Consistencia interna e interpretación de la cosmología ECE/Minkowski.

por

M. W. Evans y H. Eckardt,

Civil List y AIAS

(www.webarchive.org.uk, www.aias.us, www.upitec.org, www.atomicprecision.com, www.et3m.net)

Traducción: Alex Hill (www.et3m.net)

Resumen.

Se desarrolla una cosmología con consistencia interna y para todas las órbitas observables, a partir de la métrica de Minkowski. La órbita se calcula directamente a partir de la geometría, y se deducen varias expresiones para la aceleración asociada con la órbita, siendo la aceleración una consecuencia directa de la geometría. Se deducen la tétrada y la torsión de Cartan a partir de la métrica de Minkowski dinámica o dependiente de fase, factorizando ésta última en tétradas de Cartan que sean dependientes de fase. Todas las órbitas pueden clasificarse sistemáticamente mediante el empleo de este método.

Palabras clave: Teoria del campo unificado ECE, cosmología ECE / Minkowski.

1. Introducción.

En documentos recientes de esta serie [1-10] se ha desarrollado una novedosa y útil cosmología sobre la base de la métrica de Minkowski y sin el empleo de concepto alguno perteneciente a la cosmología einsteiniana o newtoniana. La métrica de Minkowski puede descomponerse en factores que sean un conjunto de tétradas de Cartan dependientes de fase, para producir una torsión de Cartan. Las identidades de Cartan y de Evans [1-11] producen ecuaciones de campo de gravitación y magneto-gravitación a partir de la métrica dinámica de Minkowski. Es bien sabido, desde hace más de medio siglo, que la relatividad general einsteiniana (RGE) fracasa completamente en su descripción de la gran mayoría de las características conocidas a partir de la astronomía, en especial las curvas de velocidad de una galaxia en espiral. La dinámica newtoniana también fracasa completamente. Estos son hechos experimentales bien conocidos, de manera que resulta fútil proclamar que la RGE es una teoría precisa cuando en realidad falla completamente para la gran mayoría de los datos experimentales. Recientemente [1-10] se han generado muchas refutaciones teóricas definitivas de la RGE, las cuales han sido aceptadas en forma casi unánime, tal como se ha demostrado mediante una metrología científica precisa. Se puede saber con toda precisión la manera en que una teoría, tal como la teoría ECE, va siendo aceptada, mediante la construcción de precisos datos de métrica científica a lo largo de una década. En los dos documentos precedentes, UFT232 y UFT233, se ha sugerido una nueva cosmología basada en la Navaja de Ockham, también conocida como Principio de Simplicidad, es decir el empleo de la métrica más sencilla compatible con la relatividad - la métrica de Minkowski. Por lo general, ésta última se asocia con la relatividad restringida en un espacio-tiempo plano que no posee conexión. En algunos de los documentos previos de esta serie de doscientos treinta y tres documentos y once volúmenes a la fecha (www.aias.us), se ha demostrado que la métrica de Minkowski puede descomponerse en factores constituidos por tétradas dependientes de fase y que definen una torsión de Cartan. También se ha demostrado que la métrica de Minkowski es capaz de producir directamente la ecuación de energía de Einstein, y que la versión polar plana de la métrica produce directamente una órbita. Cualquier órbita observable puede describirse en términos de la relación entre el momento lineal relativista p de un objeto en órbita y su momento angular relativista L. Todas las órbitas pueden clasificarse mediante el empleo de esta relación.

En la Sección 2, se obtienen varias expresiones para la aceleración generada por cualquier órbita observable. Se demuestra que la aceleración constituye una consecuencia directa de la órbita, y ésta última es una consecuencia directa de la geometría del espacio-tiempo. El empleo del espacio-tiempo, en lugar del espacio, introduce el elemento de dinámica. Para la métrica de Minkowski, la aceleración siempre se orienta en forma radial. Esto también es cierto para cualquier métrica de un espacio-tiempo con simetría esférica. En teoría de la relatividad, la órbita es la geometría misma. En los intentos iniciales por comprender una órbita, por ejemplo por parte de Kepler, Hooke y Newton, la órbita se describió en términos antropomórficos, es decir como una fuerza entre el objeto en órbita con una masa m y otro con una masa M. Se pensó en una fuerza de atracción entre m y M, y Hooke fue el primero en darse cuenta de que, para una órbita elíptica, esta fuerza debe de ser inversamente proporcional al cuadrado de la distancia entre m y M.

Hooke le señaló esto a Newton, tal como lo describe John Aubrey en su obra clásica "Brief Lives" (Vidas Breves). Resultó natural el considerar que *M* atraía a *m*, pero esto constituye un punto de vista incorrecto. Esa fuerza necesita de verse contrabalanceada para que el objeto de masa *m* permanezca en órbita, y en este punto falla la dinámica newtoniana [12], tal como se describe en muchos libros de texto. Define incorrectamente una fuerza centrífuga a partir de la parte rotacional de la energía cinética. Una fuerza debe definirse a partir de una energía potencial. La RGE intentó remediar esta situación mediante el empleo de la segunda identidad de Bianchi, pero utilizó la simetría equivocada para la conexión, y omitió incorrectamente la torsión. Utilizó una métrica con singularidades y sin sentido físico, atribuida falsamente a Schwarzschild, y a finales de la década de 1950 se descubrió que fracasaba espectacularmente en el caso de las galaxias en espiral. La Sección 2 remedia todas estas limitaciones mediante el empleo de la relación p/L para cualquier órbita y mediante el cálculo directo de la aceleración orbital. Este método elimina de inmediato todas las falacias sin sentido físico, tales como el eternamente refutado "big bang" y los inexistentes "hoyos negros". Estos conceptos (basados íntegramente en singularidades simplonas y sin sentido físico) reducen la física moderna a una mera tontería, y desde hace tiempo pertenecen a la pila de residuos de oscuridades antropomórficas.

En la Sección 3, se descompone la métrica de Minkowski directamente en factores, en tétradas de Cartan dependientes de fase, utilizando conceptos fundamentales y muy bien conocidos de la geometría de Cartan. Esta factorización revela una estructura interna dinámica de la métrica de Minkowski, a partir de la cual puede definirse una torsión de Cartan y una identidad de Cartan. Este procedimiento conduce a ecuaciones de campo para la gravitación y para la magneto-gravitación, utilizando la identidad de Evans, un ejemplo de la identidad de Cartan utilizando duales de Hodge [1-10].

Finalmente, en la Sección 4, se incluyen algunos análisis gráficos, basados en el hecho que la mal denominada métrica de Schwarzschild conduce a una teoría excesivamente compleja y sin sentido físico, en comparación con la cosmología de Minkowski.

