

COMPROBACIONES EXPERIMENTALES DE LA TEORIA DE LA RELATIVIDAD



Publicado en la revista ARBOR, núms. 405-406.—
Septiembre-Octubre 1979

Comprobaciones experimentales de la teoría de la relatividad

por Rosa Domínguez Tenreiro/Francisco J. Ynduráin

INTRODUCCIÓN

Después de tres cuartos de siglo de la formulación por Einstein de los principios de la relatividad, esta teoría sigue teniendo a los ojos de los no especialistas un cierto halo misterioso: de hecho, aún hoy siguen encontrando personas (incluso algunas de ellas con ciertos conocimientos científicos) que siguen tratando a la relatividad como una hipótesis sin demasiada base empírica.

La situación, de hecho, es radicalmente opuesta. De hecho existen literalmente millones de verificaciones experimentales de las predicciones de la teoría de la relatividad; algunas de ellas de una fantástica precisión. Quizá el motivo por el que esto sea desconocido del gran público sea que tales pruebas se han convertido en algo tan cotidiano que los científicos no se molestan en darle excesiva publicidad.

En este artículo presentamos los resultados de algunos de los *tests* que se han realizado como comprobación de la teoría de la relatividad, sin pretender en absoluto ser exhaustivos, sino seleccionándolos básicamente con dos criterios: o los más precisos o los más espectaculares. Los *tests* se han dividido en tres grupos, a saber: I) *Tests* de la llamada relatividad restringida. II) *Tests* de la relatividad cuántica. III) *Tests* de la relatividad general. Hasta hoy no existe ni una teoría aceptada de la relatividad general cuántica (teoría del campo unificado) ni la posibilidad tecnológica de medir efectos que sean a la vez gravitatorios y cuánticos. El dominio de la relatividad restringida es aquel en que las velocidades son grandes (comparables a la luz, que se denota con el símbolo c , de valor 300.000 km. por segundo), pero los objetos son suficientemente

grandes para que las fluctuaciones cuánticas sean despreciables. Estas fluctuaciones vienen caracterizadas por la constante de Planck, $h = 1.055 \times 10^{-27}$ ergios por segundo, para sistemas de dimensiones comparables con h es necesario utilizar la relatividad cuántica. Tanto para la relatividad restringida como para la cuántica se desprecian los efectos gravitatorios, caracterizados por la constante de gravitación de Newton, $G = 6.67 \times 10^{-8}$ cm³ divididos por gramo y por segundo al cuadrado. Esta constante es tan pequeña que hacen falta sistemas de gran masa (verbigracia: la Tierra) para que su efecto sea apreciable. La relatividad general incorpora la descripción relativista a estos fenómenos. El mismo tamaño de estos sistemas hace que, como ya se ha dicho, sus fluctuaciones cuánticas sean despreciables completamente y, por tanto, la relatividad general cuántica queda hoy más lejos de nuestras posibilidades tecnológicas.

1. LA RELATIVIDAD RESTRINGIDA

Consideramos las predicciones más espectaculares y conocidas de la relatividad restringida.

A) *La equivalencia materia-energía*

Esta es una de las predicciones que más ha llegado al público: las centrales nucleares obtienen su energía destruyendo parte de la materia del urano o plutonio del reactor. El proceso inverso se está llevando a cabo todos los días en los grandes aceleradores de partículas: se acelera una partícula que, al ser luego frenada, convierte su energía cinética en la creación de nuevas partículas.

B) *El hecho de que la velocidad de la luz es la máxima alcanzable*

En un acelerador de partículas se bombea energía a éstas acelerándolas más y más: a pesar de lo cual, la velocidad de dichas partículas jamás alcanza la de la luz. Por ejemplo, en el supersincrotrón de protones del CERN en Ginebra se inyectan hasta 400.000 millones de electrón-voltios en un protón, con lo que su velocidad llega a diferir de la de la luz en un 0.2 por ciento, pero sin jamás alcanzarla. En el acelerador PETRA, en Hamburgo, se llega (a base de 40.000 millones de voltios

de energía) a obtener electrones a velocidades sólo una cienmillonésima inferior a la de la velocidad de la luz (éste es el límite máximo alcanzado).

