



## Ondas gravitacionales

SERGIO MENDOZA <sergio@mendoza.org>

INSTITUTO DE ASTRONOMÍA  
UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA  
DE MÉXICO (UNAM)

Universum, Universidad Nacional Autónoma de México  
Ciudad de México SEPTIEMBRE 23, 2016



La *astrofísica* es la rama de la astronomía que estudia las propiedades físicas de los diversos objetos y/o partículas más allá de la atmosfera terrestre.

## Teoría de la relatividad

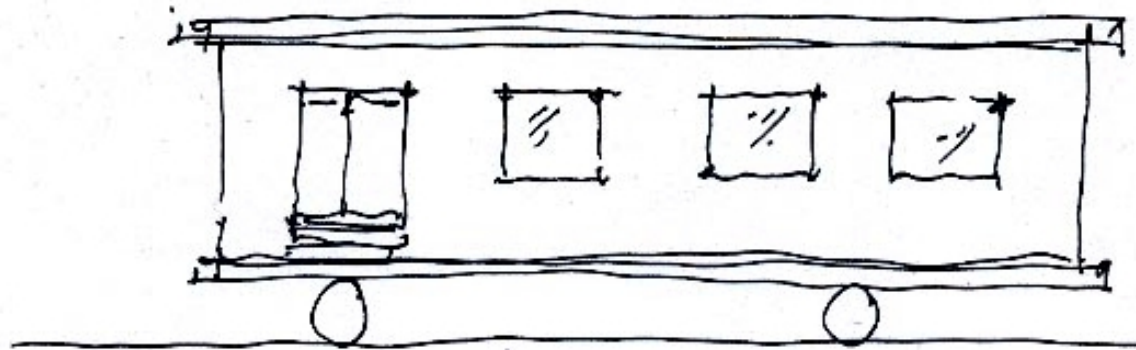
- ☆ ¿Relatividad? Todo es relativo, nada es absoluto (¡BASURA!)
- ☆ *Teoría de la Relatividad* es una teoría bien establecida, con fundamentos experimentales. Fue desarrollada de manera teórica por **Albert Einstein** en 1905. Ha **pasado** todas las pruebas experimentales hasta la fecha y siempre ha salido vencedora.



¿Quién tiene la razón?

## Principio de relatividad

- ★ *Sistema de referencia inercial* es aquel cuyos acelerómetros marcan cero en todas las direcciones. Un objeto en movimiento uniforme rectilíneo en un sistema de ref. inercial permanecerá por siempre en movimiento uniforme y rectilíneo.
- ★ *Principio de relatividad.* Las leyes de la física toman la misma forma en todos los *sistemas de referencia inerciales* (acelerómetros marcan cero en todas las direcciones). Dicho de otro modo, todos los sistemas de referencia inercial son equivalentes.



Tren de Einstein

## Propagación de interacciones

- ★ Antigüedad: Transmisión de información viaja a velocidad infinita.
- ★ *Principio de relatividad de Galileo*. Es el principio de relatividad con la suposición de que la transmisión de las informaciones es infinita, i.e.:  $c = \infty$ .
- ★ Hoy: Transmisión de información viaja a una velocidad máxima, la velocidad de la luz en el vacío.
- ★ *Principio de relatividad de Einstein*. Es el principio de relatividad con la suposición de que la transmisión de las informaciones es finita, i.e.:  $c = 300\,000 \text{ km/s}$ .



Galileo Galilei



Isaac Newton

## ¿Relatividad gravitacional?

Astronomos toman en serio los efectos relativistas de la gravedad bajo ciertas circunstancias. Toma una masa puntual (como la tierra) que gira alrededor de una masa  $M$  (como el sol) a una distancia  $r$ .

Fuerza gravitacional = Fuerza centrífuga

$$\frac{GMm}{r^2} = \frac{mv^2}{r}, \quad \Rightarrow \frac{GM}{r^2 c^2} = \frac{v^2}{c^2 r}.$$

Efectos relativistas son importantes si  $v \approx c$ ,  $\Rightarrow$   $GM/c^2 r \approx 1$ .

$r_g := \frac{2GM}{c^2}$  ← rad. gravit. (Schwarzschild)

$\chi := \frac{2GM}{rc^2}$  ← par. grav.

Superficie de la tierra:  $\chi = 1.4 \times 10^{-8}$

Superficie estrella neutrones:  $\chi = 0.3$

Superficie del sol:  $\chi = 4 \times 10^{-6}$

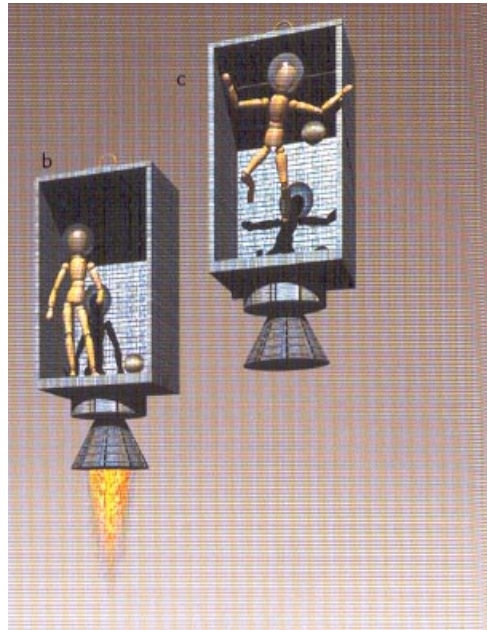
Universo como un todo:  $\chi = 0.1 - 1$

Superficie enana blanca:  $\chi = 5 \times 10^{-4}$

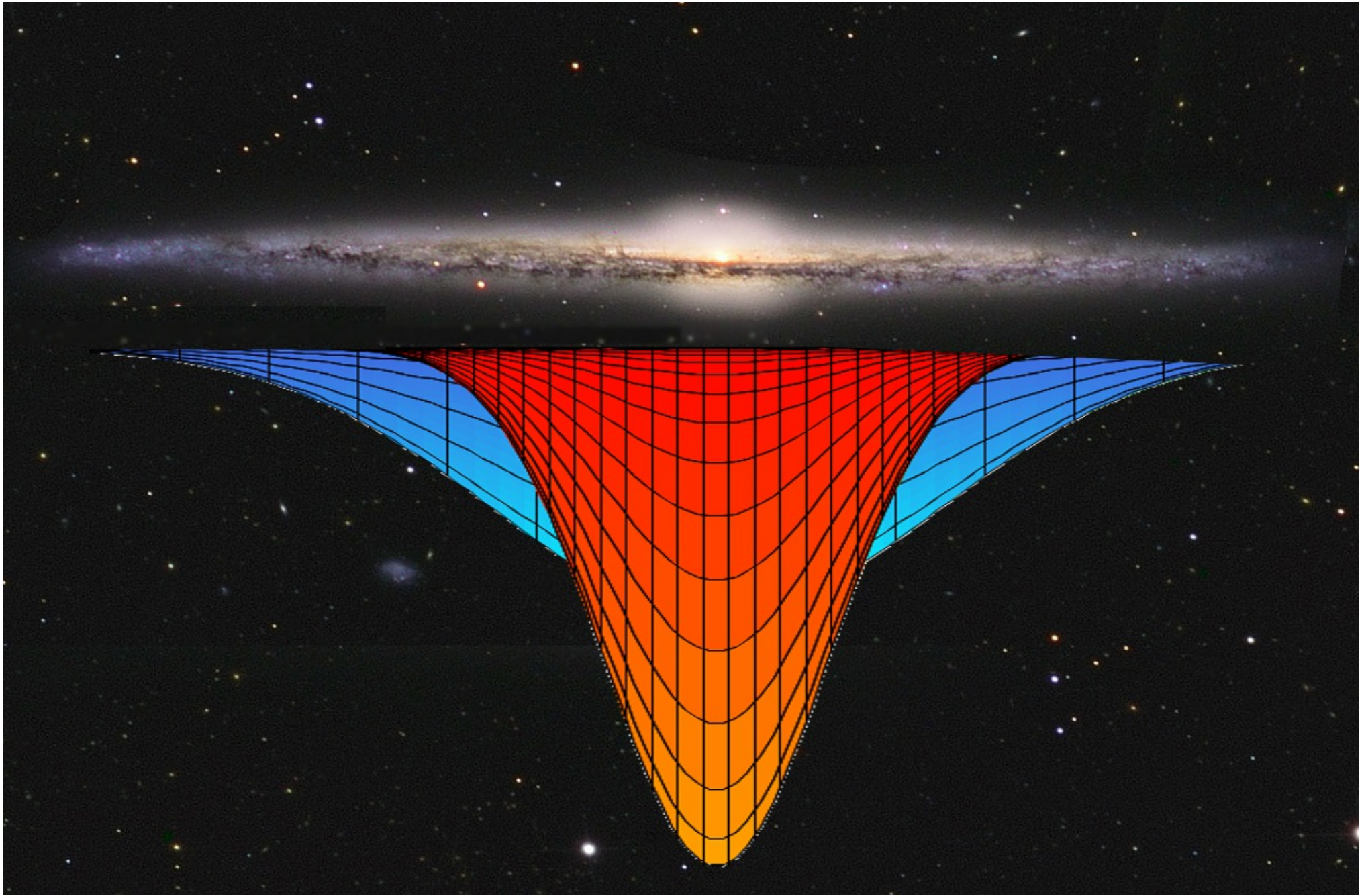
## Principio de equivalencia

- ★ ¿En un campo gravitacional quién cae primero, una bola de billar o una bola de algodón? Respuesta: en ausencia de aire, ambas caen al mismo tiempo.  
Experimentos de Galileo en Pisa.
- ★ Las aceleraciones producidas por los campos gravitacionales son iguales a las aceleraciones producidas por un sistema de referencia sin gravedad y acelerado (aceleración igual a la aceleración del campo gravitacional).
- ★ En otras palabras, la gravedad puede ser eliminada localmente mediante una aceleración de magnitud y dirección igual a la aceleración del campo gravitacional.
- ★ La equivalencia entre los campos gravitacionales y sistemas de referencia acelerados fué formulada por *Albert Einstein* y se conoce como el *principio de equivalencia*.

- ★ Diferencias entre campos de gravitación y sistemas de referencia acelerados:
  - \* Campos gravitacionales se anulan en infinito (  $GM/r \rightarrow 0$  cuando  $r \rightarrow \infty$  ).
  - \* Sistema de referencia uniformemente acelerado no anula su aceleración en infinito
- ★ Por lo tanto, el principio de equivalencia es válido solamente en una vecindad del punto en cuestión.

