

# 講義ノート: 2016 年集中講義 (丸山さん: KEK)

## ～ ニュートリノ振動測定とステライルニュートリノ探索研究まで ～

伊藤博士 \*

2016 年 3 月 31 日

### 目次

1	序論と TOF による質量直接測定	1
1.1	はじめに . . . . .	1
1.2	ニュートリノ実験の最前線での話題 . . . . .	1
1.3	直接ニュートリノ質量の直接測定の上限 . . . . .	2
1.4	特殊相対性理論を武器に実験を... . . . . .	2
1.5	ニュートリノに応用してみよう . . . . .	3
2	$\nu$ と物質の相互作用	3
2.1	弱い相互作用はどのくらい弱い? . . . . .	3
2.2	ニュートリノにおける標的 . . . . .	4
2.3	深弾性散乱の研究 . . . . .	5
3	ニュートリノ振動	5
3.1	$\nu$ 振動 2 世代の場合 . . . . .	5
3.2	基本構成粒子の質量 . . . . .	6
3.3	ニュートリノの質量は? (シーソー機構、柳田勉ら) . . . . .	6
3.4	ニュートリノ振動実験 . . . . .	7
3.5	次の世代の地下実験へ . . . . .	8

### 1 序論と TOF による質量直接測定

#### 1.1 はじめに

2016 年 2 月 2 日から 3 日の 2 日間かけて千葉大で丸山和純<sup>\*1</sup>さんが集中講義としてニュートリノ振動にまつわる講義をしてくださいました。丸山さんの講義はこの言葉で始まった。「この集中講義は、できるだけみなさんが主体的に計算したり、新しいアイデアを出しながら進めるようにしていくつもりです。素粒子実験は最近実験自身が大きいですが、自分でアイデアを出して結果までたどりつく、というのがなければ、面白くもなんともありません。朝永振一郎の言葉; ふしぎだと思ふこと、これが科学の芽です。よく観察してたしかめ、そして考えること、これが科学の茎です。そうして最後になぞがとける、これが科学の花です。」

ニュートリノは電荷を持たない。したがって電磁相互作用がなく(検出器で直接検出されることはない)カラーを持たず、強い相互作用で反応することはない。ただ、弱い相互作用のみ感じる。また、ニュートリノは左巻きしかカイラリティを持たない性質を持ち、反ニュートリノは右巻きしかカイラリティを持たない。1998 年以降、非常に小さな質量を持つことが判明した。

ニュートリノが歴史に与えたインパクトニュートリノは素粒子物理学に何度も大きなインパクトを与えて (1) ニュートリノの発見; ベータ崩壊時のエネルギー非保存危機の回避解として提唱された。(P.Pauli)、(2) バリティ非保存、一つのヘリシティ状態、(3) ニュートリノを介した中性カレントの発見; 電弱相互作用の間接的発見。(Weinberg-Salam はこの時点でノーベル賞)、(4) ニュートリノ振動実験によるニュートリノ質量の発見。(1)、(2) が素粒子物理の黎明期、(3) は標準理論の確立時、(4) は質量についての興味が深まってきた時と、それぞれ時流に乗った時期に発見があった。これからも、ニュートリノは大きなインパクトを与える可能性が高い。

#### 1.2 ニュートリノ実験の最前線での話題

ニュートリノ実験にまつわる最近のトピックをいくつか紹介する。

- CP 非保存パラメータ測定  $\delta$  の測定 ニュートリノセクターに C P 非保存があれば純粋に驚異。また、宇宙創成時の

\* 千葉大学大学院 理学研究科

<sup>\*1</sup> 丸山和純 (Maruyama Takasumi) : 2000 年: 東北大学大学院 学位取得、2005-2008 年: 筑波大学 講師、2008-2009 年度: KEK 准教授、2011 年度: KEK 准教授、2011 年度: 筑波大学 講師、2011-2015 年度: KEK 准教授

物質優勢起源の間接的証明を見つけれられるかもしれない。  
(レプトジェネシス) マヨラナ粒子かディラック粒子か？

- 0 崩壊探索 質量探索 (  $m_2$  ではなく、 $m$  の測定 ) ベータ崩壊からの電子の運動エネルギー終点測定宇宙論を使う。
- 0 崩壊探索 ( マヨラナだった場合に限る ) 飛行時間測定左巻  $e, \mu,$  以外のニュートリノはないのか？ ニュートリノが暗黒物質である可能性はないのか？ ステライルニュートリノ探索

1.3 直接ニュートリノ質量の直接測定の上限

PDG(2009) の引用から各世代のニュートリノの質量は、

- $m_{\nu e} < 2 \text{ eV}$  : トリチウムの崩壊の電子エネルギーの終点を使ったものを PDG が自分で加重平均を取ったもの。ベストフィットが負になるなど、問題点も多い。
- $m_{\nu \mu} < 190 \text{ keV}$  ;  $\pi \rightarrow \mu + \nu_\mu$  体崩壊の  $\mu$  を精密に磁場スペクトロメータで測定することにより行う。
- $m_{\nu \tau} < 18.2 \text{ MeV}$  :  $\tau$  崩壊からのスペクトルを使う。  $\tau$  から  $3\pi$  or  $5\pi + \nu_\tau$  (ALEPH) が使われている。

現在、宇宙論の仮定がたくさん入ったフィットを使えば、全てのニュートリノの質量和が  $0.1 \text{ eV}$  以下だ、という結果もある。

1.4 特殊相対性理論を武器に実験を...

