

©2022 IPhC, IIP, Kyoto University
京都大学基礎物理学研究所 湯川記念館史料室

SPECIAL

NOTE-BOOK

量子力学

Vol. I.

1932

秀 樹

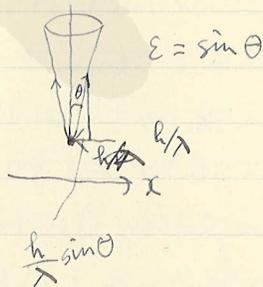
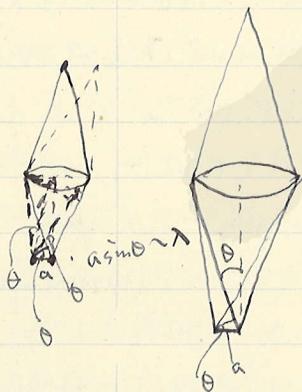
會 志 同

c032-231

任意の速度で動く、Hilbert の相対性理論

↑ 勿論 Michelson, 実験により直接知ることが出来ず、速さが
観測者、運動 = 気筒係 = $-c^2 \gamma^2 \frac{v^2}{c^2}$ であり、
的 = 光速以上、速さが有限 (超光速は許さず) である。
光速 c 、 $-c^2 + 2c^2 \frac{v^2}{c^2}$ classical + 運動、概係、 $1 + \frac{v^2}{c^2}$
classical + 物質の速度、概係 = $1 - \frac{v^2}{c^2}$ であり、
物質の速度 v 、 c 概係 $1 + \frac{v^2}{c^2}$ 相対性理論の基礎となる。
又 = 相対性理論。

又同時に概係、相対性理論の基礎となる。



I. Introduction (9 頁)

II. 量子論の基礎概念 (構造) 1. 粒子の形式化.

§ 1. State, principle of superposition (5 頁半)

§ 2. The Polarization of photon (Illustration) (4 頁)

§ 3. Observation, compatibility of observation (2 頁半)

§ 4. Algebra of states (7 頁半)

§ 5. algebra of Observables (6 頁 1/4)

§ 6.1. Eigenwertproblem Definitions (2 頁 2/3)

§ 6.2 Expansion Theorem (3 頁 1/2)

§ 6.3 Case in which the state set of eigenvalues forms the continuous set. Dirac's δ -function. (3 頁)

§ 6.4. Function of Observables (5 頁 1/3)

§ 6.5 Simultaneous eigenstates (4 頁 半)

Ergänzung (1 頁半)

1. Any real observable, whose eigenvalues form the enumerable set, can be uniquely expressed in the form
$$\alpha = \sum a_i E_i$$

where a_i are different eigenvalues of α and the system of E_i satisfies the following condition

$$E_i E_k = \delta_{ik} E_i \quad \mathbf{1} = \sum E_i$$

2. If α and β are commutable, then the suitably chosen (if there exists an "Entartung", then the simultaneous eigenstates are not uniquely determined)

(63)

set of the simultaneous eigenstates of α and β forms the set of all eigenstates of α and also the set of all eigenstates of β in the same time.

3. $\alpha\beta = \beta\alpha$ etc

$\alpha = \sum a_i E_i$ $\beta = \sum b_i F_i$ \rightarrow Kei Van 2 2 8

some $E_i = F_h + F_l + \dots$

some $F_i = E_p + E_q + \dots$

\rightarrow etc

§6. Physical Interpretation (172 p)

III. Representation of states and observables,

The Transformation Theory

§1. Definition (22 2/3)

§2. Orthogonal Repres. (22 p)

§3. Repres. referred to the system of eigenstates as fundamental Ψ p.s. (32 p)

§4. Transf. theory, Canonical Transf. (62 p)

IV. Dynamics. (nonrelativistic)

§1. Introductory Remark (12 2/3)

§2. Poisson Brackets. (P.B.) (22)

§3. Eq. of motion and quantum condition (22)

- § 4. Several Rep. and their Transf. Functions. (17 $\frac{1}{2}$)
- § 5. Schrödinger wave eq. (2 $\frac{1}{2}$ $\frac{1}{3}$)
- § 6. Heisenberg's Matrices (3 $\frac{1}{2}$ $\frac{1}{4}$)
- § 7. Spin Variables (5 $\frac{1}{2}$ $\frac{1}{4}$)

V. Examples, Application and Perturbation Theory

§ 1. Free motion (4 $\frac{1}{2}$)

§ 2. Wave Packet, Heisenbergsche Unbestimmtheits-rel. (5 $\frac{1}{2}$)

§ 3. Method of Variation of Constant in the Perturb. Theory. (5 $\frac{1}{2}$ $\frac{1}{3}$)

VI. Dirac Theory of Radiation

§ 1. Hohlraumstrahlung in die klassische Theorie (3 $\frac{1}{2}$)

§ 2. 'Quantelung' of the el. mag. field (1 $\frac{1}{2}$ $\frac{1}{2}$)

§ 3. Interaction of Matter and Radiation (1 $\frac{1}{2}$ $\frac{1}{3}$)

§ 4. Absorption and Emission (4 $\frac{1}{2}$)

I. (9 $\frac{1}{2}$)

II. (5 $\frac{1}{2}$)

III. (15 $\frac{1}{2}$)

IV. (24 $\frac{1}{2}$)

V. (14 $\frac{1}{2}$ $\frac{1}{2}$)

VI. (10 $\frac{1}{2}$)

128 $\frac{1}{2}$

6-7, $\frac{1}{2}$

General Plan

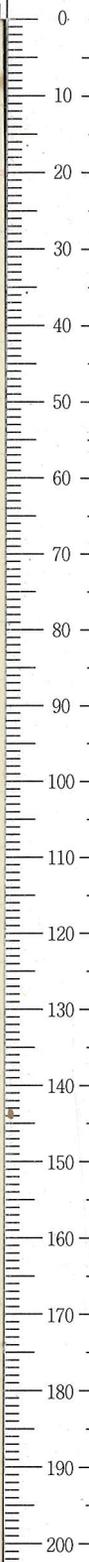
1. Physical Basis of the Quantum Theory 4.
2. Transformation Theory Algebra of .
3. Representation of .
4. Formulation of nonrelativistic Quantum mechanics
Equation of motion and Quantum Conditions
5. General Theory of the Electron
6. Perturbation Theory
7. Theory of Radiation
8. Theory of Quantum Statistics
9. Theory of atoms with many electrons
10. Relativistic Theory Quantum Theory
and the Theory of Atomic Nucleus

- ①
- ② General Considerations on the Nature of Observation
- §1. Uncertainty Principle
 - §2. Principle of Superposition
- ③ Symbolic Algebra of States and Observables

第一章、physical + 立場の state set observable について、その
要求は、第二章の物理的、数学的、symbolical
system の要求。物理的 + 数学的、必要、necessary
+ 物理的、数学的、symbolical system について、その要求は、



カハミの2つが、 α と β の2つにそれぞれ対応する。この
理論物理子 α と β は、 α と β の2つである。



1. 固有値問題 (Eigenvalue Problem)

1. ψ の state と同じ ψ を基底 ψ_n の線形結合で表す
展開定理 (Expansion Theorem)

2. ψ の state と他の state ψ_n の重ね合わせ (superposition principle) (representation)

1. 2つの基底 ψ_n の基底変換 (transformation theory) 相互関係
基底変換 $\psi_n \rightarrow \psi'_n$ の基底変換 ψ_n の基底変換

$$\begin{cases} \phi' \psi, \phi' \alpha \psi, \\ \phi \psi = \sum c_n \psi_n \end{cases} \quad (c_n)$$

ARTIFICIAL D

□ Artificial Disintegration

□ Radioactivity

Scattering, Absorption ... of α

Energy Level of α , ... in the nucleus
Aufpassen

β
 γ
Photon

©2022 IHAL, ITP, Kyoto University
京都大学基礎物理学研究所 湯川記念館史料室

Bibliography of Quantum Mechanics

General Theory
Nonrelativistic Quantum Mechanics
Relativistic Quantum Mechanics

Nonrelativistic

General Theory.
Perturbation Theory.
Collision Transformation Group.
Collision Problem
Quantum Statistics.

Theory of Electrons Theory

Theory of Radiation

§ ^{general theory.} Photo effect, Emission, Absorption, Dispersion
Hohlraumstrahlung

Photoeffect, Auger effect, Raman effect
Compton Effect,

Assembly of electrons. (Electron gas)

Atom

Stationary state, Energy level, selection Rule,
Intensity Rule, Zeeman effect, Stark effect.

Resonance phenomena, Approximate solution
Interaction between atoms

molecule

Stationary state, energy level, etc.

Assembly of Atoms.

Interaction Between Atoms
general theory
gas liquid
Crystal.

Electric and Magnetic Phenomena

Crystal: Electron Diffraction of Radiation and Matter
by crystal, Metallic Conduction,
Ferromag

Conduction, Dia, Para, Ferromagnetism

Optical Phenomena

Particles with large velocity

Theory of Radioactive Disintegration

Nuclear Structure

$$\frac{\Delta g}{\lambda_0 - \Delta \lambda} \geq n+1$$

この式は $n \rightarrow \infty$ となる。

従って
$$\frac{\Delta g \Delta \lambda}{\lambda_0^2} \geq 1$$

所以 de Broglie の粒子理論は $n \rightarrow \infty$ のとき、定常波の粒子運動量 p と electron = correspond する wave の波長 λ 、波数 k の関係は

$$p = \frac{h}{\lambda}$$

この式は $n \rightarrow \infty$ のとき λ_0 の関係は

$$\Delta p = \frac{h}{\lambda_0^2} \Delta \lambda$$

$$\Delta p \Delta g \geq h \quad (b)$$

この式は $n \rightarrow \infty$ のとき wave + particle による定常波の位置測定と運動量測定、Unverträglichkeit の結果である。

したがって (a) と (b) の Heisenberg の Unbestimmtheitsrelation $\Delta x \Delta p \geq \frac{h}{2}$ は、general schema から deduce される。これは $\Delta x = \Delta \lambda$ である。

これは $n \rightarrow \infty$ の Atomare Phenomene、Beobachtung = 測定、Beobachtungsmittel、Beobachtungsobjekt としての Rückwirkung の結果である。従って Beobachtung には Ungebartheit がある。これは elementary

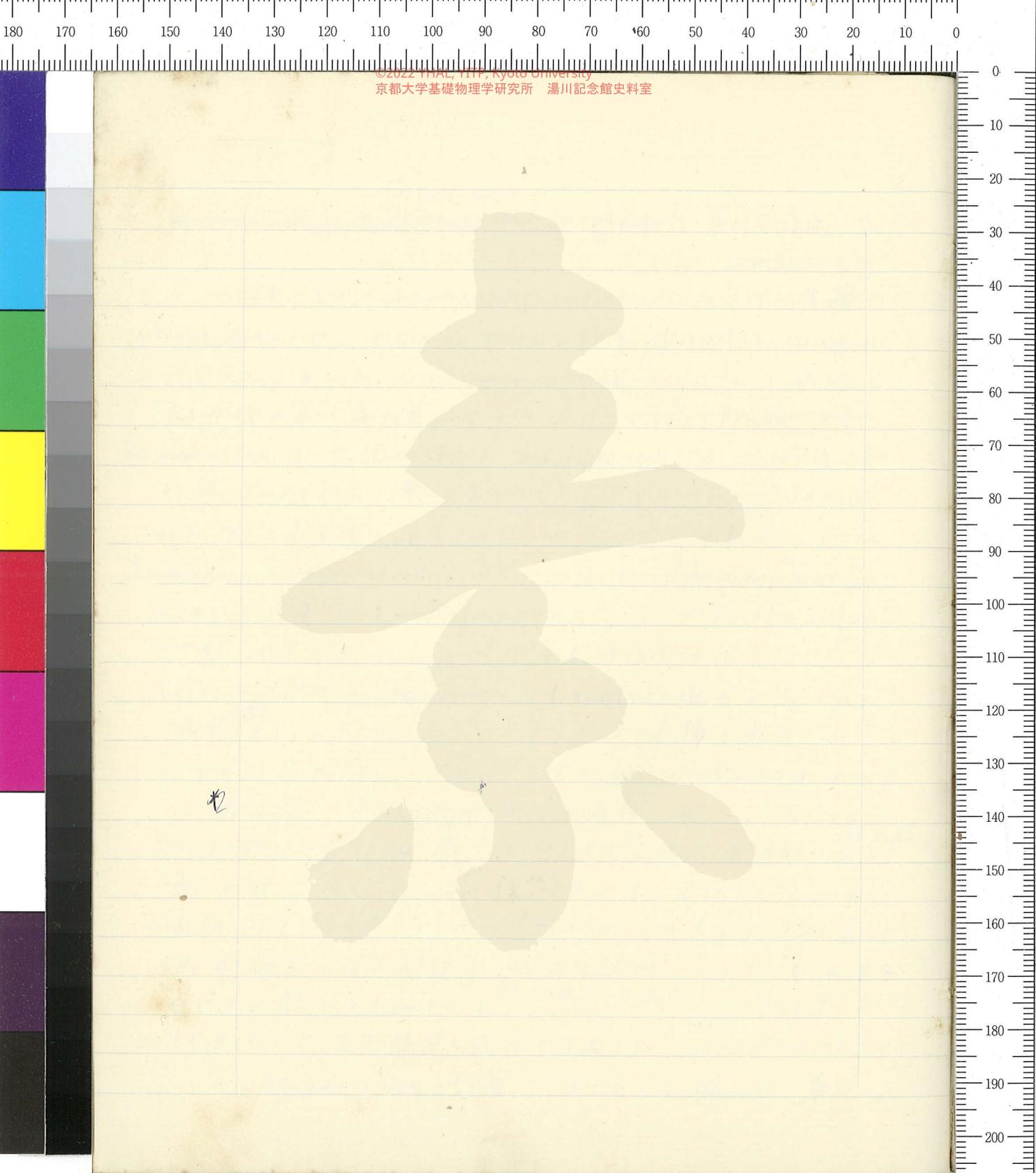
Teilchen ~~粒子~~, 概々 Wellen-Partikel, 二重性 \rightarrow 波粒
二重性 \rightarrow 二重性, 二重性, 二重性, 二重性
~~波粒二重性~~ 概々 \rightarrow 二重性 \rightarrow 二重性 \rightarrow 二重性

概々 \rightarrow 二重性 \rightarrow 二重性 \rightarrow 二重性 \rightarrow 二重性
概々 \rightarrow 二重性 \rightarrow 二重性 \rightarrow 二重性 \rightarrow 二重性

二重性 \rightarrow classical + wellenbild \rightarrow partikelbild 二重性 \rightarrow
microscopic, atomic phenomena \rightarrow 二重性 \rightarrow 二重性 \rightarrow 二重性 \rightarrow 二重性
二重性 \rightarrow 二重性 \rightarrow 二重性 \rightarrow 二重性 \rightarrow 二重性