C) *La dilatación temporal*

Probablemente sea este principio el que más duro resulta de aceptar por el profano, ya que implica el abandono de las nociones de tiempo absoluto y, *a fortiori*, de simultaneidad. El ejemplo típico del fenómeno es la famosa paradoja de los gemelos: consideramos dos hermanos gemelos. Uno de ellos se queda en la Tierra y el otro se monta en una nave espacial que le lleva en viaje de ida y vuelta a, por ejemplo, la estrella Alfa de Centauro, situada a cuatro años luz. Supongamos que la velocidad del cohete sea $4/5$ de la de la luz. Para el gemelo que quedó en tierra, el tiempo transcurrido desde que su hermano salió hasta que vuelve son diez años; para el gemelo que hizo el viaje, el tiempo, sin embargo, transcurre de distinta manera y sólo han transcurrido seis años.

De nuevo hay pruebas experimentales muy precisas de este efecto. Mencionemos dos. Hace unos años, unos aviones de la USAF dieron la vuelta al mundo repostando en vuelo a una velocidad de 1.000 km/hora. Cuando aterrizaron, los relojes que habían quedado en tierra marcaban un tiempo de vuelo de cuarenta horas, sin embargo, los relojes que habían hecho el viaje atrasaban en el factor previsto por la relatividad, unos 6×10^{-8} segundos.

En este ejemplo, el efecto es extraordinariamente pequeño porque, comparado con la velocidad de la luz, 1.000 km/hora es minúsculo. En el otro ejemplo tenemos las partículas mu. Cuando están paradas, estas partículas se desintegran en dos millonésimas de segundo. En el acelerador del CERN se las hace girar a una velocidad de 0.99975 de la de la luz. Mientras las mu en reposo se han desintegrado (en dos millonésimas de segundo), las que están en movimiento «viven» el tiempo previsto por la relatividad, una diezmilésima de segundo, en lo que tienen tiempo de recorrer 30 km.

Pero quizá la prueba más impresionante sea la más cotidiana. Los aceleradores de partículas funcionan a base de dar aceleraciones por medio de campos eléctricos a las partículas cada vez que pasan por un punto determinado (donde están las placas aceleradoras). En el SPS del CERN se han mantenido protones a velocidad de 0.9975 de la de la luz durante unos tres días. En este tiempo han recorrido una distancia equi-

valente a ir y volver a Plutón unas cinco veces (o a ir y volver a la Luna cien mil veces). Las fórmulas de la relatividad funcionan de forma tan precisa que predicen con total exactitud el paso de estas partículas (núcleos de hidrógeno, por ejemplo) por los puntos de aceleración, lo que implica una precisión fantástica.

2. LA RELATIVIDAD CUÁNTICA

Las aplicaciones de la relatividad cuántica más espectaculares son en el dominio de los fenómenos electromagnéticos. El motivo es que es para éstos que los cálculos teóricos y las medidas experimentales son más precisos. Consideramos dos tipos de experimentos.

A) *Momento magnético anómalo*

Según la relatividad, una partícula tal como el electrón (e) o el mu (μ) tienen un momento magnético de valor $\frac{eb}{2mc}$, donde e es la carga eléctrica del electrón, h la constante de Planck, c la velocidad de la luz y m la masa de la partícula. Debido a fluctuaciones cuántico-relativistas, este valor debe ser modificador. Se define la anomalía, a , como lo que el momento magnético se desvía en porcentaje del valor que tendría si no existiesen estas fluctuaciones. Teóricamente se ha calculado¹.

$$a(\mu) = 0.001165903, \quad a(\text{electrón}) = 0.0011596525;$$

experimentalmente,

$$a_{\text{exp}}(\mu) = 0.001165895 \pm 0.000000027,$$

$$a_{\text{exp}}(\text{electrón}) = 0.00115966567 \pm 0.0000000035.$$

Como se ve, el acuerdo entre teoría y experimento es fantástico.

B) *Niveles de energía en átomos*

La relatividad predice desplazamientos en los niveles de energía de los átomos con respecto a lo que serían si se utilizasen fórmulas no rela-

¹ Una de las personas que más han contribuido a estos cálculos es el físico español, exiliado intelectual en Francia, Eduardo de Rafael.

tivistas. Por ejemplo, para el estado fundamental del átomo positrónico, la teoría predice un desplazamiento de

203.4013 gigaherzios;

experimentalmente se encuentran

203.3849 ± 0.0012 gigaherzios.

El error del cálculo teórico es relativamente grandes y la comparación no es, por tanto, tan precisa como antes.

Finalmente, en hidrógeno tenemos el efecto Lamb; teóricamente, el desplazamiento Lamb es de

1057.864 megaherzios;

experimentalmente,

1057.893 ± 0.020 megaherzios,

de nuevo en impresionante acuerdo.

