

# Теории за рамками Стандартной модели и новая физика

И. Волобуев (ОТФВЭ)

# 1. Стандартная модель и физика высоких энергий

Стандартная модель (1967-1973 гг.)

Факты, необъяснимые в ее рамках:

1. Темная материя в галактиках
2. Барионная асимметрия Вселенной
3. Аномальный магнитный момент мюона

## Лаборатория Высоких Энергий НИИЯФ – 1968 г.



В.Г. Шевченко



С.Н. Вернов



Ю.М. Широков

# Теория релятивистского анизотропного пространства-времени

Г.Ю. Богословский, “О специальной релятивистской теории анизотропного пространства-времени,” Доклады Академии Наук, т. 213 № 5 (1973), 1055-1058

Метрика Минковского  $ds^2 = \eta_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu$

Метрика Финслера  $ds^2 = \left( \frac{(\eta_{\mu\nu} v^\mu dx^\nu)^2}{\eta_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu} \right)^r \eta_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu,$

$$v = (1, \vec{V}), \quad \eta_{\mu\nu} v^\mu v^\nu = 0$$

Пространство Богословского-Финслера.

## Теории Калуцы-Клейна

И.П. Волобуев, Ю.А. Кубышин, Ж.М. Моурао, Г. Рудольф,  
“Размерная редукция симметричных калибровочных полей,  
модели Хиггса и спонтанная компактификация”, Физика  
элементарных частиц и атомного ядра, **20** № 3 (1989), 561-627

$$E = M^4 \times G/H, \quad \dim E = 4 + d$$

$$S = \int_E \left( \frac{1}{16\pi G} R - \frac{1}{8g^2} \text{tr} (F_{MN} F^{MN}) \right) \sqrt{-g} d^{4+d}x$$

# Лаборатория аналитических вычислений в физике высоких энергий (1983 г.)

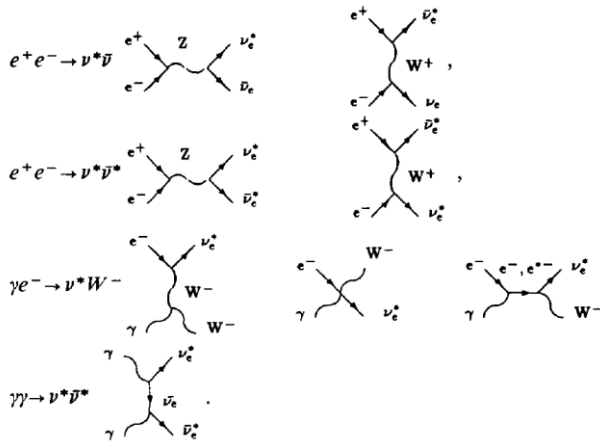


А.А. Логунов

Конференция *QFTHEP*

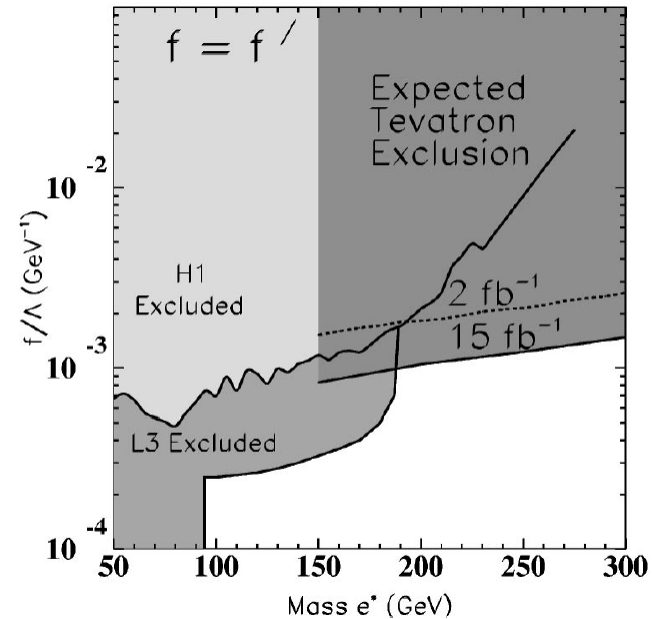
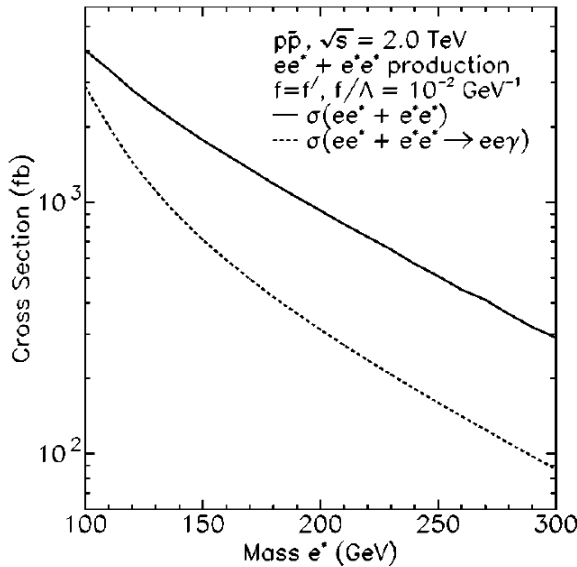
Проект *CompHEP*

# Возбужденные лептоны



A. Beliaev, E. Boos, A. Pukhov, "Study of excited neutrino production in  $e^+e^-$ ,  $\gamma e$  and  $\gamma\gamma$  collisions TeV energies," Physics Letters B 296 (1992) 452