飛行時間を使ってニュートリノ質量を直接測定する特殊相対性理論という初等的なツールのみを使って、最新の結果を得られる可能性がある。 エネルギーが高いニュートリノは低いものに比べて同じ距離を走る時間が速くなる。

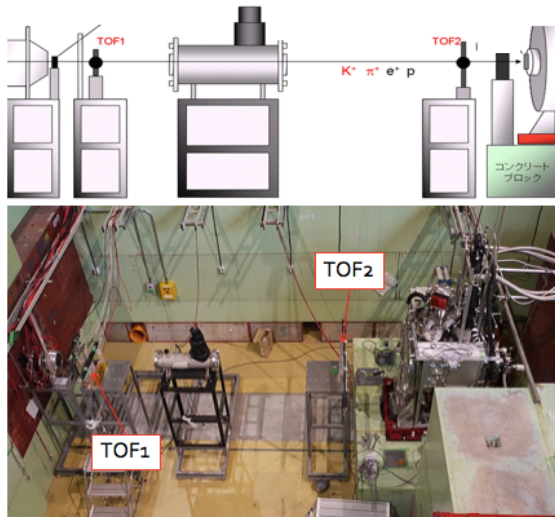


図1 セットアップ

一般のビームテストなので、飛行時間( Time of Flight; TOF) は最も粒子識別に使われる技術の一つ。右は例の一つ。2つのプラスチックシンチカウンターを  $3.5 \text{ m}$  離れて設置し、通過する時間差を測定する。このような場合は、運動量がそろっている。この例では、 $800 \text{ MeV}/c$  だった。特殊相対論では、粒子の重さが違うと同じ運動量でも、粒子の速度が違う。

光の速さで距離  $L$  を飛行する時間は、 $TOF = L/c$  である。

したがって、質量  $m$  の粒子が距離  $L$  を飛行する時間は、

$$TOF = L/\beta c \tag{1}$$

$$\beta = \frac{p}{E} \tag{2}$$

$$= \frac{p}{\sqrt{p^2 + m^2}} \tag{3}$$

である。ただし、 $p$  は運動量、 $E$  はエネルギーを示す。ここで、 $800 \text{ MeV}/c$  の運動量で揃えたビームラインの場合。電子の質量； $0.5 \text{ MeV}/c^2$ 、陽子の質量； $940 \text{ MeV}/c^2$ 、 $K$  の質量； $500 \text{ MeV}/c^2$  とするとき、 $3.5 \text{ m}$  離れたシンチを通過する時間はこれらの粒子でどれくらい飛行時間が違うでしょうか？ (ただし、光速は  $3 \times 10^8 \text{ m/s}$  とする)

(解答例)

式(1)よりテイラー展開すると

$$\beta = 1/\sqrt{1 + (\frac{m}{p})^2} \tag{4}$$

$$\sim 1 - \frac{1}{2} \left(\frac{m}{p}\right)^2 + \frac{3}{8} \left(\frac{m}{p}\right)^4 - \frac{15}{48} \left(\frac{m}{p}\right)^6 \tag{5}$$

電子については  $m_e/p = 6.38 \times 10^{-4}$  なので1次項の近似で十分計算できる。したがって、

$$\beta_e = 1 - \frac{1}{2} \times (6.38 \times 10^{-4})^2 \tag{6}$$

$$= 1 - 2.03 \times 10^{-7} \tag{7}$$

なので飛行時間は

$$TOF(e) = L/\beta c \tag{8}$$

$$= 3.5 \div 3.0 \times 10^8 \times (1 - 2.03 \times 10^{-7})^{-1} \text{ sec} \tag{9}$$

$$\sim 1.167 \times 10^{-8} \times (1 - 2.03 \times 10^{-7}) \text{ sec} \tag{10}$$

$$\sim 11.67 \text{ ns} \tag{11}$$

同様に  $K$  粒子や陽子の飛行時間は

$$TOF(K) \sim 13.76 \text{ ns} \tag{12}$$

$$TOF(p) \sim 18.01 \text{ ns} \tag{13}$$

つまり、運動量と飛行時間がわかると逆算して質量がわかる。

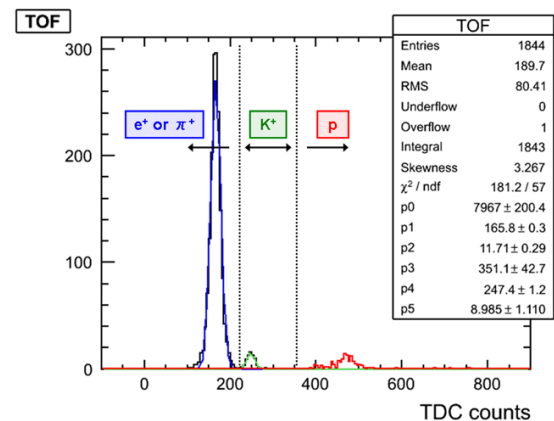


図2 TOF 実験結果

逆にひとつの粒子しかこないビームラインがあって、運動量と時間を測定すれば質量を測定することが可能はずである。先ほどと同じく 3.5 m 離れた 2 つのシンチレータで飛行時間測定して、運動量は磁場設定で 200 MeV/c から 1000 MeV/c まで 200 MeV/c おきに変更できるとする。 $K^+$  粒子だけを取り出せるようなビームラインがあった場合、横軸運動量、縦軸飛行時間の分布はどのようになるか。

(解答例)

運動量と飛行時間の関係は式 (1), (3) から以下で与えられる：

$$TOF = \frac{L}{c} \sqrt{1 + \left(\frac{m_K}{p}\right)^2} \quad (14)$$

ここで  $m_K$  は  $K^+$  の質量でここでは 500 MeV/c<sup>2</sup> と近似して計算することにする。運動量が 200 MeV/c、400 MeV/c... のときの TOF はそれぞれ、

$$TOF(200) = \frac{3.5\text{m}}{3.0 \times 10^8\text{m/sec}} \sqrt{1 + \left(\frac{500}{200}\right)^2} \quad (15)$$

$$\sim 31.4\text{ns} \quad (16)$$

$$TOF(400) \sim 18.6\text{ns} \quad (17)$$

$$TOF(600) \sim 15.2\text{ns} \quad (18)$$

$$TOF(800) \sim 13.8\text{ns} \quad (19)$$

$$TOF(1000) \sim 13.0\text{ns} \quad (20)$$

つまり、運動量の増加に対して TOF は減少傾向って当たり前だよな。グラフでプロットしてみると、図 3 のように飛行時間が短くなっていく。粒子の質量によっても傾向は異なるが、次第に速度  $\beta$  が 1 に近づいていく。図 2 のヒストグラムはちょうど運動量 800 MeV/c に対しての射影分布と考えていい。

