Ecuaciones de movimiento a partir de la métrica de Minkowski.

por

M. W. Evans,

Civil List

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

Traducción: Ing. Alex Hill (www.et3m.net)

Resumen

Se deduce una ecuación cinética de movimiento a partir de la métrica de Minkowski en términos de constantes de movimiento. Se demuestra que todas las órbitas conocidas pueden describirse cuando la métrica libre de Minkowski se encuentra restringida por relaciones entre infinitesimales. La métrica libre corresponde al límite cuando no hay presente una fuerza de atracción que cumpla con la ley del cuadrado de la inversa, y la métrica libre da origen a la segunda ley de Kepler, la cual es válida para todas las órbitas. Cuando se introduce la ley del cuadrado de la inversa, aparecen relaciones entre infinitesimales de la métrica y ésta se ve restringida a través de datos experimentales. Todas las órbitas conocidas pueden describirse mediante una métrica de Minkowski restringida. Se demuestra que las órbitas elípticas de precesión de los planetas y la órbita elíptica de precesión del electrón en un átomo de hidrógeno pueden calcularse a partir de una nueva clase de métrica, la cual agrega a la métrica de Minkowski un término de atracción proporcional al cuadrado de la inversa.

Palabras clave: Teoría métrica ECE, ecuaciones de movimiento a partir de la métrica de Minkowski.

1. Introducción

En documentos anteriores de esta serie [1-10] se ha demostrado que las métricas de Minkowski y gravitacional son soluciones del Teorema Orbital ECE del UFT 111 (www.aias.us) de esta serie de 149 documentos elaborados a la fecha. Se ha demostrado que la ecuación de campo de Einstein es incorrecta (UFT 139) debido a su empleo de una conexión simétrica. Esta última debe tomar la antisimetría del conmutador por definición. Estudios académicos contemporáneos también han demostrado que Schwarzschild no dedujo la métrica gravitacional que incorrectamente lleva su nombre. Las métricas de Minkowski y gravitacional deben deducirse a partir de una teoría correcta, siendo la más sencilla el Teorema Orbital ECE. Observaciones astronómicas contemporáneas muestran que la órbita de las estrellas en galaxias en espiral no puede describirse aún cualitativamente mediante el empleo de la métrica gravitacional. Sin embargo, en el UFT 148 de esta serie se demostró que todas las órbitas pueden basarse en la métrica más sencilla de Minkowski en tanto y en cuanto sus infinitesimales se vean restringidos mediante datos obtenidos de observaciones orbitales. Mediante una correcta incorporación de la torsión en la geometría básica de la relatividad, se ha demostrado [1-10] que todas las métricas deducidas a partir de la ecuación de campo de Einstein son matemáticamente incorrectas, de manera que no debiera sorprendernos que no sean capaces de describir la totalidad de los datos cosmológicos conocidos actualmente. El empleo de materia oscura se rechaza en la teoría ECE, la cual es rigurosamente relativista, por considerarlo no científico, o en el mejor de los casos completamente empírico o ad hoc.

En la Sección 2 se deduce la ecuación cinética de movimiento de la métrica libre de Minkowski utilizando la ecuación de acción y la ecuación de Lagrange para definir tres constantes de movimiento de la métrica libre de Minkowski: la energía relativista E, el momento relativista p, y el momento angular relativista L. Este método da origen a una ecuación de movimiento que se demuestra cómo siendo un límite bien definido de la ecuación de movimiento calculada a partir de la métrica gravitacional. En la Sección 3 se demuestra que el efecto de introducir, por ejemplo, una ley de atracción proporcional al cuadrado de la inversa, resulta equivalente a restringir la métrica libre de Minkowski mediante relaciones matemáticas bien definidas entre los infinitesimales de la métrica. Estas relaciones se deducen a partir de datos orbitales de toda clase, en la misma forma en que la ley del cuadrado de la inversa debe en último análisis obtenerse a partir de datos obtenidos de la observación. La métrica libre no posee tales restricciones, y produce una ecuación de movimiento equivalente a la segunda ley de Kepler, una ley puramente geométrica aplicable a cualquier órbita.

