

m_0c^2 の物理的意味と相対論・量子論の観測論的再構成

— NNRT における実在時空・計測時空、OONP、位相—作用橋 —

The Physical Meaning of m_0c^2 and an Observational Reconstruction of Relativity and Quantum Theory:
Real and Measurement Spacetime, OONP, and the Phase–Action Bridge in NNRT

仲座 栄三

coastalen@gmail.cim

注意：本論は、Nakaza E.: The Physical Meaning of m_0c^2 and an Observational Reconstruction of Relativity and Quantum Theory: Real and Measurement Spacetime, OONP, and the Phase–Action Bridge in NNRT, Journal of Science, Disaster Prevention, and Environmental Research (Physics), Vol.8, No.1, 83-98, 2026 の日本語概要版である。引用の際には、上記の正式英語バージョンをご参照ください。

要旨

本稿の出発点は、相対論的エネルギー関係 $E^2 = p^2c^2 + m_0^2c^4$ に現れる m_0c^2 が物理的に何を意味するか、という問いである。 $E = m_0c^2$ や $E = \Delta mc^2$ の数値関係そのものは精密実験によって支持されているが、その数学的量をどの存在論に属させるかは別問題である。この問いは、Einstein が 1905 年に導入した相対論的時間・相対論的長さ、それを Minkowski 以後の時空幾何として実在世界そのものへ帰属させてきた標準的相対論像の妥当性を問い直すことにつながる。同じ問題は量子論にも現れる。相対論的 energy–momentum relation は相対論的量子波動構造へ接続し、非相対論的領域では Schrödinger 力学へ至るが、波動関数、確率、不確定性を実在そのものの性質と読むことまでが数式から一意に決まるわけではない。本稿は、この二つの問題の共通根を「観測される数学的量」と「実在そのもの」の同一視に見いだす。

NNRT (Nakaza New Relativity Theory) は、普遍時間・普遍空間からなる不変実在時空を物理的基盤として置く。ただし絶対静止系やエーテルを仮定せず、すべての慣性系を物理的に対等とする。これに対し、実際の計測によって構成される時間・距離・位相・周波数・波数・到達時間などを計測時空の量として分離する。この論理境界を観測—存在論非一意性命題 (Observational–Ontological Non-Uniqueness Proposition; OONP) として定式化する。位相—作用対応 $\theta = S/\hbar$ 、 $k_\mu^{(\theta)} = \partial_\mu \theta$ 、 $P_\mu^{(\phi)} = \hbar k_\mu^{(\theta)}$ を共通橋とすると、単一 Fourier mode の分散構造は相対論的観測、multi-mode の重ね合わせと Fourier 双対性は量子的観測として階層化される。これにより $\Delta x \Delta p \geq \hbar/2$ はまず位相観測表現の帯域—局在制約として位置づけられ、Born 則、Hilbert 空間、ユニタリ発展は標準量子数学として量子的観測層に保持される。また m_0c^2 は $B_\phi = \hbar\sqrt{\omega^2 - c^2k^2} = m_0c^2$ で表される位相不変基底量として再構成される。

本稿が変更するのは、確立した数式や実験値ではない。NNRT が明確に退けるのは、相対論的時間・相対論的長さ・相対論の時空を実在時間・実在空間そのものの性質とする物理的定義である。したがって本稿は、これらの概念を実在時空を記述する基礎概念から排除し、計測・観測を表す数理へ限定して位置づけることを提案する。

キーワード：NNRT、 m_0c^2 、OONP、計測時空、不変実在時空、位相、作用、Fourier 変換、不確定性原理、Born 則、相対論、量子力学

1. 序論： m_0c^2 から始まる二つの問い

本研究の起点は、相対論的エネルギー関係に現れる m_0c^2 の物理的意味を問い直したことにある。 $p = 0$ の表示では $E = m_0c^2$ が得られ、この量は通常 **rest energy** と呼ばれる。また質量差と放出エネルギーについて $E = \Delta mc^2$ が高精度で成立することも実験的に確立している (Einstein, 1905b; Rainville et al., 2005)。本稿が疑うのはこの数値関係ではない。問うのは、数式が与える不変量を「静止物体内部に実在するエネルギー」と読むことまで、数式と実験が一意に要求しているかである。

この問いを追うと、第二の問題に突き当たる。Einstein の特殊相対論は相対論的時間と相対論的長さを導入し (Einstein, 1905a)、Minkowski はこれを四次元時空として幾何学化した (Minkowski, 1909)。その後の標準的相対論像では、Lorentz 型の時間・長さ・計量が実在時空の構造として扱われる。他方、相対論的 **energy-momentum relation** は量子波動構造へ結び付き、その非相対論的領域では **Schrödinger** 力学へ接続する。しかし、波動関数 ψ 、Born 確率、あるいは $\Delta x \Delta p \geq \hbar/2$ という不確定性関係を、なぜ直ちに粒子の実在そのものの性質と読まなければならないのかは別の問いである。量子論の数理的成功と、その数理に与える存在論的意味は区別して検討できる。

この二つの問いは、一見すると別問題に見える。しかし両者は、次の同じ相対論的エネルギー関係を共有する。

$$E^2 = p^2c^2 + m_0^2c^4 \quad (1)$$

ここで E を観測エネルギー、 p を運動量、 m_0 を不変質量、 c を光速とする。式(1)の数値的成立は変更しない。NNRT が問うのは、この式の各量が実在層・位相—作用層・観測層のどこに属し、どの測定操作によって現れるかである。本稿は、先行する NNRT の Galilean transformation と Lorentz transformation の役割分離に関する議論 (Nakaza, 2015, 2023a, 2023b) を基礎とし、その観測論的構造を m_0c^2 と量子論へ拡張する。

NNRT は、普遍時間・普遍空間からなる不変実在時空を物理的基盤として置き、すべての慣性系を物理的に対等とする。実在運動は GT で結ばれる。一方、実際の実験が返すのは周波数、波数、位相差、時計の読み、到達時間、距離、角度、粒子数などであり、それらから構成される時空的記述を計測時空とする。NNRT 自身も実在時空そのものを装置で直接取り出せるとは主張しない。実在時空は理論側の基礎公理であり、実際に測定される時間・距離は、物理的尺度を介して得られた計測量である。

したがって、本稿が相対論に対して行う変更は単なる「所属先の変更」ではない。NNRT は、相対論的時間・相対論的長さ・相対論の時空を実在時空の構成要素とする定義を退け、それらを物理学の実在時空記述から排除する。そのうえで、Lorentz 変換や相対論的計量が与える成功した数理を、電磁波・時計・位相・距離等を通じて構成される計測時空の数理として保持する。ここに、従来の相対論的世界像と NNRT との本質的な分岐がある。

この区別に立つと、物理現象の記述順序も明確になる。発生源、相対運動、重力、相互作用などの物理的条件が位相と計測応答へ写像され、その結果として ν 、 $\mathbf{k}$ 、 $\Delta\theta$ 、時計比較、到達時間などが観測される。本稿では、この総体を観測写像 Φ と総称する。相対運動や重力などの相対論的要因がない極限でも測定値は計測時空の量であるが、その校正は古典的・非相対論的な時空記述と一致する。

