Autocouplage du boson de Higgs (HHH)

Jan Stark

Journées de prospectives du LPSC, juin 2015

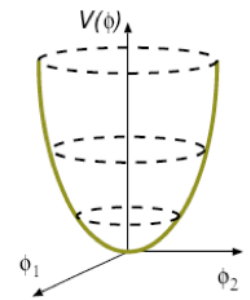
Le mécanisme de brisure de symétrie

Higgs potential

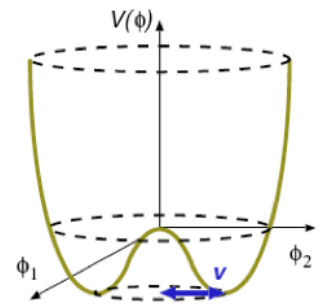
$V = \mu^2\Phi^+\Phi + \lambda(\Phi^+\Phi)^2$

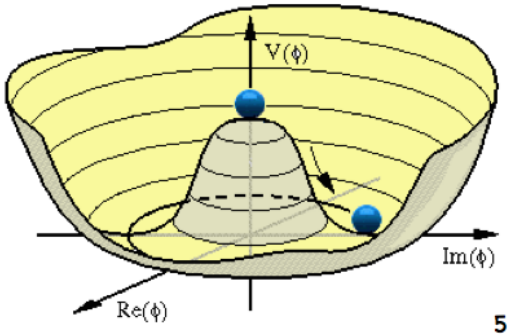
Vacuum ⇒ minimum of V: $\Phi(\mu^2 + \lambda\Phi^2) = 0$

If $\mu^2 > 0$ (massive particle) ⇒ $\Phi_{min} = 0$
(nothing special happens...)



If $\mu^2 < 0 \Rightarrow \Phi_{min} = \pm v = \pm(-\mu^2/\lambda)^{1/2}$
These two minima in one dimension correspond to a continuum of minimum values in SU(2).
The point $\Phi = 0$ is now instable.
Choosing the minimum (e.g. at +v) gives the vacuum a preferred direction in isospin space
⇒ spontaneous symmetry breaking.





Perform perturbation around the minimum:

5

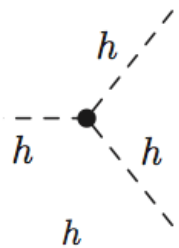
Autocouplage du boson de Higgs

- In SM, Higgs self couplings follow from the Higgs potential after expanding the Higgs doublet field Φ around the electroweak symmetry breaking vacuum expectation :

$$V_H = \mu^2\Phi^+\Phi + \eta(\Phi^+\Phi)^2 \rightarrow \frac{1}{2}m_H^2 h^2 + \sqrt{\frac{\eta}{2}}m_H h^3 + \frac{\eta}{4}h^4 \text{ with : } m_H^2 = \eta v^2/2 \text{ and } v^2 = -\mu^2/\eta$$

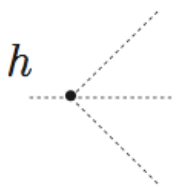
à noter :
la valeur de v est fixée par les mesures précises de G_F

To fully reconstruct the Higgs potential one should have to:



Measure the 3 linear Higgs vertex,
via measurement on double Higgs production

$$\lambda_{SM} = \sqrt{\frac{\eta}{2}}m_H$$



Measure the quadratic Higgs vertex:
more challenging, not accessible to HL-LHC

Discussion

- Nous partons d'un potentiel avec des termes en $\Phi^+\Phi$ et $(\Phi^+\Phi)^2$.

- Ce potentiel a un “cercle de minima”.

- La nature a choisi un point sur ce cercle.

- Pour faire un calcul *perturbatif* valable, nous devons effectuer une expansion autour de ce minimum.

- Dans cette expansion apparaissent les termes en h^2 (qui donne lieu à la masse du Higgs) et en h^3 (qui donne lieu à l'auto-couplage du Higgs).
  La masse et l'auto-couplage générés dans cette expansion sont liés.

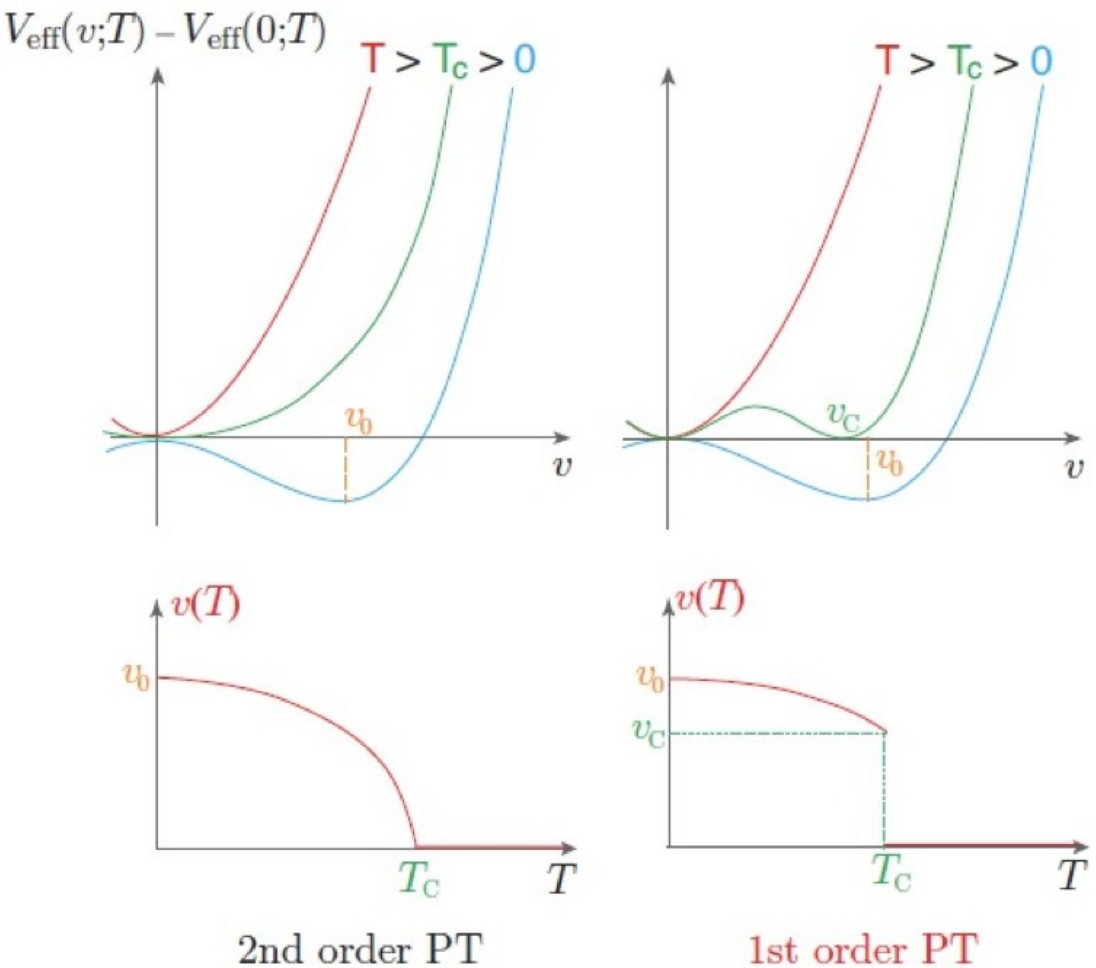
Pour vérifier que le boson découvert est bien lié au mécanisme de Brout-Englert-Higgs, il faut vérifier expérimentalement la relation entre masse et auto-couplage.

