DISRUPTIVE GRAVITY
LA GRAVITATION DISRUPTIVE
A quantizable take on gravity
Une approche quantifiable de la gravité

Ramsès BOUNKEU SAFO

May 9th 2019 - 9 Mai 2019

INTRODUCTION

Gravity is currently understood as a space-time curvature. If gravity was a force, it quantization would be much easier. Then what if gravity was a force able to bend space-time?

We will see that gravity can be seen as such and what it would imply. We'll then derive a new space-time bending equation thanks to a new principle equivalent to Einstein's Equivalence Principle in low intensity fields.

In this paper, Greek letters range from 0 to 3 (representing space-time) while roman letters range from 1 to 3 (representing space), the metric signature is $(+ - --)$ and contravariant coordinates have low indices except for four-potentials.

I - A space-time bending force

Einstein's General Relativity states that a body moving through gravity is just following the shortest path in a curved space-time. This is summarized by the geodesic equations where the metric is derived from Einstein's equation. Those equations are derived from a least action principle, with the following lagrangian:

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

If gravity were a force, the lagrangian would be of the form:

$L = -m_0 c\sqrt{\eta_{\mu\nu}\dot{x_\mu}\dot{x_\nu}} - m_0\Phi$

where $\eta_{\mu\nu}$ is Minkowsky's metric and Φ is the gravitational potential.

We know this lagrangian is not correct since it would lead to incorrect geodesic equations.

How could we get to the same geodesic equations as General Relativity taking into account space-time curvature and a potential term? Let the lagrangian be of the form:

$L_\Phi = -mc\sqrt{g_{\mu\nu}\dot{x_\mu}\dot{x_\nu}} - m\Phi$

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 so it becomes 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 mass of the body.

Let's then write:

$m = \alpha(\Phi)m_0$

where m_0 is the rest mass in case of zero potential. So we have: $\alpha(0) = 1$.

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

We then have: $L_0 = m_0 c\dot{s_0}$ and $L_\Phi = -\alpha(\Phi)m_0 c\dot{s_0} - \alpha(\Phi)m_0\Phi$

We want to find the same geodesic equations with L_0 and L_Φ.

For General Relativity, we have: $\dfrac{\partial L_0}{dx_\kappa} - \dfrac{d}{dt}\dfrac{\partial L_0}{\partial\dot{x_\kappa}} = 0$

For our new lagrangian, we have: $\dfrac{\partial L_\Phi}{\partial x_\kappa} - \dfrac{d}{dt}\dfrac{\partial L_\Phi}{\partial\dot{x_\kappa}} = 0$

Since Φ doesn't depend explicitly on $\dot{x_\kappa}$, we have:

$$-\frac{\partial\alpha(\Phi)m_0c\dot{s_0}}{\partial x_\kappa} - \frac{\partial\alpha(\Phi)m_0\Phi}{\partial x_\kappa} + \frac{d}{dt}\frac{\partial\alpha(\Phi)m_0c\dot{s_0}}{\partial\dot{x_\kappa}} = 0$$

Leading to: $-\dfrac{\partial\alpha(\Phi)\dot{s_0}/c}{\partial x_\kappa} - \dfrac{\partial\alpha(\Phi)\Phi/c^2}{\partial x_\kappa} + \dfrac{d}{dt}(\alpha(\Phi)\dfrac{\partial\dot{s_0}/c}{\partial\dot{x_\kappa}}) = 0$

It comes:

$$-\alpha(\Phi)\frac{\partial\dot{s_0}/c}{\partial x_\kappa} - \frac{\partial\alpha(\Phi)}{\partial x_\kappa}\dot{s_0}/c - \frac{\partial\alpha(\Phi)\Phi/c^2}{\partial x_\kappa} + \frac{d\alpha(\Phi)}{dt}\frac{\partial\dot{s_0}/c}{\partial\dot{x_\kappa}} + \alpha(\Phi)\frac{d}{dt}\frac{\partial\dot{s_0}/c}{\partial\dot{x_\kappa}} = 0$$

We see the lagrangian equation of L_0 in the first and last terms of the equation:

$$-\frac{\partial\alpha(\Phi)}{\partial x_\kappa}\dot{s_0}/c - \frac{\partial\alpha(\Phi)\Phi/c^2}{\partial x_\kappa} + \frac{d\alpha(\Phi)}{dt}\frac{\partial\dot{s_0}/c}{\partial\dot{x_\kappa}} - \alpha(\Phi)/m_0c^2(\frac{\partial L_0}{\partial x_\kappa} - \frac{d}{dt}\frac{\partial L_0}{\partial\dot{x_\kappa}}) = 0$$

So we have the same geodesic equations as in General Relativity if and only if:

$$-\frac{\partial\alpha(\Phi)}{\partial x_\kappa}\dot{s_0}/c - \frac{\partial\alpha(\Phi)\Phi/c^2}{\partial x_\kappa} + \frac{d\alpha(\Phi)}{dt}\frac{\partial\dot{s_0}/c}{\partial\dot{x_\kappa}} = 0$$

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

It comes: $-\dfrac{\partial\alpha(\Phi)}{\partial x_\kappa} - \dfrac{\partial\alpha(\Phi)\Phi/c^2}{\partial x_\kappa} = 0$

Thus: $\dfrac{\partial\alpha(\Phi)(1+\Phi/c^2)}{\partial x_\kappa} = 0$

Eventually:

$$\alpha(\Phi) = (1+\Phi/c^2)^{-1}$$

Gravity is then a space-time bending force if and only if mass is relative such that:

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

We have what we wanted! Gravity is no longer just a space-time curvature!

Mass changes seem to falsify conservation of energy. For it to remain true, the energy has to be written as:

$\boxed{E = mc^2(1 + \Phi/c^2)}$

We generalize this formula as such for a relativistic body:

$E^2 = (m^2c^4 + p^2c^2)(1 + \Phi/c^2)^2$

With: $p = p_0/(1 + \Phi/c^2)$ and $m = m_0/(1 + \Phi/c^2)$

We are now left with finding how gravity could bend space-time. What physical principle could explain that? Can we derive the metric through a new principle other than General Relativity strong equivalence principle?

II - Metric field

Let's postulate that the metric is of the form:

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

Where time dilation and spatial curvature are disjoint. Then g_{00} would be a Φ-dependent function and g_s would be the spatial part of the matrix.

In this view, space-time is not bent by matter, but rather by gravitational potential. Let's derive g_{00} and $det(g_s)$ first.

III - Time dilation

Let's derive g_{00} with two different methods.

We introduce the Apparent Energy as such:

$E_{app}^2 = (m_0^2 c^4 + p_0^2 c^2)(1 + \Phi/c^2)^2$

Thus: $\boxed{E_{app} = E_0 \cdot (1 + \Phi/c^2)}$

The apparent energy is the particle's energy under Φ-potential gravity as seen by an observer. Applied to photons, we have: $h\nu_0 = h\nu_\Phi(1 + \Phi/c^2)$

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

which is similar to a gravitational redshift.

From Einstein's gravitational redshift analysis, we have: $\nu_0 = \nu_\Phi \sqrt{g_{00}}$

It comes: $g_{00} = (1 + \Phi/c^2)^2$

Let's have quick look at Schwarzschild's metric:

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

We have: $g_{00,schw} = (1 + 2\Phi/c^2)$

The difference is really small: $g_{00} - g_{00,schw} = (\Phi/c^2)^2$ but still noticeable. Precise measurement of gravitational redshift would decide which time dilation factor is the most accurate. This theory could be falsified this way.

