

Magnetosferas de Agujeros Negros

Mecanismo de Blandford-Znajek

Anabella T. Araudo

Profesor: Dr. Gustavo E. Romero

Materia: Introducción a la Astrofísica de Agujeros Negros

2 de junio de 2010

Índice

1. Introducción	3
2. Relatividad general	4
2.1. Agujeros negros de Kerr	5
3. Electrodinámica en la magnetosfera de agujeros negros	6
3.1. Formalismo 3+1	7
3.2. Magnetosferas libres de fuerzas y estacionarias de agujeros negros	9
4. Extracción de energía y momento angular	11
5. Soluciones	12
5.1. Campo magnético uniforme	12
5.1.1. Solución analítica: Wald (1974)	12
5.1.2. Soluciones numéricas	14
5.2. Campo magnético radial	15
5.2.1. Solución analítica: Blandford & Znajek	15
5.2.2. Soluciones numéricas	18
5.3. Campo magnético parabólico	20
6. Controversias	20
7. Naturaleza del mecanismo de Blandford-Znajek	21
8. Resumen y conclusiones	23

1. Introducción

Los agujeros negros son quizás los objetos astrofísicos más fascinantes del Universo, y no sólo para los científicos. El término **agujero negro**, usado por primera vez en el año 1967 por el físico John Wheeler, es hoy en día utilizado en diferentes contextos para hacer referencia aquello que es desconocido, que no se puede comprender fácilmente. Por ejemplo, el crítico de arte Julian Bell llamó a la obra el “Gran Vidrio” de Marcel Duchamp como “el gran agujero negro del arte moderno”.

Si bien la idea de agujero negro como sistema que no permite que la luz escape de él fue propuesta hacia fines del siglo XVIII por el geólogo inglés John Michell y por el matemático francés Simon Laplace, no fue hasta el desarrollo de la teoría de la relatividad general que los agujeros negros tuvieron un escenario físico y matemático establecido. La teoría de la relatividad general desarrollada por Albert Einstein en el año 1915 trata de como la gravedad determina la topología del espacio-tiempo, siendo este último la suma ontológica de todos los eventos de todas las cosas.

Los agujeros negros son regiones del espacio-tiempo limitadas por un horizonte de eventos y todas las cosas que crucen el horizonte no podrán volver a cruzarlo en el sentido opuesto. Ni siquiera la luz puede salir de un agujero negro, y de ahí su nombre. El mecanismo de formación de los agujeros negros es por colapso gravitacional o por acreción de material, dependiendo de la masa de los mismos. Los agujeros negros supermasivos ($M > 10^6 M_\odot$) se forman en los núcleos de las galaxias por acreción eficiente del material circundante. En particular, los núcleos de las galaxias activas (AGN, por *Active Galactic Nuclei*) presentan además eyecciones de materia en forma de *jets* bipolares. Se han propuesto diversos mecanismos para explicar la formación de estos *jets*, siendo uno de ellos el tema de esta monografía.

Si bien ninguna cosa puede escapar de un agujero negro, es posible extraer energía de ellos. A continuación listamos los mecanismos más importantes que se han propuesto para extraer energía de los agujeros negros:

- Mecanismo de Hawking (Hawking 1974): está relacionado con los procesos cuánticos, es decir, procesos que ocurren a escalas espaciales $< \lambda_p \sim 1,6 \times 10^{-33}$ cm, que se desarrollan cerca del horizonte de eventos. Allí pueden crearse pares de partícula-antipartícula (por fluctuaciones cuánticas de vacío) y si antes de que se aniquilen una de ellas es tragada por el agujero negro, entonces la otra puede escapar al infinito a expensas de la energía gravitacional del agujero negro. Esto es lo que se conoce como radiación de Hawking.
- Mecanismo de Penrose (Penrose 1969): si el espacio-tiempo circundante al agujero negro rota, entonces partículas que se encuentren allí se verán obligadas a rotar también debido al efecto de arrastre del espacio-tiempo. De esta manera, si una partícula se acerca al agujero negro desde el infinito, irá ganando energía y momento angular a medida que se acerca al horizonte de eventos. Si la partícula se fracciona, una de las partes comenzará a rotar en sentido opuesto al espacio-tiempo, adquiriendo así energía y momento angular negativos, mientras la otra escapa al infinito con una

energía mayor que la que tenía la partícula original. La partícula con energía negativa es tragada por el agujero negro, disminuyendo así la energía y el momento angular de este. Desde el infinito se observa que el agujero negro pierde energía y momento angular, que se lleva la partícula que escapa.

- Mecanismo de Blandford-Znajek (Blandford & Znajek 1976): Como ocurre en el mecanismo de Penrose con las partículas, las líneas de un campo magnético presente en un espacio-tiempo en rotación también serán arrastradas por este. Como veremos a lo largo de esta monografía, a través de la rotación de las líneas de campo y de la presencia de partículas cargadas, es posible la extracción de energía y momento angular de los agujeros negros rotantes. Como mencionamos antes, este proceso ha sido propuesto como un modelo para la formación de *jets* astrofísicos.

En esta monografía repasaremos los conceptos básicos de la relatividad general (sección 2), haciendo énfasis en los agujeros negros rotantes, y luego (sección 3) estudiaremos las magnetosferas de estos objetos en la formulación $3 + 1$. En la sección 4 veremos como es posible la extracción de energía y momento angular de los agujeros negros de Kerr y en la sección 5 haremos una descripción de las diferentes soluciones halladas por diferentes autores sobre como se comportan los campos electromagnéticos en las cercanías de un agujero negro en rotación. En las secciones 6 y 7 haremos unos comentarios acerca de las controversias que se han generado alrededor del mecanismo propuesto por Blandford & Znajek y acerca de la importancia del mecanismo. Finalmente (sección 8), presentamos un escueto resumen y las conclusiones.

2. Relatividad general

El espacio-tiempo está representado matemáticamente por una variedad cuadridimensional. A su vez, la estructura métrica de esta variedad está representada por la función $g_{\mu\nu}$, que depende de la distribución de materia en el Universo. A gran escala los únicos campos que influyen en la geometría del espacio-tiempo son el gravitacional y el electromagnético. Así, las ecuaciones que debemos resolver para determinar los campos y la métrica son las de Einstein-Maxwell:

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}R g_{\mu\nu} + \Lambda g_{\mu\nu} = \frac{8\pi G}{c^4} (T_{\mu\nu}^{\text{mat}} + T_{\mu\nu}^{\text{EM}}), \quad (1)$$

donde Λ es la constante cosmológica y $R_{\mu\nu} = g^{\lambda\sigma} R_{\lambda\sigma\mu\nu}$ y $R = g^{\mu\nu} R_{\mu\nu}$ son el tensor y el escalar de Ricci, respectivamente, y $R_{\lambda\sigma\mu\nu}$ es el tensor de Riemann (o de curvatura). Este tensor de curvatura se anula si el espacio-tiempo es plano y diverge en las singularidades del espacio-tiempo.

Como mencionamos antes, las fuentes de la curvatura del espacio-tiempo son la materia y los campos electromagnéticos que ésta produce si está cargada. Así, las fuentes de las ecuaciones (1) son el tensor de energía-impulso de la materia, que en el caso de un fluido ideal tiene la forma:

$$T_{\mu\nu}^{\text{mat}} = (\rho + p) u_{\mu} u_{\nu} + p g_{\mu\nu}, \quad (2)$$

donde ρ , p y u_μ son la densidad, la presión y la tetra-velocidad, respectivamente, y el tensor de los campos electromagnéticos,

$$T_{\mu\nu}^{\text{EM}} = \frac{1}{4\pi} \left(F_{\mu\alpha} F_\nu^\alpha - \frac{1}{4} F_{\alpha\beta} F^{\alpha\beta} g_{\mu\nu} \right). \quad (3)$$