Relation " Partikeltheorie, 概々, 概々, 概々, 概々
概々 \rightarrow 二重性 \rightarrow 二重性 \rightarrow 二重性 \rightarrow 二重性 \rightarrow 二重性
概々 \rightarrow 二重性 \rightarrow 二重性 \rightarrow 二重性 \rightarrow 二重性 \rightarrow 二重性
概々 \rightarrow 二重性 \rightarrow 二重性 \rightarrow 二重性 \rightarrow 二重性 \rightarrow 二重性

概々 \rightarrow classical + particle, bild, 概々 + wave, bild, 概々 \rightarrow
概々 \rightarrow 二重性 \rightarrow 二重性 \rightarrow 二重性 \rightarrow 二重性 \rightarrow 二重性
概々 \rightarrow 二重性 \rightarrow 二重性 \rightarrow 二重性 \rightarrow 二重性 \rightarrow 二重性
classical + 概々 \rightarrow 二重性 \rightarrow 二重性 \rightarrow 二重性 \rightarrow 二重性 \rightarrow 二重性
概々 \rightarrow 二重性 \rightarrow 二重性 \rightarrow 二重性 \rightarrow 二重性 \rightarrow 二重性
anschaulich + bild \rightarrow 二重性 \rightarrow 二重性 \rightarrow 二重性 \rightarrow 二重性 \rightarrow 二重性
二重性 \rightarrow 二重性 \rightarrow 二重性 \rightarrow 二重性 \rightarrow 二重性 \rightarrow 二重性
概々 \rightarrow 二重性 \rightarrow 二重性 \rightarrow 二重性 \rightarrow 二重性 \rightarrow 二重性



©2022 IHAL, IHP, Kyoto University
京都大学基礎物理学研究所 湯川記念館史料室

花

energy, 全成分 (他), component 成分は出さず
 成分 (energy) - 成分 (component) - 他, 成分 (他),
 component energy = 成分 (他) 成分 (他) 成分 (他)
 成分 (他) 成分 (他) (実験的 = photon, fraction 1/2)
 成分 (他) 成分 (他) 成分 (他) 成分 (他) 成分 (他) 成分 (他)
 成分 (他) 成分 (他) 成分 (他) 成分 (他) 成分 (他) 成分 (他)
 成分 (他) 成分 (他) 成分 (他) 成分 (他) 成分 (他) 成分 (他)
 $\alpha + \frac{\pi}{2}$, $\alpha + \frac{\pi}{2}$
 α -component 成分 (他) probability = $\cos^2 \alpha$ 成分 (他)
 $\alpha + \frac{\pi}{2}$, $\alpha + \frac{\pi}{2}$
 成分 (他) 成分 (他) 成分 (他) 成分 (他) 成分 (他) 成分 (他)
 成分 (他) incident beam, photon, 成分 (他) 成分 (他)
 成分 (他) component, energy, distribution =
 成分 (他) classical + 成分 (他) 成分 (他) 成分 (他)
 成分 (他) 成分 (他) 成分 (他) 成分 (他) photon, individuality
 成分 (他) reserve 成分 (他) 成分 (他) 成分 (他) determinacy
 成分 (他) 成分 (他) 成分 (他) 成分 (他) 成分 (他) 成分 (他)
 成分 (他) 成分 (他) 成分 (他) 成分 (他) 成分 (他) 成分 (他)
 成分 (他) 成分 (他) 成分 (他) 成分 (他) 成分 (他) 成分 (他)
 probability = 成分 (他) 成分 (他)

→ dynamical system

成分 (他) observation, 成分 (他) indeterminacy, state

成分 (他)

↑ 2個 photon が $0 + n$ state 状態 $= p, n$ となる。一方 α の
この状態 $= p, n - \alpha$ の $\alpha + n$ 状態 $= p, n$ となる。同様に
する。何故か α の光子 $= p, n$ となる。1光子の状態
が n の光子の状態 $= p, n$ となる。

↑ 以上述べた材料 + superposition 1 光子、1 光子
photon $1 + 2$ 。光子、原子 \rightarrow ~~光子~~ \rightarrow ~~光子~~ \rightarrow ~~光子~~
 $4 + 2 = p, n + n = 1$, state 1 光子 system
状態 \rightarrow 光子の状態 \rightarrow p, n となる。

↑ 光子の polariscope による測定を行う
場合 + polarizing apparatus

polarization 1 状態 $= p, n$ となる。2光子状態 \rightarrow 。
光子 system が \rightarrow の光子 \rightarrow 光子 \rightarrow 光子 \rightarrow 光子
 \rightarrow の光子 \rightarrow p, n となる。2光子状態 \rightarrow の光子
光子 \rightarrow の光子 \rightarrow 光子 \rightarrow 光子 \rightarrow 光子 \rightarrow 光子 \rightarrow 光子
 \rightarrow $= p, n$

~~二つの関~~ = classical + superposition 理論 = ... 関
 状態 \rightarrow \rightarrow - 状態, 関, 状態 \rightarrow 状態 \rightarrow 状態
~~状態~~ 状態 \rightarrow 状態 \rightarrow 0, state \rightarrow 状態 \rightarrow 状態
 \rightarrow state \rightarrow 状態 \rightarrow 状態, 状態 \rightarrow 状態 \rightarrow state
 \rightarrow 状態 \rightarrow 状態 \rightarrow 状態, 0 \rightarrow state, 状態 \rightarrow state
 \rightarrow state = state \rightarrow 状態 \rightarrow 状態 \rightarrow 状態 \rightarrow 状態
 \rightarrow 状態 \rightarrow 状態 \rightarrow 状態 \rightarrow 状態 \rightarrow 状態
 \rightarrow state \rightarrow 状態 \rightarrow state, superposition 状態 \rightarrow state
 \rightarrow state \rightarrow state \rightarrow state, classical + 理論 \rightarrow state
 \rightarrow polarization, state \rightarrow polarization, state, superpose 状態 \rightarrow state
 state \rightarrow state, state \rightarrow superposition, state
 state \rightarrow state \rightarrow state \rightarrow state
 state \rightarrow state \rightarrow polarization, state \rightarrow state
 superpose 状態 \rightarrow state, classical + superposition 状態 \rightarrow state
 \rightarrow observation
 \rightarrow state \rightarrow state \rightarrow state \rightarrow state
 state \rightarrow state, state \rightarrow superposition \rightarrow state
 interfere \rightarrow state \rightarrow state
 state \rightarrow state, superposition \rightarrow state \rightarrow classical

classical
↑ wave concepts to superposition 波動の重ね合わせ
wave & classical + corpuscular concepts
重ね合わせの superposition とは波動の重ね合わせ
である。 50% classical + light quantum, 50%
classical 50% light quantum 波動と粒子の superp,
rel. weight 20% 波動 80% 粒子, state

→ 波動の重ね合わせの原理は、状態の重ね合わせの原理である。
波動の重ね合わせの原理は、状態の重ね合わせの原理である。

state
interference phase difference 干渉の位相差, intensity

波動の重ね合わせの原理は、状態の重ね合わせの原理である。
波動の重ね合わせの原理は、状態の重ね合わせの原理である。
波動の重ね合わせの原理は、状態の重ね合わせの原理である。
波動の重ね合わせの原理は、状態の重ね合わせの原理である。

A + B の重ね合わせは B + C, superpose 重ね合わせ
波動の重ね合わせの原理は、状態の重ね合わせの原理である。
波動の重ね合わせの原理は、状態の重ね合わせの原理である。
波動の重ね合わせの原理は、状態の重ね合わせの原理である。

Dirac's superposition principle 重ね合わせの原理
波動の重ね合わせの原理は、状態の重ね合わせの原理である。

+ 位相 + 振幅 ~ super relative weight + phase
 difference \rightarrow T superposition, \rightarrow 重ね合わせ
 重ね合わせ \rightarrow superposition, \rightarrow 重ね合わせ
~~重ね合わせ~~ weight + phase, \rightarrow 重ね合わせ
 classical + superposition \rightarrow T \rightarrow absolute amplitude
 (absolute value \rightarrow 振幅, \rightarrow 重ね合わせ)
 重ね合わせ, 物理的 + 意味 \rightarrow 重ね合わせ \rightarrow state
 \rightarrow 重ね合わせ superpose \rightarrow T \rightarrow 重ね合わせ
 \rightarrow 重ね合わせ, classical \rightarrow \rightarrow vibration, amplitude
 \rightarrow 重ね合わせ + \rightarrow 重ね合わせ \rightarrow state,

Dirac, 1928, 重ね合わせの原理 \rightarrow Principle of
 superposition \rightarrow 重ね合わせの原理, \rightarrow 重ね合わせの原理

重ね合わせの原理 \rightarrow Principle of Superposition
 重ね合わせの原理 \rightarrow Quantum Mechanics

General Scheme of 構成 \rightarrow 重ね合わせの原理
 重ね合わせ

重ね合わせ \rightarrow Heisenberg, Uncertainty Relation
 \rightarrow Dirac, Principle of Superposition \rightarrow 重ね合わせ
 wave, ~~particle~~ ^{particle} corpuscle, duality, \rightarrow 重ね合わせ
 \rightarrow 重ね合わせ \rightarrow 重ね合わせ \rightarrow 重ね合わせ
 重ね合わせ dynamical relation \rightarrow 重ね合わせ, 重ね合わせ
 重ね合わせ \rightarrow state, 重ね合わせ, 重ね合わせ
 重ね合わせ \rightarrow 重ね合わせ, 重ね合わせ \rightarrow 重ね合わせ

Wigner: Gruppentheorie und
van der Waerden: Die gruppentheoretische Methode
in der Q.M. 1932

21 Transformation Theory
Dirac, 李約, 部十, 介二李力、L行在
L行在の長体、L行在の長体

波の力学とL行在の力学

wave mechanics + matrix mechanics (q-number, phase)
state dynamical system, state + dynamical variables
q-number, 理論の抽象的記号の適用範囲が広い。

state + dynamical variables, 両方とも side by side = 複雑性, 物理的記号の適用範囲が広い。Symbolical + 物理的記号の適用範囲が広い。Transformation Theory

Transformation Theory の適用範囲が広い。Symbolical + 物理的記号の適用範囲が広い。Dirac, 李約, 高半, 意味は一致の力学、L行在の長体、方針は統一である。

21章の初めに述べたように、 ψ は state の symbol である。state の symbol は、 ψ の numerical value を表す conjugate complex ψ^* とともに用いられる。

Conjugate imaginary ...
numerical value ...
conjugate complex ψ^* ...

本章では、state, superposition, idea の基礎として、
一般的に物理的構成として、 ψ は state の dynamical system の symbol として導入される。state の dynamical system の symbol は、 ψ の numerical value を表す conjugate complex ψ^* とともに用いられる。state の dynamical system の symbol は、 ψ の numerical value を表す conjugate complex ψ^* とともに用いられる。

1. 2. 3. 4. dynamical system, state ψ , symbol, suffix ψ_1, ψ_2, ψ_r , state, superposition ψ_1, ψ_2

$$\psi_0 = c_1 \psi_1 + c_2 \psi_2 \quad (1)$$

c_1, c_2 は complex number である。state の symbol は、 ψ の numerical value を表す conjugate complex ψ^* とともに用いられる。state の symbol は、 ψ の numerical value を表す conjugate complex ψ^* とともに用いられる。

1, addition = 対称性, commutative law
 associative law 成立 $\sum_{i=1}^n c_i \psi_i = \sum_{i=1}^n c_i \psi_i$

$$c_1 \psi_1 + c_2 \psi_2 = c_2 \psi_2 + c_1 \psi_1$$

$$(c_1 \psi_1 + c_2 \psi_2) + c_3 \psi_3 = c_1 \psi_1 + (c_2 \psi_2 + c_3 \psi_3)$$

2, 内 commutative law, ~~state~~ superposition

1, symmetrical \Rightarrow state 2 箇に symmetrical

2, 内 2 箇 ψ_1, ψ_2 中 ψ_1 及び ψ_2 超置, superposition

definition 及び ψ_1, ψ_2 中の associative law

\Rightarrow 1, 2 内 superposition = 内 2 箇 ψ_1, ψ_2 中の ψ_1 及び ψ_2

$\psi_1 + \psi_2 + \psi_3$ 中の ψ_1

(1) 1, 2 内 ψ_1, ψ_2 中の $c_1 \neq 0 + 3$ の ψ_1 及び ψ_2

superposition 中の ψ_1 及び ψ_2 中の superposition, 条件 (1)

1, ψ_1, ψ_2, ψ_3 中の symmetrical 中の ψ_1 及び ψ_2

superposition, definition 中の ψ_1 及び ψ_2 中の ψ_1 及び ψ_2

2, \Rightarrow state 中 symmetrical = 中の ψ_1 及び ψ_2 中の ψ_1 及び ψ_2

dependent + ψ_1 中の ψ_1 及び ψ_2 中の ψ_1 及び ψ_2

$\psi_1 = \psi_2$ 中の ψ_1 及び ψ_2

$$c_1 \psi_1 + \dots + c_n \psi_n = 0 \quad (2)$$

1, 中の ψ_1 及び ψ_2 中の dependent 中の ψ_1 及び ψ_2 中の independent

1, 2

2, \Rightarrow state 中の ψ_1 及び ψ_2 中の superpose 中の ψ_1 及び ψ_2

3, state 中の ψ_1 及び ψ_2 中の ψ_1 及び ψ_2 , 中の ψ_1 及び ψ_2

4, state 中の ψ_1 及び ψ_2 中の ψ_1 及び ψ_2 extend 中の ψ_1 及び ψ_2

13.18分
† conjugate imaginary quantity 共役虚数
共役 = conjugate complex number 共役複素数
210

∴ product = 積 ψ · multiplication, distributive law

$$(\phi_1 + \phi_2) \psi = \phi_1 \psi + \phi_2 \psi \quad (5)$$

$$\phi (\psi_1 + \psi_2) = \phi \psi_1 + \phi \psi_2 \quad (6)$$

$$\text{also } \phi (c\psi) = (c\phi) \psi = c(\phi\psi) \quad (c: \text{any number}) \quad (7)$$

が成立する。この積は ψ に対して ψ の vector, 積 ψ , scalar product = 積 ψ である。

次に ψ と ϕ の conjugate imaginary product = 積 ψ である。

$$\phi_r \psi_s = \overline{\phi_s \psi_r} \quad (8)$$

$$\phi_r \psi_r > 0 \quad (9)$$

これは ψ (4), (5) の transformation $\psi \rightarrow \bar{\psi}$ (1), (9) の

$$\bar{\phi}_r \bar{\phi}_s = \overline{\phi_s \phi_r} \quad (10)$$

$$\bar{\phi}_r \bar{\phi}_r > 0 \quad (11)$$

これは ψ の real positive + 3rd part $\phi_r^* \psi_r^* = \overline{\phi_r \psi_r} > 0$

