

Cosas aprehendidas de la física de la gravitación

Oswaldo M. Moreschi



Facultad de Matemática Astronomía, Física y Computación (FaMAF)
Universidad Nacional de Córdoba,
Instituto de Física Enrique Gaviola (IFEG), CONICET,
Ciudad Universitaria, (5000) Córdoba, Argentina

XXX Jornadas de Epistemología e Historia de la Ciencia; 19 de septiembre, 2019

Contenido

- 1 **Introducción**
- 2 **De la época clásica**
 - Espaciotiempo galileano y dinámica newtoniana
 - Nociones incipientes de relatividad
- 3 **De la época relativista**
 - La existencia de la velocidad máxima
 - El principio fundamental de la relatividad general
 - Situaciones esperadas en sistemas de la gravedad relativista
 - La ecuación de campo de la relatividad general
- 4 **Era de la detección de las ondas gravitacionales**
 - Los detectores
 - Las detecciones
 - La observación del espín 2
- 5 **Era de los modelos cosmológicos**
 - Espaciotiempos homogéneos e isotrópicos
- 6 **Comentarios finales**

- Con el anuncio en 2016 de la detección de ondas gravitacionales[Abbott et al.(2016)], hemos comenzado una nueva era en el desarrollo de la física de la gravitación.
- Es un buen momento para que repasemos qué hemos aprehendido en estos pocos siglos desde el comienzo de nuestro entendimiento de teorías de la gravitación.
- Aunque intentaremos seguir un orden cronológico en la presentación; la misma no pretende ser una contribución a la historia de la ciencia, sino más bien al estudio de los avances en nuestro entendimiento de los fenómenos asociados a la gravitación.

Espaciotiempo galileano y dinámica newtoniana

(1600s - 1700s, Galileo - Newton)

Del trabajo de Galileo quedó claro los conceptos de velocidad, aceleración; como así también las nociones de movimiento con velocidad constante y uniformemente acelerado. Dedujo también la relación cuadrática del tiempo para este último. Describió adecuadamente el movimiento de proyectiles en un campo de aceleración gravitatoria constante.

De esta manera, en los comienzos del entendimiento de la mecánica quedó cristalizada una visión del *espaciotiempo*, que hoy denominamos galileana o newtoniana.

En ella, sintéticamente, se entiende al tiempo como absoluto y al espacio tridimensional, como relativo a un estado del movimiento. Hoy presentamos estas ideas en torno al concepto de [sistemas inerciales](#), y [transformaciones entre sistemas inerciales](#).

De los aportes de Newton quedó claro una manera de expresar la [ley de movimiento](#) para la mecánica y además la explicación de las [interacciones gravitatorias](#); introduciendo en particular la fuerza entre dos partículas.

De la época clásica II

Hoy presentamos[Moreschi(2000)] estas ideas en término de principios.

Supongamos un sistema mecánico que consta sólo de un conjunto de partículas de prueba; ante estas circunstancias postulamos:

Principio: (de existencia de los sistemas inerciales)

*Dado un sistema mecánico que consta sólo de un conjunto de partículas de prueba, existe una familia de sistemas de coordenadas para los cuales las trayectorias de las partículas son líneas rectas. A estos sistemas se los denomina **sistemas inerciales**.*

Supongamos un sistema mecánico compuesto por un conjunto de partículas; luego se cumple que:

Principio: (de determinación de la mecánica de partículas)

El estado mecánico de un sistema queda determinado por el valor de las posiciones y velocidades de sus partículas en un determinado tiempo. O sea, con esta información es posible predecir su ulterior movimiento.

Este es equivalente a la segunda ley de Newton. Aunque se podría generalizar a la mecánica que admita momento angular intrínseco para las partículas[Moreschi(2000)].

Nociones incipientes de relatividad

(1600s - 1700s, Leibniz; 1800s, Mach)

Si bien hoy entendemos a la noción de espacio clásico como relativo; inicialmente Newton afirmaba una naturaleza absoluta también del espacio. Esto fue confrontado por Leibniz que afirmaba[Leibniz(1973)]:

semilla de la relatividad 1

... el espacio es algo puramente relativo, como el tiempo; el espacio es un orden de coexistencia como el tiempo es un orden de sucesiones. ..

Si bien es muy práctico y sintético postular la existencia de un espaciotiempo galileano, con características de geometría euclidiana; el mismo no tendría, en principio, ninguna relación con la distribución de materia.

Leibniz nos invita a asociar la existencia misma del espacio con su contenido de materia.

Es natural pensar que la noción de espacio no tiene sentido a no ser que se considere como conteniendo materia.

