

**El Principio de Equivalencia,
su verificación experimental
y su relación con
las fuerzas fundamentales.**

Ricardo Carlos Riveros

Febrero de 1990.

Agradecimientos

*A mi mas que compañera, La Negra.
Y también a nuestra hija, Candela.
A todos los amigos; a los que con una mano basta,
Eduardo, Tato, Hugo,
Mariel y Adrián, Mario y Marga;
a los que quiero nombrar,
Marta, Federico, 'Steven',
Fredy, Rubén, Susana;
y a todos los demás que no nombro.
A Héctor, especialmente.
A Huner, Carlos, Luis, (cómo olvidarlos).
A Bollini, por supuesto.
A la gente del IAFE.*

Indice

1	Introducción	7
2	El Principio de Equivalencia.	13
2.1	Los Principios de Equivalencia.	13
2.2	La Conjetura de Schiff	15
2.3	Las teorías métricas de la gravitación y el PEF.	20
2.4	El formalismo PPN	22
3	El PEE y la 5^{ta} Fuerza.	25
3.1	Los experimentos paradigmáticos.	25
3.1.1	Pruebas experimentales del PED.	25
3.1.2	Pruebas experimentales de la IPL.	27
3.1.3	Pruebas experimentales de la ILL.	28
3.2	Las balanzas de Eötvös y la 5 ^{ta} Fuerza.	29
3.2.1	La "necesidad" de una gravitación no Newtoniana.	29
3.2.2	5 ^{ta} Fuerza ó anomalía gravitacional ?	32
3.2.3	El dinamómetro diferencial.	34
4	El PEE y el MEGM.	44
4.1	El MEGM.	44
4.1.1	El formalismo $TH\epsilon\mu$	44
4.1.2	El modelo	46
4.1.3	El MEGM en caída libre	47
4.1.4	La forma Minkowskiana del MEGM.	50
4.1.5	El MEGM, el PEE y la Conjetura de Schiff.	54

5 El PEF y la deflexión de la luz.	58
5.1 Los experimentos clásicos.	58
5.2 La deflexión de la luz.	62
5.2.1 Las determinaciones ópticas.	63
5.2.2 Las determinaciones de radio y el ajuste global.	67
5.3 Cotas sobre la gravitación Newtoniana.	70
5.4 Deflexión de la luz y monopolos.	74
6 Conclusiones.	79
A Ecuación de movimiento de la esfera	82
B La transformación al SLIF.	85
C Tratamiento de los datos ópticos	89
Lista de Tablas.	93
Lista de Figuras.	95
Bibliografía.	97

Capítulo 1

Introducción

La gravitación es ciertamente uno de los temas mas intrigantes y esquivos que ofrece la Física actual¹. Su característica de fuerza extremadamente débil frente a las otras tres fuerzas fundamentales, hace que su observación cuantitativa a fin de determinar en detalle sus propiedades sea también extremadamente difícil. Este desconocimiento de su naturaleza ulterior se traduce finalmente en la imposibilidad de reducirla, al menos tan fácilmente, a los cánones usuales de otras teorías mas conocidas, como una formulación en términos de una teoría cuántica de campos sin inconsistencias o ambigüedades.

Cabe pensar que quizás el deseo de una Naturaleza expresable de forma clara, simple y elegante (conceptos todos ellos bastante subjetivos, aunque de comprensión casi inmediata) encuentre en la gravitación una excepción. Pero esas ideas han motivado exitosamente el desarrollo del conocimiento humano racional en las mas diversas áreas, por lo que los investigadores no renunciarán a su atracción ligeramente.

La gravitación está relacionada con aspectos del conocimiento de la Naturaleza rayanos en lo metafísico, como el origen del universo, al menos desde el punto de vista físico. También con el conocimiento que se tiene de la materia a escalas de distancia y energía impensables de alcanzar por la obra humana. Pero tiene que ver también con temas quizás mas "pedestres" pero no menos importantes como el refinamiento de métodos de prospección de recursos naturales subterráneos o subacuáticos, o con una adecuada mo-

¹Es, por supuesto, una opinión interesada.

delación de la geoestructura, relacionada de alguna manera con la necesidad de protección frente a las catástrofes sísmicas o las inclemencias climatológicas. Y de un modo mas indirecto aunque también efectivo, interviene como parte motivadora de la invención de técnicas nuevas de observación, experimentación y modelación que reciben las mas variadas aplicaciones.

Una de las preguntas esenciales acerca de la naturaleza de la gravitación es su relación con las demás formas de energía. A partir de la afirmación Galileana de que todos los cuerpos caen con la misma aceleración, este principio llamado Principio de Equivalencia (PE) ha recibido reiterada atención y refinamiento, porque detrás de él esta un esbozo de respuesta a la pregunta antes formulada. Otra importante pregunta relacionada con la anterior es acerca de la formulación mas acertada (en términos de su descripción y predicción de fenómenos físicos) de la gravitación. De éste conocimiento depende el conocimiento que se tiene sobre otras cuestiones fundamentales como las que aludíamos mas arriba acerca del origen y evolución del universo, los detalles de la dinámica que lo llevaron al aspecto que hoy presenta, la cantidad de materia en él contenida, etc. También está relacionado con nuestro conocimiento del mundo microscópico, las teorías de campos que describen las reacciones entre partículas elementales y su posible unificación con la gravedad.

La exploración experimental del PE y de la "correcta" teoría de la gravitación tiene entonces importantes consecuencias para la física actual. Esta exploración se basa en la proposición de nuevos y mas precisos experimentos, en el análisis y reanálisis de experimentos ya realizados desde nuevos puntos de vista y en la formulación de modelos teóricos adecuados tanto como hipótesis de trabajo para la comprensión del fenómeno gravitatorio en sí o como base para proponer experimentos e interpretar su resultado.

En este trabajo, se intenta cubrir algunos de estos aspectos, ya que:

- Se reanaliza un experimento realizado para comprobar la hipótesis de existencia de modificaciones a la gravitación Newtoniana dependientes de la composición (violaciones al PE).
- Se propone un nuevo experimento en relación con éste último que se espera no contenga ciertos problemas sistemáticos hallados en aquél.
- Se propone un modelo para el análisis de todos los experimentos de física de altas energías en relación con el PE.

- Se reanalizan los clásicos experimentos de deflexión solar de la luz desde dos ópticas diferentes, buscando por un lado acotar posibles desviaciones de la gravitación Newtoniana como límite correcto de la gravitación a bajas intensidades de campo y bajas velocidades, y por otro buscando acotar la existencia de un nuevo tipo de partículas en el Sol.

Después de las experiencias primeras realizadas por Galileo acerca de la caída de los cuerpos, se ha investigado extensamente para verificar hasta que punto la caída de los cuerpos es independiente de su masa y composición interna. Es indudablemente el trabajo pionero del barón von Eötvös el que sistematizó la verificación experimental de este aspecto de la gravitación. Posteriormente, otros experimentadores refinaron las técnicas básicas y verificaron la validez del PE con altísima precisión.

En épocas recientes podemos encontrar un renovado interés por verificaciones de la independencia composicional de la caída de los cuerpos. Éstas están motivadas en la búsqueda de indicios acerca de la descripción más adecuada en términos de una teoría cuántica de campos única de las interacciones hoy consideradas fundamentales. Es así que se explora actualmente la validez de la gravitación Newtoniana y el PE a distintos rangos de distancia. Los resultados experimentales muestran en general que no existe dependencia composicional ni desviaciones a la ley de Newton de la gravitación en distintos rangos de distancias. Sin embargo, hay determinaciones geofísicas de la constante G de la gravitación que muestran una desviación sistemática de la ley Newtoniana. Otros experimentadores también han reportado evidencia positiva acerca de desviaciones a esa ley dependientes de la composición. La interpretación de los experimentos no es en todos los casos clara, y en otros adolece de errores sistemáticos. El reanálisis y la clarificación de esos resultados es necesaria para confirmar esos eventos.

En ese contexto, reanalizamos la experiencia llevada a cabo por Thieberger [108], quien encontró resultados compatibles con una nueva fuerza de alcance medio dependiente de la composición. En particular, examinamos un aspecto no considerado previamente que podría enmascarar sus resultados. En base a la experiencia adquirida, proponemos también un nuevo arreglo experimental que soluciona problemas encontrados en el experimento antes comentado.

Las comprobaciones experimentales de la validez del PE para las

formas de energía no gravitatorias involucran generalmente sistemas macroscópicos, en los que las distintas interacciones fundamentales juegan el rol de energías de ligadura. Por otra parte, la utilización directa de experimentos de altas energías como fuente de datos para la verificación del PE se ve imposibilitada por algunas razones, entre las que se encuentran las siguientes:

- La disparidad de intensidades entre la interacción gravitatoria y las otras fuerzas, que haría difícil separar las contribuciones gravitatorias de los errores experimentales.
- La falta de un formalismo adecuado para tratar esos experimentos en el contexto de la verificación del PE.

Es por ello que presentamos un formalismo basado en el Modelo Estándar de las interacciones (no gravitatorias) unificadas, adecuado para el tratamiento y análisis de los experimentos de física de altas energías. Este modelo pretende cubrir un faltante entre las estimaciones presentes mas o menos groseras de la magnitud de los efectos violatorios posibles para cada tipo de energía de ligadura y ciertos experimentos para los cuales se pueden medir magnitudes con alta precisión, como $(g-2)$ o el sistema $K_0-\bar{K}_0$. Este formalismo permite también el análisis, discusión y clasificación de los posibles efectos violatorios al PE para cada tipo de interacción.

Cuando se investiga la validez del PE teniendo en cuenta las interacciones gravitatorias, también se está comprobando la validez de la ley de Newton de la gravitación como el límite de la gravitación para campos débiles y bajas velocidades. Aquí cobra interés la exploración de la validez de la ley de Newton no solo por los motivos que se señalaban mas arriba sino también porque ello nos brinda información acerca del adecuado límite clásico de la teoría de la gravitación, límite que deben cumplir las teorías que se propongan como alternativas a la Relatividad General (RG). Dentro de este marco reanalizamos primero los datos de uno de los experimentos "clásicos" que convalidaron la teoría de la RG: la deflexión solar de la radiación electromagnética, para luego utilizar esos datos en el estudio de desviaciones a la gravitación Newtoniana a escalas de distancias dentro del sistema solar.

Es un hecho conocido que la gravedad es la única fuerza fundamental que presenta problemas hasta ahora insalvables en su cuantificación y

unificación con las demás fuerzas fundamentales. Se cree que los posibles candidatos a la teoría de Gran Unificación (GU) se encuentran entre las teorías de calibre, y sus extensiones supersimétricas. Estas teorías tienen en general algunas características comunes. Entre ellas, cabe destacar que el proceso por el cual se llega al actual estado de diversidad de interacciones consiste en uno o varios mecanismos de ruptura espontánea de la simetría, que implican sendas transiciones de fase en las interacciones. Estas transiciones de fase producen en general como un subproducto una gran cantidad de remanentes de variados tipos (por ejemplo monopolos magnéticos, cuerdas cósmicas, etc;) provenientes de defectos de tipo topológico en el momento de la ruptura de simetría. Estos defectos son de naturaleza y características diferentes según las teorías, pero en general interactúan con la materia y participan de algún modo como fuente en las ecuaciones de campo gravitatorio, pudiendo afectar la evolución del universo de manera observable actualmente.

La detección de este tipo de fenómenos (o su no-detección) podría brindar información acerca de lo adecuadas que pueden resultar estas propuestas teóricas, como también brinda ese tipo de información la fenomenología de la física de partículas. En particular, estos remanentes "gozan" de propiedades que los convierten en interesantes objetos desde el punto de vista astrofísico y cosmológico. Una de las "especies" más interesantes es la de los monopolos. Los monopolos magnéticos fueron introducidos por primera vez por Dirac [29], y fueron luego encontrados en la mayoría de las teorías de calibre no abelianas [80]. Los monopolos de las teorías de Gran Unificación son producidos copiosamente durante la Gran Explosión. Su número es tal que producirían una densidad de masa mucho mayor que la densidad crítica, en completa contradicción con el modelo cosmológico estándar [81]. Como una posible solución a este y otros problemas se piensa en la existencia del llamado mecanismo inflacionario para los primeros momentos del universo como un mecanismo de "dilución" de las partículas y energías presentes. Pero este mecanismo debe reducir su número a unos pocos dentro del horizonte de eventos visible, lo que haría altamente improbable su observación. Si por el contrario se observara un flujo de monopolos apreciable, las ideas actuales acerca del origen del universo deberían ser revisadas.

Finalmente, utilizamos los datos de deflexión de solar de la luz para acotar el número que podría existir en el Sol de cierta clase de monopolos

(los *monopolos globales*) recientemente propuesta por Vilenkin [6]. Con esta cota, se puede inferir una cota sobre el flujo de los mismos en el universo.

El plan de este trabajo de tesis es el siguiente:

- En el Capítulo 2 se introducen una serie de conceptos relevantes acerca del PE, junto con el formalismo Parametrizado Post-Newtoniano, en una versión adecuada para su uso posterior.
- En el Capítulo 3 se trata la verificación del PE para las interacciones no gravitatorias. Primero se resumen los resultados de los experimentos paradigmáticos realizados. La sección 3.2 está dedicada a la discusión de los experimentos tipo Eötvös en relación con la verificación de la ley de Newton: en la sección 3.2.1 se discuten brevemente los fundamentos teóricos de ese tipo de investigaciones; la sección 3.2.2 está dedicada al análisis del experimento de Thieberger en relación con un efecto de anomalía gravitacional que puede enmascarar sus resultados, y la sección 3.2.3 se propone un nuevo arreglo experimental, al que hemos denominado *dinamómetro diferencial*.
- El Capítulo 4 está dedicado íntegramente a la formulación y discusión del *Modelo Estándar Gravitatoriamente Modificado*.
- El Capítulo 5 se refiere a la verificación del PE para las interacciones gravitatorias. En la sección 5.2 se reanalizan los experimentos de deflexión solar de la luz. En la sección 5.3 se utilizan esos datos para acotar posibles desviaciones a la ley de Newton de la gravitación, mientras que en la sección 5.4 se hace lo propio en relación al número de monopolos globales en el Sol.
- Finalmente, en el Capítulo 6 se resumen y discuten los resultados obtenidos.

Capítulo 2

El Principio de Equivalencia.

2.1 Los Principios de Equivalencia.

Bajo el nombre de Principio de Equivalencia (PE) suele agruparse genéricamente y con estatus de ley física cierta variedad de observaciones acerca del comportamiento de la materia en presencia de gravedad y/o movimientos acelerados. Los fundamentos teóricos y fenomenológicos sobre los que se asienta el PE están íntimamente ligados a las bases de las distintas teorías de la gravitación. Para comprender en profundidad esta relación y el alcance y validez de sus resultados, debemos establecer de manera precisa el contenido de las distintas variantes del PE.

Durante el renacimiento italiano, Galileo sentó las bases del método experimental científico, y fué él precisamente quien estudió experimentalmente el movimiento y la caída de los cuerpos, llegando a contradicciones con el pensamiento Aristotélico que había imperado por mas de veinte siglos. Posteriormente, los trabajos de Newton significaron otro importante hito en la comprensión de la gravedad al establecer la formulación teórica adecuada (al menos en su época) para estudiarla. Tanto Newton como Galileo pusieron de relieve por primera vez el concepto de masa como parámetro ligado a la *cantidad* y no a la *calidad* de materia, y la importancia de la equivalencia entre la masa inercial y la masa gravitatoria.

Otro aspecto esencial en la génesis del PE al que quiero referirme aquí fué puesto de manifiesto por Einstein al notar la completa equivalencia, desde un punto de vista local y dinámico, entre un campo de fuerzas de

origen gravitatorio y las fuerzas inerciales originadas en un movimiento acelerado. Esta equivalencia fue el punto de partida de su teoría de la Relatividad General (RG).

Hoy, el PE puede ser expresado de manera mas precisa resaltando uno u otro de los aspectos que involucra. Un componente esencial de todas las versiones del PE es la Universalidad de la Caída Libre, al que nos referiremos como Principio de Equivalencia Débil (PED), que expresa el hecho experimental de que *todos los cuerpos caen con la misma aceleración, independientemente de su masa o estructura interna*. Dado que la noción de movimiento es indivisible de la de sistema de referencia, adoptaremos la siguiente formulación del PED: *La línea de universo de un cuerpo de prueba en caída libre es independiente de su composición y estructura interna* [49,109,125,123].

El PED solo nos dice que un cuerpo de prueba dejado caer libremente desde un punto dado del espacio-tiempo recorrerá la misma trayectoria que cualquier otro cuerpo de prueba dejado caer desde *el mismo* punto del espacio-tiempo. Para completar la definición del PE debemos especificar entonces como comparar experimentos realizados en puntos diferentes del espacio-tiempo. Esto puede ser hecho en forma consistente con la idea que subyace en los principios de relatividad galileana y relatividad especial acerca de la completa equivalencia entre distintos marcos de referencia para describir un mismo fenómeno físico si:

- i) es válido el PED,
- ii) el resultado de cualquier experimento de prueba local es independiente del punto del espacio-tiempo en el universo donde se realiza y
- iii) el resultado de cualquier experimento de prueba local es independiente de la velocidad del arreglo experimental en caída libre.

Por experimento de prueba local se entiende un experimento llevado a cabo en un laboratorio aislado y lo suficientemente pequeño como para ignorar en su interior las inhomogeneidades del campo gravitatorio externo.

La naturaleza del experimento de prueba local establece una categorización del PE así enunciado. Si las fuerzas gravitacionales pueden ser despreciadas en dicho experimento, hablaremos del Principio de Equivalencia de Einstein (PEE), mientras que si el experimento de prueba local es de

índole esencialmente gravitatoria, hablaremos del Principio de Equivalencia Fuerte (PEF).

Es sencillo mostrar que aquellas teorías de la gravitación que satisfacen el PEE son teorías en las cuales la gravitación es un fenómeno geométrico, las llamadas teorías métricas. En ellas, el espacio-tiempo es una variedad cuadridimensional con una métrica g , las líneas de universo de los cuerpos de prueba son geodésicas de esa métrica y en los sistemas de referencia en caída libre las leyes no gravitacionales de la física son las de la relatividad especial [125].

Así, en lo que respecta al PE, las teorías de la gravitación quedan naturalmente divididas en dos clases: las teorías métricas, aquellas que lo satisfacen; y las no-métricas, aquellas que no lo satisfacen. La Relatividad General es sólo una de las posibles teorías métricas. En lo que distintas teorías métricas pueden diferir es en la manera en que la materia se acopla a la métrica y genera el campo gravitatorio.

2.2 La Conjetura de Schiff

Leonard Schiff [92,109,63] ha argumentado que el PEE y el PED no son del todo independientes; que si es válido el PED entonces se cumple el PEE, con lo que de cumplirse el PED el único tipo de teorías de la gravitación serían las teorías métricas. Este argumento se conoce como la *Conjetura de Schiff*, y para poder "probarla" es preciso estudiar las violaciones al PE¹. Violaciones del punto ii) de la sección 2.1, página 14 (Dónde y Cuándo en el universo se realiza el experimento de prueba local) señalan efectos de lugar preferencial, o violaciones a la Invariancia Posicional de Lorentz (IPL). Violaciones del tipo iii) (A qué velocidad se mueve el aparato) son efectos de marco preferencial, o violaciones a la Invariancia Local de Lorentz (ILL). En el espíritu de toda prueba de la Conjetura de Schiff está el mostrar que violaciones a la IPL o ILL implican violaciones al PED.

Los investigadores han establecido una serie de criterios fundamentales de viabilidad que toda teoría de la gravitación debe satisfacer para poder

¹Por supuesto que una prueba rigurosa de la Conjetura de Schiff es imposible, ya que eso implica disponer de la Teoría de Todo correcta, y probarla a partir de ella. Lo que sí es posible es refinar los argumentos de plausibilidad de dicha conjetura.

ser considerada una alternativa válida para explicar los fenómenos gravitatorios. La teoría debe ser:

- i) Completa.
- ii) Autoconsistente.
- iii) Compatible con la relatividad especial.
- iv) Compatible con la gravitación Newtoniana.

Los primeros dos criterios son de índole lógica, mientras que los otros dos están basados en hechos observacionales acerca de los límites naturales que este tipo de teorías debe contener. Que la teoría sea completa y autoconsistente significa que debe ser capaz de analizar desde "primeros principios" el resultado de cualquier experimento relevante y dar además predicciones únicas a través de métodos distintos aunque equivalentes. Debe ser compatible con la relatividad especial cuando los efectos gravitacionales puedan ser despreciados, ya que la física de partículas y experimentos tipo Michelson proveen una amplia base experimental en el sentido de ser las distintas teorías de campos relativistas de Lorentz las que mejor explican esos datos. Y finalmente, debe concordar con la gravedad Newtoniana cuando el campo gravitatorio es débil y las velocidades bajas, ya que es la teoría que explica adecuadamente una gran cantidad de observaciones experimentales, desde distancias del orden de los cm. a distancias astronómicas.

No existe una teoría efectiva de la gravitación que contenga al mismo tiempo a las teorías de campos de relatividad especial y la gravitación Newtoniana como sus límites, y sea adecuada para parametrizar posibles efectos violatorios al PE. Esto es así esencialmente por la disparidad en la intensidad de las interacciones gravitatorias frente a las otras fuerzas fundamentales a las escalas de energía actualmente observables; por lo que se precisa de "grandes" distancias y cantidades de materia para poner de manifiesto sus efectos, relegando de esta manera el rol de las interacciones entre partículas elementales a meros partícipes del promedio macroscópico. Se han desarrollado, en cambio, una serie de formalismos adecuados para parametrizar ya sea violaciones al PEE o al PEF. Ellos son el formalismo $TH\epsilon\mu$ y el formalismo Parametrizado Post Newtoniano (PPN), de los que nos ocuparemos en breve. Es posible, además, mostrar de manera simple y

elegante las distintas conexiones entre efectos violatorios al PEE, a la IPL y a la ILL a través de argumentos de conservación de la energía.

Si nos restringimos a teorías de la gravitación que tengan una ley de conservación de la energía para sistemas de prueba de índole no gravitacional en un dado campo gravitatorio externo, y el movimiento del sistema es lo suficientemente lento, sus leyes de movimiento pueden ser escritas en forma cuasi-Newtoniana. Así, la energía conservada tendrá la forma general:

$$E = M_{RC}^2 - M_R U(\mathbf{X}) + \frac{1}{2} M_R V^2 + \mathcal{O}(M_R U^2, M_R V^4, M_R UV^2) \quad (2.1)$$

donde \mathbf{X} son las coordenadas cuasi-Newtonianas del centro de masa del cuerpo cuya masa en reposo es M_R , U es el campo gravitatorio externo y \mathbf{V} es una velocidad respecto de algún marco preferencial: el marco en reposo del universo, si consideramos problemas cosmológicos, o el marco en reposo del campo externo U , en general. Si la energía de ligadura E_L depende de la posición y la velocidad del cuerpo (es decir, introducimos *ad hoc* la posibilidad de efectos violatorios a la IPL y ILL) entonces experimentos de prueba locales no gravitacionales pueden detectar esa dependencia, mas precisamente, diferencias en la energía de ligadura respecto de una referencia arbitraria [49]. En ese caso, la energía en reposo M_{RC}^2 es:

$$M_{RC}^2 = M_0 c^2 - E_L(\mathbf{X}, \mathbf{V})$$

donde M_0 es la suma de las masas en reposo de los constituyentes elementales del cuerpo compuesto. Resulta natural desarrollar E_L en potencias de U y V^2 . Por lo tanto:

$$E_L(\mathbf{X}, \mathbf{V}) = E_L^0 + \delta m_P^{ij} U^{ij}(\mathbf{X}) - \frac{1}{2} \delta m_I^{ij} V^i V^j + \mathcal{O}(E_L^0 U^2, \dots)$$

donde:

$$U^{ij}(\mathbf{X}) = \int \frac{\rho(\mathbf{x}, t) (X - x)^i (X - x)^j}{|\mathbf{X} - \mathbf{x}|^3} d^3 x.$$

Las cantidades δm_P^{ij} y δm_I^{ij} son los llamados tensores de masa anómalos pasivo e inercial, respectivamente. Dependen, por supuesto, de la composición y estructura interna del cuerpo compuesto, y su orden de magnitud es ηE_L^0 , con η un parámetro adimensional que mide la intensidad de

los efectos violatorios del PEE. La energía conservada es, entonces:

$$E = (M_0 c^2 - E_L^0) - [(M_0 - E_L^0 c^{-2}) \delta^{ij} + \delta m_P^{ij}] U^{ij} + \frac{1}{2} [(M_0 - E_L^0 c^{-2}) \delta^{ij} + \delta m_I^{ij}] V^i V^j + \mathcal{O}(M_0 U^2, \dots) \quad (2.2)$$

Haciendo uso de un experimento imaginario cíclico es posible mostrar que la aparición de las cantidades δm_P^{ij} y δm_I^{ij} traen aparejado violaciones al PED. Sean n partículas (elementales) de masa m_0 en reposo en $\mathbf{X} = \mathbf{h}$. La energía conservada es entonces $nm_0 c^2 [1 - U(\mathbf{h})/c^2]$. Con esas partículas formamos un cuerpo compuesto y almacenamos la energía de ligadura $E_L(\mathbf{h}, 0)$ en forma de partículas libres de masa m_0 en una "caja" sin masa. La energía del cuerpo compuesto es $[nm_0 c^2 - E_L(\mathbf{h}, 0)][1 - U(\mathbf{h})/c^2]$, y la energía almacenada en la caja es $E_L(\mathbf{h}, 0)[1 - U(\mathbf{h})/c^2]$. Dejamos caer ahora el cuerpo compuesto y la caja hasta $\mathbf{X} = 0$. El cuerpo compuesto caerá con una aceleración \mathbf{A} que puede ser diferente de la aceleración $\mathbf{g} = \nabla U$ con la que caen las partículas libres, $\mathbf{A} = \mathbf{g} + \delta \mathbf{A}$. En $\mathbf{X} = 0$ llevamos los cuerpos al reposo y guardamos las energías ganadas,

$$-[nm_0 - E_L(0, \mathbf{V})/c^2] \mathbf{A} \cdot \mathbf{h} - \delta m_I^{ij} g^i h^j - E_L(\mathbf{h}, 0) \mathbf{g} \cdot \mathbf{h}/c^2$$

en la caja ($\mathbf{g}, \mathbf{h}, \mathbf{V}$ son paralelos). La energía contenida en la caja, a orden consistente con (2.1) y (2.2), es ahora:

$$E_L(\mathbf{h}, 0)[1 - U(\mathbf{h})/c^2] - E_L^0 \mathbf{g} \cdot \mathbf{h}/c^2 - (nm_0 - E_L^0/c^2) \mathbf{A} \cdot \mathbf{h} - \delta m_I^{ij} g^i h^j$$

De la caja extraemos ahora la cantidad de energía $E_L(0, 0)[1 - U(0)/c^2]$ necesaria para desarmar el cuerpo compuesto en sus constituyentes, y la cantidad de energía $-nm_0 \mathbf{g} \cdot \mathbf{h}$ que entregamos a las partículas como energía cinética para volver a $\mathbf{X} = \mathbf{h}$ y cerrar el ciclo. Si la energía se conserva la caja debe estar vacía, lo que implica:

$$E_L(\mathbf{h}, 0) - E_L(0, 0) - (nm_0 - E_L^0/c^2) \delta \mathbf{A} \cdot \mathbf{h} - \delta m_I^{ij} g^i h^j = 0$$

De esta expresión obtenemos la aceleración anómala $\delta \mathbf{A}$

$$\delta A^k = (\delta m_P^{ij}/M_R) \partial_k U^{ij} - (\delta m_I^{kj}/M_R) g^j$$

donde hemos usado

$$\begin{aligned}\delta m_P^{ij} \nabla U^{ij} \cdot \mathbf{h} &= E_L(\mathbf{h}, 0) - E_L(0, 0) \\ M_R &= nm_0 - E_L^0/c^2\end{aligned}$$

Por lo tanto, violaciones a la IPL o la ILL que aparecieron a través de la dependencia de la energía de ligadura del cuerpo compuesto con la posición y velocidad de éste implican violaciones al PED, ya que su aceleración no es la misma que sus constituyentes elementales.

