (۵-۱۸) محاسبه شده است. در جدول‌های ۵-۱۰ و ۵-۱۱، مقدار جرم سیستم دوباریونی $\Sigma - \Sigma$ را به ترتیب 2.504 GeV و 2.3367 GeV بدست آورده‌ایم. مقداری از که از مرجع [۵۳] برای این سیستم دوباریونی گزارش شده 2.3178 GeV می‌باشد که مقدار جدول ۵-۱۱ برای جرم این سیستم همخوانی بهتری با مرجع ذکر شده دارد.

جدول ۵-۱۱ - مشخصات سیستم‌های دوباریونی با برهم‌کنش اسپینی رابطه (۵-۱۸)

سیستم	مقادیر ما
$N - N$	2.8185 ($S=1$), 2.8186 ($S=0$)
$\Sigma - \Sigma$	2.3367 ($S=1$), 2.3368 ($S=0$)
$\Sigma - \Delta$	2.3796 ($S=1$), 2.3793 ($S=2$)
$N - \Delta$	2.6201 ($S=2$), 2.6204 ($S=1$)
$\Delta - \Delta$	2.4217 ($S=3$), 2.4221 ($S=2$), 2.4224 ($S=1$), 2.4226 ($S=0$)
$N - \Sigma$	2.5776 ($S=0$), 2.5775 ($S=1$)
$N - \Xi$	2.7100 ($S=1$), 2.7102 ($S=0$)
$\Lambda - \Xi$	2.3955 ($S=0$), 2.3954 ($S=1$)
$\Sigma^* - \Sigma^*$	2.7237 ($S=3$), 2.7240 ($S=2$), 2.7243 ($S=1$), 2.7244 ($S=0$)
$\Lambda - \Lambda$	2.1893 ($S=1$), 2.1894 ($S=0$)
$N - \Lambda$	2.5037 ($S=1$), 2.5039 ($S=0$)
$\Sigma - \Lambda$	2.2631 ($S=0$), 2.2630 ($S=1$)
$\Lambda_c - \bar{\Lambda}_c$	4.5344 ($S=1$), 4.5344 ($S=0$)
$\Sigma_c - \bar{\Sigma}_c$	4.8700 ($S=0$), 4.8699 ($S=1$)
$\Lambda_b - \bar{\Lambda}_b$	11.2067 ($S=1$), 11.2067 ($S=0$)
$p - \bar{p}$	1.8348 ($S=1$), 1.8350 ($S=0$)
$\Xi - \bar{\Xi}$	2.6016 ($S=1$), 2.6017 ($S=0$)

در مورد سیستم دوباریونی $\Lambda_b - \bar{\Lambda}_b$ ، جرم‌هایی که در جدول ۵-۱۰ و ۵-۱۱ بدست آوردیم به- ترتیب 11.21 GeV و 11.2067 GeV بودند. مقداری که مرجع [۵۷] گزارش داده، 11.2 GeV است که با نتیجه هر دو جدول ۵-۱۰ و ۵-۱۱ همخوانی دارد. با در نظر گرفتن هردو فرم برهم‌کنش اسپینی، طیف حالات برانگیخته سیستم‌های دوباریونی در جدول ۵-۱۲ نشان داده شده‌است. در جدول ۵-۱۲، ستون اول سیستم‌های دوباریونی، ستون دوم مقادیر جرمی ما در حالت برانگیخته با توجه به رابطه (۵-۶) از بخش اسپینی، ستون سوم مقادیر جرمی ما در حالت برانگیخته سیستم‌های دوباریونی با توجه به رابطه (۵-۱۸) از بخش اسپینی، ستون چهارم تابع موج در مبدأ، ستون نهمی ریشه میانگین مربعی این حالات بدست آمده‌اند.

جدول ۵-۱۲- طیف حالات برانگیخته سیستم‌های دوباریونی

سیستم	مقادیر ما (مدل اول)	مقادیر ما (مدل دوم)	$\psi(0)(GeV^{\frac{3}{2}})$	$\sqrt{\langle r^2 \rangle} (fm)$
$N - N$	3.160 ($S=1$), 1.864 ($S=0$)	2.836	0.020	2.990
$\Sigma - \Sigma$	2.868 ($S=1$), 0.817 ($S=0$)	2.355	0.018	3.255
$\Sigma - \Delta$	3.870 ($S=2$)	2.398 ($S=1,2$)	0.018	3.228
$N - \Delta$	3.811 ($S=2$), 0.684 ($S=1$)	2.638 ($S=1,2$)	0.019	3.096
$\Delta - \Delta$	6.669 ($S=3$), 1.031 ($S=2$)	2.440 ($S=3,2,1$)	0.018	3.201

$N - \Sigma$	1.370 ($S=0$), 3.004 ($S=1$)	2.596 ($S=0,1$)	0.019	3.123
$N - \Xi$	3.086 ($S=1$), 1.655 ($S=0$)	2.728 ($S=0,1$)	0.019	3.044
$\Lambda - \Xi$	0.950 ($S=0$), 2.902 ($S=1$)	2.414 ($S=0,1$)	0.018	3.228
$\Sigma^* - \Sigma^*$	5.913 ($S=3$), 1.685 ($S=2$)	2.742	0.019	3.035
$\Lambda - \Lambda$	2.808 ($S=1$), 0.407 ($S=0$)	2.208 ($S=0,1$)	0.017	3.359
$N - \Lambda$	2.965 ($S=1$), 1.192 ($S=0$)	2.522 ($S=0,1$)	0.018	3.175
$\Sigma - \Lambda$	0.617 ($S=0$), 2.837 ($S=1$)	2.282 ($S=0,1$)	0.017	3.307
$\Lambda_c - \bar{\Lambda}_c$	4.649 ($S=1$), 4.251 ($S=0$)	4.549	0.026	2.476
$\Sigma_c - \bar{\Sigma}_c$	4.635 ($S=0$), 4.968 ($S=1$)	4.885	0.027	2.413
$\Lambda_b - \bar{\Lambda}_b$	11.227 ($S=1$), 11.184 ($S=0$)	11.216	0.039	1.843

$p - \bar{p}$	2.770 ($S=1$),	1.854	0.015	3.681
$\Xi - \bar{\Xi}$	3.014 ($S=1$), 1.436 ($S=0$)	2.620	0.019	3.098

ریشه میانگین مربعی بر حسب مقیاس فرمی گزارش شده است.

