

Consequência Fenomenológicas da Existência de Dimensões Extras

Oscar Éboli
Universidade de São Paulo

Esquema

- ⇒ I. Motivação
- ⇒ II. Modelo básico
- ⇒ III. Vínculos
- ⇒ IV. Buracos negros **microscópicos!**
- ⇒ V. BN microscópicos em aceleradores
- ⇒ VI. BN microscópicos em raios cósmicos
- ⇒ VII. Conclusões

I. Motivação

- ⇒ Experiência cotidiana $\implies$ vivemos num mundo com três dimensões espaciais e uma temporal.
- ⇒ O modelo padrão funciona muito bem e assume 4 dimensões.
■
- ⇒ Por que 4 dimensões? Como procurar dimensões extras? ■
- ⇒ Dimensões espaciais extras aparecem em vários cenários, eg, na tentativa de conciliar Mecânica Quântica e Relatividade Geral ou na unificação das forças.

Kaluza–Klein

⇒ Kaluza e Klein notaram que gravidade em 5 dimensões pode gerar o eletromagnetismo e a gravidade 4 dimensional quando uma dimensão é compactificada num círculo de raio R .

$$M^3 \int d^5x \sqrt{-g} R \rightarrow \int d^4x \left[M_P^2 \sqrt{-g} R - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} \right]$$

com $M_P^2 = 1/\sqrt{G_N} = M^3 R$ e $A_\mu = M_P g_{\mu 5}$.

⇒ a constante de acoplamento e.m. é

$$e \simeq \frac{1}{M_P R}$$

logo R deve ser **muito** pequeno

$$\frac{1}{R} \simeq 10^{18} \text{ GeV} \implies \text{desanimador...}$$

Cordas

⇒ Em teoria de cordas existe uma nova escala M_S e

$$\frac{1}{R} \simeq M_S$$

⇒ **Novidades em Cordas:** Witten e Lykken exibiram classes de vácuos com escalas diferentes de $M_P \implies$ **existe a possibilidade de construir modelos com escalas de energia da ordem de TeV.**

⇒ **Filosofia:** Vamos assumir a existência de dimensões extras e procurar estar suas consequências fenomenológicas num cenário simples, “esquecendo” as motivações teóricas.

⇒ **Certamente essas dimensões são pequenas já que a força gravitacional é da forma $1/r^2$ até distâncias $r_c < 190 \mu\text{m}$** Hoyle et al.

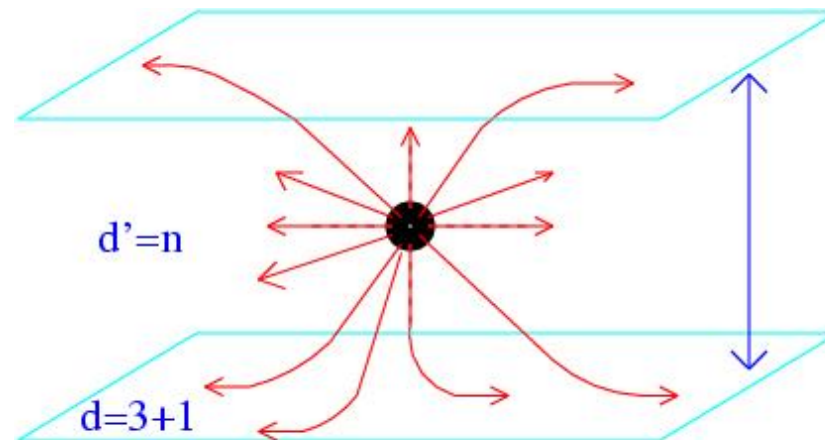
II. Modelo Básico

⇒ Arkani-Hamed $\oplus$ Dimopolous $\oplus$ Dvali sugeriram que a escala da gravitação quântica (M_S) poderia ser da ordem de TeV.

⇒ Em $4 + n$ dimensões a lei de Gauss $\implies$

$$F(r) = \frac{m_1 m_2}{M_S^{2+n}} \frac{1}{r^{2+n}}$$

⇒ Compactificando n dimensões com raio R



temos

$$F(r) = \frac{m_1 m_2}{M_S^{2+n} R^n} \frac{1}{r^2}$$

logo

$$M_P^2 \simeq M_S^{2+n} R^n$$

⇒ Tradicionalmente $R \simeq 1/M_P \implies M_S = M_P$.

⇒ Será possível tomar $M_S = 1 \text{ TeV}$? 21th string revolution

n	R	
1	10^{13} m	excluído
2	1 mm	marginal
6	10 Fermi	OK

⇒ O que muda a existência de dimensões extras compactas?

⇒ Denotando por x (y) um ponto em 4 (n) dimensões

$$\varphi(x; y) = \sum_{\vec{n}} \varphi_{\vec{n}}(x) \exp \left(i \frac{2\pi \vec{n} \cdot \vec{y}}{R} \right)$$

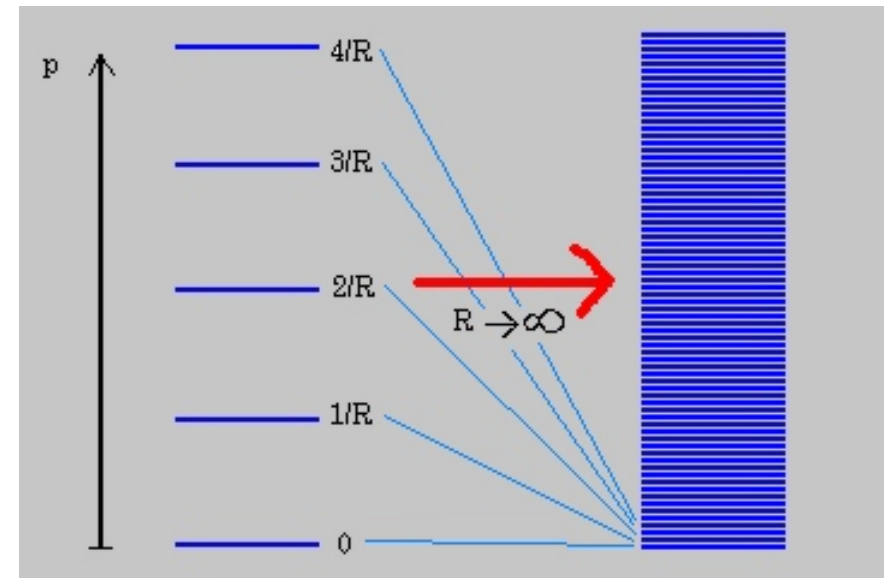
onde $\vec{n}$ é um vetor n dimensional de inteiros. Logo há uma torre de estados em 4 dimensões.