De la época clásica IV

Estas concepciones de relatividad fueron acentuadas en los escritos de Mach quien decía[Mach(1960)]:

relatividad galileana

... Ninguno es competente para predicar cosas acerca del espacio absoluto y movimiento absoluto; ellas son cosas del pensamiento, puras construcciones mentales, que no pueden ser producidas en la experiencia. Todos nuestros principios de la mecánica son, como hemos mostrado en detalle, conocimiento experimental concerniendo las posiciones y movimientos relativos de cuerpos. ..

Esto está en un todo de acuerdo con lo que se entiende por el principio de la relatividad en mecánica clásica; que se podría expresar por:

Principio: (de la relatividad)

Todo sistema cartesiano en movimiento uniforme rectilíneo respecto de un sistema inercial es también un sistema inercial.

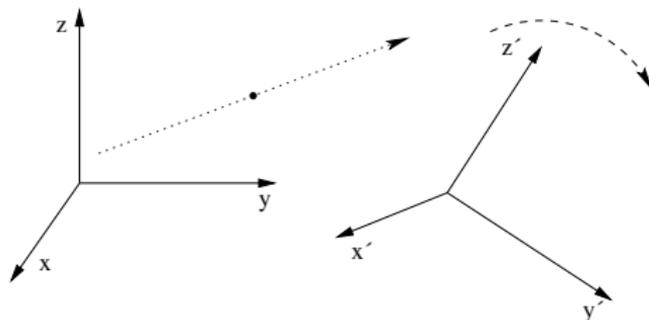
Las leyes de la física son las mismas en cualquier sistema inercial de referencia.

Sin embargo Mach avanza sobre las nociones relativistas, aportando a dilucidar qué determina [la naturaleza de los sistemas inerciales](#). Recordemos su discusión del experimento de Newton del balde con agua rotante. En dicho experimento Newton describe la situación de un balde, suspendido por una cuerda larga, que es girado tantas veces que finalmente la cuerda es torsionada fuertemente, luego es llenado con agua, y mantenido en reposo junto con el agua. Luego se lo suelta, y por la acción de la fuerza de torsión comenzará a rotar en el sentido contrario, y continuará, mientras la cuerda se vaya desenroscando, en este movimiento por un tiempo. La superficie del agua estará primeramente nivelada; pero subsiguientemente, el balde irá comunicando gradualmente el movimiento al agua, haciéndola rotar, entonces el nivel del agua bajará en el medio y se elevará en el borde del balde, asumiendo la superficie una forma cóncava. Mach escribió[Mach(1960)] al respecto:

De la época clásica VI

semilla de la relatividad 2

... El experimento de Newton con el balde de agua rotante nos informa simplemente que la rotación relativa del agua con respecto al borde del balde no produce fuerzas centrífugas notables, pero que esas fuerzas son producidas por la rotación relativa con respecto a la masa de la Tierra y de los otros cuerpos celestes. Nadie es competente para decir cómo resultaría el experimento si el borde del balde se incrementase en espesor y masa hasta que tuviese un ancho de varias leguas. ...



Dos sistemas cartesianos de coordenadas. El sistema con coordenadas (x', y', z') se mueve rotando respecto del sistema (x, y, z) .

Esto nos induce a pensar que:

- Lo que determina que un sistema local sea o no inercial, es la existencia de la distribución de materia en el Universo.
- Es probable que esto haya influenciado a Einstein en su búsqueda de una ecuación de campo apropiada para la relatividad general.

De la época relativista I

La existencia de la velocidad máxima

La era relativista está asociada a la aparición en escena de una velocidad universal en la descripción de los fenómenos físicos. Si bien históricamente Einstein se refirió a la constancia de la velocidad de la luz en distintos sistemas inerciales[Einstein(1952)]; hoy preferimos referirnos a la existencia de una velocidad máxima para las interacciones, lo que formulamos en forma de principio.

Principio: (de la existencia de una velocidad máxima)

Existe una velocidad finita máxima para la velocidad de propagación de las interacciones.

Es posible deducir[Moreschi(2000)] de este principio y del de la relatividad que las transformaciones entre sistemas inerciales con movimiento relativo, son las transformaciones de Lorentz.

El principio fundamental de la relatividad general

La existencia de una velocidad máxima para las interacciones fuerza la necesidad de contar con una teoría de la gravedad relativista. Pero, ¿cuál puede ser la idea base que permita construir el marco teórico para una teoría relativista de la gravedad? Esta piedra angular es provista por el llamado [principio de equivalencia](#).

De la época relativista II

Para la formulación del mismo es necesario perfeccionar la idea de sistema inercial a *sistema inercial local*.

