

2001: AGUJEROS NEGROS EN EL ESPACIO

ALBERTO GALINDO TIXAIRE
Real Academia de Ciencias

INTRODUCCIÓN

Pocos objetos físicos han alcanzado la popularidad de los agujeros negros (ANs), que se cuentan entre las «criaturas» más extrañas del Universo. Predichos en el siglo XVIII como estrellas negras, pero sumidos en el olvido, los ANs renacen en el siglo XX de la mano de la teoría einsteiniana de la gravedad.

En este artículo me propongo desarrollar una exposición introductoria de los ANs que aborde, entre otras cosas, su física en términos elementales, su existencia como cadáveres de estrellas muy masivas y como motores energéticos en los núcleos galácticos y, finalmente, su posible utilización como «bocas» de agujeros de gusano que permitan «atajar» en el Universo o facilitar viajes al pasado.

ANTECEDENTES HISTÓRICOS

El reverendo John Michell, rector de Thornhill, en Yorkshire, y geólogo, estudió en 1783 la acción de los campos gravitatorios sobre los fotones (considerados como los corpúsculos de luz de Newton). Comunicó los resultados a la Sociedad Real de Londres el 27 de noviembre de 1783,

y fueron publicados en *Philosophical Transactions* en 1784. Ahí escribía:

If the semidiameter of a sphere of the same density with the sun were to exceed that of the sun in proportion of 500 to 1, a body falling from an infinite height towards it, would have acquired at its surface a greater velocity than light, and consequently, supposing light to be attracted by the same force in proportion to its *vis inertiae*, with other bodies, all light emitted from such a body would be made to return towards it, by its own proper gravity.

La velocidad de escape de una partícula atraída por un astro de masa M desde una distancia R a su centro satisface $v/c = \sqrt{R_S/R}$, donde $R_S := 2G_N M/c^2 = 2.95 (M/M_\odot)$ km es el llamado radio de Schwarzschild para la masa M .¹ Cuando R disminuye, v crece, y si $R \downarrow R_S$, entonces $v \uparrow c$.^{2,3} Nos bastaría con que la masa M se metiera dentro de su radio de Schwarzschild («circunferencia crítica» para Michell) para que la luz proveniente de su superficie no pudiese llegar al infinito. De acuerdo con el científico británico, se estima en 18.6 km la circunferencia en la que tendría que meterse el Sol para que su luz no escapase al infinito⁴, subiendo hasta una cierta altura para luego caer de nuevo sobre el astro⁵.

¹ Como es costumbre en Astrofísica, con los símbolos \odot , \oplus denotaremos al Sol y a la Tierra, respectivamente.

² Para Fobos, una pequeña luna de Marte, la velocidad de escape es tan sólo de 5 m/s, de modo que, como dice Luminet, no nos sería difícil arrojar a mano desde allí una piedra para colocarla en órbita o mandarla a Marte.

³ Estimemos el tamaño que debería tener el Sol, manteniendo su densidad constante, para que la velocidad de escape de su superficie fuera c : habría de ser $R_S/R = 1$; esto es, $2G_N M/c^2 = 1$, y como $(M/R) : (M_\odot/R_\odot) = (R/R_\odot)^2$, la condición anterior queda en la forma $(R_{\odot,S}/R_\odot)(R/R_\odot)^2 = 1$. Por lo tanto, $R/R_\odot = (R_{\odot,S}/R_\odot)^{1/2} = 485$; esto es, $R = 2.26$ UA. La masa de tan voluminoso Sol sería $1.14 \times 10^8 M_\odot$.

⁴ Años después, el francés Pierre Simon Laplace, en las dos primeras ediciones de su *Exposition du Système du Monde* (1796, 1799), afirmó que un cuerpo de densidad similar a la de la Tierra y radio $\geq 250 R_\odot$ cumpliría las condiciones para ser una de estas «estrellas negras»: *Un astre lumineux de même densité que la terre et dont le diamètre serait deux cent cinquante fois plus grand que celui du soleil, ne laisserait, en vertu de son attraction, parvenir aucun de ses rayons jusqu'à nous; il est donc possible que les plus grands corps lumineux de l'univers soient, par cela même, invisibles.* En la tercera edición de 1808 y en las ediciones sucesivas retiró toda referencia a las estrellas negras, tal vez impulsado por la interpretación ondulatoria de la luz propugnada por Christiaan Huygens tras los descubrimientos de Thomas Young.

En el magnífico libro *The large scale structure of space-time*, sus autores, Stephen W. Hawking y John F. R. Ellis, presentan en 1973 a Laplace como pionero en concebir la existencia de estrellas invisibles. Fue en 1984 cuando Martin Rees sorprendió a la comunidad científica presentando a John Michell como verdadero precursor (según cuenta Igor Novikov en su delicioso librito *Black Holes and the Universe*).

⁵ Nótese que en esta versión newtoniana de los ANs, hay fotones emergentes del interior de la superficie de Schwarzschild que pueden llegar tan lejos como se desee.

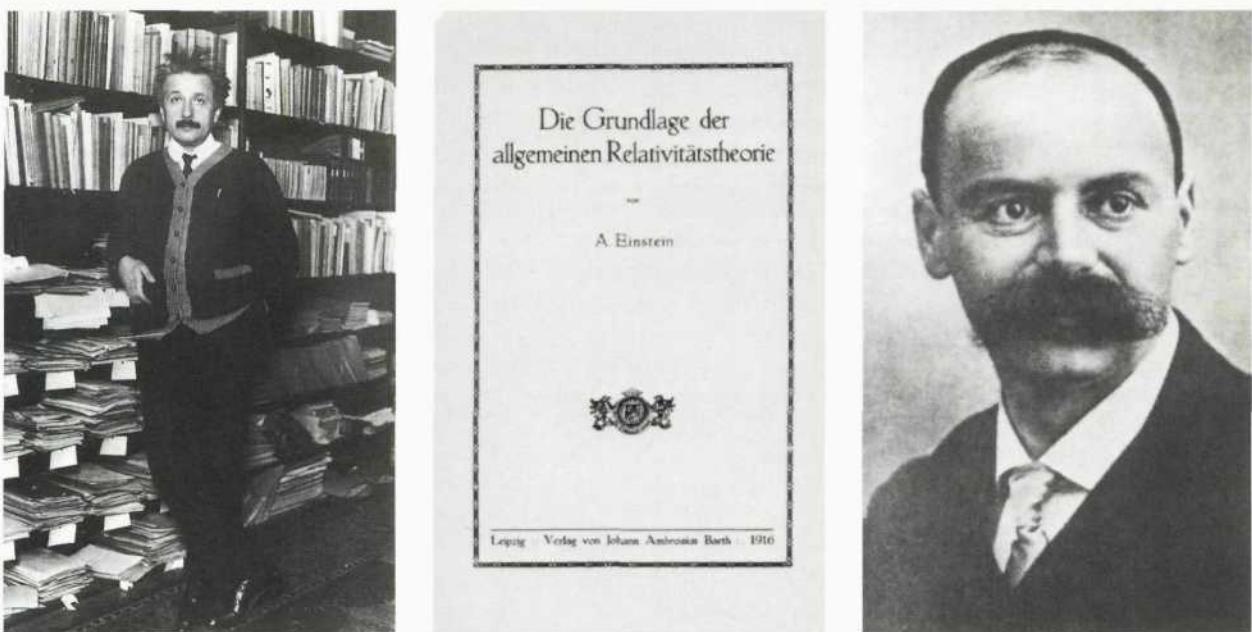


Fig. 1.– Izquierda, A. Einstein (1879-1955). Centro, portada del libro *Relatividad General* de Einstein, 1916. Derecha, K. Schwarzschild (1876-1916).

Durante más de cien años, casi nadie volvió a interesarce por los efectos de la gravitación sobre la luz, ni por las posibles estrellas oscuras⁶.

El 25 de noviembre de 1915, Albert Einstein (figura 1) presentaba ante la Academia de Ciencias de Prusia en Berlín sus ecuaciones de la relatividad general, o mejor aún, sus ecuaciones de la gravedad⁷. Y un mes más tarde, el 15 de diciembre, el joven astrofísico alemán Karl Schwarzschild (figura 1) enviaba a Einstein, desde el frente ruso en que se encontraba integrando voluntariamente las filas del ejército prusiano en la Primera Guerra Mundial⁸, la primera solución no trivial a las mismas: la geometría exterior a un cuerpo de simetría esférica⁹. El 13 de enero de 1926, Einstein la presentaba ante la Academia Prusiana de Berlín y unas semanas después hizo lo mismo con su solución interior.

Por fin disponíamos de un marco riguroso para estudiar el efecto de la gravedad, por ejemplo, la debida a una estrella, sobre cualquier forma de materia o de energía, en particular, sobre la luz. Toda partícula debe moverse según geodésicas de la geometría pertinente del ET (espacio-tiempo). En el caso de Schwarzschild con masa central M , el intervalo espacio-temporal entre dos sucesos infinitamente próximos en su exterior es:

$$ds^2 = (1 - R_s/r)c^2 dt^2 - \left[\frac{dr^2}{1 - R_s/r} + r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2) \right],$$

$$R_s := 2GM/c^2.$$

Nótese que se hace singular para $r = R_s$: el intervalo de tiempo se anula, y el radial diverge. Este hecho iba a traer de cabeza a los físicos durante muchos años. Para algunos muy eminentes (como Einstein y Arthur Stanley Eddington), esta circunstancia matemática no era un problema físico, pues afirmaban que ningún astro podía meterse en el interior de su esfera de Schwarzschild $r = R_s$; por ejemplo, sabían que el radio mínimo de una estrella estática de densidad uniforme es $(9/8)R_s$, extremo este en que la presión central se hace ya infinita. Pero, ¿y si la compactificación más allá de la esfera «crítica» exige una implosión continuada?

En 1925, Ralph Fowler proponía la presión de degeneración de los electrones como obstáculo al colapso de las enanas blancas. En 1930, Subrahmanyan Chandrasekhar, a los 19 años de edad, durante su viaje en barco desde la India a Inglaterra para estudiar en Cambridge, descubrió que había una masa máxima de $M_{Chandra} = 1.44M_\odot$ para este tipo de estrellas, por encima de la cual la mencionada pre-

⁶ Excepción notable es la del astrónomo alemán Johann Georg von Soldner, quien en 1801 aplicó la gravedad newtoniana al estudio de la deflexión de la luz en campos gravitatorios. Incluso llegó a especular con la presencia en el centro galáctico de un gran cuerpo oscuro en torno al cual girasen todas las estrellas, y que descartó por no verse los grandes movimientos propios de las estrellas que ello implicaría.

⁷ Cinco días antes Hilbert había presentado resultados similares ante la Real Academia de Ciencias de Göttinga. Pero Hilbert, que se adelantaba así a Einstein en la elaboración de los últimos detalles del problema, siempre reconoció la prioridad de Einstein en cuanto a las ideas físicas subyacentes.

⁸ Schwarzschild contrajo en ese frente una enfermedad, pénfigo, que le obligó a repatriarse y le llevó a la tumba en mayo de 1916.

⁹ Le contestó Einstein: «No esperaba que se pudiera resolver exactamente este problema. Me parece espléndido su tratamiento analítico».

sión de los electrones es incapaz de detener el colapso gravitatorio. Pero Eddington se negó a aceptar la conclusión de una masa máxima para las enanas, y arremetió violentamente contra estos resultados, porque ¿qué ocurriría a la muerte de Sirio A (masa $2.3M_{\odot}$), con un cadáver por encima de la masa límite de Chandrasekhar? ¿Iría engañando su tamaño hasta llegar a un momento en que su atracción gravitatoria impidiera salir la luz de su superficie? «*I think there should be a law of Nature to prevent a star from behaving in this absurd way*», exclamó Eddington. En su opinión, debía haber algo mal en el uso combinado de relatividad especial y de mecánica cuántica en que Chandrasekhar se apoyaba. El tiempo, sin embargo, daría la razón a este último.

Quedaba otra posibilidad de detener el colapso antes de llegar al radio «mágico»: la presión de degeneración de los neutrones. En 1938, Julius Robert Oppenheimer y George Volkoff probaron que las estrellas de neutrones, obtenidas por evolución de las enanas de masa superior a M_{Chand} , deben tener una masa máxima a lo sumo del orden de varias masas solares. Sobre pasada esta masa, ya no quedan «colchones» que detengan el colapso (como demostrarían en 1957 John Archibald Wheeler, B. Kent Harrison y Masaami Wakano); éste procederá irremediablemente hasta el final, venciendo todas las barreras físicas que se opongan al mismo. Al no haber un cementerio intermedio, las estrellas masivas, si no se desprenden de la materia que les sobra para estabilizarse como enanas o como púlsares, deben colapsar totalmente (originando lo que luego se bautizaría como ANs). Se sabe que estrellas con masas $\leq 8M_{\odot}$ dan origen a enanas blancas tras eyectar la masa sobrante; y estrellas con masa entre 8-50 masas solares dan origen a estrellas de neutrones. Pero estrellas más pesadas no pueden desprenderse de la cantidad suficiente de materia, y siguen implosionando. Así lo creía Oppenheimer, pero Wheeler se resistía a esta posibilidad, y sugería que tal vez la física cuántica llevaría a que en la implosión avanzada los nucleones se transformarían en radiación que, de escapar deprisa, dejaría a la estrella con masa lo suficientemente pequeña para terminar como una estrella de neutrones.

En el escenario de colapso indefinido, las presiones, tanto térmica como de degeneración, aunque fantásticas, serán despreciables frente a la presión impulsiva, y, por tanto, ignorables en la fase final del colapso, con lo que la estrella, en consecuencia, se comportará como si fuera de «polvo». En 1939, Oppenheimer, con su estudiante Hartland Snyder, estudió por primera vez el colapso completo de una nube de polvo esférica y homogénea.

La simulación por ordenador de implosiones estelares, llevada a cabo a finales de la década de los cincuenta por Stirling Colgate, Richard White y Michael May¹⁰, con códigos numéricos adaptados de los empleados en el de-

sarrollo de la bomba H, confirmaría esencialmente con modelos realistas los resultados de Oppenheimer-Volkov-Snyder, y vencería la resistencia de los más conspicuos reacios. A principios de los sesenta Wheeler se convirtió a los ANs, y en uno de sus más entusiastas adalides.

A parte de estos cálculos realistas de la implosión estelar, también influyó positivamente el hallazgo en 1958 por David Finkelstein de unas coordenadas (que Eddington y otros habían descubierto antes, pero sin llegar a apreciar sus consecuencias) que permiten una descripción global del colapso, tal como luego comentaremos. En estas coordenadas, la superficie de Schwarzschild deja de ser singular, lo que indica que el problema que tanto preocupó durante años a los relativistas no tenía enjundia física alguna, siendo una mera consecuencia de una mala elección del sistema de coordenadas.