Let's now see what g_{00} comparing General Relativity's lagrangian to a classic lagrangian. That would help us chose between Schwarzschild's result and ours.

The classic lagrangian is:

$L_c = -m_0 c^2 + 1/2 m_0 v^2 - m_0 \Phi$

And let's rewrite General Relativity's lagrangian this way:

$L_0 = -m_0 c^2 \sqrt{g_{\mu\nu} \dot{x_\mu} \dot{x_\nu} / c^2}$

Then, for non-relativistic speeds, we have:

$L_0 = -m_0 c^2 \sqrt{g_{00}}(1 + 1/2\lambda_{ij}\dot{x}_i\dot{x}_j)$

with $\lambda_{ij} = c^{-2} g_{ij}/g_{00}$.

Equating both lagrangians, it comes:

$-m_0 c^2 - m_0\Phi = -m_0 c^2 \sqrt{g_{00}}$

And eventually: $g_{00} = (1 + \Phi/c^2)^2$

Schwarzschild's solution would be a first order approximation while our seems more precise. But since Schwarzschild's solution is an exact solution of Einstein's equation, if the real physically observed time dilation factor was mathematically different from Schwarzschild's, it would mean that General Relativity's equations are false. There should be a more accurate theory. Since General Relativity derives from the strong equivalence principle only, we should conclude that strong equivalence principle is false. Therefore, one would rather find a new physical principle to build a new theory upon. Which is the aim of the next section.

Will also see a third way to derive g_{00} applying a new principle which doesn't depend on quantum physics in the next section.

IV - Vacuum Apparent Energy Invariance

We naturally want to change Schwarzschild's metric into the following metric:

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

This way, in cartesian coordinates, we would have:

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

What would be the physical meaning of this? Let ρ_0 be a mass density:

$$\sqrt{det(g_s)} = (1+\Phi/c^2)^{-1} = (1+\frac{\rho_0\Phi}{\rho_0 c^2})^{-1} = \frac{\rho_0 c^2}{\rho_0 c^2 + \rho_0\Phi} = \frac{\rho_0 c^2}{\rho_0 c^2 \cdot (1+\Phi/c^2)}$$

It's just as if it was the ratio of the apparent energy of virtual vacuum masses under zero gravity potential over the apparent energy of those same masses under Φ-potential gravity.

For an infinitely small space volume $dV = dxdydz$, we can write:

$$\sqrt{det(g_s)}dxdydz = \frac{\rho_0 c^2}{\rho_0 c^2(1+\Phi/c^2)}dxdydz$$

It comes: $\rho_0 c^2(1+\Phi/c^2)\sqrt{det(g_s)}dxdydz = \rho_0 c^2 dxdydz$

So we naturally introduce the Vacuum Apparent Energy Invariance principle (VAEI) as follows:

"The apparent energy of vacuum is invariant."

Let's apply this principle to derive $det(g_s)$ and g_{00}.

At a given point in time t, in an infinitely small volume $dx_1dx_2dx_3$, under zero gravity (flat space) with vacuum energy density $\mathcal{E}_0$, we have:

$$dE_0 = \mathcal{E}_0 dx_1dx_2dx_3$$

and under Φ-gravity potential, we have:

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

Applying VAEI, we have: $dE_0 = dE_\Phi$. It comes:

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

Let's apply VAEI 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 observationnal events.

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

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

The apparent 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 VAEI, we have: $P_0 = P_\Phi$

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

And finally, with $d\tau^2 = g_{00}dt^2$:

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

We don't need a quantum argument anymore which is really important for this theory not to be dependent on quantum physics and the energy conservation argument wasn't strong enough since gravitational redshift of photons implying a violation of energy conservation is currently interpreted otherwise.

V- Space metric

We still don't fully know g_s. We only know its determinant. Spherical potential from a point like mass is a special case in which space is only dilated radially. Which gives locally in $(\vec{e_r}, \vec{e_u}, \vec{e_v})$ basis:

$$ds^2 = Ac^2dt^2 - Bdr^2 - du^2 - dv^2$$

Applying VAEI principle, it comes: $A = B^{-1} = (1 + \Phi/c^2)^2$

In this coordinate system, the metric is locally:

$$g_{ruv} = \begin{pmatrix} \beta^2 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \beta^{-2} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

with $\beta = 1 + \Phi/c^2$.

Changing coordinates, we get: $g_s = M^T g_{s,ruv} M$

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

$$M^T = \begin{pmatrix} r_1 & u_1 & v_1 \\ r_2 & u_2 & v_2 \\ r_3 & u_3 & v_3 \end{pmatrix}$$

then:

$$g_s = \begin{pmatrix} r_1 & u_1 & v_1 \\ r_2 & u_2 & v_2 \\ r_3 & u_3 & v_3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \beta^{-2} & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} r_1 & r_2 & r_3 \\ u_1 & u_2 & u_3 \\ v_1 & v_2 & v_3 \end{pmatrix}$$

It comes:

$$g_s = \begin{pmatrix} \beta^{-2} r_1^2 + u_1^2 + v_1^2 & \beta^{-2} r_1 r_2 + u_1 u_2 + v_1 v_2 & \beta^{-2} r_1 r_3 + u_1 u_3 + v_1 v_3 \\ \beta^{-2} r_2 r_1 + u_2 u_1 + v_2 v_1 & \beta^{-2} r_2^2 + u_2^2 + v_2^2 & \beta^{-2} r_2 r_3 + u_2 u_3 + v_2 v_3 \\ \beta^{-2} r_3 r_1 + u_3 u_1 + v_3 v_1 & \beta^{-2} r_3 r_2 + u_3 u_2 + v_3 v_2 & \beta^{-2} r_3^2 + u_3^2 + v_3^2 \end{pmatrix}$$

And using orthogonal matrices properties :

$$g_s = \begin{pmatrix} (\beta^{-2} - 1) r_1^2 + 1 & (\beta^{-2} - 1) r_1 r_2 & (\beta^{-2} - 1) r_1 r_3 \\ (\beta^{-2} - 1) r_2 r_1 & (\beta^{-2} - 1) r_2^2 + 1 & (\beta^{-2} - 1) r_2 r_3 \\ (\beta^{-2} - 1) r_3 r_1 & (\beta^{-2} - 1) r_3 r_2 & (\beta^{-2} - 1) r_3^2 + 1 \end{pmatrix}$$

Eventually:

$$g_s = I + (\beta^{-2} - 1) \begin{pmatrix} r_1^2 & r_1 r_2 & r_1 r_3 \\ r_2 r_1 & r_2^2 & r_2 r_3 \\ r_3 r_1 & r_3 r_2 & r_3^2 \end{pmatrix}$$

That doesn't depend on the choice of $\vec{e_u}$ and $\vec{e_v}$. It can be rewritten this way, with $g_{s,ij} = g_{ij}$ for brevity:

$$g_{ij} = \delta_{ij} + (\beta^{-2} - 1)r_i r_j$$

Which is only true for a spherical potential from a point like mass. How can we generalize it to any kind of potential?

The above formula is also locally true for a linear mass distribution along $\vec{e_r}$ passing through the observer's location in space.

Let: $B_{ij} = (\beta^{-2} - 1)r_i r_j$

Let's rewrite the formula this way:

$$\boxed{g_{ij} = \lambda \cdot B_{ij} + \delta_{ij}}$$

This way, λ is a renormalisation parameter ensuring that $det(g_s) = \beta^{-2}$ while conserving the basis change invariance. In this special case we obviously have $\lambda = 1$.

