

Energía infinita y movimiento supralumínico en un espacio-tiempo esférico.

por

M. W. Evans y H. Eckardt,
Civil List y AIAS / UPITEC.

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

Traducción: Alex Hill (www.et3m.net)

Resumen.

Se demuestra que fuerza y energía potencial se generan mediante el espacio-tiempo esférico general (denotado como "espacio m") y bajo condiciones bien definidas esta energía se imparte a la materia material. Se define a través de una función $m(r)$ que se reduce a la unidad en el espacio-tiempo de Minkowski. Se muestra que la conexión de espín de la teoría ECE2 se origina en el espacio m, y la teoría de la rotación del marco de referencia de la conexión de espín se relaciona con $m(r)$. El movimiento supraluminal se genera a través del factor de Lorentz generalizado del espacio m. En un límite clásico bien definido, éste último se reduce a una teoría orbital que muestra cómo $m(r)$ podría medirse mediante astronomía rutinaria.

Palabras clave: Teoría ECE2 en un espacio-tiempo esférico, teoría m, energía infinita y movimiento supraluminal a partir de espacio-tiempo esférico.

1. Introducción.

En documentos recientes de esta serie [1-41] se ha desarrollado la dinámica orbital en el espacio-tiempo con simetría esférica más general, denotado como “espacio m”. El espacio m se caracteriza mediante un conocido elemento lineal infinitesimal que contiene la función $m(r)$, (denotada en forma abreviada como “función m”) donde m es cualquier función de la coordenada r del sistema polar plano (r, ϕ) . En la Sección 2 se demuestra que el espacio m contiene fuerza y energía potencial, que puede impartirse a la materia material como energía cinética. Bajo condiciones bien definidas, la fuerza y la energía potencial del espacio m se vuelven infinitas, y el ubicuo espacio m contiene una cantidad infinita de energía potencial, la cual es observable precisamente en correcciones radiativas, tales como el corrimiento de Lamb. El espacio m también es responsable de la conexión de espín de la teoría ECE2 y su factor de Lorentz generalizado resulta en movimiento supralumínico. Se ofrece un método para la observación astronómica de la función m.

Este documento constituye una breve sinopsis de cálculos detallados en las Notas de Acompañamiento de UFT417 en el portal www.aias.us. La Nota 417(1) define la fuerza debida al espacio m, sinónimo de “fuerza del vacío” o “fuerza del éter”. La Nota 417(2) es un resumen de las ecuaciones de movimiento del espacio m y su límite de Minkowski. La Nota 417(3) es una versión preliminar de la Nota 417(4) que define la condición para la transferencia de un pico infinito de energía potencial desde el espacio m a la energía cinética de la materia material. La Nota 417(5) define la integral de trabajo de la fuerza del espacio m, o “fuerza del vacío”, y da un perfil de la forma en que la fuerza del espacio m puede hallarse detrás del corrimiento de Lamb. La Nota 417(6) relaciona la función m con la teoría de la rotación del marco de referencia de documentos recientes de la teoría UFT, tanto para precesiones hacia adelante como para precesiones en retroceso. La Nota 417(7) utiliza la conocida teoría del punto de cambio de dirección en el cálculo diferencial para definir el máximo, mínimo e inflexiones de la fuerza debido al espacio m. La energía debida al espacio m se incluye en el hamiltoniano y la energía en reposo definida en el espacio m. La energía en reposo se resta del hamiltoniano para dar el hamiltoniano reducido. Una aproximación bien definida se emplea para simplificar marcadamente el cálculo del hamiltoniano reducido en el límite clásico y la velocidad orbital calculada en el espacio m. Este cálculo ofrece una expresión para la función m en términos de la velocidad orbital observada en un punto r en cualquier órbita. Los conceptos y aproximaciones empleados se demuestran como poseedores de una rigurosa consistencia interna.

En la Sección 3, se demuestra el método supraluminal, y se complementa la teoría de la Sección 2 mediante análisis y gráficas.

2. Energía infinita, movimiento supraluminal y dinámica orbital.

Consideremos el sistema plano de coordenadas polares (r_1, ϕ) definido por:

$$r_1 = \frac{r}{m(r)^{1/2}} \quad (1)$$

e introducido en documentos UFT inmediatamente precedentes. En este sistema de coordenadas el lagrangiano del espacio m es:

$$\mathcal{L} = -mc^2 \left(m(r) - \frac{1}{c^2} \dot{\underline{r}}_1 \cdot \dot{\underline{r}}_1 \right)^{1/2} + \frac{mMG}{r_1} \quad (2)$$

donde la función m se define mediante el elemento lineal infinitesimal y el factor de Lorentz:

$$\gamma = \left(m(r) - \frac{1}{c^2} \dot{\underline{r}}_1 \cdot \dot{\underline{r}}_1 \right)^{-1/2} \quad (3)$$

del espacio m . La energía potencial gravitacional de atracción entre la masa m que gira en órbita alrededor de la masa M en el lagrangiano (2) es:

$$U = -\frac{mMG}{r_1} \quad (4)$$

donde G es la constante de Newton. La ecuación de Euler Lagrange es:

$$\frac{d}{dt} \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{\underline{r}}_1} = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \underline{r}_1} = \underline{\nabla} \mathcal{L} = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial r_1} \underline{e}_r \quad (5)$$

en la que el momento lineal relativista del espacio m es:

$$\underline{p}_1 = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{\underline{r}}_1} \quad (6)$$

La ecuación de Euler Lagrange es, por lo tanto, la ecuación orbital:

$$\underline{F}_1 = \frac{d\underline{p}_1}{dt} = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial r_1} \underline{e}_r \quad (7)$$

en la que el momento lineal relativista es:

$$\underline{p}_1 = \gamma m \dot{\underline{r}}_1 = \frac{\gamma m \dot{\underline{r}}_1}{m(r)^{1/2}} \quad (8)$$

La ecuación orbital (7) es la generalización relativista en el espacio m de la conocida ecuación orbital clásica

$$\underline{F} = \frac{d\underline{p}}{dt} = -\frac{mMG}{r^2} \underline{e}_r \quad (9)$$

En la Ec. (7):

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial r_i} = -\frac{mc^2}{2} \gamma \frac{dm(r)}{dr_i} - \frac{mMG}{r_i^2} \quad (10)$$

de manera que:

$$F_i = \frac{dP_i}{dt} = \left(-\frac{mc^2}{2} \gamma \frac{dm(r)}{dr_i} - \frac{mMG}{r_i^2} \right) \underline{e}_r \quad (11)$$

y el espacio m produce un tipo de fuerza completamente novedoso:

$$\underline{F}(\text{vac}) = -\frac{mc^2}{2} \gamma \frac{dm(r)}{dr_i} \underline{e}_r \quad (12)$$

que no existe en el espacio-tiempo de Minkowski o en la teoría clásica orbital. Esta es la fuerza debida al espacio m o "fuerza del espacio", denotada como $F(\text{vac})$. En la teoría ECE:

$$\underline{F}(\text{vac}) = \underline{\Omega}_r \Phi \quad (13)$$

donde Φ es el potencial gravitacional y $\underline{\Omega}_r$ es el vector de conexión de espín radial:

$$\underline{\Omega}_r = \Omega_r \underline{e}_r. \quad (14)$$

Por lo tanto:

$$F(\text{vac}) = \underline{\Omega}_r \Phi = -\frac{mc^2}{2} \gamma \frac{dm(r)}{dr_i} \quad (15)$$

En esta ecuación:

$$\frac{dm(r)}{dr_i} = \frac{dm(r)}{dr} \frac{dr}{dr_i} \quad (16)$$

Por lo tanto, utilizando álgebra computacional, la fuerza debida al espacio m , sinónima con la fuerza del vacío, es:

$$\underline{F}(\text{vac}) = \frac{\gamma mc^2 m(r) \frac{dm(r)}{dr} \underline{e}_r}{r \frac{dm(r)}{dr} - 2m(r)} \quad (17)$$

se vuelve infinita en el punto:

$$r \frac{dm(r)}{dr} = 2m(r) \quad (18)$$

a partir del cual puede hallarse la función m para una transferencia infinita de energía. Esto se representa gráficamente en la Sección 3.

