

論文の内容の要旨

論文題目 Lepton T- and CP-violation search with neutrino factory
(ニュートリノファクトリーによるレプトンの T および CP の破れの探索)

氏名 小池 正史

ニュートリノの質量は他の素粒子と比べて非常に小さく、実験的には質量の上限値のみが知られている。このような小さな質量は高エネルギーの物理が反映された結果であると考えられており、ニュートリノの質量の研究は理論・実験ともに精力的に行われている。ニュートリノの質量の存在を示唆する代表的な実験事実には、以下のようなものがある。

- 太陽内部で生成されて地球にやってくるニュートリノのフラックスが、理論的に計算して予測される量に比べて顕著に小さい (太陽ニュートリノ問題)。
- 宇宙線が大気と相互作用して生成するニュートリノについて、上からやってくる ν_μ および $\bar{\nu}_\mu$ の数が、下からやってくる数よりも少ない (大気ニュートリノの天頂角分布の異常)。 ν_e および $\bar{\nu}_e$ についてはこのような異常はない。また、 $\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$ と $\nu_e(\bar{\nu}_e)$ のフラックスの比が理論的予測よりも少ない (フレーバー比の異常)。

これらの実験結果は、ニュートリノ振動によって統一的に説明することができる。ニュートリノ振動は、ニュートリノに質量があるときに、世代間の混合によってニュートリノの種類が時間とともに変化する現象である。

この現象を確認するため、加速器を用いた長基線ニュートリノ振動実験が行われつつある。これは、加速器で作った ν_μ のビームを数百キロメートル離れた地点で観測し、ニュートリノ振動によって数が変化していることを確認しようとするものである。このような実験でニュートリノ振動が確認されると、さらにレプトンの CP ないし T の破れを観測できる可能性がある。CP ないし T の破れは、クォーク (ハドロン) セクターでは小さいながら観測されている。レプトンにも CP の破れが発見されれば、CP の破れの起源を明らかにする素粒子模型の構築に重要なヒントを得ら

れると期待される。また、宇宙初期のバリオン生成にも CP の破れは不可欠な条件であるため、その起源の解明は宇宙論的にも重要な問題である。

本論文では、長基線ニュートリノ振動実験によるレプトンの CP ないし T の破れの観測可能性を議論した。CP の破れは $\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta$ と $\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta$ ($\{\alpha, \beta\} \subset \{e, \mu, \tau\}, \alpha \neq \beta$) の振動確率の比較により探索し、T の破れは $\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta$ と $\nu_\beta \rightarrow \nu_\alpha$ の振動確率の比較により探索する。特に、ニュートリノビームの源として、 μ 粒子の貯蔵リングを用いたニュートリノファクトリーを想定した。これは μ 粒子衝突型加速器の研究から派生し、近年その可能性が活発に議論されているものである。ニュートリノファクトリーでは極めて大きな輝度のニュートリノビームが得られると考えられている。また、従来の π^\pm の崩壊によって作られるニュートリノビームはもっぱら $\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$ であるのに対し、 μ 粒子の $\nu_e(\bar{\nu}_e)$ ビームが取り出せるという利点もある。これらの特徴は、いずれも CP ないし T の破れを観測するために有利である。我々はニュートリノは 3 種類 [質量 m_1, m_2, m_3] とし、sterile ニュートリノや重いニュートリノは考えない。また、パラメータ $[\delta m_{ij}^2 (\equiv m_i^2 - m_j^2)]$ 、3 つの混合角 ϕ, ψ, ω 、および CP の破れの位相 δ は大気ニュートリノおよび太陽ニュートリノの観測結果をともに説明できるようにとった。このような前提のもとで CP の破れの観測の可能性を指摘したのは、我々が最初であった。

1. $L \sim O(100\text{km})$ で ν_μ および $\bar{\nu}_\mu$ を使って振動実験を行う場合

第 1 に、基線長 $L \sim O(100\text{km})$ で ν_μ および $\bar{\nu}_\mu$ を使って振動実験を行う場合を考えた。 $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ の振動確率と $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ の振動確率は、CP の破れによって差が生じる。しかし、基線上にある物質との相互作用がニュートリノと反ニュートリノで異なるため、物質効果も振動確率の差に寄与してしまう。物質中のニュートリノの波動関数 $\nu(x) = (\nu_e(x), \nu_\mu(x), \nu_\tau(x))^T$ が従う方程式は、エネルギー E と真空中の混合行列 U を用いて

$$i \frac{d\nu(x)}{dx} = \frac{1}{2E} \left[U \text{diag}(0, \delta m_{21}^2, \delta m_{31}^2) U^\dagger + \text{diag}(a, 0, 0) \right] \nu(x) \quad (1)$$

で与えられる。 $a \equiv 2\sqrt{2}G_F n_e E$ (n_e は物質の電子数密度) が物質の効果である。反ニュートリノは $U \rightarrow U^*$ (真の CP の破れの効果) と $a \rightarrow -a$ (物質効果) という置き換えによって得られる。そこで、 ν と $\bar{\nu}$ の振動確率の差から、真の CP の破れの効果と物質効果とを区別する方法が必要になる。

