

# Detección de Agujeros Negros Microscópicos con ATLAS en el LHC.

*Miguel Villaplana Pérez*

## Introducción.

Alguno de los modelos que tratan de unificar la gravedad con el resto de fuerzas implica la existencia de un número  $n$  de dimensiones extra. Estas  $n$  dimensiones se suponían comprimidas en distancias del orden de la longitud de Planck ( $10^{-33}$  cm) y por tanto imposibles de detectar con la tecnología actual. Sin embargo, recientemente se ha presentado la posibilidad de que el tamaño  $R$  de estas nuevas dimensiones sea mucho mayor que la longitud de Planck [1]. Si esto es cierto, la fuerza gravitatoria que observamos a distancias mucho mayores que  $R$  no es sino una fracción de la fuerza de gravedad real, que se mueve en un espacio de  $4+n$  dimensiones.

En el marco de este modelo, la escala fundamental o energía de Planck ( $M_{P(4)}$ ) ya no puede considerarse fundamental y es necesaria la definición de una nueva energía de Planck ( $M_P$ ) que tenga en cuenta el número total de dimensiones ( $4+n$ ). Puede demostrarse [2] que ambas están relacionadas por la siguiente expresión

$$M_{P(4)}^2 \approx M_P^{2+n} R^n \quad (1)$$

gracias a la cual es posible calcular los tamaños ( $R$ ) de las dimensiones extra en función de diferentes valores de  $n$  y  $M_P$ [1].

Según J. Hewett y M. Spiropulu [4] los valores  $n=1$  y  $n=2$  quedan descartados debido a datos cosmológicos y astrofísicos. En particular,  $n=2$  no es capaz de explicar el conocido como “Hierarchy Problem”, es decir, el hecho de que la escala de Planck, en que los efectos de la gravedad dejan de ser despreciables a pequeñas distancias, sea 16 ordenes de magnitud mayor que la escala electro-débil.

Si asumimos  $M_P$  del orden de la escala electro-débil ( $\sim 1$  TeV) y aceptamos que el número de dimensiones extra ( $n$ ) está comprendido entre 3 y 7 [5], los efectos de la gravedad a pequeñas distancias podrían ser suficientemente fuertes como para producir agujeros negros microscópicos (MBH) en colisiones de partículas a altas energías. De hecho, el LHC podría fabricar del orden de  $10^9$  MBH al año. Bajo ciertas condiciones, podrían llegar a producirse unos 10 MBH por segundo [6].

La aparición de MBH en el LHC puede significar el fin de la física de cortas distancias ya que, una vez la energía de colisión supere el umbral de producción de MBH, dejaremos de poder extraer información sobre la estructura de la materia a cortas distancias [7].

Debido a la alta masa de los MBH, se espera ver en el LHC eventos con un gran  $P_T$ , gran multiplicidad y una esfericidad alta, con muchos hard jets y leptones (en una relación 5:1). También es posible que se emitan hadrones con una energía comparable a  $M_P$  en la última fase de la desintegración.

## Desintegración de Agujeros Negros Microscópicos (MBH).

Un MBH en rotación se desintegra en tres fases. Empieza con una fase “balding”, en la que el MBH pierde asimetría emitiendo radiación y se asienta. Una vez asentado, comienza la fase de evaporación de Hawking (primero Kerr y luego Schwarzschild) que se caracteriza por la pérdida de momento angular (spin-down) y la emisión de radiación que reducirá la masa del MBH hasta que

éste entre en la fase de Planck. En esta última fase la masa del MBH ( $M_{BH}$ ) se acerca a la masa de Planck ( $M_P$ ) y unos cuantos cuantos de energía serán emitidos. Para el tratamiento en detalle de la fase de Planck es necesaria una teoría de gravedad cuántica que aun no existe.

