

*Estudio del proceso de decaimiento del mesón
 D^0 en dos pseudoescalares
 $D^0 \longrightarrow K\pi, \pi\pi, KK.$*



UNIVERSIDAD DE PAMPLONA
FACULTAD DE CIENCIAS BÁSICAS
MAESTRÍA EN FÍSICA
2018

TRABAJO DE GRADO
presentado por:
JAIRO YESID ARCINIEGAS FLÓREZ¹

Trabajo presentado para optar por el título de Magister en Física

Trabajo dirigido por:
Director
PhD. JAIRO ALONSO MENDOZA SUÁREZ²

¹jyarciniegas88@gmail.com

²jairoalonsos@gmail.com

Dedicatoria

Dedicado a mi familia y a todas aquellas personas que me ofrecieron sus buenas energías para terminar mi formación profesional en esta carrera, en especial a aquellas personas que se marcharon sin poder ver este logro, con el cumplimiento de esta meta yo estoy seguro que desde donde estén lo están disfrutando junto conmigo.

Agradecimientos

Quiero dar a conocer mis más sinceros agradecimientos a mis familiares, quienes siempre se han preocupado por mi bienestar y por ayudarme en todo lo que este a su alcance. Quiero agradecer especialmente a mi madre, Doris, que siempre ha estado a mi lado incondicionalmente sin importar mis errores. También a mis Hermanos-as que han sido modelos de perseverancia y dedicación, y a mi mujer que es un ejemplo de humildad y superación.

Agradezco mucho también al Ph.D. Jairo Alonso Mendoza Suárez, quien fue el que me dirigió en este Trabajo de Grado, guiándome constantemente, colmado de paciencia, dispuesto a explicar y enseñar de la manera más clara y más sencilla conceptos de gran complejidad. Profesor muchas gracias por su tiempo, dedicación y por ser más que mi tutor, un amigo.

Agradezco a la Universidad de Pamplona por permitirme realizar mis estudios de posgrado, y a todos los profesores a quienes tuve el gusto de conocer, especialmente a los del Departamento de Física y Geología ya que son estos los que, no solo me ayudaron a formarme como profesional, sino también a crecer como persona inculcándome valores son su ejemplo, su dedicación, sus exigencias y su amor a la enseñanza.

También quiero agradecer a mis compañeros de Física, ellos se han convertido en grandes amigos, con ellos he compartido grandes momentos en la aventura en la que nos metimos al decidir tomar esta carrera.

En general quiero agradecer a todas las personas que han influido en mi vida de una u otra manera, todos ellos me han dejado gratos momentos y grandes lecciones, seguro sin ellos no sería la persona quien soy hoy en día.

Jairo Yesid Arciniegas Flórez, 2018

Resumen

En el desarrollo de este trabajo se estudiara la formación de los estados ligados entre los quarks u , d , s y más específicamente el quark c (encanto, charm), que dan origen al mesón D . El estudio del mesón D es de gran importancia para los que trabajamos en el campo de la física de partículas, debido a que se trabaja con partículas de masa intermedia, la cual permite explorar la física más allá del Modelo Estándar. Este trabajo se enfoca a calcular los parámetros básicos presentes en la interacción de partículas subatómicas, como son: sección eficaz, tasa de decaimiento y vida media. Como en el decaimiento del mesón D estan presentes las interacciones débiles, estudiaremos las oscilaciones y violación de simetría CP la cual ha sido observada experimentalmente.

En el estudio teórico se debe incluir las interacciones electromagnéticas, fuertes y débiles, considerando que hay una fuerte similitud entre los diagramas de Feynman para las interacciones electromagnéticas mediadas por intercambio de fotones y las interacciones débiles mediadas por los bosones W^\pm y Z^0 . Como es natural este estudio no se puede desarrollar en forma analítica completamente debido al carácter perturbativo presentado por las interacciones fuertes, por tal motivo, usaremos teorías efectivas que describan el decaimiento del mesón D .

Para la comprensión de un sistema físico de partículas, se deben considerar diferentes cantidades físicas como lo son: sección eficaz de dispersión que en otros términos es el parámetro para el cual permite calcular las oscilaciones y parámetros de violación de simetría, también realizar el cálculo de la tasa de decaimiento y finalmente el tiempo de vida media, esperando obtener resultados aceptables y comparables a los obtenidos en algunos experimentos como CLEO-c, BaBar, LHCb, BELLE entre otros.

Este trabajo de grado contiene en el capítulo 2, la descripción física del mesón D , sus características y canales de decaimiento. En el capítulo 3, se describen los métodos para calcular la amplitud de dispersión y la importancia del hamiltoniano efectivo para el proceso de decaimiento. Tenido en cuenta lo anterior se procede a calcular los valores esperados de las amplitudes a través del método de factorización naive, se calcula el hamiltoniano efectivo teniendo en cuenta el grado de supresión de su quark c , para ello se clasifican en: Cabibbo Favorecido (CF), Cabibbo Suprimido (CS) y Doble cabibbo Su-

primido (DCS), los datos obtenidos de representan en la tabla 4.1 en el capítulo 4. Los mesones D^0 violan simetría carga-paridad (CP), para ello se hace una descripción teórica en el capítulo 5, sobre los diferentes procesos de violación CP; violación directa, indirecta y en la mezcla, se realizan cálculos para hallar la asimetría de violación de CP, obteniendo resultados representados en la tabla 5.1 estos datos encontrados se comparan con los datos experimentales. Finalmente se realizan los cálculos de los parámetros de oscilación en los mesones D^0 obteniendo valores dentro del rango de confianza que nos permiten los resultados experimentales, estos datos están reflejados en la tabla 5.2.

Índice general

1. Introducción	1
2. Física del mesón D	4
2.1. Mesón	4
2.1.1. Física del mesón	5
2.2. Mesón D	7
2.2.1. Características del mesón D	8
3. Decaimiento Hadrónico del mesón D	11
3.1. Hamiltoniano Efectivo	11
3.2. Aproximación por Factorización Naive “NFA ”o Factorización Naive . . .	13
4. Cálculo de las amplitudes de decaimiento	16
4.1. Proceso $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$	16
4.1.1. Proceso a orden superior del canal $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$	19
4.2. Proceso $D^0 \rightarrow K^+ \pi^-$	22
4.3. Proceso $D^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$	23
4.4. Proceso $D^0 \rightarrow K^+ K^-$	24
4.5. Proceso $D^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$	25
4.6. Proceso $D^0 \rightarrow K_S^0 \pi^0$	25
5. Violación de simetría CP	29
5.1. Violación de CP en mesones neutro K	29
5.1.1. Formalismo de la violación de CP en Kaones	32
5.2. Tipos de violación de CP	36
5.2.1. Violación directa en el decaimiento	36
5.3. Violación de CP indirecta en mesones D neutros	37
5.4. Asimetría de violación directa de CP	40
5.5. Cálculo de los parámetros de mezcla de los mesones D^0	40
5.5.1. Observación de la mezcla de Charm	41
6. Conclusiones	46

Apéndices	48
A. Parámetros de entrada	48
A.1. Mesones Pseudoescalares	48
A.2. Masa de Quark y Mesones	48
A.3. Constantes de Decaimiento	49
A.4. Factores de Forma	49
A.5. La matriz de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa CKM	49
A.6. Coeficientes de Wilson	50
B. Definiciones de X_{PP}^P	51
B.1. Definiciones de \tilde{X}_{PP}^P	52
B.2. Rotación de Fierz	52
C. Operadores producto expansión (OPE)	53
C.1. Operadores \mathcal{O}_i en el Lagrangiano Efectivo	53
Bibliografía	54

Índice de figuras

2.1.	Principales clases de mesones.	4
2.2.	Mesón pi como mediador de la fuerza fuerte en la interpretación de Yukawa.	6
2.3.	Composición quark del mesón D	8
3.1.	Diagrama de Feynman del decaimiento $D^0 \rightarrow \pi^+ K^-$	11
4.1.	Diagrama de Feynman para el Decaimiento $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ a orden árbol.	16
4.2.	Diagrama de Feynman para el decaimiento $D^0 \rightarrow K^+ \pi^-$ a orden árbol.	23
4.3.	Diagrama a orden árbol y pingüino para el Decaimiento $D^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$	23
4.4.	Diagrama a orden árbol y pingüino para el Decaimiento $D^0 \rightarrow K^+ K^-$	24
4.5.	Diagrama a orden árbol y pingüino para el Decaimiento $D^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$	25
4.6.	Diagrama comparativo para el Decaimiento $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$	27
4.7.	Diagrama comparativo para el Decaimiento $D^0 \rightarrow K^+ \pi^-$	27
4.8.	Diagrama comparativo para el Decaimiento $D^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$	27
4.9.	Diagrama comparativo para el Decaimiento $D^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$	28
4.10.	Diagrama comparativo para el Decaimiento $D^0 \rightarrow K_S^- \pi^0$	28
4.11.	Diagrama comparativo para el Decaimiento $D^0 \rightarrow K^+ K^-$	28
5.1.	oscilaciones D	42
6.1.	Relación entre el Factor de Forma y la Amplitud de decaimiento $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$	47

Índice de tablas

2.1.	Características del mesón D	8
2.2.	Algunos canales de decaimiento hadrónico del mesón D^0 mediado por las interacciones débiles, tomados de PDG.	9
2.3.	Algunos canales de decaimiento leptonicos del mesón D^0 , tomados del PDG.	9
2.4.	Algunos canales de decaimiento Semileptonicos del mesón D^0 , tomados del PDG.	10
4.1.	Comparación de las fracciones decaimiento para los procesos $D^0 \rightarrow K\pi$, $\pi\pi$, KK	26
5.1.	Asimetrías para los procesos $D^0 \rightarrow K\pi$, $\pi\pi$, KK	40
5.2.	Parámetros de mezcla en la asimetría CP en el proceso $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$. . .	45
A.1.	Coefficientes efectivos de Wilson C_i	50

CAPÍTULO 1

Introducción

El mundo que nos rodea y nosotros mismos poseemos una estructura fundamentada en las fuerzas fundamentales de interacción. La estructura y la dinámica de los seres vivos y de la materia en general se basan en la interacción de estas fuerzas. Hasta principios del siglo *XX*, la humanidad sólo conocía la fuerza electromagnética y la fuerza gravitacional. Con ayuda de la tecnología se descubrieron dos nuevas fuerzas no tan evidentes en la vida diaria: la fuerza nuclear fuerte y la fuerza nuclear débil. Con este descubrimiento nace una nueva era de la física, la teoría cuántica de campos. Con esto y los avances tecnológicos aparecen nuevos campos de trabajo y grandes avances, como la formación del modelo estándar de partículas elementales, la creación de anti materia y nueva materia con los átomos artificiales.

La mayoría de los descubrimientos en física de partículas durante el siglo pasado fueron de gran aporte, llevando a lo que ahora es ampliamente aceptado como la teoría subyacente de las partículas subatómicas, el Modelo Estándar de la física de partículas, se basaron principalmente en experimentos de laboratorio utilizando aceleradores de partículas.

Los mesones *D* también se forman artificialmente en los aceleradores de partículas, y

se encuentran espontáneamente en la naturaleza en decaimientos de rayos cósmicos; en la actualidad existen grandes grupos de investigación interesados en el tema, los cuales trabajan exclusivamente en esta área; uno de ellos es el grupo de investigaciones CLEO-c es la versión final del detector CLEO (actualmente trabaja en la detección de mesones B) y se optimizó para tomar datos a las energías de haz reducido necesarias para los estudios del quark de encanto en el CESR, donde se han realizado cálculos de los anchos de energía y tiempos de vida de los mesones D con una precisión hasta del 90 %, formados a partir del decaimiento de kaones y piones, lo que lleva a la conclusión que los mesones D además de ser un problema de la física actual es un área de gran interés en la comunidad científica por su gran particularidad de que pueden violar la simetría CP [1].

El presente trabajo es un estudio teórico de la física del mesón D^0 , cuyo objetivo principal se basa en el estudio del proceso de decaimiento del mesón D^0 en dos mesones pseudo-escalares, el mesón D es constituido por el quark c principalmente y combinación con los quarks u , d y s . Este trabajo se hace un estudio teórico del mesón pseudoescalar D^0 , en los canales de decaimiento $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$, $D^0 \rightarrow K^+ \pi^-$, $D^0 \rightarrow K^- K^+$ y $D^0 \rightarrow \pi^- \pi^+$, de los cuales se encuentran referencias tanto experimentales como teóricas en la literatura [1, 2, 3, 4, 5].

El estudio de los mesones D , trae consigo una extensión de los conceptos de la mecánica cuántica a la teoría cuántica de campos, debido que al realizar el estudio del quark c que es una partícula elemental, las interacciones débiles son las responsables del cambio de sabor de los quarks además tienen un papel importante las teorías de Cromodinámica Cuántica (QCD) y Electrodinámica Cuántica (QED) [2].

La QED estudia las interacciones electromagnéticas a nivel cuántico, es decir cuantización los campos electromagnéticos con la introducción de una partícula mediadora en

este caso el fotón, mientras la QCD estudia interacciones fuertes; interacción entre quarks y gluones. Ambas forman la teoría cuántica de campos que es una física innovadora que a pesar de sus años de uso aún continúa en desarrollo.

Por otra parte se están generando una gran cantidad de teorías (super simetría, violación de CP, teoría de cuerdas, entre otras) las cuales a su vez abren la puerta a nuevas teorías, esta ciencia en crecimiento genera muchas expectativas (como teorías más allá del modelo estandar, teorías de gran unificación) para el futuro en la comunidad científica ya que se perfeccionan y generalizan las teorías físicas.

Física del mesón D

La gran importancia de este trabajo de grado es estudiar un mesón en general el cual está siendo de gran interés hoy en día en muchos grupos de investigación a nivel mundial dicho mesón está compuesto de las partículas encantadas o compuesto de los quark c y otros quarks por ejemplo u o \bar{u} , este trabajo hace un análisis teórico del decaimiento del mesón D^0 en dos pseudoescalares.

21

Mesón

Los mesones son partículas de masa intermedia que se compone de un par quark-antiquark, siendo considerados inicialmente como bosones mediadores de la interacción fuerte.

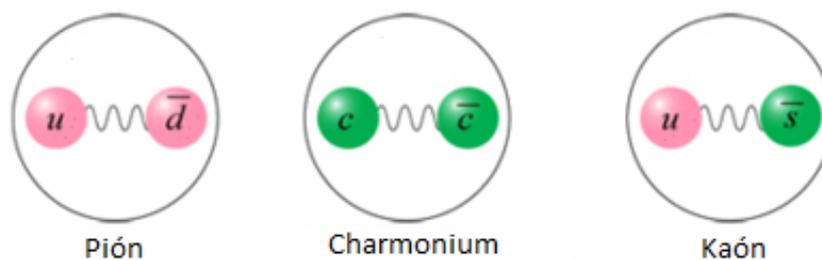


Figura 2.1: Principales clases de mesones.

Física del mesón

El descubrimiento de los estados encantados de los mesones en 1974 marcó una nueva era en la física de partículas. La llegada del primer quark pesado ha solidificado la evidencia de que el Modelo Estándar (SM) proporciona una descripción correcta de baja energía de la física de partículas. Tres décadas después, el quark charm todavía juega un papel importante en los estudios de interacciones fuertes y débiles [3].

En el modelo estándar los mesones son compuestos de un par de quarks y antiquarks como se puede observar en la figura 2.1, aunque inicialmente se definían por su masa intermedia entre la del electrón y la del protón, se ha demostrado experimentalmente que hay mesones con mucha más masa que la del protón.

Todos los mesones son inestables y decaen desintegrándose en cuestiones de millonésimas de segundos. Por ejemplo, los mesones π “pi” cargados y los K “Kaones”, que son los que tienen un mayor tiempo de vida se desintegran en una cienmillonésima de segundo, transformándose, finalmente, en protones y electrones [7].

Descubrimiento de los mesones

En la época en la cual se descubrieron las cascadas de los rayos cósmicos, fue obvio que se asumiera la necesidad de identificar la naturaleza de esas partículas tan penetrantes de la radiación cósmica. Se había logrado establecer que tenían unidad de carga eléctrica y, por lo tanto, debían ser electrones positivos, negativos o protones, ya que éstas eran las únicas partículas cargadas individuales que se conocían en aquel entonces.

Claro está, que con la naturaleza de esa partícula sobran las dificultades. Se objetaba que fuese un protón dado que tendría la misma rigidez magnética de un electrón. Ahora, con respecto a considerarla como un electrón “positivo o negativo” la objeción que se tenía era mayor. No se habían observado pérdidas de energía por radiación de electrón alguno, lo que no coincidía en absoluto con los cálculos de la época (Bethe y Heitler, principios de la década del 30).

En ese escenario, las partículas penetrantes de la radiación corpuscular no parecían ser ni electrones ni protones. Muchos de los físicos de la época insistieron, sin embargo, en considerarlas como un tipo diferente de electrones, como ser verdes y rojos; los primeros correspondían al tipo penetrante y los segundos al absorbible, los cuales tenían una gran pérdida de energía al producir radiación. Otros estudiosos de la física pensaban en la existencia de un nuevo tipo de partícula, una que posee una masa intermedia entre la del electrón y la del protón. Así se llegó hasta el año 1935, en que el físico japonés **Hideki Yukawa** (que entonces trabajaba en la Universidad de Osaka) publicó el artículo “On the Interaction of Elementary Particles”, en el cual describía sus famosas y fundamentales

ideas sobre la naturaleza de las fuerzas nucleares.

Su idea era que existían una serie de partículas más pesadas que el electrón, que eran responsables de la interacción nuclear fuerte (Figura 2.2), inicialmente se pensó que estas partículas eran los muones (incorrectamente llamados mesones), pero posteriormente se comprobó que estos pertenecían al grupo de los leptones.

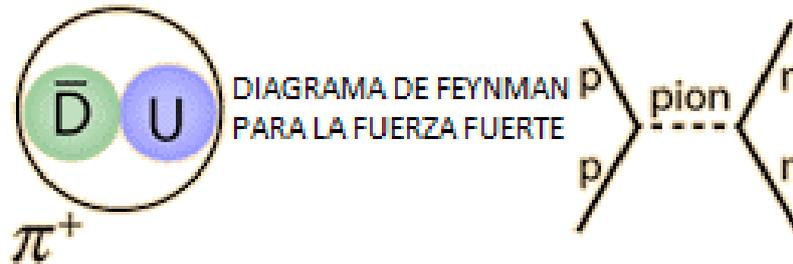


Figura 2.2: Mesón pi como mediador de la fuerza fuerte en la interpretación de Yukawa.

Los mesones postulados por Yukawa fueron descubiertos por Powell y denominados mesones o piones.

En su artículo, Yukawa postula la existencia de un nuevo tipo de partícula portadora de las fuerzas nucleares fuertes, análoga al fotón, portador de las fuerzas electromagnéticas. Claro está, que en ello, Yukawa considera el hecho de que las fuerzas nucleares poseen, únicamente, un pequeño rango de acción a diferencia de las electromagnéticas. Lo anterior, significa que si las fuerzas nucleares son descritas en términos de una partícula portadora, ésta debe tener una masa finita, a diferencia del fotón, cuya masa en reposo es cero.

Considerando el rango conocido de las fuerzas nucleares, Yukawa estimó que esa partícula debía tener una masa en reposo de aproximadamente unas 200 veces más pesada que el electrón. También de su propugnación, se desprende que deberían existir partículas tanto cargadas como neutras y que, cuando se encontraban libres, éstas deberían manifestarse como partículas inestables, es decir, debían decaer al igual como lo hacen los núcleos radiactivos. Yukawa, en su estudio, había determinado que la vida media de estas partículas debía ser, antes de decaer, del orden 10^{-6} seg y el producto del decaimiento de cada partícula sería un electrón y un neutrino, esta última partícula con masa cero y sin carga eléctrica.

Después de la publicación del artículo de Hideki Yukawa, se inició una intensa búsqueda de la partícula que había predicho y hasta se le bautizó con el nombre de mesotróon o mesón, que viene del griego Mesos y que significa medio. El interés que se concitó por hallar la partícula de Yukawa llevó primero a descubrir otra que tenía características muy semejantes a la que predijo el físico japonés. En efecto, análisis efectuados de trazas de rayos cósmicos en cámaras de niebla mostró evidencias de la existencia de una partícula

cargada con una masa semejante a la que había considerado Yukawa. Aunque esa partícula no resultó ser la que se buscaba, obvio que ello incrementó el interés en buscarla. Por varios años, a esa nueva partícula se le conoció con nombres tan diversos como: barión, partícula X , electrón pesado, mesotróon, o yukon (en honor a Yukawa), siendo al final bautizada en definitiva como mesón, pero con el prefijo μ “mu”, debido a que las investigaciones habían revelado la existencia de otro tipo de mesones. Claro está, que nos queda pendiente el hallazgo de la partícula de Yukawa.