En la ecuación anterior, $F_{\mu\nu} = A_{\mu;\nu} - A_{\nu;\mu}$ donde A_μ es el tetra-potencial y con “ ; ” designamos la derivada covariante. Si llamamos $T_{\mu\nu} = T_{\mu\nu}^{\text{mat}} + T_{\mu\nu}^{\text{EM}}$, las ecuaciones de conservación de la energía y del momento angular pueden derivarse de la relación

$$T_{;\nu}^{\mu\nu} = 0. \quad (4)$$

Finalmente, si conocemos como se distribuye la materia entonces podemos conocer $g_{\mu\nu}$ y esto nos permite medir distancias. El intervalo de distancia entre dos puntos del espacio-tiempo se define como

$$ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu. \quad (5)$$

2.1. Agujeros negros de Kerr

La solución de las ecuaciones de Einstein (que son las de Einstein-Maxwell (1) pero con $T_{\mu\nu}^{\text{EM}} = 0$) para una masa M que rota con un momento angular $\vec{\mathcal{J}}$ fue hallada por Roy Kerr en 1963. En las coordenadas de Boyer-Lindquist (t, r, θ, ϕ) la métrica de Kerr (como se la conoce actualmente) tiene la siguiente forma:

$$\begin{aligned} ds^2 = & \left(c^2 - \frac{2GMr}{\Sigma} \right) dt^2 + \frac{2GMa}{c^2\Sigma} r \sin^2(\theta) dt d\phi + \\ & + \frac{\left(r^2 + \frac{a^2}{c^2} \right)^2 - \frac{a^2}{c^2} \Delta \sin^2(\theta)}{\Sigma} \sin^2(\theta) d\phi^2 - \frac{\Sigma}{\Delta} dr^2 - \Sigma d\theta^2, \end{aligned} \quad (6)$$

donde

$$\begin{aligned} \Sigma & \equiv r^2 + \left(\frac{a}{c} \right)^2 \cos^2(\theta), \\ \Delta & \equiv r^2 - \frac{2GM}{c^2} r + \left(\frac{a}{c} \right)^2. \end{aligned} \quad (7)$$

Cuando el momento angular por unidad de masa a ($\equiv \mathcal{J}/M$) es nulo la métrica de Kerr se reduce a la de Schwarzschild, correspondiente a un agujero negro de masa M y que no rota. Como puede verse en la ecuación (6), la métrica es singular en $\Delta = 0$, pero ésta no es una singularidad física sino espúria, debida a la inconveniente elección de las coordenadas. Debido a que Δ tiene una dependencia cuadrática con r , podemos obtener hasta dos raíces:

$$r_{\pm} = \frac{GM}{c^2} \pm \frac{1}{2} \sqrt{\left(\frac{2GM}{c^2} \right)^2 - 4 \left(\frac{a}{c} \right)^2}, \quad (8)$$

donde r_+ y r_- son los horizontes de eventos externo e interno, respectivamente. Si $a = 0$ tenemos que $r_- = 0$ y $r_+ = 2GM/c^2$ coincide con el horizonte de eventos de un agujero negro de Schwarzschild. Por otro lado, si $a = GM/c$ entonces se tiene que $r_+ = r_-$ y corresponde a un agujero negro en rotación máxima.

En la métrica de Kerr, un observador estacionario es aquel que se encuentra en r y θ fijos, pero que rota con una velocidad angular constante

$$\Omega = \frac{d\phi}{dt} = \frac{u^\phi}{u^t}. \quad (9)$$

Esta velocidad de rotación puede tomar valores entre Ω_{\min} y Ω_{\max} definidos a través de las expresiones

$$\Omega_{\min} = \frac{-g_{t\phi} - (g_{t\phi}^2 - g_{tt} g_{\phi\phi})^{1/2}}{g_{\phi\phi}} \quad \text{y} \quad \Omega_{\max} = \frac{-g_{t\phi} + (g_{t\phi}^2 - g_{tt} g_{\phi\phi})^{1/2}}{g_{\phi\phi}}. \quad (10)$$

De las ecuaciones anteriores vemos que $\Omega_{\min} = 0$ cuando $g_{tt} = 0$, que corresponde a la superficie definida por

$$r_e = \frac{GM}{c^2} \pm \frac{1}{c^2} \sqrt{(GM)^2 - (ac \cos(\theta))^2}. \quad (11)$$

Podemos entonces concluir que no hay observadores estáticos (es decir, con $\Omega = 0$) en $r_+ < r < r_e$ y por esto a la superficie definida por r_e se la llama límite estático y la región comprendida entre r_+ y r_e se conoce como ergosfera. En esta región, el espacio-tiempo rota en el mismo sentido que el agujero negro. En la Figura 1 se muestra la geometría de la ergosfera. Como puede apreciarse, en los polos ($\theta = 0$ y $\theta = \pi$) el límite estático coincide con r_+ mientras que en el ecuador ($\theta = \pi/2$) la separación es máxima.

El espacio exterior al agujero negro descrito por la métrica de Kerr corresponde a un medio vacío y descargado. Por esto, debido a que la masa M no tiene carga ($Q = 0$), el agujero negro no puede generar su propio campo y así no hay campos eléctricos ni magnéticos en el espacio caracterizado por dicha métrica. Sin embargo, la naturaleza no es tan simple. Los agujeros negros no están aislados en el Universo y material con carga neta no nula puede ser acretado y generar un campo electromagnético en el exterior del horizonte de eventos. A continuación describiremos someramente las ecuaciones que gobiernan las magnetosferas de los agujeros negros.

3. Electrodinámica en la magnetosfera de agujeros negros

Un agujero negro con $Q = 0$ no puede generar su propio campo electromagnético. Sin embargo, cargas que se encuentren en $r > r_+$ pueden generar un campo electromagnético externo.

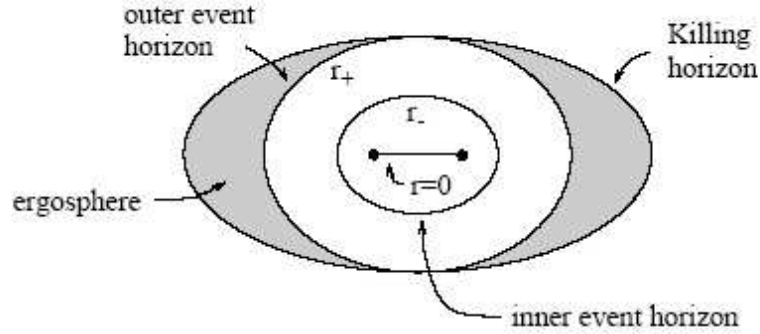


Figura 1: Esquema de un agujero negro de Kerr. Se muestran el horizonte externo, el interno y el límite estático. La región gris es la ergosfera.

En los AGNs la materia forma un disco de acreción (supongamos en el plano $\theta = \pi/2$) y cae al agujero negro. La materia en el disco rota a una velocidad $\vec{\Omega}_d(r)$ paralela a la velocidad angular del agujero negro: $\vec{\Omega}_h$. La topología del campo \vec{B} del disco cambia a medida que éste se acerca al agujero negro. Lejos, las líneas de \vec{B} son cerradas pero se abren a medida que se acercan a r_+ . La región donde el campo magnético es intenso se denomina magnetosfera y en esta sección queremos estudiar como se comportan las magnetosferas que rodean a los agujeros negros de Kerr.

3.1. Formalismo 3+1

Los fenómenos físicos que ocurren en un espacio-tiempo con gravedad fuerte están descritos por ecuaciones que son difíciles de resolver. Para facilitar el estudio de situaciones astrofísicas es conveniente pensar, por ejemplo, en campos eléctricos (\vec{E}) y magnéticos en vez de en el tensor $F_{\mu\nu}$. Por esto, Macdonald & Thorne (1982) han desarrollado una formulación diferente de las ecuaciones, basada en los trabajos de Tamm (1924) y de Landau (1941).

Debido a que el espacio exterior de los agujeros negros de Kerr es curvo pero estacionario, es posible formular las ecuaciones de la electrodinámica en un espacio tridimensional curvo pero absoluto y en un tiempo universal. Esta formulación, conocida como 3 + 1, es una descomposición de la variedad cuatridimensional que es el espacio-tiempo en hipersuperficies tridimensionales que representan el espacio a un tiempo constante t . Las magnitudes físicas en esta formulación tienen una correspondencia directa con las de la electrodinámica en el espacio Euclídeo tridimensional: campos \vec{E} y \vec{B} , densidades de carga ρ y de corriente \vec{J} .