Si sólo se tiene en cuenta la fase Schwarzschild, en la que el MBH pierde la mayor parte de su masa, el espectro energético de los productos de la desintegración tiene la forma del de un cuerpo negro con correcciones debidas a factores de cuerpo gris extradimensionales [8]. En este caso, el espectro tiene asociada una temperatura de Hawking  $T_H$  que viene dada por

$$T_H = \frac{n+1}{4\pi r_{BH}} \quad (2)$$

donde  $n$  es el número de dimensiones extra y  $r_{BH}$  es el radio de Schwarzschild para el MBH,

$$r_{BH} = \frac{1}{\sqrt{\pi} M_P} \left( \frac{M_{BH}}{M_P} \right)^{\frac{1}{n+1}} \left( \frac{8\Gamma\left(\frac{n+3}{2}\right)}{n+2} \right)^{\frac{1}{n+1}} \quad (3)$$

Según la ecuación (2)  $T_H$  es inversamente proporcional a  $M_{BH}$  lo que implica que, mientras se evapora, la temperatura del MBH debería de aumentar.

Estos cálculos se han realizado desde un punto de vista semiclásico valido sólo si  $M_{BH} \gg M_P$ ,  $M_{BH} \gg T_H$  y la multiplicidad es alta ( $N \gg 1$ ). En el LHC estas condiciones sólo se verán cubiertas si  $M_P$  es baja y, aun así, podría haber problemas si  $n$  es alto, ya que esto daría lugar a una  $T_H$  cercana a  $M_P$  y, por tanto, a una multiplicidad baja.

## Validez del modelo.

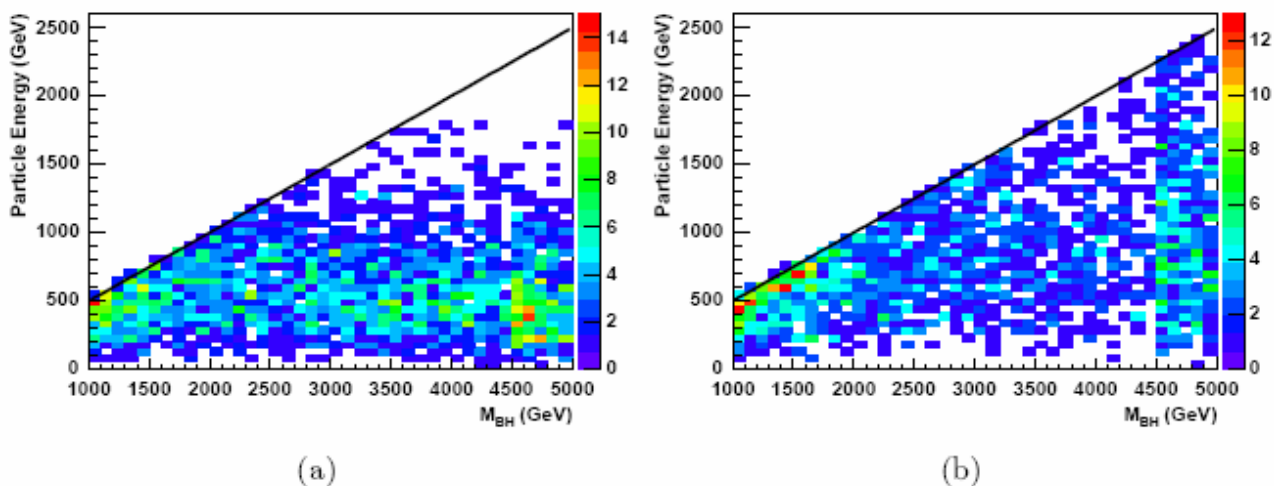
La simulación de los procesos de desintegración y detección de MBH en el LHC se llevan a cabo con el programa CHARYBDIS [2]. Debido a la complejidad de la teoría, el modelo usado en el diseño del simulador contiene un gran número de suposiciones [8].

