Ecuaciones de movimiento de la nueva teoría de la relatividad general.

por

M .W. Evans y H. Eckardt,

Civil List, AIAS y UPITEC

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

Traducción: Alex Hill (www.et3m.net)

Resumen.

Utilizando el método de la restricción de la métrica de Minkowski mediante una órbita observada, se deduce en dos formas diferentes y consistentes la ecuación de movimiento de una nueva teoría de la relatividad general. Se demuestra que la órbita observada reduce la dimensionalidad de la métrica, tal como ésta se define en forma general, simplificando así la deducción de la ecuación de movimiento. La ecuación de la nueva relatividad general es consistente, en tanto que las ecuaciones de la dinámica newtoniana no son consistentes y la ley del cuadrado de la inversa no resulta exclusiva. Se demuestra que la métrica erróneamente denominada como de Schwartzschild no se reduce en forma consistente a la dinámica newtoniana.

Palabras clave: Relatividad general basada en la métrica restringida de Minkowski, ecuaciones de movimiento, teoría ECE.

1. Introducción.

Recientemente, en esta serie de documentos, se ha demostrado que la relatividad general einsteiniana (RGE) es incorrecta en varios aspectos. Esto se ha vuelto muy fácil de demostrar, ya que basta con diferencias la ecuación de la elipse con precesión para demostrar que la RGE posee errores fundamentales. La serie de documentos de la teoría ECE [1-10] utiliza la geometría completada de Cartan para unificar en forma covariante y directa la teoría de campo. Sin embargo el colapso de la RGE significa que se requiere de una ecuación de movimiento fundamentalmente nueva, basada en el elemento lineal infinitesimal definido a partir de la métrica. Esto se debe a que el método ahora obsoleto se basaba en una métrica que ahora sabemos incapaz de producir una trayectoria elíptica con precesión. En este documento se utiliza la métrica restringida de Minkowski para generar en forma consistente esta ecuación en dos maneras diferentes. Este método emplea como punto inicial la órbita observada, y para analizar la órbita en términos de la torsión y curvatura de Riemann. En la Sección 2, se incluyen por conveniencia de referencia algunos elementos de algebra diferencial, y para enfatizar que la órbita es una función del tiempo así como de las coordenadas polares cilíndricas en un plano (r, θ). Utilizando estos métodos y aquellos del documento UFT205 (www.aias.us) se demuestra que la identidad de Evans constituye una identidad exacta. La métrica se define en general, y se demuestra que esta definición es consistente con una basada en álgebra diferencial básica.

En la Sección 3 se desarrolla en forma consistente la ecuación de movimiento de la métrica restringida de Minkowski, utilizando dos métodos diferentes. Se reduce al límite newtoniano, pero se demuestra que la dinámica newtoniana no posee una definición única, y resulta conceptualmente contradictoria. Más aún, se demuestra que la así llamada métrica de Schwartzschild no se reduce a la dinámica newtoniana mientras se mantenga intacta la órbita. Por lo tanto, este análisis muestra que la métrica restringida de Minkowski es la única descripción válida de órbitas basada en un elemento lineal infinitesimal.

2. Demostración de la Identidad de Evans para toda clase de órbitas.

Se pasa revista a algunos elementos de álgebra diferencial para facilidad de referencia, como sigue [11]. Si *f* es una función de una variable independiente *u*, y *u* es una función de *x*, entonces:

$$\frac{df}{dx} = \frac{df}{du}\frac{du}{dx}, \quad f = f(u), \quad u = u(x). \tag{1}$$

Cuando *f* es una función de dos o más variables:

$$f = f(u), \quad u = u(x, y), \tag{2}$$

entonces:

$$\frac{\partial f}{\partial x} = \frac{df}{du}\frac{\partial u}{\partial x} \tag{3}$$

$$\frac{\partial f}{\partial y} = \frac{df}{du}\frac{\partial u}{\partial y} \tag{4}$$