⇒ Para estados sem massa no espaço todo $\implies$

$$p^\mu p_\mu - (p_i)^2 = 0$$

com $p_i = 2\pi\vec{n}/R$. Logo $\varphi_{\vec{n}}$ tem massa $2\pi\sqrt{\vec{n}^2}/R$.

n	ΔM	
2	10^{-3} eV	muito bom
6	10 MeV	bom



⇒ CUIDADO: para não afetar o modelo padrão $\implies$ partículas conhecidas propagam só em 4 dimensões!! Modelo mais simples. (membranas=sólitons)

⇒ Assumimos que só os grávitons propagam no espaço todo e apresentam uma torre de KK.

Teoria efetiva

⇒ Novos estados em quatro dimensões

Partícula	Interação
torre kk spin-2	$\frac{1}{\overline{M}_P} h_{\mu\nu}^{(n)} T^{\mu\nu}$
torre KK spin-1	desacopla
torre KK spin-0	$\frac{1}{\overline{M}_P} h_0^{(n)} T^\mu_\mu$

Fenomenologia

⇒ O decaimento de grávitons em matéria usual bem como o seu espalhamento é suprimido por fatores $M_P^{-2} \implies$ os grávitons são “invisíveis”.

⇒ Porém a emissão de grávitons e seus efeitos virtuais não são suprimidos por M_P^{-2} !

⇒ Temos que somar sobre toda a torre de KK

$$\frac{2R^n m_G^{n-1}}{(4\pi)^{n/2} \Gamma(n/2)} dm_G$$

⇒ efeitos observáveis já que $R^n = M_P^2/M_S^{n+2}$

⇒ Na emissão de grávitons

$$\sigma \simeq \left(\frac{E}{M_S} \right)^{2+n} \tilde{\sigma}$$

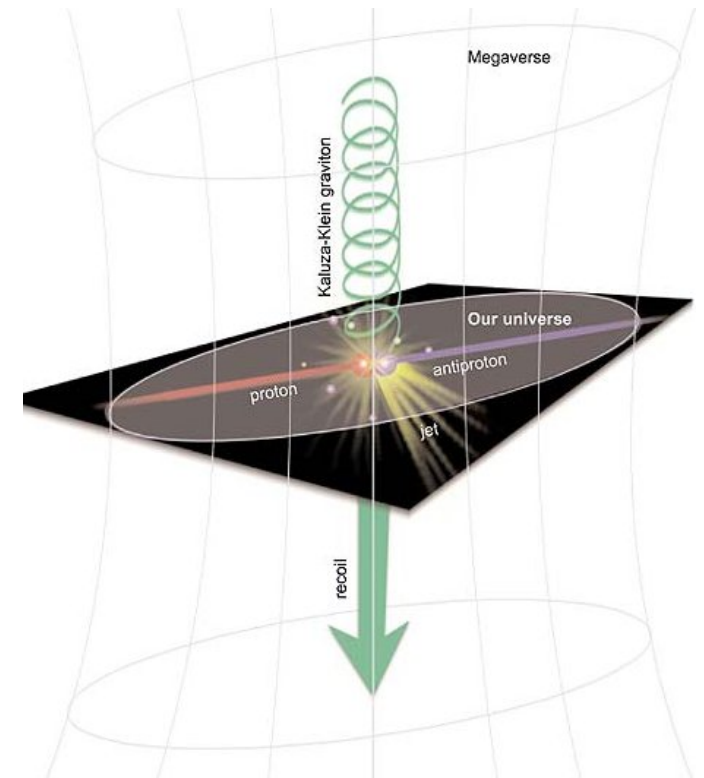
⇒ Note que a presença de KK grávitons leva a violação de unitariedade para energias da ordem de M_S .

