To:	From:	Date: yyyymmdd	File:
Subject: 観測問題の本質と解決			Code:

Description:

1. 何が問題か

◎ 量子力学 = 物理学の基本法則

↓

あらゆるものに 例外なく適用される

◎ 量子力学の原理

第1の原理 : 物理系の状態は 波動関数(状態ベクトル)によって表わされ、ユニタリーな時間変化をする [因果的・連続的変化]

第2の原理 : 波動関数(状態ベクトル)は 物理系に関する観測結果を確率的に決定する(物理量の期待値を与える)が、ある結果を得たときには 波動関数(状態ベクトル)は、その結果に対応する固有関数(固有状態)に収縮する [確率的・不連続的変化]

暗黙の了解 : 物理系に関する観測は 物理系と観測装置との間の物理的相互作用であり、観測装置は 巨視的な物理系

◎ 問題点(観測問題)

観測対象の物理系と観測装置とを 一緒にした物理系に対しても量子力学は適用される → ユニタリーな時間変化のみになり確率的変化はない

↓

原理間に矛盾がある!

観測問題の本質

Attached:	Page: 1

To:	From:	Date: yyyymmdd	File:
Subject: 2. 何が原因か (à la Nakagomi)			Code:

Description:

量子力学を適用すべき世界モデルが確立していない

古典力学を適用すべき世界モデル

一様等方空間
一様時間
質点系

→ ミンコフスキー的時空解釈

↑

量子力学も適用してしまった!!

現代物理学的世界モデル

⇩

無理、矛盾、欠陥が出てしまう

モラル： 新しいブドウ酒には新しい入れものを！

新しい力学には新しい世界モデルを！
(量子力学)

Attached:	Page: 2

To:	From:	Date: yyyymmdd	File:
Subject: 3. 現代物理学的世界モデルの欠陥			Code:

Description:

◎「物理系」の安易な設定（自己同一性の欠如）

物理系 ＝ 粒子、粒子の集まり、空間領域

量子場の状態 ↓ 時間的に自己同一性を保てない

空間領域 ↓ 時間的に自己同一性を保てない（相対論的に意味がない）

注）古典力学の基本的物理系 ＝ 質点

古典力学の世界モデルには自己同一性を保つ基本的物理系が存在した

量子力学の便宜的世界モデル（現代物理学的世界モデル）には自己同一性を保つ基本的物理系が存在しない!!

量子（粒子）⟶ ×

強いていえば、宇宙全体が量子力学の基本的物理系と考えられないこともない

↓

観測（装置）とは何か？ ×

Attached:	Page: 3/

To:	From:	Date: yyyymmdd	File:
Subject: つづき			Code:

Description:

◎「時空」幻想

相対論のミンコフスキー的時空解釈

実在 ＝「4次元時空」

記述不可能 ＝「今」,「now」,「流れる今」,「現在」

説明不可能 ＝「自由意志」、「意識」

「現在」にのみ存在

従って、現代物理学では このような問題を取り扱うことはしない(できない)

注)「心」や「意識」を量子論の中で論じるむきもある

◎「自由意志」の否定

古典力学 ⟶ 物理系の初期状態の設定の自由

↓

物理系とその初期状態の設定者を一緒にした物理系に古典力学を適用する

↓

(Cauchy問題とは違う)　「設定の自由」は存在しない!

初期値問題 ← 原理的に矛盾がある

→ 親殺し問題と同じ構造

Attached:	Page: 4

To:	From:	Date: yyyymmdd	File:
Subject: 4. 中心のモナド的世界モデル			Code:

Description:

出発点(ヒント): Leibnitzの monadology

モナド論(哲学)の要約

1. 世界はモナドより構成される。それ以外のものは存在しない。従って、モナドを入れる空間も存在しない。

2. 空間はモナドの内部にあるだけである。モナドはその内に世界を反映する(意識)。

3. あるモナドが反映する世界には、特にそのモナドの関係する部分がある。

4. モナドは互いに相互作用はしないが、内なる世界は予定調和により相互に照合し合う。

5. モナドは能動性(意志作用)を持つ。従って、他のモナドの影響を受ける形の受動性を持つ。

目標(ねらい): 量子力学を適用すべき世界モデルの数学的確立

副産物: 観測問題の解決、時間とは何か、意識とは何か

Attached:	Page: 5/

To:	From:	Date: yyyymmdd	File:
Subject: つづき			Code:

Description:

対応（類推）；

仮定　モナドの世界認識 $\xleftarrow{\text{表現}}$ 波動関数 状態ベクトル

解釈

量子力学に酷似

・モナドの世界認識は選択の確率を与えることによりモナドの行動に影響する。

・モナドの世界認識はモナドの意志作用である選択により変化（収縮）する

・モナドの世界認識は予定調和（ユニタリーな変化）により相互に関係づけられる。

注）量子力学の「ユニタリーな時間変化」は可逆的なユニタリー変換にすぎず、真の意味での変化ではなく、ライプニッツのいう「予定調和」をもたらす「自動変化」と考えるのが自然

疑問（???）；

人間の精神作用から類推した世界モデルを物質世界に適用できるか？

（逆は既に行われつつある!!）

Attached:	Page: 6/

To:	From:	Date: yyyymmdd	File:

Subject: ~~Quantum Omega Structure~~

5. 量子オメガ構造 = 単子のモナド的世界モデルの基本構造

Code:

Description:

Quantum Omega Structure

Axiom 1 世界ωはN個の量子オメガ要素(簡単のためにオメガ要素)より構成される。これらは互いに区別され$1, 2, 3, \cdots, N$と番号づけられる。(誤解のない範囲で$\omega = \{1, 2, \cdots, N\}$とし、$|\omega| \equiv N$とおく。)

Axiom 2 世界ωにはHilbert空間$\mathcal{H}_\omega$が付与される。ただし$\mathcal{H}_\omega$は次のテンソル積構造を持つ。

$$\mathcal{H}_\omega = \bigotimes_{i \in \omega} \mathcal{H}_i = \bigotimes_{i \in \omega} \mathcal{H}$$

ここで$\mathcal{H}_i = \mathcal{H}$は オメガ要素$i \in \omega$に関係づけられたHilbert空間で、全て同じ表現構造を持つ。

各オメガ要素は Hilbert空間$\mathcal{H}_\omega$の0でない要素によって表現される「世界状態についての認識」(「世界認識」)を持つ。任意の0でない$\Psi \in \mathcal{H}_\omega$と任意の0でない複素数$\alpha$に対して$\Psi$と$\alpha\Psi$は、同一の世界認識を表わす。(ray表現)

cf. オメガ要素iの世界認識Ψ_iは$\mathcal{H}_i$の要素ではなく$\mathcal{H}_\omega$の要素である!!
一般に$\mathcal{H}_\omega$の要素を「世界状態」と呼び、
$\mathcal{H}_i = \mathcal{H}$の要素を「個別状態」と呼ぶ。

Attached:	Page: 7 /

To:	From:	Date: yyyymmdd	File:
Subject: つづき			Code:

Description:

Axiom 3　世界ωにはHilbert空間$\mathcal{H}$上にユニタリー表現Uを持つ群gが付与される。gの要素を「フレーム(窓枠)」と呼ぶ。表現 $U: \mathcal{H} \to g$ をテンソル積によって$\mathcal{H}_\omega$に自然に拡張したものも同じ記号Uで表わす。$(U: \mathcal{H}_\omega \to g)$