۵-۵- تعیین جرم و طول پراکندگی بعضی از سیستم‌های دوباریونی

با استفاده از پتانسیل هلمن اصلاح شده

در اینجا پتانسیل هلمن تعمیم یافته به همراه برهم کنش‌های تبدالی پیون و سیگما و فوق‌ریز را در نظر گرفته و بعضی از خصوصیات سیستم‌های دوباریونی شامل جرم، انرژی بستگی، طول پراکندگی و ... را بدست می‌آوریم. پتانسیل هلمن تعمیم یافته به صورت زیر است:

$$V(r) = -\frac{g}{r} + b \frac{e^{-cr}}{r} - \left(\frac{1}{m_i} + \frac{1}{m_j} \right) \frac{g^2}{r^2} \quad (19-5)$$

که در آن پتانسیل‌های یوکاوا و کولنی‌گونه را شاهد هستیم. مقادیر پارامترهای پتانسیل را $g = 0.35$ ، $b = 0.4$ و $c = 0.35$ در نظر می‌گیریم. برای مطالعه برهم کنش باریون-باریون می‌توان علاوه بر پتانسیل تبدالی پیون (معادله (۴-۵))، پتانسیل تبدالی مزون سیگما را مطابق رابطه زیر در نظر گرفت:

[۵۹]:

$$V_\sigma = \frac{g_\sigma^2}{4\pi} \left(\frac{e^{-m_\sigma r}}{r} - \frac{e^{-\Lambda_\sigma r}}{r} \right) \quad (20-5)$$

که $m_\sigma = 0.55 \text{ GeV}$ و $\Lambda_\sigma = km_\sigma + \Lambda_0$. همچنین با در نظر گرفتن پارامتر وابسته به جرم r_{0ij} ؛

$$r_{0ij} = 1 / \left(\alpha + \beta \frac{m_i m_j}{m_i + m_j} \right) \quad (21-5)$$

برهم کنش فوقریز سیستم دوباریونی به شکل زیر خواهد شد:

$$V_{ij}^{SS} = \frac{1}{m_i m_j} \frac{\kappa'}{r_{0ij}^2} \frac{e^{-\frac{r^2}{(r_{0ij})^2}}}{r} \vec{\sigma}_i \cdot \vec{\sigma}_j \quad (22-5)$$

که پارامترهای آن $\beta = 0.29$ ، $\alpha = 0.46 \text{ GeV}$ و $\kappa' = 0.54$ هستند [۶۰]. از حل عددی، تابع موج و انرژی را پیدا کرده و جرم را گزارش می‌کنیم.

برای بررسی خصوصیت پراکندگی سیستم دوباریونی، معادله شرودینگر شعاعی را با پتانسیل (۵-۱۹) در نظر گرفته و انتقال‌های فازی به صورت زیر می‌شوند:

$$\delta_\ell = \frac{\pi}{2}(\ell - \ell') + \delta' \quad (23-5)$$

$$\delta' = \arg \left(\Gamma \left(\ell' + 1 - \frac{i\lambda}{k} \right) \right)$$

که داریم:

$$\ell' = \frac{1 \pm \sqrt{1 + 4l(l+1) - 8g^2}}{2}, \lambda = \mu(g - b), k = \sqrt{2\mu(bc + E_{n,l})} \quad (24-5)$$

همچنین، طول پراکندگی^{۴۳} a_0 از رابطه زیر تبعیت می‌کند [۶۱]:

^{۴۳} Scattering length

$$k \cot \delta_\ell = -\frac{1}{a_0} + \frac{1}{2} r_0 k^2 + O(k^4) \quad (25-5)$$

که در آن طول موثر $r_0 = 0.7064 fm$ است. در جدول ۵-۱۳، نتایج جرم و طول پراکندگی نشان داده شده است.

جدول ۵-۱۳- بعضی از خصوصیات سیستم‌های دوباریونی با استفاده از پتانسیل هلمن تعمیم‌یافته

سیستم	مقادیر ما	دیگران	$\psi(0)(GeV^{\frac{3}{2}})$	B.E. (GeV)	$\sqrt{\langle r^2 \rangle} (fm)$	$a_0(fm)$
$N - N$	1.8675	1.918 [۴۷], 1.990 [۵۶]	0.0104	-0.0104	3.9686	0.4287
$\Sigma - \Sigma$	2.3657	2.482 [۵۶], 2.3178 [۵۳]	0.0138	-0.0128	3.2746	0.3679
$N - \Sigma$	2.1167	2.237 [۵۶]	0.0119	-0.0115	3.6182	0.399
$N - \Xi$	2.2486	2.260 [۵۸]	0.0126	-0.0120	3.4882	0.3875
$\Lambda - \Xi$	2.4242	2.437 [۵۸]	0.0141	-0.0130	3.2311	0.3638
$\Lambda - \Lambda$	2.2190	2.2014 [۵۳]	0.0128	-0.0121	3.4440	0.3835
$N - \Lambda$	2.0433	-	0.0115	-0.0112	3.7044	0.4065
$\Sigma - \Lambda$	2.2923	-	0.0133	-0.0125	3.3591	0.3757
$\Lambda_c - \bar{\Lambda}_c$	4.5526	4.558 (S=1) [۵۷] 4.406 (S=0)	0.0267	-0.0201	2.0836	0.2401

		[$\Delta\gamma$]				
$\Sigma_c - \bar{\Sigma}_c$	4.8868	4.88 ($S=0$) [$\Delta\gamma$] 4.897 ($S=1$) [$\Delta\gamma$]	0.0284	-0.0209	1.9963	0.2292
$\Lambda_b - \bar{\Lambda}_b$	11.2110	11.23, 11.2 ($S=1$) [$\Delta\gamma$], 11.22 ($S=0$) [$\Delta\gamma$]	0.0532	-0.0279	1.2899	0.1316
$p - \bar{p}$	1.8659	1.8337 [$\Delta\gamma$]	0.0104	-0.0104	3.9715	0.4289
$\Xi - \bar{\Xi}$	2.6294	2.6124 [$\Delta\gamma$]	0.0155	-0.0139	3.0208	0.3435
$\Sigma_c - \bar{\Sigma}_b$	11.5945	-	0.0544	-0.0280	1.2700	0.1286

در جدول ۵-۱۳، ستون اول سیستم‌های دوباریونی، ستون دوم مقادیر جرمی ما و ستون سوم مقادیری است که از مراجع دیگر گزارش شده‌اند. کمیت تابع موج در مبدا در ستون چهارم، انرژی بستگی در ستون پنجم، ریشه میانگین مربعی در ستون ششم و طول پراکندگی در ستون آخر آمده است. به نظر می‌رسد در نظر گرفتن برهم‌کنش (۵-۱۹) منجر به نتایج بهتری نسبت به برهم‌کنش بخش ۵-۴ می‌شود.

نتیجه گیری

در این پایان نامه،

ما مدل پتانسیلی ایجاد کردیم که واپاشی‌های نیمه‌لپتونی مزون‌های B ، B_s و باریون‌های Λ_b و Ω_b را با آن تحقیق کنیم. ما کمیت‌های مرتبط با این واپاشی‌ها را با استفاده از برهم‌کنش کوانتومی نوسانی ایزوتونی اصلاح شده گزارش دادیم. ما همچنین فرآیند $B \rightarrow D^{(*)}\ell\nu$ را بررسی کردیم. در مدل پتانسیل نوسانی ایزوتونی گفته شده، شیب و تحدب تابع ایسگور-وایس را برای مزون‌های B ، B_s و باریون‌های Λ_b و Ω_b محاسبه کردیم. با کمک تابع ایسگور-وایس، نرخ‌های واپاشی نیمه‌لپتونی مزون‌ها و باریون‌های شامل یک کوارک سنگین زیبا را بدست آوردیم. مقدار بدست آمده ما $BR(\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c l \nu_l) = 7.1\%$ [۳۹] در توافق بسیار خوبی با $BR(\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c l \nu_l) = 7.9 \pm 1.9\%$ [۳۹] -

$$\text{است. در مرجع [۶۲]، این کمیت مقدار } BR(\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ e^- \bar{\nu}_e) = \begin{cases} 6.9\% \\ 6.5_{-2.5}^{+3.2}\% \end{cases}$$

نتیجه ما $Br(B \rightarrow D \ell \nu) = 2.25\%$ [۳۹] در توافق خوبی با اطلاعات تجربی ذرات، 2.27 ± 0.11 است. درصد خطا در این مورد 0.8% است. مقداری که برای نسبت انشعابی مزون B_s بدست آوردیم $Br(B_s \rightarrow D_s \ell \nu) = 2.05\%$ بود. در مورد نسبت انشعابی $B \rightarrow D^{(*)}\ell\nu$ مقدار 6.67 با درصد خطای 2.61% در مقایسه با 6.5 ± 0.5 اطلاعات تجربی ذرات بدست آمد. برای استخراج $|V_{cb}|$ از فرایند $B \rightarrow D \ell \nu$ با در نظر گرفتن تصحیحات $\bar{\eta}_{EW} = 1.011$ در پهنا، مقدار تجربی نرخ واپاشی $B \rightarrow D \ell \nu$ یعنی 2.27 ± 0.11 ، و نیز رهیافت گفته شده در تابع ایسگور-وایس، ما مقدار کمیت $|V_{cb}|$ را 0.040 بدست آوردیم که درصد خطای آن 4.76% در مقایسه با مقدار تجربی 0.042 ± 0.001 است [۳۹].

