

理論物理学での波の関数 6

——ひとつの質点に説明できる波の性質——

A LIFE COM. バイオ研究室

富岡和人

1 まえがき

著者が独自に構築している波の理論では、正円で正弦波を定義した。この定義は、文献1および文献2で与えた。正弦波を使用して、フーリエ級数で波を解析できる。波を解析する際に、波としての量に波の速さ、波長および振動数を使用する。これらの量は文献1で定義した。文献3では、正円を使用して時間を著者が独自に定義した。その時間は、波を使用して定義している。そのような時間の定義では、波の速さ、波の伝搬する距離および時間は同時に存在する。その時間で計算できる時点は、慣性座標系の時点である。2012年現在では、その慣性座標系はアインシュタインの特殊相対性理論で使用する慣性座標系であるものと仮定した。アインシュタインの特殊相対性理論では、質点の持つ全エネルギーを使用して光が質量を持つ質点であることを予言している。このことでは、特殊相対性理論で光の波および粒子としての性質を説明している。特殊相対性理論では、電磁気学でのエーテルの問題に答えている。この解答をする場合には、光が電磁波であることで真空中の光の速さで伝搬することを計算する。真空中の光を使用して時間を計算することでは、光が曲がることを計算していない。真空中の光が等速直線運動することを仮定している。著者が定義した時間では、正円の円周を点が等速で回転し続けることで波の周期を計算できる。その点の計算では、等速であることを数学の計算式で処理できる。このことでは、円周上の距離および点の速さで計算するのに慣性座標系上での質点の持つ全エネルギーを仮定できる。このことから、質点系を構成する各質点の全エネルギーを仮定する。慣性座標系上の各位置に定義する時計の時間が、質点の全エネルギーで円周上の点に対応を得る。この対応関係で、正円で仮定する時計に質点に対応する。この対応関係では、質点の全エネルギーで時計の周期を与える方法を著者の著作物である理論物理学での波の関数1～5までで説明していない。理論物理学での波の関数6では、その方法について説明している。

2章では、正円で時点を使用して波および質点を結ぶ時間およびエネルギーについて考察している。波はフーリエ級数で描くことができるものと仮定して、慣性座標系上の質点との関係を説明する正弦波の速さおよび振動数で時計の時間の計算式を与える。2章1節では、ニュートン力学での絶対空間を否定できる考察をする。2章2節では、ニュートン力学での絶対時間を否定できる考察をする。1節および2節では、著者が第3回で独自に定義した時間を使用した時間の計算式についての考察である。

3章では、光の波および粒子としての2重性を考えながら時計について説明している。光の2重性を一般の質点に仮定することでの時間の計算を波で考える。このことでは、特殊相対性理論とは異なる時計について触れている。

4章では、著者が独自に構築している波の理論を使用して質点が備える振動数を導出するための準備として著者が定義した静止質量について説明している。4章以降でも静止質量および慣性質量——静止質量を定義する際に使用したもの。——を使用する。

4章1節では、著者の独自の波の理論での質点が備える振動数の導出方法について説明している。質点が備える振動数が導出できることで、その波の波長を仮定できる。その波長から正円の半径を導出した。質点が備える振動数は、アインシュタイン先生の相対性理論および光電効果の理論を使用して導出している。相対性理論では、特殊相対性理論での4次元時空からの導出である。一般相対性理論は、時空の解釈を採用するのに使用している。この時空の計算では、加速度運動の近似値の議論を特に付録で説明している。ここで導出した質点が備える振動数は、4章4節で運動量を導出するのに使用する。ここで導出した質点が備える振動数は、物質波の振動数である。

4章2節では、質点が備える振動数の周期および真空中の光の周期について考察している。質点が持つ全エネルギーを使用して慣性座標系上での質点の運動について考え、エネルギーの配分および情報の伝達について考察している。

4章3節では、慣性座標系間での時間の進み方について考察した。その際に、質点が備える振動数の波長を導出するのに使用する式を導出している。ここでは、特殊相対性理論での運動量および全エネルギーの関係式を導出している。4章1節の質点が備える振動数を使用して議論をしている。

4章4節では、4章1節で導出した質点が備える振動数を使用して物質波の運動量を導出する。その運動量を導出するのに、その運動量で使用する質点が備える振動数の波長を導出する。その波長は物質波の波長である。その導出された波長の式を使用して真空中の光子の波長について計算する。この計算は、アインシュタインの光量子仮説および質点の持つ全エネルギーを使用した計算結果に一致する。

4章5節では、質点の備えている振動数の波の速さを質点の全エネルギーおよび運動量で記述する式を導出している。その波の速さの式は、2重性を考察するのに使用できる。次回以降の考察でも使用できる。

4章6節では、質点が静止する慣性座標系での時計について考察している。この考察で、質点が備える振動数を使用することで簡単に考えられる慣性座標系上での時間の進み方を考える。この応用では、質点の持つ全エネルギーで物質の存在について振動数で説明できる。質点の等速度の速さがどこまでも零に近づくことを仮定して、質点が慣性座標系上に静止することを極限值で計算している。ここの議論では、その質点の波の速さ、波長および全エネルギーについて考察している。これらの量は、正円で時間を計算することで、物質の生滅までも議論の対象となる。4章1節で、等速度運動していることを仮定して質点が備える振動数を導出している。この振動数を使用した議論であるので、慣性座標系上での質点の静止が物質波の振動数の導出から受け入れられないことが生じる著者の2026年現在の波の理論である。この問題は、量子論の零点エネルギーの問題で質点の静止が受け入れられないことにも理論で一致する。このような量子論が古典理論との相違があることでも、この節での考察を加えている。

4章7節では、質点の備える振動数を使用して2つの慣性座標系での振動数の変換式を導出する。この振動数の変換は、アインシュタインの特殊相対性理論を使用したものに等しい。さらに、波の振動数を使用して、慣性座標系上の質点の等速度の速さを導出している。

4章8節では、4章1節および4章4節で著者の独自の理論で導出した物質波を使用して波動関数およびシュレーディンガー方程式を導出している。4章1節の著者の独自の理論を使用して位相の回転を記述している関数を導出して、その関数がシュレーディンガー方程式の解になることを示した。位相の回転を記述している関数と言う表現は、波動関数と言うよりも物質波を理解するのに分かり易いと思ひ著者が試みで使用した表現である。波動関数は、振幅が確率密度を計算するのに重要なものである。その計算では、位相の回転および変化率が影響を強く出す。このことを表現するのに位相の回転を記述する関数と言うことで物質波の関数を導出できることを説明している。物質波の偏微分方程式と言う表現を使用してシュレーディンガー方程式を説明している。このことは、偏微分方程式の数学の専門書で見る波動関数であることで物質波の偏微分方程式と言う表現を使用してみた。

5章では、4章7節までの計算を使用して時間およびエネルギーについて考察している。質点の等速度の速さ、時間、質点が備える振動数の波長および波の速さについて、著者の意見を述べている。

6章では、著者が独自に構築している波の理論の2重性の導出理論をドブロイ波と比較している。著者が正円で時計を使用することでは、ドブロイ波とは特徴的に異なる。質点が備える振動数および波長の式については、特殊相対性理論をドブロイ波に使用することで導出できる式で一致することを説明している。

付録では、本文の説明および物質波を考えるのに本文よりも詳細について触れている。この詳細では、理論物理学のみならず著者が独自に構築している心のモデルにも関係がある。著者が構築している心のモデルについては本書の第3回から

第5回に説明してある。4章1節での物質波の振動数の導出で、4次元時空の真空中の光の進む距離の空間成分について扱う。この空間成分は、時点軸の空間の成分である。このような空間の成分が慣性座標系上の3次元空間の各軸に直交することで4次元時空の成分に記述される。この時点軸の空間の成分の考え方について付録では特に本文よりも説明に認識できるように使用している。物質波の実在性について触れる個所もある。

付録 i では、波長が無限大に発散する場合で波の速さが零になることについて考察している。ここでは、波の速さが無限大になる場合でニュートン力学の相互作用について考察している。物質波での質点の観測について、ボーアの水素原子モデルおよびシュレーディンガー方程式に触れて説明をしてみた。このようなモデルの物質波についての計算では、ニュートン力学で説明する場合について説明している。本書は基本的にはアインシュタインの特殊相対性理論を使用した計算および議論である。

付録 ii では、本書の第6回は物質波という言葉を使用していて、ドブロイ波という言葉は特に必要な場合を除いては使用しなかった。このことについて説明をした。4章1節で物質波の振動数を導出するのに使用した仮定についての説明をしている。4章1節での質点が備える振動数の導出が分かる場合は同じことに触れている個所がある。ここでの説明は特殊相対性理論の4次元時空の座標点を使用した説明である。著者の大学生——日本の大学である。——の経験では、特殊相対性理論の講義では4次元時空を使用したものではなかった。4章1節では、4次元時空での議論をしているので付録 ii に説明している。このことでは、量子論での物質波の導出自体の説明ではない箇所がある。量子論で物質波を扱う方法については、質点の観測に触れている。このことについては、波動方程式を使用する場合に誘導する。その誘導では、時点軸での振動現象および空間軸での振動現象について考えるように説明をしてみた。

付録 iii では、ニュートン力学の絶対時空間および絶対時間を使用しているドブロイ波についての説明である。著者の経験でドブロイ波の大学の教科書の説明では、ニュートン力学の絶対時空間および絶対時間を使用しているような説明に記憶がある。ここでは、そのような説明に対して本書の4章1節での特殊相対性理論を使用した物質波の振動数の導出との比較の議論をしている。ここで言う‘ような’と言うのは、専門書で異なることがあるので総じて‘ような’という言葉で物質波の導出について扱ってみた。

付録 iv では、4章1節で慣性座標系上の各位置に定義した時計を使用して物質波の振動数を導出しているので時計について物質波との関係の説明をした。ここでの時計は、特殊相対性理論の時計のみではなく、本書の第3回で著者が定義した時間を使用しているので、その時計として使用する正円および正弦波が物質波に関係する説明をしている。時計が物質波に関係する計算で、ボーアの水素原子モデルの計算に一致することについて説明している。時計の波の振動現象では、真空中の光の量子化されたエネルギーが関係する。このことは、空間の振動現象に運動量で関係がある。この運動量の空間の振動現象を波長および波数で議論している。著者の正円を使用する時計で物質波を説明する。この説明で、物質波の波の速さが時計の真空中の光の速さと関係を持つ。この関係では、物質波の振動数が時計の時間の進む速さを説明する。4章7節で導出した振動数の変換式で慣性座標系上の時間の進む速さを計算できる。特殊相対性理論の proper time について量子論で議論している。ここで proper time を説明するのに、著者の独自の感想からの考察をしている。このことでは、proper time は固有時間あるいは固有時と言われるのが2026年現在までの著者の経験では普通である。この普通に使用されている日本語訳について2026年現在の著者が持っている辞書を使用して著者の感想からの表現の説明をしてみた。約100年あるいは120年くらい前の日本の辞書とは異なる21世紀での著者の感想である。著者の経験で昔の専門書と現在の専門書では異なる言葉で説明していることもある。このような経験からでも proper time を説明するのに使用する日本語の2026年現在の著者の感想である。振動数で時計の時間を計算できる。物質波の振動数を使用して4章7節で計算した群速度を使用して正円の時計について説明して物質波の議論をしている。物質波の群速度は質点の等速であるので質点の追跡で重要な物理量である。物質波として観測すると振動現象であるので質点がどこにあるかは分からない。この問題には、物質波の

議論で波動関数にも触れている。

付録vでは、著者が独自に構築している心のモデルについての考察である。量子論と道德の関係にもなる。ここでの道德は、著者の信心で三大秘宝でのお話しである。三大秘宝のお話しには無始無終の心が説かれている。著者が本書の第3回で挙げている心のモデルの理論で無始無終の計算を提案している。このことが著者の子供の頃からの信心に従うことで著者が心のモデルの研究を説明し易いものである。量子論では、観測者の意識に関係している議論が紹介されていることを著者の経験では記憶がある。意識と心の関係は、道德に結び付ける問題で議論できる。量子論では、時間を扱い原子の中の全エネルギーを扱う。時間および全エネルギーが世界を説明できることにはいろいろなことがあることは普通に受け入れられるものと2026年現在の著者は考えている。このことに、意識が関係して生じる問題を考えることは容易であるものと思う。このような諸問題に道德が科学的にどのように議論できるかは重要であるものと思う。

付録viでは、4次元時空での物質波の振動数の観測を考察している。この考察では、振動数と時計が結び付き、運動量で空間の振動について考える。このことは、零点エネルギーの問題および4章1節での等速度運動の仮定の議論に関係する。この議論は、古典理論のように質点が静止することが受け入れられないことで現在の計算では問題を考えることになる。この意味では、物質波の確率論的な議論に理論物理学が変わっていることにある。この変化では、質点が常に速度で追跡できる古典理論とは異なり、質点がどこにあるかは不確定であり振動現象として考える。このような考えでは、古典理論の決定論になる連立方程式の変数が決まるように過去から未来へと説明する理論物理学ではない。このことが道德を受け入れることを科学的に支持できるかもしれない箇所であると2026年現在の著者は考える。特に著者の道德の議論では、三大秘宝を受け入れている。ここでの説明でも三大秘宝の説明を最後の方にしている。教育勅語、^{きょうがくせいしだいし}教学聖旨大旨および皇道が無始無終の三大秘宝とは異なる教義から立正安国論の予言する災害が生じることは日本の主権に関係する歴史的問題であるものと著者は考える。宇宙への進出の理論としても人を不幸にして地獄へ墮^おとす邪悪な人の知恵で三大秘宝の智慧に敵対する物語を作ることは2026年現在の著者は受け入れているものではない。宇宙進出の民主化の理論に大日本帝国のときのような三大秘宝を誹謗して破壊する思想の教育では、減^へすべき教育であるものと2026年現在の著者は考える。大石寺の^{じきじゅけつちやうふぞく}直授結要付嘱の本門の戒壇の大御本尊様を供養しないで開目抄および観心本尊抄を誹謗して立正安国論の予言する不幸の因縁になり低い知性の人を増やす教育であるので減^へすべきであるものと思う。

付録viiでは、プランク長およびプランク時間を使用した速度および運動量についての議論である。プランク長は、量子論でこれ以上短くできない長さとして言うことがある。プランク時間は、量子論でこれ以上短くできない時間として言うことがある。プランク長およびプランク時間を使用して速度の定義について考察する。このことで、古典理論で使用してきた質点の速度が計算できないことを考えることになる。ここでの運動量の考察は、古典理論の場合と量子論の場合の両方である。

文献1, 2, 3, 15および16は、本書の理論物理学での波の関数の第1回から第5回である。第1回および第2回で正弦波を定義した。第3回では時間を定義し、心が無始無終で有ることを仮定した。そのことを応用して、著者が独自に構築している心の言葉のモデルを説明した。第4回では、物理学の法則を含めた世界のすべてを統べる法の統一について考察した。工学研究としての心のモデルでは、主師親の三徳を導入して議論した。第5回では、正円に五行を採用し考察をした。このことでは、正円で波を描き心について考察することを試みた。さらに、正円で弧度を計算する際の注意すべき個所について説明した。

文献4はCODATAの物理量を発表しているファイルである。基礎定数の値を知ることができる。インターネット上でダウンロードしたファイルである。著者が文献4をダウンロードしたサイトは、National Institute of Standards and Technology——略称はNISTである。——のサイトである。このファイルのプランク定数、電子の質量および陽子の質量で使ったファイルである。真空中の光の速さを参考にした。

文献5はSIのファイルである。インターネット上でダウンロードしたファイルである。国際単位系の基礎を与えるファ

イルである。長さ、質量、時間、電流、熱力学温度、物質量および光度が SI で定義する基本量である。このファイルの真空中の光の速さは、SI の長さの定義で使用了ものを採用した。

文献 6 および 8 は、著者の特殊相対性理論でのファイルである。文献 6 では、特殊相対性理論での速度の変換を導出して説明している。慣性座標系上の各位置に定義している時計の同期について考察している。長さが収縮することも考察している。速度の定義を与えている。著者が大学生の時に読んだ和書の物理学の専門書では、速度を質点で定義していないで点で与えているものがあつた。著者は、質点で速度を定義した。文献 21 では、質点で加速度を定義した。文献 8 では、質量および全エネルギーの変換を導出している。静止質量を著者が独自に定義している。その静止質量を導出している。全エネルギー、振動数の変換および波長の変換も導出している。運動量の変換および運動量の成分-エネルギーの変換も導出している。ニュートン力学およびアインシュタインの特殊相対性理論での慣性座標系上での運動量の考察をしている。

文献 7 では、1950 年代の理論物理学の専門書である。ドブロイ波について説明している。不確定性原理を使用した考察で 2 重性を説明している。

文献 9 および 10 は、著者が基礎物理学を学んだ専門書である。波の運動、電磁波の運動量およびドブロイ波について説明している。著者の基礎物理学は文献 9 および 10 を基礎にして、2015 年現在での著者の独自の体系を主張する専門性に移ってきている。

文献 11 は、ドブロイ波および群速度について説明している 1960 年代の専門書である。アインシュタインの特殊相対性理論を応用した計算を説明している。

文献 12 は、特殊相対性理論および一般相対性理論についてのアインシュタイン博士の論文を英訳した本であるものと扱われている。慣性質量および重力質量が等しいことを説明する論文が載っている。

文献 13 および 17~21 は、著者が電位について説明したファイルである。著者が大学生の時に専門書および大学の講義で質点のみでポテンシャルエネルギーおよび力学的エネルギー保存の法則を説明していた。文献 17 で、著者は質点系でポテンシャルエネルギーの定義を与えた。さらに、著者は力学的エネルギー保存の法則を質点系で説明している。付録では、質点系のエネルギー保存則、特殊相対性理論の全エネルギーおよび光量子仮説での量子化されたエネルギーを説明している。著者が大学生の時には、質点系のエネルギーの保存則はほとんど説明がなく質点のみでの力学的エネルギーの保存則で済ませていることを経験した。文献 13 では、クーロン力を説明している。クーロン力を使用して静電氣的ポテンシャルエネルギーを導出している。付録では、電気素量、国際単位系での真空中の誘電率および真空中の光の速さを説明してボーアの原子モデルについて説明している。ボーアのモデル理論は、このファイルで質点が備える振動数を導出する理論に関係がある。付録では、誘電率に負号を仮定して静電気力および静電氣的ポテンシャルエネルギーも考察している。著者が大学生の時の専門書では誘電率は正の値で説明されており負の値は説明していないものが一般である。負の誘電率について触れたことが有るので付録で考察している。文献 18 では、著者が静電氣的ポテンシャルエネルギーで電位を定義している。著者が大学生の時の専門書では仕事量を使用して、無限遠から静電気力に抗して点電荷を移動させて電位あるいは電圧の説明をしていた。この説明では、電位を定義していないで物理量である電位の説明をしているものと考えられる。あるいは、電位の定義としては不適切なものとして著者は扱うものである。そのような、無限遠から点電荷を静電気力に抗して移動させる説明は電位の説明よりも起電力の説明の方が適切なことも考えられる。起電力は文献 20 で著者が定義したものがあつた。文献 18 では電位の重ね合わせの原理も説明している。付録では誘電率に負号を仮定して電位を考察している。文献 19 では、文献 18 で著者が定義した電位を使用して電位差の定義を与えた。既に説明したように仕事量で電位差を定義したもの、あるいは電位差の定義をしないで電位差の説明をする専門書ばかりとも思う状況を著者が大学生の時に経験した。等電位面、導体、ガウスの法則およびコンデンサの説明もした。付録では、マクスウェルの方程式系について簡単に説明した。文献 20 では、第 4 回までのものを応用して回路解析をする。その解析では、起電力、電流およびインダクタンスを使用する。こ

れらを著者が定義したもので説明した。オームの法則では、大学の専門書では不適切であるものと著者が扱うものがある。ここでは、文献 9 で学んだオームの法則について説明した。電気量の保存則およびキルヒホッフの法則についても説明した。キルヒホッフの法則の第 2 法則——電圧平衡の法則とも和書では呼んでいる。——では、質点系のエネルギーの保存則を応用して導出した。文献 21 では、電位の定義について著者の意見をまとめている。幾つかの実際に在った文献を使用して著者の電位の定義との比較をした。

文献 14 では、微分積分学についての専門書である。著者が使用している微分係数および微分の定義は文献 14 のものである。

文献 22 および 23 は、著者の大学院の時での専攻になる心臓血管系の回路モデルの論文である。文献 22 は著者の修士論文を基礎にしている。心臓血管系の回路モデルの基礎理論を与えている。その基礎理論では、コンプライアンスおよび流れの抵抗を著者が独自に定義している。修士論文には説明していないものでは、プレッシャホロワおよび内圧制御内圧源を定義している。文献 23 では、著者の独自に定義した血流量、正味の血液量およびインダクタンスを説明している。これらの量は、文献 22 の基礎理論に応用する。コンプライアンスの計算では、著者が大学の学部の研究室で研究をする前に発表されていた計算方法がある。その計算方法では、分母が零になる計算であることが著者にはわかった。このことで、分母が零にならない計算方法を著者が独自に発見した。さらに、既出のものでは心臓内に血液が有ることで心臓が収縮および弛緩することを仮定している。このことは、生理学の報告とは異なる。心臓に血液を蓄えて、心臓に収縮および弛緩するようにエネルギーを与える必要がある。このエネルギーの補給を著者の独自の理論では、内圧制御内圧源で説明している。内圧に関しては、大気圧分を心臓および血管内に作用している内圧から引いたものを血圧として使用されることがある。この血圧をそのまま計算に使用することを主張した理論が既出のものであった。著者が独自に構築した心臓血管系の回路モデル理論では、血圧に大気圧分を加えた元の内圧を使用して計算している。

文献 24～文献 26 は、著者の心臓血管系の回路モデルについての初心者向けの説明をしているファイルである。文献 22 および文献 23 での初心者向けの箇所を使用して説明しているファイルである。

文献 27 では、4 章 1 節および 4 章 4 節で導出した物質波の振動数および運動量をニュートン力学で近似値として扱える場合の計算をしている。これは、大学の教科書でもこのような指導の入れ方をしているものと 2026 年現在の著者は記憶がある。このことでは、ボーアの水素原子モデルおよびシュレーディンガー方程式での説明に関係している近似値の議論である。

文献 28 では、アインシュタイン先生の一般相対性理論で微小時間での近似値としての重力の説明をしている。このことは、加速度運動の計算になる。特殊相対性理論では、等速度運動する慣性座標系で速度の相対性を計算できる。一般相対性理論では、加速度運動をする加速度座標系で加速度の相対性を計算できる。その加速度座標系で重力場の計算ができる。量子論でも重力を使用する場合には、一般相対性理論を使用する。4 章 1 節の物質波の振動数の導出および付録での議論で加速度座標系の微小時間の近似値の計算を使用している。

文献 29 では、ニュートン力学の絶対空間および絶対時間について特殊相対性理論との比較で議論している。ここでの議論では、ガリレイ変換をローレンツ変換と比較して議論している。一般相対性理論では加速度で重力を計算している。ニュートン力学では万有引力の法則で重力を計算している。この比較では、絶対加速度の計算であるニュートン力学がガリレイ変換で計算して絶対速度を使用するのに特殊相対性理論ではローレンツ変換を使用することで速度の相対性を計算できる議論である。

文献 30 は、特殊相対性論および前期量子論の専門書である。空洞放射およびエネルギーの量子化について参考になっている専門書である。

本書では‘誤り’がないことを保証はしない。本書の校正の作業は今後も行いう予定である。本書の‘誤り’が見つかった際には不定期に改訂を行い発行する予定である。

本書でのフォントの相違は著者が改訂作業をするのに使用している Word のフォントが変わった為である。

免責事項

A LIFFE COM.および外部の情報提供者は、ユーザーに対しこの Web サイトの内容について何ら保証するものではありません。ユーザーが A LIFFE COM.の Web サイトを利用したことにより被った損失・損害、その他 A LIFFE COM. の Web サイトに関連して被った損失・損害について、A LIFFE COM. および外部の情報提供者は、一切責任は負いません。

本資料は情報提供を目的として作成したものです。本資料の真偽に対しては、著者、A LIFE COM.および A LIFE COM.のバイオ研究室は一切の責任は負いません。

目次

1 まえがき	1
免責事項	7
目次	8
2 正弦波 (sine wave あるいは sinusoidal wave) の独立変数の解釈 ^{1), 2), 3), 4), 5)}	9
2.1 ニュートン力学での絶対空間 (absolute space) を否定することを仮定する ^{1), 2), 6), 28), 29)}	14
2.2 ニュートン力学での絶対時間 (absolute time) を否定することを仮定する ^{1), 2), 6), 28), 29)}	15
3 慣性座標系での速さ ^{3), 6), 7), 12)}	17
4 質点の振動数および波長 ^{8), 9), 10)}	20
4.1 質点の振動数, 波長および波を描く正円の半径 ^{1), 2), 3), 5), 8), 10)}	21
4.2 質点で説明する波の周期およびエネルギーの関係 ^{1), 8), 10), 11)}	25
4.3 質点の静止質量, 全エネルギーおよび運動量の関係 ^{8), 9)}	31
4.4 質点の運動量および波長の関係で考察する質点の速さおよび波の速さの関係 ^{1), 2), 8), 11)}	35
4.5 質点の持つ全エネルギーおよび運動量で記述する波の速さの関係	53
4.6 静止している質点の波の性質 ^{6), 8), 12), 28)}	56
4.7 群速度および質点の等速度の速さ ^{11), 12)}	70
4.8 物質波の時点軸の量子で回転する位相の振動並びに自由粒子の波の関数, 運動量およびエネルギー	81
5 時間およびエネルギーの関係 ^{3), 8), 11), 12)}	103
6 ドブロイ波 (de Broglie wave) の2重性および著者が独自に構築している波の理論の2重性の比較 ^{8), 11), 13)}	118
7 あとがき ^{23), 24), 25), 26), 27), 28), 29)}	124
付録 (appendix)	126
i. 無限大の波長および波の速さについて ^{1), 2), 3), 5), 6), 8), 9), 11), 12), 27), 28)}	126
ii. 2重性で考察する電磁波および物質波の粒子の配置 ^{8), 9), 10), 22), 23), 27), 28), 29)}	145
iii. ドブロイ波がニュートン力学の絶対空間および絶対時間で導出できるものとする仮定について ²⁹⁾	173
iv. 慣性座標系上に定義した時計で説明する物質波 ^{1), 2), 4), 5), 6), 13), 27), 29)}	176
v. 非決定論でのエネルギーに零点エネルギーを考慮して各4次元時空間での時の前後の問題 ^{3), 4), 5)}	190
vi. 4次元時空での振動数の観測および時空の生滅 ^{8), 9), 27), 28), 29)}	191
vii. 量子論の速度の不確定性 ^{4), 5), 6), 14), 27)}	208
参考文献 (References)	211
免責事項	212
著作権	213

2 正弦波 (sine wave あるいは sinusoidal wave) の独立変数の解釈^{1), 2), 3), 4), 5)}

正弦波 (sinusoidal wave) の速さ (2.1) は円周上を等速で回転し続ける点 (point) の速さ (2.2) に等しいものと定義した。この定義 (2.2) では、時点 (2.3) を仮定してから距離 (distance) および速さ (speed) の関係 (2.4) を与えている。距離および速さの関係 (2.2) および (2.4) では、時間 (2.5) を時点 (2.3) の差で計算している。

$v_{\text{wave}}(t) \dots (2.1)$ 波の速さ

$$v_{\text{wave}}(t) \equiv \lim_{h_i \rightarrow 0} \frac{l(t+h_i) - l(t)}{h_i} \dots (2.2) \text{——正円上に仮定した点で定義する——波の速さの定義}$$

$t \dots (2.3)$

$$l(t+h_i) - l(t) = v_{\text{wave}}(t) \cdot h_i + \alpha_i(t; h_i), \left(\lim_{h_i \rightarrow 0} \alpha_i(t; h_i) = 0 \right) \dots (2.4)$$

$h_i \dots (2.5)$ 時間

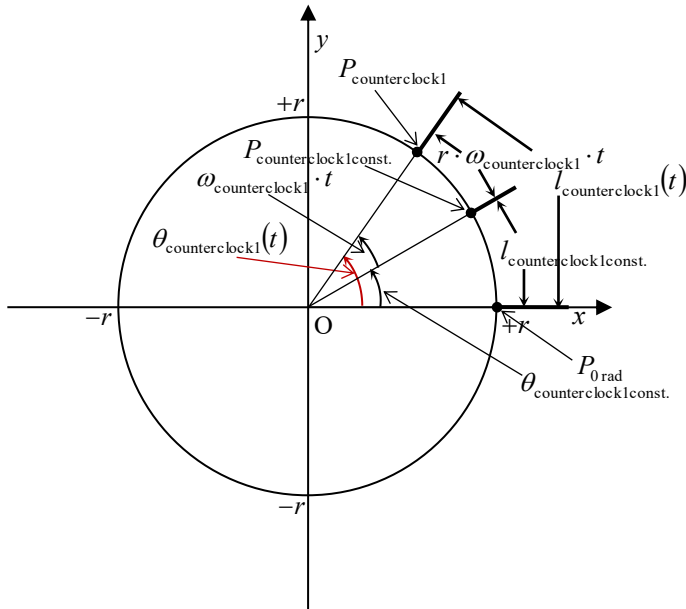


図 2.1 加算での逆時計回りの弧度

$$\theta_{\text{counter-clock1}}(t) = \omega_{\text{counter-clock1}} \cdot t + 2 \cdot \pi \cdot \frac{l_{\text{counter-clock1 const.}}}{\lambda_r}$$

で定義できることを説明している。時点 (2.3) の近傍が 0 s 以後しか仮定できない場合では、0 s 以後での時間 (2.5)、距離 (2.6) および速さ (2.2) の時点 (2.3) に定義できる。

時間 (2.5)、距離 (2.6) および速さ (2.2) の時点 (2.3) は正円で説明できるので慣性座標系を必要としない。エネルギーを導入する際に慣性座標系を採用することになる。

正円の円周を等速で絶え間なく回転し続けることは、その回転をしている点が等速で円周上を距離 (2.6) だけ移動する。正円の円周上での速さは正円の半径 (radius) で異なることが角周波数 (angular frequency) (2.7) を (2.8) に書き直して速さ (2.9) で説明できる。

$$\omega(t) \equiv \frac{d\theta(t)}{dt} \frac{\text{rad}}{\text{s}} \dots (2.7)$$

$\omega_r = 2 \cdot \pi \cdot \nu \dots (2.8)$ 正弦波での角振動数および振動数 (frequency) の関係式

時間は、関係式 (2.4) の右辺の第 1 項に記述した微分 (differential) (2.6) で距離および速さを与える時点 (2.3) の近傍 (neighborhood) で計算可能である。この時点 (2.3) の近傍の時間は、その時点に対応する距離および速さと共に存在する。

$$dl(t) = v_{\text{wave}}(t) \cdot h_i \dots (2.6) \text{円周上の点の移動距離の微分}$$

微分 (2.6) の距離、速さおよび時間は、正円上の点の等速での回転が絶え間なく続くことで説明している。理論物理学では、等速直線運動で伝搬 (propagation) する正弦波を仮定することで慣性座標系 (inertial coordinate-system) 上での質点の等速度運動を導入できる。質点の等速度運動でエネルギーを仮定できる。このことでは、距離、速さ、時間およびエネルギーが共に存在することを説明する。理論物理学での定義の順序では、エネルギーは距離、速さおよび時間を使用して定義する。このような順序で、速さおよび時間を考えると、時間は時点で計算する。時点は 0 s の時から観測 (observation) することで時間を意味する。微分 (2.6) では、時点 (2.3) を仮定してある。円周上の点の移動距離の微分 (2.6) での時点 (2.3) の近傍の時間、距離および速さを、その時点 (2.3)

$$v_{\omega_r} = r \cdot \omega_r \cdots (2.9)$$

速さ (2.9) で回転し続ける点に対応する慣性座標系を仮定するので、速さ (2.9) でエネルギーを仮定できる。そのエネルギーを記述できる質点は慣性座標系上に静止している。このようなエネルギーを説明する観察では、その正円の半径を速さ (2.9) に対応させて決定する。正円の半径を決定することは、その正円で描く正弦波 (sinusoidal wave) の波長 (2.10) (wavelength) を決定する。

$$\lambda \equiv 2 \cdot \pi \cdot r, (0 < \lambda < \infty) \cdots (2.10) \text{ 正弦波の波長の定義}$$

(2.11) は三角関数に依るフーリエ級数 (trigonometric Fourier series) である—— (2.11) は、三角関数系の基底 (the basis of the trigonometric system) $\{1, \cos m \cdot \theta, \sin m \cdot \theta; m \in \mathbb{N}\}$ で記述している。 $\mathbb{N}$ は、自然数の集合である。その直交系 (orthogonal system) の周期関数 $f(\theta)$ をベクトル (vector) として考える。フーリエ級数 (Fourier series) はベクトル空間 (a vector space) のベクトル $f(\theta)$ の展開としてみなせる。ここでの‘三角関数に依る’は‘trigonometric’の意味を、ベクトル空間のベクトルの展開を三角関数系で記述したものを意味するように直観的に著者が使用した日本語である。一般の数学の専門用語としては、このように日本語訳はしていない。—— (2.11) の関数 $f(\theta)$ は、リーマン積分可能な周期関数であるものと仮定する。(2.11) の左辺 $f(\theta)$ の周期は定義区間 (2.12) で記述できる。(2.13) の集合 C は複素数を意味する。文献 1 および文献 2 の付録でフーリエ級数の簡単な説明をしてある。

$$f(\theta) = \frac{a_0(f)}{2} + \sum_{m=1}^{\infty} (a_m(f) \cdot \sin(m \cdot \theta) + b_m(f) \cdot \cos(m \cdot \theta)) \cdots (2.11)$$

$$\theta \in [0, 2 \cdot \pi] \cdots (2.12)$$

$$f(\theta) \in C \cdots (2.13)$$

エネルギーの観察から正弦波の速さ (2.9) および波長 (2.10) を決定できると、振動数 (2.14) を計算できる。ここで定義した正弦波は、慣性座標系上の質点が発生させる波 (wave) を描くものではない。この正弦波では、等速度運動をする質点の時間を計る時計として扱うことができる正円の正弦波である。この正弦波の弧度は、その質点の波を記述するフーリエ級数 (2.11) の弧度である、ものと考え。この議論では、エネルギーおよび振動数 (2.14) をひとつの質点に対して仮定している。正円の半径および円周上を等速回転し続ける点の振動数で、そのように等速回転を続ける点で描く正弦波の波長および角振動数を計算できる。その波長および角振動数を使用して弧度を記述できる。弧の弧度を記述するのに時点 (2.3) を使用できる。この時点 (2.3) に、円周上の点の移動距離の微分 (2.6) で円周上の点の移動距離、その点の速さおよび移動時間が共に存在することを保証される。

$$\nu \equiv \frac{v_{\omega_r}}{\lambda} \text{ Hz}, (\lambda \neq 0) \cdots (2.14) \text{ 正弦波の振動数の定義}$$

$$t \cdots (2.3)$$

$$dl(t) = v_{\text{wave}}(t) \cdot h_t \cdots (2.6) \text{ 円周上の点の移動距離の微分}$$

質点に光子 (photon) を仮定する。光子は真空中の光の速さ (2.15) (speed of light in a vacuum) で等速度運動する。この時に (2.15) の右辺の振動数 ν および波長 λ を示すことを仮定する。真空中の光子の持つ量子化されたエネルギーを (2.16) で記述できる。光子のエネルギー (2.16) の右辺にはプランク定数 (2.17) (Planck constant) を記述している。プランク定数 (2.17) でエネルギーの量子化を記述できる。

$$c = \nu \cdot \lambda \cdots (2.15) \text{ 真空中の光の速さ}$$

$$E(c) = h \cdot \nu \cdots (2.16) \text{ 光子の持つエネルギー}$$

$$h = 6.626\,070\,15 \times 10^{-34} \text{ J s} \cdots (2.17) \text{ CODATA のプランク定数 (Planck constant)}$$

光子は光の粒子 (particle) である。このことはアインシュタイン博士の光量子 (light quantum) から発展する。ニュート

ンの理論物理学では光は波として説明できる．マクスウェルの方程式系（Maxwell's Equations）では，電磁波（electromagnetic wave）を記述できる．光は電磁波で説明される．光子の光の波を電磁波で説明することになる．その電磁波をフーリエ級数（Fourier series）(2.11) で記述できるものと仮定する．このように考えることで，光子の持つ量子化されたエネルギー (2.16) から振動数が決定できるので真空中の光の速さ (2.15) の右辺の波長が定まる．波長 (2.10) を使用することで，正円の半径を決定できる．その正円で計算する弧度は，その光子の振動数および周期で正円の円周を回転する点の位置で計算できる．周期 (2.18) を使用すると，その周期 (2.18) の時間に移動する距離は光子の波長 (2.19) である．

$$T \equiv \frac{\lambda}{v_{\omega_r}} s, (v_{\omega_r} \neq 0) \dots (2.18) \text{ 正弦波の周期の定義}$$

$$\lambda = c \cdot T \dots (2.19)$$

アインシュタインの特殊相対性理論（the special theory of relativity）では，真空中の光の速さで時間を計算している．上述の正円の時計でも光子の持つ量子化されたエネルギーを使用して真空中の光の速さで時間を計算している．円周上の点の移動距離の微分 (2.6) から時間 (2.20) を導出できる．このことで，時間 (2.20) を計算できる．

$$dl(t) = v_{\text{wave}}(t) \cdot h_t \dots (2.6)$$

$$h_t = \frac{dl(t)}{v_{\text{wave}}(t)}, (v_{\text{wave}}(t) \neq 0) \dots (2.20)$$

時点を独立変数として，正弦波（sinusoidal wave）(2.21) の独立変数である弧度 (2.22) を記述できる．このことで，正弦波 (2.21) の独立変数は時点になる．この弧度 (2.22) は，正弦波の速さが定数であるので円周上を回転する点の移動距離が変数 (2.23) となることで計算できる．

$$r \cdot \sin(\theta_{\text{counter clock 1}}(l_{\text{counter clock 1}})) = r \cdot \sin\left(2 \cdot \pi \cdot \frac{l_{\text{counter clock 1}}}{\lambda_r}\right) \dots (2.21)$$

$$\theta_{\text{counter clock 1}}(t) = \omega_{\text{counter clock 1}} \cdot t + 2 \cdot \pi \cdot \frac{l_{\text{counter clock 1 const.}}}{\lambda_r} \dots (2.22)$$

$$l_{\text{counter clock 1}}(t) = v_{\text{counter clock 1}} \cdot t + l_{\text{counter clock 1 const.}} \dots (2.23)$$

図 2.1 では，円周上を等速で点が回転して移動した距離を (2.24) で記述できる．その正円の円周の長さは正弦波の波長 (2.25) になる．正弦波の振動数は (2.14) で定義した．角振動数は (2.26) で記述できる．図 2.1 の正円で正弦波は (2.27) で記述できる．このことは，文献 3 で説明した．

$$l_{\text{counter clock 1}} \dots (2.24) \text{ 円周上を等速で点が回転して移動した距離}$$

$$\lambda_r = 2 \cdot \pi \cdot r \dots (2.25) \text{ 正弦波の波長}$$

$$\nu \equiv \frac{v_{\omega_r}}{\lambda} \text{ Hz}, (\lambda \neq 0) \dots (2.14) \text{ 正弦波の振動数の定義}$$

$$\omega_r = 2 \cdot \pi \cdot \nu \dots (2.26) \text{ 正弦波での角振動数および振動数の関係式}$$

$$r \cdot \sin(\theta_{\text{counter clock 1}}(t)) = r \cdot \sin\left(\omega_{\text{counter clock 1}} \cdot t + 2 \cdot \pi \cdot \frac{l_{\text{counter clock 1 const.}}}{\lambda_r}\right) \dots (2.27) \text{ 図 2.1 の正円で正弦波}$$

(2.20) の分母の波の速さが定数であり，分子の距離の微分が変数であることで時間を計算することに一致する．時間の観測は，そのような正弦波の伝搬する距離を使用できる．その正弦波の慣性座標系上での伝搬は，慣性座標系上の質点の持つ全エネルギーを正弦波の振動数で記述できることで存在性を理論上考察できる．質点が備える振動数は，正円の円周上の点が回転することで計算できる振動数である．その点の回転で正弦波が記述できることで，その質点の存在で正弦波の性質

を示す振動数を全エネルギーで説明できる．全エネルギーを振動数で記述できることでは、波長を質量で記述できることを 4 章 4 節で示す．波長は、慣性座標系上の距離で観測できるものと説明する．質点は体積を定義されていないが、質量はエネルギーを説明するので時間、距離および速さを保証する．この保証で慣性座標系上の物理量を使用した波長および振動数の説明が与えられる．時間は、慣性座標系および正円で計算できる．波の伝搬は、慣性座標系上で定数の速さで伝搬することを仮定している．正円の半径を距離の単位——SI では長さ（length）の単位の m である．——で扱う際には、その正円で描く正弦波の振幅（amplitude）は距離を意味する．弧度の定義（2.21）では、円周上での点の移動距離は（2.22）で記述できる．（2.22）の右辺の距離に記述した SI の基本量（base quantity）である長さの単位を使用することで、正円の半径は（2.23）の右辺のように長さの単位とは異なるものになる．SI の基本単位（base unit）である長さおよび時間は、慣性座標系で仮定する時空に定義して使用できる．SI の基本量である長さには、2015 年現在では真空中の光の速さ（2.24）を使用している．この真空中の光の速さはアインシュタインの特殊相対性理論の慣性座標系で使用できる．SI の基本量である長さが定義されている慣性座標系で、円周上を回転している点の移動した距離を長さの単位である m を使用して慣性座標系の距離として扱える．

$$\theta \equiv \frac{l}{r} \text{ rad}, (r \neq 0) \dots (2.21)$$

$$l = r \cdot \theta \text{ m} \dots (2.22)$$

$$r = \frac{l}{\theta} \frac{\text{m}}{\text{rad}}, (\theta \neq 0) \dots (2.23)$$

$$c = 299\,792\,458 \frac{\text{m}}{\text{s}} \dots (2.24) \text{ SI でメートルの定義を与える際に、真空中の光の速さ（2.24）の値に定義した.}$$

角振動数（2.7）を定義したことで、SI での単位を（2.7）の右辺に記述した．図 2.1 の円周上を回転する点の等速の速さを（2.9）で記述できる．（2.9）の右辺では、単位は（2.25）のように記述できる．弧度の単位 rad は正円で計算する際に使用する．慣性座標系では単位として記述しないで（2.25）のように単位を表示する．このことでは、正円の半径（2.23）を慣性座標系上の長さとして扱う際に同様である．

$$\omega(t) \equiv \frac{d\theta(t)}{dt} \frac{\text{rad}}{\text{s}} \dots (2.7)$$

$$v_{\omega_r} = r \cdot \omega_r \dots (2.9)$$

$$v_{\omega_r} = r \cdot \omega_r \frac{\text{m}}{\text{s}} \dots (2.25)$$

図 2.1 のような正円を使用した計算では、理論物理学で与えられた座標系上で使用する単位の記述と正円のみで使用する単位の記述では異なる扱いが生じる．このことで、正円上の座標を表示するのに図 2.1 の y 軸の値は（2.26）であり、x 軸の値は（2.27）で記述できる．（2.28）は座標の表示である．座標（2.28）は、正円のみで使用する際には弧度の単位を使用する．慣性座標系上の SI の基本単位である m は慣性座標系で使用するもので、物理学を使用しないで正円のみで説明する場合の座標（2.28）では表示しない．

$$y = r \cdot \sin \theta \dots (2.26)$$

$$x = r \cdot \cos \theta \dots (2.27)$$

$$(x, y) = (r \cdot \cos \theta, r \cdot \sin \theta) \dots (2.28)$$

円周上の長さ（2.22）は数学で導出されるものである．単位は物理学で与えるものである．正円上での数学の計算では記述しないことは、理論上の要請として存在するものと著者は考える．理論物理学で与える座標系上では、単位を使用して計算

することが理論上要請されるだろう。正円での計算は力学の振動現象を説明するのに使用する。このような計算での直交座標系は慣性座標系上の平面を与える直交座標系として扱うことが可能であるものと、2015年現在の著者は考える。このことで、単位を使用できる。SIでの弧度(2.21)の単位の記述でも組立単位(derived unit)であるradian——SIの組立量(derived quantity)である平面角(plane angle)である。——は、SIでの単位記号の表示は(2.29)の右辺で記述でき(2.30)の右辺になる。

$$\theta \equiv \frac{l}{r} \text{ rad}, (r \neq 0) \dots (2.21)$$

$$\text{rad} = \frac{\text{m}}{\text{m}} \dots (2.29)$$

$$\text{rad} = 1 \dots (2.30)$$

図2.1を理論物理学に導入して応用する際には、数学での計算が図2.1で可能になる。この計算では、上述のように単位の表示は不要になる。慣性座標系のような理論物理学での座標系で、物理学の理論を表示する際には単位を使用する。このことでは、図2.1はエネルギー、運動量(momentum)、振動数および波長で慣性座標系に関係を与えることができる。このことは4章で導出する。そのように、図2.1の正円に慣性座標系との関係を与えるSIの基本量に時間を使用できる。この関係では、正円の円周上を等速で回転する点を使用して数学で物理学の周期を計算できる。その周期を使用して時点を説明できる。このような時間の考え方では、数学で記述する周期を理論で与える。真空中の光の速さで時計を仮定するアインシュタインの特殊相対性理論の時計とは異なる。円周上を仮定する点の速さは真空中の光の速さを理論上は超えることも可能である。正円で計算できる理論上の時間を理論物理学の座標系で使用する際に、座標系上のエネルギー、運動量、振動数および波長で関係を与える。図2.1では、振動(oscillation)および波を数学の計算で記述するのに正円の半径および円周の長さの単位を使用しない。このことでは、慣性座標系の物理量と関係を与えられることで説明する振動および波の現象には、振幅に物理量の単位を考えることになる。その計算では、時計として図2.1の正円を用いることで時間を計算でき弧度を計算できる。この意味では、正円の半径は理論物理学での長さとしては扱わないことが有る。正円の半径は、慣性座標系を伝搬する波の振幅であるものと仮定する。このことで、理論物理学で説明する波の振幅の物理量を仮定することで座標系での物理現象の観測を説明できる。図2.1のような正円では正弦波を描く。複雑な波形を描く際には、フーリエ級数(Fourier series)(2.11)を使用することで考える。フーリエ級数(2.11)の右辺の各項の正弦波(sinusoidal wave)を図2.1のような正円で描くことができる。各項の弧度は、それぞれの正弦波を描くのに使用した正円で計算できる。その弧度の計算に使用する時点を慣性座標系上の各位置(position)に定義されている時計の時点に等しいものと仮定する。距離の微分(2.6)の定数である時点の時に、正円を時計に扱う時間の計算から時空での時間、距離および波の速さが存在することを保証する。この保証している時間を観測するのに波を使用することは、振動数で質点に関係を与える。真空中の光の速さを超える速さでも時間を計算できることは、質点が備える振動数の波で説明できる。正円での計算は数学の計算で得た時間である。この時間は物理現象で計算でき、質点の備える振動数の波を記述する正弦波の速さおよび波長で計算した時間(2.20)が慣性座標系の時間になる。エネルギー、運動量および波長は慣性座標系での質点の等速度の速さで記述できること、を4章4節および4章5節で導出する。時間(2.20)の右辺に記述した分母の波の速さは、質点の等速度の速さで——4章4節で導出した。——記述できる。このことでは、時間は‘移動’が生じることで計算が保証される。時間が存在することで、正円の円周上を回転し続ける点を仮定できる。その点は等速の速さで移動する。その点の移動の計算は数学での計算であるので、慣性座標系あるいは加速度座標系の運動状態に影響を受けなくて回転し続けることが可能であるものと扱う。このような座標系からの影響は、質点の等速度の速さが変化することで振動数および波長の値の変化に仮定できる。それぞれの振動数および波長が、質点の等速度運動の状態に応じて算出できる。この正円での計算で使用する正弦波の振動数および波長は、質点

の等速度運動で説明できる値である。慣性座標系上の各位置に定義する時計は、その慣性座標系上では同期が取れている。各時計は、時間が等しく進むことで同期を取る。その慣性座標系上で使用する時計の周期はひとつに定める必要はない。回転し続けている円周上の点の周期は変わらず、別の周期で回転し続ける円周上の点を仮定して時計として使用することがで
きる。

$$f(\theta) = \frac{a_0(f)}{2} + \sum_{m=1}^{\infty} (a_m(f) \cdot \sin(m \cdot \theta) + b_m(f) \cdot \cos(m \cdot \theta)) \cdots (2.11)$$

$$dl(t) = v_{\text{wave}}(t) \cdot h_t \cdots (2.6)$$

$$h_t = \frac{dl(t)}{v_{\text{wave}}(t)}, (v_{\text{wave}}(t) \neq 0) \cdots (2.20)$$

2.1 ニュートン力学での絶対空間 (absolute space) を否定することを仮定する^{1), 2), 6), 28), 29)}

質点の等速度運動で保証される時間 (2.20) では、ニュートン力学 (Newtonian mechanics) での絶対空間を否定することができる。この絶対空間は、等速度運動をしていないで静止している。等速度運動をしていないことで、時間 (2.20) の右辺の分母に記述した波の速さを計算できない。このことで、時間 (2.20) を計算できない。

$$h_t = \frac{dl(t)}{v_{\text{wave}}(t)}, (v_{\text{wave}}(t) \neq 0) \cdots (2.20)$$

絶対空間を仮定すると、絶対空間で静止している質点を仮定することができる。この質点はニュートン力学の理論上は他の慣性座標系 (inertial coordinate-system) から静止しているものと扱うことになる。この意味は、他の座標系から観測して絶対空間に静止している質点が移動しているように見えても、その質点は静止しているものと解釈することになる。この解釈では、他の座標系が移動しているので絶対空間に静止している質点が移動しているように見えることになる。そのような質点は、速さが零であるので距離が観測できない。時間 (2.20) では、分母の波の速さおよび分子の距離を観測して時間を計算する。距離を観測するには、2点間を移動して座標を知る必要がある。

固定している位置を加速度運動している物体が通過する際に、加速度を観測し運動を記述することを考える。加速度を観測する際に、速度を観測することは加速度の定義からは加速度を計算する条件のひとつである。ニュートン力学での運動方程式では、加速度運動する質点の質量および質点に作用する合力 (resultant force) で加速度を計算できる。質量は、
加速度運動する物体の全エネルギーあるいは物体に場から作用する力を観測することで計算できる。力を観測するのに場
を生じさせている物理量の情報が必要になる。静止している物体では、そのような情報を観測するための移動をしないこ
とで情報を得ることはできないものと2015年現在の著者は考える。絶対空間から観測できる2点間を移動している物
体は、その運動をしている座標系上に静止しているものと解釈できる。このことでは、移動している物体で観測すること
は絶対空間での観測とはならない。これは、運動している座標系上での観測として解釈できるので、絶対空間での静止し
ている状態の観測ではない。このように絶対空間に静止している状態での物体で時間が観測できる可能性を否定できるこ
とは、絶対空間を否定できる根拠になるものと2015年現在の著者は考える。エネルギーを観測することは場を生じさ
せる物理量の情報を使用する。この意味では既に考察したことになり、絶対空間ではその情報を知ることはできない。こ
の結論では、完全に移動が無い状態——生体の活動を含める。原子の内の粒子 (particle) の運動も含める。——では加速
度および速度を観測できない。移動できないことでは、距離、速さおよび時間を定義できない。これらの物理量を定義す
るのには、移動している物体での観測を仮定した物理量で理論物理学上での定義を与えることになる。そのように物体が
移動できない座標系は理論物理学で使用できる座標系ではない。移動していることでエネルギーを定義している。質点が
各位置に配置されることには、各質点が慣性座標系上に観測されていることで各位置に配置されていることを計算でき

る。この観測で各位置を示す座標点を使用する。座標点は上述の物体の移動で観測できる。座標点が物体のエネルギーで物理現象として時空を記述するのに与えられているものである。

ふたつの点の各々の座標が分かれば、2点を結ぶ線分の距離を数学で計算できる。座標を定義する際には、各位置に座標を与えるのに長さ——距離でもできる。——を使用する。このことでは、2点間を移動することで計算に合わせて座標を各位置に与えることになる。上述のように、時間 (2.20) では絶対空間に時間を仮定できない条件を考えることができる。このことでは、絶対空間を否定することを仮定できる。

2.2 ニュートン力学での絶対時間 (absolute time) を否定することを仮定する^{1), 2), 6), 28), 29)}

ニュートン力学での絶対時間では、すべての座標系のすべての位置で等しい時間を観測できることになる。このことは、絶対時間は外部からの影響を受けない時間であることを説明する。

波の速さが異なることで、各正円の点の速さが異なり半径が異なる。正弦波の振動数 (2.14) の右辺の分子の速さが変化する場合に分母の波長で、(2.14) の左辺の振動数が決定する。(2.14) の右辺の分母の波長は、正弦波の波長の定義 (2.10) の右辺で正円の半径で決定する。時計の時間は正弦波の周期の定義 (2.18) で計算できる。周期 (2.18) の値は特に指定しなくても時間は計算できる。このことで、時間 (2.20) の右辺の値が同じ値になることは保証されていない。時間 (2.20) の分母および分子の値は慣性座標系で観測するが、質点の等速度運動を保証できないことで移動距離の相違を説明できる。質点の速さの相違は波の速さに関係する。このことは、図 2.1 の正円の円周上に仮定している等速で移動している点の移動距離は慣性座標系上の距離に対応を与えていることで説明できる。時間 (2.20) の分子の値が異なる長さになることを説明できる。

$$v \equiv \frac{v_{\omega}}{\lambda} \text{ Hz}, (\lambda \neq 0) \dots (2.14) \text{ 正弦波の振動数の定義}$$

$$\lambda \equiv 2 \cdot \pi \cdot r, (0 < \lambda < \infty) \dots (2.10) \text{ 正弦波の波長の定義}$$

$$T \equiv \frac{\lambda}{v_{\omega}} \text{ s}, (v_{\omega} \neq 0) \dots (2.18) \text{ 正弦波の周期の定義}$$

$$h_t = \frac{d(t)}{v_{\text{wave}}(t)}, (v_{\text{wave}}(t) \neq 0) \dots (2.20)$$

その慣性座標系の速さが分母の波の速さから導出できる質点の等速度の速さであることで、慣性座標系 (inertial coordinate-system) で静止している質点を仮定することになる。静止している質点はこの慣性座標系上で移動している。その質点が静止していない慣性座標系に在ることで、その質点の移動距離を観測できる。その質点の移動距離を観測する慣性座標系上で、その質点の等速度の速さが零では時間 (2.20) の分子に記述した正円の円周上を回転し続ける点の距離は観測できないことを 2015 年現在の著者の波の理論では仮定できる。その等速度の速さは、正円の円周を回転する点の速さから計算できても観測ができたものとする。4 章 6 節では、静止している質点を仮定して考察をしている。この場合は、波長も無限大に発散する場合を計算している。この意味でも、静止している質点での計算で時間 (2.20) の分子は観測が不可能であることを仮定できる。分母の場合は、波の速さが無限大に発散することを計算できる。このことから、時間 (2.20) の右辺は極限値の不定形になることを説明できる。このようなことでも、時間 (2.20) の観測に絶対時間を仮定して同期したひとつの時間を観測することは否定することを仮定できる。時計の波には、慣性座標系上の質点の等速度運動を仮定している。質点が静止している場合では、時間 (2.20) の右辺の分母が定義できない——真空中の光の速さで等速度運動する光子は、真空中の光の速さで伝搬する電磁波でもある。真空中の光の速さで等速度運動する慣性座標系上を仮定した場合では、光子の速さは零であることを仮定できる。光子の速さが零で、時計で観測するのに使用する光子

の慣性質量が零で時間の観測ができないことが特殊相対性理論では光速の不変の原理で仮定できる。質点が静止している場合の考察は付録 i で説明した。——ので時間 (2.20) の左辺は定義できない。このような定義からでは、慣性座標系で質点が静止している場合での時間の定義で時間の波を仮定できない。このような波が存在することで時点軸の時計を説明する場合では、時空の質点は慣性座標系上で静止することはないことを仮定する。

原子の中に光子が移動する計算では、電子および原子核に光子が吸収されることを仮定できる。電子はボーアの水素原子模型でも原子核の周囲を回転している——文献 13 で説明してある。——。量子力学の観測でも原子核の周囲に観測されている説明に記憶がある 2025 年現在の著者である。量子力学ではボーアの水素原子模型とは異なる所がある。原子核も電子も振動現象として考えるので、静止している計算ではない説明がある。このことでも、絶対空間での静止ではなく絶対時間でのエネルギーおよび時間の観測理論でもない。このような絶対空間および絶対時間を否定できる計算でも時間 (2.20) での分母の波を仮定するのに慣性座標系上での質点の等速度運動を仮定することは肯定的に扱える。このことで、特殊相対性理論の慣性座標系上での計算から一般相対性理論の加速度座標系上での計算に应用可能である時間 (2.20) であるものと 2025 年現在の著者は考える。

慣性座標系上で加速度運動する質点の場合では、その等速度運動の観測が問題になる。波の速さは、質点の等速度運動で与えられる。加速度運動の際には、質点が備える振動数も変化して異なる波を生じさせることを仮定できる。

速さが異なることは、その質点が静止する慣性座標系の速さが異なることで証明できる。速さが異なることでは、移動距離も異なることを仮定できる。円周上を移動する点の等速の速さが異なることで、その点の移動する距離が他の正円の円周上を等速の速さで移動する点の移動距離とは異なることを仮定できる。このことで、同じ質点を異なる慣性座標系上で観測して各々の正円の円周上での点の移動距離が異なることを計算——あるいは思考的な観測である。——できる。これで、時間 (2.20) を使用して計算する移動時間が異なることを仮定できる。時間 (2.20) の分母および分子の値が定まらないことで絶対時間を否定することを仮定できる。

3 慣性座標系での速さ^{3), 6), 7), 12)}

本書で使用する正円の時点は、慣性座標系を仮定していることは文献3で説明した。慣性座標系では、ニュートン力学で使用するものおよびアインシュタインの特殊相対性理論で使用するものを一般には知られている。本書の著者が独自に構築している波の理論では、アインシュタインの特殊相対性理論の慣性座標系 (inertial coordinate-system) で使用できる時点であるものと2015年現在の著者は考えている。

著者の波の理論で独自に定義した時間は、各座標上の位置で与える距離を使用して波の速さと共に定義できることを主張している。このことでは、質点を直接使用する定義ではない。質点を使用するのは、慣性座標系を定義する際に等速度運動している対象に用いる。その対象は、慣性座標系上に存在してエネルギーを持つものと仮定できる。エネルギーは、物理学理論の時間、距離および速さを使用して与える。

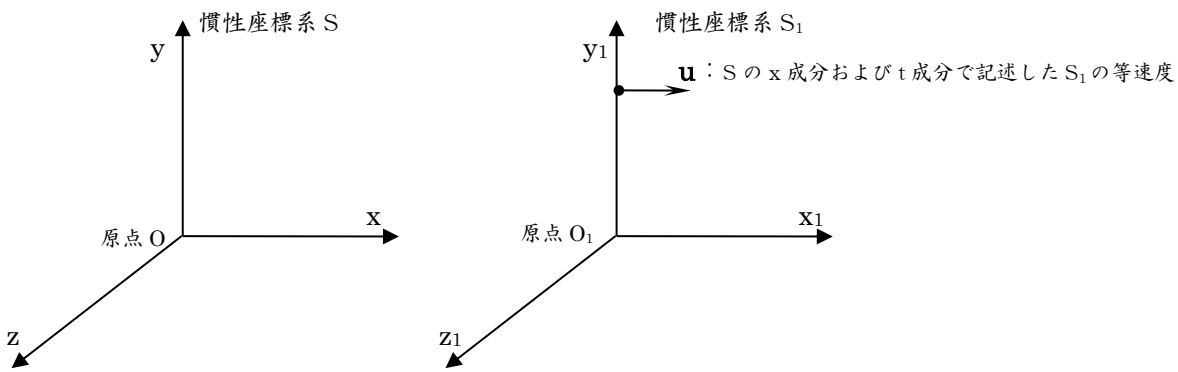


図 3.1 慣性座標系

慣性座標系 S および慣性座標系 S₁ を図 3.1 のように仮定する。慣性座標系 S の空間の成分には、(3.1) の記号を使用する。慣性座標系 S の時点の成分には、(3.2) の記号を使用する。慣性座標系 S での 4 次元の時空を仮定して、その座標を (3.3) で記述できる。そして、慣性座標系 S₁ の空間の成分には、(3.4) の記号を使用する。慣性座標系 S₁ の時点の成分には、(3.5) の記号を使用する。慣性座標系 S₁ での 4 次元の時空を仮定して、その座標を (3.6) で記述できる。

$x, y, z \dots$ (3.1) 慣性座標系 S の空間の成分

$t \dots$ (3.2) 慣性座標系 S の時点の成分

$(x, y, z, t) \dots$ (3.3) 慣性座標系 S での時空の座標の表示

$x_1, y_1, z_1 \dots$ (3.4) 慣性座標系 S₁ の空間の成分

$t_1 \dots$ (3.5) 慣性座標系 S₁ の時点の成分

$(x_1, y_1, z_1, t_1) \dots$ (3.6) 慣性座標系 S₁ での時空の座標の表示

慣性座標系 S₁ 上の x_1 成分および t_1 成分で記述した慣性座標系 S の等速度を (3.7) で記述する。(3.7) は x_1 軸の方向の等速度である。また、慣性座標系 S 上の x 成分および t 成分で記述した慣性座標系 S₁ の等速度を (3.8) で記述する。(3.8) は x 軸方向の等速度である。図 3.1 に慣性座標系 S および慣性座標系 S₁ の関係を示している。

$u_{S_1} = -u i_1, (u = \text{const.}) \dots$ (3.7) 慣性座標系 S₁ の x_1 成分および t_1 成分で記述した慣性座標系 S の等速度

$u_{S_1 S} = u i, (u = \text{const.}) \dots$ (3.8) 慣性座標系 S の x 成分および t 成分で記述した慣性座標系 S₁ の等速度

慣性座標系 S の x 軸および慣性座標系 S₁ の x_1 軸は同じ直線上にあるものと仮定する。(3.7) の i_1 および (3.8) の i の右辺のベクトルはそれぞれ x_1 軸および x 軸の単位ベクトルである。

図 3.1 のような慣性座標系に，アインシュタインの特殊相対性理論ではローレンツ変換 (the Lorentz transformation) (3.9) ～ (3.12) を導出して使用する．(3.9) および (3.12) の右辺にはるローレンツ係数 (Lorentz factor) (3.13) —— この factor を係数の意味にした理由は，ローレンツ変換式を数学の扱いの係数の意味として採用した日本語訳である．付録 iv では，物理量の値を計算する物理現象を考える意味でローレンツ因子として説明してある．——を仮定している．時点の変換 (3.12) の右辺には真空中の光の速さ (3.14) を仮定している．真空中の光の速さ (3.14) の右辺に真空中の誘電率 (permittivity constant) (3.15) および真空中の透磁率 (permeability constant) (3.16) を記述している．特殊相対性理論で使用する慣性座標系は真空中の光の速さでは等速度運動しないことを (3.17) で記述している．慣性座標系の等速度運動は符号で向きを意味して，(3.18) で慣性座標系の定義区間として解釈できる．係数 (coefficient) (3.13) —— 数学の扱いの係数の意味である．——は (3.19) の区間に保証される．

$$x_1 = \gamma \cdot (x - u \cdot t) \cdots (3.9)$$

$$y_1 = y \cdots (3.10)$$

$$z_1 = z \cdots (3.11)$$

$$t_1 = \gamma \cdot \left(t - \frac{u \cdot x}{c^2} \right) \cdots (3.12)$$

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}} (= \text{const.}) \cdots (3.13)$$

$$c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \times \varepsilon_0}}, (c \neq 0, c > 0) \cdots (3.14) \text{ 真空中の光の速さ}$$

$$\varepsilon_0 \cdots (3.15) \text{ 真空中の誘電率}$$

$$\mu_0 \cdots (3.16) \text{ 真空中の透磁率}$$

$$u \neq c \cdots (3.17)$$

$$-c < u < c \cdots (3.18)$$

$$1 \leq \gamma < \infty \cdots (3.19)$$

アインシュタインの特殊相対性理論の慣性座標系 (inertial coordinate-system) には，真空中の光の速さに達しないことを定義する．このような速さに対する条件は，質点に有るものと 2015 年現在の著者は考える．波の伝搬する速さには，真空中の光の速さを超えることを記述可能であることは，ローレンツ変換 (3.9) ～ (3.12) および相対論的質量 (relativistic mass) (3.20) で考えることができる．

$$m(v) = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, (0 \leq v < c) \cdots (3.20) \text{ 相対論的質量}$$

質点としての性質はエネルギーおよび運動量で考えることができる．これらの物理量では，一般には質量および速度を使用する．一方，波としての性質は，振動数および波長で考えることができる．波の速さおよび正弦波 (sinusoidal wave) の振動数は，著者が独自に構築している波の理論で定義した．

ニュートンの古典理論 (classical theory) では，光は波であることを説明している．マクスウェルの方程式系で予言された電磁波 (electromagnetic wave) で光の波を説明できる．アインシュタインの特殊相対性理論および光量子仮説 (light quantum hypothesis) —— 光量子仮説では，光の量子化されたエネルギーの塊の値の計算式である．このエネルギーの塊

で量子化されたエネルギーの粒子のエネルギーを仮定できる。粒子としての性質は特殊相対性理論で電磁波の理論を応用して慣性質量を導出する論文が文献 1 2 にある。——を使用して光が粒子であることを説明できる。この光の粒子を光子と呼ぶ。これらの理論では、光は波および粒子の性質を示す。粒子は質点で記述できる。光の粒子を質点として説明することで、質点が備える振動数および波長を扱うことができる。真空中での光子の速さは真空中の光の速さ (3.14) である。真空中での電磁波としての速さは真空中の光の速さである。真空中の光は、質点および波の場合に真空中の光の速さで物質波のエネルギーおよび運動量を記述できる。

4 章では、著者が独自に構築している波の理論での考察から質点が備える振動数および波長を導出することを試みる。この 4 章での考察は、著者の理論の特徴的な箇所である。このような波および粒子の 2 重性の導出——物質波の導出である。——を使用することで、著者の構築している理論の対象となる世界の質点および波の性質がひとつの対象に仮定できるようになる。著者の時間の定義を使用して我々の心が無始無終で存在することを文献 3 で仮定した。その仮定で、心に時間を定義できないことを 2012 年現在の著者は主張した。振動数および波長を計算するには正円を使用した。その正円で使用する時間は心には定義できないことになる。このような時間の定義は、波の速さで与えている——(2.20) を時間の定義にするものではない。(2.20) では時間を計算する。——。質点が波の影響を受けて等速度運動を変えることが有ると、我々の体に影響を及ぼし我々の心に作用する力を仮定できる。波および粒子の 2 重性では、正円で定義する波に慣性座標系の粒子のエネルギーとの関係を導出できるので時間、波および粒子 (particle) との関係を説明できる。アインシュタインの特殊相対性理論での時計では真空中の光の速さを使用している。著者が独自に構築している波の理論では、真空中の光の速さを超える波の速さを使用して時間を観測することを可能にする。このような箇所ではアインシュタインの特殊相対性理論の慣性座標系を使用することなく正円を用いた時計を仮定できる。このことでは、慣性座標系を仮定してニュートン力学での絶対空間を否定する計算を主張できる。2015 年現在では、日本の工学教育の課程での科目で使用するアインシュタインの特殊相対性理論の慣性座標系を使用して位置、時間、速度、エネルギー、質量および運動量の変換を可能とする。

$$h_t = \frac{dl(t)}{v_{\text{wave}}(t)}, (v_{\text{wave}}(t) \neq 0) \dots (2.20)$$

著者の大学生時代の前期量子論 (early quantum theory) では、ドブロイ波 (de Broglie wave) と呼ばれるものを学んだ記憶が有る。ドブロイ波で波および粒子の 2 重性を仮定していた。このドブロイ波は、不確定性原理 (uncertainty principle) から仮定できる——コンプトン効果 (Compton effect) の運動量保存の法則 (conservation of linear momentum) から不確定性原理の式を推し量るときに物質波の運動量および波長の関係を光量子仮説の応用で論理的に引き出す方法もある。この導出では、電子を使用している。著者の 4 章 1 節の物質波の振動数および 4 章 4 節の物質波の運動量では、電子には限らない。光子の量子化されたエネルギーを使用することから成立するものと扱える精度は別に考える必要がある。——ものと文献 7 で説明が有る。不確定性原理を使用する方法は、著者の独自の理論から導出する方法とは異なることは明らかである。著者は、アインシュタインの特殊相対性理論の質点の全エネルギー、光量子仮説の振動数で記述する光子の量子化されたエネルギーおよび正円の円周上に仮定できる慣性座標系を使用して物質波を導出した。

4 質点の振動数および波長^{8), 9), 10)}

文献8で著者が独自に定義した静止質量 (4.1) を使用することで、著者が独自に構築している波の理論から質点の備える振動数および波長を導出できる考え方が有る。このことでは、ひとつの対象に質点および波の2つの性質を仮定する。文献8での著者はアインシュタインの特殊相対性理論では、静止質量 (4.1) を定義できることを説明した。この静止質量はアインシュタインの特殊相対性理論から導出可能であることを示した。その導出では、ニュートン力学では定数としていた質量を変数であるものと仮定した。この変数となる慣性質量 (inertial mass) (4.2) は速さを独立変数とする関数であるものと仮定した。

$$m_0 \equiv m(v) \cdot \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}, (0 \leq v \leq c) \dots (4.1)$$

$$m(v), (0 \leq v \leq c) \dots (4.2)$$

電磁気学では、電磁波 (electromagnetic wave) の運動量を考察できる。電磁波のエネルギーを計算でき、電磁波のエネルギーが増減することを説明できる。真空中の電磁波は真空中の光の速さで伝搬することを説明できる。電磁波の伝搬方向は、その電磁波のエネルギーの反射、吸収および透過で変化することは考えられる。電磁波の吸収では、電子が吸収した入射波となる電磁波のエネルギーを仮定して電磁波の運動量を考察できる。古典物理学 (classical physics) では運動量およびエネルギーの関係は (4.3) を記述でき (4.4) に書き直すことができる。電子の質量は定数であることを仮定すると、入射波のエネルギーを吸収した電子の運動量の変化は速度に有るものと仮定できる。しかし、この電磁波の運動量の考察では、電子の質量を記述することなく入射波が電子に渡した運動量を仮定できている。この仮定の運動量では、

(4.4) での電子の運動量の増加は速度であるものとは断定できない。電子の速さが変化することも仮定できるが、質量がエネルギーの増加で変化することを否定できるものではない。電磁波の速さが真空中の光の速さでの計算で、電磁波から電子に運動量を渡したことを仮定している。この仮定では、電磁波では質量に相当するものが仮定でき、エネルギーの変化は質量の変化を示すものと仮定できる。ニュートン力学では定数である質量を電磁気学理論では変数であるものと仮定できる余地が有ることを著者は考える。このことで、アインシュタインの特殊相対性理論の静止質量 (4.1) を導出する際に、質点の慣性質量を変数である (4.2) で仮定できるものとした。

$$\frac{dE(t)}{dt} = \mathbf{F} \cdot \mathbf{v} \dots (4.3)$$

$$\frac{dE(t)}{dt} = \frac{d\mathbf{p}(t)}{dt} \cdot \mathbf{v} \dots (4.4)$$

文献8では、慣性質量 (4.2) はアインシュタインの特殊相対性理論で導出できないことを著者の意見とした。このことでは、著者は静止質量をアインシュタインの特殊相対性理論で定義すべきものと考えた。静止質量を (4.1) のように定義すると、真空中の光の速さで移動する質点の静止質量を0にできることを理由のひとつにする。相対論的質量 (4.5) と呼ばれる一般の専門書で呼ばれる慣性質量では、独立変数である速さ (4.6) は実数である。相対論的質量 (4.5) の定義区間は、(4.7) であり真空中の光の速さ c は定義区間 (4.7) に含まない。文献8で著者が独自に仮定した慣性質量 (4.2) は相対論的質量 (4.5) とは異なるものである。慣性質量 (4.2) には真空中の光の速さ c を直接代入できる。相対論的質量 (4.5) では、真空中の光の速さを直接代入すると分母が0になってしまう。このことでは、粒子が実際に真空中の光の速さで運動しているのに真空中の光の速さを代入できないことを著者は問題として扱った。さらに、静止質量の定義 (4.1) をすることでは、エネルギーの変換および質量の変換を電磁波および真空中の光の速さで移動しない質点で2つに分けて導出していたものをひとつの導出で示すことができる。

$$m(v) = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \dots (4.5)$$

$$v = |v| \in \mathbf{R}, (v \geq 0) \dots (4.6)$$

$$0 \leq v < c \dots (4.7)$$

4.1 質点の振動数、波長および波を描く正円の半径^{1), 2), 3), 5), 8), 10)}

ニュートン力学では、物質 (matter) が運動することを観測する場合で質点を仮定している。現象としては、光の波あるいは水面の波などを扱い波の運動について説明できる。質点 (material point) として扱われる物質は、計算の便宜上質点として扱いひとつの質点として力学の方程式を記述する。2つ以上の質点で構成している物質であるものと仮定すると、質点系で計算できる。電磁気学では、マクスウェルの方程式系を使用して電磁波 (electromagnetic wave) を記述できる。この電磁波の説明では、電磁場 (electric and magnetic fields) を使用する。マクスウェルの方程式系での電磁波が伝搬するのに媒質 (medium) となる物質を仮定することが、ニュートン力学の波の理論では必要であると考えられた。そのような媒質をエーテル (ether) と呼んでいた。エーテルを仮定しなくても電磁波が伝搬することを、アインシュタインの特殊相対性理論で説明された。電磁波は真空中で伝搬する波であり、光が真空中を電磁波として伝搬しているものと説明できた。このことで、波の伝搬に仮定されていた媒質となる物質を認めなくても電磁波の伝搬を計算できることになった。

著者が独自に構築している波の理論では、正円を使用して正弦波を定義した。その正弦波は、媒質を使用しないで正弦関数を応用して定義した。波が等速で直線的に伝搬することを仮定して、正弦波を定義した正円の円周に慣性座標系

(inertial coordinate-system) の位置を仮定した。このことでは、著者が独自に定義した波の速さおよび正円で著者が独自に定義した時間を使用して円周の各位置に時空の4次元の座標を仮定できる。慣性座標系上の各位置に定義した時計の時点を使用することで、正弦波を記述する時点であることを説明できる。波を記述するのに正弦波 (sinusoidal wave) を使用して真空中の慣性座標系上を伝搬できることを仮定でき、媒質となる物質を必要としていない。このように波を考えることでは、ニュートン力学の波の観察とは異なる。波が伝搬して物質が振動することでは、物質の質点の運動を記述できる。媒質として扱われる物質 (matter) の全体の振動現象が波を描く場合で波を観測できる。この説明では、ニュートン力学で波として説明する現象の媒質となる物質には直接に波を描く振動現象が生じる。質点系である物質を記述するよりも物質の振動現象を記録して解析する方が、物質が描いた波を解析するのに簡単であることが経験的に言えるだろう。その振動現象では、物質が波としての性質である振動数および波長を備えることは説明していない。著者が独自に構築している波の理論では、波は次のように2015年現在の著者は考える。波は、物質の振動で説明するものではなく時間を与える周期を記述する振動数で説明できる性質である。その振動数は物質の振動現象でニュートン力学のように計算できることもあるが、質点が備えている振動数も導出できる。質点 (material point) が備える振動数が存在することでは、質点および波の2重性を物質に仮定できる。

4章1節では、著者が独自に構築している波の理論で質点が備えている振動数を導出する方法を説明する。その振動数を導出できることで、その振動数で考える図2.1のような正円を描くことができる。その正円で使われる波長および正円の半径を導出する方法を説明する。質点が備える振動数を導出する際には、アインシュタインの特殊相対性理論を使用する。さらに、アインシュタインの光量子仮説を使用する。この光量子仮説では、光に電磁波および光子で波および質点 (material point) ——特殊相対性理論で電磁波の慣性質量を導出できる。——の2重性を説明できる。この2重性の物理学の発見を基礎にする。

——質点の振動数——

慣性座標系 S 上で等速度運動する質点 (material point) を仮定し, その慣性質量は (4.2) を使用して慣性質量 (4.1.1) で記述する. その質点の持つ全エネルギーは (4.1.2) ——付録 ii の慣性座標系上で議論することでの質点の持つ全エネルギーの導出の箇所で説明している. ——で記述できる.

$$m(v), (0 \leq v \leq c) \cdots (4.2)$$

$$m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) \cdots (4.1.1) \text{ 質点の慣性質量}$$

$$E_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) = m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) \cdot c^2 \cdots (4.1.2) \text{ 質点の持つ全エネルギー}$$

光子は真空中の光の速さで等速直線運動をするものと仮定する. その光子の持つ全エネルギーは (4.1.3) で記述できる. その光子には (4.1.3) の右辺では慣性質量を仮定している.

$$E_S(c) = m_S(c) \cdot c^2 \cdots (4.1.3) \text{ 光子の持つ全エネルギー}$$

その慣性質量を決定する方法は仮定 (4.1.4) を使用する. (4.1.4) では, その光子の持つ全エネルギー (4.1.3) は質点の持つ全エネルギー (4.1.2) に等しいものと仮定する. (4.1.4) の左辺に (4.1.2) を代入し, 右辺には (4.1.3) を代入することで (4.1.5) を記述できる. (4.1.5) から (4.1.6) を導出できる. (4.1.6) では, その光子の持つ慣性質量—— (4.1.6) の右辺のこと. ——は質点の持つ慣性質量—— (4.1.6) の左辺のこと. ——に等しいものと仮定する.

$$E_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) = E_S(c) \cdots (4.1.4) \text{ (4.1.3) の光子の慣性質量を決定する仮定}$$

$$m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) \cdot c^2 = m_S(c) \cdot c^2 \cdots (4.1.5) \text{ 仮定}$$

$$m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) = m_S(c) \cdots (4.1.6)$$

(4.1.6) の慣性質量をもつ光子を仮定することで, その光子の振動数は光子の持つエネルギー (2.16) を使用して決定する. (2.16) の右辺にはプランク定数 (2.17) を記述している. 光子の持つエネルギーは振動数のみで決定することを (2.16) では説明している. 仮定 (4.1.5) の右辺は光子の持つ全エネルギーであるので, 光子の持つエネルギー (2.16) を使用すると仮定 (4.1.7) を記述できる. 仮定 (4.1.7) を満足する光子を選択して, 慣性質量 (4.1.8) を導出できる. (4.1.8) では左辺は質点の慣性質量であり, 右辺は光子の振動数, 真空中の光の速さおよびプランク定数で記述した慣性質量である. (4.1.6) では, (4.1.8) の慣性質量は光子の慣性質量でもある.

$$E(c) = h \cdot \nu \cdots (2.16) \text{ 光子の持つエネルギー}$$

$$h = 6.626\,070\,15 \times 10^{-34} \text{ J s} \cdots (2.17) \text{ CODATA のプランク定数 (Planck constant)}$$

$$E_S(c) = m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) \cdot c^2 = h \cdot \nu_{S_c} \cdots (4.1.7) \text{ 仮定}$$

$$m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) = \frac{h \cdot \nu_{S_c}}{c^2} \cdots (4.1.8) \text{ 光子の慣性質量}$$

仮定 (4.1.7) で選択した光子の慣性質量 (4.1.8) を書き直すと, 光子の振動数 (4.1.9) を記述できる. 仮定 (4.1.4) では, 質点の持つ全エネルギーは光子の持つ全エネルギーに等しいものと扱っている. このことから, 以下に挙げる①～⑤の仮定を与えて, 質点の持つ全エネルギーは光子の持つエネルギー (4.1.7) に等しいので質点の全エネルギーを (2.16) のように振動数で記述することを仮定する.

$$\nu_{S_c} = \frac{m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) \cdot c^2}{h} \cdots (4.1.9) \text{ 光子の振動数の決定}$$

- ① 慣性質量 (4.1.8) の左辺の独立変数である質点の等速度の速さは、図 2.1 のような正円の円周上を等速で回転している点の速さではないものとして仮定する。著者の構築している波の理論での図 2.1 の円周上を回転する点の速さは、波の速さとして説明する。

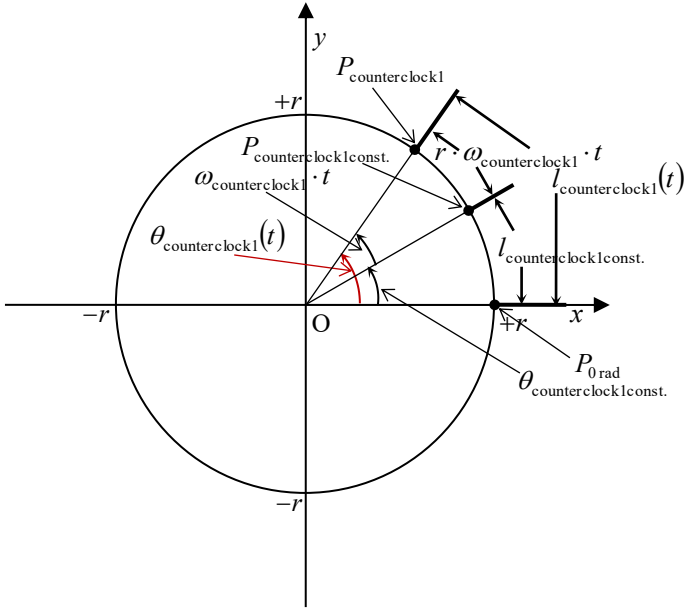


図 2.1 加算での逆時計回りの弧度

$$\theta_{\text{counter clock1}}(t) = \omega_{\text{counter clock1}} \cdot t + 2 \cdot \pi \cdot \frac{l_{\text{counter clock1 const.}}}{\lambda_r}$$

- ② 距離 (2.6) では、図 2.1 のような正円で距離、時間および波の速さを時点 (2.3) で共に存在することを説明している。(4.1.8) の右辺では、質点の慣性質量を光子の振動数で記述している。この記述は、光子の振動数に等しい振動数で、質点の慣性質量を説明している。質点の慣性質量を、そのような等しい振動数で説明できることで質点が振動数を備える——あるいは持つ——ものと仮定できる。

$$dl(t) = v_{\text{wave}}(t) \cdot h_t \cdots (2.6)$$

$$t \cdots (2.3)$$

- ③ 振動数は、点の振動現象を説明できる。図 2.1 のような円周上で、(4.1.8) の左辺に記述した独立変数の速さで移動する質点の備える振動数の波の速さで移動する点の x 軸および y 軸の座標では (4.1.8) の右辺に記述した振動数の振動を記述できる。その点の振動を示す座標の値の変動では波を描くことができる。

- ④ (4.1.8) の左辺の慣性質量は、図 2.1 のような円周上を回

転し続ける点の振動数で説明することを仮定できる。このことでは、円周上の各位置に慣性座標系上の位置を仮定できることで質量が存在する時空を考えることができる。

- ⑤ 図 2.1 のような円周上を回転し続ける点が、慣性座標系上の質点と関係を与えられる条件は何か。慣性座標系に質点として扱う物質 (matter) が生じている。このことから時間、距離および波の速さの関係を示す微分 (2.6) が、正円および時空との関係を説明する式であるものと 2015 年現在の著者は考える。質点は、実際に慣性座標系 (inertial coordinate-system) に存在する物質に当たる。物質を構成している粒子 (particle) は、他の粒子で構成されていることを理論物理学で説明する。粒子を構成している粒子は、構成されている粒子内で運動していることを仮定できる。そのような運動では、微分 (2.6) を満足する慣性座標系を仮定する。加速度運動する座標系では、各位置で慣性座標系をそれぞれ仮定することで説明を考える。他の粒子で構成されていない粒子は微分 (2.6) を満足する運動をしているものと仮定する。

このような著者の意見では、選択した光子の振動数は (4.1.9) で記述するので (4.1.10) を仮定できる。仮定 (4.1.10) では、質点が振動数を備える——あるいは持つ——ことを仮定している。その振動数は、(4.1.9) および (4.1.10) から質点 (material point) の備える振動数 (4.1.11) を導出できる。質点が (4.1.11) の振動数を備えることでは、一般に質点が波としての性質を持つことを解釈できる。質点の備える振動数は、(4.1.11) の右辺に記述している真空中の光の速さ、プランク定数および質点の慣性質量で説明できることになる。

$$v_{S_v_{\text{wave}}} = v_{S_c} \cdots (4.1.10) \text{ 質点の振動数を仮定}$$

$$v_{S_v_{\text{wave}}} = \frac{m_{S_v_{\text{wave}}} (v_{S_masspoint}) \cdot c^2}{h} \cdots (4.1.11) \text{ 質点で説明する波の振動数の決定}$$

——波を示す質点の全エネルギー——

(4.1.10) を使用すると、光子のエネルギー (2.16) で光子の持つエネルギー (4.1.12) を記述できる。(4.1.3) の光子の慣性質量を決定する仮定 (4.1.4) を使用すると、波を示す質点の持つ全エネルギーは (4.1.13) で記述できる。

$$E(c) = h \cdot \nu \cdots (2.16) \text{ 光子の持つエネルギー}$$

$$E_S(c) = h \cdot \nu_{S_v_wave} \cdots (4.1.12)$$

$$E_S(c) = m_S(c) \cdot c^2 \cdots (4.1.3) \text{ 光子の持つ全エネルギー}$$

$$E_{S_v_wave}(\nu_{S_masspoint}) = E_S(c) \cdots (4.1.4) \text{ (4.1.3) の光子の慣性質量を決定する仮定}$$

$$E_{S_v_wave}(\nu_{S_masspoint}) = h \cdot \nu_{S_v_wave} \cdots (4.1.13) \text{ 波を示す質点の全エネルギー}$$

——質点で説明する波の波長——

上述までの著者の意見では、図 2.1 の円周上を回転する点に対応する慣性座標系 (inertial coordinate-system) 上を等速度運動する質点 (material point) に振動数を仮定して波を描くことを考えた。波を仮定することでは、その波の波長を導出できるものと著者は考える。正弦波の振動数を文献 1 で (2.14) で定義した。その振動数の定義を使用すると、(4.1.14) を仮定できる。(4.1.14) の右辺の分母に正弦波の波長を仮定した。振動数 (4.1.14) を書き直すと波長 (4.1.15) を記述できる。

$$\nu \equiv \frac{v_{\omega_f}}{\lambda} \text{ Hz}, (\lambda \neq 0) \cdots (2.14) \text{ 正弦波の振動数の定義}$$

$$\nu_{S_v_wave} = \frac{v_{S_wave}(t)}{\lambda_{S_v_wave}} \cdots (4.1.14) \text{ 質点で説明する波の振動数の定義}$$

$$\lambda_{S_v_wave} = \frac{v_{S_wave}(t)}{\nu_{S_v_wave}} \cdots (4.1.15) \text{ 質点で説明する波の波長の決定}$$

——正円の半径の決定——

質点が備える振動数 (4.1.11) の波の波長を (4.1.15) で記述できた。著者が独自に構築している理論で使用する図 2.1 のような正円の半径を正弦波 (sinusoidal wave) の波長の定義 (2.10) を使用して計算できる。正円の半径は、正弦波の波長の定義 (2.10) を正円の半径 (4.1.16) に書き直すことで記述できる。波長 (4.1.15) を正円の半径 (4.1.16) の分子に代入することで正円の半径 (4.1.17) を記述できる。正弦波の波長は正円の半径 (4.1.17) を使用しても記述できる。正円の半径 (4.1.17) を正弦波の波長の定義 (2.10) に記述することで、質点で説明する波の波長の定義 (4.1.18) を記述できる。

$$\lambda \equiv 2 \cdot \pi \cdot r, (0 < \lambda < \infty) \cdots (2.10) \text{ 正弦波の波長の定義}$$

$$r = \frac{\lambda}{2 \cdot \pi}, (0 < \lambda < \infty) \cdots (4.1.16) \text{ 正円の半径}$$

$$r = \frac{\lambda_{S_wave}}{2 \cdot \pi}, (0 < \lambda < \infty) \cdots (4.1.17) \text{ 正円の半径の決定}$$

$$\lambda_{S_wave} = 2 \cdot \pi \cdot r \cdots (4.1.18) \text{ 質点で説明する波の波長の定義}$$

4.2 質点で説明する波の周期およびエネルギーの関係^{1), 8), 10), 11)}

——質点で説明する波の周期——

正弦波 (sinusoidal wave) の周期は (2.18) で定義した. 質点 (material point) が振動数を備えることで, 波長 (4.1.15) を計算できた. 波の性質として振動数および波長を導出できたことで, 波の周期を計算できることは (2.18) で明らかである. 波の伝搬した距離は, 距離の微分 (2.6) で計算できる. 波の周期に波が伝搬する距離を波長であるものとするので, 波長を (4.2.1) で記述する.

$$T \equiv \frac{\lambda}{v_{\omega_f}}, (v_{\omega_f} \neq 0) \dots (2.18) \text{ 正弦波の周期の定義}$$

$$\lambda_{S_wave} = \frac{v_{S_wave}(t)}{v_{S_wave}} \dots (4.1.15) \text{ 質点で説明する波の波長の決定}$$

$$dl(t) = v_{wave}(t) \cdot h_t \dots (2.6)$$

$$dl_{\lambda}(t) = \lambda_{S_wave} \dots (4.2.1)$$

距離の微分 (2.6) を時間 (2.20) に書き直した. 時間 (2.20) で周期 (2.18) を計算する. 時間 (2.20) の分子に波長 (4.2.1) を代入して, その分母に波の速さを代入することで周期 (4.2.2) を記述できる.

$$h_t = \frac{dl(t)}{v_{wave}(t)}, (v_{wave}(t) \neq 0) \dots (2.20)$$

$$T_{S_wave} = \frac{\lambda_{S_wave}}{v_{S_wave}(t)}, (v_{wave}(t) \neq 0) \dots (4.2.2)$$

真空中の光の速さは, 光の波の性質で記述すると (2.15) になる. 図 2.1 での考察で使用している質点が備えている振動数 (4.1.11) を説明する真空中の光の振動数および波長を使用すると (4.2.3) を記述できる.

$$c = v \cdot \lambda \dots (2.15) \text{ 真空中の光の速さ}$$

$$c = v_{S_c} \cdot \lambda_{S_c} \dots (4.2.3)$$

仮定 (4.1.10) を使用すると真空中の光の速さ (4.2.4) を記述できる. 時間 (2.20) を使用して, 真空中の光の周期を (4.2.5) で記述できる.

$$v_{S_v_{wave}} = v_{S_c} \dots (4.1.10) \text{ 質点の振動数を仮定}$$

$$c = v_{S_v_{wave}} \cdot \lambda_{S_c} \dots (4.2.4)$$

$$T_{S_c} = \frac{\lambda_{S_c}}{c} \dots (4.2.5)$$

真空中の光の速さ (4.2.4) を周期 (4.2.5) の分母に代入すると真空中の光の周期 (4.2.6) を記述できる. 真空中の光の周期 (4.2.6) の右辺を整理すると (4.2.7) になる. 真空中の光の周期 (4.2.7) の右辺に記述した振動数は, 質点が備える振動数 (4.1.11) である.

$$T_{S_c} = \frac{\lambda_{S_c}}{v_{S_v_{wave}} \cdot \lambda_{S_c}} \dots (4.2.6)$$

$$T_{S_c} = \frac{1}{v_{S_v_{wave}}}, (v_{S_v_{wave}} \neq 0) \dots (4.2.7)$$

$$v_{S_v_{wave}} = \frac{m_{S_v_{wave}}(v_{S_masspoint}) \cdot c^2}{h} \dots (4.1.11) \text{ 質点で説明する波の振動数の決定}$$

周期が振動数の逆数で記述できることでは, 質点の備える振動数 (4.1.11) の波の周期は (4.2.8) で記述できる. 真空中

の光の周期 (4.2.7) および質点の備える振動数の波の周期 (4.2.8) は右辺を比較すると (4.2.9) を記述できる.

$$T_{S_wave} = \frac{1}{\nu_{S_wave}}, (\nu_{S_wave} \neq 0) \dots (4.2.8) \text{ 質点で説明する波の周期の決定}$$

$$T_{S_wave} = T_{S_c} \dots (4.2.9)$$

——慣性座標系での時間および質点の全エネルギーとの関係——

質点 (material point) の備える振動数の波の周期は (4.2.8) で記述できた. 振動数 (4.1.11) では質点の全エネルギー (4.1.13) を記述できる. 周期は時間 (2.20) である. 時間が存在することに, (4.1.13) で質点の運動を説明できるエネルギーを計算できる.

$$E_{S_wave}(\nu_{S_masspoint}) = h \cdot \nu_{S_wave} \dots (4.1.13) \text{ 波を示す質点の全エネルギー}$$

質点の全エネルギー (4.1.13) では, 波の性質を振動数で記述している. その波は等速直線運動であるものと図 2.1 のような正円では説明できる. 等速度運動する質点の性質から等速で伝搬する波を記述する. この関係は, 波の性質である振動数で時間である周期を説明して, 慣性座標系上の質点の運動に関係を与えている. 周期である時間は, 慣性座標系上で運動する質点の全エネルギーで変化する. 周期である時間が慣性座標系上での質点の運動で影響を及ぼされる. 運動することで質点の全エネルギーが変化することでは, 質点が備える振動数が変化する. このことでは, その波の周期が変化する.

波は等速で伝搬していき, 質点は備えている振動数の波を生じさせるものと 2015 年現在の著者は解釈する. この波の伝搬では, 質点の運動状態が変化することで生じる波が変化する. この変化する波は, 質点の運動状態を示す情報を含むものと仮定できる. 質点の運動状態には, 世界を保っているエネルギーが各質点に配分されていくことを質点系のエネルギーの保存則からも仮定できる. このことは, 熱力学系のエネルギー保存則でも仮定できる.