各オメガ要素はそれぞれのフレームを持つ。各オメガ要素と他のオメガ要素の間には集合

$$\mathfrak{F} \equiv \{ r : \omega \times \omega \to g \mid r(i,j)\, r(j,k) = r(i,k) \ \text{for}\ {}^\forall i,j,k \in \omega \}$$

の要素$r(i,j)$によって表わされる「フレーム関係」が存在する。フレーム関係には、次のようにオメガ要素間の世界認識を結びつける。

$$\Psi_i = U(r(i,j))\, \Psi_j$$

注) $\mathfrak{F}$の要素$r(i,j)$について、任意のiに対して

$$r(i,i) = r(i,i)\, r(i,i)$$

となることから

$$r(i,i) = e \quad (g\text{の単位元})$$

となる。

また、$r(i,j)\, r(j,i) = r(i,i) = e$

となることから

$$r(i,j)^{-1} = r(j,i)$$

Attached: となる。

Page: 8/

To:	From:	Date: yyyymmdd	File:
Subject: つづき			Code:

Description:

Axiom 4　各オメガ要素は「互いに同期した時計」を持つ。
時計の各click毎に、それぞれのオメガ要素は独立に新しいフレームを選んで持ち直すことができる。これを、オメガ要素の「飛躍(ジャンプ)」と呼ぶ。

オメガ要素 $m \in \omega$ によるこのフレーム $g \in \mathcal{G}$ の選択は、オメガ要素 m の世界認識 $\Psi_m \in \mathcal{H}_\omega$ に応じて、次のような $\bar{\mathcal{G}} \equiv \mathcal{G} \cup \{\text{no-choice}\}$ 上の確率測度 P によって表わされる傾向(確率法則)を持つ。

$$\begin{cases} dP(g) = \eta \dfrac{\langle \Gamma\Psi_m, Q_m(g)\Gamma\Psi_m \rangle}{\langle \Psi_m, \Psi_m \rangle} d\rho(g) \quad \text{on } \mathcal{G} \\ P(\{\text{no-choice}\}) = 1-\eta \end{cases}$$

ここで $d\rho$ は群 $\mathcal{G}$ の左不変測度、η は $0<\eta<1$ なる定数で「飛躍率定数(ジャンプファクター)」と呼ばれる。

Γ は $\mathcal{H}_\omega$ 上のユニタリー作用素で「自動変化」を表わし、$\mathcal{G}$不変性と $\mathcal{H}_\omega$ のテンソル積成分の入れ替えに対する不変性を持つ。　$[U(g), \Gamma] = 0$ for $\forall g \in \mathcal{G}$

任意のフレーム $g \in \mathcal{G}$ に対して $Q_m(g)$ は $\mathcal{H}_\omega$ 上の作用素

$$Q_m(g) \equiv I \otimes I \otimes \cdots I \otimes Q(g) \otimes I \otimes \cdots \otimes I$$

として与えられ、$Q(g)$ は $\mathcal{H}$ 上の有界非負自己共役作用素で

$$\int_{\mathcal{G}} Q(g)\, d\rho(g) = I \quad \text{and} \quad U(g)Q(g')U(g)^{-1} = Q(gg') \quad \text{for } \forall g, g' \in \mathcal{G}$$

Attached: を満たす。$Q_m(g)$ は非ユニタリーな変化を表わし「飛躍作用素(ジャンプオペレーター)」と呼ばれる。

To:	From:	Date: yyyymmdd	File:
Subject: つづき			Code:

Description:

cf. 飛躍作用素 $Q(g)$ の性質

$$U(g)Q(g')U(g)^{-1} = Q(gg')$$

で $g' = e$ とすれば

$$Q(g) = Q(ge) = U(g)Q(e)U(g)^{-1}$$

となり、単位元 $e \in \mathcal{G}$ に対する飛躍作用素 $Q(e)$ が与えられれば、全ての $g \in \mathcal{G}$ に対する飛躍作用素 $Q(g)$ が定まる。

cf. $\mathcal{H}_\omega$ 上のユニタリー作用素 $C(i,j)$ を

$$C(i,j)\psi_1 \otimes \cdots \otimes \underset{i番目}{\psi_i} \otimes \cdots \otimes \underset{j番目}{\psi_j} \otimes \cdots \otimes \psi_N$$

$$= \psi_1 \otimes \cdots \otimes \underset{i番目}{\psi_j} \otimes \cdots \otimes \underset{j番目}{\psi_i} \otimes \cdots \otimes \psi_N$$

として定めれば、Γ が $\mathcal{H}_\omega$ のテンソル積成分の入れ替えに対しても不変であるという条件は

$$[\Gamma, C(i,j)] = 0 \quad \text{for } {}^\forall i,j \in \omega$$

と表わされる。 これを C不変と呼ぶ。

Attached:	Page: 10/

To:

From:

Date: yyyymmdd

File:

Subject: つづき

Code:

Description:

Axiom 5　いずれかのオメガ要素が飛躍する毎に全てのオメガ要素の世界認識は、次のアルゴリズム(Pascal風算法)に従って変化する。

$$
\left.\begin{array}{l}
\text{for } m \in \omega \text{ do} \\
\quad \text{if } m \text{ chooses } g \in \mathcal{G} \text{ then} \\
\quad\quad \Phi_m := U(g)\, Q_m(g)\, \Gamma\, \Phi_m \,; \\
\quad\quad \text{for } j (\neq m) \in \omega \text{ do} \\
\quad\quad\quad r(j,m) := r(j,m)\, g^{-1} \,; \\
\quad\quad\quad r(m,j) := g\, r(m,j) \,; \\
\quad\quad\quad \Phi_j := U(r(j,m))\, \Phi_m \\
\quad\quad \text{end-for} \\
\quad \text{end-if} \\
\text{end-for}
\end{array}\right\} \text{中心方程式}
$$

Cf.　:= は代入演算を表わす。

Cf.　for .... end-for は順次繰り返し構文を表わす

Cf.　if ... end-if は判定構文を表わす。

Cf.　飛躍するオメガ要素が複数になる場合は、全く等確率で そのうちのいずれか1つのオメガ要素について判定構文が実行される。

Attached:

Page: 11

To:	From:	Date: yyyymmdd	File:

Subject: 6. 量子オメガ構造の解説	Code:

Description:

1. 具体化について；量子オメガ構造は、中込のモナド的世界モデルの基本構造であり、最大限に普遍化、抽象化されている。従って、量子オメガ構造の中に現われる未決定要素