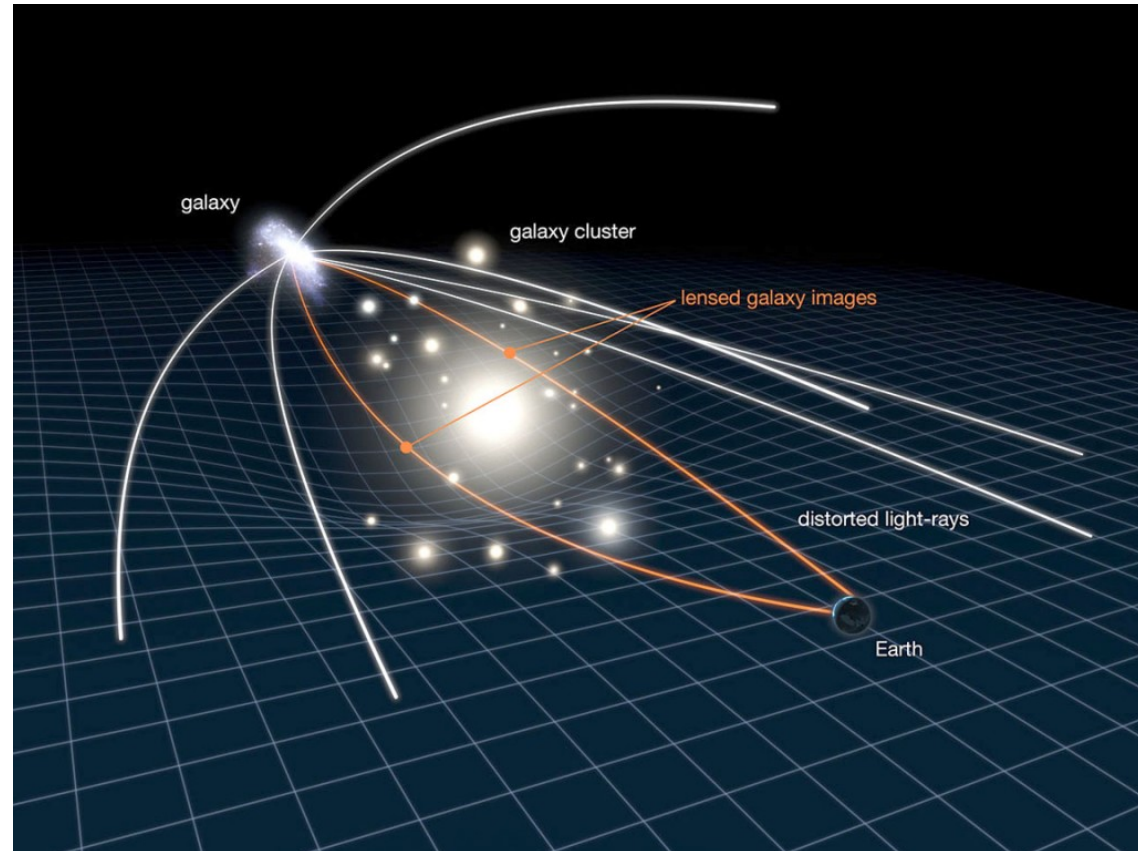
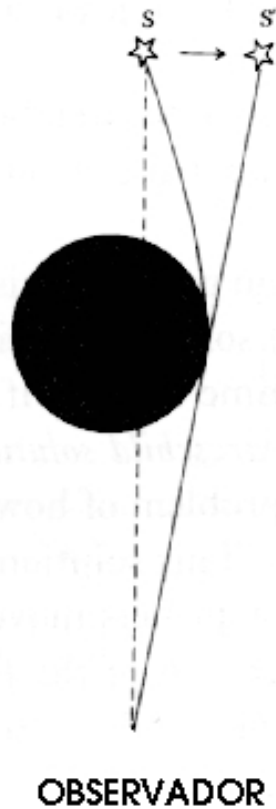






## Curvatura de rayos de luz

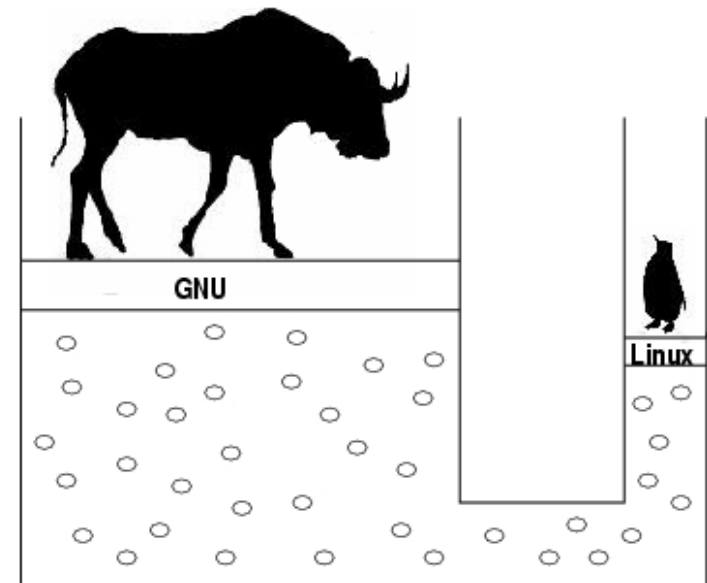
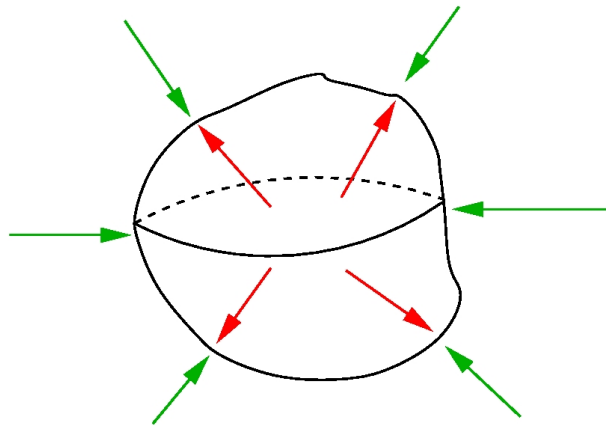
- ★ Los rayos de luz siguen *geodésicas* (trayectorias de mínima longitud) muy particulares. Al pasar a través de campos gravitacionales existe deflexión.
- ★ Experimento. Observar estrellas cercanas al sol durante un eclipse. Resultado: la estrella no aparece donde debería.



## Colapso gravitacional

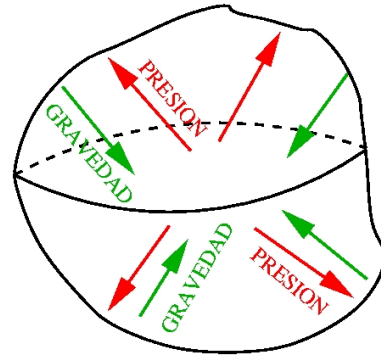
- ★ La presión de un *fluido* (gas o líquido) se define como la cantidad de *fuerza* por unidad de *área* que un fluido suficientemente pequeño realiza sobre sus alrededores:

$$p = \frac{\text{Fuerza}}{\text{Área}}. \quad (1)$$



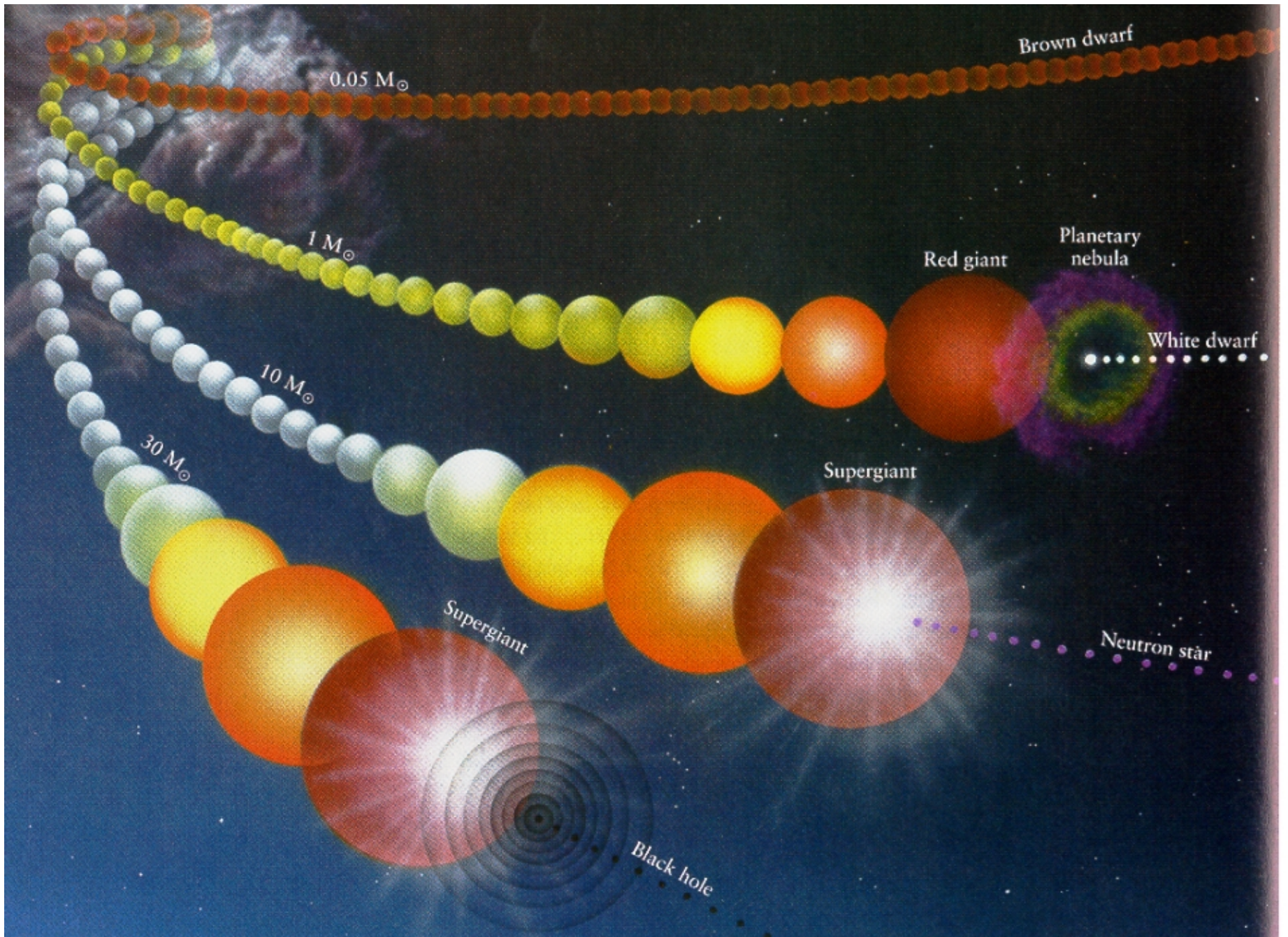
- ★ *Principio de Pascal*. “la presión que se ejerce sobre una porción del fluido es la misma en todas direcciones y es perpendicular a la superficie sobre la que actúa”.