El 29 de diciembre de 1967, en una conferencia en Nueva York, Wheeler se refirió a estos objetos como «agueros negros». El término se hizo enseguida popular¹¹.

A partir de mediados de la década de los sesenta se convierten los ANs en objeto de investigación física intensa y continuada a lo largo de una década dorada que bien podría llamarse periodo clásico de los ANs.

FÍSICA CLÁSICA DE LOS ANs

Einstein nos enseñó que la energía y la materia curvan el espacio-tiempo, y que esta curvatura es la manifestación geométrica del campo gravitatorio que aquéllas producen. Sus ecuaciones

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} R g_{\mu\nu} = \frac{8\pi G_N}{c^4} T_{\mu\nu}$$

expresan la relación simbólica

GEOMETRÍA = MATERIA/ENERGÍA

que hace realidad al apotegma kepleriano *Ubi materia, ibi geometria*.

Manifestaciones predichas y bien confirmadas de las correcciones que la teoría einsteiniana de la gravitación produce sobre la newtoniana son la deflexión gravitacional de la luz («la luz pesa»), el desplazamiento espectral gravitacional, el avance anómalo de los periastros y el retraso de las señales luminosas en campos gravitatorios.

El marco ideal para este análisis es la geometría de Schwarzschild antes mencionada, que representa la distorsión del ET producida por el campo gravitatorio de una masa estática de simetría esférica. Una visualización, que representa cualitativamente la inmersión isométrica en \mathbb{R}^3 del corte ecuatorial de una superficie de simultaneidad de esa geometría, viene dada en la figura 2¹².

¹⁰ En la URSS, el equipo de Yakov Borisovich Zel'dovich encontraría simultáneamente los mismos resultados que Colgate *et al.*

¹¹ Sólo los franceses opusieron resistencia durante unos años, por las connotaciones obscenas que «trou noir» tiene en su idioma.

¹² La geometría del ET de Schwarzschild es sumergible en \mathbb{R}^3 .

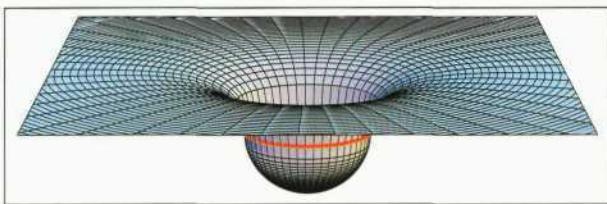


Fig. 2.- Sección equatorial del espacio en torno a una estrella de simetría esférica. La estrella ocupa la parte interior con borde el círculo rojo.

Colapso gravitacional de una estrella de polvo

Supongamos ahora que la estrella ha colapsado finalmente debido a su gran masa inicial, metiéndose dentro de su «horizonte de sucesos» (nombre dado por Wolfgang Rindler en la década de los cincuenta a la superficie de Schwarzschild $r = R_S$). En esa zona, el campo gravitatorio es tan intenso que los conos de luz están abocados hacia $r = 0$, y, por lo tanto, toda la materia interior, y la luz misma, termina cayendo a la singularidad intrínseca $r = 0$, sin que nada ni nadie pueda impedirlo. Por así decirlo, el espacio radial interior se ha convertido en tiempo, y la disminución imparable de r es como el avance incesante del tiempo.

El modelo de estrella de polvo de Oppenheimer y Snyder ilustra perfectamente el colapso. En la figura 3 se muestra el corte equatorial de una estrella de polvo, de simetría esférica y densidad uniforme, y su evolución en el tiempo, en coordenadas Eddington-Finkelstein entrantes, tras ser abandonada a su suerte gravitatoria. Pueden observarse las trayectorias de fotones radiales entrantes y salientes, y la aparición en un determinado momento de un horizonte de sucesos que va creciendo hasta engullir a toda la estrella, permaneciendo invariable a partir de ese instante. Dentro del horizonte se producen superficies atrapadas, caracterizadas por ser superficies homeomorfas a S^2 tales que los dos frentes de ondas emitidos desde sus puntos, tanto hacia dentro como hacia fuera, van disminuyendo de área hasta converger.

Los relatos del colapso, visto bien desde lejos o bien de cerca, son muy diferentes:

1. Los fotones que salen de la superficie de la estrella llegan a un observador estático distante con desplazamientos al rojo que crecen a infinito a medida que el radio de la estrella, inicialmente R_* , se approxima a R_S ; a la vez su ritmo de llegada disminuye sin límite. La luminosidad de la estrella tiende, por lo tanto, asintóticamente a cero (en un tiempo similar al tiempo propio del colapso que mencionaremos enseguida) y la imagen termina por desaparecer, pero tras un tiempo infinito para dicho observador, que nunca termina de ver cuándo cruza el borde de la estrella la superficie de Schwarzschild. Esto no significa que el colapso no culmine. La aparente congelación del colapso que se observa desde lejos al aproximarse la estrella a la

circunferencia crítica es una pura ilusión óptica: el colapso sigue su curso sin titubeos, pero los fotones que salen de la superficie de la estrella tardan cada vez más en llegar al observador externo.

2. Un espectador que cabalga sobre la superficie de la estrella verá las cosas de modo muy distinto. En primer lugar, verá cómo el colapso concluye en un tiempo propio τ_c , finito, estimable como $\tau_c \sim \sqrt{R_* / g} \sim \sqrt{R_* / (G_N M / R_*^2)} \sim \sqrt{R_* / R_S (R_* / c)}$. Concretamente:

$$\tau_c = \frac{\pi}{2} \sqrt{\frac{R_*}{R_S}} \frac{R_*}{c},$$

que, por ejemplo, para $M = M_\odot$, $R_* = R_\odot$ vale $\tau_c \approx 30$ min. No notará nada especial mientras se esconde tras el horizonte; únicamente irá sintiendo, desde el principio del colapso, que las fuerzas de marea longitudinal y transversal crecen, haciénd-

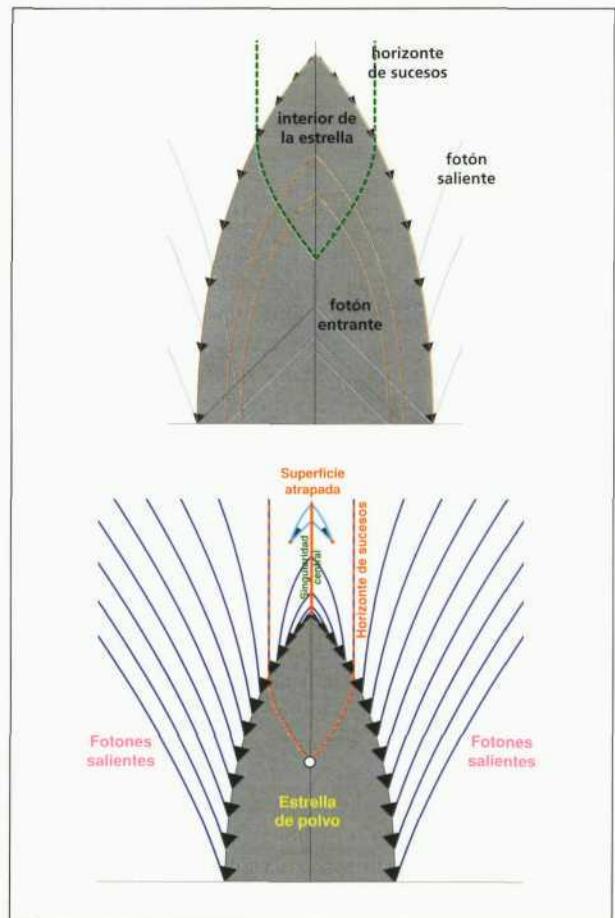


Fig. 3.- Estrella de polvo (sección equatorial) y su evolución. Arriba se representan trayectorias radiales de fotones entrantes y salientes en la geometría pura de Schwarzschild, como si no estuviera la estrella. Abajo, fotones radiales salientes de la superficie de la estrella. También se ilustra un ejemplo de superficie atrapada.

dose insoportables a partir de algún momento. El cuerpo humano tolera una tensión máxima de unas 10^2 atm antes de romperse, por lo que la muerte es segura cuando el radio R de la estrella colapsante satisface $10^7(M/M_\odot) \gtrsim (R/1\text{ km})^3$. Por ejemplo, si la estrella fuera como nuestro Sol, el fatal desenlace ocurriría para $R \lesssim 2 \times 10^2$ km, a 4 ms del final. Pero si se tratase del colapso de una nube esférica de radio inicial 10^2 al y masa $10^9 M_\odot$, la tensión irresistible comenzaría cuando $R \lesssim 2 \times 10^5$ km, también a 4 ms del final, tras un colapso que en este caso ha durado unos 0.9×10^5 a.¹³ En los últimos instantes, el observador quedaría reducido a un rosalio de bariones precipitándose en fila india hacia la singularidad $r = 0$.

Los soviéticos llamaron a los objetos que resultan del colapso estelar «estrellas congeladas», atendiendo a lo que ve un observador externo. En occidente se bautizaron como «estrellas colapsadas», atendiendo a su final.

Unicidad de ANs

A mediados de la década de los sesenta Zel'dovich y sus colaboradores descubrieron que una masa esférica provista de un promontorio (digamos una montaña) tiene un horizonte totalmente esférico tras el colapso. En 1971 Wheeler describía esto diciendo que «los ANs carecen de pelo» (conjetura de Israel-Carter).

En 1967, Werner Israel realizó la primera demostración general: cualquier implosión de un sistema neutro y sin momento angular o bien no produce un AN, o si lo hace, da origen a un AN de simetría esférica. (En 1968, Israel extendió estos resultados al caso del colapso de una masa cargada y sin momento angular: en el caso de producirse un AN, éste debe ser forzosamente del tipo Reissner-Nordström). Tras escuchar estos resultados en una conferencia, uno de los asistentes, Charles Misner, lanzó la conjetura de que si el sistema colapsante tiene carga y momento angular, su implosión, o bien no produce un AN, o si lo hace, éste queda totalmente especificado por la masa, spin, y carga.

Pero para que esto ocurra, el sistema tiene que despojarse de algún modo de sus irregularidades. En 1970, Richard Price, un estudiante de Thorne, demostró que «todo lo que puede ser radiado es radiado». Y esto explica que no haya ANs irregulares, ni con bultos en el horizonte, etc. Kip Thorne describe perfectamente el mecanismo: si el sistema que implosiona tiene una montaña, por ejemplo, cuando se mete todo dentro del horizonte éste presenta inicialmente el abultamiento correspondiente, pero ya la montaña deja de soportarlo (pues está metida dentro del

horizonte y, por lo tanto, éste no siente su influencia) y esa parte abultada del horizonte empieza a vibrar, produciendo ondas gravitacionales que radian al exterior la energía de deformación, terminando por desaparecer el bulto.

Si todo lo radiable es radiado, ¿qué queda? Lo que no puede ser radiado por existir unas leyes de conservación que lo impiden: masa, carga y spin. Por eso es más propio decir que «los ANs carecen *casi* de pelo»¹⁴.

La demostración de Price del teorema de la «calvicie» es válida sólo para deformaciones infinitesimales de sistemas esféricos muy poco o nada rotantes. La demostración final y completa del teorema es muy difícil, y se conseguiría quince años después, gracias sobre todo a Israel, Brandon Carter y Stephen Hawking.

Los ANs, en los que se cumple el teorema de Price «todo lo radiable es radiado», son quizás los únicos sistemas macroscópicos para los que rige el *motto* «todo lo que no está prohibido es obligatorio». Además, esa liberación forzosa de sus posibles imperfecciones hace que por una vez en la física los modelos matemáticos de los ANs describan la realidad y no sólo una idealización de la misma.

Un AN con sólo masa se describe mediante la geometría de Schwarzschild. La geometría asociada a un AN cargado se conoce desde 1916 (Hans Reissner, alemán) y 1918 (Gunnar Nordström, holandés), aunque hasta 1960 no se supo que describía realmente un AN con masa y carga (John Graves y Dieter Brill).

En 1964, el neozelandés Rey Kerr halló la solución a las ecuaciones de Einstein que describe el exterior a una estrella rotante. Pero tiene sólo dos «pelos». ¿Cómo va a representar toda la infinita variedad de estrellas rotantes? En 1965, Carter probaba que esa solución de Kerr describe

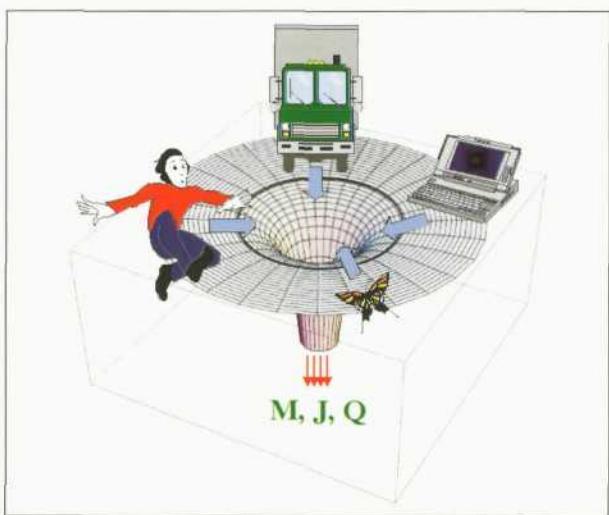


Fig. 4.– El AN no recuerda cómo se formó. Su estado final queda regulado por tres números: M , J , Q .

¹³ Es fácil probar que el tiempo que separa al desmembramiento del impacto final es del orden de 4 ms, siempre que $R_s/R_\odot \gg 10^2(R_\odot/r_s)^{2/3}$.

¹⁴ Puede haber pelos «cuánticos», posiblemente muy importantes en las fases finales de la evaporación de ANs microscópicos, pero que son totalmente ignorables para ANs macroscópicos.