Es también sencillo ver a qué tipo de efectos violatorios están ligados los tensores de masa anómalos inercial y pasivo. Dos sistemas en reposo en un campo gravitacional hacen transiciones cuánticas entre dos niveles de energía y emiten cuantos de frecuencia $\nu = \Delta E/h$. El cociente de las frecuencias está dado por (cf. ecuación (2.2)):

$$\frac{\nu_1}{\nu_2} = \frac{(\Delta E_L^0)_1}{(\Delta E_L^0)_2} \left\{ 1 + \left[\frac{\Delta(\delta m_P^{ij})_1 c^2}{(\Delta E_L^0)_1} - \frac{\Delta(\delta m_P^{ij})_2 c^2}{(\Delta E_L^0)_2} \right] \frac{U^{ij}}{c^2} \right\}$$

Por lo tanto, los tensores de masa anómalos δm_P^{ij} producen violaciones a la IPL en un experimento nulo de corrimiento al rojo. (La cantidad medida en un experimento de corrimiento al rojo es el cambio fraccional de frecuencia

$$Z = \frac{\nu_{\text{rec}} - \nu_{\text{emit}}}{\nu_{\text{rec}}}$$

Veremos mas adelante en qué consiste un experimento nulo de corrimiento al rojo.)

Si los sistemas están ahora lejos de la materia que origina el campo gravitatorio pero se mueven respecto del marco en reposo del universo con una velocidad \mathbf{V} , el cociente de frecuencias es:

$$\frac{\nu_1}{\nu_2} = \frac{(\Delta E_L^0)_1}{(\Delta E_L^0)_2} \left\{ 1 - \frac{1}{2} \left[\frac{\Delta(\delta m_I^{ij})_1 c^2}{(\Delta E_L^0)_1} - \frac{\Delta(\delta m_I^{ij})_2 c^2}{(\Delta E_L^0)_2} \right] \frac{V^i V^j}{c^2} \right\}$$

De este modo, los tensores de masa anómalos δm_P^{ij} producen también violaciones a la ILL en un experimento de corrimiento de niveles Zeeman de estados nucleares con diferentes números cuánticos azimutales en un campo magnético externo (experiencia de Hughes-Drever [55,30]. También nos referiremos a ella mas adelante).

2.3 Las teorías métricas de la gravitación y el PEF.

En toda teoría métrica de la gravitación, la materia y los campos no-gravitacionales interactúan con la gravedad solamente a través de la métrica g . Puede haber otros campos gravitacionales además de la métrica, según las teorías. Estos campos tienen el rol de modificar la manera en la que la materia se acopla con la métrica y produce campos gravitacionales. Lo que diferencia entonces una teoría métrica de otra es la variedad y tipo de campos gravitacionales que éstas contienen y sus ecuaciones de movimiento. Esto establece otra categorización de las teorías métricas de la gravitación:

puramente dinámicas en las que la estructura y evolución de los campos gravitacionales está determinado por ecuaciones diferenciales acopladas. Así, cada campo está acoplado a la evolución de al menos otro de los campos presentes en la teoría. La teoría de la Relatividad General pertenece a este tipo de teorías.

geométricas *a priori* en las que existen algunos elementos (campos o ecuaciones) cuya estructura y evolución está dado *a priori* independientemente del comportamiento de otros campos de la teoría. Estos "elementos absolutos" pueden incluir métricas de fondo planas, coordenadas de tiempo cósmicas o absolutas, o relaciones algebraicas entre campos dinámicos. (Un campo puede ser un "elemento absoluto" aún si su evolución está determinada por una ecuación de movimiento, si ésta no contiene otros campos dinámicos).

En un experimento de prueba local de índole gravitacional, la evolución del campo gravitacional local se verá influenciada por el comportamiento de la métrica en la que está inmerso el sistema local, ya que en una teoría métrica, como vimos, la métrica $g_{\mu\nu}$ está acoplada a los otros campos de la teoría. De este modo, el resultado de los experimentos gravitacionales locales puede depender de la posición y velocidad del marco de referencia local respecto de los marcos asociados a los campos auxiliares, aún si el sistema de referencia local es asintóticamente Minkowskiano (los campos gravitacionales locales estarán acoplados a los valores asintóticos de otros campos presentes en la teoría).

2.3. LAS TEORÍAS MÉTRICAS DE LA GRAVITACIÓN Y EL PEF.21

Debemos modificar ligeramente nuestras definiciones de la página 14, para el PEF, como sigue:

- i) es válido el PED, tanto para cuerpos de prueba con interacciones de naturaleza no gravitacional como para cuerpos de prueba autogravitantes (Principio de Equivalencia Débil Gravitatorio -PEDG-).
- ii) el resultado de cualquier experimento de prueba local es independiente del punto del espacio-tiempo en el universo donde se realiza y
- iii) el resultado de cualquier experimento de prueba local es independiente de la velocidad del arreglo experimental en caída libre.

Un argumento paralelo a la Conjetura de Schiff en el sentido de que "toda teoría que cumple el PEDG cumple el PEF" puede también formularse y su análisis sigue estrechamente el formalismo de los tensores de masa anómalos ya vistos en la sección anterior (cf. por ejemplo [49]).

Las distintas formas de acoplamientos posibles entre campos gravitacionales sugieren [126] que si es válido el PEF entonces sólo debe existir un único campo gravitacional en el universo, la métrica g . A pesar de la imposibilidad de dar una prueba rigurosa de este argumento al presente por los motivos que comentáramos en la nota al pie de la página 15, es la justificación de la existencia de varias "deducciones" de la Relatividad General. Desde un punto de vista de teoría de campos, puede asociarse a la gravitación un campo dinámico tensorial de segundo rango que intercambia mediadores no masivos de espín 2, y haciendo suposiciones muy razonables en teoría de campos como la invariancia Lorentz de la matriz S o que la teoría pueda obtenerse de una acción, es posible generar las ecuaciones clásicas de Einstein de la Relatividad General [122,28]. Es posible obtenerlas también *a la Landau* haciendo hincapié en la consistencia lógica de la teoría construyendo la ecuación de campo más general posible para g que involucre tensores obtenidos a partir de g con derivadas no superiores a las segundas, etc. (cf. referencia [72], box 17.2).

Lo que es posible observar es que toda teoría distinta de la Relatividad General, ya sea ésta puramente dinámica o geométrica *a priori* introduce campos gravitacionales auxiliares, introduciendo también cierto grado de violaciones al PEF. La única teoría que parece cumplir exactamente el PEF hasta el presente es la Relatividad General, lo que da un cierto grado

de plausibilidad a la conjetura de que el cumplimiento del PEF implica a la RG como única teoría de la gravitación.

2.4 El formalismo PPN

Nordtvedt y Will [126] han desarrollado el formalismo PPN como un medio para estudiar la dinámica de sistemas gravitatorios relativistas en el límite de campos débiles y bajas velocidades, dentro de las teorías métricas de la gravitación. En estas teorías la gravedad interactúa con la materia solamente a través del tensor métrico $g_{\mu\nu}$. Ya que el límite no relativista del Lagrangeano de una partícula en un campo gravitatorio U debe ser $L = -mc^2 + \frac{mv^2}{2} - mU$ [61], el límite Newtoniano del tensor métrico es:

$$g_{00} = 1 - 2U/c^2, \quad g_{ik} = \delta_{ik}, \quad g_{0k} = 0. \quad (2.3)$$

Para partículas típicas moviéndose en este campo U , se cumple el teorema virial, $U/c^2 \sim v^2/c^2 \ll 1$. Por lo tanto, el límite Newtoniano (2.3) es el primer orden en un desarrollo de $g_{\mu\nu}$ en potencias de U/c^2 y v^2/c^2 . El formalismo PPN parametriza este desarrollo al orden siguiente (post-Newtoniano) para la teoría métrica mas general que pueda pensarse, quedando cada teoría especificada por el valor de esos parámetros (llamados parámetros PPN). En su versión actual, el formalismo PPN contiene 10 parámetros, y puede ser consultado en [125,123]. Para el alcance de este trabajo, nos bastará considerar una versión reducida del mismo con 5 parámetros, que contiene a las llamadas teorías "semi-conservativas" de la gravitación en las cuales existe una ley de conservación para la energía.

La métrica $g_{\mu\nu}$ para un sistema de partículas autogravitantes expresada en un sistema de coordenadas local cuasi-Cartesiano en reposo respecto del marco de referencia en reposo del universo, en el calibre² de coordenadas en el que la parte espacial g_{ik} de la métrica es diagonal e isótropa (calibre post-Newtoniano estándar), es [116]:

$$g_{00} = 1 - 2 \sum_a \frac{Gm_a}{c^2 r_a} - 2\beta \left(\sum_a \frac{Gm_a}{c^2 r_a} \right)^2 - 2(1 - 2\beta + \xi) \sum_a \sum_{b \neq a} \frac{Gm_a m_b}{c^4 r_a r_b}$$

²El término *calibre* es una traducción del vocablo *gauge*, palabra que a juicio de muchos investigadores de habla hispana no representa cabalmente el significado de su equivalente extranjera.

$$\begin{aligned}
& + (2\gamma + 1 - 2\xi) \sum_a \frac{Gm_a v_a^2}{c^4 r_a} + 2\xi \sum_a \frac{Gm_a (\mathbf{r}_a \cdot \mathbf{v}_a)^2}{c^4 r_a^3} \\
& - 2\xi \sum_a \sum_{b \neq a} \frac{Gm_a m_b}{c^4 r_a^3} \left(\frac{\mathbf{r}_{ab} \cdot \mathbf{r}_a}{r_b} - \frac{\mathbf{r}_a \cdot \mathbf{r}_b}{r_{ab}} \right) \quad (2.4) \\
g_{0k} = & \frac{1}{2} (4\gamma + 3 + \alpha_1 - \alpha_2 - 2\xi) \sum_a \frac{Gm_a v_a^k}{c^3 r_a} \\
& + \frac{1}{2} (1 + \alpha_2 + 2\xi) \sum_a \frac{Gm_a (\mathbf{r}_a \cdot \mathbf{v}_a) r_a^k}{c^3 r_a^3} \\
g_{kj} = & - \left(1 + 2\gamma \sum_a \frac{Gm_a}{c^2 r_a} \right) \delta_{ik}
\end{aligned}$$

donde $\mathbf{r}_a = \mathbf{x} - \mathbf{x}_a$, $\mathbf{r}_{ab} = \mathbf{x}_a - \mathbf{x}_b$, $r_a = |\mathbf{x}_a|$.

De esta expresión de $g_{\mu\nu}$ es posible escribir un Lagrangeano para el formalismo PPN. El mismo se obtiene de escribir el límite de la acción para una partícula en el campo gravitatorio de las demás a orden PPN con esta métrica y de ésta la acción para todas las partículas, simétrica en todas ellas. El resultado es [49,125,116]:

$$\begin{aligned}
L = & \sum_a m_a c^2 + \frac{1}{2} \left(\sum_a m_a v_a^2 \right) \left[1 + (2\gamma + 1) \sum_{b \neq a} \frac{Gm_b}{c^2 r_{ab}} + v_a^2/c^2 \right] \\
& + \frac{1}{2} \sum_a \sum_{b \neq a} \frac{Gm_a m_b}{r_{ab}} \left[1 + (1 - 2\beta) \sum_{c \neq a} \frac{Gm_c}{c^2 r_{ac}} \right] \\
& - \frac{1}{4} (4\gamma + 3 + \alpha_1 - \alpha_2) \sum_a \sum_{b \neq a} \frac{Gm_a m_b (\mathbf{v}_a \cdot \mathbf{v}_b)}{c^2 r_{ab}} \\
& - \frac{1}{4} (1 + \alpha_2) \sum_a \sum_{b \neq a} \frac{Gm_a m_b}{c^2 r_{ab}^3} (\mathbf{r}_a \cdot \mathbf{v}_a) (\mathbf{r}_b \cdot \mathbf{v}_b) \\
& - \frac{1}{2} \xi \sum_a \sum_{b \neq a} \sum_{c \neq a,b} \frac{Gm_a m_b m_c}{c^2 r_{ab}^3} \left[\frac{(\mathbf{r}_{bc} \cdot \mathbf{r}_{ab})}{r_{ac}} - \frac{(\mathbf{r}_{ab} \cdot \mathbf{r}_{ac})}{r_{bc}} \right] \quad (2.5)
\end{aligned}$$

Para entender el significado de cada parámetro PPN, se pueden hacer transformaciones post-Galileanas (o sea, transformaciones de Lorentz a orden v^2/c^2) sobre este Lagrangeano y estudiar las leyes de conservación. Esto no será hecho aquí, y puede consultarse la referencia [125], por ejemplo. Lo que es importante resaltar es el hecho de que el Lagrangeano pasa a

dependen de la velocidad del sistema de coordenadas respecto del marco de referencia en reposo del universo, señalando violaciones a ILL. Es posible así relacionar los parámetros PPN con distintos tipos de efectos violatorios a ILL e IPL, y a otras características de las distintas teorías parametrizadas (ver Tabla 2.1).

Tabla 2.1: Significado de los parámetros PPN.

Parámetro PPN	Valor en RG	Significado
γ	1	Cantidad de curvatura producida por una masa unitaria.
β	1	Cuánta alinealidad hay en las ecuaciones de campo gravitatorio.
ξ	0	¿Hay efectos de lugar preferencial? (IPL).
α_1, α_2	0, 0	¿Hay efectos de marco preferencial? (ILL).

Capítulo 3

Pruebas experimentales del PEE y la 5^{ta} Fuerza.

3.1 Los experimentos paradigmáticos.

Como se adelantó en la sección 2.1, si los experimentos de prueba local son de naturaleza no gravitatoria, uno está comprobando la validez del PEE. Mas aún, para cada tipo de efecto violatorio (PED, ILL, IPL) es posible realizar experimentos mas o menos específicos. Así, el PED es comprobado con experimentos de tipo Eötvös; la IPL es comprobada con experimentos de tipo corrimiento al rojo gravitacional y estudiando la constancia de las constantes físicas; y la ILL es comprobada mediante experimentos de tipo Hughes - Drever. Es de hacer notar que al igual que los distintos componentes teóricos del PEE, este tipo de experimentos no son completamente independientes entre sí, ya que la Tierra, y los laboratorios instalados en ella, están "sumergidos" en un campo gravitatorio y no se encuentran totalmente en caída libre (no son sistemas locales totalmente inerciales). Sin embargo, se puede resaltar en uno u otro experimento distintos aspectos que se intenta comprobar mediante una adecuada elección del arreglo experimental.

3.1.1 Pruebas experimentales del PED.

Las pruebas experimentales del PED se basan en la comparación de la aceleración en un campo gravitatorio externo de cuerpos de prueba de com-

posición diferente. Desde aquellos experimentos que dieron lugar a la mítica imagen de Galileo arrojando esferas de distintos materiales desde la Torre de Piza, muchos experimentos de este tipo han sido llevados a cabo; pero los del barón Roland von Eötvös [35] pueden considerarse pioneros de los experimentos de altísima precisión realizados por Roll, Krotkov y Dicke [89] y por Braginski y Panov [13]. En ellos, dos cuerpos de composición diferente son suspendidos en los brazos de una balanza de torsión. El aparato, que está inmerso en un campo gravitacional es rotado alrededor de una cierta dirección y se busca encontrar variaciones en el torque moduladas con esa frecuencia de rotación. En los experimentos de Eötvös, la rotación era producida por el mismo barón, y el arreglo experimental utilizaba el campo gravitatorio terrestre como campo externo (notemos que la dirección de g no coincide en general con la dirección de la vertical local a causa de la aceleración centrípeta terrestre). En los experimentos de Dicke y Braginski, el campo externo era el del Sol, y la rotación la proveía la Tierra.

La idea general de estos experimentos que podríamos denominar macroscópicos, ya que utilizan cuerpos de prueba que no son partículas elementales, es la de acotar las aceleraciones anómalas de los distintos cuerpos en su caída al campo gravitacional. Estas aceleraciones anómalas, como se vió en la sección 2.2, están relacionadas con las distintas formas de energía que componen el cuerpo y se traducen en diferentes comportamientos de los cuerpos de los cuerpos de prueba compuestos cuando uno compara los aspectos inerciales y gravitacionales de su dinámica. Dicho de otra manera, se está comprobando la posibilidad de que la masa inercial de un cuerpo sea diferente de su masa gravitacional pasiva. Es posible escribir, entonces

$$m_P = m_I + \sum_{\substack{\text{formas} \neq \\ \text{de energía}}} \eta^E E^E / c^2 \quad (3.1)$$

donde el superíndice E enumera las distintas formas de energía interna que forman el cuerpo, y η^E son parámetros que miden la intensidad de las violaciones al PED para cada forma de energía. Los límites puestos sobre un parámetro η global por los experimentos de Dicke y Braginski son:

$$|\eta| < \begin{cases} 1 \times 10^{-11} & (\text{Ref.}[89]) \\ 1 \times 10^{-12} & (\text{Ref.}[13]) \end{cases}$$

Los experimentos realizados y/o propuestos para la verificación del PED con partículas elementales no han sido concluyentes hasta el presente [123], con la excepción de experimentos de caída libre de neutrones [37,59]. Por otra parte, no se contaba con un marco teórico adecuado para interpretar experimentos microscópicos con partículas elementales dentro del contexto de la verificación del PED.

3.1.2 Pruebas experimentales de la IPL.

Los principales experimentos para la verificación de la Invariancia Posicional de Lorentz son los experimentos de corrimiento al rojo gravitacional, que comprueban la existencia de una dependencia espacial en los resultados de experimentos locales; y la constancia de las constantes físicas, que comprueban una dependencia temporal en los mismos.

Los experimentos de corrimiento al rojo gravitacional pueden ser de dos clases: experimentos absolutos, en los que se compara el corrimiento al rojo medido con la predicción teórica, y experimentos de nulidad, en los que se comparan dos "relojes"¹ buscando diferencias. La expresión para el corrimiento al rojo teniendo en cuenta posibles variaciones con la posición es

$$z = (1 + \alpha)\Delta U/c^2$$

donde α parametriza la magnitud de la violación a la IPL ($\alpha = 0$ si la IPL es válida). En un experimento absoluto, es ésta la cantidad que se acota, mientras que en uno de nulidad, es la diferencia de éstas cantidades de cada reloj.

El experimento de nulidad mas preciso realizado a la fecha es el de Vucetich y colaboradores [118], quienes encontraron

$$|\alpha_A - \alpha_B| < 3.5 \times 10^{-5}$$

para la transición γ resonante de 14.4 keV del ^{57}Fe en distintos ambientes

¹El término "reloj" es usado aquí de manera genérica para indicar un patrón local de tiempo, tal como las transiciones electrónicas en los átomos mensurables a través de la emisión de fotones. Los experimentos absolutos comparan en este sentido el "funcionamiento" de un reloj lejano con el "funcionamiento" de un reloj idéntico local, mientras que los de nulidad comparan instante a instante el funcionamiento de dos relojes distintos (que obviamente deben "indicar la misma hora").

Tabla 3.1: Variación temporal de las constantes fundamentales no gravitacionales. En la columna de la izquierda se muestran las cotas a la variación temporal \dot{c}/c de las constantes fundamentales no gravitacionales obtenidas del análisis del reactor natural de Oklo [94,93], referidas al lapso de 2×10^{10} años.

Constante de estructura fina	$\alpha = e^2/\hbar c$	$\dot{\alpha}/\alpha$	$< 10^{-7}$
Constante de interacción débil	$\beta = g_f m_p^2 c/\hbar^3$	$\dot{\beta}/\beta$	$< 2 \times 10^{-2}$
Constante de interacción fuerte	g_s^2	$(\dot{g}_s^2)/g_s^2$	$< 8 \times 10^{-9}$

cristalinos, utilizando la rotación de la Tierra alrededor del Sol como fuente de variación del potencial gravitatorio.

El experimento absoluto mas preciso es el de Vessot, Levine y colaboradores [112,113], quienes encontraron

$$\alpha < 2 \times 10^{-4}$$

comparando dos maser de hidrógeno, uno de ellos en un cohete.

Por otra parte, el estudio experimental de la posible variación de las constantes no gravitacionales provee cotas a las violaciones a la IPL en el tiempo. Numerosa cantidad de determinaciones se ha llevado a cabo, comparando líneas espectrales de galaxias distantes y otras fuentes diversas, pero la fuente de datos mas importante en este sentido ha sido el descubrimiento de un "reactor natural" de fusión que funcionó en Gabón, Africa, hace unos dos mil millones de años [66]. A partir del análisis de abundancias relativas de ciertos isótopos, es posible acotar la variación temporal de las constantes de estructura fina, de interacción débil y de interacción fuerte [94,93]. Los límites puestos en sus variaciones se muestran en la Tabla 3.1 (ver también referencias [125,123,31]).

3.1.3 Pruebas experimentales de la ILL.

Todo experimento que sea una verificación de la relatividad especial es también una verificación de la ILL, ya que la Tierra, y sus laboratorios

se encuentran en una caída libre casi completa en el campo gravitacional externo que provee el resto del universo. Sin embargo, es difícil emplear los resultados de experimentos a altas energías con partículas elementales, ya que no son experimentos en los que resulte sencillo separar las contribuciones gravitacionales del resto de las complicadas interacciones débiles y fuertes que tienen lugar en ellos. Will cita en [125] como ejemplo, el siguiente:

...se encontró que la no conservación de cuadri-impulso en el decaimiento beta no se debía a una violación de ILL sino a la emisión de una partícula desconocida hasta ese entonces, el neutrino.

A pesar de esto, Hughes [55] y Drever [30] han realizado un experimento de altísima precisión que investiga la ILL. Se trata de la análisis de la separación en cuatro niveles del estado fundamental $J = \frac{3}{2}$ del núcleo de ${}^7\text{Li}$ en presencia de un campo magnético externo. Una perturbación externa con una dirección preferencial y una componente cuadrupolar asociada rompe el equiespaciado de estos niveles, ya que se trata de un singulete. Usando técnicas de Resonancia Magnética Nuclear, se pueden acotar los tensores de masa anómalos para la masa inercial del ${}^7\text{Li}$, obteniéndose

$$|\delta m_I^{ij} c^2| < 1.7 \times 10^{-16} eV$$

3.2 Las balanzas de Eötvös y la 5^{ta}. Fuerza.

3.2.1 La “necesidad” de una gravitación no Newtoniana.

Los experimentos que comprueban la validez del PED nombrados en la sección 3.1.1 comprueban la naturaleza de la gravitación a distancias planetarias o mayores. Ese tipo de experimentos, que son experimentos tipo Eötvös, suponen implícitamente la validez de la gravitación Newtoniana a esos rangos de distancia, por lo que podría decirse que también la comprueban. Es un punto fundamental en el diseño de estos experimentos el hecho de ser experimentos de tipo diferencial, en los que se comparan dos cuerpos diferentes buscando *diferencias* en su comportamiento frente a la

gravitación. Dado que esas diferencias no se producen si los dos cuerpos son idénticos, el origen de las mismas es precisamente la naturaleza diferente de los cuerpos de prueba. Esto convierte la unión de dos sistemas que individualmente podrían utilizarse para comprobar la validez del PEF, en un poderoso instrumento para comprobar la validez del PED. Es un hecho conocido experimentalmente la gran dificultad que presenta medir magnitudes (fuerzas o distancias) en forma "absoluta" frente a medir diferencias de las mismas [12].

Recientemente ha aparecido un renovado interés en la comprobación de la validez de la gravitación Newtoniana a distintos rangos de distancia. Por un lado, la comprobación de la validez de la gravitación Newtoniana a distancias astronómicas, de lo que nos ocuparemos en el Capítulo 5; y por otro lado, mediante experimentos tipo Eötvös y similares, a distancias medias y cortas. Estos experimentos han sido motivados por un interés un tanto diferente: la posibilidad de existencia de una nueva fuerza fundamental (la llamada "quinta fuerza"). Esta nueva fuerza podría tener su origen en algunas simetrías globales del Modelo Estándar que no están "empleadas", como el número bariónico B [40,39], o una mezcla de éste y el número leptónico L [1]. Una pequeña violación en estas simetrías, que parecen cumplirse en forma exacta en la Naturaleza, daría lugar en la mayoría de las teorías de calibre alternativas del ME a la aparición de mediadores masivos que modificarían las fuerzas gravitatorias. Este tipo de propuestas están relacionadas con las extensiones de los modelos de Gran Unificación a teorías supersimétricas como una manera de construir la gravedad cuántica [91,7,45,48,79].

En algunos intentos de construir una teoría cuántica renormalizable de la gravitación se llega a la necesidad de introducir contratérminos en la acción para "cancelar" infinitos no-renormalizables que la teoría posee. Estos contratérminos resultan ser, en su límite clásico, cuadráticos o de potencias más elevadas en el tensor de Riemann, el tensor de Ricci o el escalar de curvatura, lo que introduce "términos en R^2 ", como suele llamárselos, en la acción, que a su vez modifican y complican las ecuaciones de campo clásicas para el campo gravitacional $g_{\mu\nu}$. Los términos de orden cuadrático son del tipo:

$$S_{G_{cuad}} = \frac{1}{16\pi} \int (aR^2 + bR^{\mu\nu}R_{\mu\nu} + cR^{\mu\nu\tau\rho}R_{\mu\nu\tau\rho})\sqrt{-g} d^4x. \quad (3.2)$$

Esta acción podría estar en contradicción con la conjetura de que $PEF \Rightarrow RG$, salvo que, en muchas de estas teorías las constantes a, b, c son muy pequeñas. Los efectos observables de este tipo de términos incluyen modificaciones al límite Newtoniano de la gravitación [51], posibilidad que puede ser comprobada experimentalmente.

Desde un punto de vista experimental, se buscan desviaciones a la ley de Newton en la forma del potencial fenomenológico siguiente para una masa puntual:

$$U(r) = -\frac{Gm}{r}(1 + \alpha'e^{-r/\lambda}). \quad (3.3)$$

donde α' es una constante de acoplamiento. Si se considera la posibilidad de una dependencia con la composición, podemos escribir:

$$\alpha' = \alpha \frac{q_5}{m} \frac{q'_5}{m'}, \quad (3.4)$$

con α otra constante de acoplamiento. q_5 puede ser una mezcla de los números bariónico y leptónico como se dijo mas arriba, aunque para investigar una posible dependencia composicional, solo es relevante el hecho de que el cociente q_5/m puede ser diferente de q'_5/m' .

La posibilidad de estas desviaciones ha sido investigado experimentalmente en forma extensiva (ver, por ejemplo, ref. [38] para una revisión). La profusión en la literatura reciente de trabajos sobre este tema está motivada por la aparición de un trabajo de Fishbach y colaboradores [40] en el que mediante un reanálisis del experimento de Eötvös encontraban resultados compatibles con una fuerza de alcance medio dependiente de la composición. Ese resultado fue posteriormente discutido [34,22,71,107]. Estos indicios positivos acerca de la existencia de tales desviaciones parecen concordar con resultados similares obtenidos en mediciones geofísicas de la constante G [52,105,104,33], aunque esas determinaciones también están sujetas a crítica [53,90].