Las ecuaciones de movimiento de la órbita en el espacio m son:

$$\frac{dH}{dt} = 0 \quad (19)$$

y

$$\frac{dL}{dt} = 0. \quad (20)$$

En el sistema plano de coordenadas polares habitual (r, ϕ) el hamiltoniano es:

$$H = \gamma m c^2 m(r) - m(r)^{1/2} \frac{mMG}{r} \quad (21)$$

y el momento angular es:

$$L = \frac{\gamma m r^2}{m(r)} \dot{\phi} \quad (22)$$

Las ecuaciones orbitales son aquellas de conservación del hamiltoniano y del momento angular del espacio m . En estas ecuaciones el factor de Lorentz del espacio m es:

$$\gamma = \left(m(r) - \frac{v^2}{m(r)c^2} \right)^{-1/2} \quad (23)$$

En los documentos UFT inmediatamente precedentes se demostró en forma numérica que las ecuaciones orbitales del espacio m conservan rigurosamente H y L . Por lo tanto, la teoría y cómputo cumplen esta rigurosa y severa prueba de corrección.

Mediante álgebra computacional, las ecuaciones orbitales del espacio m son:

$$\ddot{r} - r \dot{\phi}^2 = \frac{dm(r)}{dr} \left(c^2 m(r) + \frac{MG}{2\gamma^3 r m(r)^{1/2}} - \frac{3c^2}{2\gamma^2} \right) - \frac{1}{m(r)} \frac{dm(r)}{dr} \dot{\phi}^2 r^2 \left(2 - \frac{MG}{2\gamma c^2 m(r)^{1/2}} \right)$$

$$-MG \left(\frac{m(r)^{1/2}}{\gamma^3 c^2} + \frac{\dot{\phi}^2}{\gamma c^2 m(r)^{1/2}} \right) \quad (24)$$

y

$$r\ddot{\phi} + 2\dot{\phi}\dot{r} = r\dot{\phi}\dot{r} \left(\frac{1}{m(r)} \frac{dm(r)}{dr} \left(2 - \frac{MG}{2\gamma c^2 r m(r)^{1/2}} \right) + \frac{MG}{\gamma c^2 r^2 m(r)^{1/2}} \right) \quad (25)$$

En el documento precedente éstos se integraron en forma numérica, para dar cualquier órbita observable en términos de cualquier función m . Este procedimiento va considerablemente más allá que el modelo establecido de la física, en donde m se ve restringida a:

$$m(r) = 1 - \frac{2MG}{c^2 r} \quad (26)$$

a causa de la incorrecta ecuación de campo de Einstein. La teoría m de este documento ofrece resultados asombrosamente novedosos, tales como energía del vacío infinita y movimiento supralumínico, así como órbitas en retroceso observables en el recientemente descubierto sistema estelar S2 [1-41]. La incorrecta ecuación de campo de Einstein es completamente incapaz de ofrecer cualquiera de estos resultados.

En el límite de Minkowski (Nota 417(2)), las Ecs. (24) y (25) se reducen a:

$$\ddot{r} - r\dot{\phi}^2 = -\frac{MG}{\gamma} \left(\frac{1}{\gamma^2 r^2} - \frac{\dot{\phi}^2}{c^2} \right) \quad (27)$$

y

$$2\dot{\phi}\dot{r} + r\ddot{\phi} = MG \left(\frac{\dot{\phi}\dot{r}}{\gamma c^2 r} \right) \quad (28)$$

dadas en un documento UFT anterior. En el límite:

$$\gamma \rightarrow 1, \quad c \rightarrow \infty \quad (29)$$

las Ecs. (27) y (28) se reducen a las ecuaciones orbitales clásicas:

$$\ddot{r} - r\dot{\phi}^2 = -\frac{MG}{r^2} \quad (30)$$

y

$$2\dot{\phi}\dot{r} + r\ddot{\phi} = 0. \quad (31)$$

La Ec. (30) es la ecuación de Leibniz y la Ec. (31) es equivalente a la conservación del momento angular clásico:

$$\frac{dL}{dt} = \frac{d}{dt} (mr^2\dot{\phi}) = 0. \quad (32)$$

Consideremos la fuerza generada por el espacio m (o fuerza del vacío):

$$\underline{F}(\text{vac}) = \left(\frac{\gamma mc^2 m(r)^{3/2}}{r \frac{dm(r)}{dr} - 2m(r)} \right) \frac{dm(r)}{dr} \underline{e}_r \quad (33)$$

El trabajo llevado a cabo por esta fuerza es:

$$W_{12} = \int_1^2 \underline{F}(\text{vac}) \cdot d\underline{r} = T_2 - T_1 = U_1 - U_2 \quad (34)$$

donde $T_2 - T_1$ es el cambio en energía cinética y $U_1 - U_2$ es el cambio en energía potencial. El hamiltoniano se conserva:

$$H = T_1 + U_1 = T_2 + U_2 \quad (35)$$

de manera que:

$$U_1 - U_2 = T_2 - T_1. \quad (36)$$

La ecuación de energía potencial:

$$U_1 - U_2 = \int \underline{F} \cdot d\underline{r} \quad (37)$$

se satisface con:

$$\underline{F} = -\underline{\nabla} U \quad (38)$$

de manera que la energía potencial del espacio m es:

$$U(\text{vac}) = \int \frac{\gamma m c^2 m(r)^{3/2}}{r \frac{dm(r)}{dr} - 2m(r)} \frac{dm(r)}{dr} dr \quad (39)$$

y la energía deviene infinita bajo la condición (18). La energía potencial (39) imparte la energía cinética:

$$T(\text{vac}) = -U(\text{vac}) \quad (40)$$

a la materia material. Esta se denota como "energía del espacio m" o energía del espacio-tiempo.

Esta energía se revela, por ejemplo, en las correcciones radiativas, y puede atraparse en un circuito eléctrico, tal como se describe en UFT311, UFT321, UFT364, UFT382 y UFT383. En un experimento imaginario es posible considerar la ley de Coulomb en el espacio m como sigue:

$$\underline{F} = \frac{d\underline{p}}{dt} = - \frac{e^2 m(r)^{1/2}}{4\pi \epsilon_0 r} \underline{e}_r \quad (41)$$

donde el momento relativista en el espacio m es:

$$\underline{p} = \frac{\gamma m \underline{v}}{m(r)^{1/2}} \quad (42)$$

y el factor de Lorentz en el espacio m es:

$$\gamma = \left(m(r) - \frac{v^2}{m(r)c^2} \right)^{-1/2} \quad (43)$$

En la Sección 3 se muestra que el factor de Lorentz en el espacio m da lugar a movimiento supralumínico, abriendo la posibilidad de movimiento supralumínico entre planetas del Sistema Solar, y entre estrellas que ya se conoce como conteniendo planetas. La fuerza del vacío sobre un electrón viene dada por la Ec.(33). En documentos UFT inmediatamente precedentes hemos considerado esta fuerza del vacío en términos de temblor y *zitterbewegung*, tal como en la teoría del corrimiento de Lamb. Promedios isotrópicos de *zitterbewegung* como en la teoría del corrimiento de Lamb pueden ahora desarrollarse en términos de la fuerza (33).

La función m se define mediante el conocido elemento lineal infinitesimal del espacio-tiempo con simetría esférica más general:

$$ds^2 = c^2 dz^2 = m(r) c^2 dt^2 - \frac{dr^2}{m(r)} - r^2 d\phi^2 \quad (44)$$

en coordenadas polares planas (r, ϕ) . En el espacio m , la función m no se ve limitada por la incorrecta ecuación de campo de Einstein. Esta propiedad introduce un gran número de posibilidades en el campo de la cosmología.

