

**Agujeros negros**  
por  
**Miguel Alcubierre**

Este es un capítulo separado que integra el libro

**Fronteras de la Física en el Siglo XXI**

**Octavio Miramontes y Karen Volke** (Editores)

CopIt-arXives, 2013

México, D.F.

ISBN: 978-1-938128-03-5

©CopIt-arXives

<http://scifunam.fisica.unam.mx/mir/copit/TS0011ES/TS0011ES.html>

# Índice general

Miguel Alcubierre	<b>Agujeros Negros</b>	<b>1</b>
1.	Introducción . . . . .	1
2.	Gravitación y geometría . . . . .	2
3.	Relatividad especial . . . . .	3
4.	Relatividad general . . . . .	6
5.	Curvatura y las ecuaciones de campo de Einstein . . . . .	7
6.	La solución de Schwarzschild y los agujeros negros . . . . .	10
7.	Agujeros negros generales . . . . .	14
8.	Agujeros negros astrofísicos y colapso gravitacional . . . . .	15
9.	Como ver lo invisible: las ondas gravitacionales . . . . .	17
10.	¿Agujeros negros en Suiza? . . . . .	19
11.	Referencias . . . . .	20

# Agujeros Negros

Miguel Alcubierre, Instituto de Ciencias Nucleares, UNAM, México

## 1. Introducción

Los agujeros negros son, sin duda, unos de los objetos astrofísicos más interesantes y exóticos de la física moderna. Resultan fascinantes tanto para el público en general como para el investigador que busca descubrir sus propiedades.

El primer antecedente del concepto de agujero negro proviene del siglo XVIII, y en particular de las especulaciones de John Michell, en el Reino Unido, y Pierre Simón de Laplace, en Francia. De manera independiente, ambos se preguntaron de qué tamaño tendría que ser una estrella de una masa dada para que su velocidad de escape fuera tan alta que no pudiera escapar de ella ni siquiera la luz, que se propaga a una velocidad altísima (de cerca de 300,000 kilómetros por segundo). Semejante estrella no emitiría luz y podría llamarse “estrella oscura”. Michell y Laplace encontraron independientemente una ecuación para el radio que tendría que tener la estrella para no dejar escapar la luz, valor que hoy se conoce como el “radio gravitacional”, y que está dado por:

$$R = 2GM/c^2, \tag{1}$$

donde  $M$  es la masa de la estrella,  $G$  la constante gravitacional de Newton, y  $c$  la velocidad de la luz. El radio gravitacional es distinto para cada cuerpo y depende sólo de su masa. Para objetos celestes comunes el radio gravitacional es siempre mucho más pequeño que su tamaño real. Por ejemplo, para convertir a la Tierra en una estrella oscura sería necesario comprimir toda su masa en una esfera de aproximadamente un centímetro de radio. En el caso del Sol, sería necesario concentrar su masa en una esfera con un radio de unos tres kilómetros. Si se compara esto con los radios reales de la Tierra y el Sol, de aproximadamente 6,000 y 700,000 kilómetros respectivamente, podemos ver que para una masa dada las estrellas oscuras tendrían radios casi un millón de veces menores que los objetos astrofísicos usuales.

Las estrellas oscuras se consideraron sólo como una curiosidad matemática que no correspondía a ningún objeto real hasta que, a fines de 1915, Albert Einstein publicó la teoría general de la relatividad, una teoría moderna de la gravitación que reemplazó a la

gravitación universal de Newton. Pocas semanas después de que Einstein postulara su teoría, Karl Schwarzschild la utilizó para calcular el campo gravitacional que produce un objeto esférico y estático. Con el cálculo relativista de Schwarzschild se puede deducir una nueva fórmula para el radio gravitacional, pero ahora desde el punto de vista de la teoría de Einstein. Resulta que la expresión matemática que se obtiene con la teoría de Einstein es exactamente igual a la que se obtiene con la de Newton dada por la ecuación (1) arriba. Pero ahí termina el parecido entre ambas teorías.

En la teoría de Newton, la luz que sale de la superficie de una estrella oscura subiría hasta cierta altura y luego volvería a caer, igual que una piedra. Pero en la teoría de Einstein la luz simplemente se queda atrapada en el radio gravitacional y no sale nunca. Esto tiene consecuencias sorprendentes. En la teoría de la relatividad la velocidad de la luz es la máxima posible en el Universo: nada puede viajar más rápido. Si la luz se queda atrapada en el radio gravitacional entonces la materia no sólo no puede salir, sino que tiene por fuerza que moverse hacia abajo, hacia el centro de la estrella oscura. Esto implica, en particular, que la estrella oscura no puede tener una superficie material. En la vieja teoría de Newton, en cambio, nada impide que la estrella, por más comprimida que esté, tenga una superficie material.

En la teoría general de la relatividad el radio gravitacional marca la frontera de una región sin retorno: si te encuentras afuera, siempre puedes escapar con una nave lo suficientemente potente. Pero si estás adentro, escapar es imposible y caerás inevitablemente hacia el centro. Un objeto con estas propiedades no es ya la relativamente inofensiva estrella oscura de Michell y Laplace, sino una especie de agujero en el espacio, del que, una vez dentro, resulta imposible salir. En la década de los 60 el físico estadounidense John A. Wheeler bautizó a estos extraños objetos como “agujeros negros”.

## 2. Gravitación y geometría

La teoría de la relatividad general, postulada por Einstein a fines de 1915 [1, 2], es la teoría moderna de la gravitación. De acuerdo a esta teoría, la gravedad no es una fuerza como se le consideraba en la física newtoniana, sino que mas bien es una manifestación de la “curvatura” del espacio-tiempo. Un objeto masivo produce una distorsión en la geometría del espacio-tiempo en su vecindad, y a su vez dicha distorsión afecta el movimiento de los objetos cercanos.

Cuando Einstein introdujo su teoría de la relatividad especial en 1905 resultó claro que la teoría de la gravitación de Newton tenía que modificarse. La principal razón para ello era que en la teoría de Newton la interacción gravitacional entre dos objetos se transmite de manera instantánea, lo que contradice uno de los resultados fundamentales de la relatividad especial: ninguna interacción física puede propagarse más rápido que la luz. Las ideas básicas que guiaron a Einstein en su búsqueda de una nueva teoría de la gravedad fueron el llamado “principio de covariancia general”, que dice que las leyes de la física de-

ben tener la misma forma en todo sistema de referencia, y el “principio de equivalencia”, que dice que todos los objetos caen con la misma aceleración en un campo gravitacional o, dicho de otra forma, que las leyes de la física en caída libre son equivalentes a las de la relatividad especial cuando no hay gravedad. El principio de covariancia general implica que las leyes de la física se deben expresar en el lenguaje de tensores, mientras que el principio de equivalencia implica que la gravedad debe identificarse con la geometría del espacio-tiempo.

### 3. Relatividad especial

Einstein desarrolló la relatividad especial en 1905 [3, 4] con el objetivo de reconciliar la electrodinámica de Maxwell con el “principio de relatividad” de Galileo que implica que las leyes de la física deben ser las mismas en todo sistema inercial. La relatividad especial se basa en dos postulados fundamentales, el primero de los cuales es el principio de relatividad mismo, y el segundo el hecho empírico de que la velocidad de la luz es la misma en todo sistema inercial, independientemente de la velocidad de la fuente que emite la luz o del observador que la recibe. La existencia de sistemas inerciales juega un papel fundamental en la relatividad especial, de hecho, es esto lo que le da el nombre de “especial”. Uno de los resultados más conocidos de la relatividad especial es la ley de transformación de coordenadas entre dos sistemas inerciales conocidas como las “transformaciones de Lorentz”.