En la Sección 3 se restringe la métrica libre de Minkowski mediante una ley de atracción proporcional al cuadrado de la inversa, y se demuestra que la métrica resultante produce una órbita elíptica de precesión sin el empleo en absoluto de la métrica gravitacional. Nos referimos a la métrica gravitacional como aquella incorrectamente identificada en la literatura del siglo XX [2] como la "métrica de Schwarzschild", aun cuando dicho autor no la dedujo en sus únicos dos trabajos producidos en 1916 [2]. Dicho autor dedujo una métrica diferente que no poseía singularidad.

2. Ecuación de movimiento a partir de la métrica libre de Minkowski.

La métrica de Minkowski es, en coordenadas cilíndricas polares [12] :

$$ds^2 = c^2 d\tau^2 = c^2 dt^2 - d\boldsymbol{r} \,.\, d\boldsymbol{r} \tag{1}$$

donde

$$d\boldsymbol{r} \,.\, d\boldsymbol{r} = d\,r^2 + r^2\, d\varphi^2 + dZ^2 \tag{2}$$
$$= dX^2 + dY^2 + dZ^2 \quad .$$

La velocidad lineal total se define como:

$$\boldsymbol{v} = \frac{d\boldsymbol{r}}{dt} \quad . \tag{3}$$

Por lo tanto:

$$c^2 d\tau^2 = c^2 dt^2 - v^2 dt^2 \tag{4}$$

de manera que

$$d\tau^2 = (\,1 - \frac{v^2}{c^2}\,)\, dt^2 \quad . \tag{5}$$

El tiempo propio infinitesimal es:

$$d\tau = (\,1 - \frac{v^2}{c^2}\,)\, dt^2 \tag{6}$$

y

$$dt = \gamma\, d\tau \tag{7}$$

donde

$$\gamma = (\,1 - \frac{v^2}{c^2}\,)^{-1/2} \quad . \tag{8}$$

Si limitamos nuestra atención al plano XY, entonces:

$$dZ = 0 \quad . \tag{9}$$

La energía en reposo se define como:

$$E_0 = mc^2 = m(\frac{\partial S}{\partial \tau})^2 = m\, g_{\mu\nu} \frac{dx^\mu}{d\tau} \frac{dx^\nu}{d\tau} \tag{10}$$

donde S es la acción [12]. Por lo tanto:

$$E_0 = mc^2 \left(\frac{dt}{d\tau}\right)^2 - m\left(\frac{dr}{d\tau}\right)^2 - mr^2\left(\frac{d\varphi}{d\tau}\right)^2 \quad . \tag{11}$$

La ecuación de Lagrange para este sistema es:

$$\frac{d}{d\tau}\left(\frac{\partial E_0}{\partial \dot{x}^\mu}\right) = \frac{\partial E_0}{\partial x^\mu} = 0 \tag{12}$$

de manera que

$$\frac{d}{d\tau}\left(mr^2 \frac{d\varphi}{d\tau}\right) = 0 \ , \tag{13}$$

$$\frac{d}{d\tau}\left(m \frac{dr}{d\tau}\right) = 0 \ , \tag{14}$$

$$\frac{d}{d\tau}\left(mc^2 \frac{dt}{d\tau}\right) = 0 \ . \tag{15}$$

A partir de las Ecs. (13) a (15) las constantes de movimiento del sistema son:

$$E = mc^2 \frac{dt}{d\tau} = \gamma mc^2 \qquad , \tag{16}$$

$$L = mr^2 \frac{d\varphi}{d\tau} = \gamma mr^2 \frac{d\varphi}{dt} \qquad , \tag{17}$$

$$p_l = m \frac{dr}{d\tau} = \gamma m \frac{dr}{dt} \qquad , \tag{18}$$

donde E es la energía relativista, p_l es la componente central del momento relativista y L es el momento angular relativista. Por lo tanto la ecuación de movimiento es:

$$(\gamma^2 - 1)\, mc^2 = \frac{{p_l}^2}{m} + \frac{L^2}{mr^2} \tag{19}$$

Que es la ecuación de energía de Einstein:

$$E^2 = c^2\, p^2 + m^2\, c^4 \tag{20}$$

donde

$$p^2 = \frac{1}{c^2}\left(E^2 - m^2 c^4\right) = \gamma^2 m^2 v^2$$

$$= {p_l}^2 + \frac{L^2}{r^2} \tag{21}$$

es el momento relativista total definido por [12]:

$$\boldsymbol{p} = \gamma m \boldsymbol{v} \quad . \tag{22}$$

Por lo tanto E es la energía relativista total definida [12] por:

$$E = \gamma\, mc^2 \quad . \tag{23}$$

Aquí T es la energía cinética relativista definida por

$$T = (\gamma - 1)\, mc^2 \tag{24}$$

y E_0 es la energía en reposo. La ecuación de movimiento puede expresarse como:

$$(\gamma + 1)\, T = \frac{p^2}{m} \quad . \tag{25}$$

Nótese cuidadosamente que el momento total relativista se define como la suma de un momento relativista y un término angular.