Si:

$$f = f(x, y) \tag{5}$$

entonces la derivada total es:

$$\frac{df}{dt} = \frac{\partial f}{\partial x}\frac{dx}{dt} + \frac{\partial f}{\partial y}\frac{dy}{dt} \tag{6}$$

de manera que:

$$\frac{df}{dx} = \frac{\partial f}{\partial x} + \frac{\partial f}{\partial y}\frac{dy}{dx} \tag{7}$$

Estas definiciones se comentan en más detalle en la nota 206(3) que acompaña este documento en www.aias.us. Consideremos la función:

$$g = g(u(x, y)) \tag{8}$$

Entonces a partir de la Ec. (3):

$$\frac{\partial g}{\partial x} = \frac{dg}{du}\frac{\partial u}{\partial x} . \tag{9}$$

Ahora permitamos que:

$$g = \frac{\partial f}{\partial u} \tag{10}$$

entonces:

$$\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\partial f}{\partial u}\right) = \frac{d^2 f}{du^2}\frac{\partial u}{\partial x} \tag{11}$$

es decir

$$\frac{d^2 f}{du^2} = \frac{\partial x}{\partial u}\frac{\partial^2 f}{\partial x \partial u} . \tag{12}$$

En segundo lugar permitamos que:

$$g = \frac{\partial f}{\partial x} \tag{13}$$

entonces:

$$\frac{\partial}{\partial u}\left(\frac{\partial f}{\partial x}\right) = \frac{d^2 f}{dx^2}\frac{\partial x}{\partial u} \tag{14}$$

es decir

$$\frac{d^2 f}{dx^2} = \frac{\partial u}{\partial x}\frac{\partial^2 f}{\partial u \partial x} \tag{15}$$

Como se demuestra en la página 139 de la referencia [11]:

$$\frac{\partial^2 f}{\partial u \partial x} = \frac{\partial^2 f}{\partial x \partial u} \tag{16}$$

si ambas funciones son continuas en (a, b). Dividiendo la Ec. (12) por la Ec. (15):

$$\frac{d^2 f}{du^2} = \left(\frac{\partial x}{\partial u}\right)^2 \frac{d^2 f}{dx^2} \tag{17}$$

Si:

$$u = t\,, \quad x = \theta \tag{18}$$

entonces

$$\frac{d^2 f}{dt^2} = \left(\frac{\partial \theta}{\partial t}\right)^2 \frac{d^2 f}{d\theta^2} \tag{19}$$

que es la identidad de Evans deducida en el documento UFT205 (www.aias.us), Q.E.D.

Consideremos la función orbital:

$$f(x, y) = \theta(t, r) \tag{20}$$

y apliquemos la regla (6) para la derivada total. Definimos:

$$x = t\,, \quad y = r \tag{21}$$

entonces

$$\omega = \frac{d\theta}{dt} = \frac{\partial\theta}{\partial t} + \frac{\partial\theta}{\partial r}\frac{dr}{dt} \tag{22}$$

donde ω es la velocidad angular, que es la derivada total de θ con respecto al tiempo t.

Hay contribuciones a la velocidad angular a partir de la derivada parcial y un segundo término como se observa en la Ec. (22). Con el objeto de construir una teoría consistente de la relatividad general que remplace la obsoleta relatividad general einsteiniana (RGE) es necesario definir rigurosamente la métrica restringida. En general [12] el elemento lineal infinitesimal se define en términos de la métrica como:

$$ds^2 = g_{\mu\nu}\, dx^\mu dx^\nu . \tag{23}$$

Consideremos las coordenadas polares cilíndricas en un plano:

$$dZ^2 = 0 \tag{24}$$

entonces el elemento lineal de Minkowski es:

$$ds^2 = c^2 dt^2 - dr^2 - r\, d\theta^2 \tag{25}$$

y la métrica de Minkowski es:

$$g_{\mu\nu} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & -r^2 \end{bmatrix} . \tag{26}$$

En esta notación:

$$\left.\begin{matrix} g_{00} = 1 , & g_{11} = -1 , & g_{22} = -r^2 \\ dx^0 = c\,dt , & dx^1 = dr , & dx^2 = d\theta \end{matrix}\right] \tag{27}$$