Principio: (de existencia de los sistemas inerciales locales)

Existe un conjunto de sistemas de coordenadas, definidos alrededor de todo evento p , para los cuales las trayectorias de partículas de prueba son líneas rectas hasta el segundo orden en la separación de las coordenadas al punto p . A estos sistemas se los denomina sistemas inerciales locales.

Cuando una observación depende cuadráticamente de las coordenadas rectangulares de un sistema inercial local que tiene como origen un cierto punto p , diremos que la *observación es local*. Cualquier otra observación se llamará no local.

Principio: (de equivalencia)

No se puede distinguir por medio de observaciones locales entre un sistema de referencia en presencia de un campo gravitatorio y un sistema de referencia que está apropiadamente acelerado con respecto a un sistema inercial local.

Habría que remarcar que como en el enunciado del principio de equivalencia no se ha restringido su acción a ningún subconjunto de situaciones, su aplicación es a todos los fenómenos físicos que puedan ser observados localmente.

En particular esto implica que incluye a todas las otras interacciones.

El principio de equivalencia tiene muchas consecuencias. Algunas de ellas son:

- La gravedad es un fenómeno geométrico que se manifiesta en la estructura del espaciotiempo.
(más precisamente) El espaciotiempo es una variedad lorentziana y los efectos gravitacionales se codifican en la curvatura del mismo.
- Las trayectorias de las partículas de prueba son geodésicas del espaciotiempo.
- Si un pequeño sistema tiene energía E , entonces $m = E/c^2$, se comporta como una masa gravitacional; donde c es la velocidad máxima de las interacciones.
(En lenguaje coloquial, uno diría: 'la energía pesa')

De la época relativista IV

Situaciones esperadas en sistemas de la gravedad relativista

Situación esperada	¿observada?
agujeros negros	si
lentes gravitacionales	si



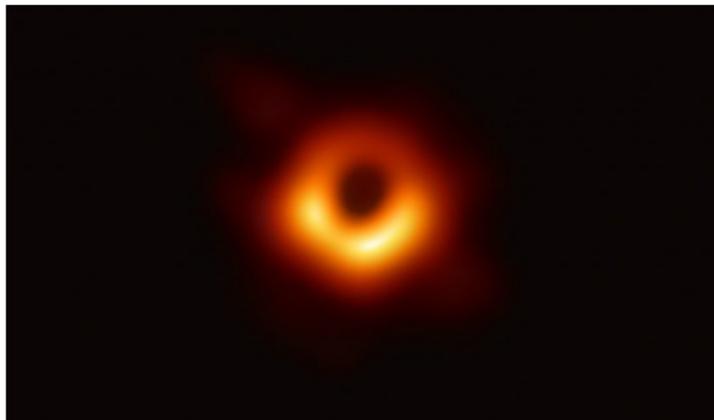
De la época relativista V

Situaciones esperadas en sistemas de la gravedad relativista

Situación esperada	¿observada?
agujeros negros	si
lentes gravitacionales	si



De la época relativista VI



(izquierda) Messier 87 (M87) es una enorme galaxia elíptica ubicada a unos 55 millones de años luz de la Tierra, visible en la constelación de Virgo.

(derecha) Imagen del Event Horizon Telescope (EHT). Primera evidencia visual directa del agujero negro supermasivo en el centro de Messier 87 y su sombra[Akiyama et al.(2019)].

De la época relativista VII

La ecuación de campo de la relatividad general

Al presente, lo que se conoce como la teoría de la relatividad general, hace uso de la ecuación de campo de Hilbert-Einstein; dada por

$$G_{ab} \equiv R_{ab} - \frac{1}{2}g_{ab}R = -\frac{8\pi G}{c^2}T_{ab}; \quad (1)$$

donde G_{ab} es el llamado tensor de Einstein, R_{ab} es el tensor de Ricci, g_{ab} es la métrica, R es el escalar de Ricci y T_{ab} el tensor energía-momento. La constante G es la de la gravitación, y c la velocidad máxima de las interacciones.

Redefiniendo los índices, esta ecuación se la entiende como:

$$G_{eometria} = m_a T_{eria}. \quad (2)$$

Lo que en principio podría estar en concordancia con las ideas de Mach; pero de cada lado de la ecuación se observan tensores de naturalezas absolutamente distintas.

Esto hace pensar que en realidad esta ecuación de campo es un intento fenomenológico para describir la curvatura del espaciotiempo. Pues es difícil hoy darle un sustento fundamental.

De la época relativista VIII

Esto lleva a la pregunta:

¿Cuál es el sustento observacional de la ecuación de campo de Hilbert-Einstein?