これは ψ と ϕ の conjugate imaginary product

である。この積は ψ に対して ψ の vector, 積 ψ , scalar product = 積 ψ である。これは ψ (4), (5) の transformation $\psi \rightarrow \bar{\psi}$ (1), (9) の $\bar{\phi}_r \bar{\phi}_s = \overline{\phi_s \phi_r}$ (10) $\bar{\phi}_r \bar{\phi}_r > 0$ (11) の結果である。これは ψ の real positive + 3rd part $\phi_r^* \psi_r^* = \overline{\phi_r \psi_r} > 0$ (12) の結果である。これは ψ と ϕ の conjugate imaginary product である。これは ψ (4), (5) の transformation $\psi \rightarrow \bar{\psi}$ (1), (9) の $\bar{\phi}_r \bar{\phi}_s = \overline{\phi_s \phi_r}$ (10) $\bar{\phi}_r \bar{\phi}_r > 0$ (11) の結果である。これは ψ の real positive + 3rd part $\phi_r^* \psi_r^* = \overline{\phi_r \psi_r} > 0$ (12) の結果である。

これは invariant である。

$\langle \psi | \psi \rangle = 1$
 $\langle \psi | \psi \rangle = \langle \psi | \psi \rangle$
 $\langle \psi | \psi \rangle = 0$ (9)
 $\langle \psi | \psi \rangle = 1$ (10)

$\langle \psi | \psi \rangle = 1$
 $\langle \psi | \psi \rangle = 1$

$\langle \psi | \psi \rangle = 1$ \Rightarrow $\langle \psi | \psi \rangle = 0$ \Rightarrow $\langle \psi | \psi \rangle = 1$ \Rightarrow $\langle \psi | \psi \rangle = 1$ \Rightarrow $\langle \psi | \psi \rangle = 1$ \Rightarrow $\langle \psi | \psi \rangle = 1$

$\langle \psi | \psi \rangle = 1$ \Rightarrow $\langle \psi | \psi \rangle = 1$

$\langle \psi | \psi \rangle = 1$
 $\langle \psi | \psi \rangle = 1$

$\langle \psi | \psi \rangle = 1$ \Rightarrow $\langle \psi | \psi \rangle = 1$

$\langle \psi | \psi \rangle = 1$
 $\langle \psi | \psi \rangle = 1$ (11)

$\langle \psi | \psi \rangle = 1$ \Rightarrow $\langle \psi | \psi \rangle = 1$

$\langle \psi | \psi \rangle = 1$

$(\langle \psi | \psi \rangle - e^{-i\alpha} \langle \psi | \psi \rangle) (\langle \psi | \psi \rangle - e^{i\alpha} \langle \psi | \psi \rangle) > 0$

$\text{or } e^{i\alpha} \langle \psi | \psi \rangle + e^{-i\alpha} \langle \psi | \psi \rangle < 2$

$\langle \psi | \psi \rangle = 1$ \Rightarrow $\langle \psi | \psi \rangle = 1$

$|\langle \psi | \psi \rangle| < 1$

$\langle \psi | \psi \rangle = 1$

$\langle \psi | \psi \rangle = 1$ \Rightarrow $\langle \psi | \psi \rangle = 1$

$\langle \psi | \psi \rangle = 1$

5423627

$\text{state} \approx \text{system} \approx \text{state}$. 或. $\gamma \in \text{observation}$ ⁻⁵⁴
 7892111012
 7892111012 \rightarrow $\gamma \in \text{observation}$ \rightarrow 1) 結果の一致 - 観測 - 値 / 観測 $\gamma \in \text{state}$
 \rightarrow $\gamma \in \text{state}$ \rightarrow 結果の一致 \rightarrow 観測 - 値 / observation
 \rightarrow $\gamma \in \text{state}$ \rightarrow 結果の一致 \rightarrow 観測 - 値 / observation
 が、 $\gamma \in \text{state}$ \rightarrow 結果の一致 \rightarrow probability. \rightarrow 観測 $\gamma \in \text{state}$ \rightarrow 結果の一致
 \rightarrow $\gamma \in \text{state}$ \rightarrow 結果の一致 \rightarrow observation \rightarrow 観測 $\gamma \in \text{state}$ \rightarrow 結果の一致
 観測 $\gamma \in \text{state}$ \rightarrow 結果の一致 \rightarrow probability.
 \rightarrow 観測 $\gamma \in \text{state}$ \rightarrow 結果の一致 \rightarrow observation
 , 観測 $\gamma \in \text{state}$ \rightarrow 結果の一致 \rightarrow observation
 \rightarrow maximum observation \rightarrow 観測 $\gamma \in \text{state}$ \rightarrow 結果の一致
 結果 $\gamma \in \text{state}$ \rightarrow 結果の一致 \rightarrow system = 結果 \rightarrow maximum observation
 \rightarrow $\gamma \in \text{state}$ \rightarrow 結果の一致 \rightarrow system, state の定義
 define #1, 又 結果 $\gamma \in \text{state}$ \rightarrow 結果 \rightarrow maximum
 observation, 結果 $\gamma \in \text{state}$ \rightarrow 結果 \rightarrow maximum observation.

probability of agreement is 0, 1/2.

or $\phi, \psi_2 = 0$ $\psi_2 \psi_1 = 0$

orthogonal state, orthogonal state

superposition $|c_1|^2/c_1^2 + |c_2|^2/c_2^2$ P.A.

definition of superposition

relative phase $|c_1|^2, |c_2|^2$

weight, relative phase

weight, physical meaning

physical meaning

$$\begin{aligned} + 187 \sim w \quad (\alpha_1 + \alpha_2) \psi &= \alpha_1 \psi + \alpha_2 \psi = \alpha_2 \psi + \alpha_1 \psi \\ &= (\alpha_2 + \alpha_1) \psi. \quad \text{for all } \psi \\ \therefore \alpha_1 + \alpha_2 &= \alpha_2 + \alpha_1 \end{aligned}$$

ψ is a state, ψ is a vector in \mathcal{H} , $\psi \in \mathcal{H}$, $\psi \in \mathcal{H}$, $\psi \in \mathcal{H}$
 ψ is a state, ψ is a vector in \mathcal{H} , $\psi \in \mathcal{H}$, $\psi \in \mathcal{H}$, $\psi \in \mathcal{H}$
 ψ is a state, ψ is a vector in \mathcal{H} , $\psi \in \mathcal{H}$, $\psi \in \mathcal{H}$, $\psi \in \mathcal{H}$
 ψ is a state, ψ is a vector in \mathcal{H} , $\psi \in \mathcal{H}$, $\psi \in \mathcal{H}$, $\psi \in \mathcal{H}$

$\alpha, \beta \in \mathcal{H}$, $\alpha, \beta \in \mathcal{H}$, $\alpha, \beta \in \mathcal{H}$, $\alpha, \beta \in \mathcal{H}$
 $(\alpha + \beta)\psi = \alpha\psi + \beta\psi$ (13)

ψ is a state, ψ is a vector in \mathcal{H} , $\psi \in \mathcal{H}$, $\psi \in \mathcal{H}$, $\psi \in \mathcal{H}$

observables, addition, commutative, associative
 law in ψ -symbols, commutative, associative law
 law of ψ and ψ

ψ is a state, ψ is a vector in \mathcal{H} , $\psi \in \mathcal{H}$, $\psi \in \mathcal{H}$, $\psi \in \mathcal{H}$

$(\alpha, \beta)\psi = \alpha(\beta\psi)$ (14)

ψ is a state, ψ is a vector in \mathcal{H} , $\psi \in \mathcal{H}$, $\psi \in \mathcal{H}$, $\psi \in \mathcal{H}$
 multiplication, associative, distributive law, 2, def of ψ
 ψ is a state, ψ is a vector in \mathcal{H} , $\psi \in \mathcal{H}$, $\psi \in \mathcal{H}$, $\psi \in \mathcal{H}$

$[(\alpha, \beta) \gamma]\psi = (\alpha, \beta)\gamma\psi = \alpha[(\beta, \gamma)\psi]$
 $= \alpha[(\beta, \gamma)\psi] = [(\alpha, (\beta, \gamma))]\psi$

ψ is a state, ψ is a vector in \mathcal{H} , $\psi \in \mathcal{H}$, $\psi \in \mathcal{H}$, $\psi \in \mathcal{H}$

$(\alpha, \beta)\gamma = \alpha(\beta, \gamma)$

ψ is a state, ψ is a vector in \mathcal{H} , $\psi \in \mathcal{H}$, $\psi \in \mathcal{H}$, $\psi \in \mathcal{H}$
 multiplication, commutative law, 2, def of ψ
 ψ is a state, ψ is a vector in \mathcal{H} , $\psi \in \mathcal{H}$, $\psi \in \mathcal{H}$, $\psi \in \mathcal{H}$
 ψ is a state, ψ is a vector in \mathcal{H} , $\psi \in \mathcal{H}$, $\psi \in \mathcal{H}$, $\psi \in \mathcal{H}$
 ψ is a state, ψ is a vector in \mathcal{H} , $\psi \in \mathcal{H}$, $\psi \in \mathcal{H}$, $\psi \in \mathcal{H}$

+ if $\phi \neq 0$ then
 $(\phi \alpha) \psi \neq 0$ for all ϕ and ψ or $\phi(\alpha \psi) \neq 0$ for all ϕ and ψ
or $\alpha \psi \neq 0$ for all ψ by $(\psi \alpha) = \alpha \psi$

$\psi_s = \phi_g \alpha_1, \psi_r = \alpha_2 \psi_g$
 but ψ_s, ψ_r

$\psi_s = \alpha_1 \psi_g, \psi_r = \phi_g \alpha_2$
 $\phi_g \alpha_2 \alpha_1 \psi_g = \phi_g \alpha_1 \alpha_2 \psi_g$
 $\therefore \phi_g \alpha_2 \alpha_1 \psi_g = \phi_g \alpha_1 \alpha_2 \psi_g$ for arbitrary ϕ_g, ψ_g
 $\alpha_1 \alpha_2 = \alpha_2 \alpha_1$
 $\alpha_1, \alpha_2 \in \mathbb{C}$ or \mathbb{R} or \mathbb{H} or \mathbb{O}
 $\alpha_1, \alpha_2 \in \mathbb{C}$ or \mathbb{R} or \mathbb{H} or \mathbb{O} factor, $\alpha_1, \alpha_2 \in \mathbb{C}$ or \mathbb{R} or \mathbb{H} or \mathbb{O} commutes.
 $\alpha_1, \alpha_2 \in \mathbb{C}$ or \mathbb{R} or \mathbb{H} or \mathbb{O} factor, $\alpha_1, \alpha_2 \in \mathbb{C}$ or \mathbb{R} or \mathbb{H} or \mathbb{O} commutes.
 $\alpha_1, \alpha_2 \in \mathbb{C}$ or \mathbb{R} or \mathbb{H} or \mathbb{O} factor, $\alpha_1, \alpha_2 \in \mathbb{C}$ or \mathbb{R} or \mathbb{H} or \mathbb{O} commutes.
 $\alpha_1, \alpha_2 \in \mathbb{C}$ or \mathbb{R} or \mathbb{H} or \mathbb{O} factor, $\alpha_1, \alpha_2 \in \mathbb{C}$ or \mathbb{R} or \mathbb{H} or \mathbb{O} commutes.

$\alpha_1, \alpha_2 \in \mathbb{C}$ or \mathbb{R} or \mathbb{H} or \mathbb{O} factor, $\alpha_1, \alpha_2 \in \mathbb{C}$ or \mathbb{R} or \mathbb{H} or \mathbb{O} commutes.
 $\alpha_1, \alpha_2 \in \mathbb{C}$ or \mathbb{R} or \mathbb{H} or \mathbb{O} factor, $\alpha_1, \alpha_2 \in \mathbb{C}$ or \mathbb{R} or \mathbb{H} or \mathbb{O} commutes.
 $\alpha_1, \alpha_2 \in \mathbb{C}$ or \mathbb{R} or \mathbb{H} or \mathbb{O} factor, $\alpha_1, \alpha_2 \in \mathbb{C}$ or \mathbb{R} or \mathbb{H} or \mathbb{O} commutes.
 $\alpha_1, \alpha_2 \in \mathbb{C}$ or \mathbb{R} or \mathbb{H} or \mathbb{O} factor, $\alpha_1, \alpha_2 \in \mathbb{C}$ or \mathbb{R} or \mathbb{H} or \mathbb{O} commutes.
 $\alpha_1, \alpha_2 \in \mathbb{C}$ or \mathbb{R} or \mathbb{H} or \mathbb{O} factor, $\alpha_1, \alpha_2 \in \mathbb{C}$ or \mathbb{R} or \mathbb{H} or \mathbb{O} commutes.
 $\alpha_1, \alpha_2 \in \mathbb{C}$ or \mathbb{R} or \mathbb{H} or \mathbb{O} factor, $\alpha_1, \alpha_2 \in \mathbb{C}$ or \mathbb{R} or \mathbb{H} or \mathbb{O} commutes.
 $\alpha_1, \alpha_2 \in \mathbb{C}$ or \mathbb{R} or \mathbb{H} or \mathbb{O} factor, $\alpha_1, \alpha_2 \in \mathbb{C}$ or \mathbb{R} or \mathbb{H} or \mathbb{O} commutes.
 $\alpha_1, \alpha_2 \in \mathbb{C}$ or \mathbb{R} or \mathbb{H} or \mathbb{O} factor, $\alpha_1, \alpha_2 \in \mathbb{C}$ or \mathbb{R} or \mathbb{H} or \mathbb{O} commutes.

observable \hat{O} $\psi_s + \dots$
 classical mechanics \rightarrow observable \rightarrow state \rightarrow numerical value
 quantum theory \rightarrow observable \rightarrow state \rightarrow numerical value

$\sqrt{\langle \psi | \psi \rangle} \psi$ state = 2nd observer system = 2nd observable a ,
他の observer による ψ の a による観測の結果は

ψ (20) or (21), a による観測 + 物理的意味 + a による結果,
観測結果は a による観測結果

$\therefore \psi$ is normalized + ψ is state (20) or (21) による
 $\phi \psi = \psi \phi = a \psi = a$

観測結果は a による観測結果 + a による観測結果 ψ state による
 a , 観測結果は a による

観測結果は a による観測結果 (20) or (21) による観測結果 + a による観測結果
 ψ state による観測結果, 観測結果は a による観測結果 ψ state =
観測結果 a , 観測結果は a による観測結果 (20) or (21)
観測結果 a による観測結果 + a による観測結果 *

* $\{a_i\} \Rightarrow$ observables a_1, a_2, \dots
 $(a_i + da_i) \psi = a_i \psi, a_i \psi = a_i \psi$
 同様に $a_j \psi = a_j \psi$

$$(a_i + da_i) \psi = (a_i + da_i) \psi \quad (22)$$

$$a_i a_j \psi = a_j a_i \psi \quad (23)$$

$a_i \psi = a_i \psi$, eigenvalue a_i , eigenvalue a_j , $a_i \psi = a_i \psi$, eigenvalue a_i
 eigenvalue a_j , $a_j \psi = a_j \psi$, $a_i \psi = a_i \psi$ - power series \sum