Definiendo la función orbital:

$$f\left(r(t), \theta(t)\right) = \frac{dr}{d\theta} \tag{28}$$

se deduce que:

$$ds^2 = c^2 dt^2 - \left(1 + \frac{r^2}{f^2}\right) dr^2 \tag{29}$$

y:

$$g_{\mu\nu} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -(1 + r^2/f^2) \end{bmatrix} \tag{30}$$

de manera que:

$$\left.\begin{aligned} g_{00} = 1 \,, \quad g_{11} = -\left(1 + \frac{r^2}{f^2}\right), \\ dx^0 = c\,dt \,, \quad dx^1 = dr \end{aligned}\right\} \quad (31)$$

Tal como se muestra en el documento UFT205 la métrica restringida (30) genera elementos de torsión y curvatura, de manera que ya no es más una métrica en el espaciotiempo plano. Este método es un desarrollo riguroso de relatividad restringida en relatividad general. En coordenadas curvilíneas la métrica diagonal en el plano:

$$d^2 Z = 0 \,, \quad g_{ij} = \frac{\partial \underline{r}}{\partial u_i} \cdot \frac{\partial \underline{r}}{\partial u_j} \quad (32)$$

se define convencionalmente como:

$$ds^2 = d\underline{r} \cdot d\underline{r} \,. \quad (33)$$

De manera que en este plano:

$$g_{11} = g_{22} = 1 \quad (34)$$

$$g_{12} = g_{21} = 0 \,. \quad (35)$$

Por definición:

$$d\underline{r} = \frac{\partial \underline{r}}{\partial r}\, dr + \frac{\partial \underline{r}}{\partial \theta}\, d\theta \quad (36)$$

utilizando la regla de la cadena (6). Empleando la función orbital:

$$f = \frac{dr}{d\theta} \quad (37)$$

la matriz de la métrica puede reducirse utilizando:

$$d\theta = \frac{dr}{f} \quad (38)$$

de manera que:

$$d\underline{r} = \left(\frac{\partial \underline{r}}{\partial r} + \frac{1}{f}\frac{\partial \underline{r}}{\partial \theta}\right) dr \,. \quad (39)$$

La derivada total:

$$\frac{d\underline{r}}{dr} = \frac{\partial \underline{r}}{\partial r} + \frac{1}{g}\frac{\partial \underline{r}}{\partial \theta} \tag{40}$$

puede entonces definirse. Utilizando vectores unitarios:

$$\underline{e}_r = \cos\theta\, \underline{i} + \operatorname{sen}\theta\, \underline{j} \tag{41}$$

$$\underline{e}_\theta = -\operatorname{sen}\theta\, \underline{i} + \cos\theta\, \underline{j} \tag{42}$$

entonces:

$$\frac{d\underline{r}}{dr} = \underline{i}\left(\cos\theta - \frac{r}{g}\operatorname{sen}\theta\right) + \underline{j}\left(\operatorname{sen}\theta + \frac{r}{g}\cos\theta\right). \tag{43}$$

Finalmente definimos la métrica:

$$g_{11} = \frac{d\underline{r}}{dr} \cdot \frac{d\underline{r}}{dr} \tag{44}$$

Utilizando las derivadas totales en lugar de las derivadas parciales de la Ec. (32). La métrica completa del espaciotiempo es:

$$g_{\mu\nu} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -\left(1 + \frac{r^2}{g^2}\right) \end{bmatrix} \tag{45}$$

que es la misma ecuación que la Ec. (30).

Definiendo la métrica a través de la derivada total (44) se toma en cuenta la existencia de la órbita, de manera que la métrica (45) contiene toda la información requerida para deducir la ecuación orbital como sucede en la siguiente sección.