以上から、本稿の課題は二つに集約される。第一に、 m_0c^2 を相対論的エネルギー関係全体と位相構造から再構成し、その物理的意味を明らかにする。第二に、同じ位相—作用構造から single-mode と multi-mode の階層を追い、不確定性、Born 確率、Schrödinger 構造がどの層に属するかを明らかにする。この二つを進める前に、観測値の一致が存在論をどこまで決定できるかという論理境界を固定する必要がある。そこで次章では OONP を導入する。

2. NNRT の出発点：観測量と実在の分離（OONP）

前章の二つの問いに共通するのは、観測で確定した数値と、その数値に与えた存在論的身分を区別できるかという問題である。OONP は、その区別を明示するための最小命題である。理論予測 O_{th} と実験から得られる観測量 O_{exp} の一致を数値閉包 C_{num} と呼び、同じ観測事実から数学的対象の実在的身分まで一意に決まることを存在論的閉包 C_{ont} と呼ぶ。すなわち、数値閉包は $C_{\text{num}}: O_{\text{th}} \simeq O_{\text{exp}}$ であり、存在論的閉包は O_{exp} が異なる存在論的解釈を独立に識別できることを要求する。

C_{num} が示すのは「計算が観測を再現した」という事実である。 C_{ont} が要求するのは、それより強い。「その計算に用いた数学的対象が実在世界で何であるか」まで観測が一意に決めることである。両者は同じではない。経験的同値性から存在論が一意に決まらないという問題は、相対論の哲学では Lorentz 型理論との比較 (Acuña, 2014) や GR/TEGR の曲率・振率の underdetermination (Mulder & Read, 2024) でも明示的に論じられている。OONP は、この一般問題を NNRT の観測層と実在層の分離へ具体化したものである。

実験装置から得られる生の記録を D_{exp} 、その記録から構成される観測量を O_{exp} とする。また、理論内部の数学的構造 g から観測予測を与える写像を F とし、 $O_{\text{th}} = F[g]$ と書く。ここで g は計量だけでなく、Lorentz 構造、位相四元量、時計比較を生成する数学的構造を含む。したがって、測定側は $D_{\text{exp}} \rightarrow O_{\text{exp}}$ 、理論側は $g \rightarrow O_{\text{th}} = F[g]$ と表される。

同一の観測量 O_{th} を与える数学的構造を、実在時空の構造 g_{real} と読む場合と、観測から再構成される計測時空 g_{obs} の構造と読む場合が同一の観測予測を与えるなら、 $F[g_{\text{real}}] = F[g_{\text{obs}}] = O_{\text{th}} \simeq O_{\text{exp}}$ から $g_{\text{obs}} = g_{\text{real}}$ は導かれない。これは数学上の不足ではない。実験が直接返している量と、理論対象に与えた存在論的名称が別の階層にあるためである。

OONP は、実在時空のある特定の存在論を数学だけから否定する命題ではない。観測値との一致だけでは、その観測値を生成する数学的対象の存在論的所属までは一意に決まらない、という論理境界を示す。したがって、計量を実在時空そのものと読むことも、計測時空の構造と読むことも、観測的に同一の予測を与える限り、数値的一致だけでは両者を選別できない。

NNRT はこの非一意性の上に、具体的な物理的公理を置く。理論上設定される実在時空には普遍時間と普遍空間を置き、すべての慣性系を物理的に対等とする。実在運動は GT で結び、Lorentz 型構造と相対論的計量は位相・電磁波・時計・距離を介した観測構造に置く。ここで重要なのは、実在時空も直接観測される対象ではないという点である。NNRT はそれを物理的基盤として定義し、実験で得られる時間・距離・位相等を計測時空に属させる。

これで、 $m_0 c^2$ と量子状態という二つの問いを同じ原理で扱う準備が整った。次に必要なのは、相対論的エネルギー関係そのものにどのような内部構造があるかを見ることである。まず速度依存性を双曲構造として取り出し、その後に位相回転との対応へ進む。

3. エネルギー関係の双曲分解

式(1)の速度依存構造を双曲関数で表すため、 $\beta \equiv v/c$ 、 $\gamma \equiv (1 - \beta^2)^{-1/2}$ と定義する。このとき γ と $\gamma\beta$ は次の双曲恒等式を満たす。

$$\gamma^2 - (\gamma\beta)^2 = 1, \quad \beta = \frac{v}{c} \quad (2)$$

式(2)を $\cosh^2 \eta - \sinh^2 \eta = 1$ と対応させることで、rapidity η を定義する。

$$\gamma = \cosh \eta, \quad \gamma\beta = \sinh \eta \quad (3)$$

さらに $\cosh \eta \pm \sinh \eta = e^{\pm \eta}$ を用いると、同じ速度依存性を指数形式で表すことができる。

$$\gamma \pm \gamma\beta = e^{\pm \eta} \quad (4)$$

半 rapidity を用いて $a = \cosh(\eta/2)$ 、 $b = \sinh(\eta/2)$ と置けば、次の関係が得られる。

$$\gamma = a^2 + b^2, \quad \gamma\beta = 2ab, \quad a^2 - b^2 = 1 \quad (5)$$

式(5)の半 rapidity 表現を二成分ベクトルとしてまとめるため、実二成分量 $\Psi_R(\eta)$ を導入する。

$$\Psi_R(\eta) = \begin{pmatrix} \cosh(\eta/2) \\ \sinh(\eta/2) \end{pmatrix} \quad (6)$$

ここで $K^2 = +I$ を満たす生成子 K を導入すると、双曲発展は指数写像で表現できる。

$$K^2 = +I, \quad e^{\eta K} = I \cosh \eta + K \sinh \eta \quad (7)$$

この双曲構造自体は既知の数学である。本稿における意義は、後に現れる位相回転の生成子 $J^2 = -I$ と同じ二成分・生成子言語で比較可能になる点にある。ここまでで、相対論的速度依存性が $K^2 = +I$ をもつ双曲生成子で整理できることが分かった。しかし NNRT が必要とするのは運動側の構造だけではない。観測を担う位相側の生成構造を並べて初めて両者の役割を分けられるため、次章では $J^2 = -I$ をもつ位相回転と作用との対応へ進む。

4. 位相—作用対応と複素構造

複素位相 $e^{i\theta}$ は、実二次元平面上の単位円 $S^1 \subset \mathbb{R}^2$ と同値に表現できる。このため一つの連続位相自由度を実成分で扱う最小表現は二成分で十分であり、二次元を採用する理由はここにある。位相を実二成分 $X = (X_1, X_2)^T$ で表し、連続線形発展 $dX/d\theta = AX$ がノルム $X^T X$ を保存するとする。全ての X に対するノルム保存から $A^T = -A$ が必要となり、二次元では規格化を除いて一意な反対称生成子 J が得られる。

$$J = \begin{pmatrix} 0 & -1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad J^2 = -I \quad (8)$$