Se supone que el proceso tendrá lugar en una zona alejada de la energía de Planck ( $M_{BH} > 5M_P$ ), pero esto no tiene por qué ser así, por tanto, el resultado obtenido para la sección eficaz de producción de MBH es cuestionable.

CHARYBDIS no tiene en cuenta las primeras fases de la desintegración, sólo da cuenta de la fase de Schwarzschild. A pesar de esto, no se esperan mayores consecuencias que la modificación del espectro a bajas energías debido a que en estas fases se emite muy poca energía.

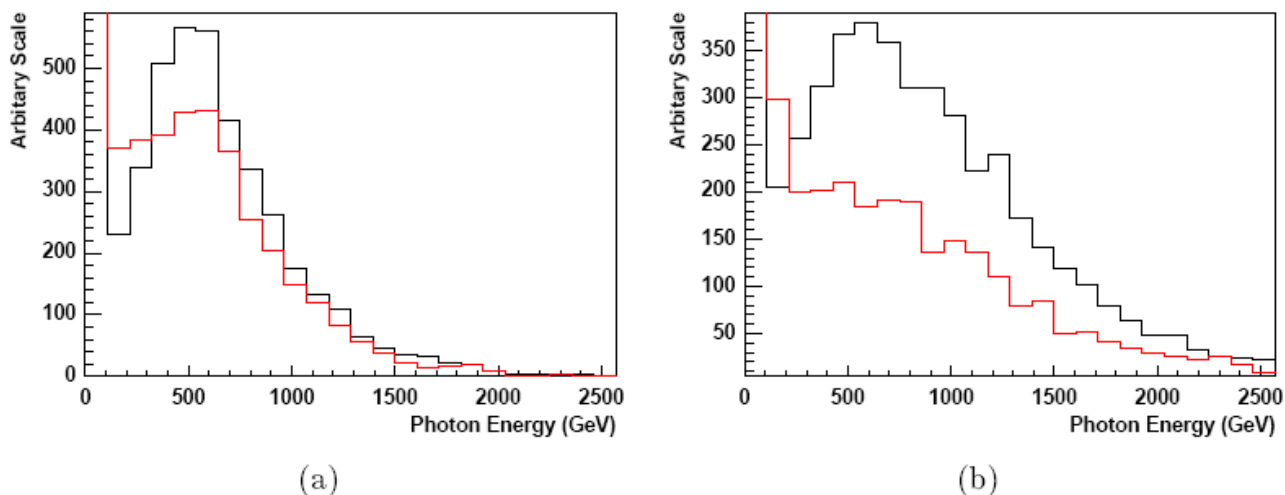
Tampoco se ha tenido en cuenta la emisión de gravitones. Según el modelo, los gravitones se mueven en un espacio de  $4+n$  dimensiones y, por tanto, cabe esperar que parte de la energía del MBH desaparezca en forma de gravitones emitidos en esas  $n$  dimensiones extra.

En la teoría que describe la radiación de Hawking, la energía que tiene una partícula emitida por un MBH puede ser infinita. Sin embargo, si queremos que se conserven la energía y el momento, ésta energía debe ser, como máximo, la mitad de la masa del MBH (kinematic limit). Estos efectos pueden introducirse en el modelo en forma de factores de corrección de cuerpo gris pero carecemos de una teoría completa que nos de la forma exacta de dichos factores.



**Figura 1:** Generación de los productos emitidos por un MBH de 5 TeV en el sistema de referencia en reposo. (1000 eventos). A) para  $n=2$  el límite cinemático (línea negra) afecta a la distribución de energías para masas pequeñas. B) para  $n=4$  el límite cinemático afecta a la distribución para todas las masas.

Cuando finaliza la fase de evaporación, queda un pequeño remanente que decae en lo que se llama la fase de Planck. Para realizar un tratamiento estricto de esta fase haría falta una teoría de gravedad cuántica. En su lugar, el simulador utiliza una desintegración isotrópica a múltiples cuerpos. Esta aproximación puede afectar a la multiplicidad y al espectro energético.