- ★ Equilibrio hidrostático es el equilibrio *mecánico* (balance de fuerzas) entre la presión de un objeto gaseoso (como una estrella) y su *gravedad propia*



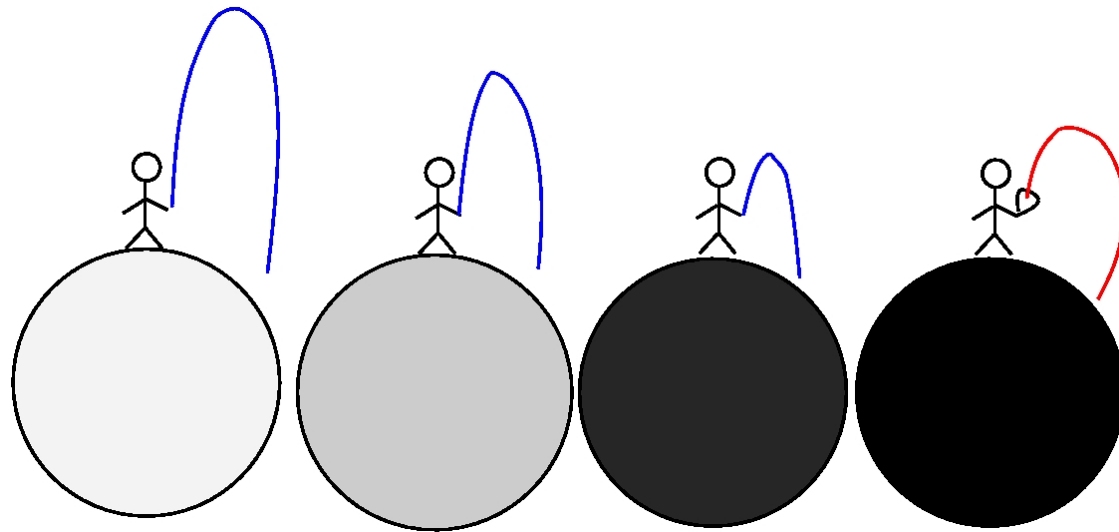
Nebulosa gigante de la *laguna* (m8). Tamaño  $\sim 140 \times 160$  años luz.

- ★ Fza de presión  $>$  Fza de gravedad  $\Rightarrow$  Expansión de la nube
- ★ Fza de gravedad  $>$  Fza de presión  $\Rightarrow$  Colapso gravitacional de la nube  $\Rightarrow$  formación de estrellas.  $\Rightarrow$  Criterio de Jeans de estabilidad gravitacional.
- ★ ¿Cuántas estrellas se forman de un colapso gravitacional? ¿Detalles del colapso? **No lo sabemos.** Lo único que podemos decir (gracias a las observaciones) es que probablemente se forme más de una estrella cuando se produce un colapso gravitacional.



## Agujeros negros

- ★ Rev. John Michell 1783. Geólogo y astrónomo británico, padre de la sismología. Ideo concepto de *estrellas binarias*, inventó balanza de torsión, ideó la ley del cuadrado inverso de repulsión de cargas, comenzó con el experimento de medir la masa de la tierra utilizando una balanza (terminado por Cavendish).
- ★ Hipótesis de Michell: la radiación electromagnética es atraída por la fuerza gravitacional.



★ Velocidad de escape:

$$E_{\text{tot}} = \frac{1}{2}mv^2 - \frac{GmM}{r} = 0 \quad (2)$$

Si  $v = c$  entonces:  $2GM/rc^2 = 1$ . Es decir:

$$r_s := \frac{2GM}{c^2} \quad (3)$$

★ En un objeto de masa  $M$  con radio menor a  $r_s$ , ni siquiera la luz puede escapar.

★ John Wheeler bautizó a estos objetos como: *agujeros negros* (1960's)

★ Negro porque ningún observador externo puede observarlos.

★ Agujero porque ni siquiera la luz es capaz de escapar a la gran atracción gravitacional.

★ Tipos de agujeros negros:

- (i) Unas cuantas masas solares
- (ii) Supermasivos (masas  $\sim 10^9 - 10^{12}M_{\odot}$ )
- (iii) Agujeros negros primordiales (masas  $< 10^{12}\text{kg}$ )

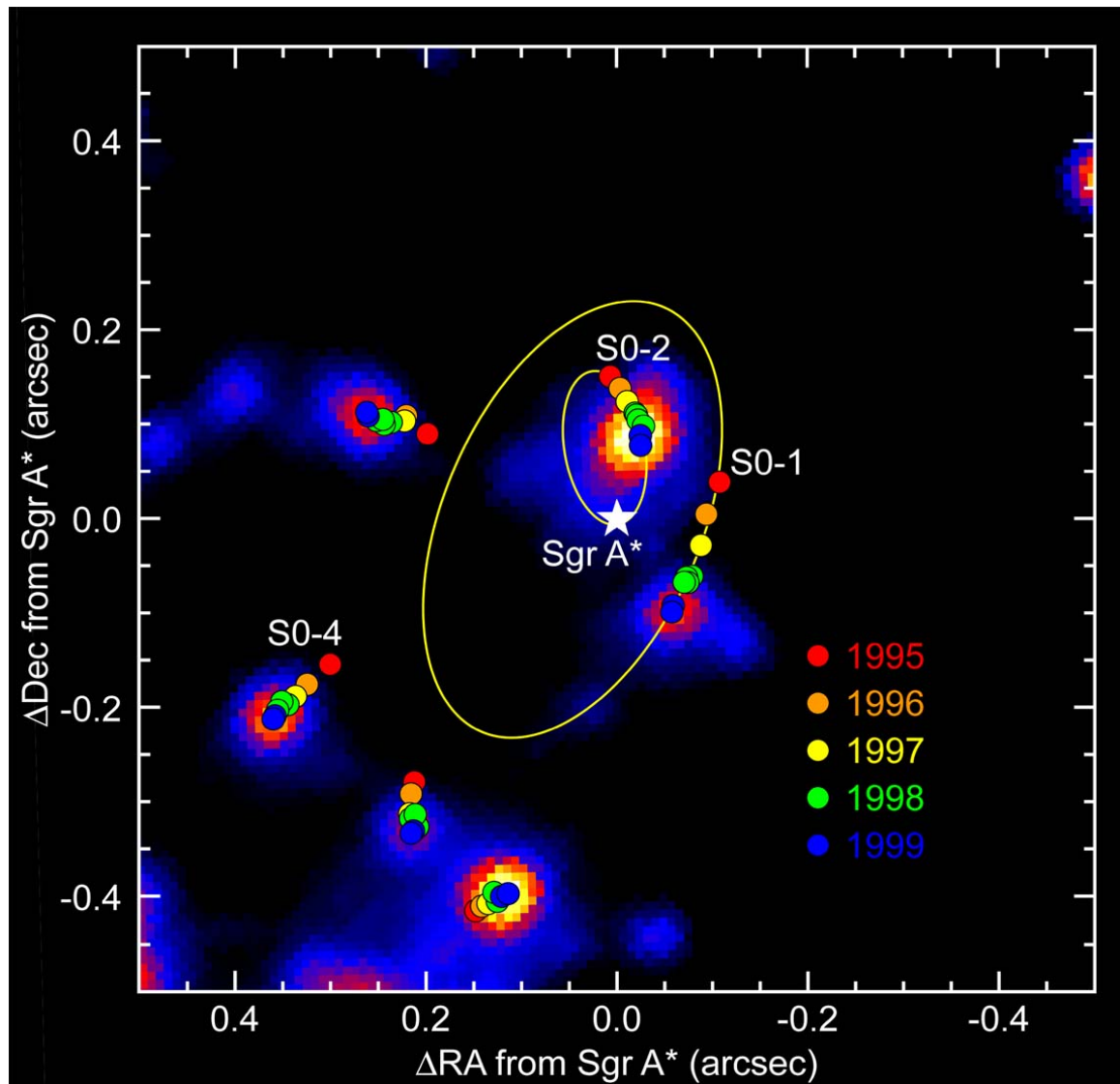
## Agujeros negros supermasivos

- ★ Se localizan en el centro de las galaxias.
- ★ No se sabe perfectamente como se formaron.
- ★ Posible colapso gravitacional por imperfecciones en la distribución de densidad en el universo temprano.
- ★ Posible que se acrete masa hacia el centro de una región de alta densidad y eventualmente se convierta en agujero.
- ★ Justo en el centro de nuestra galaxia se localiza ¡un agujero negro! de  $2 \times 10^6 M_{\odot}$ .