式(8)の J は二次元位相平面の回転生成子であり、 $J^2 = -I$ が双曲生成子 $K^2 = +I$ との代数的差を与える。 J を指数化すると連続的な位相回転が得られる。

$$e^{J\theta} = I \cos \theta + J \sin \theta \quad (9)$$

複素表示において J は虚数単位 i に対応する。ここに作用 S と無次元位相 θ の間に標準的な phase-action correspondence を採用する (de Broglie, 1924; Dirac, 1930)。

$$\theta = \frac{S}{\hbar} \quad (10)$$

位相 θ に実振幅 R を付加すれば、同じ回転構造は通常の複素振幅表示として書ける。

$$\psi = R \exp\left(\frac{iS}{\hbar}\right) \quad (11)$$

$\theta = S/\hbar$ は既知の量子・Hamilton-Jacobi 構造である。NNRT では、この対応を実在層と観測層を結ぶ共通橋として用いる。本稿に固有の構成は、この対応を NNRT の実在／観測分離の内部に配置し、相対論的 single-mode 構造と量子的 multi-mode 構造の共通橋として用いる点にある。

位相と作用が $\theta = S/\hbar$ で結ばれると、位相は単なる振動角ではなく、作用を無次元化した量として物理的内容をもつ。次にこの対応を時空の各点へ拡張すれば、周波数・波数とエネルギー・運動量を同じ橋の上に置くことができる。そこで次章では位相勾配から四元量を導入する。

5. 位相四元量と作用四元量

位相—作用対応を時空上の局所量へ拡張する。位相場 $\theta(x)$ の時空勾配を位相四元波数 $k_\mu^{(\theta)}$ と定義する。

$$k_\mu^{(\theta)} = \partial_\mu \theta \quad (12)$$

$S = \hbar \theta$ であるから、その勾配は作用四元量と位相四元波数を直接結び、次の関係を与える。

$$P_\mu^{(\Phi)} \equiv \partial_\mu S = \hbar k_\mu^{(\theta)} \quad (13)$$

慣性系表示で時間成分と空間成分を分けると、この関係は周波数と波数に対して次のように表される。

$$E_\phi = \hbar\omega, \quad \mathbf{p}_\phi = \hbar\mathbf{k} \quad (14)$$

添字 ϕ は、これらを位相・観測層の量として区別するために付す。式(13)は本稿の中心橋である。ただし、NNRT では $p_\mu^{(\phi)}$ を直ちに実在運動量と同一視しない。本稿の範囲で GT 実在力学の低速運動量を $\mathbf{p}_{\text{real}} = m_0\mathbf{v}_{\text{GT}}$ と書けば、位相・観測層の $\mathbf{p}_\phi$ とは存在論的対象として区別される。

$$\mathbf{p}_{\text{real}} = m_0\mathbf{v}_{\text{GT}} \quad \neq \quad \mathbf{p}_\phi \quad (15)$$

両者は低速・実験的対応条件を介して接続されるが、存在論的には同一の対象とは置かない。この分離が、NNRT における相対論と量子論の統一を「実在運動の Lorentz 化」から切り離す。

位相四元量 $p_\mu^{(\phi)}$ が得られても、それだけでは実在層の慣性質量との関係はまだ定まらない。次章では、この接合条件から基底位相尺度と慣性尺度の対応を定める。

6. 第一の問いへの接続：質量一位相基底量と慣性質量

ここで最初の問い、すなわち m_0c^2 の意味へ戻る。位相四元量と実在慣性量を最初から同一視せず、両者がどの条件で同じ数値尺度に接続するかを調べる。以下では計量符号を $(+, -, -, -)$ とし、自由位相 mode について Lorentz 型位相不変構造を採用し、非零不変量を κ_0 と書く。

$$k_\mu k^\mu = \kappa_0^2 \quad (16)$$

rest representation が存在するとき $\kappa_0 = \omega_0/c$ と書けるため、

$$\omega^2 = c^2 k^2 + \omega_0^2 \quad (17)$$

となる。この段階では ω_0 を質量から定義しない。位相観測側で $\omega(v) = \gamma\omega_0$ とし、低速展開すると、

$$\hbar[\omega(v) - \omega_0] = \frac{\hbar\omega_0}{2c^2} v^2 + O\left(\frac{v^4}{c^4}\right) \quad (18)$$

一方、GT 実在力学の低速慣性応答を

$$\Delta H_{\text{real}} = \frac{1}{2}m_0v^2 + O(v^4) \quad (19)$$

とする。低速における測定エネルギー差の対応を接合条件として課すと、

$$\mathcal{E}_{\phi 0} \equiv \hbar\omega_0 = m_0c^2 \quad (20)$$

が得られる。この接合は、第一の問いへの最初の回答を与える。NNRT では m_0c^2 の意味を $p = 0$ という特殊表示から定義しない。まず位相・観測層の不変組合せ $\hbar^2(\omega^2 - c^2k^2)$ を全体として読み、その正の平方根を位相不変基底量とする。 $k = 0$ はその基底量が $\hbar\omega_0$ と表示される特殊表示であり、低速 GT 慣性応答との校正によって、その同じ尺度が m_0c^2 と数値的に接続される。

なお $\omega_0 = m_0c^2/\hbar$ という関係それ自体は NNRT 固有ではなく、de Broglie の matter-wave 概念から現代の Compton-frequency/matter-wave-clock 議論まで既知である (de Broglie, 1924; Lan et al., 2013)。NNRT の主張はこの関係の発見ではなく、 ω_0 を実在時間そのものを刻む時計と先取りせず、実在層の慣性尺度と位相・観測層の不変尺度を接合する量として位置づける点にある。

低速接合によって $\hbar\omega_0$ と m_0c^2 の数値対応が定まると、位相・観測層の不変量を質量尺度と結び付けられる。ここから各 single-mode が満たす相対論的分散関係を閉じた形で書ける。次章では、その single-mode branch を明示する。

7. 相対論的 single-mode branch

式(13)、式(16)、式(20)を組み合わせると、位相観測四元量について mass-shell 形式が再構成される。

$$P_\mu^{(\Phi)} P_{(\Phi)}^\mu = m_0^2 c^2 \quad (21)$$

式(21)の Minkowski ノルムを時間成分 E_Φ/c と空間成分 $\mathbf{p}_\Phi$ に分解すると、通常の energy-momentum 形式が得られる。

$$E_\Phi^2 = p_\Phi^2 c^2 + m_0^2 c^4 \quad (22)$$

これを波動・位相変数で書けば、

$$(\hbar\omega)^2 - c^2(\hbar k)^2 = m_0^2 c^4 \quad (23)$$

$$\omega^2 - c^2 k^2 = \left(\frac{m_0 c^2}{\hbar}\right)^2 \quad (24)$$

となる。式(24)では、周波数・波数という wave/phase scale と慣性質量 scale が一つの不変関係に結合されている。 $m_0 = 0$ の極限では $\omega^2 = c^2 k^2$ となり、真空電磁波の null dispersion と同型になる。一方、 $m_0 > 0$ では base-phase-bearing branch が現れる。ただし、massive branch が Maxwell 方程式そのものから導出されたと主張するものではない。

single-mode の分散関係は $m_0 = 0$ で null branch を含む。では、この位相構造が実際の観測とどこで接続するのか。その最も明瞭な物理的実装が電磁波計測であるため、次章では Maxwell 場に内在する位相・周波数・波数・エネルギー流の関係を確認する。