La Ec. (25) es equivalente a la descripción:

$$m\, v^2 = m\left(\left(\frac{dr}{dt}\right)^2 + r^2\left(\frac{d\varphi}{dt}\right)^2\right) \tag{26}$$

es decir

$$d\boldsymbol{r} \,.\, d\boldsymbol{r} = c^2\,(dt^2 - d\tau^2) = v^2\, dt^2 \quad . \tag{27}$$

Utilizando:

$$\frac{d\varphi}{dt} = \frac{d\varphi}{dr}\,\frac{dr}{dt} \tag{28}$$

la Ec. (26) deviene:

$$m\, v^2 = m\left(\frac{dr}{dt}\right)^2\left(1 + r^2\left(\frac{d\varphi}{dr}\right)^2\right) \tag{29}$$

la cual es una ecuación orbital:

$$\frac{d\varphi}{dr} = \frac{\dot{r}}{r} (v^2 - \dot{r}^2)^{-½} \tag{30}$$

La ecuación anterior es una ecuación de energía cinética a partir de lo que denominamos la “métrica de Minkowski”. En su límite no relativista:

$$(\gamma^2 - 1)\, m\, c^2 \longrightarrow ((1 - \frac{v^2}{c^2})^{-1} - 1)\, m\, c^2 \tag{31}$$

$$\sim \quad m\, v^2$$

de manera que el límite no relativista de la Ec. (19) es

$$T = \frac{1}{2}\, m\, v^2 = \frac{p^2}{2\, m} \quad . \tag{32}$$

En este límite:

$$L \longrightarrow mr^2 \frac{d\varphi}{dt} \tag{33}$$

$$p \longrightarrow m \frac{dr}{dt} \tag{34}$$

En el tratamiento no relativista convencional de las órbitas [12], el segundo término a la derecha de la igualdad en la Ec. (19) se denomina la "energía potencial centrífuga". Sin embargo, no es energía potencial en absoluto, sino parte de la energía cinética.

3. La métrica restringida de Minkowski.

Todas las ecuaciones de movimiento basadas en la métrica son de naturaleza cinética debido a que el lagrangiano se define en relatividad como el bien conocido:

$$\mathcal{L} = T = \frac{1}{2}\, m\, c^2 = \frac{1}{2}\, m\, g_{\mu\nu} \frac{dx^\mu}{d\tau} \frac{dx^\nu}{d\tau} \tag{35}$$

Y se define como siendo la energía cinética T. Por lo tanto:

$$\mathcal{L} = H = T \tag{36}$$

donde H es el hamiltoniano. La métrica libre de Minkowski desarrollada en la Sección 2 es la métrica en la que no existe relación funcional entre los infinitesimales dr y dφ . El efecto de la introducción de lo que se conoce en la dinámica newtoniana como "la fuerza de atracción" es la introducción de una relación entre dr y dφ en una métrica de Minkowski. Éste es el principio de órbitas introducido en UFT 148 (www.aias.us). Por ejemplo, si se observa en astronomía que la órbita es la elipse de precesión [12]:

$$r = \frac{\alpha}{(1 + \epsilon \cos y\varphi)} \tag{37}$$

la métrica restringida de Minkowski que describe la órbita se obtiene diferenciando la Ec. (37) para producir:

$$\frac{dr}{d\varphi} = \left(\frac{y\epsilon}{\alpha} \operatorname{sen}(y\varphi)\right) r^2 \quad . \tag{38}$$