Entre variadas propuestas experimentales y reportes de experimentos realizados [1,106,102,73,18,74,27,21,11,57,8], sobresale el trabajo de Thieberger [108] reportando evidencia positiva acerca de la existencia de la "quinta fuerza". El arreglo experimental empleado consistió en un acelerómetro diferencial, construido con una esfera de cobre hueca en flotación neutra en agua. El aparato fue ubicado en el borde de un acantilado para maximizar los efectos de la cola exponencial de (3.3), y la esfera se

desplazó alejándose del mismo, señalando la existencia de una fuerza diferencial sobre la esfera. El mismo aparato, colocado en un sótano donde la distribución de masa local era aproximadamente uniforme, no evidenciaba efecto alguno. Un análisis de los efectos predominantes en ese experimento [9] muestra que la interpretación de los resultados está por lo menos sujeta a duda.

Motivados por el experimento de Thieberger [108], investigamos una posible explicación del movimiento que no había sido tomada en cuenta [85], y propusimos y analizamos un nuevo arreglo experimental [87] que eliminaba parte de los efectos sistemáticos presentes en el experimento original.

3.2.2 5^{ta} Fuerza ó anomalía gravitacional ?

En el experimento de Thieberger [108], se utiliza una inhomogeneidad en la distribución de masa cercana al aparato como posible fuente para la “quinta fuerza”, es decir, como fuente para comprobar un posible comportamiento no Newtoniano de la gravitación. Una esfera hueca de cobre cuidadosamente lastrada permanece en flotación neutra en agua, en una posición de equilibrio vertical estable, debido al gradiente de densidad que la gravedad produce en el líquido. Una fuerza *diferencial* que actúe sobre la esfera (es decir una fuerza de diferente intensidad sobre masas iguales de líquido y del material de la esfera) en sentido horizontal provocará el movimiento de la esfera en ese sentido. Este arreglo experimental se supone libre de errores sistemáticos [2,75].

Despreciando efectos de orden menor, las fuerzas que actúan sobre una esfera en flotación neutra en un líquido de compresibilidad $\kappa = \partial(\ln \rho)/\partial p$ en reposo en un campo gravitacional U son la flotación y el peso. Éstas deben estar exactamente balanceadas para que la esfera se mantenga en una posición de equilibrio estable. La presión en el fluido puede escribirse

$$p = p_0 + \rho_0(U_0 - U) + \frac{1}{2}\kappa\rho_0^2(U_0 - U)^2 + \mathcal{O}(\kappa^2),$$

donde p_0 , ρ_0 , U_0 son la presión, densidad y campo gravitacional en un punto x_0 del líquido al cual se los refiere (típicamente el centro de la esfera).

La fuerza de flotación sobre una esfera de radio R es la integral de la presión p sobre su superficie. Desarrollando p alrededor del centro x_0 de la

esfera, ésta es:

$$\mathbf{F}_f = \frac{4}{3}\pi R^3 \rho_0 \left[\nabla U + \kappa \rho_0 \frac{R^2}{5} (\nabla U \cdot \nabla) \nabla U \right]_{\mathbf{x}=\mathbf{x}_0} + \mathcal{O}(\kappa^2), \quad (3.5)$$

donde se ha usado $\Delta U = 0$, ya que \mathbf{x}_0 está fuera de la masa responsable de U .

Por otro lado, la atracción gravitacional \mathbf{F}_p puede calcularse desarrollando ∇U alrededor de \mathbf{x}_0 :

$$\mathbf{F}_p = -\frac{4}{3}\pi R^3 \rho' \nabla U|_{\mathbf{x}=\mathbf{x}_0}, \quad (3.6)$$

donde

$$\rho' = \rho_e \left[1 - \left(\frac{R_i}{R} \right)^3 \right]$$

es la densidad media de una esfera hueca de densidad ρ_e y radios R y R_i , $R > R_i$.

La suma de las expresiones (3.5) y (3.6) nos da la fuerza desbalanceada, si es que ésta existe. En términos de aceleraciones, o sea dividiendo por la masa de la esfera $\frac{4}{3}\pi R^3 \rho_0$ tenemos:

$$\mathbf{a}_{nb} = [A_1 \nabla U + A_2 (\nabla U \cdot \nabla) \nabla U]_{\mathbf{x}=\mathbf{x}_0} + \mathcal{O}(\kappa^2), \quad (3.7)$$

$$A_1 = \frac{(\rho_0 - \rho')}{\rho_0},$$

$$A_2 = \kappa \rho_0 \frac{R^2}{5}.$$

Si la esfera está en equilibrio, entonces $\mathbf{a}_{nb} = 0$. Esto es ciertamente válido para un campo gravitacional homogéneo. Para un campo gravitacional sólo horizontalmente homogéneo es posible alcanzar una posición de equilibrio vertical estable, mientras que la posición horizontal permanece indeterminada. Para un campo gravitacional general, la cuestión es si es posible satisfacer simultáneamente las tres ecuaciones (3.7) $\mathbf{a}_{nb} = 0$ para una dada posición \mathbf{x}_0 ajustando el parámetro constructivo A_1 .

Para comprobar esta última posibilidad en el caso del experimento de Thieberger, evaluamos A_1 de la componente vertical de (3.7) igualada a

cero, ya que el gradiente de densidad a través del líquido se debe principalmente al campo gravitacional terrestre (de magnitud mucho mas grande que cualquier inhomogeneidad local), y la esfera se halla realmente en equilibrio.

Modelando la inhomogeneidad gravitacional (un acantilado) por una barra larga de densidad 2.5 g/cm^3 , longitud $L = 100 \text{ km.}$, ancho $B = 2 \text{ km.}$ y altura H variando entre 100 y 500 m [2,75], se calculó numéricamente la aceleración desbalanceada horizontal para varias posiciones del centro de la esfera. Los resultados mas representativos están sumarizados en la Figura 3.1. Se encontró que existe en efecto una fuerza sobre la esfera, y que ésta tiene la dirección correcta (alejándose del acantilado), pero no puede explicar los valores de la aceleración observados por Thieberger, que son unos cinco órdenes de magnitud mas grande que los producidos de esta manera.

Este efecto, por lo tanto, no es responsable del movimiento observado de la esfera, aun con inhomogeneidades mucho mas grandes. Sin embargo, el problema hidrodinámico del movimiento de la esfera en un fluido compresible en presencia de una inhomogeneidad gravitacional no es un problema sencillo de resolver (de hecho no existen soluciones analíticas para las ecuaciones de movimiento hidrodinámico, ni siquiera para una geometría relativamente sencilla como ésta [60]), por lo que una interpretación "limpia" de este tipo de experimentos se ve por ahora impedida.

3.2.3 El dinamómetro diferencial.

Para solucionar parte de los problemas relacionados con el movimiento de la esfera, propusimos la idea del dinamómetro diferencial [87]. Un cuerpo sumergido en flotación neutra cambiará su posición de equilibrio vertical si una fuerza diferencial puede ser "prendida y apagada" a voluntad. Este esquema tiene algunas características promisorias:

- i) Se eliminan de esta manera los problemas relacionados con el complejo movimiento hidrodinámico de la esfera en el fluido [9], realizando un experimento cuasi-estático.
- ii) Permite medir la componente de la "quinta fuerza" paralela a la dirección de la vertical local, al contrario de los experimentos ya realizados [2].

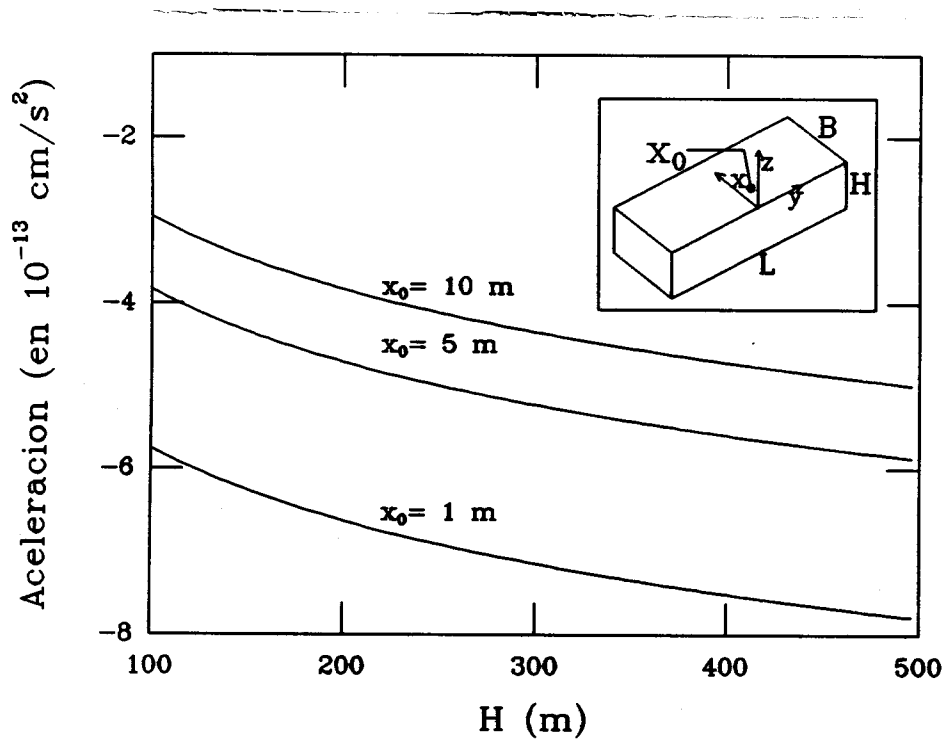


Figura 3.1: Aceleración de la esfera por fuerzas de compresibilidad desbalanceadas producidas por la inhomogeneidad gravitacional. Se muestra un gráfico de de $a_{\pi b}$ en la dirección x en función de la altura H de la inhomogeneidad gravitacional para diferentes posiciones x_0 de la esfera relativas a la barra (ver recuadro). Se supuso $y_0 = L/2$, $z_0 = 50 \text{ cm}$. La longitud L de la barra es 100 km y no se observan cambios significativos para B entre 2 y 100 km.

En una configuración esencialmente simétrica, la aparición de una fuerza diferencial F actuando verticalmente sobre un cuerpo en flotación neutra mueve su posición de equilibrio vertical una distancia

$$d = \frac{F}{g^2 \rho_0^2 V \kappa}, \quad (3.8)$$

donde V es el volumen del cuerpo, g es la aceleración de la gravedad terrestre, ρ_0 la densidad del fluido en la posición original de equilibrio del cuerpo. Con la ayuda de una fuente de inhomogeneidad gravitacional controlable, puede buscarse la correlación entre la intensidad de la fuente y los desplazamientos observados. Tal tipo de fuente podría ser realizado mediante un gran tanque cuyo contenido de líquido pueda ser variado a voluntad, pero existen otras posibilidades como la utilización de reservorios naturales como bahías con elevada amplitud de mareas u otros artificiales como diques o represas.

Si la fuente es vaciada y llenada periódicamente con frecuencia ω_f , pueden emplearse técnicas de filtrado de Fourier para anular la modulación periódica sobre los datos, mejorando significativamente la relación señal/ruido de los mismos. La frecuencia ω_f está limitada por razones tanto teóricas como prácticas. Por un lado, la imposibilidad de llenar y vaciar rápidamente un gran tanque sin perturbar el arreglo experimental; por otro lado el requerimiento de movimiento cuasi-estático del cuerpo es equivalente a decir que ω_f debe ser mucho menor que las frecuencias naturales del cuerpo en su posición de equilibrio.

Consideremos una esfera hueca de radio R sumergida en agua contenida en un recipiente, que a su vez está colocado sobre un gran tanque cilíndrico de radio L y altura a , lleno con un líquido de densidad ρ_t hasta una altura h (ver Figura 3.2). Este tanque actúa como una fuente de inhomogeneidad gravitacional cuya intensidad depende del parámetro h . Suponiendo un potencial de la forma (3.3), la componente vertical de la fuerza sobre la esfera debida al tanque puede separarse en $F = F_g + F_{ng}$ donde:

$$F_g = -2\pi G m_e \rho_t h \left[1 - \frac{a - \frac{1}{2}h}{L} - \frac{-a^3 + \frac{3}{2}a^2h - ah^2 + \frac{1}{4}h^3}{2L^3} + O(a^3/L^3) \right], \quad (3.9)$$

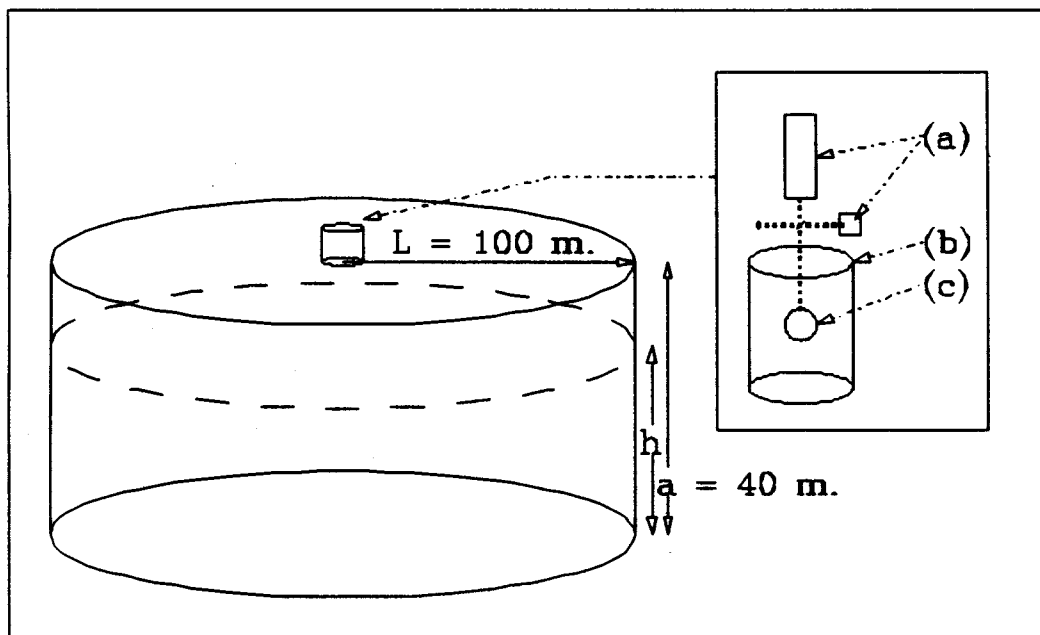


Figura 3.2: Diagrama esquemático del dinamómetro diferencial propuesto. Las referencias son las siguientes:

- (a) Monitoreo por interferometría láser de la posición vertical de la esfera.
- (b) Recipiente lleno de agua a $3.98 \text{ }^\circ\text{C}$.
- (c) Esfera hueca de cobre (u otro material).

$$\begin{aligned}
F_{ng} = & -2\pi G m_e \rho_t \lambda \delta \left[e^{-a/\lambda} (e^{h/\lambda} - 1) \right. \\
& - \frac{h}{\lambda} e^{-L/\lambda} \left(\frac{a - \frac{1}{2}h}{L} \right. \\
& \left. \left. + \frac{-a^3 + \frac{3}{2}a^2h - ah^2 + \frac{1}{4}h^3}{2L^3} \right) + \mathcal{O}(a^3/L^3) \right] \quad (3.10)
\end{aligned}$$

$$\delta = \alpha \frac{q_{5t}}{m_t} \left(\frac{q_{5e}}{m_e} - \frac{q_{5a}}{m_a} \right).$$

En estas expresiones, los subíndices t , e , a se refieren al tanque, esfera y agua, respectivamente.

La fuerza de flotación debida a la presión hidrostática sobre la esfera es

$$\begin{aligned}
F_f^{(1)} = & \frac{8}{3} \pi^2 R^3 G \rho_t \rho_a h \left[1 - \frac{a - \frac{1}{2}h}{L} \right. \\
& - \frac{-a^3 + \frac{3}{2}a^2h - ah^2 + \frac{1}{4}h^3}{2L^3} \\
& \left. + \mathcal{O}(a^3/L^3) \right] + \mathcal{O}(R^3/L^3), \quad (3.11)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
F_f^{(2)} = & -\frac{4}{5} \pi^2 R^5 G \rho_t \rho_a \frac{h(a - \frac{1}{2}h)}{L^3} \\
& + \frac{16}{3} \pi^3 R^3 \kappa G \rho_t \rho_a L h^2 \left[\left(1 - \frac{2a - h}{L} \right. \right. \\
& \left. \left. + \frac{-3a^2 + 3ah - \frac{5}{6}h^2}{2L^2} + \frac{4ah^2 + \frac{1}{6}h^3}{3L^3} \right) \right. \\
& + \frac{3R^2}{10L^2} \left(1 - A \frac{5a^2 - 5ah + 15h^2}{L} \right. \\
& \left. \left. - \frac{90a^2h - 60a^3 - 52ah^2 + 11h^3}{24L^3} \right) + \mathcal{O}\left(\frac{R^3}{L^3} \times \frac{a^3}{L^3}\right) \right]. \quad (3.12)
\end{aligned}$$

Debido a las condiciones iniciales de equilibrio

$$m_e = \frac{4}{3}\pi R^3 \rho_a + \mathcal{O}(\kappa),$$

por lo que la parte gravitacional atractiva F_g (3.9) cancela la parte incompresible $F_f^{(1)}$ (3.11) de la fuerza de flotación, como era de esperar. La fuerza neta sobre la esfera es, hasta orden a^3/L^3 , la suma de (3.10) y (3.12). Estas fuerzas son de distinto rango de alcance, la F_{ng} (3.10) es amortiguada exponencialmente a una distancia λ . Esto permite realzar F_{ng} mediante una adecuada elección de las condiciones experimentales. Sin ser una elección definitiva, podemos adoptar los valores $L = 10^5$ cm, $a = h = 10^3$ cm. Para q_5 en (3.4) igual al número bariónico, $\kappa \approx 4.98 \times 10^{-11}$ cm² dina⁻¹ [58], $\rho_t = 1$ g cm⁻³, un valor de $\lambda = 10^4$ cm nominal², una esfera de Cu y un valor supuesto de $\alpha = 10^{-4}$ (que da $\delta = 1.7 \times 10^{-7}$ [34]), obtenemos de (3.8) un desplazamiento $d = 1.4 \times 10^{-6}$ cm para la componente F_{ng} y $d = 1.8 \times 10^{-8}$ cm para la componente $F_f^{(2)}$.

Estas distancias pueden ser medidas interferométricamente. La técnica interferométrica mas simple que puede emplearse utiliza la superficie ópticamente pulida de la esfera como un espejo móvil en un arreglo tipo Michelson. Si el otro brazo del interferómetro utiliza un espejo plano, las figuras de interferencia en un plano ortogonal a la dirección vertical (ver Figura 3.2) serán anillos concéntricos cuyo centro es el eje óptico del espejo esférico. Pequeños desplazamientos horizontales de la esfera cambian la posición de ese centro, pero no la figura de interferencia relativa. Desplazamientos verticales de la esfera producen desplazamientos hacia afuera o hacia adentro de los anillos.

Mediante una simulación numérica de del movimiento de la esfera, en la que se integraron las ecuaciones de movimiento de la misma en un fluido viscoso, se verificaron las características esperadas de su movimiento. Los resultados fueron:

- i) El tiempo característico de movimiento de la esfera en su posición de equilibrio resultó mucho menor que el tiempo supuesto para llenar o vaciar el tanque ($\approx 10^2$ seg. vs. $\approx 10^5$ seg.).

²Se suele referir el potencial (3.3) a un valor nominal de λ entre 1 m y 1 km [2,87].

- ii) La estimación de la fuerza por medio del desplazamiento estático (3.8) es una buena aproximación. En el Apéndice A se trata la integración numérica de la ecuación de movimiento de la esfera (A.3), mientras que en la Figura 3.3 se muestra el resultado de dicho movimiento bajo la acción del llenado y vaciado del tanque, junto con la diferencia entre este desplazamiento y el que se obtiene de (3.8). La diferencia que se observa se debe a la característica oscilatoria amortiguada con histéresis del movimiento de la esfera.

El análisis anterior supone que todos los inevitables efectos espúreos presentes en el experimento pueden ser minimizados. Algunos de esos efectos fueron tratados en la referencia [9]. En nuestro caso es interesante resaltar los siguientes:

- (a) *Flotación desbalanceada.* En un arreglo experimental real el centro de masa de la esfera probablemente no coincidirá con el centro geométrico o de flotación. Si se hallan separados una distancia Δ , la consecuencia será la no cancelación exacta de F_g (3.9) con $F_f^{(1)}$ (3.11), ya que el parámetro a de (3.9) no tendrá el mismo significado del parámetro a de (3.11). La expresión aproximada para la fuerza desbalanceada será:

$$\begin{aligned}\Delta F_g &= -\frac{\partial F_g}{\partial a} \Delta \\ &= -2\pi G m_e \rho_t \Delta \frac{h}{L} \left(1 - \frac{3a^2 - 3ah + h^2}{2L^2} \right).\end{aligned}$$

Bajo las condiciones experimentales previamente descritas y suponiendo una diferencia entre los centros de $\Delta \approx 0.002$ cm [108], la fuerza resultante es aproximadamente 1/10 de F_{ng} . Esto indica la necesidad de una cuidadosa construcción y calibración de la esfera.

- (b) *Movimiento Browniano.* En este tipo de experimentos debemos estimar los desplazamientos verticales espúreos z provocados por las fluctuaciones termodinámicas. Como se notó anteriormente, la flotación brinda fuerzas restitutivas de la forma $-kz$ que aparecen en la ecuación de movimiento de la esfera (cf. ecuación (A.3)). Un cálculo sencillo para este caso (totalmente análogo al de un péndulo balístico) nos da [101]:

$$z = \left(\frac{k_B T}{\kappa \rho_a m_e g^2} \right)^{1/2} \approx 4 \times 10^{-7} \text{ cm}$$

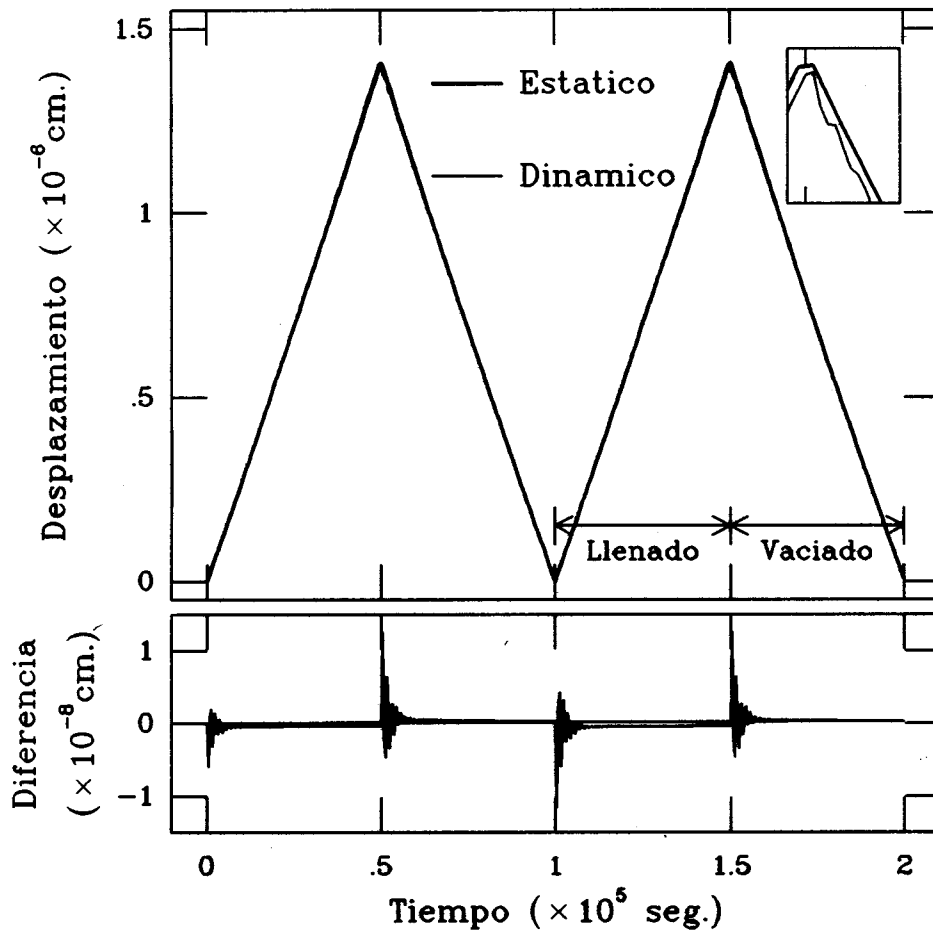


Figura 3.3: Desplazamiento de la esfera frente a la acción de la inhomogeneidad gravitacional. Se muestran los desplazamientos calculados con la fuerza $F_{ng} + F_f^{(2)}$ (ecuaciones (3.10) y (3.12)) y las dimensiones del tanque señaladas en el texto, en la aproximación "estática" (3.8) e integrando la ecuación de movimiento hidrodinámico de la esfera (A.3). Se muestra también la diferencia entre ambas, señalando los efectos oscilatorios amortiguados de su movimiento. El tanque se llenó y vació linealmente con el tiempo.

para una esfera de radio 10 cm, donde k_B es la constante de Boltzmann y T la temperatura. Esto impone una cota inferior para el radio de la esfera y por lo tanto, en las dimensiones del recipiente en la que ésta se halla. Este desplazamiento es del orden del esperado para la "quinta fuerza" con una diferencia razonable de altura de líquido en el tanque de $h = 10$ m. La situación mejora con mayores diferencias de altura. Hay que hacer notar la característica aleatoria de este movimiento, que permitiría separarlo de el desplazamiento "constante" (3.8) con las técnicas de tratamiento de datos señaladas.

- (c) *Variaciones de temperatura y presión.* Es necesario aislar el sistema de la presión atmosférica porque sus variaciones naturales podrían enmascarar totalmente el efecto que uno espera observar. La presión interior p_{int} debe ser fijada en un valor cercano a la atmosférica. Las variaciones de p_{int} que pueden ser admitidas serán determinadas requiriendo que el desplazamiento que ellas produzcan sea inferior a cierta fracción n de d . Podemos entonces escribir

$$\Delta p_{\text{int}} = \rho_a g \Delta z_{\text{admitido}} \leq \rho_a g \frac{d}{n} \approx \frac{10^{-3}}{n} \text{ dina cm}^{-2}.$$

Es preciso entonces un sistema eficiente y preciso de estabilización de la presión. Puede llegar a ser necesario realizar un análisis de correlación a fin de determinar la dependencia en la presión y temperatura de los datos.

- (d) *Diseño del interferómetro.* El instrumento de detección debe cubrir una cierta área alrededor del eje donde la esfera es inicialmente centrada. Detectores como los CCD (usados corrientemente en observaciones astronómicas) o similares de alta eficiencia tienen características adecuadas; su bajo umbral de detección minimiza la potencia necesaria del laser y con ello el calentamiento del agua que puede introducir efectos espúreos. La detección puede ser mejorada mediante modulación del haz de laser.
- (e) *Gradientes de temperatura.* Resulta importante asegurar la ausencia de convección en el líquido en el que se halla sumergida la esfera. La elección es agua casi sin opción, debido a su punto de densidad máxima a 3.98 °C, 1 atm, que atenúa fuertemente movimientos del fluido por

convección natural. La aparición de corrientes de convección en el sentido vertical está cualitativamente determinada por el producto de los números de Prandtl y Grashof (PG) y se encuentra que la convección se establece para valores de $PG > 10^3$. Si requerimos que el producto PG permanezca bajo ese umbral, obtenemos [60]:

$$\Delta T \leq \frac{10^3 \chi \nu}{\beta g l^3} \approx 5 \times 10^{-2} \text{°C},$$

donde $\chi \approx 10^{-3} \text{ cm}^2 \text{ seg}^{-1}$ es la conductividad termométrica, $\nu = 10^{-2} \text{ cm}^2 \text{ seg}^{-1}$ es la viscosidad cinemática, $l \approx 50 \text{ cm}$ una longitud característica y $\beta \approx 10^{-8} \text{°C}^{-1}$ es la expansión térmica supuesta para el agua cerca de su punto de máxima densidad. De todas formas, estas consideraciones solo sirven como una guía cualitativa, y la aparición de corrientes de convección debe ser confirmada experimentalmente para el arreglo experimental dado.