8. Maxwell 構造と電磁波計測の位置

真空 Maxwell 方程式の平面波解は、位相 $\theta = \omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{x}$ と分散関係 $\omega^2 = c^2 k^2$ をもつ (Maxwell, 1865)。さらに電磁場はエネルギー密度と Poynting flux を伴う。真空電磁場がもつエネルギー密度を u_{EM} 、エネルギー流を表す Poynting ベクトルを $\mathbf{S}_p$ とすれば、

$$u_{EM} = \frac{\epsilon_0}{2} \mathbf{E}^2 + \frac{1}{2\mu_0} \mathbf{B}^2 \quad (25)$$

$$\mathbf{S}_p = \frac{1}{\mu_0} \mathbf{E} \times \mathbf{B} \quad (26)$$

である。ここで古典力学的エネルギーと Maxwell 場エネルギーを単純加算しているわけではない。相対論的 energy-momentum relation から、どの項が Maxwell field energy でどの項が mechanical energy かを一意に分離することはできない。本稿が提案するのは、古典的慣性構造と wave/phase observation structure が同一の観測エネルギー関係の中で結合されている、という層結合の解釈である。

NNRT において電磁波計測は相対論的観測の典型的実装である。量子測定のを全てを文字どおり電磁波測定へ還元することはしないが、量子観測に共通する位相・波動・スペクトル分解という構造を、より一般的な phase-mediated measurement として捉える。

Maxwell 構造によって、位相量が実験装置の読みへ接続されることが明確になった。しかし単一の平面波だけでは、有限領域に局在した信号や対象を表せない。観測に局在性を導入すると multi-mode の重ね合わせが必要になるため、次章では single-mode から wave packet への移行を調べる。

9. 分散関係から波束へ：single-mode と局在化の違い

分散関係 $\omega = \omega(k)$ が現れたことは、本稿の統一構造において決定的である。ただし、分散関係だけから直ちに波束が生じるわけではない。一つの k に対しても平面波 $\exp\{i[kx - \omega(k)t]\}$ は分散関係を満たす。波束が必要になるのは、観測表現に局在性を要求するときである。有限

の領域に局在した信号または対象を表現するには、異なる k をもつ多数の位相 mode を重ね合わせなければならない。

$$\psi(x, t) = \int A(k) \exp\{i[kx - \omega(k)t]\} dk \quad (27)$$

したがって、本稿で採用する論理は次のように書ける。

$$\text{dispersion} + \text{localization} + \text{superposition} \rightarrow \text{wave packet} \quad (28)$$

ここで $A(k)$ は各波数成分の複素振幅であり、その大きさと位相が波束の形状を決定する。中心波数 k_0 の近傍にスペクトルが集中している場合、 $\omega(k)$ を Taylor 展開すると、

$$\omega(k) = \omega(k_0) + (k - k_0)\omega'(k_0) + \frac{1}{2}(k - k_0)^2\omega''(k_0) + \dots \quad (29)$$

となる。一次項の係数 $\omega'(k_0)$ は波束包絡の並進速度を与えるので、群速度 v_g を

$$v_g = \frac{d\omega}{dk} \quad (30)$$

と定義する。二次微分 $d^2\omega/dk^2$ は異なる波数成分の群速度差、すなわち波束の広がりを支配する。本稿の massive/base-phase branch では $\omega(k) = \sqrt{c^2k^2 + \omega_0^2}$ であるから、

$$v_g = \frac{d\omega}{dk} = \frac{c^2k}{\omega} \quad (31)$$

となる。さらに $E_\phi = \hbar\omega$ 、 $p_\phi = \hbar k$ を用いれば、

$$v_g = \frac{p_\phi c^2}{E_\phi} \quad (32)$$

となる。この式は、相対論的 energy-momentum structure と波束の群速度が、同じ位相変数 (ω, k) を介して接続されていることを示す。ただし NNRT では、この群速度を無条件に実在粒子の GT 速度と同一視せず、両者の対応は観測校正の問題として区別する。

波束は、多数の波数成分を重ね合わせた表現である。この multi-mode 化によって、位置での局在性と波数帯域の広がりが同時に問題となる。そこで次章では、波束を Fourier 変換対として捉え直し、局在性と帯域幅の定量的関係を明らかにする。

10. 第二の問いへの展開：Fourier 双対性と帯域—局在性

ここから第二の問い、すなわち量子論の不確定性と観測表現の意味へ入る。波束表示は Fourier 合成であり、ある時刻における位置表示 $\psi(x)$ と波数表示 $A(k)$ は Fourier 変換対をなす (Fourier, 1822)。対称規格化を採用すれば、

$$\psi(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int A(k) e^{ikx} dk \quad (33)$$

$$A(k) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int \psi(x) e^{-ikx} dx \quad (34)$$

である。位置空間で狭い構造を表現するには広い k 帯域が必要であり、逆に k を単一値に近づければ位置表示は広がる。規格化された波束について Δx と Δk を標準偏差と定義すると、

$$\Delta x \Delta k \geq \frac{1}{2} \quad (35)$$

が成り立つ。位相—作用対応 $p_\phi = \hbar k$ を用いると、

$$\Delta x \Delta p_\phi \geq \frac{\hbar}{2} \quad (36)$$

となる。ここに第二の問いへの第一の回答が現れる。NNRT では、この不等式を直ちに「実在粒子そのものが本源的に不確定である」という存在論へ移さず、まず位相媒介型観測表現に内在する帯域—局在性の制約として位置づける。標準的不確定性関係の数値形式は保持する。

Heisenberg (1927) の不確定性原理と、Hilbert 空間上の非可換演算子から得られる Robertson (1929) の一般的不等式は量子論の標準構造である。本稿が用いる Fourier 幅の経路はそれらと数

値的に整合するが、導出の出発点は異なる。特に時間一周波数の Fourier 幅と、一般的な量子力学の時間—エネルギー不確定性は同一概念ではない。

Fourier 双対性からは、位置表示と波数表示の幅に不可避の制約が生じる。しかし、ここまでで得られたのは振幅の分布であって、検出確率そのものではない。この違いを明確にするため、次章では Fourier 分布と Born 確率の境界を示す。

11. Fourier 分布から量子確率分布へ：Born 則を境界として残す

multi-mode 観測では $A(k)$ が spectral amplitude distribution を与え、 $\psi(x)$ がその Fourier 再構成を与える。この段階の関係は、

$$\psi(x) \leftrightarrow A(k) \quad : \text{Fourier amplitude distributions} \quad (37)$$

であり、直ちに確率密度を意味しない。量子力学では、位置表示に対して $|\psi(x)|^2$ 、運動量表示に対して適切な変数変換を施した $|A(k)|^2$ を測定確率密度として読む。ここで初めて Born 則が加わる (Born, 1926)。

$$\text{Fourier distribution} \xrightarrow{\text{Born rule}} \text{quantum probability distribution} \quad (38)$$