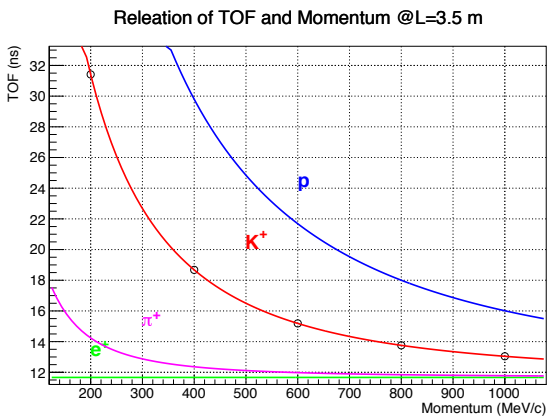


図 3 TOF-p の関係

### 1.5 ニュートリノに応用してみよう

ニュートリノを長距離飛ばして飛行時間を測定すれば、先程の議論からニュートリノの質量がわかるのではないだろうか。そこで発足したプロジェクトが茨城県東海村の J-PARC から岐阜県神岡町のスーパーカミオカンデまで約 295 km の距離をニュートリノを人工的に生成させて入射する実験 (T2K 実験) である。カミオカンデは陽子寿命探索のために神岡鉱山地下深くに検出器を設置したが、思わぬことに宇宙線ニュートリノからの観測に成功し 2008 年小柴昌俊 (大先生) がノーベル物理学

賞を受賞した経歴がある。それからアップグレードされてスーパーカミオカンデ (SK) と呼ばれている。検出器容器の内側一面に光電子増倍管 (PMT) を設置しチェレンコフリングを観測してニュートリノの飛来方向角度、エネルギーを再構築する。

J-PARC は東海村の原研内に置かれた大強度陽子加速器施設の略称である。二次粒子の  $\pi$  中間子から崩壊したミューオン ( $\mu$ ) をリファレンスして、反対側に放出したであろうミューオンニュートリノ ( $\nu_\mu$ ) の方向を保證することができる。



図 4 T2K 実験の紹介

ニュートリノの質量は数 MeV? で、つまり運動量 1 GeV で照射すると速度  $\beta$  はほぼ 1 である。なのでほぼ光速で走ると考えると東海から神岡まで約 1 ms の時間で到達するはずである。近年の GPS は精度よく ( $\sim$  ps) 時間の同期が可能となった。

T2K 実験の大きな特徴が人工的にニュートリノを生成して観測するシステムだ。大気ニュートリノ、太陽ニュートリノとは異なり入射トリガーやエネルギーを人間で操作できるところにアドバンテージがある。しかも入射方向が決まっているので解析が容易になるはず。

## 2 $\nu$ と物質の相互作用

ニュートリノ ( $\nu$ ) は弱い相互作用しか作用しないので反応断面積がとても小さいので、実験はものすごく大変だということをおこの章では記述する。またエネルギーを上げていくと反応断面積はどうなるのか歴史的経緯も含めて説明したい。

### 2.1 弱い相互作用はどのくらい弱い?

ニュートリノは電荷が 0。よって、ニュートリノから見ると物質はスカスカに見える。核子に衝突させたときの典型的な散乱断面積は  $\sim 10^{-38} \text{ cm}^2$  ( $@E_\nu = 1 \text{ GeV}$ )。他の相互作用に比べて圧倒的な小ささ。(反応は  $\nu_\mu + n \rightarrow \mu + p$  とする)

(問) 液体シンチ (CH) 検出器 1 トン検出器がある場合、1 GeV ニュートリノが  $\text{cm}^2$  当たりいくつあれば、1 反応が起こるか。ここで、事象数 = 標的数  $\times$  散乱断面積  $\times \nu$  フラックス、(標的数 = 液体シンチ 1 トンに含まれる中性子数)、(フラックスの単位:  $\#\nu/\text{cm}^2$ , 断面積単位:  $\text{cm}^2$ ) である。

(解答例) 液シンは主に炭素と水素が 1:1 で構成されているとす

る。炭素は陽子 6 個、中性子 6 個、水素は陽子 1 個なので、CH の中性子数は 13 個。つまり 1 トンの液シンの原子数 ( $N$ ) は

$$N = \frac{6.02 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1} 10^6 \text{ g}}{13 \text{ g/mol}} \quad (21)$$

$$= 4/63 \times 10^{28} \quad (22)$$

で、その内  $\nu_\mu + n \rightarrow \mu + p$  の反応のために中性子数 ( $N_n$ ) は

$$N_n = \frac{6}{13} N \quad (23)$$

である。ニュートリノ事象が 1 イベントあるために必要なフラックスは問題文より、

$$1 \text{ event} = N_n \sigma f \quad (24)$$

$$f = \frac{1}{N_n \sigma} \quad (25)$$

$$\sim 4.68 \times 10^9 \nu/\text{cm}^2 \quad (26)$$

つまり弱い相互作用は  $10^9$  もニュートリノがやってきても 1 トンの検出器がないと 1 事象測定することができないということだ。低エネルギー (1 GeV) のニュートリノの相互作用は Fermi が提唱した点近似モデルでよく記述される。このときの反応確率振幅  $M$  は

$$\begin{aligned} M &= \langle \mu | j_\mu^{wk} | \nu_\mu \rangle \langle \nu_e | j_\mu^{wk} | e \rangle \\ &= \frac{G_F}{\sqrt{2}} \bar{u}(\mu) \gamma_\mu (1 - \gamma_5) u(\nu_\mu) g^{\mu\nu} \\ &\quad \bar{u}(\nu_e) \gamma_\nu (1 - \gamma_5) u(e) \end{aligned} \quad (27)$$