La relatividad especial fue reescrita en términos geométricos por Minkowski en 1908. Minkowski mostró que el contenido del segundo postulado de Einstein sobre la invariancia de la velocidad de la luz podía reinterpretarse en términos geométricos si se definía el “intervalo”  $ds^2$  entre dos eventos como:

$$ds^2 = -c^2 dt^2 + dx^2 + dy^2 + dz^2. \quad (2)$$

El segundo postulado de Einstein implica que dicho intervalo es “absoluto” en el sentido de que toma el mismo valor en todo sistema inercial. Es decir, podemos definir un concepto de distancia invariante en el espacio-tiempo. Es importante mencionar que la distancia euclidiana  $dx^2 + dy^2 + dz^2$  no es invariante frente a transformaciones de Lorentz, ni tampoco el intervalo de tiempo  $dt^2$ . Solo el intervalo de Minkowski resulta ser invariante. Este es el motivo por el que en relatividad se habla de espacio-tiempo, y no de espacio y tiempo por separado.

Una propiedad fundamental del intervalo es el hecho de que, debido al signo menos que aparece en el primer término, dicho intervalo no es positivo definido. Esto, lejos de representar un problema, tiene una importante interpretación física. En particular, nos

permite clasificar la separación entre dos eventos de acuerdo al signo de  $ds^2$ :

$$ds^2 > 0 \quad \text{separación espacialoide,} \quad (3)$$

$$ds^2 < 0 \quad \text{separación temporaloide,} \quad (4)$$

$$ds^2 = 0 \quad \text{separación nula.} \quad (5)$$

El intervalo espacialoide corresponde a eventos separados de tal forma que sería necesario moverse más rápido que la luz para llegar de uno a otro, la separación temporaloide a eventos tales que se puede llegar de uno a otro viajando más lento que la luz, y la separación nula a eventos que pueden conectarse por un haz de luz. Una consecuencia de las transformaciones de Lorentz es que el orden en el tiempo de dos eventos solo resulta ser absoluto si su separación es temporaloide o nula. Para separaciones espacialoides el orden temporal es relativo y depende del observador. Esto nos permite definir una noción de causalidad de manera invariante: solo aquellos eventos separados de manera temporaloide o nula pueden tener una relación causal entre sí. Esto implica, en particular, que no pueden existir interacciones físicas que se propaguen más rápido que la luz.<sup>1</sup>

Las trayectorias nulas también definen el llamado “cono de luz”, que es una representación gráfica de las relaciones causales entre eventos (ver Figura 1).

Definamos ahora el “tiempo propio” entre dos eventos como el tiempo medido por un reloj ideal que ve ambos eventos ocurrir en el mismo lugar. Si denotamos al tiempo propio por  $d\tau$  es posible demostrar que  $d\tau = \sqrt{-ds^2}$ . Claramente el tiempo propio solo se puede definir para intervalos temporaloides o nulos. A partir de la definición del tiempo propio, es posible mostrar que el intervalo de tiempo entre dos eventos en un sistema inercial está dado por:

$$dt = \gamma d\tau \geq d\tau, \quad (6)$$

donde  $\gamma = 1/\sqrt{1 - (v/c)^2}$  es el llamado “factor de Lorentz”. Este efecto se conoce como la “dilatación del tiempo”, e implica que en un sistema inercial todos los relojes en movimiento se atrasan.

La existencia del intervalo nos permite pensar en la longitud de curvas en el espacio-tiempo. En particular, para curvas de tipo temporaloide (aquellas tales que su tangente es siempre un intervalo temporaloide), la longitud de la curva resulta ser igual al tiempo propio medido por un reloj ideal cuya trayectoria en el espacio-tiempo está dada precisamente por dicha curva. La dilatación del tiempo implica que las líneas rectas temporaloides tienen longitud máxima (lo opuesto a lo que ocurre en la geometría euclidiana). En todo caso, las líneas rectas resultan trayectorias extremas en el espacio-tiempo, también conocidas como “geodésicas”. Esto nos permite reescribir la primera ley de Newton en

<sup>1</sup>En el caso de la mecánica cuántica existen algunos procesos físicos no locales relacionados con el llamado “colapso de la función de onda” y el “enredamiento cuántico” que aparentemente requieren de interacciones físicas que viajen más rápido que la luz (a velocidad infinita). Sin embargo, se ha demostrado rigurosamente que es imposible utilizar este tipo de fenómenos para enviar señales súper-lumínicas. Las implicaciones filosóficas de este tipo de fenómenos aún son motivo de debate en nuestros días.

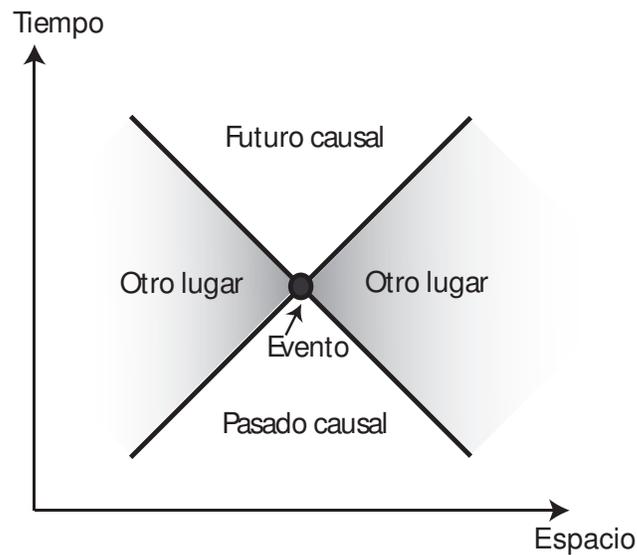


Figura 1: El cono de luz de un evento define su relación causal con los demás, y separa al espacio-tiempo en tres regiones: el pasado causal, el futuro causal, y el “resto” (aquellos eventos con los que no se tiene ninguna relación causal).

lenguaje geométrico: objetos libres de fuerzas externas se mueven a lo largo de geodésicas temporales del espacio-tiempo. Este simple enunciado captura el hecho de que dichas trayectorias son rectas en el espacio tridimensional, a velocidad constante, y que dicha velocidad es menor que la de la luz. La ley puede extenderse a la luz de la siguiente manera: los rayos de luz (fotones) en el vacío se mueven en geodésicas nulas del espacio-tiempo. En relatividad la trayectoria de un objeto en el espacio-tiempo se conoce como su “línea universo”, por lo que vemos que una partícula libre se mueve de tal manera que su línea universo es una geodésica.

La relatividad especial tiene varias consecuencias físicas que resultan anti-intuitivas. Además de la dilatación del tiempo ya mencionada, resulta que la longitud de los objetos tampoco es absoluta. Un objeto que se mueve en un sistema inercial se contrae en la dirección de movimiento. Este fenómeno se conoce como la “contracción de Lorentz”. Pero quizá una de las consecuencias más conocidas de la relatividad especial es la equivalencia entre la masa y la energía. La inercia de un objeto aumenta con su velocidad y se vuelve infinita si el objeto alcanza la velocidad de la luz. Por otro lado, la energía  $E$  de un objeto resulta estar dada en términos de su masa por:

$$E = m\gamma c^2, \quad (7)$$

donde  $m$  es la masa del objeto medida en reposo y  $\gamma$  es el factor de Lorentz introducido

anteriormente. En particular, un objeto en reposo tiene una energía dada por la famosa ecuación  $E = mc^2$ .