$a_i \psi = a_i \psi$ $f(a) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{f^{(n)}(a_0)}{n!} (a - a_0)^n$
 $a \psi = a \psi$ $f(a) \psi = f(a) \psi$
 observable a_i

$$f(a) \psi = f(a) \psi \quad (24)$$

math induction \Rightarrow deduce \Rightarrow $f(a) \psi = f(a) \psi$

QED

2/32

∴ ψ 's 1st = linear relation

$$\sum c_r \psi_r = 0 \quad (24)$$

2nd = 1st

expansion theorem η | $\psi\rangle$ \rightarrow observable,
eigenvalue η 各個力, $\psi = \sum c_n \psi_n$

addition, multiplication η

物理的 operation 物理的 η の ψ operation η 物理的
 η の ψ の η の ψ の abstract symbol 物理的 η の
物理的 η の ψ の η の ψ の operation 物理的 η の ψ の
~~物理的 η の ψ の η の ψ の~~ η の ψ の η の ψ の η の ψ の
物理的 η の ψ の η の ψ の η の ψ の η の ψ の
物理的 η の ψ の η の ψ の η の ψ の η の ψ の
物理的 η の ψ の η の ψ の η の ψ の η の ψ の

→, observable (set)
 eigenvalue eigenvalue b^n number, continuous range
 $\psi = \sum c_n \psi_n$... ψ is eigen- ψ or eigen- ϕ
 , superposition $\psi = \sum \psi_n$ addition $1\psi + 2\psi$
 int discrete + eigen ψ 's / sum $1\psi + 2\psi$, continuous
 + range (eigenvalues) = b^n ... ψ 's, sum ψ + integral
 $\psi = \sum c_n \psi_n$... ψ is state
 ψ is observable, ψ is continuous range
 ψ is discrete +
 eigen- ψ 's, sum enumerable number, sum ψ +
 $\psi = \sum c_n \psi_n$... ψ is ψ 's or ϕ 's, integral
 $\psi = \sum c_n \psi_n$

$\psi = \sum c_n \psi_n$ continuous range
 c_n parameter ψ is eigenstate ψ symbol ψ
 $\psi = \sum c_n \psi_n$ normalize ψ + ψ
 $\psi = \sum c_n \psi_n$ function, integral ψ + ψ
 $\psi = \sum c_n \psi_n$... ψ is state ψ + ψ

$$\sum_{n=1}^N c_n \psi_n \Delta c_n$$

$$(2\theta)$$

$\psi = \sum c_n \psi_n$ state ψ + ψ is c_n
 $\psi = \sum c_n \psi_n$ inte function, $c_n = \psi$ - ψ
 $\psi = \sum c_n \psi_n$... ψ is state ψ + ψ

$$\sum_{n=1}^N c_n \psi_n \Delta c_n$$

$\psi = \sum_{n=1}^N c_n \psi_n$ product of ψ + ψ
 $\psi = \sum_{n=1}^N c_n \psi_n$ product of ψ + ψ
 $\psi = \sum_{n=1}^N c_n \psi_n$ product of ψ + ψ

observable \hat{C} , eigenstate ψ_n , $\hat{C}\psi_n = c_n\psi_n$
 (2) $\int |\psi|^2 da$ in state ψ , probability of agreement $|\langle \psi | \psi_n \rangle|^2$

$\int \psi_n^* \psi_m da = \delta_{nm}$ orthogonal, integral $\int \psi_n^* \psi_n da = 1$
 normalize ψ_n to $\int |\psi_n|^2 da = 1$

observable eigenvalue c_n , discrete set $\{c_n\}$ or continuous + range
 state ψ , eigenvalues c_n , $\psi = \sum \psi_n a_n + \int \psi_a da$

$$\psi = \sum_n \psi_n a_n + \int \psi_a da \quad (28)$$

$$\psi = \sum_n \psi_n a_n + \int \psi_a da \quad (31)$$

superposition principle, generalization, symbolic + state, definition algebra
 expansion axiom + expansion

$$\int \psi_a^* \psi_a da = \int |\psi_a|^2 da = 1$$



complete set of ψ 's \rightarrow discrete set of ψ 's
 ψ 's \rightarrow integral \rightarrow complete set

Integral / Expansion Theorem

$$\lim \left[\varphi \left(\psi - \sum_{n=1}^N \psi_n \phi_n \right) \right]$$

$$= \lim \left[\varphi - \sum_{n=1}^N \varphi_n \phi_n \right] \text{ for any } \varphi'$$

$$= \varphi - \int \varphi_n \phi_n = 0$$

for ψ 's, $\varphi' = \psi$: $\varphi' \psi_n = \psi_n$ integrable
 ψ_n integrable. $\varphi_1, \varphi_2, \dots, \varphi_n = \psi_n$
 $\varphi_n = \varphi_n \psi_n$ integrable + s.v. φ_n
 linear combination - s.v. integrable.

is eigenvalue $a_p = \beta \alpha \alpha$

* are linearly indep + Ψ_p 's = set of (0) Ψ $f(\alpha) \Psi_p$'s
y 线性独立 + Ψ_p 's, linear comb of Ψ_p 's in Ψ

$$\Psi = \sum c' \Psi_p$$

= set of

$$f(\alpha) \Psi = \sum c' f(\alpha) \Psi_p = \sum c' f(a_p) \Psi_p$$

$$= f(a_p) \sum c' \Psi_p = f(a_p) \Psi$$

+ the (0) Ψ is the same as the set of Ψ_p 's.

2. expansion axiom $\Rightarrow \hat{A}$ real observable, $f(x)$ real variable, ordinary function, $f(x)$ same as $f(x)$ in classical mechanics.

2.1 \hat{A} has $f(x)$ as x , power series $\sum a_n x^n$
 \rightarrow $\alpha \rightarrow$, eigenvalue $a_p = \hat{A} \psi_p$ state ψ_p satisfies

$$f(\alpha) \psi_p = f(a_p) \psi_p \quad (30)$$

or $f(x) = 0$

3. $f(x)$ as $x = a_p$ in domain D is real variable x , $f(x)$ is ordinary function (30), $f(a_p) \psi_p$
 1. $f(x) = 0$ in D , $f(x) \psi_p = 0$ in D , $f(a_p) \psi_p = 0$
 \rightarrow eigenvalue 0 , eigen ψ 's

2. $\psi = \sum c'_p \psi'_p$ if $\psi = 0$ in D , $\sum c'_p \psi'_p = 0$

\rightarrow linear relation between ψ'_p in D (30), definition

$$f(x) \sum c'_p \psi'_p = \sum c'_p f(x) \psi'_p = \sum c'_p f(a_p) \psi'_p = 0$$

1. $f(x) = 0$ in D , $f(x) \psi = 0$ in D , $f(a_p) \psi_p = 0$
 \rightarrow eigenvalue 0 , eigen ψ 's in D , $f(x) = 0$ in D , eigen ψ
 $= 0$ in D , $f(x) \psi = 0$ in D .

2. $\psi = \sum c'_p \psi'_p$, ψ is eigen ψ expanded as $\sum c'_p \psi'_p$
 \rightarrow $f(x) \psi = 0$ in D , $\sum c'_p f(x) \psi'_p = 0$ in D , expansion, each term

上, 故に α^{-1} define する.

* real observable, α は α^{-1} の逆. ψ は α の
 0 以外の eigenvalue λ に対して $\alpha^{-1} \psi = \lambda^{-1} \psi$ である. α^{-1} は observable
 である.

$$\alpha^{-1} \psi_p = \alpha_p^{-1} \psi_p$$

α^{-1} define する. $\psi_p = \alpha_p^{-1} \psi_p$ は α の eigenvalue α_p である. α^{-1} は α の inverse である.

$$\alpha \alpha^{-1} \psi_p = \alpha \alpha_p^{-1} \psi_p = \psi_p \text{ for any } \psi_p$$

$$\therefore \alpha \alpha^{-1} = 1 \quad \text{and} \quad \alpha^{-1} \alpha = 1$$

α^{-1} は α の inverse である. $\alpha \alpha^{-1} = 1$ である. α^{-1} は α の inverse である.

$$\therefore (\alpha^{-1})_1 - (\alpha^{-1})_2 = -1 - 1 = -2$$

$$\alpha \{ (\alpha^{-1})_1 - (\alpha^{-1})_2 \} = 1 - 1 = 0$$

α は reciprocal である. α^{-1} は α の inverse である.

$$(\alpha^{-1})_1 - (\alpha^{-1})_2 = 0$$

\therefore solution is unique.

第2, α は α^{-1} の逆. α は α^{-1} の逆.

$$\sqrt{\alpha} \psi_p = \pm \sqrt{\alpha_p} \psi_p$$

$\sqrt{\alpha}$ は α の square root である. $\sqrt{\alpha}$ は α の square root である.

α は α^{-1} の逆. α は α^{-1} の逆.

α は α^{-1} の逆. α は α^{-1} の逆.

α observable α , modulus $|\alpha| + n \in \mathbb{R}$

$$|\alpha| \psi_p = |\alpha_p| \psi_p$$

\Rightarrow α は α^{-1} の逆. **

$\Rightarrow S \rightarrow$ reciprocal $S^{-1} \rightarrow$ observable \rightarrow observable \rightarrow observable
 {observable} $\alpha \rightarrow S \alpha S^{-1}$, eigenvalues $\dots \alpha - \bar{\alpha}$

$\alpha \psi_a = a \psi_a$ \rightarrow 12 ur
 $S \alpha S^{-1} S \psi_a = S \alpha \psi_a = S a \psi_a = a S \psi_a$

iff $a \in \dots S \alpha S^{-1}$, eigenvalue $\neq S \psi_a$ \rightarrow \dots
 eigenstate \rightarrow ψ_a \rightarrow $S \alpha S^{-1}$, \rightarrow eigenvalue $\rightarrow a$, eigen ψ_a

$S \alpha S^{-1} \psi'_a = a \psi'_a$
 $\alpha S^{-1} \psi'_a = S^{-1} S \alpha S^{-1} \psi'_a = S^{-1} a \psi'_a = a S^{-1} \psi'_a$

iff $S \alpha S^{-1}$ eigenvalue $\dots \alpha$, eigenvalue $\neq \dots$
 $S^{-1} \psi'_a$ eigen \rightarrow

α real \rightarrow $S \alpha S^{-1}$ real
 $S \alpha S^{-1} = \overline{S \alpha S^{-1}} = \bar{S}^{-1} \alpha \bar{S}$
 $\bar{S} S \alpha = \alpha \bar{S} S$

iff $\bar{S} S \alpha$ real \rightarrow commute \rightarrow

$\alpha \psi_a = a \psi_a$
 $\bar{S} S \alpha \psi_a =$

§ Commutative Observables and Simultaneous Eigenstates

-> ^{real} observable α & β commute $\alpha\beta = \beta\alpha$, observable

β & $f(\alpha)$ commute $\beta f(\alpha) = f(\alpha)\beta$

f power series $f(x) = \sum c_n x^n$

$\beta f(\alpha) = \sum c_n \beta \alpha^n = \sum c_n \alpha^n \beta = f(\alpha)\beta$

$\beta f(\alpha) = f(\alpha)\beta$

証明. $\alpha \psi_p = a_p \psi_p$ eigenvalue a_p $\beta \psi_q = a_q \psi_q$

$\alpha \psi_q = a_q \psi_q$ eigenvalue a_q

$$\alpha \psi_p = a_p \psi_p \quad \beta \psi_q = a_q \psi_q$$

$$\beta \alpha \psi_p = \beta a_p \psi_p = a_p \beta \psi_p = a_p a_q \psi_p$$

$$\alpha \beta \psi_p = \alpha a_q \psi_p = a_q \alpha \psi_p = a_q a_p \psi_p$$

$$\beta \alpha \psi_p - \alpha \beta \psi_p = (a_p a_q - a_q a_p) \psi_p = 0$$

$$\therefore \beta \alpha \psi_p = \alpha \beta \psi_p \quad \text{or} \quad a_p = a_q$$

$$\beta \alpha \psi_p = \alpha \beta \psi_p \quad \text{or} \quad f(a_p) = f(a_q)$$

$$\therefore [f(a_p) - f(a_q)] \beta \psi_p = 0$$

$$\beta [f(\alpha) - f(a_q)] \psi_p = [f(a_p) - f(a_q)] \beta \psi_p = 0$$

$\beta [f(\alpha) - f(a_q)] \psi_p = 0$ \Rightarrow $f(\alpha) \psi_p = f(a_q) \psi_p$

成立 \Rightarrow ψ_p is eigenstate of $f(\alpha)$ with eigenvalue $f(a_q)$

$\psi_p \in \mathcal{E}_{f(a_q)}$

$$\therefore \beta f(\alpha) - f(\alpha) \beta = 0$$

observable α ,
 state ψ of a system \rightarrow probability $P(a)$
 observable α , its eigenvalue $f(a)$, state ψ of a system

average value $\langle f \rangle = \int f(a) P(a) da$

$$\langle f \rangle = \int f(a) P(a) da \quad \text{where } \langle \psi | \psi \rangle = 1$$

ψ is expanded in eigenstates ϕ_a of α , eigenvalue $f(a)$

$$\psi = \sum_a c_a \phi_a, \quad \phi = \sum_{a'} c_{a'} \phi_{a'}$$

eigenstate ϕ_a orthogonal $\langle \phi_a | \phi_{a'} \rangle = \delta_{aa'}$
 $\langle f \rangle = \sum_a c_a^* c_a f(a)$

$$\langle f \rangle = \sum_a c_a^* c_a f(a) = \sum_a f(a) c_a^* c_a$$

$$\therefore f(a) P(a) = f(a) c_a^* c_a$$

real variable a , arbitrary $f(a) = \int f(a) \delta(a - a') da'$
 $P(a) = c_a^* c_a$

$$P(a) = c_a^* c_a \quad (32)$$

normalized $\langle \psi | \psi \rangle = 1$

$$\sum_a c_a^* c_a = \sum_a P(a) = 1$$

expansion, normalized ϕ_a 's $\langle \phi_a | \phi_{a'} \rangle = \delta_{aa'}$

$$\psi = \sum_a c_a \phi_a, \quad \psi = \sum_{a'} c_{a'} \phi_{a'}$$

normalized

$$P(a) = c_a^* c_a = |c_a|^2 \quad (33)$$

\hat{A} = real observable α + commute \hat{A} + \hat{B} , observables
 \hat{A} + \hat{B} is observable f + \hat{A} + \hat{B} is f
 α , β are \hat{A} 's

for α , eigenvalue $a_p = \beta a_p$ - eigen ψ $\psi_p = \beta \psi$
 $\beta \psi_p = \psi_p$

a_p + β is eigenvalue $a_q = \beta a_q$ - eigen ψ $\psi_q = \beta \psi$
 $\beta \psi_q = 0$

