相互作用する素粒子
ベクトル・タイプ演算子の素粒子論：一般型式

田　島　徳　一

INTRODUCTION

近代物理学は，真理に一つ一つ条件をつけ加えて成長した。

量子の導入，不確定性・相対性両原理の成立などに，その具体例を知っている。

物理量，例えばエネルギーは，自由粒子部分と相互作用部分の単なる和で，これに条件をつけなければならない。

そこで，ハミルトニアンをベクトル・オブザーバブルに変え，条件づけにした理論を構成することにする。

第一章　数学的構成

§1－1　VECTOR OBSERVABLE H＝(F, I)

実験と既知の研究から，

① 確率保存のため，エルミートである。$F^* = F, I^* = I$；$H^* = H$

② 宇宙場は一様で，方向性がないから，座標系の平行移動，回転に対し不変である。
運動量・角運動量は保存され，荷電等よく知られた保存量を保存する。

③ FとIは，交換不可能である。FI＋IF＝定数　$F\backslash I$[*1] の条件を満たす二つの正方スカラー・オペレーターF, Iがある。[*2]

場の任意点$P(\xi_{\mu j} : \phi_{\nu k})$；$\xi_{\mu j} = \xi_{11} \cdots\cdots \xi_{44}$，$\phi_{\nu k} = \phi_{11} \cdots\cdots \phi_{44}$[*3] において，ある素粒子Paのハミルトニアン(エネルギーに相当)をベクトル・オブザーバブルで作ることができる。これが新しいオブザーバブルになる。[*4]

$$H = H(F, I) = H(F(\xi_{\mu j} : \phi_{\nu k}),\ I(\xi_{\mu j} : \phi_{\nu k}) \qquad \cdots\cdots (1\text{-}1\text{-}1)$$

[*1] FとIが交換可能ならば従来と同じ取り扱いでよい。Normal OperatorまでのHが従来の固有値問題の解法可能範囲内にある。
F, Iが交換不可能なるこの仮定は，ごく自然である。

[*2] 一般のオブザーバブルは非可換な二つの素片(Elemental Teilchen)
F－Part　：　自由粒子部分　⇨　粒子像
I－Part　：　相互作用部分　⇨　相互作用像
を場Pにて共有する。

ここで$\xi_{\mu j}$，$\phi_{\nu k}$は記号$[A, B] = AB - BA$を利用すれば

$$[\xi_{\mu j}, \phi_{\nu k}] = -ih\delta_{\mu\nu}\delta_{jk} \quad \cdots\cdots (1\text{-}1\text{-}2)$$

$$[\xi_{\mu j}, \xi_{\nu k}] = 0, [\phi_{\mu j}, \phi_{\nu k}] = 0 \quad \cdots\cdots (1\text{-}1\text{-}3)$$

である。

Hの形は

$$H = (F, I)$$

$$= \begin{pmatrix} f_{11}+if_{11}' & f_{12}+if_{12}' & \cdots & i_{11}+ii_{11}' & i_{12}+ii_{12}' & \cdots \\ f_{21}+if_{21}' & f_{22}+if_{22}' & \cdots & i_{21}+ii_{21}' & i_{22}+ii_{22}' & \cdots \\ & \cdots & & & \cdots & \end{pmatrix} \quad \cdots\cdots (1\text{-}1\text{-}4)$$

になる。

ここで，$f_{ij}, f_{ij}', i_{ij}, i_{ij}'$は実数で$i^2 = -1$である。　$\cdots\cdots$(1-1-5)

Hは，したがって独立する二つの同型∞次元正方マトリックスF，Iの組み合わせである。

F，Iの大小関係は直接定義しにくい。しかし，F，Iは$f_{ij} + if_{ij}'$，$i_{ij} + ii_{ij}'$をそれぞれ元素とする二つの集合を形成するから，$F \cap I$，$F \cup I$，F / Iの集合関係は存在する。

ここで次の各種記号を定義する。

左肩の記号はH内のF，Iの変換を，右肩の記号はHを構成するF，Iの内部変換を表すものとする。即ち，$H = (F, I)$のとき，

右回り：$^{T}H = \begin{pmatrix} F \\ I \end{pmatrix}$　　左回り：$^{T'}H = \begin{pmatrix} I \\ F \end{pmatrix}$ *5　$\cdots\cdots$(1-1-6)

$H^{T} = (F, I)^{T} = (F^{T}, I^{T})$　：縦横変換　$\cdots\cdots$(1-1-7)

$H^{\times} = (F, I)^{\times} = (F^{\times}, I^{\times})$　：複素共軛変換　$\cdots\cdots$(1-1-8)

$H^{*} = (F, I)^{*} = (F^{*}, I^{*})$　：^{T}と$^{\times}$の合成変換　$\cdots\cdots$(1-1-9)

とする.（ψにも同じ変換記号が通用するものとする）*6

$$H^{*} = (F, I)^{*} = (F^{*}, I^{*}) = (F, I) = H \quad \therefore H^{*} = H \quad \cdots\cdots (1\text{-}1\text{-}10)$$

---

*3　普通記号では，$\xi_{10} = x_0$，$\xi_{20} = y_0$，$\xi_{30} = z_0$．時間tは$\xi_{40} = t_0$
同様に$\phi_{\nu k} = p_{\nu k}$，…である。

*4　考えられるHは，

$H = (F, I)$＝二つの正方マトリックスの組み合わせ。

$\widetilde{H} = F + iI$

$\overline{H} = (FI)$＝ただ一つの長方マトリックス。

＝このFは必ず有限可付番でなければ定義不可能。

等である。

$\widetilde{H}^{*} = \widetilde{H}$は，$I = 0$に当たる。

$H^{*} = H$は無条件で成立する。即，FとIが非可換でもよい。

H\XIの条件は$\widetilde{H}$の使用不可能を示す。

HはF，Iの可換·非可換にかかわらず常にエルミートである。 ……………………（1-1-11）

また，$\begin{pmatrix} F \\ I \end{pmatrix}^* = {}^T H^* = {}^T (F,\ I)^* = \begin{pmatrix} F^* \\ I^* \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} F \\ I \end{pmatrix}$ ……………………（1-1-12）

から，${}^T H^*$ も，また常にエルミートである。

したがって，その固有値λは実数であり，観測値に直結している。*7

Hの演算は通常のベクトル演算と同じである。

$$H_a \pm H_b = (F_a \pm F_b\ ,\ I_a \pm I_b) = H_{a+b}$$ ……………………（1-1-13）

$$H \cdot {}^T H = F^2 + I^2 \quad *8$$ ……………………（1-1-14）

の関係は存在する。しかし，

F，Iの大小は決められない。 ……………………（1-1-15）

したがって，$F-I<0$，または$F-I>0$の符号もつけられない。

このことは，Hの方向，すなわち，HとF，またはHとIのなす角θも決められない。したがって，F，Iからではなく間接的な方法でFおよびIの大きさを決める必要がある。

非可換F，Iの最も簡単な場合は

$$FI + IF = (F,\ I)\begin{pmatrix} I \\ F \end{pmatrix} = \ell \qquad \ell = \text{定数}*9$$ ……………………（1-1-16）

である。これは

$$\widetilde{H} = F + iI = H\begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix} = (F,\ I)\begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix} \text{の関係式}$$ ……………………（1-1-17）

$$\widetilde{H}^* \widetilde{H}\widetilde{H}^* = \widetilde{H}\widetilde{H}^* \widetilde{H}$$ ……………………（1-1-18）