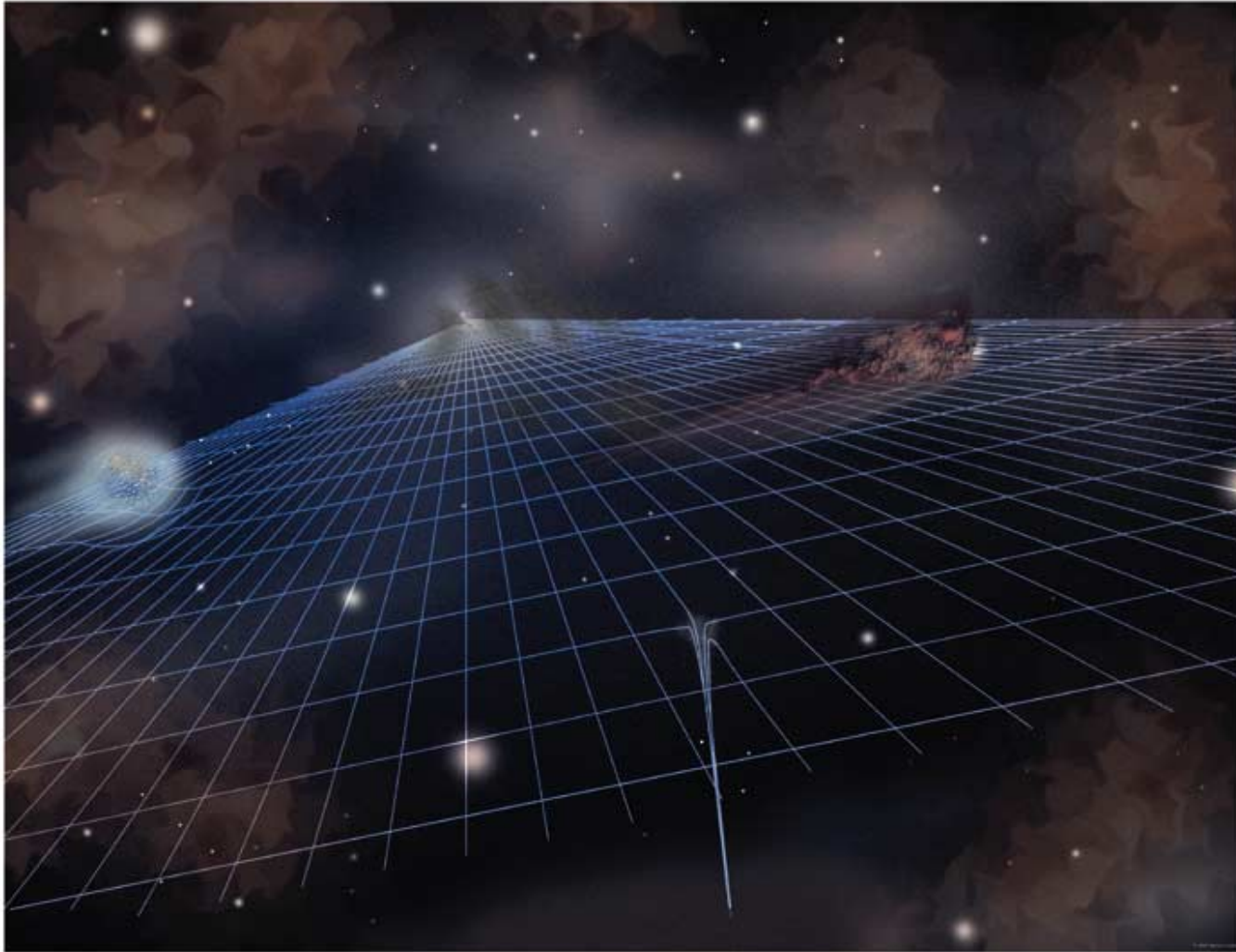




★ Orbitas de estrellas alrededor de Sgr-A\*.



- ★ Agujeros negros primordiales formados en el universo temprano por altas presiones y temperaturas. Colapso gravitacional de pequeños grumos de densidad.





Un agujero negro en el universo

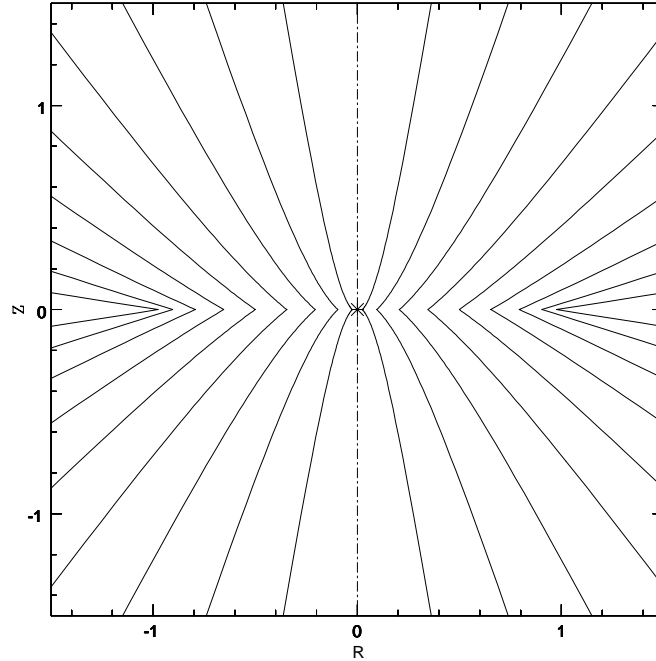
★ Y ... ¿Cómo se ven los agujeros negros en el universo?



En un día común y corriente de observación dos científicos comentan... “es negro y se ve como un agujero. Yo apuesto a que es un ¡*agujero negro!!!*”.

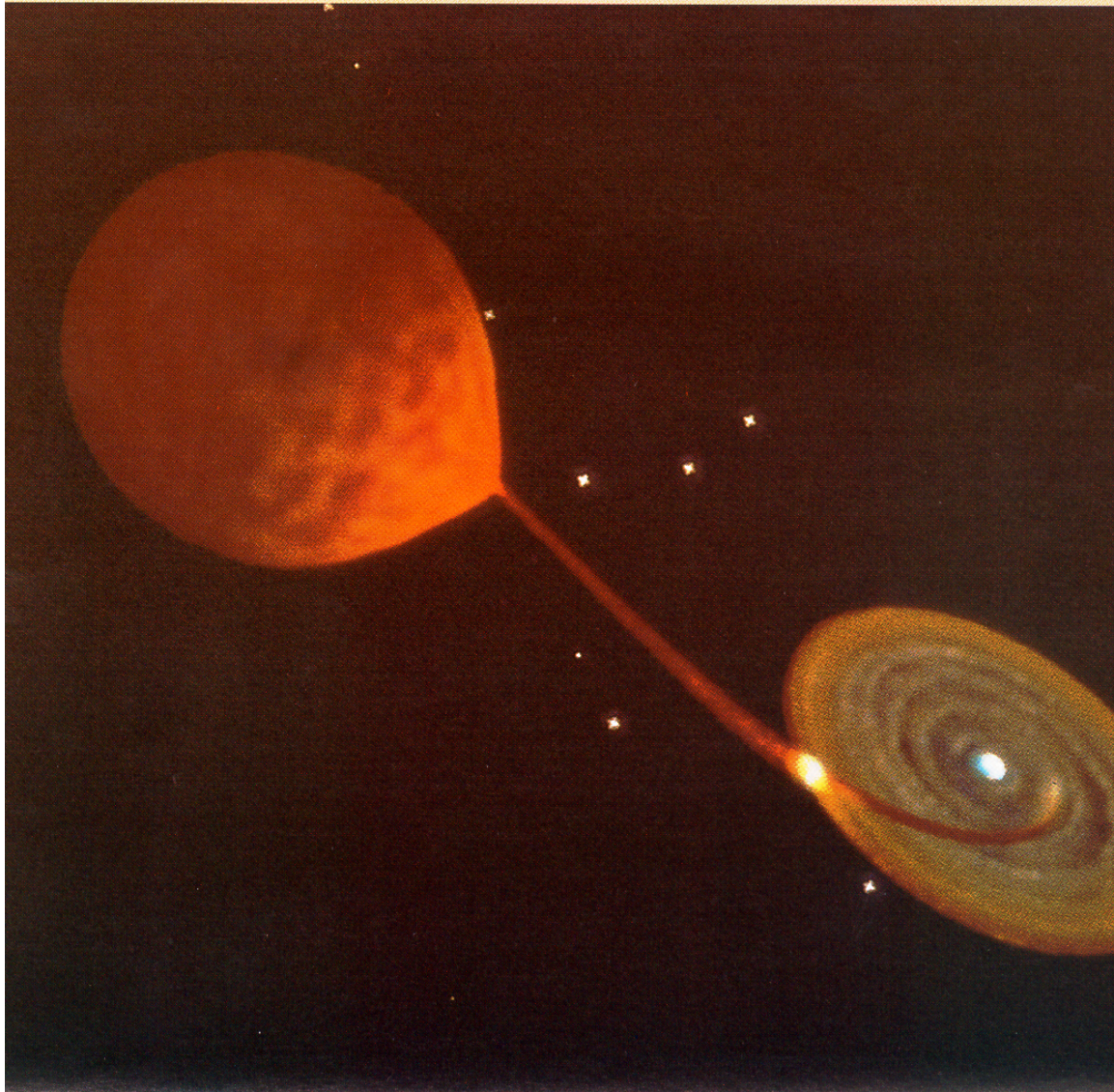
## Acreción: forma de observar agujeros negros

- ★ Fórmula: objeto gravitacional compacto sumergido en gas
- ★ Acreción esférica (Bondi–Hoyle). Gas cae de manera rectilínea hacia un objeto condensado (estrella o agujero negro).
- ★ Acreción + rotación  $\Rightarrow$  *disco de acreción*



- ★ Acreción en línea: materia de una estrella es gravitacionalmente capturado por una compañera.

★ Acreción también puede arrastrar a compañera de sistema binario



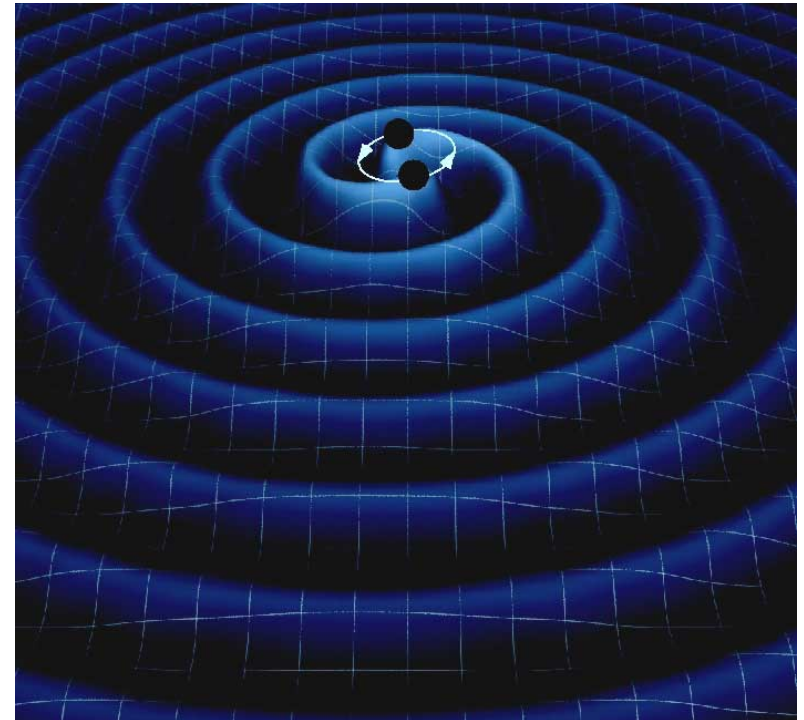
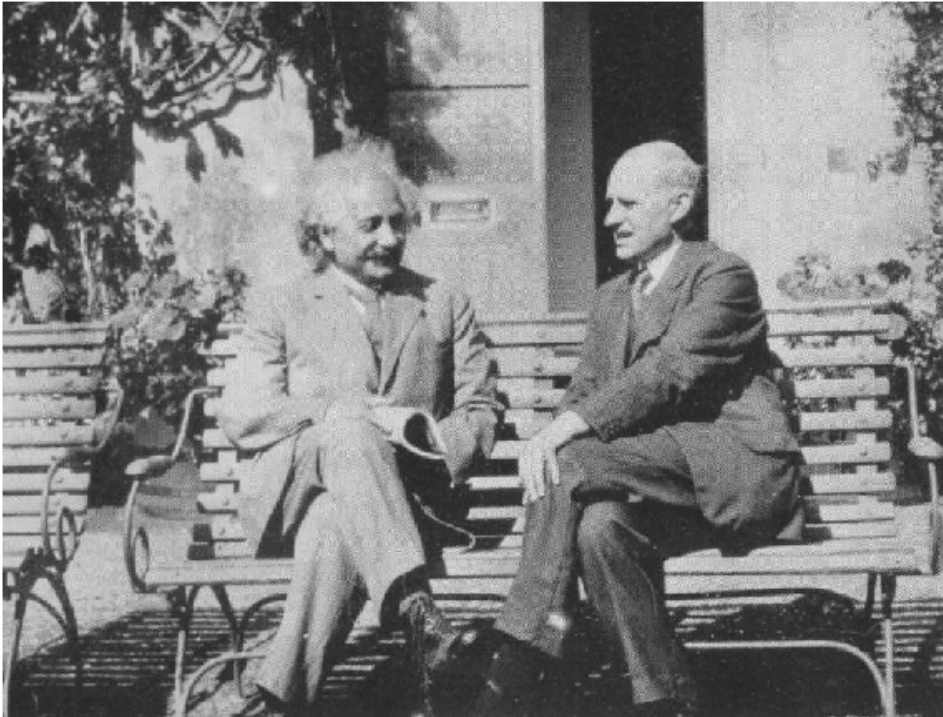
(Video: black-hole-binary)

