

$\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \nu_\tau$ 崩壊におけるハドロンの構造

宮 本 道 子

Summary

Hadronic Structure in the Decay $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \nu_\tau$

MIYAMOTO Michiko

I summarized "Hadronic Structure in the Decay $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \nu_\tau$ " written by CLEO Collaboration.

A study of the invariant mass spectrum of the hadronic system in the decay $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \nu_\tau$ is reported. They performed with data obtained with CLEO II detector operating at the CESR e^+e^- collider. They present fits to phenomenological model and determined resonance parameters associated with $\rho(770)$ and $\rho(1450)$ mesons. The muon anomalous magnetic moment is studied having relation to their data.

CLEO コラボレーションによる “ $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \nu_\tau$ 崩壊におけるハドロンの構造” をまとめてみました。

I 序論

我々は、 $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \nu_\tau$ 崩壊におけるハドロンの系の不変質量について報告する。この研究は、CESR e^+e^- 衝突器において操作されている CLEO II 検出器によって得られたデータによってなされた。我々は、その中で ρ (770) と ρ (1450) に関する共鳴変数が決定される現象論的モデルに対する適合を紹介する。不変質量スペクトル関数から推論された $\pi^- \pi^0$ スペクトル関数は、ベクトルカレント保存則のテストとして、 $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$ についてのデータと比較される。我々は又、ミューオン異常磁気モーメントに対するハドロンの寄与の推測に関して、我々のデータとの関わり合いを議論する。

τ は、ハドロンを含む終状態に崩壊する、十分重い、唯一つのレプトンである。レプトンは強い相互作用をしないので、 τ レプトンの崩壊は、ハドロンの弱いカレントによって生成されるハドロンの系の特質を孤立させるのに適している。[1,2] さらに、角運動量の保存則に加えて、弱い相互作用電流のベクトルと軸性ベクトル部分のパリティと G パリティのもとでの変換性は、形成できるハドロンの形を抑制する選択則の端緒となる。このようにレプトン崩壊は、これら状態の研究のために、本質的にきれいな環境を用意する。この論文において、我々は CLEOII 検出器によって集められたデータに基づいて、 $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \nu_\tau$ 崩壊において生成された $\pi^- \pi^0$ 系の研究を紹介する。[3]

セミハドロンの τ 崩壊において、2 個の擬スカラー中間子によって構成されるハドロンの状態は、スピンパリティ量子数 $J^P=0^+$ と 1^- のみを持つことができる。その上、ベクトル電流保存則 (CVC) は、 τ 崩壊における、ノンストレンジネス 0^+ の生成を禁じている。このように、入手できるモーメントトランスファーの 2 乗 q^2 の範囲における、共鳴優勢の図式の範囲内で、 $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \nu_\tau$ 崩壊は、最低エネルギーのベクトル中間子 ρ (770) の生成が優勢であることが期待される。

ρ (1450) や ρ (1700) のような、輻射励起も又寄与することができる。これらは、よく知られた中間子であるがしかし、それらの特質は正確には測定されていないし又、それらの線の形を特徴付けると称する広くバラエティに富んだモデルがある。新しいデータは、これら状態の理解を改善するのを助けることができる。

最後に CVC は τ 崩壊において生成された $\pi^- \pi^0$ 系の特質を $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$ 反応において生成された $\pi^+\pi^-$ 系のそれらに、正確なアイソスピン対称性の極限において、関連付ける。これらの関係が保たれる程度は、重要な結果を持つ。例えば、 e^+e^- 過程は、ミューオンの異常磁気モーメント $a_\mu = (g_\mu - 2)/2$ に対する、大きい計算できないハドロンの真空ポーラリゼーション輻射補正に対する優勢な寄与の決定に用いられる。CVC によって、データは a_μ の値に対

する、より正確なスタンダードモデルの結果を導く、 e^+e^- データーを増大させるのに用いられる。

ここで我々は、再構成された $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \nu_\tau$ 崩壊の高い統計値と高度に純粋な資料を用いて、これらの問題点のいくつかに本気で取りかかることを企てる。ここに与えられた測定値は、この主題についての CLEO II からの初期の予備実験の結果を極度に認めている。[5] この領域についての仕事は、ALEPH コラボレーションによって、すでに出版されている。[6] 第 II 章において、我々はベクトル中間子への τ 崩壊におけるハドロンの電流についてのモデルを紹介し、共鳴変数を外挿するために我々が採用するモデルを明記する。第 III 章において、我々は、我々データーの標本と事象選択基準を議論する。実験的な偏見を和らげるために、我々は第 IV 章に記述された若干の修正をデーターに加える。修正された q^2 スペクトルに対する適合の結果は第 V 章に報告され、系統的誤差は第 VI 章で議論されている。我々は第 VII 章において、我々のデーターと ALEPH によって得られたデーター及び低エネルギー e^+e^- 実験とを比較する。第 VIII 章において、我々はミューオンの異常磁気モーメントの予言に対する、我々のデーターの適用性について議論する。最後に第 IX 章で、我々の結果をまとめる。

II 現象論とモデル

A モデルに独立な現象論

$\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \nu_\tau$ に対する崩壊割合は次のように書くことができる。[1]

$$\frac{d\Gamma(\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \nu_\tau)}{dq^2} = \frac{G_F^2 |V_{ud}|^2 S_{EW}^{\pi\pi} (M_\tau^2 - q^2)^2}{32\pi^2 M_\tau^2} (M_\tau^2 + 2q^2) \nu^{\pi\pi^0}(q^2) \quad (1)$$

ここで、 q^2 は $\pi\pi^0$ 系の不変質量の 2 乗であり、 $\nu^{\pi\pi^0}(q^2)$ は、 $(J^P = I^-)$ の $\pi\pi^0$ 系の生成において含まれるハドロンの物理（先天的に知られていない）を特徴付けるベクトルスペクトル関数である。 G_F はフェルミ定数、 V_{ud} は、キャビボー小林-益川 (CKM) 行列要素、そして M_τ は τ レプトンの質量である。 $S_{EW}^{\pi\pi}$ は、 G_F の定義の中に吸収されていない、電弱的輻射補正を表わし、その成分のいくつかは論理的に決定されている。[7, 8, 9]

対応する $\pi^+ \pi^-$ のスペクトル関数 $\nu^{\pi\pi}(q^2)$ は、 $e^+e^- \rightarrow \pi^+ \pi^-$ に対応する断面積から推論される [1, 10] ;

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow \pi^+ \pi^-) = \left(\frac{4\pi^2 \alpha_{em}^2}{S} \right) \nu_{\pi\pi}(S) \quad (2)$$

ここで、 $S = q^2$ は e^+e^- の質量の中心のエネルギーの 2 乗である。荷電スピンの破れの効果に従って、CVC は τ の e^+e^- スペクトル関数のアイソベクトル部分への崩壊から得られたスペクトル関数と関係付けることを許す；

$$\nu_{I=1}^{\pi\pi}(q^2) = \nu^{\pi\pi^0}(q^2) \quad (3)$$

e^+e^- スペクトル関数は又、パイオンの電磁的形狀因子 $F_\pi(q^2)$ によって表わされる：

$$\nu^{\pi\pi}(q^2) = \frac{1}{12\pi} |F_\pi(q^2)|^2 \left(\frac{2P_\pi}{\sqrt{q^2}} \right)^3 \quad (4)$$

ここで、最後の因子は、 $\pi\pi$ 静止系におけるパイオンの1つの運動量である P_π を持ち、P 波の位相空間因子を表わす。 τ 崩壊スペクトル関数は類似的に、弱い相互作用をするパイオンの形状因子によって表わされる。

B ハドロン電流のモデル

ハドロンの物理学は、 $\nu^{\pi\pi}(q^2)$ 又は同等に $F_\pi(q^2)$ の範囲内に含まれる。 π^- の電荷から $F_\pi(0) = 1$ になることが知られている。それを超えて、低エネルギーでのその型は、QCD と用いられるに違いないモデルにおいて、現在計算可能ではない。共鳴優勢によって、 F_π が $\rho(770)$ 中間子の線の形によって優勢であり、その輻射励起からの寄与によって、 $\rho(1450)$ と $\rho(1700)$ 中間子（それぞれ ρ' と ρ'' と表わされる）が優勢であることが期待される。