## 4. Relatividad general

Como mencionamos anteriormente, el principio de equivalencia llevó a Einstein a la idea de que la gravitación debería identificarse con la geometría del espacio-tiempo. Este principio dice que todos los objetos caen con la misma aceleración en presencia de un campo gravitacional, algo que en el caso de la física newtoniana implica que la masa inercial y la masa gravitacional de los objetos son siempre iguales. La observación fundamental de Einstein fue el hecho de que el principio de equivalencia implica que en un sistema de referencia en caída libre la fuerza de gravedad efectivamente desaparece, por lo que las leyes de la física toman la misma forma que en la relatividad especial. En otras palabras, el principio de equivalencia implica que en presencia de un campo gravitacional siempre existen sistemas inerciales locales, y que estos son precisamente aquellos en caída libre. Cuando el campo gravitacional es no uniforme, sin embargo, dichos sistemas localmente inerciales no pueden unirse en un sistema inercial global debido a que los sistemas en caída libre en lugares distintos tienen aceleraciones que difieren en magnitud y dirección.

El hecho de que existen sistemas inerciales locales puede describirse diciendo que localmente el espacio-tiempo tiene la misma forma que el de Minkowski, mientras que el hecho de que no existe un sistema globalmente inercial implica que la geometría de Minkowski no puede extenderse de manera global. Este hecho tiene una clara interpretación geométrica. La geometría de Minkowski corresponde a un espacio-tiempo plano, sin curvatura. Un espacio (o espacio-tiempo) curvo siempre puede verse localmente plano en un sistema de coordenadas particular. En el caso del espacio-tiempo este sistema de coordenadas localmente plano corresponde precisamente al que está en caída libre, y el que no pueda extenderse de manera global implica que un campo gravitacional no uniforme corresponde a un espacio-tiempo curvo.

La relatividad general entonces generaliza a la relatividad especial al considerar la posibilidad de tener un espacio-tiempo curvo, y asocia a la gravitación precisamente con dicha curvatura. Es muy importante notar que en relatividad general, el campo gravitacional no corresponde a la fuerza gravitacional newtoniana, pues dicha fuerza desaparece en caída libre. Es decir, la fuerza de gravedad de Newton es en realidad solamente una "fuerza inercial", análoga a la fuerza centrífuga en un sistema de referencia en rotación. Lo que no desaparece, ni siquiera en caída libre, son las llamadas "fuerzas de marea" debidas a que el campo gravitacional no es uniforme. Son dichas fuerzas de marea las que representan al verdadero campo gravitacional, y las que corresponden a la curvatura del espacio-tiempo.

Una primera aplicación del principio de equivalencia corresponde al movimiento de una partícula libre en un campo gravitacional. Dado que en caída libre el movimiento de

una partícula es equivalente al que tiene en relatividad especial, es decir una línea recta, en un espacio-tiempo curvo la trayectoria debe ser localmente recta, es decir, debe ser una geodésica. Esto significa que en relatividad general la primera ley de Newton toma la siguiente forma: Una partícula en caída libre sigue una geodésica temporal del espacio-tiempo, y un rayo de luz sigue una geodésica nula.

Otra aplicación sencilla del principio de equivalencia está relacionada con la frecuencia de los rayos de luz que salen de un pozo gravitacional. Debido a que en un sistema en caída libre la frecuencia debe permanecer fija como lo hace en ausencia de gravedad, en un sistema en reposo la frecuencia debe disminuir al salir del pozo gravitacional, es decir, la frecuencia se corre al rojo. A esto se le conoce como el efecto Doppler gravitacional, y ha sido observado experimentalmente con alto grado de precisión. Dicho de otro modo, al igual que otras partículas, los fotones pierden energía al salir de un campo gravitacional (se corren al rojo), y la ganan al caer (se corren al azul), aun cuando su velocidad local es siempre la velocidad de la luz.

El efecto Doppler gravitacional tiene un fenómeno asociado mucho más sorprendente: los relojes dentro de un pozo gravitacional avanzan más lento que se los que se encuentran afuera. Esta "dilatación gravitacional del tiempo" es muy pequeña en el campo gravitacional terrestre, aproximadamente de una parte en  $10^9$ , lo que significa que un reloj ideal en la superficie terrestre pierde un segundo cada 30 años cuando se le compara con un reloj idéntico en el espacio exterior (en el Sol el efecto es mil veces mayor). Aún cuando puede parecer muy pequeño, este efecto es fundamental para mantener en funcionamiento el Sistema de Posicionamiento Global, GPS por sus siglas en inglés, que depende de manera crucial de mantener sincronizados relojes en órbita y relojes terrestres con alto grado de precisión. Hoy en día los relojes atómicos son tan precisos, que es posible medir la diferencia en el ritmo de dos relojes separados por una altura de menos de 1 metro.

## 5. Curvatura y las ecuaciones de campo de Einstein

Las matemáticas asociadas a los espacios curvos fueron desarrolladas en el siglo XIX por matemáticos de la talla de Gauss, Riemann, y muchos otros, y se expresan en el lenguaje de los "tensores". Aquí no vamos a entrar en muchos detalles sobre el formalismo de tensores, dichos detalles pueden encontrarse en cualquier libro introductorio sobre relatividad general. Sin embargo, para poder entender algunas de las propiedades de un espacio-tiempo curvo, y en particular de los agujeros negros, es muy importante mencionar algunos puntos básicos.

Comencemos con un poco de notación. Las coordenadas del espacio-tiempo se denotan en general como  $x^\mu$ , donde el índice griego  $\mu$  puede tomar valores de 0 a 3. En general,  $x^0$  corresponde a la coordenada temporal,  $x^0 = t$ , mientras que  $x^i$  con  $i = 1, 2, 3$  representa las coordenadas espaciales que pueden ser cartesianas con ( $x^1 = x, x^2 = y, x^3 = z$ ), esféricas con ( $x^1 = r, x^2 = \theta, x^3 = \varphi$ ), o las que resulten más convenientes en un caso

dado.

La geometría del espacio-tiempo se expresa siempre en términos del intervalo invariante  $ds^2$ . En el caso del espacio-tiempo de Minkowski de la relatividad especial, dicho intervalo se puede escribir de manera compacta como:

$$ds^2 = \sum_{\mu=0}^3 \sum_{\nu=0}^3 \eta_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu, \quad (8)$$

donde  $\eta_{\mu\nu}$  es la llamada “métrica de Minkowski” dada por:

$$\eta_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & +1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & +1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & +1 \end{pmatrix}. \quad (9)$$

Como hemos mencionado, en presencia de un campo gravitacional el espacio-tiempo es curvo, por lo que la geometría ya no corresponde a la de Minkowski. Sin embargo, la geometría sigue estando expresada en términos del intervalo  $ds^2$ , con la diferencia de que en este caso la métrica ya no corresponde a la de Minkowski, y se denota en general por  $g_{\mu\nu}$  en lugar de  $\eta_{\mu\nu}$ . De manera que el intervalo queda dado por:

$$ds^2 = \sum_{\mu=0}^3 \sum_{\nu=0}^3 g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu. \quad (10)$$

El campo gravitacional está codificado en la forma de la métrica  $g_{\mu\nu}$ . A cada métrica corresponderá una geometría específica asociada a un campo gravitacional específico. La tarea principal en relatividad general es precisamente encontrar la geometría asociada al campo gravitacional producido por una distribución de materia y energía, es decir, encontrar la métrica  $g_{\mu\nu}$ .