と同等である。*10

§1－2　STATE VECTOR ψ

二つの異なる∞次元縦ベクトル　ϕ_f, ϕ_i*11

$$\phi_f = \begin{pmatrix} \phi_{f1} + i\phi_{f1}' \\ \phi_{f2} + i\phi_{f2}' \\ \cdots \end{pmatrix} \qquad \phi_i = \begin{pmatrix} \phi_{i1} + i\phi_{i1}' \\ \phi_{i2} + i\phi_{i2}' \\ \cdots \end{pmatrix}$$ ……………………（1-2-1）

より，一つの∞次元縦ベクトルψを作る。

$$\psi = \begin{pmatrix} \phi_f \\ \phi_i \end{pmatrix}$$ ……………………（1-2-2）

---

*5　FIの間に境界線無し一連続する長方マトリックスーで定義はできない。
従ってFIのあいだに(’ 記号)を用いなくても，境界の存在を示しうる。
ψも同様に，ϕ_f，ϕ_i のあいだには,(’ 記号)を用いない。

*6　Hのいずれかの一行がψに相当する。

*7　$\lambda^2 = a^2 + b^2$ のa，bはともに実数だから，λも実数である。

*8　F⊥Iであり，直角三角形のピタゴラスの定理に相当する。F，Iいずれか一つの大きさか，θを決めなければ，Hの方向は決められない。あるいは，FI＋IF＝定数の関係がHの大きさを決めるかもしれない。

ここで

$$\phi_f \perp \phi_i \quad \cdots\cdots (1\text{-}2\text{-}3)$$

であらねばならぬ。

$$a\psi = \begin{pmatrix} a\phi_f \\ a\phi_i \end{pmatrix} \quad \cdots\cdots (1\text{-}2\text{-}4)$$

$$\psi^a = \begin{pmatrix} \phi_{fa} \\ \phi_{ia} \end{pmatrix} \qquad \psi^b = \begin{pmatrix} \phi_{fb} \\ \phi_{ib} \end{pmatrix} \quad \cdots\cdots (1\text{-}2\text{-}5)$$

より

$$\psi^a + \psi^b = \begin{pmatrix} \phi_{fa} \\ \phi_{ia} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \phi_{fb} \\ \phi_{ib} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \phi_{fa} + \phi_{fb} \\ \phi_{ia} + \phi_{ib} \end{pmatrix} = \psi^{a+b} \quad \cdots\cdots (1\text{-}2\text{-}6)$$

ψの変換記号はHとすべて同じで,左肩の記号はϕ_f, ϕ_iの変換を,右肩の記号はψを構成するϕ_f, ϕ_iの内部変換を表すものとする。*12

$${}^T\psi^* = (\phi_f, \phi_i)^* = (\phi_f^*, \phi_i^*) \quad \cdots\cdots (1\text{-}2\text{-}7)$$

である。

$$\psi^* = (\phi_f, \phi_i)^* = (\phi_f^*, \phi_i^*) \quad \cdots\cdots (1\text{-}2\text{-}8)$$

確率は,したがって

$$(\psi^* \mid \psi) = {}^T\psi^* \cdot \psi = (\phi_f^*, \phi_i^*) \begin{pmatrix} \phi_f \\ \phi_i \end{pmatrix} \quad \cdots\cdots (1\text{-}2\text{-}9)$$

$$= \phi_f^* \phi_f + \phi_i^* \phi_i \quad \cdots\cdots (1\text{-}2\text{-}10)$$

を利用して表せる。

かかるψが形成する空間の性質は§1－5項にて述べる。

---

*9　FI+IFを記号{F, I}で示す。{F, I}$=\ell$と同じである。
{F, I}は, {F, I}*={F, I}でエルミート・オペレーターである。
F, I交換可能→　[]記号→フエルミー統計
F, I交換不可能→{}記号→ボーズ統計
}を, $\widetilde{H}$内容とH内容での比較は後述。

*10　HのF, Iの可換条件(固有値問題可能範囲)は,
$$\widetilde{H}^* \widetilde{H} = \widetilde{H}\widetilde{H}^*$$
のNormalまでである。

*11　F, Iが非可換→かならず, $\phi_f \neq \phi_i$

*12　Hとψの変換記号の対応:
ψの定義が, Hの定義に対応していない－固有値問題の表現を簡単化のため－ので変換記号の対応は存在しない。

$${}^T H \Rightarrow \psi \qquad H^* \Rightarrow {}^T\psi^*$$
$$\cdots\cdots$$

である。

§1－3　EIGEN VALUE PROBLEM　$H\psi=\lambda\psi$

かゝるHおよびψをつかって

$$H\psi=\lambda\psi \quad \cdots\cdots(1\text{-}3\text{-}1)$$

なる,固有値問題を解くことができる。

これは

$$(F,\ I)\begin{pmatrix}\phi_f\\ \phi_i\end{pmatrix}=(a,\ b)\begin{pmatrix}\phi_f\\ \phi_i\end{pmatrix} \quad \cdots\cdots(1\text{-}3\text{-}2)$$

$$F\phi_f+I\phi_i=a\phi_f+b\phi_i \quad \cdots\cdots(1\text{-}3\text{-}3)$$

$$\therefore \quad \left.\begin{array}{l} F\phi_f=a\phi_f \\ I\phi_i=b\phi_i \end{array}\right\} \quad \cdots\cdots(1\text{-}3\text{-}4)$$

である。ここにλは,二つの実数a，bよりなる実ベクトル

$$\lambda=(a,\ b) \quad \cdots\cdots(1\text{-}3\text{-}5)$$

である。固有値になる。

(1)　FとIが交換可能ならば

$$\phi_f=\phi_i=\phi \quad \cdots\cdots(1\text{-}3\text{-}6)$$

も可能。したがって，(1-3-3)式は

$$(F+I)\phi=(a+b)\phi=\rho\phi \quad \cdots\cdots(1\text{-}3\text{-}7)$$

となる。これは

F＋iIの　I＝0　の場合に相当する。(摂動近似可能)　$\cdots\cdots(1\text{-}3\text{-}8)$

しかしながら，

$$(F+I)\phi=\rho\phi \quad \cdots\cdots(1\text{-}3\text{-}9)$$

になるのはFとIが交換可能な場合に限られる。

同一のベクトル$\phi_f=\phi_i=\phi$で(1-3-4)式の固有値問題をFとIが交換不可能でも，とくことができることになるからである。

(2)　FとIが交換不可能ならば

かならず，

$$\phi_f\neq\phi_i \quad \cdots\cdots(1\text{-}3\text{-}10)$$

でなければならない。

このように,もしϕ_f，ϕ_iが独立であるならば，(1-3-4)の二式も独立し無関係になる。したがって，いま一つ両式をむすぶ条件式が必要になる。それを

F，I非可換の条件　　$FI+IF=\ell=$定数　$\cdots\cdots(1\text{-}3\text{-}11)$

にする。

§1－4　EIGEN VALUE　λ　(観測値の決定)

固有値について考える。

固有値λを構成するa，bはF，Iが共にエルミートであるから，すべて実数である。

λの大きさは

$$\lambda^2 = a^2 + b^2 \quad {}^{*13} \qquad \cdots\cdots(1\text{-}4\text{-}1)$$

であり，λもやはり実数である。即ち

a，b，λとも，すべて実数である。　……(1-4-2)

∴　$\lambda = (a,\ b) =$ 普通の実数ベクトル　……(1-4-3)