種々の Breit-Wigner 形が F_π の変数を求めるのに提案された [1, 11-14] 我々はここに、2つのモデルを考える：Kühr と Santamaria モデル(KS)と Gounaris と Sakurai モデル(GS) [11] である。

1 Kühn と Santamaria のモデル

その簡単さに加えて、KS モデルは有用である、なぜなら、CLEO II モンテカルロシミュレーションにおいて用いられた、TAUOLA τ 崩壊パッケージ [15] 中に、それは与えられているからである。その形は次のようである。

$$F_\pi^{(q=)}(q^2) = \frac{1}{1 + \beta + \gamma + \dots} (BW_\rho + \beta BW_{\rho'} + \gamma BW_{\rho''} + \dots) \quad (5)$$

ここで、

$$BW_\rho = \frac{M_\rho^2}{(M_\rho^2 - q^2) - i\sqrt{q^2}\Gamma_\rho(q^2)} \quad (6)$$

は、 M_ρ と $\Gamma_\rho(q^2)$ による、 $\rho(770)$ の共鳴線の型に関する Breit-Wigner 関数を表わし、ここで、 M_ρ は ρ 中間子の質量、 $\Gamma_\rho(q^2)$ は質量に従属な総崩壊巾を表わす。変数 β と γ は、 ρ' と ρ'' に対する相対的な結合を明記し、省略符号は付加的な寄与の可能性を示している。Breit-Wigner 関数は個別に規格化されており、それ故 $F_\pi(0) = 1$ という条件は $\frac{1}{1 + \beta + \gamma}$ という因子を含めて満たされている。 $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$ データへの応用として、人はアイソベクトルと同様にアイソスカラーの寄与を考えなければならない。このことに対して、 $F_\pi^{(I=0,1)}$ に対する型は、 τ 崩壊に対して今日的ではない $\rho-\omega$ 干渉を特徴付けるように BW_ρ を補正することによって得られる。

$\nu^{\pi\pi}(q^2)$ に対する交互の型は、弱い生成と ρ 中間子の強い崩壊に対する振巾の思考から得ることができる。 ρ のみが寄与する場合に対して、スペクトル関数は、次のように表現される

$$\nu^{\pi\pi}(q^2) = \frac{2\pi f_\rho^2}{q^2} \left[\frac{\sqrt{q^2} \Gamma_\rho(q^2)/\pi}{(M_\rho^2 - q^2)^2 + q^2 \Gamma_\rho^2(q^2)} \right] \quad (7)$$

ここで、

$$\Gamma_\rho(q^2) = \left(\frac{g_\rho^2}{48\pi} \right) \sqrt{q^2} \left(\frac{2P_\pi}{\sqrt{q^2}} \right)^3 \quad (8)$$

であり、 ρ 巾のエネルギー従属を与える。常数 f_ρ (質量の 2 乗の単位を持つ) と g_ρ (次元がない) は、それぞれ弱い ρ 中間子崩壊定数と強い ρ 中間子崩壊定数として確認される。 $F_\pi(0) = 1$ という条件は、 $f_\rho g_\rho = \sqrt{2} M_\rho^2$ を満足させるが、この場合、KS 型を回復する。

ρ 巾のエネルギー従属は、Eq.8 に示された P 波の振舞いよりもより複雑である。多くの筆者 [12, 16] は、次の型をとる Blatt–Weisskopf の遠心的境界因子 [17] に対する必要性を示す

$$F_R = \frac{1 + R^2 P_0^2}{1 + R^2 P_\pi^2} \quad (9)$$

ここで、 $P_0 = P_\pi$ ($q^2 = M_\rho^2$)、そして R は $O(1 \text{ fermi}/\hbar c)$ の大きさであると仮定された値を持つ、範囲変数を表わす。この因子は Eq.8 の右辺に掛けられ、そしてこのように Eq.7 によって与えられた $\nu^{\pi\pi}(q^2)$ に対する Breit–Wigner 型の分子と分母の両方に現われる $\Gamma(q^2)$ 因子を修正する。

2 Gounaris と Sakurai のモデル

GS モデル [11] は、多くの著者 [6, 11, 13, 18] によって、 $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$ の断面積のパラメーターを求めるのに用いられてきた。このモデルにおいて F_π の型は、 $\rho(770)$ 中間子優勢を仮定して、 $\pi-\pi$ 散乱の P 波の位相変化に対する、仮定された有効な範囲公式から得られる。これは次のように与えられる

$$F_\pi(q^2) = \frac{M_\rho^2 + d M_\rho \Gamma_\rho}{(M_\rho^2 - q^2) + f(q^2) - i\sqrt{q^2} \Gamma_\rho(q^2)} \quad (10)$$

ここで Γ_ρ は $\Gamma_\rho(q^2 = M_\rho^2)$ を表わし、そして

$$f(q^2) = P_\pi^2(q^2) [h(q^2) - h(M_\rho^2)] - P_0^2(q^2 = M_\rho^2) \frac{dh}{dq^2} \Big|_{q^2 = M_\rho^2} \quad (11)$$

$$h(q^2) = \frac{\Gamma_\rho M_\rho^2}{P_0^3} - \frac{2P_\pi(q^2)}{\pi\sqrt{q^2}} \ln \frac{\sqrt{q^2} + 2P_\pi(q^2)}{2M_\pi} \quad (12)$$

であり、そして d は、 $F_\pi(0) = 1$ という条件を満たすように選ばれ、次のようになる

$$d = \frac{3M_\pi^2}{\pi P_0^2} \ln \frac{M_\rho + 2P_0}{2M_\pi} + \frac{M_\rho}{2\pi P_0} \frac{M_\pi^2 M_\rho}{\pi P_0^3} \quad (13)$$

参考文献 [6, 13, 18] に従って、我々は ρ' と ρ'' の可能な寄与を含めるために、Eq.5 のようにこのモデルの拡張を採用する。

F_π に対する GS 型は次の点で KS 型に似ている、(1)両方とも $F_\pi(0) = 1$ になるように規格化されている。そして(2)それらの型は Eq.10 において $f(q^2)$ は $q^2 = M_\rho^2$ の近くで $M_\rho^2 - q^2$ のようである

ので、それらの形は、 ρ ピークの近所で似ている。[11] しかしながら、Eq.10の分子の加えられた項はKSモデルに関して、同じ M_ρ と Γ_ρ の値を与えられたときに、結果として、 F_π は $q^2=M_\rho^2$ でより大きい値となる。 $M_\rho=0.775\text{GeV}$ に対して、 d の値は0.48であり、そのような F_π (M_ρ^2)はKSモデルからの対応する値よりも9%大きい。

III データ資料と事象の選択

A 検出器とデーターの組

ここに記述された解析は、 $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-(\gamma)$ 型の 3.2×10^6 相互作用に対応する約10.6GeVの質量の中心のエネルギー、 $2 E_{\text{beam}}$ で集められた、 3.5fb^{-1} の e^+e^- 衝突データーに基づいている。これらデーターは、1990年と1994年の間にCornell Electron Storage Ring (CESR)における、CREO II 検出器 [19] によって記録された。CREO IIにおける荷電粒子トラッキングは、円筒形の6層のストローチューブの列によって構成されており、それは e^+e^- 衝突領域を囲む、半径3.2cmのビームパイプをとりまいており、それぞれ10と51のセンスワイヤー層の2つの同軸の円筒形のドリフトチャンバーが後につづく。トリガーと飛行時間の測定に対して用いられた、シンチレーションカウンターが、トラッキングチャンバーを取り囲んでいる。電磁的カロリメトリーに対して、7800CsI (T1) クリスタルがそれぞれ樽と終点の蓋の部分において、射影的そして軸的形狀をして並べられている。樽クリスタルは、相互作用点から生ずる光子に対して、16の放射長を与える。