**Figura 2:** Distribución energética de fotones para a)  $n=2$  y b)  $n=4$ . Las líneas negras y rojas se refieren a desintegraciones a 2 y 4 cuerpos respectivamente.

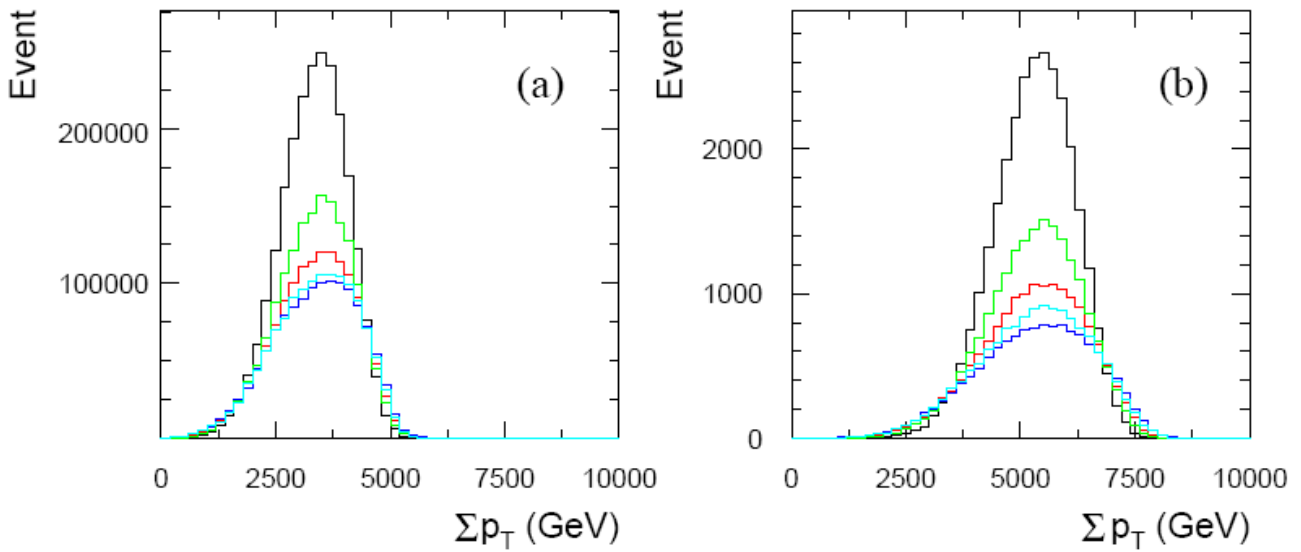
Aunque algunos autores piensan que puede ser ignorada [6], la dependencia de  $T_H$  con el tiempo puede tener efectos nada despreciables. De hecho, se ha demostrado [8] que ésta juega un papel importante en la determinación de  $n$ .

Otro efecto que no suele tenerse en cuenta es el del retroceso que sufre el MBH al emitir una partícula. Debido a este retroceso, la siguiente partícula será emitida en un sistema de referencia que ya no está en reposo (boosted). Este efecto se acentúa conforme el MBH va perdiendo su masa y aumentando su temperatura.

## Signatura.

Como se ha mencionado anteriormente, se espera que las desintegraciones de MBH sean eventos con altas esfericidad y multiplicidad ( $>4$ ), aunque esta última puede ser problemática ya que disminuye conforme  $n$  aumenta.

También están caracterizados por tener un gran momento transversal total, mayor cuanto mayor sea  $M_{\text{BH}}$ .