λは現象のψ状態にある実測値に直接関係する。

a，bのなす角をθとすれば，

$$\tan\theta = b/a \qquad \cdots\cdots(1\text{-}4\text{-}4)$$

である。

次に観測，即ち測定値λの測定についていま少し考える。

いま状態ψに於けるHの測定値がλであるとする。

このとき同じ状態ψに於けるFの測定値はaとはならないし，Iも同様に同状態ψの測定値はbではないのである。a測定値は状態ϕ_rの時のもの．b測定値は状態ϕ_iの時のものになっている。

FとIとは，何度も述べたごとく，交換不可能であるから，同時には測定できない。

また若し，Fを時間tで測定したとき，その観測値がaであるとすれば，bは時間tの測定値とはならない。勿論Hの測定値は時間tのものではない。

λを中心にした観測を，aを中心にした観測にしても，またbを中心にした観測にしても上と同じ議論が必要である。

H→ψ→λのグループには，ϕ_r→aおよびϕ_i→bのいずれも属させえない。

これらは，まったく別々のグループを構成する。

オブザーバブルをH－ψ－λにすれば，ϕ_r－aも，ϕ_i－bもオブザーバブルではありえない。

それゆえ，観測値はλのみにしかなりえない。

---

*13　F，Iが可換ならば，$\rho = a + b$が固有値になる。
素粒子最大の特徴は，それぞれの素粒子がそれぞれの崩壊と寿命とを持つことである。
b/aで定義できるθの意味は，この寿命に一番強く関連していると考えられる。

§1－5 HILBERT SPACE

ϕ_f 空間も，ϕ_i 空間もHilbert空間を形成している。

内積を$(\phi_{fx}\mid\phi_{fy})$および$(\phi_{ix}\mid\phi_{iy})$ ……………………………………(1-5-1)

より通常のごとく定義する。これに対応して

① $(\phi_{fx1}+\phi_{fx2}\mid\phi_{fy})=(\phi_{fx1}\mid\phi_{fy})+(\phi_{fx2}\mid\phi_{fy})$ ……………………………………(1-5-2)

② $(a\phi_{fx}\mid\phi_{fy})=a(\phi_{fx}\mid\phi_{fy})$，$(\phi_{fx}\mid\phi_{fy})^*=(\phi_{fy}\mid\phi_{fx})$ ……………………………(1-5-3)

③ ………

等を満足し，ϕ_f 空間はHilbert空間を形成する。ϕ_i 空間も同様の手続きでHilbert空間である。

これらの合成する，ψ空間では

$$\psi^x=\begin{pmatrix}\phi_{fx}\\ \phi_{ix}\end{pmatrix}\qquad\qquad \psi^y=\begin{pmatrix}\phi_{fy}\\ \phi_{iy}\end{pmatrix} \quad\cdots\cdots(1\text{-}5\text{-}4)$$

$${}^T\psi_x^*=(\phi_{fx}^*,\ \phi_{ix}^*)\ ^{*14} \quad\cdots\cdots(1\text{-}5\text{-}5)$$

${}^T\psi_y^*$ も同様となり，これらより

$$\text{内積}=(\psi_x\mid\psi_y) \quad\cdots\cdots(1\text{-}5\text{-}6)$$

を定義する。これに対して

1） $(\psi_{x1}+\psi_{x2}\mid\psi_y)=(\psi_{x1}\mid\psi_y)+(\psi_{x2}\mid\psi_y)$ ……………………………………(1-5-7)

2） $(a\psi_x\mid\psi_y)=a(\psi_x\mid\psi_y)$ ……………………………………………………(1-5-8)

3） $(\psi_x\mid\psi_y)^*=(\psi_y\mid\psi_x)$ *15 ……………………………………………(1-5-9)

4） $(\psi_x\mid\psi_x)\geqq 0$ …………………………………………………………(1-5-10)

5） $(\psi_x\mid\psi_x)=0 \Rightarrow \psi_x=0$ ………………………………………………(1-5-11)

6） 完備性など……。 ……………………………………………………………(1-5-12)

を満足する。

ψ空間もやはりHilbert空間を形成することを証明出来る。ただし，ϕ_f，ϕ_i空間の内積の定義が，ψ空間とは同一ではなく，変更している。

---

*14 $\psi_x^*=\begin{pmatrix}\phi_{fx}^*\\ \phi_{ix}^*\end{pmatrix}$

*15 $(\psi_x\mid\psi_y)^*\neq(\psi_y\mid\psi_x)$である。

第二章　物理的構成

§２－１　素粒子宇宙

§１で構築した数学的なベクトル理論を利用して素粒子の各種現象を物理的に説明しなければならない。

その宇宙は，大凡，長さ10^{-13}cm×時間10^{-23}sec×質量2×10^{-24}g以下の世界である。ここでは，各種素粒子が４つの相互作用―強・電磁気・弱・重力―により，崩壊や―したがって寿命をもって―衝突・散乱を繰り返している。

使用可能な既設立の統一場と相対性の両理論の助けを借りてベクトル理論でも，矛盾なく現象を説明するのが次の目的である。

粒子と波の矛盾する本質を持っていても，現象でのエネルギーや質量の保存は勿論，スピン・パリティ・荷電・ストレンジネス・荷電スピン等も保存していなければならない。

基礎方程式は，ベクトル・オブザーバブルHの場合も，次の三種類のいずれかから出発せねばならない。

① 現在しられている多くの素粒子の中のごく少数の素粒子のみが素粒子そのもので，他のすべては，この少数素粒子から混合構成し完全に説明しえなければならない。－多くの試みがある。

② すべての観察可能な素粒子の背後に本質的素粒子(いまの現素粒子と異なるなにかかも)があって，これから現象を説明しなければならない。

③ すべての素粒子に区別なし。

いまは，先ず②すなわち一般の素粒子代表をとりだして，その理論から出発する。

簡単でごく一般的な現象例としては，

① 光子と電子の崩壊　　$e\rightarrow e+\gamma$

② π中間子の散乱　　$\pi+p\rightarrow n\rightarrow\pi+p$

などを考えることが適当であらう。

かかる世界では，一般にFとIは非可換であり相互作用を無視しえないのは勿論である。

しかも，このF，Iが交換不可能の場合の摂動理論による取り扱いが適当なものと考えることには多くの疑問が残る。[*16]

[*16] 以下の§２では理解不可能と思われる範囲で，H：(F，I)や$\phi(-\infty)$…の記号を変数と関数の関係式で表現する場合がある。

§2－2　寿命

素粒子Aがある寿命を終えて崩壊し，別の何個かの素粒子B，C，…になる

$$A \rightarrow B + C + \cdots \qquad \cdots\cdots(2\text{-}2\text{-}1)$$

の，ごく一般的な場合の崩壊寿命τは，1個のP_Aが単位時間あたりに崩壊する確率を意味する定数(崩壊の速さ)μで

$$P_A(\tau) = \exp(-\mu\tau) \qquad \cdots\cdots(2\text{-}2\text{-}2)$$

から，

$$\tau = 1 / \mu \qquad \cdots\cdots(2\text{-}2\text{-}3)$$

できめられる。いまの場合，[*17]

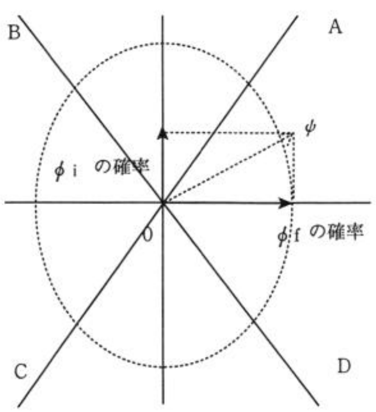
$$\mu \propto \frac{\phi_f \text{の確率}}{\phi_i \text{の確率}} \qquad \cdots\cdots(2\text{-}2\text{-}4)$$