De esta manera se muestra la factibilidad de este arreglo experimental como posibilidad para la detección de la "quinta fuerza", mas que desarrollar en profundidad el diseño del mismo. Ciertas características indeseables presentes en experimentos anteriores pueden ser eliminadas realizando un experimento cuasi-estático. Además, el mismo es sensible a la componente de la "quinta fuerza" paralela a la dirección local de la gravedad.

Capítulo 4

El PEE y el MEGM.

4.1 El Modelo Estándar Gravitatoriamente Modificado

4.1.1 El formalismo $TH\epsilon\mu$.

Como vimos en el capítulo anterior, resulta importante para determinar la validez de los distintos PE contar con un modelo adecuado. En lo que se refiere al PEE, dicho modelo es el modelo $TH\epsilon\mu$ [125,63], en el que un sistema clásico de partículas puntuales cargadas es "sumergido" en un campo gravitacional estático y esféricamente simétrico (EES). En ese modelo, las leyes del movimiento de las partículas pueden derivarse de un Lagrangeano. Las partículas tienen un acoplamiento con el campo gravitacional que no es *a priori* el mismo que para la radiación electromagnética, lo que permite estudiar la igualdad la caída libre de esas formas diferentes de energía.

La acción del sistema es

$$\begin{aligned} S &= S_0 + S_{em} + S_{int}, \\ S_0 &= - \sum_a m_a \int (T - H v_a^2/c^2)^{1/2} d^4x, \\ S_{em} &= \frac{1}{8\pi} \int (\epsilon \mathbf{E}^2 - \mu^{-1} \mathbf{B}^2) d^4x, \\ S_{int} &= \sum_a e_a \int A_\tau(x_a^\nu) v_a^\tau dt, \end{aligned} \tag{4.1}$$

donde T , H , ϵ y μ son funciones arbitrarias del potencial gravitatorio EES y parametrizan el acoplamiento de la materia y la radiación con la gravedad. En una teoría métrica de la gravitación, estas cantidades no son independientes, sino que entre ellas debe cumplirse que

$$\epsilon = \mu = H^{1/2}T^{-1/2} \quad (4.2)$$

Las consecuencias de la no validez de las condiciones métricas (4.2) son violaciones al PED (universalidad de la caída libre) y violaciones a la ILL y a la IPL, las cuales pueden ser parametrizadas en términos de esas funciones y comparadas con el experimento. Éstas resultan de la variación de las funciones T , H , ϵ y μ con el potencial gravitatorio externo, y por consiguiente, con la posición y velocidad del sistema de referencia. Pese a las condiciones impuestas sobre el potencial gravitatorio externo, que no resultan ser tan restrictivas si tenemos en cuenta que las características en las que se producen la mayoría de los fenómenos físicos en el sistema solar o la galaxia observables en la Tierra encajan perfectamente dentro de ellas, este formalismo es lo suficientemente adecuado para parametrizar apartamientos del comportamiento métrico en la dinámica de distintas formas de energía, y aportar a la convalidación de la conjetura de Schiff.

El formalismo $TH\epsilon\mu$ fué concebido para tratar solamente con sistemas de naturaleza clásica: partículas puntuales interactuantes electro-magnéticamente. Fué luego parcialmente cuantizado [124,49] para aplicarlo a sistemas físicos reales (que son de naturaleza intrínsecamente cuántica). Ha sido extendido también a teorías de la gravitación que poseen una métrica y una conexión afín independiente por Coley [26,23,24,25]. Pero este modelo no incluye las interacciones débiles y fuertes como formas diferentes de energía para verificar la validez del PEE. Haughan y Will [50] estimaron sólo de manera muy basta las cotas a los posibles efectos violatorios al PEE sobre estas interacciones. De esta manera, no existe un marco teórico adecuado para tratar en forma consistente el estudio de la validez del PEE para *todas* las interacciones no-gravitatorias conocidas ni se dispone siquiera de un modelo completamente cuántico para tratar los fenómenos electromagnéticos.

Hoy en día se dispone de un modelo bien definido para las interacciones electrodébiles y fuertes: el modelo estándar (ME) [47,10,62,82,46],

construido como la teoría de calibre¹ del grupo $SU(3) \otimes SU(2) \otimes U(1)$. Este modelo explica la casi totalidad de la física de altas energías actual. La intención de nuestro trabajo [54] fué la de embeber de forma natural el ME en un formalismo del tipo del $TH\epsilon\mu$. Esto fué hecho teniendo en mente su aplicación al análisis de sistemas relativistas que proveen mediciones muy precisas de ciertas magnitudes, a fin de acotar, finalmente, la validez del PEE a partir de experimentos con partículas elementales. Dicho modelo será llamado Modelo Estándar Gravitatoriamente Modificado (MEGM).

4.1.2 El modelo

El ME de las interacciones fundamentales basado en el grupo de simetrías de calibre de $SU(3) \otimes SU(2) \otimes U(1)$ contiene diferentes clases de leptones y quarks, agrupados en tres familias de dobletes izquierdos y singuletes derechos. Los quarks y los leptones cargados adquieren sus masas a través de un mecanismo de ruptura espontánea de la simetría en el sector de Higgs del modelo, ya que se tratan de fermiones con acoplamientos de Yukawa con este último campo. Los mediadores de las interacciones son el fotón y sus compañeros masivos (W^\pm, Z^0), que corresponden a la simetría rota $SU(2) \otimes U(1)$, y ocho mediadores no masivos (gluones) que corresponden a la simetría exacta $SU(3)$ de color.

Este modelo debe ser puesto en interacción con un campo gravitacional externo EES, donde cada campo del ME puede interactuar de manera diferente con este campo gravitacional, permitiendo la posibilidad de violaciones al PEE. La única exigencia a ser hecha sobre este acoplamiento es que la simetría de calibre sea preservada por él. Dado que:

- i) Los cálculos con los tensores de masa anómalos sugieren relacionar las violaciones al PEE con las energías de ligadura del cuerpo de prueba, que en el ME están representadas por los campos bosónicos.
- ii) En las expresiones de fermiones en espacio-tiempo curvo hay ciertas cantidades que están íntimamente relacionadas con la métrica, tales como la conexión espín afin, cuya forma funcional está totalmente indefinida en el caso de un acoplamiento general con la gravitación.

¹Ver nota al pie de la página 22.

- iii) Es deseable escoger un acoplamiento para los fermiones que sea equivalente al acoplamiento $T - H$ del formalismo original (cf. 4.1), en límite semiclásico.

se escogió un acoplamiento común para todos los fermiones con la gravitación, el que será llamado acoplamiento cuasi-métrico en lo que sigue. Este acoplamiento cuasi-métrico induce un tensor métrico que, al ser el campo gravitacional EES, está parametrizado por dos funciones escalares arbitrarias $T(U)$ y $H(U)$ del potencial gravitatorio U , y es de la forma $\text{diag}(T, -H, -H, -H)$. La forma funcional específica depende de la teoría de la gravitación particular y del marco de referencia adoptado.

Para los campos de calibre presentes en el MEGM se supuso un acoplamiento general con la gravitación a través de funciones escalares $\epsilon(U)$ y $\mu(U)$ (permeabilidades "eléctrica" y "magnética" inducidas gravitacionalmente), una para cada campo de calibre. Los términos de fijado de calibre se eligieron de forma cuasi-métrico, a fin de simplificar la forma final del Lagrangeano, ya que la invariancia de calibre asegura que los resultados físicos serán independientes de la forma de esos términos. Para los Lagrangeanos libres de los campos fantasmas, se encuentra fácilmente su forma invirtiendo los operadores diferenciales adecuados que los términos de fijado de calibre correspondientes determinan (ver, por ejemplo, ref. [36]). Finalmente, para el Lagrangeano de Higgs del MEGM fué elegido un acoplamiento cuasi-métrico con funciones T_H, H_H . La forma de los términos del Lagrangeano del ME y los correspondientes del MEGM puede verse en la Tabla 4.1.

4.1.3 El MEGM en caída libre

Para poder indentificar los términos violatorios del PEE en el MEGM, debemos especificar el modelo en un marco solidario a un cuerpo de prueba en caída libre. En primer lugar realizaremos una transformación que coloque al MEGM en tal sistema de referencia.

Si consideramos un cuerpo de prueba (que en nuestro caso son "partículas elementales") cayendo libremente en un campo gravitacional, nos encontraremos con que, deliberadamente, no es posible definir de manera unívoca ese marco de referencia. Pero como adelantáramos antes, adoptamos el marco de referencia en caída libre *como el marco que cae libremente*

Tabla 4.1: Modificación de los términos del ME a los del MEGM^a.

Fermiones	
$\mathcal{L}_\psi = i\bar{\psi}_{k_R}\gamma^\alpha\nabla_\alpha\psi_{k_R} + i\bar{\psi}_{k_L}\gamma^\alpha\nabla_\alpha\psi_{k_L}$	$i\bar{\psi}_{k_R}\gamma^\mu(\nabla_\mu + \Gamma_\mu)\psi_{k_R} + i\bar{\psi}_{k_L}\gamma^\mu(\nabla_\mu + \Gamma_\mu)\psi_{k_L}$
Campo de Higgs	
$\mathcal{L}_H = (\nabla_\alpha\phi)^\dagger(\nabla^\alpha\phi) - M_1^2\phi^\dagger\phi - h(\phi^\dagger\phi)^2$	$T_H^{-1}(\nabla_0\phi)^\dagger(\nabla_0\phi) - H_H^{-1}(\nabla\phi)^\dagger(\nabla\phi) - M_1^2\phi^\dagger\phi - h(\phi^\dagger\phi)^2$
Términos de Yukawa	
$\mathcal{L}_Y = G_k(\bar{\psi}_{k_L}\phi\psi_{k_R} + \bar{\psi}_{k_R}\phi\psi_{k_L})$	sin modificación
Campos de calibre	
$\mathcal{L}_g^A = -\frac{1}{4}f_{\alpha\beta}^A f^{A\alpha\beta} + \frac{1}{2}\alpha_A(\partial_\alpha D_A^\alpha)^2$	$\frac{1}{2}(\epsilon_A \mathbf{E}_A^2 - \mu_A^{-1} \mathbf{B}_A^2) + \frac{1}{2}\frac{1}{\alpha_A T_H}[\partial_\mu(T^{1/2}H^{3/2}D_A^\mu)]^2$
Campos fantasmas	
$\mathcal{L}_{gh} = \frac{1}{2}(\bar{C}_A \square C_A - g_A \bar{C}_A \partial_\alpha [D_A^\alpha, C_A])$	$\frac{1}{2}T^{-1/2}H^{-3/2}\bar{C}_A[\partial_\mu(T^{1/2}H^{3/2}\partial^\mu C_A) - g_A\partial^\mu(T^{1/2}H^{3/2}[D_{\mu A}, C_A])]$

^aNotación: A fin de simplificar la escritura, se han suprimido todos los índices internos (color, sabor, etc.), a la par de utilizar un índice para numerar los campos de calibre. $\alpha, \beta, \gamma, \dots$ denotan índices de Lorents planos, i, j, k, \dots son índices de Lorents espaciales planos y μ, ν, τ, \dots se utilizan para los índices en espacio-tiempo curvo. Asimismo, se ha explicitado el Lagrangeano solamente para la primer familia de partículas del ME, siendo inmediata la extensión a las restantes. Los símbolos arriba significan:

Γ_μ = conexión espín afin.	A = índice del campo de calibre.
∇_μ = derivada covariante de calibre.	= $e : U(1), w : SU(2), s : SU(3)$.
∇_0 = parte temporal de ∇_μ .	k = q (quarks), l (leptones).
∇ = parte espacial de ∇_μ .	D_A^μ = campo de calibre.
$E_A^j = f_A^{0j}$	$f_{\mu\nu}^A = \partial_\mu D_\nu^A - \partial_\nu D_\mu^A + g_A[D_\mu^A, D_\nu^A]$
$B_A^i = \frac{1}{2}\epsilon^{ijk}f_{jk}^A$	

con las partículas clásicas cuyo acoplamiento con la gravitación es el acoplamiento cuasi-métrico de los fermiones. En este marco de referencia, los fermiones no tienen aceleración, por lo que será llamado *sistema localmente inercial de fermiones* (SLIF). El SLIF es el marco de referencia para estudiar el comportamiento de los restantes campos del MEGM.

Es conveniente colocar el origen del SLIF adentro del cuerpo de prueba, en un punto P (que no necesariamente debe coincidir con el centro de masa del cuerpo, para evitar los problemas de su definición en mecánica cuántica). El SLIF (cuya coordenada denotaremos \tilde{x}) puede ser especificado por las siguientes condiciones:

- i) Su origen coincide con el origen del sistema inercial, o sea

$$\tilde{x}^\alpha(P) = x^\alpha(P) = 0.$$

- ii) En el origen P , una partícula clásica interactuante con la gravitación a través del acoplamiento cuasi-métrico de fermiones tendrá aceleración nula, es decir

$$\left. \frac{d^2 \tilde{x}}{d\tilde{t}^2} \right|_{\tilde{x}=x=0} = 0,$$

por lo que en las vecindades de P las aceleraciones serán cuadráticas en $[\tilde{x}^\alpha - x^\alpha(P)]$.

A partir de estas condiciones, es posible encontrar la transformación que lleva del sistema de referencia en espacio-tiempo curvo x al SLIF. La misma está especificada en el Apéndice B, junto con algunas notas acerca de la transformación de los distintos campos del MEGM. Es importante destacar que solo se retienen términos hasta orden $(\mathbf{g} \cdot \tilde{\mathbf{x}})$ y gt en el desarrollo de las funciones T, H, ϵ y μ , donde $\mathbf{g} = \nabla U$, que son cantidades pequeñas dadas las dimensiones del cuerpo de prueba y el tiempo considerado desde el principio de la caída. Es posible mostrar que bajo estas transformaciones generales de coordenadas, el Lagrangeano de fermiones toma su forma canónica en espacio-tiempo de Minkowski (B.3):

$$\tilde{\mathcal{L}}_\psi = i\bar{\psi}\tilde{\gamma}^\alpha\tilde{\nabla}_\alpha\psi$$

El Lagrangeano de los campos de calibre toma la forma (B.5):

$$\begin{aligned} \tilde{\mathcal{L}}_g = \frac{1}{2}\epsilon_{0A}T_0H_0 \left\{ \begin{aligned} &(\tilde{\mathbf{E}}_A^2 - \tilde{\mathbf{B}}_A^2) + [\Omega_{0A}\tilde{\mathbf{E}}_A^2 + c_A^2\Lambda_{0A}\tilde{\mathbf{B}}_A^2](\mathbf{g} \cdot \tilde{\mathbf{x}}) \\ &+ (1 - c_A^2)[T_0'H_0^{-1/2}T_0^{-1}(\mathbf{g}\tilde{t}) \cdot (\tilde{\mathbf{E}}_A \times \tilde{\mathbf{B}}_A)] \end{aligned} \right\} \\ + \frac{1}{2}\alpha_A^{-1}(\partial_\beta \tilde{D}_A^\beta)^2, \end{aligned} \quad (4.3)$$

donde

$$\begin{aligned} \Omega_{0A} &= (\epsilon'_{0A}/\epsilon_{0A} + H'_0/H_0 + T'_0/T_0)H_0^{-1/2}, \\ \Lambda_{0A} &= (2H'_0/H_0 - \mu'_{0A}/\mu_{0A})T_0^{-1/2}, \\ c_A^2 &= H_0T_0^{-1}\epsilon_{0A}^{-1}\mu_{0A}^{-1}. \end{aligned} \quad (4.4)$$

El Lagrangeano de Higgs toma la forma (B.6):

$$\begin{aligned} \tilde{\mathcal{L}}_H = \frac{T_0}{T_{H0}} \{ &[(\tilde{\nabla}_\alpha \phi)^\dagger (\tilde{\nabla}^\alpha \phi) - M_1^2 \phi^\dagger \phi - h(\phi^\dagger \phi)^2] \\ &+ (\frac{T'_0}{T_0} - \frac{T'_{H0}}{T_{H0}})H_0^{-1/2}(\tilde{\nabla}_0 \phi)^\dagger (\tilde{\nabla}_0 \phi)(\mathbf{g} \cdot \tilde{\mathbf{x}}) \\ &+ s^2(\frac{H'_0}{H_0} - \frac{H'_{H0}}{H_{H0}})H_0^{-1/2}(\tilde{\nabla} \phi)^\dagger \cdot (\tilde{\nabla} \phi)(\mathbf{g} \cdot \tilde{\mathbf{x}}) \\ &+ (1 - s^2)\frac{T'_0}{T_0}[(\tilde{\nabla}_0 \phi)^\dagger (\tilde{\nabla} \phi) + (\tilde{\nabla} \phi)^\dagger (\tilde{\nabla}_0 \phi)] \cdot (\mathbf{g}\tilde{t}) \\ &- (1 - s^2)(\tilde{\nabla} \phi)^\dagger \cdot (\tilde{\nabla} \phi) \}, \end{aligned} \quad (4.5)$$

donde

$$s^2 = T_{H0}H_0T_0^{-1}H_{H0}^{-1}. \quad (4.6)$$

Y finalmente, el Lagrangeano de los campos fantasmas toma la forma (B.7):

$$\tilde{\mathcal{L}}_{gh} = \frac{1}{2}\bar{C}_A(\partial_\alpha \partial^\alpha C_A - g_A \partial_\alpha [D_A^\alpha, C_A]). \quad (4.7)$$

4.1.4 La forma Minkowskiana del MEGM.

Una vez transformado el MEGM al SLIF, podemos intentar ahora analizar los distintos términos que obtuvimos para encontrar aquellos que son potencialmente violatorios del PEE. Para lograr esto, mostraremos que una

transformación finita de grupo de renormalización (GR) puede separar en forma clara el MEGM en el SLIF en una parte que contiene todos los términos del ME, más otra parte en la que están contenidos todos los efectos violatorios al PEE.

La primera separación sugerida por los términos en (4.3), (4.5), (4.7) es la de agrupar todos los términos proporcionales a $(\mathbf{g} \cdot \tilde{\mathbf{x}})$, $(\mathbf{g}\tilde{t})$ ó $(\mathbf{g} \cdot \tilde{\mathbf{x}})(\mathbf{g}\tilde{t})$. Denotaremos a este grupo $\tilde{\mathcal{L}}_{sp}$. Puede notarse entonces que el grupo restante (al que llamaremos $\tilde{\mathcal{L}}_{st}$ es básicamente el Lagrangeano completo del ME, a menos de constantes ϵ_{0A} , T_0 , H_0 que multiplican los términos de campo libre del Lagrangeano de calibre y el factor T_0/T_{H_0} en los términos del campo de Higgs (cf. Tabla 4.1). Estos términos contienen una dependencia con la posición, pero *son constantes para un observador local*. Estos términos pueden ser absorbidos en una transformación finita de GR, como veremos.

Una teoría cuántica de campos, especificada en su Lagrangeano, no es una descripción teórica completa hasta que se fija un esquema de renormalización que la haga finita y capaz de predecir el resultado de experimentos físicos. Utilizaremos un esquema de renormalización multiplicativo, del tipo del empleado en [36]. El programa de renormalización tiene dos etapas diferentes. En primer lugar, una prescripción de regularización que permite aislar las divergencias. En segundo lugar, el reemplazo del Lagrangeano "desnudo" por una expresión donde se han introducido los contratérminos y constantes de renormalización adecuados (Incidentalmente, estas constantes que se suelen denotar con la letra Z , juegan el rol de "constantes de proporcionalidad" entre las magnitudes "desnudas" y "vestidas"). Las constantes de renormalización dependerán de los parámetros de regularización y del parámetro ρ que fija la escala de masas donde se especifican los puntos de substracción a_i . La prescripción detallada de renormalización multiplicativa para el MEGM se muestra en la Tabla 4.2.

Para remover las divergencias del MEGM se necesitan un número finito de contratérminos. Para valores de Z arbitrarios se pierde la invariancia de calibre, pero si tenemos en cuenta que las Z son funciones de puntos de substracción arbitrarios, puede mostrarse que esta libertad para elegir los a_i nos permite ajustar los valores de los distintos Z para hacer que la teoría siga siendo invariante de calibre. Esto impone ciertas restricciones sobre el

Tabla 4.2: Prescripción de renormalización multiplicativa para el MEGM.

para	Factor multiplicativo de renormalización				
	en \mathcal{L}_ψ	en \mathcal{L}_H	en \mathcal{L}_Y	en \mathcal{L}_g	en \mathcal{L}_{gh}
$\psi_{kR(L)}$	$Z_{2k}^{1/2}$ (a)		idem ^(a)		
ϕ		$Z_{2\phi}^{1/2}$	idem		
D_μ^A	$Z_{2A}^{1/2}$ (b)	idem ^(c)		idem ^(c)	idem ^(d)
C_A					$\bar{Z}_{2A}^{1/2}$ (d)
g_A	$\frac{Z_{1A}}{Z_{2k} Z_{2A}^{1/2}}$ (b)	$\frac{Z_{1\phi}}{Z_{2\phi} Z_{2A}^{-1/2}}$ (c)		$\frac{Z_{1A}}{Z_{2A}^{3/2}}$ (c)	$\frac{Z_{1A}}{Z_{2A} Z_{2A}^{-1/2}}$ (d)
G_k			$Z_{2k}^{-1} Z_{2\phi}^{-1/2}$ (a)		
h		$Z Z_{2\phi}^{-2}$			
M_1^2		$\frac{Z}{Z_{2\phi}} \left(1 - \frac{\delta M_1^2}{M_1^2}\right)$			
α_A				Z_{2A} (c)	

^aPara $k = q, l$.

^bPara: $A = \begin{cases} e, w, s & \text{si } k = q \\ e, w & \text{si } k = l \end{cases}$

^cPara $A = e, w, s$.

^dPara $A = w, s$

valor que los distintos Z pueden tomar, a saber:

$$\begin{aligned} Z_{2_i}^{-1} Z_{1_{iw}} &= Z_{2_w}^{-1} Z_{1_w} = \bar{Z}_{2_w}^{-1} \bar{Z}_{1_w} = Z_{2_\phi}^{-1} Z_{1_\phi} = Z_{2_q}^{-1} Z_{1_{qw}}, \\ Z_{2_i}^{-1} Z_{1_{ie}} &= Z_{2_\phi}^{-1} Z_{1_{\phi e}} = Z_{2_q}^{-1} Z_{1_{qe}}, \\ Z_{2_q}^{-1} Z_{1_{qs}} &= Z_{2_s}^{-1} Z_{1_s} = \bar{Z}_{2_s}^{-1} \bar{Z}_{1_s}. \end{aligned} \quad (4.8)$$

Una vez que todo este esquema de renormalización se aplica a

$$\tilde{\mathcal{L}}_{tot} = \tilde{\mathcal{L}}_{st} + \tilde{\mathcal{L}}_{sp},$$

obtenemos la expresión renormalizada $\tilde{\mathcal{L}}_{tot}^R$ del Lagrangeano del MEGM. Ya que los observables físicos deben ser independientes de la escala de masas elegida, o sea de los puntos de substracción, es posible absorber las constantes ϵ_{0A}, T_0, H_0 y T_0/T_{H0} mediante una transformación finita de GR, reemplazando

$$\begin{aligned} Z_{2_A} &\rightarrow \frac{Z_{2_A}}{\epsilon_{0A} T_0 H_0} \\ Z_{1_A} &\rightarrow \frac{Z_{1_A}}{\epsilon_{0A} T_0 H_0} \end{aligned}$$

para cada campo de calibre y

$$\begin{aligned} Z_{2_\phi} &\rightarrow \frac{Z_{2_\phi}}{\sqrt{T_0 T_{H0}}} \\ Z_{1_\phi} &\rightarrow \frac{Z_{1_\phi}}{\sqrt{T_0 T_{H0}}} \end{aligned}$$

para el campo de Higgs. Esta transformación finita de GR se realiza desplazando los puntos de substracción $a_i \rightarrow a_i^*$ a nuevos puntos a_i^* .

Una vez hechos esos reemplazos en $\tilde{\mathcal{L}}_{st}^R$, todas las constantes multiplicativas de las que hablábamos en la página 51 desaparecen, quedándonos con un Lagrangeano del ME escrito en la forma Minkoswkiana estándar². Por lo tanto, todos los efectos violatorios al PEE deben ser buscados en \mathcal{L}_{sp}^R .

²Se han usado las siguientes (obvias) identidades:

$$\begin{aligned} (\tilde{\mathbf{E}}_A^2 - \tilde{\mathbf{B}}_A^2) &= -\frac{1}{2} \tilde{f}_{A\alpha\beta} \tilde{f}_A^{\alpha\beta}, \\ (\tilde{\nabla}_\alpha \phi)^\dagger (\tilde{\nabla}^\alpha \phi) &= |(\partial_\alpha - g_w \tilde{\mathbf{A}}_\alpha \cdot \boldsymbol{\tau} - g_e \tilde{P}_\alpha) \phi|^2, \end{aligned}$$

donde las $\tau^{(j)}$ son las matrices de Pauli y $\tilde{\mathbf{A}}_\alpha$ y \tilde{P}_α son los campos de calibre de SU(2) y U(1).

Lo importante de este procedimiento que puede parecer a primera vista complicado, es que permite preservar la invariancia de calibre desde el principio, ya que las condiciones (4.8) continúan siendo válidas debido a que se absorbieron las constantes gravitacionales mediante una transformación finita de GR. Este esquema de renormalización permite identificar claramente *todos* los efectos violatorios del PEE con el conjunto $\tilde{\mathcal{L}}_{sp}^R$ del Lagrangeano del MEGM, ya que todo el acoplamiento con la gravitación, cuasi-métrico o no, ha sido eliminado del sector estándar $\tilde{\mathcal{L}}_{st}^R$.

En este punto resulta fácil, si bien engorroso, escribir el Lagrangeano en términos de los campos físicos A_μ , Z_μ , W_μ^\pm . La expresión para $\tilde{\mathcal{L}}_{st}^R$ es el Lagrangeano usual del ME Minkowskiano que puede encontrarse en la literatura [82,46]. Los campos físicos A_μ , W_μ^\pm , Z_μ^0 están dados en términos de los campos de calibre originales D_μ^A por (cf. notación en la Tabla 4.1):

$$\begin{aligned} A_\mu &= \sin \theta_w D_\mu^{w(3)} + \cos \theta_w D_\mu^e, \\ W_\mu^\pm &= \frac{1}{\sqrt{2}} (D_\mu^{w(1)} \pm i D_\mu^{w(2)}), \\ Z_\mu &= -\cos \theta_w D_\mu^{w(3)} + \sin \theta_w D_\mu^e. \end{aligned}$$

En la Tabla 4.3 se da una selección de términos de los sectores de Higgs y electrodébil del $\tilde{\mathcal{L}}_{sp}^R$, aquellos que son de primer orden en $(\mathbf{g} \cdot \bar{\mathbf{x}})$ ó $(1 - c_A^2)$.

