

慣性力および加速度

——アインシュタインの一般相対性理論の加速度でニュートン力学の慣性力および重力を説明する。——

A LIFE COM. バイオ研究室

富岡和人

1. まえがき

ニュートン力学および特殊相対性理論で使用する慣性座標系上の加速度は、加速度の相対性を説明できない。特殊相対性理論の慣性座標系では、速度の相対性を説明できる。ニュートン力学では速度の相対性も説明できない。一般相対性理論では、速度の相対性および加速度の相対性を記述できる。アインシュタインの特殊相対性理論では、電磁力を扱うことはできるが重力理論を失う。このことは、ニュートン力学で使用していたニュートンの万有引力の法則を導出できないことに因る。ニュートンの運動方程式は、特殊相対性理論でアインシュタイン先生に修正された。その修正されたニュートンの運動方程式ではニュートンの万有引力の法則は導出できない。特殊相対性理論の慣性座標系を基礎にして一般相対性理論の加速度座標系を定義できる。その加速度座標系で重力場を説明するのは、アインシュタインの一般相対性理論である。一般相対性理論の重力理論では、ニュートンの万有引力の法則は近似で導出できる。

特殊相対性理論で、絶対空間および絶対時間を除くことができるローレンツ変換を導出できる。そのローレンツ変換で、速度の相対性および加速度の相対性を説明できる。加速度の相対性は、加速度座標系上での近似式をローレンツ変換から導出できる。その加速度座標系には、一般相対性理論で等価原理を使用する。等価原理を導入する際に、光速不変の原理は直接には使用しない。ローレンツ変換で受け継いでいることで一般相対性理論に採用されているものと扱える。等価原理で重力場が導入されている。このことでは、ニュートン力学で使用していたニュートンの万有引力の法則に同時の遠隔作用を説明していた重力理論が、重力場での重力に変更される。重力場での重力の作用には、特殊相対性理論で導出できた真空中の光の速さを限界にする粒子の速さの最大値が採用されている。このことで、ニュートン力学の作用・反作用の法則が成立しないことは特殊相対性理論と同様である。さらに、一般相対性理論では慣性の法則がニュートン力学および特殊相対性理論のように成立しない。この意味では、一般相対性理論ではニュートンの第1法則、第2法則および第3法則は使用できなくなる。

一般相対性理論では、指数で -15 乗の値を観測する場合を仮定することもある。このことでは、原子のサイズの桁になる。著者の専攻は生体情報システムである。生体内での粒子の運動では、原子サイズよりもミクロなスケールを扱うこともある。さらに、人体よりも大きなマクロなスケールを扱うこともある。一般相対性理論は、著者が独自に定義した血流量を研究する際に重力および加速度運動を扱うのに使用する理論である。このことでは、電磁力および重力を生体内で生じている力として無視できないことに因る。

著者が大学生の時には、特殊相対性理論は選択科目であった。一般相対性理論は、配当科目には無かった記憶である。2017年現在の著者が研究する基礎物理学の理論は、特殊相対性理論の慣性座標系および一般相対性理論の加速度座標系を導入したものである。ニュートン力学は、特殊相対性理論の慣性座標系上では近似式で使えるようにするものである。この近似式として扱うことで、特殊相対性理論の慣性座標系上でニュートンの運動方程式を使用してニュートンの万有引力の法則を導出できるようになる。特殊相対性理論の慣性座標系で電磁力を扱える。一般相対性理論の加速度座標系で重力場を扱える。「理論物理学での波の関数7」に、特殊相対性理論の慣性座標系でニュートン力学を近似で使える場合を説明してある。このことで、一般相対性理論の加速度座標系を導入できる基礎物理学の体系の基礎と扱える。本書では、その慣性座標系上での近似の計算で一般相対性理論の加速度座標系の導入を説明している。その導入している加速度座標系上に重力場を仮定した一般相対性理論の計算を説明した。

「理論物理学での波の関数3」で、著者が独自に時間の定義をした。その時間の定義では、時間は空間の理論とは分

離して扱うことができる。これで、空間の理論に影響を受けないで時間を扱うことができる。この時間の定義を使用し、著者の専攻の工学で心のモデルを構築し始めた。心のモデルは、言葉のモデルとして構築している2017年現在である。心のモデルでは、理論物理学の基礎的な考察で我々の心は無始無終で存在することを導出している。心が無始無終で存在することでは、一佛乗の本門の仏法の法門に一致することを著者には記憶がある。本門の教主の仏は、日の国である日本に出世の物語を伺うものである。迹門の教主の仏は、月の国であるインドに出世の物語を伺う。本門は、迹門よりも天地雲泥に勝れていることは仏法の法門である。本門から生じている迹門である。迹門の教主の仏は、本門の教主の弟子である。本門の日輪に譬えられる光明があることで、迹門の月輪に譬えられる光明が存在することを経典で教えられる。このことは、約3000年前の本門の仏法の教えに習うことである。2017年現在の物理学でも月の光が太陽の光の反射であるものと教えている。このことは、本門の仏法が自然科学の最高権威とも言われる物理学に一致する箇所である。中国はインドと日本の間に有る国である。中国には仏法の教主が出世していらっしゃる物語は教えられていないが、聖人が迹門の教主の法門を明かしてくださっている国である。月輪に譬えられている迹門の光明は西天から中国を渡り漢訳されて日本に及んでいる。日輪に譬えられる本門の光明は極東の日本から西へ向かうことが予言されていることを著者は読んだ記憶がある。仏が御入滅してから1000年間は正法時代、次の1000年間は像法時代であり、次の1万年間は末法法滅の時であるものとするのが有力な解釈のようである。日本では平安中期ごろ——1052年頃のように、——に末法になっているものと教えられた記憶がある。日本には、平安京に都が移った時期に迹門の宗が正しく平安京付近および京都の北東付近から広められる物語を2017年現在の著者には記憶がある。その迹門の宗は像法時代までの宗であり、末法には本門の宗を信心するときであるものと教えられた記憶がある。日輪に譬えられる本門の宗は、関東の方で広められた物語を習う。月輪の迹門は日本の関西の方から広まり、その後に日輪の本門が広められている。月輪の迹門の光明が西から東の方へ向かい、末法法滅の時に沈みかかる。その時に、極東から日輪の本門の光明が西の方に向かう物語の様である。

重力場の重力が光に作用することを一般相対性理論では説明できる。光速不変の原理で、慣性座標系上では等速度運動している真空中の光が加速度座標系上では重力が作用して真空中の光の速さよりも遅くなる。光が慣性質量を持つことを特殊相対性理論で導出できた。一般相対性理論では、その光の慣性質量に重力が作用することを導出できる。慣性質量は質点を持つ全エネルギーに等価性を記述できる。その慣性質量は重力質量に等しいことを一般相対性理論で導出できることを教えられる。このことは、ニュートン力学の課題であったが一般相対性理論で解決したことになる。

2章では、ニュートン力学から特殊相対性理論までで本書で使用する物理学の説明をしてある。本書では重力を説明する際に、光の粒子である光子を使用する。このことで、電磁波、量子エネルギー、光量子、光電効果およびコンプトン効果について簡単に説明した。2章1節では、ニュートン力学の重力のみの自由落下運動およびニュートンの万有引力の法則について説明した。その説明で、特殊相対性理論および一般相対性理論でも説明してみた。2章2節では、一般相対性理論の等価原理の説明で光子の持つ全エネルギーの変換式の近似の計算をした。速度の相対性および加速度の相対性を導出して、加速度座標系上では光に重力が作用して真空中の光の速さよりも遅くなることを導出した。2章3節では、慣性質量および重力質量の等価性を導出した。そこで、重力のみの自由落下加速度での運動について光子で考察した。2章4節では、特殊相対性理論の慣性座標系上での時計の観測を応用して、加速度座標系上での光の加速度運動についての計算を導出して2章2節および2章3節の計算に一致する——真空中の光の速さよりも遅くなる。——ことを説明した。さらに、重力場での光速不変の原理について考察した。3章では、ニュートン力学の慣性力について説明した。4章では、著者が独自に構築している心のモデルでの考察に一般相対性理論を応用した。

付録 i では、特殊相対性理論で合力が零に変換できない場合を示した。この計算は、2章で使用する。付録 ii では、重力のみの自由落下加速度およびニュートンの運動方程式について2017年現在の著者の意見を載せてある。付録 iii では、日本の教育課程での重力加速度について2017年現在の著者の意見を載せてある。付録 iv では、ニュートンカ

学の万有引力の法則のポテンシャルエネルギーを導出している。付録vでは、場および重力ポテンシャルについて説明をしている。付録viでは、特殊相対性理論の加速度の変換で絶対加速度および加速度の相対性について考察をしている。特殊相対性理論の速度の変換で加速度の相対性について考察をしている。

文献1～7までは著者が独自に構築している波の理論である。「理論物理学での波の関数」では、正弦波の定義、時間の定義および言葉のモデルの構築を説明してある。「理論物理学での波の関数6」で粒子と波の2重性を著者が独自に定義した時間を使用して導出している。文献8および文献9は、特殊相対性理論についての説明をしている。文献9では、著者が独自に静止質量の定義をしている。文献10および文献11は、著者が基礎物理学を学んだ物理学書である。文献10は、ニュートン力学、流体、波、特殊相対性理論および熱力学についての参考になっている。文献11では、電磁気学、前期量子論、量子力学、原子物理学および素粒子物理学について参考になっている。文献12は、特殊相対性理論および前期量子論について参考になっている。文献13は、相対性理論に関する論文の英訳の資料である。文献14は、著者が特殊相対性理論を学んだ物理学書である。一般相対性理論の説明も参考程度にある。文献15は、プランク定数および真空中の光の速さを使わせて頂いたCODATAのファイルである。無償でダウンロードできたものである。文献16では、著者が微分について学んだ数学書である。文献17～文献22は、著者が独自に電位を定義したものである。文献23～文献27では、著者の専攻の文献である。文献23および文献24は論文である。著者の学位論文は心臓血管系の回路モデルの論文である。文献23では、その基礎理論である、文献24では、その基礎理論で使用していた血流量を著者が独自に修正して定義したものを説明している。文献25～文献27は、著者が独自に構築した心臓血管系の回路モデルの理論について初心者向けに説明したものである。

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。

| | |
|--|-----|
| 目次 | |
| 1. まえがき | 1 |
| 目次 | 4 |
| 2. 一般相対性理論 (the general theory of relativity) の重力および加速度並びに慣性質量および重力質量..... | 5 |
| 2.1 重力のみの自由落下加速度 (the free-fall acceleration due to the gravitation) | 27 |
| 2.2 等価原理 (the principle of equivalence) | 41 |
| 2.3 慣性質量 (inertial mass) および重力質量 (gravitational mass) の等価性 (equivalence) | 78 |
| 2.4 重力場での光速不変の原理 (the principle of the constancy of the velocity of light) | 91 |
| 3. ニュートン力学 (Newtonian mechanics) の慣性力 (inertial force) | 106 |
| 4. 可撓である座標系上での物質..... | 108 |
| 5. あとがき | 113 |
| 付録 | 114 |
| i. 零ベクトルに合力が変換——特殊相対性理論での変換である. ——できることの否定について | 114 |
| ii. 重力のみの自由落下加速度を使用する重力の観測について..... | 121 |
| iii. 日本の重力加速度について..... | 122 |
| iv. 万有引力のポテンシャルエネルギー (potential energy) | 124 |
| v. 場 (field) および重力ポテンシャル (gravitational potential) | 130 |
| vi. 加速度座標系でのローレンツ変換の加速度および速度の相対性 | 134 |
| 参考文献..... | 140 |
| 免責事項..... | 141 |
| 著作権..... | 141 |

2. 一般相対性理論 (the general theory of relativity) の重力および加速度並びに慣性質量および重力質量

——ニュートン力学での加速度および慣性力についての簡単な説明——

加速度 (2.1) でニュートンの運動方程式 (2.2) を記述できる. ニュートンの運動方程式 (2.2) では, 慣性質量 (2.3) を記述できる. その慣性質量 (2.3) は, 定数である. 定数である慣性質量は, ニュートンの運動方程式 (Newtonian equation of motion) で (2.4) に記述できる. ニュートンの運動方程式は, 慣性座標系を基礎とした方程式である. 慣性座標系の慣性の法則に従う運動で, 加速度運動 (accelerated motion) している質点に作用している合力をニュートンの運動方程式 (2.2) で記述できるものと仮定している. ニュートン力学 (Newtonian mechanics) の慣性座標系では, 絶対時間 (absolute time) および絶対空間 (absolute space) を採用している. 絶対時間および絶対空間で仮定している慣性座標系および加速度座標系では, 絶対速度 (the absolute velocity) および絶対加速度 (the absolute acceleration) を採用している. このことでは, 速度の相対性および加速度の相対性は説明できない.

$$\mathbf{a} \dots (2.1)$$

$$\mathbf{f} = m_{\text{in_Newton}} \mathbf{a}, (m_{\text{in_Newton}} = \text{const.}) \dots (2.2) \text{ ニュートンの運動方程式}$$

$$m_{\text{in_Newton}} (m_{\text{in_Newton}} = \text{const.}) \dots (2.3) \text{ 慣性質量}$$

$$m_{\text{in_Newton}} = \frac{|\mathbf{f}|}{|\mathbf{a}|}, (|\mathbf{a}| \neq 0, m_{\text{in_Newton}} = \text{const.}) \dots (2.4)$$

そのような加速度座標系では, 慣性力 (2.5) を導入してニュートンの運動方程式を説明することがある. 慣性力 (2.5) の加速度は, 絶対空間で観測している加速度座標系の加速度でもある. その絶対空間の加速度座標系上では, 加速度 (2.1) の質点が静止している. その加速度座標系上で観測すると, その質点の加速度が零であることを仮定している. この意味では, その質点に作用する合力は加速度座標系上では零であることを仮定している. 慣性力 (inertial force) は3章で説明してある.

$$-m_{\text{in_Newton}} \mathbf{a}, (m_{\text{in_Newton}} = \text{const.}) \dots (2.5) \text{ 慣性力}$$

——マクスウェルの方程式系, 真空中の光に速さおよびニュートン力学についての簡単な説明——

絶対速度で, 真空中の光を説明することではマクスウェルの方程式系 (Maxwell's equations) (2.6) ~ (2.9) が慣性座標系上で保証されていない. ガウスの法則 (2.6) の左辺には, 電束密度ベクトル (2.10) を記述している. 電束密度ベクトル (2.10) の右辺には, 真空中の誘電率および電場ベクトルを記述している. ガウスの法則 (Gauss' law) (2.6) の右辺には, 体積電荷密度——電気量の体積密度である. ——を記述している. 無磁化の式 (2.7) の左辺には, 磁束密度ベクトル (2.11) を記述している. 磁束密度ベクトル (2.11) の右辺には, 真空中の透磁率および磁場ベクトルを記述している. (2.8) は, マクスウェルが修正したアンペールの法則 (Ampère's law) である. (2.8) の右辺の第2項は, マクスウェル (Maxwell) 先生が追加した電磁波の予言に結びつくものである. (2.9) は, ファラデーの法則 (Faraday's law) である. ファラデーの法則 (2.9) で電場 (electric field) の静的および動的な性質を説明している. 静電場では, (2.9) から (2.12) を導出できる. 動電場は, (2.9) の右辺に記述している磁場 (magnetic field) の時点に対する変化率が生じている現象である.

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho \dots (2.6) \text{ (ガウスの法則)}$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \dots (2.7) \text{ (無磁荷)}$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j} + \mu_0 \times \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \dots (2.8) \text{ (マクスウェルが修正したアンペールの法則)}$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \dots (2.9) \text{ (ファラデーの法則)}$$

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \times \mathbf{E} \dots (2.10) \text{ 電束密度ベクトル}$$

$$\mathbf{B} = \mu_0 \times \mathbf{H} \dots (2.11) \text{ 磁束密度ベクトル}$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = \mathbf{0} \dots (2.12) \text{ 静電場}$$

真空中の光は、電磁波 (electromagnetic wave) である。電磁波は、電磁場 (electromagnetic field) の動的な波である。マクスウェルの方程式系 (2.6) ~ (2.9) で、真空中の光の速さ (speed of light in a vacuum) は国際単位系——略称は SI である。——で (2.12) で記述できる。単位系が変わることでは、マクスウェルの方程式系 (2.6) ~ (2.9) の表示が変わることになる。SI で発表されている真空中の光の速さの値は、(2.13) になる。SI については「電位の簡単な入門 2007 第 5 回」で説明してある。

$$c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \times \varepsilon_0}} \frac{\text{m}}{\text{s}}, (c \neq 0, c > 0) \dots (2.12)$$

$$c = 299\,792\,458 \frac{\text{m}}{\text{s}} \dots (2.13) \text{ SI でメートルの定義を与える際に、真空中の光の速さ (2.13) の値に定義した。}$$

電磁場の指導原理として、マクスウェルの方程式系 (Maxwell's equations) (2.6) ~ (2.9) を採用している。慣性座標系が異なることで、電磁場の指導原理が異なる法則になることは電磁気学 (electromagnetism) を修正することになる。もし、マクスウェルの方程式系 (2.6) ~ (2.9) が修正されないとすると、ニュートン力学の修正 (modification) が仮定できる。このことは、ニュートン力学では、絶対時間および絶対空間を仮定していることを根拠にできる。この根拠で、真空中の光の速さが絶対速度で記述していることを仮定する。

——ガリレイ変換式、絶対空間および絶対時間についての簡単な説明——

このようなニュートン力学 (Newtonian mechanics) では、慣性座標系での変換にガリレイ変換式 (2.14) ~ (2.17) を採用している。ガリレイ変換式 (Galilean transformation equations) では、(2.17) で絶対時間が明確である。すべての慣性座標系では、ひとつの時計で観測できることを仮定している。

$$x_1 = x - u \cdot t \dots (2.14) \text{ x 軸の位置の変換}$$

$$y_1 = y \dots (2.15) \text{ y 軸の位置の変換}$$

$$z_1 = z \dots (2.16) \text{ z 軸の位置の変換}$$

$$t_1 = t \dots (2.17) \text{ 時間軸の時点の変換}$$

位置の変換 (2.14) を時点で微分することで、速度の変換である (2.18) を導出できる。(2.18) の右辺の第 2 項は、慣性座標系の等速度 (a constant velocity) の速さである。慣性座標系の等速度の速さは、絶対時間および絶対空間で観測している。絶対時間の微分は、時点の変換 (2.17) を使用すると (2.19) になる。速度の変換 (2.18) の両辺を時点で微分すると、加速度の変換 (2.20) になる。加速度の変換 (2.20) では、その質点 (material point) のすべての慣性座標系上での加速度はひとつに決定できる。このことでは、絶対加速度を仮定している。加速度がひとつに決定できるので、絶対空間での質点の加速度の観測を仮定している。絶対空間での質点の加速度を観測することでは、その加速度から質点の速度を導出できる。このような絶対空間での速度の導出では、その速度がひとつに決定できる。このことで、慣性座標系の等速度はひとつに決定できる。このような速度の決定には、絶対速度を採用している。この意味では、絶対空間と慣性座標系との変換になるのがガリレイ変換である。(2.18) の左辺は、慣性座標系で観測した質点の x 軸上の速度である。(2.18) の右辺は、右辺の質点の x 軸の速度および慣性座標系の速さで記述している。これらの速度は、絶対空間で観測している。速度の変換 (2.18) の慣性座標系上の速度は、絶対空間で観測した絶対速

度を仮定したものである。慣性座標系が複数ある場合でも、絶対速度で記述することになる。速度が、絶対空間で決定することで速度の相対性が否定されている記述である。速度の相対性では、2つの慣性座標系の位置および各位置に定義した時計の時点で速度が決定できる。ガリレイ変換では、速度の相対性および加速度の相対性が否定されている...

$$\frac{dx_1}{dt} = \frac{dx}{dt} - u \frac{m}{s} \dots (2.18) \text{速度の変換}$$

$$dt_1 = dt \dots (2.19) \text{絶対時間の微分}$$

$$\frac{d^2x_1}{dt^2} = \frac{d^2x}{dt^2} \frac{m}{s^2} \dots (2.20) \text{加速度の変換}$$

——電磁気学および特殊相対性理論についての簡単な説明——

速度の相対性は、アインシュタインの特殊相対性理論 (Einstein's special theory of relativity) で説明できるようになっている。このことで、絶対速度は否定できる。特殊相対性理論は、電磁力 (2.21) を扱う理論である。電磁力 (electromagnetic force) は、ローレンツ力 (2.21) で記述できる。ローレンツ力 (the Lorentz force) の右辺に、電気量 (2.22) を記述している。電気量 (2.22) を持つ点電荷 (point charge) が存在している電場 (2.23) を記述している。その電場 (electric field) に仮定している点電荷に作用している電気力 (a electric force) は、(2.24) で記述できる。磁場 (2.25) に、速度ベクトル (2.26) で移動している電気量 (2.22) を持った点電荷に作用する磁力 (a magnetic force) は (2.27) で記述できる。電場および磁場 (magnetic field) は動的に変化することを仮定している。磁力 (2.27) の右辺には、点電荷の速度を記述している。その速度は、特殊相対性理論の慣性座標系上での観測を仮定する。このことで、速度の相対性での観測である。このことでは、マクスウェルの方程式系 (2.6) ~ (2.9) が保証される慣性座標系での観測である。このような電磁気学の法則の保証では、電磁気力を扱っている特殊相対性理論である。

$$\mathbf{F} = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \dots (2.21) \text{ローレンツ力 (the Lorentz force)}$$

$$q \text{ C} \dots (2.22) \text{電気量}$$

$$\mathbf{E} \dots (2.23) \text{電場}$$

$$\mathbf{F}_E = q\mathbf{E} \dots (2.24) \text{電気力}$$

$$\mathbf{B} \dots (2.25) \text{磁場}$$

$$\mathbf{v} \frac{m}{s} \dots (2.26) \text{点電荷の速度ベクトル}$$

$$\mathbf{F}_B = q\mathbf{v} \times \mathbf{B} \dots (2.27) \text{磁力}$$

特殊相対性理論の慣性質量 (inertial mass) には、定数である静止質量 (2.28) および変数である慣性質量 (2.29) を与えている。静止質量 (2.28) は、著者が独自に定義したものである。その導出は、「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」に説明をしている。著者の経験では、一般的に静止質量 (rest mass) には (2.28) のように定義していない。

$$m_0 \equiv m(v) \cdot \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}, (0 \leq v \leq c) \dots (2.28) \text{静止質量の定義}$$

$$m(v) \text{ kg} \dots (2.29) \text{変数である慣性質量}$$

静止質量 (2.28) および変数である慣性質量 (2.29) は、ニュートン力学の定数である慣性質量 (2.3) とは異なる。静止質量 (2.28) は、一般には定数である。(2.28) の左辺は、質点が静止していて速度が零 (2.30) である場合の慣性質量 (2.31) である。ニュートン力学では、ニュートンの運動方程式 (2.2) で質点が加速度運動している場合での

定数の慣性質量 (2.3) である.

$$m_{\text{in_Newton}}(m_{\text{in_Newton}} = \text{const.}) \dots (2.3)$$

$$v = 0 \dots (2.30)$$

$$m_0 = m(0) \cdot \sqrt{1 - \frac{0}{c^2}} \dots (2.31)$$

$$\mathbf{f} = m_{\text{in_Newton}} \mathbf{a}, (m_{\text{in_Newton}} = \text{const.}) \dots (2.2) \text{ ニュートンの運動方程式}$$

質点の速さが真空中の光の速さ (2.32) の場合では, 静止質量 (2.28) は (2.33) である. 静止質量 (2.33) は, (2.34) である. 慣性座標系上で真空中の光の速さで等速度運動する光子の静止質量 (rest mass) (2.34) は零である. この説明では, (2.33) の右辺に真空中の光の速さ (2.12) で等速度運動している光子の慣性質量 (2.35) を仮定している.

$$v = c \dots (2.32)$$

$$m_0 = m(c) \cdot \sqrt{1 - \frac{c^2}{c^2}} \dots (2.33)$$

$$m_0 = 0 \dots (2.34)$$

$$c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \times \epsilon_0}} \frac{\text{m}}{\text{s}}, (c \neq 0, c > 0) \dots (2.12)$$

$$m(c) \dots (2.35)$$

ニュートンの運動方程式 (2.2) とは異なる慣性質量 (2.29) を使用するのでニュートンの運動方程式は修正されて (2.36) になる. (2.36) の右辺は, (2.37) に記述できる. 一般には, 運動方程式 (2.36) の慣性質量には相対論的質量 (relativistic mass) を採用する. 相対論的質量 (2.38) では, 質点の速さが真空中の光の速さの場合は定義区間から外れている.

$$\mathbf{f} = \frac{d(m \cdot \mathbf{v})}{dt} \dots (2.36) \text{ アインシュタインが修正したニュートンの運動方程式}$$

$$\frac{d(m \cdot \mathbf{v})}{dt} = \frac{dm}{dt} \cdot \mathbf{v} + m \cdot \frac{d\mathbf{v}}{dt} \dots (2.37)$$

$$m(v) = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, (0 \leq v < c) \dots (2.38) \text{ 相対論的質量}$$

ニュートンの運動方程式をアインシュタイン先生が修正した運動方程式 (2.36) では, ニュートンの万有引力の法則 (Newton's law of universal gravitation) が導出できない. このことで, 重力理論を扱うことが特殊相対性理論では直接にはできない. この意味で, 特殊相対性理論は電磁力を扱う理論になる. 近似値として扱う考え方は, 著者の「理論物理学での波の関数7」で簡単に説明をしている.

——特殊相対性理論および2重性についての簡単な説明——

1900年に, ドイツの物理学者であるマックスプランク (Max Planck) 先生が空洞放射 (cavity radiation) でのエネルギーの量子化 (quantization) を仮定したことが報告されている. 空洞放射では, 熱放射 (thermal radiation) を扱う. 熱の放射では, 光 (light) を観測できる. 光は, 電磁波で説明できる. 電磁波の放射は, 電磁放射 (electromagnetic radiation) と呼ぶ. (2.39) の左辺は, 空洞放射のエネルギーを示している. (2.39) の右辺は, 量子数 (a quantum number) (2.40), プランク定数 (2.41) および空洞放射される電磁波の振動数 (2.42) を記述している. 量子数 (2.40) は整数値である. (2.39) の左辺では, 粒子としての性質を示すエネルギーを記述している. 右辺では, 電磁波の波と

しての性質を示す振動数 (2.42) を記述している。(2.39) の左辺のエネルギーは、量子エネルギーと呼ばれる。その量子エネルギーは、振動数 (2.42) で記述でき量子数 (2.40) の整数値で離散的な値になる。プランク定数 (2.41) は、すべての放射で同じ値である。振動数 (2.42) は、放射される波で決定できる。この意味では、特定の振動数を指定することになる。さらに、量子数で特定のエネルギーの値にする。特定の振動数は、振動子 (a oscillator) の振動数である。このことでは、物質を構成している振動子が特定の振動数で振動数することで熱を放射しているものと仮定できる。

$E = n \cdot h \cdot \nu$ (2.39) プランクのエネルギーの量子化

$n = 0, 1, 2, \dots$ (2.40) 量子数

$h = 6.626070040(81) \times 10^{-34} \text{ Js}$ (2.41) プランク定数

ν Hz (2.42) 振動数

この熱の放射では、光を観測しているので電磁波の放射を仮定できる。電磁波の放射では、原子を構成している陽子あるいは電子の振動を仮定できる。(2.39) の左辺の量子エネルギーは、そのような振動子が放射するエネルギーであるものと考えることができる。このように考えることでは、陽子あるいは電子などの粒子でエネルギーを仮定している。放射されたエネルギーは、振動子から離れて分布していく。そのように振動子から離れた場所に分布している量子エネルギーは、どのような粒子としての性質を示すものかは問題である。このような現象については、1900年のプランク先生の報告では明らかではない。このことでは、(2.39) の記述では粒子および波の性質を示す2重性は保証されていない。

1905年に、アインシュタイン (Einstein) 先生が光量子 (light quantum) を仮定したのとして報告されている。光量子の仮定での光は、その光のエネルギーが集中して小さな塊として振る舞う、ことを仮定した。その仮定された光のエネルギーの小さな塊を光量子と呼ぶ。光のエネルギーは、量子化して説明できることを光量子の仮設で与えている。電磁波である光のエネルギーの全体は、光量子で量子化できることを説明している。このことでは、アインシュタイン先生の (2.43) で光量子を記述することでエネルギーは電磁波の光の振動数で記述できる。プランク先生の (2.39) では、振動子の振動数を記述していることで、電磁波の光の振動数 (frequency) を直接に記述している仮定ではない。このことは、振動子を仮定して説明する (2.39) に対して、光量子 (2.43) は光である電磁波の振動数 (2.44) を直接に仮定して説明をしている。この解釈では、粒子としての性質を保証できるものではない。

$E = h \cdot \nu$ (2.43) 光量子のエネルギー

ν Hz (2.44) 振動数

1886年および1887年に、ヘルツ (Hertz) 先生が電磁波の存在を実験で最初に確認しマクスウェル先生の光の伝搬の電磁波の理論を実験で明らかにしたと報告されている。そのヘルツ (Hertz) 先生が発見した現象に光電効果 (the photoelectric effect) が有ることが報告されている。光電効果では、「紫外線——約 10^{15} Hz から 10^{17} Hz をやや超えたあたりの振動数である。——の光を2つの電極のひとつに当てると、その2つの電極間にとても速く電子の放出が生じる。」ことが報告されている。電極間を繋ぎ、その間に放出された電子を光電子 (photoelectron) と呼ぶ。その光電子で説明をしている電流は、光電子電流 (photoelectric current) と呼ぶ。

光電子が放出されるのに十分なエネルギーを任意の振動数の光の波で与えられることは、実験で否定されている。量子化されて光のエネルギー (2.43) が、電子が放出されるのに十分なエネルギーであることを仮定している。その量子エネルギー (2.43) を与えられた光電効果が生じる物質の表面から電子は運動エネルギー (kinetic energy) を持って放出される。そのような量子エネルギー (2.43) は、特定の振動数 (2.44) で説明される——可視光 (visible) のある領域から紫外線 (ultraviolet) のある領域での報告が有る。——。光のエネルギーの小さな塊である量子エネルギーは、波としてエネルギーを与えるものではない。波でエネルギーを与える場合では、そのエネルギーが十分に与えら

れるまでに時間が掛かることを仮定できる。光量子的場合は、そのような時間は掛からないで光電子が放出されるエネルギーを与えることができるものと説明される。このような時間が観測されていないことでも、光量子は光のエネルギーに示す性質であるものと報告されている。そのように表面から放出された電子で電流を観測する。そのような電流は、光電子電流と呼ばれている。(2.45)の左辺は、光のエネルギーが量子化されているものである。(2.45)の左辺の振動数は、光電効果が生じる物質の表面に放射している光の振動数である。(2.45)の右辺の第2項の電位差 (potential difference) は、遮断周波数 (cutoff frequency) に対応する電位差である。その第2項の電位差の時に、光電子電流は零になる。光の強さを変化させても、(2.45)の右辺の第2項の電位差は変化していない。光の強さは、(2.45)の右辺の第2項の電位差とは独立しているものと説明されている。(2.45)の右辺の第1項のエネルギー分は、電子が光電効果を生じさせる物質の表面から放出されるのに使用しているエネルギー分である。第2項のエネルギー分は、電子が放出された時の運動エネルギーの最大値を仮定している。(2.45)では、電子に生じている加速度の変化を招く他の現象が仮定できる場合は異なるエネルギーの保存での運動エネルギーを仮定する。このようなことが1916年にミリカン (Millekan) 先生の実験で確認されて、光電効果を光量子で説明できる物理現象として観測されたものと報告されている。

$$h \cdot \nu = \phi_{\text{workfunction}} + e \cdot V_{\text{stoppingpotential}} \dots (2.45)$$

光量子 (2.43) の発表は、アインシュタイン先生が特殊相対性理論を発表した1905年である。特殊相対性理論では、慣性質量およびエネルギーの等価性 (equivalence of mass and energy) (2.46) を導出できる。質点の持つ全エネルギー (2.46) は、質点の慣性質量 (2.29) および真空中の光の速さ (2.12) で記述している。他の慣性座標系上でも (2.47) で記述できる。

$$E = m \cdot c^2 \dots (2.46) \text{ 慣性質量およびエネルギーの等価性 (equivalence of mass and energy)}$$

$$m(v) \text{ kg} \dots (2.29) \text{ 変数である慣性質量}$$

$$c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \times \epsilon_0}} \frac{\text{m}}{\text{s}}, (c \neq 0, c > 0) \dots (2.12)$$

$$E_1 = m_1 \cdot c^2 \dots (2.47)$$

著者が独自に定義した静止質量 (2.28) では、慣性質量 (2.29) を仮定して定義している。この静止質量の定義では、質点の速度が真空中の光の速さ (2.12) の場合の慣性質量 (2.35) を仮定できる。このことは、一般の相対論的質量 (2.38) の定義では、定義区間から真空中の光の速さは外れているので (2.38) で (2.35) を直接に導出できない。このような電磁波の慣性質量は、電磁波のエネルギーの慣性座標系間の変換で仮定できる。その仮定では、粒子から放射されたエネルギー分は、その粒子の慣性質量の減少分に説明できる。この仮定では、電磁波のエネルギーの慣性質量を仮定でき、光量子 (2.43) で全体の電磁波のエネルギーに量子化されたエネルギーの塊を仮定できる。このことでは、電磁波の光に光量子 (2.43) を持つ粒子として扱える光の粒子を仮定していることになる。この仮定では、光の2重性を保証している。

$$m_0 \equiv m(v) \cdot \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}, (0 \leq v \leq c) \dots (2.28) \text{ 静止質量の定義}$$

$$m(c) \dots (2.35)$$

$$m(v) = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, (0 \leq v < c) \dots (2.38) \text{ 相対論的質量}$$

$$E = h \cdot \nu \dots (2.43) \text{ 光量子のエネルギー}$$

1923年にはコンプトン (Compton) 先生は「コンプトン効果」と呼ばれる実験 (experiment) で光量子が粒子と

しての振る舞いを示す光子 (photon) として扱える場合を示したことが報告されている。コンプトン効果は、(2.46) で光の粒子を記述している。このことでは、特殊相対性理論の慣性質量およびエネルギーの等価性 (equivalence of mass and energy) を確認している。コンプトン効果 (the Compton effect) で、光の2重性を実験で確認できたものと扱われている。

——特殊相対性理論およびローレンツ変換式についての簡単な説明——

1905年に、アインシュタイン先生が特殊相対性理論 (the special theory of relativity) を発表している。アインシュタインの特殊相対性理論では、2つの公理を仮定している。ひとつは、特殊相対性原理である。もうひとつは、光速の不変の原理である。

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 (a constant velocity) 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。

マクスウェルの方程式系 (2.6) ~ (2.9) から導出できる真空中の光の速さは、(2.12) で記述でき定数になる。 右辺は、真空中の誘電率 ϵ_0 および真空中の透磁率 μ_0 で記述している。右辺の誘電率および透磁率は、定数である。このことで、(2.12) の左辺は定数であり真空中の光の速さは定数である。

$$c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \times \epsilon_0}} \frac{\text{m}}{\text{s}}, (c \neq 0, c > 0) \dots (2.12)$$

ガリレイ変換式 (2.14) ~ (2.17) では、速度の変換 (2.18) を導出した。(2.18) では、真空中の光の速さは観測する慣性座標系の速さで変化する。このことは、マクスウェルの方程式系 (2.6) ~ (2.9) から導出できる真空中の光の速さ (2.12) とは異なる。(2.12) では、真空中の光の速さはすべての慣性座標系上で等しい値であり定数になる。

$$\frac{dx_1}{dt} = \frac{dx}{dt} - u \frac{m}{s} \dots (2.18) \text{速度の変換}$$

真空中の光の速さが定数であることは、アインシュタインの特殊相対性理論の公理である光速不変の原理で満足する。このことは、1881年から始まったマイケルソン (Michelson) 先生の実験で観測された真空中の光の速さが実験で仮定した慣性座標系上で定数であることの報告に一致している。このような有名な実験では、1887年のマイケルソン-モーリーの実験 (the Michelson-Morley experiment) と呼ばれるものがある。

特殊相対性原理および光速の不変の原理を仮定して導出できる変換式がある。その変換式は、ローレンツ変換式 (Lorentz transformation equations) (2.48) ~ (2.51) である。特殊相対性理論では、ローレンツ変換を使用する。

$$x_1 = \gamma_r \cdot (x - u \cdot t) \dots (2.48) \text{慣性座標系 } S_1 \text{ の } x_1 \text{ 軸の値}$$

$$y_1 = y \dots (2.49) \text{慣性座標系 } S_1 \text{ の } y_1 \text{ 軸の値}$$

$$z_1 = z \dots (2.50) \text{慣性座標系 } S_1 \text{ の } z_1 \text{ 軸の値}$$

$$t_1 = \gamma_r \cdot \left(t - \frac{u \cdot x}{c^2} \right) \dots (2.51) \text{慣性座標系 } S_1 \text{ の時間軸 } t_1 \text{ の値}$$

$$\gamma_r = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}} (= \text{const.}), (u \neq c) \dots (2.52) \text{係数 (coefficient)}$$

ローレンツ変換式 (2.48) ~ (2.51) では、慣性座標系上の各位置に定義する時計を仮定しているものと扱うことで座標 (2.53) および座標 (2.54) を使用できる。座標 (2.53) および座標 (2.54) は、4次元である。慣性座標系上の位置の座標に時間軸の座標を仮定して4次元時空として扱う (2.53) および (2.54) である。(2.53) および (2.54) では、真空中の光の速さ (2.12) を記述している。(2.53) および (2.54) の一番右側の座標が時間軸の座標である。特殊相対性理論の時間軸では、真空中の光の速さで移動していることを仮定できる。特殊相対性理論では、真空中の光の速さ (2.12) を使用して時間を観測することを仮定している。(2.53) および (2.54) の4次元時空は、数学の多様体 (manifold) と呼ばれる空間 (space) である。座標 (2.53) および座標 (2.54) は、慣性座標系上の位置ベクトル (2.55) および位置ベクトル (2.56) を記述できる。

$$(x, y, z, c \cdot t) \dots (2.53)$$

$$(x_1, y_1, z_1, c \cdot t_1) \dots (2.54)$$

$$c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \times \epsilon_0}} \frac{\text{m}}{\text{s}}, (c \neq 0, c > 0) \dots (2.12)$$

$$\mathbf{r}(t) = (x(t), y(t), z(t)) \dots (2.55)$$

$$\mathbf{r}_1(t_1) = (x_1(t_1), y_1(t_1), z_1(t_1)) \dots (2.56)$$

(2.57) および (2.58) は球面の方程式である。(2.57) および (2.58) では、それぞれの慣性座標系上の空間に原点を中心として光の球面を描いている。(2.57) の球面の半径は、(2.59) である。(2.58) の球面の半径は、(2.60) である。(2.59) および (2.60) の右辺は、真空中の光の速さおよび時間軸の時点である。真空中の光の球面は、真空中の光の速さで慣性座標系上を伝搬している。その伝搬する距離は、その球面の半径として (2.59) および (2.60) で記述できる。(2.59) および (2.60) の右辺の真空中の光の速さが等しいことは、光速不変の原理を採用して記述している。

$$x^2 + y^2 + z^2 = c^2 \cdot t^2 \dots (2.57)$$

$$x_1^2 + y_1^2 + z_1^2 = c^2 \cdot t_1^2 \dots (2.58)$$

$$\Delta \text{length} = c \cdot t \dots (2.59)$$

$$\Delta \text{length}_1 = c \cdot t_1 \dots (2.60)$$

球面の方程式 (2.57) は、(2.61) に書き直すことができる。球面の方程式 (2.58) は、(2.62) に書き直すことができる。(2.61) および (2.62) の右辺は零である。それらの右辺の値が零で等しいので、等号で等しいことを (2.63) で記述できる。

$$c^2 \cdot t^2 - (x^2 + y^2 + z^2) = 0 \dots (2.61)$$

$$c^2 \cdot t_1^2 - (x_1^2 + y_1^2 + z_1^2) = 0 \dots (2.62)$$

$$c^2 \cdot t^2 - (x^2 + y^2 + z^2) = c^2 \cdot t_1^2 - (x_1^2 + y_1^2 + z_1^2) \dots (2.63)$$

光速不変の原理 (the principle of the constancy of the speed of light.) で慣性座標系上の原点から放出した真空中の光では、方程式 (2.63) が保証されている。方程式 (2.63) は、不変性を示している。(2.63) は、すべての慣性座標系上で保証される不変性である。数学では多様体である空間で、(2.63) は擬リーマン計量 (pseudo-Riemannian metrics) が不変量であることを説明している。(2.63) の左辺および右辺は、それぞれ擬リーマン計量と呼ばれるものである。

——慣性座標系についての簡単な説明——

本書では図 2.1 の 2 つの慣性座標系を仮定する. 図 2.1 の慣性座標系 S には等速度 (2.64) を仮定している. 等速度 (2.64) は, 図 2.1 の慣性座標系 S₁ の x₁ 成分および t₁ 成分で記述した慣性座標系 S の等速度である. 図 2.1 の慣性座標系 S₁ には等速度 (2.65) を仮定している. 等速度 (2.65) は, 図 2.1 の慣性座標系 S の x 成分および t 成分で記述した慣性座標系 S₁ の等速度である.

$$\mathbf{u}_{S-S_1} = -u\mathbf{i}_1, (u = \text{const.}) \cdots (2.64) \text{ 慣性座標系 } S_1 \text{ の } x_1 \text{ 成分および } t_1 \text{ 成分で記述した慣性座標系 } S \text{ の等速度}$$

$$\mathbf{u}_{S_1-S} = u\mathbf{i}, (u = \text{const.}) \cdots (2.65) \text{ 慣性座標系 } S \text{ の } x \text{ 成分および } t \text{ 成分で記述した慣性座標系 } S_1 \text{ の等速度}$$

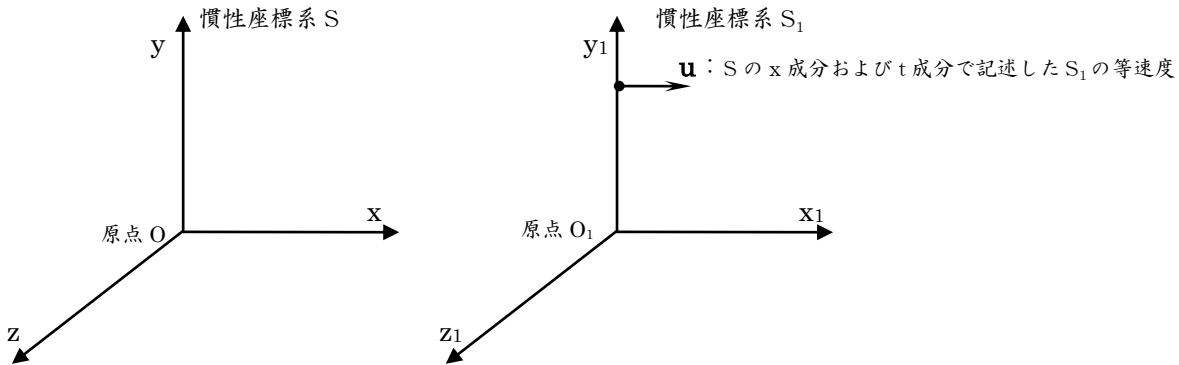


図 2.1 慣性座標系

図 2.1 の慣性座標系 S の x 軸および慣性座標系 S₁ の x₁ 軸は同じ直線上に在るものと仮定する. 慣性座標系 S および慣性座標系 S₁ の 4 次元の座標を (2.53) および (2.54) を使用することは既に説明した. 慣性座標系 S の原点 O および慣性座標系 S₁ の原点 O₁ が一致しているときは (2.66) および (2.67) が成立することを仮定している. (2.66) および (2.67) は 4 次元時空を仮定している. ただし, (2.66) および (2.67) の左辺の記号は, それぞれ慣性座標系 S および S₁ の各軸の変数とする.

$$(x, y, z, c \cdot t) \cdots (2.53)$$

$$(x_1, y_1, z_1, c \cdot t_1) \cdots (2.54)$$

$$(x, y, z, t) = (0, 0, 0, 0) \cdots (2.66) \text{ 慣性座標系 } S \text{ の空間および時点の成分で与えた座標}$$

$$(x_1, y_1, z_1, t_1) = (0, 0, 0, 0) \cdots (2.67) \text{ 慣性座標系 } S_1 \text{ の空間および時点の成分で与えた座標}$$

慣性座標系 S の原点 O および慣性座標系 S₁ の原点 O₁ が一致している時に, 球面上に真空中の光が真空中の光の速さで原点から放出されることを仮定している. 慣性座標系 S および慣性座標系 S₁ では (2.63) が常に成立するものと仮定する. 2 つの慣性座標系上の各位置に定義する時計は, (2.63) を満足するように進んでいることを仮定している.

(2.63) の (2.12) は真空中の光の速さである. 文献 15 では, 真空中の光の速さの値は (2.13) になる. (2.53) および (2.54) を使用できる多様体の空間で, 擬リーマン計量 (2.63) が不変である. この擬リーマン計量が不変なことで, (2.63) の両辺に記述されているローレンツ変換の時点の変換 (2.51) の時点を使用できる. 光速不変の原理で, (2.63) の両辺に定数である真空中の光の速さ (2.12) を使用できる.

$$c^2 \cdot t^2 - (x^2 + y^2 + z^2) = c^2 \cdot t_1^2 - (x_1^2 + y_1^2 + z_1^2) \cdots (2.63)$$

$$t_1 = \gamma \cdot \left(t - \frac{u \cdot x}{c^2} \right) \cdots (2.51) \text{ 慣性座標系 } S_1 \text{ の時間軸 } t_1 \text{ の値}$$

$$c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \times \epsilon_0}} \frac{\text{m}}{\text{s}}, (c \neq 0, c > 0) \dots (2.12)$$

$$c = 299\,792\,458 \frac{\text{m}}{\text{s}} \dots (2.13) \text{ SI でメートルの定義を与える際に, 真空中の光の速さ (2.13) の値に定義した.}$$

——特殊相対性理論の速度の変換についての簡単な説明——

特殊相対性原理および光速不変の原理で記述できる慣性座標系の位置ベクトル (2.55) および (2.56) を使用して, 速度ベクトルを定義できる. その速度ベクトルの定義は, (2.68) で記述できる. 位置ベクトル (2.55) および (2.56) では, ローレンツ変換を採用している空間軸の座標および時間軸の座標である. 速度の定義 (2.68) の極限值の変数である h は時間を意味する.

$$\mathbf{r}(t) = (x(t), y(t), z(t)) \dots (2.55)$$

$$\mathbf{r}_1(t_1) = (x_1(t_1), y_1(t_1), z_1(t_1)) \dots (2.56)$$

$$v_x(t) = \lim_{h \rightarrow 0} \frac{x(t+h) - x(t)}{h}, v_y(t) = \lim_{h \rightarrow 0} \frac{y(t+h) - y(t)}{h}, v_z(t) = \lim_{h \rightarrow 0} \frac{z(t+h) - z(t)}{h} \dots (2.68)$$

速度ベクトルの定義 (2.68) を使用すると, 位置ベクトル (2.55) の速度ベクトルは (2.69) で記述できる. 位置ベクトル (2.56) の速度ベクトルは (2.70) で記述できる.

$$\mathbf{v}(t) = (v_x(t), v_y(t), v_z(t)) \dots (2.69)$$

$$\mathbf{v}_1(t_1) = (v_{x_1}(t_1), v_{y_1}(t_1), v_{z_1}(t_1)) \dots (2.70)$$

ローレンツ変換式 (2.48) ~ (2.51) で慣性座標系の速度ベクトル (2.69) および (2.70) の変換式 (2.71) ~ (2.73) を導出できる. 速度の変換式 (2.71) ~ (2.73) では, 係数 (2.52) を記述している. 速度の変換式 (2.71) ~ (2.73) の左辺は, 慣性座標系 S_1 の座標系で観測している速度ベクトル (2.70) の成分である.

$$v_{x1}(t_1) = \frac{v_x(t) - u}{1 - \frac{u}{c^2} \cdot v_x(t)} \dots (2.71) \text{ x}_1 \text{ 軸の速度成分}$$

$$v_{y1}(t_1) = \frac{v_y(t)}{\gamma_r \cdot \left(1 - \frac{u}{c^2} \cdot v_x(t)\right)} \dots (2.72) \text{ y}_1 \text{ 軸の速度成分}$$

$$v_{z1}(t_1) = \frac{v_z(t)}{\gamma_r \cdot \left(1 - \frac{u}{c^2} \cdot v_x(t)\right)} \dots (2.73) \text{ z}_1 \text{ 軸の速度成分}$$

$$\gamma_r = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}} (= \text{const.}), (u \neq c) \dots (2.52) \text{ 係数 (coefficient)}$$

速度の変換式 (2.71) ~ (2.73) の逆変換は, (2.74) ~ (2.76) である. 速度の変換式 (2.74) ~ (2.76) の左辺は, 慣性座標系 S の座標系で観測している速度ベクトル (2.69) の成分である.

$$v_x(t) = \frac{v_{x1} + u}{1 + \frac{u \cdot v_{x1}}{c^2}} \dots (2.74) \text{ x 軸の速度成分}$$

$$v_y(t) = \frac{v_{y1}(t_1)}{\gamma_r \cdot \left(1 + \frac{u \cdot v_{x1}}{c^2}\right)} \dots (2.75) \text{ y 軸の速度成分}$$

$$v_z(t) = \frac{v_{z1}(t_1)}{\gamma_r \cdot \left(1 + \frac{u \cdot v_{x1}}{c^2}\right)} \dots (2.76) \text{ z 軸の速度成分}$$

——特殊相対性理論の加速度の変換についての簡単な説明——

特殊相対性原理および光速不変の原理で記述できる慣性座標系の位置ベクトル (2.55) および (2.56) を使用して、加速度ベクトルを定義できる。加速度ベクトルの定義は、(2.78) で記述できる。速度ベクトル (2.69) および (2.70) の加速度ベクトルは、(2.79) および (2.80) で記述できる。

$$a_x(t) = \lim_{h \rightarrow 0} \frac{v_x(t+h) - v_x(t)}{h}, a_y(t) = \lim_{h \rightarrow 0} \frac{v_y(t+h) - v_y(t)}{h}, a_z(t) = \lim_{h \rightarrow 0} \frac{v_z(t+h) - v_z(t)}{h} \dots (2.78)$$

$$\mathbf{a}(t) = (a_x(t), a_y(t), a_z(t)) \dots (2.79)$$

$$\mathbf{a}_1(t_1) = (a_{x_1}(t_1), a_{y_1}(t_1), a_{z_1}(t_1)) \dots (2.80)$$

ローレンツ変換式 (2.48) ~ (2.51) で慣性座標系の加速度ベクトル (2.79) および (2.80) の変換式 (2.81) ~ (2.83) を導出できる。加速度の変換式 (2.81) ~ (2.83) では、係数 (2.52) を記述している。加速度の変換式 (2.81) ~ (2.83) の左辺は、慣性座標系 S_1 の座標系で観測している加速度ベクトル (2.80) の成分である。

$$a_{x1}(t_1) = \frac{a_x(t)}{\gamma_r^3 \cdot \left(1 - \frac{u}{c^2} \cdot v_x(t)\right)^3} \dots (2.81) \text{ x}_1 \text{ 軸の加速度成分}$$

$$a_{y1}(t_1) = \left(a_y(t) + \frac{\frac{u}{c^2} \cdot v_y(t)}{1 - \frac{u}{c^2} \cdot v_x(t)} \cdot a_x(t) \right) \cdot \frac{1}{\gamma_r^2 \cdot \left(1 - \frac{u}{c^2} \cdot v_x(t)\right)^2} \dots (2.82) \text{ y}_1 \text{ 軸の加速度成分}$$

$$a_{z1}(t_1) = \left(a_z(t) + \frac{\frac{u}{c^2} \cdot v_z(t)}{1 - \frac{u}{c^2} \cdot v_x(t)} \cdot a_x(t) \right) \cdot \frac{1}{\gamma_r^2 \cdot \left(1 - \frac{u}{c^2} \cdot v_x(t)\right)^2} \dots (2.83) \text{ z}_1 \text{ 軸の加速度成分}$$

$$\gamma_r = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}} (= \text{const.}), (u \neq c) \dots (2.52) \text{ 係数 (coefficient)}$$

加速度の変換式 (2.81) ~ (2.83) の逆変換は、(2.84) ~ (2.86) である。加速度の変換式 (2.84) ~ (2.86) の左辺は、慣性座標系 S の座標系で観測している速度ベクトル (2.79) の成分である。

$$a_x(t) = \frac{a_{x1}(t_1)}{\gamma_r^3 \cdot \left(1 + \frac{u \cdot v_{x1}}{c^2}\right)^3} \dots (2.84) \text{ x 軸の加速度成分}$$

$$a_y(t) = \left(a_{y1}(t_1) - \frac{\frac{u \cdot v_{y1}}{c^2}}{1 + \frac{u \cdot v_{x1}}{c^2}} \cdot a_{x1}(t_1) \right) \cdot \frac{1}{\gamma_r^2 \cdot \left(1 + \frac{u \cdot v_{x1}}{c^2} \right)^2} \dots (2.85) \text{ y 軸の加速度成分}$$

$$a_z(t) = \left(a_{z1}(t_1) - \frac{\frac{u \cdot v_{z1}}{c^2}}{1 + \frac{u \cdot v_{x1}}{c^2}} \cdot a_{x1}(t_1) \right) \cdot \frac{1}{\gamma_r^2 \cdot \left(1 + \frac{u \cdot v_{x1}}{c^2} \right)^2} \dots (2.86) \text{ z 軸の加速度成分}$$

——特殊相対性理論の合力の変換についての簡単な説明——

慣性座標系 S 上の質点に合力 (2.87) が作用していることを仮定する. その質点の慣性質量は (2.29) で仮定している. 合力 (2.87) が作用している質点には, 運動方程式 (2.36) を記述できる. その質点に作用する合力は慣性座標系 S₁ では, 合力 (2.88) を記述できる.

$$\mathbf{f}(t) = (f_x(t), f_y(t), f_z(t)) \dots (2.87)$$

$m(v)$ kg ... (2.29) 変数である慣性質量

$$\mathbf{f} = \frac{d(m \cdot \mathbf{v})}{dt} \dots (2.36) \text{ アインシュタインが修正したニュートンの運動方程式}$$

$$\mathbf{f}_1(t_1) = (f_{x1}(t_1), f_{y1}(t_1), f_{z1}(t_1)) \dots (2.88)$$

合力 (2.87) および (2.88) は, 合力の変換 (2.89) ~ (2.91) で変換できる. 合力の変換 (2.89) ~ (2.91) の左辺は, 慣性座標系 S の合力 (2.87) の成分である.

$$f_x = \frac{f_{x1}}{\left(1 + \frac{u \cdot v_{x1}}{c^2} \right)} + \frac{u}{c^2} \cdot \frac{\mathbf{f}_1 \cdot \mathbf{v}_1}{\left(1 + \frac{u \cdot v_{x1}}{c^2} \right)} \dots (2.89) \text{ x 軸の合力成分}$$

$$f_y = f_{y1} \cdot \frac{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}}{\left(1 + \frac{u}{c^2} \cdot v_{x1} \right)} \dots (2.90) \text{ y 軸の合力成分}$$

$$f_z = f_{z1} \cdot \frac{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}}{\left(1 + \frac{u}{c^2} \cdot v_{x1} \right)} \dots (2.91) \text{ z 軸の合力成分}$$

——慣性質量およびエネルギーの等価性並びにエネルギーの変換についての簡単な説明——

慣性質量およびエネルギーの等価性 (equivalence of mass and energy) は, 特殊相対性原理で慣性座標系 S では (2.46) および慣性座標系 S₁ では (2.47) で記述できる. 質点を持つ全エネルギーは, 慣性座標系 S では (2.46) で観測できる. 慣性座標系 S₁ では, 質点を持つ全エネルギー (2.47) で観測できる.

$$E = m \cdot c^2 \dots (2.46) \text{ 慣性質量およびエネルギーの等価性}$$

$$E_1 = m_1 \cdot c^2 \dots (2.47)$$

質点の持つ全エネルギーの変換は, (2.92) で記述できる. 質点の持つ全エネルギーの変換 (2.92) は, 一般相対性理

論の1次近似の質点の持つ全エネルギーの変換式を導出するのに2章2節でも使用する。

$$E_1(v_1) = E(v) \times \frac{1 - \frac{u \cdot v}{c^2}}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}}, (u \neq c) \dots (2.92)$$

慣性座標系 S 上の質点に合力 (2.87) が作用していることを仮定する。その質点が、慣性座標系 S 上では速度ベクトル (2.69) で移動しているものとする。その質点が持つ全エネルギーの変化率は、(2.93) で記述できる。

$$\mathbf{f}(t) = (f_x(t), f_y(t), f_z(t)) \dots (2.87)$$

$$\mathbf{v}(t) = (v_x(t), v_y(t), v_z(t)) \dots (2.69)$$

$$\frac{dE}{dt} = \mathbf{f} \cdot \mathbf{v} \dots (2.93)$$

(2.93) の左辺の質点が持つ全エネルギーは (2.46) で記述できる。その質点の慣性質量は (2.29) で仮定している。

$E = m \cdot c^2 \dots (2.46)$ 慣性質量およびエネルギーの等価性 (equivalence of mass and energy)

$m(v) \text{ kg} \dots (2.29)$ 変数である慣性質量

質点が持つ全エネルギー (2.46) を質点が持つ全エネルギーの変化率 (2.93) の左辺に代入すると、(2.94) を記述できる。質点が持つ全エネルギーの変化率 (2.94) の右辺は、(2.95) の右辺に書き直すことができる。

$$\frac{dE}{dt} = \frac{d(m \cdot c^2)}{dt} \dots (2.94)$$

$$\frac{dE}{dt} = \frac{d(m)}{dt} \cdot c^2 \dots (2.95)$$

慣性座標系 S_1 上の質点に合力 (2.88) が作用していることを仮定する。その質点が、慣性座標系 S_1 上では速度ベクトル (2.70) で移動しているものとする。その質点が持つ全エネルギーの変化率は、(2.96) で記述できる。質点が持つ全エネルギーの変化率 (2.96) は、(2.97) および (2.98) に書き直すことができる。

$$\mathbf{f}_1(t_1) = (f_{x_1}(t_1), f_{y_1}(t_1), f_{z_1}(t_1)) \dots (2.88)$$

$$\mathbf{v}_1(t_1) = (v_{x_1}(t_1), v_{y_1}(t_1), v_{z_1}(t_1)) \dots (2.70)$$

$$\frac{dE_1}{dt} = \mathbf{f}_1 \cdot \mathbf{v}_1 \dots (2.96)$$

$$\frac{dE_1}{dt} = \frac{d(m_1 \cdot c^2)}{dt} \dots (2.97)$$

$$\frac{dE_1}{dt} = \frac{d(m_1)}{dt} \cdot c^2 \dots (2.98)$$

——慣性座標系での質点に作用する合力および加速度の変換について——

ニュートン力学 (Newtonian mechanics) では、絶対空間 (absolute space) および絶対時間 (absolute time) で記述することをガリレイ変換式 (Galilean transformation equations) (2.14) ~ (2.17) で説明した。特殊相対性理論で導出できるローレンツ変換では、絶対空間および絶対時間を採用しないことを説明できる。絶対空間および絶対時間は、上述のようにマクスウェルの方程式系 (Maxwell's equations) (2.6) ~ (2.9) とは整合しないことになる。ニュートンの運動方程式 (Newtonian equation of motion) からニュートンの万有引力の法則 (Newton's law of universal gravitation) が導出できる。このことでは、絶対空間および絶対時間を採用するニュートン力学で重力理論

を得ることになる。電磁気学 (electromagnetism) の指導原理であるマクスウェルの方程式系がニュートンの重力理論に整合しないことに、真空中の光の速さ (speed of light in a vacuum) が定数 (2.12) であることの問題が生じる。

$$c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \times \epsilon_0}} \frac{\text{m}}{\text{s}}, (c \neq 0, c > 0) \dots (2.12)$$

アインシュタインの特殊相対性理論 (Einstein's special theory of relativity) では、マクスウェルの方程式系で使用する電磁力を変換できる相対性理論にローレンツ変換を採用できることを示した。このことでは、ニュートン力学で採用していたガリレイ変換とは異なる相対性理論のローレンツ変換である。特殊相対性理論で電磁力 (electromagnetic force) を変換する座標系は慣性座標系である。この慣性座標系では、ニュートンの運動方程式はアインシュタイン先生に修正された。その修正されたニュートンの運動方程式 (equation of motion) (2.36) からでは、ニュートンの万有引力の法則が導出できない問題が発見される。この意味では、特殊相対性理論では重力理論が欠けてしまう。アインシュタインの一般相対性理論 (Einstein's general theory of relativity) は、特殊相対性理論を基礎とした重力理論として扱われる。このことでは、特殊相対性理論および一般相対性理論で絶対空間および絶対時間を採用しないことを説明できる。2章2節で、一般相対性理論 (the general theory of relativity) の簡単な説明をする。ここでは、ローレンツ変換で絶対空間および絶対時間を採用しないことを説明する。

$$\mathbf{f} = \frac{d(m \cdot \mathbf{v})}{dt} \dots (2.36) \text{アインシュタインが修正したニュートンの運動方程式}$$

ローレンツ変換の時点の変換式 (2.51) は、慣性座標系 S の各位置に定義された時計の時点が慣性座標系 S₁ の各位置に定義された時計の時点に相対的な変換をする。(2.51) の右辺には、慣性座標系が等速度運動している x 軸上の座標の値を記述している。(2.51) の右辺には、慣性座標系の速さを記述している。観測している慣性座標系 S₁ の等速度 (a constant velocity) の速さで、慣性座標系 S の各位置に定義された時計の時点は変化することを (2.51) の右辺で説明をしている。(2.51) の右辺には、係数 (2.52) を記述している。係数 (2.52) でも、等速度運動している慣性座標系の速さで異なる値になる。

$$t_1 = \gamma_r \cdot \left(t - \frac{u \cdot x}{c^2} \right) \dots (2.51) \text{慣性座標系 } S_1 \text{ の時間軸 } t_1 \text{ の値}$$

$$\gamma_r = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}} (= \text{const.}), (u \neq c) \dots (2.52) \text{係数 (coefficient)}$$

(2.51) の左辺の時点は、右辺の慣性座標系の x 軸上の値で変化することを説明している。ローレンツ変換で慣性座標系 S の座標 (2.55) から慣性座標系 S₁ の座標 (2.56) に変換する。

$$\mathbf{r}(t) = (x(t), y(t), z(t)) \dots (2.55)$$

$$\mathbf{r}_1(t_1) = (x_1(t_1), y_1(t_1), z_1(t_1)) \dots (2.56)$$

座標 (2.55) および座標 (2.56) は、多様体の空間の座標 (2.53) および座標 (2.54) で記述できることを説明した。

(2.53) および (2.54) では、慣性座標系の各位置に時間軸の座標を表示している。(2.51) の左辺の慣性座標系 S₁ の時点は、(2.54) の一番右側の時点の値である。このことでは、(2.53) の慣性座標系 S₁ の位置に定義された時計の (2.51) の左辺の時点は、(2.54) の慣性座標系 S₁ の位置に定義された時計の時点であることを示す。この変換 (2.51) では、ひとつの時計のひとつの時点をすべての慣性座標系上で使用する (2.17) とは異なる。この意味では、時間の相対性を示している。

$$(x, y, z, c \cdot t) \dots (2.53)$$

$$(x_1, y_1, z_1, c \cdot t_1) \dots (2.54)$$

$t_1 = t \dots (2.17)$ 時間軸の時点の変換

加速度の変換を慣性座標系 (inertial coordinate-system) 上で導出できることは既に説明した。加速度 (2.78) は、速度ベクトル (2.69) で定義している。その加速度を慣性座標系上で記述できる。このことでは、慣性座標系上での質点の加速度運動 (accelerated motion) を観測できる。

$$a_x(t) = \lim_{h \rightarrow 0} \frac{v_x(t+h) - v_x(t)}{h}, a_y(t) = \lim_{h \rightarrow 0} \frac{v_y(t+h) - v_y(t)}{h}, a_z(t) = \lim_{h \rightarrow 0} \frac{v_z(t+h) - v_z(t)}{h} \dots (2.78)$$

$$\mathbf{v}(t) = (v_x(t), v_y(t), v_z(t)) \dots (2.69)$$

観測している加速度運動は、慣性座標系ごとに異なる加速度であることを特殊相対性理論の加速度の変換式 (2.81) ~ (2.83) で説明をしている。慣性座標系上を加速度運動する質点は、運動方程式 (2.36) で合力が作用していないと加速度運動できない。

$$a_{x1}(t_1) = \frac{a_x(t)}{\gamma^3 \cdot \left(1 - \frac{u}{c^2} \cdot v_x(t)\right)^3} \dots (2.81) \text{ x}_1 \text{ 軸の加速度成分}$$

$$a_{y1}(t_1) = \left(a_y(t) + \frac{\frac{u}{c^2} \cdot v_y(t)}{1 - \frac{u}{c^2} \cdot v_x(t)} \cdot a_x(t) \right) \cdot \frac{1}{\gamma^2 \cdot \left(1 - \frac{u}{c^2} \cdot v_x(t)\right)^2} \dots (2.82) \text{ y}_1 \text{ 軸の加速度成分}$$

$$a_{z1}(t_1) = \left(a_z(t) + \frac{\frac{u}{c^2} \cdot v_z(t)}{1 - \frac{u}{c^2} \cdot v_x(t)} \cdot a_x(t) \right) \cdot \frac{1}{\gamma^2 \cdot \left(1 - \frac{u}{c^2} \cdot v_x(t)\right)^2} \dots (2.83) \text{ z}_1 \text{ 軸の加速度成分}$$

$$\mathbf{f} = \frac{d(m \cdot \mathbf{v})}{dt} \dots (2.36) \text{ アインシュタインが修正したニュートンの運動方程式}$$

合力 (2.36) が作用している質点には、(2.93) が成立して加速度運動をしている。加速度運動している質点には、(2.95) が成立しているので、慣性質量 (2.29) が時間に対して変化していることを説明できる。

$$\frac{dE}{dt} = \mathbf{f} \cdot \mathbf{v} \dots (2.93)$$

$$\frac{dE}{dt} = \frac{d(m)}{dt} \cdot c^2 \dots (2.95)$$

$m(v) \text{ kg} \dots (2.29)$ 変数である慣性質量

合力は、観測する慣性座標系ごとに変換できる。このことは、合力の変換式 (2.89) ~ (2.91) で説明をしている。

$$f_x = \frac{f_{x1}}{\left(1 + \frac{u \cdot v_{x1}}{c^2}\right)} + \frac{u}{c^2} \cdot \frac{\mathbf{f}_1 \cdot \mathbf{v}_1}{\left(1 + \frac{u \cdot v_{x1}}{c^2}\right)} \dots (2.89) \text{ x 軸の合力成分}$$

$$f_y = f_{y1} \cdot \frac{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}}{\left(1 + \frac{u}{c^2} \cdot v_{x1}\right)} \dots (2.90) \text{ y 軸の合力成分}$$

$$f_z = f_{z1} \cdot \frac{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}}{\left(1 + \frac{u}{c^2} \cdot v_{x1}\right)} \dots (2.91) \text{ z 軸の合力成分}$$

他の慣性座標系上では、零ベクトルでない合力は零ベクトルでない合力に変換されていることを (2.89) ~ (2.91) で説明できる。y 軸の (2.90) および z 軸の (2.91) が零でも、(2.37) では x 軸方向の合力を仮定することができる——付録 i で説明をしている。——。加速度運動しているので、(2.37) の右辺の第 2 項の加速度は零ではない。加速度運動して速度が変化しているため、(2.37) の右辺の第 1 項は零ではないことを仮定できる。y₁ 軸および z₁ 軸の合力の成分が零である場合で x₁ 軸の方向のみに加速度運動していることを仮定できる。この場合では、慣性座標系 S₁ 上の質点には x₁ 軸の方向のみに合力が作用している。y 軸および z 軸の合力の成分が零である場合でも、等速円運動 (uniform circular motion) している質点の x 軸の合力の成分は (2.89) の右辺の第 1 項を向心力 (centripetal force) として仮定できる。(2.89) の右辺の第 2 項の内積は、等速円運動の場合には零である。等速円運動の場合では、向心力および向心加速度 (centripetal acceleration) が同じ向きで等速円運動の軌道の円の中心に向かっていて、等速円運動の質点の速度ベクトルは、円周の接線の向きである。このことでは、等速円運動の質点の等速ベクトルは向心力ベクトルとは直交関係に有るので、その内積は零である。このことでは、等速円運動の場合には (2.89) の右辺の第 2 項は零である。

$$\frac{d(m \cdot \mathbf{v})}{dt} = \frac{dm}{dt} \cdot \mathbf{v} + m \cdot \frac{d\mathbf{v}}{dt} \dots (2.37)$$

慣性座標系上で加速度運動している質点のエネルギーの変換は、(2.92) で記述できる。このことでは、質点に作用する合力および質点の持つ全エネルギーは他の慣性座標系上の値に変換される。特殊相対性原理で、他の慣性座標系上でも (2.96) が成立する。

$$E_1(v_1) = E(v) \times \frac{1 - \frac{u \cdot v}{c^2}}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}}, (u \neq c) \dots (2.92)$$

$$\frac{dE_1}{dt} = \mathbf{f}_1 \cdot \mathbf{v}_1 \dots (2.96)$$

慣性の法則に従う運動をしている質点は、静止あるいは等速度運動をしている。ひとつの慣性座標系上で、加速度運動している質点には、合力が作用している。慣性座標系 S₁ 上でも合力が作用していることでは、慣性座標系 S₁ 上での運動方程式 (2.37) で静止していることは否定できる。ひとつの慣性座標系上で静止している質点には、(2.93) で、その質点の持つ全エネルギーの変化率は零である。静止しているため加速度および速度は零で仮定できる。(2.37) の右辺の第 1 項および第 2 項は零である。速度の変換式 (2.71) ~ (2.73) では、(2.99) ~ (2.101) を導出できる。慣性座標系 S₁ 上の観測では、慣性座標系 S 上で静止している質点は慣性座標系 S の速さで等速度運動していることを説明する (2.99) である。

$$v_{x1}(t_1) = \frac{v_x(t) - u}{1 - \frac{u}{c^2} \cdot v_x(t)} \dots (2.71) \text{ x}_1 \text{ 軸の速度成分}$$

$$v_{y1}(t_1) = \frac{v_y(t)}{\gamma \cdot \left(1 - \frac{u}{c^2} \cdot v_x(t)\right)} \dots (2.72) \text{ } y_1 \text{ 軸の速度成分}$$

$$v_{z1}(t_1) = \frac{v_z(t)}{\gamma \cdot \left(1 - \frac{u}{c^2} \cdot v_x(t)\right)} \dots (2.73) \text{ } z_1 \text{ 軸の速度成分}$$

$$v_{x1}(t_1) = -u \dots (2.99) \text{ } x_1 \text{ 軸の速度成分}$$

$$v_{y1}(t_1) = 0 \dots (2.100) \text{ } y_1 \text{ 軸の速度成分}$$

$$v_{z1}(t_1) = 0 \dots (2.101) \text{ } z_1 \text{ 軸の速度成分}$$

絶対空間上に静止している質点に仮定できることでは、絶対空間上で質点の合力は零であり絶対加速度および絶対速度で零となり静止している。上述の特殊相対性理論の加速度の変換で加速度が零でも、質点は (2.99) のように等速度運動をしている。質点に作用する合力が零であることでは、等速度運動する場合の運動方程式 (2.37) で説明できた。その合力が零であることは、他の慣性座標系上で観測しても合力が零である。加速度は、加速度の変換式で各慣性座標系での異なる値を得るので絶対空間でのひとつの加速度 (2.20) とは異なる。ニュートンの運動方程式では、慣性質量が定数でひとつに決定するので絶対空間および絶対時間での質点に作用する合力はひとつに決定できる。

$$\frac{d^2 x_1}{dt^2} = \frac{d^2 x}{dt^2} \frac{m}{s^2} \dots (2.20) \text{ 加速度の変換}$$

$$\frac{d(m \cdot \mathbf{v})}{dt} = \frac{dm}{dt} \cdot \mathbf{v} + m \cdot \frac{d\mathbf{v}}{dt} \dots (2.37)$$

特殊相対性理論での加速度の変換式および運動方程式では、慣性座標系ごとに質点に作用する合力 (resultant force) および加速度は変換される。これらのことでは、絶対空間での計算とは異なる。特殊相対性理論では、絶対速度を否定できる。この絶対速度を使用しない記述では、速度が零であることは速度の相対性で説明する。各慣性座標系の等速度は、2つの慣性座標系 (inertial coordinate-system) での相対的な観測で決定している。絶対空間の計算とは異なる加速度の変換および合力の変換では、絶対空間 (absolute space) を保証する絶対的に静止している空間となる座標系を採用していない。これらのことでは、絶対時間および絶対空間は特殊相対性原理 (the principle of relativity) および光速不変の原理 (the principle of the constancy of the velocity of light) で導出できたローレンツ変換で採用していないものと説明できる。

加速度の相対性では、加速度座標系から慣性座標系を観察すると慣性座標系は加速度運動をしている。加速度運動していることでは、物理学の法則では質点に力が作用していることになる。加速度座標系から慣性座標系上に静止している質点 (material point) を観測すると、その慣性座標系上の質点には加速度運動 (accelerated motion) を説明する合力を仮定することになる。特殊相対性理論での変換は、2つの慣性座標系での変換である。特殊相対性理論では、加速度座標系での変換式は導出していないので加速度の相対性は説明できていない。

絶対空間が絶対に静止していることでは、慣性座標系上で絶対空間を観測しても等速度運動している。この絶対空間が等速度運動しているように見えることでは、絶対空間は慣性の法則に従った運動しているので合力は零である。加速度運動している物質からは、絶対空間上に静止している質点は加速度運動しているように見えることを仮定できる。このように加速度運動しているように見えることで、絶対空間上に静止している質点に合力が作用して加速度運動をしていることを仮定できる。絶対に静止していることでは、加速度運動を生じさせている合力は零である。ニュートン力学での加速度座標系の計算では、慣性力 (inertial force) (2.5) を導入している。慣性力 (2.5) は、実際には絶対空間で静止している質点には作用していない見かけの力である。そのような慣性力 (2.5) では、絶対空間で観

測している加速度座標系の加速度を使用する。このために、絶対空間で静止している質点の慣性力は零にはならない。3章の慣性力 (2.5) のニュートン力学では、絶対空間で慣性の法則に従う運動をしている質点が加速度座標系上では加速度運動をしていることを説明できる。この慣性力 (2.5) については、本書の3章で説明をしている。

$$-m_{\text{in_Newton}} \cdot \mathbf{a}, (m_{\text{in_Newton}} = \text{const.}) \cdots (2.5) \text{ 慣性力}$$

——真空中の光の速さで等速度運動した場合の時間についての簡単な考察——

慣性座標系が真空中の光の速さ (2.12) で移動する場合を仮定する。慣性座標系 S の位置ベクトルは (2.55) である。慣性座標系 S₁ の位置ベクトルは (2.56) である。

$$c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \times \epsilon_0}} \frac{\text{m}}{\text{s}}, (c \neq 0, c > 0) \cdots (2.12)$$

$$\mathbf{r}(t) = (x(t), y(t), z(t)) \cdots (2.55)$$

$$\mathbf{r}_1(t_1) = (x_1(t_1), y_1(t_1), z_1(t_1)) \cdots (2.56)$$

ローレンツ変換式 (Lorentz transformation equations) (2.48) ~ (2.51) を使用する。特殊相対性理論では、真空中の光で時間を観測する。真空中の光の速さで等速度運動した場合には時間がどのように観測できるものか考察する。ローレンツ変換の係数 (2.52) では、真空中の光の速さは定義区間外である。

$$x_1 = \gamma_r \cdot (x - u \cdot t) \cdots (2.48) \text{ 慣性座標系 } S_1 \text{ の } x_1 \text{ 軸の値}$$

$$y_1 = y \cdots (2.49) \text{ 慣性座標系 } S_1 \text{ の } y_1 \text{ 軸の値}$$

$$z_1 = z \cdots (2.50) \text{ 慣性座標系 } S_1 \text{ の } z_1 \text{ 軸の値}$$

$$t_1 = \gamma_r \cdot \left(t - \frac{u \cdot x}{c^2} \right) \cdots (2.51) \text{ 慣性座標系 } S_1 \text{ の時間軸 } t_1 \text{ の値}$$

$$\gamma_r = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}} (= \text{const.}), (u \neq c) \cdots (2.52) \text{ 係数 (coefficient)}$$

変換式 (2.48) を (2.102) に書き直す。(2.102) の極限值 (2.103) を計算する。慣性座標系の速さが、真空中の光の速さに収束する場合を計算する。慣性座標系の速さが収束する際に変化することでは、変化していく過程での各値での慣性座標系の議論になるものと仮定する。極限值 (2.103) は (2.104) の右辺のように零に収束する。

$$\frac{x_1}{\gamma_r} = (x - u \cdot t) \cdots (2.102)$$

$$\lim_{u \rightarrow c} \frac{x_1}{\gamma_r} = \lim_{u \rightarrow c} (x - u \cdot t) \cdots (2.103)$$

$$\lim_{u \rightarrow c} \frac{x_1}{\gamma_r} = 0 \cdots (2.104)$$

(2.104) から (2.103) の右辺は (2.105) に記述できる。(2.105) の計算は、慣性座標系上を伝搬する真空中の光で説明できる。

$$\lim_{u \rightarrow c} (x - u \cdot t) = 0 \cdots (2.105)$$

特殊相対性理論では、(2.63) を保証している。(2.105) では、(2.106) を仮定できる。

$$c^2 \cdot t^2 - (x^2 + y^2 + z^2) = c^2 \cdot t_1^2 - (x_1^2 + y_1^2 + z_1^2) \cdots (2.63)$$

$$(x, y, z) = (x, 0, 0) \cdots (2.106)$$

(2.63) では、真空中の光が慣性座標系上を伝搬する場合に (2.107) を記述できる。(2.107) では、(2.57) を仮定している。(2.57) では、 x 軸上で (2.108) を記述できる。(2.108) は、真空中の光が慣性座標系 S の x 軸上を伝搬する場合には、(2.109) になる。

$$c^2 \cdot t^2 - (x^2 + y^2 + z^2) = c^2 \cdot t_1^2 - (x_1^2 + y_1^2 + z_1^2) = 0 \dots (2.107)$$

$$x^2 + y^2 + z^2 = c^2 \cdot t^2 \dots (2.57)$$

$$x^2 = c^2 \cdot t^2 \dots (2.108)$$

$$x = c \cdot t \dots (2.109)$$

(2.109) の右辺は、原点から真空中の光が放射されていることで慣性座標系 S の原点から真空中の光が伝搬した距離であるものと仮定できる。このことは、(2.59) で説明できる。

$$\Delta \text{length} = c \cdot t \dots (2.59)$$

(2.109) は (2.110) に書き直せる。(2.105) の極限值は、慣性座標系 S の x 軸上を伝搬する真空中の光の方程式 (2.110) で説明できる。

$$x - c \cdot t = 0 \dots (2.110)$$

$$\lim_{u \rightarrow c} (x - u \cdot t) = 0 \dots (2.105)$$

(2.107) から (2.58) を記述できる。(2.58) から (2.59) と同様に (2.60) を記述する。(2.60) には (2.111) を仮定できる。(2.111) では、(2.60) は (2.112) になる。(2.112) では、真空中の光の速さ (2.12) は零でないので、(2.113) になる。

$$x_1^2 + y_1^2 + z_1^2 = c^2 \cdot t_1^2 \dots (2.58)$$

$$\Delta \text{length}_1 = c \cdot t_1 \dots (2.60)$$

$$\Delta \text{length}_1 = 0 \dots (2.111)$$

$$c \cdot t_1 = 0 \dots (2.112)$$

$$c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \times \epsilon_0}} \frac{\text{m}}{\text{s}}, (c \neq 0, c > 0) \dots (2.12)$$

$$t_1 = 0 \dots (2.113)$$

(2.113) はローレンツ変換の時点の変換式 (2.51) から導出できる。(2.51) で極限值 (2.114) を計算する。

$$t_1 = \gamma_r \cdot \left(t - \frac{u \cdot x}{c^2} \right) \dots (2.51) \text{ 慣性座標系 } S_1 \text{ の時間軸 } t_1 \text{ の値}$$

$$\lim_{u \rightarrow c} \left(t - \frac{u \cdot x}{c^2} \right) = 0 \dots (2.114)$$

(2.114) は、(2.115) になる。このことは、係数 (2.52) の極限值で明らかである。

$$\lim_{u \rightarrow c} \frac{t_1}{\gamma_r} = 0 \dots (2.115)$$

$$\gamma_r = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}} (= \text{const.}), (u \neq c) \dots (2.52) \text{ 係数 (coefficient)}$$

(2.113) を (2.107) に代入すると、(2.116) を記述できる。(2.116) は (2.117) になる。(2.117) の各値は慣性座標系上の実数の値である。ここで、(2.118) を仮定すると、(2.117) では (2.119) になる。

$$c^2 \cdot t^2 - (x^2 + y^2 + z^2) = c^2 \cdot t_1^2 - (x_1^2 + y_1^2 + z_1^2) = 0 \dots (2.107)$$

$$c^2 \cdot 0^2 - (x_1^2 + y_1^2 + z_1^2) = 0 \dots (2.116)$$

$$x_1^2 + y_1^2 + z_1^2 = 0 \dots (2.117)$$

$$y_1 = z_1 = 0 \dots (2.118)$$

$$x_1 = 0 \dots (2.119)$$

慣性座標系 S_1 上の位置ベクトルは (2.56) である. (2.113), (2.118) および (2.119) を (2.56) に代入すると (2.120) になる.

$$\mathbf{r}_1(t_1) = (x_1(t_1), y_1(t_1), z_1(t_1)) \dots (2.56)$$

$$(x_1(0), y_1(0), z_1(0)) = (0, 0, 0) \dots (2.120)$$

ローレンツ変換式 (Lorentz transformation equations) (2.48) ~ (2.51) の逆変換は (2.121) ~ (2.124) である.

$$x = \gamma_r \cdot (x_1 + u \cdot t_1) \dots (2.121)$$

$$y = y_1 \dots (2.122)$$

$$z = z_1 \dots (2.123)$$

$$t = \gamma_r \cdot \left(t_1 + \frac{u}{c^2} \cdot x_1 \right) \dots (2.124)$$

(2.121) を (2.125) に書き直す. (2.125) の極限值 (2.126) を記述する.

$$\frac{x}{\gamma_r} = (x_1 + u \cdot t_1) \dots (2.125)$$

$$\lim_{u \rightarrow c} \frac{x}{\gamma_r} = \lim_{u \rightarrow c} (x_1 + u \cdot t_1) \dots (2.126)$$

極限值 (2.126) の左辺は極限值 (2.127) になる. このことは, 係数 (2.52) の極限值で明らかである.

$$\lim_{u \rightarrow c} \frac{x}{\gamma_r} = 0 \dots (2.127)$$

$$\gamma_r = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}} (= \text{const.}), (u \neq c) \dots (2.52) \text{ 係数 (coefficient)}$$

極限值 (2.127) で, 極限值 (2.126) の右辺は極限值 (2.128) になる. (2.120) を導出しているので, (2.129) になる. (2.129) では, 極限值 (2.128) が記述できる. (2.120) では, 慣性座標系の速さが真空中の光の速さに収束した場合の慣性座標系 S_1 の原点を指している. このことで, 係数 (2.52) は (2.130) になることで (2.127) を導出できる. (2.127) の左辺の x 軸上の座標の値は変化することで (2.110) を成立させる.

$$\lim_{u \rightarrow c} (x_1 + u \cdot t_1) = 0 \dots (2.128)$$

$$(x_1(0), y_1(0), z_1(0)) = (0, 0, 0) \dots (2.120)$$

$$x_1 + u \cdot t_1 = 0 \dots (2.129)$$

$$\gamma_r \rightarrow \infty \dots (2.130)$$

$$x - c \cdot t = 0 \dots (2.110)$$

(2.118) を仮定した. ローレンツ変換の y 軸の変換 (2.122) および z 軸の変換 (2.123) を使用すると, (2.118) から (2.131) になる.

$$y_1 = z_1 = 0 \dots (2.118)$$

$$y = y_1 \dots (2.122) \text{ ローレンツ変換の } y \text{ 軸の変換式}$$

$z = z_1 \cdots$ (2.123) ローレンツ変換の z 軸の変換式

$$y = z = 0 \cdots (2.131)$$

ローレンツ変換の時点の変換式 (2.124) は (2.132) に書き換えることができる. (2.132) の極限值 (2.133) を記述する.

$$t = \gamma_r \cdot \left(t_1 + \frac{u}{c^2} \cdot x_1 \right) \cdots (2.124) \text{ ローレンツ変換の時点の変換式}$$

$$\frac{t}{\gamma_r} = \left(t_1 + \frac{u}{c^2} \cdot x_1 \right) \cdots (2.132)$$

$$\lim_{u \rightarrow c} \frac{t}{\gamma_r} = \lim_{u \rightarrow c} \left(t_1 + \frac{u}{c^2} \cdot x_1 \right) \cdots (2.133)$$

極限值 (2.133) の左辺は, 極限值 (2.134) である. このことは, 係数 (2.52) の極限值 (2.130) で明らかである. 極限值 (2.134) から極限值 (2.133) の右辺は極限值 (2.135) になる.

$$\lim_{u \rightarrow c} \frac{t}{\gamma_r} = 0 \cdots (2.134)$$

$$\gamma_r = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}} (= \text{const.}), (u \neq c) \cdots (2.52) \text{ 係数 (coefficient)}$$

$$\gamma_r \rightarrow \infty \cdots (2.130)$$

$$\lim_{u \rightarrow c} \left(t_1 + \frac{u}{c^2} \cdot x_1 \right) = 0 \cdots (2.135)$$

(2.120) を導出しているので, (2.132) の右辺で (2.136) を記述できる. (2.136) から (2.132) の左辺は, (2.137) になる. (2.110) を仮定しているので, 係数 (2.52) が (2.130) になると (2.137) の左辺の慣性座標系 S の時間軸の値は変化する.

$$(x_1(0), y_1(0), z_1(0)) = (0, 0, 0) \cdots (2.120)$$

$$t_1 + \frac{u}{c^2} \cdot x_1 = 0 \cdots (2.136)$$

$$\frac{t}{\gamma_r} = 0 \cdots (2.137)$$

$$x - c \cdot t = 0 \cdots (2.110)$$

(2.130), (2.131) および (2.137) を慣性座標系 S の位置ベクトル (2.55) の右辺に代入すると, (2.138) になる.

(2.138) は, 仮定 (2.106) に一致する.

$$\frac{x}{\gamma_r} = 0 \cdots (2.130)$$

$$y = z = 0 \cdots (2.131)$$

$$\mathbf{r}(t) = (x(t), y(t), z(t)) \cdots (2.55)$$

$$(x(t), y(t), z(t)) = (x(t), 0, 0) \cdots (2.138)$$

$$(x, y, z) = (x, 0, 0) \cdots (2.106)$$

(2.120) では, 慣性座標系 S および慣性座標系 S_1 の原点が一致している時に, 真空中の光を放射している. そして, 慣性座標系 S_1 は慣性座標系 S 上を真空中の光の速さで等速度運動している. 慣性座標系 S_1 上では, 時点が定数であ

る (2.113) である。慣性座標系 S_1 上での真空中の光の伝搬距離 (2.60) で時間を観測している。この距離 (2.60) は、慣性座標系 S_1 の原点からの距離である。慣性座標系 S_1 が真空中の光の速さで等速度運動しているので、放射された真空中の光との原点からの距離が零であることを説明できる。ここでは、慣性座標系 S 上の x 軸上を真空中の光が伝搬していることを仮定している。このことで、慣性座標系 S_1 上でも真空中の光が x_1 軸上を伝搬することをローレンツ変換で説明できる。このような仮定では、慣性座標系 S 上では、 x 軸の座標および時間軸上の座標は変化して (2.110) を記述できる。このことで、慣性座標系 S での位置ベクトルは (2.138) になる。

$$(x_1(0), y_1(0), z_1(0)) = (0, 0, 0) \dots (2.120)$$

$$t_1 = 0 \dots (2.113)$$

$$\Delta length_1 = c \cdot t_1 \dots (2.60)$$

$$x - c \cdot t = 0 \dots (2.110)$$

$$(x(t), y(t), z(t)) = (x(t), 0, 0) \dots (2.138)$$

時間を観測するのに、特殊相対性理論では真空中の光の速さ (2.12) を使用していることを説明した。特殊相対性理論を基礎として、一般相対性理論 (the general theory of relativity) を扱う。このことでは、一般相対性理論では加速度座標系を定義する際に特殊相対性理論の慣性座標系を使用する。加速度座標系を扱うことで加速度の相対性を考えることができる。加速度座標系上での時間の観測は、真空中の光の速さで考えることができることを後で説明する。このことでは、加速度座標系上での光の速さを考えることになる。

$$c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \times \epsilon_0}} \frac{m}{s}, (c \neq 0, c > 0) \dots (2.12)$$

加速度の相対性は、アインシュタインの一般相対性理論で説明できるようになっている。このことで、絶対加速度は否定できる。絶対加速度では、ニュートンの運動方程式が関係している。ニュートンの運動方程式では、加速度運動している質点に作用している合力を記述している。加速度の相対性は、力の相対性に関係していることを説明できる。一般相対性理論は、重力 (gravitational force) (2.139) を扱う理論である。ニュートン力学では、ニュートンの万有引力の法則 (Newton's law of universal gravitation) で重力を説明をしている。一般相対性理論 (the general theory of relativity) では、等価原理 (the principle of equivalence) を仮定して加速度の相対性で説明する重力を扱うことになる。加速度座標系上での光は、重力場 (2.140) 内での光であることを等価原理で扱えるようになる。このことでは、重力場内の光の速さが真空中の光の速さよりも遅いことを導出できる。重力場 (2.140) では、右辺の分母に重力質量 (2.141) を記述している。ニュートン力学では、ニュートンの運動方程式で慣性質量 (2.4) を使用していた。重力質量はニュートンの万有引力の法則で使用していた。ニュートン力学での問題に、その慣性質量および重力質量が等しいものかの議論が有った。アインシュタインの一般相対性理論で、重力質量 (gravitational mass) (2.141) が慣性質量 (inertial mass) (2.29) に等しいことを与えられる。

$$\mathbf{f}_g \dots (2.139) \text{ 重力 (gravitational force)}$$

$$\mathbf{g}_{\text{gravitation}} = \frac{\mathbf{f}_g}{m_g}, (m_g \neq 0) \dots (2.140) \text{ 重力場 (a gravitational field)}$$

$$m_g \dots (2.141) \text{ 重力質量}$$

$$m(v) \text{ kg} \dots (2.29) \text{ 変数である慣性質量}$$

$$m_{\text{in_Newton}} = \frac{|\mathbf{f}|}{|\mathbf{a}|}, (|\mathbf{a}| \neq 0, m_{\text{in_Newton}} = \text{const.}) \dots (2.4)$$

2章1節で、重力のみの自由落下加速度 (the free-fall acceleration due to the gravitation) について説明する。このような落下運動は、ニュートン力学での説明である。ニュートン力学の説明にアインシュタインの特殊相対性理論

および一般相対性理論の説明を加えてみた。ニュートン力学の絶対空間および絶対時間で定義する慣性座標系が特殊相対性理論の慣性座標系に近似できる場合がある。簡単な計算では、「理論物理学での波の関数7」で著者が(2.142)を導出している。(2.142)が成立する場合には、特殊相対性理論の慣性座標系上でニュートンの運動方程式(2.2)の慣性質量(2.3)が慣性質量(2.29)に近似する。この場合では、特殊相対性理論の運動方程式(2.36)は、ニュートンの運動方程式(2.2)に近似する。(2.142)では、ニュートン力学の慣性質量(2.3)および著者が独自に定義した静止質量(rest mass)(2.28)を使用した。

$$\frac{(m_{\text{in_Newton}})^2 + (m_0)^2}{2} \approx m_{\text{in_Newton}} \cdot m_0 \dots (2.142)$$

$\mathbf{f} = m_{\text{in_Newton}} \cdot \mathbf{a}, (m_{\text{in_Newton}} = \text{const.}) \dots (2.2)$ ニュートンの運動方程式

$\mathbf{f} = \frac{d(m \cdot \mathbf{v})}{dt} \dots (2.36)$ アインシュタインが修正したニュートンの運動方程式

$m_{\text{in_Newton}} (m_{\text{in_Newton}} = \text{const.}) \dots (2.3)$ 慣性質量

$m_0 \equiv m(v) \cdot \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}, (0 \leq v \leq c) \dots (2.28)$ 静止質量の定義

関係式(2.142)が成立する場合には、一般には特殊相対性理論の慣性座標系上でニュートンの運動方程式(2.2)を使用してニュートンの万有引力の法則を導出できる。このことで、特殊相対性理論で失った重力理論である万有引力の法則を使用できる。このとでも、アインシュタインの一般相対性理論でニュートンの万有引力の法則は近似で成立する場合を仮定できる。そのような慣性座標系上での質点の運動では、光速不変の原理で光子が運動エネルギー(2.143)を持って慣性質量を持つ。その光子の慣性質量(2.35)に重力が作用することを近似で説明できる等価原理を導入して一般相対性理論を使用できる。

$$m(c) \cdot c^2 \dots (2.143)$$

$$m(c) \dots (2.35)$$

2章2節では、一般相対性理論で公理とする等価原理を説明する。特殊相対性理論では、特殊相対性原理および光速不変の原理を公理とした。一般相対性理論では、一般相対性原理(the general principle of relativity)および等価原理(the principle of equivalence)を公理とする。

2.1 重力のみの自由落下加速度 (the free-fall acceleration due to the gravitation)

落下運動が観察できることは、物理学(physics)を学ぶこともなく可能である。速度および加速度を考えることは、ニュートン先生より前に確認できる。ガリレオ先生の時に、落下運動を考えるのに速度および加速度が使用されていることを学ぶ。ニュートン先生の提案である微分係数を導入した速度および加速度の指導でニュートン力学(Newtonian mechanics)の速度ベクトルおよび加速度ベクトルに発展していることを学ぶ。物体に力が作用することは、経験で認識できる。ガリレオ先生の時にも議論で、力について扱っていることを教えられる。落下する物質(matter)に力が作用していることを仮定することができる。その落下する物体の落下加速度を観測することで、その物質の落下する速度および重さ(weight)について考えることができる。重さについて考える際に、ニュートンの運動方程式(2.2)で落下する質点の加速度(2.1)と関係を与えることができる。この関係は、慣性質量(inertial mass)(2.3)を導入することで(2.4)が記述されている。その慣性質量(2.3)は定数で仮定されている。

$\mathbf{f} = m_{\text{in_Newton}} \cdot \mathbf{a}, (m_{\text{in_Newton}} = \text{const.}) \dots (2.2)$ ニュートンの運動方程式

$\mathbf{a} \dots (2.1)$

$$m_{\text{in_Newton}} (m_{\text{in_Newton}} = \text{const.}) \cdots (2.3) \text{慣性質量}$$

$$m_{\text{in_Newton}} = \frac{|\mathbf{f}|}{|\mathbf{a}|}, (|\mathbf{a}| \neq 0, m_{\text{in_Newton}} = \text{const.}) \cdots (2.4)$$

ニュートン力学の慣性質量は定数であるので、アインシュタインの特殊相対性理論 (Einstein's special theory of relativity) で仮定されている慣性質量 (2.29) とは異なる。特殊相対性理論では、定数である慣性質量には静止質量がある。著者が体系を与える特殊相対性理論では、(2.28) で静止質量 (rest mass) を独自に定義している。特殊相対性理論では、光速不変の原理 (the principle of the constancy of the velocity of light) で慣性座標系上の真空中の光の速さ (2.12) は定数である。このことは、電磁気学 (electromagnetism) に一致することを既に説明した。ニュートン力学では、慣性座標系の等速度運動の速さで真空中の光の速さ (speed of light in a vacuum) が変化することをガリレイ変換 (Galilean transformation equations) (2.14) ~ (2.17) で仮定できる。ニュートン力学は、絶対速度で説明する理論である。特殊相対性理論は、速度の相対性で速度を観測できるようにすべての慣性座標系上では真空中の光の速さ (2.12) は定数であることを仮定できる。

$m(v) \text{kg} \cdots (2.29)$ 変数である慣性質量

$$m_0 \equiv m(v) \cdot \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}, (0 \leq v \leq c) \cdots (2.28) \text{静止質量の定義}$$

$$c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \times \varepsilon_0}} \frac{\text{m}}{\text{s}}, (c \neq 0, c > 0) \cdots (2.12)$$

ニュートン力学では万有引力の法則で重力を説明できる。万有引力で観測できる質量は、重力質量 (gravitational mass) と呼ばれる。重力質量が慣性質量に一致する観測の報告は、ニュートン力学でも存在する。慣性質量および重力質量の等価性の問題には、アインシュタインの一般相対性理論での導出で一致することを学ぶ。一般相対性理論では、加速度の相対性を説明できる。このことで、加速度座標系上で重力を記述できることを仮定できる。ニュートン力学では、絶対空間 (absolute space) および絶対時間 (absolute time) を仮定した慣性座標系上での重力の説明であり速度の相対性および加速度の相対性を説明できない。ニュートンの万有引力の法則 (Newton's law of universal gravitation) は、ニュートンの運動方程式 (Newtonian equation of motion) を使用して導出できる。その導出の際に、慣性質量および絶対加速度を記述する。導出された万有引力の法則で観測する質量は、重力 (gravitational force) で観測しているものである。このことで、導出仮定で慣性質量および絶対加速度を使用した質量であるが観測過程で区別することを採用して慣性質量および重力質量の等価性の議論をしている。絶対加速度では、加速度の相対性を説明できない。一般相対性理論 (the general theory of relativity) では、加速度の相対性を使用して重力を説明する。この方法では、ニュートンの万有引力の法則では重力を説明できていないことになる。絶対加速度は、加速度の相対性で観測した加速度に近似できる場合がある。この近似では、一般相対性理論の加速度座標系にニュートン力学の慣性座標系が近似できる場合に重力をニュートンの万有引力の法則の近似で説明できるものと解釈する。「理論物理学での波の関数7」で、特殊相対性理論の慣性座標系をニュートン力学の慣性座標系に近似できる簡単な場合を (2.142) で示している。

$$\frac{(m_{\text{in_Newton}})^2 + (m_0)^2}{2} \approx m_{\text{in_Newton}} \cdot m_0 \cdots (2.142)$$

——ニュートン力学の重力——

質点の重力のみの自由落下加速度 (the free-fall acceleration due to the gravitation) は、質点の質量に関係なく等しくなることをニュートン力学では説明する。このことは、ニュートン力学の経験則として説明できること

が有る。ガリレイ変換式 (Galilean transformation equations) (2.14) ~ (2.17) で絶対空間および絶対時間で観測する絶対加速度 (2.20) でもひとつの加速度に決定することに、この重力のみの自由落下加速度の経験則は一致する。

$$x_1 = x - u \cdot t \dots (2.14) \text{ x 軸の位置の変換}$$

$$y_1 = y \dots (2.15) \text{ y 軸の位置の変換}$$

$$z_1 = z \dots (2.16) \text{ z 軸の位置の変換}$$

$$t_1 = t \dots (2.17) \text{ 時間軸の時点の変換}$$

$$\frac{d^2 x_1}{dt^2} = \frac{d^2 x}{dt^2} \frac{m}{s^2} \dots (2.20) \text{ 加速度の変換}$$

絶対空間および絶対時間での慣性座標系 (inertial coordinate-system) をニュートン力学で仮定する。重力のみの自由落下加速度 (the free-fall acceleration due to the gravitation) を (2.1.1) で記述する。(2.1.1) の右辺は、z 軸の負の方向への加速度の値である。ここでは、z 軸は垂直方向に仮定する。絶対時間であるので、すべての慣性座標系上でひとつの時計の時点を使用する。

$$\frac{d^2 z}{dt^2} = -\gamma, (\gamma = \text{constant}) \dots (2.1.1) \text{ 重力のみの自由落下加速度}$$

この計算の段階では、質点 (material point) が自由落下することで、その質点の加速度を観測することを仮定している。重力と呼ぶ力は知らなくても問題にするほどではないものとする。ニュートンの運動方程式 (Newtonian equation of motion) (2.2) の左辺の合力が重力以外の力が作用することでは、(2.2) の右辺の加速度が変化することを仮定できる。このような運動方程式での議論の都合もあるので、質点には重力 (gravitational force) のみが作用しているものと仮定する。

$$\mathbf{f} = m_{\text{in_Newton}} \cdot \mathbf{a}, (m_{\text{in_Newton}} = \text{const.}) \dots (2.2) \text{ ニュートンの運動方程式}$$

重力のみの自由落下加速度 (2.1.1) を使用して、その速度を導出する。(2.1.1) の両辺を時間で積分すると、(2.1.2) を記述できる。加速度 (2.1.1) の左辺は、(2.1.3) でも記述できる。(2.1.3) の右辺には、(2.1.2) で導出する重力のみの自由落下をしている質点の速度 (2.1.4) を記述している。

$$\int \frac{d^2 z}{dt^2} dt = \int (-\gamma) dt, (\gamma = \text{constant}) \dots (2.1.2)$$

$$\frac{d^2 z}{dt^2} = \frac{dv_z}{dt}, (\gamma = \text{constant}) \dots (2.1.3) \text{ 重力のみの自由落下加速度}$$

$$v_z \dots (2.1.4) \text{ 重力のみの自由落下をしている質点の速度}$$

重力のみの自由落下加速度 (2.1.3) の右辺を積分 (2.1.2) の左辺に代入すると、(2.1.5) を記述できる。(2.1.5) の左辺は、(2.1.6) に書き直すことができる。

$$\int \frac{dv_z}{dt} dt = \int (-\gamma) dt, (\gamma = \text{constant}) \dots (2.1.5)$$

$$\int dv_z = \int (-\gamma) dt, (\gamma = \text{constant}) \dots (2.1.6)$$

積分 (2.1.6) の右辺で使用する積分区間の時間は (2.1.7) であるものと仮定する。時間 (2.1.7) の右辺の第2項は、質点の加速度運動 (accelerated motion) を記述する始点である時点である。時間 (2.1.7) の右辺の第1項は、質点の加速度運動を記述する終点である時点である。積分 (2.1.6) の左辺で使用する積分区間の速度の変化量は (2.1.8) であるものと仮定する。

$\Delta t = t_1 - t_0, (\gamma = \text{constant}) \dots (2.1.7)$ 積分区間の時間

$\Delta v_z = v_z(t_1) - v_z(t_0) \dots (2.1.8)$ 積分区間の速度の変化量

(2.1.6) の積分に時間 (2.1.7) および速度の変化量 (2.1.8) を使用すると, (2.1.9) を記述できる. (2.1.9) の左辺に速度の変化量 (2.1.8) を代入し, 時間 (2.1.7) を (2.1.9) の右辺に代入することで (2.1.10) を記述できる.

$\Delta v_z = (-\gamma) \cdot \Delta t, (\gamma = \text{constant}) \dots (2.1.9)$ 重力のみの自由落下する質点の速度の変化量

$v_z(t_1) - v_z(t_0) = (-\gamma) \cdot (t_1 - t_0), (\gamma = \text{constant}) \dots (2.1.10)$

(2.1.10) の右辺は展開すると, (2.1.11) で記述できる. 時点 (2.1.12) を仮定して, (2.1.11) の両辺に代入すると (2.1.13) になる.

$v_z(t_1) - v_z(t_0) = (-\gamma) \cdot t_1 - (-\gamma) \cdot t_0, (\gamma = \text{constant}) \dots (2.1.11)$

$t_0 = 0 \dots (2.1.12)$ 質点の加速度運動を記述する始点である時点

$v_z(t_1) - v_z(0) = (-\gamma) \cdot t_1, (\gamma = \text{constant}) \dots (2.1.13)$

(2.1.13) の左辺の第2項を右辺に移項すると, 重力のみの自由落下する質点 (material point) の速度 (2.1.14) になる. (2.1.14) の右辺の第1項および第2項を入れ替えると, 重力のみの自由落下する質点の速度 (2.1.15) になる.

$v_z(t_1) = v_z(0) - \gamma \cdot t_1, (\gamma = \text{constant}) \dots (2.1.14)$ 重力のみの自由落下する質点の速度

$v_z(t) = -\gamma \cdot t + v_z(0), (\gamma = \text{constant}) \dots (2.1.15)$ 重力のみの自由落下する質点の速度

重力のみの自由落下する質点の位置を導出する. 重力のみの自由落下する質点の速度 (2.1.15) を積分することで, その位置 (2.1.16) を記述できる.

$\int_0^t v_z(t) dt = \int_0^t (-\gamma \cdot t + v_z(0)) dt, (\gamma = \text{constant}) \dots (2.1.16)$

積分 (2.1.16) の右辺を項別に積分すると, (2.1.17) になる. (2.1.17) の右辺を定積分することで, (2.1.18) を記述できる.

$\int_0^t v_z(t) dt = \int_0^t (-\gamma \cdot t) dt + \int_0^t v_z(0) dt, (\gamma = \text{constant}) \dots (2.1.17)$

$\int_0^t v_z(t) dt = \left[\frac{1}{2} \cdot (-\gamma) \cdot t^2 \right]_0^t + [v_z(0) \cdot t]_0^t, (\gamma = \text{constant}) \dots (2.1.18)$

(2.1.18) の右辺の定積分は, (2.1.19) になる. 重力のみの自由落下加速度 (2.1.3) を仮定しているのので, 積分 (2.1.19) の左辺は (2.1.20) で記述できる.

$\int_0^t v_z(t) dt = \frac{1}{2} \cdot (-\gamma) \cdot t^2 + v_z(0) \cdot t, (\gamma = \text{constant}) \dots (2.1.19)$

$\frac{d^2 z}{dt^2} = \frac{dv_z}{dt}, (\gamma = \text{constant}) \dots (2.1.3)$ 重力のみの自由落下加速度

$\int_0^t \frac{dz}{dt} dt = \frac{1}{2} \cdot (-\gamma) \cdot t^2 + v_z(0) \cdot t, (\gamma = \text{constant}) \dots (2.1.20)$

積分 (2.1.20) の左辺は, 積分 (2.1.21) の左辺のように記述できる. 積分 (2.1.21) の左辺は, 重力のみの自由落下する質点の移動距離 (2.1.22) の左辺になる.

$\int_{z_0}^z dz = \frac{1}{2} \cdot (-\gamma) \cdot t^2 + v_z(0) \cdot t, (\gamma = \text{constant}) \dots (2.1.21)$

$$z - z_0 = \frac{1}{2} \cdot (-\gamma) \cdot t^2 + v_z(0) \cdot t, (\gamma = \text{constant}) \dots (2.1.22) \text{ 重力のみの自由落下する質点の移動距離}$$

積分区間の速度の変化量 (2.1.8) を仮定しているので, (2.1.22) の左辺は (2.1.23) で記述できる. 重力のみの自由落下する質点の移動距離 (2.1.23) の左辺の第2項を右辺に移項すると, 重力のみの自由落下する質点の位置 (2.1.24) になる.

$$\Delta v_z = v_z(t_1) - v_z(t_0) \dots (2.1.8) \text{ 積分区間の速度の変化量}$$

$$z(t) - z(0) = \frac{1}{2} \cdot (-\gamma) \cdot t^2 + v_z(0) \cdot t, (\gamma = \text{constant}) \dots (2.1.23) \text{ 重力のみの自由落下する質点の移動距離}$$

$$z(t) = \frac{1}{2} \cdot (-\gamma) \cdot t^2 + v_z(0) \cdot t + z(0), (\gamma = \text{constant}) \dots (2.1.24) \text{ 重力のみの自由落下する質点の位置}$$

重力のみの自由落下する質点の始点での速度 (2.1.25) を仮定する. 重力のみの自由落下する質点の始点の位置 (2.1.26) を仮定する. 重力のみの自由落下する質点の位置 (2.1.24) の右辺に始点での速度 (2.1.25) および始点の位置 (2.1.26) を代入すると, (2.1.27) になる.

$$v_z(0) = 0 \dots (2.1.25) \text{ 重力のみの自由落下する質点の始点での速度}$$

$$z(0) = 0 \dots (2.1.26) \text{ 重力のみの自由落下する質点の始点の位置}$$

$$z(t) = \frac{1}{2} \cdot (-\gamma) \cdot t^2, (\gamma = \text{constant}) \dots (2.1.27) \text{ 重力のみの自由落下する質点の位置}$$

(2.1.27) では, 重力のみの自由落下する質点の位置は z 軸の負の値の方向へ移動している. その質点の落下する加速度は (2.1.1) である. 重力のみの自由落下加速度 (2.1.1) は, z 軸の負の方向へ加速することを記述している.

$$\frac{d^2 z}{dt^2} = -\gamma, (\gamma = \text{constant}) \dots (2.1.1) \text{ 重力のみの自由落下加速度}$$

重力のみの自由落下する質点の始点での速度 (2.1.25) を (2.1.15) に代入すると, 重力のみの自由落下する質点の速度 (2.1.28) になる. (2.1.28) では, 重力のみの自由落下加速度 (2.1.1) の質点の速度は z 軸の負の方向に向かっている.

$$v_z(t) = -\gamma \cdot t + v_z(0), (\gamma = \text{constant}) \dots (2.1.15) \text{ 重力のみの自由落下する質点の速度}$$

$$v_z(t) = -\gamma \cdot t, (\gamma = \text{constant}) \dots (2.1.28) \text{ 重力のみの自由落下する質点の速度}$$

(2.1.1) のように落下する加速度を仮定することで, (2.1.27) および (2.1.28) のように時点および絶対加速度 (2.1.1) のみで自由落下する質点の速度 (2.1.28) および位置 (2.1.27) を記述できる. ここで, 時点は絶対時間 (absolute time) であるのですべての慣性座標系でひとつの時計の時点を使用できる. 加速度は絶対加速度であるので, 絶対速度 (the absolute velocity) で定義している. しかし, その絶対速度が不明である場合では, ニュートンの運動方程式 (Newtonian equation of motion) (2.2) から絶対加速度 (the absolute acceleration) (2.20) を導出できることがある. ここでは, 質点に作用する合力 (resultant force) が重力のみの場合を仮定した.

$$\mathbf{f} = m_{\text{in_Newton}} \cdot \mathbf{a}, (m_{\text{in_Newton}} = \text{const.}) \dots (2.2) \text{ ニュートンの運動方程式}$$

$$\frac{d^2 x_1}{dt^2} = \frac{d^2 x}{dt^2} \frac{m}{s^2} \dots (2.20) \text{ 加速度の変換}$$

ニュートンの運動方程式 (Newtonian equation of motion) (2.2) では, 慣性質量 (2.4) を観測できる. (2.4) で慣性質量を観測するには, (2.4) の右辺に記述した質点に作用している合力および質点の加速度を使用する. 質点に作用する合力は, 観測者で決定できることがある. 質点の加速度は, その質点の速度を観測して計算でき

る。その質点の速度は、その質点の位置を記録して計算できる。

$$m_{\text{in_Newton}} = \frac{|\mathbf{f}|}{|\mathbf{a}|}, (|\mathbf{a}| \neq 0, m_{\text{in_Newton}} = \text{const.}) \dots (2.4)$$

質点が自由落下する場合に、その質点に作用する合力について問題が生じる。自由落下する物質の加速度が定数である場合では、その合力の値を観測することで慣性質量 (2.4) を観測できる。

自由落下する物質 (matter) の加速度が経験で定数であることを知っている。このことで、その落下する加速度は (2.1.29) であるものと仮定する。自由落下する物質の加速度 (2.1.29) をニュートンの運動方程式 (2.2) の右辺に代入した場合には、(2.1.30) を記述できる。(2.1.30) は、その自由落下している質点に作用している合力 (resultant force) である。合力 (2.1.30) のみの自由落下する質点の加速度は (2.1.29) であることになる。合力 (2.1.30) は、その質点の重さ (weight) であるものと仮定する。この仮定を使用すると、絶対加速度 (the absolute acceleration) (2.1.29) は重さのみの自由落下加速度ベクトルである。物質 (matter) には、重さが作用するので落下するものと仮定できる。その重さは (2.1.30) で記述できるものと仮定する。

$\mathbf{g}_{\text{Newton}} \dots (2.1.29)$ 重さのみの自由落下加速度ベクトル

$\mathbf{f}_{\text{Newton}} = m_{\text{in_Newton}} \mathbf{g}_{\text{Newton}}, (m_{\text{in_Newton}} = \text{const.}) \dots (2.1.30)$ ニュートンの運動方程式での重さの記述

(2.1.30) を使用すると、その質点の慣性質量は (2.1.31) で記述できる。慣性質量 (2.1.31) の右辺の分母には、重さ (weight) のみの自由落下加速度ベクトルの大きさ (2.1.32) を記述している。

$$m_{\text{in_Newton}} = \frac{|\mathbf{f}_{\text{Newton}}|}{|\mathbf{g}_{\text{Newton}}|}, (|\mathbf{g}_{\text{Newton}}| \neq 0, m_{\text{in_Newton}} = \text{const.}) \dots (2.1.31) \text{ 重さのみの自由落下加速度ベクトルでの慣性質量}$$

$$g_{\text{Newton}} = |\mathbf{g}_{\text{Newton}}|, (|\mathbf{g}_{\text{Newton}}| \neq 0) \dots (2.1.32)$$

重さは (2.1.30) で記述すると、加速度運動 (accelerated motion) している質点で仮定していることになる。我々が日常で使う場合では、加速度運動をしていない状態で重さを量る。慣性質量 (2.1.31) は定数であるので、自由落下する加速度 (2.1.29) も定数であることで重さも定数である。重さを定数であるものと経験的にも仮定できる。さらに、ニュートンの運動方程式 (2.1.30) でも仮定できる。ここでは、自由落下運動で加速度運動している質点の加速度 (2.1.29) を議論している。静止している質点 (material point) の重さについてではない。このことで、質点に作用する合力である重さのみで自由落下している質点の加速度ベクトル (2.1.29) の大きさは (2.1.33) であるものと仮定する。(2.1.33) の右辺は、(2.1.1) で記述している。(2.1.33) では、重さのみの自由落下加速度の大きさは重力のみの自由落下加速度の大きさに等しいことを説明している。仮定 (2.1.33) では、質点に作用する合力である重さは、(2.1.1) で使用している重力の意味になる。

$g_{\text{Newton}} = \gamma, (\gamma \neq 0) \dots (2.1.33)$ 重さのみの自由落下加速度の大きさの仮定

$$\frac{d^2 z}{dt^2} = -\gamma, (\gamma = \text{constant}) \dots (2.1.1) \text{ 重力のみの自由落下加速度}$$

その重さ (2.1.30) の大きさは、(2.1.34) で記述できる。重さのみの自由落下加速度の大きさ (2.1.33) および重さの大きさ (2.1.34) を使用すると、重さのベクトル (2.1.30) から重さの大きさ (2.1.35) を記述できる。

$f_{\text{Newton}} = |\mathbf{f}_{\text{Newton}}| \dots (2.1.34)$ 重さの大きさ

$$f_{\text{Newton}} = m_{\text{in_Newton}} g_{\text{Newton}}, (m_{\text{in_Newton}} = \text{const.}) \dots (2.1.35)$$

重力が、質点の自由落下する加速度運動の (2.1.35) のニュートンの運動方程式で仮定できた。加速運動で仮定できる重力であるが、静止している質点にも作用している。我々が観測している静止している質点は、質量を持っている。質量を持っている物質に重力が作用していることを仮定できる。この仮定では、(2.1.35) の加速度運

動していることは説明できていない。特殊相対性理論では、光子の静止質量 (2.34) は零である。光子は、運動エネルギー (2.143) を持つことで慣性質量 (2.35) を持つ。その光子は光速不変の原理で真空中の光の速さ (2.12) で等速度運動をする。等速度運動していることでは、加速度運動で説明できる合力は作用していない。特殊相対性理論では、速度の相対性で速度を決定する。その速度の相対性では、光速不変の原理で真空中の光の速さは慣性座標系上では定数 (2.12) である。特殊相対性理論の慣性座標系上では、(2.1.35) の重力の作用を慣性質量を持つ光子に説明できない。

$$m_0 = 0 \dots (2.34)$$

$$m(c) \cdot c^2 \dots (2.143)$$

$$m(c) \dots (2.35)$$

$$c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \times \epsilon_0}} \frac{\text{m}}{\text{s}}, (c \neq 0, c > 0) \dots (2.12)$$

質量を持つことで重力が作用することでも、等速度運動している真空中の光子には重力が作用することは説明できない。ニュートン力学では (2.1.35) の加速度運動で重力を観測できることを仮定できた。さらに、質量を持つことで静止している質点に重力が作用することを次に説明するニュートンの万有引力の法則 (Newton's law of universal gravitation) で説明できる。このようなニュートン力学の説明は、一般相対性理論では特殊相対性理論の慣性座標系を基礎としてより厳密な重力理論で説明される。

ニュートン力学 (Newtonian mechanics) では、質量を持つ物質 (matter) には相互作用 (interaction) である万有引力が作用することを説明している。その万有引力の法則は (2.1.36) で記述できる。(2.1.36) の右辺には、ニュートンの万有引力定数 (Newtonian constant of gravitation) (2.1.37)、質量 (2.1.38)、(2.1.39) および2つの質点 (material point) の相対的配置 (configuration) で計算する直線距離 (2.1.40) を記述している。ニュートンの万有引力の法則 (Newton's law of universal gravitation) (2.1.36) は2つの質点の相対的配置および重力質量で決定する。直線距離 (2.1.40) を決定する位置は、質量 (2.1.38) の質点および質量 (2.1.39) の質点の位置である。質量 (2.1.38) および質量 (2.1.39) は、重力質量 (gravitational mass) と呼ばれることもある。(2.1.37) は定数である。CODATA で発表しているものを本書では使用している。単位は、SI で説明できる。

$$f_{\text{universal}} = G \cdot \frac{m_1 \cdot M_2}{r_{12}^2} \dots (2.1.36) \text{ニュートンの万有引力の法則}$$

$$G = 6.67428(67) \times 10^{-11} \text{ m}^3 \text{ kg}^{-1} \text{ s}^{-2} \dots (2.1.37) \text{ニュートンの万有引力定数}$$

$$m_1 \dots (2.1.38) \text{重力質量}$$

$$M_2 \dots (2.1.39) \text{重力質量}$$

$$r_{12} \dots (2.1.40) \text{2つの質点の相対的配置での直線距離}$$

2つの質点の間に作用する引力である (2.1.36) では、重力質量 (2.1.38) を地表に静止している質点の質量であるものと仮定し (2.1.39) を地球の質量であるものと仮定できる。このような万有引力は、地表に質点が静止しているので加速度運動している質点に作用する合力 (resultant force) である重さの大きさ (2.1.35) とは異なる理論である。経験で、物質に重さがあることは覚えている。その重さで、その物質 (matter) が落下するようになる。その物質の重さ (weight) は、その物質が2つ以上の物に分かれないことでは重さは変わらないように思える。このことでは、物質の重さの大きさは (2.1.35) で記述でき静止している場合では地球と地球の表面上に静止している物質との間に作用している万有引力であるものと仮定できる。地球の表面上に静止している物質の質量は、静止している物質の重さで量るので重力質量 (gravitational mass) と呼ぶことがある。(2.1.35) の質

量は、加速度運動している物質の重さおよび加速度で観測するので慣性質量 (inertial mass) と呼ぶ。

$$f_{\text{Newton}} = m_{\text{in_Newton}} \cdot g_{\text{Newton}} \quad (m_{\text{in_Newton}} = \text{const.}) \cdots (2.1.35)$$

この仮定では、地球の中心からの距離 (2.1.41) に存在する物質 (matter) の重力質量は (2.1.42) であるものと仮定する。地球の重力質量は (2.1.43) であるものと仮定する。地球の中心からの距離 (2.1.41) の右辺の第2項は、地球の地表からの直線距離 (2.1.44) である。地表からの直線距離を使用すると、重さのみの自由落下運動をするニュートンの運動方程式 (2.1.35) の現象に等しい場合も仮定できる。万有引力の法則 (2.1.36) は、加速度運動していることを説明している記述ではない。(2.1.35) は (2.1.45) に書き直すことで慣性質量を記述できる。慣性質量 (2.1.45) の質点は、ニュートン力学の慣性座標系上で加速度 (2.1.1) の加速度運動をしている。(2.1.32) の加速度運動では、慣性質量 (2.1.45) の質点は静止していない。

$$r_{\text{Em}} = R_{\text{Earth}} + \Delta r \cdots (2.1.41)$$

$$m_1 = m_{\text{in_Newton}} \cdots (2.1.42)$$

$$M_2 = M_{\text{Earth}} \cdots (2.1.43)$$

$$\Delta r \cdots (2.1.44) \text{地球の地表からの直線距離}$$

$$m_{\text{in_Newton}} = \frac{f_{\text{Newton}}}{g_{\text{Newton}}} \quad (m_{\text{in_Newton}} = \text{const.}) \cdots (2.1.45)$$

$$\frac{d^2 z}{dt^2} = -\gamma, \quad (\gamma = \text{constant}) \cdots (2.1.1) \text{重力のみの自由落下加速度}$$

$$g_{\text{Newton}} = |\mathbf{g}_{\text{Newton}}|, \quad (|\mathbf{g}_{\text{Newton}}| \neq 0) \cdots (2.1.32)$$

ニュートン力学の慣性力 (2.5) を使用すると、慣性質量 (2.1.45) の質点に作用する慣性力 (2.1.46) を仮定できる。慣性力 (2.1.46) を仮定することで、ニュートン力学の加速度座標系上では慣性質量 (2.1.45) の質点は加速度 (2.1.29) で加速度運動する加速度座標系上で静止していることを仮定できる。その加速度座標系上では、慣性質量 (2.1.45) の質点に作用する合力は零ベクトルであることを (2.1.30) を使用して (2.1.47) で記述できる。(2.1.47) の質点は、実際には重力 (2.1.35) が作用して落下をしている慣性質量 (2.1.45) の質点である。このことでは、慣性力 (2.1.46) は見かけの力である。見かけの力 (apparent force) (2.1.46) を仮定しているニュートン力学の加速度座標系は実際の物理現象を説明していない。ニュートン力学では、絶対空間を採用している。絶対空間では、絶対加速度 (2.20) を記述する。すべての慣性座標系上では、この絶対加速度 (2.20) のニュートンの運動方程式はひとつの記述になる。そのように絶対加速度 (2.20) で記述できた慣性質量 (2.1.45) の質点に作用する合力は、ひとつである。加速度座標系上で慣性質量 (2.1.45) の質点に作用する合力 (2.1.47) は、この絶対空間での合力に一致しない。この絶対空間での合力 (2.1.30) にニュートンの運動の第3法則 (Newton's third law of motion) を使用すると、加速度座標系上での見かけの力の (2.1.47) の右辺のようにはならない。慣性質量 (2.1.45) の質点は、重力のみの自由落下する質点である。慣性力については、3章で説明をしている。

$$-m_{\text{in_Newton}} \cdot \mathbf{a}, \quad (m_{\text{in_Newton}} = \text{const.}) \cdots (2.5) \text{慣性力}$$

$$-m_{\text{in_Newton}} \cdot \mathbf{g}_{\text{Newton}}, \quad (m_{\text{in_Newton}} = \text{const.}) \cdots (2.1.46) \text{重力のみの自由落下する質点に仮定する慣性力}$$

$$\mathbf{g}_{\text{Newton}} \cdots (2.1.29) \text{重さのみの自由落下加速度ベクトル}$$

$$\mathbf{f}_{\text{Newton}} = m_{\text{in_Newton}} \cdot \mathbf{g}_{\text{Newton}}, \quad (m_{\text{in_Newton}} = \text{const.}) \cdots (2.1.30) \text{ニュートンの運動方程式での重さの記述}$$

$$\mathbf{f}_{\text{Newton}} - m_{\text{in_Newton}} \cdot \mathbf{g}_{\text{Newton}} = \mathbf{0}, \quad (m_{\text{in_Newton}} = \text{const.}) \cdots (2.1.47) \text{加速度座標系上の慣性力で記述した合力}$$

$$\frac{d^2 x_1}{dt^2} = \frac{d^2 x}{dt^2} \frac{m}{s^2} \cdots (2.20) \text{加速度の変換}$$

絶対空間では、地球との万有引力で重力を説明する。 (2.1.41) ~ (2.1.43) をニュートンの万有引力の法則 (2.1.36)

の右辺に代入すると、(2.1.48) である.

$$f_{\text{universal}} = G \cdot \frac{m_{\text{in_Newtong}} \cdot M_{\text{Earth}}}{r_{\text{Em}}^2} \dots (2.1.48) \text{地球との間に作用する万有引力}$$

地球との間に作用する万有引力 (2.1.48) の右辺は、(2.1.49) に書き直すことができる. (2.1.49) の右辺は、(2.1.48) の左辺に代入すると (2.1.50) になる. (2.1.50) の両辺には、重力質量 (2.1.42) を記述している. (2.1.42) は、地球の中心からの距離 (2.1.41) に仮定している質点の重力質量である. 万有引力の大きさ (2.1.49) は、単位質量当たりの万有引力の大きさ (2.1.51) に書き直すことができる. (2.1.51) の右辺に (2.1.50) の右辺を代入すると、地球と他の質点との万有引力を記述する単位質量当たりの万有引力の大きさ (2.1.52) になる. この単位質量当たりの万有引力の大きさは (2.1.52) では、重力質量で説明をしている. 地球の中心からの距離 (2.1.41) が定数である位置では同じ値である.

$$f_{\text{universal}} = m_{\text{in_Newtong}} \cdot g_{\text{universal}}, (m_{\text{in_Newtong}} = \text{const.}) \dots (2.1.49)$$

$$m_{\text{in_Newtong}} \cdot g_{\text{universal}} = G \cdot \frac{m_{\text{in_Newtong}} \cdot M_{\text{Earth}}}{r_{\text{Em}}^2} \dots (2.1.50) \text{万有引力に等しいものと仮定した重力の大きさ}$$

$$m_1 = m_{\text{in_Newtong}} \dots (2.1.42) \text{重力質量}$$

$$r_{\text{Em}} = R_{\text{Earth}} + \Delta r \dots (2.1.41)$$

$$g_{\text{universal}} = \frac{f_{\text{universal}}}{m_{\text{in_Newtong}}}, (m_{\text{in_Newtong}} \neq 0) \dots (2.1.51) \text{単位質量当たりの万有引力の大きさ}$$

$$g_{\text{universal}} = G \cdot \frac{M_{\text{Earth}}}{r_{\text{Em}}^2} \dots (2.1.52) \text{地球と他の質点との単位質量当たりの万有引力の大きさ}$$

(2.1.52) をベクトル表示すると、一般相対性理論 (the general theory of relativity) で説明する重力場ベクトルに相似の表示になる. このことは、表示が相似でも解釈は異なることはとても重要である. 一般相対性理論では、重力場ベクトルは重力場内での質点の加速度での説明を等価原理 (the principle of equivalence) で仮定できる. (2.1.52) では、地球と他の質点は、それぞれ静止していても万有引力が相互作用 (interaction) していることを仮定している. 加速度運動していることは仮定していない. ニュートンの万有引力の法則を説明する絶対空間 (absolute space) および慣性座標系 (inertial coordinate-system) 上では、絶対加速度 (the absolute acceleration) を使用する. 一般相対性理論での加速度の相対性での観測ではない. (2.1.52) では、ニュートンの運動の第3法則 (Newton's third law of motion) を仮定している. 一般相対性理論では、特殊相対性理論 (the special theory of relativity) での慣性座標系 (inertial coordinate-system) を基礎とした加速度座標系を定義する. 特殊相対性理論では、絶対空間および絶対時間は採用していない. このことでは、質点の速さは真空中の光の速さを超えない. 重力が作用する質点間には何らかの粒子の移動を仮定する場合には真空中の光の速さ (speed of light in a vacuum) を超えないで移動することになる. 無限大の速さで質点が移動することを仮定できるガリレイ変換式 (Galilean transformation equations) (2.14) ~ (2.17) のニュートン力学の理論とは異なる——「理論物理学での波の関数6」で導出している. ——. ニュートンの第3法則は、そのような速さ無限大の質点の移動を使用して万有引力が相互に作用することを仮定できる. このような無限大の質点の速さでは、その相互作用が瞬時に作用することを説明できてしまう. これらのことで、(2.1.52) の記述は、一般相対性理論での重力場 (a gravitational field) の大きさの記述に相似でも全く異なるものである.

地球上の表面上に質点が存在する場合は、(2.1.53) を仮定できる. (2.1.53) を (2.1.41) の右辺に代入すると、(2.1.54) になる. (2.1.54) を (2.1.52) の右辺の分母に代入すると、(2.1.55) になる.

$$\Delta r = 0 \dots (2.1.53)$$

$$r_{\text{Em}} = R_{\text{Earth}} + \Delta r \dots (2.1.41)$$

$$r_{\text{Em}} = R_{\text{Earth}} \dots (2.1.54)$$

$$g_{\text{uni}_R_E} = G \cdot \frac{M_{\text{Earth}}}{R_{\text{Earth}}^2} \dots (2.1.55) \text{地球と地表の質点との単位質量当たりの万有引力の大きさ}$$

(2.1.54) の右辺では、地球の中心との直線距離である。このような引力の説明は、絶対空間および絶対時間で導出していることに因る。このことで、絶対加速度で引力に引かれる質点の加速度運動を説明するので慣性座標系上の質点が無限大の速さで移動できる。特殊相対性理論では成立しないニュートンの第3法則 (Newton's third law of motion) で、地球の中心から半径 (2.1.54) の位置にある地表の質点に作用および反作用している万有引力の相互作用を仮定している。一様な重力は、(2.1.52) では地球の中心からの直線距離で保証されている。地球の中心からの直線距離で (2.1.54) の位置では、地表を仮定した。実際の地表の位置は、そのように地球の中心からの直線距離 (2.1.54) ではない。このように地表での直線距離 (2.1.54) が変化するので、地表の質点との単位質量当たりの万有引力は地表の位置で変化する。特殊相対性理論では、真空中の光の速さに比べて十分に遅い慣性座標系上ではガリレイ変換に近似できる——「電位の簡単な入門 2007 第1回」で説明をしている。——。真空中の光の速さには、そのような近似が成立しない。慣性質量およびエネルギーの等価性 (equivalence of mass and energy) (2.46) を使用して光子の慣性質量が観測できても、(2.1.52) および (2.1.55) で説明する万有引力 (2.1.49) は光子に作用するようには導出できない。(2.1.52) および (2.1.55) のような引力は、静止している質点間での引力を仮定する。このことでは、特殊相対性理論では静止質量 (2.28) に近似できることになる。静止質量 (2.28) は定数である。静止質量 (2.28) では、(2.93) の左辺は (2.95) の右辺に記述できるので零に近似できる。

$$E = m \cdot c^2 \dots (2.46) \text{慣性質量およびエネルギーの等価性}$$

$$m_0 \equiv m(v) \cdot \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}, (0 \leq v \leq c) \dots (2.28) \text{静止質量の定義}$$

$$\frac{dE}{dt} = \mathbf{f} \cdot \mathbf{v} \dots (2.93)$$

$$\frac{dE}{dt} = \frac{d(m)}{dt} \cdot c^2 \dots (2.95)$$

(2.93) の右辺では、合力は重力に仮定できる。その重力の作用で真空中の光の速さが零になるほど減速する場合は、減速する加速度ベクトルの大きさが大きいことになる。この場合では、真空中の光の速さ (2.32) に近い時に、その減速を生じさせる重力を地球と光子の質量 (2.35) に計算できないことを万有引力 (2.1.49) で説明できる。さらに、特殊相対性理論ではニュートンの運動方程式が修正されている。その修正された運動方程式 (2.36) では、ニュートンの万有引力の法則 (2.1.36) が導出できない。真空中の光の速さの光子の静止質量 (2.28) は (2.34) の零である。この場合では、慣性質量およびエネルギーの等価性 (2.46) は零である。質量 (2.1.42) が (2.1.56) の零では、(2.1.52) および (2.1.55) での万有引力 (2.1.49) は (2.1.57) の零になる。

$$v = c \dots (2.32)$$

$$m(c) \dots (2.35) \text{光子の慣性質量}$$

$$\mathbf{f} = \frac{d(m \cdot \mathbf{v})}{dt} \dots (2.36) \text{アインシュタインが修正したニュートンの運動方程式}$$

$$f_{\text{universal}} = G \cdot \frac{m_1 \cdot M_2}{r_{12}^2} \dots (2.1.36) \text{ニュートンの万有引力の法則}$$

$$m_0 = 0 \cdots (2.34)$$

$$m_1 = m_{\text{in_Newtong}} \cdots (2.1.42)$$

$$m_{\text{in_Newtong}} = 0 \cdots (2.1.56)$$

$$f_{\text{universal}} = m_{\text{in_Newtong}} g_{\text{universal}}, (m_{\text{in_Newtong}} = \text{const.}) \cdots (2.1.49)$$

$$f_{\text{universal}} = 0 \cdot g_{\text{universal}} = 0, (m_{\text{in_Newtong}} = \text{const.}) \cdots (2.1.57)$$

$$g_{\text{universal}} = G \cdot \frac{M_{\text{Earth}}}{r_{\text{Em}}^2} \cdots (2.1.52) \text{地球と他の質点との単位質量当たりの万有引力の大きさ}$$

$$g_{\text{uni_R}_E} = G \cdot \frac{M_{\text{Earth}}}{R_{\text{Earth}}^2} \cdots (2.1.55) \text{地球と地表の質点との単位質量当たりの万有引力の大きさ}$$

(2.1.55) では, 地表の質点との単位質量当たりの万有引力を計算している. 文献 10 では, 地球の質量 (mass) は (2.1.58) である. 文献 10 での太陽の質量 (2.1.59) および月の質量 (2.1.60) である. 地球の質量 (2.1.58) および太陽の質量 (2.1.59) の大きさは, (2.1.61) である.

$$M_{\text{Earth}} = 5.98 \times 10^{24} \text{ kg} \cdots (2.1.58) \text{地球の質量}$$

$$M_{\text{Sun}} = 1.99 \times 10^{30} \text{ kg} \cdots (2.1.59) \text{太陽の質量}$$

$$M_{\text{Moon}} = 7.36 \times 10^{22} \text{ kg} \cdots (2.1.60) \text{月の質量}$$

$$M_{\text{Earth}} \ll M_{\text{Sun}} \cdots (2.1.61)$$

さらに, 文献 10 では, 地球の平均半径 (mean radius) (2.1.62), 太陽の平均半径 (2.1.63) および月の平均半径 (2.1.64) である. 太陽の平均半径 (2.1.63) は, 2 章 2 節で単位質量当たりの万有引力の大きさを計算するのに使用する.

$$R_{\text{Earth}} = 6.37 \times 10^6 \text{ m} \cdots (2.1.62) \text{地球の平均半径}$$

$$R_{\text{Sun}} = 6.96 \times 10^8 \text{ m} \cdots (2.1.63) \text{太陽の平均半径}$$

$$R_{\text{Moon}} = 1.74 \times 10^6 \text{ m} \cdots (2.1.64) \text{月の平均半径}$$

地球の質量 (2.1.58), 地球の平均半径 (2.1.62) および万有引力定数 (2.1.65) を使用すると, (2.1.55) は (2.1.66) になる. 文献 10 では, (2.1.55) のような定数は表面重力 (surface gravity) と記載されている. 文献 10 での地球の表面重力は (2.1.67) である.

$$G_{\text{sg}} = 6.67428 \times 10^{-11} \text{ m}^3 \text{ kg}^{-1} \text{ s}^{-2} \cdots (2.1.65) \text{計算に使用したニュートンの万有引力定数}$$

$$g_{\text{uni_R}_E} = 9.836 \frac{\text{m}}{\text{s}^2} \cdots (2.1.66)$$

$$g_{\text{Earth}} = 9.81 \frac{\text{m}}{\text{s}^2} \cdots (2.1.67) \text{文献 10 データでの地球の表面重力}$$

(2.1.55) の地球の質量および地球の平均半径を月に替えると, (2.1.68) になる. 月の質量 (2.1.60), 月の平均半径 (2.1.64) および万有引力定数 (2.1.65) を使用すると, (2.1.68) は (2.1.69) になる. 文献 10 での月の表面重力は (2.1.70) である.

$$g_{\text{uni_R}_M} = G \cdot \frac{M_{\text{Moon}}}{R_{\text{Moon}}^2} \cdots (2.1.68) \text{月と地表の質点との単位質量当たりの万有引力の大きさ}$$

$$g_{\text{uni_R}_M} = 1.622 \frac{\text{m}}{\text{s}^2} \cdots (2.1.69)$$

$$g_{\text{Moon}} = 1.67 \frac{\text{m}}{\text{s}^2} \dots (2.1.70) \text{文献 10 データでの月の表面重力}$$

(2.1.66) は、重力のみの自由落下加速度に近似している。このことは、ニュートンの運動方程式 (Newtonian equation of motion) で記述できる (2.1.35) を使用することで説明できる。

$$f_{\text{Newton}} = m_{\text{in_Newton}} \cdot g_{\text{Newton}} \quad (m_{\text{in_Newton}} = \text{const.}) \dots (2.1.35)$$

(2.1.35) は重さであることを仮定すると、地球との間に作用する万有引力 (2.1.48) に等しいものと仮定できる。

(2.1.48) の左辺に (2.1.35) の右辺を代入すると (2.1.71) を記述できる。

$$f_{\text{universal}} = G \cdot \frac{m_{\text{in_Newton}} \cdot M_{\text{Earth}}}{r_{\text{Em}}^2} \dots (2.1.48) \text{地球との間に作用する万有引力}$$

$$m_{\text{in_Newton}} \cdot g_{\text{Newton}} = G \cdot \frac{m_{\text{in_Newton}} \cdot M_{\text{Earth}}}{r_{\text{Em}}^2} \dots (2.1.71)$$

(2.1.71) の左辺は、質点の重力のみの自由落下加速度でのニュートンの運動方程式であるので慣性質量 (2.1.31) で記述している。(2.1.71) の右辺はニュートンの万有引力の法則 (Newton's law of universal gravitation) であるので重力質量で記述している。ここで、(2.1.72) で慣性質量が重力質量に等しいものと仮定する。

$$m_{\text{in_Newton}} = \frac{|\mathbf{f}_{\text{Newton}}|}{|\mathbf{g}_{\text{Newton}}|} \quad (|\mathbf{g}_{\text{Newton}}| \neq 0, m_{\text{in_Newton}} = \text{const.}) \dots (2.1.31) \text{重さのみの自由落下加速度ベクトルでの慣性質量}$$

$$m_{\text{in_Newton}} = m_{\text{in_Newtong}} \dots (2.1.72) \text{慣性質量および重力質量の等価性の仮定}$$

慣性質量および重力質量の等価性の仮定 (2.1.72) を使用すると、(2.1.71) は (2.1.73) になる。(2.1.73) の左辺は、重力のみの自由落下加速度の大きさ (2.1.32) である。(2.1.73) の右辺は、地球と他の質点との単位質量当たりの万有引力の大きさ (2.1.52) である。

$$g_{\text{Newton}} = G \cdot \frac{M_{\text{Earth}}}{r_{\text{Em}}^2} \dots (2.1.73)$$

$$g_{\text{Newton}} = |\mathbf{g}_{\text{Newton}}| \quad (|\mathbf{g}_{\text{Newton}}| \neq 0) \dots (2.1.32)$$

$$g_{\text{universal}} = G \cdot \frac{M_{\text{Earth}}}{r_{\text{Em}}^2} \dots (2.1.52) \text{地球と他の質点との単位質量当たりの万有引力の大きさ}$$

重力のみの自由落下加速度の大きさ (2.1.32) は、地球と他の質点との単位質量当たりの万有引力の大きさ (2.1.52) に等しいことになる。(2.1.73) では、重力のみの自由落下加速度の大きさ (2.1.32) は表面重力 (surface gravity) の大きさ (2.1.67) に等しいことにもなる。

$$g_{\text{Earth}} = 9.81 \frac{\text{m}}{\text{s}^2} \dots (2.1.67) \text{文献 10 データでの地球の表面重力}$$

(2.1.73) では、重力のみの自由落下加速度の大きさ (2.1.32) が位置で変化しても落下する質点の慣性質量 (2.1.31) で変化しないことに一致する。その加速度の大きさ (2.1.73) の左辺は、相対的配置 (configuration) を決定する位置の直線距離 (2.1.41) で変化することを (2.1.73) の右辺で記述している。この加速度は、絶対加速度 (the absolute acceleration) である。

$$r_{\text{Em}} = R_{\text{Earth}} + \Delta r \dots (2.1.41)$$

$$g_{\text{Newton}} = G \cdot \frac{M_{\text{Earth}}}{r_{\text{Em}}^2} \dots (2.1.73)$$

重力のみの自由落下加速度の大きさ (2.1.73) を使用して、地球上に静止している質点に作用する重力ベクトル

を(2.1.74)で記述できることを仮定する。(2.1.74)の右辺では、重力質量(2.1.42)および加速度ベクトル(2.1.29)を使用している。

$\mathbf{W}_{\text{Newton}} = m_{\text{in_Newton}} \cdot \mathbf{g}_{\text{Newton}} \cdots (2.1.74)$ 地球上に静止している質点に作用する重力ベクトルの記述の仮定

$m_1 = m_{\text{in_Newton}} \cdots (2.1.42)$

$\mathbf{g}_{\text{Newton}} \cdots (2.1.29)$ 重さのみの自由落下加速度ベクトル

(2.1.74)では、慣性質量および重力質量の等価性の仮定(2.1.72)を使用して(2.1.73)を導出した。(2.1.72)では、ニュートンの万有引力の法則(Newton's law of universal gravitation)をニュートンの運動方程式で導出できることも仮定できる。この等価性は、一般相対性理論の1次近似で導出できることを2章3節で説明をしている。

$m_{\text{in_Newton}} = m_{\text{in_Newton}} \cdots (2.1.72)$ 慣性質量および重力質量の等価性の仮定

$$g_{\text{Newton}} = G \cdot \frac{M_{\text{Earth}}}{r_{\text{Em}}^2} \cdots (2.1.73)$$

(2.1.74)で質量を計ることは、静止している物質の質量を重力で量ることになる。このことでは、万有引力の法則での記述であるものと扱い重力質量になる。(2.1.74)の右辺の加速度ベクトルは、加速度運動している質点を仮定して使用するものが(2.1.73)を導出できることで静止している物質の重さを量ることにも記述できるものと仮定している。

平面な地表に静止している質点を仮定する。その質点は、静止しているので加速度ベクトル(2.1.75)は零ベクトルである。その質点の垂直方向には合力が零であるものと仮定できる。その垂直方向の合力ベクトルは、(2.1.76)で記述できるものと仮定できる。(2.1.76)の右辺の第1項は、質点に作用する垂直力(normal force)であり第2項に記述した質点に作用する重力(2.1.74)の反作用である。この静止した状態の垂直方向の方程式は、(2.1.75)および(2.1.76)をニュートンの運動方程式(2.2)に代入すると(2.1.77)になる。(2.1.77)は、(2.1.78)に記述できる。(2.1.78)では、ニュートンの第3法則(Newton's third law of motion)を記述しているものと説明できる。

$\mathbf{a} = \mathbf{0}, (m_{\text{in_Newton}} = \text{const.}) \cdots (2.1.75)$

$\mathbf{f} = \mathbf{N}_{\text{normal}} - m_{\text{in_Newton}} \cdot \mathbf{g}_{\text{Newton}}, (m_{\text{in_Newton}} = \text{const.}) \cdots (2.1.76)$

$\mathbf{f} = m_{\text{in_Newton}} \cdot \mathbf{a}, (m_{\text{in_Newton}} = \text{const.}) \cdots (2.2)$ ニュートンの運動方程式

$\mathbf{N}_{\text{normal}} - m_{\text{in_Newton}} \cdot \mathbf{g}_{\text{Newton}} = m_{\text{in_Newton}} \cdot \mathbf{0}, (m_{\text{in_Newton}} = \text{const.}, m_{\text{in_Newton}} = \text{const.}) \cdots (2.1.77)$

$\mathbf{N}_{\text{normal}} - m_{\text{in_Newton}} \cdot \mathbf{g}_{\text{Newton}} = \mathbf{0}, (m_{\text{in_Newton}} = \text{const.}) \cdots (2.1.78)$ 質点に作用する合力が零である記述

(2.1.78)の左辺の第2項を右辺に移項すると、(2.1.79)になる。(2.1.79)の右辺に(2.1.74)の左辺を代入すると、(2.1.80)になる。質点に作用する垂直力(normal force)ベクトルは、地球上に静止している質点に作用する重力ベクトルに等しい。

$\mathbf{N}_{\text{normal}} = m_{\text{in_Newton}} \cdot \mathbf{g}_{\text{Newton}}, (m_{\text{in_Newton}} = \text{const.}) \cdots (2.1.79)$

$\mathbf{N}_{\text{normal}} = \mathbf{W}_{\text{Newton}}, (m_{\text{in_Newton}} = \text{const.}) \cdots (2.1.80)$ 垂直力

重力場(a gravitational field)ベクトルではなく、重力(gravitational force)のみの自由落下加速度ベクトルで記述している(2.1.74)である。重力は、ニュートンの万有引力の法則(Newton's law of universal gravitation)(2.1.36)で説明される。

$\mathbf{W}_{\text{Newton}} = m_{\text{in_Newton}} \cdot \mathbf{g}_{\text{Newton}} \cdots (2.1.74)$ 地球上に静止している質点に作用する重力ベクトルの記述の仮定

このことでは、重力が加速度で生じる現象であることを説明できていない。この意味では、重力が作用すること

で質点が落下することを仮定している。このような落下運動では、重力のみの自由落下加速度ベクトルでの慣性質量での記述である。ニュートンの万有引力 (Newton's law of universal gravitation) で記述する質量は重力質量である。慣性質量および重力質量の等価性は意見として提出されていてもニュートン力学の理論物理学 (theoretical physics) では、証明されていないものと報告されている。一般相対性理論で慣性質量および重力質量の等価性が1次近似で導出できることを2章3節で説明する。

慣性質量で記述したニュートンの運動方程式の質点に作用している合力が、万有引力の法則で記述する重力に等しいことを (2.1.71) で仮定している。この場合では、重力のみの自由落下加速度の大きさはニュートンの万有引力定数 (Newtonian constant of gravitation) を使用して (2.1.73) のように記述できる。

$$m_{\text{in_Newton}} g_{\text{Newton}} = G \cdot \frac{m_{\text{in_Newton}} \cdot M_{\text{Earth}}}{r_{\text{Em}}^2} \dots (2.1.71)$$

$$g_{\text{Newton}} = G \cdot \frac{M_{\text{Earth}}}{r_{\text{Em}}^2} \dots (2.1.73)$$

この加速度 (2.1.73) は、落下する質点 (material point) と地球の中心との直線距離、地球の質量および万有引力定数で決定するものと仮定できる。さらに、重力のみの自由落下加速度は、絶対加速度 (the absolute acceleration) での説明である。重力のみの自由落下加速度は、加速度の相対性で保証されるものではない。その加速度は、絶対速度で定義できる。絶対速度は、速度の相対性で説明できない。各位置で地球との距離が変化する場合には、重力のみの自由落下加速度が変化することを説明できる。この説明では、絶対時間を使用しているので各位置で時計を定義して観測するものではない。ひとつの時計で、各位置での時点を観測する。そのように時間を観測して、加速度を観測する理論である。このような時間の観測では、重力が作用する各質点の距離は直線で計算できることを仮定している。特殊相対性理論では、真空中の光の速さで時間を観測している理論である。各位置に時計を定義して、その時計で真空中の光を使用して時間を観測する。このことでは、真空中の光子の慣性質量を導出できる。この慣性質量に重力が作用することで、時間の変化率が特殊相対性理論を使用した1次近似で説明できる。このような光子の慣性質量では、(2.29) を仮定している。(2.29) では、エネルギーの時点に対する変化率 (2.95) を仮定できる。(2.93) の右辺に重力を合力とする光子を仮定できる。一般相対性理論では、重力が作用している光の速さが真空中の光の速さ (speed of light in a vacuum) よりも遅くなることを2章3節で説明できる。

$m(v) \text{ kg} \dots (2.29)$ 変数である慣性質量

$$\frac{dE}{dt} = \frac{d(m)}{dt} \cdot c^2 \dots (2.95)$$

$$\frac{dE}{dt} = \mathbf{f} \cdot \mathbf{v} \dots (2.93)$$

$$m_0 \equiv m(v) \cdot \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}, (0 \leq v \leq c) \dots (2.28) \text{ 静止質量の定義}$$

2.2 等価原理 (the principle of equivalence)

重力場 (gravitational field) は, アインシュタインの一般相対性理論 (Einstein's general theory of relativity) で導入されている. 重力場は (2.140) の左辺のベクトルである. (2.140) の右辺のベクトルは重力 (gravitational force) ベクトルである. (2.140) の右辺の分母は, 重力質量 (gravitational mass) である. 一般相対性理論 (the general theory of relativity) は, 重力理論として扱われる. アインシュタインの特殊相対性理論 (Einstein's special theory of relativity) で導出できないニュートンの万有引力の法則 (Newton's law of universal gravitation) に替わる重力理論である.

$$\mathbf{g}_{\text{gravitation}} = \frac{\mathbf{f}_g}{m_g}, (m_g \neq 0) \dots (2.140)$$

特殊相対性理論では, 電磁気学 (electromagnetism) を修正しないでニュートン力学 (Newtonian mechanics) を修正した. ニュートン力学では, ガリレイ変換式 (Galilean transformation equations) (2.14) ~ (2.17) を採用した.

$$x_1 = x - u \cdot t \dots (2.14) \text{ x 軸の位置の変換}$$

$$y_1 = y \dots (2.15) \text{ y 軸の位置の変換}$$

$$z_1 = z \dots (2.16) \text{ z 軸の位置の変換}$$

$$t_1 = t \dots (2.17) \text{ 時間軸の時点の変換}$$

その修正 (modification) で, ガリレイ変換を使用する代わりにローレンツ変換式 (Lorentz transformation equations) (2.48) ~ (2.51) を採用した. ローレンツ変換を使用できる多様体 (manifold) の空間では4次元時空の座標系になる. その4次元時空での運動方程式は (2.36) である. 運動方程式 (2.36) は, アインシュタイン先生が修正したニュートンの運動方程式である. ニュートン力学のニュートンの運動方程式は (2.2) である. ニュートンの運動方程式 (2.2) の右辺の慣性質量は定数である.

$$x_1 = \gamma_r \cdot (x - u \cdot t) \dots (2.48) \text{ 慣性座標系 } S_1 \text{ の } x_1 \text{ 軸の値}$$

$$y_1 = y \dots (2.49) \text{ 慣性座標系 } S_1 \text{ の } y_1 \text{ 軸の値}$$

$$z_1 = z \dots (2.50) \text{ 慣性座標系 } S_1 \text{ の } z_1 \text{ 軸の値}$$

$$t_1 = \gamma_r \cdot \left(t - \frac{u \cdot x}{c^2} \right) \dots (2.51) \text{ 慣性座標系 } S_1 \text{ の時間軸 } t_1 \text{ の値}$$

$$\gamma_r = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}} (= \text{const.}), (u \neq c) \dots (2.52) \text{ 係数 (coefficient)}$$

$$\mathbf{f} = \frac{d(m \cdot \mathbf{v})}{dt} \dots (2.36) \text{ アインシュタインが修正したニュートンの運動方程式}$$

$$\mathbf{f} = m_{\text{in_Newton}} \cdot \mathbf{a}, (m_{\text{in_Newton}} = \text{const.}) \dots (2.2) \text{ ニュートンの運動方程式}$$

特殊相対性理論 (the special theory of relativity) では, 運動方程式 (2.36) の右辺の慣性質量 (inertial mass) は (2.29) であり変数になる. 変数である慣性質量 (2.29) を仮定している. 慣性質量 (2.29) は, その質点の速さを独立変数とする. その質点の慣性質量は, その質点の速さで変化することを (2.29) で記述している. 質点

の質量が変化することを仮定できる幾つかの報告は、特殊相対性理論以前にあるようである。

$m(v) \text{kg} \dots (2.29)$ 変数である慣性質量

特殊相対性理論では、(2.29) は定義できないものと2017年現在の著者は扱っている。特殊相対性理論では、静止している質点の慣性質量が導出できる。その慣性質量は静止質量 (rest mass) と呼び定数である。その定数である静止質量は、著者は独自に (2.28) で定義している。静止質量は、固有質量 (proper mass) ——proper mass は著者が使用している英和辞典に載っていない。ここでは、著者が固有質量と和訳した。——と呼ぶこともある。

$m_0 \equiv m(v) \cdot \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}, (0 \leq v \leq c) \dots (2.28)$ 静止質量の定義

ガリレイ変換式 (Galilean transformation equations) (2.14) ~ (2.17) では、絶対加速度 (the absolute acceleration) (2.20) を導出できる。(2.20) は、絶対空間で観測している加速度である。絶対加速度 (2.20) は、ガリレイ変換で採用するすべての慣性座標系 (inertial coordinate-system) では、質点の加速度は (2.20) のみである。

$\frac{d^2 x_1}{dt^2} = \frac{d^2 x}{dt^2} \frac{m}{s^2} \dots (2.20)$ 加速度の変換

絶対加速度では、すべての慣性座標系上で質点に作用する合力はひとつである。このことでは、重力はすべての慣性座標系上で等しい値になる。ニュートンの万有引力の法則では、遠隔作用 (an action-at-a-distance) の重力の理論 (theory) である。この遠隔作用は、ニュートンの運動の第3法則 (Newton's third law of motion) ——作用・反作用の法則である。——で同時であるものと仮定できる。このような同時の遠隔作用には、素粒子物理学 (particle physics) のように場 (field) の力が作用する際に粒子間で力を作用させる粒子の放出および吸収を仮定していない。力を作用させる粒子の放出および吸収が生じることで、それらの粒子の移動が生じる。その移動で、粒子の速度、静止エネルギー (rest energy) および移動時間を仮定する。このことで、ニュートンの第3法則は成立しないものと扱える。さらに、遠隔で作用するものではなく粒子を放出 (emit) および吸収 (absorb) することで力が生じるものと説明できる。

——一般相対性理論の重力——

一般相対性理論での加速度の相対性で説明する重力場 (2.140) (gravitational field) である。重力場ベクトルは、加速度座標系上で仮定されている。

$\mathbf{g}_{\text{gravitation}} = \frac{\mathbf{f}_g}{m_g}, (m_g \neq 0) \dots (2.140)$

加速度座標系の加速度は、慣性座標系上で観測できることを仮定している。 加速度座標系から慣性座標系を観測すると、その慣性座標系は加速度運動をしている。加速度座標系上では、重力場に静止している座標系であるものと仮定した記述をする。慣性座標系上の質点が、その重力場で加速度運動をしているように観察できることを仮定する。このことは、加速度座標系から慣性座標系 (inertial coordinate-system) を観測した場合である。この場合では、慣性座標系および加速度座標系が加速度運動している。加速度運動する座標系上に重力場を仮定している。 このような加速度運動には、加速度の相対性を説明する。慣性座標系は、等速度運動をしている。等速度運動は、観察する座標系で相対的に決定することになる。 加速度座標系から他の加速度座標系が等速度運動していることを観測できる。慣性座標系上では、光速不変の原理を仮定している。光速不変の原理 (the principle of the constancy of the velocity of light) が成立する座標系上には重力場を仮定していない。

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．

重力場 (2.140) の右辺の重力 (gravitational force) は，重力場 (2.140) を使用して重力 (2.2.1) で記述できる．(2.2.1) では，同じ重力場ベクトルが作用する場合の重力の大きさは質量の大きさで決定できる．重力 (2.2.1) の右辺の重力場ベクトルがどのように生じているかは，(2.2.1) では説明していない．重力場ベクトル (2.140) は，重力場は重力質量を持つ物質 (matter) に重力が作用する場 (field) であることを説明している．一般相対性理論の公理では，(2.2.1) で重力が生じる法則は明かしていない．

$$\mathbf{f}_g = m_g \cdot \mathbf{g}_{\text{gravitation}}, (m_g \neq 0) \dots (2.2.1) \text{ 重力}$$

ニュートン力学では，万有引力の法則 (2.1.36) で重力を説明している．(2.1.36) では，2つの質点間に相互作用する引力を重力として簡単に説明できる．

$$f_{\text{universal}} = G \cdot \frac{m_1 \cdot M_2}{r_{12}^2} \dots (2.1.36) \text{ ニュートンの万有引力の法則}$$

地球と地表の質点との単位当たりの万有引力の大きさは，(2.1.55) で記述できた．(2.1.55) の右辺に値を代入すると (2.1.66) になった．

$$g_{\text{uni}_R_E} = G \cdot \frac{M_{\text{Earth}}}{R_{\text{Earth}}^2} \dots (2.1.55) \text{ 地球と地表の質点との単位質量当たりの万有引力の大きさ}$$

$$g_{\text{uni}_R_E} = 9.836 \frac{\text{m}}{\text{s}^2} \dots (2.1.66)$$

月と月の表面に仮定した質点との単位質量当たりの万有引力の大きさは，(2.1.68) で記述できた．(2.1.68) の右辺に値を代入すると (2.1.69) になった．

$$g_{\text{uni}_R_M} = G \cdot \frac{M_{\text{Moon}}}{R_{\text{Moon}}^2} \dots (2.1.68) \text{ 月と地表の質点との単位質量当たりの万有引力の大きさ}$$

$$g_{\text{uni}_R_M} = 1.622 \frac{\text{m}}{\text{s}^2} \dots (2.1.69)$$

計算に使用したニュートンの万有引力定数は(2.1.65)である．地球の質量は(2.1.58)である．月の質量には(2.1.60)を使用した．地球の平均半径は (2.1.62) である．月の平均半径は (2.1.64) である．

$$G_{\text{sg}} = 6.67428 \times 10^{-11} \text{ m}^3 \text{ kg}^{-1} \text{ s}^{-2} \dots (2.1.65) \text{ 計算に使用したニュートンの万有引力定数}$$

$$M_{\text{Earth}} = 5.98 \times 10^{24} \text{ kg} \dots (2.1.58) \text{ 地球の質量}$$

$$M_{\text{Moon}} = 7.36 \times 10^{22} \text{ kg} \dots (2.1.60) \text{ 月の質量}$$

$$R_{\text{Earth}} = 6.37 \times 10^6 \text{ m} \dots (2.1.62) \text{ 地球の平均半径}$$

$$R_{\text{Moon}} = 1.74 \times 10^6 \text{ m} \dots (2.1.64) \text{ 月の平均半径}$$

単位質量当たりの万有引力の大きさ，地球の (2.1.66) は月の (2.1.69) よりも比 (2.2.2) のように約 6.0641 倍で大きい．地球の質量 (2.1.58) は月の質量 (2.1.60) に比べると，指数の値の差が2である—— $24-22=2$ のこ

とである。——。地球の平均半径 (2.1.62) は月の平均半径 (2.1.64) に比べると、指数の値の差が0である——
6-6=0 のことである。——。この単位質量当たりの万有引力の大きさの差には、地球の質量 (2.1.58) が月の質
量 (2.1.60) よりも大きいことで生じる差を説明できる。

$$\frac{g_{\text{uni}_R_E}}{g_{\text{uni}_R_M}} \approx 6.0641 \dots (2.2.2) \text{地球と月との単位質量当たりの万有引力の大きさの比}$$

(2.1.55) の地球の質量および地球の平均半径を太陽に替えると、太陽と太陽の表面に仮定した質点との単位質
量当たりの万有引力の大きさ (2.2.3) になる。太陽の質量 (2.1.59)、太陽の平均半径 (2.1.63) および万有引力
定数 (2.1.65) を使用すると、(2.2.3) は (2.2.4) になる。

$$g_{\text{uni}_R_S} = G \cdot \frac{M_{\text{Sun}}}{R_{\text{Sun}}^2} \dots (2.2.3) \text{太陽と太陽の表面の質点との単位質量当たりの万有引力の大きさ}$$

$$M_{\text{Sun}} = 1.99 \times 10^{30} \text{ kg} \dots (2.1.59) \text{太陽の質量}$$

$$R_{\text{Sun}} = 6.96 \times 10^8 \text{ m} \dots (2.1.63) \text{太陽の平均半径}$$

$$g_{\text{uni}_R_S} = 274.182 \frac{\text{m}}{\text{s}^2} \dots (2.2.4)$$

単位質量当たりの万有引力の大きさ、地球の (2.1.66) は太陽の (2.2.4) よりも比 (2.2.5) のように約 0.0358
倍で小さい——比 (2.2.6) のように 27.875 倍のように大きい。——。地球の質量 (2.1.58) は太陽の質量 (2.1.60)
に比べると、指数の値の差が6である——30-24=6 のことである。——。地球の平均半径 (2.1.62) は太陽の平
均半径 (2.1.63) に比べると、指数の値の差が2である——8-6=2 のことである。——。この単位質量当たりの
万有引力の大きさの差には、太陽の質量 (2.1.59) が地球の質量 (2.1.58) よりも大きいことで生じる差を説明で
きる。

$$g_{\text{uni}_R_E} = 9.836 \frac{\text{m}}{\text{s}^2} \dots (2.1.66)$$

$$\frac{g_{\text{uni}_R_E}}{g_{\text{uni}_R_S}} \approx 0.0358 \dots (2.2.5) \text{地球と太陽との単位質量当たりの万有引力の大きさの比}$$

$$\frac{g_{\text{uni}_R_S}}{g_{\text{uni}_R_E}} \approx 27.875 \dots (2.2.6) \text{太陽と地球との単位質量当たりの万有引力の大きさの比}$$

ニュートン力学で上述のような表面に仮定した質点に作用する重力の議論では、万有引力の法則 (2.1.36) で質量
の大きさから説明できる重力が相互作用する遠隔作用である。その相互作用する遠隔作用は、ニュートンの第3
法則が同時に時間零で生じることを説明する。この表面に仮定した質点に作用する重力では、万有引力の重力が
大きいことが物質の大きな質量にあることを説明している。同時に時間零で作用することは、作用・反作用の法
則であるニュートンの第3法則で説明をしている。

重力 (2.2.1) では、同時に相互作用することは説明できていない。特殊相対性理論の慣性座標系 (inertial
coordinate-system) を採用して計算するので、質点の速度の速さは真空中の光の速さまでが限界であることを2
017年現在の一般的な物理学の解釈である——「理論物理学での波の関数6」で説明をしている。——。この
ことで、ニュートンの第3法則は成立しない。同時に時間零で作用することは説明していない。

$$\mathbf{f}_g = m_g \cdot \mathbf{g}_{\text{gravitation}} \cdot (m_g \neq 0) \dots (2.2.1) \text{重力}$$

特殊相対性論では、慣性質量 (2.29) が質点の持つ全エネルギーに等価であることを (2.46) で導出できる。
このことでは、太陽の質量 (2.1.59) を使用すると地球——地球の質量 (2.1.58) である。——よりも大きな全エ

エネルギーを持つことを太陽に仮定できる.

$m(v)$ kg…(2.29)変数である慣性質量

$E = m \cdot c^2$ …(2.46)慣性質量およびエネルギーの等価性 (equivalence of mass and energy)

$M_{\text{Sun}} = 1.99 \times 10^{30}$ kg…(2.1.59)太陽の質量

$M_{\text{Earth}} = 5.98 \times 10^{24}$ kg…(2.1.58)地球の質量

太陽の質量 (2.1.59) および地球の質量 (2.1.58) は、重力質量であるものと扱うことができる. 一方, (2.46) の質量は慣性質量である. ニュートン力学でも慣性質量および重力質量の等価性の仮定を使用していることは主張できる. (2.29) では, 速度で移動している質点の慣性質量が変数であることを仮定している. 重力質量は一般には静止している状態での観測を仮定できる. 静止している状態の慣性質量は, 静止質量 (2.28) で定義できる特殊相対性理論である. (2.1.72) での慣性質量は, ニュートンの運動方程式での定数であるので一般には静止質量 (2.28) に近似できるものと仮定できる.

$m_{\text{in_Newton}} = m_{\text{in_Newton}g}$ …(2.1.72)慣性質量および重力質量の等価性の仮定

$m_0 = m(v) \cdot \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$, ($0 \leq v \leq c$)…(2.28)静止質量の定義

太陽の光は電磁波であることをマクスウェルの方程式系で説明できる. その光は, 真空中では定数である (2.12) で伝搬する. 特殊相対性理論での慣性座標系 (inertial coordinate-system) 上では, 光速不変の原理が採用されている. このことで, すべての慣性座標系上で真空中の光は真空中の光の速さ (2.12) で伝搬する. 電磁気学でも量子論でも光がエネルギーを持つことは説明されている. 太陽から放出される光であるので, その放出された光のエネルギー分は太陽から減少している分であるものとエネルギーの保存則では仮定できる. (2.1.72) を使用して, 慣性質量およびエネルギーの等価性 (2.46) での太陽のエネルギーを仮定できる. 慣性質量およびエネルギーの等価性 (2.46) では, ニュートン力学では2つで別の法則であった質量の保存則およびエネルギーの保存則がひとつに記述できていることになる.

$c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \times \epsilon_0}} \frac{\text{m}}{\text{s}}$, ($c \neq 0, c > 0$)…(2.12)

$c = 299\,792\,458 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ …(2.13) SI でメートルの定義を与える際に, 真空中の光の速さ (2.13) の値に定義した.

2つの質点を仮定して, ニュートンの万有引力の法則 (Newton's law of universal gravitation) (2.1.36) を使用して地球と他の質点との単位質量当たりの万有引力の強さについて説明する. 地球と他の質点との単位質量当たりの万有引力の大きさは, (2.1.52) で導出している. (2.1.52) は, ベクトルで記述してニュートンの万有引力の法則を使用して地球と他の質点との単位質量当たりの万有引力の強さになる.

$f_{\text{universal}} = G \cdot \frac{m_1 \cdot M_2}{r_{12}^2}$ …(2.1.36)ニュートンの万有引力の法則

$g_{\text{universal}} = G \cdot \frac{M_{\text{Earth}}}{r_{\text{Em}}^2}$ …(2.1.52)地球と他の質点との単位質量当たりの万有引力の大きさ

ニュートンの万有引力の法則 (2.1.36) に記述した重力質量 (2.1.38) は質点1の質量で図 2.2.1 に仮定する. ニ

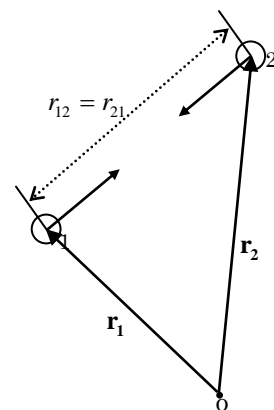


図 2.2.1 2つの質点の位置ベクトル

ニュートンの万有引力の法則 (2.1.36) に記述した重力質量 (2.1.39) は質点 2 の質量で図 2.2.1 に仮定する. 図 2.2.1 の 2 つの質点間の直線距離は, (2.1.40) である.

$m_1 \cdots$ (2.1.38) 重力質量

$M_2 \cdots$ (2.1.39) 重力質量

$r_{12} \cdots$ (2.1.40) 2 つの質点の相対的配置での直線距離

図 2.2.1 のニュートン力学の慣性座標系上の原点 O から質点 1 までの位置ベクトルは (2.2.7) である. 図 2.2.1 のニュートン力学の慣性座標系上の原点 O から質点 2 までの位置ベクトルは (2.2.8) である.

$\mathbf{r}_1 \cdots$ (2.2.7) 質点 1 の位置ベクトル

$\mathbf{r}_2 \cdots$ (2.2.8) 質点 2 の位置ベクトル

図 2.2.1 で質点 1 から質点 2 の方向に作用する万有引力 (2.2.9) は, 質点 2 の質量から生じる引力である. その質点 2 から生じる引力 (2.2.9) は, 質点 1 に作用する. 質点 2 から生じる引力のベクトル (2.2.9) は, 質点 2 から質点 1 に向かう位置ベクトル (2.2.10) で 2 つの質点間の線分上で引力の起因となる質点に記述できる. 質点 2 を起因とする万有引力の方向は, 質点 1 から質点 2 へ向かうので位置ベクトル (2.2.10) とは逆向きである. その逆向きは, 位置ベクトル (2.2.10) に負号を付けることで記述できる. その万有引力の大きさは (2.1.36) で記述できるので, 質点 1 から質点 2 の方向に作用する万有引力 (2.2.9) になる.

$\mathbf{f}_{\text{universal}_{12}} = -f_{\text{universal}} \cdot \frac{\mathbf{r}_{21}}{|\mathbf{r}_{21}|} \cdots$ (2.2.9) 遠隔作用で説明する万有引力

$\mathbf{r}_{21} = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2 \cdots$ (2.2.10)

図 2.2.1 で質点 2 から質点 1 の方向に作用する万有引力 (2.2.11) は, 質点 1 の質量から生じる引力である. その質点 1 から生じる引力 (2.2.11) は, 質点 2 に作用する. 質点 1 から生じる引力のベクトル (2.2.11) は, 質点 1 から質点 2 に向かう位置ベクトル (2.2.12) で 2 つの質点間の線分上で引力の起因となる質点に記述できる. 質点 1 を起因とする万有引力の方向は, 質点 2 から質点 1 へ向かうので位置ベクトル (2.2.12) とは逆向きである. その逆向きは, 位置ベクトル (2.2.12) に負号を付けることで記述できる. その万有引力の大きさは (2.1.36) で記述できるので, 質点 2 から質点 1 の方向に作用する万有引力 (2.2.11) になる.

$\mathbf{f}_{\text{universal}_{21}} = -f_{\text{universal}} \cdot \frac{\mathbf{r}_{12}}{|\mathbf{r}_{12}|} \cdots$ (2.2.11) 遠隔作用で説明する万有引力

$\mathbf{r}_{12} = \mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1 \cdots$ (2.2.12)

ニュートンの万有引力の法則 (2.1.36) は, 重力質量に (2.1.42) および (2.1.43) を仮定することで (2.1.49) の表現に記述できた. (2.1.49) は, (2.1.51) に書き直すことができる.

$m_1 = m_{\text{in_Newtong}} \cdots$ (2.1.42)

$M_2 = M_{\text{Earth}} \cdots$ (2.1.43)

$f_{\text{universal}} = m_{\text{in_Newtong}} g_{\text{universal}}, (m_{\text{in_Newtong}} = \text{const.}) \cdots$ (2.1.49)

$g_{\text{universal}} = \frac{f_{\text{universal}}}{m_{\text{in_Newtong}}}, (m_{\text{in_Newtong}} \neq 0) \cdots$ (2.1.51) 単位質量当たりの万有引力の大きさ

(2.1.51) では, 2 つの質点間の直線距離に (2.1.41) を仮定して, (2.1.52) を記述できた. 質点 1 から質点 2 の方向に作用する万有引力 (2.2.9) の右辺に (2.1.49) の右辺を代入すると (2.2.13) になる.

$r_{\text{Em}} = R_{\text{Earth}} + \Delta r \cdots$ (2.1.41)

$g_{\text{universal}} = G \cdot \frac{M_{\text{Earth}}}{r_{\text{Em}}^2} \cdots$ (2.1.52) 地球と他の質点との単位質量当たりの万有引力の大きさ

$$\mathbf{f}_{\text{universal}_12} = -m_{\text{in_Newtong}} \cdot g_{\text{universal}} \cdot \frac{\mathbf{r}_{21}}{|\mathbf{r}_{21}|} \dots (2.2.13)$$

質点1から質点2の方向に作用する万有引力(2.2.13)の右辺には、(2.2.14)のベクトルを仮定できる。ベクトル(2.2.14)は、地球と他の質点との単位質量当たりの万有引力の強さである。

$$\mathbf{g}_{\text{uni}_21} = -g_{\text{universal}} \cdot \frac{\mathbf{r}_{21}}{|\mathbf{r}_{21}|} \dots (2.2.14) \text{地球と他の質点との単位質量当たりの万有引力の強さ}$$

質点1から質点2の方向に作用する万有引力(2.2.13)の右辺に、地球と他の質点との単位質量当たりの万有引力の強さ(2.2.14)を代入すると(2.2.15)になる。

$$\mathbf{f}_{\text{universal}_12} = m_{\text{in_Newtong}} \mathbf{g}_{\text{uni}_21} \dots (2.2.15)$$

ニュートンの万有引力の法則では、遠隔作用を説明している。遠隔作用の説明は、絶対空間および絶対時間を仮定している。このようなニュートン力学では、ニュートンの第3法則を使用する。このことで、ニュートンの万有引力の法則の同時に時間零で作用する遠隔の相互作用を説明している。(2.1.14)は単位質量当たりの万有引力の強さであるが、一般相対性理論の重力場(2.140)とは異なる。(2.2.14)では、同時に時間零で遠隔作用が生じる。重力場では、質量を持った粒子間に重力(2.2.1)を生じさせる粒子が放出および吸収されることを仮定している。その放出および吸収される粒子はエネルギー保存則を満足するように移動することを仮定している。このような粒子の移動で、遠隔作用ではないことになる。さらに、その移動を根拠に同時に時間が零で万有引力が相互作用することは否定される。このことで、(2.2.14)が重力場(2.140)であることは否定できる。一般相対性理論では、絶対空間および絶対時間は否定できる。これらのことを根拠に、ニュートンの万有引力の法則では重力場は説明できない。一般相対性理論で、時間に対して静的な重力場でニュートンの万有引力の法則(Newton's law of universal gravitation)に近似できる場合を仮定できる。一般相対性理論の加速度座標系上で、ニュートンの万有引力(2.2.15)は重力(2.2.1)に近似できることがある。重力場については付録vで簡単な説明をしている。

$$\mathbf{f}_g = m_g \cdot \mathbf{g}_{\text{gravitation}}, (m_g \neq 0) \dots (2.2.1) \text{重力}$$

$$\mathbf{g}_{\text{gravitation}} = \frac{\mathbf{f}_g}{m_g}, (m_g \neq 0) \dots (2.140)$$

質点2から質点1の方向に作用する万有引力(2.2.11)に(2.2.15)の導出と同様に、(2.2.16)を仮定できる。(2.2.16)は(2.2.14)とは逆向きである。地球と他の質点との単位質量当たりの万有引力の強さ(2.2.16)および(2.1.49)を使用すると、万有引力(2.2.17)を記述できる。

$$\mathbf{f}_{\text{universal}_21} = -f_{\text{universal}} \cdot \frac{\mathbf{r}_{12}}{|\mathbf{r}_{12}|} \dots (2.2.11) \text{遠隔作用で説明する万有引力}$$

$$\mathbf{g}_{\text{uni}_12} = -g_{\text{universal}} \cdot \frac{\mathbf{r}_{12}}{|\mathbf{r}_{12}|} \dots (2.2.16) \text{地球と他の質点との単位質量当たりの万有引力の強さ}$$

$$f_{\text{universal}} = m_{\text{in_Newtong}} g_{\text{universal}}, (m_{\text{in_Newtong}} = \text{const.}) \dots (2.1.49)$$

$$\mathbf{f}_{\text{universal}_21} = m_{\text{in_Newtong}} \mathbf{g}_{\text{uni}_12} \dots (2.2.17)$$

地球と他の質点との単位質量当たりの万有引力の強さには、(2.2.14)および(2.2.16)で逆向きの関係を記述している。(2.2.14)および(2.2.16)の大きさは、地球と他の質点との単位質量当たりの万有引力の大きさ(2.1.52)である。

$$\mathbf{g}_{\text{uni}_21} = -g_{\text{universal}} \cdot \frac{\mathbf{r}_{21}}{|\mathbf{r}_{21}|} \dots (2.2.14) \text{地球と他の質点との単位質量当たりの万有引力の強さ}$$

$$\mathbf{g}_{\text{uni}_12} = -g_{\text{universal}} \cdot \frac{\mathbf{r}_{12}}{r_{12}} \dots (2.2.16) \text{地球と他の質点との単位質量当たりの万有引力の強さ}$$

$$g_{\text{universal}} = G \cdot \frac{M_{\text{Earth}}}{r_{\text{Em}}^2} \dots (2.1.52) \text{地球と他の質点との単位質量当たりの万有引力の大きさ}$$

慣性質量および重力質量の等価性の仮定 (2.1.72) を使用すると, (2.1.73) になった. (2.1.73) の右辺は, 地球と他の質点との単位質量当たりの万有引力の大きさ (2.1.52) である. (2.1.73) の左辺は, 重さのみの自由落下加速度ベクトル (2.1.29) の大きさである.

$$m_{\text{in_Newton}} = m_{\text{in_Newtong}} \dots (2.1.72) \text{慣性質量および重力質量の等価性の仮定}$$

$$g_{\text{Newton}} = G \cdot \frac{M_{\text{Earth}}}{r_{\text{Em}}^2} \dots (2.1.73)$$

$\mathbf{g}_{\text{Newton}} \dots (2.1.29) \text{重さのみの自由落下加速度ベクトル}$

重さのみの自由落下加速度ベクトル (2.1.29) は, ニュートンの運動方程式での重さの記述 (2.1.30) で重力のみの自由落下運動を仮定している. 重さのみの自由落下加速度ベクトル (2.1.29) の大きさは, (2.1.32) である.

$$\mathbf{f}_{\text{Newton}} = m_{\text{in_Newton}} \cdot \mathbf{g}_{\text{Newton}} \left(m_{\text{in_Newton}} = \text{const.} \right) \dots (2.1.30) \text{ニュートンの運動方程式での重さの記述}$$

$$g_{\text{Newton}} = |\mathbf{g}_{\text{Newton}}|, \left(|\mathbf{g}_{\text{Newton}}| \neq 0 \right) \dots (2.1.32)$$

重さのみの自由落下加速度ベクトル (2.1.29) の大きさ (2.1.32) を使用すると, (2.1.30) の大きさ (2.1.35) を記述できた. ニュートンの運動方程式の大きさ (2.1.35) の運動は, 重力のみの自由落下加速度 (2.1.1) の運動である.

$$f_{\text{Newton}} = m_{\text{in_Newton}} \cdot g_{\text{Newton}} \left(m_{\text{in_Newton}} = \text{const.} \right) \dots (2.1.35)$$

$$\frac{d^2 z}{dt^2} = -\gamma, \left(\gamma = \text{constant} \right) \dots (2.1.1) \text{重力のみの自由落下加速度}$$

(2.1.73) で, 重力のみの自由落下加速度を仮定している. この加速度 (2.1.29) は, (2.1.72) を仮定して使用するものである. 重力のみの自由落下加速度の大きさ (2.1.73) は, 保存力であるニュートンの万有引力の法則 (2.1.36) を仮定したニュートン力学の慣性座標系上での記述である. その重力のみの自由落下加速度の大きさ (2.1.73) の変化は, 自由落下する質点の位置で説明できる. このような変化であるので, その加速度の大きさに変化がニュートンの万有引力のポテンシャルエネルギーの変化を基礎にして記述できることを次に説明する.

$$f_{\text{universal}} = G \cdot \frac{m_1 \cdot M_2}{r_{12}^2} \dots (2.1.36) \text{ニュートンの万有引力の法則}$$

慣性座標系 (inertial coordinate system) 上で位置ベクトル (2.2.18) および (2.2.19) を仮定する. 位置ベクトル (2.2.18) および (2.2.19) の各位置に定義できる質点系に蓄えられているポテンシャルエネルギーの変化量 (2.2.20) を仮定する. (2.2.20) の右辺の第1項は, 位置ベクトル (2.2.19) の相対的配置での質点系に蓄えられているポテンシャルエネルギーである. (2.2.20) の右辺の第2項は, 位置ベクトル (2.2.18) の相対的配置での質点系に蓄えられているポテンシャルエネルギーである. 付録ivで, ニュートンの万有引力の法則 (Newton's law of universal gravitation) のポテンシャルエネルギーを導出している.

$$\mathbf{a} = (x_a, y_a, z_a) \dots (2.2.18)$$

$$\mathbf{b} = (x_b, y_b, z_b) \dots (2.2.19)$$

$$\Delta U_{ab} = U(x_b, y_b, z_b) - U(x_a, y_a, z_a) \dots (2.2.20) \text{質点との相対的配置でのポテンシャルエネルギーの変化量}$$

保存力 (2.2.21) が作用する質点を, 質点との相対的配置でのポテンシャルエネルギーの変化量を定義できる質点系に仮定する. 保存力 (2.2.21) のなす仕事量 (2.2.22) を記述する. 仕事量 (2.2.22) は, 保存力 (2.2.21) が

作用している質点が位置ベクトル (2.2.18) から位置ベクトル (2.2.19) へ移動することを仮定している.

$$\mathbf{F}(\mathbf{s}) = \mathbf{F}(x, y, z) \dots (2.2.21) \text{ 保存力}$$

$$W_{ab} = \int_a^b \mathbf{F}(\mathbf{s}) \cdot d\mathbf{s} \dots (2.2.22)$$

質点との相対的配置でのポテンシャルエネルギーの変化量 (2.2.20) と保存力のなす仕事量 (2.2.22) との関係は (2.2.23) で著者が「電位の簡単な入門 2007 第 1 回」で独自に定義している. (2.2.23) の両辺に, (2.2.20) および (2.2.22) の右辺を代入すると (2.2.24) になる.

$$\Delta U_{ab} \equiv -W_{ab} \dots (2.2.23) \text{ 質点との相対的配置でのポテンシャルエネルギーの変化量 } \Delta U_{ab} \text{ の定義}$$

$$U(x_b, y_b, z_b) - U(x_a, y_a, z_a) = - \int_a^b \mathbf{F}(\mathbf{s}) \cdot d\mathbf{s} \dots (2.2.24) \text{ ニュートンの万有引力のポテンシャルエネルギーの変化}$$

質点との相対的配置でのポテンシャルエネルギーの変化量 (2.2.24) は, 保存力 (2.2.25) に書き直すことができる. ナブラ (nabla) の記号 (2.2.26) を使用すると, 保存力 (2.2.25) は (2.2.27) に記述できる. ナブラの記号については, 「電位の簡単な入門 2007 第 1 回」の付録で説明をしている.

$$\mathbf{F}(\mathbf{s}) = - \frac{\partial U}{\partial x} \mathbf{i} - \frac{\partial U}{\partial y} \mathbf{j} - \frac{\partial U}{\partial z} \mathbf{k} \dots (2.2.25) \text{ 保存力}$$

$$\nabla = \frac{\partial}{\partial x} \mathbf{i} + \frac{\partial}{\partial y} \mathbf{j} + \frac{\partial}{\partial z} \mathbf{k}, (\text{grad} = \nabla, \text{grad} : \text{gradient}, \nabla : \text{nabla}) \dots (2.2.26)$$

$$\mathbf{F}(\mathbf{s}) = -\nabla U \dots (2.2.27)$$

ニュートンの万有引力 (2.2.15) は保存力であるので (2.2.27) の左辺に代入して (2.2.28) を記述できる. ニュートンの万有引力 (2.2.28) は, (2.2.29) で地球と他の質点との単位質量当たりの万有引力の強さを記述できる.

$$\mathbf{f}_{\text{universal}_12} = m_{\text{in_Newtong}} \mathbf{g}_{\text{uni_21}} \dots (2.2.15)$$

$$m_{\text{in_Newtong}} \cdot \mathbf{g}_{\text{uni_21}} = - \frac{\partial U}{\partial x} \mathbf{i} - \frac{\partial U}{\partial y} \mathbf{j} - \frac{\partial U}{\partial z} \mathbf{k} \dots (2.2.28)$$

$$\mathbf{g}_{\text{uni_21}} = -\nabla \frac{U}{m_{\text{in_Newtong}}} \dots (2.2.29)$$

地球と他の質点との単位質量当たりの万有引力の強さ (2.2.29) は, (2.1.73) を使用すると重さのみの自由落下加速度になる. (2.2.15) の左辺は, 質点 1 から地球である質点 2 へと万有引力が作用する. このことでは, (2.1.41) の第 1 項に記述している地球の地表からの直線距離 (2.1.44) の位置から地球の地表へ向かう自由落下運動であるものと説明できる. (2.2.29) では, そのように重さのみの自由落下加速度が地球と自由落下する質点の質点系に蓄えられるポテンシャルエネルギーの変化で記述できる. その加速度の大きさにの変化がニュートンの万有引力のポテンシャルエネルギーの変化で記述できる.

$$g_{\text{Newton}} = G \cdot \frac{M_{\text{Earth}}}{r_{\text{Em}}^2} \dots (2.1.73)$$

$$r_{\text{Em}} = R_{\text{Earth}} + \Delta r \dots (2.1.41)$$

$$\Delta r \dots (2.1.44) \text{ 地球の地表からの直線距離}$$

(2.2.29) の右辺には, ポテンシャル (potential) (2.2.30) と呼ばれるものを記述しているものと扱うことができる. ポテンシャルには, 静電場 (electrostatic field) の電位 (electrostatic potential) と呼ばれるものがある.

(2.2.29) は, 重力場で導出したものではない. 場 (field) およびポテンシャル (potential) の関係は, 付録 v

で説明をしている.

$$\frac{U}{m_{\text{in_Newtong}}} \dots (2.2.30)$$

付録ivで, 地球上の表面上からの直線距離 (2.1.44) に仮定した質点と地球との質点系に蓄えられているポテンシャルエネルギー (a.4.47) を導出している. (a.4.47) は, ニュートンの万有引力の法則で導出している. そのような質点系に蓄えられているポテンシャルエネルギーであり, 重力場に定義したものでは無い. (a.4.47) は, 近似式である. 近似式 (a.4.47) の右辺には, (2.1.55) を記述している. (2.1.55) は, 単位質量当たりの万有引力の大きさである. 慣性質量および重力質量の等価性の仮定 (2.1.72) を使用することで, (2.1.55) は重力のみで自由落下する加速度 (the free-fall acceleration due to the gravitation) として扱うことができる.

$\Delta r \dots (2.1.44)$ 地球の地表からの直線距離

$$\Delta U_{\text{uni_12}} \approx m_{\text{in_Newtong}} g_{\text{uni_R}_E} \cdot \Delta r \dots (a.4.47)$$

$$g_{\text{uni_R}_E} = G \cdot \frac{M_{\text{Earth}}}{R_{\text{Earth}}^2} \dots (2.1.55) \text{地球と地表の質点との単位質量当たりの万有引力の大きさ}$$

$$m_{\text{in_Newtong}} = m_{\text{in_Newtong}} \dots (2.1.72) \text{慣性質量および重力質量の等価性の仮定}$$

付録vで定義した万有引力のポテンシャル (a.5.10) を使用すると, ポテンシャルエネルギー (a.4.47) の左辺で万有引力のポテンシャル (a.5.14) を記述できる. 万有引力のポテンシャル (a.5.14) の右辺の分子に, 万有引力のポテンシャルエネルギー (a.4.47) の右辺を代入すると万有引力のポテンシャル (a.5.15) になる.

$$\Phi_{\text{uni_r}} \equiv \frac{U_{\text{uni_r}}}{m_r} \dots (a.5.10) \text{万有引力のポテンシャル (potential) の定義}$$

$$\Phi_{\text{uni_12}} = \frac{\Delta U_{\text{uni_12}}}{m_{\text{in_Newtong}}} \dots (a.5.14)$$

$$\Phi_{\text{uni_12}} \approx g_{\text{uni_R}_E} \cdot \Delta r \dots (a.5.15) \text{万有引力のポテンシャル}$$

万有引力のポテンシャル (a.5.15) は単位質量当たりの万有引力の大きさ (a.5.16) に書き直すことができる. 慣性質量および重力質量の等価性の仮定 (2.1.72) を使用して, (a.5.16) を重力のみの自由落下加速度として扱う.

(a.5.16) の右辺の分子に記述したポテンシャルエネルギーは静的なエネルギーであるものと仮定する. そのような静的なポテンシャルエネルギーのポテンシャルは定数である, ものと仮定できる. (a.5.16) の分母は定数である場合に, (a.5.16) の分子のポテンシャルが定数であるので (a.5.16) の左辺は定数である. この定数は, 重力のみの自由落下加速度 (a.5.16) が定数であることを説明している.

$$g_{\text{uni_R}_E} \approx \frac{\Phi_{\text{uni_12}}}{\Delta r}, (\Delta r \neq 0) \dots (a.5.16)$$

重力のみの自由落下加速度 (2.1.73) は, 位置で変化することを説明している. (2.1.73) の右辺は, (2.1.41) に (2.1.53) を仮定すると (2.1.55) の右辺に等しい. (2.1.44) が定数であるので, (a.5.16) を記述しているポテンシャルは地球の表面上からの直線距離 (2.1.44) の相対的配置の定数になる. このポテンシャルが定数であるものと仮定できる領域は, 微小な領域であることになる.

$$g_{\text{Newton}} = G \cdot \frac{M_{\text{Earth}}}{r_{\text{Em}}^2} \dots (2.1.73)$$

$$r_{\text{Em}} = R_{\text{Earth}} + \Delta r \dots (2.1.41)$$

$$\Delta r = 0 \dots (2.1.53)$$

$\Delta r \dots (2.1.44)$ 地球の地表からの直線距離

———等価原理 (the principle of equivalence) ———

加速度が位置で変化する．一様な加速度の領域を仮定する．その加速度が定数である．地球では位置で重力が変化する．このことは、ニュートンの万有引力の法則 (Newton's law of universal gravitation) で説明できた．加速度が定数であることを仮定する場合には、上述で微小な領域に限定できた．重力 (2.2.1) の加速度を重力場 (2.140) の成分で記述する場合には、重力場 (2.140) の位置で質点に作用する重力 (2.2.1) が異なることを記述できる．

$$\mathbf{f}_g = m_g \cdot \mathbf{g}_{\text{gravitation}}, (m_g \neq 0) \dots (2.2.1) \text{ 重力}$$

$$\mathbf{g}_{\text{gravitation}} = \frac{\mathbf{f}_g}{m_g}, (m_g \neq 0) \dots (2.140)$$

座標系 K：一様な重力場 (a homogeneous gravitational field) に静止している座標系である．その重力は、z 軸の負の方向に作用している．ここでは、重力場 (2.140) は一様な重力場であることを仮定する．一様な重力場の大きさ (2.2.31) は、重力場に静止している座標系 K の z 軸の負の方向のみに作用する．

$$\mathbf{g}_{\text{gravitation}} = \frac{\mathbf{f}_g}{m_g}, (m_g \neq 0) \dots (2.140)$$

$$|\mathbf{g}_{\text{gravitation}}| = \gamma, (\gamma = \text{const.}) \dots (2.2.31)$$

座標系 K 上の質点は、一様な重力場 (2.2.31) に仮定している．質点の重力のみの自由落下加速度 (the free-fall acceleration due to the gravitation) 運動では加速度 (2.2.32) ~ (2.2.34) のようになる．

$$\frac{d^2x}{dt^2} = 0 \dots (2.2.32)$$

$$\frac{d^2y}{dt^2} = 0 \dots (2.2.33)$$

$$\frac{d^2z}{dt^2} = -\gamma, (\gamma = \text{const.}) \dots (2.2.34)$$

座標系 K₀：特殊相対性理論で採用した慣性座標系である．

座標系 K₁：座標系 K の z 軸の正の方向に一様な加速度 (2.2.35) ~ (2.2.37) の運動をする加速度座標系である．その加速度 (2.2.35) ~ (2.2.37) は慣性座標系 K₀ で観測する．

$$\frac{d^2x_0}{dt^2} = 0 \dots (2.2.35)$$

$$\frac{d^2y_0}{dt^2} = 0 \dots (2.2.36)$$

$$\frac{d^2z_0}{dt^2} = \gamma, (\gamma = \text{const.}) \dots (2.2.37)$$

等価原理 (the principle of equivalence) は、「加速度座標系 K₁ 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 K₁ の加速度は慣性座標系 K₀ で観測するものと仮定する．

等価原理 (the principle of equivalence) では、重力場に静止している座標系 K および加速度座標系 K₁ は、それらの座標系上での物理学の説明で等価になるものと仮定する。

その加速度座標系 K₁ 上で静止している観測者には、他の質点から十分に距離を置いた——慣性座標系上で慣性の法則に従っている運動をしている——質点が z 軸の負の方向に加速度 (2.2.34) $\gamma > 0$ のみで自由落下運動をするように見える。加速度 (2.2.34) は、等価原理で加速度座標系上に仮定した重力場の重力のみの自由落下加速度である。

$$\frac{d^2z}{dt^2} = -\gamma, (\gamma = \text{const.}) \dots (2.2.34)$$

特殊相対性原理は一般相対性原理に替わることで、一般相対性理論の計算をする。光速不変の原理は直接には使用されず等価原理を使用する。等価原理で導出する真空中の光の速さの減速に光速不変の原理が成立することを説明できる。この光速不変の原理について 2 章 4 節で説明をしている。

(2.2.34) は、一様な重力場 (a homogeneous gravitational field) の重力のみの自由落下加速度 (the free-fall acceleration due to the gravitation) である。(2.2.37) は、慣性座標系 K₀ で観測している加速度座標系 K₁ の加速度である。(2.2.34) の大きさは加速度 (2.2.37) に等しいが、向きは逆向きである。(2.2.34) および (2.2.37) は絶対加速度ではない。慣性座標系 K₀ で観測した加速度座標系の加速度は、その加速度を生じさせる合力が質点に作用することで運動方程式 (a.1.15) に仮定できる。ここでは、その合力を生じせるものは解明していないで重力場を仮定している一般相対性理論である。運動方程式で説明できる質点の加速度の合力は、合力の変換 (2.89) ~ (2.91) を使用すると慣性座標系ごとに異なる値になることを説明できる。その合力が慣性座標系ごとに異なることで、運動方程式 (a.1.26) で説明できる加速度が慣性座標系ごとに異なることを説明できる。

$$f_{x1} = \frac{dm_1}{dt_1} \cdot v_{x1} + m_1 \cdot \frac{dv_{x1}}{dt_1} \dots (a.1.15)$$

$$f_x = \frac{f_{x1}}{\left(1 + \frac{u \cdot v_{x1}}{c^2}\right)} + \frac{u}{c^2} \cdot \frac{\mathbf{f}_1 \cdot \mathbf{v}_1}{\left(1 + \frac{u \cdot v_{x1}}{c^2}\right)} \dots (2.89) \text{ x 軸の合力成分}$$

$$f_y = f_{y1} \cdot \frac{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}}{\left(1 + \frac{u}{c^2} \cdot v_{x1}\right)} \dots (2.90) \text{ y 軸の合力成分}$$

$$f_z = f_{z1} \cdot \frac{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}}{\left(1 + \frac{u}{c^2} \cdot v_{x1}\right)} \dots (2.91) \text{ z 軸の合力成分}$$

$$f_x = \frac{dm}{dt} \cdot v_x + m \cdot \frac{dv_x}{dt} \dots (a.1.26)$$

そのように加速度が慣性座標系ごとに異なることは加速度の変換式 (2.84) ~ (2.86) で記述できる。このよう

に慣性座標系ごとに異なる加速度は、ニュートン力学の絶対加速度 (2.20) とは異なる。ニュートン力学の絶対加速度 (2.20) は、すべて慣性座標系で同じ加速度になる。

$$a_x(t) = \frac{a_{x1}(t_1)}{\gamma^3 \cdot \left(1 + \frac{u \cdot v_{x1}}{c^2}\right)^3} \dots (2.84) \text{ x 軸の加速度成分}$$

$$a_y(t) = \left(a_{y1}(t_1) - \frac{\frac{u \cdot v_{y1}}{c^2}}{1 + \frac{u \cdot v_{x1}}{c^2}} \cdot a_{x1}(t_1) \right) \cdot \frac{1}{\gamma^2 \cdot \left(1 + \frac{u \cdot v_{x1}}{c^2}\right)^2} \dots (2.85) \text{ y 軸の加速度成分}$$

$$a_z(t) = \left(a_{z1}(t_1) - \frac{\frac{u \cdot v_{z1}}{c^2}}{1 + \frac{u \cdot v_{x1}}{c^2}} \cdot a_{x1}(t_1) \right) \cdot \frac{1}{\gamma^2 \cdot \left(1 + \frac{u \cdot v_{x1}}{c^2}\right)^2} \dots (2.86) \text{ z 軸の加速度成分}$$

$$\frac{d^2 x_1}{dt^2} = \frac{d^2 x}{dt^2} \frac{m}{s^2} \dots (2.20) \text{ 加速度の変換}$$

加速度の変換式 (2.84) ~ (2.86) の加速度では、加速度の相対性は説明できていない。加速度の相対性では、加速度が変化することでは運動方程式の合力が変化することを要求する。慣性座標系上で観測する加速度で自由落下する質点には、その質点に作用している自由落下の加速度の合力を仮定している。その自由落下の加速度が変化することで、その合力が変化することでは自由落下する仮定で説明できる現象に合力を変化させる現象を仮定している。このことでは、慣性座標系が真空中であることに反する場合がある。自由落下することで、その質点の加速度が位置で変化することは仮定できる。その位置を微小な領域内に仮定することで、定数である自由落下の加速度を仮定できる。その定数である加速度は、重力場内で静止している座標系で観測している。その自由落下している加速度で移動する質点に重力が作用していることを仮定している。その重力は、その重力場内の位置で異なることで自由落下の加速度が位置で異なることを説明する。加速度が位置で異なることで、異なる重力が作用している。このことは、加速度が変化することで、一様な重力場の重力が変化することを意味する。このことで、一様な重力場を仮定した微小な領域で一様な重力のみの自由落下の加速度を仮定する。その自由落下する質点は、一様な重力場内で観測している。一様な重力場は、重力のみの自由落下加速度で仮定できる。慣性座標系ごとに異なる加速度が観測できることでは、慣性座標系ごとに異なる合力を仮定している。その合力の変化で説明できる自由落下の現象ではない。このことでは、特殊相対性理論では慣性座標系内で自由落下する現象を仮定できないことを光速不変の原理で真空中の光の速さに仮定している。真空中の光が、すべての慣性座標系で同じ定数になる。真空中で質点が同じ加速度で自由落下することでは、定数である真空中の光で時間を観測するので一様な重力のみの自由落下する質点の移動距離が直線距離になる。加速度運動している質点には、真空中の光が加速度運動しているように仮定できる。このことでは、真空中の光が等速直線運動しているものとは異なる。直線距離で自由落下している質点が一様な加速度の領域外では、別の異なる加速度で自由落下することが仮定できる。このことで、自由落下する質点の加速度は領域ごとに変化して、位置で重力のみの自由落下加速度が変化することを仮定できる。この仮定では、光速不変の原理が成立していない座標系である。光が加速度運動しているように、自由落下する質点には見える座標系を仮定していることになる。慣性座標系上では、真空中の光は光速不変の原理で等速直線運動をしている。このことで、特殊相対性理論の合力の変換 (2.89) ~ (2.91) および加速度の変換 (2.84) ~ (2.86) では説明できない光の加速度運動が観察できることになる。

重力場 (2.140) では、右辺に重力質量 (2.141) を記述している。電磁気学 (electromagnetism) で電磁波 (electromagnetic wave) が真空中の光の速さ (speed of light in a vacuum) (2.12) で等速直線運動をして伝搬することをマクスウェルの方程式系 (Maxwell's equations) (2.6) ~ (2.9) で導出できる——「電位の簡単な入門 2007Option」の電磁波の波動方程式で (2.12) を導出している。——

$$\mathbf{g}_{\text{gravitation}} = \frac{\mathbf{f}_g}{m_g}, (m_g \neq 0) \dots (2.140)$$

$m_g \dots$ (2.141) 重力質量

$$c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \times \epsilon_0}} \frac{\text{m}}{\text{s}}, (c \neq 0, c > 0) \dots (2.12)$$

特殊相対性理論の慣性座標系では、その等速直線運動はニュートンの運動の第1法則——慣性の法則である。——を満足するものと仮定する。このことで、電磁波を説明できる真空中の光の粒子には、アインシュタイン先生が修正したニュートンの運動方程式 (2.36) の合力が作用していないものと仮定する。

$$\mathbf{f} = \frac{d(m \cdot \mathbf{v})}{dt} \dots (2.36) \text{アインシュタインが修正したニュートンの運動方程式}$$

(2.140) で仮定する重力場は、等価原理で加速度座標系上に記述できることを仮定している。加速度座標系上で真空中の光を観測すると、上述のように加速度運動をしていることを観測できる。加速度運動している光には、重力場内で重力が作用している。加速度運動している光の粒子には慣性質量を仮定できることを特殊相対性理論で導出している。このことでは、(2.140) の右辺の重力質量と慣性質量との等価性の問題を残している。ニュートン力学では、慣性質量および重力質量の等価性の仮定 (2.1.72) を仮定した。

$$m_{\text{in_Newton}} = m_{\text{in_Newton}} \dots (2.1.72) \text{慣性質量および重力質量の等価性の仮定}$$

慣性質量では、慣性質量およびエネルギーの等価性 (equivalence of mass and energy) (2.46) を特殊相対性理論で導出している。(2.46) は、質点の持つ全エネルギーである。質点の持つ全エネルギー (2.46) では、質量保存の法則およびエネルギーの保存則をひとつの式で記述している。これらの法則は、ニュートン力学では2つに分かれていたものである。「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」で (2.46) は導出している。

$$E = m \cdot c^2 \dots (2.46) \text{慣性質量およびエネルギーの等価性 (equivalence of mass and energy)}$$

質点の持つ全エネルギー (2.46) に記述している慣性質量との等価性が、重力質量での質量保存の法則およびエネルギーの保存則との関係を考える問題でもある。光の加速度運動を観測できる加速度座標系上では、慣性座標系上で等速直線運動している真空中の光に重力が作用して加速度運動を観測できるものと仮定できる。このことで、ニュートン力学の慣性座標系および特殊相対性理論の慣性座標系で採用していた慣性の法則が成立しない座標系である。特殊相対性理論で、ニュートンの第2法則および第3法則は成立しないことを導出できた。一般相対性理論では、上述のように光速不変の原理で保証されている真空中の光が加速度運動をする加速度座標系を使用している。その加速度運動している光には重力が作用していることでニュートンの第1法則が成立しないことになる。このことでは、慣性座標系上で観測している光の粒子は等速度運動している。加速度運動 (accelerated motion) しているのは、加速度座標系である。その加速度座標系から、慣性座標系上の光の粒子を観測すると加速度運動している。その加速度運動している粒子には重力が作用している。その光の粒子が加速度座標系で慣性の法則を満足するように、合力が零の状態で加速度運動をしているように観測できるものとは異なる。その光の粒子の加速度は、加速度座標系の加速度運動で生じる加速度座標系上に仮定した重力場の重力を起因とする加速度である。この意味では、重力には見かけの重力を仮定できる。この見かけの重力である質点に作用する重力は

加速度座標系の加速度運動を等速度運動にすることで消滅する。地球のような回転運動で生じる加速度運動の重力は、そのような見かけの重力とは異なるものと考えられることになる。

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) に静止していることを仮定する座標系 K での自然の法則 (the laws of nature) に等しいものと仮定している等価原理である。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。等価原理では、絶対加速度 (the absolute acceleration) を採用しない。等価原理の加速度は、加速度座標系間で相対的である。 慣性座標系 K_0 上で静止している物質も加速度座標系上で加速度運動 (accelerated motion) するように見える。

特殊相対性理論では、2つの慣性座標系間で加速度の変換式 (2.84) ~ (2.86) を導出できる。その加速度座標系を観察しているひとつの慣性座標系上では、その加速度座標系上で重力のみの自由落下運動をしている質点は静止している——無重力の状態である。——ことを仮定できる。各慣性座標系上で、その加速度座標系の加速度は異なる加速度として観測できることを加速度の変換式 (2.84) ~ (2.86) で説明できる。 ひとつの加速度座標系上で加速度運動する質点の加速度は、その加速度座標系の各時点の加速度で異なることを仮定できる。

$$a_x(t) = \frac{a_{x1}(t_1)}{\gamma^3 \cdot \left(1 + \frac{u \cdot v_{x1}}{c^2}\right)^3} \dots (2.84) \text{ x 軸の加速度成分}$$

$$a_y(t) = \left(a_{y1}(t_1) - \frac{u \cdot v_{y1}}{c^2} \cdot a_{x1}(t_1) \right) \cdot \frac{1}{\gamma^2 \cdot \left(1 + \frac{u \cdot v_{x1}}{c^2}\right)^2} \dots (2.85) \text{ y 軸の加速度成分}$$

$$a_z(t) = \left(a_{z1}(t_1) - \frac{u \cdot v_{z1}}{c^2} \cdot a_{x1}(t_1) \right) \cdot \frac{1}{\gamma^2 \cdot \left(1 + \frac{u \cdot v_{x1}}{c^2}\right)^2} \dots (2.86) \text{ z 軸の加速度成分}$$

ニュートン力学 (Newtonian mechanics) の絶対空間 (absolute space) で、質点が加速度運動している。加速度座標系上では、その質点に合力が作用していないことをニュートン力学で説明する。このことは、慣性力 (inertial force) (2.5) を導入して説明をしている——3章で説明をしている。——。特殊相対性理論では、ローレンツ変換式 (2.48) ~ (2.51) ——右辺の係数は、(2.52) である。——を導出できる慣性座標系を採用する。その慣性座標系上を加速度運動する質点には合力 (2.36) が作用していることを説明できる。

$$-m_{\text{in_Newton}} \cdot \mathbf{a}, (m_{\text{in_Newton}} = \text{const.}) \dots (2.5) \text{ 慣性力}$$

$$x_1 = \gamma_r \cdot (x - u \cdot t) \dots (2.48) \text{ 慣性座標系 } S_1 \text{ の } x_1 \text{ 軸の値}$$

$$y_1 = y \dots (2.49) \text{ 慣性座標系 } S_1 \text{ の } y_1 \text{ 軸の値}$$

$$z_1 = z \dots (2.50) \text{ 慣性座標系 } S_1 \text{ の } z_1 \text{ 軸の値}$$

$$t_1 = \gamma_r \cdot \left(t - \frac{u \cdot x}{c^2} \right) \dots (2.51) \text{ 慣性座標系 } S_1 \text{ の時間軸 } t_1 \text{ の値}$$

$$\gamma_r = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}} (= \text{const.}), (u \neq c) \dots (2.52) \text{ 係数 (coefficient)}$$

$$\mathbf{f} = \frac{d(m \cdot \mathbf{v})}{dt} \dots (2.36) \text{アインシュタインが修正したニュートンの運動方程式}$$

本書では図 2.1 の 2 つの慣性座標系を仮定した。図 2.1 の慣性座標系 S には等速度 (2.64) を仮定している。図 2.1 の慣性座標系 S₁ には等速度 (2.65) を仮定している。

$$\mathbf{u}_{S \rightarrow S_1} = -u\mathbf{i}_1, (u = \text{const.}) \dots (2.64) \text{慣性座標系 } S_1 \text{ の } x_1 \text{ 成分および } t_1 \text{ 成分で記述した慣性座標系 } S \text{ の等速度}$$

$$\mathbf{u}_{S_1 \rightarrow S} = u\mathbf{i}, (u = \text{const.}) \dots (2.65) \text{慣性座標系 } S \text{ の } x \text{ 成分および } t \text{ 成分で記述した慣性座標系 } S_1 \text{ の等速度}$$

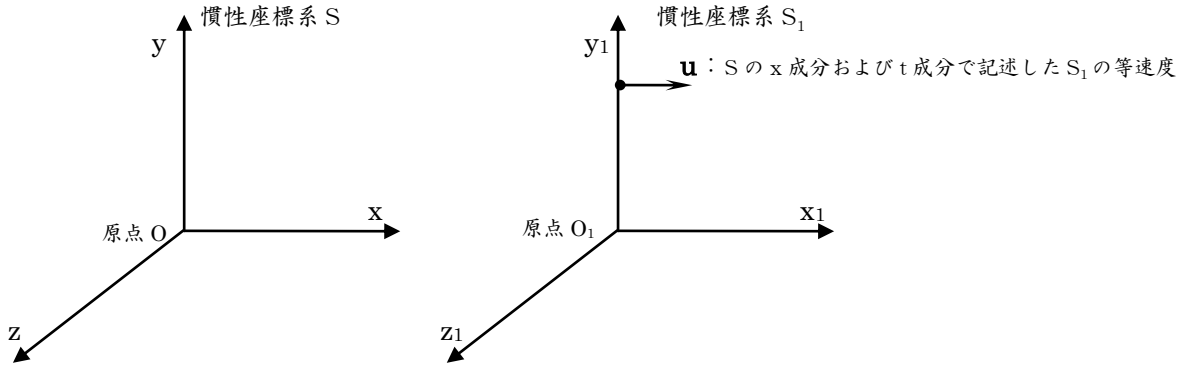


図 2.1 慣性座標系

光速不変の原理で慣性座標系上の真空中の光は定数 (2.12) である。2 つの慣性座標系間の時間は、ローレンツ変換 (2.51) の時点の変換 (2.51) で相対的であることを説明している。

$$c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \times \epsilon_0}} \frac{\text{m}}{\text{s}}, (c \neq 0, c > 0) \dots (2.12)$$

$$t_1 = \gamma_r \cdot \left(t - \frac{u \cdot x}{c^2} \right) \dots (2.51)$$

時点の変換 (2.51) は、時間の変換 (2.2.38) を導出できる。時間の変換 (2.2.38) の左辺は、慣性座標系 S₁ の時間である。

$$\Delta t_1 = \gamma_r \cdot \left(\Delta t - \frac{u \cdot \Delta x}{c^2} \right) \dots (2.2.38)$$

時間の変換 (2.2.38) の右辺の慣性座標系 S の時間は、(2.2.39) の右辺のように記述できる。時間の変換 (2.2.39) は、慣性座標系 S₁ および S の時間が等しくないことを説明している。

$$\Delta t_1 = \Delta t \cdot \gamma_r \cdot \left(1 - \frac{u \cdot \Delta x}{c^2} \right) \dots (2.2.39)$$

時間の変換 (2.2.39) は、慣性座標系 S₁ の時間および慣性座標系 S の時間の比を (2.2.40) で記述できる。時間の比 (2.2.40) の右辺の質点の速度は、慣性座標系 S₁ の速度とは異なることを仮定している。

$$\frac{\Delta t_1}{\Delta t} = \gamma_r \cdot \left(1 - \frac{u \cdot \frac{\Delta x}{\Delta t}}{c^2} \right), (\Delta t \neq 0) \dots (2.2.40)$$

時間の変換 (2.2.40) の右辺は, (2.2.41) になる. (2.2.41) の左辺に (2.2.40) の左辺を代入すると, (2.2.42) になる.

$$\gamma_r \cdot \left(1 - \frac{u \cdot \frac{\Delta x}{\Delta t}}{c^2} \right) \neq 1, \left(\Delta t \neq 0, u \neq \frac{\Delta x}{\Delta t} \right) \dots (2.2.41)$$

$$\frac{\Delta t_1}{\Delta t} \neq 1, (\Delta t \neq 0) \dots (2.2.42)$$

慣性座標系 S_1 の時間および慣性座標系 S の時間の比 (2.2.42) は, (2.2.43) に書き直すことができる. (2.2.43) の両辺に, 光速不変の原理を仮定して真空中の光の速さ (2.12) を掛けると (2.2.44) になる. (2.2.44) の両辺は, 慣性座標系 S_1 および慣性座標系 S での真空中の光の伝搬距離である. 真空中の光の伝搬距離で, 特殊相対性理論は時間を観測する. (2.2.44) では, 2つの慣性座標系間の時間が異なることを説明している. (2.2.44) の両辺では, 慣性座標系で光速不変の原理を公理とする. 特殊相対性原理で, 各慣性座標系上に (2.2.44) の両辺の計算を使用できる. そのように時間を観測できる記述は等しくても, 時間はローレンツ変換でずれることを説明できる.

$$\Delta t_1 \neq \Delta t, (\Delta t \neq 0) \dots (2.2.43)$$

$$c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \times \varepsilon_0}} \frac{\text{m}}{\text{s}}, (c \neq 0, c > 0) \dots (2.12)$$

$$c \cdot \Delta t_1 \neq c \cdot \Delta t, (\Delta t \neq 0) \dots (2.2.44)$$

真空中の光の伝搬距離 (2.2.45) は時点の微分で記述すると (2.2.45) になる. (2.2.45) では, 時点は時点の変換 (2.51) で関数として扱うことができる. (2.2.45) の微分は, (2.51) を使用した線形関数であるものと説明できる. その線形関数である微分では, 微小量を記述できる. 微小量である微分で, 時間を観測できることでは微小時間での近似式を仮定できる.

$$c \cdot dt_1 \neq c \cdot dt, (dt \neq 0) \dots (2.2.45)$$

$$t_1 = \gamma_r \cdot \left(t - \frac{u \cdot x}{c^2} \right) \dots (2.51)$$

(2.2.45) の右辺の慣性座標系 S 上で真空中の光が微小時間に伝搬する距離は (2.2.46) の左辺で仮定する. その真空中の光の伝搬距離が, 慣性座標系 S_1 上で近似であることを仮定すると (2.2.47) になる.

$$dh = c \cdot dt \dots (2.2.46)$$

$$c \cdot dt_1 \approx dh, (dt \neq 0) \dots (2.2.47)$$

慣性座標系 S_1 上で真空中の光が微小時間に伝搬する距離の近似式 (2.2.47) を使用すると, (2.2.46) で (2.2.48) を仮定できる. 光速不変の原理を仮定しているので, (2.2.48) は微小時間の近似式 (2.2.49) を仮定できる. 微小時間の近似式 (2.2.49) は, 2つの慣性座標系間での近似式である.

$$c \cdot dt_1 \approx c \cdot dt, (dt \neq 0) \dots (2.2.48)$$

$$dt_1 \approx dt, (dt \neq 0) \dots (2.2.49)$$

等価原理を使用する加速度座標系を仮定する．ここでは，慣性座標系での微小時間の近似式 (2.2.49) を応用することで加速度座標系を使用する等価原理の計算を導出する．その計算では，質量保存の法則およびエネルギーの保存則を重力質量で考察する．特殊相対性理論の慣性座標系および一般相対性理論の加速度座標系の関係について図 2.2.1 で説明する．

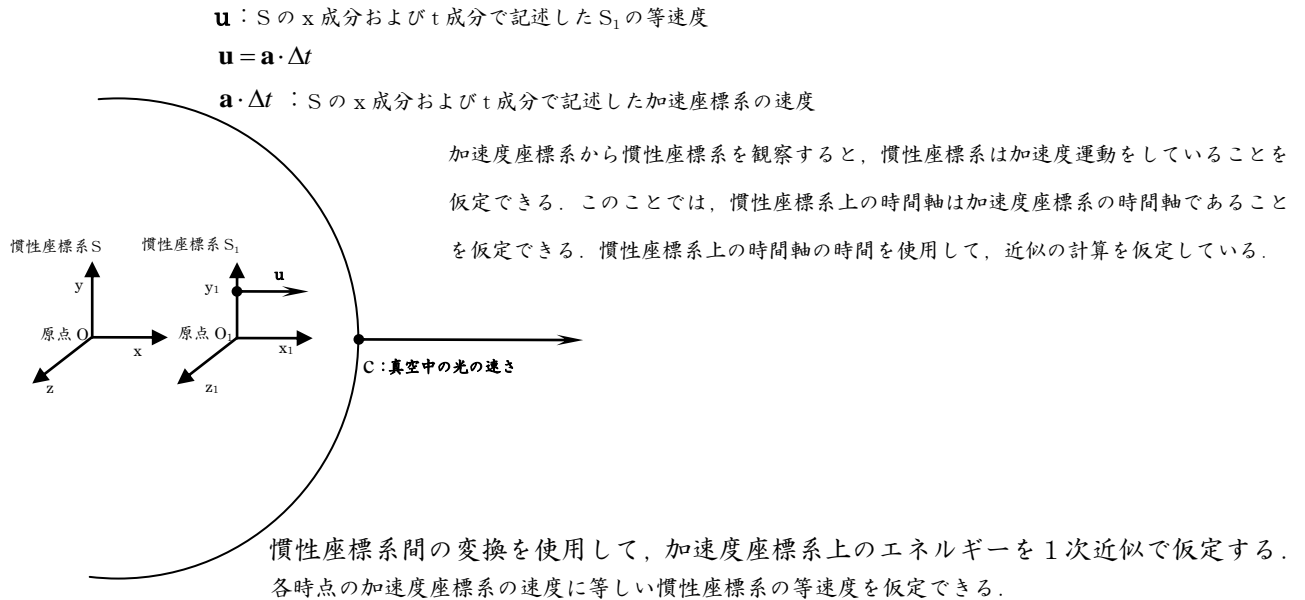


図 2.2.1 慣性座標系および加速度座標系

図 2.2.1 では，特殊相対性理論の慣性座標系で加速度座標系を仮定する．その加速度座標系で，一般相対性理論の等価原理を使用してエネルギーの保存則および質量保存の法則について計算する．図 2.2.1 では慣性座標系 S_1 が (2.2.50) で加速度運動していることを仮定している．その加速度座標系は K_{S1} と記述する．

$$\mathbf{u} = \mathbf{a} \cdot \Delta t \dots (2.2.50)$$

(2.2.50) では，ローレンツ変換の時点の変換 (2.51) で時間の変換 (2.2.39) を仮定している．慣性座標系 S では，光速不変の原理を仮定している．光速不変の原理は特殊相対性理論の慣性座標系に仮定したものである．加速度座標系 K_{S1} は，特殊相対性理論の慣性座標系ではない．加速度座標系 K_{S1} には，光速不変の原理は仮定していない．慣性座標系 S_1 には，光速不変の原理は仮定している．

$$t_1 = \gamma_r \cdot \left(t - \frac{\mathbf{u} \cdot \mathbf{x}}{c^2} \right) \dots (2.51)$$

$$\Delta t_1 = \Delta t \cdot \gamma_r \cdot \left(1 - \frac{\mathbf{u} \cdot \frac{\Delta \mathbf{x}}{\Delta t}}{c^2} \right) \dots (2.2.39)$$

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．

図 2.1 の慣性座標系 S および S_1 には，光速不変の原理を使用して (2.63) を記述できる．光速不変の原理で真

空中の光の速さは (2.12) を使用できる. (2.63) は, 慣性座標系で不変であるが加速度座標系である K_{S1} には, 保証されていない. このことでは, 加速度座標系 K_{S1} では図 2.2.1 のように光の伝搬距離が光速不変の原理で保証されている定数 (2.12) を使用して (2.51) で記述できないことにならない. (2.63) の不変性は (2.2.51) が慣性座標系 S_1 に保証されていることで記述できている.

$$c^2 \cdot t^2 - (x^2 + y^2 + z^2) = c^2 \cdot t_1^2 - (x_1^2 + y_1^2 + z_1^2) \dots (2.63)$$

$$c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \times \epsilon_0}} \frac{\text{m}}{\text{s}}, (c \neq 0, c > 0) \dots (2.12)$$

$c \cdot \Delta t_1, (\Delta t_1 \neq 0) \dots (2.2.51)$ 慣性座標系 S_1 にでの真空中の光の伝搬距離

2つの慣性座標系間では, (2.2.49) の近似が成立する場合を微小時間に説明できた. 加速度座標系 K_{S1} が加速度運動 (2.2.50) の右辺に記述した加速度 (2.2.52) で速度 (2.2.50) が変化する場合には, 微小時間に (2.2.49) のような近似が成立することを以下で説明する. そのような時間の近似式を仮定して, 加速度座標系上で等価原理を使用した場合のエネルギーの保存則および質量保存の法則について計算する. このことは, 慣性質量および重力質量の等価性の問題にも関係する,

$$dt_1 \approx dt, (dt \neq 0) \dots (2.2.49)$$

$$\mathbf{u} = \mathbf{a} \cdot \Delta t \dots (2.2.50)$$

$\mathbf{a} \dots (2.2.52)$ 加速度座標系 K_{S1} の加速度

ローレンツ変換の時点の変換 (2.51) の時点の微分係数 (2.2.53) で慣性座標系上での加速度運動の時点の変換について説明する. 加速度運動では, 運動方程式 (2.36) を記述できる. その加速度運動をしている質点が静止している加速度座標系を仮定できる. その加速度座標系の時点について説明する.

$$t_1 = \gamma_r \cdot \left(t - \frac{u \cdot x}{c^2} \right) \dots (2.51)$$

$$\frac{dt_1}{dt} = \gamma_r \cdot \left(1 - \frac{u \cdot \frac{dx}{dt}}{c^2} \right) \dots (2.2.53) \text{ 慣性座標系 } S_1 \text{ の時点の微分係数}$$

$$\mathbf{f} = \frac{d(m \cdot \mathbf{v})}{dt} \dots (2.36) \text{ アインシュタインが修正したニュートンの運動方程式}$$

時点の微分係数 (2.2.53) は (2.2.54) に書き直すことができる. 時点の微分係数 (2.2.54) は, 慣性座標系 S_1 の時点の微分 (2.2.55) を定義できる.

$$\frac{dt_1}{dt} = \gamma_r \cdot \left(1 - \frac{u}{c^2} \cdot \frac{dx}{dt} \right) \dots (2.2.54)$$

$$dt_1 = \gamma_r \cdot \left(1 - \frac{u}{c^2} \cdot \frac{dx}{dt} \right) \cdot dt \dots (2.2.55) \text{ 慣性座標系 } S_1 \text{ の時点の微分}$$

慣性座標系 S に仮定している質点が静止していることを (2.2.56) で仮定する. (2.2.56) を (2.2.55) の右辺に代入すると, (2.2.57) になる.

$$\frac{dx}{dt} = 0 \dots (2.2.56)$$

$$dt_1 = \gamma_r \cdot dt \dots (2.2.57)$$

ローレンツ変換の係数 (2.52) を (2.2.57) の右辺に代入すると, (2.2.58) を記述できる. (2.2.58) は, 慣性座標系 S 上に静止している質点の位置に定義した時計の時点に対する慣性座標系 S₁ 上の位置に定義した時計の時点の変化率である. 慣性座標系 S₁ 上で等速度運動している質点である.

$$\gamma_r = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}} (= \text{const.}), (u \neq c) \dots (2.52) \text{ 係数 (coefficient)}$$

$$dt_1 = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}} \cdot dt, (u \neq c) \dots (2.2.58)$$

慣性座標系の等速度の速さが (2.2.59) を満足する場合には, 近似式 (2.2.49) になる. (2.2.58) の (2.2.49) では, 慣性座標系上に静止している質点の位置に定義した時計の時点に対応する慣性座標系 S₁ 上の時計の時点の微分である.

$$\gamma_r \approx 1 \dots (2.2.59)$$

$$dt_1 \approx dt, (dt \neq 0) \dots (2.2.49)$$

著者が独自に静止質量 (2.28) を定義している——「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」で導出している. ——. 静止質量 (2.28) の左辺は, 慣性座標系上に静止している質点の定数である質量である. 静止質量 (2.28) の右辺の慣性質量 (2.29) は, 慣性座標系上を移動している質点の変数である慣性質量である. ニュートンの運動方程式の右辺の定数である慣性質量は, 静止質量 (2.28) とは異なる——「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」で説明をしている. ——.

$$m_0 \equiv m(v) \cdot \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}, (0 \leq v < c) \dots (2.28) \text{ 静止質量の定義}$$

$$m(v) \text{ kg} \dots (2.29) \text{ 変数である慣性質量}$$

$$\mathbf{f} = m_{\text{in_Newton}} \cdot \mathbf{a}, (m_{\text{in_Newton}} = \text{const.}) \dots (2.2) \text{ ニュートンの運動方程式}$$

静止質量 (2.28) を使用すると, 変数である慣性質量 (2.29) は相対論的質量 (2.38) に書き直すことができる. 特殊相対性理論の運動方程式 (2.36) では相対論的質量 (2.38) を使用できる.

$$m(v) = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, (0 \leq v < c) \dots (2.38) \text{ 相対論的質量}$$

$$\mathbf{f} = \frac{d(m \cdot \mathbf{v})}{dt} \dots (2.36) \text{ アインシュタインが修正したニュートンの運動方程式}$$

相対論的質量 (2.38) の右辺に記述した質点の速さに (2.2.60) を仮定する. (2.2.60) は, 質点の速さが慣性座標系の速さに等しい場合である. (2.2.61) の右辺の分子は, 質点が静止している場合の静止質量である. (2.2.58) の右辺の時点の微分は, 質点が静止している慣性座標系 S の微小時間を意味することを (2.2.49) で仮定している.

$$v = u, (0 \leq v < c) \dots (2.2.60)$$

$$m(u) = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}}, (0 \leq u < c) \dots (2.2.61)$$

$$dt_1 = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}} \cdot dt, (u \neq c) \dots (2.2.58)$$

$$dt_1 \approx dt, (dt \neq 0) \dots (2.2.49)$$

(2.2.61) は、加速度運動している質点に使用するものである。加速度運動している質点の速さが (2.2.60) を満足する場合も使用する相対論的質量 (2.38) である。相対論的質量 (2.38) は、慣性座標系上で使用するものである。慣性座標系上で加速度運動している質点には、その質点の速度の加速度座標系上で静止していることを仮定できる。(2.2.61) の右辺の静止質量に、そのような加速度座標系を仮定できる。その加速度座標系の各時点の速度に等しい慣性座標系をそれぞれの速度で仮定できる。時点の微分 (2.2.58) は、慣性座標系の等速度運動の速さを仮定している。(2.63) を仮定して記述できるローレンツ変換での時点の変換 (2.2.58) である。図 2.2.1 の加速度座標系 K_{S1} では、加速度運動は (2.2.50) で記述している。このことでは、(2.2.58) は (2.2.50) の各時点の速度に等しい慣性座標系で成立しても加速度座標系 K_{S1} 上では厳密には保証されていない。

$$c^2 \cdot t^2 - (x^2 + y^2 + z^2) = c^2 \cdot t_1^2 - (x_1^2 + y_1^2 + z_1^2) \dots (2.63)$$

$$\mathbf{u} = \mathbf{a} \cdot \Delta t \dots (2.2.50)$$

慣性座標系上で保証されている相対論的質量 (2.2.61) が成立する加速度運動に近似式 (2.2.59) が成立することで (2.2.62) になる。相対論的質量 (2.2.62) では、変数である慣性質量 (2.29) が静止質量 (2.28) に近似する場合である。このような質量は、ニュートンの運動方程式 (2.2) に記述した慣性質量 (2.4) に近似することも仮定できる。

$$\gamma_r \approx 1 \dots (2.2.59)$$

$$m(u) \approx m_0, (0 \leq u < c) \dots (2.2.62)$$

$m(v)$ kg … (2.29) 変数である慣性質量

$$m_0 \equiv m(v) \cdot \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}, (0 \leq v < c) \dots (2.28) \text{ 静止質量の定義}$$

$$\mathbf{f} = m_{\text{in_Newton}} \cdot \mathbf{a}, (m_{\text{in_Newton}} = \text{const.}) \dots (2.2) \text{ ニュートンの運動方程式}$$

$$m_{\text{in_Newton}} = \frac{|\mathbf{f}|}{|\mathbf{a}|}, (|\mathbf{a}| \neq 0, m_{\text{in_Newton}} = \text{const.}) \dots (2.4)$$

そのような近似式が成立する慣性質量を使用できる慣性座標系上では、ローレンツ変換がガリレイ変換 (2.14) ~ (2.17) に近似できる場合を仮定できる。ガリレイ変換では、時点の微分は (2.17) を使用すると、(2.2.63) になる。時点の微分 (2.2.63) はニュートン力学で使用するすべての慣性座標系の時点の微分は絶対空間の時点の微分に等しいことを意味するので、近似式 (2.2.49) の場合とは異なる。加速度座標系 K_{S1} に保証されていない (2.2.58) に、(2.2.59) を仮定すると (2.2.49) を記述できる。このことで、加速度座標系 K_{S1} を仮定した場合で、微小時間である時点の微分の近似式を考察できる。

$$x_1 = x - u \cdot t \dots (2.14) \text{ x 軸の位置の変換}$$

$$y_1 = y \dots (2.15) \text{ y 軸の位置の変換}$$

$$z_1 = z \dots (2.16) \text{ z 軸の位置の変換}$$

$$t_1 = t \dots (2.17) \text{ 時間軸の時点の変換}$$

$$dt_1 = dt \dots (2.2.63) \text{ ガリレイ変換では、時点の微分は等しい。}$$

$$dt_1 \approx dt, (dt \neq 0) \dots (2.2.49)$$

慣性座標系 S 上で質点が慣性座標系 S_1 と同じ速さで等速度運動している場合を (2.2.64) で仮定する。(2.2.64)

の微分は、(2.2.65) になる。慣性座標系 S_1 の時点の微分係数は (2.2.53) である。

$$x(t) = u \cdot t \dots (2.2.64)$$

$$dx = u \cdot dt \dots (2.2.65)$$

$$\frac{dt_1}{dt} = \gamma_r \cdot \left(1 - \frac{u \cdot \frac{dx}{dt}}{c^2} \right) \dots (2.2.53) \text{ 慣性座標系 } S_1 \text{ の時点の微分係数}$$

慣性座標系 S_1 の時点の微分係数 (2.2.53) の右辺に、微分 (2.2.65) を代入すると (2.2.66) になる。(2.2.66) の右辺に係数 (2.52) を代入すると、(2.2.67) になる。

$$\frac{dt_1}{dt} = \gamma_r \cdot \left(1 - \frac{u^2}{c^2} \right) \dots (2.2.66)$$

$$\gamma_r = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}} (= \text{const.}), (u \neq c) \dots (2.52) \text{ 係数 (coefficient)}$$

$$\frac{dt_1}{dt} = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}} \cdot \left(1 - \frac{u^2}{c^2} \right) \dots (2.2.67)$$

(2.2.67) の右辺は、(2.2.68) の右辺のように書き直すことができる。(2.2.68) の右辺は整理すると、(2.2.69) になる。微分係数 (2.2.69) を使用すると、時点の微分 (2.2.70) を定義できる。

$$\frac{dt_1}{dt} = \frac{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}}{1 - \frac{u^2}{c^2}} \cdot \left(1 - \frac{u^2}{c^2} \right) \dots (2.2.68)$$

$$\frac{dt_1}{dt} = \sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}} \dots (2.2.69)$$

$$dt_1 = dt \cdot \sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}} \dots (2.2.70)$$

(2.2.69) は、慣性座標系 S 上を運動している質点が静止している慣性座標系 S_1 上の位置に定義した時計の時点の変化率である。(2.2.58) では、慣性座標系 S 上に静止している質点の場合の慣性座標系 S_1 上の時点の微分である。移動している慣性座標系上に定義した時計の時間の方が短いことになる。(2.2.70) では、慣性座標系 S_1 が慣性座標系 S 上を移動している場合である。(2.2.58) では、慣性座標系 S が慣性座標系 S_1 上を移動している場合である。

$$dt_1 = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}} \cdot dt, (u \neq c) \dots (2.2.58)$$

係数 (2.2.59) が成立すると、(2.2.70) は近似式 (2.2.49) になる。(2.2.58) および (2.2.70) は、2つの慣性座標系間での近似式である。このことは、上述の相対論的質量の加速度運動を考察する加速度座標系の近似の計算に (2.2.49) を使用する。

$$\gamma_r \approx 1 \dots (2.2.59)$$

$$dt_1 \approx dt, (dt \neq 0) \dots (2.2.49)$$

加速度座標系 K_{S1} の速度 (2.2.50) の大きさは、加速度の大きさ (2.2.71) を使用すると (2.2.72) 記述できる。
(2.2.72) の微分は、(2.2.73) で記述できる。微分 (2.2.73) は、速度 (2.2.50) の大きさの微分係数である加速度の大きさ (2.2.74) を記述できる。

$$\mathbf{u} = \mathbf{a} \cdot \Delta t \dots (2.2.50)$$

$$|\mathbf{a}| = \alpha \dots (2.2.71)$$

$$u(t) = \alpha \cdot t \dots (2.2.72)$$

$$du = \alpha \cdot dt \dots (2.2.73)$$

$$\frac{du}{dt} = \alpha \dots (2.2.74)$$

ローレンツ変換の係数 (2.52) に近似式 (2.2.59) を仮定する。(2.2.59) の左辺に係数 (2.52) の右辺を代入すると、(2.2.75) になる。

$$\gamma_r = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}} (= \text{const.}), (u \neq c) \dots (2.52) \text{ 係数 (coefficient)}$$

$$\gamma_r \approx 1 \dots (2.2.59)$$

$$\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}} \approx 1, (u \neq c) \dots (2.2.75)$$

(2.2.75) の両辺を2乗すると、(2.2.76) を記述できる。(2.2.76) は (2.2.77) に書き直すことができる。

$$\frac{1}{1 - \frac{u^2}{c^2}} \approx 1, (u \neq c) \dots (2.2.76)$$

$$1 - \frac{u^2}{c^2} \approx 1, (u \neq c) \dots (2.2.77)$$

(2.2.77) を (2.2.78) に整理できる。(2.2.78) は (2.2.79) に記述できる。(2.2.79) は、(2.2.80) で慣性座標系 S_1 の速度の大きさを仮定できる。

$$\frac{u^2}{c^2} \approx 0, (u \neq c) \dots (2.2.78)$$

$$u^2 \approx 0, (u \neq c) \dots (2.2.79)$$

$$u \approx 0, (u \neq c) \dots (2.2.80)$$

(2.2.80) は、(2.2.72) を使用すると (2.2.81) を区間に仮定できる。慣性座標系 S 上の時点は (2.2.81) の近似式を仮定した議論である。

$$u(t) = \alpha \cdot t \dots (2.2.72)$$

$$t \approx 0 \dots (2.2.81)$$

慣性座標系 S 上での時間には、(2.2.82) で (2.2.83) を仮定する。(2.2.82) の左辺には、(2.2.84) を仮定する。

(2.2.83) および (2.2.84) を時間 (2.2.82) の右辺に代入すると (2.2.85) になる。

$$\Delta t = (t + \Delta t) - t \dots (2.2.82)$$

$$t = 0 \dots (2.2.83)$$

$$\Delta t = t_{\Delta} \dots (2.2.84)$$

$$\Delta t = (0 + t_{\Delta}) - 0 \dots (2.2.85)$$

慣性座標系 S 上の各位置に定義した時計の時点の微分係数は (2.2.86) で記述できる. 微分係数 (2.2.86) の右辺は (2.2.87) になる. (2.2.87) を使用すると, 微分係数 (2.2.86) の左辺は (2.2.88) になる.

$$\lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{(t + \Delta t) - t}{\Delta t} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta t}{\Delta t} \dots (2.2.86)$$

$$\lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta t}{\Delta t} = 1 \dots (2.2.87)$$

$$\lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{(t + \Delta t) - t}{\Delta t} = 1 \dots (2.2.88)$$

慣性座標系 S 上の各位置に定義した時計の時点の微分は, 微分係数 (2.2.88) を使用すると (2.2.89) で定義できる. 慣性座標系 S の時点の微分 (2.2.89) は, 時間 (2.2.84) を使用すると (2.2.90) になる. 微分係数 (2.2.88) の右辺を (2.2.90) の右辺に代入すると, (2.2.91) になる.

$$dt = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{(t + \Delta t) - t}{\Delta t} \cdot \Delta t \dots (2.2.89)$$

$$\Delta t = t_{\Delta} \dots (2.2.84)$$

$$dt(t_{\Delta}) = \left(\lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{(t + \Delta t) - t}{\Delta t} \right) \cdot t_{\Delta} \dots (2.2.90)$$

$$dt(t_{\Delta}) = 1 \cdot t_{\Delta} \dots (2.2.91)$$

慣性座標系 S の時点の微分 (2.2.91) の右辺に時間 (2.2.84) の左辺を代入すると, (2.2.92) になる. 慣性座標系 S の時点の微分 (2.2.92) は (2.2.93) になる.

$$dt(t_{\Delta}) = \Delta t \dots (2.2.92)$$

$$dt = \Delta t \dots (2.2.93)$$

慣性座標系 S の時点の微分 (2.2.93) の右辺に時間 (2.2.84) の右辺を代入すると, (2.2.94) になる. 慣性座標系 S 上の時計の時点に (2.2.81) を仮定した. このことでは, 慣性座標系 S 上の時計の時間に (2.2.95) を仮定することができる. 慣性座標系 S 上の時計の時間 (2.2.95) には, (2.2.82) で (2.2.83) を仮定した. (2.2.84) を使用すると, (2.2.95) は (2.2.96) に書き直すことができる. (2.2.96) を使用すると, (2.2.92) は (2.2.97) に記述できる. (2.2.96) および (2.2.97) を使用すると, (2.2.94) は (2.2.98) に記述できる.

$$dt = t_{\Delta} \dots (2.2.94)$$

$$t \approx 0 \dots (2.2.81)$$

$$\Delta t \approx 0 \dots (2.2.95)$$

$$\Delta t = (t + \Delta t) - t \dots (2.2.82)$$

$$t = 0 \dots (2.2.83)$$

$$\Delta t = t_{\Delta} \dots (2.2.84)$$

$$t_{\Delta} \approx 0 \dots (2.2.96)$$

$$dt(t_{\Delta}) \approx 0 \dots (2.2.97)$$

$$dt \approx 0 \dots (2.2.98)$$

慣性座標系 S 上を真空中の光の速さで等速度運動するものと, 真空中の光の位置 (2.2.99) で仮定する. (2.2.96)

を使用すると、(2.2.99) は (2.2.100) で近似できる。

$x(t) = c \cdot t \dots$ (2.2.99) 慣性座標系 S 上の真空中の光の位置

$$x(t_{\Delta t}) \approx 0 \dots (2.2.100)$$

慣性座標系 S 上の時計の時間 (2.2.82) を使用すると、(2.2.99) で真空中の光の移動距離 (2.2.101) を記述できる。真空中の光の位置 (2.2.99) の微分係数は、(2.2.102) で記述できる。

$$\Delta x = c \cdot \Delta t \dots (2.2.101)$$

$$\lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{c \cdot (t + \Delta t) - c \cdot t}{\Delta t} = c \dots (2.2.102)$$

微分係数 (2.2.102) を使用して、慣性座標系 S 上の真空中の光の位置 (2.2.99) の微分は (2.2.103) で定義できる。微分係数 (2.2.102) の右辺を微分 (2.2.103) の右辺に代入すると、慣性座標系 S 上の時計の時点の微分 (2.2.104) になる。慣性座標系 S 上の時計の時間 (2.2.84) を使用すると、慣性座標系 S 上の時計の時点の微分 (2.2.104) の右辺は (2.2.105) に記述できる。

$$dx(\Delta t) = \left(\lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{c \cdot (t + \Delta t) - c \cdot t}{\Delta t} \right) \cdot \Delta t \dots (2.2.103)$$

$$dx(\Delta t) = c \cdot \Delta t \dots (2.2.104)$$

$$dx(t_{\Delta t}) = c \cdot t_{\Delta t} \dots (2.2.105)$$

慣性座標系 S 上の真空中の光の位置 (2.2.99) の微分 (2.2.105) および時点の微分 (2.2.91) を使用すると、真空中の光の位置の微分係数 (2.2.106) を記述できる。真空中の光の位置の微分係数 (2.2.106) は (2.2.107) に整理できる。真空中の光の位置の微分係数 (2.2.107) は、(2.2.108) に書き直すことができる。

$$dt(t_{\Delta t}) = 1 \cdot t_{\Delta t} \dots (2.2.91)$$

$$\frac{dx(t_{\Delta t})}{dt(t_{\Delta t})} = \frac{c \cdot t_{\Delta t}}{1 \cdot t_{\Delta t}} \dots (2.2.106)$$

$$\frac{dx(t_{\Delta t})}{dt(t_{\Delta t})} = c \dots (2.2.107)$$

$$\frac{dx}{dt} = c \dots (2.2.108)$$

真空中の光の位置の微分係数 (2.2.108) は、微分 (2.2.109) に書き直すことができる。微分 (2.2.109) は、(2.2.103) で定義して (2.2.104) の線形関数で記述できた。

$$dx = c \cdot dt \dots (2.2.109)$$

$$dx(\Delta t) = c \cdot \Delta t \dots (2.2.104)$$

(2.2.101) の右辺に (2.2.93) の左辺を代入すると、(2.2.105) を記述できる。(2.2.109) の右辺は、(2.2.105) の右辺に等しい。このことで、(2.2.109) の左辺は (2.2.105) の左辺に等しいので (2.2.106) を記述できる。

$$\Delta x = c \cdot \Delta t \dots (2.2.101)$$

$$dt = \Delta t \dots (2.2.93)$$

$$\Delta x = c \cdot dt \dots (2.2.105)$$

$$dx = \Delta x \dots (2.2.106)$$

(2.2.99) を使用して、慣性座標系 S 上の真空中の光の移動距離 (2.2.107) を記述できる。慣性座標系 S の時点 (2.2.83) を代入すると、(2.2.107) は (2.2.108) になる。(2.2.84) の右辺を (2.2.108) の右辺に代入すると、(2.2.109) になる。

$x(t) = c \cdot t \dots (2.2.99)$ 慣性座標系 S 上の真空中の光の位置

$$\Delta x = x(t + \Delta t) - x(t) \dots (2.2.107)$$

$$t = 0 \dots (2.2.83)$$

$$\Delta x = x(\Delta t) - x(0) \dots (2.2.108)$$

$$\Delta t = t_{\Delta} \dots (2.2.84)$$

$$\Delta x = x(t_{\Delta}) - x(0) \dots (2.2.109)$$

時点 (2.2.83) を (2.2.99) に代入すると, (2.2.110) になる. (2.2.110) は, (2.2.111) になる.

$$x(0) = c \cdot 0 \dots (2.2.110)$$

$$x(0) = 0 \dots (2.2.111)$$

(2.2.84) を使用すると, (2.2.109) の右辺の第 1 項は (2.2.112) を記述できる. (2.2.111) および (2.2.112) を (2.2.109) の右辺に代入すると, (2.2.113) になる. (2.2.106) の右辺に (2.2.113) の右辺を代入すると, (2.2.114) になる.

$$x(t_{\Delta}) = c \cdot t_{\Delta} \dots (2.2.112)$$

$$\Delta x = x(t_{\Delta}) \dots (2.2.113)$$

$$dx = \Delta x \dots (2.2.106)$$

$$dx = x(t_{\Delta}) \dots (2.2.114)$$

微分 (2.2.73) には, (2.2.106) のように (2.2.115) を記述できる. 微分 (2.2.115) の左辺には, (2.2.114) を導出したように (2.2.116) を仮定できる.

$$du = \alpha \cdot dt \dots (2.2.73)$$

$$du = \Delta u \dots (2.2.115)$$

$$du = u(t_{\Delta}) \dots (2.2.116)$$

微分 (2.2.116) の右辺は, (2.2.84) の右辺を (2.2.72) の右辺に代入すると微分 (2.2.117) になる. 時間 (2.2.96) を仮定しているため, (2.2.117) は微分 (2.2.118) になる.

$$\Delta t = t_{\Delta} \dots (2.2.84)$$

$$u(t) = \alpha \cdot t \dots (2.2.72)$$

$$du = \alpha \cdot t_{\Delta} \dots (2.2.117)$$

$$t_{\Delta} \approx 0 \dots (2.2.96)$$

$$du \approx 0 \dots (2.2.118)$$

ローレンツ変換の時点の変換 (2.51) は慣性座標系 S 上の時計の時点を変数とする関数 (2.2.119) になる.

(2.2.119) の右辺には, (2.2.120) を仮定する. (2.2.120) で (2.2.116) および (2.2.114) を使用している.

$$t_1 = \gamma_r \cdot \left(t - \frac{u \cdot x}{c^2} \right) \dots (2.51)$$

$$t_1(t) = \gamma_r \cdot \left(t - \frac{u(t) \cdot x(t)}{c^2} \right) \dots (2.2.119)$$

$$u(t_{\Delta}) \cdot x(t_{\Delta}) = du \cdot dx \dots (2.2.120)$$

$$du = u(t_{\Delta}) \dots (2.2.116)$$

$$dx = x(t_{\Delta}) \dots (2.2.114)$$

(2.2.120) の右辺に (2.2.73) および (2.2.109) の右辺を代入すると, (2.2.120) の右辺は (2.2.121) になる. 慣性座標系 S の時点の微分 (2.2.94) の右辺を (2.2.121) の右辺に代入すると, (2.2.122) になる.

$$du = \alpha \cdot dt \cdots (2.2.73)$$

$$dx = c \cdot dt \cdots (2.2.109)$$

$$du \cdot dx = (\alpha \cdot dt) \cdot (c \cdot dt) \cdots (2.2.121)$$

$$dt = t_{\Delta} \cdots (2.2.94)$$

$$du \cdot dx = (\alpha \cdot t_{\Delta}) \cdot (c \cdot t_{\Delta}) \cdots (2.2.122)$$

(2.2.122) の右辺は (2.2.123) に整理できる. (2.2.123) の右辺に (2.2.94) の左辺を代入すると, (2.2.124) になる.

$$du \cdot dx = (\alpha \cdot c) \cdot (t_{\Delta})^2 \cdots (2.2.123)$$

$$du \cdot dx = (\alpha \cdot c) \cdot (dt)^2 \cdots (2.2.124)$$

(2.2.94) および (2.2.96) を使用すると, (2.2.124) の右辺は (2.2.125) に近似できる. (2.2.125) の右辺を (2.2.124) の右辺に代入すると, (2.2.126) になる.

$$dt = t_{\Delta} \cdots (2.2.94)$$

$$t_{\Delta} \approx 0 \cdots (2.2.96)$$

$$(\alpha \cdot c) \cdot (dt)^2 \approx 0 \cdots (2.2.125)$$

$$du \cdot dx \approx 0 \cdots (2.2.126)$$

時間 (2.2.84) を使用すると, 時点の変換 (2.2.119) は (2.2.127) に記述できる. 時点の変換 (2.2.127) の左辺の変化量は, (2.2.128) で記述できる.

$$\Delta t = t_{\Delta} \cdots (2.2.84)$$

$$t_1(t) = \gamma_r \cdot \left(t - \frac{u(t) \cdot x(t)}{c^2} \right) \cdots (2.2.119)$$

$$t_1(t_{\Delta}) = \gamma_r \cdot \left(t_{\Delta} - \frac{u(t_{\Delta}) \cdot x(t_{\Delta})}{c^2} \right) \cdots (2.2.127)$$

$$\Delta t_1(t_{\Delta}) = t_1(0 + t_{\Delta}) - t_1(0) \cdots (2.2.128)$$

(2.2.128) の右辺の第2項は, (2.2.128) を使用して (2.2.129) になる. (2.2.129) は (2.2.130) になる.

$$t = 0 \cdots (2.2.83)$$

$$t_1(0) = \gamma_r \cdot \left(0 - \frac{u(0) \cdot x(0)}{c^2} \right) \cdots (2.2.129)$$

$$t_1(0) = 0 \cdots (2.2.130)$$

時点の変換 (2.2.127) の左辺の変化量は, (2.2.128) の右辺の第1項に (2.2.127) および第2項に (2.2.130) の右辺を代入すると (2.2.131) になる. (2.2.128) の右辺を使用して, 微分は (2.2.132) で定義できる.

$$\Delta t_1(t_{\Delta}) = \gamma_r \cdot \left(t_{\Delta} - \frac{u(t_{\Delta}) \cdot x(t_{\Delta})}{c^2} \right) - 0 \cdots (2.2.131)$$

$$dt_1(t_{\Delta}) = \left(\lim_{t_{\Delta} \rightarrow 0} \frac{t_1(0 + t_{\Delta}) - t_1(0)}{t_{\Delta}} \right) \cdot t_{\Delta} \cdots (2.2.132)$$

(2.2.131) を使用すると, (2.2.132) の右辺の微分係数は (2.2.133) になる. 微分係数 (2.2.133) の右辺は, (2.1.134) の右辺のように書き直すことができる.

$$\lim_{t_{\Delta} \rightarrow 0} \frac{t_1(0 + t_{\Delta}) - t_1(0)}{t_{\Delta}} = \lim_{t_{\Delta} \rightarrow 0} \frac{\gamma_r \cdot \left(t_{\Delta} - \frac{u(t_{\Delta}) \cdot x(t_{\Delta})}{c^2} \right)}{t_{\Delta}} \cdots (2.2.133)$$

$$\lim_{t_{\Delta} \rightarrow 0} \frac{\gamma_r \cdot \left(t_{\Delta} - \frac{u(t_{\Delta}) \cdot x(t_{\Delta})}{c^2} \right)}{t_{\Delta}} = \lim_{t_{\Delta} \rightarrow 0} \gamma_r \cdot \frac{t_{\Delta} - \frac{u(t_{\Delta}) \cdot x(t_{\Delta})}{c^2}}{t_{\Delta}} \dots (2.2.134)$$

(2.2.120) および (2.2.123) を使用すると, (2.2.134) の右辺は (2.2.135) に書き直すことができる. (2.2.135) の右辺は, (2.2.136) に整理できる.

$$u(t_{\Delta}) \cdot x(t_{\Delta}) = du \cdot dx \dots (2.2.120)$$

$$du \cdot dx = (\alpha \cdot c) \cdot (t_{\Delta})^2 \dots (2.2.123)$$

$$\lim_{t_{\Delta} \rightarrow 0} \gamma_r \cdot \frac{t_{\Delta} - \frac{u(t_{\Delta}) \cdot x(t_{\Delta})}{c^2}}{t_{\Delta}} = \lim_{t_{\Delta} \rightarrow 0} \gamma_r \cdot \frac{t_{\Delta} - \frac{(\alpha \cdot c) \cdot (t_{\Delta})^2}{c^2}}{t_{\Delta}} \dots (2.2.135)$$

$$\lim_{t_{\Delta} \rightarrow 0} \gamma_r \cdot \frac{t_{\Delta} - \frac{(\alpha \cdot c) \cdot (t_{\Delta})^2}{c^2}}{t_{\Delta}} = \lim_{t_{\Delta} \rightarrow 0} \gamma_r \cdot \left(1 - \frac{(\alpha \cdot c) \cdot t_{\Delta}}{c^2} \right) \dots (2.2.136)$$

微分係数 (2.2.136) の右辺は, (2.2.137) になる. ローレンツ変換の係数 (2.52) の極限值は, (2.2.138) になる.

$$\lim_{t_{\Delta} \rightarrow 0} \gamma_r \cdot \left(1 - \frac{(\alpha \cdot c) \cdot t_{\Delta}}{c^2} \right) = \lim_{t_{\Delta} \rightarrow 0} \gamma_r \dots (2.2.137)$$

$$\gamma_r = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}} (= \text{const.}), (u \neq c) \dots (2.52) \text{ 係数 (coefficient)}$$

$$\lim_{t_{\Delta} \rightarrow 0} \gamma_r = 1 \dots (2.2.138)$$

微分係数 (2.2.133) は, (2.2.139) になる. 微分係数 (2.2.139) を使用すると, 微分 (2.1.132) は (2.1.140) になる.

$$\lim_{t_{\Delta} \rightarrow 0} \frac{t_1(0+t_{\Delta}) - t_1(0)}{t_{\Delta}} = \lim_{t_{\Delta} \rightarrow 0} \frac{\gamma_r \cdot \left(t_{\Delta} - \frac{u(t_{\Delta}) \cdot x(t_{\Delta})}{c^2} \right)}{t_{\Delta}} \dots (2.2.133)$$

$$\lim_{t_{\Delta} \rightarrow 0} \frac{t_1(0+t_{\Delta}) - t_1(0)}{t_{\Delta}} = 1 \dots (2.2.139)$$

$$dt_1(t_{\Delta}) = \left(\lim_{t_{\Delta} \rightarrow 0} \frac{t_1(0+t_{\Delta}) - t_1(0)}{t_{\Delta}} \right) \cdot t_{\Delta} \dots (2.2.132)$$

$$dt_1(t_{\Delta}) = 1 \cdot t_{\Delta} \dots (2.2.140)$$

(2.2.140) の右辺に (2.2.94) の左辺を代入すると, (2.2.141) になる. (2.2.84) の左辺を (2.2.141) の右辺に代入すると, (2.2.142) になる.

$$dt = t_{\Delta} \dots (2.2.94)$$

$$dt_1(t_{\Delta}) = dt \dots (2.2.141)$$

$$\Delta t = t_{\Delta} \dots (2.2.84)$$

$$dt_1(t_{\Delta}) = \Delta t \dots (2.2.142)$$

(2.2.142) では (2.2.84) を使用している. (2.2.84) では, (2.2.96) を仮定している. 仮定 (2.2.96) では, (2.2.83)

を採用している．慣性座標系 S 上の時計の時点の原点の値 (2.2.83) を使用すると，慣性座標系 S 上の真空中の光の位置は (2.2.111) になる．時間 (2.2.96) の場合では，慣性座標系 S 上の真空中の光の位置は (2.2.100) になる．

$$t_{\Delta} \approx 0 \cdots (2.2.96)$$

$$t = 0 \cdots (2.2.83)$$

$$x(0) = 0 \cdots (2.2.111)$$

$$x(t_{\Delta}) \approx 0 \cdots (2.2.100)$$

時間 (2.2.131) の右辺に (2.2.120) および (2.2.123) を使用して (2.2.143) を記述できる．(2.2.96) を使用すると，(2.2.143) は (2.2.144) に記述できる．

$$\Delta t_1(t_{\Delta}) = \gamma_r \cdot \left(t_{\Delta} - \frac{u(t_{\Delta}) \cdot x(t_{\Delta})}{c^2} \right) - 0 \cdots (2.2.131)$$

$$u(t_{\Delta}) \cdot x(t_{\Delta}) = du \cdot dx \cdots (2.2.120)$$

$$du \cdot dx = (\alpha \cdot c) \cdot (t_{\Delta})^2 \cdots (2.2.123)$$

$$\Delta t_1(t_{\Delta}) = \gamma_r \cdot \left(t_{\Delta} - \frac{(\alpha \cdot c) \cdot (t_{\Delta})^2}{c^2} \right) \cdots (2.2.143)$$

$$\Delta t_1(t_{\Delta}) \approx \gamma_r \cdot t_{\Delta} \cdots (2.2.144)$$

係数には (2.2.59) を仮定しているので，(2.2.144) は (2.2.145) になる．(2.2.94) および (2.2.141) を使用すると，(2.2.145) で (2.2.146) を記述できる．

$$\gamma_r \approx 1 \cdots (2.2.59)$$

$$\Delta t_1(t_{\Delta}) \approx t_{\Delta} \cdots (2.2.145)$$

$$dt = t_{\Delta} \cdots (2.2.94)$$

$$dt_1(t_{\Delta}) = dt \cdots (2.2.141)$$

$$\Delta t_1(t_{\Delta}) \approx dt_1(t_{\Delta}) \cdots (2.2.146)$$

(2.2.142) の右辺を (2.2.146) の右辺に代入すると，(2.2.147) を記述できる．(2.2.147) の両辺に真空中の光の速さ (2.12) を掛けると (2.2.148) になる．

$$dt_1(t_{\Delta}) = \Delta t \cdots (2.2.142)$$

$$\Delta t_1(t_{\Delta}) \approx \Delta t \cdots (2.2.147)$$

$$c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \times \varepsilon_0}} \frac{\text{m}}{\text{s}}, (c \neq 0, c > 0) \cdots (2.12)$$

$$c \cdot \Delta t_1(t_{\Delta}) \approx c \cdot \Delta t \cdots (2.2.148)$$

微分 (2.2.140) および微分 (2.2.91) を使用すると，微分係数 (2.2.149) を記述できる．微分係数 (2.2.149) は (2.2.150) に書き直すことができる．

$$dt_1(t_{\Delta}) = 1 \cdot t_{\Delta} \cdots (2.2.140)$$

$$dt(t_{\Delta}) = 1 \cdot t_{\Delta} \cdots (2.2.91)$$

$$\frac{dt_1(t_{\Delta})}{dt(t_{\Delta})} = 1 \cdots (2.2.149)$$

$$\frac{dt_1}{dt} = 1 \cdots (2.2.150)$$

(2.2.150) では，慣性座標系 S の時点が (2.2.83) からの時間 (2.2.96) で加速度座標系 K_{S1} が慣性座標系 S 上

を加速度運動している。(2.2.69)では、慣性座標系 S 上で慣性座標系 S_1 が等速度運動している。

$$t = 0 \dots (2.2.83)$$

$$t_{\Delta} \approx 0 \dots (2.2.96)$$

$$\frac{dt_1}{dt} = \sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}} \dots (2.2.69)$$

加速度座標系 K_{S1} の微分 (2.2.141) は、慣性座標系 S の微分に等しい。一方、慣性座標系 S_1 の微分は、慣性座標系 S の微分に等しくない。慣性座標系 S 上で加速度座標系 K_{S1} の運動している時間は、(2.2.96)である係数 (2.52) が近似式 (2.2.59) である場合の時間になる。加速度座標系 K_{S1} が慣性座標系 S 上で加速度運動している時間

(2.2.143) は、その加速度座標系 K_{S1} の時点の微分に等しくないことを (2.2.146) で説明をしている。加速度座標系 K_{S1} の時点の微分に慣性座標系 S の時点の微分が等しい (2.2.141) を使用すると、(2.2.151) を記述できる。

(2.2.151) では、慣性座標系 S 上で加速度座標系 K_{S1} の運動している K_{S1} 上の時間は慣性座標系 S の時点の微分に等しくない。

$$dt_1(t_{\Delta}) = dt \dots (2.2.141)$$

$$\gamma_r = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}} (= \text{const.}), (u \neq c) \dots (2.52) \text{ 係数 (coefficient)}$$

$$\gamma_r \approx 1 \dots (2.2.59)$$

$$\Delta t_1(t_{\Delta}) = \gamma_r \cdot \left(t_{\Delta} - \frac{(\alpha \cdot c) \cdot (t_{\Delta})^2}{c^2} \right) \dots (2.2.143)$$

$$\Delta t_1(t_{\Delta}) \approx dt_1(t_{\Delta}) \dots (2.2.146)$$

$$\Delta t_1(t_{\Delta}) \approx dt \dots (2.2.151)$$

加速度座標系 K_{S1} の微分 (2.2.140) は、慣性座標系 S の時間 (2.2.84) を独立変数とする線形関数である。加速度座標系 K_{S1} の時間 (2.2.143) は、そのような線形関数ではないことを (2.2.151) で説明をしている。その微分の線形関数 (2.2.140) は、慣性座標系 S の時点が (2.2.83) から観測して係数 (2.52) の近似式 (2.2.59) が成立する時間 (2.2.96) までに観測しているもので傾きが 1 になっている。その観測時間で、加速度座標系の時間は線形性を満足していないが (2.2.151) の近似値を得ることは導出できる。その観測時間では、慣性座標系 S 上で移動する真空中の光は、慣性座標系 S の原点 (2.2.111) から (2.2.100) の左辺の位置まで移動している。時間軸の原点で微小な時間では、その真空中の光は、慣性座標系 S の原点に近い微小な領域内に仮定できる。ここでは、慣性座標系 S の時点が (2.2.83) の時には、加速度座標系 K_{S1} の原点は慣性座標系 S の原点に一致する。時間軸の原点で微小な時間では、加速度座標系 K_{S1} も慣性座標系 S の原点に近い微小な領域内に仮定できる。

$$dt_1(t_{\Delta}) = 1 \cdot t_{\Delta} \dots (2.2.140)$$

$$\Delta t = t_{\Delta} \dots (2.2.84)$$

$$t = 0 \dots (2.2.83)$$

$$t_{\Delta} \approx 0 \dots (2.2.96)$$

$$x(0) = 0 \dots (2.2.111)$$

$$x(t_{\Delta}) \approx 0 \dots (2.2.100)$$

(2.2.63) はガリレイ変換での時点の微分である。ガリレイ変換では、絶対空間での時点の微分は、すべての慣性座標系上の時点の微分に等しい。(2.2.141) は、絶対空間を採用していない加速度座標系 K_{S1} と慣性座標系 S との間でのそれぞれそれぞれの微分が等しいことを説明している。

$dt_1 = dt \dots (2.2.63)$ ガリレイ変換では、時点の微分は等しい。

$$dt_1(t_{\Delta t}) = dt \dots (2.2.141)$$

(2.2.152) では、ガリレイ変換での時間である。ガリレイ変換での時間は、絶対時間である。ガリレイ変換の絶対空間で観測した時間は、すべての慣性座標系の時間に等しい。(2.2.147) では、絶対時間を採用していない加速度座標系 K_{S1} と慣性座標系 S との間でのそれぞれそれぞれの時間が近似していることを説明している。(2.2.147) は、ニュートン力学の (2.2.152) とは異なることは明らかである。

$\Delta t_1 = \Delta t \dots (2.2.152)$ ガリレイ変換では、時間はすべての慣性座標系で等しい。

$$\Delta t_1(t_{\Delta t}) \approx \Delta t \dots (2.2.147)$$

時間軸の原点である時点 (2.2.83) から観測する微小な時間 (2.2.96) で観測することを仮定する。この時間の観測では、ローレンツ変換はガリレイ変換に近似する——「電位の簡単な入門 2007 第 1 回」で説明をしている。——。ローレンツ変換はガリレイ変換とは異なることは、その観測時間でも (2.2.152) および (2.2.147) で説明できる。

$$t = 0 \dots (2.2.83)$$

$$t_{\Delta t} \approx 0 \dots (2.2.96)$$

加速度座標系 K_{S1} と慣性座標系 S で考察する際に、(2.2.72) および (2.2.99) を使用する。ローレンツ変換 (2.48) ~ (2.51) に近似する場合で計算をする。

$$u(t) = \alpha \cdot t \dots (2.2.72)$$

$x(t) = c \cdot t \dots (2.2.99)$ 慣性座標系 S 上の真空中の光の位置

$$x_1 = \gamma_r \cdot (x - u \cdot t) \dots (2.48) \text{ 慣性座標系 } S_1 \text{ の } x_1 \text{ 軸の値}$$

$$y_1 = y \dots (2.49) \text{ 慣性座標系 } S_1 \text{ の } y_1 \text{ 軸の値}$$

$$z_1 = z \dots (2.50) \text{ 慣性座標系 } S_1 \text{ の } z_1 \text{ 軸の値}$$

$$t_1 = \gamma_r \cdot \left(t - \frac{u \cdot x}{c^2} \right) \dots (2.51) \text{ 慣性座標系 } S_1 \text{ の時間軸 } t_1 \text{ の値}$$

ローレンツ変換の係数 (2.52) には (2.2.59) を仮定している。仮定 (2.2.59) では、時間 (2.2.147) を導出できた。

$$\gamma_r = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}} (= \text{const.}), (u \neq c) \dots (2.52) \text{ 係数 (coefficient)}$$

$$\gamma_r \approx 1 \dots (2.2.59)$$

$$\Delta t_1(t_{\Delta t}) \approx \Delta t \dots (2.2.147)$$

ローレンツ変換の x 軸の変換式 (2.48) には、近似式 (2.2.153) を仮定する。近似式 (2.2.153) は (2.2.154) に書き直すことができる。

$$\Delta x_1 \approx \Delta x - u \cdot \Delta t \dots (2.2.153)$$

$$\frac{\Delta x_1}{\Delta t} \approx \frac{\Delta x}{\Delta t} - u, (\Delta t \neq 0) \dots (2.2.154)$$

慣性座標系 S 上の時間には、(2.2.93) を定義できる。慣性座標系 S 上を等速度運動する真空中の光の移動距離には、(2.2.106) を記述できる。(2.2.93) および (2.2.106) を使用すると、(2.2.153) は (2.2.155) に書き直すことができる。(2.2.93) および (2.2.106) を使用すると、(2.2.154) は (2.2.156) に書き直すことができる。

$$dt = \Delta t \dots (2.2.93)$$

$$dx = \Delta x \dots (2.2.106)$$

$$dx_1 \approx dx - u \cdot dt \dots (2.2.155)$$

$$\frac{dx_1}{dt} \approx \frac{dx}{dt} - u \dots (2.2.156)$$

加速度座標系 K_{S1} 上の質点の速度を (2.2.157) で記述する。慣性座標系 S 上の質点の速度を (2.2.158) で記述する。(2.2.157) および (2.2.158) を使用すると、(2.2.156) は (2.2.159) になる。ここでは、慣性座標系では真空中の光の速さで真空中の光が x 軸に沿って等速度運動していることを仮定している。(2.2.159) では、その真空中の光の速さが加速度座標系上では (2.12) とは異なることを示している。このことでは、加速度座標系上では光速不変の原理は仮定されていない。等価原理で考察する近似式 (2.2.159) には、特殊相対性論で導出している光子が慣性質量を持つことを受け継いでいる。加速度座標系上では、その慣性質量に重力が作用することで真空中の光の速さよりも遅くなることを仮定できる。このことでは、加速度座標系上での速度の相対性を (2.2.159) で説明しているものと扱える。 このことは、付録viで簡単な考察をしている。

$$v_1 = \frac{dx_1}{dt} \dots (2.2.157)$$

$$v = \frac{dx}{dt} \dots (2.2.158)$$

$$v_1 \approx v - u \dots (2.2.159) \text{ 速度の相対性での記述}$$

$$c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \times \epsilon_0}} \frac{m}{s}, (c \neq 0, c > 0) \dots (2.12)$$

(2.2.159) の x 軸の速度の関数の微分は、(2.2.160) で記述できる。加速度座標系 K_{S1} の時点の微分は、慣性座標系 S の時点の微分に等しいことを (2.2.141) で導出した。(2.2.141) の右辺を使用して、(2.2.160) は (2.2.161) に書き直すことができる。

$$dv_1 \approx dv - du \dots (2.2.160) \text{ 速度の微分の和}$$

$$dt_1(t_{\Delta}) = dt \dots (2.2.141)$$

$$\frac{dv_1}{dt} \approx \frac{dv}{dt} - \frac{du}{dt} \dots (2.2.161)$$

加速度座標系 K_{S1} 上の加速度は (2.2.162) で記述する。慣性座標系 S 上の加速度は (2.2.163) で記述する。加速度座標系 K_{S1} の加速度は (2.2.74) で記述した。(2.2.162)、(2.2.163) および (2.2.74) を使用すると、(2.2.161) は (2.2.164) に書き直すことができる。

$$a_1 = \frac{dv_1}{dt} \dots (2.2.162)$$

$$a = \frac{dv}{dt} \dots (2.2.163)$$

$$\frac{du}{dt} = \alpha \dots (2.2.74)$$

$$a_1 \approx a - \alpha \dots (2.2.164) \text{ 加速度の相対性の記述}$$

(2.2.164) は、加速度座標系 K_{S1} 上での加速度の相対性を示している。真空中の光は、慣性座標系 S 上で等速度運動しているので加速度は零である。このことは、(2.2.165) で記述する。真空中の光の加速度 (2.2.165) を

(2.2.164) の右辺に代入すると, (2.2.166) になる. 加速度座標系上の光には, 加速度 (2.2.166) が作用している. このことでは, 加速度座標系 K_{S1} 上の光は加速度運動している. 加速度座標系上では, 加速度座標系 K_{S1} の加速度とは大きさが等しく向きが逆である. このことで, 加速度座標系 K_{S1} の加速度は加速度座標系上の光の加速度を使用すると (2.2.167) で記述できる. 加速度座標系上では, 重力場を仮定しているのが等価原理である. 加速度座標系 K_{S1} の加速度で生じている重力場の重力のみの落下加速度に相当するのは (2.2.166) である. 特殊相対性理論の加速度の変換で (2.2.164) を付録 vi に考察している.

$$a = 0 \cdots (2.2.165)$$

$$a_1 \approx -\alpha \cdots (2.2.166)$$

$$\alpha \approx -a_1 \cdots (2.2.167)$$

加速度座標系 K_1 は, 一様な重力場 (2.2.31) を仮定している座標系 K の z 軸の正の方向に一様な加速度 (2.2.35) ~ (2.2.37) の運動をする. その加速度 (2.2.35) ~ (2.2.37) は特殊相対性理論で採用した慣性座標系 K_0 で観測する.

$$|\mathbf{g}_{\text{gravitation}}| = \gamma, (m_g \neq 0) \cdots (2.2.31)$$

$$\frac{d^2 x_0}{dt^2} = 0 \cdots (2.2.35)$$

$$\frac{d^2 y_0}{dt^2} = 0 \cdots (2.2.36)$$

$$\frac{d^2 z_0}{dt^2} = \gamma, (\gamma = \text{constant}) \cdots (2.2.37)$$

一様な重力場 (2.2.31) を仮定している座標系では, 上述の (2.2.166) のように質点の重力のみの自由落下加速度 (the free-fall acceleration due to the gravitation) 運動の加速度 (2.2.32) ~ (2.2.34) のようになる.

$$\frac{d^2 x}{dt^2} = 0 \cdots (2.2.32)$$

$$\frac{d^2 y}{dt^2} = 0 \cdots (2.2.33)$$

$$\frac{d^2 z}{dt^2} = -\gamma, (\gamma = \text{const.}) \cdots (2.2.34)$$

加速度座標系 K_1 は, 慣性座標系 K_0 上を z_0 軸の正の方向に沿って速度 (2.2.168) で加速度 (2.2.37) の加速度運動をしている. 加速度座標系 K_1 上には S_{K11} および S_{K12} は距離 (2.2.169) だけ離れている. 光子が S_{K11} から S_{K12} へ移動する.

$$u_{z_0}(t) = \gamma \cdot t \cdots (2.2.168)$$

$$dh_{z_0} \cdots (2.2.169)$$

ローレンツ変換の係数 (2.52) が近似式 (2.2.59) を満足する場合を仮定する. (2.2.59) に加速度座標系上の時間および慣性座標系上の時間との関係 (2.2.147) を仮定した. 慣性座標系上の時間軸の時点の原点 (2.2.83) からの時間 (2.2.96) を仮定した.

$$\gamma_r = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}} (= \text{const.}), (u \neq c) \dots (2.52) \text{ 係数 (coefficient)}$$

$$\gamma_r \approx 1 \dots (2.2.59)$$

$$\Delta t_1(t_{\Delta r}) \approx \Delta t \dots (2.2.147)$$

$$t = 0 \dots (2.2.83)$$

$$t_{\Delta r} \approx 0 \dots (2.2.96)$$

加速度座標系 K_{S1} の速度の微分 (2.2.116) に (2.2.73) を記述できた。同様に、加速度座標系の速度 (2.2.168) に微分 (2.2.170) を記述する。慣性座標系上の時間には (2.2.93) が成立する。慣性座標系上の時間 (2.2.96) は、(2.2.84) を使用すると微小時間 (2.2.93) に等しいことを仮定した。

$$du = u(t_{\Delta r}) \dots (2.2.116)$$

$$du = \alpha \cdot dt \dots (2.2.73)$$

$$du_{z0} = \gamma \cdot dt \dots (2.2.170)$$

$$\Delta t = t_{\Delta r} \dots (2.2.84)$$

$$dt = \Delta t \dots (2.2.93)$$

S_{K11} から S_{K12} へ移動している光子の持つ全エネルギーは、特殊相対性理論では観測する慣性座標系上で異なることを (2.92) で説明する——「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」で導出している。——。(2.92) の左辺は、慣性座標系 S_1 上を速度 (2.70) で移動している質点の持つ全エネルギー (2.2.171) である。(2.92) の右辺の (2.2.172) は、慣性座標系 S 上を速度 (2.69) で移動している質点の持つ全エネルギー (2.2.172) である。

$$E_1(v_1) = E(v) \times \frac{1 - \frac{u \cdot v}{c^2}}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}}, (u \neq c) \dots (2.92)$$

$$\mathbf{v}_1(t_1) = (v_{x_1}(t_1), v_{y_1}(t_1), v_{z_1}(t_1)) \dots (2.70)$$

$$E_1(v_1) \dots (2.2.171)$$

$$E(v) \dots (2.2.172)$$

$$\mathbf{v}(t) = (v_x(t), v_y(t), v_z(t)) \dots (2.69)$$

特殊相対性理論の慣性座標系上では、慣性質量およびエネルギーの等価性 (equivalence of mass and energy) を導出できる——「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」で導出している。——。慣性座標系 S 上では (2.46) で記述できる。(2.46) の右辺の慣性質量は慣性座標系 S 上で観測するものである。慣性座標系 S_1 上では (2.47) で記述できる。(2.47) の右辺の慣性質量は慣性座標系 S_1 上で観測するものである。

$$E = m \cdot c^2 \dots (2.46) \text{ 慣性質量およびエネルギーの等価性 (equivalence of mass and energy)}$$

$$E_1 = m_1 \cdot c^2 \dots (2.47)$$

特殊相対性理論の静止質量は、著者が独自に (2.28) で定義している——「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」で定義して導出している。——。(2.28) の左辺の静止質量は、質点が静止している座標系で観測する質点の慣性質量である。(2.28) の右辺の変数である慣性質量 (2.29) は、質点が速度 (2.69) で移動している慣性座標系で観測する質点の慣性質量である。

$$m_0 \equiv m(v) \cdot \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}, (0 \leq v \leq c) \dots (2.28) \text{ 静止質量の定義}$$

$$m(v) \text{ kg} \dots (2.29) \text{ 変数である慣性質量}$$

慣性座標系 K_0 上では、光速不変の原理が保証されている。慣性座標系上で観測すると、移動している光子の持つ全エネルギーは真空中の光の速さで伝搬する。その光のエネルギーの慣性質量は (2.35) で記述できる。その慣性質量 (2.35) を持つ光の粒子の持つ全エネルギーは (2.2.173) で記述する。ここで、(2.12) は真空中の光の速さである。

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。

$$m(c) \dots (2.35)$$

$$E(c) \dots (2.2.173)$$

$$c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \times \varepsilon_0}} \frac{\text{m}}{\text{s}}, (c \neq 0, c > 0) \dots (2.12)$$

慣性座標系 S 上で、(2.2.112) に (2.2.100) が成立した。その微小距離で微分 (2.2.114) を記述できた。微分 (2.2.114) は、微小距離であるので (2.2.06) で記述できる。(2.2.112) では、微分 (2.2.109) である。これらのことと同様に、慣性座標系 K_0 上では微分 (2.2.174) が z_0 軸に記述できる。慣性座標系 K_0 上の z_0 軸の微分 (2.2.174) では、 z_0 軸の正の方向に沿って真空中の速さ (2.2.175) を記述できる。

$$x(t_{\Delta}) = c \cdot t_{\Delta} \dots (2.2.112)$$

$$x(t_{\Delta}) \approx 0 \dots (2.2.100)$$

$$dx = x(t_{\Delta}) \dots (2.2.114)$$

$$dx = \Delta x \dots (2.2.106)$$

$$dx = c \cdot dt \dots (2.2.109)$$

$$dz_0 = c \cdot dt \dots (2.2.174)$$

$$v_z = \frac{dz_0}{dt} \dots (2.2.175)$$

加速度座標系 K_1 上には S_{K11} および S_{K12} は距離 (2.2.169) だけ離れている。その加速度座標系 K_1 上で移動している光子の持つ全エネルギーの粒子が到達する時間は (2.2.93) である。慣性座標系 K_0 上で真空中の光が伝搬する距離は (2.2.176) の右辺である。加速度座標系 K_1 上での時間は慣性座標系 K_0 上の時間とは近似の関係 (2.2.147) であった。加速度座標系 K_1 上での微分は慣性座標系 K_0 上の微分とは近似の関係 (2.2.141) であった。加速度座標系上での光の速さは、真空中の光の速さ (2.12) よりも遅くなることを (2.2.159) で導出している。(2.2.59) を仮定する際に、(2.2.80) を導出した。これらのことでは、距離 (2.2.169) は加速度座標系 K_1 上では近似式 (2.2.176) を記述できる。等価原理を使用して加速度座標系 K_1 で計算をしている。

$$dh_{z1c} \dots (2.2.169)$$

$$dt = \Delta t \dots (2.2.93)$$

$$dh_{z1c} \approx c \cdot dt \dots (2.2.176)$$

$$\Delta t_1(t_{\Delta t}) \approx \Delta t \dots (2.2.147)$$

$$dt_1(t_{\Delta t}) = dt \dots (2.2.141)$$

$$v_1 \approx v - u \dots (2.2.159) \text{ 速度の相対性での記述}$$

$$\gamma_r \approx 1 \dots (2.2.59)$$

$$u \approx 0, (u \neq c) \dots (2.2.80)$$

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。

(2.2.141) および (2.2.176) を使用すると、真空中の光の速さ (2.2.177) を記述できる。(2.2.177) は、慣性座標系 K_0 上の時点の微分 (2.2.178) に書き直すことができる。

$$\frac{dh_{z1c}}{dt_1} \approx c \dots (2.2.177)$$

$$\frac{dh_{z1c}}{c} \approx dt \dots (2.2.178)$$

慣性座標系 K_0 上を z 軸に沿って正の方向に真空中の光が等速度運動している。その等速度 (a constant velocity) は (2.2.175) で記述できる。エネルギーの変換 (2.92) の右辺の質点の速さに (2.2.175) を代入すると、(2.2.179) になる。

$$v_z = \frac{dz_0}{dt} \dots (2.2.175)$$

$$E_1(v_1) = E(v) \times \frac{1 - \frac{u \cdot v}{c^2}}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}}, (u \neq c) \dots (2.92)$$

$$E_1(v_1) = E(v_z) \times \frac{1 - \frac{u_{z0} \cdot v_z}{c^2}}{\sqrt{1 - \frac{u_{z0}^2}{c^2}}}, (u_{z0} \neq c) \dots (2.2.179)$$

(2.2.175) は真空中の光の速さ (2.12) であるので (2.2.180) になる。慣性座標系 K_0 上を z 軸に沿って正の方向に等速度運動する質点の速さ (2.2.180) を (2.2.179) の右辺に代入すると (2.2.181) である。(2.2.181) の右辺は整理すると (2.2.182) になる。

$$v_z = c \dots (2.2.180)$$

$$E_1(v_1) = E(c) \times \frac{1 - \frac{u_{z0} \cdot c}{c^2}}{\sqrt{1 - \frac{u_{z0}^2}{c^2}}}, (u_{z0} \neq c) \dots (2.2.181)$$

$$E_1(v_1) = E(c) \times \frac{1 - \frac{u_{z0}}{c}}{\sqrt{1 - \frac{u_{z0}^2}{c^2}}}, (u_{z0} \neq c) \dots (2.2.182)$$

ローレンツ変換の係数には (2.2.59) を仮定した. (2.2.59) を使用すると, (2.2.182) は (2.2.183) になる.

$$\gamma_r \approx 1 \dots (2.2.59)$$

$$E_1(v_1) \approx E(c) \cdot \left(1 - \frac{u_{z0}}{c}\right), (u_{z0} \neq c) \dots (2.2.183)$$

(2.2.116) を記述できた. 加速度座標系 K_1 の速度には (2.2.168) を仮定した. (2.2.116) と同様に, (2.2.168) を使用すると (2.2.185) になる. (2.2.183) の右辺の 加速度座標系 K_1 の速度 に (2.2.185) の左辺を代入すると, (2.2.186) になる.

$$du = u(t_{\Delta}) \dots (2.2.116)$$

$$u_{z0}(t) = \gamma \cdot t \dots (2.2.168)$$

$$du_{z0} = u_{z0}(t_{\Delta}) \dots (2.2.185)$$

$$E_1(v_1) \approx E(c) \cdot \left(1 - \frac{du_{z0}}{c}\right), (u_{z0} \neq c) \dots (2.2.186)$$

微分 (2.2.170) の右辺を (2.2.186) の右辺に代入すると, (2.2.187) になる.

$$du_{z0} = \gamma \cdot dt \dots (2.2.170)$$

$$E_1(v_1) \approx E(c) \cdot \left(1 - \frac{\gamma \cdot dt}{c}\right), (u_{z0} \neq c) \dots (2.2.187)$$

慣性座標系 K_0 上の微小時間は微分 (2.2.93) に等しい. (2.2.93) の左辺は, (2.2.178) になる. (2.2.187) の右辺に (2.2.178) の左辺を代入すると, (2.2.188) になる. (2.2.188) の右辺は整理すると, (2.2.189) になる.

$$dt = \Delta t \dots (2.2.93)$$

$$\frac{dh_{z1c}}{c} \approx dt \dots (2.2.178)$$

$$E_1(v_1) \approx E(c) \cdot \left(1 - \frac{\gamma}{c} \cdot \frac{dh_{z1c}}{c}\right), (u_{z0} \neq c) \dots (2.2.188)$$

$$E_1(v_1) \approx E(c) \cdot \left(1 - \frac{\gamma \cdot dh_{z1c}}{c^2}\right), (u_{z0} \neq c) \dots (2.2.189)$$

(2.2.189) の右辺には (2.2.190) の右辺が記述されている. (2.2.190) はポテンシャルである. ポテンシャル (2.2.190) の右辺を (2.2.189) の左辺に代入すると, (2.2.191) になる.

$$\Phi_{\gamma} = \gamma \cdot dh_{z1c} \dots (2.2.190)$$

$$E_1(v_1) \approx E(c) \cdot \left(1 - \frac{\Phi_{\gamma}}{c^2}\right), (u_{z0} \neq c) \dots (2.2.191)$$

(2.2.191) の右辺は展開すると (2.2.192) になる. (2.2.192) の右辺は整理すると (2.2.193) になる. (2.2.193) の右辺には (2.46) の右辺の慣性質量が記述されている. (2.46) の右辺の慣性質量 (2.35) を (2.2.193) の右辺に記述すると, (2.2.194) になる.

$$E_1(v_1) \approx E(c) - E(c) \cdot \frac{\Phi_{\gamma}}{c^2}, (u_{z0} \neq c) \dots (2.2.192)$$

$$E_1(v_1) \approx E(c) - \frac{E(c)}{c^2} \cdot \Phi_\gamma(u_{z_0} \neq c) \dots (2.2.193)$$

$$E = m \cdot c^2 \dots (2.46) \text{ 慣性質量およびエネルギーの等価性 (equivalence of mass and energy)}$$

$$m(c) \dots (2.35)$$

$$E_1(v_1) \approx E(c) - m(c) \cdot \Phi_\gamma(u_{z_0} \neq c) \dots (2.2.194)$$

2.3 慣性質量 (inertial mass) および重力質量 (gravitational mass) の等価性 (equivalence)

エネルギーの変換式に、単位質量当たりの万有引力の大きさ (a.5.16) を使用して慣性質量および重力質量の等価性を導出する。万有引力のポテンシャル (potential) の定義 (a.5.10) は、単位重力質量当たりの質点系の位置 r の質点の万有引力のポテンシャルエネルギー (potential energy) である。単位質量当たりの万有引力の大きさ (a.5.16) を重力のみの自由落下加速度として扱うのに、慣性質量 (inertial mass) および重力質量 (gravitational mass) の等価性を認めることになる。等価原理を使用することで、単位質量当たりの万有引力の大きさ (a.5.16) を重力のみの自由落下加速度として扱うことができることを2書3節で導出する。

$$g_{\text{uni}_R E} \approx \frac{\Phi_{\text{uni}_1 2}}{\Delta r}, (\Delta r \neq 0) \dots (a.5.16)$$

$$\Phi_{\text{uni}_r} \equiv \frac{U_{\text{uni}_r}}{m_r} \dots (a.5.10) \text{ 万有引力のポテンシャル (potential) の定義}$$

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。

(2.2.194) では、速度の相対性 (2.2.159) および加速度の相対性 (2.2.164) を使用したエネルギーの保存則を説明している。重力場に静止した座標系上での重力のみの自由落下加速度 (2.2.34) は等価原理を使用するものである。

$$E_1(v_1) \approx E(c) - m(c) \cdot \Phi_\gamma(u_{z_0} \neq c) \dots (2.2.194)$$

$$v_1 \approx v - u \dots (2.2.159) \text{ 速度の相対性での記述}$$

$$a_1 \approx a - \alpha \dots (2.2.164) \text{ 加速度の相対性の記述}$$

$$\frac{d^2 z}{dt^2} = -\gamma, (\gamma = \text{const.}) \dots (2.2.34)$$

速度の相対性 (2.2.159) および加速度の相対性 (2.2.164) では、(2.52) に (2.2.59) を仮定している。慣性座標系上での時間軸の時点が零である (2.2.83) からの時間 (2.2.96) の微小な時間での観測である。

$$\gamma_r = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}} (= \text{const.}), (u \neq c) \dots (2.52) \text{ 係数 (coefficient)}$$

$$\gamma_r \approx 1 \dots (2.2.59)$$

$$t = 0 \dots (2.2.83)$$

$$t_\Delta \approx 0 \dots (2.2.96)$$

微小時間 (2.2.96) での慣性座標系 (inertial coordinate-system) の時間 (2.2.84) が加速度座標系上の時間に近似する (2.2.147) を仮定できる. 慣性座標系の時間 (2.2.84) は, その慣性座標系上の時点の微分に等しいことを (2.2.93) で記述できた.

$$\Delta t = t_{\Delta t} \dots (2.2.84)$$

$$\Delta t_1(t_{\Delta t}) \approx \Delta t \dots (2.2.147)$$

$$dt = \Delta t \dots (2.2.93)$$

加速度座標系を観測している慣性座標系では, 光速不変の原理で真空中の光は等速度運動している. 等価原理 (the principle of equivalence) を使用すると, 加速度座標系上では (2.2.166) の重力場を仮定できる. 加速度座標系の加速度は (2.3.1) である場合には, 加速度座標系上の重力場 (gravitational field) の成分は (2.3.2) で記述できる. 加速度座標系上では, 光が重力のみの自由落下加速度 (2.3.2) の加速度運動することを (2.3.3) で記述できる. (2.3.3) の左辺は (2.3.4) で記述する. (2.3.3) では, 真空中の光の速さは減速している.

$$a_1 \approx -\alpha \dots (2.2.166)$$

$$\alpha = \gamma \dots (2.3.1)$$

$$a_1 \approx -\gamma \dots (2.3.2)$$

$$v_1 \approx c - \gamma \cdot dt \dots (2.3.3)$$

$$v_1 = c_1 \dots (2.3.4)$$

ポテンシャル (2.2.190) を使用して, 加速度座標系での光子の持つ全エネルギーの近似式 (2.2.194) を記述した. 質点の持つ全エネルギー (2.3.5) および (2.3.6) を使用して (2.2.194) は (2.3.7) に書き直すことができる. (2.3.7) は (2.3.8) に書き直すことで, 光子の持つ全エネルギーの変化量を記述できる. (2.3.8) の右辺には, エネルギーの変化量を慣性質量 (inertial mass) (2.35) およびポテンシャル (potential) (2.2.190) を使用して記述している. そのエネルギーの変化量は (2.3.9) で記述する.

$$\Phi_\gamma = \gamma \cdot dh_{z1c} \dots (2.2.190)$$

$$E_1(v_1) \approx E(c) - m(c) \cdot \Phi_\gamma, (u_{z0} \neq c) \dots (2.2.194)$$

$$E_1(v_1) = m_1(v_1) \cdot c^2 \dots (2.3.5)$$

$$E(c) = m(c) \cdot c^2 \dots (2.3.6)$$

$$m_1(v_1) \cdot c^2 \approx m(c) \cdot c^2 - m(c) \cdot \Phi_\gamma, (u_{z0} \neq c) \dots (2.3.7)$$

$$m_1(v_1) \cdot c^2 - m(c) \cdot c^2 \approx -m(c) \cdot \Phi_\gamma, (u_{z0} \neq c) \dots (2.3.8)$$

$$m(c) \dots (2.35)$$

$$\Delta E_{mc} = m(c) \cdot \Phi_\gamma \dots (2.3.9)$$

光子の持つ全エネルギーの変化量 (2.3.8) は, 光子の持つ慣性質量の変化量 (2.3.10) に書き直すことができる. (2.3.10) の右辺に (2.3.9) の左辺を代入すると (2.3.11) になる.

$$m_1(v_1) - m(c) \approx -\frac{m(c) \cdot \Phi_\gamma}{c^2}, (u_{z0} \neq c) \dots (2.3.10)$$

$$m_1(v_1) - m(c) \approx -\frac{\Delta E_{mc}}{c^2}, (u_{z0} \neq c) \dots (2.3.11)$$

重力のポテンシャルエネルギー (potential energy) の変化量は (2.3.12) で記述する. (2.3.12) の右辺に記述した (2.3.13) は重力質量 (gravitational mass) である.

$$\Delta E_{\gamma dh} = m_{\gamma dh} \cdot \gamma \cdot dh_{z1c} \dots (2.3.12)$$

$$m_{\gamma dh} \dots (2.3.13) \text{ 重力質量}$$

加速度座標系は時点が零 (2.2.83) の時に、慣性座標系 (inertial coordinate-system) と原点が一致していることを仮定した。このことで、時点が零 (2.2.83) の時の慣性座標系での真空中の光子の慣性質量は加速度座標系上での光子の慣性質量に一致することを (2.3.14) で記述できる。(2.3.8) の左辺の運動エネルギーの変化量は、(2.3.14) を使用して (2.3.15) に記述できる。

$$t = 0 \cdots (2.2.83)$$

$$m_1(c) = m(c) \cdots (2.3.14)$$

$$m_1(v_1) \cdot c^2 - m(c) \cdot c^2 \approx -m(c) \cdot \Phi_\gamma, (u_{z0} \neq c) \cdots (2.3.8)$$

$$\Delta K = m_1(v_1) \cdot c^2 - m_1(c) \cdot c^2 \cdots (2.3.15)$$

(a.4.47) を使用すると、一様な重力場でのポテンシャルエネルギーの変化量は (2.3.16) で記述できる。(2.3.12) の左辺を (2.3.16) の右辺に代入すると (2.3.17) になる。

$$\Delta U_{\text{uni}_12} \approx m_{\text{in_Newton}} \cdot g_{\text{uni_R}_e} \cdot \Delta r \cdots (a.4.47)$$

$$\Delta U \approx m_{\gamma dh} \cdot \gamma \cdot dh_{zlc} \cdots (2.3.16)$$

$$\Delta U \approx \Delta E_{\gamma dh} \cdots (2.3.17)$$

(2.3.18) は質点系のエネルギーの保存則である。(2.3.18) の左辺の第1項は運動エネルギー (kinetic energy) の変化量である。(2.3.18) の左辺の第2項はポテンシャルエネルギー (potential energy) の変化量である。(2.3.18) の左辺の第3項は内部エネルギーの変化量である。(2.3.18) の右辺は、その質点系に外部から作用している合力の仕事量である。「電位の簡単な入門 2007 第1回」で説明をしている。

$$\Delta K + \Delta U + \Delta E_{\text{internal}} = W_{\text{external}} \cdots (2.3.18) \text{ 質点系のエネルギーの保存則}$$

内部エネルギーの変化量は (2.3.19) で零であることを仮定する。その質点系に外部から作用している合力の仕事量は (2.3.20) で零であることを仮定する。内部エネルギーの変化量 (2.3.19) および外部から作用している合力の仕事量 (2.3.20) を質点系のエネルギーの保存則 (2.3.18) に代入すると、(2.3.21) になる。

$$\Delta E_{\text{internal}} = 0 \cdots (2.3.19)$$

$$W_{\text{external}} = 0 \cdots (2.3.20)$$

$$\Delta K + \Delta U = 0 \cdots (2.3.21)$$

(2.3.21) の左辺に (2.3.15) および (2.3.16) を代入すると、(2.3.18) の左辺は (2.3.22) になる。(2.3.22) の右辺および (2.3.20) を使用すると、質点系のエネルギーの保存則 (2.3.18) は (2.3.23) になる。

$$\Delta K = m_1(v_1) \cdot c^2 - m_1(c) \cdot c^2 \cdots (2.3.15)$$

$$\Delta U \approx m_{\gamma dh} \cdot \gamma \cdot dh_{zlc} \cdots (2.3.16)$$

$$\Delta K + \Delta U + \Delta E_{\text{internal}} \approx (m_1(v_1) \cdot c^2 - m_1(c) \cdot c^2) + m_{\gamma dh} \cdot \gamma \cdot dh_{zlc} \cdots (2.3.22)$$

$$(m_1(v_1) \cdot c^2 - m_1(c) \cdot c^2) + m_{\gamma dh} \cdot \gamma \cdot dh_{zlc} \approx 0 \cdots (2.3.23)$$

(2.3.23) は (2.3.24) に書き直すことができる。(2.3.24) の左辺の慣性質量は (2.3.25) のように記述できる。

$$(m_1(v_1) \cdot c^2 - m_1(c) \cdot c^2) \approx -m_{\gamma dh} \cdot \gamma \cdot dh_{zlc} \cdots (2.3.24)$$

$$(m_1(v_1) - m_1(c)) \cdot c^2 \approx -m_{\gamma dh} \cdot \gamma \cdot dh_{zlc} \cdots (2.3.25)$$

一様な重力場の重力のポテンシャル (potential) (2.2.190) を使用すると、(2.3.26) である。(2.3.8) の左辺は (2.3.27) の左辺のように整理できる。(2.3.14) を使用すると、(2.3.27) の左辺は (2.3.28) になる。

$$\Phi_\gamma = \gamma \cdot dh_{zlc} \cdots (2.2.190)$$

$$(m_1(v_1) - m_1(c)) \cdot c^2 \approx -m_{\gamma dh} \cdot \Phi_\gamma \cdots (2.3.26)$$

$$m_1(v_1) \cdot c^2 - m(c) \cdot c^2 \approx -m(c) \cdot \Phi_\gamma, (u_{z0} \neq c) \cdots (2.3.8)$$

$$(m_1(v_1) - m(c)) \cdot c^2 \approx -m(c) \cdot \Phi_\gamma, (u_{z0} \neq c) \cdots (2.3.27)$$

$$m_1(c) = m(c) \cdots (2.3.14)$$

$$(m_1(v_1) - m_1(c)) \cdot c^2 = (m_1(v_1) - m(c)) \cdot c^2 \cdots (2.3.28)$$

ポテンシャル (2.2.190) を使用すると、重力のポテンシャルの変化量 (2.3.16) は (2.3.29) で記述できる。(2.3.28) および (2.3.15) を使用すると、(2.3.8) は (2.3.30) に記述できる。

$$\Delta U \approx m_{\gamma dh} \cdot \gamma \cdot dh_{zlc} \cdots (2.3.16)$$

$$\Delta U \approx m_{\gamma dh} \cdot \Phi_{\gamma} \cdots (2.3.29)$$

$$\Delta K = m_1(v_1) \cdot c^2 - m_1(c) \cdot c^2 \cdots (2.3.15)$$

$$m_1(v_1) \cdot c^2 - m(c) \cdot c^2 \approx -m(c) \cdot \Phi_{\gamma}, (u_{z0} \neq c) \cdots (2.3.8)$$

$$\Delta K \approx -m(c) \cdot \Phi_{\gamma}, (u_{z0} \neq c) \cdots (2.3.30)$$

(2.3.21) は (2.3.31) に書き直すことができる。(2.3.30) および (2.3.31) を比較すると、ポテンシャルエネルギー (potential energy) の変化量 (2.3.32) を記述できる。

$$\Delta K + \Delta U = 0 \cdots (2.3.21)$$

$$\Delta K = -\Delta U \cdots (2.3.31)$$

$$\Delta U \approx m(c) \cdot \Phi_{\gamma}, (u_{z0} \neq c) \cdots (2.3.32)$$

(2.2.169) だけ落下するポテンシャルエネルギーの変化は一意である。一様な重力のみの自由落下加速度 (the free-fall acceleration due to the gravitation) が等しいので、質量が等しいことで等しいポテンシャルエネルギーの変化量 (2.3.29) になる。ここでは、慣性質量 (inertial mass) は真空中の速さで等速度運動する光子の慣性質量であるので定数である。万有引力の法則での重力質量 (gravitational mass) は定数である。重力のみの自由落下加速度が慣性質量 (inertial mass) で変化しないことは経験でも受け入れられている。理論物理学でも万有引力の法則では相対的配置の位置で重力 (gravitational force) が変化することは導出できている。このように重力のみの自由落下の加速度が定数である仮定で微小な移動距離でのポテンシャルエネルギーの変化量——

(2.3.29) および (2.3.32) である。——がひとつの値 (2.3.33) に決定できる。質量が定数であるのでひとつの値になることは、光子の慣性質量が万有引力の重力質量に等しい (2.3.34) ことを意味するものと扱える。 このことで、重力質量が慣性質量に等しいことを導出できたものと扱える。

$$dh_{zlc} \cdots (2.2.169)$$

$$\Delta U \approx m_{\gamma dh} \cdot \Phi_{\gamma} \cdots (2.3.29)$$

$$\Delta U \approx m(c) \cdot \Phi_{\gamma}, (u_{z0} \neq c) \cdots (2.3.32)$$

$$m(c) \cdot \Phi_{\gamma} = m_{\gamma dh} \cdot \Phi_{\gamma} \cdots (2.3.33)$$

$$m(c) = m_{\gamma dh} \cdots (2.3.34)$$

(2.1.169) の距離には、一様な重力場 (a homogeneous gravitational field) での重力のみの自由落下加速度を仮定している。このことで、その重力場のポテンシャル (potential) は (2.2.190) で記述できる。このような重力場は、微小な領域に仮定できる。微小時間 (2.2.96) は、(2.2.84) を使用すると時点の微分 (2.2.93) を記述できる。その微小な時間 (2.2.93) で、光子の速度は (2.3.3) に真空中の光の速さから減速している。(2.3.4) を仮定しているので、(2.3.3) は (2.3.35) で記述できる。(2.3.35) は (2.3.36) に書き直すことができる。(2.3.36) の右辺では、加速度座標系上での微小な時間 (2.2.147) での光子の速さの減速分である。この減速は、加速度座標系上に等価原理 (the principle of equivalence) で仮定した重力のみの自由落下の加速度に逆らって上昇している光子の速さの減速である。

$$dh_{zlc} \cdots (2.2.169)$$

$$\Phi_\gamma = \gamma \cdot dh_{zlc} \dots (2.2.190)$$

$$t_{\Delta t} \approx 0 \dots (2.2.96)$$

$$\Delta t = t_{\Delta t} \dots (2.2.84)$$

$$dt = \Delta t \dots (2.2.93)$$

$$v_1 \approx c - \gamma \cdot dt \dots (2.3.3)$$

$$v_1 = c_1 \dots (2.3.4)$$

$$c_1 \approx c - \gamma \cdot dt \dots (2.3.35)$$

$$c_1 - c \approx -\gamma \cdot dt \dots (2.3.36)$$

$$\Delta t_1(t_{\Delta t}) \approx \Delta t \dots (2.2.147)$$

速度の微分 (2.2.160) は、一般相対性理論の加速度座標系で成立することを導出した。加速度座標系の速さの微分 (2.2.116) を仮定した。加速度座標系の速さは、線形関数である (2.2.168) で記述できた。(2.2.168) の微分は (2.2.170) で記述できた。(2.2.93) を使用すると、加速度座標系の速さの微分 (2.2.170) は (2.2.185) で記述できた。

$$dv_1 \approx dv - du \dots (2.2.160) \text{ 速度の微分の和}$$

$$du = u(t_{\Delta t}) \dots (2.2.116)$$

$$u_{z0}(t) = \gamma \cdot t \dots (2.2.168)$$

$$du_{z0} = \gamma \cdot dt \dots (2.2.170)$$

$$du_{z0} = u_{z0}(t_{\Delta t}) \dots (2.2.185)$$

(2.2.160) の右辺の第2項に (2.2.170) を代入すると、(2.2.37) になる。(2.2.37) は、(2.3.38) に書き直すことができる。(2.2.38) の右辺では、加速度座標系上での光子は微小な時間では (2.3.38) の右辺の減速が生じている。その減速は、加速度座標系上に仮定されている重力場の重力のみの自由落下加速度で生じている。(2.3.38) の右辺は、重力場 (gravitational field) の光子の移動する方向とは逆の方向に移動する重力のみの自由落下加速度の速度であるものと扱うことができる。(2.3.38) は (2.3.39) に書き直すことで、真空中の光の速さまで光子の速さが速くなることを仮定できる。加速度座標系上で、光子の重力のみの自由落下を仮定することで (2.3.39) の光子の運動になる。

$$dv_1 \approx dv - \gamma \cdot dt \dots (2.3.37)$$

$$dv_1 - dv \approx -\gamma \cdot dt \dots (2.3.38)$$

$$dv - dv_1 \approx \gamma \cdot dt \dots (2.3.39)$$

距離 (2.2.169) だけ S_{K12} と S_{K11} が離れている。 S_{K11} から S_{K12} へ光子が移動する場合には、光子が重力のみの自由落下の方向とは逆の方向に上昇しているものと仮定できる。 S_{K12} から S_{K11} へ光子が移動する場合には、光子が重力のみの自由落下の方向に降下しているものと仮定できる。

$$dh_{zlc} \dots (2.2.169)$$

重力 (gravitational force) が位置で変化することはニュートンの万有引力の法則でも説明できた。(2.3.33) の左辺の慣性質量は、 S_{K11} から S_{K12} へ移動するエネルギーの光子が真空中の光の速さの時点でのものである。加速度座標系 K_1 上で距離 (2.1.169) だけ上昇した光子は S_{K12} に至るときに、その光子の速さは (2.3.35) になっている。(2.3.35) の速さは、微小な領域内での慣性座標系 K_0 の微小時間 (2.2.96) で真空中の光の速さから減速した光子の速さであるものと時点の微分 (2.2.93) で仮定できる。時点の微分 (2.2.93) は、加速度座標系 K_1 上の時間には (2.2.147) で近似する慣性座標系 K_0 上の時間である。時間 (2.2.96) で、真空中の光の速さが (2.3.35) の左辺にまで減速している。時間 (2.2.96) の時間軸の始点は、零の点 (2.2.83) である。その時点が零 (2.2.83)

の時に光子が持つ慣性質量が距離 (2.1.169) だけ自由落下するポテンシャルエネルギー (potential energy) の変化量を記述する重力質量 (gravitational mass) に等しいことになる。その時点が零 (2.2.83) の時を観測するのに誤差を考慮することで、(2.2.83) の議論は光子が放出されるまでの現象に関係する。(2.2.83) の時間軸の始点となる時点の誤差は、(2.3.33) を記述するのに (2.3.9) および (2.3.12) を使用して記述できるエネルギーの変化量 (2.3.40) の誤差に関係する。エネルギーの変化量 (2.3.40) の誤差は、周期並びに慣性質量および重力質量 (gravitational mass) の等価性の誤差に関係する。

$$m(c) \cdot \Phi_\gamma = m_{\gamma dh} \cdot \Phi_\gamma \dots (2.3.33)$$

$$c_1 \approx c - \gamma \cdot dt \dots (2.3.35)$$

$$t_{\Delta t} \approx 0 \dots (2.2.96)$$

$$dt = \Delta t \dots (2.2.93)$$

$$\Delta t_1(t_{\Delta t}) \approx \Delta t \dots (2.2.147)$$

$$t = 0 \dots (2.2.83)$$

$$\Delta E_{\gamma dh} = m_{\gamma dh} \cdot \gamma \cdot dh_{zlc} \dots (2.3.12)$$

$$\Delta E_{mc} = m(c) \cdot \Phi_\gamma \dots (2.3.9)$$

$$\Delta E_{\gamma dh} = \Delta E_{mc} \dots (2.3.40)$$

(2.3.41) は (2.3.42) に書き直すことができる。(2.2.141) を使用すると、(2.3.43) になる。(2.3.43) の左辺には、加速度 (2.3.44) を仮定する。(2.3.43) の右辺の第 1 項には、加速度 (2.3.45) を仮定する。加速度 (2.3.44) および加速度 (2.3.45) を (2.3.43) に代入すると (2.3.46) になる。(2.3.46) は加速度の相対性を記述している。

$$dc_1 \approx dc - \gamma \cdot dt \dots (2.3.41)$$

$$\frac{dc_1}{dt} \approx \frac{dc}{dt} - \gamma \dots (2.3.42)$$

$$dt_1(t_{\Delta t}) = dt \dots (2.2.141)$$

$$\frac{dc_1}{dt_1} \approx \frac{dc}{dt} - \gamma \dots (2.3.43)$$

$$a_{c1} = \frac{dc_1}{dt_1} \dots (2.3.44)$$

$$a_c \approx \frac{dc}{dt} \dots (2.3.45)$$

$$a_{c1} \approx a_c - \gamma \dots (2.3.46)$$

真空中の光の速さ (2.12) には、(2.3.47) になる。このことは、真空中の光の速さ (2.12) が定数であることで明らかである。(2.3.47) を (2.3.46) の右辺に代入すると、(2.3.48) になる。(2.3.48) は (2.3.2) に一致する。

$$c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \times \epsilon_0}} \frac{m}{s}, (c \neq 0, c > 0) \dots (2.12)$$

$$\frac{dc}{dt} = 0 \dots (2.3.47)$$

$$a_{c1} \approx -\gamma \dots (2.3.48)$$

$$a_1 \approx -\gamma \dots (2.3.2)$$

加速度座標系で記述できる加速度の相対性 (2.2.164) を導出した。等価原理を説明する際に仮定した慣性座標

系 K_0 で観測する加速度座標系 K_1 の加速度は、(2.2.37) である。加速度座標系 K_1 の速度は、(2.2.170) で記述した。(2.2.164) の右辺の第 2 項には (2.3.1) を仮定した。

$a_1 \approx a - \alpha \dots$ (2.2.164) 加速度の相対性の記述

$\frac{d^2 z_0}{dt^2} = \gamma, (\gamma = \text{constant}) \dots$ (2.2.37) 慣性座標系 K_0 で加速度座標系 K_1 の加速度を記述している。

$$du_{z_0} = \gamma \cdot dt \dots (2.2.170)$$

$$\alpha = \gamma \dots (2.3.1)$$

重力場 (gravitational field) に静止した座標系 K で、その重力場の重力のみの自由落下加速度は (2.2.34) で仮定した。(2.2.164) の左辺に (2.3.2) を仮定した。座標系 K が静止している重力場の重力のみの自由落下加速度で自由落下運動する加速度座標系 K_{in} の速度は (2.3.49) である。加速度座標系 K_{in} の速度 (2.3.49) は、等価原理で加速度座標系 K_1 に仮定した重力のみの自由落下加速度の速度である。

$$\frac{d^2 z}{dt^2} = -\gamma, (\gamma = \text{const.}) \dots (2.2.34)$$

$a_1 \approx -\gamma \dots$ (2.3.2) 等価原理で仮定した重力場の重力のみの自由落下加速度

$du_{z_{kin}} = -\gamma \cdot dt \dots$ (2.3.49) 加速度座標系 K_1 に仮定した重力のみの自由落下加速度の加速度座標系 K_{in} の速度

(2.3.49) を使用すると、加速度の相対性 (2.2.164) で加速度座標系 K_{in} の加速度は (2.3.50) に記述できる。加速度座標系 K_{in} の加速度 (2.3.50) の右辺の第 1 項に (2.3.2) の右辺を代入すると (2.3.51) になる。(2.3.51) の右辺は整理すると (2.3.52) になる。(2.3.52) は加速度が零である。加速度が零であるので、重力場が仮定できない。重力場 (gravitational field) が仮定できないので、等価原理を使用する加速度座標系ではない。加速度運動していない座標系であるので、(2.3.52) の座標系は慣性座標系 (inertial coordinate-system) である。

$$a_{z_{kin}} \approx a_1 + \gamma \dots (2.3.50)$$

$$a_{z_{kin}} \approx -\gamma + \gamma \dots (2.3.51)$$

$a_{z_{kin}} \approx 0 \dots$ (2.3.52) 重力場を仮定できない。

質点系に等価原理で仮定した重力場の重力のみの自由落下の加速度で落下する質点の運動エネルギー (kinetic energy) の増加が不可能な場合では、質点系のエネルギーの保存則 (2.3.18) の左辺に記述した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仮定できる。内部エネルギーの変化量が零である (2.3.19) の場合では、ポテンシャルエネルギーの変化量の増加を仮定できる。重力場のポテンシャルエネルギーの増加は、落下する質点の相対的配置の変化で仮定できる。無重力で外部から作用する合力が零である (2.3.20) を仮定する場合には、質点系の重力場内の全エネルギーの保存が仮定されて (2.3.53) の左辺の各エネルギーの変化量が変化するものと説明できる。

$$\Delta K + \Delta U + \Delta E_{\text{internal}} = W_{\text{external}} \dots (2.3.18) \text{ 質点系のエネルギーの保存則}$$

$$\Delta E_{\text{internal}} = 0 \dots (2.3.19)$$

$$W_{\text{external}} = 0 \dots (2.3.20)$$

$$\Delta K + \Delta U + \Delta E_{\text{internal}} = 0 \dots (2.3.53) \text{ 質点系のエネルギーの保存則}$$

光子の速さの微分は、加速度 (2.3.44) および加速度 (2.3.45) を使用すると (2.3.54) および (2.3.55) に記述できる。(2.3.54) および (2.3.55) を使用すると、(2.3.41) は (2.3.56) に書き直すことができる。微小な時間 (2.2.96) 内に (2.3.54) は、加速度座標系 K_1 上で加速度運動をしている光子の速さの微分である。微小な時間 (2.2.96) 内に (2.3.55) は、慣性座標系 K_0 上で加速度運動を仮定している光子の速さの微分である。

$$a_{c1} = \frac{dc_1}{dt_1} \dots (2.3.44)$$

$$a_c \approx \frac{dc}{dt} \dots (2.3.45)$$

$$dc_1 = a_{c1} \cdot dt_1 \dots (2.3.54)$$

$$dc = a_c \cdot dt \dots (2.3.55)$$

$$dc_1 \approx dc - \gamma \cdot dt \dots (2.3.41)$$

$$a_{c1} \cdot dt_1 \approx a_c \cdot dt - \gamma \cdot dt \dots (2.3.56)$$

$$t_{\Delta} \approx 0 \dots (2.2.96)$$

その慣性座標系 K_0 は, (2.3.56) の左辺の (2.2.170) で加速度運動する加速度座標系 K_1 から観測すると加速度運動する座標系 K_{in} である. このことで, 加速度座標系 K_1 上には等価原理で (2.3.2) の重力場を仮定している. 加速度座標系 K_1 上で重力のみの自由落下をする光子の速度の微分は (2.3.57) で記述できる.

$$du_{z0} = \gamma \cdot dt \dots (2.2.170)$$

$$a_1 \approx -\gamma \dots (2.3.2)$$

$$a_{c1} \cdot dt_1 = -\gamma \cdot dt_1 \dots (2.3.57)$$

(2.3.57) を (2.3.56) の左辺に代入すると (2.3.58) になる. (2.3.58) の右辺の第 2 項を左辺に移項すると, (2.3.59) である. (2.2.141) を使用すると, (2.3.59) の左辺は (2.3.60) になる. (2.3.60) の左辺は整理すると, (2.3.61) の右辺になる. (2.3.62) を仮定すると, (2.3.61) は座標系 K_{in} 上の重力場 (gravitational field) の加速度 (2.3.63) を記述できる. (2.3.63) を (2.3.55) の右辺に代入すると, 座標系 K_{in} 上の光子の速度の微分 (2.3.64) になる.

$$-\gamma \cdot dt_1 \approx a_c \cdot dt - \gamma \cdot dt \dots (2.3.58)$$

$$-\gamma \cdot dt_1 + \gamma \cdot dt \approx a_c \cdot dt \dots (2.3.59)$$

$$dt_1(t_{\Delta}) = dt \dots (2.2.141)$$

$$(-\gamma + \gamma) \cdot dt \approx a_c \cdot dt \dots (2.3.60)$$

$$a_c \cdot dt \approx 0 \dots (2.3.61)$$

$$dt \neq 0 \dots (2.3.62)$$

$$a_c \approx 0 \dots (2.3.63)$$

$$dc = 0 \cdot dt \dots (2.3.64)$$

光子の速度の微分 (2.3.64) では, 座標系 K_{in} 上の光子の速さ (2.3.65) は定数であることを説明している. 座標系 K_{in} 上の重力場の加速度が零 (2.3.63) であるので, その座標系 K_{in} には重力場を仮定できない. 座標系 K_{in} 上の重力場の加速度が零 (2.3.63) で等速度運動する光子の速さは, 真空中の光の速さ (2.12) である.

$c = \text{const.} \dots (2.3.65)$ 光速不変の原理が成立していることでは, 加速度座標系 K_{in} は慣性座標系として扱える.

$$c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \times \epsilon_0}} \frac{\text{m}}{\text{s}}, (c \neq 0, c > 0) \dots (2.12)$$

加速度座標系 K_1 に仮定した重力のみの自由落下加速度の加速度座標系 K_{in} は慣性座標系として扱える. 加速度の相対性では, 加速度が観測できることに等価原理で重力場を仮定する. この場合では, 加速度座標系 K_1 に仮定した重力のみの自由落下加速度を加速度座標系 K_{in} に仮定した重力 (gravitational force) の加速度で互いに差し引いて零にする加速度の相対性になり, 無重力 (2.3.52) であるものと仮定できる.

$$a_{*K_{in}} \approx 0 \dots (2.3.52) \text{ 重力場を仮定できない.}$$

加速度座標系 K_1 上で重力のみの自由落下の加速度で加速度運動している光子は、加速度座標系 K_{in} で観測することができる。加速度座標系 K_{in} の速度は (2.3.49) で記述できる。(2.3.49) に等価原理を使用すると、加速度座標系 K_{in} の加速度には加速度の相対性で (2.3.50) を記述できた。加速度座標系 K_1 上では、光子の速さは (2.3.35) である。その速さ (2.3.35) に (2.3.49) の重力のみの自由落下の加速度が (2.3.50) の右辺の第2項のように等価原理で仮定できる。加速度座標系 K_{in} の重力のみの自由落下の加速度では、(2.3.65) を仮定できる。(2.3.65) の右辺の第2項には、加速度座標系 K_{in} 上に等価原理で仮定した重力場 (gravitational field) の重力のみの自由落下加速度を記述している。(2.3.65) の右辺の第1項には、加速度座標系 K_{in} 上で観測する光子の初速度を記述している。(2.3.65) の右辺の第1項に、(2.3.35) の右辺を代入すると (2.3.66) になる。(2.3.66) の右辺は整理すると、(2.3.67) になる。(2.3.67) の右辺は、真空中の光の速さ (2.12) である。このことでは、加速度座標系 K_{in} は慣性座標系として扱えることを説明している。

$du_{z_{kin}} = -\gamma \cdot dt \dots$ (2.3.49) 加速度座標系 K_1 に仮定した重力のみの自由落下加速度の加速度座標系 K_{in} の速度

$$a_{z_{kin}} \approx a_1 + \gamma \dots (2.3.50)$$

$$c_1 \approx c - \gamma \cdot dt \dots (2.3.35)$$

$$c_{kin} = c_1 + \gamma \cdot dt \dots (2.3.65)$$

$$c_1 + \gamma \cdot dt \approx (c - \gamma \cdot dt) + \gamma \cdot dt \dots (2.3.66)$$

$$c_{kin} = c \dots (2.3.67)$$

$$c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \times \epsilon_0}} \frac{m}{s}, (c \neq 0, c > 0) \dots (2.12)$$

(2.3.65) の右辺の第1項は、加速度座標系 K_{in} 上での重力のみの自由落下加速度の方向に等しい。このことでは、加速度座標系 K_{in} 上では、光子は重力のみの自由落下加速度で落下運動しているように記述できている。

慣性座標系上で観測できる真空中の光子が真空中の光の速さで放出されるまでの光子の運動は、(2.2.194) では直接には議論の対象ではない。光子の加速度運動は、電磁波でエネルギーが放出および吸収されるまでの議論である。放出され始めるまでの現象には、慣性座標系上での真空中の光の速さとの関係が問題である。

$$E_1(v_1) \approx E(c) - m(c) \cdot \Phi_\gamma, (u_{z_0} \neq c) \dots (2.2.194)$$

ニュートン力学 (Newtonian mechanics) では、光子が発見されていない。上述の議論では、光子を使用した理論物理学である。さらに、絶対時間および絶対空間を使用しない特殊相対性理論の慣性座標系を基礎とした一般相対性論の加速度座標系上での近似の計算を使用した議論である。ニュートン力学では、速度の相対性および加速度の相対性を説明できない。上述の議論では、速度の相対性は特殊相対性理論で説明でき加速度の相対性は一般相対性理論で説明できる。ニュートン力学の慣性質量および重力質量の等価性 (2.1.72) の仮定では、慣性質量の定数は重力質量の定数に等しい。

$$m_{in_Newton} = m_{in_Newtong} \dots (2.1.72) \text{慣性質量および重力質量の等価性の仮定}$$

(2.3.34) の議論では、重力のポテンシャルエネルギー (2.3.12) で観測できる重力質量 (gravitational mass) (2.3.13) が質量およびエネルギーの等価性 (equivalence of mass and energy) (2.46) の慣性質量 (2.29) に等しいことを示している。その慣性質量 (2.29) は光子の持つ全エネルギーを記述できる慣性質量である。その慣性質量 (inertial mass) で重力のポテンシャルエネルギーの変化量 (2.3.12) を記述でき、重力質量に等しいこと (2.3.34) の議論で説明できた。

$$m(c) = m_{\gamma dh} \dots (2.3.34)$$

$$\Delta E_{\gamma dh} = m_{\gamma dh} \cdot \gamma \cdot dh_{zlc} \dots (2.3.12)$$

$$m_{\gamma dh} \dots (2.3.13) \text{重力質量}$$

$E = m \cdot c^2 \dots (2.46)$ 慣性質量およびエネルギーの等価性 (equivalence of mass and energy)

$m(v) \text{ kg} \dots (2.29)$ 変数である慣性質量

この慣性質量および重力質量 (gravitational mass) が等価である (2.3.34) は、慣性質量および重力質量の等価性の仮定 (2.1.72) に相似である。 (2.1.72) では、慣性質量 (inertial mass) は定数である。 (2.2.194) では慣性質量 (2.29) は変数であるが、 (2.3.34) の左辺の光子の慣性質量 (2.35) は真空中の光の速さ (2.12) で等速度運動していることで定数になる。

$$E_1(v_1) \approx E(c) - m(c) \times \Phi_\gamma, (u_{z0} \neq c) \dots (2.2.194)$$

$$m(c) \dots (2.35)$$

$$c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \times \epsilon_0}} \frac{\text{m}}{\text{s}}, (c \neq 0, c > 0) \dots (2.12)$$

(2.2.194) の右辺で説明する 重力質量のポテンシャルエネルギー には、加速度の相対性で説明するポテンシャル (potential) (2.2.190) の重力のみの自由落下加速度 (the free-fall acceleration due to the gravitation) (2.2.34) を記述している。このことでは、等価原理 (the principle of equivalence) を使用している加速度の相対性での加速度座標系 K_1 の加速度 (2.2.37) でのポテンシャル (2.2.190) である。

$$\Phi_\gamma = \gamma \cdot dh_{zlc} \dots (2.2.190)$$

$$\frac{d^2 z}{dt^2} = -\gamma, (\gamma = \text{const.}) \dots (2.2.34)$$

$$\frac{d^2 z_0}{dt^2} = \gamma, (\gamma = \text{const.}) \dots (2.2.37)$$

(2.2.194) の右辺の第1項は、真空中の光の速さで等速度運動している光子の運動エネルギー (kinetic energy) である。 (2.2.194) の左辺は、加速度座標系 K_1 上での光子の運動エネルギーである。 (2.2.194) の右辺の第2項は、光子の運動エネルギーが減少した分が加速度座標系 K_1 上の等価原理で仮定された重力場に質点系のポテンシャルエネルギーとして変換されて蓄えられたものと解釈できる。 その変換された質点系のポテンシャルエネルギー分は、その重力場のポテンシャルエネルギー (potential energy) の増加分である。このことでは、加速度座標系 K_1 上で光子は真空中の速さを初速度として重力場の重力のみの加速度で減速していることを (2.3.35) で説明している。この光子は、距離 (2.2.169) だけ移動する際に加速度座標系 K_1 上の等価原理で仮定した重力に逆らって移動している。この移動は、質点系のポテンシャルエネルギーが増加するように移動している。その増加分のポテンシャルエネルギーは、その光子の運動エネルギーの減少した分が重力場に蓄えられたものである。 運動エネルギーの減少は、 (2.3.35) で光子の速さが減速していることで保証されている。ポテンシャルエネルギーについては「電位の簡単な入門 2007 第1回」で説明をしている。

$$E_1(v_1) \approx E(c) - m(c) \times \Phi_\gamma, (u_{z0} \neq c) \dots (2.2.194)$$

$$c_1 \approx c - \gamma \cdot dt \dots (2.3.35)$$

$$dh_{zlc} \dots (2.2.169)$$

ニュートン力学 (Newtonian mechanics) の慣性質量 (inertial mass) は定数である。ポテンシャルエネルギー (2.3.29) は重力質量 (2.3.13) で変化するので、 (2.3.29) の一様な重力場のポテンシャルエネルギーの変化は重力質量の変化を意味する。ニュートン力学では、重力質量 (gravitational mass) は定数である。その質点の重力質量および慣性質量が変化する場合では、その質点を持っている物質が吸収あるいは放出されることで質量の変化を仮定できる。質点にエネルギーを持たせることは運動エネルギーで仮定できる。運動エネルギー (kinetic energy) で質点にエネルギーを持たせることは、その質点の速さを増加させることで運動エネルギーを増加させる

ことができる。その物質に他の物質を束縛させて結合させることで、その物質にエネルギーを持たせることは仮定できる。この場合のニュートン力学では、その結合させられた他の物質の質量分が加えられた質点の質量を仮定することでエネルギーの増加を記述できる。ニュートン力学での質量で説明するエネルギーの増加では、質量の保存の法則はエネルギーの保存の法則とは異なる法則として扱うものである。特殊相対性理論の慣性質量およびエネルギーの等価性 (2.46) では、質量の保存の法則およびエネルギーの保存の法則はひとつの式 (2.46) に記述できている。

$$\Delta U \approx m_{\text{dh}} \cdot \Phi_{\gamma} \dots (2.3.29)$$

$$m_{\text{dh}} \dots (2.3.13) \text{ 重力質量}$$

$$E = m \cdot c^2 \dots (2.46) \text{ 慣性質量およびエネルギーの等価性 (equivalence of mass and energy)}$$

加速度座標系 K_1 から慣性座標系 K_0 を観測すると、その慣性座標系 K_0 は加速度運動している。このことでは、その慣性座標系 K_0 は加速度座標系 K_{in} として見える。各加速度座標系上での速度の微分は、微小な時間での速度である。その速度の微分は、線形性を示し速度として扱える微小な時間のものを使用する。そのような速度の微分で、各加速度座標系の速度の微分との相対性は、加速度座標系の加速度で記述できる速度の微分を記述できる。加速度座標系 K_1 から慣性座標系 K_0 である加速度座標系 K_{in} を観測すると (2.2.170) の加速度運動をしている。

$$du_{z_0} = \gamma \cdot dt \dots (2.2.170)$$

重力場 (gravitational field) に静止している座標系 K では、質量に関係なく重力場の加速度 (2.2.34) を仮定している。加速度 (2.2.34) は (2.2.170) の加速度 (2.2.37) とは異符号で大きさが等しい。加速度 (2.2.37) は 加速度座標系 K_{in} 上での重力場の重力の加速度 として扱える。加速度 (2.2.37) の速度の微分 (2.2.170) は微小な量として仮定している。その微小な量の速度の微分 (2.2.170) を隙間なく繋いでいくことで曲線を描くことができる。

$$\frac{d^2 z}{dt^2} = -\gamma, (\gamma = \text{const.}) \dots (2.2.34)$$

$$\frac{d^2 z_0}{dt^2} = \gamma, (\gamma = \text{const.}) \dots (2.2.37)$$

その曲線で、その加速度運動の速度を描くことになる。この速度の曲線は、慣性座標系 K_0 上で加速度運動する加速度座標系 K_1 の速度の曲線である。(2.2.170) では、初速度を加えない場合である。一般相対性理論の加速度座標系は、特殊相対性理論の慣性座標系を基礎にしている。その加速度座標系の加速度は、慣性座標系の速度を使用して定義できる。その加速度座標系の速度は、その慣性座標系の速度の変換で記述ができない。その加速度座標系の加速度の相対性は、速度の相対性を使用して記述している。その速度は、慣性座標系の速度として扱える微小な時間で特殊相対性理論の速度の変換を扱えることを仮定できる。加速度の相対性は、特殊相対性理論では説明できない。加速度には、その微小な時間での近似できる加速度の変換を仮定する。そのような加速度の相対性については、付録viで説明をしている。

慣性座標系上では、光速不変の原理で真空中の光が真空中の光の速さで等速度運動している。加速度座標系では、重力のみの自由落下の加速度で光は真空中の速さ以下である、このことは、慣性座標系で光を観測する場合に、その同じ光を加速度座標系で観測した場合での相違である。慣性座標系および加速度座標系では、各位置に定義した時計の時間の進み方が異なることをローレンツ変換の時点の変換式 (2.51) で説明できる。

$$t_1 = \gamma_r \cdot \left(t - \frac{u \cdot x}{c^2} \right) \dots (2.51) \text{ 慣性座標系 } S_1 \text{ の時間軸 } t_1 \text{ の値}$$

同じ光は、2つの座標系の各位置に定義した時計の時点の変化率の相違で同じ距離を移動した場合でも光の速さの相違を補う時間の相違で光の移動距離が同じになることを仮定できる。このことは、2章4節で説明をしている。

加速度座標系 K_1 上では、慣性座標系 K_0 上を (2.2.37) の加速度運動をしている。加速度座標系 K_1 上では、(2.3.3) で光子が等価原理で仮定された重力場の重力 (gravitational force) のみの自由落下の加速度 (2.2.34) に逆らって移動している。(2.3.3) は真空中の光の速さよりも遅い。このことで、その加速度座標系上では S_{K11} から S_{K12} へ光子が加速度運動しているように見えることを仮定できる。慣性座標系上では、 S_{K11} から S_{K12} へ光子が真空中の光の速さで等速度運動していることになる。

$$\frac{d^2 z_0}{dt^2} = \gamma, (\gamma = \text{const.}) \dots (2.2.37)$$

$$v_1 \approx c - \gamma \cdot dt \dots (2.3.3)$$

$$\frac{d^2 z}{dt^2} = -\gamma, (\gamma = \text{const.}) \dots (2.2.34)$$

(2.3.8) で加速度座標系上の重力場を重力に逆らって移動する光子の持つ運動エネルギー (kinetic energy) の変化量の説明をしている。(2.2.34) では、光子の慣性質量 (inertial mass) が重力質量 (gravitational mass) に等しいことを示している。(2.2.34) では、質量が定数で扱うことができる。ここで、ニュートンの運動方程式を使用して (2.3.68) を記述する。ニュートンの運動方程式 (2.3.68) の右辺に加速度座標系 K_1 上の重力場の重力のみの自由落下加速度を代入すると、(2.3.69) になる。

$$m_1(v_1) \cdot c^2 - m(c) \cdot c^2 \approx -m(c) \cdot \Phi_\gamma, (u_{z_0} \neq c) \dots (2.3.8)$$

$$m(c) = m_{\gamma dh} \dots (2.3.34)$$

$$f_z = m(c) \cdot \frac{d^2 z}{dt^2} \dots (2.3.68)$$

$$f_z = -m(c) \cdot \gamma \dots (2.3.69)$$

光子が z 軸上の 0 の位置から距離 (2.2.169) の位置まで上昇する場合を仮定する。この場合でのニュートンの運動方程式 (2.3.69) を使用した仕事量は (2.3.70) で記述できる。

$$dh_{z1c} \dots (2.2.169)$$

$$W = \int_0^{dh_{z1c}} f_z \cdot dz \dots (2.3.70)$$

仕事量 (2.3.70) の右辺の合力に (2.3.69) の右辺を代入すると、(2.3.71) を記述できる。仕事量の定積分 (2.3.71) は (2.3.72) に書き直せる。仕事量 (2.3.72) は (2.3.73) に記述できる。(2.3.73) を整理すると、(2.3.74) である。

$$W = \int_0^{dh_{z1c}} (-m(c) \cdot \gamma) \cdot dz \dots (2.3.71)$$

$$W = [-m(c) \cdot \gamma \cdot z]_0^{dh_{z1c}} \dots (2.3.72)$$

$$W = (-m(c) \cdot \gamma \cdot dh_{z1c}) - (-m(c) \cdot \gamma \cdot 0) \dots (2.3.73)$$

$$W = -m(c) \cdot \gamma \cdot dh_{z1c} \dots (2.3.74)$$

仕事量・エネルギー原理 (the work-energy theorem) (2.3.75) —— 「電位の簡単な入門 2007 第 1 回」で説明した。—— の左辺に、仕事量 (2.3.74) を代入すると (2.3.76) になる。(2.3.31) の左辺の運動エネルギー (kinetic

energy) の変化量に (2.3.76) の右辺を代入すると, (2.3.77) になる. (2.3.77) の両辺の負号を除くと (2.3.78) になる. 仕事量と相対的配置でのポテンシャルエネルギー (potential energy) の変化量の定義 (2.3.79) に (2.3.75) を代入すると (2.3.80) になる. 質点系のポテンシャルエネルギー (2.3.78) が増加—— (2.3.80) の左辺である. ——して, その増加分のエネルギーは質点の運動エネルギーが減少—— (2.3.80) の右辺である. ——して変換されている.

$$W = \Delta K \dots (2.3.75)$$

$$\Delta K = -m(c) \cdot \gamma \cdot dh_{z1c} \dots (2.3.76)$$

$$\Delta K = -\Delta U \dots (2.3.31)$$

$$-m(c) \cdot \gamma \cdot dh_{z1c} = -\Delta U \dots (2.3.77)$$

$$\Delta U = m(c) \cdot \gamma \cdot dh_{z1c} \dots (2.3.78)$$

$$\Delta U \equiv -W \dots (2.3.79)$$

$$\Delta U = -\Delta K \dots (2.3.80)$$

ポテンシャル (2.2.190) を使用すると, ポテンシャルエネルギーの変化量 (2.3.78) は (2.3.81) に記述できる. ポテンシャル (potential) (2.2.190) を使用すると, 運動エネルギーの変化量 (2.3.76) は (2.3.82) に記述できる.

$$\Phi_\gamma = \gamma \cdot dh_{z1c} \dots (2.2.190)$$

$$\Delta U = m(c) \cdot \Phi_\gamma \dots (2.3.81)$$

$$\Delta K = -m(c) \cdot \Phi_\gamma \dots (2.3.82)$$

ポテンシャルエネルギーの変化量 (2.3.32) は, (2.3.81) のようにニュートン力学を応用して導出できる. 運動エネルギーの変化量 (2.3.30) は, (2.3.82) のようにニュートン力学を応用して導出できる.

$$\Delta U \approx m(c) \cdot \Phi_\gamma, (u_{z0} \neq c) \dots (2.3.32)$$

$$\Delta K \approx -m(c) \cdot \Phi_\gamma, (u_{z0} \neq c) \dots (2.3.30)$$

加速度座標系 K_1 上の質量 (2.3.34) の質点が z 軸上の距離 (2.2.169) から 0 の位置まで重力のみの自由落下する場合を仮定する. ニュートンの運動方程式は (2.3.83) で記述できる. ニュートンの運動方程式 (2.3.83) の右辺の加速度に (2.2.34) を代入すると, (2.3.84) になる.

$$m(c) = m_{\gamma dh} \dots (2.3.34)$$

$$dh_{z1c} \dots (2.2.169)$$

$$f_z = m_{\gamma dh} \cdot \frac{d^2 z}{dt^2} \dots (2.3.83)$$

$$\frac{d^2 z}{dt^2} = -\gamma, (\gamma = \text{const.}) \dots (2.2.34)$$

$$f_z = -m_{\gamma dh} \cdot \gamma \dots (2.3.84)$$

その仕事量は, (2.3.85) で記述できる. その定積分 (2.3.85) を (2.3.86) に書き直すことができる. (2.3.86) は (2.3.87) に記述できる. (2.3.87) は整理すると, (2.3.88) になる.

$$W = \int_{dh_{z1c}}^0 f_z \cdot dz \dots (2.3.85)$$

$$W = [-m_{\gamma dh} \cdot \gamma \cdot z]_{dh_{z1c}}^0 \dots (2.3.86)$$

$$W = (-m_{\gamma dh} \cdot \gamma \cdot 0) - (-m_{\gamma dh} \cdot \gamma \cdot dh_{z1c}) \dots (2.3.87)$$

$$W = m_{\gamma dh} \cdot \gamma \cdot dh_{zlc} \dots (2.3.88)$$

ポテンシャルエネルギーの変化量 (2.3.79) の右辺に仕事量 (2.3.88) を代入すると, (2.3.89) になる. ポテンシャル (potential) (2.2.190) を使用するとポテンシャルエネルギー (potential energy) の変化量 (2.3.89) は (2.3.90) に記述できる. 運動エネルギーの変化量 (2.3.31) の右辺に (2.3.90) の右辺を代入すると, (2.3.91) になる.

$$\Delta U \equiv -W \dots (2.3.79)$$

$$\Delta U = -m_{\gamma dh} \cdot \gamma \cdot dh_{zlc} \dots (2.3.89)$$

$$\Phi_{\gamma} = \gamma \cdot dh_{zlc} \dots (2.2.190)$$

$$\Delta U = -m_{\gamma dh} \cdot \Phi_{\gamma} \dots (2.3.90)$$

$$\Delta K = -\Delta U \dots (2.3.31)$$

$$\Delta K = m_{\gamma dh} \cdot \Phi_{\gamma} \dots (2.3.91)$$

ポテンシャルエネルギーの変化量 (2.3.90) は, ポテンシャルエネルギーの変化量 (2.3.81) とは異符号である.

(2.3.90) は, 質点が落下することで, 質点系に蓄えられているポテンシャルエネルギー (potential energy) が減少したことを記述している. その質点の持つ運動エネルギーの増加は (2.3.91) で導出できた. その減少したポテンシャルエネルギーの変化量 (2.3.90) は, 増加した運動エネルギーの変化量 (2.3.91) に変換されている. (2.3.81) は, 質点が上昇することで質点系に蓄えられているポテンシャルエネルギーが増加したことを記述している. その質点の持つ運動エネルギーの減少は (2.3.82) で導出できた. その減少した運動エネルギーの変化量 (2.3.82) が質点系にポテンシャルエネルギーの変化量 (2.3.81) の増加として蓄えられている.

$$\Delta U = m(c) \cdot \Phi_{\gamma} \dots (2.3.81)$$

$$\Delta K = -m(c) \cdot \Phi_{\gamma} \dots (2.3.82)$$

2.4 重力場での光速不変の原理 (the principle of the constancy of the velocity of light)

等価原理で加速度座標系 K_1 上に重力場を仮定している. その重力場 (gravitational field) の重力のみの自由落下加速度は (2.2.34) で仮定した. その加速度座標系 K_1 の速さは, ローレンツ変換の係数 (2.52) が近似式 (2.2.59) を満足するように仮定されている.

$$\frac{d^2 z}{dt^2} = -\gamma, (\gamma = \text{const.}) \dots (2.2.34)$$

$$\gamma_r = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}} (= \text{const.}), (u \neq c) \dots (2.52) \text{ 係数 (coefficient)}$$

$$\gamma_r \approx 1 \dots (2.2.59)$$

加速度座標系 K_1 上の重力場に静止している座標系 K を仮定している. その座標系 K 上で重力 (gravitational force) に逆らって光子が距離 (2.2.169) を加速度運動していることを (2.2.194) で導出できた.

$$dh_{zlc} \dots (2.2.169)$$

$$E_1(v_1) \approx E(c) - m(c) \cdot \Phi_{\gamma}, (u_{z0} \neq c) \dots (2.2.194)$$

エネルギーの変換式 (2.2.194) は近似式であり, 近似式 (2.2.59) を仮定して (2.2.83) を慣性座標系 K_0 の時間軸の始点とした時間 (2.2.96) で導出した. (2.2.96) の左辺は慣性座標系 K_0 上の時間 (2.2.84) を記述できる.

$$t = 0 \dots (2.2.83)$$

$$t_{\Delta} \approx 0 \dots (2.2.96)$$

$$\Delta t = t_{\Delta} \dots (2.2.84)$$

加速度座標系 K_1 の時間軸の時点には、ローレンツ変換の時点の変換式 (2.51) の近似式で慣性座標系 K_0 の時間軸の時点との関係を考察した。(2.2.147) の左辺は、加速度座標系 K_1 の時間軸の時間である。(2.2.147) の右辺は、慣性座標系 K_0 の時間軸の時間である。慣性座標系 K_0 の時間 (2.2.84) は、時点の微分 (2.2.93) を記述できた。

$$t_1 = \gamma_r \cdot \left(t - \frac{u \cdot x}{c^2} \right) \dots (2.51) \text{ 慣性座標系 } S_1 \text{ の時間軸 } t_1 \text{ の値}$$

$$\Delta t_1(t_{\Delta r}) \approx \Delta t \dots (2.2.147)$$

$$dt = \Delta t \dots (2.2.93)$$

座標系 K 上の距離 (2.2.169) は (2.2.178) で慣性座標系 K_0 の時間に関係を仮定した。単位質量当たりの万有引力の大きさ (a.5.16) を重力のみの自由落下加速度として記述することは、ニュートン力学 (Newtonian mechanics) の慣性座標系 (inertial coordinate-system) 上での議論を基礎にする。

$$\frac{dh_{z1c}}{c} \approx dt \dots (2.2.178)$$

$$g_{\text{uni_Re}} \approx \frac{\Phi_{\text{uni_12}}}{\Delta r}, (\Delta r \neq 0) \dots (a.5.16)$$

一般相対性理論 (the general principle of relativity) では、特殊相対性理論の慣性座標系を基礎とした加速度座標系を使用する。この場合では、特殊相対性理論では重力理論を失っている。このことは、ニュートンの運動方程式 (Newtonian equation of motion) (2.2) を修正した (2.36) に因る。

$$\mathbf{f} = m_{\text{in_Newton}} \cdot \mathbf{a}, (m_{\text{in_Newton}} = \text{const.}) \dots (2.2) \text{ ニュートンの運動方程式}$$

$$\mathbf{f} = \frac{d(m \cdot \mathbf{v})}{dt} \dots (2.36) \text{ アインシュタインが修正したニュートンの運動方程式}$$

特殊相対性理論の静止質量は、著者が体系を与える特殊相対性理論では (2.28) で定義した。ニュートンの運動方程式 (Newtonian equation of motion) (2.2) の慣性質量 (inertial mass) は (2.3) で定数である。ニュートンの運動方程式の慣性質量 (2.3) および静止質量 (2.28) が (2.142) を満足する場合には、特殊相対性理論の慣性座標系上でニュートン力学 (Newtonian mechanics) の運動方程式の計算を近似で使用できることを「理論物理学での波の関数 7」で説明をしている。

$$m_0 \equiv m(v) \cdot \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}, (0 \leq v \leq c) \dots (2.28) \text{ 静止質量の定義}$$

$$m_{\text{in_Newton}} (m_{\text{in_Newton}} = \text{const.}) \dots (2.3) \text{ 慣性質量}$$

$$\frac{(m_{\text{in_Newton}})^2 + (m_0)^2}{2} \approx m_{\text{in_Newton}} \cdot m_0 \dots (2.142)$$

特殊相対性理論の慣性座標系 K_0 上でニュートンの万有引力の法則を近似式で使用できる場合を (2.2.59) の仮定の時間 (2.2.96) で説明をできる。その場合での慣性座標系 K_0 で観測する加速度座標系 K_1 上に重力場 (gravitational field) を等価原理で仮定している光子の持つ全エネルギーの変換式 (2.2.194) である。

$$\gamma_r \approx 1 \dots (2.2.59)$$

$$t_{\Delta r} \approx 0 \dots (2.2.96)$$

$$E_1(v_1) \approx E(c) - m(c) \cdot \Phi_{\gamma}, (u_{z0} \neq c) \dots (2.2.194)$$

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。

エネルギーの変換式 (2.2.194) の右辺には、単位質量当たりの万有引力の大きさ (a.5.16) を重力のみの自由落下加速度として採用している。(a.5.16) の右辺には、ニュートンの万有引力の法則 (Newton's law of universal gravitation) のポテンシャル (a.5.10) を記述している。単位質量当たりの万有引力の大きさ (a.5.16) のポテンシャルは (2.2.190) に記述できる。

$$g_{\text{uni}_R E} \approx \frac{\Phi_{\text{uni}_R}}{\Delta r}, (\Delta r \neq 0) \dots (\text{a.5.16})$$

$$\Phi_{\text{uni}_R} \equiv \frac{U_{\text{uni}_R}}{m_r} \dots (\text{a.5.10}) \text{ 万有引力のポテンシャル (potential) の定義}$$

$$\Phi_r = \gamma \cdot dh_{z_c} \dots (\text{2.2.190})$$

(2.2.194) は、(2.2.191) を導出して記述している。(2.4.1) はプランク定数である——CODATA で発表しているものを本書では使用している。単位は、SI で説明できる。——。(2.2.191) の左辺の (2.4.2) は、加速度座標系 K_1 上で光子が持つ全エネルギーである。(2.4.2) の右辺に記述している (2.4.3) は、加速度座標系 K_1 上での光子の振動数である。(2.2.191) の右辺の (2.4.4) は、加速度座標系 K_1 上で光子が持つ全エネルギーである。(2.4.4) の右辺に記述している (2.4.5) は、慣性座標系 K_0 上での真空中の光子の振動数である。

$$E_1(v_1) \approx E(c) \cdot \left(1 - \frac{\Phi_r}{c^2}\right), (u_{z_0} \neq c) \dots (\text{2.2.191})$$

$$h = 6.626070040(81) \times 10^{-34} \text{ J s} \dots (\text{2.4.1}) \text{ プランク定数}$$

$$E_1(v_1) = h \cdot \nu_1 \dots (\text{2.4.2}) \text{ 加速度座標系 } K_1 \text{ 上で光子が持つ全エネルギー}$$

$$\nu_1 \dots (\text{2.4.3}) \text{ 加速度座標系 } K_1 \text{ 上での光子の振動数}$$

$$E(c) = h \cdot \nu \dots (\text{2.4.4}) \text{ 慣性座標系 } K_0 \text{ 上で真空中の光子が持つ全エネルギー}$$

$$\nu \dots (\text{2.4.5}) \text{ 慣性座標系 } K_0 \text{ 上での真空中の光子の振動数}$$

(2.4.2) の右辺をエネルギーの変換式 (2.2.191) の左辺に代入し (2.4.4) の右辺をエネルギーの変換式 (2.2.191) の左辺に代入すると、エネルギーの変換式 (2.4.6) になる。(2.4.6) の両辺のプランク定数は振動数に掛けられているものと扱うことで、振動数の変換式 (2.4.7) を記述できる。振動数の変換式 (2.4.7) の左辺は、加速度座標系 K_1 上の各位置に定義された時計での振動数である。振動数の変換式 (2.4.7) の右辺の振動数は、慣性座標系 K_0 上の各位置に定義された時計での振動数である。

$$h \cdot \nu_1 \approx h \cdot \nu \cdot \left(1 - \frac{\Phi_r}{c^2}\right), (u_{z_0} \neq c) \dots (\text{2.4.6})$$

$$\nu_1 \approx \nu \cdot \left(1 - \frac{\Phi_r}{c^2}\right), (u_{z_0} \neq c) \dots (\text{2.4.7})$$

座標系上の各位置に定義されている時計は、慣性座標系 K_0 および加速度座標系 K_1 で等しいものと仮定できる。 慣性座標系 K_0 は等速直線運動をしている。加速度座標系 K_1 は慣性座標系 K_0 上で加速度運動をしている。2つの座標系—— K_1 および K_0 である。——は異なる運動をしているが、各位置に定義している時計は同じ構造の時計である。時計の構造を同じものと仮定することでは、その時計の振動数、波長および波の速さは各座標系上では等

しいものを使用する。その時計の時間は、各座標系上の各位置で図 2.4.1 のような正円の時計を仮定する。

図 2.4.1 の正円の円周上を等速で回転し続ける点を仮定する。その点の回転する等速の速さを波の速さ (2.4.8) とする。波の速さには、著者が「理論物理学での波の関数 1」で独自に定義した (2.4.9) がある。波の速さの定義 (2.4.9) の右辺の時点 (2.4.10) は、図 2.4.1 の正円で使用するものである。(2.4.10) は時点であり、波の速さの定義 (2.4.9) の右辺では定数である。波の速さの定義 (2.4.9) の右辺の弧の長さ (2.4.11) は図 2.4.1 の正円の円周の弧である。(2.4.12) は図 2.4.1 の正円の半径である。弧の長さ (2.4.11) を記述するのに、図 2.4.1 の円周上の点の位置で計算する弧度 (2.4.13) および正円の半径 (2.4.12) を使用する。波の速さ (2.4.8) には、波の速さの定義 (2.4.9) で (2.4.14) を仮定している。(2.4.15) は時間であり、波の速さの定義 (2.4.9) の右辺では変数である。

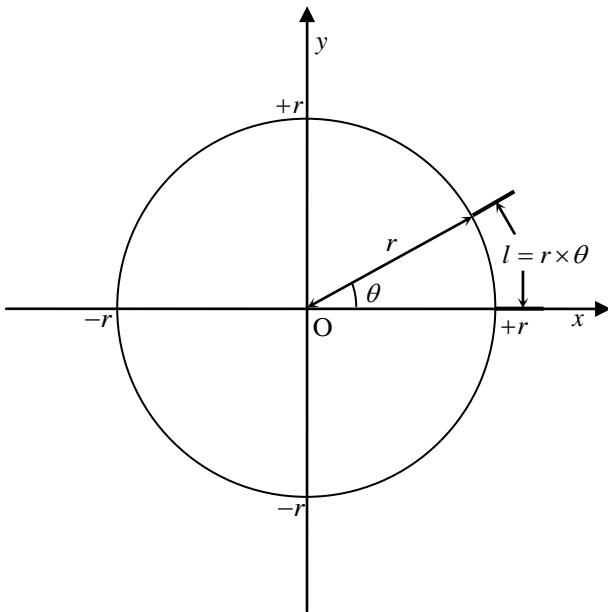


図 2.4.1 正円、半径、弧、弧度および座標系との関係

$$v_{\text{wave}}(t) \dots (2.4.8) \text{波の速さ}$$

$$v_{\text{wave}}(t) \equiv \lim_{h_t \rightarrow 0} \frac{l(t+h_t) - l(t)}{h_t} \dots (2.4.9) \text{波の速さの定義}$$

$$t \dots (2.4.10)$$

$$l(t) = r \cdot \theta(t) \geq 0 \dots (2.4.11)$$

$$r = \text{const.} > 0 \dots (2.4.12)$$

$$\theta(t) \geq 0 \dots (2.4.13)$$

$$l(t+h_t) - l(t) = v_{\text{wave}}(t) \cdot h_t + \alpha_l(t; h_t) \dots (2.4.14)$$

$$h_t \dots (2.4.15)$$

その点で波の速さ (2.4.9) を計算できる。その波の速さを計算できる点では、円周の長さ (2.4.16) を波長の定義 (2.4.17) とする波を描くことができる。点が円周の長さ (2.4.16) を等速 (2.4.18) で回転する時間は、周期の定義 (2.4.19) である。単位時間内に波長 (2.4.17) の円周を回転する回数で振動数の定義 (2.4.20) になる。

$$2 \cdot \pi \cdot r \dots (2.4.16) \text{正円の円周の長さ}$$

$$\lambda \equiv 2 \cdot \pi \cdot r, (0 < \lambda < \infty) \dots (2.4.17) \text{正弦波の波長の定義}$$

$$v_{\text{wave}}(t) = \text{const.} \dots (2.4.18)$$

$$T \equiv \frac{\lambda}{v_{\omega_r}} \text{ s}, (v_{\omega_r} \neq 0) \dots (2.4.19) \text{正弦波の周期の定義}$$

$$\nu \equiv \frac{v_{\omega_r}}{\lambda} \text{ Hz}, (\lambda \neq 0) \dots (2.4.20) \text{正弦波の振動数の定義}$$

「理論物理学での波の関数 3」で著者が独自に定義した時間は、慣性座標系の空間で定義する距離の理論とは分離したものである。その時間は、波で定義している。空間の距離は、理論物理学で時間に結び付けている。波が伝搬する距離は、その波が伝搬している慣性座標系上の距離であるものと仮定している。その距離は、加速度座標系上で観測できることも仮定できる。慣性座標系には、2017年現在で特殊相対性理論の慣性座標系を採用している。加速度座標系には、一般相対性理論の加速度座標系を採用している。物理学の理論を変更することで、他の物理学で仮定できる慣性座標系を採用できる可能性もある。

周期 (2.4.19) で時計の時間を与えることができる。図 2.4.1 の正円では、正円の円周の長さ (2.4.16) を数学で計算できる。その数学の円周の長さは、正弦波が伝搬する理論物理学の距離である。その距離は慣性座標系上

で観測できることを「理論物理学での波の関数3」で説明した。特殊相対性理論の慣性座標系では速度の相対性 (2.2.159) を説明できる。このことは、ニュートン力学 (Newtonian mechanics) では絶対空間 (absolute space) および絶対時間 (absolute time) を使用しており説明できないが、マクスウェルの方程式系 (Maxwell's equations) (2.6) ~ (2.9) の慣性座標系では説明できる。

$v_1 \approx v - u \dots$ (2.2.159) 速度の相対性での記述

一般相対性理論の加速度座標系は、特殊相対性理論の慣性座標系を基礎としている。加速度座標系の加速度は慣性座標系の速度の相対性 (2.2.159) で (2.2.161) のように計算でき、加速度の相対性 (2.2.164) を説明できた。特殊相対性理論では、加速度の相対性 (2.2.164) を説明できない——付録viで説明した。——。

$$\frac{dv_1}{dt} \approx \frac{dv}{dt} - \frac{du}{dt} \dots (2.2.161)$$

$a_1 \approx a - \alpha \dots$ (2.2.164) 加速度の相対性の記述

ローレンツ変換の係数の仮定 (2.2.59) の慣性座標系 K_0 の時間 (2.2.96) では、時点の微分 (2.2.141) になった。このように、慣性座標系 K_0 上の各位置に定義した時計を使用して加速度の相対性を説明できる。

$$\gamma_r \approx 1 \dots (2.2.59)$$

$$t_{\Delta} \approx 0 \dots (2.2.96)$$

$$dt_1(t_{\Delta}) = dt \dots (2.2.141)$$

加速度座標系 K_1 の加速度運動は、慣性座標系 K_0 上で観測している。加速度座標系 K_1 の時間軸の時点は、慣性座標系 K_0 上の時点を変数とすることを仮定できる。このことは、ローレンツ変換の時点の変換式 (2.51) で説明できる。慣性座標系 K_0 上では、真空中で光速不変の原理が仮定されている。加速度座標系 K_1 上では、等価原理を使用して重力場を仮定している。その重力場 (gravitational field) で光子の持つ全エネルギーが減少することを (2.2.194) で記述している。光子の持つ全エネルギーの減少は、光子の量子エネルギーの振動数の減少であることを (2.4.6) で説明できる。

$$t_1 = \gamma_r \cdot \left(t - \frac{u \cdot x}{c^2} \right) \dots (2.51) \text{ 慣性座標系 } S_1 \text{ の時間軸 } t_1 \text{ の値}$$

$$E_1(v_1) \approx E(c) - m(c) \cdot \Phi_\gamma, (u_{z0} \neq c) \dots (2.2.194)$$

$$h \cdot v_1 \approx h \cdot v \cdot \left(1 - \frac{\Phi_\gamma}{c^2} \right), (u_{z0} \neq c) \dots (2.4.6)$$

振動数の減少は、(2.4.20) では、分子の波の速さの減少であるものと仮定できる。(2.2.194) では、右辺の第2項に重力のポテンシャルエネルギー (potential energy) を記述している。このことは、光子の慣性質量に重力が作用することを仮定できる。重力 (gravitational force) が慣性質量に作用することで、慣性質量 (inertial mass) は重力質量に等しいことを (2.3.33) で導出でき (2.3.34) になった。

$$v \equiv \frac{v_{\omega r}}{\lambda} \text{ Hz}, (\lambda \neq 0) \dots (2.4.20) \text{ 正弦波の振動数の定義}$$

$$m(c) \cdot \Phi_\gamma = m_{\gamma dh} \cdot \Phi_\gamma \dots (2.3.33)$$

$$m(c) = m_{\gamma dh} \dots (2.3.34)$$

光子に重力が作用することで、光子の速さが減速することが仮定できる。光子の速さが減速することでは、光子の慣性質量が減少することを仮定できる。光には、2重性を観測している。この2重性は、慣性座標系上で導出できることを著者の独自の導出方法で「理論物理学での波の関数6」で説明をしている。慣性座標系上では光速不変の原理で真空中の光の速さが定数である (2.12) なので、電磁波の速さも真空中の光の速さ (2.12) である。

$$c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \times \epsilon_0}} \frac{m}{s}, (c \neq 0, c > 0) \dots (2.12)$$

加速度座標系 K_1 上では、光子の速さが真空中の光の速さよりも遅くなると電磁波の速さも遅くなることが仮定できる。この意味では、2重性の光子が存在する位置を含む領域を仮定できる波長が、図 2.4.1 の正円の円周の長さであることで時計の構造が変化しないことを仮定できる。重力場のポテンシャルエネルギー (potential energy) は真空中の光子の持つ全エネルギーを蓄えて増加する。このことで、重力場の光子の慣性質量は減少し、その光子の運動エネルギーが減少する。光子の運動エネルギー (kinetic energy) の減少は、光子の静止質量は零であるので光子の速さの減少であることを仮定できる。光子の速さが零になることでは、電磁波が消滅することを仮定できる。電磁波の生滅は、光子の持つ全エネルギーの生滅であるものと仮定できる。このことで、光子の速さが重力 (gravitational force) で減速することを仮定できるので、電磁波の速さが減速することを仮定できる。光子の運動エネルギーが重力場のポテンシャルエネルギーに変換されて重力場 (gravitational field) に蓄えられる。その重力場のポテンシャルエネルギー増加分は光子の運動エネルギー (kinetic energy) の減少分であることが、(2.3.31)、(2.3.32) および (2.3.8) で説明できた。重力場のポテンシャルエネルギー (potential energy) の増加は、光子が存在する位置を仮定できる領域に変化を与えることまでは保証できない。このことは、光子の存在する位置が決定論的に決定できる場合と確率的に決定できる場合で議論を仮定できる。図 2.4.1 では、正円の円周上を等速で回転し続ける点で時間を定義できる。このことでは、加速度座標系上の重力場で加速度運動する光子が減速することで電磁波の速さも減速するので等速ではない。この加速度運動は等価原理で仮定された重力場での計算である。加速度座標系上の速度が変化していくことが加速度座標系の加速度で説明できる。

$$\Delta K = -\Delta U \dots (2.3.31)$$

$$\Delta U \approx m(c) \cdot \Phi_{\gamma}, (u_{z_0} \neq c) \dots (2.3.32)$$

$$m_1(v_1) \cdot c^2 - m(c) \cdot c^2 \approx -m(c) \cdot \Phi_{\gamma}, (u_{z_0} \neq c) \dots (2.3.8)$$

その加速度座標系の加速度は、重力場の光子に作用する重力とは大きさが等しく異符号であることを仮定できる。このことは、重力場に静止している座標系 K での重力のみの自由落下加速度 (2.2.34) および慣性座標系 K_0 上で観測する加速度座標系 K_1 の加速度 (2.2.37) に記述できている。

$$\frac{d^2 z}{dt^2} = -\gamma, (\gamma = \text{const.}) \dots (2.2.34)$$

$$\frac{d^2 z_0}{dt^2} = \gamma, (\gamma = \text{constant}) \dots (2.2.37)$$

加速度の相対性 (2.2.164) で導出できた (2.2.166) および (2.3.2) —— (2.3.1) を (2.2.37) で仮定している。——にも、大きさが等しく異符号であることを記述できている。慣性座標系上で加速度運動している加速度座標系の速度には、その速度に一致する慣性座標系を仮定できる。その慣性座標系上では、光速不変の原理で光子は真空中の光の速さで等速度運動している。加速度座標系上には等価原理で重力場を仮定している。重力場の光子には重力が作用しているため、真空中の光の速さよりも遅いことを仮定できる。

$$a_1 \approx a - \alpha \dots (2.2.164) \text{ 加速度の相対性の記述}$$

$$a_1 \approx -\alpha \dots (2.2.166)$$

$$a_1 \approx -\gamma \dots (2.3.2)$$

$$\alpha = \gamma \dots (2.3.1)$$

図 2.4.1 の正円の円周上を回転し続ける点は真空中の光の速さよりも遅くても時間を定義できる。このことは、数学的モデルとして計算可能で自明である。加速度座標系の各時点の速度での重力場 (gravitational field) 内での

光子の速さで時間を観測できることを仮定できる。このことは、本節でさらに説明する。重力場の光子に作用する重力の影響で時間を観測する光子の速さの方向の速度の成分の大きさは減少する。特殊相対性理論の静止していることを仮定している慣性座標系では、真空中の光の速さで等速度運動する光子で時間を観測することで計算できる。一般相対性理論の加速度座標系では、重力場の重力の作用の減速で真空中の光の速さよりも遅くなった光子で時間を観測することを仮定できる。この時間の観測は、図 2.4.1 の正円での周期の定義 (2.4.19) を使用した時間の定義でも許容できるものと 2017 年現在の著者は考えている。

$$T \equiv \frac{\lambda}{v_{\omega_r}} s, (v_{\omega_r} \neq 0) \dots (2.4.19) \text{ 正弦波の周期の定義}$$

一般相対性理論の加速度座標系 K_1 の各位置に定義している時計の波長を (2.4.21) で仮定する。波長を周波数の変換式 (2.4.7) の両辺に掛けることで (2.4.22) を記述できる。

$\lambda \dots (2.4.21)$ 時計の波長

$$v_1 \approx v \cdot \left(1 - \frac{\Phi_\gamma}{c^2} \right), (u_{z_0} \neq c) \dots (2.4.7)$$

$$\lambda \cdot v_1 \approx \lambda \cdot v \cdot \left(1 - \frac{\Phi_\gamma}{c^2} \right), (u_{z_0} \neq c) \dots (2.4.22)$$

加速度座標系 K_1 での電磁波の速さは、(2.4.23) で記述できることを仮定する。慣性座標系 K_0 上での電磁波の速さは、光速不変の原理で (2.4.24) で記述できることを仮定する。(2.4.24) の左辺には、真空中の光の速さ (2.12) を記述している。

$c_1 = \lambda \cdot v_1 \dots (2.4.23)$ 加速度座標系 K_1 での電磁波の速さ

$c = \lambda \cdot v \dots (2.4.24)$ 慣性座標系 K_0 上での電磁波の速さ

$$c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \times \epsilon_0}} \frac{m}{s}, (c \neq 0, c > 0) \dots (2.12)$$

(2.4.23) の左辺を (2.4.22) の左辺に代入して (2.4.24) の左辺を (2.4.22) の右辺に代入すると、(2.4.25) を記述できる。(2.4.25) の右辺は展開すると (2.4.26) になる。ニュートンの万有引力のポテンシャル (2.2.190) を使用すると、(2.4.26) は (2.4.27) になる。(2.4.27) の右辺は整理すると (2.4.28) になる。

$c_1 \approx c \cdot \left(1 - \frac{\Phi_\gamma}{c^2} \right), (u_{z_0} \neq c) \dots (2.4.25)$ 加速度座標系 K_1 での電磁波の速さ

$$c_1 \approx c - c \cdot \frac{\Phi_\gamma}{c^2}, (u_{z_0} \neq c) \dots (2.4.26)$$

$$\Phi_\gamma = \gamma \cdot dh_{z_1c} \dots (2.2.190)$$

$$c_1 \approx c - c \cdot \frac{\gamma \cdot dh_{z_1c}}{c^2}, (u_{z_0} \neq c) \dots (2.4.27)$$

$$c_1 \approx c - \frac{\gamma \cdot dh_{z_1c}}{c}, (u_{z_0} \neq c) \dots (2.4.28)$$

慣性座標系 K_0 の時点の微分 (2.2.178) を (2.4.28) の右辺に代入すると (2.4.29) になる。(2.4.29) は、速度の相対性 (2.2.159) から導出した重力場の光の速さ (2.3.35) に一致する。

$$\frac{dh_{z_1c}}{c} \approx dt \dots (2.2.178)$$

$c_1 \approx c - \gamma \cdot dt, (u_{z_0} \neq c) \dots (2.4.29)$ エネルギーの変換式から導出した加速度座標系 K_1 での電磁波の速さ

$v_1 \approx v - u \dots (2.2.159)$ 速度の相対性での記述

$c_1 \approx c - \gamma \cdot dt \dots (2.3.35)$ 速度の相対性で導出した加速度座標系 K_1 での電磁波の速さ

——慣性座標系上を加速度運動する質点で考察する時間の変化率および光の速さ——

2章で特殊相対性理論の慣性座標系 S に (2.57) および慣性座標系 S_1 に (2.58) を仮定している. (2.57) および (2.58) は, 光速不変の原理を公理にすることで成立する.

$$x^2 + y^2 + z^2 = c^2 \cdot t^2 \dots (2.57)$$

$$x_1^2 + y_1^2 + z_1^2 = c^2 \cdot t_1^2 \dots (2.58)$$

慣性座標系の真空中の光は, 真空中の光の速さ (2.12) で等速直線運動していることを球面の方程式 (2.57) および (2.58) で記述している. (2.57) および (2.58) が保証されていることで, 不変性として (2.63) を慣性座標系間に保証できる.

$$c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \times \epsilon_0}} \frac{\text{m}}{\text{s}}, (c \neq 0, c > 0) \dots (2.12)$$

$$c^2 \cdot t^2 - (x^2 + y^2 + z^2) = c^2 \cdot t_1^2 - (x_1^2 + y_1^2 + z_1^2) \dots (2.63)$$

慣性座標系上の各位置に時計を定義することでは, 真空中の光の速さで時間を観測する. その計算式は, 慣性座標系 S の (2.59) および慣性座標系 S_1 の (2.60) に記述できる. 慣性座標系 S では, 静止した座標系であることを仮定する. この場合では, 慣性座標系 S_1 が, 慣性座標系 S 上を x 軸の方向に等速度運動していることになる. このように, 静止している慣性座標系上の各位置に定義された時計は図 2.4.2 のように, その S_1 の等速度運動の方向に垂直になる y 軸方向に真空中の光が等速度運動していることを仮定できる.

$$\Delta \text{length} = c \cdot t \dots (2.59)$$

$$\Delta \text{length}_1 = c \cdot t_1 \dots (2.60)$$

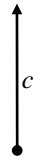


図 2.4.2 慣性座標系 S 上の真空中の光の速さ

慣性座標系 S 上での (2.59) を, 時空の座標系の成分で記述すると (2.4.30) を仮定できる. 慣性座標系 S_1 上での (2.59) を, 時空の座標系の成分で記述すると (2.4.31) を仮定できる.

$$(x(t_b) - x(t_a))^2 + (y(t_b) - y(t_a))^2 + (z(t_b) - z(t_a))^2 = c^2 \cdot (t_b - t_a)^2 \dots (2.4.30)$$

$$(x_1(t_{1b}) - x_1(t_{1a}))^2 + (y_1(t_{1b}) - y_1(t_{1a}))^2 + (z_1(t_{1b}) - z_1(t_{1a}))^2 = c^2 \cdot (t_{1b} - t_{1a})^2 \dots (2.4.31)$$

(2.4.30) および (2.4.31) を (2.63) に代入すると, (2.4.32) になる. (2.4.32) の左辺は, (2.4.33) で仮定する. (2.4.32) の右辺は, (2.4.34) で仮定する. (2.4.33) で慣性座標系 S の 4次元時空での距離を仮定できる. (2.4.33) で慣性座標系 S_1 の 4次元時空での距離を仮定できる.

$$c^2 \cdot (t_b - t_a)^2 - (x(t_b) - x(t_a))^2 + (y(t_b) - y(t_a))^2 + (z(t_b) - z(t_a))^2 = c^2 \cdot (t_{1b} - t_{1a})^2 - (x_1(t_{1b}) - x_1(t_{1a}))^2 + (y_1(t_{1b}) - y_1(t_{1a}))^2 + (z_1(t_{1b}) - z_1(t_{1a}))^2 \dots (2.4.32)$$

$$(\Delta \text{length}_{c-u\Delta t})^2 = c^2 \cdot (t_b - t_a)^2 - \{(x(t_b) - x(t_a))^2 + (y(t_b) - y(t_a))^2 + (z(t_b) - z(t_a))^2\} \dots (2.4.33)$$

$$(\Delta \text{length}_{c-u\Delta t_1})^2 = c^2 \cdot (t_{1b} - t_{1a})^2 - \{(x_1(t_{1b}) - x_1(t_{1a}))^2 + (y_1(t_{1b}) - y_1(t_{1a}))^2 + (z_1(t_{1b}) - z_1(t_{1a}))^2\} \dots (2.4.34)$$

慣性座標系 S_1 に静止している場合には (2.4.35) を仮定できる. (2.4.35) の右辺を (2.4.32) に代入すると, (2.4.36) になる.

$$(x_1(t_{1b}) - x_1(t_{1a}))^2 + (y_1(t_{1b}) - y_1(t_{1a}))^2 + (z_1(t_{1b}) - z_1(t_{1a}))^2 = 0 \dots (2.4.35)$$

$$c^2 \cdot (t_b - t_a)^2 - \left\{ (x(t_b) - x(t_a))^2 + (y(t_b) - y(t_a))^2 + (z(t_b) - z(t_a))^2 \right\} = c^2 \cdot (t_{1b} - t_{1a})^2 \dots (2.4.36)$$

4次元時空の不変性 (2.4.36) は (2.4.37) に書き直すことができる。慣性座標系 S_1 上に静止している観測者からは慣性座標系 S が等速度運動していることを観測できる。このことは、図 2.4.3 で表現できる。

$$c^2 - \left\{ \left(\frac{x(t_b) - x(t_a)}{t_b - t_a} \right)^2 + \left(\frac{y(t_b) - y(t_a)}{t_b - t_a} \right)^2 + \left(\frac{z(t_b) - z(t_a)}{t_b - t_a} \right)^2 \right\} = c^2 \cdot \left(\frac{t_1(t_b) - t_1(t_a)}{t_b - t_a} \right)^2, (t_b - t_a \neq 0) \dots (2.4.37)$$

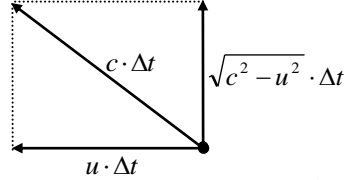


図 2.4.3 慣性座標系 S_1 上で観測する慣性座標系 S の真空中の光の速さ

(2.4.37) の左辺の慣性座標系 S の速さは、(2.4.38) のように記述できる。(2.4.38) の右辺は、(2.4.39) に書き直すことができる。(2.4.39) の左辺は、図 2.4.3 の真空中の光の垂直成分の 2 乗であるものと仮定できる。

$$c^2 - \left\{ u_x^2 + u_y^2 + u_z^2 \right\} = c^2 \cdot \left(\frac{t_1(t_b) - t_1(t_a)}{t_b - t_a} \right)^2 \dots (2.4.38)$$

$$c^2 - u^2 = c^2 \cdot \left(\frac{\Delta t_1}{\Delta t} \right)^2, (\Delta t \neq 0) \dots (2.4.39)$$

(2.4.39) の左辺は、(2.4.40) のように書き直すことができる。(2.4.40) の両変の真空中の光の速さの 2 乗を消すと、(2.4.41) になる。

$$c^2 \cdot \left(1 - \frac{u^2}{c^2} \right) = c^2 \cdot \left(\frac{\Delta t_1}{\Delta t} \right)^2 \dots (2.4.40)$$

$$\left(1 - \frac{u^2}{c^2} \right) = \left(\frac{\Delta t_1}{\Delta t} \right)^2 \dots (2.4.41)$$

(2.4.41) は、慣性座標系 S および慣性座標系 S_1 の時間の比である (2.4.42) を導出できる。(2.4.42) の両辺に真空中の光の速さを掛けると、(2.4.43) を記述できる。

$$\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}} = \frac{\Delta t_1}{\Delta t} \dots (2.4.42)$$

$$c \cdot \sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}} = c \cdot \frac{\Delta t_1}{\Delta t} \dots (2.4.43)$$

(2.4.43) の右辺の分母の慣性座標系 S 上の時間を (2.4.43) の両辺に掛けると、(2.4.44) になる。(2.4.42) を使用すると、(2.4.44) の左辺の括弧内で慣性座標系 S_1 上の時間を記述している。

$$c \cdot \left(\Delta t \cdot \sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}} \right) = c \cdot \Delta t_1 \dots (2.4.44)$$

(2.4.44) の両辺を 2 乗すると、(2.4.45) になる。(2.4.45) は、(2.4.36) を書き直したものである。(2.4.45) から慣性座標系 S_1 の各位置に定義した時計の光子の移動距離である (2.4.46) を導出できる。(2.4.42) および (2.4.36) を書き直すことでも (2.4.46) になる。(2.4.46) の左辺には、図 2.4.3 に示している真空中の光の垂直成分を記述している。図 2.4.3 の真空中の光は、慣性座標系 S の各位置に定義している時計の時間を観測する真空

中の光を慣性座標系 S_1 上で観測しているものである。

$$(c \cdot \Delta t)^2 - (u \cdot \Delta t)^2 = (c \cdot \Delta t_1)^2 \dots (2.4.45)$$

$$c^2 \cdot (t_b - t_a)^2 - \left\{ (x(t_b) - x(t_a))^2 + (y(t_b) - y(t_a))^2 + (z(t_b) - z(t_a))^2 \right\} = c^2 \cdot (t_{1b} - t_{1a})^2 \dots (2.4.36)$$

$$\sqrt{c^2 - u^2} \cdot \Delta t = c \cdot \Delta t_1 \dots (2.4.46)$$

慣性座標系 S の各位置に定義している時計の時間は (2.59) で観測できることを述べた。慣性座標系 S_1 の各位置に定義している時計の時間は (2.60) で観測できることを述べた。慣性座標系 S の (2.59) および慣性座標系 S_1 の (2.60) は、ここでは各慣性座標系の等速度の方向とは垂直関係である y 軸方向に等速直線運動する光であることを仮定できる。(2.4.46) の左辺では、時間が慣性座標系間で変換されることで、真空中の光を使用して (2.59) および (2.60) で時間を観測する。慣性座標系 S_1 上から観測している慣性座標系 S の真空中の光の垂直成分で変換できる慣性座標系 S の時計の時間で、慣性座標系 S_1 上の時計の真空中の光の移動距離を記述できる。

$$\Delta length = c \cdot t \dots (2.59)$$

$$\Delta length_1 = c \cdot t_1 \dots (2.60)$$

(2.4.47) では、慣性座標系 S 上を加速度運動する質点である場合も仮定する。このことで、(2.4.37) の等速度運動のみを仮定している場合とは異なる。

$$c^2 - \left\{ \left(\frac{x(t_b) - x(t_a)}{t_b - t_a} \right)^2 + \left(\frac{y(t_b) - y(t_a)}{t_b - t_a} \right)^2 + \left(\frac{z(t_b) - z(t_a)}{t_b - t_a} \right)^2 \right\} = c^2 \cdot \left(\frac{t_1(t_b) - t_1(t_a)}{t_b - t_a} \right)^2 \dots (2.4.47)$$

$$c^2 - \left\{ \left(\frac{x(t_b) - x(t_a)}{t_b - t_a} \right)^2 + \left(\frac{y(t_b) - y(t_a)}{t_b - t_a} \right)^2 + \left(\frac{z(t_b) - z(t_a)}{t_b - t_a} \right)^2 \right\} = c^2 \cdot \left(\frac{t_1(t_b) - t_1(t_a)}{t_b - t_a} \right)^2, (t_b - t_a \neq 0) \dots (2.4.37)$$

(2.4.47) の両辺で、(2.4.48) のように極限值を計算する。(2.4.48) の極限值は (2.4.49) のように記述できる。

(2.4.49) では、図 2.4.4 を使用して記述している。図 2.4.4 では、慣性座標系 S 上を質点が加速度運動していることを仮定できる。その質点が静止している座標系には、加速度座標系であることを仮定できる。図 2.4.4 で慣性座標系上に加速度運動している質点から慣性座標系 S 上の時計の真空中の光を観察していることを仮定する。

$$\lim_{t_b \rightarrow t_a} c^2 - \left\{ \lim_{t_b \rightarrow t_a} \left(\frac{x(t_b) - x(t_a)}{t_b - t_a} \right)^2 + \lim_{t_b \rightarrow t_a} \left(\frac{y(t_b) - y(t_a)}{t_b - t_a} \right)^2 + \lim_{t_b \rightarrow t_a} \left(\frac{z(t_b) - z(t_a)}{t_b - t_a} \right)^2 \right\} = c^2 \cdot \lim_{t_b \rightarrow t_a} \left(\frac{t_1(t_b) - t_1(t_a)}{t_b - t_a} \right)^2 \dots (2.4.48)$$

$$c^2 - \left\{ v_x^2 + v_y^2 + v_z^2 \right\} = c^2 \cdot \left(\frac{dt_1(t)}{dt} \right)^2 \dots (2.4.49)$$

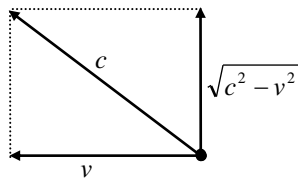


図 2.4.4 加速度座標系 K_1 上の真空中の光の速さ

(2.4.49) の左辺は、(2.4.50) に書き直すことができる。(2.4.50) は (2.4.51) に記述できる。慣性座標系 S 上の質点の速さに (2.4.52) を仮定する。(2.4.52) の左辺を (2.4.51) の左辺に代入すると、(2.4.53) になる。

$$c^2 \cdot \left\{ 1 - \left(\frac{v_x^2 + v_y^2 + v_z^2}{c^2} \right) \right\} = c^2 \cdot \left(\frac{dt_1(t)}{dt} \right)^2 \dots (2.4.50)$$

$$c \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{v_x^2 + v_y^2 + v_z^2}{c^2} \right)} = c \cdot \frac{dt_1(t)}{dt} \dots (2.4.51)$$

$$v^2 = v_x^2 + v_y^2 + v_z^2 \dots (2.4.52)$$

$$c \cdot \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} = c \cdot \frac{dt_1(t)}{dt} \dots (2.4.53)$$

加速度運動している質点から慣性座標系 S 上の時計の真空中の光を観察すると、その真空中の光の速さの垂直成分は図 2.4.5 のように記述できる。図 2.4.5 では、余弦は (2.4.54) で記述できる。(2.4.54) では (2.4.55) を仮定している。

$$\cos \theta = \frac{v}{c} \dots (2.4.54)$$

$$v \neq c \dots (2.4.55)$$

余弦 (2.4.54) を (2.4.53) の左辺に代入すると、(2.4.56) になる。(2.4.56) の右辺には、図 2.4.5 の正弦が記述できる。(2.4.56) の右辺に正弦を記述すると、(2.4.57) である。

$$c \cdot \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} = c \cdot \sqrt{1 - (\cos \theta)^2} \dots (2.4.56)$$

$$c \cdot \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} = c \cdot \sin \theta \dots (2.4.57)$$

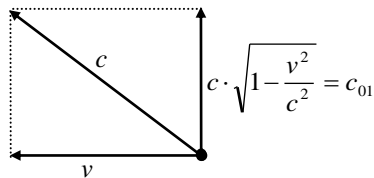


図 2.4.5 加速度座標系 K₁ 上の真空中の光の速さの垂直成分

(2.4.53) の右辺と (2.4.57) の右辺を比較すると、(2.4.58) になる。(2.4.58) で正弦 (2.4.59) が記述できる。

$$c \cdot \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} = c \cdot \frac{dt_1(t)}{dt} \dots (2.4.53)$$

$$c \cdot \sin \theta = c \cdot \frac{dt_1(t)}{dt} \dots (2.4.58)$$

$$\sin \theta = \frac{dt_1(t)}{dt} \dots (2.4.59)$$

(2.4.59) は、(2.4.60) に書き直すことができる。(2.4.60) は、(2.2.141) とは異なる。

$$dt \cdot \sin \theta = dt_1(t) \dots (2.4.60)$$

$$dt_1(t_{\Delta}) = dt \dots (2.2.141)$$

(2.4.60) で (2.4.61) である場合は (2.2.141) を仮定できる。(2.4.61) の場合には (2.4.62) になる。図 2.4.5 では、質点の加速度運動を仮定しているのので (2.4.63) で (2.4.61) について説明できる。(2.4.63) では、慣性座標系上を加速度運動している質点は静止しない。質点の速さは零にはならないで、慣性座標系上を加速度運動す

る。(2.4.63) の質点の速さは、零にはならない極限值である。

$$\sin \theta = 1 \cdots (2.4.61)$$

$$v = 0 \cdots (2.4.62)$$

$$v \rightarrow 0 \cdots (2.4.63)$$

慣性座標系上で加速度運動している質点の速さが(2.4.63)にはならない場合でも、(2.4.64)は仮定できる。(2.4.64)の場合では、(2.4.65)の近似式を記述できる。

$$\left(\frac{v}{c}\right)^2 \approx 0 \cdots (2.4.64)$$

$$c \cdot \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \approx c \cdot \left(1 - \frac{1}{2} \cdot \frac{v^2}{c^2}\right) \cdots (2.4.65)$$

(2.4.55)の左辺を(2.4.64)の左辺に代入すると、(2.4.66)になる。x軸に沿って等速直線運動する慣性座標系のy軸およびz軸上の値は変化しないことはローレンツ変換で説明できる。x軸に沿って加速度運動している加速度座標系の速さが変化すると、光の速さのy軸あるいはz軸の成分の値は変化することを(2.4.65)で説明できる。

$$\cos \theta = \frac{v}{c} \cdots (2.4.55)$$

$$(\cos \theta)^2 \approx 0 \cdots (2.4.66)$$

(2.4.54)の右辺に(2.4.67)を仮定する。(2.4.67)の左辺を(2.4.54)の右辺に代入すると、(2.4.68)になる。

$$c \cdot \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} = c \cdot \frac{dt_1(t)}{dt} \cdots (2.4.54)$$

$$c_{01} = c \cdot \frac{dt_1(t)}{dt} \cdots (2.4.67)$$

$$c \cdot \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} = c_{01} \cdots (2.4.68)$$

(2.4.68)は、(2.4.69)である。加速度運動しているx軸方向に垂直方向であるy軸方向の光の成分は(2.4.69)のように真空中の光の速さ以下である。このことでは、加速度座標系の各位置に定義した時計の光の速さに時点の変化率を(2.4.54)の右辺のように掛けることで(2.4.68)の右辺である。(2.4.68)は(2.4.70)に書き直すことができる。(2.4.70)の左辺は、慣性座標系上を加速度座標系上から観測した場合の光のy軸方向の移動距離である。加速度座標系から観測した慣性座標系の各位置に定義した時計の光のy軸方向の移動距離は、加速度座標系の各位置に定義した時計の光のy軸方向の移動距離に等しい。このことは、(2.4.70)および図2.4.5で説明できる。そして、ここでは(2.4.66)を仮定して議論することで速度の相対性(2.2.159)から導出した(2.3.35)のように光の速さが加速度座標系上で遅くなることを導出できる。

$$c_{01} \leq c \cdots (2.4.69)$$

$$c_{01} \cdot dt = c \cdot dt_1(t) \cdots (2.4.70)$$

$$v_1 \approx v - u \cdots (2.2.159) \text{ 速度の相対性での記述}$$

$$c_1 \approx c - \gamma \cdot dt \cdots (2.3.35)$$

(2.4.60)に(2.4.66)を仮定している。仮定(2.4.66)では、正弦は(2.4.71)になる。

$$dt \cdot \sin \theta = dt_1(t) \cdots (2.4.60)$$

$$(\cos \theta)^2 \approx 0 \cdots (2.4.66)$$

$$\sin \theta \approx 1 \dots (2.4.71)$$

正弦 (2.4.71) を (2.4.60) に代入すると, (2.4.72) に近似できる. (2.4.72) は近似式であるが, (2.2.141) は等号で両辺の微分が等しいことになる.

$$dt \approx dt_1(t) \dots (2.4.72)$$

$$dt_1(t_{\Delta t}) = dt \dots (2.2.141)$$

図 2.4.5 で (2.4.71) が成立すると, (2.4.65) を使用して (2.4.73) になる. (2.4.71) が成立しているので, (2.4.73) の右辺は加速度座標系上の各位置に定義した時計の光の速さに近似できる. 加速度座標系の時計の光は, y 軸方向に等速直線運動することを仮定している. この仮定は, (2.4.73) では近似式に成り完全には成立していない. 加速度座標系の速さの影響で, 各位置に定義した時計の光の速さも変化することを説明できる.

$$c \cdot \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \approx c \cdot \left(1 - \frac{1}{2} \cdot \frac{v^2}{c^2}\right) \dots (2.4.65)$$

$$c_{01} \approx c \cdot \left(1 - \frac{1}{2} \cdot \frac{v^2}{c^2}\right) \dots (2.4.73)$$

加速度座標系の速さの微分は, (2.2.170) で記述した. ここでも, 加速度座標系の加速度は (2.2.170) に等しい表示を使用することで (2.4.73) は (2.4.74) に書き直すことができる.

$$du_{z_0} = \gamma \cdot dt \dots (2.2.170) \text{ 加速度座標系の速さ}$$

$$c_{01} \approx c \cdot \left(1 - \frac{1}{2} \cdot \frac{(\gamma \cdot t_{\Delta t})^2}{c^2}\right) \dots (2.4.74)$$

(2.4.74) の右辺は, (2.4.75) に書き直すことができる. (2.2.178) は, 加速度座標系上で光子が重力に逆らって移動した距離である. ここでも, 加速度座標系が移動した距離の微分係数で加速度座標系の速度を記述できるものと仮定する. (2.4.76) は, 加速度座標系が慣性座標系上を移動した距離の微分係数である. このことは, 図 2.4.6 で表示した.

$$c_{01} \approx c \cdot \left(1 - \frac{1}{2} \cdot \gamma \cdot (t_{\Delta t})^2 \cdot \frac{\gamma}{c^2}\right) \dots (2.4.75)$$

$$\frac{dh_{z_{1c}}}{c} \approx dt \dots (2.2.178)$$

$$v(t) \approx \frac{dh_{z_{1u}}}{dt} \dots (2.4.76) \text{ 加速度座標系の速度}$$

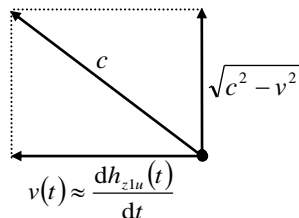


図 2.4.6 加速度座標系 K_1 上の真空中の光の速さの水平成分

(2.4.76) は移動距離の微分 (2.4.77) に書き直すことができる. (2.4.76) の左辺は, 加速度座標系の速さの微分 (2.2.170) の加速度に等しい表示を使用するので (2.4.78) で記述できる. (2.4.77) および (2.4.78) を使用すると, (2.4.79) である.

$$dh_{z_{1u}} \approx v(t) \cdot dt \dots (2.4.77)$$

$$du_{z_0} = \gamma \cdot dt \dots (2.2.170) \text{ 加速度座標系の速さ}$$

$$\frac{dh_{z1u}}{dt} \approx \gamma \cdot t \dots (2.4.78)$$

$$h_{z1u} \approx \frac{1}{2} \cdot \gamma \cdot (t_{\Delta})^2 \dots (2.4.79)$$

(2.4.75) の右辺に (2.4.79) の左辺を代入すると, (2.4.80) になる. (2.4.80) は (2.4.81) に整理できる. (2.4.81) の右辺は, 展開すると (2.4.82) になる.

$$c_{01} \approx c \cdot \left(1 - \frac{1}{2} \cdot \gamma \cdot (t_{\Delta})^2 \cdot \frac{\gamma}{c^2} \right) \dots (2.4.75)$$

$$c_{01} \approx c \cdot \left(1 - h_{z1u} \cdot \frac{\gamma}{c^2} \right) \dots (2.4.80)$$

$$c_{01} \approx c \cdot \left(1 - \frac{\gamma \cdot h_{z1u}}{c^2} \right) \dots (2.4.81)$$

$$c_{01} \approx c - \gamma \cdot \frac{h_{z1u}}{c} \dots (2.4.82)$$

余弦 (2.4.55) および加速度座標系の速さ (2.4.76) を使用すると, 余弦 (2.4.83) を記述できる. 余弦 (2.4.83) は, 時点の微分 (2.4.84) に書き直すことができる.

$$\cos \theta = \frac{v}{c} \dots (2.4.55)$$

$$v(t) \approx \frac{dh_{z1u}}{dt} \dots (2.4.76)$$

$$\cos \theta = \frac{1}{c} \cdot \frac{dh_{z1u}}{dt} \dots (2.4.83)$$

$$dt \cdot \cos \theta = \frac{dh_{z1u}}{c} \dots (2.4.84)$$

(2.4.84) の定積分は (2.4.85) で記述する. 定積分 (2.4.85) を計算すると, (2.4.86) である.

$$\int_0^{t_{\Delta}} dt \cdot \cos \theta = \int_0^{h_{z1u}} \frac{dh_{z1u}}{c} \dots (2.4.85)$$

$$t_{\Delta} \cdot \cos \theta = \frac{h_{z1u}}{c} \dots (2.4.86)$$

(2.4.82) の右辺に (2.4.86) の左辺を代入すると, (2.4.87) になる. (2.4.87) の右辺の第 2 項の時間は時点の微分に (2.4.84) で近似する.

$$c_{01} \approx c - \gamma \cdot \frac{h_{z1u}}{c} \dots (2.4.82)$$

$$c_{01} \approx c - \gamma \cdot t_{\Delta} \cdot \cos \theta \dots (2.4.87)$$

$$dt \approx t_{\Delta} \cdot \cos \theta \dots (2.4.84)$$

(2.4.84) の左辺を (2.4.82) の右辺に代入すると, (2.4.85) になる. (2.4.85) の右辺の記述は, 速度の相対性 (2.2.159) で導出した (2.3.35) の右辺の記述に等しい表示である.

$$c_{01} \approx c - \gamma \cdot dt \dots (2.4.85)$$

$$v_1 \approx v - u \dots (2.2.159) \text{ 速度の相対性での記述}$$

$$c_1 \approx c - \gamma \cdot dt \dots (2.3.35)$$

(2.4.55) および (2.4.64) を仮定して (2.4.66) である. (2.4.66) になる加速度座標系の速さは, ローレンツ変換の係数 (2.52) に近似式 (2.2.59) を仮定できる.

$$\cos \theta = \frac{v}{c} \dots (2.4.55)$$

$$\left(\frac{v}{c}\right)^2 \approx 0 \dots (2.4.64)$$

$$(\cos \theta)^2 \approx 0 \dots (2.4.66)$$

$$\gamma_r = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}} (= \text{const.}), (u \neq c) \dots (2.52) \text{ 係数 (coefficient)}$$

$$\gamma_r \approx 1 \dots (2.2.59)$$

慣性座標系上の時間軸の時点の (2.2.83) を始点とした時間 (2.2.96) は (2.2.84) で記述できた. (2.4.66) を仮定した (2.4.84) は, (2.2.84) とは異なることは自明であるので (2.4.86) になる.

$$t = 0 \dots (2.2.83)$$

$$t_{\Delta} \approx 0 \dots (2.2.96)$$

$$\Delta t = t_{\Delta} \dots (2.2.84)$$

$$(\cos \theta)^2 \approx 0 \dots (2.4.66)$$

$$dt \approx t_{\Delta} \cdot \cos \theta \dots (2.4.84)$$

$$\Delta t \neq t_{\Delta} \cdot \cos \theta \dots (2.4.86)$$

(2.2.84) は慣性座標系の時点の微分 (2.2.93) に近似していることを仮定できる. (2.2.147) では加速度座標系の時間が慣性座標系の時点の微分 (2.2.93) である時間に近似している. (2.4.85) の定積分は, 加速度座標系上で慣性座標系の時計の真空中の光を観測したものである. このことでは, (2.4.85) の左辺の時間は, 加速度座標系の時間であるものと扱うことができる. この観測では, (2.4.72) のように (2.4.84) を扱えるものと 2017 年現在の著者は考える.

$$dt = \Delta t \dots (2.2.93)$$

$$\Delta t_1(t_{\Delta}) \approx \Delta t \dots (2.2.147)$$

$$\int_0^{t_{\Delta}} dt \cdot \cos \theta = \int_0^{h_{z1u}} \frac{dh_{z1u}}{c} \dots (2.4.85)$$

$$dt \approx dt_1(t) \dots (2.4.72)$$

光速不変の原理が成立していることで, 慣性座標系上での時間の観測に時点の変化率が記述できる. その時点の変化率に加速度座標系の近似の計算をすることで, 重力場での光の速さを仮定できる. この計算では, 重力場 (gravitational field) で光が真空中の光の速さを超えることを説明できない. この時間の観測方法では, 静止を仮定している慣性座標系の時間の定義に真空中の光を使用している特殊相対性理論の光速不変の原理を受け継いでいることを説明できている一般相対性理論の加速度座標系である.

3. ニュートン力学 (Newtonian mechanics) の慣性力 (inertial force)

ニュートン力学 (Newtonian mechanics) では慣性力 (inertial force) を導入していることを著者が学生の頃に物理学書で読んでいる。ニュートン力学では、絶対空間 (absolute space) および絶対時間 (absolute time) を定義している。ニュートン力学で、慣性座標系および加速度座標系を仮定している。慣性座標系は慣性の法則 (the law of inertia) に従う座標系である。絶対空間内を等速度運動している座標系であるものと説明できる。加速度座標系は、加速度運動している座標系であるものと説明できる。ニュートン力学では、絶対速度 (the absolute velocity) および絶対加速度 (the absolute acceleration) を仮定できる。絶対速度は、アインシュタインの特殊相対性理論では速度の相対性——速度の相対性の近似式は (2.2.159) で導出した。——が保証されて否定できる。絶対加速度は、アインシュタインの一般相対性理論では加速度の相対性——加速度の相対性の近似式は (2.2.164) で導出した。——が保証されて否定できる。

$$v_1 \approx v - u \dots (2.2.159) \text{速度の相対性での記述}$$

$$a_1 \approx a - \alpha \dots (2.2.164) \text{加速度の相対性の記述}$$

絶対空間および加速度座標系 K_1 を仮定する。加速度座標系 K_1 は、絶対空間で加速度 (3.1) の加速度運動をしているものと仮定する。絶対空間に質点 1 が存在するものと仮定する。質点 1 は慣性質量 (3.2) を持つものと仮定する。

$$\mathbf{a}_1 \dots (3.1) \text{絶対空間で観測する加速度座標系 } K_1 \text{ の加速度}$$

$$m_1 \dots (3.2) \text{質点 1 の慣性質量}$$

(3.3) は、絶対空間で観測する質点 1 の加速度であるものと仮定する。加速度座標系 K_1 上で、質点 1 を観測する。その質点 1 は加速度運動しているものと仮定する。(3.4) は、加速度座標系 K_1 上で観測する質点 1 の加速度である。(3.5) は、絶対空間で観測する質点 1 に作用している合力 (resultant force) であるものと仮定する。

$$\mathbf{a}_1 + \mathbf{a}_K \dots (3.3) \text{絶対空間で観測する質点 1 の加速度}$$

$$\mathbf{a}_K \dots (3.4) \text{加速度座標系 } K_1 \text{ 上で観測する質点 1 の加速度}$$

$$\mathbf{f}_a = m_1 \cdot (\mathbf{a}_1 + \mathbf{a}_K) \dots (3.5) \text{絶対空間で観測する質点 1 に作用している合力}$$

質点 1 に作用している合力 (3.5) の左辺に、(3.6) を仮定する。仮定 (3.6) では、絶対空間で観測する質点 1 には合力が零ベクトルであり等速度運動しているものと仮定できる。絶対空間で質点 1 を観測すると、慣性の法則に従っているものと説明できる。

$$\mathbf{f}_a = \mathbf{0} \dots (3.6) \text{質点 1 には合力が零であるので慣性の法則が成立している。}$$

質点 1 が慣性の法則に従って等速度運動していることで、質点 1 の加速度 (3.3) に零ベクトルである (3.7) を仮定できる。加速度ベクトル (3.7) は、絶対空間で観測する加速度座標系 K_1 の加速度である (3.8) に書き直せる。加速度ベクトル (3.7) は、加速度座標系 K_1 上で観測する質点 1 の加速度である (3.9) に書き直せる。

$$\mathbf{a}_1 + \mathbf{a}_K = \mathbf{0} \dots (3.7) \text{絶対空間で観測する質点 1 の加速度}$$

$$\mathbf{a}_1 = -\mathbf{a}_K \dots (3.8) \text{絶対空間で観測する加速度座標系 } K_1 \text{ の加速度}$$

$$\mathbf{a}_K = -\mathbf{a}_1 \dots (3.9) \text{加速度座標系 } K_1 \text{ 上で観測する質点 1 の加速度}$$

絶対空間で観測する質点 1 に作用している合力 (3.5) の右辺は、(3.10) に展開できる。(3.10) は、(3.11) に書き直すことができる。(3.11) の右辺は、加速度座標系 K_1 上で仮定した質点 1 に作用する合力である。

$$\mathbf{f}_a = m_1 \cdot \mathbf{a}_1 + m_1 \cdot \mathbf{a}_K \dots (3.10) \text{絶対空間で観測する質点 1 に作用している合力}$$

$$\mathbf{f}_a - m_1 \cdot \mathbf{a}_1 = m_1 \cdot \mathbf{a}_K \dots (3.11) \text{加速度座標系 } K_1 \text{ 上で仮定した質点 1 に作用する合力}$$

(3.12) は、(3.11) の左辺の第 2 項に記述している。(3.12) は、慣性力 (inertial force) である。(3.11) の右辺は、(3.13) の左辺で記述することを仮定する。(3.13) の左辺を (3.11) の右辺に代入すると、(3.14) に記述できる。

$-m_1 \cdot \mathbf{a}_1 \cdots$ (3.12) 慣性力 (inertial force)

$\mathbf{f}_K = m_1 \cdot \mathbf{a}_K \cdots$ (3.13) 加速度座標系 K_1 上で仮定した質点 1 に作用する合力

$\mathbf{f}_a - m_1 \cdot \mathbf{a}_1 = \mathbf{f}_K \cdots$ (3.14)

(3.6) を (3.14) の左辺の第 1 項に代入すると, (3.15) になる. 絶対空間で等速度運動をしている質点 1 は, 加速度座標系 K_1 上で加速度運動していることを (3.15) で記述している.

$-m_1 \cdot \mathbf{a}_1 = \mathbf{f}_K \cdots$ (3.15)

慣性力は見かけの力である. 実際には質点 1 は等速度運動している—— (3.6) を仮定して, 加速度 (3.7) になる. ——
 ——で質点 1 に慣性力は作用していない.

$\mathbf{f}_a = \mathbf{0} \cdots$ (3.6) 質点 1 には合力が零であるので慣性の法則が成立している.

$\mathbf{a}_1 + \mathbf{a}_K = \mathbf{0} \cdots$ (3.7) 絶対空間で観測する質点 1 の加速度

加速度座標系 K_1 上では, 加速度 (3.9) で加速度運動しているように見えるものと仮定できる. このように見えることは, 実際には等速度運動している質点 1が, 絶対空間で加速度 (3.8) の加速度運動をしている加速度座標系 K_1 上では加速度運動している質点 1 のように見えることである. そのように加速度座標系 K_1 上で加速度 (3.9) の加速度運動しているように見えるので, ニュートンの運動方程式 (the equation of motion) が成立するものと仮定すると見かけの力である慣性力 (3.12) を導入することになる.

$\mathbf{a}_K = -\mathbf{a}_1 \cdots$ (3.9) 加速度座標系 K_1 上で観測する質点 1 の加速度

$\mathbf{a}_1 = -\mathbf{a}_K \cdots$ (3.8) 絶対空間で観測する加速度座標系 K_1 の加速度

$-m_1 \cdot \mathbf{a}_1 \cdots$ (3.12) 慣性力 (inertial force)

加速度座標系上で観測する質点 1 に作用する合力を零ベクトル (3.16) に仮定する. (3.16) では, 質点 1 は加速度座標系上に静止している. 加速度座標系上での質点 1 の加速度は (3.17) である. このことは, 質点 1 は加速度座標系の加速度で加速度運動していることになる. (3.16) を (3.14) の右辺に代入すると, (3.18) になる. (3.18) の左辺の第 2 項の加速度は質点 1 の加速度ベクトルに等しいが, 成分は加速度座標系の位置で異なる記述に成る空間の位置を意味する. (3.18) の左辺の (3.19) のベクトルは, 実際には加速度座標系上に静止している質点 1 に作用する合力に等しい. (3.1) は, 絶対空間で観測する加速度座標系 K_1 の加速度であるので (3.18) の左辺には慣性力 (3.12) が記述されているものと仮定できる. (3.18) では, 質点 1 には実際に合力 (3.19) が作用しているが質点 1 は加速度座標系上で静止しているので見かけは加速度 (3.17) である. 質点 1 は, 絶対空間で運動方程式 (3.20) の加速度運動をしている. 加速度座標系 K_1 上で仮定した質点 1 に作用する合力 (3.16) を仮定しても, 質点 1 に合力が作用することで加速度座標系上では観測できる. このことは, 実際には (3.16) を満足しない加速度座標系上での見かけの (3.16) の記述である. 実際に合力 (3.20) が作用する質点 1 に慣性力 (3.12) が作用しているものと仮定することで, 見かけの (3.16) を記述できる.

$\mathbf{f}_K = \mathbf{0} \cdots$ (3.16) 加速度座標系 K_1 上で仮定した質点 1 に作用する合力

$\mathbf{a}_K = \mathbf{0} \cdots$ (3.17)

$\mathbf{f}_a - m_1 \cdot \mathbf{a}_1 = \mathbf{f}_K \cdots$ (3.14)

$\mathbf{f}_a - m_1 \cdot \mathbf{a}_1 = \mathbf{0} \cdots$ (3.18)

$\mathbf{a}_1 \cdots$ (3.1) 絶対空間で観測する加速度座標系 K_1 の加速度

$m_1 \cdot \mathbf{a}_1 \cdots$ (3.19) 絶対空間で観測する加速度座標系 K_1 上に静止する質点 1 に作用している合力

$\mathbf{f}_a = m_1 \cdot \mathbf{a}_1 \cdots$ (3.20) 絶対空間で観測する質点 1 に作用している合力

4. 可撓である座標系上での物質

光が我々に入射することで、我々は情報を得る。体から真空中に光が生じる。その光の速度で光と共に等速度運動をする。この運動では、我々に光が入射しない。このことでは、特殊相対性理論で時間が零である。我々に光が入射しないことで、外部を見る眼が閉じている様である。入射する光が無いことでは、夜に雲が月および星の光を覆うことに相似である。この意味では、一般相対性理論で重力場の光が真空中の光の速さよりも遅くなることで我々に入射する光の速さが遅くなることを仮定できる。重力場のポテンシャル (2.2.190) で重力場に仮定した光子の速さ (2.4.25) は真空中の光の速さ (2.12) よりも遅いことを導出できた。加速度で (2.2.190) のように重力場のポテンシャルを記述している。加速度運動していることで、光の速さが遅くなる。

$$\Phi_\gamma = \gamma \cdot dh_{z1c} \dots (2.2.190)$$

$$c_1 \approx c \cdot \left(1 - \frac{\Phi_\gamma}{c^2}\right), (u_{z0} \neq c) \dots (2.4.25) \text{ 加速度座標系 } K_1 \text{ での電磁波の速さ}$$

$$c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \times \epsilon_0}} \frac{\text{m}}{\text{s}}, (c \neq 0, c > 0) \dots (2.12)$$

光の速さ (2.4.25) は、振動数の変換 (2.4.7) から導出した。振動数の変換 (2.4.7) では、加速度座標系上での光の振動数は慣性座標系上での振動数よりも小さくなる。このことでは、加速度座標系上の光子の量子エネルギーは慣性座標系上の量子エネルギーから重力場のポテンシャルエネルギー分が重力場に吸収される。

$$\nu_1 \approx \nu \cdot \left(1 - \frac{\Phi_\gamma}{c^2}\right), (u_{z0} \neq c) \dots (2.4.7)$$

特殊相対性理論の4次元時空の座標 (2.53) では、質点の持つ全エネルギーは一番右の時間軸上で記述できる。振動数は (2.4.20) で著者が独自に定義したものが有る。その振動数 (2.4.20) の逆数は周期 (2.4.19) である。振動数が小さくなると周期は長くなる。周期は時間である。周期が長いことは時間が長くなることである。加速度座標系上では、光の速さが遅くなり時間が長くなることを仮定できた。このことでは、真空中の光と同じ距離を移動する場合には加速度座標系上の光は同じ距離を真空中の光よりも長い時間で移動する。このことは、光の速さが遅くなっていることで自然とも言える。光が伝搬してくる時間が掛かることで、我々に生じる現象が遅れることを仮定できる。光で生じる現象が遅れることには、重力場が光のエネルギーを吸収したことを理由にできる。光のエネルギーを吸収した重力場には、重力場のエネルギーの増加分の現象を仮定できる。

$$(x, y, z, c \cdot t) \dots (2.53)$$

$$\nu \equiv \frac{v_{\omega_r}}{\lambda} \text{ Hz}, (\lambda \neq 0) \dots (2.4.20) \text{ 正弦波の振動数の定義}$$

$$T \equiv \frac{\lambda}{v_{\omega_r}} \text{ s}, (v_{\omega_r} \neq 0) \dots (2.4.19) \text{ 正弦波の周期の定義}$$

光の入射が欠けることで、慣性質量およびエネルギーの等価性 (2.46) の全エネルギーを得ることができない。そのようにエネルギーが無いことでは、慣性質量が零である。一般相対性理論では、慣性質量は重力質量に等しい。質量が零であることで、我々の体は減することになる。

$$E = m \cdot c^2 \dots (2.46) \text{ 慣性質量およびエネルギーの等価性 (equivalence of mass and energy)}$$

2017年現在までの物理学にはエネルギー量を採用して体系を与えている。エネルギー量を2017年現在の物理学で失うことは、地球の歴史で考える現象を説明する物理学を失う。体から光が生じることは、その法に保たれている性しょうを考えることができる。その法の性には、慣れている事から眼目がんもくになるものが異なるものに見えることを仮定できる。体から生じた光の相に、その体を支配している性しょうを考える。その性は、その相を生じさせている。その相は、光の速さ

で生じている。光子の持つ全エネルギーは、各慣性座標系上で変換できる。その光子の全エネルギー (2.4.6) は、その光子の振動数で決定する。その振動数 (4.1) は各慣性座標系上で異なる値に変換される。振動数の変換 (4.1) は「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」で導出している。

$$h \cdot \nu_1 \approx h \cdot \nu \cdot \left(1 - \frac{\Phi_\gamma}{c^2}\right) \cdot (u_{x0} \neq c) \dots (2.4.6)$$

$$\nu = \nu_1 \times \frac{1 + \frac{u}{c} \cdot \cos \theta_{x1}}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}} \dots (4.1) \text{ 光の振動数の変換}$$

光の振動数が異なることで、我々の目に見える色が異なる。観測する座標系で、異なるものに見えることを特殊相対性理論の慣性座標系で説明できる。真空中の光の速さよりも遅い慣性座標系上では、その体から生じた光はエネルギーを持ち時間を観測するのに使用できる。光には重力が作用することを一般相対性理論で導出できる。光に重力が作用することでは、その体を支配している性に力を加えることは保証されていない。その体に重力が作用することは、一般相対性理論の加速度座標系上からの観測で説明できる。加速度で、重力が作用することおよび真空中の光に達することを仮定できる。座標系の相違で、時間およびエネルギーが相違する。我々が住んでいる世界に慣れた体は、その世界の時間およびエネルギーを保つことで現象の中に生滅する。世界に慣れることで、我々の体が変化していくことを仮定できる。この変化では、以前の体から新たな体へと変化する。この変化は以前の体が減して新たな体が生じているものと考えることができる。このような生滅では、我々の住んでいる世界を計算できる座標系の変化を考えることもできる。座標系の変化では、加速度の相対性 (2.2.164) を使用できる。

$$a_1 \approx a - \alpha \dots (2.2.164) \text{ 加速度の相対性の記述}$$

我々の世界が以前の様でも他方が大きく変化することで、相対的に加速度が異なるものと仮定でき重力が作用することを仮定できる。このような重力の影響では、我々が感じなくても体には影響を与えるかもしれない。我々の体の中の点電荷が重力で振動しても、電磁波を放射することを仮定できる。このことでは、電磁波での速度の相対性 (2.2.159) を加速度の相対性 (2.2.164) で説明できる。

$$v_1 \approx v - u \dots (2.2.159) \text{ 速度の相対性での記述}$$

他方の点電荷の振動で生じる電磁波が我々の体に影響を及ぼすかもしれない。我々の体が存在できる移動速度の座標系および我々の体が存在しないことを仮定できる座標系の説明では、生滅の意味も異なる。慣れた世界の相に、その世界の性および体がどのようなものか考える。その考えでは、慣れた世界に我々が見ることができない相を知ることで性および体を説明することも仮定できる。見ることができなかつた相を新たに見ることができると眼を持つことで、以前とは異なる世界が慣れた世界に成るかもしれない。この新たな慣れた世界では、以前とは異なる眼目で説明できるかもしれない。住している所が同じでも、我々の眼目が変化することで新たな慣れた世界になるかもしれない。我々の眼目は我々の体に影響を与えることを仮定できる。我々の体は、我々の心で見る世界に存在している。心が体を支配していることでは、体に変化を与えることができる。^{こころ}意には、智慧の力が及ぶことを仮定できる。智慧には、眼目との関係を考えることができる。眼目が異なることで、意が変わるかもしれない。心が変わることで身が変わるかもしれない。身が変わることで、身から生じさせる力が変わるかもしれない。力が変わることで、聞こえることが変わるかもしれない。力が変わると、礼が変わるかもしれない。聞こえることや礼が変わることで、眼目が変わるかもしれない。真空中の光で説明できる現象から我々の意に関係する眼目の変化を仮定できる。

時間が (2.113) の零では、空間を仮定することができて距離が (2.111) の零であることを否定できない。時間および距離が零である座標系では、我々の質量が零であるものと仮定できる。

$$t_1 = 0 \dots (2.113)$$

$$\Delta length_1 = 0 \dots (2.111)$$

そのような時間および距離では、聞く者を仮定できない特殊相対性理論であるものと説明できる。聞く者が仮定でき、その聞こえることに話す者を仮定することができる。話す者が存在する所を仮定することができる。この場合では、聞く者は真空中の光よりも遅く移動していることを仮定できる。その聞く者は、真空中の光で伝送された話を受信している場合かもしれない。このことでは、聞く者に及ぶ力には電磁力の作用で生じる電磁波の情報を受けていることを仮定できる。その電磁波を送信できるものは、電磁力で電磁波を送信できる力を持つことを仮定できる。この聞く者および話す者の存在性では、聞く者および話す者の速度が真空中の光の速さを超えることはできないものと仮定できる。このことでは、話す者が真空中の光の速さで移動できることは質量を持つことでは特殊相対性理論で仮定できない。距離が零では、話を伝達するのに時間が零で済むことを仮定できる。位置が同じであるとも仮定でき、それぞれの存在を区別できることを仮定する。時間および距離が零であることは、慣性座標系上で真空中の光の速さの等速度運動をすることで (2.120) を導出できた。

$$(x_1(0), y_1(0), z_1(0)) = (0, 0, 0) \dots (2.120)$$

さらに、真空中の光よりも速く話を伝達できる。時間および距離が零であることの意味で、時間および距離の存在しない世界を仮定することで理論物理学の時空とは異なる世界を仮定できる。真空中の光よりも速く移動することでは、我々が真空中の光で情報を受信することができないことを仮定できる。時間および距離が零であることでもそれぞれの存在を区別できることを仮定しているのだから、真空中の光で情報を区別することは仮定していないことを考える。情報を区別するのに、真空中の光を使用しないで真空中の光よりも速く伝達が可能であることを仮定する。情報は、智慧で区別できる。智慧は、時間および距離が零でも存在することを仮定できる。智慧の力で礼を保ち、正しい眼目に不動に定まることで智慧を得ることを仮定する。智慧で差別を知る。その差別で、それぞれの存在を区別できることに善悪を相対で説明できる。最上の界に最も善であることを仮定し、最も下の界に最も悪であることを仮定する。この一番上の界と一番下の界の間に、善悪を区別できるものとする。この考えでは、その間には、相対的な善悪を仮定できる。上の界から下の界の方への順序で悪が強くなり生じることを区別できる智慧があり、下の界から上の界の方への順序で善が強くなり生じることを区別できる智慧を仮定する。正しい眼目に不動に定まることには不滅であること、を仮定できる。不動に定まるものが破れると、不動が動に転じ定が乱に転じるものと説明できる。動であることでは、生滅を仮定できる。不動が動に転じることで、不動が滅して動が生じているものと説明できる。定が乱に転じることで、定が滅して乱が生じているものと説明できる。このような生滅で、不滅を否定する。このような滅が否定できることで、不滅を仮定する。このような不動で不滅を仮定している。この不動が破れると、生滅が転がる。正しい眼目の定を失うことで、乱れ悪に向かう。悪に向かうことで、最下の界へ向かう。そのように悪に転がることに相対での善に縁を持つことを仮定できる。その善の縁で、上の界へ向かうことが仮定できる。このように転がることに回転を仮定できる。回転では、縁で生じることを仮定した。性および体で、その縁を得る相を生じさせる。そのような性に智慧を仮定する。その智慧の力が意に及ぶことで、生滅の回転を説明する。意は心に考えることができる。心を持つ存在が時空と一体であることで、生滅の回転の説明に時間を使用することができる。時間には、「理論物理学での波の関数3」で著者が独自に定義したものがあつた。その時間の定義では、正円を使用する。正円に日輪および満月を考え時間を考えることができる。日月の輪は、周期で説明できる。周期で時間を説明できる。日月の輪で時間および空間を合わせて考える。心の不滅の時間では、時空の世間は泡のごとく生滅して牢固ではないものとする。光には、放射、透過および吸収を理論物理学で扱う。日輪の光明を反射している月の光を説明できる。眼目に光を得て、智慧を得ることを説明できる。智慧に正しく円やかなることを考える。正しく円やかなる眼目には、欠けたる善がないことを仮定する。欠けたる善がないことを最上界に保ち正しく円やかなるものとする。時間および空間が無い所である心並びに時空に、そのような最上界を仮定し最下の界ま

で仮定する。無始であるので、始まる前の存在していない滅を否定できる。無終であるので、滅することが無い。不滅の心は無始無終の心である。心は無始無終で時空には生滅を仮定する。ここでは、不動の定義および定の定義は特に与えた議論ではない。この考察では、2017年現在の著者は不動および定を解明していないことで定義できないものとする。

この考察では、時空の世界並び時間および空間が存在しない世界を仮定している。時間および空間が存在しない世界で、正しい眼目に不動に定まることの不滅を仮定している。この不滅の存在にそれぞれの区別を許していることで、不滅の心を仮定できる。この不滅の心が時間および空間が存在しない世界に存在する、ことを仮定している。不滅の心を持つ存在が時空に存在することを仮定できる。この時空は、理論物理学の時空とは別の時空でも許される余地が有る。不滅の心を持つ存在で、その時空の存在を証明することになる。このことでは、我々が心を持つことを我々は認めている。「我々の心が不滅の存在であるか」、が題である。理論物理学では、宇宙は生滅することを説明している。我々の心が不滅であることで、生じる宇宙よりも先に不滅で存在する我々の心である。月は日輪の光明で、夜を照らしている。日輪は、空間を移動して1日の区別を与えている。1日に時間を考えることができる。日輪が存在する時間および空間が仮定されている。その時間および空間では、力が作用して日輪の光が存在する。その光で相を見ることができる。未来に招く報いを時間から時空の現象に考える。時空の現象に心を持つ存在を仮定できる。日輪が存在することで説明できる光は、時空に存在し時空は宇宙に考える。宇宙を現象として時空に認めていることでは、知力の相であるものと考えることができる。知力は智慧の作用の知る力であるものと考え、心を仮定できる。知る力に上下の差別を仮定できる。知力に上下の優劣を仮定して、その知力の相違で知力を持つ者の性を仮定できる。その者が存在することでは、その者の体を仮定できる。ここで、知る者に相、性および体を仮定できる。知る力が作用して体から、相が生じていることを仮定できる。この相を体から生じさせるのに、その体を支配している性を仮定できる。国土に観る相では、その国土の相を体から生じさせている性を扱うことになる。その性は、智慧で変わる。智力に上下の優劣を仮定したので、その優劣で性を区別できる。^{しょう}性に上下を弁えることは、体を支配しているものに対する差別である。国土は、国土を支配している主のものである。その主は、国土に変化を与えることで主の徳を顕すことができても国土に一体となる他の存在を顕す性を持つ。相、性および体を仮定できる存在である知る者に、力、その作用および招く報いを仮定できた。報いを招くものを考えることで、縁を仮定できる。縁を持つことで報いを招くことになる過去の^{たね}種に因と呼ぶものを仮定する。この種の因から縁で生じる実を果と呼ぶものと仮定する——種^{たね}から果物が実ることに譬えている。——。このように仮定すると、相、性、体、力、作、因、縁、果および報を得る。知力に上下の差別を仮定しているの、最上の智慧を仮定した。「この最上の智慧に究竟するものか」は、ひとつの題である。相、性および体で一体であることを仮定している。その一体の存在である我々の心は、過去から現在までの因縁を持つことになる。その因縁で、各心を区別できる来歴を考察することができる。国土は無情である。我々は有情である。我々の心には、有情の我々の相、性および体である一体の心に、相、性および体で一体になる無情の国土が備わるものと仮定している。このことで、我々の性は備わっている国土を顕す性でもある。我々の経験では、国土に同居していることがある。同居して備わっている国土であるが、その国土の主であるものは一人であることを法王——仏の意味である。——、^{てんのう}天皇、および大王などの性に記憶できる。

王が主の徳を示す体および相を仮定する。王の主の徳で、王の体から王の相を示す。王の相に縁を仮定する。その縁から果および報が招かれる。その王の相に、王に従わない者の縁を仮定する。その縁では、王から従わない者に刃を加える報いを仮定する。相に主の徳を仮定できる。相には、他の存在を仮定できる。相に主、師および親の徳のそれぞれを仮定する。それらの徳を持つ者は、その相を体から生じさせた王でない者が持つことを仮定できる。最上の界に仮定した智慧に逆らう王の相には、^{てんごく}諂曲な相を仮定できる。そのような王に逆らうことで、王の力で刃を加える者の力が従

わなない者に作用することを仮定できる。そのような王は最上界の智慧に敵対する罪を持つ者と仮定できる。王の徳を示すのに最上の智慧に究竟するものから生じていることでは、最上界に王の徳を生じさせる親の徳を仮定できる。最上界の智慧の支配で親の徳から生じた王の徳には、最上界の智慧を顕す相を示す師の徳を考える。その師の徳は、最上界の智慧の親の徳から最上界の智慧の相に下の界を生じさせる相を示す。その下の界の相には、最下の界も含まれることを仮定できる。最上界の智慧に対する敵対には、主、師および親の徳に対するそれぞれの敵対を仮定できる。

諂曲の相には、そのような敵対の罪の相を仮定できる。その諂曲には、刀を加える際に従わない者の^{からだ}体を片刃で切る相を仮定できる。その片刃は、一般に加速を付けて向かってくる。従わない者の体が切られる。その切られた箇所の周辺は撓む。その撓む箇所は、加速度運動で皮膚が移動する。そのような皮膚の運動は、加速度座標系で記述できる。その加速度座標系は、慣性座標系上で仮定しているものと扱う。その加速度座標系は、撓む座標系である。その可撓する座標系は、曲線で説明される座標系である。加速度座標系上では、等価原理で重力場が仮定されている。その撓む座標系の曲線は、重力の作用で生じているものと説明できる。我々は、太陽系内の重力場での周期的な運動をしている地球上に存在している。そのような周期的な運動で1日を得る。その1日から時間を測定できる。地球上の地形に重力が作用して生じた相である過程を説明する。皮膚の運動は、刀で力を加えられたことで生じている。その刀を加える相は、最上界の智慧に敵対する罪の相として仮定した。その智慧は、時空には仮定していない心に仮定している。心および時空に、諂曲の相を仮定する説明である。そのような諂曲な相を生じさせる知恵は、悪の界を招く知恵である。知恵を得るのに、日輪の光を使用する。日輪の光で文字を読むことができ命をも繋ぐことができる。日輪の光は、物理学では太陽の光である。太陽の大きな質量(2.1.59)が有ることで生じる重力を説明する2017年現在の物理学である。

$$M_{\text{sun}} = 1.99 \times 10^{30} \text{ kg} \dots (2.1.59) \text{ 太陽の質量}$$

地球上で王が悪の界の知恵を得るのに、太陽の光を使用し重力の影響での脳神経系および心臓血管系の情報処理が行われている。重力に適応した我々の体である。王が存在する周辺の座標系が撓むことで、その王に作用する重力が仮定できる。その重力で運動する質点を仮定できる。その質点から2重性では波を仮定できる。その質点および波で説明できる王の周辺の座標系上では、王の目、口、身、鼻および耳に生じる現象を仮定する。これらの情報では、王の^{こころ}意に生じることを考えることができる。意には、時空でない心からの力の作用を仮定する。この場合では、時空での座標系では王の意に生じることが明らかにはならないことを仮定する。心に生じることは、時空の時間の零で時空に生じることは保証が無い。時間は時空の座標系上の時計で観測するものと仮定する。心が多くの時空に生じさせているものが有る場合では、その心は多くの時空に相を生じさせている性を持つものと仮定する。心が無始無終で不滅の存在であることで、最上界に究竟することを仮定できる。この仮定では、最上界から下の界を生じさせることがあり、地球上の時空の我々の^{こころ}意および^{からだ}体が生じているものと説明をする。そのように生じる下の界には生滅を仮定できる。そのような下の界は不滅ではない。欠けたる善がない最上界から生じる下の界には欠けたる善を仮定する。善が欠けていることは、悪になる。悪とは、善が欠けたところに認識できるものとする。善が欠けることでも、善に敵対する悪と善が欠けているのみで敵対していないものに分ける。敵視して善に敵対することでは、善悪の相対の善に大なる善と小なる善に区別する。小なる善で大なる善に対抗することは大なる悪であるものとする。このことでは、大なる悪は大なる善に対抗することとも考えることができる。最上界の智慧に害をなすものと扱うことでは、大悪であるものとする。最上界から下の界が生じることでは、最上界は下の界に対する主、師および親の徳を持つことを仮定できる。最上界にすべてを支配する主を仮定できる。その最上界の主はすべてを統合する法に従うものと仮定する。一般の法は相、性、体、力、作、因、縁、果および報が最上界の智慧に究竟し。その最上界の智慧はすべてを統合する法に含まれるものと2017年現在の著者は仮定する。

最上界のすべてを統合する法で我々の心が統合されることになる。時空での国土は、最上界の国土から最下の界の国土まで仮定している。我々の心が最上界に向かうことを善であるものとする。最上界の智慧が各界を生じさせている。

各界の心が最上界の主、師および親の徳の因縁から招く果・報を持つ法で最上界の心に向かうことは、最上界に入ることに向かっているものと仮定できる。最上界に入ることによって、我々の心が不滅の無始無終の心である正体になる。その正体の心は、最上界の心である。最上界の心にも主、師および親の徳の脈を仮定できる。その脈は、智慧を宗とした道に光を流す。その光で各界に智慧を生じさせ時空の生滅を仮定する。最上界の心に速やかに成就することで、最上界から生じた各界の心は生滅の回転から脱して速やかに最上界の正しい眼目に不動に定まる。最上界に不滅で住するすべてを支配する主の智慧に支配される我々の心は、慣れた世界の相、性および体から最上界の法の智慧に速やかに究竟することを仮定できる。

5. あとがき

本書の内容は、近似での一般相対性理論の計算である。撓む座標系で重力場を説明できる。その撓む座標系では、加速度運動している座標系で重力を説明する。加速度座標系は極限値の計算で特殊相対性理論の慣性座標系の計算を説明できる。電磁力では、生体内での粒子が持つ電気量および速度ベクトルでの運動の記述で生体内の情報処理を説明できる。生体が重力場内に在ることでは、それらの物質に重力が作用することを考えることができる。生体内での電気量の移動では、神経系内での流体の移動で神経に電流が生じることを説明できる。生体内の流量を記述する際には、著者が文献28で定義した血流量を応用できる。重力場では、心臓血管系および脳神経系に重力が作用しているものと扱える。太陽からの光で我々がエネルギーを配分される。その光には、慣性質量を特殊相対性理論で説明できる。慣性質量には重力が作用する。このことでは、重力場にエネルギーが蓄えられることを説明できる。重力場には、太陽の質量で生じている重力場のエネルギーが大きいことを仮定できる。太陽の慣性質量が太陽の持つ全エネルギーを記述できることでは、光のエネルギーおよび重力場のエネルギーを太陽の慣性質量に仮定できる。このような太陽のエネルギーでは、生体システム内での相に、太陽のエネルギーの放出で粒子の運動が変化して未来の運動が決定論的に決定する部分および確率的に変化する部分を仮定できる。このような相は国土の相に観察をすることで、物質の運動で生体システムを説明して心に及ぶことを仮定できる。

心が無始無終で存在する。太陽よりも先に我々の心が存在する。このことでは、太陽のエネルギーの放出が未来まで決定することには、我々が肉体を持つ前からの我々の心の影響を仮定する。我々の心に善および悪を区別する智慧を仮定できることでは、自分と他者との関係が善悪を区別する智慧で決定することを説明できる。このことは、他者に接触する前の決定である。悪には、偷盗および妄語を挙げることは広く認められるだろう。人が偷盗および妄語の悪をすることは情報を生体に入力することで制御できることでは、国土の未来を決定できる。情報の入力には信号を使用する。信号を送信するにはエネルギーを消費する。信号の伝送には、人は文字を使用することで情報を選択する。文字は、目、口、鼻、耳および鼻で区別できる。これらの部位での知能は、人よりも畜生の方が優れている場合を経験的に我々は認めている。文字に触れることでは、エネルギーの分布が変化することを説明できる。このことでは、莫大なエネルギーを使用するのに文字を必要とする場合を多く経験的に我々は認めることができる。太陽の光および重力で文字を表現することは、コンピュータのモニタ、書物および心に描く像でも説明できる。心に描く像は、脳神経系および心臓血管系を使用することは明らかである。心に描く像で、その心には縁となり果および報を招くことを考えることができる。このことでは、心に過去からの種である因を持つことで未来を決定する力が作用することを国土にも仮定できる。国土が変化することでは、他の生物の心にも影響を与えることは仮定できる。このようなことでは、太陽および文字の関係を考察している。この考察は、電磁力および重力が文字に関係することを研究課題にする。文字で表現できる内容が大事である。文字の表現よりも義となるものを優先させる課題である。義から礼を選択することで、話すことおよび聞くことで妄語に関係する。妄語から礼は破られることを考えることができる。話す義が乱れることで偷盗に移る場合は、妄語も伴うことを仮定できる。このことでは、悪をなす場合に複数の悪を伴うことを仮定できる。これは、先に挙げた妄語で

礼が破られることでも説明できている。このような悪が生じることは、文字で表現できる義に因ることを仮定できる。その文字で招く相、性および体の法で、国土および我々の心に強い力を持つ文字を選択することができる。

付録

i. 零ベクトルに合力が変換——特殊相対性理論での変換である。——できることの否定について

慣性座標系 S および慣性座標系 S_1 を仮定する。2つの慣性座標系で観察する質点に作用する合力は (2.87) および (2.88) である。同じ質点に作用する合力は慣性座標系ごとに異なる。

$\mathbf{f}(t) = (f_x(t), f_y(t), f_z(t)) \cdots$ (2.87) 慣性座標系 S で観察する場合の質点に作用する合力

$\mathbf{f}_1(t_1) = (f_{x_1}(t_1), f_{y_1}(t_1), f_{z_1}(t_1)) \cdots$ (2.88) 慣性座標系 S_1 で観察する場合の質点に作用する合力

このような質点に作用する合力の変換は (2.89) ~ (2.91) で記述できる。合力の変換 (2.89) ~ (2.91) を使用して、零ベクトルでない合力が他の慣性座標系上で零ベクトルでない合力に変換できることを説明する。

$$f_x = \frac{f_{x1}}{\left(1 + \frac{u \cdot v_{x1}}{c^2}\right)} + \frac{u}{c^2} \cdot \frac{\mathbf{f}_1 \cdot \mathbf{v}_1}{\left(1 + \frac{u \cdot v_{x1}}{c^2}\right)} \cdots (2.89) \text{ x 軸の合力成分}$$

$$f_y = f_{y1} \cdot \frac{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}}{\left(1 + \frac{u \cdot v_{x1}}{c^2}\right)} \cdots (2.90) \text{ y 軸の合力成分}$$

$$f_z = f_{z1} \cdot \frac{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}}{\left(1 + \frac{u \cdot v_{x1}}{c^2}\right)} \cdots (2.91) \text{ z 軸の合力成分}$$

各慣性座標系の速度ベクトルは (2.69) および (2.70) で仮定する。慣性座標系ごとに質点の速度ベクトルが異なることを速度の変換 (2.74) ~ (2.76) で記述できる。速度の変換 (2.74) ~ (2.76) では、係数 (coefficient) (2.52) を仮定している。

$$\mathbf{v}(t) = (v_x(t), v_y(t), v_z(t)) \cdots (2.69)$$

$$\mathbf{v}_1(t_1) = (v_{x_1}(t_1), v_{y_1}(t_1), v_{z_1}(t_1)) \cdots (2.70)$$

$$v_x(t) = \frac{v_{x1} + u}{1 + \frac{u \cdot v_{x1}}{c^2}} \cdots (2.74) \text{ x 軸の速度成分}$$

$$v_y(t) = \frac{v_{y1}(t_1)}{\gamma_r \cdot \left(1 + \frac{u \cdot v_{x1}}{c^2}\right)} \cdots (2.75) \text{ y 軸の速度成分}$$

$$v_z(t) = \frac{v_{z1}(t_1)}{\gamma_r \cdot \left(1 + \frac{u \cdot v_{x1}}{c^2}\right)} \cdots (2.76) \text{ z 軸の速度成分}$$

$$\gamma_r = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}} (= \text{const.}), (u \neq c) \cdots (2.52) \text{ 係数 (coefficient)}$$

各慣性座標系の加速度ベクトルは (2.79) および (2.80) で仮定する. 慣性座標系ごとに質点の加速度ベクトルが異なることを加速度の変換 (2.84) ~ (2.86) で記述できる. 加速度の変換 (2.84) ~ (2.86) では, 係数 (coefficient) (2.52) を仮定している.

$$\mathbf{a}(t) = (a_x(t), a_y(t), a_z(t)) \dots (2.79)$$

$$\mathbf{a}_1(t_1) = (a_{x_1}(t_1), a_{y_1}(t_1), a_{z_1}(t_1)) \dots (2.80)$$

$$a_x(t) = \frac{a_{x1}(t_1)}{\gamma_r^3 \cdot \left(1 + \frac{u \cdot v_{x1}}{c^2}\right)^3} \dots (2.84) \text{ x 軸の加速度成分}$$

$$a_y(t) = \left(a_{y1}(t_1) - \frac{u \cdot v_{y1}}{c^2} \cdot a_{x1}(t_1) \right) \cdot \frac{1}{\gamma_r^2 \cdot \left(1 + \frac{u \cdot v_{x1}}{c^2}\right)^2} \dots (2.85) \text{ y 軸の加速度成分}$$

$$a_z(t) = \left(a_{z1}(t_1) - \frac{u \cdot v_{z1}}{c^2} \cdot a_{x1}(t_1) \right) \cdot \frac{1}{\gamma_r^2 \cdot \left(1 + \frac{u \cdot v_{x1}}{c^2}\right)^2} \dots (2.86) \text{ z 軸の加速度成分}$$

慣性座標系 S_1 で観察する質点の速度ベクトル (a.1.1) および速度ベクトルの x_1 成分 (a.1.2) である. 慣性座標系 S_1 で観察する質点の加速度ベクトル (a.1.3) および加速度ベクトルの x_1 成分 (a.1.4) である. 慣性座標系 S_1 で観察する質点の合力ベクトル (a.1.5) および合力ベクトルの x_1 成分 (a.1.6) である.

$$\mathbf{v}_1(t_1) = (v_{x_1}(t_1), 0, 0) \dots (a.1.1)$$

$$v_{x_1}(t_1) \neq 0 \dots (a.1.2)$$

$$\mathbf{a}_1(t_1) = (a_{x_1}(t_1), 0, 0) \dots (a.1.3)$$

$$a_{x_1}(t_1) \neq 0 \dots (a.1.4)$$

$$\mathbf{f}_1(t_1) = (f_{x_1}(t_1), 0, 0) \dots (a.1.5)$$

$$f_{x_1}(t_1) \neq 0 \dots (a.1.6)$$

ここで, 慣性座標系 S で観察する質点に作用する合力が零ベクトル (a.1.7) に変換される場合を仮定する. 合力ベクトルの変換の x 成分の式 (2.89) に合力ベクトル (a.1.7) の x 成分を代入すると (a.1.8) になる.

$$\mathbf{f}(t) = (0, 0, 0) \dots (a.1.7)$$

$$f_x = \frac{f_{x1}}{\left(1 + \frac{u \cdot v_{x1}}{c^2}\right)} + \frac{u}{c^2} \cdot \frac{\mathbf{f}_1 \cdot \mathbf{v}_1}{\left(1 + \frac{u \cdot v_{x1}}{c^2}\right)} \dots (2.89)$$

$$0 = \frac{f_{x1}}{\left(1 + \frac{u \cdot v_{x1}}{c^2}\right)} + \frac{u}{c^2} \cdot \frac{\mathbf{f}_1 \cdot \mathbf{v}_1}{\left(1 + \frac{u \cdot v_{x1}}{c^2}\right)} \dots (a.1.8)$$

(a.1.8) は (a.1.9) に書き直すことができる. (a.1.9) は (a.1.10) になる. (a.1.10) の右辺に記述している内積の計算で場合分けをする.

$$-\frac{f_{x1}}{\left(1 + \frac{u \cdot v_{x1}}{c^2}\right)} = \frac{u}{c^2} \cdot \frac{\mathbf{f}_1 \cdot \mathbf{v}_1}{\left(1 + \frac{u \cdot v_{x1}}{c^2}\right)} \dots (a.1.9)$$

$$-f_{x1} = \frac{u}{c^2} \cdot (\mathbf{f}_1 \cdot \mathbf{v}_1) \dots (\text{a.1.10})$$

(a.1.10) は (a.1.11) に書き直すことができる. (a.1.11) の右辺の質点の持つ全エネルギーは (a.1.12) の右辺になる.

$$-f_{x1} = \frac{u}{c^2} \cdot \left(\frac{dE_1}{dt_1} \right) \dots (\text{a.1.11})$$

$$-f_{x1} = \frac{u}{c^2} \cdot \left(\frac{dm_1}{dt_1} \cdot c^2 \right) \dots (\text{a.1.12})$$

(a.1.12) の右辺は, (a.1.13) のように真空中の光の速さの 2 乗を消すことができる. (a.1.13) は (a.1.14) に書き直すことができる.

$$-f_{x1} = u \cdot \frac{dm_1}{dt_1} \dots (\text{a.1.13})$$

$$-\frac{f_{x1}}{u} = \frac{dm_1}{dt_1}, (u \neq 0) \dots (\text{a.1.14})$$

慣性座標系 S_1 上の質点に作用する合力の x 成分には (a.1.15) を記述できる. (a.1.15) の右辺の第 1 項に (a.1.14) の左辺を代入すると (a.1.16) になる.

$$f_{x1} = \frac{dm_1}{dt_1} \cdot v_{x1} + m_1 \cdot \frac{dv_{x1}}{dt_1} \dots (\text{a.1.15})$$

$$f_{x1} = -\frac{f_{x1}}{u} \cdot v_{x1} + m_1 \cdot \frac{dv_{x1}}{dt_1}, (u \neq 0) \dots (\text{a.1.16})$$

(a.1.16) の右辺の第 1 項を (a.1.16) の左辺に移項すると (a.1.17) になる. (a.1.17) の左辺は, 合力の x 成分で (a.1.18) の左辺のように整理できる.

$$f_{x1} + \frac{f_{x1}}{u} \cdot v_{x1} = m_1 \cdot \frac{dv_{x1}}{dt_1}, (u \neq 0) \dots (\text{a.1.17})$$

$$f_{x1} \cdot \left(1 + \frac{v_{x1}}{u} \right) = m_1 \cdot \frac{dv_{x1}}{dt_1}, (u \neq 0) \dots (\text{a.1.18})$$

(a.1.18) の右辺が零であると, (a.1.18) の左辺も零になる. (a.1.18) が成立すると, (a.1.18) が成立する. (a.1.19) が成立すると, (a.1.18) では (a.1.20) になる. (a.1.20) は, (a.1.21) である.

$$1 + \frac{v_{x1}}{u} = 0, (u \neq 0) \dots (\text{a.1.19})$$

$$0 = m_1 \cdot \frac{dv_{x1}}{dt_1}, (u \neq 0) \dots (\text{a.1.20})$$

$$\frac{dv_{x1}}{dt_1} = 0, (u \neq 0) \dots (\text{a.1.21})$$

(a.1.21) は仮定 (a.1.4) に反するので, (a.1.22) である. (a.1.22) であるので, (a.1.19) は成立しないで (a.1.23) になる. (a.1.23) であると, 速度の変換の x 成分 (2.74) で慣性座標系 S 上の質点の速度の x 成分は (a.1.24) になる. 仮定 (a.1.2) で, 慣性座標系 S_1 上の質点の速度の x_1 成分は零でない. 質点は 2 つの慣性座標系上で静止していない.

$$a_{x_1}(t_1) \neq 0 \dots (\text{a.1.4})$$

$$\frac{dv_{x1}}{dt_1} \neq 0, (u \neq 0) \dots (a.1.22)$$

$$u + v_{x1} \neq 0, (u \neq 0) \dots (a.1.23)$$

$$v_x(t) = \frac{v_{x1} + u}{1 + \frac{u \cdot v_{x1}}{c^2}} \dots (2.74) \text{ x 軸の速度成分}$$

$$v_x \neq 0 \dots (a.1.24)$$

$$v_{x1}(t_1) \neq 0 \dots (a.1.2)$$

(a.1.4) を仮定したので、加速度の変換の x 成分 (2.84) は (a.1.25) になる。(a.1.24) および (a.1.25) では、慣性座標系 S 上での運動方程式 (a.1.26) から慣性座標系 S 上での質点に作用する合力 (a.1.27) になる。

$$a_{x1}(t_1) \neq 0 \dots (a.1.4)$$

$$a_x(t) = \frac{a_{x1}(t_1)}{\gamma_r^3 \cdot \left(1 + \frac{u \cdot v_{x1}}{c^2}\right)^3} \dots (2.84) \text{ x 軸の加速度成分}$$

$$a_x(t) \neq 0 \dots (a.1.25)$$

$$f_x = \frac{dm}{dt} \cdot v_x + m \cdot \frac{dv_x}{dt} \dots (a.1.26)$$

$$f_x \neq 0 \dots (a.1.27)$$

(a.1.14) は仮定 (a.1.6) で零にはならない。このことは、増加あるいは減少を続ける慣性質量である。このことは、真空中の光の速さを質点が超えないことでも否定できる (a.1.14) である。仮定 (a.1.2) で減速し続けて静止することは無いことでも否定できる (a.1.14) である。(a.1.26) の左辺が零であると、慣性の法則に従う質点である。このことは、(a.1.25) に反する。質点の速さが減速すると、慣性質量も減少する。この場合では、(a.1.26) の変化率の符号は同じく負である。質点の速さが増加すると、慣性質量も増加する。この場合では、(a.1.26) の右辺の変化率の符号は同じく正である。(a.1.14) が成立し続けないことで、(a.1.26) の左辺は (a.1.27) になる。(a.1.27) では、仮定 (a.1.2), 仮定 (a.1.4) および仮定 (a.1.6) を保証される。合力 (a.1.27) が成立すると、(a.1.8) が成立しないで (a.1.28) になる。

$$-\frac{f_{x1}}{u} = \frac{dm_1}{dt_1}, (u \neq 0) \dots (a.1.14)$$

$$f_{x1}(t_1) \neq 0 \dots (a.1.6)$$

$$v_{x1}(t_1) \neq 0 \dots (a.1.2)$$

$$0 = \frac{f_{x1}}{\left(1 + \frac{u \cdot v_{x1}}{c^2}\right)} + \frac{u}{c^2} \cdot \frac{\mathbf{f}_1 \cdot \mathbf{v}_1}{\left(1 + \frac{u \cdot v_{x1}}{c^2}\right)} \dots (a.1.8)$$

$$0 \neq \frac{f_{x1}}{\left(1 + \frac{u \cdot v_{x1}}{c^2}\right)} + \frac{u}{c^2} \cdot \frac{\mathbf{f}_1 \cdot \mathbf{v}_1}{\left(1 + \frac{u \cdot v_{x1}}{c^2}\right)} \dots (a.1.28)$$

慣性質量 (2.29) で、(a.1.26) の慣性質量の変化率は仮定したものである。質点の速さが変化する場合に生じる慣性質量 (2.29) の変化である。相対論的質量 (2.38) でも分子は定数である静止質量であるので質点の速さが変化すると左辺の慣性質量 (2.29) が変化する。このことでは、(a.1.25) の加速度が生じていることで慣性座標系 S 上の質点の

速さは変化する。その質点の速さの変化で慣性質量 (2.29) は変化する。

$m(v)kg \cdots (2.29)$ 変数である慣性質量

$$m(v) = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, (0 \leq v < c) \cdots (2.38) \text{ 相対論的質量}$$

(a.1.5) および (a.1.6) を仮定した合力の変換の x 成分 (2.89) の左辺は, (a.1.27) になることを上述で説明できた。合力の変換の y 成分 (2.90) および z 成分 (2.91) の右辺には, 慣性座標系 S_1 の質点に作用する合力 (a.1.5) の y 成分および z 成分を代入するので (a.1.29) および (a.1.30) になる。

$$\mathbf{f}_1(t_1) = (f_{x_1}(t_1), 0, 0) \cdots (a.1.5)$$

$$f_{x_1}(t_1) \neq 0 \cdots (a.1.6)$$

$$f_x = \frac{f_{x_1}}{\left(1 + \frac{u \cdot v_{x_1}}{c^2}\right)} + \frac{u}{c^2} \cdot \frac{\mathbf{f}_1 \cdot \mathbf{v}_1}{\left(1 + \frac{u \cdot v_{x_1}}{c^2}\right)} \cdots (2.89) \text{ x 軸の合力成分}$$

$$f_x \neq 0 \cdots (a.1.27)$$

$$f_y = f_{y_1} \cdot \frac{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}}{\left(1 + \frac{u}{c^2} \cdot v_{x_1}\right)} \cdots (2.90) \text{ y 軸の合力成分}$$

$$f_z = f_{z_1} \cdot \frac{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}}{\left(1 + \frac{u}{c^2} \cdot v_{x_1}\right)} \cdots (2.91) \text{ z 軸の合力成分}$$

$$0 = 0 \cdot \frac{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}}{\left(1 + \frac{u}{c^2} \cdot v_{x_1}\right)} \cdots (a.1.29)$$

$$0 = 0 \cdot \frac{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}}{\left(1 + \frac{u}{c^2} \cdot v_{x_1}\right)} \cdots (a.1.30)$$

(a.1.27), (a.1.29) および (a.1.30) を使用すると, 慣性座標系 S_1 の質点に作用する合力 (a.1.5) は慣性座標系 S 上では (a.1.31) に変換できる。

$$\mathbf{f}_1(t_1) = (f_{x_1}(t_1), 0, 0) \cdots (a.1.5)$$

$$\mathbf{f}(t) = (f_x(t), 0, 0) \cdots (a.1.31)$$

上述では, (a.1.10) の右辺に記述した内積の場合分けで最初に (a.1.11) を使用した考察をした。以下では, 慣性座標系 S_1 上の x 軸方向に質点に作用する合力が作用する場合の速度ベクトルの向きが x 軸方向のみの場合で考察する。

$$-f_{x_1} = \frac{u}{c^2} \cdot (\mathbf{f}_1 \cdot \mathbf{v}_1) \cdots (a.1.10)$$

$$-f_{x1} = \frac{u}{c^2} \cdot \left(\frac{dE_1}{dt_1} \right) \cdots (a.1.11)$$

内積 (a.1.32) の右辺の質点に作用する合力の向きは, その質点の速度の向きとは逆向きであることを説明している.

内積 (a.1.32) の右辺を (a.1.10) の右辺に代入すると (a.1.33) になる.

$$\mathbf{f}_1 \cdot \mathbf{v}_1 = -f_{x1} \cdot v_{x1} \cdots (a.1.32)$$

$$-f_{x1} = \frac{u}{c^2} \cdot (-f_{x1} \cdot v_{x1}) \cdots (a.1.33)$$

(a.1.33) は (a.1.34) に整理できる. (a.1.34) は, (a.1.35) に書き直せる.

$$1 = \frac{u}{c^2} \cdot v_{x1} \cdots (a.1.34)$$

$$c^2 = u \cdot v_{x1} \cdots (a.1.35)$$

(a.1.35) は, 一般には特殊相対性理論の慣性座標系上では成立しない. 光速不変の原理 (the principle of the constancy of the velocity of light) では, 光子のような質点でなければ (a.1.36) の左辺の速さになる. (a.1.36) の右辺は, 真空中の光の速さ (speed of light in a vacuum) である. 慣性座標系の等速度の速さは, (a.1.37) になる場合で (a.1.35) は成立しない. このことでは, (a.1.38) になる.

$$|v_{x1}| < c \cdots (a.1.36)$$

$$u \neq c \cdots (a.1.37)$$

$$c^2 \neq u \cdot v_{x1} \cdots (a.1.38)$$

内積 (a.1.39) の右辺の質点に作用する合力の向きは, その質点の速度の向きとは同じ向きであることを説明している. 内積 (a.1.39) の右辺を (a.1.10) の右辺に代入すると (a.1.40) になる.

$$-f_{x1} = \frac{u}{c^2} \cdot (\mathbf{f}_1 \cdot \mathbf{v}_1) \cdots (a.1.10)$$

$$\mathbf{f}_1 \cdot \mathbf{v}_1 = f_{x1} \cdot v_{x1} \cdots (a.1.39)$$

$$-f_{x1} = \frac{u}{c^2} \cdot (f_{x1} \cdot v_{x1}) \cdots (a.1.40)$$

(a.1.40) は (a.1.41) に整理できる. (a.1.41) は, (a.1.42) に書き直せる.

$$-1 = \frac{u}{c^2} \cdot v_{x1} \cdots (a.1.41)$$

$$c^2 = -u \cdot v_{x1} \cdots (a.1.42)$$

(a.1.42) は, 一般には特殊相対性理論の慣性座標系上では成立しない. 光速不変の原理 (the principle of the constancy of the velocity of light) では, 光子のような質点でなければ (a.1.36) の左辺の速さになる. (a.1.36) の右辺は, 真空中の光の速さ (speed of light in a vacuum) である. 慣性座標系の等速度の速さは, (a.1.37) になる場合で (a.1.42) は成立しない. このことでは, (a.1.43) になる.

$$|v_{x1}| < c \cdots (a.1.36)$$

$$u \neq c \cdots (a.1.37)$$

$$c^2 \neq -u \cdot v_{x1} \cdots (a.1.43)$$

慣性座標系 S_1 上の質点の速度ベクトル (a.1.1) で, (a.1.2) を仮定した. (a.1.1) を速度の変換式の y 成分 (2.75) および z 成分 (2.76) に代入すると, y 成分 (a.1.44) および z 成分 (a.1.45) になる.

$$\mathbf{v}_1(t_1) = (v_{x1}(t_1), 0, 0) \cdots (a.1.1)$$

$$v_{x_1}(t_1) \neq 0 \cdots (\text{a.1.2})$$

$$v_y(t) = \frac{v_{y1}(t_1)}{\gamma_r \cdot \left(1 + \frac{u \cdot v_{x1}}{c^2}\right)} \cdots (\text{2.75}) \text{ y 軸の速度成分}$$

$$v_z(t) = \frac{v_{z1}(t_1)}{\gamma_r \cdot \left(1 + \frac{u \cdot v_{x1}}{c^2}\right)} \cdots (\text{2.76}) \text{ z 軸の速度成分}$$

$$0 = \frac{0}{\gamma_r \cdot \left(1 + \frac{u \cdot v_{x1}}{c^2}\right)} \cdots (\text{a.1.44}) \text{ y 軸の速度成分}$$

$$0 = \frac{0}{\gamma_r \cdot \left(1 + \frac{u \cdot v_{x1}}{c^2}\right)} \cdots (\text{a.1.45}) \text{ z 軸の速度成分}$$

慣性座標系 S 上の質点の速度の x 成分 (a.1.24), y 成分 (a.1.44) および z 成分 (a.1.45) を使用すると, (2.69) は (a.1.46) になる.

$$v_x \neq 0 \cdots (\text{a.1.24}) \text{ x 軸の速度成分}$$

$$\mathbf{v}(t) = (v_x(t), v_y(t), v_z(t)) \cdots (\text{2.69})$$

$$\mathbf{v}(t) = (v_x(t), 0, 0) \cdots (\text{a.1.46})$$

慣性座標系 S₁ 上の質点の加速度ベクトル (a.1.3) で, (a.1.4) を仮定した. (a.1.3) を速度の変換式の y 成分 (2.85) および z 成分 (2.86) に代入すると, y 成分 (a.1.47) および z 成分 (a.1.48) になる.

$$\mathbf{a}_1(t_1) = (a_{x_1}(t_1), 0, 0) \cdots (\text{a.1.3})$$

$$a_{x_1}(t_1) \neq 0 \cdots (\text{a.1.4})$$

$$a_y(t) = \left(a_{y1}(t_1) - \frac{u \cdot v_{y1}}{c^2} \cdot a_{x1}(t_1) \right) \cdot \frac{1}{\gamma_r^2 \cdot \left(1 + \frac{u \cdot v_{x1}}{c^2}\right)^2} \cdots (\text{2.85}) \text{ y 軸の加速度成分}$$

$$a_z(t) = \left(a_{z1}(t_1) - \frac{u \cdot v_{z1}}{c^2} \cdot a_{x1}(t_1) \right) \cdot \frac{1}{\gamma_r^2 \cdot \left(1 + \frac{u \cdot v_{x1}}{c^2}\right)^2} \cdots (\text{2.86}) \text{ z 軸の加速度成分}$$

$$0 = \left(0 - \frac{u \cdot 0}{c^2} \cdot a_{x1}(t_1) \right) \cdot \frac{1}{\gamma_r^2 \cdot \left(1 + \frac{u \cdot v_{x1}}{c^2}\right)^2} \cdots (\text{a.1.47}) \text{ y 軸の加速度成分}$$

$$0 = \left(0 - \frac{u \cdot 0}{c^2} \cdot a_{x1}(t_1) \right) \cdot \frac{1}{\gamma_r^2 \cdot \left(1 + \frac{u \cdot v_{x1}}{c^2}\right)^2} \cdots (\text{a.1.48}) \text{ z 軸の加速度成分}$$

慣性座標系 S 上の質点の速度の x 成分 (a.1.25), y 成分 (a.1.47) および z 成分 (a.1.48) を使用すると, (2.79)

は (a.1.49) になる.

$$a_x(t) \neq 0 \dots (a.1.25)$$

$$\mathbf{a}(t) = (a_x(t), a_y(t), a_z(t)) \dots (2.79)$$

$$\mathbf{a}(t) = (a_x(t), 0, 0) \dots (a.1.49)$$

慣性座標系 S_1 上を加速度運動している質点が、慣性座標系 S 上で静止しているように見えることは上述のように不可能である. このことでは、慣性座標系 S は等速度運動をしているが慣性座標系 S_1 上を加速度運動している質点から見ると慣性座標系 S が加速度運動しているものと仮定できる. 加速度運動をしている質点が、慣性座標系 S 上で静止しているようには観察できないことになる.

ii. 重力のみの自由落下加速度を使用する重力の観測について

静止している物質の重さが、数値での観測で (2.1.35) に等しい. このような経験のみでは、慣性質量 (2.1.31) に重力のみの自由落下加速度 (2.1.1) の大きさ (2.1.33) を掛けることに静止している質点の重さの大きさが等しいことを説明していることにはならない. (2.1.35) は、(2.1.1) で自由落下運動している質点の加速度運動の説明である.

(2.1.35) で記述している方程式の解釈が静止している物質に使用できる根拠が理論に与えられていないものと 2017 年現在の著者は考える.

$$f_{\text{Newton}} = m_{\text{in_Newton}} \cdot g_{\text{Newton}} \quad (m_{\text{in_Newton}} = \text{const.}) \dots (2.1.35)$$

$$m_{\text{in_Newton}} = \frac{|\mathbf{f}_{\text{Newton}}|}{|\mathbf{g}_{\text{Newton}}|}, \quad (|\mathbf{g}_{\text{Newton}}| \neq 0, m_{\text{in_Newton}} = \text{const.}) \dots (2.1.31) \text{ 重さのみの自由落下加速度ベクトルでの慣性質量}$$

$$\frac{d^2 z}{dt^2} = -\gamma, \quad (\gamma = \text{constant}) \dots (2.1.1) \text{ 重力のみの自由落下加速度}$$

$$g_{\text{Newton}} = \gamma, \quad (\gamma \neq 0) \dots (2.1.33) \text{ 重さのみの自由落下加速度の大きさの仮定}$$

重力 (gravitational force) で質量を観測しているものと仮定すると重力質量になる. 加速度運動で観測している質量であるものと仮定すると、慣性質量になる. このような議論では、静止している物質の重さを重力で計測している重さとして考えることが一般的とも仮定できる. この意味では、秤で重さを計測することでの重力質量と仮定することができる. ここで、重力のみの自由落下加速度 (the free-fall acceleration due to the gravitation) (2.1.1) を使用することで、慣性質量での理論になる. しかし、その質点が静止していることでは加速度運動していることを否定できる. このような静止している物質の重さを (2.1.35) で重力のみの自由落下加速度で直接に記述することには、ニュートンの運動方程式を使用できる根拠が欠けているものと 2017 現在の著者は考えている. 静止している物質の重さを量る場合にニュートンの万有引力の法則 (Newton's law of universal gravitation) (2.1.36) を使用しないことでは、重力質量を観測する理論が失われることをニュートン力学に仮定できる. この意味では、重力のみの自由落下加速度の自由落下運動で慣性質量をニュートンの運動方程式で観測している場合を (2.1.35) に仮定できる.

$$f_{\text{universal}} = G \cdot \frac{m_1 \cdot M_2}{r_{12}^2} \dots (2.1.36) \text{ ニュートンの万有引力の法則}$$

iii. 日本の重力加速度について

地球で重力のみの自由落下運動する加速度を絶対速度で観測することを仮定する。このことで、ニュートンの運動方程式で自由落下している質点に作用する合力が重力 (gravitational force) のみであることを仮定している。ニュートンの運動方程式を使用して慣性質量を決定できる。このことでは、加速度は重力で観測していない。加速度は、物体が静止している場合で絶対速度が零で絶対加速度も零である。

(2.1.15) は、重力のみの自由落下する質点の速度である。重力のみの自由落下する質点の初速度は (2.1.25) で仮定すると、(2.1.15) は (2.1.28) になった。質点が地表に静止していると、その質点の速度は (a.3.1) になる。(a.3.1) を (2.1.28) の左辺に代入すると、(a.3.2) である。(a.3.2) は、(a.3.3) を導出できる。(a.3.3) で、その質点は静止しているので加速度は零である。静止している質点の場合でも時点は零ではなく進んでいる。加速度 (a.3.3) は絶対加速度での観測である。このことでは、ニュートン力学 (Newtonian mechanics) のすべての慣性座標系上で、その質点に作用する合力は零である。合力が零であるので、加速度は零である。加速度が零であるのに質量に重力加速度を掛けて重さを記述できる説明に記憶が有る 2017 年現在の著者である。

$$v_z(t) = -\gamma \cdot t + v_z(0), (\gamma = \text{constant}) \dots (2.1.15) \text{ 重力のみの自由落下する質点の速度}$$

$$v_z(0) = 0 \dots (2.1.25) \text{ 重力のみの自由落下する質点の始点での速度}$$

$$v_z(t) = -\gamma \cdot t, (\gamma = \text{constant}) \dots (2.1.28) \text{ 重力のみの自由落下する質点の速度}$$

$$v_z(t) = 0 \dots (a.3.1)$$

$$0 = -\gamma \cdot t, (\gamma = \text{constant}) \dots (a.3.2)$$

$$\gamma = 0, (\gamma = \text{constant}) \dots (a.3.3)$$

重力のみの自由落下加速度 (the free-fall acceleration due to the gravitation) が速度に因らないことを根拠に重さを (2.1.74) で記述できることは、ニュートンの運動方程式 (2.2) とは異なる解釈である。ニュートンの運動方程式は、加速度運動している質点に記述するニュートンの運動の第 2 法則である。地球が質点を引く力は、万有引力の法則での説明である。加速度運動で自由落下する質点にはニュートンの運動方程式を記述できるが、地球が質点を引くことは説明できていない。重力のみの自由落下加速度で記述できる ニュートンの運動方程式の合力が、地球が質点を引く力に等しいことを (2.1.71) のように仮定できる。重力が万有引力の法則で説明できることでは、重力質量での説明である。慣性質量および重力質量の等価性 (2.1.72) を仮定することで、重力のみの自由落下加速度を万有引力定数で (2.1.73) のように記述できる。

$$\mathbf{W}_{\text{Newton}} = m_{\text{in_Newton}} \cdot \mathbf{g}_{\text{Newton}} \dots (2.1.74) \text{ 地球上に静止している質点に作用する重力ベクトルの記述の仮定}$$

$$\mathbf{f} = m_{\text{in_Newton}} \cdot \mathbf{a}, (m_{\text{in_Newton}} = \text{const.}) \dots (2.2) \text{ ニュートンの運動方程式}$$

$$m_{\text{in_Newton}} \cdot g_{\text{Newton}} = G \cdot \frac{m_{\text{in_Newton}} \cdot M_{\text{Earth}}}{r_{\text{Em}}^2} \dots (2.1.71)$$

$$m_{\text{in_Newton}} = m_{\text{in_Newton}} \dots (2.1.72) \text{ 慣性質量および重力質量の等価性の仮定}$$

$$g_{\text{Newton}} = G \cdot \frac{M_{\text{Earth}}}{r_{\text{Em}}^2} \dots (2.1.73)$$

静止している場合では速度ベクトルを零ベクトルに仮定できる。速度が零でも、重力のみの自由落下加速度 (2.1.29) で重さが記述できるものと説明することには、慣性質量および重力質量の等価性の問題が残る。この等価性 (2.1.72) を仮定しないで重力のみの自由落下加速度を慣性質量に掛けたものを質点の重さと呼ぶことは、運動の第 2 法則 (2.2) および第 3 法則に反する—— (2.1.73) を使用できない。——。運動の第 3 法則は、作用・反作用の法則とも日本語では呼ぶ。静止している質点の重さ (2.1.74) で床を押す力が作用している。その重さの力 (2.1.74) に対する反作用 (2.1.80) が床から、その質点に作用する。

$\mathbf{g}_{\text{Newton}} \dots (2.1.29)$ 重さのみの自由落下加速度ベクトル

$\mathbf{W}_{\text{Newton}} = m_{\text{in_Newton}} \mathbf{g}_{\text{Newton}} \dots (2.1.74)$ 地球上に静止している質点に作用する重力ベクトルの記述の仮定

$\mathbf{N}_{\text{normal}} = \mathbf{W}_{\text{Newton}} (m_{\text{in_Newton}} = \text{const.}) \dots (2.1.80)$ 垂直力 (normal force)

$\mathbf{f} = \mathbf{N}_{\text{normal}} - m_{\text{in_Newton}} \mathbf{g}_{\text{Newton}} (m_{\text{in_Newton}} = \text{const.}) \dots (2.1.76)$

その質点の重さ (2.1.74) は, その質点の重さの反作用に大きさが同じで向きが逆である—— (2.1.78) に記述している。——。その静止している質点には, 合力 (2.1.76) が零となり運動の第2法則を説明できる—— (2.1.77) に記述している。——。このような運動の第2法則 (2.2) の説明では, 質点に作用する合力 (2.1.77) が零である。その質点は, 静止しているので加速度が零である—— (2.1.75) および (2.1.77) に記述している。——。その質点の慣性質量に零ベクトルである加速度ベクトルを掛けると合力が零である (2.1.78) を (2.1.79) のように説明できる。

$\mathbf{N}_{\text{normal}} - m_{\text{in_Newton}} \mathbf{g}_{\text{Newton}} = \mathbf{0}, (m_{\text{in_Newton}} = \text{const.}) \dots (2.1.78)$ 質点に作用する合力が零である記述

$\mathbf{N}_{\text{normal}} - m_{\text{in_Newton}} \mathbf{g}_{\text{Newton}} = m_{\text{in_Newton}} \cdot \mathbf{0}, (m_{\text{in_Newton}} = \text{const.}, m_{\text{in_Newton}} = \text{const.}) \dots (2.1.77)$

$\mathbf{a} = \mathbf{0}, (m_{\text{in_Newton}} = \text{const.}) \dots (2.1.75)$

$\mathbf{N}_{\text{normal}} = m_{\text{in_Newton}} \mathbf{g}_{\text{Newton}} (m_{\text{in_Newton}} = \text{const.}) \dots (2.1.79)$

(2.1.79) は, 万有引力の法則で地球が地表の質点を引くことを仮定して記述できる。(2.1.79) には, (2.1.73) を説明することで使用できる。(2.1.73) の右辺には, 万有引力の法則を仮定している。

$$g_{\text{Newton}} = G \cdot \frac{M_{\text{Earth}}}{r_{\text{Em}}^2} \dots (2.1.73)$$

重力加速度と呼ばれるものの加速度運動をすることを起因として質点に重力が作用することを仮定することは, ニュートン力学の理論ではない。慣性質量および重力質量の等価性 (2.1.72) を仮定しても, 質点が重力加速度での加速度運動することで質点に重力が作用することは——一般相対性理論の等価原理での説明である。——, ニュートン力学の理論ではない。そのような説明の日本の重力加速度はニュートン力学での理論としても不適切であるものと2017年現在の著者は考える。

$m_{\text{in_Newton}} = m_{\text{in_Newton}} \dots (2.1.72)$ 慣性質量および重力質量の等価性の仮定

ニュートン力学 (Newtonian mechanics) の理論では, ニュートンの万有引力の法則をニュートンの運動方程式で導出できる。このことで, ニュートン力学での理論に重力は慣性質量に重力のみの自由落下加速度を掛けることで記述できることを仮定している。この仮定は, 静止している質点に作用する重力にも万有引力の法則で使用していることになる。このような加速度および質量の積は, ニュートンの運動方程式で記述する合力を意味する。質点が静止しているのに, 加速度運動していることを仮定している記述である。質点が静止していることでは, 加速度は零であることを (a.3.3) のように仮定できる。

$$\gamma = 0, (\gamma = \text{constant}) \dots (a.3.3)$$

その加速度が重力加速度に等しいことでは, 静止しているものではなく加速度運動をしているものである。その質点が地球上に静止していることで, 地球の周りを回転していることを仮定すると, 向心加速度を仮定できる。質点が地表に静止していることでは, ニュートンの第3法則で作用および反作用で質点に作用している合力が (2.1.78) のように零になっている。向心加速度を仮定することで向心力を記述できる。合力が零では, 回転する加速度運動を説明できない。このような考え方は, 質点に合力が作用することで加速度運動をするニュートンの第2法則の説明を採用している。このことは, 絶対空間および絶対時間での説明である。一般相対性理論では, 加速度の相対性 (2.2.164) で説明できる加速度座標系上に重力場を仮定している。

$a_1 \approx a - \alpha \dots (2.2.164)$ 加速度の相対性の記述

一般相対性理論では, 加速度で重力場が生じていることを等価原理で仮定する。このことでは, 加速度の相対性

(2.2.164) から重力場の生滅は観測できる。ニュートンの万有引力の法則 (2.1.36) で説明できる重力加速度では、そのように加速度の相対性 (2.2.164) から重力が生じることを仮定できていない。ニュートンの万有引力を仮定して、重力加速度が存在することをニュートンの運動方程式 (2.2) で説明をしている。このことでは、等価原理で加速度運動から重力が生じることを仮定する重力場の生滅の説明とは逆である。ニュートンの万有引力は遠隔作用の引力である。この遠隔作用は、重力場では2017年現在の理論物理学で採用していない。等価原理では、加速度運動が生じていることでニュートンの万有引力の法則 (Newton's law of universal gravitation) (2.1.36) が近似として成立することを説明する。

$$\mathbf{f} = m_{\text{in_Newton}} \cdot \mathbf{a}, (m_{\text{in_Newton}} = \text{const.}) \dots (2.2) \text{ ニュートンの運動方程式}$$

$$f_{\text{universal}} = G \cdot \frac{m_1 \cdot M_2}{r_{12}^2} \dots (2.1.36) \text{ ニュートンの万有引力の法則}$$

等価原理の加速度は、特殊相対性理論の慣性座標系上で観測する。等価原理で仮定できる重力場は、一般相対性理論の加速度座標系上に仮定する。日本の大学の重力加速度は、ニュートン力学 (Newtonian mechanics) の慣性座標系上での説明であった。その慣性座標系は、ニュートン力学の絶対時間および絶対空間での慣性座標系である。その慣性座標系上では、ガリレイ変換を採用する。ガリレイ変換の加速度は、絶対加速度である。絶対加速度では、加速度の相対性は説明できない。一般相対性理論の加速度は加速度の相対性を説明できる。この絶対加速度での重力加速度で説明する日本の大学の重力加速度は存在しない。

iv. 万有引力のポテンシャルエネルギー (potential energy)

ニュートンの万有引力の法則 (Newton's law of universal gravitation) (2.1.36) は、2つの質点の相対的配置および重力質量で決定する。万有引力 (2.1.36) は保存力である。保存力にはポテンシャルエネルギーを定義している。——「電位の簡単な入門 2007 第1回」で説明をしている。——。付録ivでは、そのポテンシャルエネルギー (potential energy) を導出する。

$$f_{\text{universal}} = G \cdot \frac{m_1 \cdot M_2}{r_{12}^2} \dots (2.1.36) \text{ ニュートンの万有引力の法則}$$

$$G = 6.67428(67) \times 10^{-11} \text{ m}^3 \text{ kg}^{-1} \text{ s}^{-2} \dots (2.1.37) \text{ ニュートンの万有引力定数}$$

$$m_1 \dots (2.1.38) \text{ 重力質量}$$

$$M_2 \dots (2.1.39) \text{ 重力質量}$$

$$r_{12} \dots (2.1.40) \text{ 2つの質点の相対的配置での直線距離}$$

ニュートンの万有引力の法則 (Newton's law of universal gravitation) (2.1.36) は、絶対空間および絶対時間に慣性座標系 (inertial coordinate-system) を観測するニュートン力学の引力である。2つの質点の相対的配置での直線距離 (2.1.40) は、その慣性座標系上の位置ベクトルで単位ベクトルを記述するのに使用する。2章2節で、質点1の位置ベクトル (2.2.7) および質点2の位置ベクトル (2.2.8) を仮定している。

$$\mathbf{r}_1 \dots (2.2.7) \text{ 質点1の位置ベクトル}$$

$$\mathbf{r}_2 \dots (2.2.8) \text{ 質点2の位置ベクトル}$$

質点2から生じる万有引力 (2.2.9) は、質点1に作用する。(2.2.9) の右辺の単位ベクトルを記述している位置ベクトル (2.2.10) は図 2.2.1 で説明できる2つの質点間の位置ベクトルである。

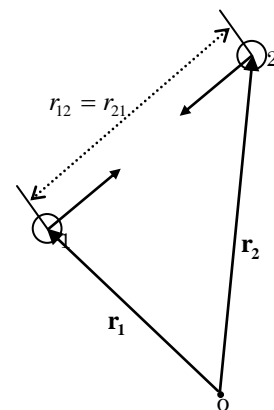


図 2.2.1 2つの質点の位置ベクトル

$$\mathbf{f}_{\text{universal } 12} = -f_{\text{universal}} \cdot \frac{\mathbf{r}_{21}}{|\mathbf{r}_{21}|} \dots (2.2.9) \text{遠隔作用で説明する万有引力}$$

$$\mathbf{r}_{21} = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2 \dots (2.2.10)$$

質点1から生じる万有引力(2.2.11)は、質点2に作用する。(2.2.11)の右辺の単位ベクトルを記述している位置ベクトル(2.2.12)は図2.2.1で説明できる2つの質点間の位置ベクトルである。

$$\mathbf{f}_{\text{universal } 21} = -f_{\text{universal}} \cdot \frac{\mathbf{r}_{12}}{|\mathbf{r}_{12}|} \dots (2.2.11) \text{遠隔作用で説明する万有引力}$$

$$\mathbf{r}_{12} = \mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1 \dots (2.2.12)$$

保存力のなす仕事量は(2.2.22)で記述できる。保存力のなす仕事量(2.2.22)は、ポテンシャルエネルギー(potential energy)の変化量(2.2.23)を(2.2.24)のように記述できる。

$$W_{ab} = \int_a^b \mathbf{F}(\mathbf{s}) \cdot d\mathbf{s} \dots (2.2.22)$$

$$\Delta U_{ab} \equiv -W_{ab} \dots (2.2.23) \text{質点との相対的配置でのポテンシャルエネルギーの変化量 } \Delta U_{ab} \text{ の定義}$$

$$U(x_b, y_b, z_b) - U(x_a, y_a, z_a) = -\int_a^b \mathbf{F}(\mathbf{s}) \cdot d\mathbf{s} \dots (2.2.24) \text{ニュートンの万有引力のポテンシャルエネルギーの変化}$$

ポテンシャルエネルギーの変化量(2.2.24)の右辺の保存力に、ニュートンの万有引力の法則(Newton's law of universal gravitation)(2.1.36)を代入すると保存力のなす仕事量(a.4.1)の左辺になる。保存力のなす仕事量(a.4.1)の左辺に、質点2から生じる万有引力(2.2.9)の右辺を代入すると(a.4.1)の右辺になる。

$$\int_{r_1}^{r_2} \mathbf{f}_{\text{universal } 12} \cdot d\mathbf{r} = \int_{r_1}^{r_2} \left(-f_{\text{universal}} \cdot \frac{\mathbf{r}_{21}}{|\mathbf{r}_{21}|} \right) \cdot d\mathbf{r} \dots (a.4.1)$$

保存力のなす仕事量(a.4.1)の右辺は、(a.4.2)の右辺のように記述できる。(a.4.2)の右辺の万有引力の大きさに(2.1.36)の右辺を代入する。さらに、単位ベクトルの向きに大きさ(2.1.36)の万有引力が作用する質点1が逆らって質点2へ移動する仕事量(a.4.2)である。仕事量(a.4.2)の右辺は、(a.4.3)の左辺に記述できる。

$$\mathbf{r}_{21} = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2 \dots (2.2.10)$$

$$\int_{r_1}^{r_2} \left(-f_{\text{universal}} \cdot \frac{\mathbf{r}_{21}}{|\mathbf{r}_{21}|} \right) \cdot d\mathbf{r} = \int_{r_1}^{r_2} \left(-f_{\text{universal}} \right) \frac{\mathbf{r}_{21}}{|\mathbf{r}_{21}|} \cdot d\mathbf{r} \dots (a.4.2)$$

$$\int_{r_1}^{r_2} \left(-f_{\text{universal}} \right) \frac{\mathbf{r}_{21}}{|\mathbf{r}_{21}|} \cdot d\mathbf{r} = \int_{r_1}^{r_2} \left(-G \cdot \frac{m_1 \cdot M_2}{r^2} \right) \cdot d\mathbf{r} \dots (a.4.3)$$

仕事量(a.4.3)の右辺は、(a.4.4)の右辺の定積分になる。(a.4.4)の右辺の定積分は、(a.4.5)の右辺に記述している。

(a.4.5)は万有引力(2.1.36)のなす仕事量であるので、(a.4.6)を記述できる。

$$\int_{r_1}^{r_2} \left(-G \cdot \frac{m_1 \cdot M_2}{r^2} \right) \cdot d\mathbf{r} = \left[G \cdot \frac{m_1 \cdot M_2}{r} \right]_{r_1}^{r_2} \dots (a.4.4)$$

$$\left[G \cdot \frac{m_1 \cdot M_2}{r} \right]_{r_1}^{r_2} = G \cdot \frac{m_1 \cdot M_2}{r_2} - G \cdot \frac{m_1 \cdot M_2}{r_1} \dots (a.4.5)$$

$$W_{12} = G \cdot \frac{m_1 \cdot M_2}{r_2} - G \cdot \frac{m_1 \cdot M_2}{r_1} \dots (a.4.6)$$

ポテンシャルエネルギー(potential energy)の変化量(2.2.23)は、(a.4.7)で記述する。ポテンシャルエネルギーの変化量(a.4.7)の左辺は、(a.4.8)で記述できる。ポテンシャルエネルギーの変化量(a.4.7)の右辺の仕事量に(a.4.6)の右辺を代入すると、(a.4.9)になる。

$$\Delta U_{\text{uni}} = -W_{12} \cdots (\text{a.4.7})$$

$$\Delta U_{\text{uni}} = U_{\text{uni}_2} - U_{\text{uni}_1} \cdots (\text{a.4.8})$$

$$\Delta U_{\text{uni}} = - \left(G \cdot \frac{m_1 \cdot M_2}{r_2} - G \cdot \frac{m_1 \cdot M_2}{r_1} \right) \cdots (\text{a.4.9})$$

ポテンシャルエネルギーの変化量 (a.4.9) の左辺に, (a.4.8) の右辺を代入すると (a.4.10) になる. ポテンシャルエネルギーの変化量 (a.4.10) の右辺は, (a.4.11) の右辺のようになる.

$$U_{\text{uni}_2} - U_{\text{uni}_1} = - \left(G \cdot \frac{m_1 \cdot M_2}{r_2} - G \cdot \frac{m_1 \cdot M_2}{r_1} \right) \cdots (\text{a.4.10})$$

$$U_{\text{uni}_2} - U_{\text{uni}_1} = \left(-G \cdot \frac{m_1 \cdot M_2}{r_2} \right) - \left(-G \cdot \frac{m_1 \cdot M_2}{r_1} \right) \cdots (\text{a.4.11})$$

ポテンシャルエネルギーの変化量 (a.4.11) の右辺の第1項は, (a.4.11) の左辺の第1項である. (a.4.11) の左辺の第1項は, 質点2の位置ベクトル (2.2.8) の質点系内の位置のニュートンの万有引力のポテンシャルエネルギー (potential energy) (a.4.12) である. ポテンシャルエネルギー (a.4.12) では, 無限遠のポテンシャルエネルギーを零として基準にしている.

$\mathbf{r}_2 \cdots (2.2.8)$ 質点2の位置ベクトル

$$U_{\text{uni}_2} = -G \cdot \frac{m_1 \cdot M_2}{r_2} \cdots (\text{a.4.12}) \text{ニュートンの万有引力のポテンシャルエネルギー}$$

ポテンシャルエネルギーの変化量 (a.4.11) の右辺の第2項は, (a.4.11) の左辺の第2項である. (a.4.11) の左辺の第2項は, 質点1の位置ベクトル (2.2.7) の質点系内の位置のニュートンの万有引力の法則 (Newton's law of universal gravitation) のポテンシャルエネルギー (potential energy) (a.4.13) である. ポテンシャルエネルギー (a.4.13) では, 無限遠のポテンシャルエネルギーを零として基準にしている.

$\mathbf{r}_1 \cdots (2.2.7)$ 質点1の位置ベクトル

$$U_{\text{uni}_1} = -G \cdot \frac{m_1 \cdot M_2}{r_1} \cdots (\text{a.4.13}) \text{ニュートンの万有引力のポテンシャルエネルギー}$$

質点2とする物質の表面から直線距離 (a.4.14) だけ離れた位置へ移動する質点1に作用する万有引力 (2.1.36) のなす仕事量 (a.4.15) を記述する. 定積分 (a.4.15) の始点となる位置は, 地球の表面である. (a.4.25) の積分区間の始点は, 地球の平均半径である. 質点1に作用する万有引力 (2.1.36) のなす仕事量 (a.4.15) の右辺の定積分は (a.4.16) に記述できる.

$$\Delta h \cdots (\text{a.4.14})$$

$$f_{\text{universal}} = G \cdot \frac{m_1 \cdot M_2}{r_{12}^2} \cdots (2.1.36) \text{ニュートンの万有引力の法則}$$

$$\int_{r_2}^{r_2+\Delta h} \left(-G \cdot \frac{m_1 \cdot M_2}{r^2} \right) \cdot dr = \left[G \cdot \frac{m_1 \cdot M_2}{r} \right]_{r_2}^{r_2+\Delta h} \cdots (\text{a.4.15})$$

$$\left[G \cdot \frac{m_1 \cdot M_2}{r} \right]_{r_2}^{r_2+\Delta h} = G \cdot \frac{m_1 \cdot M_2}{r_2+\Delta h} - G \cdot \frac{m_1 \cdot M_2}{r_2} \cdots (\text{a.4.16})$$

質点1に作用する万有引力 (2.1.36) のなす仕事量 (a.4.16) の右辺は, (a.4.17) に書き直すことができる. (a.4.17) の右辺の第1項は (a.4.18) に近似できる.

$$G \cdot \frac{m_1 \cdot M_2}{r_2+\Delta h} - G \cdot \frac{m_1 \cdot M_2}{r_2} = G \cdot \frac{m_1 \cdot M_2}{r_2} \cdot \left(1 + \frac{\Delta h}{r_2} \right)^{-1} - G \cdot \frac{m_1 \cdot M_2}{r_2} \cdots (\text{a.4.17})$$

$$G \cdot \frac{m_1 \cdot M_2}{r_2} \cdot \left(1 + \frac{\Delta h}{r_2}\right)^{-1} - G \cdot \frac{m_1 \cdot M_2}{r_2} \approx G \cdot \frac{m_1 \cdot M_2}{r_2} \cdot \left(1 - \frac{\Delta h}{r_2}\right) - G \cdot \frac{m_1 \cdot M_2}{r_2} \dots (a.4.18)$$

(a.4.18) の右辺は, (a.4.19) のように展開できる. (a.4.19) の右辺は, (a.4.20) になる.

$$G \cdot \frac{m_1 \cdot M_2}{r_2} \cdot \left(1 - \frac{\Delta h}{r_2}\right) - G \cdot \frac{m_1 \cdot M_2}{r_2} = G \cdot \frac{m_1 \cdot M_2}{r_2} - G \cdot \frac{m_1 \cdot M_2}{r_2} \cdot \frac{\Delta h}{r_2} - G \cdot \frac{m_1 \cdot M_2}{r_2} \dots (a.4.19)$$

$$G \cdot \frac{m_1 \cdot M_2}{r_2} - G \cdot \frac{m_1 \cdot M_2}{r_2} \cdot \frac{\Delta h}{r_2} - G \cdot \frac{m_1 \cdot M_2}{r_2} = -G \cdot \frac{m_1 \cdot M_2}{r_2} \cdot \frac{\Delta h}{r_2} \dots (a.4.20)$$

(a.4.19) の右辺は, (a.4.21) の右辺のように書き直すことができる. (a.4.21) の右辺の第1項は, (a.4.22) の右辺の第1項のように質量 (2.1.38) で書き直すことができる.

$$G \cdot \frac{m_1 \cdot M_2}{r_2} - G \cdot \frac{m_1 \cdot M_2}{r_2} \cdot \frac{\Delta h}{r_2} - G \cdot \frac{m_1 \cdot M_2}{r_2} = -G \cdot \frac{m_1 \cdot M_2}{r_2} \cdot \frac{\Delta h}{r_2} - \left(G \cdot \frac{m_1 \cdot M_2}{r_2} - G \cdot \frac{m_1 \cdot M_2}{r_2}\right) \dots (a.4.21)$$

$$-G \cdot \frac{m_1 \cdot M_2}{r_2} \cdot \frac{\Delta h}{r_2} - \left(G \cdot \frac{m_1 \cdot M_2}{r_2} - G \cdot \frac{m_1 \cdot M_2}{r_2}\right) = -m_1 \cdot G \cdot \frac{M_2}{r_2^2} \cdot \Delta h - \left(G \cdot \frac{m_1 \cdot M_2}{r_2} - G \cdot \frac{m_1 \cdot M_2}{r_2}\right) \dots (a.4.22)$$

$m_1 \dots$ (2.1.38) 重力質量

(a.4.22) の右辺は, ポテンシャルエネルギー (potential energy) の変化量 (2.2.23) の右辺の仕事量に近似であることを (a.4.18) で記述した. (a.4.22) の右辺は, 保存力のなす仕事量 (a.4.23) で記述できる. 万有引力のなす仕事量 (a.4.23) の右辺の第2項の括弧内は零である.

$\Delta U_{ab} \equiv -W_{ab} \dots$ (2.2.23) 質点との相対的配置でのポテンシャルエネルギーの変化量 ΔU_{ab} の定義

$$W_{\Delta h} \approx -m_1 \cdot G \cdot \frac{M_2}{r_2^2} \cdot \Delta h - \left(G \cdot \frac{m_1 \cdot M_2}{r_2} - G \cdot \frac{m_1 \cdot M_2}{r_2}\right) \dots (a.4.23)$$

(a.4.23) の右辺は, 整理すると (a.4.24) になる. 重力質量 (2.1.38) に (2.1.42) を仮定する. 重力質量 (2.1.39) に地球の重力質量 (2.1.43) を仮定する. (a.4.24) の右辺の分母は地球の平均半径であるので, (a.4.25) を仮定する.

(2.1.42), (2.1.43) および (a.4.25) を使用すると, (a.4.24) は (a.4.26) の右辺のように書き直すことができる.

$$W_{\Delta h} \approx -m_1 \cdot G \cdot \frac{M_2}{r_2^2} \cdot \Delta h \dots (a.4.24)$$

$$m_1 = m_{\text{in_Newtong}} \dots (2.1.42)$$

$$M_2 \dots (2.1.39) \text{ 重力質量}$$

$$M_2 = M_{\text{Earth}} \dots (2.1.43)$$

$$r_2 = R_{\text{Earth}} \dots (a.4.25) \text{ 地球上の表面上}$$

$$-m_1 \cdot G \cdot \frac{M_2}{r_2^2} \cdot \Delta h = -m_{\text{in_Newtong}} \cdot G \cdot \frac{M_{\text{Earth}}}{R_{\text{Earth}}^2} \cdot \Delta h \dots (a.4.26)$$

(2.1.53) を仮定すると, (2.1.41) は (2.1.54) になる. (2.1.54) を仮定して, (2.1.55) である. 地球と地表の質点との単位質量当たりの万有引力の大きさ (2.1.55) で, (a.4.26) の右辺は, (a.4.27) に記述できる.

$$\Delta r = 0 \dots (2.1.53)$$

$$r_{\text{Em}} = R_{\text{Earth}} + \Delta r \dots (2.1.41)$$

$$r_{\text{Em}} = R_{\text{Earth}} \dots (2.1.54)$$

$$g_{\text{uni_R}_E} = G \cdot \frac{M_{\text{Earth}}}{R_{\text{Earth}}^2} \dots (2.1.55) \text{ 地球と地表の質点との単位質量当たりの万有引力の大きさ}$$

$$-m_{\text{in_Newtong}} \cdot G \cdot \frac{M_{\text{Earth}}}{R_{\text{Earth}}^2} \cdot \Delta h = -m_{\text{in_Newtong}} \cdot g_{\text{uni_R}_E} \cdot \Delta h \cdots (\text{a.4.27})$$

万有引力のなす仕事量 (a.4.24) は, (a.4.28) になる. ポテンシャルエネルギー (potential energy) の変化量の定義 (2.2.23) の左辺は, (a.4.29) で記述する. ポテンシャルエネルギーの変化量 (a.4.29) は (2.2.23) の左辺に代入する. 万有引力のなす仕事量 (a.4.28) の左辺は, ポテンシャルエネルギーの変化量 (2.2.23) の右辺に代入する. これらの代入で, ポテンシャルエネルギーの変化量 (2.2.23) は (a.4.30) になる.

$$W_{\Delta h} \approx -m_{\text{in_Newtong}} \cdot g_{\text{uni_R}_E} \cdot \Delta h \cdots (\text{a.4.28})$$

$$\Delta U_{ab} \equiv -W_{ab} \cdots (\text{2.2.23}) \text{ 質点との相対的配置でのポテンシャルエネルギーの変化量 } \Delta U_{ab} \text{ の定義}$$

$$\Delta U_{\text{mg_Ah}_0} = U_{\text{mg_Ah}} - U_{\text{mg}_0} \cdots (\text{a.4.29})$$

$$\Delta U_{\text{mg_Ah}_0} = -W_{\Delta h} \cdots (\text{a.4.30})$$

ポテンシャルエネルギーの変化量 (a.4.30) の左辺に (a.4.29) の右辺を代入する. ポテンシャルエネルギーの変化量 (a.4.30) の左辺に万有引力のなす仕事量 (a.4.28) を代入する. これらの代入で, (a.4.30) は (a.4.31) になる.

$$U_{\text{mg_Ah}} - U_{\text{mg}_0} \approx -\left(-m_{\text{in_Newtong}} \cdot g_{\text{uni_R}_E} \cdot \Delta h\right) \cdots (\text{a.4.31})$$

(a.4.31) の右辺は, (a.4.32) に整理できる. 万有引力のなす仕事量 (a.4.23) の右辺の第2項が零であることで, (a.4.32) の左辺の第1項は (a.4.33) であり (a.4.32) の左辺の第2項は (a.4.34) になる.

$$U_{\text{mg_Ah}} - U_{\text{mg}_0} \approx m_{\text{in_Newtong}} \cdot g_{\text{uni_R}_E} \cdot \Delta h \cdots (\text{a.4.32})$$

$$W_{\Delta h} \approx -m_1 \cdot G \cdot \frac{M_2}{r_2^2} \cdot \Delta h - \left(G \cdot \frac{m_1 \cdot M_2}{r_2} - G \cdot \frac{m_1 \cdot M_2}{r_2} \right) \cdots (\text{a.4.23})$$

$$U_{\text{mg_Ah}} \approx m_{\text{in_Newtong}} \cdot g_{\text{uni_R}_E} \cdot \Delta h \cdots (\text{a.4.33})$$

$$U_{\text{mg}_0} = 0 \cdots (\text{a.4.34})$$

ニュートンの万有引力のポテンシャルエネルギー (a.4.12) を使用して, 地球上の表面上のポテンシャルエネルギー (potential energy) を記述できる. 地球の慣性質量は (2.1.43) で仮定する. 地球の表面上の位置は (a.4.25) で仮定する. 地球の慣性質量 (2.1.43) および地球の平均半径 (a.4.25) を (a.4.12) の右辺に代入すると, ニュートンの万有引力のポテンシャルエネルギー (a.4.35) になる.

$$U_{\text{uni}_2} = -G \cdot \frac{m_1 \cdot M_2}{r_2} \cdots (\text{a.4.12}) \text{ ニュートンの万有引力のポテンシャルエネルギー}$$

$$M_2 = M_{\text{Earth}} \cdots (\text{2.1.43})$$

$$r_2 = R_{\text{Earth}} \cdots (\text{a.4.25}) \text{ 地球の表面上}$$

$$U_{\text{uni}_2} = -G \cdot \frac{m_1 \cdot M_{\text{Earth}}}{R_{\text{Earth}}} \cdots (\text{a.4.35}) \text{ ニュートンの万有引力のポテンシャルエネルギー}$$

ニュートンの万有引力のポテンシャルエネルギー (a.4.13) を使用して, 地球の中心からの直線距離 (a.4.36) のポテンシャルエネルギーを記述できる. (a.4.36) は相対的配置 (configuration) を決定する位置の直線距離 (2.1.41) である. (2.1.41) の右辺の第1項は地球の平均半径である. (2.1.41) の右辺の第2項は地球の地表からの直線距離 (2.1.44) である.

$$U_{\text{uni}_1} = -G \cdot \frac{m_1 \cdot M_2}{r_1} \cdots (\text{a.4.13}) \text{ ニュートンの万有引力のポテンシャルエネルギー}$$

$$r_1 = r_{\text{Em}} \cdots (\text{a.4.36})$$

$$r_{\text{Em}} = R_{\text{Earth}} + \Delta r \cdots (\text{2.1.41})$$

$\Delta r \dots$ (2.1.44) 地球の地表からの直線距離

地球の慣性質量 (2.1.43), 地球の中心からの直線距離 (2.1.41) およびニュートン力学の重力質量 (2.1.42) を (a.4.13) の右辺に代入すると, (a.4.37) になる.

$$m_1 = m_{\text{in_Newtong}} \dots (2.1.42)$$

$$U_{\text{uni}_1} = -G \cdot \frac{m_{\text{in_Newtong}} \cdot M_{\text{Earth}}}{R_{\text{Earth}} + \Delta r} \dots (a.4.37) \text{ ニュートンの万有引力のポテンシャルエネルギー}$$

(a.4.35) および (a.4.37) の差を (a.4.38) で記述する. (a.4.38) の左辺は, ポテンシャルエネルギーの差 (a.4.39) で記述する.

$$U_{\text{uni}_1} - U_{\text{uni}_2} = -G \cdot \frac{m_{\text{in_Newtong}} \cdot M_{\text{Earth}}}{R_{\text{Earth}} + \Delta r} - \left(-G \cdot \frac{m_{\text{in_Newtong}} \cdot M_{\text{Earth}}}{R_{\text{Earth}}} \right) \dots (a.4.38)$$

$\Delta U_{\text{uni}_12} = U_{\text{uni}_1} - U_{\text{uni}_2} \dots$ (a.4.39) ポテンシャルエネルギーの差

(a.4.39) を (a.4.38) の左辺に代入すると, 万有引力のポテンシャルエネルギー (potential energy) の差 (a.4.40) になる. (a.4.40) の右辺の第1項は, (a.4.41) の右辺の第1項のように書き直せる.

$$\Delta U_{\text{uni}_12} = -G \cdot \frac{m_{\text{in_Newtong}} \cdot M_{\text{Earth}}}{R_{\text{Earth}} + \Delta r} - \left(-G \cdot \frac{m_{\text{in_Newtong}} \cdot M_{\text{Earth}}}{R_{\text{Earth}}} \right) \dots (a.4.40)$$

$$\Delta U_{\text{uni}_12} = -G \cdot m_{\text{in_Newtong}} \cdot M_{\text{Earth}} \cdot (R_{\text{Earth}} + \Delta r)^{-1} - \left(-G \cdot \frac{m_{\text{in_Newtong}} \cdot M_{\text{Earth}}}{R_{\text{Earth}}} \right) \dots (a.4.41)$$

(a.4.41) の右辺の第1項は, (a.4.42) の右辺の第1項のように整理できる. (a.4.42) の右辺の第1項は (a.4.43) の右辺の第1項のように近似できる.

$$\Delta U_{\text{uni}_12} = -G \cdot \frac{m_{\text{in_Newtong}} \cdot M_{\text{Earth}}}{R_{\text{Earth}}} \cdot \left(1 + \frac{\Delta r}{R_{\text{Earth}}} \right)^{-1} - \left(-G \cdot \frac{m_{\text{in_Newtong}} \cdot M_{\text{Earth}}}{R_{\text{Earth}}} \right) \dots (a.4.42)$$

$$\Delta U_{\text{uni}_12} \approx -G \cdot \frac{m_{\text{in_Newtong}} \cdot M_{\text{Earth}}}{R_{\text{Earth}}} \cdot \left(1 - \frac{\Delta r}{R_{\text{Earth}}} \right) - \left(-G \cdot \frac{m_{\text{in_Newtong}} \cdot M_{\text{Earth}}}{R_{\text{Earth}}} \right) \dots (a.4.43)$$

(a.4.43) の右辺を展開すると, 万有引力のポテンシャルエネルギーの差 (a.4.44) になる. (a.4.44) の右辺の第1項および第3項は異符号で互いに差し引いて零である. このことで, 万有引力のポテンシャルエネルギーの差 (a.4.44) は (a.4.45) になる.

$$\Delta U_{\text{uni}_12} \approx -G \cdot \frac{m_{\text{in_Newtong}} \cdot M_{\text{Earth}}}{R_{\text{Earth}}} + G \cdot \frac{m_{\text{in_Newtong}} \cdot M_{\text{Earth}}}{R_{\text{Earth}}} \cdot \frac{\Delta r}{R_{\text{Earth}}} + G \cdot \frac{m_{\text{in_Newtong}} \cdot M_{\text{Earth}}}{R_{\text{Earth}}} \dots (a.4.44)$$

$$\Delta U_{\text{uni}_12} \approx G \cdot \frac{m_{\text{in_Newtong}} \cdot M_{\text{Earth}}}{R_{\text{Earth}}} \cdot \frac{\Delta r}{R_{\text{Earth}}} \dots (a.4.45)$$

(a.4.45) の右辺は, (a.4.46) のように書き直すことができる. (a.4.46) の右辺には, 地球と地表の質点との単位質量当たりの万有引力の大きさ (2.1.55) の右辺が記述されている.

$$\Delta U_{\text{uni}_12} \approx m_{\text{in_Newtong}} \cdot G \cdot \frac{M_{\text{Earth}}}{R_{\text{Earth}}^2} \cdot \Delta r \dots (a.4.46)$$

$$g_{\text{uni_R}_E} = G \cdot \frac{M_{\text{Earth}}}{R_{\text{Earth}}^2} \dots (2.1.55) \text{ 地球と地表の質点との単位質量当たりの万有引力の大きさ}$$

地球と地表の質点との単位質量当たりの万有引力の大きさ (2.1.55) の左辺を (a.4.46) の右辺に代入すると, 万有引力のポテンシャルエネルギーの差 (a.4.47) に記述できる.

$$\Delta U_{\text{uni}_12} \approx m_{\text{in_Newtong}} \cdot g_{\text{uni_R}_E} \cdot \Delta r \dots (a.4.47)$$

v. 場 (field) および重力ポテンシャル (gravitational potential)

ニュートンの万有引力の法則 (Newton's law of universal gravitation) では、遠隔作用を説明している。遠隔作用 (an action-at-a-distance) の説明は、絶対空間および絶対時間を仮定している。このようなニュートン力学 (Newtonian mechanics) では、ニュートンの第3法則を使用する。このことで、ニュートンの万有引力の法則の同時に作用する遠隔の相互作用を説明している。(2.2.14) は単位質量当たりの万有引力の強さであるが、一般相対性理論 (the general theory of relativity) の重力場とは異なる。

$$\mathbf{g}_{\text{uni}_21} = -g_{\text{universal}} \cdot \frac{\mathbf{r}_{21}}{|\mathbf{r}_{21}|} \dots (2.2.14) \text{地球と他の質点との単位質量当たりの万有引力の強さ}$$

(2.2.14) では、同時に遠隔作用が生じる。重力場 (gravitational field) では、質量を持った粒子間に重力を生じさせる粒子が放出および吸収されることを仮定している。その放出および吸収される粒子はエネルギー保存則を満足するように移動することを仮定している。このような粒子の移動で、遠隔作用ではないことになる。さらに、その移動を根拠に同時に時間が零で万有引力が相互作用することは否定される。このことで、重力場であることは否定できる。一般相対性理論では、絶対空間および絶対時間は否定できる。これらのことを根拠に、ニュートンの万有引力の法則 (Newton's law of universal gravitation) に近似できる場合を仮定できる。

電磁気学で、静電場を使用する。電磁気学で使用する慣性座標系では、ニュートン力学 (Newtonian mechanics) のように絶対空間および絶対時間を使用していない。電磁気学の慣性座標系 (inertial coordinate-system) は、特殊相対性理論の慣性座標系に等しいものと2017年現在では扱われている。このことで、電磁場で点電荷から放出および吸収される光子が説明できる慣性座標系である。このことでは、クーロンの法則 (Coulomb's Law) (a.5.1) で説明する遠隔作用ではない。電磁気学の慣性座標系上では、厳密にはニュートンの第3法則は成立していない。クーロンの法則 (a.5.1) の電気力を静電場で観測でき、真空中の誘電率 (a.5.2) を仮定できる。真空中の誘電率 (a.5.2) には、光速不変の原理 (the principle of the constancy of the velocity of light) で (2.12) が慣性座標系上に保証されている。「電位の簡単な入門 2007 第2回」でクーロンの法則は説明してある。

$$F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \times \frac{qq_1}{r^2} \text{ N} \dots (a.5.1) \text{クーロンの法則}$$

$$\epsilon_0 = \frac{10^7}{4\pi c^2} \dots (a.5.2) \text{真空中の誘電率}$$

$$c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \times \epsilon_0}} \frac{\text{m}}{\text{s}}, (c \neq 0, c > 0) \dots (2.12)$$

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。

上述の条件では、ローレンツ力 (the Lorentz force) (2.21) で説明する電気力 (2.24) は電磁場で説明できる。このことは、電磁場を実在するものと扱いクーロンの法則 (a.5.1) の大きさの静電気力が作用する静電場も実在するもの

と説明できる。ただし、各点電荷が互いに静止している場合および各点電荷がとてもゆっくりと移動している場合の電気力を静電気力 (electrostatic force) として扱う。

$$\mathbf{F} = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \dots (2.21) \text{ ローレンツ力 (the Lorentz force)}$$

$$\mathbf{F}_E = q\mathbf{E} \dots (2.24) \text{ 電気力}$$

場は、電磁力 (electromagnetic force)、重力 (gravitational force)、強い力 (strong force) および弱い力 (weak force) の4つの力の場をそれぞれ2017年現在の理論物理学で扱っている。これらの4つの力を統一することを考えることが有る。これら4つの力を扱い際に、その力の相互作用が生じる範囲を理論物理学で計算できる。その範囲では、4つのそれぞれの力が生じる際に放出および吸収される粒子 (particle) を素粒子物理学 (particle physics) で仮定している。それぞれの範囲は、電磁力・重力は ∞ 、強い力は1 fmおよび弱い力は1 fmよりも十分に狭い範囲であるものと報告されている。1 f (femto) は (a.5.3) である。

$$1\text{f} = 10^{-15} \dots (a.5.3)$$

場では、それらの力が作用する範囲が計算できる。その相互作用は、同時に遠隔作用するニュートン力学の絶対空間および絶対時間では仮定できない。ポテンシャルである電位 (electrostatic potential) は、著者がポテンシャルエネルギー (potential energy) で定義している。そのポテンシャルは、位置で単位電気量当たりのポテンシャルエネルギーを意味する。電場 (electric field) 内で定義していることで、その相互作用には同時に時間が零で作用する遠隔作用 (an action-at-a-distance) を否定する。このことでは、上述のように電磁力が作用する範囲を仮定できる。電場内の位置に保たれているポテンシャルエネルギーには、場の相互作用する力を仮定している。その力が作用しない範囲には、そのポテンシャルエネルギーは実在しないのでポテンシャルを定義できない。静的な場では、ポテンシャルで使用するポテンシャルエネルギー——「電位の簡単な入門 2007 第1回」で説明をしている。——が時間的に静的である。その力が作用する範囲内で、その位置に実在する単位正電荷あたりのポテンシャルエネルギーを計算できる。その作用する電気力が動的に変化することでは、静的な場で説明できる電気力を使用できない。マクスウェルの方程式系 (Maxwell's equations) (2.6) ~ (2.9) である。静電気力 (electrostatic force) が作用する場では、ファラデーの法則 (Faraday's law) (2.9) は (2.12) になる。マクスウェルが修正したアンペールの法則 (2.8) はアンペールの法則 (Ampère's law) (a.5.4) になる。

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho \dots (2.6) \text{ (ガウスの法則)}$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \dots (2.7) \text{ (無磁荷)}$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \times \mathbf{j} + \mu_0 \times \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \dots (2.8) \text{ (マクスウェルが修正したアンペールの法則)}$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \dots (2.9) \text{ (ファラデーの法則)}$$

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 \times \mathbf{E} \dots (2.10) \text{ 電束密度ベクトル}$$

$$\mathbf{B} = \mu_0 \times \mathbf{H} \dots (2.11) \text{ 磁束密度ベクトル}$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = \mathbf{0} \dots (2.12) \text{ 静電場}$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \times \mathbf{j} \dots (a.5.4) \text{ (アンペールの法則)}$$

静電場 (electrostatic field) では、(2.9) の右辺の磁場の時点に対する変化率 (a.5.5) が零であることで (2.12) になる。磁場の時点に対する変化率が零で扱える場合に、静電場であるとする。このことでは、点電荷 (point charge) が十分にゆっくりと移動している場合で観測する値は静電場の値であり時点に対する磁場の変化率は零 (a.5.5) であるものと扱う。静的な電場では、マクスウェル先生がアンペールの法則 (Ampère's law) に追加した (2.8) の右辺の第2項が零になる。その第2項が零であることは、(a.5.6) で記述できる。(a.5.6) が零であることで電磁波を説明で

きなくなる。(a.5.6)が成立すると、(2.12)になる。このことは、ファラデーの法則 (Faraday's law) (2.9) で導出できる——「電位の簡単な入門 2007Option」で説明をしている。——。

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \mathbf{0} \dots (\text{a.5.5})$$

$$\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = \mathbf{0} \dots (\text{a.5.6})$$

そのような静電場 (electrostatic field) での扱いで定義できる電位 (electrostatic potential) である。このことで、ニュートン力学の遠隔作用は採用されない。点電荷間には、静電気力 (electrostatic force) が作用することを説明できる粒子が移動しているものと2017年現在では仮定できる。そのような粒子の速さは真空中の光の速さ以下であることを特殊相対性理論 (the special theory of relativity) の慣性座標系 (inertial coordinate-system) で説明をしている——「理論物理学での波の関数6」で説明をしている。——。静電場内の位置は、静電気力が作用する位置でありポテンシャルエネルギーが蓄えられている。ニュートン力学の遠隔作用を仮定した質点系では、そのような位置を指定できない。

ニュートン力学での重力は、ニュートンの万有引力 (Newton's law of universal gravitation) で重力を説明する。ニュートンの万有引力の法則では、遠隔作用で説明をしている。このことでは、重力場内の各位置で重力が作用している現象を説明できない。重力場 (gravitational field) 内では、質量を持った粒子から放出および吸収される粒子を仮定している。その粒子の速さは真空中の光の速さ以下である。ニュートン力学では、ニュートンの第3法則を使用するので同時に時間零で作用および反作用の力が相互に作用する。このことでは、ポテンシャルを定義するポテンシャルエネルギーを説明する重力 (gravitational force) を説明できていない。時点に対して変動しない静的な重力場は、ニュートンの万有引力の法則 (Newton's law of universal gravitation) に近似できる。一般相対性理論 (the general theory of relativity) での重力場は、加速度座標系に仮定している。その加速度座標系は、特殊相対性理論の慣性座標系 (inertial coordinate-system) で定義できる。このような座標系では、ニュートン力学の絶対空間および絶対時間を使用していない。そのような加速度座標系上での重力 (gravitational field) 場でニュートンの万有引力の法則 (Newton's law of universal gravitation) に近似できる場合を仮定する。その仮定で、ニュートンの万有引力の法則で導出できるポテンシャルエネルギーで一般相対性理論 (the general theory of relativity) の重力場 (gravitational field) で近似して使用できる。

電磁力および重力とも力が作用する範囲は ∞ である。このことでは、それらの力が作用する粒子間に素粒子物理学で仮定する放出および吸収される粒子が移動することを採用しないでもニュートン力学の慣性座標系でも説明できる。場の各位置で力が作用する際に、特殊相対性理論で真空中の光の速さを上限にする。このことは、ニュートン力学の慣性座標系では採用できない。電磁気学の慣性座標系は、特殊相対性理論 (the special theory of relativity) の慣性座標系を使用しているので静電場を定義できる。その際に、電磁気学ではニュートンの第3法則を採用しない。ニュートン力学の慣性座標系では、重力場は定義できない。重力場が定義できないので、重力を説明できない。重力が説明できないので、重力のポテンシャルエネルギーを説明できない。重力のポテンシャルエネルギーを説明できないので、重力のポテンシャルを説明できない。

ニュートンの万有引力のポテンシャルエネルギー (potential energy) は、重力のポテンシャルエネルギーとは別のものである。ニュートン力学の慣性座標系上の各位置に、重力質量を持つ質点に作用するニュートンの万有引力を仮定できる。その万有引力を使用してポテンシャルエネルギーを導出できた。そのポテンシャルエネルギーの記述は、重力質量の積を記述している。このことを使用すると、単位重力質量当たりのポテンシャルエネルギーを記述できる。万有引力が作用する質点系には、重力質量で生じる引力を仮定している。重力質量で生じる引力は、一般相対性理論

(the general theory of relativity) の重力で説明できる。重力理論では、一般相対性理論の加速度座標系で記述する方がニュートンの万有引力の法則よりも厳密な理論である。重力質量で生じる質点系は、万有引力の法則で静的な重力場を近似できる。その質点系は重力場を記述できる座標系ではないニュートン力学の慣性座標系上で記述するのが、ニュートンの万有引力の法則である。ニュートン力学の慣性座標系上では、重力場は記述できない。その重力場で重力ポテンシャルを定義できない。一般相対性理論の加速度座標系上では、等価原理 (the principle of equivalence) で重力場を仮定している。その加速度座標系の重力場では、ニュートンの万有引力の法則で記述するポテンシャル (potential) を重力ポテンシャル (gravitational potential) に近似できる場合がある。

質点系の各位置の単位重力質量当たりのポテンシャルエネルギーはポテンシャル (potential) として扱うことができる。ニュートンの万有引力の法則では、ポテンシャルエネルギー (potential energy) は (a.4.13) で記述できる。

$$U_{uni-1} = -G \cdot \frac{m_1 \cdot M_2}{r_1} \dots (a.4.13) \text{ ニュートンの万有引力のポテンシャルエネルギー}$$

万有引力のポテンシャルエネルギー (a.4.13) は (a.5.7) に記述することで、質点系の各位置の単位重力質量当たりの万有引力のポテンシャルエネルギーになる。(a.5.7) の左辺は、(a.5.8) で記述する。(a.5.8) は、万有引力のポテンシャルエネルギー (a.5.9) を記述できる。

$$\frac{U_{ini-1}}{m_1} = -G \cdot \frac{M_2}{r_1} \dots (a.5.7)$$

$$\Phi_1 = \frac{U_{ini-1}}{m_1} \dots (a.5.8)$$

$$U_{ini-1} = m_1 \cdot \Phi_1 \dots (a.5.9)$$

万有引力のポテンシャル (potential) の定義 (a.5.10) の右辺の分母は重力質量であり、ポテンシャルの定義 (a.5.10) の右辺の分子は分母の重力質量が在る位置 r の質点の万有引力のポテンシャルエネルギーである。

$$\Phi_{uni-r} \equiv \frac{U_{uni-r}}{m_r} \dots (a.5.10) \text{ 万有引力のポテンシャル (potential) の定義}$$

(a.5.10) によると、無限遠でのポテンシャルエネルギーを基準の零として、質点系内の或る位置の単位重力質量当たりのポテンシャルエネルギーがポテンシャル (a.5.10) である。

(a.5.11) を電位 (electrostatic potential) の定義式とする——「電位の簡単な入門 2007 第3回」で著者が独自に定義している。——。(a.5.11) の左辺の記号は電位を意味する。また、単位は電位の単位である。電位の定義 (a.5.11) の右辺の分母は正の電気量 (a.5.12) であり、電位の定義 (a.5.11) の右辺の分子は分母の正の電気量 (a.5.12) が在る位置 r の点電荷の静電的ポテンシャルエネルギー (electrostatic potential energy) である。電位の定義 (a.5.11) によると、無限遠での静電的ポテンシャルエネルギーを基準の零として、静電場内の或る位置の単位正電荷当たりの静電的ポテンシャルエネルギーが電位である。ただし、ここでの正電荷とは正の電気量 (a.5.12) を持った点電荷の意味である。「電位の簡単な入門 2007 第4回」で電位差および「電位の簡単な入門 2007 第5回」で電圧について説明した。

$$V_r \cdot V \equiv \frac{U_r}{q} \frac{J}{C} \dots (a.5.11)$$

$$q > 0 \text{ C} \dots (a.5.12)$$

付録ivで地球の表面上から直線距離 (2.1.44) の位置に仮定した質点と地球の質点系に蓄えられているポテンシャルエネルギーの近似式 (a.4.48) を導出した。(a.4.48) の右辺には、地球と地表の質点との単位質量当たりの万有引力の大きさ (2.1.55) を記述している。(2.1.55) は、慣性質量および重力質量の等価性の仮定 (2.1.72) を使用して重力

のみの自由落下加速度 (the free-fall acceleration due to the gravitation) として扱うことができる.

$\Delta r \dots (2.1.44)$ 地球の地表からの直線距離

$$\Delta U_{uni_12} \approx m_{in_Newtong} g_{uni_R_E} \cdot \Delta r \dots (a.4.48)$$

$$g_{uni_R_E} = G \cdot \frac{M_{Earth}}{R_{Earth}^2} \dots (2.1.55) \text{地球と地表の質点との単位質量当たりの万有引力の大きさ}$$

$$m_{in_Newton} = m_{in_Newtong} \dots (2.1.72) \text{慣性質量および重力質量の等価性の仮定}$$

ポテンシャル (potential) の定義 (a.5.10) を使用して, 質点と地球の質点系に蓄えられているポテンシャルエネルギーの近似式 (a.4.48) のポテンシャルを記述すると (a.5.13) になる. ポテンシャルの定義 (a.5.10) の右辺のように重力質量でポテンシャル (a.5.13) を記述できる.

$$\Phi_{uni_r} \equiv \frac{U_{uni_r}}{m_r} \dots (a.5.10) \text{万有引力のポテンシャル (potential) の定義}$$

$$\frac{\Delta U_{uni_12}}{m_{in_Newtong}} \approx g_{uni_R_E} \cdot \Delta r \dots (a.5.13)$$

ポテンシャル (a.5.14) の左辺を (a.5.13) の左辺に代入すると, ポテンシャル (a.5.15) になる. ポテンシャル (a.5.15) は, 地球と地表の質点との単位質量当たりの万有引力の大きさ (a.5.16) に書き直せる. 単位質量当たりの万有引力の大きさ (a.5.16) の右辺は, 重力のみの自由落下加速度 (the free-fall acceleration due to the gravitation) として扱うことができる.

$$\Phi_{uni_12} = \frac{\Delta U_{uni_12}}{m_{in_Newtong}} \dots (a.5.14)$$

$$\Phi_{uni_12} = g_{uni_R_E} \cdot \Delta r \dots (a.5.15)$$

$$g_{uni_R_E} \approx \frac{\Phi_{uni_12}}{\Delta r}, (\Delta r \neq 0) \dots (a.5.16)$$

vi. 加速度座標系でのローレンツ変換の加速度および速度の相対性

慣性座標系 S に位置ベクトル (2.55) を仮定した. 慣性座標系 S₁ に位置ベクトル (2.56) を仮定した. ここでは, x 軸は, 移動している軸として扱い他の軸の場合に応用する.

$$\mathbf{r}(t) = (x(t), y(t), z(t)) \dots (2.55)$$

$$\mathbf{r}_1(t_1) = (x_1(t_1), y_1(t_1), z_1(t_1)) \dots (2.56)$$

慣性座標系 S 上での質点の速度の成分は, (2.68) で定義した. 慣性座標系 S₁ 上での質点の速度の成分は, (2.78) で定義した.

$$v_x(t) = \lim_{h \rightarrow 0} \frac{x(t+h) - x(t)}{h}, v_y(t) = \lim_{h \rightarrow 0} \frac{y(t+h) - y(t)}{h}, v_z(t) = \lim_{h \rightarrow 0} \frac{z(t+h) - z(t)}{h} \dots (2.68)$$

$$a_x(t) = \lim_{h \rightarrow 0} \frac{v_x(t+h) - v_x(t)}{h}, a_y(t) = \lim_{h \rightarrow 0} \frac{v_y(t+h) - v_y(t)}{h}, a_z(t) = \lim_{h \rightarrow 0} \frac{v_z(t+h) - v_z(t)}{h} \dots (2.78)$$

慣性座標系 S および慣性座標系 S₁ との速度の各成分の変換式は, (2.71) ~ (2.73) である. 速度の変換には, ローレンツ変換の係数 (2.52) を記述している.

$$v_{x1}(t_1) = \frac{v_x(t) - u}{1 - \frac{u}{c^2} \cdot v_x(t)} \dots (2.71) \text{x}_1 \text{軸の速度成分}$$

$$v_{y1}(t_1) = \frac{v_y(t)}{\gamma_r \cdot \left(1 - \frac{u}{c^2} \cdot v_x(t)\right)} \dots (2.72) \text{ y}_1 \text{ 軸の速度成分}$$

$$v_{z1}(t_1) = \frac{v_z(t)}{\gamma_r \cdot \left(1 - \frac{u}{c^2} \cdot v_x(t)\right)} \dots (2.73) \text{ z}_1 \text{ 軸の速度成分}$$

$$\gamma_r = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}} (= \text{const.}), (u \neq c) \dots (2.52) \text{ 係数 (coefficient)}$$

慣性座標系 S および慣性座標系 S₁ との加速度の各成分の変換式は, (2.84) ~ (2.86) である. 加速度の相対性の計算は, 直接には (2.84) ~ (2.86) では不可能である.

$$a_x(t) = \frac{a_{x1}(t_1)}{\gamma_r^3 \cdot \left(1 + \frac{u \cdot v_{x1}}{c^2}\right)^3} \dots (2.84) \text{ x 軸の加速度成分}$$

$$a_y(t) = \left(a_{y1}(t_1) - \frac{\frac{u \cdot v_{y1}}{c^2}}{1 + \frac{u \cdot v_{x1}}{c^2}} \cdot a_{x1}(t_1) \right) \cdot \frac{1}{\gamma_r^2 \cdot \left(1 + \frac{u \cdot v_{x1}}{c^2}\right)^2} \dots (2.85) \text{ y 軸の加速度成分}$$

$$a_z(t) = \left(a_{z1}(t_1) - \frac{\frac{u \cdot v_{z1}}{c^2}}{1 + \frac{u \cdot v_{x1}}{c^2}} \cdot a_{x1}(t_1) \right) \cdot \frac{1}{\gamma_r^2 \cdot \left(1 + \frac{u \cdot v_{x1}}{c^2}\right)^2} \dots (2.86) \text{ z 軸の加速度成分}$$

加速度座標系 K₁ から慣性座標系 K₀ を観測すると, 加速度運動しているように見えることを仮定できる. その加速度座標系 K_{in} の速度の微分は (2.3.49) を仮定できる. その加速度座標系 K_{in} に等価原理を使用すると重力場を仮定できた. その重力場での加速度座標系 K₁ で加速度運動している光子の速度は, (2.3.65) で記述できる. その重力場では, 重力のみの自由落下をしている場合を仮定できる.

$$du_{zK_{in}} = -\gamma \cdot dt \dots (2.3.49) \text{ 加速度座標系 K}_1 \text{ に仮定した重力のみの自由落下加速度の加速度座標系 K}_{in} \text{ の速度}$$

$$c_{K_{in}} = c_1 + \gamma \cdot dt \dots (2.3.65)$$

加速度座標系 K₁ で加速度運動している光子の速度は, (2.3.35) で記述できた. (2.3.35) の右辺の第 2 項の微分は, (2.2.93) である. (2.2.93) の右辺の慣性座標系 K₀ の時間は (2.2.84) である. (2.2.84) の右辺の時間は, 慣性座標系 K₀ の時間軸上の時点 (2.2.83) を始点として観測している (2.2.96) である.

$$c_1 \approx c - \gamma \cdot dt \dots (2.3.35)$$

$$dt = \Delta t \dots (2.2.93)$$

$$\Delta t = t_{\Delta t} \dots (2.2.84)$$

$$t = 0 \dots (2.2.83)$$

$$t_{\Delta t} \approx 0 \dots (2.2.96)$$

加速度座標系 K_{in} の速度の微分は (a.6.1) で仮定できる. 等価原理を使用して, 加速度座標系 K_{in} に仮定した重力場の重力のみの自由落下加速度で加速度運動を仮定した光子の速度は, (a.6.2) に記述できる.

$$du_{zK_{in}} = a_{K_{in}} \cdot dt, (a_{K_{in}} = -\gamma) \dots (a.6.1)$$

$$c_{\text{Kin}}(t) = c_1(t) - a_{\text{Kin}} \cdot \Delta t, (a_{\text{Kin}} = -\gamma) \dots (\text{a.6.2})$$

その光子の速度 (a.6.2) の微分は, (a.6.3) である. 加速度座標系 K_{in} での加速度の相対性は, (2.3.50) で仮定できる. 加速度座標系 K_1 上での重力場の重力のみの自由落下加速度は (2.3.2) であった. (2.3.2) を (2.3.50) の右辺に代入すると, (2.3.52) であった. (2.3.52) では, 加速度座標系 K_{in} は慣性座標系 (inertial coordinate-system) であることを説明できる. 実際の仮定では, 慣性座標系 K_0 を加速度座標系 K_1 から観測したものが加速度座標系 K_{in} である.

$$dc_{\text{Kin}}(t) = -a_{\text{Kin}} \cdot dt, (a_{\text{Kin}} = -\gamma) \dots (\text{a.6.3})$$

$$a_{\text{Kin}} \approx a_1 + \gamma \dots (\text{2.3.50})$$

$$a_1 \approx -\gamma \dots (\text{2.3.2})$$

$$a_{\text{Kin}} \approx 0 \dots (\text{2.3.52}) \text{ 重力場を仮定できない.}$$

慣性座標系 K_0 上で加速度座標系 K_1 を観測すると, その加速度は (2.2.37) で仮定した. 加速度座標系 K_1 上に等価原理で仮定した重力場の重力のみの自由落下加速度は (2.3.2) であり, (2.2.37) の右辺とは異符号である. 加速度座標系 K_1 の速度の微分は, (a.6.4) で記述できる.

$$\frac{d^2 z_0}{dt^2} = \gamma, (\gamma = \text{const.}) \dots (\text{2.2.37})$$

$$du_{z_0} = -a_1 \cdot dt \dots (\text{a.6.4})$$

加速度座標系 K_1 上での光子の速さは (a.6.5) で記述する. (a.6.6) の左辺は, (a.6.5) を代入すると (a.6.6) のように記述できる.

$$v_{x1} = c_1 \dots (\text{a.6.5})$$

$$1 + \frac{u \cdot v_{x1}}{c^2} = 1 + \frac{u \cdot c_1}{c^2} \dots (\text{a.6.6})$$

(a.6.6) の右辺の光子の速度に (2.3.35) を代入すると, (a.6.7) の右辺である. (a.6.7) の右辺は展開すると, (a.6.8) である.

$$c_1 \approx c - \gamma \cdot dt \dots (\text{2.3.35})$$

$$1 + \frac{u \cdot v_{x1}}{c^2} = 1 + \frac{u}{c^2} \cdot (c - \gamma \cdot \Delta t) \dots (\text{a.6.7})$$

$$1 + \frac{u \cdot v_{x1}}{c^2} = 1 + \frac{u}{c^2} \cdot c - \frac{u}{c^2} \cdot \gamma \cdot \Delta t \dots (\text{a.6.8})$$

(a.6.8) の右辺の第2項は時間 (2.2.96) および真空中の光の速さを記述しているので, (a.6.9) に近似できる. (2.3.35) を使用すると, (a.6.9) の右辺の第2項に記述してある分母の真空中の光の速さは (a.6.10) で記述できる. (a.6.10) の右辺は, (2.2.96) を使用すると (a.6.11) で近似できる.

$$t_{\Delta t} \approx 0 \dots (\text{2.2.96})$$

$$1 + \frac{u \cdot v_{x1}}{c^2} \approx 1 + \frac{u}{c} \dots (\text{a.6.9})$$

$$1 + \frac{u \cdot v_{x1}}{c^2} \approx 1 + \frac{u}{c_1 + \gamma \cdot \Delta t} \dots (\text{a.6.10})$$

$$1 + \frac{u \cdot v_{x1}}{c^2} \approx 1 + \frac{u}{c_1} \dots (\text{a.6.11})$$

加速度の変換の x 成分は (2.84) であった. (a.6.12) および (a.6.13) で記述すると, (2.84) は (a.6.14) で記述

できる.

$$a_x(t) = \frac{a_{x1}(t_1)}{\gamma_r^3 \cdot \left(1 + \frac{u \cdot v_{x1}}{c^2}\right)^3} \dots (2.84) \text{ x 軸の加速度成分}$$

$$a_x(t) = a_{\text{Kin}} \dots (a.6.12)$$

$$u = u_{z0} \dots (a.6.13)$$

$$a_{\text{Kin}} = \frac{a_1}{\gamma_r^3 \cdot \left(1 + \frac{u_{z0} \cdot v_{x1}}{c^2}\right)^3} \dots (a.6.14)$$

特殊相対性理論 (the special theory of relativity) の変換では, (2.2.59) を仮定して本書では計算している. ここでも, (2.2.59) を仮定して (a.6.14) を (a.6.15) に近似する.

$$\gamma_r \approx 1 \dots (2.2.59)$$

$$a_{\text{Kin}} \approx \frac{a_1}{\left(1 + \frac{u_{z0} \cdot v_{x1}}{c^2}\right)^3} \dots (a.6.15)$$

(a.6.15) の右辺は, (a.6.16) に書き直せる. (a.6.11) を使用すると, (a.6.16) は (a.6.17) で記述できる.

$$a_{\text{Kin}} \approx \frac{a_1}{\left(1 + \frac{u_{z0} \cdot v_{x1}}{c^2}\right) \cdot \left(1 + \frac{u_{z0} \cdot v_{x1}}{c^2}\right)^2} \dots (a.6.16)$$

$$1 + \frac{u \cdot v_{x1}}{c^2} \approx 1 + \frac{u}{c_1} \dots (a.6.11)$$

$$a_{\text{Kin}} \approx \frac{a_1}{\left(1 + \frac{u_{z0}}{c_1}\right) \cdot \left(1 + \frac{u_{z0} \cdot v_{x1}}{c^2}\right)^2} \dots (a.6.17)$$

(a.6.17) の右辺に記述した (a.6.11) の右辺は (a.6.17) の左辺に記述すると, (a.6.18) になる. (a.6.18) の右辺が (a.6.19) に近似できることを仮定する.

$$a_{\text{Kin}} \cdot \left(1 + \frac{u_{z0}}{c_1}\right) \approx \frac{a_1}{\left(1 + \frac{u_{z0} \cdot v_{x1}}{c^2}\right)^2} \dots (a.6.18)$$

$$a_{\text{Kin}} \cdot \left(1 + \frac{u_{z0}}{c_1}\right) \approx a_1 \dots (a.6.19)$$

(a.6.4) および (2.2.93) を使用すると, (a.6.19) は (a.6.20) で記述できる. (a.6.20) は展開すると, (a.6.21) になる. (a.6.21) を (a.6.22) に書き直すことができる.

$$du_{z0} = -a_1 \cdot dt \dots (a.6.4)$$

$$dt = \Delta t \dots (2.2.93)$$

$$a_{\text{Kin}} \cdot \left(1 + \frac{-a_1 \cdot \Delta t}{c_1}\right) \approx a_1 \dots (a.6.20)$$

$$a_{\text{Kin}} - a_{\text{Kin}} \cdot \frac{a_1 \cdot \Delta t}{c_1} \approx a_1 \cdots (\text{a.6.21})$$

$$a_{\text{Kin}} - a_1 \cdot \frac{a_{\text{Kin}} \cdot \Delta t}{c_1} \approx a_1 \cdots (\text{a.6.22})$$

(a.6.22) の右辺の第2項には微小時間 (2.2.96) を分子に記述し光子の速さ (2.3.35) を分母に記述しているので (a.6.23) を仮定すると, (a.6.22) は (a.6.24) になる. (a.6.24) は, (a.6.2) の仮定に一致することを (2.3.2) で確認できる. (a.6.24) は, (2.3.52) には一致しない. (a.6.24) は, 加速度の相対性を説明できていない. 加速度座標系 K_1 から観測した質点の加速度が (a.6.24) の両辺である. このことでは, ガリレイ変換の絶対加速度に近似している.

$$t_{\Delta t} \approx 0 \cdots (2.2.96)$$

$$c_1 \approx c - \gamma \cdot dt \cdots (2.3.35)$$

$$a_1 \cdot \frac{a_{\text{Kin}} \cdot \Delta t}{c_1} \approx 0 \cdots (\text{a.6.23})$$

$a_{\text{Kin}} \approx a_1 \cdots (\text{a.6.24})$ 加速度座標系 K_1 から観測した加速度座標系 K_{in} の加速度に一致している.

$$c_{\text{Kin}}(t) = c_1(t) - a_{\text{Kin}} \cdot \Delta t, (a_{\text{Kin}} = -\gamma) \cdots (\text{a.6.2})$$

$a_1 \approx -\gamma \cdots (2.3.2)$ 加速度座標系 K_1 上での重力のみの自由落下加速度

$a_{\text{Kin}} \approx 0 \cdots (2.3.52)$ 重力場を仮定できない.

(2.3.50) の右辺の第2項は, 加速度座標系 K_1 から観測した加速度座標系 K_{in} の加速度である. (2.3.50) の右辺の第1項は, 加速度座標系 K_1 上で観測している質点の加速度である. (2.3.50) は, その加速度座標系 K_1 上で観測して理論物理学で導出できる加速度座標系 K_{in} の加速度である. (2.3.2) の右辺を (2.3.50) の右辺の第1項に代入すると, (2.3.51) になり (2.3.52) になった. (2.3.52) は加速度運動をしていないので静止しているか等速度運動していることを仮定できる. このような運動の座標系は, 慣性座標系である. 光が等速度運動することでは, 慣性座標系 (inertial coordinate-system) で光速不変の原理を公理として真空中の光の速さが保証されている.

$a_{\text{Kin}} \approx a_1 + \gamma \cdots (2.3.50)$ 加速度の相対性

$$a_{\text{Kin}} \approx -\gamma + \gamma \cdots (2.3.51)$$

(2.3.50) は加速度の相対性を保証して (2.3.2) および (2.3.52) を満足する計算である. (a.6.24) が (2.3.2) および (2.3.52) を満足しないことは, 特殊相対性理論 (the special theory of relativity) が加速度の相対性は計算できないことに一致するものと考えられる. ローレンツ変換の係数の近似式 (2.2.59) を仮定すると, ローレンツ変換はガリレイ変換に近似できる場合を説明できる. ガリレイ変換では, ニュートン力学の絶対加速度を使用する. (a.6.24) は, 絶対加速度に近似していることを説明できる.

$$a_{\text{Kin}} \approx a_1 + \gamma \cdots (2.3.50)$$

$$\gamma_r \approx 1 \cdots (2.2.59)$$

加速度座標系 K_{in} 上の光子の速度は (a.6.2) で記述できた. 光子の速度 (a.6.2) は (a.6.25) に書き直すことで, (a.6.25) の右辺に重力のみの自由落下運動の速度を記述しているものと仮定できる.

$$c_{\text{Kin}}(t) = c_1(t) - a_{\text{Kin}} \cdot \Delta t, (a_{\text{Kin}} = -\gamma) \cdots (\text{a.6.2})$$

$$c_{\text{Kin}}(t) - c_1 = -a_{\text{Kin}} \cdot \Delta t \cdots (\text{a.6.25})$$

光子の速度の微分を隙間なく繋げることで, その光子の速度の曲線を描くことができる. ここでは, その曲線は線分でもある. 光子の初速度をその曲線に加えることで, その光子の速度の関数である. ここで, その光子の速度の関数上の微小時間で計算できる微分の部分に (a.6.3) が成立することを仮定する.

$$dc_{\text{Kin}}(t) = -a_{\text{Kin}} \cdot dt \dots (\text{a.6.3})$$

ここでの議論では、一般に (a.6.26) が成立する。(a.6.22) を修正して (a.6.27) を仮定する場合での考察をする。ここでの考察は、(a.6.27) の左辺の (a.6.28) で加速度の相対性 (2.3.50) についてである。

$$a_{\text{Kin}} \cdot \Delta t \neq -c_1 \dots (\text{a.6.26})$$

$$a_{\text{Kin}} - a_1 \cdot \frac{a_{\text{Kin}} \cdot \Delta t}{c_1} \approx a_1 \dots (\text{a.6.22})$$

$$a_{\text{Kin}} - a_1 \cdot \frac{a_{\text{Kin}} \cdot \Delta t}{c_{\text{Kin}}(t) - c_1} \approx a_1 \dots (\text{a.6.27})$$

$$\frac{a_{\text{Kin}} \cdot \Delta t}{c_{\text{Kin}}(t) - c_1} \dots (\text{a.6.28})$$

$$a_{\text{Kin}} \approx a_1 + \gamma \dots (\text{2.3.50})$$

(a.6.28) の分子が加速度座標系 K_1 上での重力のみの自由落下運動の速度の微分であることを仮定する。この運動は、加速度座標系 K_{in} 上に静止している質点の運動でもある。

(a.6.28) の分母は加速度座標系 K_{in} 上での重力のみの自由落下運動をしている光子の速度の微分 (a.6.3) であることを仮定する。加速度座標系 K_1 上では、光子が重力のみの自由落下加速度で減速する速度の微分である。この減速している速度に合わせて光子と共に重力のみの自由落下をすることでは、無重力を仮定できる。このことでは、加速度座標系 K_{in} 上に静止している質点は無重力の状態の質点である。

(a.6.27) の左辺の第2項に記述した (a.6.28) の分母は、分母では加速度座標系 K_1 上で静止している質点を説明できる。(a.6.28) の分子では、加速度座標系 K_{in} 上で静止している質点を説明できる。(a.6.28) は、分子では加速度座標系 K_1 上で仮定した無重力を示し分母では加速度座標系 K_{in} 上で仮定した無重力を示す。(a.6.28) の分母の加速度座標系 K_{in} 上で仮定した無重力は、理論上で否定できるものである。この加速度座標系 K_{in} 上で仮定された無重力は、加速度座標系 K_1 上での重力とは逆の方向に進む加速度で重力が作用している質点が加速度座標系 K_1 上で静止していることになる。

加速度座標系 K_1 上で観測した加速度座標系 K_{in} の加速度の相対性は、加速度座標系 K_1 上で観測した質点の加速度および加速度座標系 K_{in} の加速度で記述できる。加速度座標系 K_{in} 上で静止している質点を説明しないことでは、加速度座標系 K_1 上で観測した質点の加速度を説明していても加速度座標系 K_{in} 上での観測できる質点の加速度は説明できない。加速度座標系 K_{in} 上での観測できる質点の加速度が説明できないことでは、加速度の相対性は説明できない。

$$\frac{a_{\text{Kin}} \cdot \Delta t}{c_{\text{Kin}}(t) - c_1} \dots (\text{a.6.28})$$

慣性座標系 K_0 上で加速度座標系 K_1 を観測すると (2.2.168) の加速度運動をしている。光速不変の原理で真空中の光は真空中の光の速さで等速度運動をしているので、(a.6.29) になる。(2.2.168) および (a.6.29) を速度の変換式 (2.71) に代入すると、(a.6.30) になり近似式 (a.6.31) である。(a.6.31) は (2.3.35) に一致する結果であるものと扱える。

$$v_{x1}(t_1) = \frac{v_x(t) - u}{1 - \frac{u}{c^2} \cdot v_x(t)} \dots (\text{2.71}) \text{ x}_1 \text{ 軸の速度成分}$$

$$u_{z0}(t) = \gamma \cdot t \dots (\text{2.2.168})$$

$$v_x(t) = c \dots (\text{a.6.29})$$

$$v_{x1}(t_1) = \frac{c - \gamma \cdot t}{1 - \frac{\gamma \cdot t}{c^2} \cdot c} \dots (\text{a.6.30})$$

$$v_{x1}(t_1) \approx c - \gamma \cdot t \dots (\text{a.6.31})$$

$$c_1 \approx c - \gamma \cdot dt \dots (\text{2.3.35})$$

加速度座標系 K_1 から慣性座標系 K_0 を観測した場合に、その慣性座標系 K_0 が加速度運動しているように見える。その慣性座標系 K_0 を加速度座標系として扱った場合の計算である。重力場内の微小な領域内での上昇運動であるのでポテンシャルエネルギーが増加する。この上昇は、速度の微分であるので加速度分の上昇である。加速度座標系 K_{in} の速度は (2.3.49) であり、加速度座標系上での光の速度は (a.6.31) である場合を仮定する。速度の変換式 (2.74) に、(a.6.31) および (2.3.49) の加速度座標系 K_{in} の速度を代入すると、(a.6.32) である。(a.6.32) は近似式で (a.6.33) になる。(a.6.33) は光速不変の原理を仮定した (a.6.29) に近似している。

$du_{x_{kin}} = -\gamma \cdot dt \dots (\text{2.3.49})$ 加速度座標系 K_1 に仮定した重力のみの自由落下加速度の加速度座標系 K_{in} の速度

$$v_x(t) = \frac{v_{x1} + u}{1 + \frac{u \cdot v_{x1}}{c^2}} \dots (\text{2.74}) \text{ x 軸の速度成分}$$

$$v_x(t) = \frac{(c - \gamma \cdot t) + \gamma \cdot t}{1 + \frac{\gamma \cdot t \cdot (c - \gamma \cdot t)}{c^2}} \dots (\text{a.6.32}) \text{ x 軸の速度成分}$$

$$v_x(t) \approx c \dots (\text{a.6.33})$$

$$v_x(t) = c \dots (\text{a.6.29})$$

参考文献

- 1) [富岡和人, “理論物理学での波の関数1”, pp.4-18.](#)
- 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.9-18.](#)
- 4) [富岡和人, “理論物理学での波の関数4”](#)
- 5) [富岡和人, “理論物理学での波の関数5”](#)
- 6) [富岡和人, “理論物理学での波の関数6”, pp.15-41.](#)
- 7) [富岡和人, “理論物理学での波の関数7”, pp.8-42.](#)
- 8) [富岡和人, “特殊相対性理論の速度の変換”, p.2, pp.7-8.](#)
- 9) [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, pp.44-46, pp.62-90.](#)
- 10) ROBERT RESNICK, DAVID HALLIDAY, KENNETH S. KRANE, 1992 : PHYSICS 4th Edition Volume1, John Wiley & Sons, Inc. , pp.86-87, pp.117-119, pp.162-164, pp.344-346, pp.348-349, pp.352-356, pp.363-366, pp.468-469, A-4.
- 11) ROBERT RESNICK, DAVID HALLIDAY, KENNETH S. KRANE, 1992 : PHYSICS 4th Edition Volume2, John Wiley & Sons, Inc., p.863 , pp.874-876 , p.892, pp.1021-1026, pp.1029-1034, pp.1194-1195.
- 12) ROBERT RESNICK, DAVID HALLIDAY, Basic Concepts in Relativity and Early Quantum Theory SECOND EDITION, 1992 : Macmillan Publishing Company, pp.161-164.
- 13) H.A.LORENTZ, A.EINSTEIN, H.MINKOWSKI AND H.WEYL, 1923 TRANSLATION : THE PRINCIPLE

OF RELATIVITY, DOVER PUBLICATIONS, INC. , pp.35-65 , pp.67-71 , pp.97-108.

- 1 4) ROBERT RESNICK, 1968 : INTRODUCTION TO SPECIAL RELATIVITY, John Wiley & Sons, Inc. , p.117, pp.136-137, p.213.
- 1 5) Peter J. Mohr, David B. Newell, and Barry N. Taylor, National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, Maryland 20899-8420, USA, (Received 28 April 2016; accepted 6 September 2016; published online 22 November 2016) , CODATA Recommended Values of the Fundamental Physical Constants: 2014, p.57. (<http://physics.nist.gov/cuu/Constants/codata.pdf>)
- 1 6) Vladimir A.Zorich, Roger Cooke(Translator), 2004 : Mathematical Analysis I , Springer, pp.178-180, pp.193-195.
- 1 7) [富岡和人, “電位の簡単な入門 2007 第 1 回”, pp.16-19, pp.29-31, pp.51-56.](#)
- 1 8) [富岡和人, “電位の簡単な入門 2007 第 2 回”, pp.4-8, pp.12-14.](#)
- 1 9) [富岡和人, “電位の簡単な入門 2007 第 3 回”, p.4.](#)
- 2 0) [富岡和人, “電位の簡単な入門 2007 第 4 回”, p.4.](#)
- 2 1) [富岡和人, “電位の簡単な入門 2007 第 5 回”, p.6-10, p.36.](#)
- 2 2) [富岡和人, “電位の簡単な入門 2007 Option”, pp.8-14.](#)
- 2 3) [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 4) [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 5) [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 6) [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 7) [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”](#)

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を負いません。

著作権

Copyright © 2017 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。

慣性力および加速度 とみおかかずひと 富岡和人著

作成日：2017年12月30日

発行日：2017年12月30日

2017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://book.geocities.jp/alifecominfo/>

<http://alifecominfo.aikotoba.jp/>

電気の回路のページ

http://www.alifecom.info/circuit_analysis.htm

http://book.geocities.jp/alifecominfo/circuit_analysis.htm

http://alifecominfo.aikotoba.jp/circuit_analysis.htm

特殊相対性理論のページ

<http://www.alifecom.info/relativity.htm>

<http://book.geocities.jp/alifecominfo/relativity.htm>

<http://alifecominfo.aikotoba.jp/relativity.htm>

波のページ

<http://www.alifecom.info/theoryofwaves.htm>

<http://book.geocities.jp/alifecominfo/theoryofwaves.htm>

<http://alifecominfo.aikotoba.jp/theoryofwaves.htm>