したがって、Fourier 変換そのものが確率を生むわけではない。phase-mediated observation が multi-mode 化されることで Fourier 型の分布構造が現れ、標準量子論の Born readout がその分布を測定確率へ写す。この二段階を区別することで、Fourier 解析による振幅分布と量子確率の同定を避ける。

二経路の干渉を例に取れば、 $\psi = \psi_1 + \psi_2$ に対して $|\psi|^2$ には相対位相に依存する交差項が現れる。

$$|\psi_1 + \psi_2|^2 = |\psi_1|^2 + |\psi_2|^2 + 2\text{Re}(\psi_1^* \psi_2) \quad (39)$$

したがって、確率分布の形は位相関係によって決まるが、その二乗量を一回ごとの検出結果の頻度と同定する原理は Born 則として残る。ここで初めて、相対論的観測と量子的観測を同じ phase-action 構造の異なる階層として一望できる。次章ではその階層関係をまとめる。

12. single-mode relativity と multi-mode quantum observation の階層構造

ここまでの結果から、相対論と量子論の接合を最小限の一本の鎖として固定できる。各 Fourier mode は $\omega^2 = c^2 k^2 + \omega_0^2$ という分散関係に従い、これは single-mode 側の相対論的制約である。局在化のために multi-mode を重ね合わせると wave packet が形成され、Fourier 双対性が現れ、不確定性・干渉・分布構造へ進む。量子論では Born 則がこの分布を確率分布として読み出す。

$$\text{single-mode} \rightarrow \text{relativistic dispersion} \quad (40)$$

$$\text{multi-mode} \rightarrow \text{wave packet} \rightarrow \text{Fourier duality} \rightarrow \text{uncertainty/distribution} \xrightarrow{\text{Born}} \text{probability} \quad (41)$$

この構造によれば、相対論と量子論は単に同じ位相から左右に分岐する二つの独立 branch ではない。相対論的分散は「各成分が満たす制約」、量子論的 Fourier 構造は「その成分集合を局在化・重ね合わせ・読み出す構造」という階層関係をもつ。この single-mode/multi-mode 対応が、本稿における統一構造の中心である。

前章で得た階層構造を標準量子力学の記法と直接比較するには、Fourier 変換の規格化と分散の定義を明示しておく必要がある。そこで次章では、議論の内容を増やすのではなく、不確定性関係が通常の標準形式に一致することを確認する。

13. 補足：Fourier 表示と不確定性の標準形式

一次元で対称な Fourier 規格化を採用し、位置表示 $\psi(x)$ と波数表示 $\tilde{\psi}(k)$ を次の変換対として定義する。

$$\psi(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int \tilde{\psi}(k) e^{ikx} dk \quad (42)$$

$$\tilde{\psi}(k) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int \psi(x) e^{-ikx} dx \quad (43)$$

Fourier 双対性から、規格化と分散の標準条件の下で、

$$\Delta x \Delta k \geq \frac{1}{2} \quad (44)$$

が得られる。 $p = \hbar k$ を用いれば、

$$\Delta x \Delta p \geq \frac{\hbar}{2} \quad (45)$$

となる。NNRT では、この関係をまず実在状態の本質的不確定性としてではなく、位相観測表現における局在性と帯域幅の双対制約として読む。この Fourier 経路は、演算子交換関係から得られる Robertson 不等式と整合するが、両者の数学的前提を混同しない (Robertson, 1929)。

Fourier 幅の標準形式を確認したことで、帯域—局在制約と量子確率を数式上も区別できる。次に必要なのは、干渉振幅から実際の測定確率へ移る地点を一般の量子測定まで拡張することである。そこで Born 則を密度演算子と POVM の形式で位置づける。

14. 確率分布と Born 則の境界（標準量子論との接続）

multi-mode の重ね合わせは、位相差に依存する干渉項をもつ。二経路を通る複素振幅をそれぞれ ψ_1 、 ψ_2 とすると、

$$\psi = \psi_1 + \psi_2 \quad (46)$$

$$|\psi|^2 = |\psi_1|^2 + |\psi_2|^2 + 2\text{Re}(\psi_1^* \psi_2) \quad (47)$$

となる。より一般の量子測定では、状態を密度演算子 ρ 、測定結果 a に対応する POVM 要素を E_a と表す。このとき Born 則は次のトレース形式で書かれる (Born, 1926; Dirac, 1930)。

$$P(a) = \text{Tr}(\rho E_a) \quad (48)$$

式(48)は、Fourier 振幅そのものではなく、標準量子理論の状態 ρ と測定作用素 E_a の組から確率 $P(a)$ を与える規則である。NNRT はこの数学を保持し、 ρ や ψ を実在状態そのものと同一視せず、位相媒介型の観測表現として読む。この再配置は、Born 則を Maxwell 方程式から導出することを意味しない。

量子状態の存在論的身分については、epistemic/ontic model、contextuality、PBR theorem などをめぐる広い議論が存在する (Spekkens, 2005; Harrigan & Spekkens, 2010; Pusey et al., 2012)。本稿はそれらの no-go 結果を回避したと主張するものではなく、標準量子数学を観測層に配置する NNRT の立場を明示することに限定する。

Born 則によって観測結果の確率的読出しが定まった。残るのは、その観測表現が時間発展や空間並進の標準量子構造とどのようにつながるかである。次章では phase-action correspondence から生成子を確認し、非相対論的量子発展を同じ観測層に置く。

15. Schrödinger 構造の位置：量子演算子と非相対論的量子発展

Fourier 双対性と Born readout を分けたことで、量子状態を観測表現として扱う位置が定まった。標準量子力学の表示で空間並進と時間発展の生成子を書くと (Schrödinger, 1926; Dirac, 1930)、

$$\hat{\mathbf{p}} = -i\hbar\nabla, \quad \hat{E} = i\hbar\partial_t \quad (49)$$

であり、位置演算子と運動量演算子は標準的な正準交換関係を満たす。

$$[\hat{x}_i, \hat{p}_j] = i\hbar\delta_{ij} \quad (50)$$

標準 Hilbert 空間、Born 型遷移構造、連続・可逆で遷移構造を保存する時間発展を採用すると、Wigner–Stone 型の標準結果により unitary evolution が得られる (Wigner, 1931; Stone, 1932)。自由系で並進不変性、等方性、および GT 低速対応を課すと、

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m_0} \nabla^2 \psi \quad (51)$$

となる。NNRT での意味は、Schrödinger 方程式を実在粒子そのものの存在論として新たに導出することではない。Hilbert 構造とユニタリ発展は標準量子理論から保持され、その時間発展を量子的観測層の数学として位置づける。したがって量子論の成功した予測を保持したまま、 ψ を実在そのものと同一視する必要はない。

ここまでで、相対論的分散、Fourier 双対性、Born readout、量子生成子までがそれぞれの役割を保ったまま接続された。個別の式を並べる段階はここで終わる。次章では、それらを実在層—位相—作用層—観測層という一つの全体構造としてまとめる。