Si $\{x^i\}$ son las coordenadas espaciales de las hipersuperficies tridimensionales cuya métrica es γ_{ij} , entonces el intervalo de distancia en este espacio-tiempo absoluto, con-

siderando la convención de signos $(-+++)$, es

$$dS^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu = (\beta^2 - \alpha^2)dt^2 + 2\beta^i dx^i dt + \gamma_{ij} dx^i dx^j, \quad (12)$$

donde α es la función de lapso y $\vec{\beta}$ es el vector de desplazamiento (ver más abajo). La tetra-velocidad de un observador ubicado en el origen del sistema de coordenadas $\{x^i\}$ es

$$n_\mu = (-\alpha, 0, 0, 0). \quad (13)$$

Este observador está en reposo en el espacio absoluto descrito por la métrica γ_{ij} . Las componentes de esta métrica coinciden con las componentes de la proyección espacial γ_{ab} de la métrica cuadrimensional g_{ab} : $\gamma_{ab} = g_{ab} + n_a n_b$, donde

$$n^\mu = \frac{1}{\alpha}(1, -\beta^i) \quad g^{t\mu} = -\frac{1}{\alpha}n^\mu \quad \text{y} \quad g = -\alpha^2\gamma, \quad (14)$$

siendo $\beta^i = \gamma^{ij}\beta_j$, $g = \det(g_{\mu\nu})$ y $\gamma = \det(\gamma_{ij})$. Las componentes $-\beta^i$ de la velocidad del observador local en el origen de las coordenadas $\{x^i\}$ son relativas a la base de los vectores espaciales $\{\partial_i\}$ y derivadas ∂_t . En las coordenadas de Boyer-Lindquist (t, r, θ, ϕ) se tiene que $\vec{\beta} = (0, 0, \beta^\phi)$, donde $\beta^\phi = -2ar/\Sigma$, y puede verse que este observador también tiene momento angular nulo, es decir, es un observador ZAMO (por *Zero Angular Momentum Observer*). Finalmente, el límite estático (la ergosfera) está definido por la relación $\alpha^2 = \beta^2$ en la formulación 3+1.

Los vectores de desplazamiento eléctrico \vec{D} y de inducción magnética \vec{H} se relacionan con \vec{E} y \vec{B} a través de las siguientes ecuaciones en el vacío:

$$\vec{E} = \alpha\vec{D} + \vec{\beta} \times \vec{B} \quad \text{y} \quad \vec{H} = \alpha\vec{B} - \vec{\beta} \times \vec{D}. \quad (15)$$

Vemos que el medio vacío de un sistema con gravedad fuerte se comporta diferente de un espacio vacío y plano, donde $\vec{E} = \vec{D}$ y $\vec{B} = \vec{H}$. Estos vectores y las densidades ρ y \vec{J} en la formulación 3 + 1 pueden escribirse de la siguiente manera a partir de las componentes de $F^{\mu\nu}$:

$$B^i = \alpha^* F^{it}, \quad E_i = \frac{1}{2}\alpha e_{ijk}^* F^{jk}, \quad D^i = \alpha F^{ti}, \quad H_i = \frac{\alpha}{2} e_{ijk} F^{jk}, \quad (16)$$

$$\rho = \alpha I^t \quad \text{y} \quad J^k = \alpha I^k, \quad (17)$$

donde $e_{ijk} = \sqrt{\gamma}\epsilon_{ijk}$ es el pseudo tensor de Levi-Civita del espacio absoluto y $*F^{it} = (1/2)\epsilon_{\rho\lambda}^{it} F^{\rho\lambda}$ es el tensor dual de $F^{\rho\lambda}$. Por otro lado, la forma covariante de las ecuaciones de Maxwell es:

$$\nabla_\nu^* F^{\mu\nu} = 0 \quad (18)$$

y

$$\nabla_\nu F^{\mu\nu} = I^\mu. \quad (19)$$

Separando ambas ecuaciones anteriores en la parte temporal y espacial y luego reemplazando las componentes de $F^{\mu\nu}$ por los campos \vec{E} , \vec{B} , \vec{D} y \vec{H} y por las densidades ρ y \vec{J} a través

de las relaciones (16) y (17) obtenemos que las ecuaciones (18) y (19) en la formulación 3 + 1 quedan como las usuales de Maxwell:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = \rho \quad (20)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} - \frac{\partial \vec{D}}{c^2 \partial t} = \vec{J} \quad (21)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} + \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = 0 \quad (22)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (23)$$

donde $\vec{\nabla}$ es la derivada covariante en el espacio absoluto.

3.2. Magnetosferas libres de fuerzas y estacionarias de agujeros negros

Tenemos el agujero negro de Kerr, el campo magnético anclado al disco y pares electrón-positrón (e^\pm) en la magnetosfera. Queremos saber como es afectado el campo \vec{B} del disco al acercarse al horizonte de eventos r_+ suponiendo que es posible despreciar la presión de los pares frente a la del campo magnético. Esto último se conoce como “aproximación libre de fuerza (*force-free*)” .

La aproximación *force-free* se representa matemáticamente a través de la relación

$$F_{\mu\nu} I^\nu = 0. \quad (24)$$

En la formulación 3 + 1, la ecuación anterior nos dá las siguientes relaciones:

$$\vec{E} \cdot \vec{J} = 0 \quad \text{y} \quad \rho \vec{E} + \vec{J} \times \vec{B} = 0. \quad (25)$$

De estas ecuaciones pueden deducirse las siguientes:

$$\vec{D} \cdot \vec{B} = 0 \quad \text{y} \quad j_\perp = \rho \frac{\vec{D} \times \vec{B}}{B^2}, \quad (26)$$

donde \vec{j}_\perp es la componente de \vec{j} perpendicular a \vec{B} (y a \vec{D}). Esta corriente y el campo eléctrico \vec{E} están generados por el movimiento de arrastre de los pares debido a la rotación del espacio-tiempo en la ergosfera. Debido a que la velocidad de estas partículas no puede superar a la velocidad de la luz, se tiene que

$$B^2 - D^2 > 0. \quad (27)$$

Si la condición anterior no se cumple, entonces la aproximación *force-free* deja de valer, ya que si $B^2 - D^2 < 0$ siempre es posible encontrar un sistema de referencia en el cual $\vec{B} = 0$ y entonces entonces la densidad de energía magnética U_B será menor que la de las partículas.

Dado que el sistema es estacionario y axisimétrico

$$E_\phi = \frac{\partial A_t}{\partial \phi} - \frac{\partial A_\phi}{\partial t} = 0. \quad (28)$$

Esto implica que de acuerdo a la relación $\rho \vec{E} + \vec{J} \times \vec{B} = 0$ tenemos las siguientes relaciones entre las componentes poloidales (es decir, en el plano (r, θ)) de los campos y de la corriente:

$$\vec{J}_p \parallel \vec{B}_p \quad \text{y} \quad \vec{E}_p \perp \vec{B}_p. \quad (29)$$

Como $E_\phi = 0$, de esta última relación se desprende que $\vec{E} \perp B_p$ y podemos decir que existe un vector azimutal $\vec{\omega} = \vec{\Omega}_f \partial_\phi$ perpendicular a \vec{E} y a \vec{B} tal que

$$\vec{E} = -\vec{\omega} \times \vec{B} \quad (30)$$

y luego se tiene que

$$\vec{D} = -\frac{1}{\alpha} (\vec{\omega} + \vec{\beta}) \times \vec{B} \quad (31)$$

lo cual implica que $\vec{B} \cdot \nabla \Omega_f = 0$. De esta manera, Ω_f es constante a lo largo de las líneas de \vec{B} y se dice que Ω_f es la velocidad angular de las mismas.

Finalmente, de la relación $-\partial_t \vec{D} + \vec{\nabla} \times \vec{B} = \vec{J}$ y de que $\vec{B}_p \parallel \vec{J}_p$ se tiene que

$$B^\theta \frac{\partial H_\phi}{\partial \theta} + B^r \frac{\partial H_\phi}{\partial r} = 0. \quad (32)$$

Esta componente H_ϕ está generada por la corriente \vec{J}_p que producen los pares e^\pm al ser arrastrados por el espacio-tiempo.

En la magnetosfera de los agujeros negros, existen dos superficies de luz, denominadas interna y externa, determinadas por la igualdad

$$f(\Omega_f, r, \theta) \equiv g_{\phi\phi} \Omega_f^2 + 2g_{t\phi} \Omega_f + g_{tt} = 0. \quad (33)$$

La región del espacio-tiempo donde $f > 0$ se conoce como región “tipo tiempo” (es decir, la rotación allí es con una velocidad $< c$), mientras que aquella en la cual $f < 0$ se denomina región “tipo espacio” (rotación supralumínica). La superficie de luz interna está localizada en la ergosfera mientras que la externa se encuentra en $r > r_e$ (ver Figura 5); la región entre las dos superficies de luz es “tipo tiempo”. En la aproximación *force-free* las partículas se mueven a lo largo de las líneas de campo magnético, con lo cual en las regiones dentro de la superficie interna y fuera de la externa (donde $f < 0$) las partículas deberían moverse a una velocidad $> c$. Sin embargo, esto no es posible (nada puede moverse con una velocidad $> c$) y por lo tanto las líneas de campo \vec{B} deben modificar su topología en estas regiones de movimiento supralumínico.

Todo esto se deduce sólo de las ecuaciones de la electrodinámica y de asumir que en la magnetosfera vale la aproximación *force-free*. A modo de resumen diremos que el campo eléctrico inducido gravitacionalmente es poloidal (es decir, $E_\phi = 0$), que las líneas de campo magnético rotan con una velocidad angular $\vec{\Omega}_f$ y que tanto este vector como la componente H_ϕ se mantienen constantes a lo largo de las líneas de \vec{B} .