E. Boos, A. Vologdin, D. Toback, and J. Gaspard, "Prospects of searching for excited leptons during run II of the Fermilab Tevatron," PHYSICAL REVIEW D 66, 013011 (2002)

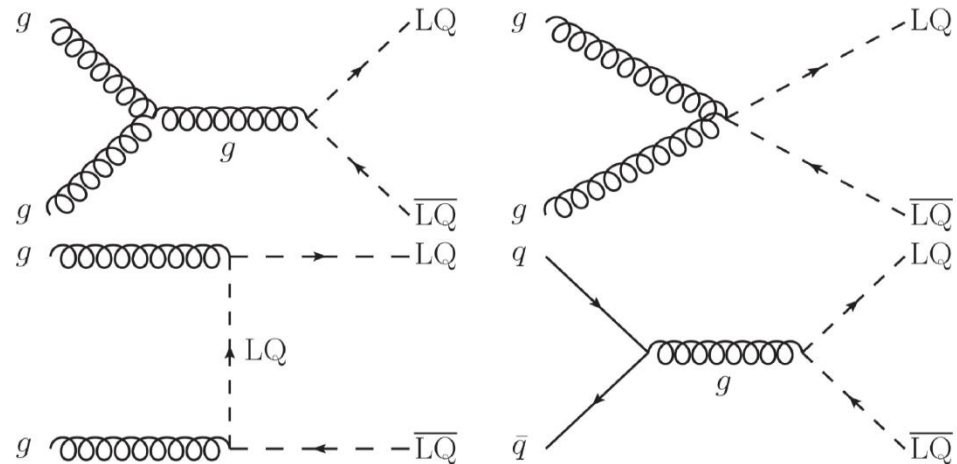


Современные ограничения LHC на массы  $e^* \sim 3 \text{ TeV}$  и  $\nu^* \sim 1.6 \text{ TeV}$

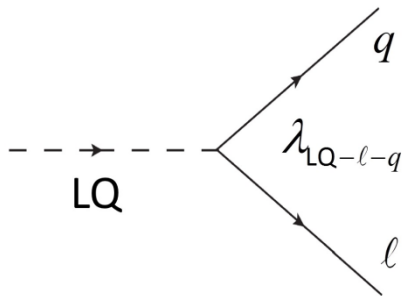
# Поиски лептокварков

Лептокварки предсказываются теориями ВО, составными моделями и т.д.

## Каналы рождения



## Канал распада



## Конечные состояния для лептокварков трех поколений

$$\mathbf{LQ1} \rightarrow \mathbf{eu, ed, \nu_e u, \nu_e d}$$

$$\mathbf{LQ2} \rightarrow \mathbf{\mu c, \mu s, \nu_\mu c, \nu_\mu s}$$

$$\mathbf{LQ3} \rightarrow \mathbf{\tau t, \tau b, \nu_\tau t, \nu_\tau b}$$



J.Blumlein, E.Boos, and A.Kryukov, "Leptoquark pair production in hadronic interactions,"  
Z. Phys. C76, 137 (1997)

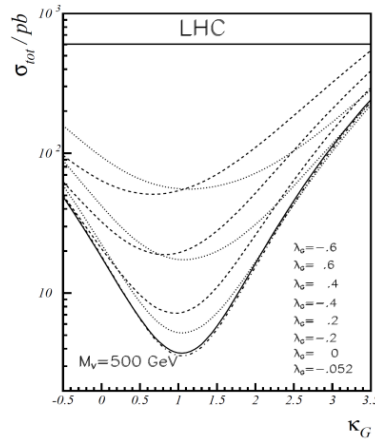
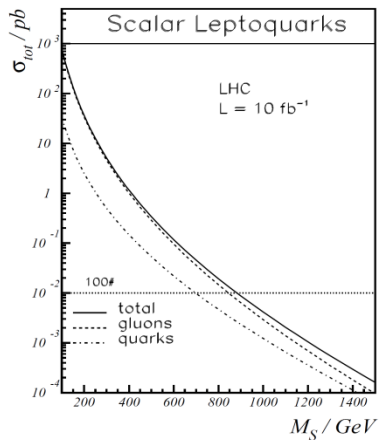
$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_S^g + \mathcal{L}_V^g,$$

$$\mathcal{L}_S^g = \sum_{\text{scalars}} \left[ (D_{ij}^\mu \Phi^j)^\dagger (D_\mu^{ik} \Phi_k) - M_S^2 \Phi^{i\dagger} \Phi_i \right],$$

$$\mathcal{L}_V^g = \sum_{\text{vectors}} \left\{ -\frac{1}{2} G_{\mu\nu}^{i\dagger} G_i^{\mu\nu} + M_V^2 \Phi_\mu^{i\dagger} \Phi_i^\mu - ig_s \left[ (1 - \kappa_G) \Phi_\mu^{i\dagger} t_{ij}^a \Phi_j^\mu G_a^{\mu\nu} + \frac{\lambda_G}{M_V^2} G_{\sigma\mu}^{i\dagger} t_{ij}^a G_\nu^{j\mu} G_a^{\nu\sigma} \right] \right\}$$