となる。これにより、重心系において計算すると反応断面積  $\sigma$  は

$$\sigma = \frac{G_F^2}{\pi} \cdot s \quad (28)$$

と導くことができる。ここで、 $s$  は重心系のエネルギー、 $G_F$  はフェルミ結合定数  $1.17 \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$  である。

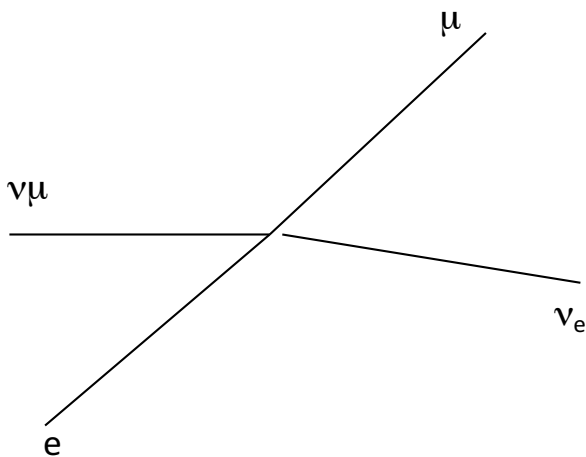


図 5 弱い相互作用の現象論: Fermi 近似

ここで問題、前頁で求めた式と値を使って、10 MeV の太陽ニュートリノの物質内の電子に対する全反応断面積を求めよ。また、1 トン液体シンチ検出器があったとき、1 反応起こるの

にどれくらいのニュートリノフラックスが必要か? ここで、重心系のエネルギー:  $s = (E_1 + E_2)^2 - (p_1 + p_2)^2$  を使用しても良い。

(解答例) エネルギー 10 MeV のニュートリノと静止した中性子の重心系の全エネルギーは

$$s \sim (E_\nu + M_n)^2 - E_\nu^2 \quad (29)$$

$$= M_n^2 + 2E_\nu M_n, \quad (30)$$

ここで、ニュートリノの質量が無視できるくらい小さいことから  $p_\nu/c \sim E_\nu$  とし、 $M_n$  の項はニュートリノのエネルギーに変化しない。つまりニュートリノのエネルギーに依存して変化する項は  $2E_\nu M_n$  である。先ほどの問題より 1 GeV のニュートリノが 1 トンの検出器 (中性子: 質量 1 GeV) で 1 事象起きるためのフラックスは  $4.68 \times 10^9 \text{ cm}^{-2}$  であったので、10 MeV のエネルギーのニュートリノと物質内の電子: 質量 0.511 MeV との反応で 1 事象あるための

$$f_1 = f_0 \sigma_0 / \sigma_1 \quad (31)$$

$$= f_0 \frac{2 \cdot 1 \text{ GeV} \cdot M_n}{2 \cdot 10 \text{ MeV} \cdot M_e} \quad (32)$$

$$= 4.68 \times 10^9 \text{ cm}^{-2} \times \left( \frac{1 \text{ GeV}}{10 \text{ MeV}} \right) \left( \frac{1 \text{ GeV}}{0.511 \text{ MeV}} \right) \quad (33)$$

$$= 9.16 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2} \quad (34)$$

と計算できる。つまり、ニュートリノのエネルギーに比例して断面積が減り必要なフラックスが増加するのだ、また標的の質量も同様に比例することがわかる。図 6 に示す実験データをみて、全断面積がエネルギーに比例しているということは、フェルミの点近似でよく説明できていることを示し、数百 GeV のエネルギーにおいても点近似が成り立っていることから、当時の人たちもいつ点近似で説明できない領域になるのか、これ以上調べるのは難しいと判断した。

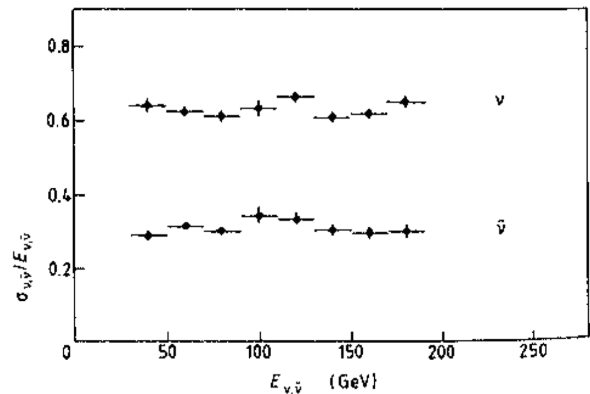


図 6 ニュートリノ・核子反応断面積: ニュートリノのエネルギーの関数として描いたニュートリノおよび半ニュートリノの全断面積 (de Groot et al., 1979).