Desde que se descubrió el mesón μ quedó claro que no correspondía a la partícula predicha por el físico japonés, ya que esa fue propuesta para explicar las poderosas fuerzas nucleares, mientras que los mesones de la radiación cósmica prácticamente hacían omisión de dichas fuerzas e interaccionaban con la materia, únicamente, a través de radiaciones electromagnéticas.

Después del hallazgo del pión, hubo una seguidilla de descubrimientos de toda una multitud de partículas que han dejado de manifiesto lo extremadamente complejo del carácter de las fuerzas nucleares, un problema aún sin dilucidar completamente.

Por otro lado, tanto el descubrimiento del muón como el del pión, seguido de avances en el entendimiento de las interacciones nucleares permitieron despejar, en gran medida, el camino para poder comprender mejor las incógnitas representadas por los rayos cósmicos. Se sabe ahora, que la superficie de la tierra esta expuesta a un bombardeo constante de radiación de rayos cósmicos, que al penetrar en la atmósfera, cada uno de estos rayos cósmicos primarios produce una cascada bastante semejante a la de los electrones y fotones, pero debido a la distinta naturaleza de los procesos que tienen lugar, se crean una gran variedad de partículas elementales.

Tipos de mesones

Mesones se clasifican en tipos de acuerdo a sus configuraciones de quarks como se muestra en la figura 2.1. Algunas configuraciones específicas reciben nombres especiales basados en las propiedades matemáticas de su configuración de quark.

Los nombres de los mesones se asignan según cual sea el más pesado de sus dos quarks. Del más al menos masivo, el orden es $t > b > c > s > d > u$ [8, 9, 10, 11].

2.2

Mesón D

El Mesón D es la partícula más ligera que contiene un quark charm, y por lo tanto es un buen ejemplo para el estudio del decaimiento, de transformación de quarks por la interacción débil. Antes de 1986 los mesones D extraños (D_s) recibían el nombre de “mesones F ”, en la figura 2.3 se muestra los estados ligados del quark c con los quarks u ,

d y s formando los mesones D .

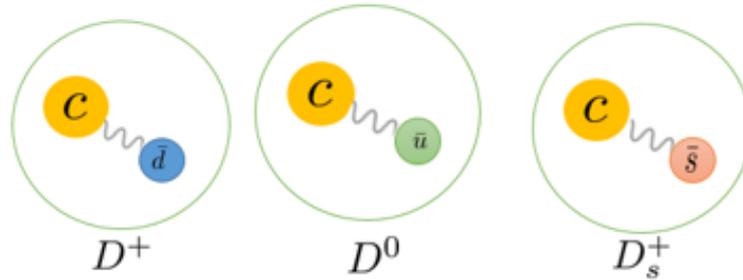


Figura 2.3: Composición quark del mesón D .

2.2.1

Características del mesón D

En la tabla 2.1 se observa la composición quark (estados ligados entre el quark c , con los quarks u, d o s), la masa en reposo (en MeV/c^2) y el tiempo de vida (en segundos) del mesón D , los estados ligados fueron descubiertos experimentalmente en noviembre de 1974 por dos grupos de investigación independientes en Stanford Linear Accelerator Center (SLAC) y BNL. La existencia del nuevo quark implicaba que formaría estados ligados con su propio antiquark, así como con los quarks más livianos, que podrían ser experimentado. [3, 5].

Tabla 2.1: Características del mesón D

Partícula	Composición	Antipartícula	Masa en reposo (MeV/c^2)	Tiempo de Vida (sg)
D^+	$c\bar{d}$	D^-	$1869,65 \pm 0,05$	$(1,040 \pm 0,007) \times 10^{-12}$
D^0	$c\bar{u}$	\bar{D}^0	$1864,83 \pm 0,05$	$(4,101 \pm 0,015) \times 10^{-13}$
D_s^+	$c\bar{s}$	D_s^-	$1968,34 \pm 0,07$	$(5,04 \pm 0,04) \times 10^{-13}$

Están transiciones violan la conservación del encanto, y solamente puede proceder mediante la interacción débil. En los mesones D , el número cuántico del encantado cambia preferentemente en un quark extraño mediante el intercambio de bosones W , por lo tanto los mesones D decaen inicialmente en Kaones y Piones, como se puede observar en la tabla (2.2) algunos canales de decaimiento que tiene el mesón D neutro, el primer canal de decaimiento que se presenta en la tabla es el que más contribuye en los decaimientos de este mesón; por lo cuál es de gran interés para este trabajo de investigación además de poder encontrar información experimental sobre el decaimiento en este canal y así poder comparar la teoría empleada.

Tabla 2.2: Algunos canales de decaimiento hadrónico del mesón D^0 mediado por las interacciones débiles, tomados de PDG.

Modos de decaimiento	Fracción (Γ_i/Γ)
$K^- \pi^+$	$(3,89 \pm 0,05) \%$
$K^+ \pi^-$	$(1,385 \pm 0,027) \times 10^{-4}$
$\pi^- \pi^+$	$(1,397 \pm 0,026) \times 10^{-3}$
$\pi^0 \pi^0$	$(8,22 \pm 0,25) \times 10^{-4}$
$K_s^0 \pi^0$	$(1,19 \pm 0,004) \times 10^{-2}$
$K^- K^+$	$(3,97 \pm 0,07) \times 10^{-3}$

En noviembre de 2011, investigadores del experimento LHCb en el CERN anunciaron de que habían observado una violación directa de la simetría CP en la desintegración del mesón D neutro, con una significación estadística de 3, 5 sigmas. Esto incluye efectos de física más allá del modelo estándar ¹

Los mesones D^0 también decaen en leptones de la forma $l^+ l^-$ como se puede ver en la tabla 2.3, y en semileptónicos de la forma $M l \nu$, donde M representa un meón (K, π), l representa los leptones e, μ y ν el respectivo neutrino asociado al decaimiento ν_e, ν_μ , en la tabla 2.4 se pueden observar algunos canales de decaimiento del mesón D^0 en un estado final semileptónico.

Tabla 2.3: Algunos canales de decaimiento leptónicos del mesón D^0 , tomados del PDG.

Modos de decaimiento	Fracción (Γ_i/Γ)
$e^+ e^-$	$< 7,9 \times 10^{-8}$
$\mu^+ \mu^-$	$< 6,9 \times 10^{-9}$
$\mu^\pm e^\mp$	$< 1,3 \times 10^{-8}$

¹https://es.wikipedia.org/wiki/Mesón_D

Tabla 2.4: Algunos canales de decaimiento Semileptonicos del mesón D^0 , tomados del PDG.

Modos de decaimiento	Fracción (Γ_i/Γ)
$K^- e^+ \nu_e$	$(3,530 \pm 0,028) \times 10^{-2}$
$K^- \mu^+ \nu_\mu$	$(3,31 \pm 0,13) \times 10^{-2}$
$K^- \pi^0 e^+ \nu_e$	$(1,6 \pm 1,3/0,5) \times 10^{-2}$
$\pi^- e^+ \nu_e$	$(2,91 \pm 0,04) \times 10^{-3}$
$\pi^- \mu^+ \nu_\mu$	$(2,37 \pm 0,24) \times 10^{-3}$

Decaimiento Hadrónico del mesón D

Para calcular la amplitud de decaimiento del proceso, se calcula el Hamiltoniano efectivo \mathcal{H} para la cual se va a usar el método de factorización naive, rotación de Fiertz usando los operadores producto expansión \mathcal{O} (OPE).

El proceso se puede verificar gracias al diagrama de Feynman y se representa como se muestra en la siguiente figura donde se muestra el decaimiento hadrónico $D^0 \rightarrow \pi^+ K^-$:

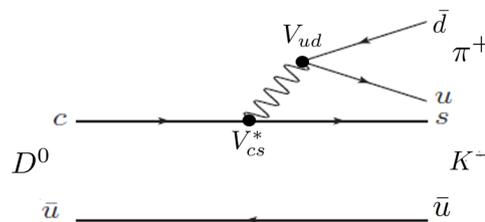


Figura 3.1: Diagrama de Feynman del decaimiento $D^0 \rightarrow \pi^+ K^-$.

3.1

Hamiltoniano Efectivo

Los decaimientos de los mesones D implican transiciones del mesón D del estado inicial al estado final en varios mesones o bariones. Por lo tanto se describe por un Hamiltoniano “efectivo” que contiene operadores de 4 quarks (OPE) [3, 4].

La descripción teórica del decaimiento hadrónico de los mesones encantados es significativamente más complicada que la de los leptones o semileptónicos, aunque los Hamiltoniano efectivos son similares.

Los decaimientos hadrónicos encantados se clasifican generalmente por el grado de supresión de elementos de la matriz Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM):

Cabibbo Favorecido (CF), las transiciones a nivel quarks son $c \rightarrow su\bar{d}$ se descomponen y se rigen por [3, 4]:

$$\mathcal{H}_{CF} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{ud} V_{cs}^* [C_1(\mu) \mathcal{O}_1 + C_2(\mu) \mathcal{O}_2] + hc \quad (3.1)$$

Donde \mathcal{O} representan los operadores producto Expansión, hc es el hermitico conjugado, se trabajan los dos primeros operadores \mathcal{O}_i con $i = 1$ y 2 , los cuales son de la forma (Ver Apéndice C):

$$\begin{aligned} \mathcal{O}_1 &= (\bar{s}_i \Gamma_\mu c_i) (\bar{u}_k \Gamma^\mu d_k) \\ \mathcal{O}_2 &= (\bar{s}_i \Gamma_\mu c_k) (\bar{u}_k \Gamma^\mu d_i) \end{aligned}$$

Donde $C_n(\mu)$ son los coeficientes de Wilson, obtenidos por QCD perturbativo desde la escala M_W hasta la escala μ relevante para la desintegración hadrónica, y los indices latinos denotan el color de quark, G_F es la constante de Fermi, y $\Gamma_\mu = \gamma_\mu(1 - \gamma_5)$.

El **Cabibbo Suprimido** (CS), son transiciones impulsadas por los procesos de quarks $c \rightarrow du\bar{d}$ o $c \rightarrow su\bar{s}$. A la presencia del par quark-antiquark del mismo sabor en el estado final, el Hamiltoniano efectivo toma forma mucho mas elaborada.

$$\mathcal{H}_{CS} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \left\{ \sum_{q=s,d} V_{uq} V_{cq}^* [C_1(\mu) \mathcal{O}_1^q + C_2(\mu) \mathcal{O}_2^q] - V_{ub} V_{cb}^* \sum_{n=3}^6 C_n(\mu) \mathcal{O}_n \right\} + hc \quad (3.2)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{O}_1^q &= (\bar{q}_i \Gamma_\mu c_i) (\bar{u}_k \Gamma^\mu q_k) \\ \mathcal{O}_2^q &= (\bar{q}_i \Gamma_\mu c_k) (\bar{u}_k \Gamma^\mu q_i) \end{aligned}$$

Donde \mathcal{O}_{3-6} son los operadores producto expansión a orden superior o también conocidos operadores pingüinos (Ver Apéndice C).

El decaimiento **Doble Cabibbo Suprimido** (DCS) es aquella en que la transición de quarks $c \rightarrow du\bar{s}$ conduce al decaimiento, el hamiltoniano efectivo de DCS se puede obtener de la ecuación:

$$\mathcal{O}_1 = (\bar{d}_i \Gamma_\mu c_i) (\bar{u}_k \Gamma^\mu s_k),$$

intercambiando $s \leftrightarrow d$, los cálculos de las fracciones de decaimiento hadrónico gobernados por estas transiciones son mas complejas [3].

El principal problema con los cálculos fiables, de los decaimientos del mesón encanto es que pueblan el rango de energía donde la dinámica del quark activo es no perturbativa. El rango para la construcción del hamiltoniano efectivo es $M_W \gg m_c \gg \lambda_{QCD}$, donde los decaimientos débiles son factorizables, esto indica que la energía del mesón D debe ser grande para poder producir un bosón W ($M_W = 80 GeV$), otra limitación es que debe ser a escala de la masa del quark c ($m_c = 1,27 GeV$) para el mesón D , la escala QCD es la interacción entre quarks se debe limitar la escala de energía $\lambda_{QCD} \approx 1 GeV$, si hay mucha energía D se debe incluir los gluones, para eso se limita a $1 GeV$ para no producir los gluones o sea que no halla interacción entre los quarks en el decaimiento [4, 5].

La manera más simple de estimar una tasa de decaimiento absoluta de un mesón encanto es emplear una factorización Naive (factorización inicial).

Como se sabe en un proceso de decaimiento o de dispersión en las partículas, se debe tener en cuenta el cálculo de los parámetros fundamentales como lo son la vida media y en ancho de decaimiento.

La ancho decaimiento específico a dos cuerpos de un mesón encanto depende tanto de la amplitud invariante \mathcal{A} como de un factor del espacio de fase.

Para un decaimiento específico a dos cuerpos en un estado final PP esta dado por:

$$\Gamma(D \rightarrow PP) = \frac{|\vec{P}|}{8\pi M_D^2} |\mathcal{A}(D \rightarrow PP)|^2 \quad (3.3)$$

Donde $|\vec{P}|$ es el tri-momento en el centro de masa de cada partícula en el estado final [3].

3.2

Aproximación por Factorización Naive “NFA ”o Factorización Naive

La manera mas simple de estimar una tasa de decaimiento absoluto de un mesón encanto a dos pseudoescalares es emplear la factorización naive. Este factor implica que la amplitud para la transición hadrónica puede escribirse como un producto de dos factores de formas conocidos, tal como sigue [3, 4]:

$$\begin{aligned} \mathcal{A}(D_q \rightarrow M_1 M_2) &= \langle M_1, M_2 | \mathcal{H} | D_q \rangle \\ &\sim \langle M_1 | (\bar{u}_k q_k)_{(V-A)} | 0 \rangle \times \langle M_2 | (\bar{q}_i c_i)_{(V-A)} | D_q \rangle \end{aligned} \quad (3.4)$$

Esta es una clara simplificación de los cálculos, el primer término es el parámetro no perturbativo

$$\left\langle M_1 \left| (\bar{u}_k q_k)_{(V-A)} \right| 0 \right\rangle$$

Puede escribirse en términos de una constante de decaimiento del mesón (f_{M_1}):

$$\langle M_1 | (\bar{u} \gamma^\mu \gamma_5 q) | 0 \rangle = i f_{M_1} P_{M_1}^\mu, \quad (3.5)$$

parametriza la amplitud de probabilidad, este parámetro se extrae generalmente de los decaimientos leptónicos los cuales están regidos por la ecuación (3.6)

$$\Gamma(M_1 \rightarrow l\nu) = \frac{G_F^2}{8\pi} f_{M_1}^2 m_l^2 m_{M_1} \left(1 - \frac{m_l^2}{m_{M_1}^2} \right) |V_{uq}|^2 \quad (3.6)$$

Donde m_{M_1} es la masa del M_1 , m_l es la masa del leptón en el estado final, y $|V_{uq}|$ es el elemento de la matriz CKM asociada a la transición $q \rightarrow u$, las constantes de decaimiento también se pueden calcular en teorías de calibre, o usar otros enfoques no perturbativos [3, 4].

El segundo parámetro no perturbativo $\langle M_2 | (\bar{q}_i c_i)_{(V-A)} | D_q \rangle$ está relacionado con los factores de forma que se pueden extraerse de los decaimientos semileptónicos de D_q

$$\frac{d\Gamma(D \rightarrow M_2 e \nu_e)}{dq^2} = \frac{G_F^2 |V_{cq}|^2}{4\pi^3} |\vec{P}_{M_2}|^3 |f_+(q^2)|^2 \quad (3.7)$$

Donde \vec{P}_{M_2} es el trimomento del hadrón en el resto del mesón D . Las parametrizaciones teóricas de los decaimientos semileptónicos implican dos cantidades no perturbativas que parametrizan el elemento de la matriz de una corriente hadrónica. Tradicionalmente los elementos de la matriz hadrónica para las transiciones a hadrones pseudoescalares se describe en términos de dos factores de forma $f_+(q^2)$ y $f_-(q^2)$,

$$\langle M_2 | (\bar{q}_i c_i)_{(V-A)} | D_q \rangle = f_+^{D \rightarrow M_2}(q^2) P^\mu + f_-^{D \rightarrow M_2}(q^2) q^\mu \quad (3.8)$$

Donde $P = p_D + p_{M_2}$ y $q = p_D - p_{M_2}$, a menudo se utiliza una parametrización equivalente:

$$\langle M_2 | (\bar{q}_i c_i)_{(V-A)} | D_q \rangle = \left(P^\mu - \frac{m_D^2 - m_{M_2}^2}{q^2} q^\mu \right) f_1^{D \rightarrow M_2}(q^2) + \frac{m_D^2 - m_{M_2}^2}{q^2} q^\mu f_0^{D \rightarrow M_2}(q^2) \quad (3.9)$$

Con $f_0^{D \rightarrow M_2}(q^2) = f_+^{D \rightarrow M_2}(q^2) + f_-^{D \rightarrow M_2}(q^2) \frac{q^2}{(m_D^2 - m_{M_2}^2)}$, los factores de forma se han evaluado en puntos específicos de q^2 en una variedad de modelos fenomenológicos, donde la forma se supone típicamente a partir de algunos argumentos modelos. Claramente, la factorización naive de la ecuación (3.4), asume la dependencias de escalas y esquemas de un producto de operadores de cuatro fermiones (ver apéndice C). En el límite de los quarks pesados, en los decaimientos de B se trabaja con factorización naive obteniendo resultados con la fenomenología existente, luego la idea es expandir el modelo en mesones D comparando con los resultados de los experimentos, sin embargo no esta claro, que este enfoque se aplicable a decaimientos de mesones D , ya que el quark de encanto podría ser demasiado ligero para que este enfoque sea aplicable. Sin embargo, la factorización naive proporciona una manera conveniente de estimar las tasas de decaimiento del mesón D .

Cálculo de las amplitudes de decaimiento

En este trabajo de grado se calculan las amplitudes a primer orden o llamado orden árbol haciendo uso de los operadores producto expansión \mathcal{O}_1 y \mathcal{O}_2 , además se va a calcular la contribución a segundo orden o orden pingüino con los OPE \mathcal{O}_3 al \mathcal{O}_6 para encontrar cuanto es el aporte de este orden al proceso de decaimiento, desarrollando la factorización naive y aplicando la rotación de Fiertz, los términos quedan en función de las constantes de decaimiento y los factores de forma. A continuación se calculan las amplitudes de los canales mostrados en la tabla 2.2, mostrando el modelo teórico utilizado para calcular los elementos de la matriz hadrónica correspondiente a cada canal de decaimiento.

4.1

Proceso $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$

En esta sección se muestra el modelo teórico utilizado para calcular los elementos de la matriz hadrónica $\langle K^- \pi^+ | \mathcal{O}_i | D^0 \rangle$ los cuales son básicos para hallar la amplitud $\mathcal{A}(D^0 \rightarrow K^- \pi^+)$.

El diagrama de Feynman para este canal de decaimiento se representa:

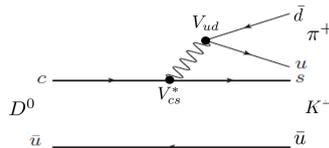


Figura 4.1: Diagrama de Feynman para el Decaimiento $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ a orden árbol.

Se va a trabajar ha orden más bajo o el llamado orden árbol (Ver figura 4.1), Aplicando la factorización Naive, Cabibbo Favorecido (CF) y usando los operadores \mathcal{O}_1 y \mathcal{O}_2 , de forma

detallada. Los mesones involucrados en este canal de decaimiento están constituidos por los quarks $D^0(c\bar{u})$, $K^-(s\bar{u})$ y $\pi^+(u\bar{d})$.