Aquí debemos distinguir entre dos casos principales:

Casos	subcasos	observado
vacío	Solución de Schwarzschild	si
	Solución de Kerr	si
	ondas gravitacionales	si
	régimen de campo débil	si
no vacío	régimen newtoniano (\equiv Física newtoniana)	si
	régimen relativista	¿ ?

Nuestra duda en el último punto está asociado a que aunque entendemos que sí hay corroboración observacional de la ley de conservación del tensor energía-momento en el régimen relativista; esto es

$$\nabla_a T^{ab} = 0, \quad (3)$$

De la época relativista IX

somos críticos de las interpretaciones de las observaciones adjudicadas a la ecuación

$$R_{ab} - \frac{1}{2}g_{ab}R = -\frac{8\pi G}{c^2}T_{ab}. \quad (4)$$

Los datos observacionales que testean soluciones de vacío son abrumadores. Sólo mencionaremos aquí que algunos ejemplos son: la precesión del perihelio de Mercurio, desviación de la luz por objetos masivos, mediciones precisas del sistema planetario, descripción del funcionamiento del sistema GPS, observaciones de pulsar binarios, detección de ondas gravitacionales, etc.

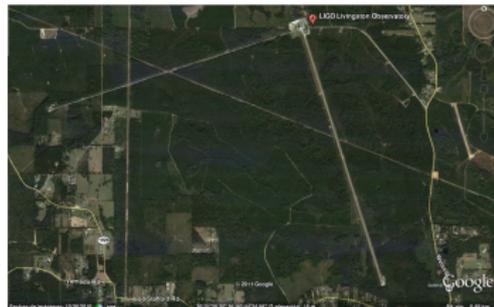
Cuando se buscan situaciones donde las soluciones de no-vacío son importantes, usualmente se piensa en dos situaciones. Una es la descripción de la física interna de las [estrellas de neutrones](#). La otra es la descripción del espaciotiempo usado en [cosmología](#). Respecto de las estrellas de neutrones, la situación es que se tiene demasiada incerteza en la ecuación de estado de la materia nuclear; por lo que es difícil interpretar las deducciones de los cálculos teóricos.

En el caso de la cosmología el tema se torna complicado por varios motivos; en particular por que se usa un término adicional en la ecuación de campo con una constante cosmológica.

Era de la detección de las ondas gravitacionales I

Los detectores

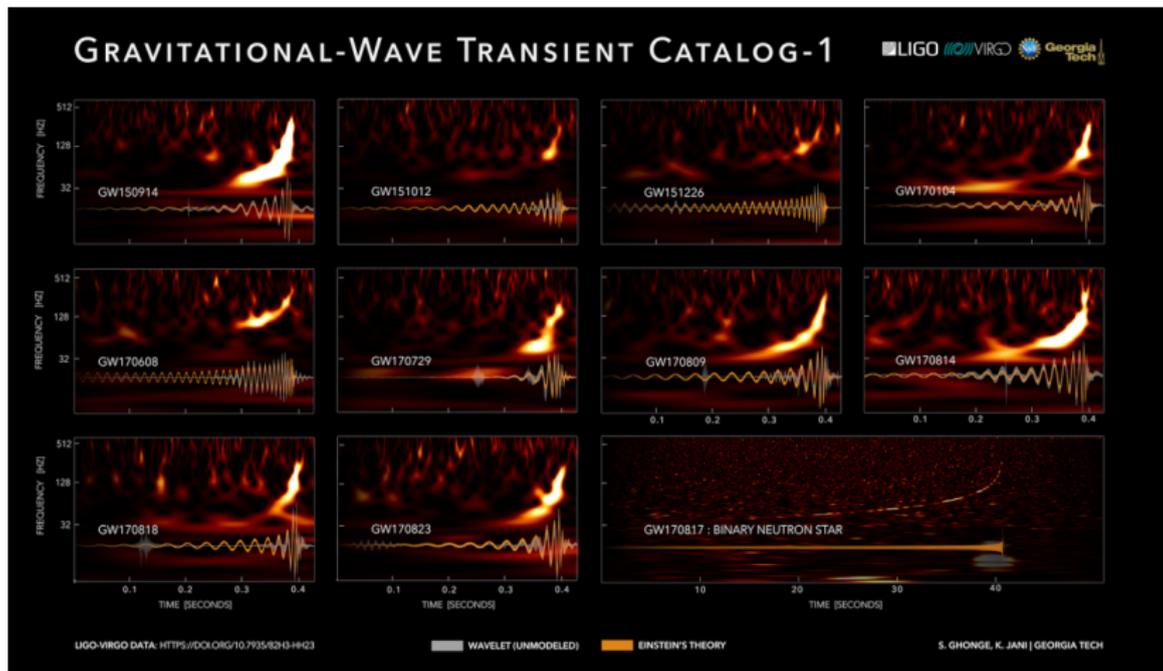
(2016, LIGO)



Imágenes satelitales de los dos observatorios de LIGO, junto con un gráfico de su ubicación en el mapa de Estados Unidos.