No existe nada equivalente a la fuerza m en el espaciotiempo de Minkowski, cuyo lagrangiano es:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= -mc^2 \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{1/2} - U \\ &\approx -mc^2 \left(1 - \frac{1}{2} \frac{v^2}{c^2} + \dots\right) - U \approx \frac{1}{2} mv^2 - mc^2 - U \\ &= \mathcal{L}_c - mc^2 \end{aligned} \quad (45)$$

donde el lagrangiano clásico es:

$$\mathcal{L}_c = \frac{1}{2} mv^2 - U \quad (46)$$

En el espacio m el lagrangiano es:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= -mc^2 \left(m(r) - \frac{v^2}{m(r)c^2}\right)^{1/2} - U \\ &= -mc^2 m(r)^{1/2} \left(1 - \frac{1}{2} \left(\frac{v}{m(r)c}\right)^2 + \dots\right) - U \\ &\approx \frac{1}{2} \frac{mv^2}{m(r)^{3/2}} - m(r)^{1/2} mc^2 - U \end{aligned} \quad (47)$$

De manera que la energía en reposo en el espacio m es:

$$E_0 = m(r)^{1/2} mc^2 \quad (48)$$

y la energía cinética clásica en el espacio m es:

$$T = \frac{1}{2} \frac{mv^2}{m(r)^{3/2}} \quad (49)$$

El elemento lineal infinitesimal del espacio m , la Ec. (44), es el origen de la rotación del marco de referencia debida a la torsión del espacio-tiempo subyacente:

$$ds^2 = c^2 dt^2 - dr^2 - r^2 d\phi^2 \quad (50)$$

donde:

$$d\phi' = d\phi + \omega dt \quad (51)$$

y ω es la velocidad angular de la rotación del marco. Tal como ya se mostró en la Nota 410(7), la recientemente descubierta precesión en retroceso del sistema estelar S2 se explica mediante:

$$d\phi' = d\phi - \omega dt \quad (52)$$

pero no tiene explicación en la ecuación de campo de Einstein. En estas ecuaciones, la velocidad lineal orbital de la rotación del marco es:

$$v_\phi = \omega r \quad (53)$$

donde:

$$\omega = \frac{d\phi}{dt} \quad (54)$$

Tal como se muestra en la Nota 417(6), la precesión hacia adelante se describe mediante:

$$ds^2 = (c^2 - 3v_\phi^2) dt^2 - dr^2 - r^2 d\phi^2 \quad (55)$$

y la precesión en retroceso mediante:

$$ds^2 = (c^2 + v_\phi^2) dt^2 - dr^2 - r^2 d\phi^2 \quad (56)$$

Para la precesión hacia adelante en el límite clásico, la órbita es:

$$r = \frac{\alpha}{1 + \epsilon \cos(\phi + \omega t)} \quad (57)$$

con precesión:

$$\Delta\phi = \omega T \quad (58)$$

donde T es el tiempo requerido para completar una órbita.

Para la precesión en retroceso, la órbita es:

$$r = \frac{\alpha}{1 + \epsilon \cos(\phi - \omega t)} \quad (59)$$

y la precesión es:

$$\Delta\phi = -\omega T \quad (60)$$

Esta ecuación explica la precesión en retroceso de -1° por órbita del sistema estelar S2, mediante el empleo del T observado de la Estrella S2 – alrededor de quince años terrestres y -midiendo ω mediante observación. El resultado a partir de la ecuación de campo de Einstein es completamente incorrecto. Es $+0.2^\circ$ por órbita de la estrella S2.

Comparando las Ecs. (44) y (55):

$$3 \frac{v_\phi^2}{c^2} = 1 - m(r) + \frac{1}{c^2} \left(\frac{1}{m(r)} - 1 \right) \left(\frac{dr}{dt} \right)^2 \quad (61)$$

y $m(r)$ puede hallarse mediante álgebra computacional. Se analiza y representa gráficamente en la Sección 3.

Si:

$$\frac{dr}{dt} \ll c \quad (62)$$

entonces

$$m(r) \approx 1 - 3 \frac{v_\phi^2}{c^2} \quad (63)$$

Análogamente, para precesión en retroceso:

$$m(r) \approx 1 + \frac{v_\phi^2}{c^2} \quad (64)$$

Expandiendo el factor de Lorentz del espacio m:

$$\gamma = \left(m(r) - \frac{v^2}{m(r)c^2} \right)^{-1/2} = m(r)^{1/2} \left(1 - \left(\frac{v}{m(r)c} \right)^2 \right)^{-1/2} \quad (65)$$

se deduce que el hamiltoniano (21) del espacio m puede desarrollarse como:

$$H = m(r)^{1/2} \left[\left(1 - \left(\frac{v}{m(r)c} \right)^2 \right)^{1/2} mc^2 - \frac{mMG}{r} \right] \quad (66)$$

como en la Nota 417(7). En el límite clásico:

$$H \approx m(r)^{1/2} \left[\left(1 + \frac{1}{2} \frac{v^2}{m(r)c^2} \right) mc^2 - \frac{mMG}{r} \right] \quad (67)$$

Ahora restamos la energía en reposo (48) del hamiltoniano, para dar el hamiltoniano reducido:

$$H_0 = H - m(r)^{1/2} mc^2, \quad (68)$$

En el sistema de coordenadas (r, ϕ) :

$$H_0 = \frac{1}{2} m \frac{(\dot{r}^2 + r^2 \dot{\phi}^2)}{m(r)^{3/2}} - m(r)^{1/2} \frac{mMG}{r}, \quad (69)$$

El momento angular en el espacio m es:

$$L = \frac{\gamma m r^2 \dot{\phi}}{m(r)} \quad (70)$$

de manera que el hamiltoniano reducido es:

$$H_0 = \frac{1}{2} \frac{m \dot{r}^2}{m(r)^{3/2}} + \frac{1}{2} m(r)^{1/2} \frac{L^2}{\gamma^2 m r^2} - m(r)^{1/2} \frac{mMG}{r} \quad (71)$$

Ahora utilizamos la aproximación:

$$\frac{1}{\gamma^2} = m(r) - \frac{v^2}{m(r)c^2} \xrightarrow{v \ll c} m(r) \quad (72)$$

en el límite clásico:

$$v \ll c \quad (73)$$

para dar el hamiltoniano reducido:

$$H_0 \approx \frac{1}{2} \frac{m \dot{r}^2}{m(r)^{3/2}} + \frac{1}{2} m(r)^{3/2} \frac{L^2}{m r^2} - m(r)^{1/2} \frac{m M G}{r} \quad (74)$$

En el límite:

$$m(r) \rightarrow 1 \quad (75)$$

esto se reduce al conocido resultado clásico:

$$H_0 = \frac{1}{2} m \dot{r}^2 + \frac{1}{2} \frac{L^2}{m r^2} - \frac{m M G}{r} \quad (76)$$

que da la sección cónica estática

$$r = \frac{\alpha}{1 + \epsilon \cos \phi} \quad (77)$$

La aproximación (72) simplifica considerablemente los cálculos, porque γ^2 en la ecuación original (71) contiene v , y en la expresión aproximada (74) no contiene v .