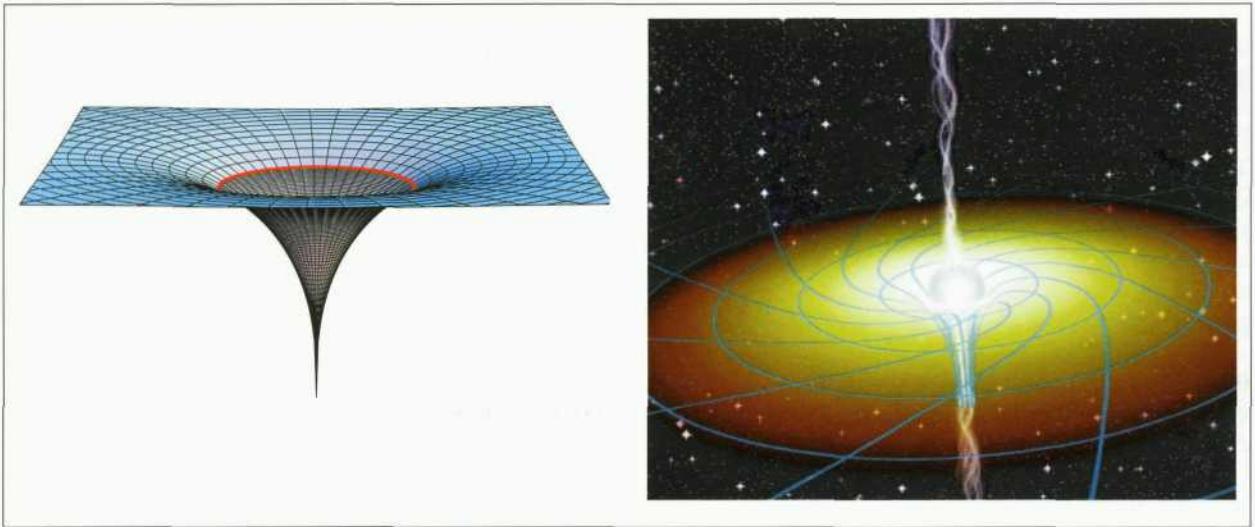


Fig. 5.- Agujero Schwarzschild. Agujero Kerr (*Sky & Telescope Magazine*).

un AN rotante, y a mediados de los setenta, Carter y otros demuestran que todo AN rotante y estacionario tiene la geometría Kerr.

El AN en giro arrastra al espacio ambiente, que gira tanto más deprisa cuanto más nos aproximamos al horizonte, y en éste, el espacio se le pega girando solidariamente con él.

El horizonte de un AN rotante no es esférico (como en los casos Schwarzschild y Reissner-Nordström), sino achacado por los polos.

La frecuencia máxima de rotación es $v_{\max} = c/(2\pi R_s)$, es decir, 62 μs por vuelta para un AN de masa solar. Corresponde a una velocidad orbital sobre el horizonte igual a c .

En 1965, Ted Newman y sus alumnos descubren la geometría de un AN cargado y rotante. No presenta grandes novedades, aparte de unas líneas magnéticas producidas por la interacción del torbellino geométrico debido a la rotación con el campo eléctrico asociado a la carga.

En 1990, Yasskin probó que los ANs pueden tener «pelo» Yang-Mills. Desde entonces se ha visto que también hay ANs con «pelo» dilatónico, con «pelo» skyrmiónico, etc. Mas todos estos «pelos» no tienen demasiado interés astrofísico, pues esos ANs son generalmente inestables.

AN-dinámica

Consideremos el agujero negro estacionario más general, a saber, rotante y cargado. Sean M, J, Q sus parámetros. El elemento de arco es, en unidades geometrizadas¹⁵ ($G_N = c = \hbar = k_B = 1$):

$$\begin{aligned} ds^2 &= (\Delta/\rho^2)(dt - a \sin^2\theta d\phi)^2 - (\sin^2\theta/\rho^2)[(r^2 + a^2)d\theta - adt]^2 - \\ &\quad - (\rho^2/\Delta)dr^2 - \rho^2 d\theta^2, \\ \Delta &:= r^2 - 2Mr + a^2 + Q^2, \quad \rho^2 := r^2 + a^2 \cos^2\theta. \end{aligned}$$

La existencia de un horizonte de sucesos encargado de que la singularidad $\rho = 0$ no trascienda al exterior exige que $a^2 + Q^2 \leq M^2$, siendo $a := JM$ el momento angular específico del AN.

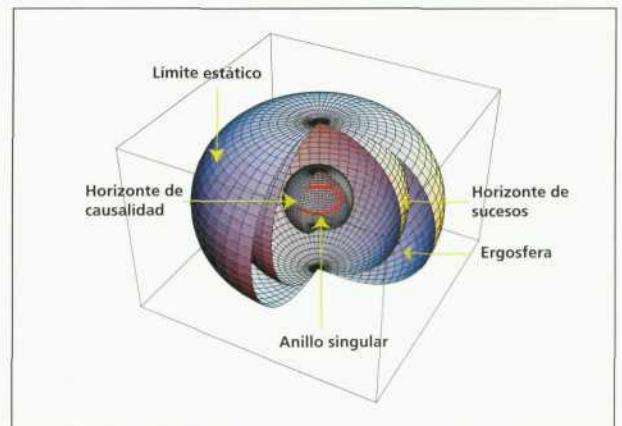


Fig. 6.- Las superficies especiales en un AN tipo Kerr-Newman. El círculo rojo indica la singularidad.

Sean $r_+ := M[1 \pm (1 - (a^2 + Q^2)/M^2)^{1/2}]$. El horizonte de sucesos está situado en $r = R_H := r_+$. De su interior no puede escapar nada a la zona $r > r_+$. El área del horizonte de sucesos es $A = 4\pi(r_+^2 + a^2)$.

¹⁵ En este sistema de unidades, muy apropiado cuando se combinan la relatividad, la gravitación, la física cuántica y la termodinámica, las distintas unidades básicas (masa, longitud, tiempo, temperatura, carga, etc.) se conocen como unidades de Planck, y son: $m_p := [G_N^{-1} \hbar c]^{1/2} = 2.1 \times 10^{-5} \text{ g}$, $l_p := \hbar/m_p c = 1.6 \times 10^{-33} \text{ cm}$, $t_p := l_p/c = 5.4 \times 10^{-44} \text{ s}$, $T_p := m_p c^2/k_B = 1.4 \times 10^{32} \text{ K}$, $q_p := \alpha_{EM}^{-1/2} e = 1.9 \times 10^{-18} \text{ C}$, ...

La superficie $r = R_C := r_-$ se llama horizonte de Cauchy, o causal, u horizonte de causalidad. Es de Cauchy porque lo que ocurre en esa zona no es predictable a través de los datos exteriores, pues hay en ella geodésicas luz que prolongadas hacia el pasado terminan en la singularidad. Y es causal porque en la zona $r > R_C$ no hay curvas cerradas de género tiempo (que violarían la condición de cronología), pero sí las hay en la región $r < R_C$. Nada puede atravesar ese horizonte desde su interior, por lo que impide que llegue a la zona $r > R_C$ información alguna de la singularidad interior.

Esta singularidad, aparentemente puntual ($r = 0$, $\theta = \pi/2$) en las coordenadas usuales de Boyer-Lindquist, es en realidad un anillo singular (como se ve pasando a coordenadas Kerr-Schild).

Queda otra superficie distinguida, llamada límite estático o superficie límite de estacionariedad. Viene dada por $r = R_c(\theta) := M[1 + (1 - (Q^2 + a^2 \cos^2 \theta)/M^2)^{1/2}]$. Se caracteriza porque sobre ella el campo Killing ∂_t de estacionariedad se hace de género luz. La zona $R_H < r < R_c$ se llama ergosfera, por sus propiedades energéticas especiales que luego comentaremos. Dentro de la ergosfera ∂_t es espacial y, por lo tanto, no puede haber observadores estáticos en esa región. Necesariamente son arrastrados por el torbellino de la geometría rotante, y forzados a girar en el sentido del AN con una velocidad angular (medida por observadores estáticos en el infinito) comprendida entre dos valores, uno mínimo y otro máximo, que dependen del punto en que se encuentren, y que confluyen sobre el horizonte a un valor constante $\Omega_H := a/(R_H^2 + a^2)$.

Finalmente, la aceleración de la gravedad sobre el horizonte de sucesos (fuerza específica en un punto del horizonte) medida por un observador estático en el infinito (por ejemplo, a través de la tensión sobre un hilo sin masa e inextensible del que cuelga, desde la posición del observador, la masa prueba), es constante y vale $\kappa = (R_H - M)/(R_H^2 + a^2)$. Asimismo, el potencial electrostático sobre este horizonte es $\Phi_H = QR_H/(R_H^2 + a^2)$.

Los ANs tienen ciertas propiedades, que se conocen como leyes de los ANs:

- Ley 0: en un AN estacionario, la aceleración de la gravedad κ es constante sobre el horizonte. (Afirmación trivial para un AN de simetría esférica, deja de serlo para ANs rotantes).
- Ley 1: las diferencias entre los parámetros M, J, Q de dos ANs estacionarios infinitamente próximos en sus características satisfacen

$$\delta M = (\kappa/2\pi)\delta(A/4) + \Omega_H\delta J + \Phi_H\delta Q.$$

- Ley 2: en todo proceso, el área total de los horizontes de los ANs involucrados crece siempre hacia el futuro:

$$\delta A \geq 0.$$

- Ley 3: los ANs con $\kappa = 0$ son físicamente inaccesibles en un número finito de pasos.

La demostración de estas propiedades se apoya en ciertas premisas, como la llamada condición de convergencia de la luz ($R_\mu k^\mu k^\nu \geq 0, \forall k$ de género luz), y la hipótesis de censura cósmica débil (existencia de horizonte protector).

La similitud de las leyes de los ANs y las cuatro leyes de la termodinámica (la última en sentido de Nernst) es patente, con la identificación $\kappa \leftrightarrow T, A \leftrightarrow S, M \leftrightarrow E$.

Energética de los ANs

Vamos a presentar algunos procedimientos para extraer energía de los ANs.

Fusión de ANs

Hay un teorema de no-bifurcación de ANs, que implica que un AN no puede descomponerse en varios ANs. Pero el recíproco no es cierto: dos o más agujeros negros pueden fundirse en uno solo, tras emitir la radiación (electromagnética, gravitacional, etc.) necesaria para acabar en régimen estacionario.

Supongamos la fusión

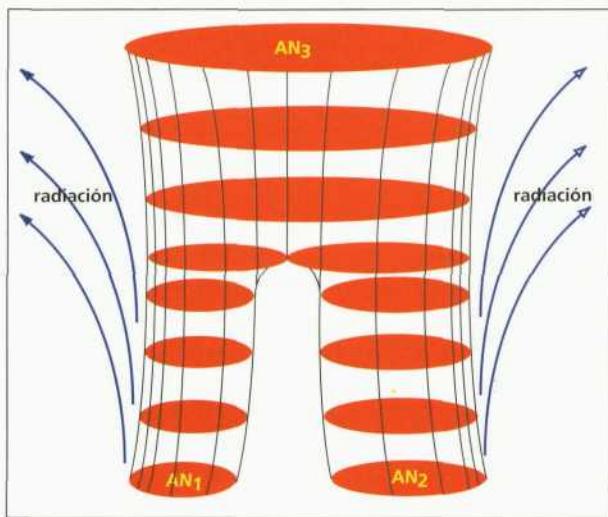


Fig. 7.- Fusión de dos ANs.

$$AN_1 + AN_2 \rightarrow AN_3 + \text{radiación}.$$

La conservación de energía y carga eléctrica exigen que $M_3 \leq M_1 + M_2$, $Q_3 = Q_1 + Q_2$. Por otro lado, la ley de las áreas crecientes implica que $A_3 \geq A_1 + A_2$. Se puede probar que la eficiencia máxima en el rendimiento energético $\varepsilon := (M_1 + M_2 - M_3)/(M_1 + M_2)$ se consigue cuando los tres ANs son no rotantes ($J_1 = J_2 = J_3 = 0$), los ANs iniciales son cargados extremos y, además, $Q_1^2 = Q_2^2 = M_1^2 = M_2^2 = 2M_3^2$, $Q_1 + Q_2 = 0$. En este caso ideal $\varepsilon = 1 - 2^{-3/2} = 65\%$. Con ANs neutros, la eficiencia máxima es $\varepsilon = 1/2 = 50\%$, accesible para $|J_1| = |J_2| = M_1^2 = M_2^2 = M_3^2, J_3 = 0$. Finalmente, si los 3 ANs son Schwarzschild, $\varepsilon \leq 1 - 2^{-1/2} = 29\%$, alcanzándose el máximo para $2M_1^2 = 2M_2^2 = M_3^2$.

Mecanismo de Penrose

Se trata de una ingeniosa forma (Penrose, 1969) para extraer energía de la ergosfera de un AN, basada en el hecho de que en esa zona del ET hay trayectorias de caída libre con energía negativa (pues el Killing ∂_t es ahí de género espacio).

Enviamos una partícula A desde el exterior (y, por lo tanto, con una energía $E_A > 0$) a la ergosfera, donde se desintegra ($A \rightarrow B + C$) en dos partículas B, C , de modo que la componente C tenga energía $E_C < 0$. Es claro que tal C no podrá salir de la ergosfera. Como el cuadrimomento se conserva, $E_A = E_B + E_C$, y forzosamente $E_B > E_A$. Por consiguiente, si la trayectoria de B saca a esta partícula al exterior de la ergosfera, obtendremos una ganancia neta de energía. ¿De dónde ha salido tal exceso? Si el AN es Kerr, puede probarse que la trayectoria de B conducente al exterior es posible, y que entonces C siempre cae al AN, con momento angular opuesto al de éste. Luego no sólo M_{AN} disminuye, sino también J_{AN} . La ergosfera encoge con cada proceso de extracción de energía, hasta que desaparece y con ella la posibilidad de nuevas extracciones. La cantidad total de energía así extraible de un AN tipo Kerr de masa M es $M_{\text{tot}}c^2 := (M - M_{\text{irred}})c^2$, donde $A_{\text{AN}} := 4\pi(2M_{\text{irred}})^2$. La eficiencia $\varepsilon := (M - M_{\text{irred}})/M$ alcanza su valor máximo $\varepsilon_{\text{max}} = 1 - 2^{-1/2} = 29\%$ para un Kerr maximal ($J = M^2$).

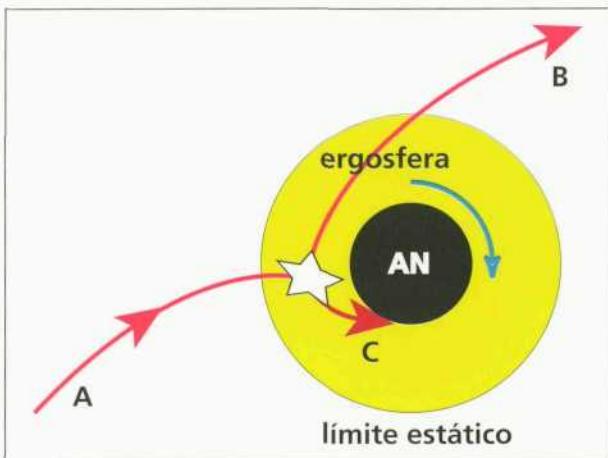


Fig. 8.– Mecanismo de Penrose para la extracción de energía de la ergosfera.

Aprovechamiento ecológico de basuras. La utilización de ANs como incineradoras que devuelven incluso más del 100% en energía limpia y de calidad suprema harían en particular la delicia de los responsables del medio ambiente.

