

## 解 説

### トリチウムの $\beta$ 崩壊とニュートリノ質量

松 本 賢 一

富山市五福3190

富山大学理学部

### Tritium $\beta$ -Decay and Neutrino Mass

Ken-iti MATUMOTO

Department of Physics, Toyama University, Toyama, Japan

(Received Jan. 14, 1983)

First, a brief review is given about the theory on nuclear  $\beta$ -decay. Next, an introduction is given about the recent attempts to estimate the neutrino mass from the  $\beta$ -spectrum in tritium decay and some related studies are added.

#### 章 節

##### §1. 原子核の $\beta$ 崩壊の理論の概説

- 1.1. 原子核の  $\beta$  崩壊とその基本相互作用
- 1.2. 原子核の  $\beta$  崩壊のフェルミ理論
- 1.3. フェルミ理論の厳密化
- 1.4. 原子核の  $\beta$  崩壊の半減期

##### §2. トリチウムの $\beta$ 線スペクトルと $m_\nu$

- 2.1. トリチウムの  $\beta$  線スペクトルと  $m_\nu$
- 2.2.  $m_\nu \neq 0$  と宇宙論
- 2.3. トリチウムの  $\beta$  線スペクトルに於ける  ${}^3\text{He}^+$  の原子状態の効果

#### §1. 原子核の $\beta$ 崩壊の理論の概説

##### 1.1. 原子核の $\beta$ 崩壊と基本相互作用

原子核の  $\beta$  崩壊の研究は、ベクレルによるウラニウムの放射能の発見(1896), ラザフォード・ソディーによるその放射線の  $\alpha$  線,  $\beta$  線,  $\gamma$  線への同定 (1902) にはじまる。 $\beta$  線

のエネルギーは、 $\alpha$ 線や $\gamma$ 線が崩壊前後の原子核のエネルギー差 ( $\equiv E_0$ ) に相当する一定のエネルギーを持っていたとは異なり、 $E_0$ を最大値とする連続スペクトルをなしていた。この謎は、 $\beta$ 崩壊にさいして電子と共にニュートリノが放出されるとした、パウリの仮設 (1931) によって解かれた。そして、様々な原子核の $\beta$ 崩壊をその共通の基本相互作用—中性子の $\beta$ 崩壊相互作用—による遷移として説明するフェルミの $\beta$ 崩壊の理論 (1934) により、原子核の $\beta$ 崩壊の問題は基本的に解明された。その後中性子の $\beta$ 崩壊相互作用と原子核構造に関する知見の増大の結果、現在では、原子核の $\beta$ 崩壊の理論は高度の精密理論の域に達している。

原子核の $\beta$ 崩壊の問題が基本的に解かれた後も、 $\beta$ 崩壊の基本相互作用の更なる探究が続けられた。以下はその簡単なスケッチである。中性子や陽子には多くの仲間があること (これらの素粒子群はハドロンと呼ばれる)、電子やニュートリノにも仲間があること (これらの素粒子群はレプトンと呼ばれる) が発見された。ハドロンが、更に、クォークと呼ばれるいくつかのより基本的な粒子からできていること、中性子の $\beta$ 崩壊相互作用やハドロンの同類相互作用がその共通な基本相互作用—クォークやレプトンの間の「弱」相互作用—に由来することが明らかにされた。そして、クォークやレプトンのレベルで、その「弱」相互作用と「電磁」相互作用とが1つの基本相互作用—「弱・電磁」相互作用—の2枝であることが明らかとなった。そして、現在、この「弱・電磁」相互作用と核力の基本力である「強」相互作用との関連が基本課題としてクローズアップされている。