3. La ecuación orbital.

Consideremos el elemento lineal restringido:

$$ds^2 = c^2 d\tau^2 = c^2 dt^2 - \left(x^2 + r^2\right) d\theta^2 \tag{46}$$

donde:

$$x = \frac{dr}{d\theta} \tag{47}$$

y $d\tau$ es el infinitésimo del tiempo propio. Definimos el lagrangiano [12, 13] utilizando los métodos de la relatividad general:

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} mc^2 \tag{48}$$

donde *m* es la masa de un objeto en órbita. Por lo tanto:

$$mc^2 = mc^2\left(\frac{dt}{d\tau}\right)^2 - m\left(x^2 + r^2\right)d\theta^2 \tag{49}$$

La ecuación de Euler Lagrange da la energía total E y el momento angular total L como sigue:

$$E = mc^2 \frac{dt}{d\tau}, \quad L = m\left(x^2 + r^2\right)\frac{d\theta}{d\tau}. \tag{50}$$

Se deduce entonces que:

$$mc^2 = \frac{E^2}{mc^2} - \frac{L^2}{m\left(x^2 + r^2\right)} \tag{51}$$

que da la ecuación orbital:

$$\left(\frac{dr}{d\theta}\right)^2 = \frac{c^2 L^2}{E^2 - m^2 c^4} - r^2. \tag{52}$$

En el límite para el movimiento libre de partícula:

$$\frac{dr}{d\theta} \longrightarrow 0 \tag{53}$$

y:

$$c^2 L^2 \longrightarrow mr^2\left(E^2 - m^2 c^4\right). \tag{54}$$

Para una particular libre en movimiento lineal:

$$E^2 - m^2c^4 \longrightarrow p^2c^2 \tag{55}$$

donde p es el momento relativista:

$$p = \gamma m v = \gamma m \frac{dr}{dt} . \tag{56}$$

En este caso:

$$L \longrightarrow r p . \tag{57}$$

En este límite los momentos angular y lineal se vuelven no relativistas, de manera que:

$$L \longrightarrow m v r \tag{58}$$

Que es la definición no relativista consistente del momento angular.

Por definición:

$$c^2 d\tau^2 = c^2 dt^2 - d\underline{r} \cdot d\underline{r} \tag{59}$$

donde:

$$d\underline{r} \cdot d\underline{r} = v^2 dt^2 = \left(x^2 + r^2\right) d\theta^2 \tag{60}$$

de manera que:

$$\frac{dt}{d\tau} = \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-1/2} \tag{61}$$

donde la velocidad v se define mediante:

$$v = \left(x^2 + r^2\right)^{1/2} \frac{d\theta}{dt} . \tag{62}$$

En esta teoría el momento angular total se define mediante:

$$L = m\left(x^2 + r^2\right) \frac{d\theta}{d\tau} = m\left(x^2 + r^2\right) \frac{d\theta}{dt} \frac{dt}{d\tau} . \tag{63}$$

A partir de la Ec. (62):

$$x^2 + r^2 = \left(\frac{v}{\omega}\right)^2 \tag{64}$$

donde:

$$\omega = \frac{d\theta}{dt} \tag{65}$$

de manera que el momento angular se define mediante:

$$L = \gamma m v^2 / \omega \tag{66}$$

es decir

$$\omega L = \gamma m v^2 . \tag{67}$$

En el límite:

$$v \ll c \tag{68}$$

entonces

$$\omega L = m v^2 \tag{69}$$

que es el resultado consistente no relativista. A partir de la Ec. (63):

$$L = \gamma m \left(r^2 + \left(\frac{dr}{d\theta}\right)^2\right) \omega . \tag{70}$$

En el límite

$$\frac{dr}{d\theta} \longrightarrow 0 \, , \quad \gamma \longrightarrow 1 \tag{71}$$

resulta la definición no relativista:

$$L = m r^2 \omega \tag{72}$$

Nótese cuidadosamente que el momento angular definido por la Ec. (70) no es una constante de movimiento porque la única constante de movimiento viene definida por el lagrangiano (48).

Deviene una constante de movimiento sólo en el límite no relativista (72).