La mesure de l'auto-couplage est le seul moyen expérimental de reconstruire le potentiel du Higgs.

Baryogenèse électrofaible

To get the observed baryon asymmetry of the universe from an initially baryon-symmetric universe, Sacharow's conditions must be satisfied.

(1) Baryon number (B) violation
(2) C and CP violation
(3) Out of equilibrium



It is not easy to construct a credible mechanism that meets these conditions.

The mechanism that meets these conditions and that is considered to be the most credible one is electroweak baryosynthesis.

An effective potential (free energy density) is used to describe the Higgs potential during the electroweak phase transition.

Electroweak baryosynthesis can only work if the electroweak phase transition is a a first order phase transition (PT).

First order PTs imply a system that is out of equilibrium (violent transition, large creation of entropy).

Baryogenèse électrofaible

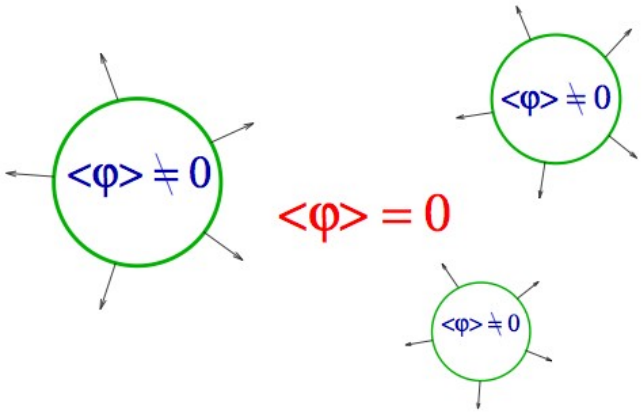


Figure 1. Expanding bubbles of electroweak-broken phase within the surrounding plasma in the electroweak-symmetric phase.

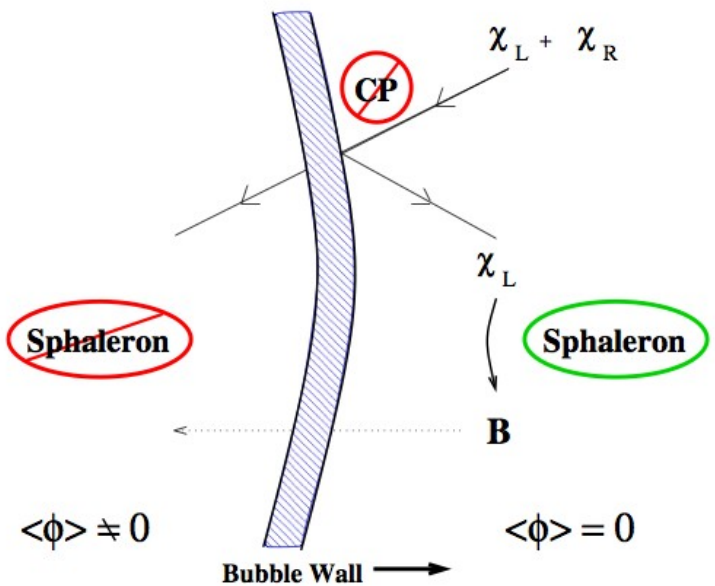


Figure 2. Baryon production in front of the bubble walls.

Figures taken from:
D.E. Morrissey and J. Ramsey-Musolf,
“Electroweak baryogenesis”,
arXiv:1206.2942

Baryogenèse électrofaible et l'auto-couplage du Higgs

Les auteurs de cette publication étudient la transition de phase électrofaible pour différents scénarios de nouvelle physique. Pour chaque modèle étudié, ils font un “scan” des paramètres du modèle, et ils étudient la nature de la transition de phase et la valeur prédite pour la constante d'auto-couplage.

Higgs Self-Coupling as a Probe of Electroweak Phase Transition

Andrew Noble and Maxim Perelstein

Institute for High Energy Phenomenology
Newman Laboratory of Elementary Particle Physics,
Cornell University, Ithaca, NY 14853, USA

hep-ph/0711.3018

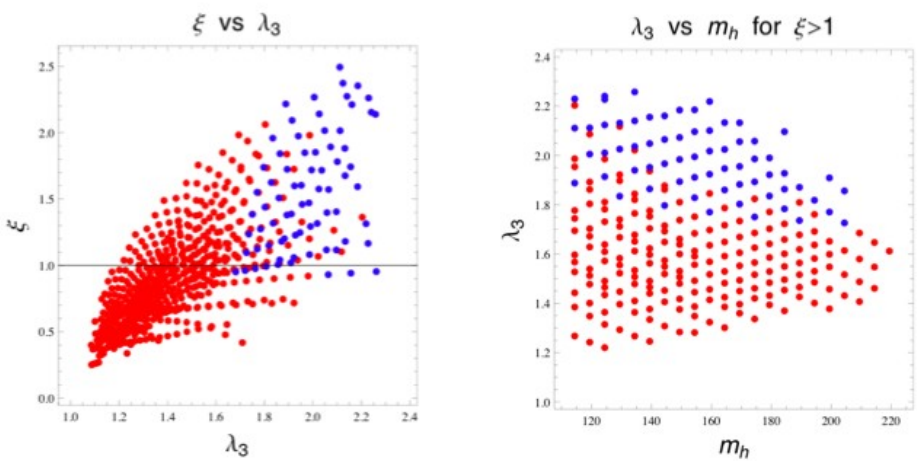


Figure 1: SM with a single extra scalar. Models with a “bumpy” zero-temperature Higgs potential are shown in blue, and those without the bump in red. (Left panel) The strength of the first-order EWPT ξ, defined in Eq. (14), vs. Higgs cubic self-coupling. (Right panel) Higgs cubic self-coupling vs. Higgs mass for points exhibiting a strong first-order EWPT, $\xi > 1$. In both plots, the Higgs self-coupling is normalized to the one-loop SM expectation for the same m_h.

“In all cases [models], we found that models that exhibit a strong first-order electroweak phase transition predict large deviations of the Higgs cubic coupling from the Standard Model value.”

Résumé

Pour vérifier que le boson découvert est bien lié au mécanisme de Brout-Englert-Higgs, il faut vérifier expérimentalement la relation entre masse et auto-couplage.

La mesure de l'auto-couplage est le seul moyen expérimental de reconstruire le potentiel
du Higgs.

La mesure de la constante d'auto-couplage nous renseignera sur la nature de la transition de phase électrofaible et donc sur la validité de l'hypothèse de la baryogenèse électrofaible.

