

# RESUMEN DE TESIS DOCTORAL

**Título de tesis doctoral**

ESPECTRO, REACCIONES Y MECANISMOS DE DESINTEGRACIÓN DE MESONES  
CON QUARKS PESADOS

**Doctorando**

JORGE SEGOVIA GONZÁLEZ

DNI 70813184W

**Director de tesis**

DAVID RODRÍGUEZ ENTEM

**Departamento**

FÍSICA FUNDAMENTAL

## Índice

<b>1. INTRODUCCIÓN</b>	<b>3</b>
<b>2. MODELO DE QUARK CONSTITUYENTE</b>	<b>6</b>
2.1. Potencial de intercambio de bosones de Goldstone . . . . .	6
2.2. Potencial de intercambio de un gluón . . . . .	8
2.3. Potencial de confinamiento . . . . .	9
2.4. Resumen del potencial . . . . .	10
2.5. Ajuste de los parámetros del modelo . . . . .	10
<b>3. ESPECTROSCOPIA DE MESONES PESADOS</b>	<b>13</b>
3.1. Charmonio . . . . .	15
3.2. Mesones con encanto abierto . . . . .	17
3.3. Botomonio . . . . .	18
3.4. Mesones con belleza abierta . . . . .	20
3.5. Estructura Lorentz del Confinamiento . . . . .	21
3.6. Corrección a 1-loop para OGE . . . . .	23
3.7. Renormalización con condiciones de contorno . . . . .	25
3.7.1. El sistema $J^{PC} = 1^{--} c\bar{c}$ desacoplado . . . . .	25
3.7.2. El sistema $J^{PC} = 1^{--} c\bar{c}$ acoplado . . . . .	29
<b>4. DESINTEGRACIONES FUERTES</b>	<b>33</b>
4.1. El modelo ${}^3P_0$ . . . . .	33
4.2. El modelo microscópico . . . . .	33
4.3. <i>Running</i> del parámetro $\gamma$ del modelo ${}^3P_0$ . . . . .	34
4.4. Resultados del modelo microscópico para los estados $\psi$ . . . . .	40
4.5. Resonancias del charmonio en la región de rotura de la <i>string</i> . . . . .	41
4.6. Resonancias del charmonio en reacciones exclusivas $e^+e^-$ . . . . .	44
4.6.1. El proceso $e^+e^- \rightarrow D^0 D^- \pi^+$ . . . . .	44
4.6.2. El proceso $e^+e^- \rightarrow D^0 D^{*-} \pi^+$ . . . . .	46
4.7. Descripción de las propiedades de desintegración del mesón $D_{s1}(2536)^+$ . . . . .	47
<b>5. TRANSICIONES HADRÓNICAS</b>	<b>49</b>
5.1. QCDME . . . . .	50
5.2. Transiciones hadrónicas a dos piones . . . . .	50
5.3. Un modelo de híbridos . . . . .	51
5.4. Resultados . . . . .	52
<b>6. DESINTEGRACIONES DÉBILES</b>	<b>55</b>
6.1. Desintegraciones semileptónicas de $B$ en mesones $D^{**}$ . . . . .	55
6.2. Desintegraciones semileptónicas de $B_s$ en mesones $D_s^{**}$ . . . . .	55
6.3. Desintegraciones no leptónicas de $B$ al canal $D^{(*)} D_{sJ}$ . . . . .	57
<b>7. CONCLUSIONES</b>	<b>59</b>
<b>Bibliografía</b>	<b>64</b>

## 1. INTRODUCCIÓN

La Cromodinámica Cuántica (QCD) es la teoría que describe la interacción fuerte. Se propuso en la década de los setenta y fue ampliamente aceptada después de que se demostrara su comportamiento asintótico en 1973, ello explicaba satisfactoriamente ciertos resultados experimentales de la época. A día de hoy, dicha teoría se encuentra sólo parcialmente resuelta debido principalmente al carácter no Abelianiano del grupo de gauge que la genera. La constante de acoplamiento quark-gluón es pequeña únicamente a energías muy altas haciendo que sólo se pueda aplicar teoría de perturbaciones en ese régimen. A energías bajas uno debe desarrollar métodos de cálculo no perturbativos que tienen una aplicación limitada o reformular la teoría a través de la cual aproximarse a la solución exacta. Entre las diferentes técnicas, se encuentran las fenomenológicas o de modelización, numéricas como *Lattice QCD* y teorías efectivas, que toman ciertos límites de QCD y a partir de ellos generan expansiones sistemáticas, como Teoría Quiral de Perturbaciones, Teoría Efectiva de Quarks Pesados, QCD no relativista o aproximaciones en  $1/N_c$ .

Las dificultad que nos encontramos para resolver QCD, hace que los modelos fenomenológicos, que incorporan las principales propiedades de la teoría original, se hayan convertido en una herramienta muy útil para aproximarse a los datos experimentales y al mismo tiempo comprender la teoría. Entre los modelos fenomenológicos, el modelo quark constituyente describe bastante bien a los hadrones como objetos compuestos de quarks constituyentes. El modelo quark de hadrones fue propuesto por primera vez en 1964 por Gell-Mann [1] e independientemente por Zweig [2]. En esa época no se sabía aún si los quarks eran partículas reales o simplemente objetos matemáticos hasta que en 1967 Friedman, Kendall y Taylor en el Centro del Acelerador Lineal de Stanford (SLAC) diseñaron un experimento por el cual se hacía colisionar electrones contra protones en el rango de profunda inelasticidad y se demostró que el protón está formado por tres partículas puntuales.

Antes de 1974 era posible entender los datos experimentales usando sólo tres tipos de quark diferentes y sus correspondientes antiquarks, *up* (u), *down* (d) y *strange* (s). Después, fueron descubiertas simultáneamente en el Laboratorio Nacional de Brookhaven [3] y en SLAC [4] resonancias muy estrechas. Estos estados fueron interpretados como estados ligados de un nuevo quark pesado, el quark *charm* (c). En 1977 otro mesón pesado llamado  $\Upsilon$  fue descubierto en el Fermilab a una energía de 9,5 GeV [5], éste era ahora un estado ligado de un nuevo quark más, el quark *bottom* (b). Por último, el quark *top* (t) fue descubierto en 1995 en el Fermilab [6] con una masa de 175 GeV. No se han detectado hasta el momento estados ligados de quark *top* y es debido a que presenta una tasa de desintegración débil muy alta.

La principal motivación de este trabajo es el gran interés que ha despertado en los últimos años la física de mesones pesados. Ello se debe principalmente a los grandes avances teóricos en QCD que se han producido, así como a la abundante actividad experimental relacionada con el campo. Es importante remarcar que desde el descubrimiento del charmonio en 1974 [3, 4], este sistema se ha convertido en el prototipo de 'átomo de hidrógeno' para la espectroscopía de mesones [7–10]. Por debajo del umbral de desintegración, 3,73 GeV, el espectro del charmonio se compone de resonancias estrechas que pueden ser identificadas con los estados  $1S$ ,  $1P$  y  $2S$  de  $c\bar{c}$  predichos por los modelos de potencial, que incorporan un término Coulombiano a cortas distancias y un término de confinamiento a largas distancias. Términos dependientes de espín en el potencial se hacen evidentes cuando uno observa los desdoblamientos entre multipletes. Discusiones acerca de la importancia teórica y de la situación experimental en el sector de quarks pesados, así como los últimos resultados para el charmonio pueden encontrarse, por ejemplo, en las Refs. Quigg [11], Galik [12], CERN Quarkonium Working Group [13],

Seth [14–16], y Swarnicki [17].

La espectroscopía del charmonio sigue siendo de gran interés. Las factorías de mesones  $B$  han contribuido enormemente al estudio de mesones  $c\bar{c}$  durante los últimos años [18], pero también han encontrado un buen número de estados que no se anticipaban desde la teoría. Los experimentos más importantes dedicados al estudio de mesones pesados son BaBar [19], Belle [20], BES [21], CLEO [22] y LHCb [23]. Entre algunos proyectos de futuro, se encuentra el más inminente que es PANDA en FAIR [24].

Dentro de los estados convencionales del charmonio, estos experimentos han contribuido al descubrimiento del estado  $2^1S_0 \eta'_c$ , que fue llevado a cabo por la Colaboración Belle [25] y confirmado por BaBar [26], también fue visto por CLEO en colisiones  $\gamma\gamma$  [27]. Además, hemos sido testigos de una intensa actividad experimental en el sector singlete de espín en onda- $P$  con la consiguiente observación del estado  $1^1P_1 h_c$  por CLEO [14, 28]. Belle observó que la sección eficaz en la producción de dos charmonios a partir de colisiones electrón-positrón es sorprendentemente grande [29–31]. Ello facilitaba el estudio de estados  $C = (+) c\bar{c}$  en  $e^+e^-$  sin tener que recurrir a procesos de alto orden,  $O(\alpha^4)$ , de aniquilación de dos fotones. Por último, sería de gran interés la búsqueda de los estados  $\psi_2(1^3D_2)$  y  $\eta_{c2}(1^1D_2)$ , ya que se espera que sean muy estrechos al no tener permitido ningún modo de desintegración a mesones con encanto abierto.

Por otro lado, el descubrimiento del mesón  $X(3872)$  por Belle [32] y CDF [33] en desintegraciones  $B$  yendo a  $J/\psi\pi^+\pi^-$ , centró gran parte del interés en quarks pesados en la búsqueda de los mesones llamados  $XYZ$ , cuya naturaleza es aún desconocida. A pesar de que muchos de estos estados necesitan confirmación experimental, existe un gran esfuerzo teórico por describirlos como estados exóticos: híbrdos, *glueballs*, moléculas o tetraquarks.

La estructura Lorentz del confinamiento también es de gran interés en la actualidad. Esta puede ser estudiada a través de los desdoblamientos de multiplete en estados excitados del charmonio. Un confinamiento escalar, que es generalmente lo que se asume, no presenta una interacción de espín-espín a  $\mathcal{O}(v^2/c^2)$ . Por lo tanto, la masa del singlete de espín  $1^1P_1 h_c$  se encuentra degenerada con el centro de gravedad del triplete  $^3P_J \chi_{cJ}$ . Sin embargo, en el modelo de Cornell [34] se asume que el confinamiento se comporta como la componente temporal de un vector de Lorentz, esto rompe la degeneración entre los estados  $1^1P_1$  y el centro de gravedad de los  $^3P_J$ . Otra posibilidad es que el confinamiento tenga una estructura Lorentz más compleja, siendo una mezcla entre escalar y vector [35]. Por supuesto, estas consideraciones pueden cambiar si se tiene en cuenta, por ejemplo, el acoplamiento entre estados quark-antiquark y canales mesón-mesón.

Li *et al.* [36] ha demostrado que un potencial lineal apantallado proporciona cualitativamente las mismas propiedades que un cálculo en canales acoplados como el del potencial de Cornell. Esto abre un camino para incorporar de manera efectiva al modelo simple de quark la creación de pares. Sin embargo, se hace evidente la gran influencia que ejerce un umbral sobre un estado quark-antiquark que se encuentre cerca, este efecto puede ser el responsable de la baja masa que encontramos para los mesones  $D_{s0}^*(2317)$  y  $D_{s1}(2460)$  descubiertos recientemente [37, 38]. El éxito del modelo quark más simple es sorprendente y las preguntas que deja abiertas son tomadas muy en serio por la comunidad científica [39].

En vista de lo comentado anteriormente, uno puede concluir que la física de mesones pesados vive una de sus épocas doradas. Además, su estructura relativamente simple hace de ellos un sistema ideal para aumentar nuestra comprensión de QCD. Por lo tanto, el principal objetivo de este trabajo es investigar las propiedades de mesones pesados a través de un modelo quark constituyente. Estas propiedades son el espectro y las desintegraciones electromagnéticas, fuertes y débiles. Esto nos permitirá entender la aplicabilidad del modelo

y consecuentemente proponer mejoras de éste.

Después de esta breve introducción, vamos a pasar a describir las principales líneas de investigación que se han seguido en este trabajo. Primero, describiremos las principales propiedades de QCD y como éstas se implementan en el modelo quark constituyente. Es importante constreñir el modelo teórico a partir del mayor número de estados posibles, de esta forma uno puede comprender sus puntos fuertes y débiles, y consecuentemente dar predicciones fehacientes. Además, nos encontramos con que la creencia de que el confinamiento es independiente de sabor está ampliamente extendida. En base a estos dos pilares y antes de pasar al sector pesado, se ha hecho una reparametrización del modelo para incorporar a la descripción de los mesones ligeros los estados altamente excitados que recientemente han sido encontrados por la Colaboración Crystal Barrel.

Posteriormente nos centraremos en el sector pesado. Mientras introducimos el espectro, se calculan también las desintegraciones electromagnéticas: leptónicas, transiciones  $E1$  y  $M1$ , aniquilación en dos y tres fotones. El análisis de multipolos de orden superior en transiciones electromagnéticas sirve para determinar la mezcla entre ondas parciales de un estado, esto es útil a la hora de describir las desintegraciones leptónicas con lo que comentaremos un poco dicho análisis. Una vez se ha presentado el espectro de mesones, proponemos ciertas modificaciones al modelo. Primero estudiaremos la influencia que tiene en el espectro la estructura Lorentz del confinamiento. Posteriormente, se incorporaran a los términos dependientes de espín del potencial OGE las correcciones a  $1-loop$ . Ello está motivado porque en el cálculo de dichas correcciones se observa que existe un término que afecta sólo a los mesones compuestos por quarks de distinto sabor. Finalmente, se resuelve el espectro del charmonio y del botomonio mediante renormalización con condiciones de contorno, que nos permite eliminar los reguladores introducidos *ad hoc* en el modelo y estudiar la dependencia de ciertos observables con respecto a parámetros del modelo que tienen un sentido físico más directo.

Centrándonos en las desintegraciones fuertes de mesones pesados, nuestro principal objetivo es desarrollar un modelo microscópico en el que las desintegraciones vengan dadas por el mismo Hamiltoniano que determina el espectro. Empezaremos calculando desintegraciones fuertes de mesones pesados utilizando el modelo  ${}^3P_0$ . Dicho modelo presenta un único parámetro que se ajusta a los datos experimentales, en este trabajo se propone una dependencia de este parámetro con la escala. Posteriormente se calculan las mismas desintegraciones con el modelo microscópico, ello nos permitirá alcanzar un grado de conocimiento mayor acerca del mecanismo fundamental que rige dichos procesos. Se presentarán resultados y diversas aplicaciones de ambos modelos en el sector pesado.

Otro tipo de desintegraciones fuertes estudiadas en este trabajo son las transiciones a dos piones que no cambian espín entre estados triplete del charmonio y también entre estados triplete del botomonio. La mayor parte de mesones  $XYZ$  han sido descubiertos en este tipo de desintegraciones, con lo que su estudio teórico puede ser útil a la hora de determinar los posibles números cuánticos de estos mesones.

Se ha comentado ya que las factorías de mesones  $B$  han contribuido enormemente en la búsqueda de estados convencionales así como de estados exóticos en el sector pesado. Generalmente, las propiedades de estos estados vienen acompañadas de información relativa a la desintegración débil del mesón  $B$ . El estudio de desintegraciones semileptónicas y no leptónicas de mesones  $B$  supone una oportunidad más para constreñir el modelo. Además, junto con los mecanismos desarrollados en la descripción de desintegraciones fuertes, podemos calcular una cadena completa de desintegración desde el mesón  $B$  hasta sus productos finales, generalmente mesones con encanto abierto o oculto.

Finalmente daremos una serie de conclusiones y algunas perspectivas de futuro.

## 2. MODELO DE QUARK CONSTITUYENTE

El modelo de quark constituyente es un modelo de potencial que, inspirado en QCD, incorpora la rotura espontánea de la simetría quiral, el intercambio de un gluón a cortas distancias y el confinamiento a largas distancias. Basado en esta idea, Vijande *et al.* [40] desarrolló un modelo de interacción quark-quark capaz de describir la fenomenología de mesones desde el sector ligero hasta el pesado.

Se ha adoptado este modelo y se ha hecho un reajuste fino de los parámetros para reproducir el espectro de mesones ligeros hasta altas energías. Se entiende que el confinamiento es independiente de sabor y por tanto, aunque este trabajo tenga como objetivo el estudio de mesones pesados, las interacciones que se incorporan al potencial deben fijarse a partir de la fenomenología del sector ligero.

La dinámica de quarks ligeros se caracteriza por la rotura espontánea de la simetría quiral. Esto hace que los quarks *u* y *d* con una masa corriente muy pequeña, adquieran una masa dinámica dependiente de momento llamada masa constituyente. Para preservar la simetría quiral del Lagrangiano de QCD, estos quarks constituyentes interactúan entre sí a través del intercambio de bosones de Goldstone. Esta característica divide los quarks en dos sectores: quarks ligeros (*u*, *d* y *s*) donde la simetría quiral se encuentra espontáneamente rota y quarks pesados (*c* y *b*) donde la simetría quiral se encuentra rota explícitamente.

Por lo tanto, los hadrones pertenecientes al sector ligero pueden ser descritos como sistemas formados por quarks constituyentes confinados que intercambian gluones y bosones de Goldstone, mientras que los hadrones pertenecientes al sector pesado son sistemas de quarks corrientes confinados que interactúan a través de gluones.

### 2.1. Potencial de intercambio de bosones de Goldstone

El vacío de QCD como un medio diluido de instantones [41, 42] explica la rotura espontánea de la simetría quiral a una escala de momentos determinada. Los quarks interactúan con los modos cero fermiónicos de los instantones haciendo que el propagador del quark se modifique y adquiera una masa dependiente del momento que tiende a cero para momentos más altos que el inverso del tamaño de los instantones,  $\bar{\rho}$ .

La masa dependiente del momento actúa como un cutoff natural de la teoría. En el dominio de  $k < \frac{1}{\bar{\rho}}$ , se puede escribir un Lagrangiano invariante bajo transformaciones quirales como [41, 42]

$$\mathcal{L} = \bar{\psi} (i\gamma^\mu \partial_\mu - MU^{\gamma_5}) \psi, \quad (1)$$

donde  $U^{\gamma_5} = \exp(i\pi^a \lambda^a \gamma_5 / f_\pi)$ ,  $\pi^a$  denota los campos pseudoescalares ( $\vec{\pi}, K_i, \eta_8$ ) con  $i = 1, \dots, 4$ ,  $\lambda^a$  son las matrices  $SU(3)$  de sabor,  $f_\pi$  es la constante de desintegración del pión y  $M(q^2)$  es la masa constituyente del quark. Se puede obtener de la teoría una expresión para la masa constituyente del quark, pero nosotros usamos la parametrización  $M(q^2) = m_q F(q^2)$  con

$$F(q^2) = \left[ \frac{\Lambda^2}{\Lambda^2 + q^2} \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (2)$$

donde  $\Lambda$  determina la escala en la que la simetría quiral se encuentra rota. Además de la masa constituyente del quark uno obtiene términos en los cuales los quarks interactúan

a través de los bosones de Goldstone. Se puede expandir  $U^{\gamma_5}$  en función de los campos del boson como

$$U^{\gamma_5} = 1 + \frac{i}{f_\pi} \gamma^5 \lambda^a \pi^a - \frac{1}{2f_\pi^2} \pi^a \pi^a + \dots \quad (3)$$

El primer término es la masa del quark constituyente y el segundo el intercambio de un bosón entre quarks. La principal contribución del tercer término viene del intercambio de dos piones que puede modelizarse de forma efectiva mediante el intercambio de una partícula escalar, la  $\sigma$ . Introduciendo las Ecs. (2) y (3) en la Ec. (1), obtenemos un Lagrangiano invariante bajo la transformación quirral  $SU(3)_L \otimes SU(3)_R$  con una masa constituyente para el quark que depende de escala, a cambio aparecen potenciales escalar y pseudoescalar.

La reducción no relativista de este Lagrangiano se ha llevado a cabo para el estudio de fuerzas nucleares en las Refs. [43, 44]. Los diferentes términos del potencial presentan contribuciones central y tensor o central y espín-orbita que serán agrupadas. Entonces, la parte quirral de la interacción quark-quark puede expresarse como sigue

$$V_{\text{qq}}(\vec{r}_{ij}) = V_{\text{qq}}^C(\vec{r}_{ij}) + V_{\text{qq}}^T(\vec{r}_{ij}) + V_{\text{qq}}^{\text{SO}}(\vec{r}_{ij}), \quad (4)$$

donde  $C$ ,  $T$  y  $SO$  se refieren, respectivamente, a la parte central, tensorial y espín-orbita del potencial. La parte central presenta cuatro contribuciones diferentes

$$V_{\text{qq}}^C(\vec{r}_{ij}) = V_\sigma^C(\vec{r}_{ij}) + V_\pi^C(\vec{r}_{ij}) + V_K^C(\vec{r}_{ij}) + V_\eta^C(\vec{r}_{ij}), \quad (5)$$

que vienen dadas por

$$\begin{aligned} V_\sigma^C(\vec{r}_{ij}) &= -\frac{g_{ch}^2}{4\pi} \frac{\Lambda_\sigma^2}{\Lambda_\sigma^2 - m_\sigma^2} m_\sigma \left[ Y(m_\sigma r_{ij}) - \frac{\Lambda_\sigma}{m_\sigma} Y(\Lambda_\sigma r_{ij}) \right], \\ V_\pi^C(\vec{r}_{ij}) &= \frac{g_{ch}^2}{4\pi} \frac{m_\pi^2}{12m_i m_j} \frac{\Lambda_\pi^2}{\Lambda_\pi^2 - m_\pi^2} m_\pi \left[ Y(m_\pi r_{ij}) - \frac{\Lambda_\pi^3}{m_\pi^3} Y(\Lambda_\pi r_{ij}) \right] \times \\ &\quad \times (\vec{\sigma}_i \cdot \vec{\sigma}_j) \sum_{a=1}^3 (\lambda_i^a \cdot \lambda_j^a), \\ V_K^C(\vec{r}_{ij}) &= \frac{g_{ch}^2}{4\pi} \frac{m_K^2}{12m_i m_j} \frac{\Lambda_K^2}{\Lambda_K^2 - m_K^2} m_K \left[ Y(m_K r_{ij}) - \frac{\Lambda_K^3}{m_K^3} Y(\Lambda_K r_{ij}) \right] \times \\ &\quad \times (\vec{\sigma}_i \cdot \vec{\sigma}_j) \sum_{a=4}^7 (\lambda_i^a \cdot \lambda_j^a), \\ V_\eta^C(\vec{r}_{ij}) &= \frac{g_{ch}^2}{4\pi} \frac{m_\eta^2}{12m_i m_j} \frac{\Lambda_\eta^2}{\Lambda_\eta^2 - m_\eta^2} m_\eta \left[ Y(m_\eta r_{ij}) - \frac{\Lambda_\eta^3}{m_\eta^3} Y(\Lambda_\eta r_{ij}) \right] \times \\ &\quad \times (\vec{\sigma}_i \cdot \vec{\sigma}_j) [\cos \theta_p (\lambda_i^8 \cdot \lambda_j^8) - \sin \theta_p], \end{aligned} \quad (6)$$

con  $Y(x)$  la función estándar de Yukawa,  $Y(x) = e^{-x}/x$ . Debido a que consideramos a la  $\eta$  como una partícula física, mezcla del octete y del singlete, aparece  $\theta_p$  como el ángulo de mezcla.  $\lambda$  son las matrices de Gell-Mann de sabor.  $m_i$  es la masa del quark y  $m_\pi$ ,  $m_K$  y  $m_\eta$  son las masas de los bosones de Goldstone fijadas a sus valores experimentales.  $m_\sigma$  viene determinada por la relación  $m_\sigma^2 \simeq m_\pi^2 + 4m_{u,d}^2$  [45]. Finalmente,  $g_{ch}$  es la constante de acoplamiento quirral y se determina a partir de la constante de acoplamiento  $\pi NN$  a través de la expresión

$$\frac{g_{ch}^2}{4\pi} = \frac{9}{25} \frac{g_{\pi NN}^2}{4\pi} \frac{m_{u,d}^2}{m_N^2}, \quad (7)$$

que asume que la simetría  $SU(3)$  de sabor es exacta y se rompe únicamente debido a la masa diferente del quark extraño.

Existen tres contribuciones diferentes a la parte tensorial del potencial

$$V_{\text{qq}}^{\text{T}}(\vec{r}_{ij}) = V_{\pi}^{\text{T}}(\vec{r}_{ij}) + V_K^{\text{T}}(\vec{r}_{ij}) + V_{\eta}^{\text{T}}(\vec{r}_{ij}), \quad (8)$$

que vienen dadas por

$$\begin{aligned} V_{\pi}^{\text{T}}(\vec{r}_{ij}) &= \frac{g_{ch}^2}{4\pi} \frac{m_{\pi}^2}{12m_i m_j} \frac{\Lambda_{\pi}^2}{\Lambda_{\pi}^2 - m_{\pi}^2} m_{\pi} \left[ H(m_{\pi} r_{ij}) - \frac{\Lambda_{\pi}^3}{m_{\pi}^3} H(\Lambda_{\pi} r_{ij}) \right] S_{ij} \sum_{a=1}^3 (\lambda_i^a \cdot \lambda_j^a), \\ V_K^{\text{T}}(\vec{r}_{ij}) &= \frac{g_{ch}^2}{4\pi} \frac{m_K^2}{12m_i m_j} \frac{\Lambda_K^2}{\Lambda_K^2 - m_K^2} m_K \left[ H(m_K r_{ij}) - \frac{\Lambda_K^3}{m_K^3} H(\Lambda_K r_{ij}) \right] S_{ij} \sum_{a=4}^7 (\lambda_i^a \cdot \lambda_j^a), \\ V_{\eta}^{\text{T}}(\vec{r}_{ij}) &= \frac{g_{ch}^2}{4\pi} \frac{m_{\eta}^2}{12m_i m_j} \frac{\Lambda_{\eta}^2}{\Lambda_{\eta}^2 - m_{\eta}^2} m_{\eta} \left[ H(m_{\eta} r_{ij}) - \frac{\Lambda_{\eta}^3}{m_{\eta}^3} H(\Lambda_{\eta} r_{ij}) \right] S_{ij} [\cos \theta_p (\lambda_i^8 \cdot \lambda_j^8) - \sin \theta_p], \end{aligned} \quad (9)$$

donde  $S_{ij} = 3(\vec{\sigma}_i \cdot \hat{r}_{ij})(\vec{\sigma}_j \cdot \hat{r}_{ij}) - \vec{\sigma}_i \cdot \vec{\sigma}_j$  es el operador tensorial y  $H(x) = (1 + 3/x + 3/x^2)Y(x)$ .

Finalmente, el potencial de espín-orbita presenta una única contribución que viene dada por la parte escalar de la interacción

$$V_{\text{qq}}^{\text{SO}}(\vec{r}_{ij}) = V_{\sigma}^{\text{SO}}(\vec{r}_{ij}) = -\frac{g_{ch}^2}{4\pi} \frac{m_{\sigma}^3}{2m_i m_j} \frac{\Lambda_{\sigma}^2}{\Lambda_{\sigma}^2 - m_{\sigma}^2} \left[ G(m_{\sigma} r_{ij}) - \frac{\Lambda_{\sigma}^3}{m_{\sigma}^3} G(\Lambda_{\sigma} r_{ij}) \right] (\vec{L} \cdot \vec{S}), \quad (10)$$

donde  $G(x)$  es la función  $(1 + 1/x)Y(x)/x$ .

## 2.2. Potencial de intercambio de un gluón

Uno puede suponer que más allá de la rotura espontánea de la simetría quiral la dinámica del sistema viene dada por el tratamiento perturbativo de la teoría QCD, es decir, por las fluctuaciones del gluón en el vacío de instantones. Este efecto se modeliza a partir del potencial de intercambio de un gluón (OGE) que reproduce en buena aproximación el sector pesado de mesones. Siguiendo de Rújula *et al.* [46], el intercambio de un gluón viene dado por el término del Lagrangiano de QCD

$$\mathcal{L}_{\text{qg}} = i\sqrt{4\pi\alpha_s} \bar{\psi} \gamma_{\mu} G_c^{\mu} \lambda^c \psi, \quad (11)$$

donde  $\lambda^c$  son las matrices  $SU(3)$  de color,  $G^{\mu}$  es el campo del gluón y  $\alpha_s$  es la constante de acoplamiento quark-gluón.

La reducción no relativista del diagrama de intercambio de un gluón con quarks puntuales presenta un término hiperfino que contiene una función delta en el espacio de configuración. Dicho término de contacto suele regularizarse para poderlo tratar de forma no perturbativa [47]. Nosotros hemos sustituido la función delta de Dirac por una función Yukawa

$$\delta(\vec{r}_{ij}) \rightarrow \frac{1}{4\pi r_0^2} \frac{e^{-r_{ij}/r_0}}{r_{ij}}, \quad (12)$$

donde  $r_0(\mu) = \hat{r}_0 \frac{\mu_{nn}}{\mu_{ij}}$  con  $\hat{r}_0$  un parámetro del modelo y  $\mu_{ij}$  la masa reducida de los quarks con n referido a los quarks ligeros u y d. Como consecuencia, la parte central de OGE se puede escribir como

$$V_{\text{OGE}}^{\text{C}}(\vec{r}_{ij}) = \frac{1}{4} \alpha_s (\vec{\lambda}_i^c \cdot \vec{\lambda}_j^c) \left[ \frac{1}{r_{ij}} - \frac{1}{6m_i m_j} (\vec{\sigma}_i \cdot \vec{\sigma}_j) \frac{e^{-r_{ij}/r_0(\mu)}}{r_{ij} r_0^2(\mu)} \right]. \quad (13)$$



Los términos no centrales de OGE se comportan como  $1/r^3$ . Por lo tanto, estas contribuciones son singulares y se hace necesaria la introducción de reguladores fenomenológicos para tratarlas de forma no perturbativa. Las contribuciones tensor y espín-orbita pueden escribirse como

$$\begin{aligned} V_{\text{OGE}}^{\text{T}}(\vec{r}_{ij}) &= -\frac{1}{16} \frac{\alpha_s}{m_i m_j} (\vec{\lambda}_i^c \cdot \vec{\lambda}_j^c) \left[ \frac{1}{r_{ij}^3} - \frac{e^{-r_{ij}/r_g(\mu)}}{r_{ij}} \left( \frac{1}{r_{ij}^2} + \frac{1}{3r_g^2(\mu)} + \frac{1}{r_{ij}r_g(\mu)} \right) \right] S_{ij}, \\ V_{\text{OGE}}^{\text{SO}}(\vec{r}_{ij}) &= -\frac{1}{16} \frac{\alpha_s}{m_i^2 m_j^2} (\vec{\lambda}_i^c \cdot \vec{\lambda}_j^c) \left[ \frac{1}{r_{ij}^3} - \frac{e^{-r_{ij}/r_g(\mu)}}{r_{ij}^3} \left( 1 + \frac{r_{ij}}{r_g(\mu)} \right) \right] \times \\ &\quad \times \left[ ((m_i + m_j)^2 + 2m_i m_j) (\vec{S}_+ \cdot \vec{L}) + (m_j^2 - m_i^2) (\vec{S}_- \cdot \vec{L}) \right], \end{aligned} \quad (14)$$

donde  $r_g(\mu) = \hat{r}_g \frac{\mu_{nm}}{\mu_{ij}}$  con  $\hat{r}_g$  un parámetro del modelo y  $\vec{S}_{\pm} = \vec{S}_i \pm \vec{S}_j$ .

Para describir todo el espectro de mesones, desde los más ligeros hasta los más pesados, se necesita una constante de acoplamiento fuerte que dependa de la escala de manera efectiva [48–50]. La constante de acoplamiento quark-gluón depende de  $Q^2$  de forma logarítmica, es decir, de forma débil. Con lo cual, puede suponerse que  $\alpha_s$  sea constante para cada sector de sabor y su valor venga dado en función de la escala típica del sector en el que nos encontramos [51–54]. Al pasar de sector la constante de acoplamiento quark-gluón varía y puede modelizarse en función de la masa reducida [55]. Como consecuencia, la parametrización de  $\alpha_s$  viene dada por la expresión

$$\alpha_s(\mu) = \frac{\alpha_0}{\ln \left( \frac{\mu^2 + \mu_0^2}{\Lambda_0^2} \right)}, \quad (15)$$

donde  $\mu$  es la masa reducida del par  $q\bar{q}$  y  $\alpha_0$ ,  $\mu_0$  y  $\Lambda_0$  son parámetros del modelo.

### 2.3. Potencial de confinamiento

QCD presenta una característica más de tipo no perturbativo que es el confinamiento, es decir, los hadrones siempre se manifiestan en singletes de color. El problema está en que no se sabe como obtener la forma analítica del confinamiento a partir de QCD. En una teoría puramente gluónica, aparece un potencial que crece linealmente con la distancia interquark debido al intercambio de gluones. Esto ha sido comprobado por *Lattice QCD*. Sin embargo, cuando se introduce el acoplamiento a dos mesones, la creación espontánea de pares  $q\bar{q}$  apantalla las cargas de color produciendo un potencial quark-quark que no crece linealmente con la distancia, sino que llega a un máximo de saturación produciendo eventualmente la rotura del tubo de flujo de color unidimensional que une el par quark-antiquark. *Lattice QCD* confirma también este fenómeno [56], y puede modelizarse a partir de un potencial lineal cuya pendiente disminuye paulatinamente con la distancia interquark

$$V_{\text{CON}}^{\text{C}}(\vec{r}_{ij}) = [-a_c(1 - e^{-\mu_c r_{ij}}) + \Delta] (\vec{\lambda}_i^c \cdot \vec{\lambda}_j^c), \quad (16)$$

donde  $a_c$ ,  $\mu_c$  y  $\Delta$  son parámetros del modelo,  $\Delta$  es una constante global que fija el origen de energías. El potencial es lineal a cortas distancias con una fuerza de confinamiento igual a  $\sigma = \frac{16}{3} a_c \mu_c$ , mientras que a largas distancias dicho potencial es una constante,  $V_{\text{thr}} = \frac{16}{3} (a_c - \Delta)$ .

