

仁科記念講演

仁科芳雄と日本における 素粒子物理学の原点

西島 和彦

東京大学・京都大学名誉教授
仁科記念財団前理事長

2005年12月

仁科記念財団は2005年に創立50周年を迎え、これを記念する特別講演会が仁科博士の誕生日である12月6日に開かれた。

仁科記念財団創立50周年記念 仁科記念講演会

仁科芳雄博士 ～現代物理学のあけぼのと展開～

日時：2005年12月6日(火)15:00～17:00

場所：日本大学理工学部1号館CSTホール

講師：伊達宗行（仁科記念財団選考委員長）

「仁科記念賞で見る物質科学の進歩」

西島和彦（仁科記念財団前理事長）

「仁科芳雄と日本における素粒子物理学の原点」

この仁科記念財団冊子NKZ-44は第二部の西島和彦博士の講演録である。第一部の伊達宗行博士の講演録(NKZ-43)とともにお読みいただければ幸いである。また、記念事業の一つとして、仁科芳雄博士の生誕地である岡山県において、楊振寧博士(1957年ノーベル物理学賞受賞者)の記念講演も行われた。その記録はNKZ-45として出版される。

仁科記念財団

仁科記念財団創立50周年記念講演

仁科芳雄と日本における素粒子物理学の原点

2005年12月6日 日本大学理工学部1号館CSTホールにて

© 2006 Nisihina Memorial Foundation



仁科芳雄と日本における素粒子物理学の原点

西島和彦

東京大学・京都大学名誉教授

仁科記念財団前理事長

目 次

はしがき

- § 1. 仁科芳雄と Klein – Nishina の公式
- § 2. 第二量子化 – 解説 1
- § 3. 帰国後の仁科芳雄
- § 4. 1937 年
- § 5. 湯川理論以前の原子核模型 – 解説 2
- § 6. Fermi のベーター崩壊理論と第二量子化
- § 7. 湯川の中間子理論
- § 8. 中間子理論の困難を巡って
- § 9. くりこみ理論
- § 10. ハドロンとレプトン – 解説 3
- § 11. 坂田模型と名古屋模型

仁科記念財団は2005年12月6日に創立50周年を迎え、この記念すべき日に講演をする機会を与えられたことは誠に光栄に存じます。偶々、この年はEinsteinの奇蹟の年と呼ばれる1905年から丁度100年目の世界物理年と重なっただけでなく、Einsteinとは更なる因縁があり、財団創立の1955年は実は彼の没年でもあります。

本稿においては仁科芳雄 — 以下敬称は省略 — が、如何に素粒子物理学を日本に導入し、そして発展させてきたかについて考察を行う。具体的には、仁科の指導の下に湯川秀樹、朝永振一郎、坂田昌一などの先達が日本に色々な考えを持つ学派を開き、お互いに協力したり競争したりして日本の素粒子物理学を発展させてきた歴史について述べる。なお本稿では時間的制約のために講演で話せなかったことも加えてある。また講演内容の理解を深めるために簡単な解説も付け加えてある。

§ 1. 仁科芳雄と Klein-Nishina の公式

仁科芳雄(1890-1951)の業績は極めて多岐に渉るが、理論では Klein-Nishina の公式の導出、実験では宇宙線研究とサイクロトロン建設と関係した仕事が多く知られている。特に宇宙線関係で特筆すべきはミューオンの発見である。仁科の履歴は良く知られているのでここでは必要事項のみを述べる。

仁科は理研からヨーロッパ留学の機会を与えられ、1921年に出発し1928年に帰国している。初めは Cambridge の Rutherford の所へ行き、次に Göttingen で Born や Hilbert の講義を聴講している。しかし1923年からは Copenhagen の Niels Bohr の許に移り、そこで研究に従事した。仁科は X 線吸収スペクトルの実験を Hevesy と共に行い、後に彼が去るとその責任者となった。帰国の年の1928年の2月には Hamburg へ行き、そこで Rabi と共に X 線吸収スペクトルに関する理論の論文を書いた。春から夏にかけては Oskar Klein と共に有名な Klein-Nishina (KN と略記) の公式を導出した。これで仁科は理論家としてデビューしていきなり当時の理論の最先端に躍り出たことになる。Dirac 方程式が発表されたのはこの年の1月であったのに対して、この公式が出たのはその年の10月だったからである。この方程式は量子力学と相対論の融合した極めて基本的なものであり、それによって多くのことが解明された。例えば電子のスピン、磁気能率、水素原子の微細構造公式等である。しかしながらこのような大成功にも関わらず理解できない新しい問題も出現した。それは負エネルギー状態の出現である。何故このような状態が出現するかについては次節の解説を参照して頂きたいが、このような状態をどのように扱うべきかについては

皆困惑したのである。KN の公式は電子による光の散乱という基本的なプロセスに対して Dirac 方程式を応用して、その断面積を計算したものである。この公式が実験をうまく記述しているかどうかはこの方程式のチェックともなりうるのである。

さて負エネルギー状態を維持して計算にとり入れるべきか、それとも捨ててしまうかで見解は二つに別れる。このプロセスの生じる確率振幅は 2 次の摂動論によって計算されるが、問題はその中間状態にある。電子が入射光子を吸収したり、あるいは散乱光子を放出した後の電子の状態のエネルギーは正にも負にもなりうる。そこで負のエネルギー状態を物理的でないと捨ててしまうか、それとも残しておくかで議論が別れる。

Waller や Iwanenko 等によると、負エネルギーの中間状態の寄与を捨ててしまうと、光子のエネルギーが低い時でも Thomson の公式が出ないのである。電子に対して非相対論的な Schrödinger の方程式を用いて計算すると古典的な Thomson の公式と一致するので、このことは負エネルギーの中間状態を捨ててはいけないことを意味している。そこで KN ではこの状態を残して計算をしたのであった。

ここで注意すべきことは、まだ量子電気力学 (QED と略記) はスタート前の分野であったから、どういう処法に従って断面積を計算したら良いかは自明ではなく、全くの手探り状態であり経験に頼って対応論的に行われたのである。この負のエネルギー状態の解釈には 2 人とも大変悩まされたのであろうか、その直後に Klein は負エネルギー状態に関する Klein パラドックスについて発表している。

QED に関する正準形式の場の理論は 1929 年になってやっと Heisenberg と Pauli によって議論された。KN の公式は後に実験との一致の良いたことが認められ、宇宙線や素粒子実験にも多くの応用がなされた。仁科は KN の公式の外に散乱断面積が入射光の偏光に如何に依存するかを調べた。この結果は後に 1958 年 M. Goldhaber 等によりニュートリノのヘリシティ決定に利用された。彼等はニュートリノのヘリシティ決定をある核反応で生ずる光子の偏光測定に帰着させたのである。

§ 2. 第二量子化 — 解説 1

量子力学には第一量子化と第二量子化という概念がある。この二つがどのように異なるかについて述べる。これは確率振幅がどのような変数の関数になっているかの問題である。粒子系の座標 $x_1, x_2, \dots$, あるいは運動量 $p_1, p_2, \dots$ の関数としての確率振幅により状態が記述されているのが第一量子化である。これに対して運動量 p の粒子数 $n(p)$, p' の粒子数 $n(p')$, $\dots$ の関数として確率振幅が与えられているのが第二量子化である。

