

重力質量と慣性質量が振動数に比例する非線形条件

(推敲中)

2015/5/13

物質が非線形で不確定性を持つ縦波の電場の定在波で出来ていると考える。

定在波の振幅の偏差が物質の中心を最大にして周辺に遠ざかるに従ってゼロに近づくように球対称に分布しているとする。

線系の場合このような定在波はすぐに拡散してしまうが非線形性があれば一か所に安定して留まるような解があるのではないだろうか？

定在波の波長はコンプトン波長と一致すると仮定するとシュレーディンガー方程式やクラインゴルドン方程式は定在波どうしの干渉作用によるものと説明することができる。

コンプトン波長で決定される振動数は質量に比例することから定在波によって形成される物質粒子の持つ重力質量と慣性質量も振動数に比例する必要があるが、それにはどのような非線形条件が必要だろうか？

試行錯誤の結果、次のような定在波解を考え、これに後述の非線形条件を加えると重力質量と慣性質量が振動数に比例する解が存在することが判ったのでそれを紹介する。

しかし、解が存在するからといってそれが現実であるという保証はない。

この解が現実となりうるか否かについてはさらに継続して検証する必要がある。

ここに示すのはその検証のための一つのサンプルである。

全宇宙を以下の二つの振動数成分を持つ定在波が覆っているとする。

λ_1, λ_2 は陽子と電子のコンプトン波長

ω_1, ω_2 は陽子と電子の固有角周波数

$$\omega_1 = 2\pi \frac{c}{\lambda_1}, \quad \omega_2 = 2\pi \frac{c}{\lambda_2}$$

とする。

E を電界強度とし

$$\begin{aligned} E &= f_1(x, y, z) \cos(\omega_1 t) \cos\left(\frac{\omega_1}{c_0} x\right) + f_2(x, y, z) \cos(\omega_2 t) \cos\left(\frac{\omega_2}{c_0} x\right) \\ &+ i \left(f_1(x, y, z) \sin(\omega_1 t) \cos\left(\frac{\omega_1}{c_0} x\right) + f_2(x, y, z) \sin(\omega_2 t) \cos\left(\frac{\omega_2}{c_0} x\right) \right) \\ &= f_1(x, y, z) \exp(i\omega_1 t) \cos\left(\frac{\omega_1}{c_0} x\right) + f_2(x, y, z) \exp(i\omega_2 t) \cos\left(\frac{\omega_2}{c_0} x\right) \end{aligned} \quad (1)$$

E は電界強度で実数部は確定成分、虚数部は不確定成分とする。

縦波とし電界強度ベクトルの方向と位相の変化方向はともに同一方向とし、ここでは仮に x 方向とする。

$f_1(x, y, z), f_2(x, y, z)$ は (x, y, z, t) の関数だが時間 t の表記は省略する。

全宇宙がほぼ均一な振幅の基準値で満たされていて物質とその周辺のみ基準値に比べてわずかに振幅が大きくなっているとす。

Δ は差分を意味するとす。

f_{10}, f_{20} は各振動数ごとの振幅の基準値とし時間、空間によって変化しない定数とす。

$\Delta f_1(x, y, z), \Delta f_2(x, y, z)$ は各基準値からの差分とし

$$f_1(x, y, z) = f_{10} + \Delta f_1(x, y, z) \quad (2)$$

$$f_2(x, y, z) = f_{20} + \Delta f_2(x, y, z) \quad (3)$$

とす。ただし

$$|\Delta f_1(x, y, z)|, |\Delta f_2(x, y, z)| \ll |f_{10}|, |f_{20}| \quad (4)$$

静止した物質の中心での差分は球対称を持って分布するとす。

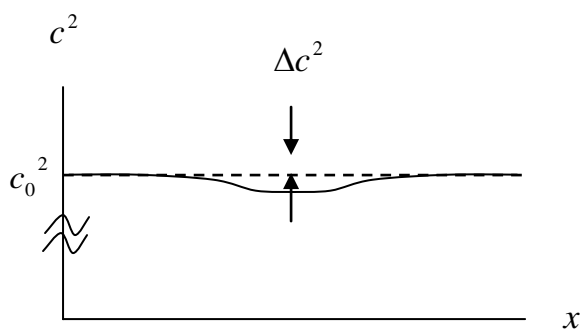
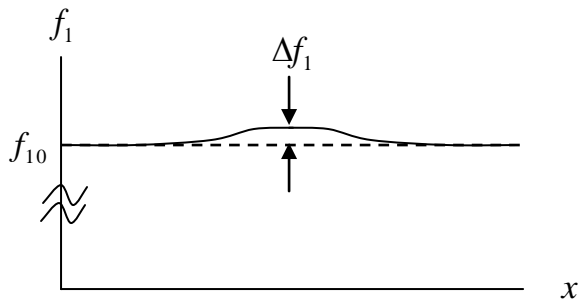
Δf_1 、 Δf_2 は基準値 f_{10} 、 f_{20} に比べれば非常に小さいが電界強度としては非常に大きい