Supongamos una civilización capaz de captar a un AN rotante y de construir una ciudad a su alrededor, sobre una estructura rígida a distancia suficiente para hacer tolerables las fuerzas de marea. Contenedores de basura son arrojados hacia el AN (figura 9). Penetran en la ergosfera, y convenientemente programados, arrojan

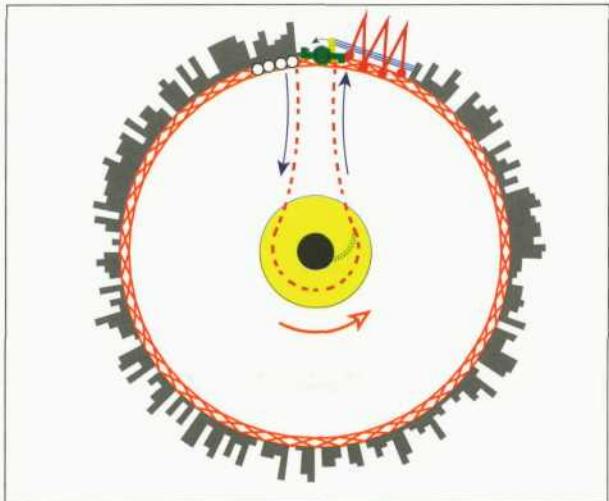


Fig. 9.– Ciudad en torno a un AN, y transformación eficaz de las basuras.

en un determinado momento la basura en una órbita contraria al sentido de rotación del AN, y emergen vacíos con energía superior a la inicial total. Al llegar a la ciudad, cada contenedor puede depositar toda su energía cinética sobre un volante móvil que acciona a su vez un generador eléctrico. Al final, se tiene transformada en energía eléctrica no sólo el equivalente a toda la masa de basura enviada, sino también además la energía rotacional extraída de la ergosfera. ¡Éste sí es un reciclado eficiente!

Superradiancia. Las sorprendentes propiedades de la ergosfera se manifiestan también en la dispersión de ondas, como hace esperar la dualidad onda-corpúsculo. Lanzando sobre el AN tipo Kerr cargado una onda clásica (spin entero), es posible conseguir que la onda emergente esté amplificada, a costa de la energía rotacional y cromática de la ergosfera. Esto se conoce como fenómeno de superradiancia y se produce al lograr un flujo negativo a través del horizonte y, por lo tanto, un flujo reflejado mayor que el incidente. Su demostración se basa en la ley de áreas crecientes. Por eso no es extraño que falle con ondas fermiónicas, para las que se viola la condición de convergencia de la luz.

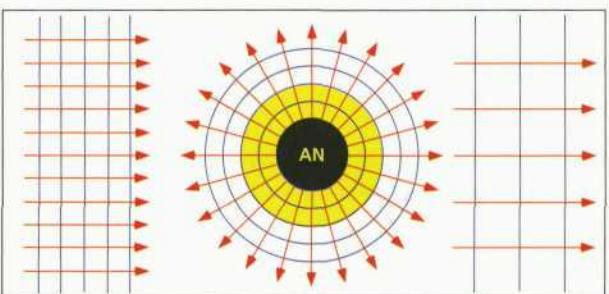


Fig. 10.– Fenómeno de superradiancia.

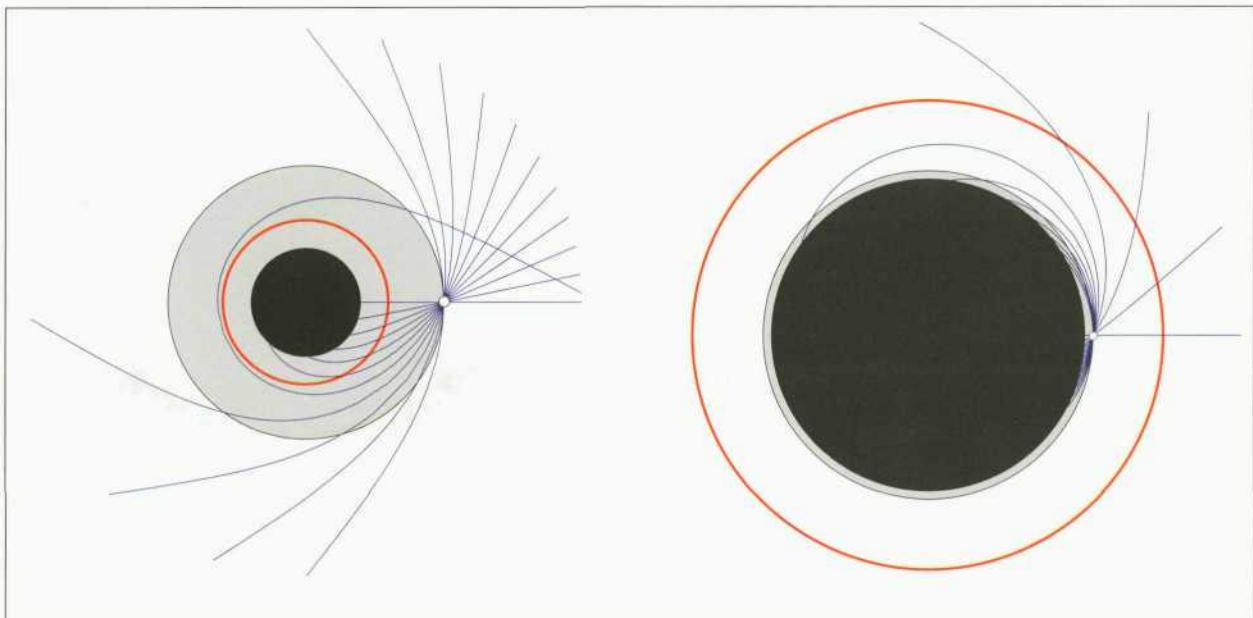


Fig. 11.– Caída de la luz en el campo gravitatorio de una geometría Schwarzschild.

Luz y ANs

El fuerte campo gravitatorio producido por un AN en las cercanías de su horizonte de sucesos llega a «doblar» tanto los rayos de luz que se producen extrañas distorsiones de las imágenes de su disco de acreción o del campo visualmente cercano al AN, e inesperados efectos al iluminarlo.

En la figura 11 se ilustra cómo la atracción gravitatoria de una masa de simetría esférica afecta a los rayos de luz emitidos por fuentes situadas en puntos con R mayor que el radio Schwarzschild R_S . Se distinguen dos casos, según que R sea mayor que $3R_S/2$ o menor. La superficie $r = 3R_S/2$ se caracteriza porque los fotones emitidos tangencialmente en uno cualquiera de sus puntos permanecen sobre ella, girando sin cesar en torno al centro. Estas órbitas de luz que yacen sobre dicha superficie son inestables. Obsérvese cómo en el primer caso todos los fotones emitidos hacia el exterior escapan al infinito, mientras que en el segundo caso hay fotones emitidos hacia fuera que terminan por caer sobre la superficie de Schwarzschild¹⁶.

Distorsión visual producida por un AN

Véase una simulación que muestra cómo un AN interpuso en la línea de visión altera el aspecto del firmamento circundante en la dirección de Orión. De cada estrella se distinguen claramente dos imágenes en posición opuesta respecto del AN. En realidad, hay infinitas imá-

genes del firmamento completo (cada vez más débiles y concentradas en sendas coronas circulares progresivamente más delgadas y próximas al horizonte del AN), pues incluso los fotones que provienen de fuentes que se encuentran detrás de nosotros pueden darse la vuelta tras rodear al AN y ennegrecer nuestra placa fotográfica.

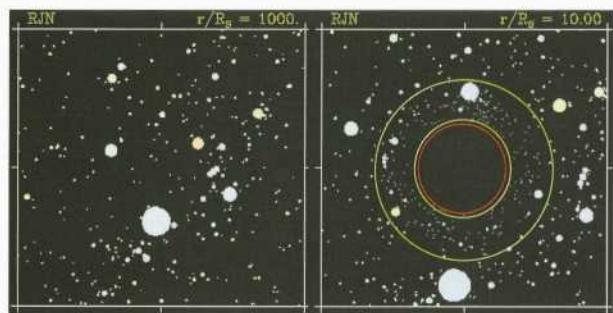


Fig. 12.– Imagen de un campo de estrellas en la dirección de Orión, sin un AN interpuesto y con él (R. Nemiroff, MTU).

Muchos ANs estelares tienen a su alrededor un fino disco de acreción, formado por gas succionado de alguna estrella compañera. La masa trasvasada de la estrella visible al AN produce gran luminosidad en rayos X debido a la alta temperatura (millones de grados K) alcanzada por fricción de unas partículas con otras en ese disco de acreción. En la figura 13 puede verse la simulación numérica debida a Luminet del aspecto del disco de acreción de un AN, visto desde una dirección que forma un ángulo de 10°

¹⁶ Si θ es el ángulo que forma la dirección del fotón emitido con la vertical, existe $\theta_{\max} < \frac{1}{2}\pi$ tal que el fotón cae si y sólo si $\theta > \theta_{\max}$.

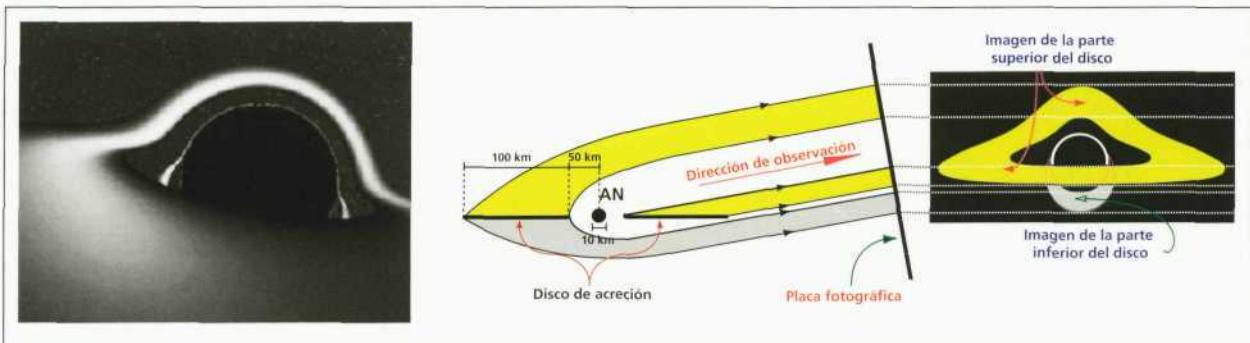


Fig. 13.– Distorsión visual del disco de acreción de un AN. Ilustración de este efecto.

con el disco de acreción. Éste gira viniendo desde la izquierda hacia la derecha. Se ve toda la parte superior del disco, y sólo una fracción pequeña de la parte inferior. La izquierda tiene el brillo esperado porque el efecto Doppler hacia el azul contrarresta el de desplazamiento gravitacional al rojo. Por el contrario, a la derecha, la luminosidad es mucho menor porque ambos efectos se refuerzan hacia el rojo.

Iluminación de ANs

Supongamos que para ver un AN lo ilumináramos, frontal o lateralmente. ¿Qué se observaría? La primera respuesta sería «nada», pensando en lo que pasa con una

bola recubierta de negro de humo, mas no es así. El campo gravitatorio del AN curva mucho la luz que pasa cerca de él, y esto propicia su visión. En la figura 14 se ilustran dos supuestos, según que la iluminación sea lateral o frontal.

En el primer caso se produce una serie infinita de puntos luminosos, de intensidad decreciente, asociada a los ángulos $(2n + 1)\pi/2$, $n = 0, 1, \dots$, de deflexión del haz. Están situados alternativamente a uno y otro lado de un círculo de radio $3\sqrt{3}R_{\text{AN}}/2$, centrado en la línea de visión y perpendicular a ésta, al que tienden cuando $n \rightarrow \infty$.

En el segundo caso se produce un halo de infinitos anillos luminosos (efecto de gloria), de intensidad decre-

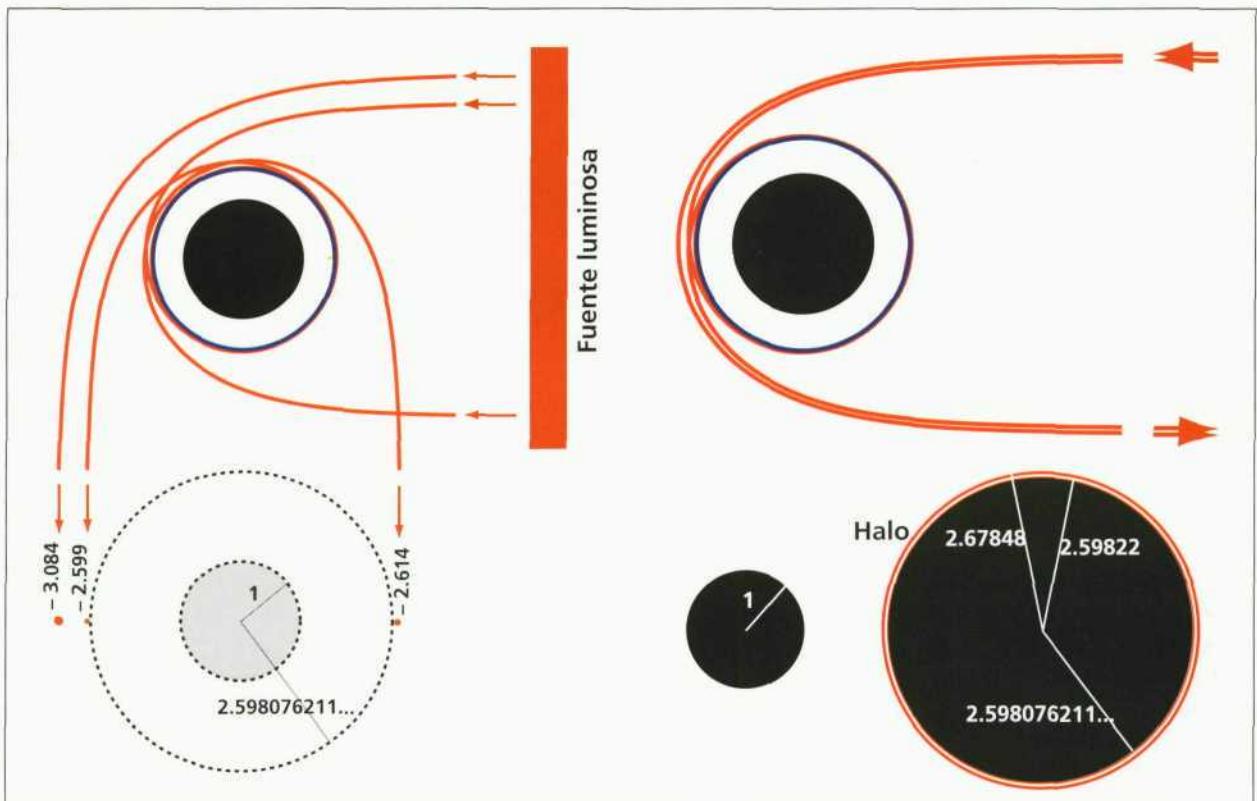


Fig. 14.– Iluminación lateral de un AN (izquierda) e iluminación frontal de un AN (derecha).

ciente, asociada a los ángulos $(2n + 1)\pi$, $n = 0, 1, \dots$, de deflexión del haz. Son concéntricos con el círculo arriba mencionado, y tienden desde el exterior a éste para $n \rightarrow \infty$.