$\kappa_G = \lambda_G = 0$       Взаимодействие типа Янга-Миллса

$\kappa_G = 1, \lambda_G = 0$       Минимальное векторное взаимодействие



Collider	Mode	$\sqrt{S}$	Luminosity	Q	Scalar Leptoquarks		Vector Leptoquarks	
					100#	10#	100#	10#
TEVATRON	$p\bar{p}$	1.8 TeV	$100\text{pb}^{-1}$		140	200	170	225
TEV33	$p\bar{p}$	2.0 TeV	$1\text{fb}^{-1}$		210	290	290	370
LHC	$pp$	14 TeV	$10\text{fb}^{-1}$		900	1200	1200	1500
HERA	$ep$	314 GeV	$100\text{pb}^{-1}$	1/3	-	50	50	60
				5/3	45	60	60	75
				1/3	45	60	60	75
				5/3	55	75	70	85
LEP $\otimes$ LHC	$ep$	1.26 TeV	$1\text{fb}^{-1}$	1/3	125	180	180	240
				5/3	165	225	210	270
LINAC $e^+e^-$	$\gamma^*\gamma^*$ WWA	500 GeV	$10\text{fb}^{-1}$	1/3	90	120	120	155
				5/3	135	185	170	210
LINAC $e^+e^-$	$\gamma\gamma$ Compton	500 GeV	$10\text{fb}^{-1}$	1/3	160	180	175	190
				5/3	200	205	200	205
LINAC $e^+e^-$	$\gamma^*\gamma^*$ WWA	1 TeV	$10\text{fb}^{-1}$	1/3	140	195	285	345
				5/3	220	325	435	470
LINAC $e^+e^-$	$\gamma\gamma$ Compton	1 TeV	$10\text{fb}^{-1}$	1/3	300	340	390	405
				5/3	400	405	410	410

Современные ограничения на массы скалярных лептокварков на LHC при энергии 13 TeV составляют 1100 GeV для двух первых поколений и 640 GeV для третьего.

# Заряженный скаляр

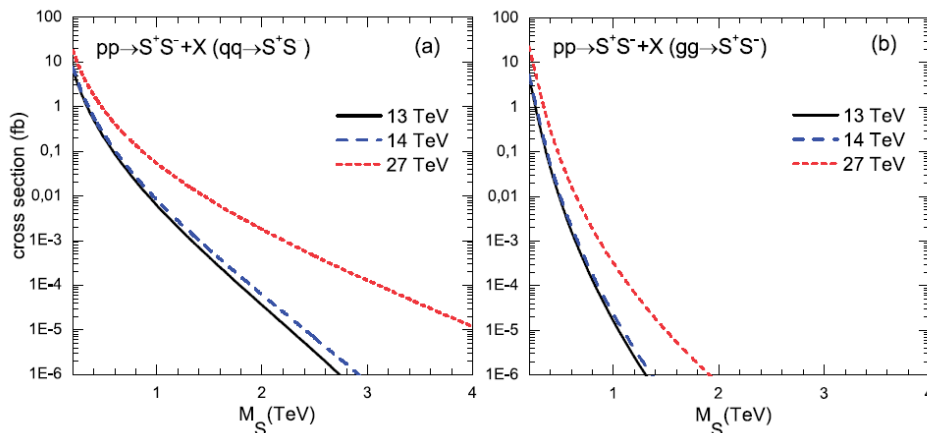
E. Boos, I. Volobuev, "Simple Standard Model Extension by Heavy Charged Scalar," Physical Review D 97, 095014-1 (2018)

Лагранжиан модели имеет вид:

$$\mathcal{L}_S = (D_\mu S)^* D^\mu S - V(S), \quad D_\mu S = (\partial_\mu - ig' \frac{Y_S}{2} B_\mu) S,$$

$$B_\mu = \cos \theta_W A_\mu - \sin \theta_W Z_\mu, \quad V(S) = \mu_S^2 |S|^2 + \lambda_S (|S|^2)^2 + \lambda_{\Phi S} |\Phi|^2 |S|^2.$$

В модели всего три параметра  $M_S^2 = \mu_S^2 + \frac{1}{2} \lambda_{\Phi S} v^2, \quad \lambda_{\Phi S}, \quad \lambda_S.$



Это кандидат на роль тяжелой стабильной заряженной частицы (HSCP) или долгоживущей частицы (LLP). Ограничение LHC на массу 300 GeV. Ожидаемое ограничение HL-LHC (27 TeV) составляет примерно 2.7 TeV.

## 2. **Большие дополнительные измерения**

V.A. Rubakov and M.E. Shaposhnikov, «Do We Live Inside A Domain Wall?» Phys. Lett. 125 (1983) 136

L. Randall and R. Sundrum, «A large mass hierarchy from a small extra dimension», Phys. Rev. Lett. 83 (1999) 3370



П.Ф. Ермолов

Две браны с натяжением, расположенные в неподвижных точках орбифолда  $S^1/Z_2$ :

$$S = \int d^4x \int_{-L}^L dy (2M^3 R - \Lambda) \sqrt{-g} - \lambda_1 \int_{y=0} \sqrt{-\tilde{g}} d^4x - \lambda_2 \int_{y=L} \sqrt{-\tilde{g}} d^4x.$$

Решение для фоновой метрики:

$$ds^2 = \gamma_{MN} dx^M dx^N = e^{-2\sigma(y)} \eta_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu + (dy)^2, \quad \sigma(y) = k|y| + c.$$

M. Smolyakov, «Submanifolds in space-time with unphysical extra dimensions, cosmology and warped brane world models», Class. Quant. Grav. **25** (2008), 238003

E.E. Boos, Yu.A. Kubyshin, M.N. Smolyakov and I.P. Volobuev,  
 «Effective Lagrangians for physical degrees of freedom in the  
 Randall-Sundrum model», *Class. Quant. Grav.* 19 (2002) 4591