Trabajando $i = 1$ y 2 , se tiene:

$$\begin{aligned} \mathcal{A}_{D^0 \rightarrow K^- \pi^+} &= \frac{G_F}{\sqrt{2}} \sum_{i=1}^2 V_{CKM} C_i(\mu) \langle K^- \pi^+ | \mathcal{O}_i | D^0 \rangle \\ \mathcal{A}_{D^0 \rightarrow K^- \pi^+} &= \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{CKM} [C_1 \langle K^- \pi^+ | \mathcal{O}_1 | D^0 \rangle + C_2 \langle K^- \pi^+ | \mathcal{O}_2 | D^0 \rangle] \quad (4.1) \end{aligned}$$

Sustituyendo $V_{CKM} = V_{cs}^* V_{ud}$, y los operadores producto expansión (ver apéndice C):

$$\begin{aligned} \mathcal{O}_1 &= (\bar{s}c)_{V-A} (\bar{u}d)_{V-A} \\ \mathcal{O}_2 &= (\bar{u}c)_{V-A} (\bar{s}d)_{V-A} \end{aligned}$$

Calculando el valor esperado para \mathcal{O}_1 :

$$\langle K^- \pi^+ | \mathcal{O}_1 | D^0 \rangle = \langle K^- \pi^+ | (\bar{s}c)_{V-A} (\bar{u}d)_{V-A} | D^0 \rangle \quad (4.2)$$

Haciendo distribución de términos por factorización Naive se tiene:

$$\langle K^- \pi^+ | \mathcal{O}_1 | D^0 \rangle = \langle \pi^+ | (\bar{u}d)_{V-A} | 0 \rangle \langle K^- | (\bar{s}c)_{V-A} | D^0 \rangle \quad (4.3)$$

Siempre que hay un proceso de 4 espinores ψ_1, ψ_2, ψ_3 y ψ_4 , se debe hacer el producto ordenado de los espinores, donde se hace una rotación de Fiertz (ver apéndice B).

Se tiene el termino:

$$\frac{1}{N_c} \langle K^- \pi^+ | (\bar{s}d)_{V-A} | 0 \rangle \langle 0 | (\bar{u}c)_{V-A} | D^0 \rangle \quad (4.4)$$

Sumando (4.3) y (4.4) se tiene el proceso completo de Cabibbo Favorecido:

$$\begin{aligned} \langle K^- \pi^+ | \mathcal{O}_1 | D^0 \rangle &= \langle \pi^+ | (\bar{u}d)_{V-A} | 0 \rangle \langle K^- | (\bar{s}c)_{V-A} | D^0 \rangle \\ &+ \frac{1}{N_c} \langle K^- \pi^+ | (\bar{s}d)_{V-A} | 0 \rangle \langle 0 | (\bar{u}c)_{V-A} | D^0 \rangle \quad (4.5) \end{aligned}$$

Se pueden reescribir los términos de forma mas simplificada:

$$\begin{aligned} \langle \pi^+ | (\bar{u}d)_{V-A} | 0 \rangle \langle K^- | (\bar{s}c)_{V-A} | D^0 \rangle &= X_{D^0 K^-}^{\pi^+} \\ \langle K^- \pi^+ | (\bar{s}d)_{V-A} | 0 \rangle \langle 0 | (\bar{u}c)_{V-A} | D^0 \rangle &= -X_{K^- \pi^+}^{D^0} \quad (4.6) \end{aligned}$$

Reemplazando (4.6) en (4.5) se tiene:

$$\langle K^- \pi^+ | \mathcal{O}_1 | D^0 \rangle = X_{D^0 K^-}^{\pi^+} - \frac{1}{N_c} X_{K^- \pi^+}^{D^0}. \quad (4.7)$$

Calculando el valor esperado para \mathcal{O}_2 :

$$\langle K^- \pi^+ | \mathcal{O}_2 | D^0 \rangle = \langle K^- \pi^+ | (\bar{u}c)_{V-A} (\bar{s}d)_{V-A} | D^0 \rangle. \quad (4.8)$$

Haciendo factorización naive:

$$\langle K^- \pi^+ | \mathcal{O}_2 | D^0 \rangle = \langle K^- \pi^+ | (\bar{s}d)_{V-A} | 0 \rangle \langle 0 | (\bar{u}c)_{V-A} | D^0 \rangle. \quad (4.9)$$

Haciendo rotación de Fiertz se tiene:

$$\begin{aligned} \langle K^- \pi^+ | \mathcal{O}_2 | D^0 \rangle &= -\langle K^- \pi^+ | (\bar{s}d)_{V-A} | 0 \rangle \langle 0 | (\bar{u}c)_{V-A} | D^0 \rangle \\ &+ \frac{1}{N_c} \langle \pi^+ | (\bar{u}d)_{V-A} | 0 \rangle \langle K^- | (\bar{s}c)_{V-A} | D^0 \rangle. \end{aligned} \quad (4.10)$$

De forma mas simplificada:

$$\langle K^- \pi^+ | \mathcal{O}_2 | D^0 \rangle = -X_{K^- \pi^+}^{D^0} + \frac{1}{N_c} X_{D^0 K^-}^{\pi^+}. \quad (4.11)$$

Reemplazando (4.11) y (4.7) en (4.1):

$$\begin{aligned} \mathcal{A}_{D^0 \rightarrow K^- \pi^+} &= \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{cs}^* V_{ud} \left[C_1 \left\{ X_{D^0 K^-}^{\pi^+} - \frac{1}{N_c} X_{K^- \pi^+}^{D^0} \right\} + C_2 \left\{ -X_{K^- \pi^+}^{D^0} + \frac{1}{N_c} X_{D^0 K^-}^{\pi^+} \right\} \right] \\ &= \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{cs}^* V_{ud} \left[C_1 X_{D^0 K^-}^{\pi^+} - \frac{C_1}{N_c} X_{K^- \pi^+}^{D^0} - C_2 X_{K^- \pi^+}^{D^0} + \frac{C_2}{N_c} X_{D^0 K^-}^{\pi^+} \right]. \end{aligned}$$

Factorizando los términos $X_{D^0 K^-}^{\pi^+}$ y $X_{K^- \pi^+}^{D^0}$ se tiene:

$$\begin{aligned} \mathcal{A}_{D^0 \rightarrow K^- \pi^+} &= \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{cs}^* V_{ud} \left[C_1 X_{D^0 K^-}^{\pi^+} + \frac{C_2}{N_c} X_{D^0 K^-}^{\pi^+} - C_2 X_{K^- \pi^+}^{D^0} - \frac{C_1}{N_c} X_{K^- \pi^+}^{D^0} \right] \\ &= \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{cs}^* V_{ud} \left[\left(C_1 + \frac{C_2}{N_c} \right) X_{D^0 K^-}^{\pi^+} - \left(C_2 + \frac{C_1}{N_c} \right) X_{K^- \pi^+}^{D^0} \right]. \end{aligned}$$

Donde $a_1 = C_1 + \frac{C_2}{N_c}$ y $a_2 = C_2 + \frac{C_1}{N_c}$; por tanto:

$$\mathcal{A}_{D^0 \rightarrow K^- \pi^+} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{cs}^* V_{ud} \left[a_1 X_{D^0 K^-}^{\pi^+} + a_2 X_{K^- \pi^+}^{D^0} \right]. \quad (4.12)$$

Para los términos $X_{D^0 K^-}^{\pi^+}$ y $X_{K^- \pi^+}^{D^0}$ usando la definición [14, 15]:

$$X_{P_2 P_3}^{P_1} = i f_{P_1} \Delta_{P_2 P_3}^2 F_0^{P_2 P_3}(m_{P_1}^2). \quad (4.13)$$

Donde f_{P_1} es la constante de decaimiento del mesón P_1 , $F_0^{P_2 P_3}(m_{P_1})$ representa el factor de forma del mesón P_2 al mesón P_3 evaluado en la masa del mesón P_1 y $\Delta_{P_2 P_3}^2 = m_{P_2}^2 - m_{P_3}^2$, de lo cual se obtienen:

Para el término $X_{D^0 K^-}^{\pi^+}$:

$$\begin{aligned} X_{D^0 K^-}^{\pi^+} &= i f_{\pi^+} \Delta_{D^0 K^-}^2 F_0^{D^0 K^-}(m_{\pi^+}^2), \\ X_{D^0 K^-}^{\pi^+} &= i f_{\pi^+} (m_{D^0}^2 - m_{K^-}^2) F_0^{D^0 K^-}(m_{\pi^+}^2). \end{aligned} \quad (4.14)$$

Para el término $X_{K^- \pi^+}^{D^0}$:

$$\begin{aligned} X_{K^- \pi^+}^{D^0} &= i f_{D^0} \Delta_{K^- \pi^+}^2 F_0^{K^- \pi^+}(m_{D^0}^2), \\ X_{K^- \pi^+}^{D^0} &= i f_{D^0} (m_{K^-}^2 - m_{\pi^+}^2) F_0^{K^- \pi^+}(m_{D^0}^2). \end{aligned} \quad (4.15)$$

La amplitud a primer orden viene dada por:

$$\boxed{\mathcal{A}(D^0 \rightarrow K^- \pi^+) = T + E \equiv \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{ud} V_{cs}^* (\mathcal{T} + \mathcal{E})} \quad (4.16)$$

La transición de (CF) , $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ se puede caracterizar a través de una amplitud $T(c \rightarrow usd)$ y una amplitud de intercambio $E(cu \rightarrow sd)$.

Igualando (4.12) y (4.16) se puede observar que:

$$\mathcal{T} \approx i a_1 f_{\pi^+} (m_{D^0}^2 - m_{K^-}^2) F_0^{D^0 K^-}(m_{\pi^+}^2), \quad (4.17)$$

$$\mathcal{E} \approx -i a_2 f_{D^0} (m_{K^-}^2 - m_{\pi^+}^2) F_0^{K^- \pi^+}(m_{D^0}^2). \quad (4.18)$$

4.1.1

Proceso a orden superior del canal $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$

Se desarrolla la razón de decaimiento para el canal de decaimiento $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ a orden superior usando los operadores de segundo orden \mathcal{O}_3 a \mathcal{O}_6 , también son conocidos como los operadores pingüinos (ver apéndice C).

Valor esperado de \mathcal{O}_3 :

$$\mathcal{O}_3 = (\bar{q}c)_{V-A} \sum_{q'} (\bar{q}'q')_{V-A}.$$

Donde $q' = u, d, s$ de tal manera que se obtenga el mesón de entrada y los mesones de salida. Por lo que el operador queda de la forma:

$$\mathcal{O}_3 = (\bar{u}c)_{V-A} \sum_{q'=s,d} (\bar{q}'q')_{V-A}.$$

Desarrollando factorización Naive, aplicando rotación de Fiertz y sumando sobre los índice repetidos:

$$\begin{aligned}
\langle K^- \pi^+ | \mathcal{O}_3 | D^0 \rangle &= \left\langle K^- \pi^+ \left| (\bar{u}c)_{V-A} \sum_{q'=s,d} (\bar{q}'q')_{V-A} \right| D^0 \right\rangle \\
&= \langle K^- \pi^+ | (\bar{u}c)_{V-A} [(\bar{d}d)_{V-A} + (\bar{s}s)_{V-A}] | D^0 \rangle \\
&= \langle K^- \pi^+ | (\bar{u}c)_{V-A} (\bar{d}d)_{V-A} | D^0 \rangle + \langle K^- \pi^+ | (\bar{u}c)_{V-A} (\bar{s}s)_{V-A} | D^0 \rangle \\
&= \langle K^- \pi^+ | (\bar{d}d)_{V-A} | 0 \rangle \langle 0 | (\bar{u}c)_{V-A} | D^0 \rangle \\
&\quad + \frac{1}{N_c} \langle \pi^+ | (\bar{u}d)_{V-A} | 0 \rangle \langle K^- | (\bar{d}c)_{V-A} | D^0 \rangle \\
&\quad + \langle K^- \pi^+ | (\bar{s}s)_{V-A} | 0 \rangle \langle 0 | (\bar{u}c)_{V-A} | D^0 \rangle \\
&\quad + \frac{1}{N_c} \langle K^- | (\bar{u}s)_{V-A} | 0 \rangle \langle \pi^+ | (\bar{s}c)_{V-A} | D^0 \rangle \\
&= X_{(K^- \pi^+)_d}^{D^0} + \frac{1}{N_c} X_{D^0 K^-}^{\pi^+} + X_{(K^- \pi^+)_s}^{D^0} + \frac{1}{N_c} X_{D^0 \pi^+}^{K^-} \\
&= 2X_{K^- \pi^+}^{D^0} + \frac{1}{N_c} X_{D^0 K^-}^{\pi^+} + \frac{1}{N_c} X_{D^0 \pi^+}^{K^-} \tag{4.19}
\end{aligned}$$

Para \mathcal{O}_4 :

$$\begin{aligned}
\langle K^- \pi^+ | \mathcal{O}_4 | D^0 \rangle &= \left\langle K^- \pi^+ \left| (\bar{u}_\alpha c_\beta)_{V-A} \sum_{q'=s,d} (\bar{q}'_\beta q'_\alpha)_{V-A} \right| D^0 \right\rangle \\
&= \langle K^- \pi^+ | (\bar{u}_\alpha c_\beta)_{V-A} [(\bar{d}_\alpha d_\beta)_{V-A} + (\bar{s}_\alpha s_\beta)_{V-A}] | D^0 \rangle \\
&= \langle \pi^+ | (\bar{u}d)_{V-A} | 0 \rangle \langle K^- | (\bar{d}c)_{V-A} | D^0 \rangle \\
&\quad + \frac{1}{N_c} \langle K^- \pi^+ | (\bar{d}d)_{V-A} | 0 \rangle \langle 0 | (\bar{u}c)_{V-A} | D^0 \rangle \\
&\quad + \langle K^- | (\bar{u}s)_{V-A} | 0 \rangle \langle \pi^+ | (\bar{s}c)_{V-A} | D^0 \rangle \\
&\quad + \frac{1}{N_c} \langle K^- \pi^+ | (\bar{s}s)_{V-A} | 0 \rangle \langle 0 | (\bar{u}c)_{V-A} | D^0 \rangle \\
&= X_{D^0 K^-}^{\pi^+} + \frac{1}{N_c} X_{(K^- \pi^+)_d}^{D^0} + X_{D^0 \pi^+}^{K^-} + \frac{1}{N_c} X_{(K^- \pi^+)_s}^{D^0} \\
&= X_{D^0 K^-}^{\pi^+} + X_{D^0 \pi^+}^{K^-} + \frac{2}{N_c} X_{K^- \pi^+}^{D^0} \tag{4.20}
\end{aligned}$$

La contribución en la amplitud del decaimiento $\mathcal{A}_{D^0 \rightarrow K^- \pi^+}$ considerando los valores esperados de los operadores \mathcal{O}_3 y \mathcal{O}_4 esta dado por:

$$\begin{aligned}
\mathcal{A}_{(\mathcal{O}_3, \mathcal{O}_4)} &= \langle C_3 \mathcal{O}_3 + C_4 \mathcal{O}_4 \rangle \\
&= C_3 \left[2X_{K^- \pi^+}^{D^0} + \frac{1}{N_c} X_{D^0 K^-}^{\pi^+} + \frac{1}{N_c} X_{D^0 \pi^+}^{K^-} \right] + C_4 \left[X_{D^0 K^-}^{\pi^+} + X_{D^0 \pi^+}^{K^-} + \frac{2}{N_c} X_{K^- \pi^+}^{D^0} \right] \\
&= 2 \left(C_3 + \frac{C_4}{N_c} \right) X_{K^- \pi^+}^{D^0} + \left(C_4 + \frac{C_3}{N_c} \right) X_{D^0 K^-}^{\pi^+} + \left(C_4 + \frac{C_3}{N_c} \right) X_{D^0 \pi^+}^{K^-}
\end{aligned}$$

Donde $a_3 = C_3 + \frac{C_4}{N_c}$ y $a_4 = C_4 + \frac{C_3}{N_c}$, por lo que se obtiene:

$$\mathcal{A}_{(\mathcal{O}_3, \mathcal{O}_4)} = 2a_3 X_{K^- \pi^+}^{D^0} + a_4 X_{D^0 K^-}^{\pi^+} + a_4 X_{D^0 \pi^+}^{K^-} \quad (4.21)$$

Los valores esperados del operador \mathcal{O}_5 y \mathcal{O}_6 , desarrollando factorización Naive, aplicando rotación de Fiertz $(\bar{\psi}_1 \psi_2)_{V-A} (\bar{\psi}_3 \psi_4)_{V+A} = -\frac{2}{N_c} (\bar{\psi}_1 \psi_4)_{s+p} (\bar{\psi}_3 \psi_2)_{s-p}$ son:

$$\begin{aligned} \langle K^- \pi^+ | \mathcal{O}_5 | D^0 \rangle &= \left\langle K^- \pi^+ \left| (\bar{q}c)_{V-A} \sum_{q'=s,d} (\bar{q}'q')_{V+A} \right| D^0 \right\rangle \\ &= \langle K^- \pi^+ | (\bar{u}c)_{V-A} [(\bar{d}d)_{V+A} + (\bar{s}s)_{V+A}] | D^0 \rangle \\ &= \langle K^- \pi^+ | (\bar{u}c)_{V-A} (\bar{d}d)_{V+A} | D^0 \rangle + \langle K^- \pi^+ | (\bar{u}c)_{V-A} (\bar{s}s)_{V+A} | D^0 \rangle \\ &= \langle K^- \pi^+ | (\bar{d}d)_{V+A} | 0 \rangle \langle 0 | (\bar{u}c)_{V-A} | D^0 \rangle \\ &\quad - \frac{2}{N_c} \langle \pi^+ | (\bar{u}d)_{s+p} | 0 \rangle \langle K^- | (\bar{d}c)_{s-p} | D^0 \rangle \\ &\quad + \langle K^- \pi^+ | (\bar{s}s)_{V+A} | 0 \rangle \langle 0 | (\bar{u}c)_{V-A} | D^0 \rangle \\ &\quad - \frac{2}{N_c} \langle K^- | (\bar{u}s)_{s+p} | 0 \rangle \langle \pi^+ | (\bar{s}c)_{s-p} | D^0 \rangle \\ &= -X_{K^- \pi^+}^{D^0} + \frac{2}{N_c} \tilde{X}_{D^0 K^-}^{\pi^+} - X_{K^- \pi^+}^{D^0} + \frac{2}{N_c} \tilde{X}_{D^0 \pi^+}^{K^-} \\ &= -2X_{K^- \pi^+}^{D^0} + \frac{2}{N_c} \tilde{X}_{D^0 K^-}^{\pi^+} + \frac{2}{N_c} \tilde{X}_{D^0 \pi^+}^{K^-} \end{aligned} \quad (4.22)$$

$$\begin{aligned} \langle K^- \pi^+ | \mathcal{O}_6 | D^0 \rangle &= \left\langle K^- \pi^+ \left| -2 \sum_{q'=s,d} (\bar{q}'c)_{s-p} (\bar{u}q')_{s+p} \right| D^0 \right\rangle \\ &= -2 \langle K^- \pi^+ | [(\bar{d}c)_{s-p} (\bar{u}d)_{s+p}] + [(\bar{s}c)_{s-p} (\bar{u}s)_{s+p}] | D^0 \rangle \\ &= -2 \{ \langle K^- \pi^+ | (\bar{d}c)_{s-p} (\bar{u}d)_{s+p} | D^0 \rangle + \langle K^- \pi^+ | (\bar{s}c)_{s-p} (\bar{u}s)_{s+p} | D^0 \rangle \} \\ &= -2 \langle \pi^+ | (\bar{u}d)_{s+p} | 0 \rangle \langle K^- | (\bar{d}c)_{s-p} | D^0 \rangle \\ &\quad + \frac{1}{N_c} \langle K^- \pi^+ | (\bar{u}c)_{V-A} (\bar{d}d)_{V+A} | D^0 \rangle \\ &\quad - 2 \langle K^- | (\bar{u}s)_{s+p} | 0 \rangle \langle \pi^+ | (\bar{s}c)_{s-p} | D^0 \rangle \\ &\quad + \frac{1}{N_c} \langle K^- \pi^+ | (\bar{u}c)_{V-A} (\bar{s}s)_{V+A} | D^0 \rangle \\ &= -\frac{1}{N_c} X_{K^- \pi^+}^{D^0} + 2\tilde{X}_{D^0 K^-}^{\pi^+} - \frac{1}{N_c} X_{K^- \pi^+}^{D^0} + 2\tilde{X}_{D^0 \pi^+}^{K^-} \\ &= -\frac{2}{N_c} X_{K^- \pi^+}^{D^0} + 2\tilde{X}_{D^0 K^-}^{\pi^+} + 2\tilde{X}_{D^0 \pi^+}^{K^-} \end{aligned} \quad (4.23)$$