$\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \nu_\tau$ 崩壊の確認は、 π^0 の再構成に対するカロリメターの区分とエネルギーの分解能に大きく依存している。樽カロリメター ($|\cos\theta| < 0.71$ 、ここで θ はビームの軸に関する極座標の角である)の中心部分は、電磁的シャワーに対して、GeV単位の E によって、 σ_E/E (%) = $0.35E^{0.75} + 1.9 - 0.1E$ と σ_θ (mrad) = $2.8/\sqrt{E}$ のエネルギーと角度の分解能を遂行する。角度の分解能は、 π^0 崩壊からの光子によって堆積された2つのエネルギーの群が、ここで研究されている τ 崩壊モードについて典型的である、 π^0 エネルギーの範囲のほとんどの渡って、分解されることを確かにする。

上記の検出器要素は、カロリメターを取り囲んでいる、超伝導ソレノイドによって与えられた、1.5Tの磁場の中に沈められている。ミューオンの確認は、比例するモードで操作され、通常の λ 射で総物質の貫通の3、5そして7相互作用長に対応する深さで、磁束がもどる鋼鉄の中にはめ込まれた、プラスチックの長いリボン管によってなされる。

B モンテカルロ標本

我々はこの解析において用いるために、多数のモンテカルロ (MC) 標本を生成した。 τ 生成と崩壊の物理は、KOLALB/TAUOLA [15] 事象発生器によってモデル化され、一方、検出器の応答は、CLEO II 検出器のGEANTに基づく [20] シミュレーションによって操作されている。最初のモンテカルロ標本は、一般的な τ MC標本として示され、あらゆる崩壊モードが現れる11.9ミリオンの τ 対事象によって構成されている。データーの平均ルミノシティがあ

らっぽく 7 倍に対応する MC 信号崩壊の総数を 10.9 ミリオンにもって行って、我々は $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \nu_\tau$ の中に濃縮された、付加的な標本を生成した。一般的な τ モンテカルロ標本は信号のない τ 崩壊からのバックグラウンドを推測するのに用いられ、又同様に運動学的でかつ検出器に関連する分布をデーターからの分布と比較するのに用いられる。我々は第 IV 章に記述された、貯蔵容器の移動やアクセプタンスの修正に対する全 MC 標本を採用する。

モンテカルロシミュレーションを与える $\pi^- \pi^0$ スペクトル関数は KS モデルであり、変数 $(M_\rho, \Gamma_\rho, \beta, M_{\rho'}, \Gamma_{\rho'}) = (0.773, 0.145, -0.145, 1.370, 0.510)$ を持つが、 β は無銘数で、他は GeV 単位で測られる。ここで Γ_ρ は ρ 中間子の極巾 $\Gamma_\rho (q^2 = M_\rho^2)$ を表わす。これら変数は、 $e^+e^- \rightarrow \pi^+ \pi^-$ データーに対する Kühn と Santamaria [13] による適合の一つに基づいている。この適合は可能は $\rho (1700)$ の寄与を見込まない。

C 事象の選択

e^+e^- 衝突において、 τ レプトンは対生成さされる。CESR ビームエネルギーにおいて、 τ^+ と τ^- の崩壊生成物は、CLEO 検出器でよく分離されている。 τ^- レプトンの $\pi^- \pi^0 \nu_\tau$ の崩壊は、信号崩壊として参照され、一方、 τ^+ の反跳崩壊は tag 崩壊として参照されているが、荷電共役の場合に対しても同様である。帯電した、 π/K の分離の限られた可能性によって、我々はこの解析において、 K^- から π^- を分離することを企てない。結果として、我々が選んだ事象標本は、キャビボが削除した、 $\tau^- \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau$ というチャンネルからのバックグラウンドを含んでいる。これと、他のチャンネルからの誤って確認された崩壊は上記の一般的 τ モンテカルロ標本を用いて、統計的に引算される。

$\pi\pi$ でない事象からのバックグラウンドを無視するために、我々は tag 崩壊の生成物が、 $e^+ \nu_e \bar{\nu}_\tau$ (“etag”), $\mu^+ \nu_\mu \bar{\nu}_\tau$ (“ μ tag”) と $\pi^+ \pi^0 \bar{\nu}_\tau$ (“ ρ tag”) の 3 つの崩壊チャンネルの一つであると確認されることを要求する。“ ρ 対 ρ ” トポロジに対して、それぞれの事象は tag 崩壊と信号崩壊としてラベリングされる崩壊の 2 つの仕方に対応して、2 回考えられている。このように、そのような事象において、もし以下に与えられる要求が、tag と信号のラベルの両混合にかなうならば、両崩壊は我々の解析に用いられる。我々は先だって、これら事象トポロジを Ref. [21] において記述した信号崩壊モードに対する分岐断片の測定に用いた。ここで用いた事象選択は、以下に記述するのと類似している。

我々は角度が少なくとも 90° 分離されている、2 つの再構成された荷電軌道をまさしく含む一つの事象を要求する。両軌道は、検出器の中心領域にあるに違いない：tag 軌道は、 $|\cos\theta| < 0.8$ の範囲内になければならず、一方、主ドリフトチャンバーエンドプレートにおける過剰な相互作用を避けるように、信号軌道は $|\cos\theta| < 0.71$ を取らなければならない。両軌道は e^+e^- 相互作用領域に端を発したと考えて矛盾することがないに違いない、そして $0.8E_{\text{beam}}$ と $0.9E_{\text{beam}}$ の間のエネルギーを持つ。すべての荷電軌道の運動量はそれらがパイオンであるという仮定によって、ビーム管とトラッキング系におけるエネルギー損失 $\frac{dE}{dX}$ を修正する。

カロリメーター中のエネルギー堆積の群は、もしそれらが検出器の中心部分 ($|\cos\theta| < 0.71$)

で観察されるならば、 π^0 崩壊からの光子に対する候補と考えられ、帯電したトラックには合致せず、そして50MeV より大きいエネルギーを持つ。 π^0 質量の $7.5\sigma_{\gamma\gamma}$ の範囲内の不変質量 $M_{\gamma\gamma}$ を持つ光子対は π^0 の候補と考えられる。 $\gamma\gamma$ の不変質量分解能 $\sigma_{\gamma\gamma}$ は π^0 エネルギーと崩壊角によって、4 MeV/C² から 7 MeV/C² まで変化する。 π^0 のエネルギーは、 $0.08E_{\text{beam}}$ より大きいことが要求される。それぞれの π^0 候補は、 $\pi^-\pi^0$ 候補を形成するための角度において、最も近い帯電した軌道と関連する。もし1個以上の π^0 候補が与えられた軌道に指命されるならば、すなわち、それに対して、最大の用いられない、 $\pi^-\pi^0$ 半球における樽光子様群が一番少ないエネルギーを持つ、唯一の結合が選ばれる。もしそれが光子に対する期待と矛盾しない垂直エネルギーの側面を持つならば、そしてもし一番近い軌道の射影から少なくとも30cm 離れたところにそれがあるならば、一つの群は光子様であると定義される。

先に述べたように、多数ハドロン ($e^+e^- \rightarrow q^+q^-$) 事象からのバックグラウンドは、ニュートリノと e^+ 、 μ^+ または $\pi^-\pi^0$ への τ^+ の崩壊と矛盾しない系としての tag 系の確認によって拒否された。その tag 軌道はもしその軌道運動量に対するカロリメーターエネルギーの比が $0.85 < E/\rho < 1.1$ を満たすならば、そしてもしそのドリフトチャンバー中の明確なイオン化が電子に対して期待される値より下へ2典型的偏差 (σ) しかないならば、電子として確認される。もし軌道がミューオンチャンバーの最も内側へ少なくとも3相互作用長だけ侵入しているならば、ミューオンと組分けされる。もし tag 軌道が e 又は μ と確認されないが、エネルギー $\geq 350\text{MeV}$ の2次の π^0 を伴うならば、 π^0 結合の軌道は ρtag と組分けされる。この結合の不変質量は 0.55GeV と 1.20GeV の間にあるに違いない。