No pueden encontrarse estados ligados de  $q\bar{q}$  más allá del umbral de rotura de la *string*. El sistema experimenta una transición entre una configuración en la que el quark y el antiquark

están ligados por un flujo de color, a una en la que aparecen dos mesones debido a la rotura del flujo de color y su consiguiente, y energeticamente más favorable, desintegración en hadrones.

Técnicas analíticas [57] y estudios numéricos usando *Lattice* QCD [58] han observado que la interacción de confinamiento es independiente de espín a parte de la inevitable pseudofuerza de espín-orbita debido a la precesión de Thomas [59]. Sin embargo, no existe aún un acuerdo claro acerca de la estructura Lorentz del confinamiento. Nosotros hemos considerado una contribución espín-orbita del confinamiento de la forma

$$V_{\text{CON}}^{\text{SO}}(\vec{r}_{ij}) = - (\vec{\lambda}_i^c \cdot \vec{\lambda}_j^c) \frac{a_c \mu_c e^{-\mu_c r_{ij}}}{4m_i^2 m_j^2 r_{ij}} \left[ ((m_i^2 + m_j^2)(1 - 2a_s) + 4m_i m_j (1 - a_s)) (\vec{S}_+ \cdot \vec{L}) + (m_j^2 - m_i^2)(1 - 2a_s) (\vec{S}_- \cdot \vec{L}) \right], \quad (17)$$

donde  $a_s$  controla la mezcla entre las estructuras de Lorentz escalar y vector.

## 2.4. Resumen del potencial

Resumiendo, el modelo incorpora un efecto perturbativo que es el intercambio de un gluón y dos efectos no perturbativos, la rotura espontánea de la simetría quiral y el confinamiento. Con lo cual el potencial efectivo que se aplica a los diferentes sectores, teniendo en cuenta que se utiliza la notación n para los quarks u y d, s para el quark extraño y Q para los quarks pesados c y b, es

$$V_{\text{qq}} = \begin{cases} \text{qq} = \text{nn} \Rightarrow V_{\text{CON}} + V_{\text{OGE}} + V_{\pi} + V_{\sigma} + V_{\eta}, \\ \text{qq} = \text{ns} \Rightarrow V_{\text{CON}} + V_{\text{OGE}} + V_{\sigma} + V_K + V_{\eta}, \\ \text{qq} = \text{ss} \Rightarrow V_{\text{CON}} + V_{\text{OGE}} + V_{\sigma} + V_{\eta}, \\ \text{qq} = \text{nQ} \Rightarrow V_{\text{CON}} + V_{\text{OGE}}, \\ \text{qq} = \text{QQ} \Rightarrow V_{\text{CON}} + V_{\text{OGE}}. \end{cases} \quad (18)$$

El potencial correspondiente a  $q\bar{q}$  se obtiene a partir del de  $qq$  según [60]. En el caso de  $V_K(\vec{r}_{ij})$ , donde  $G$ -paridad no está bien definida, la transformación viene dada por  $\lambda_1^a \cdot \lambda_2^a \rightarrow \lambda_1^a \cdot (\lambda_2^a)^T$ , que recupera el cambio de signo en el caso del intercambio de un pseudoescalar entre dos quarks extraños.

## 2.5. Ajuste de los parámetros del modelo

Se han identificado recientemente numerosos estados de quark-antiquark ligeros y no extraños hasta una masa de 2,4 GeV a partir de los datos de Crystal Barrel y PS172 acerca de reacciones  $\bar{p}p \rightarrow \text{Resonance} \rightarrow A + B$  en 17 estados finales. Todos estos datos han sido revisados en la Ref. [61] incluyendo comentarios detallados acerca del estatus de cada resonancia. La característica más importante es que todas las resonancias observadas se agrupan en rangos de energía estrechos (i) 1590 – 1700 MeV, (ii) 1930 – 2100 MeV y (iii) 2240 – 2340 MeV.

Esto ha sido interpretado como una señal de la restauración efectiva de la simetría quiral. Algunos autores [62–64] sugieren que la dinámica de los mesones ligeros es diferente en la parte baja del espectro que en la parte alta de éste. En la parte baja del espectro la simetría quiral se encuentra espontáneamente rota mientras que en la parte alta ésta se restaura. El razonamiento es el siguiente: si un hadrón es excitado, el momento típico del quark también es

Masas de quarks	$m_n$ (MeV)	313
	$m_s$ (MeV)	555
	$m_c$ (MeV)	1763
	$m_b$ (MeV)	5110
Bosones de Goldstone	$m_\pi$ (fm <sup>-1</sup> )	0,70
	$m_\sigma$ (fm <sup>-1</sup> )	3,42
	$m_K$ (fm <sup>-1</sup> )	2,51
	$m_\eta$ (fm <sup>-1</sup> )	2,77
	$\Lambda_\pi$ (fm <sup>-1</sup> )	4,20
	$\Lambda_\sigma$ (fm <sup>-1</sup> )	4,20
	$\Lambda_K$ (fm <sup>-1</sup> )	4,21
	$\Lambda_\eta$ (fm <sup>-1</sup> )	5,20
	$g_{ch}^2/4\pi$	0,54
	$\theta_p$ (°)	-15
Intercambio de un gluón	$\alpha_0$	2,118
	$\Lambda_0$ (fm <sup>-1</sup> )	0,113
	$\mu_0$ (MeV)	36,976
	$\hat{r}_0$ (fm)	0,181
	$\hat{r}_g$ (fm)	0,259
Confinamiento	$a_c$ (MeV)	507,4
	$\mu_c$ (fm <sup>-1</sup> )	0,576
	$\Delta$ (MeV)	184,432
	$a_s$	0,81

Tabla 1. Parámetros del modelo.

mayor, por lo tanto, la masa dinámica del quark tiende a cero, se produce el desacoplamiento entre los quarks y los bosones de Goldstone y la simetría quiral se restaura.

Si la restauración de la simetría quiral se produce, los hadrones deben de colocarse en multipletes quirales. Sin embargo, los datos experimentales muestran una degeneración mayor. Esto puede ser interpretado como la evidencia de una simetría mayor que involucra la simetría quiral. Sin embargo, otros mecanismos con un origen físico diferente pueden explicar dicha degeneración, como la modificación del potencial de confinamiento debido al apantallamiento de color.

En esta sección vamos a llevar a cabo un estudio de los mesones ligeros teniendo en cuenta, además de los estados bien establecidos en el PDG, las nuevas resonancias recogidas en la Ref. [61]. Este estudio, que incluye la parte alta del espectro de mesones ligeros, supone una extensión del exhaustivo trabajo presentado en la Ref. [40]. Esto conllevará un ajuste fino de los parámetros del modelo y nos permitirá analizar el papel que juega el potencial lineal apantallado en la degeneración observada.

Con los parámetros de la Tabla 1 obtenemos las Figuras 1 y 2 para los sectores con  $I = 0$  e  $I = 1$ , respectivamente. En ellas comparamos el espectro experimental (panel de la izquierda) con nuestros resultados (panel de la derecha). Uno puede ver que reproducimos el patrón de degeneración en ambos sectores.

Es importante tener en cuenta que nuestros resultados han sido obtenidos sin cambios en la masa dinámica del quark. Aunque la simetría quiral se encuentra aún rota, dicha rotura

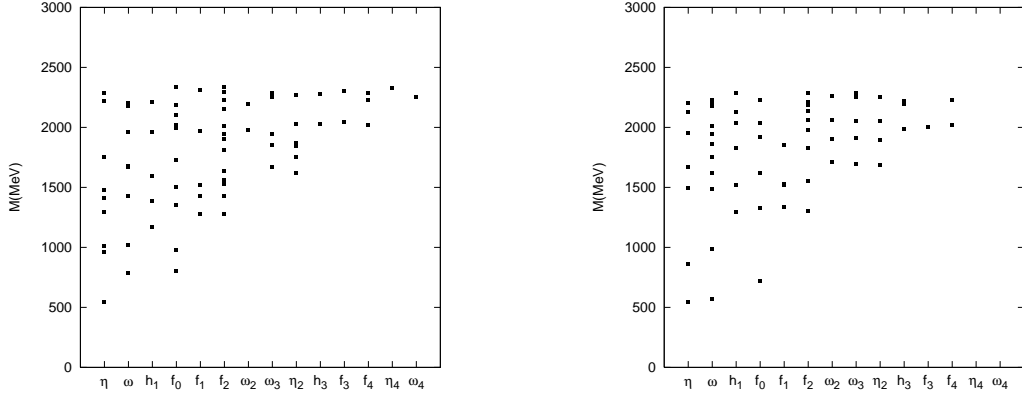


Figura 1. El panel izquierdo muestra los datos experimentales para mesones ligeros con  $I = 0$ , nuestros resultados teóricos se muestran en el panel derecho. Las masas de los diferentes mesones están dadas en MeV.

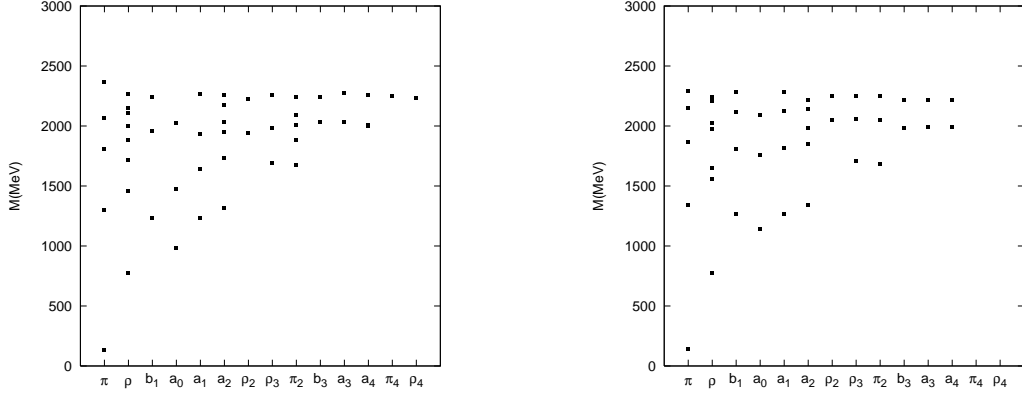


Figura 2. El panel izquierdo muestra los datos experimentales para mesones ligeros con  $I = 1$ , nuestros resultados teóricos se muestran en el panel derecho. Las masas de los diferentes mesones están dadas en MeV.

	$\eta_0(4S)$	$\omega_1/\phi_1(4S)$	$\eta_4(1G)$	$\omega_4/\phi_4(1G)$
Bosones de Goldstone	+34,14	-37,73	-0,74	+1,94
Confinamiento	-476,17	-685,85	-447,56	-432,39

Tabla 2. Contribución, en MeV, a la masa de los altos estados excitados de mesones ligeros con  $I = 0$  dada por las diferentes piezas del potencial.

es irrelevante porque, como uno puede ver en las Tablas 2 y 3, la contribución de los bosones de Goldstone es prácticamente despreciable comparada con la contribución del confinamiento para los mesones ligeros altamente excitados. Luego, aparentemente, el efecto es similar al desacoplamiento de quarks y bosones de Goldstone.

Aunque la restauración efectiva de la simetría quiral y nuestro modelo son capaces de reproducir el patrón de degeneración que muestran los altos estados excitados de los mesones ligeros, la física que se encuentra detrás de las dos aproximaciones es muy diferente.

La primera aproximación se basa en que los bosones de Goldstone y los quarks se desacoplan conforme la energía del hadrón crece (también crece, por tanto, el momento típico

	$\pi_0(4S)$	$\rho_1(4S)$	$\pi_4(1G)$	$\rho_4(1G)$
Bosones de Goldstone	-7,90	-1,46	+0,18	-0,64
Confinamiento	-480,19	-393,29	-445,62	-439,42

Tabla 3. Contribución, en MeV, a la masa de los altos estados excitados de mesones ligeros con  $I = 1$  dada por las diferentes piezas del potencial.

	$\psi(nS)$			$\rho(nS)$		
	2S	3S	4S	2S	3S	4S
Teo.	1,78	1,11	0,78	0,155	0,058	0,026
Exp.	$2,33 \pm 0,07$	$0,89 \pm 0,08$	$0,71 \pm 0,10$	-	-	-

Tabla 4. Anchuras leptónicas, en keV, para los estados excitados de los mesones  $\psi$  y  $\rho$ . Los datos experimentales son tomados de la Ref. [65] para  $\psi(2S)$  y de la Ref. [66] para  $\psi(3S)$  y  $\psi(4S)$ .

del quark). Entonces, el rango de la función de onda en espacio de coordenadas debe disminuir conforme la excitación crezca. En nuestra aproximación, la degeneración viene dada por el apantallamiento del potencial lineal de confinamiento, con lo que en nuestro caso el rango de la función de onda en espacio de coordenadas aumenta conforme la excitación aumenta.

Para distinguir entre las dos aproximaciones, uno puede estudiar la anchura leptónica,  $\Gamma_{e^+e^-}$ , de los estados altamente excitados de los mesones ligeros, ya que depende del cuadrado de la función de onda en el origen,  $|R_{nS}(0)|^2$ . En el caso de que los bosones de Goldstone se desacoplen de los quarks, la anchura leptónica debe aumentar conforme aumenta la excitación. Nuestro modelo presenta la situación contraria, la anchura leptónica disminuye conforme aumenta la excitación. Este comportamiento es justamente el que se observa en las sucesivas excitaciones de los mesones  $1^{--}$  en el sector del charmonio y del botomonio. En la Tabla 4 se muestran nuestras predicciones para los estados del mesón  $\psi$  y su comparación con los datos experimentales. Se puede ver el buen acuerdo existente y como paulatinamente la anchura leptónica va disminuyendo. Si se asume que el potencial de confinamiento es independiente de sabor, este comportamiento es el que se debería de observar en los estados  $1^{--}$  de mesones ligeros. De nuevo, la Tabla 4 muestra nuestros resultados para el mesón  $\rho$ . Desafortunadamente no existen datos experimentales.

### 3. ESPECTROSCOPIA DE MESONES PESADOS

El descubrimiento de los primeros estados del charmonio y del botomonio en la década de los setenta supuso la posibilidad de tener una visión no relativista de QCD. De hecho, estos estados podían clasificarse atendiendo a los números cuánticos que presentaría un estado ligado no relativista. El espacio entre excitaciones radiales y los desdoblamientos finos e hiperfinos seguían un patrón muy similar al del positronio, un sistema ligado positrón-electrón no relativista muy estudiado en QED.

Después del descubrimiento del mesón  $X(3872)$  en 2003, han ido apareciendo otros estados similares en el sector pesado, principalmente en el sector del charmonio. Todos ellos conforman lo que denominamos mesones  $XYZ$  donde unos se ajustan bien a lo esperado teóricamente pero otros entran en conflicto con la interpretación estándar.

Vamos a usar el modelo de quark constituyente descrito en la Sección 2 para describir el

Estado	$J^{PC}$	n	Teo. (MeV)	Exp. (MeV)	[65]
$\eta_c$	$0^{-+}$	1	2990	$2980,3 \pm 1,2$	
		2	3643	$3637 \pm 4$	
		3	4054	-	
$\chi_{c0}$	$0^{++}$	1	3452	$3414,75 \pm 0,31$	
		2	3909	$3915 \pm 3 \pm 2$	[67]
		3	4242	-	
$h_c$	$1^{+-}$	1	3515	$3525,42 \pm 0,29$	
		2	3956	-	
		3	4278	-	
$\psi$	$1^{--}$	1	3096	$3096,916 \pm 0,011$	
		2	3703	$3686,093 \pm 0,034$	
		3	3796	$3775,2 \pm 1,7$	
		4	4097	$4039 \pm 1$	
		5	4153	$4153 \pm 3$	
		6	4389	$4361 \pm 9 \pm 9$	[68]
		7	4426	$4421 \pm 4$	
		8	4614	$4634_{-7-8}^{+8+5}$	[69]
		9	4641	$4664 \pm 11 \pm 5$	[68]
$\chi_{c1}$	$1^{++}$	1	3504	$3510,66 \pm 0,07$	
		2	3947	-	
		3	4272	-	
$\eta_{c2}$	$2^{-+}$	1	3812	-	
		2	4166	-	
		3	4437	-	
$\chi_{c2}$	$2^{++}$	1	3532	$3556,20 \pm 0,09$	
		2	3969	$3929 \pm 5 \pm 2$	[70]
		3	4043	-	
$\psi_2$	$2^{--}$	1	3810	-	
		2	4164	-	
		3	4436	-	

Tabla 5. Masas, en MeV, de los estados del charmonio. Se compara con los estados bien establecidos en la Ref. [65] y se asignan posibles mesones XYZ.

espectro de mesones pesados. Estableceremos qué estados pueden explicarse como estructuras  $q\bar{q}$  y cuales no se ajustan a este esquema. Mientras que aquí nos centraremos en comentar los diferentes estados en función de su masa, existen tablas en la versión extendida del trabajo donde se muestran otras propiedades como distribuciones de probabilidad, desintegraciones leptónicas y desintegraciones radiativas E1 y M1.

### 3.1. Charmonio

En la Tabla 5 comparamos el espectro calculado con los datos experimentales, se ha tenido en cuenta posibles asignaciones de los mesones  $XYZ$ . En el sector  $c\bar{c}$ , se han establecido recientemente nuevos estados convencionales que se recogen en el PDG. La  $h_c$  es el estado  $^1P_1$  del charmonio, el compañero singlete de los bien conocidos estados triplete  $\chi_{cJ}$ . La  $\eta_c(2S)$  que es la primera excitación radial del estado fundamental del charmonio,  $\eta_c(1S)$ , y la  $Z(3930)$  cuya asignación como estado  $2^3P_2$ ,  $\chi_{c2}(2P)$ , parece encontrarse ampliamente aceptada.

Para los estados del charmonio con números cuánticos  $J^{PC} = 1^{--}$ , conseguimos un buen acuerdo con los datos experimentales. Existen ciertos mesones  $XYZ$  con los mismos números cuánticos que no parecen ajustarse al esquema  $q\bar{q}$ . Ellos son  $G(3900)$ ,  $X(4008)$  y  $X(4260)$ . El primero es una estructura que se observa en la medida experimental de la sección eficaz para la reacción  $e^+e^- \rightarrow D\bar{D}$  pero también en la medida del *ratio* R. El cálculo teórico de los dos observables a través de un modelo tipo Cornell demuestra que esta estructura puede explicarse sin necesidad de acudir a un estado canónico  $c\bar{c}$  ni a un estado exótico, es un efecto de canales acoplados. El segundo estado,  $X(4008)$ , necesita confirmación experimental. Una explicación como estructura no resonante para la  $X(4260)$  se encuentra en la versión extendida de este trabajo.

Una característica particular de nuestro modelo es la nueva asignación de la resonancia  $\psi(4415)$ , que usualmente se describe como un estado  $4S$ . Nuestra elección particular del potencial incluye la nueva resonancia  $X(4360)$  como el estado  $4S$ , entre los bien establecidos  $\psi(4160)$  y  $\psi(4415)$  que se predicen como estados en onda- $D$ . El buen acuerdo obtenido entre nuestros resultados teóricos y las últimas medidas experimentales de la anchura leptónica y la anchura total para la resonancia  $\psi(4415)$  fundamenta la nueva asignación.

La  $\eta_c(1S)$  es el estado más bajo en masa del charmonio. El modelo predice una masa de 2990 MeV, en buen acuerdo con la experimental. El desdoblamiento entre los estados  $1^1S_0$  y  $1^3S_1$  viene dado por el término delta de Dirac del potencial OGE. Experimentalmente este desdoblamiento presenta un valor de  $116,6 \pm 1,2$  MeV, el cual concuerda razonablemente con nuestra predicción teórica 106 MeV.

Recientemente, Belle [25] ha encontrado una señal en el modo de desintegración  $\eta_c(2S) \rightarrow K_S^0 K^- \pi^+$  del proceso  $B \rightarrow K \eta_c(2S)$  a la energía de  $3654 \pm 6 \pm 8$  MeV. Nuestra predicción para la  $\eta_c(2S)$  es de 3643 MeV que coincide muy bien con el dato experimental. La  $\eta_c(3S)$  es el primer estado que puede desintegrarse en mesones con encanto abierto, presenta una masa de 4054 MeV según nuestro modelo.

La Colaboración CLEO ha llevado a cabo medidas de precisión para la masa de  $h_c(1P)$  en 2008 [71],  $3525,28 \pm 0,19 \pm 0,12$  MeV, después BES III [72] ha confirmando este estado con una masa de  $3525,40 \pm 0,13 \pm 0,18$  MeV. Es muy importante medir la masa de los estados  $h_c$  debido a que los desdoblamientos entre los estados  $n^1P_1$  y el centroide de los estados  $n^3P_J$  aportan información muy valiosa acerca de la naturaleza Lorentz del potencial de confinamiento. Las medidas experimentales del desdoblamiento hiperfino entre  $h_c(1P)$  y  $\chi_{cJ}(1P)$  son  $+0,02 \pm 0,23$  MeV de CLEO y  $-0,10 \pm 0,22$  MeV de BES III. Esto indica que el potencial de largas distancias debe ser mayoritariamente escalar. Un estudio pormenorizado de nuestros desdoblamientos teóricos se encuentra en la versión extendida de este trabajo, aquí podemos decir que nuestro potencial de largas distancias, el potencial de confinamiento, es predominantemente escalar, ello hace que la masa de los estados  $h_c$  esté degenerada con el centroide correspondiente a los estados  $\chi_{cJ}$ , que es lo que se observa experimentalmente.

El modelo predice una masa para el multiplete  $2^3P_J$  de 3,95 GeV, resultados similares pueden encontrarse en la mayor parte de modelos fenomenológicos. Experimentalmente,

$J^P$	$n$	Mesones encantados		Mesones encantados-extraños	
		Masa (MeV)	Asignación	Masa (MeV)	Asignación
$0^-$	1	1896	$D$	1984	$D_s$
	2	2695	$D(2550)$	2729	
	3	3154		3178	
	4	3448		3487	
$0^+$	1	2516	$D_0^*(2400)$	2510	$D_{s0}^*(2317)$
	2	3033		3025	
	3	3366		3376	
	4	3582		3625	
$1^+$	1	2466	$D_1(2420)$	2554	$D_{s1}(2536)$
	2	2596	$D_1(2430)$	2593	$D_{s1}(2460)$
	3	3008		3056	$D_{sJ}(3040)$
	4	3079		3077	$D_{sJ}(3040)$
$1^-$	1	2017	$D^*$	2110	$D_s^*$
	2	2756	$D^*(2600)$	2797	$D_{s1}^*(2710)$
	3	2935		2915	$D_{sJ}^*(2860)$
	4	3193		3224	
$2^-$	1	2812	$D_J(2750)$	2886	
	2	2973		2948	
	3	3227		3278	
	4	3323		3317	
$2^+$	1	2513	$D_2^*(2460)$	2591	$D_{s2}^*(2573)$
	2	3037		3081	
	3	3220		3196	
	4	3372		3417	
$3^+$	1	3090		3151	
	2	3244		3216	
	3	3409		3464	
	4	3503		3507	
$3^-$	1	2847	$D_J^*(2760)$	2911	$D_{sJ}^*(2860)$
	2	3249		3296	
	3	3443		3428	
	4	3511		3569	

Tabla 6. Masas, en MeV, de los mesones encantados y encantados-extraños. Mostramos nuestra asignación para los mesones recientemente descubiertos en estos sectores.

existen unos cuantos estados que pueden ser candidatos a ocupar dicho multiplete:  $X(3872)$ ,  $X(3915)$ ,  $Y(3940)$ ,  $X(3940)$  y  $Z(3930)$ . Sin embargo, hasta el momento el único de estos que parece tener una asignación ampliamente extendida es el mesón  $Z(3930)$  como el estado  $2^3P_2$ .

Sería de gran interés la búsqueda de los estados  $\psi_2(1^3D_2)$  y  $\eta_{c2}(1^1D_2)$ , ya que se espera



que sean muy estrechos al no tener permitido ningún modo de desintegración a mesones con encanto abierto. En la versión extendida de este trabajo se da la predicción del modelo para sus desintegraciones electromagnéticas.

### 3.2. Mesones con encanto abierto

El espectro de mesones con encanto abierto presenta una serie de estados conocidos desde hace tiempo y bien establecidos en el PDG [65]. Todos ellos son estados fundamentales, los estados excitados son difíciles de encontrar debido a su pobre estadística y a que sus anchuras de desintegración son relativamente grandes.

Los estados bien establecidos en el sector encantado y recogidos en el PDG son: los estados en onda- $S$  con números cuánticos  $J^P = 0^-$  y  $1^-$  que son los mesones  $D$  y  $D^*$ , respectivamente. También tenemos los estados en onda- $P$  con números cuánticos  $0^+$  ( $D_0^*(2400)$ ),  $1^+$  ( $D_1(2420)$  y  $D_1(2430)$ ) y  $2^+$  ( $D_2^*(2460)$ ). Además, podemos encontrar en el PDG el mesón  $D^*(2640)$  que fue visto en desintegraciones- $Z$  [73] pero necesita confirmación.

La situación es muy similar en el sector encantado-extraño, los estados en onda- $S$  con números cuánticos  $J^P = 0^-$  y  $1^-$  son los mesones  $D_s$  y  $D_s^*$ , y los estados en onda- $P$  son  $D_{s0}^*(2317)$ ,  $D_{s1}(2460)$ ,  $D_{s1}(2536)$  y  $D_{s2}^*(2573)$  con números cuánticos  $0^+$ ,  $1^+$ ,  $1^+$  y  $2^+$ , respectivamente.

En los últimos años se han observado nuevas resonancias que pertenecen tanto al sector encantado como al sector encantado-extraño, sus números cuánticos son aún tema activo de discusión.

La Colaboración BaBar ha llevado a cabo un estudio de los sistemas  $D^+\pi^-$ ,  $D^0\pi^+$  y  $D^{*+}\pi^-$  en reacciones inclusivas  $e^+e^- \rightarrow c\bar{c}$  para encontrar nuevos estados excitados de mesones  $D$  [74]. Se han descubierto los mesones  $D(2550)$ ,  $D^*(2600)$ ,  $D_J(2750)$  y  $D_J^*(2760)$ .

El mesón  $D(2550)$  es considerado el estado singlete  $2^1S_0$  debido a su distribución angular de helicidad [74]. Por el mismo razonamiento, la resonancia  $D^*(2600)$  es consistente con el estado excitado  $2^3S_1$ . La señal  $D_J^*(2760)$  que se observa en el canal  $D^+\pi^-$  se encuentra muy cercana en masa a la de  $D_J(2750)$  observada en el canal  $D^{*+}\pi^-$ . Los números cuánticos de las resonancias  $D_J(2750)$  y  $D_J^*(2760)$  no están claros hasta el momento pero las posibilidades  $2^-$  y  $3^-$ , respectivamente, parecen ser las más probables.

Por otro lado, también se han observado recientemente un número considerable de estados en el sector encantado-extraño. Estos son el  $D_{s1}^*(2710)$ , observado por BaBar [75, 76] y Belle [77], el  $D_{sJ}^*(2860)$  [75, 76], el  $D_{sJ}(3040)$  [76] y un estado aún por confirmar previamente observado por SELEX [78], el  $D_{sJ}(2632)$ . Mientras que los números cuánticos del  $D_{s1}^*(2710)$  parecen estar bien establecidos,  $J^P = 1^-$ , existen diferentes posibilidades para el resto de estados. El  $D_{sJ}^*(2860)$  se identifica generalmente con el estado  $3^-$ , mientras que algunos autores aún argumentan la posibilidad de que sea un  $0^+$ . El  $D_{sJ}(3040)$  se interpreta generalmente como un estado  $1^+$  o un estado  $2^-$ .

La Tabla 6 muestra la predicción del modelo hasta  $J = 3$  y para las cuatro primeras excitaciones radiales. También se recoge en la Tabla 6 nuestra asignación para los mesones recientemente descubiertos en estos sectores. Dicha asignación no se justifica completamente si uno atiende solo al valor de la masa, más adelante estudiaremos las desintegraciones fuertes de estos mesones que son las que realmente nos han ayudado a la hora de decidir los números cuánticos de los mesones.

### 3.3. Botomonio

El sistema  $b\bar{b}$  comprende los estados ligados quark-antiquark más pesados y compactos que se pueden encontrar hasta el momento en la naturaleza. Fueron descubiertos en 1977 como estados triplete, llamados  $\Upsilon(1S)$ ,  $\Upsilon(2S)$  y  $\Upsilon(3S)$ , por la Colaboración E288 en Fermilab. Se hacía colisionar protones con objetivos de  $Cu$  y  $Pb$  estudiando los pares de muones en un régimen de masa invariante más grande que 5 GeV [5, 79]. Después, estos mismos estados se estudiaron mejor en varios anillos colisionadores de  $e^+e^-$ . Seis estados triplete en onda- $P$ ,  $\chi_b(2P_J)$  y  $\chi_b(1P_J)$  con  $J = 0, 1, 2$ , fueron descubiertos en desintegraciones radiativas de  $\Upsilon(3S)$  y  $\Upsilon(2S)$  en 1982 [80, 81] y 1983 [82, 83], respectivamente.

A pesar de estas medidas, durante los siguientes treinta años no se produjeron contribuciones significativas al sector del botomonio. Esto se debe a que las factorías de mesones  $B$  no se consideraban como instalaciones ideales para el estudio del espectro del botomonio, debido a que la colisión de  $e^+e^-$  se hace generalmente a la energía de la resonancia  $\Upsilon(4S)$ , la cual decae casi al 100% en pares  $B\bar{B}$ . Sin embargo, las Colaboraciones BaBar y Belle se han dedicado en los últimos años a recoger datos a varias energías en la región del botomonio. Ello ha propiciado nuevos descubrimientos como  $\eta_b$  [84], y los mesones  $h_b(1P)$  y  $h_b(2P)$  [85].

Las masas de los diferentes mesones con belleza oculta que se recogen en el PDG [65] y las predicciones de nuestro modelo pueden verse en la Tabla 7. También se han incorporado los nuevos descubrimientos. En general los datos experimentales y nuestros valores teóricos están en buen acuerdo.

La familia de estados  $\Upsilon$  puede estudiarse fácilmente en colisiones  $e^+e^-$  debido a que presentan los mismo números cuánticos que el fotón virtual emitido. Sin embargo, su tasa de producción está relacionada con su anchura de desintegración leptónica, que es muy pequeña en el caso de estados en onda- $D$ . Esta es la razón por la que hasta el momento no se han observado claramente estados  $1^{--}$  en onda- $D$ . Nuestro modelo quark predice estados en onda- $D$  prácticamente degenerados con su compañero en onda- $S$ .

La Colaboración BaBar ha sido la que ha tenido éxito a la hora de descubrir el estado  $\eta_b(1S)$  [84]. Dicho estado era difícil de encontrar por dos razones, la primera es que el estado  $\eta_b$  no presenta modos de desintegración similares a aquellos en los que se suele estudiar los estados  $\eta_c$ , y la segunda es que las desintegraciones M1 de los estados  $\Upsilon(nS)$  presentan ratios muy pequeños. Nuestro valor teórico para la masa es un poco alto comparado con el dato experimental, pero el desdoblamiento entre los estados  $1^1S_0$  y  $1^3S_1$  es razonable. El cálculo teórico de las desintegraciones  $\Upsilon(1S, 2S, 3S) \rightarrow \gamma\eta_b(mS)$  se presenta en la versión extendida de este trabajo.

La Colaboración Belle ha publicado recientemente datos de la sección eficaz para los procesos  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-h_b(1P)$  y  $\pi^+\pi^-h_b(2P)$  en torno a la energía de la resonancia  $\Upsilon(5S)$  [85]. Las masas de los estados  $h_b(1P)$  y  $h_b(2P)$  medidas por Belle están en buen acuerdo con el centroide de los estados  $\chi_{bJ}$  correspondientes. Esto indica, al igual que en el sector del charmonio, un desdoblamiento hiperfino pequeño. Nuestros resultados teóricos concuerdan bastante bien con los datos experimentales.