De manera que aparece una restricción adicional, una relación entre los infinitesimales dr y dφ . En la métrica libre de Minkowski de la Sección 2, esta restricción no existe. Aquí, ϵ es la excentricidad, y α e y son parámetros observados. Sommerfeld demostró (véanse notas que acompañan a este documento) que una elipse en precesión puede obtenerse a partir de un hamiltoniano el cual cuando se adopta para la gravitación deviene:

$$H = (\gamma - 1)\, m\, c^2 - \frac{mMG}{r} \tag{39}$$

en donde una masa m se ve atraída a una masa M ubicada a una distancia r , y en donde G es la constante de Newton. Se demuestra a continuación que todas las características experimentales de órbitas elípticas de precesión y de orbitales pueden obtenerse a partir de la siguiente métrica:

$$ds^2 = c^2 dt^2 \left(1 - \frac{r_0}{r} \right) - d\boldsymbol{r} \, . \, d\boldsymbol{r} \tag{40}$$

donde

$$r_0 = \frac{2mG}{r} \quad . \tag{41}$$

Esta es la métrica de Minkowski con el infinitesimal de tiempo cambiado por:

$$dt^2 \longrightarrow \left(1 - \frac{2MG}{c^2 r} \right) dt^2 \tag{42}$$

tal como se observa en el corrimiento al rojo gravitacional. Nótese cuidadosamente que la métrica (40) no es la métrica usual (mal llamada " métrica de Schwarzschild"):

$$ds^2 = c^2 d\tau^2 = c^2 dt^2 \left(1 - \frac{r_0}{r} \right) - \left(1 - \frac{r_0}{r} \right)^{-1} dr^2 - r^2 \, d\varphi^2 \tag{43}$$

asociada con la gravitación. La métrica (43) se atribuye incorrectamente a Schwarzschild y se obtiene a partir de la incorrecta [1-10] ecuación de campo de Einstein.

En la nueva métrica (40) la métrica libre de Minkowski se encuentra restringida por la presencia de un término adicional en dt^2. La nueva métrica (40) puede expresarse como:

$$ds^2 = c^2 d\tau^2 = c^2 dt^2 - d\boldsymbol{r} \, . \, d\boldsymbol{r} - \frac{2MG}{r} dt^2 \qquad (44)$$

y su lagrangiano y hamiltoniano son:

$$\mathcal{L} = H = T = \frac{1}{2} m c^2 = \frac{1}{2} m c^2 \left(1 - \frac{r_0}{r} \right) \left(\frac{dt}{d\tau} \right)^2 - \frac{m}{2} \left(\left(\frac{dr}{d\tau} \right)^2 + r^2 \left(\frac{d\varphi}{d\tau} \right)^2 \right) \quad . \qquad (45)$$

Sólo con propósitos de comparación, la mal llamada métrica de Schwarzschild es:

$$ds^2 = c^2 d\tau^2 = c^2 dt^2 - \left(1 - \frac{r_0}{r} \right)^{-1} dr^2 - r^2 \, d\varphi^2 - \frac{2MG}{r} dt^2 \qquad (46)$$

y su lagrangiano y hamiltoniano son:

$$\mathcal{L} = H = T = \frac{1}{2} m c^2 = \frac{1}{2} m c^2 \left(1 - \frac{r_0}{r} \right) \left(\frac{dt}{d\tau} \right)^2 - \frac{m}{2} \left(1 - \frac{r_0}{r} \right)^{-1} \left(\frac{dr}{d\tau} \right)^2 - \frac{m}{2} r^2 \left(\frac{d\varphi}{d\tau} \right)^2 \quad . \qquad (47)$$

La ecuación de Lagrange de la nueva métrica se obtiene a partir del lagrangiano (45) como:

$$\frac{d}{d\tau} \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{x}^\mu} \right) = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial x^\mu} = 0 \qquad (48)$$

dando las tres ecuaciones:

$$E = mc^2 \left(1 - \frac{r_0}{r} \right) \frac{dt}{d\tau} = \text{constante} \quad , \qquad (49)$$

$$p_l = m \frac{dr}{d\tau} = \text{constante} \quad , \qquad (50)$$

$$L = mr^2 \frac{d\varphi}{d\tau} = \text{constante} \quad , \qquad (51)$$

y las constantes de movimiento de la nueva métrica (44).