この違いを、テロリスト捜査の探偵の例と比較して説明してみよう。ここに N 人の容疑者が居たとする。それを N 人の探偵に追わせてその様子を報告させる。これが第一量

子化による記述に対応する。しかしながらこの方法には限界がある。容疑者がある家に入ったとする。ところがその家から変相した人間が2人、3人と出てきたら探偵は誰を追跡したら良いのかが判らなくなってしまう。そこで第二の方法は町の要所々々に、例えば駅とか十字路に、できれば一軒毎の家に複数の探偵を配置して、それぞれの場所にどのような人間が現れたか報告させるのである。これが第二量子化に対応する。 n はある一軒家に居る怪しげな人間の数を表わしていると考えることができる。

さて第一量子化は粒子性の強いフェルミオンの記述に使うのが便利である。波動性の強いボゾンに対しては、光子のように初めから数の変り易いことを考慮すれば第二量子化の方が適している。フェルミオンに対しても第二量子化が必要なのであるが人々は粒子数の変らない第一量子化に固執した。その例はDiracである。仁科から湯川、朝永へと研究が受け継がれてゆくが、ここで大切な背景は第二量子化の重要性の認識である。この点につき議論する。Dirac方程式は量子力学と相対論とをうまく融合した最初の例であり、ここで初めて負エネルギー状態が出現した。しかしながらこのような状態が出現するのはDirac方程式に限らないのである。先ず相対論の結果としてEinsteinの関係式がある。

$$E^2 = (mc^2)^2 + (pc)^2 \quad (1)$$

これから直ちに

$$E = \pm \sqrt{(mc^2)^2 + (pc)^2} \quad (2)$$

が得られる。ここに m は粒子質量、 p は運動量の大きさ、 E はエネルギーであり、 c は光速を表している。

古典力学で(2)の負のエネルギーが問題にならなかったのは、正エネルギーと負エネルギーの間に $2mc^2$ というエネルギーのギャップがあるからである。古典力学では正エネルギーの状態から出発すれば、これが負エネルギーの状態に移ることはない。それはNewtonの原理、“自然は飛躍せず”による。ところが量子力学においてはエネルギーが不連続的に変化する遷移が可能である。すなわち正エネルギー状態から負エネルギー状態に移ることが可能であり、負エネルギー状態が実現可能となるのである。そこで問題となるのは、負エネルギー状態をどのように解釈するかである。それにはDiracの空孔理論と第二量子化の方法とがある。

Diracはすべての負エネルギー状態を電子が占めている状態を真空と考え、真空からのずれのみが観測されると考えた。このような考えは電子がフェルミオンであるために一つの負エネルギー状態には電子が1個入れば良いことになる。ボゾンの場合には何個でも入るから1つの負エネルギー状態を埋めることができない。さて負エネルギーの電子が正エネルギー状態に移ると、その後空孔ができる。これは負エネルギーの電子が (-1) 個存在すると考えることができる。これが電子の反粒子である陽電子であるが、Diracは

初めはそれを陽子と考えていた。Dirac の空孔理論は上記のようにフェルミオンにしか適用できず、更に真空の構造が複雑すぎる。しかしながら正負両符号のエネルギー状態を考慮すれば、電子の数は、真空に無限個あるにせよ、保存されるので、一応第一量子化を保つことができる。さて第二量子化法では、負エネルギーの粒子が1個あるということを正エネルギーの或る粒子が (-1) 個あると解釈するのである。 (-1) 個というのは空孔理論に似ていると考えるかもしれないが、ここでは真空については何も言っていないし、粒子はフェルミオンでもボゾンでも同様に取り扱えるのである。上の或る粒子と呼んだものを元の粒子の反粒子と呼ぶことにする。明らかに反粒子の電荷は粒子のものと符号が逆である。電子の反粒子は正の電荷を持つので陽電子と呼ばれる。ずっと後のことになるが、Feynman は負エネルギーの粒子とは“未来から過去に向かって動いてゆく粒子”と考えた。これは定常状態における粒子の波動関数の時間依存性が

$$\exp(-iEt/\hbar) \quad (3)$$

で与えられることから来ている。エネルギーの負の符号を時間に移したものである。しかし上述の考えをもつとはっきりと定義しなければならない。そこで例として下記のプロセスを考える。

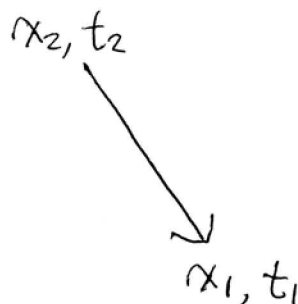


Figure 1:

負エネルギーの粒子が (x_2, t_2) から (x_1, t_1) に移動する。 $t_2 > t_1$ 。これは (x_2, t_2) で負エネルギー粒子が創られ、 (x_1, t_1) で負エネルギー粒子が消滅することである。ところが上の解釈では負エネルギーの粒子が創られるとは正エネルギーの反粒子が消滅することであり、負エネルギーの粒子が消滅するということは逆に正エネルギーの反粒子が創れることである。従って上のプロセスでは (x_1, t_1) で反粒子が創られ、 (x_2, t_2) で反粒子が消滅するということになる。この解釈はフェルミオンでもボゾンでも適用できる。そこでCompton 散乱を考えてみよう。

図2において中間状態bの電子がタイム・マシンに乗って時間に逆行したとする。するとこの電子はかつての自分の姿aと未来の自分の姿cとを見ることになる。これは或る意味でこの系が一電子系というよりは多体系になったことを意味する。従ってこの系では1個の電子の運動をフォローすることでは記述できず、当然第二量子化をしなければ理解できないことになる。しかしながら時間の逆転よりは負エネルギーを認める立場ではこの系は依然として一体系である。第二量子化をしないでも Compton 散乱の断面積の計算ができる。これがKNの立場であった。

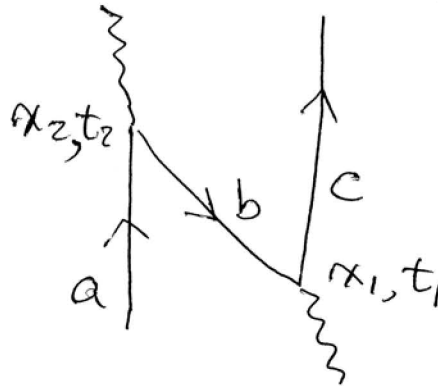


Figure 2:

Dirac は空孔理論に基いて 1931 年 5 月に陽電子の存在を予言し、12 月には Anderson が霧箱で陽電子を発見した。KN の公式に関しては一体系として扱っても空孔理論を使っても同じ結果になることを Dirac は確かめている。また第二量子化を用いても同じである。しかし摂動論で高次補正を考慮すると差が出てくる。

フェルミオンに関しては負エネルギーを認めれば粒子数が保存するので、陽電子を認めた後も Dirac は電磁場のみを第二量子化し、電子系は粒子数を固定した N 体系として扱う方法を好んで使っていた。Dirac の電子系に対する多時間理論は正にその例である。この Dirac の考え方から脱脚して第二量子化を積極的に取り入れて成功したのが後述の Fermi, 湯川, 朝永等の研究である。

§ 3. 帰国後の仁科芳雄

仁科は 1928 年末に KN の公式をおみやげに帰国した。そして Copenhagen で世界の研究の最前線の雰囲気をつぶさに見てきた仁科は少しでも日本をそれに近づける努力を始めた。先ず人的交流の重要性を熟知していた仁科は 1929 年に偶々アメリカを訪れること