Los estados  $\chi_b(nP)$  se han producido recientemente en colisiones protón-protón en el LHC a  $\sqrt{s} = 7$  TeV y han sido recogidos por el detector ATLAS [86]. Dichos estados han sido reconstruidos a partir de sus desintegraciones radiativas a  $\Upsilon(1S, 2S)$  con  $\Upsilon \rightarrow \mu^+\mu^-$ . Además de los picos en masa correspondientes a los modos de desintegración  $\chi_b(1P, 2P) \rightarrow \Upsilon(1S)\gamma$ , se ha observado una nueva estructura centrada en  $(10,530 \pm 0,005 \pm 0,009)$  GeV, en ambos canales de desintegración  $\Upsilon(1S)\gamma$  y  $\Upsilon(2S)\gamma$ . Esta estructura es interpretada como el sistema

Estado	$J^{PC}$	n	Teo. (MeV)	Exp. (MeV)	[65]
$\eta_b$	$0^{-+}$	1	9455	$9390,9 \pm 2,8$	
		2	9990	-	
		3	10330	-	
$\chi_{b0}$	$0^{++}$	1	9855	$9859,44 \pm 0,42 \pm 0,31$	
		2	10221	$10232,5 \pm 0,4 \pm 0,5$	
		3	10500	-	
$h_b$	$1^{+-}$	1	9879	$9898,25 \pm 1,06^{+1,03}_{-1,07}$	[85]
		2	10240	$10259,76 \pm 0,64^{+1,43}_{-1,03}$	[85]
		3	10516	-	
$\Upsilon$	$1^{--}$	1	9502	$9460,30 \pm 0,26$	
		2	10015	$10023,26 \pm 0,31$	
		3	10117	-	
		4	10349	$10355,2 \pm 0,5$	
		5	10414	-	
		6	10607	$10579,4 \pm 1,2$	
		7	10653	-	
		8	10818	$10865 \pm 8$	
		9	10853	-	
		10	10995	$11019 \pm 8$	
		11	11023	-	
$\chi_{b1}$	$1^{++}$	1	9874	$9892,78 \pm 0,26 \pm 0,31$	
		2	10236	$10255,46 \pm 0,22 \pm 0,50$	
		3	10513	-	
$\eta_{b2}$	$2^{-+}$	1	10123	-	
		2	10419	-	
		3	10658	-	
$\chi_{b2}$	$2^{++}$	1	9886	$9912,21 \pm 0,26 \pm 0,31$	
		2	10246	$10268,65 \pm 0,22 \pm 0,50$	
		3	10315	-	
		4	10521	-	
		5	10569	-	
$\Upsilon_2$	$2^{--}$	1	10122	$10163,7 \pm 1,4$	
		2	10418	-	
		3	10657	-	

Tabla 7. Masas, en MeV, de los estados del botomonio. Se compara con los estados bien establecidos en la Ref. [65].

$\chi_b(3P)$ . La Tabla 7 muestra nuestra predicci3n para la masa de este sistema, se puede ver que concuerda muy bien con el dato experimental. En la versi3n extendida de este trabajo se

Partícula	$J^P$	Teo. (MeV)	Exp. (MeV) [65]
$B^\pm$	$0^-$	5275	$5279,1 \pm 0,4$
$B^0$	$0^-$	5275	$5279,5 \pm 0,5$
$B^*$	$1^-$	5317	$5325,1 \pm 0,5$
$B_1(5721)^0$	$1^+$	5776	$5723,4 \pm 2,0$
$B_2^*(5747)^0$	$2^+$	5794	$5743 \pm 5$
$B_J^*(5732)$	$\begin{bmatrix} 0^+ \\ 1^+ \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 5885 \\ 5914 \end{bmatrix}$	$5698 \pm 8$
$B_s^0$	$0^-$	5348	$5366,0 \pm 0,9$
$B_s^*$	$1^-$	5393	$5415,8 \pm 1,5$
$B_{s1}(5830)^0$	$1^+$	5841	$5829,4 \pm 0,7$
$B_{s2}^*(5840)^0$	$2^+$	5856	$5839,7 \pm 0,6$
$B_{sJ}^*(5850)$	$\begin{bmatrix} 0^+ \\ 1^+ \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 5851 \\ 5883 \end{bmatrix}$	$5853 \pm 15$
$B_c^\pm$	$0^-$	6275	$6277 \pm 6$

Tabla 8. Masas de los estados de  $B$ ,  $B_s$  y  $B_c$ . Se compara con los estados bien establecidos en la Ref. [65].

dan las desintegraciones radiativas E1 de los estados  $\chi_b(3P)$  a los estados  $\Upsilon$ .

### 3.4. Mesones con belleza abierta

Las factorías de mesones  $B$  han alcanzado una gran precisión en el estudio de las desintegraciones de estos mesones propiciando una oportunidad excelente para buscar nuevos estados. La mayoría de las desintegraciones hadrónicas de mesones  $B$  involucran una transición del tipo  $b \rightarrow c$  a nivel quark. Por lo tanto, se utilizan para buscar y estudiar las propiedades de nuevos estados con encanto oculto o abierto.

Las propiedades de los mesones con contenido quark  $c$  y que han sido estudiadas en factorías de mesones  $B$ , suelen ir acompañadas de información relacionada con la desintegración débil del mesón  $B$ . Posteriormente estudiaremos observables físicos relacionados con desintegraciones débiles de los mesones  $B$ , de ahí nuestra preocupación sobre la descripción de estos mesones dentro del modelo.

Los estados excitados de mesones con contenido quark  $b$  no estaban bien estudiados hasta hace unos pocos años. Solo los estados  $0^-$ ,  $B^+$ ,  $B^0$  y  $B_s^0$ , y el estado  $1^-$ ,  $B^*$ , se habían establecido firmemente. En la Tabla 8 aparecen las masas calculadas con el modelo para estos estados, éstas se encuentran en muy buen acuerdo con los valores del PDG.

Las factorías de mesones  $B$  pueden producir el mesón  $B_s^*$  trabajando en el rango de energía de la resonancia  $\Upsilon(5S)$ , e.g.  $\Upsilon(5S) \rightarrow B_s^* \bar{B}_s^*$ . Las Colaboraciones CLEO [87, 88] y Belle [89] han aislado estados  $B_s^*$ . El promedio de las dos medidas acerca de la masa de  $B_s^*$  y de la diferencia de masa entre  $B_s^*$  y  $B_s$  (incluyendo la vieja medida de CUSB2 [90]) son  $M(B_s^*) = 5412,8 \pm 0,9 \text{ MeV}$  y  $\Delta M(B_s^* - B_s) = 46,7 \pm 1,0 \text{ MeV}$ , respectivamente. Ambas están en buen acuerdo con los valores dados por el modelo, 5393 MeV y 45 MeV.

Centrándonos en los mesones con momento angular distinto de cero, se encuentran bien establecidos en el PDG los mesones  $B_1(5721)$  y  $B_2^*(5747)$  dentro del sector  $B$ , y dentro del sector  $B_s$  los mesones  $B_{s1}(5830)$  y  $B_{s2}^*(5840)$ . Las masas predichas concuerdan con los valores experimentales. No existen evidencias experimentales de los mesones que pertenecen

al doblete  $j_q^P = \frac{1}{2}^+$  según HQS. Estos estados deben de tener números cuánticos  $0^+$  y  $1^+$ . También, siguiendo HQS, se espera que estos mesones tengan anchuras de desintegración grandes y puede que ésta sea la causa de que no se hayan visto aún con claridad. En el PDG aparece un estado, tanto en el sector  $B$  como en el sector  $B_s$ , cuyos números cuánticos no están bien establecidos. Nos referimos a los mesones  $B_J^*(5732)$  y  $B_{sJ}^*(5850)$ . En ambos sectores, nuestro doblete teórico  $j_q^P = \frac{1}{2}^+$  ha sido asignado a dicho mesón, ver Tabla 8.

El mesón  $B_c$  es el más pesado de los estados fundamentales con quark  $b$ . También es el más difícil de producir, fue observado por primera vez por la Colaboración CDF en 1998 [91] en su modo de desintegración semileptónico. Sin embargo, su masa no fue determinada con precisión hasta el año 2006, donde el modo de desintegración  $B_c^+ \rightarrow J/\psi\pi^+$  [92] se reconstruyó completamente. El acuerdo entre nuestro dato teórico y el valor experimental es bueno.

### 3.5. Estructura Lorentz del Confinamiento

El potencial interquark depende de la estructura Lorentz de la interacción. Aunque dicha naturaleza Lorentz está clara en el caso de los bosones de Goldstone y del gluón, aún no está decidido cual es ésta para el caso del confinamiento.

Una de las mayores evidencias de que el confinamiento presenta una estructura Lorentz escalar se encuentra en el sector pesado. Experimentalmente se observa que el desdoblamiento de masa hiperfino entre el estado  $^1P_1$  y el centro de gravedad del correspondiente triplete  $^3P_J$  es compatible con cero.

Nuestro potencial de confinamiento presenta una estructura Lorentz mezcla de escalar y vector. Dicha mezcla fue fijada en la Ref. [40] para reproducir las masas de los mesones  $a_0(980)$ ,  $a_1(1260)$  y  $a_2(1320)$ . El parámetro del modelo que controla la mezcla es  $a_s$ . En la Ref. [40] su valor era 0,78 y con el ajuste fino de los parámetros nosotros obtenemos 0,81. En ambos casos el valor de  $a_s$  indica que nuestro confinamiento es predominantemente escalar.

Hemos considerado que la parte central del confinamiento escalar y vector es la misma

$$V_{\text{CON}}^{\text{C,scalar}}(\vec{r}_{ij}) = V_{\text{CON}}^{\text{C,vector}}(\vec{r}_{ij}) = [-a_c(1 - e^{-\mu_c r_{ij}}) + \Delta] (\vec{\lambda}_i^c \cdot \vec{\lambda}_j^c). \quad (19)$$

Existen diferentes correcciones dependientes de espín en función del carácter escalar o vector del confinamiento. Nosotros tenemos ambas correcciones ponderadas a través del parámetro  $a_s$ . Para el potencial escalar, calculamos la contribución espín-orbita de la siguiente forma

$$V_{\text{CON}}^{\text{SO,scalar}}(\vec{r}_{ij}) = -\frac{1}{4m_i^2 m_j^2} \frac{1}{r} \frac{dV_{\text{CON}}^{\text{C,scalar}}(\vec{r}_{ij})}{dr_{ij}} \left[ (m_i^2 + m_j^2)(\vec{S}_+ \cdot \vec{L}) + (m_j^2 - m_i^2)(\vec{S}_- \cdot \vec{L}) \right], \quad (20)$$

mientras que para el potencial vector tenemos contribuciones espín-espín, tensor y espín-orbita que pueden escribirse como

$$\begin{aligned} V_{\text{CON}}^{\text{SS,vector}}(\vec{r}_{ij}) &= \frac{1}{6m_i m_j} (\vec{\sigma}_i \cdot \vec{\sigma}_j) \nabla^2 V_{\text{CON}}^{\text{C,vector}}(\vec{r}_{ij}), \\ V_{\text{CON}}^{\text{T,vector}}(\vec{r}_{ij}) &= \frac{1}{12m_i m_j} \left( \frac{1}{r} \frac{dV_{\text{CON}}^{\text{C,vector}}(\vec{r}_{ij})}{dr_{ij}} - \frac{d^2 V_{\text{CON}}^{\text{C,vector}}(\vec{r}_{ij})}{dr_{ij}^2} \right) S_{ij}, \\ V_{\text{CON}}^{\text{SO,vector}}(\vec{r}_{ij}) &= \frac{1}{4m_i^2 m_j^2} \frac{1}{r} \frac{dV_{\text{CON}}^{\text{C,vector}}(\vec{r}_{ij})}{dr_{ij}} \times \\ &\quad \times \left[ ((m_i + m_j)^2 + 2m_i m_j)(\vec{S}_+ \cdot \vec{L}) + (m_j^2 - m_i^2)(\vec{S}_- \cdot \vec{L}) \right]. \end{aligned} \quad (21)$$

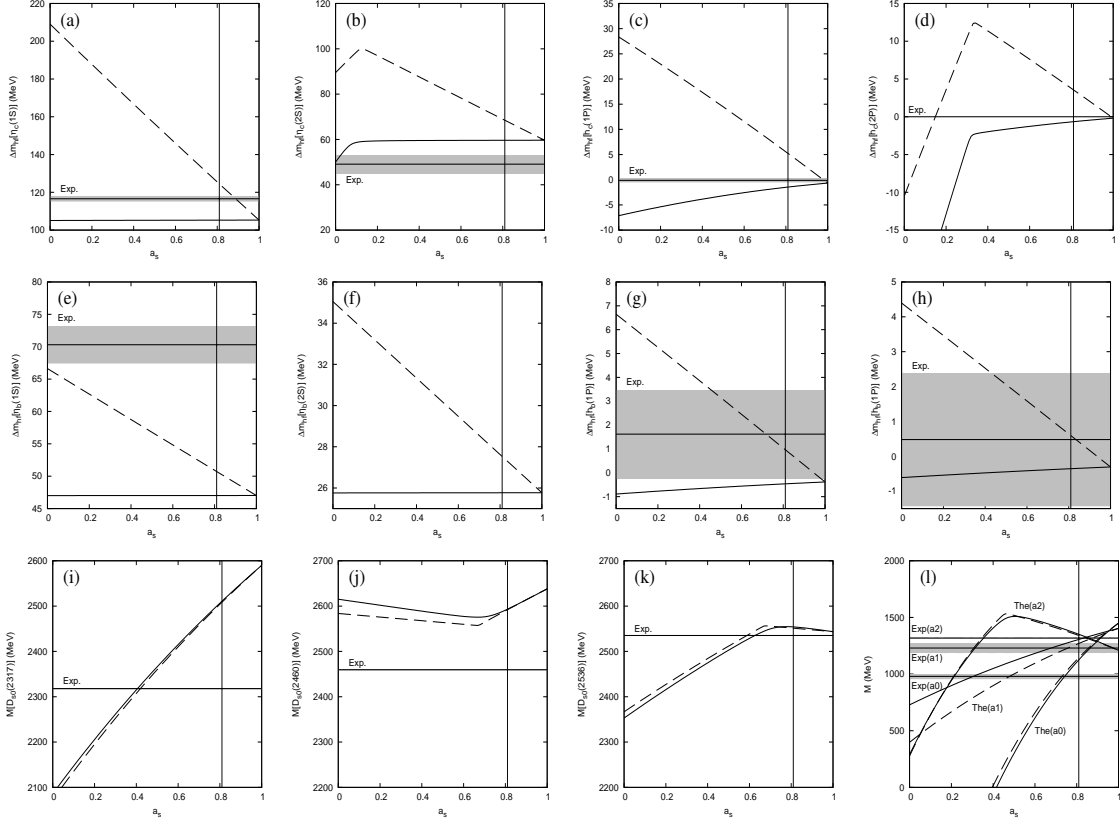


Figura 3. En función de  $a_s$  los siguientes observables: **(a)**:  $m(J/\psi) - m(\eta_c(1S))$ , **(b)**:  $m(\psi(2S)) - m(\eta_c(2S))$ , **(c)**:  $\langle m(\chi_{cJ}(1P)) \rangle - m[h_c(1P)]$ , **(d)**:  $\langle m(\chi_{cJ}(2P)) \rangle - m[h_c(2P)]$ , **(e)**:  $m(\Upsilon(1S)) - m(\eta_b(1S))$ , **(f)**:  $m(\Upsilon(2S)) - m(\eta_b(2S))$ , **(g)**:  $\langle m(\chi_{bJ}(1P)) \rangle - m[h_b(1P)]$ , **(h)**:  $\langle m(\chi_{bJ}(2P)) \rangle - m[h_b(2P)]$ , **(i)**: Masa de  $D_{s0}^*(2317)$ , **(j)**: Masa de  $D_{s1}(2460)$ , **(k)**: Masa de  $D_{s1}(2536)$ , **(l)**: Masas de  $a_0(980)$ ,  $a_1(1260)$  y  $a_2(1320)$ . La línea continua es la predicción del modelo de quark constituyente teniendo en cuenta las contribuciones central y espín-orbita. La línea discontinua refleja que hemos incluido también las contribuciones tensor y espín-espín que vienen del término vector de Lorentz del confinamiento. La línea vertical indica nuestro valor de  $a_s$ .

Con lo que las diferentes contribuciones de nuestro potencial de confinamiento son

$$\begin{aligned}
 V_{\text{CON}}^{\text{C}}(\vec{r}_{ij}) &= [-a_c(1 - e^{-\mu_c r_{ij}}) + \Delta] (\vec{\lambda}_i^c \cdot \vec{\lambda}_j^c), \\
 V_{\text{CON}}^{\text{SO}}(\vec{r}_{ij}) &= -(\vec{\lambda}_i^c \cdot \vec{\lambda}_j^c) \frac{a_c \mu_c e^{-\mu_c r_{ij}}}{4m_i^2 m_j^2 r_{ij}} [(m_i^2 + m_j^2)(1 - 2a_s) \\
 &\quad + 4m_i m_j (1 - a_s)(\vec{S}_+ \cdot \vec{L}) + (m_j^2 - m_i^2)(1 - 2a_s)(\vec{S}_- \cdot \vec{L})], \\
 V_{\text{CON}}^{\text{T}}(\vec{r}_{ij}) &= -(\vec{\lambda}_i^c \cdot \vec{\lambda}_j^c) \frac{a_c \mu_c e^{-\mu_c r_{ij}}}{12m_i m_j r_{ij}} (1 - a_s)(1 + \mu_c r_{ij}) S_{ij}, \\
 V_{\text{CON}}^{\text{SS}}(\vec{r}_{ij}) &= -(\vec{\lambda}_i^c \cdot \vec{\lambda}_j^c) \frac{a_c \mu_c e^{-\mu_c r_{ij}}}{6m_i m_j r_{ij}} (1 - a_s)(2 - \mu_c r_{ij})(\vec{\sigma}_i \cdot \vec{\sigma}_j).
 \end{aligned} \tag{22}$$

La Figura 3 muestra diferentes observables referentes al espectro en función de  $a_s$ . Los observables están calculados teniendo en cuenta las contribuciones central y espín-orbita de la Ec. (22) (línea continua) e incluyendo también los términos tensor y espín-espín que vienen del carácter vector del potencial de confinamiento (línea discontinua).

Tenemos en el panel (a)  $m(J/\psi) - m(\eta_c(1S))$ , en el panel (b)  $m(\psi(2S)) - m(\eta_c(2S))$ , en el panel (c)  $\langle m(\chi_{cJ}(1P)) \rangle - m[h_c(1P)]$  y en el panel (d)  $\langle m(\chi_{cJ}(2P)) \rangle - m[h_c(2P)]$ . Todos estos observables están referidos al espectro del charmonio y son más sensibles a la contribución de espín-espín del potencial. En la Figura se puede ver que un potencial predominantemente escalar reproduce simultáneamente los diferentes observables. Si asumimos esta naturaleza Lorentz para el confinamiento, las diferencias que se producen debido a una modificación del parámetro  $a_s$  son del orden de 5 – 10 MeV. Los paneles (e), (f), (g) y (h) se refieren a los mismos observables pero en el sector del botomonio. A la vista de los resultados se puede llegar a la misma conclusión que en el sector del charmonio. La masa de los mesones  $D_{s0}^*(2317)$ ,  $D_{s1}(2460)$  y  $D_{s1}(2536)$  se muestra en los paneles (i), (j) y (k), respectivamente. La incorporación de los términos de espín-espín y tensor que vienen de la naturaleza vector del confinamiento no produce cambios significativos en los observables. Nótese que mientras la masa del mesón  $D_{s0}^*(2317)$  es sensible a la naturaleza Lorentz del potencial, en el canal  $1^+$  nunca llegamos a un acuerdo con los datos experimentales, sea cual sea el valor de  $a_s$ . Finalmente, en el panel (l) se presentan las masas de los mesones  $a_0(980)$ ,  $a_1(1260)$  y  $a_2(1320)$ . La línea continua es la predicción del modelo de quark constituyente teniendo en cuenta las contribuciones central y espín-orbita. La línea discontinua refleja que hemos incluido también las contribuciones tensor y espín-espín que vienen de la naturaleza vector del confinamiento. La diferencia entre ambos es despreciable y parece que un confinamiento predominantemente escalar reproduce simultáneamente las tres masas.

Podemos concluir que la interacción de confinamiento presenta una naturaleza Lorentz predominantemente escalar y que la incorporación de los términos espín-espín y tensor que vienen de la parte vector no produce cambios significativos en el espectro.

### 3.6. Corrección a 1-loop para OGE

El espectro de mesones con encanto abierto no se reproduce muy bien teóricamente. Existen algunas inconsistencias con las medidas experimentales, principalmente en el sector encantado-extraño debido a que los desdoblamientos en masa de los mesones  $D_{s0}^*(2317)$ ,  $D_{s1}(2460)$  y  $D_{s1}(2536)$  son difíciles de reproducir con modelos quark pero también, y hasta el momento, con cálculos en *Lattice* QCD [93]. Uno esperaría que los mesones  $D_{s0}^*(2317)$  y  $D_{s1}(2460)$ , que pertenecen al doblete  $j_q^P = \frac{1}{2}^+$  según HQS, estén casi degenerados. Esta característica prácticamente se cumple para el otro doblete en onda- $P$   $j_q^P = \frac{3}{2}^+$ , los mesones  $D_{s1}(2536)$  y  $D_{s2}^*(2573)$ . En principio, y dependiendo de la masa del mesón  $D_0^*(2400)$ , el sector  $D$  sigue las expectativas teóricas, los desdoblamientos de masa son pequeños entre los mesones  $D_0^*(2400)$ ,  $D_1(2420)$ ,  $D_1(2430)$  y  $D_2^*(2460)$ .

La interpretación de los mesones  $D_{s0}^*(2317)$  y  $D_{s1}(2460)$  como estados multiquark presenta varias características atractivas. Sin embargo, el producto de *branching ratios* [94]

$$\mathcal{B}(B^0 \rightarrow D_{s0}^*(2317)K) \times \mathcal{B}(D_{s0}^*(2317) \rightarrow D_s\pi^0) = (4,4 \pm 0,8 \pm 1,1) \times 10^{-5} \quad (23)$$

implica que  $\mathcal{B}(B \rightarrow D_{s0}^*(2317)K) \sim 10^{-5}$ , del mismo orden de magnitud que por ejemplo  $\mathcal{B}(B \rightarrow D_s K)$  [65]. Esto es consistente con que  $D_{s0}^*(2317)$  sea un estado convencional  $0^+ c\bar{s}$ . Por esta razón, es importante agotar las posibles descripciones canónicas de  $c\bar{s}$  antes de saltar a modelos más exóticos.

Los desdoblamientos en masa entre los mesones de onda- $P$  vienen dados por los términos del potencial dependientes de espín. Dichos términos son similares en los diferentes modelos de quark. Lakhina *et al.* propuso en la Ref. [95] la incorporación de las correcciones a 1-loop en los términos dependientes de espín del potencial OGE. Su motivo fue que en el cálculo de

$J^P$	$n$	Mesones encantados					Mesones encantados-extraños				
		Set I		Set II			Set I		Set II		
		$\alpha_s$	$\alpha_s^2$	$\alpha_s$	$\alpha_s^2$		$\alpha_s$	$\alpha_s^2$	$\alpha_s$	$\alpha_s^2$	
$0^-$	1	1896	1896	1867	1867	$D$	1984	1984	1969	1969	$D_s$
	2	2695	2695	2646	2646	$D(2550)$	2729	2729	2720	2720	
	3	3154	3154	3075	3075		3178	3178	3173	3173	
	4	3448	3448	3334	3334		3487	3487	3483	3483	
$0^+$	1	2516	2362	2464	2368	$D_0^*(2400)$	2510	2383	2473	2318	$D_{s0}^*(2317)$
	2	3033	2925	2960	2896		3025	2934	2995	2883	
	3	3366	3292	3262	3221		3376	3310	3353	3271	
	4	3582	3533	3442	3419		3625	3576	3608	3548	
$1^+$	1	2466	2499	2450	2482	$D_1(2420)$	2554	2560	2555	2560	$D_{s1}(2535)$
	2	2596	2535	2548	2492	$D_1(2430)$	2593	2570	2588	2564	$D_{s1}(2460)$
	3	3008	3033	2955	2979		3056	3061	3056	3059	$D_{sJ}(3040)$
	4	3079	3030	3006	2963		3077	3058	3073	3054	$D_{sJ}(3040)$
$1^-$	1	2017	2014	2006	2005	$D^*$	2110	2104	2109	2102	$D_s^*$
	2	2756	2754	2715	2715	$D^*(2600)$	2797	2794	2796	2792	$D_{s1}^*(2710)$
	3	2935	2905	2869	2851		2915	2890	2913	2893	$D_{sJ}^*(2860)$
	4	3193	3191	3117	3117		3224	3221	3224	3221	
$2^-$	1	2812	2822	2784	2793	$D_J(2750)$	2886	2888	2886	2888	
	2	2973	2962	2908	2899		2948	2943	2948	2943	
	3	3227	3234	3158	3165		3278	3280	3278	3281	
	4	3323	3313	3228	3221		3317	3313	3317	3313	
$2^+$	1	2513	2544	2497	2516	$D_2^*(2460)$	2591	2609	2594	2608	$D_{s2}^*(2573)$
	2	3037	3059	2983	2996		3081	3094	3084	3093	
	3	3220	3207	3136	3129		3196	3184	3196	3186	
	4	3372	3387	3279	3287		3417	3427	3419	3427	
$3^+$	1	3090	3094	3045	3049		3151	3151	3151	3152	
	2	3244	3240	3161	3158		3216	3215	3216	3215	
	3	3409	3412	3321	3323		3464	3464	3464	3464	
	4	3503	3500	3386	3384		3507	3506	3507	3506	
$3^-$	1	2847	2863	2819	2828	$D_J^*(2760)$	2911	2922	2911	2920	$D_{sJ}^*(2860)$
	2	3249	3260	3179	3185		3296	3304	3296	3302	
	3	3443	3437	3340	3336		3428	3421	3428	3423	
	4	3511	3518	3398	3402		3569	3575	3569	3574	

Tabla 9. Masas, en MeV, de los mesones encantados y encantados-extraños. Las predicciones que se muestran son sin ( $\alpha_s$ ) y con ( $\alpha_s^2$ ) correcciones a 1-loop al potencial OGE. Se incluye también la asignación de los nuevos mesones. Mostramos los resultados para dos sets de parámetros, el set I son nuestros parámetros originales del modelo.



las correcciones a 1-*loop* existe un término dependiente de espín que afecta principalmente a los mesones con quarks de diferente sabor.

Queremos ver cual es el efecto en el espectro de mesones con encanto abierto que produce la incorporación de las correcciones a 1-*loop* a los términos dependientes de espín de nuestro potencial OGE. Las expresiones finales del potencial pueden verse en la versión extendida de este trabajo. La Tabla 9 muestra las masas de los mesones con encanto abierto predichas por el modelo quark sin y con correcciones a 1-*loop* (Se han calculado con dos sets de parámetros, el set I son nuestros parámetros originales del modelo).

Podemos concluir que los estados con números cuánticos  $0^+$  son más sensibles a la incorporación de estos términos. Esta característica se cumple en ambos sectores,  $D$  y  $D_s$ , y nos permite explicar la baja masa del mesón  $D_{s_0}^*$ (2317). Este mecanismo no resuelve el puzzle de los mesones  $1^+$ , que puede ser una indicación de que en este canal sean importantes los efectos que vienen del acoplamiento a sistemas mesón-mesón.

### 3.7. Renormalización con condiciones de contorno

Los modelos de potencial, que incorporan intercambio de un gluón a cortas distancias y confinamiento a largas distancias, parecen describir bien el espectro del charmonio y del botomonio cuando se resuelve el problema de estados ligados con la ecuación de Schrödinger.

El potencial OGE es singular en el origen. Se dice que un potencial es singular en  $r = 0$  si

$$\lim_{r \rightarrow 0} r^2 V(r) = \pm \infty. \quad (24)$$

Además el potencial es singular atractivo o repulsivo dependiendo del valor que tome el límite en la Ec. (24),  $+\infty$  o  $-\infty$ , respectivamente. La propiedad básica de un potencial singular atractivo es que los procesos físicos no están unívocamente determinados, ofreciendo la posibilidad de imponer condiciones de contorno inusuales o no convencionales en problemas físicos. Al contrario que un potencial singular atractivo, en el caso repulsivo los problemas físicos si se encuentran unívocamente determinados.

El potencial OGE presenta singularidades a cortas distancias que motivan la incorporación de factores de forma fenomenológicos en los modelos de potencial. Esto provoca que algunos observables sean sensibles a las cortas distancias y, como vamos a demostrar, esconde el hecho de que el estado fundamental está siendo utilizado como un *input* más que como una predicción.

Queremos abordar la cuestión sobre cuánto se puede deducir del espectro del charmonio con números cuánticos  $J^{PC} = 1^{--}$  a partir de nuestro conocimiento del potencial a largas distancias, de manera que nuestra ignorancia acerca de las cortas distancias no desempeñe un papel crucial. Esto permite desentrañar la física del estado fundamental con respecto a la de los estados excitados. El método que vamos a utilizar se basa en las ideas de renormalización. Una de las ventajas de aplicar renormalización en espacio de coordenadas es que se puede extender directamente a otros casos singulares, como los potenciales de intercambio multigluónico.

#### 3.7.1. El sistema $J^{PC} = 1^{--}$ $c\bar{c}$ desacoplado

Consideramos la ecuación de Schrödinger para estados ligados en onda- $S$

$$-u_n''(r) + U(r)u_n(r) = -\kappa^2 u_n(r), \quad (25)$$

donde  $\kappa^2 = 2\mu(V_{\text{thr}} - E_n)$  con  $V_{\text{thr}} = \frac{16}{3}(a_c - \Delta)$ ,  $U(r) = 2\mu V(r)$  es el potencial reducido,  $u_n(r)$  es la función de onda reducida que tiende a cero a largas distancias y  $E_n = M_n - m_q - m_{\bar{q}}$  es la energía que se define con respecto al umbral de  $q - \bar{q}$ .

Anticipándonos a nuestra discusión, vamos a asumir por definición un cutoff de cortas distancias,  $r_c$ , por debajo del cual el potencial desaparece. Este cutoff es un parámetro que será eliminado en el último momento una vez fijemos una condición física. En nuestro caso, elegiremos como condición física el valor experimental de la masa del estado fundamental.

Multiplicando la Ec. (25) por  $u_m(r)$  y restando a ésta la ecuación similar con  $n \leftrightarrow m$ , obtenemos para dos estados de energías diferentes,  $E_n \neq E_m$ , la relación de ortogonalidad entre sus funciones de onda

$$u'_n(r_c)u_m(r_c) - u_n(r_c)u'_m(r_c) = 2\mu(E_n - E_m) \int_{r_c}^{\infty} u_n(r)u_m(r) dr. \quad (26)$$

Nótese que usualmente se impone la condición de regularidad en el origen  $u_n(r_c) = 0$  para  $r_c \rightarrow 0$ , donde la condición de ortogonalidad se cumple siempre. Sin embargo, ésta no es la única solución que cumple el requisito de ortogonalidad. En vez de utilizar la condición de contorno común, podemos también tomar la condición siguiente

$$\frac{u'_m(r_c)}{u_m(r_c)} = \frac{u'_n(r_c)}{u_n(r_c)}, \quad (27)$$

para dos estados cualesquiera, que quiere decir que la derivada logarítmica a cortas distancias es independiente del estado. En particular, eligiendo el estado fundamental como estado de referencia tenemos la condición

$$\frac{u'_0(r_c)}{u_0(r_c)} = \frac{u'_n(r_c)}{u_n(r_c)}. \quad (28)$$

Como se puede determinar la derivada logarítmica? Si conocemos la energía del estado fundamental y el potencial, podemos integrar la ecuación de Schrödinger desde largas distancias hacia atrás para deducir  $u'_0(r_c)/u_0(r_c)$ . Una vez se conoce este número, podemos integrar hacia delante un estado excitado y su energía será aquella para la cual la función de onda vaya a cero a largas distancias. Este procedimiento permite tratar la energía del estado fundamental,  $E_0$ , como una variable independiente del potencial, y aún así deducir las funciones de onda y el espectro de los estados excitados. La dependencia de los observables con  $r_c$  puede entenderse como la incertidumbre teórica.

Una característica importante de esta aproximación es que como las funciones de onda son iguales a cortas distancias, las energías dependen muy poco del comportamiento del potencial a cortas distancias.

La discusión previa se ha llevado a cabo para potenciales regulares pero el mismo procedimiento puede seguirse para un potencial atractivo singular.

El tratamiento del potencial dentro del marco de renormalización con condiciones de contorno presenta la ventaja de que se reduce el número de parámetros. Esto nos permite estudiar de una manera más limpia correlaciones entre observables y parámetros del modelo que tienen una interpretación física directa.

Nuestro primer objetivo es volver a analizar el espectro de los mesones  $J^{PC} = 1^{--} c\bar{c}$ . La interacción tensorial del gluón produce estados que son mezcla de componentes en onda- $S$  y en onda- $D$ . En un primer momento no tendremos en cuenta dicha mezcla, los estados son puros onda- $S$  o onda- $D$ . Por tanto, los dos estados fundamentales no están relacionados haciendo que la renormalización deba perseguirse en ambas ondas parciales de forma independiente.

Estado	$n$	$M_{\text{RSC}}$ (MeV)	$M_{\text{CQM}}$ (MeV)	$M_{\text{Exp.}}$ (MeV)	Ref.
${}^3S_1$	1	3096 <sup>†</sup>	3096	$3096,916 \pm 0,011$	[65]
	2	3703	3703	$3686,093 \pm 0,034$	[65]
	3	4097	4097	$4039,6 \pm 4,3$	[65]
	4	4389	4389	$4361 \pm 9 \pm 9$	[68]
	5	4614	4614	$4634^{+8+5}_{-7-8}$	[69]
${}^3D_1$	1	3796 <sup>†</sup>	3796	$3772,92 \pm 0,35$	[65]
	2	4153	4153	$4153 \pm 3$	[65]
	3	4426	4426	$4421 \pm 4$	[65]
	4	4641	4641	$4664 \pm 11 \pm 5$	[68]

Tabla 10. Masas, en MeV, de los estados desacoplados  $J^{PC} = 1^{--} c\bar{c}$  calculadas dentro del esquema de renormalización (RSC) y con el modelo de potencial con factores de forma (CQM). El símbolo <sup>†</sup> indica que el estado ha sido fijado.

