

RELACIONES DE ESCALA
PARA JETS HIDRODINÁMICOS
EN ASTROFÍSICA

MARTÍN HUARTE ESPINOSA

FACULTAD DE CIENCIAS

E

INSTITUTO DE ASTRONOMÍA

UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA
DE MÉXICO

TESIS PARA OBTENER EL TÍTULO DE FÍSICO
EN LA FACULTAD DE CIENCIAS DE LA
UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO.

DIRECTOR DE TESIS: DR. SERGIO MENDOZA RAMOS

NOVIEMBRE, 2004

Índice general

Índice general	III
Índice de figuras	V
Agradecimientos	XIII
Lista de símbolos	XV
Resumen	XVII
I. Jets Astrofísicos	1
§1. Breve historia	1
§2. Núcleos Activos de Galaxias	3
§3. Modelos de unificación para NAG	4
§4. Microcuasares	6
§5. Jets estelares	8
§6. Destellos de rayos Gama (GRB)	9
§7. Modelos teóricos para jets astrofísicos	11
II. Análisis	17
§8. Teorema II de Buckingham	17
§9. Relaciones dimensionales para jets astrofísicos	18
§10. Conclusiones y aplicaciones	25

Bibliografía

29

Índice de figuras

I.1. Radio galaxia Cygnus A	3
I.2. Clasificación de jets FRI y FR II	5
I.3. Objetos H-H	8
I.4. Unificación de jets astrofísicos	10
I.5. Modelo teórico de jet astrofísico	12
I.6. Campos magnéticos alrededor de objetos compactos	14
II.1. Tiempo de vida vs. tamaño de los jets	21

*Dedico este corto y difícil trabajo a mi Mamá
quien en todo momento me ha brindado infinito amor y apoyo.*

In Memoriam

Martín Huarte Naranjo

Una sonrisa y una mirada se van. En compañía de una voz y una imagen emprendieron un viaje a tierras desconocidas. Los que nos quedamos tenemos an ese invaluable, inexplicable, excelso y único regalo que llena de aire nuestros pulmones, de sangre nuestras venas y de sueños nuestras mentes. Nosotros quienes tenemos la dicha de vivir, por respeto a quienes ya no pueden y a al Vida misma, debíamos de hacer de cada una de nuestras acciones, pensamientos y sentimientos joyas dignas de la Vida. Vivamos pues!, demosle a la Vida el lugar que le corresponde, más allá de lo más alto, que es donde debe estar.

Martín Huarte Espinosa.

Lo nico que del Ego debemos aprender es su perseverancia.

Martín Huarte.

Science cannot solve the ultimate mystery of nature, because in the last analysis we ourselves are part of the mystery we're trying to solve.

Max Planck.

Agradecimientos

Gracias

A Sergio Mendoza por su gran ayuda, paciencia, entusiasmo y amistad.

A Alejandro Raga, Andrea Aburto, Eugenio Ley Koo y William Lee los sinodales que revisaron y aportaron valiosos comentarios acerca de este trabajo.

A la Facultad de Ciencias y a la Universidad Nacional Autónoma de México, por abrirme las puertas al mundo.

Al Instituto de Astronomía de Ciudad Universitaria por el espacio, material y apoyo que me brindó.

A Eugenio Ley Koo y a Darío Moreno por incentivarme y enseñarme a entender.

A Antonio Gómez, Antonio Guzmán, Arturo Menchaca, Emilio Lluís, Gerardo Carmona, Laura Ortíz, Luis Briseño, Ma. de los Angeles Ortíz, Miguel Alcubierre, Patricia Goldstein, Rocio Jauregui, Rosario Paredes, Rubén Alfaro, Santiago López, Shahen Hacyan y Yuri Skiba por enseñarme pacientemente y por contestar amablemente todas mis $\lim_{\rightarrow\infty}$ preguntas.

A todas aquellas personas que intercambiaron una o más sonrisas conmigo en mi trayecto académico.

Y finalmente y de manera muy especial, gracias

Mamá por todo tu apoyo, sacrificio y sobre todo por tu Amor.

Agui por mi primera clase de Astronomía, entre muchas otras, y por brindarme siempre tu amor e inspiración.

Jazmín por cuidar de mi corazón y mi persona. Nimitztlazotla.

Lista de símbolos

L_s	Luminosidad o potencia de salida del jet
G	Constante universal de la gravitación
\dot{M}	Taza de acreción: masa por unidad de tiempo que entra al disco de acreción del jet
M_a	Masa del objeto central en el jet
c	Velocidad de la luz en el vacío
Ω	Momento angular (de la maquinaria central o del objeto central del jet)
B	Intensidad del campo magnético del disco de acreción
r_j	Longitud del jet
r_d	Radio del disco de acreción del jet
τ	Tiempo de vida mínimo del jet
E_{mag}	Energía o densidad magnética alrededor del disco de acreción del jet
E_{grav}	Energía gravitacional del jet

Resumen

En este trabajo estudiamos los jets hidrodinámicos astrofísicos en general, desde el punto de vista del análisis dimensional. La idea es encontrar leyes de escala hidrodinámicas para los jets, análogas a las leyes de escala para agujeros negros propuestas por Sams et al. (1996) y Rees (1998).

Usando el teorema II de Buckingham (Buckingham, 1914; Sedov, 1993) del análisis dimensional, obtenemos una familia de relaciones dimensionales entre las cantidades físicas asociadas a los jets. Con ellas discutimos en detalle la combinación de parámetros esenciales en la formación y descripción de flujos asociados a los jets astrofísicos. Estos son, la tasa de acreción hacia el objeto central, los campos magnéticos zurdidos al disco de acreción, la potencia del flujo eyectado.

Finalmente mostramos como estas relaciones escalan para todo tipo de jets: desde los más pequeños que se encuentran en nuestra galaxia y miden alrededor de un parsec, hasta los más grandes y masivos que se producen en el centro de galaxias lejanas y se extienden por centenas de kiloparsecs.

Capítulo I

Jets Astrofísicos

Los jets astrofísicos son fenómenos altamente energéticos y comunes en el universo. Se observan con potencias que van desde 10^{25} J/s hasta 10^{47} J/s. Estos objetos existen en diversas escalas. Desde los destellos de rayos gamma (GRB) con longitudes < 1 pc hasta los cuasares que miden alrededor de 100 kpc. Todos ellos se originan en estrellas, estrellas de neutrones o agujeros negros. Están rodeados por un disco de acreción y comparten las características de ser altamente colimados y terminar en grandes lóbulos.

§1. Breve historia

En 1918 Curtis observó la galaxia elíptica M87 (NGC 4486, 3C 274 o Virgo A) con su telescopio *óptico* y describió sus características como "...un curioso chorro recto ... aparentemente conectado con el núcleo a través de una línea delgada de materia...". Tiempo después, con el nacimiento de la radio astronomía se descubrieron fuentes de emisión de radio en nuestra galaxia (Longair, 1995). Reber (1940) observó el plano galáctico a frecuencias de 160 MHz e hizo un mapa de las fuentes de radio en la Vía Láctea. Se pensó entonces que la radiación era de cuerpo negro, hasta que Alfvén y Herlofson (1950) propusieron que la radiación era sincrotrónica, producida por electrones relativistas girando en campos magnéticos en las vecindades

del jet. Esto embarnece convincentemente con el análisis del espectro de la radiación de las fuentes el cual tiene forma de ley de potencias, característica de la radiación sincrotrónica (Longair, 1992a). Tiempo después se descubrió una fuente discreta de radio fuera de nuestra galaxia en la constelación de Cygnus, a la cual se le llamó Cygnus A. Jennison y Das Gupta (1956) mostraron que la radiación no se originaba en la galaxia sino en las dos enormes manchas de gas que se veían en posiciones simétricas respecto del centro de la galaxia, a las cuales se les llamó *lóbulos*. La sensibilidad y resolución de los radio telescopios aumentó notablemente alrededor de 1965 con los esfuerzos de muchos grupos de astrónomos. Se hicieron entonces observaciones minuciosas como la de Cygnus A que se muestra en la figura I.1. A los objetos observados tipo Cygnus A se les se llamó *radio galaxias*. La figura I.1 es la mejor observación de una radio galaxia que se tiene y sirve como prototipo para describir la estructura fundamental de las radio galaxias. Estas presentan enormes y extendidos lóbulos que radian en frecuencias de radio. En las orillas de los lóbulos hay “manchas” sumamente brillosas con flujos de $\sim 10^{38}$ J/s (Hargrave y Ryle, 1974), denominadas *manchas calientes*. Además se ven *jets* o líneas de materia que van desde el centro del objeto hacia los lóbulos. En el centro se ve una pequeña fuente de radio llamada el *núcleo*, que al compararla con su imagen óptica coincide con el centro de una galaxia elíptica.

Para la década de los 1960's ya se tenían modelos teóricos para explicar las radio galaxias. Estos modelos no varían mucho de los que se utilizan hoy en día y consisten en lo siguiente. Un par de jets que se expanden sobre el medio interestelar y el medio extragaláctico son producidos por una “*maquinaria central*” en el centro de la galaxia. A través de los jets se alimenta con partículas y energía a las regiones externas y alargadas llamadas “*lóbulos*” (Scheuer, 1974). Con la energía mencionada los lóbulos aceleran a los electrones y mantenían los campos magnéticos necesarios para la radiación sincrotrónica observada. Un año después Longair et al. (1973) propusieron que los jets estaban hechos de gas caliente magnetizado y así dieron origen al modelo estándar de las radio galaxias, el cual resulta ser el modelo estándar para cualquier tipo de jets de gas, colimados y antiparalelos.

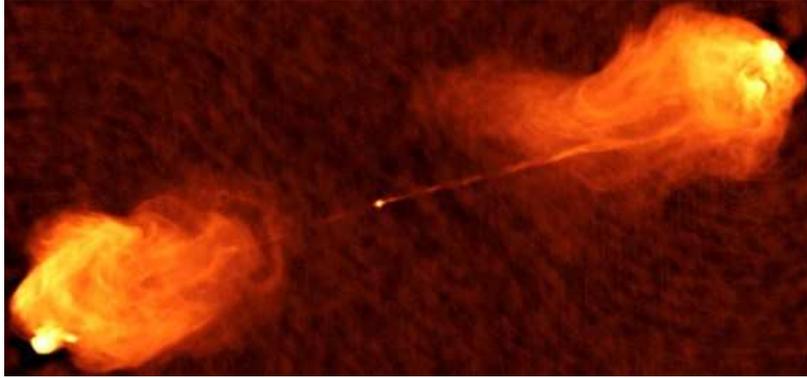


Figura I.1: Imagen de alta resolución de la radio galaxia Cygnus A (3C405) a 5 GHz tomada por Perley et al. (1984). Dos jets simétricos de partículas relativistas calientes son generados en las regiones centrales de la galaxia que los contiene. Los jets se expanden e interaccionan con el medio intergaláctico formando los radio lóbulos. Estos se extienden por 150 kpc de un lado a otro en las extremidades de la radio galaxia. Cuando el objeto se observa en frecuencias ópticas, la galaxia elíptica correspondiente se ve en el centro y ocupa aproximadamente un décimo de la imagen.