又 ψ_p + β is $a_p = \beta a_p$ - eigen ψ
complete independent set ψ \rightarrow β is not \hat{A} 's

$\beta \psi_p = 0$
 β is not \hat{A} 's + β is \hat{A} 's
complete set ψ \rightarrow β is \hat{A} 's. β is \hat{A} 's
define ψ is

$$\beta \psi_q = 0 - \beta a_q \psi_q = 0$$

$$(\alpha \beta - \beta \alpha) \psi_p = a_p \psi_p - \beta a_p \psi_p = 0$$

$$(\alpha \beta - \beta \alpha) \psi_p = 0 - \beta a_p \psi_p = 0$$

$$\therefore \alpha \beta - \beta \alpha = 0$$

$$\therefore \beta \hat{A} = \hat{A} \beta$$

$$\therefore \beta \hat{A} \psi_p = \hat{A} \beta \psi_p = \hat{A} \psi_p$$

for ψ is eigen ψ ψ_p, ψ_p, ψ_q is expansion is

$$\beta \psi = c \psi_p$$

$$\therefore \hat{A} \psi_p = c \psi_p$$

$\therefore \psi$ is eigen ψ + \hat{A} is eigen ψ is

*** ψ の \hat{A} に対する eigenvalue a である eigenstate ψ である

\hat{A} の a となる value a となる probability $P(a)$

$$P(a) = \langle \psi | \hat{A} | \psi \rangle = \langle \psi | \psi \rangle = 1$$

$\hat{A}\psi = a\psi$ である \hat{A} の eigenvalue a である ψ である

\hat{A} の observable / average value $\langle \hat{A} \rangle = \langle \psi | \hat{A} | \psi \rangle$ (general assumption) (or expansion theorem) である ψ である

また ψ_1, ψ_2 の superposition $\psi = c_1\psi_1 + c_2\psi_2$ である state である

$$\psi_1 = \sum_a c_a \psi_a$$

$$\psi_2 = \sum_a b_a \psi_a$$

$$\psi = c_1\psi_1 + c_2\psi_2 = \sum_a (c_1 b_a + c_2 b'_a) \psi_a$$

ψ_1 である observable \hat{A} である a となる Prob $P_1(a) = |b_a|^2$

ψ_2 である $P_2(a) = |b'_a|^2$

ψ

$$P_0(a) = |c_1 b_a + c_2 b'_a|^2 = |c_1|^2 P_1(a) + |c_2|^2 P_2(a) + 2c_1 c_2 b_a b'_a$$

また $P_0(a) \neq 0$ である ψ である $P_1(a)$ である $P_2(a)$ である ψ である

ψ である ψ_1, ψ_2 の superposition である ψ である state である ψ である observation である ψ_1, ψ_2 である

observation である ψ である ψ_1, ψ_2 である superposition definition である ψ である ψ_1, ψ_2 である ψ である ψ である average value である ψ である ψ_1, ψ_2 である ψ である symbolic algebra である ψ である superposition definition である



2188 第11
**** μ expansion theorem の出づべきこと.



commutative observables α 's

\therefore set of ψ_1, ψ_2 & ψ_3 eigenvale, set ψ_1, ψ_2 simul. eigen state ψ_1, ψ_2

$$\rho \psi_1 = \psi_1, \rho \psi_2 = 0$$

and $\rho \psi_3 = 0$ ψ_3 : other simul. eigen states
set ψ_1, ψ_2, ψ_3 ~~obs~~ commutative observables α 's
commute ρ

$$\therefore (\rho \alpha_r - \alpha_r \rho) \psi_1 = \alpha_r \rho \psi_1 - \alpha_r \psi_1 = 0$$

$$\left(\begin{matrix} \cdot \\ \cdot \\ \cdot \end{matrix} \right) \psi_2 = 0$$

$$\left(\begin{matrix} \cdot \\ \cdot \\ \cdot \end{matrix} \right) \psi_3 = 0$$

ρ is ψ_1, ψ_2 any linear comb ψ α 's eigen state
 ρ is eigen state $\rho \psi = \psi$ $\rho \psi = 0$ $\rho \psi = \psi$ $\rho \psi = 0$
 ρ is α 's maximum possible commutative
observables, set $\rho \psi = \psi$

ρ is α 's maximum possible commutative
observables, set $\rho \psi = \psi$ $\rho \psi = 0$ eigen state ψ
 ρ is eigen values, set $\rho \psi = \psi$ uniquely $\rho \psi = \psi$
 ρ is observables ρ set ρ complete
set $\rho \psi = \psi$

Probability expression
 ρ is α, β commutative observables, $\rho \psi = \psi$ or $\rho \psi = 0$
 $\rho \psi = \psi$ $\rho \psi = 0$ com $\rho \psi = \psi$ $\rho \psi = 0$
 ψ is α, β simul. eigen state ψ expand in

Normalise ψ , ψ die eigenstate
 \Rightarrow expand ψ in $\phi_a = \sum_a \phi_a \psi$
 $\frac{\psi_{ab}}{\sum_a \psi_{ab}}$ s'as ψ

$P(b)$
 Probab ψ eigenstate \Rightarrow expand ψ ,
 eigenvalue $b = \sum_a \psi_{ab} \psi_{ab}^*$ coef. $\Rightarrow (\sum_a \psi_{ab}) \psi_{ab}^*$
 $P(b) = (\sum_a \psi_{ab}) (\sum_a \psi_{ab}^*)$ $\Rightarrow \psi_{ab}^* \psi_{ab}$ s'as ψ
 α , ψ \Rightarrow a s'as ψ_{ab} Prob. $\sum_a \psi_{ab}$

$$P(b, a) = \frac{\psi_{ab} \psi_{ab}^*}{(\sum_a \psi_{ab}) (\sum_a \psi_{ab}^*)}$$

ψ_{ab} s'as ψ
 ψ_{ab}^* s'as ψ^*
 Prob $P(b, a)$

$$P(b, a) = \frac{\psi_{ab} \psi_{ab}^*}{(\sum_a \psi_{ab}) (\sum_a \psi_{ab}^*)} = \psi_{ab} \psi_{ab}^*$$

ψ \Rightarrow ψ_{ab} s'as ψ , ψ_{ab}^* s'as ψ^*
 Prob $P(b, a)$

$$P(b) = \sum_a P(b, a) = \sum_a \psi_{ab} \psi_{ab}^*$$

Prob $P(b)$ s'as ψ , ψ_{ab} s'as ψ

$$P(a) = \sum_b \psi_{ab} \psi_{ab}^*$$

orthogonality \Rightarrow

$$= \sum_b \psi_{ab} \psi_{ab}^*$$

Prob $P(a)$ s'as ψ

ψ \Rightarrow eigenvalue ψ s'as ψ , state, ψ state,
 expansion ψ \Rightarrow eigenvalue ψ s'as ψ state ψ
 ψ state \Rightarrow ψ s'as ψ , ψ state

(ii) state a maximum observation = 0.57 define
of μ_{21} .

Orbital angular
§ General Case of Representation
Representation by discrete set
of fundamental states

Representation \Rightarrow Expansion Theorem
④ \Rightarrow representation \Rightarrow eigenfunction
192/1/27 1-2224.

ψ_p 's independent \Rightarrow $\psi_a = \sum_p a_p \psi_p$ $\psi_b = \sum_p b_p \psi_p$
 $\psi_a + \psi_b = \sum_p (a_p + b_p) \psi_p$

ψ -symbol, ψ -representation, ψ -coeff
 ψ -symbol \leftrightarrow number ψ -coeff \leftrightarrow representation

$c \psi_a = \sum_p c a_p \psi_p$
 ψ -symbol \leftrightarrow number ψ -coeff

number ψ -coeff \leftrightarrow ψ -symbol \leftrightarrow number set \leftrightarrow ψ -representation
 commutative, associative law... one-one corresp

number set a_p ψ -symbol ψ_a representation ψ -coeff ψ_p 's fundamental representation

set of indep ψ \leftrightarrow representation complete

ψ fundamental ψ observable ψ expansion

$$\psi \psi_g = \sum_p \psi_p \alpha_{pg} \quad (2)$$

coeff α_{pg} p, q suffix α depend ψ

$\alpha + \beta$ one-one corresp ψ

$$(\alpha + \beta) \psi_g = \sum_p \psi_p (\alpha_{pg} + \beta_{pg})$$

† $\overbrace{\text{number}}^{\text{c}}$ observable, special case $r=2, c=1, d=1$
 ψ repres c_{pq}

$$c_{pq} = \sum_p \psi_p c_{pq}$$

$$\text{A)} \quad c_{pp} = c \quad c_{pq} = 0 \quad (p \neq q)$$

$$\therefore c_{pq} = c \delta_{pq}$$

$r=2$ の基底。これ $\delta_{pp} = 1, \delta_{pq} = 0 \quad (p \neq q)$ (6)

δ_{pq} の unity matrix \rightarrow matrix \rightarrow matrix = 基底
 \rightarrow matrix \rightarrow matrix \rightarrow matrix \rightarrow matrix

↑ 21 物理 fund. 4. 量子力学の state の fund. state とは、
その fund. state の representation, fundamental state
orthogonal normalized, 正交正規化, orthogonal
repres とは、
orthogonal normalized, 正交正規化, orthogonal
repres とは、

in V state

ψ & ϕ conjugate imaginary, $\psi = \psi^*$
 ψ & ϕ conjugate imag. symbols ψ, ϕ , repres.
 $a_p + a_p^* \rightarrow$ conj. complex $\rightarrow \psi \rightarrow \phi \sim \psi^*$
 ψ, ϕ observable = ψ & ϕ repres. $a_{pq} + a_{pq}^*$

~~ψ, ϕ observable = ψ & ϕ repres. $a_{pq} + a_{pq}^*$~~

$$\phi_p \alpha \psi_q = \sum_r \phi_p \psi_r \alpha_{rq} \quad \text{by (2)}$$

$$= \sum_r \alpha_{pr}^* \phi_r \psi_q \quad \text{by (1)}$$

ψ, ϕ observable = ψ, ϕ \Rightarrow 1 repres

$\psi - \phi$ \Rightarrow $\alpha_{pq} = \alpha_{pq}^*$ for any α

$$\phi_p \psi_q = 0 \quad (p \neq q)$$

$$\phi_p \psi_p = c \quad c: \text{a number indep of } p$$

$c = 2 \rightarrow \psi - \phi \Rightarrow \psi = \phi \Rightarrow \psi = \phi$

$$\phi_p \psi_q = \delta_{pq} \quad (12)$$

ψ, ϕ fundamental ψ, ϕ orthogonal, normalized
 \Rightarrow orthogonal representation ψ, ϕ

$$\phi_q \psi = \phi_q \sum_p a_p \psi_p = \sum_p a_p \delta_{pq}$$

$$= a_q \quad (13)$$

$$\psi \phi_q = a_q^* \quad (14)$$

§ Representation by a continuum of fundamental states

ψ is a fundamental state of a discrete set
 of states ψ_n or a fundamental state of a
 discrete set or a continuum of states ψ_n .
 Continuum of states ψ_n or a discrete set of states ψ_n .

sum of ψ_n is ψ fundamental $\psi = \sum a_n \psi_n$

integral of ψ_n is ψ fundamental state of
 discrete + continuous range. the parameter p is ψ_p

$$\psi = \int a_p \psi_p dp \quad (18)$$

ψ is a fundamental state. a_p is finite + ψ_p is a fundamental state.

fund. state ψ_p (18) is a fundamental state. $\frac{\partial \psi}{\partial p}$ is a fundamental state. a_p is a function of p . $p=q$.

ψ is a fundamental state. (18) is a fundamental state.

~~coef a_p is a function of p . ψ is a fundamental state. a_p is a function of p .~~

$$a_p \psi_p = \int \delta(p-q) \psi_p dp$$

湯川記念館史料室
 湯川記念館史料室

$$\int a_p \Psi_p dp$$

$$\lim_{p_2 \rightarrow p_1} \int_{p_1}^{p_2} \frac{\Psi_p}{p_2 - p_1} dp$$

$$a_p = 0$$

$$p \leq p_1, p > p_2$$

$$a_p = \frac{1}{p_2 - p_1}$$

$$p_1 \leq p \leq p_2$$



AS

1. improper function $\Rightarrow \lim_{x \rightarrow \infty} f(x) = 0$
 limit $\lim_{n \rightarrow \infty} p_n \neq q_n$



$\lim_{n \rightarrow \infty} a_n = 0$ (for $p \neq q$)



$\lim_{n \rightarrow \infty} \int a_n dp = 1$

1.2 $\Psi_g \Rightarrow \Psi_p$, $\lim_{n \rightarrow \infty} a_n$, limit $\lim_{n \rightarrow \infty} \Psi_p$

$\Psi_g = \int a_p \Psi_p dp$

$\Psi_g = \int a_p \Psi_p dp$

1.2.1
 $\Psi_g \Rightarrow \Psi_p$

$\Phi_p \Psi_g = \int a_p \Phi_p \Psi_p dp \int \Phi_p \Psi_p dr = \int a_p A_p dp$

$\Phi_r \Psi_g = \int a_p \Phi_r \Psi_p dp$

$\int \Phi_r \Psi_g dr = \int a_p dp \int \Phi_r \Psi_p dr$

1.3 a_p , $p \neq q$, $\lim_{n \rightarrow \infty} a_n = 0$

2.1 $p = q$, $\lim_{n \rightarrow \infty} a_n = 1$, $\lim_{n \rightarrow \infty} \Psi_p$

$\Psi_g = \int a_p \Psi_p dp$

$\int a_p dp = 1$

1.4 $\lim_{n \rightarrow \infty} a_n = 1$

2.2 improper function $\Rightarrow \lim_{x \rightarrow \infty} f(x) = 0$, proper function

$\lim_{n \rightarrow \infty} a_n$ limit

$\lim_{n \rightarrow \infty} a_n = 0$ (for $p \neq q$)

$\lim_{n \rightarrow \infty} \int a_n dp = 1$

** δ -function, 性質 7

$$\int_{-\infty}^{\infty} f(x) \delta(x-a) dx = f(a)$$

or 性質 1, $f(a) = \int_{-\infty}^{\infty} f(x) \delta(x-a) dx$

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{\infty} \phi'(x) \psi(x) \delta(x-a) dx &= \phi'(a) \psi(a) - \int_{-\infty}^{\infty} \phi(x) \psi'(x) \delta(x-a) dx \\ &= \phi'(a) \psi(a) - \int_{-\infty}^{\infty} \phi(x) \psi'(x) \delta(x-a) dx \\ &= 0 \quad \text{for any } \phi' \end{aligned}$$

$$\Psi_g = \lim_{n \rightarrow \infty} \int a_n \Psi_p dp$$

~~proper function~~ 229

$$\lim_{n \rightarrow \infty} a_n = 0 \quad (p \neq g)$$

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \int a_n dp = 1$$

proper function, limit return

224

$$\Psi_g = \int a_p \Psi_p dp$$

$$a_p = \lim_{n \rightarrow \infty} a_{pn}$$

a_p is $p-g$, a depend x is

$$a_p = \delta(p-g)$$

224

$$\int_{-\infty}^{\infty} \delta(x) dx = 1$$

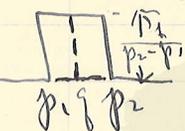
$$\delta(x) = 0 \quad (\text{for } x \neq 0)$$

$$\Psi_g = \int \delta(p-g) \Psi_p dp \quad (19)$$

Since δ -function is introduced such that $\delta(x)$ is 1 if $x=0$ and 0 otherwise, the δ -function is used to express the expression of the δ -function in the form of the expression of the δ -function. The expression of the δ -function is used to express the expression of the δ -function. The expression of the δ -function is used to express the expression of the δ -function.