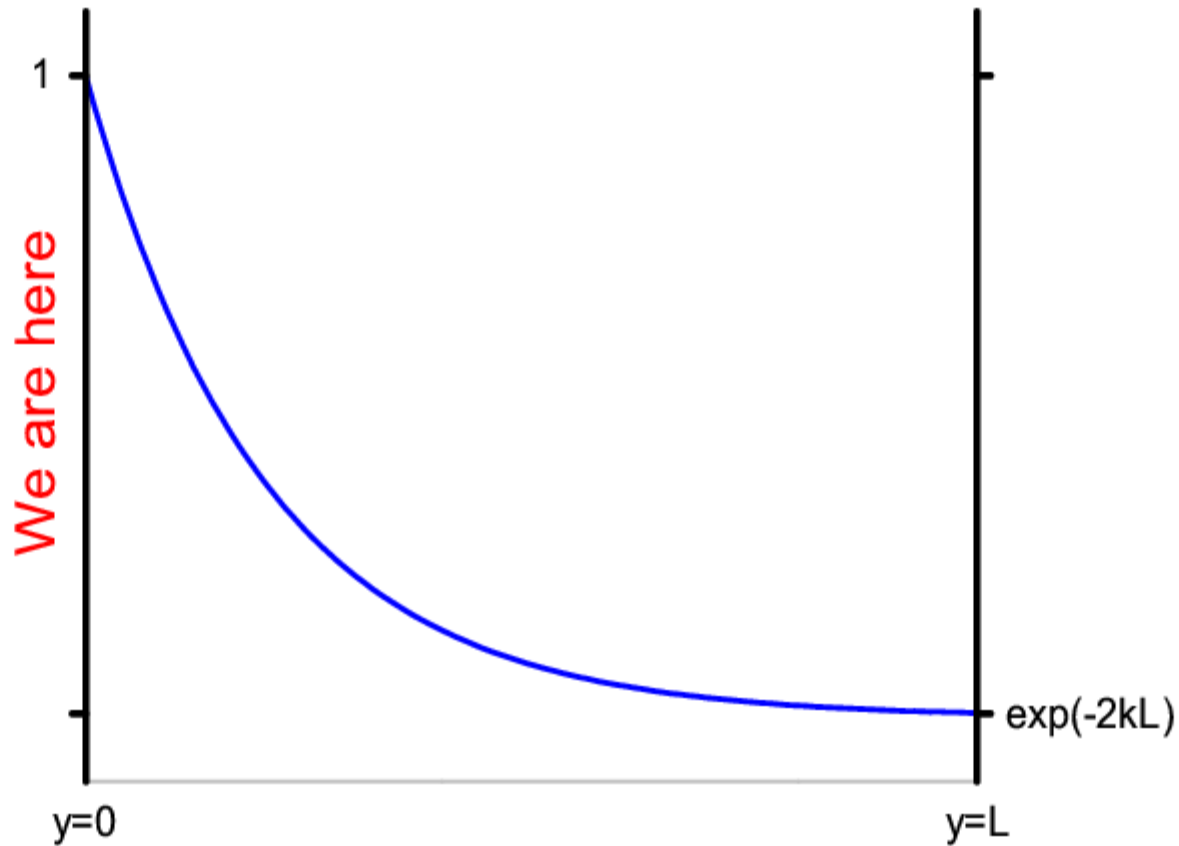
Линеаризованная гравитация получается с помощью  
 подстановки

$$g_{MN} = \gamma_{MN} + \frac{1}{\sqrt{2M^3}} h_{MN}$$

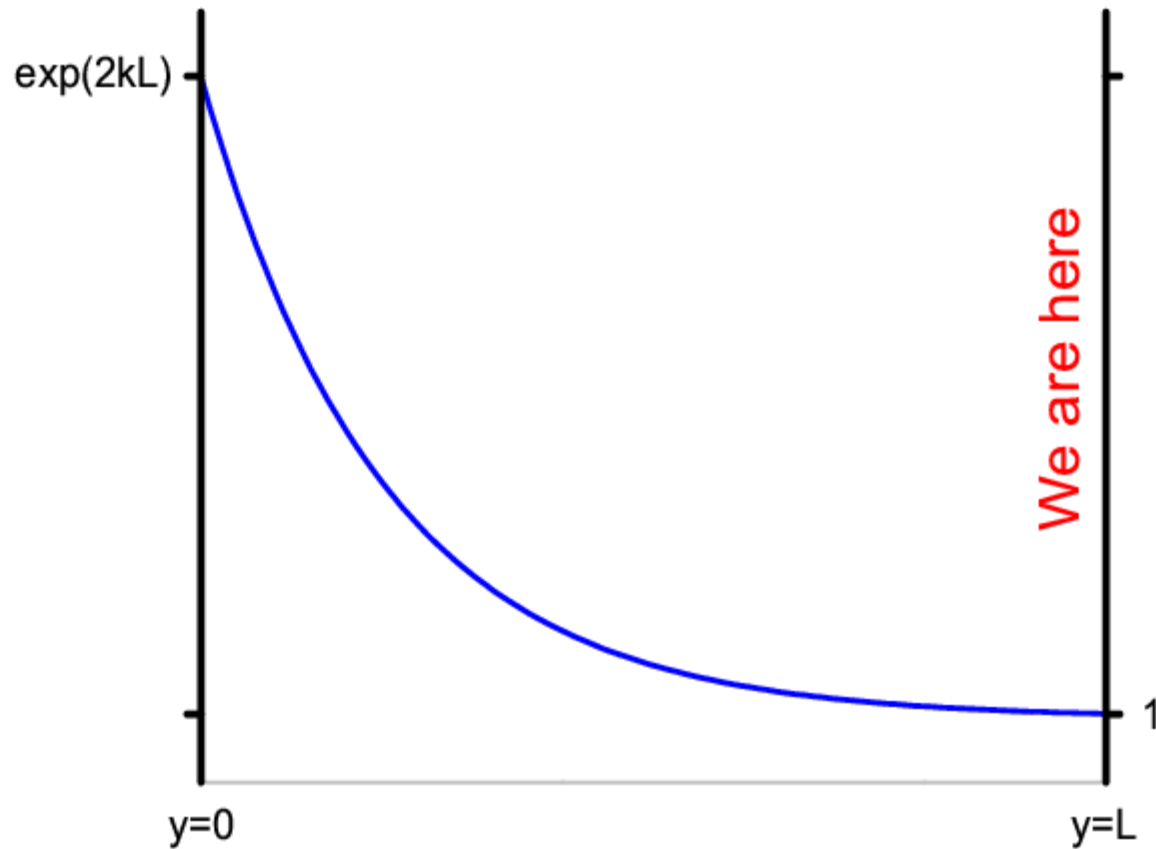
На поле  $h_{MN}$  можно наложить калибровку