4. Extracción de energía y momento angular

De acuerdo con el teorema de Nöther (1918), las simetrías de un sistema físico implican magnitudes conservadas. La simetría en el tiempo t (sistema estacionario) nos da la conservación de la energía y la simetría en la dirección azimutal ϕ (sistema axisimétrico) nos da la conservación del momento angular.

Un vector ζ_μ en una dirección de simetría satisface la relación

$$\zeta_{\mu;\nu} + \zeta_{\nu;\mu} = 0, \quad (34)$$

y se denomina vector de Killing. En un sistema estacionario y axisimétrico tenemos dos vectores de Killing, uno en la dirección temporal y otro en la axial. Es decir, en las coordenadas de Boyer-Lindquist, $\zeta_t = (1, 0, 0, 0)$ y $\zeta_\phi = (0, 0, 0, 1)$. Combinando la ecuación $F_{;\nu}^{\mu\nu}$ con la de Killing obtenemos que

$$(\zeta_\nu F^{\mu\nu})_{;\mu} = 0. \quad (35)$$

Definimos el flujo de energía y momento angular como

$$\mathcal{E}^\mu = \zeta_t T^{\mu t} = T_0^\mu \quad \text{y} \quad \mathcal{L}^\mu = -\zeta_\phi T^{\mu\phi} = -T_\phi^\mu \quad (36)$$

con lo cual, si $\mathcal{E} = (e, \vec{S})$ y $\mathcal{L} = (l, \vec{L})$, las ecuaciones de conservación quedan

$$\partial_t e + \nabla \cdot \vec{S} = 0 \quad \text{y} \quad \partial_t l + \nabla \cdot \vec{L} = 0. \quad (37)$$

En la formulación $3 + 1$ $e = -\alpha T_t^t$ y $l = \alpha T_\phi^\phi$ son las densidades volumétricas de energía y de momento angular en el infinito, respectivamente. El vector de Poynting $\vec{S} = \vec{E} \times \vec{H}$ y el momento angular \vec{L} son el flujo de energía y de momento angular en el infinito, respectivamente. En el plano (r, θ) estos vectores son:

$$\vec{L}_p = -H_\phi \vec{B}_p \quad \text{y} \quad \vec{S}_p = -(H_\phi \Omega_f) \vec{B}_p, \quad (38)$$

donde el vector $\vec{B}_p = (B_r, B_\theta)$ es la componente poloidal de \vec{B} . De las ecuaciones 38 puede verse que tanto \vec{L}_p como \vec{S}_p son $\propto \vec{B}_p$, con lo cual fluyen de la misma manera que el campo \vec{B}_p . Es decir, si hay un flujo de campo magnético desde el agujero negro hacia el exterior, también lo habrá de energía y de momento angular.

De lo anterior vemos que para que haya flujo de energía y momento angular debemos asegurarnos que $H_\phi \neq 0$. De la ecuación $\vec{\nabla} \times \vec{H} = \vec{J}$ se tiene que

$$H_\phi(r, \theta) = \frac{J_p(r, \theta)}{2\pi}, \quad (39)$$

donde J_p es la corriente poloidal, con lo cual si el medio por encima y por debajo del disco de acreción es vacío entonces $\vec{J}_p = 0$ y por ende $H_\phi = 0$. De esta manera vemos que son necesarias las partículas cargadas (y livianas de manera tal de que siga valiendo la aproximación *force-free*) en la ergosfera tales que produzcan una corriente $\vec{J}_p \neq 0$.

En la próxima sección veremos que bajo ciertas configuraciones de campo magnético inicial, la extracción de energía y momento angular de un agujero negro rotante puede ser muy eficiente. Haremos un repaso somero de las diferentes topologías que se han considerado en diferentes estudios (analíticos y numéricos) realizados en el tema.

5. Soluciones

La situación a resolver es un agujero negro de Kerr inmerso en un campo magnético externo. Nos interesa saber cual será el campo electromagnético resultante. Es decir, cómo la curvatura del espacio-tiempo, en especial, la rotación de la ergosfera, modifica el campo original. La solución puede obtenerse analítica (Wald 1974, Blandford & Znajek 1977) o numéricamente (e.g. Komissarov 2002, 2004; Punsly & Coroniti 1990, 1991). En esta sección describiremos someramente los resultados de diferentes configuraciones de campo y las consecuencias físicas de las soluciones obtenidas.

5.1. Campo magnético uniforme

El primer estudio de las magnetosferas de agujeros negros rotantes lo hace Wald en 1974, considerando un campo externo uniforme, \vec{B}_0 , y paralelo al momento angular del agujero negro, es decir, $\vec{B}_0 \parallel \vec{\Omega}_H$.

5.1.1. Solución analítica: Wald (1974)

El campo electromagnético resultante de tener un agujero negro de Kerr inmerso en un campo magnético externo y uniforme en la dirección de $\vec{\Omega}_H$ fue hallada por Wald. Si B_0 es el módulo del campo externo original, visto por un observador en el infinito, entonces la solución de vacío hallada por Wald es la siguiente:

$$F_{\mu\nu} = B_0(m_{\mu\nu} + 2ak_{\mu\nu}), \quad (40)$$

donde $m_{\mu\nu}$ y $k_{\mu\nu}$ son los vectores de Killing de la métrica de Kerr. En el sistema de referencia del ZAMO, los campos son (Punsly & Coroniti 1989):

$$\begin{aligned} B^r &= C\{(r^2 + a^2)[\Sigma(r^2 - a^2) + 2a^2r(r - M)(1 + \cos^2(\theta))] - a^2\Delta\rho^2 \sin^2(\theta)\} \cos(\theta) \\ B^\theta &= -C\Delta^{1/2}\{a^2[2r(r^2 - a^2) \cos^2(\theta) - (r - M)\Sigma(1 + \cos^2(\theta))] + (r^2 + a^2)\rho^2 r\} \sin(\theta) \\ E^r &= -Ca\{(r^2 + a^2)[2r(r^2 - a^2) \cos^2(\theta) - \Sigma(r - M)(1 + \cos^2(\theta))] + r\Delta\rho^2 \sin^2(\theta)\} \\ E^\theta &= -Ca\Delta^{1/2}[\Sigma(r^2 - a^2) + 2a^2r(r - M)(1 + \cos^2(\theta))] - (r^2 + a^2)\rho^2 \sin(\theta) \cos(\theta) \\ E^\phi &= B^\phi = 0 \end{aligned} \quad (41)$$

donde $C = B_0/(A^{1/2}\rho^4)$, siendo $A = (r^2 + a^2)^2 - \Delta a^2 \sin^2(\theta)$. En la Figura 2 se muestra esta solución graficada. Como puede observarse en la figura, $\vec{E} \cdot \vec{B} \neq 0$ (en el SR del ZAMO, pero como $\vec{E} \cdot \vec{B}$ es un invariante, entonces esto vale para todos los sistemas de referencia) con lo cual existe una componente de \vec{E} paralela a \vec{B} y que llamaremos \vec{E}_\parallel . Esta componente genera una diferencia de potencial a lo largo de las líneas de \vec{B} , donde podrían acelerarse partículas si las hubiera.

Si bien (41) es una solución de vacío, Wald estimó que si hubiese iones en la magnetosfera, entonces el agujero negro podría cargarse positivamente hasta un valor $Q = 2B_0J$,

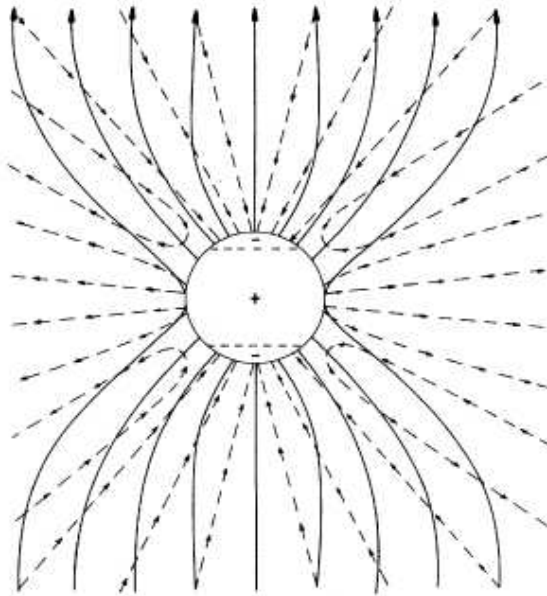


Figura 2: Solución numérica del problema de Wald para un observador ZAMO. Los campos eléctrico (línea punteada) y magnético (línea llena) han sido graficados (Punsly & Coroniti 1989).

debido a la separación de cargas producida por \vec{E}_{\parallel} . Este mismo efecto fue estudiado por Ruffini & Treves (1973) pero para una esfera conductora en un espacio-tiempo plano.