16. 統一構造：実在層—位相—作用層—観測層

以上から、本稿で得られた最も凝縮された統一像は次のように表せる。

$$\text{Real} \rightarrow \text{Phase–Action} \rightarrow \{\text{single-mode relativity; multi-mode quantum observation}\} \quad (52)$$

式(52)の矢印は時間発展を表すものではなく、実在運動層から位相—作用層を介して二種類の観測構造を整理する論理的対応を表す。相対論的 branch は、各位相成分が満たす不変分散構造として現れる。量子的 branch は、多数の位相成分の重ね合わせ、Fourier 双対性、干渉、分布、そして標準 Born readout を含む観測構造として現れる。

$$\text{single phase mode} \rightarrow \text{relativistic dispersion} \quad (53)$$

$$\text{multi-mode phase superposition} \rightarrow \text{Fourier duality} \rightarrow \text{uncertainty/distribution} \quad (54)$$

この見方では、相対論と量子論は完全に独立した二本の枝ではなく、「個々の位相 mode を拘束する構造」と「それらの multi-mode 合成を観測する構造」という階層関係をもつ。統一式は全体の関係を簡潔に示すが、各量がどの層に属するかを明記しなければ、再び実在量と観測量が混同される。そこで次章では、NNRT を構成する層を表として整理する。

17. 実在層と観測層の分離

NNRT の統一性を支える最も一貫した原理は、実在層と観測層の非同一性である。本稿の構造を四層に整理すると、表 1 のようになる。

表 1 NNRT Phase–Action Unification における四層構造

層	主な量	役割
実在層	$m_0, \mathbf{x}_{\text{real}}, \mathbf{p}_{\text{real}}, \text{GT dynamics}$	実在運動・慣性構造
位相—作用層	$S, \theta, k_\mu^{(\theta)}, \hbar$	実在と観測表現を接続する共通橋
相対論的観測層	$\omega, \mathbf{k}, p_\mu^{(\phi)}, \text{dispersion}$	single-mode の不変構造・相対論的観測
量子的観測層	$\psi, \rho, \text{Fourier spectrum, POVM}$	multi-mode 干渉・分布・量子 readout

この層分離では、mass-shell は位相・観測層の不変構造として、 $\psi \cdot \rho$ は量子的観測表現として位置づけられる。相対論と量子論は、共通の phase-action layer を介した異なる観測表現として統一される。

四層構造によって、NNRT の各量の所属は明確になった。次に確認すべきなのは、この構成が何を確定し、何を他の理論領域に委ねるかである。そこで次章では理論の射程を定め、NNRT の中心命題と周辺問題との境界を明示する。

18. 二つの問いの統合と NNRT の理論的射程

ここまでの展開によって、冒頭の二つの問いは同じ層構造の中へ入った。第一の問い $m_0 c^2$ は慣性尺度と位相不変尺度の接合として、第二の問いである不確定性・Born 確率・Schrödinger 構造は multi-mode 観測表現の数学として位置づけられる。NNRT の骨格は、実在層には不変時空と GT 運動、位相—作用層には θ, S, k_μ, p_μ 、観測層には相対論的 single-mode 構造と量子的 multi-mode 構造を置くことで閉じる。OONP は、これらの層を再び混同しないための論理境界を与える。

この問題設定には先行する複数の研究系譜がある。操作的幾何は光と自由落下から時空構造を構成する道を示した (Ehlers, Pirani & Schild, 1972)。時空計量の dynamical/constructive understanding は Brown & Pooley (2001)、Brown (2005)、およびそれに批判的な Norton (2008) によって議論され、spacetime functionalism は Knox (2014, 2019) や Lam & Wüthrich (2018) によって展開されている。相対論的記述の経験的同値性については Acuña (2014)、analogue gravity については Barceló, Liberati & Visser (2011)、そして GR と TEGR の経験的同値性が曲率の実在性を一意に決めない問題については Mulder & Read (2024) が論じている。

NNRT はこれらの議論を単に反復するものではない。先行する NNRT 研究 (Nakaza, 2015, 2023a, 2023b) で提示された GT 実在運動と Lorentz 型観測構造の役割分離を、不変実在時空/計測時空、phase-action bridge、single-mode/multi-mode 階層へ結び付け、相対論と量子論を同じ観測論的構造で整理する点に本稿の固有性がある。

また、量子状態の存在論については Spekkens (2005)、Harrigan & Spekkens (2010)、Pusey, Barrett & Rudolph (2012) などによる広い議論がある。本稿は Born 則、一般相互作用 Hamiltonian、単一事象の発生機構を新たに導出したとは主張しない。本稿が確定するのは、観測数理と実在の所属を分けた上で、相対論的観測と量子的観測を同じ phase-action 構造に配置できる範囲である。

この統合を抽象的構造だけで終わらせないため、最後に最初の問いへ戻る。 $m_0 c^2$ を位相不変基底量として明示的に再構成し、続いて直接実験が何を確立しているかを確認する。これにより、論文の出発点を実験事実を失うことなく回収される。

19. 第一の問いの回収： $m_0 c^2$ の物理的意味

前半で得られた接合関係を、ここで第一の問いへの最終的な物理的回答としてまとめる。NNRT では $m_0 c^2$ を最初から「静止物体内部に存在するエネルギー」と定義しない。出発点は、位相・観測層に現れる不変組合せ全体である。位相・観測層で用いる運動量を p_ϕ とすれば、まず不変関係を

$$I_\phi \equiv E_\phi^2 - p_\phi^2 c^2 = m_0^2 c^4 \quad (55)$$

と定義する。ここで p_ϕ は位相・観測層の量であり、実在層の GT 運動量 $p_{\text{real}} = m_0 v_{\text{GT}}$ と概念的に区別される。位相—作用対応 $E_\phi = \hbar\omega$ 、 $p_\phi = \hbar k$ を用いると、

$$I_\phi = \hbar^2(\omega^2 - c^2 k^2) \quad (56)$$

となる。その正の平方根を位相不変基底量 B_ϕ と定義する。

$$B_\phi \equiv \sqrt{I_\phi} = \hbar \sqrt{\omega^2 - c^2 k^2} = m_0 c^2 \quad (57)$$

B_ϕ を phase-invariant base scale と呼ぶ理由は、この定義に「静止」という条件が含まれないからである。 $k = 0$ を選んだ場合には $\omega = \omega_0$ となり、 $B_\phi = \hbar \omega_0 = m_0 c^2$ という特殊表示が得られる。NNRT で重要なのは定義の順序である。不変関係全体を先に置き、その正の平方根 B_ϕ を基底量と定める。 $k = 0$ や $p_\phi = 0$ は、その基底量を表示する一つの表現にすぎない。

ここで、 $\omega_0 = m_0 c^2 / \hbar$ という Compton-frequency 関係自体は既知であり、matter-wave clock として実験的・概念的に検討されている (Lan et al., 2013)。NNRT の再構成は、この既知関係を実在時間そのものの振動と同一視するのではなく、慣性尺度と位相・観測尺度の対応として読む点にある。