“It is exciting that the next generation of collider experiments [the LHC] will likely
contribute to our understanding of cosmology.”
(Noble and Perelstein)

Limite de découplage

S'il existe de la physique au-delà du MS (autre que la gravitation quantique), est si l'échelle en énergie de cette nouvelle physique (p.ex. la masse de nouvelles particules) est très grande, son impact sur les observables expérimentales qui sont actuellement accessibles (au LHC) est très faible. Aux énergies expérimentales accessibles, la nouvelle physique se “découple” du MS. Dans la littérature, ce scénario est connu sous le nom “limite de découplage” (*“decoupling limit”*).

Ce scénario a reçu beaucoup d'attention dans la littérature. Citons ici l'exemple d'une publication qui considère l'exemple concrèt d'un modèle avec deux doublets de Higgs (p.ex. SUSY), et qui quantifie les petites déviations par rapport au MS sur les observables expérimentales (couplages du Higgs aux autres particules, à lui-même, …) dans la limite de découplage.

The CP-conserving two-Higgs-doublet model: the approach to the decoupling limit

John F. Gunion[1] and Howard E. Haber[2]

[1] *Davis Institute for High Energy Physics*
University of California, Davis, CA 95616, U.S.A.

[2] *Santa Cruz Institute for Particle Physics*
University of California, Santa Cruz, CA 95064, U.S.A.

hep-ph/0207010

Limite de découplage

Les calculs comme celui décrit sur le transparent précédent nous permettent de faire des “scans” de l'espace de paramètres d'un modèle de nouvelle physique et de voir comment se comportent les observables expérimentales en fonction des paramètres du modèle.

M. Moretti
Dipartimento di Fisica – Università di Ferrara and INFN – Sezione di Ferrara, Via Paradiso 12, 44100 Ferrara, Italy

S. Moretti
School of Physics & Astronomy, University of Southampton, Highfield, Southampton SO17 1BJ, UK. E-mail: stefano@hep.phys.soton.ac.uk

F. Piccinini
INFN – Sezione di Pavia and Dipartimento di Fisica Nucleare e Teorica, via Bassi 6, 27100 Pavia, Italy

***R. Pittau**
Departamento de Física Teórica y del Cosmos and Centro Andaluz de Física de Partículas Elementares (CAFPE), Universidad de Granada, E-18071 Granada, Spain

†A.D. Polosa
LAPTH, BP 110, Chemin de Bellevue, 74941 Annecy-le-Vieux Cedex, France

hep-ph/0410334

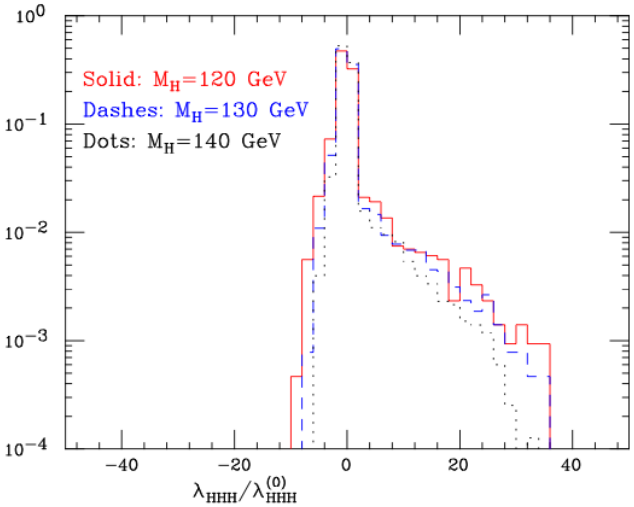
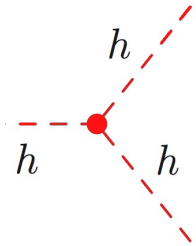


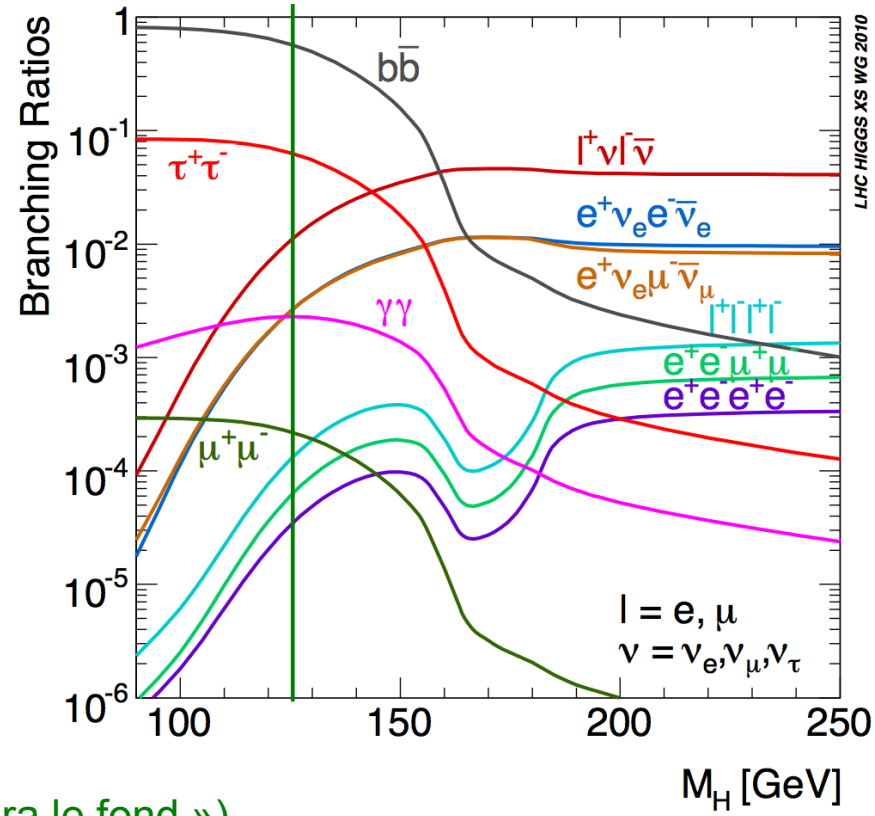
Figure 2: Distribution of the values of $r = \lambda_{HHH}/\lambda^{(0)}_{HHH} \equiv \lambda_{hhh}/\lambda^{(0)}_{HHH}$ in the scans of the 2HDM parameters space defined in the text, for three values of the lightest Higgs boson mass. Normalization is to unity.

“By studying generic 2HDMs in the decoupling limit, we found large regions of parameter space where the triple-Higgs self-coupling λ_{HHH} can differ considerably from the SM value, while keeping all other Higgs interactions with fermions and gauge bosons experimentally consistent with the SM limits.”

Canaux envisageables



La mesure du couplage tri-linéaire s'effectue via l'étude de la production de paires de bosons de Higgs.