$$h_{\mu 4} = 0, h_{44} = \phi(x).$$

$$l = \int_0^L \sqrt{ds^2} \simeq \int_0^L \left( 1 + \frac{1}{2\sqrt{2M^3}} h_{44} \right) dy = L \left( 1 + \frac{1}{2\sqrt{2M^3}} \phi(x) \right).$$



Координаты  $\{x^\mu\}$  Галилеевы при  $c = 0$ ,  $M_{Pl}^2 = \frac{M^3}{k} (1 - e^{-2kL})$ .



Координаты  $\{x^\mu\}$  Галилеевы при  $c = -kL$ ,  $M_{Pl}^2 = \frac{M^3}{k} (e^{2kL} - 1)$ .

В.А. Рубаков, «Большие и бесконечные дополнительные измерения», *УФН* 171 (2001) 913

E.E. Boos, Y.S. Mikhailov, M.N. Smolyakov and I.P. Volobuev, «Energy scales in a stabilized brane world», *Nucl. Phys. B* 717 (2005) 19

Проблема иерархии решается, если  $M \sim k \sim 1 \text{ TeV}$  и  $kL \sim 35$ .

Появляется башня тензорных полей на бране, наименьшая масса порядка  $M$ , константа связи порядка  $1/M$ .

Модель должна быть стабилизирована!



E.E. Boos, Y.S. Mikhailov, M.N. Smolyakov and I.P. Volobuev,  
«Physical degrees of freedom in stabilized brane world models»,  
Mod. Phys. Lett. A 21 (2006) 1431

Физические степени свободы стабилизированной модели в линейном приближении:

тензорные поля  $b_{\mu\nu}^n(x)$ ,  $n = 0, 1, \dots$ ,  $m_0 = 0$ ,  
и скалярные поля  $\varphi_n(x)$ ,  $n = 1, 2, \dots$

Они взаимодействуют с тензором энергии-импульса Стандартной модели  $T_{\mu\nu}$ .

### 3. Процессы с калуца-клейновскими гравитонами в модели RS

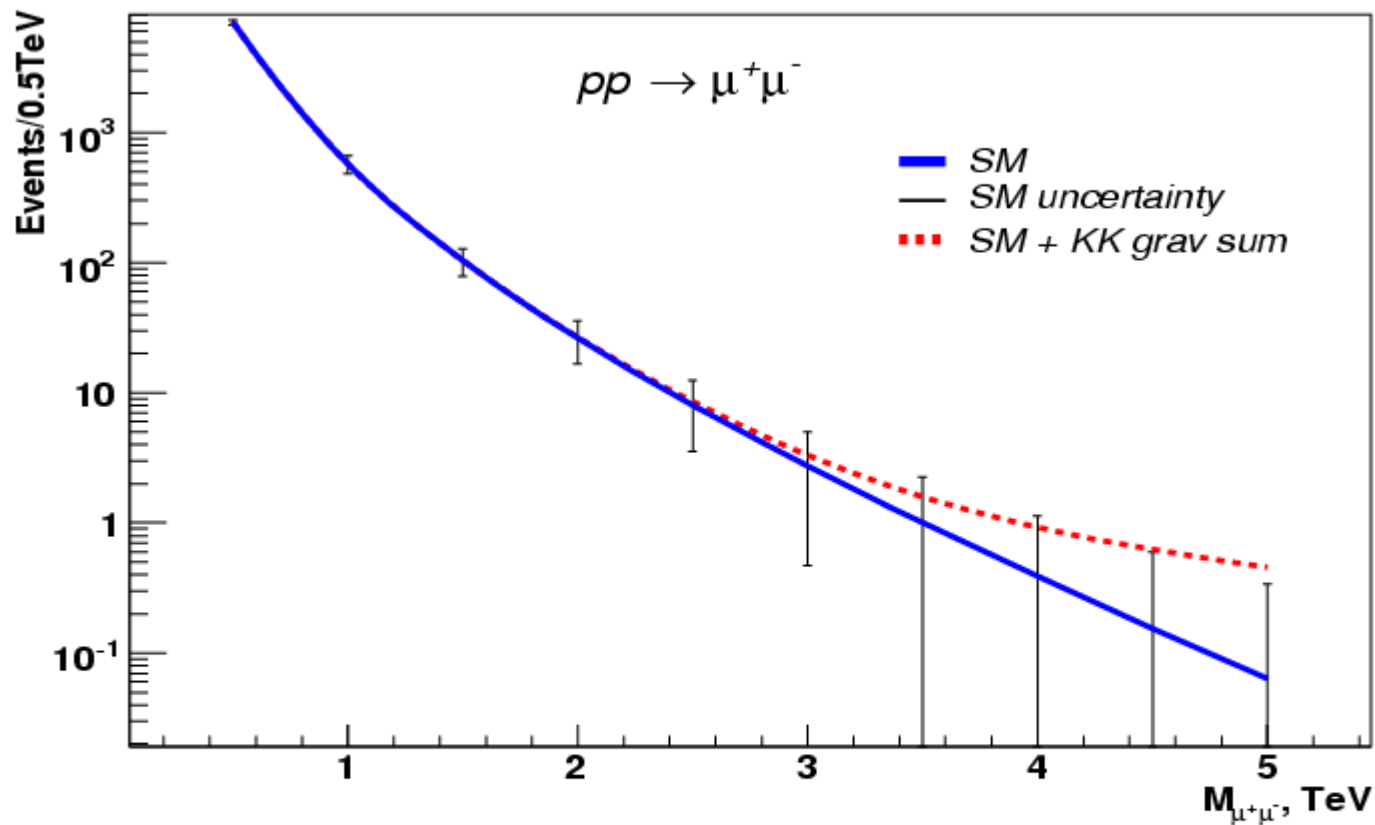
E.E. Boos, V.E. Bunichev, M.N. Smolyakov and I.P. Volobuev,  
 «Testing extra dimensions below the production threshold of Kaluza-Klein excitations» Phys. Rev. D 79 (2009) 104013