El principio de equivalencia implica que en caída libre siempre es posible reducir el intervalo a la forma que tiene en relatividad especial, pero sólo localmente, es decir en una región cercana al evento que estamos considerando. En términos matemáticos esto significa que siempre es posible encontrar coordenadas tales que, en la vecindad de un evento dado  $g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu}$ , y tal que las primeras derivadas de  $g_{\mu\nu}$  se anulan en ese punto, pero sus segundas derivadas son en general distintas de cero. Son precisamente estas segundas derivadas las que corresponden a las fuerzas de marea gravitacionales, y las que codifican la curvatura del espacio-tiempo en ese punto.

En este momento resulta importante detenernos a pensar en algunas de las ideas que hemos desarrollado y en como se comparan con el caso de la teoría de la gravitación universal de Newton. En primer lugar, en la teoría de Newton el campo gravitacional

está representado por una sola función llamada el “potencial gravitacional”  $\phi$ . Las ecuaciones de campo que nos permiten encontrar el potencial gravitacional generado por una cierta distribución de materia toman la forma:

$$\nabla^2\phi = -4\pi G\rho, \quad (11)$$

donde  $\rho$  es la densidad de masa. Es decir tenemos una sola ecuación de campo de segundo orden en  $\phi$  cuya fuente es la densidad de masa. En el caso de la relatividad general podemos notar inmediatamente varias cosas. En primer lugar, el campo gravitacional ahora está representado por las componentes de la métrica  $g_{\mu\nu}$ . Dado que la métrica es siempre una matriz  $4 \times 4$  simétrica, tendremos en general 10 potenciales gravitacionales. Por otro lado, la equivalencia entre masa y energía implican que la fuente del campo gravitacional será en general la densidad de energía, lo que implica que todo sistema físico con energía será fuente de la gravedad (como por ejemplo un campo electromagnético).

Sin embargo, se puede demostrar que la densidad de energía no es invariante, y ante cambios de coordenadas se mezcla con la densidad de momento y con el flujo de momento (los esfuerzos, tensiones y presiones). La fuente del campo gravitacional resulta ser entonces todo el conjunto formado por la densidad de energía, la densidad de momento y el flujo de momento, lo que se representa en general por una matriz simétrica  $4 \times 4$  denominada el “tensor de energía-momento” y denotada por  $T^{\mu\nu}$ . Es decir, tenemos 10 fuentes y diez potenciales.

Aunque las ideas básicas del principio de equivalencia y la curvatura del espacio-tiempo fueron propuestas por Einstein a través de varios años entre 1907 y 1915, las ecuaciones de campo que permiten encontrar la métrica a partir de una cierta distribución de energía y momento tuvieron que esperar hasta noviembre de 1915. Einstein fue guiado por diversas consideraciones para encontrar dichas ecuaciones de campo, y el camino lo llevó por algunos callejones sin salida y propuestas fallidas. Los principios físicos que guiaron a Einstein fueron los siguientes: las ecuaciones deberían relacionar a la distribución de energía y momento con la curvatura del espacio-tiempo, deberían ser ecuaciones covariantes (tensoriales) válidas en cualquier sistema de coordenadas, deberían reducirse a las ecuaciones de Newton para campos gravitacionales débiles y velocidades bajas, y deberían satisfacer la ley de conservación de energía y momento. Sin describir los distintos términos en detalle, presentamos a continuación la forma final de dichas ecuaciones de campo:

$$G^{\mu\nu} = \frac{8\pi G}{c^4} T^{\mu\nu}, \quad (12)$$

donde  $T^{\mu\nu}$  es el tensor de energía-momento asociado a la distribución de materia,  $G$  es la constante de Newton,  $c$  la velocidad de la luz, y  $G^{\mu\nu}$  es el llamado “tensor de curvatura de Einstein” que representa la curvatura del espacio-tiempo y que está definido como una combinación complicada de segundas derivadas de la métrica  $g_{\mu\nu}$ . Es importante señalar que estas mismas ecuaciones de campo fueron propuestas de manera totalmente independiente por David Hilbert. De hecho, Hilbert las encontró un par de semanas antes

que Einstein. Mientras que el camino seguido por Einstein fue un camino largo basado en intuición física, el camino seguido por Hilbert fue mucho más directo y formal. Hilbert utilizó un formalismo Lagrangiano y derivó las ecuaciones de campo utilizando un principio variacional. Debido a esto, a las ecuaciones de campo se les llama frecuentemente ecuaciones de Einstein-Hilbert.

Las ecuaciones de campo escritas arriba forman un sistema de 10 ecuaciones diferenciales parciales, de segundo orden, para encontrar las componentes de la métrica  $g_{\mu\nu}$ . Pese a su forma aparentemente simple y elegante, son en realidad ecuaciones altamente complejas: están acopladas, son no lineales, y al expandirlas completamente en un sistema de coordenadas general resultan tener miles de términos.

## 6. La solución de Schwarzschild y los agujeros negros

Las ecuaciones de campo de la relatividad general postuladas por Einstein y Hilbert a fines de 1915 son ecuaciones altamente complejas. Aún así, la primera solución exacta de dichas ecuaciones fue encontrada unos meses después por Karl Schwarzschild en 1916 [5]. Schwarzschild consideró el campo gravitacional externo a un objeto esférico y estático. Dado que se buscaba el campo externo al objeto, la solución de Schwarzschild corresponde a una solución de vacío, lo que simplifica considerablemente el problema. La suposición de simetría esférica, así como el buscar una solución estática, lo simplifican aún más.

La solución final encontrada por Schwarzschild corresponde a un espacio-tiempo cuyo intervalo invariante, escrito en coordenadas esféricas  $(r, \theta, \varphi)$ , toma la forma simple:

$$ds^2 = - \left( 1 - \frac{2GM}{c^2 r} \right) dt^2 + \left( 1 - \frac{2GM}{c^2 r} \right)^{-1} dr^2 + r^2 d\Omega^2, \quad (13)$$

donde  $M$  es la masa del objeto central, y donde  $d\Omega^2 = d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2$  es el llamado “elemento de ángulo sólido”, que mide distancias sobre la superficie de una esfera (y que tiene exactamente la misma forma en un espacio plano). Esta forma del intervalo encontrada por Schwarzschild representa el campo gravitacional externo a cualquier objeto esférico y estático, y como tal es una excelente aproximación al campo gravitacional de la Tierra, el Sol, o las estrellas.

Hay varias cosas que se pueden notar en la solución de Schwarzschild. En primer lugar, cuando  $r$  tiende a infinito, la solución se reduce a:

$$ds^2 = -dt^2 + dr^2 + r^2 d\Omega^2, \quad (14)$$

que no es otra cosa que el intervalo de Minkowski escrito en coordenadas esféricas. Es decir, lejos de la fuente la geometría es la de Minkowski, lo que es de esperarse pues el campo gravitacional se hace muy débil. Por otro lado, el intervalo se vuelve singular en

$r = 0$  y en  $r = 2GM/c^2$ . El radio  $R_S \equiv 2GM/c^2$  se conoce como “radio de Schwarzschild” o “radio gravitacional”, y para objetos astrofísicos ordinarios (planetas, estrellas, etc.) es en general mucho menor que el tamaño real del objeto. Dado que la solución de Schwarzschild es solo válida en el exterior del objeto, las singularidades en  $r = 0$  y  $r = 2GM/c^2$  no tienen importancia en esos casos pues la solución en el interior es distinta y resulta ser regular.