エネルギーの保存則で, 波の振動数が変化することは時間に対する影響を指摘できる. 図 2.1 のような正円で時間を考えると, 周期の時間が変化することで波の伝搬する速さが変化するを仮定できる. 波の周期の変化は, 波の振動数の変化である. 振動数の変化では, (4.1.11) の右辺の慣性質量が変化する. その慣性質量は, 質点の等速度の速さを独立変数とする関数である. このことでは, その波を生じさせる質点が静止している慣性座標系の速さは異なるものになる. 質点が静止している慣性座標系が変わることで, その質点の運動が他の慣性座標系上でも変化する. その運動は各慣性座標系上で異なる等速度運動で記述できる. この速さが異なる記述では, 各慣性座標系上での質点の備える振動数 (4.1.11) が異なる.

$$\nu_{S_wave} = \frac{m_{S_wave}(\nu_{S_masspoint}) \cdot c^2}{h} \dots (4.1.11) \text{ 質点で説明する波の振動数の決定}$$

各慣性座標系上での質点が備える振動数 (4.1.11) の波の周期 (4.2.8) が異なる. この計算結果は, 各慣性座標系上での時間が異なることを指摘できる. この時間は質点の性質での説明ではない. 質点が備える波の性質での周期である時間の説明である. 波はアインシュタインの特殊相対性理論でも真空中の光の速さを超えて伝搬できるものと 2015 年現在の著者は考えている. このことでは, そのような速さの波が伝搬することは, 真空中の光の速さを超える速さでエネルギーの再配分を決定することを仮定できる. エネルギーの再配分が生じることで, 質点が静止する慣性座標系が変わることが仮定できる. 慣性座標系 (inertial coordinate-system) が変わることは, 質点を観測する際に時計で計る時間が変化するものと仮定できる. この変化は, 絶対時間を否定する. 質点が生じさせる波の周期で座標系の時間を与える. 時間を定義する周期に, 慣性座標系で使用する時間を一意に定義できることを求める. 慣性座標系の質点の持つ全エネルギーで振動数 (4.1.11) が各慣性座標系に一意に定まることで, 慣性座標系での時間を定義できる. 振動数 (4.1.11) の右辺の変

数は、質点の慣性座標系上での等速度の速さのみである。振動数 (4.1.11) の左辺の変数は、質点が備える振動数のみである。振動数 (4.1.11) の両辺にひとつずつ変数が記述されている。質点が静止する慣性座標系の等速度運動の速さに対してひとつの振動数を対応させることが可能である。質点が静止する慣性座標系上の振動数を極限值で計算することも可能である——この計算は 4 章 6 節および 7 節に記述した。——。その振動数で質点 (material point) が生じさせる波の周期 (4.2.8) を計算できる。そのように質点が生じさせる波の周期 (4.2.8) を使用して慣性座標系の各位置に定義する時計を仮定できる。その時計は、図 2.1 のような正円を使用して時間 (2.20) を観測できる。

$$T_{S_wave} = \frac{1}{v_{S_wave}}, (v_{S_wave} \neq 0) \dots (4.2.8) \text{ 質点で説明する波の周期の決定}$$

$$h_t = \frac{dl(t)}{v_{wave}(t)}, (v_{wave}(t) \neq 0) \dots (2.20)$$

慣性座標系の空間の座標の成分は 3 章で (3.1) および (3.4) で記述した。慣性座標系の時点の成分は (3.2) および (3.5) で記述した。

$x, y, z \dots (3.1)$ 慣性座標系 S の空間の成分

$x_1, y_1, z_1 \dots (3.4)$ 慣性座標系 S_1 の空間の成分

$t \dots (3.2)$ 慣性座標系 S の時点の成分

$t_1 \dots (3.5)$ 慣性座標系 S_1 の時点の成分

慣性座標系の各位置に時計を定義するので、空間の位置を示す座標成分および時点を示す軸の値を記述できる (3.3) および (3.6) を考える。2015 年現在の理論物理学では座標 (3.3) および座標 (3.6) で時空を仮定する。

$(x, y, z, t) \dots (3.3)$ 慣性座標系 S での時空の座標の表示

$(x_1, y_1, z_1, t_1) \dots (3.6)$ 慣性座標系 S_1 での時空の座標の表示

真空中の光の速さはローレンツ変換 (3.9) ~ (3.12) の定義区間 (3.18) に含まない。定義区間 (3.18) で定義したように、慣性座標系 (inertial coordinate-system) の速さ u には真空中の光の速さは (3.17) で説明するように使用できない。慣性座標系の速度を質点が静止する速度であるものと仮定すると、一般の質点が備える振動数の波の速さは (4.2.10) を記述できる。このことは、4 章 4 節で導出する。一般の質点が真空中の光の速さよりも遅いものと仮定できる。慣性座標系上で静止する質点が仮定でき、その慣性座標系上を真空中の光の速さで光が等速直線運動することを説明できる。

$$-c < u < c \dots (3.18)$$

$$u \neq c \dots (3.17)$$

$$v_{S_wave}(t) \neq c \dots (4.2.10)$$

ひとつの慣性座標系上での質点および光子の波の周期が (4.2.9) のように一致する。周期は時間である。この時間は、同じ慣性座標系上の各位置で同期されており一致する。各慣性座標系上での速度の異なることから時計が示す時間が異なることはすでに説明した。光の波の周期に一致するように、質点が備える振動数 (4.1.11) の波の周期 (4.2.8) を計算できる。このことでは、質点が備える振動数 (4.1.11) を計算する際に使用する慣性座標系上で選択した光子の波が存在することを保証する。その光子は、振動数 (4.1.11) の導出の理論からも慣性座標系上を真空中の光の速さで等速度運動しているものと仮定できる。その光子の等速度運動の方向については、4 章 7 節で説明している。このことは、アインシュタインの特殊相対性理論の公理になる光速の不変の原理を意味するものと 2015 年現在の著者は考える。すべての慣性座標系で物理法則は同じであることを仮定する。振動数 (4.1.11) を導出する理論は、他の慣性座標系で成立するものと仮定する。その導出では、アインシュタインの特殊相対性理論で導出する質点の全エネルギーを使用している。

$$T_{S_wave} = T_{S_c} \dots (4.2.9)$$

$$\nu_{S_wave} = \frac{m_{S_wave}(\nu_{S_masspoint}) \cdot c^2}{h} \dots (4.1.11) \text{ 質点で説明する波の振動数の決定}$$

$$T_{S_wave} = \frac{1}{\nu_{S_wave}} (\nu_{S_wave} \neq 0) \dots (4.2.8) \text{ 質点で説明する波の周期の決定}$$

光速の不変の原理：すべての慣性座標系で真空中の光の速さはその光源の運動の状態で決定しないで定数であり、真空中の光の速度は等速度である。

光速の不変の原理（The Principle of the Constancy of the Speed of Light）では、すべての慣性座標系で、真空中の光の速度は等速度である。光源の運動状態が慣性座標系内で光源から放射される真空中の光の速度の向きを決定する可能性は考えられる。

質点が備える振動数の波の波長を（4.2.11）で記述できる。振動数（4.1.11）を導出する際に選択した光子の備える振動数の波の波長を（4.2.12）で記述できる。

$$\lambda_{S_wave} = \nu_{S_wave}(t) \cdot T_{S_wave} \dots (4.2.11)$$

$$\lambda_{S_c} = c \cdot T_{S_wave} \dots (4.2.12)$$

慣性座標系上で（4.2.10）および周期（4.2.9）が成立する場合で、波長の関係式（4.2.13）が成立する。（4.2.13）では、質点が備える振動数（4.1.11）の波の波長（4.2.11）は選択した光子の備える振動数（4.1.11）の波の波長（4.2.12）とは等しくない。

$$\nu_{S_wave}(t) \neq c \dots (4.2.10)$$

$$T_{S_wave} = T_{S_c} \dots (4.2.9)$$

$$\lambda_{S_wave} \neq \lambda_{S_c} \dots (4.2.13)$$

一般には、光の波長は（4.2.14）で記述できる。質点の振動数（4.1.11）の仮定（4.1.10）を使用すると、（4.2.15）を記述できる。

$$\lambda_{S_c} = \frac{c}{\nu_{S_c}} \dots (4.2.14)$$

$$\nu_{S_wave} = \nu_{S_c} \dots (4.1.10) \text{ 質点の振動数を仮定}$$

$$\lambda_{S_c} = \frac{c}{\nu_{S_wave}} \dots (4.2.15)$$

質点が備える振動数（4.1.11）の波の波長は（4.1.15）で記述した。選択した光子の備える振動数の波の波長（4.2.15）および質点が備える振動数（4.1.11）の波の波長（4.1.15）の分母には同じ振動数（4.1.11）を記述している。このことから、（4.2.16）を導出できる。（4.2.16）を書き直して（4.2.17）を記述できる。（4.2.17）の左辺に記述した波長の比は、（4.2.17）の右辺に記述した波の速さの比に等しいことを示す。

$$\lambda_{S_wave} = \frac{\nu_{S_wave}(t)}{\nu_{S_wave}} \dots (4.1.15) \text{ 質点で説明する波の波長の決定}$$

$$\frac{\lambda_{S_wave}}{\nu_{S_wave}(t)} = \frac{\lambda_{S_c}}{c} \dots (4.2.16)$$

$$\frac{\lambda_{S_wave}}{\lambda_{S_c}} = \frac{\nu_{S_wave}(t)}{c} \dots (4.2.17)$$

2015年現在の著者の考察では、次のようになる。電子が振動することで電磁波が放射（radiation）される。電磁波

は電磁場で記述でき、電磁場 (electric and magnetic fields) はエネルギーを持つ。この電磁場は実在するものとして扱われる。電磁波で光の波を説明できる。光は光子の集団であるものと説明する。光子が等速度運動することで光の波が生じる。電磁波 (electromagnetic wave) が伝搬することは、エーテルのような媒質での説明をしない。光が伝搬する慣性座標系に真空中である場合とそうでない場合を仮定できる。等速度運動する質点が備える振動数の波が、その質点の等速度運動で生じる。その波の伝播は、質点の等速度運動とは異なる現象 (phenomenon) である。その波が真空中の光の速さ以上で伝搬することを記述した関係式 (4.2.18) は 4 章 4 節で導出する。

$$v_{S_masspoint}(t) \cdot v_{S_wave}(t) = c^2, (v_{S_masspoint}(t) \neq 0) \dots (4.2.18)$$

波の伝搬で媒質を仮定しないで、慣性座標系内が真空中である場合とそうでない場合で説明できる。水面での波のように質点の運動の軌跡で説明する波は、著者が独自に構築する波の理論での図 2.1 の正円で説明する質点が備える振動数 (4.1.11) の波とは異なる。著者の波の理論では、そのように波の区別を与えて光子および光の波を考察する。物体の運動で放出される波を仮定することでは、その波を生じさせる質点の等速度運動を仮定することになる。その質点に全エネルギー (4.1.13) を仮定する。その質点の等速度の速さは一般に振動数 (4.1.11) の波の速さとは異なる。波の速さが質点の速さよりも速いことでは、質点の全エネルギーが伝搬するよりも先に波が伝搬することを仮定できる。振動数 (4.1.11) の右辺には質点の全エネルギーの情報が有る。波が先に伝搬することで、その質点の全エネルギーの情報が真空中の光の速さ以上の波の速さで送られることを仮定できる。

$$v_{S_v_wave} = \frac{m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) \cdot c^2}{h} \dots (4.1.11) \text{ 質点で説明する波の振動数の決定}$$

$$E_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) = h \cdot v_{S_v_wave} \dots (4.1.13) \text{ 波を示す質点の全エネルギー}$$

慣性座標系で、質点が静止しているか運動しているかの区別は他の質点との相対性で説明できる。このことは、2 章 1 節での絶対空間および 2 章 2 節での絶対時間を否定する仮定からも説明できる。慣性座標系 (inertial coordinate-system) で静止している観測者は、他の慣性座標系が等速度運動していることを相対性で説明できる。運動状態で質点の全エネルギーが変化することは、(4.1.2) の右辺の慣性質量 (4.1.1) のみを変数であることから明らかに仮定できる。

$$E_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) = m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) \cdot c^2 \dots (4.1.2) \text{ 質点の持つ全エネルギー}$$

$$m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) \dots (4.1.1) \text{ 質点の慣性質量}$$

質点系でも各質点の慣性質量が変化することで、質点系の全エネルギーが変化することを仮定できる。静止質量を定数とすることは、アインシュタインの特殊相対性理論で説明する。著者が文献 8 で独自に定義した静止質量 (4.1) は定数である。この場合は、質点の静止質量が変化しないことで質点を構成している質点内部のエネルギーが質点の外に放出されないことを仮定する。質点が慣性座標系上に静止していても、質点内部から質点を構成しているエネルギーが放出して質点の全エネルギーが減少している場合では静止質量が変化することを仮定する。

$$m_0 \equiv m(v) \cdot \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}, (0 \leq v \leq c) \dots (4.1)$$

質点から放出したエネルギーは他の座標系上で保存されていることを仮定する。このことは、質点系のエネルギーの保存則で説明できる。質点系のエネルギーの保存則は、経験則であるものと基礎物理学で説明される。2015 年現在までの物理学のすべての観測で質点系のエネルギーの保存則が成立していたものと仮定する。質点系のエネルギーの保存則では、質点系をどのように仮定するかは問題である。エネルギーの記述は質点で説明する。このことでは、質点の運動が変化するためには他の質点との時系列での運動の相対性に起因することを仮定できる。この時系列については、質点の速さ

が真空中の光の速さ以下の速さで運動することを他の質点との相対性に仮定する。このことは、アインシュタインの特殊相対性理論で説明する。等速度運動する質点が備える振動数 (4.1.11) の波が伝搬することを仮定する。この仮定では、その波が真空中の光の速さ以上で伝搬することは (4.2.18) で説明する。その波が、その波を生じさせている質点よりも速く他の質点の等速度の速さを変化させることを仮定する。この仮定では、質点が備える振動数の変化を他の質点が備える振動数の波が与えることを仮定する。このことでは、振動数を変化させられた質点は速さを変化させることを質点が備える振動数 (4.1.11) で説明できる。

$$v_{S_v_wave} = \frac{m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) \cdot c^2}{h} \dots (4.1.11) \text{質点で説明する波の振動数の決定}$$

$$v_{S_masspoint}(t) \cdot v_{S_wave}(t) = c^2, (v_{S_masspoint}(t) \neq 0) \dots (4.2.18)$$

振動数の変化で質点の等速度の速さが変化することは、群速度 (group velocity) でも説明できる。群速度および質点の等速度の速さとの関係は 4 章 7 節で導出する。波にはフーリエ級数 (Fourier series) (2.11) のような重ね合わせの加算が一般に成立する。このことは、基礎物理学で重ね合わせの原理 (the principle of superposition) と呼ばれている。質点が備える振動数 (4.1.11) の波が伝搬して重ね合わせの原理に従って各点の振幅が記述できることは基礎物理学で仮定できる。この仮定は、基礎物理学の波でも必ず成立することは否定されている——経験的に使用している——。このことでは、質点が備える振動数 (4.1.11) の波でも仮定できることは基礎物理学から考えられる——付録 ii でも振動数 (4.1.11) の物質波の波動関数について使用している仮定である。——。重ね合わせの原理では波と波との重ね合わせを説明していて、波を生じさせる質点の全エネルギーには説明が及んでいない。そして、質点が備える振動数 (4.1.11) を変化させることを保証するものではない。

$$f(\theta) = \frac{a_0(f)}{2} + \sum_{m=1}^{\infty} (a_m(f) \cdot \sin(m \cdot \theta) + b_m(f) \cdot \cos(m \cdot \theta)) \dots (2.11)$$

慣性座標系 (inertial coordinate-system) 上に近似で静止しているものと扱われる運動をする質点では、質点 (material point) が備える振動数 (4.1.11) の波は無限大 (infinity) に発散する速さで伝搬する。このことは、ニュートン力学の情報伝達の速さに近いことを意味する。ニュートン力学ではアインシュタインの特殊相対性理論で説明するような質点の速さの限界を導出していない。各質点には質点間の距離が如何に離れていても、相互作用が生じるまでの時間が零であることをニュートン力学は採用している。このことでは、質点が備える振動数 (4.1.11) の波の影響を説明できない。慣性座標系上に近似で静止している場合では、相互作用が生じるまでの時間が零に近いものとなる。この現象では、実際に質点が慣性座標系上に近似で静止している場合で (4.1.11) が成立することは証明されていない。近似で静止している場合では、質点の座標は質点が存在していた或る座標に近似する座標を示す。このことでは、重力 (gravitational force) および電気力のポテンシャルエネルギーを計算する質点間の距離も一般にほぼ等しい値となる。2つの質点の各位置で計算できる距離がほぼ等しいことでポテンシャルエネルギーがほぼ等しいことでは、運動エネルギーでも同様である。質点の全エネルギーでは、静止質量での質点の全エネルギーに近似することになる。そのようなエネルギーの近似値では、無限大に発散する速さで伝搬する波の影響は我々の理論の観測には無いものと説明されてしまうかもしれない——静止についての考察は付録 i で考えている。——。

電磁気力を説明するにはローレンツ力 (4.2.19) (the Lorentz force) を使用する。ローレンツ力では電場 (electric field) および磁場 (magnetic field) を記述している。電気力 (4.2.20) は電場で点電荷に作用する。磁気力 (4.2.21) は磁場で速度 (4.2.22) での運動をしている点電荷に作用する。電磁気力の相互作用が光子の移動で説明できる電磁場 (electromagnetic field) ならば、他の粒子の移動および粒子が生じさせる波を説明する場で 2 重性を仮定できる余地もある。

るものと2015年現在の著者は考える.

$$\mathbf{F} = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \dots (4.2.19) \text{ローレンツ力}$$

$$\mathbf{F}_E = q\mathbf{E} \dots (4.2.20) \text{電気力}$$

$$\mathbf{F}_B = q\mathbf{v} \times \mathbf{B} \dots (4.2.21) \text{磁気力}$$

$$\mathbf{v} \dots (4.2.22)$$

4.3 質点の静止質量, 全エネルギーおよび運動量の関係^{8), 9)}

4章1節では, 著者が独自に構築している波の理論で質点の全エネルギー (4.1.2) は質点が備える振動数 (4.1.11) で記述できることを示した. 質点が備える振動数 (4.1.11) の左辺は波の性質を記述してあり, 右辺は質点の性質を記述している. 振動数 (4.1.11) の右辺の分母に記述したプランク定数 (2.17) はエネルギー放射で扱うものである. プランク定数で波の性質および質点の性質を関係付けている. プランク定数の値はミクロスケール (microscale) での値を量子 (quantum) で記述するのに使用できる. 振動数 (4.1.11) の右辺の分子に記述した質点の全エネルギー (4.1.2) の右辺は質点の性質である. 振動数 (4.1.11) の左辺で波の性質である振動数を記述できることで, その振動数 (4.1.11) の波の波長を (4.1.15) で記述できた. 質点の全エネルギーおよび運動量は, アインシュタインの特殊相対性理論を使用することで静止質量 (rest mass) との関係を導出できる.

$$E_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) = m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) \cdot c^2 \dots (4.1.2) \text{質点の持つ全エネルギー}$$

$$v_{S_v_wave} = \frac{m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) \cdot c^2}{h} \dots (4.1.11) \text{質点で説明する波の振動数の決定}$$

$$h = 6.626\,070\,15 \times 10^{-34} \text{J s} \dots (2.17) \text{CODATA のプランク定数 (Planck constant)}$$

$$\lambda_{S_v_wave} = \frac{v_{S_wave}(t)}{v_{S_v_wave}} \dots (4.1.15) \text{質点で説明する波の波長の決定}$$

著者が文献8で独自に定義した静止質量 (4.1) を使用して, 質点の静止質量を全エネルギーおよび運動量で記述できる. そして, その静止質量を使用して質点の等速度の速さおよび真空中の光の速さの関係を記述できる. これらの2つの関係式は, 後に運動量および波長の関係式を4章4節で導出するのに使用する. 4章3節では, その2つの関係式を導出する. 4章5節では, 運動量および波長の関係式を使用して質点の全エネルギー, 運動量および波の速さの関係式を導出する. 付録iiでは, 質点の等速度の速さおよび真空中の光の速さの関係をj使用して, 2重性の導出の基礎および質点が備える振動数 (4.1.11) の波動関数の仮定についての扱いを示す.

$$m_0 \equiv m(v) \cdot \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}, (0 \leq v \leq c) \dots (4.1)$$

静止質量 (4.1) の右辺に記述した慣性質量を平方根の中に書き直して (4.3.1) を記述できる. (4.3.1) の平方根の中の第1項に真空中の光の速さを4乗したものを分子および分母に (4.3.2) のように記述する.

$$m_{0S_masspoint} = \sqrt{\frac{(m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}))^2}{c^4} - \frac{(m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}))^2 \cdot (v_{S_masspoint})^2}{c^2}} \dots (4.3.1)$$

$$m_{0S_masspoint} = \sqrt{\frac{(m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}))^2 \cdot c^4}{c^4} - \frac{(m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}))^2 \cdot (v_{S_masspoint})^2}{c^2}} \dots (4.3.2)$$

(4.3.2) の右辺に質点の全エネルギーが記述されているので (4.1.2) の左辺を使用して書き直すことで (4.3.3) を記述する. (4.3.3) の右辺に質点の運動量が記述されているので (4.3.4) の左辺を使用して書き直すことで (4.3.5) を記述する. (4.3.5) は, 質点の静止質量を質点の持つ全エネルギーおよび運動量で記述した関係式である.

$$E_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) = m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) \cdot c^2 \dots (4.1.2) \text{ 質点の持つ全エネルギー}$$

$$m_{0S_masspoint} = \sqrt{\frac{(E_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}))^2}{c^4} - \frac{(m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}))^2 \cdot (v_{S_masspoint})^2}{c^2}} \dots (4.3.3)$$

$$p_{S_v_wave}(t) = m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) \cdot v_{S_masspoint}(t) \dots (4.3.4) \text{ 質点の運動量}$$

$$m_{0S_masspoint} = \sqrt{\frac{(E_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}))^2}{c^4} - \frac{(p_{S_v_wave}(t))^2}{c^2}} \dots (4.3.5) \text{ 全エネルギーおよび運動量で静止質量を記述した関係式}$$

(4.3.5) の両辺を 2 乗すると (4.3.6) を記述できる. (4.3.6) の右辺の第 2 項に記述してある運動量を左辺に移行する. (4.3.6) の左辺に記述してある静止質量 (rest mass) を右辺に移行することで運動量 (4.3.7) を記述できる. 運動量が (4.3.9) であることを使用すると, (4.3.10) を記述できる. (4.3.10) は, 静止質量および全エネルギーで運動量を記述した関係式である.

$$(m_{0S_masspoint} \cdot c)^2 = \frac{(E_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}))^2}{c^2} - (p_{S_v_wave}(t))^2 \dots (4.3.6)$$

$$(p_{S_v_wave}(t))^2 = \frac{(E_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}))^2}{c^2} - (m_{0S_masspoint} \cdot c)^2 \dots (4.3.7)$$

$$m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) \cdot v_{S_masspoint}(t) \geq 0 \dots (4.3.9)$$

$$p_{S_v_wave}(t) = \sqrt{\frac{(E_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}))^2}{c^2} - (m_{0S_masspoint} \cdot c)^2} \dots (4.3.10) \text{ 静止質量および全エネルギーで運動量を記述した関係式}$$

静止質量 (4.1) では, 質点が真空中の光の速さで移動している場合の静止質量は零であり (4.3.11) を仮定できる.

(4.3.11) を (4.3.10) の右辺に代入すると運動量 (4.3.12) を記述できる.

$$m_{0S_masspoint} = 0 \dots (4.3.11)$$

$$p_{S_v_wave}(t) = \frac{E_{S_v_wave}(v_{S_masspoint})}{c} \dots (4.3.12)$$

質点の全エネルギー (4.1.2) は質点の備える振動数で記述すると (4.1.13) である. 質点の全エネルギー (4.1.13) は量子化されたエネルギー (quantized energy) であるものと仮定できる. 質点の量子エネルギー (4.1.13) を (4.3.10) の右辺に代入すると (4.3.14) に記述できる.

$$E_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) = h \cdot v_{S_v_wave} \dots (4.1.13) \text{ 波を示す質点の全エネルギー}$$

$$(p_{S_v_wave}(t))^2 = \frac{(h \cdot v_{S_v_wave})^2}{c^2} - (m_{0S_masspoint} \cdot c)^2 \dots (4.3.14)$$

運動量を 2 乗した (4.3.14) の左辺に運動量 (4.3.4) の右辺を代入して (4.3.15) を記述できる. 慣性質量 (4.3.16) の右辺を (4.3.15) の左辺に代入すると (4.3.17) になる.

$$p_{S_v_wave}(t) = m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) \cdot v_{S_masspoint}(t) \dots (4.3.4) \text{ 質点の運動量}$$

$$(m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) \cdot v_{S_masspoint}(t))^2 = \frac{(h \cdot v_{S_v_wave})^2}{c^2} - (m_{0S_masspoint} \cdot c)^2 \dots (4.3.15)$$

$$m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) = \frac{E_{S_v_wave}(v_{S_masspoint})}{c^2} \dots (4.3.16)$$

$$\left(\frac{E_{S_v_wave}(v_{S_masspoint})}{c^2} \cdot v_{S_masspoint}(t) \right)^2 = \frac{(h \cdot v_{S_v_wave})^2}{c^2} - (m_{0S_masspoint} \cdot c)^2 \dots (4.3.17)$$

(4.3.17) の左辺での真空中の光の速さを質点の持つ全エネルギーおよび質点の等速度の速さのそれぞれに (4.3.18) のように記述する。質点の持つ量子エネルギー (4.1.13) の右辺を (4.3.18) の左辺の質点の持つ全エネルギーに代入すると (4.3.19) になる。

$$\left(\frac{E_{S_v_wave}(v_{S_masspoint})}{c} \cdot \frac{v_{S_masspoint}(t)}{c} \right)^2 = \frac{(h \cdot v_{S_v_wave})^2}{c^2} - (m_{0S_masspoint} \cdot c)^2 \dots (4.3.18)$$

$$\left(\frac{h \cdot v_{S_v_wave}}{c} \cdot \frac{v_{S_masspoint}(t)}{c} \right)^2 = \frac{(h \cdot v_{S_v_wave})^2}{c^2} - (m_{0S_masspoint} \cdot c)^2 \dots (4.3.19)$$

(4.3.19) の左辺のひとつの括弧を (4.3.20) の左辺のように2つにして記述する。(4.3.20) の左辺の波の性質を示す括弧の部分を (4.3.21) のように右辺に書き直す。

$$\left(\frac{h \cdot v_{S_v_wave}}{c} \right)^2 \cdot \left(\frac{v_{S_masspoint}(t)}{c} \right)^2 = \frac{(h \cdot v_{S_v_wave})^2}{c^2} - (m_{0S_masspoint} \cdot c)^2 \dots (4.3.20)$$

$$\left(\frac{v_{S_masspoint}(t)}{c} \right)^2 = \frac{(h \cdot v_{S_v_wave})^2}{c^2} \cdot \frac{c^2}{(h \cdot v_{S_v_wave})^2} - (m_{0S_masspoint} \cdot c)^2 \cdot \frac{c^2}{(h \cdot v_{S_v_wave})^2} \dots (4.3.21)$$

(4.3.21) の右辺を整理すると (4.3.22) の左辺のように記述できる。(4.3.22) の左辺では、質点の等速度の速さが変数である。(4.3.22) の右辺では、質点が備える振動数 (4.1.11) のみを変数である。このことで、(4.3.22) の左辺での質点の等速度の速さは、その右辺の質点が備える振動数に独立変数の扱いが可能である。質点が備える振動数が大きいほど質点の等速度の速さは速くなる。振動数が大きいことから、その振動数の周期は小さくなる。周期が小さいことでは、時間が早く進むことが仮定できる。この意味では、質点が静止している慣性座標系上には振動数は (4.3.22) の右辺の第2項が1に収束するように変化する。この変化では、振動数が小さくなっていく。振動数が小さくなっていくことで、その振動数の周期は大きくなっていく。周期が大きいことでは、時間が遅く進むことが仮定できる。(4.3.22) では、慣性座標系での時間の進み方が、同じ質点に対して異なることを説明できる。このことは、著者が独自に構築している波の理論で導出した振動数 (4.1.11) を使用して説明した。質点が備える振動数 (4.1.11) での振動数の変換は、4章7節で説明する。

$$\left(\frac{v_{S_masspoint}(t)}{c} \right)^2 = 1 - (m_{0S_masspoint} \cdot c)^2 \cdot \frac{c^2}{(h \cdot v_{S_v_wave})^2} \dots (4.3.22)$$

$$v_{S_v_wave} = \frac{m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) \cdot c^2}{h} \dots (4.1.11) \text{ 質点で説明する波の振動数の決定}$$

質点 (material point) の量子エネルギー (4.1.13) の左辺を (4.3.22) の右辺の第2項に代入すると (4.3.23) になる。質点の持つ全エネルギー (4.1.2) の右辺を (4.3.23) の右辺の第2項に代入することで (4.3.24) を記述できる。

$$E_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) = h \cdot v_{S_v_wave} \dots (4.1.13) \text{ 波を示す質点の全エネルギー}$$

$$\left(\frac{v_{S_masspoint}(t)}{c} \right)^2 = 1 - (m_{0S_masspoint} \cdot c)^2 \cdot \frac{c^2}{(E_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}))^2} \dots (4.3.23)$$

$$E_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) = m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) \cdot c^2 \dots (4.1.2) \text{ 質点の持つ全エネルギー}$$

$$\left(\frac{v_{S_masspoint}(t)}{c} \right)^2 = 1 - (m_{0S_masspoint} \cdot c)^2 \cdot \frac{c^2}{(m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) \cdot c^2)^2} \dots (4.3.24)$$

(4.3.24) の右辺の第2項に記述した真空中の光の速さを (4.3.25) の右辺に記述した第2項のように整理する。

(4.3.22) での時間の進み方では, (4.3.25) のように記述することで, 静止質量に向かうことで (4.3.25) の右辺の第2項が1に向かうように大きくなるのが分かりやすい. (4.3.25) の右辺の第2項を (4.3.26) の右辺の第2項のように整理する.

$$\left(\frac{v_{S_masspoint}(t)}{c}\right)^2 = 1 - (m_{0S_masspoint})^2 \cdot \frac{c^4}{(m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}))^2 \cdot c^4} \dots (4.3.25)$$

$$\left(\frac{v_{S_masspoint}(t)}{c}\right)^2 = 1 - \left(\frac{m_{0S_masspoint}}{m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint})}\right)^2 \dots (4.3.26)$$

速さであるので (4.3.27) であることを仮定できる. (4.3.27) を使用して, (4.3.26) は (4.3.28) に記述できる.

(4.3.28) では, 左辺で質点の速さおよび真空中の光の速さを記述してあり, 右辺で質点の静止質量 (rest mass) および慣性質量 (4.1.1) を記述している. (4.3.28) は質点の速さおよび真空中の光の速さの関係式である.

$$\frac{v_{S_masspoint}(t)}{c} \geq 0 \dots (4.3.27)$$

$$\frac{v_{S_masspoint}(t)}{c} = \sqrt{1 - \left(\frac{m_{0S_masspoint}}{m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint})}\right)^2} \dots (4.3.28) \text{ 質点の速さおよび真空中の光の速さの関係式}$$

$$m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) \dots (4.1.1) \text{ 質点の慣性質量}$$

(4.3.28) の右辺は不等式 (4.3.29) を記述できる. 不等式 (4.3.29) では (4.3.28) の左辺は1以下である.

$$\sqrt{1 - \left(\frac{m_{0S_masspoint}}{m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint})}\right)^2} \leq 1 \dots (4.3.29)$$

不等式 (4.3.29) を使用すると (4.3.28) の左辺で不等式 (4.3.30) を記述できる. 不等式 (4.3.30) の左辺に記述した真空中の光の速さを不等式 (4.3.30) の右辺に記述すると不等式 (4.3.31) を記述できる. 不等式 (4.3.31) 左辺は質点の速さであり, 右辺は真空中の光の速さである. 不等式 (4.3.31) では, 質点の速さは真空中の光の速さを超えないことを意味する. この結果は, アインシュタインの特殊相対性理論で導出できたものである.

$$\frac{v_{S_masspoint}(t)}{c} \leq 1 \dots (4.3.30)$$

$$v_{S_masspoint}(t) \leq c \dots (4.3.31)$$

4.4 質点の運動量および波長の関係で考察する質点の速さおよび波の速さの関係^{1), 2), 8), 11)}

質点が備える振動数 (4.1.11) の波の速さは、質点の等速度の速さとは異なる。このことは、(4.2.18) で既に触れた。(4.3.31) で質点の等速度の速さが真空中の光の速さを超えないことを導出できた。

$$v_{S_wave} = \frac{m_{S_wave}(v_{S_masspoint}) \cdot c^2}{h} \dots (4.1.11) \text{ 質点で説明する波の振動数の決定}$$

$$v_{S_masspoint}(t) \cdot v_{S_wave}(t) = c^2, (v_{S_masspoint}(t) \neq 0) \dots (4.2.18)$$

$$v_{S_masspoint}(t) \leq c \dots (4.3.31)$$

(4.2.18) を波の速さ (4.4.1) に書き直す。質点の等速度の速さは真空中の光の速さに等しいことを (4.4.2) で仮定する。(4.4.2) を (4.4.1) の分母に代入すると (4.4.3) を導出できる。(4.4.3) では質点の速さが真空中の光の速さに等しいことから質点が備える振動数の波の速さは真空中の光の速さに等しいことを記述している。このことは、光子で説明できる。光の波は電磁波 (electromagnetic wave) であり、光子は光の粒子であることを 2015 年現在の物理学で説明する。真空中の電磁波および光子は真空中の光の速さで移動するものと学習者は指導を受ける。

$$v_{S_wave}(t) = \frac{c^2}{v_{S_masspoint}(t)}, (v_{S_masspoint}(t) \neq 0) \dots (4.4.1)$$

$$v_{S_masspoint}(t) = c \dots (4.4.2)$$

$$v_{S_wave}(t) = c, (v_{S_masspoint}(t) = c) \dots (4.4.3)$$

質点の等速度の速さが真空中の光の速さより小さい値であるものを (4.4.1) の分母に代入する。このことで、(4.4.1) では不等式 (4.4.4) を記述できる。不等式 (4.4.4) では、質点が備える振動数 (4.1.11) の波の速さは真空中の光の速さ以上になる。

$$v_{S_wave}(t) \geq c, (v_{S_masspoint}(t) \neq 0) \dots (4.4.4)$$

(4.2.18) を導出する際に、質点および波の 2 重性に関する重要な式が有る。その式では、質点の運動量および質点 (material point) が備える振動数 (4.1.11) の波の波長との関係を記述する。質点の運動量が波の波長で記述できる。このことで、振動数 (4.1.11) で記述する質点の全エネルギーである量子エネルギー (4.1.13) および振動数 (4.1.11) の波長で記述する質点の運動量 (momentum) を 2 重性に加えることになる。

$$v_{S_wave} = \frac{m_{S_wave}(v_{S_masspoint}) \cdot c^2}{h} \dots (4.1.11) \text{ 質点で説明する波の振動数の決定}$$

$$E_{S_wave}(v_{S_masspoint}) = h \cdot v_{S_wave} \dots (4.1.13) \text{ 波を示す質点の全エネルギー}$$

著者が独自に構築している波の理論で、波の波長で記述できる質点の運動量および (4.4.1) を導出することができる。4 章 4 節では、波の波長で記述できる質点の運動量を導出する過程で質点の等速度の速さおよび波の速さの関係式 (4.2.18) を導出する。

——質点の運動量および波長との関係——

運動量 (4.3.10) の右辺に記述した平方根の中に記述している第 1 項を平方根の外に記述すると (4.4.5) になる。運動量 (momentum) (4.4.5) の平方根の中に記述している第 2 項の質点の持つ全エネルギーに (4.1.2) の右辺を代入することで (4.4.6) を記述できる。

$$p_{S_wave}(t) = \sqrt{\frac{(E_{S_wave}(v_{S_masspoint}))^2}{c^2} - (m_{0S_masspoint} \cdot c)^2} \dots (4.3.10) \text{ 静止質量および全エネルギーで運動量を記述した関係式}$$

$$p_{S_v_wave}(t) = \frac{E_{S_v_wave}(v_{S_masspoint})}{c} \cdot \sqrt{1 - \frac{(m_{0S_masspoint} \cdot c)^2 \cdot c^2}{(E_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}))^2}} \dots (4.4.5)$$

$$E_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) = m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) \cdot c^2 \dots (4.1.2) \text{ 質点の持つ全エネルギー}$$

$$p_{S_v_wave}(t) = \frac{E_{S_v_wave}(v_{S_masspoint})}{c} \cdot \sqrt{1 - \frac{(m_{0S_masspoint} \cdot c)^2 \cdot c^2}{(m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) \cdot c^2)^2}} \dots (4.4.6)$$

運動量 (4.4.6) の平方根の中に記述した第2項の真空中の光の速さを整理して (4.4.7) を記述する. 運動量 (4.4.7) の平方根の中に記述した第2項の真空中の光の速さを消すことで (4.4.8) を記述する.

$$p_{S_v_wave}(t) = \frac{E_{S_v_wave}(v_{S_masspoint})}{c} \cdot \sqrt{1 - \frac{(m_{0S_masspoint})^2 \cdot c^4}{(m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}))^2 \cdot c^4}} \dots (4.4.7)$$

$$p_{S_v_wave}(t) = \frac{E_{S_v_wave}(v_{S_masspoint})}{c} \cdot \sqrt{1 - \frac{(m_{0S_masspoint})^2}{(m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}))^2}} \dots (4.4.8)$$

質点の等速度の速さ (4.4.9) を仮定することで, 質点が備える振動数 (4.1.11) で記述する質点の持つ量子化されたエネルギー (quantized energy) (4.1.13) を記述できる. 量子化されたエネルギー (quantized energy) (4.1.13) を運動量 (4.4.8) の右辺に代入すると (4.4.10) を記述できる.

$$v_{S_masspoint} \neq 0 \dots (4.4.9)$$

$$E_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) = h \cdot v_{S_v_wave} \dots (4.1.13) \text{ 波を示す質点の全エネルギー}$$

$$p_{S_v_wave}(t) = \frac{h \cdot v_{S_v_wave}}{c} \cdot \sqrt{1 - \frac{(m_{0S_masspoint})^2}{(m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}))^2}}, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.4.10)$$

質点が備える振動数 (4.1.11) の波長は (4.1.15) で導出した. 波長 (4.1.15) を振動数 (4.4.11) に書き直して, 運動量 (4.4.10) の右辺に代入すると (4.4.12) を記述できる.

$$\lambda_{S_wave} = \frac{v_{S_wave}(t)}{v_{S_v_wave}} \dots (4.1.15) \text{ 質点で説明する波の波長の決定}$$

$$v_{S_v_wave} = \frac{v_{S_wave}(t)}{\lambda_{S_wave}} \dots (4.4.11)$$

$$p_{S_v_wave}(t) = \frac{h}{c} \cdot \frac{v_{S_wave}(t)}{\lambda_{S_wave}} \cdot \sqrt{1 - \frac{(m_{0S_masspoint})^2}{(m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}))^2}}, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.4.12)$$

質点の等速度の速さおよび真空中の光の速さの関係式 (4.3.28) を使用して運動量 (4.4.12) を (4.4.13) に書き直す. 運動量 (4.4.13) の右辺には, 質点が備える振動数 (4.1.11) の波の波長 (4.4.11) が記述されている. 量子エネルギーを記述する質点の運動量 (momentum) を導出するので, プランク定数 (2.17) が記述できることは仮定できる. 運動量 (4.4.13) の右辺には他のものが記述されている. その他の部分について観察すると (4.4.12) の部分が記述されている. 運動量 (4.4.13) の右辺を使用して (4.2.18) の導出も考察する.

$$\frac{v_{S_masspoint}(t)}{c} = \sqrt{1 - \left(\frac{m_{0S_masspoint}}{m_{S_wave}(v_{S_masspoint})} \right)^2} \dots (4.3.28) \text{ 質点の速さおよび真空中の光の速さの関係式}$$

$$p_{S_wave}(t) = \frac{h}{\lambda_{S_wave}} \cdot \frac{v_{S_wave}(t)}{c} \cdot \frac{v_{S_masspoint}(t)}{c}, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.4.13)$$

$$h = 6.626\,070\,15 \times 10^{-34} \text{ J s} \dots (2.17) \text{ CODATA のプランク定数 (Planck constant)}$$

$$v_{S_masspoint}(t) \cdot v_{S_wave}(t) = c^2, (v_{S_masspoint}(t) \neq 0) \dots (4.2.18)$$

運動量 (4.4.10) の右辺には振動数 (4.1.11) が記述されている．振動数 (4.1.11) を導出する際に質点の備える振動数 (4.1.11) の仮定 (4.1.10) を使用した．この仮定 (4.1.10) で，真空中の光の波長 (4.2.15) を運動量 (4.4.10) の右辺に記述できる．

$$p_{S_wave}(t) = \frac{h \cdot v_{S_wave}}{c} \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{m_{0S_masspoint}}{m_{S_wave}(v_{S_masspoint})} \right)^2}, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.4.10)$$

$$v_{S_wave} = \frac{m_{S_wave}(v_{S_masspoint}) \cdot c^2}{h} \dots (4.1.11) \text{ 質点で説明する波の振動数の決定}$$

$$v_{S_wave} = v_{S_c} \dots (4.1.10) \text{ 質点の振動数を仮定}$$

$$\lambda_{S_c} = \frac{c}{v_{S_wave}} \dots (4.2.15)$$

真空中の光の波長 (4.2.15) の右辺の振動数を運動量 (4.4.10) の右辺に代入すると (4.4.14) になる．運動量 (4.4.14) の右辺には真空中の光の波長 (4.2.15) を記述している．運動量 (4.4.14) の右辺の平方根の中には静止質量 (4.1) および慣性質量 (4.1.1) を記述しており，単位を消して係数となっている．運動量の単位はプランク定数 (2.17) および真空中の光の波長 (4.2.15) で記述する．

$$p_{S_wave}(t) = \frac{h}{\lambda_{S_c}} \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{m_{0S_masspoint}}{m_{S_wave}(v_{S_masspoint})} \right)^2}, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.4.14)$$

$$m_0 \equiv m(v) \cdot \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}, (0 \leq v \leq c) \dots (4.1)$$

$$m_{S_wave}(v_{S_masspoint}) \dots (4.1.1) \text{ 質点の慣性質量}$$

単位を考慮すると，運動量 (momentum) (4.4.14) の右辺の係数を (4.4.15) のように書き直すことで，プランク定数 (2.17) および真空中の光の波長を使用して導出された新しい波長を (4.4.15) の右辺で仮定できる．

$$p_{S_wave}(t) = \frac{h}{\lambda_{S_c}} \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{m_{0S_masspoint}}{m_{S_wave}(v_{S_masspoint})} \right)^2}, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.4.15)$$

運動量 (4.4.13) の右辺および運動量 (4.4.15) の右辺を比較するので，(4.4.13) の左辺に (4.4.15) の右辺を代入する

と (4.4.16) を記述できる. 運動量の単位を記述している部分を (4.4.16) で比較すると, 波長 (4.4.17) を仮定できる. 波長 (4.4.17) を仮定すると, (4.4.16) では (4.4.18) を仮定することになる.

$$p_{S_v_wave}(t) = \frac{h}{\lambda_{S_wave}} \cdot \frac{v_{S_wave}(t)}{c} \cdot \frac{v_{S_masspoint}(t)}{c}, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.4.13)$$

$$\frac{h}{\lambda_{S_c}} = \frac{h}{\lambda_{S_wave}} \cdot \frac{v_{S_wave}(t)}{c} \cdot \frac{v_{S_masspoint}(t)}{c}, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.4.16)$$

$$\sqrt{1 - \frac{(m_{0S_masspoint})^2}{(m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}))^2}}$$

$$\lambda_{S_wave} = \frac{\lambda_{S_c}}{\sqrt{1 - \frac{(m_{0S_masspoint})^2}{(m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}))^2}}}, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.4.17)$$

$$\frac{v_{S_wave}(t)}{c} \cdot \frac{v_{S_masspoint}(t)}{c} = 1, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.4.18)$$

運動量 (4.4.13) および運動量 (4.4.15) では, 波長の仮定 (4.4.17) および ‘質点の速さおよび波の速さの関係’ の仮定 (4.4.18) を使用することで運動量 (4.4.19) を記述できる. 運動量 (4.4.19) は運動量および質点が備える振動数 (4.1.11) の波長との関係を記述している.

$$p_{S_v_wave}(t) = \frac{h}{\lambda_{S_wave}}, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.4.19) \text{ 運動量および質点が備える振動数の波長との関係}$$

著者が独自に構築している波の理論で, 振動数 (4.1.11) で記述できる質点 (material point) の持つ全エネルギー (4.1.13) および振動数 (4.1.11) の波長 (4.1.15) で記述できる運動量 (4.4.19) を導出できた. このことでは, 質点が備える振動数 (4.1.11) の波の波長で運動量を説明している. 質点の持つ全エネルギーである量子エネルギーおよび運動量は質点の性質である. 質点が備える振動数 (4.1.11) および波長 (4.4.17) は波の性質である. 2つの性質をひとつの質点で示すので, 2重性と呼ばれる.

$$v_{S_v_wave} = \frac{m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) \cdot c^2}{h} \dots (4.1.11) \text{ 質点で説明する波の振動数の決定}$$

$$E_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) = h \cdot v_{S_v_wave} \dots (4.1.13) \text{ 波を示す質点の全エネルギー}$$

$$\lambda_{S_wave} = \frac{v_{S_wave}(t)}{v_{S_v_wave}} \dots (4.1.15) \text{ 質点で説明する波の波長の決定}$$

$$p_{S_v_wave}(t) = \frac{h}{\lambda_{S_wave}}, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.4.19) \text{ 運動量および質点が備える振動数の波長との関係}$$

波長 (4.4.17) は (4.4.20) に書き直せる. (4.4.20) の左辺は波の性質で記述している. (4.4.20) の右辺は質点の性質で記述している.

$$\frac{\lambda_{S_c}}{\lambda_{S_wave}} = \sqrt{1 - \frac{(m_{0S_masspoint})^2}{(m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}))^2}}, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.4.20)$$

(4.2.16) を (4.2.17) に書き直す. (4.2.17) の両辺は, 波の性質で記述している. (4.2.17) の右辺は, 質点が備える振動数 (4.1.11) の波の速さおよび真空中の光の速さで記述しているものと解釈できる. (4.2.17) の右辺を (4.4.20) の左辺

に代入すると (4.4.21) を記述できる. (4.4.21) の左辺は, 質点が備える振動数 (4.1.11) の波の速さおよび真空中の光の波の速さで記述しているものと解釈できる.

$$\frac{\lambda_{S_wave}}{v_{S_wave}(t)} = \frac{\lambda_{S_c}}{c} \dots (4.2.16)$$

$$\frac{\lambda_{S_wave}}{\lambda_{S_c}} = \frac{v_{S_wave}(t)}{c} \dots (4.2.17)$$

$$\frac{c}{v_{S_wave}(t)} = \sqrt{1 - \frac{(m_{0S_masspoint})^2}{(m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}))^2}}, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.4.21)$$

一方, (4.4.21) の右辺は質点の性質で記述している. (4.4.21) の右辺は (4.3.28) の右辺に等しい. (4.3.28) の両辺は, 質点の性質で記述しているものと解釈できる. (4.3.28) の左辺を (4.4.21) の右辺に代入すると (4.4.22) を記述できる. (4.4.22) の左辺は, 波の性質で記述しているものと解釈できる. (4.4.22) の右辺は, 質点の性質で記述しているものと解釈できる.

$$\frac{v_{S_masspoint}(t)}{c} = \sqrt{1 - \left(\frac{m_{0S_masspoint}}{m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint})} \right)^2} \dots (4.3.28) \text{ 質点の速さおよび真空中の光の速さの関係式}$$

$$\frac{c}{v_{S_wave}(t)} = \frac{v_{S_masspoint}(t)}{c}, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.4.22)$$

(4.4.22) を書き直すと (4.4.23) になる. (4.4.23) は仮定 (4.4.18) に等しい.

$$\frac{v_{S_masspoint}(t)}{c} \cdot \frac{v_{S_wave}(t)}{c} = 1, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.4.23)$$

$$\frac{v_{S_wave}(t)}{c} \cdot \frac{v_{S_masspoint}(t)}{c} = 1, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.4.18)$$

(4.4.20) の左辺は波の関係式 (4.1.15) および (4.2.15) から (4.4.22) の左辺を導出した. 波の関係式 (4.1.15) および (4.2.15) は, 静止質量 (4.3.1) とは独立して記述できたものである. (4.4.20) の右辺は静止質量 (4.3.1) を書き直して導出した (4.3.28) を使用した部分である.

$$\frac{\lambda_{S_c}}{\lambda_{S_wave}} = \sqrt{1 - \frac{(m_{0S_masspoint})^2}{(m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}))^2}}, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.4.20)$$

$$\lambda_{S_wave} = \frac{v_{S_wave}(t)}{v_{S_v_wave}} \dots (4.1.15) \text{ 質点で説明する波の波長の決定}$$

$$\lambda_{S_c} = \frac{c}{v_{S_v_wave}} \dots (4.2.15)$$

$$m_{0S_masspoint} = \sqrt{(m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}))^2 - \frac{(m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}))^2 \cdot (v_{S_masspoint})^2}{c^2}} \dots (4.3.1)$$

質点の性質である静止質量 (4.3.1) を使用することで, (4.4.20) の右辺を質点の等速度の速さおよび光子の速さで書き直せる. 波の性質である関係式 (4.1.15) および (4.2.15) を使用することで, (4.4.20) の左辺を質点が備える振動数 (4.1.11) の波の速さおよび真空中の光の波の速さで書き直せる. 波長 (4.4.17) から仮定 (4.4.18) が導出できている.

$$\lambda_{S_wave} = \frac{\lambda_{S_c}}{\sqrt{1 - \frac{(m_{0S_masspoint})^2}{(m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}))^2}}}, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.4.17)$$

(4.4.16) の両辺は波の性質である関係式 (4.1.15) および (4.2.15) を使用して導出している. (4.4.16) の両辺は質点の性質である静止質量 (rest mass) (4.3.1) から導出している. (4.4.16) の両辺は, 波の性質である波の関係式

(4.1.15) および (4.2.15) を満足する. さらに, 質点の性質である静止質量 (4.3.1) を満足する. 波長 (4.4.17) から仮定 (4.4.18) が導出できることで, 運動量 (momentum) (4.4.19) を記述できる. 波の性質である波長 (4.4.17) で波の関係式 (4.1.15) および (4.2.15) を満足して, 質点の性質である静止質量 (4.3.1) を満足する運動量 (4.4.19) を記述できる.

$$\frac{h}{\lambda_{S_c}} = \frac{h}{\lambda_{S_v_wave}} \cdot \frac{v_{S_wave}(t)}{c} \cdot \frac{v_{S_masspoint}(t)}{c}, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.4.16)$$

$$\sqrt{1 - \frac{(m_{0S_masspoint})^2}{(m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}))^2}}$$

$$p_{S_v_wave}(t) = \frac{h}{\lambda_{S_wave}}, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.4.19)$$

運動量および質点が備える振動数の波長との関係

(4.4.23) は (4.4.24) に書き直せる. (4.4.24) は (4.2.18) に等しい.

$$v_{S_masspoint}(t) \cdot v_{S_wave}(t) = c^2, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.4.24)$$

$$v_{S_masspoint}(t) \cdot v_{S_wave}(t) = c^2, (v_{S_masspoint}(t) \neq 0) \dots (4.2.18)$$

(4.4.22) の右辺は質点の等速度の速さ——質点の性質である.——での記述である. (4.4.22) の左辺では波の波長——波の性質である.——での記述である.

$$\frac{c}{v_{S_wave}(t)} = \frac{v_{S_masspoint}(t)}{c}, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.4.22)$$

(4.4.18) および (4.2.17) を使用すると, (4.4.25) を記述できる.

$$\frac{v_{S_wave}(t)}{c} \cdot \frac{v_{S_masspoint}(t)}{c} = 1, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.4.18)$$

$$\frac{\lambda_{S_wave}}{\lambda_{S_c}} = \frac{v_{S_wave}(t)}{c} \dots (4.2.17)$$

$$\frac{v_{S_masspoint}(t)}{c} \cdot \frac{\lambda_{S_wave}}{\lambda_{S_c}} = 1, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.4.25)$$

(4.4.25) を振動数 (4.1.11) の波長 (4.4.26) に書き直す. (4.4.26) に関連する考察を波長の変換式として, 5章で説明している.

$$v_{S_v_wave} = \frac{m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) \cdot c^2}{h} \dots (4.1.11)$$

質点で説明する波の振動数の決定

$$\lambda_{S_wave} = \frac{\lambda_{S_c}}{\frac{v_{S_masspoint}(t)}{c}}, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.4.26)$$

質点が真空中の光の速さ (4.4.2) で移動する場合には波の速さは真空中の光の速さ (4.4.3) になった。そして、振動数 (4.1.11) の波長 (4.4.26) は、真空中の光の波長に等しいことを (4.4.27) で示す。

$$v_{S_masspoint}(t) = c \dots (4.4.2)$$

$$v_{S_wave}(t) = c, (v_{S_masspoint}(t) = c) \dots (4.4.3)$$

$$\lambda_{S_wave} = \lambda_{S_c}, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.4.27)$$

質点 (material point) の等速度の速さが真空中の光の速さよりも遅い場合を (4.4.28) で記述する。 (4.4.28) では、質点の備える振動数 (4.1.11) の波の波長は真空中の光の波長よりも長いことを (4.4.29) で示す。

$$v_{S_masspoint}(t) < c \dots (4.4.28)$$

$$\lambda_{S_wave} > \lambda_{S_c}, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.4.29)$$

—— 2 重性の振動数および波長を質点および波の速さで考察する。 ——

質点が備える振動数 (4.1.11) の波の波長 (4.4.17) は、質点が真空中の光の速さでも存在する波である。この波は (4.1.15) で説明できる。真空中の光の速さの質点の場合は、波長 (4.4.17) は (4.4.27) である。波長 (4.4.27) は真空中の光の電磁波の波長に等しい。電磁波の波長を最小の長さとする質点が備える波の波長 (4.4.17) である。その波の速さは (4.4.24) の左辺で質点の速さと関係を持ち、真空中の光の速さの 2 乗に等しいことを保証される。特殊相対性理論での真空中の光の速さの 2 乗は、質点の持つ全エネルギーおよび質点の慣性質量が (4.1.2) を満足するように決定する。

(4.4.24) の左辺の波の速さは質点の速さとの関係で、そのようにエネルギーの決定に関係するものと考えることができる——

— 4 章 6 節, 5 章, 付録 i, 付録 vi および付録 vi で式 (4.6.43) を使用して考察している。付録 iii で簡単な説明をしている。——。このエネルギーの決定は、他のエネルギーの固有状態と関係することになる。2 重性の場合、古典物理学 (classical physics) の決定論的な決定ではなく現代物理学 (modern physics) の量子論の非決定論的な決定であることを考慮してエネルギー分布の決定を 2025 年現在では考えることが一般的である——物質波とエネルギー分布との関係は付録 ii で簡単な説明をしている。——。

$$v_{S_v_wave} = \frac{m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) \cdot c^2}{h} \dots (4.1.11) \text{ 質点で説明する波の振動数の決定}$$

$$\lambda_{S_wave} = \frac{\lambda_{S_c}}{\sqrt{1 - \frac{(m_{0S_masspoint})^2}{(m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}))^2}}}, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.4.17)$$

$$\lambda_{S_wave} = \frac{v_{S_wave}(t)}{v_{S_v_wave}} \dots (4.1.15) \text{ 質点で説明する波の波長の決定}$$

$$v_{S_masspoint}(t) \cdot v_{S_wave}(t) = c^2, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.4.24)$$

$$E_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) = m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) \cdot c^2 \dots (4.1.2) \text{ 質点の持つ全エネルギー}$$

エネルギー分布には質点系で考えるが、現代物理学の量子論では非決定論的にも考えることになる。質点系では、各慣性座標系の速度の相対性を考慮に入れることができる。速度の相対性は 4 次元時空での計算である。4 次元時空での速度

の相対性は3次元空間の各軸に直交する時点軸を仮定している。時点軸の時間の進みが各慣性座標系の相対性に説明できる。このような時間の相対性は、各慣性座標系の現象の時間が相違するように計算が成立することに各慣性座標系

(inertial coordinate-system) 上のエネルギー分布の説明を与える。この時間の相対性での各エネルギーの分布は決定論的に説明できる過去、現在および未来の法則での説明があることで、空間のひとつの位置で決定するものではないことは明らかである。このことは、ポテンシャルエネルギーの相対的配置での決定でも明らかである。この意味では、時間の相対性を考慮することで宇宙の始まりから終わりを考えるのに慣性座標系上のひとつの位置のみで計算できない未来のエネルギー分布である。この未来のエネルギー分布は、各位置との相対的配置の決定論的計算の真空中の光の速さでの時間で説明するエネルギー分布である。このエネルギー分布の4次元時空では、過去から未来を円錐の形のエネルギー分布で考えている。このことで、静止している慣性座標系上のひとつの位置から真空中の光が伝搬する空間を仮定できる。この場合では、慣性座標系上で静止している質点を仮定している。この静止している質点は量子論では3次元空間に決められている各配置の相対的にある空間内では存在は受け入れられない——零点エネルギーの問題である。——。この計算は、量子論の非決定論的な計算であるので波動を関数として記述した確率密度を使用している。このことでは、将来のことが過去の連立方程式から決定してしまう古典理論 (classical theory) とは特徴的に異なる。確率密度で考えることでは、確率的に我々の将来のことを決めることができる理論である。波動には振動数 (4.1.11) および波長 (4.1.17) を仮定している。これらの物理量の関係に波の速さを考慮した (4.1.15) および (4.4.24) を仮定している。そのような波動を考慮して非決定論的な計算のエネルギーに質点が持つ全エネルギー (4.1.2) を使用している。質点が持つ全エネルギー (4.1.2) は、特殊相対性理論の慣性座標系を使用することで導出できる——付録 ii で導出している。——。質点の持つ全エネルギーを仮定していても、質点ではなく2重性の波の振動の伝搬をしている状態であることも考慮に入る。このことでは、質点

(material point) が静止していない仮定で導出した振動数 (4.1.11) および波長 (4.4.17) である。質点が静止していないで振動している波の実在性の議論の問題がある——4章6節、付録 i、付録 ii および付録 iii で説明している。——。

振動数 (4.1.11) の波長 (4.4.17) の右辺では、質点が静止している場合には分母が零になるので計算ができない。振動数 (4.1.11) を導出する仮定では、質点は等速度運動をしている。ここでは、等速度運動している質点が静止している慣性座標系上では、その質点は波を生じさないものと仮定する。波が生じていないことでは、波の速さは零であるものと扱えるか？静止している質点では質点の速さは零である。このことで、波の速さが零であると (4.4.24) を満足しない。

(4.4.24) でも、波長 (4.4.17) は質点が等速度運動していることを仮定して導出できる。(4.4.24) では質点の等速度の速さが零に収束する場合では、その波の速さは無限大に発散する——付録 i で考察している。——。この波の速さは、その質点が波を生じさせない仮定とは反するものと2015年現在の著者は解釈する。

$$\lambda_{S_wave} = \frac{\lambda_{S_c}}{\sqrt{1 - \frac{(m_{0S_masspoint})^2}{(m_{S_wave}(v_{S_masspoint}))^2}}}, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.4.17)$$

$$v_{S_masspoint}(t) \cdot v_{S_wave}(t) = c^2, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.4.24)$$

波の速さ (2.2) は、時間 (2.20) と関係を持つ問題になる。このことで、一般相対性理論までの古典理論の議論に量子論の説明をどのように導入することが可能かの問題を見つめる。

$$v_{wave}(t) = \lim_{h_t \rightarrow 0} \frac{l(t+h_t) - l(t)}{h_t} \dots (2.2) \text{——正円上に仮定した点で定義する——波の速さの定義}$$

$$h_t = \frac{dl(t)}{v_{wave}(t)}, (v_{wave}(t) \neq 0) \dots (2.20)$$

質点が等速度運動していることは、慣性座標系に静止していても成立する。その質点が静止しない慣性座標系上で導出できる波長 (4.4.17) は、著者が独自に構築している波の理論では正円の円周を示す。その正円上を点が回転し続けることで振動数 (4.1.11) の周期を計算でき、時間を計算できる。

$$\lambda_{S_wave} = \frac{\lambda_{S_c}}{\sqrt{1 - \frac{(m_{0S_masspoint})^2}{(m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}))^2}}}, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.4.17)$$

時間は、(2.20) で計算できる。この計算では、正円を定義できる波の速さおよび円周上の距離を使用することが時間 (2.20) で明らかである。このことで、質点が備える振動数 (4.1.11) を導出することができ、その波の波長 (4.4.17) を仮定できる。このように質点 (material point) が波の性質を備えることで 2 重性を導出できる。2 重性の仮定は等速度運動を仮定しているのに静止していないことを意味する。静止していないことで、波から時点軸の時間を計算できエネルギーを記述できることを説明できる。このことは、特殊相対性理論では説明できていない箇所に触れることに成る。特殊相対性理論では、慣性座標系上に質点が静止していても慣性座標系上の各位置の時計は時点を記録する。2 重性の導出の著者の理論上では、時間 (2.20) が導出できないことで時間を慣性座標系上に導出できないことを示す。著者の理論でも特殊相対性理論を応用して真空中の光の波の周期を使用して時間を計算する。仮定 (4.4.10) で真空中の光子の持つ全エネルギー (4.1.7) の振動数に物質波の振動数 (4.1.11) が等しいことになる。

$$h_t = \frac{dI(t)}{v_{wave}(t)}, (v_{wave}(t) \neq 0) \dots (2.20)$$

$$v_{S_v_wave} = \frac{m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) \cdot c^2}{h} \dots (4.1.11) \text{ 質点で説明する波の振動数の決定}$$

$$v_{S_v_wave} = v_{S_c} \dots (4.1.10) \text{ 質点の振動数を仮定}$$

$$E_S(c) = m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) \cdot c^2 = h \cdot v_{S_c} \dots (4.1.7) \text{ 仮定}$$

ここで、このような時間の説明が一致しないことで次のように考察できるものと 2025 年現在の著者は考える。特殊相対性理論では巨視的な視点での古典理論 (classical theory) である。本書の著者の 2 重性の導出の理論は、光子の量子化されたエネルギーで仮定する微視的な視点での理論であり、古典物理学 (classical physics) と現代物理学——あるいは古典理論と量子論——を接続する前期量子論 (early quantum theory) の説明である。古典物理学は決定論的な議論であり、現代物理学の量子論は 2025 年現在では量子力学の波動方程式で説明する非決定論的——波の位置を指定する確率論的な議論になる。——な議論をする。このような古典物理学および現代物理学——あるいは古典理論と量子論——の説明はアメリカ合衆国での説明で著者が学生の時は学んだ記憶がある。日本の古典物理学は特殊相対性理論に入る前になり特殊相対性理論以後は現代物理学 (modern physics) としていた説明が、著者の学生の時の記憶である。

巨視的な古典理論では、質点の静止が有っても時間が記録できる計算である——このような計算は決定論的な計算である。——。質点の 2 重性を仮定している微視的な量子論では、質点が静止することで時間が記録できず——このことは確率論的な計算で使用している。——に著者が独自に構築している波の理論では時間の存在を認めることすらできなくなる。質点が静止することで時間が記録できなくなることには、正弦波 (sinusoidal wave) の周期の定義 (2.18) の右辺に波の速さおよび波長を記述しているので時点を記録する仮定を満足しないことが明らかである。(4.4.24) の右辺は真空中の光の速さで記述している定数である。(4.4.24) の左辺は慣性座標系 (inertial coordinate-system) 上の質点の速さを質点が備える波の速さに掛けたものであるが、この左辺は (4.4.24) の右辺の定数に等しくなる——(4.4.24) は著者の 4 章 1 節の理論でなくても物質波を導出して使用することができる。——。この (4.4.24) では、質点が静止していて質点の速

さが零であることは定義区間から外れていることになり、質点が備える波の速さは定義できないものと扱える。時間の記録に周期 (2.18) を使用して計算した場合の議論である。方程式上の変数としての議論では、量子論で相対論的效果の議論もしないで計算することは有るので時間の変数を方程式に記述する議論は否定できない。相対論的效果を考慮に入れた計算でも古典理論的に質点が静止した場合でも時間の変数は記述するので、この場合でも方程式に時間の変数を記述することは否定できない。

$$T \equiv \frac{\lambda}{v_{\omega_f}} s, (v_{\omega_f} \neq 0) \cdots (2.18) \text{ 正弦波の周期の定義}$$

$$v_{S_masspoint}(t) \cdot v_{S_wave}(t) = c^2, (v_{S_masspoint} \neq 0) \cdots (4.4.24)$$

著者が独自に構築している波の理論では、波の速さは (2.2) で定義している。(2.2) の右辺では、分子に図 2.1 のような正円の円周上の弧の長さを記述している。その弧の長さは時間が零に収束した場合の極限值である。この場合は時間 h_i が零に収束しても零は取らない。時間 (2.20) の右辺の分母では、波の速さ (2.2) を記述している。波の速さは (4.4.24) の左辺では、質点の速さが零の場合は定義区間外であるので質点が備える波の速さを定義できない。このことで、波の速さの定義式 (2.2) の右辺の時間 h_i が計算できない区間に成ることを仮定すると、時間 h_i は零を取ることも無く時間が存在することが認められなくなる。このような特殊相対性理論の慣性座標系を使用できないことで、その質点が静止している空間は別の座標系であることを仮定して議論すると、その空間に時点の意味する変数を導入してみることも考えられる。この空間に仮定した時点は、時点の意味する変数と言うだけではニュートン力学の絶対時間と同じものとするのは特に否定できない。このように絶対時間を仮定すると、その空間は絶対空間であることも否定できない。その空間に質点が絶対に静止していることで、理論物理学の空間では絶対時間の導入でも絶対空間として仮定してニュートン力学の理論を導入できる。

$$v_{\text{wave}}(t) \equiv \lim_{h_i \rightarrow 0} \frac{l(t+h_i) - l(t)}{h_i} \cdots (2.2) \text{——正円上に仮定した点で定義する——波の速さの定義}$$

$$h_i = \frac{dl(t)}{v_{\text{wave}}(t)}, (v_{\text{wave}}(t) \neq 0) \cdots (2.20)$$

一方、微視的な観察では、原子内での現象を説明する。この事では、原子内では完全に静止している質点を発見している報告は 2025 年現在の著者には記憶がない。質点が完全に静止していることは、観察する方法から人類の技術力に問題を著者は考える。この問題は、不確定性原理が有るので質点の位置情報を完全に記録して質点の運動を追跡する観察能力が否定されることを考えることは簡単である。不確定性原理では、質点の位置情報および運動量を同時には観察できないことを説明している。位置情報を観察できないことでは運動量を観察できることを否定はできない。運動量は慣性質量および速度を掛けるので、時空の座標系上での記述に使用する情報が同時に得られない問題がある——特殊相対性理論の時空では、空間の位置情報を時点軸の時間と共に時空内の座標で記録する。——。原子内で質点の位置を観察しても質点の運動量の速度が得られないことで質点の移動先が不明である。このことに、波の性質の現象では、質点としての運動の説明も成立しない 2 重性の理論である。物質波で示す区間内に質点を仮定できても、その質点はその区間のどの位置に存在するかの問題には明確な位置を指摘できない波と質点の 2 重性の現象である——付録 ii で説明している。——このことで量子力学の波動方程式では確率論的な方法で解決を与えて 2025 年現在まで扱ってきたものと著者は記憶する。このような説明では、原子内の質点 (material point) が完全に静止していることを保証できる理論で計算をすることは難しいものと扱い易いだろう。このことから、巨視的な古典理論と微視的な現代物理学 (modern physics) の量子論では、理論の相違から上述の時間の相違を説明できるものと 2025 年現在の著者は考える——付録 iv および付録 vi で時間および振動について説明してある。——。

振動数 (4.1.11) を導出するのに仮定した量子化されたエネルギー (quantized energy) (2.16) には、正円の円周を等速で回転し続ける点が存在することを仮定している。そのように等速で回転している点が存在しないことで振動数は零である。振動数が零ならば光子の持つ量子化されたエネルギー (quantized energy) (2.16) も零である。光子の持つ全エネルギーが零であることでは、光子の静止質量が零である。円周を回転する点が存在しないので振動数が零になる場合——このような場合では、振動数を定義する (2.14) を満足することは右辺の分子および分母の値をどのように仮定するかで決定する。振動数が零としての値を取れるかの議論である。——では、正円の円周を回転する点の速さが零である。このことは、質点が備える振動数の波の速さが零であることを意味する。光子の持つ全エネルギーは他の物質 (matter) に吸収され、真空中の光の速さで移動していた光子は消滅しているものと仮定できる。

$$E(c) = h \cdot \nu \dots (2.16) \text{ 光子の持つエネルギー}$$

$$\nu \equiv \frac{v_{\omega}}{\lambda} \text{ Hz}, (\lambda \neq 0) \dots (2.14) \text{ 正弦波の振動数の定義}$$

アインシュタインの特殊相対性理論では、慣性座標系 (inertial coordinate-system) は真空中の光の速さで等速度運動をしない。このような慣性座標系の定義区間 (3.18) では、真空中の光の速さの光子が静止できる慣性座標系は仮定できない。光子は静止質量 (rest mass) が零である粒子なので、等速度の速さが零であることで慣性座標系上に静止していることはできなく全エネルギーが零で消滅しているものと解釈できる。エネルギーの保存則を考慮することで、その消滅した光子が持っていた全エネルギーは他の物質に吸収されたものと仮定できる。

$$-c < u < c \dots (3.18)$$

波長 (4.1.15) の分母の振動数および分子の波の速さが零に収束 (convergence) することでは、極限値の不定形を記述する。この不定形で波長は無限大に発散することを仮定できる。図 2.1 の円周上に点が静止していることでは、図 2.1 の直交座標軸上の点の振動を観測できない。この静止している点の近傍では無限大の時間が経過していても波は、直交座標軸上の点が静止している軸上の値の近傍を与える。静止質量が零の粒子がどこまでも速さが零に近づく等速度運動する場合には、図 2.1 の直交座標軸上のひとつの点の近傍を使用した或る線を無限大の時間で描くので、周期が無限大で波長は無限大に発散することを仮定できる。周期が無限大の場合では、振動数は零に収束することを (4.2.8) でも仮定できる。ただし、質点の等速度の速さが零に収束すると、その波の速さは (4.4.24) では無限大に発散する。この波の速さが無限大に発散する場合での波長が無限大に発散することは (4.1.15) で計算可能である。波長の無限大が波の速さの零に関係する場合について付録 i で考察してある。

$$\lambda_{S_wave} = \frac{v_{S_wave}(t)}{v_{S_v_wave}} \dots (4.1.15) \text{ 質点で説明する波の波長の決定}$$

$$T_{S_wave} = \frac{1}{v_{S_v_wave}}, (v_{S_v_wave} \neq 0) \dots (4.2.8) \text{ 質点で説明する波の周期の決定}$$

$$v_{S_masspoint}(t) \cdot v_{S_wave}(t) = c^2, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.4.24)$$

質点の等速度の速さが零に収束する場合では、その点が備える振動数の波長 (4.4.17) が無限大であることを仮定できる。このことは、(4.4.17) を書き直した (4.4.30) の右辺のみで質点が備える振動数 (4.1.11) が不明瞭になる場合でも (4.4.24) を使用することで説明できる。(4.4.30) の右辺の係数である平方根は零に収束して、(4.4.30) の右辺のみでは波長の値は指定できない。(2.16) の光子が消滅する場合では (4.4.30) の左辺は零に仮定できる。そのような光子の消滅では、4 章 1 節での導出理論では振動数 (4.1.11) を導出できないので (4.4.30) を使用する条件を満足していない。一方、波長 (4.4.17) では、分母が零に収束する際には分子の波長が零以外の有限値であろうとも無限大に発散しようとも左

辺は無限大に発散することを説明できる．

$$\lambda_{S_wave} = \frac{\lambda_{S_c}}{\sqrt{1 - \frac{(m_{0S_masspoint})^2}{(m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}))^2}}}, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.4.17)$$

$$\lambda_{S_c} = \lambda_{S_wave} \cdot \sqrt{1 - \frac{(m_{0S_masspoint})^2}{(m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}))^2}}, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.4.30)$$

各質点が備える振動数 (4.1.11) の周期 (2.18) を仮定できる．その周期は (4.2.8) で記述できる．振動数 (4.1.11) を仮定するのに振動数 (4.1.10) を仮定している．周期 (4.2.8) および振動数 (4.1.10) を使用すると周期 (4.2.9) になる．周期 (4.2.9) の右辺は、振動数 (4.1.11) に等しい光子の量子化されたエネルギー (quantized energy) の振動数—— (4.1.10) の右辺である．——で周期 (2.18) を計算したものである．周期 (4.2.9) で時計の周期に同期した時間を計算できる．質点を持つ全エネルギーは慣性座標系 (inertial coordinate-system) の時点軸上に記述できる——付録 ii で 4 次元時空の説明している．——．時点軸上の時点は時計の時点である．時計の時点は、時計の周期から計算できる時間で与える．真空中の光子の持つ全エネルギーで時間が計算でき、質点 (material point) が持つ全エネルギーで光子の慣性質量を与える量子化されたエネルギー (quantized energy) を (4.1.10) で仮定した．この光子の量子化されたエネルギーの波長は、質点が備える波の波長 (4.4.17) で質点が存在する区間を示す．この区間の慣性座標系上の座標を決定できる計算が無いことから、質点として追跡できる古典理論 (classical theory) 的な記録ができないので波としての記述で量子論を示す根拠に使用できる．

$$v_{S_v_wave} = \frac{m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) \cdot c^2}{h} \dots (4.1.11) \text{質点で説明する波の振動数の決定}$$

$$T \equiv \frac{\lambda}{v_{\omega_f}} s, (v_{\omega_f} \neq 0) \dots (2.18) \text{正弦波の周期の定義}$$

$$T_{S_wave} = \frac{1}{v_{S_v_wave}}, (v_{S_v_wave} \neq 0) \dots (4.2.8) \text{質点で説明する波の周期の決定}$$

$$v_{S_v_wave} = v_{S_c} \dots (4.1.10) \text{質点の振動数を仮定}$$

$$T_{S_wave} = T_{S_c} \dots (4.2.9)$$

光子の量子化されたエネルギーの振動数 (4.1.9) の周期と質点が備える振動数 (4.1.11) の周期は (4.2.9) で示したように等しい．このことには、特殊相対性理論の観測者の慣性座標系上で振動数 (4.1.11) の値が変化することで振動数の値——他の物質波の現象に影響を与える．——が決定できないことを考慮する．特殊相対性理論では、光を使用して時間を観測する．光の振動数と等しいことは、その慣性座標系の時計で時間を記録するのに質点が備える振動数 (4.1.11) の周期 (4.2.8) を使用できる．その質点の持つ全エネルギーは、観測者の慣性座標系上での時間の進み方で記述できる．特殊相対性理論では、質点の持つ全エネルギーは 4 次元時空の座標の時点軸の成分に記述する——付録 ii の時点軸上の粒子が持つ全エネルギーで説明した．——．時計の光子の振動数は、慣性座標系上の質点の慣性質量で決定できる．このような時計の振動数の決定では、どの数値がどのように他の質点に影響を与えるかは慣性座標系の選択および物理学の法則の理論の予言で計算する．この計算では、それぞれの質点として扱う物質 (matter) の情報が計算結果を変えるものと扱える．観測対象の物質の情報および各観測者で異なる現象を観測することを説明できる．

$$v_{S_c} = \frac{m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) \cdot c^2}{h} \dots (4.1.9) \text{光子の振動数の決定}$$

特殊相対性理論では、4次元時空の座標を用いる。4次元時空では時点軸は空間の慣性座標系の座標軸に対して直交している。このことでは、慣性座標系内の各空間の位置を示す点に対して直交している時点軸を仮定できる。このような時点軸の時間が連続して存在していることを仮定して特殊相対性理論の時空の計算は成立する。この時点軸の成分に質点を持つ全エネルギー (4.1.2) —— (4.1.2) の右辺の慣性質量は静止質量 (4.1) との関係がある。——が記述される。このエネルギー (4.1.2) で質点が運動している——質点は (4.3.31) の速さで運動している。——。その運動の軌跡が慣性座標系 (inertial coordinate-system) 上に記録できる。慣性座標系内に原子内の粒子の運動では、物質波の振動数および波長を質点が備える振動数 (4.1.11) ——付録viiで量子論での速度の定義について簡単な考察をしている。——および質点が備える波長 (4.4.17) のように導出できる。これらの振動数 (4.1.11) および波長 (4.4.17) を使用すると、物質波の全エネルギー (4.1.13) および運動量 (momentum) (4.4.19) を記述できる。

$$E_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) = m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) \cdot c^2 \dots (4.1.2) \text{ 質点の持つ全エネルギー}$$

$$m_0 \equiv m(v) \cdot \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}, (0 \leq v \leq c) \dots (4.1)$$

$$v_{S_masspoint}(t) \leq c \dots (4.3.31)$$

$$v_{S_v_wave} = \frac{m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) \cdot c^2}{h} \dots (4.1.11) \text{ 質点で説明する波の振動数の決定}$$

$$\lambda_{S_wave} = \frac{\lambda_{S_c}}{\sqrt{1 - \frac{(m_{0S_masspoint})^2}{(m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}))^2}}}, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.4.17)$$

$$E_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) = h \cdot v_{S_v_wave} \dots (4.1.13) \text{ 波を示す質点の全エネルギー}$$

$$p_{S_v_wave}(t) = \frac{h}{\lambda_{S_wave}}, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.4.19) \text{ 運動量および質点が備える振動数の波長との関係}$$

物質波の振動数に波長 (4.4.17) を仮定するのに (4.4.18) を仮定している。 (4.4.18) および (4.3.31) を使用して、 (4.4.4) が導出できる。

$$\frac{v_{S_wave}(t)}{c} \cdot \frac{v_{S_masspoint}(t)}{c} = 1, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.4.18)$$

$$v_{S_wave}(t) \geq c, (v_{S_masspoint}(t) \neq 0) \dots (4.4.4)$$

運動量 (4.4.19) の分母の波長 (4.1.18) が無限大に発散する場合では、運動量 (momentum) (4.4.19) は零に収束していく。この場合は、運動量が零であることで慣性質量が零であることを仮定するよりも質点の速度の速さが零であることを仮定する方が一般には観測に一致する。波長が無限大に発散することでは、波長の定義 (4.1.18) の右辺が無限大に発散する。 (4.1.18) の右辺では図 2.1 の正円の半径 (2.23) が変数である。半径 (2.23) が無限大に発散することでは、正弦波 (2.27) の振幅が無限大に発散する。正弦波 (sinusoidal wave) の振幅が無限大に発散することでは、物質波の運動量を記述する式 (4.4.19) の分母の波 (2.27) の領域が無限大に発散する——波の長さが無限大に発散することでは計算が出ている。——ことを仮定する。このことでは、 (4.4.18) を使用すると質点の速さは零に収束する。この零に収束することでは、 (4.4.18) は質点が静止していないことを仮定して導出されたものである。質点が静止している場合では、極限値を計算すると質点が備える波長が無限大に成りその質点が移動する可能性のある距離が発散することが無いように計算できない。このことでは、静止している質点が無限大の距離まで移動可能である場合、質点を持つ全エネルギーに一致する量子エネルギーを仮定できない。量子エネルギーが仮定できないことでは、著者の波の理論での物質波の導出の説明が

できない。この説明では、物質の持つ物質波の振動数を使用して仮定できる時計が特殊相対性理論で使用する時点軸上の時点の値を観測する時計である。この時計の振動数が存在しないことでは、時間を認められなくなる。時間が認められないことでは、図 2.1 の正円が時計の計算で使用できない。

$$p_{S_wave}(t) = \frac{h}{\lambda_{S_wave}}, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.4.19) \text{運動量および質点が備える振動数の波長との関係}$$

$$\lambda_{S_wave} = 2 \cdot \pi \cdot r \dots (4.1.18) \text{質点で説明する波の波長の定義}$$

$$r = \frac{l}{\theta} \frac{m}{\text{rad}}, (\theta \neq 0) \dots (2.23)$$

$$r \cdot \sin(\theta_{\text{counter clock1}}(t)) = r \cdot \sin\left(\omega_{\text{counter clock1}} \cdot t + 2 \cdot \pi \cdot \frac{l_{\text{counter clock1 const.}}}{\lambda_r}\right) \dots (2.27) \text{図 2.1 の正円で正弦波}$$

$$\frac{v_{S_wave}(t)}{c} \cdot \frac{v_{S_masspoint}(t)}{c} = 1, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.4.18)$$

図 2.1 の正円が使用できないことでは、波長 (4.1.18) が存在していない理論にもなり古典理論の時間を使用することに成る。古典理論での質点の持つ全エネルギーおよび運動量の関係である (4.3.10) で静止している質点の全エネルギーを説明できる。

$$p_{S_wave}(t) = \sqrt{\frac{(E_{S_wave}(v_{S_masspoint}))^2}{c^2} - (m_{0S_masspoint} \cdot c)^2} \dots (4.3.10) \text{静止質量および全エネルギーで運動量を記述した関係式}$$

現代物理学の量子論での質点が静止していることに時空の時間が認められなくなり、その質点が全エネルギーも持つことが無くなる。このことでは、図 2.1 の正円が使用できないので質点が振動をしていないで静止してしまい量子力学の波を観測できなくなる。量子物理学 (quantum physics) では、粒子 (particle) が有限の領域内に仮定される場合に全エネルギーが零である粒子の存在は否定されている。そのような有限の領域で仮定される粒子 (particle) の持つ全エネルギーの最小値は、零点エネルギー (zero-point energy) と呼ばれる全エネルギーの説明が有る。この場合の計算では、粒子にはニュートン力学の運動エネルギーに近似する仮定で存在する運動量を使用して導出する零点エネルギーの説明を 2025 年現在の著者は思い出す。

質点が備える波の現象では、粒子で説明している古典理論での法則が成立しない。このことでは、波の振動の伝搬として粒子の性質であるエネルギーに変化を与えることを仮定できる。このような波で伝搬していくことは、質点系のエネルギーの保存則で決定していた質点系の各質点の相対的配置に変化を与える。この変化では、エネルギー分布および質点の持つ全エネルギーを変えることは質点の位置および速度に影響を考慮することができる。このような議論は、時間および空間に時空としての相対性を仮定している。この相対性理論は古典理論 (classical theory) での決定論であるが、量子物理学の 2 重性の計算から非決定論の理論が相対性の計算に導入される。この導入では、質点系のエネルギーの保存則に量子物理学の非決定論であり確率論を使用することになる。このようなことで、質点系のエネルギーの保存則で決定するエネルギー分布の説明に量子物理学での確率論的な——非決定論である。——質点の相対的配置を受け入れることになる。この計算では、決定論である質点系のエネルギーの保存則が保証されていない。物質波での質点が観測できることに不確定性を受け入れてエネルギーの保存則を使用する。このような保証が無くなることでは、質点系のエネルギーの保存則が成立していないものとは扱わないことを 2025 年現在の著者には記憶がある。質点系のエネルギーの保存則が破綻することは歴史的な発見になることを思い出す。

——波長 (4.4.17) から仮定 (4.4.18) の導出——

波長 (4.4.17) から仮定 (4.4.18) を導出する．アインシュタインの特殊相対性理論での相対論的質量 (4.5) を使用する．相対論的質量 (4.5) を慣性質量 (4.1.1) で (4.4.31) に書き直す．

$$\lambda_{S_wave} = \frac{\lambda_{S_c}}{\sqrt{1 - \frac{(m_{0S_masspoint})^2}{(m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}))^2}}}, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.4.17)$$

$$\frac{v_{S_wave}(t)}{c} \cdot \frac{v_{S_masspoint}(t)}{c} = 1, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.4.18)$$

$$m(v) = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \dots (4.5)$$

$$m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) \dots (4.1.1) \text{ 質点の慣性質量}$$

$$m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) = \frac{m_{0S_masspoint}}{\sqrt{1 - \frac{(v_{S_masspoint})^2}{c^2}}}, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.4.31)$$

相対論的質量 (4.4.31) の両辺を 2 乗することで (4.4.32) を記述できる．(4.4.32) を (4.4.33) に書き直す．

$$(m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}))^2 = \frac{(m_{0S_masspoint})^2}{1 - \frac{(v_{S_masspoint})^2}{c^2}}, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.4.32)$$

$$1 - \frac{(v_{S_masspoint})^2}{c^2} = \frac{(m_{0S_masspoint})^2}{(m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}))^2}, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.4.33)$$

質点が備えている振動数 (4.1.11) の波長 (4.4.17) の平方根の中に (4.4.33) を代入すると, (4.4.34) になる．

(4.4.34) の右辺を波の波長 (4.4.17) の右辺に代入すると (4.4.35) を記述できる．慣性質量で記述していた波長 (4.4.17) を質点の速さで記述すると (4.4.35) になる．

$$v_{S_v_wave} = \frac{m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) \cdot c^2}{h} \dots (4.1.11) \text{ 質点で説明する波の振動数の決定}$$

$$\lambda_{S_wave} = \frac{\lambda_{S_c}}{\sqrt{1 - \frac{(m_{0S_masspoint})^2}{(m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}))^2}}}, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.4.17)$$

$$1 - \frac{(m_{0S_masspoint})^2}{(m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}))^2} = \frac{(v_{S_masspoint})^2}{c^2}, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.4.34)$$

$$\lambda_{S_wave} = \frac{\lambda_{S_c}}{\sqrt{\frac{(v_{S_masspoint})^2}{c^2}}}, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.4.35)$$

質点 (material point) が備えている振動数 (4.1.11) の波長 (4.4.35) の右辺を整理すると (4.4.36) を記述できる．波の波長 (4.4.36) は (4.4.26) に等しい．波の波長 (4.4.36) を整理すると (4.4.37) になる．

$$\lambda_{S_wave} = \frac{\lambda_{S_c}}{\frac{v_{S_masspoint}}{c}}, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.4.36)$$

$$\lambda_{S_wave} = \frac{\lambda_{S_c}}{\frac{v_{S_masspoint}(t)}{c}}, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.4.26)$$

$$\frac{v_{S_masspoint}}{c} = \frac{\lambda_{S_c}}{\lambda_{S_wave}}, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.4.37)$$

(4.4.37) および (4.2.17) を使用すると (4.4.38) を導出できる. (4.4.38) は (4.4.24) に等しい. (4.4.38) を使用すると, 質点の速さが (4.4.39) の場合では質点が備える振動数 (4.1.11) の物質波の速さは (4.4.40) である. (4.4.40) では質点が備える振動数 (4.1.11) の波の速さが真空中の光の速さ以上である.

$$\frac{\lambda_{S_wave}}{\lambda_{S_c}} = \frac{v_{S_wave}(t)}{c} \dots (4.2.17)$$

$$v_{S_masspoint}(t) \cdot v_{S_wave}(t) = c^2, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.4.38)$$

$$v_{S_masspoint}(t) \cdot v_{S_wave}(t) = c^2, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.4.24)$$

$$v_{S_masspoint}(t) \leq c, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.4.39)$$

$$v_{S_v_wave} = \frac{m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) \cdot c^2}{h} \dots (4.1.11) \text{ 質点で説明する波の振動数の決定}$$

$$v_{S_wave}(t) \geq c, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.4.40)$$

———静止質量が零である場合の質点の運動量———

運動量 (4.3.10) を導出した. ここでは, 静止質量 (rest mass) が (4.3.11) の質点の運動量 (momentum) を導出する.

$$p_{S_v_wave}(t) = \sqrt{\frac{(E_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}))^2}{c^2} - (m_{0S_masspoint} \cdot c)^2} \dots (4.3.10) \text{ 静止質量および全エネルギーで運動量を記述した関係式}$$

$$m_{0S_masspoint} = 0 \dots (4.3.11)$$

静止質量 (4.3.11) を運動量 (4.3.10) の右辺に代入すると, 運動量 (momentum) (4.3.12) を記述できる. 静止質量が零である質点の運動量は (4.3.12) で記述できる.

$$p_{S_v_wave}(t) = \frac{E_{S_v_wave}(v_{S_masspoint})}{c} \dots (4.3.12)$$

質点の備える振動数 (4.1.11) を使用して, その質点の持つ量子エネルギーは (4.1.13) で記述できる. 質点の持つ量子エネルギー (4.1.13) を運動量 (4.3.12) に代入すると (4.4.41) になる.

$$v_{S_v_wave} = \frac{m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) \cdot c^2}{h} \dots (4.1.11) \text{ 質点で説明する波の振動数の決定}$$

$$E_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) = h \cdot v_{S_v_wave} \dots (4.1.13) \text{ 波を示す質点の全エネルギー}$$

$$p_{S_v_wave}(t) = \frac{h \cdot v_{S_v_wave}}{c} \dots (4.4.41)$$

光子 (photon) は静止質量が零であり (4.3.11) で記述できる. 真空中の光の波の伝搬の速さは真空中の光の速さ (2.24) である. その波の振動数は (4.4.42) で記述できる.

$c = 299\,792\,458 \frac{\text{m}}{\text{s}} \dots (2.24)$ SI でメートルの定義を与える際に、真空中の光の速さ (2.24) の値に定義した。

$$v_{S_v_{\text{wave}}} = \frac{c}{\lambda_{S_c\text{wave}}} \dots (4.4.42)$$

光の振動数である (4.4.42) を運動量 (4.4.41) に代入すると運動量 (4.4.43) を記述できる。運動量 (4.4.43) は整理すると運動量 (momentum) (4.4.44) になる。

$$p_{S_v_{\text{wave}}}(t) = \frac{h \cdot c}{c \cdot \lambda_{S_c\text{wave}}} \dots (4.4.43)$$

$$p_{S_v_{\text{wave}}}(t) = \frac{h}{\lambda_{S_c\text{wave}}} \dots (4.4.44)$$

———光子の運動量 (momentum) ———

波の性質で光子の運動量を計算する。静止質量 (rest mass) (4.3.11) を質点が備える振動数 (4.1.11) の波長 (4.4.17) に代入すると、(4.4.45) になる。波長 (4.4.45) の右辺を整理すると、(4.4.46) になる。波長 (4.4.45) での静止質量は著者が独自に定義した (4.1) を使用する。静止質量 (4.1) の右辺に記述した慣性質量は (4.2) である。慣性質量 (4.2) では真空中の光の速さを定義区間に含んでいる。

$$m_{0S_masspoint} = 0 \dots (4.3.11)$$

$$\lambda_{S_wave} = \frac{\lambda_{S_c}}{\sqrt{1 - \frac{(m_{0S_masspoint})^2}{(m_{S_v_{\text{wave}}}(v_{S_masspoint}))^2}}}, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.4.17)$$

$$\lambda_{S_c\text{wave}} = \frac{\lambda_{S_c}}{\sqrt{1 - \frac{(0)^2}{(m_{S_v_{\text{wave}}}(c))^2}}}, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.4.45)$$

$$\lambda_{S_c\text{wave}} = \lambda_{S_c}, (c \neq 0) \dots (4.4.46)$$

$$m_0 \equiv m(v) \cdot \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}, (0 \leq v \leq c) \dots (4.1)$$

$$m(v), (0 \leq v \leq c) \dots (4.2)$$

質点の運動量 (4.4.19) の波長に (4.4.45) の左辺を使用すると、運動量 (4.4.47) を記述できる。波長 (4.4.46) の右辺を使用すると、運動量 (4.4.47) は (4.4.48) になる。光子の運動量は (4.4.48) で記述できる。

$$p_{S_v_{\text{wave}}}(t) = \frac{h}{\lambda_{S_wave}}, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.4.19) \text{ 運動量および質点が備える振動数の波長との関係}$$

$$p_{S_v_{\text{wave}}}(t) = \frac{h}{\lambda_{S_c\text{wave}}}, (c \neq 0) \dots (4.4.47)$$

$$p_{S_v_{\text{wave}}}(t) = \frac{h}{\lambda_{S_c}}, (c \neq 0) \dots (4.4.48) \text{ 光子の運動量}$$

質点 (material point) の性質で光子 (photon) の運動量 (momentum) を記述する。光子の持つ全エネルギーは (4.1.3) で記述できる。(4.1.3) は、電磁波 (electromagnetic wave) の持つ慣性質量として導出できる。光子の持つ全エネルギー (4.1.3) の慣性質量を持つ光子が真空中の光の速さで移動しているので、その光子の運動量は (4.4.49) で記述できる。

$$E_S(c) = m_S(c) \cdot c^2 \dots (4.1.3) \text{ 光子の持つ全エネルギー}$$

$$p_{S_c}(t) = m_S(c) \cdot c \dots (4.4.49)$$

光子の質量は、光子の持つ全エネルギー (4.1.3) を書き直して (4.4.50) で記述できる。光子の慣性質量 (4.4.50) の両辺に真空中の光の速さを掛けると、(4.4.51) を記述できる。(4.4.49) を使用して運動量 (4.4.51) の両辺を整理すると、(4.4.52) になる。

$$m_S(c) = \frac{E_S(c)}{c^2} \dots (4.4.50)$$

$$m_S(c) \cdot c = \frac{E_S(c)}{c^2} \cdot c \dots (4.4.51)$$

$$p_{S_c}(t) = \frac{E_S(c)}{c} \dots (4.4.52) \text{ 光子の運動量}$$

波の性質になる光子 (photon) の振動数は (4.1.11) で記述できる。光子の持つ量子化されたエネルギー (quantized energy) (2.16) は (4.1.12) で記述できる。

$$\nu_{S_v_{\text{wave}}} = \frac{m_{S_v_{\text{wave}}}(\nu_{S_v_{\text{wave}}}) \cdot c^2}{h} \dots (4.1.11) \text{ 質点で説明する波の振動数の決定}$$

$$E(c) = h \cdot \nu \dots (2.16) \text{ 光子の持つエネルギー}$$

$$E_S(c) = h \cdot \nu_{S_v_{\text{wave}}} \dots (4.1.12)$$

ここで、(4.1.10) を使用することで運動量 (momentum) (4.4.52) に光子の量子エネルギー (4.1.12) を代入することで、(4.4.53) になる。真空中の光の速さは、波の性質で (4.2.3) に記述できる。真空中の光の速さ (4.2.3) の波長は (4.4.54) に記述できる。(4.4.54) を運動量 (4.4.53) の右辺に代入すると、運動量 (4.4.55) になる。運動量 (momentum) (4.4.55) は運動量 (4.4.48) に等しい。

$$\nu_{S_v_{\text{wave}}} = \nu_{S_c} \dots (4.1.10) \text{ 質点の振動数を仮定}$$

$$p_{S_c}(t) = \frac{h \cdot \nu_{S_c}}{c} \dots (4.4.53)$$

$$c = \nu_{S_c} \cdot \lambda_{S_c} \dots (4.2.3)$$

$$\nu_{S_c} = \frac{c}{\lambda_{S_c}} \dots (4.4.54)$$

$$p_{S_c}(t) = \frac{h}{\lambda_{S_c}} \dots (4.4.55) \text{ 光子の運動量}$$

$$p_{S_v_{\text{wave}}}(t) = \frac{h}{\lambda_{S_c}}, (c \neq 0) \dots (4.4.48) \text{ 光子の運動量}$$

4.5 質点の持つ全エネルギーおよび運動量で記述する波の速さの関係

質点の波の性質である波長を (4.4.17) で仮定した。このことで、質点の運動量 (momentum) (4.3.4) は波長 (4.4.17) を使用して運動量 (4.4.19) で記述できる。物質波で振動現象として説明している。その振動現象で物質をエネルギーおよび運動量で不確定な現象として説明する。このような説明は古典理論とは異なる量子論の記述になる。

$$\lambda_{S_wave} = \frac{\lambda_{S_c}}{\sqrt{1 - \frac{(m_{0S_masspoint})^2}{(m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}))^2}}}, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.4.17)$$

$$p_{S_v_wave}(t) = m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) \cdot v_{S_masspoint}(t) \dots (4.3.4) \text{ 質点の運動量}$$

$$p_{S_v_wave}(t) = \frac{h}{\lambda_{S_wave}}, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.4.19) \text{ 運動量および質点が備える振動数の波長との関係}$$

質点が備える振動数 (4.1.11) で、質点の持つ全エネルギー (4.1.2) は質点の持つ量子エネルギー (4.1.13) で記述できる。質点が等速度運動することで質点の等速度の速さが観測できることを仮定する。その質点が備える振動数 (4.1.11) の波が伝搬することで、その波の速さを観測できることを仮定できる。

$$v_{S_v_wave} = \frac{m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) \cdot c^2}{h} \dots (4.1.11) \text{ 質点で説明する波の振動数の決定}$$

$$E_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) = m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) \cdot c^2 \dots (4.1.2) \text{ 質点の持つ全エネルギー}$$

$$E_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) = h \cdot v_{S_v_wave} \dots (4.1.13) \text{ 波を示す質点の全エネルギー}$$

質点 (material point) の等速度の速さおよび質点が備える振動数の波の速さの関係は (4.4.24) で記述できる。(4.4.24) の右辺で真空中の光の速さの2乗に質点が全エネルギー (4.1.2) を持つように慣性質量および質点の速さが決定することを説明できる。質点の運動量および全エネルギーの関係で波の速さを記述できる。この関係を4章5節では導出する。その関係でも、(4.4.24) は満足する。

$$v_{S_masspoint}(t) \cdot v_{S_v_wave}(t) = c^2, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.4.24)$$

波の速さおよび波長の関係 (4.2.17) を使用する。質点の運動量は (4.4.19) で記述できる。運動量 (4.4.19) の右辺の波長を運動量で (4.5.1) の記述ができる。

$$\frac{\lambda_{S_wave}}{\lambda_{S_c}} = \frac{v_{S_v_wave}(t)}{c} \dots (4.2.17)$$

$$p_{S_v_wave}(t) = \frac{h}{\lambda_{S_wave}}, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.4.19) \text{ 運動量および質点が備える振動数の波長との関係}$$

$$\lambda_{S_wave} = \frac{h}{p_{S_v_wave}(t)}, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.5.1)$$

(4.2.17) の左辺に物質波の波長 (4.5.1) を代入すると (4.5.2) を記述できる。質点の運動量は古典理論 (classical theory) で記述すると (4.3.4) である。運動量 (4.3.4) を (4.5.2) の左辺の分母に記述した運動量に代入すると、(4.5.3) になる。

$$\frac{h}{p_{S_v_wave}(t) \cdot \lambda_{S_c}} = \frac{v_{S_v_wave}(t)}{c} \dots (4.5.2)$$

$$p_{S_v_wave}(t) = m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}(t)) \cdot v_{S_masspoint}(t) \cdots (4.3.4) \text{ 質点の運動量}$$

$$\frac{h}{m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}(t)) \cdot v_{S_masspoint}(t) \cdot \lambda_{S_c}} = \frac{v_{S_wave}(t)}{c} \cdots (4.5.3)$$

光子の運動量 (4.4.54) の左辺を (4.5.3) の左辺に代入する——図 2.1 の正円で考える時計の真空中の光の波長に真空中の光子の運動量 (4.4.54) を代入する。——と (4.5.4) を記述できる。

$$p_{S_c}(t) = \frac{h}{\lambda_{S_c}} \cdots (4.4.54) \text{ 光子の運動量}$$

$$\frac{p_{S_c}(t)}{m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}(t)) \cdot v_{S_masspoint}(t)} = \frac{v_{S_wave}(t)}{c} \cdots (4.5.4)$$

光子の運動量は (4.4.49) でも記述できる。光子の運動量 (momentum) (4.4.49) の右辺を (4.5.4) の左辺に代入すると, (4.5.5) になる。

$$p_{S_c}(t) = m_S(c) \cdot c \cdots (4.4.49)$$

$$\frac{m_S(c) \cdot c}{m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}(t)) \cdot v_{S_masspoint}(t)} = \frac{v_{S_wave}(t)}{c} \cdots (4.5.5)$$

(4.5.5) の右辺の真空中の光の速さを (4.5.5) の左辺に記述すると, 波の速さ (4.5.6) になる。波の速さ (4.5.6) の左辺には光子の持つ全エネルギー (4.1.3) を記述している。

$$\frac{m_S(c) \cdot c^2}{m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}(t)) \cdot v_{S_masspoint}(t)} = v_{S_wave}(t) \cdots (4.5.6)$$

$$E_S(c) = m_S(c) \cdot c^2 \cdots (4.1.3) \text{ 光子の持つ全エネルギー}$$

光子の持つ全エネルギー (4.1.3) は質点の持つ全エネルギーに等しいことを (4.1.4) で仮定した。この真空中の光子の持つ全エネルギーである仮定 (4.1.3) および運動量 (4.3.4) を使用すると, 波の速さ (4.5.6) は (4.5.7) で記述できる。

$$E_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) = E_S(c) \cdots (4.1.4) \text{ (4.1.3) の光子の慣性質量を決定する仮定}$$

$$p_{S_v_wave}(t) = m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}(t)) \cdot v_{S_masspoint}(t) \cdots (4.3.4) \text{ 質点の運動量}$$

$$\frac{E_{S_v_wave}(v_{S_masspoint})}{p_{S_v_wave}(t)} = v_{S_wave}(t), (v_{S_masspoint} \neq 0) \cdots (4.5.7)$$

波の速さ (4.5.7) は (4.5.8) に書き直すことができる。波の速さ (4.5.8) の左辺は物質波の速さを記述している。波の速さ (4.5.8) の右辺には, 質点の持つ全エネルギーおよび運動量を記述できる。 (4.5.8) の左辺は波の性質である。(4.5.8) の右辺は粒子の性質である。

$$v_{S_wave}(t) = \frac{E_{S_v_wave}(v_{S_masspoint})}{p_{S_v_wave}(t)}, (v_{S_masspoint} \neq 0) \cdots (4.5.8) \text{ 物質波の速さ}$$

物質波の速さ (4.5.8) を量子化されたエネルギーおよび物質波の運動量を使用した記述を導出できた。(4.1.2),

(4.1.3) および (4.1.4) を使用すると, (4.1.6) になった。慣性質量 (4.1.6) を使用すると, 物質波の速さ (4.5.6) は (4.5.9) になる。波の速さ (4.5.9) を書き直すと, (4.4.24) になる。

$$\frac{m_S(c) \cdot c^2}{m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}(t)) \cdot v_{S_masspoint}(t)} = v_{S_wave}(t) \cdots (4.5.6)$$

$$E_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) = m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) \cdot c^2 \cdots (4.1.2) \text{ 質点の持つ全エネルギー}$$

$$E_S(c) = m_S(c) \cdot c^2 \dots (4.1.3) \text{ 光子の持つ全エネルギー}$$

$$E_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) = E_S(c) \dots (4.1.4) \text{ (4.1.3) の光子の慣性質量を決定する仮定}$$

$$m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) = m_S(c) \dots (4.1.6)$$

$$\frac{c^2}{v_{S_masspoint}(t)} = v_{S_wave}(t), (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.5.9)$$

$$v_{S_masspoint}(t) \cdot v_{S_wave}(t) = c^2, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.4.24)$$

物質波の波の速さ (4.5.8) は定数であることは、物質波の振動数 (4.1.11) を導出するのに使用した仮定の等速度運動で説明できる。物質波の波の速さ (4.5.8) の右辺は、質点の等速度の速さが独立変数である関数として仮定できる。このことで、物質波の波の速さ (4.5.8) の左辺も質点の等速度の速さで変化することになる。このことは、(4.4.24) から説明できる。

$$v_{S_wave}(t) = \frac{E_{S_v_wave}(v_{S_masspoint})}{p_{S_v_wave}}, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.5.8)$$

物質波の波の速さ (4.5.8) は物質波の運動量 (4.5.10) に書き直すことができる。質点 (material point) の持つ全エネルギーである量子エネルギーは (4.1.13) で記述できる。

$$p_{S_v_wave} = \frac{E_{S_v_wave}(v_{S_masspoint})}{v_{S_wave}(t)}, (v_{S_wave}(t) \neq 0, v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.5.10)$$

$$E_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) = h \cdot v_{S_v_wave} \dots (4.1.13) \text{ 波を示す質点の全エネルギー}$$

運動量 (4.5.10) の分子に量子エネルギー (4.1.13) を代入すると (4.5.11) を記述できる。運動量 (4.5.11) は、プランク定数 (2.17) を (4.5.12) のように分子から分けて記述する。分母の質点の備える波の速さは、真空中の光の速さ以上である。プランク定数 (2.17) は、原子の中での微小スケールで使用される定数である。10⁻¹⁵ を原子内の大きさの目安にして考えることは、一般的である数値の大きさをプランク定数 (2.1.7) で2重性の理論に記述できることから説明できる。

$$p_{S_v_wave} = \frac{h \cdot v_{S_v_wave}}{v_{S_wave}(t)}, (v_{S_wave}(t) \neq 0, v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.5.11)$$

$$h = 6.626\,070\,15 \times 10^{-34} \text{ J s} \dots (2.17) \text{ CODATA のプランク定数 (Planck constant)}$$

$$p_{S_v_wave} = h \cdot \frac{v_{S_v_wave}}{v_{S_wave}(t)}, (v_{S_wave}(t) \neq 0, v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.5.12)$$

運動量 (4.5.12) の右辺のプランク定数でない箇所では、質点の備える波長 (4.1.15) を (4.5.13) に書き直した

(4.5.13) の右辺に等しい。(4.5.13) の左辺を運動量 (4.5.12) の右辺に代入すると運動量 (momentum) (4.5.14) に記述できる。

$$\lambda_{S_wave} = \frac{v_{S_wave}(t)}{v_{S_v_wave}} \dots (4.1.15) \text{ 質点で説明する波の波長の決定}$$

$$\frac{1}{\lambda_{S_wave}} = \frac{v_{S_v_wave}}{v_{S_wave}(t)}, (\lambda_{S_wave} \neq 0, v_{S_wave}(t) \neq 0, v_{S_v_wave} \neq 0) \dots (4.5.13)$$

$$p_{S_v_wave} = h \cdot \frac{1}{\lambda_{S_wave}}, (v_{S_wave}(t) \neq 0, v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.5.14)$$

運動量 (4.5.14) は、整理すると運動量 (4.5.15) に記述できる。運動量 (4.5.15) は運動量 (4.4.19) に等しい。運動量 (4.4.19) で質点の備える波長の定義 (4.1.18) を仮定している。質点で説明する波の波長の定義 (4.1.18) は、波を描く

正円の半径——図 2.1 のような正円である。——を使用して正弦波 (sinusoidal wave) の波長の定義 (2.10) で定義している。質点が静止する場合を考察するのに、質点が備える波の速さ (4.5.9) の左辺は発散することで (4.5.9) の右辺の質点が備える物質波の速さが発散することを扱う問題になる。量子論の零点エネルギーの問題である。4 章 1 節での物質波を導出するのに使用した仮定である等速度運動で静止を採用しない量子論の議論である。

$$p_{S_v_wave} = \frac{h}{\lambda_{S_wave}}, (\lambda_{S_wave} \neq 0, v_{S_wave}(t) \neq 0, v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.5.15)$$

$$p_{S_v_wave}(t) = \frac{h}{\lambda_{S_wave}}, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.4.19) \text{運動量および質点が備える振動数の波長との関係}$$

$$\lambda_{S_wave} = 2 \cdot \pi \cdot r \dots (4.1.18) \text{質点で説明する波の波長の定義}$$

$$\lambda \equiv 2 \cdot \pi \cdot r, (0 < \lambda < \infty) \dots (2.10) \text{正弦波の波長の定義}$$

$$\frac{c^2}{v_{S_masspoint}(t)} = v_{S_wave}(t), (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.5.9)$$

4.6 静止している質点の波の性質^{6), 8), 12), 28)}

質点 (material point) が備える振動数 (4.1.11) の波の速さは、その質点の等速度の速さとは (4.4.24) の関係を示す。 (4.4.24) で質点の等速度の速さは零にはならない。質点の等速度の速さが零にはならないことは、質点が備える振動数 (4.1.11) を導出する際に、質点が等速度運動していることを仮定していることに一致する。この場合では、質点の等速度の速さが零にどこまでも近づいていくことで極限値の計算ができる。この極限値の計算をすることで、慣性座標系 (inertial coordinate-system) を選択する際の周期を真空中の光の速さを使用して選択できる。その周期は、慣性座標系の時計の周期として扱えることを 4 章 6 節で説明する。

$$v_{S_v_wave} = \frac{m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) \cdot c^2}{h} \dots (4.1.11) \text{質点で説明する波の振動数の決定}$$

$$v_{S_masspoint}(t) \cdot v_{S_wave}(t) = c^2, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.4.24)$$

4 章 5 節で質点の備える振動数 (4.1.11) の波の速さ (4.5.8) を導出した。波の速さ (4.5.8) の両辺の極限値を (4.6.1) で記述できる。

$$v_{S_wave}(t) = \frac{E_{S_v_wave}(v_{S_masspoint})}{p_{S_v_wave}}, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.5.8)$$

$$\lim_{v_{S_masspoint} \rightarrow 0} \frac{E_{S_v_wave}(v_{S_masspoint})}{p_{S_v_wave}} = \lim_{v_{S_masspoint} \rightarrow 0} v_{S_wave}(v_{S_masspoint}) \dots (4.6.1)$$

波の速さ (4.5.9) の左辺を (4.6.1) の右辺に代入する。質点の持つ全エネルギー (4.1.2) および運動量 (4.3.4) を波の速さ (4.6.1) の左辺に代入すると、(4.6.2) を記述できる。

$$\frac{c^2}{v_{S_masspoint}(t)} = v_{S_wave}(t), (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.5.9)$$

$$E_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) = m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) \cdot c^2 \dots (4.1.2) \text{質点の持つ全エネルギー}$$

$$p_{S_v_wave}(t) = m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) \cdot v_{S_masspoint}(t) \dots (4.3.4) \text{質点の運動量}$$

$$\lim_{v_{S_masspoint} \rightarrow 0} \frac{m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) \cdot c^2}{m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) \cdot v_{S_masspoint}} = \lim_{v_{S_masspoint} \rightarrow 0} \frac{c^2}{v_{S_masspoint}}, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.6.2)$$

(4.6.2) を整理すると, (4.6.3) になる. (4.6.3) は (4.5.9) の両辺の極限値の計算に等しい. 極限値の波の速さ

(4.6.3) は (4.6.4) になる. 質点の等速度の速さが零に限りなく近づくことで, 極限値の波の速さ (4.6.4) は無限大に発散する.

$$\lim_{v_{S_masspoint} \rightarrow 0} \frac{c^2}{v_{S_masspoint}} = \lim_{v_{S_masspoint} \rightarrow 0} v_{S_wave}(v_{S_masspoint}), (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.6.3)$$

$$\frac{c^2}{v_{S_masspoint}(t)} = v_{S_wave}(t), (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.5.9)$$

$$\lim_{v_{S_masspoint} \rightarrow 0} v_{S_wave}(v_{S_masspoint}) = \infty, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.6.4)$$

質点が備える振動数 (4.1.11) の極限値を計算する. (4.1.11) の両辺の極限値は (4.6.5) で記述できる.

$$v_{S_v_wave} = \frac{m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) \cdot c^2}{h} \dots (4.1.11) \text{ 質点で説明する波の振動数の決定}$$

$$\lim_{v_{S_masspoint} \rightarrow 0} v_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) = \lim_{v_{S_masspoint} \rightarrow 0} \frac{m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) \cdot c^2}{h} \dots (4.6.5)$$

極限値 (4.6.5) の右辺は (4.6.6) の右辺で記述できる. 著者が独自に定義した静止質量 (4.1) を使用して, 静止質量 (rest mass) (4.6.7) を記述できる. (4.6.6) の右辺には静止質量 (4.6.7) を記述している.

$$\lim_{v_{S_masspoint} \rightarrow 0} \frac{m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) \cdot c^2}{h} = \frac{m_{S_v_wave}(0) \cdot c^2}{h} \dots (4.6.6)$$

$$m_0 \equiv m(v) \cdot \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}, (0 \leq v \leq c) \dots (4.1)$$

$$m_{0S_masspoint} = m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) \cdot \sqrt{1 - \frac{(v_{S_masspoint})^2}{c^2}}, (0 \leq v_{S_masspoint} \leq c) \dots (4.6.7)$$

質点の持つ全エネルギー (4.1.2) に質点の等速度の速さ (4.6.8) を代入すると, (4.6.9) を記述できる. 質点の静止質量 (4.6.7) に質点の等速度の速さ (4.6.8) を代入すると, (4.6.10) を記述できる. (4.6.10) の右辺を整理すると (4.6.11) になる.

$$E_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) = m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) \cdot c^2 \dots (4.1.2) \text{ 質点の持つ全エネルギー}$$

$$v_{S_masspoint} = 0 \dots (4.6.8)$$

$$E_{S_v_wave}(0) = m_{S_v_wave}(0) \cdot c^2 \dots (4.6.9)$$

$$m_{0S_masspoint} = m_{S_v_wave}(0) \cdot \sqrt{1 - \frac{(0)^2}{c^2}}, (0 \leq v_{S_masspoint} \leq c) \dots (4.6.10)$$

$$m_{0S_masspoint} = m_{S_v_wave}(0), (0 \leq v_{S_masspoint} \leq c) \dots (4.6.11)$$

静止質量 (4.6.11) を使用すると, (4.6.9) は (4.6.12) に書き換えることができる. 極限値の振動数 (4.6.6) の右辺は (4.6.13) になる.

$$m_{S_v_wave}(0) \cdot c^2 = m_{0S_masspoint} \cdot c^2 \dots (4.6.12)$$

$$\frac{m_{S_v_wave}(0) \cdot c^2}{h} = \frac{m_{0S_masspoint} \cdot c^2}{h} \dots (4.6.13)$$

質点 (material point) の持つ量子エネルギー (4.1.13) に質点の等速度の速さ (4.6.8) を代入すると, 極限值 (4.6.14) を記述できる. 質点の等速度の速さが (4.6.8) の場合で, 質点の持つ量子エネルギー (4.6.14) は質点の持つ静止質量の全エネルギー (4.6.12) に等しいことになる. (4.6.15) の左辺は質点の量子エネルギーの極限值 (4.6.14) であり, その右辺は質点の持つ静止質量 (rest mass) の全エネルギー (4.6.12) である.

$$E_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) = h \cdot v_{S_v_wave} \dots (4.1.13) \text{ 波を示す質点の全エネルギー}$$

$$v_{S_masspoint} = 0 \dots (4.6.8)$$

$$\lim_{v_{S_masspoint} \rightarrow 0} E_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) = h \cdot v_{S_v_wave}(0), (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.6.14)$$

$$h \cdot v_{S_v_wave}(0) = m_{0S_masspoint} \cdot c^2, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.6.15)$$

質点が備える振動数の極限值 (4.6.5) の左辺は (4.6.16) の右辺で記述できる. (4.6.16) の右辺は, (4.6.5) の右辺を書き直すと (4.6.13) の右辺に等しいので極限值 (4.6.17) を記述できる. 質点が備える振動数の極限值 (4.6.17) は (4.6.18) で記述できる. (4.6.15) の左辺を (4.6.18) の右辺に代入すると, (4.6.17) の左辺になる. 質点が備える振動数の極限值 (4.6.18) は, 有限値に収束する場合を説明する.

$$\lim_{v_{S_masspoint} \rightarrow 0} v_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) = \lim_{v_{S_masspoint} \rightarrow 0} \frac{m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) \cdot c^2}{h} \dots (4.6.5)$$

$$\lim_{v_{S_masspoint} \rightarrow 0} v_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) = v_{S_v_wave}(0) \dots (4.6.16)$$

$$\frac{m_{S_v_wave}(0) \cdot c^2}{h} = \frac{m_{0S_masspoint} \cdot c^2}{h} \dots (4.6.13)$$

$$v_{S_v_wave}(0) = \frac{m_{0S_masspoint} \cdot c^2}{h} \dots (4.6.17)$$

$$\lim_{v_{S_masspoint} \rightarrow 0} v_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) = \frac{m_{0S_masspoint} \cdot c^2}{h}, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.6.18)$$

質点の運動量は (4.4.19) で記述できた. 運動量 (4.4.19) を使用して, 質点が備える振動数 (4.1.11) の波の波長を (4.5.1) で記述できる.

$$p_{S_v_wave}(t) = \frac{h}{\lambda_{S_wave}}, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.4.19) \text{ 運動量および質点が備える振動数の波長との関係}$$

$$v_{S_v_wave} = \frac{m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) \cdot c^2}{h} \dots (4.1.11) \text{ 質点で説明する波の振動数の決定}$$

$$\lambda_{S_wave} = \frac{h}{p_{S_v_wave}(t)}, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.5.1)$$

波長 (4.5.1) の両辺の極限值は (4.6.19) で記述できる. 極限值 (4.6.19) の右辺は無限大に発散するので (4.6.20) で記

述でできる.

$$\lim_{v_{S_masspoint} \rightarrow 0} \lambda_{S_wave} = \lim_{v_{S_masspoint} \rightarrow 0} \frac{h}{p_{S_v_wave}(t)}, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.6.19)$$

$$\lim_{v_{S_masspoint} \rightarrow 0} \lambda_{S_wave} = \infty, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.6.20) \text{ 質点の備える振動数の波の波長が発散}$$

質点が備える振動数は (4.1.11) であるので, 質点の等速度の速さを独立変数とする. 波の速さは (4.5.9) であるので, 質点の等速度の速さを独立変数とする. 波の波長は (4.1.15) であるので, 右辺は質点の等速度の速さを独立変数とする. このことで, 波の波長 (4.1.15) の両辺は質点の等速度の速さを独立変数とする. さらに, (4.1.15) を使用して (4.6.21) で質点が備える振動数を記述できる.

$$\frac{c^2}{v_{S_masspoint}(t)} = v_{S_wave}(t), (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.5.9)$$

$$\lambda_{S_wave} = \frac{v_{S_wave}(t)}{v_{S_v_wave}} \dots (4.1.15) \text{ 質点で説明する波の波長の決定}$$

$$v_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) = \frac{v_{S_wave}(v_{S_masspoint})}{\lambda_{S_wave}(v_{S_masspoint})} \dots (4.6.21)$$

質点の速さを独立変数とする波の波長 (4.1.15) の極限值は (4.6.22) で記述できる. (4.6.22) の右辺には極限值 (4.6.18) の左辺が記述してある. (4.6.18) の右辺を (4.6.22) の右辺に代入すると, (4.6.23) になる. 極限值 (4.6.23) の右辺は, 物質波の速さの極限值 (4.6.4) を代入すると極限值 (4.6.24) の右辺のように無限大に発散する. 質点が備える振動数 (4.1.11) の波の波長は (4.6.20) のように無限大に発散する.

$$\lim_{v_{S_masspoint} \rightarrow 0} \lambda_{S_wave}(v_{S_masspoint}) = \lim_{v_{S_masspoint} \rightarrow 0} \frac{v_{S_wave}(v_{S_masspoint})}{v_{S_v_wave}(v_{S_masspoint})}, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.6.22)$$

$$\lim_{v_{S_masspoint} \rightarrow 0} v_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) = \frac{m_{0S_masspoint} \cdot c^2}{h}, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.6.18)$$

$$\lim_{v_{S_masspoint} \rightarrow 0} \lambda_{S_wave}(v_{S_masspoint}) = \lim_{v_{S_masspoint} \rightarrow 0} \frac{v_{S_wave}(v_{S_masspoint})}{\frac{m_{0S_masspoint} \cdot c^2}{h}}, (v_{S_masspoint} \neq 0, m_{0S_masspoint} \neq 0) \dots (4.6.23)$$

$$\lim_{v_{S_masspoint} \rightarrow 0} v_{S_wave}(v_{S_masspoint}) = \infty, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.6.4)$$

$$\lim_{v_{S_masspoint} \rightarrow 0} \frac{v_{S_wave}(v_{S_masspoint})}{\frac{m_{0S_masspoint} \cdot c^2}{h}} = \infty, (v_{S_masspoint} \neq 0, m_{0S_masspoint} \neq 0) \dots (4.6.24)$$

$$\lim_{v_{S_masspoint} \rightarrow 0} \lambda_{S_wave} = \infty, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.6.20) \text{ 質点の備える振動数の波の波長が発散}$$

質点が備える振動数 (4.1.11) は波の記述で (4.1.14) になる. 振動数 (4.1.14) が (4.6.21) で質点の等速度の速さを独立変数とすることは既に説明した. (4.6.21) の両辺の極限值は (4.6.25) で記述できる.

$$v_{S_v_wave} = \frac{v_{S_wave}(t)}{\lambda_{S_wave}} \dots (4.1.14) \text{ 質点で説明する波の振動数の定義}$$

$$\nu_{S_v_wave}(\nu_{S_masspoint}) = \frac{\nu_{S_wave}(\nu_{S_masspoint})}{\lambda_{S_wave}(\nu_{S_masspoint})} \dots (4.6.21)$$

$$\lim_{\nu_{S_masspoint} \rightarrow 0} \nu_{S_v_wave}(\nu_{S_masspoint}) = \lim_{\nu_{S_masspoint} \rightarrow 0} \frac{\nu_{S_wave}(\nu_{S_masspoint})}{\lambda_{S_wave}(\nu_{S_masspoint})}, (\nu_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.6.25)$$

極限值 (4.6.25) の右辺は (4.6.26) で記述できる。極限值 (4.6.26) の右辺は、波の速さの発散 (4.6.4) および波長の発散 (4.6.20) で不定形 (4.6.27) である。不定形である極限值 (4.6.27) は質点が備える振動数 (4.1.11) の極限值 (4.6.18) に等しいので収束する。質点の等速度の速さが限りなく零に近づくことでは、波の速さおよび波長は無限大に発散し振動数は有限値に収束する場合を説明できる。

$$\lim_{\nu_{S_masspoint} \rightarrow 0} \nu_{S_v_wave}(\nu_{S_masspoint}) = \frac{\nu_{S_wave}(0)}{\lambda_{S_wave}(0)}, (\nu_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.6.26)$$

$$\lim_{\nu_{S_masspoint} \rightarrow 0} \nu_{S_wave}(\nu_{S_masspoint}) = \infty, (\nu_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.6.4)$$

$$\lim_{\nu_{S_masspoint} \rightarrow 0} \lambda_{S_wave} = \infty, (\nu_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.6.20) \text{ 質点の備える振動数の波の波長が発散}$$

$$\lim_{\nu_{S_masspoint} \rightarrow 0} \nu_{S_v_wave}(\nu_{S_masspoint}) \text{ は不定形 } \frac{\infty}{\infty} \text{ である。}, (\nu_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.6.27)$$

$$\lim_{\nu_{S_masspoint} \rightarrow 0} \nu_{S_v_wave}(\nu_{S_masspoint}) = \frac{m_{0S_masspoint} \cdot c^2}{h}, (\nu_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.6.18)$$

質点が備える振動数 (4.1.11) を導出する際に、(4.1.10) を仮定した。このことで、真空中の光の波長は (4.2.15) で記述できる。

$$\nu_{S_v_wave} = \nu_{S_c} \dots (4.1.10) \text{ 質点の振動数を仮定}$$

$$\lambda_{S_c} = \frac{c}{\nu_{S_v_wave}} \dots (4.2.15)$$

真空中の光の波長 (4.2.15) の両辺の極限值は (4.6.28) を記述できる。極限值 (4.6.28) の右辺には (4.6.18) が記述してある。(4.6.18) の右辺を極限值 (4.6.28) の右辺に代入すると、(4.6.29) になる。

$$\lim_{\nu_{S_masspoint} \rightarrow 0} \lambda_{S_c} = \lim_{\nu_{S_masspoint} \rightarrow 0} \frac{c}{\nu_{S_v_wave}}, (\nu_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.6.28)$$

$$\lim_{\nu_{S_masspoint} \rightarrow 0} \frac{c}{\nu_{S_v_wave}} = \frac{c}{\frac{m_{0S_masspoint} \cdot c^2}{h}}, (m_{0S_masspoint} \neq 0, \nu_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.6.29)$$

極限值 (4.6.29) の右辺は整理すると (4.6.30) になる。静止質量 (4.6.11) で真空中の光の速さで伝搬する光子の運動量は (4.6.31) で記述できる。

$$\lim_{\nu_{S_masspoint} \rightarrow 0} \frac{c}{\nu_{S_v_wave}} = \frac{h}{m_{0S_masspoint} \cdot c}, (m_{0S_masspoint} \neq 0, \nu_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.6.30)$$

$$m_{0S_masspoint} = m_{S_v_wave}(0), (0 \leq \nu_{S_masspoint} \leq c) \dots (4.6.11)$$

$$p_{0S_c_masspoint} = m_{0S_masspoint} \cdot c, (m_{0S_masspoint} \neq 0, \nu_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.6.31)$$

真空中の光の波長を使用すると光子の運動量は (4.4.54) で記述できる。真空中の光の速さで移動する光子の運動量は

(4.4.48) でも記述した.

$$p_{S_c}(t) = \frac{h}{\lambda_{S_c}} \dots (4.4.54) \text{ 光子の運動量}$$

$$p_{S_c}(t) = m_S(c) \cdot c \dots (4.4.48)$$

質点 (material point) が備える振動数 (4.1.11) を導出する際に, その質点の慣性質量は選択された光子の慣性質量に等しいことを (4.1.6) で仮定した. 静止質量 (4.6.11) では, (4.1.6) を使用すると (4.6.32) になる. 静止質量 (rest mass) (4.6.11), 光子 (photon) の運動量 (momentum) (4.6.31) および静止質量 (4.6.32) を使用すると, 光子の運動量 (4.6.33) を記述できる.

$$m_{0S_masspoint} = m_{S_v_wave}(0), (0 \leq v_{S_masspoint} \leq c) \dots (4.6.11)$$

$$m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) = m_S(c) \dots (4.1.6)$$

$$m_{S_v_wave}(0) = m_S(c), (m_{0S_masspoint} \neq 0, v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.6.32)$$

$$p_{0S_cmasspoint} = p_{S_c}(t), (m_{0S_masspoint} \neq 0, v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.6.33)$$

光子の運動量 (4.4.54) を使用すると, 真空中の光の波長は (4.6.34) で記述できる. 運動量 (4.6.33) の左辺を使用して, 真空中の光の波長 (4.6.34) の右辺は (4.6.35) の右辺で記述できる.

$$\lambda_{S_c} = \frac{c}{p_{S_c}(t)} \dots (4.6.34)$$

$$\lambda_{S_c} = \frac{c}{p_{0S_cmasspoint}}, (m_{0S_masspoint} \neq 0, v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.6.35)$$

(4.6.35) を使用すると, 真空中の光の速さで伝搬する光子 (photon) の運動量 (4.6.31) を (4.6.30) に使用して (4.6.36) の右辺に記述できる. 極限值 (4.6.37) は (4.6.36) で無限大には発散していない場合を説明できる.

$$\lim_{v_{S_masspoint} \rightarrow 0} \frac{c}{v_{S_v_wave}} = \frac{h}{m_{0S_masspoint} \cdot c}, (m_{0S_masspoint} \neq 0, v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.6.30)$$

$$\lim_{v_{S_masspoint} \rightarrow 0} \frac{c}{v_{S_v_wave}} = \frac{h}{p_{0S_cmasspoint}}, (m_{0S_masspoint} \neq 0, v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.6.36)$$

$$\lim_{v_{S_masspoint} \rightarrow 0} \lambda_{S_c} \neq \infty, (m_{0S_masspoint} \neq 0, v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.6.37)$$

質点の等速度の速さが零に限りなく近づく場合の振動数 (4.1.11) の質点で生じる波の極限值である波長は (4.6.20) で無限大に発散した. 質点の等速度の速さが零に限りなく近づく場合の真空中の光の波の波長は, (4.6.37) で有限値に収束する場合を説明できる. このことは, (4.2.13) で記述できる. (4.6.36) は (4.6.38) で記述できる.

$$\lim_{v_{S_masspoint} \rightarrow 0} \lambda_{S_wave} = \infty, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.6.20) \text{ 質点の備える振動数の波の波長が発散}$$

$$\lambda_{S_wave} \neq \lambda_{S_c} \dots (4.2.13)$$

$$\lim_{v_{S_masspoint} \rightarrow 0} \lambda_{S_c} = \frac{h}{p_{0S_cmasspoint}}, (m_{0S_masspoint} \neq 0, v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.6.38) \text{ 真空中の光の波長が収束}$$

(4.6.38) では慣性座標系上を真空中の光子が等速度運動している場合である. その光子の量子化されたエネルギー (quantized energy) が静止している質点の量子エネルギーに等しいことで極限值 (4.6.38) の波長を計算できる. 静止している質点の静止質量は零でないことを仮定した. 光子 (photon) の静止質量 (rest mass) は零である. 極限值 (4.6.38) の仮定が成立しない場合で質点の静止質量が (4.6.39) であることでは, 真空中を等速度運動している光子の波

長は (4.6.40) のように無限大に発散する。この仮定では、観測者から見た光子の速さが限りなく零に近づくことを仮定している。この仮定では、光子の持つ全エネルギーが、真空中の光子の量子化されたエネルギーに等しい。このことで、波長が無限大に発散することには電磁波の振動数が零に近づくことを仮定できる。この意味で、(4.6.38) を使用した極限值で (4.6.40) を仮定できる。

$$m_{0S_masspoint} = 0 \dots (4.6.39)$$

$$\lim_{v_{S_masspoint} \rightarrow 0} \lambda_{S_c} = \infty, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.6.40)$$

光子の速さが限りなく零に近づく場合では、(4.6.41) が成立する——振動数が零に限りなく近づく場合の計算としても考えることができる。——。ここでは、(4.6.39) を仮定して (4.6.18) を使用すると、振動数の極限值 (4.6.41) は零になる。この結果は、真空中の光の波長 (4.2.15) で極限值を計算して導出できる。真空中の光子極限值 (4.6.40) を仮定できたが、電磁波の波長の式 (4.2.25) を使用した極限值でも (4.6.40) および (4.6.41) の真空中の光子で計算した極限值に等しいことを計算できる。この場合は観測者から見た計算であるので、この光子は慣性座標系 S 上で x 軸方向に等速度運動する慣性座標系 S₁ 上の y₁ 軸の方向に真空中の光の速さで等速度運動している光子を観測した場合のものである——このような観測については図 a.1.2 で説明している。——。慣性座標系 S 上では、慣性座標系 S₁ 上の光子の速さは零に近づくように計算できる。

$$\lim_{v_{S_masspoint} \rightarrow 0} \nu_{S_v_{wave}} (v_{S_masspoint}) = 0, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.6.41)$$

$$\lim_{v_{S_masspoint} \rightarrow 0} \nu_{S_v_{wave}} (v_{S_masspoint}) = \frac{m_{0S_masspoint} \cdot c^2}{h}, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.6.18)$$

$$\lambda_{S_c} = \frac{c}{\nu_{S_v_{wave}}} \dots (4.2.15)$$

質点の持つ全エネルギーは (4.1.2) で記述できる。質点の持つ全エネルギー (4.1.2) を使用すると、真空中の光の速さの 2 乗は (4.6.42) になる。(4.6.42) を使用すると、真空中の光の速さは (4.6.43) で説明できる。真空中の光の速さ (4.6.43) は、質点の持つ全エネルギーおよび慣性質量を質点の等速度の速さで決定できる。真空中の光の速さは定数である。各慣性座標系 (inertial coordinate-system) 上での質点の等速度の速さで、その質点の持つ全エネルギーおよび慣性質量が真空中の光の速さ (4.6.43) の値になるように説明できる。

$$E_{S_v_{wave}} (v_{S_masspoint}) = m_{S_v_{wave}} (v_{S_masspoint}) \cdot c^2 \dots (4.1.2) \text{ 質点の持つ全エネルギー}$$

$$c^2 = \frac{E_{S_v_{wave}} (v_{S_masspoint})}{m_{S_v_{wave}} (v_{S_masspoint})}, (m_{S_v_{wave}} (v_{S_masspoint}) \neq 0) \dots (4.6.42)$$

$$c = \sqrt{\frac{E_{S_v_{wave}} (v_{S_masspoint})}{m_{S_v_{wave}} (v_{S_masspoint})}}, (m_{S_v_{wave}} (v_{S_masspoint}) \neq 0) \dots (4.6.43)$$

質点の等速度の速さおよび質点が備える振動数 (4.1.11) の波の速さとの関係は (4.4.24) で記述できる。(4.4.24) の右辺に (4.6.42) を代入すると、(4.6.44) になる。(4.6.44) の右辺の関数は、質点の等速度の速さを独立変数としている。(4.6.44) の右辺の質点の持つ全エネルギーおよび慣性質量になるように、質点が備える波の速さ (4.5.9) は決定す

る.

$$v_{S_masspoint}(t) \cdot v_{S_wave}(t) = c^2, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.4.24)$$

$$v_{S_masspoint}(t) \cdot v_{S_wave}(t) = \frac{E_{S_v_wave}(v_{S_masspoint})}{m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint})}, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.6.44)$$

$$\frac{c^2}{v_{S_masspoint}(t)} = v_{S_wave}(t), (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.5.9)$$

質点 (material point) の持つ全エネルギー (4.1.2) および質量 (4.1.1) は, 真空中の光の速さ (4.6.43) で決定する. 質点が静止している際には質点の静止質量 (4.6.7) は, その質量 (4.6.7) での全エネルギー (4.6.9) を与える量である.

$$E_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) = m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) \cdot c^2 \dots (4.1.2) \text{ 質点の持つ全エネルギー}$$

$$m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) \dots (4.1.1) \text{ 質点の慣性質量}$$

$$c = \sqrt{\frac{E_{S_v_wave}(v_{S_masspoint})}{m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint})}}, (m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) \neq 0) \dots (4.6.43)$$

$$m_{0S_masspoint} = m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) \cdot \sqrt{1 - \frac{(v_{S_masspoint})^2}{c^2}}, (0 \leq v_{S_masspoint} \leq c) \dots (4.6.7)$$

$$E_{S_v_wave}(0) = m_{S_v_wave}(0) \cdot c^2 \dots (4.6.9)$$

その全エネルギー (4.6.9) に等しい量子エネルギー (4.1.13) を全エネルギーとする光子の周期 (4.2.5) で時間 (2.20) が等しくないことを計算できる. 真空中の光の波長 (4.2.12) が異なることは, 光子の振動数 (4.4.53) で計算できる周期 (4.2.5) が異なることを説明できる. この周期 (4.2.5) が異なることは, 波の速さは等しいことで移動時間 (2.20) が異なることから波長 (4.2.12) が異なることになる.

$$E_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) = h \cdot v_{S_v_wave} \dots (4.1.13) \text{ 波を示す質点の全エネルギー}$$

$$T_{S_c} = \frac{\lambda_{S_c}}{c} \dots (4.2.5)$$

$$h_t = \frac{dl(t)}{v_{wave}(t)}, (v_{wave}(t) \neq 0) \dots (2.20)$$

$$\lambda_{S_c} = c \cdot T_{S_wave} \dots (4.2.12)$$

$$v_{S_c} = \frac{c}{\lambda_{S_c}} \dots (4.4.53)$$

振動数 (4.1.11) の真空中の光の波長 (4.2.12) を (4.4.17) で, その質点が備える振動数 (4.1.11) の波の波長——物質波の波長である. —に変換することができる. 質点の等速度の速さが零に限りなく近づく場合には, (4.6.20) のように質点が備える振動数の波長は発散する. (4.6.20) が成立する場合では, 真空中の光の波長は極限值 (4.6.38) で収束する.

$$v_{S_v_wave} = \frac{m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) \cdot c^2}{h} \dots (4.1.11) \text{ 質点で説明する波の振動数の決定}$$

$$\lambda_{S_wave} = \frac{\lambda_{S_c}}{\sqrt{1 - \left(\frac{m_{0S_masspoint}}{m_{S_wave}(v_{S_masspoint})} \right)^2}}, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.4.17)$$

$$\lim_{v_{S_masspoint} \rightarrow 0} \lambda_{S_wave} = \infty, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.6.20) \text{ 質点の備える振動数の波の波長が発散}$$

$$\lim_{v_{S_masspoint} \rightarrow 0} \lambda_{S_c} = \frac{h}{p_{0S_cmasspoint}}, (m_{0S_masspoint} \neq 0, v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.6.38) \text{ 真空中の光の波長が収束}$$

光子の静止質量 (rest mass) は (4.6.39) になる——振動数が限りなく零に近づく場合を考えることができる。——。極限值 (4.6.40) では速さが零に限りなく近づく質点の静止質量 (4.6.39) での無限大になる発散である。ここで議論している慣性座標系上に時計を仮定する場合には真空中の光の速さは慣性座標系上を伝搬していることになる。時計を区別する情報として、質点の速さ、振動数 (4.1.11) および真空中の光の波長 (4.2.12) を扱うことができる——図 a.1.2 の時計の計算である。——。

$$m_{0S_masspoint} = 0 \dots (4.6.39)$$

$$\lim_{v_{S_masspoint} \rightarrow 0} \lambda_{S_c} = \infty, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.6.40)$$

振動数 (4.1.11) は (4.1.10) で真空中の光の振動数に等しい。真空中の光の周期に (4.2.7) が成立することで (4.2.9) が成立している。このことで、真空中の光の波長 (4.2.12) は振動数 (4.1.11) が異なることで変化する。真空中の光の振動数 (4.1.10) で真空中の光子を選択している。そのような光子の選択は、振動数 (4.1.11) の右辺で質点の性質を扱う。質点が静止している慣性座標系上で真空中の光を観測する。静止している質点の備えている振動数 (4.1.10) の周期 (4.2.9) での真空中の光の波長 (4.2.12) が観測できる。この波長 (4.2.12) の計算では、慣性座標系上を伝搬している真空中の光の波を観測している。真空中の光の波長 (4.2.12) が有限値であるので、(4.4.54) では光子の運動

(momentum) 量を有限値で説明する。質点の等速度の速さが限りなく零に近づく場合では真空中の光の波長の極限值 (4.6.38) が収束する。真空中の光の波でも振動数 (4.1.10) が有限値であるので真空中の光の波長 (4.2.15) が有限値であるものと説明できる。このような真空中の光子の考察は、特殊相対性理論の4次元時空の時点軸の空間成分で真空中の光の速さで等速度運動している光子を議論している。上述の慣性座標系 S_1 の y_1 軸方向に真空中の光の速さで等速度運動している光子ではない。

$$v_{S_v_wave} = v_{S_c} \dots (4.1.10) \text{ 質点の振動数を仮定}$$

$$T_{S_c} = \frac{1}{v_{S_v_wave}}, (v_{S_v_wave} \neq 0) \dots (4.2.7)$$

$$T_{S_wave} = T_{S_c} \dots (4.2.9)$$

$$\lambda_{S_c} = c \cdot T_{S_wave} \dots (4.2.12)$$

$$p_{S_c}(t) = \frac{h}{\lambda_{S_c}} \dots (4.4.55) \text{ 光子の運動量}$$

$$\lim_{v_{S_masspoint} \rightarrow 0} \lambda_{S_c} = \frac{h}{p_{0S_cmasspoint}}, (m_{0S_masspoint} \neq 0, v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.6.38) \text{ 真空中の光の波長が収束}$$

$$\lambda_{S_c} = \frac{c}{v_{S_v_wave}} \dots (4.2.15)$$

質点が備える振動数 (4.1.11) で計算できる真空中の光の波長 (4.2.12) で、時計が異なることを説明できるものと仮定できる。時計では、1 周期 (4.2.7) を我々の使用する時間 (2.20) に分割して使用できる。1 周期が異なることで、全エネルギー (4.1.13) が異なることを記述できる。

$$T_{S-c} = \frac{1}{\nu_{S-\nu_{\text{wave}}}}, (\nu_{S-\nu_{\text{wave}}} \neq 0) \dots (4.2.7)$$

$$h_t = \frac{dl(t)}{\nu_{\text{wave}}(t)}, (\nu_{\text{wave}}(t) \neq 0) \dots (2.20)$$

$$E_{S-\nu_{\text{wave}}}(\nu_{S-\text{masspoint}}) = h \cdot \nu_{S-\nu_{\text{wave}}} \dots (4.1.13) \text{波を示す質点の全エネルギー}$$

光子 (photon) の持つ量子化されたエネルギー (quantized energy) は光子の振動数で記述できる。その光子の振動数の決定は、真空中の光の波の周期の決定である。その周期は、慣性座標系 (inertial coordinate-system) の時計の周期として扱う。慣性座標系の選択は、その慣性座標系および他の慣性座標系との間で相対性での等速度の速さを決定して選択できる。その相対性での慣性座標系の速さは、その慣性座標系上に静止している質点 (material point) の他の慣性座標系——その質点を観測している慣性座標系である。——上での等速度の速さである。他の慣性座標系上で質点の等速度の速さおよび真空中の光の速さを観測できる。その際に、真空中の光を振動数 (4.1.11) で選択する。時計の周期を与える真空中の光子を選択できる。

$$\nu_{S-\nu_{\text{wave}}} = \frac{m_{S-\nu_{\text{wave}}}(\nu_{S-\text{masspoint}}) \cdot c^2}{h} \dots (4.1.11) \text{質点で説明する波の振動数の決定}$$

質点が静止している慣性座標系 S_1 を選択でき、選択した光で時計の周期を与える。このことで、その質点が静止している慣性座標系 S_1 は質点の等速度の速さで一意に決定できる。この時計の周期および慣性座標系の速さの指定では、慣性座標系 S_1 に静止するひとつの質点を仮定する。その質点の持つ全エネルギーを計算できる。慣性座標系 S_1 の指定のみでは、慣性座標系 S_1 上に時計の周期を計算できない。時計の周期で振動数が一意に決定し、量子化されたエネルギー (quantized energy) を計算できる。その量子化されたエネルギーをひとつの質点の持つ全エネルギーとすることで、その仮定したひとつの質点の慣性質量 (4.1.1) で時計の周期を仮定できる。

$$m_{S-\nu_{\text{wave}}}(\nu_{S-\text{masspoint}}) \dots (4.1.1) \text{質点の慣性質量}$$

慣性座標系上の時計の周期は、正確であることで任意に選択できる余地は有る。その任意の余地で、慣性座標系 S_1 に静止することを仮定したひとつの質点内に保存している全エネルギー——静止している質点の静止質量は著者が独自定義した静止質量の定義 (4.1) で観測しなくても計算で得る。——を量子化されたエネルギー (quantized energy) に記述する振動数で、時間 (2.20) を計ることができる。慣性座標系 S の時計の振動数は、質点が等速度運動している慣性座標系 S で観測している。

$$m_0 \equiv m(v) \cdot \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}, (0 \leq v \leq c) \dots (4.1)$$

さらに、その質点が静止している慣性座標系 S_1 の時計の振動数として変換できる——4 章 7 節で計算している。——慣性座標系 S_1 に静止しているひとつの質点を質点系として構成しているそれぞれの質点がある。それらの質点が静止している慣性座標系での時間に、慣性座標系 S で観測した振動数の時計の時間は真空中の光の波の速さで変換できる。この時間 (2.20) の計算では、両方の慣性座標系上で真空中の光の速さが同じ定数で計算できる。振動数の変換は、4 章 7 節で導出している。

$$h_t = \frac{dl(t)}{\nu_{\text{wave}}(t)}, (\nu_{\text{wave}}(t) \neq 0) \dots (2.20)$$

図 2.1 のような正円の円周になる真空中の光の波長は極限值 (4.6.38) で計算できる。波長 (4.6.38) は質点が静止している場合での極限值である。質点が静止している慣性座標系上の時計は、図 2.1 のような正円の円周が極限值 (4.6.38) で点が真空中の光の速さの等速で円周を回転し続ける。質点が静止している慣性座標系の時計の振動数は極限值 (4.6.18) である。正円を使用した時計では、それぞれの慣性座標系の時計として同じ値である真空中の光の速さで計算できる。波長 (4.6.38) および振動数 (4.6.18) は、質点が等速度運動している慣性座標系上で質点の等速度の速さが限りなく零に近づくことを仮定して計算している。この極限值 (4.6.18) に振動数が収束することでは、すべての慣性座標系で物理法則は同じであることを仮定するので他の慣性座標系でも成立することになる。このことは、同じ真空中の光の速さで計算できることを説明する。

$$\lim_{v_{S_masspoint} \rightarrow 0} \lambda_{S_c} = \frac{h}{p_{0S_cmasspoint}}, (m_{0S_masspoint} \neq 0, v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.6.38) \text{ 真空中の光の波長が収束}$$

$$\lim_{v_{S_masspoint} \rightarrow 0} \nu_{S_v_{wave}}(v_{S_masspoint}) = \frac{m_{0S_masspoint} \cdot c^2}{h}, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.6.18)$$

各慣性座標系で振動数 (4.6.18) が異なることで、(4.6.38) の円周は選択される。その円周の正円の周期は、質点が等速度運動している慣性座標系 (inertial coordinate-system) の時計と異なる周期である。同じ質点の周期が異なることは、その慣性座標系に静止していることを仮定した質点が持つ全エネルギーがプランク定数に比例して振動数 (4.6.18) に示されることで説明できる。時計の振動数 (4.1.11) ——この議論では (4.6.18) でも使用できる。——は、質点が等速度運動している慣性座標系上で観測した真空中の光の速さで計算したものである。この計算では、他の慣性座標系の時計でも同じ値である真空中の光の速さを使用する。それぞれの時計がそれぞれの慣性座標系で時間を計算できる。このことは、他の慣性座標系でも成立するものと考えることができる。真空中の光の速さは (3.14) で記述できた。真空中の光の速さ (3.14) の右辺に記述した定数は、すべての真空中の慣性座標系で成立する定数として 2015 年現在の理論物理学では扱うことができる。

$$\nu_{S_v_{wave}} = \frac{m_{S_v_{wave}}(v_{S_masspoint}) \cdot c^2}{h} \dots (4.1.11) \text{ 質点で説明する波の振動数の決定}$$

$$c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \times \epsilon_0}}, (c \neq 0, c > 0) \dots (3.14) \text{ 真空中の光の速さ}$$

エネルギーの変化は時計が異なることを仮定できる。このことは、振動数 (4.1.11) が変化することで時計の周期 (4.2.8) が異なることが振動数を基準にして仮定できる。真空中の光の速さは、(4.6.43) の右辺で慣性座標系上の質点の全エネルギー (4.1.2) および質量 (4.1.1) を決定する基準となる値である。(4.6.43) を決定する真空中の光の振動数を質点が備える振動数に等しくすることを (4.1.10) で仮定した。振動数および波の速さが決定することで、真空中の光の波長が一意に定まる。振動数は、時計の周期を与えることができる。そして、振動数 (4.1.11) はひとつの慣性座標系上で選択すべき振動数を持つ真空中の光を決定できる基準である。ものと 2015 年現在の著者は考える。

$$\nu_{S_v_{wave}} = \frac{m_{S_v_{wave}}(v_{S_masspoint}) \cdot c^2}{h} \dots (4.1.11) \text{ 質点で説明する波の振動数の決定}$$

$$T_{S_wave} = \frac{1}{\nu_{S_v_{wave}}}, (v_{S_v_{wave}} \neq 0) \dots (4.2.8) \text{ 質点で説明する波の周期の決定}$$

$$c = \sqrt{\frac{E_{S_v_{wave}}(v_{S_masspoint})}{m_{S_v_{wave}}(v_{S_masspoint})}}, (m_{S_v_{wave}}(v_{S_masspoint}) \neq 0) \dots (4.6.43)$$

$$E_{S_v_{\text{wave}}} (v_{S_masspoint}) = m_{S_v_{\text{wave}}} (v_{S_masspoint}) \cdot c^2 \dots (4.1.2) \text{ 質点の持つ全エネルギー}$$

$$m_{S_v_{\text{wave}}} (v_{S_masspoint}) \dots (4.1.1) \text{ 質点の慣性質量}$$

$$v_{S_v_{\text{wave}}} = v_{S_c} \dots (4.1.10) \text{ 質点の振動数を仮定}$$

質点の等速度の速さで、慣性座標系の時計が異なることを指定できる。この速さでは、慣性座標系上に静止していることを仮定したひとつの質点の持つ全エネルギーが異なる。慣性座標系上の質点の持つ全エネルギーが異なることで、その全エネルギー (4.1.2) を量子エネルギー (4.1.13) とする振動数 (4.1.11) が異なる。この振動数 (4.1.11) には、慣性座標系の等速度の速さが他の同じ値の振動数とは異なる意味を与える。この計算では、その慣性座標系に静止していることを仮定したひとつの質点の持つ全エネルギー (4.1.2) は、その質点内の全エネルギーの和である。このことで、ひとつの質点を質点系として仮定する。その質点系を構成する各質点の持つ全エネルギー (4.1.2) の振動数 (4.1.11) および等速度での速さを仮定できる。このことでは、それぞれの全エネルギー (4.1.2) での等速度の速さで指定する慣性座標系の時計を仮定できる。その時計には、全エネルギーの振動数で時計の周期を与えることができる。

$$E_{S_v_{\text{wave}}} (v_{S_masspoint}) = h \cdot v_{S_v_{\text{wave}}} \dots (4.1.13) \text{ 波を示す質点の全エネルギー}$$

我々の体は他の粒子で構成されている。我々の体が静止している慣性座標系 S_1 を仮定すると、その慣性座標系 S_1 上で我々の体を質点 (material point) として仮定する。慣性座標系 S_1 上で、その質点の持つ全エネルギー (4.1.2) で質点が備える振動数 (4.1.11) を仮定できる。その振動数 (4.1.11) で周期 (4.2.8) を計算して慣性座標系 S_1 上の時計を仮定できる。その時計では、時間を (2.20) で計算できる——6 章でも類似の議論をしている。——。この場合では、4 章 1 節の物質波の導出では、4 次元時空の時点軸の空間成分に記述できる真空中の光子の量子化されたエネルギーで物質波の振動数を導出している。我々の体は、真空中の光子の量子化されたエネルギーで我々の体をひとつの振動数で記述するには大きすぎる物体であるものと考えられる。このことでは、計算は一応可能でも 4 章 1 節の導出の理論上は質点系として計算していくことになる。

$$T_{S_v_{\text{wave}}} = \frac{1}{v_{S_v_{\text{wave}}}}, (v_{S_v_{\text{wave}}} \neq 0) \dots (4.2.8) \text{ 質点で説明する波の周期の決定}$$

$$h_t = \frac{dI(t)}{v_{\text{wave}}(t)}, (v_{\text{wave}}(t) \neq 0) \dots (2.20)$$

さらに、我々の体を構成している物体ごとに質点であるものと仮定した全エネルギー (4.1.2) を計算できることを仮定する。その仮定では、それらの全エネルギー (4.1.2) が存在する慣性座標系をそれぞれ仮定することで各質点の備える振動数 (4.1.11) で周期 (4.2.8) を計算できる慣性座標系上の時計を仮定できる。その際に、慣性座標系の選択では各質点として扱う物体が静止していることで慣性座標系の速さを選択できる。この計算では、各慣性座標系に時計の周期

(4.2.8) が異なるので各慣性座標系に静止する質点の持つ全エネルギー (4.6.9) の増減がそれぞれの時計の振動数で記録できる——質点系としてどこまで体を微視的に記述するかはさらに研究を進めることになる。このモデルでは、著者が独自に構築している心のモデルを心臓血管系、脳神経系および心の 3 つの中枢の最も重要な中枢として考えている著者の生体情報処理の研究である。心を中心として宇宙も生じるものと仮定するのが 2026 年現在の著者の意見である。文献 3 で説明をしている。——。そのエネルギーの増減で、各物体の結合および分解を考察できる。

$$T_{S_v_{\text{wave}}} = \frac{1}{v_{S_v_{\text{wave}}}}, (v_{S_v_{\text{wave}}} \neq 0) \dots (4.2.8) \text{ 質点で説明する波の周期の決定}$$

$$E_{S_v_{\text{wave}}} (0) = m_{S_v_{\text{wave}}} (0) \cdot c^2 \dots (4.6.9)$$

このような考察で、質点の等速度の速さでは慣性座標系を選択でき波の速さでは時計を選択できるものと仮定できる。波の速さは、質点の等速度の速さに関係 (4.6.44) を持ち質点の持つ全エネルギー (4.1.2) を記述できる。その全エネルギー (4.1.2) を量子エネルギー (4.1.13) として扱えることで振動数 (4.1.11) を指定できる。

$$v_{S_v_wave}(t) \cdot v_{S_wave}(t) = \frac{E_{S_v_wave}(v_{S_masspoint})}{m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint})}, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.6.44)$$

$$E_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) = m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) \cdot c^2 \dots (4.1.2) \text{ 質点の持つ全エネルギー}$$

$$v_{S_v_wave} = \frac{m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) \cdot c^2}{h} \dots (4.1.11) \text{ 質点で説明する波の振動数の決定}$$

その振動数 (4.1.11) から周期 (4.2.8) を計算でき時計を仮定できる。その時計から時間 (2.20) を計算できる。質点の等速度の速さは (4.4.39) では真空中の光の速さを超えない。質点 (material point) が備える振動数 (4.1.11) の波の速さは (4.4.40) では真空中の光の速さ以上である。物質波の速さが無限大の速さである場合でも、振動数 (4.6.16) は (4.1.10) を満足して収束する。この計算は、古典理論 (classical theory) を応用して量子論の物質波を扱う際に基礎的に重要である。

$$E_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) = h \cdot v_{S_v_wave} \dots (4.1.13) \text{ 波を示す質点の全エネルギー}$$

$$v_{S_masspoint}(t) \leq c, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.4.39)$$

$$v_{S_wave}(t) \geq c, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.4.40)$$

$$\lim_{v_{S_masspoint} \rightarrow 0} v_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) = \frac{m_{0S_masspoint} \cdot c^2}{h} \dots (4.6.16)$$

$$v_{S_v_wave} = v_{S_c} \dots (4.1.10) \text{ 質点の振動数を仮定}$$

物質波の振動数 (4.1.11) で時計を計算できる。この時計は、慣性座標系上に定義されているものと仮定している。

$$v_{S_v_wave} = \frac{m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) \cdot c^2}{h} \dots (4.1.11)$$

慣性座標系は等速度運動している。物質波の振動数 (4.1.11) で、運動量 (momentum) (4.4.19) の分母に記述している波長 (4.4.17) を導出できる。

$$p_{S_v_wave}(t) = \frac{h}{\lambda_{S_wave}}, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.4.19)$$

$$\lambda_{S_wave} = \frac{\lambda_{S_c}}{\sqrt{1 - \frac{(m_{0S_masspoint})^2}{(m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}))^2}}}, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.4.17)$$

その波長 (4.4.17) は、質点が存在することを仮定する量である。質点の存在は、フーリエ級数 (Fourier series) で仮定できる物質波で質点がある位置を考える。この意味では、その質点の位置はどこになるかは分からない。この問題では、2026年現在の量子論では確率密度関数を使用して確率論で答えているものと著者は記憶にある。この質点は時空に仮定するが、ここでは4次元時空の議論にする。物質波の量子エネルギー (4.1.13) の空間の振動現象は時間の振動現象であることも意味する——この時間の振動現象は図 2.1 の正円の円周 (circumference) を回転し続ける点を仮定して、x 軸および y 軸の軸上の点の振動現象として考えることができる。時計は図 a.1.2 のようなものを仮定している。付録 vi でも時空

について説明している。――。

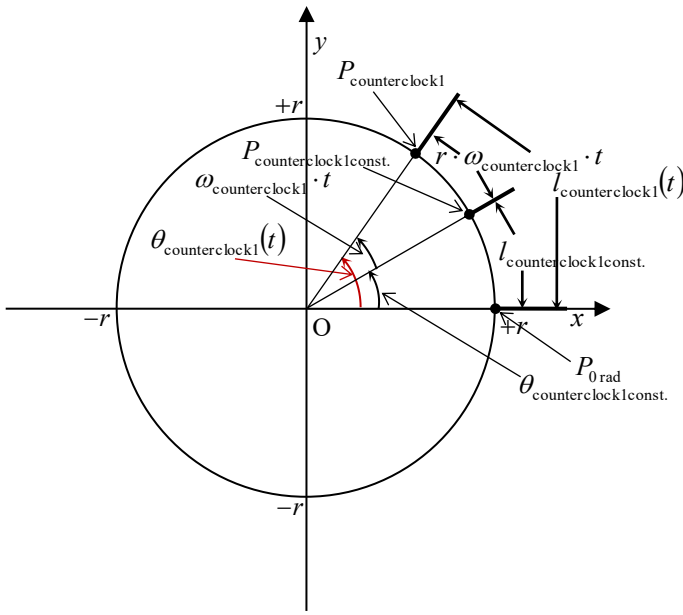


図 2.1 加算での逆時計回りの弧度

$$\theta_{\text{counter clock1}}(t) = \omega_{\text{counter clock1}} \cdot t + 2 \cdot \pi \cdot \frac{l_{\text{counter clock1 const.}}}{\lambda_r}$$

存在することを仮定している。この確率密度関数での議論では、時空が古典理論のような慣性座標系および加速度座標系であることではない。時空を考えることは特殊相対性理論および一般相対性理論で定義する古典理論であるが、量子論ではさらに時空を生じさせる物質が物質波の振動現象で説明できるものと仮定しているので時空の座標点が振動していて静止していないことを考えることにもなる。このことは、座標系を考える場合に問題が発見されたことになる。

我々の体を構成している各物質を仮定する量子論での原子の中の計算の場合に、上述の‘慣性座標系上の点は量子論での不確定さを受け入れられる程度’を考慮することで慣性座標系を定義して速度の相対性および加速度の相対性を計算できる。このような仮定では、質点 (material point) は静止していないが不確定さの程度で質点の速度に等しい慣性座標系を仮定して加速度座標系を使用できる。この場合では、4章1節での物質波の導出の仮定である等速度運動をしている質点であることを受け入れることができる。

不確定さの程度は、各位置に定義している時計を図 2.1 の正円で考える場合に時計で計算できる物質波の振動数 (4.1.11) から導出できる波長の長さの程度で質点があることを仮定していることに不確かさの程度を考えることができる。

$$\nu_{S_v_wave} = \frac{m_{S_v_wave} (v_{S_masspoint}) \cdot c^2}{h} \dots (4.1.11) \text{ 質点で説明する波の振動数の決定}$$

このことは、振動数 (4.1.11) を導出する場合に質点を持つ全エネルギー (4.1.2) を使用していることで4次元時空を使用して議論するのに光子の量子化されたエネルギー (quantized energy) (2.16) に等しいことを (4.1.7) ——光子の量子化されたエネルギー (4.1.3) を仮定している。この光子の持つ全エネルギー (4.1.3) は4次元時空の時点軸に記述される質点の持つ全エネルギー (4.1.2) である。付録 ii で粒子の持つ全エネルギーを (a.2.5) の時点軸上に記述してある。付録 ii では、質点の持つ全エネルギー (4.1.2) を慣性座標系上での計算で導出してある。文献8でより詳しく計算を粒子の持つ全エネルギーで示している。――で仮定したことで生じている。その光子の慣性質量を (4.1.8) で仮定している――電

$$E_{S_v_wave} (v_{S_masspoint}) = h \cdot \nu_{S_v_wave} \dots (4.1.13) \text{ 波を示す質点の全エネルギー}$$

このような振動現象では、慣性座標系 (inertial coordinate-system) の各位置に定義した時計を仮定しているが各位置のひとつの点が定まらないで振動していることを仮定することにもなる。このことは、慣性座標系を定義する場合の問題である。慣性座標系上の各点が振動していて静止していないことで、慣性座標系上の点は量子論での不確定さを受け入れられる程度でひとつの点の位置を仮定した計算が可能である振動現象として2026年現在の著者は考える。フーリエ級数で仮定できる物質波で質点がある位置を考えることは、級数での無限の項数を理論上は仮定している。このことでは、図 2.1 の正円は無限の数を仮定することで考える。各位置に仮定できる質点は、確率密度関数で考えることで時空の各位置が確率的に振動する現象として仮定している。このような振動現象を仮定することで、時空を生じさせている物質が確率論的に振動して存

磁波の慣性質量はアインシュタイン先生の論文で発表されている。その論文は特殊相対性理論での計算である。文献 1 2 に掲載されている。――。

$$E_{S_v_{\text{wave}}}(v_{S_masspoint}) = m_{S_v_{\text{wave}}}(v_{S_masspoint}) \cdot c^2 \dots (4.1.2) \text{ 質点の持つ全エネルギー}$$

$$E(c) = h \cdot \nu \dots (2.16) \text{ 光子の持つエネルギー}$$

$$E_S(c) = m_{S_v_{\text{wave}}}(v_{S_masspoint}) \cdot c^2 = h \cdot \nu_{S_c} \dots (4.1.7) \text{ 仮定}$$

$$E_S(c) = m_S(c) \cdot c^2 \dots (4.1.3) \text{ 光子の持つ全エネルギー}$$

$$m_{S_v_{\text{wave}}}(v_{S_masspoint}) = \frac{h \cdot \nu_{S_c}}{c^2} \dots (4.1.8) \text{ 光子の慣性質量}$$

光子の慣性質量 (4.1.8) の右辺には、物質波の振動数になる (4.1.11) が記述されている。各位置に定義されている時計で、4次元時空の時点軸上の量子化されたエネルギー (quantized energy) (4.1.7) の振動数を示す。この時計の光子の振動数 (4.1.11) を使用して仮定している物質波のフーリエ級数 (Fourier series) (2.11) を記述する各項の図 2.1 の円周 (circumference) になる波長で、質点が存在する可能性を議論することを要請している。

$$f(\theta) = \frac{a_0(f)}{2} + \sum_{m=1}^{\infty} (a_m(f) \cdot \sin(m \cdot \theta) + b_m(f) \cdot \cos(m \cdot \theta)) \dots (2.11)$$

この可能性を議論するのに、確率密度関数を使用するように発展した量子論である。このような議論は、物質波の実在性の 2026 年現在の議論にもなる。質点が存在することは各位置に確率的に考えるようになり、質点として観測でききない場合には確率的に振動する波として扱う。この質点が確率的に観測できたりできないことは、時空を構成する物質が確率的に質点として観測できることで時空の各位置を構成する物質が確率的に出現するので消えることにもなり時空が振動していることを考えることにもなる。

ここで著者が使用している不確定さの議論は、物質波の振動数 (4.1.11) および運動量 (4.4.19) を使用しているが不確定性原理は使用していない。具体的な数字を計算する場合には、ハイゼンベルクの不確定原理 (Heisenberg's uncertainty principle) を使用することを考える 2026 年現在の著者である。振動数 (4.1.11) ではエネルギーおよび時間の不確定性を考えることができる。運動量 (momentum) (4.4.19) では質点の存在する位置および運動量の不確定性を考えることができる。

4.7 群速度および質点の等速度の速さ^{11), 12)}

質点 (material point) の備える振動数 (4.1.11) の波の速さおよび質点の等速度の速さは、群速度 (group velocity) (4.7.1) で説明できる。群速度 (4.7.1) を計算することで、質点の等速度の速さが導出できる。

$$v_{S_v_{\text{wave}}} = \frac{m_{S_v_{\text{wave}}}(v_{S_masspoint}) \cdot c^2}{h} \dots (4.1.11) \text{ 質点で説明する波の振動数の決定}$$

$$v_{\text{group velocity}} = \frac{dv_{S_v_{\text{wave}}}}{d\kappa_{S_wave}} \dots (4.7.1) \text{ 群速度}$$

4 章 7 節では、その導出を説明する。群速度 (4.7.1) の右辺では、振動数および波数を記述している。群速度 (4.7.1) には振動数 (4.1.11) および波数 (4.7.2) で計算する。

$$\kappa_{S_wave} = \frac{1}{\lambda_{S_wave}}, (\lambda_{S_wave} \neq 0) \dots (4.7.2) \text{ 波数}$$

質点が備える振動数 (4.1.11) の波長 (4.4.17) で波数 (4.7.2) を記述する。波長 (4.4.17) および振動数 (4.1.11) は振

動数 (4.1.14) を満足する.

$$\lambda_{S_wave} = \frac{\lambda_{S_c}}{\sqrt{1 - \frac{(m_{0S_masspoint})^2}{(m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}))^2}}}, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.4.17)$$

$$v_{S_v_wave} = \frac{v_{S_wave}(t)}{\lambda_{S_wave}} \dots (4.1.14) \text{ 質点で説明する波の振動数の定義}$$

振動数 (4.1.14) の右辺には波の速さを記述している. 一方, 振動数 (4.1.11) の右辺には質点の等速度の速さを記述している. 質点の波の速さは, 振動数 (4.1.14) および波長 (4.4.17) との関係を説明できる. この関係では, 波長 (4.4.17) の右辺に質点の等速度の速さが記述されている. 質点の等速度の速さは, 慣性質量 (4.1.1) の独立変数として使用されている.

$$m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) \dots (4.1.1) \text{ 質点の慣性質量}$$

アインシュタインの特殊相対性理論で, 著者が独自に定義した静止質量 (rest mass) (4.1) を使用すると静止質量 (4.6.7) を記述できる. 静止質量 (rest mass) (4.6.7) の右辺に慣性質量 (4.1.1) を記述している.

$$m_0 \equiv m(v) \cdot \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}, (0 \leq v \leq c) \dots (4.1)$$

$$m_{0S_masspoint} = m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) \cdot \sqrt{1 - \frac{(v_{S_masspoint})^2}{c^2}}, (0 \leq v_{S_masspoint} \leq c) \dots (4.6.7)$$

慣性質量の定義は, 2015年現在までの著者の見識では特殊相対性理論で与えられないものと考えている. 特殊相対性理論では, 電磁気力を扱う理論であり重力 (gravitational force) を説明できない. このことは, 万有引力の法則を特殊相対性理論で導出できない問題が生じる. ニュートン力学の運動方程式を使用して万有引力の法則は導出できる. このことでは, 慣性質量および重力質量の等価性の問題を考える. アインシュタイン博士の論文——文献12——では, 慣性質量および重力質量は等しいことを説明している. 慣性質量 (4.1.1) はアインシュタインの特殊相対性理論で関数であることが導出された. この慣性質量は, ニュートン力学の定数である慣性質量とは等しくない. さらに, 重力を計算していない. このことでは, 万有引力の法則を記述できない. 電磁場を仮定しているので, 重力理論の重力質量とも説明できない. 質量の定義は, 2015年現在の4つの力——電磁気力, 重力, 強い力および弱い力のこと. ——で各力の理論およびすべての力の統一理論で満足するものであるのか証明を求めるものであると2015年現在の著者は考える. このようなことで, (4.1.1) の定義は与えないで静止質量 (4.1) を定義する際に慣性質量 (4.2) を仮定したものである.

$$m(v), (0 \leq v \leq c) \dots (4.2)$$

アインシュタインの一般相対性理論では, 重力は加速度で説明する. このことで, 使用する座標系は加速度運動する座標系である. 慣性質量 (4.1.1) では, 慣性座標系上での計算である. 慣性座標系の速さを加速度運動——慣性座標系上で加速度を観測する. ——する質点の各時点の速さに対応させることで, 加速度座標系上を見極めて慣性座標系を仮定した考察ができる. この方法では, 等速度運動する質点を仮定している. 振動数 (4.1.11) および波長 (4.4.17) では, 等速度運動する質点を仮定して質点および波の2重性を説明する.

2重性での波は, 振動数および波長が質点の等速度の速さを独立変数とするので振動数の関数 (4.7.1) は波数 (4.7.2) を独立変数で記述できる——群速度 (group velocity) (4.7.1) を計算するのに使用する. ——. 質点の等速度の速さが変化することで, 振動数および波長が変化する. 振動数には, 振動数の微分係数を仮定して (4.7.3) で扱う. 振動数の増加分 (4.7.3) では, 質点の等速度の速さで与える定義区間は実数である. その定義区間での振動数の増加分 (4.7.3) の値域は実数である.

$$v_{\text{group velocity}} = \frac{dv_{S_v\text{wave}}}{d\kappa_{S_wave}} \dots (4.7.1) \text{群速度}$$

$$v_{S_v\text{wave}}(v_{S_masspoint} + h_v) - v_{S_v\text{wave}}(v_{S_masspoint}) = \frac{dv_{S_v\text{wave}}(v_{S_masspoint})}{dv_{S_masspoint}} \cdot h_v + \alpha(v_{S_masspoint}; h_v) \dots (4.7.3)$$

振動数の増加分 (4.7.3) では、質点の等速度の速さは (4.7.5) で定数とする。振動数の増加分 (4.7.3) の独立変数は (4.7.6) であるものと解釈できるが、変数となる部分は (4.7.7) である。

$$v_{S_masspoint} = \text{const.} \dots (4.7.5)$$

$$v_{S_masspoint} + h_v \dots (4.7.6)$$

$$h_v \dots (4.7.7)$$

変数 (4.7.7) は質点の等速度の速さの増加分である。この意味では、質点の等速度の速さ (4.7.5) を定数とする実数の点での増加分 (4.7.7) を独立変数とする関数 (4.7.8) である。

$$v_{S_v\text{wave}}(v_{S_masspoint} + h_v) = v_{S_v\text{wave}}(v_{S_masspoint}) + \frac{dv_{S_v\text{wave}}(v_{S_masspoint})}{dv_{S_masspoint}} \cdot h_v + \alpha(v_{S_masspoint}; h_v) \dots (4.7.8)$$

振動数 (4.7.8) の右辺には関数 $\alpha(v_{S_masspoint}; h_v)$ (4.7.9) を記述した。関数 (4.7.9) は極限值 (4.7.10) を計算できる。関数 (4.7.9) の極限值 (4.7.10) は (4.7.11) になる。

$$\alpha(v_{S_masspoint}; h_v) \equiv (v_{S_v\text{wave}}(v_{S_masspoint} + h_v) - v_{S_v\text{wave}}(v_{S_masspoint})) - \frac{dv_{S_v\text{wave}}(v_{S_masspoint})}{dv_{S_masspoint}} \cdot h_v \dots (4.7.9)$$

$$\lim_{h_v \rightarrow 0} \alpha(v_{S_masspoint}; h_v) = \lim_{h_v \rightarrow 0} \left\{ (v_{S_v\text{wave}}(v_{S_masspoint} + h_v) - v_{S_v\text{wave}}(v_{S_masspoint})) - \frac{dv_{S_v\text{wave}}(v_{S_masspoint})}{dv_{S_masspoint}} \cdot h_v \right\} \dots (4.7.10)$$

$$\lim_{h_v \rightarrow 0} \alpha(v_{S_masspoint}; h_v) = 0 \dots (4.7.11)$$

振動数の関数 (4.7.8) が振動数の微分係数を使用して記述できる。このことで、振動数 (4.1.11) の右辺の質点の持つ全エネルギーの変化率 (4.7.12) は (4.7.7) を独立変数とする微分の商である。振動数の微分 (4.7.13) は、質点の等速度の速さの微分である増加分 (4.7.14) を独立変数とする線形関数である。質点の等速度の速さ (4.7.5) を定数とする実数の点での線形関数 (4.7.13) の係数は、微分係数 (4.7.12) である。質点の等速度の速さ (4.7.5) での振動数 (4.1.11) の接線の傾きである微分係数 (4.7.12) が仮定できる。その接線の傾きである微分係数 (4.7.12) の右辺には、慣性質量の変化率を記述している。このことは、質点の全エネルギーの変化率を説明する。

$$\frac{dv_{S_v\text{wave}}}{dv_{S_masspoint}} = \frac{c^2}{h} \cdot \frac{dm_{S_v\text{wave}}(v_{S_masspoint})}{dv_{S_masspoint}} \dots (4.7.12)$$

$$dv_{S_v\text{wave}}(h_v) = \frac{c^2}{h} \cdot \frac{dm_{S_v\text{wave}}(v_{S_masspoint})}{dv_{S_masspoint}} \cdot h_v \dots (4.7.13)$$

$$dv_{S_masspoint}(h_v) = h_v \dots (4.7.14)$$

質点が等速度運動していることでは、その質点の持つ全エネルギーの変化が振動数の微分係数 (4.7.12) で仮定されてしまう。この仮定で、質点のエネルギー——真空中の光子の量子化されたエネルギーである。——の変化が予言でき質点の等速度の速さが変化するグラフを描くことができる。そのグラフの質点の速度の変化が有ることその運動の変化を予言できる。質点の運動の変化を相殺するように物質波は質点の等速度の速さで全エネルギーを保つことを仮定できる——運動量と真空中の光子の量子化されたエネルギーに関係を与える (4.5.8) の左辺の物質波の速さに波数の変化を見ることが微分係数 (4.7.12) である。——。この物質波の真空中の光子の量子化されたエネルギーの定数は、物質波の速さ

(4.6.44) を仮定しても真空中の光子の量子化されたエネルギーの変化分の相殺を考え易い。(4.7.13) の増加分 (4.7.6) の近傍で全エネルギーの変化分を相殺することを仮定できる。その相殺では、質点の備える振動数 (4.1.11) の近傍での無数の波が生じていることを仮定できる。微分係数 (4.7.12) の右辺には、真空中の光の速さの2乗である (4.6.42) を記述してある。微分係数 (4.7.12) の右辺の質点の等速度の速さにどこまでも近づく質点の速さの変化は、その慣性質量の微分係数に定数 (4.6.42) を掛けた質点が備える振動数の微分係数 (4.7.12) の右辺に見る。その定数 (4.6.42) には、真空中の光子の量子化されたエネルギーを定数として保つ運動で慣性質量の変化分を相殺する説明を考える。

$$v_{S_wave}(t) = \frac{E_{S_wave}(v_{S_masspoint})}{p_{S_wave}}, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.5.8)$$

$$v_{S_masspoint}(t) \cdot v_{S_wave}(t) = \frac{E_{S_wave}(v_{S_masspoint})}{m_{S_wave}(v_{S_masspoint})}, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.6.44)$$

$$v_{S_masspoint} + h_v \dots (4.7.6)$$

$$c^2 = \frac{E_{S_wave}(v_{S_masspoint})}{m_{S_wave}(v_{S_masspoint})}, (m_{S_wave}(v_{S_masspoint}) \neq 0) \dots (4.6.42)$$

質点が備える振動数 (4.1.11) の近傍で生じる無数の波で、振動数 (4.1.11) の変化率である微分係数 (4.7.12) が決定することを仮定できる。無数の波の振動数は、振動数の変化率 (4.7.12) の近傍に含まれる振動数の増加分 (4.7.3) での振動数 (4.7.8) の近傍の値で仮定している。振動数 (4.7.8) で記述できる場合では、質点の等速度の速さ (4.7.5) は実数値の定数である。無数の波の振動数の変化は、振動数 (4.7.8) の微分係数の変化である (4.7.12) を仮定できる。質点の等速度の速さ (4.7.5) が定数であるので、微分係数 (4.7.12) は定数である。微分係数 (4.7.12) の変化は、質点の等速度の速さが変化することを仮定できる。このような微分係数 (4.7.12) の変化の説明では、他の慣性座標系との相対性での振動数の変換を説明しているものではない。2重性の波の変化から質点の等速度の速さの増減を観測できる理論の研究を目的とする考察である。物質波の振動現象で説明している量子論であるが、運動量 (4.4.19) を考えることで質点としての追跡の問題を持つことになる。

$$v_{S_wave} = \frac{m_{S_wave}(v_{S_masspoint}) \cdot c^2}{h} \dots (4.1.11) \text{ 質点で説明する波の振動数の決定}$$

$$\frac{dv_{S_wave}}{dv_{S_masspoint}} = \frac{c^2}{h} \cdot \frac{dm_{S_wave}(v_{S_masspoint})}{dv_{S_masspoint}} \dots (4.7.12)$$

$$v_{S_wave}(v_{S_masspoint} + h_v) - v_{S_wave}(v_{S_masspoint}) = \frac{dv_{S_wave}(v_{S_masspoint})}{dv_{S_masspoint}} \cdot h_v + \alpha(v_{S_masspoint}; h_v) \dots (4.7.3)$$

$$v_{S_wave}(v_{S_masspoint} + h_v) = v_{S_wave}(v_{S_masspoint}) + \frac{dv_{S_wave}(v_{S_masspoint})}{dv_{S_masspoint}} \cdot h_v + \alpha(v_{S_masspoint}; h_v) \dots (4.7.8)$$

$$v_{S_masspoint} = \text{const.} \dots (4.7.5)$$

$$p_{S_wave}(t) = \frac{h}{\lambda_{S_wave}}, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.4.19) \text{ 運動量および質点が備える振動数の波長との関係}$$

質点 (material point) の備える振動数 (4.1.11) が変化することでは、その波の波長も変化することは (4.1.14) でも仮定できる。波長 (4.4.17) では、質点の等速度の速さが独立変数になっているものと仮定できる。

$$v_{S_wave} = \frac{v_{S_wave}(t)}{\lambda_{S_wave}} \dots (4.1.14) \text{ 質点で説明する波の振動数の定義}$$

$$\lambda_{S_wave} = \frac{\lambda_{S_c}}{\sqrt{1 - \frac{(m_{0S_masspoint})^2}{(m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}))^2}}}, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.4.17)$$

このことでは、波数 (4.7.2) が変化することを質点の等速度の速さを独立変数とする関数で仮定できる。質点の等速度の速さを独立変数とする振動数および波数での微分係数である群速度 (group velocity) (4.7.1) に合成関数の微分法を使用する。このことから群速度 (4.7.1) は (4.7.15) で記述できる。

$$\kappa_{S_wave} = \frac{1}{\lambda_{S_wave}}, (\lambda_{S_wave} \neq 0) \dots (4.7.2)$$

$$v_{group\ velocity} = \frac{dv_{S_v_wave}}{d\kappa_{S_wave}} \dots (4.7.1) \text{ 群速度}$$

$$v_{group\ velocity} = \frac{\frac{dv_{S_v_wave}}{dv_{S_masspoint}}}{\frac{d\kappa_{S_wave}}{dv_{S_masspoint}}} \dots (4.7.15)$$

———質点の速さを独立変数とする振動数および波数の関数の導出———

質点が備える振動数 (4.1.11) を書き直すことで群速度を計算する振動数の関数を導出する。特殊相対性理論では慣性質量 (4.1.1) は (4.4.31) で記述できる。慣性質量 (4.4.31) を振動数 (4.1.11) の右辺に代入すると、(4.7.16) を記述できる。振動数 (4.7.16) の右辺を (4.7.17) のように書き直す。

$$v_{S_v_wave} = \frac{m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) \cdot c^2}{h} \dots (4.1.11) \text{ 質点で説明する波の振動数の決定}$$

$$m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) \dots (4.1.1) \text{ 質点の慣性質量}$$

$$m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) = \frac{m_{0S_masspoint}}{\sqrt{1 - \frac{(v_{S_masspoint})^2}{c^2}}}, (0 < v_{S_masspoint} < c) \dots (4.4.31)$$

$$v_{S_v_wave} = \frac{m_{0S_masspoint}}{\sqrt{1 - \frac{(v_{S_masspoint})^2}{c^2}}} \cdot \frac{c^2}{h} \dots (4.7.16)$$

$$v_{S_v_wave} = \frac{m_{0S_masspoint} \cdot c}{\sqrt{1 - \frac{(v_{S_masspoint})^2}{c^2}}} \cdot \frac{c}{h} \dots (4.7.17)$$

(4.7.17) の右辺には運動量 (4.6.31) が記述されている。運動量 (4.6.31) は、慣性座標系 (inertial coordinate-system) 上を真空中の光の速さで等速度運動している光子の運動量 (momentum) である。光子の運動量は波長で (4.4.47) でも記述できる。光子の運動量 (4.4.47) の右辺の真空中の光の波長は (4.4.53) に記述している。

$$p_{0S_c_masspoint} = m_{0S_masspoint} \cdot c, (m_{0S_masspoint} \neq 0, v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.6.31)$$

$$p_{S_v_wave}(t) = \frac{h}{\lambda_{S_c}}, (c \neq 0) \dots (4.4.47) \text{ 光子の運動量}$$

$$v_{S_c} = \frac{c}{\lambda_{S_c}} \dots (4.4.53)$$

光子の静止質量が零であることで波長 (4.4.17) は (4.4.45) で記述できる．波長 (4.4.45) は整理すると，(4.4.46) になる．

$$\lambda_{S_wave} = \frac{\lambda_{S_c}}{\sqrt{1 - \frac{(m_{0S_masspoint})^2}{(m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}))^2}}}, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.4.17)$$

$$\lambda_{S_cwave} = \frac{\lambda_{S_c}}{\sqrt{1 - \frac{(0)^2}{(m_{S_v_wave}(c))^2}}}, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.4.45)$$

$$\lambda_{S_cwave} = \lambda_{S_c}, (c \neq 0) \dots (4.4.46)$$

光の波に (4.7.18) が成立する．振動数 (4.7.17) の右辺に運動量 (4.6.31) を代入すると，(4.7.19) になる．

$$v_{S_v_wave0} = \frac{c}{\lambda_{S_c}} \dots (4.7.18)$$

$$v_{S_v_wave} = \frac{P_{0S_cmasspoint}}{\sqrt{1 - \frac{(v_{S_masspoint})^2}{c^2}}} \cdot \frac{c}{h} \dots (4.7.19)$$

振動数 (4.7.19) の右辺に運動量 (4.4.47) を代入すると，(4.7.20) に記述できる．振動数 (4.7.20) の右辺を整理すると，(4.7.21) になる．

$$v_{S_v_wave} = \frac{h}{\lambda_{S_c} \cdot \sqrt{1 - \frac{(v_{S_masspoint})^2}{c^2}}} \cdot \frac{c}{h} \dots (4.7.20)$$

$$v_{S_v_wave} = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{(v_{S_masspoint})^2}{c^2}}} \cdot \frac{c}{\lambda_{S_c}} \dots (4.7.21)$$

振動数 (4.7.21) の右辺に振動数 (4.7.18) を代入すると，(4.7.22) になる．(4.7.22) は振動数の変換である．

$$v_{S_v_wave} = \frac{v_{S_v_wave0}}{\sqrt{1 - \frac{(v_{S_masspoint})^2}{c^2}}} \dots (4.7.22) \text{ 著者が独自に構築している波の理論での振動数の変換}$$

一方，アインシュタインの特殊相対性理論での光の振動数の変換は (4.7.23) である—— (4.7.23) は文献 8 で導出している．——．弧度 θ_{x1} は，慣性座標系 S_1 で観測した光が移動する方向になる x_1 軸の正の側からの角度である． (4.7.23) の右辺の u は慣性座標系の等速度の速さである．

$$v = v_1 \times \frac{1 + \frac{u}{c} \cdot \cos \theta_{x1}}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}} \dots (4.7.23) \text{ アインシュタインの特殊相対性理論での光の振動数の変換}$$

余弦が (4.7.24) になることを仮定する．慣性座標系 S_1 の余弦 (4.7.24) の弧度は，慣性座標系 S_1 の x_1 軸と垂直方向になる．余弦 (4.7.24) を振動数の変換 (4.7.23) の右辺に代入すると (4.7.25) になる．振動数の変換 (4.7.25) は

(4.7.26) に書き直せる.

$$\cos \theta_{x1} = 0, \left(\theta_{x1} = \frac{\pi}{2} \right) \dots (4.7.24)$$

$$\nu = \nu_1 \times \frac{1 + \frac{u}{c} \cdot 0}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}} \dots (4.7.25)$$

$$\nu = \frac{\nu_1}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}} \dots (4.7.26)$$

4 章 1 節の著者が独自の理論で導出した物質波の振動数の変換 (4.7.22) を特殊相対性理論で導出した振動数の変換 (4.7.26) と比較をする. (4.7.22) の左辺の振動数 $\nu_{S_v_wave}$ は, 慣性座標系 S で等速度運動している質点を観測した場合の質点の量子エネルギーの振動数である. (4.7.22) の左辺の振動数 $\nu_{S_v_wave}$ を備える質点が静止する慣性座標系 S_1 を仮定する. 慣性座標系 S_1 上に静止する質点が備える振動数 $\nu_{S_v_wave}$ を観測する時間は, 慣性座標系 S 上の時計である. (4.7.22) の右辺の振動数 $\nu_{S_v_wave0}$ には, 慣性座標系 S 上で速さが零に限りなく近づく質点を仮定する. 慣性座標系 S_1 上で, その質点が静止しているものと仮定できる観測をした場合の質点の量子エネルギーの振動数が $\nu_{S_v_wave0}$ である. このように仮定することで, 次のように計算ができるものとする. 慣性座標系 S 上の振動数 $\nu_{S_v_wave0}$ の質点は, 慣性座標系 S 上では等速度運動の速さで移動している. 慣性座標系 S_1 上での質点の等速度の速さは, 限りなく零に近づくことを仮定している. このように扱うことで, 慣性座標系 S 上の振動数 $\nu_{S_v_wave0}$ の質点を観測する時間は, 慣性座標系 S_1 上に静止している質点の位置に定義して在る時計の時間に等しいものと仮定できる.

質点が等速度運動しているので, その質点が静止する慣性座標系 (inertial coordinate-system) を仮定できる. その慣性座標系 S_1 上で静止している質点の速度ベクトルは零ベクトルである. 慣性座標系 S_1 上で, 真空中の光子は質点の速度ベクトルに垂直方向に等速度運動——慣性座標系 S_1 のと等速度の方向である x_1 軸の方向に垂直である. このような計算の時計は付録 i の図 a.1.2 で説明している. 付録の他の箇所でも使用している図 a.1.2 の時計である. ——していることになる. 振動数 $\nu_{S_v_wave0}$ は, 慣性座標系 S_1 の時計で観測する. 静止質量 (4.6.7) は, アインシュタインの特殊相対性理論で著者が独自に定義したものである. 特殊相対性理論でのローレンツ変換では静止質量 (rest mass) の右辺の慣性質量に掛ける係数——平方根のことである. ——は時間の変換であるものと 2015 年現在の著者は解釈する——文献 8 に説明してある. ——. この時間の変換については, 5 章で考察している.

$$m_{0S_masspoint} = m_{S_v_wave}(\nu_{S_masspoint}) \cdot \sqrt{1 - \frac{(\nu_{S_masspoint})^2}{c^2}}, (0 \leq \nu_{S_masspoint} \leq c) \dots (4.6.7)$$

ローレンツ変換の (3.12) では係数は (3.13) である. (3.12) を使用すると, x 軸成分が定数の場合では (4.7.27) を導出でき (4.7.28) になる. 係数 (3.13) の平方根が静止質量 (4.6.7) の平方根であるものと 2015 年現在の著者は解釈する. (3.12) の x 軸成分が定数で観測された慣性座標系 S 上で真空中の光子の等速度運動する方向を決定することになる. 質点の速度ベクトルが零になる場合での慣性座標系 S_1 上で, 静止質量を観測した. この場合は, 零ベクトルに垂直方向が光子の等速度運動の方向である. 慣性座標系 S 上では y 軸方向が x 軸方向に等速度運動する質点の運動方向に対して垂直方向になる. このように考えることでは, 慣性座標系 S 上の真空中の光子が等速度運動する方向は y 軸方向であるものと仮定できる. この方向は弧度では, (4.7.24) を満足する. 慣性座標系 S 上での y 軸の方向を光子の運動方向にすることでは, 時間の変換である (4.7.28) の計算ができる.

$$t_1 = \gamma \cdot \left(t - \frac{u \cdot x}{c^2} \right) \dots (3.12)$$

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}} (= \text{const.}) \dots (3.13)$$

$$\Delta t_1 = \gamma \cdot \left(\Delta t - \frac{u \cdot \Delta x}{c^2} \right) \dots (4.7.27)$$

$$\Delta t_1 = \gamma \cdot \Delta t, (\Delta x = 0) \dots (4.7.28)$$

このことで、振動数の変換 (4.7.22) を説明できるものと 2015 年現在の著者は考える。この振動数の変換 (4.7.22) を記述でき、著者が独自に構築している波の理論で時間の変換を説明している。慣性座標系 S_1 上で観測できる真空中の光の速さを計算する速度の変換は文献 6 で導出した。ただし、上述では慣性座標系 S 上で等速度運動する質点および静止している質点について考えて、その後に静止している質点は慣性座標系 S_1 上での観測であるものと扱っている。時計の真空中の光は慣性座標系 S 上で y 軸方向に真空中の光の速さで放出している。その真空中の光の速さを慣性座標系 S_1 上で観測するのに、特殊相対性理論での速度の変換 (4.7.26) を使用できる。(4.7.26) の振動数の変換は、4 章 1 節で著者の独自の理論で導出した物質波の振動数の変換 (4.7.26) に等しいものと考えることができる。(4.7.22) は、慣性座標系上で等速度運動している質点の速さを使用している。特殊相対性理論の振動数の変換 (4.7.26) は、慣性座標系の等速度運動の速さ u を使用している。(4.7.22) および (4.7.26) では真空中の光子を放出する時計が慣性座標系 S_1 上に静止しているので、その時計を観測対象の質点として扱うと質点の等速度の速さが慣性座標系 S_1 の等速度運動の速さに等しい。振動数は真空中の光のもので、真空中の光子の振動数として光量子仮説で仮定できる。その光子は、時計で時間を計算するものである。なので y 軸方向および y_1 軸方向に放出されている仮定になる。このような時計の計算は付録 i で説明している——文献 8 での (4.7.23) を導出する所でも説明している。——。

$$v_{S_v_wave} = \frac{v_{S_v_wave0}}{\sqrt{1 - \frac{(v_{S_masspoint})^2}{c^2}}} \dots (4.7.22) \text{ 著者が独自に構築している波の理論での振動数の変換}$$

$$v = \frac{v_1}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}} \dots (4.7.26)$$

$$v = v_1 \times \frac{1 + \frac{u}{c} \cdot \cos \theta_{x1}}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}} \dots (4.7.23) \text{ アインシュタインの特殊相対性理論での光の振動数の変換}$$

質点の運動量は (4.4.19) で質点が備える振動数 (4.1.11) の波長を (4.5.1) で記述できる。質点の運動量は (4.3.4) で記述できる。運動量 (4.3.4) を波長 (4.5.1) の右辺に代入すると、(4.7.29) になる。

$$p_{S_v_wave}(t) = \frac{h}{\lambda_{S_v_wave}}, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.4.19) \text{ 運動量および質点が備える振動数の波長との関係}$$

$$\lambda_{S_v_wave} = \frac{h}{p_{S_v_wave}(t)}, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.5.1)$$

$p_{S_v_wave}(t) = m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) \cdot v_{S_masspoint}(t) \dots (4.3.4)$ 質点の運動量

$$\lambda_{S_wave} = \frac{h}{m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) \cdot v_{S_masspoint}} \dots (4.7.29)$$

波数 (4.7.2) の右辺に (4.7.29) を代入すると, (4.7.30) を記述できる. 慣性質量 (4.4.31) を波数 (4.7.30) の右辺に代入すると, (4.7.31) になる.

$$\kappa_{S_wave} = \frac{1}{\lambda_{S_wave}}, (\lambda_{S_wave} \neq 0) \dots (4.7.2)$$

$$\kappa_{S_wave} = \frac{m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) \cdot v_{S_masspoint}}{h} \dots (4.7.30)$$

$$m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) = \frac{m_{0S_masspoint}}{\sqrt{1 - \frac{(v_{S_masspoint})^2}{c^2}}}, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.4.31)$$

$$\kappa_{S_wave} = \frac{m_{0S_masspoint}}{\sqrt{1 - \frac{(v_{S_masspoint})^2}{c^2}}} \cdot \frac{v_{S_masspoint}}{h} \dots (4.7.31)$$

アインシュタインの特殊相対性理論を使用することで, 一般には慣性座標系 (inertial coordinate-system) で伝搬する物質波——2026年現在の一般的な使用方法に確率密度関数を計算して質点が観測できる位置を確率論的に考える。——の振動数および波数は質点の等速度の速さおよび静止質量で決定する. このことで, ひとつの質点の静止質量は定数であることを仮定するので質点の等速度の速さが独立変数であるものと仮定できる.

——振動数および波数の微分係数の導出——

振動数 (4.7.17) は (4.7.32) に記述できる. 振動数 (4.7.32) の両辺を微分することで, (4.7.33) になる.

$$v_{S_v_wave} = \frac{m_{0S_masspoint} \cdot c}{\sqrt{1 - \frac{(v_{S_masspoint})^2}{c^2}}} \cdot \frac{c}{h} \dots (4.7.17)$$

$$v_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) = \frac{m_{0S_masspoint} \cdot c}{\sqrt{1 - \frac{(v_{S_masspoint})^2}{c^2}}} \cdot \frac{c}{h} \dots (4.7.32)$$

$$\frac{dv_{S_v_wave}}{dv_{S_masspoint}} = -\frac{1}{2} \cdot \left(-2 \cdot \frac{v_{S_masspoint}}{c^2} \right) \cdot m_{0S_masspoint} \cdot c \cdot \left(1 - \frac{(v_{S_masspoint})^2}{c^2} \right)^{-\frac{3}{2}} \cdot \frac{c}{h} \dots (4.7.33)$$

(4.7.33) の右辺を整理すると, (4.7.34) を記述できる. 群速度の計算では, (4.7.34) を記述する.

$$\frac{dv_{S_v_wave}}{dv_{S_masspoint}} = v_{S_masspoint} \cdot \frac{m_{0S_masspoint}}{h} \cdot \left(1 - \frac{(v_{S_masspoint})^2}{c^2} \right)^{-\frac{3}{2}} \dots (4.7.34)$$

波数 (4.7.31) は (4.7.35) で記述できる. 波数 (4.7.35) の両辺を微分することで, (4.7.36) になる.

$$\kappa_{S_wave}(v_{S_masspoint}) = \frac{m_{0S_masspoint}}{\sqrt{1 - \frac{(v_{S_masspoint})^2}{c^2}}} \cdot \frac{v_{S_masspoint}}{h} \dots (4.7.35)$$

$$\frac{d\kappa_{S_wave}}{dv_{S_masspoint}} = -\frac{1}{2} \cdot \left(-2 \cdot \frac{v_{S_masspoint}}{c^2} \right) \cdot m_{0S_masspoint} \cdot \left(1 - \frac{(v_{S_masspoint})^2}{c^2} \right)^{-\frac{3}{2}} \cdot \frac{v_{S_masspoint}}{h} + \frac{m_{0S_masspoint}}{\sqrt{1 - \frac{(v_{S_masspoint})^2}{c^2}}} \cdot \frac{1}{h} \dots (4.7.36)$$

(4.7.36) の右辺の第1項は質点の等速度の速さを2乗して記述し、静止質量およびプランク定数で整理する。(4.7.36) の右辺の第2項は静止質量およびプランク定数で整理する。このように整理すると、(4.7.37) を記述できる。

$$\frac{d\kappa_{S_wave}}{dv_{S_masspoint}} = \frac{(v_{S_masspoint})^2}{c^2} \cdot \frac{m_{0S_masspoint}}{h} \cdot \left(1 - \frac{(v_{S_masspoint})^2}{c^2} \right)^{-\frac{3}{2}} + \frac{m_{0S_masspoint}}{h} \cdot \left(1 - \frac{(v_{S_masspoint})^2}{c^2} \right)^{-\frac{1}{2}} \dots (4.7.37)$$

(4.7.37) の右辺では、第2項が共通部分であるので(4.7.38)のように因数分解できる。(4.7.38)の括弧の中を(4.7.39)のように書き直す。

$$\frac{d\kappa_{S_wave}}{dv_{S_masspoint}} = \frac{m_{0S_masspoint}}{h} \cdot \left(1 - \frac{(v_{S_masspoint})^2}{c^2} \right)^{-\frac{1}{2}} \left\{ \frac{(v_{S_masspoint})^2}{c^2} \cdot \left(1 - \frac{(v_{S_masspoint})^2}{c^2} \right)^{-1} + 1 \right\} \dots (4.7.38)$$

$$\frac{d\kappa_{S_wave}}{dv_{S_masspoint}} = \frac{m_{0S_masspoint}}{h} \cdot \left(1 - \frac{(v_{S_masspoint})^2}{c^2} \right)^{-\frac{1}{2}} \left\{ \frac{(v_{S_masspoint})^2}{c^2} \cdot \left(\frac{c^2 - (v_{S_masspoint})^2}{c^2} \right)^{-1} + 1 \right\} \dots (4.7.39)$$

(4.7.39)の括弧の中を(4.7.40)の中括弧のように書き直す。(4.7.40)の中括弧の第1項を(4.7.41)のように整理する。

$$\frac{d\kappa_{S_wave}}{dv_{S_masspoint}} = \frac{m_{0S_masspoint}}{h} \cdot \left(1 - \frac{(v_{S_masspoint})^2}{c^2} \right)^{-\frac{1}{2}} \left\{ \frac{(v_{S_masspoint})^2}{c^2} \cdot \frac{c^2}{c^2 - (v_{S_masspoint})^2} + 1 \right\} \dots (4.7.40)$$

$$\frac{d\kappa_{S_wave}}{dv_{S_masspoint}} = \frac{m_{0S_masspoint}}{h} \cdot \left(1 - \frac{(v_{S_masspoint})^2}{c^2} \right)^{-\frac{1}{2}} \left\{ \frac{(v_{S_masspoint})^2}{c^2 - (v_{S_masspoint})^2} + 1 \right\} \dots (4.7.41)$$

(4.7.41)の中括弧の中を(4.7.42)のように書き直す。(4.7.42)の右辺は(4.7.43)に整理できる。

$$\frac{d\kappa_{S_wave}}{dv_{S_masspoint}} = \frac{m_{0S_masspoint}}{h} \cdot \left(1 - \frac{(v_{S_masspoint})^2}{c^2} \right)^{-\frac{1}{2}} \cdot \frac{(v_{S_masspoint})^2 + c^2 - (v_{S_masspoint})^2}{c^2 - (v_{S_masspoint})^2} \dots (4.7.42)$$

$$\frac{d\kappa_{S_wave}}{dv_{S_masspoint}} = \frac{m_{0S_masspoint}}{h} \cdot \left(1 - \frac{(v_{S_masspoint})^2}{c^2} \right)^{-\frac{1}{2}} \cdot \frac{c^2}{c^2 - (v_{S_masspoint})^2} \dots (4.7.43)$$

(4.7.43)の右辺を(4.7.44)のように整理すると、共通部分が有り(4.7.45)のように整理できる。(4.7.45)を群速度(group velocity)の計算に使用する。

$$\frac{d\kappa_{S_wave}}{dv_{S_masspoint}} = \frac{m_{0S_masspoint}}{h} \cdot \left(1 - \frac{(v_{S_masspoint})^2}{c^2}\right)^{-\frac{1}{2}} \cdot \frac{1}{1 - \frac{(v_{S_masspoint})^2}{c^2}} \dots (4.7.44)$$

$$\frac{d\kappa_{S_wave}}{dv_{S_masspoint}} = \frac{m_{0S_masspoint}}{h} \cdot \left(1 - \frac{(v_{S_masspoint})^2}{c^2}\right)^{-\frac{3}{2}} \dots (4.7.45)$$

————群速度の計算————

(4.7.35) および (4.7.45) を群速度 (4.7.15) に代入すると (4.7.46) を記述できる. (4.7.46) の分母および分子の共通部分を整理することで (4.7.47) になる. 群速度 (4.7.47) の右辺は質点の等速度の速さである.

$$\frac{dv_{S_v_wave}}{dv_{S_masspoint}} = v_{S_masspoint} \cdot \frac{m_{0S_masspoint}}{h} \cdot \left(1 - \frac{(v_{S_masspoint})^2}{c^2}\right)^{-\frac{3}{2}} \dots (4.7.35)$$

$$\frac{d\kappa_{S_wave}}{dv_{S_masspoint}} = \frac{m_{0S_masspoint}}{h} \cdot \left(1 - \frac{(v_{S_masspoint})^2}{c^2}\right)^{-\frac{3}{2}} \dots (4.7.45)$$

$$v_{\text{group velocity}} = \frac{\frac{dv_{S_v_wave}}{dv_{S_masspoint}}}{\frac{d\kappa_{S_wave}}{dv_{S_masspoint}}} \dots (4.7.15)$$

$$\frac{\frac{dv_{S_v_wave}}{dv_{S_masspoint}}}{\frac{d\kappa_{S_wave}}{dv_{S_masspoint}}} = \frac{v_{S_masspoint} \cdot \frac{m_{0S_masspoint}}{h} \cdot \left(1 - \frac{(v_{S_masspoint})^2}{c^2}\right)^{-\frac{3}{2}}}{\frac{m_{0S_masspoint}}{h} \cdot \left(1 - \frac{(v_{S_masspoint})^2}{c^2}\right)^{-\frac{3}{2}}} \dots (4.7.46)$$

$$\frac{\frac{dv_{S_v_wave}}{dv_{S_masspoint}}}{\frac{d\kappa_{S_wave}}{dv_{S_masspoint}}} = v_{S_masspoint} \dots (4.7.47) \text{ 群速度は質点の等速度の速さに等しい}$$

群速度 (4.7.47) は (4.7.15) を使用することで, (4.7.48) に記述できる. (4.7.48) では群速度 (group velocity) は質点の等速度の速さに等しい. 群速度 (4.7.1) を使用すると, 群速度 (4.7.48) は 4 章 1 節の物質波の導出で仮定した質点の等速度の速さに等しいことが (4.7.49) に記述できる.

$$v_{\text{group velocity}} = v_{S_masspoint} \dots (4.7.48)$$

$$v_{\text{group velocity}} = \frac{dv_{S_v_wave}}{d\kappa_{S_wave}} \dots (4.7.1) \text{ 群速度}$$

$$v_{S_masspoint} = \frac{dv_{S_v_wave}}{d\kappa_{S_wave}} \dots (4.7.49)$$

4.8 物質波の時点軸の量子で回転する位相の振動並びに自由粒子の波の関数、運動量およびエネルギー

物質波で説明するように発展した粒子 (particle) の位置の変化の記録は、古典理論では特殊相対性理論の時空の軌跡として記録できる。その慣性座標系上に仮定している粒子の各位置に直交する時点軸上に時間の成分を考えている。その時点軸の成分に質点の全エネルギー (4.1.2) ——付録 ii の時点軸上の粒子が持つ全エネルギーで説明した。——が記述される。

$$E_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) = m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) \cdot c^2 \dots (4.1.2) \text{質点の持つ全エネルギー}$$

このことに、現代物理学の物質波 (matter wave) を仮定すると慣性座標系上の粒子の位置が解明できないことになり物質波の波長で粒子の位置を考えることになった。物質波の波長で運動量 (4.4.19) が記述できる。運動量 (4.4.19) は波長 (4.4.17) およびプランク定数 (2.17) で記述したもので慣性質量に速度の速さを掛けたものではない。速度ベクトルが記述できると、その粒子を追跡する位置ベクトルを記述できる。物質波の運動量 (4.4.19) は運動量の観測であっても速度ベクトルの観測でもなければ慣性質量の観測でもない。運動量は慣性座標系上の空間成分の振動現象として考えることができる。

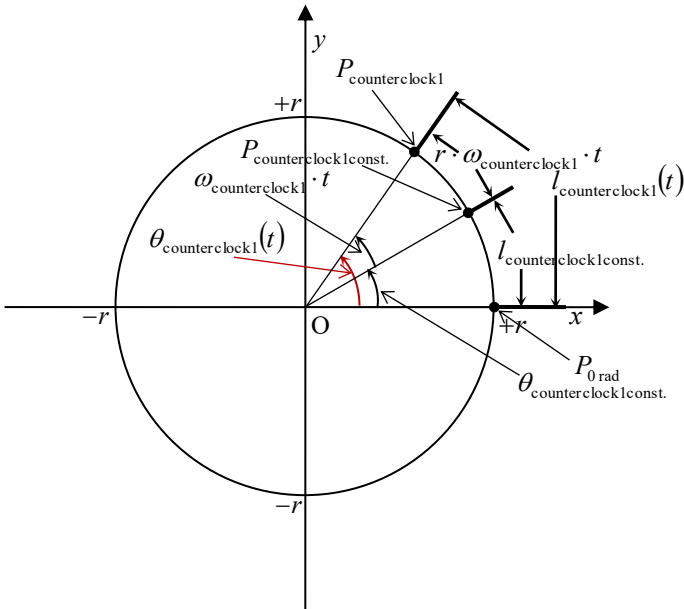


図 2.1 加算での逆時計回りの弧度

$$\theta_{\text{counter clock1}}(t) = \omega_{\text{counter clock1}} \cdot t + 2 \cdot \pi \cdot \frac{l_{\text{counter clock1 const.}}}{\lambda_r}$$

$$p_{S_v_wave}(t) = \frac{h}{\lambda_{S_wave}}, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.4.19) \text{粒子の運動量および粒}$$

子が備える波長との関係

$$\lambda_{S_wave} = \frac{\lambda_{S_c}}{\sqrt{1 - \left(\frac{m_{0S_masspoint}}{m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint})} \right)^2}}, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.4.17)$$

$h = 6.626\,070\,15 \times 10^{-34} \text{ J s} \dots (2.17) \text{CODATA のプランク定数 (Planck constant)}$

空間成分の振動現象は、波を記述することで物質波の説明をしている日本の大学での量子力学の教科書の一般的なお話しである——2026年現在の著者の記憶である。——。波の記述では、図 2.1 のような正円で角度を弧度で記述して x 軸および y 軸の振動現象として正弦波で記述できる——正弦波の定義は文献 1 および文献 2 で著者が独自に定義している。——。角度は位相 (2.12) と呼ぶ。

$$\theta \in [0, 2 \cdot \pi] \dots (2.12)$$

この位相の変化は、図 2.1 の円周上に仮定している点が円周上を回転することを意味する。その点の回転は、時計方向および反時計方向の 2 つがある。正の回転方向は一般には左回りであるので反時計方向である。負の回転方向は、正の回転方向に反対に回転する。このことで、一般には時計方向であり右回りである。空間成分の振動を考えるのに、円周上の長さが慣性座標系上の空間の距離に対応を得ることで空間の振動を説明できる。振動は図 2.1 の各軸の座標点の振動として考えるが、慣性座標系上の各位置を波が伝搬しているものと考えすることで空間の振動を慣性座標系に仮定できる。

このような振動は水や空気の振動に考える場合も正弦波で計算ができる。正弦波で計算するのに振動は振動数 (2.14) で考えるのが普通である。振動数 (2.14) の分子には図 2.1 の円周上を等速で回転し続ける点の速さ (2.2) ——波の速さ (2.2) は著者が独自に文献 1 で定義したものである。——を記述している。振動数 (2.14) の分母には、波長 (2.10) を記述している。波長 (2.10) の r は図 2.1 のような正円の半径である。分子の波の速さ (2.2) で慣性座標系上の空間を波が伝搬していることを考える。波長 (2.10) の波が慣性座標系上の空間を伝搬している場合に、その空間が振動数 (2.14)

で振動しているものと考えるのが普通である。波は図 2.1 の円周上の点が等速で回転し続けるので慣性座標系上を速さ (2.2) の等速で伝搬し続けて、波長 (2.10) の波が伝搬し続ける。このことで、慣性座標系上の空間には波長 (2.10) 以上の長さの波の振動が伝搬していることを仮定するのが普通である。

$$\nu \equiv \frac{v_{\omega}}{\lambda} \text{ Hz}, (\lambda \neq 0) \dots (2.14) \text{ 正弦波の振動数の定義}$$

$$v_{\text{wave}}(t) \equiv \lim_{h_i \rightarrow 0} \frac{l(t+h_i) - l(t)}{h_i} \dots (2.2) \text{——正円上に仮定した点で定義する——波の速さの定義}$$

$$\lambda \equiv 2 \cdot \pi \cdot r, (0 < \lambda < \infty) \dots (2.10) \text{ 正弦波の波長の定義}$$

運動量 (4.4.19) は物質波の振動現象であるので、そのような他の波のように扱うことができない。物質波が慣性座標系上を伝搬することは仮定できても物質波の実在性の問題がある。2026 年現在では、物質波の波動方程式から波動関数を導出して粒子の位置を確率で考えている。このことでは、物質波の波動関数が存在するかしないかの問題を無視して観測の結果が計算した確率に一致するかを重要視しているものと専門書で読む。その位置を考えるのに使用する確率は確率密度 (probability density) を使用して計算する。確率密度関数は波動関数 (wave function) を使用して計算する。波動関数を観測対象としていないことの説明がある。

波の伝搬の振動現象は上述の空間成分の振動だけではないのが量子論である。特殊相対性理論では 4 次元時空を使用する——時空の扱いは一般相対性理論も使用する。——。波の伝搬の振動現象では時点軸の空間成分の振動現象も扱うのが量子論である。この時点軸の空間成分は、4 章 1 節で物質波の導出で使用した著者の独自の理論での質点の持つ全エネルギー (4.1.5) および光量子仮説の量子化されたエネルギー (2.16) を持つ光子を仮定して考えることができる。

$$m_{S_v_{\text{wave}}}(v_{S_masspoint}) \cdot c^2 = m_S(c) \cdot c^2 \dots (4.1.5) \text{ 仮定}$$

$$E(c) = h \cdot \nu \dots (2.16) \text{ 光子の持つエネルギー}$$

質点の持つ全エネルギーの慣性質量 (4.1.6) は特殊相対性理論では電磁波に慣性質量を計算できるので、光子の量子化されたエネルギーの振動数 (4.1.9) を使用して時点軸の空間成分の真空中の光子の量子化されたエネルギーの振動現象を考える。

$$m_{S_v_{\text{wave}}}(v_{S_masspoint}) = m_S(c) \dots (4.1.6)$$

$$\nu_{S_c} = \frac{m_{S_v_{\text{wave}}}(v_{S_masspoint}) \cdot c^2}{h} \dots (4.1.9) \text{ 光子の振動数の決定}$$

振動数 (4.1.9) は、4 次元時空の時点軸の時間を計算している時計の真空中の光子の振動数であることを仮定している。その時点軸の空間成分に仮定している真空中の光子の振動数では、その真空中の光子の速さで移動する距離の軸の空間成分での振動を仮定している。この振動数 (4.1.9) の右には慣性座標系上に仮定している粒子の慣性質量を仮定 (4.1.6) で記述してある。この振動数 (4.1.9) で仮定している真空中の光子の時計の振動で慣性座標系上に仮定している粒子が振動現象で存在しているものと仮定されることになる。この粒子の振動現象は、慣性座標系上の振動現象として考えるのが普通である。その粒子の振動現象には運動量 (4.4.19) の分母の波長 (4.4.17) の振動現象として考える。

時点軸の真空中の光子の振動数は仮定 (4.1.10) で慣性座標系上の粒子の振動現象の振動数 (4.1.11) に等しいものと定義した。このことでは、時点軸の時計の空間成分に仮定している真空中の光子の振動現象と一体になり慣性座標系上の粒子の振動現象として考えることができる。時計の振動現象は時点軸の振動現象であるので、時点軸の時計の真空中の光子の量子化されたエネルギーの振動数で位相に変化を与えて、図 2.1 の円周上の点が等速で回転し続けるものと仮定できる。図 2.1 の正円の円周上を回転するのに時点軸の真空中の光子の量子化されたエネルギーで回転して、円周上の点が 1 回転すると 1 波長の長さを慣性座標系上の空間に物質波が伝搬したものと仮定できる。この物質波の伝搬が慣性座標系上

の空間の振動現象として運動量 (4.4.19) の分母の波長 (4.4.17) での粒子の振動現象であるものとする。

$$\nu_{S_v_{\text{wave}}} = \nu_{S_c} \cdots (4.1.10) \text{ 質点の振動数を仮定}$$

$$\nu_{S_v_{\text{wave}}} = \frac{m_{S_v_{\text{wave}}}(\nu_{S_masspoint}) \cdot c^2}{h} \cdots (4.1.11) \text{ 質点で説明する波の振動数の決定}$$

図 2.1 の正円の円周上に仮定した点が回転するには、虚数を使用した複素数 (complex number) で回転を記述できる。複素数で回転を記述するにはオイラーの公式 (4.8.1) を使用する。オイラーの公式の三角関数は実数である。オイラーの公式 (Euler formula) (4.8.1) を応用すると、図 2.1 の半径 r の正円での回転は (4.8.2) で記述できる。図 2.1 の x 軸成分は (4.8.2) の実数部である (4.8.3) で記述でき、 y 軸成分は (4.8.2) の虚数部である (4.8.4) で記述できる。複素数 (4.8.2) は複素数の三角法の形式——一般には複素数の三角形式 (the trigonometric form of the complex number) と言う。—— (4.8.5) で記述すると複素数 (4.8.6) で記述できる。複素数 (4.8.6) の絶対値 (absolute value) は (4.8.7) で計算できる。複素数 (4.8.6) ——複素数の代数形式 (the algebraic form of the complex number) ——の (4.8.3) および (4.8.4) は実数である——位相 θ は弧度で使うのが普通である。(2.12) のような区間に限定はしない。——。図 2.1 の円周上の点が位相 θ だけ弧度が変化すると円周上の点は、 x 軸上は (4.8.3) であり y 軸上は (4.8.4) の点に在る円周上の点の座標点 (4.8.8) である。

$$e^{i\theta} = \cos \theta + i \sin \theta, (i \text{ は虚数である。}) \cdots (4.8.1)$$

$$r \cdot e^{i\theta} = r \cdot \cos \theta + i r \cdot \sin \theta, (i \text{ は虚数である。}) \cdots (4.8.2)$$

$$x = r \cdot \cos \theta \cdots (4.8.3)$$

$$y = r \cdot \sin \theta \cdots (4.8.4)$$

$$z = r \cdot (\cos \theta + i \sin \theta) \cdots (4.8.5)$$

$$z = x + i y \cdots (4.8.6)$$

$$|z| = \sqrt{x^2 + y^2} \cdots (4.8.7)$$

$$(r \cdot \cos \theta, r \cdot \sin \theta) \cdots (4.8.8)$$

複素数 (4.8.2) で円周上の点の回転を記述でき、その円周上の点は慣性座標系上に仮定している粒子の等速度の速さに (4.4.24) で関係を持つ。オイラーの公式 (4.8.1) では角度である位相を使用して回転を記述している。オイラーの公式 (4.8.1) では、位相で図 2.1 の時計の時間を計算する周期を生じさせる量として考えることができる。周期で時間を計算して円周上の点の等速の速さ (2.2) を使用して、円周上を移動した点の移動距離 (2.6) の微分を計算できる。点の移動距離の微分 (2.6) の右辺で独立変数になるのは時間 (2.5) である。円周上の点の移動距離の微分 (2.6) の右辺の傾きは、その点の速さ (2.2) であり定数である。このことで、点の移動距離の微分 (2.6) は線形の関数である。

$$\nu_{S_masspoint}(t) \cdot \nu_{S_wave}(t) = c^2, (\nu_{S_masspoint} \neq 0) \cdots (4.4.24)$$

$$dl(t) = v_{\text{wave}}(t) \cdot h_t \cdots (2.6) \text{ 円周上の点の移動距離の微分}$$

$$h_t \cdots (2.5) \text{ 時間}$$

図 2.1 の円周上の点の移動距離は移動距離の微分 (2.6) を使用すると、移動距離 (2.23) で記述できる。移動距離は弧度の定義 (4.8.9) で弧度 (4.8.9) および正円の半径で (4.8.10) に記述できる。円周上の点の速さ (2.9) を使用して (2.23) を (4.8.10) に書き直す。円周上の点の移動距離 (4.8.10) は弧度 (4.8.11) を計算できる。

$$l_{\text{counterclock1}}(t) = v_{\text{counterclock1}} \cdot t + l_{\text{counterclock1 const}} \cdots (2.23)$$

$$\theta \equiv \frac{l}{r} \text{ rad}, (r \neq 0) \cdots (4.8.9)$$

$$r \cdot \theta_{\text{counter clock1}}(t) = r \cdot \omega_{\text{counter clock1}} \cdot t + r \cdot \theta_{\text{counter clock1 const.}} \cdots (4.8.10)$$

$$v_{\omega_r} = r \cdot \omega_r \cdots (2.9)$$

$$\theta_{\text{counter clock1}}(t) = \omega_{\text{counter clock1}} \cdot t + \theta_{\text{counter clock1 const.}} \cdots (4.8.11)$$

弧度 (4.8.11) の左辺は、右辺の波の速さ (2.9) の角周波数で回転したことで、図 2.2 の原点からの移動距離を示すことができる。正円の円周上の点の初期の位置は (4.8.12) に記述できる。初期の位置の弧度である位相は (4.8.12) の右辺の第 1 項が変化することで左辺の値が変わる。このことでは、(4.8.12) の右辺の第 1 項が右辺の第 2 項とは別に無関係に変化できても、同様である。この意味では、(4.8.12) の右辺の第 1 項は、右辺の第 2 項には独立した空間成分の距離を記述する位相であるものと仮定できる。この空間成分の距離は、計算を簡単にするために空間の座標軸上の原点からの距離を意味することが可能である。4 章 8 節の議論では以下にはそのような意味で使用する。この意味で位相 (4.8.12) は (4.8.13) に書き換えることができる。時点軸の真空中の光子の量子化されたエネルギー (4.1.12) の右辺の振動数を使用すると、(4.8.13) の右辺の第 2 項は (4.8.14) で記述できる。

$$\theta_{\text{counter clock1 const.}} = \theta_{\text{counter clock1}}(t) - \omega_{\text{counter clock1}} \cdot t \cdots (4.8.12)$$

$$\theta_{\text{counter clock1 const.}} = \theta_{\text{counter clock1}} - \omega_{\text{counter clock1}} \cdot t \cdots (4.8.13)$$

$$E_S(c) = h \cdot \nu_{S_v_{\text{wave}}} \cdots (4.1.12)$$

$$\theta_{\text{counter clock1 const.}} = \theta_{\text{counter clock1}} - 2 \cdot \pi \cdot \nu_{S_v_{\text{wave}}} \cdot t \cdots (4.8.14)$$

位相 (4.8.14) の右辺の第 2 項は、時点軸の真空中の光子の量子化されたエネルギーの振動数 (4.1.11) —— 仮定 (4.1.10) を使用している。—— で回転している点の位相である弧度になる。その右辺の第 2 項の弧度が変化しても左辺の弧度は変化する。この場合の変化は、右辺の第 1 項が独立した変数であるので変化しない場合で考え易い。位相 (4.8.14) では正の回転方向は反時計回りにした場合の計算である。このことで、位相 (4.8.14) の右辺の第 2 項は負号の為に時計回りの方向に回転することを意味する。位相 (4.8.14) の右辺の第 1 項が変化することで、図 2.1 の円周上の正円の点が反時計回りに動くことを仮定できる。この計算では、位相 (4.8.14) の右辺の第 1 項および第 2 項が変化することは左辺の位相が変化することを仮定できる。その (4.8.14) の左辺は図 2.1 の初期の位置を意味していた定数であった。このことでは、位相 (4.8.14) は右辺の第 2 項の時点軸の真空中の光子の量子化されたエネルギー (4.1.11) で動いている円周上の点であることになる。その円周上の点とは独立して変化させられる弧度として右辺の第 1 項を仮定し直した。この仮定で、(4.8.14) の左辺は、最初に定義した意味の円周上の点の初期の位置ではない。(4.8.14) の右辺の第 1 項および第 2 項をそれぞれ独立した変数として変化させた場合の弧度である位相を意味する左辺になる。この意味が変わったことで、位相 (4.8.14) は位相 (4.8.15) に書き換える。

$$\theta_{\text{phase}} = \theta_{\text{counter phase}} - 2 \cdot \pi \cdot \nu_{S_v_{\text{wave}}} \cdot t \cdots (4.8.15)$$

位相 (4.8.15) の右辺の第 1 項は、弧度 (4.8.9) を使用して (4.8.16) を記述できる。弧度 (4.8.16) を波長 (4.4.17) を使用して書き直す。図 2.1 の正円の半径を使用して (4.4.16) を (4.8.17) に書き直す。

$$\theta \equiv \frac{l}{r} \text{ rad}, (r \neq 0) \cdots (4.8.9)$$

$$\theta_{\text{counter phase}} = \frac{l_{\text{counter phase}}}{r}, (r \neq 0) \cdots (4.8.16)$$

$$\lambda_{S_wave} = \frac{\lambda_{S_c}}{\sqrt{1 - \frac{(m_{0S_masspoint})^2}{(m_{S_v_{\text{wave}}}(v_{S_masspoint}))^2}}}, (v_{S_masspoint} \neq 0) \cdots (4.4.17)$$

$$\theta_{\text{counter phase}} = 2 \cdot \pi \cdot \frac{l_{\text{counter phase}}}{2 \cdot \pi \cdot r}, (r \neq 0) \dots (4.8.17)$$

弧度 (4.8.17) の右辺の分母には、物質波の波長 (4.4.17) で計算できる正弦波の波長の定義 (2.10) の右辺に記述してある正円の半径を記述した。波長 (4.4.17) の左辺を使用して、(4.8.15) の右辺の第 1 項を書き直すと (4.8.18) に記述できる。弧度 (4.8.18) を位相 (4.8.15) の右辺の第 1 項に代入すると、(4.8.19) に書き直せる。

$\lambda \equiv 2 \cdot \pi \cdot r, (0 < \lambda < \infty) \dots (2.10)$ 正弦波の波長の定義

$$\theta_{\text{counter phase}} = 2 \cdot \pi \cdot \frac{l_{\text{counter phase}}}{\lambda_{S_wave}}, (r \neq 0) \dots (4.8.18)$$

$$\theta_{\text{phase}} = 2 \cdot \pi \cdot \frac{l_{\text{counter phase}}}{\lambda_{S_wave}} - 2 \cdot \pi \cdot \nu_{S_v_wave} \cdot t \dots (4.8.19)$$

位相 (4.8.19) の右辺は、運動量 (4.4.19) の波長 (4.4.17) を使用して記述した第 1 項および振動数 (4.1.11) を記述した第 2 項である。位相 (4.4.19) の右辺の第 1 項は運動量 (4.4.19) で書き直す。位相 (4.4.19) の第 2 項は量子エネルギー (4.1.13) を使用して書き直す。

$$p_{S_v_wave}(t) = \frac{h}{\lambda_{S_wave}}, (\nu_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.4.19) \text{ 粒子の運動量および粒子が備える波長との関係}$$

$$\nu_{S_v_wave} = \frac{m_{S_v_wave}(\nu_{S_masspoint}) \cdot c^2}{h} \dots (4.1.11) \text{ 質点で説明する波の振動数の決定}$$

$$E_{S_v_wave}(\nu_{S_masspoint}) = h \cdot \nu_{S_v_wave} \dots (4.1.13) \text{ 波を示す質点の全エネルギー}$$

位相 (4.8.19) は (4.8.20) のように記述して、プランク定数を使用して粒子性および波動性を記述することができる。位相 (4.8.20) の右辺の第 1 項に運動量 (4.4.19) を代入して、右辺の第 2 項に量子エネルギー (4.1.13) を代入すると位相 (4.8.21) を記述できる。位相 (4.8.21) の右辺でプランク定数を (4.8.22) に書き換えて、(4.8.22) を纏めて括弧の外に書くと (4.8.23) に書き直すことができる。

$$\theta_{\text{phase}} = \frac{2 \cdot \pi}{h} \cdot \frac{h}{\lambda_{S_wave}} \cdot l_{\text{counter phase}} - \frac{2 \cdot \pi}{h} \cdot h \cdot \nu_{S_v_wave} \cdot t \dots (4.8.20)$$

$$\theta_{\text{phase}} = \frac{2 \cdot \pi}{h} \cdot p_{S_v_wave} \cdot l_{\text{counter phase}} - \frac{2 \cdot \pi}{h} \cdot E_{S_v_wave} \cdot t \dots (4.8.21)$$

$$\hbar = \frac{h}{2 \cdot \pi} \dots (4.8.22)$$

$$\theta_{\text{phase}} = (p_{S_v_wave} \cdot l_{\text{counter phase}} - E_{S_v_wave} \cdot t) \cdot \frac{1}{\hbar} \dots (4.8.23)$$

位相 (4.8.23) の右辺は粒子性を運動量 (4.4.19) および量子エネルギー (4.1.13) で記述している。位相 (4.8.23) の左辺は、オイラーの公式 (4.8.1) の弧度 (4.8.9) を記述するのに使用するので波の性質を示す量である。位相 (4.8.23) を (4.8.2) の両辺に代入すると、(4.8.24) である。

$$e^{i\theta} = \cos \theta + i \sin \theta, (i \text{ は虚数である。}) \dots (4.8.1)$$

$$r \cdot e^{i\theta} = r \cdot \cos \theta + i r \cdot \sin \theta, (i \text{ は虚数である。}) \dots (4.8.2)$$

$$r \cdot e^{i(p_{S_v_wave} \cdot l_{\text{counter phase}} - E_{S_v_wave} \cdot t) \cdot \frac{1}{\hbar}} = r \cdot \cos(p_{S_v_wave} \cdot l_{\text{counter phase}} - E_{S_v_wave} \cdot t) \cdot \frac{1}{\hbar} + i r \cdot \sin(p_{S_v_wave} \cdot l_{\text{counter phase}} - E_{S_v_wave} \cdot t) \cdot \frac{1}{\hbar} \dots (4.8.24)$$

(4.8.2) の位相に位相 (4.8.23) を代入すると、(4.8.24) で複素数の回転を記述できる。(4.8.24) で表現する回転では、

位相 (4.8.23) で粒子の性質および波の性質は運動量および量子エネルギー並びに物質波で記述している。普通は、回転を記述する場合には (4.8.24) の左辺を使用する。ここで、(4.8.24) の左辺を (4.8.25) で記述する。関数 (4.8.25) の左辺は、距離 $l_{\text{counter phase}}$ および時点 t の変数をそれぞれの独立変数にしている。関数 (4.8.25) の距離 $l_{\text{counter phase}}$ の独立変数は l_{clockp} で書き直すことで、偏微分方程式を導出するときの表示を見やすくすることになる。このことで、関数 (4.8.25) を (4.8.26) に書き直す。

$$\psi(l_{\text{counter phase}}, t) = r \cdot e^{i(p_{S_v\text{wave}} \cdot l_{\text{counter phase}} - E_{S_v\text{wave}} \cdot t) \frac{1}{\hbar}} \dots (4.8.25)$$

$$\psi(l_{\text{clockp}}, t) = r \cdot e^{i(p_{S_v\text{wave}} \cdot l_{\text{clockp}} - E_{S_v\text{wave}} \cdot t) \frac{1}{\hbar}} \dots (4.8.26)$$

関数 (4.8.26) の右辺に振幅で図 2.1 の正円の半径を記述してある。図 2.1 の正円の半径は正弦波の波長の定義 (2.10) では波長を記述できる。ここでは、物質波の波長 (4.4.17) を正弦波の波長の定義 (2.10) の左辺に記述できる。物質波の波長 (4.4.17) および正弦波の波長の定義 (2.10) を使用して、関数 (4.8.26) の振幅を書き直すと (4.8.27) になる。

$\lambda \equiv 2 \cdot \pi \cdot r, (0 < \lambda < \infty) \dots (2.10)$ 正弦波の波長の定義

$$\lambda_{S_wave} = \frac{\lambda_{S_c}}{\sqrt{1 - \frac{(m_{0S_masspoint})^2}{(m_{S_v\text{wave}}(v_{S_masspoint}))^2}}}, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.4.17)$$

$$\psi(l_{\text{clockp}}, t) = \frac{\lambda_{S_wave}}{2 \cdot \pi} \cdot e^{i(p_{S_v\text{wave}} \cdot l_{\text{clockp}} - E_{S_v\text{wave}} \cdot t) \frac{1}{\hbar}} \dots (4.8.27)$$

図 2.1 の正円の円周上の点の回転を記述している関数 (4.8.27) は、円周上の距離が慣性座標系上の軸上の点を意味する独立変数 l_{clockp} および独立変数 t である時点の関数である。関数 (4.8.27) の点の回転は、量子エネルギー (4.1.13) の振動数 (4.1.11) の回転である物質波の波を描く。

$$E_{S_v\text{wave}}(v_{S_masspoint}) = h \cdot v_{S_v\text{wave}} \dots (4.1.13) \text{波を示す質点の全エネルギー}$$

$$v_{S_v\text{wave}} = \frac{m_{S_v\text{wave}}(v_{S_masspoint}) \cdot c^2}{h} \dots (4.1.11) \text{質点で説明する波の振動数の決定}$$

運動量 (4.4.19) の波長 (4.4.17) では、振動数 (4.1.11) の物質波の波長が粒子の慣性および時点軸の時点を経る真空中の光子の波長で生じていることを記述している。そのように時点軸の真空中の光子の量子化されたエネルギー

(4.1.13) で生じている物質波の波長 (4.4.17) は、慣性座標系上を伝搬することで独立変数 l_{clockp} の軸上の点で指定する物質波の値を計算できる関数である。オイラーの公式 (4.8.1) の三角関数で計算できる振幅 (4.8.28) —— 図 2.1 の正円の半径である。関数になる波長 (4.4.17) の値で計算する。—— は、慣性座標系の空間の距離を意味する。

$$p_{S_v\text{wave}}(t) = \frac{h}{\lambda_{S_wave}}, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.4.19) \text{粒子の運動量および粒子が備える波長との関係}$$

$$e^{i\theta} = \cos \theta + i \sin \theta, (i \text{ は虚数である。}) \dots (4.8.1)$$

$$\frac{\lambda_{S_wave}}{2 \cdot \pi} \dots (4.8.28)$$

回転を記述している関数 (4.8.27) の絶対値は距離である。複素数の 2 次元の直交座標系上の図 2.1 のような正円の円周上の点が回転し続けることを記述している関数 (4.8.27) である。この回転は関数 (4.8.27) の右辺に記述してある位相 (4.8.29) で計算している。位相 (4.8.29) の左辺の値が変化することで図 2.1 の円周上の点は次の位置に移動している。

位相 (4.8.29) を記述している変数は、円周上の位置を示す独立変数 l_{clockp} および時点軸の独立変数 t である。運動量 (4.4.19) は定数である。時点軸の真空中の光子の量子化されたエネルギー (4.1.13) も定数である。オイラーの公式 (4.8.1) での回転の記述であるので、複素数の直交座標系上は円周上の点が回転しているのみである。 x 軸上の値の変動および虚数の y 軸上の値の変動で振動を考える。振動を考えるのに慣性座標系上の空間成分ではどのような振動現象であるものか考える。

$$\psi(l_{\text{clockp}}, t) = \frac{\lambda_{S_wave}}{2 \cdot \pi} \cdot e^{i(p_{S_v_wave} \cdot l_{\text{clockp}} - E_{S_v_wave} \cdot t) \cdot \frac{1}{\hbar}} \dots (4.8.27)$$

$$\theta_{\text{phase}}(l_{\text{clockp}}, t) = (p_{S_v_wave} \cdot l_{\text{clockp}} - E_{S_v_wave} \cdot t) \cdot \frac{1}{\hbar} \dots (4.8.29)$$

$$E_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) = h \cdot v_{S_v_wave} \dots (4.1.13) \text{波を示す質点の全エネルギー}$$

慣性座標系上の距離は、図 2.1 の正円の円周上の点が移動した距離に対応することで計算している著者の波の理論である——文献 1 6 で説明している。——。円周上の点が移動した距離は、弧度 (4.8.9) を使用して弧度に正円の半径をかけることで計算できる。位相 (4.8.29) の両辺に正円の半径を掛けることで、距離 (4.8.30) を記述できる。

$$\theta \equiv \frac{l}{r} \text{ rad}, (r \neq 0) \dots (4.8.9)$$

$$r \cdot \theta_{\text{phase}} = \frac{\lambda_{S_wave}}{2 \cdot \pi} \cdot (p_{S_v_wave} \cdot l_{\text{clockp}} - E_{S_v_wave} \cdot t) \cdot \frac{1}{\hbar} \dots (4.8.30)$$

距離 (4.8.30) の右辺にはプランク定数を使用した (4.8.22) が記述されている。(4.8.22) の右辺を距離 (4.8.30) の右辺に代入すると、距離 (4.8.31) になる。距離 (4.8.31) の右辺の (4.8.22) の右辺を整理すると距離 (4.8.32) である。

$$\hbar = \frac{h}{2 \cdot \pi} \dots (4.8.22)$$

$$r \cdot \theta_{\text{phase}} = \frac{\lambda_{S_wave}}{2 \cdot \pi} \cdot (p_{S_v_wave} \cdot l_{\text{clockp}} - E_{S_v_wave} \cdot t) \cdot \frac{1}{\frac{h}{2 \cdot \pi}} \dots (4.8.31)$$

$$r \cdot \theta_{\text{phase}} = \frac{\lambda_{S_wave}}{2 \cdot \pi} \cdot (p_{S_v_wave} \cdot l_{\text{clockp}} - E_{S_v_wave} \cdot t) \cdot \frac{2 \cdot \pi}{h} \dots (4.8.32)$$

距離 (4.8.32) の右辺の 2π を消すと距離 (4.8.33) になる。距離 (4.8.33) の右辺には運動量 (4.4.19) が記述されているので、運動量 (4.4.19) を距離 (4.8.33) の右辺に代入して距離 (4.8.34) を記述できる。

$$r \cdot \theta_{\text{phase}} = \frac{\lambda_{S_wave}}{h} \cdot (p_{S_v_wave} \cdot l_{\text{clockp}} - E_{S_v_wave} \cdot t) \dots (4.8.33)$$

$$r \cdot \theta_{\text{phase}} = \frac{1}{p_{S_v_wave}} \cdot (p_{S_v_wave} \cdot l_{\text{clockp}} - E_{S_v_wave} \cdot t) \dots (4.8.34)$$

円周上の点の移動距離 (4.8.34) の左辺は (4.3.35) の左辺のように書き直す。距離 (4.8.34) の右辺は運動量 (4.4.19) で整理して、距離 (4.8.35) のように記述する。

$$l_{\text{phase}} = l_{\text{clockp}} - \frac{E_{S_v_wave}}{p_{S_v_wave}} \cdot t \dots (4.8.35)$$

距離 (4.8.35) の右辺の第 2 項には、物質波の速さ (4.5.8) の右辺が記述してある。物質波の速さ (4.5.8) の左辺を距離 (4.8.35) の右辺の第 2 項に記述すると、距離 (4.8.36) になる。距離 (4.8.36) の右辺には波の速さ (2.2) ——著者が文献 1 で独自の波の理論で定義した。——を記述してある。距離 (4.8.36) の右辺では、量子化されたエネルギーの振動数

(4.1.11) で振動して伝搬している物質波の速さ (4.5.8) を記述している．距離 (4.8.36) の右辺の第 1 項は，独立変数で第 2 項とは位相の回転方向が異符号である空間の位置を指定している．この第 1 項で指定する波の位置は，第 2 項の物質波の振動数で負の方向に回転する点の位相で生じている物質波の位置である．

$$v_{S_wave}(t) = \frac{E_{S_wave}(v_{S_masspoint})}{p_{S_wave}}, (v_{S_masspoint} \neq 0) \cdots (4.5.8)$$

$$l_{phase} = l_{clockp} - v_{S_wave} \cdot t \cdots (4.8.36) \text{振動数 (4.1.11) の円周上の点から移動した距離 } l_{phase}$$

$$v_{wave}(t) \equiv \lim_{h_i \rightarrow 0} \frac{l(t+h_i) - l(t)}{h_i} \cdots (2.2) \text{——正円上に仮定した点で定義する——波の速さの定義}$$

$$v_{S_wave} = \frac{m_{S_wave}(v_{S_masspoint}) \cdot c^2}{h} \cdots (4.1.11) \text{質点で説明する波の振動数の決定}$$

慣性座標系上の質点の速さは関係式 (4.4.24) の真空中の光の 2 乗で物質波の速さを (4.8.37) で記述できる．距離 (4.8.36) の右辺の第 2 項で物質波の速さ (4.5.8) に掛けている時点に (4.8.38) のように記述した場合には (4.8.39) を記述することにする．距離 (4.8.39) の右辺が零であることは，図 2.1 の円周上の位置で計算する距離が零で点が進まない場合になる．

$$v_{S_masspoint}(t) \cdot v_{S_wave}(t) = c^2, (v_{S_masspoint} \neq 0) \cdots (4.4.24)$$

$$v_{S_wave}(t) = \frac{c^2}{v_{S_masspoint}(t)}, (v_{S_masspoint} \neq 0) \cdots (4.8.37)$$

$$t = t_{wave} \cdots (4.8.38)$$

$$l_{clockp}(t_{wave}) - v_{S_wave} \cdot t_{wave} = 0 \cdots (4.8.39)$$

このことでは，物質波の振動数 (4.1.11) の円周上の点が負の方向に位相を回転させるのに，(4.8.39) の右辺の第 1 項の円周上の位置が正の方向に位相を回転させる移動距離で打ち消していることになる．(4.8.39) では，回転を記述している関数 (4.8.27) の右辺の位相が零であるので，(4.8.40) である．

$$\psi(l_{clockp}, t) = \frac{\lambda_{S_wave}}{2 \cdot \pi} \cdot e^{i(p_{S_wave} \cdot l_{clockp} - E_{S_wave} \cdot t) \cdot \frac{1}{\hbar}} \cdots (4.8.27)$$

$$\psi(l_{clockp}, t) = \frac{\lambda_{S_wave}}{2 \cdot \pi} \cdot e^{i(0) \cdot \frac{1}{\hbar}} \cdots (4.8.40)$$

回転を記述する関数 (4.8.27) は (4.8.41) になる．(4.8.41) の値は定数である．回転を記述する関数 (4.8.27) が定数 (4.8.41) の場合は，(4.8.39) の両辺を時点で微分すると (4.8.42) であり波が等速で伝搬する速さの式 (4.8.43) である．位相 (4.8.29) の右辺の第 1 項の独立変数が l_{clockp} が時点 t_{wave} を独立変数とする関数になる場合の $l_{clockp}(t_{wave})$ で波の式 (4.8.43) であると，位相 (4.8.29) の左辺は零であり回転を記述する関数 (4.8.27) は (4.8.41) の定数である．

$$\psi(l_{clockp}, t) = \frac{\lambda_{S_wave}}{2 \cdot \pi} \cdots (4.8.41)$$

$$\frac{dl_{clockp}(t_{wave})}{dt_{wave}} - v_{S_wave} = 0 \cdots (4.8.42)$$

$$v_{S_wave} = \frac{dl_{clockp}(t_{wave})}{dt_{wave}} \cdots (4.8.43)$$

$$\theta_{phase} = (p_{S_wave} \cdot l_{clockp} - E_{S_wave} \cdot t) \cdot \frac{1}{\hbar} \cdots (4.8.29)$$

波の関数 (4.8.41) になる位相は (4.8.44) で計算できる。位相 (4.8.44) の右辺は定数の扱いで、両辺を時点で微分すると、(4.8.45) である。(4.8.45) は物質波の速さ (4.8.46) に整理できる。物質波の速さ (4.8.46) の右辺は、物質波の速さ (4.5.8) の右辺であるので (4.8.43) である。

$$(p_{S_v_wave} \cdot l_{\text{clockp}}(t_{\text{wave}}) - E_{S_v_wave} \cdot t_{\text{wave}}) \cdot \frac{1}{\hbar} = a \cdot \pi, (a = 0, 1, 2, 3, 4, 5, \dots : \text{零以上の整数である}) \dots (4.8.44)$$

$$p_{S_v_wave} \cdot \frac{dl_{\text{clockp}}(t_{\text{wave}})}{dt_{\text{wave}}} - E_{S_v_wave} = 0 \dots (4.8.45)$$

$$\frac{dl_{\text{clockp}}(t_{\text{wave}})}{dt_{\text{wave}}} = \frac{E_{S_v_wave}}{p_{S_v_wave}}, (p_{S_v_wave} \neq 0) \dots (4.8.46)$$

$$v_{S_wave}(t) = \frac{E_{S_v_wave}(v_{S_masspoint})}{p_{S_v_wave}}, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.5.8)$$

$$v_{S_wave} = \frac{dl_{\text{clockp}}(t_{\text{wave}})}{dt_{\text{wave}}} \dots (4.8.43)$$

回転を記述する関数 (4.8.27) は空間成分の回転と時点軸の成分の回転を分けて (4.8.47) に記述できる。運動量 (4.4.19) を使用して、独立変数 l_{clockp} が空間成分の回転を説明している。量子化されたエネルギー (4.1.13) を使用して、独立変数 t が時点軸成分の回転を説明している。

$$\psi(l_{\text{clockp}}, t) = \frac{\lambda_{S_wave}}{2 \cdot \pi} \cdot e^{i(p_{S_v_wave} \cdot l_{\text{clockp}} - E_{S_v_wave} \cdot t) \frac{1}{\hbar}} \dots (4.8.27)$$

$$\psi(l_{\text{clockp}}, t) = \frac{\lambda_{S_wave}}{2 \cdot \pi} \cdot e^{i(p_{S_v_wave} \cdot l_{\text{clockp}}) \frac{1}{\hbar}} \cdot e^{i(-E_{S_v_wave} \cdot t) \frac{1}{\hbar}} \dots (4.8.47)$$

$$p_{S_v_wave}(t) = \frac{h}{\lambda_{S_wave}}, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.4.19) \text{ 粒子の運動量および粒子が備える波長との関係}$$

$$E_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) = h \cdot v_{S_v_wave} \dots (4.1.13) \text{ 波を示す質点の全エネルギー}$$

物質波の運動量で慣性座標系上の空間成分に仮定している変動を記述している関数 (4.8.48) で回転方向は正の方向の記述としている。時点軸の量子化されたエネルギーで回転する関数とは回転方向が逆である。

$$\phi(l_{\text{clockp}}) = \frac{\lambda_{S_wave}}{2 \cdot \pi} \cdot e^{i(p_{S_v_wave} \cdot l_{\text{clockp}}) \frac{1}{\hbar}} \dots (4.8.48)$$

回転を記述する関数 (4.8.47) の右辺の時点軸の回転を記述している関数は (4.8.49) で記述する。(4.8.49) の振動数は量子化されたエネルギーの振動数であり、物質波の振動数である。(4.8.49) の右辺の記述している回転方向は時計回りであり負の方向に回転している。この負の方向は運動量で記述している (4.8.48) の正の方向の回転方向とは反対である。4 章 1 節の著者の独自の理論での物質波の導出では、特殊相対性理論の時点軸の真空中の光子の量子化されたエネルギーを使用して物質波の振動数を導出している。特殊相対性理論の時間軸は慣性座標系上の空間成分と異符号で数学の距離を計算する時空である。特殊相対性理論の運動量の成分を負で記述するのに対して時点軸成分の質点を持つ全エネルギー

(4.1.2) を正の符号で記述する距離の計算に、(4.4.48) の空間成分の運動量の正の方向の符合は (4.8.49) の回転方向の負号に異符号であることで一致を考えることになる—— (4.3.5) は慣性質量の記述でこの関係を使用し導出している。文献 8 で説明している。——

$$\phi(t) = e^{i(-E_{S_v_wave} \cdot t) \frac{1}{\hbar}} \dots (4.8.49) \text{ 量子化されたエネルギーで振動する物質波}$$

$$E_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) = m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) \cdot c^2 \dots (4.1.2) \text{ 質点の持つ全エネルギー}$$

$$m_{0S_masspoint} = \sqrt{\frac{(E_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}))^2}{c^4} - \frac{(p_{S_v_wave}(t))^2}{c^2}} \dots (4.3.5) \text{全エネルギーおよび運動量で静止質量を記述した関係式}$$

回転を記述している関数 (4.8.47) は、空間の回転を記述している (4.8.48) および時間軸の回転を記述している

(4.8.49) を使用して (4.8.50) に記述できる。回転を記述している関数 (4.8.50) の右辺では、空間成分の独立変数で記述している関数 (4.8.48) に振幅 (4.8.28) を記述している。この振幅 (4.8.28) は、図 2.1 の正円の半径である。このことで、振動現象および波の振幅 (4.8.28) は時点軸の空間成分の回転を記述している関数 (4.8.49) で計算している。回転を記述している関数 (4.8.50) の右辺では、独立変数がひとつでそれぞれ (4.8.48) および (4.8.49) を記述している。

(4.8.50) の左辺は多変数関数であり、独立変数を 2 つで記述している。回転を記述している関数 (4.8.50) の右辺のそれぞれの関数を微分する場合では、常微分方程式ですむ。

$$\psi(l_{clockp}, t) = \phi(l_{clockp}) \cdot \varphi(t) \dots (4.8.50)$$

$$\frac{\lambda_{S_wave}}{2 \cdot \pi} \dots (4.8.28)$$

回転を記述している関数 (4.8.27) を時点について微分すると、(4.8.51) である。微分方程式 (4.8.51) の右辺の虚数および (4.8.22) を左辺に書き直すと微分方程式 (4.8.52) になる。

$$\psi(l_{clockp}, t) = \frac{\lambda_{S_wave}}{2 \cdot \pi} \cdot e^{i(p_{S_v_wave} \cdot l_{clockp} - E_{S_v_wave} \cdot t) \frac{1}{\hbar}} \dots (4.8.27)$$

$$\frac{\partial \psi(l_{clockp}, t)}{\partial t} = -i \frac{\lambda_{S_wave}}{2\pi} \cdot \frac{1}{\hbar} \cdot E_{S_v_wave} \cdot e^{i(p_{S_v_wave} \cdot l_{clockp} - E_{S_v_wave} \cdot t) \frac{1}{\hbar}} \dots (4.8.51)$$

$$\hbar = \frac{h}{2 \cdot \pi} \dots (4.8.22)$$

$$i \hbar \cdot \frac{\partial \psi(l_{clockp}, t)}{\partial t} = E_{S_v_wave} \cdot \frac{\lambda_{S_wave}}{2\pi} \cdot e^{i(p_{S_v_wave} \cdot l_{clockp} - E_{S_v_wave} \cdot t) \frac{1}{\hbar}} \dots (4.8.52)$$

微分方程式 (4.8.51) の右辺のオイラー公式は回転を記述している関数 (4.8.27) の左辺で書き直せる。回転を記述している関数 (4.8.27) の左辺を微分方程式 (4.8.52) の右辺に代入すると微分方程式 (4.8.53) になる。

$$i \hbar \cdot \frac{\partial \psi(l_{clockp}, t)}{\partial t} = E_{S_v_wave} \cdot \psi(l_{clockp}, t) \dots (4.8.53)$$

微分方程式 (4.8.53) の両辺を比較すると、(4.8.54) の対応関係を与えることができる。対応関係 (4.8.54) の左の演算子は、粒子性を示す時点軸の量子化されたエネルギーを回転を記述している関数 (4.8.27) の波の性質に書き換える。粒子性を示す量子化されたエネルギーは虚数が付いた偏微分に回転を記述している関数を記述する。

$$i \hbar \cdot \frac{\partial}{\partial t} \leftrightarrow E_{S_v_wave} \dots (4.8.54) \text{エネルギーと演算子との対応関係}$$

回転を記述している関数 (4.8.27) を空間の独立変数で微分すると、(4.8.54) に記述できる。微分方程式 (4.8.54) の右辺には運動量 (4.4.19) を記述している。運動量 (4.4.19) の左辺を微分方程式 (4.8.54) の右辺に記述して整理すると、微分方程式 (4.8.55) を記述できる。

$$\psi(l_{clockp}, t) = \frac{\lambda_{S_wave}}{2 \cdot \pi} \cdot e^{i(p_{S_v_wave} \cdot l_{clockp} - E_{S_v_wave} \cdot t) \frac{1}{\hbar}} \dots (4.8.27)$$

$$\frac{\partial \psi(l_{clockp}, t)}{\partial l_{clockp}} = i \frac{\lambda_{S_wave}}{2 \cdot \pi} \cdot \frac{1}{\hbar} \cdot p_{S_v_wave} \cdot e^{i(p_{S_v_wave} \cdot l_{clockp} - E_{S_v_wave} \cdot t) \frac{1}{\hbar}} \dots (4.8.54)$$

$$p_{S_v_wave}(t) = \frac{h}{\lambda_{S_wave}}, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.4.19) \text{粒子の運動量および粒子が備える波長との関係}$$

$$\frac{\partial \psi(l_{\text{clockp}}, t)}{\partial l_{\text{clockp}}} = i \frac{\lambda_{S_wave}}{2\pi} \cdot \frac{1}{\hbar} \cdot \frac{h}{\lambda_{S_wave}} \cdot e^{i(p_{S_vwave} \cdot l_{\text{clockp}} - E_{S_vwave} \cdot t) \frac{1}{\hbar}} \dots (4.8.55)$$

プランク定数を使用した (4.8.22) を微分方程式 (4.8.55) の右辺に代入すると, (4.8.56) になる. 微分方程式 (4.8.56) の右辺を整理すると (4.8.57) になる.

$$\hbar = \frac{h}{2 \cdot \pi} \dots (4.8.22)$$

$$\frac{\partial \psi(l_{\text{clockp}}, t)}{\partial l_{\text{clockp}}} = i \frac{\lambda_{S_wave}}{2\pi} \cdot \frac{2\pi}{h} \cdot \frac{h}{\lambda_{S_wave}} \cdot e^{i(p_{S_vwave} \cdot l_{\text{clockp}} - E_{S_vwave} \cdot t) \frac{1}{\hbar}} \dots (4.8.56)$$

$$\frac{\partial \psi(l_{\text{clockp}}, t)}{\partial l_{\text{clockp}}} = i e^{i(p_{S_vwave} \cdot l_{\text{clockp}} - E_{S_vwave} \cdot t) \frac{1}{\hbar}} \dots (4.8.57)$$

回転を記述している関数 (4.8.27) を (4.8.58) に書き直す. (4.8.58) の左辺を微分方程式 (4.8.57) の右辺に代入すると (4.8.59) になる. 微分方程式 (4.8.59) の右辺に運動量 (4.4.19) を記述するために整理して書き直すと, 微分方程式 (4.8.60) になる.

$$\psi(l_{\text{clockp}}, t) = \frac{\lambda_{S_wave}}{2 \cdot \pi} \cdot e^{i(p_{S_vwave} \cdot l_{\text{clockp}} - E_{S_vwave} \cdot t) \frac{1}{\hbar}} \dots (4.8.27)$$

$$\frac{2 \cdot \pi}{\lambda_{S_wave}} \cdot \psi(l_{\text{clockp}}, t) = e^{i(p_{S_vwave} \cdot l_{\text{clockp}} - E_{S_vwave} \cdot t) \frac{1}{\hbar}} \dots (4.8.58.)$$

$$\frac{\partial \psi(l_{\text{clockp}}, t)}{\partial l_{\text{clockp}}} = i \frac{2 \cdot \pi}{\lambda_{S_wave}} \cdot \psi(l_{\text{clockp}}, t) \dots (4.8.59)$$

$$p_{S_vwave}(t) = \frac{h}{\lambda_{S_wave}}, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.4.19) \text{ 粒子の運動量および粒子が備える波長との関係}$$

$$\frac{\partial \psi(l_{\text{clockp}}, t)}{\partial l_{\text{clockp}}} = i \frac{2 \cdot \pi}{h} \cdot \frac{h}{\lambda_{S_wave}} \cdot \psi(l_{\text{clockp}}, t) \dots (4.8.60)$$

微分方程式 (4.8.60) の右辺に運動量 (4.4.19) の右辺を代入して, 微分方程式 (4.8.61) に書き直す. 微分方程式

(4.8.61) の両辺を比較すると, (4.8.62) の対応関係を与えることができる. 対応関係 (4.8.62) の左の演算子は, 粒子性を示す空間の成分の運動量が回転を記述している関数 (4.8.27) の波の性質に書き換えられる. 粒子性を示す運動量は虚数が付いた偏微分に回転を記述している関数を記述する.

$$-i \hbar \cdot \frac{\partial \psi(l_{\text{clockp}}, t)}{\partial l_{\text{clockp}}} = p_{S_vwave} \cdot \psi(l_{\text{clockp}}, t) \dots (4.8.61)$$

$$-i \hbar \cdot \frac{\partial}{\partial l_{\text{clockp}}} \leftrightarrow p_{S_vwave} \dots (4.8.62) \text{ 運動量と演算子との対応関係}$$

偏微分方程式 (4.8.57) を空間の独立変数 l_{clockp} で微分すると (4.8.63) になる. 微分方程式 (4.8.63) の右辺を虚数で整理すると (4.8.64) になる.

$$\frac{\partial \psi(l_{\text{clockp}}, t)}{\partial l_{\text{clockp}}} = i e^{i(p_{S_vwave} \cdot l_{\text{clockp}} - E_{S_vwave} \cdot t) \frac{1}{\hbar}} \dots (4.8.57)$$

$$\frac{\partial^2 \psi(l_{\text{clockp}}, t)}{\partial l_{\text{clockp}}^2} = i \cdot i \cdot \frac{1}{\hbar} \cdot p_{S_vwave} \cdot e^{i(p_{S_vwave} \cdot l_{\text{clockp}} - E_{S_vwave} \cdot t) \frac{1}{\hbar}} \dots (4.8.63)$$

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial l_{\text{clockp}}^2}(l_{\text{clockp}}, t) = -\frac{1}{\hbar} \cdot p_{S_v_{\text{wave}}} \cdot e^{i(p_{S_v_{\text{wave}}} \cdot l_{\text{clockp}} - E_{S_v_{\text{wave}}} \cdot t) \frac{1}{\hbar}} \dots (4.8.64)$$

運動量 (4.4.19) の右辺を微分方程式 (4.8.64) に代入すると, (4.8.65) になる. 微分方程式 (4.8.65) をプランク定数で整理すると, (4.8.66) である. (4.8.58) の左辺を微分方程式 (4.8.66) に代入すると, (4.8.67) になる.

$$\frac{\partial^2 \psi(l_{\text{clockp}}, t)}{\partial l_{\text{clockp}}^2} = -\frac{2\pi}{h} \cdot \frac{h}{\lambda_{S_v_{\text{wave}}}} \cdot e^{i(p_{S_v_{\text{wave}}} \cdot l_{\text{clockp}} - E_{S_v_{\text{wave}}} \cdot t) \frac{1}{\hbar}} \dots (4.8.65)$$

$$\frac{\partial^2 \psi(l_{\text{clockp}}, t)}{\partial l_{\text{clockp}}^2} = -\frac{2\pi}{\lambda_{S_v_{\text{wave}}}} \cdot e^{i(p_{S_v_{\text{wave}}} \cdot l_{\text{clockp}} - E_{S_v_{\text{wave}}} \cdot t) \frac{1}{\hbar}} \dots (4.8.66)$$

$$\frac{2 \cdot \pi}{\lambda_{S_v_{\text{wave}}}} \cdot \psi(l_{\text{clockp}}, t) = e^{i(p_{S_v_{\text{wave}}} \cdot l_{\text{clockp}} - E_{S_v_{\text{wave}}} \cdot t) \frac{1}{\hbar}} \dots (4.8.58)$$

$$\frac{\partial^2 \psi(l_{\text{clockp}}, t)}{\partial l_{\text{clockp}}^2} = -\left(\frac{2\pi}{\lambda_{S_v_{\text{wave}}}}\right)^2 \cdot \psi(l_{\text{clockp}}, t) \dots (4.8.67)$$

運動量 (4.4.19) の左辺を記述するために, プランク定数で微分方程式 (4.8.67) を (4.8.68) に記述する. 微分方程式 (4.8.68) を整理して (4.8.69) に記述する. 運動量 (4.4.19) の左辺を微分方程式 (4.8.69) に記述して (4.8.22) を使用すると, (4.8.70) になる.

$$\frac{\partial^2 \psi(l_{\text{clockp}}, t)}{\partial l_{\text{clockp}}^2} = -\frac{h^2}{h^2} \cdot \left(\frac{2\pi}{\lambda_{S_v_{\text{wave}}}}\right)^2 \cdot \psi(l_{\text{clockp}}, t) \dots (4.8.68)$$

$$\frac{\partial^2 \psi(l_{\text{clockp}}, t)}{\partial l_{\text{clockp}}^2} = -\frac{(2\pi)^2}{h^2} \left(\frac{h}{\lambda_{S_v_{\text{wave}}}}\right)^2 \cdot \psi(l_{\text{clockp}}, t) \dots (4.8.69)$$

$$\hbar = \frac{h}{2 \cdot \pi} \dots (4.8.22)$$

$$\frac{\partial^2 \psi(l_{\text{clockp}}, t)}{\partial l_{\text{clockp}}^2} = -\frac{(p_{S_v_{\text{wave}}})^2}{\hbar^2} \cdot \psi(l_{\text{clockp}}, t) \dots (4.8.70)$$

微分方程式 (4.8.70) の右辺の運動量 (4.4.19) および (4.8.22) を左辺に (4.8.71) のように記述する. 微分方程式 (4.8.71) の右辺に量子化されたエネルギーを (4.8.72) のように記述する.

$$p_{S_v_{\text{wave}}}(t) = \frac{h}{\lambda_{S_v_{\text{wave}}}}, (v_{S_v_{\text{masspoint}}} \neq 0) \dots (4.4.19) \text{ 粒子の運動量および粒子が備える波長との関係}$$

$$\hbar = \frac{h}{2 \cdot \pi} \dots (4.8.22)$$

$$-\frac{\hbar^2}{(p_{S_v_{\text{wave}}})^2} \cdot \frac{\partial^2 \psi(l_{\text{clockp}}, t)}{\partial l_{\text{clockp}}^2} = \psi(l_{\text{clockp}}, t) \dots (4.8.71)$$

$$-\frac{\hbar^2}{(p_{S_v_{\text{wave}}})^2} \cdot \frac{\partial^2 \psi(l_{\text{clockp}}, t)}{\partial l_{\text{clockp}}^2} = \frac{E_{S_v_{\text{wave}}}}{E_{S_v_{\text{wave}}}} \psi(l_{\text{clockp}}, t) \dots (4.8.72)$$

量子化されたエネルギーとの対応関係 (4.8.54) を使用して, 微分方程式 (4.8.73) のように記述する. 微分方程式 (4.8.73) を (4.8.74) のように整理する. 微分方程式 (4.8.74) は, 特殊相対性理論および光電効果の理論を使用して導出した物質波の振動数 (4.1.11) および運動量 (4.4.19) から導出した自由粒子の波の偏微分方程式である.

$$i \hbar \cdot \frac{\partial}{\partial t} \leftrightarrow E_{S_v_{\text{wave}}} \dots (4.8.54) \text{ エネルギーと演算子との対応関係}$$

$$-\frac{\hbar^2}{(p_{S_v_wave})^2} \cdot \frac{\partial^2 \psi(l_{clockp}, t)}{\partial l_{clockp}^2} = \frac{1}{E_{S_v_wave}} i \cdot \hbar \cdot \frac{\partial \psi(l_{clockp}, t)}{\partial t} \dots (4.8.73)$$

$$-\frac{\hbar^2}{(p_{S_v_wave})^2} \cdot \frac{\partial^2 \psi(l_{clockp}, t)}{\partial l_{clockp}^2} = i \hbar \cdot \frac{1}{E_{S_v_wave}} \cdot \frac{\partial \psi(l_{clockp}, t)}{\partial t} \dots (4.8.74)$$

$$v_{S_v_wave} = \frac{m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) \cdot c^2}{h} \dots (4.1.11) \text{質点で説明する波の振動数の決定}$$

$$p_{S_v_wave}(t) = \frac{h}{\lambda_{S_wave}}, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.4.19) \text{粒子の運動量および粒子が備える波長との関係}$$

物質波の波の関数を導出するには偏微分方程式を最初に示して、その方程式の解を導出して物質の振動現象の説明をしているのが一般的であるものと2026年現在の著者の記憶である。4章1節から4章8節までは物質波の振動数(4.1.11) および物質波の運動量(4.4.19)を導出して、物質波の群速度が4章1節の物質波の振動数を導出するのに仮定した質点の等速度の速さに等しいことを示した。そして、本節で図2.1の正円並びに物質波の振動数(4.1.11) および運動量(4.4.19)を使用して、波の関数(4.8.24)を記述できることを説明した。その波の関数(4.8.24)が回転を記述している関数(4.8.27)であることを説明して、自由粒子——ポテンシャルエネルギーが零である計算の粒子である。——の物質波の偏微分方程式(4.8.74)を導出した。

$$r \cdot e^{i(p_{S_v_wave} \cdot l_{counter\ phase} - E_{S_v_wave} \cdot t) \frac{1}{\hbar}} = r \cdot \cos(p_{S_v_wave} \cdot l_{counter\ phase} - E_{S_v_wave} \cdot t) \cdot \frac{1}{\hbar} + i r \cdot \sin(p_{S_v_wave} \cdot l_{counter\ phase} - E_{S_v_wave} \cdot t) \cdot \frac{1}{\hbar} \dots (4.8.24)$$

$$\psi(l_{clockp}, t) = \frac{\lambda_{S_wave}}{2 \cdot \pi} \cdot e^{i(p_{S_v_wave} \cdot l_{clockp} - E_{S_v_wave} \cdot t) \frac{1}{\hbar}} \dots (4.8.27)$$

ここからは、ニュートン力学の運動エネルギーを使用して特殊相対性理論の近似式として使用する...ニュートン力学の運動エネルギーを使用して偏微分方程式(4.8.72)を書き直して大学の教科書レベルでのシュレーディンガー方程式を導出する。ここでのシュレーディンガー方程式は、自由粒子のものである。ポテンシャルエネルギーは零であるので、教科書レベルのシュレーディンガー方程式とは言ってもポテンシャルエネルギーは記述していないものである。ポテンシャルエネルギーを記述してあるシュレーディンガー方程式は、最後の方に導出してある。

特殊相対性理論の質点を持つ全エネルギー(4.1.2)がニュートン力学の運動エネルギーに近似値にする場合を説明する。著者が独自に定義した静止質量(4.1)には質点の速度の速さを独立変数とした慣性質量(4.2)を仮定している。静止質量に近似値となる慣性質量(4.2)は、質点の速さが十分に真空中の光の速さよりも遅い場合に成立する。

$$E_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) = m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) \cdot c^2 \dots (4.1.2) \text{質点の持つ全エネルギー}$$

$$m_0 \equiv m(v) \cdot \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}, (0 \leq v \leq c) \dots (4.1)$$

$$m(v), (0 \leq v \leq c) \dots (4.2)$$

ここで使用する慣性質量を(4.8.75)で記述する。慣性質量(4.8.75)は静止質量(4.1)の左辺であるものと仮定する。質点の持つ全エネルギー(4.1.2)が(4.8.76)の右辺の運動エネルギーに近似値になることを仮定する。質点の持つ全エネルギーの近似式(4.8.76)の右辺は、運動エネルギー(4.8.77)の右辺に近似値になるものと仮定する。このような仮定では、質点の量子エネルギー(4.1.13)が運動エネルギー(4.8.78)に近似値であることを仮定できるものとする。運動量(4.3.4)を使用すると、近似値である運動エネルギー(4.8.78)は(4.7.79)に記述できる。

$$m_{S_v_wave0} \dots (4.8.75)$$

$$E_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) \approx m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) \cdot c^2 - m_{S_v_wave0} \cdot c^2 \dots (4.8.76)$$

$$m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) \cdot c^2 - m_{S_v_wave0} \cdot c^2 \approx \frac{1}{2} \cdot m_{S_v_wave0} \cdots (4.8.77)$$

$$E_{S_v_wave} \approx \frac{1}{2} \cdot m_{S_v_wave0} \cdot v_{S_masspoint}^2 \cdots (4.8.78)$$

$$p_{S_v_wave}(t) = m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) \cdot v_{S_masspoint}(t) \cdots (4.3.4) \text{ 質点の運動量}$$

$$E_{S_v_wave} \approx \frac{p_{S_v_wave}^2}{2 \cdot m_{S_v_wave0}}, (m_{S_v_wave0} \neq 0) \cdots (4.8.79)$$

微分方程式 (4.8.72) の右辺の分母の粒子の持つ全エネルギーを左辺に書き直すと (4.8.80) になる. (4.4.80) の左辺の粒子の持つ全エネルギーに運動エネルギー (4.8.79) の右辺を代入すると, (4.4.81) になる.

$$-\frac{\hbar^2}{(p_{S_v_wave})^2} \cdot \frac{\partial^2 \psi(l_{clockp}, t)}{\partial l_{clockp}^2} = \frac{E_{S_v_wave}}{E_{S_v_wave}} \psi(l_{clockp}, t) \cdots (4.8.72)$$

$$-\frac{\hbar^2}{(p_{S_v_wave})^2} \cdot E_{S_v_wave} \cdot \frac{\partial^2 \psi(l_{clockp}, t)}{\partial l_{clockp}^2} = E_{S_v_wave} \cdot \psi(l_{clockp}, t) \cdots (4.8.80)$$

$$-\frac{\hbar^2}{(p_{S_v_wave})^2} \cdot \frac{p_{S_v_wave}^2}{2 \cdot m_{S_v_wave0}} \cdot \frac{\partial^2 \psi(l_{clockp}, t)}{\partial l_{clockp}^2} \approx E_{S_v_wave} \cdot \psi(l_{clockp}, t) \cdots (4.8.81)$$

微分方程式 (4.8.81) の左辺を運動量で整理すると (4.8.82) になる——波の偏微分方程式 (4.8.81) の近似式はここでは, 等号で書くのが教科書レベルでの議論である. ——. (4.8.82) は, 自由粒子のシュレーディンガー方程式である. 波動方程式と呼ばれることもある.

$$-\frac{\hbar^2}{2 \cdot m_{S_v_wave0}} \cdot \frac{\partial^2 \psi(l_{clockp}, t)}{\partial l_{clockp}^2} = E_{S_v_wave} \cdot \psi(l_{clockp}, t) \cdots (4.8.82)$$

波動方程式 (4.8.82) を導出できた. 回転を記述している関数 (4.8.27) は波動方程式の解であり, 波動関数と呼ばれることもある. 著者が使用している回転を記述している関数 (4.8.27) という呼び方は著者が波の関数と言うよりも位相の回転を指摘する方が良いと思ったことでの試みである. 波動方程式 (4.8.56) は自由粒子 (free particle) の微分方程式になる. ここでの自由粒子は, 4章1節での著者の独自の物質波の導出理論でポテンシャルエネルギーが零で運動エネルギーを持つ粒子を質点として物質波の振動数 (4.1.11) を導出したことからの解釈である. 振動数 (4.1.11) を導出では, ニュートン力学の運動エネルギーに近似はしていない. 偏微分方程式 (4.8.82) の近似式は, 教科書レベルの議論に合わせて採用したものである. (4.8.79) では, 静止エネルギーが計算では使用されていない. 回転を記述している関数 (4.8.27) の位相では, 静止エネルギーを考慮した特殊相対性理論の計算を使用して導出した運動量および量子化されたエネルギーを記述している——4章1節および4章3節では, 特殊相対性理論および光電効果の理論を使用して導出してある物質波である. ニュートン力学に近似値とする計算はしていない. ——. 物質波の偏微分方程式 (4.8.82) では, 係数の値にニュートン力学の運動エネルギーに近似値とした計算であり, 位相の変化には近似値を導入していない. 計算結果の一致の程度を考慮した場合には, 位相の近似値で計算していない影響を考える必要がある.

$$\psi(l_{clockp}, t) = \frac{\lambda_{S_wave}}{2 \cdot \pi} \cdot e^{i(p_{S_v_wave} \cdot l_{clockp} - E_{S_v_wave} \cdot t) \frac{1}{\hbar}} \cdots (4.8.27)$$

$$v_{S_v_wave} = \frac{m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) \cdot c^2}{h} \cdots (4.1.11) \text{ 質点で説明する波の振動数の決定}$$

偏微分方程式 (4.5.53) の左辺を偏微分方程式 (4.8.82) の右辺に代入すると (4.8.83) である. 回転を記述している関数 (4.8.27) は, 4章1節の物質波の導出で使した図 2.1 の正円を使用して回転を記述した関数である. この正円の半径

が正弦波の波長の半径であるので、回転を記述している関数 (4.8.27) の振幅は物質波の運動量 (4.4.19) に記述した分母の波長の半径である。この関数 (4.8.27) の導出方法は微分方程式から得た解ではない。

$$i \hbar \cdot \frac{\partial \psi(l_{\text{clockp}}, t)}{\partial t} = E_{S_v\text{wave}} \cdot \psi(l_{\text{clockp}}, t) \cdots (4.8.53)$$

$$-\frac{\hbar^2}{2 \cdot m_{S_v\text{wave}0}} \cdot \frac{\partial^2 \psi(l_{\text{clockp}}, t)}{\partial l_{\text{clockp}}^2} = E_{S_v\text{wave}} \cdot \psi(l_{\text{clockp}}, t) \cdots (4.8.82)$$

$$-\frac{\hbar^2}{2 \cdot m_{S_v\text{wave}0}} \cdot \frac{\partial^2 \psi}{\partial l_{\text{clockp}}^2} = i \cdot \hbar \cdot \frac{\partial \psi(l_{\text{clockp}}, t)}{\partial t} \cdots (4.8.83)$$

物質波を考える微分方程式に (4.8.53) を使用すると、波の微分方程式 (4.8.53) の左辺に虚数が見えるが右辺には虚数が見えない。量子化されたエネルギーは実数である。波の微分方程式 (4.8.82) の解が実数のみでは、波の微分方程式 (4.8.82) の左辺の虚数のために等号の記号の意味が成立しない。このことから、波の微分方程式 (4.8.82) の解は複素数であることを説明できる。波の微分方程式 (4.8.83) は、回転を記述している関数 (4.8.27) を解とする微分方程式として導出できた。このことで、波の回転を記述している関数 (4.8.27) の振幅を 1 にすると波の微分方程式 (4.8.83) の解になることが説明できそうである。

波の微分方程式 (4.8.83) の解を (4.8.84) に仮定する。ここで、関数 (4.8.84) を位相 (4.8.85) に書き直して計算をする。関数 (4.8.84) は関数 (4.8.86) に書き直せる。

$$\Psi(l_{\text{clockp}}, t) = e^{i(p_{S_v\text{wave}} \cdot l_{\text{clockp}} - E_{S_v\text{wave}} \cdot t)} \frac{1}{\hbar} \cdots (4.8.84)$$

$$\theta_{\text{phase}}(l_{\text{clockp}}, t) = 2 \cdot \pi \cdot \frac{l_{\text{clockp}}}{\lambda_{S_v\text{wave}}} - 2 \cdot \pi \cdot v_{S_v\text{wave}} \cdot t \cdots (4.8.85)$$

$$\Psi(l_{\text{clockp}}, t) = e^{i\left(\frac{2 \cdot \pi}{\lambda_{S_v\text{wave}}} l_{\text{clockp}} - 2 \cdot \pi \cdot v_{S_v\text{wave}} \cdot t\right)} \cdots (4.8.86)$$

関数 (4.8.86) を時点で微分すると、(4.8.87) である。関数 (4.8.86) を空間の独立変数 l_{clockp} で微分すると、(4.8.88) になる。微分方程式 (4.8.88) の右辺を空間の独立変数 l_{clockp} で微分すると、(4.8.89) になる。偏微分方程式 (4.8.89) の右辺を虚数で整理すると、(4.8.90) である。

$$\frac{\partial \Psi(l_{\text{clockp}}, t)}{\partial t} = i(-2 \cdot \pi \cdot v_{S_v\text{wave}}) \cdot e^{i\left(\frac{2 \cdot \pi}{\lambda_{S_v\text{wave}}} l_{\text{clockp}} - 2 \cdot \pi \cdot v_{S_v\text{wave}} \cdot t\right)} \cdots (4.8.87)$$

$$\frac{\partial \Psi(l_{\text{clockp}}, t)}{\partial l_{\text{clockp}}} = i \frac{2 \cdot \pi}{\lambda_{S_v\text{wave}}} \cdot e^{i\left(\frac{2 \cdot \pi}{\lambda_{S_v\text{wave}}} l_{\text{clockp}} - 2 \cdot \pi \cdot v_{S_v\text{wave}} \cdot t\right)} \cdots (4.8.88)$$

$$\frac{\partial^2 \Psi(l_{\text{clockp}}, t)}{\partial l_{\text{clockp}}^2} = \left(i \frac{2 \cdot \pi}{\lambda_{S_v\text{wave}}}\right)^2 \cdot e^{i\left(\frac{2 \cdot \pi}{\lambda_{S_v\text{wave}}} l_{\text{clockp}} - 2 \cdot \pi \cdot v_{S_v\text{wave}} \cdot t\right)} \cdots (4.8.89)$$

$$\frac{\partial^2 \Psi(l_{\text{clockp}}, t)}{\partial l_{\text{clockp}}^2} = -\left(\frac{2 \cdot \pi}{\lambda_{S_v\text{wave}}}\right)^2 \cdot e^{i\left(\frac{2 \cdot \pi}{\lambda_{S_v\text{wave}}} l_{\text{clockp}} - 2 \cdot \pi \cdot v_{S_v\text{wave}} \cdot t\right)} \cdots (4.8.90)$$

波の偏微分方程式 (4.8.74) の左辺に (4.8.90) を代入すると (4.8.91) になる。偏微分方程式 (4.8.91) の右辺を負号で整理すると (4.8.92) になる。偏微分方程式 (4.8.92) の右辺に運動量 (4.1.19) を代入すると、(4.8.93) になる。偏微分方程式 (4.8.93) の右辺を整理すると (4.8.94) になる。

$$-\frac{\hbar^2}{(p_{S_v\text{wave}})^2} \cdot \frac{\partial^2 \psi(l_{\text{clockp}}, t)}{\partial l_{\text{clockp}}^2} = i \hbar \cdot \frac{1}{E_{S_v\text{wave}}} \cdot \frac{\partial \psi(l_{\text{clockp}}, t)}{\partial t} \cdots (4.8.74)$$

$$-\frac{\hbar^2}{(p_{S_{v_{\text{wave}}}})^2} \cdot \frac{\partial^2 \psi(l_{\text{clockp}}, t)}{\partial l_{\text{clockp}}^2} = -\frac{\hbar^2}{(p_{S_{v_{\text{wave}}}})^2} \cdot \left\{ -\left(\frac{2 \cdot \pi}{\lambda_{S_{\text{wave}}}} \right)^2 \cdot e^{i\left(\frac{2 \cdot \pi}{\lambda_{S_{\text{wave}}}} l_{\text{clockp}} - 2 \cdot \pi \cdot v_{S_{v_{\text{wave}}}} \cdot t \right)} \right\} \dots (4.8.91)$$

$$-\frac{\hbar^2}{(p_{S_{v_{\text{wave}}}})^2} \cdot \frac{\partial^2 \psi(l_{\text{clockp}}, t)}{\partial l_{\text{clockp}}^2} = \frac{\hbar^2}{(p_{S_{v_{\text{wave}}}})^2} \cdot \left(\frac{2 \cdot \pi}{\lambda_{S_{\text{wave}}}} \right)^2 \cdot e^{i\left(\frac{2 \cdot \pi}{\lambda_{S_{\text{wave}}}} l_{\text{clockp}} - 2 \cdot \pi \cdot v_{S_{v_{\text{wave}}}} \cdot t \right)} \dots (4.8.92)$$

$$-\frac{\hbar^2}{(p_{S_{v_{\text{wave}}}})^2} \cdot \frac{\partial^2 \psi(l_{\text{clockp}}, t)}{\partial l_{\text{clockp}}^2} = \frac{1}{\left(\frac{h}{\lambda_{S_{\text{wave}}}} \right)^2} \cdot \left(\frac{h}{\lambda_{S_{\text{wave}}}} \right)^2 \cdot e^{i\left(\frac{2 \cdot \pi}{\lambda_{S_{\text{wave}}}} l_{\text{clockp}} - 2 \cdot \pi \cdot v_{S_{v_{\text{wave}}}} \cdot t \right)} \dots (4.8.93)$$

$$-\frac{\hbar^2}{(p_{S_{v_{\text{wave}}}})^2} \cdot \frac{\partial^2 \psi(l_{\text{clockp}}, t)}{\partial l_{\text{clockp}}^2} = e^{i\left(\frac{2 \cdot \pi}{\lambda_{S_{\text{wave}}}} l_{\text{clockp}} - 2 \cdot \pi \cdot v_{S_{v_{\text{wave}}}} \cdot t \right)} \dots (4.8.94)$$

波の偏微分方程式 (4.8.74) の右辺に (4.8.90) を代入すると (4.8.95) になる。偏微分方程式 (4.8.95) の右辺を虚数で整理すると (4.8.96) になる。偏微分方程式 (4.8.96) の右辺をプランク定数で整理すると、(4.8.97) になる。偏微分方程式 (4.8.97) の右辺を量子化されたエネルギーで整理すると (4.8.98) になる。偏微分方程式 (4.8.98) の右辺を整理すると、(4.8.99) になる。

$$i \hbar \cdot \frac{1}{E_{S_{v_{\text{wave}}}}} \cdot \frac{\partial \psi(l_{\text{clockp}}, t)}{\partial t} = i \hbar \cdot \frac{1}{E_{S_{v_{\text{wave}}}}} \cdot i (-2 \cdot \pi \cdot v_{S_{v_{\text{wave}}}}) \cdot e^{i\left(\frac{2 \cdot \pi}{\lambda_{S_{\text{wave}}}} l_{\text{clockp}} - 2 \cdot \pi \cdot v_{S_{v_{\text{wave}}}} \cdot t \right)} \dots (4.8.95)$$

$$i \hbar \cdot \frac{1}{E_{S_{v_{\text{wave}}}}} \cdot \frac{\partial \psi(l_{\text{clockp}}, t)}{\partial t} = \hbar \cdot \frac{1}{E_{S_{v_{\text{wave}}}}} \cdot 2 \cdot \pi \cdot v_{S_{v_{\text{wave}}}} \cdot e^{i\left(\frac{2 \cdot \pi}{\lambda_{S_{\text{wave}}}} l_{\text{clockp}} - 2 \cdot \pi \cdot v_{S_{v_{\text{wave}}}} \cdot t \right)} \dots (4.8.96)$$

$$i \hbar \cdot \frac{1}{E_{S_{v_{\text{wave}}}}} \cdot \frac{\partial \psi(l_{\text{clockp}}, t)}{\partial t} = \frac{1}{E_{S_{v_{\text{wave}}}}} \cdot h \cdot v_{S_{v_{\text{wave}}}} \cdot e^{i\left(\frac{2 \cdot \pi}{\lambda_{S_{\text{wave}}}} l_{\text{clockp}} - 2 \cdot \pi \cdot v_{S_{v_{\text{wave}}}} \cdot t \right)} \dots (4.8.97)$$

$$i \hbar \cdot \frac{1}{E_{S_{v_{\text{wave}}}}} \cdot \frac{\partial \psi(l_{\text{clockp}}, t)}{\partial t} = \frac{1}{E_{S_{v_{\text{wave}}}}} \cdot E_{S_{v_{\text{wave}}}} \cdot e^{i\left(\frac{2 \cdot \pi}{\lambda_{S_{\text{wave}}}} l_{\text{clockp}} - 2 \cdot \pi \cdot v_{S_{v_{\text{wave}}}} \cdot t \right)} \dots (4.8.98)$$

$$i \hbar \cdot \frac{1}{E_{S_{v_{\text{wave}}}}} \cdot \frac{\partial \psi(l_{\text{clockp}}, t)}{\partial t} = e^{i\left(\frac{2 \cdot \pi}{\lambda_{S_{\text{wave}}}} l_{\text{clockp}} - 2 \cdot \pi \cdot v_{S_{v_{\text{wave}}}} \cdot t \right)} \dots (4.8.99)$$

偏微分方程式 (4.8.94) の右辺は、偏微分方程式 (4.8.99) の右辺に等しい。このことで、波の偏微分方程式 (4.8.74) が成立する。回転を記述している関数 (4.8.86) は、波の偏微分方程式 (4.8.74) の解である。偏微分方程式 (4.8.94) は特殊相対性理論および光電効果の理論を使用して導出した 4 章 1 節および 4 章 4 節の物質波から導出した波の方程式である。その波の偏微分方程式 (4.8.74) の解である回転を記述している関数 (4.8.86) である。

$$-\frac{\hbar^2}{(p_{S_{v_{\text{wave}}}})^2} \cdot \frac{\partial^2 \psi(l_{\text{clockp}}, t)}{\partial l_{\text{clockp}}^2} = i \hbar \cdot \frac{1}{E_{S_{v_{\text{wave}}}}} \cdot \frac{\partial \psi(l_{\text{clockp}}, t)}{\partial t} \dots (4.8.74)$$

$$\Psi(l_{\text{clockp}}, t) = e^{i\left(\frac{2 \cdot \pi}{\lambda_{S_{\text{wave}}}} l_{\text{clockp}} - 2 \cdot \pi \cdot v_{S_{v_{\text{wave}}}} \cdot t \right)} \dots (4.8.86)$$

波の偏微分方程式 (4.8.82) は、ニュートン力学の運動エネルギーに近似できる程度の粒子の等速度の速さを仮定して導出したものである。波の偏微分方程式 (4.8.74) の解である回転を記述している関数 (4.8.86) が波の方程式 (4.8.82) の解であることも計算で示す。

$$-\frac{\hbar^2}{2 \cdot m_{S_{v_{\text{wave}}0}}} \cdot \frac{\partial^2 \psi(l_{\text{clockp}}, t)}{\partial l_{\text{clockp}}^2} = E_{S_{v_{\text{wave}}}} \cdot \psi(l_{\text{clockp}}, t) \dots (4.8.82)$$

回転を記述している関数 (4.8.27) の振幅は, (4.8.100) のように書き直せる. 振幅 (4.8.100) は (4.8.101) になる. 振幅 (4.8.101) の右辺を (4.8.22) および粒子の持つ全エネルギー (4.8.79) を使用して書き直すと, (4.8.102) に近似値として記述できる. 振幅 (4.8.100) の近似値は (4.8.102) を整理すると (4.8.103) になる. 振幅 (4.8.100) および近似値 (4.8.103) を使用すると, (4.8.104) になる.

$$\psi(l_{\text{clockp}}, t) = \frac{\lambda_{S_v\text{wave}}}{2 \cdot \pi} \cdot e^{i(p_{S_v\text{wave}} \cdot l_{\text{clockp}} - E_{S_v\text{wave}} \cdot t) \frac{1}{\hbar}} \dots (4.8.27)$$

$$\left(\frac{2\pi}{\lambda_{S_v\text{wave}}} \right)^2 = \left(\frac{h}{\lambda_{S_v\text{wave}}} \right)^2 \cdot \left(\frac{2\pi}{h} \right)^2 \dots (4.8.100)$$

$$\left(\frac{h}{\lambda_{S_v\text{wave}}} \right)^2 \cdot \left(\frac{2\pi}{h} \right)^2 = p_{S_v\text{wave}}^2 \cdot \left(\frac{2\pi}{h} \right)^2 \dots (4.8.101)$$

$$\hbar = \frac{h}{2 \cdot \pi} \dots (4.8.22)$$

$$E_{S_v\text{wave}} \approx \frac{p_{S_v\text{wave}}^2}{2 \cdot m_{S_v\text{wave}0}}, (m_{S_v\text{wave}0} \neq 0) \dots (4.8.79)$$

$$p_{S_v\text{wave}}^2 \cdot \left(\frac{2\pi}{h} \right)^2 \approx E_{S_v\text{wave}} \cdot 2 \cdot m_{S_v\text{wave}0} \cdot \frac{1}{\hbar^2} \dots (4.8.102)$$

$$p_{S_v\text{wave}}^2 \cdot \left(\frac{2\pi}{h} \right)^2 \approx \frac{2 \cdot m_{S_v\text{wave}0} \cdot E_{S_v\text{wave}}}{\hbar^2} \dots (4.8.103)$$

$$\left(\frac{2\pi}{\lambda_{S_v\text{wave}}} \right)^2 \approx \frac{2 \cdot m_{S_v\text{wave}0} \cdot E_{S_v\text{wave}}}{\hbar^2} \dots (4.8.104)$$

(4.8.100) および (4.8.101) を使用して, 偏微分方程式 (4.8.94) を波の偏微分方程式 (4.8.83) の左辺に代入すると, (4.8.105) になる. 偏微分方程式 (4.8.105) の右辺は, 負号で整理すると (4.8.106) になる. 偏微分方程式 (4.8.106) の右辺に (4.8.104) を使用すると, (4.8.107) になる. 偏微分方程式 (4.8.107) の右辺を整理すると, (4.8.108) になる.

$$\left(\frac{2\pi}{\lambda_{S_v\text{wave}}} \right)^2 = \left(\frac{h}{\lambda_{S_v\text{wave}}} \right)^2 \cdot \left(\frac{2\pi}{h} \right)^2 \dots (4.8.100)$$

$$\left(\frac{h}{\lambda_{S_v\text{wave}}} \right)^2 \cdot \left(\frac{2\pi}{h} \right)^2 = p_{S_v\text{wave}}^2 \cdot \left(\frac{2\pi}{h} \right)^2 \dots (4.8.101)$$

$$-\frac{\hbar^2}{(p_{S_v\text{wave}})^2} \cdot \frac{\partial^2 \psi(l_{\text{clockp}}, t)}{\partial l_{\text{clockp}}^2} = e^{i\left(\frac{2\pi}{\lambda_{S_v\text{wave}}} l_{\text{clockp}} - 2 \cdot \pi \cdot v_{S_v\text{wave}} \cdot t\right)} \dots (4.8.94)$$

$$-\frac{\hbar^2}{2 \cdot m_{S_v\text{wave}0}} \cdot \frac{\partial^2 \psi}{\partial l_{\text{clockp}}^2} = i \cdot \hbar \cdot \frac{\partial \psi(l_{\text{clockp}}, t)}{\partial t} \dots (4.8.83)$$

$$-\frac{\hbar^2}{2 \cdot m_{S_v\text{wave}0}} \cdot \frac{\partial^2 \psi}{\partial l_{\text{clockp}}^2} = -\frac{\hbar^2}{2 \cdot m_{S_v\text{wave}0}} \cdot \left\{ -\left(\frac{2 \cdot \pi}{\lambda_{S_v\text{wave}}} \right)^2 \cdot e^{i\left(\frac{2\pi}{\lambda_{S_v\text{wave}}} l_{\text{clockp}} - 2 \cdot \pi \cdot v_{S_v\text{wave}} \cdot t\right)} \right\} \dots (4.8.105)$$

$$-\frac{\hbar^2}{2 \cdot m_{S_v\text{wave}0}} \cdot \frac{\partial^2 \psi}{\partial l_{\text{clockp}}^2} = \frac{\hbar^2}{2 \cdot m_{S_v\text{wave}0}} \cdot \left(\frac{2 \cdot \pi}{\lambda_{S_v\text{wave}}} \right)^2 \cdot e^{i\left(\frac{2\pi}{\lambda_{S_v\text{wave}}} l_{\text{clockp}} - 2 \cdot \pi \cdot v_{S_v\text{wave}} \cdot t\right)} \dots (4.8.106)$$

$$-\frac{\hbar^2}{2 \cdot m_{S_v\text{wave}0}} \cdot \frac{\partial^2 \psi}{\partial l_{\text{clockp}}^2} \approx \frac{\hbar^2}{2 \cdot m_{S_v\text{wave}0}} \cdot \frac{2 \cdot m_{S_v\text{wave}0} \cdot E_{S_v\text{wave}}}{\hbar^2} \cdot e^{i\left(\frac{2\pi}{\lambda_{S_v\text{wave}}} l_{\text{clockp}} - 2 \cdot \pi \cdot v_{S_v\text{wave}} \cdot t\right)} \dots (4.8.107)$$

$$-\frac{\hbar^2}{2 \cdot m_{S_vwave0}} \cdot \frac{\partial^2 \psi}{\partial l_{clockp}^2} \approx E_{S_vwave} \cdot e^{i\left(\frac{2 \cdot \pi}{\lambda_{S_wave}} l_{clockp} - 2 \cdot \pi \cdot \nu_{S_vwave} \cdot t\right)} \dots (4.8.108)$$

偏微分方程式 (4.8.87) を波の偏微分方程式 (4.8.83) の右辺に代入すると, (4.8.109) になる. 偏微分方程式 (4.8.109) の右辺は, 負号で整理すると (4.8.110) になる——虚数の計算もする. ——. 偏微分方程式 (4.8.110) の右辺をプランク定数で整理すると, (4.8.111) になる. 偏微分方程式 (4.8.111) の右辺を量子化されたエネルギーで整理すると, (4.8.112) になる. 偏微分方程式 (4.8.108) の右辺は, 偏微分方程式 (4.8.112) の右辺に等しい. このことでは, 波の偏微分方程式 (4.8.83) の解は回転を記述している関数 (4.8.86) である.

$$\frac{\partial \Psi(l_{clockp}, t)}{\partial t} = i(-2 \cdot \pi \cdot \nu_{S_vwave}) \cdot e^{i\left(\frac{2 \cdot \pi}{\lambda_{S_wave}} l_{clockp} - 2 \cdot \pi \cdot \nu_{S_vwave} \cdot t\right)} \dots (4.8.87)$$

$$i \cdot \hbar \cdot \frac{\partial \psi(l_{clockp}, t)}{\partial t} = i \cdot \hbar \cdot i(-2 \cdot \pi \cdot \nu_{S_vwave}) \cdot e^{i\left(2 \cdot \pi \cdot \frac{l_{clockp}}{\lambda_{S_wave}} - 2 \cdot \pi \cdot \nu_{S_vwave} \cdot t\right)} \dots (4.8.109)$$

$$i \cdot \hbar \cdot \frac{\partial \psi(l_{clockp}, t)}{\partial t} = \hbar \cdot 2 \cdot \pi \cdot \nu_{S_vwave} \cdot e^{i\left(2 \cdot \pi \cdot \frac{l_{clockp}}{\lambda_{S_wave}} - 2 \cdot \pi \cdot \nu_{S_vwave} \cdot t\right)} \dots (4.8.110)$$

$$i \cdot \hbar \cdot \frac{\partial \psi(l_{clockp}, t)}{\partial t} = \hbar \cdot \nu_{S_vwave} \cdot e^{i\left(2 \cdot \pi \cdot \frac{l_{clockp}}{\lambda_{S_wave}} - 2 \cdot \pi \cdot \nu_{S_vwave} \cdot t\right)} \dots (4.8.111)$$

$$i \cdot \hbar \cdot \frac{\partial \psi(l_{clockp}, t)}{\partial t} = E_{S_vwave} \cdot e^{i\left(2 \cdot \pi \cdot \frac{l_{clockp}}{\lambda_{S_wave}} - 2 \cdot \pi \cdot \nu_{S_vwave} \cdot t\right)} \dots (4.8.112)$$

$$-\frac{\hbar^2}{2 \cdot m_{S_vwave0}} \cdot \frac{\partial^2 \psi}{\partial l_{clockp}^2} = i \cdot \hbar \cdot \frac{\partial \psi(l_{clockp}, t)}{\partial t} \dots (4.8.83)$$

$$\Psi(l_{clockp}, t) = e^{i\left(\frac{2 \cdot \pi}{\lambda_{S_wave}} l_{clockp} - 2 \cdot \pi \cdot \nu_{S_vwave} \cdot t\right)} \dots (4.8.86)$$

著者が4章1節の独自の理論で導出した物質波は図2.1の正円を使用して導出している. その正円を使用して回転を記述している関数 (4.8.27) を導出した. その回転を記述している関数 (4.8.27) を使用して導出した波の偏微分方程式 (4.8.83) は, 自由粒子の波の方程式である.

$$\psi(l_{clockp}, t) = \frac{\lambda_{S_wave}}{2 \cdot \pi} \cdot e^{i(p_{S_vwave} \cdot l_{clockp} - E_{S_vwave} \cdot t) \frac{1}{\hbar}} \dots (4.8.27)$$

$$-\frac{\hbar^2}{2 \cdot m_{S_vwave0}} \cdot \frac{\partial^2 \psi}{\partial l_{clockp}^2} = i \cdot \hbar \cdot \frac{\partial \psi(l_{clockp}, t)}{\partial t} \dots (4.8.83)$$

その自由粒子の偏微分方程式 (4.8.83) の解は, 回転を記述している関数(4.8.86)であることを導出した. 回転を記述している関数 (4.8.86) の波は振幅が1である. 振幅が1であることは, 確率密度関数が1であることを (4.8.113) で説明する. この確率密度関数には, 回転を記述している関数 (4.8.86) を (4.8.114) で計算した確率密度関数を使用するのが2026年現在の一般的な方法である. このように回転を記述してある関数 (4.8.86) のような波の偏微分方程式 (4.8.83) の解——一般の状態では, 2つ以上のエネルギーの状態を各関数で記述して和を取ることで計算する. この場合は和を計算することで確率密度関数は位置のみではなく時点でも変化する.——は振幅の2乗 (4.8.114) ——波の関数 (4.8.86) のような解の複素数の共役を使用して振幅の2乗を計算する. ——が確率密度関数 (4.8.114) になる. その確率密度関数 (4.8.114) で粒子が存在する確率を計算する.

$$e^{i\left(\frac{2 \cdot \pi}{\lambda_{S_wave}} l_{clockp} - 2 \cdot \pi \cdot \nu_{S_vwave} \cdot t\right)} \cdot e^{-i\left(\frac{2 \cdot \pi}{\lambda_{S_wave}} l_{clockp} - 2 \cdot \pi \cdot \nu_{S_vwave} \cdot t\right)} = 1 \dots (4.8.113)$$

$$\rho(l_{\text{clockp}}, t) = \Psi(l_{\text{clockp}}, t) \cdot \Psi^*(l_{\text{clockp}}, t) \cdots (4.8.114)$$

回転を記述している関数 (4.8.86) では、時点の記述をしている関数 (4.8.49) の大きさは1であるので確率密度関数 (4.8.114) には影響はない。回転を記述している関数 (4.8.27) で考えた関数 (4.8.48) のように、波の偏微分方程式 (4.8.83) の解 (4.8.86) に関数 (4.8.115) を定義して確率密度関数 (4.8.114) を計算しても大きさは1である。上述の一般の状態では確率密度 (4.8.114) の左辺の空間および時点の影響が確率密度関数の値に現れ、その確率密度関数 (4.8.114) を使用して計算する確率の値に影響がある——この影響は、オイラーの公式の位相の回転の運動量および量子化されたエネルギーの影響が確率密度を計算する振幅に現れることで明らかである。——。回転を記述している関数 (4.8.50) のように波の偏微分方程式 (4.8.116) の解 (4.8.86) にも (4.8.117) で記述を考える。(4.8.117) のように空間の独立変数を時点の独立変数と分離して記述できることで、それぞれの微分方程式を計算できる。独立変数がひとつの場合では常微分方程式である。

$$\varphi(t) = e^{i(-E_{S_v\text{wave}} \cdot t) \frac{1}{\hbar}} \cdots (4.8.49) \text{量子化されたエネルギーで振動する物質波}$$

$$\psi(l_{\text{clockp}}, t) = \frac{\lambda_{S_v\text{wave}}}{2 \cdot \pi} \cdot e^{i(p_{S_v\text{wave}} \cdot l_{\text{clockp}} - E_{S_v\text{wave}} \cdot t) \frac{1}{\hbar}} \cdots (4.8.27)$$

$$\phi(l_{\text{clockp}}) = \frac{\lambda_{S_v\text{wave}}}{2 \cdot \pi} \cdot e^{i(p_{S_v\text{wave}} \cdot l_{\text{clockp}}) \frac{1}{\hbar}} \cdots (4.8.48)$$

$$\Psi(l_{\text{clockp}}, t) = e^{i\left(\frac{2 \cdot \pi}{\lambda_{S_v\text{wave}}} l_{\text{clockp}} - 2 \cdot \pi \cdot \nu_{S_v\text{wave}} \cdot t\right)} \cdots (4.8.86)$$

$$\vartheta(l_{\text{clockp}}) = e^{i(p_{S_v\text{wave}} \cdot l_{\text{clockp}}) \frac{1}{\hbar}} \cdots (4.8.115)$$

$$\psi(l_{\text{clockp}}, t) = \phi(l_{\text{clockp}}) \cdot \varphi(t) \cdots (4.8.50)$$

$$-\frac{\hbar^2}{2 \cdot m_{S_v\text{wave}0}} \cdot \frac{\partial^2 \Psi(l_{\text{clockp}}, t)}{\partial l_{\text{clockp}}^2} = i \cdot \hbar \cdot \frac{\partial \Psi(l_{\text{clockp}}, t)}{\partial t} \cdots (4.8.116)$$

$$\Psi(l_{\text{clockp}}, t) = \vartheta(l_{\text{clockp}}) \cdot \varphi(t) \cdots (4.8.117)$$

波の偏微分方程式 (4.8.116) の右辺の次元解析をすると、プランク定数 (2.17) のJsに分母の時点のsを掛けるので単位はJである—— $\frac{Js}{s} = J$ である。——。波の偏微分方程式 (4.8.116) は、自由粒子の計算で導出した。自由粒子ではポテンシャルエネルギーを零にしているので、ポテンシャルエネルギーを考慮した場合は自由粒子の運動エネルギーを記述している波の偏微分方程式 (4.8.116) の左辺にポテンシャルエネルギーの項を加えて粒子の持つ全エネルギーとして説明できる——波の偏微分方程式 (4.8.116) は、ニュートン力学の運動エネルギーに近似できるものとして計算している近似式である。——。

$$-\frac{\hbar^2}{2 \cdot m_{S_v\text{wave}0}} \cdot \frac{\partial^2 \Psi(l_{\text{clockp}}, t)}{\partial l_{\text{clockp}}^2} = i \cdot \hbar \cdot \frac{\partial \Psi(l_{\text{clockp}}, t)}{\partial t} \cdots (4.8.116)$$

$$h = 6.626\,070\,15 \times 10^{-34} \text{Js} \cdots (2.17) \text{CODATA のプランク定数 (Planck constant)}$$

波の偏微分方程式 (4.8.116) の両辺の解になる関数 Ψ を表示しないと (4.8.118) を記述できる。(4.8.54) および (4.8.62) の対応関係を波の微分方程式 (4.8.116) の両辺に使用すると、(4.8.118) は質点が持つ全エネルギー (4.8.119) になる。ただし、(4.8.119) の等号は近似式 (4.8.79) を使用していることを仮定している。

$$-\frac{\hbar^2}{2 \cdot m_{S_v\text{wave}0}} \cdot \frac{\partial^2}{\partial l_{\text{clockp}}^2} = i \cdot \hbar \cdot \frac{\partial}{\partial t} \cdots (4.8.118)$$

$$i \hbar \cdot \frac{\partial}{\partial t} \leftrightarrow E_{S_v\text{wave}} \cdots (4.8.54) \text{エネルギーと演算子との対応関係}$$

$$-i\hbar \cdot \frac{\partial}{\partial t_{\text{clockp}}} \leftrightarrow p_{S_v_{\text{wave}}} \cdots (4.8.62) \text{運動量と演算子との対応関係}$$

$$\frac{p_{S_v_{\text{wave}}}^2}{2 \cdot m_{S_v_{\text{wave}0}}} = E_{S_v_{\text{wave}}} \cdots (4.8.119)$$

$$E_{S_v_{\text{wave}}} \approx \frac{p_{S_v_{\text{wave}}}^2}{2 \cdot m_{S_v_{\text{wave}0}}}, (m_{S_v_{\text{wave}0}} \neq 0) \cdots (4.8.79)$$

ニュートン力学の質点の持つ全エネルギーとしてひとつの粒子が質点系内で相対的配置に蓄えられているポテンシャルエネルギーを考慮すると (4.8.120) を記述できる. (4.8.120) の左辺の第2項のポテンシャルエネルギーは理論的には、そのひとつの粒子が持つエネルギーではない、そのひとつの粒子が質点系に他の質点と相対的配置に在る場合に、そのひとつの質点に計算できるポテンシャルエネルギーである。ここでの計算は、ボーアの水素原子モデルのような単純なモデルを仮定して、その水素原子モデルが持つ全エネルギーとして計算できる質点系で等速回転運動している電子のようなひとつの粒子を仮定して、質点の持つ全エネルギーとして近似の計算をしている——ボーアの水素原子モデルの計算は文献13で説明している。静止質量は考慮されない計算である。原子核は中心に在り、慣性質量は無限大で合力は零である。原子核の周りを等速回転運動する電子の運動エネルギー並びに電子および原子核になる陽子の電気量での静電的ポテンシャルエネルギーのみを考慮するものである。——。

$$-\frac{p_{S_v_{\text{wave}}}^2}{2 \cdot m_{S_v_{\text{wave}0}}} + U = E_{S_v_{\text{wave}}} \cdots (4.8.120)$$

著者の記憶には、著者が学生の頃に読んだ専門書の日本の大学のポテンシャルエネルギーの指導では質点系を指導しないで質点の‘位置エネルギー’として説明しているものばかりのように記憶がある2026年現在である。このような説明で、質点がポテンシャルエネルギーを持つものとして計算を説明すると、さらにポテンシャルエネルギーの理解が曲がる場合を懸念する著者の感想である。ポテンシャルエネルギーは、質点の持つものでは本質的には無く、質点系に蓄えられているものである。ボーアの水素原子モデルのような計算やこの4章8節の物質波の偏微分方程式 (4.8.116) のような場合には、便宜的に質点の持つエネルギーのように計算できる。ポテンシャルエネルギーは質点系の各質点の相対的配置で蓄えられるエネルギーである。位置で決まるエネルギーではない。この意味でも、日本語の‘位置エネルギー’は本質的な名前ではないものと2026年現在の著者は考えている。このような著者の感想もあり、著者自身はポテンシャルエネルギーと言う表現を採用して‘位置エネルギー’という言葉は一般には一切使用することは嫌うものである。

その粒子の持つ全エネルギー (4.8.120) に (4.8.54) および (4.8.62) の対応関係を使用して波の (4.8.121) を導出できる。(4.8.121) の両辺に解である関数 (4.8.122) を記述すると (4.8.123) である——ポテンシャルエネルギーを複素数で記述する場合も2026年現在の著者の記憶にはある。この場合は確率の保存が保証されない計算が関係している。——。

$$-\frac{p_{S_v_{\text{wave}}}^2}{2 \cdot m_{S_v_{\text{wave}0}}} + U = E_{S_v_{\text{wave}}} \cdots (4.8.120)$$

$$i\hbar \cdot \frac{\partial}{\partial t} \leftrightarrow E_{S_v_{\text{wave}}} \cdots (4.8.54) \text{エネルギーと演算子との対応関係}$$

$$-i\hbar \cdot \frac{\partial}{\partial t_{\text{clockp}}} \leftrightarrow p_{S_v_{\text{wave}}} \cdots (4.8.62) \text{運動量と演算子との対応関係}$$

$$-\frac{\hbar^2}{2 \cdot m_{S_v_{\text{wave}0}}} \cdot \frac{\partial^2}{\partial t_{\text{clockp}}^2} + U = i\hbar \cdot \frac{\partial}{\partial t} \cdots (4.8.121)$$

$$\Phi(l_{\text{clockp}}, t) \cdots (4.8.122)$$

$$-\frac{\hbar^2}{2 \cdot m_{S_v\text{wave}0}} \cdot \frac{\partial^2 \Phi(l_{\text{clockp}}, t)}{\partial l_{\text{clockp}}^2} + U \cdot \Phi(l_{\text{clockp}}, t) = i \cdot \hbar \cdot \frac{\partial \Phi(l_{\text{clockp}}, t)}{\partial t} \cdots (4.8.123)$$

著者の記憶では、(4.8.123) を波動関数として一般的な大学の教科書では表示している。その解 (4.8.122) は波動関数と表示している。自由粒子の場合の波動方程式 (4.8.116) であり、波動関数 (4.8.86) である。

$$-\frac{\hbar^2}{2 \cdot m_{S_v\text{wave}0}} \cdot \frac{\partial^2 \Psi(l_{\text{clockp}}, t)}{\partial l_{\text{clockp}}^2} = i \cdot \hbar \cdot \frac{\partial \Psi(l_{\text{clockp}}, t)}{\partial t} \cdots (4.8.116)$$

$$\Psi(l_{\text{clockp}}, t) = e^{i\left(\frac{2 \cdot \pi}{\lambda_{S_v\text{wave}}} l_{\text{clockp}} - 2 \cdot \pi \cdot \nu_{S_v\text{wave}} \cdot t\right)} \cdots (4.8.86)$$

本書では、波の回転を記述している関数 (4.8.117) および波の偏微分方程式 (4.8.116) として説明した。波動関数を使用して確率で議論する場合に、波動関数の振幅を使用することで位相の回転を計算している物質波の波長および振動数が影響を持つ。この意味では、波動という言葉よりも波に回転を記述している箇所を物理現象と結び付けて考えることが重要であるものと 2026 年現在の著者は考えている。このような考えもあって、そのような表現を採用してみた箇所である。

$$\Psi(l_{\text{clockp}}, t) = \vartheta(l_{\text{clockp}}) \cdot \varphi(t) \cdots (4.8.117)$$

位相 (4.8.29) を空間の独立変数 l_{clockp} で微分すると、(4.8.124) である。位相 (4.8.29) を時点の独立変数 t で微分すると、(4.8.125) である。

$$\theta_{\text{phase}} = (p_{S_v\text{wave}} \cdot l_{\text{clockp}} - E_{S_v\text{wave}} \cdot t) \cdot \frac{1}{\hbar} \cdots (4.8.29)$$

$$\frac{\partial \theta_{\text{phase}}(l_{\text{clockp}}, t)}{\partial l_{\text{clockp}}} = p_{S_v\text{wave}} \cdot \frac{1}{\hbar} \cdots (4.8.124)$$

$$\frac{\partial \theta_{\text{phase}}(l_{\text{clockp}}, t)}{\partial t} = -E_{S_v\text{wave}} \cdot \frac{1}{\hbar} \cdots (4.8.125)$$

空間の独立変数 l_{clockp} での位相の変化率 (4.8.124) の右辺に運動量 (4.4.19) および (4.8.22) を代入すると、(4.8.126) である。空間の独立変数 l_{clockp} での位相の変化率 (4.8.124) の右辺を整理すると、(4.8.127) である。

$$p_{S_v\text{wave}}(t) = \frac{h}{\lambda_{S_v\text{wave}}}, (v_{S_v\text{wave}} \neq 0) \cdots (4.4.19)$$

$$\hbar = \frac{h}{2 \cdot \pi} \cdots (4.8.22)$$

$$\frac{\partial \theta_{\text{phase}}(l_{\text{clockp}}, t)}{\partial l_{\text{clockp}}} = \frac{h}{\lambda_{S_v\text{wave}}} \cdot \frac{1}{\frac{h}{2 \cdot \pi}} \cdots (4.8.126)$$

$$\frac{\partial \theta_{\text{phase}}(l_{\text{clockp}}, t)}{\partial l_{\text{clockp}}} = \frac{2 \cdot \pi}{\lambda_{S_v\text{wave}}} \cdots (4.8.127)$$

空間の独立変数 l_{clockp} での位相の変化率 (4.8.127) は、波長が大きいほど位相 (4.8.29) はゆっくり変化する。この波長は運動量 (4.4.19) の分母の波長であり、運動量が小さくなると空間の独立変数 l_{clockp} での位相の変化率 (4.8.124) はゆっくり変化する。空間の独立変数 l_{clockp} での位相の変化率 (4.8.127) の分母の波長は、図 2.1 の半径 (4.8.28) を決定する波長である。物質波の波数 (4.7.2) を記述している空間の独立変数 l_{clockp} での位相の変化率 (4.8.127) である。波数 (4.7.2) を (4.8.128) に記述する—— (4.8.128) を波数とすることもある。—— (4.8.104) を使用すると、(4.8.129) を記述で

きる. (4.8.129) を波数 (4.7.2) の近似値として (4.8.130) を記述できる.

$$\frac{\lambda_{S_wave}}{2 \cdot \pi} \dots (4.8.28)$$

$$\kappa_{S_wave} = \frac{1}{\lambda_{S_wave}}, (\lambda_{S_wave} \neq 0) \dots (4.7.2) \text{波数}$$

$$2\pi \cdot \kappa_{S_wave} = \frac{2\pi}{\lambda_{S_wave}} \dots (4.8.128)$$

$$\left(\frac{2\pi}{\lambda_{S_wave}} \right)^2 \approx \frac{2 \cdot m_{S_v_wave0} \cdot E_{S_v_wave}}{\hbar^2} \dots (4.8.104)$$

$$2\pi \cdot \kappa_{S_wave} \approx \frac{\sqrt{2 \cdot m_{S_v_wave0} \cdot E_{S_v_wave}}}{\hbar} \dots (4.8.129)$$

$$\kappa_{S_wave} \approx \frac{\sqrt{2 \cdot m_{S_v_wave0} \cdot E_{S_v_wave}}}{h} \dots (4.8.130)$$

時点の独立変数 t での位相の変化率 (4.8.125) の右辺に物質波の量子化されたエネルギー (4.1.113) および (4.8.22) の右辺を代入すると, (4.8.131) である. 時点の独立変数 t での位相の変化率 (4.8.131) の右辺を整理すると, (4.8.132) である. 時点の独立変数 t での位相の変化率 (4.8.125) は, 物質波の量子化されたエネルギー (4.1.113) が大きくなると 時点の独立変数 t での位相の変化率 (4.8.125) は速く変化する. このことは, 物質波の振動数 (4.1.11) が大きくなると, 時点の独立変数 t での位相の変化率 (4.8.125) は速く変化するということでもある. 時点の独立変数 t での位相の変化率 (4.8.125) の変化は, 減少の負号での変化率である. 空間の独立変数 l_{clockp} での位相の変化率 (4.8.127) は, 増加の正の符号での変化率である.

$$\frac{\partial \theta_{phase}(l_{clockp}, t)}{\partial t} = -E_{S_v_wave} \cdot \frac{1}{\hbar} \dots (4.8.125)$$

$$E_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) = h \cdot v_{S_v_wave} \dots (4.1.13) \text{波を示す質点の全エネルギー}$$

$$\hbar = \frac{h}{2 \cdot \pi} \dots (4.8.22)$$

$$\frac{\partial \theta_{phase}(l_{clockp}, t)}{\partial t} = -h \cdot v_{S_v_wave} \cdot \frac{1}{\frac{h}{2 \cdot \pi}} \dots (4.8.131)$$

$$\frac{\partial \theta_{phase}(l_{clockp}, t)}{\partial t} = -2 \cdot \pi \cdot v_{S_v_wave} \dots (4.8.132)$$

$$\frac{\partial \theta_{phase}(l_{clockp}, t)}{\partial l_{clockp}} = \frac{2 \cdot \pi}{\lambda_{S_wave}} \dots (4.8.127)$$

$$v_{S_v_wave} = \frac{m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) \cdot c^2}{h} \dots (4.1.11) \text{質点で説明する波の振動数の決定}$$

5 時間およびエネルギーの関係^{3), 8), 11), 12)}

5章では、時間およびエネルギーの関係について考察する。円周上で回転し続ける点の移動距離の微分(2.6)の時点(2.3)

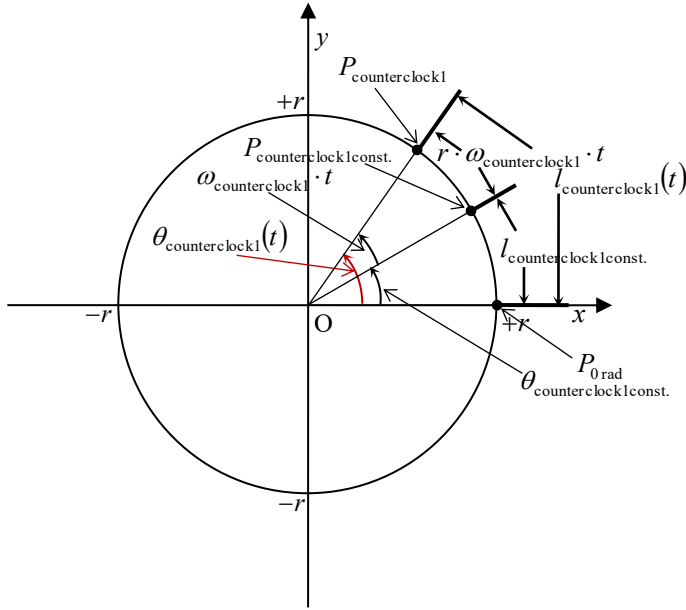


図 2.1 加算での逆時計回りの弧度

$$\theta_{\text{counterclockl}}(t) = \omega_{\text{counterclockl}} \cdot t + 2 \cdot \pi \cdot \frac{l_{\text{counterclockl const.}}}{\lambda_r}$$

$$\nu_{S_v_wave} = \frac{m_{S_v_wave} (v_{S_masspoint}) \cdot c^2}{h} \dots (4.1.11) \text{ 質点で説明する波の振動数の決定}$$

$$T_{S_wave} = \frac{1}{\nu_{S_v_wave}}, (\nu_{S_v_wave} \neq 0) \dots (4.2.8) \text{ 質点で説明する波の周期の決定}$$

$$E_{S_v_wave} (v_{S_masspoint}) = h \cdot \nu_{S_v_wave} \dots (4.1.13) \text{ 波を示す質点の全エネルギー}$$

時間を図 2.1 のような正円で説明するので、図 2.1 のような正円で時計を考えることができる。周期(4.2.8)には周期(4.2.9)が成立する。周期(4.2.9)の右辺は真空中の光の波の周期である。周期を使用して、より小さな時間を定義できる。その時間——著者が文献3で時間を独自に定義した。——を使用して時点を与えることができる。時間を正円で計算できるが、(4.1.11)では慣性座標系(inertial coordinate-system)を使用して説明する。慣性座標系の位置情報に時点の情報を加えて4次元の時空をアインシュタインの特殊相対性理論では仮定する。時点の情報は、各位置に仮定した時計を使用する。その時計は、著者が独自に構築している波の理論では図 2.1 のような正円を使用して考える。時計では、正円の円周上を等速で絶え間なく回転し続ける点を仮定する。その正円を時計として点が回転することでは、一般に有限値の点の速さ、円周の長さおよび周期を使用することができる。

$$T_{S_wave} = T_{S_c} \dots (4.2.9)$$

慣性座標系上の質点の等速度の速さが限りなく零に近づく場合の波長が(4.6.20)で無限大に発散する。波長の極限值(4.6.20)の場合での質点の波の速さ(4.6.4)は無限大に発散する。振動数の極限值(4.6.18)で有限値に収束する。極限值(4.6.18)では、静止質量は零でないものと仮定することで周期(4.2.8)が有限値になる。

$$\lim_{\nu_{S_masspoint} \rightarrow 0} \lambda_{S_wave} = \infty, (\nu_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.6.20) \text{ 質点の備える振動数の波の波長が発散}$$

$$\lim_{\nu_{S_masspoint} \rightarrow 0} \nu_{S_wave} (v_{S_masspoint}) = \infty, (\nu_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.6.4)$$

での近傍で、距離、時間および速さを定義できることを2章で説明した。これらの量は、図 2.1 のような正円の計算で使用する。

$$dl(t) = v_{\text{wave}}(t) \cdot h \dots (2.6) \text{ 円周上の点の移動距離の微分}$$

$$t \dots (2.3)$$

著者が独自に構築している波の理論で導出した質点が備える振動数(4.1.11)の右辺で、質点の持つ全エネルギーを記述している。振動数(4.1.11)の左辺では、周期(4.2.8)を説明できる。周期は時間である。振動数(4.1.11)の右辺では、質点の性質である全エネルギーを分子に記述してある。振動数(4.1.11)の右辺の分母は、量子を意味する。このことでは、振動数(4.1.11)を使用して、質点の量子エネルギーを(4.1.13)で記述できる。質点の量子エネルギーでは、エネルギーの量子で説明する。量子エネルギーは慣性座標系で説明するものである。慣性座標系上で質点の等速度の速さを仮定する。この意味では、質点が備える振動数(4.1.11)の右辺では慣性座標系上での説明である。振動数(4.1.11)の左辺では、図 2.1 のような正円の時間である波の周期(4.2.8)の説明である。

$$\lim_{\nu_{S_masspoint} \rightarrow 0} \nu_{S_wave} (\nu_{S_masspoint}) = \frac{m_{0S_masspoint} \cdot c^2}{h}, (\nu_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.6.18)$$

質点の備える振動数 (4.1.11) は真空中の光子の振動数に (4.1.10) を仮定している. その光子の運動量 (4.6.31) を仮定してある. そのような真空中の光子の運動量 (4.6.31) は有限値である. 著者が独自に構築している波の理論での質点の運動量 (momentum) は, その質点の波長を使用して (4.4.19) で記述できる. 運動量 (4.4.19) の右辺に記述した質点の波長は (4.4.17) である.

$$\nu_{S_wave} = \nu_{S_c} \dots (4.1.10) \text{ 質点の振動数を仮定}$$

$$p_{0S_cmasspoint} = m_{0S_masspoint} \cdot c, (m_{0S_masspoint} \neq 0, \nu_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.6.31)$$

$$p_{S_wave}(t) = \frac{h}{\lambda_{S_wave}}, (\nu_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.4.19) \text{ 運動量および質点が備える振動数の波長との関係}$$

$$\lambda_{S_wave} = \frac{\lambda_{S_c}}{\sqrt{1 - \frac{(m_{0S_masspoint})^2}{(m_{S_wave}(\nu_{S_masspoint}))^2}}}, (\nu_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.4.17)$$

質点 (material point) の振動数の仮定 (4.1.10) および真空中の光の波長 (4.2.15) を使用すると, 波長の極限值 (4.6.29) が記述できる. 真空中の光の波長 (4.6.29) は (4.6.38) になる. 真空中の光の波長 (4.6.38) は収束している.

$$\lambda_{S_c} = \frac{c}{\nu_{S_wave}} \dots (4.2.15)$$

$$\lim_{\nu_{S_masspoint} \rightarrow 0} \frac{c}{\nu_{S_wave}} = \frac{c}{\frac{m_{0S_masspoint} \cdot c^2}{h}}, (m_{0S_masspoint} \neq 0, \nu_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.6.29)$$

$$\lim_{\nu_{S_masspoint} \rightarrow 0} \lambda_{S_c} = \frac{h}{p_{0S_cmasspoint}}, (m_{0S_masspoint} \neq 0, \nu_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.6.38) \text{ 真空中の光の波長が収束}$$

真空中の光の波長 (4.2.15), 振動数 (4.1.10) および真空中の光の速さが有限値である. これらの有限値を使用して図 2.1 のような正円で時計を仮定できる. アインシュタインの特殊相対性理論でも真空中の光を使用して時計を考えることは文献 8 で説明してある. 図 2.1 のような正円では, 振動数は (4.6.18) で収束する. この意味では, 波長および波の速さには関係なく時間を計算できる. 計算の便宜では, 有限値の値で計算する方が好まれるだろう. デジタル計算機では使用する桁が増えることで多くの計算時間および記憶装置を使用することは一般的な話であろう. 2006 年現在の第 8 版での表示の SI の時間の単位 second の定義もセシウム (caesium) 133 原子のエネルギー放射の周期を使用している. このように, 著者が独自に構築している波の理論でなくてもエネルギーで時計を考えることが有る.

時間の変化で質点のエネルギーの変化を説明できる. アインシュタインの特殊相対性理論で, 著者が独自に定義した静止質量 (4.1) を使用して説明できる. 静止質量 (rest mass) (4.1) の右辺には時点の変化率 (5.1) を記述しているものと 2015 年現在の著者は解釈する. 静止質量 (4.1) では, 慣性座標系 S 上で慣性質量 (4.2) を仮定できる質点が等速度運動しているものと仮定できる. 慣性座標系 S₁ 上では, 等速度運動している質点は静止していることになる.

$$m_0 \equiv m(v) \cdot \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}, (0 \leq v \leq c) \dots (4.1)$$

$$\frac{dt_1(t)}{dt} = \sqrt{1 - \frac{(v(t))^2}{c^2}} \dots (5.1)$$

$$m(v), (0 \leq v \leq c) \dots (4.2)$$

ローレンツ変換 (3.9) ～ (3.12) の時点の変換は (3.12) である。時点の変換 (3.12) では係数は (3.13) である。

$$x_1 = \gamma \cdot (x - u \cdot t) \dots (3.9)$$

$$y_1 = y \dots (3.10)$$

$$z_1 = z \dots (3.11)$$

$$t_1 = \gamma \cdot \left(t - \frac{u \cdot x}{c^2} \right) \dots (3.12)$$

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}} (= \text{const.}) \dots (3.13)$$

ローレンツ変換の定義区間は (3.18) であり、慣性座標系の速さで定義している。慣性座標系の向きが (3.18) の符号で示されている。この場合では、係数は (3.19) の範囲で収束する。

$$-c < u < c \dots (3.18)$$

$$1 \leq \gamma < \infty \dots (3.19)$$

質点が等速度運動しているので、慣性座標系 S 上の位置情報では x 軸の成分の等速度の成分は (5.2) で記述できる。時点の変換 (3.12) の微分係数を (5.3) で記述できる。

$$\frac{dx(t)}{dt} = u \dots (5.2)$$

$$\frac{dt_1(t)}{dt} = \gamma \cdot \left(1 - \frac{u \cdot \frac{dx(t)}{dt}}{c^2} \right) \dots (5.3)$$

微分係数 (5.3) の右辺に (5.2) を代入すると (5.4) を記述できる。微分係数 (5.4) の右辺に係数 (3.13) を代入すると、(5.5) を記述できる。

$$\frac{dt_1(t)}{dt} = \gamma \cdot \left(1 - \frac{u^2}{c^2} \right) \dots (5.4)$$

$$\frac{dt_1(t)}{dt} = \sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}} \dots (5.5)$$

ここで、慣性座標系 S 上での質点の等速度の速さは (5.6) である。質点の等速度の速さ (5.6) を微分係数 (5.5) に代入すると、質点の等速度の速さ (5.6) で時点の変化率 (5.1) を記述できる。

$$v(t) = u \dots (5.6)$$

$$\frac{dt_1(t)}{dt} = \sqrt{1 - \frac{(v(t))^2}{c^2}} \dots (5.1)$$

アインシュタインの特殊相対性理論で著者が導出した質量の変換は (5.7) である——質量の変換は文献 8 で導出している。——。質量の変換 (5.7) の左辺は慣性座標系 S 上での質点の慣性質量である。質量の変換 (5.7) の右辺は慣性座標系 S₁ 上での質点の慣性質量および x₁ 軸上の速度の成分である。(5.7) ではローレンツ変換を仮定している。

$$m = \frac{m_1 \cdot \left(1 + \frac{u \cdot v_{x1}}{c^2} \right)}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}} \dots (5.7)$$

この議論では、慣性座標系 S 上の質点の慣性質量は (4.2) である。慣性座標系 S_1 上では静止質量 (4.1) の左辺である。

$$m(v), (0 \leq v \leq c) \dots (4.2)$$

$$m_0 \equiv m(v) \cdot \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}, (0 \leq v \leq c) \dots (4.1)$$

慣性座標系 S_1 上で質点が静止しているので (5.8) を記述できる。 (5.8) を質量の変換 (5.7) の右辺に代入すると、慣性質量 (5.9) になる。慣性質量 (5.9) の右辺に (5.6) の左辺を代入すると、慣性質量 (5.10) を記述できる。慣性質量 (5.10) を書き直すと、静止質量 (4.1) になる。

$$v_{x1} = 0 \dots (5.8)$$

$$m = \frac{m_1}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}} \dots (5.9)$$

$$m(v) = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{(v(t))^2}{c^2}}} \dots (5.10)$$

質量の変換 (5.7) の分母はローレンツ変換の係数 (3.13) が残ったものである。このことは質量の変換 (5.7) を導出する際に明らかである。時点の変化率 (5.1) は (4.1) の右辺に記述されていることを説明できる根拠の1つである。

観測する質量が慣性座標系で異なることは、各慣性座標系で観測できる質点の持つ全エネルギーが異なることになる。ここでは、時点の変化率 (5.1) で観測するエネルギーが異なる。時間がエネルギーの変化を説明している。振動数 (4.1.11) でも左辺の振動数で時間を意味し、右辺の質点の持つ全エネルギーで量子でのエネルギーの変化を時間で説明している。振動数 (4.1.11) でのエネルギーの変化率で振動数の変化率を説明する微分係数は (4.7.12) である。

$$\frac{dt_1(t)}{dt} = \sqrt{1 - \frac{(v(t))^2}{c^2}} \dots (5.1)$$

$$\frac{dv_{S_v_wave}}{dv_{S_masspoint}} = \frac{c^2}{h} \cdot \frac{dm_{S_v_wave}(v_{S_masspoint})}{dv_{S_masspoint}} \dots (4.7.12)$$

(4.7.12) の右辺に記述してある質点の等速度の速さでは、慣性座標系 (inertial coordinate-system) の位置情報の時間に対する変化率を記述する。このことで、振動数 (4.1.11) の左辺の振動数は質点の等速度の速さを独立変数にする関数である。この振動数の関数では、正円での時計の周期を慣性座標系の等速度運動する質点の位置情報で説明している。慣性座標系上では、時計を座標で記述できる各位置に定義している。

図 2.1 のような正円の時計では、真空中の光の速さを使用して時間を計算できる。真空中の光の速さ (4.6.43) は、慣性座標系上の質点の持つ全エネルギーおよび慣性質量を質点の等速度の速さで決定するものと解釈できる。

$$c = \sqrt{\frac{E_{S_v_wave}(v_{S_masspoint})}{m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint})}}, (m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) \neq 0) \dots (4.6.43)$$

アインシュタインの特殊相対性理論では、質点の等速度の速さおよび真空中の光の速さの関係は (4.3.28) で記述できる。(4.3.28) では、静止質量を記述している。

$$\frac{v_{S_masspoint}(t)}{c} = \sqrt{1 - \left(\frac{m_{0S_masspoint}}{m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint})} \right)^2} \dots (4.3.28) \text{ 質点の速さおよび真空中の光の速さの関係式}$$

質点の等速度の速さは、定数である静止質量および真空中の光の速さを質点の持つ全エネルギーに保ち振動数 (4.1.11) の単位時間で慣性座標系上を移動する距離である、ものと 2015 年現在の著者は考える。

$$\nu_{S_v_{\text{wave}}} = \frac{m_{S_v_{\text{wave}}}(v_{S_v_{\text{wave}}}) \cdot c^2}{h} \dots (4.1.11) \text{ 質点で説明する波の振動数の決定}$$

真空中の光の周期 (2.20) で時間を計算できる。(2.20) の右辺での真空中の光の速さでは、等速度運動する質点の持つ全エネルギーおよび慣性質量 (4.2) を (4.6.43) で決定する。(2.20) の右辺での真空中の光の波長では、図 2.1 のような正円を考える時計を区別できる。真空中の光の速さは、すべての慣性座標系上で等しい。このことで、時計の周期が異なることで真空中の光の波長が異なることを (2.20) では説明できる。この意味では、真空中の光の周期 (2.20) が決定することで等速度運動する質点の慣性質量、全エネルギーおよび真空中の光の波長を決定する。時間を計算するのに扱う真空中の光の周期 (2.20) は、質点が備える振動数 (4.1.11) を使用して (4.2.8) で記述できる。

$$T_c = \frac{\lambda_c}{c} \text{ s} \dots (2.20)$$

$$T_{S_v_{\text{wave}}} = \frac{1}{\nu_{S_v_{\text{wave}}}} (v_{S_v_{\text{wave}}} \neq 0) \dots (4.2.8) \text{ 質点で説明する波の周期の決定}$$

時間は、真空中の光の速さに対して慣性質量および定数である静止質量を保ち真空中の光の波長を決定する、ものと 2015 年現在の著者は (2.20), (4.1.11), (4.3.28) および (4.4.17) で考える。

$$\lambda_{S_v_{\text{wave}}} = \frac{\lambda_{S_c}}{\sqrt{1 - \frac{(m_{0S_v_{\text{wave}}})^2}{(m_{S_v_{\text{wave}}}(v_{S_v_{\text{wave}}}))^2}}}, (v_{S_v_{\text{wave}}} \neq 0) \dots (4.4.17)$$

質点 (material point) の質量は、質点の持つ全エネルギー (4.1.2) を記述する唯一の変数である。質点の慣性質量および全エネルギーは、真空中の光の速さ (4.6.43) で決定する。ただし、(4.6.43) では、慣性質量は零にはならない場合である。慣性質量が零になる場合では、真空中の光子の静止質量 (rest mass) が零になる。

$$E_{S_v_{\text{wave}}}(v_{S_v_{\text{wave}}}) = m_{S_v_{\text{wave}}}(v_{S_v_{\text{wave}}}) \cdot c^2 \dots (4.1.2) \text{ 質点の持つ全エネルギー}$$

$$c = \sqrt{\frac{E_{S_v_{\text{wave}}}(v_{S_v_{\text{wave}}})}{m_{S_v_{\text{wave}}}(v_{S_v_{\text{wave}}})}}, (m_{S_v_{\text{wave}}}(v_{S_v_{\text{wave}}}) \neq 0) \dots (4.6.43)$$

著者が独自に定義した静止質量 (4.6.7) は慣性質量である。質点が真空中の光の速さで等速度運動する場合は、静止質量 (4.6.7) は (5.11) に記述できる。

$$m_{0S_v_{\text{wave}}} = m_{S_v_{\text{wave}}}(v_{S_v_{\text{wave}}}) \cdot \sqrt{1 - \frac{(v_{S_v_{\text{wave}}})^2}{c^2}}, (0 \leq v_{S_v_{\text{wave}}} \leq c) \dots (4.6.7)$$

$$m_{0S_v_{\text{wave}}} = m_{S_v_{\text{wave}}}(c) \cdot \sqrt{1 - \frac{(c)^2}{c^2}}, (v_{S_v_{\text{wave}}} = c) \dots (5.11)$$

静止質量 (5.11) の右辺の時点の変化率 (5.1) は、零である。このことで、静止質量 (5.12) を記述できる。

$$\frac{dt_1(t)}{dt} = \sqrt{1 - \frac{(v(t))^2}{c^2}} \dots (5.1)$$

$$m_{0S_v_{\text{wave}}} = m_{S_v_{\text{wave}}}(c) \cdot 0, (v_{S_v_{\text{wave}}} = c) \dots (5.12)$$

静止質量 (5.12) の右辺を整理すると, (4.6.39) になる. 慣性座標系 S 上を等速度運動している質点の静止質量 (5.12) は零になる. 慣性座標系 S 上を質点が真空中の光の速さで等速度運動する場合は, 慣性座標系 S₁ は質点の等速度運動では移動できない. このことで, 慣性座標系 S₁ は存在しないことになる. 真空中の光の速さで等速度運動している質点の静止質量は零である. 真空中の光子の静止質量は零である. 一方, 真空中の光の速さで等速度運動する光子の慣性質量は (5.13) で記述できる.

$$m_{0S_masspoint} = 0 \dots (4.6.39)$$

$$m_{S_v_{wave}}(c) = \frac{E_{S_v_{wave}}(c)}{c^2} \dots (5.13)$$

質点の等速度の速さおよび真空中の光の関係は (4.3.28) で記述できる. 真空中の光の速さを使用して, (4.3.28) の右辺は, 全エネルギー (4.1.2) で書き直すと (5.14) になる.

$$\frac{v_{S_masspoint}(t)}{c} = \sqrt{1 - \left(\frac{m_{0S_masspoint}}{m_{S_v_{wave}}(v_{S_masspoint})} \right)^2} \dots (4.3.28)$$

$$\sqrt{1 - \left(\frac{m_{0S_masspoint}}{m_{S_v_{wave}}(v_{S_masspoint})} \right)^2} = \sqrt{1 - \left(\frac{m_{0S_masspoint} \cdot c^2}{m_{S_v_{wave}}(v_{S_masspoint}) \cdot c^2} \right)^2} \dots (5.14)$$

全エネルギー (4.1.2) は量子エネルギー (4.1.13) であるものと (4.1.7) に仮定している. (4.1.10) を仮定しているので, (5.14) の右辺は (5.15) に書き直すことができる.

$$E_{S_v_{wave}}(v_{S_masspoint}) = h \cdot v_{S_v_{wave}} \dots (4.1.13) \text{ 波を示す質点の全エネルギー}$$

$$E_S(c) = m_{S_v_{wave}}(v_{S_masspoint}) \cdot c^2 = h \cdot v_{S_c} \dots (4.1.7) \text{ 仮定}$$

$$v_{S_v_{wave}} = v_{S_c} \dots (4.1.10) \text{ 質点の振動数を仮定}$$

$$\sqrt{1 - \left(\frac{m_{0S_masspoint} \cdot c^2}{m_{S_v_{wave}}(v_{S_masspoint}) \cdot c^2} \right)^2} = \sqrt{1 - \left(\frac{h \cdot v_{S_v_{wave0}}}{h \cdot v_{S_v_{wave}}} \right)^2} \dots (5.15)$$

(5.15) の右辺にはプランク定数 (2.17) を整理すると, (5.16) になる. (4.3.28) の右辺は (5.17) および (5.18) で記述できる.

$$h = 6.626\,070\,15 \times 10^{-34} \text{ J s} \dots (2.17) \text{ CODATA のプランク定数 (Planck constant)}$$

$$\sqrt{1 - \left(\frac{h \cdot v_{S_v_{wave0}}}{h \cdot v_{S_v_{wave}}} \right)^2} = \sqrt{1 - \left(\frac{v_{S_v_{wave0}}}{v_{S_v_{wave}}} \right)^2} \dots (5.16)$$

$$\sqrt{1 - \left(\frac{m_{0S_masspoint}}{m_{S_v_{wave}}(v_{S_masspoint})} \right)^2} = \sqrt{1 - \left(\frac{v_{S_v_{wave0}}}{v_{S_v_{wave}}} \right)^2} \dots (5.17)$$

$$\frac{v_{S_masspoint}(t)}{c} = \sqrt{1 - \left(\frac{v_{S_v_{wave0}}}{v_{S_v_{wave}}} \right)^2} \dots (5.18)$$

質点が備える振動数 (4.1.11) の波の波長は (4.4.17) で記述できる. 波長 (4.4.17) の右辺には (5.17) の左辺が記述され

ている．波長 (4.4.17) の右辺に (5.17) の右辺を代入すると，(5.19) になる．

$$\lambda_{S_wave} = \frac{\lambda_{S_c}}{\sqrt{1 - \frac{(m_{0S_masspoint})^2}{(m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}))^2}}}, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.4.17)$$

$$\lambda_{S_wave} = \frac{\lambda_{S_c}}{\sqrt{1 - \left(\frac{v_{S_v_wave0}}{v_{S_v_wave}} \right)^2}}, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (5.19)$$

質点が備える振動数 (4.1.11) で質点の等速度の速さが真空中の光の速さに限りなく近づく場合は，振動数 (5.20) の極限值を記述できる．振動数 (4.1.11) で質点の等速度の速さが零に限りなく近づく場合は，振動数 (4.6.18) の極限值を記述できる．質点の静止質量 (rest mass) が零の場合には，質点が備える振動数の極限值は (5.21) である．真空中の光子は，真空中の光の速さで等速度運動する場合には振動数 (5.20) の右辺を備える．真空中の光子の備える振動数は，静止している場合では振動数 (5.21) の右辺の値である．

$$v_{S_v_wave} = \frac{m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) \cdot c^2}{h} \dots (4.1.11) \text{ 質点で説明する波の振動数の決定}$$

$$\lim_{v_{S_masspoint} \rightarrow c} v_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) = \frac{m_{S_v_wave}(c) \cdot c^2}{h}, (m_{0S_masspoint} = 0) \dots (5.20)$$

$$\lim_{v_{S_masspoint} \rightarrow 0} v_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) = \frac{m_{0S_masspoint} \cdot c^2}{h}, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.6.18)$$

$$\lim_{v_{S_masspoint} \rightarrow 0} v_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) = 0, (m_{0S_masspoint} = 0) \dots (5.21)$$

波長 (4.4.17) で質点の等速度の速さが真空中の光の速さに限りなく近づく場合は，極限值 (5.22) に記述できる．静止質量が零の場合では，波長の極限值 (5.22) は (5.23) になる．極限值 (5.23) の右辺は整理すると，(5.24) を記述できる．質点が備える振動数 (4.1.11) の波の波長は，真空中の光の波の波長に収束することを極限值 (5.24) で説明している．

$$\lim_{v_{S_masspoint} \rightarrow c} \lambda_{S_wave} = \frac{\lambda_{S_c}}{\sqrt{1 - \frac{(m_{0S_masspoint})^2}{(m_{S_v_wave}(c))^2}}} \dots (5.22)$$

$$\lim_{v_{S_masspoint} \rightarrow c} \lambda_{S_wave} = \frac{\lambda_{S_c}}{\sqrt{1 - \frac{(0)^2}{(m_{S_v_wave}(c))^2}}} \dots (5.23)$$

$$\lim_{v_{S_masspoint} \rightarrow c} \lambda_{S_wave} = \lambda_{S_c} \dots (5.24)$$

質点 (material point) の等速度の速さおよび質点が備える振動数 (4.1.11) の波の速さは，(4.4.24) のように真空中の光の速さに関係を記述できる．(4.4.24) を書き直すと，(4.5.9) で質点が備える振動数 (4.1.11) の波の速さを記述できる．

$$v_{S_masspoint}(t) \cdot v_{S_wave}(t) = c^2, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.4.24)$$

$$\frac{c^2}{v_{S_masspoint}(t)} = v_{S_wave}(t), (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.5.9)$$

波の速さ (4.5.9) の左辺を書き直すと, (5.25) を記述できる. 波の速さ (5.25) の右辺には, (4.3.28) の左辺が記述されている. 波の速さ (5.25) の右辺に (4.3.28) の右辺を代入すると, (5.26) を記述できる.

$$v_{S_wave}(t) = \frac{c}{\frac{v_{S_masspoint}(t)}{c}}, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (5.25)$$

$$\frac{v_{S_masspoint}(t)}{c} = \sqrt{1 - \left(\frac{m_{0S_masspoint}}{m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint})} \right)^2} \dots (4.3.28)$$

$$v_{S_wave}(t) = \frac{c}{\sqrt{1 - \left(\frac{m_{0S_masspoint}}{m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint})} \right)^2}}, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (5.26)$$

波の速さ (5.26) の右辺に (5.17) の右辺を代入すると, (5.27) になる. 波の速さ (5.27) は振動数が変数となる. 質点が仮定できると, その質点の静止質量は定数で与える. このことでは, 静止質量を観測する慣性座標系 S_1 上での振動数は (5.28) で記述できる. 静止質量 (rest mass) が零である場合では, 振動数 (5.28) の右辺は (5.29) で記述できる. 波の速さ (5.27) の右辺で独立変数と扱えるものは, 慣性座標系 S 上での等速度運動している質点が備える振動数 (4.1.11) である.

$$\sqrt{1 - \left(\frac{m_{0S_masspoint}}{m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint})} \right)^2} = \sqrt{1 - \left(\frac{v_{S_v_wave0}}{v_{S_v_wave}} \right)^2} \dots (5.17)$$

$$v_{S_wave}(t) = \frac{c}{\sqrt{1 - \left(\frac{v_{S_v_wave0}}{v_{S_v_wave}} \right)^2}}, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (5.27)$$

$$v_{S_v_wave0} = \frac{m_{S_v_wave}(0) \cdot c^2}{h} \dots (5.28) \text{ 静止質量の観測を仮定した慣性座標系上での真空中の光の波の振動数}$$

$$v_{S_v_wave0} = 0 \dots (5.29)$$

質点の等速度の速さが真空中の光の速さに限りなく近づく場合は, 波の速さ (5.27) の極限值 (5.30) を記述できる. 波の速さ (5.27) の極限值 (5.30) の右辺に振動数 (5.29) を代入すると, (5.31) になる.

$$\lim_{v_{S_masspoint} \rightarrow c} v_{S_wave}(t) = \lim_{v_{S_masspoint} \rightarrow c} \frac{c}{\sqrt{1 - \left(\frac{v_{S_v_wave0}}{v_{S_v_wave}} \right)^2}}, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (5.30)$$

$$\lim_{v_{S_masspoint} \rightarrow c} v_{S_wave}(t) = c \dots (5.31)$$

質点の等速度の速さの限界が真空中の光の速さであることは, (4.4.39) で説明できる. 質点が備える振動数 (4.1.11)

の波の速さは、(4.4.40) で真空中の光の速さ以上であることを説明できる．波の速さでは、群速度 (group speed) で仮定する波の群れに質点が備える振動数 (4.1.11) の近傍での無数の波を仮定することで、各波の速さをそれぞれ計算することになる．

$$\nu_{S_masspoint}(t) \leq c, (\nu_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.4.39)$$

$$\nu_{S_wave}(t) \geq c, (\nu_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.4.40)$$

真空中の光の速さに質点の等速度の速さが限りなく近づくことは、質点の速さが増加していくことを一般に仮定できる．一方、質点が備える振動数 (4.1.11) の波の速さが真空中の光の速さに限りなく近づくことでは、波の速さが減速していくことを一般に仮定できる．

慣性座標系 S_1 で観測した静止している質点が備える振動数 (5.28) および慣性座標系 S 上で観測した等速度運動している質点の振動数 (4.1.11) との関係は振動数の変換 (4.7.22) で記述できる．振動数の変換 (4.7.22) を書き直すと、(5.32) になる．

$$\nu_{S_v_{wave0}} = \frac{m_{S_v_{wave}}(0) \cdot c^2}{h} \dots (5.28) \text{ 慣性座標系 } S_1 \text{ 上で観測した真空中の光の波の振動数}$$

$$\nu_{S_v_{wave}} = \frac{\nu_{S_v_{wave0}}}{\sqrt{1 - \frac{(v_{S_masspoint})^2}{c^2}}} \dots (4.7.22) \text{ 著者が独自に構築している波の理論での振動数の変換}$$

$$\frac{\nu_{S_v_{wave0}}}{\nu_{S_v_{wave}}} = \sqrt{1 - \frac{(v_{S_masspoint})^2}{c^2}} \dots (5.32)$$

(5.32) の右辺は時点の変化率 (5.1) の右辺に等しい．時点の変化率 (5.1) の右辺に (5.32) の左辺を代入すると、(5.33) になる．時点の変換 (5.33) は、質点の慣性質量 (4.2) の振動数 (4.1.11) に対する静止質量 (4.1) の振動数 (5.28) で与えられる．時点の変化率 (5.33) の右辺の分子は、慣性座標系 S_1 上で観測した真空中の光の波の振動数である．時点の変化率 (5.33) の右辺の分母は、慣性座標系 S 上で観測した真空中の光の波の振動数である．

$$\frac{dt_1(t)}{dt} = \sqrt{1 - \frac{(v(t))^2}{c^2}} \dots (5.1)$$

$$\frac{dt_1(t)}{dt} = \frac{\nu_{S_v_{wave0}}}{\nu_{S_v_{wave}}} \dots (5.33)$$

慣性座標系 S 上で質点が等速度運動している．その質点の等速度で運動する慣性座標系 S_1 上では、その質点が静止している．慣性質量 (4.2) が決定することで、その質点 (material point) が備える振動数 (4.1.11) が決定する．慣性座標系 S 上で観測する慣性質量 (4.2) の静止質量 (4.1) は、慣性座標系 S_1 上で観測する．慣性座標系 S 上で静止した場合の静止質量 (4.1) は、慣性座標系 S 上で等速度運動している質点の静止質量である．その等速度運動している質点が静止している慣性座標系は慣性座標系 S_1 である．このように計算できるので、質点が備える振動数 (5.28) は慣性座標系 S_1 上で観測する真空中の光の振動数である．

$$m(v), (0 \leq v \leq c) \dots (4.2)$$

$$\nu_{S_v_{wave}} = \frac{m_{S_v_{wave}}(v_{S_masspoint}) \cdot c^2}{h} \dots (4.1.11) \text{ 質点で説明する波の振動数の決定}$$

$$m_0 \equiv m(v) \cdot \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}, (0 \leq v \leq c) \dots (4.1)$$

$$\nu_{S_v_wave0} = \frac{m_{S_v_wave}(0) \cdot c^2}{h} \dots (5.28)$$

波長の変換 (5.19) は (5.34) に書き直すことができる. 波長の変換 (5.34) の右辺に真空中の光の速さに対する質点の等速度の速さの割合 (5.18) を代入すると, (5.35) を記述できる.

$$\lambda_{S_wave} = \frac{\lambda_{S_c}}{\sqrt{1 - \left(\frac{\nu_{S_v_wave0}}{\nu_{S_v_wave}} \right)^2}}, (\nu_{S_masspoint} \neq 0) \dots (5.19)$$

$$\lambda_{S_c} = \lambda_{S_wave} \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{\nu_{S_v_wave0}}{\nu_{S_v_wave}} \right)^2}, (\nu_{S_masspoint} \neq 0) \dots (5.34)$$

$$\frac{\nu_{S_masspoint}(t)}{c} = \sqrt{1 - \left(\frac{\nu_{S_v_wave0}}{\nu_{S_v_wave}} \right)^2} \dots (5.18)$$

$$\lambda_{S_c} = \lambda_{S_wave} \cdot \frac{\nu_{S_masspoint}(t)}{c}, (\nu_{S_masspoint} \neq 0) \dots (5.35) \text{波長の変換}$$

慣性座標系 S で観測する等速度運動する質点の波長 (5.35) は, 慣性座標系 S で観測する振動数 (4.1.11) である真空中の光の波長に 応じる, ものと 2015 年現在の著者は考える.

質点の備える振動数 (4.1.11) の波長には (4.1.15) が成立する. 真空中の光の波長には (4.2.14) および (4.2.15) が成立する. 波の関係式である (4.1.15), (4.2.14) および (4.2.15) を使用すると, 波長の変換 (5.35) を波の速さの変換 (5.36) に書き直すことができる.

$$\lambda_{S_wave} = \frac{\nu_{S_wave}(t)}{\nu_{S_v_wave}} \dots (4.1.15) \text{質点で説明する波の波長の決定}$$

$$\lambda_{S_c} = \frac{c}{\nu_{S_c}} \dots (4.2.14)$$

$$\lambda_{S_c} = \frac{c}{\nu_{S_v_wave}} \dots (4.2.15)$$

$$c = \nu_{S_wave}(t) \cdot \frac{\nu_{S_masspoint}(t)}{c}, (\nu_{S_masspoint} \neq 0) \dots (5.36) \text{波の速さの変換}$$

慣性座標系 S で観測する等速度運動する質点の波の速さ $\nu_{S_wave}(t)$ は, 慣性座標系 S で観測する振動数 (4.1.11) である真空中の光の速さに 応じる, ものと 2015 年現在の著者は考える.

慣性座標系 S 上の時間に対して質点が等速度の速さ $v(t)$ で移動することで, その質点が静止する慣性座標系 S_1 上での時点の変化率が (5.1) の右辺で記述できる. 慣性座標系 S 上に質点が静止する場合では, 時点の変化率 (5.1) の右辺は (5.37) で記述できる. 時点の変化率 (5.37) を整理すると, (5.38) を記述できる. 時点の変化率 (5.38) では, 慣性座標系 S 上での時計の時点のみで時点の微分係数を計算するので時点の変化率は 1 になる. 時点の変化率 (5.38) は時点の微分 (5.39) に書き直すことができる. 慣性座標系 S 上での時間は, 同期がとられておりすべて等しいことを (5.39) で記述している.

$$\frac{dt_1(t)}{dt} = \sqrt{1 - \frac{(v(t))^2}{c^2}} \dots (5.1)$$

$$\frac{dt_1(t)}{dt} = \sqrt{1 - \frac{(0)^2}{c^2}} \dots (5.37)$$

$$\frac{dt_1(t)}{dt} = 1 \dots (5.38)$$

$$dt_1(t) = dt \dots (5.39)$$

慣性座標系 S 上で質点の等速度の速さが真空中の光の速さに等しくなる場合は，時点の変化率 (5.1) は (5.40) で記述できる．時点の変化率 (5.40) の右辺は，(5.41) で記述できる．時点の変化率 (5.41) は零である．

$$\frac{dt_1(t)}{dt} = \sqrt{1 - \frac{(c)^2}{c^2}}, (v(t) = c) \dots (5.40)$$

$$\frac{dt_1(t)}{dt} = 0, (v(t) = c) \dots (5.41)$$

ローレンツ変換の定義区間は，(3.18) である．慣性座標系 S 上で観測している質点の等速度の速さは慣性座標系 S₁ の等速度の速さであることを (5.6) で記述している．慣性座標系 S 上で質点が真空中の光の速さに達することは，その質点は真空中の光子と同じ速さで移動する．特殊相対性理論の慣性座標系 (inertial coordinate-system) には，光速不変の原理が成立する．すべての慣性座標系上で，その質点の速さは真空中の光の速さで観測できる．

$$-c < u < c \dots (3.18)$$

$$v(t) = u \dots (5.6)$$

慣性座標系 S 上では真空中の光の速さで観測できるので，時空の位置情報および時点は定義できる．真空中の光の速さで移動する質点の静止質量 (4.1) は (4.6.39) である．質点の全エネルギー (4.6.9) を記述する慣性質量 (4.6.11) が静止質量 (4.6.39) の零である．静止質量 (4.6.39) の場合の質点の全エネルギー (5.42) は零になる．静止質量の全エネルギー (5.42) が零であることで，物体を結合しているエネルギーは零であるものと扱うことができる．物体が他の物体との一切の結合をしないで全エネルギーが零であることは，その物体の存在を否定できる．ことを 2015 年現在の著者は考える．

$$m_0 \equiv m(v) \cdot \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}, (0 \leq v \leq c) \dots (4.1)$$

$$m_{0S_masspoint} = 0 \dots (4.6.39)$$

$$E_{S_v_wave}(0) = m_{S_v_wave}(0) \cdot c^2 \dots (4.6.9)$$

$$m_{0S_masspoint} = m_{S_v_wave}(0), (0 \leq v_{S_masspoint} \leq c) \dots (4.6.11)$$

$$E_{S_v_wave}(0) = 0 \dots (5.42)$$

質点が静止することでは，波の速さ (4.5.9) は定義できない．このことでは，時間 (2.20) は定義できない．時間 (2.20) が定義できないことでは，距離の微分 (2.6) は記述できない．

$$\frac{c^2}{v_{S_masspoint}(t)} = v_{S_wave}(t), (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.5.9)$$

$$h_t = \frac{dl(t)}{v_{wave}(t)}, (v_{wave}(t) \neq 0) \dots (2.20)$$

$$dl(t) = v_{wave}(t) \cdot h_t \dots (2.6)$$

波の速さ (4.5.9) が定義できず，時間 (2.20) および距離 (2.6) を与えることができない．時間および距離を定義で

きないことでは、速さを記述できない。著者が独自に定義した時間では次のように2015年現在の著者は扱う。時間、距離および波の速さを慣性座標系 S_1 上に静止している質点に定義できない。その時点(2.3)を観測できる慣性座標系を仮定する。質点が備えている振動数(4.1.11)は、その質点がある慣性座標系に定義した時間、距離および波

の速さを使用して観測する。質点は、時間、距離および波の速さを定義する対象ではない。慣性座標系上の質点の運動を使用して、その慣性座標系の時間、距離および波の速さを定義する。

$t \dots (2.3)$

時点の変化率(5.41)の零は、時間(5.42)が零である。時間が零であることは、時点が未来に向かって進まないことになる。時点が過去に向かって遡らないことでもある。このことでは、その慣性座標系上で真空中の光の速さの光子の移動を観測できない。これは、光速不変の原理に反するので、アインシュタインの特殊相対性理論では受け入れられないことになる。その慣性座標系を定義できない。さらに、その慣性座標系上での時間、距離および速さの定義も不可能である。

$$\frac{dt_1(t)}{dt} = 0, (v(t) = c) \dots (5.41)$$

$$dt_1(t) = 0, (v(t) = c) \dots (5.42)$$

時点の変化率(5.1)の右辺に、(4.4.22)の左辺を代入すると(5.43)を記述できる。質点が備える振動数(4.1.11)の波の速さは、真空中の光の速さの場合が最も遅い速さであることを(4.4.40)で記述している。

$$\frac{c}{v_{S_wave}(t)} = \frac{v_{S_masspoint}(t)}{c}, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.4.22)$$

$$\frac{dt_1(t)}{dt} = \sqrt{1 - \left(\frac{c}{v_{S_wave}(t)} \right)^2} \dots (5.43)$$

$$v_{S_wave} = \frac{m_{S_wave}(v_{S_masspoint}) \cdot c^2}{h} \dots (4.1.11) \text{ 質点で説明する波の振動数の決定}$$

$$v_{S_wave}(t) \geq c, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.4.40)$$

時点の変化率(5.43)の右辺に極限值(5.44)を計算できる。波の速さが無限大に発散すると、時点の変化率は(5.45)になる。これは、慣性座標系 S 上での観測であるので、すべての時点は同期がとれていて慣性座標系 S 上の如何なる位置でも時間は等しいことを意味する。

$$\lim_{v_{S_wave} \rightarrow \infty} \sqrt{1 - \left(\frac{c}{v_{S_wave}(t)} \right)^2} = 1 \dots (5.44)$$

$$\lim_{v_{S_wave} \rightarrow \infty} \frac{dt_1(t)}{dt} = 1 \dots (5.45)$$

時点の変化率(5.43)の右辺に極限值(5.46)を計算できる。波の速さが真空中の光の速さに収束すると、時点の変化率は(5.46)になる。これは、慣性座標系 S 上での観測であるので、真空中の光の速さで伝搬する波を生じる質点は真空中の光の速さで等速度運動する。このことで、時間(5.42)の場合になる慣性座標系 S_1 での質点の運動は後に説明している。

$$\lim_{v_{S_wave} \rightarrow c} \sqrt{1 - \left(\frac{c}{v_{S_wave}(t)} \right)^2} = 0 \dots (5.46)$$

$$\lim_{v_{S_wave} \rightarrow c} \frac{dt_1(t)}{dt} = 0 \dots (5.47)$$

$$dt_1(t) = 0, (v(t) = c) \dots (5.42)$$

時点の変化率 (5.1) は振動数で記述すると (5.33) になる. 時点の変化率 (5.1) および時点の変化率 (5.33) の比較を
すると, (5.43) を記述できる.

$$\frac{dt_1(t)}{dt} = \sqrt{1 - \frac{(v(t))^2}{c^2}} \dots (5.1)$$

$$\frac{dt_1(t)}{dt} = \frac{v_{S_wave0}}{v_{S_wave}} \dots (5.33)$$

$$\left(\frac{v_{S_wave0}}{v_{S_wave}} \right)^2 = 1 - \left(\frac{v_{S_masspoint}}{c} \right)^2 \dots (5.43)$$

(4.4.22) の左辺を (5.43) の右辺の第 2 項に代入すると, (5.48) を記述できる. (5.43) を書き直すと (5.49) になる.
(5.48) を書き直すと, (5.50) になる.

$$\frac{c}{v_{S_wave}(t)} = \frac{v_{S_masspoint}(t)}{c}, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.4.22)$$

$$\left(\frac{v_{S_wave0}}{v_{S_wave}} \right)^2 = 1 - \left(\frac{c}{v_{S_wave}(t)} \right)^2, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (5.48)$$

$$\left(\frac{v_{S_wave0}}{v_{S_wave}} \right)^2 + \left(\frac{v_{S_masspoint}}{c} \right)^2 = 1, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (5.49)$$

$$\left(\frac{v_{S_wave0}}{v_{S_wave}} \right)^2 + \left(\frac{c}{v_{S_wave}(t)} \right)^2 = 1, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (5.50)$$

(5.49) および (5.50) の右辺は 1 である. (5.49) および (5.50) の左辺は第 1 項および第 2 項の和である. (5.49)
および (5.50) の左辺の第 1 項は同じであり, 時点の変化率 (5.33) である. (5.49) および (5.50) の左辺の第 2 項
は (4.4.22) の右辺および左辺である.

$$\frac{dt_1(t)}{dt} = \frac{v_{S_wave0}}{v_{S_wave}} \dots (5.33)$$

(5.49) および (5.50) の左辺の第 2 項が右辺の 1 に対して幾分占めるかで, 第 1 項が左辺の 1 に対して占める分が
変化する. この計算では, (5.49) および (5.50) の右辺の 1 を 2 つに分けて, それぞれの分がどの割合であるかを考
える.

時点の変化率では (5.40) が記述でき, (5.41) のように時点の変化率が零になった. (4.4.22) の右辺では, 質点の等速
度の速さおよび真空中の光子の速さとする真空中の光の速さを仮定できる.

$$\frac{dt_1(t)}{dt} = \sqrt{1 - \frac{(c)^2}{c^2}}, (v(t) = c) \dots (5.40)$$

$$\frac{dt_1(t)}{dt} = 0, (v(t) = c) \dots (5.41)$$

真空中の光子の速さでは、慣性座標系 (inertial coordinate-system) を定義することが困難である。既に説明をしたように物体の存在を否定することを、真空中の光の速さで等速度運動する場合での静止質量 (rest mass) が零に対して考えることができる。この計算では、アインシュタインの特殊相対性理論での2015年現在の著者の解釈である。質点の等速度の速さが真空中の光の速さに向かうことは、物体の存在を否定し慣性座標系が定義できなくなり時間が定義できない場合に向かうことを仮定できる。質点の真空中の光の速さでは、慣性座標系を定義できない。質点の等速度の速さが真空中の光の速さより遅い場合で、慣性座標系が定義できる。その慣性座標系の時間は、真空中の光の速さに近づくほど時点の変化は時点の変化率 (5.33) のように遅い。質点の等速度の速さが限りなく零に近づくことで、慣性座標系がひとつの場合で各時計の同期がとれているように時点の変化率が収束する。質点の等速度の速さが限りなく真空中の光の速さに近づいていく過程で、次のような現象が生じる。慣性座標系上の時計が他の慣性座標系上の時計に同期がとれず、各位置に定義された他の慣性座標系上の時計との時間の変化が時点の変化率 (5.33) のように生じる。

$$\frac{dt_1(t)}{dt} = \frac{v_{S_v_wave}}{v_{S_v_wave}} \dots (5.33)$$

真空中の光の速さは (4.6.43) で説明するように、質点の持つ全エネルギーおよび慣性質量を決定する。この決定では、質点の等速度の速さも決定する。質点の持つ全エネルギーが量子エネルギー (4.1.13) に等しいことを仮定しているので、真空中の光の速さ (5.51) を記述できる。

$$c = \sqrt{\frac{E_{S_v_wave}(v_{S_masspoint})}{m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint})}}, (m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) \neq 0) \dots (4.6.43)$$

$$E_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) = h \cdot v_{S_v_wave} \dots (4.1.13) \text{ 波を示す質点の全エネルギー}$$

$$c = \sqrt{\frac{h \cdot v_{S_v_wave}}{m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint})}}, (m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) \neq 0) \dots (5.51)$$

質点の備える振動数 (4.1.11) で質点の量子化されたエネルギー (quantized energy) を計算する真空中の光の波が慣性座標系に観測できることを、真空中の光の速さ (5.51) で説明する。質点の慣性質量 (4.1.1) で等速度運動している質点および真空中の光子が慣性座標系 (inertial coordinate-system) に観測できることを、真空中の光の速さ (5.51) で説明する。 $m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) \dots (4.1.1)$ 質点の慣性質量

質点の等速度の速さが真空中の光の速さに等しくなる場合では、真空中の光の速さ (5.51) は (5.52) で記述できる。この場合では、その質点の慣性質量は (5.13) で計算できる。この考察では、(4.1.6) を仮定しているので、(5.53) になる。

$$c = \sqrt{\frac{h \cdot v_{S_v_wave}}{m_{S_v_wave}(c)}}, (m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) \neq 0, v_{S_masspoint} = c, m_{S_v_wave}(0) = 0) \dots (5.52)$$

$$m_{S_v_wave}(c) = \frac{E_{S_v_wave}(c)}{c^2} \dots (5.13)$$

$$m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) = m_S(c) \dots (4.1.6)$$

$$m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) = m_{S_v_wave}(c) \dots (5.53)$$

(4.1.6) では、慣性座標系上を移動する真空中の光子の慣性質量 (5.13) が (4.1.3) で記述できる。その慣性座標系上で等速度運動している質点 (material point) の慣性質量 (5.13) に (4.1.3) の光子の慣性質量が等しいことを仮定している。4章7節では、その光子の等速度の方向を y 軸方向に仮定した。このことは、特殊相対性理論の振動数の変換での弧度で説

明する.

$$E_S(c) = m_S(c) \cdot c^2 \dots (4.1.3) \text{ 光子の持つ全エネルギー}$$

この仮定では、慣性座標系上に存在する等速度運動する質点の持つ全エネルギーおよびその量子化されたエネルギー (quantized energy) に等しい光子の全エネルギーが存在する. 真空中の光の速さで移動する質点の静止質量 (4.6.39) は零である. 慣性質量である静止質量が零であるので、その質点が備える振動数 (5.28) は (5.29) になり零である. ただし、特殊相対性理論では、そのような慣性座標系は定義できない.

$$m_{0S_masspoint} = 0 \dots (4.6.39)$$

$$\nu_{S_v_{wave0}} = \frac{m_{S_v_{wave}}(0) \cdot c^2}{h} \dots (5.28)$$

$$\nu_{S_v_{wave0}} = 0 \dots (5.29)$$

振動数 (5.29) が零であるので、時点の変化率 (5.33) は (5.41) になり零である. 質点の静止質量が零になることでは、一般の質量は静止質量が零でないので慣性質量が減少することを意味する. この現象は、質点の等速度の速さが真空中の光の速さに達する前には起きない場合も受け入れられる. 静止質量 (rest mass) (4.1) の右辺に真空中の光の速さを代入することで記述できる静止質量 (4.6.39) の零である. さらに、時点の変化率 (5.41) が零であるので時間が零となる. 時間が零では質点の速度を定義できない——分母が零になる.——. 質点の持つ全エネルギーが零で、その質点が存在していても一切に速度の定義ができない. このことでは、真空中の光の速さ (5.51) を記述できない. 真空中の光の存在を説明できなくなり、真空中の光の波を使用できない. 時間が零であるので、図 2.1 のような正円の弧の長さの微分 (2.6) を計算できない. この意味では、慣性座標系 (inertial coordinate-system) 上の長さを定義できない. これらのことでは、慣性座標系を定義できない.

$$\frac{dt_1(t)}{dt} = 0, (v(t) = c) \dots (5.41)$$

$$m_0 \equiv m(v) \cdot \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}, (0 \leq v \leq c) \dots (4.1)$$

$$c = \sqrt{\frac{h \cdot \nu_{S_v_{wave}}}{m_{S_v_{wave}}(v_{S_masspoint})}}, (m_{S_v_{wave}}(v_{S_masspoint}) \neq 0) \dots (5.51)$$

$$dl(t) = v_{wave}(t) \cdot h_t \dots (2.6) \text{ 円周上の点の移動距離の微分}$$

真空中の光の速さ (5.52) が使用できないことで、慣性座標系上の質点を説明できる時間、長さおよび速さを微分 (2.6) の時点 (2.3) の近傍で仮定できない. 真空中の光の速さ (5.52) で、時計を仮定でき時間および量子化されたエネルギー (quantized energy) の保証をする. 時間およびエネルギーは共に存在することを真空中の光の速さ (5.52) で説明できる.

$$c = \sqrt{\frac{h \cdot \nu_{S_v_{wave}}}{m_{S_v_{wave}}(c)}}, (m_{S_v_{wave}}(v_{S_masspoint}) \neq 0, v_{S_masspoint} = c, m_{S_v_{wave}}(0) = 0) \dots (5.52)$$

$$t \dots (2.3)$$

質点の備える振動数 (4.1.11) の波の速さが真空中の光子の速さに収束することは、物体の存在を否定し慣性座標系および時間が定義できない場合を極限值 (5.46) で仮定できる.

$$\nu_{S_v_{wave}} = \frac{m_{S_v_{wave}}(v_{S_masspoint}) \cdot c^2}{h} \dots (4.1.11) \text{ 質点で説明する波の振動数の決定}$$

$$\lim_{v_{S_wave} \rightarrow c} \sqrt{1 - \left(\frac{c}{v_{S_wave}(t)} \right)^2} = 0 \dots (5.46)$$

質点の備える振動数 (4.1.11) の波の速さが無限大に発散することでは、質点の等速度の速さは零に収束する。このことでは、質点は慣性座標系 S に静止していることを仮定し時点の変化率が 1 になる。慣性座標系 S 上のすべての位置に定義している時計はすべて同期しており同じ時間を示す。

$$\lim_{v_{S_wave} \rightarrow \infty} \sqrt{1 - \left(\frac{c}{v_{S_wave}(t)} \right)^2} = 1 \dots (5.44)$$

6 ドブロイ波 (de Broglie wave) の 2 重性および著者が独自に構築している波の理論の 2 重性の比較^{8), 11), 13)}

著者が独自に構築している波の理論で導出した振動数 (4.1.11) は真空中の光子が存在することを仮定している。このことでは、その光子は量子化されたエネルギー (quantized energy) (2.16) を持って真空中の光の速さで等速度運動している。4 次元時空の時点軸の真空中の光の速さの移動距離の軸の空間成分に計算できる真空中の光子の量子化されたエネルギーである——この空間成分の真空中の光子を慣性座標系上の空間で扱う場合に、特殊相対性理論の時計を図 a.1.2 のように仮定する場合がある。——

$$v_{S_wave} = \frac{m_{S_wave}(v_{S_masspoint}) \cdot c^2}{h} \dots (4.1.11) \text{ 質点で説明する波の振動数の決定}$$

$$E(c) = h \cdot \nu \dots (2.16) \text{ 光子の持つ量子エネルギー}$$

光子の振動数を 0 以上の実数値で仮定することが可能である——振動数が零の場合は量子化されたエネルギーが吸収されることを仮定できる。—— (4.4.39) では、質点の等速度の速さが 0 より上で真空中の光の速さ以下の実数値で仮定できる。このことでは、真空中の光子の量子化されたエネルギー (quantized energy) (2.16) を使用して (4.1.11) を記述できるものと仮定した。

$$v_{S_masspoint}(t) \leq c, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.4.39)$$

ボーアの原子モデル理論——文献 13 で説明している。——のように物質が光子の量子化されたエネルギー (quantized energy) を吸収したり、放出したりするものは重要な問題である。その物質のエネルギーの増減は、光子の量子化されたエネルギーで記述できる値に等しいことは説明できる。実際に光子が吸収あるいは放出されない場合では、4 章 1 節の理論で物質波の量子エネルギーの値を記述するのに光子の量子化されたエネルギーに等しいものに過ぎない。図 2.1 を使用した仮定で、2 重性を仮定することになる。振動数 (4.1.11) は質点が備えているものである。(4.1.11) の右辺ではアインシュタインの特殊相対性理論の質点の持つ全エネルギー (4.1.2) を記述している。ここで、振動数の変換 (4.7.22) が導出できることで、アインシュタインの特殊相対性理論での振動数の変換に等しい結果を導くことができた。特殊相対性理論では、真空中の光の計算で振動数の変換を導出できる。

$$E_{S_wave}(v_{S_masspoint}) = m_{S_wave}(v_{S_masspoint}) \cdot c^2 \dots (4.1.2) \text{ 質点の持つ全エネルギー}$$

$$v_{S_wave} = \frac{v_{S_wave}}{\sqrt{1 - \frac{(v_{S_masspoint})^2}{c^2}}} \dots (4.7.22) \text{ 著者が独自に構築している波の理論での振動数の変換}$$

4 章 1 節では、質点 (material point) の備える振動数 (4.1.11) であるので真空中の光の振動数ではない。その振動数 (4.1.11) は真空中の光子の振動数に等しいことを仮定した。この導出方法では、光子の 2 重性で特殊相対性理論

を使用した真空中の光の量子化されたエネルギー（quantized energy）を変換する議論には等しくない。量子エネルギーの吸収および放出を説明することで、その光の量子化されたエネルギーの変換を説明するものとは異なる。

物質のエネルギーを量子エネルギー（4.1.13）の単位で仮定することで、振動数（4.1.11）での2重性を光子の2重性とは区別できる。量子エネルギー（4.1.13）で振動数（4.1.11）が零である場合では、（4.1.2）の右辺の慣性質量が零になる。慣性質量が零である場合では、静止質量が零であることで粒子の消滅を仮定できる。このことでは、エネルギーの吸収および放出で量子エネルギーを持つ粒子が生じていることを説明するのに質点系のエネルギーの保存則を使用して粒子の消滅を説明できる。このような仮定では、光子である必要はなく静止質量が零であり振動数を0以上の実数で仮定できる粒子で4章1節の議論が可能である。真空中の光子は、その条件の必要な部分のみを使用することで4章1節の理論を与えることができる。

$$E_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) = h \cdot v_{S_v_wave} \dots (4.1.13) \text{波を示す質点の全エネルギー}$$

ひとつの質点の持つ全エネルギー（6.1）は、その質点を構成しているすべての他の質点の持つ全エネルギー（6.2）の和であるものと仮定できる。（6.1）の左辺の質点がエネルギーを吸収あるいは放出することは仮定できる。（6.1）では、その質点はn個の質点で構成している質点系で有ることを仮定している。各質点は全エネルギーとしての量子エネルギー（6.2）を持っている。このことでは、それぞれの量子エネルギーの振動数（6.3）を仮定できる。

$$E_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) = \sum_{i=1}^n E_{i_S_v_wave}(v_{i_S_masspoint}) (n: \text{natural numbers}) \dots (6.1) \text{質点の持つ全エネルギー}$$

$$E_{i_S_v_wave}(v_{i_S_masspoint}) = h \cdot v_{i_S_v_wave} \dots (6.2) \text{量子エネルギー}$$

$$v_{i_S_v_wave} = \frac{m_{i_S_v_wave}(v_{i_S_masspoint}) \cdot c^2}{h} \dots (6.3)$$

量子エネルギー（6.1）の右辺に（6.2）を代入すると、（6.4）を記述できる。量子エネルギー（6.4）の右辺を整理すると、（6.5）になる。

$$E_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) = \sum_{i=1}^n (h \cdot v_{i_S_v_wave}) \dots (6.4)$$

$$E_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) = h \cdot \sum_{i=1}^n v_{i_S_v_wave} \dots (6.5)$$

量子エネルギー（6.5）の右辺の振動数の和を（6.6）の左辺で記述する。振動数の和（6.6）を使用すると、量子エネルギー（6.5）は（4.1.13）で記述できる。

$$v_{S_v_wave} = \sum_{i=1}^n v_{i_S_v_wave} \dots (6.6)$$

$$E_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) = h \cdot v_{S_v_wave} \dots (4.1.13) \text{波を示す質点の全エネルギー}$$

質点の波の周期は（4.2.8）で記述できた。振動数の和（6.6）を使用すると、（4.2.8）から周期は（6.7）で記述できる。質点が備える振動数（6.3）を使用すると、周期（6.7）の右辺は（6.8）の右辺に書き直せる。

$$T_{S_wave} = \frac{1}{v_{S_v_wave}}, (v_{S_v_wave} \neq 0) \dots (4.2.8) \text{質点で説明する波の周期の決定}$$

$$T_{S_wave} = \frac{1}{\sum_{i=1}^n v_{i_S_v_wave}}, (v_{S_v_wave} \neq 0) \dots (6.7)$$

$$T_{S_v_wave} = \frac{1}{\sum_{i=1}^n \frac{m_{i_S_v_wave}(v_{i_S_masspoint}) \cdot c^2}{h}}, (v_{S_v_wave} \neq 0) \dots (6.8)$$

質点の持つ全エネルギー (6.1) は, (6.3) の慣性質量で (6.9) になる. 質点の持つ全エネルギー (6.9) の右辺を整理すると, (6.10) で記述できる.

$$E_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) = \sum_{i=1}^n (m_{i_S_v_wave}(v_{i_S_masspoint}) \cdot c^2) \dots (6.9)$$

$$E_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) = \left(\sum_{i=1}^n m_{i_S_v_wave}(v_{i_S_masspoint}) \right) \cdot c^2 \dots (6.10)$$

質点の持つ全エネルギー (6.10) の右辺の慣性質量の和を (6.11) ——質量保存の法則を考える. ——で記述すると, (4.1.2) で記述できる. (6.11) および (4.1.2) では, 質点系として扱った元のひとつの質点の慣性質量は, その質点系を構成するすべての質点の慣性質量の和になる.

$$m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) = \sum_{i=1}^n m_{i_S_v_wave}(v_{i_S_masspoint}) \dots (6.11)$$

$$E_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) = m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) \cdot c^2 \dots (4.1.2) \text{ 質点の持つ全エネルギー}$$

エネルギーの吸収および放出をする場合には, 質点の慣性質量 (6.11) が変化することは全エネルギー (4.1.2) から説明できる. その慣性質量の変化では, 慣性質量 (6.11) を持つ質点の (6.11) の数 n が増減することを仮定できることも有る. そのひとつの質点を質点系として扱い, その質点系を構成するすべての質点の数はそれらの質点の慣性質量の数 n で決定するものと仮定できる. それぞれの質点が, それぞれの振動数 (6.3) を備えている.

$$v_{i_S_v_wave} = \frac{m_{i_S_v_wave}(v_{i_S_masspoint}) \cdot c^2}{h} \dots (6.3)$$

それぞれの振動数 (6.3) の時間を観測できる慣性座標系が仮定できる. すべての振動数の和 (6.6) は, ひとつの質点の備える振動数 (4.1.11) に等しいものと仮定できる.

$$v_{S_v_wave} = \sum_{i=1}^n v_{i_S_v_wave} \dots (6.6)$$

$$v_{S_v_wave} = \frac{m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) \cdot c^2}{h} \dots (4.1.11) \text{ 質点で説明する波の振動数の決定}$$

これらの慣性座標系 (inertial coordinate-system) 上での周期である時間が異なることでは, それぞれ静止している質点の静止質量が異なる. この静止質量は, 質点が備えている振動数 (4.1.11) を使用すると量子エネルギー (4.1.13) で記述できる.

$$E_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) = h \cdot v_{S_v_wave} \dots (4.1.13) \text{ 波を示す質点の全エネルギー}$$

特殊相対性理論の慣性座標系間での時点の変換は, 質点が静止している——時点の変換 (5.1) の計算では図 a.1.2 のような時計を考える. ——ことを仮定する. このことで, 時点の変換 (5.1) を導出できる. (5.1) をローレンツ変換で導出する際には, x 軸方向に等速度運動している慣性座標系上では x 軸の成分が定数であることを仮定する. この場合では, その質点が y 軸の成分には時点の変換 (5.1) には影響を与えていない.

$$\frac{dt_1(t)}{dt} = \sqrt{1 - \frac{(v(t))^2}{c^2}} \dots (5.1)$$

慣性座標系が x 軸方向に等速度運動している場合を仮定する。この仮定では、特殊相対性理論で振動数の変換 (4.7.23) を導出できる。振動数の変換 (4.7.23) で、等速度運動を観測される慣性座標系上で真空中の光子が y 軸方向に等速度運動していることを仮定して振動数の変換 (4.7.26) になる。観測する時計——図 a.1.2 のような時計を仮定している。——の真空中の光子が持つ量子化されたエネルギー (quantized energy) を使用して、振動数の変換 (4.7.23) で振動数を計算する。

$$\nu = \nu_1 \times \frac{1 + \frac{u}{c} \cdot \cos \theta_{x1}}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}} \dots (4.7.23) \text{ アインシュタインの特殊相対性理論での光の振動数の変換}$$

$$\nu = \frac{\nu_1}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}} \dots (4.7.26)$$

x 軸方向に等速度運動している慣性座標系上に定義する時計——特殊相対性理論の時点軸の時計である。ここでの計算では、図 a.1.2 の時計を使用して理論物理学の計算が一致することを考察している。——が、真空中の光子で時間を観測する。この時計では、その真空中の光子が y 軸方向に等速度運動することで時点の変換 (5.1) を使用できる。著者が独自に構築している波の理論では、図 2.1 のような正円で時間を計算する。時計として使用する円周上の点が真空中の光の速さで回転し続けることには、その慣性座標系上の真空中の光子が y 軸方向に等速度運動し続けることを仮定する。慣性座標系上で真空中の光子が等速度運動していることでは、その真空中の光子のエネルギーを持つ物質に時間、距離および物質波の波の速さを仮定できる。その光子のエネルギーが量子化されたエネルギー (quantized energy) であることでは、振動数で周期を計算できる。その周期は、慣性座標系上に定義する時計の周期である。その時計の時間であるので、その時計を定義した慣性座標系 (inertial coordinate-system) の等速度運動で図 2.1 の正円の円周上を回転し続ける点の速さが変化しないことを仮定できる。

ひとつの慣性座標系上の各位置に定義したすべての時計は同期が取られているので、図 2.1 の円周上の点は等速運動することを仮定できる。時点軸の空間成分に仮定している真空中の光子の持つ量子化されたエネルギーで導出した振動数であるので、その速さは真空中の光の速さで等しく計算できる。時計として使用する図 2.1 の円周上の点の振動数が、慣性座標系上の真空中の光子の量子化されたエネルギー (quantized energy) で記述できる。その量子化されたエネルギーが静止質量の全エネルギーに等しい。この静止質量の全エネルギーでは、時計の周期が異なる。

時計の周期は、時間を計算するのに使用する。周期が異なることでは、その物質の量子エネルギーが異なる。量子エネルギーの分布で物質が消滅するまでのエネルギー分布の変化を仮定できる。そのエネルギー分布の変化で生じる各時計の周期は、その慣性座標系上に定義した時計の周期とは異なることを仮定できる。この異なる慣性座標系上に定義した時計の周期が、静止質量を観測する慣性座標系に量子エネルギーの増減を生じさせることを仮定できる。このことでは、慣性座標系上の時計の周期を変化させることを仮定できる。同期が取れた各時計の周期が異なることでは、各時計を与える物質の量子エネルギーが異なる。

物質が消滅するまでには、物質に定義できる時計の周期が変化する。その変化では、物質の静止質量を観測する慣性座標系の選択をしていくことになる。その選択の履歴で、最初の慣性座標系上で観測している時間とは異なる量子エネルギーの振動数の変化での周期である時間の履歴ができる。その時間の履歴は、図 2.1 の円周の長さで離散的な記録を真空中の光の

波長の履歴に与える。この波長の履歴には、振動数の変換 (4.7.22) で応じる慣性座標系の等速度の速さを選択する。

$$v_{S_v_wave} = \frac{v_{S_v_wave0}}{\sqrt{1 - \frac{(v_{S_masspoint})^2}{c^2}}} \dots (4.7.22) \text{ 著者が独自に構築している波の理論での振動数の変換}$$

その質点の運動の変化から、その質点に対応させた物質が消滅するまでの時間を量子化されたエネルギー (quantized energy) が零になるまでの時間で観測できる。この物質の消滅では、振動数が零になる。振動数の零は、その物質が観測できないことで計算できる。この計算では、ひとつの物質が崩壊して幾つかの物質に分離することでも最初のひとつの物質が消滅したものと扱うことができる。この追跡では、他の物質と一体になり結合していることでも観測対象のひとつの物質が存在することは仮定できる。消滅した物質は振動数が零であるので、その物質には周期を定義できない。その周期が定義できないものに時間、距離および波の速さは定義できない。慣性質量が零である一応の計算では、振動数 (4.1.11) を定義できる条件ではないものと考えることができる。

図 2.1 の正円で、時間、距離および波の速さを記述できる。慣性座標系 (inertial coordinate-system) を振動数の変換 (4.7.22) で向きを他の計算から考慮して選択できる。慣性座標系上の波を観測する際に、図 2.1 のような正円での記録で波の履歴を与える。時計として図 2.1 の円周上の点の速さは、真空中の光の速さで計算できる。波長が無限大の波は、その波の振動数が有限値に収束することで記録できる——4 章 6 節で計算した。静止質量は (4.1) を使用して質点の速さを代入して計算できる。実際に、質点が静止していることを観測はしないでも考えることはできる。——。

$$m_0 \equiv m(v) \cdot \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}, (0 \leq v \leq c) \dots (4.1)$$

その振動数では量子エネルギーを記述できるので、量子エネルギーを記録できる。4 章 1 節の理論では、図 2.1 の真空中の光の速さの時計を使用して量子化されたエネルギー (quantized energy) に計算できる振動数を導出できる。ドブロイ波は、そのような真空中の光の速さの時計を与えるものではない。ただし、真空中の光の速さで移動する質点には、その質点が静止する慣性座標系は特殊相対性理論では仮定できない——慣性座標系の時点軸の空間成分は仮定できる。付録 ii でこのような考え方を説明している。——。

質点および波の 2 重性を 4 章の理論で次のように考察できる。質点の存在を説明する全エネルギー (4.1.2) を量子エネルギー (4.1.13) として扱う。ドブロイ波として考えることについては付録 ii および付録 iii で説明している。

$$E_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) = m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) \cdot c^2 \dots (4.1.2) \text{ 質点の持つ全エネルギー}$$

$$E_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) = h \cdot v_{S_v_wave} \dots (4.1.13) \text{ 波を示す質点の量子エネルギー}$$

質点が静止する慣性座標系上の時間は、その質点の存在を説明する量子エネルギーとの関係を振動数 (4.1.11) および波長 (4.4.17) で説明する。振動数 (4.1.11) および波長 (4.4.17) の波は、図 2.1 のような正円で描くことができる。その正円の円周上を回転し続ける点で、時間および慣性座標系上の量子化されたエネルギー (quantized energy) を決定できる波を記述できる。波が生じることでは、時間および物質が存在することを説明している。物質が存在しないことでは、時間および波の存在は説明できない。量子論の零点エネルギーの問題および 4 章 1 節の物質波を導出するときに仮定した等速度運動から質点の静止が受け入れられない——4 章 6 節の最後にこのことについては説明している。——。質点として観測できる理論ではなく、振動現象として説明できる物質波である。(4.1.11) および (4.4.17) で特殊相対性理論の理論式から質点が静止している場合の計算はできる。このことを使用して、質点が静止している場合の計算を静止質量 (4.1) で扱うことになる。物質波の (4.1.11) が使用可能であるかの問題は、時点軸の空間成

分に仮定している真空中の光子の量子化されたエネルギーで (6.5) および (6.10) が観測と一致しない扱いのものを排除することになる。このような作業で、微視的スケールの真空中の光子の量子化されたエネルギーを (6.5) の総和で計算した場合が粒子の持つ全エネルギーの総和である (6.10) に等しく振動現象の法則に従うかの区別を経験的に行う。このような区別では、巨視的スケールおよび微視的スケールの理論物理学の統一理論を要請する背景に物質波の理論が成立しない記録が重要な情報にもなる。

$$\nu_{S_v_wave} = \frac{m_{S_v_wave}(\nu_{S_masspoint}) \cdot c^2}{h} \dots (4.1.11) \text{ 質点で説明する波の振動数の決定}$$

$$\lambda_{S_wave} = \frac{\lambda_{S_c}}{\sqrt{1 - \left(\frac{m_{0S_masspoint}}{m_{S_v_wave}(\nu_{S_masspoint})} \right)^2}}, (\nu_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.4.17)$$

$$m_0 \equiv m(v) \cdot \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}, (0 \leq v \leq c) \dots (4.1)$$

$$E_{S_v_wave}(\nu_{S_masspoint}) = h \cdot \sum_{i=1}^n \nu_{i_S_v_wave} \dots (6.5)$$

$$E_{S_v_wave}(\nu_{S_masspoint}) = \left(\sum_{i=1}^n m_{i_S_v_wave}(\nu_{i_S_masspoint}) \right) \cdot c^2 \dots (6.10)$$

4章での質点の備える振動数 (4.1.11) および波長 (4.4.17) での2重性の説明では、ドブロイ波で決定していない解釈が含まれている。ドブロイ波では振動数 (4.1.11) および波長 (4.4.17) の右辺を説明していないことが2026年現在までの著者の経験である。大学の教科書での説明では、読んだ覚えがない。著者の理論での (4.1.11) および波長 (4.4.17) では図 2.1 の正円での時間の定義での説明があり時間 (2.20) を使用している。このことは、本書の4章1節での物質波の導出理論で特徴的な箇所である。特殊相対性理論の慣性座標系から (4.1.11) および (4.4.17) を導出するだけでは同じ説明ではない。ドブロイ波 (de Broglie wave) を、アインシュタインの特殊相対性理論と共に計算すると振動数 (4.1.11) および波長 (4.4.17) の右辺を導出できる。さらに、光量子仮説の光子の量子化されたエネルギー (quantized energy) を導入すると4章1節の正円を使用しない説明で (4.1.11) を導出できる。これだけでは、正円を使用した時計の導入はできない。4章1節では図 2.1 のような正円を使用している。その正円の時計の説明では (2.20) を使用していることは、4次元時空の時点軸の空間成分および慣性座標系の3次元空間成分の時空の空間を考えて物質波を説明するものとは相違する。

$$h_t = \frac{dl(t)}{\nu_{wave}(t)}, (\nu_{wave}(t) \neq 0) \dots (2.20)$$

時間を計算するのに波を使用している。その時間の定義では、著者が独自に定義した時間を使用している。ドブロイ波では、ニュートン力学の絶対空間および絶対時間で導出できるものとする解釈を読むこともある。このことでは、付録iiiで説明をしている。ニュートン力学を使用した導出およびシュレーディンガー方程式では文献27の本書の第7回で近似式で計算している場合を使用して考えることもできる。シュレーディンガー方程式については、付録iおよび付録iiiでも説明している。3章の最後の方で説明をしたコンプトン効果 (Compton effect) の運動量保存の法則 (conservation of linear momentum) から物質波の運動量および波長の関係を論理的に導く場合もある。

7 あとがき (23), (24), (25), (26), (27), (28), (29)

質点が備える振動数を導出した。さらに、その振動数の波長を導出できた。著者が独自に構築している波の理論では、波と粒子の2重性 (wave-particle duality) を導出できる。4章1節および4章4節での導出では、アインシュタインの特殊相対性理論を使用している。質点が、真空中の光の速さ以下の速さで等速度運動することを4章3節で導出できた。質点 (material point) の速さが真空中の光の速さより遅いことで、その質点が静止する慣性座標系を仮定できる。質点が静止することでは、質点が備える振動数を導出する条件を満足していない。質点の等速度の速さがどこまでも零に近づくことで、極限値の計算で質点の等速度の速さが零である場合で計算できる。この極限値では、波長が無限大であり波の速さが無限大であることを仮定できた。波の速さが無限大であることで粒子の運動の追跡の最小値問題に関係を見ることでは、付録 i でニュートン力学の無限大の速さでの情報が万有引力の法則で成立することに見る問題を考える——このような力の法則は、ニュートン力学の慣性座標系 (inertial coordinate-system) を使用する場合の電磁力にも成立する。——。物質波では、真空中の光の速さ以上で伝搬する波であった。4章4節での2重性の波の速さは真空中の光の速さ以上であることを、質点の速さが真空中の光の速さを超えることができないことで導出できた。物質波 (matter wave) での計算はミクロスケールで使用する量子論である。ニュートン力学は、そのような量子論のスケールで比較するとマクロスケールでの計算である。付録 ii でも説明したようにマクロスケールでの静止はミクロスケールの観測では、静止していない場合として計算することを仮定できる。このような仮定で量子論での物質波の等速度運動の仮定を計算に記述できる。このような情報を送受信する速さについては古典理論 (classical theory) を量子論で計算に導入する場合に、似ている個所を近似値として説明できるかの問題を2026年現在の著者は考える。この計算は、著者の波の理論に特殊相対性理論を応用することで導出できた。このような質点の等速度の速さおよび波の速さについては、ドブロイ波 (de Broglie wave) をアインシュタインの特殊相対性理論で応用しても同様に導出できる。心臓血管系のモデルおよび脳神経系のモデルの計算で、生体内での情報処理がどのような速さで処理されているかは無限大の速さでは計算しないのが2026年現在のモデルの理論である。このことに、生体内の情報処理に量子論のミクロスケールの計算を考慮に入れて物質波の応用で著者が独自に構築している心のモデル——本書の第3回で説明している。——の情報処理の計算を研究している。このことは、心臓血管系および脳神経系を中枢とすることに著者は心を中枢として扱うことで3つの中枢を仮定した計算を研究している。このことには、心臓血管系では著者が文献22および文献23で独自に定義した回路要素および血流量を使用して脳神経系の情報処理と接続を仮定している。そのようなシステムを量子論での情報処理を考慮し、心を本にして生滅を仮定した時空および心の理論になる2026年現在の著者の考えているシステムである。

著者は、時計として正円を使用する。この時計では、時間およびエネルギーを質点および波の2重性で4次元時空に関係を与える。慣性座標系間で時間の進み方が異なることで、振動数の変換を導出した。この振動数の変換で、各慣性座標系の時間の進み方を説明できる。時間の進み方はエネルギーの増減に関係する。このことは、物体の生滅に関わる計算である。そして、その質点が静止している慣性座標系での極限値で波の速さが無限大である。この振動数の変換では周期で時間の進み方を考えており、波の速さを直接には使用していない。波の速さおよび波長が無限大であることでは、正円の時計を与える情報になる。時計を与える条件を満足することで、波の速さおよび波長が無限大であることを使用する。質点の備える振動数を計算する際に選択した光子の真空中の光の速さおよび円周となる波長で、質点の備える振動数の周期の計算ができる。その周期の計算で、時計の時間を計算する。このように、時計では質点での時計の計算および振動数を計算する際に選択した光子での時計の計算の2つを与えた。質点は、その量子エネルギーを全エネルギーとして仮定した。光子では、質点の持つ全エネルギーに等しい量子化されたエネルギー (quantized energy) を持つものが選択される。物質の生滅を説明するには、その物質を質点として扱うことで直接に物質の時間を量子化されたエネルギーで計算できる——付録 iv で proper time について説明している。——。質点の備える振動数の値は、質点の慣性質量で決定する。その慣性質量は、静止質量お

よび質点の等速度の速さで決定することを仮定した。互いに相対性で逆向きに同じ速さで等速度運動していても、質点の備える振動数が異なることで時間の進み方が異なることを仮定できる。慣性質量が大きい方が、大きな振動数になる。慣性質量が大きい方では、多くの基礎的な粒子で構成されていることが仮定できる。その基礎的な粒子の慣性質量は、電子あるいは光子のようなもので仮定する。このことでは、慣性質量の大きいものには、その質点系内でのエネルギーの分布の変化および物質の生滅を仮定する。このような時間の進み方で、物質の生滅を仮定できる。質点が静止している慣性座標系 (inertial coordinate-system) 上での時間を計算する際に、量子エネルギーはエネルギー分布を観測するのに時間と共に時空が振動していることを説明できる。この時空の計算では、古典理論の慣性座標系を量子論の時空の解明に應用して慣性座標系の理論の発展を考えることは自明である。

第7回で2重性の近似の計算について説明している。波を扱う際に、正円が慣性座標系との関係を持つことで波がどのように質点に影響を及ぼすかは問題である。著者の独自に構築している波の理論で、どのようにニュートン力学およびアインシュタインの特殊相対性理論を應用するかは重要なことである。

付録 (appendix)

i. 無限大の波長および波の速さについて^{1), 2), 3), 5), 6), 8), 9), 11), 12), 27), 28)}

無限大の波長, 無限大の波の速さおよび質点の無限大の速さは (4.4.24) で考えることができる. 質点の速さが零であることでは, 特殊相対性理論の静止質量を波長 (4.4.17) の右辺に代入することで極限値の無限大の物質波の波長が出てくる. 付録 i では, これらの量についての考察をしている. ニュートン力学では無限大の情報伝達を説明するが, アインシュタインの特殊相対性理論では真空中の光の速さを超える質点の移動は受け入れていない. 特殊相対性理論は物質波を導出している理論ではないので, 量子論の物質波の無限大の速さの情報伝達を説明している理論ではない. このことで, 特に特殊相対性理論では無限大の速さの計算は大学の教科書レベルでは読んだ経験は 2026 年現在の著者の記憶ではない. 量子論では質点の等速度の速さは真空中の光の速さを超えることは受け入れていない. 物質波を導出する理論では, 著者は独自の理論で 4 章 1 節のように特殊相対性理論および光電効果の理論を使用して物質波の振動数 (4.1.11) を導出している. その振動数 (4.1.11) を使用して 4 章 4 節で特殊相対性理論を使用して運動量 (4.4.19) を導出している.

$$v_{S_masspoint}(t) \cdot v_{S_wave}(t) = c^2, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.4.24)$$

$$\lambda_{S_wave} = \frac{\lambda_{S_c}}{\sqrt{1 - \frac{(m_{0S_masspoint})^2}{(m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}))^2}}}, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.4.17)$$

$$v_{S_v_wave} = \frac{m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) \cdot c^2}{h} \dots (4.1.11) \text{ 質点で説明する波の振動数の決定}$$

$$p_{S_v_wave}(t) = \frac{h}{\lambda_{S_wave}}, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.4.19) \text{ 運動量および質点が備える振動数の波長との関係}$$

運動量 (4.4.19) を受け入れる場合に, 光電効果の理論を受け入れて応用していることは明らかである. このことでは, 光量子仮説では電磁波が真空中の光の速さを超えて伝搬することにはならないが 4 章 1 節および 4 章 4 節の量子論の計算では, 物質波の波 (4.4.17) の速さ (2.2) が極限値で無限大まで計算できる. 波の速さ (2.2) は正弦波で物質波の振動数 (4.1.11) および物質波の波長 (4.4.17) が (2.14) で関係している.

$$v_{wave}(t) = \lim_{h_i \rightarrow 0} \frac{l(t+h_i) - l(t)}{h_i} \dots (2.2) \text{——正円上に仮定した点で定義する——波の速さの定義}$$

$$\nu \equiv \frac{v\omega_T}{\lambda} \text{ Hz}, (\lambda \neq 0) \dots (2.14) \text{ 正弦波の振動数の定義}$$

4 章 4 節で運動量 (4.4.19) を導出するときに, (4.4.17) および (4.4.24) を仮定することになった. このことで, 特に空間の振動現象として考える運動量 (4.4.19) を導入する際に (4.4.17) および (4.4.24) を説明できる. 振動現象では振動数 (4.1.11) で説明できるが, 振動数 (4.1.11) には波の速さ (4.5.8) の関係から真空中の光子の量子化されたエネルギーおよび物質波の運動量 (4.4.19) を空間の粒子性で説明する. 真空中の光子の量子化されたエネルギーは, 時点軸の真空中の光の速さ (2.24) の移動距離の空間成分に仮定されている量である. この量子化されたエネルギーは慣性座標系上に仮定されている粒子の慣性質量を記述する (4.1.8) を与えている.

$$v_{S_wave}(t) = \frac{E_{S_v_wave}(v_{S_masspoint})}{p_{S_v_wave}}, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.5.8)$$

$$c = 299\,792\,458 \frac{\text{m}}{\text{s}} \dots (2.24) \text{ SI でメートルの定義を与える際に, 真空中の光の速さ (2.24) の値に定義した.}$$

$$m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) = \frac{h \cdot v_{S_c}}{c^2} \dots (4.1.8) \text{ 光子の慣性質量}$$

このことで, 時点軸の振動現象が空間の粒子に結び付き空間での量子化されたエネルギーの振動現象としての粒子を説明

できる．この粒子性に運動量 (4.4.19) を分母に記述してある波長 (4.4.17) で空間の振動現象を説明するのにエネルギーの粒子性と共に空間の振動現象として粒子の実在性を考えることになる．

この実在性を考えることで、古典理論 (classical theory) では正確な説明ではないことを受け入れることが要請される．このことに、(4.4.24) および (4.4.17) を使用して無限大の波の速さおよび無限大の波長が出てくることについて考察する根拠を見る．

ニュートン力学の無限大の情報伝達と量子論の物質波の波の速さの極限値の無限大との関係を著者は付録 i で考察している．ニュートン力学では万有引力の法則で瞬時に相互作用の力が作用する．作用反作用の法則でも無限大の情報伝達の瞬時に力が作用している説明である．ニュートン力学での万有引力の法則で、重力子が移動して重力の相互作用を説明しているものではない．この重力子の重力理論は観測で受け入れられていないとの報告である 2026 年現在までの理論物理学のお話がある．量子論では、観測で受け入れられた重力理論がある 2026 年現在でもない著者の記憶である．このようなことでも、無限大の情報伝達には粒子の移動である説明として認識するニュートン力学ではない．特殊相対性理論のローレンツ変換がガリレイ変換に近似値になることがある．この無限大の情報伝達について、著者が物質波の無限大の情報伝達——波の伝搬で説明することでは情報伝搬として著者は考える 2026 年現在である．この意味では、情報を伝達するまでの波の伝搬で情報が送られるまでの過程を指示するものである．——についてニュートン力学の無限大の情報伝達と比較して付録 i で考察している根拠のひとつである．

図 2.1 の正円の円周上を等速で回転する点の速さは (a.1.1) で記述できる．(a.1.1) の左辺が零の場合は (a.1.2) で記述できる．

$$v_{S_wave} = r \cdot \dot{\theta} \cdots (a.1.1)$$

$$v_{S_wave} = 0 \cdots (a.1.2)$$

(a.1.2) を (a.1.1) の左辺に代入すると (a.1.3) を記述できる．(a.1.3) の右辺では変数は弧度のみである．(a.1.3) は図 2.1 の正円の円周 (circumference) 上を回転し続ける点の速さである．この速さは零を静止している場合で採用する表現である．理論上での速さ零は静止を意味する．観測では、観測者の記録で計算する．観測者が記録から算出したもので

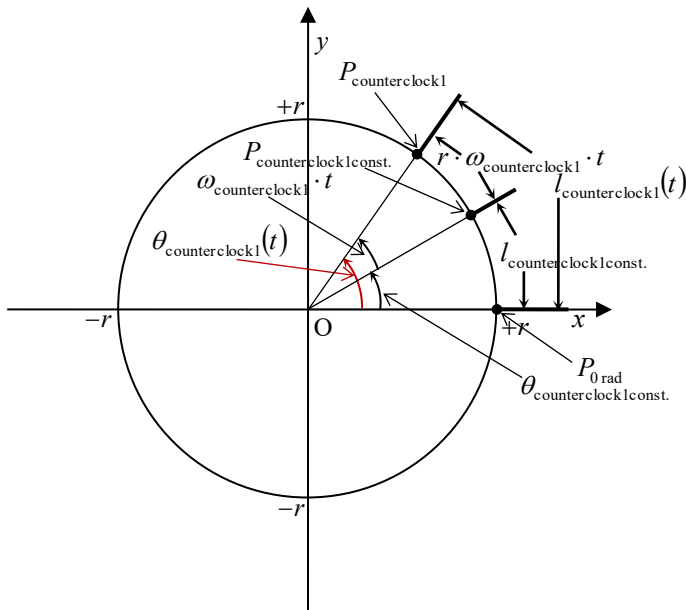


図 2.1 加算での逆時計回りの弧度

$$\theta_{\text{counterclock1}}(t) = \omega_{\text{counterclock1}} \cdot t + 2 \cdot \pi \cdot \frac{l_{\text{counterclock1const}}}{\lambda_p}$$

(a.1.3) である場合をも検討する付録 i の以下の考察である．本書の 2 重性の導出では 4 次元時空で計算している．本書の図 2.1 は正弦波を定義するのに使用している——本書の第 1 回および第 2 回で正弦波を定義したことで明らかである．——．このファイル——第 6 回である．——では、物質波を導出するのに使用した．正弦波および物質波 (matter wave) は、時点を使用して記述するのに時計を使用する．時計には、4 次元時空の時点軸の値に使用する時点を図 2.1 の正円で使用している．この時計で使用する場合あるいは正弦波を計算する場合には正円の半径は定数であった．このことを (a.1.3) に使用すると、(a.1.4) を正円の円周上に静止する点の弧度 (radian) の方程式として使用できる．

$$0 = r \cdot \dot{\theta}, (r \neq 0) \cdots (a.1.3)$$

$$\dot{\theta} = 0, (r \neq 0) \cdots (a.1.4)$$

(a.1.4) は方程式 (a.1.3) を書き直した方程式であり、円周上

で方程式 (a.1.4) の弧度の位置を意味する弧度は無数にあることを弧度 (a.1.5) で説明できる. 弧度 (a.1.5) では, 円周上の点の回転方向は正および負の弧度の方向を意味しており, 回転方向を一方向に決定している記述ではない. 弧度

(a.1.6) では, 円周上の点の回転方向は正の弧 (radian) 度の方向のみを意味する.

$$\theta = 2 \cdot \pi \cdot n, (n: \text{integer}, r \neq 0, \theta = \text{const.}) \dots (\text{a.1.5})$$

$$\theta = 2 \cdot \pi \cdot n, (n: \text{integer}, n \geq 0, r \neq 0, \theta = \text{const.}) \dots (\text{a.1.6})$$

弧度が零で定数あることは, 波を描く振動数および周期を説明できなくなる. (a.1.4) では, 波の速さが零である. この零になる波の速さと言うことで, ‘波’ という意味は波の速さを零に扱うことに強く意味が掛かる. 波と言う物理現象は振動数を計算することに強く係ることでもある. 波の速さが零であり, 図 2.1 の円周上の点が静止している仮定では周波数を計算できない——振動数および周波数の説明は文献 1 で著者が説明してある——.

(4.4.24) でも波の速さが零である場合は, (4.4.24) の左辺の質点の等速度の速さが発散してしまう. 特殊相対性理論では, 質点は真空中の速さを超えることはできない.

$$v_{S_masspoint}(t) \cdot v_{S_wave}(t) = c^2, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.4.24)$$

ニュートン力学 (Newtonian mechanics) では, 質点は無限大の速さで移動可能である. 質点 (material point) が備える振動数 (4.1.11) は 4 章 1 節で著者が特殊相対性理論および光電効果の理論を使用して導出したものである. 大学の教科書では, 物質波 (a matter wave) として説明されるものとして 2026 年現在の著者は説明している. 質点が備える振動数 (4.1.11) の物質波を使用して, 静止についての考察をしている付録 i である——4 章 6 節でも同様に議論している. ——. この意味でも物質波が導出できないニュートン力学の無限大の質点の速さで議論することは, 物質波を議論する場合には重要とは 2026 年現在の著者は考えない.

$$v_{S_v_wave} = \frac{m_{S_v_wave} (v_{S_masspoint}) \cdot c^2}{h} \dots (4.1.11) \text{ 質点で説明する波の振動数の決定}$$

量子論では原子の中の物理現象を記述することを研究している. 特殊相対性理論は巨視的な物理現象を扱い, ニュートン力学 (Newtonian mechanics) と比較される理論である. このことでは, 微視的スケール (microscopic scale) の物理現象が波および粒子の 2 重性で説明できる 2026 年現在の物理学では特殊相対性理論をそのまま成立する厳密な理論とは一切考えていない. 特殊相対性理論 (the special theory of relativity) で物質波を記述する場合には, 量子論での物質波の 2 重性の理論および観測で確認された事実とされるものに基づいて正確な理論を研究することを前提に考えるものである. このことでは, ニュートン力学が特殊相対性理論で否定されていることでも, 特殊相対性理論で重力理論が万有引力の法則以上のものが計算から導出できない問題があり重力 (gravitational force) の計算ではニュートン力学

(Newtonian mechanics) を使用することになっていた. この問題に, アインシュタイン先生の一般相対性理論が重力を導出できる理論として扱われニュートン力学の重力理論である万有引力の法則を使用しないで一般相対性理論の重力場

(gravitational field) を使用することになった. この計算では, 巨視的スケール (a macroscopic scale) での重力場であり物質波の 2 重性が成立する理論ではない. 原子の中の物理現象では物質波 (a matter wave) の 2 重性が成立することが観測事実から受け入れられている微視的スケールの物理現象である. このような理論の問題があり, 量子論では重力理論はアインシュタイン先生の一般相対性理論を使用しているものと一般には報告されている. この問題で受け入れられる物質波の 2 重性で議論をする重力理論が要請されている量子論である. このような問題があることで, ニュートン力学を直接使用することにはならない. アインシュタイン先生の特殊相対性理論も微視的スケールに対応している理論ではないので特殊相対性理論自体の計算を其の儘使用することは前提にはできない. 質点が備える振動数 (4.1.11) に等速度運動を仮定して導出していることには, 特殊相対性理論 (the special theory of relativity) の 4 次元時空を使用している——ここでは, 時空の解釈には一般相対性理論の計算が含まれるが直観的には 4 次元時空の時点軸に記述されている質点の全エネ

ルギー (4.1.2) を扱うのに使用している。付録 ii で (a.2.5) で説明してある。——。一般相対性理論については文献 28 で説明している——この文献 28 の説明はイントロダクション程度の内容で微視的時間の近似の理論である。——。

$$E_{S_v_{\text{wave}}}(v_{S_masspoint}) = m_{S_v_{\text{wave}}}(v_{S_masspoint}) \cdot c^2 \dots (4.1.2) \text{ 質点の持つ全エネルギー}$$

$$(p_x \cdot c, p_y \cdot c, p_z \cdot c, p_t \cdot c) = \left(m(v) \cdot \frac{dx(t)}{dt} \cdot c, m(v) \cdot \frac{dy(t)}{dt} \cdot c, m(v) \cdot \frac{dz(t)}{dt} \cdot c, m(v) \cdot c^2 \right) \dots (a.2.5)$$

量子論 (quantum theory) の大学の教科書では、シュレーディンガー方程式 (Schrödinger's equation) を扱う。このシュレーディンガーの波動方程式 (Schrödinger's equation) は、ニュートン力学の運動量 (momentum) および力学的エネルギーの保存の法則 (a law of conservation of mechanical energy) を使用している説明として 2026 年現在の著者には記憶がある。このような議論でのニュートン力学を直接使用すると 4 章 1 節での著者の物質波の導出の理論は使用できない。このようなシュレーディンガーの波動方程式 (Schrödinger's wave equation) では、ニュートン力学は文献 7 のように近似の理論として考えるのが普通である——2026 年現在の著者はこのように考える。——。このような扱いで、ニュートン力学を一切考えないわけでもない。このことでは、質点が無限大の速さで移動できるニュートン力学を考慮して量子論の研究をすることにもなる。この付録 i では、そのようなことでニュートン力学との比較をしている所もある。シュレーディンガー方程式 (Schrödinger equation) を導出する場合には、ニュートン力学での力学的エネルギーの保存則を近似式として仮定している。この近似式に運動量あるいは慣性質量を仮定している。この仮定では、運動エネルギーを運動量で書き直す場合には慣性質量が分母に記述される。このことに、慣性質量が零では力学的エネルギーの保存の法則を記述できなくなる。慣性質量が零の場合は、特殊相対性理論では質点の持つ全エネルギーは零になる。慣性質量 (inertial mass) が零の質点は、光子である——強い力の相互作用 (interaction) のグルーオン (Gluon) と呼ばれる粒子も静止質量が零であるというお話しを 2026 年現在の著者は記憶する。——。静止質量 (4.1) が零である粒子は真空中の光の速さで移動する。(4.1) は著者が独自に定義した静止質量であるが、(4.1) の質点の速さに真空中の光の速さ (speed of light in a vacuum) を代入すると静止質量が零である (4.3.11) を計算できる。

$$m_0 \equiv m(v) \cdot \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}, (0 \leq v \leq c) \dots (4.1)$$

$$m_{0S_masspoint} = 0 \dots (4.3.11)$$

真空中の光の速さで移動している粒子が静止する場合では、シュレーディンガー方程式を導出する力学的エネルギーの保存の法則 (a law of conservation of mechanical energy) が成立しないものと仮定できる。このことでは、慣性座標系が真空中の光の速さで等速度運動することを要請する。この要請には、特殊相対性理論の慣性座標系は真空中の光の速さ (speed of light in a vacuum) よりも遅い等速度運動であるので^たえることはできない。このことについては、付録 vi で説明している。ニュートン力学を近似として扱う場合には、真空中の光の速さで移動する物質は使用できない。このようにことからでも静止している場合に近似できる運動でニュートン力学との比較を量子論で考察するのに図 2.1 の正円の周波数が零に近づく場合で波を仮定できる議論を付録 i で示す。(4.4.19) の運動量 (momentum) をシュレーディンガー方程式で記述する場合には、質点が静止していると (4.4.19) の右辺が零である。運動量 (4.4.19) の左辺が零であるので右辺が零になるためには物質波 (a matter wave) の波長が発散することになる。このことでは、運動量 (momentum / quantity of motion) はどこまでも零に近づく極限值であるが運動量 (4.4.19) を導出するためには質点が備える振動数 (4.1.11) を仮定しているので質点は等速度運動していることになり静止はできない。このことは、シュレーディンガー方程式を記述する仮定で物質波の振動数 (4.1.11) を仮定しているので質点の静止は、ニュートン力学 (Newtonian mechanics) およびアインシュタインの特殊相対性理論とは異なり受け入れられない量子論 (quantum theory) である。

$$p_{S_v_{wave}}(t) = \frac{h}{\lambda_{S_wave}}, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.4.19) \text{運動量および質点が備える振動数の波長との関係}$$

$$v_{S_v_{wave}} = \frac{m_{S_v_{wave}}(v_{S_masspoint}) \cdot c^2}{h} \dots (4.1.11) \text{質点で説明する波の振動数の決定}$$

静止質量が零および内部エネルギーも零であることを仮定していると、質点 (material point) が持つ全エネルギーは運動エネルギーで記述することになる。このことは、特殊相対性理論の粒子の持つ全エネルギーを質点系のエネルギーの保存則で計算することで導出できる——文献 1 7 で導出している。——。この粒子を使用して等速度運動していることを仮定して、ニュートン力学の運動エネルギーに近似している場合の質点に (4.4.19) の近似式を導出できる。この導出方法は、著者が 4 章 4 節で特殊相対性理論を応用して導出した場合とは異なるものである。シュレーディンガーの波動方程式は、このような近似の場合に記述可能である。このような近似での量子化されたエネルギー (quantized energy) の計算には、ボーアの水素原子モデル——文献 1 3 でボーアの水素原子モデルの説明をした。——がある。ボーアの水素原子モデルは図 a.1.1 のように等速円運動 (uniform circular motion) している電子をニュートン力学で記述しているモデルである。図 a.1.1 でニュートン力学の運動エネルギー (kinetic energy) およびクーロン力のポテンシャルエネルギー (potential energy) を使用する。このことは、上述のシュレーディンガー方程式に等しい。ボーアの水素原子 (hydrogen atom) モデルを文献 1 3 で説明している個所では物質波を使用していない説明である。物質波 (a matter wave) を使用していない所がシュレーディンガーの波動方程式との相違である。

ボーアの水素 (hydrogen) 原子モデルでは電子が別の軌道に移る場合に、光量子エネルギーを放出あるいは吸収することを仮定している。対応原理 (correspondence principle) ——対応原理は次のようなものである。「量子論の量子数がとても大きくなる限界では、量子論は古典理論に一致するものと考えることができる。」——を使用すると、ニュートン力学 (Newtonian mechanics) にクーロン力を応用して古典理論で導出した図 a.1.1 の電子の等速円運動の周波数が水素原子のスペクトルの実験で使用するリュードベリ定数を記述した前期量子論 (early quantum theory) の光量子エネルギーの

周波数に一致するものと仮定している——この仮定は大学の教科書では十分な一致であるものと扱う 2026 年現在の著者の記憶である。具体的な計算の数値が一致していることは文献 1 3 の付録で表示している。——。この計算では、原子核は等速円運動の中心に在る。図 a.1.1 の等速円運動の原子核である陽子および等速円運動している電子との質点系のエネルギーの保存則

(conservation of energy in a system of particles) では、上述のように電子の運動エネルギーおよびクーロン力のポテンシャルエネルギー (potential energy) を加えた軌道エネルギー (orbital energy) であるものと仮定している。軌道エネルギーで電子が原子核の周りを図 a.1.1 のように等速円運動しているものと考え
る……この意味では、光量子エネルギーが放出あるいは吸収される
ことで電子の軌道が別の軌道エネルギーの軌道に離散的に変化する

ものと考え。この考えの軌道エネルギーは、離散的なエネルギーである量子化されたエネルギー (quantized energy) である。原子核が静止している仮定であるので、原子核に作用する合力 (resultant force) は零である。このことで、原子核である陽子の慣性質量 (inertial mass) は無限大であることを仮定している。この仮定は、実際の陽子の質量とは異なる——CODATA の陽子の質量 (Proton mass) $m_p = 1.672\,621\,925\,95(52) \times 10^{-27}$ である。——。原子核は

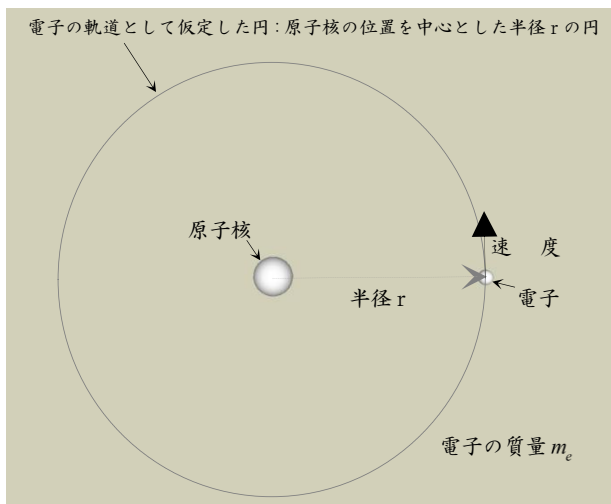


図 a.1.1 ボーアの水素原子モデルの説明図

静止していて運動エネルギーは零である。ここでは、重力の作用は無視するので、水素原子の原子核および電子の質点系のエネルギーはニュートン力学の電子の運動エネルギーおよびクーロン力のポテンシャルエネルギーだけである。これを水素原子の持つ全エネルギーであることに仮定すると、水素原子の内部エネルギーは零であるものと仮定することになる。静止質量が零であることは、特殊相対性理論の静止エネルギー (rest energy) が零になる仮定である。静止エネルギーが零である物質は、真空中の光の速さで移動できる。ここでは、ボーアの水素原子モデル、シュレーディンガー方程式の理論および物質波 (a matter wave) の 2 重性の計算での近似理論の仮定を区別するための説明である。水素原子内に仮定されている電子の静止エネルギーを零にすることでは、ニュートン力学の古典理論の水素原子が持つ全エネルギーの計算で上述のように物質波の運動量 (4.4.19) の近似式を導出できる等速度運動している粒子を仮定していることに等しい——陽子および電子の内部エネルギーも零に仮定している。静止エネルギーを零に仮定することでは、静止質量を計算するポテンシャルエネルギー——陽子および電子の内部のポテンシャルエネルギーである。——を零に仮定することでもある。このことでは、(4.4.19) を導出する場合の (4.4.17) に近似式を導出する仮定の相違で等速度運動している質点を説明する物理現象の相違を指摘できる。その質点が等速度運動していることは一般相対性理論を使用しない仮定もある。——

$$p_{S_wave}(t) = \frac{h}{\lambda_{S_wave}}, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.4.19) \text{運動量および質点が備える振動数の波長との関係}$$

$$\lambda_{S_wave} = \frac{\lambda_{S_c}}{\sqrt{1 - \frac{(m_{0S_masspoint})^2}{(m_{S_wave}(v_{S_masspoint}))^2}}}, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.4.17)$$

ニュートン力学 (Newtonian mechanics) で近似している理論であるので、十分に真空中の光の速さよりは遅い。等速円運動 (uniform circular motion) であるので、電子の速さに等しい慣性座標系 (inertial coordinate-system) を各位置に仮定できる。この仮定では、一般相対性理論で各位置に対応する特殊相対性理論の慣性座標系を仮定することになる。その慣性座標系上でニュートン力学に近似している理論であるものと扱うことが可能である。図 a.1.1 のボーアの水素原子モデルの古典理論での近似では、水素原子の原子核および電子の力学的エネルギーの軌道エネルギー (orbital energy) が無くなることで電子は原子核から自由になる。このことでは、電子の軌道で決定できる——電子の軌道は離散的に幾つかあることになる。その電子が在る軌道で計算できるボーアの水素原子モデルの軌道エネルギーが無くなるだけの光量子エネルギーを水素原子の電子に与えることで水素原子内の電子が自由になるものと仮定できる。——水素原子の持つ全エネルギーになる仮定をしている理論である。原子核が静止しているので水素原子の持つ全エネルギーは、電子の運動エネルギー (kinetic energy) 並びに原子核および電子との相対的配置 (configuration) で決定するポテンシャルエネルギー (potential energy) のみである。その全エネルギーの量子化されたエネルギー (quantized energy) が水素原子の持つ全エネルギーであることを仮定するとシュレーディンガー方程式を導出できる。

質点系のエネルギーの保存則を使用して、水素原子の静止エネルギー (rest energy) は水素原子内のポテンシャルエネルギー (potential energy) および内部エネルギーの和であるものと仮定できる——文献 17 で質点系のエネルギーの保存則を使用して静止エネルギーを説明している。——。上述のようなボーアの水素原子モデルでは、電子および原子核である陽子の内部エネルギー (internal energy) は計算に現れない議論である。このことを考慮して、ボーアの水素原子モデルの基底状態の軌道エネルギーが実験の値に十に近似していることを受け入れている 2026 年現在の大学の教科書レベルの議論である。この意味でも、シュレーディンガー方程式を導出する際に質点系の内部エネルギーは計算に使用することなく——ボーアの水素原子モデルの計算を考慮して、シュレーディンガー方程式の理論の考察に意義を考える。——シュレーディンガー方程式の計算を考察できる場合であるものと仮定する。このことで、ここでは内部エネルギーは零であ

ることを仮定している。さらに、内部エネルギー (internal energy) が零であることの近似は、粒子の慣性質量を使用する際にはニュートン力学で近似できる質点の速さを仮定して静止質量を使用する——水素原子のボーアのモデルおよび上述のシュレーディンガー方程式では、電子の質量である。CODATAの電子の質量 (Electron mass) は $m_e = 9.109\,383\,7139(28) \times 10^{-31}$ である。——。

——静止している円周上の点の速さ——

弧度の値が零でなくても、静止している円周上の点の速さを説明できることを仮定する。円周上の点のひとつの位置のみを指定することで、点が移動していないことを説明できる。点が移動していないことでは、点は静止している。時間が経過しても点が静止し続けることを仮定する。この場合では、弧度は (a.1.6) のどの値でも円周上の位置で方程式 (a.1.4) を満足する弧度に等しいことは明らかである。この意味では、波の速さの定義 (2.2) を使用すると円周上の点が移動した距離を (a.1.7) で記述した。点の移動距離が零であることでは、方程式 (a.1.4) の弧度は点の移動距離を意味する弧の長さ (a.1.7) の弧度 (a.1.8) で零である。

$$\theta = 2 \cdot \pi \cdot n, (n: \text{integer}, n \geq 0, r \neq 0, \theta = \text{const.}) \dots (\text{a.1.6})$$

$$v_{\text{wave}}(t) \equiv \lim_{h_i \rightarrow 0} \frac{l(t+h_i) - l(t)}{h_i} \dots (2.2) \text{——正円上に仮定した点で定義する——波の速さの定義}$$

$$\dot{\theta} = 0, (r \neq 0) \dots (\text{a.1.4})$$

$$l(t) = r \cdot \theta(t), (r \neq 0) \dots (\text{a.1.7})$$

$$\theta(t) \geq 0, (r \neq 0) \dots (\text{a.1.8})$$

速さが零であることでは、(2.2) の右辺の移動距離である分子の2つの弧の長さが同じ値で有る場合に成立する。円周上の点の位置は等しく弧度 (a.1.6) で指定する円周上の位置に静止することでは、波の速さ (2.2) が零であることを算出できる。波の速さが零であることで、点の円周上の位置を記述する弧度が無数に存在することになる。

図 2.1 の正円の円周上で点が静止していることでは、波の速さが零である。このことでは、振動数および周期が定義できない。この結果では、波の波長も定義できない。波が存在しないものと仮定できる。このことでは、時間および物質が存在しないことを著者の時間の定義で仮定できる。時間が存在しないことで波の速さ (2.2) が計算できない場合は、波の速さ (2.2) の右辺の分母の時間が無いために計算ができない。時間は慣性座標系で光を使用して計算することを特殊相対性理論で採用している。慣性座標系 (inertial coordinate-system) で光の速さが零で進まない場合は時計を定義できない。この意味では、慣性座標系を定義できずに時点軸の時点を記録する時計を定義できないので理論物理学で使用できる時間が無い。

——波の速さが零および無限大の場合——

2015年現在の著者は次のように考えることで、波長が無限大に発散することを仮定する。点が移動する距離は等速で回転している点の時間で計算できる。方程式 (a.1.6) の円周上の位置に静止する点には、移動時間が零で各位置に移れる場合および移る位置が等しい場合を点の移動距離で仮定できる。無限大に発散するほどの時間では、振動数が零に収束し周期が無限大に発散するものと仮定できる。周期が無限大に発散する場合で、点の速さが零に限りなく近づく場合では点の移動距離は無限大に発散する。一方、点の速さが無限大に発散すると、周期が定数に収束することでも点の移動距離は無限大に発散する。瞬時に円周上の方程式 (a.1.6) で指定する位置に移動できる場合の速さで移動する距離が無限大に発散する。ただし、円周上の点は等速で回転しているものと仮定する。円周上に静止している点には、無限大の速さで移

動する点と同じように円周上の任意の位置で任意の時間に観測できる——その円周上に在る——すべての点を仮定できる。

$$\theta = 2 \cdot \pi \cdot n, (n: \text{integer}, n \geq 0, r \neq 0, \theta = \text{const.}) \dots (\text{a.1.6})$$

円周上に点が静止し続けることでは、波を描くことができない。波の速さが零で計算でき、図 2.1 の円周上の弧の長さが零である。波の速さの零の計算は、慣性座標系上に定義した時計の時間を使用した計算である。円周上に静止し続ける点では、時間を定義できない。波を描けない円周上の点であるので、慣性座標系上の距離を定義する際の速さを使用できない。速さには波の速さおよび質点の等速度の速さを仮定できる。4 章の理論では、2 重性を記述できた。2 重性では波の性質を示すが、円周上に静止した点では波の性質を示していない。このように波の性質を示さないことでは、2 重性を説明できる円周上の点ではない。このことでは、速さを説明できない。時間を計算する周期を定義できない。この意味では、慣性座標系上の距離を定義できない。このことで、円周上に静止し続ける点では、時間、距離および波の速さを定義できない。

慣性座標系上の距離は、波の伝搬距離で計算できる。(4.4.24) で質点の等速度の速さが限りなく零に近づく場合では、その質点の備える振動数 (4.1.11) の波の速さは無限大に発散する。

$$v_{s_masspoint}(t) \cdot v_{s_wave}(t) = c^2, (v_{s_masspoint} \neq 0) \dots (\text{4.4.24})$$

その無限大の速さで計算できる距離は、円周上の任意の 2 点間で計算する距離である。円周上に静止し続ける円周上のすべての点は、その無限大の速さで移動した移動距離を計算するのに使用できる。このことでは、移動時間が零に収束し円周上の任意の位置に移動できることを仮定した場合になる——波の速さあるいは質点の速度の定義で考察する。——。円周上に静止している点は、慣性座標系上で等速度運動する質点とは対応を与えられない。円周上の 2 つの点で距離を計算でき、その 2 つの点は互いに座標で異なる位置であることは区別できる。2 つのそれぞれの点の位置に同じ時点を観測することは可能である。その 2 つの位置には慣性座標系上の位置が対応することが、その円周上を等速で回転する他の各点で説明できる——慣性座標系 (inertial coordinate-system) 上の波を描く円周上の等速で回転し続ける点での説明である。——。ひとつの質点 (material point) が慣性座標系上の時点で他の慣性座標系上にも存在する。このことで、円周上に静止する 2 つの点にそのひとつの質点の各慣性座標系上の位置が対応することを仮定できる—— (4.4.24) では、質点の速さに対して波の速さが決定する。その波の波長で正円の半径を決定できる。——。

ニュートン力学 (Newtonian mechanics) での質点の等速度の速さを仮定することで、真空中の光の速さと比較すると零に近い質点の等速度の速さであることを仮定する。この仮定で、次の極限値の計算を仮定できる。

上述の仮定では、速さが零に限りなく近づくことで円周上の位置に静止しているものと仮定できる点——無限大の速さで円周上を回転している点を観測した場合にいつも同じ点の周辺で観測できる場合は速さが零に限りなく近づいているように観測できることを仮定できる。——であるが移動距離が無限大に発散することは可能である。質点の等速度の速さが零であることでは、質点が備える振動数 (4.1.11) は導出できない。振動数が導出できないことでは、波を仮定できない。円周上の点が静止していることでは、波の速さが零であることを仮定できる。波の速さが零であることでは、振動数を零であるものと仮定できる。ここで、波長 (a.1.9) ——物質波でない波での議論である。——に極限值 (a.1.10) を計算すると極限值 (a.1.11) で発散する。極限值 (a.1.10) では振動数は限りなく零に近づくが、振動数は零ではない。

$$\lambda_{s0} = \frac{v_{s0_wave}}{v_{s0}}, (r \neq 0) \dots (\text{a.1.9})$$

$$\lim_{v_{s0} \rightarrow 0} \lambda_{s0} = \lim_{v_{s0} \rightarrow 0} \frac{v_{s0_wave}}{v_{s0}}, (v_{s0_wave}(t) \approx 0, r \neq 0) \dots (\text{a.1.10})$$

$$\lim_{v_{s0} \rightarrow 0} \lambda_{s0} = \infty, (v_{s0_wave}(t) \approx 0, r \neq 0) \dots (\text{a.1.11})$$

——波長 (4.4.17) の無限大に発散する場合——

振動数 (4.1.11) が零に収束する場合には, (4.4.24) では極限值 (a.1.10) とは異なる. 円周上で点の速さが無限大に発散する. 振動数 (4.1.11) の右辺の質点の慣性質量が零に収束する. このことでは, その質点の静止質量が零に収束する.

$$v_{S_wave} = \frac{m_{S_wave}(v_{S_masspoint}) \cdot c^2}{h} \dots (4.1.11) \text{ 質点で説明する波の振動数の決定}$$

$$v_{S_masspoint}(t) \cdot v_{S_wave}(t) = c^2, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.4.24)$$

慣性座標系が真空中の光の速さに収束すると, 慣性座標系上の時間が零になる. このことでは, 慣性座標系上の時計は真空中の光で計算した時間を使用するので慣性座標系 (inertial coordinate-system) 上での時計は零を計算するようになる. 時間が零になると慣性座標系上での物理学の法則での計算が質点の軌跡を追跡できなくなる. 特殊相対性理論では, 真空中の光の速さにはならない慣性座標系である. 慣性座標系上の質点が真空中の光の速さに等しいことでは, 光子を使用した時計を慣性座標系 S 上に図 a.1.2 のように仮定できる. 図 a.1.2 の送信機から光子が垂直の y 軸方向に速度を持つことで, 光子の移動した距離および光子の真空中の光の速さを使用して時間を計算できる——受信機は建造物の各位置の点に仮定しているものとする. ——.

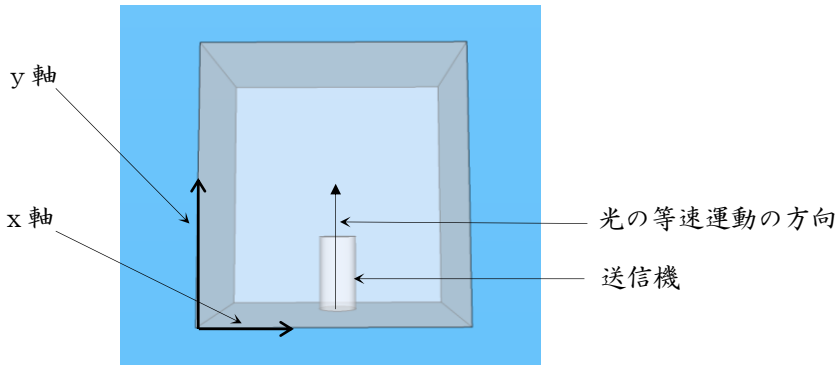


図 a.1.2 建造物, 送信機および受信機で構成した時計

同様に, 慣性座標系 S_1 上に図 a.1.2 の時計を仮定する. 慣性座標系 S_1 は, 慣性座標系 S 上を等速度運動している. 図 a.1.3 は, 慣性座標系 S から観測している慣性座標系 S_1 上の各座標に定義されている時計を意味する. 慣性座標系上の各座標に定義された時計はすべて同期が取れている. 図 a.1.3 の時点から観測すると図 a.1.4 のように慣性座標系 S 上で観測した真空中の光の速度のベクトル——慣性座標系 S_1 上の図 a.1.3 の時計で使用している真空中の光の速度ベクトルである. ——を計算できる. 真空中の光の速度ベクトルは図 a.1.5 のように計算できる. その真空中の光の速度ベクトルは図 a.1.6 のように x 成分および y 成分のベクトル和であるものと計算できる. 慣性座標系 S_1 上で観測された時間は (a.1.12) である.

$$\Delta t_{s1} \text{ s} \dots (a.1.12)$$

光速の不変の原理から時計内の光は真空中の光の速さ (2.24) で等速度運動をする. 特殊相対性原理 (The Principle of Relativity) を使用すると, その光の y 軸方向の移動距離は (a.1.13) で記述できる.

$$c = 299\,792\,458 \frac{\text{m}}{\text{s}} \dots (2.24) \text{ SI でメートルの定義を与える際に, 真空中の光の速さ (2.24) の値に定義した.}$$

$$\Delta r_{s1} = c \cdot \Delta t_{s1} \text{ m} \dots (a.1.13) \text{ 慣性座標系 } S_1 \text{ 内での } y_1 \text{ 軸方向の移動距離}$$

慣性座標系 S から観測した慣性座標系 S_1 上に静止している時計内の光の速度ベクトルの和は図 a.1.7 のように表現でき

る．慣性座標系 S 上で観測した慣性座標系 S_1 上の時計から y_1 軸方向に移動している真空中の光の速度ベクトルの x 軸成分ベクトルの大きさは (a.1.14) である． x 軸成分の速度ベクトルの大きさ (a.1.14) を使用すると，その真空中の光の速度ベクトルの大きさはピタゴラスの定理 (a.1.15) で記述できる．ピタゴラスの定理 (a.1.15) から y 軸方向の光の速さは (a.1.16) で記述できる．

$v_x \cdots$ (a.1.14) 慣性座標系 S 内での x 軸方向の光の速さ

$$c^2 = v_x^2 + v_y^2 \cdots \text{(a.1.15)}$$

$v_y = \sqrt{c^2 - v_x^2} \cdots$ (a.1.16) 慣性座標系 S 内での y 軸方向の光の速さ

慣性座標系 S 内で等速度運動している慣性座標系 S_1 上の時計内の光の移動時間は (a.1.17) である．慣性座標系 S 上を真空中の光が y 軸に方向に速さ (a.1.16) で時間 (a.1.17) に移動した場合の移動距離は (a.1.18) である．

$\Delta t_s \cdots$ (a.1.17) 慣性座標系 S 内で等速度運動している時計の光の移動時間

$$\Delta r_s = \sqrt{c^2 - v_x^2} \cdot \Delta t_s \cdots \text{(a.1.18)} \text{ 慣性座標系 } S \text{ 内での } y \text{ 軸方向の移動距離}$$

x 軸方向に等速度運動している場合では，慣性座標系 (inertial coordinate-system) の y 軸方向はローレンツ変換 (3.9) ～ (3.13) の (3.10) で等しいので， y 軸方向の真空中の光の移動距離は (a.1.19) になる．

$$x_1 = \gamma \cdot (x - u \cdot t) \cdots \text{(3.9)}$$

$$y_1 = y \cdots \text{(3.10)}$$

$$z_1 = z \cdots \text{(3.11)}$$

$$t_1 = \gamma \cdot \left(t - \frac{u \cdot x}{c^2} \right) \cdots \text{(3.12)}$$

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}} (= \text{const.}) \cdots \text{(3.13)}$$

$\Delta r_s = \Delta r_{s1} \cdots$ (a.1.19) y 軸方向の移動距離

(a.1.19) の右辺には (a.1.13) を代入して，(a.1.19) の左辺には (a.1.18) を代入して (a.1.20) を記述できる． x 軸方向に真空中の速さで移動することを仮定して (a.1.21) を記述できる．

$$\sqrt{c^2 - v_x^2} \cdot \Delta t_s = c \cdot \Delta t_{s1} \cdots \text{(a.1.20)}$$

$v_x = c \cdots$ (a.1.21) x 軸方向に移動する光子の真空中の速さ

(a.1.21) を (a.1.20) の左辺に代入すると，(a.1.22) を記述できる．(a.1.22) の左辺を計算すると，(a.1.23) になる．

(a.1.23) は，慣性座標系 S_1 上の時間である (a.1.24) を導出できる．慣性座標系 S_1 上では時間 (a.1.24) は零である．

$$\sqrt{c^2 - c^2} \cdot \Delta t_s = c \cdot \Delta t_{s1} \cdots \text{(a.1.22)} \text{ } y \text{ 軸方向の移動距離}$$

$$0 = c \cdot \Delta t_{s1} \cdots \text{(a.1.23)}$$

$$\Delta t_{s1} = 0 \cdots \text{(a.1.24)}$$

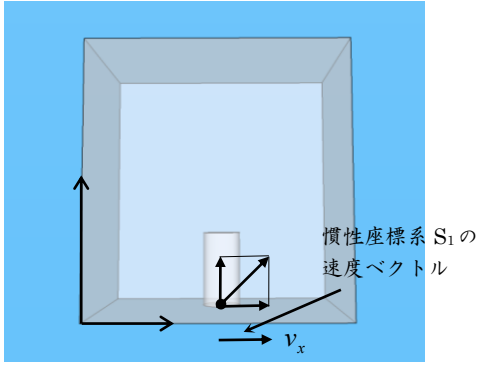


図 a.1.3 時計が移動している慣性座標系 S から観測した光の速度ベクトル

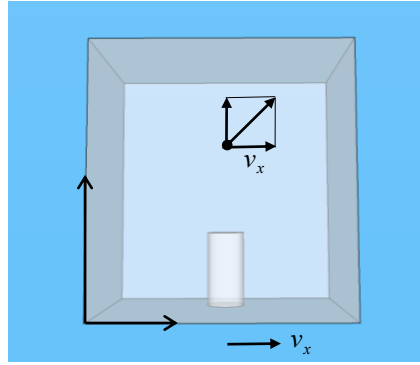


図 a.1.4 時計が移動している慣性座標系 S から観測した時計から放出された光の速度ベクトル

c : 真空中の光の速度ベクトルの大きさ

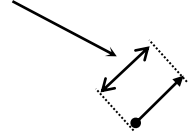


図 a.1.5 慣性座標系 S から観測した光の速度ベクトル

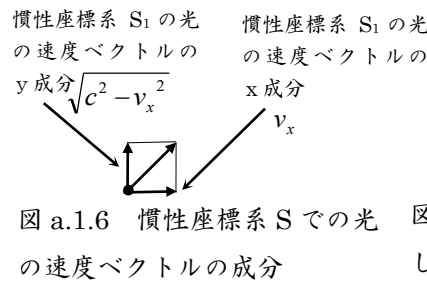


図 a.1.6 慣性座標系 S での光の速度ベクトルの成分

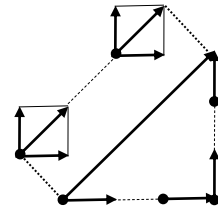


図 a.1.7 慣性座標系 S から観測した光の速度ベクトルの和

時間 (a.1.24) が零であることは、時計が認められない場合であると考えることができる。慣性座標系 S_1 上では時間が止まっているものと仮定しても、光子は慣性座標系 S_1 上で静止している。この光子の静止質量が零であるので、振動数 (4.1.11) は零になる。時計が認められないことでは、慣性座標系を定義できない。

光子 (photon) が静止していることを仮定した場合は、振動数 (4.1.11) が零であり (a.1.25) ——物質波 (a matter wave) でない波での議論である。——を仮定できる。この仮定では、時間を定義する波を定義できないことから時計を認められない場合に議論を収束もさせられる。この (a.1.26) の計算をするために、どこまでも真空中の光の速さに近づくことを仮定すると (a.1.26) を記述できる——光子の速さが零に近似できると電磁波の光の速さも進まないで零に近似するものと仮定した場合である。——。この計算では、どこまでも真空中の光の速さに近づく等速度の速さの慣性座標系 S_1 上の各座標に時計は定義できる。...(a.1.25) の右辺側に記述した条件では、静止質量が零で真空中の光の速さで移動する粒子を仮定している。...(a.1.24) は、時間を観測する波が無いことを仮定できる。この仮定の意味は、時間 (a.1.24) が零であることが波の速さ (2.2) を定義できない場合で静止質量が零の光子 (photon) が止まっている議論に収束できる。...(a.1.25) の右辺に記述している条件は、波の速さおよび振動数が零にはならないことを仮定している。時間 (2.5) が零で振動数 ν_{S_1} が零の場合は、条件には一致していない。

$$\lim_{\nu_{S_1} \rightarrow 0} \lambda_{S_1} = \lim_{\nu_{S_1} \rightarrow 0} \frac{\nu_{S_1_wave}}{\nu_{S_1}}, (\nu_{S_1_wave}(t) \approx 0, r \neq 0) \dots (a.1.25)$$

$$\lim_{\nu_{S_1} \rightarrow 0} \lambda_{S_1} = \infty, (\nu_{S_1_wave}(t) \approx 0, r \neq 0) \dots (a.1.26)$$

$$\nu_{wave}(t) \equiv \lim_{h_t \rightarrow 0} \frac{l(t+h_t) - l(t)}{h_t} \dots (2.2) \text{——正円上に仮定した点で定義する——波の速さの定義}$$

$h \dots (2.5)$ 時間

光子が慣性座標系 S_1 上で静止しており、距離が測定できなく時間 (a.1.24) が零である。このことで、波の速さ、時間および距離が零であることを仮定する。この零では慣性座標系 S_1 の空間および時間の観測ができない。このように観測ができないことで、慣性座標系 (inertial coordinate-system) を定義できない。この場合で、光子が静止しているので光子が消滅していることが否定できない。光子の静止質量 (rest mass) が零で光子の消滅を議論することは特に特殊相対性理論で採用する。光子で距離を測定できない計算は、電磁波 (electromagnetic wave) で距離が測定できない場合としてニュートン力学 (Newtonian mechanics) でも議論可能である。

光の2重性はニュートン先生の予言にある粒子である。このようなニュートン力学との比較では、著者の波の理論での波の速さの計算は、振動数 (4.1.11) の関係式 (4.4.24) で質点の等速度の速さと関係を与えて時間 (2.20) を計算する。このことでは、電磁波で時間を定義している計算ではないが電磁波で時間を測定することは技術上の正確な観測で認めざるを得ない——特殊相対性理論の慣性座標系上に定義される各時計は真空中の光の速さを使用して時間を計算する。物質波での時間の計算は、観測技術の問題がある。理論物理学で計算できる時間の計算である。——。

$$v_{S_masspoint}(t) \cdot v_{S_wave}(t) = c^2, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.4.24)$$

$$h_t = \frac{dl(t)}{v_{wave}(t)}, (v_{wave}(t) \neq 0) \dots (2.20)$$

円周上の点の移動の距離で上述の波長の発散を仮定できる。円周上の点の速さが零に限りなく近づくことで波を描くことを仮定する——ニュートン力学で成立する質点および波の速さの仮定である。——。この仮定では、慣性座標系上の質点の速さも零に限りなく近づくことを仮定できる。アインシュタインの特殊相対性理論での (4.4.24) では、質点の速さが零に限りなく近づく場合で (4.4.17) の波長の発散を説明できる。

$$\lambda_{S_wave} = \frac{\lambda_{S_c}}{\sqrt{1 - \frac{(m_{0S_masspoint})^2}{(m_{S_wave}(v_{S_masspoint}))^2}}}, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.4.17)$$

この (4.4.17) の無限大の波長では、正円の円周上での点の速さが無限大に発散することを (4.4.24) で導出できる。

(4.4.24) を使用した波の速さが無限大に発散することは最初のニュートン力学の仮定と比較すると、波を描くことができることで慣性座標系上に静止している質点に仮定できる円周上の点の速さが無限大に発散することの情報伝達の可能性が問題になる。点の速さは波の速さであり無数の波を仮定できる余地もある。ニュートン力学の慣性座標系は絶対空間および絶対時間を使用した場合のものである。微視的スケール (microscopic scale) での2重性で使用する慣性座標系はアインシュタイン先生の特殊相対性理論で使用する慣性座標系である。ニュートン力学には、特殊相対性理論で近似値になる場合を説明できる。特殊相対性理論には、一般相対性理論の近似値である万有引力の法則を導出できないのでニュートン力学の重力 (gravitational force) は説明できていない。重力場 (a gravitational field) を扱う一般相対性理論および真空中の光の速さを超えることができない質点の運動を説明する特殊相対性理論は、巨視的なスケールでの議論として使用する経験で観測している理論である。2重性の理論では微視的スケールでの議論をしている。情報伝達を扱う場合には、観測するスケールでの問題が発見されていることで2重性の理論で可能な真空中の光の速さを超える伝達能力を考慮できる。

速さが真空中の光の速さを超え無限大にまで考慮されることでニュートン力学のような相互作用を仮定できる。無限大の速さでは、質点の等速度の速さの極限值が零になることで仮定できる (4.4.24) での波の速さが無限大に発散する説明がある。振動数が零に限りなく向かうことでは波の周期は無限大に発散することを説明できる。周期が異なることで、質点 (material point) が静止する慣性座標系が異なることがある。このことは、慣性座標系での間で時間の変換を考慮するこ

となる。ニュートン力学での質点の速さが無限大まで発散するものではなく、質点の速さが真空中の光の速さよりも十分に小さいことを仮定する。時間の変換はわずかな時間の差で有ることが仮定できる。この質点の速さでは、真空中の光の速さを超える条件は満足していない。ここで、2重性を考慮すると波の速さが真空中の光の速さを超えることが可能である。

時間差——波の速さが無限大で波長を無限大に仮定して周期も無限大で考える。——が無限大の場合で、ニュートン力学の絶対空間で静止している質点間での無限大の速さでの相互作用について考える。 このことでは、波長が無限大の波を仮定する場合の相互作用での情報伝達の速さを仮定できる。絶対空間では、このように無限大の速さを仮定することですべての慣性座標系 (inertial coordinate-system) の時計はすべて同期がとれることを仮定できる。 この同期では、どの慣性座標系のどのような位置でも同じ時間を時計は記録することになる。このような時間は絶対時間と呼ばれている。静止している質点の仮定には、慣性座標系が定義できない場合がある。絶対時間は真空中の光の速さを超えることができないことで特殊相対性理論に否定される。真空中の光の速さを使用して電磁波で時間を計算できる。真空中の光の速さで等速度運動する粒子には光子がある。真空中の光子が静止する場合には静止質量 (4.1) で静止質量が零になる。特殊相対性理論の慣性座標系は真空中の光の速さで等速度運動はしていない。(4.4.24) では、質点の速さが零に限りなく近づくと物質波の波の速さは無限大に発散する。真空中の光子の慣性質量が零で消滅していることでは、絶対時間を否定する根拠を失う。...このことで、真空中の光の速さで等速度運動する慣性座標系を仮定すると図 a.1.2 の (a.1.24) の計算から静止質量が限りなく零に近づく——時点の変化率は静止質量 (4.1) の右辺に記述している。慣性座標系の等速度が真空中の光の速さにどこまでも近づくことで、時点の変化率 (5.1) はどこまでも零に近づく。この計算を静止質量 (4.1) の右辺に使用すると静止質量 (4.1) の左辺はどこまでも零に近づく。——ことで、その質点を追跡できなくなる。

$$m_0 \equiv m(v) \cdot \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}, (0 \leq v \leq c) \dots (4.1)$$

$$\Delta t_{s1} = 0 \dots (a.1.24)$$

$$\frac{dt_1(t)}{dt} = \sqrt{1 - \frac{(v(t))^2}{c^2}} \dots (5.1)$$

このように追跡ができなくなることで、著者が定義した時間では波の速さ、距離および時間を定義できない。 このことは、慣性座標系を定義できない。 著者が独自に構築している 2015 年現在の波の理論では、波の速さおよび質点の速さとは (4.4.24) の関係を満足することになる。波の速さに無限大を仮定できるが、絶対空間を否定することが仮定できる。

$$v_{S_masspoint}(t) \cdot v_{S_wave}(t) = c^2, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.4.24)$$

このように質量が零である議論での波の速さが無限大で振動数が限りなく零に近づくことでは、ニュートン力学の無限大の速さの相互作用は否定できることを仮定できる。(4.1.11) では、左辺が零であるので右辺の慣性質量が零になる。 質点の慣性質量が零であるので、質点として定義が困難である。...質点が無いと力の相互作用を認められないことでニュートン力学では無限大の速さでの情報の伝達の説明が不可能である。...量子論 (quantum theory) では、質点が静止をしないことを仮定できるので質点が静止することに 2重性が成立しない。2重性が成立しないことでは、(4.4.24) が導出できない。このことで、ニュートン力学の無限大の情報伝達を説明することを期待する物質波 (a matter wave) の無限大の速さが導出できない。無限大の速さの導出が一切できないことで、ニュートン力学の無限大の速さの情報伝達を近似とする期待も一切ない。...

$$v_{S_wave} = \frac{m_{S_wave}(v_{S_masspoint}) \cdot c^2}{h} \dots (4.1.11) \text{ 質点で説明する波の振動数の決定}$$

波長 (4.4.17) の無限大に発散する場合では、質点の速さは真空中の光の速さより十分小さいことを仮定していた。こ

の仮定では、質点が備える振動数 (4.1.11) が限りなく零に近づくように小さくはならないことを仮定できる。このことでは、その質点の静止質量が零ではないことを仮定できる——質点が静止している場合でニュートン力学の近似として無限大の速さでの情報伝達が2重性の波で仮定できることの期待である。——。(4.4.24) では、波の速さが無限大に発散することを仮定できる。ここでのニュートン力学の近似の議論は著者が独自に考察しているものである。

———静止の意味———

静止をどのような意味であるものとするかは、心の問題に有る。静止を考えると、一切のものの頂点を見ることが出来る。頂点は円錐を仮定すると、底面の正円の中心点を垂直に通る直線を引いた場合に円錐の頂点が一番上になる。この“上”と言う言葉は、頂点の意味である。頂点を意味する“上”は、位を意味する。この意味で“上”を考えると球体を考えることでの頂点は、球体の球面の各座標上に円錐の底面の中心を仮定して各中心に円錐の頂点を仮定できる。このような頂点で見る“上”は、この議論に指摘している心の位を意味する“上”とは異なる。“十方”で考えると上下の方向である。このことで、心の位での頂点は宗教に関係する。宗教での頂点は、本尊を意味する。本尊は教主とは区別される場合もある。教主は人であるが、本尊が人であるとは限らない。本尊を頂くことは、頂点の位置を意味する。頂点から一番近い人に教主を敬うことがある。教主ほどには、信者は頂点である本尊に近くはない。この意味で、頂点から最も近い教主は中心の人である。このことは、円満および平等を考えることでは円錐を考えた場合の中心および頂点との関係を2026年現在の著者は考えることがある。円満の頂点は、“十方”に考えると球体の球面で仮定できる。球体の射影の断面に円を仮定できる。この断面積の円は、上述で仮定した円錐の底面の正円とは別の円である。円錐の頂点から射影を考えた場合に対応する図形で円を仮定できる。射影で仮定する2つの平面のひとつが上述で仮定した正円の面である。その射影の円の中心には円錐の底面の中心を通る円錐の頂点からの正射影を仮定できる。正射影の円の中心にも中心の人を見てみる。円周は中心の人から等しい距離である。この円に円満および平等を考える。平等の差別には十界論を採用する。十界論の差別で円満である。中心の位置に教主を頂き教主の上の頂点に本尊を頂く。このことは、心の位で円錐を仮定して見る議論である。教主が一番本尊に近い位置の人であることは、円錐の底面の中心の位置が円錐の頂点に一番近いことに見てみることになる。円錐の頂点までの高さは、無限大を考えることもある。この無限大は、心の位で本尊を敬う意味で採用してみるものである。この心は、教主の心から生じる言葉を信じることに信者の心が本尊の心に染まり一体になる心の位を絶対に重視することになる。この位の絶対を意味するのに頂点がある。この頂点は、円錐の位置の頂点であり敬う心で高さが無限大に発散している頂点の位置であるので絶対的に頂点にある。このことから静止していることでもある。頂点であることを意味する位置で動かないことを意味する。そのような状態を保つことで、じっと動かずに静止している。静止を意味するが、円錐の高さは無限大に発散してどれほどの高さかは分からない。

特殊相対性理論および一般相対性理論での静止は、速度の相対性および加速度の相対性で考える。このような相対性での静止は、ニュートン力学のような絶対空間での絶対の静止は否定する。アインシュタインの相対性理論では、物質は移動しており絶対的な静止は無いが相対性での静止は計算できる。この計算では、質点が静止することは可能である。等速度運動を仮定している計算では、静止は受け入れていない。このことに、相対性理論で矛盾を考えることができる。この問題は、物質波 (matter wave) で扱うことになりさらに我々の肉体および心の問題に関係することを議論することになる。この議論には善悪を考えることになる。絶対に保つべき善悪の議論に向かうことがある。速さが零であることで、慣性座標系が定義できないことを真空中の光の速さに仮定できる。慣性座標系が (inertial coordinate-system) 定義できないことに、時間および空間を定義できないことを考える。時間および空間が無いことでは心の存在を否定できずに認めることがある。心は時間および空間が無くても存在するものと考え、始まりを考えることができないことを議論できる。始まりが考えられないことでは無始である。無始では始まりが無い。始まりが無いことは、時間および空間が無いと

言うことからの結論のひとつである。時間および空間が無いことに、心の終わりを指摘できないことを議論できる。心の終わりが考えられないことでは無終である。無終では終わりが無い。始まりもない終わりもない心である。無始無終である心の存在を受け入れるべきかの議論になる。このことは、我々の体および心の問題のひとつの結論である。このことが真実である場合は、唯一の結論である。

我々の肉体および心の問題に宗教で回答を求めることがある。この回答には、幸福を求めることは一般的であると2026年現在の著者は考える。幸福には善悪との関係を考える。善悪には、善事に幸福を考える。善悪には差別を受け入れることになる。この差別に、仏教では十界論を使用する。十界論の仏界にのみ善事を考える。九界の菩薩界から地獄界までは悪道である。仏界にのみ善があることには一善である。十界論では、一切の頂点には仏界の頂点を頂く。その頂点には大御本尊を頂く。頂点の大御本尊から生じる仏界である。仏界から生じる九界である。

日輪が東から登り西に沈む。日輪の光明を受けて月輪の光明が生じる。月輪の光明は西から東に向かう。日輪の光明は西に向かう。月輪が沈む西から月の影が東に向かう。月輪の影が水面に映る東から日輪が昇り月輪の光明が消滅する。虚空に敬う光明である。月輪の影は西北から西南を照らす。月輪の光明の本は日輪である。日輪が東北から登り東南に光明が入る。日輪の光明が月輪を生じさせて西北を照らす。東北から西北を照らす。東から西へ光明が及ぶ。東南に及ぶ日輪の光明が月輪の光明で西南にも及ぶ。東から始まるが西からも影が生じ始める。東が上で西が下になる。西の虚空は西の上にある。東北は東より北側である。方角では北を上にして南を下にする。十方では四方の方角に上下を加える。上は中心の意味にもなる。中央の心は上である。十方の世界の上は十方の世界の中央の心である。静止を意味するのは、十方の頂点であるものと仮定できる。十方は、十界である。静止を意味する頂点には、本であり影が映る本の光の力を仮定している。光の体から近づく影を映すことで十界を観る。十界を正直に映すには真つ直ぐである光である。正直に映す十界は、本を不動にする頂点に信じる。本の光は頂点の光である。本は、源の本尊である。大御本尊の本である。大御本尊の眷属の本尊である。源である大御本尊である。大御本尊は根本である。大御本尊の光明が水面に映る東から本尊の光明が消滅する。大御本尊の光明が東から西へ及ぶ。

無始無終の心に時間および空間を定義できないことに、時間および空間が定義できないことを加えて考察してみる。相対性理論では慣性座標系は真空中の光の速さにはならない。このことに、慣性座標系は真空中の光の速さで移動はできない。慣性座標系が無ければ時間および空間が定義できない。真空中の光の速さはすべての慣性座標系で距離を計算できる。慣性座標系上の時計を使用して時間を測定できる。これにも真空中の光の速さを使用する。慣性座標系上で速さが保証されている唯一の光である。慣性座標系で保証されているものである真空中の光の速さに時間および空間が無い心に対応させる仮定ができる。真空中の光の速さを使用して時間および空間が無いことを仮定できる。心と真空中の光の速さを関係させる議論である。心と時間および空間が一体になる議論である。相対性理論の時空と心を一体にしてみる議論である。時間および空間が無い心とすべての慣性座標系に対応を仮定してみる。このことで、慣性座標系 (inertial coordinate-system) 上を加速度運動する加速度座標系にも心との対応を仮定できる。十界論が慣性座標系および加速度座標系と対応を与えられることになる。この対応は、大御本尊の光明が慣性座標系および加速度座標系と対応を与えられることを意味する。この対応を与えることは、三大秘宝の十界論で説明できることを研究することである。

三大秘宝の大御本尊の光明である。一大事の秘密の光明である。空に秘密の光明の色を観る。真実の空の色を心で観る。真言の論を観る。三大秘宝の経の論である。心で観る三大秘宝の内で空の真言と色を論じる。心中で三大秘宝を持ち安国を論じる。心中で三大秘宝を持つことは、三大秘宝の大御本尊を護ることである。真実の空の色を無始無終に観る。心中で持つ空に観る真言から色を顕す無始無終である。真言で説く無始無終である。無始無終の心の真言で大御本尊から顕す色である。真言の意の中に唯一の光明で顕す善悪である。大御本尊の魂魄を経て顕す善悪である。神で護る大御本尊の志である。大御本尊の魂魄で顕す宗の神の信で生じる意の智で志す安国論である。魂魄の唯一の身が観る安国論

である。

——基準となる真空中の光の速さ——

速さが零であることは、相対性で説明できる。零にきわめて近づいていくことは、基準として定めた値に相対的に近づいていくことに零の意味を定義する。速さの零の意味は、国土の論になる。国土の論は、工学のシステムで議論できる。工学では、物理学および数学を基礎とした理論を採用できる。国土の現象は物理学を使用して論じる。零には、無を意味する説明がある。無が何かを考えるのに、我々が認識する物以上の全てが無くなることを考えることができる。何が全てであり、何が無であるかの問題である。物理学の計算では慣性座標系を基礎として議論できる。

この慣性座標系はアインシュタイン先生の特殊相対性理論の慣性座標系である。ガリレイの相対性理論であるニュートン力学の慣性座標系ではない。前者の慣性座標系 (inertial coordinate-system) は時間の相対性があり、速度の相対性を説明する。この慣性座標系に一般相対性理論を使用して、加速度の相対性を認めることになった。この意味では、ニュートン力学のニュートンの3つの運動の法則は破綻している。後者の慣性座標系はニュートンの3つの運動の法則を採用する。そのガリレイの相対性理論の慣性座標系ではガリレイ変換式 (Galilean transformation equations) を使用する。このニュートンの3つの運動の法則を採用することで、ガリレイの相対性理論の慣性座標系は破綻した理論の慣性座標系である。アインシュタインの特殊相対性理論の慣性座標系ではローレンツ変換を採用する。このように、国土を論じるのに時間および空間を使用する。時間および空間が無いことでは、慣性座標系を定義できない。時間および空間が無いことでは国土を説明できない。このことは、上述の零の意味を定義することに関係する...この議論では、慣性座標系の定義をするのに慣性座標系の等速度の零を受け入れることができるかどうかである。この問題は、質点の速度の零に考える問題でもある。

一方、速さの無限大への発散は波の速さで (4.4.24) で説明できる。この発散は、質点 (material point) の等速度の速さが零に近づいていくことで仮定できる。そのような質点の等速度の速さの零に対する相対性で波の速さの発散が仮定される。円周上で回転する点の速さは、各点との相対的な速さを仮定できる。このことでは、無限大に発散する各点の速さに相対性をそれぞれ仮定することでもある。この場合では、各点で描く正弦波 (sinusoidal wave) の周期が仮定できる。その周期は、相対性を考慮した時間である。この周期の相対性は、時間を観測する慣性座標系の速さと他の慣性座標系の速さとの相対性での説明である。円周上に有る点と対応させる慣性座標系は、他の円周上に有る位置との相対性で観測される。慣性座標系の等速度は真空中の光の速さにはならない。真空中の光の速さで等速度の速さの限界を論じる。この限界は、距離および時間を決定する基準のひとつになる。真空中の光の速さは、(4.4.24) で基準を与える値であるものと考えることができる。この基準を論じる真空中の光の速さで質点および波の速さを計算し、距離および時間を説明できる。質点の速度の零に意味を与えることは、零点エネルギー (zero-point energy) の問題が発見された量子論で理論的に古典物理学 (classical physics) と一致しない箇所のひとつから意味を導出することである。この零の理論的問題は、善悪の問題に繋ぐ可能性をすでに論じたように2026年現在の著者が工学で構築するモデルの研究に結び付ける記述を与える事柄である。

$$v_{s_masspoint}(t) \cdot v_{s_wave}(t) = c^2, (v_{s_masspoint} \neq 0) \dots (4.4.24)$$

(a.1.12) は、SI 単位系の 1 m の定義である。(a.1.12) の右辺の分子には真空中の光の速さ (2.24) を記述している。

(a.1.13) は、SI 単位系で 1 s の定義に使用されているセシウム 133 原子 (^{133}Cs) が基底状態で摂動を与えていない状態の2つの超微細準位間での遷移の放射エネルギーの周波数である。(a.1.12) の右辺の 1 s は、SI 単位系では (a.1.14) のように定義されている。(a.1.14) の右辺の分母は、(a.1.13) のセシウム (cesium) 133 原子の周波数である。1 s は、上述の2つの基底状態間での遷移のエネルギーの電磁波 (electromagnetic wave) の周波数である ^{133}Cs の周波数の周

期を 9 1 9 2 6 3 1 7 7 0 倍したものと定義されている。SI 単位系の 1 m の定義 (a.1.12) の右辺の 1 s に (a.1.14) の右辺を代入すると、(a.1.15) になる。

$$1\text{m} = \left(\frac{c}{299\,792\,458}\right) \times 1\text{s} \cdots (\text{a.1.12})$$

$c = 299\,792\,458 \frac{\text{m}}{\text{s}} \cdots (2.24)$ SI でメートルの定義を与える際に、真空中の光の速さ (2.24) の値に定義した。

$$\Delta\nu_{\text{Cs}} = 9\,192\,631\,770 \text{ Hz}, (\text{caesium } 133 \text{ atom の 2 つの超微細準位間での遷移の放射エネルギーの周波数}) \cdots (\text{a.1.13})$$

$$1\text{s} = \frac{9\,192\,631\,770}{\Delta\nu_{\text{Cs}}} \cdots (\text{a.1.14})$$

$$1\text{m} = \left(\frac{c}{299\,792\,458}\right) \times \left(\frac{9\,192\,631\,770}{\Delta\nu_{\text{Cs}}}\right) \cdots (\text{a.1.15})$$

慣性座標系 1 S の距離 Δx_{1S} は、慣性座標系 2 S の距離 Δx_{2S} よりも (a.1.16) の関係で小さいものとする。この 10^{-15} は、原子の中の大きさの基準として参考にされている数字である。このことを考慮して、(a.1.16) の距離 Δx_{1S} は 2 S の距離 Δx_{2S} よりも小さくなる。(a.1.16) の距離 Δx_{1S} を 2 S の距離 Δx_{2S} と比較すると (a.1.17) を記述できる。ここでの慣性座標系は、各位置でそれぞれ与えることを仮定している。各位置をどのように選択して慣性座標系上の計算を扱うかは確率で選択するものと仮定する。

$$\Delta x_{1S} = \Delta x_{2S} \times 10^{-15} \cdots (\text{a.1.16})$$

$$\frac{\Delta x_{1S}}{\Delta x_{2S}} = \frac{\Delta x_{2S} \times 10^{-15}}{\Delta x_{2S}} \cdots (\text{a.1.17})$$

(a.1.17) は (a.1.18) に書き直せる。原子の中は一般に不等式 (a.1.19) の左辺の分子の距離 Δx_{1S} で考える。不等式

(a.1.19) は不等式 (a.1.20) に書き直せる。不等式 (a.1.20) の右辺の慣性座標系 3 S の距離 Δx_{3S} は、原子の中の位置を示す座標系上の相対的な位置で決定する距離である。

$$\frac{\Delta x_{1S}}{\Delta x_{2S}} = 10^{-15} \cdots (\text{a.1.18})$$

$$\frac{\Delta x_{1S}}{\Delta x_{3S}} \leq 10^{-15} \cdots (\text{a.1.19})$$

$$\Delta x_{1S} \leq \Delta x_{3S} \times 10^{-15} \cdots (\text{a.1.20})$$

真空中の光の速さは (4.6.43) の右辺で計算できる。(4.6.43) の右辺の分母と分子の関数は質点の等速度の速さを独立変数としている。この独立変数は特殊相対性理論で観測する速さである。このことは、原子よりも大きな物質の運動の計算である。慣性質量のエネルギーは、電磁波から計算されている。このことは、電磁波が粒子としての性質を示すことになる。電磁波の粒子は、量子化されたエネルギー (quantized energy) を持つことを光量子仮説 (light quantum hypothesis) でアインシュタイン先生に導出されている。量子化されたエネルギーを持つ電磁波の粒子は、光子と呼ばれる。電磁波は光でもある。ニュートン先生の予言に光は波であり粒子でもあるとのお話を著者は記憶がある。電磁波に粒子の性質があることの発見は、ニュートン先生の予言が事実と一致するものと扱われる。

$$c = \sqrt{\frac{E_{S_v_{\text{wave}}}(v_{S_masspoint})}{m_{S_v_{\text{wave}}}(v_{S_masspoint})}} \cdot (m_{S_v_{\text{wave}}}(v_{S_masspoint}) \neq 0) \cdots (4.6.43)$$

光子の発見では、観測の不確定の問題がスケールで生じることを与えていないものと考えることができる。このような確率で慣性座標系 (inertial coordinate system) を選択することには、(4.6.43) のように質点の全エネルギーおよび慣性

質量が決定することに量子エネルギーが確率の計算で予言する質点の運動を距離に採用する技術の相違で考える。この相違の影響は、質点の軌跡を観測する光子の運動を相対性の時間および空間の仮定に確率の計算技術で示している。質点の全エネルギーが時点軸に記述でき、量子化されたエネルギー (quantized energy) での周期の記述で確率的議論になる。エネルギーには、粒子の性質を考えて論じる。確率論の非決定論的議論は周期の時間での説明であるので波である。空間に観る運動量を仮定している粒子の物質を時点軸のエネルギーで時空の振動現象として記述することは、空間の独立変数および時間の独立変数での記述を考えることができる。この意味では、場の記述を仮定できることを2026年現在の著者は思い出す。時空の記述には、ここでは各位置に慣性座標系 (inertial coordinate-system) を仮定している。このことでは、一般相対性理論を使用して加速度座標系を仮定できる。この仮定の計算では、決定論的な速度の相対性および加速度の相対性で記述する時空である。ここで著者が指摘する実在するものと仮定する場合は、量子化されたエネルギーを考慮した波あるいは振動としての時空の現象を仮定している。この波は物質波 (a matter wave) で考えるので確率論的に扱うことが2026年現在の理論物理学の著者の記憶である。時空の記述を相対性理論で決定論的に扱うことでは、量子化されたエネルギー (quantized energy) を原子の中で説明する非決定論である量子論 (quantum theory) には不適切である。このことで、確率論的に議論して各位置に慣性座標系 (inertial coordinate-system) を仮定した2026年現在の著者の説明——確率で各位置に慣性座標系を選択する。——である。

——観測精度の問題——

量子化されたエネルギー (quantized energy) は電子から放出される光のお話して光電効果の光電子 (photoelectron) にエネルギーを与えるものがある。電子は原子の中にある粒子である——電子場で説明するものを読んだ記憶がある2026年現在の著者である。電子場が量子的な励起した状態であるという電子の説明を読んだ覚えがある。ボーアの水素原子モデルの励起とは異なる意味である。光子も場の量子化で説明されている覚えがある。——。電磁波は一般には巨視的な観察で記録できる。この巨視的なスケールでの計算が古典理論での計算になり、現代物理学 (modern physics) の量子論 (quantum theory) とは異なる。この相違は、決定論的に議論して計算式を扱う古典理論に対して確率論的に議論する非決定論での計算式の扱いである量子論である。決定論の古典理論は量子論では使用できずに、量子論で確率論的に使用するように研究することになった。このことは、巨視的スケール (a macroscopic scale) での物理法則が原子内の微視的スケール (microscopic scale) では一致しないことを意味している。このスケールの比較は不等式 (a.1.20) のようになる。原子の中の位置を示す座標系上の相対的な位置が原子の外の座標を示し電磁波の測定で使用されたスケールでの距離 Δx_{3S} を仮定できると、古典理論のスケールを説明できる。このスケールを原子の中の距離 Δx_{1S} で比較すると不等式 (a.1.20) のように記述できる。不等式 (a.1.20) の右辺を近似で零として扱えることを仮定できることもある...この場合は、 10^{-15} は比較で零に近似できる議論の距離を参考にする数値である。さらに、原子内の物理量では、プランク定数 (2.17) の大きさを計算に考慮することもある。このような大きさでは、巨視的スケールで静止している物質は微視的スケールでは動いていることを受け入れられる観測精度の問題を考えることにもなる。このような物質の静止は、ニュートン力学 (Newtonian mechanics) では無限大の速さでの物理現象を扱うこともあるので2重性の無限大の速さを持つ波の伝搬での物理現象でニュートン力学が近似の理論であることを仮定——絶対時間が近似で成立するのでガリレイ変換の計算になる。——できる。特殊相対性理論での近似であるニュートン力学の説明に対して量子論での無限大の波の速さでの物理現象でエネルギーと運動の決定を仮定できることに、この近似にはニュートン力学の無限大の速さで物理現象が起きて万有引力が成立することの問題を考えることができる。この無限大の速さで物理現象が生じることで、ニュートン力学 (Newtonian mechanics) ではどのような速さでも成立することになる。このことは、特殊相対性理論で否定される。

$h = 6.626\,070\,15 \times 10^{-34} \text{ J s} \dots$ (2.17) CODATA のプランク定数 (Planck constant)

——ニュートン力学を近似として議論する。——

ニュートン力学では、粒子や波の決定論的な物理現象は説明しても、物質波——量子論 (quantum theory) の真空中の光の速さを超える波である。無限大の速さの波の非決定論的な物理現象が計算できる。確率論的な非決定論での物質波である。——は説明していない。万有引力の法則は一般相対性理論の近似として説明できる。一般相対性理論の重力 (gravitational force) は、重力波での説明や重力場 (a gravitational field) での説明である——2026年現在では2015年9月14日に直接に観測されたことが記録されている。正式に発表はアメリカの LIGO (ライゴ、Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory: レーザー干渉重力天文台) で検出されたとした2016年2月11日の記録がある。ノーベル物理学賞の受賞の決定日は2017年10月3日として記憶がある。ノーベル賞の受賞日は毎年12月10日と記録がある。——。微視的スケール (microscopic scale) では、重力子が予言されているが2026年現在までの著者の記憶では発見されていない。微視的スケールでの重力 (gravitational force) の説明は、物質波 (matter wave) での2重性で仮定できる。このことは、巨視的スケール (a macroscopic scale) の重力場は微視的スケールの重力子で説明を仮定するものと著者は記憶している。この重力子での説明では物質波の無限大の速さは理論上の静止している状態では導出可能——この場合は教科書的には重力子は静止質量が零であると予言されている。静止質量が零なので光子と同様に重力子が静止している慣性座標系を定義できない。重力子が静止することが教科書的には否定できる。この予言に対して、大質量重力理論と言うものがあり、重力子 (graviton) に静止質量が零でない場合のお話しの記憶がある2026年現在の著者である。——だが、粒子 (particle) の速さは特殊相対性理論で真空中の光の速さを超えることはできない。無限大の速さの物質波の情報伝搬は、粒子の速さが限りなく零に近づくことを意味する場合の極限値の計算になる——(4.4.24) で明らかである。——。(4.4.24) で粒子の速さが決定すると、(4.6.43) で粒子の持つ全エネルギーが決定している。このことは、質点系のエネルギーの保存則で他の質点の速さおよびエネルギーも決定することを仮定できる...このような近似の議論では、巨視的な静止および微視的な静止の扱いが問題になる。さらに、物質波の情報伝搬を仮定する。物質波の情報伝搬は、真空中の光の速さを超える速さでの情報伝搬を仮定している。このような情報伝搬は、エネルギー分布が決定することで数学的技術としては物理法則を説明できる。物質波 (a matter wave) の実在性の問題までは解決できていない。

$$v_{S_masspoint}(t) \cdot v_{S_wave}(t) = c^2, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.4.24)$$

$$c = \sqrt{\frac{E_{S_v_{wave}}(v_{S_masspoint})}{m_{S_v_{wave}}(v_{S_masspoint})}}, (m_{S_v_{wave}}(v_{S_masspoint}) \neq 0) \dots (4.6.43)$$

ii. 2重性で考察する電磁波および物質波の粒子の配置^{8), 9), 10), 22), 23), 27), 28), 29)}

質点の備える振動数 (frequency) (4.1.11) および質点 (material point) の備える波長 (4.4.17) で記述する運動量 (momentum) (4.4.19) は、波と粒子の2重性 (wave-particle duality) を記述している。(4.1.11) では左辺で波の性質を示している。(4.4.19) では右辺の波長で波の性質を示している。このような2重性の波は、一般に物理学では物質波と呼ばれる。著者が独自に導出した物質波には、波長 (4.4.17) および速さの関係式 (4.4.24) を仮定している。4章1節および4章4節の著者の独自の理論での導出では、(4.4.17) および (4.4.24) は、特殊相対性理論の慣性座標系上での空間の粒子の位置を等速度運動で記述することを仮定して導出している物質波が成立する条件である。

$$v_{S_v_wave} = \frac{m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) \cdot c^2}{h} \dots (4.1.11) \text{ 質点で説明する波の振動数の決定}$$

$$\lambda_{S_wave} = \frac{\lambda_{S_c}}{\sqrt{1 - \frac{(m_{0S_masspoint})^2}{(m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}))^2}}}, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.4.17)$$

$$p_{S_v_wave}(t) = \frac{h}{\lambda_{S_wave}}, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.4.19) \text{ 運動量および質点が備える振動数の波長との関係}$$

$$v_{S_masspoint}(t) \cdot v_{S_wave}(t) = c^2, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.4.24)$$

このことでは、4章1節で4次元時空の擬リーマン計量 (pseudo-Riemannian metrics) の不変性を使用して議論をする時点軸の真空中の光の速さで移動する距離の空間成分に記述できる質点の持つ全エネルギーの物質波を成立させる時間を使用している。その時間は、光電効果の理論を応用して真空中の光子の慣性質量を慣性座標系上に仮定した質点の慣性質量 (4.1.6) で記述する量子化されたエネルギー (4.1.7) の振動現象の時間とした——この計算の時間は、特殊相対性理論の時間とは同じでない扱いになる。この計算では、粒子の位置が確定できない結果になっている。この位置情報が見えないことは光子の慣性質量 (4.1.8) の右辺には振動数しか記述されていないので位置情報ではない。この振動数では、(4.1.8) の左辺の速さを持つ等速度で指示する位置が見えない。古典理論 (classical theory) の決定論に対して量子論の非決定論になる説明である。——。

$$m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) = m_S(c) \dots (4.1.6)$$

$$E_S(c) = m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) \cdot c^2 = h \cdot v_{S_c} \dots (4.1.7) \text{ 仮定}$$

$$m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) = \frac{h \cdot v_{S_c}}{c^2} \dots (4.1.8) \text{ 光子の慣性質量}$$

この時間には、著者が独自に定義した時間を使用して慣性座標系上の各位置に物質波の振動現象を仮定する説明である。著者が独自に定義した時間では、図 2.1 の正円の円周の距離 (2.6) を慣性座標系上の距離に結び付けている。このことで、時点軸の時間を計算する図 2.1 の正円の円周上の距離が慣性座標系上の物質波の伝搬する距離に結び付き、時点軸の時間を計算できる波の振動現象を空間の振動現象として4次元時空の空間に扱う。この時間は、波を三角関数に依るフーリエ級数 (trigonometric Fourier series) (2.11) —— 2章で説明している。——で記述することは仮定する。特殊相対性理論を応用して、原子の内部に時計を慣性座標系上に仮定した時間を計算しているものではない。このように時間の考え方の相違が物質波を考えるのに、時間を計算できる波からの振動現象としての理論物理学で計算する場合に異なるものになることを指摘できる。

$$dl(t) = v_{wave}(t) \cdot h_t \dots (2.6)$$

$$f(\theta) = \frac{a_0(f)}{2} + \sum_{m=1}^{\infty} (a_m(f) \cdot \sin(m \cdot \theta) + b_m(f) \cdot \cos(m \cdot \theta)) \dots (2.11)$$

(4.4.17) および (4.4.24) は、特殊相対性理論を使用して導出している。著者の 2023 年現在までの経験では (4.4.17) および (4.4.24) を仮定していないでドブロイ波と呼んでいる専門書の扱いに覚えがある。(4.4.17) や (4.4.24) を仮定しないでドブロイ波と呼んでいるものでは、ニュートン力学 (Newtonian mechanics) の絶対空間および絶対時間で仮定するものが有る。このことで、このファイルでは著者は (4.1.11) および (4.4.19) のような波を物質波 (matter wave) と名を与えてもドブロイ波を名としては扱わなかった。このことは、6 章および付録 iii でも説明している。ドブロイ波および物質波は、同じ意味で使用されることが 2026 年現在までの著者の経験では普通である。ドブロイ波 (de Broglie wave) は、物質波 (a matter wave) の理論の発見者であるフランスの理論物理学者であるルイ・ド・ブロイ (Louis de Broglie) 先生の名前を付けている波の名前である。このことには、物質波の実在性の議論がある。この意味では、ド・ブロイ先生の理論に一致するかしないかで物質波と呼ぶ方が適切かドブロイ波として呼ぶ方が適切か考えることもある。

(4.4.17) や (4.4.24) を仮定しないでドブロイ波と呼んでいる学校の教科書の説明には、ニュートン力学の慣性座標系上での計算を使用しているように説明しているものを 2026 年現在の著者には記憶がある。このような計算では、相対論的質量が考慮されない計算である。著者が本書でも 2 重性の導出を議論したように、アインシュタイン先生の特殊相対性理論の慣性座標系上での導出になる。このことで、相対論的質量が考慮されない計算では、特殊相対性理論 (the special theory of relativity) の慣性座標系 (inertial coordinate-system) 上での近似の計算として扱う方が正確である。この近似の計算は、ローレンツ変換の値がガリレイ変換式 (Galilean transformation equations) の近似値になるのでニュートン力学の慣性座標系での計算として議論できる。古典理論での静止が量子論では成立しないことを 4 章 1 節での 2 重性の導出から考えることができ、零点エネルギー (zero-point energy) ——或る一定量の最小のエネルギーである。——の計算から質点が運動エネルギーを持ち静止しない問題を発見できる。この問題に古典物理学 (classical physics) の相対論的質量を考慮しない場合で、特殊相対性理論の近似値として認められることを物質波にシュレーディンガー方程式を使用した計算で説明できる。古典理論の決定論的な物質 (matter) の位置を決定する理論とは異なる量子論 (quantum theory) である。物質波 (a matter wave) の物質の位置に確率論的な説明をする原子内の粒子の位置の追跡では、粒子の速さが理論の扱いで決定的な相違を認める量になる。この粒子の速さには、静止は認められない量子論の説明に零点エネルギー (zero-point energy) の計算がある。このことでは、物質波を数学的技術として粒子の位置を認める理論で使用するから、物質波の実在性に関係することを考えることになる。教科書で使用されているドブロイ波と呼ぶことではここで挙げた問題に関係もあるので、本書では物質波として一般には呼ぶようにしている。

波に物質波を仮定して議論ができるようになった。物質波 (matter wave) は、電磁波 (electromagnetic wave)、水の波あるいは重力波などのような波とは異なるものである。物質波を議論するのに、群速度 (group speed) (4.7.1) の計算から質点の等速度の速さ (4.7.48) に等しいことを導出できた。群速度 (group velocity) で仮定できる無数の物質波の各波は、その総和をフーリエ級数 (Fourier series) (2.11) で計算することでひとつの粒子の物質波である波の全体を記述できる。

$$v_{\text{group velocity}} = \frac{dv_{S_v_wave}}{d\kappa_{S_wave}} \dots (4.7.1) \text{ 群速度}$$

$$v_{\text{group velocity}} = v_{S_masspoint} \dots (4.7.48) \text{ 質点の等速度の速さ}$$

$$f(\theta) = \frac{a_0(f)}{2} + \sum_{m=1}^{\infty} (a_m(f) \cdot \sin(m \cdot \theta) + b_m(f) \cdot \cos(m \cdot \theta)) \dots (2.11)$$

——— 4次元時空の時点軸上に仮定する粒子———

この物質波 (matter wave) の形は、特殊相対性理論で使用する 4次元時空の座標系上に仮定した質点の位置 (3.3) を考えるのに使用できる。この意味では、4章1節で導出した物質波である質点の備える振動数 (4.1.11) の波をひとつ描くだけでは考えづらいことは明らかである。

$(x, y, z, t) \dots (3.3)$ 慣性座標系 S での時空の座標の表示

$$v_{S_v_{\text{wave}}} = \frac{m_{S_v_{\text{masspoint}}} (v_{S_v_{\text{masspoint}}}) \cdot c^2}{h} \dots (4.1.11) \text{ 質点で説明する波の振動数の決定}$$

物質波の波の位置 (a.2.1) は、4次元時空上での質点の位置 (a.2.2) を空間の座標系上に仮定している。この質点の位置 (a.2.2) に 4次元時空上の時点軸の座標 (a.2.3) がひとつの座標として記述できる。時点軸 (a.2.3) には真空中の光の速さ (3.14) で移動する粒子を仮定できる。

$(x, y, z, c \cdot t) \dots (a.2.1)$

$(x, y, z) \dots (a.2.2)$

$c \cdot t \dots (a.2.3)$

$$c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \times \epsilon_0}}, (c \neq 0, c > 0) \dots (3.14) \text{ 真空中の光の速さ}$$

——— 時点軸上の粒子の持つ全エネルギー———

その粒子の運動量 (momentum) は (a.2.4) の右辺の時点軸のように記述できる。空間座標に仮定している粒子の運動量は (a.2.4) の空間座標 (a.2.2) の各成分のように記述できる。

$$(p_x, p_y, p_z, p_t) = \left(m(v) \cdot \frac{dx(t)}{dt}, m(v) \cdot \frac{dy(t)}{dt}, m(v) \cdot \frac{dz(t)}{dt}, m(v) \cdot c \right), (0 \leq v \leq c) \dots (a.2.4)$$

(a.2.4) の右辺に仮定している 2つの粒子の慣性質量は (4.1.1) を意味する変数である。この慣性質量 (4.1.1) は質点の速度ベクトルの速さで変化する。この慣性質量 (4.1.1) の粒子は、慣性座標系 (inertial coordinate-system) の空間座標に仮定している粒子である。

$$m_{S_v_{\text{wave}}} (v_{S_v_{\text{masspoint}}}) \dots (4.1.1) \text{ 質点の慣性質量}$$

ニュートン力学 (Newtonian mechanics) では運動量は定数である慣性質量で記述した。特殊相対性理論 (the special theory of relativity) で使用する慣性質量は (4.1.1) のように変数であるので、運動量も変数である慣性質量で記述する。さらに、特殊相対性理論で使用する 慣性座標系の各位置には時計を定義している。このことでは、特殊相対性理論で使用する慣性座標系 (inertial coordinate-system) の空間の座標に各位置に定義された時計の時点軸 (a.2.3) を使用した 4次元時空の座標 (a.2.4) を記述できる。(a.2.4) の 時点軸 (a.2.3) に記述してある運動量は、(a.2.5) の時点軸 (a.2.3) の座標に記述したように 粒子の持つ全エネルギー (4.1.2) に書き換えることができる。4次元時空の座標系上に仮定した粒子の 運動量 (a.2.4) の真空中の光の速さの移動距離 (a.2.3) の軸上に記述した粒子の持つ全エネルギー (4.1.2) は、空間座標に仮定している粒子の持つ全エネルギーの値——このことは、付録 ii のこの後で導出する。——を計算している (a.2.5) の時点軸 (2.3) 上に記述される。

$$c \cdot t \cdots (a.2.3)$$

$$(p_x \cdot c, p_y \cdot c, p_z \cdot c, p_t \cdot c) = \left(m(v) \cdot \frac{dx(t)}{dt} \cdot c, m(v) \cdot \frac{dy(t)}{dt} \cdot c, m(v) \cdot \frac{dz(t)}{dt} \cdot c, m(v) \cdot c^2 \right) \cdots (a.2.5)$$

$$E_{S_v_{wave}}(v_{S_masspoint}) = m_{S_v_{wave}}(v_{S_masspoint}) \cdot c^2 \cdots (4.1.2) \text{ 質点の持つ全エネルギー}$$

時点軸 (a.2.3) 上の粒子は、真空中の光の速さ (speed of light in a vacuum) で移動する粒子である。その粒子は、時計で示す時点軸 (a.2.3) の値を示す粒子——時点を計算する粒子である。——である。アインシュタインの特殊相対性理論の時計は、真空中の光を使用して時間を計測する。この真空中の光を使用する時計については、ガリレイ変換式

(Galilean transformation equations) の相対性理論とは異なることは特徴的な個所である。ガリレイ変換では、速度の相対性が導出できない慣性座標系 (inertial coordinate-system) を使用する。その慣性座標系は、絶対空間および絶対時間を使用して観測されるので速度の相対性が計算できない。特殊相対性理論では、速度の相対性を計算できる慣性座標系を使用する。この速度の相対性では、真空中の光の速さに光速の不変の原理を導入している。アインシュタインの特殊相対性理論では、特殊相対性原理および光速の不変の原理を公理として計算をする。

特殊相対性原理 (The Principle of Relativity) : すべての慣性座標系で、物理法則は同じである。

光速の不変の原理 (The Principle of the Constancy of the Speed of Light) : すべての慣性座標系で真空中の光の速さはその光源の運動の状態で決定しないで定数であり、真空中の光の速度は等速度である。

光速の不変の原理では、すべての慣性座標系で、真空中の光の速度は等速度である。光源の運動状態が慣性座標系内で光源から放射される真空中の光の速度の向きを決定する可能性は考えられる。

———時点軸上の真空中の光子の持つ全エネルギー———

特殊相対性原理 (The Principle of Relativity) も使用した慣性座標系上での計算である。このことは、4次元時空の座標で記述した運動量 (a.2.4) の時点軸 (a.2.3) 上に記述してある運動量は真空中の光の運動量 (a.2.6) であるものと仮定できる。真空中の光は電磁波である。電磁波の慣性質量は、アインシュタイン先生が特殊相対性理論 (the special theory of relativity) を使用した導出で真空中の光が慣性質量を持つことが発表されている。このことを計算すると、真空中の光の慣性質量を持つ粒子が (4.1.3) の全エネルギーを持つことを説明できる。アインシュタイン先生の光量子仮説 (light quantum hypothesis) では、光の光量子 (light quantum) エネルギーが (2.16) で記述できることを導出してある。その粒子は真空中の光の粒子であるので光電効果 (photoelectric effect) の光量子エネルギー (2.16) を持つことにもなる。
 $p_t = m(v) \cdot c \cdots (a.2.6)$

$$E_S(c) = m_S(c) \cdot c^2 \cdots (4.1.3) \text{ 真空中の光の持つ全エネルギー}$$

$$E(c) = h \cdot \nu \cdots (2.16) \text{ 光子の持つエネルギー}$$

運動量 (momentum) (a.2.4) の粒子の慣性質量に (4.1.1) を仮定している。運動量 (a.2.4) の時点軸が真空中の光の速さの移動距離 (a.2.3) の軸になり、真空中の光の速さで移動する粒子の運動量を示している運動量 (a.2.4) の時点軸の運動量である。

$$(p_x, p_y, p_z, p_t) = \left(m(v) \cdot \frac{dx(t)}{dt}, m(v) \cdot \frac{dy(t)}{dt}, m(v) \cdot \frac{dz(t)}{dt}, m(v) \cdot c \right), (0 \leq v \leq c) \cdots (a.2.4)$$

$$m_{S_v_{wave}}(v_{S_masspoint}) \cdots (4.1.1) \text{ 質点の慣性質量}$$

特殊相対性理論では、時計の時点を計算する粒子 (particle) は真空中の光の粒子である。真空中の光の粒子は、特殊相対性理論 (the special theory of relativity) および光量子仮説 (light quantum hypothesis) で光子と呼ばれる。慣性座標系上の真空中の光子には、真空中の光の速さで等速度運動することが光速の不変の原理で公理として与えられている。真

空中の光の速さで等速度運動することが公理——光速の不変の原理 (The Principle of the Constancy of the Speed of Light) である。——としてすべての慣性座標系上で定数 (3.14) としなければならない光子である。 このことは、運動量 (a.2.4) の真空中の光の速さの移動距離 (a.2.3) の軸上に記述された真空中の光の粒子が慣性質量を持ち、その粒子の持つ全エネルギー (4.1.3) が (4.1.2) で記述できることを特殊相対性理論で導出している。

$$c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \times \varepsilon_0}}, (c \neq 0, c > 0) \dots (3.14) \text{ 真空中の光の速さ}$$

$$E_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) = m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) \cdot c^2 \dots (4.1.2) \text{ 質点の持つ全エネルギー}$$

時点軸の時計の時点を計算する粒子で、真空中の光の速さで等速度運動する粒子は光子であることが明らかになる特殊相対性理論および光量子仮説 (light quantum hypothesis) の計算結果である。 真空中の光の速さの移動距離 (a.2.3) の軸上の値が座標点に与えられることを導出する計算結果である。この計算結果では、真空中の光子の慣性質量は運動量 (a.2.4) で仮定している粒子の慣性質量に等しい (4.1.6) が導出できる。

$$c \cdot t \dots (a.2.3)$$

$$m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) = m_S(c) \dots (4.1.6)$$

(a.2.5) の時点軸 (a.2.3) の値は、空間上の粒子の慣性質量 (4.1.1) で記述している。このことから (a.2.5) の真空中の光の速さの移動距離 (a.2.3) の軸上の真空中の光子 (photon) の持つ全エネルギー (4.1.3) は、(a.2.4) の空間の座標上に記述してある粒子の慣性質量 (4.1.1) で換算される粒子の持つ全エネルギー (4.1.2) に等しいことを説明できる。 このことは、(4.1.5) で記述できる。

$$(p_x \cdot c, p_y \cdot c, p_z \cdot c, p_t \cdot c) = \left(m(v) \cdot \frac{dx(t)}{dt} \cdot c, m(v) \cdot \frac{dy(t)}{dt} \cdot c, m(v) \cdot \frac{dz(t)}{dt} \cdot c, m(v) \cdot c^2 \right) \dots (a.2.5)$$

$$m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) \dots (4.1.1) \text{ 質点の慣性質量}$$

$$E_S(c) = m_S(c) \cdot c^2 \dots (4.1.3) \text{ 真空中の光の持つ全エネルギー}$$

$$m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) \cdot c^2 = m_S(c) \cdot c^2 \dots (4.1.5) \text{ 仮定}$$

真空中の光子の光量子エネルギー (2.16) は、その光子の持つ全エネルギーである。その真空中の光子の持つ全エネルギーは (4.1.5) で仮定できた。仮定 (4.1.5) が特殊相対性理論で導出でき、光量子仮説 (light quantum hypothesis) の光量子 (light quantum) エネルギー (2.16) にも等しいことを (4.1.7) で仮定できる。真空中の光子に (4.1.7) が仮定できた。その真空中の光子の持つ全エネルギー (4.1.7) を書き直すと、光子の慣性質量 (4.1.8) を記述できる。

$$E(c) = h \cdot \nu \dots (2.16) \text{ 光子の持つエネルギー}$$

$$E_S(c) = m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) \cdot c^2 = h \cdot \nu_{S_c} \dots (4.1.7) \text{ 仮定}$$

$$m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) = \frac{h \cdot \nu_{S_c}}{c^2} \dots (4.1.8) \text{ 光子の慣性質量}$$

仮定 (4.1.6) では、運動量 (a.2.4) の慣性座標系の空間座標に仮定している粒子の慣性質量 (4.1.1) は真空中の光子の慣性質量 (4.1.8) に等しい。 光子の慣性質量 (4.1.8) の右辺の分子は、真空中の光子の量子化されたエネルギー

(quantized energy) で記述されている。一方、真空中の光子の慣性質量 (4.1.8) の左辺は、慣性座標系の空間座標に仮定している粒子 (particle) の慣性質量 (4.1.1) である。(4.1.8) は、右辺で振動数 (4.1.9) が記述されている。この振動数 (4.1.9) は、運動量 (a.2.4) の慣性座標系 (inertial coordinate-system) の空間座標に仮定している粒子の慣性質量 (4.1.8) を記述しているので慣性座標系上に仮定している慣性質量 (4.1.1) を持つ粒子が備えている振動数であるものと

考えることができる．

$$m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) = m_S(c) \cdots (4.1.6)$$

$$(p_x, p_y, p_z, p_t) = \left(m(v) \cdot \frac{dx(t)}{dt}, m(v) \cdot \frac{dy(t)}{dt}, m(v) \cdot \frac{dz(t)}{dt}, m(v) \cdot c \right), (0 \leq v \leq c) \cdots (a.2.4)$$

$$m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) \cdots (4.1.1) \text{ 質点の慣性質量}$$

$$v_{S_c} = \frac{m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) \cdot c^2}{h} \cdots (4.1.9) \text{ 光子の振動数の決定}$$

その質点が備える振動数を (4.1.10) で仮定すると、真空中の光子の振動数 (4.1.9) を使用して (4.1.11) を導出できる．

特殊相対性理論および光電効果の理論を使用して、4次元時空での時点軸の真空中の光子を使用すると慣性座標系に仮定している粒子の備える振動数 (4.1.11) が導出できた。 この振動数 (4.1.11) の波を物質波 (matter wave) として扱う著者は、4章1節の導出理論で物質波の導出理論として説明している——著者が独自に考えた4章1節の導出理論である．

著者が構築している波の理論での導出理論である．——

$$v_{S_v_wave} = v_{S_c} \cdots (4.1.10) \text{ 質点の振動数を仮定}$$

$$v_{S_v_wave} = \frac{m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) \cdot c^2}{h} \cdots (4.1.11) \text{ 質点で説明する波の振動数の決定}$$

——慣性座標系上で議論することでの質点の持つ全エネルギーの導出——

上述では4次元時空の座標系での計算を議論している．ここでは、慣性座標系上に仮定した質点を、慣性座標系上で議論して質点の持つ全エネルギーの導出をして見る．

特殊相対性理論 (the special theory of relativity) の (4.2) は変数である．慣性質量 (4.2) の変数は (a.2.7) の左辺で記述する．慣性質量 (a.2.7) の右辺に、独立変数となる質点の速度の速さを記述してある．質点の速さは、ニュートン力学 (Newtonian mechanics) では運動エネルギーを記述できる．ニュートン力学では運動エネルギーが、質点の持つエネルギーである．このことから、慣性質量 (a.2.7) は質点の持つエネルギーに関係を与えられることを仮定できる．

$$m(v), (0 \leq v \leq c) \cdots (4.2)$$

$$m = m(v), (0 \leq v \leq c) \cdots (a.2.7)$$

ニュートン力学の慣性質量は定数である．この議論では、ニュートン力学の定数である慣性質量は (a.2.8) で記述することを仮定する．慣性質量 (a.2.8) を使用すると、ニュートンの運動方程式を使用して質点に作用している合力 (resultant force) の為す仕事量 (a.2.9) を記述できる．(a.2.9) の左辺は、その仕事量の記述である—— (a.2.9) の左辺は力×距離を意味する．文献17で運動エネルギー (kinetic energy) を導出するのに説明をしてある．—— (a.2.9) の右辺は、その質点 (material point) の持つ運動エネルギーである．(a.2.9) の右辺の第二項は、左辺の不定形の積分の積分定数である．

$$m_N = \text{const.} \cdots (a.2.8)$$

$$\int \left(m_N \cdot \frac{dv}{dt} \right) dl = \int \left(m_N \cdot \frac{dv}{dt} \right) \cdot v dt = m_N \cdot \int v dv = \frac{1}{2} \cdot m_N \cdot v^2 + \text{const.}, (m_N = \text{const.}) \cdots (a.2.9)$$

著者が独自に定義した静止質量 (rest mass) (4.1) は、右辺に時点の変化率 (5.1) を (a.2.10) に記述して (a.2.11) で時点の変化率で変換できる慣性質量として説明できる．(a.2.11) の左辺は静止質量であるので、質点が静止している場合の質点の持つエネルギーに関係することを仮定できる．(a.2.11) の右辺は質点が速度の速さで移動している場合の質点の持つエネルギーに関係することを仮定できる．

$$m_0 \equiv m(v) \cdot \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}, (0 \leq v \leq c) \cdots (4.1)$$

$$\frac{dt_1(t)}{dt} = \sqrt{1 - \frac{(v(t))^2}{c^2}} \cdots (5.1) \text{ 時点の変化率}$$

$$\frac{dt_1(t)}{dt} = \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}, (dt \neq 0) \cdots (a.2.10)$$

$$m_0 = m(v) \cdot \frac{dt_1(t)}{dt}, (0 \leq v \leq c) \cdots (a.2.11)$$

(a.2.11) では、質点が慣性座標系 (inertial coordinate-system) 上で静止している場合の質点の持つエネルギーは、その質点が速度の速さで移動している場合に持つエネルギーに変換できるものと仮定できる。特殊相対性理論 (the special theory of relativity) では、そのような変換にローレンツ変換 (the Lorentz transformation) を使用することを説明できる。ここでは、慣性質量が質点の持つエネルギーに関係することでのエネルギーの変換の仮定である。静止質量 (rest mass) (a.2.11) の両辺を 2 乗すると、(a.2.12) を記述できる。(a.2.12) の左辺には時点の変化率 (a.2.10) の 2 乗である (a.2.13) を記述している。

$$m^2 \cdot \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right) = m_0^2 \cdots (a.2.12)$$

$$\left(\frac{dt_1(t)}{dt}\right)^2 = 1 - \frac{v^2}{c^2}, (dt \neq 0) \cdots (a.2.13) \text{ 時点の変化率の 2 乗}$$

時点の変化率の 2 乗 (a.2.13) には真空中の光の速さ (3.14) の 2 乗が記述されている。真空中の光の速さの 2 乗の単位は (a.2.14) のように記述できる。(a.2.14) の単位では、単位質量当たりのエネルギーが記述できる。

$$c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \times \varepsilon_0}}, (c \neq 0, c > 0) \cdots (3.14) \text{ 真空中の光の速さ}$$

$$c^2 \frac{\text{J}}{\text{kg}} \cdots (a.2.14)$$

静止質量 (rest mass) の 2 乗である (a.2.12) は (a.2.15) のように時点の変化率 (a.2.10) の 2 乗である (a.2.13) を使用して記述できる。(a.2.15) の左辺に記述した時点の変化率は時点で分母および分子を記述しているので、慣性質量の 2 乗の単位である (a.2.16) を持つ。(a.2.15) の右辺は明らかに静止質量 (rest mass) の 2 乗の単位であるので (a.2.16) を持つ。

$$m^2 \cdot \left(\frac{dt_1(t)}{dt}\right)^2 = m_0^2 \cdots (a.2.15)$$

$$\text{kg} \cdot \text{kg} \cdots (a.2.16)$$

(a.2.15) には (a.2.14) が (a.2.12) のように記述されているので、慣性質量および真空中の光の速さの 2 乗を考慮に入れたエネルギーの記述を仮定できる。さらに、(a.2.15) の左辺の記述から時点に関係するエネルギーとの関係を仮定できる。

$$c^2 \frac{\text{J}}{\text{kg}} \cdots (a.2.14)$$

$$m^2 \cdot \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right) = m_0^2 \cdots (a.2.12)$$

(a.2.15) の右辺は定数であるので微分係数は零になる．(a.2.15) の左辺は，(a.2.14) のエネルギー量の単位を持つのに書き直すことを考えられる．エネルギー量が時点に関係することは，右辺の微分係数を計算するときに微分方程式が記述でき分母に単位時間を意味する単位を持つことができる．このことでは，単位時間あたりのエネルギー量を記述できるものと期待する．単位時間あたりのエネルギー量を期待する場合には，(a.2.14) の分母の慣性質量の単位に慣性質量を分子にして掛けることでエネルギー量の単位を得る．そのエネルギー量が単位時間あたりのエネルギー量に記述できることを期待する．

質点 (material point) が静止している場合には，ニュートン力学では質点の運動エネルギー (kinetic energy) は零である．質点が等速度運動している場合には，質点が持つ運動エネルギーは定数である．このことで，運動エネルギーの時点に対する変化率は零である．慣性質量が変数である場合でニュートン力学の運動エネルギーを考える．質点の速さが変化する場合には，その運動エネルギーが慣性質量の影響でも変化することが仮定できる．さらに速さが変わることで，(a.2.9) の右辺の第 1 項の速さの 2 乗の影響を考えることになる．質点の速さは時点を独立変数とする関数であることは明らかである．

$$\int \left(m_N \cdot \frac{dv}{dt} \right) dl = \int \left(m_N \cdot \frac{dv}{dt} \right) \cdot v dt = m_N \cdot \int v dv = \frac{1}{2} \cdot m_N \cdot v^2 + \text{const.}, (m_N = \text{const.}) \cdots (a.2.9)$$

静止質量の定義式 (4.1) を近似式 (a.2.17) が成立する程度に質点の速さが十分に遅いものと仮定する．静止質量の近似式 (a.2.17) の右辺を展開すると (a.2.18) を記述できる．

$$m_0 \equiv m(v) \cdot \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}, (0 \leq v \leq c) \cdots (4.1)$$

$$m_0 \approx m(v) \cdot \left(1 - \frac{1}{2} \cdot \frac{v^2}{c^2} \right), (0 \leq v \leq c) \cdots (a.2.17)$$

$$m_0 \approx m(v) - \frac{1}{2} \cdot m(v) \cdot \frac{v^2}{c^2}, (0 \leq v \leq c) \cdots (a.2.18)$$

静止質量の近似式 (a.2.18) の右辺の第 2 項の分母にある (a.2.14) を静止質量の近似式 (a.2.18) の両辺に掛けると

(a.2.19) を記述できる．(a.2.19) の単位はエネルギーの J であることは，(a.2.14) から明らかである．(a.2.19) の右辺の第 1 項から右辺の第 2 項を引くことは，静止質量で記述しているエネルギーの単位 J を示す (a.2.19) の左辺の量の近似値になる．

$$c^2 \frac{J}{\text{kg}} \cdots (a.2.14)$$

$$m_0 \cdot c^2 \approx m(v) \cdot c^2 - \frac{1}{2} \cdot m(v) \cdot v^2, (0 \leq v \leq c) \cdots (a.2.19)$$

(a.2.19) の右辺の第 2 項は，ニュートン力学の (a.2.9) の右辺に表示してある第 1 項の運動エネルギーに似ている記述である．この項を (a.2.20) のように静止質量 (rest mass) で記述するエネルギー量の単位 J を持つ量に加えると，質点が移動している場合の慣性質量で記述するエネルギー量の単位 J を持つ (a.2.20) の右辺の量に近似値となる．

$$\int \left(m_N \cdot \frac{dv}{dt} \right) dl = \int \left(m_N \cdot \frac{dv}{dt} \right) \cdot v dt = m_N \cdot \int v dv = \frac{1}{2} \cdot m_N \cdot v^2 + \text{const.}, (m_N = \text{const.}) \cdots (a.2.9)$$

$$m_0 \cdot c^2 + \frac{1}{2} \cdot m(v) \cdot v^2 \approx m(v) \cdot c^2, (0 \leq v \leq c) \cdots (a.2.20)$$

(a.2.20) の左辺には，その質点が静止している場合の慣性質量で記述したエネルギー量の単位 J を持つ量に質点が移動し

ている場合に持つ運動エネルギーに似ているエネルギー量 J の単位を持つ量を加えることで、質点が移動している場合の慣性質量で記述したエネルギー量の単位 J を持つ (a.2.20) の右辺の量の近似値になる。このことでは、静止している場合の質点 (material point) が持つエネルギーに、その質点を持つ運動エネルギーを加えることで質点が移動している場合に持つ全エネルギーに近似することを期待できる。

上述のような質点を持つエネルギーについて導出できることを期待して、(a.2.12) の両辺の微分係数を計算すると (a.2.21) を記述できる。(a.2.21) の両辺の単位は (a.2.22) になる。

$$m^2 \cdot \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right) = m_0^2 \dots (a.2.12)$$

$$\frac{d\left\{m^2 \cdot \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)\right\}}{dt} = \frac{dm_0^2}{dt} \dots (a.2.21)$$

$$\frac{\text{kg} \cdot \text{kg}}{\text{s}} \dots (a.2.22)$$

ここで、(a.2.14) のように慣性質量を掛けることでエネルギー量を記述できることを期待して単位を (a.2.23) のように書き直す。(a.2.23) の書き直した単位では、(a.2.14) の単位に質量の単位を掛けることでエネルギーの単位 J を導出できる計算を後の議論に期待する。

$$c^2 \frac{J}{\text{kg}} \dots (a.2.14)$$

$$\text{kg} \cdot \frac{\text{kg}}{\text{s}} \dots (a.2.23)$$

(a.2.21) の両辺を計算すると (a.2.24) を記述できる。(a.2.24) の左辺の括弧内を計算すると (a.2.25) のようになる。

$$\frac{dm^2}{dt} \cdot \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right) + m^2 \cdot \frac{d\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)}{dt} = 0 \dots (a.2.24)$$

$$\frac{dm^2}{dt} \cdot \left(\frac{c^2}{c^2} - \frac{v^2}{c^2}\right) + m^2 \cdot \frac{d\left(\frac{c^2}{c^2} - \frac{v^2}{c^2}\right)}{dt} = 0 \dots (a.2.25)$$

(a.2.25) の左辺の第 1 項および第 2 項の分母の真空中の光の速さの 2 乗で整理すると (a.2.26) のように記述できる。

(a.2.26) の左辺に記述してある (a.2.27) は、単位エネルギー量 J 当たりの慣性質量である。

$$\frac{1}{c^2} \cdot \frac{dm^2}{dt} \cdot (c^2 - v^2) + \frac{1}{c^2} \cdot m^2 \cdot \frac{d(c^2 - v^2)}{dt} = 0 \dots (a.2.26)$$

$$\frac{1}{c^2} \frac{\text{kg}}{J} \dots (a.2.27)$$

(a.2.26) の左辺に記述してある量の他の単位の部分は (a.2.28) になる。単位 (a.2.28) では、(a.2.29) のように加速度の単位および距離の単位が記述できる。慣性質量と加速度を掛けると力の単位になる。力に距離を掛けると仕事量の単位 J になる。仕事量はエネルギー量を使用した分として仮定できる。このことで、質点に作用した合力 (resultant force) が為す仕事量は、その質点を持つ全エネルギー量に加えたエネルギー量であるものと仮定できる。ただし、その質点を持つ

全エネルギー量が減少した場合は、その減少分であるものと仮定する。

$$\frac{\text{kg} \cdot \text{kg}}{\text{s}} \cdot \frac{\text{m}^2}{\text{s}^2} \dots (\text{a.2.28})$$

$$\frac{\text{kg} \cdot \text{kg}}{\text{s}} \cdot \frac{\text{m}}{\text{s}^2} \cdot \text{m} \dots (\text{a.2.29})$$

(a.2.26) は (a.2.30) のように書き直すことができる。(a.2.27) は零ではない定数である。このことで、(a.2.30) が成立するには (a.2.31) が成立することが明らかである。

$$\frac{1}{c^2} \cdot \left\{ \frac{dm^2}{dt} \cdot (c^2 - v^2) + m^2 \cdot \frac{d(c^2 - v^2)}{dt} \right\} = 0 \dots (\text{a.2.30})$$

$$\frac{dm^2}{dt} \cdot (c^2 - v^2) - m^2 \cdot \frac{d(v^2)}{dt} = 0 \dots (\text{a.2.31})$$

(a.2.31) の左辺の単位は (a.2.32) のように書き直すことができる。このことから (a.2.20) を参考にして (a.2.31) を書き直すことにする。

$$\text{kg} \cdot \frac{\text{kg}}{\text{s}} \cdot \frac{\text{m}}{\text{s}^2} \cdot \text{m} \dots (\text{a.2.32})$$

$$m_0 \cdot c^2 + \frac{1}{2} \cdot m(v) \cdot v^2 \approx m(v) \cdot c^2, (0 \leq v \leq c) \dots (\text{a.2.20})$$

(a.2.31) の括弧内は (a.2.33) のように展開できる。(a.2.33) の左辺を整理すると (a.2.34) になる。

$$\frac{dm^2}{dt} \cdot c^2 - \frac{dm^2}{dt} \cdot v^2 - m^2 \cdot \frac{d(v^2)}{dt} = 0 \dots (\text{a.2.33})$$

$$\frac{dm^2}{dt} \cdot c^2 - \left\{ \frac{dm^2}{dt} \cdot v^2 + m^2 \cdot \frac{d(v^2)}{dt} \right\} = 0 \dots (\text{a.2.34})$$

(a.2.34) の左辺の第2項の中括弧内は運動量の2乗であることを利用すると (a.2.35) に書き直せる。(a.2.35) の左辺の第2項は、運動量のベクトルで記述できることを仮定できる。(a.2.35) の左辺の第2項に記述した2乗は、ベクトルの内積で記述できるものと捉える。ベクトルの内積はスカラー量である。

$$\frac{dm^2}{dt} \cdot c^2 - \frac{d(m^2 \cdot v^2)}{dt} = 0 \dots (\text{a.2.35})$$

運動量 (momentum) ベクトルは (a.2.36) で記述する。運動量ベクトル (a.2.36) の内積は (a.2.37) で記述できる。運動量ベクトル (a.2.36) の内積 (a.2.37) の右辺は (a.2.38) で記述する。内積 (a.2.38) の左辺は (a.2.39) で記述する。(a.2.39) の右辺を (a.2.38) の左辺に代入すると (a.2.40) になる。

$$\mathbf{p} = m \cdot \mathbf{v} \dots (\text{a.2.36}) \text{ 運動量ベクトル}$$

$$\mathbf{p} \cdot \mathbf{p} = (m \cdot \mathbf{v}) \cdot (m \cdot \mathbf{v}) \dots (\text{a.2.37}) \text{ ベクトルの内積}$$

$$\mathbf{p} \cdot \mathbf{p} = (m \cdot \mathbf{v})^2 \dots (\text{a.2.38})$$

$$\mathbf{p} \cdot \mathbf{p} = \mathbf{p}^2 \dots (\text{a.2.39})$$

$$\mathbf{p}^2 = (m \cdot \mathbf{v})^2 \dots (\text{a.2.40})$$

(a.2.40) はベクトルの内積であるので、ベクトルの微分法では (a.2.39) の左辺を微分すれば計算できる。(a.2.40) の左辺を (a.2.39) の左辺で記述すると、(a.2.41) になる。(a.2.41) の左辺の第2項に内積の微分法を計算する。(a.2.41) の左辺の第2項は (a.2.39) の左辺のそれぞれの運動量 (momentum) について微分すると (a.2.42) に書き直すことが

できる.

$$\frac{dm^2}{dt} \cdot c^2 - \frac{d(\mathbf{p} \cdot \mathbf{p})}{dt} = 0 \dots (\text{a.2.41})$$

$$\frac{dm^2}{dt} \cdot c^2 - \left(\frac{d\mathbf{p}}{dt} \cdot \mathbf{p} + \mathbf{p} \cdot \frac{d\mathbf{p}}{dt} \right) = 0 \dots (\text{a.2.42})$$

(a.2.42) の左辺の第 2 項の括弧内を整理すると (a.2.43) の左辺の第 2 項のように記述できる. (a.2.43) の左辺の第 2 項は, ベクトルの内積であるのでスカラー量である. (a.2.43) の左辺の第 1 項に記述してある慣性質量の 2 乗の微分は合成関数の微分法として計算すると (a.2.44) である. 合成関数の微分をした (a.2.44) を (a.2.43) の左辺の第 1 項に代入すると, (a.2.45) に記述できる.

$$\frac{dm^2}{dt} \cdot c^2 - 2 \cdot \mathbf{p} \cdot \frac{d\mathbf{p}}{dt} = 0 \dots (\text{a.2.43})$$

$$\frac{dm^2}{dt} = \frac{dm^2}{dm} \cdot \frac{dm}{dt} = 2 \cdot m \cdot \frac{dm}{dt} \dots (\text{a.2.44}) \text{ 合成関数の微分法}$$

$$2 \cdot m \cdot \frac{dm}{dt} \cdot c^2 - 2 \cdot \mathbf{p} \cdot \frac{d\mathbf{p}}{dt} = 0 \dots (\text{a.2.45}) \text{ 合成関数の微分法}$$

(a.2.45) の左辺の単位は (a.2.32) になる. 運動量 (momentum) (a.2.36) の右辺を (a.2.45) の左辺の第 2 項に (a.2.46) のように代入する. (a.2.46) の左辺は慣性質量で (a.2.47) のように整理できる.

$$\text{kg} \cdot \frac{\text{kg}}{\text{s}} \cdot \frac{\text{m}}{\text{s}^2} \cdot \text{m} \dots (\text{a.2.32})$$

$$\mathbf{p} = m \cdot \mathbf{v} \dots (\text{a.2.36})$$

$$2 \cdot m \cdot \frac{dm}{dt} \cdot c^2 - 2 \cdot m \cdot \mathbf{v} \cdot \frac{d\mathbf{p}}{dt} = 0 \dots (\text{a.2.46})$$

$$2 \cdot m \cdot \left(\frac{dm}{dt} \cdot c^2 - \mathbf{v} \cdot \frac{d\mathbf{p}}{dt} \right) = 0 \dots (\text{a.2.47})$$

慣性質量は (a.2.7) であり, 値域は零以上で仮定できるので (a.2.47) が成立するには (a.2.48) が成立することは自明である. 慣性質量 (a.2.7) が零の場合は, (a.2.47) が成立することは仮定できる. ここでは, 慣性座標系上で仮定している質点を持つ全エネルギーの記述を議論している. 慣性質量が零であることは, 光子 (photon) の静止質量が零であることでも運動している光子の持つ全エネルギーは零でないので (a.2.47) が成立することを考えると (a.2.48) が成立することになる.

$$m = m(v), (0 \leq v \leq c) \dots (\text{a.2.7})$$

$$\frac{dm}{dt} \cdot c^2 - \mathbf{v} \cdot \frac{d\mathbf{p}}{dt} = 0 \dots (\text{a.2.48})$$

(a.2.47) での単位 (a.2.32) は (a.2.48) に成ったことから単位 (a.2.49) で記述できる. 単位 (a.2.49) は力の単位 N を使用して (a.2.50) に書き直すことができる.

$$\text{kg} \cdot \frac{\text{kg}}{\text{s}} \cdot \frac{\text{m}}{\text{s}^2} \cdot \text{m} \dots (\text{a.2.32})$$

$$\text{kg} \frac{\text{m}}{\text{s}^2} \cdot \frac{\text{m}}{\text{s}} \dots (\text{a.2.49})$$

$$N \cdot \frac{m}{s} \dots (a.2.50)$$

単位 (a.2.50) は (a.2.51) に書き直して (a.2.52) に記述できる. このことでは, 単位時間当たりのエネルギー量 J を導出できている.

$$\frac{Nm}{s} \dots (a.2.51)$$

$$\frac{J}{s} \dots (a.2.52)$$

そのように (a.2.48) を書き直すことを期待して, (a.2.48) の左辺の第2項を (a.2.48) の右辺に移行すると (a.2.54) のように記述できる. (a.2.54) の左辺は (a.2.55) のように真空中の光の速さの2乗を慣性質量に掛けることで纏める.

$$\frac{dm}{dt} \cdot c^2 - \mathbf{v} \cdot \frac{d\mathbf{p}}{dt} = 0 \dots (a.2.48)$$

$$\frac{dm}{dt} \cdot c^2 = \frac{d\mathbf{p}}{dt} \cdot \mathbf{v} \dots (a.2.54)$$

$$\frac{d(m \cdot c^2)}{dt} = \frac{d\mathbf{p}}{dt} \cdot \mathbf{v} \dots (a.2.55)$$

(a.2.55) の右辺の運動量 (momentum) の時点に対する変化率は, アインシュタインの特殊相対性理論 (the special theory of relativity) の運動方程式 (a.2.56) の左辺を代入することで (a.2.57) で記述できる. ここで, (a.2.58) と

(a.2.57) の両辺を比較すると (a.2.59) を導出できる. (a.2.59) は, 特殊相対性理論の質点を持つ全エネルギー——質量およびエネルギーの等価性 (equivalence of mass and energy) とも言う. ——を慣性座標系上の計算から導出したものである.

$$\mathbf{f} = \frac{d\mathbf{p}}{dt} \dots (a.2.56) \text{ アインシュタインの特殊相対性理論の運動方程式}$$

$$\frac{d(m \cdot c^2)}{dt} = \mathbf{f} \cdot \mathbf{v} \dots (a.2.57)$$

$$\frac{dE}{dt} = \mathbf{f} \cdot \mathbf{v} \dots (a.2.58)$$

$$E = m \cdot c^2 \dots (a.2.59) \text{ 特殊相対性理論の慣性座標系上の計算から導出した質点を持つ全エネルギー}$$

質点 (material point) が持つ全エネルギー (a.2.59) の真空中の光の速さの2乗 (a.2.14) は, (a.2.60) のように記述できる. 真空中の光の速さの2乗 (a.2.14) の単位を (a.2.60) の右辺は明らかに示している.

$$c^2 \frac{J}{kg} \dots (a.2.14)$$

$$c^2 = \frac{E}{m}, (m \neq 0) \dots (a.2.60)$$

特殊相対性理論の静止質量は, ニュートン力学 (Newtonian mechanics) の慣性質量との比較に使用できる. その静止質量は, 静止エネルギー (rest energy) で4次元時空での擬リーマン計量 (pseudo-Riemannian metrics) の不変の定数

として扱うこともできる．このような静止質量 (rest mass) を使用して，慣性座標系の質点の持つ全エネルギーと 4 次元時空の時点軸上に記述できる光子の持つ全エネルギーを比較することができる．この比較では，4 次元時空の時点軸上の光子の持つ全エネルギー (4.1.3) は慣性座標系上に仮定された質点の持つ全エネルギー (a.2.59) に等しいことを説明できる．

$$E_s(c) = m_s(c) \cdot c^2 \dots (4.1.3) \text{ 光子の持つ全エネルギー}$$

$$E = m \cdot c^2 \dots (a.2.59) \text{ 特殊相対性理論の慣性座標系上の計算から導出した質点の持つ全エネルギー}$$

——擬リーマン計量の不変性と静止エネルギーとの関係——

空間に仮定している粒子の運動量は (a.2.61) で記述できるものとする．(a.2.5) からは，擬リーマン計量 (pseudo-Riemannian metrics) の不変性を使用すると (a.2.62) を導出できる．

$$(p(t))^2 = (p_x)^2 + (p_y)^2 + (p_z)^2 \dots (a.2.61) \text{ 空間に仮定している粒子の運動量}$$

$$(p_x \cdot c, p_y \cdot c, p_z \cdot c, p_t \cdot c) = \left(m(v) \cdot \frac{dx(t)}{dt} \cdot c, m(v) \cdot \frac{dy(t)}{dt} \cdot c, m(v) \cdot \frac{dz(t)}{dt} \cdot c, m(v) \cdot c^2 \right) \dots (a.2.5)$$

$$E(0) = \sqrt{E^2 - (p(t))^2 \cdot c^2} \dots (a.2.62)$$

特殊相対性理論では，関係式 (a.2.62) は重要な式である．(a.2.62) の左辺は，静止エネルギー (rest energy) (a.2.63) である．

$$E(0) = m_0 \times c^2 \dots (a.2.63) \text{ 静止エネルギー}$$

——ニュートン力学で考察する質点の全エネルギーと特殊相対性理論の質点の全エネルギー——

静止エネルギー (a.2.63) は質点の持つ全エネルギー (a.2.59) で質点の速さが零である場合のものである．(a.2.20) を使用した考察で，質点の持つ全エネルギー (a.2.59) を 4 次元時空の座標 (a.2.1) の空間の位置 (a.2.2) である慣性座標系 (inertial coordinate-system) 上で導出した (a.2.59) である．

$$E = m \cdot c^2 \dots (a.2.59) \text{ 特殊相対性理論の慣性座標系上の計算から導出した質点の持つ全エネルギー}$$

$$m_0 \cdot c^2 + \frac{1}{2} \cdot m(v) \cdot v^2 \approx m(v) \cdot c^2, (0 \leq v \leq c) \dots (a.2.20)$$

$$(x, y, z, c \cdot t) \dots (a.2.1)$$

$$(x, y, z) \dots (a.2.2)$$

(a.2.20) の両辺に質点 (material point) の速さが零であることを代入すると，(a.2.20) の両辺に静止エネルギー (a.2.63) の記述を導出できる．近似式 (a.2.20) は近似式の記号を使用して，等号を用いていない．このことでは，近似式 (a.2.20) は不正確である．(a.2.20) の左辺と右辺は，(a.2.59) で考察すると近似式としても不正確であることが分かる．(a.2.20) は，著者が独自に定義した静止質量 (rest mass) の定義式 (4.1) を使用して導出した近似式である．このことで，慣性質量は特殊相対性理論 (the special theory of relativity) のものとして議論はできる．この議論では，逆に (a.2.20) の左辺の第 2 項の運動エネルギーに似た項で，質点の持つ全エネルギーの近似式としては不正確になる．

$$m_0 \equiv m(v) \cdot \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}, (0 \leq v \leq c) \dots (4.1)$$

$$E(0) = m_0 \times c^2 \dots (\text{a.2.63}) \text{ 静止エネルギー}$$

———質点の速さと真空中の光の速さで決定する物質波の振動数———

(a.2.5) の 4 次元時空の時点軸 (a.2.3) に記述してある質点の持つ全エネルギー (a.2.59) は、4 次元時空の座標 (a.2.5) の慣性座標系上である位置の座標に仮定している粒子の持つ全エネルギー (a.2.59) に等しい値になる。このことは、特殊相対性理論の真空中の光を使用した時計の定義から導出できることになる。この時計は、慣性座標系上の各位置に定義されている。特殊相対性理論では真空中の光の速さと慣性座標系上に仮定している質点の速さは (4.3.28) の関係を保つことが導出できた。

$$(p_x \cdot c, p_y \cdot c, p_z \cdot c, p_t \cdot c) = \left(m(v) \cdot \frac{dx(t)}{dt} \cdot c, m(v) \cdot \frac{dy(t)}{dt} \cdot c, m(v) \cdot \frac{dz(t)}{dt} \cdot c, m(v) \cdot c^2 \right) \dots (\text{a.2.5})$$

$$c \cdot t \dots (\text{a.2.3})$$

$$E = m \cdot c^2 \dots (\text{a.2.59}) \text{ 特殊相対性理論の慣性座標系上の計算から導出した質点の持つ全エネルギー}$$

$$\frac{v_{S_masspoint}(t)}{c} = \sqrt{1 - \left(\frac{m_{0S_masspoint}}{m_{S_wave}(v_{S_masspoint})} \right)^2} \dots (\text{4.3.28}) \text{ 質点の速さおよび真空中の光の速さの関係式}$$

このことで、時計の真空中の光の速さ (speed of light in a vacuum) は (4.3.28) の関係を満足するように慣性座標系上の質点の速さに対して、その振動数 (4.1.10) を決定することを仮定できる。(4.1.10) の左辺は、(4.1.11) であるので (4.1.10) の右辺に記述した真空中の光の振動数に等しいことを仮定している。

$$v_{S_wave} = v_{S_c} \dots (\text{4.1.10}) \text{ 質点の振動数を仮定}$$

$$v_{S_wave} = \frac{m_{S_wave}(v_{S_masspoint}) \cdot c^2}{h} \dots (\text{4.1.11}) \text{ 質点で説明する波の振動数の決定}$$

(4.1.10) の右辺では、光子の量子化されたエネルギー (quantized energy) (2.16) の振動数 (frequency) を記述する。慣性座標系上の各振動数で (5.33) のように時点の変化率を導出できた。(5.33) の左辺は、時点に対する変化率 (a.2.10) に等しい。

$$E(c) = h \cdot \nu \dots (\text{2.16}) \text{ 光子の持つエネルギー}$$

$$\frac{dt_1(t)}{dt} = \frac{v_{S_wave}(t)}{v_{S_wave}} \dots (\text{5.33})$$

$$\frac{dt_1(t)}{dt} = \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}, (dt \neq 0) \dots (\text{a.2.10})$$

このことで、(5.33) の右辺は、(a.2.10) の右辺に等しい。(a.2.10) の右辺には (4.3.28) を記述している。(4.3.28) で質点の備える振動数 (4.1.11) が決定するのは、(4.4.24) が成立することで波の速さを (4.5.9) で記述できることで物質波の波の速さが決定している。物質波の波の速さが決定していることでは、物質波の振動数 (4.1.11) も決定していることで説明できる。このように物質波の波の速さが決定していることで、時点に対する変化率 (5.33) の右辺で慣性質量の変換式 (a.2.11) である静止質量を説明できる。

$$\frac{v_{S_masspoint}(t)}{c} = \sqrt{1 - \left(\frac{m_{0S_masspoint}}{m_{S_wave}(v_{S_masspoint})} \right)^2} \dots (\text{4.3.28}) \text{ 質点の速さおよび真空中の光の速さの関係式}$$

$$v_{S_masspoint}(t) \cdot v_{S_wave}(t) = c^2, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (\text{4.4.24})$$

$$\frac{c^2}{v_{S_masspoint}(t)} = v_{S_wave}(t), (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.5.9)$$

$$m_0 = m(v) \cdot \frac{dt_1(t)}{dt}, (0 \leq v \leq c) \dots (a.2.11)$$

その静止質量 (a.2.11) は, 物質波 (matter wave) の振動数とプランク定数 (Planck constant) (2.17) で関係を持つ. この関係は, (2.16), (5.33) および (4.1.13) から明らかである. この慣性質量は, 擬リーマン計量 (pseudo-Riemannian metrics) の不変の定数としたことで導出したものである. 4次元時空の本の運動量 (a.2.4) で真空中の光の速さの移動距離の軸 (a.2.3) に記述している運動量 (a.2.6) は, 時点軸の時点^{もと}を計算する真空中の光の慣性質量を仮定 (4.1.6) で意味している. このことは, 擬リーマン計量の不変での定数とする関係が時空に成立することで, プランク定数 (2.17) で時点軸の真空中の光の速さの移動距離の軸 (a.2.3) の真空中の光子の運動量 (a.2.6) を慣性座標系上の空間成分に仮定している粒子の運動量として計算できることになる. この運動量に古典理論での運動量の定義を使用すると, 慣性質量×速度ベクトルである運動量ベクトルの記述に慣性質量を見ることになる. このような古典理論との関係で, 特殊相対性理論の計算である慣性質量の変換式として考えることができる (a.2.11) に静止質量の説明ができる. 運動量および質量は粒子としての性質での物理量である.

$h = 6.626\,070\,15 \times 10^{-34} \text{ J s} \dots$ (2.17) CODATA のプランク定数 (Planck constant)

$E_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) = h \cdot v_{S_v_wave} \dots$ (4.1.13) 波を示す質点の全エネルギー

$$(p_x, p_y, p_z, p_t) = \left(m(v) \cdot \frac{dx(t)}{dt}, m(v) \cdot \frac{dy(t)}{dt}, m(v) \cdot \frac{dz(t)}{dt}, m(v) \cdot c \right), (0 \leq v \leq c) \dots (a.2.4)$$

$$c \cdot t \dots (a.2.3)$$

$$p_t = m(v) \cdot c \dots (a.2.6)$$

$$m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) = m_S(c) \dots (4.1.6)$$

(4.1.10) では, 静止エネルギー (rest energy) に等しい光子の量子化されたエネルギー (quantized energy) を説明できる. その光子の量子化されたエネルギー (2.16) は, (a.2.11) で質点の速さで移動している場合の質点の持つ全エネルギーに変換できることを示している——質量およびエネルギーの等価性 (equivalence of mass and energy) である. —. このことでは, 4次元時空の (a.2.5) の時点軸の真空中の光の移動距離の軸 (a.2.3) 上に記述してある時計の時点^{もと}を計算する真空中の光子が持つ量子化されたエネルギーの値 (2.16) は, 慣性座標系上の空間成分に仮定している質点の持つ全エネルギー (a.2.59) の値に等しいことを (4.1.7) で仮定した. このことで, 粒子の慣性質量に特殊相対性理論の静止質量 (a.2.11) を説明できる.

$v_{S_v_wave} = v_{S_c} \dots$ (4.1.10) 質点の振動数を仮定

$E(c) = h \cdot v \dots$ (2.16) 光子の持つエネルギー

$$m_0 = m(v) \cdot \frac{dt_1(t)}{dt}, (0 \leq v \leq c) \dots (a.2.11)$$

$$(p_x \cdot c, p_y \cdot c, p_z \cdot c, p_t \cdot c) = \left(m(v) \cdot \frac{dx(t)}{dt} \cdot c, m(v) \cdot \frac{dy(t)}{dt} \cdot c, m(v) \cdot \frac{dz(t)}{dt} \cdot c, m(v) \cdot c^2 \right) \dots (a.2.5)$$

$$c \cdot t \dots (a.2.3)$$

$E = m \cdot c^2 \dots$ (a.2.59) 特殊相対性理論の慣性座標系上の計算から導出した質点の持つ全エネルギー

$$E_S(c) = m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) \cdot c^2 = h \cdot v_{S_c} \dots (4.1.7) \text{ 仮定}$$

光子の量子化されたエネルギー（quantized energy）がプランク定数および振動数で決定する．振動数は慣性座標系（inertial coordinate-system）上に定義した時計の時間で記述している．この時計内の真空中の光子で時間を考えることになる．物質波の速さは、(4.4.24) を (5.25) に書き直すことができる．(5.25) の右辺の分母に (4.3.28) を代入すると (5.26) を導出できた．(5.26) の左辺が決定していると、(5.26) の右辺も成立している—— (5.26) の右辺の分子は、光速の不変の原理（The Principle of the Constancy of the Speed of Light）ですべての慣性座標系上で定数である．——

$$v_{S_masspoint}(t) \cdot v_{S_wave}(t) = c^2, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.4.24)$$

$$v_{S_wave}(t) = \frac{c}{\frac{v_{S_masspoint}(t)}{c}}, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (5.25)$$

$$\frac{v_{S_masspoint}(t)}{c} = \sqrt{1 - \left(\frac{m_{0S_masspoint}}{m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint})} \right)^2} \dots (4.3.28) \text{ 質点の速さおよび真空中の光の速さの関係式}$$

$$v_{S_wave}(t) = \frac{c}{\sqrt{1 - \left(\frac{m_{0S_masspoint}}{m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint})} \right)^2}}, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (5.26)$$

(5.26) の慣性質量の決定は、質点の等速度の速さで決定する——著者が独自に導出した静止質量の定義式 (4.1) を使用して計算できる．文献 8 で擬リーマン計量（pseudo-Riemannian metrics）の不変の定数から導出して著者が定義した—— (4.5.9) で右辺の物質波の速さが決定すると、質点の等速度の速さは決定する—— (5.25) の右辺を (4.5.9) に書き直すことができる．—— 質点の等速度の速さは、粒子として観測できる場合に仮定できる．量子論（quantum theory）では、物質波として説明していることでは粒子としての観測はできない．物質波の振動数（4.1.11）では、左辺で波を仮定している．そのような伝搬している波として考えると、粒子として認識する質点がどこに観測でできるかは明らかではない．このような不確定性を示すことで量子論では質点の等速度の速さが保証されていない．このような不確定性は、物質波の振動数（4.1.11）の波動関数（wave function）を導出して波の形で考える．この波動関数の波は、1926 年のマックス・ボルン（Max Born）先生の確率密度関数（probability density）で計算する方法は波動関数（wave function）を使用して導出して考える．このような物質波の計算が2026年現在の量子論の一般的な計算である——著者の経験での判断である——．このような速度については付録viiで簡単な説明をする．

$$m_0 \equiv m(v) \cdot \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}, (0 \leq v \leq c) \dots (4.1)$$

$$\frac{c^2}{v_{S_masspoint}(t)} = v_{S_wave}(t), (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.5.9)$$

$$v_{S_v_wave} = \frac{m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) \cdot c^2}{h} \dots (4.1.11) \text{ 質点で説明する波の振動数の決定}$$

——真空中の光子の運動——

このことでは、質点の備える振動数 (4.1.11) で静止質量（rest mass）(a.2.11) のように慣性質量の変換を説明できる．光子の持つ全エネルギーは (4.1.3) で記述できた．その光子の運動量（momentum）(4.4.55) ——運動量 (4.4.55)

の右辺の波長は (4.2.3) で計算できる。——は、(4.1.11) の右辺の慣性質量で記述するものと仮定する—— (4.1.6) で仮定した。——。この仮定は、古典理論の運動量を使用している部分であるがすでに説明したように量子論では運動量を観測している理論であり古典理論 (classical theory) のように質点の慣性質量×速度ベクトルを運動量としているものではない——このことは付録viiでも説明している。——。真空中の光子を使用した時計は図 a.1.2 のようなもので計算することができるが、真空中の光の速さの移動距離の軸 (a.2.3) に記述している真空中の光子の量子化されたエネルギー——

(a.2.5) の右辺の真空中の光が移動した距離の軸 (a.2.3) に記述してある (4.1.3) を意味する。仮定 (4.1.6) を使用する。——を仮定して導出している 4 章 4 節の量子論の運動量 (4.4.19) の導出理論である。

$$v_{S_v_wave} = \frac{m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) \cdot c^2}{h} \dots (4.1.11) \text{質点で説明する波の振動数の決定}$$

$$m_0 = m(v) \cdot \frac{dt_i(t)}{dt}, (0 \leq v \leq c) \dots (a.2.11)$$

$$E_S(c) = m_S(c) \cdot c^2 \dots (4.1.3) \text{光子の持つ全エネルギー}$$

$$p_{S_c}(t) = \frac{h}{\lambda_{S_c}} \dots (4.4.55) \text{光子の運動量}$$

$$c = v_{S_c} \cdot \lambda_{S_c} \dots (4.2.3)$$

$$m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) = m_S(c) \dots (4.1.6)$$

$$c \cdot t \dots (a.2.3)$$

$$(p_x \cdot c, p_y \cdot c, p_z \cdot c, p_t \cdot c) = \left(m(v) \cdot \frac{dx(t)}{dt} \cdot c, m(v) \cdot \frac{dy(t)}{dt} \cdot c, m(v) \cdot \frac{dz(t)}{dt} \cdot c, m(v) \cdot c^2 \right) \dots (a.2.5)$$

$$p_{S_v_wave}(t) = \frac{h}{\lambda_{S_wave}}, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.4.19) \text{運動量および質点が備える振動数の波長との関係}$$

真空中の光の速さ (4.2.3) では電磁波 (electromagnetic wave) を意味し、光子 (photon) の持つ全エネルギー (4.1.3) の右辺の慣性質量 (4.1.6) では粒子を意味する。(4.1.6) の左辺は、慣性座標系上に仮定している質点を意味する粒子でもある。その質点に慣性質量 (inertial mass) が等しく量子化されたエネルギー (quantized energy) も等しい光子は、(4.1.6) の左辺の独立変数の速さで移動している質点の位置に定義された時計の真空中の光であることで、その光子が時計で時間を計る為の運動をしているものと仮定できる。量子論の運動量 (4.4.19) の右辺では、慣性座標系の空間成分上での振動現象としての運動量である。

——質点の波長と真空中の光子の波長との関係——

(4.1.10) の右辺の光子の振動数 (frequency) で時点に対する変化率 (5.33) を記述できる。このことを使用して、質点の速さで決定する質点の持つ全エネルギー (a.2.59) に等しい光子の量子化されたエネルギー (quantized energy)

(2.16) は、時点に対する変化率 (5.33) を決定できる。この時点に対する変化率 (5.33) は、2つの慣性座標系間での各位置で相対性を示し決定することをローレンツ変換で計算している——質点が特定の或る位置に静止している場合の計算になる。——。この決定は、粒子の静止質量 (rest mass) は定数であるので粒子が移動している場合の量子エネルギーが決定することで時点に対する変化率 (5.33) は決定するものと扱える——静止質量 (4.1) は、観測して使用するのではなくても観測している質点の等速度運動の時の慣性質量を使用して (4.1) で計算できる。——。光子の量子エネルギーで決定できることに、慣性座標系上に定義している時計内の光子の運動量を考えることで粒子の持つ量子エネルギーとの関係を扱える。このことは、粒子の静止を振動現象で説明して零点エネルギーの状態を仮定している量子論であるので、4

章 1 節の物質波の導出の仮定である質点の等速度運動を一般相対性理論の加速度座標系を使用して議論が可能である。

$$\nu_{S_v_wave} = \nu_{S_c} \dots (4.1.10) \text{ 質点の振動数を仮定}$$

$$\frac{dt_1(t)}{dt} = \frac{\nu_{S_v_wave}}{\nu_{S_v_wave}} \dots (5.33)$$

$$E = m \cdot c^2 \dots (a.2.59) \text{ 特殊相対性理論の慣性座標系上の計算から導出した質点を持つ全エネルギー}$$

$$E(c) = h \cdot \nu \dots (2.16) \text{ 光子の持つエネルギー}$$

$$m_0 \equiv m(v) \cdot \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}, (0 \leq v \leq c) \dots (4.1)$$

光子の運動量 (4.4.55) の時計の位置に仮定している粒子の運動量 (momentum) は (4.4.19) で記述できる。光子の運動量 (4.4.55) の右辺の波長 (wavelength) は、その時計の位置に仮定している粒子 (particle) の運動量 (4.4.19) の右辺の波長との関係に (4.4.17) を仮定している。この意味でも、慣性座標系上の各位置に定義した時計内の光子を使用して波長の変換式 (4.4.17) を仮定するものと扱える。変換式 (4.4.17) では、時計内の光子の量子化されたエネルギー (quantized energy) は慣性座標系上の粒子の持つ全エネルギーを決定できることを考えることになる。特殊相対性理論の時計の計算は、簡単な場合は図 a.1.2 で計算できる。

$$p_{S_c}(t) = \frac{h}{\lambda_{S_c}} \dots (4.4.55) \text{ 光子の運動量}$$

$$p_{S_v_wave}(t) = \frac{h}{\lambda_{S_wave}}, (\nu_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.4.19) \text{ 運動量および質点が備える振動数の波長との関係}$$

$$\lambda_{S_wave} = \frac{\lambda_{S_c}}{\sqrt{1 - \frac{(m_{0S_masspoint})^2}{(m_{S_v_wave}(\nu_{S_masspoint}))^2}}}, (\nu_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.4.17)$$

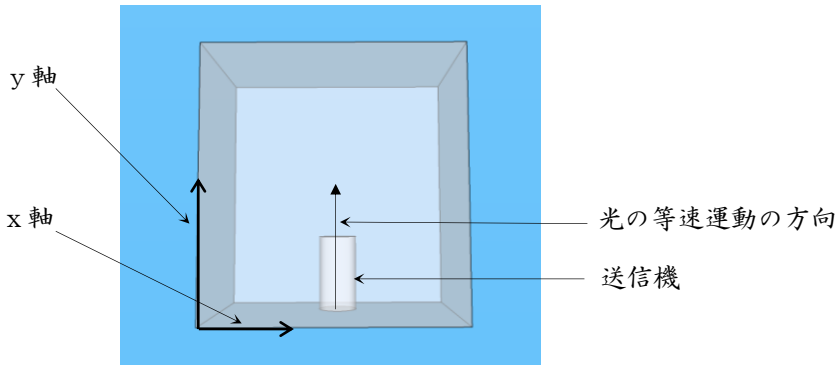


図 a.1.2 建造物、送信機および受信機で構成した時計

光量子仮説を物質波で議論すると、振動数 (4.1.11) で光子が持つ全エネルギーを扱うことで粒子が特定の座標点に存在することを否定する考えが導入される。時計内の真空中の光の電磁波の波長がその時計の位置に仮定されている粒子の慣性質量が決定しているように物質波の波長を決定する、ように仮定できる。

$$\nu_{S_v_wave} = \frac{m_{S_v_wave}(\nu_{S_masspoint}) \cdot c^2}{h} \dots (4.1.11) \text{ 質点で説明する波の振動数の決定}$$

上述の‘粒子の慣性質量が決定しているように’は、運動量で考える慣性質量に議論をする。このことは、古典理論から考えるように我々の物理学の研究過程からの直観的な考え方に有るものと 2026 年現在の著者は考える。古典理論での

考え方として量子論と分けると、運動量を次のように説明できるものと著者は考える。粒子の慣性質量は、時点軸の空間成分である。‘真空中の光の速さの移動距離の $c \cdot t$ 軸’ (a.2.3) 上での物質波の波長の振動現象がプランク定数の働きの影響で慣性座標系の空間成分上での運動量の振動現象を粒子として計算できる古典理論的物理量である。
 $c \cdot t \cdots$ (a.2.3)

——質点の速さと真空中の光の速さとの位置の関係——

(4.3.28) は、著者が独自に定義した静止質量 (4.1) を書き換えて 4 章 3 節で導出した。時点に対する変化率 (a.2.10) を使用すると、静止質量の定義式 (4.1) は (a.2.11) で記述できた。静止質量の定義式 (4.1) は、擬リーマン計量 (pseudo-Riemannian metrics) の不変の定数から質点が静止している場合を計算でき慣性質量の変換式になる (4.1) を導出して著者が定義した——文献 8 で説明している。——。古典理論での質点が静止した場合の慣性質量を、等速度運動している場合の質点の慣性質量 (4.2) に時点の変化率 (a.2.10) を計算して静止質量 (4.1) で知ることができる。この理論では、実際に質点が静止している必要はない。

$$\frac{v_{S_masspoint}(t)}{c} = \sqrt{1 - \left(\frac{m_{0S_masspoint}}{m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint})} \right)^2} \cdots (4.3.28) \text{ 質点の速さおよび真空中の光の速さの関係式}$$

$$m_0 \equiv m(v) \cdot \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}, (0 \leq v \leq c) \cdots (4.1)$$

$$\frac{dt_1(t)}{dt} = \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}, (dt \neq 0) \cdots (a.2.10)$$

$$m_0 = m(v) \cdot \frac{dt_1(t)}{dt}, (0 \leq v \leq c) \cdots (a.2.11)$$

$$m(v), (0 \leq v \leq c) \cdots (4.2)$$

量子論で質点の静止が受け入れられないので、この静止質量の定義式 (4.1) のような計算は便利であるものと著者は考える。この静止している質点には、量子論では零点エネルギーの最小値の運動エネルギーを持っていることを仮定している。この意味の静止状態は振動現象をしている状態として、速度の速さの測定に不確定性を考慮して議論できる。このことは、4 章 6 節の最後の方で説明した。

慣性質量の変換式としての (a.2.11) で慣性座標系 (inertial coordinate-system) 上の質点の静止質量は、その質点が等速度運動している他方の観測している慣性座標系上との時間に対する変化率で変換できることを意味する。時点に対する変化率 (a.2.10) の右辺の質点の速さは、その質点が仮定されている慣性座標系上の位置での速さである。その位置には、特殊相対性理論では時計を定義している。このような時点に対する変化率 (a.2.10) は、慣性座標系上に定義した各時計内の真空中の光との比較であるものと考えることができる。この考えでは、時計内の真空中の光の波長 (wavelength) は (4.4.17) の右辺の分子に代入すると質点が備える波長に変換できることで、その質点の位置に定義した時計の時点に対する変化率 (5.33) を決定するのに時計内の真空中の光子の振動数を使用する。

$$\lambda_{S_wave} = \frac{\lambda_{S_c}}{\sqrt{1 - \left(\frac{m_{0S_masspoint}}{m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint})} \right)^2}}, (v_{S_masspoint} \neq 0) \cdots (4.4.17)$$

$$\frac{dt_1(t)}{dt} = \frac{v_{S_v\text{wave}}}{v_{S_v\text{wave}}} \dots (5.33)$$

このように考えることで、(4.3.28) の左辺の真空中の光の速さは、慣性座標系上の時計内の真空中の光の速さであるものと説明できる。この説明では、時計内の光子の量子化されたエネルギー (quantized energy) が決定することでは、慣性座標系の等速度が決定する。慣性座標系が決定することで、その慣性座標系上に仮定している粒子の持つ全エネルギーが決定するものと考えることができる。このような議論は、量子論であるので質点の位置を確率密度関数で考えるのが一般的であると著者は思う。確率論で議論するのに、質点の位置はひとつの位置ではなく波動関数で導出できる確率密度関数の空間の領域全体に仮定している。

$$\frac{v_{S_masspoint}(t)}{c} = \sqrt{1 - \left(\frac{m_{0S_masspoint}}{m_{S_v\text{wave}}(v_{S_masspoint})} \right)^2} \dots (4.3.28) \text{ 質点の速さおよび真空中の光の速さの関係式}$$

時計内の光子の量子化されたエネルギー (quantized energy) が決定することは、微小時間に慣性座標系が決定して粒子が観測できることを仮定できるが実際は振動現象として考えるのが量子論の物質波であるものと 2026 年現在の著者は考える。量子化されたエネルギーは、光量子仮説で与えるので振動数で説明している。この振動数で振動現象を仮定しており、粒子として扱える振動現象の位置を確率密度関数で考える量子論の物質波の波動関数である。慣性座標系を仮定できるが、その慣性座標系の各位置に定義している時計内の真空中の光子の振動数は、慣性座標系内の振動している位置——粒子の位置として仮定できる。——を観測できることで決定するものと考えることができる。

——物質波とエネルギー分布との関係——

このことは、時計の光子の持つ全エネルギーが慣性座標系上に仮定している質点の持つ全エネルギーに等しいことで、真空中の光の速さ以上の速さで伝搬する物質波の振幅 (amplitude) はエネルギー分布に影響を持つ値になることが考察できる。このエネルギー分布は、4次元時空上の質点が存在する領域の物質波の形に影響が有るものと説明できる。このようなエネルギー分布の計算には、質点系の運動エネルギーの変化量、ポテンシャルエネルギー (potential energy) の変化量および内部エネルギーの変化量を考慮に入れて各質点の位置がどのように決定するものかを扱える質点系のエネルギーの保存則 (a.2.64) がある。

$$\Delta U + \Delta K + \Delta E_{\text{internal}} = W_{\text{external}} \dots (a.2.64) \text{ 系のエネルギー保存則}$$

質点系のエネルギーの保存則 (conservation of energy in a system of particles) (a.2.64) を著者は文献 17 で説明した。

(a.2.64) の左辺に記述した質点系の内部エネルギー (internal energy) の変化量では、著者は (a.2.65) を使用して文献 17 で定義した。

$$\Delta E_{\text{internal}} \equiv W_{\text{external}} - (\Delta U + \Delta K) \dots (a.2.65) \text{ 質点系の内部エネルギーの変化量}$$

(a.2.64) 右辺には、外力の為す仕事量 (external work) を記述した。(a.2.64) の左辺の第 1 項は、その質点系のポテンシャルエネルギーの変化量である。(a.2.64) 左辺の第 2 項は、その質点系の運動エネルギーの変化量である。(a.2.64) の左辺のポテンシャルエネルギーの変化量および運動エネルギーの変化量を足したものを (a.2.66) のように質点系の力学的エネルギーの変化量として定義した。

$$\Delta E_{\text{mechanical}} \equiv \Delta U + \Delta K \dots (a.2.66) \text{ 質点系の力学的エネルギーの変化量}$$

質点系の内部エネルギーの変化量は、(a.2.64) および (a.2.66) を使用すると (a.2.67) で記述できる。物質波の議論では、内部エネルギーは無視して相対論的な議論はしない計算を紹介する場合を 2023 年現在の著者には覚えがある。こ

のような場合では、一般的な基礎物理学の指導上では、日本のような国では力学的エネルギー保存の法則（a law of conservation of mechanical energy）と呼ばれるものを使用している。

$$\Delta E_{\text{internal}} = W_{\text{external}} - \Delta E_{\text{mechanical}} \dots (\text{a.2.67})$$

——擬リーマン計量の不変性の光子の全エネルギーと慣性座標系上の質点の全エネルギーとの関係——

慣性座標系上の各位置に定義した時計の光子の持つ全エネルギー（4.1.3）には、(4.1.5)を仮定した。この仮定 (4.1.5) では、慣性座標系上にある粒子の持つ全エネルギーは、その位置に定義した時計の光子の持つ全エネルギーに等しいことを意味する。このことでは、慣性座標系上に仮定している粒子が存在する位置に定義してある時計の光子の持つ量子化されたエネルギー（quantized energy）である仮定 (4.1.7) の右辺に等しいことを4章1節の物質波（matter wave）の振動数を導出するときに仮定している。その時計が定義された位置の質点の持つ全エネルギーは、静止エネルギー（rest energy）の場合にも仮定 (4.1.7) は極限值で成立するものと扱える。

$$E_S(c) = m_S(c) \cdot c^2 \dots (\text{4.1.3}) \text{光子の持つ全エネルギー}$$

$$m_{S_v_{\text{wave}}} (v_{S_masspoint}) \cdot c^2 = m_S(c) \cdot c^2 \dots (\text{4.1.5}) \text{仮定}$$

$$E_S(c) = m_{S_v_{\text{wave}}} (v_{S_masspoint}) \cdot c^2 = h \cdot v_{S_c} \dots (\text{4.1.7}) \text{仮定}$$

静止エネルギー（a.2.63）は慣性座標系（inertial coordinate-system）上の質点が静止している場合に、その質点の持つ全エネルギー（a.2.63）である。このことは、4次元時空の座標系を使用すると（a.2.68）で記述できる。静止エネルギー（a.2.63）を使用すると、（a.2.68）の擬リーマン計量（pseudo-Riemannian metrics）の不変性が不変量である記述で静止エネルギー（a.2.62）を記述でき、（a.2.62）は静止エネルギー（a.2.69）に書き直すことができる。

$$E(0) = m_0 \times c^2 \dots (\text{a.2.63}) \text{静止エネルギー}$$

$$(p_x \cdot c, p_y \cdot c, p_z \cdot c, p_t \cdot c) = (0, 0, 0, m_0 \cdot c^2) \dots (\text{a.2.68})$$

$$E(0) = \sqrt{E^2 - (p(t))^2 \cdot c^2} \dots (\text{a.2.62})$$

$$m_0 \cdot c^2 = \sqrt{E^2 - p^2 \cdot c^2} \dots (\text{a.2.69}) \text{静止エネルギー}$$

（a.2.69）の左辺は静止エネルギーを記述している。著者が独自に定義した静止質量の定義式（4.1）は、文献8で著者が擬リーマン計量の不変性から導出したものを使用している。このことは、静止質量の定義式（4.1）の両変に真空中の光の速さ（3.14）の2乗（a.2.14）を掛けることで静止エネルギー（a.2.69）を記述できる。

$$m_0 \equiv m(v) \cdot \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}, (0 \leq v \leq c) \dots (\text{4.1})$$

$$c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \times \epsilon_0}}, (c \neq 0, c > 0) \dots (\text{3.14}) \text{真空中の光の速さ}$$

$$c^2 \frac{\text{J}}{\text{kg}} \dots (\text{a.2.14})$$

擬リーマン計量（pseudo-Riemannian metrics）の不変性を示す関係式で導出した静止質量（4.3.5）の右辺のエネルギーの値は、粒子の持つ全エネルギー（4.1.2）の値である。このことは、特殊相対性理論（the special theory of relativity）の慣性座標系上の計算から導出した (a.2.59) で明らかである...

$$m_{0S_masspoint} = \sqrt{\frac{(E_{S_v_{\text{wave}}} (v_{S_masspoint}))^2}{c^4} - \frac{(p_{S_v_{\text{wave}}} (t))^2}{c^2}} \dots (\text{4.3.5}) \text{全エネルギーおよび運動量で静止質量を記述した関係式}$$

$$E_{S_v_{\text{wave}}}(v_{S_masspoint}) = m_{S_v_{\text{wave}}}(v_{S_masspoint}) \cdot c^2 \dots (4.1.2) \text{ 質点の持つ全エネルギー}$$

$E = m \cdot c^2 \dots (a.2.59)$ 特殊相対性理論の慣性座標系上の計算から導出した質点の持つ全エネルギー

4章の1節では、光子の持つ全エネルギーは (4.1.3) で記述した。この光子の持つ全エネルギー (4.1.3) は4次元時空の座標 (a.2.5) の時点軸 (a.2.3) に記述した光子の持つ全エネルギーのことでもある。

$$E_S(c) = m_S(c) \cdot c^2 \dots (4.1.3) \text{ 光子の持つ全エネルギー}$$

$$(p_x \cdot c, p_y \cdot c, p_z \cdot c, p_t \cdot c) = \left(m(v) \cdot \frac{dx(t)}{dt} \cdot c, m(v) \cdot \frac{dy(t)}{dt} \cdot c, m(v) \cdot \frac{dz(t)}{dt} \cdot c, m(v) \cdot c^2 \right) \dots (a.2.5)$$

$$c \cdot t \dots (a.2.3)$$

この意味では、等速度運動を仮定している質点の持つ全エネルギー (4.1.2) に等しいことを (4.1.4) で仮定した。仮定 (4.1.4) は、(4.1.5) に書き直せる。(4.1.5) の両辺の真空中の光の速さの2乗を計算した値を両辺から割って消すと、慣性質量は粒子の持つ全エネルギーを換算する変数として扱うことができる。4次元時空の時点軸 (a.2.3) に記述した光子の慣性質量 (a.2.66) の値が4次元時空の空間に仮定された粒子の慣性質量 (4.1.1) の値に等しいことを (4.1.6) のように導出できる。粒子 (particle) はひとつの点では説明できないことは考えやすい。光子は素粒子として扱う2023年現在であるが、その大きさは分からないものと著者は扱う。この意味では、粒子 (particle) の物質波は粒子の存在する領域を仮定できる。このことでは、時点軸の真空中の光子の存在する領域が、その光子に対応する粒子の存在する領域に等しくなることを説明するものではない——ここで粒子は慣性座標系上の空間に仮定されている。時間を計算する真空中の光子は時点軸の光子の移動距離の軸 (a.2.3) 上に考えており各慣性座標系の空間の各成分軸に垂直である。図 a.1.2 のような時計は、慣性座標系の等速度運動の方向に垂直方向に光子を放出する。——。

$$E_{S_v_{\text{wave}}}(v_{S_masspoint}) = E_S(c) \dots (4.1.4) \text{ (4.1.3) の光子の慣性質量を決定する仮定}$$

$$m_{S_v_{\text{wave}}}(v_{S_masspoint}) \cdot c^2 = m_S(c) \cdot c^2 \dots (4.1.5) \text{ 仮定}$$

$$m_S(c) \dots (a.2.66)$$

$$m_{S_v_{\text{wave}}}(v_{S_masspoint}) \dots (4.1.1) \text{ 質点の慣性質量}$$

$$m_{S_v_{\text{wave}}}(v_{S_masspoint}) = m_S(c) \dots (4.1.6)$$

静止質量 (rest mass) は、粒子が移動する場合の慣性質量で記述している (4.3.5) で示したように粒子の運動状態から計算できる。粒子の運動状態は各位置に定義されている時計に対応して (4.1.6) を計算に含めることができる4章1節の2重性の導出である。このような時計の真空中の光子を使用した慣性質量 (inertial mass) で粒子の持つ全エネルギーに換算できることは、慣性座標系上に仮定している質点の持つ全エネルギーがその位置に定義されている時計内の光子の持つ全エネルギーに等しい (4.1.4) で以下に説明する。

$$m_{0S_masspoint} = \sqrt{\frac{(E_{S_v_{\text{wave}}}(v_{S_masspoint}))^2}{c^4} - \frac{(p_{S_v_{\text{wave}}}(t))^2}{c^2}} \dots (4.3.5) \text{ 全エネルギーおよび運動量で静止質量を記述した関係式}$$

$$E_{S_v_{\text{wave}}}(v_{S_masspoint}) = E_S(c) \dots (4.1.4) \text{ (4.1.3) の光子の慣性質量を決定する仮定}$$

この計算では、質点を使用して議論するので正確に使用する為には観測も含めた研究を含める——時空での振動現象として観測に不確定な情報を獲得することでは、粒子としての観測ができないことを仮定することでもある。——。この研究では、粒子の体積とその体積の各位置に定義されている時計内の光子との対応で考える物質波 (matter wave) が、粒子の存在する領域をどのように示すことができるものかを考えることになる。時計内の光子の持つ量子化されたエネルギー

の決定は、その時計に対応する位置に仮定している粒子の持つ全エネルギーの決定および慣性座標系の速度の決定に関係していることを記述できる。慣性座標系上に定義してある時計内の光子の持つ全エネルギーがそれぞれ決定することでは、各位置に対応する粒子の持つ全エネルギーが決定することを慣性座標系 (inertial coordinate-system) 上で質点系のエネルギーの保存則を満足するように仮定できる。

4次元時空の座標 (a.2.1) で定義される擬リーマン計量 (pseudo-Riemannian metrics) の不変性を示す関係式 (a.2.69) では、質点の持つ全エネルギーを記述している。このことで、質点の持つ全エネルギーに等しい時点軸 (a.2.3) の光子の持つ全エネルギーであることを説明ができる。4次元時空上の運動量 (momentum) (a.2.4) および (a.2.5) で静止エネルギーを導出して以下に示す。

$$(x, y, z, c \cdot t) \cdots (a.2.1)$$

$$m_0 \cdot c^2 = \sqrt{E^2 - p^2 \cdot c^2} \cdots (a.2.69) \text{ 静止エネルギー} \\ c \cdot t \cdots (a.2.3)$$

$$(p_x, p_y, p_z, p_t) = \left(m(v) \cdot \frac{dx(t)}{dt}, m(v) \cdot \frac{dy(t)}{dt}, m(v) \cdot \frac{dz(t)}{dt}, m(v) \cdot c \right), (0 \leq v \leq c) \cdots (a.2.4)$$

$$(p_x \cdot c, p_y \cdot c, p_z \cdot c, p_t \cdot c) = \left(m(v) \cdot \frac{dx(t)}{dt} \cdot c, m(v) \cdot \frac{dy(t)}{dt} \cdot c, m(v) \cdot \frac{dz(t)}{dt} \cdot c, m(v) \cdot c^2 \right) \cdots (a.2.5)$$

真空中の光の速さの2乗 (a.2.14) は単位質量当たりのエネルギー量 J である。これを使用すると、著者が独自に定義した静止質量 (4.1) の両辺に真空中の光の速さの2乗 (a.2.14) を掛けることで、静止エネルギー (a.2.70) を記述できる。

$$c^2 \frac{\text{J}}{\text{kg}} \cdots (a.2.14)$$

$$m_0 \equiv m(v) \cdot \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}, (0 \leq v \leq c) \cdots (4.1)$$

$$m_0 \cdot c^2 = m(v) \cdot c^2 \cdot \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}, (0 \leq v \leq c) \cdots (a.2.70)$$

静止エネルギー (rest energy) (a.2.70) の右辺は、(a.2.71) のように平方根の中にすべて記述することができる。

(a.2.71) の右辺に記述した平方根の中の第2項の括弧内の真空中の光の速さの2乗 (a.2.14) は、括弧の外に出して (a.2.72) のように真空中の光の速さの4乗を記述できる。

$$m_0 \cdot c^2 = \sqrt{(m(v) \cdot c^2)^2 - \frac{(m(v) \cdot c^2)^2 v^2}{c^2}}, (0 \leq v \leq c) \cdots (a.2.71)$$

$$m_0 \cdot c^2 = \sqrt{(m(v) \cdot c^2)^2 - \frac{(m(v))^2 v^2 \cdot c^4}{c^2}}, (0 \leq v \leq c) \cdots (a.2.72)$$

(a.2.72) の右辺に記述した平方根の中の第2項は、質点の速さの2乗を慣性質量 (inertial mass) の括弧の中に入れることで (a.2.73) のようになる。(a.2.73) の右辺に記述した平方根の中の第2項は、その括弧の中の質点の運動量 (momentum) を (a.2.74) のように書き直すことができる。

$$m_0 \cdot c^2 = \sqrt{(m(v) \cdot c^2)^2 - \frac{(m(v) \cdot v)^2 \cdot c^4}{c^2}}, (0 \leq v \leq c) \cdots (a.2.73)$$

$$m_0 \cdot c^2 = \sqrt{(m(v) \cdot c^2)^2 - p^2 \cdot c^2}, (0 \leq v \leq c) \cdots (a.2.74)$$

(a.2.74) の右辺に記述した平方根の中の第 1 項は質点を持つ全エネルギー (a.2.59) であるので, (a.2.59) の左辺を使用して (a.2.75) のように書き直すことができる. (a.2.75) は著者が独自に定義した静止質量 (rest mass) (4.1) から (a.2.59) を使用して書き直した静止エネルギー (a.2.75) である. (4.1) は 4 次元時空中の運動量 (momentum) ベクトル (a.2.4) を使用して擬リーマン計量 (pseudo-Riemannian metrics) の不変性を記述したものである. その擬リーマン計量の不変性に慣性座標系 (inertial coordinate-system) 上である空間での議論で導出した質点の持つ全エネルギー (a.2.59) を代入して記述している (a.2.75) である. このことで, (a.2.75) の右辺のエネルギーは, 慣性座標系上に仮定した質点を持つ全エネルギー (a.2.59) であることは明らかである.

$E = m \cdot c^2 \dots$ (a.2.59) 特殊相対性理論の慣性座標系上の計算から導出した質点を持つ全エネルギー

$$m_0 \cdot c^2 = \sqrt{E^2 - p^2 \cdot c^2}, (0 \leq v \leq c) \dots (a.2.75)$$

$$m_0 \equiv m(v) \cdot \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}, (0 \leq v \leq c) \dots (4.1)$$

$$(p_x, p_y, p_z, p_t) = \left(m(v) \cdot \frac{dx(t)}{dt}, m(v) \cdot \frac{dy(t)}{dt}, m(v) \cdot \frac{dz(t)}{dt}, m(v) \cdot c \right), (0 \leq v \leq c) \dots (a.2.4)$$

一方, (a.2.69) は 4 次元時空の (a.2.5) の擬リーマン計量の不変性を計算して記述したものである. (a.2.69) および (a.2.75) の両辺を比較した場合に, 右辺のエネルギーは質点を持つ全エネルギー (a.2.59) であることは明らかである. このことで, (a.2.5) の時点軸 (a.2.3) の光子の持つ全エネルギーは慣性座標系上に仮定している質点の持つ全エネルギー (a.2.59) に等しいことが説明できた.

$$m_0 \cdot c^2 = \sqrt{E^2 - p^2 \cdot c^2} \dots (a.2.69) \text{ 静止エネルギー}$$

$$m_0 \cdot c^2 = \sqrt{E^2 - p^2 \cdot c^2}, (0 \leq v \leq c) \dots (a.2.75)$$

$$(p_x \cdot c, p_y \cdot c, p_z \cdot c, p_t \cdot c) = \left(m(v) \cdot \frac{dx(t)}{dt} \cdot c, m(v) \cdot \frac{dy(t)}{dt} \cdot c, m(v) \cdot \frac{dz(t)}{dt} \cdot c, m(v) \cdot c^2 \right) \dots (a.2.5)$$

$$E = m \cdot c^2 \dots (a.2.59) \text{ 特殊相対性理論の慣性座標系上の計算から導出した質点を持つ全エネルギー}$$

$$c \cdot t \dots (a.2.3)$$

4 次元時空中で擬リーマン計量の不変性を使用することは, 一般相対性理論を使用して時空として扱うことに関係もしている. 時空としては, 時間および空間が相対性を示すことでニュートン力学の絶対空間および絶対時間が成立しない計算結果である. このことでは, 3つのニュートンの運動の法則が破綻している. アインシュタイン先生の特殊相対性理論でニュートンの運動方程式が修正され, 作用反作用の法則も真空中の光の速さを超えることができなくなり破綻した. 一般相対性理論で加速度の相対性が成立する加速度座標系の導入で慣性の法則が破綻した. このような時空中で, 物質波の量子化されたエネルギー (quantized energy) が時点軸の光子の持つ全エネルギーに等しいことで時空のエネルギーおよび時間の関係を考えることができるようになる.

4 章 1 節で導出した物質波の量子エネルギー (quantum energy) は, 光子の量子化されたエネルギー (quantized energy) に等しいものであり特殊相対性理論および光電効果の理論を用いて導出した (4.1.11) の振動数である. この振動数 (4.1.11) は時計の振動数にもなり, 慣性座標系上の位置に定義されている時計の時点点を計算できる光子の振動数である.

$$\nu_{S_v_{\text{wave}}} = \frac{m_{S_v_{\text{wave}}} (v_{S_masspoint}) \cdot c^2}{h} \dots (4.1.11) \text{ 質点で説明する波の振動数の決定}$$

量子化されたエネルギー (quantized energy) を持つ振動数 (4.1.11) の物質波は, 時計の波の振動数で質量およびエネルギーの等価性 (equivalence of mass and energy) を示すものである. この光子の振動数には, 物質のエネルギーを記述す

るのに時計の時点を計算できる光子の量子化されたエネルギー (quantized energy) を記述する振動数を使用することが理論的に導出できている. (a.2.5) の真空中の光の速さの移動距離の軸 (a.2.3) に質点の持つ全エネルギーが導出できていることが, 光電効果の理論でのエネルギー保存の法則に結び付きエネルギーが時計の時点の振動数で量子化された真空中の光子のエネルギーに等しいことを示す.

$$c \cdot t \dots (a.2.3)$$

このようにエネルギーが (a.2.5) の (a.2.3) の軸で時点を計算する真空中の光子の振動数で決定することで, その粒子の慣性質量が決定する. その粒子の慣性質量は, 物質波の運動量 (4.4.19) を説明する量として扱うことができる.

(4.4.19) の左辺の運動量が慣性を示している. この慣性に, (4.4.19) の右辺のプランク定数 (2.17) および物質波の波長 (4.4.17) で運動量ベクトル (a.2.4) の空間成分に記述されている運動量を量子化した微視的スケールでの慣性として扱うことを要請する. この運動量 (a.2.4) の空間成分の運動量に, (a.2.5) の時点軸 (a.2.3) に記述している量子化された真空中の光子のエネルギー (2.16) に関係を認める.

$$p_{S_v_wave}(t) = \frac{h}{\lambda_{S_wave}}, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.4.19) \text{ 運動量および質点が備える振動数の波長との関係}$$

$$h = 6.626\,070\,15 \times 10^{-34} \text{ J s} \dots (2.17) \text{ CODATA のプランク定数 (Planck constant)}$$

$$\lambda_{S_wave} = \frac{\lambda_{S_c}}{\sqrt{1 - \frac{(m_{0S_masspoint})^2}{(m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}))^2}}}, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.4.17)$$

$$(p_x, p_y, p_z, p_t) = \left(m(v) \cdot \frac{dx(t)}{dt}, m(v) \cdot \frac{dy(t)}{dt}, m(v) \cdot \frac{dz(t)}{dt}, m(v) \cdot c \right), (0 \leq v \leq c) \dots (a.2.4)$$

$$E(c) = h \cdot \nu \dots (2.16) \text{ 光子の持つエネルギー}$$

慣性質量は重力質量に等しいことが示されており, 一般相対性理論では特殊相対性理論の慣性座標系の 3 次元の空間成分に垂直である時点軸の真空中の光に加速度の相対性が成立し加速度座標系で空間が曲がり曲面を数学的に説明できる. その曲がった空間は, 物質波の運動量の慣性質量との関係を考えることができ重力の作用を一般相対性理論で説明を試みることになる. 巨視的スケールの一般相対性理論では, 微視的スケール (microscopic scale) の量子論の説明とは整合性が確認されない箇所があることで, 量子論での重力の説明に物質波の振動現象を採用する試みである. この振動現象でのエネルギーは上述の特殊相対性理論の時点軸の時計の真空中の光子が持つ振動数で扱うが, 運動量の慣性は空間成分の振動現象として物質波に重力との関係を要請する微視的スケールの量子論である.

——物質波の波動方程式について——

電磁波の伝搬 (propagation) では, その電磁波が光子の持つ全エネルギーを保っていることを特殊相対性理論から説明できる. 擬リーマン計量 (pseudo-Riemannian metrics) の不変性を示す関係式 (a.2.69) で保証される質点の持つ全エネルギーの分布は, 空間上に仮定された質点の位置を決定することを説明できる. このことは, 4 次元時空上の座標

(a.2.1) が示す位置に (a.2.5) の時点軸上に記述してある全エネルギーを持つ質点が空間の座標に一意に決定していることから説明できる. この説明は, 質点として扱われる空間上の粒子を追跡できる特殊相対性理論での記述である.

$$m_0 \cdot c^2 = \sqrt{E^2 - p^2 \cdot c^2} \dots (a.2.69) \text{ 静止エネルギー}$$

$$(x, y, z, c \cdot t) \dots (a.2.1)$$

$$(p_x \cdot c, p_y \cdot c, p_z \cdot c, p_t \cdot c) = \left(m(v) \cdot \frac{dx(t)}{dt} \cdot c, m(v) \cdot \frac{dy(t)}{dt} \cdot c, m(v) \cdot \frac{dz(t)}{dt} \cdot c, m(v) \cdot c^2 \right) \dots (a.2.5)$$

物質波からの説明では、そのような粒子として扱う質点が仮定できる空間の座標の1点を波で指示することは困難であるものと考えることができる。このことで、物質波で粒子の位置を一意に決定することは考えないで粒子が存在する領域をどのように仮定できるかを考えてみることを提案できる。この提案では、エネルギーの分布を扱うことで、粒子 (particle) の持つ全エネルギーが存在する位置を仮定できる領域で考える。

この (4.1.6) は、右辺では真空中の光子の等速度運動を説明できる。この真空中の光子の等速度運動は電磁波の伝搬 (propagation) を光の2重性から説明できる。電磁波 (electromagnetic wave) の伝搬は波動方程式 (wave equation) で記述できる。電磁波は、電場および磁場の伝搬で記述できる。この電磁場 (electric and magnetic fields) の波動方程式は、電場の波動方程式 (a.2.76) および磁場の波動方程式 (a.2.77) で記述できる——この波動方程式は文献21で導出している——。

$$m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) = m_S(c) \cdots (4.1.6)$$

$$\frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \times \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = 0, (c > 0) \cdots (a.2.76)$$

$$\frac{\partial^2 \mathbf{B}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{B}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{B}}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \times \frac{\partial^2 \mathbf{B}}{\partial t^2} = 0, (c > 0) \cdots (a.2.77)$$

物質波の波には、質点が備える振動数 (4.1.11) の波を仮定している。この波は群速度 (group velocity) (4.7.1) の計算から振動数 (4.1.11) の近傍 (neighborhood) の無数の波で仮定できる。

$$v_{S_v_wave} = \frac{m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) \cdot c^2}{h} \cdots (4.1.11) \text{ 質点で説明する波の振動数の決定}$$

$$v_{\text{group velocity}} = \frac{dv_{S_v_wave}}{d\kappa_{S_wave}} \cdots (4.7.1) \text{ 群速度}$$

その波はフーリエ級数 (Fourier series) (2.11) で記述できるものと扱われる——連続した変化ではフーリエ変換で記述できると言う——。そのようなフーリエ級数で記述できる波の波動関数 (wave function) を (a.2.78) で仮定する。このことで、電磁波 (electromagnetic wave) の伝搬のように波動関数 (a.2.78) を説明するのに、粒子 (particle) の慣性質量を持つ光子の電磁波の伝搬のような波の伝搬を仮定する。その慣性質量を持つ粒子の物質波の伝搬が生じていることは、その全エネルギーの慣性質量の粒子が存在する領域を描く物質波の伝搬の現象として仮定する。物質波の現象では、振動現象を仮定している——粒子としての現象ではない。——。

$$f(\theta) = \frac{a_0(f)}{2} + \sum_{m=1}^{\infty} (a_m(f) \cdot \sin(m \cdot \theta) + b_m(f) \cdot \cos(m \cdot \theta)) \cdots (2.11)$$

$$\Psi(x, y, z, t) \cdots (a.2.78)$$

この仮定で、物質波 (matter wave) の波動関数の波動方程式を電磁波のように (a.2.79) で記述できるものと仮定できる。波動方程式 (a.2.79) の左辺の第4項目の係数 (a.2.80) は物質波の波動方程式 (wave equation) のものとして仮定したものである。ここまでの議論では、どのような係数 (coefficient) (a.2.80) であるかは導出していない。このような係数 (a.2.80) の存在は、波動関数 (a.2.78) が存在する波の関数であるかを波動方程式 (a.2.79) に考える。

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} - c_\phi^2 \times \frac{\partial^2 \Psi}{\partial t^2} = 0, (c_\phi \neq 0) \cdots (a.2.79)$$

$$c_\phi^2 \cdots (a.2.80) \text{ 係数 (coefficient)}$$

波動関数 (wave function) (a.2.78) は、物質波の波をどのように描くかを考えて仮定したものである。物質波の粒子 (particle) の持つ全エネルギーを考えて、その粒子の存在する領域を仮定しているものと上述で議論した。この粒子が存

在する領域を計算するのに、質点系内のポテンシャルエネルギーを考えることになる。ポテンシャルエネルギーに従って、その質点に保存力が作用して質点が運動することを説明できる。この保存力が作用して運動する質点には、エネルギーの保存則に従って運動エネルギーを持つことが計算できる——量子論では零点エネルギーで最小値の運動エネルギーを持つことが仮定されて静止は受け入れられていない。4章1節の物質波の導出の仮定でも等速度運動を仮定している。——。このようなエネルギーは、質点が存在する質点系内を仮定している。波動方程式 (a.2.79) では、エネルギーの場の伝搬を時計内で運動している真空中の光の電磁波の現象での変換——物質波の振動数 (4.1.11) で考える。——に根拠を考えて仮定している。この時計内の真空中の光は光子として扱うことで、古典物理学の電磁気学の連続的な波の伝搬ではなく粒子の移動で説明できる。粒子であるので、体積内に有る粒子の数を計測する計算ができる。時計内の光子に対応する粒子の備える振動数は、その位置が領域で仮定できてもひとつの点の位置を指定できないことを説明できる。このことは、粒子の運動を記述するのに特殊相対性理論のような速度での位置の追跡ができないことを発見する。このような粒子の運動の記述は、量子論 (quantum theory) の特徴的な性質である。エネルギーの量子化で、体積内の粒子の数を計測して量子化されたエネルギーを記述できる。この量子化されたエネルギーを扱い波動関数の方程式を考える。波動方程式を考えると (a.2.79) のようなものだけではない。物質波の振動数が時間軸の時点を計算する真空中の光子の振動数に等しいことで、真空中の光子の量子化されたエネルギーの伝搬を仮定できるが、物質波の量子化されたエネルギーの振動数は質点の持つ全エネルギーの量子化で粒子の存在する位置を確率論的に議論するものであることが解明される。このような量子化されたエネルギーの伝搬は確率論的に考える位置の不確定な振動現象の粒子が持つ全エネルギーの量子化である。

$\Psi(x, y, z, t) \cdots$ (a.2.78)

$$v_{S_v_wave} = \frac{m_{S_v_wave} (v_{S_masspoint}) \cdot c^2}{h} \cdots (4.1.11) \text{ 質点で説明する波の振動数の決定}$$

このエネルギーの場の伝搬は、電磁場のエネルギーに相当する慣性質量を仮定した質点の移動であることを特殊相対性理論で導出できている。この議論を量子論では、質点の持つ全エネルギーについて波動関数 (a.2.78) で計算して、その質点の存在する領域を知ることができるものか考えている。この意味では、質点の持つ全エネルギーである電磁場の伝搬の現象とは異なる現象であるものと扱えることが図 2.1 の正円の円周上の点の回転で考える波の現象であることが明らかである。このような回転は、複素数を使用してオイラーの公式 (4.8.1) で考えることができる。このような視点では

(a.2.79) のような波動方程式とは異なるもので波動関数について考えてみるほうが分かりやすいものと 2023 年現在の著者は考える。

$$e^{i\theta} = \cos \theta + i \sin \theta, (i \text{ は虚数である。}) \cdots (4.8.1)$$

エネルギーの伝搬あるいは分布については、電磁場で考えるときに熱の放射を観測できていた。熱の伝搬は、エネルギーの伝搬であるものと扱うことができる。ポテンシャルエネルギーを保つ質点系内で保存力が作用して質点が移動することは、ポテンシャルエネルギーの高いところから低いところへ保存力が作用することを説明できる。熱の伝搬は温度の高いところから低いところへ熱エネルギーが伝搬していくことを説明できる。熱エネルギーは温度の高い領域から低い領域へ移動することで、その領域内に移動して来たエネルギーに換算できる慣性質量を仮定できる。その慣性質量の質点には、量子エネルギーとしての量子化を考えることができる。このことでは、熱エネルギーから計算する量子エネルギーである。熱エネルギーの量子化の振動数は、物体から放射された電磁波である意味では物質波 (matter wave) とは意味が異なる。ただし、物質波も質点の速さが真空中の光の速さの場合には、物質波の伝搬する速さも真空中の光の速さである—— (4.4.24) が導出できている。——。

$$v_{S_masspoint}(t) \cdot v_{S_wave}(t) = c^2, (v_{S_masspoint} \neq 0) \cdots (4.4.24)$$

光の 2 重性は電磁波の 2 重性で扱うことができる。電磁波 (electromagnetic wave) が慣性質量をもつ質点として説明

できることから熱エネルギーの放射の場合には電磁波の 2 重性で説明することで観測している現象と一致する。熱放射 (thermal radiation) では、熱エネルギーの量子化が発見された観測にもなる。このことでは、古典理論のエネルギーとは異なる量子論の量子化されたエネルギーが、波動方程式をモデルの時空に不確定性で計算した微小領域の量子となる理論の始まりを説明している文献 30 である。

真空中の光の速さに限りなく近い質点では、物質波も真空中の光の速さに限りなく近い速さで伝搬するので質点の位置を仮定する領域が定まるのに時間がかかるように思える——真空中の光の速さよりも十分に遅い速さの質点との比較である。——。特殊相対性理論で使用する慣性座標系上では、真空中の光の速さに限りなく近づく慣性座標系 (inertial coordinate-system) 上の時計の時間の進みが限りなく零に近づくことを説明する。このことを考慮に入れると、物質波が伝搬するまでの時間が掛かることの影響に慣性座標系上の時間の進みが零に限りなく近づく説明を考えることになる。このような物質波の質点が真空中の光の速さで等速度運動する場合には、その物質波は真空中の光の速さで伝搬する。この場合に、物質波の粒子の存在する 4 次元座標の領域を仮定することができる。この仮定では、真空中の光の速さで等速度運動する粒子の存在する領域に振幅が最大値になるような形を示し、その粒子が存在しない領域には振幅が零になるような波を仮定できる——時点軸の時計の真空中の光子が持つ量子化されたエネルギーの振動現象を仮定している 4 章 1 節の理論である。その領域の物質の持つエネルギーは、その時計の真空中の光子の量子化されたエネルギーに等しい。この各領域のエネルギーで、時計の振動現象のエネルギーに粒子の存在性を計算することで領域を記述することをみる。波動関数 (4.8.86) は自由粒子のものであり、4 章 8 節で著者が独自の理論で導出した。波動関数 (4.8.86) の位相の第 2 項に 4 章 1 節で導出した振動数を記述している。粒子の存在性は波動関数を使用した複素数の共役を使用した (4.8.114) で確率密度を計算し粒子の存在する位置および時点を議論する。自由粒子の場合では一般の状態を考えるエネルギーの状態ではないために振幅に (4.8.86) の位相の第 2 項の量子化されたエネルギーの振動数の影響が出てこない。(4.8.86) の位相の第 1 項の運動量の振動現象は、位相の第 2 項の量子化されたエネルギーの振動現象で描かれた物質波の各位置を指定するのに使用される。位相の第 1 項の独立変数 l_{clockp} は、指定されることで値を得る。位相の第 2 項の独立変数 $v_{S_v_{\text{wave}}}$ は、時点 t が自然に進むことで位相が変化して物質波を描いている。——。

$$\Psi(l_{\text{clockp}}, t) = e^{i\left(\frac{2\pi}{\lambda_{S_v_{\text{wave}}}} l_{\text{clockp}} - 2\pi \cdot v_{S_v_{\text{wave}}} \cdot t\right)} \dots (4.8.86)$$

$$\rho(l_{\text{clockp}}, t) = \Psi(l_{\text{clockp}}, t) \cdot \Psi^*(l_{\text{clockp}}, t) \dots (4.8.114)$$

このような波は、複数の正弦波 (sinusoidal wave) を使用して重ね合わせて記述できることをフーリエ級数 (Fourier series) から説明できる。波動関数は、物質の存在する領域のポテンシャルエネルギーを考慮に入れて物質の存在する領域を物質の持つ全エネルギーの振動数で記述する波の関数であるものと仮定できる。波の関数を導出する方程式には、粒子の特性であるエネルギーおよび運動量を考慮する。このことで、エネルギーの保存則で波動関数を導出する方程式を考えることが専門書で学ぶ方法である——4 章 8 節で著者の独自の理論で導出したシュレーディンガー方程式 (4.8.123) である波動方程式である。——。

$$-\frac{\hbar^2}{2 \cdot m_{S_v_{\text{wave}0}}} \cdot \frac{\partial^2 \Phi(l_{\text{clockp}}, t)}{\partial l_{\text{clockp}}^2} + U \cdot \Phi(l_{\text{clockp}}, t) = i \cdot \hbar \cdot \frac{\partial \Phi(l_{\text{clockp}}, t)}{\partial t} \dots (4.8.123)$$

波動関数を使用して確率密度関数を導出して、その波形で粒子が存在することを仮定する確率を考える。この場合では、確率は積分をして計算する。このようなことでは、積分が可能であることで積分区間での無数の定義区間の値での積分である。このことは、確率で 1 が計算できても粒子が観測可能であることは 100% 保証されていない、そして確率で 0 が計算できても粒子が観測できないことを 100% 保証するものとは意味が異なる。このような確率論での解釈は、古典理論とは異なる量子論での物理現象である。このような扱いでは、その粒子がどこにあるかは決定していないで物質波

の波動現象として説明している。

iii. ドブロイ波がニュートン力学の絶対空間および絶対時間で導出できるものとする仮定について²⁹⁾

ドブロイ波 (de Broglie wave) はニュートン力学 (Newtonian mechanics) の絶対時間および絶対空間で導出できるものと扱うこともある。この扱いは、2023年現在の著者の物質波の扱い方とは異なる。著者は文献27で特殊相対性理論の慣性座標 (inertial coordinate-system) 系上での導出で特殊相対性理論の運動エネルギーを零に近似した場合での——ニュートン力学の運動方程式に近似できる場合も考慮できる。——2重性の導出をしている。

ドブロイ波がニュートン力学で導出できることについては、後の別のファイルで説明する予定である。ここでは、著者のアインシュタインの特殊相対性理論の慣性座標系での4次元時空の座標系を使用した4章1節の導出に関係することに簡単に触れておくことを考えた2023年現在の著者である。

ニュートン力学では、光速の不変の原理が導入されていない。この意味では、慣性座標系上の各位置に真空中の光を使用した時計を定義していない。このことでは、4次元時空の座標系を使用できず擬リーマン計量 (pseudo-Riemannian metrics) の不変性を使用できない。擬リーマン計量の不変性を示す (a.2.65) は慣性座標系上に仮定している静止エネルギー (rest energy) を意味する。静止質量はニュートン力学の定数である慣性質量として扱われる場合もある。

$$m_0 \cdot c^2 = \sqrt{E^2 - p^2 \cdot c^2} \dots (a.2.65) \text{ 静止エネルギー}$$

擬リーマン計量の不変性を使用することで、4次元時空の座標 (a.2.5) の時点軸 (a.2.3) の座標に記述される質点の持つ全エネルギーの意味が慣性座標系上の各位置に定義されている時計内の光子の量子化されたエネルギー (quantized energy) (4.1.7) に等しい—— (4.1.5) で仮定している。——ものと扱うことができるようになる。ニュートン力学では、慣性座標系上に真空中の光で時間を計る時計を定義できないことで、慣性座標系上の質点の持つ全エネルギーに真空中の光の量子化されたエネルギー (quantized energy) (4.1.7) を仮定できない。ただし、ニュートン力学での質点の持つ全エネルギーは特殊相対性理論のものとは異なる。

$$(p_x \cdot c, p_y \cdot c, p_z \cdot c, p_t \cdot c) = \left(m(v) \cdot \frac{dx(t)}{dt} \cdot c, m(v) \cdot \frac{dy(t)}{dt} \cdot c, m(v) \cdot \frac{dz(t)}{dt} \cdot c, m(v) \cdot c^2 \right) \dots (a.2.5)$$

$$c \cdot t \dots (a.2.3)$$

$$E_S(c) = m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) \cdot c^2 = h \cdot v_{S_c} \dots (4.1.7) \text{ 仮定}$$

$$m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) \cdot c^2 = m_S(c) \cdot c^2 \dots (4.1.5) \text{ 仮定}$$

このことでは、質点が備える振動数 (4.1.11) を4章1節で導出している。その振動数は物質波 (matter wave) の振動数として扱う。この振動数では、質点の持つ量子エネルギー (4.1.13) を記述できる。

$$v_{S_v_wave} = \frac{m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) \cdot c^2}{h} \dots (4.1.11) \text{ 質点で説明する波の振動数の決定}$$

$$E_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) = h \cdot v_{S_v_wave} \dots (4.1.13) \text{ 波を示す質点の量子エネルギー}$$

質点 (material point) が持つ全エネルギーに量子エネルギー (4.1.13) を記述できることでは、特殊相対性理論を使用して導出できる物質波の運動量 (momentum) (4.4.19) を物質波 (matter wave) の波長で記述できる——運動量は4章4節で導出した。——。その物質波の波長は、慣性座標系上の各位置に定義した真空中の光で時間を計る時計内の光子 (photon) の波長を使用して変換式 (4.4.17) で導出できた。物質波の波長 (4.4.17) の右辺には、特殊相対性理論の変数である慣性質量 (4.2) を使用している。このことで、物質波の波長に時計内の真空中の光子の波長を変換する式 (4.4.17) をニュートン力学では導出できない。

$$p_{S_v_wave}(t) = \frac{h}{\lambda_{S_wave}}, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.4.19) \text{運動量および質点が備える振動数の波長との関係}$$

$$\lambda_{S_wave} = \frac{\lambda_{S_c}}{\sqrt{1 - \left(\frac{m_{0S_masspoint}}{m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint})} \right)^2}}, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.4.17)$$

$$m(v), (0 \leq v \leq c) \dots (4.2)$$

波長の変換式 (4.4.17) の右辺は、質点の速さおよび真空中の光の速さ (speed of light in a vacuum) の関係式 (4.3.28) を使用して導出した。 (4.3.28) は特殊相対性理論の4次元時空での擬リーマン計量 (pseudo-Riemannian metrics) の不変性を使用して導出した。このことで、ニュートン力学の絶対時間および絶対空間では導出できない。

$$\frac{v_{S_masspoint}(t)}{c} = \sqrt{1 - \left(\frac{m_{0S_masspoint}}{m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint})} \right)^2} \dots (4.3.28) \text{質点の速さおよび真空中の光の速さの関係式}$$

運動量 (4.4.19) を導出するときに、質点の速さと物質波 (matter wave) の速さの関係式 (4.4.24) を仮定した。このことで、特殊相対性理論 (the special theory of relativity) で使用する真空中の光の速さを質点 (material point) の速さの限界にすることから物質波の速さは真空中の光の速さ (speed of light in a vacuum) 以上で無限大に発散すること (4.4.40) のように計算できることになる。このことでは、ニュートン力学では質点の速さは無限大にまで発散できるので (4.4.40) の計算ができないことは明らかである。

$$v_{S_masspoint}(t) \cdot v_{S_wave}(t) = c^2, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.4.24)$$

$$v_{S_wave}(t) \geq c, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.4.40)$$

4章6節では質点が慣性座標系上に静止している場合で物質波の波長を計算した。物質波の波長は無限大に発散している—— (4.6.20) で記述できた。——。さらに、質点が静止エネルギーを持っていることで、その質点が備える振動数は (4.6.18) で記述できる。その質点は、静止している位置に定義した時計内の光子の量子化されたエネルギー (quantized energy) に等しい静止エネルギーを持っていることを (4.1.10) で説明できる。このように静止している質点は、等速度運動している慣性座標系上で観測できることが特殊相対性理論では可能である。

$$\lim_{v_{S_masspoint} \rightarrow 0} \lambda_{S_wave} = \infty, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.6.20) \text{質点の備える振動数の波の波長が発散}$$

$$\lim_{v_{S_masspoint} \rightarrow 0} v_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) = \frac{m_{0S_masspoint} \cdot c^2}{h}, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.6.18)$$

$$v_{S_v_wave} = v_{S_c} \dots (4.1.10) \text{質点の振動数を仮定}$$

一方、絶対空間を使用するニュートン力学では、絶対空間が絶対静止しているものと扱っている。絶対的に静止していることで、質点を観察する場合に他の慣性座標系 (inertial coordinate-system) 上から観察して等速度運動している質点として扱うことができない。ニュートン力学 (Newtonian mechanics) では絶対空間で静止している質点は絶対静止であることから理論上は等速度運動しているものと扱うことは不可能である。ニュートン力学の質点の持つエネルギーには、運動エネルギーを仮定できる。その運動エネルギーは速さが零であることで運動エネルギーも零になる。エネルギーが零であることで、その0Jに相当する量子エネルギーを仮定しても零である。運動エネルギーが零に保たれることでは、その運動エネルギーの変化率は零である。このことでは、その質点が静止していることで慣性の法則から質点に作用する合力 (resultant force) が零でありニュートンの運動方程式から質点の加速度も零であることを導出できる。ニュートン力学では絶対空間および絶対時間を使用するので、加速度は絶対加速度である。絶対加速度では絶対空間内のすべての慣性座標

$$v_{\text{group velocity}} = \frac{dv_{S_v\text{wave}}}{d\kappa_{S_v\text{wave}}} \dots (4.7.1) \text{群速度}$$
$$f(\theta) = \frac{a_0(f)}{2} + \sum_{m=1}^{\infty} (a_m(f) \cdot \sin(m \cdot \theta) + b_m(f) \cdot \cos(m \cdot \theta)) \dots (2.11)$$
$$\theta_{\text{counterclock1}}(t) = \omega_{\text{counterclock1}} \cdot t + 2 \cdot \pi \cdot \frac{l_{\text{counterclock1const.}}}{\lambda_r}$$
$$v_{\text{wave}}(t) \equiv \lim_{h_i \rightarrow 0} \frac{l(t+h_i) - l(t)}{h_i} \dots (2.2) \text{——正円上に仮定した点で定義する——波の速さの定義}$$

175

は、ニュートン力学の万有引力の法則 (Newton's law of universal gravitation) やクーロン力 (Coulomb's force) などの瞬時に力が作用して作用反作用の法則が成立することを説明するニュートンの運動の第3法則の崩壊に関係する。電磁波の慣性を導出できないことは、電磁波の粒子としての性質で時間およびエネルギーを記述することで電子の相互作用を説明する場合に使用する光子 (photon) を使用することができない。このことは、物質の崩壊に関係する現象である。粒子にエネルギーを吸収させるのに電磁波を使用する。電磁波から運動量を電子が得る場合にも光子から電子が運動量を得ることは説明できない。光速の不変の原理で絶対時間が否定でき作用反作用の法則が崩壊し、電磁波の慣性を導出できる。このことでも、4章1節の著者の理論での光子の慣性およびエネルギーの保存則からの物質波の導出で時点軸の (a.2.3) 軸の空間の真空中の光子の運動量および量子化されたエネルギーに時空の不確定性を見ることができ真空中の光の速さを超える物質波の計算ができるようになる。

$$c \cdot t \dots (a.2.3)$$

上述のことでは、文献27でニュートン力学の絶対空間および絶対時間を使用した計算に近似値になる場合で粒子の2重性を導出できる場合を説明した。このことで、ニュートン力学のような計算が記述できる現象で物質波を近似値として扱えることもある。

iv. 慣性座標系上に定義した時計で説明する物質波^{1), 2), 4), 5), 6), 13), 27), 29)}

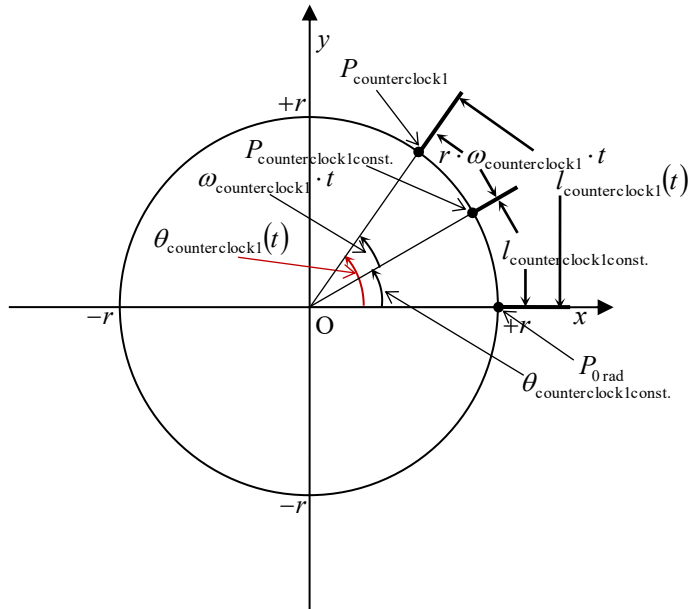


図 2.1 加算での逆時計回りの弧度

$$\theta_{\text{counterclock1}}(t) = \omega_{\text{counterclock1}} \cdot t + 2 \cdot \pi \cdot \frac{l_{\text{counterclock1const}}}{\lambda_r}$$

$$E_{S_v_{\text{wave}}}(v_{S_masspoint}) = m_{S_v_{\text{wave}}}(v_{S_masspoint}) \cdot c^2 \dots (4.1.2) \text{全エネルギー}$$

$$(p_x \cdot c, p_y \cdot c, p_z \cdot c, p_t \cdot c) = \left(m(v) \cdot \frac{dx(t)}{dt} \cdot c, m(v) \cdot \frac{dy(t)}{dt} \cdot c, m(v) \cdot \frac{dz(t)}{dt} \cdot c, m(v) \cdot c^2 \right) \dots (a.2.5)$$

$$c \cdot t \dots (a.2.3)$$

$$c^2 = \frac{E_{S_v_{\text{wave}}}(v_{S_masspoint})}{m_{S_v_{\text{wave}}}(v_{S_masspoint})}, (m_{S_v_{\text{wave}}}(v_{S_masspoint}) \neq 0) \dots (4.6.42)$$

周波数 (4.1.11) の右辺の分母にはプランク定数 (2.17) を記述している。プランク定数 (2.17) が、時点軸の周波数を真空中の光の速さの2乗 (4.6.42) で量子化されたエネルギー (4.1.13) に振動現象を導出して真空中の光の速さの移動距

物質波の振動数は (4.1.11) で記述できた。左辺の振動数は、周波数とも呼ぶ。 その周波数を仮定している正円を図 2.1 とする。図 2.1 の正円の円周は、波長の定義 (2.10) から波長になる。これらの物理量を仮定した図 2.1 の正円で時計を仮定する。そのような時計を特殊相対性理論 (the special theory of relativity) の慣性座標系 (inertial coordinate-system) 上の各位置に定義した時計として図 2.1 を使用する。物質波 (matter wave) の周波数 (4.1.11) の右辺に、粒子の持つ全エネルギー (4.1.2) を記述してある。粒子の持つ全エネルギーは、(a.2.5) の真空中の光の速さの移動距離の軸 (a.2.3) の成分に導出できる。真空中の光には、真空中の光の2乗 (4.6.42) で質点を持つ全エネルギーおよび慣性質量で書き換えることが可能な物理量を与える現象を見ることができ。

$$v_{S_v_{\text{wave}}} = \frac{m_{S_v_{\text{wave}}}(v_{S_masspoint}) \cdot c^2}{h} \dots (4.1.11) \text{物質波の振動数の決定}$$

$$\lambda \equiv 2 \cdot \pi \cdot r, (0 < \lambda < \infty) \dots (2.10) \text{正弦波の波長の定義}$$

離の軸 (a.2.3) ——空間の成分である。——に記述する。プランク定数が、量子化されたエネルギー (4.1.13) の振動現象を記述する物質波に粒子性を導出する。粒子性を導出するプランク定数——光量子仮説の導出で光の2重性を説明できる。——に、時計の振動現象を示す波としての実在する空間の近似値の議論を見ることができる。時空が振動現象として実在することの理論を考えるのに、古典理論 (classical theory) とは異なる時空を要請する。

$h = 6.626\,070\,15 \times 10^{-34} \text{ J s} \dots$ (2.17) CODATA のプランク定数 (Planck constant)

$E_{S_{v_{\text{wave}}}}(v_{S_{\text{masspoint}}}) = h \cdot v_{S_{v_{\text{wave}}}} \dots$ (4.1.13) 波を示す質点の全エネルギー

プランク定数で、エネルギーの量子化が提案されている。その量子化では、原子内部を考慮した振動子で説明する場合がある。この説明では、原子内の電子の運動で電磁波が放出されることを考える。粒子として扱う電子から電磁波が生じている。電子から放出される波が電磁波であるが、その電磁波は光としても扱われる。光の波は、特殊相対性理論——電磁波から慣性質量を導出できる。——および光量子仮説—— (2.16) のエネルギーの量子化を示す。——で光子としての粒子性を示す。特殊相対性理論では、時計の時点は光で計算をする。光を光子で扱うことでは、光量子仮説の (2.16) で粒子性および波動性を記述している。時間は、波動性で周期の計算である。このことで、時計の時点の計算では光量子仮説の量子化されたエネルギー (2.16) の右辺の振動数を使用できる。この振動数で周期の時点の計算をすることは、時点軸の時点を計算することでもある。時点軸の時点で計算できる振動数では粒子性の量子化されたエネルギー (2.16) を記述できるので、特殊相対性理論で光子の慣性質量が導出でき光子の持つ全エネルギーに一致することを説明できる。その光子の持つ全エネルギーは、真空中の光で移動できない粒子にも同じ公式で (4.1.2) で記述できる。このことでは、(4.6.42) で粒子が持つ全エネルギーおよび慣性質量に光子の量子化されたエネルギー (2.16) および慣性質量にそれぞれ等しいことを (4.1.7) および (4.1.6) で説明できる。

$E(c) = h \cdot \nu \dots$ (2.16) 光子の持つエネルギー

$E_S(c) = m_{S_{v_{\text{wave}}}}(v_{S_{\text{masspoint}}}) \cdot c^2 = h \cdot \nu_{S_c} \dots$ (4.1.7) 仮定

$m_{S_{v_{\text{wave}}}}(v_{S_{\text{masspoint}}}) = m_S(c) \dots$ (4.1.6)

この等価性は、振動数で計算できる時点で記述する真空中の光の速さの移動距離の軸 (a.2.3) 成分で空間の粒子に、(a.2.5) のように4次元時空のひとつの座標点を示すのに光子でなければ計算ができない時計の時点の理論的關係に説明できる。空間の時計の時点の理論的關係で、真空中の光の速さの移動距離の軸 (a.2.3) 成分は光子の量子化されたエネルギー (2.16) に各位置の持つ全エネルギーを決定する振動現象として説明できる空間の実在性の議論を見つけることができる。

$$(p_x \cdot c, p_y \cdot c, p_z \cdot c, p_t \cdot c) = \left(m(v) \cdot \frac{dx(t)}{dt} \cdot c, m(v) \cdot \frac{dy(t)}{dt} \cdot c, m(v) \cdot \frac{dz(t)}{dt} \cdot c, m(v) \cdot c^2 \right) \dots \text{(a.2.5)}$$

周波数 (4.1.11) は、図 2.1 の円周上に仮定した点が単位時間に円周上を回転する回数を意味する。このことは、正弦波 (sinusoidal wave) の周波数の定義 (a.4.1) の右辺で明らかである。振動数は (2.14) で定義した——文献 1 で説明してある。——。

$\nu \equiv \frac{v_{\omega_r}}{2 \cdot \pi \cdot r} \text{ Hz}, (\lambda \neq 0) \dots$ (a.4.1) 正弦波の周波数の定義

$\nu \equiv \frac{v_{\omega_r}}{\lambda} \text{ Hz}, (\lambda \neq 0) \dots$ (2.14) 正弦波の振動数の定義

周波数 (4.1.11) の右辺には、粒子の慣性質量のみが変数である。その慣性質量 (4.1.1) は、その粒子の等速度の速さを独立変数としている。(4.1.11) の左辺の値である周波数が大きくなることで、図 2.1 の時計の円周上を点が単位時間に回転する回数は増加する。この時計の円周上の点が回転する回数の増加で、その粒子の慣性質量が増加することは明らかである。この粒子の慣性質量が増加することは、この粒子の速さが増加することを関数 (4.1.1) で説明できる。

$$v_{S_v_wave} = \frac{m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) \cdot c^2}{h} \dots (4.1.11) \text{物質波の振動数の決定}$$

$$m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) \dots (4.1.1) \text{粒子の慣性質量}$$

図 2.1 の時計の円周上の点が、その時計の円周上を回転する回数の増加を得ることは時計の正円で観測できる振動数が増加する事も意味する。慣性座標系上の各位置の時計で観測できる物質波の振動の増加が、粒子 (particle) の持つ全エネルギーを増加させる。このように周波数が増加することは、(4.4.24) では波の速さが遅くなることを説明できる。慣性質量 (4.1.1) の独立変数である質点の等速度の速さが増加すると慣性質量 (4.1.1) が増加する。慣性質量 (4.1.1) が増加すると振動数 (4.1.11) が増加する。振動数の増加は量子エネルギー (4.1.13) の増加で、質点がより速く等速度運動することを説明できる。この場合は、波の速さが (4.4.24) で遅くなることで時計の正円の半径が小さくなることを周波数

(a.4.1) の右辺の分母で意味する。この意味は、時計の波の波長が小さくなることである。時計の波長が小さくなることは、質点が速く等速度運動している場合には時計の周波数は大きくなり時計の正円の円周上の点は多く回転することで質点の量子エネルギーが増幅している。量子エネルギーが増幅している質点の慣性座標系上の位置に定義されている時計の物質波の速さは遅くなる。

$$v_{S_masspoint}(t) \cdot v_{S_wave}(t) = c^2, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.4.24)$$

$$E_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) = h \cdot v_{S_v_wave} \dots (4.1.13) \text{波を示す質点の全エネルギー}$$

$$v \equiv \frac{v_{\omega r}}{2 \cdot \pi \cdot r} \text{ Hz}, (\lambda \neq 0) \dots (a.4.1) \text{ 正弦波の周波数の定義}$$

物質波 (matter wave) で 2 重性を説明できるようになるので、この場合は質点 (material point) の観測が保証されないことでは観測する場合に物質波が伝播できてない領域と伝搬できている領域で質点が存在することを慣性座標系上に計算できる位置の可能性が異なる。この位置の可能性は、質点が観測できてないことでは物質波で量子エネルギーを位置および時点の情報で 4 次元時空上の各範囲——この範囲は物質波の波長を基礎にして考える。——に計算して扱うことである。この可能性を考える範囲に波長を基礎とすることは、慣性座標系 (inertial coordinate-system) 上の各位置に定義された時計の半径が小さくなることである。この時計の半径が小さくなることで、慣性座標系上に考えられる領域の量子エネルギーが異なる——運動量 (momentum) (4.4.19) の分母の物質波の波長だけでは、その範囲は狭くなる。実際には他の周波数も考慮に入れた物質波の全体で可能性を考える。——ことになる。このことは時空を説明することに、粒子の性質の量子エネルギーと物質波の性質の振動現象で説明することを要請する。一般相対性理論での 4 次元時空としての発見に量子論での量子エネルギーの振動現象の時空の説明が加えられることになる。このことで、厳密性の高い時空の理論へ向かう研究になるものと 2026 年現在の著者は考えている。

$$p_{S_v_wave}(t) = \frac{h}{\lambda_{S_v_wave}}, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.4.19) \text{粒子の運動量および粒子が備える波長との関係}$$

(a.4.2) はボーアの水素原子モデルで導出できる電子の軌道の半径である。ボーアの水素原子モデルでは、図 a.1.1 で計算する。図 a.1.1 で示す半径が (a.4.2) である。(a.4.2) の分母では、真空中の誘電率 (a.4.3) は真空中の透磁率

(a.4.4) に真空中の光の速さ (2.24) の 2 乗をかけている。真空中の透磁率 (a.4.4) および真空中の光の速さ (2.24) は CODATA の値である。真空中の光の速さ (2.24) は SI でも同じ値である。ボーアの水素原子モデルの軌道半径 (a.4.2)

の分子には、電気素量 (a.4.5) および原子番号 (a.4.6) を記述している。

$$r = -\frac{Ze^2}{8\pi\epsilon_0 E}, (E \neq 0) \dots (a.4.2) \text{ボーアの水素原子モデルの陽子を中心した場合の電子の軌道半径}$$

$$\epsilon_0 = \frac{1}{\mu_0 \cdot c^2} \text{ C}^2 \cdot \text{N}^{-1} \cdot \text{m}^{-2} \dots (a.4.3) \text{真空中の誘電率 (Vacuum electric permittivity)}$$

$$\mu_0 = 1.256\,637\,061\,27(20) \times 10^{-6} \text{ N A}^{-1} \dots (a.4.4) \text{ CODATA の真空中の透磁率 (Vacuum magnetic permittivity)}$$

$$c = 299\,792\,458 \frac{\text{m}}{\text{s}} \dots (2.24) \text{ SI でメートルの定義を与える際に、真空中の光の速さ (2.24) の値に定義した。}$$

$$e = 1.602\,176\,634 \times 10^{-19} \text{ C} \dots (a.4.5) \text{ CODATA の電気素量 (Elementary charge)}$$

$$Z = 1 \dots (a.4.6) \text{ 原子番号}$$

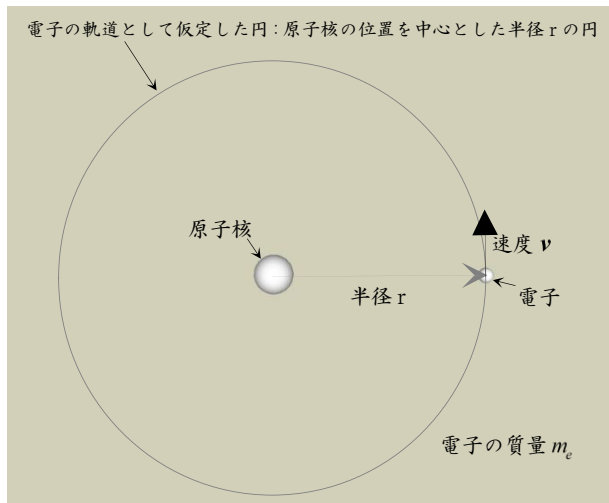


図 a.1.1 ボーアの水素原子モデルの説明図

ボーアの水素原子モデルの軌道半径 (orbital radius) (a.4.2) の分母には、軌道エネルギー (orbital energy) ——束縛エネルギー (binding energy) と昔の文献では表示してあることもある。2026年現在の著者の資料では軌道エネルギーである。—— E を記述している。この軌道エネルギー E が大きくなると、ボーアの水素原子モデルの軌道半径 (a.4.2) の左辺は小さくなる。このことは、上述の4章1節で著者が独自の波の理論で導出した物質波で考える図2.1の時計の半径が小さくなることに一致するものと扱える。図2.1の円周上の点は波を描くための点であり質点ではない。しかし、等速で円周を回ることでは、ボーアの水素原子モデルの電子の図a.1.1の軌道と同様である。この等速円運動の軌道の計算で、数学の計算が一致するので軌道半径が小さくなる円周を回る物質波の等速の速さが遅くなることを(4.4.24)から仮定できる。この場合では、電子の軌道が物質波で考えられる空間の各位置に——質点が存在する。——仮定できる。このことで、時計の半径ではないが物質波が考えられる空間の各位置が、図a.1.1の電子の軌道で仮定できることの一致として説明できる。そのように電子の軌道に物質波を仮定するので、上述の物質波の説明が使用できるものと仮定する——時計として扱う図2.1の正円の半径が物質波の波長でもある。軌道エネルギーの量子数 (quantum number) k が1以上の整数で電子の軌道半径が k 倍になる。その軌道半径の軌道の長さが正弦波の波長の定義(2.10)で物質波の波長を $k=1$ で仮定する。この波長の整数倍 k の長さが電子の軌道上に仮定できる。量子数 k が大きくなると軌道エネルギーが小さくなり電子の軌道半径が大きくなる。軌道エネルギーの異符号である束縛エネルギーが十分に大きいと電子は水素原子から離れて自由になることを仮定できる。軌道エネルギー (orbital energy) が大きくなると量子数 k が1へ向かうように減少する。量子数が減少することで電子の軌道半径は基底状態へ向かうほど小さくなる。軌道半径が小さくなると電子が持つ全エネ

ルギーが大きくなるので電子の慣性質量は増加する。このことでは、電子の速さが大きくなる。電子の速さが大きくなる
と (4.4.24) から物質波の波の速さは小さくなる。電子の軌道は量子数 k で仮定できる離散的な軌道しか取らないモデルで
ある。離散化された軌道は量子化されている。このことが古典理論の箇所ではなく量子論の計算の箇所である。このよう
な電子の古典理論の計算ではない物質波の理論である。基底状態 (ground state) で実験の値に軌道エネルギーが一致す
るものと扱われるが、物質波の理論に合わない計算のモデルでもある。——。軌道エネルギーを上述のように使用する
と、2026年現在の著者の資料での束縛エネルギーは、ボーアの水素原子モデルでは軌道エネルギーとは異符号の正の
値である。十分な束縛エネルギーを電子に与えると基底状態の電子は軌道半径の円周の軌道から外れ自由になる。水素原
子には原子核である陽子のみである。

$$v_{S_masspoint}(t) \cdot v_{S_wave}(t) = c^2, (v_{S_masspoint} \neq 0) \cdots (4.4.24)$$

$$\lambda \equiv 2 \cdot \pi \cdot r, (0 < \lambda < \infty) \cdots (2.10) \text{ 正弦波の波長の定義}$$

図 a.1.1 のボーアの水素原子モデルでは、物質波は直接計算では考慮せずに導出した電子の軌道の半径 (a.4.2) である。
ボーアの水素原子モデルの半径 (a.4.2) は文献 13 で著者が導出している。図 a.1.1 は付録 i でも触れている。文献 13
では、ボーアの水素原子モデルを使用してボーア理論で対応の原理 (correspondence principle) を使用して導出したリュ
ードベリ定数を実験でのリュードベリ定数と比較するのに使用している。水素原子の基底状態での軌道エネルギーの実験
値を使用して、ボーア理論の水素原子の基底状態での軌道エネルギー (orbital energy) の理論値と比較をしている。上述
のボーアの水素原子モデルは、物質波とは異なる理論であり 2 重性の考慮が無い。実際の観測との比較では波動関数の理
論で考えるのが 2026 年現在の著者の経験では普通である。

波数は (4.7.2) で記述した。波数 (4.7.2) の右辺の分母は、波長 (2.10) である。波数 (4.7.2) は、単位長さの範囲に
ある波長の数である。単位長さの範囲には、図 2.1 の円周が幾つあるかを波数 (4.7.2) で記述している。物質波の波長の
範囲内に、その物質波の粒子 (particle) が存在する慣性座標系上の位置を仮定している。単位長さの範囲内に有る波長の
数が多いほど、その物質波の粒子を仮定する波長の長さは短いものと説明できる。その波長 (2.10) が短いほど、その物
質波の粒子の運動量は大きいことが (4.4.19) の右辺で説明できる。このことは、慣性座標系の各位置に仮定した図 2.1 の
時計の円周が小さいことを意味する。

$$\kappa_{S_wave} = \frac{1}{\lambda_{S_wave}}, (\lambda_{S_wave} \neq 0) \cdots (4.7.2) \text{ 波数}$$

$$\lambda \equiv 2 \cdot \pi \cdot r, (0 < \lambda < \infty) \cdots (2.10) \text{ 正弦波の波長の定義}$$

$$p_{S_v_wave}(t) = \frac{h}{\lambda_{S_wave}}, (v_{S_masspoint} \neq 0) \cdots (4.4.19) \text{ 粒子の運動量および粒子が備える波長との関係}$$

慣性質量と速度の積である運動量が大きくなると、慣性質量が大きくなることでは速さが速くなるものと慣性質量
(4.1.1) で説明できる。粒子の速さが速くなると、関係式 (4.4.24) に従って物質波の速さは小さくなる。

$$m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) \cdots (4.1.1) \text{ 粒子の慣性質量}$$

$$v_{S_masspoint}(t) \cdot v_{S_wave}(t) = c^2, (v_{S_masspoint} \neq 0) \cdots (4.4.24)$$

物質波の速が遅くなると、正弦波 (sinusoidal wave) の振動数の定義 (2.14) の右辺の分子は小さくなる。ここでは、
振動数 (2.14) の右辺の分母の波長が小さくなることを運動量 (4.4.19) の右辺が大きくなることで仮定している。このこ
とは、慣性質量 (4.1.1) が増加することで、粒子が持つ全エネルギーである量子エネルギーが増加する事に等しい。量子
エネルギーの増加は、物質波 (matter wave) の振動数 (4.1.11) の左辺が増加することを意味する。この増加は、正弦波
の振動数 (2.14) の左辺の増加でもある。これらのことでの運動量の増加を説明できる物質波の波長の減少は、正弦波の

振動数 (2.14) の左辺を増加させるように物質波の速さを減少させるものと説明できる。

$$\nu \equiv \frac{v_{\omega}}{\lambda} \text{ Hz}, (\lambda \neq 0) \dots (2.14) \text{ 正弦波の振動数の定義}$$

波数 (4.7.2) の左辺で物質波の運動量 (4.4.19) の右辺を書き直すと (a.4.7) になる。物質波の運動量 (a.4.7) の右辺では、慣性座標系上の単位長さの範囲内に有る波長の数が多いほど物質波の運動量は大きくなる。時点軸の時計が周波数 (a.4.1) に示すように回転していることで、量子化されたエネルギー (quantized energy) の振動が慣性座標系上の空間に物質 (matter) を生じさせるものと仮定できる。この時空の量子エネルギーの振動は、波数の示すように単位長さ辺りにある波長の数で空間に振動の影響を与えることを考えることができる。

$$p_{S_v_{\text{wave}}}(t) = h \cdot \kappa_{\text{wave}}, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (a.4.7) \text{ 粒子の運動量および粒子 (particle) が備える波数との関係}$$

この影響は、物質波をフーリエ級数 (Fourier series) で記述した場合に空間の各位置にその物質が有る可能性を示すものと考えることができる。このことでは、その物質がどこに在るかは量子エネルギーおよび振動数並びに運動量

(momentum) および波数では座標で指示できるものではない。本書の2重性の導出では等速度運動を仮定している。このことで、その物質 (matter) は等速度運動をしていることに加速度運動での2重性の導出ではない——加速度運動をする場合を否定するものではない。——。

時空で、その物質を生じさせる量子化されたエネルギー (quantized energy) の振動現象が空間に伝搬しているのみではなく時点軸上の時計の振動数が生じていることを仮定している。この時計が止まることを示す法則が提案されていることを2026年現在の著者は知らない。この意味で、時点軸の時計の振動が続くことを否定できない。このような時計の振動の時点軸の影響は、その時計が定義されている空間の各位置に対応して説明することになる。これは、過去のその位置の時計の振動の波が同じ位置でどのように振動を続けることが否定できるかの問題を考えることにもなる。その位置の現在の時計の振動が、過去の物質の影響で続くことを他の物質の影響も考慮した各位置の時点軸の時計の振動数の物質波への影響を考えることになる。物質波は級数を採用して数学で記述して考えることで、各物質波がどのような現象として説明できるかの問題でもある。このことは、物質波の実在性に関する問題である。慣性座標系上の各位置に物質波として量子化されたエネルギー (quantized energy) の振動現象を扱うことで、各位置に振動現象として存在を認識する場合と粒子として観測でき他の位置には存在しないことが確定する場合に分けることになる。

時計の円周上に仮定している点が円周上を単位時間内に回転する回数が増加すると、物質波の粒子の速度が増加する。この速さの増加で、その粒子 (particle) の慣性質量が増加する。この慣性質量が増加することで、その粒子の持つ全エネルギーが増加する。さらに、(4.4.24) の関係から時計である図 2.1 の円周上の点の速さが遅くなる。円周上の点の速さが遅くなっても円周の長さ——時計の円周を意味する波長である。——が短くなることで、物質波の粒子の運動量が増加する。この運動量の増加は、振動数の増加から量子エネルギーの増加を記述する慣性質量の増加を意味する。

$$v_{S_masspoint}(t) \cdot v_{S_wave}(t) = c^2, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.4.24)$$

慣性座標系 (inertial coordinate-system) 上の位置に定義した時計の振動数が増加して、その位置に仮定した粒子の持つ全エネルギーが増加する。その粒子の存在する位置は、小さくなった波長の範囲内であるものと仮定する。小さくなった波長なので、その粒子の運動量 (momentum) は増加している。この場合の時計の円周上に仮定した点の速さは

(4.4.24) を満足して遅くなっている。仮定した時計の円周上の点の速さが遅くなっても、円周が小さくなり点が単位時間に円周上を回転する回数は増加している。慣性座標系上の粒子の速さは速くなっている。

粒子 (particle) の移動する速さが速くなっているのも、粒子が静止しているものと仮定された慣性座標系上の位置の時間の進みは遅くなっているものと説明できる。時間が遅くなることでは、時点の変化率 (a.2.10) が小さくなることで時間

の進みが遅くなることを説明できる。質点の速さが速くなり (a.2.10) の右辺の速さの 2 乗 v^2 が大きくなることで (a.2.10) の左辺は小さくなる。時点の変化率 (a.2.20) の値が小さくなることで、(a.2.10) の $t_1(t)$ が変化する割合が t の線形性で傾き 1 の微分 dt に対して小さくなる。

$$\frac{dt_1(t)}{dt} = \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}, (dt \neq 0) \cdots (a.2.10)$$

この変化率が小さくなることで時点 $t_1(t)$ は時点に対して遅く進むことを微分 $dt_1(t)$ (a.4.7) で説明できる。微分 (a.4.7) は右辺の dt が変数であり (a.4.8) を使用すると (a.4.9) に書き直せる。時点の微分 $dt_1(t)$ (a.4.9) は時点の微分 dt (a.4.8) を独立変数とする線形関数として説明できる。このことは、時点 t の時間 (a.4.8) を独立変数とする線形性である。質点の速さが速くなると、線形関数 (a.4.9) の傾きの係数であるローレンツ因子 (Lorentz factor) ——ここでは微分の線形関数の説明では数学の係数として線形性が本質的な説明である。物理現象を説明する場合ではローレンツ因子と言うことを著者は好んで採用した。——と呼ばれる (a.4.10) の逆数が小さくなる。線形関数 (a.4.9) の傾きが小さくなるので時間 (a.4.8) に対して時点 $t_1(t)$ の微分 $dt_1(t)$ (a.4.9) は小さくなる。この微分 $dt_1(t)$ (a.4.7) が小さくなる説明は、質点の速さが速くなることで、その速さが速くなる前の値との比較である。微分 $dt_1(t)$ (a.4.7) が小さくなることで、時点 $t_1(t)$ の変化が小さくなるので時点 $t_1(t)$ の時間の進みが遅くなることが、時間 h (a.4.8) の慣性座標系からの観測で (a.4.9) から説明できる。

$$dt_1(t) = \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \times dt, (dt \neq 0) \cdots (a.4.7)$$

$$dt = h, (dt \neq 0) \cdots (a.4.8)$$

$$dt_1(t) = \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \times h, (dt \neq 0) \cdots (a.4.9)$$

$$\gamma_{\text{Lorentz}} = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \cdots (a.4.10) \text{ローレンツ因子 (Lorentz factor)}$$

時点の微分 dt (a.4.8) は傾き 1 の時間 h を独立変数とする線形関数である。等速度運動している質点を観測している慣性座標系上の各位置に定義されている時計の時間をローレンツ変換に合わせた正確な時間 (proper time) $dt_1(t)$ にして見ると、その質点で定義できる慣性座標系の各位置に定義した時間は (a.4.7) になる——ここで英語の proper time はジニアス英和大辞典では限定用法で時間などに「正確な」と書いてあった。このことで、著者の経験で固有時間あるいは固有時間で proper time として和訳されている言葉を上述の波線の下線のような説明にしてみた。‘固有’と言う言葉の意味が広辞苑第七版では『その物・人・場所だけにあること。特有。『日本—の文化』『武士に—の道義』であった。‘その質点だけにある’意味が等速度運動している質点を観測している慣性座標系上の時間で、その等速度運動している質点が静止している慣性座標系上の時計の時間に合わせる計算をすると時間が短くなる。等速度運動している質点を観測している慣性座標系の時間の方が長い。この意味では、固有の意味は慣性座標系の時間をローレンツ変換に正確に合わせる計算として著者は考える。時間は波の周期で説明するが、量子論では時点軸があり真空中の光が時間を示すのに $c \cdot t$ 軸 (a.2.3) である空間の軸を考える。このような空間の $c \cdot t$ 軸の成分は、慣性座標系の空間成分 (a.2.2) である x 軸、 y 軸および z 軸の 3 つの軸に垂直な方向になる成分として考える。これは、数学の変数ではなく物理現象の実在性として議論する問題である。4次元時空の座標点で (a.2.1) の表示を使用している。空間の実在性でもある。実在する空間を考えることでは、測定器で人間の感覚で認識できるものと考えることにもなる。このことで‘固有’と言う意味が‘事’であると、意味としては時点 t あるいは空間の $c \cdot t$ 軸の成分は認識できる実在のものと言う考えには 2026 年現在の著者は不適切な気がする。こ

のような感覚の話であるが量子論では実在性を考える真剣なお話であるものと著者は考える。道徳では不妄語戒の問題でもある。このことで、量子論の質点が備える振動数 (4.1.11) の問題でもあるので触れてみた。――。

$$c \cdot t \cdots (a.2.3)$$

$$(x, y, z) \cdots (a.2.2)$$

$$(x, y, z, c \cdot t) \cdots (a.2.1)$$

$$v_{S_v_wave} = \frac{m_{S_v_wave} (v_{S_masspoint}) \cdot c^2}{h} \cdots (4.1.11) \text{物質波の振動数の決定}$$

物質波の振動数 (4.1.11) を使用して、時点の変化率 (a.2.10) を書き換えた (5.33) でも同様に説明できる。時点の変化率 (5.33) の右辺の分母が時点 t (a.4.8) の慣性座標系から観測した質点の備える振動数である。時点 $t_1(t)$ の慣性座標系で等速度運動している質点が静止していることを仮定している。4章1節で物質波を導出する際に、質点が等速度運動していることを仮定していることでその質点が静止していることは仮定に反する。このことで、質点が静止している慣性座標系上では極限值 (4.6.18) で計算できた。時点の変化率 (5.33) の分母の振動数は、質点が静止していないで等速度運動していることで分子の振動数よりも大きいことは明らかである。極限值 (4.6.18) で計算して、量子論では零点エネルギーを考慮して、質点は静止していないで物質波として振動していることを仮定する。このように時点の変化率 (5.33) が小さくなることで、(a.2.10) と同様に時点 t の慣性座標系上で等速度運動している質点が静止している $t_1(t)$ の慣性座標系上の時間は遅く進むことを時点 t の慣性座標系の時間 (a.4.8) で説明できる。

$$v_{S_v_wave} = \frac{m_{S_v_wave} (v_{S_masspoint}) \cdot c^2}{h} \cdots (4.1.11) \text{物質波の振動数の決定}$$

$$\frac{dt_1(t)}{dt} = \frac{v_{S_v_wave}}{v_{S_v_wave}} \cdots (5.33)$$

$$\lim_{v_{S_masspoint} \rightarrow 0} v_{S_v_wave} (v_{S_masspoint}) = \frac{m_{0S_masspoint} \cdot c^2}{h}, (v_{S_masspoint} \neq 0) \cdots (4.6.18)$$

物質波の速さを意味する正円上の点の速さは、その粒子が等速度運動していることを観測している慣性座標系 S 上の位置に定義した時計である正円の円周上の点の速さである――図 a.1.2 の時計が静止している慣性座標系上で等速度運動をしている質点の速さを観測した場合の点の速さを仮定している。このような時計は慣性座標系上を等速度運動している質点の速さで静止質量 (4.1) が計算でき仮定することができる。その質点は観測対象の等速度運動をしている質点とは別のものであることを量子論が静止を受け入れないことで仮定する。静止はしなくても静止質量の定義 (4.1) で静止質量が特殊相対性理論で計算できる。慣性座標系であることは加速度の相対性を考慮して真空中の光の速さ (speed of light in a vacuum) を観測することで保証される。このことは一般相対性理論での保証である。――。

$$m_0 \equiv m(v) \cdot \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}, (0 \leq v \leq c) \cdots (4.1)$$

その点の速さは、その粒子を観測している慣性座標系 S 上から計算した相対的な質点の速さを (4.4.24) に使用して計算したものである。このような計算から正円の半径が小さくなったことは、その質点が静止していることを仮定している慣性座標系が変わっていることになる。

$$v_{S_masspoint}(t) \cdot v_{S_wave}(t) = c^2, (v_{S_masspoint} \neq 0) \cdots (4.4.24)$$

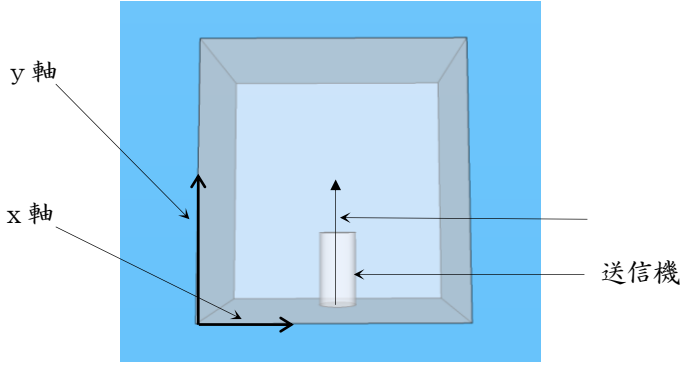


図 a.1.2 建造物、送信機および受信機で構成した時計

物質波 (matter wave) の波長は (4.4.17) で変換できる. 物質波の波長 (4.4.17) の右辺に記述した分子の波長は, 慣性座標系上に定義した時計の電磁波 (electromagnetic wave) の波長である. その電磁波の振動数は, 物質波の振動数に等しいものと仮定した. このことでは, 時計の電磁波の速さは真空中の光の速さ (speed of light in a vacuum) であるので波長を決定できる.

$$\lambda_{S_wave} = \frac{\lambda_{S_c}}{\sqrt{1 - \frac{(m_{0S_masspoint})^2}{(m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}))^2}}}, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.4.17)$$

この変換 (4.4.17) は, 分母には粒子 (particle) の静止質量と運動しているときの慣性質量を比較しているので粒子が静止しているときには使用できない変換式である. 変換式 (4.4.17) が成立しない場合では, 運動量 (4.4.19) が導出できない. このように運動量 (momentum) が導出できないので, 物質波 (matter wave) の振動数を (4.1.11) で計算できても波が定義できないので実際は物質波を仮定できないものと扱える. この計算では, 物質波が仮定できないので量子論 (quantum theory) のミクروسケールでは粒子が仮定できないことになる. この意味では, 粒子が静止することは否定されてしまう量子論であることが零点エネルギー (zero-point energy) の問題と一致するので本書の等速度の仮定で導出する 2 重性の説明は了承できることを仮定できる.

$$p_{S_v_wave}(t) = \frac{h}{\lambda_{S_wave}}, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.4.19) \text{ 粒子の運動量および粒子が備える波長との関係}$$

$$v_{S_v_wave} = \frac{m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) \cdot c^2}{h} \dots (4.1.11) \text{ 物質波の振動数の決定}$$

同様には, 光の 2 重性の光子の運動量 (4.4.48) では (4.4.19) のように電磁波の波長を分母に記述しプランク定数

(2.17) を分子に記述するので慣性座標系が真空中の光の速さで等速度運動していることでは電磁波の波長が計算できない. このことで, 光子の運動量 (momentum) が定義できないものと扱える. 電磁波は真空中では光の速さが定数である. 慣性座標系が真空中の光の速さ (speed of light in a vacuum) で等速度運動することでは, 真空中の光の速さとの相対的な速さは零であることを特殊相対性理論 (the special theory of relativity) の速度の変換の式からも説明できる. 真空中の光の速さを計算できないので, 電磁波を観測できないものと理論上扱うことができる. この計算では, 慣性座標系は真空中の光の速さでは等速度運動できない. 慣性座標系上の時間が進まずに (a.1.24) の場合では, どのような速さで等速運動をしていることを仮定しても移動距離は零である.

$$p_{S_v_wave}(t) = \frac{h}{\lambda_{S_c}}, (c \neq 0) \dots (4.4.48) \text{ 光子の運動量}$$

$h = 6.626\,070\,15 \times 10^{-34} \text{ J s} \dots (2.17) \text{CODATA のプランク定数 (Planck constant)}$

$$\Delta t_{s1} = 0 \dots (a.1.24)$$

$$v_{s_masspoint}(t) \cdot v_{s_wave}(t) = c^2, (v_{s_masspoint} \neq 0) \dots (4.4.24)$$

時間が (a.1.24) の計算から零であることを仮定すると, 波の速さ (2.2) を計算する場合には正円の円周上を進む距離が零であるので波の速さが零である——波の速さ (2.2) の右辺は極限值である. 時間の変数が零を取るのではなく零にどこまでも近づくことになる. 分母の時間が零になることではない. ——. 波の速さ (2.2) が零の場合は, (4.4.24) では質点の速さが無限大に発散する.

$$v_{wave}(t) \equiv \lim_{h_i \rightarrow 0} \frac{l(t+h_i) - l(t)}{h_i} \dots (2.2) \text{——正円上に仮定した点で定義する——波の速さの定義}$$

このような発散は, 特殊相対性理論では質点 (material point) は真空中の光の速さを超えることはできないので否定される. このことで, 波の速さ (2.2) が零であることは否定できる. このような真空中の光の速さを超えることでは, (4.4.24) が成立していない. このことで, 本書の2重性の導出理論が使用できない. 物質波 (matter wave) が否定されるこのことは, 波の速さ (2.2) が否定できることである. これで, 物質波を記述するのに使用する慣性座標系上に定義した時計を仮定できなくなる. このような時計を慣性座標系上の各位置に定義できない場合は, 特殊相対性理論の慣性座標系 (inertial coordinate-system) は使用できない. 慣性座標系を定義できないことは, 物理学の時間および空間を定義できなくなる. 理論物理学の量子論で, 時空を使用できなくなる.

——群速度 (4.7.1) で記述する無数の物質波での説明——

群速度 (group speed) は (4.7.1) で記述した. 群速度 (4.7.1) は (4.7.48) のように, 慣性座標系上に仮定した粒子 (particle) の等速度の速さに等しくなった.

$$v_{group\ velocity} = \frac{dv_{s_v_wave}}{d\kappa_{s_wave}} \dots (4.7.1) \text{群速度}$$

$$v_{group\ velocity} = v_{s_masspoint} \dots (4.7.48)$$

粒子の等速度の速さ (4.7.48) の右辺を群速度 (group velocity) (4.7.1) の左辺に代入すると (a.4.11) を記述できる. 慣性座標系上に仮定した粒子 (particle) の等速度の速さ (a.4.11) を, 物質波の振動数の微分 (a.4.12) に書き直す.

(a.4.12) の右辺は, 波数の微分を変数として粒子の等速度の速さ (4.7.48) を定数とする線形性を示している. 粒子の速さは, 物質波の振動数の微分の線形性を示す傾きである. ここで, 変数は波数の微分であることを仮定したので, 単位長さ内に有る時計の円周である波長の数が変化する. この変化で, その波長の範囲内で仮定する粒子の速さを定数とした振動数の微分が決定する.

$$v_{s_masspoint} = \frac{dv_{s_v_wave}}{d\kappa_{s_wave}} \dots (a.4.11)$$

$$dv_{s_v_wave} = v_{s_masspoint} \cdot d\kappa_{s_wave} (a.4.12)$$

群速度 (a.4.8) で, 質点 (material point) の等速度の速さは各位置での物質波の周波数 (a.4.1) の変化率で決定している. この変化率は波数に対するものである. 各位置で記述できる波の波数に対する周波数の変化率で質点の速さが決定する. 質点のあることが仮定できる領域が移動する場合に, その領域の群速度の周波数の変化率が周波数を決定して領域内に仮定されている質点 (material point) の速さが決定する. ここでの議論では等速度運動を仮定している. 群速度の周波数の変化率は定数である. 各位置には慣性座標系内の位置を3次元空間で記述して, 時点軸の時点で4次元時空を仮定できる. 時点軸の時間は慣性座標系内の各位置に定義された時計で計算できる. 各位置の時計は図 2.1 の正円を仮定して

いる時計として計算できる。この周波数 (a.4.1) は、上述のように円周を回転する円周上の点で計算する。円周を計算する正円の半径が小さくなると、点の速さが遅くなっても点が円周を回転する回数は多くなることを計算できる。このことは、物質波の波長が小さくなることを意味する。

$$\nu \equiv \frac{v_{\omega T}}{2 \cdot \pi \cdot r} \text{ Hz}, (\lambda \neq 0) \dots (\text{a.4.1}) \text{ 正弦波の周波数の定義}$$

周波数 (a.4.1) を量子論 (quantum theory) で使用する場合には、各位置に定義した時計で計算した周波数および振動数を使用した。時計として図 2.1 の正円を使用することは、特殊相対性理論を使用して真空中の光で時間を計算する。この時計では、正円の円周上を仮定する点は真空中の光の速さで回転する。この回転する回数は、周波数 (a.4.1) で計算する。光の 2 重性を使用すると、その時計の電磁波 (electromagnetic wave) の光子は真空中の光の速さ (4.2.3) で慣性座標系上を等速度運動する。その時計の周波数に一致する振動数 (4.1.11) である—— (4.1.10) で定義した。——ことを定義した本書の物質波の 2 重性の導出理論である。この定義 (4.1.10) で、振動数が等しいことが定義されても時計の物理現象は電磁波であり物質波ではないことは明らかである。物質波では、群速度 (group velocity) を使用した (a.4.11) で質点 (material point) の等速度の速さに等しい。質点の等速度の速さ (a.4.11) では、物質波 (matter wave) の振動数 (4.1.11) の近傍に無数の振動数を考える。この振動数は図 2.1 の正円で考えるが、ここでの説明では振動数 (2.14) および周波数 (a.4.1) でそれぞれ説明をする。

$$c = v_{S_c} \cdot \lambda_{S_c} \dots (4.2.3)$$

$$v_{S_v_wave} = \frac{m_{S_v_wave} (v_{S_masspoint}) \cdot c^2}{h} \dots (4.1.11) \text{ 物質波の振動数の決定}$$

$$v_{S_v_wave} = v_{S_c} \dots (4.1.10) \text{ 質点の振動数を仮定}$$

$$\nu \equiv \frac{v_{\omega T}}{\lambda} \text{ Hz}, (\lambda \neq 0) \dots (2.14) \text{ 正弦波の振動数の定義}$$

$$v_{S_masspoint} = \frac{dv_{S_v_wave}}{d\kappa_{S_wave}} \dots (\text{a.4.11})$$

群速度 (4.7.1) では振動数 (4.1.11) の近傍に無数の振動数を仮定しているので、その各振動数に正弦波 (sinusoidal wave) を仮定する。そのような各正弦波はフーリエ級数 (Fourier series) (2.11) でひとつの物質波で記述できることを仮定できる。このような正弦波は図 2.1 の正円で (4.2.3) の光を使用した時計で導出した物質波 (matter wave) の振動数 (4.1.11) の近傍の振動数で記述する正弦波である。そのような (4.1.11) の振動数の近傍での物質波のフーリエ級数 (2.11) は、物質波の振動数 (4.1.11) の右辺の慣性質量を持つ質点 (material point) の位置を仮定した領域を記述しているものと仮定されている。この仮定では、質点は粒子として存在していることを観測できていないことで物質波の振動数 (4.1.11) の振動をしている量子エネルギー (4.1.13) の領域として説明する量子論 (quantum theory) である。この領域の物質波の振動数 (4.1.11) の近傍の物質波を使用した群速度 (a.4.11) は、量子エネルギー (4.1.13) を持つ質点の等速度の速さである。このような振動数の領域を仮定している物質波のフーリエ級数 (2.11) は 4 次元時空の領域で説明している。このようなフーリエ級数 (Fourier series) (2.11) の各正弦波は、慣性座標系 (inertial coordinate-system) の各位置に定義した時計の真空中の光の速さ (4.2.3) を使用して図 2.1 の正円を使用して記述できる。

$$v_{\text{group velocity}} = \frac{dv_{S_v_wave}}{d\kappa_{S_wave}} \dots (4.7.1) \text{ 群速度}$$

$$f(\theta) = \frac{a_0(f)}{2} + \sum_{m=1}^{\infty} (a_m(f) \cdot \sin(m \cdot \theta) + b_m(f) \cdot \cos(m \cdot \theta)) \dots (2.11)$$

$$E_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) = h \cdot v_{S_v_wave} \dots (4.1.13) \text{波を示す質点の全エネルギー}$$

$$v_{S_masspoint} = \frac{dv_{S_v_wave}}{d\kappa_{S_wave}} \dots (a.4.11)$$

正円を使用して記述する物質波の正弦波 (sinusoidal wave) は無数であるが、物質波である各正弦波には慣性座標系の各位置に定義した時計の真空中の光に対応をとることになる。図 2.1 の正円に各物質波の正弦波の振動数を仮定している。各振動数 (2.14) は、正円の円周上に仮定した点で計算する。この場合では、円周上を回転し続ける点であることで、振動数 (4.1.11) およびその近傍の振動数 (2.14) は周波数 (a.4.1) であることの説明ができる。

$$v \equiv \frac{v_{\omega_T}}{\lambda} \text{ Hz}, (\lambda \neq 0) \dots (2.14) \text{正弦波の振動数の定義}$$

$$v_{S_v_wave} = \frac{m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) \cdot c^2}{h} \dots (4.1.11) \text{物質波の振動数の決定}$$

$$v \equiv \frac{v_{\omega_T}}{2 \cdot \pi \cdot r} \text{ Hz}, (\lambda \neq 0) \dots (a.4.1) \text{正弦波の周波数の定義}$$

この意味では、図 2.1 の円周上を回転し続ける点を各周波数に仮定できる。この仮定では、各周波数の正円を仮定している。正円の中心を同じ位置にとる無数の正円を仮定して、その正円の円周上を各周波数で回転し続ける点を仮定する——図 a.4.1 は参考のための図である。図 a.4.1 の各正円の円周上に点を仮定して各周波数で円周上を回転し続けるものと仮定する。——。図 a.4.1 の太い線の正円は、振動数 (4.1.11) を計算している正円であることを仮定している。他の細い線の正円は、その物質波 (matter wave) の振動数 (4.1.11) の近傍の周波数を計算している正円であるものと仮定する。

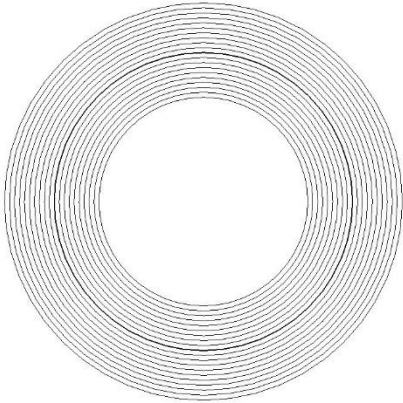


図 a.4.1 正円の円周で物質波のフーリエ級数を描く時計の振動現象を考える為の図

このような各正円の円周上を回転し続ける点で物質波の量子エネルギーの振動現象を三角関数に依るフーリエ級数 (trigonometric Fourier series) (2.11) で記述する領域と対応を取る本書の物質波の 2 重性の導出理論である。各位置に定義された時計に対応を取り、その時計の周波数の振動現象で導出した物質波である。時計は慣性座標 (inertial coordinate-system) 系上で同期をしている。この同期の為に時計は、各位置の質点の運動で異なる時点を示す。等しい等速度運動の場合は、慣性座標系上に質点が仮定されている領域では同じ時計を使用できる。この時計で計算する時点を示す時点軸の変数は、各位置の座標で値を示す関数でもある。この時点の関数に慣性座標系上の各位置の独立変数を使用する記述は、質点があることを仮定している各領域で運動量が異なる場合に時点を記録する時計が異なることで時点を計算するのに使用できる。各慣性座標系上の領域に使用できる時計の周波数で量子化されたエネルギー (quantized energy) の振動現象を仮定している物質波である。このことで、慣性座標系上の各位置に定義した時計の真空中の光の振動数

(4.1.10) に等しい量子エネルギー (4.1.13) の振動現象としての物質波の実在性の問題を群速度 (group velocity)

(a.4.8) の無数の周波数の振動現象で記述しているものと 2026 年現在の著者は考える。

$v_{S_v_wave} = v_{S_c} \dots$ (4.1.10) 質点の振動数を仮定

慣性座標系の各位置に定義された時計の周波数 (4.1.10) に等しい物質波の振動数 (4.1.11) が生じている——図 a.4.1 の太い正円の周波数である。——と、図 a.4.1 の細い線の正円の周波数がその近傍に生じている振動現象を仮定している量子論 (quantum theory) である。その振動現象は量子エネルギー (4.1.13) の振動現象である。慣性座標系上の空間での変化率および時点軸上での変化率を仮定できる振動現象である。

$E_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) = h \cdot v_{S_v_wave} \dots$ (4.1.13) 波を示す質点の全エネルギー

本書の物質波の 2 重性の導出理論は質点 (material point) の等速度運動を仮定している。この導出過程で、著者は正弦波の独自の定義——本書の第 1 回¹⁾ および第 2 回²⁾ で定義した正弦波である。——を使用している。そのような正弦波を使用した 2 重性の導出を著者が独自に考えたものである。上述の説明での分析も著者の独自の説明であり、物理学書で習ったものではない箇所がある。このことでは、上述の理論の解釈は 2026 年現在の著者の独自の解釈および説明である。

物質波の波長 (4.4.17) が小さくなると、その物質波の質点の位置を仮定できる領域が狭くなることを仮定できる。この領域は、フーリエ級数展開で計算する波全体——付録 ii で説明した。——ではなく、物質波 (matter wave) の周波数 (4.1.11) での波長 (4.4.17) ——運動量 (momentum) (4.4.19) の分母の波長である。——の仮定である。波長が狭くなり変化率 (a.4.11) が大きくなると、質点の速さが速くなる。このことは、質点の等速度の速さは、物質波の振動数 (4.1.11) の微分の線形性を記述する傾きである。この振動数の微分 (a.4.12) は、物質波の波長 (4.4.17) の波数の微分を独立変数にしている。この線形性は、物質波の振動数 (4.1.11) の近傍の無数の物質波の各振動数を決定する法則である。量子論で記述する量子エネルギーの振動現象としての粒子性は、質点としての観測を否定している——点ではなく体積を説明する領域を考える理論である。——。粒子性は、量子エネルギーの振動現象をしている領域に仮定している粒子の体積を示す振動している領域が粒子 (particle) として計算できる現象でもあることを説明する。このように振動現象をしている量子エネルギーが計算できる領域に群速度 (group speed) (a.4.11) の質点の等速度の大きさを計算して、物質波 (matter wave) をフーリエ級数 (Fourier series) で記述する。このような物質波の記述で粒子性を示す量子エネルギーを仮定している領域に運動量 (momentum) (4.4.19) を要請している。このような群速度の説明では、運動量 (4.4.19) を要請する領域に波長 (4.4.17) を計算できる時計の周波数 (4.1.11) に等しい物質波の量子エネルギーの振動現象を考える。

$$\lambda_{S_wave} = \frac{\lambda_{S_c}}{\sqrt{1 - \frac{(m_{0S_masspoint})^2}{(m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}))^2}}}, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.4.17)$$

$$v_{S_v_wave} = \frac{m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) \cdot c^2}{h} \dots (4.1.11) \text{物質波の振動数の決定}$$

$$p_{S_v_wave}(t) = \frac{h}{\lambda_{S_wave}}, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.4.19) \text{粒子の運動量および粒子が備える波長との関係}$$

$$v_{S_masspoint} = \frac{dv_{S_v_wave}}{d\kappa_{S_wave}} \dots (a.4.11)$$

$$dv_{S_v_wave} = v_{S_masspoint} \cdot d\kappa_{S_wave} (a.4.12)$$

物質波 (matter wave) は、2 重性で計算できるが物質 (matter) の位置を追跡できない現象でもある。物質の位置が

明らかにならない場合や、その物質の速さが観測することができないことも考えることができる。粒子 (particle) の性質でエネルギーを持つことで、量子エネルギーの振動数を各位置の時計で計算できることから物質波の波長 (4.4.17) および振動数 (4.1.11) に量子論の説明をする。物質波 (matter wave) の振動をしている領域内のエネルギーを仮定している。このエネルギーは、その領域内の量子エネルギーの振動をしている。そのような振動をしている領域内の量子エネルギーに粒子を仮定することで物質 (matter) を考えている理論である。振動している領域を追跡できないことで粒子の等速度は観測できなくても物質波での領域は計算できる理論である。このような現象で各位置の物質波の周波数の変化率 (a.4.11) が生じることで物質波および質点が等速の速さで進むことができる理論である。

慣性座標系内の各位置に定義された時計で計算できる量子化されたエネルギー (quantized energy) であり、物質波である。4次元時空——4次元時空では運動量 (momentum) (a.2.4) のように記述できることはすでに示した。——で、空間のみでは説明できない物質波である。

$$(p_x, p_y, p_z, p_t) = \left(m(v) \cdot \frac{dx(t)}{dt}, m(v) \cdot \frac{dy(t)}{dt}, m(v) \cdot \frac{dz(t)}{dt}, m(v) \cdot c \right), (0 \leq v \leq c) \dots (a.2.4)$$

物質波の振動をしている領域内でのエネルギーの振動は粒子の等速度運動を仮定しているので、その粒子の運動量を仮定できる。運動量 (momentum) には、その粒子の慣性質量および速度を仮定している。速度は、質点 (material point) で定義している。その質点には、慣性質量を仮定している。ここでは、物質波の振動している領域を仮定しているので質点に粒子としての体積を仮定できる。そのような体積を仮定された粒子が在る領域で、物質波の振動を仮定する。この物質波の振動には、空間および時間の振動を仮定している。空間に運動量を持つ粒子 (particle) を仮定している。時間には、粒子の持つ全エネルギーを仮定しているので粒子内のエネルギーが空間の振動を仮定するのに時点の変化率を保証して空間での物質波の振動をしている領域に物質を考えることになる物質波である。物質波 (matter wave) は、空間の独立変数および時間の独立変数で記述する関数として説明できたことになる。この関数は、波動関数として扱うのが2026年現在の著者の記憶にある量子論 (quantum theory) である。波動関数は、波動方程式の解であるものと仮定されている。このような波動の振動は時点軸の時計の光子の振動数に等しいことを4章の (4.1.10) で仮定した。

$v_{S_v_{wave}} = v_{S_c} \dots (4.1.10)$ 質点の振動数を仮定

波動関数の空間の独立変数の変化率は、時点軸の質点の持つ全エネルギーの振動数の群速度 (group velocity) (a.4.11) で等速度運動をする粒子の位置を仮定する粒子の運動の説明である——このことは、詳しくは波動方程式に発展してからの研究である。——。この粒子の運動は、運動量 (momentum) で仮定できる。等速度運動をしている粒子の領域に波動関数の空間での振動を考えることができる。波動関数では振動を扱うので、空間の位置を記述する点の座標の位置に質点を計算しているものではない。質点 (material point) には、その波動関数の量子エネルギーを仮定していることで質点の性質を扱うことになる。このことは、質点を粒子として考えることで体積の大きさを仮定することになることから粒子のある領域を扱うことを要請している。そのような粒子の領域を空間に考えても、その粒子が空間のどこに在るかは不明である波動関数である。どこに在るかは、不明であるが粒子が在ることを仮定している。粒子が存在するか存在しないかは、時間で観測して4次元時空の空間のどこに在るかを波動関数で各位置に計算できる値で仮定している——専門書では1926年のマックス・ボルン (Max Born) 先生が確率密度関数 (probability density) で計算する方法を提案したことを教えていただく。——。このことは、物質波の運動量を (4.4.19) で計算できても、その運動量の質点の位置を計算することではない。その質点の位置が観測できると、その質点としての観測で波としての観測が否定できる。このような否定で、運動量 (4.4.19) の右辺の波長が認められないことで運動量 (4.4.19) が計算できなくなる。質点として位置を追跡可能な場合は、古典物理学 (classical physics) の決定論的な計算が可能である。物質波の2重性を示す場合は、質点の位置が観測できなくなり波としての説明になる。

v. 非決定論でのエネルギーに零点エネルギーを考慮して各4次元時空間での時の前後の問題^{3), 4), 5)}

量子論での質点 (material point) が備える振動数 (4.1.11) には波を仮定できる。この波は、質点が静止していないことを仮定して導出できる。このことでは、エネルギー分布を質点系で議論するが波としての振動状態を考えることにも時の前後関係で問題について見つけることができる。質点 (material point) が振動状態にあることでは、質点が完全な静止状態にはならないことを慣性座標系上に仮定している2重性の理論である。静止状態にならないことで振動数 (4.1.11) の質点が持つ全エネルギーを仮定している——このような状態の場合のエネルギーは零点エネルギーの問題に言うことがある。——。エネルギーで質点を仮定しているが、振動していることには波を仮定している。等速度運動している質点が観測できる場合の慣性座標系を仮定できるが、静止は受け入れないことで或る慣性座標系 (inertial coordinate-system) と等しい等速度運動をしている仮定ではその慣性座標系上では振動している状態——原子モデルでは基底状態として考える最小値のエネルギー状態である。ボーアの水素原子モデルは文献13で説明した。そこで基底状態の計算をしている。ボーアの水素原子モデルの電子の軌道の半径は (a.4.2) で原子核になる陽子を中心にした正円である。波動関数で考えるのに、調和振動子の零点エネルギーの状態がある。——で質点としては観測できない理論である。

$$\nu_{S_v_wave} = \frac{m_{S_v_wave} (\nu_{S_masspoint}) \cdot c^2}{h} \dots (4.1.11) \text{ 質点で説明する波の振動数の決定}$$

$$r = -\frac{Ze^2}{8\pi \cdot \epsilon_0 \cdot E}, (E \neq 0) \dots (a.4.2) \text{ ボーアの水素原子モデルの陽子を中心した場合の電子の軌道の半径}$$

質点および波がどのように生じているかは本書の2重性の導出では明らかではない。各4次元時空間上のエネルギーは、各慣性座標系の速さで時点軸の時間の進み方が異なるのでエネルギーの変換 (a.5.1) で計算する——エネルギーの変換式 (a.5.1) は文献8で導出してある。——。

$$E_1(v_1) = E(v) \cdot \frac{1 - \frac{u \cdot v_x}{c^2}}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}} \dots (a.5.1)$$

時点軸の時間の進みが異なることで過去、現在および未来の区別を議論できる。この問題は、慣性座標系上に定義した時計が止まることに——付録ivで指摘している。過去の物質波の振動している時計が止まることについての議論である。——考える過去、現在および未来への物質 (matter) の影響を見つかることでもある。このことでは、ヒトの過去世、現世および来世で考えると今の人生の前の自分の体があった時に過去世を考えることができる。来世は、今の人生が終わった後に得る体の時に考えることができる。このような過去、現在および未来は、ひとつの時空の慣性座標系で議論する方法とは異なる。このような時間の前後の問題に量子論 (quantum theory) のエネルギー分布で仮定している我々の心、体および人生について考えることは、善悪の議論になる道徳の選択に関係する。時計が止まることに静止が受け入れられない量子論である。時計が止まることでは、時空を構成する物質が存在しないことを仮定できる。このことは、付録i および付録viで触れている。

著者の文献3では、心が無始無終であることを導出している。この‘心が無始無終である’ことを公理にする体系を研究することで心のモデルの構築を考えている。この意味では、我々の体が死んだ後には我々がまた別の体を持つことを仮定できるモデルになる。このことは、上述での道徳の選択になり一仏乗の本門——三大秘宝の本門である。釈迦牟尼仏の出世の本懐である最高經典の中で予言されている本門である。その最高經典の後半の十四品の本門の意味ではない。始成正覚ではない。開目抄の上の『本門寿量品の文の底に秘してしづめたまへり』の久遠下種の妙法の本門である。寿量品文底大事からの引用の『久遠名字の妙法なり。』である。本門の戒壇の大御本尊様である五字の下種である。大石寺の御書からの引用である。——のお話しに信心を向ける議論が生じる。久遠は無始無終である著者の心のモデルを応用して、十界

論の信心を考える。現在の我々の体があるこの座標空間で、我々の以前の体があった過去を考え未来の我々の体がある座標空間を仮定することもある。

vi. 4次元時空での振動数の観測および時空の生滅^{8), 9), 27), 28), 29)}

特殊相対性理論 (the special theory of relativity) で光の振動数の変換 (4.7.23) を計算できる。光の振動数の変換 (4.7.23) は著者が文献 8 で導出している。(4.7.23) の振動数の変換は図 a.6.1 および図 a.6.2 を使用して導出した。弧度 θ_{x1} は、(a.6.1) であり慣性座標系 S_1 で観測した光が移動する方向になる x_1 軸の正の側からの角度である。

$$\nu = \nu_1 \times \frac{1 + \frac{u}{c} \cdot \cos \theta_{x1}}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}} \dots (4.7.23) \text{ アインシュタインの特殊相対性理論での光の振動数の変換}$$

$\theta_{x1} \dots$ (a.6.1) 図 a.6.1 のように慣性座標系 S_1 で観測した光が移動する方向になる x_1 軸の正の側からの角度

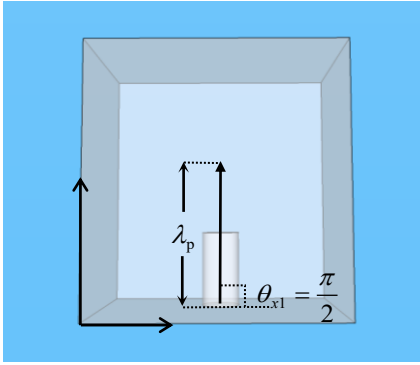


図 a.6.1 建造物、送信機および受信機で構成した時計

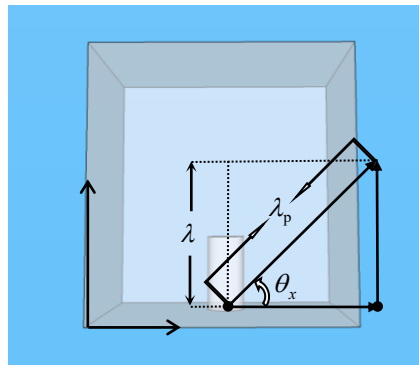


図 a.6.2 慣性座標系 S 上で観測した図 a.6.1 の時計

図 a.6.1 の送信機は x_1 軸方向に対して直角に光を放出する。その光の波長は (a.6.2) である。図 a.6.2 の送信機は慣性座標系 S の x 軸方向に対して弧度 θ_x (a.6.3) の方向に光を放出する。図 a.6.2 では波長は (a.6.4) の関係である。

$\lambda_p \dots$ (a.6.2) 時計の送信機から送り出された光の波長

$\theta_x \dots$ (a.6.3) 図 a.6.2 のように慣性座標系 S で観測した光が移動する方向になる x 軸の正の側からの角度

$$\lambda = \lambda_p \cdot \sin \theta_x \dots (a.6.4)$$

光の振動数の変換 (4.7.23) に図 a.6.1 のように光を放出することを記述するために、余弦 (4.7.24) を (4.7.23) の右辺に代入すると (4.7.26) を導出できる。(4.7.26) は真空中の光の振動数の変換である。

$$\cos \theta_{x1} = 0, \left(\theta_{x1} = \frac{\pi}{2} \right) \dots (4.7.24)$$

$$\nu = \frac{\nu_1}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}} \dots (4.7.26)$$

振動数の変換 (4.7.22) は振動数 (4.1.11) の変換である。このことは、物質波の振動数の変換である。物質波の振動数の変換 (4.7.22) は送信機が静止している慣性座標系の振動数 (4.7.18) をその送信機を観測している慣性座標系で計った

振動数 (4.4.14) に変換をしている式である。振動数 (4.7.18) は、真空中の光の振動数 (4.4.53) の意味である。振動数の変換 (4.7.22) の両辺の振動数は同じ慣性座標系上で観測したものであるが、観測対象の質点が等速度運動している場合の (4.1.11) を導出する仮定になる前には、その質点が観測する慣性座標系で静止している場合での振動数になる。このことは、振動数 (4.1.11) を導出する仮定に反すると考えられるが、4 章 6 節の最後の技術および以下に説明した極限値の仮定の議論として本書では 2026 年現在の著者の考えとしている。

$$\nu_{S_v_wave} = \frac{\nu_{S_v_wave0}}{\sqrt{1 - \frac{(v_{S_masspoint})^2}{c^2}}} \dots (4.7.22) \text{ 著者が独自に構築している波の理論での振動数の変換}$$

$$\nu_{S_v_wave0} = \frac{c}{\lambda_{S_c}} \dots (4.7.18)$$

$$\nu_{S_v_wave} = \frac{\nu_{S_wave}(t)}{\lambda_{S_wave}} \dots (4.1.14) \text{ 質点で説明する波の振動数の定義}$$

$$\nu_{S_c} = \frac{c}{\lambda_{S_c}} \dots (4.4.53)$$

振動数 (4.1.11) は真空中の光の振動数 (4.4.53) に等しいことを (4.1.10) で仮定した。この意味では、物質波 (matter wave) の振動数 (4.1.11) は慣性座標系 (inertial coordinate-system) 上の各位置に定義した時計の振動数に等しい。

$$\nu_{S_v_wave} = \nu_{S_c} \dots (4.1.10) \text{ 質点の振動数を仮定}$$

量子論で物質の静止は導出できていないことを仮定すると、振動数の変換式 (4.7.22) の右辺の分子の時計の振動数は、図 a.6.1 のように x_1 軸に垂直な方向に放出された光の振動数であるので時空での振動を説明している。このことでは、慣性座標系上に静止していることを仮定している質点の持つ全エネルギーの振動数 (4.1.11) は時計の光の振動数で振動している物質を仮定できる——振動数 (4.1.11) を導出する仮定での等速度運動をしていることで速さを零にする質点の静止は計算できない。極限值として速さが零に収束することで極限値の振動数 (4.6.18) を記述できる。——。振動していることでは波を仮定できる。波として振動していることでは、質点として物質を観測できないことを仮定している。質点として等速度運動していることが観測できないことは、波として観測できることで 2 重性は説明できる。振動数 (4.1.11) を導出する仮定で、質点 (material point) の等速度運動を仮定しているが質点が等速度運動していることがわからないことでは等速度運動していないことも明らかではない。このことで、2 重性を否定する条件が成立していることは否定できる不確定性を指摘できる。このような説明では、振動数が零でない場合を仮定している...

$$\nu_{S_v_wave} = \frac{m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) \cdot c^2}{h} \dots (4.1.11) \text{ 質点で説明する物質波の振動数の決定}$$

$$\lim_{v_{S_masspoint} \rightarrow 0} \nu_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) = \frac{m_{0S_masspoint} \cdot c^2}{h}, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.6.18)$$

振動数が零である場合は物質の振動を説明できないものと仮定できる。このことは、慣性質量が零であることになる。慣性質量が零であることでは質点が存在しないものと仮定できる。存在していない質点が等速度運動できないことは、振動数 (4.1.11) が導出できないことでもある。

静止質量 (rest mass) (4.1) は、慣性座標系で質点が加速度運動をしている場合でも使用できる特殊相対性理論での相対論的効果を考慮した慣性質量 (inertial mass) である。静止質量 (4.1) は著者が文献 8 で独自に定義した静止質量である。静止質量 (4.1) は 4 次元時空で導出したものである。

$$m_0 \equiv m(v) \cdot \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}, (0 \leq v \leq c) \dots (4.1)$$

本書の正弦波 (sinusoidal wave) を使用した時間は (2.20) を著者が導出している。物質波を導出するのに使用した質点には、等速度運動を仮定して (4.4.24) を満足することを物質波の‘波の速さ’ (2.2) ——第1回で著者が独自に定義した波の速さである。——に仮定している。

$$h_t = \frac{dl(t)}{v_{\text{wave}}(t)}, (v_{\text{wave}}(t) \neq 0) \dots (2.20)$$

$$v_{S_masspoint}(t) \cdot v_{S_wave}(t) = c^2, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.4.24)$$

$$v_{\text{wave}}(t) \equiv \lim_{h_t \rightarrow 0} \frac{l(t+h_t) - l(t)}{h_t} \dots (2.2) \text{——正円上に仮定した点で定義する——波の速さの定義}$$

慣性座標系上で加速度運動する質点に各位置での速度を観測できることを仮定すると、その速度で等速度運動している慣性座標系を仮定できる。加速度運動する質点が静止している加速度座標系を一般相対性理論で仮定する。その加速度座標系の各速度で等速度運動する慣性座標系を加速度座標系の各速度に対応するように仮定する。この仮定では、加速度座標系上に静止している質点 (material point) は、各位置の速度に対応を与えた慣性座標系上で静止していることを仮定できる。静止質量 (4.1) では慣性座標系で加速度運動する場合も記述した静止質量 (rest mass) であり (4.1) の右辺の質点の速度の速さである。(4.6.7) は、物質波の2重性を導出する仮定の等速度の速さを静止質量 (4.1) の質点の速度の速さに代入したものである。(4.6.7) を加速度座標系に应用する場合には慣性座標系上に静止している質点を仮定した上述の加速度座標系を仮定して、量子論 (quantum theory) での質点の静止について議論できる。

$$m_{0S_masspoint} = m_{S_v_{\text{wave}}}(v_{S_masspoint}) \cdot \sqrt{1 - \frac{(v_{S_masspoint})^2}{c^2}}, (0 \leq v_{S_masspoint} \leq c) \dots (4.6.7)$$

振動数 (4.1.11) の計算での量子論では、質点が静止することがない——等速度運動を仮定して導出している (4.1.11) である。——。質点がどこまでも速さが零に近づくことは理論上では可能になる (4.1.11) である。このことを使用して、著者が特殊相対性理論で独自に定義した静止質量 (4.6.7) を (a.6.5) のように極限值で記述してみる。極限值 (a.6.5) では、質点の速度の速さは零にどこまでも近づく場合での極限值である。

$$v_{S_v_{\text{wave}}} = \frac{m_{S_v_{\text{wave}}}(v_{S_masspoint}) \cdot c^2}{h} \dots (4.1.11) \text{質点で説明する物質波の振動数の決定}$$

$$m_{0S_masspoint} = \lim_{v_{S_masspoint} \rightarrow 0} m_{S_v_{\text{wave}}}(v_{S_masspoint}) \cdot \sqrt{1 - \frac{(v_{S_masspoint})^2}{c^2}}, (0 \leq v_{S_masspoint} \leq c) \dots (a.6.5)$$

振動数 (4.1.11) の量子論で使用する場合の静止質量 (a.6.5) として議論する。極限值 (a.6.5) の計算を進めると

(a.6.6) に記述できる。極限值 (a.6.6) の右辺は (a.6.7) に書き直せる。静止質量 (a.6.7) は質点が慣性座標系上で静止しているものではない。極限值 (a.6.5) で質点がどこまでも静止している状態に近づいていることを仮定している。加速度座標系上の質点の静止には、このような慣性座標系上の極限值としての静止した状態にどこまでも近づいている質点の静止質量 (a.6.5) を仮定して (a.6.7) を導出したように議論ができる。

$$m_{0S_masspoint} = m_{S_v_{\text{wave}}}(0) \cdot \sqrt{1 - \frac{(0)^2}{c^2}}, (0 \leq v_{S_masspoint} \leq c) \dots (a.6.6)$$

$$m_{0S_masspoint} = m_{S_v_{\text{wave}}}(0), (0 \leq v_{S_masspoint} \leq c) \dots (a.6.7)$$

ここで加速度座標系も考慮して極限值 (a.6.5) の静止質量を導出したのは、質点が真空中の光の速さになった場合の振

動数の議論をするためである。この議論では、4次元時空の時計を定義した時点軸が慣性座標系 (inertial coordinate-system) の3次元空間に保証される関係について考えるためである。(5.1) は時点の変化率であった。慣性座標系上の質点が真空中の光の速さになった場合での時点の変化率 (5.1) は (5.41) である。時点の変化率 (5.41) は時点が変化せず定数である。このことでは、時点がとまり時間が進まない。付録 i の (a.1.24) で説明したものと一致する。

$$\frac{dt_1(t)}{dt} = \sqrt{1 - \frac{(v(t))^2}{c^2}} \dots (5.1)$$

$$\frac{dt_1(t)}{dt} = 0, (v(t) = c) \dots (5.41)$$

$$\Delta t_{s1} = 0 \dots (a.1.24)$$

静止質量 (4.6.7) の右辺には時点の変化率が記述してあるものと扱える。その時点の変化率に (5.41) と比較すると、(a.6.8) のように記述して等速度運動の速さが零であることを仮定できる。この静止は質点が真空中の光の速さになった場合で、真空中の光の速さで時点軸の時計も等速度運動している場合の計算である。静止質量 (4.6.7) の右辺の時点の変化率が (a.6.9) のようになる。時点の変化率 (a.6.9) を静止質量 (rest mass) (4.6.7) の右辺に代入すると (4.6.39) になる。静止質量 (4.6.39) は零である。静止質量 (rest mass) が零である粒子が、真空中の光の速さで等速度運動している時計の時間が進まなくなった慣性座標系上で静止しているものと説明できる。

$$m_{0S_masspoint} = m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) \cdot \sqrt{1 - \frac{(v_{S_masspoint})^2}{c^2}}, (0 \leq v_{S_masspoint} \leq c) \dots (4.6.7)$$

$$\sqrt{1 - \frac{(v_{S_masspoint})^2}{c^2}} = \sqrt{1 - \frac{(c)^2}{c^2}}, (v_{S_masspoint} = c) \dots (a.6.8)$$

$$\sqrt{1 - \frac{(v_{S_masspoint})^2}{c^2}} = 0, (v_{S_masspoint} = c) \dots (a.6.9)$$

$$m_{0S_masspoint} = 0 \dots (4.6.39)$$

慣性座標系上の各位置に定義されている時計は時点軸の時点を計るものである。時点軸は空間の3次元空間の各成分に直交している。慣性座標系上を真空中の光の速さで等速度運動している時計は、真空中の光の速さで等速度運動している慣性座標系上に静止しているものと説明できる (4.6.39) の計算である。時計の時点軸は空間の各成分に直交するが、特に慣性座標系の進行方向に直交することを仮定する。時計の光が進むことで時間を観測できる。真空中の光の速さで進む慣性座標系 (inertial coordinate-system) 上での質点の相対速度は零である——特殊相対性理論 (the special theory of relativity) では質点は真空中の光の速さを超えることはできない。——。質点 (material point) が真空中の光の速さで等速度運動していることでは (4.6.39) のように静止質量が零である。その静止質量は、時計が真空中の光の速さで等速度運動していることから時点の変化率が (a.6.9) のように零であり導出できた静止質量である。この意味では、極限值 (a.6.5) の静止質量とは意味が異なる。質点が慣性座標系上で真空中の光の速さで等速度運動する場合には、(a.1.24) で時間が零で観測ができなくなった。

$$m_{0S_masspoint} = \lim_{v_{S_masspoint} \rightarrow 0} m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) \cdot \sqrt{1 - \frac{(v_{S_masspoint})^2}{c^2}}, (0 \leq v_{S_masspoint} \leq c) \dots (a.6.5)$$

$$\Delta t_{s1} = 0 \dots (a.1.24)$$

図 a.1.2 では、時計の光の送信機は y 軸方向に真空中の光を送信する。時計は x 軸方向に真空中の光の速さで等速度運動

することを仮定している．時点軸が慣性座標系の3次元空間の各成分に直交することは，時計の送信機の光が直交するものと考えることができる．(a.1.24) では，時計がx軸方向に真空中の光の速さで等速度運動する場合にy軸方向の光の速さ (a.1.16) が零になった．x軸方向の時計の速さが (a.1.21) であるので，y軸方向の光の速さ (a.1.16) に代入すると (a.6.10) になる．(a.6.10) の右辺を計算すると，(a.6.11) である．

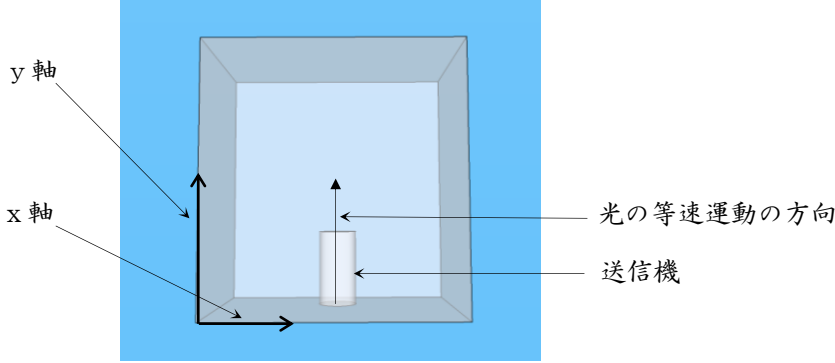


図 a.1.2 建造物，送信機および受信機で構成した時計

$$v_y = \sqrt{c^2 - v_x^2} \dots (a.1.16) \text{ 慣性座標系 } S \text{ 内での } y \text{ 軸方向の光の速さ}$$

$$v_x = c \dots (a.1.21) \text{ x 軸方向に移動する光子の真空中の速さ}$$

$$v_y = \sqrt{c^2 - c^2} \dots (a.6.10)$$

$$v_y = 0 \dots (a.6.11)$$

時計の送信機の光が進む距離で時間を計るので，送信機のy軸方向の光の速さが零であることで送信機の光が進む距離は零である．距離が零であるので送信機の光の計る時間は零である．真空中の光の速さで等速度運動している時計を観測している慣性座標系上のy軸方向の送信機の光の移動距離—— (a.1.22) の右辺である．——が真空中の光の速さで等速度運動している時計の中でのy軸方向の移動距離—— (a.1.22) の左辺である．——に等しいことをローレンツ変換から記述して (a.1.22) から (a.1.24) になった．

$$\sqrt{c^2 - c^2} \cdot \Delta t_s = c \cdot \Delta t_{s1} \dots (a.1.22) \text{ y 軸方向の移動距離}$$

4次元時空の時点軸の時点は周期の時間で定義する場合に，慣性座標系上の空間の各成分に直交する時点軸の時点が真空中の光の速さの光の振動数の時計で量子化されたエネルギー (quantized energy) の振動と時点軸との関係を与えている理論である．電磁波の振動数が光の振動数であり，物質波 (matter wave) の振動数 (4.1.11) でもあることは (4.1.10) で仮定している

$$v_{S_v_{wave}} = v_{S_c} \dots (4.1.10) \text{ 質点の振動数を仮定}$$

物質波の量子エネルギーの振動は，量子論 (quantum theory) の物質波の振動で質点としての観測を認めない場合にもなる．質点 (material point) の観測ができない場合で，物質波の振動が生じていることには真空中の光の速さ (speed of light in a vacuum) を仮定した——波の速さ (5.27) の右辺で仮定している．——物質波 (matter wave) の‘波の速さ’ (2.2) がある．波の速さ (5.27) は，右辺の分母の時計が静止している慣性座標系上での波の速さである—— (5.27) の分母の周波数 (4.1.11) は，質点が静止している場合のものと等速度運動している場合のものである．——

$$v_{S_wave}(t) = \frac{c}{\sqrt{1 - \left(\frac{v_{S_v_{wave0}}}{v_{S_v_{wave}}} \right)^2}}, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (5.27)$$

$$v_{\text{wave}}(t) \equiv \lim_{h_t \rightarrow 0} \frac{l(t+h_t) - l(t)}{h_t} \dots (2.2) \text{——正円上に仮定した点で定義する——波の速さの定義}$$

この波の速さ (5.27) の物質波は、振動数 (4.7.18) の時計——特殊相対性理論の慣性座標系 (inertial coordinate-system) 上の各位置に定義されている時計である。——が静止している慣性座標系を観察している慣性座標系上で計算した質点を応用して導出した振動数 (4.1.11) ——物質波の振動数である。——の波である。このような観測は、図 a.1.2 の時計が静止している慣性座標系上から観測対象の質点の等速度 (a constant velocity) の速さを観測した場合の物質波の周波数 (4.1.11) の相違——物質波の速さ (5.27) の右辺の分母の周波数である。——としても説明できる。その観測対象の質点が静止している慣性座標系——図 a.1.2 の時計が静止している慣性座標系である。——は速度の相対性で、元の慣性座標系とは別の慣性座標系になる。その慣性座標系は、その観測対象の等速度運動している質点で定義できる慣性座標系である。これが特殊相対性理論の速度の相対性である。この物質 (matter) の静止は、特殊相対性理論とは異なり量子論では質点の静止は計算できない——2026年現在での著者の記憶である。——ので、特殊相対性理論を応用する場合に慣性座標系の定義に関係する問題である。この問題に対する計算は4章6節の最後に著者の考えとして説明してある。

$$v_{S_v_{\text{wave}}} = \frac{c}{\lambda_{S_c}} \dots (4.7.18)$$

$$v_{S_v_{\text{wave}}} = \frac{m_{S_v_{\text{wave}}} (v_{S_masspoint}) \cdot c^2}{h} \dots (4.1.11) \text{質点で説明する波の振動数の決定}$$

真空中の光の速さである (4.6.43) は、各物質に生じている時間の波の物質波 (matter wave) で量子化されたエネルギー (quantized energy) の振動が時空を記述できることを (5.51) で仮定している。 (5.51) では慣性質量 (inertial mass) が量子エネルギーで決定することに真空中の光の速さを保証する関係で4次元時空を記述しているものと2026年現在の著者は考える。分母には慣性質量が零にならないことを仮定している。

$$c = \sqrt{\frac{E_{S_v_{\text{wave}}} (v_{S_masspoint})}{m_{S_v_{\text{wave}}} (v_{S_masspoint})}}, (m_{S_v_{\text{wave}}} (v_{S_masspoint}) \neq 0) \dots (4.6.43)$$

$$c = \sqrt{\frac{h \cdot v_{S_v_{\text{wave}}} (v_{S_masspoint})}{m_{S_v_{\text{wave}}} (v_{S_masspoint})}}, (m_{S_v_{\text{wave}}} (v_{S_masspoint}) \neq 0) \dots (5.51)$$

慣性質量が零になることは、真空中の光の速さで等速度運動する粒子に静止質量 (rest mass) が零であることの計算を示すことができる。このような静止質量 (rest mass) が零であることは、図 a.1.2 の時計がx軸方向に真空中の光の速さで等速度運動した場合に時点の変化率 (a.6.12) が零であり静止質量 (4.6.7) が零であることを (4.6.39) で導出した。この計算では特殊相対性理論 (the special theory of relativity) での静止質量の計算である。

$$\sqrt{1 - \frac{(v_{S_masspoint})^2}{c^2}} = 0, (v_{S_masspoint} = c) \dots (a.6.12)$$

$$m_{0S_masspoint} = m_{S_v_{\text{wave}}} (v_{S_masspoint}) \cdot \sqrt{1 - \frac{(v_{S_masspoint})^2}{c^2}}, (0 \leq v_{S_masspoint} \leq c) \dots (4.6.7)$$

$$m_{0S_masspoint} = 0 \dots (4.6.39)$$

量子論 (quantum theory) では質点 (material point) が静止することは計算できないことを (4.1.11) の導出で上述までに示している。この場合での質点の静止には、(a.6.5) に極限值で計算してみた。静止質量 (a.6.7) では質点はどこま

でも速度の速さが零に近づくが特殊相対性理論のように完全に静止はしない量子論での議論である。

$$m_{0S_masspoint} = \lim_{v_{S_masspoint} \rightarrow 0} m_{S_vwave}(v_{S_masspoint}) \cdot \sqrt{1 - \frac{(v_{S_masspoint})^2}{c^2}}, (0 \leq v_{S_masspoint} \leq c) \cdots (a.6.5)$$

$$m_{0S_masspoint} = m_{S_vwave}(0), (0 \leq v_{S_masspoint} \leq c) \cdots (a.6.7)$$

(4.6.39) のように静止質量 (rest mass) が零になると、その粒子の持つ全エネルギーが零である。粒子が完全にエネルギーを持たないことは、その粒子の量子エネルギーも零である。この場合は、その量子エネルギーを計算できる振動数は零である。振動数が零であることは、物質波の振動数 (4.1.11) が零になる。これらの計算では、粒子が存在しないことを仮定できる。

$$m_{0S_masspoint} = 0 \cdots (4.6.39)$$

さらに、量子論の物質波の振動数 (4.1.11) の振動現象も生じていない。真空中の光の速さで等速度運動していることでは、ローレンツ変換 (Lorentz transformation equations) の定義区間からも外れており特殊相対性理論の慣性座標系を定義できない。その真空中の光の速さで等速度運動している粒子が静止している慣性座標系を仮定する計算では、粒子および物質波の両方が減した状態を説明しているものと仮定できる。量子論では粒子が静止できない説明で、そのような粒子を説明できない慣性座標系上に真空中の光の速さで等速度運動している粒子が静止していることを仮定した場合の説明である。このような慣性座標系を仮定しても時間——図 a.1.2 の時計の計算では時間は (a.1.24) の零の定数であった。時間が零では等速度運動している質点を仮定しても距離は零である。静止質量が零であるので物質が減した状態であるものと仮定できる。——および空間が定義できず時空が説明できず物質 (matter) が存在しないことをこのような議論で仮定できる。

$$\Delta t_{s1} = 0 \cdots (a.1.24)$$

慣性質量 (inertial mass) は粒子に定義する量である。量子エネルギーでの物質波 (matter wave) の振動を仮定している場合では、粒子として観測できないことになる。このような振動現象には、時空での時点軸の真空中の光の振動数に等しい物質波の量子化されたエネルギー (quantized energy) の振動現象を仮定できる。時点軸に時計の真空中の光の振動数で計算できる時点が進んでいき、空間にはその量子エネルギーの振動現象を計算できる。このことで、時空が物質波で仮定できる量子エネルギーの振動現象で存在するものと仮定できる。この仮定では、質点が完全な静止をすることはない。時空には量子エネルギーの振動現象で4次元時空が存在して、粒子 (particle) としての存在は否定できる。そのような時空の振動現象は、粒子性を仮定している量子エネルギーで振動数を計算している。慣性座標系 (inertial coordinate-system) 上で等速度運動している質点を仮定して導出した4次元時空の時点軸の時計の真空中の光の振動数に等しい量子化されたエネルギー (quantized energy) の振動現象である時空である。この仮定では、慣性座標系上を等速度運動している質点 (material point) には、その質点が静止できる慣性座標系を特殊相対性理論で導出できることに量子論 (quantum theory) の質点が静止でできないこととの矛盾を発見できる。このことは、理論物理学の問題として時空の時点軸の時計で採用する真空中の光の振動数の波——物質波でもある。——は量子エネルギーの保存の問題に結びつけることができる。

ここで真空中の光の速さで等速度運動する光を仮定することは慣性座標系を加速度の相対性から決定することで速度の相対性の観測をすることになる。この場合は速度の相対性で、真空中の光の光子から観測すると慣性座標系で静止している質点——静止質量が零でない質点を仮定している議論である。——が真空中の光の速さで等速度運動していることが問題である。

時空を量子エネルギーの振動現象で生じているものと仮定する場合に、時点軸の時計をどのように説明するかは問題である。時間 (2.20) は、周期を使用して各時点を定義することで時点軸の時点を使用できる。周期は波の現象で使用する

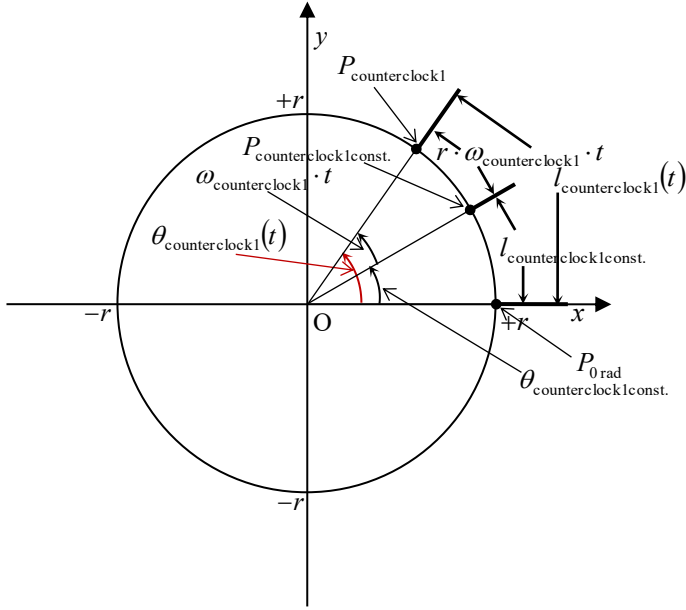


図 2.1 加算での逆時計回りの弧度

$$\theta_{\text{counterclock1}}(t) = \omega_{\text{counterclock1}} \cdot t + 2 \cdot \pi \cdot \frac{l_{\text{counterclock1const.}}}{\lambda_r}$$

$$c \cdot t \dots (\text{a.2.3})$$

$$m(v), (0 \leq v \leq c) \dots (\text{4.2})$$

慣性質量では、真空中の光の速さで移動する粒子の静止質量が零であるので慣性を示していないものと考えることができる。慣性座標系上で慣性を示す場合には、慣性座標系上での速度の速さで慣性を質量で記述して加速度座標系に説明する重力を使用して計算できる。このような慣性の説明は、ニュートンの運動の法則で使用していた慣性の法則が破綻していることで質量が零ではないことに慣性を示す。この慣性では、慣性座標系上で等速度運動をしている粒子が加速度座標系上で加速度運動しているように観察できることを意味する。真空中の光で時点を計算する時計では、特殊相対性理論の4次元座標系上で慣性座標系上の空間に仮定している粒子の慣性質量が真空中の光の速さで移動する距離の軸 (a.2.3) の空間成分にその粒子の持つ全エネルギー (4.1.2) として記述できる。この慣性は、真空中の光子の慣性として計算できる場合には加速度座標系上での観測に重力を仮定したことで真空中の光子の加速度運動を観測することで説明できる。この加速度座標系は、真空中の光の速さで移動するものではないことで真空中の光子で定義するものではない。静止質量が零ではない慣性を示す粒子で定義できる加速度座標系である。慣性を示す粒子の持つ全エネルギーが (4.1.2) である。

$$E_{S_v_{\text{wave}}} (v_{S_masspoint}) = m_{S_v_{\text{wave}}} (v_{S_masspoint}) \cdot c^2 \dots (\text{4.1.2}) \text{ 質点の持つ全エネルギー}$$

これは、慣性座標系上に仮定している粒子である。この粒子の慣性質量 (4.1.1) は、量子論では時計の光子の量子化されたエネルギーに等価である (4.1.7) が4章1節で時点の変化率 (5.1) を使用して静止質量の定義 (4.1) —— 著者が独自定義した静止質量である。 —— で記述できる。

$$m_{S_v_{\text{wave}}} (v_{S_masspoint}) \dots (\text{4.1.1}) \text{ 質点の慣性質量}$$

$$E_S(c) = m_{S_v_{\text{wave}}} (v_{S_masspoint}) \cdot c^2 = h \cdot v_{S_c} \dots (\text{4.1.7}) \text{ 仮定}$$

$$\frac{dt_1(t)}{dt} = \sqrt{1 - \frac{(v(t))^2}{c^2}} \dots (\text{5.1})$$

物理量である。本書では第1回で周期の定義をした——

(2.18) で定義した。——。

$$h_t = \frac{dl(t)}{v_{\text{wave}}(t)}, (v_{\text{wave}}(t) \neq 0) \dots (\text{2.20})$$

$$T \equiv \frac{\lambda}{v_{\omega_r}} \text{ s}, (v_{\omega_r} \neq 0) \dots (\text{2.18}) \text{ 正弦波の周期の定義}$$

周期の波は図 2.1 の正円を使用して振動現象としても観測できる。この振動現象は正円を描く直交座標系の x 軸および y 軸上での点の振動である。このような振動現象は x 軸および y 軸の各座標の点を正円の円周 (circumference) 上の点になるように与えている x 軸および y 軸上の点の振動である。

このことでは、中心の点を原点として仮定した半径 r の正円を描く等速円運動を仮定できる。時点を計算する時計の時点軸は慣性座標系の空間の3次元の各軸に垂直である。真空中の光の速さの移動距離の軸 (a.2.3) の空間成分は、慣性座標系の空間成分と共に4次元時空では慣性質量 (4.2) を与える。

$$m_0 \equiv m(v) \cdot \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}, (0 \leq v \leq c) \cdots (4.1)$$

このような時点とエネルギーの関係は、(a.2.5) から擬リーマン計量 (pseudo-Riemannian metrics) の不変性を記述した (a.2.69) を (a.2.70) で記述できて導出できた。静止エネルギー (a.2.70) の右辺には時点の変化率 (5.1) を記述している。質量およびエネルギーの等価性 (equivalence of mass and energy) は、(a.2.70) で時点の変化率 (5.1) で変換できる慣性を説明できる。

$$(p_x \cdot c, p_y \cdot c, p_z \cdot c, p_t \cdot c) = \left(m(v) \cdot \frac{dx(t)}{dt} \cdot c, m(v) \cdot \frac{dy(t)}{dt} \cdot c, m(v) \cdot \frac{dz(t)}{dt} \cdot c, m(v) \cdot c^2 \right) \cdots (a.2.5)$$

$$m_0 \cdot c^2 = \sqrt{E^2 - p^2 \cdot c^2} \cdots (a.2.69) \text{ 静止エネルギー}$$

$$m_0 \cdot c^2 = m(v) \cdot c^2 \cdot \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}, (0 \leq v \leq c) \cdots (a.2.70)$$

このことでは、慣性は真空中の光の速さで移動する距離の軸 (a.2.3) の空間成分に記述した真空中の光子の慣性質量が慣性座標系上に仮定している粒子の慣性質量に等価であり慣性座標系の等速度運動に関係なく静止質量 (a.2.70) のように時計の光子で変換できる。この記述では、時計は各慣性座標系上の各位置に定義されたものである。このような時計は、図 a.1.2 のような時計の真空中の光子が慣性座標系の等速度運動の方向に垂直に放出される計算ができるように仮定できる。擬リーマン計量 (pseudo-Riemannian metrics) の不変性の記述で導出した (a.2.70) では (a.2.5) から慣性座標系の等速度運動の方向は関係なく記述できたが、時点の変化率 (5.1) では各慣性座標系上でその粒子が持つ全エネルギーが変換されるのには各慣性座標系の等速度の方向が関係している時計の計算である。時点の変化率 (5.1) の物理現象の説明は、図 a.1.2 の時計で (a.1.20) が計算できることで見るができる。

$$\sqrt{c^2 - v_x^2} \cdot \Delta t_s = c \cdot \Delta t_{s1} \cdots (a.1.20)$$

ここでは、静止質量が零でない粒子で慣性を持ち時点軸の空間成分の光子の慣性質量に等価であることで時点の計算が時計で可能になることを説明できる。質量が零である粒子は、真空中の光の速さで移動できるので粒子の速さに真空中の光の速さを時点の変化率 (5.1) の右辺に代入すると (5.41) であり時間の変化率が零である。図 a.1.2 の計算である (a.1.20) を使用した計算でも (a.1.21) を (a.1.20) の右辺に代入すると (a.1.24) になった。

$$\frac{dt_1(t)}{dt} = 0, (v(t) = c) \cdots (5.41)$$

$$v_x = c \cdots (a.1.21) \text{ x 軸方向に移動する光子の真空中の速さ}$$

$$\Delta t_{s1} = 0 \cdots (a.1.24)$$

真空中の光の速さで等速度運動している図 a.1.2 の時計が静止している慣性座標系上の時間が零である。(a.5.41) および (a.1.24) では、時間の変化が零である。時間が零で止まるのでは、空間成分の粒子が持つ静止エネルギー (a.2.70) が零であるので粒子が実在しないことを仮定できる。図 a.1.2 の時計の計算で時点が計算できることで——時計が静止している慣性座標系上の時間が (a.1.24) のように零にならないことを意味する。——は、慣性を示す静止質量が零ではない粒子で慣性座標系を定義できることになる。この慣性座標系を定義できる粒子が存在することで、加速度座標系を定義できる。

加速度座標系上での観測で慣性を観測するのに加速度の相対性を使用する。この加速度の相対性は、慣性座標系上の真空中の光子が加速度運動することを観測でき静止質量が零の光子が慣性を示し慣性の法則が破綻して慣性質量を持つことに真空中の光の速さより遅い速度を仮定している。等価原理を使用すると、一様な重力場に静止している座標系 K に等価に自然の法則が成立している加速度座標系である。

等価原理 (the principle of equivalence) は、「加速度座標系 K_1 での自然の法則は、一様な重力場 (a homogeneous gravitational field) に静止している座標系 K での自然の法則 (the laws of nature) に欠けることなく等しいもの」と仮定している。加速度座標系 K_1 の加速度は慣性座標系 K_0 で観測するものと仮定する。

真空中の光の速さから減速することで慣性を観測できる。 減速は加速度運動であるものと考えることができ、加速度座標系上での観測で各速度に等しい慣性座標系を仮定することができる。慣性座標系上では、光速の不変の原理が成立している。 このように座標系を仮定できることに、時点を計算できる時計を各位置に定義できる。

光速の不変の原理 (the principle of the constancy of the velocity of light) : すべての慣性座標系で真空中の光の速さはその光源の運動の状態で決定しないで定数であり、真空中の光の速度は等速度である。

光速の不変の原理では、すべての慣性座標系で、真空中の光の速度は等速度である。光源の運動状態が慣性座標系内で光源から放射される真空中の光の速度の向きを決定する可能性は考えられる。

一様な重力場で慣性を観測できる。一様な重力場での観測は、等価原理で加速度座標系上での自然の法則の観測に欠けることなく等しい。時計で真空中の光を使用して時点を計算できることが慣性を観測できることを意味している。 慣性の観測には、真空中の光の速さよりも遅い加速度座標系上で真空中の光子の慣性も観測でき慣性の法則が破綻する。 慣性質量の変換では (4.1) の右辺に記述している時点の変化率で静止質量との変換ができる。この変換では、静止エネルギーとの変換が (a.2.70) で可能である。このことで、時点軸の光子が加速度座標系上での慣性質量を説明でき、慣性質量から量子化されたエネルギーに等しいことが光子の振動数 (4.1.9) である振動数の物質波で説明できる。

$$m_0 \equiv m(v) \cdot \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}, (0 \leq v \leq c) \dots (4.1)$$

$$m_0 \cdot c^2 = m(v) \cdot c^2 \cdot \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}, (0 \leq v \leq c) \dots (a.2.70)$$

$$\nu_{S_c} = \frac{m_{S_{\nu_{\text{wave}}}}(v_{S_{\text{masspoint}}}) \cdot c^2}{h} \dots (4.1.9) \text{ 光子の振動数の決定}$$

量子化されたエネルギーで、振動現象として考えることになる。振動現象で考えると、運動量 (4.4.19) で観測する計算を導出できる。運動量は古典理論 (classical theory) では慣性質量に速度をかける。量子論では運動量 (4.4.19) を計算することに慣性を結び付けることができる。この慣性は、静止質量 (4.1) で上述のように真空中の光の速さよりも遅い座標系上での観測である。静止質量 (4.1) は時点の変化率 (5.1) で慣性質量の変換を記述している。慣性質量の変換では各慣性座標系上での慣性が異なる。各慣性座標系上では、時点軸上の光子の量子化されたエネルギー (4.1.7) で慣性座標系上に仮定された粒子の持つ全エネルギーに等価であることが導出できる。空間成分では慣性座標系上での空間成分の質点の速度が時点軸の空間成分である。 (a.2.3) の軸の成分の全エネルギーに (4.5.8) の関係で、物質波の速さになる。

$$p_{S_{\nu_{\text{wave}}}}(t) = \frac{h}{\lambda_{S_{\nu_{\text{wave}}}}}, (v_{S_{\text{masspoint}}} \neq 0) \dots (4.4.19) \text{ 粒子の運動量および粒子が備える波長との関係}$$

$$\frac{dt_1(t)}{dt} = \sqrt{1 - \frac{(v(t))^2}{c^2}} \dots (5.1)$$

$$E_S(c) = m_{S_{\nu_{\text{wave}}}}(v_{S_{\text{masspoint}}}) \cdot c^2 = h \cdot \nu_{S_c} \dots (4.1.7) \text{ 仮定}$$

$$c \cdot t \cdots (a.2.3)$$

$$v_{S_wave}(t) = \frac{E_{S_wave}(v_{S_masspoint})}{p_{S_wave}}, (v_{S_masspoint} \neq 0) \cdots (4.5.8)$$

物質波の速さは図 2.1 の正円で (2.2) を使用して計算できる。慣性座標系上に仮定されている粒子の速度は、速度の相対性で質点が静止している慣性座標系を仮定できる。量子論では、静止は受け入れられていない。量子論では、振動現象として考える。真空中の光の速さで移動する粒子は静止質量が零である。加速度座標系上で真空中の光の速さで移動する粒子の慣性を観測できる。加速度座標系の各速度で仮定されている慣性座標系上での静止は、量子論では零点エネルギーを考慮して運動エネルギーを仮定する振動現象として扱うことができる。この振動現象では、不確定性を考慮して振動している状態である。このことで、質点として観測できずに振動しており質点を速度で追跡できる理論ではない。速度の追跡より量子論上は運動量 (4.4.19) としての観測であるものと 2026 年現在の著者は考える。

$$v_{wave}(t) \equiv \lim_{h_t \rightarrow 0} \frac{l(t+h_t) - l(t)}{h_t} \cdots (2.2) \text{——正円上に仮定した点で定義する——波の速さの定義}$$

$$p_{S_wave}(t) = \frac{h}{\lambda_{S_wave}}, (v_{S_masspoint} \neq 0) \cdots (4.4.19) \text{ 粒子の運動量および粒子が備える波長との関係}$$

等速円運動では、質点の円運動で質点および物質波の 2 つの周期がある。後者の周期は時計の真空中の光子の量子化されたエネルギーの振動数であり時点を計算できる振動数で記述できる。波の速さ (2.2) は、図 2.1 の正円で計算でき物理現象には慣性座標系上の質点に量子化されたエネルギー (4.1.7) を使用して物質波として説明している。波の速さ (2.2) は、量子化されたエネルギー (4.1.7) で慣性座標系上の質点の速度に関係が生じる。等速円運動で物質波の周期を計算して時点を計算できる時計を使用できる。質点の等速円運動の周期で慣性座標系上の時間の単位を生じさせることができる。

$$E_S(c) = m_{S_wave}(v_{S_masspoint}) \cdot c^2 = h \cdot \nu_{S_c} \cdots (4.1.7) \text{ 仮定}$$

等速円運動の速度に垂直に図 a.1.2 の時計で時点を計算できることは、等価原理で重力場での時間の相対性を計算できる。この計算は、重力理論は一般相対性理論しかないために量子論で重力を計算するのに使用する現象の所である。

このような等速円運動 (uniform circular motion) は、質点で定義される運動である。等速円運動では質点の等速円運動している正円の円周上に質点の慣性質量 (inertial mass) を無視した点を仮定することで図 2.1 の円周上を等速で回転し続ける点として扱うことができる。その点で計算できる波の速さ (2.2) および正円の半径で計算できる波長 (2.10) を使用して周期 (2.18) を計算できる。

$$v_{wave}(t) \equiv \lim_{h_t \rightarrow 0} \frac{l(t+h_t) - l(t)}{h_t} \cdots (2.2) \text{——正円上に仮定した点で定義する——波の速さの定義}$$

$$\lambda \equiv 2 \cdot \pi \cdot r, (0 < \lambda < \infty) \cdots (2.10) \text{ 正弦波の波長の定義}$$

$$T \equiv \frac{\lambda}{v_{\omega_r}}, (v_{\omega_r} \neq 0) \cdots (2.18) \text{ 正弦波の周期の定義}$$

この周期で時点を計算できる。周期 (2.18) を使用して時間 (2.20) を計算できる。時間は、さらに時点に分割するように時間 (2.20) をどこまでも 0 に近づくように小さくすることで時点を定義できる。

$$h_t = \frac{dl(t)}{v_{wave}(t)}, (v_{wave}(t) \neq 0) \cdots (2.20)$$

時間 (2.20) は正円の円周上の点の移動距離の微分 (2.6) から記述したものである。微分 (2.6) の右辺では、時間

(2.5) が変数である。微分 (2.6) の右辺の波の速さ (2.2) は定数であるので、微分 (2.6) の線形性を示す傾きである。定義区間の変数を時間 (2.5) として、値域の変数が微分 (2.6) の線形関数である。このことで、時間 (2.20) の右辺では分子の「正円の円周上の点の移動距離の微分」(2.6) が変数である。その分子の微分 (2.6) をどこまでも零に近づけることで時点を定義できる。正円の円周上の点の移動距離は慣性座標系 (inertial coordinate-system) 上での距離である。数学の線形性の関数としての微分の定義での定義区間を与える変数 (2.5) は、物理量の時点を定義する場合には時間 (2.20) を使用して正円の円周上の点の移動距離をどこまでも零に近づけることで時点を定義できる。

$$dI(t) = v_{\text{wave}}(t) \cdot h \cdots (2.6) \text{円周上の点の移動距離の微分} \\ h \cdots (2.5) \text{時間}$$

このような時間は時計を定義するのに使用できる。この計算では、等速円運動をしている質点の周期を計算して、その質点の持つ全エネルギーが量子化されたエネルギー (quantized energy) として物質波を使用して時計の真空中の光の振動数から周期を計算できる。物質波の振動現象で時空を仮定することで、等速円運動を仮定している質点 (material point) は物質波の波として正円の円周上に時空での振動現象として仮定される。この仮定では、質点として等速円運動をしていない。その円周 (circumference) 上に仮定されている時空の振動現象である。このような振動現象では、その円周上の周辺にも波としての振動現象を仮定することになる。このことでは、波の振動現象および等速円運動を仮定している質点の持つ全エネルギーが決定することで、振動現象の波動関数を計算して時空での波の振動現象および質点の仮定される領域の計算——質点の領域の計算は 2026 年現在の著者の覚えのある量子論 (quantum theory) の技術では確率密度を使用した計算でのご指導である。——をすることが理論上可能になる。等速円運動 (uniform circular motion) している質点には、向心力を仮定できる。向心力 (centripetal force) には向心加速度 (centripetal acceleration) を仮定している。加速度運動している質点が静止している座標系は加速度座標系である。加速度座標系では一般相対性理論を使用する。一般相対性理論 (the general theory of relativity) で重力 (gravitational force) を使用できる。この質点に作用する合力 (resultant force) およびその質点の速度の内積は (a.2.58) で記述できることを仮定するには、加速度座標系を仮定する場合に各加速度座標系の位置にその加速度座標系の等速度運動している慣性座標系 (inertial coordinate-system) を仮定することで計算できる。慣性座標系上に加速度座標系を仮定するのが一般相対性理論である。ここでは、慣性座標系上での微小時間を仮定して計算した場合の近似値として議論する。その質点の内積 (a.2.58) を近似値として記述する。

$$\frac{dE}{dt} = \mathbf{f} \cdot \mathbf{v} \cdots (a.2.58)$$

等速円運動している場合は向心力と円周に接している速度の内積は直角の角度になる。このことは、(a.2.58) の右辺を計算すると (a.6.13) になる。内積 (a.6.13) の右辺を整理すると (a.6.14) である。

$$\frac{dE}{dt} = |\mathbf{f}| \times |\mathbf{v}| \times \cos \frac{\pi}{2} \cdots (a.6.13)$$

$$\frac{dE}{dt} = 0 \cdots (a.6.14)$$

(a.6.14) の左辺では、質点の全エネルギーの時点に対する変化率である。この議論では、質点の持つ全エネルギーは量子エネルギーである。このことで、質点の全エネルギーの時点に対する変化率 (a.6.14) は質点の量子エネルギーの時点に対する変化率である。質点 (material point) の量子エネルギーは、物質波 (matter wave) の時空の振動現象として扱う場合は質点としては観測できない。このことを仮定すると、量子エネルギーの時点に対する変化率 (a.6.14) は零であるので定数である量子エネルギーの振動現象として説明できる。質点を仮定して計算した場合の等速円運動 (uniform circular motion) の慣性座標系上の微小時間での近似値としての量子エネルギーは定数であり増減しない。このことでは、質点は

等速円運動をし続けることは可能である。量子エネルギーの振動現象として考える場合には、円周上の周辺に仮定した振動現象を仮定しているために、一般には確率密度で質点の位置を仮定している。このような振動現象の説明では、質点の式 (a.6.14) は近似式でもあり確率密度での円周上の周辺の時空の振動現象を時空の存在する物理現象として仮定した為に各位置への振動現象の影響を考慮して一般相対性理論の近似式の計算結果のように保証はされないものと 2026 年現在の著者は考える。等速円運動している質点の回転する周期 (2.18) は時間の単位に年を使用するような場合には、地球の太陽の周りを回転している場合のように使うことができる...

$$T \equiv \frac{\lambda}{v_{\omega_r}} (v_{\omega_r} \neq 0) \dots (2.18) \text{ 正弦波の周期の定義}$$

周期を考えるのに図 2.1 の正円を使用するが、このような正円の円周上の点は数学的技術として導入している。特殊相対性理論での 4 次元時空を一般相対性理論の近似値の計算で使用している。4 次元時空の時点軸は空間の 3 次元の各軸に直交している。この計算では、時点軸に仮定している時計は真空中の光で時間を計算する。真空中の光の振動数は、物質波の振動数である。その振動数を使用すると周期 (4.2.8) を計算できる。物質波の周期 (4.2.8) は真空中の光の周期に等しいことは (4.2.9) で記述した。

$$T_{S_wave} = \frac{1}{v_{S_v_wave}} (v_{S_v_wave} \neq 0) \dots (4.2.8) \text{ 質点で説明する波の周期の決定}$$

$$T_{S_wave} = T_{S_c} \dots (4.2.9)$$

このような周期は、真空中の光が慣性座標系の進行方向に直交する方向に進むことで計算できる。この真空中の光の進む方向は等速円運動 (uniform circular motion) の速度の方向に直交する。このような真空中の光の進行方向は、太陽および地球との相対的な配置の関係でも見ることができる。原子モデルでも中心の原子核の周りに電子が相対的配置をどのように獲るか^とが問題である。物質波 (matter wave) の振動現象として時空を説明する場合には質点としての相対的配置は確率密度関数を使用した計算であるのが一般的である。この場合は上述のような質点 (material point) の位置を仮定できる領域を確率密度で計算しているものであり決定論的な古典理論のようにひとつの位置を決定して計算するものではない。ここでは、時点軸が空間の 3 次元の軸に直交していることで時計をどのように考えるかの問題がある。この時計は時点軸の時点を記録するものであるので、時空の振動現象に理論で考えており太陽あるいは原子内の球状の球面上に軌道を獲得質点の運動量を仮定するのに光が慣性座標系の進行方向に垂直に入出することで図 a.1.2 のような時計の計算を仮定できる...このような光の入出が粒子 (particle) の持つ全エネルギーに変化を与えることで粒子の運動量の変化を仮定できる。このような変化は物質波の振動現象の変化を量子エネルギーの振動数の変化で仮定できる。入力している光の振動数を (6.3) で仮定できる。入力している光のエネルギーにエネルギー保存則を使用して (6.5) で記述できる。粒子の持つ全エネルギーである量子化されたエネルギー (6.5) の右辺の振動数は (6.6) で記述できる。

$$v_{i_S_v_wave} = \frac{m_{i_S_v_wave} (v_{i_S_masspoint}) \cdot c^2}{h} \dots (6.3)$$

$$E_{S_v_wave} (v_{S_masspoint}) = h \cdot \sum_{i=1}^n v_{i_S_v_wave} \dots (6.5)$$

$$v_{S_v_wave} = \sum_{i=1}^n v_{i_S_v_wave} \dots (6.6)$$

量子化されたエネルギーの振動数 (6.6) の各項は振動数 (6.3) である。入力した光の振動数 (6.3) の右辺に、入力した光子の持つ全エネルギーを記述している。その全エネルギーが等価になる慣性質量が記述されている。その入力してきた各光子の慣性質量は、質量保存の法則を使用すると (6.11) で記述できる。質量保存の法則 (6.11) および入力してきた各

光子の振動数 (6.3) を使用すると、各光子を吸収した粒子の持つ全エネルギーは (4.1.2) で記述できる。

$$m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) = \sum_{i=1}^n m_{i_S_v_wave}(v_{i_S_masspoint}) \cdots (6.11)$$

$$E_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) = m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) \cdot c^2 \cdots (4.1.2) \text{ 質点の持つ全エネルギー}$$

この (6.6) のような振動数の変化では、太陽からの真空中の光で量子化されたエネルギー (quantized energy) の時空の振動現象が計算に含まれる。この計算では、原子内の真空中の光の入出でのミクロスケールの時空の振動現象を記述できる。太陽系での天体の運動に周期的な回転の運動を観察でき、真空中の光の入出が回転運動の速度に垂直な方向で仮定できることに時空の量子化されたエネルギー (quantized energy) の振動現象での時間軸の時計を考えることができる。

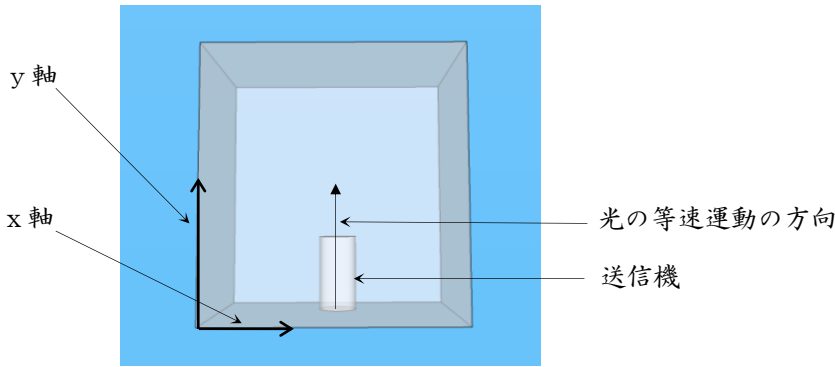


図 a.1.2 建造物、送信機および受信機で構成した時計

図 a.1.2 の時計が慣性座標系 (inertial coordinate-system) 上を真空中の光の速さで等速度運動している場合には、時間 (a.1.24) で零であった。時間が (a.1.24) のように零であるのは時計の光の速さが零になることで時間が計算できなくなったことをすでに示した。光の速さが零であることは光が移動できないものと仮定できる。光が移動できないことでは光が静止しているものと仮定できる。光が静止している仮定は、光の 2 重性で粒子としての光子の静止および波としての電磁波の静止のそれぞれの計算になる。

$$\Delta t_{s1} = 0 \cdots (a.1.24)$$

光子の静止質量 (4.1) は—— (4.1) の右辺に真空中の光の速さを代入して (a.6.15) を記述できる。静止エネルギー (rest energy) (a.2.63) の右辺の静止質量に (a.6.15) を代入すると (a.6.16) に光子の速さが零の場合の慣性質量とエネルギーの等価性を古典理論で計算できる。—— (a.6.17) のように零である。光子の静止は、量子論で計算するのに粒子の静止を 2 重性の導出および零点エネルギーの問題からも認められない。光子の静止質量が (4.3.11) のように零であることでは、光子が静止している場合を量子論に認められていないことで量子論 (quantum theory) の確率密度の説明になる量子エネルギーの物質波の仮定が採用できない。光子の持つ全エネルギーが零であることでは、光子は存在しないものと仮定できる。物質波の振動現象としての存在も仮定できないことでは、真空中の光の速さ (speed of light in a vacuum) で等速度運動している図 a.1.2 の時計の光は存在しないものと仮定できる。

$$m_0 \equiv m(v) \cdot \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}, (0 \leq v \leq c) \cdots (4.1)$$

$$m(0) = m(c) \cdot \sqrt{1 - \frac{c^2}{c^2}} = 0, (v = c) \cdots (a.6.15)$$

$E(0) = m_0 \times c^2 \dots (a.2.63)$ 静止エネルギー

$E(0) = m(0) \times c^2 \dots (a.6.16)$ 静止エネルギー

$E(0) = 0 \dots (a.6.17)$ 静止エネルギー

$m_{0S_masspoint} = 0 \dots (4.3.11)$

電磁波の伝搬時間が零であることで電磁波の伝搬距離が零である。電磁波の伝搬距離が零であることは、時計の光の電磁波の速さが零になることで計算できた。電磁波の速さが零であることは、時計の電磁波の波長がどのようなものでも振動数 (2.14) は零である。ここでは、時間が (a.1.24) で零であることで波の速さ (2.2) の右の極限値の時間 (2.5) がどこまでも零に近づく変化を示さないことでもある。このことで、波の速さ (2.2) の極限値が定義できない場合であるものと仮定すると波である物理現象が存在していないものと扱うことができる。この波が存在しないことは電磁波が存在しないことになる。真空中の電磁波が無いことでは、真空中の光の速さで等速度運動している図 a.1.2 の時計の光は存在しないものと仮定できる。

$\nu \equiv \frac{v_{\omega}}{\lambda} \text{ Hz}, (\lambda \neq 0) \dots (2.14)$ 正弦波の振動数の定義

$\Delta t_{s1} = 0 \dots (a.1.24)$

$v_{\text{wave}}(t) \equiv \lim_{h_i \rightarrow 0} \frac{l(t+h_i) - l(t)}{h_i} \dots (2.2)$ ——正円上に仮定した点で定義する——波の速さの定義

$h_i \dots (2.5)$ 時間

上述の議論では、真空中の光の速さで等速度運動している図 a.1.2 の時計の光は存在しないことを光子および電磁波で仮定できた。この仮定の図 a.1.2 の時計を構成している物質は、慣性質量が零になる真空中の光の速さで移動する粒子であるので他の物質を構成する粒子——強い力の相互作用 (interaction) のグルーオン (Gluon) と呼ばれる粒子は静止質量が零であるものと 2026 年現在の物理学でのお話がある。理論上は、重力子 (Graviton) も静止質量が零であることのお話があるが 2026 年現在の著者の記憶では発見された報告は覚えがない。重力子は理論物理学上で完成された理論が無いとお話を 2026 年現在の著者は記憶する。光子 (photon) を含めてこれらの粒子は電気量が零であるものと言う。——が存在しないものと言える。この存在しないことで、時空を構成するものが保証されていないものと仮定もできる。静止質量 (rest mass) が零で全エネルギーが零で時間が保証されていない上に時空を構成する物質の保証もない。このように物質が無いことで、真空中の光の速さで等速度運動している図 a.1.2 の時計が存在しないことを仮定できる。このように時点が定義できずに時空が定義できないものと説明できる。空間を構成する物質が保証されていないので空間もないものと仮定できる。真空中の光の速さ (speed of light in a vacuum) で等速度運動している図 a.1.2 の時計を仮定できる時間および空間が無いものと仮定できる。

真空中の光の速さ (speed of light in a vacuum) で等速度運動している図 a.1.2 の時計から見た慣性座標系——図 a.1.2 の時計が真空中の光の速さで等速度運動していることを観測している慣性座標系 (inertial coordinate-system) である。——は、真空中の光の速さで等速度運動している。この図 a.1.2 の時計を観測している慣性座標系上に静止質量が零でない物質が仮定できるので、このような速度の相対性は否定される。加速度の相対性では、慣性座標系上で加速度運動して真空中の光の速さに達することを仮定できる場合では上述の特殊相対性理論での速度の相対性の否定も満足する。このような計算の真空中の光の速さで等速度運動している図 a.1.2 の時計に時間および空間が定義できない上述の仮定は、真空中の光の速さで等速度運動している図 a.1.2 の時計を観測している慣性座標系には採用できない。

図 a.1.2 の時計を仮定する慣性座標系で、慣性質量および速度を空間に記述することに粒子の理論を採用する。この粒子

の理論では、物質を構成する粒子で時空を定義することが一般相対性理論で発見できた。時空の定義を古典理論である一般相対性理論で説明している場合では、量子化されたエネルギー（quantized energy）で記述する量子論（quantum theory）の原子の中の物理現象を説明できない場合を発見した。量子エネルギーを記述するのに光の2重性を発見することで4章1節のように物質波の導出が特殊相対性理論（the special theory of relativity）を使用して可能である著者の波の理論である——時空についての議論では、一般相対性理論も使用している。——。著者の波の理論では、図2.1の正円を使用した正弦波（sinusoidal wave）——著者が定義している。——でフーリエ級数（Fourier series）を使用して波を記述できる。そのようにフーリエ級数を使用して物質波を記述することは、2026年現在の古典理論を応用している量子論と相違する時空の理論を要請する。物質波を記述することで電磁波の巨視的な現象を原子内の粒子および波の物理現象と結びつけることができる。このような巨視的な物理現象および微視的な物理現象を一つの理論で説明できるように発展させることで、すべての物理現象を記述できる時空についての研究が進む慣性座標系の定義を考える2026年現在の著者である。このような慣性座標系の各位置に定義する時計には、電磁波の光を使用した時計を仮定する。本書では、図a.1.2の時計で説明した。この時計の真空中の光は、慣性座標系の等速度運動の進行方向に直角の角度で放出されている。このような進行方向に直角になる方向は、光子の速さ——真空中の光の速さである。——で光子が進んだ距離を観測することで時間を計算できることに電磁波を採用して時間（2.20）の計算ができる。このような波の理論に物質波の説明を与えることができる。

$$h_t = \frac{dl(t)}{v_{\text{wave}}(t)}, (v_{\text{wave}}(t) \neq 0) \dots (2.20)$$

真空中の光が伝搬する距離は光子の移動距離に等しい計算である。その移動距離を分子に使用して、電磁波の波の速さを分母にする時間（2.20）を計算できる。その電磁波の波は、慣性座標系の各位置に定義した時計の真空中の光の速さ（4.2.4）であることで振動数（4.1.11）および波長（4.4.17）に結びついている。

$$c = v_{S_v_{\text{wave}}} \cdot \lambda_{S_c} \dots (4.2.4)$$

$$v_{S_v_{\text{wave}}} = \frac{m_{S_v_{\text{wave}}} (v_{S_masspoint}) \cdot c^2}{h} \dots (4.1.11) \text{質点で説明する物質波の振動数の決定}$$

$$\lambda_{S_wave} = \frac{\lambda_{S_c}}{\sqrt{1 - \frac{(m_{0S_masspoint})^2}{(m_{S_v_{\text{wave}}} (v_{S_masspoint}))^2}}}, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (4.4.17)$$

時計の電磁波の振動数（4.1.10）として仮定した振動数（4.1.11）および波長（4.4.17）の物質波の定義である。この

（4.1.10）では、時計の電磁波の周期が（4.2.5）であるので物質波の周期（4.2.8）は（4.2.9）で時計の電磁波の周期に等しい。

$$v_{S_v_{\text{wave}}} = v_{S_c} \dots (4.1.10) \text{質点の振動数を仮定}$$

$$T_{S_c} = \frac{\lambda_{S_c}}{c} \dots (4.2.5)$$

$$T_{S_wave} = \frac{1}{v_{S_v_{\text{wave}}}}, (v_{S_v_{\text{wave}}} \neq 0) \dots (4.2.8) \text{質点で説明する波の周期の決定}$$

$$T_{S_wave} = T_{S_c} \dots (4.2.9)$$

時計の時間が原子の中での物理現象の説明に使用する量子エネルギー（4.1.13）の振動現象を記述して、時間が質点

（material point）の持つ全エネルギー（4.1.2）とひとつになる波の計算——粒子に量子化されたエネルギー（quantized energy）（4.1.13）の波の現象を記述する。——で振動を記述できる。

$$E_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) = h \cdot v_{S_v_wave} \dots (4.1.13) \text{波を示す質点の量子エネルギー}$$

$$E_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) = m_{S_v_wave}(v_{S_masspoint}) \cdot c^2 \dots (4.1.2) \text{全エネルギー}$$

慣性座標系の等速度の方向に垂直方向に図 a.1.2 の時計の真空中の光が放出されている。この時計の真空中の光の方向で、その等速度で進む速度ベクトルを接線の傾きとする接線——接触円 (osculating circle) の接線で考える。接触円の曲率 (curvature) の平面曲線 (a plane curve) を間接的に考えている。曲率を直接使用したものではない。——およびその方向が分かり曲面を記述できることが仮定できる。このことは、その曲線を無限に小さい線——無限に小さい線分 (segment) を仮定している。——に分割して慣性座標系の速度で曲線 (curve) の各点が仮定できる。そのように曲線の各点を各位置の曲面の点として繋いでいくことで時空に曲面を仮定でき、その時空を加速度座標系で説明できる。時計の真空中の光の方向は、その曲面に対して垂直方向になる。その加速度座標系で仮定できる曲面の垂直方向の光の振動数で物質波を仮定できる。その曲面に仮定している物質波では、波としての振動現象で説明する場合は粒子として観測できないことを仮定している。粒子として観測できないことには、その粒子の位置が決定できない。粒子の位置が決定できずに物質波に確率密度を仮定して粒子が仮定できる位置を考えている。粒子 (particle) の位置を仮定することで、古典理論 (classical theory) のように決定論的な質点の位置を追跡して時空の曲面を描くことができない。各位置に確率密度で仮定できる不確定性を含んだ慣性座標系を仮定する。慣性座標系の定義には質点の等速度および光速の不変の原理 (The Principle of the Constancy of the Speed of Light.) を使用する。各慣性座標系の等速度ベクトルで加速度座標系を仮定でき、その加速度座標系の速度ベクトルで上述の曲面を考えることができる。不確定性を数値に表現するのには、ハイゼンベルクの不確定原理 (Heisenberg's uncertainty principle) を使用するのが普通であるものと 2026 年の著者は考える。

光速の不変の原理 (The Principle of the Constancy of the Speed of Light.): すべての慣性座標系で真空中の光の速さはその光源の運動の状態で決定しないで定数であり、真空中の光の速度は等速度である。

量子エネルギー (4.1.13) の振動と言う運動を記述するのに量子論 (quantum theory) は、古典理論とは相違する歴史的な決定を与えたことを説明できる。この歴史的な意味での振動現象は、古典理論の質点が静止できることに相違して静止ができないことを指摘する量子論で考える。

歴史的な意味での振動現象として説明することで量子論が原子の内部で生じている物理現象を説明できるようになり我々のことを記述できる意義について 2026 年現在の著者は考える。この意義は、太陽の周りをまわる地球は自転をしながら 1 年の四季を生じさせることにも関係する。この太陽および地球の関係には、地球の衛星である月との関係も考慮に入れて我々の環境を説明することが科学の説明に普及することを受け入れられている 2026 年現在の日本のような環境での一般的な考え方であると思う。

図 a.1.2 の時計が慣性座標系 (inertial coordinate-system) の各位置に定義されていることのみではなく自転をしながら太陽の周りを回っている地球の生物が太陽の光で生じることの説明を与える。この説明で、^{じっかいろん}十界論の説明を考え易くなることにも 2026 年現在の著者は意義を認めるものである。この十界論は三大秘宝のものを採用する著者である。三大秘宝には血脈を保つことでの一仏乗であることを釈尊の最高経典で指導を受ける。その最高経典で指摘する法本尊である大御本尊様を十界論の頂上に頂く三大秘宝である。三大秘宝は、大御本尊様を日輪に譬える最高経典で日本の意味——日輪に譬える大御本尊様が現れる (昇る) 国である。——を観ることに関係もある。三大秘宝および日本の意味は、一心になるように選ぶべき道の選択に関係する。このような道で幸福と言う意味を学ぶことを含めて意義を考える 2026 年現在の著者である。この道および幸福は、聖人および教主の教えを盗み取り入れる邪法を^{さげす}蔑む心も関係がある。このような邪法に、新儒学あるいは浄土教のような捨閑閑^{しゃへいかくこう}抛の仏教——立正安国論に学ぶ信心である。——を説く宗を考える。大日

本帝国での国家神道——神仏分離廃仏毀釈は特徴的なものだと思う。——および皇道は浄土教と共に映像に映り邪法を示すことを2026年現在の著者の記憶にある。教学聖旨大旨および教育勅語も、そのような邪法の教えとして著者は扱う。教学聖旨大旨では、『孔子ヲ主トシ』と言うところが特徴的だと著者は思うが、儒教の教主は孔子ではない。孔子は、儒学の始祖である。この始祖の意味は、師の徳であり主の徳ではない。儒教の教主を無視して儒学を儒教として実践することは儒教の教えにも反するものとする2026年現在の著者である。このような教えでも決定論の科学のように連立方程式の変数の決定で始まりもなく終わりもなくすべてが決まることは道德教育では受け入れ難いものであると著者は考える。量子論での決定論ではない科学で道德的な指導が受け入れやすくなる。十界論でも古典理論 (classical theory) よりも量子論 (quantum theory) の確率論的な方が教義に近づいてきたものと決定論と比較すると著者は考える。

本書の第3回で著者が独自に構築している心のモデルでも無始無終である我々の心であることを示す理論を説明してある。2026年現在の著者の信心でも無始無終の三大秘宝の信心——『直授結要付嘱は唯一人』の御正師である。『嫡々付法の上人を以て総貫首と仰ぐべき』としての信心である。鍵括弧内は百六箇抄からの引用である。大石寺の御書からの引用である。——である。

太陽の光が夜も月から地球に向かう。自転をしながら地球は太陽の周りを回り、太陽の光は地球の円運動の接線方向の速度に垂直に地球に入ってくる。このような地球の運動および太陽の光の理論で図 a.1.2 の時計を考える研究に、生物を育む活動を説明することになる。太陽の光並びに慣性座標系上の時計および粒子の二重性で考える科学の説明に含める上述のような道德との関係を研究する2026年現在の著者である。

vii. 量子論の速度の不確定性^{4), 5), 6), 14), 27)}

物理学でプランク長 (a.7.1) というものを読んだ覚えがある。プランク長よりも短い長さは量子論では否定する場合があるというものである。CODATA の数値ではプランク長 (a.7.1) は (a.7.2) である。

$$l_{\text{planck}} = \sqrt{\frac{G \cdot \hbar}{c^3}} \dots (\text{a.7.1}) \text{プランク長 (Planck length)}$$

$$l_{\text{planck}} = 1.616\,255(18) \times 10^{-35} \dots (\text{a.7.2}) \text{CODATA のプランク長 (Planck length)}$$

プランク長 (a.7.1) の右辺の定数にはニュートンの重力定数 (a.7.3)、プランク定数 (2.17) を使用した (a.7.4) および真空中の光の速さ (a.7.5) ——SI での真空中の光の速さは (2.24) である。——が CODATA で発表されているものがあり、プランク長 (a.7.1) を計算するとプランク長 (a.7.2) であるものとされている。

$$G = 6.674\,30(15) \times 10^{-11} \dots (\text{a.7.3}) \text{CODATA のニュートンの重力定数 (Newtonian constant of gravitation)}$$

$$\hbar = 6.626\,070\,15 \times 10^{-34} \text{ J s} \dots (2.17) \text{CODATA のプランク定数 (Planck constant)}$$

$$\hbar = 1.054\,571\,817 \dots \times 10^{-34} \text{ J s} \dots (\text{a.7.4}) \text{CODATA の値}$$

$$c = 299\,792\,458 \text{ m s}^{-1} \dots (\text{a.7.5}) \text{ CODATA の真空中の光の速さ (Speed of light in vacuum)}$$

$$c = 299\,792\,458 \frac{\text{m}}{\text{s}} \dots (2.24) \text{ SI でメートルの定義を与える際に、真空中の光の速さ (2.24) の値に定義した。}$$

プランク時間と呼ばれる最小値の時間を量子論では考えていることを読んだ覚えがある。プランク時間 (a.7.6) はプランク長 (a.7.1) を真空中の光の速さ (a.7.5) で割ったものである。(a.7.6) を計算すると、(a.7.7) である。プランク時間 (a.7.7) の右辺の定数にはニュートンの重力定数 (a.7.3)、プランク定数 (2.17) を使用した (a.7.4) および真空中の光の速さ (a.7.5) が CODATA で発表されているものにある。(a.7.3) ～ (a.7.5) の CODATA の定数を使用すると、プランク時間 (a.7.6) を計算するとプランク時間 (a.7.8) であるものとされている。

$$t_{\text{planck}} = \frac{l_{\text{planck}}}{c} \dots (\text{a.7.6}) \text{ プランク時間 (Planck time)}$$

$$t_{\text{planck}} = \sqrt{\frac{G \cdot \hbar}{c^5}} \dots (\text{a.7.7}) \text{ プランク時間 (Planck time)}$$

$$t_{\text{planck}} = 5.391\,247(60) \times 10^{-44} \dots (\text{a.7.8}) \text{ CODATA のプランク時間 (Planck time)}$$

時計の真空中の光で観測できる時間の最小値をプランク時間 (a.7.8) として仮定すると、その時計の真空中の光が進むことができる最小の距離がプランク長 (Planck length) (a.7.2) である。このことは、真空中の光の量子化されたエネルギーが慣性座標系上に仮定された粒子の持つ全エネルギーであることで、その粒子の運動量の慣性質量が時計の光子の慣性質量に等しいので光子の慣性質量を仮定している運動量がプランク時間およびプランク長で決定することを仮定できる。このような仮定で、光速の不変の原理 (The Principle of the Constancy of the Speed of Light) で真空中の光の速さは定数であるが、真空中の光子に仮定している慣性質量にはプランク時間 (a.7.8) およびプランク長 (a.7.2) での不確定を導入することが要請されるものと 2026 年現在の著者は考える。この考えでは、その光子の慣性質量は慣性座標系上の空間成分に仮定されている粒子の慣性質量であるので粒子の運動量の扱いを古典理論 (classical theory) とは異なる現象として説明することも要請しているものと著者は考える。

$$t_{\text{planck}} = 5.391\,247(60) \times 10^{-44} \dots (\text{a.7.8}) \text{ CODATA のプランク時間 (Planck time)}$$

$$l_{\text{planck}} = 1.616\,255(18) \times 10^{-35} \dots (\text{a.7.2}) \text{ CODATA のプランク長 (Planck length)}$$

量子論の物質波の運動量は 4 章 4 節で著者は (4.4.19) を導出している。運動量 (4.4.19) の右辺はプランク定数 (Planck constant) (2.17) および物質波の波長である。運動量 (4.4.19) の右辺は物質波の波で記述している。このような仮定では、運動量と呼んで考えているが、波の伝搬していく現象として考えている運動量である。運動量 (4.4.19) の左辺では、古典の特殊相対性理論で使用している慣性質量×速度ベクトルの運動量の大きさとして考えるのが教科書レベルの計算である。運動量 (4.4.19) の右辺では、物質波の波の振動として考えている量子論での運動量である。量子論の運動量 (4.4.19) は、物質波の波動関数 (wave function) で確率密度を計算して空間成分の各位置に仮定されている粒子が観測可能であると考えられる確率を計算して運動量を観測するものと仮定している。この意味では、粒子を観測している計算ではなく運動量を観測している理論である。そして、その運動量は質点として考える粒子ではなく波の伝搬として慣性座標系上の空間成分に仮定できる振動現象の運動量である。古典理論の質点に定義している速度は、量子論では古典理論とは異なる速度の解釈である。

$$p_{S_v_{\text{wave}}}(t) = \frac{h}{\lambda_{S_wave}}, (v_{S_masspoint} \neq 0) \dots (\text{4.4.19}) \text{ 運動量および質点が備える振動数の波長との関係}$$

古典理論での速度の定義でどこまでも時間が零に近づくことを仮定している極限値の速度である。この場合では、プランク時間 (Planck time) (a.7.8) の最小値の時間があることで質点の速度の極限值—— (a.7.16) のような古典理論の速度である。——の時間がどこまでも零に近づく仮定が成立しないものと 2026 年現在の著者は考える。このことの考慮で、速度ベクトルを観測することではなく理論物理学の量子論で導出できた運動量 (4.4.19) を観測することについて考えることになる。

質点の速度ベクトルにプランク長で次のような議論を 2026 年現在の著者は考える。古典理論の質点の速度が連続であることを仮定しているのに、量子論では質点の移動距離が最小距離でプランク長 (Planck length) (a.7.2) である。このような最小距離が有ることで、質点はプランク長 (a.7.2) の距離よりも小さい距離のみを移動することはできないものと仮定できる。質点はプランク長 (a.7.2) の距離以上の移動距離しか移動できない。このことには、量子論は粒子の静止が受け入れられないことを考える。

上述の古典理論の速度の議論では、質点の速度の微分係数の分母および分子の両方で問題を発見できるようであるものと 2026 年現在の著者は考える。このことを考慮に入れて、量子論の運動量 (4.4.19) を考えていく量子論であるものと著者は考える。

古典理論の質点の速度ベクトルの定義を考えながら議論する。慣性座標系 S に質点を仮定する。この質点の空間成分の座標を記述する x 成分の関数を (a.7.9)、y 成分の関数を (a.7.10) および z 成分の関数を (a.7.11) で与える。(a.7.9) ~ (a.7.11) は質点の位置を与える関数である。

$x = x^p(t) \cdots$ (a.7.9) 慣性座標系 S の質点の位置を示す座標の x 成分の関数

$y = y^p(t) \cdots$ (a.7.10) 慣性座標系 S の質点の位置を示す座標の y 成分の関数

$z = z^p(t) \cdots$ (a.7.11) 慣性座標系 S の質点の位置を示す座標 z 成分の関数

慣性座標系 S に仮定した質点の位置ベクトルは (a.7.12) で記述できるものとする。ただし、位置ベクトル (a.7.12) の各成分は (a.7.9) ~ (a.7.11) を使用する。

$\mathbf{r}(t) = x^p \mathbf{i} + y^p \mathbf{j} + z^p \mathbf{k} \cdots$ (a.7.12)

慣性座標系 S の時点に (a.7.13) を仮定する。慣性座標系 S の時点の隔たりには (a.7.14) を定義する。慣性座標系 S の時点の隔たり (a.7.14) は (a.7.13) の右辺の第 2 項を変数とした関数である。この時点の隔たり (a.7.14) は (a.7.13) の右辺の第 1 項に記述した時点からの隔たりである。慣性座標系 S の時点 (a.7.13) および時点の隔たり (a.7.14) を使用すると、時点の隔たり (a.7.15) になる。慣性座標系 S の時点の隔たり (a.7.15) は (a.7.13) の右辺の第 2 項である。

(a.7.13) の右辺の第 1 項は慣性座標系 S の任意の定数となる時点とする。ただし、(a.7.13) の右辺の第 1 項および左辺は関数 (a.7.9) ~ (a.7.11) の定義区間内の時点である。

$t_p = t + h \cdots$ (a.7.13)

$\Delta t(h) \equiv t_p - t \cdots$ (a.7.14)

$\Delta t(h) = t_p - t = h \cdots$ (a.7.15)

プランク時間 (Planck time) (a.7.8) を使用すると、時間 (a.7.15) はプランク時間 (a.7.8) よりも短くはない。量子論で観測できる時間が不確定性原理での不確定性の不等式を示すのみではなくプランク時間 (a.7.8) が物理学の法則で実在すると時間の最小値があり、プランク時間 (a.7.8) よりも短い時間は存在しないことの物理学の問題を発見することになる。

$t_{\text{planck}} = 5.391\,247(60) \times 10^{-44} \cdots$ (a.7.8) CODATA のプランク時間 (Planck time)

慣性座標系 S の x 軸のみの 1 次元では、速度を微分係数 (a.7.16) で定義できる。速度 (a.7.16) は (a.7.13) の右辺の第 1 項に記述した時点を定数とした微分係数であるので定数になる。そして、(a.7.13) の右辺の第 1 項に記述した時点を他の定数に変えることで、速度である微分係数 (a.7.16) の値は変わることがある。(a.7.16) の極限值が存在する時点の区間内で速度 (a.7.16) は定義される。速度 (a.7.16) は (a.7.13) の右辺の第 1 項に記述した時点に対応する x 成分の関数 (a.7.9) の値に接点をもつ接線の傾きである。一般に、慣性座標系 S の x 軸のみの 1 次元で定義した速度 (a.7.16) は正負および零の値をとることが可能である。

$$v_x(t) \equiv \lim_{h \rightarrow 0} \frac{x^p(t+h) - x^p(t)}{h} \cdots \text{(a.7.16)}$$

微分係数 (a.7.16) の右辺の極限值では、(a.7.15) の右辺である時間 h はどこまでも零に近づくことを仮定されている。プランク時間 (Planck time) (a.7.8) は、この計算を成立させないものと考えることができる。このことが、速度 (a.7.16) を計算することを否定する。速度がどこまでも零に近づくために、分子が零になることを否定するプランク長 (Planck

length) (a.7.2) である。このような考え方では、量子論では静止を受け入れない零点エネルギーの問題を受け入れられることになる。零点エネルギーでは最小値の運動エネルギーを持ちエネルギーが零にはならないので、速度が零であることを直接観測している理論ではない。零点エネルギーは、波動関数から導出した確率密度の計算で振動している波動として考えている。粒子を直接に観測している計算ではない。この零点エネルギーの仮定では、静止に近い状態を仮定しているのでニュートン力学の運動エネルギーに近い議論であるものと考えることができる。しかし、波動関数 (wave function) の確率密度の計算で考えている運動エネルギーであることに静止を受け入れない量子論の意味が重要であるものと 2026 年現在の著者は考える。4 章 1 節で著者が独自の理論で導出した振動数 (4.1.11) の物質波では、特殊相対性理論の慣性座標系上を等速度運動する質点を仮定して導出している。このことで、質点の観測を保証されていない量子論での不確定性を考慮した解釈を要請することになる。物質波の導出の過程で、質点の古典理論からの導出であるので物質波の研究が進み物質波の量子論が明らかになることで導出するのに使用した仮定は、波の振動の伝搬現象での不確定性を考慮した意味を備えることになっている。このことでは、理論上および観測上の不確定性の計算を専門書で考える所を 2026 年現在の著者は思い出す。この不確定性を示す計算は、物質波の導出の理論を区別する議論とは結び付けることはなく 4 章 1 節のような理論的な考え方で導出できる振動数で考えることができるので、このファイル——理論物理学での波の関数 6 のことである。——では扱わなかった。

1 次元での速度 (a.7.16) を使用して、慣性座標系 S に仮定した質点の位置ベクトル (a.7.12) の x 成分になる位置の関数 (a.7.9) の微分は (a.7.17) で定義できる。(a.7.17) は速度 (a.7.16) の左辺および時点の隔たり (a.7.15) の右辺との積である。位置の微分 (a.7.17) は速度 (a.7.16) を定義した時点——(a.7.16) の左辺に記述した (a.7.13) の右辺の第 1 項のこと。——を含めた区間内で定義されている。微分 (a.7.17) は傾きを 1 次元での速度 (a.7.16) として、独立変数を (a.7.15) の右辺とする線形のグラフを描く関数である。ただし、一般的には、(a.7.17) が定義されている区間内では (a.7.13) の右辺の第一項に対応する関数 (a.7.9) の値に接点をもつ接線の方程式として、(a.7.17) を扱うことができる。

$$dx^p(t) \equiv v_x(t) \cdot h \cdots (a.7.17)$$

$$t_p = t + h \cdots (a.7.13)$$

速度の微分 (a.7.17) の右辺では、速度の x 軸成分の微分係数 (a.7.16) を仮定している。このことで、微分係数 (a.7.16) が計算できない場合は、微分も (a.7.17) 定義できない。

参考文献 (References)

- 1) 富岡和人, “理論物理学での波の関数 1”
- 2) 富岡和人, “理論物理学での波の関数 2”
- 3) 富岡和人, “理論物理学での波の関数 3”, pp.5-8, pp.9-13, pp.17-18.
- 4) Peter J. Mohr, David B. Newell, and Barry N. Taylor, National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, Maryland 20899, USA, Eite Tiesinga, National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, Maryland 20899, USA and Joint Quantum Institute and Joint Center for Quantum Information and Computer Science, College Park, Maryland 20742, USA, (published 30 April 2025) : CODATA recommended values of the fundamental physical constants: 2022, (<http://physics.nist.gov/cuu/Constants/>)
- 5) Bureau international des poids et mesures : The International System of Units(SI) 8th edition 2006, (http://www.bipm.org/utis/common/pdf/si_brochure_8.pdf)
- 6) 富岡和人, “特殊相対性理論の速度の変換”, pp.8-12, pp.58-59.

- 7) Georg Joos With the Collaboratiopn of Ira M.Freeman, 1958 : THEORETICAL PHYSICS Third Edition, Dover Publications, Inc. , New York, pp.690-695.
 - 8) [富岡和人, “特殊相対性理論のエネルギーの変換と相対論的質量の変換”, p.9, pp14-17, p31-35, pp45-61, pp.83-89, pp90-94, pp106-132.](#)
 - 9) ROBERT RESNICK, DAVID HALLIDAY, KENNETH S. KRANE, 1992 : PHYSICS 4th Edition Volume2, John Wiley & Sons, Inc., pp.881-883, pp1021-1027, pp1045-1046, p.1195.
 - 1 0) ROBERT RESNICK, DAVID HALLIDAY, KENNETH S. KRANE, 1992 : PHYSICS 4th Edition Volume1, John Wiley & Sons, Inc., pp.417-423, pp427-430.
 - 1 1) MAX BORN, From the original translation of JOHN DOUGALL, revised by R.J.BLIN-STOYLE and J.M.RADCLIFFE, 1969, This Dover edition, first published in 1989 : ATOMIC PHYSICS EIGHTH EDITION, DOVER PUBLICATIONS, INC., pp89-92, pp.382-383.
 - 1 2) H.A.LORENTZ, A.EINSTEIN, H.MINKOWSKI AND H.WEYL, 1923 TRANSLATION : THE PRINCIPLE OF RELATIVITY, DOVER PUBLICATIONS, INC., pp.99-104.
 - 1 3) [富岡和人, “電位の簡単な入門 2007 第 2 回”, pp19-32.](#)
 - 1 4) Vladimir A.Zorich, Roger Cooke(Translator), 2004 : Mathematical Analysis I , Spronger, pp.178-181.
 - 1 5) [富岡和人, “理論物理学での波の関数 4 ”](#)
 - 1 6) [富岡和人, “理論物理学での波の関数 5 ”](#)
 - 1 7) [富岡和人, “電位の簡単な入門 2007 第 1 回”, pp.33-35.](#)
 - 1 8) [富岡和人, “電位の簡単な入門 2007 第 3 回”](#)
 - 1 9) [富岡和人, “電位の簡単な入門 2007 第 4 回”](#)
 - 2 0) [富岡和人, “電位の簡単な入門 2007 第 5 回”](#)
 - 2 1) [富岡和人, “電位の簡単な入門 2007 Option”](#)
 - 2 2) [富岡和人, “AL COM.CVSyst.1 on Dec. 27, 2006”, 循環系に関する研究報告, \(2006-12-27\)](#)
 - 2 3) [富岡和人, “AL COM.CVSyst.2 on Dec. 25, 2008”, 循環系に関する研究報告, \(2008-12-25\)](#)
 - 2 4) [富岡和人, “循環系の回路モデルの簡単な初級講座 2007 第一回”](#)
 - 2 5) [富岡和人, “循環系の回路モデルの簡単な初級講座 2007 第二回”](#)
 - 2 6) [富岡和人, “循環系の回路モデルの簡単な初級講座 2007 第三回”](#)
 - 2 7) [富岡和人, “理論物理学での波の関数 7 ”](#)
 - 2 8) [富岡和人, “慣性力および加速度”](#)
 - 2 9) [富岡和人, “ガリレイ変換および絶対速度”](#)
- ROBERT RESNICK, DAVID HALLIDAY, Basic Concepts in Relativity and Early Quantum Theory SECOND EDITION, 1992 : Macmillan Publishing Company, pp.131-146, pp.151-152.

免責事項

A LIFFE COM.および外部の情報提供者は、ユーザーに対しこの Web サイトの内容について何ら保証するものではありません。ユーザーが A LIFFE COM.の Web サイトを利用したことにより被った損失・損害、その他 A LIFFE COM. の Web サイトに関連して被った損失・損害について、A LIFFE COM. および外部の情報提供者は、一切責任を負いません。

本資料は情報提供を目的として作成したものです。本資料の真偽に対しては、著者、A LIFE COM.および A LIFE COM.の

バイオ研究室は一切の責任は負いません。

著作権

Copyright © 2015-2026 富岡和人 All rights reserved.

文書のプロパティの文書に関する制限の概要の表示内容については著者の許可のないものとします。

本ドキュメントのバックアップのコピーは許可します。

本ドキュメントを私的利用の範囲内で印刷することは許可します。

理論物理学での波の関数 6 とみおかかずひと 富岡和人著

作成日：2015 年 12 月 30 日

発行日：2015 年 12 月 30 日

改訂発行日：2026 年 10 月 09 日

2026 年現在では、下記のページでの著者の著作物である PDF ファイルのダウンロードのみが著者が著作権で承諾しているインターネット上のページでのダウンロードになります。

ホームページ

<http://www.alifecom.info/>

<http://alifecominfo.aikotoba.jp/>

<http://alifecom.g2.xrea.com/>

<http://www.アライフカム.jp/>

電気の回路のページ

http://www.alifecom.info/circuit_analysis.htm

http://alifecominfo.aikotoba.jp/circuit_analysis.htm

http://alifecom.g2.xrea.com/circuit_analysis.htm

http://www.アライフカム.jp/circuit_analysis.htm

特殊相対性理論のページ

<http://www.alifecom.info/relativity.htm>

<http://alifecominfo.aikotoba.jp/relativity.htm>

<http://alifecom.g2.xrea.com/relativity.htm>

<http://www.アライフカム.jp/relativity.htm>

波のページ

<http://www.alifecom.info/theoryofwaves.htm>

<http://alifecominfo.aikotoba.jp/theoryofwaves.htm>

<http://alifecom.g2.xrea.com/theoryofwaves.htm>

<http://www.アライフカム.jp/theoryofwaves.htm>

慣性力および加速度のページ

<http://www.alifecom.info/inertialforceandacceleration.htm>

<http://alifecominfo.aikotoba.jp/inertialforceandacceleration.htm>

<http://alifecom.g2.xrea.com/inertialforceandacceleration.htm>

<http://www.アライフカム.jp/inertialforceandacceleration.htm>