そのためには、振動確率の定性的な性質を知ると見通しがよい。我々は、基線上の物質密度を一定として $\delta m_{21}^2, a \ll \delta m_{31}^2$ と $L < (1000 \sim 2000)\text{km}$ の成り立つときに使える近似を提示し、振動確率の差を真空中のパラメータで書き下した。物質効果と真の CP の破れの効果を L/E の関数として見ると図 1 のようになり、包絡線の形の違いから分離できることがわかった。さらに、図 1 から、低エネルギー領域では、CP の破れの効果は大きくなり、物質効果は小さくなるため、CP の破れを観測するには有利であることがわかる。別法として、 L/E を共通になるようにして L と E を変えて、その振動確率の差を測定すると、その差は物質効果のみによるので、CP の破れの効果と分離できる。以上を踏まえて、実験的に許される範囲内に CP の大きくなるパラメータを任意に 1 つとり CP の破れの大きさを見たところ、 $L = 250\text{km}, E \sim 400\text{MeV}$ で 5% 近くまで大きくなり、実験的に手の届く範囲に CP の破れの観測可能性があることを示した。

なお、振動確率の近似式を求めるにあたり、基線上の物質密度を一定とした近似が妥当となる条件も議論した。

2. 低エネルギーの μ 粒子の崩壊によって生成するニュートリノを使う場合

現在進められている実験計画である JHL の一環である PRISM 構想では、高輝度でエネルギーのそろった、低エネルギー (1GeV 以下) の μ 粒子が生成できる。この μ の崩壊から生じるニュート

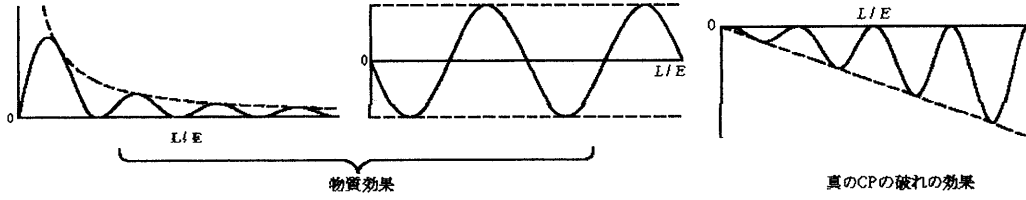


図 1: 物質効果と真の CP の破れの効果の、 E/L の関数としての定性的な振る舞い。我々の近似では、振動の波長は同じであるが、包絡線の形が異なる。

リノのエネルギーは 500MeV 以下であり、前節で得られた結果より CP の破れの探索に最適であると考えられる。また、ニュートリノの源として μ を使うため、入射ビームに $\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$ を使用することが可能であり、物質効果のない T の破れを観測することができる。そこで、低エネルギー領域でどの程度の大きさの CP および T の破れが観測されるかを、実験と矛盾しない範囲でいくつかのパラメータについて示した。PRISM は茨城県東海村に設置される予定なので、 $L = 300\text{km}$ (東海～神岡間の距離) を想定した。T の破れの効果は、最も楽観的な場合には $E(\text{a few}) \times 100\text{MeV}$ で 10% 程度ないしそれ以上となる可能性もあることがわかった。

さらに、ここで設定した $L \sim O(100\text{km})$, $E \sim (\text{a few}) \times 100\text{MeV}$ という設定は、統計的にも有利であることを指摘した。 E は低い方が CP は大きく見えるが、 $\nu_\mu + N \rightarrow \mu + X$ のしきいエネルギーの範囲内で $E \sim O(100\text{MeV})$ ととる。一方、CP の破れの統計誤差の E 依存性を考察すると、 $E \sim \delta m_{31}^2 L$ の成り立つ付近で最小となることがわかる。この条件は $E \sim O(100\text{MeV})$, $\delta m_{31}^2 \sim 10^{-2} \sim 10^{-3} \text{eV}^2$ のとき、 $L \sim O(100\text{km})$ を与える。よってこの実験設定は T の破れを探索するのに有利である。

3. μ から生成されるニュートリノを用いた 10000km 程度の超長基線振動実験の場合

$L \sim 10000\text{km}$, $E < 1\text{GeV}$ という設定での T の破れの大きさを考察した。現時点ではこのような実験の現実味は薄いだが、この場合には T の破れの効果が共鳴的に大きくなるという興味ある現象が起きる。

この場合、1. で求めた振動確率の近似式の条件 $L < (1000 \sim 2000)\text{km}$ が成立していない。そこで、 $\delta m_{21}^2, a \ll \delta m_{31}^2$ のみを用いて摂動計算を行い、最低次までで振動確率の近似式を求めた。その結果、この場合には、振動確率の表式は真空中でのものと近いが、質量パラメータ δm_{ij}^2 と、第 1・第 2 世代間の混合角 ω のみが補正を受けることがわかった。物質中での第 1・第 2 世代間の混合角 $\tilde{\omega}$ は、

$$\tan 2\tilde{\omega} = \frac{\delta m_{21}^2 \sin 2\omega}{-a \cos^2 \phi + \delta m_{21}^2 \cos 2\omega} \quad (2)$$