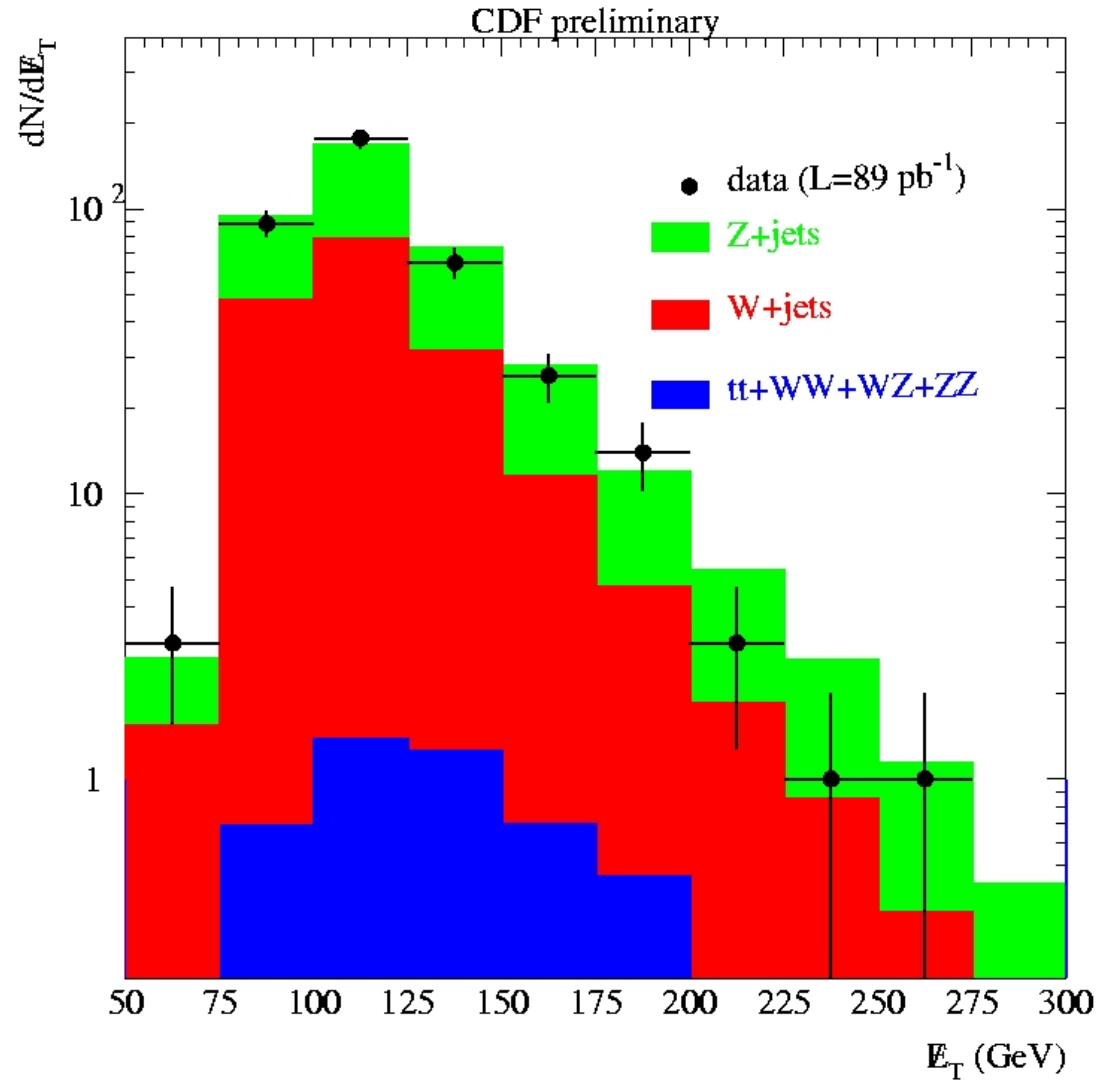
III. Vínculos

Aceleradores

⇒ No Tevatron pode-se estudar a produção de monojetos acompanhados de E_T

⇒ $q\bar{q} \rightarrow Gg, \dots$





➡ Os limites atuais sobre M_S são da ordem de TeV (LEP e Tevatron)

18/2/2003

Astrofísicos

⇒ A emissão de grávitons pode aumentar a perda de energia de estrelas, mudando sua evolução.

⇒ KK grávitons não são termalizados.

⇒ Principais processos:

$$(a) \quad \gamma\gamma \rightarrow G$$

$$(b) \quad e^+e^- \rightarrow G$$

$$(c) \quad e^-\gamma \rightarrow e^-G$$

$$(d) \quad e^- (Ze) \rightarrow e^- (Ze) G$$

$$(e) \quad NN \rightarrow NNG$$

com taxas de radiação proporcionais a $1/M_S^{n+2}$.

SN1987A

- ⇒ Processos principais: (a), (b) e (e) [$T_{SN} = 20 - 60$ MeV]
- ⇒ Observações de IMB e Kamiokande $\implies$ neutrinos carregam $E \geq 2 \times 10^{53}$ erg num período de 10 s.
- ⇒ Como a energia gravitacional é $\simeq 3 \times 10^{53}$ erg $\implies$ KK grávitons não podem levar mais de $\simeq 10^{52}$ erg s $^{-1}$.
- ⇒ Limites em TeV ($n = 2$):

(a)	$15. T_{30}^{2.25}$
(b)	$(0.5 - 37.)$
(e)	$3.6 T_{30}^{1.375}$
soma	$(30. - 130.)$

com $T_{SN} = 20 - 60$ MeV.

- ⇒ Para $n = 3$ o limite está na faixa $(2.1 - 9.3)$ TeV

IV. Buracos Negros!

⇒ Buracos negros são objetos presentes em qualquer número de dimensões, sendo “independentes” de modelo.

⇒ A existência de dimensões extras altera profundamente as propriedades dos buracos negros!

⇒ Para um espaço com $4 + n$ dimensões

$$R_S = \frac{1}{\sqrt{\pi} M_S} \left[\frac{M_{BH}}{M_S} \left(\frac{8\Gamma\left(\frac{n+3}{2}\right)}{n+2} \right) \right]^{\frac{1}{n+1}}$$

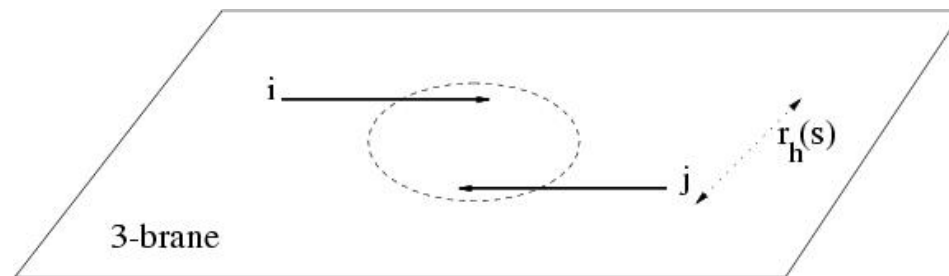
assumindo que as dimensões extras são muito maiores que R_S . Em 4 dimensões $R_S = 2GM_{BH} = 2M_{BH}/M_P^2$.

► Existe um fluxo térmico de partículas nas proximidades do buraco negro com temperatura (de Hawking) [voltar](#)

$$T_H = \hbar \frac{n+1}{4\pi R_S} = M_S \left(\frac{M_S}{M_{BH}} \frac{n+2}{8\Gamma\left(\frac{n+3}{2}\right)} \right)^{\frac{1}{n+1}} \frac{n+1}{4\sqrt{\pi}}$$

Seção de choque de produção

- Na aproximação semi-clássica, duas partículas com $\sqrt{s} = M_{BH}$ formam um buraco negro quando seu parâmetro de impacto é menor que R_S .



- Logo a seção de choque de produção é

$$\hat{\sigma}(M_{BH}) \approx \pi R_S^2 = \frac{1}{M_S^2} \left[\frac{M_{BH}}{M_S} \left(\frac{8\Gamma\left(\frac{n+3}{2}\right)}{n+2} \right) \right]^{\frac{2}{n+1}}$$

- σ não é suprimida por constantes de acoplamento pequenas.
- σ cresce com a energia de centro de massa.

▶ Esta expressão deve receber grandes correções para $M_{\text{BH}} \simeq M_S$ oriundas da gravidade quântica ou cordas $\implies$ desligamos a produção de BN com massa menor que M_S . **pular**

▶ Esse processo não é nada simples!