§2. Núcleos Activos de Galaxias

En los años sesenta se encontraron galaxias que en sus núcleos tenían enormes concentraciones de luz azul y ultravioleta (UV) que variaba con el tiempo. Dicha radiación era poco común comparada con la radiación recibida en cúmulo estelares y de gas, que son los constituyentes de las galaxias. A estos objetos se les denominó Núcleos Activos de Galaxias (NAG). Estos también presentan los radio lóbulos y chorros de materia característicos de las radio galaxias (cf. sección §1), por lo cual se asoció al núcleo galáctico del NAG con la maquinaria central del jet. Por lo anterior, las radio galaxias se conocen igualmente como NAG.

Su clasificación presentó muchas confusiones debido a problemas de observación (véase por ejemplo Robson (1996)). Una de las clasificaciones modernas divide a los NAG en “radio ruidosos” y “radio callados”. Los primeros tienen luminosidades de $L_{5\text{GHz}} \gtrsim 10^{24} \text{ WHz}^{-1} \text{ sr}^{-1}$, y los segundos $L_{5\text{GHz}} \lesssim 10^{24} \text{ WHz}^{-1} \text{ sr}^{-1}$. Aproximadamente 90 % de los NAG son radio callados (Begelman et al., 1984; Blandford, 1990;

Longair, 1995).

A su vez los NAG callados se dividen en dos grupos: Seyfert I y Seyfert II. Los primeros presentan líneas anchas permitidas de emisión en el óptico y UV en el espectro nuclear. Presentan también líneas delgadas de emisión permitidas y prohibidas. Los Syfert II muestran un espectro de emisión con líneas delgadas también, pero no muestran líneas anchas. Su radiación continua en el óptico y UV es muy débil (Mendoza, 2001).

Las radio galaxias se catalogaron también dependiendo del flujo de energía por unidad de tiempo o luminosidad que presentan al observarse. Las galaxias Fanaroff-Riley tipo I (FRI) mostradas en la figura I.2 muestran dos chorros y se encuentran en cúmulos galácticos abundantes. Las radio galaxias FR II se encuentran aisladas o en grupos pequeños de galaxias y presentan líneas de emisión fuertes provenientes de los lóbulos y generalmente sólo un chorro. Esto último se debe a efectos de aberración relativista (cf. sección §7 adelante).

§3. Modelos de unificación para NAG

Muchos de los problemas de clasificación de radio galaxias se solucionaron con modelos que tomaron en cuenta la dependencia entre la luminosidad de estos objetos y la posición que tienen respecto a la línea de observación. Esto afectaría directamente la emisión (los espectros) con lo cual se habían venido clasificando las radio galaxias, los cuasares, los NAG, etc. Para las Seyfert, Antonucci y Miller (1985) propusieron la existencia de un toro de materia alrededor del núcleo galáctico, paralelo al plano de la misma. Dicho objeto obstruiría la radiación emitida por la galaxia dependiendo del ángulo que ésta presenta respecto a nosotros. Por ejemplo, cuando se observa una radio galaxia que tiene un ángulo $\theta < 10^\circ$ respecto a su plano, su núcleo activo queda a la vista y las líneas anchas de emisión se presentarán en el espectro de una Seyfert I. Si se observa la radio galaxia con un ángulo alrededor de 70° respecto del plano del toro de materia, sólo se observará las líneas delgadas de emisión características de una Seyfert II.

El modelo de Barthel (1989a,b) propone unificar todas las radio galaxias basándo-

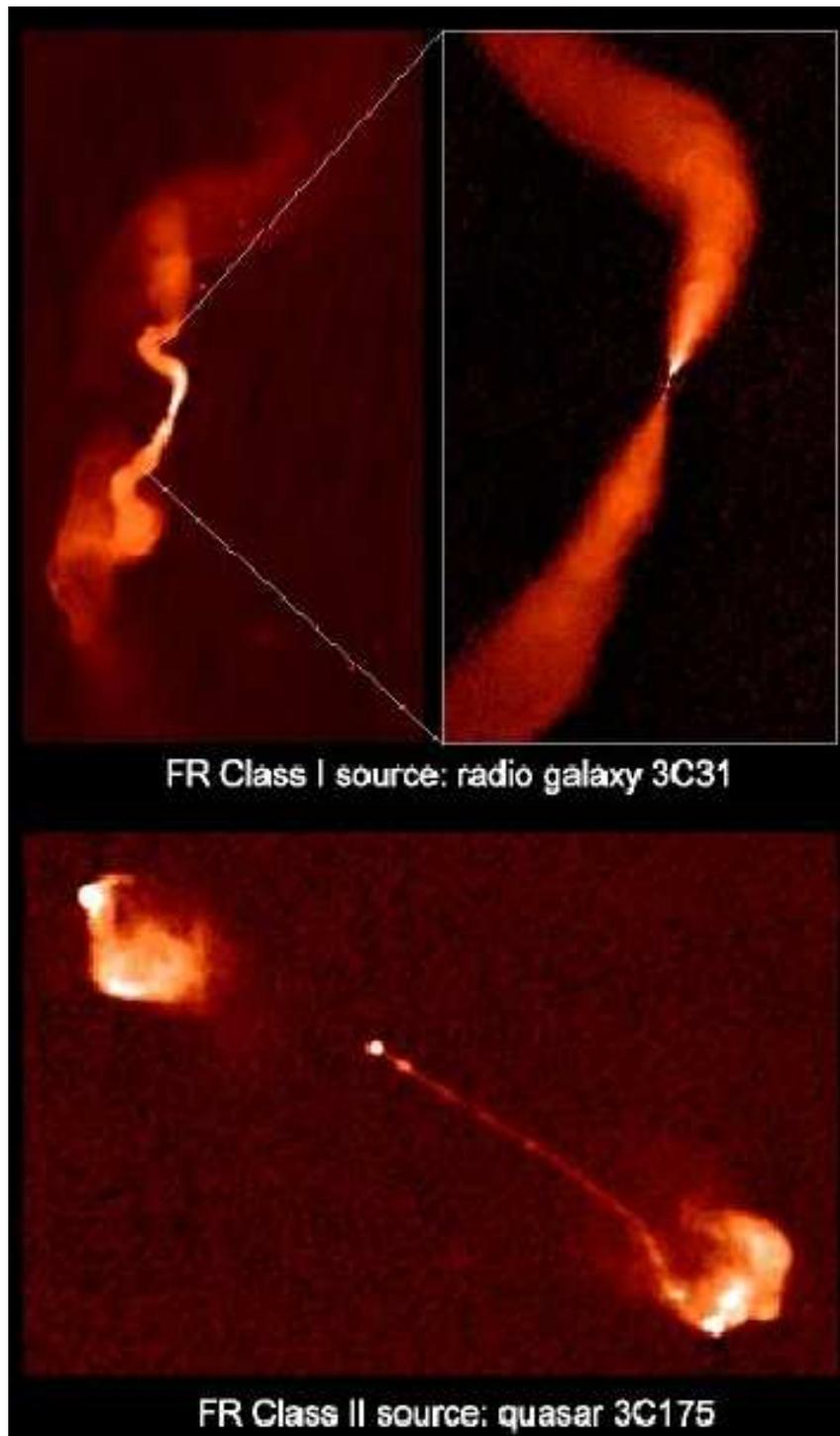


Figura I.2: Imagen de radio tomada por Bridle (1998) con el Verry Large Array (VLA). El cuadro superior muestra la radio galaxia 3C31 del tipo FRI en un intervalo de frecuencias de 1.4 – 8.4 GHz. La imagen inferior muestra la radiogalaxia 3C175 del tipo FRII a 4.9 GHz. La imagen muestra que las radio galaxias FR I y FR II no sólo difieren en su flujo, sino también en su forma.

se en la idea del toro de materia. Cuando se observa la fuente a un ángulo de 45° con respecto al plano del toro, el objeto se identifica como cuasar. Cuando el toro esconde el núcleo activo galáctico, es decir, cuando se observa con un ángulo pequeño de alrededor de $\theta \lesssim 10^\circ$, se identifica como una radio galaxia. Si se observa al jet perpendicular al plano del toro a un ángulo de $\theta \lesssim 5^\circ$, se identifica como un *blazar*.

En resumen, a los Seyfert I y II, cuasares, radio galaxias y blazares los llamaremos NAG ya que son jets astrofísicos que emergen de núcleos activos de galaxias lejanas. Estos se extienden hasta distancias de varios kiloparsecs en el medio intergaláctico con sus lóbulos. Sus espectros de emisión son continuos y diferentes a los de un cuerpo negro.

§4. Microcuasares

Es interesante que los jets relativistas fueran encontrados primero en las radio galaxias lejanas y no en el plano de nuestra galaxia (Begelman y Rees, 1996a). Los discos de acreción presentes en las radio galaxias lejanas, radian fuertemente en frecuencias ópticas y UV. Sin embargo los discos de acreción de los objetos compactos que producen jets en nuestra galaxia, radian principalmente en frecuencias de rayos X. Debido a la absorción fotoeléctrica de los átomos y moléculas de la atmósfera terrestre, un porcentaje muy pobre de rayos X logra verse desde la Tierra (Longair, 1992b). Por ello los jets en nuestra galaxia no fueron observados hasta que se construyeron telescopios espaciales de rayos X.

Al hacerse observaciones del plano de la Vía Láctea en dos extremos del espectro electromagnético: rayos X y radio (Sunyaev et al., 1991), se encontraron fuentes binarias de rayos X con masas alrededor de unas cuantas masas solares. Estas fuentes *binarias de rayos X* resultan ser objetos que tienen los elementos físicos de los cuasares pero a menor escala. Estas fuentes están asociadas a un objeto compacto central que puede ser un agujero negro de unas cuantas masas solares o una estrella de neutrones, un disco de acreción calentado por disipación “viscosa” (Shakura y Sunyaev, 1973; Longair, 1992a) que radia en rayos X y gama a temperaturas apro-

ximadamente de unos cuantos 10^7 K y dos jets simétricos colimados de partículas altamente energéticas que viajan por distancias de unos cuantos parsecs dentro de estos jets, en lugar de 10^6 pc que ocurre en los cuasares (Mirabel y Rodríguez, 1999). Es por esta razón que a estos objetos se les denomina *microcuasares*. Dos de ellos, 1E1740.7-2942 y GRS 1758-258 observados por Mirabel et al. (1992); Rodríguez et al. (1992) fueron encontrados en estudios multicromáticos de fuentes de rayos X y rayos γ . Al observarlas en radio se ven las impresionantes semejanzas con las radio galaxias, por ejemplo los débiles y extendidos lóbulos que se observan mediante radiación sincrotrónica. El microcuasar más grande y atípico que se conoce es SS4 33 (Safi-Harb y Ögelman, 1997; Margon, 1984) con una longitud $l \lesssim 60$ pc, el cual continúa expandiéndose.