2. Ecuaciones orbitales y aceleraciones de la cosmología ECE/Minkowski.

En las notas de acompañamiento 234(1) y 234(2) que acompañan este documento en el portal www.aias.us se discuten algunos problemas adicionales de la RGE, así como un breve comentario acerca de conservación de energía y de momento. Como es habitual, estas notas debieran de leerse en conjunción con el documento científico. El concepto más básico es el momento lineal relativista, que es la masa *m* del objeto en órbita, multiplicado por la velocidad lineal relativista. Consideremos el sistema de coordenadas polares plano (r, θ) que describe cualquier órbita en un plano. El vector posición de la masa *m* en órbita se define mediante:

$$\underline{r} = r\,\underline{e}_r \qquad (1)$$

donde $\underline{e}_r$ es el vector unitario radial [12]. La velocidad relativista se define mediante:

$$\underline{v} = \frac{d\underline{r}}{d\tau} = \left(\frac{dr}{d\tau}\right)\underline{e}_r + r\left(\frac{d\theta}{d\tau}\right)\underline{e}_\theta \qquad (2)$$

porque [12] el sistema de coordenadas es en sí mismo dinámico y $\underline{e}_r$ depende del tiempo propio τ. En coordenadas cartesianas la velocidad relativista es:

$$\underline{v} = \frac{d\underline{r}}{d\tau} = \frac{dX}{d\tau}\underline{i} + \frac{dY}{d\tau}\underline{j} \qquad (3)$$

y la aceleración relativista es:

$$\underline{a} = \frac{d\underline{v}}{d\tau} = \frac{d}{d\tau}\left(\frac{d\underline{r}}{d\tau}\right) \qquad (4)$$

En coordenadas polares planas, sin embargo [12] los vectores unitarios cumplen con las ecuaciones:

$$\frac{d\underline{e}_r}{d\tau} = \left(\frac{d\theta}{d\tau}\right)\underline{e}_\theta \qquad (5)$$

y:

$$\frac{d\underline{e}_\theta}{d\tau} = -\left(\frac{d\theta}{d\tau}\right)\underline{e}_r \qquad (6)$$

La aceleración para cualquier órbita es, por lo tanto:

$$\underline{a} = \frac{d\underline{v}}{d\tau} = \frac{d}{d\tau}\left(\left(\frac{dr}{d\tau}\right)\underline{e}_r + r\left(\frac{d\theta}{d\tau}\right)\underline{e}_\theta\right) \qquad (7)$$

Mediante el empleo del Teorema de Leibnitz:

$$\underline{a} = \left(\frac{dr}{d\tau}\right)\left(\frac{d\theta}{d\tau}\right)\underline{e}_\theta + r\frac{d}{d\tau}\left(\frac{d\theta}{d\tau}\right)\underline{e}_\theta + r\left(\frac{d\theta}{d\tau}\right)\left(\frac{d\underline{e}_\theta}{d\tau}\right) + \frac{d}{d\tau}\left(\frac{dr}{d\tau}\right)\underline{e}_r + \left(\frac{dr}{d\tau}\right)\left(\frac{d\underline{e}_r}{d\tau}\right) \qquad (8)$$

Utilizando las Ecs. (5) y (6) se obtiene:

$$\underline{a} = \left(\frac{d^2 r}{d\tau^2} - r\left(\frac{d\theta}{d\tau}\right)^2\right)\underline{e}_r + \left(r\frac{d^2\theta}{d\tau^2} + 2\left(\frac{dr}{d\tau}\right)\left(\frac{d\theta}{d\tau}\right)\right)\underline{e}_\theta \tag{9}$$

que constituye un resultado puramente cinemático de validez general. Resulta equivalente al resultado (4) en coordenadas cartesianas.

Este resultado general puede ahora aplicarse a la cosmología de Minkowski.

Consideremos la métrica de Minkowski en un plano, utilizando coordenadas polares planas. Da origen al elemento lineal infinitesimal:

$$ds^2 = c^2 d\tau^2 = c^2 dt^2 - dr^2 - r^2 d\theta^2 \tag{10}$$

En relatividad se considera que la velocidad de la luz en el vacío constituye una constante universal, de manera que la siguiente cantidad resultó una constante:

$$c^2 = g_{\mu\nu}\frac{dx^\mu}{d\tau}\frac{dx^\nu}{d\tau} = \left(\frac{dt}{d\tau}\right)^2 - \left(\frac{dr}{d\tau}\right)^2 - r^2\left(\frac{d\theta}{d\tau}\right)^2 \tag{11}$$

Por lo tanto, la siguiente variación desaparece:

$$\delta\int ds = \delta\int\left(g_{\mu\nu}\frac{dx^\mu}{d\tau}\frac{dx^\nu}{d\tau}\right)^{1/2} d\tau = 0 \tag{12}$$

y el lagrangiano:

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} mc^2 \tag{13}$$

es una invariante. La ecuación de Euler Lagrange es:

$$\frac{d}{d\tau}\left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{x}^\mu}\right) = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial x^\mu} \tag{14}$$

donde en esta notación:

$$\dot{x}^\mu = \frac{dx^\mu}{d\tau} \, . \tag{15}$$

Se deduce a partir de la Ec. (10) que:

$$\frac{1}{2}mc^2 = \frac{1}{2}m\left(c^2\left(\frac{dt}{d\tau}\right)^2 - \left(\frac{dr}{d\tau}\right)^2 - r^2\left(\frac{d\theta}{d\tau}\right)^2\right) \tag{16}$$

Por lo tanto:

$$\frac{d}{d\tau}\left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial\left(\frac{dt}{d\tau}\right)}\right) = \frac{d}{d\tau}\left(mc^2\left(\frac{dt}{d\tau}\right)\right) = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial t} = 0 \tag{17}$$

y la energía relativista E:

$$E = \left(\frac{dt}{d\tau}\right)mc^2 \tag{18}$$

es una constante de movimiento, lo cual significa que:

$$\frac{dE}{d\tau} = 0. \tag{19}$$

Análogamente:

$$\frac{d}{d\tau}\left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial\left(\frac{d\theta}{d\tau}\right)}\right) = \frac{d}{d\tau}\left(mr^2\frac{d\theta}{d\tau}\right) = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \theta} = 0 \tag{20}$$

de manera que el momento angular L:

$$L = mr^2\frac{d\theta}{d\tau} \tag{21}$$

también es una constante de movimiento:

$$\frac{dL}{d\tau} = 0. \tag{22}$$

La métrica (10) también puede escribirse como:

$$ds^2 = c^2 d\tau^2 = c^2 dt^2 - d\underline{r}\cdot d\underline{r} = \left(c^2 - v^2\right)dt^2 \tag{23}$$

de manera que el momento relativista total se define como:

$$p^2 = m^2 v^2 = m^2\left(\left(\frac{dr}{d\tau}\right)^2 + r^2\left(\frac{d\theta}{d\tau}\right)^2\right) = \gamma^2 m^2\left(\left(\frac{dr}{dt}\right)^2 + r^2\left(\frac{d\theta}{dt}\right)^2\right) \quad (24)$$

en donde el factor de Lorentz es:

$$\gamma = \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-1/2} \quad (25)$$