La ecuación de movimiento puede deducirse en forma consistente de otra manera, al considerarse la métrica restringida:

$$ds^2 = c^2 dt^2 - \left(1 + \left(r\frac{d\theta}{dr}\right)^2\right) dr^2 \qquad (73)$$

para la cual el lagrangiano es:

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} mc^2 = \frac{1}{2} mc^2 \left(\frac{dt}{d\tau}\right)^2 - \frac{1}{2} m \left(1 + \left(r\frac{d\theta}{dr}\right)^2\right)\left(\frac{dr}{d\tau}\right)^2 . \qquad (74)$$

La ecuación de Euler Lagrange da la energía total:

$$E = mc^2 \left(\frac{dt}{dx}\right) . \qquad (75)$$

Por lo tanto:

$$mc^2 = \frac{E^2}{mc^2} - m\left(1 + \left(r\frac{d\theta}{dr}\right)^2\right)\left(\frac{dr}{d\tau}\right)^2 . \qquad (76)$$

Ahora utilizamos:

$$\frac{dr}{d\tau} = \frac{dr}{d\theta}\frac{d\theta}{d\tau} \qquad (77)$$

de manera que:

$$\frac{E^2}{mc^2} - mc^2 = m\left(1 + r^2\left(\frac{d\theta}{dr}\right)^2\right)\left(\frac{dr}{d\theta}\right)^2\left(\frac{d\theta}{d\tau}\right)^2 = \frac{L^2}{m(x^2+r^2)} \qquad (78)$$

que es lo mismo que la Ec. (51) Q.E.D.

La ecuación orbital (52) expresa cualquier órbita en términos de la energía total:

$$E = \gamma mc^2 \qquad (79)$$

y el momento angular total:

$$L = \gamma m \left(\left(\frac{dr}{d\theta}\right)^2 + r^2\right)\frac{d\theta}{dt} . \qquad (80)$$

La velocidad total v se define como:

$$v = \left(\left(\frac{dr}{d\theta} \right)^2 + r^2 \right)^{1/2} \omega \, . \tag{81}$$

A partir de las Ecs. (81) y (52) se deduce que:

$$\left(\frac{dr}{d\theta} \right)^2 = \left(\frac{v}{\omega} \right)^2 - r^2 \tag{82}$$

de manera que:

$$\left(\frac{v}{\omega} \right)^2 = \frac{c^2 L^2}{E^2 - m^2 c^4} \tag{83}$$

En el límite:

$$\gamma \longrightarrow 1 \tag{84}$$

La Ec. (83) se reduce a:

$$E^2 - m^2 c^4 \longrightarrow c^2 p^2 \tag{85}$$

donde:

$$p = \gamma m v \longrightarrow m v \, . \tag{86}$$

A partir de la Ec. (67):

$$\omega L \longrightarrow m v^2 \tag{87}$$

por lo tanto:

$$\frac{c^2 L^2}{E^2 - m^2 c^4} \longrightarrow \left(\frac{v}{\omega} \right)^2 \tag{88}$$

que es un conjunto riguroso y consistente de ecuaciones.

Para ejemplificar la nueva ecuación orbital (52) consideremos las siguientes órbitas. Para un círculo:

$$\frac{dr}{d\theta} = 0 \tag{89}$$

de manera que

$$v = \omega r \tag{90}$$

en forma consistente. Para la elipse:

$$r = \frac{\alpha}{1 + \epsilon \,\mathrm{sen}\,\theta} \tag{91}$$

Entonces la velocidad orbital es:

$$v = \left(\left(\frac{\epsilon}{\alpha} \right)^2 r^4 \,\mathrm{sen}^2\theta + r^2 \right)^{1/2} \omega \tag{92}$$