Si, por otro lado, queremos considerar a la solución de Schwarzschild como asociada a una partícula puntual, entonces sí debemos preocuparnos por las singularidades en  $r = 0$  y  $r = R_S$ . El caso de  $r = 0$  es menos problemático. De hecho, incluso en la teoría de Newton el campo gravitacional de una partícula puntual se vuelve infinito en  $r = 0$ . En el caso de la relatividad general, en  $r = 0$  la curvatura del espacio-tiempo, que representa las fuerzas de marea, se vuelve infinita. Debido a ello al punto  $r = 0$  se le conoce simplemente como “la singularidad”.

La singularidad en  $r = R_S$ , por otro lado, es mucho más interesante pues no tiene análogo newtoniano. Cuando se analiza con cuidado lo que ocurre en  $r = R_S$ , resulta que la curvatura del espacio-tiempo es perfectamente regular en ese punto. Esto significa que la singularidad en el intervalo no es una singularidad de la geometría, sino que simplemente indica que las coordenadas no se comportan bien en ese punto.

Hay otra propiedad sorprendente de la solución de Schwarzschild. Para  $r < R_S$  las coordenadas de espacio y tiempo intercambian papeles: el coeficiente de  $dr^2$  se hace negativo indicando que ahora es una coordenada temporal, mientras que el coeficiente de  $dt^2$  se hace positivo, indicando que es una coordenada espacial. Este hecho tiene una consecuencia física muy importante, implica que si un objeto se acerca a una distancia menor que  $R_S$ , entonces el flujo del tiempo se vuelve equivalente a una disminución de  $r$ , es decir, el objeto debe acercarse más y más al centro por la misma razón que el tiempo fluye al futuro. Como nada puede detener el flujo del tiempo, entonces ninguna fuerza es capaz de evitar que el objeto caiga a  $r = 0$ , donde encontrará fuerzas de marea infinitas que lo despedazarán. El radio de Schwarzschild representa entonces una superficie de no retorno: para radios mayores siempre es posible escapar del campo gravitacional si se cuenta con un cohete lo suficientemente poderoso, pero si se cruza  $r = R_S$  la caída hasta la singularidad central es físicamente inevitable.

Al radio de Schwarzschild se le conoce también como el “horizonte de eventos”. Esto se debe a que es posible demostrar que para radios mayores siempre existen trayectorias nulas, es decir asociadas a rayos de luz, que pueden escapar hasta el infinito. Pero para radios menores todas las trayectorias nulas caen hacia el centro. En otras palabras, para  $r < R_S$  todo rayo de luz, incluso si se dirige “hacia afuera”, se propaga hacia radios aún menores. Como ninguna interacción física puede propagarse más rápido que la luz, ningún evento que ocurra en la región  $r < R_S$  puede afectar el exterior. Los objetos que caen dentro del radio de Schwarzschild se desconectan causalmente del resto del Universo. Es en este sentido en el que el radio de Schwarzschild se comporta como un horizonte.

Dado que las coordenadas utilizadas en la solución original de Schwarzschild se com-

portan mal en el horizonte, la física asociada a dicha solución se puede apreciar de mejor manera en un sistema de coordenadas diferente. Las llamadas coordenadas de Eddington–Finkelstein se obtienen definiendo una nueva coordenada temporal  $\tilde{t}$  de la siguiente manera:

$$\tilde{t} = t + 2M \ln(r/2M - 1), \quad (15)$$

donde para simplificar la expresión hemos adoptado la convención usual en relatividad general de tomar la velocidad de la luz y la constante de Newton iguales a la unidad,  $G = c = 1$  (seguiremos utilizando esta convención de aquí en adelante). Haciendo el cambio de coordenadas, el intervalo toma la nueva forma:

$$ds^2 = - \left(1 - \frac{2M}{r}\right) d\tilde{t}^2 + \frac{4M}{r} d\tilde{t}dr + \left(1 + \frac{2M}{r}\right) dr^2 + r^2 d\Omega^2. \quad (16)$$

Es importante recalcar que esta nueva forma del intervalo representa la misma solución de Schwarzschild, es decir la misma geometría y el mismo sistema físico, pero escrita en un sistema de coordenadas distinto. En estas coordenadas las trayectorias nulas “entrantes” se mueven a velocidad constante  $dr/d\tilde{t} = -1$ , es decir a la velocidad de la luz. Por otro lado, las trayectorias nulas “salientes” tienen velocidad  $dr/d\tilde{t} = (1 - 2M/r)/(1 + 2M/r)$ . Esto implica que la velocidad es menor que 1 para  $r > R_S$ , igual a cero para  $r = R_S$ , y negativa para  $r < R_S$ , es decir, dentro del horizonte los rayos de luz “salientes” en realidad también caen. Estas propiedades de la solución de Schwarzschild se pueden observar mejor en la Figura 2.

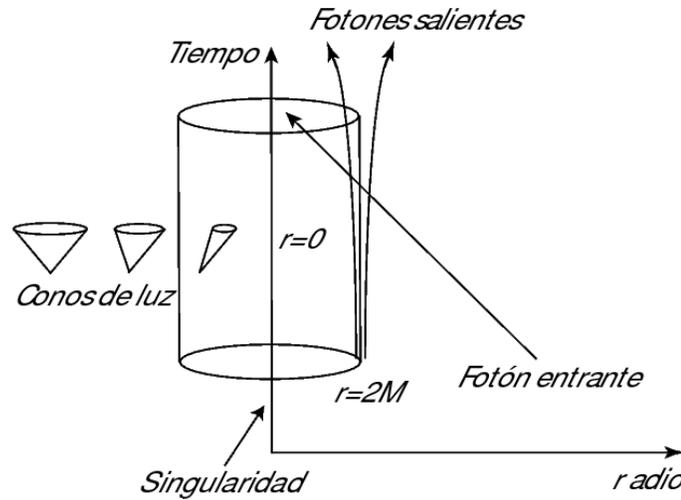


Figura 2: Espacio-tiempo de Schwarzschild en coordenadas de Eddington-Finkelstein.

A la región  $r < R_S$  se le conoce como el “agujero negro” debido a que nada, ni siquiera la luz, puede escapar de ella. Un agujero negro es el análogo relativista de las estrellas

oscuras de Michell y Laplace en el caso newtoniano. Sin embargo hay diferencias cruciales. En primer lugar, en el caso relativista es fácil ver que  $r = R_S$  es precisamente una trayectoria nula, por lo que un rayo de luz que se dirija hacia afuera en ese punto se queda congelado. Por otro lado, la solución relativista es una solución de vacío: el agujero negro no tiene superficie y toda la masa está concentrada en la singularidad  $r = 0$ . El horizonte marca la frontera de la región de no retorno, y aunque usualmente se le asocia con el tamaño del agujero negro, no marca en realidad el radio de un objeto físico, sino la distancia más allá de la cuál la caída al centro es inevitable.

El hecho de que los rayos de luz “salientes” no se muevan siempre a la velocidad de la luz puede parecer que contradice el postulado de Einstein sobre la invariancia de la velocidad de la luz. Esto no es correcto. Debemos recordar que lo que hemos calculado es en realidad  $dr/d\tilde{t}$ , lo que representa únicamente la llamada “velocidad coordenada”, es decir, qué tanto se desplaza el rayo de luz en la coordenada  $r$  en un intervalo de la coordenada  $\tilde{t}$ . Esto no es lo mismo que la velocidad física local, que corresponde a qué tanta distancia radial, medida con reglas, recorre el rayo de luz en un tiempo propio dado, medido con un reloj en ese punto. Esta velocidad física local medida por un observador en ese punto siempre resulta ser igual a la velocidad de la luz  $c$ . Se puede mostrar que incluso para un observador que cae al interior del agujero, la velocidad de la luz que él mide localmente es siempre la misma.