En el sistema de referencia del ZAMO, el campo \vec{E} es puramente radial en el horizonte de eventos, como ocurre en los conductores esféricos. Sin embargo este resultado vale solo en un sistema de referencia dado (el del ZAMO), por lo cual carece de significado físico relevante. Otra similitud con un conductor esférico es la diferencia de potencial generada por \vec{E}_{\parallel} , lo que motivó a Blandford, Znajek, Thorne y Macdonald a postular que bajo ciertas condiciones el horizonte de eventos de un agujero negro de Kerr puede asimilarse a la superficie de una estrella de neutrones, lo que se conoce como “Paradigma de la membrana”.

La solución de Wald tiene un flujo de Poynting en la dirección azimutal (ϕ) pero no en la poloidal, con lo cual no hay extracción de energía ni de momento angular del agujero negro. ¿Cómo se modifica este resultado si consideramos que hay un plasma en vez de vacío? Para estudiar esto, se han desarrollado simulaciones numéricas cuyos resultados describiremos a continuación.

5.1.2. Soluciones numéricas

Komissarov (2002, 2004) resuelve el mismo problema que Wald (agujero negro de Kerr inmerso en un campo externo uniforme) pero considerando que hay plasma en la magnetosfera y fijando $a^* = 0,9$. Considerando las coordenadas de Kerr-Schild se resuelven numéricamente las ecuaciones de la magnetohidrodinámica (MHD) imponiendo condiciones de contorno apropiadas. Las simulaciones son dependientes del tiempo ya que se calcula como el campo externo original se modifica en la presencia de un agujero negro de Kerr y el sistema pasa por un estado transitorio hasta que se llega al estado estacionario.

La solución que se obtiene inicialmente es la misma que la que obtiene Wald y que se muestra en la Figura 3. En esta solución inicial, las condiciones de degeneración

$$\vec{E} \cdot \vec{B} = 0 \quad \text{y} \quad B^2 - E^2 > 0 \quad (42)$$

se cumplen en todo punto y las líneas de B que no entran en la ergosfera no rotan. Sin embargo, enseguida empezada la simulación la condición $B^2 - E^2 > 0$ se rompe en el plano ecuatorial dentro de la ergosfera.

Esta diferencia con la solución de Wald (donde la condición $B^2 - E^2 > 0$ se satisfacía en todo punto fuera de r_+) se debe a que ahora estamos considerando que hay partículas en la magnetosfera (mientras que Wald consideraba vacío). Habiendo partículas, una pequeña componente \vec{E}_{\parallel} podrá acelerarlas de la misma manera que describimos en la Sección 5.1.1 produciendo una separación de las cargas. Esto producirá, además de una carga neta en el agujero negro, una acumulación de cargas en el plano ecuatorial ($\theta = \pi/2$) dentro de la ergosfera ya que las líneas de campo que penetran la ergosfera también sufren el efecto del arrastre (porque el espacio-tiempo entre r_+ y r_e rota). Esta acumulación de partículas en el plano ecuatorial hace que allí se rompa la condición $B^2 - E^2 > 0$ ya que la energía de las partículas allí supera a la del campo magnético. Esto es, se rompe la condición *force-free*. El efecto del arrastre también lo sufren las cargas acumuladas en el plano ecuatorial formando así una hoja de corriente allí, ya que las cargas acumuladas en $\theta = \pi/2$ adquirirán una velocidad en la dirección azimutal.

Por otro lado, además de la creación de la hoja de corriente, es posible tener una inyección continua de pares e^{\pm} en la magnetosfera. Por ejemplo, las partículas pueden ser aceleradas hasta energías relativistas en la diferencia de potencial y luego interactuar a través del mecanismo Compton inverso con fotones de fondo incrementando la energía de estos. Luego estos fotones más energéticos, pueden interactuar con otros fotones, aniquilarse y producir pares e^{\pm} . Los pares se moverán y habrá una corriente poloidal la cual producirá un $B_{\phi} \neq 0$ y por lo tanto un flujo de energía y momento angular, de acuerdo a las ecuaciones (38).

Resumiendo, los resultados obtenidos con las simulaciones numéricas al incorporar plasma a la situación de Wald muestran que bajo estas condiciones es posible extraer energía y momento angular del agujero negro. Sin embargo, antes de que estas simulaciones se realizaran, sólo se conocían los resultados hallados por Wald. Estos, conjuntamente con lo que en la década del 70 se sabía de las estrellas de neutrones, motivaron a Blandford & Znajek a estudiar una configuración de campos particular: un monopolo magnético.

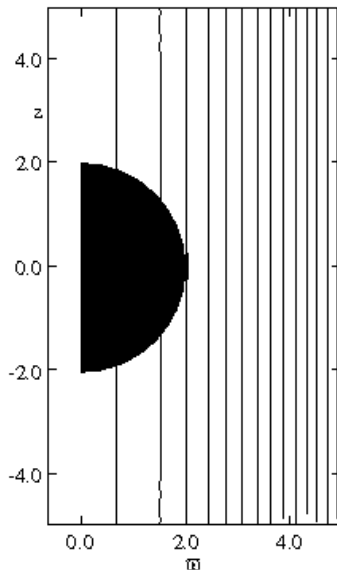


Figura 3: Solución numérica inicial del problema de Wald: agujero negro de Schwrschild inmerso en un campo externo uniforme. En la figura se muestran los cálculos analíticos y numéricos juntos, pero ambas soluciones son casi iguales (Komissarov 2004).

5.2. Campo magnético radial

Esta configuración de campo no es posible en la naturaleza de acuerdo a que $\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0$. Es decir, no existen los monopolos magnéticos. En condiciones astrofísicas reales, el campo magnético que penetra el horizonte de eventos de un agujero negro es soportado por corrientes eléctricas en el disco de acreción. Sin embargo, el monopolo es la configuración de campo más simple en la cual Blandford & Znajek (1977) construyeron una solución analítica aproximada.

La solución hallada por estos autores ha sido fuertemente criticada por Punsly & Coronity (1989), principalmente, argumentando que la mencionada solución viola causalidad. Ellos dicen que la solución de Blandford & Znajek (1977) no es estable, mientras que simulaciones numéricas realizadas por Komissarov (2001, 2004) demuestran lo contrario.

5.2.1. Solución analítica: Blandford & Znajek

Blandford & Znajek en su artículo de 1977 resuelven la ecuación diferencial (3.14 del trabajo mencionado) para B_ϕ usando un método perturbativo, mediante un desarrollo en potencias del parámetro de spin $a^* = ac/GM \leq 1$. Este método es aplicable a agujeros negros en rotación lenta (pequeñas perturbaciones) rodeados por líneas de campo abiertas.

La solución inicial (no perturbada, $a^* = 0$) corresponde a un agujero negro de Schwarzschild

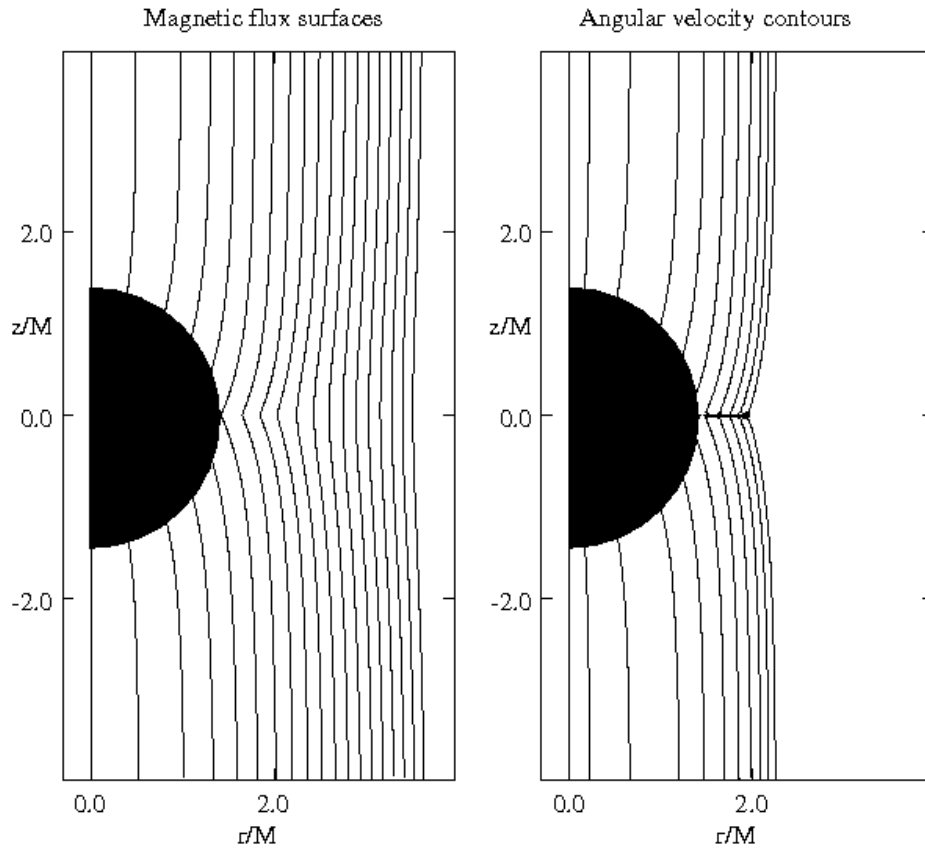


Figura 4: Agujero negro de Kerr ($a = 0,9M$) inmerso en un campo B originalmente uniforme y en la dirección de Ω_h . La solución mostrada en esta figura corresponde a $t = 40M$. Como se muestra en la figura de la derecha, todas las líneas que penetran la ergosfera (y aún las que están afuera pero cerca) rotan (Komissarov 2002).