A partir de la Ec. (74):

$$\left(\frac{dr}{dt}\right)^2 = \frac{2m(r)^{3/2}}{m} \left(H_0 - \frac{1}{2} m(r)^{3/2} \frac{L^2}{m r^2} + m(r)^{1/2} \frac{m M G}{r} \right) \quad (78)$$

que en el límite clásico deviene:

$$\left(\frac{dr}{dt}\right)^2 \xrightarrow{m(r) \rightarrow 1} \frac{2}{m} \left(H_0 - \frac{L^2}{2 m r^2} + \frac{m M G}{r} \right) \quad (79)$$

La velocidad orbital en el espacio m es, por lo tanto, dada por:

$$v^2 = \left(\frac{dr}{dt}\right)^2 + r^2 \left(\frac{d\phi}{dt}\right)^2$$

$$= \left(\frac{dr}{dt}\right)^2 + \frac{m(r)^2 L^2}{\gamma^2 m^2 r^2} \sim \left(\frac{dr}{dt}\right)^2 + \frac{m(r)^3 L^2}{m^2 r^2} \quad (80)$$

en el límite clásico (72). Por lo tanto, la velocidad orbital en el espacio m es, en la aproximación (72):

$$v^2 = \frac{2m(r)^{3/2}}{m} \left(H_0 + m(r)^{1/2} \frac{mMG}{r} \right) \quad (81)$$

A partir de la Ec. (69):

$$H_0 = \frac{1}{2} \frac{mv^2}{m(r)^{3/2}} - m(r)^{1/2} \frac{mMG}{r} \quad (82)$$

de manera que utilizando la Ec. (82) en (81) nos da:

$$H_0 = H_0 + m(r)^{1/2} \left(\frac{mMG}{r} - \frac{mMG}{r} \right), \quad (83)$$

Esto demuestra que las Ecs. (81) y (82) son consistentes, Q. E. D.

Para pequeñas desviaciones a partir de la teoría newtoniana:

$$H_0 \sim - \frac{mMG}{2a} \quad (84)$$

donde a es el semieje mayor de la órbita. De manera que

$$v^2 = m(r)^{3/2} MG \left(\frac{2m(r)^{1/2}}{r} - \frac{1}{a} \right) \quad (85)$$

En el límite:

$$m(r) \rightarrow 1 \quad (86)$$

Esto se reduce correctamente al conocido resultado newtoniano:

$$v^2 = MG \left(\frac{2}{r} - \frac{1}{a} \right) \quad (87)$$

Q. E. D. La Ec. (85) da un método de medición de la función m a partir de observaciones de v y r en cualquier órbita. La Ec. (85) da la ecuación cuártica:

$$2ax^4 - rx^3 = \frac{v^2 ra}{MG} \quad (88)$$

donde:

$$x = m(r)^{1/2} \quad (89)$$

Esto se resuelve para las cuatro raíces en la Sección 3, y los resultados se representan gráficamente. Nótese que la Ec. (88) se cumple para cualquier órbita dentro de las aproximaciones utilizadas.

3. Movimiento supraluminal, gráficas y análisis.

En esta sección profundizaremos en varios aspectos descritos en la Sección 2.

3.1 Fuerza del vacío.

La fuerza del vacío, tal como se expresó en la Ec. (17), es

$$\mathbf{F}(\text{vac}) = m(r)^{\frac{3}{2}} \frac{dm(r)}{dr} \frac{\gamma mc^2}{r \frac{dm(r)}{dr} - 2m(r)} \mathbf{e}_r. \quad (90)$$

Puede observarse que $\mathbf{F}(\text{vac})$ desaparece para un valor constante de $m(r)$. Sólo una cosmología con el espacio-tiempo esférico más general da una fuerza del vacío contenida en las constantes de movimiento H y L . Cuando están presentes efectos del vacío que no se originan en esta fuerza, debemos introducirlos a través de

$$\mathbf{F}_{\text{ext}}(\text{vac}) = -\nabla \Phi + m \boldsymbol{\Omega} \Phi \quad (91)$$

donde Φ es el potencial gravitacional y $\boldsymbol{\Omega}$ es la conexión de espín vectorial. En este caso, H y L no se conservan. Lo mismo se cumple cuando $\mathbf{F}_{\text{ext}}(\text{vac})$ se reduce a su componente radial. Computamos la fuerza del vacío para la función $m(r)$ exponencial que utilizamos en documentos anteriores, dada por:

$$m(r) = 2 - \exp\left(\log(2) \exp\left(-\frac{r}{R}\right)\right). \quad (92)$$

$m(r)$ y $dm(r)/dr$ se representan gráficamente en la Fig. 1. La derivada aumenta significativamente para $r \rightarrow 0$. Calculamos nuevamente la dinámica de la órbita en colapso presentada en la Fig. 2 del UFT 416. A partir de los resultados de la trayectoria, calculamos la fuerza del vacío (90) que se representó en la Fig. 2. Tal como se esperaría, desaparece para valores grandes de r y cae a valores infinitamente negativos para $r \rightarrow 0$.

La fuerza del vacío puede calcularse sin solución de dinámica si suponemos un valor constante del factor γ . Utilizando la función m tipo Schwarzschild

$$m(r) = 1 - \frac{r_0}{r} - \frac{\alpha}{r^2} \quad (93)$$

calculamos de esta forma la fuerza del vacío. Insertando la función $m(r)$ de más arriba en la Ec. (90) el denominador desaparece para ciertos valores de r :

$$r \frac{dm(r)}{dr} - 2m(r) = 0. \quad (94)$$

Insertando la función m (93) en esta ecuación nos da las soluciones

$$r_{1,2} = \frac{3r_0}{4} \pm \frac{1}{4} \sqrt{9r_0^2 + 32\alpha}. \quad (95)$$

Para $\alpha = 0$, se obtiene la función m de Schwarzschild original, con el punto de divergencia

$$r_1 = \frac{r_0}{2} \quad (96)$$

Esta fuerza del vacío se ha representado en la Fig. 3 para $r_0 = 1$ y dos valores de α . Hay un polo en $r = 1.5$, indicando energía infinita del espacio-tiempo en este punto. Para $r < 1$, la función es imaginaria y no definida. Un aumento de α desplaza el polo hacia la derecha.

La misma gráfica se computó con la función $m(r)$ exponencial de la Ec. (92) para dos valores del parámetro R , ver Fig. 4. Hay un mínimo de $F(\text{vac})$ que se mueve a $r = 0$ para $R \rightarrow 0$. Esto explica que para pequeños valores de R (que se utilizó en las soluciones de Lagrange) la fuerza del vacío pareciera irse al infinito para $r \rightarrow 0$, como una hipérbola. Esta función m se comporta mucho mejor que la función de tipo Schwarzschild, porque es positiva y no contiene cruzamientos del valor cero para $r \rightarrow 0$, que pudiesen representar horizontes de eventos de horizonte.

Tal como se explicó, la fuerza del vacío se vuelve máxima si el denominador de la Ec. (90) tiende a cero, lo cual conduce a la Ec. (94). Esta ecuación puede considerarse como una ecuación diferencial en $m(r)$, la cual tiene la solución general

$$m(r) = c_1 r^2 \quad (97)$$

con una constante c_1 . Esto significa que para semejante función cuadrática de $m(r)$ la fuerza del vacío es infinita en todas partes. Sin embargo, la función m debe de tener el límite $m(r)=1$ para grandes valores de r . Por lo tanto, componemos una función que es cuadrática para $r \rightarrow 0$ y constante para $r \rightarrow \infty$:

$$m(r) = \begin{cases} \frac{r^2}{2a^2} & \text{for } r < a, \\ 1 - \frac{a}{4(r-\frac{a}{2})} & \text{for } r \geq a. \end{cases} \quad (98)$$

Puede verificarse que $m(r)$ es continua y continuamente diferenciable en $r = a$. Ambos casos en (98) dan

$$m(a) = \frac{1}{2}. \quad (99)$$

$$\frac{dm(r)}{dr}(a) = \frac{1}{a}. \quad (100)$$

Esta función se representa en la Fig. 5 para $a = 1/2$. La fuerza del vacío correspondiente y su denominador se representan en la Fig. 6. Se observa que la fuerza del vacío cae masivamente cuando r se aproxima al valor de $1/2$.