Quizá este sea un buen momento para desmentir un mito muy común asociado a los agujeros negros. En la literatura de ficción se suele ver a los agujeros negros como una especie de aspiradora cósmica. Esto no es correcto, un agujero negro no es peligroso a menos que uno se acerque mucho a ellos, a distancias comparables con el tamaño del horizonte. En particular, dado que la solución de Schwarzschild es precisamente la que describe el campo externo a un objeto esférico, si por ejemplo sustituimos al Sol por un agujero negro de la misma masa, las órbitas de los planetas del Sistema Solar no se verían afectadas en absoluto. Los agujeros negros tampoco representan túneles hacia otras regiones del espacio, cuando un objeto cae al interior del agujero, su destino final es la singularidad central, donde las fuerzas de marea son infinitas y el objeto queda despedazado y concentrado en un solo punto.

Una última propiedad del agujero negro de Schwarzschild que vale la pena mencionar es la relacionada con la dilatación gravitacional del tiempo. En el caso de la Tierra mencionamos que el efecto es de una parte en  $10^9$ , mientras que en el caso del Sol es de una parte en  $10^6$ . En un agujero negro, el efecto de dilatación del tiempo en el horizonte resulta ser infinito. Un observador externo que ve a un objeto caer al agujero de hecho nunca lo ve entrar, el objeto se ve en cámara lenta, y se acerca asintóticamente al horizonte hasta quedarse congelado ahí. En realidad, el objeto deja de ser visible rápidamente pues la luz que emite se corre al rojo, y en el horizonte dicho corrimiento es también infinito. Por el contrario, un observador que cae al agujero no siente nada especial, para él el tiempo transcurre de manera normal y son los objetos exteriores los que se ven en cámara rápida. Mientras se acerca al horizonte el tiempo en el exterior se acelera, de manera que cuan-

do finalmente cruza el horizonte todo el futuro del Universo transcurre en un instante. Después de eso, continúa su caída hacia la singularidad.

## 7. Agujeros negros generales

El agujero negro asociado a la solución de Schwarzschild corresponde al caso de simetría esférica, y como tal no es la solución que uno espera encontrar en la naturaleza. Los objetos astrofísicos reales siempre tienen al menos un poco de momento angular, por lo que no serán completamente esféricos.

Históricamente, la primera solución para un agujero negro más general que el de Schwarzschild fue la asociada a un agujero negro esférico pero con carga eléctrica, encontrada poco después que la de Schwarzschild, y conocida como la solución de Reissner–Nordstrom [6, 7]. La solución para la geometría del espacio-tiempo asociada a un agujero negro en rotación tuvo que esperar hasta 1963, cuando fue descubierta por Kerr [8]. Finalmente, en 1965, se encontró la solución más general posible que incluye todos los casos anteriores. A esta solución se le conoce como la solución de Kerr–Newman y corresponde al siguiente intervalo invariante (tomando otra vez  $G = c = 1$ ):

$$ds^2 = - \left( \frac{\Delta - a^2 \sin^2 \theta}{\rho^2} \right) dt^2 - \frac{2a \sin^2 \theta (r^2 + a^2 - \Delta)}{\rho^2} dt d\phi + \left( \frac{(r^2 + a^2)^2 - \Delta a^2 \sin^2 \theta}{\rho^2} \right) \sin^2 \theta d\phi^2 + \frac{\rho^2}{\Delta} dr^2 + \rho^2 d\theta^2, \quad (17)$$

donde

$$\Delta = r^2 + a^2 + Q^2 - 2Mr, \quad \rho^2 = r^2 + a^2 \cos^2 \theta. \quad (18)$$

Esta solución tiene tres parámetros libres asociados a las propiedades del agujero negro:  $M$  es la masa del agujero,  $Q$  su carga eléctrica, y  $a$  el “parámetro de rotación” que está relacionado con el momento angular  $J$  del agujero negro de la forma  $a = J/M$ . Dado que la materia a gran escala es neutra, en la naturaleza no se espera encontrar agujeros negros con carga, por lo que la solución astrofísicamente relevante corresponde al caso  $Q = 0$ , es decir, a la solución de Kerr de 1963.

La solución de Kerr resulta considerablemente más compleja que la de Schwarzschild, y tiene algunas propiedades muy interesantes. En particular, para  $a > M$  el horizonte de eventos desaparece y la solución corresponde a lo que se conoce como una “singularidad desnuda”, es decir, una singularidad que no está protegida por un horizonte de eventos. Debido a los problemas predictivos que una situación así genera (la singularidad puede hacer cualquier cosa), en general se supone que las singularidades desnudas no pueden existir en la naturaleza. A esto se le conoce como la “conjetura de la censura cósmica”, y en el caso particular de los agujeros negros de Kerr implica que el parámetro de rotación  $a$  debe ser menor que la masa  $M$ .

Por otro lado, de la métrica de Kerr también es posible observar que existe una región externa al horizonte de eventos de donde aún es posible escapar, pero donde no está permitido permanecer en reposo. Todo objeto dentro de esta región está obligado a rotar en la misma dirección en la que rota el agujero. A este efecto se le conoce como el “arrastre de sistemas inerciales”: la rotación del agujero produce un efecto tan violento en su vecindad que arrastra en su rotación a todos los objetos que se encuentren ahí, inclusive a la luz. Esta región de arrastre se encuentra fuera del horizonte en todos lados excepto en los polos, donde coincide con el horizonte. A dicha región se le conoce como la “ergósfera”, debido a que dentro de ella es posible extraer energía rotacional del agujero mediante un efecto conocido como el “proceso de Penrose”.

## 8. Agujeros negros astrofísicos y colapso gravitacional

La solución de Schwarzschild se conoce desde 1916 y, aunque sus propiedades no se entendieron del todo hasta la década de 1960, ya era claro desde un principio que en la región cercana al radio gravitacional  $R_S$  ocurrían fenómenos muy extraños. Sin embargo, como ya hemos mencionado, para los objetos astrofísicos conocidos en esa época, el radio gravitacional era mucho menor que el tamaño físico de los objetos, por lo que la solución de Schwarzschild no era válida en el interior y el problema de  $r = R_S$  podía ignorarse. La idea común era que la naturaleza no permitiría tener objetos así de compactos, por lo que no había por qué preocuparse.

Esta visión comenzó a cambiar a fines de la década de 1920, cuando el físico hindú Subrahmanyan Chandrasekhar estudió que ocurriría al final de la vida de una estrella masiva, cuando se agotara el combustible nuclear que la mantiene estable. Una estrella normal es un objeto que se mantiene en equilibrio por el balance de dos fuerzas, la gravedad que busca comprimirla, y la presión debida a las altas temperaturas que busca expandirla. Mientras hay combustible para mantenerla caliente, la estrella puede mantenerse estable por miles de millones de años. Pero eventualmente el combustible se agota y la estrella se enfría. Este proceso puede ser muy violento, pasando por la explosión de una supernova, pero el resultado final es un objeto masivo que se enfría y se contrae. Chandrasekhar se hizo la pregunta de que tanto era posible comprimir dicho objeto. Las estrellas como el Sol al final de su vida se convierten en enanas blancas: estrellas con la masa del Sol y un radio similar al tamaño de la Tierra. En estas estrellas el gas aún se encuentra ionizado, y la gravedad se compensa por la presión del gas de electrones. El gas de electrones está relativamente frío, y la presión que domina es un efecto cuántico llamado “presión de degeneración” que tiene su origen en el principio de exclusión de Pauli: dos electrones no pueden ocupar el mismo estado cuántico. Pero la presión de degeneración de electrones es finita, y Chandrasekhar calculó que masa debería tener una estrella como para que la gravedad no pudiera ya ser compensada por dicha presión. El resultado fue una masa de aproximadamente 1.4 masas solares, conocido como el límite de Chandrasekhar. Mas

allá de esta masa la gravedad gana y la estrella colapsa debido a la gravedad.