## 2.2 ニュートリノにおける標的

標的となるものは核子、クォークや電子といったもの。ニュートリノと電子の散乱は標的の質量が小さいため、断面積が非常に小さくなるが、素粒子同士の散乱であるため Feynman Diagram で完璧な計算ができ、不安定性が少ないという利点がある

ある。核子との散乱は標的の質量が電子は約 1000 倍あるので事象頻度は増える。ただし核子は内部構造をもち、1 GeV のニュートリノでは相互作用は準弾性散乱や共鳴状態を作るような核子励起、内部クォークと散乱したような深弾性散乱など複雑化する。ではなぜニュートリノのエネルギーが上ればさらにクォークが見えるようになっていくのか。

1 GeV 付近の散乱断面積を図 7 に示す。原子核が絡むと、描像は一気に複雑になる：(1) 原子核内のパウリ排他率、(2) 核子が点に見える描像と中の構造が見える描像の中間、(3) 相互作用の粒子が原子核内でさらに最終状態相互作用する。

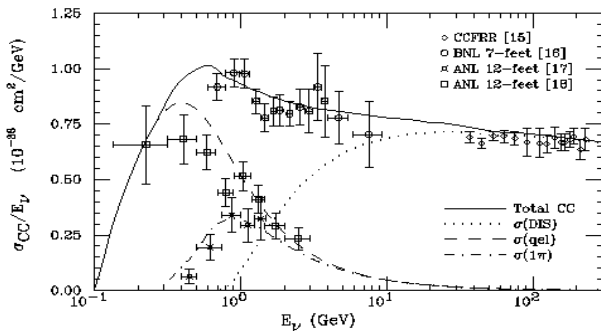


図 7 1 GeV 付近のニュートリノの散乱断面積

何を言いたいかというと、エネルギーが向上すると不確定性原理  $\hbar \sim 200 \text{ MeV}/c \cdot \text{fm}$  からエネルギーが向上すると相互作用する粒子の距離はより近づいて行くことができる。つまり運動量 (エネルギー) が高いほど微細な構造を探ることができることを表している。自然単位系では  $\hbar = 1$  なので、200 MeV/c 程度の運動量を持つ粒子で原子核内 1 fm 程度の長さの微細構造まで調べることができる。物質の階層構造は知っているだろうか。水分子がだいたい 1 nm、酸素原子が 0.1 nm、原子核は 1 pm、陽子は 1 fm、クォークは 0.1 fm 以下、それぞれの領域に適したエネルギーの粒子を入射させると各々を議論できることを示す。

### 2.3 深弾性散乱の研究

深弾性散乱は、核子の内部構造を研究するための有効な方法の一つでした。ニュートリノで実験される頃には、既に電子核子散乱によって構造関数がかなり研究されていましたが、ニュートリノで実験を行うことはまだ大きな意味がありました。それは何でしょうか？

(答え) 図 8 のダイアグラムをみるとニュートリノが核子と相互作用する ( $\nu - N$  散乱) とき W ボゾンが仲介するので反応断面積は弱い相互作用の結合定数  $G_F$  に依存することになる。下のダイアグラムは核子の電子散乱を示し、電磁相互作用では電子の微細構造定数と電荷に依存する。この 2 つの反応は核子と反応しているのだが、核子内のクォークと相互作用していることに注目しよう。電子とクォークの反応では  $\alpha Q$  に依存した断面積が得られるはずである。電子がクォーク一つと相互作用してもなにも変化せず散乱している。しかしニュートリノはクォークから電荷をもらってミューオンに変化している。つま

り、 $\nu - N$  散乱は核子を構成するクォークの電荷が分数であること実証するひとつの鍵になるということだ。

クォークの電荷が分数だというのは、今でも違和感がある話だが、このニュートリノ・核子、電子・核子散乱の比を取る方法以外に、どうやって、クォークの分数電荷を証明する方法があるか (もしくは、歴史的にどう証明されているか) 考えてみて下さい。

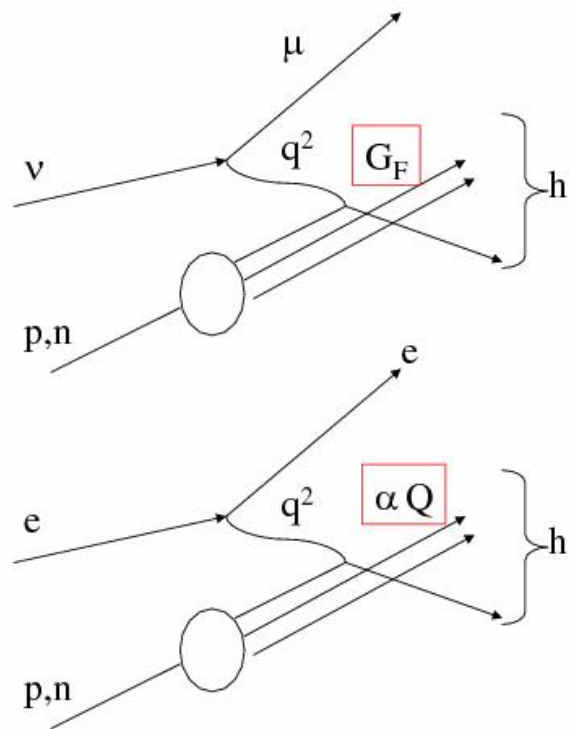


図 8 ニュートリノとクォークとの反応ダイアグラム (上) と電子とクォークとの反応ダイアグラム (下)。

## 3 ニュートリノ振動

ニュートリノ振動はニュートリノに「質量」があるときのみ起こる (1998 年までニュートリノは質量がないと信じられ、実験も人々を convins(確信させる) するレベルでなかった。) ニュートリノ振動があると、他の世代のニュートリノと混合をするようになる。ミュー型 タウ型、電子型 ミュー型の振動はこの 12 年間で良く研究されてきた。しかし、電子型 - タウ型の混合は小さくて 2012 年まで良く分かっていなかった。更に、電子 - タウ型の混合には「物質 - 反物質」非対称性の謎が絡む。

### 3.1 $\nu$ 振動 2 世代の場合

2 世代間のニュートリノ振動は近似的に以下のような式で表すことができる。(我々が観測する電子、ミュー、タウといったニュートリノの種類 ( $\alpha, \beta$ ) と質量 ( $I, j$ ) の固有状態が違うとき

に、混合角  $\theta$  で交わり合う)

$$\begin{pmatrix} \nu_\alpha \\ \nu_\beta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_i \\ \nu_j \end{pmatrix} \quad (35)$$