Era de la detección de las ondas gravitacionales II

Las detecciones

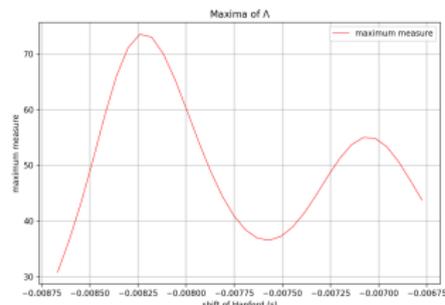
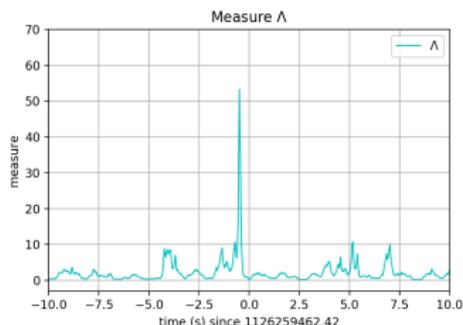


Los agujeros negros en estos sistemas binarios tienen masas en el rango que va de 19 a $85M_{\odot}$ (masas solares).

Era de la detección de las ondas gravitacionales III

La observación del espín 2

Para poder detectar la naturaleza del espín 2 de las ondas gravitacionales es necesario comparar la señal en al menos dos detectores. Para ello hemos construido una medida de comparación que denominamos Λ . Representemos con $v_{(1)}(\tau)$ el dato observado por un detector con respecto a su tiempo propio y con $v_{(2)}(\tau - \delta)$ el dato observado por el otro detector con un corrimiento temporal δ . Sea $w(t - \tau)$ una apropiada ventana, que se usa en los cálculos de la medida $\Lambda(v_{(1)}, v_{(2)}, \delta, t)$ que involucra una integración sobre τ . Aplicamos esta medida a los datos del evento GW150914.



Vemos en la izquierda la medida $\Lambda(t)$ para el corrimiento $\delta = -0,007$ s para el dato de Hanford. En la derecha, el gráfico de la medida como función del corrimiento δ . Este gráfico sólo puede ser entendido como la detección de dos componentes de una señal con espín 2.

Espaciotiempos homogéneos e isotrópicos

Los espaciotiempos homogéneos e isotrópicos pueden ser expresados por el elemento de línea de Robertson-Walker dado por:

$$ds^2 = c^2 d\tau^2 - A(\tau)^2 (d\chi^2 + f_k^2(\chi) d\Sigma^2). \quad (5)$$

donde $d\Sigma^2$ es la métrica de la esfera unidad y

$$f_k(\chi) = \begin{cases} \sinh(\chi) & \text{for } k = -1, \\ \chi & \text{for } k = 0, \\ \sin(\chi) & \text{for } k = 1. \end{cases} \quad (6)$$

El uso de esta geometría para modelar la cosmología ha sido basado en la observación de que para escalas muy grandes, la distribución de las galaxias parece ser más o menos homogénea e isotrópica. Aunque también se observen agrupaciones en conjuntos, como en cúmulo de galaxias.

Era de los modelos cosmológicos II

Si tomamos a las galaxias como la estructura más pequeña sobre la que describiremos a la cosmología, entonces se llega a un problema.

El problema de los promedios implícitos

- ⊙ En un modelo cosmológico simple que está compuesto de galaxias, éstas determinan la distribución de masa; entonces los fotones que detectamos de las galaxias estaría viajando por regiones del espaciotiempo donde:
el tensor de Ricci es cero, $R_{ab} = 0$ y el tensor de Weyl es distinto de cero, $W_{abc}{}^d \neq 0$.
- ⊙ Sin embargo en un universo que se asume homogéneo e isotrópico, uno tiene exactamente lo contrario; esto es:
un tensor de Ricci distinto de cero, $R_{ab} \neq 0$ y un tensor de Weyl cero, $W_{abc}{}^d = 0$.
Como son los espaciotiempos de Robertson-Walker.