3. LA RELATIVIDAD GENERAL

La interacción gravitatoria es la dominante a gran escala, controlando la evolución del universo.

La teoría newtoniana de la gravitación, considerada válida hasta 1916, fecha en que Einstein publicó su teoría sobre el campo gravitatorio conocida por relatividad general, describe satisfactoriamente todos los fenómenos asequibles a la observación con las técnicas de que se disponía hasta los primeros años de nuestro siglo, salvo la precesión residual de $43''/\text{siglo}$ del perihelio de Mercurio.

Einstein puso de manifiesto que su teoría predecía fenómenos no explicables en teoría newtoniana. Concretamente sugirió tres *tests*, que fueron realizados dando resultados compatibles con la relatividad general, pero las medidas estaban afectadas de un gran error, lo que dejaba un cierto margen de maniobra que supuso la aparición de otras teorías de la gravitación alternativas a la relatividad general.

Expondremos brevemente los principios teóricos en que algunas de ellas se basan, mencionaremos algunas y pararemos a compararlas con la

teoría de Einstein en base a los resultados de las observaciones hechas hasta nuestros días.

A) *Principio de relatividad de Einstein*

La relatividad general está basada en un principio de relatividad generalizado, cuya primera formulación data de 1907 y se conoce por principio de equivalencia de gravitación e inercia:

«En una región limitada del espacio-tiempo, el campo gravitatorio es equivalente al campo de fuerzas producido por un movimiento acelerado convenientemente elegido: ningún experimento permite distinguir entre estos dos campos.»

En particular, este principio supone que los sistemas de referencia inerciales no son radicalmente diferentes a los sistemas acelerados, en contra del principio de relatividad de Galileo, base de la mecánica newtoniana, que hace jugar a los primeros un papel especial al afirmar que, por estar en movimiento uniforme y rectilíneo respecto al espacio absoluto, no aparecen en ellos fuerzas de inercia o ficticias. Este aspecto del principio de equivalencia se concreta en el principio de la relatividad generalizado de 1913, cuando Einstein toma el punto de vista de que el campo gravitatorio se identifica con los diez componentes del tensor métrico de un espacio-tiempo dotado de una geometría riemanniana.

La originalidad del trabajo de Einstein radica en la geometrización del fenómeno gravitatorio. La física de partículas elementales da cuenta día a día del papel fundamental jugado por el grupo de Lorentz en los sistemas inerciales: la geometría que subyace está caracterizada por un tensor métrico $n_{ij} = \text{diag}(-1, 1, 1, 1)$. El principio de equivalencia indica en este caso que, para un sistema de referencia arbitrario, existirá un tensor métrico g_{ij} , que localmente en los sistemas inerciales se reducirá a n_{ij} . Y puesto que en un sistema inercial la trayectoria de una partícula no sometida a ninguna fuerza es una recta, será en un campo gravitatorio o equivalentemente en un sistema de referencia acelerado una «recta generalizada» correspondiente a la geometría dada por g_{ij} . Estas «rectas generalizadas» se conocen por el nombre de geodésicas de la métrica.

B) *Teorías métricas*

Pero la relatividad general no es la única teoría geométrica de la gravitación. Se llaman teorías métricas aquellas que, como la relatividad

general, suponen que el espacio-tiempo está dotado de una métrica g_{ij} ; que el movimiento de una partícula *test* es una geodésica de esta métrica, y que en los sistemas inerciales las leyes de la física toman la forma de la relatividad especial. La diferencia entre unas y otras estriba en la adopción de otros tensores además de g_{ij} para describir el campo gravitatorio. Citaremos las siguientes:

a) *Teorías escalares*.—Introducen un campo escalar suplementario que da cuenta de la interacción de largo alcance con la masa media del universo. Entre ellas citamos la de Dicke-Brans-Jordan (1961), caracterizada por un parámetro ω que da una medida de esta interacción. Su aspecto más sobresaliente es que predicen una variación temporal de G , «constante» de la gravitación que aparece en la ley de Newton.

Se recupera la relatividad general para $\omega \rightarrow \infty$.

b) *Teorías vectoriales*.—Aquí el campo introducido es de tipo vectorial. Existe una gran riqueza de posibilidades. Mencionaremos solamente la de C. M. Will y K. Nordtvedt, para las que G varía también con el tiempo, dependiendo su variación de K , valor asintótico de la intensidad del campo de vectores.

