

■ 研究紹介

$K^+ \rightarrow \pi^0 \mu^+ \nu$ 崩壊における時間反転不変性の破れの探索

高エネルギー加速器研究機構 素粒子原子核研究所

今里 純

jun.imazato@kek.jp

2004年4月30日

1. はじめに

KEK 陽子シンクロトロンを使って行われた E246 実験「 $K^+ \rightarrow \pi^0 \mu^+ \nu$ 崩壊における時間反転不変性の破れの探索」は、データ収集を 2000 年に終了し、その後慎重にデータ解析を続けていた。最近、最終的な解析法でのすべてのデータの解析が終了し結果を得ることができたので、ここに報告する。この実験は、ロシア、カナダ、韓国、米国、台湾との本格的な国際協力で実施された。限られた 12GeV PS のビーム強度で、この種の精密実験を行うことは冒険でもあったが、5年という、PS では比較的長期間の測定をすることで、ほぼ当初のもくろみの感度を達成することができた。途中の段階で二度ほど高エネルギーニュースに実験の解説を載せたが、ここに改めて簡単に実験を紹介し、解析についてやや詳しく説明したあと、最終結果を示したい。

2. $K_{\mu 3}$ 崩壊のミュオン横偏極

われわれは $K^+ \rightarrow \pi^0 \mu^+ \nu$ 崩壊 ($K_{\mu 3}$) での時間反転不変性の破れ (T violation) の探索を、ミュオンの横偏極 (transverse polarization, P_T) を精密に測定し、その零からの差異を見ることで行った。横偏極は三体崩壊での崩壊面に垂直な偏極成分として定義される (図 1)。この量は T-odd のベクトル相関 $P_T = \sigma_\mu \cdot (p_\pi \times p_\nu) / |p_\pi \times p_\nu|$ として書けるので、 P_T が零でない値を持つならば、T-不変性が破れているということになる。ただしこの時、崩壊後の終状態相互作用で擬似的に P_T が誘起されないことが条件となる。幸い K^+ 崩壊の場合は、二個の終状態の荷電粒子間にクーロン力の働く $K_L \rightarrow \pi^- \mu^+ \nu$ 崩壊の場合と異なり、終状態相互作用は非常に小さい。これに関しては以前から理論計算が行われていたが、最近、より多くのダイアグラムを考慮して計算され、 $\delta P_T < 5 \times 10^{-6}$ となっている。

T-対称性の破れはそれ自体重要な概念であるが、CPT 不変性に立脚するとマイクロには CP の破れと同等である。従って、T の破れによって CP の破れのメカニズムについての知見を得ることができることになる。 $K_{\mu 3}$ の P_T の場合特徴的なことは、小林・益川の標準模型からの寄与が非常に小さく、 $P_T \sim 10^{-7}$ 程度であることである。従って、 10^{-5} より大きい値で P_T を見つければ、それは一意的に標準模型以外の CP の破れの起源を見つけたことになる。理論的な予想として、以前からいくつかのモデル計算が行われていたが、E246 実験の始まらんとする時期に 3-Higgs-doublet 模型、leptoquark 模型でのアップデートされた計算が行われ [1,2]、さらに R-パリティを破る SUSY, squark 混合をする SUSY などの計算も行われた [3]。これらの模型では他の実験と矛盾しないパラメータの取り方で $P_T \sim 10^{-2 \sim -3}$ もあり得るということで、われわれは大いに励まされた。実は $K_{\mu 3}$ の P_T 研究は長い歴史を持っていて、 K_L については三件、 K^+ についても約 20 年前に BNL-AGS で一つの実験が行われている。いずれも上限値で終わっているが、われわれの E246 は統計精度でこれらを凌駕する 10^{-3} のレベルと、さらに精密実験として系統誤差をきちんとコントロールすることを目指した。