Sucede que las escalas de tiempo características de los jets astrofísicos (como las variaciones de flujo del material y sus tiempos de vida estimados (Mirabel, 2004; Gouveia Dal Pino, 2004)) son proporcionales a la masa M de su agujero negro central. Lo mismo sucede con sus longitudes características. Por otro lado, para agujeros negros de masa M la densidad y temperatura media escalan como M^{-1} y $M^{-1/4}$ respectivamente (Mendoza, 2002). Esto hace pensar que la física de los sistemas dominados por agujeros negros es esencialmente la misma y funciona bajo *leyes de escala* (Sams et al., 1996; Rees, 1998). Si las longitudes, masas centrales, tasas de acreción y luminosidades de los jets astrofísicos se expresan en unidades del radio de Schwarzschild $r_S = 2GM/c^2$ (Landau y Lifshitz, 1994), masas solares M_\odot y luminosidades de Eddington (Longair, 1992a) $L_{\text{Edd}} \approx 10^{31}(M/M_\odot)W$, entonces las mismas leyes físicas se aplican a objetos con agujeros negros estelares de masas $M \approx M_\odot$ y a objetos con agujeros supermasivos con masas $M \approx 10^7 M_\odot$ (Rees, 2004). En el siguiente capítulo veremos que estas leyes de escala para agujeros negros se pueden generalizar para las cantidades físicas significativas en los jets astrofísicos.

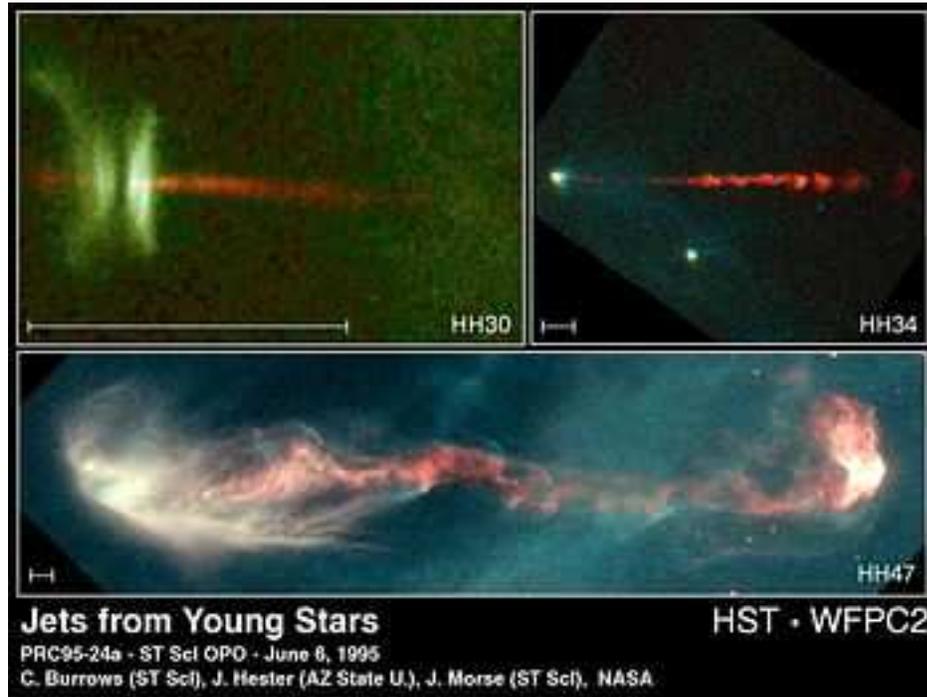


Figura I.3: El telescopio espacial Hubble muestra tres jets estelares dentro de nuestra galaxia. El jet asociado al objeto HH30 sale expulsado de su fuente la cual está rodeada por un disco de acreción circumstelar de gas y polvo. Para el jet correspondiente al objeto HH46 las ondas de choque brillantes se ven claramente a sus dos lados, y para el de HH34 se ve una serie de emisiones que son ondas de choque de interacción entre el jet y el medio ambiente §7. (Imagen del hubblesite.org).

§5. Jets estelares

Los jets estelares se producen durante la fase de mayor acreción en el proceso de formación estelar (Longair, 1992a). Como muestra la figura I.3 estos jets presentan cadenas lineales de manchas brillantes viajeras históricamente identificadas como objetos Herbig-Haro (H-H) (Haro y Minkowski, 1960). Estos objetos terminan en una superficie de trabajo donde el jet se impacta con el lento gas interestelar ambiental. Ejemplos de estos son HH111 que mide ~ 7.7 pc, HH34 de ~ 3 pc y HH355 con una longitud de ~ 1.55 pc (Gouveia Dal Pino, 2004). Las estructuras luminosas

antes mencionadas producen líneas espectrales de emisión que dan información local acerca de la temperatura y densidad. Entre sus líneas características están la serie de Balmer del hidrógeno. Lo anterior permite estimar las temperaturas de estos objetos alrededor de 10^4 K.

La razón por la cual los NAG presentan radiación no térmica continua mientras que los jets estelares lo hacen térmicamente y con marcadas líneas espectrales, se debe a la densidad ambiental en que se desarrollan (Gouveia Dal Pino, 2004). Los jets estelares se propagan en ambientes altamente densos de nubes moleculares y son por lo tanto altamente radiativos. Los NAG lo hacen en un medio intergaláctico tenue, y pueden considerarse en buena aproximación adiabáticos. Hay una diferencia aproximada de 7 ordenes de magnitud entre los cocientes de densidad del jet con la densidad ambiental.

Los jets de radio galaxias, cuasares y microcuasares se observan con ángulos $10^\circ \leq \theta \leq 90^\circ$ entre el eje del jet y la línea de visión desde la Tierra. Los que tienen ángulos menores reciben el nombre de *blazares* o *microblazares*, según sea el caso. En estos objetos la luminosidad aumenta por un factor de $8 \times \Gamma^3$ y los intervalos de tiempo se reducen a $(1/2) \times \Gamma^{-2}$, con Γ el factor de Lorentz del flujo del jet. Estos aparecen como intensas fuentes de fotones de alta energía y de altas variaciones de flujo, lo cual los hace difíciles de encontrar y seguir (Mirabel, 2004).

§6. Destellos de rayos Gama (GRB)

Los “*destellos de rayos gama*” (GBR[†]) son explosiones sumamente energéticas que ocurren a distancias cosmológicas. Estos se dividen en GRB “*largos*” y “*cortos*”. Los primeros están asociadas con explosiones de estrellas de tipo Wolf-Rayet y magnetares (Cherepashchuk y Postnov, 2001; Trimble y Aschwanden, 2004). Son los objetos más potentes del universo con luminosidades del orden de 10^{47} J/s que ocurren típicamente durante unos veinte segundos. Dadas las altas energías asociadas a estos objetos de tamaño estelar, es necesario pensar en una expansión asimétrica

[†] A los destellos de rayos gama se les llama GRB por su nombre en inglés “Gamma Ray Bursts”.

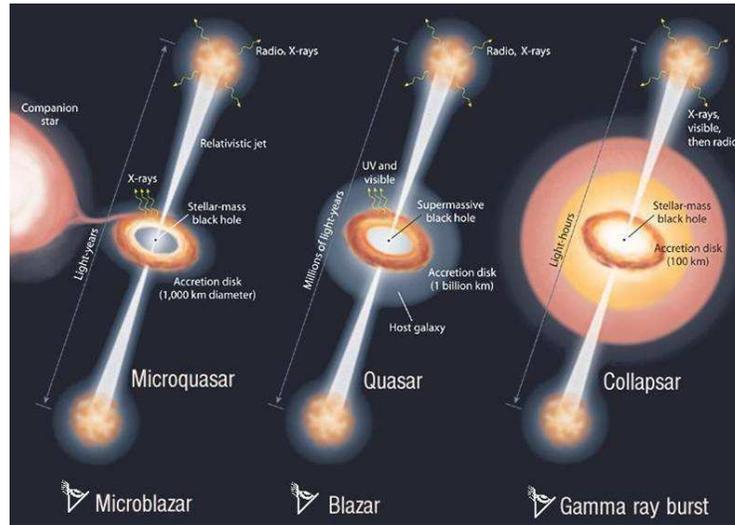


Figura I.4: Un mecanismo físico común produce tres tipos de jets astrofísicos. A la izquierda se muestran los microcuasares, al centro los cuasares y a la derecha el modelo de colapsar para GRB's. Cada uno contiene un agujero negro central en rotación, un disco de acreción y jets relativistas. Los cuasares y microcuasares tienen jets que mantienen el flujo de materia por mucho tiempo, mientras que los GRB lo hacen sólo una vez. Este diagrama fue tomado de Sky & Telescope, May 2002, 32. En la figura, los jets no están a escala.

y colimada en forma de jets. (Kulkarni et al., 1999; Castro-Tirado et al., 1999). Por esta razón a los GRB se les considera como jets cuyo eje hace ángulos muy pequeños $\theta \sim 5^\circ$ respecto a nuestra línea de visión. Por otro lado, los estudios de Kulkarni et al. (1999) en los destellos secundarios de GRB muestran que las formas acromáticas de las curvas de luz y flujos tempranos de radio de GRB 990510 son inconsistentes con expansión esférica y encajan bien con la evolución de jets (Harrison et al., 1999). Es interesante que las leyes de potencias de las curvas de luz y densidades de flujo de radio del material expulsado por los microcuasares muestren formas tan semejantes a sus curvas análogas en los GRB (cf. sección 7 de Rodríguez y Mirabel (1999)). En este contexto los microcuasares en nuestra galaxia parecen ser análogos locales menos extremos de los jets ultra-relativistas asociados con los GRB distantes.

En resumen, los jets han sido vistos en escalas que cubren 7 órdenes de magnitud, y todos comparten las siguientes propiedades: se originan en objetos masivos, son bilaterales y altamente colimados, muestran emisiones regularmente espaciadas que se alejan rápidamente del núcleo, terminan en lóbulos que contienen gas chocado y caliente, están asociados con campos magnéticos medidos por la polarización de su radiación y tienen discos de acreción alrededor del objeto central asociado (e.g. figura I.4). Esto hace pensar que los jets astrofísicos se forman debido a un mecanismo físico que funciona para todas las escalas (Ferrari, 1998; Mirabel y Rodríguez, 1999; Meier, 2002; Wu et al., 2002; Fender, 2003; Mendoza et al., 2004; Mirabel, 2004; Gouveia Dal Pino, 2004). El presente trabajo pretende interpretar más a fondo este mecanismo.