になった Heisenberg と Dirac に日本に寄るように招待した。その結果、日本の研究者も 2 人の若い量子力学の開拓者から直接に話を聴いて大いに刺激を受けた。Bohr も招待したが、色々の都合でこちらは 1937 年にやっと実現した。また国内の若い研究者に量子力学の息吹きを伝えるべく早速 1929 年には京大等で量子力学の集中講義を行った。ここで京大の受講者の中から湯川と朝永に目をつける。多分将来を担う若い研究者のリクルートも目的の一つであったのであろう。理研に研究室を持つようになると早速若い研究者をリクルートしている。朝永 (1932)、坂田 (1933)、玉木英彦、小林稔 (1934) 等である。1931 年における陽電子の発見を受けて仁科は陽電子の対創生の計算を朝永、坂田と共に始める。このようにして QED の研究がスタートした。また実験面ではウイリソン霧箱による宇宙線の研究を始めるが、特に清水トンネルにおける宇宙線観測は水深 3000m に相当し、世界で最も深い場所での観測となった。この他にサイクロトロンも建設し、原子核物理学の研究も始めた。これには 27 インチ (1937) と 60 インチ (1944) の小と大があったが、良く知られているように後者は敗戦の年の 1945 年 11 月に米軍により破壊され東京湾に沈められた。

小サイクロトロンは木村健次郎等による U, Th の分裂の研究、矢崎為一等による ^{237}U の発見等に用いられて大いに活用された。

§ 4. 1937 年

1937 年は日本の素粒子物理学にとって極めて重要な年となった。この年に仁科は念願の Niels Bohr の日本招待を実現している。その後で朝永は Leipzig 大学の Heisenberg の研究室に留学した。この年の物理学上の最大の成果は仁科グループによるミューオンの発見である。この年、アメリカの Neddermeyer と Anderson, Street と Stevenson そして日本の仁科グループ、すなわち仁科、竹内桁、一宮虎雄は独立にミューオンを発見した。仁科グループはミューオンの質量を陽子の $1/7$ 乃至 $1/10$ としている。この宇宙線中間子ミューオンと 1935 年に湯川の提唱した湯川中間子パイオンとの関係が問題となり、後に述べるように中間子討論会が始まった。これが日本における素粒子物理学の原点となったと考えることができる。

湯川は直接理研で研究を行っていたことはないが、1937 年に仁科研の嘱託となっており、仁科とは常に意見の交換を重ねていた。

§ 5. 湯川理論以前の原子核模型 — 解説 2

1920 年代末までは素粒子（ここではフェルミオン）として知られていたのは陽子 (pro-

ton を p と略記) と電子 (electron を e と略記) のみであったから原子核を p と e とからなると考えざるを得なかった。そして核 (原子核を核と呼ぶことにする) の電荷は p と e とで、質量は p が受けもつとして各核内の p と e との数を決めると、核のスピンとか統計に矛盾が生ずることが知られていた。また核のベーター崩壊で放出される e のエネルギーが連続スペクトルを示すということが、エネルギー保存則と関連して問題となっていた。

この問題を部分的に救ったのは Pauli によるニュートリノ (ν と略記) の導入であった。 e の連続スペクトルに関して、核の一準位から他の準位に移り e を放出すれば e のエネルギーは当然準位差で決まるはずなのに、それが連続スペクトルを示すのはエネルギーが厳密には保存しないと Bohr は考えた。これに対して Pauli は見えない中性の軽粒子 ν が e とエネルギーを別ち合っているので連続スペクトルになると考えた。また ν がスピン $1/2$ を持ち、核内では電子と同数あれば核のスピンと統計に関する矛盾が解消することになる。すると残った問題は e と ν とを如何にして核内に留めておくかという動力学的問題に帰着する。当時光子のようなボーズ粒子は古典物理学で波動と考えられていたので、その数は増減するが、古典物理学で粒子と考えられていたフェルミオンはその数が変わらないと考えられていたのである。従ってベーター崩壊で核から放出される e はもともと核の中に蓄えられていたと考えられていたのである。ただ量子力学では不確定性原理と関連して e を核内に閉じ込めておくのは極めて難しいと考えられていた。更に ν となると核との相互作用が弱いので閉じ込めは益々難しくなる。そこで Pauli は ν に人為的に磁気能率を与えた。この人為的な相互作用を Pauli 項と呼んでいる。ところが 1932 年に Chadwick が中性子 (neutron を n と略記) を発見すると直ちに核は p と n とから構成されるという模型が Heisenberg, Iwanenko, Majorana 等によって提唱され、原子核模型が大変にすっきりとした。この模型に基づいて核の現象論が展開された。それではベーター崩壊の e は何処から来るのであろうか?

Heisenberg は余り自信はなかったが、 n は p と e とから構成されると考えた。スピンと統計のことは不問に伏された。これに反して Iwanenko は n は素粒子であると考えた。Heisenberg は、核力は n が他の p に e を与えて自身は p になり、他の p が n になるというメカニズムにより生ずると考えた。このプロセスをファインマン図で表現すれば図 3 のようになる。この頃、湯川は Heisenberg の考えに従って核力を研究し、1933 年 4 月 3 日に仙台の数物学会で“核内電子の問題”として報告している。それによると 1) 力の到達距離が e のコンプトン波長程度になり長過ぎる。2) 統計がうまくゆかない。

この結果に対して仁科は、“電子がボーズ統計に従うとしたらどうか?” と提案している。当時の考えでは p の数は保存すると考えられていたので p と n との遷移は考えられなかったのである。

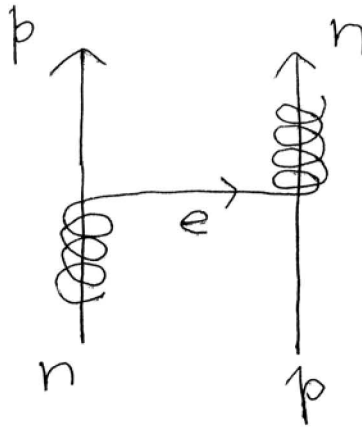


Figure 3:

§ 6. Fermi のベータ崩壊理論と第二量子化

核模型については上述のように深刻な問題が山積していたがそれを一挙に解決したのは Fermi のベータ崩壊理論であった。この理論は原子核模型、ベータ崩壊の理解に貢献しただけではなく、基礎理論という面ではそれまで余り重要視されていなかった第二量子化が如何に大切なものであるかを我々に知らせてくれたのである。

Fermi のベータ崩壊の理論は 1934 年に発表されたが、そこに使われているフェルミオンに対する第二量子化の方法は Heisenberg により直ちに陽電子の理論の定式化に用いられた。同様に n も p もフェルミオン数は保存しなければならないという呪縛から解放された湯川はボーズ統計に従う荷電中間子を導入した。更にずっと後になるが、朝永は第一量子化に基づいた Dirac の多時間理論に第二量子化を適用して超多時間理論を建設している。その意味で Fermi の理論が日本の素粒子物理学に与えた影響は測り知れない。さて本題に戻ろう。