ما در مدل پتانسیل ایزوتونی نوسانی نسبت‌های زیر را برای واپاشی‌های نیمه‌لپتونی مزونی بدست

$$\text{آوردیم:} \quad \left\{ \begin{array}{l} \frac{\Gamma(\bar{B} \rightarrow D^* l \bar{\nu})}{\Gamma(\bar{B} \rightarrow D l \bar{\nu})} = 2.99 \\ \frac{\Gamma(\bar{B}_s \rightarrow D_s^* l \bar{\nu})}{\Gamma(\bar{B}_s \rightarrow D_s l \bar{\nu})} = 4.00 \end{array} \right. \quad \text{که در مرجع [۳۲] این نسبت‌ها به صورت زیر هستند:}$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\Gamma(\bar{B} \rightarrow D^* l \bar{\nu})}{\Gamma(\bar{B} \rightarrow D l \bar{\nu})} = 3.2_{-2}^{+3} \pm 1.0 \\ \frac{\Gamma(\bar{B}_s \rightarrow D_s^* l \bar{\nu})}{\Gamma(\bar{B}_s \rightarrow D_s l \bar{\nu})} = 3.3_{-1}^{+2} \pm 1.0 \end{array} \right.$$

خلاصه‌ای از نتایج واپاشی‌های لپتونی به شرح زیر است:

۱. در محاسباتمان نسبت‌های ثوابت واپاشی را $\frac{f_{D_s}}{f_D} = 1.125$ و $\frac{f_{B_s}}{f_B} = 1.172$ یافتیم که قابل

مقایسه با محاسبات شبکه‌ای $\frac{f_{D_s}}{f_D} = 1.164 \pm 0.011$ از مرجع [۶۳] و نیز $\frac{f_{B_s}}{f_B} = 1.20$ از مرجع

[۲۸] هستند. ما این مقدار را در مدل پتانسیلی یوکاوا، $\frac{f_{B_s}}{f_B} = 1.19$ بدست آوردیم. همچنین

Lin و Lellouch گزارش داده‌اند: $\frac{f_{D_s}}{f_D} = 1.13 \pm 0.02$ [۶۴]. نسبت تعیین شده تجربی

در مدل پتانسیل یوکاوا ما این مقدار را $\frac{f_{D_s}}{f_D} = 1.140$ بدست

آوردیم.

۲. نسبت انشعابی‌مان که از واپاشی‌های لپتونی در مدل پتانسیل ایزوتونی نوسانی یافتیم،

$$R \equiv \frac{Br(D_s^+ \rightarrow \tau^+ \nu)}{Br(D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu)} = 9.91$$

همخوانی بسیار خوبی با نتیجه مدل استاندارد از این نسبت؛

9.76 [۶۵] و نیز نتیجه تجربی 9.2 ± 0.7 داشت. مقدار محاسبه شده ما

تجربی نتیجه با توافق در $Br(D_s^+ \rightarrow \tau^+\nu) = 5.71 \times 10^{-2}$
 بود. $Br(D_s^+ \rightarrow \tau^+\nu) = (5.58 \pm 0.35) \times 10^{-2}$.

مقایسه نتایج مان با مقادیر تجربی و مدل‌های تئوری نشان می‌دهد مدل پتانسیل حاضر می‌تواند یک مدل با کیفیت و موفقیت‌آمیز برای بررسی مزون‌ها و باریون‌های شامل یک کوارک سنگین در ساختارشان باشد. این مطالعات به دلیل علاقه حاضر در فیزیک با طعم سنگین اهمیت دارد.

مقدار $\Gamma_{SL} = (2.50 - 4.73) \times 10^{10} s^{-1}$ برای پهنای واپاشی نیمه‌لپتونی لامبدا گزارش شده است. نتایج ما (بخصوص در موارد $3.85 \times 10^{10} s^{-1}$ ، $2.50 \times 10^{10} s^{-1}$ و $3.20 \times 10^{10} s^{-1}$) در توافق با آن‌هاست. به کمک محاسباتی که برای پهنای انجام دادیم و نیز نیمه‌عمر $\tau_{\Lambda_b} = 1.23 \times 10^{-12} s$ مقدار $Br(\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c \ell \nu) = 6.9\%$ کاملاً قابل قبول است [۴۰]. ما نرخ‌های واپاشی و نرخ‌های واپاشی جزئی $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ e^- \bar{\nu}_e$ را با استفاده از مدل پتانسیلی دنگ-فن‌گونه محاسبه کردیم. در این مدل با در نظر گرفتن بخش هارمونی به‌عنوان ترم اصلی و دنگ-فن‌گونه اختلالی، تابع موج فوق‌شعاعی را به صورت سری برای باریون‌های سنگین ارائه کردیم و جرم باریون‌های لامبدا را بدست آوردیم.

از مطالعه شبکه‌ای واپاشی‌های نیمه‌لپتونی، Bowler و همکارانش مقدار $\rho^2 = 1.4 \pm 0.8$ را برای $\Xi_b \rightarrow \Xi_c \ell \bar{\nu}$ گزارش داده‌اند [۴۳]. نتایج ما در این خصوص موافق با آن‌هاست. نتیجه ما از واپاشی $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ e^- \bar{\nu}_e$ در توافق خوبی با $4.21 Br(\Lambda_c^+ \rightarrow ab)$ مقدار $\Gamma(\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c \ell \bar{\nu}) = 4.2 Br(\Lambda_c \rightarrow ab) \times 10^{10} s^{-1}$ [۴۱] است. در مدل پتانسیل هولسن‌گونه، مقدار نسبت انشعابی $Br(\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ e^- \bar{\nu}_e) = 6.30\%$ را بدست آوردیم [۴۲]. همچنین با به‌کارگیری $\tau_{\Xi_b} = 1.39 \times 10^{-12} s$ ، نسبت انشعابی $\Xi_b^0 \rightarrow \Xi_c^+ e^- \bar{\nu}_e$ را 8.01% محاسبه کردیم. Ebert و همکارانش

مقدار این کمیت را % 7.4 بدست آورده‌اند. نتایج‌مان را برای نرخ‌های واپاشی جزئی Ξ و Λ با UKQCD مقایسه کرده‌ایم که نتایج قابل قبول بودند [۴۳]. در مدل پتانسیل هولسنی ما نرخ‌های واپاشی باریون‌های سنگین Ξ و Λ ، پهنای واپاشی $\Xi_c^+ \rightarrow \Xi_c^+$ و نرخ‌های واپاشی جزئی باریون‌های سنگین Ξ و Λ را با استفاده از رهیافت تابع ایسگور-وایس در مختصات فوق‌کروی محاسبه کردیم.