であり，

$$\tau \propto \frac{\phi_i \text{の確率}}{\phi_f \text{の確率}} \qquad \cdots\cdots(2\text{-}2\text{-}5)$$

となる。

しかし，一般的に寿命τは，次のS－Matrixを利用して計算される。



ϕ_f 軸単位$\neq$ ϕ_i 軸単位

Fig. 1

粒子状態：ψがA～D，B～Cの間。　相互作用状態：ψがA～B，C～Dの間。

(1)　HのS－MATRIX

ψ：(ϕ_f，ϕ_i)なるHisenberg表示を，Schrodinger表示ϕ：(ϕ_f，ϕ_i)に変える。

S－Matrixは，無限の過去状態$\phi(-\infty)$と無限の未来状態$\phi(+\infty)$を用い

$$\phi(-\infty) = S\phi(+\infty) \qquad \cdots\cdots(2\text{-}2\text{-}6)$$

で定義される。

---

*17　異なる座標系にたいする変化はLorentz変換にしたがう。

$\phi(-\infty)$，$\phi(+\infty)$は，ともにH：H(F)状態に対応するものでなくH：H(F，O)に対応していることである。

場のSchrodinger方程式

$$ih\frac{d\phi}{d\xi_4}=ih\left(\frac{d\phi_f}{dt_{f4}}+\frac{d\phi_i}{dt_{i4}}\right)=(F,\ I)\begin{pmatrix}\phi_f\\ \phi_i\end{pmatrix}=H\phi$$

$$\therefore\quad ih\frac{d\phi_f}{d\xi_f}+ih\frac{d\phi_i}{d\xi_i}=F\phi_f+I\phi_i \quad\cdots\cdots(2\text{-}2\text{-}7)$$

を初期条件

$$\phi(-\infty)=|A) \quad\cdots\cdots(2\text{-}2\text{-}8)$$

で積分すると，Sは

$$S=T\exp\left(\frac{i}{h}\int_{-\infty}^{+\infty}(F(\xi_{f4}),\ I(\xi_{i4}))\,d(\xi_{f4}-\xi_{i4})\right)\cdots\cdots(2\text{-}2\text{-}9)$$

で計算できる。

スカラー$\widetilde{H}=F+I$は，ベクトル$H=(F,\ I)$に変わる。

スカラーの場合には，

$$ih\frac{d\phi}{dt}=(F+I)\phi,\qquad \phi=\phi_f=\phi_i \quad\cdots\cdots(2\text{-}2\text{-}10)$$

$$S=T\exp\left(\frac{i}{h}\int_{-\infty}^{+\infty}(F(t)+I(t))dt\right)$$

$$=T\exp\left(\frac{i}{h}\left(\int_{-\infty}^{+\infty}Fdt+\int_{-\infty}^{+\infty}Idt\right)\right) \quad\cdots\cdots(2\text{-}2\text{-}11)$$

で簡単である。時間はtのみ，一つで十分である。

しかし，Hから導かれるSは，ベクトル・オペレーター積分方程式，かつ二つの時間ξ_{f4}，ξ_{i4}のd($\xi_{f4}-\xi_{i4}$)による積分方程式である。したがって，

(2-2-9)と(2-2-11)の両式の違いがこの理論の特徴になる。　……(2-2-12)

こうしたSがヒルベルト空間での$\phi(-\infty)$と$\phi(+\infty)$を結び付ける。

つぎの問題は，Sのユニタリティーの問題である。

(2)　ユニタリーS　　スカラーかベクトルか？

前述のごとく，$\phi(-\infty)$，$\phi(+\infty)$ともにH：H(F)状態に対応するものではなくH：H(F，O)に対応している。Sの対応は

$$\begin{array}{ccccc}\phi(-\infty) & = & S & \cdot & \phi(+\infty)\\ \Downarrow & & \Downarrow & & \Downarrow\\ H:(F,\ O) & \Rightarrow & (F,\ I) & \cdot & (F,\ O)\end{array} \quad\cdots\cdots(2\text{-}2\text{-}13)$$

であり，H：H(F)⇨(F，I)・(F)ではない。

確率が保存し，Sがユニタリーになるためには，Iがエルミット演算子であることが必要である。

遷移確率T

$$\frac{1}{\tau}=\Sigma T_{OA}=\Sigma\frac{2\pi}{h}\ |(O|T|A)|^2\ \delta^4(\phi_O-\phi_A)|\ \cdots\cdots(2\text{-}2\text{-}14)$$

を利用して寿命τを計算できる。

Sが計算できれば，崩壊(または衝突)によって発生した粒子の消滅演算子，崩壊(または衝突)粒子の生成演算子，それぞれの粒子の個性(質量・スピン・荷電…)を記述する量子数を利用して

$$\text{衝突の全断面積}=\sigma^{tot}\ \cdots\cdots(2\text{-}2\text{-}15)$$

の実験と比べうる量の計算が可能である。

具体的計算は次論文：物理現象：で述べる。

§2－3　INTERACTION　の形成

(1)　粒子間の相互作用　現象一般論

1）F，Iのなす角θとThreshhold Energy：衝突・散乱問題

一定の運動量pとエネルギーEを持つ質量mの粒子には

$$E^2-c^2p^2=m^2c^4\ \cdots\cdots(2\text{-}3\text{-}1)$$

の関係がある。ここでcは光速度である。

入射エネルギーをあげていくと，しきい値Threshhold Energyの段階に応じて各種反応が起きる。

もっと一般的な

$$A+B\rightarrow E+F+\cdots\ \cdots\cdots(2\text{-}3\text{-}2)$$

の反応では，各粒子の質量m_a，$m_b\cdots m_e$，$m_f\cdots$として，反応が起こるために重心系で

$$m_ac^2+m_bc^2+\cdots\ -m_ec^2-m_fc^2-\cdots\ =T\ \cdots\cdots(2\text{-}3\text{-}3)$$

だけの運動エネルギーが必要である。これが重心系でのしきい値になる。

こうした，衝突と散乱を区別するのに，このThreshhold Energyとθが密接な関係にあるとかんがえられる。

しかし，いまのところF，Iの大きさがきめにくく、θを正確に定義できない。

2）　自由崩壊

自由粒子とは，H＝(F，O)なるエネルギー状態にある粒子を意味し，H：(F)ではない。

自由崩壊とは，H：(F，O)状態 ⇨ (F，I)状態を意味する。　…………(2-3-4)

素粒子間には相互作用Iが常に働いているから，他の粒子と衝突しなくても，有限時間の寿命で崩壊して別の素粒子に変化する。これが素粒子最大の特徴である。

勿論，これらすべての崩壊には，その保存則が成立する。

3）安定粒子

永久にH：(F，O)のままでいる。

H：(O，I)　　　　　　　　：安定 ……………………………………(2-3-5)

H：(F，O) ⇨ (F，I)　：崩壊 ……………………………………(2-3-6)

H：(F，I) ⇨ (F，I)　：衝突 ……………………………………(2-3-7)

H：(O，I) ⇨ (F，I)　：発生 ……………………………………(2-3-8)

(2) F－PART

F－PartとはH：(F)でなくH＝(F，O)のことである。 ………………………………(2-3-9)