При низких энергиях взаимодействие КК мод с полями СМ приводит к контактному взаимодействию последних

$$L_{eff} = \frac{1.82}{\Lambda_{\pi}^2 m_1^2} T^{\mu\nu} \tilde{\Delta}_{\mu\nu,\rho\sigma} T^{\rho\sigma},$$

$$\tilde{\Delta}_{\mu\nu,\rho\sigma} = \frac{1}{2} \eta_{\mu\rho} \eta_{\nu\sigma} + \frac{1}{2} \eta_{\mu\sigma} \eta_{\nu\rho} - \left( \frac{1}{3} - \frac{\delta}{2} \right) \eta_{\mu\nu} \eta_{\rho\sigma},$$

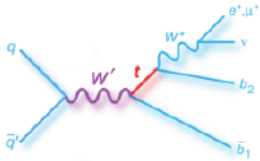
$m_1$  и  $\Lambda_{\pi}$  - масса и константа связи первой тензорной моды,  $\delta$  - константа, определяющая вклад скалярных мод.



Dilepton invariant mass distribution for 95% CL parameter

$$\frac{0.91}{\Lambda_\pi^2 m_1^2} \times TeV^4 = 0.0014 \text{ for the LHC } (L = 100 fb^{-1})$$

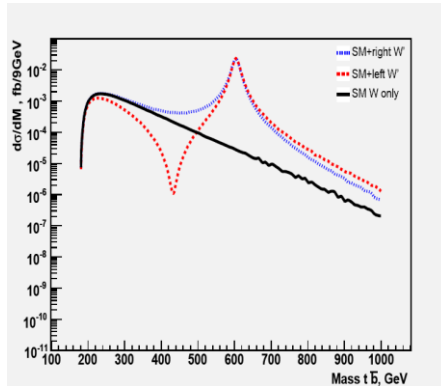
# Поиски нового резонанса $W'$ в моде $top + b$



Отрицательная интерференция для  $W'$  (L)

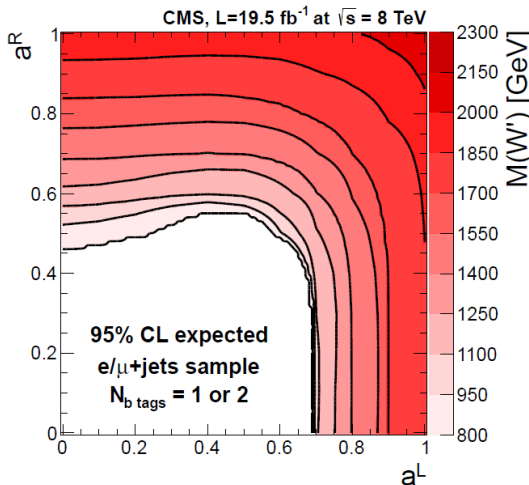
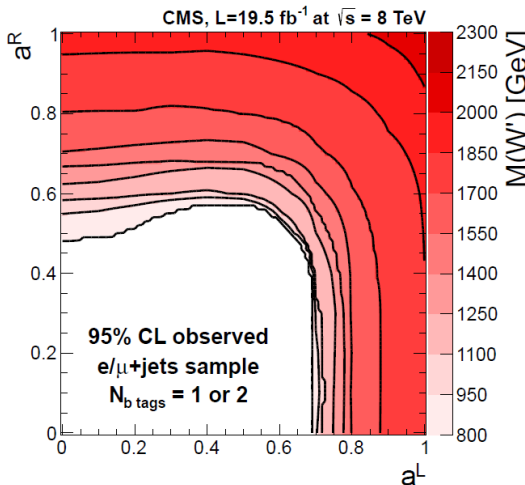
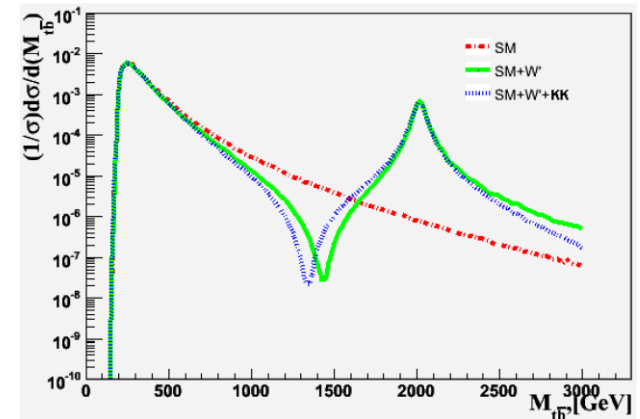
Boos, Bunichev, Dudko, Perfilov, "Interference between  $W'$  and  $W$  in single-top quark production processes," Phys. Lett. B 655, 245 (2007)