مقادیر شیب و تحدب تابع ایسگور-وایس برای باریون‌ها در مدل‌های گوناگونی بدست آمده‌اند؛
 $C = 0.47$ ، $\rho^2 = 1.3$ ، $C = 0.85$ ، $\rho^2 = 1.35$ ، $C = 1.75$ ، $\rho^2 = 1.5_{-9}^{+7}$ ، $\rho^2 = 1.2+0.8-1.1$ ،
 $\rho^2 = 3.04$ ، $C = 6.81$ و $\rho^2 = 2.09$ ، $C = 1.84$ [۴۴]. مقادیری که ما در این پایان‌نامه بدست آوردیم در توافق با آن‌هاست.

همچنین برای مزون‌ها مقادیر پارامتر شیب و تحدب در مدل‌های مختلف بدست آمده‌اند؛
 Yaouanc $\rho_B^2 = 1.62$ ، $\rho_B^2 = 1.23$ و همکاری‌شان مقدار $0.28 \leq \rho^2 \leq 1.88$ را بدست آوردند [۶۶]. تابع ایسگور-وایس به فرم $\xi(\omega) = 1 - \rho^2(\omega - 1) + \frac{\sigma^2}{2}(\omega - 1)^2$ گزارش شده‌است که در این مقاله ذکر شده است؛ $\sigma^2 \geq \frac{15}{16}$. مقایسه‌ای با پارامتربندی ما از ایسگور-وایس نشان می‌دهد که $C \geq 0.46$. بسیاری از نتایج ما با این مقدار همخوانی دارند.

مقادیر تجربی این پارامترها برای مزون D ، $\rho^2 = 0.76 \pm 0.16 \pm 0.08$ و $\rho^2 = 0.69 \pm 0.14$ گزارش شده‌اند [۶۷] و ما در مدل پتانسیلی ایزوتونی نوسانی مقدار $\rho^2 = 0.69$ را که همخوانی بسیار خوبی با آن‌ها دارد، بدست آوردیم.

در مورد مزون B_c ، فرم‌فاکتور $f_+(q_{\max}^2) = 1.070$ را بدست آوردیم که در توافق بسیار خوبی با مقدار 1.070 بود. مرجع [۳۳]، مقدار $f_+(q_{\max}^2) = 1.035$ را برای این کمیت گزارش داده‌است.

Anisimov و همکارانش مقدار پهنای واپاشی نیمه‌لپتونی B_c را $\Gamma(B_c \rightarrow \eta_c l \bar{\nu}) = 8.6 \times 10^{-15} \text{ GeV}$ گزارش داده‌اند [۶۸]. ما آن را $\Gamma(B_c \rightarrow \eta_c l \bar{\nu}) = 7.63 \times 10^{-15} \text{ GeV}$ یافتیم. همچنین $Br(B_c \rightarrow \eta_c l \bar{\nu}) = 0.52$ را بدست آوردیم که در توافق خوبی با $Br(B_c \rightarrow \eta_c l \bar{\nu}) = 0.57 \pm 0.17$ از مقاله‌ی Bagan و همکارانش [۳۶] بود. همچنین از مدل پتانسیلی یوکاوا مقدارهای $\Gamma(B_c \rightarrow \eta_c (l^+ \nu_l)) = 8.53 \times 10^{-15} \text{ GeV}$ و $Br(B_c \rightarrow \eta_c (l^+ \nu_l)) = 0.58 \%$ را بدست آوردیم. فرم-فاکتورهای واپاشی نیمه‌لپتونی B_c به حالت شبه‌اسکالر η_c را $f_+(0) = 0.972$ و $f_+(q_{\max}^2) = 1.047$ محاسبه کردیم. Ivanov و همکارانش، این کمیت‌ها را $f_+(0) = 0.76$ و $f_+(q_{\max}^2) = 1.07$ گزارش داده‌اند [۶۹].

نتایج‌مان را برای سیستم‌های دوزمونی به شرح زیر ارائه می‌کنیم:

۱. حالت مقید $K - \bar{K}$ کاندیدی برای ذره نامتعارف $f_0(980)$ است. حالت $f_0(980)$ ، $I^G(J^{PC}) = 0^+(0^{++})$ است و مقدار جرم آن 0.990 GeV است. همچنین واپاشی $f_0(980)$ به $K\bar{K}$ مشاهده شده‌است. ما حالت $I^G(J^{PC}) = 0^+(0^{++})$ و جرم 0.973 GeV را برای $K - \bar{K}$ بدست آوردیم. بنابراین $f_0(980)$ را به صورت حالت مقید شبه‌مولکولی $K - \bar{K}$ تعیین کردیم. Rai و Rathaud جرم این سیستم دوزمونی را 0.9768 GeV بدست آورده‌اند [۴۹]. درصد خطای نتیجه ما در مقایسه با آن‌ها 0.3% و 1.71% در مقایسه با مقدار تجربی است [۴۵].

۲. $K - \bar{K}^*$ می‌تواند کاندیدی برای $h_1(1380)$ باشد. Rai و Rathaud پیشنهاد دادند که $h_1(1380)$ می‌تواند حالت مقید شبه‌اسکالر-برداری $K - \bar{K}^*$ باشد [۴۹]. آن‌ها جرم این حالت را $M(K - \bar{K}^*) = 1.383 \text{ GeV}$ گزارش دادند. ما مقدار $M(K - \bar{K}^*) = 1.383 \text{ GeV}$ را بدست آوردیم که در توافق خوبی با $h_1(1380)$ و مرجع [۴۹] است.

۳. $\rho - \bar{\rho}$ و $\rho - \bar{\omega}$ ساختارهای مشابه $f_0(1500)$ و $a_0(1450)$ دارند. مطابق گزارش تجربی عدد کوانتومی و جرم $f_0(1500)$ ، $I^G(J^{PC}) = 0^+(0^{++})$ و $M = 1.505 \text{ GeV}$ است. ما $f_0(1500)$ را با $\rho - \bar{\rho}$ مقایسه کردیم و حالت $0^+(0^{++})$ و جرم $M = 1.419 \text{ GeV}$ را برای آن محاسبه کردیم. مطابق گزارشات تجربی حالت مشاهده شده $a_0(1450)$ به صورت $1^-(0^{++})$ با جرم $M = 1.474 \text{ GeV}$ تعیین شده است. واپاشی دوفوتونی آن مشاهده شده است. ما مقدار $M = 1.524 \text{ GeV}$ و پهنای واپاشی دوفوتونی $\Gamma_{\gamma\gamma} = 0.3269 \text{ keV}$ را برای $\rho - \bar{\omega}$ با حالت $1^-(0^{++})$ بدست آوردیم که با $a_0(1450)$ قابل مقایسه است.

۴. جرم سیستم دوزمونی مقید $D_s^* - \bar{D}_s^*$ را نمی توان به کمک مدل ارائه شده بدست آورد. مقداری که در مدل Wang گزارش شده $4.43 \pm 0.16 \text{ GeV}$ است. در مرجع [۷۰] این حالت مقید کاندیدی برای ذره نامتعارف $Y(4140)$ در نظر گرفته شده است.