これら組分けが、 τ 崩壊からの期待と矛盾しないことを確かめるために、もしあらゆる用いられない、 $|\cos\theta| < 0.95$ の光子様群が 100MeV より大きいエネルギーを持ち、又はもしあらゆる合致しない、光子様ではない群が 500MeV 以上のエネルギーを持つならば、事象は禁じられる。最後に $\pi^-\pi^0$ と tag 系を用いて決定された、ミッシング運動量は、検出器の高アクセプタンス領域 ($|\cos\theta_{\text{miss}}| < 0.85$) を示すに違いないし又、少なくとも $0.08E_{\text{beam}}$ の垂直成分を持つに違いない。これらの要求は又、信号崩壊としての多数 π^0 を含む、 τ 崩壊の誤認を制限する。

D 終事象

この選択によって、103522の事象が残された。これら事象に対する、規格化された2光子不変質量 $S_{\pi\pi} = (M_{\pi\pi} - M_{\pi^0})/\sigma_{\pi\pi}$ における分布は Fig 1 に示され、モンテカルロ分布によって、おおよわされている。これらについて94948が π^0 の信号領域にあり、 $-3.0 < S_{\pi\pi} < 2.0$ の間隔にあるように定義されている。分布の非対称性と信号領域の定義は、カロリメーターのエネルギー応答の非対称性のために生ずる。光子エネルギー応答曲線の低い側の尾部は、はじめはエネルギー堆積が与えられた光子のエネルギー決定において和をとられる CsI クリスタルからの高エネルギーシャワーの後方と垂直方向の漏れによる。我々は両側の帯の領域、 $-7.5 < S_{\pi\pi} < -5.0$ と $3.0 < S_{\pi\pi} < 5.5$ にある2281の事象をみせかけの π^0 候補に関する π^0 バックグラウンドに対して用いた。これら選択ののち、我々は $\pi^-\pi^0$ 不変質量の分析能を改良するように、 π^0 の質量制限を用いて、光子

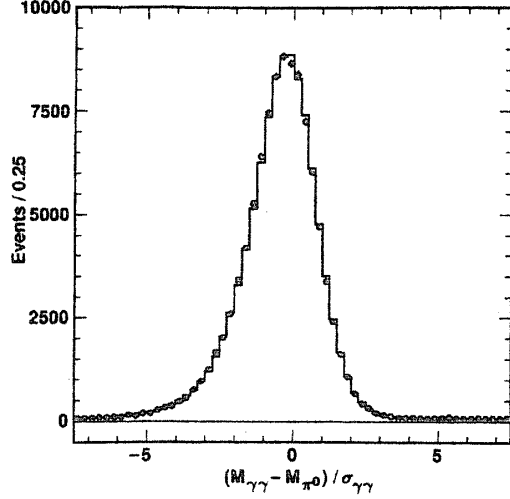


Fig 1 Normalized $M_{\gamma\gamma}$ distribution for π^0 candidate photon pairs in the data (points) and the generic τ Monte Carlo sample (line histogram), after all other cuts.

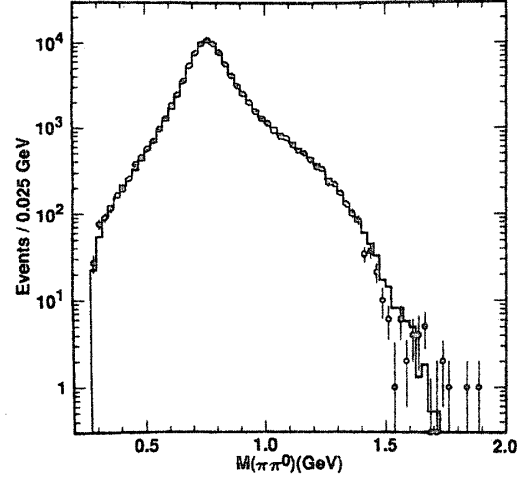


Fig 2 Raw $M_{\pi\pi^0}$ spectrum after π^0 sideband subtraction for candidate decays from the data (points) and the generic τ Monte Carlo sample (line histogram).

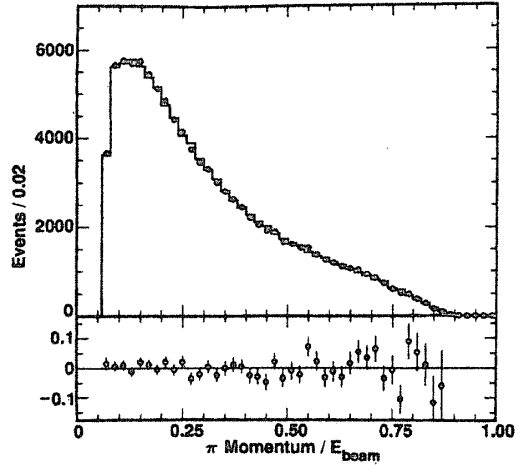


Fig 3 Distribution in the momentum of the π^- , divided by the beam energy, for candidate decays, from the data (points) and the generic τ Monte Carlo (line histogram) samples, after π^0 sideband subtraction. The bottom plot gives the deviations of the data spectrum from the Monte Carlo spectrum, normalized by the Monte Carlo spectrum.

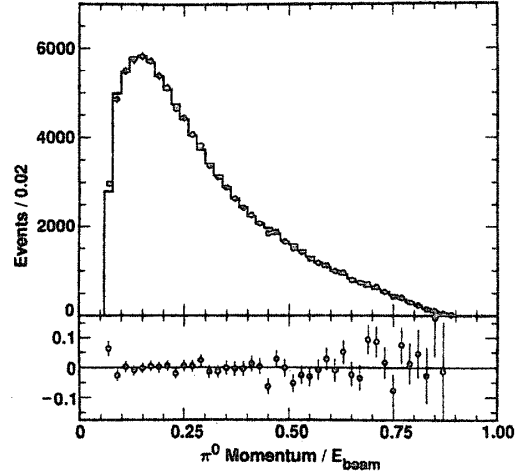


Fig 4 Distribution in the energy of the π^0 , divided by the beam energy, for candidate decays, from the data (points) and the generic τ Monte Carlo (line histogram) samples, after π^0 sideband subtraction. The bottom plot gives the deviations of the data spectrum from the Monte Carlo spectrum, normalized by the Monte Carlo spectrum.

のエネルギーと角度を再決定する。

Fig 2 において、両側の帯の部分を引き去った残りの $M_{\pi\pi^0}$ スペクトルが示されている。データと MC スペクトルの一致は、CVC 適用の妥当性を示しているというだけでは不十分である。MC 標本における、事象の運動学は、上記の選択の基準が導入された意味のある傾向を持ちそうにないデータにおけるそれらに十分類似しているということが又示される。これに対する付加的な支持は、Fig 3 と Fig 4 に示されている、 π^- 運動量と π^0 エネルギーの分布についてのデータとモンテカルロ標本の間の比較である。Fig 2 におけるいくつかの事象は τ レプトン質量の上にある。これら小数の事象は、低多重度の $q\bar{q}$ のような、高い質量での可能なバツ

クグラウンドは意味がないことを示している。

π^0 の側面の帯の引算の後で、信号崩壊ではない τ 崩壊からのバックグラウンドは、 $6.63 \pm 0.20\%$ であると、一般的 τ モンテカルロ標本から推測される。優勢なチャンネルは $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \nu_\tau$ ($4.01 \pm 0.08\%$) で $\tau^- \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau$ ($1.86 \pm 0.16\%$) そして $\tau^- \rightarrow h^- K_L^0 \pi^0 \nu_\tau$ ($0.59 \pm 0.08\%$) である。ここで、 h は π 又は κ 、そして誤差は、統計誤差と同様に分岐断片不確定性を含む。