▶ Há uma controvérsia sobre esta seção de choque ser suprimida por

$$\exp \left(-\frac{4\pi M_{\text{BH}} R_S}{(n+1)(n+2)} \right)$$

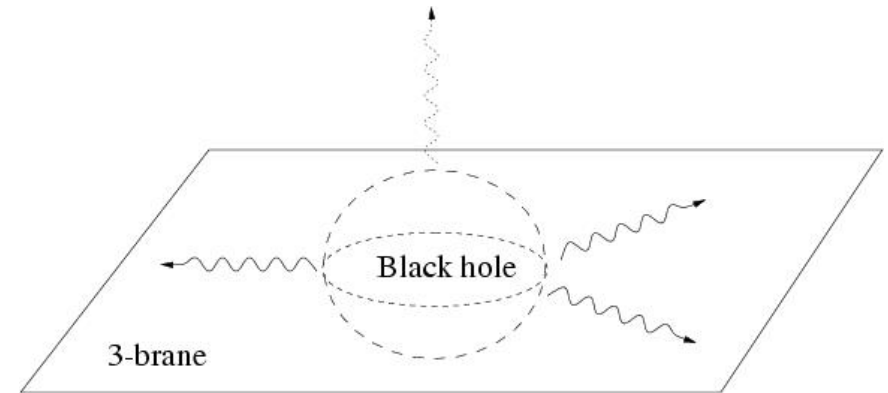
⇒ A produção de BN corta o crescimento de seções de choque com a energia! (**Explicar!**)



⇒ Numa colisão de partons, o BN formado tem $M_{\text{BH}} \simeq 0.85\sqrt{\hat{s}}$. **O processo é mais complicado do que o explicado!**

Decaimento (evaporação)

► Banks e Fischler: BN decaem preferencialmente nas partículas do modelo padrão.



► O comprimento de onda térmico $\lambda = \frac{2\pi}{T_H} = \frac{8\pi^2}{n+1} R_S$ é maior que o BN $\Rightarrow$ o decaimento dá-se preferencialmente na onda s (isotrópico).

► Como há mais estados na membrana que no bulk, o decaimento é preferencialmente em partículas do modelo padrão.

- ▶ No modelo padrão temos da ordem de 60 estados finais possíveis:
 - léptons carregados e fótons $\implies$ 10%
 - neutrinos $\implies$ 3%
 - hádrons $\implies$ 76%
- ▶ A produção de BN leva a eventos com grande atividade hadrônica, léptons e fótons com alta energia e pequeno E_T .
- ▶ Espera-se 5 ou mais jatos, léptons e fótons. [vide página 19.](#)

V. Buracos Negros em Aceleradores

⇒ Em aceleradores hadrônicos a seção de choque de produção de BN é

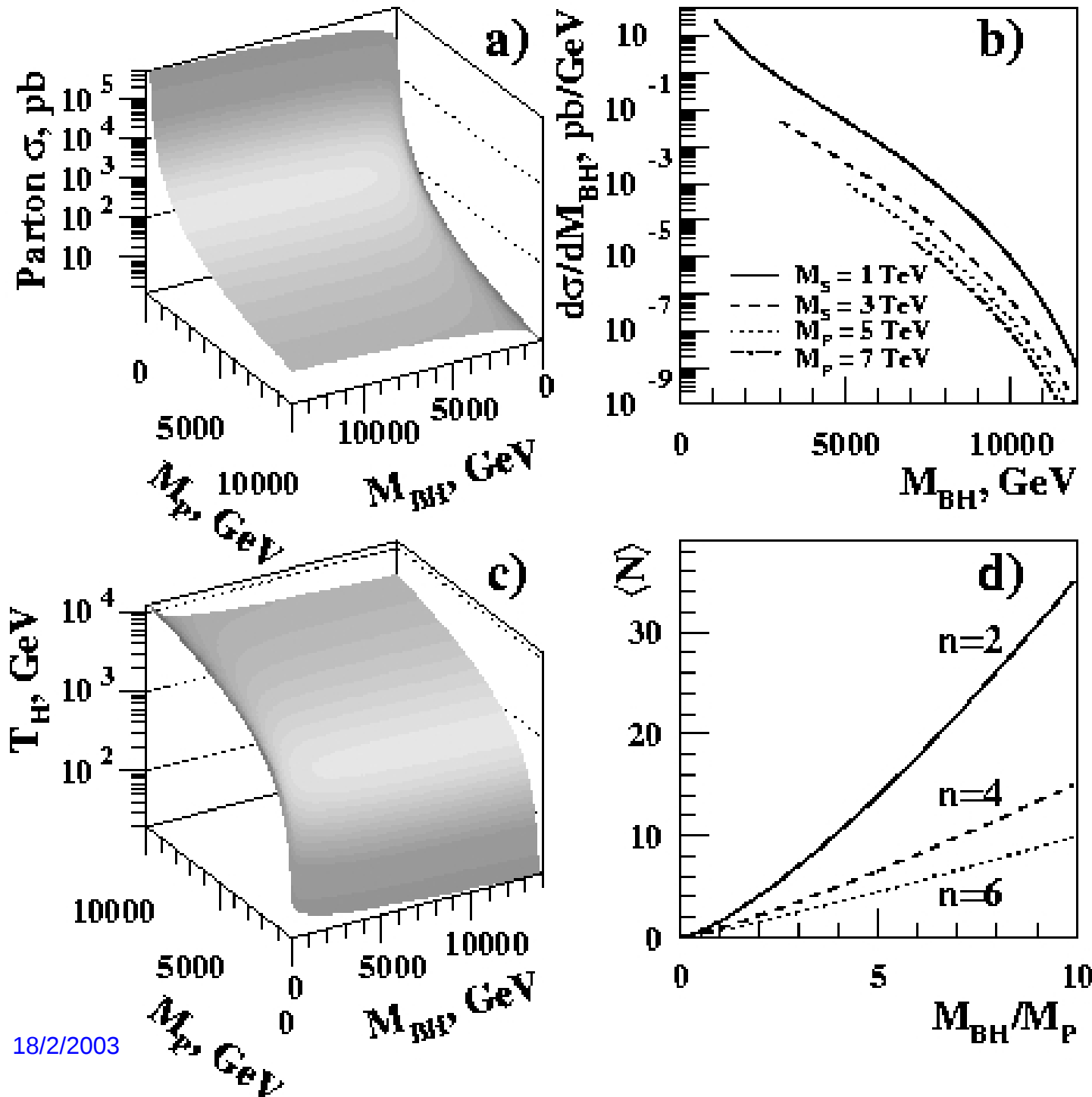
$$\frac{d\sigma(pp \rightarrow \text{BH} + X)}{dM_{\text{BH}}} = \frac{dL}{dM_{\text{BH}}} \hat{\sigma}(ab \rightarrow \text{BH}) \Big|_{\hat{s}=M_{\text{BH}}^2},$$

com

$$\frac{dL}{dM_{\text{BH}}} = \frac{2M_{\text{BH}}}{s} \sum_{a,b} \frac{1}{1 + \delta_{ab}} \int_{M_{\text{BH}}^2/s}^1 \frac{dx_a}{x_a} f_a(x_a) f_b\left(\frac{M_{\text{BH}}^2}{sx_a}\right),$$

⇒ Para $M_S \simeq 1 \text{ TeV} \implies \sigma \simeq 400 \text{ pb}$.