۵. علاوه بر تشدیدهای مولکولی مشاهده شده $Z_b(10610)$ و $Z_b(10650)$ با حالت $I^G = 1^+$ ، دو یا چهار حالت $bb\bar{b}$ -گونه مولکولی با عدد کوانتومی $I^G = 1^-$ وجود دارد. در این مورد ما حالت مولکولی $B^* - \bar{B}^*$ را با $I^G = 1^-$ در نظر گرفتیم. جرم و انرژی بستگی $B^* - \bar{B}^*$ را 10.595 GeV و -54.465 MeV محاسبه کردیم. این کمیتها در کار Rai و Rathaud و 10.590 GeV و -66.29 MeV گزارش شده بودند. همچنین ما در این مورد بدست آوردیم $\psi(0) = 0.440 \text{ GeV}^{3/2}$ که کوچکتر از مقدار $\psi(0) = 0.856 \text{ GeV}^{3/2}$ است. ما حالت $1^+(1^{+-})$ را برای $B^* - \bar{B}^*$ تعیین کردیم که کاندیدی برای $X(10650)$ با اعداد شناخته شده $I^G J^P = ?^+ 1^+$ (مطابق گروه اطلاعات ذرات سال ۲۰۱۵) است. اساساً تشدیدهای $bb\bar{b}$ گونه $Z_b(10610)$ و $Z_b(10650)$ مولکولهای $B^* \bar{B} - BB^*$ و $B^* \bar{B}^*$ هستند. ادعای مولکولی بودن این حالات با

مشاهده اخیر نرخ بالای واپاشی آنها به جفت مزون سنگین مرتبط یعنی
 $Z_b(10650) \rightarrow B^* \bar{B}^*$ و $Z_b(10610) \rightarrow B^* \bar{B}^*(B\bar{B}^*)$ تضمین می‌شود.

۶. مقدار جرم $X(3823)$ ، $(3823.1 \pm 1.8 \pm 0.7)$ MeV است. ما این ذره نامتعارف را $D - \bar{D}_s$ مولکولی در نظر گرفتیم. برای این حالت جرم 3.828 GeV و $J^{PC} = 0^{++}$ را تعیین کردیم. راتائود و رای مقدار جرم 3.8324 GeV را گزارش داده و $X(3823)$ را به‌عنوان $D - \bar{D}_s$ پیشنهاد داده‌اند.

۷. مطابق گزارشات تجربی فیزیک ذرات سال ۲۰۱۵، ذره نامتعارف $\psi(4040)$ اعداد کوانتومی $I^G J^{PC} = 0^- 1^{--}$ دارد. ما آن را $D^* - \bar{D}^*$ با $0^-(1^{+-})$ و جرم 3.991 GeV مشخص کردیم. اگرچه پارितه ما با پارितه گزارش شده برای $\psi(4040)$ همخوانی ندارد اما I, G, J, C در توافق با این ذره نامتعارف است. راتائود و رای $Y(4008)$ را به‌عنوان $D^* - \bar{D}^*$ با جرم $M(D^* - \bar{D}^*) = 4.0089$ GeV پیشنهاد داده‌اند. ما مقدار این جرم را $M(D^* - \bar{D}^*) = 3.991$ GeV محاسبه کردیم.

۸. حالات $D^* \bar{D}^*$ و $D_s^* \bar{D}_s^*$ می‌توانند به‌صورت تشدیدهای $X(3915)$ و $Y(4140)$ در نظر گرفته شوند. برای سیستم سبک $\pi^0 - \bar{\pi}^0$ ، اگرچه انرژی بستگی که بدست آوردیم (19.534 MeV) بزرگتر از مرجع [۴۹] (0.3931 MeV) است، تابع موج در مبدا (0.006 GeV^{3/2}) و جرم ما (0.287 GeV) نزدیک مقادیر (0.0035 GeV^{3/2}) و (0.2703 GeV) این مرجعند.

طیف جرمی حالات شبه‌مولکولی دوهادرونی را در یک مدل پتانسیلی با رهیافت وردش محاسبه کردیم. بعضی از ذرات نامتعارفی را که در ساختارهای معمولی دوکوارکی یا سه کوارکی جای نمی‌گیرند، می‌توان با مدل شبه‌مولکولی دوهادرونی توصیف نمود. ذره نامتعارف $f_0(600)$ را می‌توان با

حالت شبه مولکولی $\pi-K$ مقایسه کرد. ما جرم این سیستم را 0.610 GeV بدست آوردیم. ما جرم سیستم $\pi-K^*$ را 1.006 GeV و اعداد کوانتومی آن را $J^{PC} = 1^{+-}$ بدست آوردیم. این سیستم می تواند کاندیدی برای $h_1(1.170)$ باشد. ذره سبک $f_0(980)$ را با سیستم دوزونی شبه اسکالر-شبه اسکالر $K-K$ می توان مقایسه کرد. ما جرم این سیستم را 0.943 GeV بدست آوردیم که در توافق با جرم $f_0(980)$ است. $b_1(1.235)$ را می توان با سیستم دوزونی شبه اسکالر-برداری $\rho-K$ توصیف نمود که ما جرم این سیستم را 1.220 GeV یافتیم. $h_1(1.380)$ می تواند با سیستم شبه-مولکولی $K-K^*$ توصیف شود که ما جرم آن را 1.335 GeV یافتیم. $D_s(2.317)$ یک ذره نامتعارف با حالت $J^P = 0^+$ است. در مطالعه واپاشی $B_s^0 \rightarrow D_s^-(KD)^+$ ، نتیجه گرفته شد که از طیف جرمی KD وجود $D_s(2.317)$ را می توان پی برد [۷۱]. ما نیز $K-D$ را با جرم 2.309 GeV و حالت 0^{++} به عنوان نماینده ی توصیف کننده $D_s(2.317)$ در نظر گرفتیم.

جرم و حالت $D_{s1}(2.460)^\pm$ به ترتیب $M = 2.459 \text{ GeV}$ و $J^P = 1^+$ است. $K-D^*$ با جرم $M = 2.446 \text{ GeV}$ می تواند کاندیدی برایش باشد.

Dai و همکارانش پیش بینی کرده اند که تشدید $X(3720)$ می تواند با جرم $D-D$ مقایسه شود. با توجه به نزدیکی $X(3872)$ به آستانه DD^* ، بیشترین تصویر قابل قبول برای $X(3872)$ حالت شبه-مولکولی با سیستم دوزونی DD^* است. حالت نامتعارف $\psi(4040)$ را به صورت سیستم شبه مولکولی افسون برداری-برداری D^*-D^* با جرم 4.134 GeV در نظر می گیریم. مقادیر جرمی که برای سیستم های دوهادرونی در رهیافت وردشی محاسبه کردیم در توافق با سایر منابع است.