If we are in presence of a mass distribution, we want to add up the potential influence from every direction to derive g_s. We then introduce the angular potential distribution $\phi(\vec{\sigma})$, where $\vec{\sigma}$ is the observed direction. We have: $\Phi = \int \phi(\vec{\sigma})d\sigma$ where $d\sigma$ is a solid angle element.

For an infinitely small solid angle in $\vec{\sigma}$ direction, applying the previously derived formula, with $r_i(\vec{\sigma}) = \vec{\sigma}/||\vec{\sigma}|| \cdot \vec{e_i}$, we have:

$$dB_{ij} = ((1 + \phi(\vec{\sigma})d\sigma/c^2)^{-2} - 1)r_i(\vec{\sigma})r_j(\vec{\sigma}) = -2\phi(\vec{\sigma})/c^2 \cdot r_i(\vec{\sigma})r_j(\vec{\sigma})d\sigma$$

Integrating over the whole observation sphere we have:

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

It eventually comes:

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

This metric solution is easily verified in the case of a point-like mass distribution. In the case of an homogeneous and isotropic mass distribution cross-terms are null so we have: $g_{ij} = (1 + \Phi/c^2)^{-2/3} I$.

In case of a newtonian potential in a static mass distribution no need for solid angles formalism. Adding up the potential influence from every mass, with $r_i = \vec{r}/r \cdot \vec{e_i}$ for brevity, we have:

$$\boxed{g_{ij} = \delta_{ij} + \lambda \cdot \int \frac{2\mathcal{G}\rho(\vec{r})}{rc^2} \cdot r_i r_j dV}$$

VI - Gravitational field tensor

Gravitation seen as a force is very similar to electromagnetism. A direct analogy gives us the gravitational potential as a lorentzian vector:

$$G_\mu = (\Phi/c, \vec{G})$$

And the gravitational tensor as:

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

The lagrangian becomes:

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

Where we now separate the vacuum potential Φ_0 from the particle gravitational potential. Einstein's statement of equality of inertial and gravitational mass is not necessary anymore. And the potential is not necessarily a newtonian one analogous to electromagnetism, leaving open doors to modified newtonian gravity laws. If it was, we would have the equivalent of Maxwell equations for gravity. Last thing, gavitationnal waves are not dependent on a gauge choice contrary to General Relativity since the potential is lorentzian by definition.

VII - Electromagnetism

Any potential could be added to the lagrangian, so including electromagnetism is pretty straightforward.

Let A_μ be the electromagnetic four-potential. Including electromagnetism contribution to the lagrangian, we have:

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

We see that the stronger the gravity field, the lesser the influence of other forces. Other forces can be neglected if gravity is strong enough.

VIII - Quantum gravity

Gravity being a force again, we now have a coherent way to blend gravity into the quantum realm. What follows is based on Fock's equation (V. Fock, Z. Phys. 57, 261 (1929)) as a curved space-time version of Dirac equation:

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

Were γ_μ are the generalized gamma matrices defining the covariant Clifford algebra (H. Tetrode, Z. Phys. 50, 336 (1928))

$$\gamma_\mu \gamma_\nu + \gamma_\nu \gamma_\mu = 2 g_{\mu\nu}$$

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

In order 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:

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

This way, we finally have a coherent quantum gravity equation! It only concerns 1/2-spin charged particules though. Same work should be done for quantum electrodynamics and quantum field theory in general.

IX - Cosmology

Let's see how global vacuum gravitational potential evolves in a homogeneous and isotropic universe. The potential is induced by the mass in a ct radius sphere where t is the age of the universe. Space dilation can be neglected in weak field approximation. We have:

$$\Phi_0 = \int_0^{ct} \phi(r)\rho(t - r/c) \cdot 4\pi r^2 dr$$

Where $\rho(t)$ is the universe matter density at time t and $\phi(r)$ is the potential of the gravitational field by mass unit at a distance r. In the special case of Newton's law, it would be $-\mathcal{G}/r$. Time dilation is neglected in the integral in weak field approximation and $\rho(t - r/c) \cdot 4\pi r^2 dr$ is obviously not dependent on space dilation.

Let Gal_1 and Gal_2 be two galaxies at a distance D away from each other. An observer in Gal_1 at time t_0 would see Gal_2 as it was in the past at time $t_0 - D/c$. The gravitational potential of Gal_1 and the gravitational potential of Gal_2 at the time it's being observed are then:

$$\Phi_{0,Gal_1} = \int_0^{ct_0} \phi(r)\rho(t_0 - r/c) \cdot 4\pi r^2 dr$$

$$\Phi_{0,Gal_2} = \int_0^{ct_0 - D} \phi(r)\rho(t_0 - r/c) \cdot 4\pi r^2 dr$$

With the time dilation factor the observed redshifted frequency is:

$$\omega = \frac{\sqrt{g_{00,Gal_1}}}{\sqrt{g_{00,Gal_2}}}\omega_0$$

It comes: $\omega = (1 + \dfrac{\Phi_{0,Gal_1} - \Phi_{0,Gal_2}}{c^2})\omega_0$

Thus:

$\omega/\omega_0 - 1 = \int_{ct_0-D}^{ct_0} \phi(r)\rho(t_0 - r/c)/c^2 \cdot 4\pi r^2 dr$

And eventually:

$\omega/\omega_0 - 1 = 4\pi/c^2 \cdot \int_0^D \phi(ct_0 - r)(ct_0 - r)^2 \cdot \rho(r/c)dr$

One could integrate and have the exact solution but it's easier to compare the distance derivative of the redshift to the observational data. We have:

$$\frac{d(\omega/\omega_0 + 1)}{dD} = 4\pi/c^2 \cdot \phi(ct_0 - D)(ct_0 - D)^2 \cdot \rho(D/c)$$

For very small distances, observational data show that $\frac{d(\omega/\omega_0+1)}{dD}$ is constant (Hubble law). Given that $\phi(ct_0 - D)(ct_0 - D)^2 = \phi(ct_0)(ct_0)^2$ in that case, $\rho(D/c)$ must be constant. If ρ evolved in the early universe, it must have been in a time no greater than the time light would take to reach the nearest galaxies.

Let's write $\rho(D/c) = \rho_0$ and $h(r) = \phi(r) \cdot r^2$

For small distances compared to the size of the universe, we have:

$h(ct_0 - D) = h(ct_0) - D \cdot h'(ct_0)$

It comes:

$$\frac{d(\omega/\omega_0 + 1)}{dD} = 4\pi\rho_0/c^2 \cdot (h(ct_0) - D \cdot h'(ct_0))$$

Eventually:

$$\boxed{\omega/\omega_0 - 1 = 4\pi t_0^2\rho_0\phi(ct_0) \cdot D - 4\pi\rho_0 h'(ct_0)/c^2 \cdot D^2/2}$$

This is equivalent to Hubble's law with an acceleration term. The acceleration being positive, we deduce: $h'(ct_0) > 0$

That gives a good explanation of Hubble diagrams with no need for any kind of Dark Energy.

Redshift is related to Hubble's constant as follows:

$\omega/\omega_0 - 1 = -v/c = -H_0 D/c$

Identifing it to our formula, we have: $H_0 = -4\pi t_0^2 c\rho_0\phi(ct_0)$

If we could measure redshifts in smaller distances, we would be able to have more accurate information about $\rho(t)$. A way to do so would be sending a signal and make it bounce back to were it has previously been emitted. Global gravitational potential will have changed and redshifted the signal.