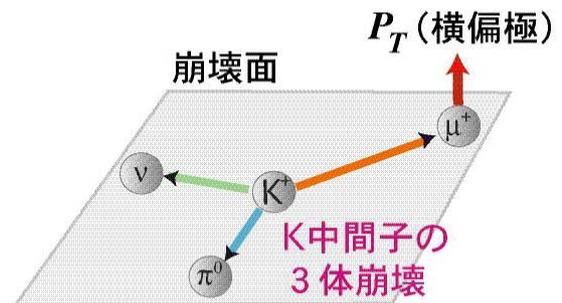


図 1: $K_{\mu 3}$ 崩壊のミュオン横偏極

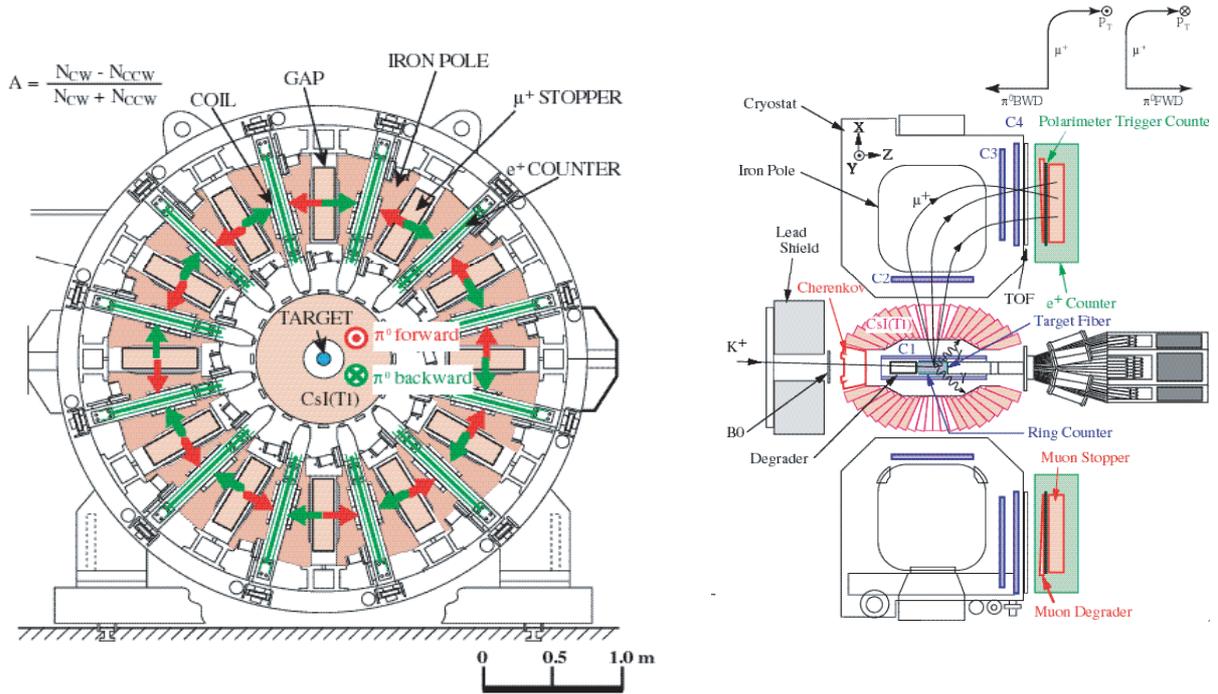


図 2 : E246 実験装置

3. E246 実験

実験は 12-GeV PS 北カウンターホールの低運動量分離 K^+ ビームの K5 チャンネルで、超伝導トロイダルスペクトロメータを用いて行われた。従来の実験は K_L はもとより $K_{\mu 3}^+$ も in-flight 崩壊の実験であったが、そこでは崩壊の運動学的な全方位の測定をすることが原理的に難しく、所謂、二重比測定的な実験は行われていなかった。これに対し低運動量 K^+ ビームを減速停止して静止崩壊を使うわれわれの方法では、崩壊粒子の全方位測定が可能で、位相空間で P_T が正になる部分と負になる部分の両方を測定し、それらの差（あるいは比）として P_T を引き出すことができる。このような“二重比測定”は非常に小さい値を観測しようとする精密測定においては、本質的に重要なものである。

実験のセットアップを図 2 に示す。超伝導トロイダル磁石は 12 のセクターで構成されており、非常によい 12 回対称性を持っている。この磁石に荷電粒子分析のためのトラッキング系、 π^0 検出のための $CsI(Tl)$ 結晶 762 本からなる光子検出器、そして崩壊陽電子によって μ^+ の偏極を測定するポラリメータなどを取り付けて測定器が構築された。測定器の詳細な記述は NIM のペーパー[4]として出版されている。 P_T の測定は、 π^0 が測定器の軸方向（ビーム軸方向）に放出された時、 P_T がポラリメータ中で右回りあるいは左回りの円周方向成分となることを利用する。