نتایج مان را در مورد سیستم های دوباریونی به صورت زیر می آوریم:

۱. برای سیستم باریونیوم افسون سنگین، در حالت $S=1$ مقدار $M_{\Lambda_c \bar{\Lambda}_c} = 4.566 \text{ GeV}$ و در حالت $S=0$ مقدار $M_{\Lambda_c \bar{\Lambda}_c} = 4.438 \text{ GeV}$ را بدست آوردیم. همچنین با استفاده از برهم کنش اسپینی رابطه (۵-۱۸)، مقدار $M_{\Lambda_c \bar{\Lambda}_c} = 4.534 \text{ GeV}$ را بدست آوردیم. Chen و همکارانش $M_{\Lambda_c \bar{\Lambda}_c} = 4.406 \text{ GeV}$ را در حالت اسپین صفر تکتایه و $M_{\Lambda_c \bar{\Lambda}_c} = 4.558 \text{ GeV}$ را در حالت اسپین یک سه تایه بدست آوردند [۵۷]. نتایج ما در جداول در توافق با آنهاست. همچنین ما انرژی‌های بستگی سیستم $\Lambda_c - \bar{\Lambda}_c$ را $B. E. = -135.131 \text{ MeV}$ (برای اسپین صفر) ، - 6.339 MeV (برای اسپین یک) و $B. E. = -38.504 \text{ MeV}$ بدست آوردیم که با نتایج 5- MeV ، -22 MeV ، -77 MeV ، -117 MeV و -168 MeV همخوانی دارند [۷۲]. آنها جرم سیستم دوباریونی $\Lambda_c - \bar{\Lambda}_c$ را 4.550 GeV و 4.495 GeV گزارش داده‌اند. نتایج ما با آنها هم‌خوانی دارد. به‌خاطر جرم‌های باریونیوم، نتیجه می‌گیریم که $Y(4360)$ و $Y(4260)$ می‌توانند به‌عنوان حالت مقید مولکولی $\Lambda_c - \bar{\Lambda}_c$ توصیف شوند. Cotugno و همکارانش، $(J^P=1^-) Y_B(4660)$ را به‌عنوان $\Lambda_c - \bar{\Lambda}_c$ پیشنهاد دادند که الگوی مد دو باریونی افسون دارد [۷۳]. نتایج ما ($M_{\Lambda_c \bar{\Lambda}_c} = 4.566 \text{ GeV}$ با $J^P=1^-$) با آن سازگار است.

۲. در مورد سیستم باریونیوم $\Sigma_c - \bar{\Sigma}_c$ ، مقادیر جرمی بدست آمده ما ($S=0$) 4.789 ، $4.897 (S=1)$ و 4.870 GeV در توافق با $4.897 (S=1)$ و $4.88 (S=0)$ از مرجع [۷۲] هستند. Chen و Qiao 4.895 GeV و 4.761 GeV را گزارش کرده‌اند. انرژی بستگی باریونیوم $\Sigma_c - \bar{\Sigma}_c$ را $B. E. = -11.116 \text{ MeV}$ و -118.74 MeV ، -38.032 MeV و -37.993 MeV محاسبه کردیم که با انرژی‌های بستگی -11 MeV ، -40 MeV ، -61 MeV و -145 MeV گزارش شده توسط [۷۲] همخوانی دارند.

۵. نتیجه‌ما برای جرم $p - \bar{p}$ ؛ 2.135 GeV در توافق با $M_{p\bar{p}} = 2122 \text{ MeV}$ از مرجع [۵۲] است. همچنین ساختارهای باریکی در KEK در جرم‌های 2160 MeV و 2192 MeV مشاهده شده بودند که با نتایج ما سازگاری دارد و آن‌ها را می‌توان سیستم دوباریونی $p - \bar{p}$ در نظر گرفت.

همچنین در مدل پتانسیلی هلمن‌گونه مقدار 1.8659 GeV را برای سیستم دوهادرونی $p - \bar{p}$ بدست آوردیم که نشان می‌دهد این باریونیوم می‌تواند نماینده‌ی ذره نامتعارف $X(1835)$ باشد.

دلیل اختلاف در مقادیر کمیت‌های استاتیکی و دینامیکی در تئوری‌های مختلف، می‌تواند انتخاب مدل‌های مختلف پتانسیلی، رهیافت‌های مختلفی که منجر به حل معادله شرودینگر می‌شود و غیره باشد. بعضی از حالاتی که در جداول مشخصات آن‌ها محاسبه شده هنوز مشاهده نشده‌اند. ممکن است در آینده در آزمایشات LHCb قابل دسترس باشند و به عنوان حالات قیدی ضعیف مولکولی تایید شوند. نتایج ما برای جست‌وجوی آن‌ها مفید است. سادگی مدل‌هایی که گفتیم امتیاز قابل توجهی است.

مراجع :

- [1] Isgur N. and Wise M. B. (1990) “Weak transition form factors between heavy mesons” **Phys. Lett. B**, 3, 237, pp 527 .
- [2] Hanhart C., Kalashnikova Y., Kudryavtsev A. and Nefediev A. (2012) “Remarks on the quantum numbers of X(3872) from the invariant mass distributions of the $\rho J/\psi$ and $\omega J/\psi$ final states” **Phys. Rev. D**, 1, 85, pp 011501 .
- [3] Nieves J. and Pavón Valderrama M. (2012) “The Heavy Quark Spin Symmetry Partners of the X (3872)” **Phys. Rev. D**, 5, 86, pp 056004 .
- [4] Jaffe R. L. (1977) “Multiquark hadrons. II. Methods” **Phys. Rev. D**, 1, 15, pp 281 .
- [5] Maiani L., Piccinini F., Polosa A. D. and Riquer V. (2004) “A new look at scalar mesons” **Phys. Rev. Lett.**, 21, 93, pp 212002 .
- [6] Patel S., Shah M. and Vinodkumar P. C. (2014) “Mass spectra of four-quark states in the hidden charm sector” **Eur. Phys. J. A**, 50, pp 131.
- [7] Hosaka A. , Iijima T., Miyabayashi K., Sakai Y. and Yasui S. (2016) “Exotic hadrons with heavy flavors: X, Y, Z, and related states” **Prog. Theor. Exp. Phys.**, 6, 2016, pp 062C01 .
- [8] Buchmüller W., Ng Y. J. and Tye S. H. H. (1981) “Hyperfine splittings in heavy-quark systems” **Phys. Rev. D**, 11, 24, pp 3003 .
- [9] Patel S., Bhatnagar S. and Vinodkumar P. C. (2014) “Masses and Decay properties of excited charmonia states” **Proceedings of the DAE Symp. on Nucl. Phys.**, 59, pp 666 .
- [10] Giannini M. M. and Santopinto E. (2015) “The Hypercentral Constituent Quark Model and Its Application to Baryon Properties” **Chin. J. Phys.**, 1, 53, pp 020301 .
- [11] Copley L. A., Isgur N. and Karl G. (1979) “Charmed baryons in a quark model with hyperfine interactions” **Phys. Rev. D**, 3, 20, pp 768–775 .
- [12] Santopinto E., Iachello F. and Giannini M. M. (1998) “Nucleon form factors in a simple three-body quark model” **Eur. Phys. J. A**, 1, pp 307–315 .