CANDIDATOS ASTROFÍSICOS A ANS

¿Cómo buscar agujeros negros? No hay ANs (de masa estelar) en nuestro Sistema Solar. Su presencia afectaría ostensiblemente los movimientos de los planetas.

A una distancia de unos años luz, un AN subtendería un ángulo de unos 10^{-7} segundos de arco, parecido al del

espesor de un cabello visto a una distancia como la de aquí a la Luna. Ningún telescopio puede ver esto. La resolución óptica actual de telescopios como el HST (0.1 s de arco) debe mejorarse en seis órdenes de magnitud para poder «ver» bien ANs gigantes, como el de la galaxia elíptica gigante M87 del cúmulo de Virgo (véase la figura 15). Su R_S es del orden del radio del Sistema Solar (masa $\sim 3 \times 10^9 M_\odot$, $R_S \sim 60$ UA ~ 8 horas luz), pero dada su lejanía, subtendrá un ángulo de 4-8 microsegundos de arco (según sea estático o rote); es como el ángulo subtendido por un hombre puesto en la superficie del Sol o por una hormiga en la superficie de la Luna.

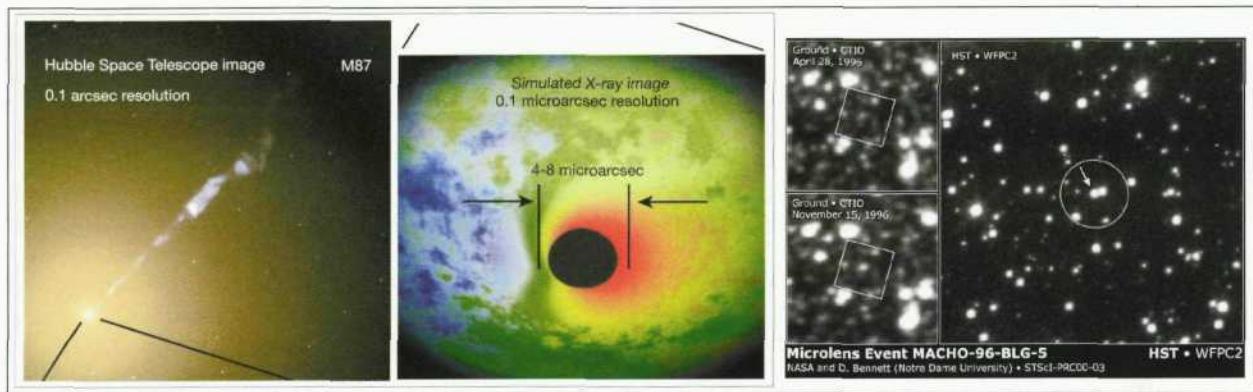


Fig. 15.—A la izquierda, núcleo de la M87, y resolución angular necesaria para distinguir con detalle el posible AN que alberga. A la derecha, la focalización gravitacional de la luz de estrellas luminosas sugiere la interposición de un presunto AN solitario de masa superior a $6 M_\odot$.

La focalización gravitacional de la luz de alguna estrella a sus espaldas podría revelar la presencia de un AN. Pero es muy poco probable conseguir una alineación de la Tierra con el AN y la estrella, y no es fácil excluir que la focalización la haya producido alguna estrella muy débil.

A Zel'dovich se le ocurrió a mediados de los sesenta que tal vez un sitio adecuado para buscar sería un sistema binario formado por una estrella normal y un compañero invisible. El vaivén del movimiento relativo, con velocidades orbitales de unos 10-100 km/s, se reflejaría por efecto Doppler en desplazamientos de las líneas de la estrella visible unas veces hacia el rojo, otras hacia el azul. Como esas velocidades dependen de la masa del compañero oscuro, podríamos inferir ésta, y saber si excede el límite de una enana o de una estrella de neutrones, con lo que tendríamos un candidato a AN. Pero hay una pega: esas velocidades dependen también de la masa de la visible y de la inclinación del plano orbital respecto de la línea de visión, y esto introduce una gran incertidumbre en la determinación de la masa del componente invisible.

Pero Zel'dovich siguió buscando posibles señales de los ANs. Y se le ocurrió pensar en 1964 qué ocurriría si un AN atravesase una nube de gas (independientemente y al mismo tiempo, Edwin Salpeter se plantearía idéntica cuestión). La gravedad del AN produciría movimientos a velocidades relativistas de las moléculas del

gas, que colisionarían formando un tremendo frente de choque en la parte trasera del AN, con la consiguiente transformación de su energía cinética en calor, y radiación subsiguiente.

En 1966, Zel'dovich y Novikov unieron la idea del gas con la del sistema binario, y se dieron cuenta de que en éste el AN atraería al viento (de H y He, principalmente) de la estrella visible, formándose también un frente de choque con temperaturas de millones de grados. La radiación emanada de este frente sería, por tanto, en ondas X. Así que la búsqueda de candidatos podría ser en sistemas binarios con un foco óptico normal y otro de rayos X. Como también con una estrella de neutrones (EN) en lugar de un AN se produciría emisión X (véase la figura 16), la masa del candidato invisible es un indicador pertinente para diferenciar ambos casos. Recientemente, el Observatorio Chandra ha proporcionado evidencia de varios pares de casos de X-nova en binarios que, con períodos orbitales similares, presentan diferencias de hasta dos órdenes de magnitud en sus luminosidades X, apoyando con ello la idea de que se trata, en el caso más luminoso, de una NEXN (X-nova con EN), en la que el material que implosiona sobre la EN choca contra su dura superficie y produce una intensa luminosidad central, siendo en el caso menos luminoso una BHGX (X-nova con AN) en la que ese material cruza el horizonte de sucesos del AN, perdiéndose en su interior sin producir apenas

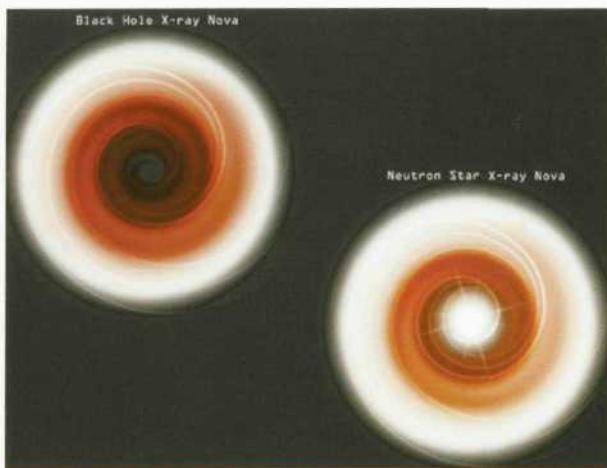


Fig. 16.– Diferencia entre una BHXR y una NSXR (Chandra X-Ray Observatory Center).

radiación. De mantenerse esta interpretación, se trataría de la primera evidencia lograda de que existen los horizontes de sucesos.

Masas límite y candidatos estelares

Como dijimos al principio, existen unas masas límites por encima de las cuales no puede haber enanas blancas (EBs) ni estrellas de neutrones (ENs). Esas masas límites son:

$$M_{\text{EB,Chandra}} = 3.10 \mu^{-2} \alpha_G^{-3/2} m_p \approx 1.4 M_\odot,$$

donde $\mu \approx 2$ es el número medio A/Z de #nucleones/#electrones de la EB (56/26 para una enana de Fe). Y

$$M_{\text{EN,max}} = (3.2-5.3) \left(\frac{\rho_0}{4.6 \times 10^{14} \text{ g/cm}^3} \right)^{-1/2} M_\odot,$$

donde ρ_0 es la densidad hasta la que se admite un buen conocimiento de la ecuación de estado $p = p(\rho)$ de la materia nuclear. Si a densidades mayores únicamente se supone que $d\rho/dp > 0$ (estabilidad microscópica), rige el factor 5.3; si se le añade la condición de causalidad $d\rho/dp \leq c^2$ (es decir, velocidad de fase del sonido en el medio nuclear menor o igual que la velocidad de la luz en vacío), se obtiene el coeficiente 3.2. Estos coeficientes 3.2-5.3 se convierten en 6.8-11.4 si somos más cautos y tomamos $\rho_0 \approx 10^{-14} \text{ g/cm}^3$. La posibilidad de que la EN gire viene a aumentar en un 20% la masa máxima tolerada, mas el uso de ecuaciones de estado plausibles (aunque no absolutamente fiables) lleva a esperar que un objeto compacto con masa superior a $3-5 M_\odot$ sea un AN.

El primero de los candidatos firmes a AN fue Cyg X-1 (a 2.5 kpc). Esta radiofuenté fue descubierta en 1965 desde un cohete, y muy estudiada a partir de 1971 por el satélite Uhuru (Libertad, en swahili, en recuerdo a la independencia de Kenia, ocurrida siete años antes, desde cuyas costas fue lanzado el satélite el 12 de diciembre de 1970),

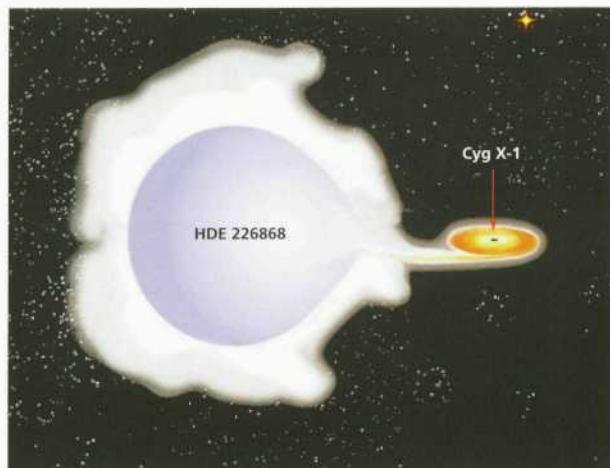


Fig. 17.– Visión artística del Cyg X-1 (Chandra X-Ray Observatory Center).

y otros. Se trata de un sistema binario con fuerte emisión X, variable en intervalos del tiempo del ms, lo que indica un tamaño muy pequeño (AN o EN) para la fuente. La estrella es una gigante azul muy caliente (tipo OB) de $25-40 M_\odot$, y para el componente invisible compacto, que orbita cada 5.6 días, se estima una masa de al menos $7 M_\odot$, y preferiblemente $16 M_\odot$. Probablemente fue el primer AN descubierto por los astrónomos. Otras explicaciones se contemplan (sistema de 3 cuerpos, por ejemplo, una EB y una EN tan próximas que comparten el mismo disco de acreción), pero ninguna es tan directa y simple como la suposición de un AN.

Hoy se conocen otros candidatos mejores, como la X-nova GS 2023+33 (V404 Cygni), sistema binario de 155.3 horas, estrella visible de masa $0.6 M_\odot$, y masa del presunto AN de $12 \pm 2 M_\odot$; y A0620-20 (Nova Monoceros), de periodo orbital 0.31 días, masa $> 7.3 M_\odot$, y compañera visible tipo K3V, de $0.7 M_\odot$.

ANs en núcleos galácticos

Las grandes velocidades de estrellas y nubes de gas próximas a los núcleos de muchas galaxias indican la concentración de gran masa en una región pequeña, compatible con la presencia ahí de un gigantesco AN. Por ejemplo, en nuestra galaxia, los datos proclaman la existencia de un AN de masa $2.6 \times 10^6 M_\odot$ en Sgr A*.

FÍSICA CUÁNTICA DE LOS ANS

Aunque carecemos de una teoría cuántica de la gravedad, sí se sabe cómo estudiar campos cuánticos en universos clásicos curvados. Fue precisamente esta la técnica utilizada por Hawking en 1974. Tomando como fondo espaciotemporal clásico el de un AN, Hawking demostró que los principios cuánticos se encargan de que emerge de los alrededores de su horizonte de sucesos un flujo de par-

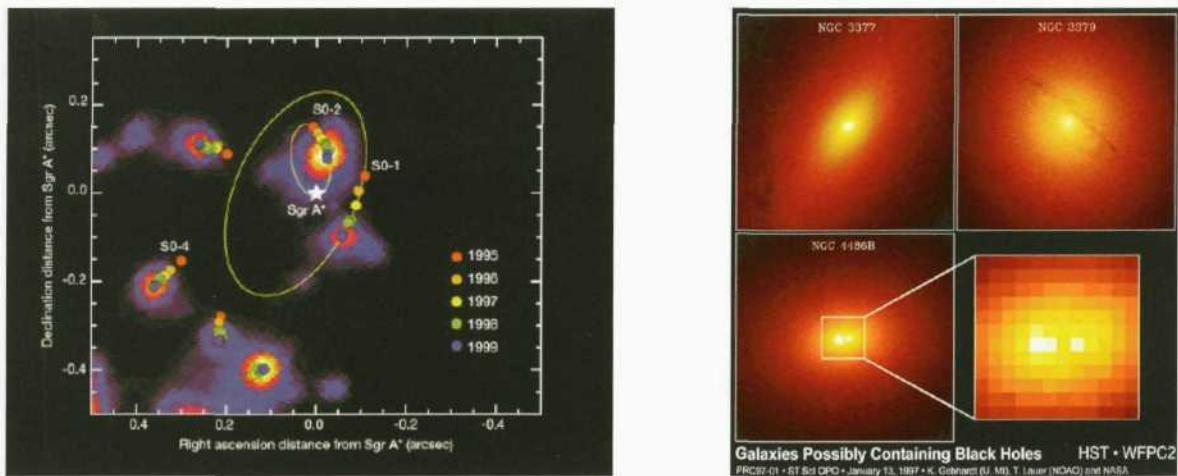


Fig. 18.—Las órbitas de estrellas como S0-1 y S0-2, con períodos de 63 a y 17 a, permiten estimar la masa del AN en el núcleo de nuestra galaxia (*Nature* **413**, 25-26, 2001). Otros presuntos ANs en núcleos galácticos.

tículas con un espectro térmico para una temperatura relacionada con la aceleración κ de la gravedad sobre dicho horizonte¹⁷.