1933 年に Pauli は Heisenberg の np 核模型には賛成したが、 n が p と e とからなるという仮説には大反対であった。その代わり n が p と e と ν とからなるなら可能であると考えたのであった。Fermi は Pauli の考えを聞いて、 n が p, e, ν からなるという考えに革命的な変革を導入して

$$n \Rightarrow p + e + \bar{\nu} \quad (4)$$

という素過程、あるいは基本的相互作用を導入したのである。但し $\bar{\nu}$ は ν の反粒子である。つまり n はこれ等の粒子の束縛状態ではなく、 n が消滅してその代わりにこれ等の粒子が生まれると考えたのである。この考えで革命的な点は、 n, p, e, ν というフェルミ

オンの数が全部変ることになり、それまでの先入観であったフェルミオンの数はそれぞれ保存されるという考えに真向から挑戦したのである。そしてフェルミオンの数が変化するような定式化を第二量子化に求めたのである。その方法としては1927年に非相対論的量子力学に用いられたフェルミオンの第二量子化、すなわち Jordan-Klein の方法を用いている。この理論によれば、 e や ν を常備軍のように核内に常駐させておく必要はなく、特に e や ν に対して不確定性原理に反してまで核内に留めておく必要がなくなるのである。

これによって n を素粒子と考え、核が n と p とからなるという模型が確立し、ベーター崩壊とも矛盾しないで済むようになったのである。冒頭で述べたように、これによって陽電子の理論がすっきりとする。それまでは、Dirac の空孔理論に従って負エネルギーの状態を e が完全に占めている真空を標準に正エネルギー状態にあるものを e 、負エネルギー状態の欠けているものを e^+ (陽電子) としてきた不自然な理論を書き換え、粒子の全く存在しない真空を標準とする理論ができる。それに負エネルギーの粒子を考える必要がなくなる。Heisenberg はこの考えに基いて陽電子を含む QED の正準形式の理論を建設した。

1933年12月に Fermi はこの新理論の論文を Nature に送ったが、この理論は現実から遠く空想的過ぎるとの理由で返却された。この冬に Fermi は弟子の Segré, Amaldi, Rasetti 等を連れてスキーに行く。夜になって皆を集めてこの理論の話をした。皆は大変感銘を受けたが、第二量子化のことが良く理解できなかったとのことである。とにかくこの理論により核模型とベーター崩壊の理解は大変深まった。

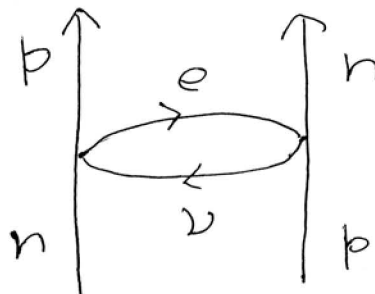


Figure 4:

この理論を知って Heisenberg は直ちに核力への応用に気付いた。すなわち n と p とが e を交換する図3の代りに $e\nu$ 対を交換する図4の機構を考えたのである。後に Tamm, Iwanenko, Nordsieck 等も同じ考えに到達する。次元解析から直ちに判るようにこの核力ポテンシャルは r^{-5} に比例する。更にこの計算には発散が生ずるので切断が必要になるが、その長さを 10^{-13} cm 位に選ぶと、核力の強さは10桁位弱くなってしまう。そこでこの Fermi の相互作用 (4) を弱い相互作用と呼ぶ。この相互作用では核力を説明できないこ

とは明らかであり、そこでいよいよ湯川の出番が来る。

§ 7. 湯川の中間子理論

Fermi の論文によりフェルミオン数保存という思い込みから解放された湯川には、電子の代りにボゾンを考えたらという仁科の助言を生かす機会が訪れた。1935 年に湯川は上述の $e\nu$ 対の代りに新しいボゾンを導入した。それを湯川中間子あるいはパイオン (π と略記) と呼ぶことにする。Fermi の相互作用 (4) に対応して次の相互作用が導入された。

$$n \rightleftharpoons p + \pi^-, \quad p \rightleftharpoons n + \pi^+ \quad (5)$$

ここに π^+ と π^- とは荷電 (+e) と (-e) を持ったパイオンである。核力を生ずるメカニズムは図 4 において $e\nu$ 対を π で置き換えたファインマン図で表現される。これが図 5 である。

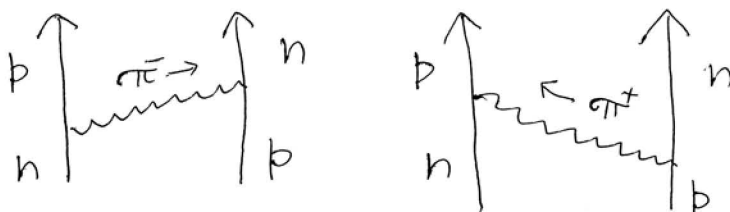


Figure 5:

電磁場の量子である光子は質量がゼロであり、電荷を源とするクーロン・ポテンシャルは $1/r$ に比例する。パイオンの質量を m とすると、クーロン・ポテンシャルに対応する核力ポテンシャルは

$$V(r) \propto \frac{1}{r} \exp(-\kappa r) \quad (6)$$

の形になる。これを湯川ポテンシャルと呼ぶが、 $1/\kappa$ は核力の到達距離を表わし、パイオンの質量 m との関係は

$$\kappa = \frac{mc}{\hbar} \quad (7)$$

で与えられる。ここに $\hbar$ を Planck の定数として $\hbar = h/2\pi$ である。核力の到達距離 $1/\kappa$ とパイオン質量との関係 (7) は極めて重要であり、後に Wick により不確定性原理からも導かれた。 $1/\kappa$ は 10^{-13} cm のオーダーであり、これからパイオンの質量は e の質量の約 200 倍位であると評価された。

さて n と p とは核の構成要素であるので両者をまとめて核子と呼ぶ。 n と p とは核子の異なる荷電状態と考えることができる。そこで両者を結ぶ行列 — 形としてスピンに対する Pauli 行列と同じ — は、スピン行列がスピンの上向きと下向きを結び付けるように異なる荷電状態を結び付けアイソスピンと呼ばれる。さて 1937 年には実験的に核力の荷電独立性という重要な性質が発見された。これについて説明しよう。これは同じ角運動量状態では pp , pn , nn 間の核力が等しい、すなわち核子の荷電状態に依存しないという性質である。先ず Tuve, Heydenburg, Hafstad が実験を行い、Breit, Condon, Present がその解析をして上記の荷電独立性を導いた。更に Cassen と Condon がアイソスピンを用いて定式化した。何故荷電独立性が大切かというと、これは現在まで強い相互作用を特徴付けている素粒子物理学における最も大切な普遍的な法則だからである。

湯川はベーター崩壊についても Fermi とは異なる理論を提唱した。すなわち π は直接 $e\nu$ 対に崩壊できると考え、

$$\pi^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}, \quad \pi^+ \rightarrow e^+ + \nu \quad (8)$$

という相互作用を導入した。(5) と (8) とを組み合わせると

$$\begin{aligned} n &\rightarrow p + \pi^- \\ &\hookrightarrow e^- + \bar{\nu} \end{aligned} \quad (9)$$

という二段階のベーター崩壊が生ずることになる。この考えは現在信じられている

$$\begin{aligned} n &\rightarrow p + W^- \\ &\hookrightarrow e^- + \bar{\nu} \end{aligned} \quad (10)$$