Estos resultados pueden aplicarse a la Ec. (9) para demostrar que:

$$r\frac{d}{d\tau}\left(\frac{d\theta}{d\tau}\right) + 2\left(\frac{dr}{d\tau}\right)\left(\frac{d\theta}{d\tau}\right) = \frac{Lr}{m}\frac{d}{d\tau}\left(\frac{1}{r^2}\right) + 2\left(\frac{dr}{d\tau}\right)\left(\frac{d\theta}{d\tau}\right)$$
$$= -\frac{2L}{mr^2}\left(\frac{dr}{d\tau}\right) + \frac{2L}{mr^2}\left(\frac{dr}{d\tau}\right) = 0 \quad (26)$$

de manera que la aceleración de la órbita siempre posee la dirección radial. Este resultado también es correcto para la métrica:

$$ds^2 = c^2 d\tau^2 = Ac^2 dt^2 - B dr^2 - r^2 d\theta^2 \quad (27)$$

de cualquier espacio-tiempo con simetría esférica. Por lo tanto, para cualquier órbita en cualquier espacio-tiempo con simetría esférica, su aceleración es siempre radial y siempre una propiedad de la geometría, es decir de la métrica misma. Es importante notar que esta aceleración no necesita verse "contrabalanceada", porque la órbita es el sendero o geodésica del objeto de masa *m* dictado por la métrica. Esta es la idea básica de la relatividad, y es completamente diferente del punto de vista newtoniano. De hecho, este último no describe una órbita porque fracasa en su intento de describir correctamente la "fuerza" centrífuga, necesaria para "contrabalancear" la "fuerza de atracción".

La aceleración de cualquier órbita en cualquier espacio-tiempo con simetría esférica es, por lo tanto:

$$\underline{a} = \left(\frac{d^2 r}{d\tau^2} - \frac{L^2}{m^2 r^3}\right)\underline{e}_r \quad (28)$$

y la órbita de Minkowski se describe mediante:

$$\left(\frac{dr}{d\theta}\right)^2 = r^4\left(\left(\frac{p}{L}\right)^2 - \frac{1}{r^2}\right) \quad (29)$$

donde:

$$p = \gamma m v \ , \tag{30}$$

$$L = \gamma m r^2 \omega \ . \tag{31}$$

En forma consistente, el cuadrado de *p* es:

$$p^2 = \gamma^2 m^2 \left(\left(\frac{dr}{dt} \right)^2 + r^2 \left(\frac{d\theta}{dt} \right)^2 \right) \tag{32}$$

y el cuadrado de *L* es:

$$L^2 = \gamma^2 m^2 r^4 \omega^2 = \gamma^2 m^2 r^4 \left(\frac{d\theta}{dt} \right)^2 . \tag{33}$$

Dividiendo la Ec. (32) por la Eq. (33) genera directamente la órbita (29).

Utilizando las definiciones fundamentales de derivada:

$$\frac{dr}{d\tau} = \frac{dr}{d\theta}\frac{d\theta}{d\tau} \ , \quad \frac{d\theta}{d\tau} = \frac{L}{mr^2} \ , \quad \frac{dr}{d\tau} = \frac{L}{mr^2}\frac{dr}{d\theta} \tag{34}$$

entonces la derivada de r con respecto al tiempo propio τ es:

$$f = \frac{dr}{d\tau} = \frac{L}{mr^2}\frac{dr}{d\theta} \ . \tag{35}$$

Su derivada, a su vez, con respecto al tiempo propio es:

$$\frac{df}{d\tau} = \frac{df}{dr}\frac{dr}{d\tau} = \frac{df}{dr}\left(\frac{L}{mr^2} \right)\frac{dr}{d\theta} \tag{36}$$

es decir:

$$\frac{d}{d\tau}\left(\frac{dr}{d\tau}\right)=\left(\frac{L}{mr}\right)^2\left(\frac{dr}{d\theta}\right)\frac{d}{dr}\left(\frac{1}{r^2}\frac{dr}{d\theta}\right). \tag{37}$$

De manera que la aceleración con respecto a cualquier órbita observable en el universo es:

$$\underline{a}=\left(\frac{L}{mr}\right)^2\left(\left(\frac{dr}{d\theta}\right)\frac{d}{dr}\left(\frac{1}{r^2}\frac{dr}{d\theta}\right)-\frac{1}{r}\right)\underline{e}_r \tag{38}$$

Este es un resultado importante y útil porque describe todas las órbitas, no sólo aquellas del Sistema Solar.

Si la órbita es una elipse:

$$r=\frac{\alpha}{1+\epsilon\cos\theta} \tag{39}$$

entonces:

$$\frac{dr}{d\theta}=\frac{\epsilon}{\alpha}r^2\operatorname{sen}\theta \tag{40}$$

y la aceleración es:

$$\underline{a}=\left(\frac{L^2\epsilon^2}{m^2\alpha^2}\operatorname{sen}\theta\frac{d}{dr}(\operatorname{sen}\theta)-\frac{L^2}{m^2r^3}\right)\underline{e}_r \tag{41}$$

donde

$$\frac{d\operatorname{sen}\theta}{dr}=\cos\theta\frac{d\theta}{dr}=\frac{\alpha\cos\theta}{\epsilon r^2\operatorname{sen}\theta} \tag{42}$$

de manera que:

$$\underline{a}=\left(\frac{L}{mr}\right)^2\left(\frac{\epsilon}{\alpha}\cos\theta-\frac{1}{r}\right)\underline{e}_r \tag{43}$$

es el resultado obtenido en el documento UFT196 y en las notas de acompañamiento 234(4), QED.

Para la elipse:

$$\cos\theta = \frac{1}{\epsilon}\left(\frac{\alpha}{r} - 1\right) \tag{44}$$

de manera que la aceleración se reduce a:

$$\underline{a} = -\left(\frac{L}{mr}\right)^2 \frac{1}{\alpha}\, \underline{e}_r \tag{45}$$

donde α es la semi latitud recta. El momento angular en la Ec. (45) es una constante de movimiento y se define como:

$$L = \gamma m r^2 \omega \tag{46}$$

donde ω es la velocidad angular. De manera que la aceleración es:

$$\underline{a} = -\gamma^2 \frac{r^2}{\alpha} \omega^2 \underline{e}_r \, . \tag{47}$$

En el límite:

$$v \ll c \tag{48}$$

El factor de Lorentz se aproxima a la unidad, de manera que:

$$\underline{a} \longrightarrow -\omega^2 \frac{r^2}{\alpha} \underline{e}_r \, . \tag{49}$$

Para una órbita circular:

$$r = \alpha \tag{50}$$

de manera que la aceleración es:

$$\underline{a} = -\omega^2 r\, \underline{e}_r \tag{51}$$

y resulta la aceleración que nos es familiar, producida por un marco de referencia en rotación [12], conocida como la aceleración centrífuga. En la teoría ECE [1-10] se ha demostrado que la misma se debe a la torsión. Se ha demostrado aquí que se trata de un caso especial del resultado general (28).