inmerso en un campo externo

$$B^r = \frac{B_0 \sin(\theta)}{\sqrt{\gamma}}, \quad (43)$$

donde B_0 es el campo original y $\gamma = \det(\gamma_{ij})$ en la formulación 3+1. Para obtener la solución perturbada es necesario imponer condiciones de contorno. En el infinito, el espacio es plano y se impone que la solución converja a la hallada exactamente por Michel (1973) para el espacio exterior de un pulsar. En el horizonte de eventos se impone la condición de Znajek (Znajek 1977) que básicamente dice que el potencial vector A_ϕ sea finito en $r = r_+$ y que

$$B_\phi(A_\phi(r_+, \theta)) = \frac{\sin(\theta)[\omega(r_+^2 + a^2) - a]}{r_+^2 + a^2 \cos^2(\theta)} A_{\phi, \theta}(r_+, \theta). \quad (44)$$

Permitiendo que $0 < a^* \ll 1$ se tiene la solución de orden $O(a^2)$ pero que no es muy diferente de B^r . Aparece una componente $B^\theta \neq 0$ pero $\ll B^r$, con lo cual el campo poloidal es muy parecido al puramente radial: $B_p = (B^r, B^\theta) \sim (B^r, 0) \sim B^r$. También resulta una componente H_ϕ , que de acuerdo a la condición de Znajek:

$$H_\phi^{\text{Znajek}} = (\Omega_f - \Omega_h) \sin(\theta) B^r \sqrt{\gamma}, \quad (45)$$

donde $\Omega_h = a/(r_+^2 + a^2) \sim a/4$ es la velocidad angular del agujero negro. Por otro lado, la solución monopolar de Michel en el infinito impone que

$$H_\phi^{\text{Michel}} = -\Omega_f \sin(\theta) B^r \sqrt{\gamma}. \quad (46)$$

Imponiendo continuidad de ambas soluciones resulta que la velocidad angular de las líneas de campo magnético es

$$\Omega_f = \frac{\Omega_h}{2} = \frac{a}{8} \quad y \quad H_\phi = -\frac{a}{8} B_0 \sin^2(\theta). \quad (47)$$

La eficiencia ϵ de extracción de energía puede medirse a través del cociente Ω/Ω_h y en el caso de un campo monopolar resulta $\epsilon \sim 0,5$. En la Figura 7 (izquierda) se muestra la solución hallada.

La crítica más fuerte que ha recibido este trabajo de Blandford & Znajek (1977) es la condición de contorno que ellos utilizan en el horizonte de eventos. El paradigma de la membrana es un artilugio matemático y por lo tanto no debería tener implicaciones en los resultados obtenidos. En la sección 7 veremos que considerar esta membrana no invalida las conclusiones generales obtenidas, ya que la relevancia del mecanismo propuesto por Blandford & Znajek no reside en el horizonte de eventos sino en la ergosfera. Para corroborar esto se han desarrollado simulaciones numéricas que consideran la misma configuración de campos que Blandford & Znajek pero en las coordenadas de Kerr-Schild, que al no ser singulares en r_+ no es necesario considerar condiciones de regularidad allí (como la membrana). A continuación describiremos someramente algunos estudios numéricos realizados y esbozaremos las conclusiones halladas.

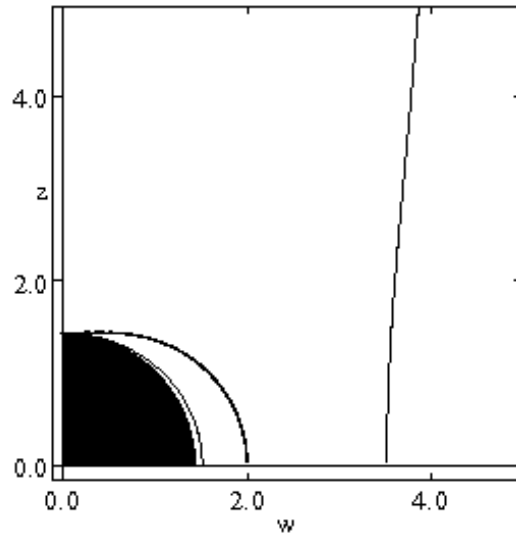


Figura 5: Superficies de luz interna (dentro de la ergosfera) y externa (fuera de la ergosfera). La ergosfera corresponde a la línea más gruesa y la región en negro representa el agujero negro (Komissarov 2004).

5.2.2. Soluciones numéricas

Komissarov (2001) resuelve el mismo problema de Blandford & Znajek pero numéricamente, con las características expuestas en la Sección 5.1.2 y para $a^* = 0,1, 0.5$ y 0.9 .

De la misma manera que en el caso del campo externo uniforme, la rotación de las líneas en la ergosfera induce una componente E_{\parallel} que acelera las partículas a la vez que se inyectan pares (los cuales serán también acelerados). La separación de cargas producida por el campo E_{\parallel} genera dos flujos de partículas en direcciones opuestas dependiendo del signo de la carga y del signo de $\vec{E}_{\parallel} \cdot \Omega_h$. Uno de estos flujos (el *inflow*) cae al agujero negro mientras que el otro (el *outflow*) es eyectado fuera de la magnetosfera. Si la diferencia de potencial es grande, entonces las partículas pueden acelerarse lo suficiente como para alcanzar la velocidad magnetosónica lenta (las partículas del *inflow*) y rápida (las partículas del *outflow*). De esta manera, los puntos del espacio-tiempo donde las partículas aceleradas alcanzan estas velocidades críticas se forman 2 superficies críticas: la interna (correspondiente al *inflow* y localizada entre r_+ y r_e) y la externa (correspondiente al *outflow* y localizada en $r > r_+$). En la Figura 5 se muestra un esquema de estas superficies críticas.

Lejos del horizonte de eventos, la componente poloidal del campo magnético se vuelve casi puramente radial y $\Omega_f \sim 0,5\Omega_h$, para todos los valores de a considerados como se muestra en la Figura 6. En la región dominada por el *outflow*, los resultados numéricos convergen a la solución obtenida por Blandford & Znajek.

Notemos que en esta configuración de campo monopolar, no se forma una hoja de

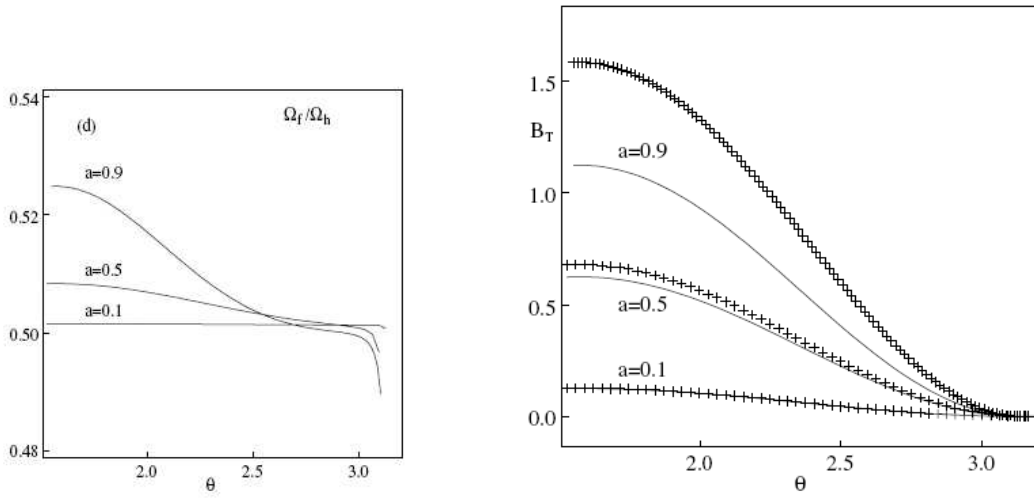


Figura 6: Izquierda: Cociente de la velocidad angular de las líneas de campo Ω_f sobre la velocidad angular del agujero negro Ω_h en función del ángulo θ . Como vemos, para valores de a chicos, $\Omega_f/\Omega_h \sim 0,5$ como obtienen Blandford & Znajek. Sin embargo, para $\theta \rightarrow \pi$ todas las soluciones se acercan a la de Blandford & Znajek. Derecha: Componente azimutal $B_\phi (= B_\tau)$ calculada analítica y numéricamente para los 3 valores de a considerados por Komissarov (2001). Es posible apreciar que para $a = 0,1$ la solución numérica coincide con la analítica, mientras que para valores de a mayores, la coincidencia no es tan buena. Sin embargo, para $\theta \rightarrow \pi$ todas las soluciones se acercan a la analítica (Komissarov 2001).