IV データーに対する修正

この解析の一つのゴールは、いくつかのモデルの背景において、 $\pi^- \pi^0$ 質量スペクトルを解析することである。しかしながら、我々はすべての可能なモデルを探索することは出来ない。それに加えて、モデルに独立な方法で、他の実験からのデーターと我々のスペクトルとを比べることが望ましい、同様に、将来のデーターはモデルとの比較を容易にする形でそれを与えることが望ましい。これらの思考は、我々に一次の実験的効果に対する修正のなされた質量スペクトルのヒストグラムを構成する動機付けをしている。先に記述した $\pi^- \pi^0$ の線形のモデルを用いて、修正されたスペクトルに対する単純 χ^2 適合を実行する。

次の3つの実験的効果が、 $\pi^- \pi^0$ 質量スペクトルについての分布を生ずる。：(1)バックグラウンド；(2)分解能と輻射効果による汚れ；(3)実験的アクセプタンスの質量従属性。この章において、これら分布を取り除くために、リストされた大きさに我々が適用する修正を記述する。これら修正は、物理学のモンテカルロシミュレーションと検出器応答によっている。

A 貯蔵容器に入っている $M_{\pi^- \pi^0}$ スペクトル

上に述べた修正をする前に、我々が $M_{\pi^- \pi^0}$ スペクトルを、1 GeVの下へ25MeV、1 GeVの上へ50MeVの間隔の貯蔵容器へ入れることを選んだことに注目しよう。この貯蔵容器に入れることは、スペクトルの速く変化する領域に鋭敏になるように選ばれており、一方、貯蔵容器の移動修正の大きさと、結果的に、修正されたスペクトル中で、近くの貯蔵容器の間の相関の大きさを制限する。データー点が強く相関しているとき、これは偏見であると知られているが、 χ^2 適合の方法の安定性と正確さに対して重要である。[26] 低質量で近似的に6 MeVから、高質量で17MeVまで、質量の分解能における増加は1 GeV以上の大きな貯蔵容器の巾を誘発する。大きな貯蔵容器の巾は、低い質量での統計が非ガウス変動を導くことが出来るところで、非常に高い質量での貯蔵容器に有益である。

B バックグラウンドに対する修正

先に注目したように、 $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \nu_\tau$ 標本に入ってくるバックグラウンドは小さい。 $M_{\pi\pi}$ 分布における側面の帯は見せかけの π^0 の寄与に習って用いられる。見せかけの π^0 事象は ($2.40 \pm 0.05\%$) のバックグラウンドを構成し、そして初めは、 $\tau^- \rightarrow \pi^- \nu_\tau$ と崩壊し、そこでそのとき群は輻射光子又は非光子源と関係し、思いがけなく π^0 候補を形成する。これら見せかけの π^0 光子は、エネルギーが低いという傾向があるので、見せかけの π^0 バックグラウンドは、0.5GeV

以下では粗っぽく事象の10%を含み、0.7GeV 以上では事象の2%を含んで、特に $M_{\pi^-\pi^0}$ の小さな値において意味がある。側面の帯の引算の後で、先に述べたように、残りのバックグラウンドの6.6%は実の π^0 を含む τ 崩壊による。これらバックグラウンドは、一般的 τ 対モンテカルロ標本をモデルにしている。帯電した K によるモードに対して、正しくないエネルギー損失の修正の効果が又シュミレートされる。これら引算は、質量スペクトルの中で、貯蔵容器ごとになされる。信号と1次バックグラウンドモードに対するモンテカルロススペクトルは、 π^0 の側面の帯の引算ののち、Fig 5 にプロットされる。

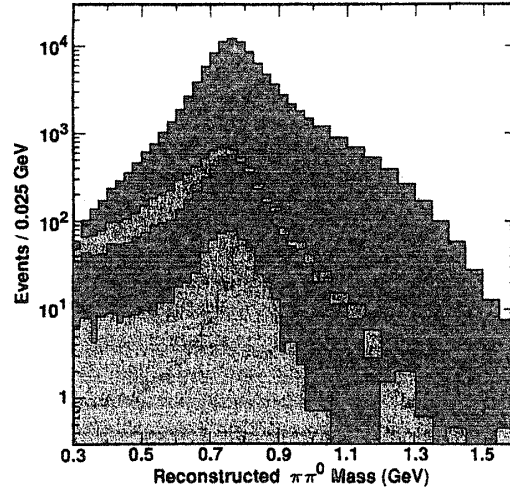


Fig 5 Contributions to the reconstructed $M_{\pi^-\pi^0}$ spectrum from Monte Carlo simulation of signal and background τ decays. From bottom to top spectra for the following channels are plotted cumulatively: $\tau \rightarrow K_h \pi^0 \nu$ (h denoting π or K), $\tau \rightarrow \pi \pi^0 \pi^0 \nu$, $\tau \rightarrow K \pi^0 \nu$ (backgrounds), and $\tau \rightarrow \pi^-\pi^0 \nu$ (signal).

C 貯蔵容器の移動に対する修正

検出器の分解能は、 $\pi^-\pi^0$ 質量スペクトルがより巾広くなる原因になっている。 $\tau^- \rightarrow \pi^-\pi^0 \nu_\tau$ (γ) ν_τ 崩壊中の輻射の存在は又重要である。輻射光子はエネルギーが低い傾向にあり、可能な2次 π^0 からの光子、又はカロリメーターの中で相互作用する荷電パイオンからのシャワーの一部と区別するのがむづかしい。結果的に、不変質量の中を含めることに対してか、禁じている基礎としてか、確信してそれらを確認することが出来ない。崩壊輻射を無視することの正味の効果は、質量スペクトルを広げ、そして位置を変えることである。

我々は $\tau^- \rightarrow \pi^-\pi^0 \nu_\tau$ の MC 標本から決定される貯蔵容器の移動行列に基づく、近似的に明らかにされた手順を踏むことによって、これらの効果を正しくする。実験的な $M_{\pi^-\pi^0}$ についての分解能が π^0 についてのそれによって優勢にされているので、Fig 1 に示されたデータと MC の間の一致は、修正の手順のこの観点が正しいという確信を我々に与える。輻射効果に対して、TAUOLA によって採用された PHOTOS-based シュミレーションを、我々は信頼している。明らかにされたスペクトルは、修正不能の、上におったスペクトルとともに Fig 6 における、ダッシュ線でかけられたヒストグラムで示されている。

D アクセプタンスに対する修正

最後に我々は Fig 7 にプロットされたアクセプタンスの質量従属を修正する。再びこれは MC シミュレーションから決定される。この従属の原因となる主な効果は、崩壊の運動学と、事象の選択において示されたカットに関係しており、それらの両方はよく理解されている。

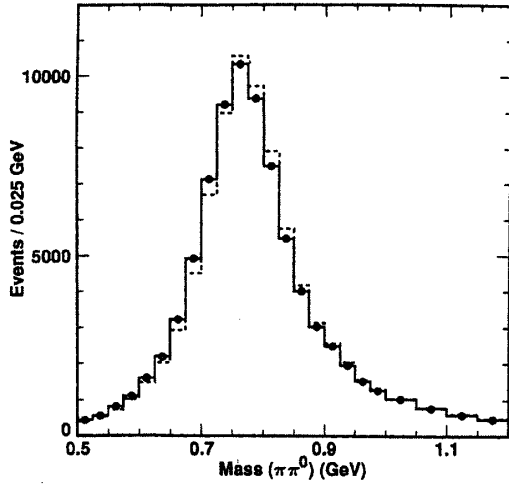


Fig 6 Effect of bin migration correction: $M_{\pi^-\pi^0}$ spectrum prior to (solid histogram with points), and after (dashed histogram) unfolding of resolution and radiative distortions.

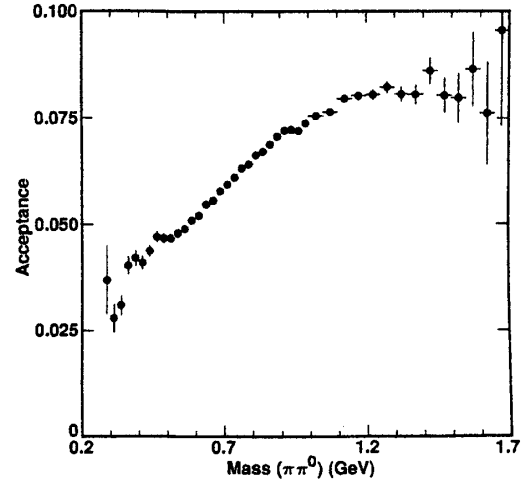


Fig 7 Acceptance as a function of generated $\pi^-\pi^0$ (γ) mass, as determined from the full $\tau \rightarrow \pi^-\pi^0 \nu_\tau$ Monte Carlo sample.