↑ $\int \psi(p) \delta(p-g) dp = \lim_{\substack{p_2 \rightarrow g \\ p_1 \rightarrow g}} \int_{p_1}^{p_2} \frac{\psi(p)}{p_2 - p_1} dp$



$$a_p = 0 \text{ for } p < p_1, p > p_2$$

$$a_p = \frac{1}{p_2 - p_1} \text{ for } p_1 \leq p \leq p_2$$

↑ $x \delta(x) = \lim_{x \rightarrow 0} x \frac{1}{x} = 1$ for $x=0$

$$x \delta(x) = 0 \text{ for } x \neq 0$$

↑ $\int_{-\infty}^{\infty} f(x) \delta(x) dx$, infinity order,
 $\frac{1}{x}$ order, $\log x$ or $\frac{1}{x}$ order
 integral of infinity order

$$\int_{-\infty}^{\infty} f(x) dx \int_{-\infty}^{\infty} \delta(a-x) dx \delta(x-b) = \int_{-\infty}^{\infty} f(x) dx \delta(x-b)$$

$$\Rightarrow \int_{-\infty}^{\infty} f(x) dx \delta(x-b) = f(b)$$

for any $f(b)$.

δ -function 1 424 1 177

$\delta(-x) = \delta(x)$
 $\therefore \int_{-\infty}^{\infty} \delta(x) dx = \int_{-\infty}^{\infty} \delta(-x) dx = \int_{-\infty}^{\infty} \delta(x) dx = 1$
 $\delta(-x) = 0 \text{ (for } x \neq 0)$

次 =

$x\delta(x) = 0$

$\int_{-\infty}^{\infty} f(x) \delta(x-a) dx = f(a)$

or $\int_{a'}^{a''} f(x) \delta(x-a) dx = f(a) \quad a' < a < a''$

2. 1 関数 $f(x)$ ordinary function $\mathbb{R} \rightarrow \mathbb{R}$, x 2 3 2
 x 7 parameter a δ -symbol 2 4 7 7 7 7
 a 2 4 (19) 1 関数 $\mathbb{R} \rightarrow \mathbb{R}$ (3 7 7 7 7 7)
 $\delta(x-a)$ 1 7 a 1 7 a 1 7 operation 7 7 7

次 = $\int_{-\infty}^{\infty} \delta(a-x) dx \delta(x-b) = \delta(a-b)$

\therefore 1 7 7 7 7 $F(b)$ 7 7 7 7 7

$\int_{-\infty}^{\infty} F(b) db = \int_{-\infty}^{\infty} \delta(a-x) dx \int_{-\infty}^{\infty} \delta(x-b) db$
 $= \int_{-\infty}^{\infty} \delta(a-x) dx = 1$

1 7 7 $b \neq a$ 1 7 $F(b) = 0$.

$\therefore F(b) = \delta(a-b)$

5月12日

§ Representation by continuums of fundamental states

通常の fundamental states は discrete set $\{\psi_n\}$ である。実際には、fundamental state の continuum がある。この continuum である discrete set $\{\psi_n\}$ の continuum である。この continuum である discrete set $\{\psi_n\}$ の continuum である。

この continuum である discrete set $\{\psi_n\}$ の continuum である。この continuum である discrete set $\{\psi_n\}$ の continuum である。

この continuum である discrete set $\{\psi_n\}$ の continuum である。この continuum である discrete set $\{\psi_n\}$ の continuum である。

$$\psi = \int a_p \psi_p dp \quad (18)$$

この continuum である discrete set $\{\psi_n\}$ の continuum である。この continuum である discrete set $\{\psi_n\}$ の continuum である。

$$a_p = \int \psi^* \psi_p dp \quad p \neq q \Rightarrow 0 \quad p = q \Rightarrow \infty$$

この continuum である discrete set $\{\psi_n\}$ の continuum である。この continuum である discrete set $\{\psi_n\}$ の continuum である。

$$\delta(x) = 0 \quad \text{for } x \neq 0$$

$$\delta(x) = 0 \text{ for } x \neq 0$$

$\therefore f(x) \delta(x) = f(0) \delta(x)$
 $x = a \neq 0 \Rightarrow f(x) \delta(x) = 0$

$$\int_{-\infty}^{\infty} f(x) \delta(x) dx = f(0) = 0$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} f(x-a) \delta(x-a) dx = f(0)$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} f(x) \delta(x-a) dx = f(a)$$

$f(x) \delta(x) = f(0) \delta(x)$

$$\int_{-\infty}^{\infty} f(x) \delta(x) dx = f(0)$$

$f(x) \delta(x-a) = f(a) \delta(x-a)$
 $\int_{-\infty}^{\infty} f(x) \delta(x-a) dx = f(a)$

$$\delta(x-a) = f(0) \delta(x-a) = 0 \text{ for } a \neq 0$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} f(x) g(x) dx = 0 \quad \text{for any } f(x)$$

~~$\int_{-\infty}^{\infty} f(x) dx = 0$~~

$$\int_{-\infty}^{\infty} \delta(x) dx = 1, \text{ for } g(x) > 0$$

(continuous $f(x)$)

$$\int_{-\infty}^{\infty} f(x) \delta(x-a) dx = f(a) \quad \text{for any } f(x).$$

$$\text{or } \int_{a'}^{a''} f(x) \delta(x-a) dx = f(a) \quad a' < a < a''$$

2) 性質の証明

$$\delta(-x) = \delta(x)$$

$$x \delta(x) = 0.$$

$$\therefore \delta(x) = 0 \quad \text{for } x \neq 0.$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} \delta(-x) dx = 1$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} f(x) \delta(-x+a) dx = \int_{-\infty}^{\infty} f(x) \delta(x+a) dx$$

$$= f(-(-a)) = f(a).$$

これは proper function, limit $\rightarrow 0$

δ is unique $\rightarrow \delta = \delta_0$

$$\therefore \int_{-\infty}^{\infty} f(x) \{ \delta_1(x-a) - \delta_2(x-a) \} dx = 0$$

for any $f(x)$

$$\int_{-\infty}^{\infty} \delta(x) dx = 1, \text{ for } f(x) = 1.$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} x \delta(x) dx = 0.$$

$$\therefore x \delta(x) = 0 \quad \text{for } x \neq 0.$$

$$x \delta(x) = \int_{-\infty}^{\infty} f(x) x \delta(x) dx = f(0) \times 0 = 0.$$

for any $f(x)$

$$2 \quad \int_{-\infty}^{\infty} \delta(a-x) dx \delta(x-b) = \delta(a-b)$$

$\therefore \lim_{n \rightarrow \infty} f_n(a-x) = \delta(a-x)$ f_n is a sequence

$$\int_{-\infty}^{\infty} f_n(a-x) dx \delta(x-b) = f_n(a-b)$$

the limit is δ as $n \rightarrow \infty$

2.1 δ -function \rightarrow δ

$$\psi_q = \int \psi_p \delta(p-q) dp \quad (19)$$

for δ and ψ

$$\begin{aligned} \therefore \varphi \left(\psi_q - \int \psi_p \delta(p-q) dp \right) \\ = f(q) - \int f(p) \delta(p-q) dp = 0. \end{aligned}$$

for any φ .

$$\text{for } \int_{-\infty}^{\infty} f(x) \delta'(x-a) dx = -f'(a)$$

for any $f(x)$.

\Rightarrow δ function is defined as a sequence of functions.

\therefore δ function is defined as a sequence of functions, derivative, sequence, limit \rightarrow δ

ψ

$$\therefore \lim_{n \rightarrow \infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(x) \delta_n(x-a) dx = f(a)$$

2nd case $a = \frac{1}{2} \delta(x)$ shift

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(x) \delta'_n(x-a) dx = -f'(a)$$

2. 1st case

$$\delta'(x) = -\delta'(x)$$

$$\therefore \int_{-\infty}^{\infty} f(x) \delta'(-x+a) dx = -f'(a)$$

$$= \int_{-\infty}^{\infty} f(-x) \delta'(x+a) dx = - \left. \frac{d f(-x)}{d(-x)} \right|_{x=-a}$$

$$= \left. \frac{d f(x)}{d(x)} \right|_{x=a} = f'(a) \quad \text{for any } f(x)$$

$$2 \quad x \delta'(x) = -\delta(x)$$

$$\therefore \int_{-\infty}^{\infty} f(x) x \delta'(x) (x-a) \delta'(x-a) dx = - \left. \frac{d}{dx} \{ f(x) (x-a) \} \right|_{x=a}$$

$$= -f(a)$$

$$2 \times 2 \quad \int_{-\infty}^{\infty} \delta'(a-x) dx \delta(x-b) = \delta'(a-b)$$

2. 1st case $\delta'(a-x)$ sequence of f_n , limit 1st case
 limit 2nd case

24 $\delta' - f_{12} = 0 \rightarrow \gamma$

$$-\frac{\partial \Psi_q}{\partial q} = \int_{-c_0}^{c_0} \Psi_p \delta'(p-q) dp \quad (20)$$

1.27 & 1.5 u.

3000. Ψ_q has representation, $\Psi_{\hat{q}} = \Psi U$.

1888.227 δ function, higher derivative
 7.1.27.2029 $\frac{\partial^2 \Psi_q}{\partial q^2}$ etc, representation
 1.583 u.

~~2.27.22~~, Ψ - from symbol "

fundamental states, ~~2.27.22~~

representation,

~~2.27.22~~ continuum of Ψ & $\Psi_{\hat{q}}$, observable

$$\alpha \Psi_q = \int \Psi_p dp \alpha_{pq} \quad (21)$$

1.3.27 $p, q, r = \dots$, parameter $\gamma \gg \beta \geq \alpha$

number α_{pq} is \dots u.

2.1.27.22 α_{pq} matrix + \dots 2.1.27.22 \dots u.

(5), \dots , rule = \dots u.

$$(\alpha(p))_{pq} = \int \alpha_{pr} dr \beta_{rq} \quad (22)$$

1888.227 $\alpha \Psi$ 3.27.22 p, p_2 b.p.

Ψ 3.27.22 $\alpha_{pr} r d \dots$ $d p q = 2 \dots$

$$b_q = \int \alpha_{gp} dp a_p \quad (23)$$

$$(18) \text{ } \left. \begin{array}{l} \text{ } \\ \text{ } \end{array} \right\} a_p^* \phi_p a_p$$

作成 2/21

$\hat{A} \sim \hat{C} \hat{A}$
 $\hat{A} = \text{number } C, \text{ observable } \hat{A} \text{ ut } \psi, \text{ repres.}$
 \therefore

$$\left. \begin{aligned}
 C\psi_g &= \int \psi_p dp C p g \\
 &= C \int \psi_p \delta(p-g) dp
 \end{aligned} \right\} \quad (24)$$

$\text{or } \hat{C} \hat{A}$
 $\hat{A} \sim \hat{C}$

$\delta(p-g)$ matrix ut \hat{A} observable matrix
 \times unity matrix & discrete fundamental ψ (discrete), δ -symbol = δ -function
 $\hat{A} \sim \hat{C}$

\hat{A} is fundamental ψ discrete, \hat{A} continuum, \hat{A} is sum & integral
 δ -symbol & δ -function are same
 $\hat{A} \sim \hat{C}$

$\hat{A} \sim \hat{C}$ orthogonal representation, $\hat{A} \sim \hat{C}$
 $\text{fund. } \psi, \phi$

$$\phi_p \psi_g = \delta(p-g) \quad (25)$$

$\hat{A} \sim \hat{C}$ or $\phi_p \psi_g = 0$ for $p \neq g$ (26)
 $\int \phi_p \psi_g dp = 1.$

$\hat{A} \sim \hat{C}$ normalization, $\hat{A} \sim \hat{C}$ discrete, $\hat{A} \sim \hat{C}$

連続 continuous + 断続 discrete + 規格化 normalized

其 $\int \phi_q \psi_q = 1$ = normalize して、

ϕ_q & ψ_q ^{observable} α , ψ_q state = 断続的基底

1) $\int \phi_q \psi_q = 1$ 断続基底

2) $\phi_q \psi_q = 1$

orthogonal representation, 断続基底 ϕ と ψ と、

$$\phi_q \psi = \phi_q \int a_p \psi_p dp = \int a_p \delta(p-q) dp = a_q$$

断続 $\phi \psi_q = a_q^*$

$$\int \phi_p \psi_q = \int \phi_p \psi_p dp = \int \delta(p-q) dp = 1$$

断続 α ^{observable} α , ψ_q state = 断続基底

$$\int \alpha_{qq} \psi_q = \alpha_{qq}$$

断続 α unity 断続 $\alpha_{qq} = \delta(q-q) = c$

1) $\int \alpha_{qq} = 1$ unity 断続 α state = 断続基底

1) $\int \alpha_{qq} = 1$ 断続基底

断続基底 $\phi_p \psi_q = \delta(p-q)$ 断続基底

2) 断続基底 $\phi_p \psi_p = 1$

= normalize 断続基底 断続基底

断続

(18') ... (28') ...

$$(18') \dots \phi(p, r) = \int \dots \phi_p \cdot \psi_p \cdot \dots \phi_p \psi_p, \psi_p \psi_p$$

$$a_p \sim a_p \psi_p \dots$$

$$a_p \psi(p, r) \sim a_p \psi_p \dots$$

$$a_p = \psi_p, \quad a_p \psi = (\psi_p \psi_p)^{-\frac{1}{2}} \dots$$

- ... suffix ...
 ... integral ...
 ... weight function ...
 ψ_p ...