El resultado de Chandrasekhar fue recibido inicialmente con gran escepticismo, pues parecía mostrar que para masas mayores a 1.4 veces la masa del Sol, las estrellas colapsarían hasta un punto. Hoy sabemos que hay una etapa intermedia. Cuando una enana blanca colapsa, los protones y electrones se fusionan para formar neutrones. La presión de degeneración de los neutrones es mucho mayor que la de los electrones, y el colapso se puede detener de nuevo dando como resultado una estrella de neutrones: una estrella con entre 1.5 y 5 veces la masa del Sol, comprimida en una esfera de unas docenas de kilómetros de diámetro. Pero aún así, la presión de degeneración de neutrones es finita, y si la masa es mayor que un cierto límite el colapso gravitacional continúa. El límite máximo exacto para la masa de una estrella de neutrones no se conoce del todo debido a que no tenemos mucha información sobre la ecuación de estado de los neutrones a esas densidades, pero se estima que no puede ser mayor de unas 5 o 6 masas solares. Para masas mayores la conclusión de Chandrasekhar es válida, y la estrella colapsa inevitablemente hasta convertirse en un agujero negro.

Pero, ¿cómo saber cuando una estrella se ha convertido en un agujero negro? Los agujeros negros no emiten luz, por lo que por definición son invisibles. Sin embargo, los agujeros negros frecuentemente están asociados a otros objetos. Por ejemplo, pueden formar sistemas binarios con otras estrellas. Si las órbitas son lo suficientemente cercanas como para que el agujero negro le robe gas a la otra estrella, dicho gas entra en órbita alrededor del agujero negro antes de caer en él, formando lo que se conoce como un disco de acreción. La fricción en el disco de acreción es tan grande que el gas puede calentarse a millones de grados y emitir rayos X, que sí son directamente observables. Emisiones intensas de rayos X provenientes de regiones cercanas a objetos muy masivos pueden ser candidatos para agujeros negros. En la década de 1970 y 1980 se descubrieron varios posibles candidatos de este tipo.

Sin embargo, aún más recientemente se han descubierto posibles agujeros negros gigantes, con masas de hasta miles de millones de veces la masa del Sol, en el centro de prácticamente todas las galaxias que se han podido observar con algún detalle. De nuevo, estos agujeros negros se detectan de manera indirecta observando la dinámica de gas o de estrellas cercanas al centro de las galaxias, de donde puede deducirse la masa y tamaño del objeto central alrededor del cuál se mueven. Incluso en nuestra galaxia, al observar el movimiento de las estrellas más cercanas al centro, se ha descubierto que existe un objeto compacto e invisible con una masa de cerca de 4 millones de veces la masa del Sol, y toda la evidencia indica que se trata de un agujero negro supermasivo (aunque relativamente pequeño comparado con los que habitan el centro de otras galaxias).

Los agujeros negros supermasivos en el centro de las galaxias nos han permitido tener un modelo universal del origen de la enorme emisión de energía en las llamadas galaxias activas, y en particular los cuasares. En el centro de esos objetos debe existir un agujero negro con miles de millones de veces la masa del Sol, rodeado de un disco de acreción gigantesco que al calentarse emite grandes cantidades de energía, y que incluso puede

formar poderosos jets de materia que escapan de la galaxia a grandes velocidades. Este modelo de los núcleos activos aún no es muy preciso, y en particular el proceso de formación de los jets no se entiende del todo, pero nos ha permitido por lo menos entender de manera muy general la emisión de energía en estas galaxias.

Hoy en día resulta claro que al final de la vida de las estrellas muy masivas se forma un agujero negro de masas estelares, y que en el centro de las galaxias habitan agujeros negros supermasivos. Los agujeros negros han pasado de ser objetos exóticos predichos por la relatividad general, a ser objetos astrofísicos reales que se estudian todos los días.

## 9. Como ver lo invisible: las ondas gravitacionales

Hasta el día de hoy, toda la evidencia de la existencia de agujeros negros astrofísicos es indirecta: el agujero negro no puede verse, pero sus efectos sobre la materia cercana a ellos sí son visibles. Como se mencionó anteriormente, la evidencia de la existencia de agujeros negros astrofísicos es en algunos casos muy fuerte, en particular en el caso de los agujeros negros supermasivos que aparentemente existen en el centro de prácticamente todas las galaxias.

Sin embargo, tener pruebas indirectas de que existen los agujeros negros no es lo mismo que observarlos directamente. Pero, ¿cómo ver un objeto que, como su nombre lo indica, no emite ningún tipo de luz? Sorprendentemente, existe un método directo para detectar agujeros negros que podría dar fruto en un futuro cercano. Este método está basado en la existencia de otro fenómeno asociado a la relatividad general de Einstein, las ondas gravitacionales. Las ondas gravitacionales son a la teoría de la relatividad general lo que la luz y las ondas de radio son a la teoría electromagnética de Maxwell. Consisten en perturbaciones del campo gravitacional que se propagan justamente a la velocidad de la luz. Las ondas gravitacionales se producen cuando grandes concentraciones de masa y energía interactúan entre sí y producen cambios violentos en el campo gravitacional. En nuestro Universo, dichas ondas están asociadas a los fenómenos astrofísicos más violentos: las explosiones de supernovas, las colisiones entre estrellas de neutrones, y los agujeros negros.

Un agujero negro estático no produce ondas gravitacionales por la misma razón que no emite luz. Pero los agujeros negros frecuentemente están asociados a otros objetos de manera que están perturbados, y un agujero negro perturbado sí emite ondas gravitacionales mientras regresa a una situación de reposo. Dichas ondas gravitacionales no salen del interior del agujero, sino que se producen por la dinámica del campo gravitacional en la vecindad del horizonte. Al perturbar a un agujero negro, su campo gravitacional empieza a oscilar, y el agujero negro emite ondas gravitacionales hasta alcanzar nuevamente el reposo. Es algo así como golpear una campana con un martillo y oírla vibrar hasta que se detiene. Al igual que la campana, el agujero negro tiene un “sonido” característico, pero en vez de estar formado de ondas sonoras, este sonido está hecho de ondas gravitaciona-

les. En otras palabras, las ondas gravitacionales que produce un agujero negro perturbado tienen un espectro de frecuencias específico que no comparte con ningún otro sistema físico. Analizando las ondas gravitacionales igual que analizamos la luz de una estrella para saber de qué está hecha, podríamos identificar con toda certeza al emisor. De modo que si se perturba a un agujero negro y observamos las ondas gravitacionales que éste emite, podemos estar seguros de que se trata de un agujero negro y no de otra cosa.

Hasta la fecha aún no se han observado las ondas gravitacionales de manera directa, debido principalmente a que sus efectos sobre la materia son muy débiles. Cuando una onda gravitacional interacciona con un objeto extendido produce una fuerza que tiende a estirar y contraer al objeto de manera alternada en las direcciones perpendiculares a la de propagación de la onda. Pero este efecto es muy pequeño. No es difícil calcular que si un evento astrofísico violento, como la colisión de dos estrellas de neutrones por ejemplo, ocurre en algún lugar de nuestra galaxia, el efecto esperado sobre un objeto en la Tierra es de una parte en  $10^{21}$ . Es decir, un círculo de partículas libres de un metro de diámetro se estiraría y comprimiría por el paso de una onda gravitacional una distancia de  $10^{-21}$  metros, el equivalente a una millonésima parte del radio de un protón. Medir un efecto así de pequeño es algo claramente muy difícil.