Se recupera la relatividad general cuando $K \rightarrow 0$.

c) *Teorías conformemente planas*.

d) *Teorías estratificadas*.

Estos dos últimos tipos están en contradicción con observaciones, y no las analizaremos aquí.

Sólo la observación y la experimentación pueden elegir la teoría más viable dentro de las permitidas por los principios teóricos. Sin embargo, las observaciones y experimentos no pueden ser discutidos e interpretados sino en un marco teórico, que, por supuesto, ha de ser lo suficientemente general como para no favorecer *a priori* a una de las teorías.

La herramienta teórica para la gravitación experimental más utilizada hoy es el formalismo posnewtoniano parametrizado (PPN). Consiste, en esencia, en tomar el límite de movimiento lento para todas las teorías métricas concebibles y caracterizar este límite por un conjunto de nueve parámetros medibles, cuyos valores predichos serán diferentes para cada teoría métrica, excluyéndose aquellas cuyos parámetros PPN no sean compatibles con los valores medidos.

En el cuadro adjunto se indican los valores asignados a los parámetros PPN por la relatividad general y las teorías escalares y vectoriales mencionadas:

CUADRO 1

	β	γ	α_1	α_2	α_3	ξ_1	ξ_2	ξ_3	ξ_4
R. G.	1	1	0	0	0	0	0	0	0
Escalar	1	$\frac{2 + \omega}{1 + \omega}$	0	0	0	0	0	0	0
Vectorial	1	1	0	$\frac{k^2}{1 + \frac{1}{2}k^2}$	0	0	0	0	0

Los parámetros α_1 , α_2 y α_3 indican cómo y cuándo la velocidad del baricentro del sistema que se estudia respecto del movimiento medio del universo afecta a la métrica, produciendo efectos observables dentro del propio sistema (efectos de sistema de referencia preferido).

C) Observaciones

¿Cómo se pueden medir los parámetros PPN? Einstein sugirió tres *tests* para su teoría:

1. El corrimiento hacia el rojo de las líneas espectrales de las estrellas. Se considera ahora que este *test* no es válido, pues el mismo efecto puede predecirse en base al principio de equivalencia, la teoría cuántica elemental y la conservación de la energía.

2. La desviación de la luz por el Sol.

3. La precesión del perihelio de las órbitas de los planetas interiores.

Son los *tests* clásicos de la gravitación que se realizaron desde la publicación de los trabajos de Einstein. Más tarde se sugirieron otros:

4. Shapiro en 1964 puso de manifiesto que cualquier teoría métrica predice un retraso en el tiempo de viaje de ida y vuelta de una señal de radar entre la Tierra y un reflector en el sistema solar.

5. Si la teoría tiene sistema de referencia preferido, esto se manifiesta en efectos geofísicos que serían detectables.

Revisemos estos *tests* de la gravitación experimental:

2. Basándonos en las ecuaciones del movimiento de un fotón en el formalismo PPN, se puede predecir la desviación $\delta\theta$ respecto de la línea

recta de la trayectoria de un fotón procedente de una estrella lejana al pasar cerca del Sol:

$$\delta\theta_{\max} = \frac{1}{2}(1 + \gamma) 1.75''$$

para un fotón que roza el limbo solar.

Veamos ahora cómo se compara esta predicción (que sólo depende y sólo nos dará información sobre el parámetro γ) con las observaciones: Es preciso recibir en el objetivo de una cámara fotográfica los rayos luminosos procedentes de una estrella situada en un entorno aparente del Sol. En realidad, la estrella estará oculta por el Sol, pero en razón de la curvatura de los rayos luminosos que emite, éstos son recibidos en Tierra y un observador situará la estrella en su prolongación. A causa de la gran luminosidad del disco solar, este efecto sólo se puede observar durante un eclipse.

Para medir la desviación $\delta\theta$ se comparan las posiciones aparentes de estrellas cercanas al Sol durante un eclipse solar y seis meses después, cuando la luz procedente de la estrella no pasa cerca del Sol y, por tanto, no es desviada.

Las primeras medidas fueron realizadas durante el eclipse de 1919 por expediciones enviadas a las islas de Sobral y Príncipe. Los valores $\delta\theta$ observados fueron respectivamente

$$\delta\theta_1 = 1.98'' \pm 0.12'' \qquad \delta\theta_2 = 1.61'' \pm 0.30''.$$

El valor predicho por la relatividad general ($\gamma = 1$) es $1.75''$. La teoría newtoniana predice una desviación de $\delta\theta_{\text{new}} = 0.875''$ en base a la interacción entre la masa propia del fotón y la del Sol. El acuerdo entre la teoría de Einstein y la experiencia, teniendo en cuenta las dificultades de la manipulación, eran excelentes.