La contribución en la amplitud del decaimiento $\mathcal{A}_{D^0 \rightarrow K^- \pi^+}$ considerando los valores esperados de los operadores \mathcal{O}_5 y \mathcal{O}_6 esta dado por:

$$\begin{aligned} \mathcal{A}_{\langle \mathcal{O}_5, \mathcal{O}_6 \rangle} &= \langle C_5 \mathcal{O}_5 + C_6 \mathcal{O}_6 \rangle \\ &= C_5 \left[-2X_{K^- \pi^+}^{D^0} + \frac{2}{N_c} \tilde{X}_{D^0 K^-}^{\pi^+} + \frac{2}{N_c} \tilde{X}_{D^0 \pi^+}^{K^-} \right] + C_6 \left[-\frac{2}{N_c} X_{K^- \pi^+}^{D^0} + 2\tilde{X}_{D^0 K^-}^{\pi^+} + 2\tilde{X}_{D^0 \pi^+}^{K^-} \right] \\ &= -2 \left(C_5 + \frac{C_6}{N_c} \right) X_{K^- \pi^+}^{D^0} + 2 \left(C_6 + \frac{C_5}{N_c} \right) \tilde{X}_{D^0 K^-}^{\pi^+} + 2 \left(C_6 + \frac{C_5}{N_c} \right) \tilde{X}_{D^0 \pi^+}^{K^-} \end{aligned}$$

Donde $a_5 = C_5 + \frac{C_6}{N_c}$ y $a_6 = C_6 + \frac{C_5}{N_c}$, por lo que se obtiene:

$$\boxed{\mathcal{A}_{\langle \mathcal{O}_5, \mathcal{O}_6 \rangle} = -2a_5 X_{K^- \pi^+}^{D^0} + 2a_6 \tilde{X}_{D^0 K^-}^{\pi^+} + 2a_6 \tilde{X}_{D^0 \pi^+}^{K^-}} \quad (4.24)$$

Finalmente la amplitud total parcial del decaimiento $\mathcal{A}_{D^0 \rightarrow K^- \pi^+}$ usando la ecuación (colocar la ecuación en el capitulo antes) considerando todas las contribuciones de los valores esperados de los operadores \mathcal{O}_i queda de la forma:

$$\begin{aligned} \mathcal{A}_{D^0 \rightarrow K^- \pi^+} &= \frac{G_F}{\sqrt{2}} \sum_{i=1}^6 V_{CKM} C_i(\mu) \langle K^- \pi^+ | \mathcal{O}_i | D^0 \rangle \\ &= \frac{G_F}{\sqrt{2}} \left\{ V_{ud} V_{cs}^* (C_1 \mathcal{O}_1 + C_2 \mathcal{O}_2) + V_{ub} V_{cb}^* \sum_{i=3}^6 C_i \mathcal{O}_i \right\} \\ &= T + E + \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{ub} V_{cb}^* \left(2(a_3 - a_5) X_{K^- \pi^+}^{D^0} + (a_4 + 2a_6 X^{\pi^+}) X_{D^0 K^-}^{\pi^+} \right. \\ &\quad \left. + (a_4 + 2a_6 X^{K^-}) X_{D^0 \pi^+}^{K^-} \right) \end{aligned} \quad (4.25)$$

Donde los términos X^{π^+} y X^{K^-} tiene la forma:

$$X^{\pi^+} = \frac{m_{\pi^+}^2}{(m_c - m_s)(m_u + m_d)} \quad (4.26)$$

$$X^{K^-} = \frac{m_{K^-}^2}{(m_c - m_s)(m_u + m_s)} \quad (4.27)$$

4.2

Proceso $D^0 \rightarrow K^+ \pi^-$

Se va a trabajar ha orden más bajo o el llamado orden árbol (Ver figura 4.2), calculando el hamiltoniano efectivo por el Doble Cabibbo Suprimido (DCS), desarrollando la

factorización Naive, rotación de Fiertz y usando los operadores \mathcal{O}_1 y \mathcal{O}_2 , se obtiene:

$$\mathcal{A}_{D^0 \rightarrow K^+\pi^-} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{cd}^* V_{us} \left[a_1 X_{D^0\pi^-}^{K^+} - a_2 X_{K^+\pi^-}^{D^0} \right] \quad (4.28)$$

Donde:

$$X_{D^0\pi^-}^{K^+} = \langle K^+ | (\bar{u}s)_{V-A} | 0 \rangle \langle \pi^- | (\bar{d}c)_{V-A} | D^0 \rangle = -if_{K^+} (m_{D^0}^2 - m_{\pi^-}^2) F_0^{D^0\pi^-} (m_{K^+}^2)$$

$$X_{K^+\pi^-}^{D^0} = \langle K^+\pi^- | (\bar{d}s)_{V-A} | 0 \rangle \langle 0 | (\bar{u}c)_{V-A} | D^0 \rangle = -if_{D^0} (m_{K^+}^2 - m_{\pi^-}^2) F_0^{K^+\pi^-} (m_{D^0}^2)$$

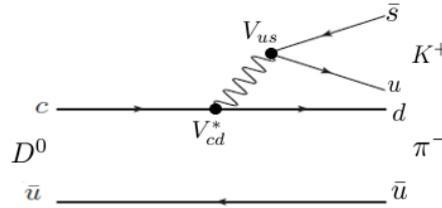


Figura 4.2: Diagrama de Feynman para el decaimiento $D^0 \rightarrow K^+\pi^-$ a orden árbol.

4.3

Proceso $D^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$

El diagrama de Feynman para este canal de decaimiento se representa:

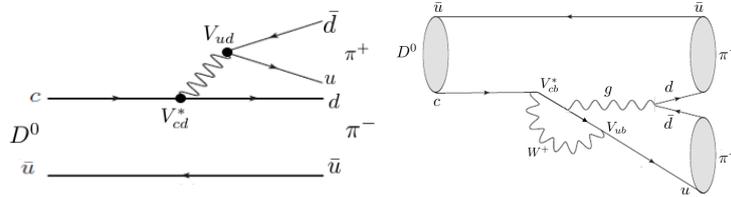


Figura 4.3: Diagrama a orden árbol y pingüino para el Decaimiento $D^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$.

Calculando el hamiltoniano efectivo por Cabibbo Suprimido (CS), desarrollando la factorización Naive y rotación de Fiertz, se obtiene:

$$\mathcal{A}_{D^0 \rightarrow \pi^+\pi^-} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{cd}^* V_{ud} \left[a_1 X_{D^0\pi^+}^{\pi^-} \right] - V_{cb}^* V_{ub} \left[a_4 + 2a_6 X^{\pi^-} \right] X_{D^0\pi^+}^{\pi^-} \quad (4.29)$$

Donde:

$$\begin{aligned}
 X_{D^0\pi^+}^{\pi^-} &= \langle \pi^- | (\bar{u}d)_{V-A} | 0 \rangle \langle \pi^+ | (\bar{d}c)_{V-A} | D^0 \rangle = -if_{\pi^-} (m_{D^0}^2 - m_{\pi^+}^2) F_0^{D^0\pi^+} (m_{\pi^-}^2) \\
 \tilde{X}_{D^0\pi^+}^{\pi^-} &= \langle \pi^- | (\bar{u}d)_{s+p} | 0 \rangle \langle \pi^+ | (\bar{d}c)_{s-p} | D^0 \rangle = X^{\pi^-} X_{D^0\pi^+}^{\pi^-} \\
 \tilde{\tilde{X}}_{D^0\pi^+}^{\pi^-} &= X^{\pi^-} X_{D^0\pi^+}^{\pi^-} = \frac{m_{\pi^-}^2}{(m_c - m_u)(m_u + m_d)} X_{D^0\pi^+}^{\pi^-}
 \end{aligned}$$

4.4

Proceso $D^0 \rightarrow K^+ K^-$

El diagrama de Feynman para este canal de decaimiento se representa:

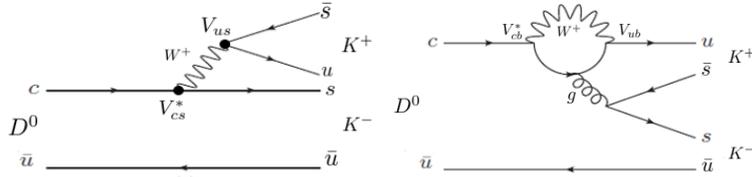


Figura 4.4: Diagrama a orden árbol y pingüino para el Decaimiento $D^0 \rightarrow K^+ K^-$.

Calculando el hamiltoniano efectivo por Cabibbo Suprimido (CS), desarrollando la factorización Naive, rotación de Fiertz y usando los operadores \mathcal{O}_1 a \mathcal{O}_6 , se obtiene:

$$\mathcal{A}_{D^0 \rightarrow K^+ K^-} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \left\{ -V_{cs}^* V_{us} a_1 X_{D^0 K^+}^{K^-} - V_{cb}^* V_{ub} \left[2a_6 X^{K^-} - a_4 \right] X_{D^0 K^+}^{K^-} \right\} \quad (4.30)$$

Donde:

$$\begin{aligned}
 X_{D^0 K^+}^{K^-} &= \langle K^- | (\bar{u}s)_{V-A} | 0 \rangle \langle K^+ | (\bar{s}c)_{V-A} | D^0 \rangle = -if_{K^-} (m_{D^0}^2 - m_{K^+}^2) F_0^{D^0 K^+} (m_{K^-}^2) \\
 \tilde{X}_{D^0 K^+}^{K^-} &= \langle K^- | (\bar{u}s)_{s+p} | 0 \rangle \langle K^+ | (\bar{s}c)_{s-p} | D^0 \rangle = X^{\pi^-} X_{D^0\pi^+}^{\pi^-} \\
 \tilde{\tilde{X}}_{D^0 K^+}^{K^-} &= X^{K^-} X_{D^0 K^+}^{K^-} = \frac{m_{K^-}^2}{(m_c - m_s)(m_u + m_s)} X_{D^0 K^+}^{K^-}
 \end{aligned}$$

4.5

Proceso $D^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$

Calculando el hamiltoniano efectivo por Cabibbo Suprimido (CS), desarrollando la factorización Naive, rotación de Fiertz y usando los operadores \mathcal{O}_1 a \mathcal{O}_6 , se obtiene:

$$\mathcal{A}_{D^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0} = \frac{G_F}{2} \left\{ -V_{cd}^* V_{ud} a_2 X_{D^0 \pi^0}^{\pi^0} - V_{cb}^* V_{ub} \left[-2a_3 - a_4 - 2a_5 + 2a_6 X^{\pi^0} \right] X_{D^0 \pi^0}^{\pi^0} \right\} \quad (4.31)$$

Donde:

$$\begin{aligned} X_{D^0 \pi^0}^{\pi^0} &= \langle \pi^0 | (\bar{d}d)_{V-A} | 0 \rangle \langle \pi^0 | (\bar{u}c)_{V-A} | D^0 \rangle = -i f_{\pi^0} (m_{D^0}^2 - m_{\pi^0}^2) F_0^{D^0 \pi^0} (m_{\pi^0}^2) \\ \tilde{X}_{D^0 \pi^0}^{\pi^0} &= \langle \pi^0 | (\bar{u}u)_{s+p} | 0 \rangle \langle \pi^0 | (\bar{u}c)_{s-p} | D^0 \rangle = X^{\pi^0} X_{D^0 \pi^0}^{\pi^0} \\ \tilde{\tilde{X}}_{D^0 \pi^0}^{\pi^0} &= X^{\pi^0} X_{D^0 \pi^0}^{\pi^0} = \frac{m_{\pi^0}^2}{(m_c - m_d)(m_u + m_d)} X_{D^0 \pi^0}^{\pi^0} \end{aligned}$$

El diagrama de Feynman para este canal de decaimiento se representa:

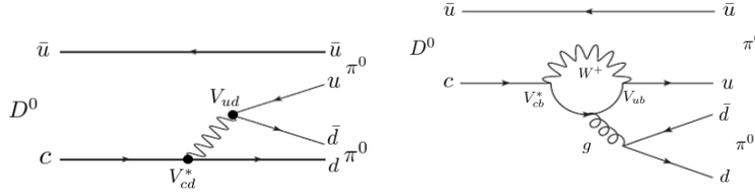


Figura 4.5: Diagrama a orden árbol y pingüino para el Decaimiento $D^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$.

4.6

Proceso $D^0 \rightarrow K_S^0 \pi^0$

El valor esperado para este canal de decaimiento es de la forma $\langle K_S^0 \pi^0 | \mathcal{O}_i | D^0 \rangle$, donde $K_S^0 = \frac{1}{\sqrt{2}} (K^0 + \bar{K}^0)$, por lo que el valor esperado del hamiltoniano tiene la forma:

$$\left\langle \frac{1}{\sqrt{2}} (K^0 + \bar{K}^0) \pi^0 | \mathcal{O}_i | D^0 \right\rangle.$$

Calculando el hamiltoniano efectivo por Doble Cabibbo Suprimido (DCS), desarrollando

la factorización Naive, rotación de Fiertz y usando los operadores \mathcal{O}_1 a \mathcal{O}_6 , se obtiene:

$$\begin{aligned} \mathcal{A}_{D^0 \rightarrow K_S^0 \pi^0} = & -G_F \left\{ V_{ud} V_{cs}^* [a_1 + a_2] X_{K^0 \pi^0}^{D^0} - V_{ud} V_{cd}^* \left[a_1 X_{K^0 \pi^0}^{D^0} - a_2 X_{D^0 K^0}^{\pi^0} \right] \right. \\ & \left. - V_{ub} V_{cb}^* \left[\left(a_3 + 2a_4 + a_5 + 4a_6 X^{D^0} \right) X_{K^0 \pi^0}^{D^0} + (a_5 - a_3) X_{D^0 K^0}^{\pi^0} \right] \right\} \end{aligned} \quad (4.32)$$

Donde:

$$\begin{aligned} X_{D^0 K^0}^{\pi^0} &= \langle \pi^0 | (\bar{d}d)_{V-A} | 0 \rangle \langle K^0 | (\bar{u}c)_{V-A} | D^0 \rangle = -i f_{\pi^0} (m_{D^0}^2 - m_{K^0}^2) F_0^{D^0 K^0} (m_{\pi^0}^2) \\ X_{K^0 \pi^0}^{D^0} &= \langle K^0 \pi^0 | (\bar{u}s)_{V-A} | 0 \rangle \langle 0 | (\bar{s}c)_{V-A} | D^0 \rangle = -i f_{D^0} (m_{K^0}^2 - m_{\pi^0}^2) F_0^{K^0 \pi^0} (m_{D^0}^2) \\ \tilde{X}_{K^0 \pi^0}^{D^0} &= \langle K^0 \pi^0 | (\bar{u}s)_{s+p} | 0 \rangle \langle 0 | (\bar{s}c)_{s-p} | D^0 \rangle = X^{D^0} X_{K^0 \pi^0}^{D^0} \\ \tilde{X}_{K^0 \pi^0}^{D^0} &= X^{D^0} X_{K^0 \pi^0}^{D^0} = \frac{m_{D^0}^2}{(m_c - m_s)(m_s + m_d)} X_{K^0 \pi^0}^{D^0} \end{aligned}$$

De los cálculos anteriores se obtiene la siguiente tabla es la comparación de los resultados obtenidos usando la factorización naive (Naive Factoring Approach “NFA”) o aproximación por factorización naive de las fracciones de decaimiento para los procesos $D^0 \rightarrow K\pi, \pi\pi, KK$.

Tabla 4.1: Comparación de las fracciones decaimiento para los procesos $D^0 \rightarrow K\pi, \pi\pi, KK$.

Canal de decaimiento	Dato Experimental	PDG	NFA 10^{-2}	
			árbol	pingüino
$K^- \pi^+$	$(3,934 \pm 0,021) \times 10^{-2}{}^a$ $(4,007 \pm 0,037) \times 10^{-2}{}^b$	$(3,89 \pm 0,04) \times 10^{-2}$	3,8925	3,8923
$K^+ \pi^-$	\sim	$(1,385 \pm 0,027) \times 10^{-4}$	0,013940	0,013923
$\pi^+ \pi^-$	\sim	$(1,407 \pm 0,025) \times 10^{-3}$	0,142011	0,141989
$\pi^0 \pi^0$	$(8,4 \pm 0,1) \times 10^{-4}{}^b$ $(8,24 \pm 0,21) \times 10^{-4}{}^c$	$(8,22 \pm 0,25) \times 10^{-4}$	0,08111	0,08112
$K_S^0 \pi^0$	$(1,240 \pm 0,017) \times 10^{-2}{}^a$	$(1,19 \pm 0,004) \times 10^{-2}$	1,250	1,2497
$K^+ K^-$	$(4,08 \pm 0,08) \times 10^{-3}{}^a$	$(3,97 \pm 0,07) \times 10^{-3}$	0,397101	0,397115

^aCleo. ($K^- \pi^+$) [16], ($K_S^0 \pi^0$) [20], ($K^+ K^-$) [21].

^bBaBar. ($K^- \pi^+$) [17], ($\pi^0 \pi^0$) [19].

^cBelle. ($\pi^0 \pi^0$) [18].

En las siguientes gráficas se puede observar con más claridad la diferencia de los datos obtenidos en la tabla 4.1 con los resultados que se encuentran en la literatura como el valor promedio (PDG) y los experimentos (Cleo, BaBar y Belle).

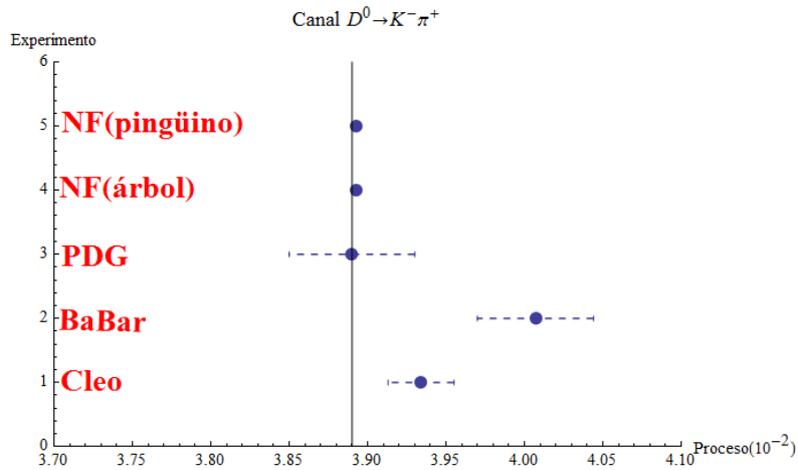


Figura 4.6: Diagrama comparativo para el Decaimiento $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$.

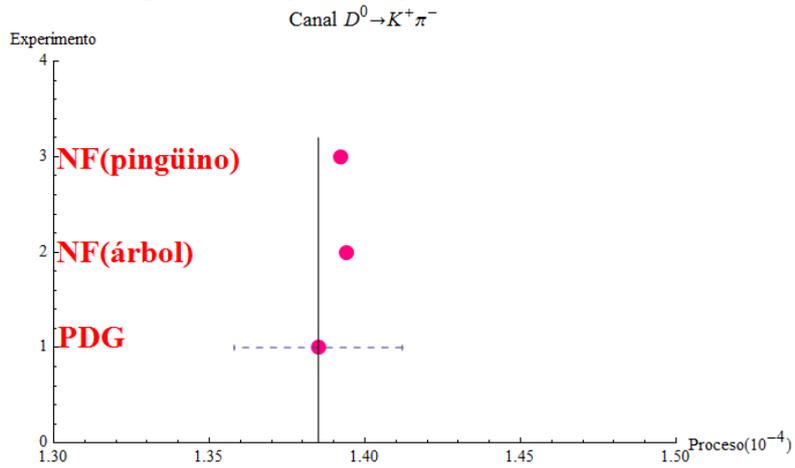


Figura 4.7: Diagrama comparativo para el Decaimiento $D^0 \rightarrow K^+ \pi^-$.