## 1.2. 原子核の $\beta$ 崩壊のフェルミ理論

原子番号 $Z$ 、質量数 $A$ の原子核、 $(Z, A)$ —トリチウムは $(1, 3)$ —の $\beta$ 崩壊には

$$(Z, A) \rightarrow (Z+1, A) + e + \bar{\nu}, \quad (\beta^- \text{崩壊}) \quad (1)$$

$$(Z, A) \rightarrow (Z-1, A) + \bar{e} + \nu, \quad (\beta^+ \text{崩壊}) \quad (2)$$

の2つのタイプがあるが、以下では (1) について考察しよう— (1) について得た結果はほとんどそのまま (2) についても成り立つ—。 $e, \bar{e}, \nu, \bar{\nu}$  は、夫々、電子、陽電子、ニュートリノ、反ニュートリノ ( $e$  と共に放出されるのを  $\bar{\nu}$  とする)。

フェルミが明らかにした様に、(1) は  $(Z, A)$  の中の中性子の $\beta$ 崩壊

$$n \rightarrow p + e + \bar{\nu} \quad (3)$$

に由来する。

$e$  の運動量の大きさが、 $p_e \sim p_e + dp_e$  である (1) の単位時間あたりの遷移確率、 $W(p_e) dp_e$  は

$$W(p_e) dp_e = \frac{2\pi}{\hbar} |H_{fi}|^2 \rho(E_F), \quad (4)$$

$$\rho(E_F) = \frac{4\pi p_e^2 dp_e}{(2\pi\hbar)^3} \cdot \frac{4\pi p_\nu^2 dp_\nu}{(2\pi\hbar)^3} \cdot \frac{1}{dE_\nu}, \quad (5)$$

で与えられる。  $H_{fi}^{\beta}$  は遷移行列要素、  $\rho(E_F)$  は終状態のエネルギー  $E_F$  での状態密度、又、  $p_e$  と  $E_e$  は、夫々、  $\vec{p}$  の運動量の大きさとエネルギー。エネルギーと運動量の関係式

$$\begin{aligned} E_e &= \sqrt{m_e^2 c^4 + p_e^2 c^2}, \\ E_\nu &= \sqrt{m_\nu^2 c^4 + p_\nu^2 c^2} \quad (m_\nu = 0) \quad p_\nu c, \end{aligned} \quad (6)$$

( $m_e$  及び  $m_\nu$  は、夫々、電子及びニュートリノの質量) 及び、エネルギー保存の式

$$E_e + E_\nu = M_{(Z,A)} c^2 - M_{(Z+1,A)} c^2 \equiv E_{\max} \quad (7)$$

を用いると、(5)の  $\rho(E_F)$  は、

$$\rho(E_F) = \frac{(4\pi)^2}{(2\pi\hbar)^6} (E_{\max} - E_e)^2 p_e^2 dp_e \quad (8)$$

となる。これは  $\beta$  崩壊の統計因子と呼ばれ、全ての  $\beta$  線スペクトルに共通の基本因子である。

$H_{fi}^{\beta}$  について、フェルミは、電磁遷移行列要素、

$$H_{fi}^{\beta m} = \int d\vec{v} \Psi_F^*(\vec{x}) e^{-\frac{i}{c} \vec{v} \cdot \vec{x}} \Psi_i(\vec{x}) \vec{A}(\vec{x}) \quad (9)$$

との対比 ( $e^{-\frac{i}{c} \vec{v} \cdot \vec{x}} \rightarrow G, \vec{A}(\vec{x}) \rightarrow \psi_e^*(\vec{x}) \psi_\nu(\vec{x})$ ) から、

$$H_{fi}^{\beta} = \int d\vec{v} \Psi_F^*(\vec{x}) G \Psi_i(\vec{x}) \psi_e^*(\vec{x}) \psi_\nu(\vec{x}) \quad (10)$$