Difficulté :

signal dans le canal $b\bar{b}b\bar{b}$ noyé dans le fond QCD

faibles rapports d'embranchement des autres canaux

A moyen terme : $b\bar{b}\tau^+\tau^-$

30 évènements signal dans 300 fb^{-1}
(soit 300 évènements signal après le HL-LHC)

bruit de fond important ; dominé par $t\bar{t}$
(« le signal de nos recherches actuelles deviendra le fond »)

importance du calo et du tracking dans l'identification des *b* et des τ

A long terme : $b\bar{b}\gamma\gamma$

~10 – 20 évènements après le HL-LHC

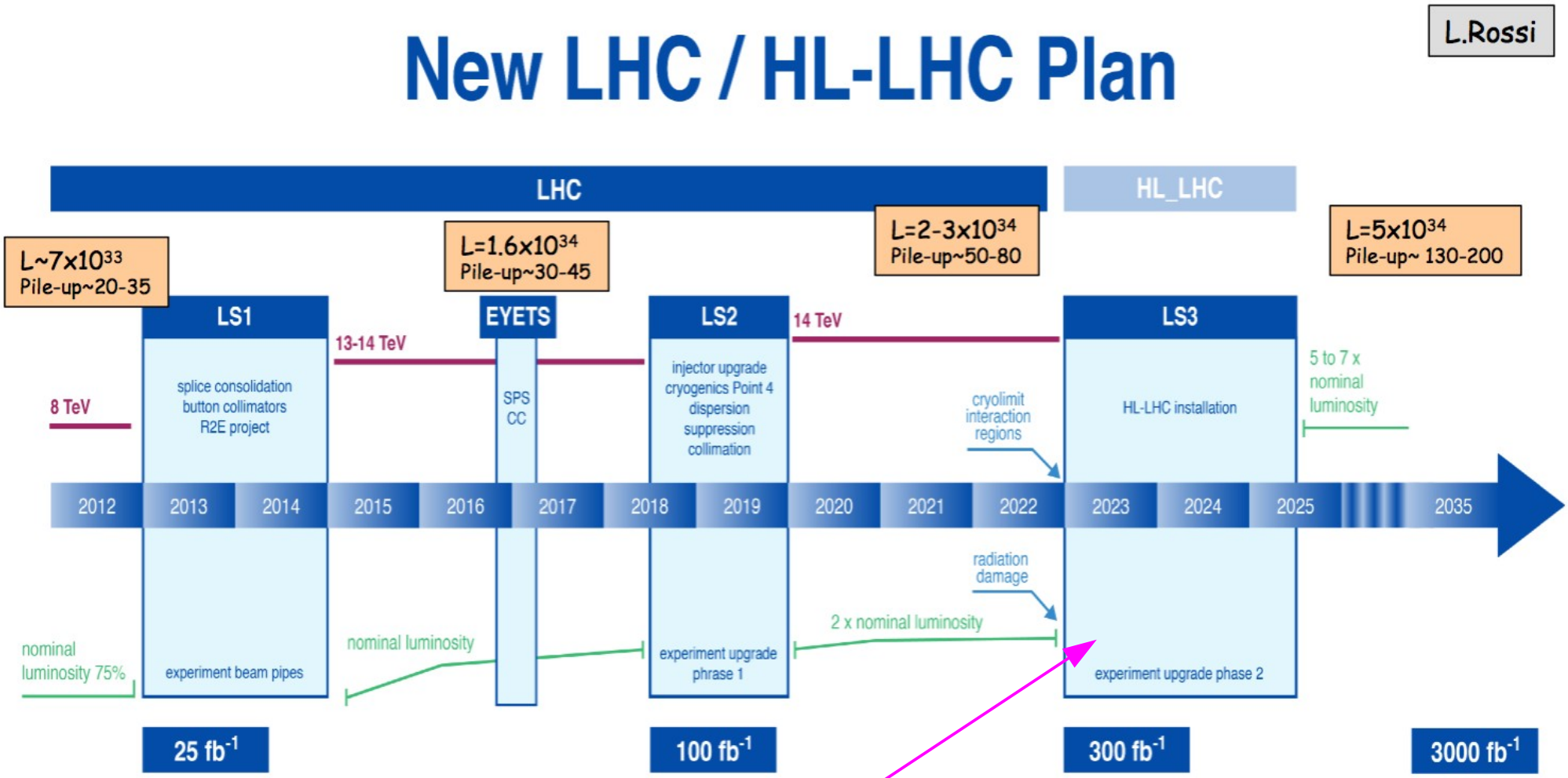
bruit relativement faible

importance du calo et du tracking

Pour les deux canaux :
au moins l'un des deux H dans l'état final a tendance à être produit à grand p_T

notre expérience avec le reconstruction/ID des objets *boostés* est un atout

HL-LHC; Pixels "*Alpine*"



Installation du nouveau trajectographe interne.
Le projet "*Alpine*" (cf. présentation par Johann/Fabienne) correspond à une géométrie possible de ce trajectographe.