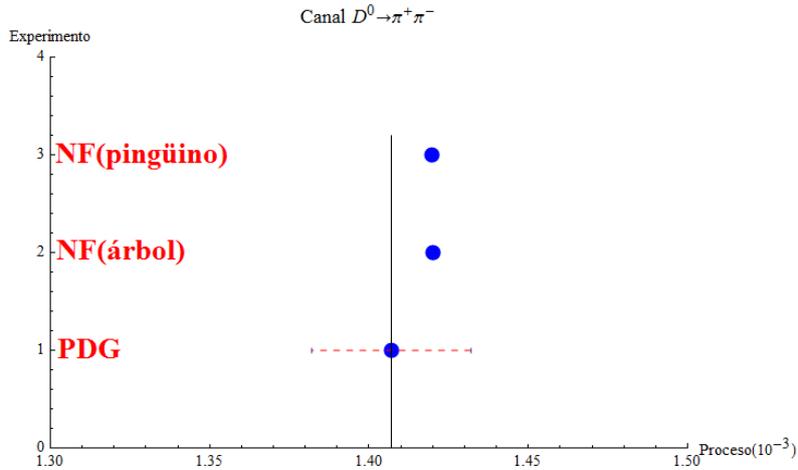
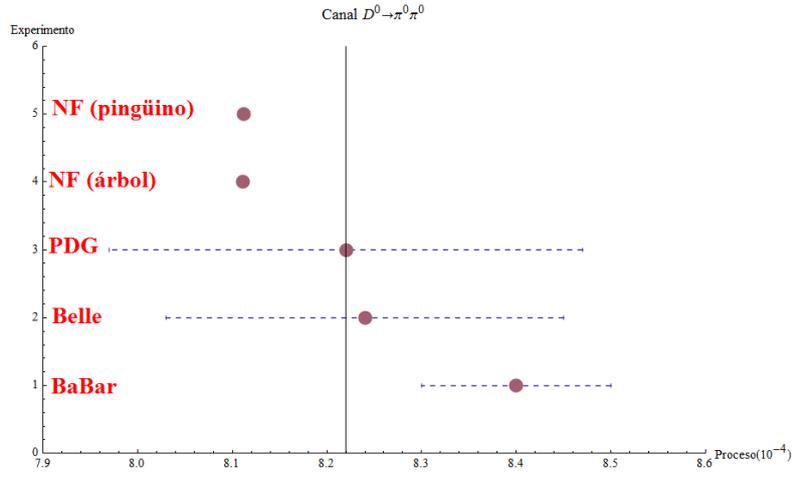
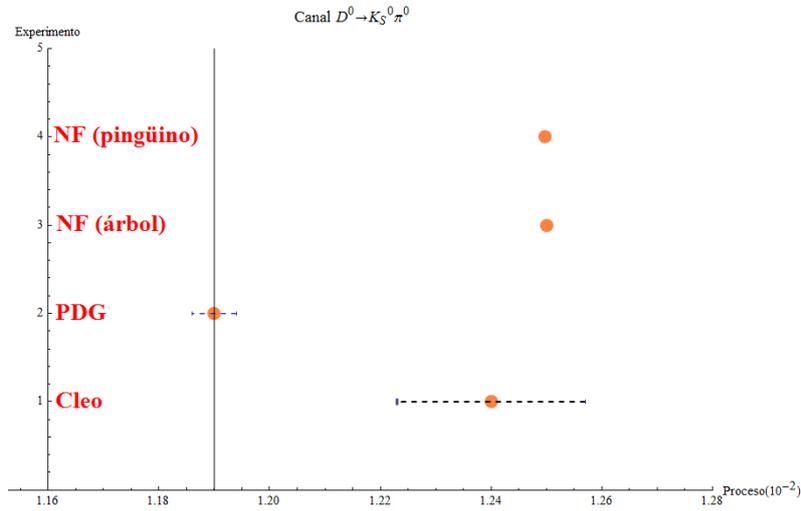
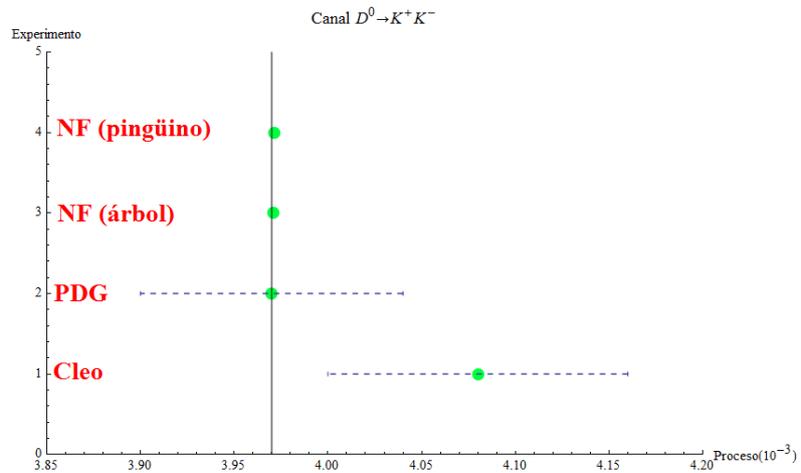


Figura 4.8: Diagrama comparativo para el Decaimiento $D^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$.

Figura 4.9: Diagrama comparativo para el Decaimiento $D^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$.Figura 4.10: Diagrama comparativo para el Decaimiento $D^0 \rightarrow K_S^0 \pi^0$.Figura 4.11: Diagrama comparativo para el Decaimiento $D^0 \rightarrow K^+ K^-$.

Violación de simetría CP

En el capítulo anterior se abordó el estudio de la física del mesón D, ahora exploraremos el rol que juega la violación de CP en los procesos de decaimiento que involucran a estos mesones. La violación de simetría CP se observó inicialmente en los Kaones neutros, también se distingue la violación directa e indirecta de la simetría CP. En la primera sección, discutiremos la violación de CP que ocurre en los Kaones neutros. En la segunda sección, discutiremos la violación directa de CP que ocurre debido a la estructura de las amplitudes de decaimiento y que es independiente del tiempo. En la tercera sección, discutiremos las primeras oscilaciones neutras de mesón que son necesarias para los dos tipos de violación indirecta de CP.

5.1

Violación de CP en mesones neutro K

El sistema de Kaones neutros $K^0 \bar{K}^0$ tienen propiedades cuánticas muy singulares, son estados propios del hamiltoniano de las interacciones fuertes, es decir, se producen en las interacciones fuertes que conservan la extrañeza¹, pero al decaer por medio de la interacción débil esta no se conserva. En el sistema de kaones fue donde se descubrió la violación de CP en 1964 por James Cronin y Val Fitch [22].

Los efectos de violación CP se observan en la mezcla de mesones, es decir, en mesones neutros, o pseudoescalares cuyo estado físico es una mezcla de dos estados cuánticos que oscilan entre estados de partícula y antipartícula, siendo esta mezcla conocida como **resonancia** debido a que los mesones son partículas inestables con un tiempo de vida muy corta [23].

¹la extrañeza, es un número cuántico que se representa con la letra S mayúscula y se le otorga aquellas partículas que tienen un quark s en su composición interna.

Si los mesones K se caracterizan por la contener un quark s , llamada también extrañeza (S); los Kaones $K^0(d\bar{s})$ y $\bar{K}^0(s\bar{d})$ son partículas bien diferenciadas. Una tiene $S = 1$ y la otra tiene $S = -1$, por otro lado ambas tienen paridad negativa, es decir, $P|K^0\rangle = -|K^0\rangle$, $P|\bar{K}^0\rangle = -|\bar{K}^0\rangle$, y son una la antipartícula de la otra $C|K^0\rangle = |\bar{K}^0\rangle$, $C|\bar{K}^0\rangle = |K^0\rangle$. Por el teorema CPT ambas deben tener la misma masa y tiempos de vida. Se sabe que las dos partículas decaen por interacciones débiles por lo que son estados propios de CP, entonces K^0 y \bar{K}^0 , son partículas idénticas es decir puede convertirse una en la otra, por lo que el hamiltoniano que las define deben tener términos que las conecten [13].

$$|K^0\rangle \longleftrightarrow |\bar{K}^0\rangle \quad (5.1)$$

Bajo CP los estados K^0 y \bar{K}^0 se transforman

$$\begin{aligned} CP|K^0\rangle &= -C|K^0\rangle = -|\bar{K}^0\rangle \\ CP|\bar{K}^0\rangle &= -C|\bar{K}^0\rangle = -|K^0\rangle \end{aligned} \quad (5.2)$$

Asumiendo que CP se conserva en las interacciones débiles se puede definir dos combinaciones lineales de $|K^0\rangle$ y $|\bar{K}^0\rangle$ que son estados propios del operador CP a saber,

$$|K_1^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|K^0\rangle - |\bar{K}^0\rangle) \quad (5.3)$$

$$|K_2^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|K^0\rangle + |\bar{K}^0\rangle) \quad (5.4)$$

Bajo el operador CP y usando la ecuación (5.2) el estado $|K_1^0\rangle$ no sufre transformación alguna y el estado $|K_2^0\rangle$ cambia de signo,

$$\begin{aligned} CP|K_1^0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} (CP|K^0\rangle - CP|\bar{K}^0\rangle) \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}} (-|\bar{K}^0\rangle + |K^0\rangle) \\ &= |K_1^0\rangle \end{aligned} \quad (5.5)$$

$$\begin{aligned} CP|K_2^0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} (CP|K^0\rangle + CP|\bar{K}^0\rangle) \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}} (-|\bar{K}^0\rangle - |K^0\rangle) \\ &= -\frac{1}{\sqrt{2}} (|\bar{K}^0\rangle + |K^0\rangle) \\ &= -|K_2^0\rangle \end{aligned} \quad (5.6)$$

Donde $|K_1^0\rangle$ posee paridad intrínseca CP positiva y $|K_2^0\rangle$ tiene una paridad intrínseca CP negativa, es decir, son vectores propios de CP con valores propios $+1$ y -1 respectivamente,

$$\begin{aligned} CP|K_1^0\rangle &= (+1)|K_1^0\rangle \\ CP|K_2^0\rangle &= (-1)|K_2^0\rangle. \end{aligned} \quad (5.7)$$

Si CP es conservado en los procesos débiles los únicos modos de decaimiento permitidos son K_1^0 y K_2^0 , donde K_1^0 puede decaer en dos piones 2π que es un estado propio de CP con un valor de $(+1)$, debido que un pión posee una paridad intrínseca de CP (-1) [24].

$$K_1^0 \rightarrow \pi^+\pi^-, \quad \pi^0\pi^0, \quad (5.8)$$

este es el primer canal donde puede suceder el decaimiento del Kaón neutro, con un tiempo de vida medio, dado por: $\tau = (8,954 \pm 0,004) \times 10^{-11} s$ [PDG].

Similarmete K_2^0 solo puede decaer en tres piones (3π) que es un estado propio de CP con un valor propio -1 .

$$K_2^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0, \quad \pi^0\pi^0\pi^0, \quad (5.9)$$

este es el segundo canal donde puede suceder el decaimiento del Kaón neutro, con un tiempo de vida medio, dado por: $\tau = (5,116 \pm 0,021) \times 10^{-8} s$ [PDG].

El primer canal de decaimiento a dos piones, tiene un tiempo de vida mucha mas pequeño que el tiempo de vida que posee el canal de decaimiento a tres piones, debido a esto estos dos procesos son llamados como K_S (Kaón de vida corta), y K_L (Kaón de larga vida) respectivamente.

Ambos tipos de decaimiento K_S y K_L han sido observados en la naturaleza y entre ellos hay una pequeña diferencias de masas, debido al efecto de la interacción débil.

$$m(K_L) - m(K_S) = (3,4890 \pm 0,008) 10^{-6} MeV/c^2 \quad (5.10)$$

La diferencia de masas entre K_S y K_L muestra claramente la violación de CP en los Kaones neutros K^0 y \bar{K}^0 .

Este tipo de decaimiento muestra claramente la violación de CP en estas transiciones hadrónicas, esto ocurre porque los K_S y K_L son estados propios del Hamiltoniano débil que no son estados propios del operador CP , en cuyo caso, los estados físicos son superposiciones de las componentes de CP par e impar, y el efecto de violación es pequeño, por ejemplo, la razón de probabilidad de los decaimientos de K_L dentro de $\pi^+\pi^-$ es del orden de $0,1\%$ de todos K_L decaimientos esta dada por [25]:

$$\frac{K_L \rightarrow \pi^+\pi^-}{K_L \rightarrow \text{todos}} \equiv (1,975 \pm 0,012) \times 10^{-3} \quad (5.11)$$

5.1.1

Formalismo de la violación de CP en Kaones

En ausencia de interacciones débiles, los estados K^0 y \bar{K}^0 son estados propios del Hamiltoniano, y describen distintos estados de partícula y antipartícula. Estos estados son estacionarios en un espacio bidimensional de Hilbert y pueden ser identificados por medio de los vectores de base:

$$|K^0\rangle \rightarrow \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (5.12)$$

$$|\bar{K}^0\rangle \rightarrow \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}. \quad (5.13)$$

Cualquier estado general puede ser normalizado en este espacio, y puede escribirse como una superposición lineal de los dos estados de la forma:

$$|\psi\rangle = \begin{pmatrix} |K^0\rangle \\ |\bar{K}^0\rangle \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{|p|^2 + |q|^2}} [p|K^0\rangle \pm q|\bar{K}^0\rangle], \quad (5.14)$$

donde p y q son las fases físicas que implican la violación de CP en el proceso de mezcla de los estados propios de CP [26].

Si CP es conservada en las interacciones débiles, podemos construir dos combinaciones lineales $|K_{1,2}^0\rangle$ de los estados propios de CP que también son estados propios de masa [27]:

$$\begin{aligned} |K_S\rangle \equiv |K_1^0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{|p|^2 + |q|^2}} [p|K^0\rangle + q|\bar{K}^0\rangle], \\ |K_L\rangle \equiv |K_2^0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{|p|^2 + |q|^2}} [p|K^0\rangle - q|\bar{K}^0\rangle]. \end{aligned} \quad (5.15)$$

Los mesones K^0 y \bar{K}^0 son inestables, los estados $|K_{1,2}^0\rangle$ tienen masas m_1 y m_2 y decaen con anchos de decaimientos Γ_1 y Γ_2 respectivamente.

Sea $\psi(t)$ un estado arbitrario de dicho espacio y tomando como base $|K_1^0\rangle$ y $|K_2^0\rangle$, el estado final puede escribirse como una combinación lineal

$$|\psi(t)\rangle = \begin{pmatrix} |K^0(t)\rangle \\ |\bar{K}^0(t)\rangle \end{pmatrix} = A(t)|K_1^0\rangle + B(t)|K_2^0\rangle. \quad (5.16)$$

La evolución en el tiempo de un estado $\psi(t)$ obedece la ecuación de Schrödinger y en presencia de mezcla la evolución en el tiempo del sistema $K^0 - \bar{K}^0$ esta dado por:

$$i\hbar \frac{\partial |\psi(t)\rangle}{\partial t} = H |\psi(t)\rangle, \quad (5.17)$$

donde el hamiltoniano efectivo H es un operador 2×2 complejo (no hermitiano) que se descompone en dos factores responsables de las masa y la anchura de la desintegración de partículas inestables y puede ser escrito como:

$$H_{ij} = M_{ij} - \frac{i}{2}\Gamma_{ij}, \quad (5.18)$$

los términos M_{ij} y Γ_{ij} son hermíticos, y satisfacen la relación:

$$M_{ij} = M_{ij}, \quad y \quad \Gamma_{ij} = \Gamma_{ij}^*. \quad (5.19)$$

La simetría CPT implica que los elementos diagonales de la matriz de masa deben ser iguales:

$$\begin{aligned} M_{11} &= M_{22}, & \Gamma_{11} &= \Gamma_{22}, \\ M_{21} &= M_{12}^*, & \Gamma_{21} &= \Gamma_{12}^*. \end{aligned} \quad (5.20)$$

Donde el hamiltoniano efectivo se puede escribir en forma general como:

$$H = M - \frac{i}{2}\Gamma = \begin{pmatrix} M_{11} - \frac{i}{2}\Gamma_{11} & M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12} \\ M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^* & M_{22} - \frac{i}{2}\Gamma_{22} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A & p^2 \\ q^2 & A \end{pmatrix}. \quad (5.21)$$

Mediante el proceso de diagonalización de la matriz de masa (5.21) se lleva la mezcla de los estados propios de CP , K^0 y \bar{K}^0 , y se hallan los valores de $p = 1 + \epsilon$ y $q = 1 - \epsilon$ que al sustituirlos en la ecuación (5.15) obtenemos los estados propios de masa en función de los estados propios de CP .

$$|K_S^0\rangle = \frac{|K_1^0\rangle + \epsilon|K_2^0\rangle}{\sqrt{1 + |\epsilon|^2}}, \quad |K_L^0\rangle = \frac{|K_2^0\rangle + \epsilon|K_1^0\rangle}{\sqrt{1 + |\epsilon|^2}}, \quad (5.22)$$

donde el factor ϵ es un parámetro adimensional complejo muy pequeño del orden de 10^{-3} , que representa la desviación verdadera de los K^0 y \bar{K}^0 estados propios de CP , que reflejan el grado de violación de CP del sistema en la mezcla y esta dado por la expresión:

$$\epsilon = \frac{p - q}{p + q} = \frac{\sqrt{M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12}} - \sqrt{M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^*}}{\sqrt{M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12}} + \sqrt{M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^*}}.$$

La relación $\frac{q}{p}$ esta dada por la aproximación:

$$\frac{q}{p} = \frac{1 - \epsilon}{1 + \epsilon} = \sqrt{\frac{M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^*}{M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12}}}.$$

Si CP es una simetría conservada $p = q$, las cantidades M_{12} y Γ_{12} son reales, y sucede que ϵ se anula. Entonces $K_S^0 = K_1^0$ y $K_L^0 = K_2^0$, y no hay mezcla entre K_1^0 y K_2^0 . Esta mezcla solo ocurrirá si CP es una simetría violada [27].

Como los estados $|K_1^0\rangle$ y $|K_2^0\rangle$ son estados propios del hamiltoniano efectivo H con valores propios $(m_1 - \frac{i}{2}\Gamma_1)$ y $(m_2 - \frac{i}{2}\Gamma_2)$, entonces las soluciones para la ecuación (5.16) describen la evolución temporal de dichos estados.

$$\begin{aligned} H|K_1^0(t)\rangle &= \left(m_1 - \frac{i}{2}\Gamma_1\right) |K_1^0(t)\rangle, \\ H|K_2^0(t)\rangle &= \left(m_2 - \frac{i}{2}\Gamma_2\right) |K_2^0(t)\rangle. \end{aligned} \quad (5.23)$$

Las soluciones para la evolución temporal de la amplitud de los estados $|K_1^0\rangle$ y $|K_2^0\rangle$ son:

$$\begin{aligned} |K_1^0(t)\rangle &= e^{-i(m_1 - \frac{i}{2}\Gamma_1)t} |K_1^0\rangle, \\ |K_2^0(t)\rangle &= e^{-i(m_2 - \frac{i}{2}\Gamma_2)t} |K_2^0\rangle. \end{aligned} \quad (5.24)$$

En esta representación los estados son ortogonales entre si:

$$\langle K_1^0(t) | K_2^0(t) \rangle = \langle K_2^0(t) | K_1^0(t) \rangle = 0. \quad (5.25)$$

Considerando un experimento en el que se produce un haz de K^0 inicialmente, creado por una interacción fuerte para un tiempo $t = 0$. Donde un K^0 lo podemos expresar como la mezcla de los estados K_1^0 y K_2^0 (y viceversa):

$$|K^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (K_1^0 + K_2^0), \quad |\bar{K}^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (K_1^0 - K_2^0).$$

La evolución temporal se puede obtener de la ecuación (5.24) como sigue:

$$\begin{aligned} |K^0(t)\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} (|K_1^0(t)\rangle + |K_2^0(t)\rangle) \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left(e^{-i(m_1 - \frac{i}{2}\Gamma_1)t} |K_1^0\rangle + e^{-i(m_2 - \frac{i}{2}\Gamma_2)t} |K_2^0\rangle \right) \end{aligned}$$

La amplitud del K^0 en un tiempo t después es dado por:

$$\begin{aligned}\langle K^0|K^0(t)\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} (\langle K_1^0| + \langle K_2^0|) \left(e^{-i(m_1 - \frac{i}{2}\Gamma_1)t} |K_1^0\rangle + e^{-i(m_2 - \frac{i}{2}\Gamma_2)t} |K_2^0\rangle \right) \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left(e^{-i(m_1 - \frac{i}{2}\Gamma_1)t} + e^{-i(m_2 - \frac{i}{2}\Gamma_2)t} \right).\end{aligned}\quad (5.26)$$

La expresión (5.26) de los estados propios de masa se muestra claramente la mezcla de partículas.