で与えられる。ここで、 ϕ は真空中の第 1・第 3 世代間の混合角である。これより、 $E(\propto a)$ がちょうど $a \cos^2 \phi = \delta m_{21}^2 \cos 2\omega$ を満たすときには、 ω 自体が小さくても $\tilde{\omega} = \pi/4$ となり、物質中では最大混合になる。実際、CP の破れの大きさの指標となる Jarlskog パラメータをエネルギーの関数としてみるとピークを持つ。この結果、かなり混合角が小さい場合でも、CP の破れの効果が 20%～30% 程度にまでなりうることを示した。どの程度 ω が小さな領域まで T の破れの探索をできるかを考察すると、(1) ω が小さくなると、Jarlskog パラメータのピークが鋭く狭くなるため、ついにはエネルギー解像度よりも細くなって観測できなくなってしまうと考えられる。(2) ω が小さくなっていくにつれ、物質中での振動長が地球の直径よりも長くなってしまい、振動が見えなくな

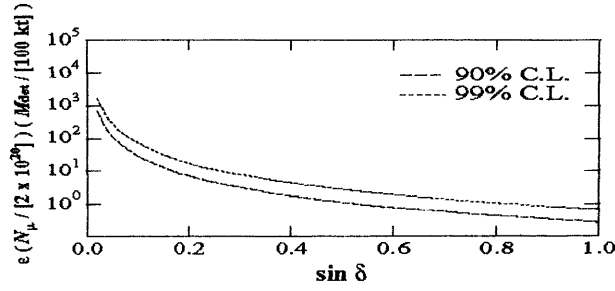


図 2: 信頼度 90%(99%) で T の破れを検出するのに必要な μ 粒子数 N_μ と検出器の質量 M_{det} を、CP の破れの位相 δ の関数として表したものである。縦軸は、現在実験的に可能と想定されている値で 1 になるように規格化されている。CP の破れが大きい (δ が 1 に近い) 時には、T の破れが実験的に観測できる可能性があることがわかる。ここでは μ 粒子のエネルギーは 1 GeV とし、 $L = 300\text{km}$, $\rho = 2.34\text{g/cm}^3$ ととった。他のパラメータは、 $\delta m_{31}^2 = 3 \times 10^{-3}\text{eV}^2$, $\delta m_{21}^2 = 1 \times 10^{-4}\text{eV}^2$; $\sin \psi = 1/\sqrt{2}$, $\sin \phi = 0.5$, $\sin \phi = 0.1$ とした。

る。これらの制限に関わらず、現在許されている大角度 MSW 解のほぼ全域で T ないし CP の破れの探索の可能であることがわかった。

4. 実験的な必要条件の見積もり

以上の考察で、様々な場合について CP ないし T の破れの実験的な探索の可能性が示された。そこで、 μ 蓄積リングからのビームを利用して T の破れを観測するために、どれだけの μ 粒子とどれだけの大きさの検出器が必要かを見積もった。この際、
 ●ニュートリノは核子との準弾性散乱によって検出される
 ●ニュートリノのエネルギーは再構成可能である
 ●親 μ 粒子は偏極していない
 ●CP の破れの位相 δ 以外のパラメータや検出効率は既知とする といった理想的な仮定をおいた。

CP の破れの位相が δ であるとき、 ν_α ビームから得られる ν_β のイベント数を $N(\delta)$ 、 ν_β ビームから得られる ν_α のイベント数を $\bar{N}(\delta)$ とする ($\{\alpha, \beta\} \subset \{e, \mu, \tau\}, \alpha \neq \beta$)。これらを比較して T の破れの存在を探索したいのだが、もともと ν_α と ν_β ではビームのエネルギースペクトルが異なるので単純に比較できない。そこで、

$$N_i(\delta) - \frac{N_i(0)}{\bar{N}_i(0)} \bar{N}_i(\delta) \sim \bar{N}_i(0) N_i(\delta) - N_i(0) \bar{N}_i(\delta) \quad (3)$$

を T の破れの指標とした。この量は、 $\delta = 0$ で確かに 0 となる量であるが、 $N(0)$, $\bar{N}(0)$ は理論的に計算せねばならず、パラメータを知っている必要がある。式 (3) に基づき、T の破れを 90%(99%) の信頼度で観測できるための条件を

$$\chi^2(\delta) \equiv \sum_i \frac{[\bar{N}_i(0) N_i(\delta) - N_i(0) \bar{N}_i(\delta)]^2}{\bar{N}_i(0)^2 N_i(\delta) + N_i(0)^2 \bar{N}_i(\delta)} > \chi_{90\%(99\%)}^2 \quad (4)$$

とした。これによって、検出効率 ϵ 、親 μ 粒子の数 N_μ および検出器の質量 M_{det} の積の下限が与えられる。例として、 $\alpha = e, \beta = \mu$ とし、実験の制限で許される範囲にパラメータをとって、この下限がどのような大きさになるのかを δ の関数として示した (図 2)。これより、 δ が大きい場合には CP の破れを実験的に観測できる可能性があることが確かめられた。