... fundamental state ...
 suffix $p_1 \dots p_n = \dots$ label ...

$$\psi = \int \dots a_{p_1 p_2} \dots \psi_{p_1 p_2} \dots dp_1 dp_2 \dots$$

$$a \psi_{q_1 q_2} \dots = \int \dots \psi_{p_1 p_2} \dots dp_1 dp_2 \dots a_{p_1 p_2} \dots q_1 q_2 \dots$$

$$\psi_{q_1 q_2} \dots = \int \dots \psi_{p_1 p_2} \dots \delta(p_1 - q_1) \delta(p_2 - q_2) \dots \delta(p_n - q_n)$$

$$\frac{\partial}{\partial q_n} \psi_{q_1 q_2} \dots = -\delta(p_1 - q_1) \delta(p_2 - q_2) \dots \delta(p_{n-1} - q_{n-1})$$

$$\times \delta'(p_n - q_n) \delta(p_{n+1} - q_{n+1}) \dots \delta(p_n - q_n)$$

... representation ...
 ... integral + sum ...

begin

$$\Psi = \sum_p a_p \Psi_p + \int a_p \Psi_p dp$$

$$\begin{aligned} \alpha^{(p)} \Psi_Q &= \sum_p \Psi_p \alpha_{pQ} + \int \Psi_p dp \alpha_{pQ} \\ \alpha \Psi_Q &= \sum_p \Psi_p \alpha_{pQ} + \int \Psi_p dp \alpha_{pQ} \end{aligned} \quad \left. \vphantom{\begin{aligned} \alpha^{(p)} \Psi_Q \\ \alpha \Psi_Q \end{aligned}} \right\}$$

$$\begin{aligned} (\alpha^{(p)})_{pQ} &= \sum_R \alpha_{pR} \beta_{RQ} + \int \alpha_{pR} dp \beta_{RQ} \\ (\alpha^{(p)})_{pQ} &= \\ (\alpha^{(p)})_{pQ} &= \\ (\alpha^{(p)})_{pQ} &= \end{aligned} \quad \left. \vphantom{\begin{aligned} (\alpha^{(p)})_{pQ} \\ (\alpha^{(p)})_{pQ} \\ (\alpha^{(p)})_{pQ} \\ (\alpha^{(p)})_{pQ} \end{aligned}} \right\}$$

↑ t, p, q α_{pQ} state, representation, continuous +
 domain + discrete + point, Ψ_p domain \rightarrow $p \rightarrow$
 variable, α, β , Ψ variables, row or column
 \rightarrow matrix \rightarrow (Ψ, Ψ) etc.

orthogonality, Ψ_p, Ψ_q

$$\begin{aligned} \Psi_p \Psi_Q &= \delta_{pQ} & \Psi_p \Psi_Q &= 0 \\ \Psi_p \Psi_Q &= 0 & \Psi_p \Psi_Q &= \delta(p-Q) \end{aligned} \quad \left. \vphantom{\begin{aligned} \Psi_p \Psi_Q &= \delta_{pQ} \\ \Psi_p \Psi_Q &= 0 \end{aligned}} \right\}$$

$\Psi \rightarrow \Psi - \Psi$ etc., fundamental state or continuous
 range + discrete + point, Ψ_p domain \rightarrow
 $p \rightarrow$ variable, $\alpha, \beta \rightarrow$ label Ψ etc.
 Ψ is weight function $\rightarrow \Psi = \int \Psi_p dp$
 1, general expression $\Psi = \int \Psi_p dp$ etc.

$\{i'j'\} - \{i'j\}$ eigen. value \rightarrow fundamental
state of Ψ_p + Ψ_n の章, notation \rightarrow Ψ
(3'1) in $\Psi_p \rightarrow \Psi_n$

~~$\sum_{i=1}^n \dots$~~ row i

observable α , representative " Matrix

$(\xi^1, \xi^2, \dots, \xi^n | \alpha | \xi^1, \xi^2, \dots, \xi^n)$
 $\xi^1, \xi^2, \dots, \xi^n$ Matrix, row i ,
 $\xi^1, \xi^2, \dots, \xi^n$ matrix, column j specify α

in \mathcal{H} .
 e_i $(\xi^1, \xi^2, \dots, \xi^n)$ " ψ_p , $\xi^1, \xi^2, \dots, \xi^n$
 + eigenvalue $\lambda \rightarrow$ fundamental state ψ_p
 + λ

$$(\xi^1, \xi^2, \dots, \xi^n | \alpha | \xi^1, \xi^2, \dots, \xi^n)$$

1. α_{pq} notation \rightarrow but $\alpha_{pq} = p_n$

2. α notation \rightarrow but α notation
 $(\alpha + \beta)_{pq} = \alpha_{pq} + \beta_{pq}$ (3)

matrix

$$(\xi^1 | \alpha + \beta | \xi^1) = (\xi^1 | \alpha | \xi^1) + (\xi^1 | \beta | \xi^1)$$

try

$$\psi = \sum p a_p \psi_p \quad (1)$$

$$\text{or } \psi = \int a_p \psi_p dp \quad (18)$$

1. ξ 's, eigenvalue λ continuous range
 \rightarrow but λ

$$\psi = \int \psi(\xi^1) d\xi^1 (\xi^1 |) \quad (27)$$

$$\lambda \Leftrightarrow (\alpha\beta)_{pq} = \alpha_{pr} \beta_{rq} \quad (15)$$

$$\text{or} \quad (\alpha\beta)_{pq} = \int \alpha_{pr} dr \beta_{rq} \quad (22) \quad \text{,,}$$

$$\lambda \quad \Psi_r = \alpha \Psi_k \quad b_{pq} = \int \alpha_{qp} dp a_p \quad (23) \quad \text{,,}$$

$$\int f(z', z'') \delta(z' - z'') dz'' g(z'', z') \delta(z'' - z') = \int f(z', z') g(z'', z') \delta(z' - z'') dz''$$
$$= \int g(z', z') f(z'', z') \delta(z' - z'') dz'' = \int g(z', z') f(z', z') \delta(z' - z') dz' = 0$$

representation of unique $\hat{z} \rightarrow \hat{z}$

$$\langle \hat{z}' | \hat{z}_m | \hat{z}'' \rangle = \hat{z}_m \delta(\hat{z}' - \hat{z}'') \quad (32)$$

\hat{z} 's, eigenvalue of discrete / $\hat{z} \rightarrow$

$$\langle \hat{z}' | \hat{z}_m | \hat{z}'' \rangle = \hat{z}_m \delta_{\hat{z}' \hat{z}''}$$

$$\hat{z} \subset \delta_{\hat{z}' \hat{z}''} = \delta_{\hat{z}', \hat{z}_1} \delta_{\hat{z}_1, \hat{z}_2} \dots \delta_{\hat{z}_n, \hat{z}''}$$

not observable \hat{z}_m , \hat{z}_m eigenvalues \hat{z}_m
 diagonal element \rightarrow diagonal matrix
 $\hat{z} \rightarrow \hat{z}_m$

($\hat{z}_m \rightarrow \hat{z}_m$, eigenvalue of $\hat{z}_m^{(1)} \hat{z}_m^{(2)} \hat{z}_m^{(3)} \dots$)

$$\hat{z}_m \rightarrow \begin{pmatrix} \hat{z}_m^{(1)} & 0 & & 0 \\ 0 & \hat{z}_m^{(2)} & & 0 \\ 0 & 0 & \hat{z}_m^{(3)} & \\ & & & \ddots \\ 0 & & & & 0 \end{pmatrix}$$

matrix $\hat{z}_m \rightarrow \hat{z}_m$

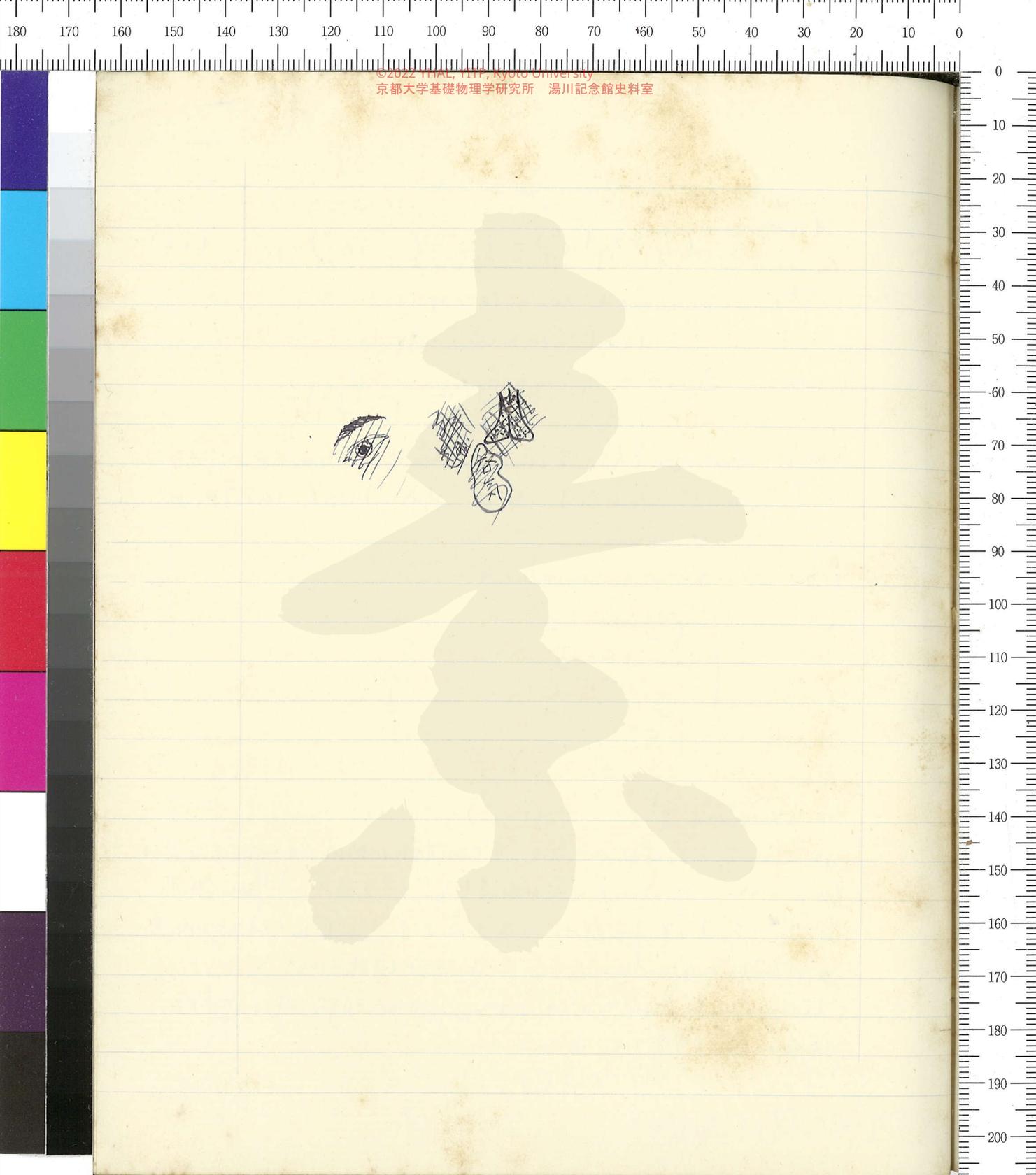
$\hat{z} \subset \hat{z}$'s, eigenvalue of continuous range $\hat{z} \rightarrow \hat{z}$

general element $\langle \hat{z}' | \hat{z}'' \rangle$ of δ function
 $\delta(\hat{z}' - \hat{z}'')$ factor $\rightarrow \hat{z} \rightarrow \hat{z}$, continuous diagonal
 matrix $\hat{z}_m \rightarrow \hat{z}_m$, $\hat{z}_m \rightarrow \hat{z}_m$

diagonal matrix $\hat{z}_m \rightarrow \hat{z}_m$ commute $\hat{z}_m \rightarrow \hat{z}_m$

$\hat{z}_m \rightarrow \hat{z}_m$, $\hat{z}_m \rightarrow \hat{z}_m$

$$\langle \hat{z}' | \hat{z}'' \rangle \delta(\hat{z}' - \hat{z}'')$$



©2022 IHAL, IHP, Kyoto University
京都大学基礎物理学研究所 湯川記念館史料室

$f(\zeta)$ 对 ζ 's, $\zeta \in \mathbb{R}$, \otimes 取 $+2$ 次
 $(\zeta' | f(\zeta) | \zeta'') = f(\zeta') \delta(\zeta' - \zeta'')$

$t \rightarrow u$ 时 u 上 f 的表示 \rightarrow f 的 u 表示

对 f ζ 's 的 u 表示 $\zeta \in \mathbb{R}$, \otimes 取 u 的 diagonal matrix

$t \rightarrow u$ 时 f 的 u 表示

$u = \zeta \in \mathbb{R}$, diagonal matrix 的 diagonal element (ζ', ζ') 为 ζ' 's, \otimes 取 $+2$ 次 $t \rightarrow u$

ζ 's, \otimes 取 u 的 representation f 的 u 表示 $\zeta \in \mathbb{R}$

2 个 u 的 u 表示 u 的 commutative u 的 observables,

complete set f 的 u 表示 $\zeta \in \mathbb{R}$ 的 diagonal matrix

$t \rightarrow u$ 时 f 的 representation 的 u 表示 $\zeta \in \mathbb{R}$ 的 u 表示
 u 的 observable, complete set f 的 u 表示

u 的 representation 的 arbitrary phase f 的 u 表示
 的 unique u 表示

arbitrary phase f 的 u 表示 u 的 u 表示 f 的 eigen state $f(\zeta')$

u 的 $f(\zeta')$ $e^{-i f(\zeta')}$ \rightarrow u 的 u 表示 f 的 u 表示 $f(\zeta')$ 的

u 的 $f(\zeta')$ $e^{i f(\zeta')}$ \rightarrow u 的 u 表示 f 的 orthonormality

normalisation u 的 u 表示 f 的 u 表示 f 的 state

representative (ζ') 的 $e^{i f(\zeta')} (\zeta') = u$ 的 u 表示

observable, representative $(\zeta' | \alpha | \zeta'')$ 的

$(\zeta' | \alpha | \zeta'')$ $e^{i(f(\zeta') - f(\zeta''))}$ \rightarrow u 的 u 表示 u 的 u 表示 f 的 u 表示

f 的 diagonal element u 的 u 表示 f 的 u 表示

phase u 的 u 表示 f 的 u 表示 f 的 u 表示

~~diagonal + observable~~ \Rightarrow representation
 \Rightarrow IR \Rightarrow IR \Rightarrow IR \Rightarrow IR \Rightarrow IR. \Rightarrow IR \Rightarrow IR notation

diagonal + observable \Rightarrow denote \Rightarrow $\begin{matrix} \text{IR} \\ \text{IR} \\ \text{IR} \end{matrix}$ representation
 \Rightarrow specify \Rightarrow IR \Rightarrow IR \Rightarrow IR

2.1.2.1.1
 \Rightarrow IR \Rightarrow orthogonal representation,
 fundamental \Rightarrow IR \Rightarrow real commuting
 observables, simultaneous eigenstate,
 fundamental state \Rightarrow IR \Rightarrow representation
 IR \Rightarrow IR \Rightarrow IR \Rightarrow IR \Rightarrow IR