とした。  $G$  は  $\beta$  崩壊相互作用常数、  $\Psi_F(\vec{x})$  及び  $\Psi_i(\vec{x})$  は、夫々、崩壊後及び崩壊前の原子核の状態関数、又、  $\psi_e(\vec{x})$  及び  $\psi_\nu(\vec{x})$  は、夫々、電子及びニュートリノの波動関数で、

$$\psi_e(\vec{x}) = e^{\frac{i}{\hbar} \vec{p}_e \cdot \vec{x}}, \quad \psi_\nu(\vec{x}) = e^{-\frac{i}{\hbar} \vec{p}_\nu \cdot \vec{x}}, \quad (11)$$

で与えられる。  $d\vec{v} \equiv dx dy dz$ 。

(4), (8), (10), (11) から、

$$\begin{aligned} W(p_e) dp_e &= \frac{G^2}{2\pi^3 \hbar^7 c^3} |M|^2 (E_{\max} - E_e)^2 p_e^2 dp_e, \\ M &= \int d\vec{v} \Psi_F^*(\vec{x}) e^{-\frac{i}{\hbar} (\vec{p}_e + \vec{p}_\nu) \cdot \vec{x}} \Psi_i(\vec{x}) \end{aligned} \quad (12)$$

を得る。  $E_e$  は MeV 程度なので  $\hbar/p_e$  は  $10^{-11}$  cm 程度であり、原子核の半径  $R$  は  $10^{-12}$  cm より小さいので、  $p_e R / \hbar$  は  $1/10$  より小さい。そのため、  $M$  中の指数関数は展開できて、  $M$  は、

$$M = \int d\vec{v} \Psi_F^*(\vec{x}) \Psi_i(\vec{x}) - \frac{i}{\hbar} (\vec{p}_e + \vec{p}_\nu) \cdot \int d\vec{x} \Psi_F^*(\vec{x}) \vec{x} \Psi_i(\vec{x}) + \dots \quad (13)$$

となる。一般的に、各項の大きさは展開次数と共に  $p_e R / \hbar$  ( $\leq 1/10$ ) 程度ずつ小さくなる。第1項の積分が0でない時には

$$M \approx \int d\vec{v} \Psi_F^*(\vec{x}) \Psi_i(\vec{x}) \equiv M_0 \quad (14)$$

となり、この時の遷移を許容遷移とよぶ。トリチウムの  $\beta$  崩壊は、もちろん、許容遷移で

あり、又、 $M_0 \sim O(1)$ である。しかし、第1項の積分が0になり第2項が0でない場合があり、この時の遷移を1次禁止遷移とよぶ。以下、2次禁止遷移、……についても同様である。その遷移確率は  $(p_e R/\hbar)^2$  程度ずつ小さくなる。

許容遷移の場合には

$$W(p_e)dp_e = \frac{G^2}{2\pi^3 \hbar^7 c^3} |M_0|^2 (E_{\max} - E_e)^2 p_e^2 dp_e \quad (15)$$

となり、 $\beta$ 線スペクトルは $\beta$ 崩壊の統計因子だけでコントロールされることになる。

### 1.3. フェルミ理論の厳密化

ここで、1.2.で論述したフェルミ理論の厳密化（現代化）をしておこう。核子の運動の非相対論的近似（核内核子の速さは光速の1/10程度）のもとで、(10)式及び(11)式は、厳密には、夫々、

$$H_{F1} = \int d\mathbf{v}_1 \cdots d\mathbf{v}_A \Psi_F^*(\vec{x}_1, \cdots, \vec{x}_A) \sum_{i=1}^A (n \rightarrow p)_i \left\{ \frac{G_V}{\sqrt{2}} \phi_e^*(\vec{x}_i) (1 + \gamma_5) \psi_\nu(\vec{x}_i) \right. \\ \left. + \vec{\sigma}_i \frac{G_A}{\sqrt{2}} \phi_e^*(\vec{x}_i) \vec{\sigma}_i (1 + \gamma_5) \psi_\nu(\vec{x}_i) \right\} \Psi_i(\vec{x}_1, \cdots, \vec{x}_A) \quad (16)$$