Todos los términos en $\tilde{\mathcal{L}}_{sp}^R$ son intrínsecamente violatorios del PEE: ellos producen violaciones a la ILL debido a la existencia de una velocidad anómala de propagación y a la inequivalencia de las partes espaciales y temporales de los campos involucrados; y producen violaciones a la IPL debido a la dependencia con la posición de las funciones T_0 , H_0 , ϵ_{0A} , etc., que introducen inhomogeneidad espacial en el MEGM.

4.1.5 El MEGM, el PEE y la Conjetura de Schiff.

El MEGM es un Lagrangeano muy general para el ME en presencia de un campo gravitacional EES, que incluye el caso del acoplamiento métrico. La renormalizabilidad del MEGM está asegurada ya que se ha preservado la invariancia de calibre desde el principio. Es importante destacar que el agrupamiento del MEGM en dos clases de términos, los que conforman el ME Minkowskiano usual y los términos perturbativos que incluyen todas las violaciones a la IPL e ILL, ha sido hecha de manera puramente cuántica.

Tabla 4.3: Selección de términos espúreos de los sectores de Higgs y electrodébil del Lagrangeano $\tilde{\mathcal{L}}_{sp}^R$ del MEGM^a.

$$\begin{aligned}
& \frac{\sqrt{2} \sec \theta_w}{2G_F M_w^2} (\alpha_w |G_{0j}|^2 + \beta_w |G_{kl}|^2) \\
& + \frac{\sqrt{2} e^2 \sec \theta_w}{8G_F M_w^2} [\alpha_w (\csc \theta_w H_{0j} - \sec \theta_w F_{0j})^2 \\
& \quad + \beta_w (\csc \theta_w H_{kl} - \sec \theta_w F_{kl})^2] \\
& + 8e \cot \theta_w [\alpha_w |Z_j W_0 - W_j Z_0|^2 + 2\beta_w Z_k W_l^\dagger (W_l Z_k - W_k Z_l)] \\
& + 8e^2 [\alpha_w |A_j W_0 - A_0 W_j|^2 + 2\beta_w A_k W_l^\dagger (W_l A_k - W_k A_l)] \\
& + 8ie \cot \theta_w \{ \alpha_w [G_{0j} (W_j^\dagger Z_0 - W_0^\dagger Z_j) - \text{H.C.}] \\
& \quad + 2\beta_w (G_{lk} Z_l W_k^\dagger - \text{H.C.}) \} \\
& + 8ie \{ \alpha_w [G_{0j} (A_j W_0^\dagger - A_0 W_j^\dagger) - \text{H.C.}] + 2\beta_w (G_{kl} W_k^\dagger A_l - \text{H.C.}) \} \\
& + 8e \cos \theta_w [\alpha_w (W_0^\dagger W_j + W_j^\dagger W_0) (A_j Z_0 + A_0 Z_j) \\
& \quad + 2\beta_w (W_k W_l^\dagger Z_k A_l + \text{H.C.})] \\
& - 16e \cos \theta_w [\alpha_w (A_j Z_j W_0^\dagger W_0 + A_0 Z_0 W_j^\dagger W_j) + 2\beta_w W_k^\dagger W_k Z_l A_l] \\
& + 64\sqrt{2} G_F M_w^2 [\alpha_w |W_0 W_j^\dagger - W_0^\dagger W_j|^2 + 2\beta_w W_k W_l^\dagger (W_l W_k^\dagger - \text{H.C.})] \\
& + \frac{1}{2} [\alpha (\partial_0 \phi_1)^2 - \beta (\partial_i \phi_1)^2] \\
& + \frac{\sqrt{2}}{2} G_F M_w^2 \cos \theta_w (\lambda + \phi_1)^2 (\alpha Z_0^2 - \beta Z_i Z_i) \\
& + \sqrt{2} G_F M_w^2 (\lambda + \phi_1)^2 (\alpha W_0^\dagger W_0 - \beta W_i^\dagger W_i) \\
& + \frac{\sqrt{2} e^2 \sec \theta_w}{8G_F M_w^2} [\alpha_e (\csc \theta_w F_{0j} + \sec \theta_w H_{0j})^2 \\
& \quad + \beta_e (\csc \theta_w F_{kl} + \sec \theta_w H_{kl})^2]
\end{aligned}$$

^aNotación:

$$\begin{aligned}
\alpha_w &= \Omega_{0w}(\mathbf{g} \cdot \bar{\mathbf{x}}), & F_{\mu\nu} &= \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu, \\
\beta_w &= c_w^2 \Lambda_{0w}(\mathbf{g} \cdot \bar{\mathbf{x}}) - (1 - c_w^2), & H_{\mu\nu} &= \partial_\mu Z_\nu - \partial_\nu Z_\mu, \\
\alpha_e &= \Omega_{0e}(\mathbf{g} \cdot \bar{\mathbf{x}}), & G_{\mu\nu} &= \partial_\mu W_\nu - \partial_\nu W_\mu, \\
\beta_e &= c_e^2 \Lambda_{0e}(\mathbf{g} \cdot \bar{\mathbf{x}}) - (1 - c_e^2), & \alpha &= \left(\frac{T_0'}{T_0} - \frac{T_{H0}'}{T_{H0}} \right) H_0^{-1/2} (\mathbf{g} \cdot \bar{\mathbf{x}}), \\
& & \beta &= \left(\frac{H_0'}{H_0} - \frac{H_{H0}'}{H_{H0}} \right) H_0^{-1/2} s^2 + (1 - s^2).
\end{aligned}$$

Todos los términos “espúreos” están conformados con campos de calibre, y contribuyen a la energía de ligadura del cuerpo de prueba.

Es fácil verificar que el Lagrangeano espúreo $\tilde{\mathcal{L}}_{sp}^R$ se anula si se cumplen las siguientes igualdades:

$$\begin{aligned}\epsilon_a &= (TH)^{-1} \\ \mu_a &= H^2 \\ T_H &= T \\ H_H &= H\end{aligned}\tag{4.9}$$

Es decir, para que no haya violaciones al PEE, las condiciones (4.9) deben cumplirse. Llamaremos a éstas *condiciones métricas generalizadas*, ya que reducen el MEGM en el SLIF al ME Minkowskiano usual con un acoplamiento métrico con el campo gravitatorio. Estas relaciones son las análogas de las condiciones métricas 4.2 del formalismo $TH\epsilon\mu$ original, y difieren de aquéllas por el hecho de haber trabajado con densidades Lagrangeanas en vez de la acción.

Pueden ahora darse argumentos cualitativos en favor de la Conjetura de Schiff. Los distintos términos espúreos contribuirán a la aceleración de un cuerpo de prueba con aceleraciones anómalas lineales en los doce parámetros Θ_j :

$$\begin{aligned}\Omega_{0A}, \Lambda_{0A}, (1 - c_A^2), (1 - s^2), \\ \left(\frac{T'_0}{T_0} - \frac{T'_{H0}}{T_{H0}}\right)H_0^{-1/2}, \\ \left(\frac{H'_0}{H_0} - \frac{H'_{H0}}{H_{H0}}\right)H_0^{-1/2},\end{aligned}\tag{4.10}$$

o sea

$$\delta a_i = \sum_j C_{ij}\Theta_j.$$

Si el PED es válido ($\delta a_i = 0$) para todo conjunto de cuerpos de prueba —diferente composición química, estructura interna, etc.— y si los coeficientes dependientes del cuerpo C_{ij} son independientes entre sí, entonces necesariamente los Θ_j deben anularse. Esta exigencia lleva al cumplimiento de las condiciones métricas generalizadas (4.9).

A partir de este MEGM, puede intentarse una prueba explícita de la Conjetura de Schiff, a la par de tener la herramienta cuántica mas completa

para el análisis de los experimentos de física de altas energías en relación con la validez del PED, de la IPL y la ILL. Se tienen en él expresiones explícitas de los distintos términos violatorios asociados con las distintas formas fundamentales de la energía de ligadura, mediante los cuales sería posible encontrar las aceleraciones anómalas. Esto debe involucrar por lo menos una solución aproximada de la Cromodinámica Cuántica y la teoría electrodébil en el dominio nuclear.

Capítulo 5

El PEF y la deflexión de la luz.

Para el estudio de la validez del PEF, el sistema de prueba mas adecuado es el sistema solar. En la sección 2.4 introdujimos la herramienta por excelencia para analizar experimentos "clásicos" en relación al PEF: el formalismo PPN. Con él se pueden analizar los experimentos que significaron el éxito de la RG (la precesión en el perihelio de Mercurio, la deflexión de la luz, el retardo en las señales de radar) y otros mas específicos realizados mas recientemente para comprobar los aspectos constituyentes del PEF: el PEDG, la IPL y la ILL (para estos últimos, consultar las referencias [123,125,72,121]).

Además, en experimentos no diferenciales realizados a escala de laboratorio que comprueban la validez de la gravitación Newtoniana, se está comprobando por supuesto el PEF. Tales experimentos son del tipo de las balanzas de Cavendish, o sus sucesores modernos. Los experimentos de este tipo no son tan precisos como los realizados a escalas planetarias, por lo que no alcanzan para establecer cotas sobre los parámetros PPN, pese a lo cual tienen significativa importancia en la verificación experimental del PEF.

5.1 Los experimentos clásicos.

Precesión del perihelio de Mercurio.

El primer éxito de la RG fue el de explicar consistentemente las diferencias entre la observación y la predicción a partir de la gravitación Newtoniana

para el corrimiento del perihelio de Mercurio. Un cálculo a partir del formalismo PPN en su forma presentada en la sección 2.4 puede encontrarse en [125]; para teorías semi-conservativas la precesión en un período orbital es:

$$\Delta\tilde{\omega} = (6\pi m/p) \left[\frac{1}{3}(2 + 2\gamma - \beta) + \frac{1}{6}(2\alpha_1 - \alpha_2)\mu/m + J_2(R^2/2mp) \right] \quad (5.1)$$

donde μ , m , p , R son parámetros orbitales y J_2 es el momento cuadrupolar del Sol. El segundo término, que depende de la relación entre las masas de Mercurio y el Sol, es despreciable, ya que $\mu/m \sim 2 \times 10^{-7}$. El valor estimado de J_2 es del orden de 10^{-7} , por lo que el corrimiento del perihelio (5.1) en segundos de arco por siglo es

$$\dot{\tilde{\omega}} = 42.95'' \Lambda (\text{siglo})^{-1}$$

$$\Lambda \equiv \left[\frac{1}{3}(2 + 2\gamma - \beta) + 3 \times 10^{-4}(J_2/10^{-7}) \right].$$

A partir de observaciones de Mercurio por radar, Shapiro y colaboradores [99,98] establecieron las siguientes cotas sobre los parámetros PPN:

$$\frac{1}{3}(2 + 2\gamma - \beta) = \begin{cases} 1.005 \pm 0.02 & (\text{Ref. [99]}) \\ 1.003 \pm 0.005 & (\text{Ref. [98]}) \end{cases}$$

Hay que destacar que una determinación de los parámetros PPN independiente del momento cuadrupolar del Sol a partir del corrimiento del perihelio de Mercurio no es posible, por lo que se ha dado mucha importancia a este último aspecto en años recientes.

Retardo de señales de radar

Otro de los experimentos que dan una de las confirmaciones más precisas de la RG es el descubrimiento del retardo sufrido por las señales electromagnéticas que se propagan en un campo gravitatorio. Las ecuaciones de movimiento de un fotón en un campo gravitatorio pueden obtenerse a partir del tensor métrico en el formalismo PPN, ecuación (2.4). La ecuación geodésica de un fotón es, en la aproximación de la óptica geométrica [121]:

$$k^\nu k^\mu_{;\nu} = 0$$

con k^μ el vector tangente al camino del rayo de luz, $k^\mu k_\mu = 0$. Ya que $k^\mu = dx^\mu/d\tau$, donde τ es una parametrización de la trayectoria, tenemos:

$$\frac{d^2 x^\mu}{d\tau^2} + \Gamma_{\nu\lambda}^\mu \frac{dx^\nu}{d\tau} \frac{dx^\lambda}{d\tau} = 0 \quad (5.2)$$

Podemos reescribir las ecuaciones (5.2) en función del tiempo coordinado $t \equiv x^0$, reemplazando la ecuación (5.2) con $\mu = 0$ en las restantes:

$$\frac{d^2 x^k}{dt^2} + \left(\Gamma_{\nu\lambda}^k - \Gamma_{\nu\lambda}^0 \frac{dx^k}{dt} \right) \frac{dx^\nu}{dt} \frac{dx^\lambda}{dt} = 0 \quad (5.3)$$

Calculando los símbolos de Christoffel a partir de la métrica (2.4) (cf. [121,123,125,72]), la ecuación (5.3) queda

$$\frac{d^2 x^k}{dt^2} = \left(1 + \gamma \left| \frac{dx}{dt} \right|^2 \right) U_{,k} - 2(1 + \gamma) \frac{dx^k}{dt} \left(\frac{dx}{dt} \cdot \nabla U \right), \quad (5.4)$$

mientras que la condición de normalización $k^\mu k_\mu = 0$ queda

$$0 = 1 - 2U - (1 + 2\gamma U) \left| \frac{dx}{dt} \right|^2, \quad (5.5)$$

donde

$$U = \sum_a \frac{Gm_a}{c^2 r_a}$$

La solución de orden cero de estas ecuaciones es la trayectoria recta en una cierta dirección \hat{n} , $|\hat{n}| = 1$

$$\mathbf{x}^{(0)} = \hat{n}(t - t_0)$$

Si escribimos

$$\mathbf{x} = \hat{n}(t - t_0) + \mathbf{x}_p,$$

donde \mathbf{x}_p es una perturbación sobre la trayectoria recta, obtenemos las ecuaciones de movimiento a orden PPN para el fotón:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 \mathbf{x}_p}{dt^2} &= (1 + \gamma)[\nabla U - 2\hat{n}(\hat{n} \cdot \nabla U)], \\ \hat{n} \cdot \frac{d\mathbf{x}_p}{dt} &= -(1 + \gamma)U \end{aligned} \quad (5.6)$$

Si ahora descomponemos la perturbación \mathbf{x}_p en componentes paralela y perpendicular a la trayectoria no perturbada, obtenemos de (5.6) las ecuaciones de movimiento

$$\frac{dx_{p||}}{dt} = -(1 + \gamma)U, \quad (5.7)$$

$$\frac{d^2 x_{p\perp}^k}{dt^2} = (1 + \gamma)[U_{,k} - \hat{n}^k(\hat{n} \cdot \nabla U)]. \quad (5.8)$$

Integrando la primera de estas ecuaciones para un rayo de luz emitido en un punto \mathbf{x}_s , con el potencial U de una única masa puntual en el origen, evaluado con suficiente aproximación en la trayectoria no perturbada

$$U = G \frac{m}{|\mathbf{x}_s + \hat{n}(t - t_s)|}$$

obtenemos para el tiempo de propagación hasta un punto \mathbf{x} el siguiente:

$$t - t_s = |\mathbf{x} - \mathbf{x}_s| + (1 + \gamma)m \ln \left(\frac{r(t) + \mathbf{x}(t) \cdot \hat{n}}{r_s + \mathbf{x}_s \cdot \hat{n}} \right)$$

El retardo adicional para el tiempo de propagación en un viaje de ida y vuelta en las condiciones mas favorables (la trayectoria a la mínima distancia posible del Sol $d \simeq R_\odot$, el emisor —la Tierra— a una distancia r_\oplus y el retransmisor —un planeta o nave espacial— en oposición a una distancia r_{rt}) es

$$\delta t = 2(1 + \gamma)m \ln(4r_\oplus r_{rt}/d^2),$$

que resulta ser del orden de los 200 μ s para distancias en el sistema solar.

Los tipos de retransmisores utilizados son planetas actuando como retransmisores pasivos de señales enviadas desde la Tierra [96,97], satélites en planetas como retransmisores activos [4,83,100,15,84] y satélites en vuelo como retransmisores activos [3]. Las cotas puestas por estos experimentos sobre el valor de la cantidad $\frac{1}{2}(1 + \gamma)$ han ido mejorando a lo largo del tiempo, siendo el mejor valor [84]:

$$|\gamma| = 1.000 \pm 0.002$$

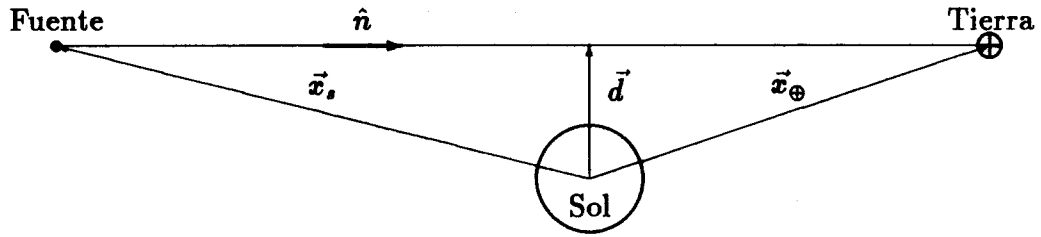


Figura 5.1: Diagrama esquemático de la deflexión de la luz.

5.2 La deflexión de la luz.

El experimento “clásico” de prueba de la RG quizá mas famoso es la “caída” de los fotones en un campo gravitacional, provocando de este modo una deflexión en la trayectoria del rayo luminoso. Numerosos experimentos han sido llevados a cabo para la determinación cuantitativa de este fenómeno desde su predicción por Einstein en 1911-1916.

Los datos experimentales de este tipo de experimentos constituyen otra fuente de cotas a la validez del PEF, y pueden ser empleados para acotar otro tipo de efectos, como veremos mas adelante. En nuestro trabajo [88] nos propusimos emplear los mismos para investigar posibles desviaciones de la gravitación Newtoniana para los fotones.

La ecuación (5.8) puede ser integrada como antes a lo largo de la trayectoria recta, dando para una masa puntual:

$$\frac{d}{dt} \mathbf{x}_p(t)_\perp = -(1 + \gamma)G \frac{md}{d^2} \left(\frac{\mathbf{x}_\oplus \cdot \hat{\mathbf{n}}}{r_\oplus} - \frac{\mathbf{x}_s \cdot \hat{\mathbf{n}}}{r_s} \right) \quad (5.9)$$

donde \mathbf{x}_s es el punto donde fue emitido el rayo de luz, \mathbf{x}_\oplus es el punto de observación (en este caso la Tierra), y d es la mínima distancia (“parámetro de impacto”) del rayo a la fuente de campo gravitatorio (en este caso el Sol). La ecuación (5.9) es una desviación *hacia* el Sol (en dirección $-\mathbf{d}$, cf. figura 5.1) que puede entenderse cualitativamente como la caída de los fotones al campo gravitacional solar.

Dado que $k^\mu = dx^\mu/dt$, podemos escribir:

$$\begin{aligned} \mathbf{k} &= \mathbf{k}_0 + \mathbf{k}_p, \\ \mathbf{k}_p &= k_{\parallel} \hat{\mathbf{n}} + \mathbf{k}_\perp, \end{aligned}$$

donde $\mathbf{k}_0 = \hat{\mathbf{n}}$, k_{\parallel} está dado por (5.7) y k_{\perp} por (5.9). A orden consistente con la aproximación PPN tenemos para el ángulo de desviación $\delta\varphi$ respecto de la trayectoria no perturbada

$$\delta\varphi \simeq \tan \varphi = \frac{|k_{\perp}|}{1 + k_{\parallel}} \simeq |k_{\perp}| + \mathcal{O}(\text{post-PPN}), \quad (5.10)$$

dado que ese ángulo es muy pequeño. Para un observador de imágenes estelares en la Tierra, donde

$$\frac{\mathbf{x}_{\oplus} \cdot \hat{\mathbf{n}}}{r_{\oplus}} - \frac{\mathbf{x}_s \cdot \hat{\mathbf{n}}}{r_s} \simeq 1 + \cos \varphi_0,$$

esta cantidad es

$$\delta\varphi = \frac{(1 + \gamma) 4Gm}{2d} \left(\frac{1 + \cos \varphi_0}{2} \right), \quad (5.11)$$

que es máxima para un rayo que justo roza el Sol, para el que $\varphi_0 \simeq 0$, $d \simeq R_{\odot} \simeq 6.96 \times 10^5$ km, $m = m_{\odot} = 1.97 \times 10^{33}$ g, y vale

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

5.2.1 Las determinaciones ópticas.

Las observaciones son de dos tipos, ópticas y radioastronómicas. En el primer caso, se compara la imagen de un campo estelar fotografiado durante un eclipse total de Sol con la imagen del mismo campo estelar tomada meses mas tarde, cuando el Sol se encuentra distante del mismo. Superponiendo las placas es posible medir directamente el desplazamiento angular $\delta\varphi$, como se muestra en la figura 5.2.

Once expediciones han publicado datos de los desplazamientos individuales observados para cada estrella. Los principales resultados de esas expediciones están resumidos en la Tabla 5.1. Un análisis de las técnicas experimentales se da en la referencia [115]. En general, son determinaciones difíciles de realizar por lo siguiente:

- El período de ocultación total no dura mas de 15 minutos.

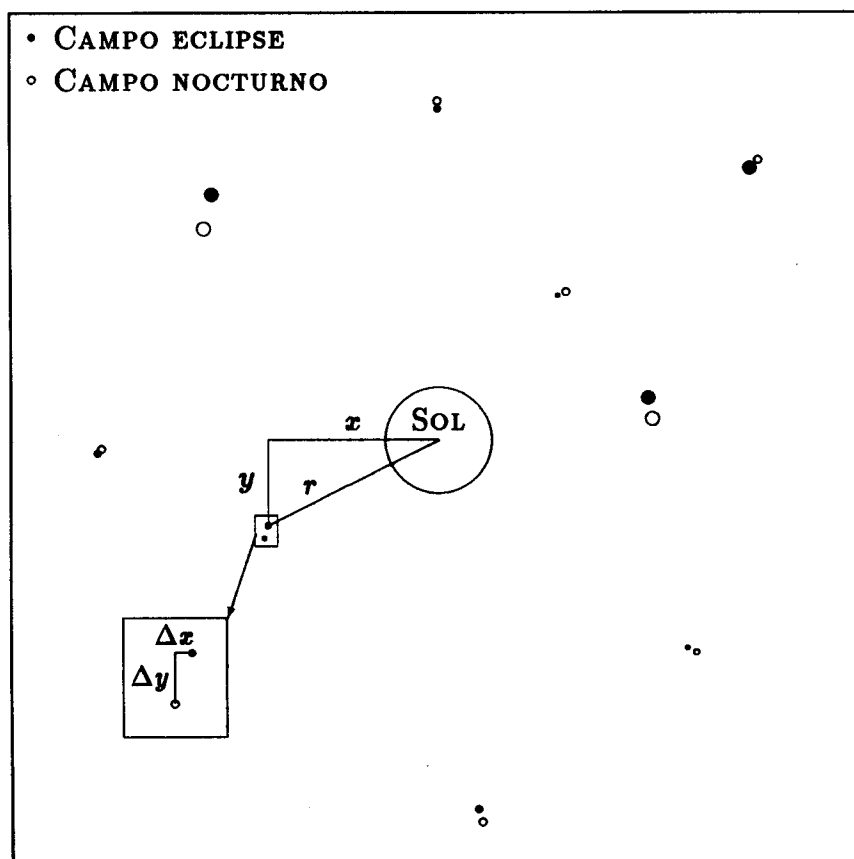


Figura 5.2: Desplazamiento relativo de las imágenes estelares en las observaciones ópticas de deflexión solar de la luz (esquemático).

- La zona de eclipse total es una estrecha banda de unos pocos kilómetros de ancho y algunos centenares de largo que suele producirse en regiones inhóspitas a las que hay que trasladar e instalar un telescopio.
- No puede asegurarse con anterioridad que el cielo esté despejado durante el eclipse.
- La situación se ve agravada por las profundas alteraciones climatológicas que acompañan a la ocultación total provocadas por el brusco cambio en la temperatura ambiente.
- Se producen cambios en las dimensiones físicas del telescopio entre las fotografías en el momento del eclipse y las nocturnas, meses más tarde.
- El brillo de la corona solar oculta estrellas poco brillantes cercanas al sol.

Como consecuencia de estos problemas, surgen dos dificultades principales en el análisis de los datos experimentales:

- i) La escasez de datos en la región crítica entre 1 y 2 radios solares.
- ii) Una cierta cantidad de incertidumbre en la determinación de la escala de la placa fotográfica. Esto se traduce en un desplazamiento radial espúreo proporcional a r que es en general del mismo orden de magnitud del desplazamiento relativista (5.11) buscado. Esta indeterminación no puede ser eliminada en la reducción inicial de los datos y debe ser incluida en todo tratamiento posterior [115,69].

Los once conjuntos de datos fueron reducidos nuevamente para obtener las cantidades $\Delta\varphi_{ij}$ y W_{ij} , que son los pesos y desplazamientos individuales de la estrella i -ésima en el j -ésimo experimento. Debido a la disparidad de datos, cada conjunto precisó de un tratamiento diferente, el que se resume en el apéndice C. Finalmente, un ajuste por cuadrados mínimos pesados se hizo con los pesos correspondientes W_{ij} para cada conjunto de datos con las ecuaciones de condición:

$$\Delta\varphi_{ij} = S_j r_{ij} + \gamma_j' \frac{L_E}{r_{ij}}, \quad (5.12)$$

Tabla 5.1: Resultados principales de los conjuntos de datos ópticos. Las columnas son como sigue: Nombre de referencia (interno) de la expedición, año, referencia bibliográfica, número de datos, distancia mínima y máxima al Sol, valor de $\gamma' = \frac{1}{2}(1 + \gamma)$ obtenido por los autores, valor de γ' obtenido por nosotros.

Nombre	Año	Ref.	datos	r_{\min}	r_{\max}	γ'_{autores}	γ'_{nuestro}
Gwch I	1919	[32]	7	2	6	1.13 ± 0.07	1.18 ± 0.074
Gwch II	1919	[32]	6	2	6	0.92 ± 0.17	1.13 ± 0.13
Chant	1922	[20]	18	2	10	1.0	0.97 ± 0.75
Lick I	1922	[17]	92	2.1	14.5	0.98 ± 0.063	0.95 ± 0.11
Lick II	1922	[16]	145	2.1	42	1.04 ± 0.086	1.05 ± 0.13
Potsdm	1929	[44]	18	1.5	7.5	1.28 ± 0.057	1.13 ± 0.069
Rusia	1936	[68]	29	2	7.2	1.53 ± 0.031	1.47 ± 0.34
Japon	1936	[65]	8	4	7	0.98 ± 0.34	0.98 ± 0.38
Bies I	1947	[110]	51	3.3	10.2	1.15 ± 0.15	1.26 ± 0.32
Bies II	1952	[111]	11	2.1	8.6	0.97 ± 0.057	0.71 ± 0.08
Texas	1973	[56]	39	1.9	9	0.95 ± 0.11	1.01 ± 0.14

donde $L_E = 1.75''$, r_{ij} es la distancia al Sol en radios solares para cada estrella, S_j , γ'_j los valores obtenidos del factor de escala y el parámetro PPN $\gamma' = \frac{1}{2}(1 + \gamma)$ de cada experimento. Estos valores, comparados con los obtenidos por los autores, se muestran en la Tabla 5.1.

A continuación se obtuvo un conjunto homogéneo de datos ópticos asignando a cada dato un peso [5,14]

$$W'_{ij} = \frac{1}{\sigma^2(\Delta\varphi_{ij})}. \quad (5.13)$$

Este esquema de pesos tiene en cuenta la naturaleza Gaussiana de los errores astronómicos, la dispersión intrínseca de cada experimento y el peso interno relativo que cada astrónomo dió a los datos individuales.