Boos, Bunichev, Perfilov, Smolyakov, Volobuev, "The specificity of searches for  $W'$ ,  $Z'$  and  $\gamma'$  coming from extra dimensions," JHEP 1406, 160 (2014)



1-е КК возбуждение  $W'$  на LHC  
Дополнительная интерференция с башней КК возбуждений

Интересно посмотреть величину эффекта для FCC



Вследствие отрицательной интерференции ограничения на массу левого  $W'$  несколько хуже, чем на массу правого

# Физика радиона

E. Boos, S. Keizerov, E. Rahmetov, K. Svirina, «Higgs boson-radion similarity in production processes involving off-shell fermions» Phys. Rev. D 90 (2014) 095026

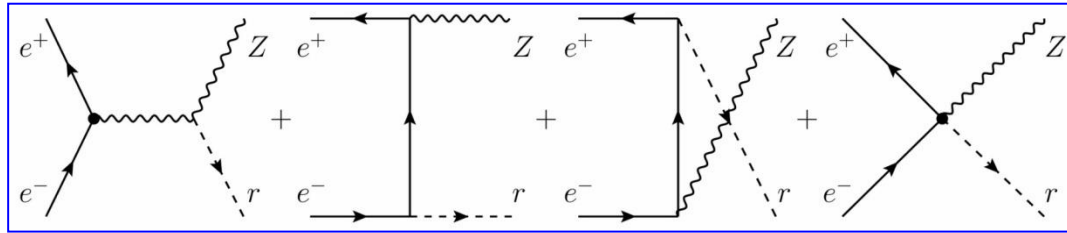
E. Boos, S. Keizerov, E. Rahmetov, K. Svirina, «Comparison of associated Higgs boson-radion and Higgs boson pair production processes» Phys. Rev. D 94 (2016) 024047

Поле радиона взаимодействует со следом тензора энергии-импульса

$$L = -\frac{r(x)}{\Lambda_r} T_\mu^\mu, \quad r(x) \text{ - поле радиона, } \Lambda_r \text{ - константа связи,}$$

$$T_\mu^\mu = \frac{\beta(g_s)}{2g_s} G_{\rho\sigma}^{ab} G_{ab}^{\rho\sigma} + \frac{\beta(e)}{2e} F_{\rho\sigma} F^{\rho\sigma} + \sum_f \left[ \frac{3i}{2} ((D_\mu \bar{f}) \gamma^\mu f - \bar{f} \gamma^\mu (D_\mu f)) + 4m_f \bar{f} f \right] - (\partial_\mu h)(\partial^\mu h) + 2m_h^2 h^2 \left(1 + \frac{h}{2v_0}\right)^2 - (2m_W^2 W_\mu^+ W^{-\mu} + m_Z^2 Z^\mu Z_\mu) \left(1 + \frac{h}{v_0}\right)^2$$

Процесс излучения радиона ( $m_e \approx 0$ )



$$M_1 = -2iC \bar{e}^+(p_2) \Gamma_\mu e^-(p_1) \frac{1}{p^2 - M_Z^2} M_Z^2 \varepsilon^\mu(p_Z) r(p_r) \quad C = \frac{1}{\Lambda_r} \frac{e}{2 \sin \theta_w \cos \theta_w}$$

$$M_2 = -iC \bar{e}^+(p_2) \left[ \frac{3}{2} (\not{k} + \not{p}_2) \right] \frac{\not{k}}{k^2} \Gamma_\mu e^-(p_1) \varepsilon^\mu(p_Z) r(p_r) = -\frac{3}{2} iC \bar{e}^+(p_2) \Gamma_\mu e^-(p_1) \varepsilon^\mu(p_Z) r(p_r)$$

$$M_3 = -iC \bar{e}^+(p_2) \Gamma_\mu \frac{\not{q}}{q^2} \left[ \frac{3}{2} (\not{q} - \not{p}_1) \right] e^-(p_1) \varepsilon^\mu(p_Z) r(p_r) = -\frac{3}{2} iC \bar{e}^+(p_2) \Gamma_\mu e^-(p_1) \varepsilon^\mu(p_Z) r(p_r)$$

$$M_4 = +3iC \bar{e}^+(p_2) \Gamma_\mu e^-(p_1) \varepsilon^\mu(p_Z) r(p_r) = +3 iC \bar{e}^+(p_2) \Gamma_\mu e^-(p_1) \varepsilon^\mu(p_Z) r(p_r)$$

$$M_2 + M_3 + M_4 = 0 \quad |M|^2 = |M_1|^2$$

Процесс излучения радиона имеет тот же вид, что и процесс излучения бозона Хиггса (с точностью до замен  $m_r \rightarrow m_h$ ,  $\Lambda_r \rightarrow v$ )