§7. Modelos teóricos para jets astrofísicos

Scheuer (1974) desarrolló el modelo estándar para la evolución de un jet extragaláctico, el cual puede extenderse a jets astrofísicos de menor escala (e.g. figura I.5). En el centro de la galaxia se tiene un agujero negro supermasivo (Begelman et al., 1984; Blandford, 1990) y un par de chorros relativistas continuos de electrones y positrones que se expanden de la fuente hacia el medio ambiente. En el caso de microcuasares la masa central puede ser una estrella de neutrones o un agujero negro estelar. Para los objetos H-H el objeto central corresponde a una estrella recién formada. El medio en el que se propagan los jets es interestelar para microcuasares o intergaláctico para NAG, así que para simplificar lo llamaremos el *medio ambiente*. Cada jet forma ondas de choque en sus extremos mientras avanza, y en las regiones en que interacciona con el ambiente forma manchas calientes. El material del jet que ya chocó con el medio ambiente se recicla y regresa al objeto central, formando una cavidad llamada “*cocoon*”. Esta cavidad se va llenando del material arrojado por el jet. El jet y el cocoon se encuentran aproximadamente en equilibrio de presiones. A medida que el cocoon se expande, se producen dos ondas de choque. Una interna, detrás de la cual hay material interestelar o intergaláctico que ya interactuó con el jet, y una externa que va empujando al medio ambiente. Entre estas superficies de trabajo existe una discontinuidad de contacto.

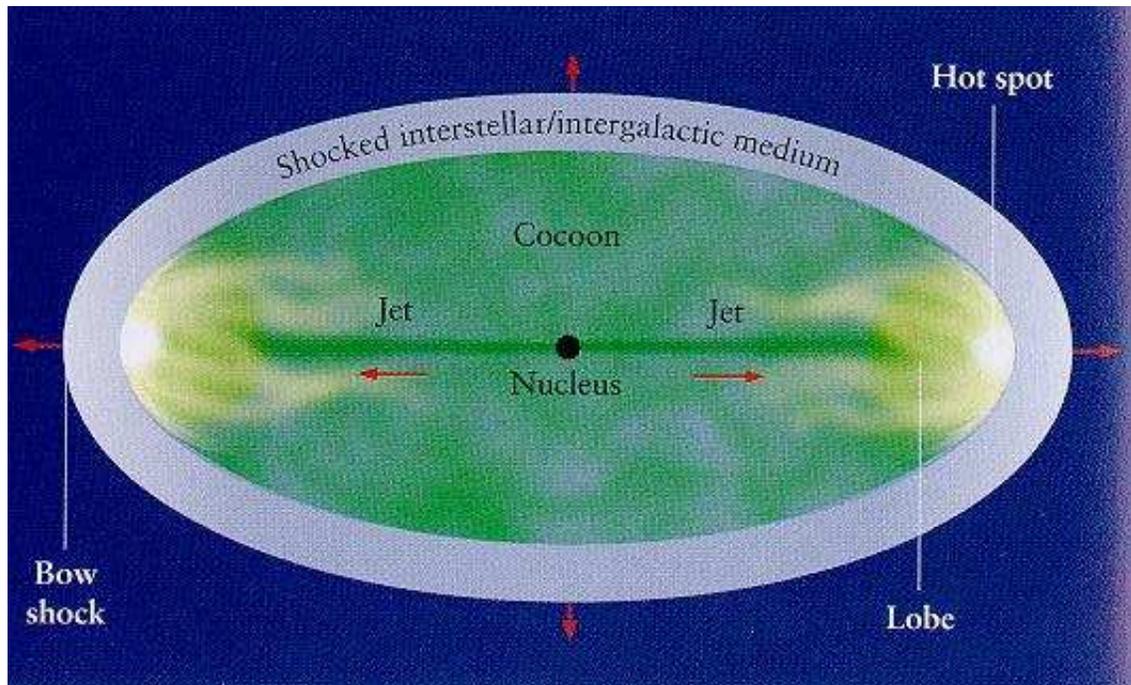


Figura I.5: Estructura y mecanismo teóricos de los jets astrofísicos. Un flujo bien colimado de material relativista, muy probablemente un plasma, se expande en el medio intergaláctico o interestelar. Mientras se expanden los jets forman una cavidad o cocoon hecho del material expulsado del jet que interactuó con el material del medio ambiente, y regresa al núcleo de la fuente. Los jets terminan en las estructuras nebulosas llamadas lóbulos. Las regiones más brillantes de los lóbulos son las *manchas calientes* y resultan del choque del jet con el medio ambiente en que se expande. La expansión del cocoon en el medio interestelar o intergaláctico produce dos ondas de choque. Una interna, detrás de la cual hay materia interestelar o intergaláctica que ya interactuó con el jet y una externa que va avanzando sobre el medio ambiente. Entre estas dos superficies de trabajo existe una discontinuidad de contacto que separa al cocoon del medio externo. Este diagrama fue tomado de Begelman y Rees (1996b).

Las observaciones de algunos cuasares y microcuasares presentan sólomente un jet como se ve en las figuras I.1 y I.2. La relatividad especial explica esta situación (Rees, 1966). En estos objetos las velocidades de flujo del jet son relativistas, i.e. $v \sim c$, y forman un ángulo respecto al observador. En estas condiciones los fotones provenientes de los jets, tanto de la maquinaria central como de las emisiones de plasma, presentan efectos de aberración de luz al ser observados desde la Tierra (Landau y Lifshitz, 1994). Lo anterior hace que sólomente se vea el jet que se acerca a nosotros. Por otro lado, un diagrama de Minkowski (Mendoza, 2002) muestra fácilmente que las expansiones superlumínicas que se observan en los cuasares y microcuasares, se deben a errores de interpretación, y son explicados totalmente con relatividad especial suponiendo que el eje del jet hace un ángulo mayor a 45° con respecto al plano del cielo.

Uno de los modelos más elegantes y clásicos para explicar la formación de jets astrofísicos fue propuesto por Blandford y Znajek (1977). Este era un mecanismo de extracción de energía y momento de un agujero negro con rotación, el cual presentaba fuertes campos electromagnéticos en su horizonte de eventos (Landau y Lifshitz, 1994). Sin embargo, en un esquema de unificación de jets astrofísicos dicho mecanismo no funciona ya que no todos los jets están asociados con agujeros negros. Además, todos los jets presentan discos de acreción, los cuales no se toman en cuenta en el modelo de Blandford y Znajek (1977).

El mecanismo físico más aceptado para la producción de jets es el modelo magnetohidrodinámico de Blandford y Payne (1982). El modelo consiste en que el momento angular de un disco de acreción magnetizado alrededor de un objeto colapsado es responsable de la aceleración del plasma del jet. Dicho disco tiene líneas de campo magnético de gran escala *zurcidas* perpendicularmente a su plano. Si las líneas de campo forman un ángulo menor de 60° con el plano del disco, el desplazamiento orbital del plasma pierde su posición de equilibrio y es acelerado centrífugamente en dirección de las líneas y forzado a seguirlas. Esto ocurre porque a lo largo de las líneas de campo las componentes de la fuerza centrífuga de los iones serán mayores que las contra partes gravitacionales. Entonces el plasma será acelerado hacia afuera. Dado que las líneas de campo están *ancladas* (Frank et al., 2002) al disco de

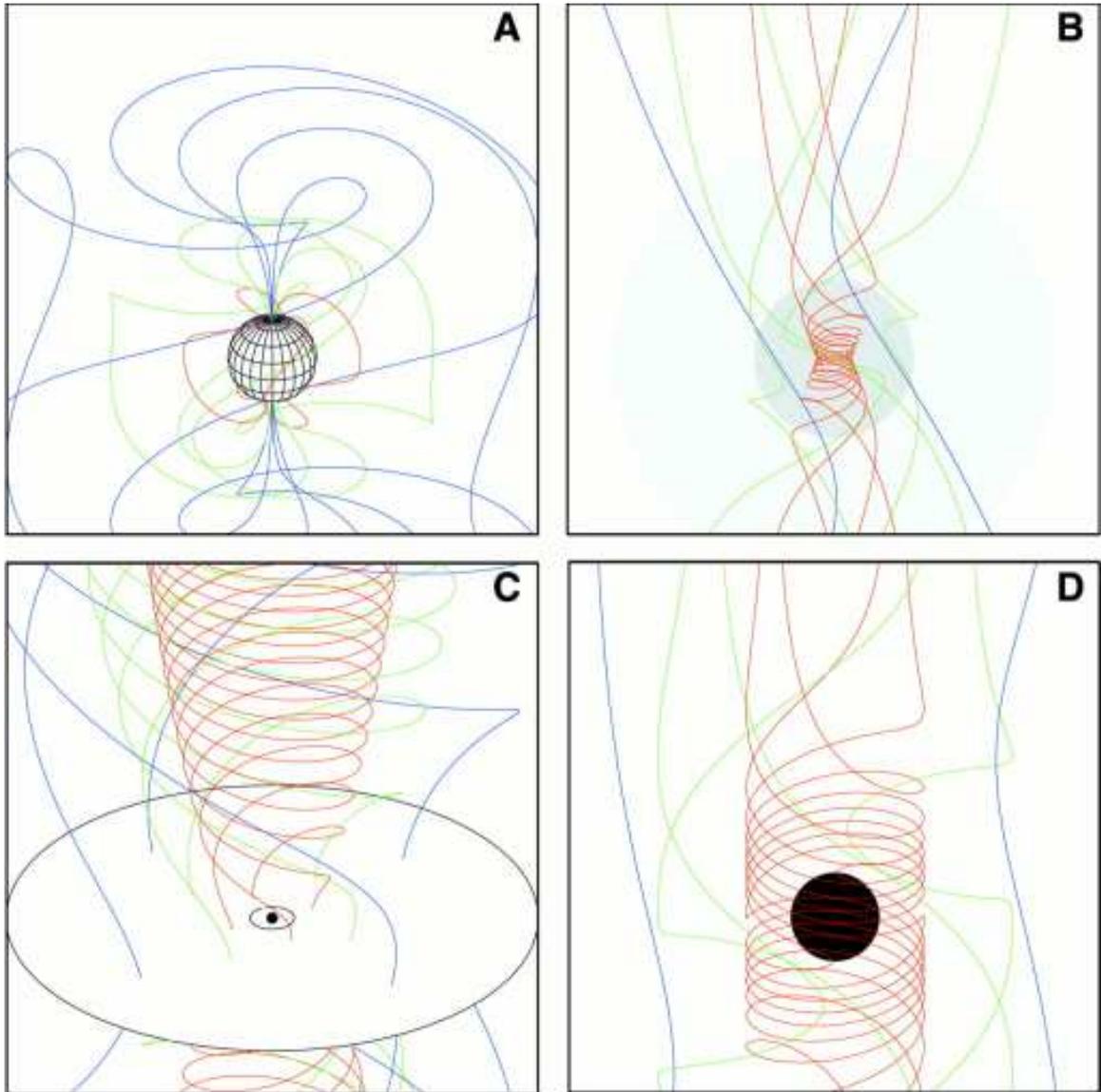


Figura I.6: Cuatro formas de producir un jet con campos magnéticos. En A se muestra un campo bipolar de una estrellas de neutrones con rotación. El panel B muestra un objeto colapsando torciendo un campo magnético inicialmente uniforme. En el cuadro C se ve un campo magnético poloidal proveniente de un disco de acreción magnetizado. En D, un sistema de referencia inercial cercano muestra líneas de campo magnéticas fuertemente enroscadas por la presencia de un agujero negro de Kerr (Landau y Lifshitz, 1994). Los diagramas A, C Y D podrían ser relevantes para microcuasares. La figura A es adecuada para pulsares aislados. Los campos en C y D son apropiadas para NAG y, los de B, C y D para GRB (Fender, 2003). Este diagrama fue tomado de Meier (2001).

acreción y rotan con él, se irán apretando en cada vuelta, aumentando así la tensión magnética entre ellas (Meier, 2002). Finalmente se alcanza un estado inestable en el que las líneas de campo se rompen y buscan cerrarse de nuevo, produciendo así una poderosa y corta emisión que da lugar a una salida abrupta y abundante de material ionizado. Es así como se cree que se forman el jet y las manchas tan características observadas en los mismos. La figura I.6 muestra diferentes configuraciones de campos magnéticos alrededor de objetos compactos.