Let t_{signal} be the time for the signal to come back. Doing the same reasoning as previously done in the case of galaxies, we have:

$$\omega = \frac{\sqrt{g_{00,t}}}{\sqrt{g_{00,t-t_{signal}}}}\omega_0$$

It comes:

$$\omega = (1 + \frac{(\Phi_{0,global,t} + \Phi_{0,local,t}) - (\Phi_{0,global,t-t_{signal}} + \Phi_{0,local,t-t_{signal}})}{c^2}) \cdot \omega_0$$

Since local potential is not time dependent, we have:

$\Phi_{0,local,t} - \Phi_{0,local,t-t_{signal}} = 0$

So we just have to replace D by ct_{signal} in the previous equations:

$\omega/\omega_0 - 1 = 4\pi/c^2 \cdot \int_0^{ct_{signal}} \phi(ct_0 - r)(ct_0 - r)^2 \cdot \rho(r/c)dr$

It comes: $\omega/\omega_0 - 1 = 4\pi t_0^2\phi(ct_0) \cdot \int_0^{ct_{signal}} \rho(r/c)dr$

In other words after a variable change:

$\omega/\omega_0 - 1 = H_0/\rho_0 \cdot \int_0^{t_{signal}} \rho(t)dt$

Plotting $\omega/\omega_0 - 1$ against t_{signal}, we can derive $\rho(t)$ as:

$$\boxed{\rho(t_{signal}) = \rho_0/H_0 \cdot \frac{d(\omega/\omega_0 - 1)}{dt_{signal}}}$$

It's quite wonderful that there is a theoretical way to "see" the early stages of the creation of the universe.

Using the average mass density of the early universe, we can rewrite the redshift this way:

$$\boxed{d\omega = t_{signal} \cdot H_0 \cdot \frac{< \rho(t_{signal}) >}{\rho_0} \cdot \omega_0}$$

This could possibly be detected through laser interference modulation using a large interferometer. The path difference δ and t_{signal} are directly related: $t_{signal} = \delta/c$. One can then choose t_{signal} to have constructive interences such as:

$t_{signal} = 2n/\omega_0$

This is to better see the modulation phenomenon. Let's assume that $< \rho(t_{signal}) > /\rho_0 = 1$. It's possible to have laser frequencies of about $\omega_0 = 10^{16}Hz$. Hubble constant is approximately $H_0 = 7 \cdot 10^{-18}s^{-1}$. With a length of about 3 km for the interferometer, we can have a maximum difference path of 6 km thus $t_{signal} = 2 \cdot 10^{-5}s$. That gives us:

$d\omega = 1.4 \cdot 10^{-6}s^{-1}$

It's about $7 \cdot 10^5 s$ oscillating period. It's roughly 8 days only! The longer the oscillating period, the lesser the average universe mass density before t_{signal}.

CONCLUSION

This theory can be proven less accurate than General Relativity by fine measurements of the gravitational redshift. It could either falsify this theory or falsify General Relativity.

I never mentioned Quantum Vacuum. This theory could have been created without knowing the existence of Quantum Vacuum, thus predicting its very existence. Quantum Vacuum being neutral, an electric field wouldn't induce any potential energy since negative and positive charges would nullify their potential energy. Quantum Vacuum being isotropic, its potential vector is null, justifying the fact that we only took into account the scalar potential throughout the whole paper. Magnetic fields could change Quantum Vacuum energy since particles spins would tend to line up with field lines and thus have a potential energy induced by the magnetic field gradient.

This theory is compatible with any violation of the weak equivalence principle and any non-newtonian gravity potentials. The last important thing to mention is the retroaction of the metric on the potential. Space dilation implies a modification of the way the potential is derived which in turn implies a modification of the space dilation until a balance is found. The maths of this effect can be done in the case of a spherical potential leading to really interesting discussions which are off topic.

The last section about cosmology is quite disruptive. Contrary to Einstein's equations, our theory don't imply an expanding universe but can predict what we observe and interpret as being an expansion as it also gives a natural explanation to what we interpret as Dark Energy. I know it's way to disruptive and that might be a threat to this paper given all the research and money invested in investigating universe expansion and the Big Bang theory. This theory says nothing about the very early moments of the universe though. But as you saw at the end of the last section, we have a powerfull way to investigate these moments through what I may call Signal Bouncing Gravitational Redshift.

As you can imagine, there is a lot more to say about this. It implies many things about the nature of Quantum Vacuum, of gravity, or even of time itself but this is not the topic of this paper. The topic was to show how to interpret gravity as a force turning its quantization into a trivial thing given all the previously done research about quantum physics in a curved space-time.

Ramsès BOUNKEU SAFO
Supélec Engineer (FRANCE), independant researcher, three-time Concours Lépine Gold Medal (2016, 2017, 2018), May 9th 2019

References: V. Fock, Z. Phys. 57, 261 (1929) ; H. Tetrode, Z. Phys. 50, 336 (1928)

Blockchain certification via proofofexistence.com

INTRODUCTION

La gravité est actuellement comprise comme étant une courbure de l'espace-temps. Si la gravité était une force, sa quantification serait beaucoup plus simple. Et si la gravité était une force capable de courber l'espace-temps ?

Nous verrons que la gravité peut être vue de cette façon ainsi que tout ce que cela impliquerait. Nous construirons ensuite une équation de métrique grâce à un nouveau principe qui, en champs faibles, est équivalent au Principe d'Equivalence d'Einstein.

Dans ce papier, les lettres grecques parcourent 0 à 3 (représentant l'espace-temps) tandis que les lettres romaines parcourent 1 à 3 (représentant l'espace). Nous utiliserons la signature metrique $(+ - --)$ et les coordonnées contravariantes sont notées avec des indices bas à l'exception des quadri-vecteurs potentiels.

I - Une force capable de courber l'espace-temps

La Relativité Générale postule qu'un corps qui se déplace dans un champ gravitationnel ne fait que suivre le chemin le plus court dans un espace-temps courbé. Ce qui est incarné par les équations géodésiques dont la métrique est calculée grâce aux équations d'Einstein. Ces équations découlent d'un principe de moindre action avec le la lagrangien suivant :

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

Si la gravité était une force, le lagrangien serait de la forme :

$$L = -m_0 c \sqrt{\eta_{\mu\nu} \dot{x_\mu} \dot{x_\nu}} - m_0 \Phi$$

où $\eta_{\mu\nu}$ est la métrique de Minkowsky et Φ le potentiel gravitationnel.

Ce lagrangien mène à des équations géodésiques incorrectes donc ne correspond pas à la réalité.

Comment pourrait-on avoir les mêmes équations géodésiques qu'en Relativité Générale en prenant en compte la courbure de l'espace-temps ainsi qu'un terme d'énergie potentiel ? Ecrivons le lagrangien sous la forme suivante :

$$L_\Phi = -mc\sqrt{g_{\mu\nu}\dot{x_\mu}\dot{x_\nu}} - m\Phi$$

Cela ne mêne pas non plus aux mêmes équations géodésiques que la Relativité Générale. Serait-ce possible de changer légèrement ce lagrangien d'une façon physiquement cohérente de sorte qu'il soit équivalent au lagrangien de la Relativité Générale ? La vitesse de la lumière ne doit pas être modifiée. La seule chose que l'on pourrait modifier dynamiquement est la masse du corps en mouvement.

Ecrivons alors :

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

où m_0 est la masse du corps en absence de champ gravitationnel. On a donc : $\alpha(0) = 1$.

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

On a donc: $L_0 = m_0c\dot{s_0}$ et $L_\Phi = -\alpha(\Phi)m_0c\dot{s_0} - \alpha(\Phi)m_0\Phi$

On aimerait retomber sur les mêmes équations géodésiques avec L_0 et L_Φ.