と極めて似ている。ここに W^- はウィーク・ボゾンと呼ばれ、弱い相互作用を媒介するボゾンである。

さて Pauli と Weisskopf とがスカラー場を量子化すると、湯川は坂田と共にこの結果を用いて核力ポテンシャルを計算するが、結果は実験的知識とは符号が逆であった。更に荷電独立性 (charge independence — CI と略記) と関連して pp 間と nn 間の核力をどうやって出すかが問題となった。CI を維持するにはどうしても中性の π^0 が必要となる。図 6 において π^0 が存在しない場合と存在する場合のファイマン図を与えるが、 π^0 がなければ pp 間、 nn 間の核力の到達距離は np の半分となる。

π^0 の存在は Stueckelberg や Kemmer が提唱した。特に Pauli は Kemmer に対して核力の CI の重要性を強調し、それを受けて Kemmer は対称理論と呼ばれる CI を尊重する中間子理論を建設した。

その後、武谷三男、小林稔も湯川グループに加わり、ベクトル場や異常磁気能率等の問題と取り組んだ。海外でも Fröhlich, Heitler, Kemmer や Bhabha 等が同様な研究に従

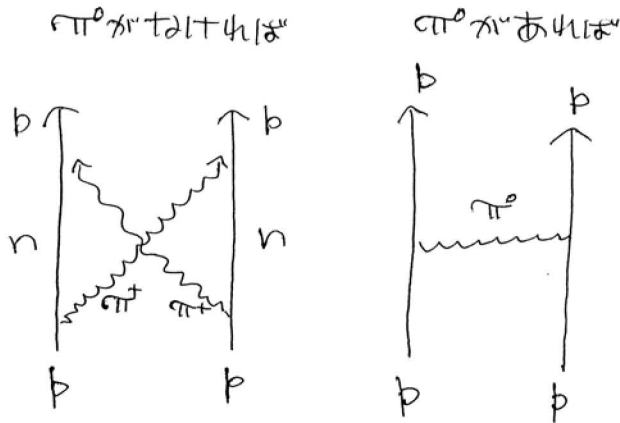


Figure 6:

事した。ここで再び1937年に戻ろう。湯川中間子と仁科グループとアメリカの2グループが観測した宇宙線中間子との関係の研究は、日本における素粒子物理学の出発点となった。またこの時期から湯川理論が世界的に知られるようになってきた。

以下では湯川と仁科の間で交換された書簡に記された問題点について注意してみよう。

[湯川 → 仁科 1937年7月26日]

既に述べたように中性中間子がないと pp, nn 間の核力がうまくゆかないこと、 p や n の磁気能率が Dirac 理論からずれていること等が記されている。また中間子の名称として light quantum (光量子) に対して heavy quantum を提案している。

[仁科 → 湯川 1937年7月27日]

宇宙線中間子と湯川中間子は同じものか？ これが問題の核心である。また当時発表された Oppenheimer による湯川理論の批判に対し余り細か過ぎると意見を述べている。そして $e\nu$ 交換による核力に比べて切断を必要としないだけでも大きな利点であると強調するように薦めている。

宇宙線実験に関しては、シャワーの中の p と e とを区別しているが、 $H\rho$ の値から 3.5cm の鉛板を通過できない筈なのに実際には通過してしまう粒子が多い。これは新粒子である。また p が新粒子 (ミューオン μ と略記) か判らないが、鉛で止まらない程の高エネルギーの粒子が核を破壊しているものがある。このようなことについて知らせているが、また新粒子は heavy quantum より light proton の方がふさわしいと述べている。これは湯

川の頭の中にある中間子はパイオンだが、仁科のはミューオンであるということから来るのであろう。いわば同床異夢である。

また地下の宇宙線の現象を調べて ν の役割を知りたいとも書いてあるが、これはずっと後で KamiokaNDE として実現した。

[仁科 → 湯川 1937 年 8 月 5 日]

中間子に関する理論と実験を討論するための会合を提案している。

関西： 湯川、坂田

理研： 玉木、小林、竹内、一宮、、、

この頃朝永は Leipzig へ行っていて留守だった。ここで問題となったのは、 $\pi = \mu$ とすると μ の寿命が長過ぎることと、 μ と核との相互作用が弱過ぎること等であった。その後中間子討論会が開催された。

§ 8. 中間子理論の困難を巡って

中間子に関する理論と実験との間の矛盾を解決するために色々な考えが出され、それによって異なるスクールが誕生した。

[湯川]

中間子理論は極めて具体的な方向性を持っていたが、その後の湯川はもっと哲学的あるいは抽象的な方向に進んで行った。先づそれまでの研究は

1933 核内電子の問題

1934 相対論的量子力学における確率振幅

1935 中間子理論

この中で 1933 年のものは Heisenberg の考えに沿っていた。ところで 1934 年のものは Dirac に強い影響を受けていた。場の理論を完全に相対論的に不変な形にすることと発散の困難とを解決することが目的であり、Dirac の一般変換関数の理論と多時間理論に触発されたものであった。この問題は後に朝永によって限定された形で解決された。超多時間理論とくりこみ理論がそれである。湯川は後に非局所場理論という形でこの考えを実現した。1935 年の中間子理論は勿論 Fermi によって大いに刺激を受けた結果の産物である。

[朝永]

朝永は QED と中間子の両方に関係しているが、ここでは中間子に限る。1937 年に Leipzig の Heisenberg の許で研究をするが、そこで摂動論を信用しないようにと強調され、中間子の中間結合理論を展開する。これは弱結合（摂動論）と強結合という両極端の近似法を内挿する近似法である。

この外に二中間子 π と μ とを同一のものか異なるものかを判別する強力な方法を提案している。1940 年には湯川中間子に対する核のクーロン場の影響を荒木源太郎と共に研究した。その結果は π^+ は核に吸収されずに崩壊し、 π^- は核の周囲の Bohr 軌道に落ち、強い核力によって核に吸収されるというものであった。このような研究をしたきっかけは、宇宙線中間子の核による散乱は湯川の予測よりもずっと弱く、J.G. Wilson によると電磁的な Rutherford 散乱をしているらしいとの報告があったからである。

1945 年にナチス占領下のローマ大学で Conversi, Pancini, Piccioni は朝永・荒木理論の結果を宇宙線中間子に対して実験的にチェックした。 μ^- は鉛や鉄で吸収されたが、炭素では崩壊した。この結果は 1947 年に発表されたが、明らかに朝永・荒木の予想に反していた。そこでこの結果は 1947 年に直ちに Fermi, Teller, Weisskopf により更に詳しく分析された。数 MeV の負中間子がイオン化によりエネルギーを失って核の K 軌道まで落ちる時間は 10^{-13} 秒程度である。その後は崩壊と吸収の競争である。 μ 崩壊の寿命は 10^{-6} 秒程度であり、 π^- 吸収は 10^{-18} 秒程度で生起する。炭素で負中間子が吸収されないで崩壊したということは、 $\mu = \pi$ ならば 12 桁の逆転が起きたことになり絶対的な矛盾である。従って $\mu \neq \pi$ と考えざるを得ない。結果として二中間子論と同一の結論となる。

[坂田]

坂田の方針は初期の湯川の方針を受けて、矛盾はできるだけ新しい実体、すなわち新モデルの導入あるいは改良で解決するというものであった。初期における坂田の履歴は

- 1931 湯川の学生（京大）
- 1933 仁科の助手（理研）
- 1934 湯川の助手（阪大）
- 1941 π の崩壊の計算（学位論文）
- 1942 二中間子論