⇒ Para o LHC e $n = 4$ temos (dependência em n é pequena)

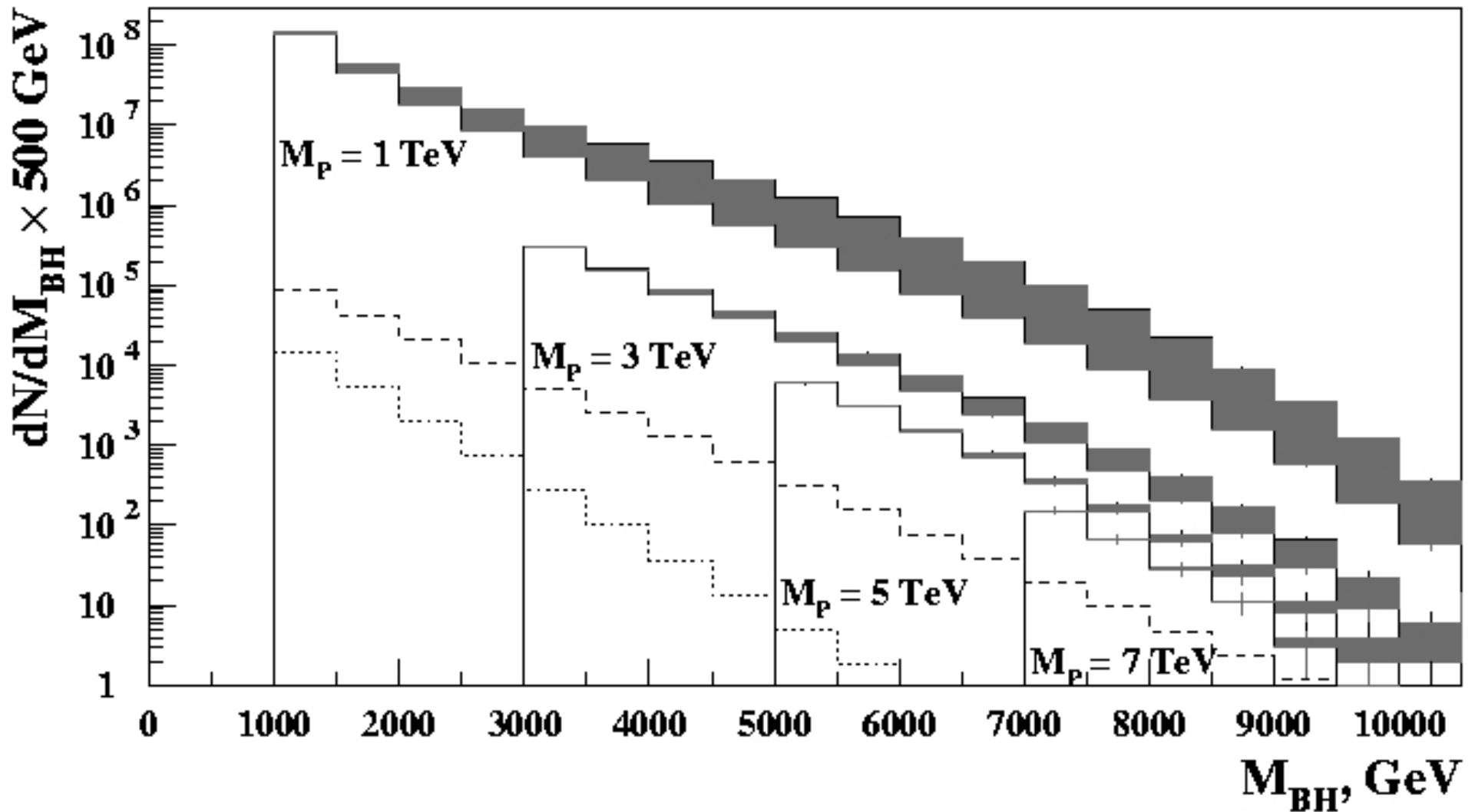


voltar

- ⇒ BNs produzem uma grande atividade hadrônica
- ⇒ BNs produzem γ e $e^\pm$ com alta energia
- ⇒ Seleccionamos candidatos a BN através de:
 - * eventos com 4 ou mais jatos/ $e^\pm/\gamma$ com $E_T > 100$ GeV;
 - * O evento deve conter ao menos 1 $e^\pm$ ou γ ;
- ⇒ Nestas condições os backgrounds $Z(ee)$ + jatos e γ + jatos são pequenos.
- ⇒ Além disso não há problema com o trigger.

➡ Coletamos os dados em bins de massa invariante. Para $\mathcal{L} = 100 \text{ fb}^{-1}$