Pour la Relativité Générale nous avons :

$$\frac{\partial L_0}{dx_\kappa} - \frac{d}{dt}\frac{\partial L_0}{\partial \dot{x_\kappa}} = 0$$

Et pour notre nouveau lagrangien :

$$\frac{\partial L_\Phi}{\partial x_\kappa} - \frac{d}{dt}\frac{\partial L_\Phi}{\partial \dot{x_\kappa}} = 0$$

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

$$-\frac{\partial\alpha(\Phi)m_0c\dot{s_0}}{\partial x_\kappa}-\frac{\partial\alpha(\Phi)m_0\Phi}{\partial x_\kappa}+\frac{d}{dt}\frac{\partial\alpha(\Phi)m_0c\dot{s_0}}{\partial\dot{x_\kappa}}=0$$

Qui mène à: $-\frac{\partial\alpha(\Phi)\dot{s_0}/c}{\partial x_\kappa}-\frac{\partial\alpha(\Phi)\Phi/c^2}{\partial x_\kappa}+\frac{d}{dt}(\alpha(\Phi)\frac{\partial\dot{s_0}/c}{\partial\dot{x_\kappa}})=0$

Il vient :

$$-\alpha(\Phi)\frac{\partial\dot{s_0}/c}{\partial x_\kappa}-\frac{\partial\alpha(\Phi)}{\partial x_\kappa}\dot{s_0}/c-\frac{\partial\alpha(\Phi)\Phi/c^2}{\partial x_\kappa}+\frac{d\alpha(\Phi)}{dt}\frac{\partial\dot{s_0}/c}{\partial\dot{x_\kappa}}+\alpha(\Phi)\frac{d}{dt}\frac{\partial\dot{s_0}/c}{\partial\dot{x_\kappa}}=0$$

On reconnaît l'équation lagrangienne de L_0 dans le premier et le dernier terme de l'équation :

$$-\frac{\partial\alpha(\Phi)}{\partial x_\kappa}\dot{s_0}/c-\frac{\partial\alpha(\Phi)\Phi/c^2}{\partial x_\kappa}+\frac{d\alpha(\Phi)}{dt}\frac{\partial\dot{s_0}/c}{\partial\dot{x_\kappa}}-\alpha(\Phi)/m_0c^2(\frac{\partial L_0}{\partial x_\kappa}-\frac{d}{dt}\frac{\partial L_0}{\partial\dot{x_\kappa}})=0$$

Nous avons donc les mêmes équations géodésiques de la Relativité Générale si et seulement si :

$$-\frac{\partial\alpha(\Phi)}{\partial x_\kappa}\dot{s_0}/c-\frac{\partial\alpha(\Phi)\Phi/c^2}{\partial x_\kappa}+\frac{d\alpha(\Phi)}{dt}\frac{\partial\dot{s_0}/c}{\partial\dot{x_\kappa}}=0$$

En paramétrant la trajectoire par le temps-propre, on a : $\dot{s_0}=c$.

Il vient :

$$-\frac{\partial\alpha(\Phi)}{\partial x_\kappa}-\frac{\partial\alpha(\Phi)\Phi/c^2}{\partial x_\kappa}=0$$

Donc : $\frac{\partial\alpha(\Phi)(1+\Phi/c^2)}{\partial x_\kappa}=0$

Et finalement :

$$\alpha(\Phi)=(1+\Phi/c^2)^{-1}$$

La gravité est donc une force capable de courber l'espace-temps si et seulement si la masse est relative avec :

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

On a ce que l'on voulait ! La gravitation n'est plus uniquement une courbure de l'espace-temps !

La relativité de la masse semble contredire la conservation de l'énergie. Afin qu'elle soit conservée, l'énergie doit s'écrire :

$\boxed{E = mc^2(1 + \Phi/c^2)}$

Que l'on généralise dans le cas d'une particule relativiste sous la forme :

$E^2 = (m^2c^4 + p^2c^2)(1 + \Phi/c^2)^2$

Avec : $p = p_0/(1 + \Phi/c^2)$ and $m = m_0/(1 + \Phi/c^2)$

Il nous reste plus qu'à trouver comment la gravité courbe l'espace-temps. Quel principe physique pourrait l'expliquer ? Peut-on déterminer la métrique grâce à un principe autre que le Principe d'Equivalence de la Relativité Générale ?

II - Le champ métrique

Postulons que la métrique soit de la forme :

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

Ainsi la dilatation du temps est disjointe de la courbure spatiale, les deux étants des fonctions du potentiel gravitationnel (au sens large). Sous cette forme, g_{00} est la dilatation du temps et g_s est la partie spaciale de la métrique.

On considère donc que c'est le potentiel gravitationnel qui courbe l'espace-temps et non pas la matière. Commençons par déterminer g_{00} et $det(g_s)$.

III - La dilatation temporelle

Nous allons déterminer g_{00} par deux méthodes différentes.

Introduisons tout d'abord l'Energie Apparente :

$E_{app}^2 = (m_0^2c^4 + p_0^2c^2)(1 + \Phi/c^2)^2$

Donc : $\boxed{E_{app} = E_0 \cdot (1 + \Phi/c^2)}$

L'énergie apparente d'un corps est l'énergie qu'il semble avoir lorsqu'il baigne dans un champ de potentiel Φ. Appliqué aux photons, on a : $h\nu_0 = h\nu_\Phi(1 + \Phi/c^2)$

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

ce qui est similaire à un décalage vers le rouge gravitationnel.

En l'identifiant à ce dernier, on a : $\nu_0 = \nu_\Phi\sqrt{g_{00}}$

Il vient : $g_{00} = (1 + \Phi/c^2)^2$

Jettons un rapide coup d'oeil à la métrique de Schwarzschild :

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

On a : $g_{00,schw} = (1 + 2\Phi/c^2)$

La difference est très faible: $g_{00} - g_{00,schw} = (\Phi/c^2)^2$ mais reste mesurable. Des mesures précises de décalage vers le rouge gravitationnel permettrait de discriminer entre les deux valeurs. Cette théorie pourrait être invalidée de cette façon.

Déterminons g_{00} dans l'approximation non-relativiste. Cela nous aiderait à choisir entre le résultat de Schwarzschild et le nôtre.

Le lagrangien classique s'écrit :

$L_c = -m_0c^2 + 1/2m_0v^2 - m_0\Phi$

On a ajouté la constante $-m_0c^2$ pour l'aligner au lagrangien de la Relativité Générale suivant :

$L_0 = -m_0c^2\sqrt{g_{\mu\nu}\dot{x_\mu}\dot{x_\nu}/c^2}$

Donc, pour des vitesses non-relativistes, on a :

$L_0 = -m_0c^2\sqrt{g_{00}}(1 + 1/2\lambda_{ij}\dot{x_i}\dot{x_j})$

avec $\lambda_{ij} = c^{-2}g_{ij}/g_{00}$.

En identifiant les deux lagrangiens, il vient :

$-m_0c^2 - m_0\Phi = -m_0c^2\sqrt{g_{00}}$

Et finalement : $g_{00} = (1 + \Phi/c^2)^2$

La solution de Schwarzschild ne serait donc qu'une approximation de premier ordre alors que la nôtre semble plus précise. Mais comme la solution de Schwarzschild est une solution exacte de l'équation d'Einstein, si la dilatation du temps observée est mathématiquement différente de celle prédite par la métrique de Schwarzschild, cela invaliderait la Relativité Générale. Il devrait donc y avoir une théorie plus précise. Comme la Relativité Générale découle uniquement du Principe d'Equivalence, on devrait alors conclure que le Principe d'Equivalence est faux. Mieux vaut alors chercher un nouveau principe sur lequel on pourrait construire une nouvelle théorie. C'est le but de la prochaine section.