\Rightarrow ψ_p, ψ_q etc \Rightarrow ψ \Rightarrow IR \Rightarrow representation,
 fund. ψ \Rightarrow ψ_p, ψ_q etc \Rightarrow IR \Rightarrow general
 element \Rightarrow IR \Rightarrow or \Rightarrow IR \Rightarrow IR \Rightarrow IR,
 diagonal matrix \Rightarrow IR \Rightarrow IR \Rightarrow IR \Rightarrow IR \Rightarrow IR \Rightarrow IR
 \Rightarrow IR \Rightarrow IR, real \Rightarrow IR \Rightarrow IR \Rightarrow IR \Rightarrow IR \Rightarrow IR \Rightarrow IR
 observable \Rightarrow IR \Rightarrow representation \Rightarrow IR \Rightarrow IR

\Rightarrow "real" \Rightarrow $\Rightarrow \psi_p = \int \psi_p d p \Rightarrow \psi_p = \int \psi_p d p a_p \delta(p-q) = a_q \psi_q$

\Rightarrow IR \Rightarrow fundamental ψ, ψ_q \Rightarrow IR \Rightarrow eigen ψ \Rightarrow IR

\Rightarrow IR \Rightarrow fundamental ψ \Rightarrow label \Rightarrow IR \Rightarrow IR \Rightarrow IR
 suffix \Rightarrow IR \Rightarrow IR \Rightarrow IR \Rightarrow IR

$\int \psi \psi^*$
 1st order $\int \psi(p_i, p_j, \dots, p_n)$, $\int \psi(p_i, p_j, \dots, p_n)$... 1st order
 2nd order

$$= \left(\sum_n \right) \int \psi(p_i, p_j, \dots, p_n) \psi^*(p_i, p_j, \dots, p_n)$$

$$= a_{p_i} \delta(p_i - p_j) \dots \delta(p_n - p_n)$$

is representation with observable $\{z_1, \dots, z_n\}$
 is state, z_j , observables, simultaneous
 eigenstate $\psi(z_1, \dots, z_n)$ / 五月廿日

ψ^*

任意 state ψ の wave

$$\psi = \int \psi(\eta') d\eta'(\eta') \quad (34)$$

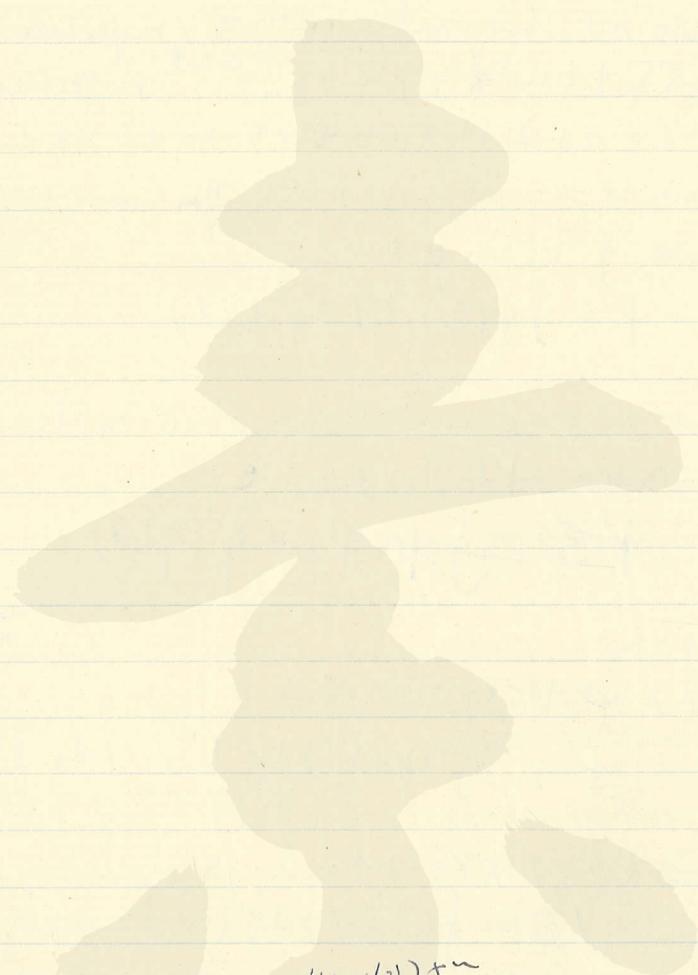
任意 wave $\psi(z'), \psi(\eta')$ の representation となる

任意 $(z'), (\eta')$ の representation となる

indeterminate phase $\theta \rightarrow \psi(z') \sim e^{i\theta} \psi(z')$

(36) ~~$\psi(z') = \int \psi(\eta') e^{i\theta} d\eta'$~~ $\psi(z') = \int \psi(\eta') e^{-i\theta} d\eta'$

$(\eta') \sim e^{i\theta} \psi(\eta')$
 $(\eta'/z') \sim (\eta'/z') e^{-i\theta} \psi(\eta')$
 $\psi = \int \psi(\eta'/z') + \psi(z') + \dots \psi(z')$
 representation of



○ $\frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{k^2} \delta(k^2 - m^2) dk$ $\frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{k^2} \delta(k^2 - m^2) dk$
4-471 4-472

$(\xi/\eta)''$
† ψ p+u state, $\psi(\xi)$ on report (ξ/η) to ξ/η
‡ ϕ p+u state, $\phi(\eta)$ ~ (V η) † to ξ/η
240

arbitrary $\Rightarrow \psi_0$
 $\mathbb{R} \sim$ observable, representation (of) ...

$$(\xi' | \alpha | \xi'') = \phi(\xi') \psi(\xi'')$$

1. $\mathbb{R} \sim (35) \text{ or } (41) \neq \lambda \text{ unit}$
 $\Rightarrow \int \int (\xi' | \eta) d\eta' (\eta' | \alpha | \eta'') d\eta'' (\eta'' | \xi'')$

2. $(\eta' | \alpha | \eta'') = \int \int (\eta' | \xi') d\xi' (\xi' | \alpha | \xi'') d\xi'' (\xi'' | \eta'')$

State transformation $\mu \rightarrow \nu$

$\xi' \rightarrow \xi''$ linear transformation $\Rightarrow \dots \neq \dots$ 他 \dots
 $\xi'' \rightarrow \xi'$ 逆変換。

$\mathbb{R} \sim \xi, \eta, \zeta \sim \dots$ observable, set

repres $\neq \dots$ transp. $\mu \rightarrow \nu$ $(\xi' | \zeta') = (\xi' | \zeta')$

$$\phi(\xi') \psi(\xi'') (\xi' | \xi'') = \phi(\xi') \psi(\xi'')$$

$$\int (\xi' | \eta) (\eta' | \xi'') d\eta' = \int (\xi' | \eta') d\eta'$$

$$\phi(\xi') = \int (\xi' | \eta) d\eta' \phi(\eta')$$

$$\psi(\xi'') = \int (\xi'' | \eta) d\eta' \psi(\eta'')$$

$\neq \lambda \text{ unit}$

$$(\xi' | \xi'') = \int \int (\xi' | \eta) d\eta' \phi(\eta') \psi(\eta'') d\eta'' (\eta'' | \xi'')$$

$$= \int (\xi' | \eta) d\eta' (\eta' | \xi'') \quad (41) \quad (42)$$

trans. fund. state,
 ↑ 12上 21下, eigenvalues, continuous + discrete
 42, fund. state $\psi(x), \psi(x')$
 42, variable pair ξ, η , - 30
 conti, not discrete (3745) 208 12 discrete η , 42
 208 12 42 - 30 fund state eigenvalue, 208 finite +
 30 208 finite ξ 42 42 30 208 42 42 30

35 (208)
 II transformation function $\langle \xi | \eta \rangle$ is indeterminate +
 phase η 42 42 42 42 42. 42 42 42 42 42 probability
 42 42 42 42 42 probability 42 42 42 42 42 42
 42 42 42 42 42 interference 42 42 42 42 42
 42 42 42 42 42 42 42 42 42 42 42 42
 A B C D E F G H I J K L M N O P Q R S T U V W X Y Z

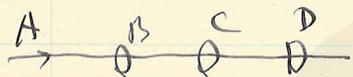
ξ, η, ζ 42 42 42, observable, 42 42 42 42 42
 42 42 42 42 42, 42 42 42 42 42, 42 42 42 42 42 42
 42 42 42, 42 42 42 42 42, 42 42 42 42 42 42
 42 42 42 42 42 42 42 42 42 42 42 42
 42 42 42 42 42 42 42 42 42 42 42 42

$$\|\langle \xi | \eta \rangle\|^2 = \sum_{\eta'} \|\langle \xi | \eta' \rangle\|^2$$
 42 42 42, 42 42 42 42 42 42 42 42 42 42

$$\sum_{\xi} \|\langle \xi | \eta \rangle\|^2 \|\langle \eta | \xi \rangle\|^2$$

この問題は prob 11

1.2.12 述の如く transformation function (ξ'/η') の 1, 1 の成分
 は 1.2.11 集の probability 7 項 $u_{\alpha}(\xi'/\eta')$ の phase 7 77
 2.1.7 述の如く 通過 probability P_{11} 7 77 77 77 77
 2.1.7 述の如く 通過 + 反射, 2.1.7 述の interference, 4.1.7 述
 2.1.7 述の 1.2.11 項 + 1.2.11 項 A の 1.2.11 項 A の 1.2.11 項



$B, C, D \geq 10^2 \approx \sqrt{\xi, \eta, \xi'}$

1.2.12 述の 1.2.11 項, $B \approx \sqrt{\xi}$, $C \approx \sqrt{\eta}$, $D \approx \sqrt{\xi'}$
 1.2.12 述の 1.2.11 項, $B \approx \sqrt{\xi}$, $C \approx \sqrt{\eta}$, $D \approx \sqrt{\xi'}$

$D \approx \sqrt{\xi'}$, 1.2.12 述の 1.2.11 項
 1.2.12 述の 1.2.11 項 $|(\xi'/\eta')|^2 |(\eta'/\xi)|^2$ 項

1.2.12 述の 1.2.11 項 $B \approx \sqrt{\xi}$, $C \approx \sqrt{\eta}$, $D \approx \sqrt{\xi'}$

$D \approx \sqrt{\xi'}$, 1.2.12 述の 1.2.11 項 prob 11 (両方 eigen values 7 conti
 $\int |(\xi'/\eta')|^2 |\eta'/\xi|^2 d\eta' |(\eta'/\xi)|^2$ (45) 1.2.12 述の 1.2.11 項

1.2.12 述

1.2.12 述の 1.2.11 項 $C \approx \sqrt{\eta}$, $D \approx \sqrt{\xi'}$

1.2.12 述の 1.2.11 項 prob 11 1.2.12 述の 1.2.11 項 prob $|(\xi'/\eta')|^2$

1.2.12 述の 1.2.11 項 initial condition 1.2.12 述

$$1.2.12 述の 1.2.11 項 \int |(\xi'/\eta')|^2 = \int |(\xi'/\eta')| d\eta' |(\eta'/\xi)|^2 \quad (46)$$

1.2.12 述

1.2.12 述の 1.2.11 項 prob (45) 1.2.12 述の 1.2.11 項

2.1.7 述の probability amplitude (ξ'/η') , (η'/ξ) 1.2.12 述

interference の 1.2.12 述の 1.2.11 項

1.2.12 述の 1.2.11 項 $\int |(\xi'/\eta')|^2 = \int |(\xi'/\eta')| d\eta' |(\eta'/\xi)|^2$ 1.2.12 述の 1.2.11 項

η 's = eigenvalues $\in \mathbb{R}$ conti, $\eta = \eta_m \in \mathbb{R}$
 $\int_{\mathbb{R}} \frac{1}{\sqrt{\xi' + \xi' + d\xi'}} ((\xi' | \eta')^2) d\xi'$
 probability of $\xi \rightarrow \xi + d\xi$. η , ξ are relative
 states of observables.

最終=最終, eigenwert problem \rightarrow representation
 of η in terms of ξ (observable). η is η 's,
 eigenvalues of continuous observables

$$\int \alpha \psi(\eta) = \eta_m \psi(\eta) = \eta'_m \psi(\eta')$$

$$\int (\xi' | \eta | \xi') \psi(\xi'/\eta') d\xi' = \eta'_m (\xi'/\eta') \eta'_m \quad (67)$$

\rightarrow eigenproblem

η is variable η , (ξ'/η') unknown
 function \rightarrow linear integral equation

eigenwert problem \rightarrow integral equation, eigenwert η'_m

observable η_m is η is η , possible
 result η'_m is η .

observable ξ , η is η , possible result, ξ is ξ probability
 $\int (\xi'/\eta')^2$ is η .

Transformation (S/n) 7 2000

20-22 23 {22, initial condition / F2 ~~3/4~~ n'
2 result of 'It's a probability ~~for~~ 3/4 2, 24
2 24

224 (457) 7 a linear integral eq. 7 1927 = 07 207 207
1 2 + 10 20 10 20

2 20 20 20. linear integral eq. + differential
eq. 1 + 20 20

Conjugate

§ Canonical Observables.

2 2 2 Matrix (3/1 7 20) 20 S' function
7 2 2 2 2 2 2 2 (47), integral eq. linear
differential equation = P 3 1 7 20 ^{20 diff. eq. 2} 20 20 20

Schrödinger, wave equation $\hat{T} \psi = E \psi$, \hat{T}
solution \Rightarrow 20 20 wave eq. function \Rightarrow 20 20 transformation
function (3/1 7) . - 20 20 20

Transformation Theory

以上 20 20 20, 一般 20 20 20 20 20 20 20
20 20 20 20 20 20 20 Dirac & Jordan
20 20 20 (Proc. Roy. Soc. 113, 621, 1927)
25. J. Phys. 40, 44809, 1927; 44, 1, 1927)
Transformation theory + formulate 20 20 20 20

第2章の state 及び observable については、
abstract + symbol の用字に、~~その~~ 2. 章で述べる
state representations, 同, transformation
= 同2. ~~の~~ 表現が同じである。2. 章の
abstract + symbol の章、2. 章の representation
と考へ、(2. 章) 理論の構成に、又 ~~は~~ 実験
系と ~~比較~~ ^と 比較し、state 及び observable による
が、理論的構成の ~~際~~ ^際 2. 章の物理的意味を
~~その~~ ^{axiomatic} 理解に及ぶ。symbolical 方法
の用字に ~~が~~ 既に述べてある。

④ Nonrelativistic Quantum Mechanics

- § Eq of motion and Quantum Conditions
- § Canonical variables and Heisenberg's
- § Schrödinger's wave equation and de Broglie wave
- § § Gal Transformation Group

⑤ Perturbation Theory

- § Change of energy caused by \dots
- § Transition caused by \dots
- § Theory of collision

⑥ Theory of ^{electron} system with many electrons

- § Statistics of Fermi-Dirac.
- § Statistics of Bose-Einstein's
- § Assembly of particles satisfying Pauli's exclusion principle
- § Assembly of particles satisfying Bose-Einstein's statistics

⑦ Theory of Radiation

⑧ Relativity Quantum Theory.