K5 チャンネルは単段の静電分離だけなので、 π/K 比は 10 近くある。660MeV/c の入射ビームは Fitch 型のチェレンコフカウンターで K^+ を選別する。ディグレーダで減速し、256 本のシンチレータファイバーで作られたターゲットに止まる。 $K_{\mu 3}^+$ は約 3% の分岐比を持つ。標的を取り囲む形の $CsI(Tl)$ は大きい立体角を持つ。しかし、ビーム出入りのための 2 個の穴と荷電粒子が磁極間隙に抜けるための 12 個の穴があり、立体角は約 3π でしかない。 π^0 は、 2γ あるいは比較的高いエネルギーを持つ 1γ として観測した。

ミュオンは磁場で曲げられポラリメータに入射する。ポラリメータの模式図を図 3 に、またその断面図を図 4 に示す。ミュオンはそこで銅のディグレーダで減速され、純アルミの板 8 枚からなるストッパーに止まる。アルミ板の間に隙間を入れたのは実質の密度を下げ、崩壊陽電子の散乱・吸収を軽減するためである。ミュオンストッパーには超伝導磁石から磁場整形鉄板でフラックスを導くことで、平均的には 200 ~ 300 ガウスの磁場がアルミ板に平行にかけられた。この磁場でミュオン偏極の円周方向成分は平均的に保持され、他の成分は回転することになる。また、金属アルミ中ではミュオンの偏極は初期偏極を保ち、その緩和時間も非常に長い。偏極の円周方向成分は、崩壊陽電子の右回り放出と左回り放出の強度の差から $A = [N_{CW} - N_{CCW}] / [N_{CW} + N_{CCW}]$ として算出する（陽電子カウンターなどの各要素は非常に慎重に、典型的には

0.2mm の精度で位置出しをしたことは言うまでもない)。さらに図 2 に示すように、 π^0 がビーム軸の前方 (*fwd*) に放出される場合と後方 (*bwd*) に出る場合の差を見る。

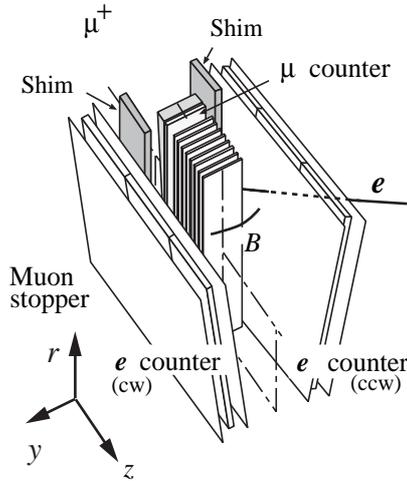


図 3 : ポラリメータ (1 セクタ) の模式図

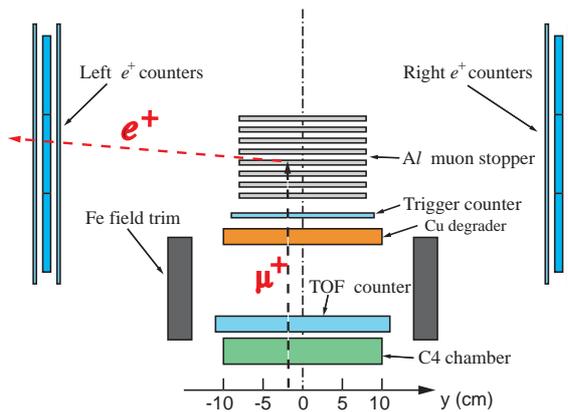


図 4 : ポラリメータ (1 セクタ) の断面図

ミュオン磁場のポラリメータ中心面に対する対称性は重要で、これに歪みがあると円周方向成分以外の成分 (すなわち P_T 以外の in-plane の偏極成分) が混入し、 P_T の測定は成り立たない。ミュオン磁場のマッピングは実験開始前に特に慎重に行い、磁場分布の全体的な傾きが 1mr 以下であることを確かめた[5]。

E246 実験は 1991 年に実験提案が採択されたあと、1992 年から本格的に測定器の建設に入り約 4 年をかけて 1995 年に完成した。 $CsI(Tl)$ の結晶はロシアの INR 研究所の指導のもとに、ウクライナのハリコフの工場で生産された。また、シンチレーションファイバー標的はカナダの TRIUMF 研究所で製作された。このように測定器の建設も極力、国際協力によって安価に仕上げる努力をした。短期間のエンジニアリングランの後、1996 年からデータ収集に入った[6]。