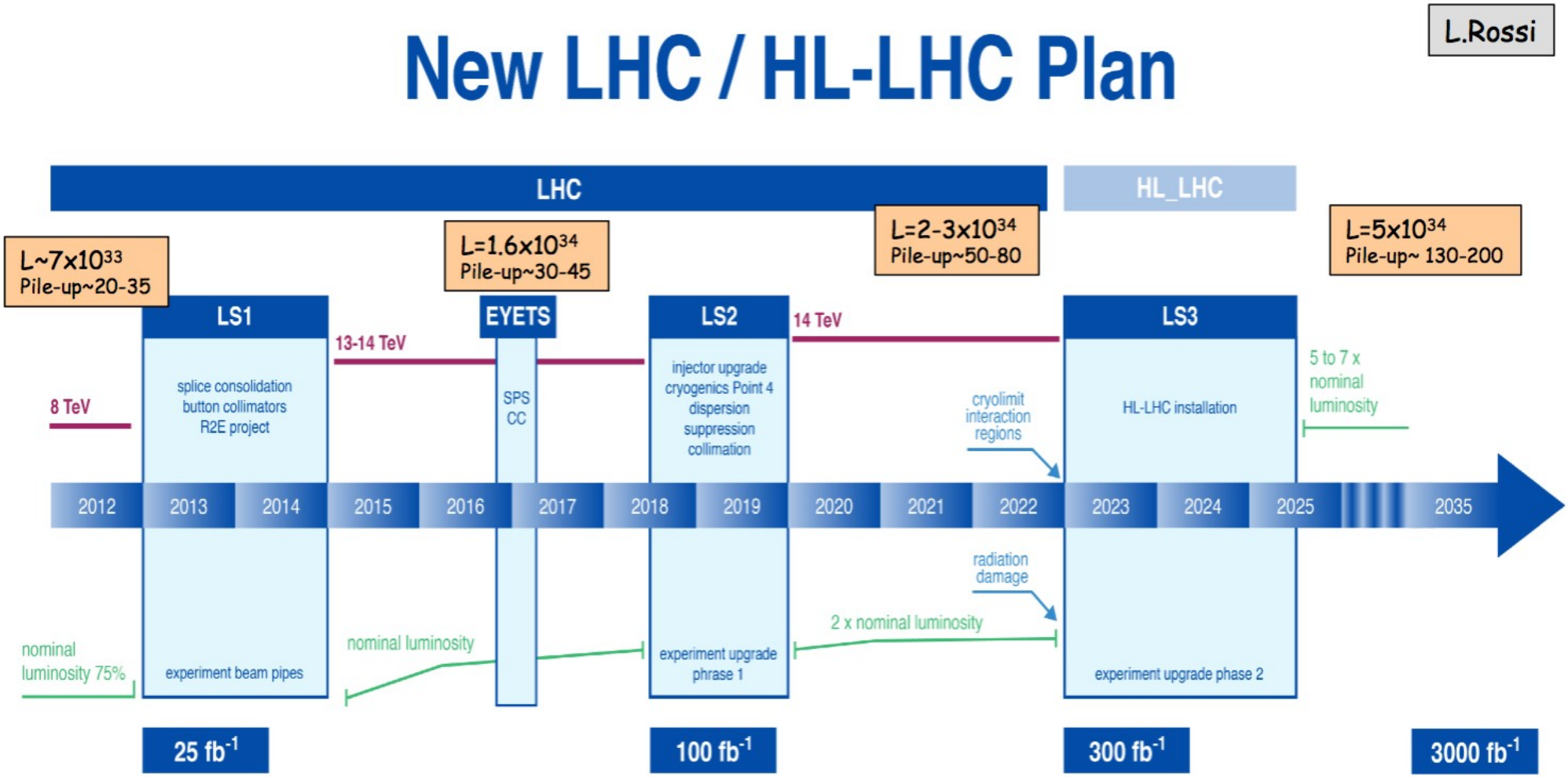
Conclusions

La mesure de l'auto-couplage du boson de Higgs est un projet

- qui sera parfaitement pertinent après les premières données du Run 2 (énergie ~nominale)
- qui est excitant du point de vue de physique
  - reconstruire le potentiel de Higgs pour comprendre le mécanisme de brisure de la symétrie électrofaible
  - fort potentiel de découverte : observable très sensible aux contributions de nouvelles particules (même particules trop lourdes pour être observées directement)
  - lien avec la cosmologie (« RdV des deux infinis ») : tester en laboratoire la baryogenèse électrofaible
  - synergie avec les activités nEDM au labo (même question cosmologique)
- dans lequel il y a beaucoup de place à prendre
- qui bénéficie de notre expérience
  - le top sera le bruit de fond principal
  - objets bostés
  - ...
- qui est étroitement lié à nos activités de hardware.

Transparents supplémentaires

Calendrier du LHC



Goal for the HL-LHC: same or better detector performances than the present ones.

Différents collisionneurs

Table 18-22. *Signal significance for $pp \to HH \to bb\gamma\gamma$ and percentage uncertainty on the Higgs self-coupling at future hadron colliders, from [102].*

	HL-LHC	HE-LHC	VLHC
$\sqrt{s}$ (TeV)	14	33	100
$\int \mathcal{L}dt$ (fb^{-1})	3000	3000	3000
$\sigma \cdot \mathrm{BR}(pp \to HH \to bb\gamma\gamma)$ (fb)	0.089	0.545	3.73
$S/\sqrt{B}$	2.3	6.2	15.0
λ (stat)	50%	20%	8%

Table 18-23. *Estimated experimental percentage uncertainties on the double Higgs production cross sections and Higgs self-coupling parameter λ from e^+e^- linear colliders. The expected precision on λ*

	ILC500	ILC500-up	ILC1000	ILC1000-up	CLIC1400	CLIC3000
$\sqrt{s}$ (GeV)	500	500	500/1000	500/1000	1400	3000
$\int \mathcal{L}dt$ (fb^{-1})	500	1600‡	500+1000	1600+2500‡	1500	+2000
$P(e^-, e^+)$	$(-0.8, 0.3)$	$(-0.8, 0.3)$	$(-0.8, 0.3/0.2)$	$(-0.8, 0.3/0.2)$	$(0, 0)/(-0.8, 0)$	$(0, 0)/(-0.8, 0)$
$\sigma\,(ZHH)$	42.7%		42.7%	23.7%	–	–
$\sigma\,(\nu\bar{\nu}HH)$	–	–	26.3%	16.7%		
λ	83%	46%	21%	13%	28/21%	16/10%

Cette mesure est difficile auprès des collisionneurs $e^+ e^-$:
ZHH est peu sensible à λ, et ννHH nécessite un grand $\sqrt{s}$ pour avoir un taux d'événements correct.

Tableaux extraits du *Snowmass 2013 report*.

Etudier l'auto-couplage en $e^+ e^-$

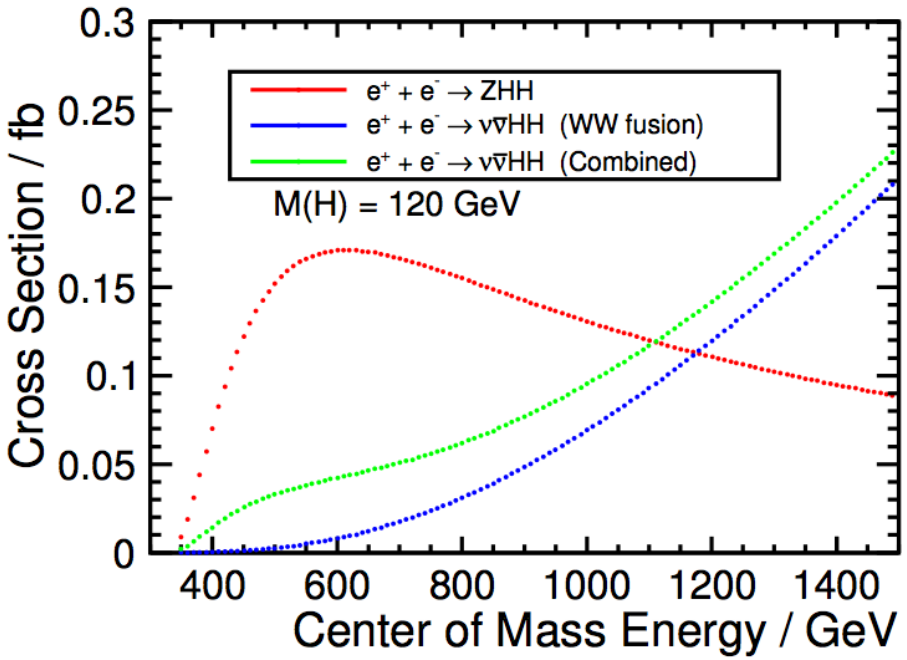


FIG. 1: The separate and combined production cross sections for the ZHH and $\nu\bar{\nu}$HH processes as a function of the center of mass energy assuming the Higgs mass of 120 GeV. The red line is for the ZHH process, the blue line is for the $\nu\bar{\nu}$HH fusion process and the green line is for the combined result.

Figure extraite de : J. Tian, LC-REP-2013-003.