及び

$$\psi_e(\vec{x}) = u(\vec{p}_e) e^{i\vec{p}_e \cdot \vec{x}}, \psi_\nu(\vec{x}) = v(\vec{p}_\nu) e^{-i\vec{p}_\nu \cdot \vec{x}}, \quad (17)$$

である。 $\vec{\sigma}$ はパウリ行列、 $\gamma_5$ はディラック行列の1つ、 $(n \rightarrow p)_i$ は*i*番目の核子に作用しそれが中性子なら陽子に変え、それが陽子なら0となるオペレーター、 $u(\vec{p})$ と $v(\vec{p})$ はディラック方程式の解、又、 $G_V$ 、 $G_A$ は共に相互作用常数でその現在値は

$$\begin{cases} G_V = (1.42 \pm 0.003) \times 10^{-49} \text{ erg cm}^3, \\ G_A/G_V = 1.22 \pm 0.02, \end{cases} \quad (18)$$

である。その結果、許容遷移に関する(15)式も

$$W(p_e)dp_e = \frac{G_V^2}{2\pi^3 \hbar^7 c^3} \{ |M_F|^2 + \left( \frac{G_A}{G_V} \right)^2 |\vec{M}_{GT}| |\vec{M}_{GT}| \} (E_{\max} - E_e)^2 p_e^2 dp_e, \quad (19)$$

となる。ここで、 $M_F$ 、 $\vec{M}_{GT}$ は、それぞれ、

$$M_F = \int d\mathbf{v}_1 \cdots d\mathbf{v}_A \Psi_F^*(\vec{x}_1, \cdots, \vec{x}_A) \sum_{i=1}^A (n \rightarrow p)_i \Psi_i(\vec{x}_1, \cdots, \vec{x}_A), \quad (20) \\ \vec{M}_{GT} = \int d\mathbf{v}_1 \cdots d\mathbf{v}_A \Psi_F^*(\vec{x}_1, \cdots, \vec{x}_A) \sum_{i=1}^A (n \rightarrow p)_i \vec{\sigma}_i \Psi_i(\vec{x}_1, \cdots, \vec{x}_A),$$

である。(15)式から(19)式への移行は単に、 $G^2 |M_0|^2$ を $G_V^2 \{ |M_F|^2 + (G_A/G_V)^2 |\vec{M}_{GT}| |\vec{M}_{GT}| \}$ に修正しただけで達せられ、両式の $\beta$ 線スペクトルは同じである。

更に、クーロン力による $\psi_e(\vec{x})$ の平面波からのずれを考慮に入れる必要のある場合には(19)式の右辺に

$$f(Z, p_e) = \frac{2\pi \left( \pm \frac{Ze^2}{\hbar v} \right)}{1 - e^{-2\pi \left( \pm \frac{Ze^2}{\hbar v} \right)}}, \quad (\beta^\mp \text{ 崩壊}) \quad (21)$$

を乗ずることになる。(  $v$  は電子の速さ)。

#### 1.4. 原子核の $\beta$ 崩壊の半減期

単位時間あたりの原子核の  $\beta$  崩壊の全遷移確率  $W$  は、  $T$  を原子核の  $\beta$  崩壊の半減期とすれば、  $\ln 2/T$  に等しいので、

$$\begin{aligned} \frac{\ln 2}{T} &= W = \int_0^{p_{\max}} W(p_e) dp_e \\ &= \frac{G_V^2}{2\pi^3 \hbar^7 c^3} \{ |M_F|^2 + \left( \frac{G_A}{G_V} \right)^2 |\vec{M}_{GT}| |\vec{M}_{GT}| \} \int_0^{p_{\max}} (E_{\max} - E_e)^2 p_e^2 dp_e \\ &= \frac{G_V^2 m_e^5 c^4}{2\pi^3 \hbar^7} \{ |M_F|^2 + \left( \frac{G_A}{G_V} \right)^2 |\vec{M}_{GT}| |\vec{M}_{GT}| \} F \left( \frac{p_{\max}}{m_e c} \right) \end{aligned} \quad (22)$$