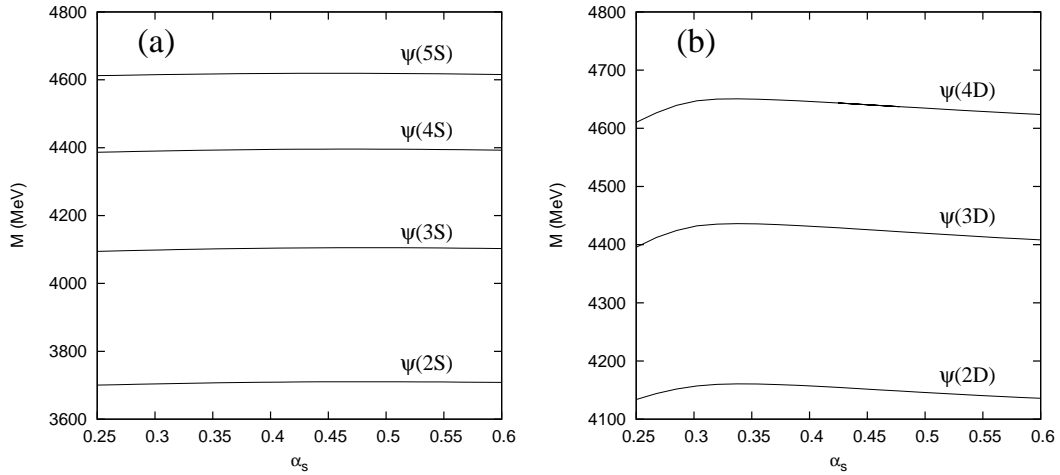


Figura 4. Dependencia de la masa, en MeV, con respecto a la constante de acoplamiento fuerte para los estados excitados  $J^{PC} = 1^{--} c\bar{c}$ .

En la Tabla 10 aparecen las masas calculadas con el esquema de renormalización y con el modelo original. El acuerdo es perfecto entre ambos esquemas, esto nos permite concluir que el modelo original tuvo en cuenta correctamente la dinámica de cortas distancias. También nos permite confirmar la irrelevancia de los reguladores en la determinación de los estados excitados una vez el estado fundamental ha sido fijado.

Ahora, vamos a estudiar la dependencia de la masa con respecto a dos parámetros importantes del modelo, la constante de acoplamiento fuerte,  $\alpha_s$ , y la pendiente efectiva del potencial de confinamiento,  $\sigma$ .

La dependencia en  $\alpha_s$  puede verse en la Fig. 4 para los estados en onda- $S$  y en onda- $D$ . En ambos casos se observa un comportamiento plano de las masas a lo largo del rango de  $\alpha_s$  que hemos considerado.

La dependencia de la masa con respecto a la pendiente efectiva del potencial de confinamiento puede verse en la Fig. 5. El rango de la pendiente efectiva es igual en porcentaje

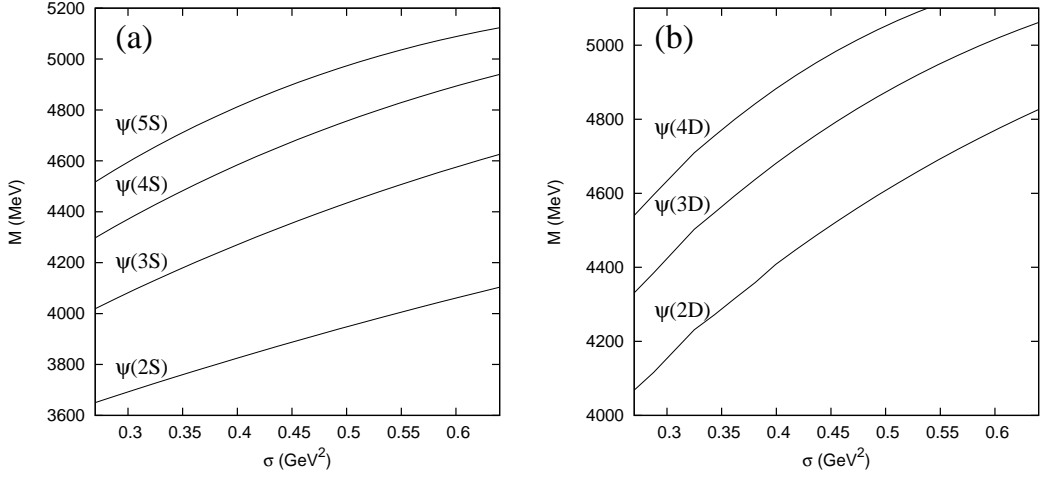


Figura 5. Dependencia de la masa de los estados  $J^{PC} = 1^{--} c\bar{c}$ , en MeV, con respecto a la pendiente efectiva del potencial de confinamiento,  $\sigma = -a_c \mu_c (\vec{\lambda}_i^c \cdot \vec{\lambda}_j^c)$ , en  $\text{GeV}^2$ .

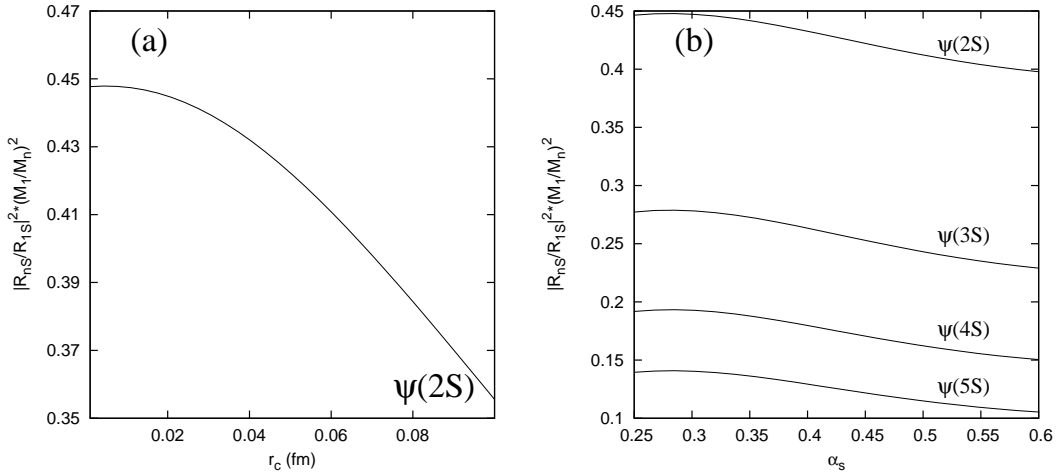


Figura 6. El panel izquierdo muestra la dependencia del *ratio*  $\mathcal{R}$  para  $\psi(2S)$  con respecto al cutoff de cortas distancias,  $r_c$ . El panel derecho muestra la dependencia del *ratio*  $\mathcal{R}$  para los estados  $1^{--} c\bar{c}$  en onda- $S$  con respecto a  $\alpha_s$ .

al de la constante de acoplamiento, y las masas cambian cientos de MeV tanto para estados en onda- $S$  como en onda- $D$ . Podemos concluir que las masas de los estados excitados vienen dadas en su mayor medida por el potencial de confinamiento, una vez que la masa del estado fundamental se ha fijado.

Centrándonos en las anchuras leptónicas de los estados en onda- $S$  podemos tratar la cuestión acerca de la renormalización de la función de onda. Lo que podemos calcular son *ratios* entre anchuras leptónicas

$$\mathcal{R} = \frac{\Gamma(n^3S_1 \rightarrow e^+e^-)}{\Gamma(1^3S_1 \rightarrow e^+e^-)} = \frac{|R_{nS}(0)|^2 M_1^2}{|R_{1S}(0)|^2 M_n^2}, \quad (29)$$

ya que correspondería en la práctica a implementar una renormalización común para todas

las funciones de onda y que factoriza en el *ratio*.

La Fig. 6(a) muestra la dependencia de  $\mathcal{R}$  con respecto al cutoff de cortas distancias,  $r_c$ . Uno puede ver que a partir de un cierto valor de  $r_c$  el *ratio* no depende de éste. La Fig. 6(b) muestra el comportamiento del *ratio* para los diferentes estados en onda- $S$  a lo largo del rango considerado para  $\alpha_s$ . Observamos una fuerte dependencia del *ratio* con respecto a  $\alpha_s$ , que esperábamos debido a que la anchura leptónica es un observable de cortas distancias.

### 3.7.2. El sistema $J^{PC} = 1^{--} c\bar{c}$ acoplado

En el procedimiento de renormalización seguido hasta ahora no hemos tenido en cuenta el papel que juega el término tensorial del potencial de intercambio de un gluón. Los estados con números cuánticos  $J^{PC} = 1^{--}$  son combinación de componentes en onda- $S$  y en onda- $D$  debido a la fuerza tensorial. Como veremos más adelante, la contribución tensorial es lo suficientemente pequeña como para que los estados sean casi puros onda- $S$  o onda- $D$ . El aspecto interesante de nuestra discusión es que utilizando solo una condición de renormalización, la masa del estado fundamental en onda- $S$ , podemos predecir todos los estados excitados, ya sean con componente en onda- $S$  o en onda- $D$  dominante.

La ecuación de Schrödinger radial para el canal acoplado  ${}^3S_1 - {}^3D_1$  se puede escribir como

$$\begin{aligned} -u''(r) + U_S(r)u(r) + U_{SD}(r)w(r) &= -\kappa^2 u(r), \\ -w''(r) + U_{SD}(r)u(r) + \left[ U_D(r) + \frac{6}{r^2} \right] w(r) &= -\kappa^2 w(r), \end{aligned} \quad (30)$$

donde  $\kappa^2 = m_c(V_{\text{thr}} + 2m_c - M)$  con  $V_{\text{thr}} = \frac{16}{3}(a_c - \Delta)$ .  $U_S$ ,  $U_D$  y  $U_{SD}$  son las diferentes contribuciones del potencial reducido,  $U(r) = 2\mu V(r)$ , donde para el canal acoplado  ${}^3S_1 - {}^3D_1$  del charmonio vienen dadas por

$$\begin{aligned} V_S(r) &= -\frac{4\alpha_s}{3r} + \frac{16}{3} [a_c(1 - e^{-\mu_c r}) - \Delta], \\ V_D(r) &= -\frac{4\alpha_s}{3r} + \frac{16}{3} [a_c(1 - e^{-\mu_c r}) - \Delta] - \frac{8a_c\mu_c e^{-\mu_c r}}{m_c^2 r} (3 - 4a_s) - \frac{20}{3} \frac{\alpha_s}{m_c^2} \frac{1}{r^3}, \\ V_{SD}(r) &= \frac{2\sqrt{2}}{3} \frac{\alpha_s}{m_c^2} \frac{1}{r^3}. \end{aligned} \quad (31)$$

Obviamente, con el fin de describir un estado ligado buscamos soluciones normalizables

$$\int_0^\infty [u(r)^2 + w(r)^2] = 1, \quad (32)$$

para las cuales imponemos condiciones de contorno tanto en infinito como en el origen.

El set de Ecs. (30) debe venir acompañado de condiciones de contorno en infinito. Una vez que hemos eliminado la solución irregular a largas distancias, las funciones de onda en infinito se comportan como

$$\begin{aligned} u(r) &\rightarrow A_S e^{-\kappa r}, \\ w(r) &\rightarrow A_D \left( 1 + \frac{3}{\kappa r} + \frac{3}{(\kappa r)^2} \right) e^{-\kappa r}, \end{aligned} \quad (33)$$

donde  $A_S$  es el factor de normalización y  $\eta = A_D/A_S$  es el *ratio* asintótico  $D/S$ . Idealmente uno integraría la ecuación de Schrödinger tomando sus soluciones en infinito, Ec. (33), las

cuales dependen de la energía del estado ligado y de  $\eta$ . La estructura singular del problema a cortas distancias requiere un análisis específico del sistema de ecuaciones acopladas a cortas distancias. Este ha sido llevado a cabo en la Ref. [96] y nosotros lo adaptamos a nuestro caso.

El resultado equivale a integrar desde infinito para el valor físico de  $M_{J/\psi}$  y  $\eta$ . En general, las soluciones divergen fuertemente en el origen, por lo que la normalización del estado se evita. Sin embargo, hay un determinado valor de  $\eta$  que garantiza que la función de onda se convierta en normalizable. Entonces, si se impone la condición de regularidad en el origen, uno determinará  $\eta$  y por lo tanto la función de onda del estado ligado. En la práctica, sin embargo, la solución convergente es más bien difícil de alcanzar ya que integrando hacia dentro la solución pasa a la divergente rápidamente debido a los errores de redondeo y a su dominio sobre la solución convergente.

De acuerdo con la Ref. [96] uno puede proceder de la forma siguiente. Se imponen condiciones de contorno de cortas distancias que son auxiliares y equivalentes a elegir la solución regular en el origen

$$\begin{aligned}
u(r_c) &= 0 \quad (\text{BC1}), \\
u'(r_c) &= 0 \quad (\text{BC2}), \\
w(r_c) &= 0 \quad (\text{BC3}), \\
w'(r_c) &= 0 \quad (\text{BC4}), \\
u(r_c) - \sqrt{2}w(r_c) &= 0 \quad (\text{BC5}), \\
u'(r_c) - \sqrt{2}w'(r_c) &= 0 \quad (\text{BC6}).
\end{aligned} \tag{34}$$

Todas estas condiciones de contorno deben predecir el mismo valor de  $\eta$  a partir de un valor de  $r_c$ . La rapidez en la convergencia depende de la condición de contorno escogida y según nuestra experiencia las condiciones de contorno que mejor convergen son la BC5 y la BC6.

Para calcular el *ratio* asintótico  $D/S$ ,  $\eta$ , es conveniente usar el principio de superposición

$$\begin{aligned}
u(r) &= u_S(r) + \eta u_D(r), \\
w(r) &= w_S(r) + \eta w_D(r),
\end{aligned} \tag{35}$$

donde  $(u_S, w_S)$  y  $(u_D, w_D)$  corresponden a las condiciones de contorno en infinito, Ec. (33) con  $A_S = 1$  y  $A_D = 0$ , y con  $A_S = 0$  y  $A_D = 1$ , respectivamente. A través de esta descomposición, las condiciones de contorno, BC1-BC6, pueden ser reescritas como expresiones algebraicas para  $\eta$ . Por ejemplo, si usamos la condición de contorno BC6 obtenemos

$$\eta = -\frac{u'_S(r_c) - \sqrt{2}w'_S(r_c)}{u'_D(r_c) - \sqrt{2}w'_D(r_c)}. \tag{36}$$

Una vez se ha calculado  $\eta$ , la función de onda del estado ligado se encuentra completamente determinada a partir del factor de normalización

$$\begin{aligned}
u(r) &= A_S(u_S + \eta u_D), \\
w(r) &= A_S(w_S + \eta w_D),
\end{aligned} \tag{37}$$

en el que  $A_S$  se obtiene normalizando la función de onda a uno

$$A_S^2 \int_0^\infty [(u_S + \eta u_D)^2 + (w_S + \eta w_D)^2] dr = 1. \tag{38}$$

El procedimiento descrito puede seguirse para el estado fundamental de un sistema si su energía es conocida. Ahora, si queremos calcular los estados excitados del sistema, debemos

Estado	Masa (MeV)	$\eta$	$\mathcal{P}_D$ (%)
$J/\psi$	3096 <sup>†</sup>	-0,0117	0,146
$\psi(2S)$	3703	+0,0112	0,221
$\psi(1D)$	3796	-13,2229	99,852
$\psi(3S)$	4098	+0,0349	0,446
$\psi(2D)$	4152	-10,3577	99,606
$\psi(4S)$	4389	+0,0563	0,758
$\psi(3D)$	4426	-8,8022	99,279
$\psi(5S)$	4614	+0,0775	1,109
$\psi(4D)$	4640	-7,4616	98,924

Tabla 11. Masa, en MeV, *ratio* asintótico  $D/S$  y probabilidad en onda- $D$ , en %, de los estados  $J^{PC} = 1^{--} c\bar{c}$  incluyendo mezcla  $S-D$ . El único input es  $M_{J/\psi}$ .

imponer la condición de ortogonalidad entre funciones de onda de estados con diferente energía junto con la condición de regularidad en el origen.

Por lo tanto, dado el estado fundamental y un estado excitado, la condición de ortogonalidad entre ellos se escribe como

$$\int_0^\infty dr [u_0(r)u_m(r) + w_0(r)w_m(r)] = 0, \quad (39)$$

donde es útil reescribir la expresión de arriba a través de una identidad de Lagrange

$$[u'_0 u_m - u_0 u'_m + w'_0 w_m - w_0 w'_m] \Big|_0^\infty = 0. \quad (40)$$

A cortas distancias la condición de ortogonalidad y la condición de regularidad se imponen para un cierto valor de  $r_c$ . Por supuesto, siempre chequeamos que el valor numérico sea estable a cambios en  $r_c$ . En ese caso, la condición de ortogonalidad, Ec. (40), puede escribirse como

$$u'_0(r_c)u_m(r_c) + w'_0(r_c)w_m(r_c) = u_0(r_c)u'_m(r_c) + w_0(r_c)w'_m(r_c), \quad (41)$$

y combinando esta expresión con la correspondiente a las condiciones de contorno, Ec. (34), obtenemos en el caso de la condición de contorno BC6

$$\frac{w'_m(r_c)}{\sqrt{2}u_m(r_c) + w_m(r_c)} = \frac{w'_0(r_c)}{\sqrt{2}u_0(r_c) + w_0(r_c)}, \quad (42)$$

y similarmente para todas las condiciones de contorno restantes. Obviamente, en este caso la mezcla  $D/S$  del estado excitado se determina requiriendo la condición de regularidad en el origen

$$\eta_m = -\frac{u'_{S,m}(r_c) - \sqrt{2}w'_{S,m}(r_c)}{u'_{D,m}(r_c) - \sqrt{2}w'_{D,m}(r_c)}. \quad (43)$$

Resultados para la masa, el *ratio* asintótico  $D/S$  y la probabilidad de onda- $D$  se presentan en la Tabla 11. La comparación entre el esquema de renormalización y el modelo quark con factores de forma se da en la Tabla 12. Se puede ver que el acuerdo entre los dos esquemas es completamente satisfactorio. Esencialmente, esto demuestra que los factores de forma proporcionan la masa correcta para el estado  $J/\psi$ . Una vez se haya fijado este estado, el

Estado	n	Esquema de renormalización			Esquema con factores de forma			Exp.
		$\mathcal{P}_{3S_1}$ (%)	$\mathcal{P}_{3D_1}$ (%)	$M$ (MeV)	$\mathcal{P}_{3S_1}$ (%)	$\mathcal{P}_{3D_1}$ (%)	$M$ (MeV)	$M$ (MeV)
$J/\psi$	1	99,85	0,15	3096 <sup>†</sup>	99,96	0,04	3096	3096,916 ± 0,011
$\psi(2S)$	2	99,78	0,22	3703	99,96	0,04	3703	3686,093 ± 0,034
$\psi(3770)$	3	0,15	99,85	3796	0,03	99,97	3796	3772,92 ± 0,35
$\psi(4040)$	4	99,55	0,45	4098	99,94	0,06	4097	4039,6 ± 4,3
$\psi(4150)$	5	0,39	99,61	4152	0,06	99,94	4153	4153 ± 3
$X(4360)$	6	99,24	0,76	4389	99,91	0,09	4389	4361 ± 9 ± 9
$\psi(4415)$	7	0,72	99,28	4426	0,09	99,91	4426	4421 ± 4
$X(4630)$	8	98,89	1,11	4614	99,88	0,12	4614	4634 <sup>+8+5</sup> <sub>-7-8</sub>
$X(4660)$	9	1,08	98,92	4640	0,11	99,89	4641	4664 ± 11 ± 5

Tabla 12. Comparación de diferentes propiedades de los estados  $J^{PC} = 1^{--} c\bar{c}$  calculadas con el esquema de renormalización y el modelo quark constituyente con factores de forma, se han considerado canales acoplados en ambos casos.

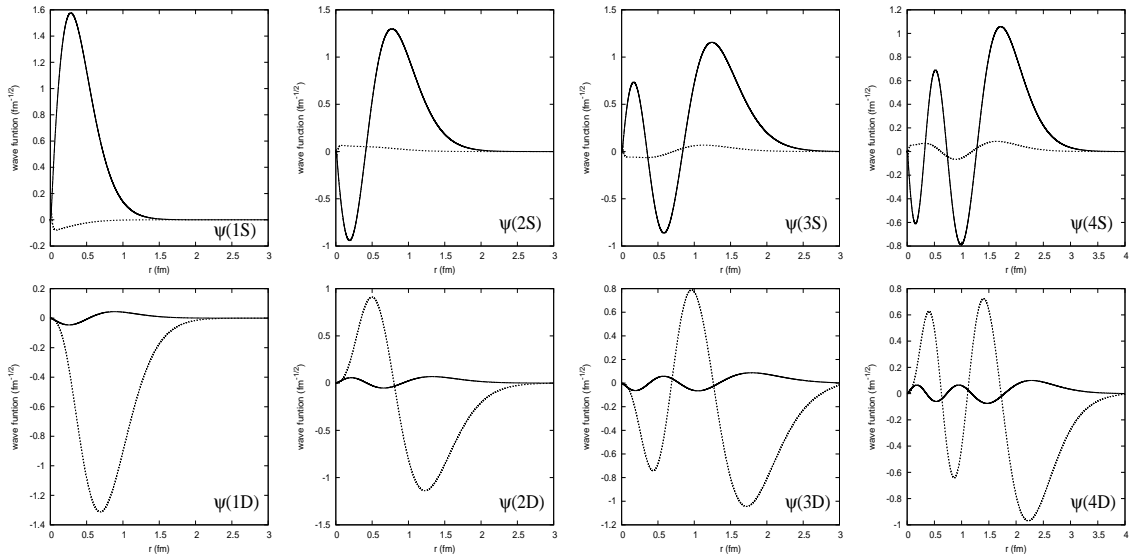


Figura 7. Funciones de onda- $S$  y  $D$  para los diferentes estados  $J^{PC} = 1^{--} c\bar{c}$  calculados a través del modelo acoplado y renormalizado.

resto de estados excitados pueden predecirse, ya sean con carácter en onda- $S$  o en onda- $D$  dominante. Para completar, la Fig. 7 muestra las componentes en onda- $S$  y onda- $D$  para los diferentes estados calculados.

La aplicación del esquema de renormalización a los diferentes canales de números cuánticos en el sector del charmonio, así como, su extensión al espectro del botomonio pueden encontrarse en la versión extendida de este trabajo. Cabe mencionar que se han estudiado, además de los vistos aquí, otros observables sensibles a la dinámica de cortas distancias tanto en el sector del charmonio como en el sector del botomonio.



## 4. DESINTEGRACIONES FUERTES

Las desintegraciones fuertes de hadrones son procesos complejos de tipo no perturbativo que aún no han sido descritos basándose en primeros principios de QCD. Por lo tanto, la descripción de desintegraciones fuertes viene dada en su mayoría por modelos fenomenológicos, como el modelo  ${}^3P_0$  [97–99] y el modelo de tubo de flujo [100–102], o por modelos microscópicos (ver Refs. [34, 103–105]). La diferencia entre ambas aproximaciones reside en la descripción del vértice de creación del par  $q\bar{q}$ . Mientras que el modelo  ${}^3P_0$  y el modelo de tubo de flujo asumen que el par  $q\bar{q}$  creado viene del vacío, en los modelos microscópicos el par  $q\bar{q}$  se crea a partir de las interacciones interquark que describen el espectro.

### 4.1. El modelo ${}^3P_0$

El modelo  ${}^3P_0$  fue propuesto por Micu [97] y asume que el proceso de desintegración  $A \rightarrow B + C$  viene dado por la creación de un par quark-antiquark con números cuánticos del vacío,  $J^{PC} = 0^{++}$ . El parámetro  $\gamma$  que controla la fuerza de desintegración es tomado como un parámetro libre que se ajusta a los datos experimentales.

Le Yaouanc *et al.* aplicaron el modelo  ${}^3P_0$  a la desintegración fuerte de mesones [98] y de bariones [99] en canales con sabor abierto durante los años 1970s. También evaluaron las anchuras parciales de las desintegraciones fuertes de tres estados del charmonio  $\psi(3770)$ ,  $\psi(4040)$  y  $\psi(4415)$  con el modelo  ${}^3P_0$  [106, 107].

El Hamiltoniano de interacción que describe el proceso de producción viene dado por la siguiente expresión

$$H_I = g_s \int d^3x \bar{\psi}(\vec{x})\psi(\vec{x}), \quad (44)$$

donde la constante de acoplamiento se relaciona con con el parámetro del modelo  ${}^3P_0$ ,  $\gamma$ , mediante la expresión  $\gamma = g_s/2m$ , siendo  $m$  la masa del quark (antiquark) creado.

Nótese que el operador  $g\bar{\psi}\psi$  describe el proceso  $(q\bar{q})_A \rightarrow (q\bar{q})_B + (q\bar{q})_B$  a través del término  $a^\dagger b^\dagger$ . Detalles sobre la resolución de los elementos de matriz resultantes pueden verse en la versión extendida de este trabajo.

### 4.2. El modelo microscópico

Los modelos microscópicos de desintegración intentan describir las desintegraciones fuertes en términos de grados de libertad de quarks y gluones. Asumen que las desintegraciones fuertes vienen dadas por el mismo Hamiltoniano que determina el espectro.

Existen pocos trabajos referidos a este área en la literatura. Dos ejemplos diferentes son el estudio de desintegraciones de las resonancias  $c\bar{c}$  a mesones con encanto abierto llevado a cabo por Eichten *et al.*, en su trabajo original [34, 103] y en su versión actualizada [104], y la Ref. [105] donde el estudio de unas pocas desintegraciones fuertes en el sector ligero se lleva a cabo por Ackleh *et al.*

En las Refs. [34, 103, 104] la amplitud de producción del par  $q\bar{q}$  se transforma como la componente temporal de un vector de Lorentz y viene dada por el confinamiento lineal. Las funciones de onda de los estados del charmonio son las que vienen del modelo de potencial mientras que las funciones de onda de los mesones con encanto abierto se aproximan por funciones Gaussianas. En dichas referencias se lleva a cabo un cálculo en canales acoplados entre los sectores  $c\bar{c}$  y mesón-mesón.

Ackleh *et al.* en la Ref. [105] asumen que la producción del par  $q\bar{q}$  viene dada por OGE y el confinamiento lineal escalar. Las funciones de onda de todos los mesones involucrados en las desintegraciones fuertes se aproximan a funciones de onda de oscilador armónico, esto les permite tener una expresión analítica de la amplitud para los diferentes casos.

Inspirados en las Refs. [34, 104, 105], desarrollamos un modelo microscópico de desintegraciones fuertes asumiendo que la interacción interquark que las rige son las contribuciones de nuestro modelo de potencial, OGE y confinamiento lineal apantallado. También estudiamos la posible influencia en las desintegraciones fuertes de la mezcla escalar-vector en la estructura Lorentz de nuestro confinamiento. Las función de onda utilizada para los diferentes mesones involucrados en la desintegración fuerte es solución de la ecuación de Schrödinger expandida en una base de funciones Gaussianas.

Por tanto, el Hamiltoniano de interacción en este caso se puede escribir como [105]

$$H_I = \frac{1}{2} \int d^3x d^3y J^a(\vec{x}) K(|\vec{x} - \vec{y}|) J^a(\vec{y}), \quad (45)$$

donde la corriente  $J^a$  se asume como octete de color. Las corrientes  $J$ , con su dependencia de color  $\lambda^a/2$  factorizada, y los *kernels*  $K(r)$  para las interacciones son

- Corrientes

$$J(\vec{x}) = \bar{\psi}(\vec{x}) \Gamma \psi(\vec{x}) = \begin{cases} \bar{\psi}(\vec{x}) \mathcal{I} \psi(\vec{x}) & \text{Corriente escalar de Lorentz,} \\ \bar{\psi}(\vec{x}) \gamma^0 \psi(\vec{x}) & \text{Parte estática de la corriente vector de Lorentz,} \\ \bar{\psi}(\vec{x}) \vec{\gamma} \psi(\vec{x}) & \text{Parte espacial de la corriente vector de Lorentz.} \end{cases} \quad (46)$$

- *Kernels*

$$K(r) = \begin{cases} -4a_s [-a_c(1 - e^{-\mu_c r}) + \Delta] & \text{Interacción de confinamiento,} \\ +\frac{\alpha_s}{r} & \text{OGE de Coulomb,} \\ -\frac{\alpha_s}{r} & \text{OGE transversal.} \end{cases} \quad (47)$$

Para la estructura vector de Lorentz del confinamiento usamos

$$K(r) = \pm 4(1 - a_s) [-a_c(1 - e^{-\mu_c r}) + \Delta], \quad (48)$$

donde  $\pm$  se refiere a la parte estática y transversal, respectivamente. Siguiendo la Ref. [105], nos referimos a este tipo general de interacción como modelo de desintegración  $JKJ$ , y para los diferentes casos considerados aquí tenemos  $sKs$ ,  $j^0 K j^0$  y  $j^T K j^T$ .

Detalles sobre la resolución de los elementos de matriz resultantes pueden verse en la versión extendida de este trabajo.

### 4.3. Running del parámetro $\gamma$ del modelo ${}^3P_0$

El modelo de desintegración  ${}^3P_0$  se ha ido aplicando a lo largo de los años con gran éxito (ver Ref. [109] sobre resúmenes recientes del modelo  ${}^3P_0$ ). Su cualidad más importante, a parte de su simplicidad, es que con un sólo parámetro libre es capaz de describir las características generales de las desintegraciones fuertes.

El parámetro libre se ajusta en última instancia a los datos experimentales y se toma generalmente como una constante que no depende del tipo de quarks que participan en la

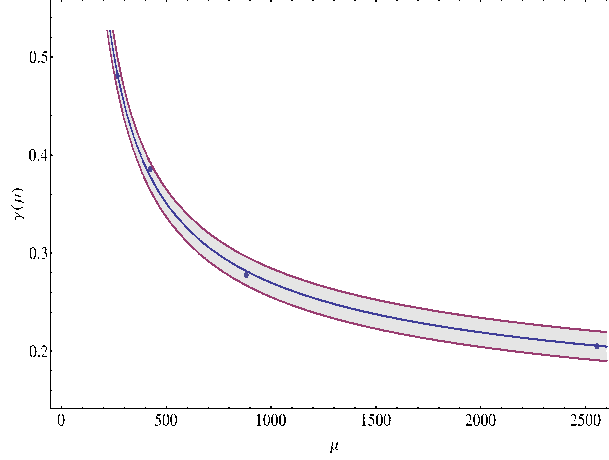


Figura 8. Parámetro  $\gamma$ , que depende de escala, en función de la masa reducida del par  $q\bar{q}$  del mesón que se desintegra,  $\mu$ . Los puntos son el valor del parámetro  $\gamma$  necesario para reproducir las anchuras totales en cada sector de quark. La línea continua es el ajuste y la zona sombreada es el intervalo de confianza con un 90 % de nivel de confianza.

	Mesones ligeros			Mesones pesado-ligero				Mesones pesados		
	$(n\bar{n})$	$(n\bar{s})$	$(s\bar{s})$	$(n\bar{c})$	$(s\bar{c})$	$(n\bar{b})$	$(s\bar{b})$	$(c\bar{c})$	$(c\bar{b})$	$(b\bar{b})$
$\mu$	156,5	200,1	277,5	265,8	422,1	294,9	500,6	881,5	1310,8	2555,0
$\gamma$	0,707	0,582	0,471	0,483	0,379	0,455	0,351	0,282	0,247	0,205

Tabla 13. Valores de  $\gamma$  en los diferentes sectores de quark siguiendo la Ec. (49). La masa reducida del par  $q\bar{q}$  del mesón que se desintegra,  $\mu$ , viene dada en MeV.

desintegración. El Hamiltoniano de interacción que describe el modelo  ${}^3P_0$ , Eq. (44), presenta una constante de acoplamiento,  $g_s$ , que a su vez se relaciona con el parámetro,  $\gamma$ , a través de la ecuación  $\gamma = g_s/2m$ ,  $m$  es la masa del quark (antiquark) que se crea. Si  $g_s$  está relacionado con parámetros fundamentales de QCD, entre ellos  $\alpha_s$ , uno esperaría que  $g_s$ , y por tanto  $\gamma$ , dependa de la escala.

Nuestro objetivo es calcular a través del modelo  ${}^3P_0$  las anchuras totales de desintegración de todos los mesones que pertenecen a los sectores con encanto abierto, con encanto oculto y con belleza oculta. Ciertamente, nuestros resultados teóricos sufren de incertidumbres debidas al propio modelo en sí y a las funciones de onda que se utilizan para calcular las desintegraciones. Sin embargo, esperamos que un ajuste global a los datos experimentales pueda elucidar la dependencia con la escala del parámetro  $\gamma$ .

La función que proponemos para  $\gamma$  es

$$\gamma(\mu) = \frac{\gamma_0}{\log\left(\frac{\mu}{\mu_\gamma}\right)}, \quad (49)$$

donde  $\mu$  es la masa reducida del par  $q\bar{q}$  del mesón que se desintegra, y  $\gamma_0 = 0,81 \pm 0,02$  y  $\mu_\gamma = (49,84 \pm 2,58)$  MeV son parámetros cuyos valores se determinan a partir del ajuste global entre nuestros resultados teóricos y los datos experimentales para las anchuras totales de desintegración.