Dimopoulos and Landsberg



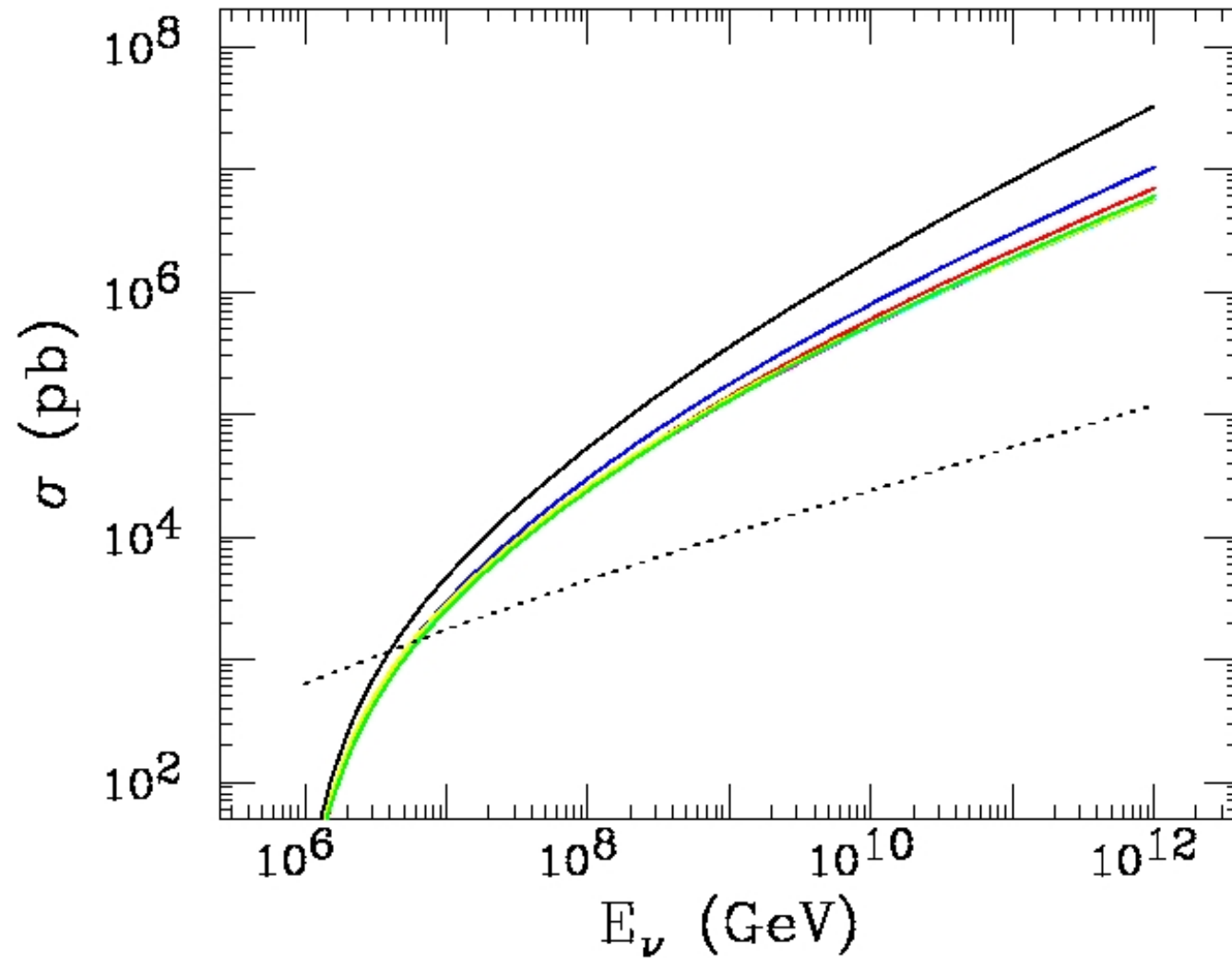
VI. Buracos Negros em Raios Cósmicos

* Neutrinos com energia maior que 10^6 GeV podem produzir buracos negros com grande seção de choque modificando o número de eventos observáveis.

$$\sigma(\nu N \rightarrow \text{BH}) = \sum_i \int_{(M_{\text{BH}}^{\text{min}})^2/s}^1 dx \hat{\sigma}_i(xs) f_i(x, Q)$$

com $s = 2m_N E_\nu$ e $M_{\text{BH}}^{\text{min}}$ é a menor massa dos buracos negros.

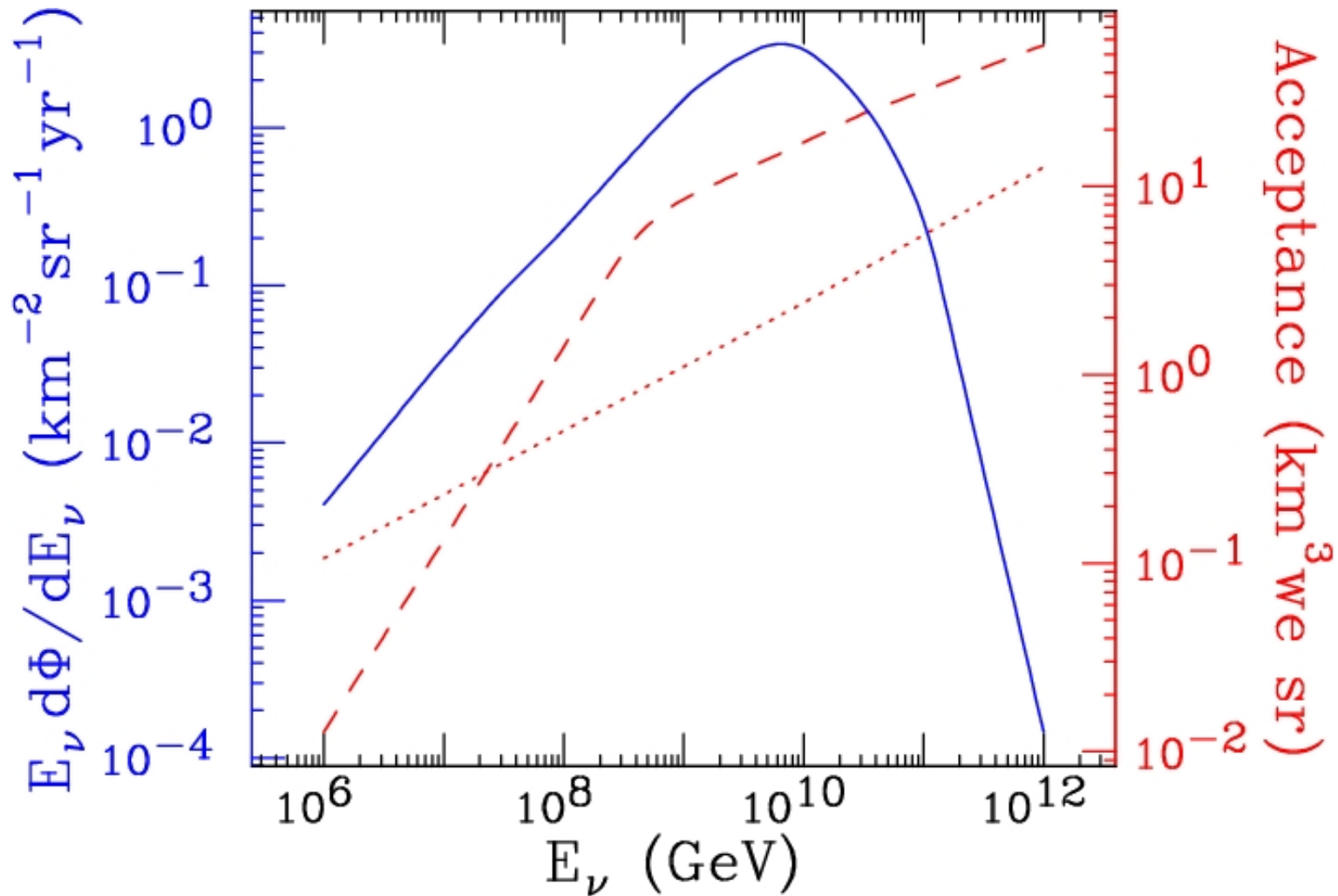
* Note que σ é amplificada pela soma sobre todos os partons e não contém constantes de acoplamento.