## Cygnus X-1. El agujero negro

- ★ Cygnus X-1 es fuente de rayos-X, detectada en 1965.
- ★ Sistema binario a  $\sim 7 \times 10^3$  años luz de distancia de la tierra.
- ★ Una de las estrellas (HDE 226868) es una supergigante. La otra es un objeto compacto.
- ★ Periodo de rotación del sistema  $\sim 5.6$  días  $\Rightarrow$  masa  $\gtrsim 5M_{\odot}$
- ★ Emisión en rayos-X presenta variabilidad del orden de milisegundos (*estado bajo*) y del orden de años (*estado alto*). Cygnus X-1 pasa casi todo su tiempo (80%) en el estado bajo.
- ★ Debido a que la información no puede viajar más rápido que la luz, entonces un objeto celestial no puede cambiar su luminosidad (al menos por un factor de 2 digamos) en escalas de tiempo menores que el tiempo que tarda la luz en cruzar de un lado al otro.  $\Rightarrow$  radio del objeto compacto en Cygnus X-1  $\sim$  unos cuantos km.
- ★ Hoy en día estamos seguros con un 95% de confiabilidad que Cygnus X-1 es un agujero negro.

## ¿Curvatura del espacio?

Si el espacio es curvo entonces “acariciarlo” debe producir ondulaciones que se muevan a través del mismo (Einstein y Eddington).





- ★ Obtención matemática mediante perturbaciones a las ecuaciones constituyentes del espacio-tiempo.
- ★ Propagación: velocidad de la luz.
- ★ Sin términos dipolares, solo cuadrupolares y mas.
- ★ Landau & Lifshitz construyen ecuaciones para emisión gravitacional.



CHAPTER 13  
GRAVITATIONAL WAVES

§ 107. Weak gravitational waves

Just as in electrodynamics, in the relativistic theory of gravitation the finite velocity of propagation of interactions results in the possibility of the existence of free gravitational fields that are not linked to bodies—gravitational waves.

We consider the weak gravitational field in vacuum. As in § 105, we introduce the tensor  $h_{ik}$ , describing a weak perturbation of the galilean metric:

$$g_{ik} = g_{ik}^{(0)} + h_{ik}. \quad (107.1)$$

Then, to terms of first order in the  $h_{ik}$ , the contravariant metric tensor is:

$$g^{ik} = g^{ik(0)} \sim h^{ik}, \quad (107.2)$$

and the determinant of the tensor  $g_{ik}$ :

$$g = g^{(0)}(1 + h), \quad (107.3)$$

where  $h \equiv h_i^i$ ; all operations of raising and lowering tensor indices are done with the unperturbed metric  $g^{(0)}$ .

As already pointed out in § 105, the condition that the  $h_{ik}$  be small leaves the possibility of arbitrary transformations of reference system of the form  $x'^i = x^i + \xi^i$ , with small  $\xi^i$ ; then

$$h'_{ik} = h_{ik} - \frac{\partial \xi_i}{\partial x^k} - \frac{\partial \xi_k}{\partial x^i}. \quad (107.4)$$

Using this arbitrariness of gauge for the tensor  $h_{ik}$ , we impose on it the supplementary condition

$$\frac{\partial \psi_i^k}{\partial x^k} = 0, \quad \psi_i^k = h_i^k - \frac{1}{2} \delta_i^k h, \quad (107.5)$$

after which the Ricci tensor takes the simple form (105.11):

$$R_{ik} = \frac{1}{2} \square h_{ik} \quad (107.6)$$

where  $\square$  denotes the d'Alembertian operator:

$$\square = -g^{lm(0)} \partial^2 / \partial x^l \partial x^m = \Delta - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2}.$$

Corresponding to the two possible polarizations of the wave, the metric contains two arbitrary functions  $f_1(u)$  and  $f_2(u)$ .

§ 110. Radiation of gravitational waves

Let us consider next a weak gravitational field, produced by arbitrary bodies, moving with velocities small compared with the velocity of light.

Because of the presence of matter, the equations of the gravitational field will differ from the simple wave equation of the form  $\square h_i^k = 0$  (107.8) by having, on the right side of the equality, terms coming from the energy-momentum tensor of the matter. We write these equations in the form

$$\frac{1}{2} \square \psi_i^k = \frac{8\pi k}{c^4} \tau_i^k, \quad (110.1)$$

where we have introduced in place of the  $h_i^k$  the more convenient quantities

$$\psi_i^k = h_i^k - \frac{1}{2} \delta_i^k h,$$

and where  $\tau_i^k$  denotes the auxiliary quantities which are obtained upon going over from the exact equations of gravitation to the case of a weak field in the approximation we are considering. It is easy to verify that the components  $\tau_0^0$  and  $\tau_\alpha^0$  are obtained directly from the corresponding components  $T_i^k$  by taking out from them the terms of the order of magnitude in which we are interested; as for the components  $\tau_\beta^\alpha$ , they contain along with terms obtained from the  $T_\beta^\alpha$ , also terms of second order from  $R_i^k - \frac{1}{2} \delta_i^k R$ . †

The quantities  $\psi_i^k$  satisfy the condition (107.5)  $\partial \psi_i^k / \partial x^k = 0$ . From (110.1) it follows that this same equation holds for the  $\tau_i^k$ :

$$\frac{\partial \tau_i^k}{\partial x^k} = 0. \quad (110.2)$$

This equation here replaces the general relation  $T_{i;k}^k = 0$ .

Using the equations which we have obtained, let us consider the problem of the energy radiated by moving bodies in the form of gravitational waves. The solution of this problem requires the determination of the gravitational field in the "wave zone", i.e. at distances large compared with the wavelength of the radiated waves.

In principle, all the calculations are completely analogous to those which we carried out for electromagnetic waves. Equation (110.1) for a weak gravitational field coincides in form with the equation of the retarded potentials (§ 62). Therefore we can immediately write its general solution in the form

$$\psi_i^k = -\frac{4k}{c^4} \int (\tau_i^k)_{r-\frac{R}{c}} \frac{dV}{R}. \quad (110.3)$$

† From eqs. (110.1) we can again obtain the formulas (106.1)–(106.2) that were used in § 106 for the weak constant field far from bodies. In the first approximation we neglect terms with second time derivatives (containing  $1/c^2$ ), and of all the components of  $\tau_i^k$ , only  $\tau_0^0 = \mu c^2$  remains. The solution of the equations  $\Delta \psi_\alpha^\beta = 0$ ,  $\Delta \psi_0^\alpha = 0$ ,  $\Delta \psi_0^0 = 16\pi k \mu / c^2$  that vanishes at infinity is  $\psi_\alpha^\beta = 0$ ,  $\psi_\alpha^0 = 0$ ,  $\psi_0^0 = 4\phi/c$ , where  $\phi$  is the Newtonian gravitational potential; cf. (99.2). One then finds for the tensor  $h_i^k = \psi_i^k - \frac{1}{2} \psi \delta_i^k$  the values (106.1)–(106.2).

$$dI = \frac{k}{36\pi c^5} \left[ \frac{1}{4} (\ddot{D}_{\alpha\beta} n_\alpha n_\beta)^2 + \frac{1}{2} \ddot{D}_{\alpha\beta}^2 - \ddot{D}_{\alpha\beta} \ddot{D}_{\alpha\gamma} n_\beta n_\gamma \right] d\omega. \quad (110.15)$$

The total radiation in all directions, i.e., the energy loss of the system per unit time ( $-d\mathcal{E}/dt$ ), can be found by averaging  $dI/d\omega$  over all directions and multiplying the result by  $4\pi$ . The averaging is easily performed using the formulas given in the footnote on p. 205, and gives

$$-\frac{d\mathcal{E}}{dt} = \frac{k}{45c^5} \ddot{D}_{\alpha\beta}^2. \quad (110.16)$$

We note that the radiation of gravitational waves is a fifth order effect in  $1/c$ . This fact, together with the smallness of the gravitational constant  $k$ , makes the usual effects extremely small.

PROBLEMS

1. Two bodies, attracting each other according to Newton's law, move in circular orbits (around) their common centre of inertia. Determine the average (over a rotation period) of the intensity of radiation of gravitational waves and its distribution in polarization and direction.

*Solution:* Choosing the coordinate origin at the centre of inertia, we have for the radius vectors of the two bodies:

$$\mathbf{r}_1 = \frac{m_2}{m_1 + m_2} \mathbf{r}, \quad \mathbf{r}_2 = -\frac{m_1}{m_1 + m_2} \mathbf{r}, \quad \mathbf{r} = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2.$$

The components of the tensor  $D_{\alpha\beta}$  are (if the  $xy$  plane coincides with the plane of motion):

$$D_{xx} = \mu r^2 (3 \cos^2 \psi - 1), \quad D_{yy} = \mu r^2 (3 \sin^2 \psi - 1), \\ D_{xy} = 3\mu r^2 \cos \psi \sin \psi, \quad D_{zz} = -\mu r^2,$$

where  $\mu = m_1 m_2 / (m_1 + m_2)$ ,  $\psi$  is the polar angle of the vector  $\mathbf{r}$  in the  $xy$  plane. For circular motion  $r = \text{const}$ , and  $\dot{\psi} = r^{-\frac{3}{2}} \sqrt{k(m_1 + m_2)} \equiv \omega$ .