V 共鳴変数に対する適合の結果

A 適合の手順

我々は完全に修正された $\pi^-\pi^0$ 質量スペクトルに共鳴変数と結合を外挿するために、 χ^2 適合をなした。 χ^2 を最小にし、そして変数の誤差を決定することは、MINUIT program [24] を用いてなされている。統計学の貧困又はバックグラウンド推測とアクセプタンス修正に関する不確かさのために、適合の中に 0.5 GeV から 15 GeV の範囲のデーターのみが含まれている。又、明らかにされている手順の結果として、共変行列の対角成分以外の項がゼロではなく、そして対応する項が χ^2 計算の中に含まれている。[25] 対角成分以外の共変行列の要素は、この章におけるグラフに示された誤差棒に反映されない。

データーに適合するように用いられた汎函数の形が多くの函数の非線型函数なので、最小にするいくつかの反復が収束する前になされる。我々は又 χ^2 を計算するときに、それぞれの貯蔵容器の範囲内で適合函数を積分する。我々はこの手順を、高度な統計学である、生成プログラム水準のモンテカルロ標本を用いて適合変数とそれらの誤差の決定における、再現性と正確さを確かめるためにテストする。

B KS モデルに対する適合

この章において、 ρ'' の寄与のない KS モデルを用いてなされた最も簡単な適合からの結果を詳細に報告する。このモデルは $F_\pi(0) = 1$ という条件に従って規格化されているが、しかし、

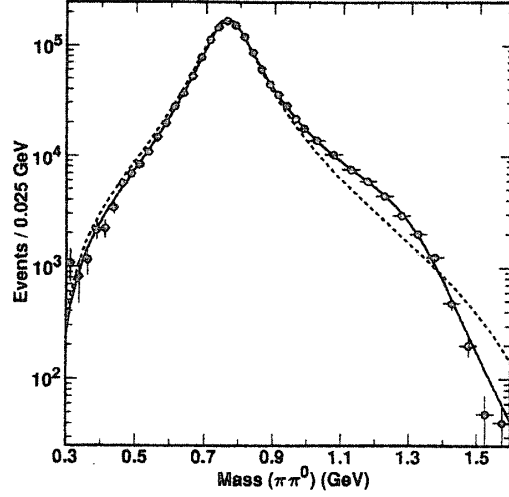


Fig 8 Fully corrected $M_{\pi^-\pi^0}$ distribution in $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \nu_\tau$ events (points). The solid curve overlaid represents the results of the fit to the KS model. The dashed curve is obtained using the $\rho(770)$ parameters obtained from this fit, but with the ρ' contribution turned off (i.e., β set to zero).

我々は適合の中で点々と変わることを許された、KS 函数 [Eq. 5] に掛けられた付加的な変数を紹介する。我々はいくつかの理由のためにこれをするを選んだ。第 1 に我々は広い共鳴の線の形をこのモデル又は他のどんなモデルにもそのピークから任意に遠くまで保つことを期待しない。もし $M_{\pi^-\pi^0}$ の非常に低い値で、そのモデルが保たれないならば、 $F_\pi(0) = 1$ という条件は、共鳴変数をななめにすることが出来るということを強調する。第 2 にこの解析の焦点が質量スペクトルの形に合わされる：例えば、高純粋さを維持するためにやっかいな削除がなされている。このスペクトルの規格化は、不確かさを持つ理論的因子と同様に、実験的不確かさを持つ形式的な測定によっている。これらの思考について言えることは、規格化条件を完全であると強調する値に疑問があるということである。

重ねられた適合関数を持つ、完全に修正された $M_{\pi^-\pi^0}$ スペクトルは Fig 8 に示されている。この適合に対する χ^2 は、自由度 24 に対して 27.0 である。我々は次の値をうる

$$M_\rho = 774.9 \pm 0.5 \pm 0.9 \text{ MeV}$$

$$\Gamma_\rho = 149.0 \pm 1.1 \pm 0.7 \text{ MeV}$$

$$\beta = -0.108 \pm 0.007 \pm 0.005$$

$$M_{\rho'} = 1364 \pm 7 \pm 8 \text{ MeV}$$

$$\Gamma_{\rho'} = 400 \pm 26 \pm 23 \text{ MeV}$$

ここで、第 1 の誤差は統計的であり、第 2 の誤差は第 6 章に記述されている系統的な不確かさによるものである。パイオンの形状因子によって説明されるとき、規格化は $|F_\pi(0)|^2 = 1.16 \pm 0.02$ を与えるが、ここで誤差は統計的誤差のみである。同じ適合をするがしかし $F_\pi(0) = 1$ という規格化条件を課すると、自由度 25 に対して 62.1 の χ^2 を与え、そしてこれは他の適合変数に意味のある相違を与える（例えば、 $M_\rho = 772.3 \text{ MeV}$ 、 $\Gamma_\rho = 144.6 \text{ MeV}$ ）。

C 他のモデルに対する適合

種々のモデルに対する修正された $M_{\pi^-\pi^0}$ の適合からの結果は、表 I に与えられている。これらの適合のいくつかは、Fig 9 に示されている。 ρ'' の寄与を含む適合に対して、我々はその変数を世界的平均値 [27] ($M_{\rho}=1.700\text{GeV}$, $\Gamma_{\rho}=0.235\text{GeV}$) に固定するがしかし、相対的な結合定数 γ は点々と変ってもよいものとする。

表 I における χ^2 の値によって示され、Fig 9 における直線と破線がほぼ重なっていることによって、GS 適合は KS 適合に似た振舞いをする。Fig 9 において、KS と GS 曲線の偏差は、 $M_{\pi^-\pi^0}$ の非常に低い値と大変高い値にのみ見られる。低い値での偏差は $q^2=0$ に対する $|F_{\pi}|^2$ の推論

Table I Results from fits to the corrected $M_{\pi^-\pi^0}$ spectrum over the range 0.5–1.5 GeV, for several models. The errors shown are statistical only. KS refers the model of Kuhn and Santamaria[13] while GS refers to the model of Gounaris and Sakurai[11]. See text for descriptions of these models and their variants.

Fit Parameter	Model				
	KS	KS w/ ρ''	KS w/barrier	GS	GS w/ ρ''
M_{ρ} (MeV)	774.9 ± 0.5	774.6 ± 0.6	769.7 ± 0.7	775.3 ± 0.5	775.1 ± 0.6
Γ_{ρ} (MeV)	149.0 ± 1.1	149.0 ± 1.2	145.8 ± 1.3	150.5 ± 1.1	150.4 ± 1.2
β	-0.108 ± 0.007	-0.167 ± 0.008	-0.160 ± 0.008	-0.084 ± 0.006	-0.121 ± 0.009
$M_{\rho'}$ (MeV)	1364 ± 7	1408 ± 12	1321 ± 9	1365 ± 7	1406 ± 13
$\Gamma_{\rho'}$ (MeV)	400 ± 26	502 ± 32	397 ± 17	356 ± 26	455 ± 34
R_{ρ} (GeV^{-1})	—	—	1.9 ± 0.3	—	—
$R_{\rho'}$ (GeV^{-1})	—	—	5.0 ± 2.2	—	—
γ	$\equiv 0$	0.050 ± 0.010	$\equiv 0$	$\equiv 0$	0.032 ± 0.009
$ F_{\pi}(0) ^2$	1.16 ± 0.02	1.14 ± 0.02	0.39 ± 0.01	1.04 ± 0.02	1.03 ± 0.02
χ^2/DOF	27.0/24	23.2/23	22.9/22	26.8/24	22.9/23