Nótese que la Ec. (81) es:

$$v^2 = \omega^2 \left(\frac{dr}{d\theta} \right)^2 + r^2 \omega^2 = \left(\frac{d\theta}{dt} \right)^2 \left(\frac{dr}{d\theta} \right)^2 + r^2 \left(\frac{d\theta}{dt} \right)^2 = \left(\frac{dr}{dt} \right)^2 + r^2 \left(\frac{d\theta}{dt} \right)^2 \tag{93}$$

que es la expresión para v^2 obtenida por diferenciación de:

$$\underline{v} = \frac{d\underline{r}}{dt} = \frac{d}{dt} \left(r\, \underline{e}_r \right) \tag{94}$$

en coordenadas polares cilíndricas. Por lo tanto, se obtiene directamente la Ec. (93) a partir de la métrica restringida:

$$\begin{aligned} c^2 d\tau^2 = c^2 dt^2 - d\underline{r} \cdot d\underline{r} &= v^2 dt^2 \\ &= \left(\left(\frac{dr}{d\theta} \right)^2 + r^2 \right) d\theta^2 . \end{aligned} \tag{95}$$

En la teoría newtoniana [14] la energía total newtoniana es la suma de las energías cinética y potencial:

$$E_N = \frac{1}{2} m v^2 - \frac{mMG}{r} \tag{96}$$

donde M es el objeto atractor, G es la constante de Newton y r es la distancia entre m y M. Por lo tanto, la velocidad es:

$$v = \left(\frac{2}{m} \left(E_N + m\frac{MG}{r} \right) \right)^{1/2} \tag{97}$$

El momento angular de la teoría newtoniana es el límite (72) y la energía cinética de la teoría newtoniana es el límite:

$$T = (\gamma - 1) mc^2 \longrightarrow \frac{1}{2} m v^2 . \tag{98}$$

El límite newtoniano se relaciona con la Ec. (52) mediante:

$$v^2 = \frac{2}{m} \left(E_N + m\frac{MG}{r} \right) \longrightarrow \omega^2 \left(\frac{c^2 L^2}{E^2 - m^2 c^4} \right) \tag{99}$$

Que significa que el concepto de energía potencial se sustituye por el concepto de métrica restringida.

Es bien sabido que la teoría newtoniana da una órbita elíptica:

$$r = \frac{\alpha}{1 + \epsilon \cos\theta} \tag{100}$$

donde α es la mitad de la magnitud recta y donde ε es la excentricidad. Resulta entonces que:

$$\left(\frac{dr}{d\theta} \right)^2 = \left(\frac{v}{\omega} \right)^2 - r^2 = \frac{2}{m\omega^2} \left(E_N + m\frac{MG}{r} \right)^2 - r^2$$

$$= \left(\frac{\epsilon}{\alpha} \right)^2 r^4 \operatorname{sen}^2\theta . \tag{101}$$

En la teoría de la métrica restringida esta expresión se generaliza a:

$$\left(\frac{dr}{d\theta} \right)^2 = \frac{c^2 L^2}{E^2 - m^2 c^4} - r^2 = \left(\frac{\epsilon}{\alpha} \right)^2 r^4 \operatorname{sen}^2\theta . \tag{102}$$

Se afirma en la teoría newtoniana que la elipse (100) viene dada por el potencial:

$$V = -\frac{k}{r} = -m\frac{MG}{r} . \tag{103}$$

Sin embargo, puede demostrarse como sigue que esta elección no es exclusiva, de manera que no existe tal cosa como la ley universal de la gravitación. La energía cinética newtoniana es:

$$T = \frac{1}{2} m \left(\frac{dr}{dt} \right)^2 + \frac{1}{2} m r^2 \left(\frac{d\theta}{dt} \right)^2 \tag{104}$$

De manera que la energía total newtoniana es:

$$E_N = \frac{1}{2} m \left(\frac{dr}{dt}\right)^2 + \frac{1}{2} m r^2 \left(\frac{d\theta}{dt}\right)^2 + V(r) \tag{105}$$

Por lo tanto:

$$\left(\frac{dr}{dt}\right)^2 = \frac{2}{m}\left(E_N - \frac{L^2}{2mr^2} - V(r)\right). \tag{106}$$