## Смешивание полей Хиггса и радиона

Радион и бозон Хиггса имеют одинаковые квантовые числа, и поэтому поля радиона и его возбуждений могут смешиваться с полем Хиггса, если они взаимодействуют. Взаимодействие между полем Хиггса  $\sigma(x)$  и полем радиона  $\phi_1(x)$  может быть диагонализировано с помощью вращения

$$h(x) = \cos \theta \sigma(x) + \sin \theta \phi_1(x)$$

$$r(x) = -\sin \theta \sigma(x) + \cos \theta \phi_1(x)$$

$$-\pi/4 < \theta < \pi/4$$

$$\begin{aligned}
 L_{h-r} &= \frac{1}{2} \partial_\mu h \partial^\mu h - \frac{1}{2} m_h^2 h^2 + \frac{1}{2} \partial_\mu r \partial^\mu r - \frac{1}{2} \mu_r^2 r^2 \\
 &- \frac{(c \cos \theta + \sin \theta)}{\Lambda_r} h (T_\mu^\mu + \Delta T_\mu^\mu) + \frac{(c \sin \theta - \cos \theta)}{\Lambda_r} r (T_\mu^\mu + \Delta T_\mu^\mu) \\
 &- \sum_f \frac{m_f}{v} \bar{\psi}_f \psi_f (\cos \theta h - \sin \theta r) + \frac{2M_W^2}{v} W_\mu^- W^{\mu+} (\cos \theta h - \sin \theta r) \\
 &+ \frac{M_Z^2}{v} Z_\mu Z^\mu (\cos \theta h - \sin \theta r) + \frac{M_W^2}{v^2} W_\mu^- W^{\mu+} (\cos \theta h - \sin \theta r)^2 \\
 &+ \frac{M_Z^2}{2v^2} Z_\mu Z^\mu (\cos \theta h - \sin \theta r)^2.
 \end{aligned}$$

Параметр  $c$  учитывает вклад от интегрированных тяжелых мод, а вклад конформной аномалии имеет вид

$$\Delta T_\mu^\mu = \frac{\beta(g_s)}{2g_s} G_{\rho\sigma}^{ab} G_{ab}^{\rho\sigma} + \frac{\beta(e)}{2e} F_{\rho\sigma} F^{\rho\sigma}$$

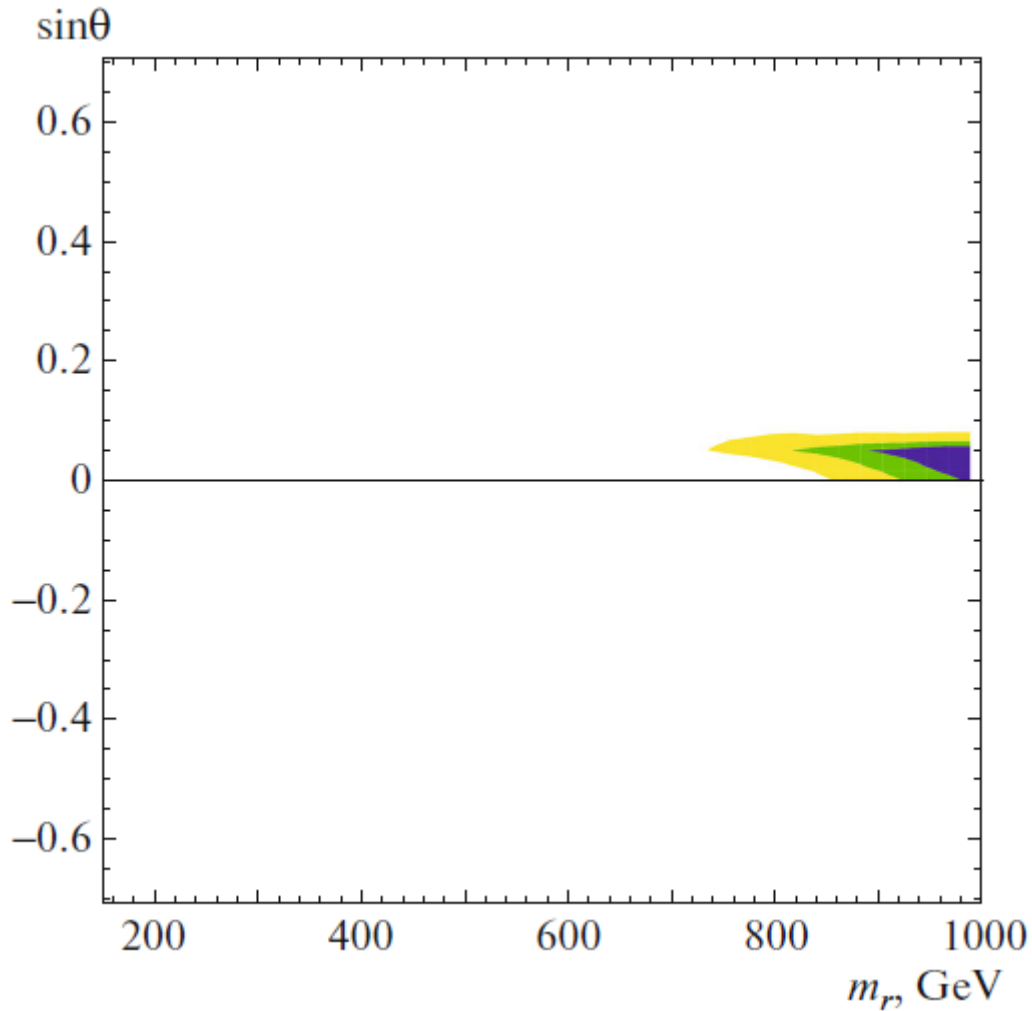


E. Boos, V. Bunichev, M. Perfilov, M. Smolyakov and I. Volobuev,  
«Higgs-radion mixing in stabilized brane world models», Phys. Rev.  
D 92 (2015) 095010

С помощью этого лагранжиана был исследован вопрос о значениях массы радиона, допустимых современными экспериментальными данными. Для этого анализа использовались силы сигнала в основных каналах рождения и распада  $gg \rightarrow r \rightarrow \gamma\gamma$  и  $gg \rightarrow r \rightarrow ZZ^*$ .

Этот лагранжиан также дает модель взаимодействия частиц СМ с темной материей.

Программа MicrOMRGAs.



Допустимая область масс тяжелого радиона при  $\Lambda_r = 3$  TeV.

**Спасибо!**