それほどに基準値が非常に大きいのだが、あまりに均一で普遍的なために観測手段がなくその存在に今まで気づかれなかったと考える。

この電界には電磁エネルギーの定義は適用外とす。

そもそも電磁エネルギーの定義は電荷を持った粒子とその運動によって発生する電磁波を観察した結果得られた経験則であるので直接観察することができないほど高い振動数の電磁波にまで拡張して適用できるという保証はない。

荷電粒子の存在理由と電磁波との相互作用については別途検討す。



c_0 は一般に真空中の光速と呼ばれる定数

c を光子の進行速度とし真空中で現在の測定精度以下の範囲で電界強度の振幅のべき乗に依存して変化するとする。

べき数を q とすると

$$\frac{c^2}{c_0^2} = \frac{f_0^q}{f^q}$$

$$c^2 = \frac{c_0^2 f_0^q}{f^q}$$

$$\frac{\partial c^2}{\partial f} = -q \frac{c_0^2 f_0^q}{f^{q+1}} \quad (6)$$

$$\Delta c^2 = c^2 - c_0^2 \quad , \quad \Delta f = f - f_0 \text{ とすると } |\Delta c^2| \ll c_0^2 \quad |\Delta f| \ll f_0 \text{ なので}$$

$$\Delta c^2 = \frac{\partial c^2}{\partial f} \Delta f = -q \frac{c_0^2 f_0^q}{f^{q+1}} \Delta f = -q \frac{c_0^2}{f_0} \Delta f$$

$$\frac{\Delta c^2}{c_0^2} = -q \frac{\Delta f}{f_0}$$

$$= -q \frac{1}{f_0} \left(\frac{\partial f}{\partial f(x, y, z)} \Delta f(x, y, z) \right)$$

(8)

$\Delta c^2 \ll c^2$ $\Delta f_1(x, y, z) \ll f_1(x, y, z)$ 、 $\Delta f_2(x, y, z) \ll f_2(x, y, z)$ なので

$$\begin{aligned} c^2 &= c_0^2 + \Delta c^2 = c_0^2 - q \frac{c_0^2}{f_0} \Delta f \\ &= c_0^2 - q c_0^2 \frac{\Delta f(x, y, z)}{f_0} \end{aligned} \quad (10)$$

となって電界強度の振幅と光速の関係式が得られる。

c は光子の進行速度だけに適用され、この後で波動方程式に使われる c_0 には適用されないものとする。

現在、光子の正体は定在波の振幅分布がこの進行速度 c で移動するものと推測しているがその詳細は別途説明する。

ここで ϕ をある特定の物理量とする。

$F_n(\phi)$ は ϕ によって一意に決定する関数とし (n は non-linear の略)

電界強度 E は以下の非線形条件を含んだ波動方程式に従うとする。

$$\square E = -kEF_n(\phi) \quad (11)$$

ダランベルジヤンの定義から

$$\nabla^2 E - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = -kEF_n(\phi) \quad (12)$$

となる。

$$\begin{aligned}\frac{\partial^2 E}{\partial t^2} &= \frac{\partial}{\partial t} \left(f_1(x, y, z) \exp(i\omega_1 t) \cos\left(\frac{\omega_1}{c_0} x\right) + f_2(x, y, z) \exp(i\omega_2 t) \cos\left(\frac{\omega_2}{c_0} x\right) \right) \\ &= f_1(x, y, z) (-\omega_1^2) \exp(i\omega_1 t) \cos\left(\frac{\omega_1}{c_0} x\right) + f_2(x, y, z) (-\omega_2^2) \exp(i\omega_2 t) \cos\left(\frac{\omega_2}{c_0} x\right)\end{aligned}\tag{13}$$

(1) と (12) 左辺より

$$\begin{aligned}
& \nabla^2 E - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} \\
&= \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{f_1(x, y, z)}{\partial x} \exp(i\omega_1 t) \cos\left(\frac{\omega_1}{c_0} x\right) + \frac{f_2(x, y, z)}{\partial x} \exp(i\omega_2 t) \cos\left(\frac{\omega_2}{c_0} x\right) \right. \\
&\quad \left. f_1(x, y, z) \exp(i\omega_1 t) \left(-\frac{\omega_1}{c_0}\right) \sin\left(\frac{\omega_1}{c_0} x\right) + f_2(x, y, z) \exp(i\omega_2 t) \left(-\frac{\omega_2}{c_0}\right) \sin\left(\frac{\omega_2}{c_0} x\right) \right) \\
&\quad + \left(\frac{\partial^2 f_1(x, y, z)}{\partial y^2} \exp(i\omega_1 t) \cos\left(\frac{\omega_1}{c_0} x\right) + \frac{\partial^2 f_2(x, y, z)}{\partial y^2} \exp(i\omega_2 t) \cos\left(\frac{\omega_2}{c_0} x\right) \right) \\
&\quad + \left(\frac{\partial^2 f_1(x, y, z)}{\partial z^2} \exp(i\omega_1 t) \cos\left(\frac{\omega_1}{c_0} x\right) + \frac{\partial^2 f_2(x, y, z)}{\partial z^2} \exp(i\omega_2 t) \cos\left(\frac{\omega_2}{c_0} x\right) \right) \\
&\quad - \frac{1}{c^2} \left(f_1(x, y, z) (-\omega_1^2) \exp(i\omega_1 t) \cos\left(\frac{\omega_1}{c_0} x\right) + f_2(x, y, z) (-\omega_2^2) \exp(i\omega_2 t) \cos\left(\frac{\omega_2}{c_0} x\right) \right. \\
&\quad \left. \frac{\partial^2 f_1(x, y, z)}{\partial t^2} \exp(i\omega_1 t) \cos\left(\frac{\omega_1}{c_0} x\right) + \frac{\partial^2 f_2(x, y, z)}{\partial t^2} \exp(i\omega_2 t) \cos\left(\frac{\omega_2}{c_0} x\right) \right) \\
&= \left(\frac{f_1(x, y, z)}{\partial x^2} \exp(i\omega_1 t) \cos\left(\frac{\omega_1}{c_0} x\right) + \frac{f_2(x, y, z)}{\partial x^2} \exp(i\omega_2 t) \cos\left(\frac{\omega_2}{c_0} x\right) \right. \\
&\quad 2 \frac{f_1(x, y, z)}{\partial x} \exp(i\omega_1 t) \left(-\frac{\omega_1}{c_0}\right) \sin\left(\frac{\omega_1}{c_0} x\right) + 2 \frac{f_2(x, y, z)}{\partial x} \exp(i\omega_2 t) \left(-\frac{\omega_2}{c_0}\right) \sin\left(\frac{\omega_2}{c_0} x\right) \\
&\quad f_1(x, y, z) \exp(i\omega_1 t) \left(-\frac{\omega_1^2}{c_0^2}\right) \cos\left(\frac{\omega_1}{c_0} x\right) + f_2(x, y, z) \exp(i\omega_2 t) \left(-\frac{\omega_2^2}{c_0^2}\right) \cos\left(\frac{\omega_2}{c_0} x\right) \\
&\quad \left. - \frac{1}{c^2} \left(\frac{\partial^2 f_1(x, y, z)}{\partial t^2} \exp(i\omega_1 t) \cos\left(\frac{\omega_1}{c_0} x\right) + \frac{\partial^2 f_2(x, y, z)}{\partial t^2} \exp(i\omega_2 t) \cos\left(\frac{\omega_2}{c_0} x\right) \right) \right) \\
&\quad + \left(\frac{\partial^2 f_1(x, y, z)}{\partial y^2} \exp(i\omega_1 t) \cos\left(\frac{\omega_1}{c_0} x\right) + \frac{\partial^2 f_2(x, y, z)}{\partial y^2} \exp(i\omega_2 t) \cos\left(\frac{\omega_2}{c_0} x\right) \right) \\
&\quad + \left(\frac{\partial^2 f_1(x, y, z)}{\partial z^2} \exp(i\omega_1 t) \cos\left(\frac{\omega_1}{c_0} x\right) + \frac{\partial^2 f_2(x, y, z)}{\partial z^2} \exp(i\omega_2 t) \cos\left(\frac{\omega_2}{c_0} x\right) \right)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& -\frac{1}{c^2} \left(f_1(x, y, z)(-\omega_1^2) \exp(i\omega_1 t) \cos\left(\frac{\omega_1}{c_0} x\right) + f_2(x, y, z)(-\omega_2^2) \exp(i\omega_2 t) \cos\left(\frac{\omega_2}{c_0} x\right) \right) \\
& = \left(\begin{aligned}
& \nabla^2 f_1(x, y, z) \exp(i\omega_1 t) \cos\left(\frac{\omega_1}{c_0} x\right) + \nabla^2 f_2(x, y, z) \exp(i\omega_2 t) \cos\left(\frac{\omega_2}{c_0} x\right) \\
& 2 \frac{f_1(x, y, z)}{\partial x} \exp(i\omega_1 t) \left(-\frac{\omega_1}{c_0}\right) \sin\left(\frac{\omega_1}{c_0} x\right) + 2 \frac{f_2(x, y, z)}{\partial x} \exp(i\omega_2 t) \left(-\frac{\omega_2}{c_0}\right) \sin\left(\frac{\omega_2}{c_0} x\right) \\
& f_1(x, y, z) \exp(i\omega_1 t) \left(-\frac{\omega_1^2}{c_0^2}\right) \cos\left(\frac{\omega_1}{c_0} x\right) + f_2(x, y, z) \exp(i\omega_2 t) \left(-\frac{\omega_2^2}{c_0^2}\right) \cos\left(\frac{\omega_2}{c_0} x\right) \\
& -\frac{1}{c^2} \left(\frac{\partial^2 f_1(x, y, z)}{\partial t^2} \exp(i\omega_1 t) \cos\left(\frac{\omega_1}{c_0} x\right) + \frac{\partial f_2(x, y, z)}{\partial t^2} \exp(i\omega_2 t) \cos\left(\frac{\omega_2}{c_0} x\right) \right)
\end{aligned} \right) \\
& + \left(f_1(x, y, z) \left(\frac{\omega_1^2}{c^2}\right) \exp(i\omega_1 t) \cos\left(\frac{\omega_1}{c_0} x\right) + f_2(x, y, z) \left(\frac{\omega_2^2}{c^2}\right) \exp(i\omega_2 t) \cos\left(\frac{\omega_2}{c_0} x\right) \right) \\
& = \left(\begin{aligned}
& \nabla^2 f_1(x, y, z) \exp(i\omega_1 t) \cos\left(\frac{\omega_1}{c_0} x\right) + \nabla^2 f_2(x, y, z) \exp(i\omega_2 t) \cos\left(\frac{\omega_2}{c_0} x\right) \\
& 2 \frac{f_1(x, y, z)}{\partial x} \exp(i\omega_1 t) \left(-\frac{\omega_1}{c_0}\right) \sin\left(\frac{\omega_1}{c_0} x\right) + 2 \frac{f_2(x, y, z)}{\partial x} \exp(i\omega_2 t) \left(-\frac{\omega_2}{c_0}\right) \sin\left(\frac{\omega_2}{c_0} x\right) \\
& -\frac{1}{c^2} \left(\frac{\partial^2 f_1(x, y, z)}{\partial t^2} \exp(i\omega_1 t) \cos\left(\frac{\omega_1}{c_0} x\right) + \frac{\partial f_2(x, y, z)}{\partial t^2} \exp(i\omega_2 t) \cos\left(\frac{\omega_2}{c_0} x\right) \right)
\end{aligned} \right)
\end{aligned}$$

(14)

フーリエ変換により

$$\begin{aligned}
& \frac{\omega}{\pi} \int_0^{2\pi} \frac{\omega}{\pi c_0} \int_0^{2\pi_0} \square E \cos(\omega_1 t) \cos\left(\frac{\omega_1}{c_0} x\right) dx dt \\
&= \frac{\omega}{\pi} \int_0^{2\pi} \frac{\omega}{\pi c_0} \int_0^{2\pi_0} \left(\begin{aligned} & \nabla^2 f_1(x, y, z) \cos^2(\omega_1 t) \cos^2\left(\frac{\omega_1}{c_0} x\right) \\ & + 2 \frac{\partial f_1(x, y, z)}{\partial x} \cos^2(\omega_1 t) \left(-\frac{\omega_1}{c_0}\right) \sin\left(\frac{\omega_1}{c_0} x\right) \cos\left(\frac{\omega_1}{c_0} x\right) \\ & - \frac{1}{c^2} \left(\frac{\partial^2 f_1(x, y, z)}{\partial t^2} \cos^2(\omega_1 t) \cos^2\left(\frac{\omega_1}{c_0} x\right) \right) \end{aligned} \right) dx dt \\
&= \frac{\omega}{\pi} \int_0^{2\pi} \frac{\omega}{\pi c_0} \int_0^{2\pi_0} \left(\begin{aligned} & \nabla^2 f_1(x, y, z) \cos^2(\omega_1 t) \cos^2\left(\frac{\omega_1}{c_0} x\right) \\ & + 2 \frac{\partial f_1(x, y, z)}{\partial x} \cos^2(\omega_1 t) \left(-\frac{\omega_1}{c_0}\right) \sin\left(\frac{\omega_1}{c_0} x\right) \cos\left(\frac{\omega_1}{c_0} x\right) \\ & - \frac{1}{c^2} \left(\frac{\partial^2 f_1(x, y, z)}{\partial t^2} \cos^2(\omega_1 t) \cos^2\left(\frac{\omega_1}{c_0} x\right) \right) \end{aligned} \right) dx dt \\
&= \left(\begin{aligned} & \nabla^2 f_1(x, y, z) \\ & - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 f_1(x, y, z)}{\partial t^2} \end{aligned} \right) \\
&= \square f_1(x, y, z) \quad (15)
\end{aligned}$$

(1) と (12) 右辺より

$$\begin{aligned}
& \frac{\omega}{\pi} \int_0^{2\pi} \frac{\omega}{\pi c_0} \int_0^{2\pi_0} \left(-k E F_n(\phi) \cos(\omega_1 t) \cos\left(\frac{\omega_1}{c_0} x\right) \right) dx dt \\
&= \frac{\omega}{\pi} \int_0^{2\pi} \frac{\omega}{\pi c_0} \int_0^{2\pi_0} \left(-k f_1(x, y, z) \cos(\omega_1 t) \cos\left(\frac{\omega_1}{c_0} x\right) F(\phi) \cos(\omega_1 t) \cos\left(\frac{\omega_1}{c_0} x\right) \right) dx dt \\
&= \frac{\omega}{\pi} \int_0^{2\pi} \frac{\omega}{\pi c_0} \int_0^{2\pi_0} \left(-k f_1(x, y, z) \cos^2(\omega_1 t) \cos^2\left(\frac{\omega_1}{c_0} x\right) F(\phi) \right) dx dt
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
&= \frac{\omega}{\pi} \int_0^{\frac{2\pi}{\omega}} \frac{\omega}{\pi c_0} \int_0^{\frac{2\pi c_0}{\omega}} \left(-k f_1(x, y, z) \cos^2(\omega_1 t) \cos^2\left(\frac{\omega_1}{c_0} x\right) F(\phi) \right) dx dt \\
&= -k f_1(x, y, z) F_n(\phi) \quad (16)
\end{aligned}$$

したがって

$$\square f_1(x, y, z) = -k f_1(x, y, z) F_n(\phi) \quad (17)$$

(17)より陽子については

$$\square f_1(x, y, z) = -k f_1(x, y, z) F_n(\phi) \quad (19)$$

電子についても同様に

$$\square f_2(x, y, z) = -k f_2(x, y, z) F_n(\phi) \quad (20)$$

これにより定在波の振幅とそのダランベルジャンの関係式が得られた。

この式はこの後で利用する。

次に慣性質量について考える。

前述の定在波解については外からの外乱があっても解の変形に対して不帰還が働くような安定な解であると仮定する。

解の安定性については別途検討する。

解全体が等速で運動する静止系の中にある場合や加速中である場合も解の形の変形は無視できるとすれば f_1 は保存するので以下の連続の方程式に従う。

v を f_1 の流れの速度とし

$$\frac{\partial f_1}{\partial t} = -\text{div}(f_1 v) \quad (21)$$

$$\frac{\partial^2 f_1}{\partial t^2} = -\text{div}\left(\frac{\partial(f_1 v)}{\partial t}\right) \quad (22)$$

$\vec{r}_b = [x_b, 0, 0]$ に重力の発生源となる粒子の集合があつて f_{1b} の定在波を形成しているとする。

x_b は非常に大きく原点の付近では $\text{grad}(f_{1b})$ はほぼ一定でなおかつ

原点の付近で f_{1a} の広がり の範囲内で

$$\frac{\partial^2 f_{1b}}{\partial t^2} = 0 \quad (24)$$

$$\square f_{1b} = 0 \quad (25)$$

とみなせるとする。

ここに 1 個の粒子を原点 $\vec{r}_0 = [0, 0, 0]$ に追加したことで f_{1a} が加算され

$$f_1 = f_{1a} + f_{1b} \quad (25)$$

になるとする。

原点の粒子は初期速度がゼロとする。

ここでは粒子はともに f_{1a} 、 f_{1b} ともに陽子とする。

原点にある粒子の中心では不帰還作用により球対称が維持されるので原点において

$$c^2(\text{grad}(f_1))=0 \quad (26)$$

$\square f_{1a}$ の分布は原点から一定の距離を置いて球対称に分布するとし原点においては

$$\square f_{1a}=0, \nabla^2 f_{1a}=0 \quad (27)$$

とする。

原点において

$$c^2(\text{grad}(f_1))=c^2(\text{grad}(f_{1a})) + c^2(\text{grad}(f_{1b}))=0 \quad (28)$$

(23)(24)より

$$\square f_{1b} = \nabla^2 f_{1b} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 f_{1b}}{\partial t^2} = \nabla^2 f_{1b} = \text{div}(\text{grad}(f_{1b})) \quad (29)$$

ガウスの定理より原点において

$$c^2(\text{grad}(f_{1b})) = -c^2 \int \left(\frac{\nabla^2 f_{1b} \vec{r}_b}{4\pi r_b^2 |\vec{r}_b|} \right) dv = -c^2 \int \left(\frac{\square f_{1b} \vec{r}_b}{4\pi r_b^2 |\vec{r}_b|} \right) dv \quad (30)$$

(22),(24) から原点において

$$0 = \frac{\partial^2 f_1}{\partial t^2} = \frac{\partial^2 (f_{1a} + f_{1b})}{\partial t^2} = \frac{\partial^2 f_{1a}}{\partial t^2} = -\text{div} \left(\frac{\partial (f_{1a} v)}{\partial t} \right) \quad (31)$$

となる。

(23),(27)より原点において

$$0 = c^2 \nabla^2 (f_{1a} + f_{1b}) = c^2 \text{div}(\text{grad}((f_{1a} + f_{1b}))) \quad (32)$$

であるので

(32) (22) (27)より原点において

$$- \operatorname{div} \left(\frac{\partial(f_1 v)}{\partial t} \right) = c^2 \operatorname{div}(\operatorname{grad}((f_{1a} + f_{1b}))) - c^2 \square f_{1a} - c^2 \square f_{1b} \quad (33)$$

原点からの距離ベクトルを $\vec{r} = [x, y, z]$ として

(33) 両辺に $\left(\frac{1}{4\pi r^2} \frac{-\vec{r}}{|r|} \right)$ をかけて f_{1a} と f_{1b} の広がり十分に十分に入る空間領域 V で体積

積分すると原点におけるベクトルが得られるので

$$\begin{aligned} - \frac{\partial(f_1 v)}{\partial t} &= \int_V - \operatorname{div} \left(\frac{\partial(f_1 v)}{\partial t} \right) \left(\frac{1}{4\pi r^2} \frac{-\vec{r}}{|r|} \right) dv \\ &= \int_V \left(c^2 \operatorname{div}(\operatorname{grad}((f_{1a} + f_{1b}))) - c^2 \square f_{1a} - c^2 \square f_{1b} \right) \left(\frac{1}{4\pi r^2} \frac{-\vec{r}}{|r|} \right) dv \\ &= c^2 \operatorname{div}(\operatorname{grad}(f_{1a} + f_{1b})) - \int_V c^2 \left(\frac{\square f_{1a}}{4\pi r^2} \frac{-\vec{r}}{|r|} \right) dv - \int_V c^2 \left(\frac{\square f_{1b}}{4\pi r_b^2} \frac{-\vec{r}_b}{|\vec{r}_b|} \right) dv \\ &= c^2 (\operatorname{grad}(f_{1a} + f_{1b})) + c^2 \int \left(\frac{\square f_{1b}}{4\pi r_b^2} \frac{\vec{r}_b}{|\vec{r}_b|} \right) dv \\ &= c^2 (\operatorname{grad}(f_{1a})) = -c^2 (\operatorname{grad}(f_{1b})) \quad (34) \end{aligned}$$

ただし $\square f_{1a}$ が球対称であることから $\int_V c^2 \left(\frac{\square f_{1a}}{4\pi r^2} \frac{-\vec{r}}{|r|} \right) dv = 0$ (35) となることが含

まれている。

$|f_{1b} - f_0| \ll f_0$ なので原点において

$$\begin{aligned}\frac{\partial v}{\partial t} &= \frac{\partial(f_1 v)}{\partial t} = \frac{c^2(\text{grad}(f_{1b}))}{f_0} \\ &= -c_0^2 \frac{\text{grad}(c^2)}{q c_0^2} \quad (36)\end{aligned}$$

光速と質量の関係から g を重力加速度とすると

$$\text{grad}(c^2) = -4g \quad (37) \text{であるので(36)(37)から}$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = c_0^2 \frac{4g}{q c_0^2} \quad (38)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = g \quad (39)$$

であるので

$$q = 4 \quad (40)$$

(6) (40) より

$$\frac{c^2}{c_0^2} = \frac{f_0^4}{f^4} \quad (41)$$

以上について電子に着目しても同じ結果となる。

これにより光速の2乗が電場の振幅の4乗に反比例して変化する条件の下では物質としての定在波の振幅分布は球対称を維持したまま重力加速度に従って加速を始めることになる。

これはこの条件の下で慣性質量が重力質量と一致することを意味する。速度がゼロ以外の等速運動中の加速度については今後検証を要する。

次に正規化について考えることにする。

$f_1(x, y, z)$ 、 $f_2(x, y, z)$ は球対称の定在波の振幅だがそのラプラシアンは振動数に比例する。

もしも振動数が変化しても $f_1(x, y, z)$ 、 $f_2(x, y, z)$ の形は相似形を維持していてその振幅と距離のスケールだけが変わるとすればこの比例関係を維持出来る解があるのではないだろうか？ $f_1(x, y, z)$ 、 $f_2(x, y, z)$ の形が相似形を維持しているならば $f_1(x, y, z)$ 、 $f_2(x, y, z)$ を振動数で正規化出来る。

それではその正規化出来る条件は何だろうか？

r_0 を基準半径とし

$$r_0 = \frac{1}{\omega^n} \quad \text{とする} \quad (42)$$

R を正規化された半径とし

$$R = \frac{r}{r_0} \quad (43)$$

$$r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2} \quad (44) \quad \text{とする。}$$

原点に物質粒子が一個存在するときの定在波の振幅を $f(r, \omega)$ とし

$$f(r, \omega_1) = f_1(x, y, z) \quad f(r, \omega_2) = f_2(x, y, z) \quad (45) \quad \text{とする。}$$

定在波の基準値を $f_0(\omega)$ とし

$$f_0(\omega_1) = f_{10} \quad f_0(\omega_2) = f_{20} \quad (46)$$

とする

$F_f(R)$ を正規化された $f(r, \omega)$ とし

$$F_f(R) = \frac{f(r, \omega)}{\omega^l} \quad (47)$$

$F_{f_0}(R)$ を正規化された $f_0(r, \omega)$ とし

$$F_{f_0}(R) = \frac{f_0(\omega)}{\omega^l} \quad (48)$$

$$\Delta f_1(r) = f_1(r) - f_{10} = \omega^l (F_f(R) - F_{f_0}) \quad (49)$$

とする。

$$\begin{aligned} \nabla^2 f(r, \omega) &= \frac{2}{r} \frac{\partial f(r, \omega)}{\partial r} + \frac{\partial^2 f(r, \omega)}{\partial r^2} = \frac{2\omega^n}{R} \omega^n \frac{\partial(\omega^l F_f(R))}{\partial R} + \omega^{2n} \frac{\partial^2(\omega^l F_f(R))}{\partial R^2} \\ &= \frac{2}{R} \omega^{2n+l} \frac{\partial F_f(R)}{\partial R} + \omega^{2n+1} \frac{\partial^2 F_f(R)}{\partial R^2} \quad (50) \end{aligned}$$

ここで重力質量を考えるに当たって静止した粒子が発する重力を対象にすることにし

静止していない粒子については別途検討することにする。

静止した粒子が構成する定在波は時間によって変動しないので

$$\square f(r, \omega) = \nabla^2 f(r, \omega) \quad (51) \text{となる。}$$

これと (19) (20) (40) (47) (48) より

$$\begin{aligned} \nabla^2 f(r, \omega) &= -kf(r, \omega)F_n(\phi) = -kf(r, \omega)F_n(\phi) \\ &= -k\omega^l F_f(R)F_n(\phi) \end{aligned}$$

(52)

(50) (52) より

$$-k\omega^l F_f(R)F_n(\phi) = \frac{2\omega^{2n+l}}{R} \frac{\partial F_f(R)}{\partial R} + \omega^{2n+1} \frac{\partial^2 F_f(R)}{\partial R^2} \quad (53)$$

$$F_n(\phi) = \omega^{2n} \frac{\frac{2}{R} \frac{\partial F_f(R)}{\partial R} + \frac{\partial^2 F_f(R)}{\partial R^2}}{-k F_f(R)} \quad (57)$$

これを (53) に代入すると

$$\frac{2}{R} \frac{\partial F_f(R)}{\partial R} + \frac{\partial^2 F_f(R)}{\partial R^2} = \frac{2}{R} \frac{\partial F_f(R)}{\partial R} + \frac{\partial^2 F_f(R)}{\partial R^2} \quad (58)$$

となって ω に依存しない正規化された式となる。

ϕ の正体については後述する。

次に重力質量の総量を求める

(6) (40) より

$$c^2 = \frac{c_0^2 f_0^q}{f^q} \quad (59)$$

(10) より

$$\Delta c^2 = -4 \frac{c_0^2}{f_0} \Delta f \quad (61)$$

陽子の内部および周辺について

$\omega = \omega_1$ として

$$\begin{aligned} \nabla^2 c^2 &= \nabla^2 (\Delta c^2) = -4c_0^2 \frac{\nabla^2 \Delta f (r, \omega)}{f_0} \quad (63) \\ &= -4c_0^2 \frac{1}{f_0(\omega)} \left(2 \frac{\partial f (r, \omega)}{\partial r} + \frac{\partial^2 f (r, \omega)}{\partial r^2} \right) \\ &= -4c_0^2 \frac{1}{\omega^l F_{f_0}} \left(\frac{2\omega^n}{R} \omega^n \frac{\partial (\omega^l F_f (R))}{\partial R} + \omega^{2n} \frac{\partial^2 (\omega^l F_f (R))}{\partial R^2} \right) \\ &= -4c_0^2 \frac{\omega^{2n}}{F_{f_0}} \left(\frac{2}{R} \frac{\partial (F (R))}{\partial R} + \frac{\partial^2 (F (R))}{\partial R^2} \right) \quad (64) \end{aligned}$$

これは電子について着目して $\omega = \omega_2$ としても同じ結果となる。

m を重力質量とし

[付録 1] 「光速と質量の関係」では質量と光速の関係は

$$m = \frac{1}{16\pi G} \int_v \nabla^2 c^2 dv \quad (65)$$

となるとしていたがこの関係からは目的とする解は今までに発見できてない。

そこでこれを見直して以下のように考えることにする。

通常、重力場は陽子の質量が原因で発生するものと電子の質量が原因で発生するものは同じ重力場と考えるが、それを別個の重力場と考えることにする。

陽子の質量が原因で発生する重力場は別の陽子に加速度を与えたり陽子から発生した光子の進行を曲げる効果を持つが電子の加速度や電子から発生した光子には影響を与えない。

電子の質量が原因で発生する重力場は別の電子に加速度を与えたり電子から発生した光子の進行を曲げる効果を持つが陽子の加速度や陽子から発生した光子には影響を与えない。

通常、重力源となる物体は陽子と電子の総数がほぼ同一であるため矛盾は発生しない。

(65) は変更され、陽子の質量から発生する重力場には

$$m_1 \frac{\omega_0}{\omega_1} = \frac{1}{16\pi G} \int_v \nabla^2 c_1^2 dv \quad (66a)$$

電子の質量から発生する重力場には

$$m_2 \frac{\omega_0}{\omega_2} = \frac{1}{16\pi G} \int_v \nabla^2 c_2^2 dv \quad (66b)$$

ただし ω_1, ω_2 は陽子と電子の固有角周波数

m_1, m_2 は陽子と電子の固有角周波数

c_1, c_2 は陽子と電子から発生する光子の進行速度

$\omega_0 = \frac{\omega_1 + \omega_2}{2}$ は陽子と電子の平均の固有角周波数

dv は微小体積とする。

$$m_1 \frac{\omega_0}{\omega_1} = m_2 \frac{\omega_0}{\omega_2} \quad \text{であるので}$$

$$c = c_1 = c_2 \quad (66c)$$

一般化すると

$$m \frac{\omega_0}{\omega} = \frac{1}{16\pi G} \int_v \nabla^2 c^2 dv \quad (66c)$$

(64) (66c) より

$$\frac{m}{\omega} = \frac{1}{16\pi G} \int_v \nabla^2 c^2 dv = \frac{1}{16\pi G} \int_{R=0}^{\infty} (\nabla^2 c^2) \pi r^2 dr$$

$$\frac{m}{\omega} = -\frac{1}{16\pi G} \int_{R=0}^{\infty} \left(-4c_0^2 \frac{\omega^{2n}}{F_{f_0}} \left(\frac{2}{R} \frac{\partial(F(R))}{\partial R} + \frac{\partial^2(F(R))}{\partial R^2} \right) \right) \pi \frac{R^2}{\omega^{2n}} \frac{1}{\omega^n} dR$$

$$\frac{m}{\omega} = \frac{1}{4\pi G} c_0^2 \frac{1}{F_{f_0}} \omega^{-n} \int_{R=0}^{\infty} \left(\frac{2}{R} \frac{\partial(F(R))}{\partial R} + \frac{\partial^2(F(R))}{\partial R^2} \right) \pi R^2 dR \quad (67)$$

振動数が重力質量に比例するには

$$-n = 0 \quad (68)$$

が成立する必要があるので

$$n = 0 \quad (69)$$

$$\frac{m}{\omega} = \frac{1}{4\pi G} c_0^2 \frac{1}{F_{f_0}} \int_{R=0}^{\infty} \left(\frac{2}{R} \frac{\partial(F(R))}{\partial R} + \frac{\partial^2(F(R))}{\partial R^2} \right) \pi R^2 dR \quad (72)$$

k_g を定数とし

$$k_g = \frac{1}{4\pi G} c_0^2 \frac{1}{F_{f_0}} \int_{R=0}^{\infty} \left(\frac{2}{R} \frac{\partial(F(R))}{\partial R} + \frac{\partial^2(F(R))}{\partial R^2} \right) \pi R^2 dR \quad (73)$$

とすると

$$m = k_g \omega \quad (74)$$

となって重力質量は振動数に比例する。

慣性質量と重力質量が一致する条件はすでに判明しているので

これにより当初の目標である慣性質量と重力質量が振動数に比例する条件が得られたことが ϕ を除いては確認できた。

それでは ϕ はどのような物理量だろうか？

k_ϕ を定数とし

$$\phi = k_\phi \omega^p f(\omega) \quad \phi_0 = k_\phi \omega^p f_0(\omega) \quad (75) \quad \text{と仮定すると}$$

(47) より

$$\phi = k_\phi \omega^p f(r, \omega) = k_\phi \omega^{p+l} F_f(\omega) \quad (76)$$

これと(19)(20) より

$$F_n(\phi) = \frac{r \frac{\partial f(r, \omega)}{\partial r} + \frac{\partial^2 f(r, \omega)}{\partial r^2}}{-k f_0(\omega)}$$

$$= \frac{r \frac{\partial \phi}{\partial r} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial r^2}}{-k \phi_0} \quad (77)$$

$F_n(\phi)$ は ϕ だけに依存する関数であり $\frac{\partial \phi}{\partial r}$ や $\frac{\partial^2 \phi}{\partial r^2}$ には依存しない関数であるので(69)から

$$\phi = k_\phi \omega^0 F_f(\omega) \quad (78)$$

(76)(78)より

$$p + l = 0$$

$$p = -l \quad (79)$$

現在、電界中の荷電粒子の運動加速度から

$$l = 1 \quad (80)$$

と推測している。(別途説明予定)

この推測が正しいと仮定すれば

(79) (80)より

$$p = -1 \quad (81)$$

(47)(80)より

$$F_f(R) = \frac{f(r, \omega)}{\omega} \quad (82)$$

(75)(82)より

$$\phi = k_\phi \omega^{-1} f(\omega) \quad \phi_0 = k_\phi \omega^{-1} f_0(\omega)$$

以上から ϕ は電位の振幅と考えられる。(詳細は別途説明予定)