Este análisis puede extenderse a un espacio- tiempo con simetría esférica, mediante la consideración del elemento lineal infinitesimal:

$$ds^2 = c^2 d\tau^2 = Ac^2 dt^2 - B dr^2 - r^2 d\theta^2 \tag{52}$$

de manera que:

$$mc^2 = Amc^2\left(\frac{dt}{d\tau}\right)^2 - Bm\left(\frac{dr}{d\tau}\right)^2 - mr^2\left(\frac{d\theta}{d\tau}\right)^2 \tag{53}$$

y las constantes de movimiento son:

$$E = Amc^2\frac{dt}{d\tau}, \quad L = mr^2\frac{d\theta}{d\tau} \tag{54}$$

Se deduce entonces que:

$$Bm\left(\frac{dr}{d\tau}\right)^2 = Amc^2\left(\frac{dt}{d\tau}\right)^2 - mc^2 - mr^2\left(\frac{d\theta}{d\tau}\right)^2 \tag{55}$$

a partir de lo cual la ecuación orbital es:

$$\left(\frac{dr}{d\theta}\right)^2 = \frac{r^4}{B}\left(\frac{1}{A}\left(\frac{E}{cL}\right)^2 - \left(\frac{mc}{L}\right)^2 - \frac{1}{r^2}\right) \tag{56}$$

Definiendo:

$$a = \frac{cL}{E}, \quad b = \frac{L}{mc}, \tag{57}$$

entonces:

$$\left(\frac{dr}{d\theta}\right)^2 = \frac{r^4}{B}\left(\frac{1}{Aa^2} - \frac{1}{b^2} - \frac{1}{r^2}\right) \tag{58}$$

Para la métrica de Minkowski:

$$\left(\frac{dr}{d\phi}\right)^2 = r^4\left(\left(\frac{E}{cL}\right)^2 - \left(\frac{mc}{L}\right)^2 - \frac{1}{r^2}\right) \tag{59}$$

la cual puede expresarse como:

$$\left(\frac{dr}{d\phi}\right)^2 = r^4\left(\left(\frac{p}{L}\right)^2 - \frac{1}{r^2}\right) \tag{60}$$

utilizando:

$$E^2 = c^2p^2 + m^2c^4. \tag{61}$$

Por lo tanto, para la métrica de Minkowski:

$$\left(\frac{dr}{d\phi}\right) = r^2\left(x - \frac{1}{r^2}\right)^{1/2}, \quad x = \left(\frac{p}{L}\right)^2. \tag{62}$$

Para la mal llamada métrica de Schwarzschild:

$$A = \frac{1}{B} = 1 - \frac{r_0}{r} \tag{63}$$

y el teorema orbital se vuelve innecesariamente complejo:

$$\frac{dr}{d\phi} = r^2\left(\frac{1}{a^2} - \left(1 - \frac{r_0}{r}\right)\left(\frac{1}{b^2} + \frac{1}{r^2}\right)\right)^{1/2} \tag{64}$$

La ecuación de la energía de Einstein (61) puede deducirse [12] directamente a partir del momento relativista:

$$\underline{p} = \gamma m \underline{v} \tag{65}$$

Como es bien sabido. También puede deducirse directamente a partir de la métrica de Minkowski (10) mediante:

$$mc^2 = mc^2\left(\frac{dt}{d\tau}\right)^2 - m\left(\left(\frac{dr}{d\tau}\right)^2 + r^2\frac{d\theta}{d\tau}\right)$$
$$= mc^2\left(\frac{dt}{d\tau}\right)^2 - \frac{p^2}{m} \,. \tag{66}$$

expresándola como:

$$mc^2 = \frac{E^2}{mc^2} - \frac{p^2}{m} \tag{67}$$

Utilizando las definiciones de E, p y L, la Ec. (66) es:

$$E^2 = c^2p^2 + m^2c^4 \tag{68}$$

De manera que la ecuación relativista de momento y energía son expresiones de la métrica y, por lo tanto, de la geometría. Considerando la Ec. (29) y denotando:

$$x = \left(p/L\right)^2 \tag{69}$$

y entonces por simplificación de notación:

$$y = x(r) - \frac{1}{r^2}\,, \quad f = \frac{1}{r^2}\frac{dr}{d\theta} \tag{70}$$

se obtiene que:

$$\frac{df}{dr} = \frac{df}{dy}\frac{dy}{dr} \tag{71}$$

y:

$$\frac{df}{dy} = \frac{1}{2}y^{-1/2}\,, \quad \frac{dy}{dr} = \frac{dx}{dr} + \frac{2}{r^3} \tag{72}$$

de manera que:

$$\frac{dr}{d\theta}\frac{d}{dr}\left(\frac{1}{r^2}\frac{dr}{d\theta}\right) = \frac{r^2}{2}\left(\frac{dx}{dr} + \frac{2}{r^3}\right) \tag{73}$$

A partir de las Ecs. (38) y (73) la aceleración puede definirse como:

$$\underline{a} = \frac{L^2}{2m^2}\frac{dx}{dr}\underline{e}_r = \frac{L^2}{2m^2}\frac{d}{dr}\left(\frac{p}{L}\right)^2\underline{e}_r \tag{74}$$

es decir, en términos de p/L. la aceleración de cualquier órbita puede expresarse en esta forma. La relación p/L puede definirse como:

$$p/L = v/(\omega r^2) \tag{75}$$

de manera que:

$$\underline{a} = \frac{L^2}{2m^2}\frac{d}{dr}\left(\frac{v}{\omega r^2}\right)^2 \underline{e}_r \tag{76}$$

Al igual que los documentos UFT 232 y 233, la órbita elíptica puede expresarse como:

$$\begin{aligned}\left(\frac{dr}{d\theta}\right)^2 &= \left(\frac{\epsilon}{\alpha}\right)^2 r^4 \operatorname{sen}^2\theta \\ &= \left(\frac{1-\epsilon}{1+\epsilon}\right)\left(\frac{(r_{máx}-r)(r-r_{mín})}{r_{mín}^2}\right) \\ &= r^2\left(\frac{1+\epsilon}{1-\epsilon}\right)\left(\frac{(r_{máx}-r)(r-r_{mín})}{r_{máx}^2}\right)\end{aligned} \tag{77}$$

donde $r_{\min}$ es la distancia mínima entre m y M, y donde $r_{\text{máx}}$ es la distancia máxima. Estas son las cantidades utilizadas habitualmente en cosmología.

A partir de las Ecs. (60) y (75) cualquier órbita en la cosmología de Minkowski puede expresarse como:

$$\left(\frac{v}{\omega}\right)^2 = \left(\frac{dr}{d\theta}\right)^2 + r^2 \tag{78}$$

y todas las órbitas pueden catalogarse en términos de v/ω. Para la órbita elíptica:

$$\left(\frac{v}{\omega}\right)^2 = \left(\frac{\epsilon r^2}{\alpha}\right)^2 \operatorname{sen}^2\theta + r^2 \tag{79}$$

y para la órbita elíptica con precesión:

$$\left(\frac{v}{\omega}\right)^2 = \left(\frac{x\epsilon r^2}{\alpha}\operatorname{sen}(x\theta)\right)^2 + r^2 \tag{80}$$

En general cualquier órbita puede expresarse como:

$$\frac{dr}{d\theta} = f(\theta) \tag{81}$$

de manera que:

$$\left(\frac{v}{\omega}\right)^2 = f^2(\theta) + r^2 \tag{82}$$

Para una órbita circular:

$$\frac{dr}{d\theta} = 0 \tag{83}$$

de manera que:

$$v = \omega r \tag{84}$$

el cual es el resultado familiar que aparece en los libros de texto.