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha) = 1 - \sin^2 2\theta_{ij} \sin^2 \left( \frac{1.27 \Delta m_{ij}^2 L}{E_\nu} \right) \quad (36)$$

ここで、 $L$  はニュートリノの飛行距離 (km),  $E$  はニュートリノのエネルギー (GeV),  $\Delta m^2$  は2つのニュートリノ質量固有状態の質量差の2乗 ( $\text{eV}^2$ ) で前者2つ ( $L, E_\nu$ ) は実験で選ぶパラメータで後者2つ ( $\theta, \Delta m^2$ ) は実験で測定するパラメータである。大気ニュートリノにおいて  $\nu_\tau \leftrightarrow \nu_\mu$ 、太陽ニュートリノにおいて  $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_e$  が発見当初はみなこの式で解析していた。

Q7: この式を使って、振動現象を使えば、大気  $\nu$ 、太陽  $\nu$  でそれぞれどれくらいの質量差まで探索できるか示さない。ただし、大気  $\nu$  の典型的な飛距離 ( $L$ ) は数 100 km、エネルギー ( $E$ ) を 1 GeV、太陽の  $L$  を  $1.5 \times 10^8$  km、 $E$  を 10 MeV と仮定する。

(解答例)

式 (36) にそれぞれパラメータを代入すればよく最後の  $\sin^2()$  の項が 1 の時 (つまり括弧の中が  $\pi/2 + n$ )、 $\sin^2 2\theta_{ij}$  が大きく振動して測定しやすくなることを考慮する。大気  $\nu$  の場合は

$$\frac{\pi}{2} = \left( \frac{1.27 \Delta m_{ij}^2 \times 100}{1} \right)$$

$$\Delta m_{ij}^2 \sim 1.23 \times 10^{-2} \text{ eV}^2,$$

そして太陽  $\nu$  の場合、

$$\frac{\pi}{2} = \left( \frac{1.27 \Delta m_{ij}^2 \times 1.5 \times 10^8}{0.01} \right)$$

$$\Delta m_{ij}^2 \sim 8.24 \times 10^{-11} \text{ eV}^2$$

と導くことができる。図 9 にニュートリノ振動のイメージを示す。

ニュートリノ振動は純粋に量子力学的な自由粒子波動関数  $|\nu_1\rangle$  と  $|\nu_2\rangle$  に関する干渉を見る現象。同じ運動量で進む自由粒子  $\nu_1$  と  $\nu_2$  がフレーバーの  $\nu_\mu$  の基底にも  $\nu_\tau$  の基底にもなっている。シュレンディンガ - 方程式の解としては

$$|\nu_1(t)\rangle = \exp(-iE_1 t) |\nu_1(0)\rangle \quad (37)$$

$$|\nu_2(t)\rangle = \exp(-iE_2 t) |\nu_1(0)\rangle \quad (38)$$

$$|\nu_\mu(t)\rangle = \cos \theta (\exp(-iE_1 t) |\nu_1(0)\rangle) \quad (39)$$

$$- \cos \theta (\exp(-iE_2 t) |\nu_2(0)\rangle) \quad (40)$$

$$(41)$$

よって、 $|\langle \nu_\mu(0) | \nu_\mu(t) \rangle|^2$  には、時間発展の  $\exp$  部分の干渉項が必ず出てくる。この干渉項こそが、ニュートリノ振動を生み出す。イメージとしては、運動量は同じだが、質量の差によって微妙にエネルギーの違う2つの粒子の波動関数が干渉しあい、その干渉項がフレーバーの変化として現れる。つまり、自由電子の干渉や磁場がある際の量子力学の AB 効果に類似している。

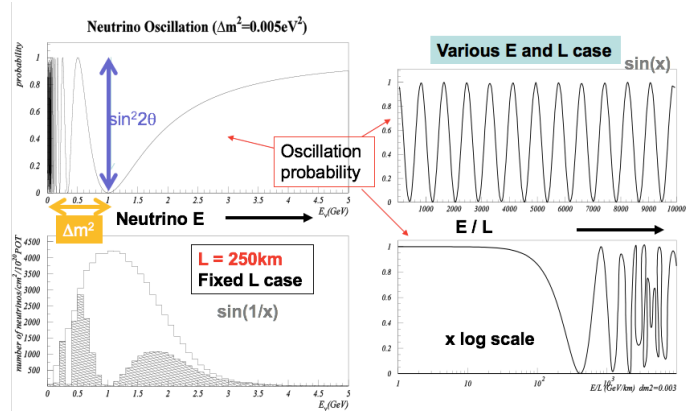


図 9 ニュートリノ振動のヴィジュアル化

### 3.2 基本構成粒子の質量

世代によって質量は大きく異なっている。トップクォークは非常に重く、金の原子核くらいの質量ニュートリノの質量は非常に小さい。ヒッグスに全て押し付けると、ニュートリノとの結合定数は非常に小さいことになってしまう。ヒッグス機構もまだ理解の序盤。まだまだ質量の話は面白い。

### 3.3 ニュートリノの質量は? (シーソー機構、柳田勉ら)

マヨラナニュートリノが存在し、 $m_R$  (右巻きマヨラナ  $\nu$  質量)  $\gg M_D$  (ディラック  $\nu$  質量) ならば;

$$m_\nu \sim \frac{M_D^2}{m_R} \quad (42)$$

$M_D$  が他の標準模型粒子と似たような質量をもっているならば  $m_R$  は GUT スケールのはず。小さなニュートリノ質量は GUT スケール物理のインディケーション? To obtain  $m_3 \sim (\Delta m_{atm}^2)^{1/2}, M_D \sim m_t, m_R \sim 10^{15} \text{ GeV}$  (GUT)