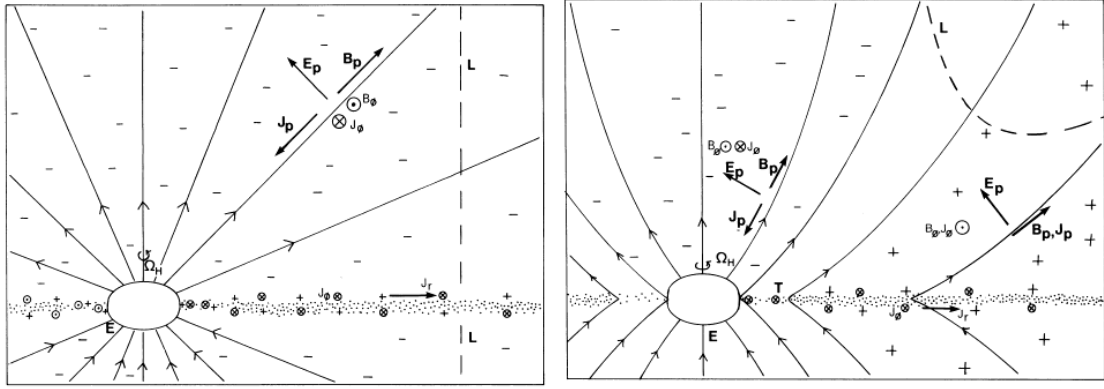


Figura 7: Soluciones halladas por Blandford & Znajek (1977) para dos configuraciones de campo: radial (izquierda) y parabólico (derecha). En ambos casos se muestra el agujero negro y el disco de acreción. También, señaladas con L se grafican las superficies de luz.

corriente como ocurría en el caso del \vec{B} uniforme. Esto es porque ahora no tenemos líneas de campo que penetren la ergosfera pero no el agujero negro, con lo cual las partículas o se escapan de la magnetosfera a través del *outflow* o son tragadas por el agujero negro si forman parte del *inflow*. No hay acumulación de partículas en el plano ecuatorial.

5.3. Campo magnético parabólico

Esta es la configuración de campo más realista ya que es la más parecida a la que se piensa ocurre en los discos de acreción en AGNs. Sin embargo, no es una topología usual en las simulaciones numéricas que se realizan para estudiar la magnetosferas de los agujeros negros.

Además de la aplicación del método perturbativo a un campo magnético puramente radial, Blandford & Znajek (1977) han considerado también un campo con geometría parabólica, donde no todas las líneas de campo penetran el horizonte de eventos. Las líneas que no penetran el horizonte de eventos están fijas al disco de acreción y rotan con él a una velocidad angular $\Omega_d(r)$. Haciendo un estudio similar al descrito en la sección 5.2.1, Blandford & Znajek obtienen que la velocidad de rotación de las líneas de campo que penetran la ergosfera resulta $0,265 < \Omega_f/\Omega_h < 0,5$. La eficiencia de extracción de energía resulta menor que en el caso del campo monopolar, siendo $\epsilon \sim 0,35$. En la Figura 7 (derecha) se muestra la solución hallada.

6. Controversias

El mecanismo de Blandford & Znajek es el modelo estándar para explicar la extracción de energía y momento angular de agujeros negros de Kerr. Sin embargo, este mecanismo ha sido criticado por varios autores, en especial por Punsly & Coronity.

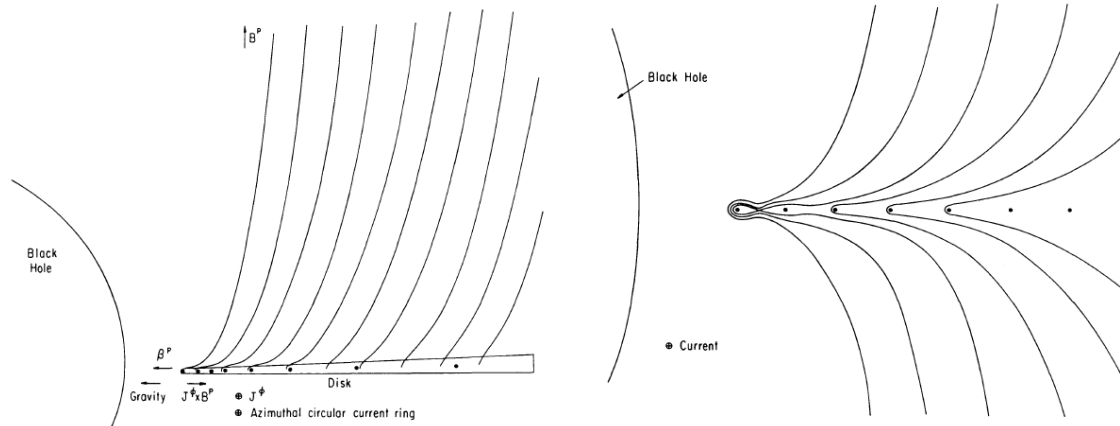


Figura 8: En las figuras se muestra la topología del campo magnético (poloidal) anclado al disco de acreción (Punsly & Coronoti 1990).

El punto de debate es la condición de contorno que se impone en el horizonte de eventos. Tanto en el artículo de original de Blandford & Znajek (1977) como posteriormente en el trabajo de Thorne & Macdonald (1981), el horizonte de eventos recibe un tratamiento de un objeto físico, es decir, se le atribuyen propiedades como carga eléctrica, conductividad, etc. Pero es bien sabido que el horizonte de eventos de un agujero negro está desconectado causalmente del exterior (es decir, del resto del Universo) por lo cual lo que allí ocurra no afecta al exterior.

Punsly & Coronoti han desarrollado un modelo alternativo en el cual obtienen también un flujo de partículas pero estas son arrancadas del disco por las líneas de \vec{B} ancladas a él. Ellos argumentan que las líneas de campo abiertas que salen del disco no pueden llegar hasta el horizonte de eventos (ver las Figuras 8) sino que reconectan antes (ver la Figura 9), confinando magnéticamente parte de la materia del disco que luego será tragada por el agujero negro.

Sin embargo, la situación planteada por Punsly & Coroniti es diferente de la expuesta originalmente por Blandford & Znajek. La elegante propuesta de Punsly & Coroniti explica la formación de un viento de partículas proveniente del disco y con una eficiencia de extracción de energía menor que la que obtienen Blandford & Znajek. La importancia del mecanismo propuesto por estos últimos no reside en la membrana sino en la ergosfera y su capacidad de arrastrar consigo partículas y campos, como veremos en la próxima sección.

7. Naturaleza del mecanismo de Blandford-Znajek

El campo electromagnético en el vacío de un sistema estacionario y axisimétrico no puede ser usado para extraer energía y momento angular de un agujero negro de Kerr, como lo demuestra la solución hallada por Wald (1974). El campo electromagnético externo debe

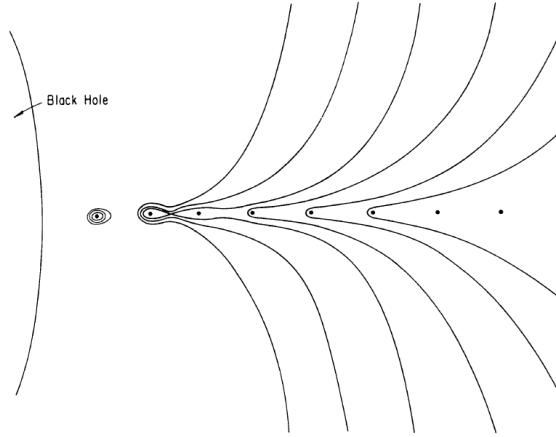


Figura 9: Cerca del horizonte de eventos, las líneas de campo reconectan confinando la materia del disco (Punsly & Coronoti 1990).

ser modificado de tal manera que no se anule H_ϕ y para esto nos valemos de las partículas cargadas que puedan existir en la magnetosfera. Si hay cargas en dicha región, entonces estas cargas producirán corrientes poloidales y estas corrientes generarán un $H_\phi \neq 0$. Para que se produzcan estas corrientes en la magnetosfera, alguna de las condiciones $\vec{E} \cdot \vec{B} = 0$ y $\vec{B}^2 - \vec{E}^2 > 0$ debe romperse en el vacío y, como nos asegura el siguiente teorema, la condición de *force-free* deja de valer.