Nous verrons aussi une troisième façon de déterminer g_{00} en appliquant un nouveau principe qui ne dépend pas de la physique quantique.

IV - Invariance de l'Energie Apparente du Vide

On veut naturellement modifer la métrique de Schwarzschild de la façon suivante :

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

Ainsi, en coordonnées cartésiennes on aurait :

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

Quelle peut en être la signification physique ? Soit ρ_0 une densité massique :

$$\sqrt{det(g_s)} = (1+\Phi/c^2)^{-1} = (1+\frac{\rho_0\Phi}{\rho_0 c^2})^{-1} = \frac{\rho_0 c^2}{\rho_0 c^2 + \rho_0\Phi} = \frac{\rho_0 c^2}{\rho_0 c^2 \cdot (1 + \Phi/c^2)}$$

C'est un peut comme si on avait le rapport de l'énergie apparente de particules massives sous un potentiel nul divisé par l'énergie apparente de ces mêmes particules sous un potentiel Φ.

Pour un volume d'espace infinitésimal $dV = dxdydz$, on peut écrire:

$$\sqrt{det(g_s)}dxdydz = \frac{\rho_0 c^2}{\rho_0 c^2(1 + \Phi/c^2)} dxdydz$$

Il vient : $\rho_0 c^2(1 + \Phi/c^2)\sqrt{det(g_s)}dxdydz = \rho_0 c^2 dxdydz$

On introduit donc naturellement le principe d'Invariance de l'Energie Apparente du Vide (IEAV) comme suit :

"L'énergie apparente du vide est invariante."

Appliquons ce principe pour déterminer $det(g_s)$ et g_{00}.

Pour un temps t donné, dans un volume infinitésimal $dx_1 dx_2 dx_3$, en absence de gravité (espace plat) pour une densité d'énergie $\mathcal{E}_0$, on a :

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

et sous un potentiel gravitationnel Φ, nous avons :

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

En appliquant le IEAV, nous avons: $dE_0 = dE_\Phi$. Il vient :

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

Appliquons à présent le IEAV dans le domaine temporel pour avoir une manière plus rigoureuse de déterminer g_{00}.

Le raisonnement est similaire à celui utilisé pour calculer la valeur du décalage vers le rouge gravitationnel. On raisonne en terme d'évènement d'observation.

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

L'énergie apparente totale par unité de temps pour un observateur sous un potentiel gravitationnel global nul est : $P_0 = \dfrac{d(NE_0)}{dt}$

L'énergie apparente totale par unité de temps pour un observateur sous un potentiel gravitationnel global Φ est :

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

En appliquant le IEAV, on a : $P_0 = P_\Phi$

Il vient :

$$E_0 dN d\tau = E_0(1 + \Phi/c^2) dN dt$$

Et finalement, avec $d\tau^2 = g_{00} dt^2$:

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

Nous n'avons donc plus besoin d'un argument quantique ce qui est fondemental pour que cette théorie ne soit pas dépendante de la physique quantique. De plus la conservation de l'énergie qui y est adjointe est actuellement traitée différemment dans la façon d'interpréter le décalage vers le rougee gravitationnel des photons.

V- La métrique spatiale

On ne connait toujours pas g_s. On connait uniquement son déterminant. Un potentiel sphérique issu d'une masse ponctuelle est un cas particulier dans lequel l'espace se déforme uniquement radialement. Ce qui donne localement, dans la base $(\vec{e_r}, \vec{e_u}, \vec{e_v})$:

$$ds^2 = Ac^2dt^2 - Bdr^2 - du^2 - dv^2$$

En appliquant le IEAV, il vient : $A = B^{-1} = (1 + \Phi/c^2)^2$

Dans ce système de coordonnées, la métrique est localement :

$$g_{ruv} = \begin{pmatrix} \beta^2 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \beta^{-2} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

avec $\beta = 1 + \Phi/c^2$.

En changeant de système de coordonnées on a : $g_s = M^T g_{s,ruv} M$

où M^T est la matrice de passage de $(\vec{e_r}, \vec{e_u}, \vec{e_v})$ vers $(\vec{e_1}, \vec{e_1}, \vec{e_3})$. Donc avec $\vec{e_r} = r_i\vec{e_i}$, $\vec{e_u} = u_i\vec{e_i}$ and $\vec{e_v} = v_i\vec{e_i}$, on a :

$$M^T = \begin{pmatrix} r_1 & u_1 & v_1 \\ r_2 & u_2 & v_2 \\ r_3 & u_3 & v_3 \end{pmatrix}$$

d'où :

$$g_s = \begin{pmatrix} r_1 & u_1 & v_1 \\ r_2 & u_2 & v_2 \\ r_3 & u_3 & v_3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \beta^{-2} & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} r_1 & r_2 & r_3 \\ u_1 & u_2 & u_3 \\ v_1 & v_2 & v_3 \end{pmatrix}$$

Il vient :

$$g_s = \begin{pmatrix} \beta^{-2}r_1^2 + u_1^2 + v_1^2 & \beta^{-2}r_1r_2 + u_1u_2 + v_1v_2 & \beta^{-2}r_1r_3 + u_1u_3 + v_1v_3 \\ \beta^{-2}r_2r_1 + u_2u_1 + v_2v_1 & \beta^{-2}r_2^2 + u_2^2 + v_2^2 & \beta^{-2}r_2r_3 + u_2u_3 + v_2v_3 \\ \beta^{-2}r_3r_1 + u_3u_1 + v_3v_1 & \beta^{-2}r_3r_2 + u_3u_2 + v_3v_2 & \beta^{-2}r_3^2 + u_3^2 + v_3^2 \end{pmatrix}$$

et en utilisant les propriétés des matrices orthogonales :

$$g_s = \begin{pmatrix} (\beta^{-2}-1)r_1^2+1 & (\beta^{-2}-1)r_1r_2 & (\beta^{-2}-1)r_1r_3 \\ (\beta^{-2}-1)r_2r_1 & (\beta^{-2}-1)r_2^2+1 & (\beta^{-2}-1)r_2r_3 \\ (\beta^{-2}-1)r_3r_1 & (\beta^{-2}-1)r_3r_2 & (\beta^{-2}-1)r_3^2+1 \end{pmatrix}$$

Finalement :

$$g_s = I + (\beta^{-2}-1)\begin{pmatrix} r_1^2 & r_1r_2 & r_1r_3 \\ r_2r_1 & r_2^2 & r_2r_3 \\ r_3r_1 & r_3r_2 & r_3^2 \end{pmatrix}$$

Ce qui ne dépend pas du choix de $\vec{e_u}$ and $\vec{e_v}$. Ce qui peut être réécrit, avec $g_{s,ij} = g_{ij}$ pour simplifier :

$$g_{ij} = \delta_{ij} + (\beta^{-2}-1)r_ir_j$$

Ceci est uniquement vrai pour un potentiel sphérique issu d'une masse ponctuelle. Comment pourrait-on le généraliser à n'importe quel type de potentiel.

La formule ci-dessus est aussi vraie pour une distribution linéaire le long de l'axe parallèle à $\vec{e_r}$ passant par l'observateur .

Posons : $B_{ij} = (\beta^{-2}-1)r_ir_j$

Réécrivons la formule de cette façon :

$$\boxed{g_{ij} = \lambda \cdot B_{ij} + \delta_{ij}}$$

De cette manière, λ est un paramètre de renormalisation assurant $det(g_s) = \beta^{-2}$ tout en conservant l'invariance par changement de base. Dans le cas particulier d'un masse ponctuelle on a évidemment $\lambda = 1$.