La colimación de los jets se asocia con la densidad magnética dentro del cocoon y la velocidad de salida de las partículas del jet. Cuando estas salen disparadas hacia el jet arrastran consigo campos magnéticos. Estos son transportados hacia el cocoon, en donde se reconfigurarán e impartirán fuerzas sobre el material del jet que pase por allí. El cocoon por sí mismo protege también al flujo del jet. Por otro lado, si las densidades magnéticas en los discos de acreción de los jets son grandes, las partículas de plasma saldrán con altas velocidades, i.e. $\sim c$, y con un grado de colimación inercial como se ve en la figura I.2. Los jets asociados con los FR II tienen velocidades de flujo relativistas, mientras que para los FR I $v \sim 300$ km/s.

Otra parte muy importante en el estudio de los jets han sido las simulaciones numéricas. La mayoría de ellas ocupa las *ecuaciones de la magnetohidrodinámica* (Landau y Lifshitz, 1960; Font, 2000) cuya integración numérica en una, dos y tres dimensiones con las condiciones iniciales apropiadas, permite trazar la evolución histórica del flujo. El grupo de Scheck et al. (2002) simuló jets relativistas de pares $e^+ - e^-$ y $e^- - p$ y encontraron que la morfología y comportamiento dinámico del jet es casi independiente de la composición del mismo. Koide et al. (1998) realizaron simulaciones numéricas magnetohidrodinámicas relativistas completas para la formación de jets en las vecindades de un agujero negro. Sus resultados sugieren que los jets tienen una estructura de dos capas: una componente interna rápida impulsada por presión de gas, y una componente externa lenta impulsada magnéticamente.

La tabla I.1 muestra valores promedio de las variables características de los jets astrofísicos. Esta da una idea general de las escalas que dichas variables tienen en los diferentes jets.

Objetos	NAG	microcuasares	H-H	GRB
Ubicación	extragalácticos	galácticos	galácticos	extragalácticos
Tamaño [pc]	$\sim 10^5$	$\lesssim 10$	< 10	$\approx 10^{-5} - 10^{-1}$
Luminosidad [L_{\odot}]	$10^7 - 10^{19}$	$< 10^5$	$10^1 - 10^4$	10^{21}
Masa central [M_{\odot}]	$10^6 - 10^9$	$1 - 10$	< 10	$1 - 10$
Velocidad [Γ]	$10 - 10^3$	> 3	< 1	$100 - 300$
Campo magnético [G]	~ 100	~ 100	< 200	$\sim 10^{16}$

Tabla I.1: Valores de las variables físicas de los jets astrofísicos. Tamaños, luminosidades, masas centrales y velocidades típicas, en términos del factor de Lorentz, encontrados en Robson (1996); Reipurth et al. (1997); Ferrari (1998); Ford y Tsvetanov (1999); Meier (2002); Vilhu (2002); Cherepashchuk et al. (2003); Calvet et al. (2004); Mendoza et al. (2004); Mirabel (2004) y Gouveia Dal Pino (2004). Los valores de los campos magnéticos se tomaron de Blandford (1990); Carilli et al. (1996); Lovelace y Romanova (1996); Koide et al. (1998); Camenzind (1999); Meier (2002); Wu et al. (2002); Smirnov et al. (2003) y Trimble y Aschwanden (2004).

Capítulo II

Análisis

El teorema de Buckingham (1914) del análisis dimensional permite encontrar relaciones matemáticas *dimensionales* entre las variables de algún fenómeno físico. Dichas relaciones resultan independientes del sistema de unidades utilizado ya que el teorema usa el hecho de que las variables físicas son cantidades dimensionales. Las relaciones que se obtienen con este teorema son útiles, entre otras cosas, cuando se estudia algún fenómeno físico que no ha sido explicado total y satisfactoriamente por las teorías físicas actuales. El análisis dimensional permite entonces sealar *un* camino que las teorías pueden seguir para explicarlo con todo formalismo. Este es el caso de los jets astrofísicos que no han sido explicados totalmente por la magnetohidrodinámica relativista, aunque se encuentra ya muy cerca gracias, en gran parte, a las simulaciones numéricas.

§8. Teorema Π de Buckingham

Consideremos $n + 1$ cantidades *físicas* a, a_1, a_2, \dots y a_n relacionadas mediante una ley física f como $a = f(a_1, a_2, \dots, a_n)$. Supongamos que las primeras k cantidades tienen dimensiones independientes y, por tanto, las otras $n - k$ cantidades estarán escritas en términos (e.g. productos) de las primeras, es decir,

$$a = f(a_1, a_2, \dots, a_k, a_{k+1}, a_{k+2}, \dots, a_n), \quad (8.1)$$

donde

$$[a_{k+1}] = \prod_{i=1}^k [a_i]^{p_i}, \quad [a_{k+2}] = \prod_{i=1}^k [a_i]^{q_i}, \quad \dots, \quad [a_n] = \prod_{i=1}^k [a_i]^{r_i}. \quad (8.2)$$

El operador $[\]$ representa las dimensiones físicas de la cantidad a la que se aplica.

La diferencia entre distintos sistemas de unidades de medición es simplemente un reescalamiento de las cantidades (e.g. $1 \text{ m} = (3.28)(1 \text{ ft})$). Si hacemos un reescalamiento a las cantidades en la ecuación (8.1) de tal forma que el factor de escala α_i de la cantidad $[a_i]$ sea $\alpha_i = [a_i]^{-1}$, entonces tendremos i cantidades a_i tales que $[a_i]' = \alpha_i [a_i] = 1$ independientes del sistema de medición escogido. De este modo las relaciones (8.2) quedan como (Sedov, 1993)

$$\Pi = \frac{[a]}{\prod_{i=1}^k [a_i]^{l_i}}, \quad \Pi_{k+1} = \frac{[a_j]}{\prod_{i=1}^k [a_i]^{p_i}}, \quad \dots, \quad \Pi_n = \frac{[a_n]}{\prod_{i=1}^k [a_i]^{r_i}}, \quad (8.3)$$

donde l_i, p_i y r_i son números racionales. Las cantidades Π, Π_{k+1}, \dots y Π_n son adimensionales. A este resultado se le conoce como el teorema Π de Buckingham del análisis dimensional (Buckingham, 1914).

§9. Relaciones dimensionales para jets astrofísicos

Aprovechando la forma de las expresiones (8.3) podemos escribir relaciones entre las cantidades físicas significativas para los jets astrofísicos. Como vimos en el capítulo anterior, para que se forme un jet es necesario que en “la maquinaria central” haya un objeto masivo condensado (e.g. una estrella recién formada, una estrellas de neutrones o un agujero negro) que acrete materia y forme un disco de acreción. Este disco tendrá un momento angular y un campo magnético “zurcido” a él. Para describir lo anterior necesitamos la masa del objeto central M_a , su tasa de acreción \dot{M} , la constante de gravitación G , el momento angular Ω (del disco de acreción o del objeto

§9 RELACIONES DIMENSIONALES PARA JETS ASTROFÍSICOS 19

central) y la intensidad del campo magnético B . Nos interesan además una longitud característica l , que podría ser la longitud del jet, y la energía mecánica por unidad de tiempo inyectada al jet: es decir, la luminosidad o potencia de salida L_s de la maquinaria central. Debido a esta potencia el jet tendrá una velocidad v , que bajo ciertas circunstancias alcanza valores cercanos a la velocidad de la luz c . Lo anterior está relacionado con las densidades del jet y del medio ambiente ρ (Blandford, 1990; Mendoza, 2002). Todas estas variables están relacionadas mediante una función L_s de la forma

$$L_s = L_s(\dot{M}, M_a, c, G, \Omega, B, l, v, \rho). \quad (9.1)$$

Usando el teorema de Buckingham del análisis dimensional obtenemos los siguientes parámetros adimensionales

$$\begin{aligned} \Pi_1 &= \frac{L_s}{\dot{M}c^2}, & \Pi_2 &= \frac{G\dot{M}}{c^3}, & \Pi_3 &= \frac{Bc^{1/2}M_a}{\dot{M}^{3/2}}, & \Pi_4 &= \frac{l\dot{M}}{M_a c}, \\ \Pi_5 &= \frac{\Omega\dot{M}}{M_a^2 c^2}, & \Pi_6 &= \frac{v}{c}, & \Pi_7 &= \frac{\rho c^3 M_a^2}{\dot{M}^3}. \end{aligned} \quad (9.2)$$

Del segundo parámetro Π_2 se sigue que

$$\Pi_2 = \left(\frac{GM_a}{c^2} \right) \left(\frac{\dot{M}}{M_a} \right) \frac{1}{c}.$$

Observando que M_a/\dot{M} tiene dimensiones de tiempo podemos definir un tiempo característico τ dado por

$$\tau \equiv \frac{M_a}{\dot{M}}. \quad (9.3)$$

Este es el tiempo en que el objeto central con masa M_a acreta una masa del orden de la suya. Siendo así, entonces

$$\Pi_2 = \left(\frac{r_S}{2}\right) \left(\frac{1}{\tau}\right) \left(\frac{1}{c}\right) = \frac{r_s}{2\tau c}, \quad (9.4)$$

donde $r_S = 2GM/c^2$ es el radio de Schwarzschild (Landau y Lifshitz, 1994). Dado que Π_2 es adimensional tenemos una distancia λ dada por

$$\lambda \approx 2c\tau. \quad (9.5)$$

Pensemos esta ecuación como la longitud del jet en función de su tiempo de vida. Para simplificar el problema supondremos que la cantidad de masa que se acreta hacia el disco de acreción es mucho menor que la masa del objeto central M_a . Esto nos permitirá tomar esta última masa como constante. De este modo τ será el *tiempo de vida máximo* del jet. La gráfica II.1 muestra el logaritmo de la relación (9.5), en la que se tienen la longitud observada del jet en la ordenada y el tiempo de vida máximo del mismo en la abscisa. En la gráfica los jets astrofísicos están por debajo de la línea debido a que la longitud de los jets se ve afectada por la interacción del material del jet con el medio ambiente. Se tiene entonces una región prohibida para los jets astrofísicos. La relación (9.5) muestra el carácter auto-similar de los jets astrofísicos discutido en el capítulo anterior y tratado ampliamente por Kaiser y Alexander (1997).