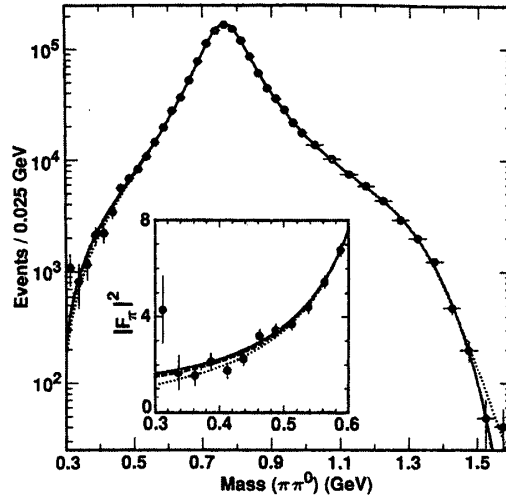


Fig 9 Alternate fits to the fully corrected $M_{\pi^-\pi^0}$ distribution in $\tau^- \rightarrow \pi^-\pi^0 \nu_\tau$ events (points). The solid curve overlaid represents the results of the fit to the KS model with ρ'' contribution included. The dashed curve represents the fit to the GS model, also with the ρ'' . The dotted curve is the fit to the KS model, including the Blatt-Weisskopf barrier factor but no ρ'' . The inset shows the low mass region where the differences between the models are most significant. Here we plot $|F_{\pi}|^2$ (see Sec. VII B), eliminating the purely kinematic factors which cause rapid variation in $M_{\pi^-\pi^0}$ in this region.

された外挿における相違を反映しており、ここでは GS モデルが $F(0) = 1$ という期待により矛盾しない結果を与えている。

$e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$ 崩壊における ρ'' の存在は、 M_τ の近くと上側の DM 2 [28] の断面積の測定から明らかである。 τ レプトン崩壊に対して、 ρ'' の極の質量は、 $M_{\pi-\pi^0}$ のスペクトルのはずれの場所の近くにあり、このように観察するのが困難にしている。しかしながら ρ' によるように、その影響は干渉効果として観察される。我々が ρ' 中間子なしに良い適合を得ている間に、そのような寄与が導入されるとき、KS と GS 両モデルに対する χ^2 の値は有意義に改善される。適合からはずれている、1.5–1.6 GeV の領域におけるデータ点と、 ρ'' 適合は又、よりよく一致していることが、Fig 9 に見られる。

我々は又 Blatt–Weisskopf 因子を含めることによって ρ と ρ' のエネルギー従属を修正した。この方法で修正された名ばかりの KS 適合関数 (ρ'' の寄与を持たない) に対する結果は、表 I に与えられ、そして Fig 9 の破線で示されている。 ρ と ρ' の範囲変数 R_ρ と $R_{\rho'}$ に対して得られた値は期待に矛盾しない。この適合は、 ρ (1700) を含まない他の適合よりも自由度ごとのより小さい χ^2 を与える。しかしながら、実現に必要なものとしてのこの関数は $F_\pi(0) = 1$ による規格化常数を与えない。

原理的に、カイラル摂動論とパイオンの平均 2 乗荷電半径からの q^2 の小さな値に対する F_π の振る舞いについての制限は、この領域における $M_{\pi-\pi^0}$ スペクトルの形を明記するのを助けるために採用されうる。これら制限を我々の適合関数に取り入れることを企ててはいない。なぜならそれらの適用性は、第 V 章の A において上に記述したように、我々の適合の中を含められる領域の下にある q^2 の値に制限するからである。

VI 系統的誤差

系統的誤差は表 II にリストされている。これらは名ばかりの KS 適合に対して決定されてきたが、しかしながら、それらは GS 型の適合に関するそれらの代表でもある。

Table II Systematic errors, in MeV except those for β , which is dimensionless.

Source	M_ρ	Γ_ρ	β	$M_{\rho'}$	$\Gamma_{\rho'}$
Backgrounds	0.1	0.4	0.002	1	5
Bin Migration	0.3	0.5	0.001	5	16
Momentum Scale	0.2	0.1	<0.001	1	1
Energy Scale	0.8	0.2	0.002	2	6
Acceptance	0.2	0.2	0.004	5	15
Fit Procedure	0.1	0.2	<0.001	1	1
Total Syst.	0.9	0.7	0.005	8	23
Stat. Error	0.5	1.1	0.007	7	26

Ⅶ 他の実験からのデーターとの比較

A 他の実験による適合との比較

我々の適合からの結果は彼等のデーターに対する、ALEPH による類似の適合と比較することができる。同様に $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$ データーの種々の収集に対する他の著者による適合と比較することができる。説明する目的のために、ある代表的な比較が表 III に与えられている。 e^+e^- データーに対して、我々は $\sqrt{s} \sim 1.6\text{GeV}$ 以下のデーターに、Kühn と Santamaria によってなされた適合の結果を与える。これら著者は彼等が得た変数についての不確定性を引用しなかった。しかしながら、Barkov et al と我々によってなされた類似の適合に基づいて、我々はこれら不確定性が、大きさにおいて、 τ 崩壊データーの適合からのそれに似ていると信ずる。例えばモデルについて平均をとると、[18]、 $M_\rho = 775.9 \pm 0.8 \pm 0.8\text{GeV}$ 、 $\Gamma_\rho = 150.5 \pm 1.6 \pm 2.5\text{GeV}$ 、ここで最初の誤差は統計的かつ系統的誤差で、2 番目の誤差はモデルに従属する不確定性誤差である。

Table III Comparison of results of fits using the KS and GS models(ρ'' included with M_ρ , $\Gamma_\rho=1700, 235\text{ MeV}$) to (a) CLEO τ data, (b) ALEPH τ data [6] and (c) $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$ data (denoted "KS Fit," from fits in Ref.[13]). Units are MeV for all fit parameters, except β , γ and $|F_\pi(0)|^2$ which are dimensionless. Shown in parentheses are the experimental uncertainties (statistical plus systematic). The parameter associated with ρ - ω interference in the e^+e^- data is not shown.

Parameter	KS Model			GS Model		
	CLEO	ALEPH	KS Fit	CLEO	ALEPH	KS Fit
M_ρ	774.6 (1.1)	774.9 (0.9)	773	775.1 (1.1)	776.4 (0.9)	776
Γ_ρ	149.0 (1.4)	144.2 (1.5)	144	150.4 (1.4)	150.5 (1.6)	151
β	-0.167 (10)	-0.094 (7)	-0.103	-0.121 (10)	-0.077 (8)	-0.052
$M_{\rho'}$	1408 (14)	1363 (15)	1320	1406 (15)	1400 (16)	1330
$\Gamma_{\rho'}$	502 (39)	$\equiv 310$	390	455 (41)	$\equiv 310$	270
γ	0.050 (10)	-0.015 (8)	-0.037	0.032 (9)	0.001 (9)	-0.031
$ F_\pi(0) ^2$	1.14 (2)	$\equiv 1$	$\equiv 1$	1.03 (2)	$\equiv 1$	$\equiv 1$
χ^2/DOF	23.2/23	81/65	136/132	22.9/23	54/65	151/132

Ⅷ ミューオン異常磁気モーメントに対するかわりあい

A 序論と動機

ミューオン異常磁気モーメント $a_\mu = \frac{(g_\mu - 2)}{2}$ は、 $(11659230 \pm 84) \times 10^{-10}$ という実験値を持つ。[27, 42] それは計算されないハドロンの真空ポーラリゼーション輻射補正からの意味のある寄与を受けとり [43]、 $a_\mu^{\text{had}} = (692.4 \pm 6.2) \times 10^{-10}$ となることが最近推測された。この寄与についての誤差は、 a_μ に対するスタンダードモデルの予言における不確定性の最も意味のある源である。ブルックヘブンナショナルラボラトリーでの実験 E821 は現在行なわれており、new physics と同様に、弱い相互作用の寄与が感度 15×10^{-10} であるために約 4×10^{-10} の精度をめざしている。改良された a_μ^{had} の知識は、 a_μ の実験結果を説明するのに重要である。この章