Un ajuste global de todos los datos ópticos empleando este esquema de pesos y las ecuaciones de condición:

$$\Delta\varphi_{ij} = S_j r_{ij} + \gamma'_{\text{opt}} \frac{L_E}{r_{ij}}, \quad (5.14)$$

- La zona de eclipse total es una estrecha banda de unos pocos kilómetros de ancho y algunos centenares de largo que suele producirse en regiones inhóspitas a las que hay que trasladar e instalar un telescopio.
- No puede asegurarse con anterioridad que el cielo esté despejado durante el eclipse.
- La situación se ve agravada por las profundas alteraciones climatológicas que acompañan a la ocultación total provocadas por el brusco cambio en la temperatura ambiente.
- Se producen cambios en las dimensiones físicas del telescopio entre las fotografías en el momento del eclipse y las nocturnas, meses más tarde.
- El brillo de la corona solar oculta estrellas poco brillantes cercanas al sol.

Como consecuencia de estos problemas, surgen dos dificultades principales en el análisis de los datos experimentales:

- i) La escasez de datos en la región crítica entre 1 y 2 radios solares.
- ii) Una cierta cantidad de incertidumbre en la determinación de la escala de la placa fotográfica. Esto se traduce en un desplazamiento radial espúreo proporcional a r que es en general del mismo orden de magnitud del desplazamiento relativista (5.11) buscado. Esta indeterminación no puede ser eliminada en la reducción inicial de los datos y debe ser incluida en todo tratamiento posterior [115,69].

Los once conjuntos de datos fueron reducidos nuevamente para obtener las cantidades $\Delta\varphi_{ij}$ y W_{ij} , que son los pesos y desplazamientos individuales de la estrella i -ésima en el j -ésimo experimento. Debido a la disparidad de datos, cada conjunto precisó de un tratamiento diferente, el que se resume en el apéndice C. Finalmente, un ajuste por cuadrados mínimos pesados se hizo con los pesos correspondientes W_{ij} para cada conjunto de datos con las ecuaciones de condición:

$$\Delta\varphi_{ij} = S_j r_{ij} + \gamma_j' \frac{L_E}{r_{ij}}, \quad (5.12)$$

Tabla 5.1: Resultados principales de los conjuntos de datos ópticos. Las columnas son como sigue: Nombre de referencia (interno) de la expedición, año, referencia bibliográfica, número de datos, distancia mínima y máxima al Sol, valor de $\gamma' = \frac{1}{2}(1 + \gamma)$ obtenido por los autores, valor de γ' obtenido por nosotros.

Nombre	Año	Ref.	datos	r_{\min}	r_{\max}	γ'_{autores}	γ'_{nuestro}
Gwch I	1919	[32]	7	2	6	1.13 ± 0.07	1.18 ± 0.074
Gwch II	1919	[32]	6	2	6	0.92 ± 0.17	1.13 ± 0.13
Chant	1922	[20]	18	2	10	1.0	0.97 ± 0.75
Lick I	1922	[17]	92	2.1	14.5	0.98 ± 0.063	0.95 ± 0.11
Lick II	1922	[16]	145	2.1	42	1.04 ± 0.086	1.05 ± 0.13
Potsdm	1929	[44]	18	1.5	7.5	1.28 ± 0.057	1.13 ± 0.069
Rusia	1936	[68]	29	2	7.2	1.53 ± 0.031	1.47 ± 0.34
Japon	1936	[65]	8	4	7	0.98 ± 0.34	0.98 ± 0.38
Bies I	1947	[110]	51	3.3	10.2	1.15 ± 0.15	1.26 ± 0.32
Bies II	1952	[111]	11	2.1	8.6	0.97 ± 0.057	0.71 ± 0.08
Texas	1973	[56]	39	1.9	9	0.95 ± 0.11	1.01 ± 0.14

donde $L_E = 1.75''$, r_{ij} es la distancia al Sol en radios solares para cada estrella, S_j , γ'_j los valores obtenidos del factor de escala y el parámetro PPN $\gamma' = \frac{1}{2}(1 + \gamma)$ de cada experimento. Estos valores, comparados con los obtenidos por los autores, se muestran en la Tabla 5.1.

A continuación se obtuvo un conjunto homogéneo de datos ópticos asignando a cada dato un peso [5,14]

$$W'_{ij} = \frac{1}{\sigma^2(\Delta\varphi_{ij})}. \quad (5.13)$$

Este esquema de pesos tiene en cuenta la naturaleza Gaussiana de los errores astronómicos, la dispersión intrínseca de cada experimento y el peso interno relativo que cada astrónomo dió a los datos individuales.

Un ajuste global de todos los datos ópticos empleando este esquema de pesos y las ecuaciones de condición:

$$\Delta\varphi_{ij} = S_j r_{ij} + \gamma'_{\text{opt}} \frac{L_E}{r_{ij}}, \quad (5.14)$$

da el siguiente resultado:

$$\gamma'_{\text{opt}} = 1.034 \pm 0.036, \quad (5.15)$$

mientras que los valores de los factores de escala de cada experimento no difieren en más de 1.5σ de los valores de los ajustes individuales (ecuación (5.12)), a excepción del caso Bies II, que está a 3σ . Los residuos no contienen anomalías en su distribución.

Para estudiar la robustez de la determinación, se realizaron una serie de ajustes con las ecuaciones (5.14) suprimiendo los datos asociados con un dado experimento. Del análisis de las desviaciones relativas de los valores de γ' (cf. Tabla 5.2) la máxima desviación es de alrededor de 6 %, unas 1.6 desviaciones estándar, cifra que adoptamos como la estimación final del error total:

$$\gamma'_{\text{opt}} = 1.03 \pm 0.03, \quad (5.16)$$

5.2.2 Las determinaciones de radio y el ajuste global.

En las determinaciones radioastronómicas se utiliza interferometría de muy larga base en tiempo real, y otras técnicas relacionadas, que brindan una altísima precisión en las determinaciones angulares, y que son esencialmente libres de errores sistemáticos. Los experimentos consisten en la medición del ángulo entre dos o más radiofuentes, una de las cuales pasa cerca del Sol. Mediante medición simultánea en dos frecuencias es posible eliminar el efecto de refracción de la corona solar (esencialmente un plasma altamente ionizado), que se extiende hasta unos 5 radios solares [120,41,43,42]. Hemos elegido solamente los experimentos que realizan medición en dos frecuencias, a fin de evitar datos contaminados con efectos sistemáticos de la corona solar.

Los datos publicados en las referencias [120,41,43] consisten en el valor de L_{obs} , o equivalentemente, de γ' obtenidos a diferentes valores \bar{r}_{ij} del parámetro de impacto, que son los promedios de cada día de observación. Esos valores fueron convertidos a desplazamientos $\Delta\varphi_{ij}$:

$$\Delta\varphi_{ij} = L_{ij}/\bar{r}_{ij},$$

con pesos

$$W'_{ij} = \frac{1}{\sigma^2(\Delta\varphi_{ij})} = \left[\frac{\sigma^2(L_{ij})}{\bar{r}_{ij}^2} \right].$$

Tabla 5.2: Desviaciones relativas del parámetro γ' para los datos ópticos y total, respecto de los valores (5.15) (5.18), respectivamente, obtenidas del ajuste global suprimiendo el conjunto de datos nombrado.

Nombre	Diferencia relativa	
	a γ'_{opt} ($\times 10^{-2}$)	a γ'_{tot} ($\times 10^{-3}$)
Gwch I	-1.9	-0.3
Gwch II	1.4	0.2
Chant	-0.4	-1.0
Lick I	-2.7	0.9
Lick II	-2.2	0.3
Potsdm	5.6	0.8
Rusia	4.8	-1.0
Japon	0.4	0.1
Bies I	-2.1	1.0
Bies II	1.6	0.2
Texas	1.3	0.1
Wester		-1.0
NRAO I		-6.0
NRAO II		6.0

Tabla 5.3: Resultados principales de los conjuntos de datos radioastronómicos. Las columnas son como en la Tabla 5.1.

Nombre	Año	Ref.	datos	r_{\min}	r_{\max}	γ'_{autores}	γ'_{nuestro}
Wester	1973	[120]	8	4.6	17.75	1.038 ± 0.033	1.095 ± 0.05
NRAO I	1974	[41]	8	5	23	1.015 ± 0.011	1.017 ± 0.006
NRAO II	1975	[43]	9	7	22	0.999 ± 0.011	1.003 ± 0.007

En la Tabla 5.3 se muestran los resultados obtenidos ajustando esos datos para cada experimento con las ecuaciones

$$\Delta\varphi_{ij} = \gamma'_j \frac{L_E}{r_{ij}},$$

y los pesos (5.2.2), comparado con el valor obtenido por los autores¹

Un ajuste de todos los datos ópticos y radioastronómicos con las ecuaciones de condición

$$\Delta\varphi_{ij} = g_j S_j r_{ij} + \gamma'_{\text{tot}} \frac{L_E}{r_{ij}}, \quad (5.17)$$

con W_{ij} dado por (5.13) ó (5.2.2), $g_j = 0$ para datos de microondas y 1 para datos ópticos da el valor:

$$\gamma'_{\text{tot}} = 1.011 \pm 0.005. \quad (5.18)$$

Como antes, los valores de S_j obtenidos de este ajuste global no difieren en forma significativa de los valores individuales, siendo la máxima desviación 2.8σ en el caso de Bies II.

No se encontraron anomalías en la distribución de los residuos. Se hizo un estudio de la influencia de cada experimento como se explicó antes, encontrándose los valores mostrados en la Tabla 5.2. Tomando como una estimación realista de los errores totales la fluctuación mas grande de 0.6%, que corresponde a 1.4 desviaciones estándar, encontramos el "mejor" valor de γ' obtenido de los experimentos de deflexión solar de la radiación electromagnética:

$$\gamma'_{\text{tot}} = 1.011 \pm 0.006. \quad (5.19)$$

¹Los datos de la referencia [120] fueron tomados del gráfico correspondiente. Creemos que la diferencia de 1.5σ entre los valores es irrelevante.

5.3 Cotas sobre la gravitación Newtoniana.

La aproximación PPN explora el límite Newtoniano de la gravitación. Los experimentos de deflexión solar de la luz permiten acotar precisamente ese límite de la gravitación, en forma totalmente independiente de las verificaciones basadas en la dinámica de cuerpos celestes. Como se adelantó en la sección 3.2.1 existe interés teórico, tanto desde un punto de vista clásico como cuántico, en acotar posibles desviaciones a la gravitación Newtoniana [40,39,1,91,7,45,48,79,51]. Es usual considerar un potencial fenomenológico de la forma (3.3) [91,119,45,77]:

$$U(r) = -\frac{Gm}{r}(1 + \alpha e^{\mu r}). \quad (5.20)$$

Varios grupos han encontrado cotas sobre α a diferentes valores del parámetro de escala μ^{-1} . A distancias de laboratorio $\mu^{-1} \approx 1\text{m}$, una variedad de experimentos han establecido cotas muy precisas sobre el valor de α [19,78,76], en particular, el experimento de nulidad de Spero y colaboradores [103]. Todos esos experimentos contradicen un resultado previo reportado por Long [64]. La mayoría de estos experimentos se trata de experimentos de Cavendish o pruebas de nulidad.

A distancias mayores, el grupo de Stacey y colaboradores [104] ha establecido cotas sobre α mediante métodos geofísicos, mientras que Mikkelsen [70] ha analizado la evidencia a distancias planetarias y astronómicas. Todos esos resultados están resumidos en la Figura 5.3.

Con el potencial fenomenológico (5.20) para una masa puntual, el potencial gravitacional del Sol será diferente del de una masa puntual porque la parte no Newtoniana es sensible a la distribución de masa $\rho(r)$ del Sol, que puede ser aproximada como [95]

$$\begin{aligned} \rho(r) &= \frac{\lambda^3 M_\odot}{8\pi} e^{-\lambda r}, \\ \lambda &= 4R_\odot^{-1}. \end{aligned} \quad (5.21)$$

Para el potencial solar se obtiene

$$U(r) = -\frac{GM_\odot}{r} \left[\frac{1 + \alpha e^{-\mu r}}{\left[1 - \left(\frac{\mu}{\lambda}\right)^2\right]^2} \right], \quad (5.22)$$

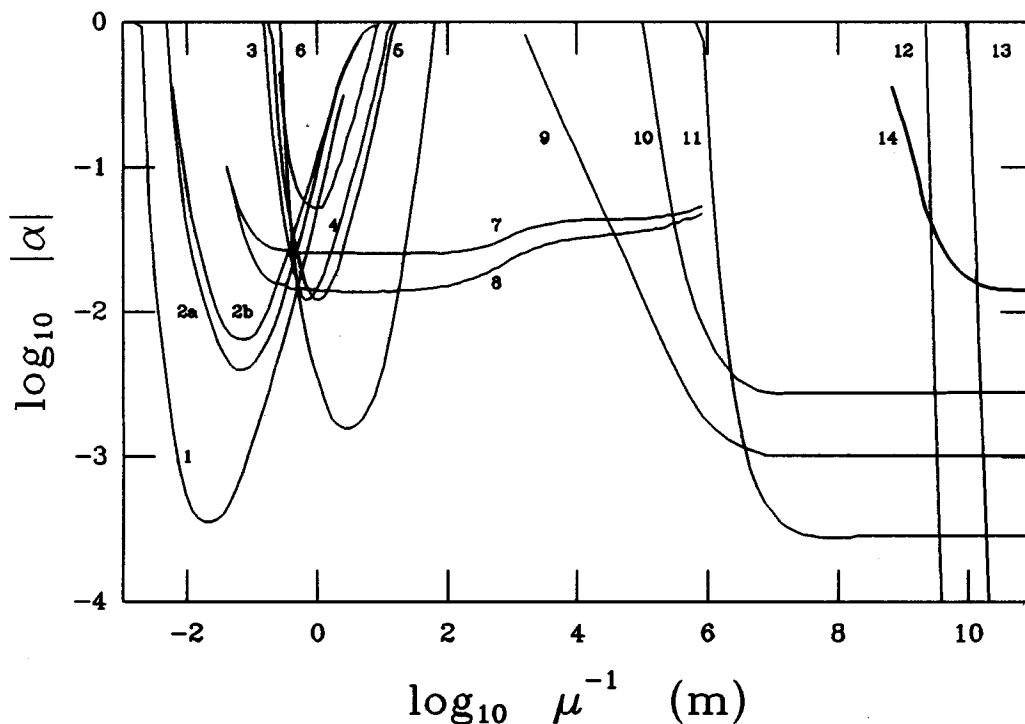


Figura 5.3: Cotas sobre la gravitación no Newtoniana. Se muestran las cotas sobre las desviaciones de la gravitación Newtoniana parametrizadas por α en (5.20). Las curvas son las de:

- (1) Spero y colaboradores [103].
- (2) Long [64]. La zona comprendida entre (2a) y (2b) son los valores de α permitidos por el resultado de Long. Su parametrización, que es de la forma: $G(r) = G_0 [1 + (2 \pm 0.4) \times 10^{-3} \ln(\frac{r}{1cm})]$ ha sido convertida a la forma (5.20).
- (3) Panov y Frontov [78].
- (4) Chan, Moody y Paik [19]. ($\alpha > 0$).
- (5) Ogawa, Tsubono y Hirakawa [76].
- (6) Chan, Moody y Paik [19]. ($\alpha < 0$).
- (7) Stacey y colaboradores [104]. ($\alpha > 0$).
- (8) Idem. ($\alpha < 0$).
- (9) Mikkelsen y Newman [70]. Gravedad superficial lunar.
- (10) Idem. Sobrevuelo de Venus por satélite.
- (11) Idem. Sobrevuelo de Mercurio por satélite.
- (12) Idem. Precesión del perihelio de Mercurio.
- (13) Idem. Precesión del perihelio de Marte.
- (14) Riveros y Vucetich [88].

despreciando términos de orden $e^{-\lambda r}$ frente a $e^{-\mu r}$ para $\mu \leq R_{\odot}^{-1}$.

Si suponemos que el PEF es válido, entonces la métrica tendrá la forma (2.4) con los valores de los parámetros PPN que corresponden a la RG (ver Tabla 2.1). Un cálculo de la deflexión de la luz en este caso nos da:

$$\Delta\varphi = \frac{L_E}{r} \left[1 + \frac{\alpha}{\left[1 - \left(\frac{\mu}{\lambda}\right)^2\right]^2} \mu r K_1(\mu r) \right], \quad (5.23)$$

donde K_1 es la función de Bessel de segundo tipo.

Dentro de esta suposición, las desviaciones del valor $\gamma' = 1$ pueden ser atribuidas a un comportamiento no Newtoniano de la gravitación. Se realizaron una serie de ajustes por cuadrados mínimos pesados con las ecuaciones de condición:

$$\Delta\varphi'_{ij} = g_j S_j r_{ij} + \alpha \mathcal{K}(\mu, r_{ij}), \quad (5.24)$$

donde

$$\begin{aligned} \Delta\varphi'_{ij} &= \Delta\varphi_{ij} - \frac{L_E}{r_{ij}}, \\ \mathcal{K}(\mu, r) &= \frac{L_E}{\left[1 - \left(\frac{\mu}{\lambda}\right)^2\right]^2} \mu K_1(\mu r), \end{aligned}$$

y los pesos (5.13) y (5.2.2), variando el valor del parámetro μ entre $0.01 R_{\odot}^{-1}$ y $1 R_{\odot}^{-1}$. En la Tabla 5.4 se dan los valores de α calculados para distintos valores del parámetro μ , junto con una estimación del error total hecha como en las secciones precedentes. Nuevamente, los factores de escala no difirieron en forma apreciable de los valores individuales. En la Figura 5.4 se muestran las cotas sobre α que resultan de este análisis.

Como se vió en la sección 5.2.2, el acuerdo con la RG de los datos de deflexión solar de la luz es bueno, ya que los valores de γ' no difieren significativamente de 1. Por esta razón, y presuponiendo que el PEF es válido, es posible acotar el comportamiento no Newtoniano de la gravitación para partículas ultrarrelativistas. Esas cotas están resumidas en las Figuras 5.4 y 5.3, en las que se adoptan como cotas conservativas 3 desviaciones estándar estadísticas del conjunto global de datos (última columna en la Tabla 5.4). Estas conclusiones son diferentes de las de la

Tabla 5.4: Valores de α para valores selectos del parámetro de escala μ^{-1} . Los valores se dan con las desviaciones estándar, y entre paréntesis la estimación del error total como se explica en el texto.

μ (en R_{\odot}^{-1})	μ^{-1} (en m)	α ($\times 10^{-2}$) para datos:		
		ópticos	microondas	todos
0.01	7×10^{10}	3.5 ± 3.6 (5.7)	1.2 ± 0.5 (0.7)	1.1 ± 0.5 (0.6)
0.02	3.5×10^{10}	3.5 ± 3.6 (5.7)	1.2 ± 0.5 (0.7)	1.2 ± 0.5 (0.7)
0.05	1.4×10^{10}	3.4 ± 3.6 (5.7)	1.4 ± 0.6 (0.8)	1.3 ± 0.5 (0.7)
0.1	7×10^9	3.3 ± 3.7 (5.8)	1.8 ± 0.7 (1.0)	1.7 ± 0.7 (0.9)
0.2	3.5×10^9	3.2 ± 4.1 (6.4)	2.9 ± 1.1 (1.5)	2.7 ± 1.0 (1.4)
0.5	1.4×10^9	4.0 ± 6.0 (0.9)	11 ± 4.5 (6.3)	8 ± 4 (5)
1.0	7×10^8	6 ± 12 (18)	98 ± 45 (63)	12 ± 11 (15)

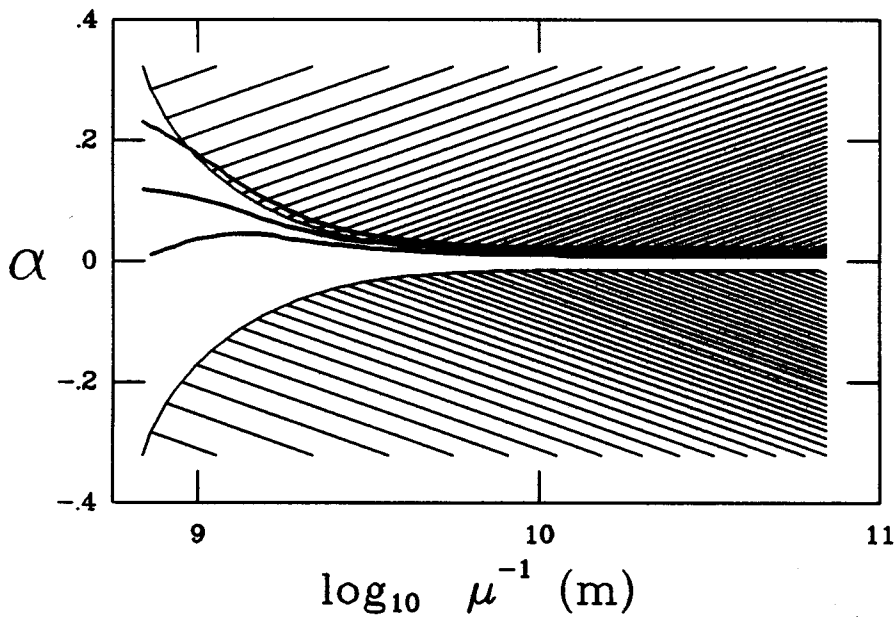


Figura 5.4: Cotas sobre el parámetro α a partir de los datos de deflexión de la luz. Las zonas rayadas son los valores de α excluidos por nuestras cotas, adoptadas como 3 desviaciones estándar del conjunto global de datos. Las líneas gruesas son el resultado para α del mismo conjunto de datos (línea central), mientras que las líneas gruesas por arriba y por abajo son $\alpha + \sigma$ y $\alpha - \sigma$, respectivamente.

referencia [67], en las que se encuentran diferencias con la RG a partir del resultado publicado por los autores de cada experimento de deflexión de la luz, pero el esquema de pesos allí empleado es irreal, en el sentido de no tomar en cuenta la calidad intrínseca de cada experimento.

5.4 Deflexión de la luz y monopolos.

Algunas de las propiedades que convierten a los monopolos en objetos astrofísicos interesantes son [81]:

- Al catalizar el decaimiento de protones, contribuirían de este modo a la luminosidad de estrellas y cuántares.
- Podrían formar parte de la materia oscura.
- Su flujo en el universo destruiría campos magnéticos galácticos en un tiempo relativamente corto.

La ausencia de todos estos fenómenos ha sido usada para establecer cotas superiores sobre su flujo en el universo. (Para una revisión sobre este tema véase la referencia [81]). En nuestro trabajo [86] establecemos un nuevo tipo de cotas para el flujo de ciertos monopolos en el universo.

Recientemente, Vilenkin [6] propuso un nuevo tipo de monopolos: los monopolos *globales*, producidos por la ruptura espontánea de una simetría *global*. Estos monopolos tienen campos de Goldstone con una densidad de energía que cae con la distancia como r^{-2} , por lo que la energía total es linealmente divergente a distancias grandes del mismo. Esta gran cantidad de energía sugiere que los monopolos globales podrían producir intensos campos gravitacionales. Sus semejanzas con otro tipo de defectos como las cuerdas cósmicas hace suponer que su métrica sea singular. Vilenkin ha mostrado que el intenso campo gravitacional que rodea el monopolo regulariza la divergencia de energía que el mismo posee, dando como resultado una masa finita para el monopolo. La métrica asintótica que rodea un monopolo global es [6,114]:

$$ds^2 = (1 + 8\pi\eta^2) dt^2 - (1 - 8\pi\eta^2) dr^2 - r^2 d\Omega^2, \quad (5.25)$$

donde η es el valor asintótico del campo de Higgs en unidades de la masa de Planck:

$$\eta = \frac{\phi_{\infty}}{m_P}.$$

Esta métrica describe un espacio con estructura cónica, es decir, cada plano a través del origen es una superficie cónica con un ángulo deficitario de $8\pi\eta^2$. La métrica alrededor de cualquier número de monopolos tendrá la misma estructura asintótica que la ecuación (5.25) ya que el valor asintótico del campo de Higgs es independiente del número de monopolos globales.

El único efecto observable de la métrica (5.25) será la deflexión de partículas sin masa como fotones o neutrinos, ya que al ser localmente plana, el movimiento de partículas no relativistas no se verá afectado. Sin embargo, rayos de luz provenientes de lados opuestos de monopolo serán deflectados en la magnitud de este ángulo puramente topológico. Por otra parte, el efecto de una métrica con estructura cónica como (5.25) no se traduce en un retardo de las señales electromagnéticas.

Es fácil ver que a orden post-Newtoniano, la métrica fuera del Sol en el formalismo PPN e incluyendo el efecto de monopolos globales en su interior es (cf. ecuación (2.4)):

$$ds^2 = (1 + 8\pi\eta^2 + 2U) dt^2 - (1 - 8\pi\eta^2 - 2\gamma U) dr^2 - r^2 d\Omega^2$$

donde U es el potencial gravitacional del Sol. La deflexión producida por esta métrica en ondas electromagnéticas es (cf. ecuaciones (5.7), (5.9) y (5.11)):

$$\delta\varphi = \gamma' \frac{L_E}{r} + 8\pi\eta^2$$

donde nuevamente r es el parámetro de impacto del rayo de luz.

Los datos de experimentos radioastronómicos de deflexión de la luz no pueden ser usados para buscar un desplazamiento constante como el esperado para un monopolo, ya que en estos experimentos se mide instantáneamente el ángulo *entre una radiofuente y otra* a distintas distancias del Sol, con lo que tal desplazamiento afectaría a ambas por igual, cancelándose. En cambio, en los experimentos ópticos, se mide el ángulo entre dos imágenes estelares de *la misma* estrella en momentos diferentes, y un desplazamiento constante afectaría solamente a las estrellas del campo

eclipse. La combinación de ambos tipos de experimentos puede ser usada para determinar un posible desplazamiento constante independiente de la distancia, como el producido por monopolos globales en el Sol.

Con el conjunto homogéneo de datos y pesos obtenido en la sección 5.2.2 se ajustaron por cuadrados mínimos pesados las siguientes ecuaciones de condición:

$$\Delta\varphi_{ij} = \gamma' \frac{L_E}{r_{ij}} + g_j (8\pi\eta^2 + S_j r_{ij}),$$

donde γ' , g_j , S_j , etc. son como en (5.17), y los pesos son (5.13) ó (5.2.2). Este ajuste da los valores:

$$\begin{aligned} \gamma' &= 1.012 \pm 0.005 \\ 8\pi\eta^2 &= 0.033'' \pm 0.027'' \end{aligned} \quad (5.26)$$

(cf. con (5.18)). Una estimación de los errores sistemáticos a partir de los datos de la Tabla 5.5 permite adoptar, como valor conservativo del error total 2.2 veces y 1.06 veces la desviación estándar para $8\pi\eta^2$ y γ' , respectivamente. Dado que el valor de γ' no difiere significativamente del valor hallado previamente al analizar las observaciones (cf. secciones 5.2, 5.2.2 y ecuación (5.19)) y además el valor de $8\pi\eta^2$ no difiere significativamente de cero, escogemos como un valor conservativo para la cota a la magnitud $8\pi\eta^2$ tres desviaciones estándar estadísticas, o sea:

$$|8\pi\eta^2| \leq 0.08'',$$

lo que da la siguiente cota sobre el valor asintótico del campo Higgs alrededor de hipotéticos monopolos globales en el Sol:

$$|\phi_\infty| \leq 3.8 \times 10^{-4} m_p \approx 4.5 \times 10^{15} \text{ GeV}. \quad (5.27)$$

Este valor nos permite asegurar que no hay en el Sol monopolos globales con masa $m_M > 10^{16} \lambda^{-1/2} \text{ GeV}$ (λ es la constante - adimensional - del término cuártico en el potencial del campo de Higgs de la teoría).