De la ecuación (9.2) se encuentra que

$$\Pi_8 \equiv \Pi_2^{3/2} \Pi_3 = \frac{BM_a G^{3/2}}{c^4} = \left(\frac{M_a G}{c^2}\right)^{3/2} / \frac{\sqrt{M_a c^2}}{B}. \quad (9.6)$$

La cantidad dentro del paréntesis en el lado derecho de esta ecuación es la mitad del radio de Schwarzschild. Por lo tanto, podemos definir una distancia r_j dada por

$$r_j \propto \frac{M_a^{1/3} c^{2/3}}{B^{2/3}} \approx 10^2 \left(\frac{M_a}{M_\odot}\right)^{1/3} \left(\frac{B}{1 \text{ G}}\right)^{-2/3} \text{ pc}. \quad (9.7)$$

Esto nos recuerda a las leyes de escala para los agujeros negros descritos en la sección §4.

A partir de este punto usaremos los siguientes valores, asociados a los jets as-

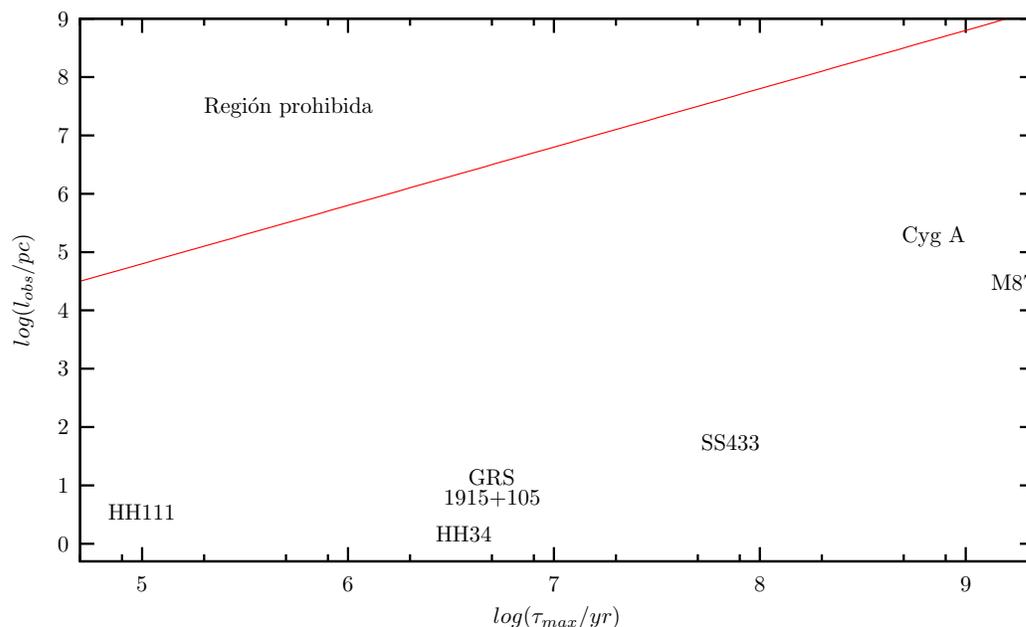


Figura II.1: Tiempo de vida máximo τ_{\max} vs. longitud observada l_{obs} para los jets astrofísicos. La línea muestra el cálculo de la ecuación (9.5). No hay jets en la región superior de la gráfica debido a la interacción del material del jet con el medio ambiente. Esto hace que la longitud de los jets disminuya considerablemente. En la región inferior mostramos algunos jets típicos, cuyos valores tomamos de Koupelis (1993); Hartigan et al. (1994); Devine et al. (1997); Reipurth et al. (1997); Yang et al. (1997); Reynolds et al. (1999); Belloni et al. (2000); di Matteo et al. (2002) y Cherepashchuk et al. (2003)

trofísicos M87 y T Tau. Para el NAG M87: $M_a \approx 2 - 3 \times 10^9 M_\odot$ (Ford y Tsvetanov, 1999), $B \sim 100 G$ (Camenzind, 1999; Blandford, 1990), $l \approx 20 \text{ kpc}$ (Robson, 1996), $\dot{M} \sim 4 M_\odot \text{ yr}^{-1}$ (Dopita et al., 1997) y $L_s \approx 10^{7-9} L_\odot$ (Binney, 1999). Para el objeto H-H T Tau: $M_a \approx 1.5 - 4 M_\odot$ (Calvet et al., 2004), $B \leq 200 G$ (Smirnov et al., 2003), $l \approx 0.72 \text{ pc}$ (Carballo y Eiroa, 1992), $\dot{M} \sim 10^{-8} M_\odot \text{ yr}^{-1}$ (Kastner et al., 2002) y $L_s \approx 10^{-1} - 10^2 L_\odot$ (Mundt, 1985).

Para un NAG típico como M87 la longitud (9.7) resulta $r_j \approx 10 \text{ kpc}$, y para el objeto T Tau, $r_j \approx 1 \text{ pc}$. Estos valores se aproximan mucho a las longitudes medidas que se muestra en la gráfica II.1 y en los valores mencionados en el párrafo anterior.

Esto también para los jets asociados con NAG, μ -QSR y H-H cuyos valores se encuentran en las referencias. Podemos entonces escoger el factor de proporcionalidad en la expresión (9.7) muy cercano a uno y tendremos entonces

$$r_j \approx 100 \left(\frac{M_a}{M_\odot} \right)^{1/3} \left(\frac{B}{1 \text{ G}} \right)^{-2/3} \text{ pc.} \quad (9.8)$$

Igualando la ecuación (9.7) con la (9.5) se obtiene el parámetro Π_3 de la ecuación (9.2), confirmado que r_j es la longitud del jet. Obsérvese que de Π_4 en la ecuación (9.2) se obtiene fácilmente la relación (9.5). Por otra parte, si tomamos $\Pi_2 \Pi_4^2 \Pi_7 / \Pi_6^2$ en la ecuación (9.2) obtenemos el parámetro $\Lambda = \rho G l^2 / v^2$ de Mendoza et al. (2004), el cual trata dimensionalmente a la longitud máxima para los jets astrofísicos en términos de su velocidad de flujo y densidad. Esto permite ver la consistencia y utilidad del análisis dimensional.

Dado que la ecuación (9.6) es el cociente entre la mitad del radio de Schwarzschild y la longitud del jet, entonces

$$\Pi_8 = \frac{(B l^{3/2}) (G M_a^2 / l)^{3/2}}{(M_a c^2)^2} \ll 1, \quad (9.9)$$

y por lo tanto

$$B \ll \frac{c^4}{G^{3/2} M_a} \approx 10^{23} (M_a / M_\odot)^{-1} \text{ G.} \quad (9.10)$$

El lado derecho de esta desigualdad es la cota superior del campo magnético asociado a los discos de acreción de los jets, la cual escala con la masa. Evaluando para M87 y T Tau, con los valores ya mencionados, obtenemos $B \ll 10^{13} \text{ G}$ y $B \ll 10^{21} \text{ G}$ respectivamente. Estos valores están muy por encima de los asociados con sus discos de acreción.

Algunos microcuasares como SS 433 y los GRB's presentan campos magnéticos tan grandes en sus discos de acreción que las cotas máximas mencionadas en el párrafo anterior están alrededor de 3 ordenes de magnitud por encima de ellas (Meier, 2002; Trimble y Aschwanden, 2004). En estos casos las energías o densidades magnéticas son tan grandes que superan a las energías gravitacionales asociadas con el objeto

§9 RELACIONES DIMENSIONALES PARA JETS ASTROFÍSICOS 23

central asociado a los respectivos jets. Esto es claro del siguiente cálculo. De la ecuación (9.2) se sigue que

$$\Pi_9 \equiv \frac{\Pi_3^2 \Pi_4^4}{\Pi_2} = \frac{B^2 l^3}{GM_a^2/l} = E_{\text{mag}}/E_{\text{grav}}, \quad (9.11)$$

donde $l = r_d$ es el radio del disco de acreción. Esta cantidad es el cociente entre energías magnética y gravitacional. Al evaluarlo para SS 433 con $M_a \approx 10M_\odot$, $B \sim 10^{13} G$ y $r_d \approx 10^{-7} \text{ pc}$ (Meier, 2002; Mendoza et al., 2004) obtenemos $\Pi_9 \approx 10^4$. Más adelante repetiremos este cálculo para GRB. La ecuación (9.11) muestra que cuando se tienen grandes energías magnéticas las energías gravitacionales no juegan un papel predominante para los jets astrofísicos.

Haciendo $\Pi_1 \Pi_7 / \Pi_3^2$ con los parámetros de la ecuación (9.2) obtenemos la relación $L_s \propto \rho / \dot{M} B^2$, de donde

$$L_s \propto \frac{1}{\rho} B^2 \dot{M}. \quad (9.12)$$

Suponiendo que ρ es la densidad de flujo de acreción y utilizando la expresión para el flujo de acreción ρv hacia un disco delgado de radio r y ancho a alrededor de un objeto masivo (Longair, 1992a)

$$\dot{M} = 2\pi r a \rho v, \quad (9.13)$$

tenemos de la expresión (9.12) que

$$L_s \propto B^2 r v. \quad (9.14)$$

Esta relación muestra que la luminosidad o potencia de salida del jet depende de los campos magnéticos, el tamaño del disco y de la velocidad de flujo. Sin embargo las dos últimas cantidades están relacionadas directamente con la primera, ya que los campos magnéticos en los discos de acreción se producen debido al movimiento de los iones constituyentes del mismo, de acuerdo con la ley de Ampère-Maxwell de la electrodinámica (Landau y Lifshitz, 1960). Tanto los iones que se encuentran en el plano del disco como los que no son disparados hacia el jet y caen hacia el

objeto central masivo a velocidades relativistas en trayectorias espirales. Además, mientras más grande sea el radio del disco de acreción habrá más iones que produzcan este efecto. La ecuación (9.14) se sigue también de utilizar la expresión (9.13) en la definición del parámetro Π_3 de la relación (9.2).

Con la ecuación (9.2) encontramos también para L_s

$$\Pi_{10} \equiv \frac{\Pi_1}{\Pi_2 \Pi_3^2} = \frac{L_s \dot{M}}{B^2 M_a^2 G},$$

de donde se obtiene

$$L_s \propto 10^{-7} \left(\frac{B}{1 \text{ G}} \right)^2 \left(\frac{M_a}{M_\odot} \right)^2 \left(\frac{\dot{M}}{M_\odot \text{ yr}^{-1}} \right)^{-1} L_\odot. \quad (9.15)$$

Evaluando otra vez para M87 (con los valores mencionados atrás) tenemos $L_s \propto 10^{21} L_\odot$. Análogamente para T Tau, $L_s \propto 10^6 L_\odot$. Estos valores de luminosidad de salida están por arriba de los valores medidos por cinco ordenes de magnitud (Binney, 1999; Mundt, 1985). Para ajustarlos a los valores observados, escojamos $\Pi_{10} \approx 10^{-7}$, así pues, de la expresión (9.15) se sigue que

$$L_s \approx 10^{-14} \left(\frac{B}{1 \text{ G}} \right)^2 \left(\frac{M_a}{M_\odot} \right)^2 \left(\frac{\dot{M}}{M_\odot \text{ yr}^{-1}} \right)^{-1} L_\odot. \quad (9.16)$$

Más adelante analizaremos esta relación para el caso de los GRB.