ここで、  $p_{\max}$  は  $p_e$  の最大値で

$$E_{\max} \equiv \sqrt{m_e^2 c^4 + p_{\max}^2 c^2} \quad (23)$$

で与えられ、  $F(\eta_0)$  は

$$\begin{aligned} F(\eta_0) &\equiv \int_0^{\eta_0} \{ \sqrt{1 + \eta_0^2} - \sqrt{1 + \eta^2} \}^2 \eta^2 d\eta \\ &= -\frac{1}{4} \eta_0 - \frac{1}{12} \eta_0^3 + \frac{1}{30} \eta_0^5 + \frac{1}{4} \sqrt{1 + \eta_0^2} \ln(\eta_0 + \sqrt{1 + \eta_0^2}) \end{aligned} \quad (24)$$

で与えられる<sup>1)</sup>。 Table.1 に、放出電子の最大運動エネルギー (=  $E_{\max} - m_e c^2$ )、  $p_{\max}/m_e c$ 、  $F(p_{\max}/m_e c)$  の数値関係を示した。

$E_{\max} - m_e c^2$ (MeV)	$p_{\max}/m_e c$	$F \left( \frac{p_{\max}}{m_e c} \right)$
0.02	0.283	$2.85 \times 10^{-6}$
0.06	0.500	$1.24 \times 10^{-4}$
0.2	0.968	$9.44 \times 10^{-3}$
0.6	1.93	$5.8 \times 10^{-1}$
0.8	2.36	1.8
1.0	2.78	4.7
1.7	4.21	$3.0 \times 10^1$
2.0	4.81	$7.8 \times 10^1$

Table.1

(22) 式の  $c$ ,  $\hbar$ ,  $m_e$ ,  $G_V$ ,  $G_A/G_V$  等に数値を入れると

$$T \approx \frac{6 \times 10^3 \text{ sec}}{\{ |M_F|^2 + 1.5 |\vec{M}_{GT}| |\vec{M}_{GT}| \} F(p_{\max}/m_e c)} \quad (25)$$

を得る。

トリチウムの場合、

$$|M_F| \approx 1, |\vec{M}_{GT}||\vec{M}'_{GT}| \approx 3 \quad (26)$$

と推計されるので、(25)と Table.1 ( $E_{\max}(^3\text{H}) - m_e c^2 \approx 0.02 \text{MeV}$ ) とから

$$T(^3\text{H}) \approx 12 \text{ year} \quad (27)$$

を得る。

Table.1 にみられる様に、 $F(p_{\max}/m_e c)$  の値は  $p_{\max}$  従って、 $E_{\max} - m_e c^2$  の値に敏感である。このことが（禁止遷移のケースとその次数と共に） $T$  の多様性を生んでいる。 $\log\{F(p_{\max}/m_e c)T\}$  を  $ft$  値と呼ぶ。(25)と  $ft$  値の定義から、 $ft$  値は核行列要素、 $\{|M_F|^2 + (G_A/G_V)^2 |\vec{M}_{GT}||\vec{M}'_{GT}|\}$  の大きさをストレートに反映していることがわかる。

## §2. トリチウムの $\beta$ 線スペクトルと $m_\nu$

### 2.1. トリチウムの $\beta$ 線スペクトルと $m_\nu$

§1. では  $m_\nu = 0$  ((6)式) を仮定してきた。現在、 $m_\nu$  については、 $m_\nu < 60 \text{eV}$  が知られている。しかし、自然界の基本相互作用の連関に関する最近の素粒子論研究のいくつかのアプローチは、 $1 \text{eV}$  内至  $10 \text{eV}$  のオーダーの  $m_\nu$  の可能性を強く示唆している。