Así, la probabilidad de encontrar el estado $|K^0\rangle$, en un tiempo t está dado por:

$$\begin{aligned}P(K^0, t) &= |\langle K^0|K^0(t)\rangle|^2 \\ &= \frac{1}{4} |e^{-i(m_1 - \frac{i}{2}\Gamma_1)t} + e^{-i(m_2 - \frac{i}{2}\Gamma_2)t}|^2 \\ &= \frac{1}{4} \left[e^{-\Gamma_1 t} + e^{-\Gamma_2 t} + 2e^{-\frac{1}{2}(\Gamma_1 + \Gamma_2)t} \cos \Delta m t \right].\end{aligned}\quad (5.27)$$

De modo semejante, se puede obtener la probabilidad de encontrar el estado $|\bar{K}^0\rangle$ a la vez en un tiempo t en el rayo original $|K^0\rangle$ dada por:

$$\begin{aligned}P(\bar{K}^0, t) &= |\langle \bar{K}^0|K^0(t)\rangle|^2 \\ &= \frac{1}{4} \left| \frac{q}{p} \right|^2 \left[e^{-\Gamma_1 t} + e^{-\Gamma_2 t} - 2e^{-\frac{1}{2}(\Gamma_1 - \Gamma_2)t} \cos \Delta m t \right]\end{aligned}\quad (5.28)$$

El tercer término en las ecuaciones anteriores es el término de interferencia y es el causante de la oscilación depende de la diferencia de masas de los estados $|K_1^0\rangle$ y $|K_2^0\rangle$. Las expresiones para las diferencia de masas y anchos de decaimiento obtenidas del proceso de diagonalización de la matriz de masa son:

$$\Delta m = m_L - m_S = 2Re_{pq} = 2Re \left[\left(M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12} \right) \left(M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^* \right) \right]^2, \quad (5.29)$$

$$\Delta\Gamma = \Gamma_2 - \Gamma_1 = -4Im_{pq} = -4Im \left[\left(M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12} \right) \left(M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^* \right) \right]^2. \quad (5.30)$$

Vemos de las ecuaciones (5.29) y (5.30), si dos estados $|K_S^0\rangle$ y $|K_L^0\rangle$ tuviesen masas idénticas $\Delta m = 0$, pero la evidencia experimental muestra que existe una diferencia de masa y ancho de decaimiento para estos estados [tomados del PDG]:

$$\begin{aligned}\Delta m &= m_L - m_S \approx 3,5 \times 10^{-12} MeV/c^2 \\ \Delta\Gamma &= -7,36 \times 10^{-12} MeV/c^2\end{aligned}\quad (5.31)$$

El Modelo Estándar para ilustrar como el experimento puede dar cuenta de estos tipos de violación, introduce las cantidades η_{+-} y η_{00} cuya diferencia es muy pequeña. Los

resultados de la violación directa de CP es calculada mediante la razón de las amplitudes de los decaimientos de $|K_S^0\rangle$ y $|K_L^0\rangle$ en dos piones:

$$\eta_{+-} \equiv \frac{\mathcal{A}(K_L \rightarrow \pi^+\pi^-)}{\mathcal{A}(K_S \rightarrow \pi^+\pi^-)}, \quad \eta_{00} \equiv \frac{\mathcal{A}(K_L \rightarrow \pi^0\pi^0)}{\mathcal{A}(K_S \rightarrow \pi^0\pi^0)}. \quad (5.32)$$

Los datos experimentales aportan los valores η_{+-} y η_{00} que el Modelo Estándar predice como resultados de la violación CP en las amplitudes:

$$\begin{aligned} |\eta_{00}| &= (2,220 \pm 0,011) \times 10^{-3} \\ |\eta_{+-}| &= (2,232 \pm 0,011) \times 10^{-3}. \end{aligned} \quad (5.33)$$

Así, en este escenario de violación de CP, las fracciones para los dos modo de decaimiento dadas en la ecuación (5.32) son iguales. De hecho, la medida los valores son consistentes con esta expectativa, pero solo con un nivel del 1% [24].

$$\eta_{+-} = \eta_{00} = \epsilon. \quad (5.34)$$

De los datos experimentales se tiene un valor medio dado por [28, 29]:

$$|\epsilon| \approx 2,3 \times 10^{-3} \quad (5.35)$$

5.2

Tipos de violación de CP

Existen tres tipos de violación de la simetría CP en los decaimientos de mesones: la directa, la indirecta y la interferencia entre un decaimiento con y sin mezcla [4, 30, 35].

5.2.1

Violación directa en el decaimiento

La violación de CP en decaimiento aparece a nivel de la amplitud, este tipo de violación es la mejor para identificar los efectos de violación CP en los decaimientos de los mesones ($M = D, B, K$) donde los efectos de mezcla no están presentes. La forma general de asimetría CP, está definido por:

$$A_{CP}(f) \equiv \frac{\Gamma(M \rightarrow f) - \Gamma(\bar{M} \rightarrow \bar{f})}{\Gamma(M \rightarrow f) + \Gamma(\bar{M} \rightarrow \bar{f})} \quad (5.36)$$

donde $\Gamma(M \rightarrow f)$ es la razón de decaimiento del mesón M a un estado final f . La razón de decaimiento adquiere la forma:

$$\Gamma(M \rightarrow f) = |A(M \rightarrow f)|^2 \tilde{\Gamma}_f, \quad \Gamma(\bar{M} \rightarrow \bar{f}) = |A(\bar{M} \rightarrow \bar{f})|^2 \tilde{\Gamma}_f \quad (5.37)$$

Donde $A(M \rightarrow f)$ es la amplitud del decaimiento para el mesón M a un estado final f y $\tilde{\Gamma}_f$ es el factor de espacio de fase. La amplitud de decaimiento para un mesón M (el cual puede ser neutro o cargado) y su conjugado CP \bar{M} en un estado final f y su conjugado \bar{f} con ($f = M_1 M_2$), estan dadas por:

$$\begin{aligned} \mathcal{A}_f &= \langle f | \mathcal{H}_w | M \rangle & \bar{\mathcal{A}}_f &= \langle f | \mathcal{H}_w | \bar{M} \rangle, \\ \mathcal{A}_{\bar{f}} &= \langle \bar{f} | \mathcal{H}_w | M \rangle & \bar{\mathcal{A}}_{\bar{f}} &= \langle \bar{f} | \mathcal{H}_w | \bar{M} \rangle, \end{aligned} \quad (5.38)$$

donde \mathcal{H}_w es el hamiltoniano que gobierna las interacciones débiles.

5.3

Violación de CP indirecta en mesones D neutros

Anteriormente se analizó el formalismo general para la mezcla de Kaones neutros, de manera similar se analizará directamente las expresiones en mesones $D^0(c\bar{u})$ y $\bar{D}^0(u\bar{c})$, los cuales, por medio de las interacciones débiles se mezclan. Sea D_1 un estado propio de la interacción débil, tal que, un mesón D se puede escribir como una superposición de $D^0(c\bar{u})$ y $\bar{D}^0(u\bar{c})$, usando la matriz de mezcla del hamiltoniano efectivo.

Al igual que en el sistema de los Kaones, se definen dos estados propios de masa del hamiltoniano efectivo: $|D_l\rangle$ liviano y $|D_h\rangle$ pesado; que son las mezclas de los estados propios de CP $|D_1\rangle$ y $|D_2\rangle$, con valores propios de CP de ± 1 respectivamente.

$$|D_1\rangle = (|D^0\rangle - |\bar{D}^0\rangle) / \sqrt{2}, \quad |D_2\rangle = (|D^0\rangle + |\bar{D}^0\rangle) / \sqrt{2}, \quad (5.39)$$

donde los estados propios de masas los podemos escribir como combinaciones de los estados propios de CP

$$\begin{aligned} |D_l^0\rangle &= p|D^0\rangle + q|\bar{D}^0\rangle, \\ |D_h^0\rangle &= p|D^0\rangle - q|\bar{D}^0\rangle. \end{aligned} \quad (5.40)$$

La evolución en el tiempo de los estados propios de masa esta dada por la ecuación de Schödinger:

$$i \frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} D^0(t) \\ \bar{D}^0(t) \end{pmatrix} = \left(M - \frac{i}{2} \Gamma \right) \begin{pmatrix} D^0(t) \\ \bar{D}^0(t) \end{pmatrix}, \quad (5.41)$$

donde la matriz de masa M y el ancho de decaimiento Γ , son matrices hermíticas, los términos fuera de la diagonal de esta matriz son los responsables de la mezcla y la violación de CP, M_{12} corresponde de la parte dispersiva de la transición de D^0 a \bar{D}^0 , mientras que Γ_{12} es la parte absorbida de las amplitudes del decaimiento de los mesones D .

Similarmente que con los Kaones diagonalizando la matriz de masa (hamiltoniano efectivo) y sustituyendo los valores encontrados para p y q para los estados propios de masa (5.40) se obtiene:

$$|D_l^0\rangle = \frac{|D_2^0\rangle + \tilde{\epsilon}|D_1^0\rangle}{\sqrt{1 + |\tilde{\epsilon}|^2}}, \quad |D_h^0\rangle = \frac{|D_1^0\rangle + \tilde{\epsilon}|D_2^0\rangle}{\sqrt{1 + |\tilde{\epsilon}|^2}}. \quad (5.42)$$

Al diagonalizar la matriz \mathcal{H} (5.41), obtenemos los valores propios del hamiltoniano efectivo:

$$\begin{aligned} \lambda_{1,2} &= M_{11} - \frac{i}{2}\Gamma_{11} \pm \sqrt{\left(M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12}\right) \left(M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^*\right)} \\ &\equiv M_{11} - \frac{i}{2}\Gamma_{11} \pm \left(M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12}\right) \frac{q}{p}, \end{aligned} \quad (5.43)$$

donde la relación q/p esta dada por:

$$\frac{q}{p} \equiv \pm \sqrt{\frac{M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^*}{M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12}}}, \quad (5.44)$$

con $|p|^2 + |q|^2 = 1$.

Podemos escribir los estados propios de masa como:

$$|D_1\rangle = p|D^0\rangle + q|\bar{D}^0\rangle, \quad (5.45)$$

$$|D_2\rangle = p|D^0\rangle - q|\bar{D}^0\rangle, \quad (5.46)$$

estos son los estados propios de los valores esperados $\lambda_{1,2}$ respectivamente, por lo que se puede escribir la evolución en el tiempo de los estados $|D_1\rangle$ y $|D_2\rangle$, como:

$$\begin{aligned} |D_1(t)\rangle &= e^{-i\lambda_1 t}|D_1(0)\rangle, \\ |D_2(t)\rangle &= e^{-i\lambda_2 t}|D_2(0)\rangle. \end{aligned}$$

Se puede escribir la evolución en el tiempo de $|D^0\rangle$ y $|\bar{D}^0\rangle$, los estados propios de la interacción débil, de la siguiente manera:

$$|D^0(t)\rangle = \frac{1}{2p} (|D_1\rangle e^{-i\lambda_1 t} + |D_2\rangle e^{-i\lambda_2 t}) = f_+(t)|D^0\rangle + \frac{q}{p}f_-(t)|\bar{D}^0\rangle, \quad (5.47)$$

$$|\bar{D}^0(t)\rangle = \frac{1}{2q} (|D_1\rangle e^{-i\lambda_1 t} - |D_2\rangle e^{-i\lambda_2 t}) = \frac{q}{p}f_-(t)|D^0\rangle + f_+(t)|\bar{D}^0\rangle, \quad (5.48)$$

donde se define $f_{\pm}(t) \equiv \frac{1}{2} (e^{-i\lambda_1 t} \pm e^{-i\lambda_2 t}) = \frac{1}{2} [e^{-im_h t} e^{-\Gamma_h t/2} \pm e^{-im_l t} e^{-\Gamma_l t/2}]$.

Para evaluar la razón de decaimiento, las siguientes expresiones resultan útiles mas ade-

lante:

$$|f_{\pm}(t)|^2 = \frac{1}{4} \left(e^{-\Gamma_1 t} + e^{-\Gamma_2 t} \pm 2e^{-\frac{\Gamma_1 + \Gamma_2}{2} t} \cos(\Delta M t) \right) \quad (5.49)$$

$$= \frac{e^{-\Gamma t}}{2} \left(\cosh\left(\frac{\Delta \Gamma t}{2}\right) \pm \cos(\Delta M t) \right), \quad (5.50)$$

$$f_+(t)f_-^*(t) = \frac{1}{4} \left(e^{-\Gamma_1 t} - e^{-\Gamma_2 t} + 2ie^{-\frac{\Gamma_1 + \Gamma_2}{2} t} \sin(\Delta M t) \right) \quad (5.51)$$

$$= \frac{e^{-\Gamma t}}{2} \left(\sinh\left(\frac{\Delta \Gamma t}{2}\right) - i \sin(\Delta M t) \right). \quad (5.52)$$

De las anteriores expresiones es conveniente definir las masas y las tazas de decaimiento de D_1 y D_2 utilizando los valores propios de λ_1 y λ_2

$$M_1 \equiv \Re(\lambda_1), \quad \Gamma_1 \equiv -2\Im(\lambda_1), \quad (5.53)$$

$$M_2 \equiv \Re(\lambda_2), \quad \Gamma_2 \equiv -2\Im(\lambda_2). \quad (5.54)$$

Además se definen sus promedios y diferencias:

$$M \equiv M_1 + M_2, \quad \Gamma \equiv \frac{\Gamma_1 + \Gamma_2}{2}, \quad (5.55)$$

$$\Delta M \equiv M_2 - M_1, \quad \Delta \Gamma \equiv \Gamma_2 - \Gamma_1. \quad (5.56)$$

Representando las cantidades en forma adimensionales:

$$\boxed{x \equiv \frac{\Delta M}{\Gamma}; \quad y \equiv \frac{\Delta \Gamma}{2\Gamma}; \quad \tau \equiv \Gamma t.} \quad (5.57)$$

se obtienen expresiones más compactas para las ecuaciones (5.48) y (5.50), de la siguiente forma:

$$|f_{\pm}(t)|^2 = \frac{e^{-\tau}}{2} (\cosh(y\tau) \pm \cos(x\tau)), \quad (5.58)$$

$$f_+(t)f_-^*(t) = \frac{e^{-\tau}}{2} (\sinh(y\tau) - i \sin(x\tau)). \quad (5.59)$$

Aunque el formalismo es el mismo para todos los mesones neutros, los parámetros x y y son diferentes por lo que el comportamiento de la oscilación y los enfoques experimentales son bastantes diferentes.

5.4

Asimetría de violación directa de CP

En la tabla 5.1 se muestran los resultados obtenidos en este trabajo de investigación sobre la violación de simetría CP. Haciendo uso de la ecuación (5.36) para el cálculo de la violación de simetría directa donde el mesón M va a un estado final f y su antipartícula \bar{M} va a un estado final \bar{f} , para los canales estudiados en el capítulo 4.

Tabla 5.1: Asimetrías para los procesos $D^0 \rightarrow K\pi, \pi\pi, KK$.

Canal de decaimiento	Dato Experimental	PDG	NFA
$A_{CP}(K^-\pi^+)$	$(0,3 \pm 0,3) \times 10^{-2a}$	$0,003 \pm 0,007$	0,003189
$A_{CP}(K^+\pi^-)$	$(-1,7 \pm 1,6) \times 10^{-2b}$	$(-0,9 \pm 1,4) \times 10^{-2}$	-0,008775
$A_{CP}(\pi^+\pi^-)$	$(0,07 \pm 0,14) \times 10^{-2c}$	$(0,13 \pm 0,14) \times 10^{-2}$	0,0003153
$A_{CP}(\pi^0\pi^0)$	$(-0,03 \pm 0,64) \times 10^{-2d}$	$(0,0 \pm 0,6) \times 10^{-2}$	0,0000
$A_{CP}(K_S^0\pi^0)$	$(-0,21 \pm 0,16) \times 10^{-2d}$	$(-0,20 \pm 0,17) \times 10^{-2}$	-0,002691
$A_{CP}(K^+K^-)$	$(0,04 \pm 0,12) \times 10^{-2c}$	$(-0,07 \pm 0,11) \times 10^{-2}$	0,006517

^aCleo. $A_{CP}(K^-\pi^+)$ (2014) [31]

^bLHCb. $A_{CP}(K^+\pi^-)$ (2013) [32]

^cLHCb. $A_{CP}(\pi^+\pi^-)$; $A_{CP}(K^+K^-)$ (2017) [33]

^dBelle. $A_{CP}(\pi^0\pi^0)$; $A_{CP}(K_S^0\pi^0)$ (2014) [34]

Como se puede observar en la tabla 5.1 los datos encontrados a partir del cálculo de la fracción de decaimiento usando el método de factorización Naive (NFA), se aproximan más a los datos experimentales reportados por las colaboraciones como Cleo, LHCb y Belle.

Se observa que los cálculos de las asimetrías son sensibles a los valores de los elementos de la matriz de mezcla y a los valores de los factores de forma.

5.5

Cálculo de los parámetros de mezcla de los mesones D^0

La mezcla de mesón-antimesón es de tradicional importancia, esto debido a que es sensible a los grados de libertad pesados que se propagan en las amplitudes de mezcla subyacentes. Estimativos de las escalas de las masas del quark top y del quark charm, se

inferieron de la observación de la mezcla de sistemas de Kaones y de mesones B , respectivamente, antes de que estas partículas fueran descubiertas directamente.

El suceso tiene una motivación especial ya que apunta directamente a buscar señales de Nueva Física (NP), comparando las observaciones de la mezcla de mesones con las predicciones del Modelo Estándar (SM).

En el caso de oscilaciones del mesón D , la razón de mezcla dentro del MS es pequeña, esto ha llevado a una gran actividad experimental reciente investigando la mezcla $D^0\bar{D}^0$. En principio se trabaja con cambio de sabor en corrientes neutras (FCNC, por su siglas en inglés), la cual ha sido observada en el sector quark de $+2/3$, se asume que esta ventaja se tienen efectos mayores de nueva física.

5.5.1

Observación de la mezcla de Charm

En marzo de 2007, la Colaboración Internacional BABAR de la fábrica de mesones B de SLAC (California, USA), presentaron la primera evidencia de la oscilación o transformación de un mesón D neutro en su réplica de antimateria. La oscilación de estados de materia-antimateria de mesones neutros fue observada por primera vez en la década de 1950 en kaones, en la de 1980 en mesones B , y recientemente en 2006 en mesones B_s . La oscilación de mesones D , es la única que transforma un quark de tipo up en su antiquark, es un proceso particularmente raro y difícil de observar, ya que el tiempo que se requiere para que la oscilación se produzca es similar al tiempo de vida del mesón D (0.4 billonésimas de segundo). Esta evidencia, confirmada posteriormente por otros experimentos, abre la cuestión de si los mecanismos que la producen son los conocidos en el Modelo Estándar, o por el contrario se trata de procesos nuevos y desconocidos.