Consideremos ahora al momento angular Ω . Tomemos el cociente entre Π_2 y Π_5 de la ecuación (9.2) para obtener

$$\frac{\Pi_2}{\Pi_5} = \frac{GM_a^2}{\Omega c}, \quad (9.17)$$

que como veremos, se parece mucho a la expresión del momento angular máximo para agujeros negros con rotación. Para estos objetos el radio del horizonte de eventos está dado por (Longair, 1992a)

$$r = \frac{GM_a}{c^2} + \sqrt{\left(\frac{GM_a}{c^2}\right)^2 - \left(\frac{\Omega}{M_a c}\right)^2}, \quad (9.18)$$

que es donde la métrica de Kerr (Landau y Lifshitz, 1994) se vuelve singular. De esta ecuación se ve que el momento angular máximo que puede tener un agujero negro es

$$\Omega_{\text{máx}} = GM_a^2/c. \quad (9.19)$$

Es decir, para agujeros negros de máxima rotación $\Pi_2/\Pi_5 \approx 1$. En este caso particular Ω se interpreta como el momento angular del objeto central.

§10. Conclusiones y aplicaciones

La conversión de energía cinética a radiación en el proceso de acreción para un disco tiene la forma (Longair, 1992a)

$$L = \xi \dot{M} c^2, \quad (10.1)$$

donde ξ es al factor de eficiencia. El parámetro Π_1 en la ecuación (9.2) representa justamente lo mismo. Este factor es del orden de 0.1 para acreción hacia estrellas de neutrones y de 0.426 para agujeros negros (Longair, 1992a). Dado que los GRB tienen flujos de energía (luminosidades de salida) tan grandes, como se ve en la tabla I.1, podemos suponer para ellos que $\xi \approx 1$. Resolviendo entonces la ecuación (10.1) para la tasa de acreción, podemos estimar la cota mínima para los GRB con buena aproximación

$$\dot{M} \approx \frac{L_s}{c^2} \approx 1 M_\odot/\text{s}. \quad (10.2)$$

Es decir, en las explosiones donde se dan los GRB se acreta alrededor $0.1 M_\odot/10\text{s}$, lo cual es muy razonable ya que se asocian con estrellas de masa $M \sim 7 M_\odot$ (cf. sección §6). Con estos valores y la ecuación (9.16) podemos calcular la intensidad de campo magnético presente en la maquinaria central de los GRB, usando el valor de L_s de la

tabla I.1. El valor resultante es $B \approx 10^{20}$ G, que es dos o tres ordenes de magnitud mayor que el valor inferido para estos objetos (Meier, 2002). Si tomamos un valor típico de intensidad de campo magnético $B = 10^{16}$ G para estos objetos, entonces las ecuaciones (9.8) y (9.16) tendrían constantes de proporcionalidad de 10^9 y de 10^{-5} respectivamente. Estas difieren considerablemente de las que se tienen para los otros jets, lo cual es de esperarse ya que los factores de proporcionalidad son una función adimensional de las variables asociadas con el jet. A pesar de que las ecuaciones (9.8) y (9.16) parecen no ser válidas para los GRB's, las relaciones de escala dadas por estas igualdades funcionan adecuadamente para todos los demás jets astrofísicos.

Por otro lado el modelo de colapsar no describe en detalle lo que ocurre con los campos magnéticos en el núcleo estelar que se colapsa durante la explosión de las estrellas Wolf-Rayet. Bajo estas circunstancias es posible pensar que la densidad magnética llegue a generar campos magnéticos tan elevados como 10^{20} G, como lo predicho anteriormente. Si por ejemplo evaluamos la desigualdad (9.10) para $B = 10^{20}$ G y $M_a \sim 10M_\odot$ (Meier, 2002) tenemos que para los GRB, $B < 10^{22}$ G, que concuerda con nuestro cálculo. Por último, usando estos valores y $r_d \approx 10^{-12}$ pc (Mirabel, 2004) obtenemos que $E_{\text{mag}}/E_{\text{grav}} \approx 10^{31}$, de acuerdo a la ecuación (9.11).

Para jets astrofísicos con campos magnéticos $B \gtrsim 10^{13}$ G, la energía o densidad magnética en la maquinaria central es mayor que la energía gravitacional, como muestra la ecuación (9.11). Esto sugiere que el jet es generado por efectos magnéticos (Meier, 2002).

Una vez que se originó el jet, su estabilidad y luminosidad dependerán de la intensidad de campo magnético y de la tasa de acreción, como lo muestran las expresiones (9.12) y (9.16). El campo magnético empujará las partículas de plasma fuera del disco de acreción, para lo cual tiene que haber una tasa de acreción tal que proporcione las partículas por unidad de tiempo necesarias para mantener estable al jet. La ecuación (9.4) muestra también que el tiempo de vida del jet es función de la tasa de acreción. Por otro lado, dado que la ecuación (9.16) depende de M_a^2 y la relación (9.19) también, podría pensarse que (9.16) depende del momento angular Ω asociado a un agujero negro con rotación. Sin embargo, esta última relación es tan general que sirve incluso cuando el objeto central de los jets es una estrella, como

sucede para jets asociados con objetos H-H.

Como mencionamos en la sección §7, la densidad magnética dentro del cocoon y la velocidad de salida de las partículas del jet juegan un papel importante en su colimación. La velocidad del jet y la intensidad del campo magnético están relacionadas con la luminosidad en la expresión (9.14). Si se tienen altas energías magnéticas en los discos de acreción, las partículas de plasma saldrán disparadas con altas velocidades ($\sim c$) y por tanto, con un grado de colimación inicial.

Podemos decir entonces que todos los jets astrofísicos existen debido a una combinación precisa entre procesos electromagnéticos, mecánicos y gravitacionales, independientemente de la masa y la naturaleza de sus objetos centrales.

Las ecuaciones (9.3), (9.8), (9.10) y (9.16) obtenidas en este trabajo pueden considerarse como unas relaciones de escala hidrodinámicas para jets astrofísicos.

Bibliografía

- ALFVÉN, H. Y HERLOFSON, N., 1950. Cosmic Radiation and Radio Stars. *Phys. Rev.*, **78**, 616.
- ANTONUCCI, R. R. J. Y MILLER, J. S., 1985. Spectropolarimetry and the nature of NGC 1068. *ApJ*, **297**, 621–632.
- BARTHEL, P., 1989a. Quasars and Radio Galaxies may BE Two of a Kind. *Scientific American*, **260**, 20.
- BARTHEL, P. D., 1989b. Is every quasar beamed? *ApJ*, **336**, 606–611.
- BEGELMAN, M. Y REES, M., 1996a. *Gravity's Fatal Attraction Black Holes in the Universe*. W H Freeman & Co.
- BEGELMAN, M. Y REES, M., 1996b. *Gravity's fatal attraction. Black holes in the universe*. Scientific American Library, New York: W.H. Freeman.
- BEGELMAN, M. C., BLANDFORD, R. D. Y REES, M. J., 1984. Theory of extragalactic radio sources. *Rev. Mod. Phys.*, **56**, 255–351.
- BELLONI, T., MIGLIARI, S. Y FENDER, R. P., 2000. Disk mass accretion rate and infrared flares in GRS 1915+105. *Astronomy and Astrophysics*, **358**, L29–L32.
- BINNEY, J., 1999. M 87 and Cooling Flows. *Lecture Notes in Physics, Berlin Springer Verlag*, **530**, 116.

- BLANDFORD, R., 1990. Physical Processes in Active Galactic Nuclei. In T.-L. Courvoisier y M. Mayor, eds., *Active Galactic Nuclei*, Saas-Fee Advanced Course 20, 161–275. Springer-Verlag, Les Diablerets.
- BLANDFORD, R. D. Y PAYNE, D. G., 1982. Hydromagnetic flows from accretion discs and the production of radio jets. *MNRAS*, **199**, 883–903.
- BLANDFORD, R. D. Y ZNAJEK, R. L., 1977. Electromagnetic extraction of energy from Kerr black holes. *MNRAS*, **179**, 433–456.
- BRIDLE, A. H., 1998. Impact of VLA: Physics of AGN Jets. <http://www.cv.nrao.edu/~abridle/bgctalk>.
- BUCKINGHAM, E., 1914. On physically similar systems; illustrations of the use of dimensional equations. *Phys. Rev.*, **4**, 345–376.
- CALVET, N., MUZEROLLE, J., BRICEÑO, C., HERNÁNDEZ, J., HARTMANN, L., SAUCEDO, J. L. Y GORDON, K. D., 2004. The Mass Accretion Rates of Intermediate-Mass T Tauri Stars. *Astronomical Journal*, **128**, 1294–1318.
- CAMENZIND, M., 1999. On Disks and Jet(s) in the Defunct Quasar M 87. *Lecture Notes in Physics, Berlin Springer Verlag*, **530**, 252.
- CARBALLO, R. Y EIROA, C., 1992. A Herbig-Haro flow associated with the T Tauri star Bretz 4 in GGD 17. *Astronomy and Astrophysics*, **262**, 295–301.
- CARILLI, C., PERLEY, R., BARTEL, N. Y DREHER, J., 1996. *The jets in Cygnus A: from pc- to kpc-scales*, 76–85. Cygnus A – Studay of a Radio Galaxy.
- CASTRO-TIRADO, A. J., ZAPATERO-OSORIO, M. R., CAON, N., CAIROS, L. M., HJORTH, J. ET AL., 1999. Decay of the GRB 990123 Optical Afterglow: Implications for the Fireball Model. *Science*, **283**, 2069–2073.
- CHEREPASHCHUK, A. Y POSTNOV, K., 2001. Wolf-Rayet Stars and GRB Connection. In *Gamma-ray Bursts in the Afterglow Era*, 166.