H：(F)の場合は，旧来の理論にしたがって考えるのが妥当である。したがって，まず一応H＝(F，O)をH：H(F)にのとって考えることにすればよい。いまのところH：H(F)まで改めて修正を考慮する必要Hはない。

自由な(相互作用部分は存在:H＝(F，O)でH：H(F)ではない)ただ一個の粒子。がF－Partである。

(3) I－PART

I－部分についても，旧来あまり統一した正確な取り扱いが行われていない。その結果正統的な取り扱いはない。内容が複雑であることも，その大きな理由である。

相互作用には　重力＝g_g，弱＝g_w，電磁＝g_e，強＝g_s で区別されうる四種類があり，その各々の性質とその相互関係のみは研究され尽くされている。

(4) CONECTION BETWEEN F&I

与えられたFに条件

$$FI+IF=\text{定数}=H\cdot{}^{T}H$$

を満足するようにIを決定せねばならない。IよりFを決める場合も同じ手続きが必要であるこの関係式は，すでに[　]，｛　｝のBose，Fermi 統計に，その例があり対応比較して考える必要がある。

FとIをかんがえる，

$$(F+I)^2 = F^2+FI+IF+I^2 \quad {}^{*18}$$

$$(F-I)^2 = F^2-FI-IF+I^2 \quad (-$$

$$(F+I)^2-(F-I)^2 = 2(IF+FI)$$

$$\therefore\ IF+FI=\frac{1}{2}\left\{(F+I)^2-(F-I)^2\right\} \quad \cdots\cdots(2\text{-}3\text{-}10)$$

(IF＋FI)はエルミートであるから，$(F+I)^2-(F-I)^2$ もエルミートである。

$$(F+I)^2 = A \rightarrow FI+IF=A-F^2-I^2=I \quad \cdots\cdots(2\text{-}3\text{-}11)$$

$$(F-I)^2 = B \rightarrow FI+IF=B+F^2+I^2=I \quad \cdots\cdots(2\text{-}3\text{-}12)$$

*18　$A+B=2(F^2+I^2)$　：　$A-B=2(FI+IF)$

$H=(F,\ I)$より，新しい記号で$^{T}H={}^{T}H^{*}=\begin{pmatrix} I \\ F \end{pmatrix}$を定義すると，

$$H^{T}H^{*}=(F,\ I)\begin{pmatrix} I \\ F \end{pmatrix}=FI+IF \quad \cdots\cdots(2\text{-}3\text{-}13)$$

となる。いま，FI+IFはエルミートだから，上式より

$$(H^{T}H^{*})^{*}=(H^{T}H^{*}) \quad \cdots\cdots(2\text{-}3\text{-}14)$$

である。

$$H\cdot{}^{T}H=F^{2}+I^{2}=H\text{の大きさ}$$

に対応する下の量

$$(H\cdot{}^{T}H)^{*}=(H\cdot{}^{T}H) \quad \cdots\cdots(2\text{-}3\text{-}15)$$

も，やはりエルミートである。

Hの大きさ	：	$H\cdot{}^{T}H=F^{2}+I^{2}$	エネルギーの大きさ
ψの大きさ	：	${}^{T}\psi^{*}\cdot\psi=\phi_{f}^{*}\phi_{f}+\phi_{i}^{*}\phi_{i}$	存在確率の大きさ
λの大きさ	：	$\lambda^{2}=a^{2}+b^{2}$	測定値の大きさ [*19]

F+Iや，H_1+H_2はそれぞれベクトル和で，単なるスカラー和ではない。[*20]

（5） F，Iの大きさとそのなす角　θ未知のまゝで考えうること。

大変むづかしいことではあるが，若し大きさ｜F｜，｜I｜を決めたならば(｜｜の定義出来ず)

$$|I|=g|F| \quad \cdots\cdots(2\text{-}3\text{-}16)$$

即ち，$g=|I|/|F|$で相互作用定数gを定義できる。(cf・結合定数)

そして前述の相互作用四種類は，このgにより

重力：　$g_g=0$　⇨　$H=(F,\ O)$　　　弱：$0<g_w<1$　⇨　$H=(F,\ I_{\text{弱}})$

電磁：　$g_e=1$　⇨　$H=(F,\ I_{\text{電磁}})$　　強：$1<g_S<\infty$　⇨　$H=(F,\ I_{\text{強}})$

が区別可能になる。

重力のみは，まだ未発見の重力子を考えない以上，素粒子という極微の世界に地球を持ち込むという，対象の大きさのちぐはぐが異様である。10^{-13}cm程度の素粒子間の相互作用である弱・電磁・強相互作用と，あまりにもその性質を異にする重力を同じ取り扱いにするのは如何がなものであろうか。それは$H=(F,\ O)$の特徴なのであろうか。

[*19] 反応　H：(F，O) → (F，O)や
反応　H：(O，I) → (F，I)はあるのだろうか？

[*20] エネルギー保存則に注意。

（6）近似法　　摂動論との関連とその決別

欠点の多い摂動論の使用は，Hの場合にはもう使えない。新しい近似方法を考える必要がある。摂動論とは異なり，Iの大小関係に関わらずベクトルH＝(F，I)の取り扱いは簡単である可能性がある。欠点とは

1）Fと Iの非可換を考慮しないで，FとIの可換性のみを仮定しているFとIの非可換の場合には取り扱いが不可能になるにも拘わらず近似の計算を強行していること。

2）F＞Iの仮定の無視。すなわちF，Iの大きさがきめられず、大小関係はない。だから、近似の取り扱いそれ自体不可能である仮定との矛盾の破棄。

3）計算結果に∞が生ずること。その消去手段の不明確さ。

などである。

まったく相互作用を持たない裸の粒子のみが存在したり，粒子全くなく相互作用のみだけが存在する。そして，その独立両宇宙は相互作用と粒子が平等に併存する現実宇宙と全く同じ状態で存在する。そして，相互作用を持たない二つの粒子が何処かからか相互作用をとりいれて，お互いに反応，相互に作用しあう。相互作用の方は，これら粒子とは，全く独立別物として再度粒子に作用することを考える必要が生ずる。

そんな理論世界で複雑な相互作用をしている素粒子の宇宙を構成していいんだろうか？これが正しく写された宇宙なのだろうか？そんな変な宇宙に素粒子が住めるはずはない。

§2－4　物理現象とその構成

（1）現象面

①具体的基礎現象の解析実例　②崩壊　③寿命　④相互作用　⑤衝突の断面積　⑥…

実例の詳細は，次の物理理論の論文に譲る。

（2）理論面　　観測測定値における時間関係

§1の連立方程式（1-3-4）の二式は，まったく独立であらねばならない。

$F\phi_f=a\phi_f$ の測定値aの観測測定時刻tは時間 ξ_{f4} ……………………………………（2-4-1）

$I\phi_i=b\phi_i$ のbの時刻tは時間 ξ_{i4} で，ξ_{f4} と異なる。$\xi_{f4}\neq\xi_{i4}$ ……………………………（2-4-2）

したがって，測定値 $\lambda^2=a^2+b^2$ の観測測定時刻tは時間（ξ_{f4}：ξ_{i4}）で，二つの時刻 ξ_{f4}：ξ_{i4} の両方に関することを注意すべきである。

この異種二様の時刻間の関連は，式FI＋IF＝定数と強く結びついている。

こうした現象は，H－ψ－λ で考えるときは，矛盾なく理解可能である。即ち，観測測定値 λ の時間 ξ_4 をきめると。aのみ，bのみの測定は不可能になることを示している。同時刻 ξ_4 でHも ψ も考えているのであって，F－ϕ_f－aもI－ϕ_i－bも共に同時刻t＝ξ_4 では測定しえないことを示しているのである。