Sin embargo la comunidad no tiene inconvenientes de asumir que la geometría de Robertson-Walker proviene de hacer alguna clase de **promedio**; aunque el promedio de cero nunca podría dar distinto de cero.

Era de los modelos cosmológicos III

El problema de las masas

Dado que los espacios de Robertson-Walker son esféricamente simétricos alrededor de cualquier punto; también se los puede expresar en un sistema de coordenadas de tipo Schwarzschild, de la siguiente forma:

$$ds^2 = (1 - \Phi(t, r))dt^2 - \frac{1}{1 - \frac{2M(t, r)}{r}}dr^2 - r^2 d\Sigma^2. \quad (7)$$

De donde se deduce que:

$$A(\tau)f_k(\chi) = r. \quad (8)$$

Se puede probar que:

$$\frac{2GM(t, r)}{c^2 r} = kf_k(\chi)^2 + \frac{r^2 H^2}{c^2}, \quad (\text{donde } H \equiv \frac{dA}{d\tau} = \frac{\dot{A}}{A}) \quad (9)$$

donde hemos incluido las constantes universales explícitamente. Se concluye entonces:

$$\frac{GM(t, r)}{c^2} = \frac{1}{2} \left(krf_k(\chi)^2 + \frac{r^3 H^2}{c^2} \right) = \frac{r^3}{2} \left(\frac{k}{A^2} + \frac{H^2}{c^2} \right) = \frac{4\pi r^3}{3} \left(\frac{G}{c^4} \rho c^2 \right), \quad (10)$$

donde recién en la última ecuación hemos usado la ecuación de campo de Hilbert-Einstein.

Era de los modelos cosmológicos IV

Uno diría: ¡Qué bien! dado que se tiene la simple expresión que parece decir 'masa = densidad constante \times volumen' dado que

$$M(t, r) = \frac{4\pi r^3}{3} \rho(\tau); \quad (11)$$

sin embargo, en la geometría de Robertson-Walker un volumen en la hipersuperficie $\tau = \text{constante}$ debería tener la forma (tomando $k = -1$):

$$\begin{aligned} V_{\chi_1} &= 4\pi A(\tau)^3 \int_0^{\chi_1} \sinh(\chi)^2 d\chi = \frac{4\pi A(\tau)^3}{2} (\sinh(\chi_1) \sqrt{1 + \sinh(\chi_1)^2} - \chi_1) \\ &= \frac{4\pi A(\tau)^3}{2} \left(\frac{r_1}{A} \sqrt{1 + \left(\frac{r_1}{A}\right)^2} - \operatorname{arcsinh}\left(\frac{r_1}{A}\right) \right); \end{aligned} \quad (12)$$

que tienen expansión en serie de Taylor alrededor del origen dada por:

$$V_{\chi_1} = 4\pi A(\tau)^3 \left(\frac{\chi_1^3}{3} + \frac{\chi_1^5}{15} + \frac{2\chi_1^7}{315} + \mathcal{O}(\chi_1^9) \right), \quad (13)$$

y

$$V_{\frac{r}{A}} = 4\pi A(\tau)^3 \left(\frac{1}{3} \left(\frac{r}{A}\right)^3 - \frac{1}{10} \left(\frac{r}{A}\right)^5 + \frac{3}{56} \left(\frac{r}{A}\right)^7 + \mathcal{O}\left(\left(\frac{r}{A}\right)^9\right) \right). \quad (14)$$

Era de los modelos cosmológicos V

Resulta ser que $\frac{4\pi}{3}r^3 > V_{\frac{r}{A}}$; por lo que si se define la **masa aditiva** del espacio **homogéneo** por

$$M_h(\tau, \chi) = M_h(A, r) = \rho(\tau)V_{\frac{r}{A}}; \quad (15)$$

se tendrá $M > M_h$. Esto es un poco confuso, pues se podría pensar que en el sistema basado en coordenadas (τ, χ) , integrar ρ , es equivalente a integrar $G(\frac{\partial}{\partial\tau}, \frac{\partial}{\partial\tau})$; lo que tomaría en cuenta automáticamente la contribución para esferas cada vez mayores de velocidades de alejamiento cada vez mayores. Así y todo vale la desigualdad de masas.

¡Pero la masa física es M !

Dado que si se reemplazase el interior $r < r_1$ por una solución de Schwarzschild de vacío, una partícula en la superficie frontera, sentiría la masa M . (Al presente cosmológico se asume la ausencia de presión.)