毎年ある割合で PS ビームの供給を受けデータを蓄積したが、PS の取り出しビーム強度がわれわれの望んだようには上がらず、所定の統計量に達するのに 5 年を要した。取り出しビームの強度が取り出し部でのビームロスで制約され、加速器の最大周回ビーム強度の半分程度しか使えなかったのは残念なことであった。

4. 解析と $K_{\mu 3}$ 事象

$K_{\mu 3}$ の事象選別は、1) 磁気分析による荷電粒子 (μ^+) の運動量、2) TOF 測定による荷電粒子の質量スペクトル、3) π^0 (あるいは 1γ) のエネルギーによった。他にターゲット、運動学、ヴェトカウンターなどにも然るべき条件を課し $K_{\mu 3}$ を選んだ。最後に混入するバックグラウンドとしては $K_{\pi 2}$ の π^+ が in-flight 崩壊し μ^+ となるものがあるが、これは荷電粒子トラッキングの χ^2 カットなどで数%以下のレベルに抑えることができた。 $CsI(Tl)$ の解析では各結晶の時間情報を有効に利用できたことが大きく、アクシデンタルな事象によるバックグラウンドを軽減するのに役立った。

これらの解析は、二つのチームがまったく独立に二つの解析を行った。それぞれが自らの解析方針に基づいて、1) 荷電粒子トラッキングの方式、2) $CsI(Tl)$ のクラスタリングなどの解析手法、3) カットを掛けるべき変数とそのカットポイントなどを決めたのである。こうすることで、得られる二つの結果の一致をチェックすることができたが、われわれはさらに進めて二つの解析を結合した。すなわち二つの解析で得られたすべての事象を再度振り分けて、両方のどちらにも残った事象と、どちらか片方だけで採用された事象に分類した。それぞれの解析には 15 個程度のカットがあるので、ひとつひとつの変数のカットで取捨される違いはわずかであっても、最終的に非共通の事象となるものは無視できない割合となる。これをデータ品質が大きく異なる可能性のある 2γ 事象と 1γ 事象とに分け、全部で 6 つのデータセットを作った。そしてこれらのデータセットについて次に述べるようなデータ品質チェックを行い、すべてのデータセットが同等により性質を持っていることを確認した。最後に 6 つのデータセットからの P_T の結果が十分統計的な振る舞いをしていることを要求し、もし、 χ^2 がある基準値を越えて悪い場合は、すべてのデータを棄却し、解析を振り出しに戻す方針をとった。このようなチェックにより一つの解析では分かりにくいデータ品質の分布をチェックすることができ、さらに本来同じであるべき共通事象の両解析での様々なパラメータを比較することで、解析の不定性 (解析の誤差) を粗く評価することができた。

非対称度の解析には π^0 が前方 (*fwd*) に出るものと後方に出るもの (*bwd*) を使用することは既に述べたが、その角度の範囲は非対称度に対する統計的な感度が最大となるように決められ、これは両解析とも $|\cos\theta_x| > 0.342$ になった。このようにして選ばれた $K_{\mu 3}$ 事象からの陽電子の時間スペクトルは図 5 のようである (これは全データを足し上げている)。最終的には 2γ と 1γ の事象で合計 11.8×10^6 個を蓄積した。時間スペクトルにはコンスタントバックグラウンドがあるが、これは除去しきれなかったアクシデンタル事象による。この高さを $Ne^{-t/\tau} + C$ へのフィットで出し、シグナル陽電子の数はシグナル積分範囲からこの高さ C を差し引いて出した。