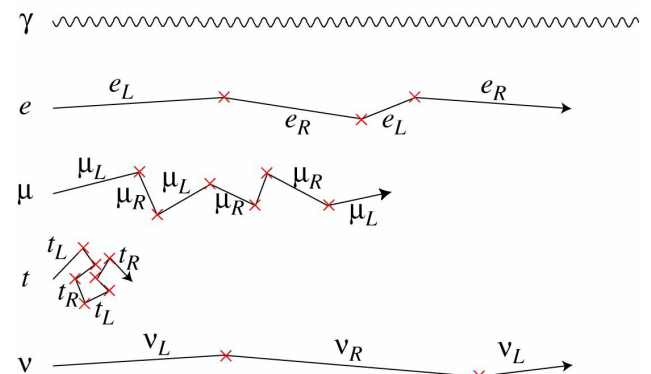


図 10 ニュートリノ質量が通常の湯川結合で生まれる場合 (ニュートリノだけヒッグス場との結合が異様に弱い)

図 10 に示すようにニュートリノの質量が湯川結合で生まれる場合 (ヒッグス場での相互作用が異様に弱い)、相互作用するたび左巻き右巻きが入れ替わりながら進んで行くようなイメージをもつ。そしてマヨナラニュートリノが重い質量をもつとき

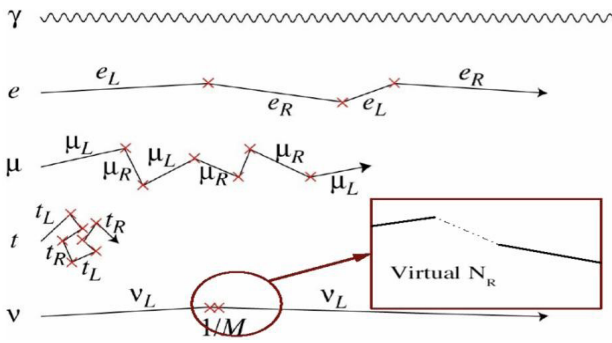


図 11 マヨラナニュートリノが、重いマヨラナ質量 ( $M$ ) を持ち、効果的に質量を小さく見せる。

図 11 に示すように観測されない仮想的な粒子が存在し効果的に質量を小さく見せているのかもしれない。

3.4 ニュートリノ振動実験

ニュートリノ振動は、核子崩壊実験を地下で始めたときの副産物として、ヒントを得た。ニュートリノの質量が発見以来ほとんどゼロであるということが分かると、いよいよニュートリノ振動以外質量にアクセスできる方法がほとんどなくなってきた。崩壊の電子エネルギースペクトルの終端を測る方法は今でも直接測定 of 最も有効な手段の一つであるが、そうこうしているうちに、地下実験装置から 2 つのアノマリーが見つかった。

3.4.1 太陽ニュートリノ問題 ('70~'90)

Homestake (1970-1994) は Radio-Chemical を使った実験で、615 t の  $C_2Cl_4$  にニュートリノが入射して  $\nu_e + {}^{37}Cl \rightarrow {}^{37}Ar + e^-$  の反応を観測した。Galium exp's Gallex (1991-2003) + SAGE (1990-) は  $\nu_e + {}^{71}Ga \rightarrow {}^{71}Ga + e^-$  の反応を観測した。Kamiokande (1993-1996) は大量の水中で  $\nu_e + e^- \rightarrow \nu_e + e^-$  の反応を観測した。図 13 の結果を見て分かる通り、実験値は明らかに理論値よりも少なかった。

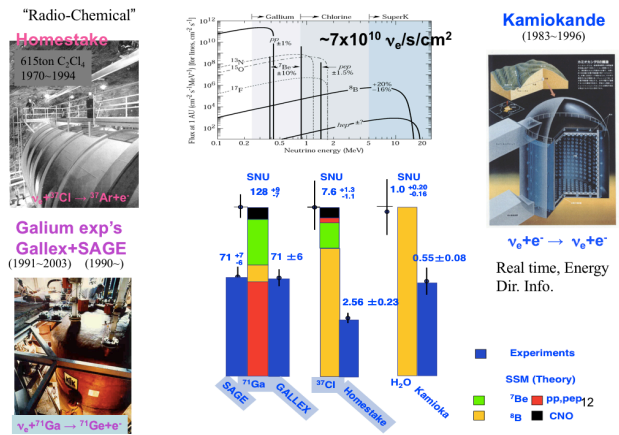


図 13 Homestake (左上), Galium exp's Gallex+SAGE (左下), ニュートリノのエネルギーにおける流量理論値 (中上), 実験値と理論値比較表 (中下), カミオカンデ実験 (右)。

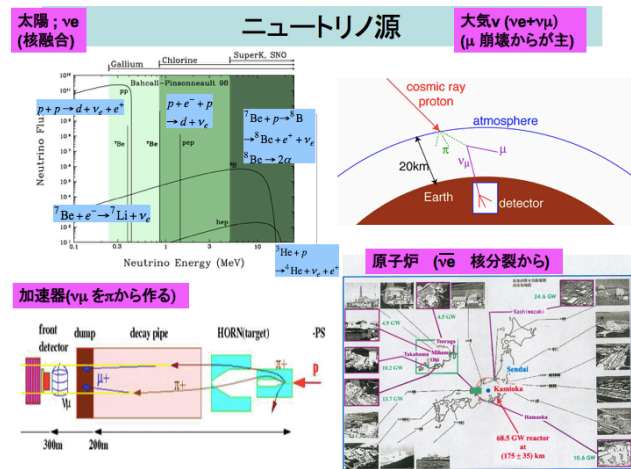


図 12

(1) 太陽ニュートリノ問題: 太陽ニュートリノの地球に降ってくる量が、太陽から発せられる光から予想される量の半分くらいしかない、という問題。(2) 大気ニュートリノ異常: 核子崩壊の背景事象として大気ニュートリノ事象について調べていたところ、予想される  $\nu_\mu$  と  $\nu_e$  事象の数の比 ( $\nu_\mu/\nu_e$ ) が予想よりも非常に少ないという問題。

Q8: 予想 ( $\nu_\mu/\nu_e$ ) 比はいくらか?