Desde 1919 se han realizado medidas sobre unas 380 estrellas que resumimos en el cuadro 2. Se obtiene para γ un valor entre 0.9 y 1.3, compatible con relatividad general, pero también con otras teorías métricas.

El reciente desarrollo de la tecnología en radioastronomía ha hecho posible realizar medidas más exactas que en astronomía óptica: las inhomogeneidades en la atmósfera terrestre limitan la resolución óptica a $0.1''$, mientras que un radiointerferómetro, trabajando con una longitud de onda λ y una «baseline» D , se puede en principio medir ángulos con un error de $\lambda/2\pi D$ radianes.

Cada octubre, la radiofuente 3C273 es ocultada por el Sol, y sobre este QSO, varios grupos de radioastronomía han realizado medidas de desviación de fotones en la banda X (8.000-12.500 MHz) y en la banda S (2.000-4.000 MHz) de radiofrecuencias. Los resultados hasta 1970 constituyen el cuadro 3. A partir de ellas es imposible elegir entre la teoría de Brans-Dicke y la relatividad general.

CUADRO 2

Eclipse	$\delta\theta_{\max}(\text{seg})$
1919	1.98 ± 0.16
	1.61 ± 0.40
1922	1.77 ± 0.40
	1.42 a 2.16
	1.72 ± 0.15
	1.82 ± 0.20
1929	2.24 ± 0.10
1936	2.73 ± 0.31
	1.28 ± 2.13
1947	2.01 ± 0.27
1952	1.70 ± 0.10

CUADRO 3

Frecuencia Radar (MHz)	$\delta\theta_{\max}(\text{seg})$
9602	1.77 ± 0.20
(1969)	
2388	1.82 ± 0.24
(1969)	— 0.17
7840	1.80 ± 0.2
(1969)	
2697 & 8085	1.57 ± 0.08
2697 & 4993.18	1.87 ± 0.3
(1970)	

Los resultados más recientes (1978) de este tipo de medidas han rebajado considerablemente el error experimental. De acuerdo con ellas, el parámetro ω de la teoría de Brans-Dicke ha de ser mayor que 24, pero

para este valor de ω esta teoría y la relatividad general son prácticamente indistinguibles.

4. Tomando otra vez como base las ecuaciones del movimiento de fotón en formalismo PPN, se calcula el retraso en el tiempo de ida y vuelta de un fotón que viaja entre la Tierra y un reflector situado en el sistema solar² (Mercurio, Venus o satélites artificiales como los Mariner VI y VII). Se obtiene cuando la Tierra, el Sol y el reflector están en conjunción superior, utilizando la superficie de Mercurio como reflector y para una señal que roza el limbo solar:

$$\Delta t = 19.6 \left\{ 1 + 11.2 \frac{1 + \gamma}{2} \right\} \text{ microsegundos.}$$

Las observaciones dan para $(1 + \gamma)/2$ los valores siguientes:

Reflector	$(1 + \gamma)/2$
Mercurio y Venus	1.02 ± 0.05
Mariner VI y VII	1.00 ± 0.04

Las teorías escalares para ser compatibles con estas medidas de retraso dentro de dos desviaciones estándar han de verificar que ω sea mayor que 6.

3. El problema del tratamiento teórico del movimiento de un sistema de dos cuerpos masivos y autogravitantes en formalismo PPN es muy complicado.

En la fórmula que se obtiene para la precesión residual del perihelio de un planeta aparecen elementos orbitales del mismo. Concretándolos para la Tierra y Mercurio, tendremos respectivamente³:

$$\Delta\varphi \text{ } \dot{\circ} = 4 \left| \frac{1}{2} (2\gamma + 2 - \beta) \right| + 57\alpha_1 + \alpha_2 - 7 \times 10^5 \alpha_3$$

$$\Delta\varphi \text{ } \ddot{\circ} = 43 \left| \frac{1}{2} (2\gamma + 2 - \beta) \right| + 4 (J_2/3 \cdot 10^5) + 35\alpha_1 + 8\alpha_2 - 4 \cdot 10^4 \alpha_3,$$

donde J_2 es el momento cuadrupolar del Sol (que da una medida de su desviación de la forma esférica). Vemos que, a causa de la complicada dependencia de $\Delta\varphi$ en los parámetros PPN que aparecen en esta fórmula

² Retraso respecto del tiempo calculado en teoría newtoniana.