El mecanismo subyacente es éste: el intenso campo gravitatorio del AN polariza el vacío circundante, y puede

llegar a separar tanto las partículas de un par virtual que éstas no pueden aniquilarse, cayendo una de ellas (con energía negativa) al AN y escapando la otra (de energía positiva) al infinito¹⁸. Estas últimas constituyen la radiación Hawking, una «evaporación» de energía con la consiguiente disminución de la masa del AN y del área de su horizonte. Se viola de este modo la ley de áreas.

AN-dinámica vs termodinámica

Poco antes, en 1973, Jacob Bekenstein, motivado por la estrecha analogía existente entre las leyes clásicas de los ANs y las leyes de la termodinámica, y con el fin de garantizar que la segunda ley de la termodinámica no era violada, había propuesto la asignación de entropía a un AN, como medida de la información perdida en su proceso de formación. La captura de materia por un AN hace disminuir la entropía del exterior y, por lo tanto, la del Universo a no ser que el AN contribuya a ésta.

Comparando la mínima pérdida de información que la captura de una partícula por un AN supone con el menor aumento del área de su horizonte, no es difícil establecer que la entropía de un AN es proporcional a su área: $S_{\text{AN}} \propto k_B A / l_p^2$, donde $l_p := (G_N \hbar / c^3)^{1/2} = 1.62 \times 10^{-33}$ cm, es la llamada longitud de Planck. La analogía con la termodinámica sugiere entonces que el AN tendrá una temperatura $T_{\text{AN}} \propto (\hbar / c) \kappa / k_B$ generalmente no nula (salvo si el AN es extremal). Pero, de acuerdo con la termodinámica, un AN con temperatura no nula debería radiar, en con-

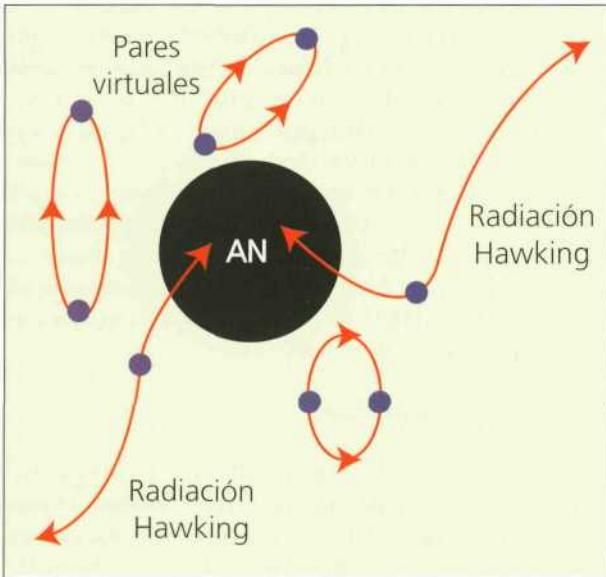


Fig. 19.—El campo gravitatorio de un AN polariza el vacío, y puede ocurrir que capte partículas virtuales de energía negativa, arrojando a sus compañeras de energía positiva al infinito, produciéndose así la radiación Hawking.

¹⁷ El espectro de la radiación Hawking de un AN general (tipo Kerr-Newman) que ve un observador en el infinito es el de un cuerpo negro rotante y cargado: $dN_{i,\omega,m,\varepsilon,a}/dt = \Gamma_{i,\omega,m,E,a} [\exp(2\pi\kappa^{-1}(\omega - m\Omega_H - \varepsilon\Phi_H)) \mp 1]^{-1}$, donde i es el tipo de partícula emitida, ω su energía total, m su número azimutal (componente de momento angular según el eje de giro del AN), ε su carga, a otros números cuánticos, y \mp según que se trate de bosones (fermiones). El factor $\Gamma_{i,\omega,m,E,a}$ es el coeficiente de absorción del AN para ondas con los atributos especificados por los subíndices.

¹⁸ Según Hawking, podemos interpretar esta radiación como proveniente del interior del AN, en el que partículas de energía negativa, moviéndose hacia atrás en el tiempo, pueden atravesar el horizonte, y al chocar con el campo gravitatorio exterior dan partículas de energía positiva que escapan al infinito. Desde este punto de vista, podríamos decir que las leyes cuánticas han permeabilizado ligeramente el horizonte hacia el exterior. Otros autores afirman que al provenir la radiación real del exterior del horizonte, no se viola la «negritud» del AN.

tradición con su clásica «negritud». La reacción de los expertos ante estas especulaciones fue muy crítica, en particular la de Hawking.

Temperatura y entropía de un AN

Así estaban las cosas cuando el incrédulo Hawking tuvo la feliz idea de estudiar las soluciones de las ecuaciones de ondas en un fondo Schwarzschild, y obtuvo que un vacío entrante da origen a un estado saliente no vacío, en el que el estado final está cuánticamente enredado. Al tomar trazas sobre los estados factor interiores al horizonte, inobservables desde el exterior, aparece un estado mixto del tipo de un estado canónico a una temperatura

$$T_{\text{AN}} = (\hbar/k_B c) \frac{1}{2\pi} \kappa,$$

tal y como apuntaba la analogía antes citada. Para una masa M_{AN} dada, los ANs Schwarzschild son los más cálidos, con temperatura dada por

$$T_{\text{AN,Sch}} = 0.617 \times 10^{-7} M_{\odot}/M_{\text{AN}} \text{ K},$$

y los más fríos ($T_{\text{AN}} = 0$), los extremales.

Una vez hechos a la idea de que los ANs dejaban de serlo cuánticamente, y de que las consideraciones termodinámicas parecían fiables en este campo, la asignación de la entropía (llamada de Bekenstein-Hawking)

$$S_{\text{AN}} = \frac{1}{4} k_B A / l_p^2$$

era obligada. De nuevo, fijada la masa M_{AN} , los agujeros negros Schwarzschild son los de mayor entropía, con

$$S_{\text{AN,Sch}} = 1.05 \times 10^{-7} k_B (M_{\text{AN}}/M_{\odot})^2 = 1.45 \times 10^{54} (M_{\text{AN}}/M_{\odot})^2 \text{ J/K},$$

y los Reissner-Nordström extremales, los menos desordenados ($S_{\text{AN,RN extremal}} = \frac{1}{4} S_{\text{AN,Sch}}$).¹⁹

Nótese que la entropía de un AN Schwarzschild es proporcional a N_{AN}^2 , siendo N_{AN} el número de nucleones a los que equivale ($M_{\text{AN}} = N_{\text{AN}} m_p$):

$$\begin{aligned} S_{\text{AN,Sch}} &= 12.6 \alpha_G k_B N_{\text{AN}}^2 = 0.742 \times 10^{-37} k_B N_{\text{AN}}^2 \\ &= 1.73 \times 10^{-22} \alpha_G N_{\text{AN}}^2 \text{ J/K} = 1.02 \times 10^{-60} N_{\text{AN}}^2 \text{ J/K}. \end{aligned}$$

Por contra, la entropía de la materia ordinaria es aproximadamente proporcional a su número de grados de libertad, es decir, a N . Por eso un AN esconde mucha más información que la materia normal equivalente. La en-

tropía S_{\odot} del Sol es, por ejemplo, del orden de 10^{35} J/K, 19 órdenes de magnitud, por debajo de la entropía que tendría como AN Schwarzschild. Cuando $\alpha_G N^2 \sim N$, esto es, cuando $N \sim \alpha_G^{-1} \sim 10^{38}$, y por tanto, $M \sim 10^{14} \text{--} 10^{15} \text{ g}$ (típicamente, la masa de un asteroide o una montaña), los dos tipos de entropía coinciden. Los ANs con esta masa tienen alguna que otra «virtud» especial, como comentaremos luego.

Entropía de un AN y pérdida de información. En la termodinámica clásica, la entropía de un sistema mide la información que esconde. En el caso de un AN clásico, ésta, que engloba todos los detalles de su formación, es inaccesible, y cuando vomita cuánticamente al exterior su contenido, el AN nos devuelve tal información totalmente degradada, con un espectro térmico que sólo depende de sus tres «pelos» M, J, Q . ¿Qué pasa con el resto de la información? ¿Está quizás en correlaciones que no quedan reflejadas en la fórmula obtenida para el flujo radiante? ¿Se ha perdido tal vez para siempre, o sigue arrinconada en el interior del AN, en su reducto último (quizás singular)?

Por otro lado, al formarse un AN, éste hace de sumidero de entropía: la entropía exterior disminuye, pues lo hace el número de sus grados de libertad. ¿Contradice esto la segunda ley de la termodinámica? Sí, salvo que definamos como entropía total la exterior más la asociada al AN, en cuyo caso la entropía total sí disminuye en cualquier proceso (segunda ley generalizada), como sugieren teóricamente modelos muy simplificados.

Finalmente, mencionaremos que la teoría de supercuerdas permite contar a nivel semicásico la degeneración del estado fundamental o número N de estados microscópicos compatibles con el estado macroscópico: de un AN cuasiextremal (es decir, de temperatura $T \approx 0$), y conduce a que $\log N = \frac{1}{4} A$, lo que apoya, sin duda, que la entropía de Bekenstein-Hawking para estos ANs coincide realmente con su entropía física o termodinámica.

Luminosidad Hawking de un AN

Si un AN tiene una temperatura T_{AN} , radiará y tendrá una luminosidad Hawking estimable, en principio, por la ley de Stefan-Boltzmann:

$$L_{\text{AN}} \sim \sigma A_{\text{AN}} T_{\text{AN}}^4, \quad \sigma = \pi^2 k_B^4 / 60 \hbar^3 c^2.$$

Teniendo en cuenta los coeficientes de absorción o factores de «cuerpo gris» (fracciones de flujo incidente que entran en el AN para cada energía y momento angular), el cálculo numérico detallado conduce a estos resultados más precisos:

¹⁹ Los ANs extremales tienen temperatura Hawking nula y, sin embargo, su área y, por ende, su entropía son estrictamente positivas. Por lo tanto, estos ANs violan la tercera ley de la termodinámica en el sentido fuerte de Planck. Mas no está del todo claro que sea así: hay argumentos teóricos a favor de que $S_{\text{AN}} = 0$ si $T_{\text{AN}} = 0$.

$$L_{\text{AN,Sch}}$$

$$= 9.68 \sigma A_{\text{AN}} T_{\text{AN}}^4 = 3.21 \times 10^{-54} (M_{\text{AN}}/M_{\odot})^2 L_{\odot},$$

si $10^{17} \text{ g} \ll M_{\text{AN}}$,

$$= 18 \sigma A_{\text{AN}} T_{\text{AN}}^4 = 7.6 \times 10^9 (M_{\text{AN}}/10^{15} \text{ g})^{-2} \text{ W},$$

si $5 \times 10^{14} \text{ g} \ll M_{\text{AN}} \ll 10^{17} \text{ g}$.

En el primero de los casos, la temperatura satisface $k_B T_{\text{AN}} \ll 0.1 \text{ MeV}$, y la luminosidad se reparte de este modo: 86.8% en neutrinos (de las tres familias), 11.9% en fotones, 1.3% en gravitones. En el segundo caso, la temperatura satisface $0.1 \text{ MeV} \ll k_B T_{\text{AN}} \ll 20 \text{ MeV}$, y el reparto es: 55.1% en neutrinos, 36.7% en e^{\pm} , 7.4% en fotones, 0.8% en gravitones. El cálculo cuando $M_{\text{AN}} < 5 \times 10^{14} \text{ g}$ es más complicado, pues el AN puede emitir partículas cualesquiera siempre que su masa $m \leq k_B T_{\text{AN}}/c^2$, cota esta que es $21(M_{\text{AN}}/5 \times 10^{14} \text{ g})^{-1} \text{ MeV}/c^2$.

Vida de un AN

Suponiendo que la masa del AN se pierde por evaporación Hawking²⁰, de modo que $dM_{\text{AN}}/dt = -L_{\text{AN}}/c^2$, y tomando por sencillez un AN Schwarzschild, con las luminosidades antes dadas resulta como vida τ_{AN} de ese AN

$$\begin{aligned} \tau_{\text{AN}} &= 1.54 \times 10^{66} (M_{\text{AN}}/M_{\odot})^3 \text{ a, si } 10^{17} \text{ g} \ll M_{\text{AN}}, \\ &= 1.3 \times 10^{11} (M_{\text{AN}}/10^{15} \text{ g})^3 \text{ a, si } 5 \times 10^{14} \text{ g} \ll M_{\text{AN}} \ll 10^{17} \text{ g}. \end{aligned}$$

Por lo tanto, de existir ANs primordiales con masa similar a la de un asteroide, dichos ANs estarían a estas alturas consumiendo rabiosamente la última etapa de su vida. De la observación del carácter no térmico del espectro del fondo difuso de radiación γ se desprenden cotas superiores a la presencia de ANs primordiales en nuestro entorno y a su ritmo de desaparición explosiva: $n_{\text{AN prim}} \lesssim 10^4 \text{ pc}^{-3}$, $dn_{\text{AN prim}}/dt \lesssim 0.4-4.4 \times 10^5 \text{ pc}^{-3} \text{ a}^{-1}$.

Muerte de un AN. El último segundo de vida de un AN que se evapora cuánticamente puede ser un espectáculo grandioso. Su descripción detallada será, sin duda, muy compleja, pues a las enormes temperaturas Hawking que presentarán dichos ANs la física es poco conocida (pensemos, por ejemplo, que a falta de un segundo para concluir su existencia la masa será $\sim 10^3 \text{ t}$ y la temperatura $\gtrsim 10 \text{ TeV}/k_B$).²¹

La luminosidad en ese instante será del orden de $10^{22}-10^{23} \text{ W}$. Por lo tanto, la energía vomitada por el AN

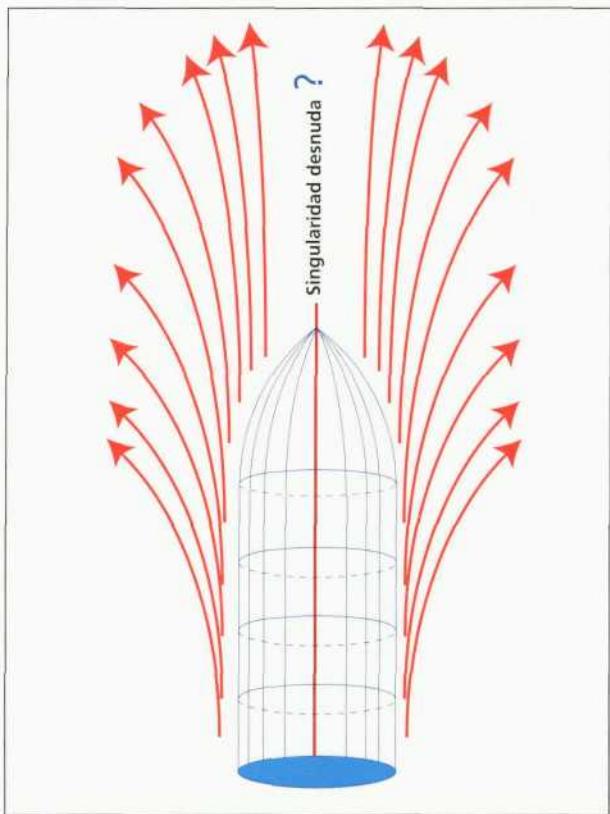


Fig. 20.- Nada se sabe sobre el «residuo» tras la evaporación. Pudiera ser una singularidad desnuda, sin horizonte protector.

en ese último segundo será superior a la liberada por 10^5 bombas H de 100 megatones cada una. Tras ese final apoteósico, ignoramos si el AN desaparecerá por completo o dejará un cadáver singular puntiforme, ya envuelto en un horizonte, ya desnudo. La física clásica nada puede decir sobre este punto, de cuya clarificación habrá de encargarse la futura teoría cuántica de la gravedad.