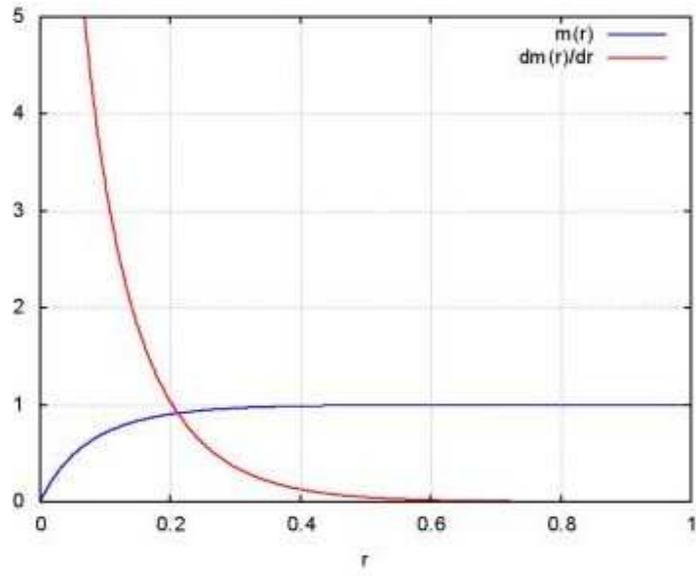


Figura 1: Función m exponencial y su derivada.

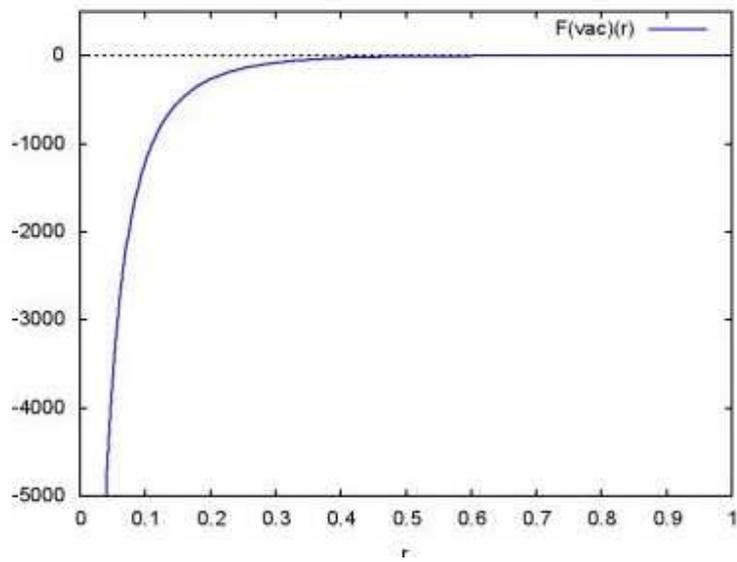


Figura 2: Fuerza del vacío a partir de las trayectorias de la dinámica lagrangiana relativista.

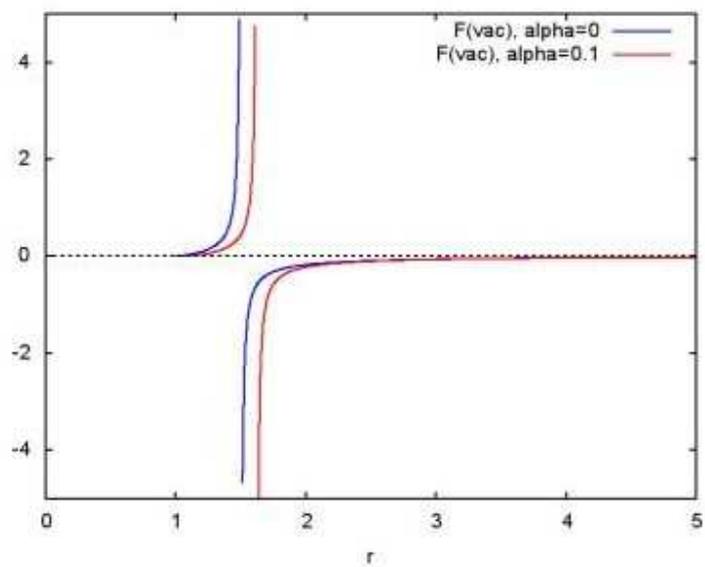


Figura 3: Fuerza del vacío de funciones $m(r)$ tipo Schwarzschild.

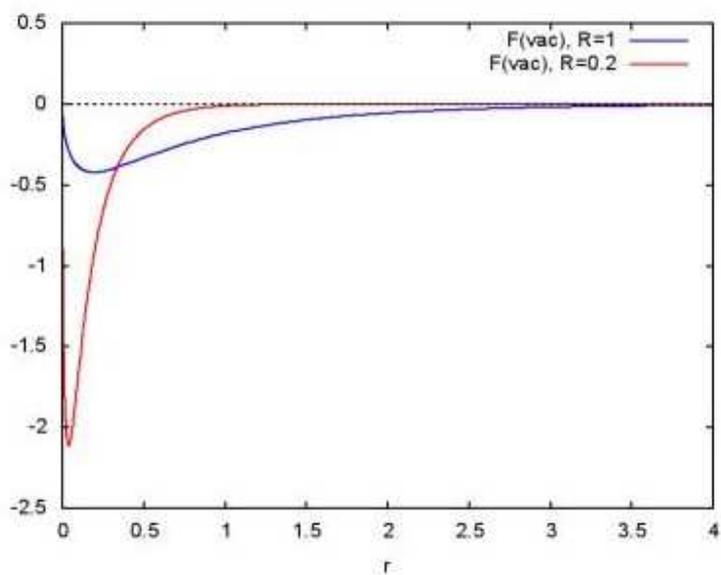


Figura 4: Fuerza del vacío de funciones $m(r)$ exponenciales.

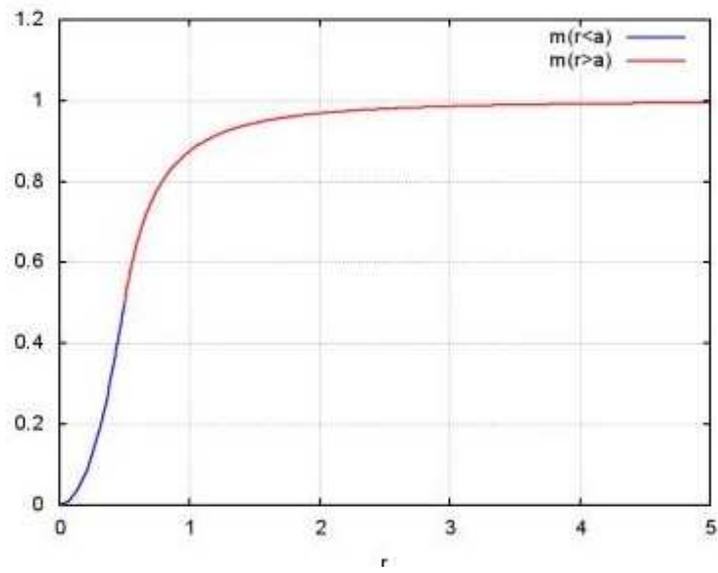


Figura 5: Función m compuesta por términos r^2 y $1/r^2$.