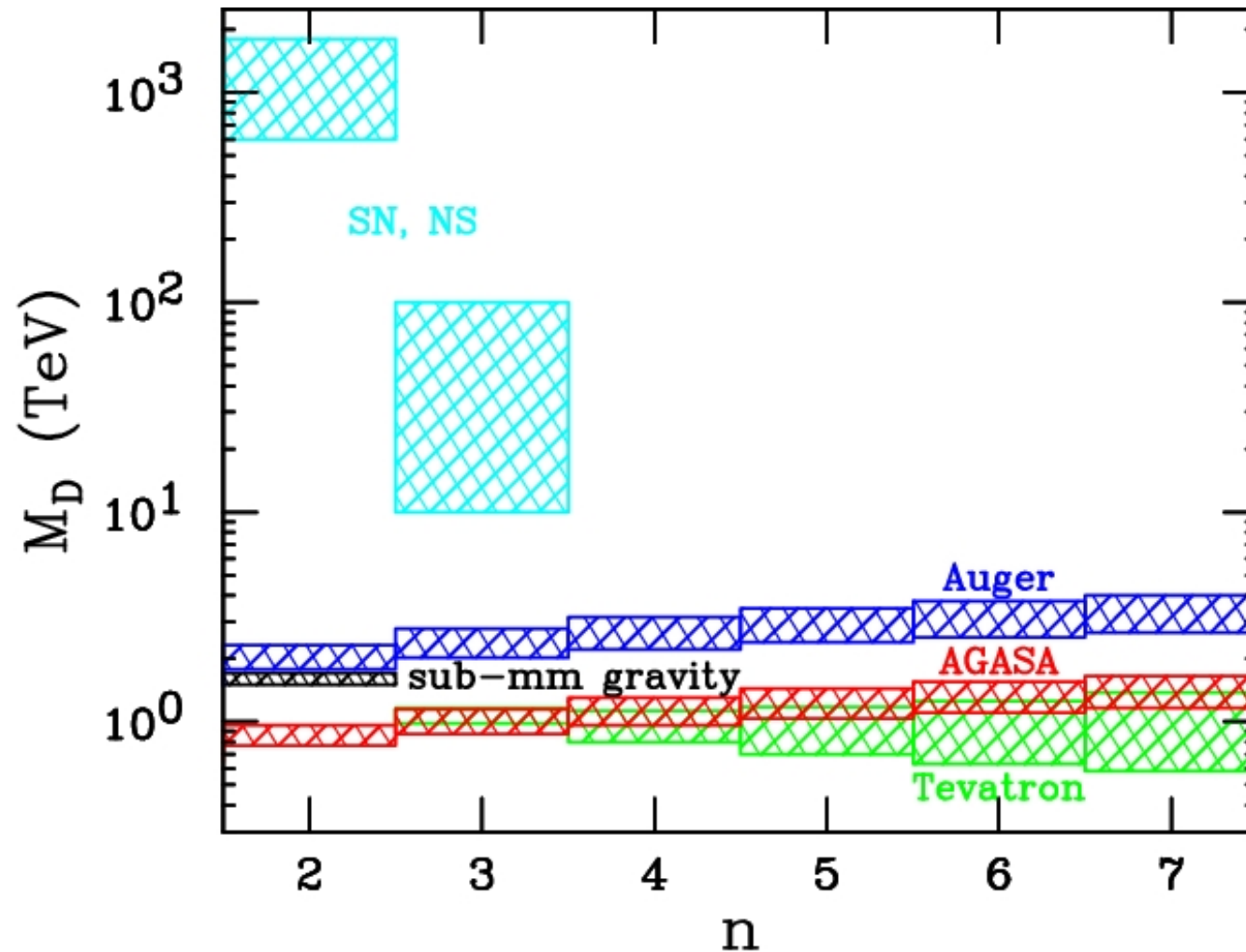
* Assumimos $M_{\text{BH}}^{\text{min}} = M_P = 1 \text{ TeV}$; $n = 1, \dots, 7$ [hep-ph/0109106](#)

- * O livre caminho médio é de $L = 1.7 \times 10^7$ kmwe (pb/ σ). A atmosfera terrestre tem apenas 0.36 kmwe $\implies$ buracos negros produzidos a várias alturas.
- * Com a Física do modelo padrão 1 em 10^3 neutrinos iniciam chuvenhos $\implies$ 0.1 a 1 eventos no Auger.
- * Um fluxo de neutrinos pode ser obtido a partir da interação dos raios cósmicos com o radiação de fundo $p\gamma \rightarrow n\pi^+$ (fluxo de Greisen).

* Consideremos chuveiros hadrônicos com zênite acima de 60° e profundidades maiores de 1250 cmwe.



* Pontos = fluorescência; traços = detectores no solo.