(3) 崩壊の様相

Table　1

① 崩　壊	② 散　乱（弾性散乱）	③ 安　定
A→B＋C＋…　の場合。	A＋B＋…　→E＋F＋…　の場合。	A＝A
光子と電子：$e \to e + \gamma$ 陽子　　：$p \to \pi^{+} + n$ →　…	π^{-} 中間子の散乱： $\pi^{-} + p \to$　$n \to$　$\pi^{-} + p$ $\to$　$\pi^{+} + \pi^{-} + n$ →　…	p e^{-} ν_{e} ν_{μ}
H：(F，O) ⇨ (F，I)	H：(F，I) ⇨ (F，I)	

詳細説明は次論文

第三章　自然哲学的構成

§3−1　FUNDAMENTAL PRINCIPLE

「真理は条件を纏う」

絶対を纏うと信じている法則を，発見しつづけることが自然科学を構成・性格づけていると信ずる思い上がりも十九世紀になると次々に崩壊される。何時でも・何処でも。誰でも同じ答えがえられ，しかもこの蓄積が全宇宙を理解し尽くすものと信じて疑わなかった，こうした独善と不遜，これは諦めることが必要になった。絶対には，必ず条件がついていなければならないことを知ってしまった。

まづ，相対性理論が，宇宙外の理解を完全にあきらめると，量子論も確率の範囲内での知識が得られないままに満足する—知識の限界—を考える。こうした自然科学の新しい手法がうまれ，しかもその成果が対象の自然を正確に記述していることを了解した。自然理解には原理的に最終限界があるからこそ正しいことを知らしめた。

こうした観点から，次の基礎原理を提唱する。

自然科学には絶対がない。　……………………………(3-1-1)

Table　2

自然の要素	条　件	提　唱	限　界
数量 ─┬─量 　　　└─質	座標とその単位 物質波	 ルイ・ド・ブロイ	
測定	不確定性原理	ハイゼンベルグ	h 量子＝M
物理量─┬─力学変数 　　　　└─力学変量	相補性原理 $\{F\ \ I\} = \ell$	ニールス・ボアー **現理論**	 長さ＝L
状態	重畳原理	デイラック	
空間	相対性原理	アインシュタイン	c 光速＝T

これは，既設の自然科学手法によっては，理解の限界を原理的に除去することが不可能であることを示す。

別の表現をすれば，

真理は場の影響によって生ずる条件なしにはありえない。　…………（3-1-2）

ことを考慮すべきであるということである。

もし，自然科学の記述・構成に絶対部分があれば除かれるべきである。

自然科学の記述とは，三元・長さL，質量M，時間Tの数学的組み合わせの物理量のある理論を自然の組織とその変化に対応させたものである。かかる自然法則は，上の表でわかる如く条件なしには，その完全理解を不可能にしてしまった。ただし，現状のままでは，長さLに自由さ―際限なしの理解―が残っていることは周知のことである。

この論文で論じたごとく，Hを絶対化せず条件づけ，その結果『長さの限界』の存在を可能にすればやはり絶対の真理はあきらめて，条件つきの真理という自然理解に落ち着かねばならないだろう。それが

$$\{FI\} = FI + IF = \ell \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (3\text{-}1\text{-}3)$$

である。FもIもF+Iも同じ表現・同じ性質は―同じ世界に住むのは―おかしい。

プランクは量子という限界をはじめて自然科学に導入した。その結果ボアー・ハイゼンベルグらは相補性から不確定性原理へと一層理解の限界を原理的に存在証明してしまった。もう確率でしか内容を説明しえなくなったのである。ルイ・ド・ブロイの波と粒子の物質波というかんがえは，この流れにそった考えである。

自然宇宙に全く相互作用のない，『裸の粒子』が存在していると考え，この裸から理論を構築することはまったく不自然であることは明らかであろう。

むしろ，相互作用する素粒子から考えて，『裸の粒子』はまったく別の性質，と考えたほうが自然である。その詳細は本文で明らかである。

その結果，長さにも限界が存在づけられることになる。

宇宙のことは，もっと早くアインシュタインによって，研究が行われて輝かしい成果をもたらしていることも，周知である。絶対静止を考えない理論や，宇宙の外部を全く考慮せずとも，自然を人間は完全に理解でき，十分利用しうるのである。しかし，それには，いつも条件―人間の，条件とも言える―を真理に總わせねばならなかった。こうした歴史を我々はよく知っている。

自然は全体像を認知不可能にする立体構成になっていて，科学の記述はこの各種断面に過ぎないのかもしれない。人間の自然理解にはどの平断面かという条件とその限界一切口の条件を持つのである。

条件づけは，中間的な状態を示すことではない。いままでの科学のごとく確定した状態ではあるが，原理的に限界があることを示す。勿論，結果が矛盾するまま二重に現れることもできない。はっきりしているのである。

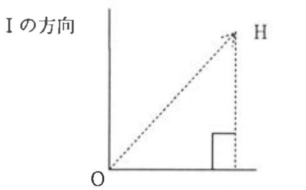
この論文では，ハミルトニアンからの理論構成がなされてのであるが，それは取り扱い上のことであり，すべての力学量を原理にしたがって構築記述すべきであると述べたい。もう，いまの

ままの自然科学の手法では自然の全てを知り尽くすことは出来ない。LMTのすべての理解限界を確定してしまった。量子hが正しければ質量Mの限界は確定し，相対性原理に従う以上光速cより早くは進めないのである。最後のLもまた，その限界の導入が可能である。そして，条件を真理にはつけざるをえない結論に導いてしまう。それでいいのだ。それが自然科学である。

自然理解は自然科学の手法では限界が存在する。

第四章　計算

§4－1　基本ベクトルと写像



Fig．2－1

$$H=(F,\ I)$$

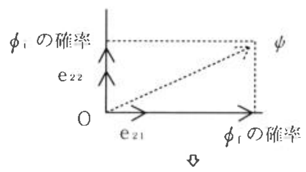
FとIは直交する　：　$F \perp I$ ……………………………(4-1-1)

F，Iの大きさ、きめられず

但し　　$H \cdot {}^{T}H = F^2 + I^2$ ……………………………(4-1-2)

したがって、e_{11}，e_{12}はとれない。

$$\{FI\}^* = \{FI\} = \ell$$



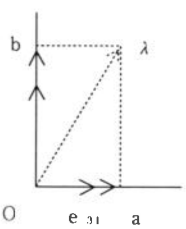
Fig．2－2

$$\psi = (\phi_f,\ \phi_i)$$

$$= (\phi_f\text{の確率})e_{21} + (\phi_f\text{の確率})e_{22}$$

$$(e_{2i},\ e_{2j}) = \delta_{1j} = \begin{cases} 0 & i=j \\ 1 & i \neq j \end{cases}$$ ……………………………(4-1-3)

$${}^{T}\psi^* \psi = \phi_f^* \phi_f + \phi_i^* \phi_i$$



Fig．2－3

$\lambda = (a,\ b) = ae_{31} + be_{32}$ ……………………………(4-1-4)

$$(e_{3i},\ e_{3j}) = \delta_{1j} = \begin{cases} 0 & i=j \\ 1 & i \neq j \end{cases}$$ ……………………………(4-1-5)

$$\lambda^2 = a^2 + b^2$$

§4－2　粒子は何処に隠れているの？

$\psi^* \psi = 1 \rightarrow \phi_f^* \phi_f + \phi_i^* \phi_i = 1$ ……………………………………………(4-2-1)

$$\therefore \quad \left. \begin{aligned} 0 \leqq \phi_f^* \phi_f \geqq 1 \\ 0 \leqq \phi_i^* \phi_i \geqq 1 \end{aligned} \right\}$$ ……………………………………………(4-2-2)

$$\left. \begin{aligned} \phi_i^* \phi_i = 1 \quad &: \quad \text{粒子なし} \quad \phi_f^* \phi_f = 0 \\ \phi_f^* \phi_f = 1 \quad &: \quad \text{粒子のみ} \quad \phi_i^* \phi_i = 0 \end{aligned} \right\}$$ ……………………………(4-2-3)