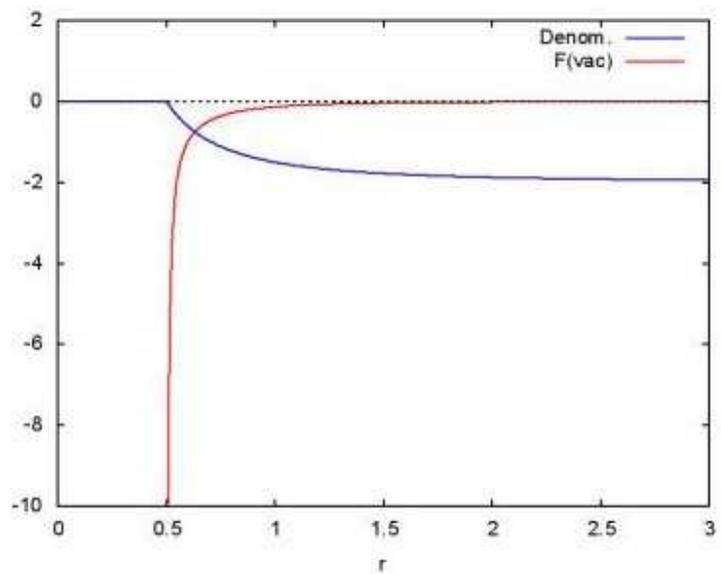


Figura 6: Denominador de la fuerza del vacío y fuerza del vacío de función m compuesta, a partir de la Fig. 5.

3.2 Teoría m rotacional y movimiento supraluminal.

La rotación del espacio-tiempo se describió mediante rotación angular del elemento lineal en documentos previos, conduciendo a los resultados (55, 56) para una precesión hacia adelante y en reversa. Comparando estos elementos lineales con aquellos de la teoría m (44) conduce a las ecuaciones

$$3 \frac{v_\phi^2}{c^2} = \frac{\left(\frac{1}{m(r)} - 1\right) v_r^2}{c^2} - m(r) + 1, \quad (101)$$

$$-\frac{v_\phi^2}{c^2} = \frac{\left(\frac{1}{m(r)} - 1\right) v_r^2}{c^2} - m(r) + 1 \quad (102)$$

Para ambas precesiones, respectivamente. $v_\phi = \omega r$ es la componente angular de la frecuencia de rotación del espacio-tiempo ω para el radio r . Estas ecuaciones son cuadráticas en $m(r)$. Sus soluciones pueden determinarse mediante álgebra computacional para la precesión hacia adelante

$$m_{1,2,f}(v) = \frac{1}{2} + \frac{1}{2c^2} \left(-v_r^2 - v_\phi^2 \mp \sqrt{v_r^4 + 6v_\phi^2 v_r^2 + 2c^2 v_r^2 + 9v_\phi^4 - 6c^2 v_\phi^2 + c^4} \right) \quad (103)$$

y para precesión en reversa:

$$m_{1,2,r}(v) = \frac{1}{2} + \frac{1}{2c^2} \left(-v_r^2 + v_\phi^2 \mp \sqrt{v_r^4 + (2c^2 - 2v_\phi^2) v_r^2 + v_\phi^4 + 2c^2 v_\phi^2 + c^4} \right). \quad (104)$$

$m(r)$ depende solamente de las componentes de velocidad v_ϕ y v_r , por lo tanto, hemos expresado $m(v)$. Notar que v_r es la componente radial de la velocidad orbital normal, mientras que v_ϕ no tiene su origen en la dinámica sino en la rotación del espacio-tiempo. La dependencia orbital (r, ϕ) debe deducirse a partir de la dinámica del sistema específico. La función $m(r)$ se pre-define de este modo, es decir que para la rotación del marco de referencia no existe elección arbitraria de $m(r)$ posible o requerida, respectivamente. Aproximaciones sencillas para (103, 104) para $v \ll c$ se dieron a través de las Ecs. (63, 64):

$$m_f(v) = 1 - \frac{3v_\phi^2}{c^2}, \quad (105)$$

$$m_r(v) = 1 + \frac{v_\phi^2}{c^2}. \quad (106)$$

Se representaron gráficamente las soluciones exacta y aproximada. Para obtener una sencilla dependencia del parámetro, supusimos que $v_r = 0.2 v_\phi$ por simplicidad, de manera que m depende solamente de un parámetro: $m(v_\phi)$. Las curvas (Figs. 7, 8) son muy diferentes para

una rotación hacia adelante y hacia atrás. Para rotación hacia adelante (Fig. 7), la primera solución es negativa y sin sentido físico, la segunda se inicia en $m(v_\phi)=1$ (límite no relativista) y se aproxima a valores bajos para $v_\phi \rightarrow c$, donde aquí hemos establecido a c como igual a la unidad. La sencilla fórmula (105) se desvía de la fórmula exacta (103) por encima de $v_\phi \approx c/2$ y entonces cae a valores negativos. Como habría de esperarse, se cumple sólo en el límite de baja velocidad. Para precesión en reversa (Fig. 8) debemos tomar nuevamente la segunda solución. El valor de m comienza en la unidad, y sube hasta 2 para $v_\phi = c$. La conformidad con la fórmula sencilla es buena a lo largo de todo el rango de $v_\phi \leq c$. El hecho de que $m(v)$ excede la unidad puede interpretarse como movimiento supraluminal como sigue: a partir del factor γ generalizado (43) vemos que la función m altera la velocidad efectiva de la luz por

$$c^2 \longrightarrow m(r) c^2 \quad (107)$$

Por lo tanto, $m(r) > 1$ significa movimiento supralumínico: al menos resulta posible en este caso a partir de la dinámica. Las curvas en la Fig. 8 son continuas hasta $v_\phi > c$ sin observarse singularidades. Pareciera que la barrera de velocidad asintótica $v = c$ se levanta aquí. Otro punto es por qué se comportan de un modo tan diferente la rotación hacia adelante y la rotación en reversa. Formalmente, esto proviene del elemento lineal, el cual no es simétrico para $d\phi + \omega dt$ y $d\phi - \omega dt$. Una precesión hacia adelante significa que el espacio-tiempo rota en dirección de la masa en órbita, mientras que la precesión en reversa efectúa un movimiento de la masa en contra de la rotación del espacio-tiempo. Por lo tanto, v_ϕ podría exceder a c en el sistema del observador. Los detalles dependen del factor γ completo y de la dinámica. Los ensayos han demostrado que es posible que $\gamma < 1$ cuando una masa cae hacia el centro y la velocidad inicial es suficientemente alta. Las enormes consecuencias se desarrollarán mediante próximas investigaciones en la teoría y a nivel experimental en astronomía.

3.3 Ecuación cuártica.

La ecuación cuártica (88) proporciona una conexión entre una velocidad orbital v y la función geométrica m : la ecuación

$$2ax^4 - rx^3 = \frac{v^2 ra}{MG} \quad (108)$$

debe de resolverse para $x = \sqrt{m(r)}$ para obtener $m(r)$. Este es un método de determinación de la función m a partir de pares de datos experimentales (v, r) . El álgebra computacional ofrece dos soluciones imaginarias y dos soluciones reales de la Ec. (88), las cuales son sumamente complicadas. Utilizamos las soluciones reales m_3 y m_4 en lo que sigue. Primeramente, definimos la velocidad mediante

$$v^2 = MG \left(\frac{2}{r} - \frac{1}{a} \right) \quad (109)$$

que es la dependencia newtoniana para $m(r)=1$. La variable a es el semieje mayor de la órbita. Las soluciones m_3 y m_4 se representan en la Fig. 9. Obviamente, m_3 cae a cero y vuelve a

subir, mientras que m_4 produce la línea recta $m=1$ como es de esperarse a partir de la forma de alimentación de $v(r)$. La función predefinida de “alimentación” $m(r)=1$ se representó adicionalmente. Obviamente, m_3 coincide con esta función a lo largo de todo el rango de valores de r investigados. Esto demuestra que el método funciona como se esperaba. En la Fig. 10 mostramos el caso general

$$v^2 = m(r)^{\frac{3}{2}} MG \left(\frac{2\sqrt{m(r)}}{r} - \frac{1}{a} \right) \quad (110)$$

donde se ha calculado v con

$$m(r) = 1 - \frac{0,5}{r^2}. \quad (111)$$

En principio obtenemos el mismo resultado que antes: el $m(r)$ dado se reproduce a través de la tercera solución de la ecuación cuártica (108). Cuando se aplica el método como se propone aquí, uno utilizaría pares de datos (r_i, v_i) a partir de datos astronómicos. Insertando estos datos en la solución m_3 da los puntos $m_3(r_i, v_i)$ a partir de los cuales puede construirse la función $m(r)$. El problema de la astronomía contemporánea es que las velocidades y distancias no pueden medirse con mucha precisión, de manera que no resultará posible determinar pequeñas desviaciones de $m(r)=1$ en forma experimental. Sin embargo, en casos especiales como púlsares, se dispone de datos astronómicos bastante precisos.