Entre las partículas producidas por las colisiones protón-protón estudiadas por el LHCb están los mesones D^* . Un D^{*+} normalmente decae a $D^0\pi^+$ y un \bar{D}^{*-} a $\bar{D}^0\pi^-$ pero nunca lo opuesto. Así, la carga del mesón π definitivamente etiqueta el sabor inicial del mesón D . Para etiquetar en la desintegración, una vez más se utilizan cargas eléctricas en determinadas desintegraciones específicas. Como se muestra en la figura (5.1 (a)), una desintegración común D^0 produce un $K^-\pi^+$, en esta desintegración de signo-derecho(RS), el mesón π desde la desintegración del mesón D^* y el mesón π desde la desintegración de D^0 tienen el mismo signo. Una desintegración de signo opuesto (WS) tiene diferentes cargas de los mesones π y pueden indicar que una oscilación $D^0 - \bar{D}^0$, seguida por la desintegración de la antipartícula, $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-$, como se muestra en la figura(5.1 (a)). El único detalle es que una pequeña parte, aproximadamente el 0.4 %, de todos los decaimientos a $K\pi$ son en realidad $D^0 \rightarrow K^+\pi^-$, proporcionando una segunda fuente de desintegraciones de signo-opuesto independiente de las oscilaciones (5.1 (b)). Este pro-

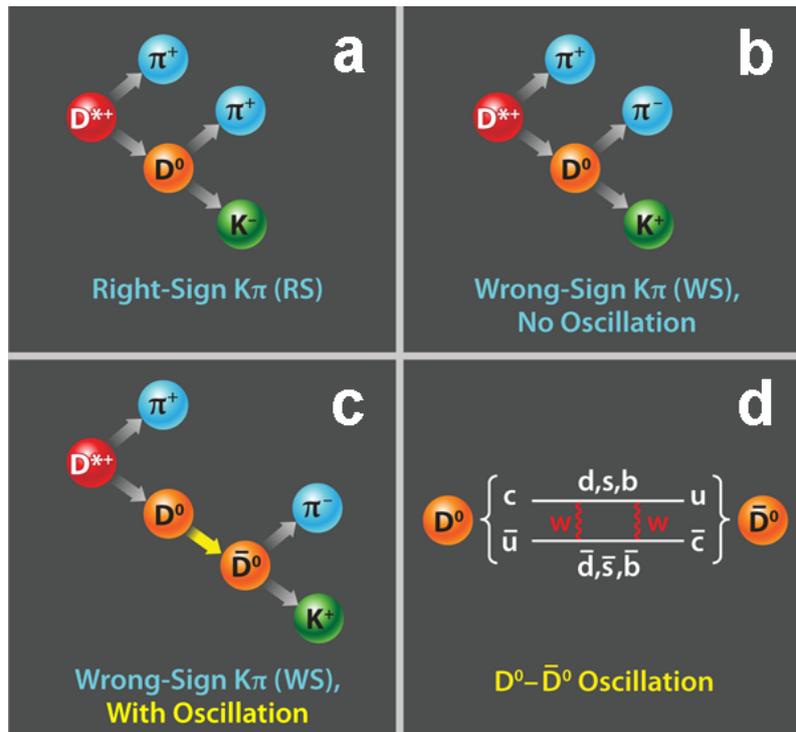


Figura 5.1: (a)-(c) muestra como la carga del mesón π desde la desintegración de D^* y D puede ser usado para etiquetar el sabor de $D(D^0; \bar{D}^0)$ en la producción y desintegración. Una desintegración de signo-derecha (RS) se aprecia en (a) y la desintegración de signo-opuesta se observa en (b) y (c), donde se muestran las dos posibles fuentes para la carga de los mesones π respectivamente. En (d) se ilustra el proceso de interacción débil responsable de la oscilaciones $D^0 - \bar{D}^0$, la cual involucra a las tres generaciones de quarks. Crédito.APS/Alan Stonebraker.

ceso de fondo tiene una amplitud constante, mientras que las oscilaciones varían en el tiempo. Sin oscilaciones, la tasa de WS/RS sería una constante 0.4 % vs tiempo. (Lo que los físicos del LHCb observaron en su lugar fue una pequeña variación en función del tiempo $\pm 20\%$) en la tasa de WS/RS . Para señalar la oscilación, la desintegración de signo-opuesto debe suceder en el momento adecuado. La dependencia del tiempo está ajustada para extraer los parámetros de oscilación y la hipótesis de que no hay oscilaciones $D^0 - \bar{D}^0$ se descarta con una confianza estadística alta (9.1 desviaciones estándar). El tiempo es crucial para el LHCb en otro aspecto. Los sistemas de detección y disparador del LHCb están sintonizados para estudiar los estados que contienen quark bottom o quarks charm . Las colisiones se producen a un ritmo de 11 megahertz, pero los datos sólo se pueden guardar en 3 kilohercios para su posterior análisis. Una clave para el éxito de la selección es la vida útil relativamente larga, aproximadamente un picosegundo, para los estados que contienen estos quarks. Para las partículas con movimiento rápido, estos tiempos cortos corresponden a distancias de propagación medibles, que permiten especialmente separarlas. Dado que las mediciones de alta precisión se requieren para tomar decisiones en tiempo real, una inmensa cantidad de trabajo se debe hacer en la calibración, control de calidad, mantenimiento y otras actividades necesarias para que el proceso funcione. Los datos de alta calidad obtenidos para la medición de oscilación D^0 son un testimonio del éxito de esta empresa. La capacidad de escoger selectivamente colisiones interesantes permite un campo de acción de la física muy amplio en el LHCb. Esfuerzos de investigación sustanciales se dedican actualmente a las interacciones débiles de los quarks y los enigmas asociados de sus tres generaciones. Lo ideal sería que las oscilaciones discutidas aquí ayudaran en la búsqueda de indicios de nueva física más allá del actual Modelo Estándar de la física de partículas. Es tentador que los resultados experimentales se encuentran hacia el extremo superior del rango predicho teóricamente, pero por desgracia cálculos precisos de las oscilaciones $D^0 - \bar{D}^0$ aun no son posibles. En cambio, este y otros experimentos relacionados se presentan como un desafío a la capacidad teórica.

El principal interés en la mezcla de $D^0 - \bar{D}^0$, parte en que mediciones simultáneas de las colaboraciones de BaBar [40] y Belle [41] dan señales diferentes de cero y son de alrededor del uno por ciento [42].

$$y'_D = (0,97 \pm 0,44 \pm 0,31) \cdot 10^{-2} \quad (BaBar), \quad (5.60)$$

$$y_D^{(CP)}(1,31 \pm 0,32 \pm 0,25) \cdot 10^{-2} \quad (Belle). \quad (5.61)$$

Luego se presenta el anuncio de la colaboración de Belle, con las medidas de mezcla haciendo análisis de gráficas de Dalitz $D^0 \rightarrow K_S \pi^+ \pi^-$ encontrando:

$$x_D = (0,80 \pm 0,29 \pm 0,17) \cdot 10^{-2}, \quad y_D = (0,33 \pm 0,24 \pm 0,15) \cdot 10^{-2}. \quad (5.62)$$

La idea en este trabajo fue encontrar valores para x, y usando las amplitudes halladas en los procesos calculados y compararlas con los datos experimentales que publican los laboratorios.

Los estados propios masivos de D^0 , son combinaciones lineales de los estados propios de sabor (5.45), donde p y q son parámetros complejos, esto da como resultado la oscilación $D^0 - \bar{D}^0$, en el límite de la simetría de CP, la oscilación se caracteriza por la diferencia de masa $\Delta M \equiv M_2 - M_1$ y el ancho de decaimiento $\Delta\Gamma \equiv \Gamma_2 - \Gamma_1$ entre los estados propios de masa D [4, 35].

Estas diferencias generalmente se expresan en términos de los parámetros de mezcla adimensionales $x_D \equiv \Delta M/\Gamma$ y $y_D \equiv \Delta\Gamma/2\Gamma$, donde Γ es el ancho de decaimiento promedio de los mesones D neutros. Si se viola la simetría CP, las razones de oscilación de los mesones producidos como D^0 y \bar{D}^0 pueden diferir, enriqueciendo aún más la fenomenología [32].

Dos amplitudes contribuyen a la producción de este estado final: la amplitud a nivel árbol para el decaimiento usando doble Cabibbo suprimido (DCS) del D^0 y una amplitud para la mezcla seguida por el decaimiento de CF del D^0 . El decaimiento dominante de dos cuerpos del D^0 es el decaimiento a través de Cabibbo Favorecido CF [36]. Haciendo uso de las ecuaciones (5.54) y (5.55), se pueden calcular los parámetros x'_D y y'_D que dependen linealmente de los parámetros de mezcla como:

$$x'_D \equiv x_D \cos \delta + y_D \sin \delta, \quad (5.63)$$

$$y'_D \equiv y_D \cos \delta - x_D \sin \delta, \quad (5.64)$$

donde δ es la diferencia de fase fuerte entre las amplitudes de decaimiento.

Tabla 5.2: Parámetros de mezcla en la asimetría CP en el proceso $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$.

Parámetros	Dato Experimental	NFA
$R_D = A_f/\bar{A}_f ^2$	$(3,568 \pm 0,066) \times 10^{-3a}$	$3,58128 \times 10^{-3}$
$x_D \equiv \Delta M/\Gamma$	$(-0,86 \pm 0,53) \times 10^{-2b}$	\sim
$y_D \equiv \Delta\Gamma/2\Gamma$	$(0,03 \pm 0,46) \times 10^{-2b}$	$0,033033 \times 10^{-2}$
$\cos \delta$	$0,97^c$	\sim
$x_D'^2$	$(5,5 \pm 4,9) \times 10^{-5a}$	$5,689 \times 10^{-5}$
$y_D' = y_D \cos \delta - x_D \sin \delta$	$(4,8 \pm 1,0) \times 10^{-3a}$	$5,27869 \times 10^{-3}$

^aLHCb $R_D, x_D'^2, y_D'$ (2013)[37]^bLHCb. x_D, y_D (2016)[38]^cCleo. $\cos \delta$ (2014)[39]

Conclusiones

En este trabajo se calcularon las fracciones de decaimiento en los procesos no-leptónicos del mesón D en mesones pseudoescalares en el estado final, usando el modelo de factorización naive (NFA), obteniendo:

- El uso de la teoría efectiva y la aplicación del modelo de factorización naive (NFA) que ya ha sido empleado en los mesones B , luego de estudiarlo detenidamente se aplicó en este trabajo en mesones D neutros obteniendo buenos resultados, tanto para el cálculo de las amplitudes, como para el cálculo de las razones de decaimiento como se refleja en la tabla 4.1, por lo que se puede apreciar que el método de la factorización naive es apropiado para el cálculo de las fracciones de decaimiento de los mesones pesados en este caso el mesón D^0 .
- Al comparar los datos de las fracciones de decaimiento de la tabla 4.1 con la literatura existente [16, 17, 18, 19, 20], se observa para el canal de decaimiento $K^-\pi^+$ el valor obtenido se encuentra a una desviación estándar (1σ) del dato promedio (PDG), a (3σ) de BaBar y (2σ) de Cleo; las fracciones calculadas en los canales $K^+\pi^-$ y $\pi^+\pi^-$ a (1σ) del valor promedio (PDG); la fracción calculada en el canal $\pi^0\pi^0$ a (1σ) del promedio PDG y Belle, a (2σ) de BaBar; la fracción calculada en el canal K^+K^- a (1σ) y (2σ) del promedio (PDG) y Cleo respectivamente; la fracción calculada en el canal $K_S^0\pi^0$ a (1σ) del valor reportado por Cleo y a (11σ) del valor promedio (PDG), estas desviaciones se pueden observar en las gráficas (4.6, 4.7, 4.8, 4.9, 4.10 y 4.11) para los canales desarrollados en este trabajo de grado. Los datos obtenidos son altamente sensibles, asumimos que estas variaciones se deben a los parámetros de entrada como las masas de los quarks y mesones, elementos de la matriz CKM, factores de forma y las constantes de decaimiento.
- Debido a que se presenta una sensibilidad en los cálculos con respecto al factor de forma $F_0^{D^0K^-}$, en este trabajo se calcula un intervalo de validez para que este factor de forma, mediante el modelo de factorización coincida con la razón

de decaimiento publicada experimentalmente. Se establece que este intervalo es $0,7134 < F_0^{D^0 K^-} < 0,7429$. En la figura 6.1, la amplitud entre las líneas rojas es la fracción promedio del proceso con el valor del Factor de Forma dado por el PDG y la línea verde es valor de la fracción de decaimiento calculada usando el método de factorización naive y empleando el valor del factor de forma que ajusta a la fracción de decaimiento obtenida para el proceso $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$, el cual es aproximadamente $F_0^{D^0 K^-} \approx 0,7322$ [4]. Al comparar este último valor con el valor promedio reportado por PDG (0,736(4)), se concluye que estos dos valores, tienen un margen de error a (1σ).

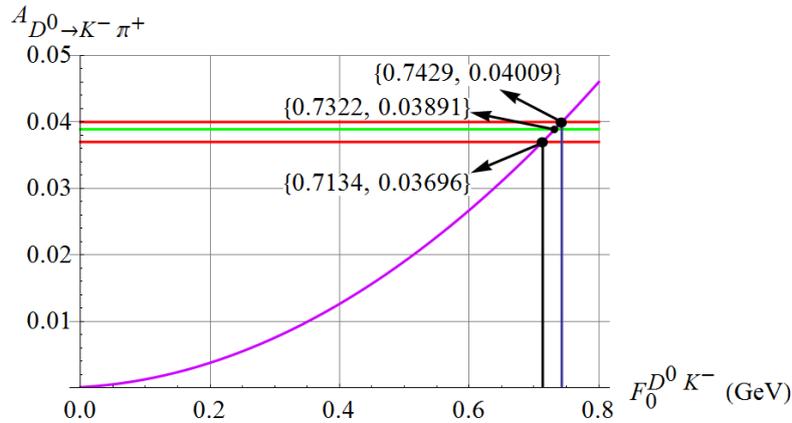


Figura 6.1: Relación entre el Factor de Forma y la Amplitud de decaimiento $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$

- Experimentalmente se encuentra que los mesones D^0 son partículas que violan simetría CP. En este trabajo se cálculo la asimetría CP usando las fracciones de decaimiento calculadas por el método de factorización naive (NFA) en el capítulo 4. Para calcular la asimetría CP se hace uso de la ecuación 5.36 la cual permite obtener la violación directa de CP, dando valores próximos a los reportados por los laboratorios (Belle, LHCb y Cleo) reflejados en la tabla 5.1 se observa que los valores obtenidos para esta asimetría, dan una gran aproximación (como se observa a un (1σ)) a los valores que reportan los laboratorios y la literatura existente sobre esta asimetría.
- Los mesones D neutros poseen la curiosa propiedad de oscilación que poseen otros mesones neutros como K^0 y B^0 , los mesones D^0 cumplen esta propiedad de oscilación en $D^0 - \bar{D}^0$, para ello se calcularon los parámetros de oscilación x'^2 y y' , relacionados con los parámetros observables x y y (definidos en la ecuación 5.57) estos se encuentran en la tabla 5.2 donde se observa una buena aproximación con los datos reportados por los laboratorios.

APÉNDICE A

Parámetros de entrada

A.1

Mesones Pseudoescalares

- Mesones sin extrañeza: $\pi^+ = (u\bar{d})$, $\pi^- = (d\bar{u})$, $\pi^0 = \frac{u\bar{u} - d\bar{d}}{\sqrt{2}}$.
- Mesones con extrañeza: $K^+ = (u\bar{s})$, $K^- = (\bar{u}s)$, $K^0 = (d\bar{s})$, $\bar{K}^0 = (\bar{d}s)$
- Mesones con encanto: $D^+ = (c\bar{d})$, $D^- = (\bar{c}d)$, $D^0 = (c\bar{u})$, $\bar{D}^0 = (\bar{c}u)$,
 $D_s^+ = (c\bar{s})$, $\bar{D}_s^+ = (\bar{c}s)$.

A.2

Masa de Quark y Mesones

Tanto las masas de los quarks como de los mesones, se han tomado de los datos experimentales reportados por el PDG (Particle Data Group)[43].

- Masa de los quarks: $m_c = 1,275 \pm \begin{matrix} 0,025 \\ 0,035 \end{matrix} \text{ GeV}$; $m_d = 4,7 \pm \begin{matrix} 0,5 \\ 0,3 \end{matrix} \text{ MeV}$;
 $m_u = 2,2 \pm \begin{matrix} 0,5 \\ 0,4 \end{matrix} \text{ MeV}$; $m_s = 9,5 \pm \begin{matrix} 9 \\ 3 \end{matrix} \text{ MeV}$.
- Masa de los Mesones (Pseudoescalares):
 $m_{\pi^\pm} = 139,57061 \pm 0,00024 \text{ MeV}$; $m_{\pi^0} = 134,9770 \pm 0,0005 \text{ MeV}$; $m_{K^\pm} = 493,677 \pm 0,016 \text{ MeV}$; $m_{K^0} = 497,611 \pm 0,013 \text{ MeV}$; $m_{D^0} = 1864,83 \pm 0,05 \text{ MeV}$;
 $m_{D^\pm} = 1869,65 \pm 0,05 \text{ MeV}$.

- Vida media de los Mesones (Pseudoscalares): $\tau_{D^0} = 410,1 \times 10^{-15} \text{sg}$,
 $\tau_{\pi^+} = 2,6038 \times 10^{-8} \text{sg}$, $\tau_{K^+} = 1,2380 \times 10^{-8} \text{sg}$.

A.3

Constantes de Decaimiento

Los valores numéricos de las constantes de decaimiento usados en el presente trabajo tienen unidades de GeV y tienen un valor de [45]:

$$f_{\pi} = 0,1302(17), \quad f_K = 0,1556(04), \quad f_D = 0,2037(47)$$

A.4

Factores de Forma

Los valores numéricos de los factores de forma usados en el presente trabajo están en unidades de GeV y tienen un valor de:

$$F_0^{D\pi} = 0,637(9); \quad F_0^{DK} = 0,736(4), \quad F_0^{K\pi} = 0,9677(37)[45].$$

A.5

La matriz de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa CKM

Los valores para la matriz de mezcla [PDG]

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0,97446(10) & 0,22452(44) & 0,00365(12) \\ 0,22438(44) & 0,97359 \begin{pmatrix} 10 \\ 11 \end{pmatrix} & 0,04214(76) \\ 0,00896 \begin{pmatrix} 24 \\ 23 \end{pmatrix} & 0,04133(74) & 0,999105(32) \end{pmatrix}$$

Los valores mejor medidos de la matriz CKM:

$$\begin{aligned} |V_{ud}| &= 0,97420(21); & |V_{us}| &= 0,2243(5); & |V_{ub}| &= (3,94 \pm 0,36) \times 10^{-3}; \\ |V_{cd}| &= 0,218(4); & |V_{cs}| &= 0,997(17); & |V_{cb}| &= (42,2 \pm 0,8) \times 10^{-3}; \\ |V_{td}| &= (8,2 \pm 0,6) \times 10^{-3}; & |V_{ts}| &= (40,0 \pm 2,7) \times 10^{-3} & |V_{tb}| &= 1,019(25). \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{Elementos de la matriz CKM: } & V_{ud} = 0,9738; \quad V_{us} = 0,2252; \quad V_{ub} = 0,0037e^{-i\gamma}; \\ & V_{cd} = 0,224; \quad V_{cs} = 0,996; \quad V_{cb} = 0,0413; \quad V_{td} = 0,0078e^{-i\beta}; \quad V_{ts} = -0,04 \end{aligned}$$

$$V_{tb} = 0,999.$$

Ángulos de mezcla de la matriz CKM: $\gamma = 60^\circ$, $\beta = 23,6^\circ$ y $\alpha = 96,4^\circ$.

Constantes: $\hbar = 6,58 \times 10^{-25} \text{MeV}\cdot\text{s}$ y $G_f^2 = 1,37 \times 10^{-10} \text{GeV}^{-4}$.