We assign the direction of  $\mathbf{n}$  by the polar angle  $\theta$  and azimuth  $\phi$ , with the polar axis  $z$  perpendicular to the plane of the motion. Let us consider the two polarizations for which: (1)  $e_{\theta\phi} = 1/\sqrt{2}$ ; (2)  $e_{\theta\theta} = -e_{\phi\phi} = 1/\sqrt{2}$ . Projecting the tensor  $D_{\alpha\beta}$  on the directions of the spherical unit vectors  $\mathbf{e}_\theta$  and  $\mathbf{e}_\phi$ , calculating with formula (110.13) and averaging over the time, we find the result for these two cases and for the sum  $I = I_1 + I_2$ :

$$\frac{\overline{dI_1}}{d\omega} = \frac{k\mu^2 \omega^6 r^4}{2\pi c^5} 4 \cos^2 \theta, \quad \frac{\overline{dI_2}}{d\omega} = \frac{k\mu^2 \omega^6 r^4}{2\pi c^5} (1 + \cos^2 \theta)^2, \\ \frac{\overline{dI}}{d\omega} = \frac{k\mu^2 \omega^6 r^4}{2\pi c^5} (1 + 6 \cos^2 \theta + \cos^4 \theta),$$

and after integrating over all directions:

$$-\frac{d\mathcal{E}}{dt} = I = \frac{32k\mu^2 \omega^6 r^4}{5c^5} = \frac{32k^4 m_1^2 m_2^2 (m_1 + m_2)}{5c^5 r^5}, \quad \frac{f_1}{I_2} = \frac{5}{7}$$

[for calculating the total intensity  $I$  alone, we should, of course, have used (110.16)].

The loss of energy from the radiating system leads to a gradual (secular) approach of the two bodies. Since  $\dot{\mathcal{E}} = -km_1 m_2 / 2r$ , the velocity of approach is

$$\dot{r} = \frac{2r^2}{km_1 m_2} \frac{d\mathcal{E}}{dt} = -\frac{64k^3 m_1 m_2 (m_1 + m_2)}{5c^5 r^3}.$$

2. Find the average (over a rotation period) of the energy radiated in the form of gravitational waves by a system of two bodies moving in elliptical orbits (P. C. Peters and J. Mathews).†

*Solution:* In contrast to the case of circular motion, the distance  $r$  and the angular velocity vary along the orbit according to the laws

$$\frac{a(1-e^2)}{r} = 1 + e \cos \psi, \quad \frac{d\psi}{dt} = \frac{1}{r^2} [k(m_1 + m_2) a (1-e^2)]^{\frac{1}{2}},$$

where  $e$  is the eccentricity and  $a$  is the semimajor axis of the orbit (cf. *Mechanics*, § 15). A quite lengthy calculation using (110.16) gives:

$$-\frac{d\mathcal{E}}{dt} = \frac{8k^4 m_1^2 m_2^2 (m_1 + m_2)}{15a^5 c^5 (1-e^2)^5} (1 + e \cos \psi)^4 [12(1 + e \cos \psi)^2 + e^2 \sin^2 \psi].$$

In averaging over the period of rotation, the integration over  $t$  is replaced by integration over  $\psi$ , and gives the result:

$$-\frac{\overline{d\mathcal{E}}}{dt} = \frac{32k^4 m_1^2 m_2^2 (m_1 + m_2)}{5c^5 a^5} \frac{1}{(1-e^2)^{\frac{1}{2}}} \left( 1 + \frac{73}{24} e^2 - \frac{37}{96} e^4 \right).$$

We note the rapid increase in intensity of radiation with increasing eccentricity of the orbit.

3. Determine the time-averaged rate of loss of angular momentum from a system of bodies in stationary motion and emitting gravitational waves.

*Solution:* For convenience of writing formulas, we temporarily regard the body as consisting of discrete particles. We represent the average rate of loss of energy of the system as the work of the "frictional forces"  $\mathbf{f}$  acting on the particles:

$$\frac{\overline{d\mathcal{E}}}{dt} = \sum \overline{\mathbf{f} \cdot \mathbf{v}} \quad (1)$$

(we omit the index labelling the particles). Then the average rate of loss of angular momentum is given by

$$\frac{\overline{dM_\alpha}}{dt} = \sum (\mathbf{r} \times \mathbf{f})_\alpha = \sum e_{\alpha\beta\gamma} \overline{x_\beta f_\gamma} \quad (2)$$

(cf. the derivation of formula (75.7)). To determine  $\mathbf{f}$ , we write

$$\frac{\overline{d\mathcal{E}}}{dt} = -\frac{k}{45c^5} \overline{\ddot{D}_{\alpha\beta} \ddot{D}_{\alpha\beta}} = -\frac{k}{45c^5} \overline{\ddot{D}_{\alpha\beta} D_{\alpha\beta}^{(v)}}.$$

(where we have used the fact that the average values of total time derivatives vanish). Substituting  $\dot{D}_{\alpha\beta} = \sum m(3x_\alpha v_\beta + 3x_\beta v_\alpha - 2\mathbf{r} \cdot \mathbf{v} \delta_{\alpha\beta})$  and comparing with (1), we find:

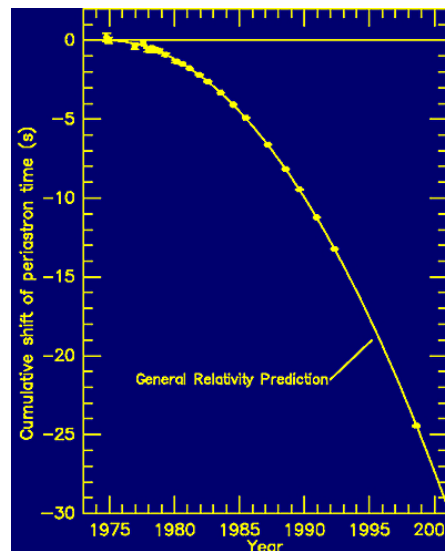
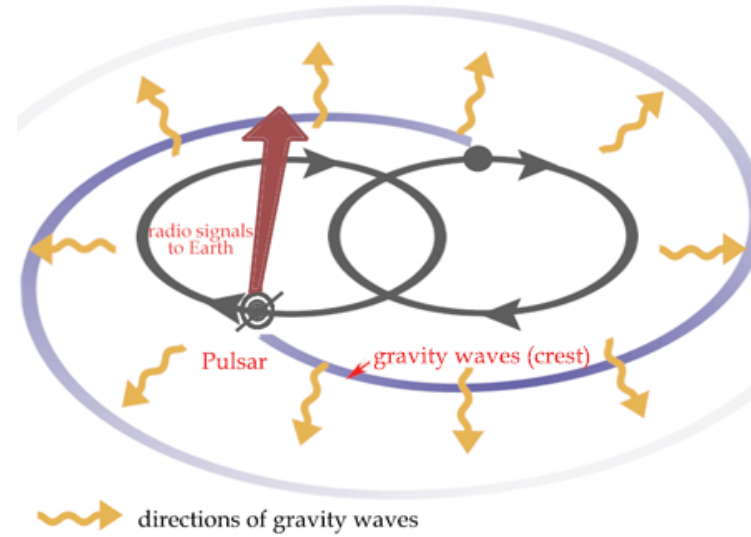
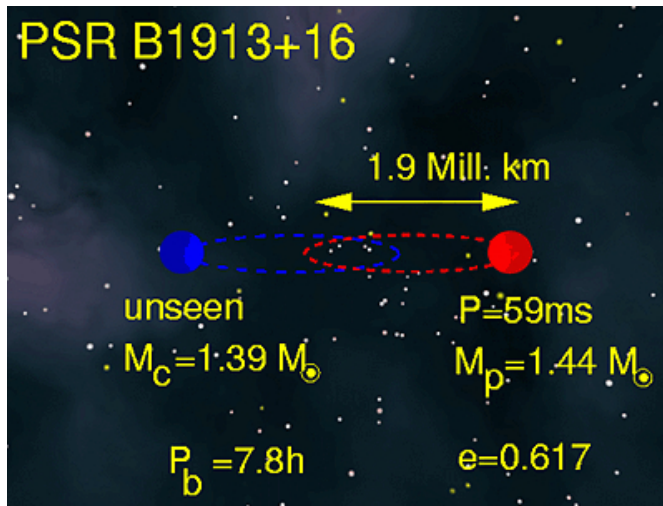
$$f_\alpha = -\frac{2k}{15c^5} D_{\alpha\beta}^{(v)} m x_\beta.$$

Substitution of this expression in (2) gives the result:

$$\frac{\overline{dM_\alpha}}{dt} = -\frac{2k}{45c^5} e_{\alpha\beta\gamma} \overline{D_{\beta\delta}^{(v)} D_{\delta\alpha}^{(v)}} = -\frac{2k}{45c^5} e_{\alpha\beta\gamma} \overline{\ddot{D}_{\beta\delta} \ddot{D}_{\delta\alpha}^{(v)}}. \quad (3)$$