Etudier l'auto-couplage en $e^+ e^-$

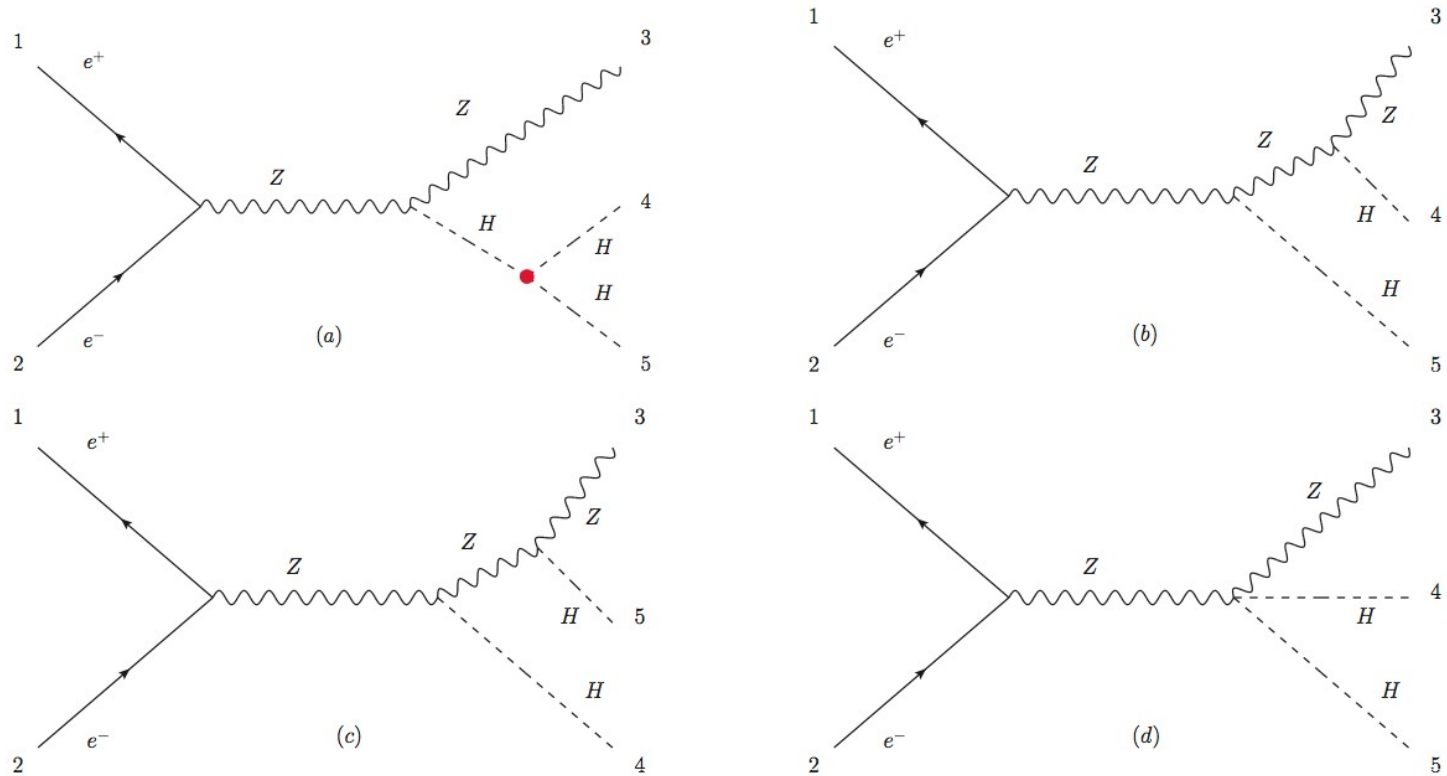


FIG. 2: Feynman diagrams for the double Higgs strahlung process $e^+e^- \to ZHH$. (a): involving trilinear Higgs self-coupling; (b), (c), (d): the irreducible diagrams.

At $\sqrt{s}$ = 500 GeV: $\frac{\delta\lambda}{\lambda} = 1.8\frac{\delta\sigma}{\sigma}$ (dilution due to presence of diagrams without trilinear coupling).

Figure extraite de : J. Tian, LC-REP-2013-003.

Etudier l'auto-couplage en $e^+ e^-$

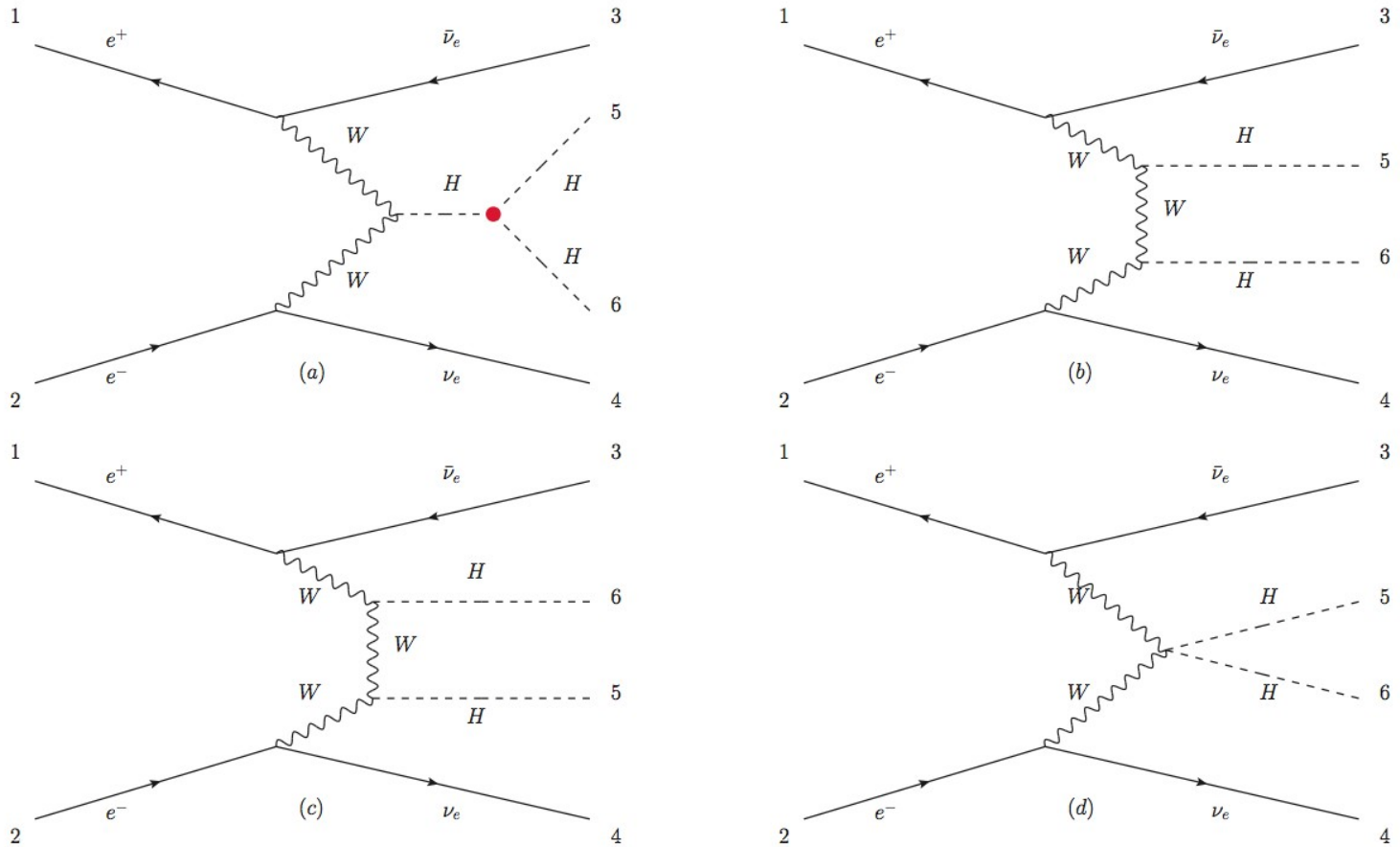
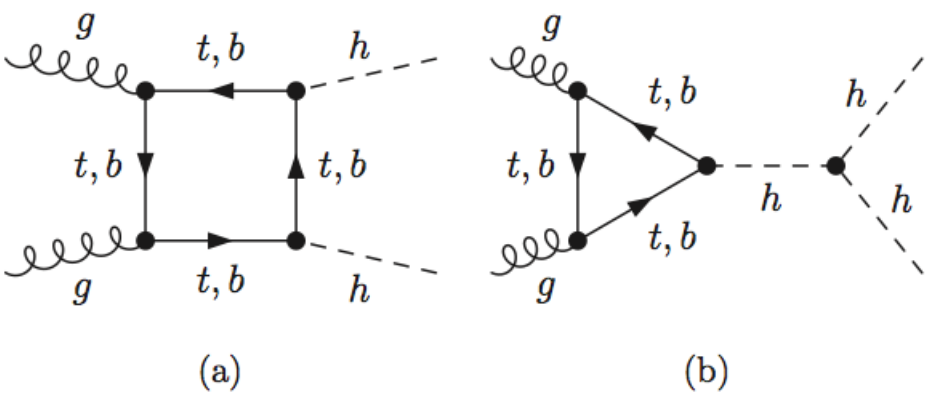