$m_\nu \neq 0$  ならば、 $m_\nu = 0$  として得た (15) 式又は (19) 式の

$$W(p_e) dp_e \propto (E_{\max} - E_e)^2 p_e^2 dp_e \quad (28)$$

は修正を受け、

$$W(p_e) dp_e \propto (E_{\max} - E_e) \sqrt{(E_{\max} - E_e)^2 - m_\nu^2 c^4} p_e^2 dp_e \quad (29)$$

となる。Fig.1 は、トリチウムの場合に、 $\log \sqrt{W(p_e)/p_e^2}$  を電子の運動エネルギー ( $E_e - m_e c^2$ ) について図示したもので、 $m_\nu \neq 0$  の効果が  $E_{\max} - m_e c^2$  近傍で顕著であることをみせている。トリチウムの  $\beta$  崩壊は  $E_{\max} - m_e c^2$  が

極めて小さい ( $18.6 \text{KeV}$ ) という特長がある。電子の運動量測定の相対誤差、 $\Delta p_e/p_e$  は装置が決まればきまるので、 $1 \text{eV}$  内至  $10 \text{eV}$  程度の  $m_\nu$  の検出にはトリチウムのこの特長は極めて有利である。加えて、トリチウムや崩壊後の  $^3\text{He}$  の核構造が、軽い原子核のため、取り扱い易いこと、又、崩壊後の  $^3\text{He}^+$  の原子状態も取り扱い易い等の利点がある。これらの利点から、トリチウムの、 $E_e$  が  $E_{\max}$  近傍での、 $\beta$  線ス

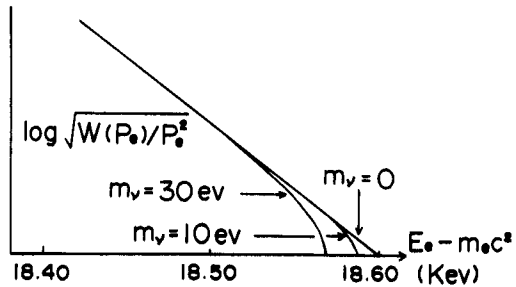


Fig.1 The  $\beta$ -spectrum of the tritium decay near the end point energy for  $m_\nu = 0$ ,  $m_\nu = 10 \text{eV}$ ,  $m_\nu = 30 \text{eV}$ .

ペクトルから  $m_\nu$  の値を求める実験的努力が行われている。既に、Lyubimov 達<sup>2)</sup>は、この様な実験的研究から、

$$m_\nu = (34 \pm 4) \text{eV} \quad (30)$$

と報告し、更に、いくつかの実験グループが追試を試みつつある。

## 2.2. $m_\nu \neq 0$ と宇宙論

$m_\nu$  が 0 か、1eV 程度か、10eV 程度かが明らかになることがどうしてそれ程大問題なのであろうか。それは自然界の基本相互作用の連関の探究のための大きな鍵を与えることになるのみならず、以下に述べる様に、宇宙論にも大きなインパクトを与えることになるからである。