これらのニュートリノに関する問題が、大質量の地下実験から次第に判明していったのは、むしろ当たり前だったのかもしれない。

3.4.2 大気ニュートリノ異常

核子崩壊の背景事象として大気ニュートリノ事象について調べていたところ、予想される  $\nu_\mu$  と  $\nu_e$  事象の数の比 ( $\nu_\mu/\nu_e$ ) が予想よりも非常に少ないことがわかった。現在はニュートリノ振動がわかっているが、この時点ではだれも振動を信じてはいなかった。

Q9: 現在の我々は、振動があることを知っているのですが、これらの異常があることは当たり前と思うかもしれませんが、当時の物理学者は誰も振動があると信じていませんでした。このような場合、その頃の世間の人たちは、何故このようなアノマリーが生じるか理由をいくつかあげていました。これらを類推してください。

3.4.3 太陽内核融合反応

太陽ニュートリノは、太陽からニュートリノが来ているということを示したことで、(振動とは関係なく) ノーベル賞をもたらしました。太陽の中で核融合が起こっている直接的証拠を与えた。実験によって、どのようなサイクルで核融合連鎖反応が起こっているかを確定した。

2 つの実験にノーベル賞が授与された。

Homestake (Cl) 実験: Devis Jr. が 1970 年からやった実験。  $\nu_e + {}^{37}Cl \rightarrow {}^{37}Ar + e^-$  反応を使うため、塩素の塊を地下に置いておくと、その中でアルゴンガスが発生するので、太陽ニュートリノが来ていると主張した。なかなか他の学者に信じてもらえなかった。(E 閾値は 0.8 MeV) Kamiokande 実験: 水チェレンコフを使うことで、ニュートリノが太陽方向か

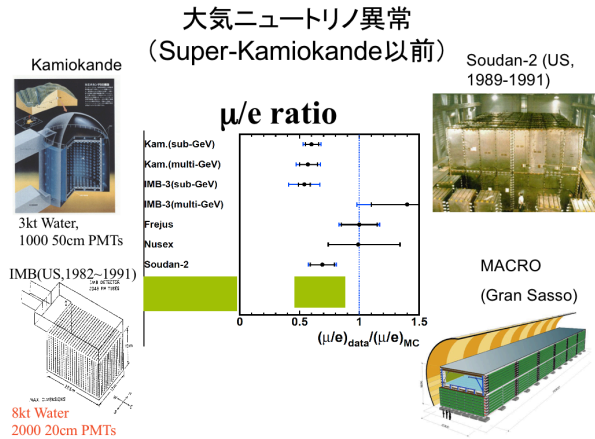


図 14

波長領域を示し、水中の場合、典型的に 300 – 600 nm が適用される。

Q 1 0) 水の屈折率  $n = 1.33$  を使って、電子 ( $\beta = 1$  の粒子とみなす) が 1 cm 通過したときに出るチェレンコフ光の角度を求めよ。

Q11) 上記の問いの場合に、1 cm 当たりが発生する光子数を求めよ。ただし、300 nm ~ 600 nm の間の個数とする。また、以上の議論をもとにすると、チェレンコフ光が発生する波長は短波長側が多いでしょうか？ 長波長側が多いでしょうか？

d

(45)

ら来ていることを確定。( E 閾値は 6 MeV 以上と高い)

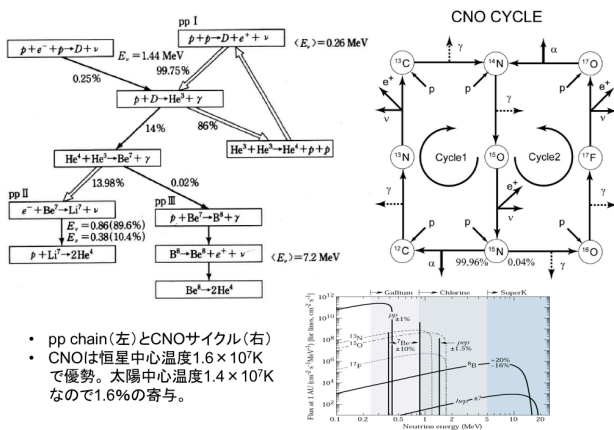


図 15

3.5 次の世代の地下実験へ

スーパーカミオカンデは神岡鉱山の地下に 50,000t の水をチェレンコフ放射の輻射体として用いられ、壁一面に光電子増倍管 (PMT) を敷き詰めてチェレンコフ光を観測してニュートリノを間接的に観測する。

3.5.1 チェレンコフ光

屈折率  $n$  の物質中を電荷  $Z$ 、高速との速度比  $\beta = v/c$  の荷電粒子が光の速を超えたとき、一種の衝撃波が生じ発光する。これをチェレンコフ放射と呼び、このときの光をチェレンコフ光という。チェレンコフ光は荷電粒子の進行方向をなす角  $\theta_C$  の円錐状に放射する指向性を持つ。この角度をチェレンコフ角といい、屈折率と速度比から以下の関係を持つ。

$$\cos \theta_C = \frac{1}{n\beta} \quad (43)$$

また、荷電粒子が単位長さあたり輻射体を通過した時発生されるチェレンコフ光の光子数は

$$\frac{dN}{dL} = 2\pi\alpha Z^2 \sin^2 \left( \frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right), \quad (44)$$

で表される。ここで、 $\alpha$  は微細構造定数  $\sim 1/137$ 、 $Z$  は荷電粒子の電荷、 $dL$  は通過した輻射体の距離、 $\lambda$  はチェレンコフ光の