いま

$$\frac{|\phi_f^* \phi_f|}{|\phi_i^* \phi_i|} = \psi_s$$ ……………………………………(4-2-4)

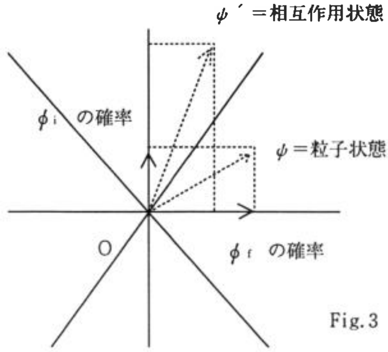
でψ_sを定義する。

$\psi_s < 1$　→　粒子状態　……………………………………(4-2-5)

$\psi_s = 0$　→　$\phi_f{}^* \phi_f = 0$　：　粒子なし

$\psi_s > 1$　→　相互作用状態

$\psi_s \to \infty$　→　$\phi_i{}^* \phi_i$　→　0　粒子のみ



Fig．3

ψ状態には，$\psi^* \psi = 1$の仮定から，必ずすくなくとも一個の粒子が存在する。

しかしながらϕ_f状態にもϕ_i状態のいずれにも，$\phi_f{}^* \phi_f \leqq 1$，$\phi_i{}^* \phi_i \leqq 1$の条件から，いずれか一方のみの＝の場合を除けば，一個の粒子も存在するとは決められないのである。粒子は隠れてしまうのである。

§4－3　測定時刻と空間

(1-1-1)式から，Fは2種の量$\xi_{11} \cdots \xi_{14}$，$\phi_{11} \cdots \phi_{14}$でしめされる。

いま，Fの測定を

時刻$\xi_{14} = \phi_{14} = t_f$　……………………………………(4-4-1)

で行い，そのとき物理量$\xi_{11} \cdots \xi_{13}$，$\phi_{11} \cdots \phi_{13}$の測定値が実数値aであるとする。

Iの測定は，FとIが交換不可能な条件により，

Fと同時刻t_fで示すことは不可能であるから，

時刻$\xi_{24} = \phi_{24} = t_i \neq t_f$　……………………………………(4-4-2)

となる。したがって，Iの時刻t_iの

物理量$\xi_{21} \cdots \xi_{23}$，$\phi_{21} \cdots \phi_{23}$測定値は実数値b

となる。

ゆえに，$\phi_f = \phi_f(t_f)$，$\phi_i = \phi_i(t_i)$

でなければならない。その結果$H\psi = \lambda\psi$の各量は

$$\left.\begin{aligned} H &= H\ (t_f,\ t_i) \\ \psi &= \psi\ (t_f,\ t_i) \\ \lambda &= \lambda\ (t_f,\ t_i) \end{aligned}\right\} \quad \cdots\cdots\cdots (4\text{-}4\text{-}3)$$

でなければならなくなる。これは，時間的に原理的にNon- local的な物理量であることを示す。ただし，t_fとt_iとの関係は全く独立である。この論証の結果

$$\left.\begin{aligned} H &= H(t) \\ \psi &= \psi(t) \\ \lambda &= \lambda(t) \end{aligned}\right\} \quad \cdots\cdots (4\text{-}4\text{-}4)$$

なる時刻tのみに関する量で示すことが不可能になる。

空間は，普通の内積$\psi^* \psi$は計算不可能であるから

$$\psi^\times \psi = \psi^\times (t_f,\ t_i)\,\psi(t_f,\ t_i) \quad \cdots\cdots (4\text{-}4\text{-}5)$$

なる内積でしめされる空間となる。

他の$\xi_{11}\cdots\xi_{13}$，$\phi_{11}\cdots\phi_{13}$についても同様な議論が出来て，結局(4-4-3)式のすべての物理量はNon- local的な量になる。

$$\left.\begin{aligned} H &= H(\xi_{f1}\cdots\xi_{f3}\cdot t_f,\ \phi_{i1}\cdots\phi_{i3}\cdot t_i) \\ \psi &= \psi(\xi_{f1}\cdots\xi_{f3}\cdot t_f,\ \phi_{i1}\cdots\phi_{i3}\cdot t_i) \\ \lambda &= \lambda(\xi_{f1}\cdots\xi_{f3}\cdot t_f,\ \phi_{i1}\cdots\phi_{i3}\cdot t_i) \end{aligned}\right\} \quad \cdots\cdots (4\text{-}4\text{-}6)$$

ここで再度注意すべきは，Hのエルミート性についてである。(4-4-5)式とは異なり普通のベクトルの計算定義によりエルミート性は証明される。

Hilbert空間の内積は$\psi^* \psi$から${}^T\psi^* \psi$に変わる。

§4－5　回転(Rotation)とは？　モーメントの問題

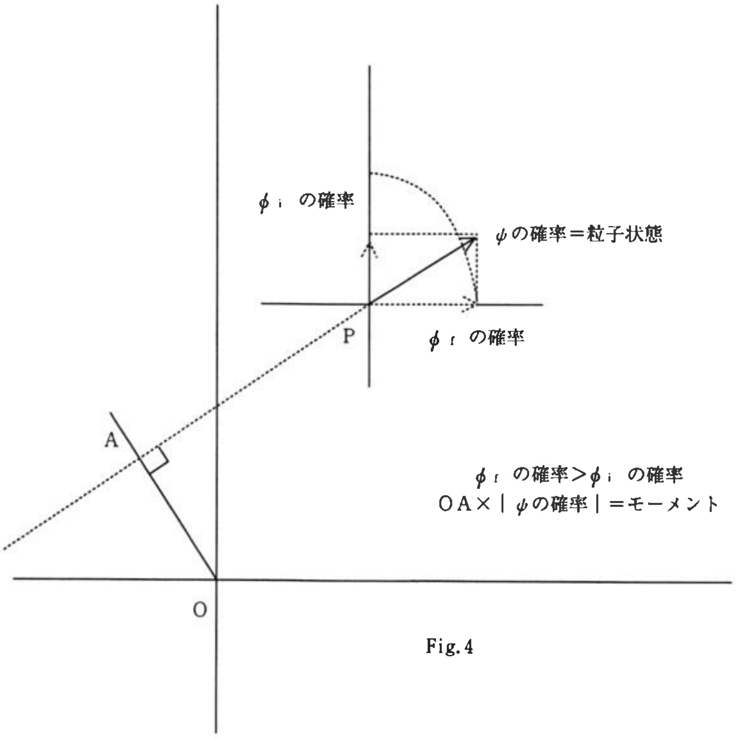


Fig. 4

Hをスカラーとし，Hをベクトルとすれば，Hにはスカラーの場合には全く考えられない，回転(Rotation)の概念を導入せねばならないはずである。

かかる回転，即ちモーメント(Moment)とは一体何を現すのだろうか？

§4－5　和そして積の世界

オペレーターHはベクトルだから，和も積も，その世界はスカラーとは異なる。計算後の形も複雑である。

$$H=(F,\ I) \text{と} H^{*}=(F,\ I) \text{と} {}^{T}H={}^{T}H^{*}=\begin{pmatrix} F \\ I \end{pmatrix} \quad \cdots\cdots(4\text{-}6\text{-}1)$$