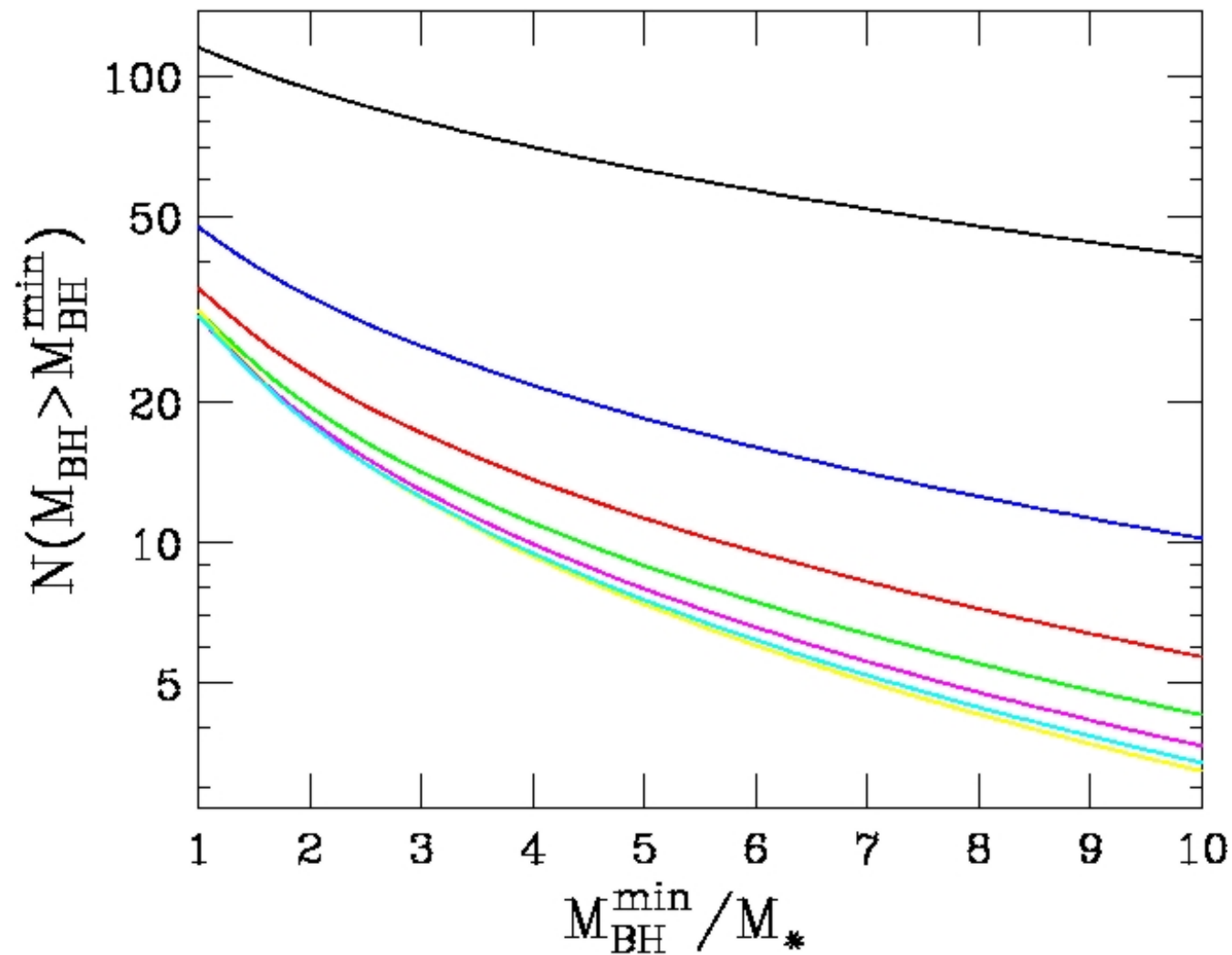


* Definindo um sinal por 3 eventos $\Rightarrow$ limite de 3 (2) TeV para $n = 1$ (2,...,7).

V. Conclusões

- ⇒ Grandes dimensões extras podem gerar sinais espetaculares na próxima geração de aceleradores.
- ⇒ É excitante a possibilidade da produção de buracos negros.
- ⇒ A produção de BNs tem uma seção de choque alta (não é suprimida por constantes de acoplamento pequenas).
- ⇒ Poderemos testar em laboratório a lei de Hawking da radiação.
- ⇒ Existem sinais interessantes de BN na astrofísica de neutrinos.

⇒ A dependência no limite inferior de integração é pequena.

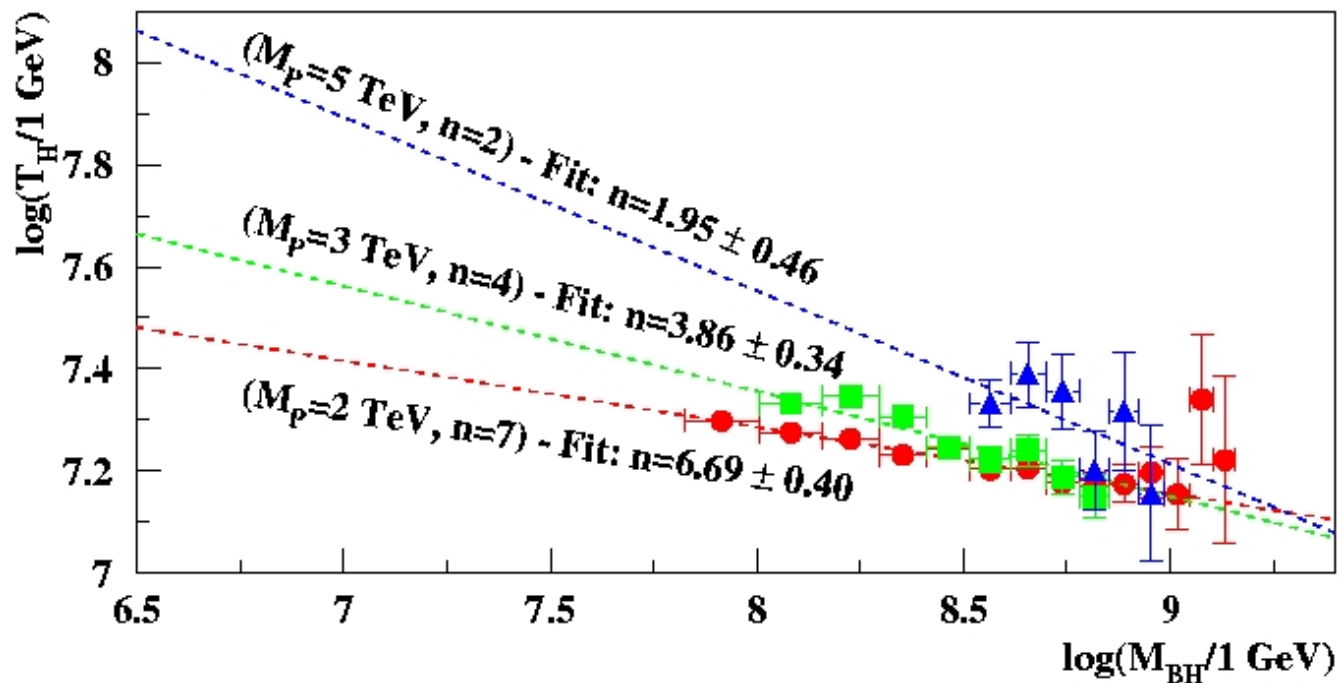


Teste da evaporação

Dimopoulos and Landsberg

- ▶ T_H é determinada usando o espectro (térmico) de energia dos $e^\pm$ e γ em um dos bins de massa invariante M_{BH} .
- ▶ A relação entre T_H e M_{BH} permite obter n e M_S (vide página 14) $\Rightarrow$

$$\log(T_H) = \frac{-1}{n+1} \log(M_{\text{BH}}) + \text{const}$$



► Podemos fazer uma boa determinação de n e M_S :

M_S	1 TeV	2 TeV	3 TeV	4 TeV	5 TeV
$n = 2$	1%/0.01	1%/0.02	3.3%/0.10	16%/0.35	40%/0.46
$n = 3$	1%/0.01	1.4%/0.06	7.5%/0.22	30%/1.0	48%/1.2
$n = 4$	1%/0.01	2.3%/0.13	9.5%/0.34	35%/1.5	54%/2.0
$n = 5$	1%/0.02	3.2%/0.23	17%/1.1		
$n = 6$	1%/0.03	4.2%/0.34	23%/2.5	Fit falha	
$n = 7$	1%/0.07	4.5%/0.40	24%/3.8		