現在、宇宙は約  $400 \text{ヶ}/\text{cm}^3$  の密度の光子で、あまねくみたされ、その約10億分の1の密度の核子を分布させながら、膨張中であることが知られている。核子は、その密度が光子のそれに比べて極めて小さいにもかかわらず、その1ヶ当りのエネルギー（ $\approx$ 静止質量エネルギー $\approx$ 約 $9 \times 10^8 \text{eV}$ ）が光子のそれ（ $\approx 3^\circ\text{K}$  エネルギー $\approx$ 約 $10^{-4} \text{eV}$ ）に比べて圧倒的に大きいので、宇宙のエネルギーの主になれない手と考えられてきた。しかし、最近の宇宙論研究は、核子の質量分布を上回る‘見えざる’質量分布の存在を示唆しており、そのにない手としてニュートリノ ( $m_\nu \neq 0$ ) が有力視されている。宇宙膨張の標準模型によれば、ニュートリノの密度は光子のそれと同程度なので、 $m_\nu$  が 1eV 程度なら宇宙のニュートリノの総質量は核子のそれと同程度になり、 $m_\nu$  が 10eV 程度なら宇宙のニュートリノの総質量は核子のそれの約10倍（即ち、宇宙のエネルギーの主になれない手）ということになる。 $m_\nu$  がもっと大きいと、宇宙がいつ迄も膨張し続けることができなくて、膨張が減速しやがて収縮に転ずることになる。又、質量間に働く重力によってニュートリノが集ってできるニュートリノ星の大きさは星雲団のスケールと考えられ、最近見出されたその様なスケールでの宇宙の物質分布の非一様性に結びつける考えも出されている。トリチウムの  $\beta$  線スペクトルから  $m_\nu$  を求める研究結果の及ぼすインパクトは極めて大きい。

## 2.3. トリチウムの $\beta$ 線スペクトルに於ける ${}^3\text{He}^+$ の原子状態の効果

トリチウムの、 $E_e$  が  $E_{\text{max}}$  近傍での、 $\beta$  線スペクトルから 1eV 内至 10eV 程度の  $m_\nu$  を測定しようとする場合には、 $m_\nu \neq 0$  を考慮に入れて(19)式を修正した(29)式だけでは尚不十分で、崩壊後の  ${}^3\text{He}^+$  がどのような原子状態にあるのかについても考慮に入れる必要がある。というのは、Bergkvist が明らかにした様に<sup>3)</sup>、崩壊後の  ${}^3\text{He}^+$  は約70%が1S原子状態、約25%が2S原子状態にあり、両原子状態のエネルギー差が  $m_\nu$  について問題となっている値と同程度であるからである—この効果を Bergkvist 効果と呼ぶ—。

さて、崩壊後の  ${}^3\text{He}^+$  の原子状態が nS である確率を  $P_n$  としよう。原子核の  $\beta$  崩壊の過程は原子の周期に比べ極めて短時間で起るので Sudden Approximation が成り立ち、 $P_n$  は

$$P_n = \int u({}^3\text{He}^+)_{n00} u({}^3\text{H})_{100} 4\pi r^2 dr \quad (31)$$

で与えられる。トリチウムの  $\beta$  線スペクトルから  $m_\nu$  を測定する場合には、Bergkvist 効

果を考慮に入れ、更に (29) を修正した次式を使わねばならない。

$$W(p_e)dp_e \propto \sum_{n=1}^{\infty} P_n (E_{\max}^{(n)} - E_e) \sqrt{(E_{\max}^{(n)} - E_e)^2 - m_e^2 c^4} p_e^2 dp_e, \quad (32)$$

$$E_{\max}^{(n)} \equiv E_{\max} + \{E(^3\text{H})_{100} - E(^3\text{He}^+)_{n00}\}$$

(32) 式で、 $n$  に関する和は 2 迄でほとんど十分であろう ( $P_1 \approx 0.70, P_2 \approx 0.25$  である故)。実際、Lyubimov 達<sup>2)</sup> はじめトリチウムの  $\beta$  線スペクトルから  $m_\nu$  の値を求める実験的研究は、その様な (32) 式に基いている。

念のため、 $n=20$  迄の  $P_n$  の計算値を Table.2 に示した\*)。又、崩壊後の  $^3\text{He}^+$  の原子状態 ( $n \leq 4$ ) の電磁遷移スキームを Fig.2 に示した。\*\*)。