Utilizando:

$$\frac{dr}{dt} = \frac{dr}{d\theta}\frac{d\theta}{dt} = \omega \frac{dr}{d\theta} \tag{107}$$

se encuentra que:

$$\left(\frac{dr}{d\theta}\right)^2 = \frac{2mr^4}{L^2}\left(E_N - V(r)\right) - r^2 \tag{108}$$

que es la ecuación orbital newtoniana. Por observación, la órbita de un planeta en el sistema solar es la elipse (100). A partir de esta ecuación:

$$\left(\frac{dr}{d\theta}\right)^2 = \left(\frac{\epsilon}{\alpha}\right)^2 r^4 \left(1 - \frac{1}{\epsilon^2}\left(\frac{\alpha}{r} - 1\right)^2\right). \tag{109}$$

Comparando las Ecs. (108) y (109):

$$E_N - V(r) - \frac{L^2}{2mr^2} = \left(\frac{\epsilon}{\alpha}\right)^2 \frac{L^2}{2m}\left(1 - \frac{1}{\epsilon^2}\left(\frac{\alpha}{r} - 1\right)^2\right) \tag{110}$$

a partir de la cual:

$$V(r) = E_N - \frac{L^2}{2m}\left(\frac{2}{\alpha r} + \left(\frac{\epsilon^2 - 1}{\alpha^2}\right)\right) \tag{111}$$

en donde E_N, L, α y ε son constantes, sólo dos de las cuales (α y ε) pueden determinarse por observación. El potencial (103) se obtiene a partir de la elección:

$$\alpha = \frac{L^2}{mk}, \quad \epsilon^2 = 1 + \frac{2E_N L^2}{mk^2} \tag{112}$$

A partir de las Ecs. (111) y (112):

$$V(r) = -\frac{k}{r}. \tag{113}$$

Sin embargo, esta elección es subjetiva. Para un α y ε observados, el potencial puede determinarse sólo hasta E_N y L en la Ec. (111).

La elección (112) no es exclusiva, y por lo tanto no existe una ley universal de la gravitación. Por ejemplo, V ya no viene dada por la Ec. (113) para una elipse con precesión [1 – 10].

La energía cinética de la teoría newtoniana viene dada por la Ec. (111) como:

$$T = E_N - V(r) = \frac{L^2}{2m}\left(\frac{2}{\alpha r} + \left(\frac{\epsilon^2-1}{\alpha^2}\right)\right) = \frac{1}{2}mv^2 \tag{114}$$

de manera que la velocidad lineal total de *m* es:

$$v^2 = \left(\frac{L}{m}\right)^2\left(\frac{2}{\alpha r} + \left(\frac{\epsilon^2-1}{\alpha^2}\right)\right). \tag{115}$$

La cantidad que se determina experimentalmente es:

$$\left(\frac{mv}{L}\right)^2 = \frac{2}{\alpha r} + \left(\frac{\epsilon^2-1}{\alpha^2}\right). \tag{116}$$

Ahora describamos a la energía total newtoniana mediante E_N y al momento angular newtoniano mediante L_N para mayor claridad. En la teoría newtoniana estos parámetros se definen como constantes de movimiento. En la teoría más general de la métrica:

$$\left(\frac{dr}{d\phi}\right)^2 = \frac{c^2L^2}{E^2 - m^2c^4} - r^2 \tag{117}$$

en donde la única constante de movimiento es el lagrangiano:

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} mc^2. \tag{118}$$

En la teoría general (117) no hay energía potencial, una propiedad de la relatividad general. La reducción a la teoría newtoniana ocurre mediante una elección:

$$\left(\frac{v}{\omega}\right)^2 = \frac{c^2 L^2}{E^2 - m^2 c^4} \longrightarrow \frac{2mr^4}{L_N^2}\left(E_N - V(r)\right) \tag{119}$$

Pero la teoría newtoniana es solo una de un número infinito de posibilidades, Por lo tanto resulta completamente erróneo afirmar que la teoría newtoniana predice una órbita elíptica.