N ….. オメガ要素の総数

$\mathcal{H}$ …. 個別状態空間

$\mathcal{G}$ …. フレームの群

U …. フレームの群の表現

η … 飛躍率定数

$Q(g)$ … 飛躍作用素

Γ … 自動変化作用素

中込のモナド的世界モデルは、これらの未決定要素を具体的に確定することによって定まる。（後で紹介する）

cf. 観測問題や時間論などの一般的問題に答えるには量子オメガ構造の具体化は必要なく、普遍的、抽象的な枠組のままで議論できる。

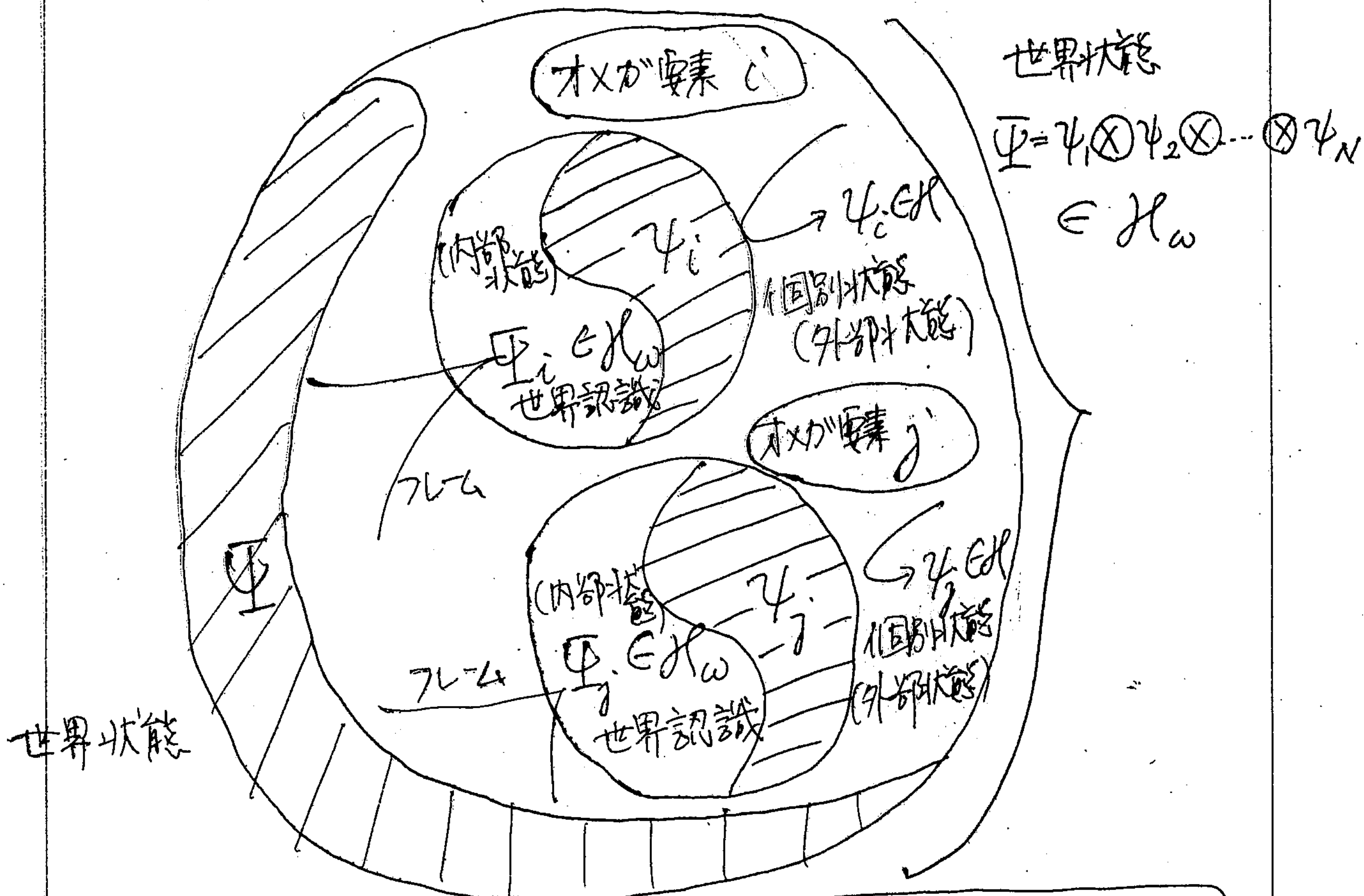
（観測問題は量子力学の理論的構造に根ざした問題であった！）

Attached:	Page: 12/

To:	From:	Date: yyyymmdd	File:
Subject: つづき			Code:

Description:

2. オメガ要素の状態について：量子力学に欠如していた自己同一性を持つ物理系の基本単位として導入された量子オメガ要素は、次のように部分と全体の両方につながっている。



オメガ要素は世界状態の構成要素であると同時に世界状態の認識主体である。

||

人格

Attached:	Page: 13/

To:	From:	Date: yyyymmdd	File:
Subject: つづき			Code:

Description:

3 時間について：量子オメガ構造には時間を表わすパラメーターが存在しない。通常の物理理論とは異なり、変化は時間パラメーターによってではなく、代入式によって記述される。いい換えれば量子オメガ構造の全ての変数は常に「現在」の値を表わしている。

常に「現在」のみが存在し、
過去も未来も存在しない

我々の実在により忠実
（過去は記憶の中にのみ存在し
未来は希望の中にのみ存在する）

cf. 物理系の状態変化を履歴記述する場合には時間パラメーターを利用するのが便利であるが、「現在」が消えてしまう。
常に物理系の「現在」の状態を捉えるためには代入式で記述された中込方程式によらねばならない。
（コンピューターのCPUやメモリーの中に展開される手続き型プログラムの実行と同じ）

cf. 代入式から あえて履歴表現をするために、時間パラメーターを後から構成することはできる。

Attached:	Page: 14/

To:	From:	Date: yyyymmdd	File:
Subject: 7. Poincaré 群 (準備)			Code:

Description:

◎ Poincaré群

Def. (Minkowski space)

i) M : 4次元実ベクトル空間

ii) $\forall x, y \in M$, $\underset{\text{不定計量内積}}{x \cdot y} = x^0 y^0 - x^1 y^1 - x^2 y^2 - x^3 y^3 = g_{\mu\nu} x^\mu x^\nu$

$(g_{\mu\nu}) = \begin{pmatrix} 1 & & & 0 \\ & -1 & & \\ & & -1 & \\ 0 & & & -1 \end{pmatrix}$

Def. (原点中心の不定計量による分類)

$FT \equiv \{x \in M \mid x \cdot x > 0,\ x^0 > 0\}$; future timelike

$PT \equiv \{x \in M \mid x \cdot x > 0,\ x^0 < 0\}$; past timelike

$TL \equiv FT \cup PT$; timelike

$FL \equiv \{x \in M \mid x \cdot x = 0,\ x^0 > 0\}$; future lightlike

$O \equiv \{x \in M \mid x \cdot x = 0,\ x^0 = 0\}$; origin

$PL \equiv \{x \in M \mid x \cdot x = 0,\ x^0 < 0\}$; past lightlike

$LL \equiv FL \cup O \cup PL$; lightlike

$SL \equiv \{x \in M \mid x \cdot x < 0\}$; spacelike

$V^+ \equiv FT$; future cone

$V^- \equiv PT$; past cone

$V^0 \equiv LL$; light cone

$V^\# \equiv SL$; side cone

Attached:	Page:
	15

To:	From:	Date: yyyymmdd	File:
Subject: つづき			Code:

Description:

Def. (任意の点中心の不定計量による分類)

$FT_x \equiv \{ y \in M \mid (y-x)\cdot(y-x) > 0,\ (y-x)^0 > 0 \}$; (relative) f.t.l.

$PT_x \equiv \{ y \in M \mid (y-x)\cdot(y-x) > 0,\ (y-x)^0 < 0 \}$; (relative) p.t.l.