Esto excluye la presencia de monopolos generados en teorías de Gran Unificación, ya que un monopolo global de GU tiene una escala típica de energía $\mu_{TGU} > 10^{16} \text{ GeV}$, como sugieren los experimentos de decaimiento de protón [81]. Por otra parte, las cotas a partir de la deflexión solar de la luz no pueden poner ningún límite sobre el número de monopolos mas

Tabla 5.5: Desviaciones relativas de los parámetros $8\pi\eta^2$ y γ' para el conjunto global de datos, respecto de los valores (5.26) respectivamente, obtenidas del ajuste global suprimiendo el conjunto de datos nombrado. (El símbolo \star significa un valor despreciable).

Nombre	Diferencia relativa	
	a $8\pi\eta^2$	a γ' ($\times 10^{-3}$)
Gwch I	-0.57	\star
Gwch II	-0.12	\star
Chant	\star	\star
Lick I	0.18	\star
Lick II	-0.33	\star
Potsdm	-0.48	\star
Rusia	-0.06	\star
Japon	\star	\star
Bies I	-0.06	\star
Bies II	1.2	0.6
Texas	0.03	\star
Wester	\star	-0.6
NRAO I	0.15	-6.2
NRAO II	-0.15	6.8

livianos. En este sentido, los experimentos de deflexión solar de la luz actúan como un "filtro pasabajos", señalando la presencia de monopolos desde cierta masa en adelante.

A partir de estas cotas, es posible acotar el flujo de monopolos en el universo recordando que el número de monopolos N_M capturado por un objeto astronómico de radio R , masa M y edad T es [81]:

$$N_M = 4\pi^2 R^2 \left(1 + \frac{2GM}{Rv_M^2}\right) \langle F_M \rangle \varepsilon T, \quad (5.28)$$

donde $\langle F_M \rangle$ es el flujo medio de monopolos y ε es la eficiencia de la captura. El Sol captura monopolos magnéticos menos masivos que 10^{18} GeV con velocidades $v_M \leq 10^{-3}c$ con buena eficiencia ($\varepsilon \approx 1$). Para monopolos globales, la eficiencia de la captura es desconocida, por lo que las cotas sobre el flujo de este tipo de monopolos solo puede ser establecida en términos de ε . Si insertamos valores en (5.28) obtenemos de (5.27):

$$\begin{aligned} \langle F_M \rangle &\leq 2 \times 10^{-41} N_M / \varepsilon \approx 2 \times 10^{-41} \text{ cm}^2 \text{ sr}^{-1} \text{ s}^{-1} \\ 10^{16} \text{ GeV} &\leq m_M \leq 10^{18} \text{ GeV}. \end{aligned} \quad (5.29)$$

Para masas mayores, la eficiencia ε cae abruptamente, ya que solo son capturados monopolos con velocidades cercanas a la velocidad de escape. La eficiencia de captura tendrá una dependencia en m_M^{-1} , por lo que se esperan cotas del orden de

$$\begin{aligned} \langle F_M \rangle &\leq 10^{-38} \text{ cm}^2 \text{ sr}^{-1} \text{ s}^{-1} \\ 10^{18} \text{ GeV} &\leq m_M \leq 10^{21} \text{ GeV}. \end{aligned} \quad (5.30)$$

Al presente no existen cotas sobre el número de monopolos globales en el Sol. Aún con eficiencias de captura tan bajas como $\varepsilon \approx 10^{-6} - 10^{-8}$, las cotas (5.29) y (5.30) puestas por los datos de deflexión solar de la luz son muy pequeñas. Si los mecanismos de producción y captura de monopolos globales son similares a los de los monopolos magnéticos, estas cotas confirman el modelo estándar cosmológico inflacionario.

Capítulo 6

Conclusiones.

En los capítulos anteriores hemos estudiado un concepto fundacional en toda teoría de la gravitación, el Principio de Equivalencia, que establece la igualdad de la caída libre de los cuerpos. El mismo ha sido analizado desde el punto de vista de su relación con las fuerzas fundamentales, en una confrontación medularmente experimental, focalizando la atención en algunos aspectos puntuales de su verificación experimental, y desarrollando por otra parte un formalismo adecuado para el estudio futuro de los datos de física de altas energías en este contexto.

Es así como introdujimos, en el Capítulo 2 una serie de definiciones que hacían mas específica la noción del PE. Estas fueron la categorización del PE a través de los distintos efectos violatorios al mismo. Vimos que eran sus partes constituyentes la Invariancia Local y Posicional de Lorentz y el PED, en el caso de las interacciones no-gravitatorias (PEE), y el PEDG, en caso de que las interacciones gravitatorias fueran tomadas en cuenta (PEF). Vimos también que estos efectos violatorios no eran independientes sino que mas bien estaban íntimamente relacionados, lo que podía mostrarse a través de simples argumentos de conservación de la energía. Introdujimos además el formalismo Parametrizado Post Newtoniano y discutimos también la conjetura de Schiff en relación al PEE y al PEF.

En el Capítulo 3 repasamos los experimentos más representativos de la verificación experimental del PEE. La mayoría de los resultados tienden a verificar la validez del PEE, poniendo cotas sobre la dependencia composicional de la Universalidad de la Caída Libre. Sin embargo, ciertos experimentos muestran evidencia en contrario, entre los que cabe destacar

el reciente experimento de Thieberger [108]. Sus resultados son compatibles con una modificación a la ley de Newton de la gravitación de alcance medio y dependiente de la composición. Resumimos primeramente las posibilidades teóricas que pueden conducir a este tipo de comportamiento. En la sección 3.2.2 analizamos detalladamente una posible explicación alternativa de dicho experimento, basada en la consideración de los efectos de compresibilidad que el campo gravitacional de la inhomogeneidad introducía en el aparato. Encontramos que en las condiciones experimentales originales, dicho efecto no podía dar cuenta de los resultados observados, aunque sí estaba presente en el experimento. Seguidamente se propuso un nuevo arreglo experimental para eliminar una serie de errores sistemáticos y efectos indeseables que podían oscurecer la interpretación de los resultados del experimento original. Estos problemas estaban principalmente relacionados con la naturaleza hidrodinámica del experimento de Thieberger, por lo que se propuso y analizó la idea de un *dinamómetro diferencial*, en contraposición al *acelerómetro diferencial* de aquél. Lo que se intentó fue mostrar la factibilidad de la propuesta experimental mas que diseñar un experimento concreto.

El Capítulo 4 fue íntegramente dedicado a la formulación de un modelo basado en el Modelo Estándar de las Interacciones Fundamentales adecuado como base para analizar los experimentos de física de altas energías en relación a la verificación del PEE y la conjetura de Schiff para las formas de energía no-gravitatorias. Este modelo que fue llamado el Modelo Estándar Gravitatoriamente Modificado, constituye esencialmente una parametrización de los efectos violatorios al PEE, en un sentido análogo a la parametrización del formalismo PPN para el PEF. Esta parametrización de los distintos efectos violatorios al PEE se logra en el MEGM de forma absolutamente cuántica, jugando el Grupo de Renormalización un rol fundamental. Es posible separar finalmente el Lagrangeano del MEGM en una parte que es exactamente el Lagrangeano del ME en espacio de Minkowski, mas otra parte espúrea que contiene todos los efectos violatorios al PEE para los distintos campos que forman el ME. La invariancia de calibre del modelo se preserva en todo momento, lo que asegura la renormalizabilidad del mismo. Mediante este modelo es posible intentar una interpretación de ciertos experimentos de física de altas energías para los que existen magnitudes medidas muy precisamente, las que pueden brindar cotas ajustadas a las violaciones de ILL, IPL y PED para las interacciones débiles. Pa-

ralelamente, es el marco adecuado para encarar el diseño e interpretación de experimentos encaminados a obtener esas cotas para las interacciones fuertes.

Finalmente, el Capítulo 5 se dedicó a la verificación experimental del PEF. Se repasaron en primer lugar los resultados “modernos” de los experimentos “clásicos”¹ que significaron la convalidación de la Teoría de la Relatividad General. Se analizaron seguidamente en forma detallada los experimentos de deflexión de ondas electromagnéticas en el campo gravitatorio solar, obteniéndose un conjunto global homogéneo de datos del que se extrae el “mejor” valor a la fecha del paraámetro PPN verificado por este tipo de experimentos. Se encuentra que para los fotones el acuerdo con la RG es mejor que el uno por ciento. Mediante estos datos pueden obtenerse cotas sobre el comportamiento no-Newtoniano de la gravitación (Las razones para buscar este tipo de comportamientos ya fué discutida brevemente en el Capítulo 3). En este caso no se encontraron desviaciones significativas del comportamiento Newtoniano para las partículas ultrarelativistas como los fotones. Se obtuvieron también mediante estos datos cotas sobre el número de monopolos globales en el Sol, encontrándose que no existen monopolos de este tipo con masas superiores a $10^{16} \lambda^{-1/2}$ GeV, excluyendo de este modo monopolos globales generados en teorías de Gran Unificación. Estos resultados implican cotas muy pequeñas sobre el flujo de este tipo de objetos en el universo, lo que confirma el modelo estándar cosmológico inflacionario.

Como un comentario final que engloba de algún modo los resultados expuestos en este trabajo, quiero destacar que la gran mayoría de la evidencia experimental tiende a convalidar a la Teoría de la Relatividad General como el mas firme candidato a la “correcta” teoría de la gravitación. Al menos, a las escalas de distancia y energía actualmente accesibles, o sea que la RG tiende a ser el prototipo del límite clásico de cualquier teoría cuántica de la gravitación. Uno no puede menos que sorprenderse de la fortaleza de esta teoría construída sobre la base de una afirmación, el PE, formulada por Einstein con un débil fundamento experimental. Esto muestra el atrevimiento del pensamiento Einsteniano al concebir “...que cosas que no se pueden tocar ni pesar (como las ondas luminosas o de radio) caen con la misma aceleración que las bolas de Galileo” [117].

¹En el sentido de su importancia e independencia, no en un sentido cronológico.

Apéndice A

La ecuación de movimiento de la esfera y su integración.

Supongamos una esfera de radio R , volumen V , masa m , en flotación neutra en un líquido de densidad ρ_0 (en el centro de la esfera), compresibilidad $\kappa = \partial(\ln \rho)/\partial p$ y viscosidad cinemática ν . Su ecuación de movimiento en el sentido z de la vertical local será:

$$m\ddot{z}(t) = -mg + \rho_0 V g - \rho_0^2 V g^2 \kappa (z(t) - z_0) - F_{\text{roce}}(t) + F_{\text{ext}}(t). \quad (\text{A.1})$$

La fuerza de roce viscoso para una esfera es [60]:

$$F_{\text{roce}}(t) = \frac{3}{2} \rho_0 V \left\{ \frac{1}{3} \ddot{z}(t) + \frac{3\dot{z}(t)}{\tau} + \frac{3}{\sqrt{\pi\tau}} \int_{-\infty}^t \frac{\ddot{z}(t')}{\sqrt{t-t'}} dt' \right\}, \quad (\text{A.2})$$

donde

$$\tau = \frac{R^2}{\nu}$$

es un parámetro con dimensiones de tiempo que mide los tiempos característicos del movimiento.

En el equilibrio la esfera se halla en $z_0 = 0$, y $mg = \rho_0 V g$, con lo que la ecuación (A.1) queda:

$$\ddot{z}(t) = -\rho_0 \kappa g^2 z(t) - \frac{1}{2} \ddot{z}(t) - \frac{9\dot{z}(t)}{2\tau} - \frac{9}{2\sqrt{\pi\tau}} \int_{-\infty}^t \frac{\ddot{z}}{\sqrt{t-t'}} dt' + \frac{F_{\text{ext}}}{m}, \quad (\text{A.3})$$

es decir, la siguiente ecuación íntegro-diferencial:

$$\ddot{z} + Kz + Dz + C \int_{-\infty}^t \frac{\ddot{z}}{\sqrt{t-t'}} dt' - f_{\text{ext}} = 0, \quad (\text{A.4})$$

donde

$$\begin{aligned} K &= \frac{2}{3} \rho_0 \kappa g^2, \\ D &= \frac{3}{\tau}, \\ C &= \frac{3}{\sqrt{\pi \tau}}, \\ f_{\text{ext}} &= \frac{2 F_{\text{ext}}}{3 m}. \end{aligned}$$

Este tipo de ecuaciones tiene solución sólo para casos muy sencillos de la fuerza f_{ext} . Para el caso más complejo que nos interesa (cf. ecuaciones (3.10) y (3.12)), debe recurrirse a su integración numérica. La integral en (A.4) no resulta fácil de tratar, es el típico término de histéresis presente en los procesos disipativos que, si bien es finita, resulta numéricamente inestable.

Se resolvió hacer la siguiente aproximación de la integral. Como ésta es un término que "guarda memoria" de todo el movimiento anterior, para integrar numéricamente se comienza a partir de las condiciones iniciales en $t = 0$ y se supone que $\ddot{z} \equiv 0$ entre $-\infty$ y 0 (que es además una adecuada condición inicial para nuestro problema). En cada paso temporal de la integración se estima la integral por su suma de Riemman en los pasos ya calculados, mas una corrección por el paso que se está calculando. La integral

$$\int_{-\infty}^t \frac{\ddot{z}(\tau)}{\sqrt{t-\tau}} d\tau = I(t)$$

puede escribirse

$$I(t) = S(t) + R(t),$$

con $S(t)$ la suma hasta el paso previo ($\Delta = (t/n)$ es el paso temporal):

$$S(t) \simeq \Delta^{1/2} \sum_1^n \frac{\ddot{z}(j\Delta)}{\sqrt{n-j+1}},$$

y $R(t)$ el valor de la integral en el último paso, que aproximamos como

$$R(t) = \int_{t-\Delta}^t \frac{\ddot{z}(\tau)}{\sqrt{t-\tau}} d\tau = \int_0^\Delta \frac{\ddot{z}(t-\Delta+\tau)}{\sqrt{\Delta-\tau}} d\tau$$

$$\simeq a\ddot{z}(t-\Delta) + b\ddot{z}(t). \quad (\text{A.5})$$

El último término de (A.5) puede ser agrupado con el término en $\ddot{z}(t)$ de (A.4), y para determinar las constantes a y b pedimos que la integral se cumpla para dos casos: $\ddot{z} = \text{constante}$, t , de donde¹

$$b = 2a = \frac{4}{3}\Delta^{1/2}.$$

De este modo, la ecuación diferencial (A.4) puede expresarse en diferencias finitas como:

$$\ddot{z}_n(1 + 4A) + Kz_n + D\dot{z}_n + 3A \left[\frac{5}{3}\ddot{z}_{n-1} + \sum_1^{n-2} \frac{\ddot{z}_j}{\sqrt{n-j}} \right] = 0,$$

con

$$A = \sqrt{\frac{\Delta}{\pi\tau}}.$$

¹Esto constituye de hecho una forma elemental de integración por cuadraturas.

Apéndice B

La transformación al SLIF.

La transformación que lleva el MEGM al sistema localmente inercial de fermiones puede hallarse a partir de las condiciones que definen tal sistema, los puntos i) y ii) de la página 49. Estamos interesados en la transformación de coordenadas a orden $(\mathbf{g} \cdot \bar{\mathbf{x}})$ y $(\mathbf{g}t)$, donde $\mathbf{g} = \nabla U$. Estos términos son ya cantidades pequeñas dadas las dimensiones del cuerpo de prueba y el lapso transcurrido desde el comienzo de la caída libre. La transformación es entonces [72]:

$$\begin{aligned}\bar{\mathbf{x}} &= H_0^{1/2} \mathbf{x} + \frac{1}{2} \frac{H'_0}{H_0^{1/2}} (\mathbf{g} \cdot \bar{\mathbf{x}}) \mathbf{x}, \\ &= -\frac{1}{4} \frac{H'_0}{H_0^{1/2}} \mathbf{g} |\mathbf{x}|^2 + \frac{1}{4} \frac{T'_0}{H_0^{1/2}} \mathbf{g} t^2, \\ \bar{t} &= T_0^{1/2} t + \frac{1}{2} \frac{T'_0}{T_0^{1/2}} (\mathbf{g} \cdot \bar{\mathbf{x}}) t,\end{aligned}$$

donde

$$\begin{aligned}H_0 &= H(\bar{\mathbf{x}} = \mathbf{x} = 0), \\ T_0 &= T(\bar{\mathbf{x}} = \mathbf{x} = 0), \\ H'_0 &= \left. \frac{dH}{dU} \right|_{\bar{\mathbf{x}} = \mathbf{x} = 0}, \\ T'_0 &= \left. \frac{dT}{dU} \right|_{\bar{\mathbf{x}} = \mathbf{x} = 0}.\end{aligned}$$

Con estas ecuaciones resulta fácil hallar los campos de tetrada¹ que transforman el MEGM al SLIF:

$$\begin{aligned}
 V_0^0 &= \frac{\partial \tilde{t}}{\partial t} = T_0^{1/2} + \frac{1}{2} \frac{T_0'}{T_0^{1/2} H_0^{1/2}} (\mathbf{g} \cdot \tilde{\mathbf{x}}), \\
 V_0^i &= \frac{\partial \tilde{x}^i}{\partial t} = \frac{1}{2} \frac{T_0'}{T_0^{1/2} H_0^{1/2}} g^i T, \\
 V_i^0 &= \frac{\partial \tilde{t}}{\partial x^i} = \frac{1}{2} \frac{T_0'}{T_0} g_i \tilde{t}, \\
 V_j^i &= \frac{\partial \tilde{x}^i}{\partial \tilde{x}^j} = [H_0^{1/2} + \frac{1}{2} \frac{H_0'}{H_0} (\mathbf{g} \cdot \tilde{\mathbf{x}})] \delta_j^i \\
 &\quad + \frac{1}{2} \frac{H_0'}{H_0} (g_j \tilde{x}^i - g^i \tilde{x}_j).
 \end{aligned} \tag{B.1}$$

Esta transformación es aplicada a cada campo en el MEGM para obtener las expresiones $\tilde{\mathcal{L}}$ de cada Lagrangeano en el marco $\tilde{\mathbf{x}}$, manteniendo, como antes, términos solamente hasta orden $(\mathbf{g} \cdot \tilde{\mathbf{x}})$ y $(g\tilde{t})$. Esta transformación puede resumirse como sigue (ver Tabla 4.1 para la notación):

Lagrangeano de fermiones.

La transformación (B.1) se aplica de la siguiente manera: si denotamos los símbolos en el SLIF con una tilde, tenemos

$$\begin{aligned}
 \gamma^\mu &= V_\alpha^\mu \tilde{\gamma}^\alpha, \\
 \nabla_\mu &= V_\mu^\alpha \tilde{\nabla}_\alpha,
 \end{aligned}$$

donde $V_\alpha^\mu = \eta_{\alpha\beta} V_\nu^\beta g^{\nu\mu}$, y recordando que $V_\alpha^\mu V_\mu^\beta = \delta_\alpha^\beta$ es fácil ver que

$$\gamma^\mu \nabla_\mu = \tilde{\gamma}^\alpha \tilde{\nabla}_\alpha.$$

Falta estudiar el término que contiene la conexión espín afín Γ_μ . En nuestro caso sus componentes son:

$$\begin{aligned}
 \Gamma_0 &= \frac{1}{4} \frac{T_0'}{T_0 H_0^{1/2}} \sigma_{0i} g^i, \\
 \Gamma_i &= \frac{1}{4} \frac{H_0'}{H_0} \sigma_{ij} g^j,
 \end{aligned}$$

¹Nuevamente aquí se ha traducido, quizá tan infelizmente como en las anteriores oportunidades, el vocablo alemán *Vierbein*, utilizado habitualmente para nombrar al conjunto de funciones tensoriales con los que se expresa la transformación de campos tensoriales de espín arbitrario entre distintos sistemas generales de coordenadas [121,72].

donde $\sigma_{\mu\nu} = \frac{i}{2}[\gamma_\mu, \gamma_\nu]$. Bajo una transformación de Lorentz infinitesimal [72]

$$D = I + \frac{1}{2}\omega^{\alpha\beta}(x)\sigma_{\alpha\beta}$$

la conexión se transforma como

$$\Gamma'_\mu = \Gamma_\mu + \frac{1}{2}\omega^{\alpha\beta}[\sigma_{\alpha\beta}, \Gamma_\mu] - \frac{1}{2}\sigma^{\alpha\beta}\partial_\mu\omega_{\alpha\beta}. \quad (\text{B.2})$$

En el SLIF tenemos la libertad de realizar transformaciones de Lorentz dejando la física invariante, por lo que es posible eliminar Γ_μ mediante la siguiente elección de parámetros:

$$\begin{aligned} \omega^{0k} &= \frac{1}{4} \frac{T'_0}{T_0^{1/2} H_0^{1/2}} g^{kt}, \\ \omega^{lm} &= -\frac{1}{4} \frac{H'_0}{H_0} (g^l x^m - g^m x^l), \end{aligned}$$

con los que $\Gamma'_\mu = 0$.

Finalmente, dado que $\bar{\psi}$ y ψ son invariantes bajo transformaciones generales de coordenadas como (B.1), es posible llevar \mathcal{L}_ψ a su forma canónica:

$$\tilde{\mathcal{L}}_\psi = i\bar{\psi}\tilde{\gamma}^\alpha\tilde{\nabla}_\alpha\psi : \quad (\text{B.3})$$

Lagrangiano de los campos de calibre

La transformación de cantidades vectoriales y tensoriales está especificada por la transformación (B.1), por lo que:

$$\begin{aligned} f^A_{\mu\nu} &= V^\alpha_\mu V^\beta_\nu \tilde{f}^A_{\alpha\beta}, \\ D^\mu_A &= V^\mu_\alpha \tilde{D}^\alpha_A. \end{aligned} \quad (\text{B.4})$$

Desarrollando ϵ_A , μ_A en potencias de $(\mathbf{g}\cdot\tilde{\mathbf{x}})$ y reteniendo en \mathcal{L}_g el primer

orden en $(\mathbf{g} \cdot \bar{\mathbf{x}})$ y $(\mathbf{g}\bar{t})$, se obtiene:

$$\begin{aligned} \tilde{\mathcal{L}}_g = \frac{1}{2}\epsilon_{0A}T_0H_0 \left\{ \begin{aligned} &(\tilde{\mathbf{E}}_A^2 - \tilde{\mathbf{B}}_A^2) + [\Omega_{0A}\tilde{\mathbf{E}}_A^2 + c_A^2\Lambda_{0A}\tilde{\mathbf{B}}_A^2](\mathbf{g} \cdot \bar{\mathbf{x}}) \\ &+ (1 - c_A^2)[T_0'H_0^{-1/2}T_0^{-1}(\mathbf{g}\bar{t}) \cdot (\tilde{\mathbf{E}}_A \times \tilde{\mathbf{B}}_A)] \end{aligned} \right\} \\ + \frac{1}{2}\alpha_A^{-1}(\partial_\beta \tilde{D}_A^\beta)^2, \end{aligned} \quad (\text{B.5})$$

donde

$$\begin{aligned} \Omega_{0A} &= (\epsilon'_{0A}/\epsilon_{0A} + H'_0/H_0 + T'_0/T_0)H_0^{-1/2}, \\ \Lambda_{0A} &= (2H'_0/H_0 - \mu'_{0A}/\mu_{0A})T_0^{-1/2}, \\ c_A^2 &= H_0T_0^{-1}\epsilon_{0A}^{-1}\mu_{0A}^{-1} \end{aligned}$$

Lagrangiano de Higgs.

Nuevamente se desarrollan los parámetros gravitacionales T_H , H_H en potencias de $(\mathbf{g} \cdot \bar{\mathbf{x}})$, usando (B.1) y reteniendo el primer orden en $(\mathbf{g} \cdot \bar{\mathbf{x}})$ y $(\mathbf{g}\bar{t})$, se obtiene para \mathcal{L}_H :

$$\begin{aligned} \tilde{\mathcal{L}}_H = \frac{T_0}{T_{H0}} \{ &[(\tilde{\nabla}_\alpha \phi)^\dagger (\tilde{\nabla}^\alpha \phi) - M_1^2 \phi^\dagger \phi - h(\phi^\dagger \phi)^2] \\ &+ (\frac{T'_0}{T_0} - \frac{T'_{H0}}{T_{H0}})H_0^{-1/2}(\tilde{\nabla}_0 \phi)^\dagger (\tilde{\nabla}_0 \phi)(\mathbf{g} \cdot \bar{\mathbf{x}}) \\ &+ s^2(\frac{H'_0}{H_0} - \frac{H'_{H0}}{H_{H0}})H_0^{-1/2}(\tilde{\nabla} \phi)^\dagger \cdot (\tilde{\nabla} \phi)(\mathbf{g} \cdot \bar{\mathbf{x}}) \\ &+ (1 - s^2)\frac{T'_0}{T_0}[(\tilde{\nabla}_0 \phi)^\dagger (\tilde{\nabla} \phi) + (\tilde{\nabla} \phi)^\dagger (\tilde{\nabla}_0 \phi)] \cdot (\mathbf{g}\bar{t}) \\ &- (1 - s^2)(\tilde{\nabla} \phi)^\dagger \cdot (\tilde{\nabla} \phi) \}, \end{aligned} \quad (\text{B.6})$$

donde

$$s^2 = T_{H0}H_0T_0^{-1}H_{H0}^{-1}.$$

Lagrangiano de los campos fantasmas.

Mediante la misma metodología se obtiene:

$$\tilde{\mathcal{L}}_{gh} = \frac{1}{2}\bar{C}_A(\partial_\alpha \partial^\alpha C_A - g_A \partial_\alpha [D_A^\alpha, C_A]). \quad (\text{B.7})$$

Apéndice C

Tratamiento de los datos ópticos de deflexión solar de la luz.

Los once experimentos ópticos de deflexión solar de la luz para los que se publicaron los desplazamientos individuales de cada estrella observada están resumidos en la Tabla 5.1. En este Apéndice se explica el tratamiento preliminar otorgado a cada conjunto de datos a fin de obtener el conjunto homogéneo de desplazamientos $\Delta\varphi_{ij}$ y sus correspondientes pesos W_{ij} . Se usaron de cada experimento los desplazamientos radiales y pesos publicados, con la excepción de los siguientes:

Experimento *Gwch I* (Ref. [32]).

La reducción de este conjunto de datos es bastante complicada, debido a la poca cantidad de estrellas y la inhomogeneidad de los datos. A pesar de ello es destacable el cuidadoso trabajo realizado por Dyson en 1920 con un conjunto de datos a primera vista de tan pobre calidad. En nuestra reducción se modificó ligeramente el esquema original de los autores en los últimos pasos. Los datos publicados consisten en cuatro conjuntos de desplazamientos en coordenadas Cartesianas Δx_i , Δy_i y las coordenadas x_i , y_i de la estrella (cf. Figura 5.2). Se siguieron los siguientes pasos:

- (a) Para cada uno de los cuatro conjuntos las constantes de rotación y corrección de cero¹ de las placas [115,32] fueron obtenidas de las coordenadas x con las ecuaciones de condición:

$$\Delta x_i = C_0 y_i + a_0 + L_0 \frac{x_i}{r_i^2}.$$

Se obtuvo un conjunto de desplazamientos corregidos de:

$$\begin{aligned}\Delta x'_i &= \Delta x_i - C_0 y_i - a_0, \\ \Delta y'_i &= \Delta y_i + C_0 x_i.\end{aligned}$$

- (b) Una segunda corrección de cero se obtuvo de:

$$\begin{aligned}\Delta x'_i &= a_1 + L_1 \frac{x_i}{r_i^2}, \\ \Delta y'_i &= b_1 + L_1 \frac{y_i}{r_i^2},\end{aligned}$$

y los correspondientes desplazamientos corregidos:

$$\begin{aligned}\Delta x''_i &= \Delta x'_i - a_1, \\ \Delta y''_i &= \Delta y'_i - b_1.\end{aligned}$$

- (c) De estos desplazamientos se obtuvieron las proyecciones radiales y se calculó el factor de escala de cada una de las cuatro placas de las ecuaciones:

$$\Delta \varphi_i = S r_i + \frac{L}{r_i}. \quad (\text{C.1})$$

De allí se obtuvieron los desplazamientos para cada placa:

$$\Delta \varphi'_i = \Delta \varphi_i - S r_i \quad (\text{C.2})$$

con pesos

$$W_i = \frac{1}{\sigma^2 + r_i^2 \sigma^2(S)}. \quad (\text{C.3})$$

- (d) Los desplazamientos finales $\Delta \varphi_i$ son el promedio pesado de los cuatro desplazamientos individuales de cada estrella.