Sólo puede afirmarse es que cualquier órbita observada puede analizarse mediante la ecuación orbital:

$$\left(\frac{dr}{d\theta}\right)^2 = \left(\frac{v}{\omega}\right)^2 - r^2. \tag{120}$$

Finalmente consideremos la ecuación orbital de la RGE, que es:

$$\left(\frac{dr}{d\theta}\right)^2 = r^4\left(\frac{1}{b^2} - \left(1 - \frac{r_0}{r}\right)\frac{1}{a^2}\right) - \left(1 - \frac{r_0}{r}\right) r^2 \tag{121}$$

donde:

$$a = \frac{mc}{L}, \quad b = \frac{Lc}{E} \tag{122}$$

y donde el así llamado radio de Schwarzschild es:

$$r_0 = 2\frac{MG}{c^2} \tag{123}$$

La ecuación de la RGE (121) puede reducirse a la más general Ec. (52) si y solo si:

$$r \longrightarrow \infty \tag{124}$$

en cuyo caso:

$$\frac{1}{b^2} - \frac{1}{a^2} + \frac{r_0}{a^2 r} \longrightarrow \frac{2m}{L^2}\left(E_N - V(r)\right) = 2mT/L^2 \tag{125}$$

Por lo tanto:

$$\frac{1}{b^2} - \frac{1}{a^2} + \frac{r_0}{ra^2} \longrightarrow \left(\frac{mv}{L}\right)^2 \tag{126}$$

es decir

$$\frac{E^2 - m^2c^4}{c^2L^2} + \frac{r_0}{ra^2} \longrightarrow \left(\frac{mv}{L}\right)^2. \tag{127}$$

Esto es correcto si y solo si:

$$E^2 - m^2c^4 \longrightarrow c^2p^2, \quad p = \gamma mv \longrightarrow mv \tag{128}$$

es decir

$$v \ll c \tag{129}$$

y

$$r \longrightarrow \infty. \tag{130}$$

Sin embargo, en este caso no hay órbita. Por lo tanto la teoría RGE nunca se reduce a la teoría newtoniana, contrariamente a lo proclamado en la literatura del siglo veinte.

Agradecimientos.

Se reconoce al Gobierno Británico por la Pensión Civil Vitalicia y al equipo técnico de AIAS y otros por muchas discusiones interesantes. Se agradece a Dave Burleigh por su publicación en red y a Alex Hill, Robert Cheshire y Simon Clifford por las traducciones y grabaciones. AIAS está establecido bajo el patrocinio del Fideicomiso de la Familia Newlands.

Referencias.

[1] M. W. Evans, Ed., J. Found. Phys. Chem., (CISP, www.cisp-publishing.com) seis publicaciones anuales a partir del mes de junio de 2011.

[2] M. W. Evans, S. Crothers, H. Eckardt y K. Pendergast, "Criticisms of the Einstein Field Equation" (CISP 2011).

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

[4] Los portales de la teoría ECE: www.webarchive.org.uk, www.aias.us, www.atomicprecision.com, www.et3m.net, www.upitec.org.

[5] L. Felker, "The Evans Equations of Unified Field Theory" (Abramis 2007). Hay traducción al castellano de este libro en la Sección en Español del portal www.aias.us .

[6] K. Pendergast, "The Life of Myron Evans", (CISP 2011).

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

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

[9] M. W. Evans y J.-P. Vigier, "The Enigmatic Photon" (Kluwer 1994 a 2002) n diez volúmenes, encuadernación de tapa dura y blanda.

[10] M .W. Evans y A. A. Hasanein, "The Photomagneton in Quantum Field Theory" (World Scientific, 1994).

[11] G. Stephenson, "Mathematical Methods for Science Students" (Longmans, Londres, 1968, quinta impresión).

[12] S. P. Carroll, "Spacetime and Geometry: an Introduction to Special Relativity" (Addison-Wesley, Nueva York, 2004).

[13] L. H. Ryder, "Quantum Field Theory" (Cambridge University Press, 1996, 2ª. ed.)

[14] J. B. Marion y S. T. Thornton, "Classical Dynamics" (Harcourt, Nueva York, 1988, 3ª. ed.).