- [13] Majethiya A., Thakkar K. and Vinodkumar P. C. (2016) “Spectroscopy and decay properties of Σ_b , Λ_b baryons in quark–diquark model” **Chin. J. Phys.**, 4, 54, pp 495–502
- [14] Majethiya A., Patel B. and Vinodkumar P. C. (2009) “Radiative decays of single heavy flavour baryons” **Eur. Phys. J. A**, 42, pp 213–218.
- [15] Dhir R., Kim C. S. and Verma R. C. (2013) “Magnetic moments of bottom baryons: Effective mass and screened charge” **Phys. Rev. D**, 9, 88, pp 094002.
- [16] Olive K. A. et al. (2014) “Review of particle Physics” **Chin. Phys. C**, 1, 38, pp 090001.
- [17] Roy S., Bordoloi N. S. and Choudhury D. K. (2013) “Isgur-Wise function within a QCD quark model with Airy’s function as the wave function of heavy-light mesons” **Can. J. Phys.**, 1, 91, pp 34.
- [18] Faustov R. N. and Galkin V. O. (2013) “Weak decays of B_s mesons to D_s mesons in the relativistic quark model” **Phys. Rev. D**, 3, 87, pp 034033.
- [19] Ebert D., Faustov R. N. and Galkin V. O. (2011) “Spectroscopy and Regge trajectories of heavy quarkonia and Bc mesons” **Eur. Phys. J. C**, 71, pp 1825.
- [20] Pathak K. K. and Choudhury D. K. (2012) “Open flavour charmed mesons in a quantum chromodynamics potential model” **Pramana. J. Phys.**, 6, 79, pp 1385.
- [21] Kiselev V. V. (1995) “semileptonic $B \rightarrow D^{(*)} \ell \nu$ decays, the slope of Isgur-Wise function and $|V_{bc}|$ value in potential quark model” **Mod. Phys. Lett. A**, 13n14, 10, pp 1049.
- [22] Hassanabadi H., Rahmani S. and Zarrinkamar S. (2016) “The Semileptonic Decay Modes $\bar{B} \rightarrow D \ell \bar{\nu}$ and $\bar{B}_s \rightarrow D_s \ell \bar{\nu}$; A New Analysis in Potential Model” **Few-Body Syst.**, 4, 57, pp 241–247.
- [23] Wang Z. G. (2015) “Analysis of the masses and decay constants of the heavy-light mesons with QCD sum rules” **Eur. Phys. J. C**, 75, pp 427.
- [24] Wang Z. G. (2013) “Analysis of the decay constants of the heavy pseudoscalar mesons with QCD sum rules” **JHEP**, 1310, pp 208.

- [25] Rahmani S. and Hassanabadi H. (2017) “Decay properties of charm and bottom mesons in a quantum isotonic nonlinear oscillator potential model” **Eur. Phys. J. A**, 53, 187, pp 1–6.
- [26] Ebert D., Faustov R. N. and Galkin V. O. (2006) "Relativistic treatment of the decay constants of light and heavy mesons" **Phys. Lett. B**, 2–3, 635, pp 93.
- [27] Hazarika B. J. and Choudhury D. K. (2011) “Bounds on the Slope and Curvature of Isgur-Wise Function in a QCD-Inspired Quark Model” **Braz. J. phys.**, 41, pp 159–166.
- [28] Aubin C. et al. (2005) “Charmed-Meson Decay Constants in Three-Flavor Lattice QCD” **Phys. Rev. Lett.**, 12, 95, pp 122002.
- [29] Yang M. Z. (2012) “Wave functions and decay constants of B and D mesons in the relativistic potential model” **Eur. Phys. J. C**, 72, pp 1880.
- [30] Wang Z. G., Yang W. M. and Wan S. L. (2004) “Decay constants of the pseudoscalar mesons in the framework of the coupled Schwinger–Dyson equation and Bethe–Salpeter equation” **Nucl. Phys. A**, 744, pp 156.
- [31] Patel B. and Vinodkumar P. C. (2010) “Decay properties of D and D_s mesons in coulomb plus power potential (CPP_v)” **Chin. Phys. C**, 9, 34, pp 1497.
- [32] Bowler K. C. et al. (UKQCD Collaboration) (1995) “Lattice study of semileptonic B decays: $B^- \rightarrow Dlv^-$ decays” **Phys. Rev. D**, 9, 52, pp 5067–5094.
- [33] Pathak K. K. and Choudhury D. K. (2012) “Semileptonic Decay of B_c Meson into S Wave Charmonium in a QCD Potential Model with Coulombic Part as Perturbation” **J. Mod. Phys.**, 3, 2012, pp 821–826.
- [34] Nobes M. A. and Woloshyn R. M. (2000) “Decays of the B_c meson in a relativistic quark-meson model” **J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.**, 7, 26, pp 1079–1094.
- [35] Li R. H., Lu C. D. and Wang Y. M. (2009) “Exclusive B_s decays to the charmed mesons $D^+(1968,2317)$ in the standard model” **Phys. Rev. D**, 1, 80, pp 014005.
- [36] Bagan E., Dosch H. G., Gosdzinsky P., Narison S. and Richard J. M. (1994) “Hadrons with Charm and Beauty” **Z. Phys. C**, 1, 64, pp 57.

- [37] Chen X. J., Fu H. F., Kim C. S. and Wang G. L. (2012) “Estimating form factors of $B_s \rightarrow D_s^{(*)}$ and their applications to semi-leptonic and non-leptonic decays” **J. Phys. G**, 4, 39, pp 045002 .
- [38] Ivanov M. A., Körner J. G., Lyubovitskij V. E. and Rusetsky A. G. (1999) “Charm and bottom baryon decays in the Bethe-Salpeter approach: Heavy to heavy semileptonic transitions” **Phys. Rev. D**, 7, 59, pp 074016 .
- [39] Rahmani S. and Hassanabadi H. (2017) “Study of the Generalized Isotonic Oscillators Interaction in Semileptonic Decays of Bottom Mesons and Baryons” **Few-Body Syst.**, 58, pp 150.
- [40] Rahmani S. and Hassanabadi H. (2016) “Semileptonic decay properties of Lambda_b baryon in potential model” **Eur. Phys. J. Plus**, 131, pp 260 .
- [41] Guo X. H. and Muta T. (1996) “Isgur-Wise function for $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c$ in the BS approach” **Phys. Rev. D**, 7, 54, pp 4629 .
- [42] Hassanabadi H. and Rahmani S. (2016) “Decay rates and branching ratios of $b \rightarrow c$ and $b \rightarrow c$ modes” **Eur. Phys. J. Plus**, 131, pp 34 .
- [43] Bowler K. C. et al. (UKQCD Collaboration) (1998) “First lattice study of semileptonic decays of Λ_b and Ξ_b baryons” **Phys. Rev. D**, 11, 57, pp 6948.
- [44] Hassanabadi H. and Rahmani S. (2015) “Semileptonic Decays of Λ_b and Ξ_b Baryons via the Three-Body Variational Approach” **Few-Body Syst.**, 56, pp 691–696 .
- [45] Rahmani S. and Hassanabadi H. (2017) “Mass spectra of meson molecular states for heavy and light sectors” **Chin. Phys. C**, 9, 41, pp 093105 .
- [46] Rathaud D. P. and Rai A. K., (2014) “Molecular like states in charmonium sector”, Proceedings of the DAE Symp. on Nucl. Phys., P 630, Banaras Hindu University, Varanasi, India.
- [47] Rai A. K., Pandya J. N. and Vinodkummar P. C. (2007) “Multiquark states as di-hadronic molecules” **Nucl. Phys. A**, 782, pp 406c–409c .