Era de los modelos cosmológicos VI

Por otro lado si al interior de la esfera denotada por (t, r) ahora asumimos que hay una estrella de densidad constante dada por $\rho_0 = \rho(\tau)$; entonces su masa correspondiente al sistema de observadores estáticos $t = \text{constante}$ será

$$M_s = 4\pi \int_0^r \frac{\rho_0 r'^2}{\sqrt{1 - \frac{2m(r')}{r'}}} dr'; \quad (16)$$

que debería tener en cuenta la interacción gravitacional. Como el elemento de volumen asociado a dr en el espaciotiempo estático de Schwarzschild es mayor que el asociado al espacio euclídeo, se tiene: $M_s > M > M_h$.

Esto señala las sutilezas en la relación entre:

- distribuciones de masa,
- densidad promediada,
- masa deducida de la densidad promediada.

Lo único que tenemos en claro es que la masa física M **no coincide** con la masa aditiva M_h .

Era de los modelos cosmológicos VII

El problema de la materia oscura y la energía oscura

La aplicación de las ecuaciones de Hilbert-Einstein al caso de espacios homogéneos e isotrópicos, se las conoce como ecuaciones de Friedman. Se asume una mezcla de materia no relativista, materia relativista y contribución de la constante cosmológica. Se define la densidad crítica por:

$$\rho_c \equiv \frac{3}{8\pi G} \left(\frac{\dot{A}}{A} \right)^2 = \frac{3}{8\pi G} H^2; \quad (17)$$

Luego se definen las distintas contribuciones en término de las relaciones:

$$\Omega_m \equiv \frac{\rho_{0,m}}{\rho_{0,c}}, \quad \Omega_r \equiv \frac{\rho_{0,r}}{\rho_{0,c}}, \quad \Omega_\Gamma \equiv \frac{\rho_\Gamma}{\rho_{0,c}}; \quad (18)$$

con lo que la ecuación de campo al presente se puede expresar por

$$1 = \omega_k + \Omega_m + \Omega_r + \Omega_\Gamma; \quad (19)$$

donde

$$\omega_k \equiv -\frac{3}{8\pi G} \frac{kc^2}{\rho_{0,c} A_0^2} = \frac{-kc^2}{H_0^2 A_0^2}. \quad (20)$$

Era de los modelos cosmológicos VIII

Si determinamos estos parámetros de las observaciones de la distribución de materia y de la radiación, se tiene: $\Omega_m = \Omega_b = 0,042569$ y $\Omega_r = 4,7647 \times 10^{-5}$; de donde se deduce

$$\omega_{k,obs} = 1 - (\Omega_m + \Omega_r) = 0,957382909; \quad (21)$$

que a su vez indica $k = -1$ y

$$A_{0,obs} = \frac{c}{H_0 \sqrt{\omega_{k,obs}}} = 1,31309 \times 10^{26} \text{ m} = 4,2554 \times 10^3 \text{ Mpc}; \quad (22)$$

donde estamos usando la medición del parámetro de Hubble de aproximadamente $H_0 = 72 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$.

Sin embargo la comunidad [Aghanim et al.(2018)] no duda en ajustar un modelo cosmológico con contribuciones muy distintas. Del último análisis de los datos del satélite Planck, los parámetros que el Planck Collaboration [Aghanim et al.(2018)] deduce son (Tabla 2, penúltima columna.):

$\Omega_m = 0,3153 \pm 0,0073$ y $\Omega_\Lambda = 0,6847 \pm 0,0073$; **ajustando el parámetro de Hubble a $H_0 = 67,36 \pm 0,54 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$.**

Notar que: $\Omega_m + \Omega_\Lambda = 1,0000 \pm 0,0146$; pues ellos usan la suposición que $k = 0$, o sea geometría espacial plana.

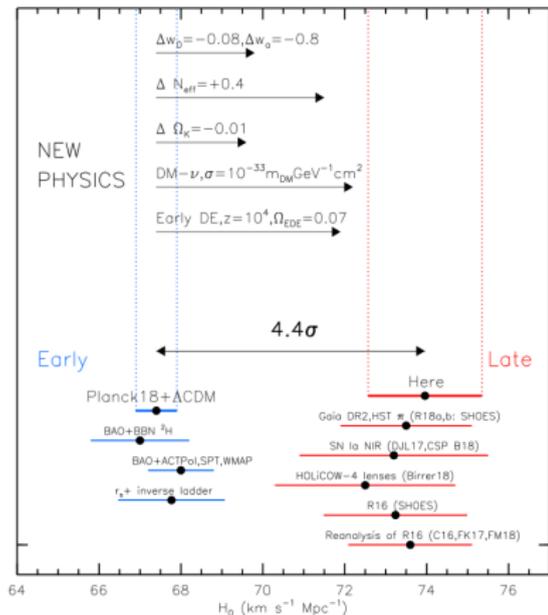
Su estimación de la materia bariónica es: $\Omega_b = 0,02237/h^2 = 0,03320962$, por lo que la materia oscura se estima en: $\Omega_o = \Omega_m - \Omega_b = 0,2821$. (Despreciando contribución de neutrinos.)