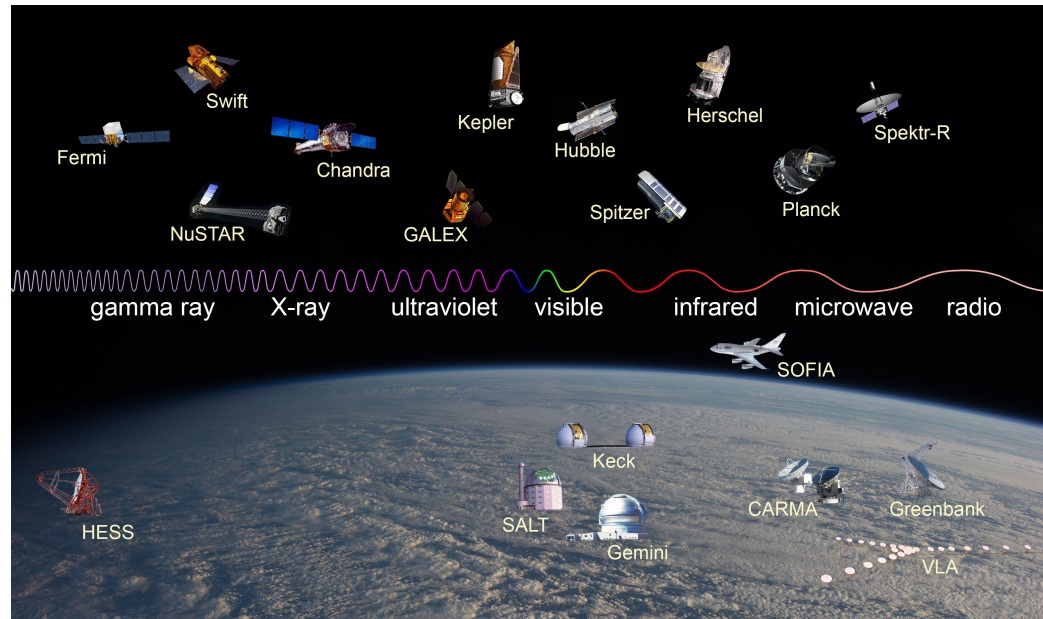
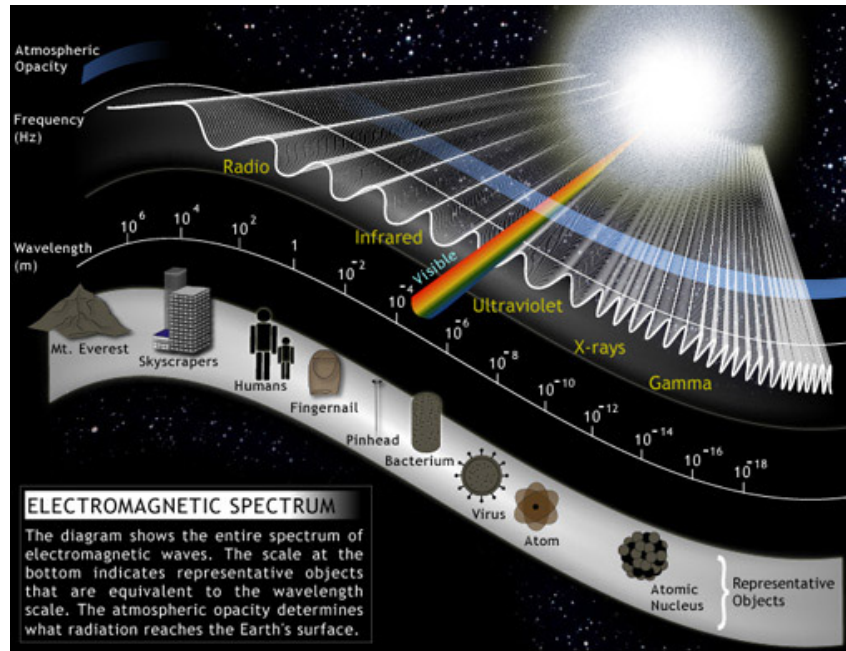
† For the angular, polarization, and spectral distributions of this radiation, cf. *Phys. Rev.* **131**, 435 (1963).

# Primer detección indirecta: Pulsar Hulse & Taylor

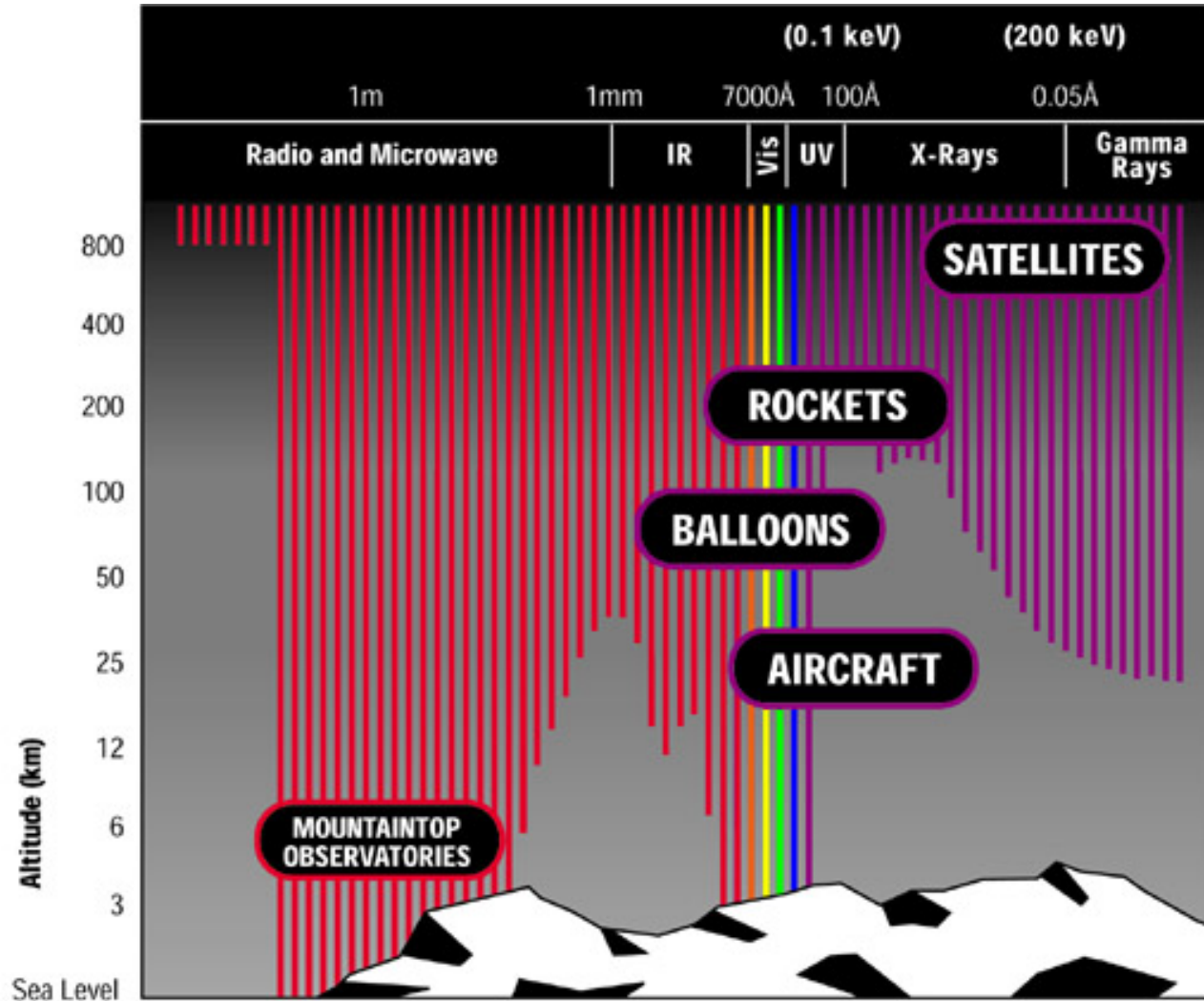


Un haz de luz pasa a través de un prisma y se descompone en los colores del arcoiris:  
*espectro electromagnético.*

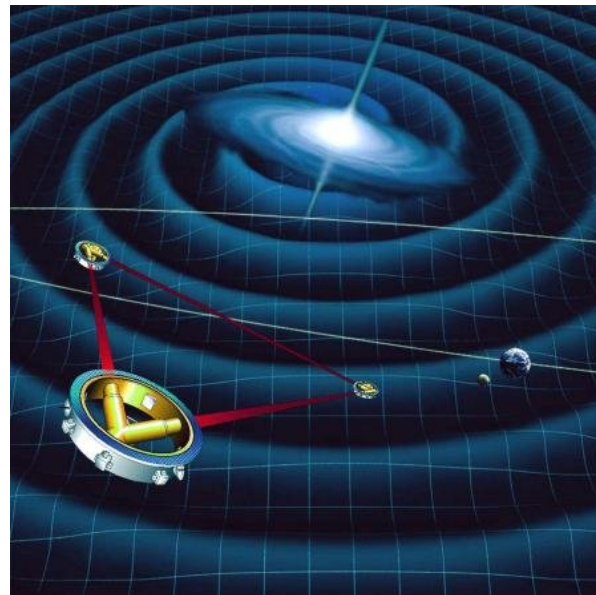




- ☆ Información del espacio exterior por medio de radiación electromagnética.
- ☆ Visibles desde la tierra: óptico, radio, IR (poco)
- ☆ Instrumentos: Telescopios (ópticos & IR), antenas, satélites.

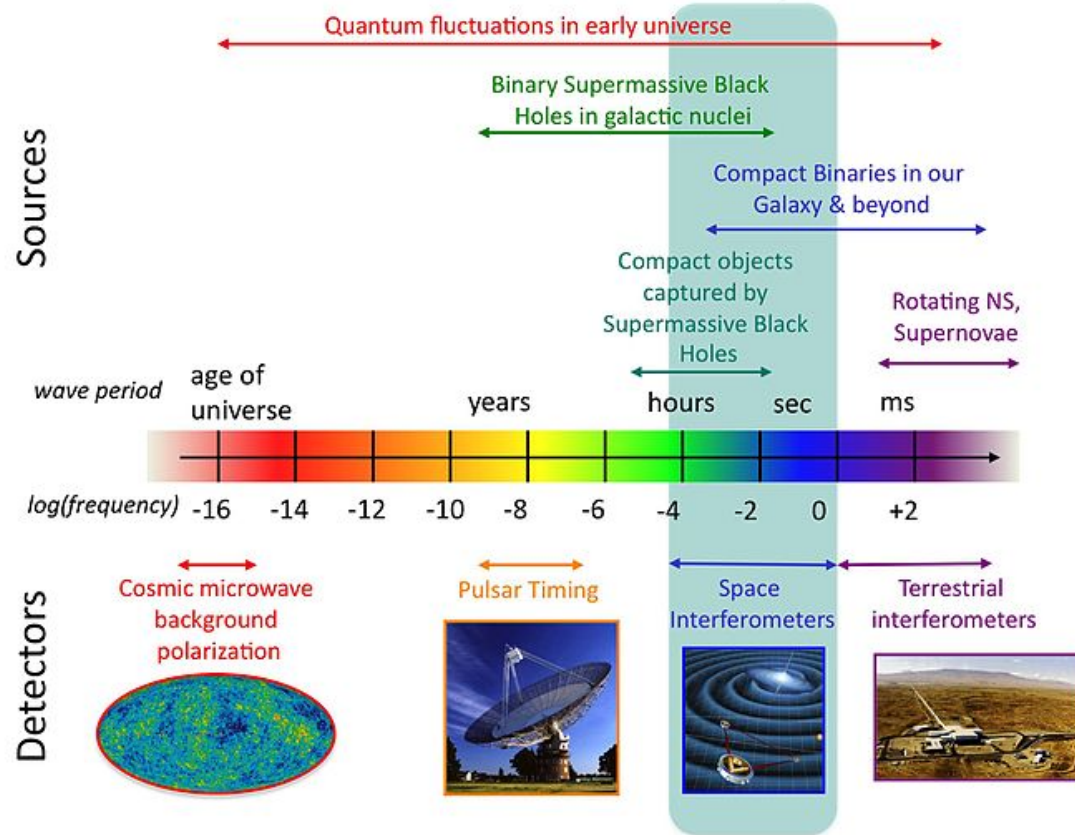


- ★ LISA (*Laser Interferometer Space Antenna*)
- ★ LIGO (*Laser Interferometer Gravitational Wave Observatory*)
- ★ British German laser interferometric gravitational wave detector (*GEO-600*)