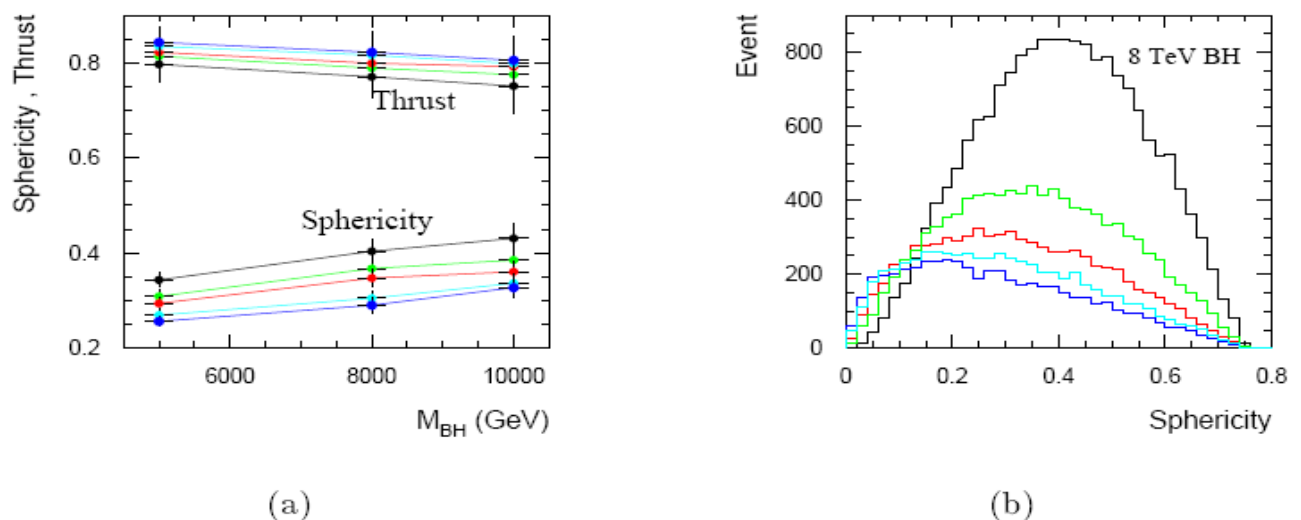


**Figura 3:** Distribución de momento transversal para  $n=2,3,4,5$  y  $6$  (negro, verde, rojo, cian y azul respectivamente) para  $100 \text{ fb}^{-1}$  de luminosidad integrada. A) para un MBH de  $5 \text{ TeV}$ . B) para un MBH de  $8 \text{ TeV}$ .

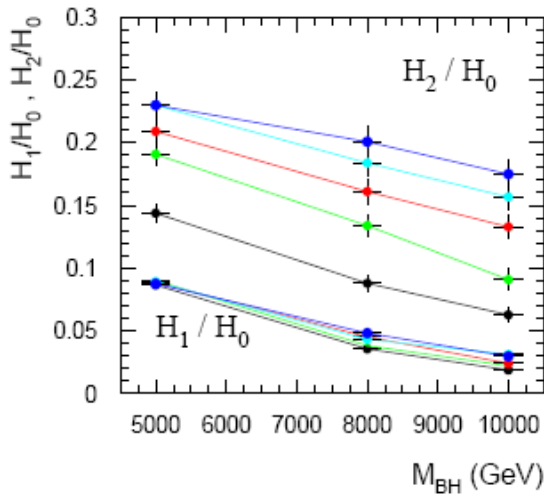
Existe la posibilidad de que parte del momento transversal se pierda en forma de neutrinos. Debido a que los MBH son muy masivos y a que el neutrino emitido puede tener hasta la mitad de su masa, pueden aparecer eventos con un gran  $\mathbb{P}_T$ . Mucho mayor que en eventos correspondientes a SUSY o al Modelo Estándar.

Puesto que se forma en la colisión de quarks, es de esperar que los MBH estén cargados. La carga depende de la energía pero se estima que debe ser del orden de  $+2/3$ . La carga media del MBH puede estimarse utilizando la carga media de los leptones y la probabilidad con que éstos son emitidos. En el caso de  $n=2$  se obtiene  $\langle Q_{\text{BH}} \rangle = 0.654 \pm 0.008$  [8].