Era de los modelos cosmológicos IX

Por otro lado recientes observaciones comprueban que el valor correcto de H_0 es mayor. En [Riess et al.(2019) Riess, Casertano, Yuan, Macri, and Scolnic] los autores infieren de sus últimas observaciones y de medidas anteriores que el valor es:

$$H_0 = 74,03 \pm 1,42 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1} .$$

THE ASTROPHYSICAL JOURNAL, 876:85 (13pp), 2019 May 1



Tomamos prestado de [Riess et al.(2019)] su figura 4; donde se muestran los resultados de distintos estudios sobre H_0 y su desacuerdo.

Del lado izquierdo aparecen las **estimaciones** que ajustan los fenómenos observados a tiempos cosmológicos tempranos, y por lo tanto distantes.

Del lado derecho aparecen las **mediciones** realizadas con observaciones asociadas a tiempos cosmológicos tardíos, y por lo tanto cercanas.

Era de los modelos cosmológicos X

En definitiva:

- En cosmología es aceptado el uso de la ecuación de Hilbert-Einstein.
- En cosmología se usa el llamado modelo Λ CDM (lambda cold dark matter), que impone la elección $k = 0$.
- La imposición $k = 0$ obliga a ajustar a $H_0 = 67,36 \pm 0,54 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$
- El valor medido del parámetro de Hubble es $H_0 = 74,03 \pm 1,42 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$.

Es curioso que en la literatura a esto le llaman la existencia de una **tensión**; en vez de aceptar que la elección de $k = 0$ es incompatible con las observaciones.

¿No deberíamos dudar también del uso de la ecuación de campo de Hilbert-Einstein en este régimen?

¿Cosas aprehendidas ...?

- De la confirmación observacional del principio de equivalencia se deduce que: El espaciotiempo es una variedad lorentziana y los efectos gravitacionales se codifican en la curvatura del mismo.
- Soluciones de vacío de la ecuación de Hilbert-Einstein han sido corroboradas observacionalmente.
 - ▶ [estacionarias] Soluciones de Schwarzschild y Kerr.
 - ▶ [no estacionarias] Detección de ondas gravitacionales con espín 2.
- Respecto de las soluciones de no-vacío de la ecuación de Hilbert-Einstein se puede decir que se han corroborado en el límite no relativista, esto es, newtoniano. Pero su entendimiento en el ámbito de la cosmología nos deja con serias dudas sobre el actual uso de ellas.

-  **LIGO Scientific, Virgo** Collaboration, B. P. Abbott *et al.*, “Observation of Gravitational Waves from a Binary Black Hole Merger”, *Phys. Rev. Lett.* **116** (2016), no. 6, 061102, [arXiv:1602.03837](https://arxiv.org/abs/1602.03837).
-  O. M. Moreschi, “Fundamentos de la mecánica de sistemas de partículas”, editorial Universidad Nacional de Córdoba, Córdoba, 2000.
-  G. W. Leibniz, “Correspondence with Clarke”, in “Leibniz Philosophical Writings”, G. Parkinson, ed.
J.M. Dent & Sons Ltd., London, 1973.
-  E. Mach, “The science of mechanics”, The Open Court Publishing Co., 1960.
-  A. Einstein, “On the electrodynamics of moving bodies”, in “The Principle of Relativity”.
Dover pub. Inc., New York, 1952.
Translated from: Zür Elektrodynamik bewegter Körper, *Annalen der Physik*, 17, 1905.
-  **Event Horizon Telescope** Collaboration, K. Akiyama *et al.*, “First M87 Event Horizon Telescope Results. I. The Shadow of the Supermassive Black Hole”, *Astrophys. J.* **875** (2019), no. 1, L1.
-  **Planck** Collaboration, N. Aghanim *et al.*, “Planck 2018 results. VI. Cosmological parameters”, [arXiv:1807.06209](https://arxiv.org/abs/1807.06209).



A. G. Riess, S. Casertano, W. Yuan, L. M. Macri, and D. Scolnic, “Large Magellanic Cloud Cepheid Standards Provide a 1% Foundation for the Determination of the Hubble Constant and Stronger Evidence for Physics beyond Λ CDM”, *Astrophys. J.* **876** (2019), no. 1, 85, [arXiv:1903.07603](https://arxiv.org/abs/1903.07603).