Si on est en présence d'une distribution de masse, on aimerait pouvoir ajouter l'influence des potentiels gravitationnels de chaque direction pour en déduire g_s. On introduit alors la notion de distribution angulaire de potentiel $\phi(\vec{\sigma})$, où $\vec{\sigma}$ est la direction observée. On a :

$\Phi = \int \phi(\vec{\sigma})d\sigma$ où $d\sigma$ est un élément d'angle solide.

Pour un angle solide infiniment petit dans la direction $\vec{\sigma}$, en appliquant la formule précédente, avec $r_i(\vec{\sigma}) = \vec{\sigma}/||\vec{\sigma}|| \cdot \vec{e_i}$, on a :

$$dB_{ij} = ((1 + \phi(\vec{\sigma})d\sigma/c^2)^{-2} - 1)r_i(\vec{\sigma})r_j(\vec{\sigma}) = -2\phi(\vec{\sigma})/c^2 \cdot r_i(\vec{\sigma})r_j(\vec{\sigma})d\sigma$$

En intégrant sur toute la sphère, on a :

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

D'où finalement :

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

Cette solution de métrique est facilement vérifiée dans le cas d'une masse ponctuelle. Dans le cas d'une distribution homogène et isotrope, les termes croisés s'annulent et la métrique est donc $g_{ij} = (1 + \Phi/c^2)^{-2/3}I$.

Dans le cas d'une distribution statique suivant un potentiel newtonien, on peut directement sommer les influences de chaque masse infinitésimale. Avec $r_i = \vec{r}/||\vec{r}|| \cdot \vec{e_i}$, on a :

$$\boxed{g_{ij} = \delta_{ij} + \lambda \cdot \int \frac{2\mathcal{G}\rho(\vec{r})}{rc^2} \cdot r_i r_j dV}$$

VI - Le tenseur de champ gravitationnel

La gravitation vue comme une force est très similaire à l'électromagnétisme. Une analogie direct nous mène au quadri-vecteur potentiel gravitationnel :

$$G_\mu = (\Phi/c, \vec{G})$$

Et le tenseur gravitationnel :

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

Le lagrangien devient :

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

Nous avons séparé le potentiel du vide Φ_0 du potentiel gravitationnel du corps en mouvement. L'égalité de la masse inertielle et de la masse gravitationnelle n'est donc plus nécessaire et le potentiel n'est pas nécessairement newtonien, ce qui laisse la porte ouverte à des lois de gravitation non-newtoniennes. Dans le cas d'une gravitation newtonienne, nous aurions l'équivalent des équations de Maxwell.

VII - Electromagnetisme

N'importe quel potentiel peut être ajouté. Inclure l'intéraction électromagnétique est donc direct.

Soit A_μ le quadri-vecteur potentiel électromagnétique. En intruisant l'intéraction électromagnétique au lagrangien, on a :

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

On voit que plus la gravitation est forte, moins l'influence des autres forces est importante. Si la gravité est suffisamment élevée, on peut négliger les autres forces.

VIII - Gravité quantique

Puisse la gravitation est de nouveau une force, on a maintenant une façon cohérente d'inclure la gravitation au monde quantique. Ce qui suit est basé sur l'équation de Fock (V. Fock, Z. Phys. 57, 261 (1929)) 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 définissant l'algèbre covariante de Clifford (H. Tetrode, Z. Phys. 50, 336 (1928))

$$\gamma_\mu\gamma_\nu + \gamma_\nu\gamma_\mu = 2g_{\mu\nu}$$

où $g_{\mu\nu}$ est la métrique d'espace-temps, dont la signature est $(+---)$, Γ_μ est la connexion affine spinorielle et A_μ est le quadri-vecteur énergie potentielle.

Afin d'y inclure la gravitation, on écrit simplement $m = m_0(1+\Phi_0/c^2)^{-1}$ et on introduit le quadri-vecteur potentiel gravitationnel G_μ. On a :

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

Ainsi nous avons enfin une équation de gravité quantique cohérente ! Elle ne concerne que les particules chargées de spin 1/2 celà dit. Le même travail doit être fait pour l'électrodynamique quantique puis la théorie quantique des champs.

IX - Cosmologie

Voyons à présent comment le potentiel d'un univers isotrope et homogène évolue. Le potentiel est induit par la masse présente dans une sphère de rayon ct où t est l'âge de l'univers. La dilatation de l'espace peut-être négligée en champs faibles. On a donc :

$$\Phi_0 = \int_0^{ct} \phi(r)\rho(t - r/c) \cdot 4\pi r^2 dr$$

Où $\rho(t)$ est la densité de matière au temps t et $\phi(r)$ est le potentiel du champ gravitationnel par unité de masse à la distance r. Dans le cas particulier de la loi de Newton, ce serait $-\mathcal{G}/r$. La dilatation temporelle est négligée dans l'intégrale dans l'appoximation des champs faibles et la quantité $\rho(t_0 - r/c) \cdot 4\pi r^2 dr$ est indépendante de la dilatation spatiale.

Soit Gal_1 et Gal_2 deux galaxies séparée d'une distance D. Un observateur dans Gal_1 au temps t_0 verrait Gal_2 comme elle était dans le passé au temps $t_0 - D/c$. Les potentiels gravitationnels de Gal_1 et de Gal_2 au moment de son observation sont alors :

$$\Phi_{0,Gal_1} = \int_0^{ct_0} \phi(r)\rho(t_0 - r/c) \cdot 4\pi r^2 dr$$

$$\Phi_{0,Gal_2} = \int_0^{ct_0-D} \phi(r)\rho(t_0 - r/c) \cdot 4\pi r^2 dr$$

En considérant les facteurs de dilatation temporelle des deux galaxies, le décalage vers le rouge perçu par l'observateur est :

$$\omega = \frac{\sqrt{g_{00,Gal_1}}}{\sqrt{g_{00,Gal_2}}}\omega_0$$

Il vient : $\omega = (1 + \dfrac{\Phi_{0,Gal_1} - \Phi_{0,Gal_2}}{c^2})\omega_0$

Donc :

$$\omega/\omega_0 - 1 = \int_{ct_0-D}^{ct_0} \phi(r)\rho(t_0 - r/c)/c^2 \cdot 4\pi r^2 dr$$

Et finalement :

$$\omega/\omega_0 - 1 = 4\pi/c^2 \cdot \int_0^D \phi(ct_0 - r)(ct_0 - r)^2 \cdot \rho(r/c)dr$$

On pourrait calculer l'intégrale mais il est plus simple de comparer la dérivée du décalage vers le rouge par rapport à la distance aux données observationnelles. On a :

$$\frac{d(\omega/\omega_0 + 1)}{dD} = 4\pi/c^2 \cdot \phi(ct_0 - D)(ct_0 - D)^2 \cdot \rho(D/c)$$

Pour des petites distances, les données observationnelles montrent que $\frac{d(\omega/\omega_0+1)}{dD}$ est constant (c'est ce que montre la loi de Hubble). Vu que dans ce cas $\phi(ct_0 - D)(ct_0 - D)^2 = \phi(ct_0)(ct_0)^2$, on doit avoir $\rho(D/c)$ constant. Si ρ a évolué dans l'univers primordial, l'évolution a du se produire dans un temps inférieur à celui nécessaire à la lumière pour nous parvenir depuis les galaxies les plus proches.