FIG. 3: Feynman diagrams for the WW fusion process $e^+e^- \to \nu\bar{\nu}HH$. (a): involving trilinear Higgs self-coupling; (b), (c), (d): the irreducible diagrams.

At $\sqrt{s}$ = 1000 GeV: $\frac{\delta\lambda}{\lambda} = 0.85\frac{\delta\sigma}{\sigma}$ (“dilution” due to presence of diagrams without trilinear coupling).

Figure extraite de : J. Tian, LC-REP-2013-003.

Etudier l'auto-couplage au LHC

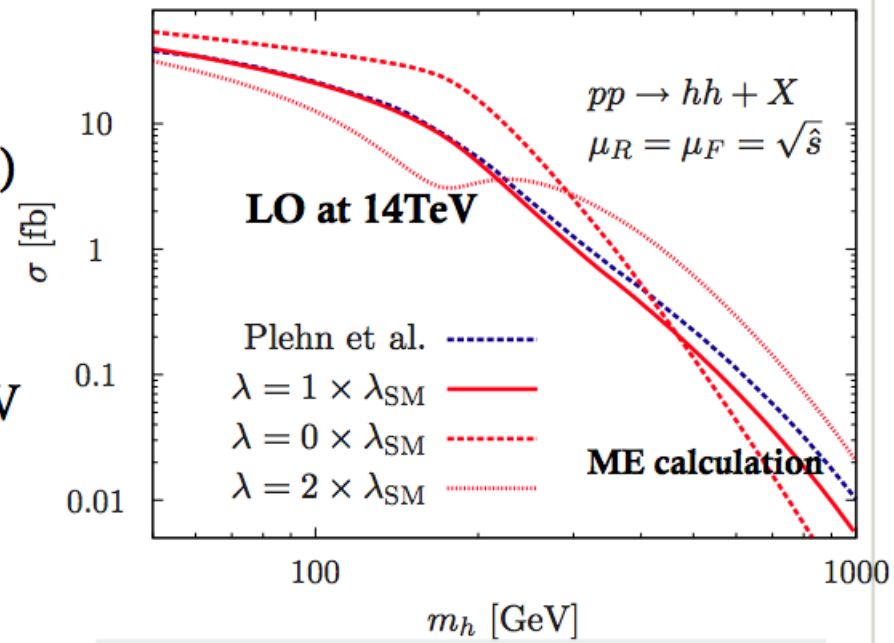


M. J. Dolan, C. Englert ,M. Spannowsky, *Higgs self-coupling measurements at the LHC*, JHEP 10 (2012) 112

Destructive interference between diagram (a) and (b)

→ σ(hh) depends on λ :

- diagram (b) resonantly enhanced when $m_h \cong m_{top}$
- large dependence on λ at $m_h \leq m_{top}$:
  relatively large dependence at $m_h \approx 125$ GeV



- NLO cross-section at m_h=125 GeV:

$$34\,fb^{+18\%}_{-15\%}(QDC\ scale) \pm 7\%(PDF + \alpha_s) \pm 10\%(EFT)$$

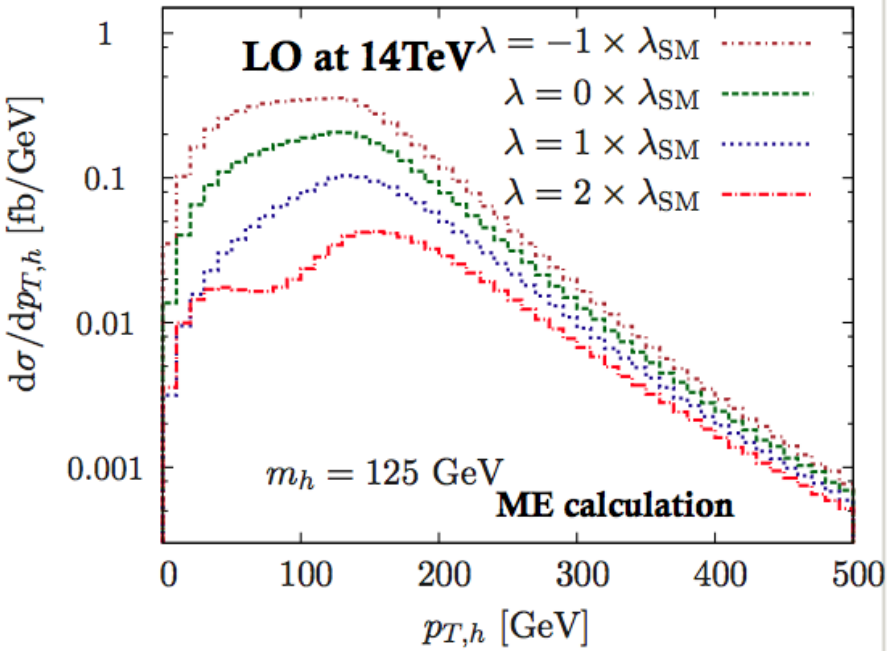
http://people.web.psi.ch/spira/proglist.html
Baglio, et al, arXiv:1212.5581v1 [hep-ph]