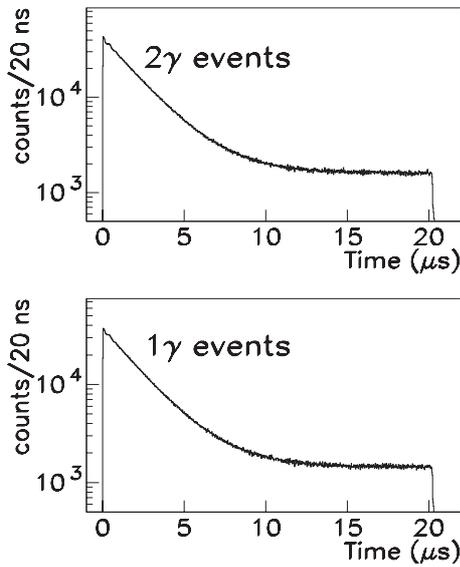


図 5 : 陽電子の時間スペクトル

5. ポラリメータの解析

前述のように陽電子の非対称度 A は、右巻きカウント N_{CW} と左巻きカウント N_{CCW} の相対的差として計算する。このとき、ある e^+ カウンターに注目すると N_{CW} と N_{CCW} の両方を測るので、検出効率の不均等性は相殺され、また 12 ギャップを足し上げることによっていくつかの系統誤差が消える。 A の *fwd* と *bwd* とに対応するものの差をとったもの $A_T = (A_{fwd} - A_{bwd})/2$ が時間反転不変性を破る P_T による非対称度になる。この時 A_{fwd} と A_{bwd} とに大きな系統的なバイアスがあるとこのような二重比実験にも限界がある。まず null asymmetry $A_0 = (A_{fwd} + A_{bwd})/2$ が十分零に近いことを確認した。さらにポラリメータの感度のチェックを 面内偏極 P_N (これは 1 に近い大きい値を持つ) による非対称度の測定で行った。すなわち *fwd* と *bwd* 事象を *left* と *right* 事

象とに分類し直し、 $A_N = (A_{left} - A_{right})/2$ を観測するとこれは P_N に付随した非対称度で、感度は $A_N / P_N \langle \cos\theta_N \rangle$ となる ($\langle \cos\theta_N \rangle$ は P_N の運動学的な角度による減衰)。これらをすべてのデータセットで比較し、どのデータも遜色がないことを確認した。さらに、ポラリメータの軸に対し $K_{\mu 3}$ 崩壊面の分布がわずかでも傾きを持つと面内偏極の混入が起るので、崩壊面の法線ベクトルの二成分の平均値 $\langle \theta_r \rangle$ と $\langle \theta_z \rangle$ が十分零であることをチェックした。このようなデータ品質検査に到達するまで、解析は blind analysis の原則に従った。

さて A_T の解析をストッパー全体からの N_{CW} と N_{CCW} を使い計算することも可能であるが、この方法は *fwd* と *bwd* 事象のミュオンがストッパー内で異なる分布を持つと、位置による非対称度の影響を受け系統誤差を生みやすい。ストッパーは図 4 のように有限の幅を持っているので、横軸 y の各点について初めから幾何学的な非対称度を相殺する方式の解析を最終的には採用した。すなわちまず、 $A_T(y) = (A_{fwd}(y) - A_{bwd}(y))/2$ とし $\alpha(y) \sim A_N(y)/P_N$ で較正されるアナライジングパワー $\alpha(y)$ を用いて $P_T(y) = A_T(y)/\alpha(y)$ で P_T の分布を計算し、その加重平均で P_T を得た。なお、 $\alpha(y)$ の絶対値はモンテカルロ計算で求めた。

図 6 にこのようにして得られた $A_N(y)$ と $P_T(y)$ とを示す。

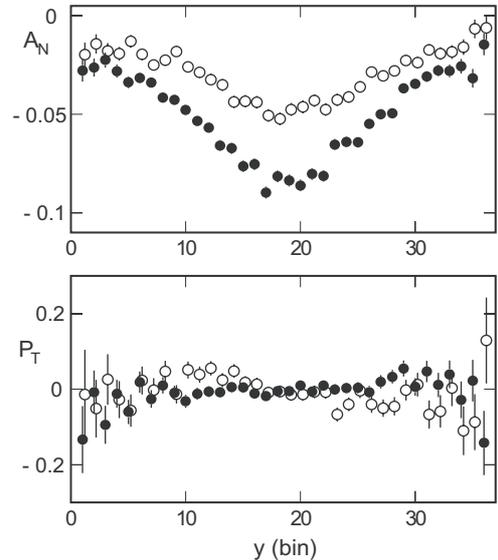


図 6 : A_N と P_T の y 依存性 (○ = 1γ , ● = 2γ)

$\alpha(y) \sim A_N(y)/P_N$ として計算される $\alpha(y)$ はポラリメータの特性であり、データにはほとんど依らない量なので、この図ではすべてのデータセットを足して統計精度を上げている。この図からわかるように感度はストッパーの中心部分