Con estas definiciones obtenemos una nueva ecuación de movimiento:

$$\frac{1}{2} \left(1 - \frac{r_0}{r} \right) \frac{{p_l}^2}{m} = \frac{E^2}{2mc^2} - \frac{1}{2} \left(1 - \frac{r_0}{r} \right) \left(mc^2 - \frac{L^2}{mr^2} \right) \quad . \qquad (52)$$

La ecuación de movimiento a partir de la métrica gravitacional (43) es:

$$\frac{1}{2} \frac{{p_l}^2}{m} = \frac{E^2}{2mc^2} - \frac{1}{2} \left(1 - \frac{r_0}{r} \right) \left(mc^2 - \frac{L^2}{mr^2} \right) \quad . \qquad (53)$$

En ambas ecuaciones el lado derecho de las mismas (LDE) es:

$$\text{LDE} = \frac{E^2}{2mc^2} - \frac{1}{2}\, mc^2 + \frac{mMG}{r} - \frac{L^2}{2mr^2} + \frac{MGL^2}{mc^2r^3} \tag{54}$$

y da una órbita elíptica de precesión [12] como es bien conocido. El método de obtención de la elipse de precesión en un libro de texto tal como el de Marion y Thornton [12] es mediante la definición de un “potencial efectivo”:

$$\text{U} := -\frac{mMG}{r} - \frac{MGL^2}{mc^2r^3} + \frac{L^2}{2mr^2} \tag{55}$$

en el límite newtoniano. El término inverso al cubo cambia la elipse newtoniana, convirtiéndola en una elipse de precesión. Esto resulta inconsistente debido a que el lagrangiano original (36) es puramente cinético, de manera que no contiene concepto alguno de "energía potencial" o "fuerza" dentro del mismo. Sin embargo, el resultado final, matemáticamente [12] es una elipse en precesión. En un trabajo futuro se desarrollará un método más consistente para calcular la elipse de precesión, o cualquier órbita, a partir de una métrica restringida de Minkowski.

El lagrangiano y el hamiltoniano en la Ec. (52) sólo contienen energía cinética. Esta ecuación puede expresarse como

$$\frac{1}{2}\, mc^2 \left(\left(1 - \frac{r_0}{r}\right)\left(\frac{dt}{d\tau}\right)^2 - 1\right) = \frac{m}{2}\left(\left(\frac{dr}{d\tau}\right)^2 + r^2\left(\frac{d\varphi}{d\tau}\right)^2\right) \tag{56}$$

y en los límites no relativistas se define como:

$$\frac{m}{2}\left(\left(\frac{dr}{d\tau}\right)^2 + r^2\left(\frac{d\varphi}{d\tau}\right)^2\right) \qquad \frac{1}{2}\, mv^2 \tag{57}$$

$$\frac{1}{2}\, mc^2 \left(\left(1 - \frac{r_0}{r}\right)\left(\frac{dt}{d\tau}\right)^2 - 1\right) = \frac{1}{2}\, mc^2 \left(\gamma^2 - 1\right) - \frac{mMG\gamma}{r} \tag{58}$$

$$\longrightarrow \frac{1}{2}\, mv^2 - \frac{mMG}{r} \quad .$$

La Ec. (56) deviene

$$\frac{1}{2}\, mv^2 - \frac{mMG}{r} \sim \frac{1}{2}\, mv^2 \quad . \tag{59}$$

Esto debe interpretarse como queriendo decir que:

$$\frac{1}{2}\, mv^2 \longrightarrow \frac{1}{2}\, mv^2 - \frac{mMG}{r} \tag{60}$$

relacionado con geodésicas y $-m\, r_0 \,/\, r$ se considera en relatividad como energía CINÉTICA, no energía potencial. En relatividad no existe concepto alguno para la energía potencial o la fuerza de atracción; las órbitas son métricas relacionadas con geodésicas. El concepto clásico de "energía de atracción" se introduce en la métrica de Minkowski mediante el siguiente cambio en el infinitesimal de tiempo:

$$dt^2 \longrightarrow \left(1 - \frac{r_0}{r}\right) dt^2 \tag{61}$$

El hamiltoniano de Sommerfeld se obtiene como límite no relativista del lado izquierdo de la Ec. (56), el límite:

$$H = \frac{1}{2} m\, c^2 \,(\gamma^2 - 1) - \frac{mMG}{r}\, \gamma \tag{62}$$

$$\longrightarrow m\, c^2 \,(\gamma - 1) - \frac{mMG}{r} \longrightarrow \frac{1}{2} m\, v^2 - \frac{mMG}{r}$$

y Sommerfeld demostró que este hamiltoniano (véanse notas que acompañan este documento) da un orbital de precesión para el electrón en el átomo de hidrógeno en la vieja teoría cuántica. La ecuación de Dirac para el átomo de hidrógeno produce el mismo resultado.