さらに、 m_0 そのものと $m_0 c^2$ を同一概念として扱わない。 m_0 は実在運動層では慣性応答を特徴づける尺度である。他方、位相・観測層では同じ数値尺度を B_ϕ / c^2 として表すことができる。この再分類は、確立した数式を変更しない。 $E^2 - p^2 c^2 = m_0^2 c^4$ も、 $E = \hbar \omega$ 、 $p = \hbar k$ も、その数値的予測も保持される。

状態 A から状態 B への遷移について、 $m_A > m_B$ とし $\Delta m \equiv m_A - m_B > 0$ と定義すれば、対応する位相不変基底量の差は

$$\Delta B_\phi \equiv B_{\phi,A} - B_{\phi,B} = c^2 (m_A - m_B) = c^2 \Delta m \quad (58)$$

となる。この関係だけから特定の遷移機構が決まるわけではない。放出光の周波数が内部位相尺度の差にどのように対応するかは、保存則と遷移機構を含む個別の力学によって示されるべきである。

したがって第一の問いに対する NNRT の回答は明確である。 $m_0 c^2$ は、実在運動層の慣性尺度と位相・観測層の不変基底尺度を結ぶ量である。特に基底表示では、

$$\mathcal{E}_{\phi 0} \equiv m_0 c^2 = \hbar \omega_0 \quad (59)$$

となる。これは $E = m_0 c^2$ という数値関係を変更するものではなく、その物理的意味を「実在物体内部の静止エネルギー」という先取りから切り離し、位相不変尺度との接合として再構成するものである。

$m_0 c^2$ を位相不変基底量として再構成しても、確立した実験事実との対応が失われてはならない。そこで次章では、質量差と放出エネルギーを独立に比較した直接実験を用い、NNRT が数値関係をそのまま保持することを確認する。

20. 直接実験は何を確立するか：E = Δmc²

Rainville et al. (2005) は、ケイ素および硫黄同位体について、中性子捕獲前後の原子質量差 Δm と、放出 γ 線の波長から求めたエネルギー E を独立に測定し、両者を比較した。その結果、

$$1 - \frac{\Delta m c^2}{E} = (-1.4 \pm 4.4) \times 10^{-7} \quad (60)$$

が得られ、 $E = \Delta m c^2$ という数値関係が高精度で支持された。NNRT はこの実験事実をそのまま受け入れる。実験が直接与えたのは、表2にまとめるように、反応前後の質量差と放射エネルギーという二つの測定量、およびその一致である。

表2 質量差—放出エネルギー直接実験で比較される量と NNRT における位置づけ

区分	実験が与える内容	NNRT での位置づけ
質量側	反応前後に対応する原子質量差 Δm	実在運動層の慣性尺度の差として保持
放射側	γ 線波長から得られる放出エネルギー E	電磁波の周波数・波数・位相として計測される量
比較結果	$E = \Delta m c^2$ が精密に成立	数値関係を全面的に保持し、実在時空・観測層の区別に従って物理的意味を再構成

この実験は NNRT の読み方を端的に示す。質量差と放射エネルギーの対応は観測事実である。NNRT ではそれを、実在層の慣性尺度の変化と、位相・電磁計測層に現れるエネルギー尺度の変化との対応として読む。したがって $E = \Delta mc^2$ の成立と、 $m_0 c^2$ を「静止物体内部の実体的エネルギー」とすることは別問題である。

20.1 同じ原則を相対論的時空観測へ戻す

$m_0 c^2$ で明確になった原則は、相対論的時空観測にもそのまま戻せる。重力赤方偏移で記録されるのは周波数比であり、Shapiro 遅延では到達時間、光偏向では角度、干渉計では位相差、時計比較では時計の読みである。自由落下と光伝播から時空幾何を操作的に再構成することは可能である (Ehlers, Pirani & Schild, 1972)。しかし NNRT が問題にするのは、その再構成量を実在時空そのものと同一視する次の一步である。

NNRT では、これらの観測を正しく再現する計量を $g_{\mu\nu}^{\text{obs}}$ と呼び、計測時空の計量として用いる。同様に、観測データから再構成される曲率は $R_{\mu\nu\rho\sigma}^{\text{obs}}$ という計測曲率として意味をもつ。しかし、 $R_{\mu\nu\rho\sigma}^{\text{obs}}$ がそのまま実在時空の曲率 $R_{\mu\nu\rho\sigma}^{\text{real}}$ であることは観測から独立には導かれない。この点は、GR と TEGR の経験的同値性が曲率の実在性を一意に決めないという近年の議論とも接点をもつ (Mulder & Read, 2024)。

したがって NNRT は、相対論的時間・相対論的長さ・相対論的計量・相対論的曲率を実在時空の構成要素とする定義を採用しない。これらを実在時空記述の基礎概念から排除し、電磁波・時計・位相・距離を介して構成される計測時空の量へ限定する。この立場から見れば、相対論の実験的成功は失われない。成功したのは観測量を結ぶ数理であり、その数理は NNRT でも保持される。

以上で、OONP から始まり、位相—作用構造、single-mode/multi-mode 階層、 $m_0 c^2$ の再構成、直接実験との対応までが一つの論理鎖としてつながった。最後に、この鎖から得られる NNRT の物理像を一つの結論としてまとめる。

21. 結論： $m_0 c^2$ から相対論・量子論の再構成へ

本稿は $m_0 c^2$ の物理的意味を問うことから始まった。その問いを追う過程で、相対論的エネルギー関係と量子波動構造が同じ位相—作用関係を共有し、さらに「観測で確定した数学」と「その数学に与えた存在論」を区別する必要があることが明らかになった。この区別を一般化したものが OONP である。

NNRT では、実在時空を普遍時間・普遍空間からなる不変の基盤とし、すべての慣性系を対等に置く。実在運動は GT で結ばれる。ただし NNRT も実在時空そのものを装置で直接測定したとは主張しない。実験で得られる時間・距離・周波数・位相等は計測時空に属し、Lorentz 型構造と相対論的計量はその観測構造を記述する。

本稿の相対論に対する結論は、ここで明確である。相対論的時間、相対論的長さ、相対論的時空、相対論的曲率を「実在時間・実在空間そのもの」の性質として物理学の基礎概念に置く定義を、NNRT は退ける。これらの量は、成功した観測数理として保持される一方、実在時空の構成概念からは排除され、計測時空の記述へ限定される。したがって NNRT が否定するのは観測値でも Lorentz 型数理でもなく、それらを実在時空そのものと同一視する物理的世界像である。

この層分離の内部で、 $\theta = S/\hbar$ 、 $k_\mu^{(\theta)} = \partial_\mu \theta$ 、 $P_\mu^{(\Phi)} = \hbar k_\mu^{(\theta)}$ が相対論と量子論を結ぶ共通橋になる。相対論的観測側の論理鎖は、概念的には次のようにまとめられる。

$$\{\text{relative motion, } T_{\mu\nu}, \text{ interaction}\} \rightarrow \Phi \rightarrow k_\mu^{(\theta)} \rightarrow \{v, \mathbf{k}, \Delta\theta, \text{clock, distance}\} \rightarrow g_{\mu\nu}^{\text{obs}} \quad (61)$$