Pese a las dificultades, a la fecha se han considerado y construido dos tipos diferentes de detectores de ondas gravitacionales. El primer tipo de detector son grandes barras cilíndricas de aluminio de varias toneladas de peso, cuyos modos longitudinales de vibración corresponden a las frecuencias de las ondas gravitacionales esperadas (típicamente algunos cientos de Hertz). Se espera que al pasar una onda gravitacional se excitarían dichos modos de oscilación, y las barras entrarían en resonancia. Los primeros detectores de este tipo fueron construidos por Joseph Weber en la década de 1960, y a la fecha aún existen versiones más modernas de dichos detectores que trabajan a temperaturas criogénicas para disminuir el ruido térmico. El segundo tipo de detectores son los interferómetros láser, que miden la separación entre masas suspendidas libremente. Los primeros prototipos de estos interferómetros, con brazos de pocas decenas de metros, fueron construidos en la década de 1980. Hoy en día existen varios detectores en funcionamiento con escalas de kilómetros: el proyecto LIGO en los Estados Unidos con 2 detectores de 4 kilómetros de brazo, el proyecto VIRGO en Italia con un detector de 3 kilómetros, y el proyecto GEO 600 en Alemania con un detector de 600 metros.

Al día de hoy no se tiene ninguna detección confirmada de ondas gravitacionales, aunque se espera que la primera detección ocurra antes del final de ésta década, y posiblemente tan pronto como el 2016 (esta estimación está basada en la sensibilidad de los detectores y en la estadística de las posibles fuentes de ondas gravitacionales astrofísicas).

Uno de los sistemas más prometedores para la primera detección de ondas gravitacionales, debido a la amplitud de las ondas emitidas, es precisamente la colisión de dos objetos compactos, ya sean estrellas de neutrones o agujeros negros. Puede parecer extraño pensar en la colisión de dos agujeros negros, pero el fenómeno no es tan poco común como podría suponerse. Basta recordar que dos terceras partes de las estrellas se encuen-

tran en sistemas binarios. Si dichas estrellas son lo suficientemente masivas, al final de sus días se convertirán en agujeros negros. Las explosiones de supernova que acompañan a la formación de dichos agujeros causarán una enorme fricción dinámica que finalmente dará lugar a una binaria muy compacta de dos agujeros negros. Una vez que los dos agujeros negros están lo suficientemente cerca, la emisión de ondas gravitacionales y la consecuente pérdida de energía debida al movimiento orbital causará que se acerquen más y más en una trayectoria espiral, hasta que finalmente colisionarán en una violenta fusión en la que hasta un 5% de la masa total del sistema se convierte en energía que escapa en forma de un destello de ondas gravitacionales.

La detección de ondas gravitacionales es sólo el primer paso. Una vez que se haya dado una primera detección confirmada, lo que seguramente llevará a un premio Nobel para las personas involucradas, se entrará en la era de la astronomía de ondas gravitacionales. Vivimos realmente en un momento muy emocionante, cuando por primera vez podremos observar al Universo con gravedad, lo que seguramente nos permitirá hacer descubrimientos que aún no podemos imaginarnos.

## 10. ¿Agujeros negros en Suiza?

En septiembre de 2008 entró en operación el “Gran Colisionador de Hadrones” en el laboratorio CERN en Ginebra, Suiza. El Gran Colisionador, o LHC por sus siglas en inglés, es el mayor acelerador de partículas jamás construido. Fue construido para estudiar las propiedades de las partículas elementales en gran detalle, y existe la expectativa de que nos permita descubrir no sólo nuevas partículas, sino nuevas leyes de la naturaleza. Hace unos meses se anunció el posible hallazgo de la partícula de Higgs en el LHC, el último eslabón que permitiría cerrar el Modelo Estándar de la partículas y campos.

Pero quizá la especulación más sorprendente alrededor del LHC, y lo que causó incluso que se hicieran demandas judiciales para evitar que entrara en funcionamiento, es la posibilidad de crear mini agujeros negros con tamaños microscópicos. Poder crear mini agujeros negros depende de teorías físicas especulativas según las cuales el espacio tiene más dimensiones que las tres que conocemos. La teoría de cuerdas, por ejemplo, sólo es matemáticamente consistente si uno asume que además de las tres dimensiones que conocemos el espacio tiene otras 6 dimensiones extra que no vemos. ¿Por qué no las vemos? La respuesta es que no las vemos porque están “enrolladas” en tamaños extremadamente pequeños. Cuando se consideran distancias del tamaño de esas dimensiones extra, la fuerza de gravedad se vuelve mucho más intensa, y resulta mucho más fácil crear agujeros negros de ese tamaño.

La teoría de cuerdas estándar dice que las dimensiones extra son increíblemente pequeñas, del tamaño de la llamada “longitud de Planck”  $L_P = \sqrt{\hbar G/c^3} \simeq 1.6 \times 10^{-35} \text{m}$ , por lo que estarán siempre fuera de nuestro alcance. Pero algunas versiones aún más especulativas afirman que las dimensiones extra son pequeñas pero no tanto, de manera

que el LHC podría estar en condiciones de producir mini agujeros negros. Nótese que para crear estos mini agujeros negros primero se necesita que las dimensiones extra existan, y luego que no sean demasiado pequeñas, lo que en conjunto resulta muy poco probable. Si el espacio sólo tiene las tres dimensiones conocidas, producir mini agujeros negros en el LHC resulta imposible. Aún así, si toda esta cadena de especulaciones fuese correcta, ¿podrían estos mini agujeros tragarse a la Tierra como en su momento afirmaron algunos medios de comunicación? La respuesta, afortunadamente, es no, y la razón es que la Tierra está siendo bombardeada constantemente por rayos cósmicos que tienen energías miles de millones de veces mayores que las del LHC. Si esto resultara peligroso, hace mucho que la Tierra ya no estaría aquí. Sin embargo, la posibilidad de crear agujeros negros microscópicos en el laboratorio resulta tan emocionante que no debemos dejar de buscar.

## 11. Referencias

- [1] A. Einstein, "Die feldgleichungen der gravitation," pp. 844–847, 1915.
- [2] —, "Zur allgemeinen relativitätstheorie," pp. 778–786, 1915.
- [3] —, "Ist die trägheit eines körpers von seinem energieinhalt abhängig?" *Annalen der Physik*, vol. 323, no. 13, pp. 639–641, 1905.
- [4] —, "Zur elektrodynamik bewegter körper," *Annalen der physik*, vol. 322, no. 10, pp. 891–921, 1905.
- [5] K. Schwarzschild, "Über das gravitationsfeld eines massenpunktes nach der einsteinischen theorie," pp. 189–196, 1915.
- [6] H. Reissner, "Über die eigengravitation des elektrischen felde nach der einsteinschen theorie," *Annalen der Physik*, vol. 355, no. 9, pp. 106–120, 1916. [Online]: <http://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1002/andp.19163550905/abstract>
- [7] G. Nordström, "On the energy of the gravitational field in einstein's theory," pp. 1238–1245, 1918.
- [8] R. P. Kerr, "Gravitational field of a spinning mass as an example of algebraically special metrics," *Physical Review Letters*, vol. 11, no. 5, pp. 237–238, 1963. [Online]: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.11.237>