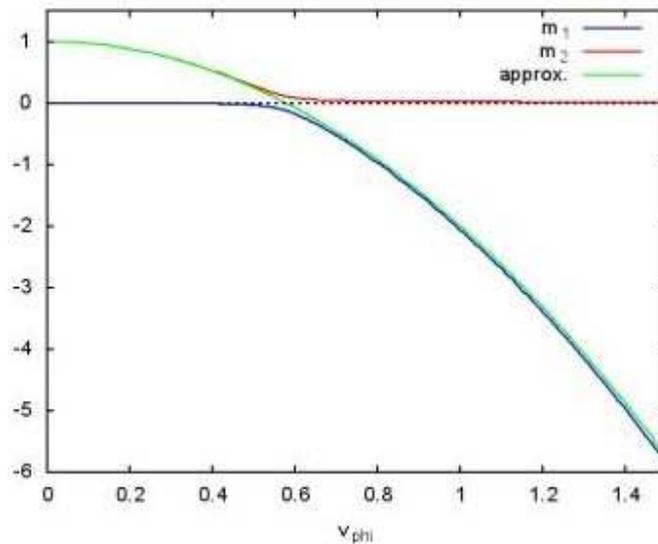


Figura 7: Funciones m para recesión hacia adelante y aproximación para bajas velocidades.

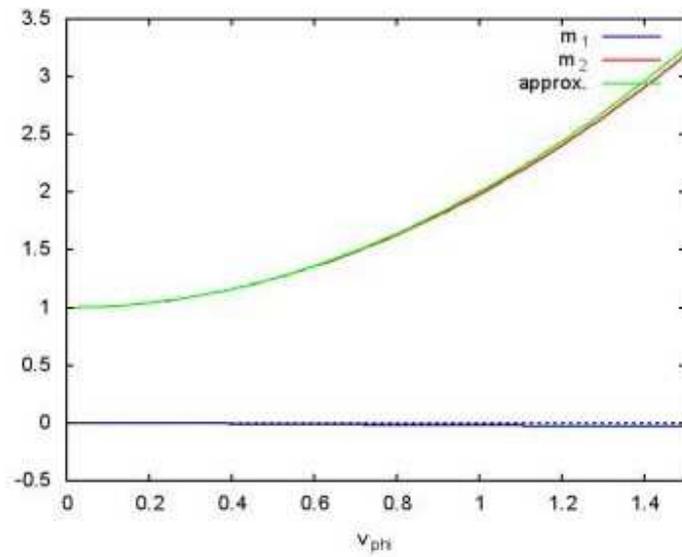


Figura 8: Funciones m para precesión en reversa y aproximación para bajas velocidades.

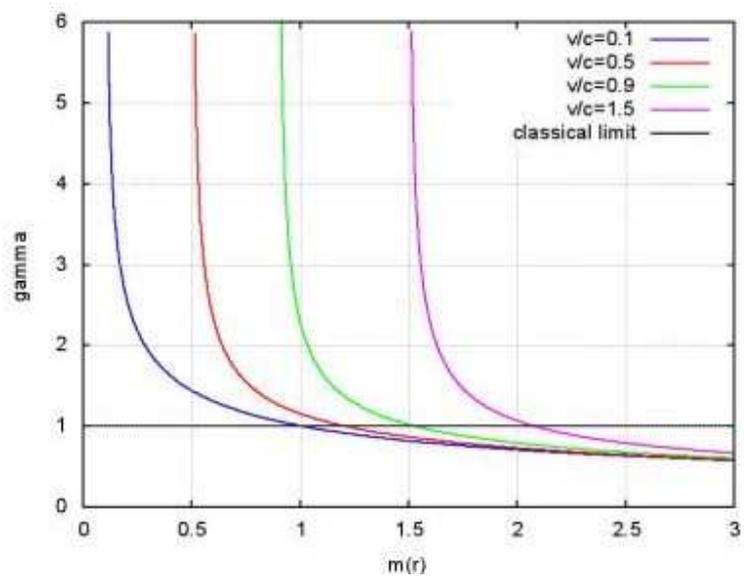


Figura 9: Factor gamma generalizado en función de $m(r)$ para algunos valores de v/c .

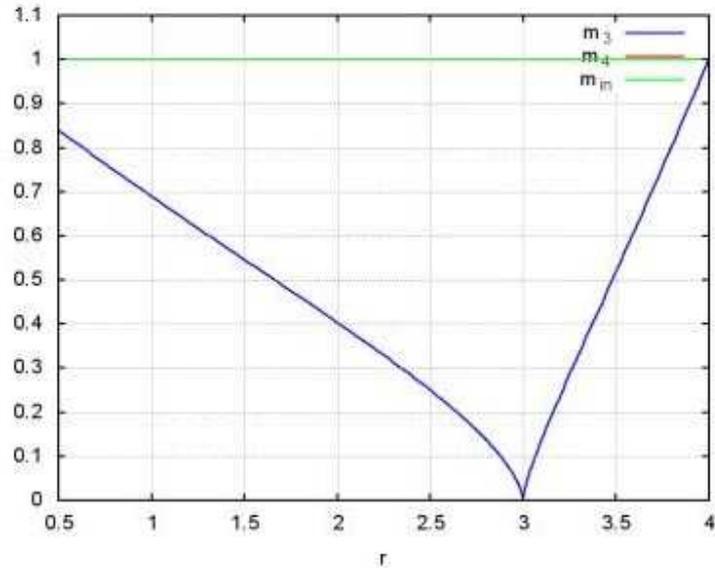


Figura 10: Soluciones de la ecuación cuártica con $m(r) = 1$.

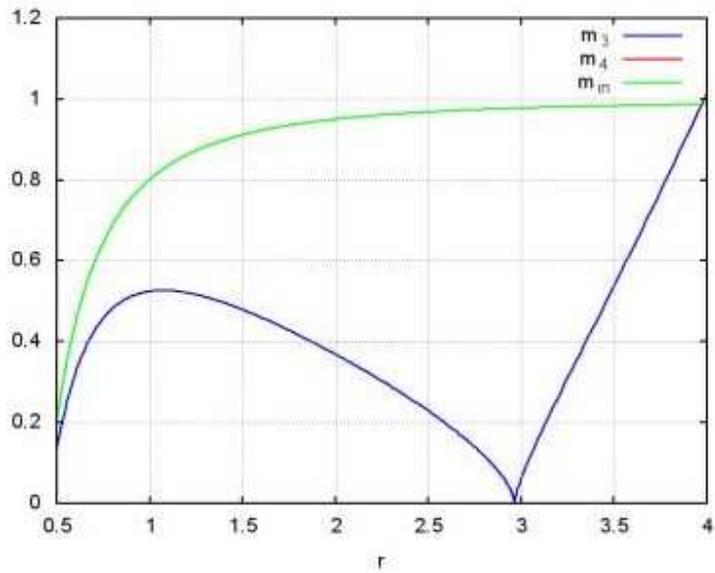


Figura 11: Soluciones de la ecuación cuártica con $m(r) = 1 - 0.5/r^2$.

Agradecimientos.