$TL_x \equiv FT_x \cup PT_x$; (relative) t.l.

$FL_x \equiv \{ y \in M \mid (y-x)\cdot(y-x) = 0,\ (y-x)^0 > 0 \}$; (relative) f.l.l

$O_x \equiv \{ y \in M \mid (y-x)\cdot(y-x) = 0,\ (y-x)^0 = 0 \}$; (relative) origin

$PL_x \equiv \{ y \in M \mid (y-x)\cdot(y-x) = 0,\ (y-x)^0 < 0 \}$; (relative) p.l.l

$LL_x \equiv FL_x \cup O_x \cup PL_x$; (relative) l.l.

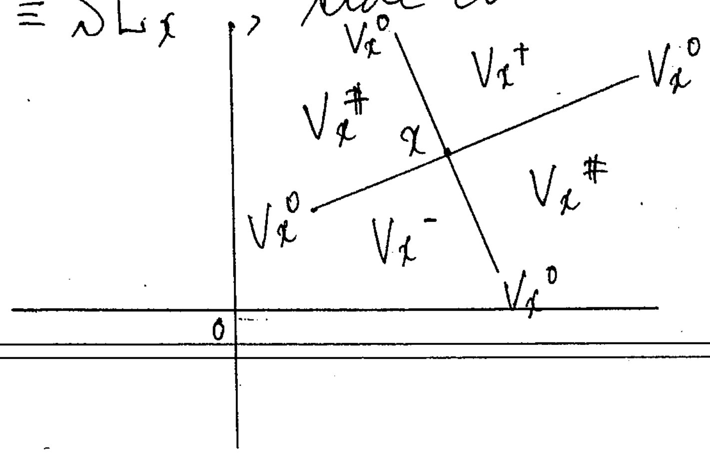
$SL_x \equiv \{ y \in M \mid (y-x)\cdot(y-x) < 0 \}$; (relative) s.l.

$V_x^+ \equiv FT_x$; future cone at $x \in M$

$V_x^- \equiv PT_x$; past cone at $x \in M$

$V_x^0 \equiv LL_x$; light cone at $x \in M$

$V_x^\# \equiv SL_x$; side cone at $x \in M$



Attached:	Page: 16 /

To:	From:	Date: yyyymmdd	File:
Subject: つづき			Code:

Description:

Def.（固有時間）

互いに timelike な M の2点 x, y について

$$\tau \equiv \sqrt{(x-y)\cdot(x-y)}$$

をその2点間の固有時間 proper time という。

Def.（Poincaré 群）

Minkowski 空間からそれ自身への bijection（1対1上への写像）のうち、互いに timelike な2点間の固有時間を不変にするものの全体は（写像の合成を群の演算と考えたとき）1つの群をなす。これを Poincaré 群（非斉次 Lorentz 群）といい $\mathcal{P}$ と記す。

Cf. $\mathcal{P}$ の元 g は $gx = \Lambda x + a$，即ち

$$(gx)^\mu = \Lambda^\mu_{\ \nu} x^\nu + a^\mu, \quad g_{\mu\nu}\Lambda^\nu_{\ \alpha}\Lambda^\mu_{\ \beta} = g_{\alpha\beta}, \quad a \in M$$

のような M 上の線形変換である。

従って $g = (a, \Lambda)$

と書けるが、Poincaré 群 $\mathcal{P}$ の元 g を主と考えれば、

一般には $g = (a(g), \Lambda(g))$

と書く方がよいかもしれない。

Attached:

To:	From:	Date: yyyymmdd	File:
Subject:		77ぺ	Code:

Description:

Cf. Poincaré群 $\mathcal{P}$ の群演算

$g, g', g'' \in \mathcal{P}$ に対して $g'' = g'g$ ならば

$g = (a(g), \Lambda(g))$, $g' = (a(g'), \Lambda(g'))$,

$g'' = (a(g''), \Lambda(g''))$

とおいて

$$(a(g''), \Lambda(g'')) = (a(g'), \Lambda(g'))(a(g), \Lambda(g))$$
$$= (a(g') + \Lambda(g')a(g), \Lambda(g')\Lambda(g))$$

即ち

$$a(g'') = \underline{a(g'g) = a(g') + \Lambda(g')a(g)}$$
$$\Lambda(g'') = \underline{\Lambda(g'g) = \Lambda(g')\Lambda(g)}$$

を得る

Def. (並進群)

$$\mathcal{T} \equiv \{g \in \mathcal{P} \mid \Lambda(g) = 1\} \subset \mathcal{P}$$

は $\mathcal{P}$ の部分群となり、並進群 translation group と呼ばれる。

Def. (全斉次 Lorentz群)

$$\mathcal{L} \equiv \{g \in \mathcal{P} \mid a(g) = 0\} \subset \mathcal{P}$$

は $\mathcal{P}$ の部分群となり (全斉次) Lorentz群と呼ばれる.

Attached:	Page: 18/

To:	From:	Date: yyyymmdd	File:
Subject: .8 $SL(2,\mathbb{C})$群 (準備)			Code:

Description:

$SL(2,\mathbb{C})$；行列式1の2行2列複素行列の全体

Lorentz群との関連：

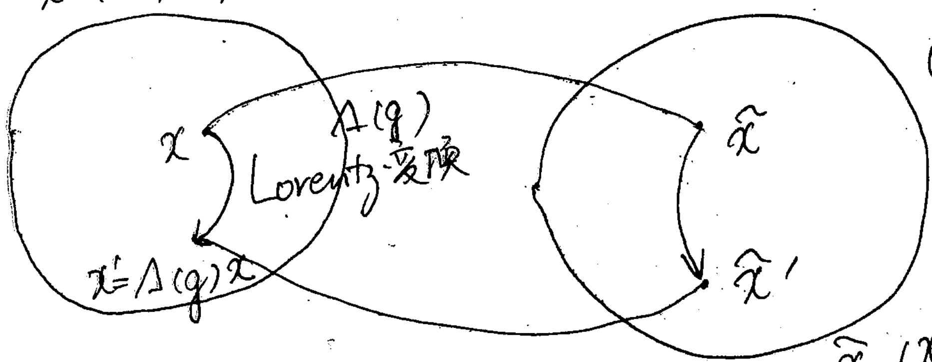
$$\forall x \in M \longmapsto \hat{x} \equiv x^\mu \sigma_\mu = x^0\sigma_0 + x^1\sigma_1 + x^2\sigma_2 + x^3\sigma_3$$

$$\sigma_0 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad \sigma_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$$

$$\sigma_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \quad \sigma_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$$

M $\quad x = (x^0, x^1, x^2, x^3)$

$GL(2,\mathbb{C})$



$$\hat{x} = \begin{pmatrix} x^0 + x^3 & x^1 - ix^2 \\ x^1 + ix^2 & x^0 - x^3 \end{pmatrix}$$

$$\Lambda(g) \xleftrightarrow{\text{対応}} A(g) \in SL(2,\mathbb{C}) \text{ による行列変換}$$

Lorentz群 $\qquad$ $SL(2,\mathbb{C})$群

Attached:

To: | From: | Date: yyyymmdd | File:

Subject: つづき | Code:

Description:

Lorentz群とSL(2, C)群の間の対応が存在するならば Poincaré群も SL(2, C)から出発して定式化できる

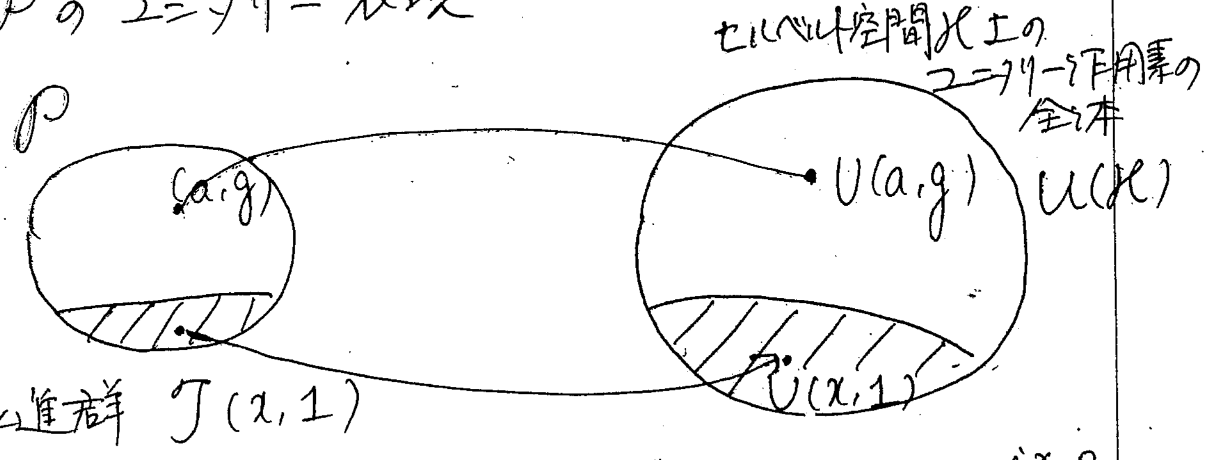
$$\mathcal{P} \equiv \{(a, g) \mid a \in M,\ g \in SL(2, C)\}$$

群演算は (a, g), (b, h), $(c, f) \in \mathcal{P}$ に対して

$$(c, f) = (a, g)(b, h) = (a + \Lambda(g)b,\ gh)$$

として定められる.

◎ $\mathcal{P}$ のユニタリー表現



$$U(x, 1) \equiv U(x) = e^{ix \cdot p}$$

$p = (p^0, p^1, p^2, p^3) = (p^0, \mathbb{P})$

並進群のユニタリー表現の生成元 (generator)

エネルギー、運動量ベクトル $\mathcal{H}$上の自己共役作用素

Attached:

Page: 20/

To:	From:	Date: yyyymmdd	File:
Subject: つづき			Code:

Description:

⊙ エネルギー運動量ベクトル ; $P = (P^0, \mathbb{P})$

並進群の表現 $U(x, 1)$ の生成元

$$U(x,1) = e^{ix\cdot P}$$, Pのスペクトル $p = (p^0, \mathbb{p})$ は $p\cdot p > 0$, $p^0 > 0$ future timelike

並進群の可換性から $[P^\mu, P^\nu] = 0$

また $U(x, 1)$ の Poincaré 群の任意の元 $U(a, g)$ による変換が

$$U(a,g)\,U(x,1)\,U(a,g)^{-1} = U(a+\Lambda(g)x, g)\,U(-\Lambda(g)^{-1}a, g^{-1})$$
$$= U(\Lambda(g)x, 1)$$

となることから、

$$U(a,g)\,e^{ix\cdot P}\,U(a,g)^{-1} = e^{i\Lambda(g)x\cdot P}$$

となり

$$U(a,g)\,x\cdot P\,U(a,g)^{-1} = \Lambda(g)x\cdot P = x\cdot\Lambda(g)^{-1}P$$

から

$$U(a,g)\,P\,U(a,g)^{-1} = \Lambda(g)^{-1}P$$

なる P の変換性を得る。

質量作用素 : $M \equiv \sqrt{P\cdot P}$

$$U(a,g)\,M\,U(a,g)^{-1} = M$$

Attached:	Page: 21/

To:	From:	Date: yyyymmdd	File:
Subject: 9 SL(2,C)群によるモデルの具体化			Code:

Description:

◎中込の量子オメガ構造を SL(2, C) を用いて具体化する.

(群) $\mathcal{G} \equiv SL(2,\mathbb{C})$,

(個別状態空間) $\mathcal{H} \equiv \mathcal{H}$ (SL(2,C)のユニタリー表現の Hilbert 空間)

(ユニタリー表現) $U(g) \equiv U(0,g)$ (Lorentz群の表現)

(飛躍作用素) $Q(e) \equiv \mathcal{X}\left(\frac{P}{M}\right)$ 単位元についてだけ定めれば後は自然に定まる.

$\mathcal{X}$: 超曲面 hyperboloid $\{x \in M \mid x \cdot x = 1,\ x^0 > 0\} \subset FTCM$ 上の有界連続関数で

$\mathcal{X}(x) \geq 0$

ρ ; $\mathcal{G} = SL(2,\mathbb{C})$ の不変測度

$$\int_{\mathcal{G}} \mathcal{X}(\Lambda(g)^{-1}(1,0))\, d\rho(g) = 1$$

を満たすもの。

$\frac{P}{M}$; 作用素 P のスペクトル分解 $P = \int p\, dE(p)$ を用いて $\frac{P}{M} \equiv \int \frac{p}{\sqrt{p \cdot p}}\, dE(p)$ として定まる作用素

4元速度ベクトル

Attached:	Page: 22/

To:	From:	Date: yyyymmdd	File:
Subject: つづき			Code:

Description:

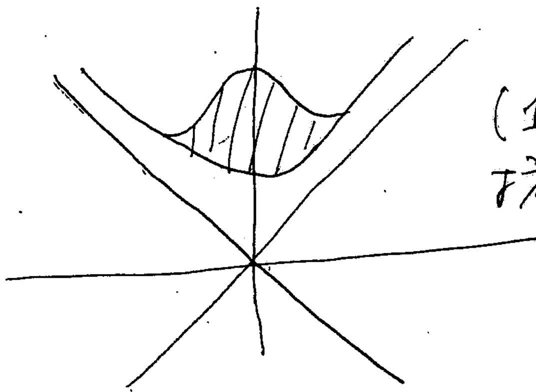
cf. 飛躍作用素の意味

$$Q(g) = U(g)Q(e)U(g)^{-1} = U(g)\chi\left(\frac{P}{M}\right)U(g)^{-1}$$

(ここで PとMの $SL(2,\mathbb{C})$ 交換性から)

$$= \chi\left(\frac{\Lambda(g)^{-1}P}{M}\right)$$

例えば χの関数形として $x=(1,0)$で最大値をとり、$^{\exists}\varepsilon>0$ に対して $x\cdot x>\varepsilon$ のとき $\chi(x)=0$ となるようなものを考える



(1,0)を中心とする広がりを持つ関数

$$Q(g) = \chi\left(\frac{\Lambda(g)^{-1}P}{M}\right) = \chi\left(\Lambda(g)^{-1}\frac{P}{M}\right)$$

4元速度 $\frac{P}{M}$の広がりを $\Lambda(g)(1,0)$の近傍へ収縮させる作用

Attached:

To:	From:	Date: yyyymmdd	File:
Subject: つづき			Code:

Description:

(自動か変化)　$\Gamma \equiv e^{i\tau \overline{M}/\hbar}$

$$\overline{M} \equiv \sum_{i \in \omega} M_i + M_I$$

$$M_i \equiv I \otimes I \otimes \cdots \otimes I \otimes \underset{(i\text{番目})}{M} \otimes I \otimes \cdots \otimes I$$

M_I : g-不変で C-不変な $\mathcal{H}_\omega$ 上の自己共役作用素

τ : 時間の次元を持つ正の定数（制御パラメーター）（固有時間量子クロノン）1単位（g文実行１回分）の変化に対する物理的時間幅

$\hbar$: Planck 定数 / 2π

◎ 以上の $SL(2, \mathbb{C})$ による具体化は、全て量子オメガ構造の公理系を満たす。

Attached:	Page: 24/

To:	From:	Date: yyyymmdd	File:
Subject: 10. 量子オメガ構造の外部記述			Code:

Description:

- 中込のモナド論的世界モデルを出発点として観測問題や時間の問題を議論するためには、通常の現代物理学（量子力学）の記述方式に合わせる必要がある。
- 量子オメガ構造の特徴は、自己同一性を持つ物理系の基本単位としての量子オメガ要素を基本にしている点であるが、既に見たように オメガ要素は「世界状態の構成要素であると同時に世界状態の認識主体である」という意味で部分と全体の両方につながっている。
- 公理系で用いた記述方式はこの特徴を大事にしたもので、量子オメガ構造の内部記述と呼ばれる。
- しかし、通常の現代物理学の記述方式は構成要素と認識主体を完全に分離したものとしてあつかい、また時間パラメーターを前面に打ち出して履歴的記述により変化を表わしている。量子オメガ構造をこのような記述方式で書き直す
  → 量子オメガ構造の外部記述

Attached:	Page: 25/

To:	From:	Date: yyyymmdd	File:
Subject:		つづき	Code:

Description:

[仮想的固定オメガ要素の導入]

オメガ要素をそのまま扱っている限り どうしても内部記述にならざるを得ない(量子オメガ構造の本質!!)ため、外部記述のために1つの仮想的固定オメガ要素を導入する。

単なる記述の便宜のための仮想的存在

◎ 世界Wの中から1つのオメガ要素(例えば $1 \in W$)を選び、次のような条件を満たす仮想的固定オメガ要素0が、世界Wの中に存在すると仮想する。(実際には存在しない!)

- 固定オメガ要素0は飛躍を行わない。
- 固定オメガ要素0は個別状態空間を持たない。
- 他のオメガ要素とのフレーム関係はオメガ要素1と他のオメガ要素とのフレーム関係と同一

Attached:

To:	From:	Date: yyyymmdd	File:
Subject: つづき			Code:

Description:

⊙ 固定オメガ要素についての変数

Ψ_0 ; 固定オメガ要素 0 の世界認識

(世界認識の外部記述)

$r(i, 0)$: 固定オメガ要素 0 と他のオメガ要素 i との間のフレーム関係

定義アルゴリズム:

$\Psi_0 := \Psi_1$;

$r(1, 0) := e$

$r(0, 1) := e$

for $i \in \omega$ do

  $r(i, 0) := r(i, 1)$;

  $r(0, i) := r(1, i)$

end-for

Cf. 量子オメガ構造の Axiom 4 と 5 を
固定オメガ要素 0 を中心として
書き直すことができる。

Attached:	Page: 27/

To:	From:	Date: yyyymmdd	File:
Subject: つづき			Code:

Description:

Axiom 4' オメガ要素 $m \in \Omega$ によるフレーム $g \in \mathcal{G}$ の選択は、固定オメガ要素 0 の世界認識 $\Psi_0 \in \mathcal{H}_\omega$ に応じて、$\bar{\mathcal{G}} \equiv \mathcal{G} \cup \{\text{no-choice}\}$ 上の確率測度 P によって表わされる傾向（確率法則）を持つ。

$$
\begin{cases}
dP(g) = \eta \dfrac{\langle \Gamma \Psi_0, Q_m(r(m,0)^{-1} g) \Gamma \Psi_0 \rangle}{\langle \Psi_0, \Psi_0 \rangle} d\rho(g) \text{ on } \mathcal{G} \\[2ex]
P(\{\text{no-choice}\}) = 1 - \eta
\end{cases}
$$

Axiom 5' いずれかのオメガ要素が飛躍する毎に、固定オメガ要素 0 の世界認識 Ψ_0 は次のアルゴリズムに従って変化する。

```
for m ∈ Ω do
  if m chooses g ∈ G then
    Ψ0 := Qm(r(m,0)^-1 g) Γ Ψ0 ;
    r(m,0) := g r(m,0)
  end-if
end-for
```

◎ オメガ要素 $i \in \Omega$ についての変数は固定オメガ要素 0 についての変数により定まる。

$$\Psi_i = U(r(i,0)) \Psi_0$$

Attached: $r(i,j) = r(i,0)\, r(j,0)^{-1}$

To:	From:	Date: yyyymmdd	File:
Subject: フグチ			Code:

Description:

[時間変数の導入]　変数を配列化する

$$\Psi_0 \longmapsto \Psi[\ ] \qquad r(i,0) \longmapsto r(i)[\ ]$$

$$m \longmapsto m[\ ]$$

$$g \longmapsto g[\ ]$$

履歴的記述

[配列変数を定めるアルゴリズム]

```
begin
    s := 0;
    Ψ[0] := Ψ_0
    for i ∈ ω do
        r(i)[0] := r(i,0)
    end-for
    for each m do
        if monad m chooses g ∈ 𝒢 then
            m[s] := m;
            g[s] := g;
            s := s+1;
            Ψ[s] := Q_m(r(m,0)^{-1} g) ⊓ Ψ[s-1];
            r(m,0) := g r(m,0);
            for i ∈ ω do
                r(i)[s] := r(i)[s-1]
            end-for
        end-if
    end-for
end
```

Attached:

Page: 29/

To:	From:	Date: yyyymmdd	File:
Subject: つづき			**Code:**

Description:

［配列変数を定める アルゴリズム］

```
begin
    s := 0 ;
    Ψ[0] := Ψ₀ ;
    for i ∈ W do
        r(i)[0] := r(i, 0) ;
    end-for
    for each m do
        if monad m chooses g ∈ G then
            m[S] := m ;
            g[S] := g ;
            Ψ[S+1] = Q_m[S](r(m[S])[S]⁻¹ g[S]) ↾ Ψ[S] ;
            r(m[S])[S+1] := g[S] r(m[S])[S] ;
            for i (≠ m[S]) ∈ W do
                r(i)[S+1] := r(i)[S]
            end-for
            S := S+1
        end-if
    end-for
end
```

Attached:

To:	From:	Date: yyyymmdd	File:
Subject: つづき			Code:

Description:

[差分方程式の導入]

$$\Psi_s \equiv \Psi[S], \quad r_s(i) \equiv r(i)[S], \quad m_s = m[S]$$

$$g_s \equiv g[S]$$

と書けば、これらの s で径数づけられた変数は

$$\Psi_{s+1} = Q_{m_s}\left(r_s(m_s)^{-1} g_s\right) P \Psi_s$$

$$r_{s+1}(i) = \begin{cases} g_s r_s(m_s) & \text{if } r = m_s \\ r_s(i) & \text{if } i \neq m_s \end{cases}$$

なる差分方程式を満足する。
ここで m_s, g_s は次の確率法則に従って確率的に決定される。

$$\mathrm{Prob}(m_s = m,\ g_s \in dg \mid \Psi_s, r_s) \quad \text{条件付確率}$$

$$= \frac{1}{N} \frac{\langle P\Psi_s,\ Q_m(r_s(m)^{-1} g) P \Psi_s \rangle}{\langle \Psi_s, \Psi_s \rangle} d\rho(g)$$

飛躍率変数 η が姿を消した!