Al igual que en los documentos UFT232 y 233, la relación entre la cosmología de Minkowski y las ideas de Hooke y Newton puede obtenerse si se expresa la órbita de Minkowski como:

$$\left(\frac{d\theta}{dr}\right)^2 = \frac{1}{r^4}\left(\left(\frac{p}{L}\right)^2 - \frac{1}{r^2}\right)^{-1} = \frac{L^2}{r^2(r^2p^2 - L^2)} \; . \tag{85}$$

La dinámica newtoniana resulta válida para:

$$v \ll c \tag{86}$$

y utiliza la idea:

$$E = \frac{p^2}{2m} + U \tag{87}$$

donde E es la energía total no relativista y U es la energía potencial. La energía cinética no relativista es:

$$T = \frac{p^2}{2m} \tag{88}$$

El momento total en dinámica newtoniana es [12]:

$$p^2 = m^2\left(\left(\frac{dr}{dt}\right)^2 + r^2\left(\frac{d\theta}{d\tau}\right)^2\right) \tag{89}$$

que es el límite no relativista de la Ec. (32). Utilizando:

$$\frac{dr}{d\theta} = \frac{dr}{dt}\frac{dt}{d\theta} \tag{90}$$

se deduce que la dinámica newtoniana se describe mediante [12]:

$$\left(\frac{d\theta}{dr}\right)^2 = \frac{L^2}{r^4}\left(2m\left(E - U - \frac{L^2}{2mr^2}\right)\right)^{-1} \tag{91}$$

es decir, por:

$$\left(\frac{d\theta}{dr}\right)^2 = \frac{L^2}{r^2\left(2mr^2(E-U)-L^2\right)} \ . \tag{92}$$

Las ecuaciones (85) en la cosmología de Minkowski y (92) en la dinámica newtoniana son la misma en el límite $v << c$, si:

$$p^2 = 2m\left(E - U\right) \tag{93}$$

que es la Ec. (87), QED.

Este resultado significa que la dinámica newtoniana introduce el concepto de U, en tanto que la cosmología de Minkowski se basa en una geometría sin la necesidad del concepto de U. El concepto de fuerza en la dinámica newtoniana se deriva a partir de U:

$$F = -\frac{\partial U}{\partial r} \tag{94}$$

En la cosmología de Minkowski y en relatividad no existe el concepto de U, pues todo es geometría. De manera que la cosmología de Minkowski se prefiere por aplicación de la Navaja de Ockham, al ser la teoría más sencilla y poderosa, capaz de racionalizar todos los datos orbitales observables en el universo en términos de la sencilla relación p/L. Pareciera ser que fue Kepler quien introdujo el concepto de fuerza, y la ley del cuadrado de la inversa fue introducido por Hooke, y comunicado a Newton en una carta.

A partir de las Ecs. (74) y (60), la relación de cualquier órbita en el universo puede expresarse en cosmología de Minkowski como:

$$\underline{a} = \frac{L^2}{2m^2}\frac{d}{dr}\left(\frac{1}{r^4}\left(\frac{dr}{d\theta}\right)^2 + \frac{1}{r^2}\right)\underline{e}_r \tag{95}$$

Este resultado demuestra en forma clara que la aceleración es una propiedad de la órbita y de la geometría, y no es el resultado de las ideas de Kepler, Hooke y Newton. La aceleración es el resultado de la órbita, la cual existe debido a la métrica y a la geometría. En el siglo XVII resultaba completamente natural considerar a la órbita como resultado de una fuerza, la cual se definía como la aceleración dividida entre m. Einstein introdujo el punto de vista relativista, y esa parte de su trabajo es correcta. Es muy importante notar, sin embargo, que ni la dinámica newtoniana ni la einsteiniana pueden describir la gran mayoría de los datos astronómicos, en tanto que la cosmología de Minkowski desarrollada aquí y en los documentos UFT232 y UFT233 puede racionalizar todos los datos orbitales en términos de p / L.

Para una órbita elíptica, las Ecs (40) y (95) dan:

$$\begin{aligned}\underline{a} &= \frac{L^2}{2m^2}\frac{d}{dr}\left(\left(\frac{\epsilon}{\alpha}\right)^2 \operatorname{sen}^2\theta + \frac{1}{r^2}\right)\underline{e}_r \\ &= \left(\left(\frac{\epsilon L}{m\alpha}\right)^2 \operatorname{sen}\theta\cos\theta\frac{d\theta}{dr} - \frac{L^2}{m^2 r^3}\right)\underline{e}_r\end{aligned} \tag{96}$$

donde:

$$\frac{d\theta}{dr} = \frac{\alpha}{\epsilon r^2 \operatorname{sen}\theta}. \tag{97}$$

De manera que nuevamente arribamos, en forma consistente, a la Ec.(43), QED.

La ecuación orbital para cualquier espacio-tiempo con simetría esférica es:

$$\left(\frac{dr}{d\theta}\right)^2 = \frac{r^4}{B}\left(\frac{1}{Aa^2} - \frac{1}{b^2} - \frac{1}{r^2}\right) \tag{98}$$

a partir de la métrica (52). Si se utiliza la Ec.(98) en la Ec.(95), entonces la aceleración resultante es:

$$\underline{a} = \left(\frac{L^2}{m^2 B^{1/2}} \left(\frac{1}{A\alpha^2} - \frac{1}{b^2} - \frac{1}{r^2} \right)^{1/2} \frac{d}{dr} \left(\frac{r^2}{B^{1/2}} \left(\frac{1}{A\alpha^2} - \frac{1}{b^2} - \frac{1}{r^2} \right)^{1/2} - \frac{L}{m^2 r^3} \right) \underline{e}_r \qquad (99)$$

Esto se calcula mediante álgebra computacional en la Sección 4, y ello conduce a un resultado muy complicado, que no es la aceleración de una elipse con precesión. Esta última aceleración es:

$$\underline{a} = -\left(\frac{L}{mr} \right)^2 \left(\frac{x^2}{\alpha} + \frac{1}{r} \left(1 - x^2 \right) \right) \qquad (100)$$

tal como se calculó en documentos precedentes de esta serie [1-10], y es la suma de términos que poseen el cuadrado de la inversa y el cubo de la inversa en r. Esto constituye otra clara refutación de las ideas de Einstein.