La Fig. 8 muestra la  $\gamma$  dependiente de escala en función de la masa reducida del par  $q\bar{q}$  del mesón que se desintegra. Los puntos son el valor del parámetro  $\gamma$  que es necesario para

Mesón	I	J	P	C	n	Masa (MeV)	$\Gamma_{\text{Exp.}}$ (MeV) [65]	$\Gamma_{\text{Teo.}}$ (MeV)
$D^*(2010)^\pm$	0,5	1	-1	-	1	$2010,25 \pm 0,14$	$0,096 \pm 0,022$	0,036
$D_0^*(2400)^\pm$	0,5	0	+1	-	1	$2403 \pm 38$	$283 \pm 42$	212,01
$D_1(2420)^\pm$	0,5	1	+1	-	1	$2423,4 \pm 3,1$	$25 \pm 6$	25,27
$D_1(2430)^0$	0,5	1	+1	-	2	$2427 \pm 36$	$384 \pm 150$	229,12
$D_2^*(2460)^\pm$	0,5	2	+1	-	1	$2460,1 \pm 4,4$	$37 \pm 6$	64,07
$D(2550)^0$	0,5	0	-1	-	2	$2539,4 \pm 8,2$	$130 \pm 18$	132,07
$D^*(2600)^0$	0,5	1	-1	-	2	$2608,7 \pm 3,5$	$93 \pm 14$	96,91
$D_J(2750)^0$	0,5	2	-1	-	1	$2752,4 \pm 3,2$	$71 \pm 13$	229,86
$D_J^*(2760)^0$	0,5	3	-1	-	1	$2763,3 \pm 3,3$	$60,9 \pm 6,2$	116,41
$D_{s1}(2536)^\pm$	0	1	+1	-	1	$2535,12 \pm 0,25$	$(1,03 \pm 0,13)$ [108]	0,99
$D_{s2}^*(2575)^\pm$	0	2	+1	-	1	$2572,6 \pm 0,9$	$20 \pm 5$	18,67
$D_{s1}^*(2710)^\pm$	0	1	-1	-	2	$2710 \pm 14$	$149 \pm 65$	170,76
$D_{sJ}^*(2860)^\pm$	0	$\begin{bmatrix} 1 \\ 3 \end{bmatrix}$	-1	-	$\begin{bmatrix} 3 \\ 1 \end{bmatrix}$	$2862 \pm 6$	$48 \pm 7$	$\begin{bmatrix} 153,19 \\ 85,12 \end{bmatrix}$
$D_{sJ}(3040)^\pm$	0	1	+1	-	$\begin{bmatrix} 3 \\ 4 \end{bmatrix}$	$3044 \pm 31$	$239 \pm 71$	$\begin{bmatrix} 301,52 \\ 432,54 \end{bmatrix}$
$\psi(3770)$	0	1	-1	-1	3	$3775,2 \pm 1,7$	$27,6 \pm 1,0$	26,47
$\psi(4040)$	0	1	-1	-1	4	$4039 \pm 1$	$80 \pm 10$	111,27
$\psi(4160)$	0	1	-1	-1	5	$4153 \pm 3$	$103 \pm 8$	115,95
$X(4360)$	0	1	-1	-1	6	$4361 \pm 9$	$74 \pm 18$	113,92
$\psi(4415)$	0	1	-1	-1	7	$4421 \pm 4$	$119 \pm 16$ [66]	159,02
$X(4640)$	0	1	-1	-1	8	$4634 \pm 8$	$92 \pm 52$	206,37
$X(4660)$	0	1	-1	-1	9	$4664 \pm 11$	$48 \pm 15$	135,06
$\Upsilon(4S)$	0	1	-1	-1	6	$10579,4 \pm 1,2$	$20,5 \pm 2,5$	20,59
$\Upsilon(10860)$	0	1	-1	-1	8	$10865 \pm 8$	$55 \pm 28$	27,89
$\Upsilon(11020)$	0	1	-1	-1	10	$11019 \pm 8$	$79 \pm 16$	79,16

Tabla 14. Anchura total de desintegración fuerte calculada a través del modelo  ${}^3P_0$  para los mesones que pertenecen a los sectores encantado, encantado-extraño, con encanto oculto y con belleza oculta. El valor del parámetro  $\gamma$  en cada sector viene dado por la Ec. (49).

reproducir las anchuras totales en cada sector de quark que hemos tenido en cuenta en el ajuste. La línea continua es el ajuste y la zona sombreada es el intervalo de confianza con un 90 % de nivel de confianza. Por último, la Tabla 13 muestra los valores de  $\gamma$  en los diferentes sectores de quark siguiendo la Ec. (49).

La Tabla 14 muestra la anchura total de todos los mesones pesados que se han considerado en el ajuste global. En el caso de mesones con encanto abierto se han considerado también las resonancias  $D(2550)$ ,  $D^*(2600)$ ,  $D_J(2750)$  y  $D_J^*(2760)$  observadas recientemente en el sector encantado, y en el sector encantado-extraño los nuevos mesones  $D_{s1}^*(2710)$ ,  $D_{sJ}(2860)$  y  $D_{sJ}(3040)$ . En el sector del charmonio con números cuánticos  $1^{--}$  se ha considerado la asignación como estados  $c\bar{c}$  que se han hecho anteriormente, nos referimos a los estados  $X(4360)$ ,  $X(4640)$  y  $X(4660)$ . En el sector del botomonio sólo hemos considerado los estados  $1^{--}$  que se encuentra por encima del umbral  $B\bar{B}$ .

Uno puede ver que obtenemos una descripción muy razonable de las anchuras de desintegración. El estudio detallado de los modos de desintegración para cada uno de los estados mencionados anteriormente, incluso para todo el espectro del charmonio, puede

encontrarse en la versión extendida de este trabajo. Aquí sólo vamos a comentar los aspectos más significativos de cada sector.

No somos capaces de reproducir la anchura total del mesón  $D^*$ , a pesar de que el resto de mesones bien establecidos en este sector presenten anchuras de desintegración en buen acuerdo con nuestros resultados teóricos. Este desacuerdo puede ser debido a dos razones, la primera es que el mesón  $D^*$  sólo se desintegra vía  $D\pi$  y como en masa está muy cerca del umbral, la interacción a estados finales puede ser importante. La segunda es que para el caso neutro,  $D^*(2007)^0$ , se tiene un *branching fraction* de  $(38,1 \pm 2,9)\%$  para su desintegración electromagnética  $D^*(2007)^0 \rightarrow D^0\gamma$  [65], que significa una contribución importante a su anchura total de desintegración.

La colaboración BaBar en la Ref. [74] da a conocer la observación de nuevos estados de mesones encantados que son  $D(2550)$ ,  $D^*(2600)$ ,  $D_J(2750)$  y  $D_J^*(2760)$ . La asignación  $J^P = 0^-$  parece ser la más probable para el mesón  $D(2550)$ , la anchura total dada por el modelo  ${}^3P_0$  y asumiendo dicha asignación se encuentra en buen acuerdo con el valor experimental. La distribución angular de helicidad favorece la asignación  $J^P = 1^-$  para el mesón  $D^*(2600)$ . De hecho, su cercanía en masa al mesón  $D(2550)$  le hace el candidato perfecto para ser su compañero de espín. Nuestro valor para su anchura total como estado  $2^3S_1$  está de acuerdo con el dato experimental. Aún no se tiene claro cuales son los números cuánticos de los mesones  $D_J(2750)$  y  $D_J^*(2760)$ , la Tabla 14 muestra nuestros resultados teóricos para la anchura total teniendo en cuenta la asignación de números cuánticos más plausible.

Nuestros resultados teóricos están en muy buen acuerdo con los datos experimentales en el sector encantado-extraño. Nótese que dicho acuerdo se cumple también para los nuevos estados  $D_{s1}^*(2710)$ ,  $D_{sJ}^*(2860)$  y  $D_{sJ}(3040)$  que fueron descubiertos recientemente por la Colaboración BaBar [76].

Centrándonos en los nuevos mesones que pertenecen al sector encantado-extraño, a la resonancia  $D_{s1}^*(2710)$  se le asigna generalmente el estado  $2^3S_1$ , es decir, la primera excitación del mesón  $D_s^*$ . Nuestro resultado para la anchura total se encuentra en buen acuerdo con el dato experimental. La Tabla 14 muestra la anchura total del mesón  $D_{sJ}^*(2860)$  teniendo en cuenta que es la tercera excitación del estado  $1^-$  o el estado fundamental con números cuánticos  $3^-$ . Su comparación con el valor experimental favorece la asignación  $nJ^P = 13^-$ . Nuestro modelo predice la masa del multiplete  $2P$  cerca de la que tiene el mesón  $D_{sJ}(3040)$ . El único modo de desintegración donde  $D_{sJ}(3040)$  ha sido visto hasta el momento es  $D^*K$ , ello favorece su asignación como la primera excitación del estado con números cuánticos  $1^+$ . La Tabla 14 muestra nuestros resultados para la anchura total de  $D_{sJ}(3040)$  como un estado  $nJ^P = 31^+$  o  $41^+$ , ambas son compatibles con el dato experimental.

El mesón  $\psi(3770)$  se desintegra únicamente a través del canal  $DD$  ya que éste es el único canal abierto. Para el ajuste global hemos tenido en cuenta su *branching ratio* al canal  $DD$  recogido recientemente en el PDG ya que la desintegración de  $\psi(3770)$  en canales que no sean  $DD$  supone en torno a un 10% de su anchura total. Se puede ver que la anchuras totales de los estados  $1^{--} c\bar{c}$  siguen el patrón marcado por los datos experimentales. Estos resultados son estudiados con más detalle en la siguiente sección.

Obtenemos un muy buen acuerdo entre los datos experimentales y nuestros resultados para las anchuras de desintegración del botomonio. El desacuerdo más significativo lo encontramos en el caso de la resonancia  $\Upsilon(5S)$ , aunque es importante fijarse en que el error experimental es grande.

Mesón	Estado	Canal	$\Gamma_{3P_0}$	$\mathcal{B}_{3P_0}$	$\Gamma_{\text{Mic.}}$	$\mathcal{B}_{\text{Mic.}}$
$\psi(3770)$	$1^3D_1$	$D^+D^-$	11,34	42,8	8,03	42,3
		$D^0\bar{D}^0$	15,13	57,2	10,94	57,7
		$DD$	26,47	100	18,97	100
		total	26,47		18,97	
$27,6 \pm 1,0$						
$\psi(4040)$	$3^3S_1$	$DD$	4,61	4,1	10,17	26,0
		$DD^*$	22,23	20,0	18,75	47,9
		$D^*D^*$	82,35	74,0	9,06	23,2
		$D_sD_s$	2,08	1,9	1,14	2,9
		total	111,27		39,12	
$80 \pm 10$						
$\psi(4160)$	$2^3D_1$	$DD$	22,82	19,7	17,03	52,1
		$DD^*$	2,22	1,9	7,38	22,6
		$D^*D^*$	83,73	72,2	5,28	16,2
		$D_sD_s$	0,24	0,2	2,61	7,9
		$D_sD_s^*$	6,94	6,0	0,40	1,2
		total	115,95		32,70	
$103 \pm 8$						
$X(4360)$	$4^3S_1$	$DD$	8,02	7,0	5,73	5,6
		$DD^*$	8,19	7,2	29,81	29,2
		$D^*D^*$	8,87	7,8	46,46	45,5
		$DD_1$	54,51	47,8	2,18	2,1
		$DD'_1$	4,29	3,8	12,02	11,7
		$DD_2^*$	27,17	23,8	0,56	0,6
		$D_sD_s$	0,07	0,1	1,86	1,8
		$D_sD_s^*$	1,90	1,7	3,36	3,3
		$D_s^*D_s^*$	0,91	0,8	0,17	0,2
		total	113,92		102,15	
$74 \pm 15 \pm 10$						
$\psi(4415)$	$3^3D_1$	$DD$	15,11	9,5	7,93	18,5
		$DD^*$	5,82	3,7	6,66	15,6
		$D^*D^*$	32,56	20,5	7,23	16,9
		$DD_1$	64,77	40,7	6,06	14,2
		$DD'_1$	6,92	4,4	2,12	5,0
		$DD_2^*$	23,60	14,8	1,82	4,3
		$D^*D_0^*$	7,12	4,5	2,39	5,6
		$D_sD_s$	0,31	0,2	2,22	5,2
		$D_sD_s^*$	0,68	0,4	1,09	2,5
		$D_s^*D_s^*$	2,13	1,3	5,20	12,2
		total	159,01		42,72	
$62 \pm 20$						

Tabla 15. Anchuras de desintegración fuerte de sabor abierto, en MeV, y *branchings*, en %, de los estados  $\psi$ .

Mesón	Estado	Canal	$\Gamma_{3P_0}$	$\mathcal{B}_{3P_0}$	$\Gamma_{\text{Mic.}}$	$\mathcal{B}_{\text{Mic.}}$
X(4630)	$5^3S_1$	$DD$	6,62	3,2	1,44	0,8
		$DD^*$	26,23	12,7	15,82	8,4
		$D^*D^*$	15,57	7,5	30,40	16,2
		$DD_1$	2,88	1,4	18,70	9,9
		$DD'_1$	4,52	2,2	2,58	1,4
		$DD_2^*$	0,00	0,0	21,14	11,2
		$D^*D_0^*$	6,97	3,4	10,10	5,4
		$D^*D_1$	39,21	19,0	22,47	11,9
		$D^*D'_1$	14,35	7,0	26,24	13,9
		$D^*D_2^*$	80,47	39,0	18,28	9,7
		$D_sD_s$	0,92	0,4	1,28	0,7
		$D_sD_s^*$	0,30	0,1	6,70	3,6
		$D_s^*D_s^*$	1,14	0,6	6,34	3,4
		$D_sD_{s1}$	2,82	1,4	0,92	0,5
		$D_sD'_{s1}$	0,79	0,4	0,03	0,0
		$D_sD_{s2}^*$	0,19	0,1	0,22	0,1
		$D_s^*D_{s0}^*$	2,76	1,3	1,30	0,7
		$D_s^*D_{s1}$	0,14	0,1	3,74	2,0
		$D_s^*D'_{s1}$	0,26	0,1	0,29	0,1
		$D_{s0}^*D_{s0}^*$	0,22	0,1	0,23	0,1
$92_{-24-21}^{+40+10}$		total	206,37		188,22	
X(4660)	$4^3D_1$	$DD$	10,92	8,1	3,21	2,3
		$DD^*$	7,55	5,6	4,10	2,9
		$D^*D^*$	38,04	28,2	2,67	1,9
		$DD_1$	2,41	1,8	20,51	14,4
		$DD'_1$	0,51	0,4	2,62	1,8
		$DD_2^*$	0,00	0,0	6,75	4,8
		$D^*D_0^*$	3,44	2,5	0,71	0,5
		$D^*D_1$	34,83	25,8	10,89	7,7
		$D^*D'_1$	6,98	5,1	2,96	2,1
		$D^*D_2^*$	21,92	16,2	77,52	54,5
		$D_sD_s$	0,96	0,7	1,46	1,0
		$D_sD_s^*$	0,00	0,0	1,35	0,9
		$D_s^*D_s^*$	0,33	0,2	4,28	3,0
		$D_sD_{s1}$	3,63	2,7	0,0	0,0
		$D_sD'_{s1}$	1,09	0,8	0,62	0,4
		$D_sD_{s2}^*$	0,08	0,1	0,07	0,1
		$D_s^*D_{s0}^*$	1,18	0,9	0,43	0,3
		$D_s^*D_{s1}$	0,48	0,4	0,93	0,6
		$D_s^*D'_{s1}$	0,17	0,1	0,37	0,3
		$D_{s0}^*D_{s0}^*$	0,53	0,4	0,74	0,5
$48 \pm 15 \pm 3$		total	135,06		142,19	

Tabla 16. Anchuras de desintegración fuerte de sabor abierto, en MeV, y *branchings*, en %, de los estados  $\psi$  (Continuación).

Modo	Ref. [104]	$j^0 K j^0$	Mic.	Exp. [65]
$\psi(3770) \rightarrow DD$	20,1	29,8	19,0	$27,6 \pm 1$
$\psi(4040) \rightarrow DD$	0,1	1,4	10,2	
$\psi(4040) \rightarrow DD^*$	33,0	25,2	18,7	
$\psi(4040) \rightarrow D^* D^*$	33,0	35,0	9,1	
$\psi(4040) \rightarrow D_s D_s$	8,0	0,3	1,1	
total	74,0	61,9	39,1	$80 \pm 10$
$\psi(4160) \rightarrow DD$	3,2	25,0	17,0	
$\psi(4160) \rightarrow DD^*$	6,9	0,5	7,4	
$\psi(4160) \rightarrow D^* D^*$	41,9	21,3	5,3	
$\psi(4160) \rightarrow D_s D_s$	5,6	0,03	2,6	
$\psi(4160) \rightarrow D_s D_s^*$	11,0	0,6	0,4	
total	69,2	47,4	32,7	$103 \pm 8$

Tabla 17. Anchuras de desintegración fuerte de sabor abierto, en MeV, para los estados  $\psi$  que se encuentran recogidas en la Ref. [104] y las mismas calculadas con nuestro modelo microscópico y teniendo en cuenta únicamente el modelo  $j^0 K j^0$ .

#### 4.4. Resultados del modelo microscópico para los estados $\psi$

Existen en la literatura muy pocos datos experimentales acerca de la desintegraciones fuertes de las resonancias  $1^{--} c\bar{c}$ . Estos datos experimentales se refieren generalmente a los parámetros de la resonancia, masa y anchura total, de los estados  $\psi$ .

Las Tablas 15 y 16 muestran las anchuras de desintegración predichas por el modelo  $^3P_0$  y el modelo microscópico para los estados  $1^{--} c\bar{c}$  establecidos en la Tabla 5. La notación  $D_1 D_2$  hace referencia a la combinación de  $D_1 \bar{D}_2$  y  $\bar{D}_1 D_2$  que tiene números cuánticos  $CP$  bien definidos. Utilizamos masas experimentales siempre que sea posible.

Se puede ver que la tendencia de las anchuras totales se reproduce razonablemente bien en el caso del modelo  $^3P_0$ . Las anchuras totales predichas por el modelo microscópico siempre son menores a las del modelo  $^3P_0$  sin llegar a mejorar el acuerdo con los resultados experimentales.

Las anchuras totales calculadas con el modelo microscópico para las resonancias  $\psi(3770)$ ,  $\psi(4040)$  y  $\psi(4160)$  son menores que las calculadas a través del modelo  $^3P_0$ , posteriormente veremos que teniendo en cuenta únicamente la contribución  $j^0 K j^0$  como en las Refs. [34, 103, 104] las anchuras aumentan.

Para las dos siguientes resonancias,  $X(4360)$  y  $\psi(4415)$ , el modelo microscópico predice una anchura total similar a la del  $^3P_0$  para la resonancia  $X(4360)$ , y un mejor valor de la anchura total que el modelo  $^3P_0$  para la resonancia  $\psi(4415)$ . Sin embargo, es importante mencionar que la anchura experimental recogida en el PDG es promedio de valores que se encuentran concentrados en torno a  $\sim 100$  MeV y  $\sim 50$  MeV, siendo este último el resultado de medidas muy antiguas. Si uno se fija en la medida experimental más reciente  $\Gamma = 119 \pm 16$  MeV [66], el modelo  $^3P_0$  recupera el acuerdo.

Según avanzamos en el espectro nos damos cuenta de que los estados presentan anchuras cada vez más grandes, tanto para estados en onda- $S$  como en onda- $D$ . Este es el caso de las dos resonancias con masas en torno a 4,6 GeV.

Resulta difícil comparar nuestros resultados del modelo microscópico con otros cálculos anteriores que sean similares. Ello se debe a que o bien no se calculan las desintegraciones fuertes para mesones pesados [105], o no incluyen las mismas piezas para la corriente [34,



Estado	Ratio	Ref. [104]	$j^0 K j^0$	Mic.	${}^3P_0$	Exp. [65]
$\psi(4040)$	$D\bar{D}/D\bar{D}^*$	0,003	0,06	0,54	0,21	$0,24 \pm 0,05 \pm 0,12$
	$D^*\bar{D}^*/D\bar{D}^*$	1,00	1,39	0,48	3,70	$0,18 \pm 0,14 \pm 0,03$
$\psi(4160)$	$D\bar{D}/D^*\bar{D}^*$	0,08	1,17	3,23	0,27	$0,02 \pm 0,03 \pm 0,02$
	$D\bar{D}^*/D^*\bar{D}^*$	0,16	0,02	1,40	0,03	$0,34 \pm 0,14 \pm 0,05$
$X(4360)$	$D\bar{D}/D^*\bar{D}^*$	-	0,40	0,12	0,90	$0,14 \pm 0,12 \pm 0,03$
	$D\bar{D}^*/D^*\bar{D}^*$	-	0,08	0,64	0,92	$0,17 \pm 0,25 \pm 0,03$
$\psi(4415)$	$D\bar{D}/D^*\bar{D}^*$	-	1,54	1,10	0,46	$0,14 \pm 0,12 \pm 0,03$
	$D\bar{D}^*/D^*\bar{D}^*$	-	0,28	0,92	0,18	$0,17 \pm 0,25 \pm 0,03$

Tabla 18. *Ratios* fuertes de sabor abierto predichos por diferentes modelos de desintegración para los estados  $\psi$ , se incluye también su comparación con los datos experimentales.

[103, 104]. La Tabla 17 muestra los resultados de la Ref. [104] junto con nuestra predicción teórica teniendo en cuenta únicamente la contribución estática del vector de Lorentz del confinamiento y el modelo microscópico completo. La diferencia básica entre el cálculo de la Ref. [104] y el nuestro es que en la Ref. [104] se ha llevado a cabo un cálculo en canales acoplados para los sectores mesón y mesón-mesón, esto hace que las anchuras sean más grandes cuando la resonancia se encuentra cerca de un umbral mesón-mesón. Las predicciones del modelo microscópico completo son menores que los datos experimentales, mientras que si se tiene en cuenta únicamente el modelo  $j^0 K j^0$  dichas anchuras aumentan.

La anchura de desintegración para el modo  $\psi(3770) \rightarrow DD$  en la Ref. [104] es similar a las predichas por la contribución  $j^0 K j^0$  y por el modelo microscópico completo. Si aplicamos el modelo de desintegración de la Ref. [105] al sector del charmonio, el resultado es grande 104 MeV.

Finalmente, en la Tabla 18 comparamos los *ratios* experimentales con los calculados a través de diferentes modelos de desintegración. Se puede ver que cualquiera de los modelos tiene problemas a la hora de explicar algún *ratio*. En la Ref. [110] se ha llevado a cabo un cálculo en canales acoplados en la región de energías 4,1 GeV. En dicho cálculo se han incluido los estados del charmonio  $3^3S_1$ ,  $\psi(4040)$ , y  $2^3D_1$ ,  $\psi(4160)$ , así como los canales mesón-mesón  $DD$ ,  $DD^*$ ,  $D^*D^*$ ,  $D_s D_s$ ,  $D_s D_s^*$  y  $D_s^* D_s^*$ . Resulta que los *branchings* de las resonancias vestidas  $3^3S_1$  y  $2^3D_1$  están en mejor acuerdo con los datos experimentales.

En conclusión, cualquier modelo de desintegración tiene problemas a la hora de explicar algún observable relacionado con las desintegraciones fuertes de los mesones pesados. Por tanto es necesario un mayor esfuerzo teórico y experimental para resolver este problema.

#### 4.5. Resonancias del charmonio en la región de rotura de la *string*

La rotura del tubo de flujo de color entre un quark y un antiquark es un fenómeno predicho por QCD y supone la base de las desintegraciones de mesones y de los procesos de hadronización.

En una teoría puramente gluónica, aparece un potencial que crece linealmente con la distancia interquark debido al intercambio de gluones. Sin embargo, cuando se introduce el acoplamiento a dos mesones, la creación espontánea de pares  $q\bar{q}$  apantalla las cargas de color produciendo un potencial quark-quark que no crece linealmente con la distancia, sino que llega a un máximo de saturación produciendo eventualmente la rotura del tubo de flujo de color que une el par quark-antiquark.

Estado	$M_{\text{Teo.}}$ (MeV)	$M_{\text{Exp.}}$ (MeV)	$\Gamma_{e^+e^-}$ (keV)	Dominante	$\mathcal{B}$	$\Gamma_{\text{total}}$ (MeV)
$5^3S_1$	4614	$4634_{-7-8}^{+8+5}$	0,57	$D^*D_2^*$	0,41	206,37
$4^3D_1$	4641	$4664 \pm 11$	0,31	$D^*D^*$	0,30	135,06
$6^3S_1$	4791	4790	0,42	$D^*D_2^*$	0,33	103,86
$5^3D_1$	4810		0,28	$D^*D^*$	0,40	68,12
		4870				
$7^3S_1$	4929		0,32	$D^*D^*$	0,20	66,45
$6^3D_1$	4944		0,24	$D^*D^*$	0,40	55,93
$8^3S_1$	5036		0,24	$D^*D^*$	0,24	52,95
$7^3D_1$	5048		0,20	$D^*D^*$	0,33	52,35
$9^3S_1$	5117		0,17	$D^*D^*$	0,26	41,23
$8^3D_1$	5126	5130	0,16	$D^*D^*$	0,30	42,19
$10^3S_1$	5175		0,12	$D^*D^*$	0,25	30,24
$9^3D_1$	5182		0,11	$D^*D^*$	0,27	32,39
$11^3S_1$	5214		0,07	$D^*D^*$	0,24	20,21
$10^3D_1$	5219		0,07	$D^*D^*$	0,25	21,29
$12^3S_1$	5236		0,03	$D^*D^*$	0,24	10,15
$11^3D_1$	5239		0,03	$D^*D^*$	0,24	9,98
		5290				

Tabla 19. Altos estados excitados del charmonio con números cuánticos  $J^{PC} = 1^{--}$ . Se muestran algunas propiedades.

Desde el punto de vista fenomenológico, los efectos de apantallamiento pueden analizarse a través de las propiedades de mesones. De hecho, el estudio de las propiedades de estados altamente excitados de mesones puede ayudar a determinar la forma del confinamiento a largas distancias, es decir, en la región de la rotura de la *string*.

En esta sección vamos a llevar a cabo un estudio de los estados altamente excitados del charmonio con números cuánticos  $J^{PC} = 1^{--}$ . Dichos estados son fácilmente accesibles en los colisionadores  $e^+e^-$ . Nuestro objetivo es caracterizar estos estados (masa, anchura leptónica y anchura total) para facilitar su búsqueda en un futuro.

En la Tabla 19 resumimos nuestros resultados teóricos. Podemos ver las asignaciones que ya se hicieron anteriormente para las resonancias  $X(4630)$  y  $X(4660)$ . A partir de estos dos estados, el modelo quark predice 14 más hasta llegar a los estados  $12^3S_1$  y  $11^3D_1$ . La principal característica referente a la masa es que según avanzamos en el espectro los estados en onda- $S$  y los estados en onda- $D$  se vuelven más y más degenerados. Además, sus anchuras leptónica y fuerte se vuelven cada vez más pequeñas. Esto puede verse en los paneles (a) y (b) de la Fig. 9, donde se han incluido los resultados referentes a los estados más bajos en energía. Las anchuras totales experimentales se encuentran en razonable acuerdo con las teóricas. Éstas alcanzan un máximo en la región de energías  $M = 4,6$  GeV para después disminuir a valores de 30 – 40 MeV. En la mayor parte de las resonancias el modo de desintegración dominante es  $D^*D^*$ . Las anchuras experimentales cerca de la región de energía 4,6 GeV se encuentran claramente fuera de la sistemática, esto puede indicar una estructura más compleja para las resonancias  $X(4630)$  y  $X(4660)$ .

Si nos fijamos en las anchuras leptónicas que se muestran en el panel (b) de la Fig. 9, vemos que el modelo reproduce los datos experimentales para los estados más bajos en energía.

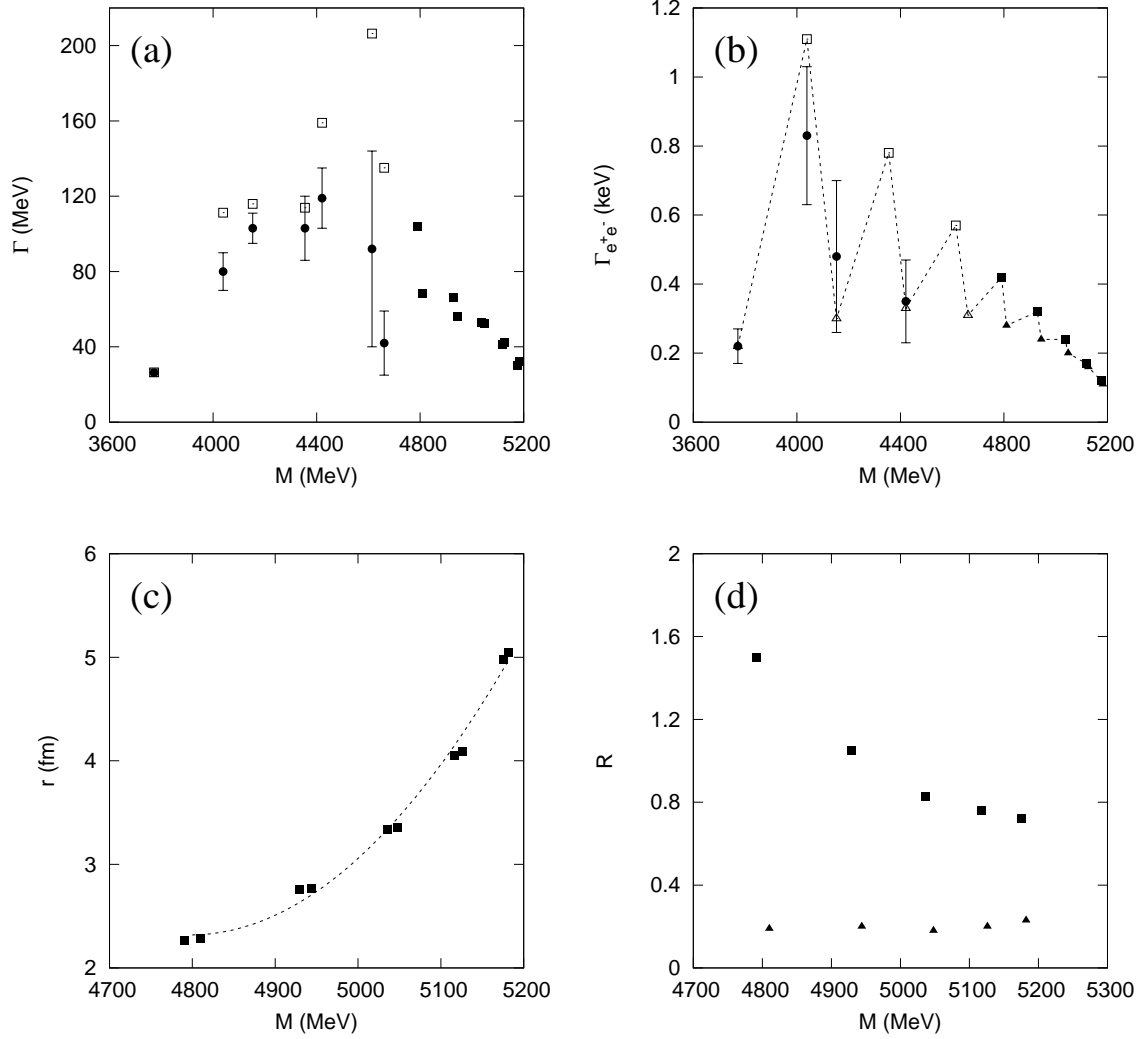


Figura 9. (a): Anchura total, en MeV, de los estados  $1^{--} c\bar{c}$ . Los puntos son los datos experimentales tomados de las Refs. [65, 69, 111]. Los cuadrados (cuadrados huecos) son los resultados teóricos para los estados altos (bajos). (b): Anchura leptónica, en keV, de los estados  $1^{--} c\bar{c}$ . Los puntos son los datos experimentales tomados de las Refs. [65, 112]. Los cuadrados (cuadrados huecos) son los resultados teóricos para los estados altos (bajos) en onda- $S$ . Los triángulos (triángulos huecos) son los resultados teóricos para los estados altos (bajos) en onda- $D$ . (c): Los cuadrados son el radio cuadrático medio, en fm, de las resonancias que aparecen en la Tabla 19. (d):  $Ratio R = \frac{\Gamma(X \rightarrow DD^*)}{\Gamma(X \rightarrow D^*D^*)}$  predicho por el modelo quark para los estados en onda- $S$  (cuadrados) y para los estados en onda- $D$  (triángulos).

También podemos ver para estos mismos estados que los valores numéricos son diferentes si se trata de estados en onda- $S$  o en onda- $D$ . Sin embargo, la tendencia a disminuir en el caso de los estados en onda- $S$  y aumentar en el caso de los estados en onda- $D$ , hace que las anchuras leptónicas sean del mismo orden para los estados altamente excitados.

En el panel (c) de la Fig. 9 se muestra el radio cuadrático medio para los altos estados excitados. Podemos ver que estos estados son objetos extensos con radios cuadráticos que crecen conforme nos aproximamos a la región de la rotura de la *string*.

Por lo tanto, el escenario descrito por nuestro modelo consiste en un conjunto de

resonancias, relativamente estrechas, cerca de la región de la rotura de la *string*. La única posibilidad de distinguir entre estados en onda- $S$  y estados en onda- $D$  consiste en estudiar algunos *ratios* concretos. En el panel (d) de la Fig. 9 se muestra el *ratio*  $R = \frac{\Gamma(X \rightarrow DD^*)}{\Gamma(X \rightarrow D^*D^*)}$ , que presenta valores entre 1,5 y 0,7 para los estados en onda- $S$  y en torno a 0,2 para los estados en onda- $D$ .