において我々は、ALEPH データ [6] を用いた、Alemany, Davier そして Höcker [4] による最初のそのような τ 崩壊のデータの取り扱いに従って、 a_μ^{had} の決定に対する、 $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \nu_\tau$ との我々のデータとの関わり合いについて議論する。

a_μ^{had} の値は e^+e^- の分散積分によるハドロンの終状態への消滅断面積に関係付けられる。[44]

$$a_\mu^{\text{had}} = \frac{\alpha_{\text{em}}^2(0)}{\pi} \int_{4M_\pi^2}^{\infty} \frac{ds}{s} v(s) K(s)$$

ここで $v(s)$ は包含的ハドロンスペクトル関数で、 $\alpha_{\text{em}}(0)$ は微細構造定数である。K(s) は QED 核で次のようである。

$$K(s) = x^2 \left(\frac{1-x^2}{2} \right) + (1+x)^2 \left(1 + \frac{1}{x} \right) \left(\ln(1+x) - x - \frac{x^2}{2} \right) + \left(\frac{1+x}{1-x} \right) x^2 \ln x$$

ここで

$$x = \frac{1-\beta_\mu}{1+\beta_\mu} \quad \text{で、} \quad \beta_\mu = \left(1 - \frac{4M_\mu^2}{s} \right)^{\frac{1}{2}}$$

である。結果的に a_μ^{had} に対する予言は、主に e^+e^- データに基づいている。上の積分中の K(s) の型と $\frac{1}{s}$ という因子のおかげで、 $\pi^+\pi^-$ 終状態が優勢なところで、 \sqrt{s} の低い値での測定に特に意味がある。

IX まとめ

$\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \nu_\tau$ 型の (バックグラウンドを引算した後の) 約 87000 崩壊の標本から、我々は $\pi^- \pi^0$ 不変質量スペクトルにおける構造を研究した。いくつかのモデルに対する適合から我々は $\rho(770)$ と $\rho(1450)$ の共鳴に対する、変数と相対的な結合を得た。 $\rho(1700)$ の寄与のない、Kühn と Santamaria モデルの範囲内で、 $\rho(770)$ の質量と巾についての精度はそれぞれ 1.0 MeV と 1.4 MeV である。これら精度は同じ τ 崩壊モードを用いて ALEPH によって得られたそれらと比較されうるし又、同様に低いエネルギーデータ [6, 13, 18] から得られたそれらと比較されうる。

注

- [1] Y.S. Tsai, Phys. Rev. D **4**, 2821 (1971); **13**, 1771(E) (1976).
- [2] H.B. Thacker and J.J. Sakurai, Phys. Lett. **36B**, 103 (1971).
- [3] Generalization to charge conjugate reactions and states is implied throughout, except as noted.
- [4] R. Alemany, M. Davier, and A. Höcker, Eur. Phys. J. **C 2**, 123 (1998).
- [5] J. Urheim, Proceedings of the Fourth Workshop on Tau Lepton Physics, Estes Park Colorado, 1996 [Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **55 C**, 359 (1997)]
- [6] ALEPH Collaboration, R. Barate *et al.*, Z. Phys. **C 76**, 15 (1997)
- [7] W.J. Marciano and A. Sirlin, Phys. Rev. Lett. **61**, 1815 (1988).
- [8] E. Braaten and C. S. Li, Phys. Rev. D **42**, 3888 (1990).
- [9] E. Braaten, S. Narison, and A. Pich Nucl. Phys. **B 373**, 581 (1992).

- [10] F.J. Gilman and D.H. Miller, Phys. Rev. **D 17**, 1846 (1978).
- [11] G. Gounaris and J.J. Sakurai, Phys. Rev. Lett. **21**, 244 (1968)
- [12] J. Pisut and M. Roos, Nucl. Phys. **B 6**, 325 (1968)
- [13] J.H. Kühn and A. Santamaria, Z. Phys. **C 48**, 445 (1990)
- [14] M. Benayoun et. al., Z. Phys. **C 58**, 31 (1993)
- [15] We use KORALB (v.2.2) /TAUOLA (v.2.4). References for earlier versions are S. Jadach and Z. Was, Comput. Phys. Commun. **36**, 191 (1985); **64**, 267 (1991); S. Jadach, J.H. Kühn, and Z. Was, ibid. **64**, 275 (1991); **70**, 69 (1992); **76**, 361 (1993)
- [16] A.B. Clegg and A. Donnachie, Z. Phys. **C 51**, 689 (1991); 62, 455 (1994)
- [17] J.M. Blatt and V.F. Weisskopf, Theoretical Nuclear Physics (Wiley, New York, 1952), p. 361.
- [18] OLYA and CMD Collaborations, L.M. Barkov *et al.*, Nucl. Phys. **B 256**, 365 (1985)
- [19] CLEO Collaboration, Y. Kubota *et al.*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. **A 320**, 66 (1992)
- [20] R. Brun et al., GEANT 3. **15**, CERN DD/EE/84-1.
- [21] CLEO Collaboration, M. Atruso et al., Phys. Rev. Lett. **72**, 3762 (1994).
- [22] PHOTOS (v.2.0): E. Barberio and Z. Was, Comput. Phys. Commun. **79**, 291 (1994).
- [23] See http://www.lns.cornell.edu/public/CLEO/analysis/results/tau-struct_pipi 0/.
- [24] F. James et al., MINUIT, CERN DD/D **506**, 1987.
- [25] The inverse of the covariance matrix is computed using the DSINV symmetric real matrix inversion routine from the CERN program library.
- [26] G. D'Agostini, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. **A 346**, 306 (1994).
- [27] Particle Data Group, C. Caso et al., Eur. Phys. J. C. **3**, 1 (1998).
- [28] DM 2 Collaboration, D. Bisello et al., Phys. Lett. **B 220**, 321 (1989).
- [29] I. Cohen, N. Isgur, and H.J. Lipkin, Phys. Rev. Lett. **48**, 1074 (1982).
- [30] CLEO Collaboration, K.W. Edwards *et al.*, Phys. Rev. D **61**, 072003 (2000).
- [31] CLEO Collaboration, R. Balest *et al.*, Phys. Rev. D **47**, R 3671 (1993).
- [32] CLEO Collaboration, A. Anastassov et al., Phys. Rev. D **55**, 2559 (1997).
- [33] CMD-2 Collaboration, R.R. Akhmetshin *et al.*, Budker INP Report No. 99-10, hep-ex/9904027, 1999.
- [34] DM 1 Collaboration, A. Quenzer et al., Phys. Lett. **76 B**, 512 (1978).
- [35] NA 7 Collaboration, S.R. Amendolia *et al.*, Phys. Lett. **138 B**, 512 (1984).
- [36] G. Barbiellini et al., Lett. Nuovo Cimento Soc. Ital. Fis. **6**, 557 (1973).
- [37] BCF Collaboration, D. Bollini et al., Lett. Nuovo Cimento Soc. Ital. Fis. **15**, 418 (1975).
- [38] MEA Collaboration, B. Esposito et al., Phys. Lett. **67 B**, 239 (1977); Lett. Nuovo Cimento **28 B**, 337 (1980)
- [39] I.B. Vasserman et al., Yad. Fiz. **33**, 709 (1981) [Sov. J. Nucl. Phys. **33**, 368 (1981)].
- [40] S. Eidelman and V.N. Ivanchenko, Proceedings of the Fifth Workshop on Tau Lepton Physics, Santander, Spain, 1999 [Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **76**, 319 (1999)]
- [41] W. Marciano (private communication).
- [42] J. Bailey et al., Phys. Lett. **68 B**, 191 (1977).
- [43] M. Davier and A. Höcker, Phys. Lett. **B 435**, 427 (1998).
- [44] M. Gourdin and E. de Rafael, Nucl. Phys. **B 10**, 667 (1969)
- [45] A. Höcker and V. Kartvelishvili, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. **A 372**, 469 (1996).

参考文献

CLEO コラボレーション P. R, D61 112002 Hadronic Structure in the Decay $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \nu_\tau$

(原稿受理 2002年12月3日)