Ecrivons alors $\rho(D/c) = \rho_0$ and $h(r) = \phi(r) \cdot r^2$

Pour de petites distances comparées à la taille de l'univers observable, on a:

$$h(ct_0 - D) = h(ct_0) - D \cdot h'(ct_0)$$

Il vient :

$$\frac{d(\omega/\omega_0 + 1)}{dD} = 4\pi\rho_0/c^2 \cdot (h(ct_0) - D \cdot h'(ct_0))$$

Finalement, avec un changement de variable :

$$\boxed{\omega/\omega_0 - 1 = 4\pi t_0^2 \rho_0 \phi(ct_0) \cdot D - 4\pi\rho_0 h'(ct_0)/c^2 \cdot D^2/2}$$

C'est équivalent à la loi d'Hubble avec un terme d'accélération. L'accélération étant positive, on en déduit :

$$h'(ct_0) > 0$$

Cela donne une bonne explication de la loi d'Hubble sans avoir besoin d'une quelconque Energie Noire.

Le décallage vers le rouge est relié à la constante d'Hubble comme suit :

$$\omega/\omega_0 - 1 = -v/c = -H_0 D/c$$

En l'identifiant à notre formule, nous avons : $H_0 = -4\pi t_0^2 c\rho_0 \phi(ct_0)$

Si on pouvait mesurer le décallage vers le rouge sur des distances plus courtes, on pourrait avoir plus d'information sur $\rho(t)$. Une façon de faire serait d'envoyer un signal et le faire revenir là où il a été émis. Le potentiel gravitationnel de l'univers aura changé et créé un décalage vers le rouge.

Soit t_{signal} le temps mis par le signal pour revenir. En faisant le même raisonnement que précédemment dans le cas des galaxies, on a :

$$\omega = \frac{\sqrt{g_{00,t}}}{\sqrt{g_{00,t-t_{signal}}}}\omega_0$$

Il vient :

$$\omega = (1 + \frac{(\Phi_{0,global,t} + \Phi_{0,local,t}) - (\Phi_{0,global,t-t_{signal}} + \Phi_{0,local,t-t_{signal}})}{c^2}) \cdot \omega_0$$

Puisque le potentiel local ne dépend pas du temps, nous avons :

$\Phi_{0,local,t} - \Phi_{0,local,t-t_{signal}} = 0$

On a donc juste à remplacer D par ct_{signal} dans les équations précédentes, ce qui donne :

$\omega/\omega_0 - 1 = 4\pi/c^2 \cdot \int_0^{ct_{signal}} \phi(ct_0 - r)(ct_0 - r)^2 \cdot \rho(r/c)dr$

Il vient :

$\omega/\omega_0 - 1 = 4\pi t_0^2 \phi(ct_0) \cdot \int_0^{ct_{signal}} \rho(r/c)dr$

En d'autres termes, après un changement de variable :

$\omega/\omega_0 - 1 = H_0/\rho_0 \cdot \int_0^{t_{signal}} \rho(t)dt$

En traçant la courbe de $\omega/\omega_0 - 1$ par rapport à t_{signal}, on peut déterminer $\rho(t)$:

$$\boxed{\rho(t_{signal}) = \rho_0/H_0 \cdot \frac{d(\omega/\omega_0 - 1)}{dt_{signal}}}$$

C'est assez fou qu'il existe une façon de "voir" les premiers instants de la création de l'univers !

On peut réécrire le décalage vers le rouge en fonction de la densité de masse moyenne de l'univers primordial de cette façon :

$$\boxed{d\omega = t_{signal} \cdot H_0 \cdot \frac{< \rho(t_{signal}) >}{\rho_0} \cdot \omega_0}$$

On pourrait peut-être le détecter par interférométrie en observant un phénomène de modulation. Il faudrait pour cela un grand interféromètre pour avoir t_{signal} suffisemment grand. La différence de marche δ et t_{signal} sont directement liés : $t_{signal} = \delta/c$. On choisirait alors t_{signal} de sorte à avoir des interférences constructives :

$t_{signal} = 2n/\omega_0$

Le phénomène de modulation sera beaucoup plus visible de cette façon. Supposons que $< \rho(t_{signal}) > /\rho_0 = 1$. Il est possible d'avoir des fréquences laser d'environ $\omega_0 = 10^{16}Hz$. La constante d'Hubble est d'environ $H_0 = 7 \cdot 10^{-18}s^{-1}$. Avec une longueur de bras de l'interféromètre de 3km, on peut avoir une différence de marche de 6km soit $t_{signal} = 2 \cdot 10^{-5}s$. Ce qui nous donne :

$$d\omega = 1.4 \cdot 10^{-6}s^{-1}$$

Cela correspond à une période d'environ $7 \cdot 10^5 s$ soit environ huit jours seulement ! Plus la période observée est grande, plus la densité moyenne de l'univers avant t_{signal} est faible.

CONCLUSION

Cette théorie peut être falsifiée en comparant la valeur du décalage vers le rouge gravitationnel à celle prévue par la Relativité Générale. Des mesures précises permettraient de discriminer entre les deux théories.

Je n'ai fait mention du Vide Quantique à aucun moment. Cette théorie aurait pu être créée sans connaître l'existence du Vide Quantique. Le Vide Quantique étant neutre, un champ électrique n'induirait aucun potentiel vu que le potentiel des charges positives et négatives s'annuleraient. Le Vide Quantique étant supposé isotrope, son potentiel vecteur est nul, ce qui justifie qu'on ait utilisé uniquement le potentiel scalaire du vide depuis le début. Les champs magnétiques pourraient changer le potentiel du vide quantique puisque les spins des particules s'aligneraient sur les lignes de champ ce qui leur donnerait un potentiel dû au gradient du champ magnétique.

Cette théorie est compatible avec toute violation du principe d'équivalence et type de potentiel non-newtonien. La dernière chose importante à mentionner est la rétroaction de la métrique sur le potentiel. La dilatation de l'espace implique une modification de la manière dont le potentiel est calculé, ce qui à son tour implique une modification de la dilatation de l'espace jusqu'à ce qu'un équilibre soit trouvé. En étudiant cet effet dans le cas d'un potentiel sphérique, on arrive à des conclusions très intéressantes mais qui ne sont pas le sujet de cette publication.

La dernière section était particulièrement disruptive. Contrairement aux équations d'Einstein, notre théorie n'implique pas une expansion de l'univers mais réussit à prévoir ce que l'on observe et interprète comme tel et fournit une explcation naturelle à ce que l'on interprète comme une Energie Noire.

Je sais que c'est extrêmement disruptif et que ça pourrait être un frein à cette publication au vu de tous les moyens qui ont été déployés dans l'étude de l'expansion de l'univers et de la théorie du Big Bang. Cette théorie cependant ne dit rien des premiers moments de l'univers. Mais comme vous l'avez vu à la fin de la dernière section, elle offre un moyen puissant d'investiguer l'univers primordial.

Comme vous pouvez l'imaginer, il y aurait encore beaucoup à dire. Cette théorie implique beaucoup de choses sur la nature du Vide Quantique, de la gravitation et même de la nature du temps lui-même. Mais ce n'est pas le sujet de cette publication qui se restreignait au départ à montrer comment la gravité peut être vue comme une force capable de courber l'espace-temps afin de rendre sa quantification beaucoup simple au vu de toute la recherche qui a été faite sur la physique quantique en espace courbe.

Ramsès BOUNKEU SAFO

Ingénieur Supélec (FRANCE), chercheur indépendant, triple médaille d'or du Concours Lépine (2016, 2017, 2018), le 9 Mai 2019

Références: V. Fock, Z. Phys. 57, 261 (1929) ; H. Tetrode, Z. Phys. 50, 336 (1928)

Document certifié sur blockchain via proofofexistence.com