- CHEREPASHCHUK, A. M., SUNYAEV, R. A., SEIFINA, E. V., PANCHENKO, I. E., MOLKOV, S. V. Y POSTNOV, K. A., 2003. INTEGRAL observations of SS433, a supercritically accreting microquasar with hard spectrum\thanks. *Astronomy and Astrophysics*, **411**, L441–L445.
- DEVINE, D., BALLY, J., REIPURTH, B. Y HEATHCOTE, S., 1997. Kinematics and Evolution of the Giant HH34 Complex. *Astronomical Journal*, **114**, 2095–2111.
- DI MATTEO, T., ALLEN, S. W., FABIAN, A. C., WILSON, A. S. Y YOUNG, A. J., 2002. Chandra and the Black Hole in M87. In *Lighthouses of the Universe: The Most Luminous Celestial Objects and Their Use for Cosmology Proceedings of the MPA/ESO*, 443.
- DOPITA, M. A., KORATKAR, A. P., ALLEN, M. G., TSVETANOV, Z. I., FORD, H. C., BICKNELL, G. V. Y SUTHERLAND, R. S., 1997. The LINER Nucleus of M87: A Shock-excited Dissipative Accretion Disk. *ApJ*, **490**, 202–215.
- FENDER, R., 2003. Jets from X-ray binaries. <http://www.arxiv.org/astro-ph/0303339>.
- FERRARI, A., 1998. Modelling Extragalactic Jets. *Ann. Rev. Ast. & Ast.*, **36**, 539–598.
- FONT, J., 2000. Numerical Hydrodynamics in General Relativity. *Living Reviews in Relativity*, **3**.
- FORD, H. Y TSVETANOV, Z., 1999. The Nuclear Disk in M 87: A Review. *Lecture Notes in Physics, Berlin Springer Verlag*, **530**, 278.
- FRANK, J., KING, A. Y RAINE, D. J., 2002. *Accretion Power in Astrophysics: Third Edition*. *Accretion Power in Astrophysics: Third Edition*, by Juhan Frank, Andrew King, and Derek J. Raine. Cambridge University Press, 2002, 398 pp.
- GOUVEIA DAL PINO, E. M., 2004. Astrophysical Jets and Outflows. <http://www.arxiv.org/astro-ph/0406319>.

- HARGRAVE, P. J. Y RYLE, M., 1974. Observations of Cygnus A with the 5km radio telescope. *MNRAS*, **166**, 305–327.
- HARO, G. Y MINKOWSKI, R., 1960. The Herbig-Haro Objects Near NGC 1999. *Astronomical Journal*, **65**, 490.
- HARRISON, F. A., BLOOM, J. S., FRAIL, D. A., SARI, R., KULKARNI, S. R. ET AL., 1999. Optical and Radio Observations of the Afterglow from GRB 990510: Evidence for a Jet. *ApJL*, **523**, L121–L124.
- HARTIGAN, P., MORSE, J. A. Y RAYMOND, J., 1994. Mass-loss rates, ionization fractions, shock velocities, and magnetic fields of stellar jets. *ApJ*, **436**, 125–143.
- JENNISON, R. C. Y DAS GUPTA, M. K., 1956. The measurement of the angular diameter of two intense radio sources I. A radio interferometer using post-detector correlation [and] II. Diameter and structural measurements of the radio stars Cygnus A and Cassiopeia A. *ApJ*, **124**, 660–662.
- KAISER, C. R. Y ALEXANDER, P., 1997. A self-similar model for extragalactic radio sources. *MNRAS*, **286**, 215–222.
- KASTNER, J. H., HUENEMOERDER, D. P., SCHULZ, N. S., CANIZARES, C. R. Y WEINTRAUB, D. A., 2002. Evidence for Accretion: High-Resolution X-Ray Spectroscopy of the Classical T Tauri Star TW Hydrae. *ApJ*, **567**, 434–440.
- KOIDE, S., SHIBATA, K. Y KUDOH, T., 1998. General Relativistic Magnetohydrodynamic Simulations of Jets from Black Hole Accretions Disks: Two-Component Jets Driven by Nonsteady Accretion of Magnetized Disks. *ApJL*, **495**, L63–L66.
- KOUPELIS, T., 1993. An Application of the Narrow-Jet Model: The M87 Jet. *ApJ*, **419**, 117–126.
- KULKARNI, S. R., DJORGOVSKI, S. G., ODEWAHN, S. C., BLOOM, J. S., GAL, R. R. ET AL., 1999. The afterglow, redshift and extreme energetics of the gamma-ray burst of 23 January 1999. *Nature*, **398**, 389–394.

- LANDAU, L. Y LIFSHITZ, E., 1994. *The Classical Theory of Fields*, vol. 2 of *Course of Theoretical Physics*. Pergamon, 4th ed.
- LANDAU, L. D. Y LIFSHITZ, E. M., 1960. Electrodynamics of continuous media. *Energy Conversion Management*.
- LONGAIR, M., 1992a. *High Energy Astrophysics*, vol. 2. Cambridge University Press.
- LONGAIR, M., 1992b. *High Energy Astrophysics*, vol. 1. Cambridge University Press.
- LONGAIR, M. S., 1995. Astrophysics and Cosmology. In L. M. Brown, A. Pais y B. Pippard, eds., *Twentieth Century Physics*, 1691–1821. IOP Publishing and New York AIP Press.
- LONGAIR, M. S., RYLE, M. Y SCHEUER, P. A. G., 1973. Models of extended radiosources. *MNRAS*, **164**, 243–270.
- LOVELACE, R. V. E. Y ROMANOVA, M. M., 1996. *Impulsive VLBI jet formation and high-energy gamma-ray emission in AGN*, 98–104. Cygnus A – Study of a Radio Galaxy.
- MARGON, B., 1984. Observations of SS 433. *Ann. Rev. Ast. & Ast.*, **22**, 507–536.
- MEIER, D., 2002. The theory of relativistic jet formation in Galactic sources: towards a unified model. In *New Views on Microquasars*, 157–165.
- MEIER, D. L., 2001. The Association of Jet Production with Geometrically Thick Accretion Flows and Black Hole Rotation. *ApJL*, **548**, L9–L12.
- MENDOZA, S., 2001. *Shocks and Jets in Radio Galaxies and Quasars*. Ph.D. thesis, Cambridge, U.K.
- MENDOZA, S., 2002. *Astrofísica relativista*. <http://www.astroscu.unam.mx/~sergio/gravitacion>.
- MENDOZA, S., HERNÁNDEZ, X. Y LEE, W. G., 2004. A hydrodynamic equivalence for astrophysical jets. <http://www.arxiv.org/astro-ph/0406603>.

- MIRABEL, F., 2004. Phenomenological Analogies in Black Hole Systems of all Masses. <http://www.arxiv.org/astro-ph/0404156>.
- MIRABEL, I. F. Y RODRÍGUEZ, L. F., 1999. Sources of Relativistic Jets in the Galaxy. *Ann. Rev. Ast. & Ast.*, **37**, 409–443.
- MIRABEL, I. F., RODRIGUEZ, L. F., CORDIER, B., PAUL, J. Y LEBRUN, F., 1992. A double-sided radio jet from the compact Galactic Centre annihilator 1E140.7 - 2942. *Nature*, **358**, 215–217.
- MUNDT, R., 1985. Mass outflows from T Tauri stars and their interaction with the environment. *Lecture Notes in Physics, Berlin Springer Verlag*, **237**, 160–180.
- PERLEY, R. A., DREHER, J. W. Y COWAN, J. J., 1984. The jet and filaments in Cygnus A. *ApJL*, **285**, L35–L38.
- REBER, G., 1940. Cosmic Static. *ApJ*, **91**, 621.
- REES, M. J., 1966. The Appearance of Relativistically Expanding Radio Sources. *Nature*, **211**, 468–470.
- REES, M. J., 1998. Astrophysical Evidence for Black Holes. In *Black Holes and Relativistic Stars*, 79–101.
- REES, M. J., 2004. Black holes in the real universe and their prospects as probes of relativistic gravity. <http://www.arxiv.org/astro-ph/0401365>.
- REIPURTH, B., BALLY, J. Y DEVINE, D., 1997. Giant Herbig-Haro Flows. *Astrophysical Journal*, **114**, 2708–2735.
- REYNOLDS, C. S., DI MATTEO, T. Y FABIAN, A. C., 1999. The Inner Accretion Disk in M 87. *Lecture Notes in Physics, Berlin Springer Verlag*, **530**, 313–318.
- ROBSON, I., 1996. *Active Galactic Nuclei*. John Wiley & Sons, 1st ed.
- RODRÍGUEZ, L. F. Y MIRABEL, I. F., 1999. Repeated Relativistic Ejections in GRS 1915+105. *ApJ*, **511**, 398–404.

- RODRIGUEZ, L. F., MIRABEL, I. F. Y MARTI, J., 1992. The radio counterpart of the hard X-ray source GRS 1758-258. *ApJL*, **401**, L15–L18.
- SAFI-HARB, S. Y ÖGELMAN, H., 1997. ROSAT and ASCA Observations of W50 Associated with the Peculiar Source SS 433. *ApJ*, **483**, 868–881.
- SAMS, B. J., ECKART, A. Y SUNYAEV, R., 1996. Near-infrared jets in the galactic microquasar GRS 1915+105. *Nature*, **382**, 47–49.
- SCHECK, L., ALOY, M. A., MARTÍ, J. M., GÓMEZ, J. L. Y MÜLLER, E., 2002. Does the plasma composition affect the long-term evolution of relativistic jets? *MNRAS*, **331**, 615–634.
- SCHEUER, P. A. G., 1974. Models of extragalactic radio sources with a continuous energy supply from a central object. *MNRAS*, **166**, 513–528.
- SEDOV, L., 1993. *Similarity and Dimensional Methods in Mechanics*. CRC Press, 10th ed.
- SHAKURA, N. I. Y SUNYAEV, R. A., 1973. Black holes in binary systems. Observational appearance. *Astronomy and Astrophysics*, **24**, 337–355.
- SMIRNOV, D. A., FABRIKA, S.Ñ., LAMZIN, S. A. Y VALYAVIN, G. G., 2003. Possible detection of a magnetic field in T Tauri. *Astronomy and Astrophysics*, **401**, 1057–1061.
- SUNYAEV, R., CHURAZOV, E., GILFANOV, M., PAVLINSKY, M., GREBENEV, S., BABALYAN, G., DEKhanov, I., KHAVENSON, N., BOUCHET, L., MANDROU, P., ROQUES, J. P., VEDRENNE, G., CORDIER, B., GOLDWURM, A., LEBRUN, F. Y PAUL, J., 1991. Three spectral states of 1E 1740.7 - 2942 - From standard Cygnus X-1 type spectrum to the evidence of electron-positron annihilation feature. *ApJL*, **383**, L49–L52.
- TRIMBLE, V. Y ASCHWANDEN, M. J., 2004. Astrophysics in 2003. *Publications of the ASP*, **116**, 187–265.

- VILHU, O., 2002. Mass transfer from the donor of GRS 1915+105. *Astronomy and Astrophysics*, **388**, 936–939.
- WU, K., STEVENS, J. A. Y HANNIKAINEN, D. C., 2002. Microquasars: A Galactic-Extragalactic connection. *Publ. Astron. Soc. Aust.*, **19**, 91–99.
- YANG, J., OHASHI, N., YAN, J., LIU, C., KAIFU, N. Y KIMURA, H., 1997. Detection of Infall Motion from the Circumstellar Disk Associated with the Exciting Source of HH 111. *ApJ*, **475**, 683–692.