#### 4.6. Resonancias del charmonio en reacciones exclusivas $e^+e^-$

La producción de mesones con encanto abierto en reacciones exclusivas de aniquilación  $e^+e^-$  proporciona información acerca de la dinámica del quark  $c$  en la región de energías 4 – 5 GeV, donde el espectro del charmonio con números cuánticos  $J^{PC} = 1^{--}$  no está bien establecido.

La Colaboración Belle ha llevado a cabo recientemente medidas de la sección eficaz exclusiva para los procesos  $e^+e^- \rightarrow D^0D^-\pi^+$  [113] y  $e^+e^- \rightarrow D^0D^{*-}\pi^+$  [114] en el rango de energías 4,0 GeV hasta 5,0 GeV. Con respecto a la primera reacción, encuentran un pico pronunciado en la sección eficaz que se interpreta como la resonancia  $\psi(4415)$ . Del estudio de la estructura resonante de la desintegración de  $\psi(4415)$  yendo al canal final  $D^0D^-\pi^+$  se concluye que dicho estado final se alcanza a través del estado intermedio  $D\bar{D}_2^*(2460)$ .

De la medida de la sección eficaz exclusiva en el proceso  $e^+e^- \rightarrow D^0D^{*-}\pi^+$  [114], se proporciona un límite superior en el pico de la sección eficaz para el proceso  $e^+e^- \rightarrow X \rightarrow D^0D^{*-}\pi^+$  donde  $X$  se refiere a los mesones  $X(4260)$ ,  $X(4360)$ ,  $\psi(4415)$ ,  $X(4630)$  y  $X(4660)$ . Sin embargo, solo el valor referente a la resonancia  $\psi(4415)$  es significativo.

Hemos visto que nuestra asignación de la resonancia  $\psi(4415)$  como un estado en onda- $D$ , dejando el estado  $4S$  para la  $X(4360)$ , se encuentra en muy buen acuerdo con las últimas medidas experimentales para su anchura leptónica y su anchura total. En esta sección queremos estudiar si esta asignación es compatible con las medidas llevadas a cabo por Belle.

Para el análisis de los datos experimentales asumimos la reacción  $e^+e^- \rightarrow X \rightarrow DD^{(*)}\pi$ , tal que parametrizamos la sección eficaz mediante una amplitud de Breit-Wigner relativista a la que se le incluyen correcciones de Blatt-Weisskopf. La amplitud de Breit-Wigner relativista para el proceso  $e^+e^- \rightarrow \text{resonancia} \rightarrow \text{estado final hadrónico } f$  en la energía del centro de masas  $\sqrt{S}$  se puede escribir como

$$\mathcal{T}_r^f(\sqrt{S}) = \frac{M_r \sqrt{\Gamma_r^{ee}\Gamma_r^f}}{S - M_r^2 + iM_r\Gamma_r} e^{i\delta_r}, \quad (50)$$

donde  $r$  indica la resonancia que se estudia,  $M_r$  es la masa nominal,  $\Gamma_r$  es la anchura total,  $\Gamma_r^{ee}$  es la anchura leptónica,  $\Gamma_r^f$  es la anchura fuerte yendo al canal  $f$  y  $\delta_r$  es una fase relativa.

Es importante tener en cuenta que cuando hay más de una resonancia en el mismo rango de energías y se mide el mismo canal de desintegración, se deben sumar de forma coherente las amplitudes de Breit-Wigner para cada resonancia

$$\sigma(\sqrt{S}) = \frac{(2J+1)}{(2S_1+1)(2S_2+1)} \frac{16\pi}{S} \left| \sum_r \frac{M_r \sqrt{\Gamma_r^{ee}\Gamma_r^f}}{S - M_r^2 + iM_r\Gamma_r} e^{i\delta_r} \right|^2. \quad (51)$$

##### 4.6.1. El proceso $e^+e^- \rightarrow D^0D^-\pi^+$

El cálculo teórico de la sección eficaz para el proceso  $e^+e^- \rightarrow D^0D^-\pi^+$  se puede dividir en tres etapas. La primera es la producción de la resonancia,  $e^+e^- \rightarrow X$ , que se puede calcular a

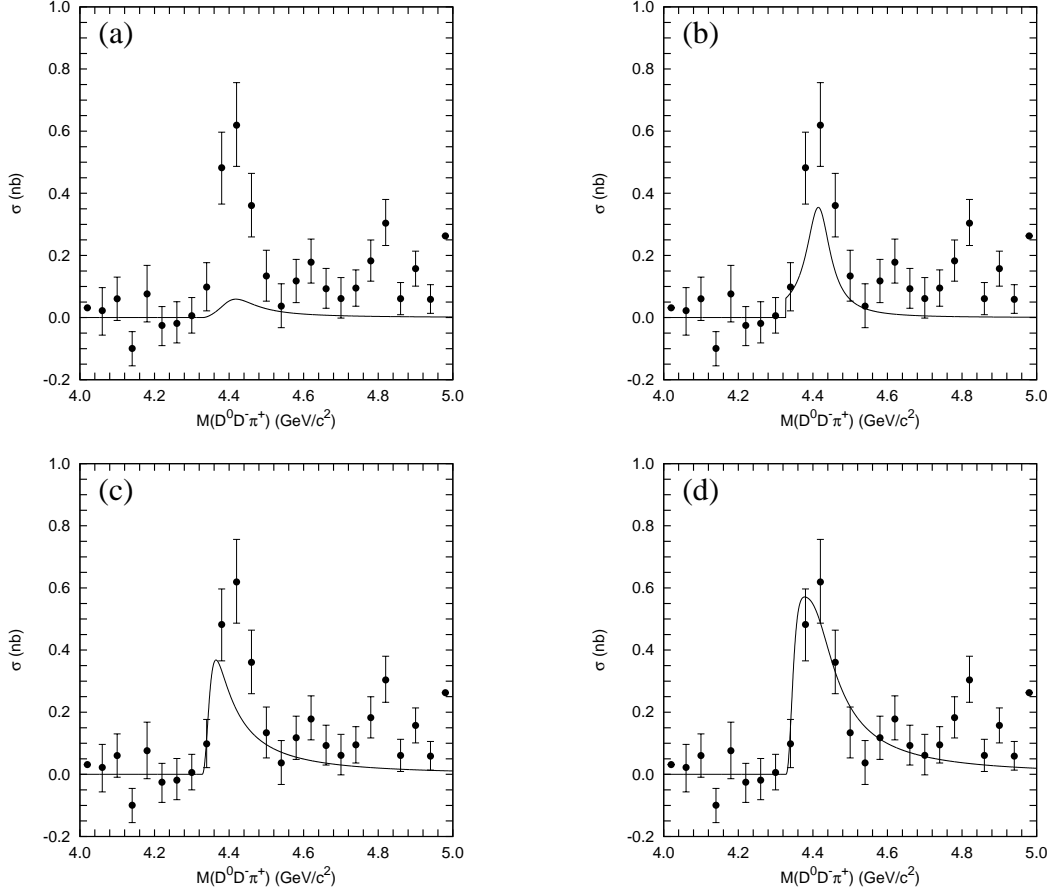


Figura 10. (a): Predicción de nuestro modelo incluyendo la resonancia  $\psi(4415)$ . (b): Predicción del modelo de la Ref. [115] incluyendo la resonancia  $\psi(4415)$ . (c): Predicción de nuestro modelo incluyendo la resonancia  $X(4360)$ . (d): Predicción de nuestro modelo teniendo en cuenta la interferencia entre las resonancias  $X(4360)$  y  $\psi(4415)$ .

través de la anchura leptónica. La segunda y tercera etapas se refieren a las desintegraciones fuertes  $\psi(4415) \rightarrow D\bar{D}_2^*(2460)$  y  $\bar{D}_2^*(2460) \rightarrow D\pi^+$ , las cuales puede calcularse a través del modelo  $^3P_0$ . Estas dos anchuras parciales se incluyen en el cálculo de  $\Gamma_r^f$  en la Ec. (51), porque en el caso que estamos estudiando tenemos  $\Gamma_r^f = \Gamma(X \equiv \psi(4415) \rightarrow D\bar{D}_2^*(2460) \rightarrow DD\pi^+)$  que es igual a  $\Gamma(X \equiv \psi(4415) \rightarrow D\bar{D}_2^*(2460)) \times \mathcal{B}(\bar{D}_2^*(2460) \rightarrow D\pi^+)$ .

La predicción del modelo para la sección eficaz se muestra en el panel (a) de la Fig. 10. Se puede ver que el resultado teórico dista mucho de los datos experimentales. Con la intención de testear si este desacuerdo es debido al carácter  $3D$  de nuestra resonancia, hemos repetido el cálculo usando la parametrización de la Ref. [115] donde la resonancia  $\psi(4415)$  se describe como un estado  $4S$ . Aunque el resultado teórico se aproxima más a los datos experimentales, ver Fig. 10(b), aún no se describe la totalidad de la sección eficaz. Es cierto que los resultados teóricos tienen incertidumbres que pueden venir de la función de onda que se utiliza en el modelo de desintegración  $^3P_0$  o del cálculo de la anchura leptónica. A fin de reducir dicha incertidumbre, en el cálculo de la Fig. 10(b) hemos utilizado el valor experimental de la anchura leptónica [65]. Usando el valor para  $\Gamma_{e^+e^-}$  predicho por el modelo de la Ref. [115], el resultado sería un factor  $\sim 3$  más pequeño.

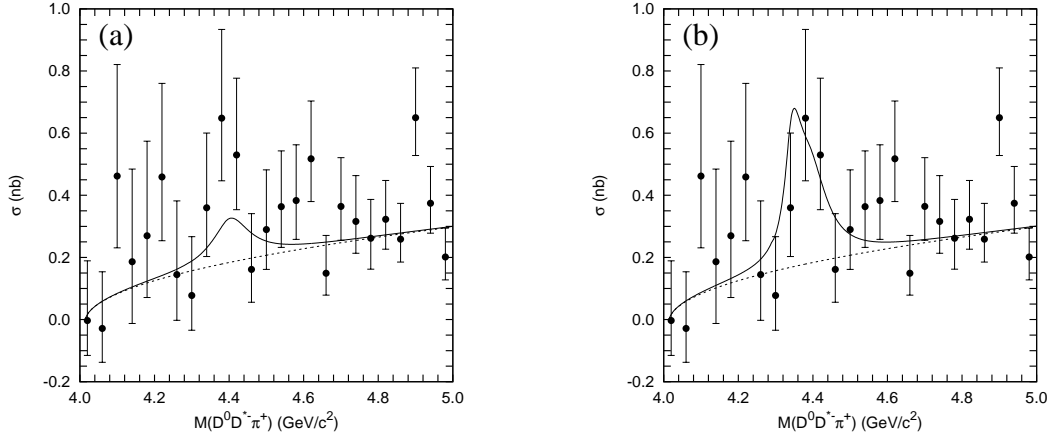


Figura 11. (a): Predicción de nuestro modelo incluyendo la resonancia  $\psi(4415)$ . (b): Predicción de nuestro modelo teniendo en cuenta la interferencia entre las resonancias  $X(4360)$  y  $\psi(4415)$ .

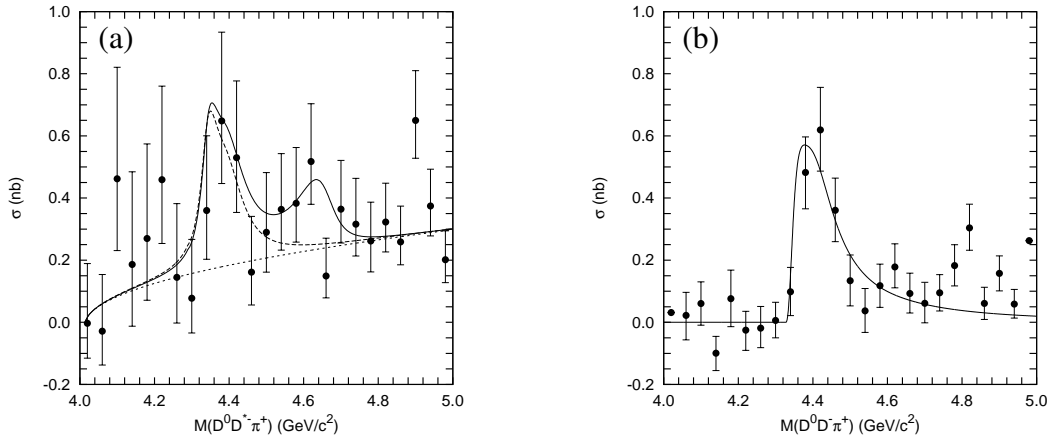


Figura 12. (a): Predicción del modelo para el proceso  $e^+e^- \rightarrow D^0 D^* \pi^+$  con las resonancias  $X(4360)$  y  $\psi(4415)$  (línea discontinua) e incluyendo  $\psi(5S)$  y  $\psi(4D)$  (línea continua). (b): Predicción del modelo para el proceso  $e^+e^- \rightarrow D^0 D^* \pi^+$  con las resonancias  $X(4360)$  y  $\psi(4415)$  (línea discontinua) e incluyendo  $\psi(5S)$  y  $\psi(4D)$  (línea continua).

Teniendo en cuenta que la ventana de energía en torno a la masa nominal de la resonancia  $\psi(4415)$  es de  $\pm 100$  MeV en el experimento [113], introducimos en el cálculo de la sección eficaz la resonancia  $X(4360)$  que aparece como un estado  $4S\ 1^{--}\ c\bar{c}$  en nuestro modelo. El panel (c) de la Fig. 10 muestra como esta resonancia por si sola no reproduce los datos experimentales, pero la interferencia entre ambas resonancias,  $X(4360)$  y  $\psi(4415)$ , produce un acuerdo notable con los datos experimentales, ver panel (d) de la Fig. 10.

#### 4.6.2. El proceso $e^+e^- \rightarrow D^0 D^* \pi^+$

Con la misma filosofía que en el proceso anterior queremos comprobar la medida de la sección eficaz llevada a cabo por la Colaboración Belle en el proceso  $e^+e^- \rightarrow D^0 D^* \pi^+$  [114].

Calculamos la sección eficaz teórica siguiendo el mismo procedimiento anterior con la diferencia de que ahora la segunda y tercera etapas son las desintegraciones fuertes

$\psi(4415) \rightarrow D^{*-}D^{*+}$  y  $D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+$ .

De nuevo, el cálculo de la sección eficaz incluyendo la resonancia  $\psi(3D)$  no reproduce la sección eficaz experimental, panel (a) de la Fig. 11, pero el resultado mejora mucho cuando en el cálculo se incluye la resonancia  $X(4360)$ , panel (b) de la Fig. 11.

Finalmente, los datos de la Ref. [114] muestran un abultamiento en torno a 4,6 GeV aunque los datos de la Ref. [113] no muestran dicho abultamiento. Nuestro modelo quark predice dos estados,  $\psi(5S)$  y  $\psi(4D)$ , en esta región de energías. La incorporación de estas dos resonancias al cálculo teórico de la sección eficaz para la reacción  $e^+e^- \rightarrow D^0D^{*-}\pi^+$  mejora el acuerdo entre teoría y experimento en la región del abultamiento, ver panel (a) de la Fig 12. Este abultamiento no deber verse con claridad en el caso de la reacción  $e^+e^- \rightarrow D^0D^-\pi^+$  debido a la anchura tan pequeña que presentan los estados  $\psi(5S)$  y  $\psi(4D)$  decayendo al estado intermedio  $DD_2^*(2460)$ , ver panel (b) de la Fig. 12.

#### 4.7. Descripción de las propiedades de desintegración del mesón $D_{s1}(2536)^+$

Recientemente han aparecido nuevos datos experimentales relacionados con propiedades de desintegración del mesón  $D_{s1}(2536)$ . La Colaboración BaBar ha llevado a cabo una medida de alta precisión para su anchura total obteniendo un valor de  $(1,03 \pm 0,05 \pm 0,12)$  MeV [108]. Además, la Colaboración Belle ha visto por primera vez la desintegración  $D_{s1}(2536)^+ \rightarrow D^+\pi^-K^+$  midiendo el siguiente *branching ratio* [116]

$$\frac{D_{s1}(2536)^+ \rightarrow D^+\pi^-K^+}{D_{s1}(2536)^+ \rightarrow D^{*+}K^0} = (3,27 \pm 0,18 \pm 0,37) \%. \quad (52)$$

También han medido el *ratio* de la amplitud en onda- $S$  con respecto a la total para la desintegración  $D_{s1}(2536)^+ \rightarrow D^{*+}K^0$  con un valor de  $0,72 \pm 0,05 \pm 0,01$ .

En esta sección estudiamos la reacción  $D_{s1}(2536)^+ \rightarrow D^+\pi^-K^+$  y la descomposición angular de la desintegración  $D_{s1}(2536)^+ \rightarrow D^{*+}K^0$  más allá del límite de quark pesado con el fin de comprender mejor la estructura de los mesones encantados-extraños en onda- $P$ . Con respecto a la primera desintegración, como el par  $D^+\pi^-$  en el estado final es la única combinación  $D\pi$  que no puede venir de la resonancia  $D^*$ , describimos la reacción a partir de un mesón virtual  $D^{*0}$  ya que  $M_{D^{*0}} < M_{D^+} + M_{\pi^-}$ .

Utilizando el modelo quark presentado en este trabajo, en la Ref. [117] se predijo un estado tetraquark con contenido quark  $c\bar{s}n\bar{n}$ , números cuánticos  $IJ^P = 01^+$  y masa  $M = 2841$  MeV. Si dicho estado existe, debe acoplarse a los estados  $J^P = 1^+ c\bar{s}$ .

Se toman ciertas prescripciones para el acoplamiento entre los estados  $J^P = 1^+ c\bar{s}$  y la estructura tetraquark. Trabajando en el límite de HQS, el estado tetraquark  $c\bar{s}n\bar{n}$  tiene tres estados diferentes de espín,  $|0\ 1/2\rangle$ ,  $|1\ 1/2\rangle$  y  $|1\ 3/2\rangle$ , donde el primer índice denota el espín del par  $n\bar{n}$  y el segundo el acoplamiento con el espín de  $\bar{s}$ . Aunque usamos el modelo  ${}^3P_0$  para calcular las desintegraciones fuertes, éste no se usa para acoplar los estados  $D_s$  y el tetraquark. Sin embargo, podemos utilizar el modelo  ${}^3P_0$  para seleccionar los acoplamientos y parametrizar el vértice como una constante  $C_S$ . El modelo  ${}^3P_0$  asume que el par  $n\bar{n}$  creado se encuentra en un estado  $J = 0$ , lo que significa que los estados  $D_s$  deben acoplarse a la primera componente del tetraquark que tiene espín total  $1/2$  para los tres quark ligeros. En el límite de HQS, el quark pesado es un espectador y el momento angular total de los quarks ligeros debe conservarse, con lo que el tetraquark solo se acopla a los estados  $c\bar{s} j_q = 1/2$ .

Esta elección en el acoplamiento tiene diversas ventajas: presenta el límite correcto de quark pesado, puede reproducir la anchura pequeña del mesón  $D_{s1}(2536)^+$  y está en acuerdo

$M$ (MeV)	$S(^3P_1)$	$P(^3P_1)$	$S(^1P_1)$	$P(^1P_1)$	$S(c\bar{s}n\bar{n})$	$P(c\bar{s}n\bar{n})$
2459	–	55,7	–	18,8	+	25,5
2557	+	27,7	–	72,1	+	0,2
2973	+	16,6	+	9,1	+	74,3

Tabla 20. Masas y distribuciones de probabilidad para los tres autoestados que se obtienen del acoplamiento entre los mesones  $D_s$  y el tetraquark. También se muestra la fase relativa de cada componente.

$M$ (MeV)	$\Gamma$ (MeV)	$R_1$	$R_2$	$R_3$ (%)
Exp.	$1,03 \pm 0,05 \pm 0,12$	$1,27 \pm 0,21$	$0,72 \pm 0,05 \pm 0,01$	$3,27 \pm 0,18 \pm 0,37$
2557	0,99	1,31	0,66	14,07
2593	190,17	1,09	1,00	13,13
2554	11,24	1,11	0,97	13,19

Tabla 21. Anchura y *branching ratios* definidos en el texto. La primera fila muestra los resultados experimentales y la segunda nuestros resultados para el estado asociado al mesón  $D_{s1}(2536)$  dado en la Tabla 20. Para completar, damos en las últimas dos filas los resultados para los dos estados  $1^+$   $c\bar{s}$  predichos por CQM sin acoplar a tetraquark.

con la situación experimental, que nos dice que la predicción en el límite de quark pesado es razonable para el doblete  $j_q^P = 3/2^+$  pero no para el doblete  $j_q^P = 1/2^+$ .

En este escenario, tenemos que diagonalizar la matriz

$$M = \begin{pmatrix} M_{3P_1} & C_{SO} & \sqrt{\frac{2}{3}} C_S \\ C_{SO} & M_{1P_1} & \sqrt{\frac{1}{3}} C_S \\ \sqrt{\frac{2}{3}} C_S & \sqrt{\frac{1}{3}} C_S & M_{c\bar{s}n\bar{n}} \end{pmatrix}, \quad (53)$$

donde  $M_{3P_1} = 2571,5$  MeV,  $M_{1P_1} = 2576,0$  MeV y  $M_{c\bar{s}n\bar{n}} = 2841$  MeV son las masas de los estados sin acoplamientos,  $C_{SO} = 19,6$  MeV es el acoplamiento inducido por la interacción espín-orbita antisimétrica y que se calcula con el modelo quark y  $C_S$  es el parámetro que rige el acoplamiento entre la componente  $j_q = 1/2$  de los estados  $^3P_1$  y  $^1P_1$  y el tetraquark. El valor del parámetro  $C_S = 224$  MeV se fija a la masa del mesón  $D_{s1}(2460)$ .

Obtenemos los tres autoestados que se muestran en la Tabla 20. También damos para estos autoestados las probabilidades de sus tres componentes y sus fases relativas. Podemos ver que mientras el mesón  $D_{s1}(2460)$  presenta una componente  $no-q\bar{q}$  importante, el mesón  $D_{s1}(2536)$  es casi un estado  $q\bar{q}$ . También aparece un estado  $1^+$  con una componente tetraquark  $c\bar{s}n\bar{n}$  muy importante y una masa de 2973 MeV.

Finalmente, calculamos las diferentes anchuras de desintegración del mesón  $D_{s1}(2536)^+$  recogidas en el PDG usando como función de onda la del estado correspondiente a  $D_{s1}(2536)$  de la Tabla 20. Como esperábamos, la anchura de desintegración a  $D^*K$  es pequeña  $\Gamma = 0,99$  MeV. Como la desintegración a  $DK$  está suprimida, la anchura total vendría dada principalmente por el valor en el canal  $D^*K$  que se encuentra en el orden del valor experimental  $\Gamma_{\text{exp}} = (1,03 \pm 0,05 \pm 0,12)$  MeV medido por BaBar [108]. Por supuesto, el valor depende fuertemente del parámetro del modelo  $^3P_0$ ,  $\gamma$ , que se ha ajustado atendiendo a las anchuras totales de los mesones que pertenecen a los sectores encantado, encantado-extraño, charmonio y botomonio. El valor de la anchura total también depende de que hemos



acoplado el tetraquark con la componente  $j_q = 1/2$ , dejando, por ortogonalidad, al estado restante como un estado puro  $j_q = 3/2$ .

Existen otros dos datos experimentales que no dependen del parámetro  $\gamma$ , que son [65]

$$R_1 = \frac{\Gamma(D_{s1}(2536)^+ \rightarrow D^{*0}K^+)}{\Gamma(D_{s1}(2536)^+ \rightarrow D^{*+}K^0)} = 1,27 \pm 0,21, \quad (54)$$

y el *ratio* de la anchura en onda- $S$  sobre la total para la desintegración  $D_{s1}(2536)^+ \rightarrow D^{*+}K^0$  [116]

$$R_2 = \frac{\Gamma_S(D_{s1}(2536)^+ \rightarrow D^{*+}K^0)}{\Gamma(D_{s1}(2536)^+ \rightarrow D^{*+}K^0)} = 0,72 \pm 0,05 \pm 0,01. \quad (55)$$

El primer *branching ratio* debería ser 1 si la simetría de isospín fuera exacta. Sin embargo, la rotura de simetría de carga en el espacio de fases hace que este *ratio* sea diferente de uno. El efecto es apreciable porque el mesón  $D_{s1}(2536)^+$  está cerca del umbral  $D^*K$ . Nosotros obtenemos un valor teórico de  $R_1 = 1,31$  que se encuentra en buen acuerdo con el valor experimental.

Es importante darse cuenta de que para obtener un valor de  $R_2$  diferente de 1, es necesario que el mesón  $D_{s1}(2536)$  predicho teóricamente esté cerca del estado  $j_q = 3/2$  de HQS. En nuestro caso obtenemos un valor de  $R_2 = 0,66$  que se encuentra cerca del experimental. El hecho de que nuestro resultado sea menor que el experimental indica que la probabilidad de componente  $j_q = 3/2$  es alta y explica porqué obtenemos un estado más estrecho que lo indicado por el experimento.

Finalmente, calculamos el *branching ratio*

$$R_3 = \frac{\Gamma(D_{s1}(2536)^+ \rightarrow D^+\pi^-K^+)}{\Gamma(D_{s1}(2536)^+ \rightarrow D^{*+}K^0)} = (3,27 \pm 0,18 \pm 0,37) \%. \quad (56)$$

La reacción en el numerador se ha calculado a través de un mesón virtual  $D^{*0}$  que es lo que hace que el *branching ratio* sea pequeño. Nuestro resultado teórico es  $R_3 = 14,07\%$ , que es un factor 3 – 4 más grande que el experimental y no parece depender de los detalles de la función de onda del  $D_{s1}$ .

Los resultados para la anchura total y los *ratios*  $R_1$ ,  $R_2$  y  $R_3$  se resumen en la Tabla 21. En ella también mostramos los resultados para los dos estados  $1^+$  predichos por el modelo quark y sin el acoplamiento con el tetraquark  $c\bar{s}n\bar{n}$ . A diferencia del autoestado de la Tabla 20 asignado a  $D_{s1}(2536)$ , ninguno de estos dos estados es capaz de predecir a la vez el set de resultados experimentales.

## 5. TRANSICIONES HADRÓNICAS

Entendemos como transiciones hadrónicas a procesos del tipo

$$\Phi_I \rightarrow \Phi_F + h, \quad (57)$$

donde  $\Phi_I$ ,  $\Phi_F$  y  $h$  se refieren, respectivamente, al estado inicial del quarkonio, al estado final del quarkonio y al hadrón o hadrones ligeros emitidos. Generalmente el espacio de fases entre el estado inicial y final permite que  $h$  esté dominado por estados de una partícula ( $\pi^0$ ,  $\eta$ ,  $\omega$ , ...) o de dos partículas ( $2\pi$  o  $2K$ ).

Las transiciones hadrónicas son modos de desintegración muy importantes para aquellos estados que estén por debajo del umbral de producción de mesones. Por ejemplo, el modo

de desintegración  $\psi(2S) \rightarrow J/\psi\pi\pi$  supone el 50% [65] de la anchura total del estado  $\psi(2S)$ . Sin embargo, las transiciones hadrónicas se han convertido últimamente en modos de desintegración donde estudiar estados por encima del umbral de producción. Además, también se utilizan para buscar y estudiar los llamados mesones  $XYZ$ .

### 5.1. QCDME

Las transiciones hadrónicas entre estados del charmonio, y también del botomonio, se caracterizan porque la diferencia de masa entre el estado inicial y final es del orden de unos pocos cientos de MeV y, por tanto, el momento típico de  $h$  es pequeño. Los gluones emitidos por el quark (antiquark) pesado se transforman en los mesones  $h$ , así que estos gluones también presentan un momento típico bajo. Esto significa que para describir este tipo de transiciones no podemos recurrir a cálculos perturbativos. La aproximación *QCD multipole expansion* (QCDME), propuesta en la Ref. [118] y recientemente revisada en la Ref. [119], aparece como una solución factible a través de la cual se han calculado con gran éxito transiciones hadrónicas en los sectores  $c\bar{c}$  y  $b\bar{b}$  [120–123].

QCDME se basa en que el charmonio y el botomonio son sistemas de quark-antiquark ligados que presentan un radio cuadrático medio,  $a$ , del orden de  $10^{-1}$  fm. Ya hemos dicho que las transiciones hadrónicas entre estados pertenecientes a estos sectores se caracterizan por emitir gluones con momento típico del orden de la diferencia de masa entre estado inicial y final, unos pocos cientos de MeV. Por lo tanto, se cumple que  $ka \sim 10^{-1} < 1$  y se puede aplicar la idea de expandir el campo del gluón en potencias de  $ka$  (multipolos).

La fórmula general de la matriz  $S$  y en la que se basa QCDME viene dada por [122]

$$\begin{aligned} \langle F|S|I\rangle = & -i2\pi\delta(E_F + \omega_F - E_I) \times \\ & \times \langle F|H_2 \frac{1}{E_I - H_{QCD}^{(0)} + i\partial_0 - H_1} H_2 \cdots H_2 \frac{1}{E_I - H_{QCD}^{(0)} + i\partial_0 - H_1} H_2|I\rangle. \end{aligned} \quad (58)$$

La explicación detallada de esta fórmula y como se llega a ella puede encontrarse en la versión extendida de este trabajo.

En esta sección queremos usar QCDME para calcular transiciones a dos piones entre estados triplete de  $c\bar{c}$  y  $b\bar{b}$ . QCDME necesita de un modelo de híbridos, que vamos a proponer a partir de nuestro modelo de quark constituyente.

### 5.2. Transiciones hadrónicas a dos piones

Estos procesos están dominados por transiciones dipolares eléctricas dobles (E1E1). La amplitud de transición se obtiene a partir de la matriz  $S$ , Ec. (58), y viene dada por [119]

$$\mathcal{M}_{E1E1} = i\frac{g_E^2}{6} \langle \Phi_F h|\vec{x} \cdot \vec{E} \frac{1}{E_I - H_{QCD}^{(0)} - iD_0} \vec{x} \cdot \vec{E}|\Phi_I\rangle, \quad (59)$$

donde  $\vec{x}$  es la distancia entre  $Q$  y  $\bar{Q}$ , y  $(D_0)_{bc} \equiv \delta_{bc}\partial_0 - g_s f_{abc}A_0^a$ . Ahora, insertamos en la Ec. (59) un conjunto completo de estados intermedios con número cuántico principal  $K$  y momento angular orbital  $L$ . Luego la Ec. (59) puede escribirse como

$$\mathcal{M}_{E1E1} = i\frac{g_E^2}{6} \sum_{K,L,K',L'} \langle \Phi_F h|\vec{x} \cdot \vec{E}|KL\rangle \langle KL|\frac{1}{E_I - H_{QCD}^{(0)} - iD_0}|K'L'\rangle \langle K'L'|\vec{x} \cdot \vec{E}|\Phi_I\rangle. \quad (60)$$

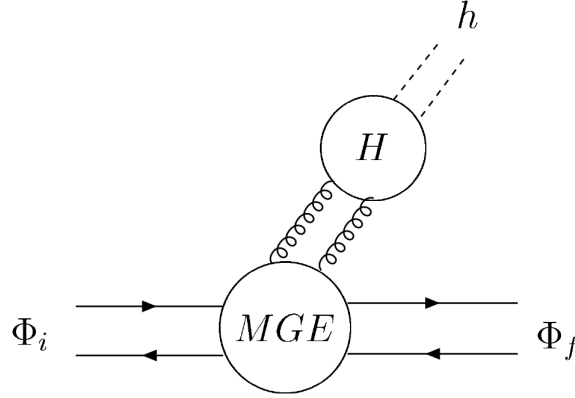


Figura 13. Esquema de una transición hadrónica entendida como un proceso a dos etapas, la emisión de gluones por parte de los quark pesados (MGE) y la conversión de gluones en hadrones ligeros (H).

Estos estados intermedios aparecen después de la emisión del primer gluón y antes de la emisión del segundo gluón, ver Fig 13. Por tanto, son singletes de color constituidos por un gluón y por un par  $Q\bar{Q}$  en octete de color, es decir, los llamados mesones híbridos.

Con este modelo, la amplitud de transición, Ec. (60), viene dada por

$$\mathcal{M}_{E_1 E_1} = i \frac{g_E^2}{6} \sum_{KL} \frac{\langle \Phi_F | x_k | KL \rangle \langle KL | x_l | \Phi_I \rangle}{E_I - E_{KL}} \langle \pi\pi | E_k^a E_l^a | 0 \rangle, \quad (61)$$

donde  $E_{KL}$  es la autoenergía del estado vibracional intermedio  $|KL\rangle$ . En esta aproximación, la amplitud de transición factoriza en un vértice multipolar de emisión de gluones (MGE) por parte de los quarks pesados y en un vértice de hadronización (H) que describe la conversión de estos gluones emitidos en hadrones ligeros, ver Fig 13. El primer factor engloba las funciones de onda y las energías de los estados inicial y final del quarkonio así como de los estados híbridos intermedios. La escala del factor H es la escala de los hadrones ligeros y por tanto el cálculo de este elemento de matriz es de tipo no perturbativo. Nosotros vamos a utilizar una aproximación fenomenológica basada en el análisis de la estructura del elemento de matriz usando PCAC y la técnica de piones blandos [124].

### 5.3. Un modelo de híbridos

Como hemos visto, QCDME necesita de mesones híbridos para poder calcular las transiciones hadrónicas.

Resulta difícil describir estados híbridos a partir de primeros principios de QCD, por lo que tradicionalmente la estimación de sus propiedades se ha llevado a cabo a través de modelos. Dos modelos que persiguen dicho objetivo son el modelo *Quark Confining String* (QCS) [125–127] y el modelo de tubo de flujo [128]. Los dos modelos asumen que el quark y el antiquark pesado se encuentran en los extremos de una cuerda y permiten que dicha cuerda vibre. Posteriormente se calcula la energía vibracional de la cuerda en función de la distancia quark-antiquark y se trata como un potencial efectivo en la ecuación de estados ligados  $Q\bar{Q}$ .