ここで $g_{\mu\nu}^{\text{obs}}$ は実在時空そのものではなく、観測量を整合的にまとめる計測時空の表現である。量子論側は、同じ phase-action bridge から次の階層として表せる。

$$\text{real state} \rightarrow S \rightarrow \theta = S/\hbar \rightarrow \{k_\mu^{(n)}\} \rightarrow \psi, \rho \rightarrow P(a) = \text{Tr}(\rho E_a) \quad (62)$$

各 single-mode は相対論的分散を担い、multi-mode の重ね合わせは wave packet、Fourier 双対性、干渉、帯域一局在制約を生む。Born 則、Hilbert 空間、ユニタリ発展は標準量子数学として量子的観測層に保持される。したがって Schrödinger 構造や不確定性関係の数値内容を変更する必要はなく、その存在論的所属を観測層として整理できる。

最初の問いもここで回収される。 $B_\Phi = \hbar\sqrt{\omega^2 - c^2k^2} = m_0c^2$ は位相不変基底量であり、 $k = 0$ における $\hbar\omega_0 = m_0c^2$ はその一表示である。Rainville et al. (2005) が確立した $E = \Delta mc^2$ はそのまま保持される。NNRT が変更するのは数値関係ではなく、 m_0c^2 を慣性尺度と位相不変尺度の接合として位置づける物理的意味である。

このように、 m_0c^2 、不確定性、Born 確率、Schrödinger 構造、相対論的計量は、別々の謎ではなく「実在と観測をどこで分けるか」という一つの問題の異なる現れとして整理される。数式と実験事実を保持したまま、それらが何を直接測り、どこまでを物理的事実として要求するかを問い直すことで、相対論と量子論の間に共通する観測構造が見える。 m_0c^2 から始まった問いは、最終的に相対論的時空を実在の概念から退け、相対論と量子論を観測数理として再構成する NNRT の世界像へつながる。

謝辞： 本論は、AI との長い時間をかけての議論の後に取りまとめられたものである。

参考文献

- Acuña, P. (2014). On the empirical equivalence between special relativity and Lorentz's ether theory. *Studies in History and Philosophy of Modern Physics*, 46, 283–302.
- Barceló, C., Liberati, S., & Visser, M. (2011). Analogue Gravity. *Living Reviews in Relativity*, 14, 3. <https://doi.org/10.12942/lrr-2011-3>
- Born, M. (1926). Zur Quantenmechanik der Stoßvorgänge. *Zeitschrift für Physik*, 37, 863–867.
- Brown, H. R. (2005). *Physical Relativity: Space-time Structure from a Dynamical Perspective*. Oxford University Press.
- Brown, H. R., & Pooley, O. (2001). The origin of the spacetime metric: Bell's "Lorentzian pedagogy" and its significance in general relativity. In C. Callender & N. Huggett (Eds.), *Physics Meets Philosophy at the Planck Scale*. Cambridge University Press.
- de Broglie, L. (1924). *Recherches sur la théorie des quanta*. Doctoral thesis, University of Paris.
- Dirac, P. A. M. (1930). *The Principles of Quantum Mechanics*. Oxford University Press.
- Ehlers, J., Pirani, F. A. E., & Schild, A. (1972; republication 2012). The geometry of free fall and light propagation. *General Relativity and Gravitation*, 44, 1587–1609.
- Einstein, A. (1905a). Zur Elektrodynamik bewegter Körper. *Annalen der Physik*, 17, 891–921.
- Einstein, A. (1905b). Ist die Trägheit eines Körpers von seinem Energieinhalt abhängig? *Annalen der Physik*, 18, 639–641.
- Fourier, J. B. J. (1822). *Théorie analytique de la chaleur*. Firmin Didot.
- Harrigan, N., & Spekkens, R. W. (2010). Einstein, incompleteness, and the epistemic view of quantum states. *Foundations of Physics*, 40, 125–157.
- Heisenberg, W. (1927). Über den anschaulichen Inhalt der quantentheoretischen Kinematik und Mechanik. *Zeitschrift für Physik*, 43, 172–198.
- Knox, E. (2014). Newtonian spacetime structure in light of the equivalence principle. *The British Journal for the Philosophy of Science*, 65, 863–880.
- Knox, E. (2019). Physical relativity from a functionalist perspective. *Studies in History and Philosophy of Modern Physics*, 67, 118–124.
- Lam, V., & Wüthrich, C. (2018). Spacetime is as spacetime does. *Studies in History and Philosophy of Modern Physics*, 64, 39–51. <https://doi.org/10.1016/j.shpsb.2018.04.003>

- Lan, S.-Y., Kuan, P.-C., Estey, B., English, D., Brown, J. M., Hohensee, M. A., & Müller, H. (2013). A clock directly linking time to a particle's mass. *Science*, 339(6119), 554–557. <https://doi.org/10.1126/science.1230767>
- Maxwell, J. C. (1865). A dynamical theory of the electromagnetic field. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, 155, 459–512.
- Minkowski, H. (1909). Raum und Zeit. *Jahresbericht der Deutschen Mathematiker-Vereinigung*, 18, 75–88.
- Mulder, R., & Read, J. (2024). Is spacetime curved? Assessing the underdetermination of general relativity and teleparallel gravity. *Synthese*, 204, 126. <https://doi.org/10.1007/s11229-024-04773-y>
- Nakaza, E. (2015). Resolving our erroneous interpretation of the Galilean transformation. *Physics Essays*, 28(4), 503–506. <https://doi.org/10.4006/0836-1398-28.4.503>
- Nakaza, E. (2023a). 新相対性理論 物理的思考編. ボーダーインク, 363 p.
- Nakaza, E. (2023b). New theory of relativity that uses Galilean transformation as basis of transformation between inertia coordinate systems. *Journal of Science, Disaster Prevention, and Environmental Research (Physics)*, 1(1), 1–10.
- Norton, J. D. (2008). Why constructive relativity fails. *The British Journal for the Philosophy of Science*, 59, 821–834.
- Pusey, M. F., Barrett, J., & Rudolph, T. (2012). On the reality of the quantum state. *Nature Physics*, 8, 475–478. <https://doi.org/10.1038/nphys2309>
- Rainville, S., Thompson, J. K., Myers, E. G., Brown, J. M., Dewey, M. S., Kessler, E. G. Jr., Deslattes, R. D., Börner, H. G., Jentschel, M., Mutti, P., & Pritchard, D. E. (2005). A direct test of $E = mc^2$. *Nature*, 438, 1096–1097.
- Robertson, H. P. (1929). The uncertainty principle. *Physical Review*, 34, 163–164.
- Schrödinger, E. (1926). Quantisierung als Eigenwertproblem. *Annalen der Physik*, 79, 361–376; 489–527.
- Spekkens, R. W. (2005). Contextuality for preparations, transformations, and unsharp measurements. *Physical Review A*, 71, 052108.
- Stone, M. H. (1932). On one-parameter unitary groups in Hilbert space. *Annals of Mathematics*, 33, 643–648.
- Wigner, E. P. (1931). *Gruppentheorie und ihre Anwendung auf die Quantenmechanik der Atomspektren*. Vieweg.

(Received Sep. 18, 2026)