ここで学位論文で計算したのは図 7 のファインマン図に対応する崩壊の振幅である。この中で γ は光子を表わす。

ここで $\pi \rightarrow e + \nu$ は湯川の (8) ではなくて Fermi の (4) を用いて計算している。また

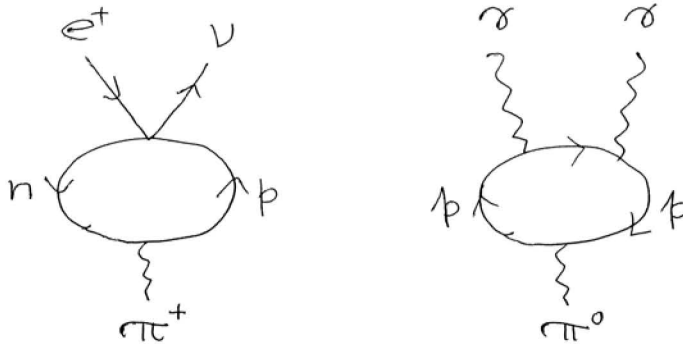


Figure 7:

π^0 の光子崩壊ではスピンの0ならば2光子、スピンが1ならば3光子に崩壊するというFurryの定理の拡張に言及している。この計算は坂田に多くの影響を与えた。先づこの計算を通して、 π は核子・反核子状態を経由して崩壊することから、後に坂田模型を提案することになったと言われている。また $\pi \rightarrow e + \nu$ の研究から二中間子論における $\pi \rightarrow \mu + \nu$ というプロセスを思いついたとも言われている。

さてここで $\pi \rightarrow e + \nu$ と $n \rightarrow p + e + \nu$ との何れがより基本的かという問題であるが、現在の知識では何れも現象論的なもので基本的なものではない。それでは上の2過程の現象論的な結合定数の間にはどのような関係があるであろうか？それには基本的な相互作用の選び方によらずに成立する分散関係式を用いるのが適切である。1958年にGoldbergerとTreimanとは分散式を用いて両者の関係を表わすGoldberger-Treimanの式を導出している。

さて1942年には坂田、井上健、谷川安孝、中村誠太郎は二中間子論を提唱する。すなわち π と μ とは別物で湯川中間子 π が

$$\pi \rightarrow \mu + \nu \quad (11)$$

により宇宙線中間子 μ に崩壊するという模型である。戦後1947年にShelter Islandで開かれた会議においては後述のQEDの問題と二中間子論が二大テーマであった。ここでMarshakとBetheも二中間子論を提唱している。はからずも日米で同じテーマを研究していたことになる。

実は1946年にはBristol大学のPowell等が原子核乾板を用いて $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ という二段崩壊を既に観測していた。しかし戦争直後の当時のコミュニケーションは大変悪く外国でやっている研究はなかなか伝わらなかったのである。



6/3/83 (Shelter Island II)

To my Japanese colleagues - sorry Sakata was
not present at Shelter Island I (6/3/47) to tell
us about his two-meson theory,

R. S. Marshak

To Prof. Nishijima -
with special esteem -

R. S. M.

Figure 8: Shelter Island 会議は 1947 年 6 月 3 日に開催されたが、実は 1983 年 6 月 3 日に第 2 回が開催されている。筆者は第 2 回の会議に出席して Marshak から第 1 回目の会議の写真をプレゼントされた。この写真の裏面には上のような感想が記されている。

§ 9. くりこみ理論

1932 年には Dirac の多時間理論が発表され、仁科と朝永は大変興味を持ったが、従来の理論と同じ結果を出すことに気付く。

陽電子の発見に続き、朝永は 1933 年に坂田と電子・陽電子対の創生の計算を行い、仁科の始めた QED の伝統を日本に定着させた。陽電子はシャワーの中で発見されたのでシャワーの理解のためにこの計算を始めたのである。その中に Bethe と Heitler の計算が出る。

陽電子の発見は第二量子化の導入を促進しても良かった筈だが、Dirac は依然として電子数を固定したままで相対論的な多時間理論を展開していた。しかしながら Fermi のベーター崩壊理論以後は Heisenberg も空孔理論から第二量子化に移って行った。その結

果、朝永も Dirac の多時間理論において電磁場のみでなく電子も第二量子化で扱うべきであるという結論に達した。そこで § 2 で説明したように N 個の電子の各々に観測者を付けてそれぞれの電子の時刻を見ながら状態の記述をする代りに、空間の各点に観測者を配置して状態の記述をするという方法に到達した。この理論は完全に相対論的であり、時間と空間とは完全に平等である。更に時間座標を空間の各点に与えたので超多時間理論と呼ぶ。§ 2 で人間相手の場合には一軒毎に時計を置いたが、素粒子相手では空間の各点に時計を置くことになったのである。

さて Heisenberg - Pauli によって定式化された QED において各種過程の遷移振幅を計算すると最低次の計算は良く実験と合う。ところがもっと高次の補正を計算すると発散してしまう。そこで高次補正について意味があるかどうかについて意見が別れた。朝永は既に述べたように Heisenberg の影響もあり高次補正の重要性を信じていた。そこで発散をどう処理するかが問題であった。当時発散には二種類のものがあることが知られていた。一つは電子の自己エネルギーである。e の周囲には e を源とする電磁場が生じて着物のように e を包む。この場がエネルギーを持ち、それが裸の e の質量 m_0 に加わり、系全体の質量 m となる。

$$m = m_0 + \delta m \quad (12)$$

ここに δm が相互作用のために加わる質量で自己エネルギーと呼ばれる。これが一般的には発散するのである。

さて一般に電媒質中に電荷をいれるとその周囲に偏極が生じて元の電荷がスクリーンされる。その結果見かけの電荷 e は元の電荷 e_0 とは異なる。さて QED における真空は一種の電媒質と見做すことができ偏極が生じる。これを真空偏極と称する。そこで電子が 1 個存在する時に裸の電荷 e_0 と見かけ上の、すなわち観測される電荷 e との間には

$$e = e_0 + \delta e \quad (13)$$

という関係が生じ、 δe は真空偏極によるスクリーニングの電荷でこれも一般に発散する。

さて問題は、すべての発散は上記二種類に分類することができるかである。1939 年に Dancoff は外場による電子の散乱で δm と δe 以外の発散が出るかどうかを調べた。残念ながら彼は計算違いのために散乱特有の発散があると結論してしまった。ところで δm に関しては 1947 年に坂田と原治とは混合場の方法を提案し、 δm を有限にできることを示した。ここで電子は電磁場のみでなくあるスカラー場とも相互作用をすると仮定するのである。

電子の電磁場による自己エネルギーは正の発散を与えるが、スカラー場によるものは負の発散を与えるので、二種類の相互作用の強さを調節するとその和を有限にすることができる。これを混合場の方法と呼ぶ。朝永、木庭二郎、伊藤大介は Dancoff の計算を混合

場の方法を用いてやり直した。その結果自己エネルギーの発散はこのプロセスではうまく消えたが、真空偏極による発散と散乱特有の発散は依然として残るという結果に到達した。しかしながら超多時間理論を用いて発散を相対論的に不変な形に分離した結果としてDancoffの計算は誤りであり、散乱特有の発散は存在しないことが判った。これは1947年の暮れのことであった。