En este trabajo se adopta el modelo QCS para desarrollar nuestro propio modelo de híbridos. Ello es debido a que QCS es el modelo que se usó en los trabajos originales de QCDME y además incorpora correcciones a la masa finita del quark pesado. Después de las

Mesón inicial	Mesón final	$\Gamma_{\text{Teo.}}$ (keV)	$\Gamma_{\text{Exp.}}$ (keV)	
$\psi(2S)$	$J/\psi$	$93,3 \pm 5,4$	$96,1 \pm 5,5$	[65]
$\psi(3770)$	$J/\psi$	$53,8 \pm 8,4$	$53,27 \pm 7,96$	[65]
$X(4360)$	$\psi(2S)$	$1770 \pm 185$	$\frac{821,4 \pm 240,1}{\Gamma_{ee}(\text{keV})}$	[65]
$X(4660)$	$\psi(2S)$	$73 \pm 12$	$\frac{105,6 \pm 54,4}{\Gamma_{ee}(\text{keV})}$	[65]
$\Upsilon(2S)$	$\Upsilon(1S)$	$7,77 \pm 0,78$	$5,79 \pm 0,49$	[65]
$\Upsilon(3S)$	$\Upsilon(1S)$	$0,91 \pm 0,34$	$0,89 \pm 0,08$	[65]
	$\Upsilon(2S)$	$0,37 \pm 0,14$	$0,50 \pm 0,06$	[65]
$\Upsilon(4S)$	$\Upsilon(1S)$	$4,53 \pm 0,63$	$3,65 \pm 0,67 \pm 0,65$	[130]
	$\Upsilon(2S)$	$0,10 \pm 0,12$	$2,7 \pm 0,8$	[131]

Tabla 22. Transiciones  $\pi^+\pi^-$  entre estados triplete del charmonio y del botomonio que han sido ajustadas a los datos experimentales con el fin de determinar los parámetros. Véase el texto para los detalles.

diferentes consideraciones que pueden verse en la versión extendida de este trabajo, se llega a que el potencial vibracional puede escribirse como

$$V_n^{(3)}(r) = \sigma r \left\{ 1 + \frac{2n\pi}{\sigma [(r-2d)^2 + 4d^2]} \right\}^{1/2} = \sigma r (2 - \alpha_n^2)^{-1/2}, \quad (62)$$

con

$$\alpha_n^2 = 1 + \frac{2n\pi}{2n\pi + \sigma [(r-2d)^2 + 4d^2]}, \quad (63)$$

un parámetro relacionado con la forma de la cuerda en su modo vibracional [127] y que puede tomar los valores  $1 \leq \alpha_n^2 \leq 2$ . La corrección debida a la masa finita del quark es

$$d(m_Q, r, \sigma, n) = \frac{\sigma r^2 \alpha_n}{4(2m_Q + \sigma r \alpha_n)}. \quad (64)$$

Siguiendo la Ref. [129], el potencial para mesones híbridos que se deriva de nuestro modelo de quark constituyente tiene la siguiente expresión

$$V_{\text{hib}}(r) = V_{\text{OGE}}^{\text{C}}(r) + V_{\text{CON}}^{\text{C}}(r) + [V_n(r) - \sigma(r)r] + \tilde{C}, \quad (65)$$

donde los términos dependientes de espín del potencial original no se han tenido en cuenta.  $V_{\text{OGE}}^{\text{C}}(r) + V_{\text{CON}}^{\text{C}}(r)$  es el potencial quark-antiquark original y  $V_n(r)$  es el potencial vibracional. Se debe restar el término  $\sigma(r)r$  debido a que aparece dos veces, una en  $V_{\text{CON}}^{\text{C}}(r)$  y la otra en  $V_n(r)$ . El término constante es un parámetro libre y en principio puede ser diferente dependiendo del sector de sabor.

#### 5.4. Resultados

Presentamos en esta sección los cálculos teóricos de transiciones  $\pi\pi$  entre estados triplete del charmonio y del botomonio. Para ello necesitamos la función de onda y la masa de los estados inicial y final, pero también las funciones de onda y espectro de los híbridos. En este caso, resulta más sencillo determinar los autoestados y las autoenergías integrando la ecuación de Schrödinger por el método de Numerov.

El cálculo de híbridos en los sectores del charmonio y del botomonio requiere un valor para la constante  $\tilde{C}$  que aparece en la Ec. (65). Se ha ajustado dicho valor numérico atendiendo a los datos experimentales existentes para las transiciones hadrónicas  $\pi\pi$  en las que estamos interesados. La Tabla 22 muestra nuestros resultados teóricos y los compara con los valores experimentales utilizados en el ajuste, los valores numéricos resultantes del ajuste para los parámetros libres son

$$\begin{aligned} |C_1|^2 &= (8,61 \pm 0,45) \times 10^{-5}, \\ |C_2|^2 &= (2,97 \pm 0,44) \times 10^{-4}, \\ \tilde{C}_{c\bar{c}} &= (3,86 \pm 0,31) \text{ MeV}, \\ \tilde{C}_{b\bar{b}} &= (25,5 \pm 3,8) \text{ MeV}, \end{aligned} \tag{66}$$

donde los dos primeros tienen que ver con la aproximación QCDME, mientras que los dos últimos son el valor de la constante de nuestro potencial de híbridos, Ec. (65), la cual se ha considerado dependiente de sabor.

Se puede ver en la Tabla 22 que obtenemos anchuras de desintegración grandes para los procesos  $X(4360) \rightarrow \pi^+\pi^-\psi(2S)$  y  $X(4660) \rightarrow \pi^+\pi^-\psi(2S)$ . Hay que recordar que los mesones  $X(4360)$  y  $X(4660)$  son descritos en nuestro modelo como estados convencionales  $1^{--}$  del charmonio. Además, somos capaces de obtener un acuerdo razonable para el resto de transiciones hadrónicas para las que existen datos experimentales. Nuestros datos teóricos tienen incertidumbre debido a que tenemos en cuenta los errores en los parámetros.

Existen en el PDG [65] dos datos experimentales relacionados con el proceso  $X(4360) \rightarrow \pi^+\pi^-\psi(2S)$ . Ellos son

$$\begin{aligned} R_1 &= \frac{\Gamma(\pi^+\pi^-\psi(2S)) \times \Gamma_{ee}}{\Gamma_{\text{tot}}} = 11,1_{-1,2}^{+1,3} \text{ eV}, \\ R_2 &= \frac{\Gamma(D^0D^{*-}\pi^+)}{\Gamma(\pi^+\pi^-\psi(2S))} < 8. \end{aligned} \tag{67}$$

El dato experimental que aparece en la Tabla 22 se deduce de  $R_1$  cuando se usa el valor experimental para la anchura total. Si además utilizamos nuestro valor teórico para la anchura leptónica del estado correspondiente a  $X(4360)$  (0,78 keV) se estima que la anchura para el proceso  $X(4360) \rightarrow \pi^+\pi^-\psi(2S)$  es de  $\sim 1,1$  MeV, en el orden de magnitud de nuestro resultado teórico. Del segundo *ratio* y haciendo uso de nuestro valor teórico  $\Gamma(X(4360) \rightarrow D^0D^{*-}\pi^+) = 3$  MeV, estimamos que  $\Gamma(X(4360) \rightarrow \pi^+\pi^-\psi(2S)) > 0,4$  MeV, de nuevo compatible con nuestro resultado teórico. La misma clase de información existe para el mesón  $X(4660)$ , de ella se obtiene el valor experimental que aparece en la Tabla 22.

Los datos experimentales más recientes para las transiciones hadrónicas  $\Upsilon(4S) \rightarrow \pi^+\pi^-\Upsilon(1S)$  y  $\Upsilon(4S) \rightarrow \pi^+\pi^-\Upsilon(2S)$  se han obtenido de las Refs. [130] y [131], respectivamente. En la Tabla 22 se puede ver que obtenemos un buen acuerdo para la primera desintegración pero no para la segunda donde nuestro valor teórico es un orden de magnitud más bajo que el dato experimental.

Una vez que se fija la constante dependiente de sabor,  $\tilde{C}$ , se puede calcular el espectro de híbridos en el sector del charmonio y del botomonio. Las Tablas 23 y 24 muestran dichos espectros y, por completar, el radio cuadrático medio de cada estado.

Otras aproximaciones dedicadas al estudio de mesones híbridos predicen el estado fundamental en el sector del charmonio en el rango de energías 4,1 – 4,3 GeV. Además, en dichas aproximaciones se considera que el híbrido tiene un momento angular  $L = 1$  con lo que hay que compararlo con nuestro valor de 4,3 GeV en la Tabla 23.

$K$	$L = 0$		$L = 1$		$L = 2$	
	Masa (MeV)	$\langle r^2 \rangle^{1/2}$ (fm)	Masa (MeV)	$\langle r^2 \rangle^{1/2}$ (fm)	Masa (MeV)	$\langle r^2 \rangle^{1/2}$ (fm)
1	4079	0,49	4347	0,76	4533	1,00
2	4461	0,97	4635	1,22	4772	1,46
3	4724	1,43	4851	1,69	4955	1,95
4	4920	1,90	5016	2,20	5096	2,50
5	5070	2,44	5141	2,79	5201	3,16
6	5182	3,08	5234	3,53	-	-
Threshold $\equiv$ 5245 MeV						

Tabla 23. Mesones híbridos calculados en el sector del charmonio. El parámetro  $\alpha_n$ , cuyo rango es  $1 < \alpha_n < \sqrt{2}$ , modifica la energía en 30 MeV, hemos tomado el valor  $\alpha_n = \sqrt{1,5}$ .

$K$	$L = 0$		$L = 1$		$L = 2$	
	Mass (MeV)	$\langle r^2 \rangle^{1/2}$ (fm)	Mass (MeV)	$\langle r^2 \rangle^{1/2}$ (fm)	Mass (MeV)	$\langle r^2 \rangle^{1/2}$ (fm)
1	10545	0,32	10760	0,52	10896	0,68
2	10831	0,65	10973	0,81	11083	0,95
3	11037	0,92	11150	1,08	11241	1,21
4	11206	1,18	11299	1,34	11376	1,48
5	11349	1,45	11427	1,60	11493	1,75
6	11470	1,71	11537	1,88	11594	2,03
7	11575	2,00	11632	2,17	11680	2,34
8	11664	2,30	11713	2,49	11754	2,68
9	11741	2,63	11782	2,84	11817	3,05
10	11806	3,00	11840	3,24	11869	3,47
11	11860	3,41	11888	3,67	-	-
12	11902	3,84	-	-	-	-
Threshold $\equiv$ 11917 MeV						

Tabla 24. Mesones híbridos calculados en el sector del botomonio. El parámetro  $\alpha_n$ , cuyo rango es  $1 < \alpha_n < \sqrt{2}$ , modifica la energía en 30 MeV, hemos tomado el valor  $\alpha_n = \sqrt{1,5}$ .

Los mesones híbridos que participan en las transiciones hadrónicas en las que estamos interesados son aquellos que tienen  $L = 1$ . Como podemos ver en la Tabla 23, el estado fundamental y la primera excitación se encuentran en masa muy cerca de los mesones  $X(4360)$  y  $X(4660)$ . La anchura de transición es sensible a la posición de los híbrdos en el espectro con respecto a la del mesón que se desintegra. Esto explica porque obtenemos anchuras grandes para los procesos  $X(4360) \rightarrow \pi^+\pi^-\psi(2S)$  y  $X(4660) \rightarrow \pi^+\pi^-\psi(2S)$ , y a su vez somos capaces de explicar otras transiciones hadrónicas a dos piones que están mejor establecidas, tanto en el sector del charmonio como del botomonio.

Finalmente, cabe decir que en la versión extendida de este trabajo se calculan todas las transiciones hadrónicas a dos piones para los estados del charmonio y del botomonio con números cuánticos  $1^{--}$  y que aparecen en las Tablas 5 y 7.

## 6. DESINTEGRACIONES DÉBILES

Se presenta en esta sección el cálculo de desintegraciones semileptónicas y no leptónicas de los mesones  $B$  y  $B_s$  en mesones con encanto abierto. El objetivo final es determinar los elementos de matriz necesarios para calcular procesos del tipo “ $B \rightarrow XYZ + \text{cualquier cosa}$ ”, responsables del descubrimiento de un gran número de mesones  $XYZ$ . El estudio de desintegraciones débiles de mesones  $B$  y  $B_s$  viene a completar uno de los objetivos más importantes que se persiguen en este trabajo, el análisis de desintegraciones de mesones pesados.

### 6.1. Desintegraciones semileptónicas de $B$ en mesones $D^{**}$

Diferentes Colaboraciones han centrado esfuerzos en el estudio de desintegraciones semileptónicas del mesón  $B$  en mesones orbitalmente excitados y con encanto abierto proporcionando resultados detallados acerca de los *branching ratios*. El análisis teórico de estos datos, los cuales involucran la desintegración débil del mesón  $B$  y la desintegración fuerte del mesón  $D^{**}$ , supone una buena oportunidad para testear los modelos de mesones.

Los observables físicos a los que nos estamos refiriendo pueden calcularse consistentemente en el marco de un modelo de quark constituyente porque se tiene en cuenta simultáneamente la parte hadrónica del proceso débil y las desintegraciones fuertes. En este contexto, las desintegraciones fuertes se calculan utilizando los modelos de desintegración  $^3P_0$  y microscópico explicados anteriormente. Los elementos de matriz del proceso débil pueden descomponerse en factores de forma que han sido calculados en aproximación por factorización y usando el formalismo de helicidad [132, 133].

Los resultados finales y su comparación con los datos experimentales se muestran en la Tabla 25. Excepto para el mesón  $D_1(2430)$ , los resultados teóricos están en muy buen acuerdo con las últimas medidas experimentales, Belle para  $D_0^*(2400)$  y BaBar para  $D_1(2420)$  y  $D_2^*(2460)$ . Nótese que para el mesón  $D_1(2430)$  existe también un fuerte desacuerdo entre los datos experimentales para el caso neutro.

### 6.2. Desintegraciones semileptónicas de $B_s$ en mesones $D_s^{**}$

Las desintegraciones semileptónicas de  $B_s$  en mesones encantados-extraños orbitalmente excitados ( $D_s^{**}$ ) suponen una nueva oportunidad para poner a prueba la estructura de los mesones  $D_s^{**}$ .

Se han calculado las desintegraciones semileptónicas del mesón  $B_s$  asumiendo que los mesones  $D_s^{**}$  son puros sistemas  $q\bar{q}$ . Para los mesones  $D_{s0}^*(2317)$  y  $D_{s1}(2460)$ , los cuales se encuentran por debajo de sus respectivos umbrales  $D^{(*)}K$ , solo damos el *branching ratio* débil. Para el mesón  $D_{s1}(2460)$ , las probabilidades de las componentes  $^1P_1$  y  $^3P_1$  cambian cuando éste se acopla a grados de libertad que no son  $q\bar{q}$ . Lo que vamos hacer aquí es variar las probabilidades de las dos componentes y su fase relativa para obtener los límites de la anchura de desintegración débil en el caso de que el mesón  $D_{s1}(2460)$  sea un puro estado  $q\bar{q}$ , ver Fig. 14. Asumiendo que las componentes que no son  $q\bar{q}$  contribuyen poco a la desintegración débil, los resultados experimentales que sean menores que los límites que damos nosotros indicaran una estructura más compleja para este mesón.

Para la reacción que involucra al mesón  $D_{s1}(2536)$ , nuestro modelo predice un *branching ratio* para la desintegración débil de  $\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow D_{s1}(2536)\mu^+\nu_\mu) = 4,77 \times 10^{-3}$  y para la parte fuerte un *branching ratio* de  $\mathcal{B}(D_{s1}(2536)^- \rightarrow D^{*-}\bar{K}^0) = 0,43$  (0,47) que se calcula a través del modelo  $^3P_0$  (microscópico). El resultado final aparece en la Tabla 26 siendo compatible

	Belle [134] ( $\times 10^{-3}$ )	BaBar [135, 136] ( $\times 10^{-3}$ )	$^3P_0$ ( $\times 10^{-3}$ )	Mic. ( $\times 10^{-3}$ )
$D_0^*(2400)$				
$\mathcal{B}(B^+ \rightarrow \bar{D}_0^*(2400)^0 l^+ \nu_l) \mathcal{B}(\bar{D}_0^*(2400)^0 \rightarrow D^- \pi^+)$	$2,4 \pm 0,4 \pm 0,6$	$2,6 \pm 0,5 \pm 0,4$	2,15	2,15
$\mathcal{B}(B^0 \rightarrow D_0^*(2400)^- l^+ \nu_l) \mathcal{B}(D_0^*(2400)^- \rightarrow \bar{D}^0 \pi^-)$	$2,0 \pm 0,7 \pm 0,5$	$4,4 \pm 0,8 \pm 0,6$	1,80	1,80
$D_1(2430)$				
$\mathcal{B}(B^+ \rightarrow \bar{D}_1(2430)^0 l^+ \nu_l) \mathcal{B}(\bar{D}_1(2430)^0 \rightarrow D^{*-} \pi^+)$	$< 0,7$	$2,7 \pm 0,4 \pm 0,5$	1,32	1,32
$\mathcal{B}(B^0 \rightarrow D_1(2430)^- l^+ \nu_l) \mathcal{B}(D_1(2430)^- \rightarrow \bar{D}^{*0} \pi^-)$	$< 5$	$3,1 \pm 0,7 \pm 0,5$	1,23	1,23
$D_1(2420)$				
$\mathcal{B}(B^+ \rightarrow \bar{D}_1(2420)^0 l^+ \nu_l) \mathcal{B}(\bar{D}_1(2420)^0 \rightarrow D^{*-} \pi^+)$	$4,2 \pm 0,7 \pm 0,7$	$2,97 \pm 0,17 \pm 0,17$	2,57	2,57
$\mathcal{B}(B^0 \rightarrow D_1(2420)^- l^+ \nu_l) \mathcal{B}(D_1(2420)^- \rightarrow \bar{D}^{*0} \pi^-)$	$5,4 \pm 1,9 \pm 0,9$	$2,78 \pm 0,24 \pm 0,25$	2,39	2,39
$D_2^*(2460)$				
$\mathcal{B}(B^+ \rightarrow \bar{D}_2^*(2460)^0 l^+ \nu_l) \mathcal{B}(\bar{D}_2^*(2460)^0 \rightarrow D^- \pi^+)$	$2,2 \pm 0,3 \pm 0,4$	$1,4 \pm 0,2 \pm 0,2^{(*)}$	1,43	1,47
$\mathcal{B}(B^+ \rightarrow \bar{D}_2^*(2460)^0 l^+ \nu_l) \mathcal{B}(\bar{D}_2^*(2460)^0 \rightarrow D^{*-} \pi^+)$	$1,8 \pm 0,6 \pm 0,3$	$0,9 \pm 0,2 \pm 0,2^{(*)}$	0,79	0,75
$\mathcal{B}(B^+ \rightarrow \bar{D}_2^*(2460)^0 l^+ \nu_l) \mathcal{B}(\bar{D}_2^*(2460)^0 \rightarrow D^{(*)-} \pi^+)$	$4,0 \pm 0,7 \pm 0,5$	$2,3 \pm 0,2 \pm 0,2$	2,22	2,22
$\mathcal{B}(B^0 \rightarrow D_2^*(2460)^- l^+ \nu_l) \mathcal{B}(D_2^*(2460)^- \rightarrow \bar{D}^0 \pi^-)$	$2,2 \pm 0,4 \pm 0,4$	$1,1 \pm 0,2 \pm 0,1^{(*)}$	1,34	1,38
$\mathcal{B}(B^0 \rightarrow D_2^*(2460)^- l^+ \nu_l) \mathcal{B}(D_2^*(2460)^- \rightarrow \bar{D}^{*0} \pi^-)$	$< 3$	$0,7 \pm 0,2 \pm 0,1^{(*)}$	0,74	0,70
$\mathcal{B}(B^0 \rightarrow D_2^*(2460)^- l^+ \nu_l) \mathcal{B}(D_2^*(2460)^- \rightarrow \bar{D}^{(*)0} \pi^-)$	$< 5,2$	$1,8 \pm 0,3 \pm 0,1$	2,08	2,08
$\mathcal{B}_{D/D^{(*)}}$	$0,55 \pm 0,03$	$0,62 \pm 0,03 \pm 0,02$	0,65	0,66

Tabla 25. Últimas medidas experimentales publicadas por las Colaboraciones Belle y BaBar y su comparación con nuestros resultados.  $l$  representa al leptón ligero  $e$  o  $\mu$ . El símbolo (\*) indica los resultados estimados a partir de los datos experimentales usando  $B_{D/D^{(*)}}$ .

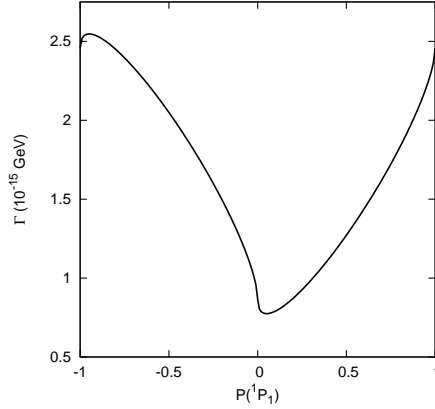


Figura 14. Anchura de desintegración  $B_s^0 \rightarrow D_{s1}(2460)^- \mu^+ \nu_\mu$  en función de la probabilidad de  $^1P_1$ . El signo refleja la fase relativa entre las componentes  $^1P_1$  y  $^3P_1$ :  $-1$  fase opuesta y  $+1$  misma fase.

con el valor experimental existente [65]. Esto viene a reafirmar nuestra hipótesis acerca de la naturaleza  $q\bar{q}$  del mesón  $D_{s1}(2536)$ .

En el caso del mesón  $D_{s2}^*(2573)$ , sus desintegraciones fuertes son a  $DK$  y a  $D^*K$ . Por tanto, las medidas experimentales deben de referirse a  $\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow D_{s2}^*(2573)^- \mu^+ \nu_\mu) \mathcal{B}(D_{s2}^*(2573)^- \rightarrow D^- \bar{K}^0)$  y  $\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow D_{s2}^*(2573)^- \mu^+ \nu_\mu) \mathcal{B}(D_{s2}^*(2573)^- \rightarrow D^{*-} \bar{K}^0)$ . Nuestros resultados pueden verse en la Tabla 26.



	Experimento ( $\times 10^{-3}$ )	Teoría ( $\times 10^{-3}$ )
$D_{s0}^*(2317)$		
$\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow D_{s0}^*(2317)^- \mu^+ \nu_\mu)$	-	4,43
$D_{s1}(2460)$		
$\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow D_{s1}(2460)^- \mu^+ \nu_\mu)$	-	1,74 – 5,70
$D_{s1}(2536)$		$^3P_0$ Mic.
$\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow D_{s1}(2536)^- \mu^+ \nu_\mu) \mathcal{B}(D_{s1}(2536)^- \rightarrow D^{*-} \bar{K}^0)$	$2,4 \pm 0,7$ [65, 137]	2,05 2,24
$D_{s2}^*(2573)$		$^3P_0$ Mic.
$\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow D_{s2}^*(2573)^- \mu^+ \nu_\mu) \mathcal{B}(D_{s2}^*(2573)^- \rightarrow D^- \bar{K}^0)$	-	1,70 1,77
$\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow D_{s2}^*(2573)^- \mu^+ \nu_\mu) \mathcal{B}(D_{s2}^*(2573)^- \rightarrow D^{*-} \bar{K}^0)$	-	0,18 0,11
$\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow D_{s2}^*(2573)^- \mu^+ \nu_\mu) \mathcal{B}(D_{s2}^*(2573)^- \rightarrow D^{(*)-} \bar{K}^0)$	-	1,88 1,88

Tabla 26. Nuestras predicciones y su comparación con los resultados experimentales disponibles para las desintegraciones semileptónicas de  $B_s$  en mesones  $D_s^{**}$ .

### 6.3. Desintegraciones no leptónicas de $B$ al canal $D^{(*)}D_{sJ}$

Las desintegraciones no leptónicas del mesón  $B$  que se describen a nivel quark a través de una interacción efectiva a cuatro quarks  $\bar{b} \rightarrow \bar{c}c\bar{s}$  se han usado para estudiar nuevos estados del charmonio y de mesones con encanto abierto.

Centrándonos en los mesones  $D_s^{**}$ , la Colaboración BaBar encontró en 2003 a través de procesos de aniquilación  $e^+e^-$  el mesón  $D_{s0}^*(2317)$  en la masa invariante del sistema  $D_s^+\pi^0$  [37]. Posteriormente la Colaboración CLEO, intentando reproducir la señal que encontró BaBar, observó su compañero de doblete, el mesón  $D_{s1}(2460)$ , en el canal  $D_s^{*+}\pi^0$  [38]. Sin embargo, no fue hasta que la Colaboración Belle estudio las desintegraciones  $B \rightarrow \bar{D}D_{s0}^*(2317)$  y  $B \rightarrow \bar{D}D_{s1}(2460)$  [138] cuando se conocieron bien las propiedades de estos dos mesones.

Las primeras observaciones de los modos de desintegración  $B \rightarrow \bar{D}^{(*)}D_{s1}(2536)$  se llevaron a cabo por BaBar [139, 140] y Belle obtuvo un límite superior para la desintegración  $B^0 \rightarrow D^{*-}D_{s1}(2536)^+$  [141]. El análisis más reciente de la producción del mesón  $D_{s1}(2536)^+$  en desintegraciones  $B$  yendo a dos mesones con encanto abierto se ha llevado a cabo por la Colaboración Belle en la Ref. [142]. Usando las últimas medidas recogidas en el PDG sobre los *branching ratios* de las desintegraciones  $B \rightarrow D^{(*)}D_{sJ}$ , calcularon los *ratios* siguientes

$$\begin{aligned}
R_{D0} &= \frac{\mathcal{B}(B \rightarrow DD_{s0}^*(2317))}{\mathcal{B}(B \rightarrow DD_s)} = 0,10 \pm 0,03, \\
R_{D^*0} &= \frac{\mathcal{B}(B \rightarrow D^*D_{s0}^*(2317))}{\mathcal{B}(B \rightarrow D^*D_s)} = 0,15 \pm 0,06, \\
R_{D1} &= \frac{\mathcal{B}(B \rightarrow DD_{s1}(2460))}{\mathcal{B}(B \rightarrow DD_s^*)} = 0,44 \pm 0,11, \\
R_{D^*1} &= \frac{\mathcal{B}(B \rightarrow D^*D_{s1}(2460))}{\mathcal{B}(B \rightarrow D^*D_s^*)} = 0,58 \pm 0,12.
\end{aligned} \tag{68}$$

Además, se calcularon los mismos *ratios* para las desintegraciones  $B \rightarrow D^{(*)}D_{s1}(2536)^+$  usando de forma combinada los resultados de BaBar [140] y los suyos

$$\begin{aligned} R_{D1'} &= \frac{\mathcal{B}(B \rightarrow DD_{s1}(2536))}{\mathcal{B}(B \rightarrow DD_s^*)} = 0,049 \pm 0,010, \\ R_{D^*1'} &= \frac{\mathcal{B}(B \rightarrow D^*D_{s1}(2536))}{\mathcal{B}(B \rightarrow D^*D_s^*)} = 0,044 \pm 0,010. \end{aligned} \quad (69)$$

Las medidas de los *branching ratios* para las desintegraciones  $B \rightarrow D^{(*)}D_{sJ}$  proporcionan información muy importante acerca de la estructura quark de los mesones  $D_{s0}^*(2317)$ ,  $D_{s1}(2460)$  y  $D_{s1}(2536)$  [143, 144].

Desde un punto de vista teórico, esta clase de desintegraciones pueden describirse en aproximación por factorización, que consiste en evaluar el elemento de matriz del proceso como un producto de dos elementos de matriz diferentes: uno que describe la transición débil del mesón  $B$  en el mesón  $D^{(*)}$ , y el otro que tiene en cuenta la creación del par  $c\bar{s}$  para formar el mesón  $D_{sJ}$ . Este último es proporcional a la constante de desintegración del correspondiente mesón  $D_{sJ}$ .

Las constantes de desintegración de los mesones  $D_{sJ}$  no se conocen experimentalmente excepto para el estado fundamental  $D_s$ . Una vía diferente para estudiar los mesones  $D_{sJ}$ , sin recurrir a su constante de desintegración, es el estudio de los procesos  $B_s \rightarrow D_{sJ}M$ , donde en este caso la constante de desintegración del mesón  $M$  es la que aparece en el cálculo y se conoce experimentalmente. Sin embargo, este tipo de procesos no se dominan experimentalmente tan bien como los procesos  $B \rightarrow D^{(*)}D_{sJ}$ , siendo estos últimos nuestra mejor opción para estudiar los mesones  $D_{sJ}$ .

De acuerdo con las Refs. [143, 144], dentro de la aproximación por factorización y en el límite de quark pesado, los *ratios* escritos arriba deben ser del orden de la unidad para los mesones  $D_{s0}^*(2317)$  y  $D_{s1}(2460)$ , mientras que para el mesón  $D_{s1}(2536)$  deben ser muy pequeños. Puede verse que el patrón de desintegración en el caso del mesón  $D_{s1}(2536)$  sigue las expectativas, mientras que para los mesones  $D_{s0}^*(2317)$  y  $D_{s1}(2460)$  nos encontramos con un fuerte desacuerdo entre la teoría y el experimento. Esto ha fomentado la idea de que los mesones  $D_{s0}^*(2317)$  y  $D_{s1}(2460)$  tienen una estructura más compleja que la usual o que por lo contrario la aproximación por factorización no funciona en este caso.

Dejando a un lado que la aproximación por factorización ha sido analizada en las Refs. [145–147] llegando a la conclusión de que ésta funciona bien para este tipo de procesos. Queremos concentrarnos en estudiar los efectos de masa finita del quark  $c$  en el cálculo de los *ratios*, ya que según la Ref. [148] las correcciones  $1/m_Q$  son grandes en procesos del tipo  $B \rightarrow D^{**}$ . Es posible que teniendo en cuenta la masa finita del quark  $c$  podamos distinguir mejor la estructura quark de los mesones  $D_{sJ}$ .

Antes de dar nuestros resultados teóricos es importante resaltar algunos aspectos del cálculo.

Los mesones que participan en las reacciones, particularmente aquellos que pertenecen al sector encantado-extraño, se han discutido con profundidad a lo largo de todo el trabajo. Los detalles más relevantes que tenemos que tener en cuenta aquí son: el modelo quark describe bien los mesones  $B$ ,  $D$  y  $D^*$ . Hemos visto que el mesón  $D_{s0}^*(2317)$  puede interpretarse como un estado  $0^+ c\bar{s}$  cuando se tienen en cuenta las correcciones a 1-loop al potencial OGE. La presencia de grados de libertad no- $q\bar{q}$  en el sector  $J^P = 1^+ c\bar{s}$  hace que el mesón  $D_{s1}(2460)$  tenga una componente no- $q\bar{q}$  importante mientras que el mesón  $D_{s1}(2536)$  sea un estado casi puro  $q\bar{q}$  con componente  $j_q^P = 3/2^+$ .

	$X \equiv D_{s0}^*(2317)$		$X \equiv D_{s1}(2460)$		$X \equiv D_{s1}(2536)$	
	The.	Exp.	The.	Exp.	The.	Exp.
$\mathcal{B}(B \rightarrow DX)/\mathcal{B}(B \rightarrow DD_s)$	0,19 <sup>(*)</sup>	0,10 ± 0,03	-	-	-	-
$\mathcal{B}(B \rightarrow D^*X)/\mathcal{B}(B \rightarrow D^*D_s)$	0,15 <sup>(*)</sup>	0,15 ± 0,06	-	-	-	-
$\mathcal{B}(B \rightarrow DX)/\mathcal{B}(B \rightarrow DD_s^*)$	-	-	$\begin{bmatrix} 0,176^{(1)} \\ 0,177^{(2)} \end{bmatrix}$	0,44 ± 0,11	$\begin{bmatrix} 0,071^{(1)} \\ 0,021^{(2)} \end{bmatrix}$	0,049 ± 0,010
$\mathcal{B}(B \rightarrow D^*X)/\mathcal{B}(B \rightarrow D^*D_s^*)$	-	-	$\begin{bmatrix} 0,251^{(1)} \\ 0,252^{(2)} \end{bmatrix}$	0,58 ± 0,12	$\begin{bmatrix} 0,110^{(1)} \\ 0,032^{(2)} \end{bmatrix}$	0,044 ± 0,010

Tabla 27. Resultados finales para los ratios escritos en las Ecs. (68) y (69). El símbolo (\*) indica que los *ratios* han sido calculados utilizando el valor experimental de la constante de desintegración pseudoescalar. Para los mesones  $D_{s1}(2460)$  y  $D_{s1}(2536)$ , se han calculado los *ratios* sin incluir (1) e incluyendo (2) grados de libertad no- $q\bar{q}$ .

En el límite de quark pesado se ha despreciado la diferencia entre espacio de fases en las diferentes desintegraciones. Nuestro estudio demuestra que es importante tener en cuenta los efectos de masa finita del quark  $c$  tanto en los elementos de matriz débiles como en el espacio de fases.