で高く、幾何学的な非対称度を差し引いて得られる両脇近くでは低くなっている。下の P_T は期待されるように y に対して非常に滑らかな振る舞いを示している。やや (1γ と 2γ とで符号の異なる) 傾きがあるが、これはストッパーのもう一つの座標軸である動径方向の座標 r については積分したものを投影しているため、 fwd と bwd とで r -分布が微妙に異なることによる。 y で平均することで影響は残らない。得られた P_T の値は後で説明する系統誤差も含めて；

$$P_T = -0.0017 \pm 0.0023(stat) \pm 0.0011(syst)$$

となり、零とコンシステントである。すなわち T の破れは見出されなかった。この P_T は測定器のアクセプタンスがかかって実際観測された量である。従って $K_{\mu 3}$ の普遍的な T の破れのパラメータに変換して議論する必要がある。 $K_{\mu 3}$ 崩壊は $f_+(q^2)$ と $f_-(q^2)$ の二つの形状因子を含む振幅で記述されるのであるが、それらの間の位相が T の破れを引き起こす。従って、 $\xi = f_-/f_+$ とした時の $\text{Im}\xi$ が T の破れの物理的指標となっている。われわれの解析では Monte Carlo 計算で $P_T/\text{Im}\xi$ の平均値を計算し、変換係数とした。結果は；

$$\text{Im}\xi = -0.0053 \pm 0.0071(stat) \pm 0.0036(syst)$$

である。統計と系統の誤差を自乗和し 90% CL にすると、 $|\text{Im}\xi| < 0.016$ という結果になる。

6. 系統誤差の評価

系統誤差の評価は見落としのないように慎重に行なった。測定器の各要素の位置のミスアラインメントなどの多くの原因によるものは、12セクターの回転対称性と fwd/bwd の“二重比”で相殺され、小さい値となる。そのどちらでも相殺されずに残るものとして、 μSR 磁場のミスアラインメント (角度の一成分) と崩壊面分布の回転 (角度の一成分) があり、それら进行评估した。また fwd/bwd の対称性を破る要因として、減速してストッパーで止める過程でのミュオンの多重散乱があり、統計精度が上がればそれに比例する形で減少するが、今のところ系統誤差の大きい割合を占めている。系統誤差の合計は $\delta\text{Im}\xi = 0.0036$ で統計誤差の約半分と評価された。

実験が長期間にわたったため、時期によって結果の変動がなかったかどうかは気に掛かることである。実際のデータ解析は、ほぼデータ量が等しくさらに各々の期間内ではビーム強度などの実験条件が一定していた三つの期間 1996–1997, 1998, 1999–2000 に区分して行なった。各期間について二解析結合からの 6 データセットがあるので、全 18 データセットについて $\text{Im}\xi$ の値をイデオグラムとして

表示した (図 7)。 $\chi^2/\nu = 0.78$ で、よい統計分布の様相をしている。

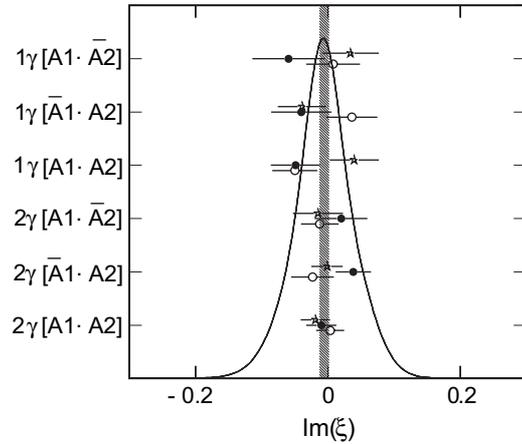


図 7: $\text{Im}\xi$ の 18 データのイデオグラム

7. まとめ

このように E246 実験では $K_{\mu 3}$ ミュオン横偏極の有意な値を見出すことはできずに、上限値を与えることで終わった。 $\text{Im}\xi$ の値は前の BNL-AGS のリミットを丁度三倍改良することとなった (図 8)。偏極実験の精度は統計量の平方根分の一でしか向上しないことを物語っている。