Table.2

n	$P_n(\%)$
1	70.2
2	25.0
3	1.27
4	$3.85 \times 10^{-1}$
5	$1.72 \times 10^{-1}$
6	$9.27 \times 10^{-2}$
7	$5.60 \times 10^{-2}$
8	$3.65 \times 10^{-2}$
9	$2.52 \times 10^{-2}$
10	$1.81 \times 10^{-2}$
11	$1.35 \times 10^{-2}$
12	$1.03 \times 10^{-2}$
13	$8.07 \times 10^{-3}$
14	$6.43 \times 10^{-3}$
15	$5.21 \times 10^{-3}$
16	$4.28 \times 10^{-3}$
17	$3.56 \times 10^{-3}$
18	$2.99 \times 10^{-3}$
19	$2.54 \times 10^{-3}$
20	$2.18 \times 10^{-3}$

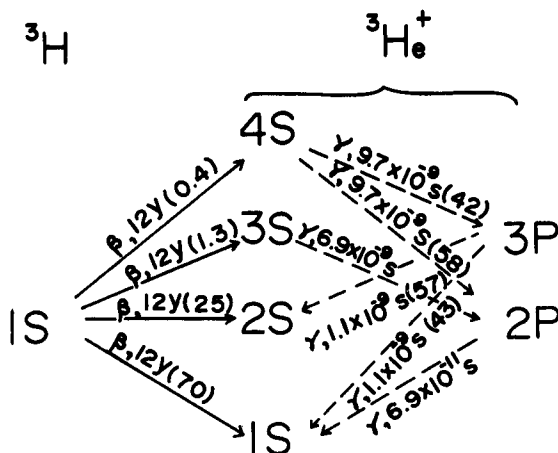


Fig.2 The transition schemes of the tritium  $\beta$ -decay to  $^3\text{He}^+$  of various atomic states and of the successive electromagnetic transitions to the lower atomic states of  $^3\text{He}^+$ . The numerals with y or s represent the half lives in unit of year or sec and the numerals in ( ) represent the branching ratios in unit of percent.

Fukugida-Kubodera<sup>4)</sup>は、Bergkvist 効果に関するより包括的な考察を行い、 $P_n$  について解析的公式

\*) S. Takai (富山大学計算機センター) との共同計算 (1981年3月)。富山大学計算機センターの FACOM-230-45S を使用。\*\*) の考察と共に、富山大学トリチウム科学センター研究報告への発表準備中に Fukugida-Kubodera<sup>4)</sup> のより包括的な論文が発表され、発表の機を失ったものだが、ここで付記させていただく。

\*\*) H. Yamakoshi (富山大学理学部→金沢大学大学院理学研究科→東京都立大学大学院理学研究科) との共同計算 (1981年3月)。



$$P_n = 8^3 n^5 (n-2)^{2(n-2)} / (n+1)^{2(n+2)}, \quad (33)$$

を与え、又、

$$\sum_{n=1}^{\infty} = 0.9735, \quad (34)$$

を与えた。彼等は、更に、崩壊後の  ${}^3\text{He}^+$  が連続原子状態 ( ${}^3\text{He}^{++}$  プラス連続エネルギー電子の状態) となる効果を考察してその小さいことを明らかにし、その様な効果を考慮に入れなければ不十分とする Thompson の Lyubimov 達<sup>2)</sup>の分析への批判<sup>5)</sup>が根拠のないことを示した。

最後に、なるべく早くトリチウムの  $\beta$  線スペクトルからニュートリノ質量を測定する研究が成功することへの期待を記し、本稿の結びとする。

## 文 献

- 1) E. Fermi, Nuclear Physics, University of Chicago Press (1951).
- 2) V.A. Lyubimov, E.G. Novikov, V.Z. Nozik, E.T. Tretrakov and V.S. Kosik, Phys. Lett., **94 B**, 266 (1980).
- 3) K. -E. Bergkvist, Physica Scripta, **4**, 23 (1971); Nucl. Phys., **B39**, 317 (1972) and 371 (1972).
- 4) M. Fukugida and K. Kubodera, Z. Phys. C—Particles and Fields, **9**, 365 (1981).
- 5) W.J. Thompson, University of North Carolina preprint.