En la versión extendida de este trabajo se comentan en profundidad nuestros resultados teóricos para las diferentes constantes de desintegración que aparecen en el cálculo. Excepto en el caso de la constante de desintegración para el mesón pseudoescalar (su discrepancia se aclara en la versión extendida de este trabajo), nuestros resultados teóricos para los mesones  $D_s^*$ ,  $D_{s0}^*(2317)$ ,  $D_{s1}(2460)$  y  $D_{s1}(2536)$  están en buen acuerdo o con datos experimentales o con resultados obtenidos a través de diferentes aproximaciones o análisis experimentales.

En la Tabla 27 mostramos los resultados finales para los ratios escritos en las Ecs. (68) y (69). Podemos ver que los resultados teóricos están cerca o dentro de las barras de error de los datos experimentales para los mesones  $D_{s0}^*(2317)$  y  $D_{s1}(2536)$ . Esto indica una estructura  $c\bar{s}$  para dichos mesones. En el caso del mesón  $D_{s1}(2536)$  supone una confirmación más de que este mesón es el estado  $j_q^P = 3/2^+$  predicho por HQS. Para el mesón  $D_{s0}^*(2317)$  supone una indicación más hacia su posible estructura quark-antiquark. Podemos ver que los resultados teóricos para el mesón  $D_{s1}(2460)$  difieren un factor dos respecto de los datos experimentales, ello puede indicar que este mesón tenga componentes no- $q\bar{q}$ .

## 7. CONCLUSIONES

Se ha presentado en este trabajo un estudio exhaustivo de las propiedades de mesones pesados usando un modelo quark constituyente no relativista que describe bien la fenomenología de hadrones y las reacciones hadrónicas. Nos hemos centrado en la descripción del espectro y de las desintegraciones electromagnéticas, fuertes y débiles. Uno de los objetivos principales de este trabajo ha sido el análisis de las desintegraciones de mesones pesados. La descripción de las diferentes aproximaciones que se usan y la comparación de nuestros resultados con los datos experimentales y con los resultados obtenidos a través de otras aproximaciones pueden encontrarse a lo largo de este trabajo. Se ha demostrado que es posible llevar a cabo un estudio profundo del sector pesado usando un modelo de quark constituyente.

Se han resumido las principales propiedades de QCD y se ha comentado como éstas se implementan en el modelo de quark constituyente. Dicho modelo incorpora efectos de tipo

perturbativo a través del intercambio de un gluón y dos efectos de tipo no perturbativo que son la rotura espontánea de la simetría quiral y el confinamiento.

La búsqueda de nueva física implica confrontar el modelo teórico con el mayor número de estados conocidos. Esto nos permite conocer las fortalezas y debilidades del modelo y extraer posteriormente predicciones fehacientes. Además, se cree que el confinamiento es independiente de sabor y ello implica que las interacciones que determinan el sector pesado deben fijarse a través de la fenomenología del sector ligero. Basados en estos dos pilares, hemos llevado a cabo un ajuste fino de los parámetros del modelo para describir los estados altamente excitados de mesones ligeros que han sido descubiertos recientemente por la Colaboración Crystal Barrel. Hemos encontrado que la degeneración que se observa en estos estados puede explicarse a partir de la disminución paulatina de la pendiente del confinamiento lineal debido al apantallamiento de las cargas de color. Este comportamiento del confinamiento predice efectos similares a los de la restauración efectiva de la simetría quiral. Sin embargo, ambos mecanismos predicen diferentes resultados para algunos observables físicos como las anchuras leptónicas. La determinación experimental de estos observables puede aportar información muy valiosa para entender las propiedades del confinamiento y la restauración de la simetría quiral.

La simetría quiral se encuentra explícitamente rota en el sector de quarks pesados. Por lo tanto, sus consecuencias, masa dinámica de los quarks ligeros e interacción entre quarks a través de bosones de Goldstone, no están presentes en dicho sector. Se ha llevado a cabo un estudio del espectro de mesones pesados en términos de componentes  $q\bar{q}$ . Se han contrastado los resultados obtenidos con las masas experimentales de los mesones  $XYZ$  para facilitar posibles asignaciones. Se han estudiado también las desintegraciones electromagnéticas. Dichos procesos aportan información sobre la estructura del mesón ya que se conoce bien el operador electromagnético.

Se ha obtenido una descripción global bastante razonable del espectro de mesones pesados. Se han hecho algunas asignaciones de los mesones  $XYZ$ . A lo largo del trabajo hemos intentado explicar otras propiedades de los mesones  $XYZ$  asignados para tener una mayor seguridad en las asignaciones que hemos hecho. Para aquellos mesones cuya estructura parece ser más compleja que  $q\bar{q}$ , se ha dado una explicación siempre que ha sido posible.

En el sector  $J^{PC} = 1^{--} c\bar{c}$ , además de los estados bien establecidos, hemos asignado como estructuras  $q\bar{q}$  los mesones  $X(4360)$ ,  $X(4630)$  y  $X(4660)$ . Sin embargo, la interpretación de los estados  $G(3900)$ ,  $X(4008)$  y  $X(4260)$  como estados  $q\bar{q}$  no ha sido posible.

La medida experimental del desdoblamiento hiperfino en los sectores del charmonio y del botomonio aporta información acerca de la interacción interquark de espín-espín. En ambos sectores, diferentes Colaboraciones han observado que el desdoblamiento hiperfino es compatible con cero. Nuestros resultados teóricos están en acuerdo con dicha observación experimental.

En general, los datos experimentales y nuestros resultados teóricos concuerdan en el sector del botomonio. En los últimos años, Colaboraciones como Belle, BaBar e incluso ATLAS han descubierto nuevos estados en este sector como  $\eta_b(1S)$ ,  $h_b(1P)$  y  $h_b(2P)$  y el multiplete  $\chi_b(3P)$ . Todos ellos están en acuerdo con nuestras predicciones teóricas. Es importante tener una buena descripción de los mesones con belleza abierta porque éstos aparecen en las desintegraciones débiles que estudiamos. Se ha obtenido un acuerdo razonable con el espectro experimental.

Se han sugerido ciertas modificaciones al modelo de quark constituyente original. Hemos estudiado la influencia en el espectro de la estructura Lorentz del confinamiento, para ello nos hemos fijado en ciertos observables físicos que son más sensibles a este efecto. Se concluye que

la interacción de confinamiento es predominantemente escalar y que la influencia en el espectro de los términos tensor y espín-espín de la estructura vector del confinamiento es despreciable.

El espectro de mesones con encanto abierto se compone de un número de estados bien conocidos desde hace tiempo, todos ellos son estados fundamentales. Estos estados se describen razonablemente bien salvo el doblete  $j_q^P = \frac{1}{2}^+$ . En los últimos años se han observado bastantes resonancias nuevas, hemos discutido todas ellas atendiendo a sus desintegración fuerte. Los términos dependientes de espín del modelo quark provienen de la interacción de intercambio de un gluón y del confinamiento con estructura Lorentz escalar-vector. La incorporación al potencial OGE de las correcciones a 1-loop ha servido para explicar la masa experimental, sorprendentemente baja, del mesón  $D_{s0}^*(2317)$  como un estado  $c\bar{s}$ . Este mecanismo aún no explica la diferencia de masa entre los mesones  $D_{s1}(2460)$  y  $D_{s1}(2536)$ . Se han estudiado estos mesones y se ha encontrado que mientras el mesón  $D_{s1}(2460)$  presenta una componente no- $q\bar{q}$  grande, el mesón  $D_{s1}(2536)$  es casi un estado puro  $q\bar{q}$ . La presencia de grados de libertad no- $q\bar{q}$  en el canal  $1^+ c\bar{s}$  hace que el mesón  $D_{s1}(2536)$  sea casi un estado  $1^+$ ,  $j_q = 3/2 c\bar{s}$ . Dicho estado explica todos los datos experimentales sobre este mesón.

La renormalización con condiciones de contorno aplicada al modelo de quark constituyente nos ha servido para desenmarañar la física del estado fundamental respecto de la de los estados excitados. Además, esto nos ha permitido eliminar los reguladores fenomenológicos del potencial OGE y hacer un estudio más limpio de las propiedades de mesones pesados como funciones de parámetros del modelo que tienen algún significado físico.

Hemos llevado a cabo el cálculo de las desintegraciones fuertes de los mesones que pertenecen a los sectores encantado, encantado-extraño, charmonio y botomonio. Para ello hemos utilizado dos modelos de desintegración, el modelo  $^3P_0$  y un modelo microscópico.

El modelo  $^3P_0$  presenta un parámetro libre,  $\gamma$ , que se ajusta a los datos experimentales. Hemos propuesto que este parámetro libre dependa de la escala a través de la masa reducida del par  $q\bar{q}$  del mesón que se desintegra. Dicha dependencia es logarítmica. Los resultados que obtenemos a través del modelo  $^3P_0$  y con  $\gamma$  dependiente de escala se encuentran en razonable acuerdo con los datos experimentales, siendo dicho acuerdo muy bueno en algunos casos.

El desarrollo de un modelo microscópico que describe las desintegraciones fuertes a partir del mismo Hamiltoniano de interacción que proporciona el espectro ha sido uno de los objetivos a conseguir dentro del estudio de desintegraciones fuertes. En general, las anchuras totales calculadas a través de este modelo son más pequeñas que las que se obtienen con el modelo  $^3P_0$  y no se mejora el acuerdo con los datos experimentales. Hemos comparado nuestros resultados con los de modelos de desintegración similares. A pesar de la dificultad que nos hemos encontrado a la hora de comparar, se ha discutido la estructura Lorentz del confinamiento, último responsable de la desintegración de un mesón. Podemos concluir que un confinamiento lineal y escalar predice anchuras muy grandes, que un confinamiento lineal pero vector estático predice anchuras de desintegración razonables y que nuestro confinamiento lineal apantallado con mezcla escalar-vector también predice el orden de magnitud de las anchuras de desintegración.

QCDME es una aproximación factible para determinar las transiciones hadrónicas en sistemas  $c\bar{c}$  y  $b\bar{b}$ . Hemos usado esta aproximación para calcular las transiciones hadrónicas que no cambian espín entre estados vector del charmonio, y también del botomonio, y cuyo estado final está compuesto de dos piones. QCDME necesita un modelo de híbridos para el cálculo de las anchuras de desintegración, así que hemos propuesto uno que se deriva directamente de nuestro modelo de quark constituyente. El modelo asume que el quark y el antiquark están unidos por una cuerda y que estos se sitúan en sus extremos. La cuerda puede vibrar y su energía de vibración en función de la distancia interquark se trata

como un potencial efectivo en la ecuación de estados ligados. La anchura de desintegración calculada a través de QCDME es sensible a la masa de los híbridos con respecto a la masa del mesón que se desintegra. Predecimos un par de estados híbridos que se encuentran en masa cerca de los mesones  $X(4360)$  y  $X(4660)$ . Esto explica por que somos capaces de predecir valores grandes de la anchura de desintegración para los procesos  $X(4360) \rightarrow \pi^+\pi^-\psi(2S)$  y  $X(4660) \rightarrow \pi^+\pi^-\psi(2S)$ , pero además explicar desintegraciones del mismo tipo en mesones  $c\bar{c}$  bien establecidos.

Las factorías de mesones  $B$  se han utilizado en los últimos años para investigar una gran cantidad de hadrones pesados. Estas factorías han contribuido al descubrimiento de nuevos estados en los sectores con encanto abierto y con encanto oculto. Los datos experimentales relacionados con estos nuevos estados suelen venir acompañados de información relacionada con la desintegración débil del hadrón con contenido quark  $b$ . El estudio teórico de las desintegraciones semileptónicas y no leptónicas de los mesones  $B$  nos ha permitido implementar las aproximaciones teóricas que habitualmente se utilizan para calcular este tipo de desintegraciones.

Hemos llevado a cabo un estudio de los *branching fractions* para las desintegraciones semileptónicas de los mesones  $B$  y  $B_s$  yendo a mesones encantados y encantados-extraños, respectivamente, y que están orbitalmente excitados. Nuestros resultados para las desintegraciones semileptónicas del mesón  $B$  yendo a los mesones  $D_0^*(2400)$ ,  $D_1(2420)$  y  $D_2^*(2460)$  están en buen acuerdo con los últimos datos experimentales. En el caso del mesón  $D_1(2430)$ , nuestra predicción es un factor 2 más pequeña que los datos de BaBar pero es importante tener en cuenta el desacuerdo experimental existente entre los datos de BaBar y de Belle. Para las desintegraciones semileptónicas del mesón  $B_s$ , encontramos que nuestra predicción para el producto de *branching fractions*  $\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow D_{s1}(2536)^-\mu^+\nu_\mu)\mathcal{B}(D_{s1}(2536)^- \rightarrow D^{*-}\bar{K}^0)$  está en muy buen acuerdo con el dato experimental. Esto, junto con nuestros resultados teóricos para las desintegraciones fuertes de este mesón, viene a confirmar nuestra interpretación del mesón  $D_{s1}(2536)$  como una estructura  $q\bar{q}$ . También hemos proporcionado predicciones para el resto de mesones  $D_s^{**}$  que pueden ser útiles para testear la naturaleza  $q\bar{q}$  de estos estados.

Las desintegraciones no leptónicas del mesón  $B$  en canales  $D^{(*)}D_{sJ}$  proporcionan información muy valiosa acerca de la estructura quark de los mesones  $D_{s0}^*(2317)$ ,  $D_{s1}(2460)$  y  $D_{s1}(2536)$ , por lo que el análisis de estas desintegraciones también se incluye en este trabajo. El fuerte desacuerdo existente entre las predicciones en el límite de quark pesado y los datos experimentales motiva la incorporación de los efectos de masa finita del quark  $c$ , que se pueden implementar fácilmente a través de un modelo de quark. Hemos obtenido resultados para los *ratios* que están cerca o dentro de las barras de error para el mesón  $D_{s0}^*(2317)$ , indicando de nuevo que dicho mesón puede ser interpretado como un estado  $c\bar{s}$ . La descripción del mesón  $D_{s1}(2536)$  como un estado  $1^+$ ,  $j_q = 3/2$   $c\bar{s}$  proporciona *ratios* en mejor acuerdo con los datos experimentales. El mesón  $D_{s1}(2460)$  tiene una componente no- $q\bar{q}$  importante que contribuye a las desintegraciones que se estudian. Dicha contribución no ha sido calculada y solo se ha tenido en cuenta la que viene de la estructura  $q\bar{q}$ . Los *ratios* son un factor 2 más pequeños que los datos experimentales.

Una característica importante de nuestro modelo es la nueva asignación de la resonancia  $\psi(4415)$  como un estado en onda- $D$  dejando el estado  $4S$  al mesón  $X(4360)$ . Esto concuerda con las últimas medidas de la anchura leptónica y de la anchura total de  $\psi(4415)$ . Hemos testeado si nuestra asignación está en acuerdo con la medida experimental de la sección eficaz exclusiva para los procesos  $e^+e^- \rightarrow D^0D^-\pi^+$  y  $e^+e^- \rightarrow D^0D^{*-}\pi^+$ . Incluyendo ambas resonancias nuestro modelo es capaz de explicar los datos dentro de la precisión

experimental y a pesar de las incertidumbres teóricas. También explicamos la anchura  $\Gamma(X(4360) \rightarrow \psi(2S)\pi^+\pi^-)$  usando QCDME y asumiendo la asignación  $4S\ 1^{--}\ c\bar{c}$  para el mesón  $X(4360)$ .

Hemos calculado las anchuras de desintegración fuerte para los mesones pesados usando el modelo  ${}^3P_0$ . Un ajuste global a los datos experimentales nos ha permitido dilucidar la dependencia con la escala del parámetro libre  $\gamma$  del modelo  ${}^3P_0$ . Esta dependencia es logarítmica con respecto a la masa reducida del par  $q\bar{q}$  del mesón que se desintegra. En general, nuestros resultados se encuentra en buen acuerdo con los datos experimentales.

Finalmente, se asume la presencia de grados de libertad no- $q\bar{q}$  en el canal  $J^P = 1^+\ c\bar{s}$  que aumenta la componente  $j_q = 3/2$  del mesón  $D_{s1}(2536)$ . Independientemente del mecanismo que provoca dicho efecto, se ha dejado claro que la descripción del mesón  $D_{s1}(2536)$  como un estado  $j_q = 3/2\ c\bar{s}$  es necesaria para obtener una explicación simultánea de todas sus propiedades de desintegración. Hemos testeado este hecho en desintegraciones fuertes y débiles, y en todas ellas la función de onda casi puramente  $j_q = 3/2\ c\bar{s}$  ha permitido la descripción de los datos experimentales.

## Bibliografía

- [1] M. Gell-Mann, Phys. Lett. **8**, 214 (1964).
- [2] G. Zweig, CERN-TH-412, NP-14146 (1964).
- [3] J. J. Aubert et al. (E598 Collaboration), Phys. Rev. Lett. **33**, 1404 (1974).
- [4] J. E. Augustin et al. (SLAC-SP-017 Collaboration), Phys. Rev. Lett. **33**, 1406 (1974).
- [5] S. W. Herb et al., Phys. Rev. Lett. **39**, 252 (1977).
- [6] F. Abe et al. (CDF Collaboration), Phys. Rev. Lett. **74**, 2626 (1995).
- [7] T. Appelquist and H. D. Politzer, Phys. Rev. Lett. **34**, 43 (1975).
- [8] A. De Rújula and S. L. Glashow, Phys. Rev. Lett. **34**, 46 (1975).
- [9] T. Appelquist, A. De Rújula, H. D. Politzer, and S. L. Glashow, Phys. Rev. Lett. **34**, 365 (1975).
- [10] E. Eichten, K. Gottfried, T. Kinoshita, J. Kogut, K. D. Lane, and T. M. Yan, Phys. Rev. Lett. **34**, 369 (1975), **36**, 1276(E) (1976).
- [11] C. Quigg, in *The XVIII Rencontres de la Vallée d'Aoste Conference Proceedings* (2004), FERMILAB-conf-04/033-T, arXiv:hep-ph/0403187v2.
- [12] R. Galik, in *The XXIV Physics in Collisions Conference Proceedings* (2004), arXiv:hep-ph/0408190.
- [13] N. Brambilla et al., The European Physical Journal C - Particles and Fields **71**, 1 (2011).
- [14] K. Seth, in *Journal of Physics: Conference Series* (2005), vol. 9, p. 32.
- [15] K. Seth, in *Nuclear Physics B: Proceedings Supplements* (2005), vol. 140, p. 344.
- [16] K. Seth et al., in *Nuclear Physics B: Proceedings Supplements* (2006), vol. 152, p. 207.
- [17] T. Skwarnicki, in *The 40th Rencontres De Moriond On QCD And High Energy Hadronic Interactions Conference Proceedings* (2005), arXiv:hep-ex/0505050.
- [18] E. J. Eichten, K. Lane, and C. Quigg, Phys. Rev. Lett. **89**, 162002 (2002).
- [19] D. Boutigny et al., SLAC-R-457 (1995).
- [20] J. Haba, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **368**, 74 (1995).
- [21] M. Ablikim et al., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **614**, 345 (2010).
- [22] R. Briere, G. Chen, T. Ferguson, G. Tatishvilli, and H. Vogel, CLNS **1**, 1742 (2001).
- [23] *LHCb : Technical Proposal*, Tech. Proposal (CERN, Geneva, 1998).



- 
- [24] W. Erni et al., arXiv:hep-ex/0903.3905 (2009).
- [25] S.-K. Choi et al. (Belle Collaboration), Phys. Rev. Lett. **89**, 102001 (2002).
- [26] B. Aubert et al. (BaBar Collaboration), Phys. Rev. Lett. **92**, 142002 (2004).
- [27] D. M. Asner et al. (CLEO Collaboration), Phys. Rev. Lett. **92**, 142001 (2004).
- [28] A. Tomaradze et al., in *Journal of Physics: Conference Series* (2005), vol. 9, p. 119.
- [29] K. Abe et al. (Belle Collaboration), Phys. Rev. Lett. **89**, 142001 (2002).
- [30] K. Abe et al. (Belle Collaboration), Phys. Rev. D **70**, 071102 (2004).
- [31] P. Pakhlov, in *The 32nd International Conference on High-Energy Physics Proceedings* (2004), arXiv:hep-ex/0412041.
- [32] S.-K. Choi et al. (Belle Collaboration), Phys. Rev. Lett. **91**, 262001 (2003).
- [33] D. Acosta et al. (CDF II Collaboration), Phys. Rev. Lett. **93**, 072001 (2004).
- [34] E. Eichten, K. Gottfried, T. Kinoshita, K. D. Lane, and T. M. Yan, Phys. Rev. D **17**, 3090 (1978).
- [35] D. Ebert, R. N. Faustov, and V. O. Galkin, Mod. Phys. Lett. **A20**, 1887 (2005).
- [36] B.-Q. Li, C. Meng, and K.-T. Chao, Phys. Rev. D **80**, 014012 (2009).
- [37] B. Aubert et al. (BaBar Collaboration), Phys. Rev. Lett. **90**, 242001 (2003).
- [38] D. Besson et al. (CLEO Collaboration), Phys. Rev. D **68**, 032002 (2003).
- [39] E. S. Swanson, Physics Letters B **582**, 167 (2004).
- [40] J. Vijande, F. Fernández, and A. Valcarce, Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics **31**, 481 (2005).
- [41] D. I. Dyakonov and V. Y. Petrov, Nuclear Physics B **245**, 259 (1984).
- [42] D. I. Dyakonov and V. Y. Petrov, Nuclear Physics B **272**, 457 (1986).
- [43] S. Moszkowski, *Nuclear Physics* (Gordon and Breach, New York, 1969).
- [44] R. Machleidt, K. Holinde, and C. Elster, Physics Reports **149**, 1 (1987).
- [45] M. D. Scadron, Phys. Rev. D **26**, 239 (1982).
- [46] A. De Rújula, H. Georgi, and S. L. Glashow, Phys. Rev. D **12**, 147 (1975).
- [47] R. K. Bhaduri, L. E. Cohler, and Y. Nogami, Phys. Rev. Lett. **44**, 1369 (1980).
- [48] S. Titard and F. J. Ynduráin, Phys. Rev. D **51**, 6348 (1995).
- [49] A. M. Badalian and V. L. Morgunov, Phys. Rev. D **60**, 116008 (1999).
- [50] A. M. Badalian and B. L. G. Bakker, Phys. Rev. D **62**, 094031 (2000).
- [51] D. V. Shirkov and I. L. Solovtsov, Phys. Rev. Lett. **79**, 1209 (1997).

- 
- [52] A. M. Badalian and Y. A. Simonov, *Yad. Fiz.* **60**, 714 (1997).
- [53] A. C. Mattingly and P. M. Stevenson, *Phys. Rev. D* **49**, 437 (1994).
- [54] A. M. Badalian and D. S. Kuzmenko, *Phys. Rev. D* **65**, 016004 (2001).
- [55] F. Halzen, C. Olson, M. G. Olsson, and M. L. Stong, *Phys. Rev. D* **47**, 3013 (1993).
- [56] G. S. Bali, H. Neff, T. Düssel, T. Lippert, and K. Schilling (SESAM Collaboration), *Phys. Rev. D* **71**, 114513 (2005).
- [57] N. Brambilla and A. Vairo, in *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements* (1998), vol. 64, p. 418, and references therein.
- [58] G. S. Bali, K. Schilling, and A. Wachter, *Phys. Rev. D* **56**, 2566 (1997), and references therein.
- [59] N. Isgur, *Phys. Rev. D* **62**, 014025 (2000).
- [60] J. Burger, R. Müller, K. Tragl, and H. M. Hofmann, *Nucl. Phys. A* **493**, 427 (1989).
- [61] D. V. Bugg, *Physics Reports* **397**, 257 (2004).
- [62] L. Glozman, *Physics Reports* **444**, 1 (2007).
- [63] S. Afonin, *Physics Letters B* **639**, 258 (2006).
- [64] S. Afonin, *Int. J. Mod. Phys. A* **22**, 4537 (2007).
- [65] K. Nakamura et al. (PDG2010), *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics* **37**, 075021 (2010).
- [66] K. K. Seth, *Phys. Rev. D* **72**, 017501 (2005).
- [67] S. Uehara et al. (Belle Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **104**, 092001 (2010).
- [68] X. L. Wang et al. (Belle Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **99**, 142002 (2007).
- [69] G. Pakhlova et al. (Belle Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **101**, 172001 (2008).
- [70] S. Uehara et al. (Belle Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **96**, 082003 (2006).
- [71] S. Dobbs et al. (CLEO Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **101**, 182003 (2008).
- [72] M. Ablikim et al. (BESIII Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **104**, 132002 (2010),  $\Gamma = 0,73 \pm 0,45 \pm 0,28$  and  $\mathcal{B} = (54,3 \pm 6,7 \pm 5,2) \times 10^{-2}$ .
- [73] P. Abreu et al., *Physics Letters B* **426**, 231 (1998).
- [74] P. del Amo Sanchez et al. (BaBar Collaboration), *Phys. Rev. D* **82**, 111101 (2010).
- [75] B. Aubert et al. (BaBar Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **97**, 222001 (2006).
- [76] B. Aubert et al. (BaBar Collaboration), *Phys. Rev. D* **80**, 092003 (2009).
- [77] J. Brodzicka et al. (Belle Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **100**, 092001 (2008).

- 
- [78] A. V. Evdokimov et al. (SELEX Collaboration), Phys. Rev. Lett. **93**, 242001 (2004).
- [79] W. R. Innes et al., Phys. Rev. Lett. **39**, 1240 (1977).
- [80] K. Han et al., Phys. Rev. Lett. **49**, 1612 (1982).
- [81] G. Eigen et al., Phys. Rev. Lett. **49**, 1616 (1982).
- [82] C. Klopfenstein et al., Phys. Rev. Lett. **51**, 160 (1983).
- [83] F. Pauss et al., Physics Letters B **130**, 439 (1983).
- [84] B. Aubert et al. (BaBar Collaboration), Phys. Rev. Lett. **101**, 071801 (2008).
- [85] I. Adachi et al. (Belle Collaboration), Phys. Rev. Lett. **108**, 032001 (2012).
- [86] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), arXiv:hep-ex/1112.5154 (2011).
- [87] G. Bonvicini et al. (CLEO Collaboration), Phys. Rev. Lett. **96**, 022002 (2006).
- [88] O. Aquines et al. (CLEO Collaboration), Phys. Rev. Lett. **96**, 152001 (2006).
- [89] A. Drutskoy et al. (Belle Collaboration), Phys. Rev. D **76**, 012002 (2007).
- [90] J. Lee-Franzini et al., Phys. Rev. Lett. **65**, 2947 (1990).
- [91] F. Abe et al. (CDF Collaboration), Phys. Rev. Lett. **81**, 2432 (1998).
- [92] A. Abulencia et al. (CDF Collaboration), Phys. Rev. Lett. **96**, 082002 (2006).
- [93] D. Mohler and R. M. Woloshyn, Phys. Rev. D **84**, 054505 (2011).
- [94] A. Drutskoy et al. (Belle Collaboration), Phys. Rev. Lett. **94**, 061802 (2005).
- [95] O. Lakhina and E. S. Swanson, Physics Letters B **650**, 159 (2007).
- [96] A. Calle Cordon and E. Ruiz Arriola, Phys. Rev. **C81**, 044002 (2010).
- [97] L. Micu, Nucl. Phys. **B10**, 521 (1969).
- [98] A. Le Yaouanc, L. Oliver, O. Pène, and J. C. Raynal, Phys. Rev. D **8**, 2223 (1973).
- [99] A. Le Yaouanc, L. Oliver, O. Pène, and J.-C. Raynal, Phys. Rev. D **9**, 1415 (1974).
- [100] S. Godfrey and N. Isgur, Phys. Rev. D **32**, 189 (1985).
- [101] R. Kokoski and N. Isgur, Phys. Rev. D **35**, 907 (1987).
- [102] P. Geiger and E. S. Swanson, Phys. Rev. D **50**, 6855 (1994).
- [103] E. Eichten, K. Gottfried, T. Kinoshita, K. D. Lane, and T. M. Yan, Phys. Rev. D **21**, 203 (1980).
- [104] E. J. Eichten, K. Lane, and C. Quigg, Phys. Rev. D **73**, 014014 (2006).
- [105] E. S. Ackleh, T. Barnes, and E. S. Swanson, Phys. Rev. D **54**, 6811 (1996).
- [106] A. L. Yaouanc, L. Oliver, O. Pene, and J.-C. Raynal, Physics Letters B **71**, 397 (1977).

- 
- [107] A. L. Yaouanc, L. Oliver, O. Pène, and J. Raynal, *Physics Letters B* **72**, 57 (1977).
- [108] B. Aubert, in *33rd International Conference on High-Energy Physics* (2006), arXiv:hep-ex/0607084.
- [109] Since the literature is extensive we cite only recent summaries of the  $^3P_0$  and related decay models, see H.G. Blundell and S. Godfrey, *Phys. Rev. D* **53**, 3700 (1996); P.R. Page, Ph.D. thesis, University of Oxford, 1995.
- [110] D. Entem, P. Ortega, and F. Fernandez, in *The XIV International Conference on Hadron Spectroscopy* (2011), arXiv:hep-ph/1109.0311.
- [111] Z. Q. Liu, X. S. Qin, and C. Z. Yuan, *Phys. Rev. D* **78**, 014032 (2008).
- [112] M. Ablikim et al., *Physics Letters B* **660**, 315 (2008).
- [113] G. Pakhlova et al. (Belle Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **100**, 062001 (2008).
- [114] G. Pakhlova et al. (Belle Collaboration), *Phys. Rev. D* **80**, 091101 (2009).
- [115] T. Barnes, S. Godfrey, and E. S. Swanson, *Phys. Rev. D* **72**, 054026 (2005).
- [116] V. Balagura et al. (Belle Collaboration), *Phys. Rev. D* **77**, 032001 (2008).
- [117] J. Vijande, F. Fernández, and A. Valcarce, *Phys. Rev. D* **73**, 034002 (2006).
- [118] T.-M. Yan, *Phys. Rev. D* **22**, 1652 (1980).
- [119] Y.-p. Kuang, *Frontiers of Physics in China* **1**, 19 (2006).
- [120] Y.-P. Kuang and T.-M. Yan, *Phys. Rev. D* **24**, 2874 (1981).
- [121] Y.-P. Kuang, S. F. Tuan, and T.-M. Yan, *Phys. Rev. D* **37**, 1210 (1988).
- [122] Y.-P. Kuang, Y.-P. Yi, and B. Fu, *Phys. Rev. D* **42**, 2300 (1990).
- [123] H.-Y. Zhou and Y.-P. Kuang, *Phys. Rev. D* **44**, 756 (1991).
- [124] L. S. Brown and R. N. Cahn, *Phys. Rev. Lett.* **35**, 1 (1975).
- [125] S. H. H. Tye, *Phys. Rev. D* **13**, 3416 (1976).
- [126] R. C. Giles and S.-H. H. Tye, *Phys. Rev. Lett.* **37**, 1175 (1976).
- [127] R. C. Giles and S.-H. H. Tye, *Phys. Rev. D* **16**, 1079 (1977).
- [128] N. Isgur and J. Paton, *Phys. Rev. D* **31**, 2910 (1985).
- [129] W. Buchmüller and S. H. H. Tye, *Phys. Rev. Lett.* **44**, 850 (1980).
- [130] A. Sokolov et al. (Belle Collaboration), *Phys. Rev. D* **75**, 071103 (2007).
- [131] B. Aubert et al. (BaBar Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **96**, 232001 (2006).
- [132] E. Hernández, J. Nieves, and J. M. Verde-Velasco, *Phys. Rev. D* **74**, 074008 (2006).
- [133] M. A. Ivanov, J. G. Körner, and P. Santorelli, *Phys. Rev. D* **73**, 054024 (2006).

- [134] D. Liventsev et al. (Belle Collaboration), Phys. Rev. D **77**, 091503 (2008).
- [135] B. Aubert et al. (BaBar Collaboration), Phys. Rev. Lett. **101**, 261802 (2008).
- [136] B. Aubert et al. (BaBar Collaboration), Phys. Rev. Lett. **103**, 051803 (2009).
- [137] V. M. Abazov et al. (D0 Collaboration), Phys. Rev. Lett. **102**, 051801 (2009).
- [138] P. Krokovny et al. (Belle Collaboration), Phys. Rev. Lett. **91**, 262002 (2003).
- [139] B. Aubert et al. (BaBar Collaboration), Phys. Rev. D **74**, 091101 (2006).
- [140] B. Aubert et al. (BaBar Collaboration), Phys. Rev. D **77**, 011102 (2008).
- [141] J. Dalseno et al. (Belle Collaboration), Phys. Rev. D **76**, 072004 (2007).
- [142] T. Aushev et al. (Belle Collaboration), Phys. Rev. D **83**, 051102 (2011).
- [143] A. L. Yaouanc, L. Oliver, O. Pène, and J.-C. Raynal, Physics Letters B **387**, 582 (1996).
- [144] A. Datta and P. O'Donnell, Physics Letters B **572**, 164 (2003).
- [145] Z. Luo and J. L. Rosner, Phys. Rev. D **64**, 094001 (2001).
- [146] A. Abd El-Hady, A. Datta, and J. P. Vary, Phys. Rev. D **58**, 014007 (1998).
- [147] A. Abd El-Hady, A. Datta, K. S. Gupta, and J. P. Vary, Phys. Rev. D **55**, 6780 (1997).
- [148] F. Jugeau, A. Le Yaouanc, L. Oliver, and J.-C. Raynal, Phys. Rev. D **72**, 094010 (2005).



En Salamanca, a 15 de Marzo de 2012

El Director de tesis

El Doctorando

Fdo.: David Rodríguez Entem

Fdo.: Jorge Segovia González