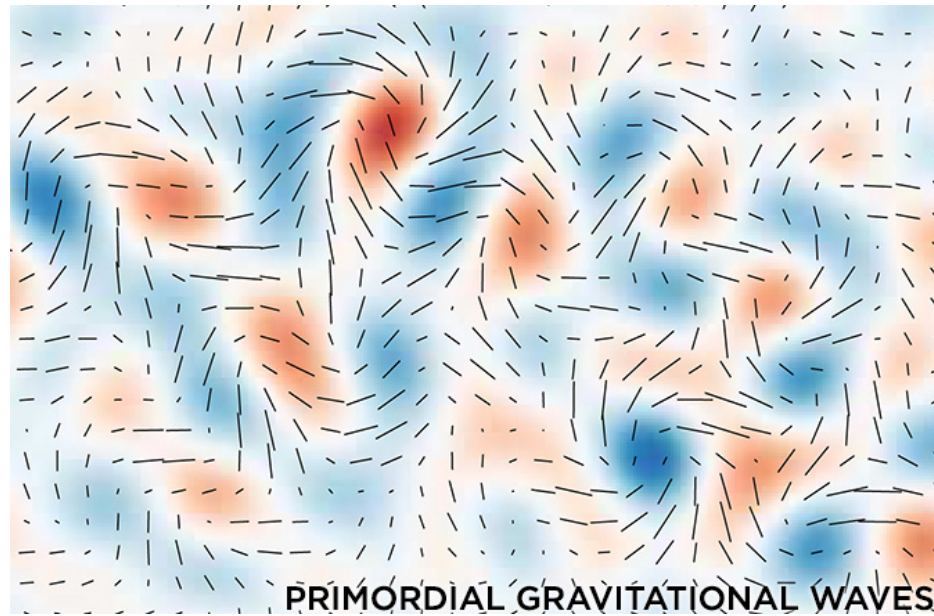




# The Gravitational Wave Spectrum



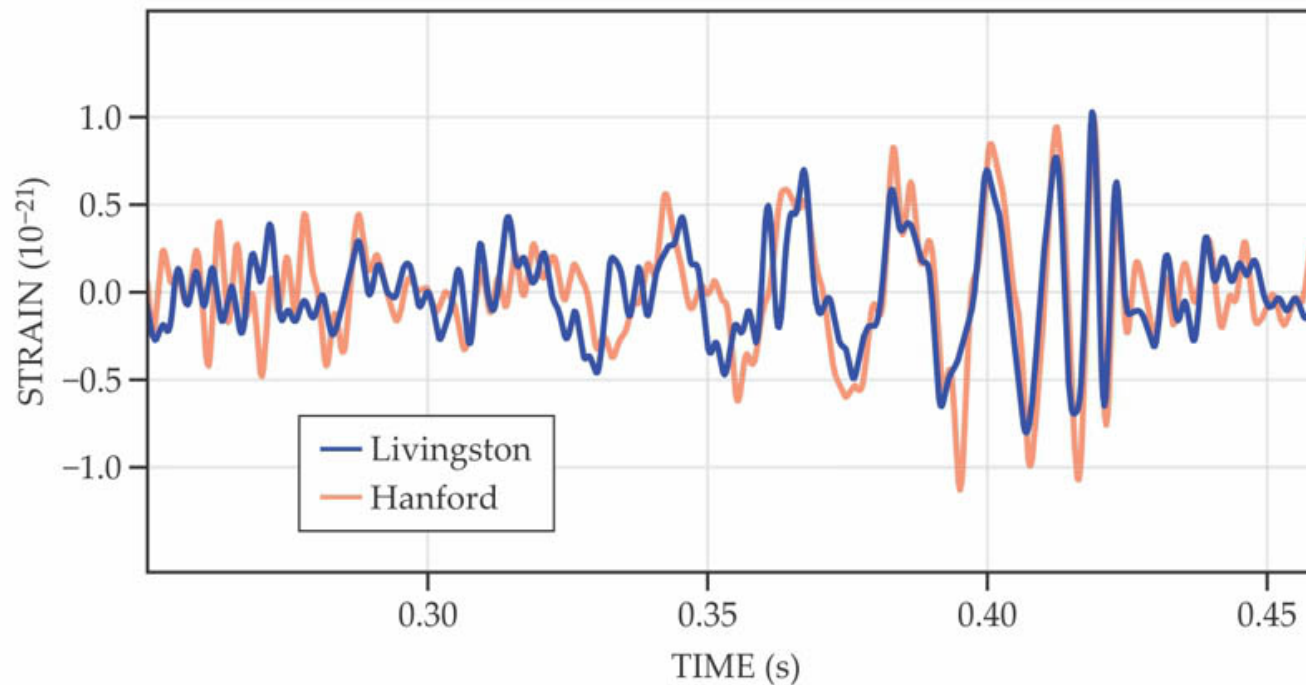
## ¿Detecciones?



PRIMORDIAL GRAVITATIONAL WAVES

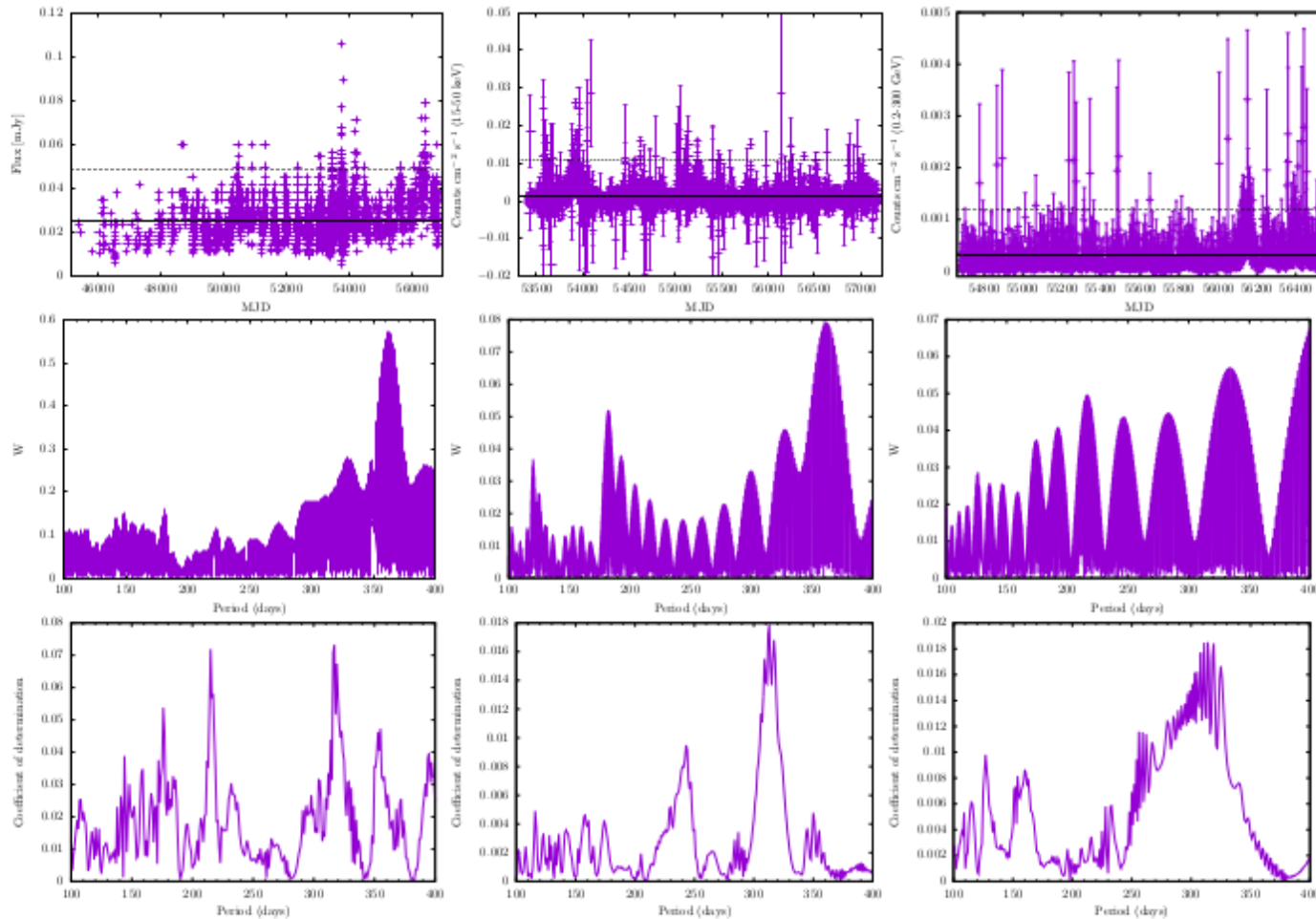
## Detección directa

- ★ Finalmente después de 100 años, las ondas gravitacionales son detectadas de manera directa.
- ★ La fuente: un par de agujeros negros en coalescencia.
- ★ Esta detección infiere de manera muy directa la existencia de agujeros negros (de 29 y 36  $M_{\odot}$ ).



# Agujero negro binario eclipsado en Mrk 421

(arXiv:1512.01219). Periodicidad de 310 días... trabajo del IA-UNAM



**Figure 1.** From left to right, the figure shows the optical, X and  $\gamma$ -ray lightcurves of the blazar Mrk 421 (top row). The horizontal solid lines mark the mean flux levels and the dotted ones show the  $3 - \sigma$  level above the mean, below which the outburstless state is defined. Similarly, the middle row presents the corresponding spectral window functions  $W$  (see e.g. Dawson & Fabrycky 2010) associated to the time samplings of the databases. The bottom row presents the periodograms obtained using RobPer for each waveband. The plots on the last two rows were produced using the outburstless data.