- Teorema: No existen soluciones de vacío de un sistema estacionario y axisimétrico que satisfagan simultáneamente las condiciones

$$\vec{E} \cdot \vec{B} = 0 \quad \text{y} \quad \vec{B}^2 - \vec{E}^2 > 0 \quad (48)$$

a lo largo de las líneas de campo magnético que penetran la ergosfera de un agujero negro en rotación (Komissarov 2004).

De acuerdo a los numerosos estudios realizados a fin de estudiar las magnetosferas de los agujeros negros de Kerr, podemos determinar que existen tres tipos de líneas de \vec{B} , con las siguientes características:

- Penetran el horizonte de eventos: rotan con la misma velocidad angular Ω_h del agujero negro.
- Penetran la ergosfera pero no el horizonte de eventos: rotan a una velocidad Ω_f , en el mismo sentido de rotación del agujero negro. Estas líneas son las que generarían la hoja de corriente en el plano ecuatorial dentro de la ergosfera.
- No penetran la ergosfera (ni el horizonte de eventos) pero están ancladas al disco: rotan con la velocidad $\Omega_d(r)$ del disco.

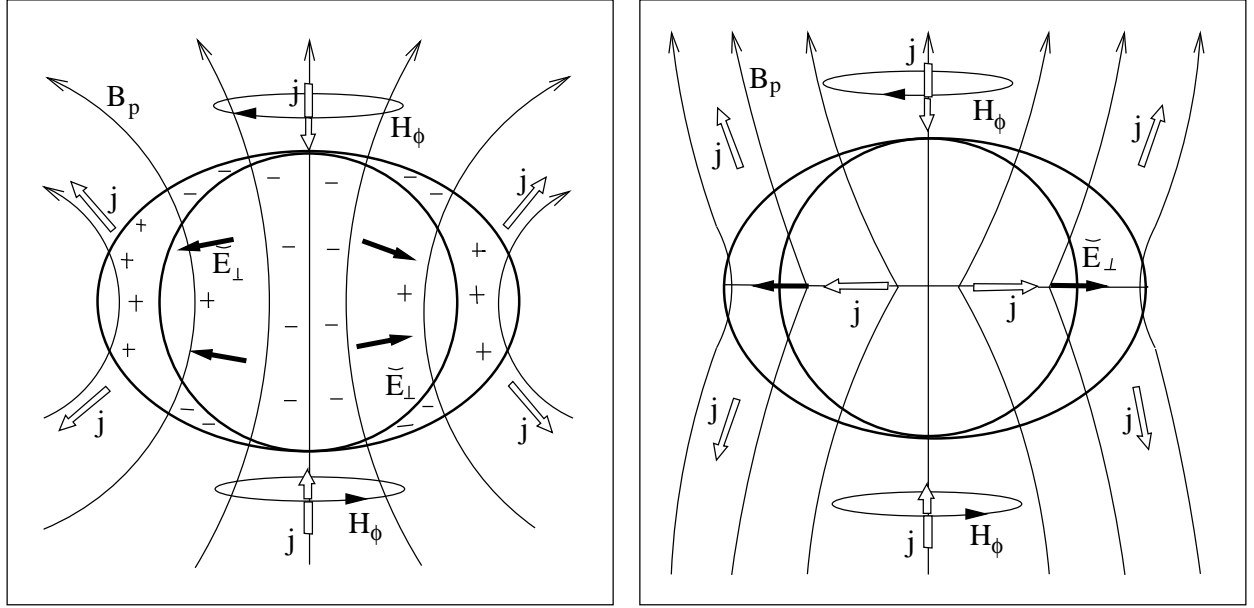


Figura 10: Agujero negro de Kerr inmerso en un campo externo uniforme y con plasma en la magnetosfera. Izquierda: El campo \vec{E} inducido gravitacionalmente tiene una componente $\vec{E}_{\parallel} \neq 0$ que produce una separación de las cargas presentes en la magnetosfera. Derecha: Configuración estacionaria de corrientes y campos (Komissarov 2004).

Así, de acuerdo al teorema antes mencionado, el campo \vec{E} inducido por la rotación de las líneas de campo magnético externo que penetran la ergosfera tiene una componente paralela a \vec{B} no nula. A través de esta componente E_{\parallel} , las partículas que hubiese en la magnetosfera son aceleradas y producen una inyección constante de partículas. Estas, además de generar las corrientes poloidales necesarias para tener un $H_{\phi} \neq 0$, como se muestra en la Figura 10, son luego eyectadas en los flujos poloidales de energía y momento angular.

8. Resumen y conclusiones

Los agujeros negros que se encuentran en sistemas astrofísicos que presentan *jets* (como AGNs, microcuásares y eruptores de rayos gamma) parecieran ser rotantes. De esta manera, para describir el espacio exterior vacío nos valemos de la métrica de Kerr. Sin embargo estos agujeros negros no están aislados en el Universo sino que están rodeados de un disco de acreción a través del cual acretan materia del medio circundante. Este disco tiene un campo magnético tal que algunas de sus líneas abiertas penetran la ergosfera del agujero negro. Además del disco, hay partículas cargadas en la ergosfera que se mueven (por efecto del arrastre del espacio-tiempo) y producen corrientes. Estas cargas y corrientes modifican el campo externo producido por el disco de una manera tal que es posible la extracción

de energía y momento angular del agujero negro. Así, los *jets* detectados en AGNs, microcuásares y eruptores de rayos gamma podrían estar producidos por este **mecanismo de Blandford-Znajek**, como se lo conoce actualmente, aunque otras alternativas han sido propuestas (Blandford & Paine (1982) y Blandford & Rees).

En el mecanismo de Blandford-Znajek el ingrediente principal es la ergosfera, es decir, la rotación del espacio-tiempo. Esto deforma las líneas del campo del disco y se genera una componente toroidal H_ϕ en la magnetosfera. Si no hay partículas en la ergosfera tales que generen la corriente I_p necesaria para generar el H_ϕ , estas partículas se generaran mediante algún mecanismo (por ejemplo por aniquilación de fotones producidos por interacciones Compton inversas) favorecido por la componente E_\parallel .

Finalmente concluimos que si bien el planteamiento original de Blandford & Znajek (1977) adolece de falta rigurosidad conceptual en la condición de contorno que imponen en el horizonte de eventos, esto no invalida la eficiencia del mecanismo en la extracción de energía y momento angular de agujeros negros rotantes. El estudio del mecanismo de Blandford-Znajek es actualmente un tema de discusión en los ambientes científicos y la posibilidad de realizar simulaciones numéricas (como las realizadas por Komissarov) ha aportado un nuevo entendimiento del proceso.

Bibliografía

- R.D. Blandford & R.L. Znajek, 1977, MNRAS 179, 433
R.D. Blandford & D.G. Payne, 1982, MNRAS 199, 883
S.S. Komissarov, 2004, MNRAS 350, 427
S.S. Komissarov, 2004, MNRAS 350, 1431
S.S. Komissarov, 2002 [arXiv:0211141]
D. MacDonald & K.S. Thorne 1982, MNRAS 198, 339
F.C. Michel, 1973, ApJ, 180, 207
B. Punsly & F.V. Coroniti 1989, Phys.Rev.D 40, 3834
B. Punsly & F.V. Coroniti 1990, ApJ 350, 518
B. Punsly & F.V. Coroniti 1990, ApJ 354, 583
G.E. Romero, *Introduction to Black Hole Astrophysics*, Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas (UNLP), 2009
R.M. Wald 1974, Phys. Rev. D, 10, 1680
R.L. Znajek 1977, MNRAS 179, 457

Agradecimientos

Agradezco a Maxim Barkov por la ayuda brindada en la realización de este trabajo. Agradezco muy especialmente a Valentí Bosch-Ramon por las explicaciones, las fructíferas discusiones y, por sobre todo, por la motivación que me ha brindado.