El límite no relativista del lado derecho de la Ec. (56) es:

$$H = \frac{m}{2}\left(\left(\frac{dr}{d\tau}\right)^2 + r^2\left(\frac{d\varphi}{d\tau}\right)^2\right) \tag{63}$$

En este límite el resultado usual [12] se obtiene para la energía cinética de una órbita plana:

$$H = T = \frac{1}{2} m\, v^2 = \frac{m}{2}\left(\dot{r}^2 + r^2 \dot{\varphi}^2\right) \tag{64}$$

El lado derecho de las Ecs. (52) y (53) son iguales, de manera que el así llamado "potencial efectivo" es el mismo en la nueva métrica y en la mal llamada métrica de Schwarzschild, de manera que se obtiene la misma elipse de precesión con el método de Marion y Thornton [12]. Ambas métricas producen en forma exacta la órbita observada. Sin embargo, el lado izquierdo de las dos ecuaciones no es el mismo. En la nueva métrica (44) la observación de la órbita significa que el componente central de la energía cinética se observa como:

$$T_l = \frac{1}{2}\left(1 - \frac{r_0}{r}\right) m\left(\frac{dr}{d\tau}\right)^2 \tag{65}$$

Pero en la mal llamada métrica de Schwarzschild se observa como:

$$T_l = \frac{1}{2}\, m\left(\frac{dr}{d\tau}\right)^2 \quad . \tag{66}$$

Tanto la métrica (43) como la métrica (44) dan la misma elipse de precesión (37), de manera que ambas son descritas por la métrica restringida de Minkowski:

$$ds^2 = c^2 d\tau^2 = c^2 dt^2 - \left(1 + x^2 c^2 \right) r^2 \, d\varphi^2 \quad , \tag{67}$$

$$x = \frac{y\epsilon}{\alpha} \operatorname{sen}(y\varphi) \quad .$$

En la teoría ECE la métrica gravitacional (43) se obtiene como una posible solución del Teorema Orbital de UFT 111, y NO a partir de la ecuación incorrecta de Einstein. Dado que las dos métricas aparentemente diferentes (43) y (44) dan el mismo resultado para la elipse de precesión, se concluye una vez más que la ecuación de Einstein es incorrecta, al dar un número infinito de métricas sin significado alguno [2]. El método correcto es mediante el empleo de datos orbitales para producir una métrica restringida de Minkowski, y a partir de ella obtener tétradas, torsión y curvatura en geometría de Cartan y en teoría ECE [1-10].

Agradecimientos

Se agradece al Gobierno Británico por la pensión civil vitalicia, a Alex Hill y colegas por las traducciones y la tipografía, y a David Burleigh por su publicación y su trabajo voluntario en favor de www.aias.us . Finalmente, se agradece a la biblioteca nacional de Gales por haber incorporado a www.aias.us en los archivos nacionales de la red.

Referencias

[1] M. W. Evans, "Generally Covariant Unified Field Theory" (Abramis, Suffolk, 2005 y siguientes), volúmenes 1 - 7 a la fecha.

[2] M. W. Evans, S. Crothers, H. Eckardt y K. Pendergast, "Criticisms of the Einstein Field Equation" (Abramis, Suffolk, 2010, en prensa).

[3] El portal principal de ECE www.aias.us (véase también la colección nacional británica de portales, www.webarchive.org.uk). , a/c Biblioteca Nacional de Gales. Esta contiene 149 documentos fuente y artículos y libros escritos por otros académicos acerca de la teoría ECE.

[4] Otros portales relevantes: www.atomicprecision.com, www.upitec.org, www.et3m.net.

[5] K. Pendergast, "The Life of Myron Evans" (Abramis, en prensa, 2010).

[6] M. W. Evans, ed., "Modern Non-Linear Optics" (segunda edición, Wiley 2001), en tres

volúmenes.
[7] M. W. Evans y S. Kielich, eds., ibid., primera edición (Wiley 1992, 1993 y 1997), en tres volúmenes.
[8] M. W. Evans y J.-P. Vigier, “The Enigmatic Photon” (Kluwer, Dordrecht, 1994 a 2002), en cinco 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 A. A. Hasanein, “The Photomagneton in Quantum Field Theory” (World Scientific, 1994).
[11] Vease la referencia (2) para una crítica de todas las soluciones a la ecuación de campo de Einstein.
[12] J. B. Marion y S. T. Thornton, “Classical Dynamics” (HB College Publishing, 1988, tercera edición).