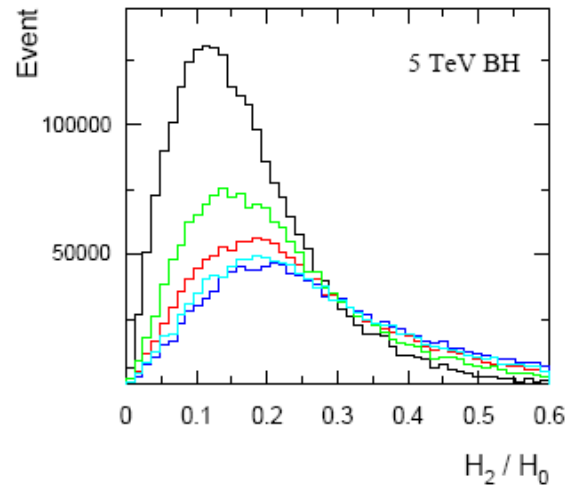
A continuación (figuras 4 y 5) se muestran las previsiones para algunas de las variables que definen el “event shape” [8]. En la figura 4a) se aprecia una ligera dependencia del Thrust con  $M_{\text{BH}}$  y con  $n$  que está más acentuada en el caso de la esfericidad. En la figura 4b) aparece una clara dependencia de la esfericidad con  $n$  que va perdiendo importancia conforme  $n$  aumenta.



**Figura 4:** Thrust (T) y Sphericity (S) para  $n=2,3,4,5$  y  $6$  (negro, verde, rojo, cian y azul respectivamente). A) Variación de T y S con la masa del MBH y  $n$ . b) Distribución de S para un MBH de  $8 \text{ TeV}$ .



(a)



(b)

**Figura 5:** Variables de Fox-Wolfram para  $n=2,3,4,5$  y  $6$  (negro, verde, rojo, cian y azul respectivamente). A) Variación con la masa del MBH y  $n$ . b) Distribuciones típicas para un MBH de  $5$  TeV.

En resumen, aunque las “event shape variables” dependen de la masa del MBH y de  $n$ , cabe esperar valores altos de éstas. Se detectarán partículas con un alto  $P_T$  y en ocasiones aparecerán eventos con grandes valores de  $P_T$ . La carga media de los leptones emitidos es proporcional a la carga del MBH ( $\sim 2/3$ ). También es importante mencionar que el ya de por sí bajo background que aparece en eventos del Modelo Estándar será suprimido por la producción del MBH.

## Referencias.

1. N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos and G. Dvali, Phys. Lett. B 429, 263 1998 hep-ph/9803315.
2. C. M. Harris, P. Richardson and B. R. Webber hep-ph/0307305.
3. J. Tanaka<sup>1</sup>, T. Yamamura, S. Asai, J. Kanzaki hep-ph/0411095 v1 5 Nov 2004
4. J. Hewett and M. Spiropulu, “Particle physics probes of extra spacetime dimensions”, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 52 (2002) 397 hep-ph/0205106
5. B. Betz, M. Bleicher, U. Harbach, T. Humanic, B. Koch, H. Stöcker, “Mini Black Holes at the LHC”, hep-ph/0606193 v1 19 Jun 2006
6. S. Dimopoulos and G. Landsberg, Phys. Rev. Lett. 87, 161602 (2001) hep-ph/0106295; P.C. Argyres, S. Dimopoulos, and J. March-Russell, Phys. Lett. B 441, 96 (1998) hep-th/9808138.
7. S. B. Giddings and S. Thomas, Phys. Rev. D 65 056010 (2002) hep-ph/0106219
8. C. M. Harris, M. J. Palmer, M. A. Parker, P. Richardson, A. Sabetfakhri and B. R. Webber hep-ph/0411022.