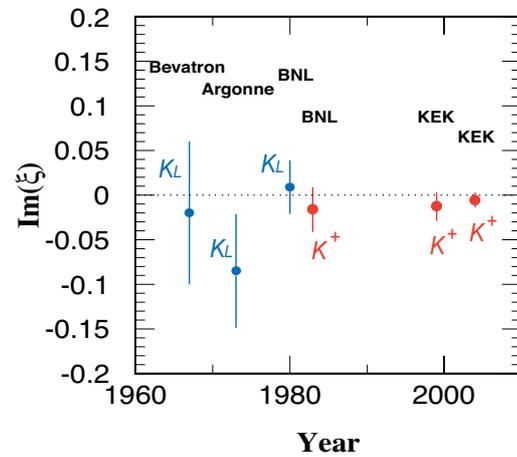


図 8: $\text{Im}\xi$ の歴史と E246 の結果

この上限値はしかし、CP の破れの模型のパラメータ空間に制約を課すことになる。セミレプトニック崩壊であるために、独特なコンストレイントを与えることもある。たとえば、multi-Higgs-doublet 模型は中性子の電気双極子能率 (EDM) で検証されるとして議論されることが多いが、 $K_{\mu 3} - P_T$ はこの模型の別のパラメータに関わっており、独立した重要な制約となっている。さらにある仮定[1]のもとでは、われわれの P_T の上限値は EDM の $9 \times 10^{-27} e\text{-cm}$ に対

応しており、現在の実験リミットである $6.3 \times 10^{-26} e\text{-cm}$ を大きく下回る強い制限を与えている。

$K_{\mu 3}^+$ の P_T は終状態相互作用による擬似効果がなく、非常にクリアな T の破れの探索ができるチャネルとしてユニークなものである。今後、更に精度の向上を図りたい。SM 以外のいくつかの CP の破れの模型では 10^{-4} 領域が益々ありうることであるので、次世代の P_T 実験は 10^{-4} の感度を目指すべきであろう。また、 $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu \gamma (K_{\mu \nu \gamma})$ チャネルでも P_T を測定でき、それらを組み合わせてより深い知見を得ることができる[7]。E246 のデータですでに解析手法を確立し値を出した[8]。建設中の J-PARC では二桁高いビーム強度が期待されている。 $K_{\mu 3}^+$ 、 $K_{\mu \nu \gamma}$ の双方で $P_T \sim 10^{-4}$ 領域を目標とすることは充分可能である。われわれは J-PARC に Letter of Intent を提出し、実験提案の具体的な検討を始めている。

E246 では取得したデータやバックグラウンドのスタディのための特殊トリガーのランを使って様々な副産物物理を解析できた。 $K_{e 3}$ [9]、 $\Gamma(K_{\mu 3})/\Gamma(K_{e 3})$ 比[10]や別実験 E470 として走った $K_{\pi 2 \gamma}$ [11]などでいくつかの重要な結果を得ている。それらについてはまた改めて報告したい。

10 年近くの長きにわたった E246 実験を遂行するにあたっては、素核研の多くの皆様に多大なご支援とご協力をいただき、また加速器グループの方々にはビーム性能の向上のためのたゆまぬ努力をしていただきました。この場を借りてお礼を申し上げます。

参考文献

- [1] R. Garisto and G. Kane, Phys. Rev. **D44**, 2038 (1991).
- [2] G. Bélanger and C. Q. Geng, Phys. Rev. **D44**, 2789 (1991).
- [3] M. Fabbrichesi and F. Vassani, Phys. Rev. **D55**, 6334 (1997); G. -H. Wu and J. N. Ng, Phys. Lett. **B392**, 93 (1997).
- [4] J. A. Macdonald *et al.*, NIM **A506**, 60 (2003).
- [5] T. Ikeda *et al.*, NIM **A401**, 243 (1997).
- [6] M. Abe *et al.*, Phys. Rev. Letters **83**, 4253 (1999).
- [7] M. Kobayashi, T. -T. Lin and Y. Okada, Prog. Theor. Phys. **95**, 361 (1995).
- [8] V. V. Anisimovski *et al.*, Phys. Letters **B562**, 60 (2003).
- [9] S. Shimizu *et al.*, Phys. Letters **B495**, 33 (2000).
- [10] K. Horie *et al.*, Phys. Letters **B513**, 311 (2001).
- [11] M. A. Aliev *et al.*, Phys. Letters **B554**, 7 (2003).