ANS Y VIAJES ESPACIALES

Se estima (Barrow y Tipler, 1986) que la tecnología actual, con cohetes de combustible químico, permitiría en principio el envío de sondas interestelares a estrellas cercanas con velocidades de crucero de unos 100 km/s, un coste de unos 10^{10} dólares (similar al del telescopio espacial Hubble), y tiempos de vuelo de unos 10^4-10^5 años. Para ir más lejos (por ejemplo, atravesar nuestra galaxia, o ir a otra), y llegar antes (digamos, dentro de una vida humana), el método es claramente insuficiente.

²⁰ Debido al fondo cósmico de microondas a 3 K, los ANs de masa $\gg M_{\text{Luna}}$ están capturando más radiación del exterior que perdiéndola por evaporación.

²¹ La luminosidad y vida, en unidades geométrizadas, vienen dadas por $L_{\text{AN}} = \alpha M_{\text{AN}}^{-2}$ y $\tau_{\text{AN}} = (1/3)\alpha^{-1} M_{\text{AN}}^3$, donde $\alpha = 2.011 \times 10^{-8} (4 \cdot 200 N_0 + 2 \cdot 035 N_{1/2} + 835 N_1 + 92 N_2)$, siendo N_s el número de grados de libertad de polarización para todas las partículas de spin s (J. Kapusta, en astro-ph/9911309). Para las temperaturas ahora en cuestión, y dentro del modelo estándar de partículas elementales: $N_0 = 2$ (Higgs), $N_{1/2} = 90$ (leptones y quarks), $N_1 = 24$ (bosones gauge), y $N_2 = 2$ (gravitones). Luego $\alpha \approx 4.43 \times 10^{-3}$.

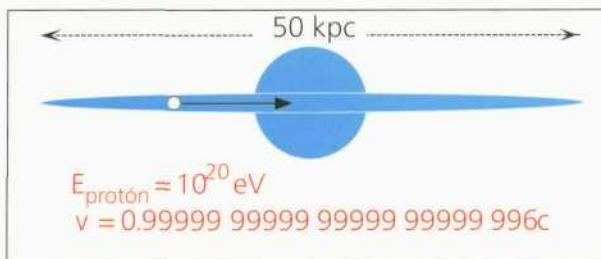


Fig. 21.- A gran velocidad, incluso la galaxia puede ser un pequeño paseo.

La dilatación del tiempo y la contracción de longitudes ponen, en principio, el Universo al alcance del hombre. Viajando a velocidades próximas a la de la luz, las más lejanas distancias quedan drásticamente encogidas; se han detectado protones en la radiación cósmica con energía tan alta ($\sim 10^{20}$ eV, comparable a la energía cinética de una pelota de tenis a 100 km/h) que atraviesan nuestra galaxia (cuyo diámetro es de unos 50 kpc o 1.6×10^5 al) en menos de un minuto de «su reloj»²².

Naves espaciales

Si dispusiéramos de una nave espacial con aceleración propia g constante e igual a la aceleración g_0 de la gravedad en la superficie terrestre (para sentirse como en casa), podríamos llegar al centro de la galaxia (distancia 8 kpc, o 25 kal) en 11 años; a Andrómeda (distancia 0.73 Mpc, o 2.4 Mal), en 15 años, y a los confines del Universo visible (4.3 Gpc, o 14 Gal), en 23 años.

¿Por qué no hay excursiones de éstas? Sencillamente, porque el gasto energético es prohibitivo; incluso con los cohetes más eficientes²³, esos paseos a Andrómeda o al «cinturón» del Universo exigirían unas cargas iniciales de 4×10^6 [respectivamente, $(2-4) \times 10^{10}$] veces la carga útil. Al desafío tecnológico de mantener en compartimentos aislados estas ingentes cantidades de materia y antimateria únase la necesidad de protegerse radiológicamente contra el inevitable choque de la nave con el material interestelar²⁴

o intergaláctico, lo que aumentaría considerablemente la masa no combustible, haciendo aún más inviable esta clase de viaje a las estrellas (Taylor y Wheeler, 1992).

Aunque el mercado dispusiera de recursos energéticos suficientes, una estimación, a ojo de buen cubero, del coste del billete a Andrómeda, contando a un trillón de dó-

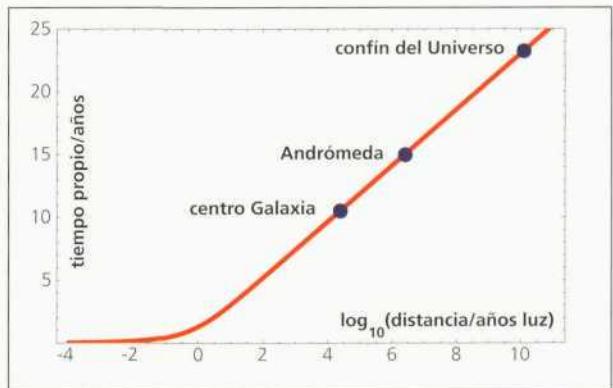


Fig. 22.- Tiempos propios de viaje con aceleración constante g_0 .

lares por cada kilogramo de antimateria consumida²⁵, arroja la friolera de diez mil cuatrillones de dólares en energía, y eso sin protección radiológica alguna y con una nave de unas pocas toneladas de peso. Por esto, la idea de buscar alcorces en la distancia es especialmente atractiva.

Agujeros de gusano

La deformación originada por la acción gravitatoria sobre la geometría del espacio-tiempo podría propiciar atajos que faciliten tales visitas. Como resultados de tal deformación sobresalen los ANs. La famosa solución de Schwarzschild (1916) a las ecuaciones de Einstein contiene un agujero de gusano (AG), una especie de túnel (Flamm, 1916)²⁶, asa, o garganta estrecha y corta, que ataja entre regiones remotas. Se ha especulado, como veremos, sobre el uso de túneles de este tipo, de tamaño macroscópico, para viajar en el tiempo²⁷. Los agujeros

²² Usamos el acrónimo «al» equivalente al año luz, y la notación consiguiente $1 \text{ kal} = 10^5 \text{ al}$, $1 \text{ Mal} = 10^6 \text{ al}$, $1 \text{ Gal} = 10^7 \text{ al}$. En lugar de estas unidades familiares basadas en el tiempo luz, en astronomía y astrofísica se prefiere el uso del parsec y sus múltiplos: $1 \text{ pc} = 3.08567758 \times 10^{16} \text{ m} = 3.262 \text{ al}$.

²³ Son los cohetes fotónicos, basados en la aniquilación de materia + antimateria.

²⁴ Densidad $p_0 \sim 1$ átomo de hidrógeno/cm³. Piénsese en un viaje «a cercanías», acelerado sólo hasta alcanzar una velocidad de crucero con $\gamma = 10$. Relativo al cohete, el material interestelar sería como una lluvia de átomos de energía $\gamma m_p c^2 \sim 10 \text{ GeV}$ (m_p = masa del protón) y flujo igual al número de átomos en un cilindro de 1 m^2 de base, altura c , y densidad γp_0 (contracción Lorentz), es decir, $3 \times 10^{15} \text{ átomos m}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Este flujo es unas mil veces mayor que el de los aceleradores de protones de alta intensidad, que requieren muros de apantallamiento de varios metros de hormigón.

²⁵ Se producen al año en el CERN y en Fermilab unos mil billones de antiprotones, con un costo total, precio de 1993, del orden de un millón de dólares.

²⁶ Es también conocido este túnel como puente de Einstein-Rosen (1935).

²⁷ Abunda la ciencia ficción en especulaciones sobre viajes interestelares usando agujeros negros, en los que los astronautas se zambullen para emerger en otras partes del Universo. Pero hay poderosas razones para dudar de la viabilidad de este método (Morris y Thorne, 1988). En primer lugar, las aceleraciones de marea ($a/g \sim 10(b/1\text{m})(10^8 M_\odot/M)^2$) de un agujero negro (AN) de masa M sobre un astronauta de altura b , situado en el horizonte, serían insostenibles a menos que el radio de Schwarzschild fuese $\geq 10^5 \text{ km}$, haciendo de tal AN un escenario poco atractivo para la ciencia ficción. En segundo lugar, la «membrana» del AN es unidireccional, y el regreso, por lo tanto, prohibido. No podría salir el astro-

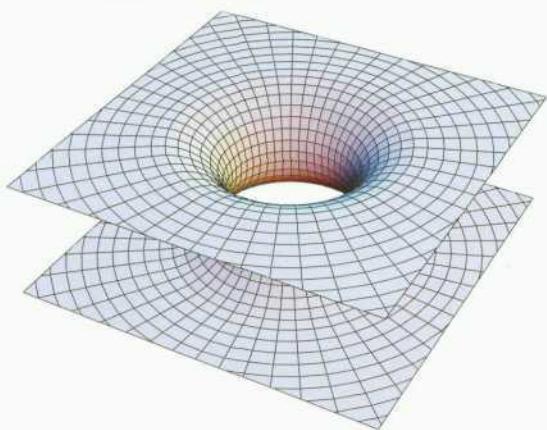


Fig. 23.- Un AG como puente o garganta.

microscópicos han aparecido en modelos teóricos para explicar por qué ciertas constantes fundamentales de la naturaleza tienen los valores que tienen.

Estos AGs tipo Schwarzschild no son atravesables: las fuerzas de marea en su garganta (parte más estrecha del túnel) son similares a las de los agujeros negros (ANs) en su horizonte, y, por lo tanto, muy intensas a no ser que la garganta sea de radio $\geq 10^5$ km; pero los ANs son objetos dinámicos, cuya garganta crece desde radio nulo hasta uno máximo, para luego decrecer de nuevo a cero, rompiéndose la conexión que el túnel establece. Todo esto ocurre en un tiempo demasiado corto para atravesar el túnel, aunque se vaya a la velocidad de la luz, por lo que el viajero que osara su tránsito quedaría prisionero y estrujado al límite por fuerzas de marea asesinas. Finalmente, estos AGs tipo Schwarzschild poseen también un antihorizonte (como el de un agujero blanco), inestable, y cualquier perturbación externa acelera el sellado del túnel.

El popular Sagan (1985) escribió una novela de ciencia ficción en la que considera viajes interestelares usando AGs; para darle la máxima enjundia científica, consultó sobre las posibilidades físicas de este procedimiento a uno de los mejores expertos en física de ANs, Thorne, que así motivado ideó con sus colaboradores unos tipos de AG que estarían libres de las objeciones anteriores. Según estos autores (Morris y Thorne, 1988), los AGs adecuados para

uso humano deberían ser de simetría esférica y estáticos (exigencia de sencillez), conectar espacios-tiempos asintóticamente planos, carecer de horizontes de sucesos, tener sus aceleraciones de marea en la garganta soportables (por ejemplo, menor o del orden de la terrestre), presentar estabilidad, requerir un tiempo de travesía relativamente pequeño (digamos, menor o del orden de un año) a escala humana, tanto el propio para el viajero como para los observadores exteriores, poseer un tensor de tensiones asociado físicamente razonable, y permitir su montaje en tiempo inferior a la edad del Universo, y en una zona de tamaño inferior al de éste.

Los AGs que estos autores proponen cumplen la mayoría de estos *desiderata*. El referente al tensor de energía es problemático, pues el material exigido para formar estos túneles debe tener una tensión (presión negativa) radial que supera a la energía en reposo, lo cual viola todas las condiciones sobre la energía que estamos acostumbrados a ver en la relatividad general²⁸; en particular, esto hace que un observador moviéndose suficientemente deprisa pueda ver densidades de energía negativas, antigravitantes. Este material exótico podría existir cuánticamente, sin embargo. La cuestión del montaje o preparación de tal artefacto no es trivial, pues requiere modificar la topología del espacio-tiempo; una posibilidad imaginable sería hacer crecer un túnel microscópico, formado a nivel cuántico. Pero la discusión de esto deberá esperar a que haya una teoría cuántica de la gravedad.

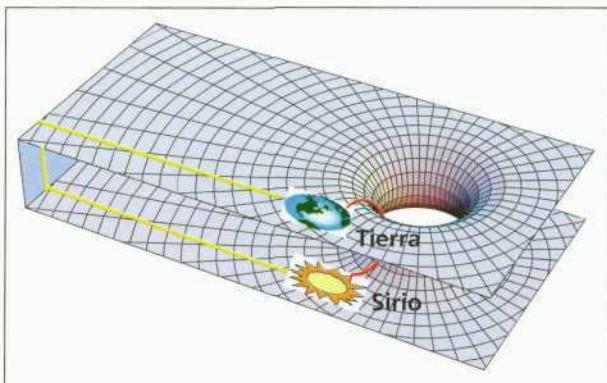


Fig. 24.- Un AG conectando dos regiones remotas del ET, como la Tierra y Sirio.

nauta por el AN; quizás sí por un agujero blanco (AB). Pero estos ABs tienen antihorizontes sumamente inestables, que cualquier paquete de luz incidente, por débil que fuera su energía, podría deshacer, debido a la amplificación exponencial que de su efecto haría el enorme desplazamiento al azul en los intensos campos gravitatorios del agujero. Es sabido también que la geometría Kerr interior posee túneles comunicantes con otros universos, así como un anillo singular que produce zonas «viciosas», con curvas tiempo cerradas; es muy improbable que estos interiores Kerr se produzcan en el colapso, que más bien «sellaría» todas estas posibilidades, cerrando los túneles, debido a la inestabilidad de los horizontes Cauchy. Si a pesar de todo subsistieran, ese anillo singular actuaría de verdadera máquina del tiempo, que permitiría penetrar tanto en el futuro más remoto como el pasado más lejano.