Como resumen de esta sección, se han deducido las siguientes expresiones para la aceleración de cualquier órbita en la cosmología de Minkowski:

$$\begin{aligned}
\underline{a} &= \left(\frac{d}{d\tau} \left(\frac{dr}{d\tau} \right) - r \left(\frac{d\theta}{d\tau} \right)^2 \right) \underline{e}_r \\
&= \frac{L^2}{2m^2} \frac{d}{dr} \left(\frac{1}{r^4} \left(\frac{dr}{d\theta} \right)^2 + \frac{1}{r^2} \right) \underline{e}_r \\
&= \left(\frac{L}{mr} \right)^2 \left(\left(\frac{dr}{d\theta} \right) \frac{d}{dr} \left(\frac{1}{r^2} \frac{dr}{d\theta} \right) - \frac{1}{r} \right) \underline{e}_r \\
&= \frac{L^2}{2m^2} \frac{d}{dr} \left(\frac{p}{L} \right)^2 \underline{e}_r .
\end{aligned} \qquad (101)$$

Para una órbita elíptica, la aceleración se reduce a:

$$\underline{a} = -\left(\frac{L}{mr} \right)^2 \frac{1}{\alpha} \underline{e}_r \qquad (102)$$

de manera que la órbita elíptica se describen mediante:

$$\underline{a} = -\gamma^2 \frac{r^2}{\alpha} \omega^2 \underline{e}_r \tag{103}$$

3. Conexión y torsión de la métrica dinámica de Minkowski.

La métrica de Minkowski se define sobre la base cartesiana mediante:

$$g_{\mu\nu} = g^{\mu\nu} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{bmatrix} \tag{104}$$

donde $g^{\mu\nu}$ es la métrica inversa. El elemento lineal infinitesimal se deduce a partir de la métrica mediante:

$$ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu . \tag{105}$$

La métrica sobre la base cartesiana puede relacionarse con la métrica en cualquier otra base si se la factoriza en tétradas de Cartan:

$$g_{\mu\nu} = q^a_\mu q^b_\nu \eta_{ab} \tag{106}$$

En la base circular compleja [1-10] los vectores unitarios son:

$$\underline{e}^{(1)} = \frac{1}{\sqrt{2}}(\underline{i} - i\underline{j}), \quad \underline{e}^{(2)} = \frac{1}{\sqrt{2}}(\underline{i} + i\underline{j}) \tag{107}$$

y la tétrada puede definirse como:

$$V^{(a)} = q^{(a)}_\mu V^\mu \tag{108}$$

donde V es cualquier campo vectorial. Si consideramos, por motivos ilustrativos, los componentes transversos., entonces:

$$\begin{bmatrix} \underline{e}^{(1)} \\ \underline{e}^{(2)} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} q_1^{(1)} & q_2^{(1)} \\ q_1^{(2)} & q_2^{(2)} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \underline{i} \\ \underline{j} \end{bmatrix} \tag{109}$$

es decir,

$$\underline{e}^{(1)} = q_1^{(1)} \underline{i} + q_2^{(1)} \underline{j} \tag{110}$$

$$\underline{e}^{(2)} = q_1^{(2)} \underline{i} + q_2^{(2)} \underline{j} \tag{111}$$

El vector posición en las bases cartesiana y circular compleja se define mediante:

$$\begin{aligned} \underline{r} &= X \underline{i} + Y \underline{j} \\ &= r^{(2)} \underline{e}^{(1)} + r^{(1)} \underline{e}^{(2)} \end{aligned} \tag{112}$$

El complejo conjugado de $\underline{r}$ es:

$$\underline{r}^{*} = r^{(1)} \underline{e}^{(2)} + r^{(2)} \underline{e}^{(1)} \tag{113}$$

de manera que:

$$\begin{aligned} \underline{r} \cdot \underline{r}^{*} &= r^{(1)} r^{(2)} \underline{e}^{(1)} \cdot \underline{e}^{(2)} + r^{(2)} r^{(1)} \underline{e}^{(2)} \cdot \underline{e}^{(1)} \\ &\quad + r^{(1)2} \underline{e}^{(1)} \cdot \underline{e}^{(1)} + r^{(2)2} \underline{e}^{(2)} \cdot \underline{e}^{(2)} \\ &= r^{(1)} r^{(2)} + r^{(2)} r^{(1)} \end{aligned} \tag{114}$$

porque

$$\underline{e}^{(1)} \cdot \underline{e}^{(2)} = \underline{e}^{(2)} \cdot \underline{e}^{(1)} = 1 \tag{115}$$

y

$$\underline{e}^{(1)} \cdot \underline{e}^{(1)} = \underline{e}^{(2)} \cdot \underline{e}^{(2)} = 0 . \tag{116}$$

Por lo tanto:

$$X^2 + Y^2 = r^{(1)} r^{(2)} + r^{(2)} r^{(1)} \tag{117}$$

A partir de la Ec. (108) resulta que:

$$\begin{bmatrix} r^{(1)} \\ r^{(2)} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} q_1^{(1)} & q_2^{(1)} \\ q_1^{(2)} & q_2^{(2)} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} X \\ Y \end{bmatrix} \tag{118}$$

donde:

$$q_1^{(1)} = \frac{1}{\sqrt{2}}, \quad q_2^{(1)} = -\frac{i}{\sqrt{2}}, \quad q_1^{(2)} = \frac{1}{\sqrt{2}}, \quad q_2^{(2)} = \frac{i}{\sqrt{2}}. \tag{119}$$

De manera que:

$$r^{(1)} = \frac{1}{\sqrt{2}}(X - iY), \quad r^{(2)} = \frac{1}{\sqrt{2}}(X + iY) \tag{120}$$

Resulta entonces:

$$\underline{r} = r^{(2)} \underline{e}^{(1)} + r^{(1)} \underline{e}^{(2)} = \frac{1}{\sqrt{2}}(X + iY)\frac{1}{\sqrt{2}}(\underline{i} - i\underline{j}) + \frac{1}{\sqrt{2}}(X - iY)\frac{1}{\sqrt{2}}(\underline{i} + i\underline{j}) = X\underline{i} + Y\underline{j} \tag{121}$$

QED. Cuando la base circular compleja se multiplica por una fase, describe radiación con polarización circular [1-10].