¹Denominada comúnmente *offset* en la literatura.

Experimento Chant (Ref. [20]).

Los autores publican dos conjuntos de desplazamientos en coordenadas Cartesianas. Correcciones de cero, rotación, torsión y escala para cada conjunto fueron halladas de las ecuaciones de condición:

$$\Delta x_i = a + cy_i + dx_i + L \frac{x_i}{r_i^2},$$

$$\Delta y_i = b - cx_i + ey_i + L \frac{y_i}{r_i^2}.$$

Con estos valores se obtuvieron dos conjuntos de desplazamientos corregidos $\Delta x'_i$, $\Delta y'_i$, de los que se calculó su proyección radial. Con las ecuaciones (C.1)–(C.3) se obtuvieron desplazamientos radiales corregidos y finalmente los desplazamientos utilizados fueron el promedio pesado de los dos conjuntos obtenidos.

Experimento Japon (Ref. [65]).

Los desplazamientos $\Delta\varphi_i$ son el promedio de los desplazamientos publicados con igual peso.

Experimento Bies I (Ref. [110]).

Los desplazamientos $\Delta\varphi_i$ son el promedio de los desplazamientos publicados con igual peso.

Experimento Bies II (Ref. [111]).

El tratamiento de los datos para este experimento resultó muy problemático. A. A. Mikhailov [69] remarca las dificultades que se encuentran con estos datos. Para cada uno de los ocho conjuntos de datos individuales, correcciones de cero se hallaron de las ecuaciones:

$$\Delta\varphi_i = A \cos \beta_i + B \sin \beta_i + \frac{L}{r_i},$$

que son las ecuaciones empleadas por el autor, pero nuestros resultados no concuerdan con los publicados por él².

²Incidentalmente, Mikhailov [69], además de señalar una serie de errores tipográficos en el trabajo original de Biesbroeck [111], no se explica cómo pudo éste llegar a sus resultados.

Los ocho conjuntos de datos fueron promediados con los pesos que da el autor para cada conjunto de datos, mientras que se asignó a igual peso a los datos dentro de cada conjunto.

Experimento *Rusia* (Ref. [68]).

No fué posible conseguir la referencia original de este trabajo. Los desplazamientos radiales fueron obtenidos de los gráficos en las referencias [69,115], y se estimó un sistema de pesos del gráfico de la referencia [115]. Los resultados obtenidos de esta manera son indistinguibles de los resultados consignados en las referencias anteriores, por lo que creemos que nuestro conjunto de datos "inventado" es una muy buena aproximación al verdadero. De todas formas, este experimento tiene una elevada dispersión, lo que le da un peso bajo en nuestro esquema de pesos.

Por nuestra parte, nosotros no nos explicamos como Mikhailov obtiene los resultados que dice obtener del mismo conjunto de datos.

Lista de Tablas

2.1	Significado de los parámetros PPN.	24
3.1	Variación temporal de las constantes fundamentales.	28
4.1	Modificación de los términos del ME a los del MEGM	48
4.2	Prescripción de renormalización para el MEGM.	52
4.3	Selección de términos espúeos del Lagrangeano $\tilde{\mathcal{L}}_{sp}^R$	55
5.1	Resultados principales de los datos ópticos.	66
5.2	Desviaciones relativas del parámetro γ'	68
5.3	Resultados principales de los datos radioastronómicos.	69
5.4	Valores de α no Newtoniano	73
5.5	Desviaciones relativas del parámetro $8\pi\eta^2$	77

Lista de Figuras

3.1	Aceleración de la esfera por fuerzas de compresibilidad desbalanceada	35
3.2	Diagrama esquemático del dinamómetro diferencial	37
3.3	Desplazamiento de la esfera.	41
5.1	Diagrama esquemático de la deflexión de la luz.	62
5.2	Desplazamiento de las imágenes estelares	64
5.3	Cotas sobre la gravitación no Newtoniana.	71
5.4	Cotas sobre α no Newtoniano.	73

Bibliografía

- [1] E. G. Adelberger, C. W. Stubbs, W. F. Rogers, F. J. Raab, B. R. Heckel, J. H. Gundlach, H. E. Swanson, y R. Watanabe.
New constraints on composition-dependent interactions weaker than gravity.
Phys. Rev. Lett., **59**, 849, 1987.
- [2] M. E. Ander, T. Goldman, R. J. Hughes, y M. M. Nieto.
Possible resolution of the Brookhaven and Washington Eötvös experiments.
Phys. Rev. Lett., **60**, 1225, 1988.
- [3] J. D. Anderson, P. B. Esposito, W. Martin, C. L. Thornton, y D. O. Muhleman.
Experimental test of General Relativity using time-delay data from *Mariner 6* and *Mariner 7*.
Astrophys. J., **200**, 221, 1975.
- [4] J. D. Anderson, M. S. W. Keesey, E. L. Lau, E. Standish, y Newhall.
Tests of General Relativity using astrometric and radiometric observations of the planets.
Acta Astronautica, **5**, 43, 1978.
- [5] N. Arley y K. Buch.
Introduction to the Theory of Probability and Statistics.
Wiley, New York, 1950.
- [6] M. Barriola y A. Vilenkin.
Gravitational field of a global monopole.
Phys. Rev. Lett., **63**, 341, 1989.
- [7] I. Bars y M. Visser.

- Feeble intermediate-range forces from higher dimensions.
Phys. Rev. Lett., **57**, 25, 1986.
- [8] W. R. Bennett, Jr.
Modulated-source Eötvös experiment at Little Goose Lock.
Phys. Rev. Lett., **62**, 365, 1989.
- [9] P. G. Bizzeti.
En O. Fackler y T. T. Van, editores, *New and exotic phenomena, Proceedings of the 7th. Moriond Workshop, Les Arcs, France*,
página 591, Frontieres, Gif sur Yvette, 1987.
- [10] C. G. Bollini.
Introducción a la Teoría de los Campos de Medida.
En *II Simposio Argentino de Física de Partículas y Campos*, Instituto
Balseiro, Bariloche, Argentina, 1973.
- [11] P. E. Boynton, D. Crosby, P. Ekstrom, y A. Szumilo.
Search for an intermediate-range composition-dependent force.
Phys. Rev. Lett., **59**, 1385, 1987.
- [12] I. Braginski.
Medición de fuerzas pequeñas en experimentos físicos.
Mir, Moscú, 1979.
- [13] V. B. Braginski y V. I. Panov.
Verification of the equivalence of inertial and gravitational mass.
Sov. Phys. JETP, **34**, 463, 1972.
- [14] A. E. Bryson, Jr. y Y. Ho.
Applied Optimal Control.
Hemisphere, Washington, D. C., 1975.
- [15] D. L. Cain, J. D. Anderson, M. S. W. Keeseey, T. Komarek,
P. A. Laing, y E. L. Lau.
Test of general relativity with data from Viking orbiters and landers.
Bull. Am. Astron. Soc., **10**, 396, 1978.
- [16] W. W. Campbell y R. J. Trumpler.
Observations made with a pair of five-foot cameras on the light-
deflections in the Sun's gravitational field at the total solar eclipse
of September 21, 1922.
Lick Obs. Bull., **13**, 130, 1928.

- [17] W. W. Campbell y R. J. Trumpler.
Observations on the deflection of light in passing through the Sun's gravitational field made during the total solar eclipse of Sept. 21, 1922.
Lick Obs. Bull., **11**, 41, 1923.
- [18] V. Cavasini, E. Iacopini, E. Polacco, y G. Stefanini.
Galileo's experiment on free-falling bodies using modern optical techniques.
Phys. Lett. A, **116**, 157, 1986.
- [19] H. A. Chan, M. V. Moody, y H. J. Paik.
Null test of the gravitational inverse square law.
Phys. Rev. Lett., **49**, 1745, 1982.
- [20] C. A. Chant y R. K. Young.
Evidence of the bending of the rays of light on passing the Sun, obtained by the Canadian expedition to observe the Australian eclipse.
Publ. Dom. Astrophys. Obs. Victoria, B. C., **2**, 275, 1924.
- [21] Y. T. Chen, A. H. Cook, y A. J. F. Metherell.
An experimental test of the inverse square law of gravitation at range of 0.1 m.
Proc. Roy. Soc. London A, **394**, 47, 1984.
- [22] S. Y. Chu y R. H. Dicke.
New force or thermal gradient in the Eötvös experiment ?
Phys. Rev. Lett., **57**, 1823, 1986.
- [23] A. A. Coley.
Analysis of nonmetric theories of gravitation. I. Electromagnetism.
Phys. Rev. D, **27**, 728, 1983.
- [24] A. A. Coley.
Analysis of nonmetric theories of gravitation. II. The weak equivalence principle.
Phys. Rev. D, **28**, 1829, 1983.
- [25] A. A. Coley.
Analysis of nonmetric theories of gravitation. III. Summary of the analysis and its application to the theories in the literature.

- Phys. Rev. D*, **28**, 1844, 1983.
- [26] A. A. Coley.
Schiff's conjecture on gravitation.
Phys. Rev. Lett., **49**, 853, 1982.
- [27] T. E. Cranshaw.
A new approach to the question of the fifth force.
Phys. Lett. A, **127**, 304, 1988.
- [28] S. Deser.
Self-interaction and gauge invariance.
J. Gen. Rel. and Grav., **1**, 9, 1970.
- [29] P. A. M. Dirac.
Quatished singularities in the electromagnetic field.
Proc. R. Soc. London, A **133**, 60, 1931.
- [30] R. W. P. Drever.
A search for anisotropy of inertial mass using a free precession technique.
Phil. Mag., **6**, 683, 1961.
- [31] F. J. Dyson.
Variation of constants.
En J. E. Lannutti y P. K. Williams, editores, *Current Trends in the Theory of Fields*, página 163, American Institute of Physics, New York, 1978.
- [32] F. W. Dyson, A. S. Eddington, y C. Davidson.
A determination of the deflection of light by the Sun's gravitational field from observations made at the total eclipse of May 29, 1919.
Philos. Trans. R. Soc. London, A **220**, 291, 1920.
- [33] D. H. Eckhardt, C. Jekeli, A. R. Lazarewicz, y A. J. Romaides.
Tower gravity experiment: Evidence for non-Newtonian gravity.
Phys. Rev. Lett., **60**, 2567, 1988.
- [34] E. Elizalde.
About the Eötvös experiment and the hypercharge theory.
Phys. Lett. A, **116**, 162, 1986.
- [35] R. V. Eötvös, V. Pekár, y E. Fekete.

- Beitrage zum Gesetze der Proportionalität von Trägheit und Gravität.
Annalen der Physik, **68**, 11, 1922.
- [36] L. D. Fadeev y A. A. Slavnov.
Gauge Fields.
Benjamin/Cummings, New York, 1980.
- [37] W. M. Fairbank, F. C. Witteborn, J. M. J. Madey, y J. M. Lockhart.
Experiments to determine the force of gravity on single electrons and positrons.
En B. Bertotti, editor, *Experimental Gravitation: Proceedings of the Internacional School of Physics "Enrico Fermi"*, página 310, Academic, New York, 1974.
- [38] L. A. Ferreira y A. P. C. Malbouisson.
On deviations from Newton's Law and the proposal for a "fifth force".
CBPF-NF-042/86, Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas - CNPq/CBPF, Rio de Janeiro, Brasil., 1986.
- [39] E. Fishbach, D. Sudarsky, A. Szafer, C. Talmadge, y S. H. Aronson.
En *Proceedings of XXIII International Conference on High Energy Physics, Berkeley, CA, Vol. 2*, página 1021, World Scientific, Singapur, 1986.
- [40] E. Fishbach, D. Sudarsky, A. Szafer, C. Talmadge, y S. H. Aronson.
Phys. Rev. Lett., **56**, 2424, 2426, 1986.
- [41] E. B. Fomalont y R. A. Sramek.
A confirmation of Einstein's general theory of relativity by measuring the bending of microwave radiation in the gravitational field of the Sun.
Astrophys. J., **199**, 749, 1975.
- [42] E. B. Fomalont y R. A. Sramek.
The deflection of radio waves by the Sun.
Comm. Astrophys., **7**, 19, 1977.
- [43] E. B. Fomalont y R. A. Sramek.
Measurements of the solar gravitational deflection of radio waves in agreement with general relativity.
Phys. Rev. Lett., **36**, 1475, 1976.

- [44] E. Freundlich, H. von Klüber, y A. von Brunn.
Ergebnisse der Postdamer Expedition zur Beobachtung der Sonnen-
finisternis von 1929, Mai 9, in Takengon (Nordsumatra).
Z. Astrophys., **3**, 171, 1931.
- [45] Y. Fujii.
Nature Phys. Sci., **234**, 5, 1971.
- [46] C. A. García Canal.
El Modelo Estándar de las Interacciones Fundamentales.
Imprenta de la Universidad Nacional de La Plata, La Plata, Ar-
gentina, 1981.
- [47] J. J. Giambiaggi.
Teoría Unificada de las Interacciones Débiles y Electromagnéticas.
En *II Simposio Argentino de Física Teórica de Partículas y Campos*,
Instituto Balseiro, Bariloche, Argentina, 1973.
- [48] T. Goldman, R. Hughes, y M. M. Nieto.
Experimental evidence for quantum gravity ?
Phys. Lett. B, **171**, 217, 1986.
- [49] M. P. Haughan.
Energy conservation and the principle of equivalence.
Ann. Phys. (NY), **118**, 156, 1979.
- [50] M. P. Haughan y C. M. Will.
Weak interactions and Eötvös experiments.
Phys. Rev. Lett., **37**, 1, 1976.
- [51] P. Havas.
On theories of gravitation with higher-order field equations.
J. Gen. Rel. and Grav., **8**, 631, 1977.
- [52] S. C. Holding, F. D. Stacey, y G. J. Tuck.
Gravity in mines - an investigation of Newton's law.
Phys. Rev. D, **33**, 3487, 1986.
- [53] S. C. Holding y G. J. Tuck.
A new mine determination of the Newtonian gravitational constant.
Nature, **307**, 23, 1984.
- [54] J. E. Horvath, E. A. Logiudice, C. Riveros, y H. Vucetich.

- Einstein equivalence principle and theories of gravitation: A gravitationally modified standard model.
Phys. Rev. D, **38**, 1754, 1988.
- [55] V. W. Hughes, H. G. Robinson, y V. Beltran-Lopez.
Upper limit for the anisotropy of inertial mass from nuclear resonance experiments.
Phys. Rev. Lett., **4**, 342, 1960.
- [56] B. F. Jones.
Gravitational deflection of light: solar eclipse of 30 June 1973. II. Plate reductions.
Astron. J., **81**, 455, 1976.
- [57] G. M. Keiser y J. E. Faller.
A new approach to the Eötvös experiment.
Bull. Am. Phys. Soc., **24**, 579, 1979.
- [58] G. S. Kell.
J. Chem. Eng. Data, **20**, 97, 1975.
- [59] L. Koester.
Verification of the equivalence of gravitational and inertial mass for the neutron.
Phys. Rev. D, **14**, 907, 1976.
- [60] L. D. Landau y E. M. Lifschitz.
Fluid Mechanics.
Pergamon Press, London, 1959.
- [61] L. D. Landau y E. M. Lifshitz.
Teoría Clásica de los Campos.
Editorial Reverté, España, 1973.
- [62] T. D. Lee.
Particle Physics and Introduction to Field Theory.
Harwood Academics, Chur, Suiza, 1981.
- [63] A. P. Lightman y D. L. Lee.
Restricted proof that the Weak Equivalence Principle implies the Einstein Equivalence Principle.
Phys. Rev. D, **8**, 364, 1973.

- [64] D. R. Long.
Experimental examination of the gravitational inverse square law.
Nature (London), **260**, 417, 1976.
- [65] T. Matukuma, A. Onuki, S. Yosida, y Y. Iwana.
On Einstein effect derived from the observations of the total solar
eclipse of June 19th in 1936.
Jpn. J. Astron. Geophys., **18**, 51, 1940.
- [66] M. Maurette.
Fossil nuclear reactors.
Ann. Rev. Nuc. Sci., **26**, 319, 1976.
- [67] P. Merat, J. C. Pecker, J. P. Vigier, y W. Yourgrau.
Observed deflection of light by the Sun as a function of solar distance.
Astron. Astrophys., **32**, 471, 1974.
- [68] A. A. Mikhailov.
Astron. J. USSR, **19**, 1, 1942.
- [69] A. A. Mikhailov.
The deflection of light by the gravitational field of the Sun.
Mon. Not. R. Astron. Soc., **119**, 593, 1959.
- [70] D. R. Mikkelsen y M. J. Newman.
Constraints on the gravitational constant at large distances.
Phys. Rev. D, **16**, 919, 1977.
- [71] M. Milgrom.
On the use of Eötvös-type experiments to detect medium-range
forces.
Nucl. Phys., **B277**, 509, 1986.
- [72] C. W. Misner, K. S. Thorne, y J. A. Wheeler.
Gravitation.
Freeman, San Francisco, 1973.
- [73] D. A. Neufeld.
Upper limit on any intermediate-range force associated with baryon
number.
Phys. Rev. Lett., **56**, 2344, 1986.
- [74] T. M. Niebauer, M. P. McHugh, y J. E. Faller.

- Galilean test for the fifth force.
Phys. Rev. Lett., **59**, 609, 1987.
- [75] M. M. Nieto, T. Goldman, y R. R. Hughes.
Phenomenological aspects of new gravitational forces. IV. New terrestrial experiments.
Phys. Rev. D, **38**, 2937, 1988.
- [76] Y. Ogawa, K. Tsubono, y H. Hirakawa.
Phys. Rev. D, **26**, 729, 1982.
- [77] J. O'Hanlon.
Intermediate-range gravity: a generally covariant model.
Phys. Rev. Lett., **29**, 137, 1972.
- [78] V. Panov y V. Frontov.
The Cavendish experiment at large distances.
Sov. Phys. JETP, **50**, 852, 1979.
- [79] R. D. Peccei.
Cosmons and Fifth Forces.
DESY 88-006, Deutsches Elektronen Synchrotron, DESY, Hamburgo,
Rep. Federal de Alemania, 1988.
- [80] A. M. Polyakov.
JETP Lett., **20**, 194, 1974.
- [81] J. Preskill.
Magnetic monopoles.
Ann. Rev. Nucl. Part. Sci., **31**, 461, 1984.
- [82] C. Quigg.
Gauge Theories of the Strong, Weak and Electromagnetic Interactions.
Benjamin/Cummings, Menlo Park, California, EEUU, 1983.
- [83] R. D. Reasenberg y I. I. Shapiro.
Solar-system tests of general relativity.
En B. Bertotti, editor, *Proceedings of the International Meeting on Experimental Gravitation*, página 143, Accademia Nazionale dei Lincei, Roma, 1977.

- [84] R. D. Reasenberg, I. I. Shapiro, P. E. MacNeil, B. Goldstein, R. J. C. Breidenthal, J. P. Brenkle, D. L. Cain, T. M. Kaufman, T. A. Komarek, y A. I. Zygielbaum.
Viking relativity experiment: Verification of signal retardation by solar gravity.
Astrophys. J., **234**, L219, 1979.
- [85] C. Riveros, E. A. Logiudice, y H. Vucetich.
Comment on "Search for a substance-dependent force with a new differential acceleromometer".
1989.
No publicado.
- [86] C. Riveros, E. A. Logiudice, y H. Vucetich.
Monopoles in the sun ?
1989.
Enviado a *Phys. Rev. Lett.*
- [87] C. Riveros, E. A. Logiudice, y H. Vucetich.
On differential fifth force measurements.
Phys. Lett. A, **136**, 343, 1989.
- [88] C. Riveros y H. Vucetich.
Bounds on the validity of Newton's gravitational law from electromagnetic solar deflection.
Phys. Rev. D, **34**, 321, 1986.
- [89] P. G. Roll, R. Krotkov, y R. H. Dicke.
The equivalence of inertial and passive gravitational mass.
Ann. Phys. (NY), **26**, 442, 1964.
- [90] D. P. Rubincam, B. Fong Chao, K. H. Schatten, y W. W. Sager.
Non-Newtonian gravity or gravity anomalies ?
Eos, **69**, 1636, 198.
- [91] J. Scherk.
Gravitation at short range and supergravity.
En J. E. S. Ferrara y P. van Nieuwenhuizen, editores, *Unification of the fundamental particle interactions, proceedings of the Europhysics Study Conference, Erice, 1980*, página 381, Plenum, New York, 1981.

- (Ettore Majorana International Science Series: Physical Science, Vol. 7).
- [92] L. I. Schiff.
On experimental tests of the general theory of relativity.
Am. J. Phys., **28**, 340, 1960.
- [93] A. I. Schlyakhter.
Direct test of the constancy of fundamental nuclear constants.
Nature, **264**, 340, 1976.
- [94] A. I. Schlyakhter.
Direct test of the constancy of nuclear constants using the Oklo natural reactor.
Preprint, Instituto de Física Nuclear de Leningrado, Leningrado, Russia, 1976.
- [95] M. Schwarzschild.
Structure and evolution of the stars.
Princeton University Press, Princeton, New Jersey, 1958.
- [96] I. I. Shapiro.
Fourth test of general relativity: preliminary results.
Phys. Rev. Lett., **20**, 1265, 1968.
- [97] I. I. Shapiro, M. E. Ash, R. P. Ingalls, W. B. Smith, D. B. Campbell, R. B. Dyce, R. F. Jurgens, y G. H. Pettengill.
Fourth test of general relativity: new radar result.
Phys. Rev. Lett., **26**, 1132, 1971.
- [98] I. I. Shapiro, C. Counselman, y R. W. King.
Verification of the principle of equivalence for massive bodies.
Phys. Rev. Lett., **36**, 555, 1976.
- [99] I. I. Shapiro, G. H. Pettengil, M. E. Ash, R. P. Ingalls, D. B. Campbell, y R. B. Dyce.
Mercury's perihelion advance: determination by radar.
Phys. Rev. Lett., **28**, 1594, 1972.
- [100] I. I. Shapiro, R. D. Reasenberg, P. E. MacNeil, R. B. Goldstein, J. Brenkle, D. Cain, T. Komarek, A. Zygielbaum, W. F. Cuddihy, y W. Michael.
The Viking relativity experiment.

- J. Geophys. Res.*, **82**, 4329, 1977.
- [101] A. Sommerfeld.
Thermodynamics and statistical mechanics.
Academic Press, New York, 1961.
- [102] C. C. Speake y T. J. Quinn.
Beam balance test of weak equivalence principle.
Nature, **321**, 567, 1986.
- [103] R. Spero, J. K. Hoskins, R. Newman, J. Pellam, y J. Schultz.
Test of the gravitational inverse-square law at laboratory distances.
Phys. Rev. Lett., **44**, 1645, 1980.
- [104] F. D. Stacey, G. J. Tuck, S. C. Holding, A. R. Maher, y D. Morris.
Constraint on the planetary scale value of the Newtonian gravitational constant from the gravity profile within a mine.
Phys. Rev. D, **23**, 1683, 1981.
- [105] F. D. Stacey, G. J. Tuck, y G. I. Moore.
Geophysical considerations in the fifth force controversy.
J. Geophys. Res., **93**, 10575, 1988.
- [106] C. W. Stubbs, E. G. Adelberger, F. J. Raab, J. H. Gundlach, B. R. Heckel, K. D. McMurry, H. E. Swanson, y R. Watanabe.
Search for intermediate-range interaction.
Phys. Rev. Lett., **58**, 1070, 1987.
- [107] P. Thieberger.
Hypercharge fields and Eötvös-type experiments.
Phys. Rev. Lett., **56**, 2347, 1986.
- [108] P. Thieberger.
Search for a substance-dependent force with a new differential accelerometer.
Phys. Rev. Lett., **58**, 1066, 1987.
- [109] K. S. Thorne, D. L. Lee, y A. P. Lightman.
Foundations for a theory of gravitation theories.
Phys. Rev. D, **7**, 3563, 1973.
- [110] G. van Biesbroeck.
The Einstein shift at the eclipse of May 20, 1947, in Brazil.
Astron. J., **55**, 49, 1949.

- [111] G. van Biesbroeck.
The relativity shift at the 1952 February 25 eclipse of the Sun.
Astron. J., **58**, 87, 1953.
- [112] R. F. C. Vessot y M. W. Levine.
A test of the equivalence principle using a space-borne clock.
J. Gen. Rel. and Grav., **10**, 81, 1979.
- [113] R. F. C. Vessot, M. W. Levine, E. M. Mattison, E. L. Blomberg,
T. E. Hoffman, G. U. Nystrom, B. F. Farrel, R. Decker, P. B. Eby,
C. R. Baugher, J. W. Watts, D. L. Teuber, y F. O. Willis.
Test of relativistic gravitation with a space-borne hydrogen maser.
Phys. Rev. Lett., **45**, 2081, 1980.
- [114] A. Vilenkin.
Looking for cosmic strings.
Nature, **322**, 613, 1986.
- [115] H. von Klüber.
The determination of Einstein's light-deflection in the gravitational
field of the Sun.
En A. Beer, editor, *Vistas in Astronomy*, página 47, Pergamon Press,
New York, 1960.
- [116] H. Vucetich.
Gravitación y Cosmología.
No publicado., 1984-1987.
Notas del curso de post-grado.
- [117] H. Vucetich.
Gravitación y experiencia.
Ciencia Hoy, **1**(4), 56, oct.-nov. 1989.
- [118] H. Vucetich, R. C. Mercader, G. Lozano, G. Mindlin, A. R. López
García, y J. Desimoni.
Mössbauer null red-shift experiment.
Phys. Rev. D, **38**, 2930, 1988.
- [119] R. V. Wagoner.
Scalar-tensor theory and gravitational waves.
Phys. Rev. D, **1**, 3209, 1970.
- [120] K. W. Weiler, R. D. Ekers, E. Raimond, y K. J. Wellington.

- A measurement of solar gravitational microwave deflection with the
Westerbork synthesis telescope.
Phys. Rev. Lett., **35**, 134, 1975.
- [121] S. Weinberg.
Gravitation and Cosmology.
Wiley, New York, 1972.
- [122] S. Weinberg.
Photons and gravitons in perturbation theory: Derivation of
Maxwell's and Einstein's equations.
Phys. Rev., **138**, B 988, 1965.
- [123] C. M. Will.
Phys. Rep., **113**, 347, 1984.
- [124] C. M. Will.
Gravitational redshift measurements as tests of non-metric theories
of gravity.
Phys. Rev. D, **10**, 2330, 1974.
- [125] C. M. Will.
Theory and experiment in gravitational physics.
Cambridge University Press, NY, 1985.
- [126] C. M. Will y K. Nordvedt, Jr.
Conservation laws and preferred frames in relativistic gravity. i.
preferred-frame theories and an extended ppn formalism.
Astrophys. J., **177**, 757, 1972.

Will, Nordvedt