²⁸ Algo parecido a lo que ocurre también en la evaporación Hawking (1974, 1975). Sendos teoremas de Tipler (1977) y Hawking (1992) demuestran que no se pueden construir máquinas del tiempo en una región compacta del espacio-tiempo sin violar la condición débil sobre la energía (CDE). No obstante, si se permiten singularidades, es posible construir dichas máquinas con materiales que inicialmente son ordinarios, aunque luego la evolución les lleve a violar la CDE (Ori, 1993). Asimismo, en universos no asintóticamente planos existen máquinas del tiempo, como la de Gott (1991), que utilizan dos cuerdas cósmicas iguales, hechas de material que cumple la CDE, paralelas, infinitamente largas, y en rápida aproximación mutua.

Un ejemplo típico de AG atravesable es el esquematizado en la figura 24, que representa la inmersión métrica en \mathbb{R}^3 de un corte instantáneo de su geometría ecuatorial, empalmado a dos porciones alejadas de un espacio-tiempo asintóticamente plano (Misner, Thorne y Wheeler, 1973). Se demuestra que un viajero puede atravesar uno de estos túneles «amistosos» en un tiempo del orden de una hora, yendo radialmente desde una estación en el universo inferior a otra en el universo superior, ambas a una distancia prudente²⁹ de la entrada (salida) –para que no se sientan en esas estaciones los efectos de curvatura– con aceleraciones de marea inferiores a la de la gravedad terrestre en la parte media del viaje³⁰.

Si dispusiéramos de un AG, digamos AG#1, de estos tipos, es decir, cómodamente atravesable, que conectara regiones muy distantes (como la Tierra y la estrella Sirio) por la parte exterior, pero cuyas bocas estuvieran a corta distancia interior, la entrada y salida de un pasajero por el túnel marcaría dos sucesos que los observadores exteriores tildarían de espacialmente separados³¹, y por ende habría algún inercial S en el que se vería salir antes de entrar. Combinando esta posibilidad con los buenos servicios de un segundo AG#2 en reposo en ese inercial S, podría el viajero que sale del primer túnel acelerarse hasta llegar a la entrada de AG#2, meterse en éste, salir, y llegar a la entrada de AG#1 ¡antes de que haber empezado el viaje!³².

De hecho, bastaría con un solo AG para poder viajar en el tiempo (Morris, Thorne y Yurtsever, 1988), aprovechando el efecto Casimir entre dos bolas esféricas perfectamente conductoras, situadas en las bocas de entrada y salida del AG, para suministrar el material exótico necesario. Entre esas placas, el propio vacío lo proporciona.

«Máquinas del tiempo»

Máquina de Morris, Thorne y Yurtsever

Estos artefactos podrían usarse como «máquinas del tiempo»³³. Supongamos que inicialmente ($t = 0$) las dos bocas del túnel están en reposo relativo; en ese momen-

to, una de las bocas, digamos la superior, se acelera hasta alcanzar casi la velocidad de la luz, para luego frenar y decelerar de regreso a donde estaba. Esto puede conseguirse en principio tirando de esa boca móvil M gravitacional o eléctricamente. Como al moverse van más despacio los relojes (recordar la paradoja de los gemelos), yendo de E (boca estacionaria) a M por el exterior y regresando de M a E a través del túnel se puede volver al pasado, y conseguir las famosas curvas temporales cerradas (CTCs)³⁴.

El gráfico de la figura 25 lo ilustra con tres viajes de E a M , por el exterior del AG, prácticamente a la velocidad de la luz (líneas continuas), y regresos casi instantáneos de M a E por dentro del AG (líneas discontinuas). El horizonte de Cauchy, determinado por la condición de que se puede hacer el viaje de ida y vuelta con regreso al suceso de partida, marca una línea divisoria, de modo que a partir de él podemos regresar a la entrada estacionaria antes de haber partido.

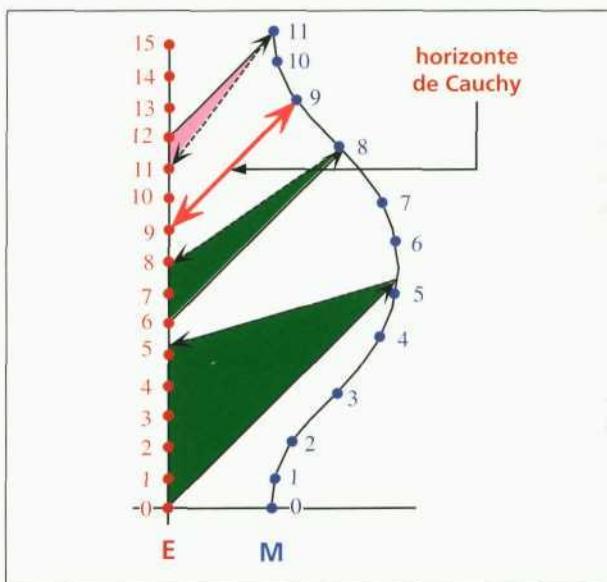


Fig. 25.– Líneas de universo de las bocas (en rojo, la estática; en azul, la móvil) de un AG transformado en máquina del tiempo.

²⁹ Del orden de $10^4 r_0$, siendo r_0 el radio de la garganta.

³⁰ Podría pensarse que si r_0 es pequeño a lo mejor «no cabe» el pasajero por el túnel. Pero obsérvese que nuestro pasajero es 2-dimensional en estos gráficos, ya que falta el ángulo θ (ecuador!), y, por lo tanto, se mueve en ellos como una ameba aplastada sobre la superficie del túnel.

³¹ La distancia Tierra-Sirio es 8.6 años luz; pero el tiempo medido desde el exterior entre la entrada y salida del viajero por el túnel podría ser de una hora, según lo dicho.

³² Soy consciente de que tales afirmaciones repugnan al sentido común y de que el tema de los viajes en el tiempo y de sus «máquinas» repele a la mayoría de los físicos, que lo consideran científicamente poco serio y más propio de la ficción. Pero hemos de reconocer que los principios físicos conocidos no excluyen su posibilidad, y por completitud, voy a dedicarles unas palabras.

³³ Aunque no es pionera, la obra maestra por excelencia de ciencia ficción sobre viajes en el tiempo se debe a Wells (1895, en forma de libro, tras haber aparecido ya en 1888 en entregas periodísticas, y con otro título). Según Gardner (1988), el primero en escribir sobre este tema fue Edward Page Mitchell, con su cuento *The clock that went backward*, en el periódico Sun de Nueva York (1881).

³⁴ Esto lleva, como bien sabemos, a la consiguiente violación de la causalidad y del libre albedrío. Así, un ser de una civilización avanzada que dispusiera de un AG, podría dar vida a un gato de Schrödinger colapsando su función de onda al estado «vivo», para luego usar el AG, volver atrás en el tiempo, y colapsar el estado del gato a estado «muerto» antes (en el tiempo) del colapso arriba citado. O, como dicen Hawking y Ellis (1973), *one could imagine that with a suitable rocketship one could travel round such a [closed timelike] curve and, arriving back before one's departure, one could prevent oneself from setting out in the first place*. Comenta Penrose (1979) con humor que una CTC en manos de un dictador no sólo le permitiría falsear la historia, sino también cambiar el pasado.

Principio de consistencia

La presencia de circuitos espaciotemporales que se muerden la cola, las CTCs, plantean problemas de nuevo estilo. Se impone una condición de autoconsistencia (Friedman *et al.*, 1990): por ejemplo, una bola puede penetrar por la boca móvil *M* y salir por la estacionaria *E* en el pasado, chocando con ella misma antes de entrar por *M*; esta colisión debe permitir la compleción del circuito (consistencia), y no estropear la jugada (véase la figura 26). Así se elimina la llamada paradoja de Polchinski (Novikov, 1992), que expresa la perplejidad que produce un regreso de la bola de billar por la boca *E*, que al chocar con la bola que va a entrar por *M* la desvía, impidiendo su entrada por el AG. Tal posibilidad no sería una solución autoconsistente de las ecuaciones dinámicas para estos sistemas en que el futuro puede volver al pasado y actuar sobre él³⁵.

En el marco clásico, tal principio construye la libertad en la elección de datos iniciales. Tras un detallado análisis, Deutsch (1991) ha mostrado que estas ataduras y en general los aspectos paradójicos que inevitablemente afloran al discutir el encuentro con viajeros en el tiempo se diluyen si se aplica a la física en zonas próximas a una máquina del tiempo el formalismo cuántico à la Everett; extrañas cosas se darían cita en ese entorno, como la posibilidad de clonación de estados cuánticos, la evolución de estados puros a mezclas y la oportunidad de distinguir experimentalmente entre interpretaciones antagónicas de la mecánica cuántica.

Hawking (1992) también ha terciado en el asunto, presentando argumentos en contra de la existencia de CTCs. En el horizonte de Cauchy, la magnitud de las fluctuaciones cuánticas de vacío serían tan grandes que inducirían un tensor de energía-tensiones con acción sobre la geometría nociva para tales curvas. Esta conclusión³⁶ le lleva a proponer una conjectura de protección de la cronología, capaz de tranquilizar a los historiadores³⁷: *The laws of physics prevent closed timelike curves from appearing.*

EPÍLOGO

Llegó el momento de terminar. Sólo nos hemos asomado a los aspectos más elementales de estos fascinantes objetos, de los que Chandrasekhar ha escrito: *The black holes of nature are the most perfect macroscopic objects there are in the universe: the only elements in their construction are our concepts of space and time.* Espero que el lector comparta esta admiración.

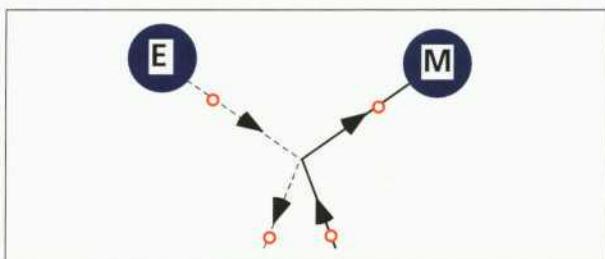


Fig. 26.- Bola que regresa del futuro para chocar con ella misma en su pasado.

El correr de los años no ha agotado el interés por los agujeros negros, que siguen ocupando un puesto distinguido en la investigación actual, no sólo como sistemas astrofísicos relevantes para entender los núcleos galácticos, las X-fuentes, etc., sino también en las fronteras mismas de la física fundamental como elementos en los que apoyarse para el próximo gran salto en la concepción y desarrollo de teorías que realmente unifiquen las cuatro interacciones básicas conocidas.

De objetos no deseados (*The «Schwarzschild singularity» does not appear for the reason that matter cannot be concentrated arbitrarily*, escribía Einstein en 1939), los ANs han pasado a ser aceptados en todos los círculos científicos. Como dice Thorne: *Of all the conceptions of the human mind, from unicorns to gargoyles to the hydrogen bomb, the most fantastic, perhaps, is the black hole (...) Like unicorns and gargoyles, black holes seem more at home in science fiction and ancient myth than in the real Universe. Nonetheless, well-tested laws of physics predict firmly that black holes exist. In our galaxy alone there may be millions...*

BIBLIOGRAFÍA RECOMENDADA

Elemental

- THORNE, K. S., *Black Holes and Time Warps*. Prólogo de S. W. Hawking, W. W. Norton & Company, Nueva York, 1994.
- LUMINET, J. P., *Black Holes*, Cambridge University Press, Cambridge, 1992.
- BEGELMAN, M. y REES, M., *Gravity's Fatal Attraction: Black Holes in the Universe*, Scientific American Library, Nueva York, 1996.
- NOVIKOV, I. D., *Black Holes and the Universe*, Cambridge University Press, Cambridge, 1990.

³⁵ El principio de autoconsistencia (Novikov, 1983; Novikov y Frolov, 1989; Friedman *et al.*, 1990), que podría enunciarse diciendo que *las únicas soluciones a las leyes físicas que pueden darse localmente son aquellas globalmente consistentes*, es consecuencia del principio de mínima acción en un modelo simple (Carlini *et al.*, 1995).

³⁶ Parecidos resultados se deben a Frolov (1991) y a Kim y Thorne (1991). Esta inestabilidad cuántica de las máquinas del tiempo no está, sin embargo, libre de toda duda, y Krasnikov (1995) sostiene que el problema sigue totalmente abierto.

³⁷ Aunque fallaran las razones aducidas en favor de esta conjectura, y existieran CTCs, Hawking (1995) sostiene que la evolución cuántica en esas zonas podría «agarrotarse» en torno a tales curvas sin dejar llegar toda el flujo al infinito, con la consiguiente pérdida de coherencia que haría imposible predecir la acción de quien regresara de un viaje al futuro.

- HAWKING, S. W., *A Brief History of Time: From the Big Bang to the Black Holes*, Bantam Books, Toronto, 1988.
- KAUFMANN, W. J., *Black Holes and Warped Space Time*, W. H. Freeman and Company, San Francisco, 1979.

Avanzada

- CHANDRASEKHAR, S., *The Mathematical Theory of Black Holes*, Oxford University Press, Oxford, 1992.
- HAWKING, S. W., *Hawking on the Big Bang and Black Holes*, World Scientific, Singapur, 1993.
- HEHL, F. W., KIEFER, C. y METZLER, R. J. K. (eds.), *Black Holes: Theory and Observation*, Springer Verlag, Berlin, 1998.
- FRÉ, P., GORINI, V., MAGLI, G. y MOSCHELLA, U. (eds.), *Classical and Quantum Black Holes*, IoP Publishing Ltd., Bristol y Filadelfia, 1999.

Revistas y direcciones

Revistas generales de Física:

- Physics Today
- Physics World

Revistas de divulgación científica:

- Investigación y Ciencia (Scientific American)
- Mundo Científico (La Recherche)

Direcciones de interés en la red:

- APD (<http://www.star.ucl.ac.uk/~apod/apod/astropix.html>)
- ESO (<http://www.eso.org/>)
- HST (<http://www.stsci.edu/>)
- IAC (<http://www.iac.es/home.html>)
- KECK (<http://astro.caltech.edu/mirror/keck/>)
- Mt. Wilson (<http://www.mtwilson.edu/>)
- NASA (http://www.nasa.gov/NASA_homepage.html)
- VLT (<http://www.eso.org/outreach/info-events/utlfl/astroimages.html>)
- Chandra X-Ray Observatory Center (<http://chandra.harvard.edu/>)
- Cambridge Relativity: BLACK HOLES.
(http://www.amtp.cam.ac.uk/user/gr/public/bh_home.html)
- Professor Stephen W. Hawking's web pages.
(<http://www.hawking.org.uk/home/hindex.html>)
- Professor Kip S. Thorne's web pages. Lectures on the web.
(<http://www.cco.caltech.edu/~kip/scripts/lectures.html>)
- Professor Jean-Pierre Luminet's web pages.
(<http://rubens.obspm.fr/~luminet/>)

Archivos especializados en la red:

- LANL e-print archives (mirror)
(<http://xxx.unizar.es/archive/quant-ph/>)