時間を数える変数 s を if 文が実行されたときにのみ増えるようにしたため

⇒ 時間の計測 = ユニタリー作用素 P の作用した回数

自動変化

Attached:	Page: 31

To:	From:	Date: yyyymmdd	File:
Subject:		つづき	Code:

Description:

cf. $SL(2,\mathbb{C})$による具体化での時間

s; 自然時間

$s\tau$; 物理時間

いい換えれば 世界時をクロノンτで計ったものが履歴的記述における時間パラメーターs

cf. 差分方程式は、物理時間でτ毎に非ユニタリーな飛躍が入る点を除けば、通常の量子力学的変化と同様にユニタリーな時間変化をなす。しかも、通常の量子力学が対象とする微視的物理系においては、このτ毎の飛躍はほとんど影響を与えない。

cf. 差分方程式と確率法則は $\mathcal{G}$ 不変である

$\forall f \in \mathcal{G}$ に対して

$$\Psi_s \longmapsto \Psi'_s = U(f)\Psi_s,\quad V_s(c) \longmapsto V_s(c)' = V_s(c)f^{-1}$$

としても差分方程式と確率法則は変わらない。

$\mathcal{G}$; 量子力学構造の基本的対称性を与える

$SL(2,\mathbb{C})$による具体化では、この外部記述の差分方程式も確率法則も相対論的対称性を持つ。

Attached:	Page: 32/

To:	From:	Date: yyyymmdd	File:
Subject: 11. 部分世界と時間			Code:

Description:

<u>Def. (部分世界)</u>　世界 ω の2分割 $\{\omega_1, \omega_2\}$ ($\omega_1 \subset \omega$, $\omega_2 \equiv \omega \setminus \omega_1$) に対して ω_1, ω_2 の関わる状態空間を

$$\mathcal{H}_{\omega_1} \equiv \bigotimes_{i \in \omega_1} \mathcal{H} \equiv \mathcal{K}_1 \quad \mathcal{H}_{\omega_2} \equiv \bigotimes \mathcal{H} \equiv \mathcal{K}_2$$

とする。このとき $\mathcal{K}_1, \mathcal{K}_2$ 上の ユニタリー作用素 Γ_1, Γ_2 ($\mathcal{G}$不変で C不変) 及び 部分空間 $K_1 \subset \mathcal{K}_1$, $K_2 \subset \mathcal{K}_2$ が存在して、次の条件を満たすとする。

$$Q_m(g) K_1 \subset K_1 \quad \text{for } {}^\forall g \in \mathcal{G},\ {}^\forall m \in \omega_1$$

$$Q_m(g) K_2 \subset K_2 \quad \text{for } {}^\forall g \in \mathcal{G},\ {}^\forall m' \in \omega_2$$

$$\Gamma_1 K_1 \subset K_1$$

$$\Gamma_2 K_2 \subset K_2$$

$$\Gamma(\Phi \otimes \Xi) \equiv (\Gamma_1 \Phi) \otimes (\Gamma_2 \Xi) \quad \text{for } {}^\forall \Phi \in K_1,\ {}^\forall \Xi \in K_2$$

このとき ω_1, ω_2 は $\{\Gamma_1, K_1 ; \Gamma_2 K_2\}$ に関して分離しているといい

$$\omega = \omega_1 \oplus \omega_2$$

と書く。ω_1 と ω_2 は世界 ω の部分世界という。

Attached:	Page: 33/

To:	From:	Date: yyyymmdd	File:
Subject:		つづき	Code:

Description:

Cf. 分離している部分世界の概念は

$\mathcal{G}$ 不変な概念であり、量子オメガ構造の

基本的対称性を保つ。

[$\Omega = \omega_1 \oplus \omega_2$ のときの差分方程式]

外部記述の差分方程式において、自然時間

s のときに 世界状態 Ψ_s が

$$\Psi_s = \Phi_s \otimes \Xi_s, \quad \Phi_s \in K_1, \ \Xi_s \in K_2$$

と書かれるとき、

$$\begin{aligned}\Psi_{s+1} &= Q_{m_s}(r_s(m_s)^{-1} g_s)\Gamma \Psi_s \\ &= Q_{m_s}(r_s(m_s)^{-1} g_s)\Gamma(\Phi_s \otimes \Xi_s) \\ &= Q_{m_s}(r_s(m_s)^{-1} g_s)\{(\Gamma_1 \Phi_s) \otimes (\Gamma_2 \Xi_s)\} \\ &\equiv \Phi_{s+1} \otimes \Xi_{s+1}\end{aligned}$$

となる。

第1成分(Φ)について この差分方程式を書くと

$$\Phi_{s+1} = \begin{cases} Q_{m_s}(r_s(m_s)^{-1} g_s)\Gamma_1 \Phi_s & \text{if } m_s \in \omega_1 \\ \Gamma_1 \Phi_s & \text{if } m_s \notin \omega_1 \end{cases}$$

また r についての差分方程式は

$$r_{s+1}(i) = \begin{cases} g_s r_s(m_s) & \text{if } i = m_s \in \omega_1 \\ r_s(i) & \text{if } i(\neq m_s) \in \omega_1 \end{cases}$$

と書けて、外部記述の差分方程式が

Attached: 部分世界 ω_1 に制限できる。

(ω_2 についても同様)

Page: 34/

To:	From:	Date: yyyymmdd	File:
Subject:		つづき	Code:

Description:

[$\Omega = \omega_1 \oplus \omega_2$ のときの確率法則]

外部記述の g_s と m_s は Φ_s, r_s が与えられたとして、次の(条件付)確率法則

$$\mathrm{Prob}(m_s = m,\ g_s \in dg \mid \Phi_s, r_s)$$
$$= \frac{1}{N} \frac{\langle P\Phi_s, Q_m(r_s(m)^{-1}g)P\Phi\rangle}{\langle \Phi_s, \Phi_s\rangle} d\rho(g)$$

によって決定された。この確率法則を部分世界 ω_1 に制限すると条件付確率の条件が変わって

$$\mathrm{Prob}(m_s = m,\ g_s \in dg \mid m_s \in \omega_1, \Phi_s, r_s)$$
$$= \frac{1}{n_1} \frac{\langle P_1\Phi_s, Q_m(r_s(m)^{-1}g)P\Phi_s\rangle}{\langle \Phi_s, \Phi_s\rangle} d\rho(g)$$

を得る。$(n_1 \equiv |\omega_1|)$

外部記述の確率法則も部分世界 ω_1 に制限できる。(ω_2 についても同様)

◎ 世界が部分世界に分離しているならば外部記述は部分世界だけで閉じた形となる。

Attached:	Page: 35/

To:	From:	Date: yyyymmdd	File:
Subject: つづき			Code:

Description:

【部分世界の時間】

$W = W_1 \oplus W_2$ のとき、外部記述は例えば部分世界 W_1 だけの変数で閉じている。部分世界 W_2 の存在は、単に非ユニタリーな飛躍の起こる割合に影響するだけ。

↓

部分世界 W_1 にとって、外の部分世界 W_2 に属するオメガ要素の数 $n_2 = |W_2|$ が多いほど非ユニタリーな飛躍の起こる率は少なくなる

$$\frac{n_1}{N} = \frac{n_1}{n_1 + n_2}$$

自然時間 ς は量子オメガ要素の飛躍により1単位づつ推進される。

部分世界 W_1 での飛躍を含まないユニタリーな変化は、外の部分世界 W_2 での飛躍により引き起こされている

Attached:	Page: 36

To:	From:	Date: yyyymmdd	File:
Subject: つづき			Code:

Description:

[現在＝流れる今]。

$W = W_1 \oplus W_2$ において、特に $|W_1| \ll |W_2|$ のとき、時間の推進はほとんど W_2 の才メガ要素の飛躍によって引き起こされる。

⇓

⊙ 部分世界 W_1 においては時間の推進は外から与えられたもの

⊙ 部分世界 W_1 の状態の変化はほとんどユニタリーなもの

◎ まれに（確率 $\frac{n_1}{N}$ で）W_1 の才メガ要素による非ユニタリーな飛躍が加わる

⇓

W_1 での時間 —— 自己の努力とは無関係に進展すると感ぜられる

流れる今

Attached:	Page: 37/

To:	From:	Date: yyyymmdd	File:
Subject: 12. 観測問題の解決			Code:

Description:

[設定]

観測の対象となる微視的物理系のオメガ要素
観測装置となる巨視的物理系のオメガ要素 } ω_{sys}

世界 ω は ω_{sys} と $\omega_{out} \equiv \omega \setminus \omega_{sys}$ によって分離

$$\omega = \omega_{sys} \oplus \omega_{out}$$

[部分世界の性質]

ω_{sys} の状態は 各自然時間単位毎に ユニタリーな変化を受けると同時に、確率 $\frac{n}{N}$ $(n = |\omega_{sys}|)$ で非ユニタリーな飛躍が重なる。

[重ね合わせの状態]

自然時間 $s = 0$ で ω_{sys} の状態が

$$\Phi_0 = \sum_i a_i \Phi_0^i \left(\sum_i |a_i|^2 = 1,\ \|\Phi_0^i\| = 1 \right)$$

となった場合を考える。

[目標]

単時間のうちに重ね合わせが消え、どれか1つの分枝に、重ね合わせ係数の絶対平方に比例する確率で収縮する。

Attached:	Page: 38/

To:	From:	Date: yyyymmdd	File:
Subject: つづき			Code:

Description:

Check 1 (ユニタリーな変化)：自然時間 $s>0$ に対して

ユニタリーな変化だけがある場合、

$$\Phi_s = \sum_i a_i \Phi_s^i$$

のように重ね合わせの状態が保持される。

ここで、重ね合わせの各分枝 Φ_s^i は $s \geq 0$ で

$$D(\Phi_s^i) \cap D(\Phi_s^j) = \phi \quad \text{if } i \neq j$$

$$D(\Phi) \equiv \{ g \in \mathcal{G} \mid {}^{\exists} m \in W_{sys} \ \text{s.t.}\ Q_m(g)\Phi \neq 0 \}$$

なる条件を満たすものとする。（この条件は各分枝に対する直交性の条件 $\langle \Phi_s^i, \Phi_s^j \rangle = 0$ よりも強い条件となる。）

Check 2 (非ユニタリーな変化)：自然時間 s で

W_{sys} のいずれかのオメガ要素（例えば m）が飛躍すれば、

$$\Phi_{s-1} \longrightarrow Q_m(g)\Phi_s = a_i \Phi_s^i \quad \text{if } g \in D_i$$

のように状態はいずれか1つの分枝に遷移する。

Attached:	Page: 39/

To:	From:	Date: yyyymmdd	File:
Subject: つづき			Code:

Description:

Check 3 (遷移確率): 自然時間 $s=0$ で重ね合わせの状態であったものが、自然時間 $s \geq 1$ までに分枝 i に遷移する確率 $P_i(s)$ の計算

$$P_i(s) = \mathrm{Prob}\left(\bigcup_{k=1}^{s}\{m_0 \notin \Omega_{sys}, \cdots, m_{k-2} \notin \Omega_{sys}, m_{k-1} \in \Omega_{sys}, g_{k-1} \in D(\Phi_k^i)\} \,\middle|\, \Phi_0\right)$$

$$= \sum_{k=1}^{s}\left(1-\frac{n}{N}\right)^{k-1}\frac{1}{N}\sum_{m\in\Omega_{sys}}\int_{D(\Phi_k^i)}\frac{\langle\Phi_k, Q_m(g)\Phi_k\rangle}{\langle\Phi_k, \Phi_k\rangle}d\rho(g)$$

ここで

$$\int_{D(\Phi_k^i)}\frac{\langle\Phi_k, Q_m(g)\Phi_k\rangle}{\langle\Phi_k, \Phi_k\rangle}d\rho(g) = \int_{D(\Phi_k^i)}|a_i|^2\langle\Phi_k^i, Q_m(g)\Phi_k^i\rangle d\rho(g)$$

$$= \int_{G}|a_i|^2\langle\Phi_k^i, Q_m(g)\Phi_k^i\rangle d\rho(g) = |a_i|^2$$

故

$$P_i(s) = \sum_{k=0}^{s-1}\sum_{m\in\Omega_{sys}}\left(\frac{N-n}{N}\right)^k\frac{1}{N}|a_i|^2$$

$$= \sum_{k=0}^{s-1}\left(\frac{N-n}{N}\right)^k\frac{n}{N}|a_i|^2$$

$$= \left\{1-\left(1-\frac{n}{N}\right)^s\right\}|a_i|^2$$

$$\simeq \left\{1-e^{-ns/N}\right\}|a_i|^2$$

$$\to |a_i|^2 \quad \text{as } s\to\infty$$

Attached:	Page: 40

To:	From:	Date: yyyymmdd	File:
Subject: つづき			Code:

Description:

[結論] W_{sys}の重ね合わせの状態は、十分大きな自然時間 s で、確率 $|a_c|^2$ で分岐 c に遷移する。

||

量子力学における観測による状態の収縮

cf. 十分大きな自然時間 s を物理時間 $t=s\tau$ で評価

s までにいずれかの1分枝に遷移する確率 $P(s)=\sum_c P_c(s)$

$$P(s)=1-\left(1-\frac{n}{N}\right)^s$$

これが $1-e^{-100}$ となる自然時間 s に対する物理時間 t

$$t \simeq \frac{100\tau N}{n}$$

$\tau N \simeq 10\,sec$ に仮定すれば

$$t \simeq \frac{1000}{n}$$

即ち、W_{sys} が巨視系 $n \simeq 10^{23}$ であれば 10^{-20} sec 程度で重ね合わせの状態は消失するが、W_{sys} が微視系 $n \simeq 1$ であれば、重ね合わせの状態は十分長い間持続する。

以上

Attached: