HAL
open science

Gravitation Disruptive : une alternative à la Relativité Générale quantifiable

Ramsès Bounkeu Safo

To cite this version:

Ramsès Bounkeu Safo. Gravitation Disruptive : une alternative à la Relativité Générale quantifiable. 2020. hal-02954919v2

HAL Id: hal-02954919

https://hal.science/hal-02954919v2

Submitted on 13 Oct 2020

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Gravitation Disruptive : une alternative à la Relativité Générale quantifiable

Disruptive Gravity: a quantizable alternative to General Relativity

Ramses BOUNKEU SAFO

CentraleSupelec, 8-10 rue Joliot-Curie, 91190 Gif-sur-Yvette, FRANCE
e-mail: ramses.bounkeusafo@yahoo.fr

Keywords: general relativity; modified gravity; dark energy; quantum gravity;

Abstract

Après avoir été décrite comme une force par Isaac Newton, puis comme une courbure de l'espace-temps par Albert Einstein, cet article décrit la gravitation comme une force capable de courber l'espace-temps. Cette description donne les mêmes résultats expérimentaux que la Relativité Générale à ce jour tout en prédisant des déviations mesurables. Ça en fait une théorie testable, donc réfutable. Cette théorie a l'avantage de ne pas nécessiter d'Energie Noire pour rendre compte d'une expansion accélérée de l'univers. De plus, décrire la gravitation comme une force dans un espace-temps courbé dont le temps et l'espace sont disjoints nous affranchit du principal verrou qui s'opposait à sa quantification. Le lecteur pourrait donc rendre compatible le Modèle Standard de la physique des particules avec les résultats de cet article et parvenir à la quantification de la gravitation.

Isaac Newton described gravity as a force, Albert Einstein theorized it as a spacetime curvature and this paper describes it as a force able to bend spacetime instead. Such a description yields the same experimental results as General Relativity so far and predicts many testable deviations. This theory is therefore falsifiable. Applied to cosmology, it doesn't require Dark Energy to account for the accelerating expansion of the universe. As a force in a curved spacetime where space and time are disjoint, gravity becomes quantizable. The reader could adapt the Standard Model to this theory and achieve Quantum Gravity.

I - INTRODUCTION

En 1916, Albert Einstein proposa trois tests expérimentaux de la Relativité Générale : l'avance du périhélie de Mercure, la déviation des rayons lumineux par le soleil et le décalage vers le rouge gravitationnel. A l'instar de la Relativité Générale, toute théorie de la gravitation se doit de passer ces trois tests classiques et d'en proposer d'autres que la Relativité Générale ne pourrait expliquer.

Cet article propose une alternative à la Relativité Générale baptisée Gravitation Disruptive grâce à un principe physique issu de l'analyse de la métrique de Schwarzschild. Etant par définition compatible avec cette dernière, la Gravitation Disruptive passe tous les tests expérimentaux de la Relativité Générale. De plus, elle en prédit trois déviations : un facteur de dilatation temporel différent au second ordre, une poussée supplémentaire en champs gravitationnels intenses négligeable au premier ordre et une dilatation de l'espace non-radiale dans le cas d'une distribution de masse sphérique.

Tout l'intérêt de cet article réside dans sa réfutabilité. Si ces prédictions ne sont pas vérifiées, cette théorie devra être abandonnée. Dans le cas contraire, c'est la Relativité Générale qui devra être abandonnée mais resterait une approximation de cette théorie, au même titre que la théorie de Newton est une approximation de la théorie de la Relativité Générale.

Le lecteur remarquera sans peine que la métrique de Schwarzschild :

$$ds^2 = (1 + 2\Phi/c^2)c^2dt^2 - (1 + 2\Phi/c^2)^{-1}dr^2 - r^2(d\theta^2 + sin^2\theta d\psi^2)$$

semble être une approximation du premier ordre de la métrique suivante :

$$ds^2 = (1 + \Phi/c^2)^2c^2dt^2 - (1 + \Phi/c^2)^{-2}dr^2 - r^2(d\theta^2 + sin^2\theta d\psi^2)$$

Le lecteur pourra aussi remarquer que, comme nous le verrons en Section VI, dans le cadre de cette métrique, l'énergie d'un vide de masse volumique ρ contenue dans un volume élémentaire dV s'écrit :

$$(\rho c^2 + \rho\Phi) \cdot dV = \rho c^2 \cdot r^2|sin\theta|drd\theta d\psi$$

Ce qui est indépendant du potentiel gravitationnel Φ. En d'autres termes :

"L'énergie du vide est invariante"

C'est le parfait analogue du principe d'invariance de la vitesse de la lumière. De la même façon que la dilatation du temps est relative à la vitesse de déplacement par invariance de la vitesse de la lumière, la dilatation de l'espace semble être relative à l'intensité du potentiel gravitationnel par invariance de l'énergie du vide. Il est donc naturel de chercher à décrire la gravitation comme une force capable de courber l'espace-temps.

Isaac Newton décrivit la gravitation comme une force, Einstein la décrivit comme une courbure de l'espace-temps, et cet article, dans cette même lignée, décrit la gravitation comme une force qui courbe l'espace-temps. Il s'agit donc d'un changement de paradigme majeur.

Nous verrons en Section II que l'équation du mouvement obtenue en décrivant la gravitation comme une force dans un espace-temps courbé, moyennant une hypothèse physique simple, est de la forme :

$$\ddot{x}^k = -\Gamma^k_{\mu\nu}\dot{x}^\mu\dot{x}^\nu + \frac{\partial\Phi}{\partial x^\mu}\dot{x}^\mu\dot{x}^k/c^2$$

ce qui est très proche de l'équation géodésique la Relativité Générale :

$$\ddot{x}^k = -\Gamma^k_{\mu\nu}\dot{x}^\mu\dot{x}^\nu$$

La déviation prédite est un terme de poussée négligeable au premier ordre mais qui pourrait être mesurée pour les corps soumis à un champ gravitationnel très intense.

Grâce au principe d'invariance de l'énergie du vide, on aboutit à une construction de la métrique dont la métrique de Schwarzschild devient un cas particulier. En Relativité Générale, cette dernière est valable pour toute distribution sphérique de matière ce qui induit une contraction des longueurs exclusivement radiale. En Gravitation Disruptive, chaque élément de volume de la distribution tend à courber l'espace dans sa propre direction. Il en résulte des composantes orthoradiales et tangentielles mesurables non-prédites par la Relativité Générale.

En appliquant cette description à la cosmologie, l'accélération de l'expansion de l'univers peut s'expliquer sans Energie Noire.

En laissant ouverte la formule du potentiel gravitationnel ainsi qu'en pouvant s'adapter à toute violation du Principe d'Equivalence Faible, le lecteur pourrait établir la description du potentiel gravitationnel qui permet d'expliquer les observations sans recourir à la Matière Noire. Enfin, le lecteur remarquera que décrire la gravitation comme une force dans un espace-temps courbé dont le temps et l'espace sont disjoints permet de s'affranchir du verrou qui s'oppose à

sa quantification. Le lecteur pourrait donc adapter le Modèle Standard de la Physique des Particules à cette théorie et parvenir à quantifier la gravitation.

Dans cet article, les lettres grecques représentent les variables spatio-temporelles allant de 0 à 3 tandis que les lettres romaines représentent les variables spatiales allant de 1 à 3 conformément à la tradition. La signature de la métrique est $(+---)$ et nous utilisons la convention de sommation d'Einstein. Enfin, Φ représente le potentiel gravitationnel.

II - Une Approche Scalaire Préliminaire

Dans cette section, nous étudions une approche scalaire de la gravitation décrite comme une force qui courbe l'espace-temps en guise d'introduction. Il s'agit en réalité d'un cas particulier de cette théorie décrite comme vectorielle en Section III et Section IV.

La Relativité Générale décrit les mouvements dans un champ gravitationnel comme des mouvements inertiels dans un espace-temps courbé. Ce qui est décrit par les équations géodésiques obtenues à partir du lagrangien suivant :

$$L_0 = -m_0 c\sqrt{g_{\mu\nu}\dot{x^\mu}\dot{x^\nu}}$$

où $g_{\mu\nu}$ est la métrique de l'espace-temps courbé et m_0 est la masse au repos du corps considéré. Si la gravitation était une force, le lagrangien dans une théorie scalaire serait de la forme :

$$L_0' = -m_0 c\sqrt{\eta_{\mu\nu}\dot{x^\mu}\dot{x^\nu}} - m_0\Phi$$

où $\eta_{\mu\nu}$ est la métrique de Minkowsky d'un espace-temps plat et Φ est le potentiel gravitationnel. Nous savons que ce lagrangien n'est pas correct car il mène à des équations du mouvement incorrects.

Pour décrire la gravitation comme une force qui courbe l'espace-temps, dans une approche scalaire nous devons prendre en compte la courbure de l'espace-temps ansi que le potentiel gravitationnel:

$$L = -mc\sqrt{g_{\mu\nu}\dot{x^\mu}\dot{x^\nu}} - m\Phi$$

où m est la masse inertielle. Sous cette forme, cela ne donnerait toujours pas des équations du mouvement similaires à la Relativité Générale. Est-il possible de modifier légèrement ce lagrangien afin d'y parvenir ? La vitesse de la lumière étant invariante comme postulat fondamental de la Relativité Restreinte, le seul

paramètre que l'on peut rendre variable est la masse inertielle. Supposons donc que la masse inertielle est relative de la forme :

$$m = \alpha(\Phi)m_0$$

Où m_0 est la masse au repos définie comme la masse inertielle si le potentiel gravitationnel est nul. On a donc : $\alpha(0) = 1$. La relativité de la masse inertielle est une hypothèse physiquement acceptable puisque la notion de masse relativiste relative l'est déjà.

Le lagrangien devient :

$$\boxed{L = -\alpha(\Phi)m_0 c\sqrt{g_{\mu\nu}\dot{x}^\mu\dot{x}^\nu} - \alpha(\Phi)m_0\Phi} \ (1)$$

Pour plus de clarté, écrivons aussi : $\dot{s_0} = \sqrt{g_{\mu\nu}\dot{x}^\mu\dot{x}^\nu}$

On a donc : $L = -\alpha(\Phi)m_0 c\dot{s_0} - \alpha(\Phi)m_0\Phi$ [i]

L'équation lagrangienne restreinte aux variables spatiales s'écrit :

$$\frac{\partial L}{\partial x^i} - \frac{d}{d\tau}\frac{\partial L}{\partial \dot{x}^i} = 0 \qquad \text{[ii]}$$

Puisque Φ ne dépend pas explicitement de $\dot{x}^i$, on a :

$$-\frac{\partial \alpha(\Phi)m_0 c\dot{s_0}}{\partial x^i} - \frac{\partial \alpha(\Phi)m_0\Phi}{\partial x^i} + \frac{d}{d\tau}\frac{\partial \alpha(\Phi)m_0 c\dot{s_0}}{\partial \dot{x}^i} = 0 \qquad \text{[iii]}$$

Ce qui donne : $-\frac{\partial \alpha(\Phi)c\dot{s_0}}{\partial x^i} - \frac{\partial \alpha(\Phi)\Phi}{\partial x^i} + \frac{d}{d\tau}(\alpha(\Phi)\frac{\partial c\dot{s_0}}{\partial \dot{x^i}}) = 0$ [iv]

Il vient :

$$-\alpha(\Phi)\frac{\partial c\dot{s_0}}{\partial x^i} - \frac{\partial \alpha(\Phi)}{\partial x^i}c\dot{s_0} - \frac{\partial \alpha(\Phi)\Phi}{\partial x^i} + \frac{d\alpha(\Phi)}{d\tau}\frac{\partial c\dot{s_0}}{\partial \dot{x}^i} + \alpha(\Phi)\frac{d}{d\tau}\frac{\partial c\dot{s_0}}{\partial \dot{x}^i} = 0 \qquad \text{[v]}$$

On voit apparaître le lagrangien de la Relativité Générale dans le premier et le dernier terme de l'équation [v]. Posons $L_0 = -m_0 c\dot{s_0}$, il vient :

$$-\frac{\partial \alpha(\Phi)}{\partial x^i}c\dot{s_0} - \frac{\partial \alpha(\Phi)\Phi}{\partial x^i} + \frac{d\alpha(\Phi)}{d\tau}\frac{\partial c\dot{s_0}}{\partial \dot{x}^i} + \alpha(\Phi)(\frac{\partial L_0}{\partial x^i} - \frac{d}{d\tau}\frac{\partial L_0}{\partial \dot{x}^i})/m_0 = 0 \qquad \text{[vi]}$$

En paramétrant la trajectoire avec le temps propre du corps en mouvement, on a : $\dot{s_0} = c$. d'où :

$$-\frac{\partial(\alpha(\Phi)c^2+\alpha(\Phi)\Phi)}{\partial x^i}+\frac{d\alpha(\Phi)}{d\tau}\frac{\partial c\dot{s_0}}{\partial \dot{x}^i}+\alpha(\Phi)(\frac{\partial L_0}{\partial x^i}-\frac{d}{d\tau}\frac{\partial L_0}{\partial \dot{x}^i})/m_0=0 \qquad \text{[vii]}$$

Nous voyons que pour obtenir les équations du mouvement de la mécanique classique dans la limite newtonienne, nous devons nécessairement avoir :

$$\frac{\partial(\alpha(\Phi)c^2+\alpha(\Phi)\Phi)}{\partial x^i}=0 \qquad \text{[viii]}$$

Ce qui donne : $\alpha(\Phi)=(1+\Phi/c^2)^{-1}$ [ix]

Then: $\frac{d\alpha(\Phi)}{d\tau}=\frac{\partial\alpha(\Phi)}{\partial\Phi}\frac{\partial\Phi}{\partial x^\mu}\dot{x}^\mu=-(1+\Phi/c^2)^{-2}\frac{\partial\Phi}{\partial x^\mu}\dot{x}^\mu/c^2$ [x]

Partant, en réinjectant dans [vii] on a :

$$(\frac{\partial L_0}{\partial x^i}-\frac{d}{d\tau}\frac{\partial L_0}{\partial \dot{x}^i})/m_0=(1+\Phi/c^2)^{-1}\frac{\partial\Phi}{\partial x^\mu}\dot{x}^\mu\frac{\partial c\dot{s_0}}{\partial \dot{x}^i}/c^2 \qquad \text{[xi]}$$

Les notations peuvent être trompeuses. On ne peut remplacer $\dot{s_0}$ par c dans l'expression $\frac{\partial c\dot{s_0}}{\partial \dot{x}^i}$ puisqu'il s'agit d'une dérivée partielle. On a en réalité :

$$\frac{\partial c\dot{s_0}}{\partial \dot{x}^i}=c\cdot\frac{\partial\sqrt{g_{\mu\nu}\dot{x}^\mu\dot{x}^\nu}}{\partial \dot{x}^i}=c\cdot\frac{2\cdot g_{\mu i}\dot{x}^\mu}{2\cdot\sqrt{g_{\mu\nu}\dot{x}^\mu\dot{x}^\nu}}=c\cdot\frac{2\cdot\dot{x}_i}{2\cdot c}=\dot{x}_i$$

Partant : $(\frac{\partial L_0}{\partial x^i}-\frac{d}{d\tau}\frac{\partial L_0}{\partial \dot{x}^i})/m_0=(1+\Phi/c^2)^{-1}\frac{\partial\Phi}{\partial x^\mu}\dot{x}^\mu\dot{x}_i/c^2$ [xii]

Le calcul de $(\frac{\partial L_0}{\partial x^i}-\frac{d}{d\tau}\frac{\partial L_0}{\partial \dot{x}^i})/m_0$ donne un résultat standard de la Relativité Générale [1][2][3][4]:

$$(\frac{\partial L_0}{\partial x^i}-\frac{d}{d\tau}\frac{\partial L_0}{\partial \dot{x}^i})/m_0=g_{\mu i}\ddot{x}^\mu+1/2\cdot(-\partial^i g_{\mu\nu}+\partial^\mu g_{\nu i}+\partial^\nu g_{\mu i})\dot{x}^\mu\dot{x}^\nu \qquad \text{[xiii]}$$

En définissant les symboles de Christoffel par :

$$\Gamma^k_{\mu\nu}=g^{ik}/2\cdot(-\partial^i g_{\mu\nu}+\partial^\mu g_{\nu i}+\partial^\nu g_{\mu i})\dot{x}^\mu\dot{x}^\nu$$

(on rappelle que les lettres grecques vont de 0 à 3 alors que les lettre romaines vont de 1 à 3), on obtient en multipliant [xii] par g^{ik} (qui est l'inverse de la restriction de la métrique aux variables spatiales) :

$$\ddot{x}^k+\Gamma^k_{\mu\nu}\dot{x}^\mu\dot{x}^\nu=(1+\Phi/c^2)^{-1}\frac{\partial\Phi}{\partial x^\mu}\dot{x}^\mu\dot{x}^k/c^2 \qquad \text{[xiv]}$$

En négligeant les termes du second ordre, on obtient :

$$\boxed{\ddot{x}^k + \Gamma^k_{\mu\nu}\dot{x}^\mu\dot{x}^\nu = \frac{\partial\Phi}{\partial x^\mu}\dot{x}^\mu\dot{x}^k/c^2} \quad (2) \qquad \text{[xv]}$$

Ces équations du mouvement ressemblent aux équations géodésiques de la Relativité Générale. En champs faible et aux vitesses non-relativistes, si $\alpha(\Phi) = (1 + \Phi/c^2)^{-1}$ on obtient trivialement la limite newtonienne.

Partant, si la masse inertielle est relative telle que :

$$\boxed{m = (1 + \Phi/c^2)^{-1} m_0} \quad (3)$$

la gravitation décrite comme une force qui courbe l'espace-temps donne des résultats que décrite comme une simple courbure de l'espace-temps. La légère déviation par rapport à la Relativité Général prédite $\partial^\mu\Phi\dot{x}^\mu\dot{x}^k/c^2$ rend cette théorie testable.

Pour plus de clarté, écrivons : $m_0\dfrac{\partial\Phi}{\partial x^\mu}\dot{x}^\mu\dot{x}^k/c^2 = (-\vec{F}\cdot\vec{v})\cdot\vec{v}/c^2$

Où $\vec{F}$ est la force gravitationnelle et $\vec{v}$ est la vitesse du corps en mouvement. On peut l'interpréter comme une poussée supplémentaire que la Relativité Générale ne prévoit pas. Dans le cas de Mercure, sa vitesse autour du Soleil est $v = 47km/s$ donc $v^2/c^2 = 2.5 \cdot 10^{-8}$ ce qui rend cette poussée négligeable et difficilement détectable puisque le terme $\Gamma^k_{\mu\nu}\dot{x}^\mu\dot{x}^\nu$ est du même ordre de grandeur que l'accélération gravitationnelle $\vec{F}/m_0$. Une telle déviation pourrait être observée sur la sonde solaire Parker Solar Probe si la pression de radiation et le vent solaire peuvent être négligés. Cela serait un test de cette théorie.

Dans le cas d'un mouvement orbital, on voit que cette force est nulle pour une trajectoire circulaire. Elle peut donc être négligée pour de faibles excentricités ce qui donne les même prédictions de précessions orbitales que la Relativité Générale. Cela vaut en particulier pour la précession du périhélie de Mercure.

Dans cette section, nous avons décrit la gravitation par une théorie scalaire en guise d'introduction. Il est nécessaire d'étendre cette description à une théorie vectorielle, ce qui est le but des sections III et IV.

III - Une Force Courbant l'Espace-temps

Décrire la gravitation comme une force qui courbe l'espace-temps se doit de donner des équations du mouvement équivalentes à la Relativité Générale et rendre compte des phénomènes prédits par cette dernière tels que : La dilatation du temps, la courbure des rayons lumineux, le retard de Shapiro, l'effet Lens-Thirring et l'effet géodétique.

Nous savons que les effets Lens-Thirring et géodétiques sont tous deux bien décrits par le Gravitoélectromagnétisme [5] qui est une théorie de la gravitation en espace-temps plat analogue à l'électromagnétisme. Introduire la courbure de l'espace-temps dans la théorie gravitoélectromagnétique laisserait ces prédictions inchangées.

De manière analogue à l'expression de la théorie électromagnétique dans le cadre de la Relativité Générale, on peut considérer la gravitation comme une sorte de gravitoélectromagnétisme en espace-temps courbé et vérifier que l'on obtient les mêmes résultats que la Relativité Générale. Le lagrangien d'une particule chargée dans le cadre de la Relativité Générale s'écrit :

$$L = -mc\sqrt{g_{\mu\nu}\dot{x}^\mu\dot{x}^\nu} - q\dot{x}^\mu A_\mu$$

où A_μ est le quadrivecteur potentiel électromagnétique et q est la charge électrique de la particule. De manière analogue, considérons un quadrivecteur potentiel gravitationnel G_μ et considérons le lagrangien suivant :

$$L = -m_{inertial}c\sqrt{g_{\mu\nu}\dot{x}^\mu\dot{x}^\nu} - m_{gravitational}\dot{x}^\mu G_\mu$$

où $m_{inertial}$ est la masse inertielle du corps considéré et $m_{gravitational}$ est sa masse gravitationnelle. Pour des raisons qui s'éclairciront en Section IV, on définit la masse gravitationnelle comme suit :

$$m_{gravitational} = \gamma^{-1}m_{inertial}$$

où γ est défini par $\gamma^{-1} = \sqrt{g_{\mu\nu}\dfrac{dx^\mu}{dx^0}\dfrac{dx^\nu}{dx^0}}$ ce qui est une généralisation du facteur de Lorentz en espace-temps courbe.

De manière identique à la Section II, on suppose que la masse inertielle est relative telle que :

$$m_{inertial} = \alpha(\Phi)m_0$$

où m_0 est la masse au repos, définie comme la masse inertielle en potentielle gravitationnel nul : $\alpha(0) = 1$. Le lagrangien devient :

$$\boxed{L = -\alpha(\Phi) m_0 c \sqrt{g_{\mu\nu}\dot{x}^\mu \dot{x}^\nu} - \gamma^{-1}\alpha(\Phi) m_0 \dot{x}^\mu G_\mu} \quad (4)$$

Le calcul exact du quadrivecteur potentiel G_μ n'est pas le sujet de cet article. La gravitation n'étant pas nécessairement newtonienne le calcul du potentiel gravitationnel doit faire l'objet d'une étude à part entière. Si la gravitation est newtonienne, le quadrivecteur potentiel gravitationnel serait l'exact analogue du quadrivecteur électromagnétique où on aurait simplement remplacé ϵ_0 par $-1/4\pi\mathcal{G}$ où $\mathcal{G}$ est la constante de Newton.

Dans la théorie électromagnétique, le quadrivecteur potentiel est de la forme $A_\mu = (V/c, \vec{A})$ où V est le potentiel électrique et $\vec{A}$ est le potentiel vecteur. Même si l'expression de G_μ dépend de la théorie utilisée (pas nécessairement newtonienne), de manière analogue à l'électromagnétisme, nous savons qu'il est de la forme $G_\mu = (\Phi/c, \vec{G})$ où Φ est le potentiel gravitationnel scalaire ce qui est suffisant dans le cadre de cette théorie.

Le champs magnétique est défini comme le rotationnel de $\vec{A}$. De manière analogue à l'électromagnétisme, définir le tenseur gravitationnel de cette manière :

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu G_\nu - \partial_\nu G_\mu = \begin{pmatrix} 0 & -\frac{1}{c}E^x_{\mathcal{G}} & -\frac{1}{c}E^y_{\mathcal{G}} & -\frac{1}{c}E^z_{\mathcal{G}} \\ \frac{1}{c}E^x_{\mathcal{G}} & 0 & B^z_{\mathcal{G}} & -B^y_{\mathcal{G}} \\ \frac{1}{c}E^y_{\mathcal{G}} & -B^z_{\mathcal{G}} & 0 & B^x_{\mathcal{G}} \\ \frac{1}{c}E^z_{\mathcal{G}} & B^y_{\mathcal{G}} & -B^x_{\mathcal{G}} & 0 \end{pmatrix}$$

fournit une bonne description des effets Lens-Thirring et géodétique.

Nous avons omis de mentionner les ondes gravitationnels dans les tests de la Relativité Générale car elles sont dûes à un choix arbitraire de jauge. Alors qu'en décrivant la gravitation comme une force qui courbe l'espace-temps les ondes gravitationnelles apparaissent naturellement puisque G_μ est un vecteur lorentzien par définition. En effet, la jauge de Lorentz induit une équation d'onde du potentiel.

IV - Dynamique Non-Relativiste en Champs Faibles

On considère le lagrangien suivant introduit dans la section précédente :

$$L = -\alpha(\Phi) m_0 c \sqrt{g_{\mu\nu}\dot{x}^\mu \dot{x}^\nu} - \gamma^{-1}\alpha(\Phi) m_0 \dot{x}^\mu G_\mu \qquad [i]$$

Montrons que l'on retrouve le cas particulier de la théorie scalaire introduite en Section II lorsque les effets Lens-Thirring et géodétiques peuvent être négligés dans le cas des vitesses non-relativistes ($v << c$) et en champs faibles ($\Phi << c^2$).

Commençons par simplifier le lagrangien en négligeant les termes du second ordre. Si les effets Lens-Thirring et géodétiques peuvent être négligés, alors les termes croisés de la métrique entre l'espace et le temps peuvent être négligés. En paramétrant le mouvement par le temps propre, on a $c^2 = g_{00}(\dot{x}^0)^2 + g_{ij}\dot{x}^i\dot{x}^j$ ce qui donne pour des vitesses non-relativistes :

$$\dot{x}^0 \cdot \sqrt{g_{00}} = c \cdot (1 - 1/2 \cdot g_{ij}\dot{x}^i\dot{x}^j/c^2) \qquad \text{[ii]}$$

Parallèlement, avec $\gamma^{-1} = \sqrt{g_{\mu\nu}\frac{dx^\mu}{dx^0}\frac{dx^\nu}{dx^0}}$, on a :

$$\gamma^{-1}/\sqrt{g_{00}} = \sqrt{g_{\mu\nu}/g_{00} \cdot \frac{dx^\mu}{dx^0}\frac{dx^\nu}{dx^0}} = \sqrt{1 + g_{ij}/g_{00} \cdot \frac{dx^i}{dx^0}\frac{dx^j}{dx^0}} \qquad \text{[iii]}$$

Puisque $\frac{dx^0}{d\tau} = \dot{x}^0$ et que pour les vitesses non-relativistes on a $\dot{x}^0 \approx c$, en négligeant les termes du second ordre on obtient :

$$\gamma^{-1}/\sqrt{g_{00}} = \sqrt{1 + g_{ij}/g_{00} \cdot \dot{x}^i\dot{x}^j/(\dot{x}^0)^2} = 1 + 1/2 \cdot g_{ij}/g_{00} \cdot \dot{x}^i\dot{x}^j/c^2 \qquad \text{[iv]}$$

Puisque en champs faibles on a $1/g_{00} \approx 1 - 2\Phi/c^2$, en négligeant les termes de second ordre on obtient :

$$\gamma^{-1}/\sqrt{g_{00}} = (1 + 1/2 \cdot g_{ij}\dot{x}^i\dot{x}^j/c^2) \qquad \text{[v]}$$

En multipliant [ii] et [v] on obtient :

$$\gamma^{-1}\dot{x}^0 = c \cdot (1 + 1/2 \cdot g_{ij}\dot{x}^i\dot{x}^j/c^2 - 1/2 \cdot g_{ij}\dot{x}^i\dot{x}^j/c^2 - (1/2 \cdot g_{ij}\dot{x}^i\dot{x}^j/c^2)^2) \qquad \text{[vi]}$$

En négligeant de nouveau les termes de second ordre on obtient: $\gamma^{-1}\dot{x}^0 = c$ [vii]

D'autre part, puisque les effets Lens-Thirring et géodétiques sont négligés, nous avons $G_0 = \Phi/c$ et $G_i = 0$ ce qui donne :

$$\dot{x}^\mu G_\mu = \dot{x}^0 G_0 = \dot{x}^0\Phi/c \qquad \text{[viii]}$$

En réinjectant [vii] on obtient : $\gamma^{-1}\dot{x}^\mu G_\mu = \gamma^{-1}\dot{x}^0\Phi/c = \Phi$ [ix]

On voit que l'introduction du facteur de Lorentz dans la définition de la masse gravitationnelle permet de supprimer des termes perturbatifs. Cette définition a une interprétation physique intuitive cependant : plus un corps est rapide, plus sa masse relativiste augmente et moins il devient sensible à l'influence d'une force. Prendre cet effet en considération implique d'introduire le facteur de Lorentz dans le lagrangien.

Le lagrangien [i] devient :

$$L = -\alpha(\Phi) m_0 c \sqrt{g_{\mu\nu}\dot{x}^\mu \dot{x}^\nu} - \alpha(\Phi) m_0 \Phi \qquad \text{[x]}$$

Ce qui est le cas particulier que nous avons étudié en Section II. Ainsi, si la masse inertielle est relative telle que $m_{inertial} = (1 + \Phi/c^2)^{-1} m_0$, décrire la gravité comme une force qui courbe l'espace-temps donne des équations du mouvement similaires à celle de la Relativité Générale tout en prédisant une déviation testable.

Le lagrangien de cette théorie est donc :

$$\boxed{L = -(1 + \Phi/c^2)^{-1} m_0 c \sqrt{g_{\mu\nu}\dot{x}^\mu \dot{x}^\nu} - \gamma^{-1}(1 + \Phi/c^2)^{-1} m_0 \dot{x}^\mu G_\mu} \quad (5)$$

avec $\gamma^{-1} = \sqrt{g_{\mu\nu} \dfrac{dx^\mu}{dx^0} \dfrac{dx^\nu}{dx^0}}$.

Le lecteur aura peut-être remarqué que les variables du lagrangien x^μ et $\dot{x}^\mu$ ne sont pas indépendantes puisque le choix de la paramétrisation par le temps propre impose $c^2 = g_{00}(\dot{x}^0)^2 + g_{ij}\dot{x}^i\dot{x}^j$. On choisit alors l'ensemble de variables le plus pertinent. Puisque l'espace et le temps sont disjoints par hypothèse, il paraît judicieux de choisir x^i et $\dot{x}^i$ comme ensemble de variables indépendantes. C'est pourquoi nous avons restreint l'équation lagrangienne aux variables spatiales en Section II.

Nous avons à présent une théorie vectorielle de la gravitation qui aboutit à des équations du mouvement équivalente à celle de la Relativité Générale et rend compte des effets Lens-Thirring et géodétique. Il nous reste plus qu'à établir l'équation de la métrique de sorte que la métrique de Schwarzschild en soit un cas particulier. Une telle métrique, associée au lagrangien de cette théorie rendrait compte de la précession du périhélie de Mercure, de la dilatation du temps, de la courbure des rayons lumineux par le soleil ainsi que du retard de Shapiro. Pour cela, intéressons-nous tout d'abord aux implications physiques de la relativité de la masse inertielle dans la prochaine section.

V - Implications Physiques

L'hypothèse de la relativité de la masse donne des résultats équivalents à la Relativité Générale en champs faibles et aux vitesses non-relativistes. Intéressons-nous dans cette section ce que cela implique.

On voit que l'on peut donner une interprétation physique à la grandeur $E_\Phi = m_{inertial}c^2$ en utilisant l'hypothèse de relativité de la masse inertielle :

$E_\Phi = m_0c^2/(1+\Phi/c^2)$

Généralisé à une particule relativiste on a :

$E_\Phi = \gamma mc^2/(1+\Phi/c^2)$ où $\gamma = 1/\sqrt{1-v^2/c^2}$ est le facteur de Lorentz [6].

Ce peut s'écrire aussi sous la forme : $E_\Phi = \sqrt{m_0^2c^4 + p_0^2c^2}(1+\Phi/c^2)$

Où encore, pour simplifier : $\boxed{E_\Phi = E_0/(1+\Phi/c^2)}$ (6)

En appliquant cela aux photons d'énergie $E_0 = h\nu_0$, avec $E_\Phi = h\nu_\Phi$ on a :

$\nu_\Phi = \nu_0/(1+\Phi/c^2)$

Cela ressemble étrangement à la formule du décalage vers le rouge gravitationnel. On peut donc définir E_Φ comme étant l'Energie Apparente d'un corps.

En l'écrivant sous la forme $E_\Phi = E_0/\sqrt{g_{00}}$, on voit que tout se passe comme si l'énergie d'un corps massique pouvait être décalé vers le rouge en quelque sorte. Cette propriété étant exclusivement ondulatoire, de cette remarque naît naturellement le principe de dualité onde-corpuscule. Cela est extrêmement surprenant et mériterait que l'on aborde différemment le statut des mathématiques dans la physique fondamentale qui semblent exhiber là un caractère prescriptif.

L'énergie apparente n'a rien de nouveau. Quand une onde est décalée vers le rouge par effet Doppler, on parle de fréquence apparente concernant la fréquence observée. De manière analogue, l'énergie d'un photon du point de vue d'un observateur mobile ne change pas, mais l'énergie associée à sa fréquence décalée vers le rouge est en fait son énergie apparente.

Cette interprétation physique implique que le facteur de dilatation temporel soit : $g_{00} = (1+\Phi/c^2)^2$

Cela fournit une nouvelle déviation par rapport à la Relativité Générale puisque d'après cette dernière on a :

$g_{00,schwarzschild} = 1 + 2\Phi/c^2$

La différence entre les deux expression est $(\Phi/c^2)^2$. Ce qui est potentiellement mesurable et est un nouveau test de cette théorie.

VI - Interprétation Physique de la Métrique de Schwarzschild

Dans cette section nous mettons en évidence une interprétation physique de la métrique de Schwarzschild qui sera adopté comme postulat fondamental de la Gravitation Disruptive, au même titre que le Principe d'Equivalence est le postulat fondmental de la Relativité Générale. Ce postulat permettra d'établir l'équation de la métrique dans les sections VII et VIII.

Analysons la métrique de Schwarzschild [7] :

$$ds^2 = (1 + 2\Phi/c^2)c^2dt^2 - (1 + 2\Phi/c^2)^{-1}dr^2 - r^2(d\theta^2 + sin^2\theta d\psi^2)$$

En champs faibles cette métrique est équivalente à la métrique suivante :

$$ds^2 = (1 + \Phi/c^2)^2c^2dt^2 - (1 + \Phi/c^2)^{-2}dr^2 - r^2(d\theta^2 + sin^2\theta d\psi^2)$$

Les termes croisés entre l'espace et le temps étant nuls, on peut définir la métrique spatiale comme suit :

$$ds^2_{Space} = (1 + \Phi/c^2)^{-2}dr^2 + r^2(d\theta^2 + sin^2\theta d\psi^2)$$

Sachant que l'élément de volume d'une variété riemannienne est la racine carrée de la valeur absolue du déterminant de la métrique multiplié par les éléments de coordonné, pour la métrique définie précédemment on a donc :

$$dV = \sqrt{(1 + \Phi/c^2)^{-2} \cdot r^2 \cdot r^2 sin^2\theta} \cdot drd\theta d\psi = (1 + \Phi/c^2)^{-1} \cdot r^2|sin\theta|drd\theta d\psi$$

Il vient :

$$(1 + \Phi/c^2) \cdot dV = r^2|sin\theta|drd\theta d\psi$$

Cela ne dépend pas de Φ, ce qui est un principe d'invariance. Multiplions alors par ρc^2 où ρ est une hypothétique masse volumique du vide. On obtient :

$$(\rho c^2 + \rho\Phi) \cdot dV = \rho c^2 \cdot r^2|sin\theta|drd\theta d\psi$$

En d'autres termes, de manière analogue au principe d'invariance de la vitesse de la lumière, nous avons le principe suivant :

"L'énergie du vide est invariante".

De la même façon que la vitesse induit une dilatation du temps par invariance de la vitesse de la lumière, le potentiel gravitationnel induirait une dilatation de l'espace par invariance de l'énergie du vide.

Le lecteur remarquera une fois de plus que cela interroge profondément sur le statut des mathématiques dans la physique fondamentale. Leur caractère prescriptif devrait être un sujet d'étude sérieux.

Le principe d'Invariance de l'Energie du Vide (que l'on abrègera en IEV) est le postulat fondamental de de Gravitation Disruptive. Nous verrons qu'il permet de retrouver la métrique de Schwarzschild et donc même aux mêmes résultats expérimentaux que la Relativité Générale.

Dans les sections VII et VIII, nous établissons l'équation de la métrique grâce à ce principe.

VII - Détermination de la Métrique (partie I)

Dans les sections II, III, et IV nous avons montré que la gravité peut être décrite comme une force qui courbe l'espace-temps en établissant le cadre théorique correspondant. Il nous reste plus qu'à établir l'équation de la métrique de sorte que la métrique de Schwarzschild en soit une solution particuliaire.

On vient naturellement à postuler que la métrique $g_{\mu\nu}$ est de la forme :

$$g = \begin{pmatrix} g_{00}(\Phi) & 0 \\ 0 & -g_s(\Phi) \end{pmatrix}$$

En effet, dans le cadre de la Relativité Générale, les termes croisées entre l'espace et le temps étant responsables des effets Lens-Thirring et géodétique, puisque ces derniers sont déjà pris en compte en considérant la gravitation comme une force qui courbe l'espace-temps, on peut postuler que les termes croisées sont nuls, c'est à dire que l'espace et le temps sont disjoints.

Cette disjonction permet de considérer que l'espace et le temps sont indépendamment dilaté par l'IEV.

Commençons par établir l'expression de $det(g_s)$ et de g_{00} grâce à l'IEV.

A un temps t donné, dans un élément de volume $dx_1dx_2dx_3$, sous un potentiel gravitationnel nul et une énergie volumique du vide $\mathcal{E}_0$, on a :

$$dE_0 = \mathcal{E}_0 dx_1 dx_2 dx_3$$

et sous un potentiel gravitationnel non-nécessairement nul Φ on a :

$$dE_\Phi = \mathcal{E}_0(1 + \Phi/c^2)\sqrt{det(g_s)}dx_1dx_2dx_3$$

En appliquant l'IEV, on a : $dE_0 = dE_\Phi$.

Il vient :

$$\boxed{det(g_s) = (1 + \Phi/c^2)^{-2}} \quad (7)$$

Appliquons à présent l'IEV dans le domaine temporel pour avoir une méthode plus rigoureuse permettant de déterminer g_{00}.

Le raisonnement est similaire à celui correspondant à la détermination de la formule du décalage vers le rouge gravitationnel. On raisonne en termes d'évènements observés.

Soit E_0 l'énergie totale du vide et N le nombre d'évènements.

L'énergie totale du vide par unité de temps pour un observateur dans un potentiel gravitationnel nul est :

$$P_0 = \frac{d(NE_0)}{dt}$$

L'énergie totale du vide pour ce même observateur dans un champ gravitationnel Φ non-nécessairement nul est :

$$P_\Phi = \frac{d(NE_0(1 + \Phi/c^2))}{d\tau}$$

En appliquant l'IEV, on a : $P_0 = P_\Phi$

Il vient : $E_0 dN d\tau = E_0(1 + \Phi/c^2)dNdt$

avec $d\tau^2 = g_{00}dt^2$ il vient donc :

$$\boxed{g_{00} = (1 + \Phi/c^2)^2} \quad (8)$$

L'équation du mouvement [xv] de la Section II, devient aux vitesses non-relativistes :

$$\ddot{x}^k + \Gamma^k_{00}\dot{x}^0\dot{x}^0 = 0$$

En champs faibles, on a le résultat classique issu de la Relativité Générale suivant :

$$\ddot{x}^k = -1/2 \cdot \partial_k h_{00} c^2$$

où $h_{\mu\nu} = g_{\mu\nu} - \eta_{\mu\nu}$ est une perturbation de la métrique.

Puisque par application de l'IEV on a $h_{00} = 2\Phi/c^2$ on retrouve la loi de Newton [8].

VIII - Détermination de la Métrique (partie 2)

Nous n'avons toujours pas complètement déterminé g_s. Toute expression de g_s permettant de retrouver la métrique de Schwarzschild pour une distribution de masse correspondant au Soleil permettrait de rendre compte de toutes les données expérimentales.

Le fait de considérer la gravitation comme une force qui courbe l'espace-temps nous donnera une expression de g_s différente de celle obtenue par la Relativité Générale. Cela ne change rien dans la limite newtonienne, puisque dans ce cas particulier, seul g_{00} est nécessaire pour établir les équations du mouvement. On détermine g_s en prenant en compte la contribution à la déformation spatiale de chaque partie de la distribution de masse. Dans le cas d'une distribution sphérique, à une distance très grande devant le diamètre de la sphère, celle-ci est assimilable à un point ce qui induit une déformation radiale. A contrario, a proximité de la sphère, la déformation aura une composante ortho-radiale et azimutale. Une dilatation non-radiale de l'espace est une prédiction testable de cette théorie.

La courbure de l'espace induite par une masse ponctuelle est nécessairement radiale pour des raisons physiques évidentes. Dans une base orthonormale locale $(\vec{e_r}, \vec{e_u}, \vec{e_v})$ où $\vec{e_r}$ est le vecteur radial, la métrique spatiale $-g_{s,ruv}$ est alors de la forme :

$$g_{s,ruv} = \begin{pmatrix} \beta^{-2} & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} = I + (\beta^{-2} - 1) \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

En appliquant l'IEV on obtient : $\beta = 1 + \Phi/c^2$.

Soit M^T la matrice de changement de base de $(\vec{e_r}, \vec{e_u}, \vec{e_v})$ vers $(\vec{e_1}, \vec{e_2}, \vec{e_3})$. En posant $\vec{e_r} = r_i\vec{e_i}$, $\vec{e_u} = u_i\vec{e_i}$ et $\vec{e_v} = v_i\vec{e_i}$, le changement de coordonnées aboutit à :

$$g_s = M^T g_{s,ruv} M \text{ avec } M^T = \begin{pmatrix} r_1 & u_1 & v_1 \\ r_2 & u_2 & v_2 \\ r_3 & u_3 & v_3 \end{pmatrix}$$

Puisque $M^T M = I$, il vient : $g_s = I + (\beta^{-2} - 1)M^T \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} M$

Finalement :

$$g_s = I + (\beta^{-2} - 1) \begin{pmatrix} r_1^2 & r_1 r_2 & r_1 r_3 \\ r_2 r_1 & r_2^2 & r_2 r_3 \\ r_3 r_1 & r_3 r_2 & r_3^2 \end{pmatrix} \text{ ou encore } g_{s,ij} = \delta_{ij} + (\beta^{-2} - 1) r_i r_j$$

En champs faibles, c'est en quelque sorte une expression de la métrique de Schwarzschild en coordonnées sphériques. Cela ne dépend pas du choix de $\vec{e_u}$ et $\vec{e_v}$. Dans le cas d'une distribution de masse, le vecteur unitaire pointant d'un point massique vers un point de l'espace s'identifie au vecteur radial $\vec{e_r}$ on peut donc cumuler l'influence de chacun des points de la distribution grâce à la formule précédemment établie.

Pour un potentiel infinitésimal $d\Phi$, on a $\beta^{-2} - 1 = -2d\Phi/c^2$. On peut cumuler l'influence de chacun des points de la distribution en intégrant sur l'ensemble de la distribution. On obtient :

$$g_{s,ij} = \delta_{ij} + \lambda \cdot \int -2 r_i r_j d\Phi/c^2 \text{ avec } \lambda \text{ tel que } det(g_s) = (1 + \Phi/c^2)^{-2}$$

L'espace étant courbé, il se peut qu'il n'y ait pas un choix unique de r_i (dans le cas d'un effet de lentille par exemple). On donc amené à introduire la notion de potentiel angulaire de la distribution $\phi(\vec{\sigma})$, où $\vec{\sigma}$ est la direction observée homogène à une potentiel gravitationnel par unité d'angle solide. Cela mène à l'équation suivante :

$$\boxed{g_{s,ij} = \delta_{ij} + \lambda \cdot \int -2\phi(\vec{\sigma})/c^2 \cdot r_i(\vec{\sigma}) r_j(\vec{\sigma}) d\sigma} \quad (9)$$

Avec : $\boxed{B_{ij} = \int -2\phi(\vec{\sigma})/c^2 \cdot r_i(\vec{\sigma}) r_j(\vec{\sigma}) d\sigma}$ (10)

On a : $g_{s,ij} = \delta_{ij} + \lambda B_{ij}$

En fait, pour toute fonction f sur l'ensemble des matrices 3x3 telles que $f(P^{-1}MP) = P^{-1}f(M)P$ et $f(M) = I+M$ si M est petit devant I, $g_s = f(\lambda B)$ serait aussi acceptable car donnerait les mêmes résultats expérimentaux en champs faibles. Pour des raisons physiques, au lieu de sommer les déformations infinitésimales de l'espace, on devrait les multiplier. On obtiendrait alors :

$$\boxed{g_s = e^{\lambda B}} \quad (11)$$

Déterminer λ est alors trivial. Puisque B est symétrique, B est diagonale dans une certaine base, et $e^{\lambda B}$ est alors une matrice diagonale dans cette même base. Le déterminant de $e^{\lambda B}$ l'exponentielle de la somme des valeurs propres de λB. La somme des valeurs propres étant égale à la trace de λB, on a donc :

$$det(e^{\lambda B}) = e^{Tr(\lambda B)}$$

En appliquant l'IEV on a alors : $e^{\lambda Tr(B)} = (1 + \Phi/c^2)^{-2}$

D'où : $\boxed{\lambda = -2 \cdot ln(1 + \Phi/c^2)/Tr(B)}$ (12)

Ainsi, dans la limite des champs faibles : $\boxed{g_{s,ij} = \delta_{ij} - 2\Phi/c^2 \cdot B_{ij}/B_{kk}}$ (13)

Dans le cas d'une masse ponctuelle, la distribution est radiale. Partant, en coordonnée sphérique centrée sur la masse en question on obtient la métrique s'apparentant à la métrique de Schwarzschild suivante :

$$\boxed{ds^2 = (1 + \Phi/c^2)^2 c^2 dt^2 - (1 + \Phi/c^2)^{-2} dr^2 - r^2(d\theta^2 + sin^2\theta d\psi^2)} \quad (14)$$

La masse du Soleil étant concentrée en son coeur, ce dernier est assimilable à un point et la métrique ci-dessus est valable permettant de prédire l'avance du périhélie de Mercure et la déviation des rayons lumineux par le Soleil. Mais dans le cas d'une distribution sphérique comme la Terre, à la surface de celle-ci, la dilatation radiale serait plus faible que celle prévue par la Relativité Générale puisque la déformation de l'espace est la résultant des déformations infinitésimale de toutes les parties de la distribution de masse de la Terre. Cela induit une composante radiale et orthoradiale de la dilatation de l'espace qui n'est pas attendue dans le cadre de la Relativité Générale. Cela pourrait être mis en évidence où infirmé par des méthodes interférométriques ce qui est un test de plus de cette théorie. Probablement le plus simple à mettre en oeuvre. Des simulations numériques suffiraient à établir la valeur de la dilatation radiale attendue.

IX - Résumé

La Gravitation Disruptive peut être résumée par les équations suivantes :

$\Phi_0 = \Phi$

$L = -(1+\Phi_0/c^2)^{-1} m_0 c \sqrt{g_{\mu\nu}\dot{x^\mu}\dot{x^\nu}} - \gamma^{-1}(1+\Phi_0/c^2)^{-1} m_0 \dot{x^\mu} G_\mu$

$\gamma^{-1} = \sqrt{g_{\mu\nu}\frac{dx^\mu}{dx^0}\frac{dx^\nu}{dx^0}}$

$g = \begin{pmatrix} (1+\Phi_0/c^2)^2 & 0 \\ 0 & -e^{\lambda B} \end{pmatrix}$

$B_{ij} = \int -2\phi_0(\vec{\sigma})/c^2 \cdot r_i(\vec{\sigma}) r_j(\vec{\sigma}) d\sigma$

$\lambda = -2 \cdot ln(1+\Phi/c^2)/Tr(B)$

Cette théorie peut être facilement adaptée à toute violation du principe d'équivalence faible en séparant le potentiel gravitationnel du vide du potentiel gravitationnel du corps considéré : $\Phi_0 \neq \Phi$

X - Expansion de l'Univers

Dans le cadre de la Gravitation Disruptive, en supposant que l'univers a un âge ainsi qu'un contenu homogène et isotrope, le potentiel gravitationnel de l'univers croît en valeur absolue avec son âge. La variation du potentiel gravitationnel induit une variation de son facteur d'échelle.

Regardons comment évolue le potentiel gravitationnel d'un tel univers de masse volumique ρ depuis le début de son existence. Le potentiel est induit par la masse incluse dans un rayon cT où c est la vitesse de la lumière et T est l'âge de l'univers. En notant $\phi(r)$ le potentiel induit par unité de masse ($\phi(r) = -\mathcal{G}/r$ dans le cas Newtonien), on a :

$\Phi = \int_0^{cT} \phi(r)\rho \cdot 4\pi r^2 dr$

En prenant en compte la dilatation de l'espace et la conservation de la matière on a :

$\rho = \rho_0 \cdot (1+\Phi/c^2)^{-1}$

En faisant le changement de variable $t = r/c$ on a :

$\Phi = 4\pi\rho_0 c^3 \cdot \int_0^T \phi(ct)(1+\Phi/c^2)^{-1}t^2 dt$

D'où l'équation différentielle du potentiel gravitationnel de l'univers :

$d\Phi/dT = 4\pi\rho_0 c^3 \cdot \phi(cT)(1+\Phi/c^2)^{-1}T^2$

En séparant les variables on a :

$\Phi + \Phi^2/2c^2 = 4\pi\rho_0 c^3 \cdot \int_0^T \phi(ct)t^2 dt$

D'où la solution :

$$\boxed{1+\Phi/c^2 = \sqrt{1+8c\pi\rho_0 \cdot \int_0^T \phi(ct)t^2 dt}} \quad (15)$$

Le temps T est le temps qui s'est écoulé du point de vu d'un observateur isolé dans un champ gravitationnel nul.

L'univers étant homogène, en notant a le facteur d'échelle, par l'application l'IEV on a $a = (1+\Phi/c^2)^{-1/3}$ d'où l'expression :

$$\boxed{a(T) = (1+8c\pi\rho_0 \cdot \int_0^T \phi(ct)t^2 dt)^{-1/6}} \quad (16)$$

Pour pouvoir comparer les résultats à ceux obtenus à partir d'un modèle de Friedmann-Lemaitre-Robertson-Walker, on doit exprimer le facteur d'échelle en fonction d'un temps équivalent au temps propre d'observateurs comobiles. Le temps T_c d'un observateur comobile vérifie :

$dT_c = \sqrt{g_{00}}dT = (1+\Phi(T)/c^2)dT$

Il vient: $\boxed{T_c = \int_0^T (1+8c\pi\rho_0 \cdot \int_0^t \phi(c\tau)\tau^2 d\tau)^{1/2} dt}$ (17)

Intuitivement, le facteur d'échelle a une accélération positive car elle résulte d'une division par une quantité qui s'approche de de zéro. Intéressons-nous au cas newtonien $\phi(r) = -\mathcal{G}/r$ en guise d'illustration. On a :

$T_c = \int_0^T (1-4\pi\mathcal{G}\rho_0 t^2)^{1/2} dt$

Et : $a(T) = (1-4\pi\mathcal{G}\rho_0 T^2)^{-1/6}$

On voit que dans le cas newtonien on obtient une accélération de l'expansion de l'univers. Le potentiel n'est pas nécessairement newtonien mais on voit que pour des potentiels gravitationnels satisfaisant $\mathcal{G}/r\cdot\phi(r)^{-1} = o(1)$ on obtient une expansion accélérée. Dans un tel modèle, l'Energie Noire n'est pas nécessaire.

XI - Quantification de la Gravitation

La principale difficulté de la quantification de la gravitation est liée au fait que dans le cadre de la Relativité Générale l'espace et le temps ne sont pas disjoint en plus du fait que gravitation ne soit pas considérée comme une force. Dans le cadre de la Gravitation Disruptive, ces problèmes disparaissent par définition. Le lecteur peut donc chercher à rendre le Modèle Standard compatible avec cette théorie et atteindre la gravitation quantique. Ce qui suit est basé sur l'équation de Fock [9] qui est une version de l'équation de Dirac en espace courbe :

$$[i\gamma^\mu(\partial_\mu - \Gamma_\mu - ieA_\mu) - m]\cdot\psi = 0$$

où γ_μ sont les matrices gamma généralisées qui définissent l'algèbre covariante de Clifford [10]: $\gamma_\mu\gamma_\nu + \gamma_\nu\gamma_\mu = 2g_{\mu\nu}$

où $g_{\mu\nu}$ est la métrique de l'espace-temps, Γ_μ est la connection spinorielle affine, et A_μ est le quadrivecteur potentiel électromagnétique.

Pour prendre en compte la gravitation, il suffit de tenir compte de la relativité de la masse $m = m_0(1 + \Phi_0/c^2)^{-1}$ et considérer le quadrivecteur potentiel gravitationnel G_μ. On obtient:

$$\boxed{[i\gamma^\mu(\partial_\mu - \Gamma_\mu - ieA_\mu - im_0(1 + \Phi_0/c^2)^{-1}G_\mu) - m_0(1 + \Phi_0/c^2)^{-1}]\cdot\psi = 0} \quad (18)$$

Afin de faire le même travail avec le Modèle Standard de la Physique des Particules on pourrait supposer dans un premier temps que la gravitation est newtonienne ce qui en ferait le parfait analogue de l'électromagnétique et permettrait de réutiliser les mêmes équations. Le lecteur peut s'intéresser à cette voie de recherche pour établir une première description quantique de gravitation.

XII - CONCLUSION

La Gravitation Disruptive est une alternative à la Relativité Générale testable expérimentalement qui résoud les principaux problèmes qui s'opposent à la quantification de la gravité. Seule l'expérience pourrait permettre de valider ou d'invalider cette théorie.

On a montré en sections II, III et IV que décrire la gravitation comme une force qui courbe l'espace-temps donne des équations du mouvement similaire

aux équations géodésiques de l'espace-temps tout en exhibant une déviation testable et mesurable qui s'apparente à une forme de poussée qui n'est pas prévue par la Relativité Générale. Cela pourrait être observé sur des sondes solaires telles que Parker Solar Probe. Cette poussée supplémentaire pourrait être la clef de l'énigme de la forte excentricité de Mercure alors que les effets de marée devraient tendre à rendre sa trajectoire circulaire.

Nous avons ensuite vu en Section VI que la métrique de Schwarzschild a une interprétation physique analogue à l'invariance de la vitesse de la lumière. Il en résulte le principe d'invariance de l'énergie du vide qui est le postulat fondamentale de la Gravitation Disruptive.

Enfin, grâce à ce principe, nous avons établi l'équation de la métrique en sections VII et VIII. Cela a mis en évidence une autre déviation par rapport à la Relativité Générale en prédisant une composante orthoradiale et azimutale de la dilation de l'espace.

Cette théorie est un changement de paradigme majeur pour la gravitation qui permet d'expliquer l'accélération de l'expansion de l'univers sans recourir à la notion arbitraire d'Energie Noire. De plus, en considérant l'espace et le temps comme indépendants en plus de considérer la gravitation comme une force dans un espace-temps courbé, la Gravitation Disruptive s'affranchit des principales difficultés qui empêche sa quantification. Le lecteur pourrait donc quantifier la gravitation dans ce cadre théorique en le rendant compatible avec le Modèle Standard de la Physique des particules.

Références:

[1] A. Einstein, Schilpp 82 (1915)

[2] A. Einstein, Schilpp 83; CP 6, 21 and 22 (1915)

[3] A. Einstein, Schilpp 84; CP 6, 24 (1915)

[4] A. Einstein, Schilpp 85; CP 6, 25 (1915)

[5] O. Heaviside, "A gravitational and electromagnetic analogy". The Electrician. 31: 81–82. (1893)

[6] H. A. Lorentz, "Electromagnetic phenomena in a system moving with any velocity smaller than that of light" (1904)

[7] K. Schwarzschild, "Über das Gravitationsfeld eines Massenpunktes nach der Einsteinschen Theorie" (1916)

[8] I. Newton, "Philosophiae naturalis principia mathematica" (1687)

[9] H. Tetrode, Z. Phys. 50, 336 (1928)

[10] V. Fock, Z. Phys. 57, 261 (1929)

CentraleSupelec (FRANCE), 9 Mai 2019, mise à jour au 25 Juin 2020,
Document original certifié par blockchain via proofofexistence.com :
vixra.org/pdf/1905.0264v1.pdf

I - INTRODUCTION

Understanding gravity is one of the most important challenges of modern science. For a long time, General Relativity had no reason to be questioned since it was in line with the observations. That was until the observation of an unexpectedly high rotation speed of galaxies and then, more recently, the discovery of the accelerating expanding universe through observations of distant supernovae. Both are not explainable through General Relativity unless we hypothesize the existence of Dark Matter and Dark Energy respectively, accounting for 95% of the energy of the universe. Current research focuses on creating models to describe Dark Matter and Dark Energy instead of seriously questioning General Relativity. Thinking differently about gravitation might be the key to understanding it better.

Newton thought of it as a force, then Einstein theorized it as a spacetime curvature, but what if gravity could be described as a force able to bend spacetime instead? This paper shows that gravity can be consistently described as a spacetime-bending force based on a physical principle inferred from the Schwarzschild metric. We show that, writing the Lagrangian of a force in curved spacetime, we get equivalent equations of motion as General Relativity thanks to a physically acceptable hypothesis. From a simple homogeneous universe model, we then show that it is possible to explain the accelerating expanding universe with no Dark Energy. As a spacetime-bending force, gravity becomes quantizable as a force in curved spacetime analogous to electromagnetism.

In this paper, Greek letters range from 0 to 3 (representing spacetime) and Roman letters range from 1 to 3 (representing space). The metric signature is $(+---)$ and we use Einstein's summation convention. The Greek capital letter Φ is the gravitational potential.

II - A Preliminary Scalar Approach

In this section, we study a scalar approach of gravitation as a spacetime-bending force as an introduction to the theory. It is a special case of the theory specified in Section III and IV.

Einstein's General Relativity states that a body moving through gravity is just following a straight path in curved spacetime. This is described by the geodesic equations derived from the least action principle with the following Lagrangian:

$$L_0 = -m_0 c\sqrt{g_{\mu\nu}\dot{x^\mu}\dot{x^\nu}}$$

where $g_{\mu\nu}$ is the metric of the curved spacetime and m_0 is the rest mass of the body. If gravity were a force, in a scalar theory, the Lagrangian would be

of the form:

$$L_0' = -m_0 c\sqrt{\eta_{\mu\nu}\dot{x^\mu}\dot{x^\nu}} - m_0\Phi$$

where $\eta_{\mu\nu}$ is Minkowsky's metric of a flat spacetime and Φ is the gravitational potential. We know this Lagrangian is not correct since it would lead to incorrect geodesic equations because it doesn't take into account spacetime curvature.

In a scalar approach, to describe gravity as a spacetime-bending force, we need to include spacetime curvature and a potential term in the Lagrangian as follows:

$$L = -mc\sqrt{g_{\mu\nu}\dot{x^\mu}\dot{x^\nu}} - m\Phi$$

where m is the inertial mass. As such, we still wouldn't get the same geodesic equations as General Relativity. Is it possible to slightly change it in a physically acceptable way for it to become equivalent to General Relativity's Lagrangian? Speed of light cannot be modified since Special Relativity laws wouldn't apply anymore. The only thing that could be changed is the inertial mass of the body. Let's then hypothesize that the inertial mass is relative such that:

$$m = \alpha(\Phi)m_0$$

where the rest mass m_0 is defined as the inertial mass in case of zero potential. So we have: $\alpha(0) = 1$. Inertial mass relativity is physically acceptable since we already consider that the relativistic mass of a body is relative depending on its speed.

The Lagrangian becomes:

$$\boxed{L = -\alpha(\Phi)m_0 c\sqrt{g_{\mu\nu}\dot{x}^\mu\dot{x}^\nu} - \alpha(\Phi)m_0\Phi} \quad (1)$$

For more clarity, let's also write: $\dot{s_0} = \sqrt{g_{\mu\nu}\dot{x}^\mu\dot{x}^\nu}$

We then have: $L = -\alpha(\Phi)m_0 c\dot{s_0} - \alpha(\Phi)m_0\Phi$ [i]

The Lagrangian equation restricted to space variables is:

$$\frac{\partial L}{\partial x^i} - \frac{d}{d\tau}\frac{\partial L}{\partial \dot{x}^i} = 0 \qquad \text{[ii]}$$

Since Φ doesn't depend explicitly on $\dot{x}^i$, we have:

$$-\frac{\partial\alpha(\Phi)m_0c\dot{s_0}}{\partial x^i}-\frac{\partial\alpha(\Phi)m_0\Phi}{\partial x^i}+\frac{d}{d\tau}\frac{\partial\alpha(\Phi)m_0c\dot{s_0}}{\partial\dot{x}^i}=0 \qquad \text{[iii]}$$

Leading to: $-\frac{\partial\alpha(\Phi)c\dot{s_0}}{\partial x^i}-\frac{\partial\alpha(\Phi)\Phi}{\partial x^i}+\frac{d}{d\tau}(\alpha(\Phi)\frac{\partial c\dot{s_0}}{\partial\dot{x^i}})=0$ [iv]

It comes:

$$-\alpha(\Phi)\frac{\partial c\dot{s_0}}{\partial x^i}-\frac{\partial\alpha(\Phi)}{\partial x^i}c\dot{s_0}-\frac{\partial\alpha(\Phi)\Phi}{\partial x^i}+\frac{d\alpha(\Phi)}{d\tau}\frac{\partial c\dot{s_0}}{\partial\dot{x}^i}+\alpha(\Phi)\frac{d}{d\tau}\frac{\partial c\dot{s_0}}{\partial\dot{x}^i}=0 \qquad \text{[v]}$$

We see the Lagrangian equation of General Relativity in the first and last terms of the equation [v]. Let $L_0=-m_0c\dot{s_0}$, it comes:

$$-\frac{\partial\alpha(\Phi)}{\partial x^i}c\dot{s_0}-\frac{\partial\alpha(\Phi)\Phi}{\partial x^i}+\frac{d\alpha(\Phi)}{d\tau}\frac{\partial c\dot{s_0}}{\partial\dot{x}^i}+\alpha(\Phi)(\frac{\partial L_0}{\partial x^i}-\frac{d}{d\tau}\frac{\partial L_0}{\partial\dot{x}^i})/m_0=0 \qquad \text{[vi]}$$

Parametrizing with the body's proper time, we have: $\dot{s_0}=c$. Thus:

$$-\frac{\partial(\alpha(\Phi)c^2+\alpha(\Phi)\Phi)}{\partial x^i}+\frac{d\alpha(\Phi)}{d\tau}\frac{\partial c\dot{s_0}}{\partial\dot{x}^i}+\alpha(\Phi)(\frac{\partial L_0}{\partial x^i}-\frac{d}{d\tau}\frac{\partial L_0}{\partial\dot{x}^i})/m_0=0 \qquad \text{[vii]}$$

We see that, for it to give correct equations of motion in the Newtonian limit, we necessarily have:

$$\frac{\partial(\alpha(\Phi)c^2+\alpha(\Phi)\Phi)}{\partial x^i}=0 \qquad \text{[viii]}$$

It yields: $\alpha(\Phi)=(1+\Phi/c^2)^{-1}$ [ix]

Then: $\frac{d\alpha(\Phi)}{d\tau}=\frac{\partial\alpha(\Phi)}{\partial\Phi}\frac{\partial\Phi}{\partial x^\mu}\dot{x}^\mu=-(1+\Phi/c^2)^{-2}\frac{\partial\Phi}{\partial x^\mu}\dot{x}^\mu/c^2$ [x]

Hence, recasting in [vii] we get:

$$(\frac{\partial L_0}{\partial x^i}-\frac{d}{d\tau}\frac{\partial L_0}{\partial\dot{x}^i})/m_0=(1+\Phi/c^2)^{-1}\frac{\partial\Phi}{\partial x^\mu}\dot{x}^\mu\frac{\partial c\dot{s_0}}{\partial\dot{x}^i}/c^2 \qquad \text{[xi]}$$

Notations can be misleading. We cannot replace $\dot{s_0}$ by c in the expression $\frac{\partial c\dot{s_0}}{\partial\dot{x}^i}$ since it's a partial derivative. We have in fact:

$$\frac{\partial c\dot{s_0}}{\partial\dot{x}^i}=c\cdot\frac{\partial\sqrt{g_{\mu\nu}\dot{x}^\mu\dot{x}^\nu}}{\partial\dot{x}^i}=c\cdot\frac{2\cdot g_{\mu i}\dot{x}^\mu}{2\cdot\sqrt{g_{\mu\nu}\dot{x}^\mu\dot{x}^\nu}}=c\cdot\frac{2\cdot\dot{x}_i}{2\cdot c}=\dot{x}_i$$

Hence: $(\frac{\partial L_0}{\partial x^i} - \frac{d}{d\tau}\frac{\partial L_0}{\partial \dot{x}^i})/m_0 = (1+\Phi/c^2)^{-1}\frac{\partial \Phi}{\partial x^\mu}\dot{x}^\mu \dot{x}_i/c^2$ [xii]

And calculating $(\frac{\partial L_0}{\partial x^i} - \frac{d}{d\tau}\frac{\partial L_0}{\partial \dot{x}^i})/m_0$ gives a known standard result of General Relativity [1][2][3][4]:

$$(\frac{\partial L_0}{\partial x^i} - \frac{d}{d\tau}\frac{\partial L_0}{\partial \dot{x}^i})/m_0 = g_{\mu i}\ddot{x}^\mu + 1/2 \cdot (-\partial^i g_{\mu\nu} + \partial^\mu g_{\nu i} + \partial^\nu g_{\mu i})\dot{x}^\mu \dot{x}^\nu \qquad \text{[xiii]}$$

Thus, after multiplying [xii] by g^{ik} (which is the inverse of the restriction of the metric to space), defining Christoffel symbols as:

$$\Gamma^k_{\mu\nu} = g^{ik}/2 \cdot (-\partial^i g_{\mu\nu} + \partial^\mu g_{\nu i} + \partial^\nu g_{\mu i})\dot{x}^\mu \dot{x}^\nu$$

(as said in the introduction, Roman letters span from 1 to 3 whereas Greek letters span from 0 to 3) we get:

$$\ddot{x}^k + \Gamma^k_{\mu\nu}\dot{x}^\mu \dot{x}^\nu = (1+\Phi/c^2)^{-1}\frac{\partial \Phi}{\partial x^\mu}\dot{x}^\mu \dot{x}^k/c^2 \qquad \text{[xiv]}$$

After neglecting second order terms, it yields:

$$\boxed{\ddot{x}^k + \Gamma^k_{\mu\nu}\dot{x}^\mu \dot{x}^\nu = \frac{\partial \Phi}{\partial x^\mu}\dot{x}^\mu \dot{x}^k/c^2} \ (2) \qquad \text{[xv]}$$

These equations of motion look like the geodesic equations of General Relativity. For weak-fields and low speeds, if $\alpha(\Phi) = (1+\Phi/c^2)^{-1}$ we trivially get the Newtonian limit.

Hence, if the inertial mass is relative such that:

$$\boxed{m = (1+\Phi/c^2)^{-1} m_0} \ (3)$$

gravity described as a spacetime-bending force instead of a spacetime curvature yields similar results. The small deviation from General Relativity induced by $\partial^\mu \Phi \dot{x}^\mu \dot{x}^k/c^2$ makes this theory testable.

For more clarity, let's write: $m_0 \frac{\partial \Phi}{\partial x^\mu}\dot{x}^\mu \dot{x}^k/c^2 = (-\vec{F} \cdot \vec{v}) \cdot \vec{v}/c^2$

where $\vec{F}$ is the gravitational force and $\vec{v}$ the speed of the body. We can interpret it as an anomalous thrust unexpected from General Relativity. In the case of Mercury, its speed around the Sun is $v = 47km/s$ so $v^2/c^2 = 2.5 \cdot 10^{-8}$ that makes it neglectable and hard to detect since the term $\Gamma^k_{\mu\nu}\dot{x}^\mu\dot{x}^\nu$ is of the same order of magnitude as the gravitational acceleration $\vec{F}/m_0$. Such an anomaly is expected to be measurable in the recently launched Parker Solar Probe if solar wind and radiation pressure can be neglected so close to the Sun. That would be a test of this theory.

In case of orbital motion, we see that for a circular trajectory, this force is null. Thus, it can be neglected for low eccentricities yielding the same predictions of orbit precession as General Relativity, especially Mercury's perihelion precession.

In this section, we described gravity with a scalar theory as an introduction. We need to extend it to a vectorial theory that would make it a special case. That is the aim of Section III and IV.

III - A Spacetime-Bending Force

Describing gravity as a spacetime-bending force has to yields equivalent equations of motion as General Relativity and account for predictions such as: Time Dilation, Light Bending, Shapiro Delay, Lens-Thirring and geodetic effects.

We know the Lens-Thirring and the geodetic effects are both well described by Gravitoelectromagnetism [5] which is a theory of gravity in a flat spacetime analogous to Maxwell's theory of electromagnetism. So including spacetime curvature in Gravitoelectromagnetism would still make those predictions.

Analogous to electromagnetism in General Relativity, we can consider gravity as some kind of gravitoelectromagnetism in curved spacetime and see if it makes the same predictions as General Relativity. The Lagrangian of an electrically charged body in General Relativity is:

$$L = -mc\sqrt{g_{\mu\nu}\dot{x}^\mu\dot{x}^\nu} - q\dot{x}^\mu A_\mu$$

where A_μ is the electromagnetic four-vector potential and q the electric charge of the body. The idea is to consider a gravitational four-vector potential G_μ analogous to the electromagnetic four-vector potential A_μ and consider the following Lagrangian:

$$L = -m_{inertial}c\sqrt{g_{\mu\nu}\dot{x}^\mu\dot{x}^\nu} - m_{gravitational}\dot{x}^\mu G_\mu$$

where $m_{inertial}$ is the inertial mass of the body and $m_{gravitational}$ is its gravitational mass. For some reason that will become clear in Section IV, we define the gravitational mass as:

$m_{gravitational} = \gamma^{-1} m_{inertial}$

where γ is defined as $\gamma^{-1} = \sqrt{g_{\mu\nu} \frac{dx^\mu}{dx^0} \frac{dx^\nu}{dx^0}}$ similar to the Lorentz factor.

Same as Section II, we hypothesize that the inertial mass is relative such that:

$m_{inertial} = \alpha(\Phi) m_0$

where m_0 is the rest mass, defined as the inertial mass if the gravitational potential is null: $\alpha(0) = 1$. The Lagrangian becomes:

$$\boxed{L = -\alpha(\Phi) m_0 c \sqrt{g_{\mu\nu} \dot{x}^\mu \dot{x}^\nu} - \gamma^{-1} \alpha(\Phi) m_0 \dot{x}^\mu G_\mu} \quad (4)$$

How the Gravitational four-vector potential G_μ is calculated is not of relevance in this paper since gravity is not postulated to be Newtonian. It should then be subject to further studies. It depends on the type of gravitational potential. If Newtonian, it would be the exact analogous of electromagnetism in curved spacetime as we would just have to replace ϵ_0 by $-1/4\pi\mathcal{G}$ where $\mathcal{G}$ is Newton's constant.

In electromagnetism, the four-vector potential is of the form $A_\mu = (V/c, \vec{A})$ where V is the electrical potential and $\vec{A}$ is the potential vector. G_μ remains to be calculated depending on the gravitational potential theory used (not necessarily Newtonian). But we know that analogously to electromagnetism, it is of the form $G_\mu = (\Phi/c, \vec{G})$ where Φ is the gravitational potential.

In electromagnetism, the magnetic field is derived as the curl of $\vec{A}$. Analogously, defining the gravitational tensor as:

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu G_\nu - \partial_\nu G_\mu = \begin{pmatrix} 0 & -\frac{1}{c} E^x_{\mathcal{G}} & -\frac{1}{c} E^y_{\mathcal{G}} & -\frac{1}{c} E^z_{\mathcal{G}} \\ \frac{1}{c} E^x_{\mathcal{G}} & 0 & B^z_{\mathcal{G}} & -B^y_{\mathcal{G}} \\ \frac{1}{c} E^y_{\mathcal{G}} & -B^z_{\mathcal{G}} & 0 & B^x_{\mathcal{G}} \\ \frac{1}{c} E^z_{\mathcal{G}} & B^y_{\mathcal{G}} & -B^x_{\mathcal{G}} & 0 \end{pmatrix}$$

provides a good description of the Lens-Thirring and the geodetic effects.

Another prediction of General Relativity is Gravitational Waves. It is not mentioned in the tests because it is due to a gauge choice. Whereas viewing gravity as a spacetime-bending force, gravitational waves would not be due to a gauge choice since G_μ is Lorentzian by definition. Indeed, Lorentz gauge induces a wave equation of the potential.

IV - First Order Non-Relativistic Dynamics

As we said in the previous section, we consider the following Lagrangian:

$$L = -\alpha(\Phi)m_0 c\sqrt{g_{\mu\nu}\dot{x}^\mu\dot{x}^\nu} - \gamma^{-1}\alpha(\Phi)m_0\dot{x}^\mu G_\mu \qquad \text{[i]}$$

Let's demonstrate that this Lagrangian yields the special case scalar theory of Section II when the Lens-Thirring and the geodetic effects can be neglected in case of non-relativistic speeds and in weak-fields.

Let's first simplify the Lagrangian by neglecting second-order terms. If the Lens-Thirring and the geodetic effects can be neglected, then cross-terms between space and time can be neglected. Parametrizing with the body's proper time, we have $c^2 = g_{00}(\dot{x}^0)^2 + g_{ij}\dot{x}^i\dot{x}^j$ which yields for non-relativistic fields:

$$\dot{x}^0 \cdot \sqrt{g_{00}} = c \cdot (1 - 1/2 \cdot g_{ij}\dot{x}^i\dot{x}^j/c^2) \qquad \text{[ii]}$$

Similarly, with $\gamma^{-1} = \sqrt{g_{\mu\nu}\dfrac{dx^\mu}{dx^0}\dfrac{dx^\nu}{dx^0}}$, we have:

$$\gamma^{-1}/\sqrt{g_{00}} = \sqrt{g_{\mu\nu}/g_{00} \cdot \frac{dx^\mu}{dx^0}\frac{dx^\nu}{dx^0}} = \sqrt{1 + g_{ij}/g_{00} \cdot \frac{dx^i}{dx^0}\frac{dx^j}{dx^0}} \qquad \text{[iii]}$$

Since $\frac{dx^0}{d\tau} = \dot{x}^0$ and for non-relativistic speeds $\dot{x}^0 \approx c$, neglecting second-order terms it comes:

$$\gamma^{-1}/\sqrt{g_{00}} = \sqrt{1 + g_{ij}/g_{00} \cdot \dot{x}^i\dot{x}^j/(\dot{x}^0)^2} = 1 + 1/2 \cdot g_{ij}/g_{00} \cdot \dot{x}^i\dot{x}^j/c^2 \qquad \text{[iv]}$$

Since in weak-fields $1/g_{00} \approx 1 - 2\Phi/c^2$, neglecting second-order terms yields:

$$\gamma^{-1}/\sqrt{g_{00}} = (1 + 1/2 \cdot g_{ij}\dot{x}^i\dot{x}^j/c^2) \qquad \text{[v]}$$

Multiplying [ii] and [v] we get:

$$\gamma^{-1}\dot{x}^0 = c \cdot (1 + 1/2 \cdot g_{ij}\dot{x}^i\dot{x}^j/c^2 - 1/2 \cdot g_{ij}\dot{x}^i\dot{x}^j/c^2 - (1/2 \cdot g_{ij}\dot{x}^i\dot{x}^j/c^2)^2) \qquad \text{[vi]}$$

Neglecting second-order terms again it comes: $\gamma^{-1}\dot{x}^0 = c$ [vii]

The Lens-Thirring and the geodetic effects being neglected, we also have $G_0 = \Phi/c$ and $G_i = 0$ we get:

$$\dot{x}^\mu G_\mu = \dot{x}^0 G_0 = \dot{x}^0\Phi/c \qquad \text{[viii]}$$

Recasting [vii] yields: $\gamma^{-1}\dot{x}^{\mu}G_{\mu} = \gamma^{-1}\dot{x}^{0}\Phi/c = \Phi$ [ix]

Introducing Lorentz factor in the definition of the gravitational mass is convenient as it suppresses perturbative terms. Its physical meaning is quite intuitive though: the faster a body, the more massive it gets in terms of relativistic mass, and the less the influence of a force on it. Taking this into account implies the introduction of Lorentz factor in the definition of the gravitational mass.

The Lagrangian [i] becomes:

$$L = -\alpha(\Phi)m_0 c\sqrt{g_{\mu\nu}\dot{x}^{\mu}\dot{x}^{\nu}} - \alpha(\Phi)m_0\Phi \qquad [x]$$

Which is the special case already studied in Section II. Thus, if the inertial mass is relative such that $m_{inertial} = (1+\Phi/c^2)^{-1}m_0$, describing gravity as a spacetime-bending force yields equivalent equations of motion as General Relativity.

The Lagrangian of this theory is then:

$$\boxed{L = -(1+\Phi/c^2)^{-1}m_0 c\sqrt{g_{\mu\nu}\dot{x}^{\mu}\dot{x}^{\nu}} - \gamma^{-1}(1+\Phi/c^2)^{-1}m_0\dot{x}^{\mu}G_{\mu}} \quad (5)$$

with $\gamma^{-1} = \sqrt{g_{\mu\nu}\dfrac{dx^{\mu}}{dx^{0}}\dfrac{dx^{\nu}}{dx^{0}}}$.

The reader may have noticed that the Lagrangian's variables x^{μ} and $\dot{x}^{\mu}$ are not independent since parametrizing with the body's proper time we have $c^2 = g_{00}(\dot{x}^0)^2 + g_{ij}\dot{x}^i\dot{x}^j$. We then have to choose a set of independent variables. Since space and time are disjoint by hypothesis, it is convenient to choose x^i and $\dot{x}^i$ as a set of independent variables. This is why we restricted the Lagrangian equation to space variables in Section II.

We now have a vectorial theory of gravitation that yields equivalent equations of motion as General Relativity and accounts for the Lens-Thirring and the geodetic effects. We are then left with finding a way to derive the metric so that the Schwarzschild metric is a solution to this theory. If so, it would account for Mercury's Perihelion Precession, Time Dilation, Light Bending and Shapiro Delay. For that, let's first have a look at the physical implications of inertial mass relativity in the next section.

V - Physical Implications

The hypothesis of inertial mass relativity yields equivalent results as General Relativity in weak fields and non-relativistic speeds. This hypothesis has physical implications and interpretations that we study in this section.

Mathematically, a natural physical interpretation arises. Indeed, we can give a physical meaning to $E_\Phi = m_{inertial}c^2$ thanks to inertial mass relativity:

$E_\Phi = m_0c^2/(1+\Phi/c^2)$

Generalized to a relativistic body, we have:

$E_\Phi = \gamma mc^2/(1+\Phi/c^2)$ where $\gamma = 1/\sqrt{1-v^2/c^2}$ is Lorentz factor [6].

Let's rewrite it as: $E_\Phi = \sqrt{m_0^2c^4+p_0^2c^2}(1+\Phi/c^2)$

Or rather, for brevity : $\boxed{E_\Phi = E_0/(1+\Phi/c^2)}$ (6)

Applied to photons of energy $E_0 = h\nu_0$, with $E_\Phi = h\nu_\Phi$ we have:

$\nu_\Phi = \nu_0/(1+\Phi/c^2)$

That looks a lot like General Relativity's formula of gravitational redshift. Thus we define E_Φ as the Apparent Energy of the body.

Writing it as $E_\Phi = E_0/\sqrt{g_{00}}$, it's as if the energy of a body could be redshifted. It's as if a body was also a wave which we know accurate since De Broglie's hypothesis of wave-particle duality.

Apparent Energy is nothing new. When a wave is Doppler-shifted for a moving observer, the shifted frequency is said to be apparent frequency. Analogously, the energy of a photon for a moving observer doesn't change, but since its frequency is Doppler-shifted, the change in energy is its apparent energy.

This physical meaning implies the time dilation factor be: $g_{00} = (1+\Phi/c^2)^2$

This provides another testable deviation from General Relativity. Indeed in General Relativity we have:

$g_{00,schwarzschild} = 1+2\Phi/c^2$

The second-order difference is $(\Phi/c^2)^2$. It's measurable and is another testable deviation from General Relativity.

VI - Physical meaning of the Schwarzschild metric

In this section, we show that we can give a physical meaning to the Schwarzschild metric that is analogous to the speed of light invariance principle. From there, it is possible to derive the metric so that the Schwarzschild metric is a special case, as shown in Section VII and VIII.

Let's write the Schwarzschild metric [7] :

$$ds^2 = (1 + 2\Phi/c^2)c^2dt^2 - (1 + 2\Phi/c^2)^{-1}dr^2 - r^2(d\theta^2 + sin^2\theta d\psi^2)$$

Then let's consider the following equivalent metric in weak-fields:

$$ds^2 = (1 + \Phi/c^2)^2c^2dt^2 - (1 + \Phi/c^2)^{-2}dr^2 - r^2(d\theta^2 + sin^2\theta d\psi^2)$$

Space and time being disjoint, we can define the space metric:

$$ds^2_{Space} = (1 + \Phi/c^2)^{-2}dr^2 + r^2(d\theta^2 + sin^2\theta d\psi^2)$$

The volume element of a Riemannian manifold is the square root of the determinant of the metric in absolute value times the coordinate elements. For the Schwarzschild space metric it yields:

$$dV = \sqrt{(1 + \Phi/c^2)^{-2} \cdot r^2 \cdot r^2 sin^2\theta} \cdot drd\theta d\psi = (1 + \Phi/c^2)^{-1} \cdot r^2|sin\theta|drd\theta d\psi$$

It comes:

$$(1 + \Phi/c^2) \cdot dV = r^2|sin\theta|drd\theta d\psi$$

This doesn't depend on Φ, which is an invariance principle. Let's multiply by ρc^2 where ρ is a hypothetical mass density of the vacuum, we get:

$$(\rho c^2 + \rho\Phi) \cdot dV = \rho c^2 \cdot r^2|sin\theta|drd\theta d\psi$$

In other words, analogous to the invariance of the speed of light, we have the following principle:

"The energy of the vacuum is invariant".

It seems like the same way speed of light invariance induces time dilation, vacuum energy invariance induces space dilation. Just as the Strong Equivalence principle is a postulate of General Relativity, Vacuum Energy Invariance (VEI) can be taken as a postulate. We will see that it yields the Schwarzschild metric in weak-fields and therefore provides the same predictions as General Relativity.

In Section VII and VIII, we derive the metric thanks to this principle.

VII - Metric Derivation (part I)

We showed in Section II, III, and IV that gravity can be coherently described as a spacetime-bending force if the inertial mass is relative. We are left with how the metric can be derived such that the Schwarzschild metric is a particular case.

We naturally postulate that the metric $g_{\mu\nu}$ is of the form:

$$g = \begin{pmatrix} g_{00}(\Phi) & 0 \\ 0 & -g_s(\Phi) \end{pmatrix}$$

Indeed, in General Relativity, cross terms between space and time are responsible for the Lens-Thirring and the geodetic effects, but since these are already accounted for by considering gravity as spacetime-bending force, we can postulate that space and time curvature are disjoint.

We then consider that space and time are independently dilated by the VEI.

Let's derive both $det(g_s)$ and g_{00} thanks to the VEI principle.

At a given point in time t, in a volume element $dx_1 dx_2 dx_3$, under zero gravity and with vacuum energy density $\mathcal{E}_0$, we have:

$$dE_0 = \mathcal{E}_0 dx_1 dx_2 dx_3$$

and under Φ-gravity potential, we have:

$$dE_\Phi = \mathcal{E}_0 (1 + \Phi/c^2)\sqrt{det(g_s)} dx_1 dx_2 dx_3$$

Applying VEI, we have: $dE_0 = dE_\Phi$.

It comes:

$$\boxed{det(g_s) = (1 + \Phi/c^2)^{-2}} \quad (7)$$

Let's apply the VEI in time domain to have a more rigorous way to find g_{00}.

The reasoning is a bit similar to the one for the derivation of the gravitational redshift. We reason in terms of observational events.

Let E_0 be the total vacuum energy and N be the number of observational events.

The total vacuum energy by time unit for an observer under a global 0-potential is:

$$P_0 = \frac{d(NE_0)}{dt}$$

The total vacuum energy by time unit for the same observer under a global Φ-potential is:

$$P_\Phi = \frac{d(NE_0(1+\Phi/c^2))}{d\tau}$$

Applying VEI, we have: $P_0 = P_\Phi$

It comes: $E_0 dN d\tau = E_0(1+\Phi/c^2)dNdt$

With $d\tau^2 = g_{00}dt^2$ it eventually comes:

$$\boxed{g_{00} = (1+\Phi/c^2)^2} \quad (8)$$

The equation of motion [xv] of Section II, for non-relativistic speeds becomes:

$$\ddot{x}^k + \Gamma^k_{00}\dot{x}^0\dot{x}^0 = 0$$

In weak-fields, a standard result of linearized General Relativity yields :

$$\ddot{x}^k = -1/2 \cdot \partial_k h_{00} c^2$$

where $h_{\mu\nu} = g_{\mu\nu} - \eta_{\mu\nu}$ is the perturbation of the metric.

We have $h_{00} = 2\Phi/c^2$ from the VEI, which yields Newton's law [8].

VIII - Metric Derivation (part 2)

We still don't fully know g_s. Any g_s formula predicting a correct Light Deflection and reproducing the Schwarzschild metric for the Sun's mass distribution works to account for every experimental test.

Considering gravity as a spacetime-bending force would give us a space metric g_s different from General Relativity. It doesn't change anything to the Newtonian limit since, in that case, only g_{00} is relevant for the equations of motion. The idea is to aggregate the contributions of every mass of the distribution to the space deformation. In case of a compact spherical distribution, far from the sphere, space dilation would be purely radial just as in the Schwarzschild metric, whereas it wouldn't be the case close to the mass distribution. A non-radial space dilation is a testable prediction of this theory.

Space deformations induced by a single punctual mass must be radial for trivial physical reasons. Then in a local orthonormal basis $(\vec{e_r}, \vec{e_u}, \vec{e_v})$ where $\vec{e_r}$ is radial, space metric is $-g_{s,ruv}$ of the form:

$$g_{s,ruv} = \begin{pmatrix} \beta^{-2} & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} = I + (\beta^{-2} - 1) \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

Applying VEI yields: $\beta = 1 + \Phi/c^2$.

Let M^T be the change of basis orthonormal matrix from $(\vec{e_r}, \vec{e_u}, \vec{e_v})$ to $(\vec{e_1}, \vec{e_2}, \vec{e_3})$. So with $\vec{e_r} = r_i\vec{e_i}$, $\vec{e_u} = u_i\vec{e_i}$ and $\vec{e_v} = v_i\vec{e_i}$, changing coordinates we have:

$$g_s = M^T g_{s,ruv} M \text{ with } M^T = \begin{pmatrix} r_1 & u_1 & v_1 \\ r_2 & u_2 & v_2 \\ r_3 & u_3 & v_3 \end{pmatrix}$$

Since $M^T M = I$, it comes: $g_s = I + (\beta^{-2} - 1) M^T \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} M$

Eventually:

$$g_s = I + (\beta^{-2} - 1) \begin{pmatrix} r_1^2 & r_1 r_2 & r_1 r_3 \\ r_2 r_1 & r_2^2 & r_2 r_3 \\ r_3 r_1 & r_3 r_2 & r_3^2 \end{pmatrix} \text{ or } g_{s,ij} = \delta_{ij} + (\beta^{-2} - 1) r_i r_j$$

In weak-fields, this is equivalent to the Schwarzschild metric written in Cartesian coordinates. This doesn't depend on the choice of $\vec{e_u}$ and $\vec{e_v}$. For a mass distribution, the unit vector pointing from a massive point towards a local point in space is the same as the radial vector $\vec{e_r}$ so we can aggregate their influence thanks to the above formula.

Indeed, for an infinitely small potential $d\Phi$, we have $\beta^{-2} - 1 = -2d\Phi/c^2$ and the metric becomes when integrating over every infinitely small potential:

$g_{s,ij} = \delta_{ij} + \lambda \cdot \int -2r_i r_j d\Phi/c^2$ with λ such that $det(g_s) = (1 + \Phi/c^2)^{-2}$

Space being curved there might not be a unique choice of r_i. Therefore we introduce the potential angular distribution $\phi(\vec{\sigma})$, where $\vec{\sigma}$ is the observed direction. Leading to the following metric equation:

$$\boxed{g_{s,ij} = \delta_{ij} + \lambda \cdot \int -2\phi(\vec{\sigma})/c^2 \cdot r_i(\vec{\sigma}) r_j(\vec{\sigma}) d\sigma} \quad (9)$$

With: $$\boxed{B_{ij} = \int -2\phi(\vec{\sigma})/c^2 \cdot r_i(\vec{\sigma}) r_j(\vec{\sigma}) d\sigma} \quad (10)$$

We have: $g_{s,ij} = \delta_{ij} + \lambda B_{ij}$

In fact, for any 3x3 matricial function f such that $f(P^{-1}MP) = P^{-1}f(M)P$ and $f(M) = I + M$ if M is small, $g_s = f(\lambda B)$ would also be valid. For physical reasons, rather than summing the infinitely small perturbations, we should multiply the metrics induced by each infinitely small perturbations. That would yield:

$$\boxed{g_s = e^{\lambda B}} \quad (11)$$

Deriving λ is then straightforward. Since B is symmetric, it is diagonal in a certain basis, and $e^{\lambda B}$ would be a diagonal matrix in such a basis. Thus, the determinant of $e^{\lambda B}$ is the exponential of the sum of the eigenvalues of λB. The sum of the eigenvalues being the trace of λB, we have:

$det(e^{\lambda B}) = e^{Tr(\lambda B)}$

Applying the VEI principle we then have : $e^{\lambda Tr(B)} = (1 + \Phi/c^2)^{-2}$

Hence : $$\boxed{\lambda = -2 \cdot ln(1 + \Phi/c^2)/Tr(B)} \quad (12)$$

So in the weak-fields limit we have: $$\boxed{g_{s,ij} = \delta_{ij} - 2\Phi/c^2 \cdot B_{ij}/B_{kk}} \quad (13)$$

In the case of a punctual mass, space deformation is radial. Hence, in spherical coordinates we trivially obtain a Schwarzschild-like metric:

$$\boxed{ds^2 = (1+\Phi/c^2)^2 c^2 dt^2 - (1+\Phi/c^2)^{-2} dr^2 - r^2(d\theta^2 + sin^2\theta d\psi^2)} \quad (14)$$

So this predicts Mercury's Perihelion Precession and Light Deflection by the Sun since its mass is concentrated in its core. But in case of a homogenous spherical mass distribution like the Earth, the radial dilation would be smaller than the one predicted by the Schwarzschild metric because the deformation is fairly distributed according to the influence of every part of the mass distribution, inducing an azimuthal space dilation not predicted by General Relativity. This could be measured through interferometry and provides another test.

IX - Summary

Gravity as a spacetime-bending force can be summarized by the following equations:

$$\Phi_0 = \Phi$$

$$L = -(1+\Phi_0/c^2)^{-1} m_0 c \sqrt{g_{\mu\nu}\dot{x^\mu}\dot{x^\nu}} - \gamma^{-1}(1+\Phi_0/c^2)^{-1} m_0 \dot{x^\mu} G_\mu$$

$$\gamma^{-1} = \sqrt{g_{\mu\nu}\frac{dx^\mu}{dx^0}\frac{dx^\nu}{dx^0}}$$

$$g = \begin{pmatrix} (1+\Phi_0/c^2)^2 & 0 \\ 0 & -e^{\lambda B} \end{pmatrix}$$

$$B_{ij} = \int -2\phi_0(\vec{\sigma})/c^2 \cdot r_i(\vec{\sigma}) r_j(\vec{\sigma}) d\sigma$$

$$\lambda = -2 \cdot ln(1+\Phi/c^2)/Tr(B)$$

This can be easily adapted to any violation of the Weak Equivalence principle by separating vacuum gravitational potential from the bodies' gravitational potential: $\Phi_0 \neq \Phi$

X - Universe Expansion

The Cosmological Redshift can as well be interpreted as due to an expanding universe if we postulate that the universe is homogeneous and isotropic and has a beginning. Indeed, if gravity is a force, gravitational potential propagates at the speed of light. The older the universe, the more propagated the gravitational potential, and the greater space dilation would be.

Let's see how the global vacuum gravitational potential evolves in a homogeneous and isotropic universe from its creation. The potential is induced by the mass in a cT radius sphere where T is the age of the universe. The gravitational potential is:

$\Phi = \int_0^{cT} \phi(r)\rho \cdot 4\pi r^2 dr$

where $\phi(r)$ is the gravitational potential by mass unit and ρ is the mass density of the unniverse. Taking space dilation into account and conservation of matter, we have:

$\rho = \rho_0 \cdot (1 + \Phi/c^2)^{-1}$

And with the variable change $t = r/c$ we have:

$\Phi = 4\pi\rho_0 c^3 \cdot \int_0^T \phi(ct)(1 + \Phi/c^2)^{-1} t^2 dt$

Hence the following gravitational potential differential equation:

$d\Phi/dT = 4\pi\rho_0 c^3 \cdot \phi(cT)(1 + \Phi/c^2)^{-1} T^2$

Separating variables, we get:

$\Phi + \Phi^2/2c^2 = 4\pi\rho_0 c^3 \cdot \int_0^T \phi(ct) t^2 dt$

Hence the solution:

$$\boxed{1 + \Phi/c^2 = \sqrt{1 + 8c\pi\rho_0 \cdot \int_0^T \phi(ct) t^2 dt}} \quad (15)$$

The age T is the time elapsed from the point of view of an observer in a null gravitational potential, as if he was shielded from gravity.

Since the universe is homogeneous, VEI implies that the scale factor is $a = (1 + \Phi/c^2)^{-1/3}$ so recasting the solution yields:

$$\boxed{a(T) = (1 + 8c\pi\rho_0 \cdot \int_0^T \phi(ct) t^2 dt)^{-1/6}} \quad (16)$$

To be able to compare this model with Friedmann-Lemaitre-Robertson-Walker models, we need to express the dilation factor with a time equivalent to comoving observers. The time T_c of a comoving observer satisfies:

$dT_c = \sqrt{g_{00}}dT = (1 + \Phi(T)/c^2)dT$

It comes: $\boxed{T_c = \int_0^T (1 + 8c\pi\rho_0 \cdot \int_0^t \phi(c\tau)\tau^2 d\tau)^{1/2} dt}$ (17)

Intuitively, the dilation factor has a positive acceleration because it is a division by a quantity that seems to near zero. The above equations show that the absolute time T can have a finite limit value when the comoving time T_c tends to infinity. That depends on the gravitational potential theory used. Let's do the calculation for a Newtonian potential $\phi(r) = -\mathcal{G}/r$. We have:

$T_c = \int_0^T (1 - 4\pi\mathcal{G}\rho_0 t^2)^{1/2} dt$

And: $a(T) = (1 - 4\pi\mathcal{G}\rho_0 T^2)^{-1/6}$

From this simple Newtonian model, we see the scalar factor has a positive acceleration. The potential is not necessarily Newtonian, but we see that an accelerating expanding universe would be more expected than a non-accelerating universe, especially for non-Newtonian potentials such that $\mathcal{G}/r \cdot \phi(r)^{-1} = o(1)$. This model doesn't require Dark Energy to explain such acceleration.

XI - Quantizing Gravity

Describing gravity as a force in curved spacetime, we now have a coherent way to blend gravity into the quantum realm. What follows is based on Fock's equation [9] as a curved spacetime version of Dirac equation:

$[i\gamma^\mu(\partial_\mu - \Gamma_\mu - ieA_\mu) - m] \cdot \psi = 0$

where γ_μ are the generalized gamma matrices defining the covariant Clifford algebra [10]: $\gamma_\mu\gamma_\nu + \gamma_\nu\gamma_\mu = 2g_{\mu\nu}$

where $g_{\mu\nu}$ is the spacetime metric, whose signature is $(+ - - -)$, Γ_μ is the spinorial affine connection, and A_μ is the electromagnetic four-vector potential.

To take into account gravity, we just write $m = m_0(1+\Phi_0/c^2)^{-1}$ and we take into account the gravitational four-vector potential G_μ. We get:

$\boxed{[i\gamma^\mu(\partial_\mu - \Gamma_\mu - ieA_\mu - im_0(1 + \Phi_0/c^2)^{-1}G_\mu) - m_0(1 + \Phi_0/c^2)^{-1}] \cdot \psi = 0}$ (18)

XII - CONCLUSION

Gravity can be consistently described as a spacetime-bending force based on an invariance principle inferred from the Schwarzschild metric. Analogous to the speed of light invariance which implies time dilation through speed, Vacuum Energy Invariance implies space dilation through gravitational potential. Writing the Lagrangian of a force in curved spacetime, we get equivalent equations of motion as General Relativity if the inertial mass is relative depending on the gravitational potential. This is a physically acceptable hypothesis since the relativistic mass of a body is already relative, depending on its speed.

This theory not only yields the same classical predictions as General Relativity such as Mercury's Perihelion Precession, Time Dilation or Light Bending but is also testable through many predicted deviations such as an anomalous thrust, a time dilation second-order correction and a non-radial space dilation described in Section II, V, and VIII, respectively.

This approach of gravitation is compatible with non-Newtonian gravitational potentials and violations of the weak equivalence principle. From there, one can develop many models to fit the available cosmological data. The reader can then complete this theory with a suitable description of the gravitational four-vector potential.

More than that, gravity as a force in curved spacetime analogous to electromagnetism is renormalizable. Therefore, it is compatible with the Standard Model of particle physics. The reader could adapt the Standard Model's Lagrangian to this theory to achieve Quantum Gravity.

References:

[1] A. Einstein, Schilpp 82 (1915)

[2] A. Einstein, Schilpp 83; CP 6, 21 and 22 (1915)

[3] A. Einstein, Schilpp 84; CP 6, 24 (1915)

[4] A. Einstein, Schilpp 85; CP 6, 25 (1915)

[5] O. Heaviside, "A gravitational and electromagnetic analogy". The Electrician. 31: 81–82. (1893)

[6] H. A. Lorentz, "Electromagnetic phenomena in a system moving with any velocity smaller than that of light" (1904)

[7] K. Schwarzschild, "Über das Gravitationsfeld eines Massenpunktes nach der Einsteinschen Theorie" (1916)

[8] I. Newton, "Philosophiae naturalis principia mathematica" (1687)

[9] H. Tetrode, Z. Phys. 50, 336 (1928)

[10] V. Fock, Z. Phys. 57, 261 (1929)

The author declares no conflict of interest.

CentraleSupelec (FRANCE), May 9th 2019, update on June 25th 2020, Original document blockchain certified via proofofexistence.com available at

vixra.org/pdf/1905.0264v1.pdf