さて(12)と(13)において δm と δe とは発散することが判っている。また2個のパラメーター m と e 、或いは m_0 と e_0 とは自由に決めることができる。そこで実験的に測定できる m と e とを実験値に等しいとしよう。すると散乱断面積のような観測可能量は m と e のみを用いて表現することができる。 m_0 や e_0 は発散量となるが、何処にも単独で現れることはないので何の影響も与えない。このようにして m と e とを有限な実験値に等しいとすれば発散のない理論ができる。これをくりこみ可能な理論と呼ぶ。もし散乱に特有な発散などが生ずると、それを押し込めるパラメーターは存在しないので発散を隠せない。すなわち、くりこみ不可能となる。完全に裸の電子が観測できない限り発散は完全に隠れてしまうのである。

さて坂田の混合場の方法は最低次の δm は有限にできるが、高次ではうまくゆかない。高次まで相殺がうまくゆくためには何等かの理由、例えば対称性の存在が必要であろう。この哲学は後に超対称性としてフェルミオンとボゾンの間の対称性に基いた二次発散相殺の理論として開花した。

さて1947年には既に述べたようにアメリカではShelter Islandで会議が開かれた。二中間子については既に紹介したが、QEDの方では戦時中のレーダー技術の応用により発見されたLamb shiftが議論された。Dirac理論では縮退している筈の水素原子の $2s_{1/2}$ と $2p_{1/2}$ という二準位がずれ、 $2s_{1/2}$ の方が高くなるというものである。もう一つは電子の磁気能率がDiracの理論値から 10^{-3} 位ずれるというものである。何れもDirac理論からのずれが問題となった。

Betheはこのずれは高次補正によると考えて、この会議の後でNew YorkからIthacaへ行く列車の中で非相対論的な計算と切断を用いてLamb shiftを計算し大体正しい値を得た。この計算に必要な公式はすべて暗記していたということであった。後に朝永はこれらの結果についてアメリカの週刊誌で知って直ちに計算を開始した。学会誌などは当時日本にはなかなか来なかったからである。

私のうろ覚えでは1948年であったろうか、Rabiが来日し、東大でLamb shift等に関する講演を行った。この時に仁科先生が通訳をされた。実は私にとって直接仁科先生をお見かけしたのはこれが唯一の機会であった。この時に朝永先生は最前列で熱心に質問をされていた。

さて朝永は散乱でうまくいったくりこみが水素原子でもうまくゆくと確信して福田博、

宮本米二と共に計算を始めた。先発の Schwinger と Feynman は二人とも同じ計算間違いをしてしまった。それに対して French-Weisskopf と Kroll-Lamb は正しい結果を出したが Schwinger や Feynman と違うので発表を控えていた。このような事情で 1949 年には朝永グループもアメリカのグループと伍して正しい結果を発表した。高次の計算には相対論的な超多時間形式が必要だった。

またここで述べたくりこみ可能性は後に理論の選択基準となり、ゲージ理論において異常性と呼ばれる性質と関連して極めて重要な役割を演ずることになる。

ここまでは主として湯川、朝永、坂田グループによる中間子論と QED の話であった。ところがその後間もなく 1951 年 1 月 10 日に仁科先生は 60 才の若さで亡くなられたのである。本稿はここで終わりにしても良いのであるが、まだ坂田模型、名古屋模型等の坂田グループの活動が続くのでそこまで含めることとした。そこで次節ではこの説明に必要な解説から始める。

§ 10. ハドロンとレプトン — 解説 3

核と強い相互作用を持つ“素粒子”をハドロン、持たぬものをレプトンと呼ぶ。“素粒子”とは何かという問題は大変漠然としている。ある粒子が素粒子かどうかは実験では決められないからである。同一の粒子が模型によって素粒子であったり複合粒子になったりする。従って正しい模型が確定するまでは判別できない。ここではもっと常識的にこの名前を使うことにする。先づハドロンとして n, p, π 等があり、レプトンとしては e, μ, ν 等があるということのみを述べておこう。

[ハドロン]

第 7 節で述べた CI という対称性はハドロンを特徴付けるものである。Pauli は核子系で見付かった CI を中間子にも応用するように Kemmer に薦めたことは既に述べた。そして実際にはこの対称性の結果として言えることは、ハドロンは幾つかの荷電多重項と呼ばれる組に属することになる。これは質量が殆んど等しく荷電が単位荷電 e づつずれた粒子の組のことである。そして一つの多重項の中のメンバーは I_3 と呼ばれる量子数で区別される。例として

$$\begin{array}{ccccc}
 p & n & \pi^+ & \pi^0 & \pi^- \\
 I_3 = 1/2, & -1/2 & 1 & 0 & -1 \\
 \text{核子} & & \text{パイ中間子} & &
 \end{array} \quad (14)$$

ここに I_3 は電荷が e 増えると 1 だけ増え、多重項全体での和がゼロとなるように定義さ

れ、アイソスピンの第3成分と呼ばれる。勿論第1成分も第2成分もあるが、数学的に詳しい話になるのでここでは触れない。上に述べたことを式で表現すれば

$$\Delta Q = e \Delta I_3. \quad (15)$$

ここに Δ は増加を表わし、 Q は素粒子の荷電を表わしている。この式は定差方程式と呼ばれ解くことができる。その解は

$$Q = e(I_3 + \frac{Y}{2}). \quad (16)$$

ここに Y は超荷電と呼ばれ、一つの多重項を特徴付ける量であり、 $eY/2$ は一つの多重項に属する粒子の荷電の平均値である。例えばパイ中間子の多重項に対しては $Y = 0$ であり、核子にたいしては $Y = 1$ である。このことからかつては $Y = B$ と信ぜられていた。ただし B は重粒子数と呼ばれ、核子数から反核子数を減じたものであり、保存量と考えられていた。しかしながら 1950 年代初めから宇宙線中にいわゆる“奇妙な粒子”(strange particles) が発見されるに及び $Y = B$ からずれる粒子の存在が知られるようになり、 $Y = B + S$ と変更された。例えば

$$\Lambda^0 : Y = 0, B = 1, S = -1, \quad (17)$$

$$K^+, K^0 : Y = 1, B = 0, S = 1. \quad (18)$$

S を“奇妙さ”(strangeness)と呼ぶ。 S はパリティと同じで、強い相互作用では保存され、弱い相互作用では $\Delta S = 0, \pm 1$ という選択規則に従う。このような枠組は 1953 年に Gell-Mann, そしてそれとは独立に中野董夫と筆者により提案された。

上述の (16) は元来ハドロンにのみ適用されたものであるが、多少の変更を経てレプトンにまで拡張され、電弱相互作用のゲージ理論で重要な役割を果たすことになる。

[レプトン]

強い相互作用を持たないレプトンは弱い相互作用において主役を演ずる。1956 年に Lee と Yang とによるパリティ非保存の提唱とその実験的検証が行われた。Wu による ^{60}Co のベータ崩壊や Lederman や Telegdi 等による $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$ 二段崩壊での角相関の実験は有名である。特にベータ崩壊や $\pi \rightarrow \mu + \nu$, $\mu \rightarrow e + \nu + \nu$ 等の ν の関与するプロセスではパリティの破れが最大になるということが判り ν が主役となる。

そこで e, μ, ν 等のレプトンを考えるとその関与するプロセスでは禁止されるものが多いのでレプトン数保存則という仮説が Konopinski と Mahmoud により既に 1953 年に導入されていた。彼等は e^-, μ^+, ν をレプトンと考えていた。それに対して Lee と Yang は $e^-, \mu^-, \nu(\bar{\nu})_L$ をレプトン、 $e^+, \mu^+, \nu(\bar{\nu})_R$ を反レプトンとするレプトン数保存を考えた。L と