- [48] Rathaud D. P. and Rai A. K., (2015) “Molecular-like states in the bottomonium sector”, Proceedings of the DAE-BRNS Symp. on Nucl. Phys., P 680, Banaras Hindu University, Varanasi, India.
- [49] Rathaud D. P. and Rai A. K. (2015) “Masses of di-mesonic molecular states” **EPJ Web of Conferences**, 95, pp 05013.
- [50] Rai A. K. and Rathaud D. P. (2015) “The mass spectra and decay properties of dimesonic states, using the Hellmann potential” **Eur. Phys. J. C**, 75, pp 462.
- [51] Caramés T. F. and Valcarce A. (2012) “Examination of the H dibaryon within a chiral constituent quark model” **Phys. Rev. C**, 4, 85, pp 045202.
- [52] Tatischeff B. et al. (1999) “Evidence for narrow dibaryons at 2050, 2122, and 2150 MeV observed in inelastic pp scattering” **Phys. Rev. C**, 4, 59, pp 1878.
- [53] Wang Z. G. (2010) “Analysis of the X(1835) as a baryonium state with Bethe-Salpeter equation” **Chin. Phys. Lett.**, 10, 27, pp 101201.
- [54] Meng L., Li N. and Zhu S. L. (2017) “Deuteron-like states composed of two doubly charmed baryons” **Phys. Rev. D**, 11, 95, pp 114019.
- [55] Park A., Park W. and Lee S. H. (2016) “Dibaryons with two strange quarks and one heavy flavor in a constituent quark model” **Phys. Rev. D**, 5, 94, pp 054027.
- [56] Rai A. K., Pandya J. N. and Vinodkumar P. C. (2006) “Low-lying di-hadronic states in relativistic harmonic model” **Ind. J. Phys.**, 80, pp 387.
- [57] Chen Y. D, Qiao C. F., Shen P. N. and Zeng Z. Q. (2013) “Revisiting the spectrum of baryonium in heavy baryon chiral perturbation theory” **Phys. Rev. D**, 11, 88, pp 114007.
- [58] Steinheimer J., Gudima K., Botvina A., Mishustin I., Bleicher M. and Stöcker H. (2012) “Hypernuclei, dibaryon and antinuclei production in high energy heavy ion collisions: Thermal production vs. coalescence” **Phys. Lett. B**, 1, 714, pp 85–91.
- [59] Takeuchi S., Lyubovitskij V. E., Gutsche T. and Faessler A. (2007) “X(3872): a qq-cc molecule with attractive diquarks” **Nucl. Phys. A**, 790, pp 502c–505c.

- [60] Park W., Park A. and Lee S. H. (2015) “Dibaryons in a constituent quark model” **Phys. Rev. D**, 92, pp 014037 .
- [61] Huang H., Ping J. and Wang F. (2015) “Further study of the $N\Omega$ dibaryon within constituent quark models” **Phys. Rev. C**, 92, pp 065202.
- [62] Gutsche T., Ivanov M. A., Korner J. G., Lyubovitskij V. E., Santorelli P. and Haby N. (2015) “Semileptonic decay $\bar{b} \rightarrow \bar{c} + \tau + \bar{\nu}\tau$ in the covariant confined quark model” **Phys. Rev. D**, 7, 91, pp 074001 .
- [63] Davies C. T. H., McNeile C., Follana E., Lepage G. P., Na H. and Shigemitsu J. (HPQCD Collaboration) (2010) “Precision D_s decay constant from full lattice QCD using very fine lattices” **Phys. Rev. D**, 11, 82, pp 114504 .
- [64] Lellouch L. and Lin C. J. (UKQCD Collaboration) (2001) “Standard model matrix elements for neutral B-meson mixing and associated decay constants” **Phys. Rev. D**, 9, 64, pp 094501 .
- [65] Hwang C. W. (2010) “Analyses of decay constants and light-cone distribution amplitudes for s-wave heavy meson” **Phys. Rev. D**, 11, 81, pp 114024 .
- [66] Yaouanc A. L., Oliver L. and Raynal J. C. (2004) “Lower bounds on the curvature of the Isgur-Wise function” **Phys. Rev. D**, 9, 69, pp 094022 .
- [67] Abe K. et. al. (BELLE Collaboration) (2002) “Measurement of $B(\bar{B}^0 \rightarrow D^+ \ell^- \bar{\nu})$ and determination of $|V_{cb}|$ ” **Phys. Lett. B**, 3–4, 526, pp 258–268 .
- [68] Anisimov A. Yu., Narodetskii I. M., Semay C. and Silvestre-Brac B. (1999) “The B_c meson lifetime in the light-front constituent quark model” **Phys. Lett. B**, 1–2, 452, pp 129 .
- [69] Ivanov M. A., Korner J. G. and Santorelli P., (2006) “Semileptonic and nonleptonic decays of B_c ”, IFAE 2006, P19–21 Pavia, Italy.
- [70] Wang Z. G. (2009) “Analysis of the $Y(4140)$ with QCD sum rules” **Eur. Phys. J. C**, 1, 63, pp 115–122 .

- [71] Hyodo T., Jido D. and Hosaka A. (2012) “Compositeness of dynamically generated states in a chiral unitary approach” **Phys. Rev. C**, 1, 85, pp 015201.
- [72] Chen Y. D. and Qiao C. F. (2012) “Baryonium study in heavy baryon chiral perturbation theory” **Phys. Rev. D**, 3, 85, pp 034034.
- [73] Cotugno G., Faccini R., Polosa A. D. and Sabelli C. (2010) “Charmed Baryonium” **Phys. Rev. Lett.**, 13, 104, pp 132005.
- [74] Bugg D.V. (2014) “An alternative explanation for the dibaryon suggested by experiments at the WASA facility at Julich” **Eur. Phys. J. A**, 6, 50, pp 104.
- [75] Rong D. L. (2014) “The Prediction of Possible Nonstrange Dibaryon” **Chin. Phys. Lett.**, 1, 31, pp 011401.

Abstract

By the structure function of the hadrons; Isgur-Wise function; many of the important physics quantities can be obtained like decay width, branching ratio, elements of the CKM matrix, etc. IWF formalism gives invaluable information about the properties of heavy-light mesons and baryons. To this aim, first we present the IWF for mesons and baryons. Then we find mesonic and baryonic wave functions. With the help of this formalism, we obtain the semileptonic decay widths of mesons and baryons.

In the second chapter, we review different models for properties of mesons and baryons like spin dependent mass, magnetic moments, the electromagnetic radiative decay and strong hadronic decay.

In the third chapter, we obtain the quantities related to leptonic decays by considering suitable potential models. We investigate $\bar{B}_{(s)} \rightarrow D_{(s)} \ell \bar{\nu}$, $\bar{B}_{(s)} \rightarrow D_{(s)}^* \ell \bar{\nu}$ and $B_c \rightarrow \eta_c \ell \bar{\nu}$. We also investigate weak decay of B_c meson.

In the fourth chapter, we intend to present the widths and semileptonic decay rates of heavy-light baryons by considering of suitable interactions and IWF.

In the fifth chapter, we study some of properties of hadronic molecules including mass, binding energy and two photon decay widths by considering of molecular like interaction in light and heavy sectors. Exotic states have observed like $Y_B(4660)$, $Y(4260)$, $X(3872)$, $\psi(4.040)$, $f_0(980)$, $X(3915)$, $Y(4140)$, $a_0(1450)$, $h_1(1380)$, $Z_b(10610)$, ... that don't include in two or three quark systems. We compare some of these exotic states with di-mesonic and di-baryonic systems and offer di-hadronic systems for description of exotic states.

Key Words: Meson. Baryon, Isgur-Wise Function, Leptonic and semileptonic decays, exotic states, molecular-like di-hadronic systems



Shahrood University of Technology
Faculty of Physics and Nuclear Engineering

Ph.D. Thesis in Nuclear Physics

**Study of mesonic and baryonic decay widths by Isgur-Wise function and
calculation of mass for hadron-hadron molecular systems**

Sara Rahmani

Supervisor:

Prof. Hassan Hassanabadi

January-2018