Se agradece 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, CEO de Annexa Inc., por la publicación voluntaria, mantenimiento del portal y del programa de retroalimentación de visitas al mismo. Se agradece a Alex Hill por muchas traducciones y lecturas en idioma castellano, y a Robert Cheshire y Michael Jackson por lecturas y preparación de videos en idioma inglés.

Referencias bibliográficas.

- [1] M. W. Evans, H. Eckardt, D. W. Lindstrom, D. J. Crothers y U. E. Bruchholtz, “Principios de la Teoría ECE, Volumen Dos” (ePubli, Berlín 2017).
- [2] M. W. Evans, H. Eckardt, D. W. Lindstrom y S. J. Crothers, “Principios de la Teoría ECE, Volumen Uno” (New Generation, Londres 2016, ePubli Berlín 2017).
- [3] M. W. Evans, S. J. Crothers, H. Eckardt y K. Pendergast, “Criticisms of the Einstein Field Equation” (UFT301 en www.aias.us y Cambridge International 2010).
- [4] M. W. Evans, H. Eckardt y D. W. Lindstrom “Generally Covariant Unified Field Theory” (Abramis 2005 - 2011, en siete volúmenes con encuadernación blanda, de libre acceso en varios docs. UFT, portales combinados www.aias.us y www.upitec.org).
- [5] L. Felker, “Las Ecuaciones de Evans de la Teoría del Campo Unificado” (Abramis 2007, de libre acceso como UFT302, traducción castellana por Alex Hill).
- [6] H. Eckardt, “El Modelo de Ingeniería ECE” (de libre acceso como UFT203, ecuaciones reunidas).
- [7] M. W. Evans, “Collected Scientometrics” (de libre acceso como UFT307, New Generation, Londres, 2015).
- [8] M. W. Evans y L. B. Crowell, “Classical and Quantum Electrodynamics and the $B^{(3)}$ Field” (World Scientific 2001, de libre acceso en la sección Omnia Opera del portal www.aias.us).
- [9] M. W. Evans y S. Kielich, Eds., “Modern Nonlinear Optics” (Wiley Interscience, Nueva York, 1992, 1993, 1997 y 2001) en dos secciones y seis volúmenes, enc. dura y blanda y como libro electrónico.
- [10] M. W. Evans y J. - P. Vigié, “The Enigmatic Photon” (Kluwer, Dordrecht, 1994 a 1999) en cinco volúmenes, enc. dura y blanda, de libre acceso en la sección Omnia Opera del portal www.aias.us).
- [11] M. W. Evans, Ed. “Definitive Refutations of the Einsteinian General Relativity” (Cambridge International Science Publishing, 2012, de libre acceso en los portales).
- [12] M. W. Evans, Ed., J. Foundations of Physics and Chemistry (Cambridge International Science Publishing).
- [13] M. W. Evans y A. A. Hasanein, “The Photomagneton in Quantum Field Theory (World Scientific 1974).
- [14] G. W. Robinson, S. Singh, S. B. Zhu y M. W. Evans, “Water in Biology, Chemistry and Physics” (World Scientific 1996).
- [15] W. T. Coffey, M. W. Evans, y P. Grigolini, “Molecular Diffusion and Spectra” (Wiley Interscience 1984).
- [16] M. W. Evans, G. J. Evans, W. T. Coffey y P. Grigolini”, “Molecular Dynamics and the Theory of Broad Band Spectroscopy (Wiley Interscience 1982).
- [17] M. W. Evans, “The Elementary Static Magnetic Field of the Photon”, *Physica B*, 182(3), 227-236 (1992).
- [18] M. W. Evans, “The Photon’s Magnetic Field: Optical NMR Spectroscopy” (World Scientific 1993).
- [19] M. W. Evans, “On the Experimental Measurement of the Photon’s Fundamental Static Magnetic Field Operator, $B^{(3)}$: the Optical Zeeman Effect in Atoms”, *Physica B*, 182(3), 237 - 143 (1982).
- [20] M. W. Evans, “Molecular Dynamics Simulation of Induced Anisotropy: I Equilibrium Properties”, *J. Chem. Phys.*, 76, 5473 - 5479 (1982).

- [21] M. W. Evans, "A Generally Covariant Wave Equation for Grand Unified Theory" *Found. Phys. Lett.*, 16, 513 - 547 (2003).
- [22] M. W. Evans, P. Grigolini y P. Pastori-Parravicini, Eds., "Memory Function Approaches to Stochastic Problems in Condensed Matter" (Wiley Interscience, reimpresso 2009).
- [23] M. W. Evans, "New Phenomenon of the Molecular Liquid State: Interaction of Rotation and Translation", *Phys. Rev. Lett.*, 50, 371, (1983).
- [24] M. W. Evans, "Optical Phase Conjugation in Nuclear Magnetic Resonance: Laser NMR Spectroscopy", *J. Phys. Chem.*, 95, 2256-2260 (1991).
- [25] M. W. Evans, "New Field induced Axial and Circular Birefringence Effects" *Phys. Rev. Lett.*, 64, 2909 (1990).
- [26] M. W. Evans, J. - P. Vigiér, S. Roy y S. Jeffers, "Non Abelian Electrodynamics", "Enigmatic Photon Volume 5" (Kluwer, 1999)
- [27] M. W. Evans, replica a L. D. Barron "Charge Conjugation and the Non Existence of the Photon's Static Magnetic Field" , *Physica B*, 190, 310-313 (1993).
- [28] M. W. Evans, "A Generally Covariant Field Equation for Gravitation and Electromagnetism" *Found. Phys. Lett.*, 16, 369 - 378 (2003).
- [29] M. W. Evans y D. M. Heyes, "Combined Shear and Elongational Flow by Non Equilibrium Electrodynamics", *Mol. Phys.*, 69, 241 - 263 (1988).
- [30] Ref. (22), impression de 1985.
- [31] M. W. Evans y D. M. Heyes, "Correlation Functions in Couette Flow from Group Theory and Molecular Dynamics", *Mol. Phys.*, 65, 1441 - 1453 (1988).
- [32] M. W. Evans, M. Davies y I. Larkin, Molecular Motion and Molecular Interaction in the Nematic and Isotropic Phases of a Liquid Crystal Compound", *J. Chem. Soc. Faraday II*, 69, 1011-1022 (1973).
- [33] M. W. Evans y H. Eckardt, "Spin Connection Resonance in Magnetic Motors", *Physica B*, 400, 175 - 179 (2007).
- [34] M. W. Evans, "Three Principles of Group Theoretical Statistical Mechanics", *Phys. Lett. A*, 134, 409 - 412 (1989).
- [35] M. W. Evans, "On the Symmetry and Molecular Dynamical Origin of Magneto Chiral Dichroism: "Spin Chiral Dichroism in Absolute Asymmetric Synthesis" *Chem. Phys. Lett.*, 152, 33 - 38 (1988).
- [36] M. W. Evans, "Spin Connection Resonance in Gravitational General Relativity", *Acta Physica Polonica*, 38, 2211 (2007).
- [37] M. W. Evans, "Computer Simulation of Liquid Anisotropy, III. Dispersion of the Induced Birefringence with a Strong Alternating Field", *J. Chem. Phys.*, 77, 4632-4635 (1982).
- [38] M. W. Evans, "The Objective Laws of Classical Electrodynamics, the Effect of Gravitation on Electromagnetism" *J. New Energy Special Issue* (2006).
- [39] M. W. Evans, G. C. Lie y E. Clementi, "Molecular Dynamics Simulation of Water from 10 K to 1273 K", *J. Chem. Phys.*, 88, 5157 (1988).
- [40] M. W. Evans, "The Interaction of Three Fields in ECE Theory: the Inverse Faraday Effect" *Physica B*, 403, 517 (2008).
- [41] M. W. Evans, "Principles of Group Theoretical Statistical Mechanics", *Phys. Rev.*, 39, 6041 (1989).