A partir de la definición básica:

$$\underline{r} = X\underline{i} + Y\underline{j} \tag{122}$$

resulta que:

$$\frac{d\underline{r}}{dX} = \underline{i} \quad , \quad \frac{d\underline{r}}{dY} = \underline{j} \tag{123}$$

de manera que el infinitesimal del vector posición es:

$$d\underline{r} = \left(\frac{d\underline{r}}{dX}\right)dX + \left(\frac{d\underline{r}}{dY}\right)dY = \underline{i}\,dX + \underline{j}\,dY \tag{124}$$

Por lo tanto, el infinitesimal del elemento lineal es:

$$ds^2 = d\underline{r} \cdot d\underline{r} = dX^2 + dY^2 \tag{125}$$

y por lo tanto para un espacio bidimensional, la métrica en la base cartesiana es:

$$g_{\mu\nu} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} . \tag{126}$$

En la base circular compleja:

$$\underline{r} = r^{(2)}\underline{e}^{(1)} + r^{(1)}\underline{e}^{(2)} \tag{127}$$

de manera que:

$$\underline{e}^{(1)} = \frac{d\underline{r}}{dr^{(2)}} \quad , \quad \underline{e}^{(2)} = \frac{d\underline{r}}{dr^{(1)}} \tag{128}$$

y el infinitesimal es:

$$d\underline{r} = \frac{d\underline{r}}{dr^{(2)}}dr^{(2)} + \frac{d\underline{r}}{dr^{(1)}}dr^{(1)} = \underline{e}^{(1)}dr^{(2)} + \underline{e}^{(2)}dr^{(1)} \tag{129}$$

y el infinitesimal del elemento lineal es:

$$ds^2 = d\underline{r} \cdot d\underline{r}^* = dr^{(2)}dr^{(1)} + dr^{(1)}dr^{(2)} \tag{130}$$

Estos resultados pueden resumirse mediante notación matricial como:

$$ds^2 = \begin{bmatrix} dX & dY \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} dX \\ dY \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} dr^{(2)} & dr^{(1)} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} dr^{(1)} \\ dr^{(2)} \end{bmatrix} \qquad (131)$$

De manera que:

$$g_{\mu\nu} = \begin{bmatrix} g_{11} & 0 \\ 0 & g_{22} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \qquad (132)$$

y

$$\eta_{(a)(b)} = \begin{bmatrix} \eta_{(2)(1)} & 0 \\ 0 & \eta_{(1)(2)} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \qquad (133)$$

Las dos métricas representan el mismo plano de dos maneras diferentes. Se relacionan mediante:

$$g_{\mu\nu} = q^{(b)}_{\mu}\, q^{(a)}_{\nu}\, \eta_{(a)(b)} \qquad (134)$$

es decir,

$$g_{11} = q^{(1)}_{1}\, q^{(2)}_{1}\, \eta_{(2)(1)} + q^{(2)}_{1}\, q^{(1)}_{1}\, \eta_{(1)(2)} \qquad (135)$$

$$g_{22} = q^{(1)}_{2}\, q^{(2)}_{2}\, \eta_{(2)(1)} + q^{(2)}_{2}\, q^{(1)}_{2}\, \eta_{(1)(2)} \qquad (136)$$

donde los elementos de la tétrada vienen dados por la Ec.(119) y los elementos de la métrica por las Ecs. (132) y (133).

Para introducir el concepto de un espacio-tiempo dinámico de Minkowski nótese cuidadosamente que las ecuaciones (134) a (136) siguen siendo válidas cuando se incorpora una fase, como por ejemplo la fase de una onda plana:

$$\phi = \omega t - \kappa Z \qquad (137)$$

donde ω es la frecuencia angular y κ es la magnitud del vector onda. En este caso [1-10]:

$$\underline{q}^{(1)} = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(\underline{i} - i\,\underline{j}\right) e^{i\phi} \tag{138}$$

$$\underline{q}^{(2)} = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(\underline{i} + i\,\underline{j}\right) e^{-i\phi} \tag{139}$$

de manera que:

$$q_1^{(1)} = \frac{1}{\sqrt{2}} e^{i\phi}, \quad q_1^{(2)} = \frac{1}{\sqrt{2}} e^{-i\phi}, \tag{140}$$

$$q_1^{(2)} = -\frac{i}{\sqrt{2}} e^{i\phi}, \quad q_2^{(2)} = \frac{i}{\sqrt{2}} e^{-i\phi}, \tag{141}$$

y las Ecs (134) a (136) siguen siendo válidas.

Por lo tanto, el espacio dinámico de Minkowski puede definirse mediante tétradas de Cartan dependientes de fase. La métrica completa de Minkowski (104) se define con el agregado de:

$$q_0^{(0)} = q_3^{(3)} = 1 \tag{142}$$

En teoría ECE el potencial electromagnético es:

$$A_\mu^{(a)} = A_0\, q_\mu^{(a)} \tag{143}$$

y la torsión de Cartan de la métrica dinámica de Minkowski es:

$$T_{\mu\nu}^{(a)} = \partial_\mu q_\nu^{(a)} - \partial_\nu q_\mu^{(a)} + \omega_{\mu(b)}^{(a)} q_\nu^{(b)} - \omega_{\nu(b)}^{(a)} q_\mu^{(b)} \tag{144}$$

El postulado de la tétrada [1-10] es:

$$D_\mu q_\nu^{(a)} = \partial_\mu q_\nu^{(a)} + \omega_{\mu(b)}^{(a)} q_\nu^{(b)} - \Gamma_{\mu\nu}^{\lambda} q_\lambda^{(a)} = 0 \tag{145}$$

el cual puede denotarse mediante:

$$\partial_\mu q_\nu^{(a)} = \Gamma_{\mu\nu}^{(a)} - \omega_{\mu\nu}^{(a)} := \xi_{\mu\nu}^{(a)} \tag{146}$$

Por lo tanto, la conexión del espacio-tiempo dinámico de Minkowski puede definirse mediante:

$$\xi^{(a)}_{\mu\nu} := \partial_\mu q^{(a)}_\nu \tag{147}$$

Por ejemplo:

$$\xi^{(1)}_{31} = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\partial}{\partial Z} e^{i(\omega t - KZ)} = -\frac{iK}{\sqrt{2}} e^{i(\omega t - KZ)} \tag{148}$$

La parte real de la conexión dinámica es distinta de cero:

$$\mathrm{Real}\left(\xi^{(1)}_{31}\right) = \frac{K}{\sqrt{2}} \operatorname{sen}(\omega t - KZ) \tag{149}$$

Cuando la frecuencia angular y el vector de onda se reducen a cero, la métrica de Minkowski se vuelve estática y deja de haber conexión o torsión. En el espacio- tiempo dinámico de Minkowski es posible, tal como se ha demostrado, definir tanto una conexión como una torsión, de manera que la identidad de Cartan provee las ecuaciones de campo de gravitación y magneto-gravitación. Estos conceptos se desarrollarán en futuros trabajos.

4. Análisis gráfico de la aceleración de la métrica de "Schwarzschild" y crítica de la RGE.

Comparamos la aceleración obtenida a partir de la llamada métrica de Schwarzschild con el resultado de la métrica de Minkowski para una elipse con precesión. El elemento lineal infinitesimal para un espacio-tiempo con simetría esférica quedó expresado por la Ec.(52). La órbita correspondiente, de acuerdo con la Ec.(58), es

$$\left(\frac{dr}{d\theta}\right)^2 = \frac{r^4}{B}\left(\frac{1}{Aa^2} - \frac{1}{b^2} - \frac{1}{r^2}\right) \tag{150}$$