R とはそれぞれスピンと運動量が反平行か平行で、左巻き右巻きとも呼ぶことができる。ところが何れも実験と矛盾しないので両方とも正しいと考え、二種類のレプトン数の和と差をとると次の保存量が得られる。

$$L_e = (e^- \text{と} \nu_L \text{の数}) - (e^+ \text{と} \bar{\nu}_R \text{の数}), \quad (19)$$

$$L_\mu = (\mu^- \text{と} \bar{\nu}_L \text{の数}) - (\mu^+ \text{と} \nu_R \text{の数}). \quad (20)$$

同じことを繰り返すことになるが、 ν_L , $\bar{\nu}_R$ を ν_e , $\bar{\nu}_e$ と書き $\bar{\nu}_L$, ν_R を ν_μ , $\bar{\nu}_\mu$ と書くと上の保存量は次のようになる。

$$L_e = (e^- \text{と} \nu_e \text{の数}) - (e^+ \text{と} \bar{\nu}_e \text{の数}), \quad (21)$$

$$L_\mu = (\mu^- \text{と} \nu_\mu \text{の数}) - (\mu^+ \text{と} \bar{\nu}_\mu \text{の数}). \quad (22)$$

この形を見ると電子族とミューオン族に対して別々の保存則が成立することが判る。このように二種類のニュートリノが存在するという仮説は著者や Schwinger により提唱された。

1962 年にコロンビア大学の Steinberger, Lederman, Schwarz 等は Brookhaven の AGS という加速器を用いてニュートリノの実験を行い、ニュートリノが一種類ではないことを確かめた。そしてこの電子族とミューオン族の存在は後に世代の概念の導入のきっかけとなった。また上の実験でニュートリノ以外の粒子を取除くシールドとして使われた鉄塊は、1945 年 9 月東京湾上で日本代表が降伏文書に署名した米戦艦ミズーリ号の一部であった。

§ 11. 坂田模型と名古屋模型

[坂田模型]

1948 年に Berkeley でパイオンが加速器により創られるようになると、素粒子の種類が余り増えるのは歓迎できないという趣旨で Fermi と Yang とは 1949 年にいわゆる Fermi - Yang 模型を発表した。すなわちハドロンはすべて核子と反核子とからなる複合粒子であるという説で、特にパイオンは核子と反核子の束縛状態とした。

奇妙な粒子が発見されると 1956 年に坂田はすべてのハドロンは Fermi-Yang 模型の核子、反核子に Λ_0 と $\bar{\Lambda}_0$ とを加えたものから構成されるという坂田模型を発表した。既に述べたようにこの模型のヒントを得たのは、パイオンの崩壊の計算で中間状態に核子・反核子対が現れるということであった。実は早川幸男が 1955 年に Gell-Mann に会った時に全く同じ模型の話を知っている。しかし Gell-Mann はこの模型については発表していない。クォーク模型が本命だったのであろう。

さてこの模型は中間子、特にパイオンの仲間の擬スカラー中間子についてはうまくできており η の存在などを予言できたが、かえって核子の仲間の重粒子（ハドロンに属するフェルミオン）に対してはうまくゆかない。例えば Σ と Λ とは逆のパリティになってしまふ。この欠点は後に出たクォーク模型では改善されている。

1959年に池田峰夫、小川修三、大貫義郎は p, n, Λ に対して“ユニタリー対称性”を導入する。これは p, n に対する CI を p, n, Λ に拡張したもので、これ等の対称性は群論の言葉を使えば、夫々 $SU(2), SU(3)$ という Lie 群で表わされる。似たような対称性は山口嘉夫によっても出されている。

この頃、同じ 1956 年に内山龍雄によるゲージ理論が発表されているが、このような対称性に関する研究は孤立しており、お互いに結び付くことができなかったのは残念である。

[名古屋模型]

さてレプトンについては電子族とミューオン族という 2 つの家族があることが判ったが、ハドロンについてはそれに対応する保存則がないのでレプトンに対応する家族があるかどうかは不明であった。しかしそれを解決したのは保存則ではなくてハドロンとレプトンとの間の対応関係であった。1959 年に Gamba, Marshak, Okubo は弱い相互作用が

$$p, n, \Lambda \rightleftharpoons \nu, e, \mu \quad (23)$$

という置換えに対して対称であることを指摘している。これは Kiev の会議で発表されたので Kiev 対称性と呼ばれることになった。この対称性は電弱相互作用のゲージ理論で $W^\pm$ とカップルしているカレントの対称性として理解できる。

1960 年にこれを受けて名古屋グループの牧二郎、中川昌美、大貫義郎、坂田は (ν, e, μ) と B 物質と呼ばれるボゾンとの束縛状態が (p, n, Λ) になると考えて Kiev 対称性を理解しようとした。ここで B が何であれ ν と束縛状態を作るということは考え難い。これは正に Pauli 的 ν であってこれを Fermi 的 ν にするにはどうしたら良いであろうか？ それには Fermi 的に

$$(\nu, e, \mu) + B \rightleftharpoons (p, n, \Lambda) \quad (24)$$

を素過程と考え、これは基本的相互作用であると考えた方が考え易い。特に B はゲージ場と考えれば GUT（大統一理論）の相互作用として受け入れられるであろう。

ところで 1962 年にコロンビア大学のグループはニュートリノに少なくとも二種類 ν_e と ν_μ とが存在することを示した。これを受けて牧、中川、坂田は (ν_e, ν_μ, e, μ) と B との束縛状態が (p, p', n, Λ) になるとして新しいハドロン p' の存在を予言した。これも上に

習って

$$(\nu_e, e) + B \rightleftharpoons (p, n), \quad (25)$$

$$(\nu_\mu, \mu) + B \rightleftharpoons (p', \Lambda) \quad (26)$$

というゲージ相互作用を考えたらどうであろうか？ このようにすればハドロンも二つの家族に別れることになる。実は家族の問題は1964年に Gell-Mann と Zweig が独立に提唱したクォーク模型を用いないと正確には表現できない。(25), (26) をクォークを用いて書き換えると、家族を世代と言い換えて

$$(\nu_e, e) + B' \rightleftharpoons (u, d) \text{ 第一世代}, \quad (27)$$

$$(\nu_\mu, \mu) + B' \rightleftharpoons (c, s) \text{ 第二世代} \quad (28)$$

と書いても良いであろう。世代とはレプトンの家族とクォークの家族とを一まとめにしたものに付ける名称である。さてこの論文の面白いことは後に KamiokaNDE で発見されたニュートリノ振動の予言であろう。また p' の存在の予言はクォークの言葉では c クォークの予言に相当する。

再び B' をゲージ場と考えたらどうであろうか？ これはレプトンとクォークを関係付ける相互作用であるからひょっとすると CKM (Cabibbo – Kobayashi – Maskawa) 行列というクォーク混合の行列と MNS (牧 – 中川 – 坂田) 行列というニュートリノ混合の行列の逆行列との関係を見付ける鍵になるかもしれない。

さてここまで仁科、そしてその次の世代の湯川、朝永、坂田の各グループの貢献を歴史的に述べてきた。これから先の話は更に次の世代の活躍に関することになるのでここで筆を措く。