A.6

Coefficientes de Wilson

Para el decaimiento del mesón D los coeficientes de Wilson son muy escasos de encontrar los laboratorios no ha reportado valores experimentales sobre el posible valor que estos coeficientes tengan, pero se encontró valores teóricos con los cuales se obtuvieron buenos resultados en el procesos de decaimiento del mesón D. Estos valores se tomaron de la siguiente referencia [47] cuyos valores son:

Tabla A.1: Coeficientes efectivos de Wilson C_i

	primer orden	NFA
C_1	-0.439	-0.303
C_2	1.216	1.139
C_3	0.0073	1.139
C_4	-0.0185	-0.0398
C_5	0.0057	0.0099
C_6	-0.0210	-0.0447

APÉNDICE B

Definiciones de X_{PP}^P

La siguiente definición es de gran utilidad para poder trabajar con términos simplificados y no con la expresión del valor esperado como sigue:

$$\begin{aligned} \langle \pi^+ | (\bar{u}\gamma^\mu d)_L | 0 \rangle \langle K^- | (\bar{s}\gamma_\mu c)_L | D^0 \rangle &= X_{D^0 K^-}^{\pi^+}, \\ \langle K^- \pi^+ | (\bar{s}d)_L | 0 \rangle \langle 0 | (\bar{u}c)_L | D^0 \rangle &= -X_{K^- \pi^+}^{D^0}. \end{aligned}$$

Para los términos $X_{D^0 K^-}^{\pi^+}$ y $X_{K^- \pi^+}^{D^0}$ usando la definición [3, 15]:

$$X_{P_2 P_3}^{P_1} = i f_{P_1} \Delta_{P_2 P_3}^2 F_0^{P_2 P_3}(m_{P_1}^2), \quad (\text{B.1})$$

donde f_{P_1} es la constante de decaimiento del mesón P_1 , $F_0^{P_2 P_3}(m_{P_1})$ representa el factor de forma del mesón P_2 al mesón P_3 evaluado en la masa del mesón P_1 y $\Delta_{P_2 P_3}^2 = m_{P_2}^2 - m_{P_3}^2$, de lo cual se obtienen: para el término $X_{D^0 K^-}^{\pi^+}$

$$\begin{aligned} X_{D^0 K^-}^{\pi^+} &= i f_{\pi^+} \Delta_{D^0 K^-}^2 F_0^{D^0 K^-}(m_{\pi^+}^2), \\ X_{D^0 K^-}^{\pi^+} &= i f_{\pi^+} (m_{D^0}^2 - m_{K^-}^2) F_0^{D^0 K^-}(m_{\pi^+}^2), \end{aligned}$$

para el término $X_{K^- \pi^+}^{D^0}$:

$$\begin{aligned} X_{K^- \pi^+}^{D^0} &= i f_{D^0} \Delta_{K^- \pi^+}^2 F_0^{K^- \pi^+}(m_{D^0}^2), \\ X_{K^- \pi^+}^{D^0} &= i f_{D^0} (m_{K^-}^2 - m_{\pi^+}^2) F_0^{K^- \pi^+}(m_{D^0}^2). \end{aligned}$$

B.1

Definiciones de \tilde{X}_{PP}^P

Para los términos $\tilde{X}_{D^0\pi^+}^{K^-}$ y $\tilde{X}_{D^0K^-}^{\pi^+}$, se pueden reescribir como:

$$\tilde{X}_{D^0\pi^+}^{K^-} = X^{K^-} X_{D^0\pi^+}^{K^-}, \quad (\text{B.2})$$

$$\tilde{X}_{D^0K^-}^{\pi^+} = X^{\pi^+} X_{D^0\pi^+}^{K^-}, \quad (\text{B.3})$$

donde:

$$X^{\pi^+} = \frac{m_{\pi^+}^2}{(m_c - m_s)(m_u + m_d)}, \quad (\text{B.4})$$

$$X^{K^-} = \frac{m_{K^-}^2}{(m_c - m_s)(m_u + m_s)}. \quad (\text{B.5})$$

B.2

Rotación de Fierz

La rotación de Fierz incluye todos los efectos hadrónicos que no pueden ser factorizados completamente usando la factorización naive en las amplitudes QCD [48] y son absorbidos en los coeficientes de Wilson C_i , ya que estas identidades permiten reescribir el Hamiltoniano efectivo como una suma de productos de quark, los cuales se pueden interpolar en ciertos estados finales [49, 50].

Las rotaciones de Fierz que se aplican para hallar los valores esperados del operador \mathcal{O}_i en los decaimientos del mesón D en dos pseudoescalares son:

$$(\bar{\psi}_1\psi_2)_{V-A}(\bar{\psi}_3\psi_4)_{V-A} = \frac{1}{N_c}(\bar{\psi}_1\psi_4)_{V-A}(\bar{\psi}_3\psi_2)_{V-A}, \quad (\text{B.6})$$

$$(\bar{\psi}_1\psi_2)_{V-A}(\bar{\psi}_3\psi_4)_{V+A} = -\frac{2}{N_c}(\bar{\psi}_1\psi_4)_{s+p}(\bar{\psi}_3\psi_2)_{s-p}, \quad (\text{B.7})$$

$$(\bar{\psi}_1\psi_2)_{s-p}(\bar{\psi}_3\psi_4)_{s+p} = -\frac{1}{2N_c}(\bar{\psi}_1\psi_4)_{V+A}(\bar{\psi}_3\psi_2)_{V-A}, \quad (\text{B.8})$$

donde $V - A$ y $V + A$ son los operadores de quiralidad, ψ y $\bar{\psi}$ son los espinores de Dirac que representan partículas y antipartículas, respectivamente.

Operadores producto expansión (OPE)

C1

Operadores \mathcal{O}_i en el Lagrangiano Efectivo

El operador producto expansión y los decaimientos débiles de hadrones de sabor pesado, brinda una herramienta teórica poderosa de amplia aplicabilidad es proporcionada por el operador producto expansión y la de Wilson.

Se puede aplicar de manera rentable cuando las transiciones inclusivas que involucran hadrones, que son impulsados por la dinámica de corto alcance caracterizados por un elevado momento a escala de energía $\sqrt{Q^2}$.

A partir de 1984, se ha desarrollado otra aplicación para los decaimientos de un sabor fuerte (hadron) H_Q ; donde la anchura para un estado final suficientemente influyente se puede expresar como sigue:

$$\Gamma(H_Q \rightarrow f) = \frac{G_F^2 m_Q^5(\mu)}{193\pi^3} |V_{CKM}|^2 [C_i(m_{f_i}\mu) \langle H_Q | \bar{Q}Q | H_Q \rangle] \quad (\text{C.1})$$

La expansión implica:

- Coeficientes del número $C(m_f\mu)$ dados por la dinámica a distancias cortas, depende del estado final y se caracteriza por las masas del quark m_{f_i} .
- Valores de expectación de los operadores locales controlados por la física a larga distancia.
- Fuerzas inversas de la escala pesada del quark m_Q con la dimensión conocida del operador \mathcal{O} que acompaña.

Los operadores \mathcal{O}_i denominados coeficientes de operadores locales que intervienen en los decaimientos hadrónicos no leptónicos [3, 14, 49] se describen en el siguiente orden:

Los operadores \mathcal{O}_1 y \mathcal{O}_2 hacen referencia a los diagramas orden árbol y contribuyen electrodébilmente.

$$\mathcal{O}_1 = (\bar{q}u)_{V-A}(\bar{u}c)_{V-A} \quad (\text{C.2})$$

$$\mathcal{O}_2 = (\bar{u}_\alpha c_\beta)_{V-A}(\bar{q}_\beta u_\alpha)_{V-A} \quad (\text{C.3})$$

Donde $V - A = \gamma_\mu(1 \pm \gamma^5)$; $(\bar{q}_1 q_2)_{V-A} = \bar{q}_1 \gamma_\mu(1 \pm \gamma^5) q_2$, α y β son los índices de color, e_q es la carga de los quarks e unidades de $|e|$, $\bar{q} = \{d, s\}$ y $q' = \{u, d, s, c, b\}$.

Los operadores $\mathcal{O}_3 - \mathcal{O}_6$ son los operadores QCD pingüinos y ocurren con la fuerza fuerte,

$$\mathcal{O}_3 = (\bar{q}c)_{V-A} \sum_{q'} (\bar{q}' q')_{V-A} \quad (\text{C.4})$$

$$\mathcal{O}_4 = (\bar{q}_\alpha c_\beta)_{V-A} \sum_{q'} (\bar{q}'_\beta q'_\alpha)_{V-A} \quad (\text{C.5})$$

$$\mathcal{O}_5 = (\bar{q}c)_{V-A} \sum_{q'} (\bar{q}' q')_{V+A} \quad (\text{C.6})$$

$$\mathcal{O}_6 = (\bar{q}_\alpha c_\beta)_{V-A} \sum_{q'} (\bar{q}'_\beta q'_\alpha)_{V+A} = -2 \sum_{q'} (\bar{q}' c)_{s-p} (\bar{q} q')_{s+p} \quad (\text{C.7})$$

Bibliografía

- [1] ZEUS Collaboration S. Chekanov et al. 2007 Measurement of D mesons production in deep inelastic scattering at HERA JHEP 0707 (2007) 074 (PrePrint hep-ex/0704.3562)
- [2] I. Wolfenstein, CP Violation, Department of Physics, Carnegie Mellon University Pittsburgh, Pennsylvania 15213-3890, USA, 1989.
- [3] Anders Ryd, Alexey A Petrov, 2009 Hadronic D and D_s Meson Decays Rev.Mod.Phys. 84 (2012) 65-117 (PrePrint hep-ph/0910.1265v1)
- [4] Marina Artuso Brian Meadows Alexey A. Petrov 2008 Charm Meson Decays Ann.Rev.Nucl.Part.Sci. 58 249-291 (PrePrint hep-ph/0802.2934)
- [5] S. Bianco, F.L. Fabbri, D. Benson, I. Bigi 2003 A Cicerone for the physics of charm Riv.Nuovo Cim. 26N7 1-200 (PrePrint hep-ex/0309021)
- [6] Jairo Yesid Arciniegas Flórez, Estudio del proceso de Dispersión Electron-muon en interacciones débiles, Universidad de Pamplona, Pamplona 2015.
- [7] El Fascinante Mundo de las Partículas e Interacciones Fundamentales, Paulina Troncoso Iribarren y Sergio Curilef, Departamento de Física, Universidad Católica del Norte Av. Angamos 0610 Antofagasta.
- [8] Lattes, C. M. G. Muirhead, H., Occhialini G. P. S., and Powell, C. F, Nature 159, 694 (1947). Informe del descubrimiento del pión.
- [9] Rohlf, James William, Modern Physics from a to Z0, Wiley, 1994.
- [10] Eef van Beveren, George Rupp, Nicholas Petropoulos and Frieder Kleefeld. 2002 The light scalar mesons within quark models (PrePrint hep-ph/2011422v1)
- [11] Naming Scheme for Hadrons, Revised 2004 by M. Roos (University of Finland) and C. G. Wohl (LBNL).
- [12] NewPhysics at LHC, An anomaly in CP violation: Cosmic Variarie.

- [13] I. I. Bigi, A. Paul, and S. Recksiegel 2011 Conclusions from CDF Results on CP Violation in $D^0 \rightarrow \pi^+\pi^-, K^+K^-$ and Future Tasks JHEP 1106 (2011) 089 (PrePrint hep-ph/1103.5785)
- [14] David Delepine, Gaber Faisal, and Carlos A. Ramirez 2013 Observation of CP violation in $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ as a smoking gun for New Physics Phys.Rev. D87 (2013) no.7, 075017 (PrePrint hep-ph/1212.6281v1)
- [15] Biswas A, Sinha N and Abbas G 2015 Non-leptonic decays of Charmed mesons into two Pseudoscalars Phys.Rev. D 92 no.1, 014032 (Preprint hep-ph/1503.08176v2)
- [16] CLEO Collaboration Bonvicini G et al. 2015 Updated measurements of absolute D^+ and D^0 hadronic branching fractions and $\sigma(e^+e^- \rightarrow D\bar{D})$ at $E_{cm} = 3774MeV$, Phys.Rev. D 91 no.1, 019903 (Preprint hep-ex /1312.6775)
- [17] BaBar Collaboration Aubert B et al. 2008 Measurement of the absolute branching fraction of $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ Phys.Rev.Lett. 100 051802 (Preprint hep-ex/0704.2080)
- [18] BESIII Collaboration Ablikim M et al. 2015 Search for $D^0 \rightarrow \gamma\gamma$ and improved measurement of the branching fraction for $D^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ Phys.Rev. D 91 no.11 112015 (Preprint hep-ex/1505.03087)
- [19] BaBar Collaboration Lees J P et al. 2012 Search for $D^0 \rightarrow \gamma\gamma$ and improved measurement of the branching fraction for $D^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ Phys.Rev. D 85 091107 (Preprint hep-ex/1110.6480)
- [20] CLEO Collaboration He Q et al. 2008 Comparison of $D \rightarrow K_S^0\pi$ and $D \rightarrow K_L^0\pi$ Decay Rates Phys.Rev.Lett. 100 091801 (Preprint hep-ex/0711.1463)
- [21] CLEO Collaboration G. Bonvicini et al. 2008 Absolute Branching Fractions of Cabibbo-Suppressed $D \rightarrow K\bar{K}$ Decays Phys.Rev.D77 091106 (Preprint hep-ex/0803.0793)
- [22] J.H. Christenson et al. Phys. Rev. Lett. 13, 138 (1964).
H. Burkhardt et al., [NA31 Collab.], Phys. Lett. B206, 169 (1988).
V. Fanti et al., [NA48 Collab.], Phys. Lett. B465, 335 (1999).
A. Alavi-Harati et al., [KTeV Collab.], Phys. Rev. Lett. 83, 22 (1999).
- [23] A. Mondragon y E. Rodriguez J, [arxiv.org/abs/hep-ph/113002-1(2000)], [arxiv.org/abs/hepph/093009-1(1999)].
- [24] Martin and Shaw. Neutral Kaon and CP Violation. Section 10.2.5 P 780.02 spring 2003 L7.
- [25] K. Hagiwara et al. [Particle Data Group Coll.], Phys. Rev. D 66, 010001 (2002).
- [26] I. Bigi and A. Sanda 2009 CP Violation CAMBRIDGE MONOGRAPHS ON PARTICLE PHYSICS NUCLEAR PHYSICS AND COSMOLOGY

- [27] I. Bigi 1997 CP Violation- An Essential Mystery in Nature's Grand Design, *Surveys High Energ.Phys.* 12 (1998) 269-336 (PrePrint hep-ph/9712475v1)
- [28] A. Das and T. Ferbel. University of Rochester. Introduction to Nuclear and Particle Physics Second Edition.
- [29] L. Wolfenstein (Carnegie-Mellon University), C.-J. Lin (LBNL), and T.G. Trippe (LBNL). 2016 CP Violation in K_L Decays.
- [30] LHCb Collaboration Roel Aaij et al. 2016 Measurement of the difference of time-integrated CP asymmetries in $D^0 \rightarrow K^- K^+$ and D^+ decays *Phys.Rev.Lett.* 116 no.19, 191601 (PrePrint hep-ex/1602.03160)
- [31] CLEO Collaboration G. Bonvicini et al. 2015 Updated measurements of absolute D^+ and D^0 hadronic branching fractions and $\sigma(e^+e^- \rightarrow D\bar{D})$ at $E_{cm} = 3774 MeV$ *Phys.Rev.* D91 no.1, 019903 (Preprint hep-ex/1312.6775)
- [32] LHCb Collaboration Roel Aaij (CERN) et al. 2017 Measurements of charm mixing and CP violation using $D^0 \rightarrow K^\pm \pi^\mp$ decays *Phys.Rev.* D95 (2017) no.5, 052004 (Preprint hep-ex/611.06143)
- [33] LHCb Collaboration Roel Aaij et al. 2017 Measurement of CP asymmetry in $D^0 \rightarrow K^- K^+$ decays *Phys.Lett.* B767 177-187 (Preprint hep-ex/1610.09476)
- [34] Belle Collaboration N.K. Nisar et al. 2014 Search for CP violation in $D^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ decays *Phys.Rev.Lett.* 112 211601 (Preprint hep-ex/1404.1266)
- [35] Alexey A. Petrov 2007 CP violation in charm published in eConf C070805 11 (PrePrint hep-ph/0711.1564)
- [36] CLEO Collaboration R. Godang et al. 2000 Search for $D^0 - \bar{D}^0$ mixing *Phys.Rev.Lett.* 84 5038-5042 (Preprint hep-ex/0001060)
- [37] LHCb Collaboration R Aaij et al. 2013 Measurement of $D^0 - \bar{D}^0$ Mixing Parameters and Search for CP Violation Using $D^0 \rightarrow K^+ \pi^-$ Decays *Phys.Rev.Lett.* 111 no.25, 251801 (Preprint hep-ex/1309.6534)
- [38] LHCb Collaboration R Aaij et al. 2016 Model-independent measurement of mixing parameters in $D^0 \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^-$ decays *Phys.Rev.Lett.* JHEP 1604 033 (Preprint hep-ex/1510.01664)
- [39] BESIII Collaboration M. Ablikim et al. 2014 Measurement of the $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ strong phase difference in $\psi(3770) \rightarrow D^0 \bar{D}^0$ *Phys.Lett.* B734 227-233 (Preprint hep-ex/1404.4691)
- [40] The BaBar Collaboration, B. Aubert, et al., Evidence for D^0 - \bar{D}^0 Mixing, arXiv:hep-ex/0703020.

- [41] Belle Collaboration: M. Staric, et al., Evidence for D^0 - \bar{D}^0 Mixing, arXiv:hep-ex/0703036.
- [42] Eugene Golowich, JoAnne Hewett, Sandip Pakvasa, and Alexey A. Petrov Phys. Rev. D 76, 095009, arXiv:0705.3650v2 [hep-ph]
- [43] C. Patrignani et al. (Particle Data Group), Chin. Phys. C, 40, 100001 (2016) and 2017 update.
- [44] CLEO Collaboration J.Y. Ge et al. 2008 Study of $D^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu_e$, $D^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu_e$, $D^0 \rightarrow K^- e^+ \nu_e$, and $D^+ \rightarrow \bar{K}^0 e^+ \nu_e$ in Tagged Decays of the $\psi(3770)$ Resonance Phys.Rev. D79 052010 (Preprint hep-ex/0810.3878)
- [45] LEPTONIC DECAYS OF CHARGED PSEUDOSCALAR MESONS Revised March 2016 by J. Rosner (Univ. Chicago), S. Stone (Syracuse Univ.), and R. Van de Water (FNAL).
- [46] BaBar Collaboration Bernard Aubert et al. 2007 Measurement of the hadronic form factor in $D^0 \rightarrow K^- e^+ \nu_e$ Decays Phys.Rev. D76 052005 (PrePrint hep-ex/0704.0020)
- [47] F. Buccella, Maurizio Lusignoli, G. Mangano, G. Miele, A. Pugliese, Pietro Santorelli 1992 CP Violating asymmetries in charged D meson decays Phys.Lett. B302 (1993) 319-325 (PrePrint hep-ph/9212253)
- [48] Jose F. Nieves, Palash B. Pal. 2003 Generalized Fierz identities, Am.J.Phys. 72 (2004) 1100-1108 (PrePrint hep-ph/0306087)
- [49] NELSON ANTONIO GALVIS JAIMES, ESTUDIO DEL DECAIMIENTO NO LEPTÓNICO DEL MESÓN EN B EN PSEUDOESCALAR-PSEUDOESCALAR PP0, Universidad de Pamplona, Facultad de Ciencias Básicas, Departamento de Física y Geología, Maestría en Física 2009.
- [50] Jose F. Nieves, Palash B. Pal. 2003 Generalized Fierz identities Am.J.Phys. 72 (2004) 1100-1108 (PrePrint: hep-ph/0306087)
- [51] Cheng-Wei Chiang, Zumin Luo, Jonathan L. Rosner. 2002 Two-body Cabibbo suppressed charmed meson decays Phys.Rev. D67 (2003) 014001 (PrePrint hep-ph/0209272)
- [52] S. Bianco, F.L. Fabbri, D. Benson, I. Bigi. 2003 A Cicerone for the physics of charm Riv.Nuovo Cim. 26N7 (2003) 1-200 (PrePrint hep-ex/0309021)
- [53] Hai-Yang Cheng, Cheng-Wei Chiang. 2010 Two-body hadronic charmed meson decays Phys.Rev. D81 (2010) 074021 (PrePrint hep-ph/1001.0987)
- [54] Yuval Grossman, Alexander L. Kagan, Yosef Nir. 2006 New physics and CP violation in singly Cabibbo suppressed D decays Phys.Rev. D75 (2007) 036008 (PrePrint hep-ph/0609178)

- [55] B. El-Bennich, O. M. A. Leitner, B. Loiseau and J.-P. Dedonder, 2006 Scalar meson properties from D-meson decays Nucl.Phys.A790:510-513,2007 (PrePrint hep-ph/0610229v1)
- [56] Belle Collaboration B.R. Ko et al. 2012 Search for CP Violation in the Decay $D^+ \rightarrow K_S^0 K^+$ JHEP 1302 (2013) 098 (PrePrint hep-ex/1212.6112)
- [57] S. Spanier and N. A. Törnqvist, *Note on scalar mesons in W. M. Yao et al.* [Particle Data Group], J. Phys. G 33, 1 (2006).
- [58] Hai-Rong Dong, Feng Feng, Hai-Bo Li. 2013 Lepton number violation in D meson decay Chin.Phys. C39 (2015) no.1, 013101 (PrePrint hep-ph/1305.3820)
- [59] T.E. Browder, S. Pakvasa. 1995 Experimental implications of large CP violation and final state interactions in the search for D^0 - anti- D^0 mixing Phys.Lett. B383 (1996) 475-481 (Preprint hep-ex/9508362)
- [60] Alexey A. Petrov 2004 Hunting for CP violation with untagged charm decays Phys.Rev. D69 111901 (PrePrint hep-ph/0403030)
- [61] Bruce D. Yabsley 2003 Experimental limits on new physics from charm decay Int.J.Mod.Phys. A19 (2004) 949 (PrePrint hep-ex/0311057)