³ Se trata de la corrección a la precisión calculada en teoría newtoniana, teniendo en cuenta las perturbaciones al campo gravitatorio solar causadas por otros planetas.

la teórica, no se pueden hacer medidas separadas de éstos y de J_2 por comparación con las precesiones observadas. Sin embargo, combinando las expresiones anteriores y tratando a J_2 como un error experimental, se obtiene la cota:

$$|13\alpha_1 + 0.07\alpha_2 - 1.7 \times 10^5 \alpha_3| < 0.2.$$

El cuadro 4 da la precesión residual observada para Tierra y Mercurio:

CUADRO 4

Planeta	Excentricidad	Revoluciones siglo	$\Delta\varphi_{\text{seg/siglo}}$
Mercurio	0.2056	415	43.11 ± 0.45
Tierra	0.0167	100	5.0 ± 1.2

Por ser la precesión acumulativa, el error observacional será tanto menor cuantas más revoluciones del planeta alrededor del Sol se tomen. Afortunadamente se dispone de observaciones fiables de la posición de Mercurio desde 1765.

La relatividad general está en excelente acuerdo con las medidas de precesión de perihelio si:

$$J_2 < 3.10^{-6}.$$

No existen por el momento medidas de J_2 suficiente fiables. Damos valores de dos autores:

$$\begin{aligned} \text{Shapiro:} & \quad J_2 = (-0.8 \pm 2.5) \times 10^{-5} (< 3.10^{-6}) \\ \text{Dicke \& Goldenberg:} & \quad J_2 = (2.7 \pm 0.5) \times 10^{-5}. \end{aligned}$$

5. Las teorías vectoriales se distinguen de la relatividad general por presentar efectos de sistema de referencia preferido. Son de interés especial por ser medibles sus predicciones acerca de las variaciones periódicas de la aceleración de la gravedad, g , en un punto dado de la superficie terrestre. La más importante es una «marea» de período doce horas y amplitud en un punto de latitud L .

$$(\Delta g/g)_{\text{FPN}} \approx 3.10^{-8} \alpha_2 \cos^2 L.$$

Por otra parte, predicen una variación anual de la frecuencia de rotación de la Tierra de amplitud:

$$(\Delta\Omega/\Omega)_{\text{PPN}} \approx \left(\frac{2}{3}\alpha_2 + \alpha_3 - \alpha_1\right) \times 3.10^{-9}.$$

El subíndice PPN indica que se trata de una primera corrección a las respectivas amplitudes calculadas en teoría newtoniana.

Las medidas de la amplitud de la «marea» de doce horas de período discrepa de las predicciones newtonianas en menos de una parte 10^9 , por tanto, la corrección PPN ha de ser como mucho de este orden de magnitud, lo que impone la cota:

$$|\alpha_2| < 3.10^{-2}.$$

En cuanto a la variación de la frecuencia de rotación de la Tierra, la geofísica newtoniana da cuenta del 85 por 100 de la variación observada:

$$(\Delta\Omega/\Omega)_{\text{observada}} \approx 4.10^{-3},$$

es decir,

$$(\Delta\Omega/\Omega)_{\text{PPN}} < 6.10^{-9}.$$

lo que impone:

$$\left|\frac{2}{3} + \alpha_2 - \alpha_1\right| < 0.2.$$

Combinando las cotas obtenidas tendremos los siguientes límites experimentales para α_1 , α_2 y α_3 :

$$|\alpha_1| < 0.2, |\alpha_2| < 3.10^{-2}, |\alpha_3| < 2.10^{-5}.$$

Es decir, se ha de verificar

$$k^2 < 3.10^{-2}$$

para que una teoría vectorial sea compatible dentro del error experimental con los datos geofísicos de mareas.

D) *Conclusión*

Las últimas medidas de desviación de fotones favorecen altamente la relatividad general frente a las teorías escalares. En cuanto a las teorías vectoriales, las cotas que se tienen hoy para k^2 no permiten excluirlas, pero indican que sus predicciones no serán muy diferentes a las de la relatividad general. Así, pues, aunque la elección de la teoría del campo gravitatorio más viable es aún un problema abierto, la observación favorece a la relatividad general, la más antigua y sencilla de todas las teorías métricas.