の三種の量が定義してある。ベクトルψ，固有値λについても同様である。

(1)　和の世界

$H\pm H,\ H\pm H^{*}=H^{*}\pm H,\ H^{*}\pm H^{*}$　⇨　計算可能　……(4-6-2)

${}^{T}H\pm{}^{T}H$　上の形とは違う。　⇨　計算可能　……(4-6-3)

$H\pm{}^{T}H,\ {}^{T}H\pm H,\ H^{*}\pm{}^{T}H,\ {}^{T}H\pm H^{*}$　⇨　計算不可能　……(4-6-4)

(2)　積の世界

$H\cdot{}^{T}H$　正方マトリックス　⇨　計算可能　……(4-6-5)

${}^{T}HH$　二行二列の正方マトリックス　⇨　計算可能　……(4-6-6)

$HH,\ HH^{*},\ H^{*}H,\ H^{*}H^{*}$　⇨　計算不可能　……(4-6-7)

${}^{T}H\cdot{}^{T}H$　⇨　計算不可能　……(4-6-8)

したがって，和と差の場合には，いずれにしても，その形を変えない。

しかし，積の場合には，掛ける順序により計算結果の形が変わる。

$$H=(F,\ I)=\text{横ベクトル}, \qquad \psi=\begin{pmatrix} \phi_{f} \\ \phi_{i} \end{pmatrix}=\text{縦ベクトル} \quad \cdots\cdots(4\text{-}6\text{-}9)$$

より，

$$H\psi=\lambda\psi$$

の計算が可能である。

ψの積は上の定義に従えば，$\psi^{*}\psi$の計算不可能のゆえ，必ず

$$^{T}\psi^{*}\psi \quad \cdots\cdots(4\text{-}6\text{-}10)$$

でなければならなくなる。

積にはT－変換が必要である。

付1

SUMMARY：数学

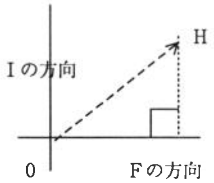
ベクトル理論概要　$H\psi=\lambda\psi$

空間は　Hilbert SPACE
OBSERVABLEは　$H^*=H$

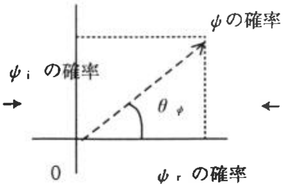
1）オブザーバブル：

$$H=(F,\ I)\qquad \psi=\begin{pmatrix}\phi_f\\ \phi_i\end{pmatrix}\qquad \lambda=(a,\ b)$$

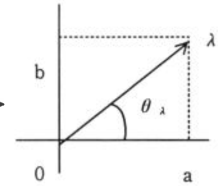
オブザーバブル　　ベクトル　　固有値



Fig．5－1（Image図）



Fig．5－2



Fig．5－3

$$\begin{cases}F^*=F\\ I^*=I\\ F,\ I\ \text{非可換}\end{cases}\qquad \begin{cases}\text{確率}={}^T\psi^*\psi\\ =\phi_f^*\phi_f+\phi_i^*\phi_i\\ \phi_f\perp\phi_i\end{cases}\qquad \begin{cases}\lambda^2=a^2+b^2\\ \Rightarrow\text{観測値(実数)}\\ \tan\theta=b/a\end{cases}$$

2）固有値問題：

$$H\psi=\lambda\psi,\qquad \begin{cases}F\phi_f=a\phi_f\\ I\phi_i=b\phi_i\end{cases}$$

3）条件：

F，Iは交換不可能，　$\{F,\ I\}=\ell=$定数

付2

SUMMARY：物理

物理現象は

1）崩壊とその寿命：

$$\tau\propto\frac{\phi_i\text{の確率}}{\phi_f\text{の確率}}$$

2）相互作用：

条件　FI+IF＝定数を満足するようなIの決定。

g＝｜I｜／｜F｜の定義で　　　　　　　（｜｜の意味未定）

$$
\text{相互作用定数}g = \begin{cases} \text{重力：} & g_g = 0 \\ \text{弱：} & 0 < g_w < 1 \\ \text{電磁：} & g_e = 1 \\ \text{強：} & 1 < g_s < \infty \end{cases}
$$

3）観測値λ　　　：観測値a，bの測定時刻をλと同一にすることは不可能。

4）衝突の断面積：別論文にて後述。

5）物象　　　　：別論文にて後述。

付3

SUMMARY：空間

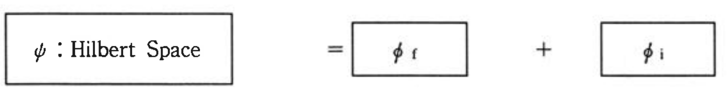
1）ベクトル空間 $H\psi=\lambda\psi$　　　$F\phi_f=a\phi_f$　　　$I\phi_i=b\phi_i$

⇩　⇩　⇩

ψ：Hilbert Space＝（ϕ_f：Hilbert Space，ϕ_i：Hilbert Space）

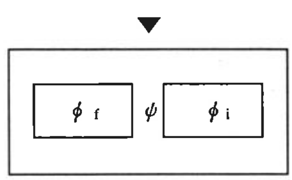
ベクトル的組み合わせ

⇩　⇩　⇩



ϕ_f Hilbert Space　　　ϕ_i Hilbert Space

Fig．5



Fig．6

2）物理空間

平面的理解　⇨　立体的理解

スカラー空間　⇨　ベクトル空間

CONCLUTION

物理認識には原理的な限界が存在する。したがって，認識のすべてに人間の自然理解の限界，即ち「真理に条件がつく」ことを知って，その理論を構築することが必要になる。認識限界内での正しい理論を構築せねばならない。自然認識とはそんなものなのであろう。

ここでは，ハミルトニアンHをベクトルに変えて理論の構築が行われた。そして，認識限界をとりいれた理論をこのHで築き得る可能性を知りえた。

具体的には，電子以外の素粒子を現在の電子利用可能程度にまでコントロールする法則の一つを構築したことに他ならない。

こうした理論の将来展望には，理解不十分なすべての他の多くの素粒子の仕組みを知り尽くし，もっと正確で広範囲な自然理解へ発展させる必要があろう。

一粒の種を，やがて大輪の花に咲き誇らせることを可能にする大地そのものに，この法則がなることを強く確信する。

多くの人々の永年にわたる助力を心から感謝する。

[参 考 文 献]

W. Heisenberg：Revs. Mod. Phys., 29. (1975), 269. ; etc.
H. Yukawa：. Phys. Rev., 76. (1947), 300. ; etc
T. Tajima：中日本自短大論叢，No. 6. Theory of Elementary Particles.
T. Tajima：中日本自短大論叢，No. 7. 素粒子の世界.
T. Tajima：中日本自短大論叢，No. 10. 素粒子論へ.
T. Tajima：中日本自短大論叢，No. 12. ノン・エルミート理論の物理的意味(その一)
T. Tajima：中日本自短大論叢，No. 14. 素粒子論とエネルギー保存則