Para la métrica de Schwarzschild el parámetro *B* se define mediante:

$$B = \frac{1}{r - \frac{r_0}{r}} \tag{151}$$

con el así llamado radio r_0 de Schwarzschild. Si insertamos esta expresión en la definición de la aceleración, la Ec.(38),

$$\underline{a} = \left(\frac{L}{mr}\right)^2 \left(\frac{dr}{d\theta}\frac{d}{dr}\left(\frac{1}{r^2}\frac{dr}{d\theta}\right) - \frac{1}{r}\right)\underline{e}_r \qquad (152)$$

ello conduce al resultado intermedio (99), que puede simplificarse significativamente mediante álgebra computacional para dar como resultado

$$\underline{a}_S = -\frac{r_0 L}{m^2 r^4}\,\underline{e}_r \qquad (153)$$

Las constantes *A*, *a* y *b* se cancelan todas entre si. Comparada con esta ecuación, la aceleración del espacio de Minkowski para una elipse con precesión es (ver la Ec.(100)):

$$\underline{a}_M = -\left(\frac{L}{mr}\right)^2 \left(\frac{x^2}{\alpha} + \frac{1}{r}\left(1 - x^2\right)\right)\underline{e}_r \qquad (154)$$

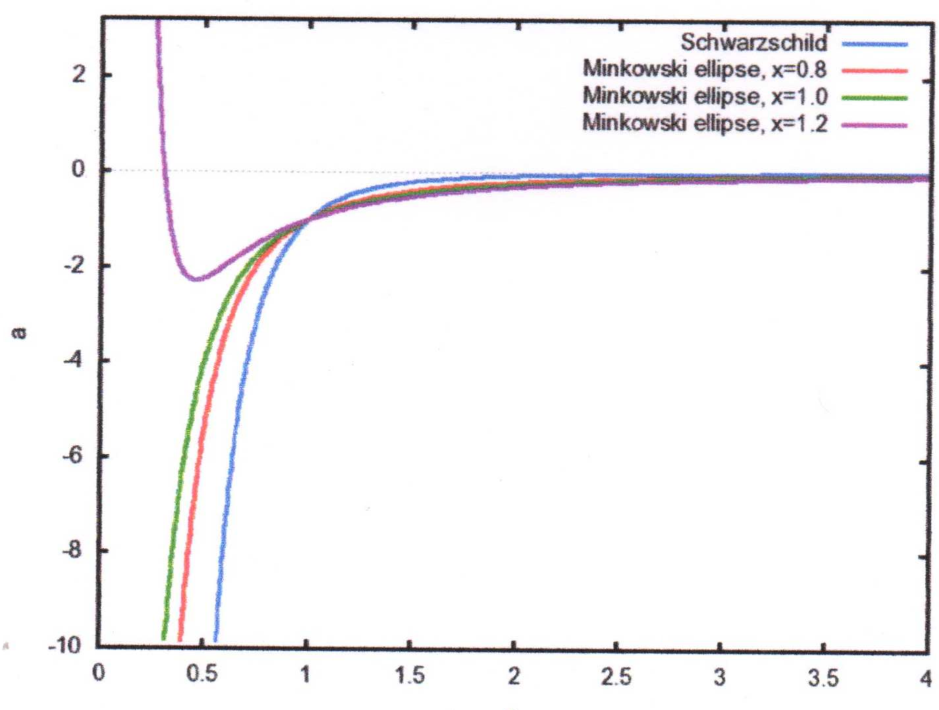

Figura 1: Comparación entre aceleraciones para órbitas de la métrica de Schwarzschild y elipsees de Minkowski con x = 0.8, 1 y 1.2.

Esta es una función de $1/r^2$ y $1/r^3$, en tanto que la aceleración de Schwarzschild es proporcional a $1/r^4$. Ambas aceleraciones son definitivamente diferentes. Un ejemplo puede observarse en la Fig.1, donde todas las constantes se han establecido como iguales a la unidad. Puede observarse que la aceleración de Schwarzschild cae de una manera mucho más acentuada para pequeños valores de r que en los casos de Minkowski. Diferentes valores de x conducen a variaciones en la curva. Incluso un comportamiento repulsivo puede surgir para $x > 1$, tal como se discutió para el caso de galaxias en documentos previos [1].

Un aspecto adicional es la dependencia respecto de la masa de la aceleración. Según el concepto de campo de fuerza covariante, la aceleración es independiente de la "masa de prueba". Si multiplicamos por m obtenemos la fuerza del campo de fuerzas. Esto se logra a través de la aceleración de Minkowski debido a que la masa m que aparece en la Ec.(154) se cancela con el factor m contenido en el momento angular:

$$\underline{L} = \gamma m r^2 \underline{\omega}_r$$

véase la Ec.(31). Esto no se mantiene para la aceleración de la métrica de Schwarzschild, la Ec.(153), donde un factor de m permanece en el denominador. Es así que arribamos a la situación paradójica en la que la aceleración depende de la "masa de prueba", demostrando que la RGE proporciona un resultado absurdo. Esta es otra refutación de la RGE.

Agradecimientos.

Se agradece al Gobierno Británico por la Pensión Ccivil Vitalicia y al equipo técnico de AIAS y otros por muchas discusiones interesantes. Se agradece a Dave Burleigh por las publicaciones en red y a Alex Hill por las traducciones y grabaciones. Se agradece a Robert Cheshire por las grabaciones. AIAS está establecido bajo el Patrocinio del Fideicomiso de la Familia Newlands (est. 2012) y UPITEC, una organización sin fines de lucro establecida en Boise, estado de Idaho, en los Estados Unidos de América.

Referencias.

[1] M. W. Evans, Ed., J. Found. Phys. Chem., six issues a year from June 2011 (www.cisppublishing.com).

[2] M .W. Evans, Ed., "Definitive Refutations of the Einsteinian General Relativity" (publicación seis de la ref. (1)), 2012).

[3] M. W. Evans, S. J. Crothers, H. Eckardt y K. Pendergast, "Criticisms ofthe Einstein Field Equation" (CISP, 20! 1).

[4] M .W. Evans, H. Eckardt y D. W. Lindstrom, "Generally Covariant Unified Field Theory" (Abramis 2005 a 2011) en siete volúmenes.

[5] M .W. Evans, H. Eckardt y D. W. Lindstrom, plenaria y documentos en la Academia de Ciencias de Serbia, 2010 a la fecha.

[6] L. Felker, "The Evans Equations of Unified Field Theory" (Abramis 2007, traducción al castellano por Alex Hill en www.aias.us).

[7] Kerry Pendergast, "The Life of Myron Evans" (CISP, 2011).

[8] M .W. Evans y S. Kielich, Eds., "Modern Nonlinear Optics" (Wiley, 1992, 1993, 1997, 2001) en dos ediciones y seis volúmenes.

[9] M .W. Evans y L. B. Crowell, "Classical and Quantum Electrodynamics and the B(3) Field" (World Scientific, 2001).

[10] M. W. Evans y· J.-P. Vigier, "The Enigmatic Photon" (Kluwer, Dordrecht, 1994 a 2002) en 10 volúmenes con encuadernación dura y blanda.

[11] S. M. Carroll, "Spacetime and Geometry: an Introduction to General Relativity" (Addison Wesley, Nueva York, 2004).

[12] J. B. Marion y S. T. Thornton, "Classical Dynamics ofParticles and Systems" (Harcourt, Nueva York, 1988, 3a. Ed.).