Impulsion transverse des Higgs

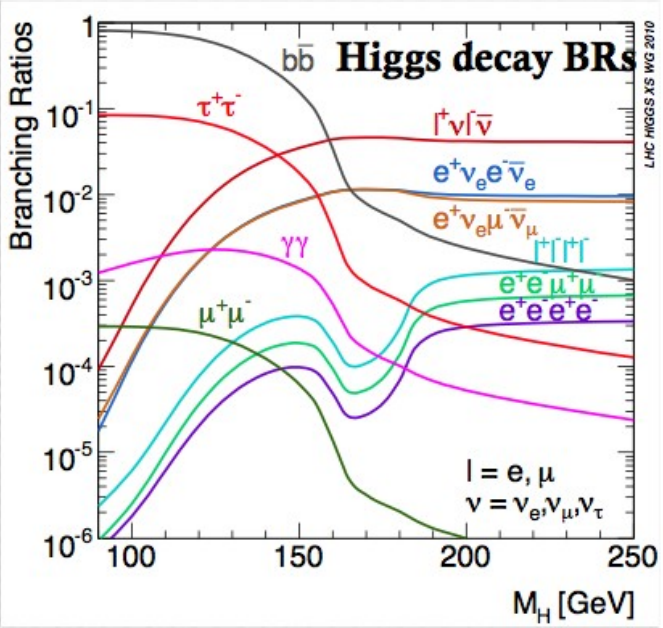
M. J. Dolan, C. Englert ,M. Spannowsky,
Higgs self-coupling measurements at the LHC,
JHEP 10 (2012) 112

$p_{T,h}$ good observable to identify kinematical region sensitive to different λ :

- naturally boosted $p_{T,h} \geq 100$ GeV
- max sensitivity around 100 GeV



Canaux ensivageables



Channel	BR(%)	σ x BR (fb)	Events @ 14 TeV (L=3000 fb^{-1})
bb+bb	33.41	11.33	34 k
bb+WW	24.97	8.36	26 k
bb+ττ	7.36	2.50	7.5 k
WW+WW	4.67	1.58	4.7 k
ZZ+bb: (ZZ+bb →4l+bb)	3.09	1.03	3.1 k (→13.9)
ZZ+WW	1.15	0.39	1.2 k
γγ+bb	0.27	0.09	270
bb+μμ	0.013	0.004	12.8

Focus of channels with larger BR or favorable S/B and allowing a precision m_H measurement of one of the 2 Higgs.

Un exemple de canal : bb$\gamma\gamma$

sample	$\sigma\times$BR (fb)	simulated events	events passing selection	events expected in 3000 fb^{-1}
$HH \to b\bar{b}\gamma\gamma$ ($\lambda_{HHH}=1$)	0.09	1020	42	10.7
$HH \to b\bar{b}\gamma\gamma$ ($\lambda_{HHH}=0$)	0.19	1020	32	17.9
$HH \to b\bar{b}\gamma\gamma$ ($\lambda_{HHH}=2$)	0.04	1230	66	6.4
$\gamma\gamma b\bar{b}$	111	3.1×10^4	1	1.1
$ZH(Z\to b\bar{b}, H\to\gamma\gamma)$	0.04	5×10^5	11600	2.8
$b\bar{b}H(H\to\gamma\gamma)$	0.124	5×10^4	71	0.5
$\gamma\gamma jj$	2×10^3	5×10^5	0.004	0.1
$jjjj$	1.8×10^8	4.6×10^6	0	0
$t\bar{t}H(H\to\gamma\gamma)$	1.71	1.2×10^5	379	13.6
$t\bar{t}$ ($\geq$ 1 leptonic W decay)	5.0×10^5	1×10^7	$74^\dagger$	1.1
Total Background	-	-	-	19.2

Final results after full selection:

Large rejection of $\gamma\gamma$bb and jjjj , ttH dominant and competitive with the signal, followed by ZH

S/B = 0.6 and **S/sqrt(B)= 2.4** (λ=1)

- What about the potential of observing or excluding different λ hypothesis?

  Evidence is possible for λ=0 and λ=1, but no significant discrimination allowed
  → Combining with another channel with similar sensitivity and with CMS results, feasible a measurement of the Higgs self coupling with an accuracy of ~30%

Un autre exemple très différent : bbττ

The measurement of the Higgs self–coupling at the LHC: theoretical status

J. Baglio[1], A. Djouadi[2], R. Gröber[1],
M.M. Mühlleitner[1], J. Quevillon[2] and M. Spira[3]

[1] Institut für Theoretische Physik, KIT, D-76128 Karlsruhe, Germany.
[2] Laboratoire de Physique Théorique, U. Paris–Sud and CNRS, F–91405 Orsay, France.
[3]Paul Scherrer Institute, CH-5232 Villigen PSI, Switzerland.

bruit de fond dominant : le top !

	HH	$b\bar{b}\tau\bar{\tau}$	$b\bar{b}\tau\bar{\tau}\nu_\tau\bar{\nu}_\tau$	ZH	S/B	$S/\sqrt{B}$
Cross section NLO [fb]	2.47	2.99×10^4	8.17×10^3	2.46×10^1	6.48×10^{-5}	6.93×10^{-1}
Reconstructed Higgs from τs	2.09×10^{-1}	8.35×10^1	1.58×10^2	5.70×10^{-1}	8.63×10^{-4}	7.36×10^{-1}
Reconstructed Higgs from bs	1.46×10^{-1}	6.34×10^{-1}	1.43×10^1	3.75×10^{-2}	9.75×10^{-3}	2.07
Cut on M_{HH}	1.30×10^{-1}	1.37×10^{-1}	1.74	1.26×10^{-2}	6.88×10^{-2}	5.18
Cut on $P_{T,H}$	1.10×10^{-1}	7.80×10^{-2}	7.17×10^{-1}	1.15×10^{-2}	1.36×10^{-1}	6.71
With 112.5 GeV $< M_{\tau\bar{\tau}} <$ 137.5 GeV	1.10×10^{-1}	3.41×10^{-2}	3.76×10^{-1}	3.15×10^{-3}	2.67×10^{-1}	9.37

Table 9: Cross section values of the of HH signal and the various backgrounds expected at the LHC at $\sqrt{s} = 14$ TeV, the signal to background ratio S/B and the significance $S/\sqrt{B}$ for $\int \mathcal{L} = 3000$ fb^{-1} in the $b\bar{b}\tau\bar{\tau}$ channel after applying the cuts discussed in the text.

300 évènements signal

Types de modèles considérés par Noble and Perelstein

Higgs Self-Coupling as a Probe of Electroweak Phase Transition

Andrew Noble and Maxim Perelstein

Institute for High Energy Phenomenology
Newman Laboratory of Elementary Particle Physics,
Cornell University, Ithaca, NY 14853, USA

hep-ph/0711.3018

Three classes of models are considered in this paper:

- Renormalisable models with unmixed Higgs
  - Single BSM scalar
  - Single BSM fermion
  - Single BSM scalar-fermion pair
  - Multiple BSM states
- Model with non-renormalisable Higgs interactions

$$V^t(H) = \mu^2 H^\dagger H + \lambda (H^\dagger H)^2 + \frac{1}{\Lambda^2}(H^\dagger H)^3$$

- Model with tree-level Higgs-Singlet mixing

$$V^t(H,S) = -\mu^2 H^\dagger H + \lambda \left(H^\dagger H\right)^2 + \frac{a_1}{2} H^\dagger H S + \frac{a_2}{2} H^\dagger H S^2 + \frac{b_2}{2} S^2 + \frac{b_3}{3} S^3 + \frac{b_4}{4} S^4$$

Peut-on détecter ces nouvelles particules directement ?

“This BSM physics that you mention on the previous slide, can't we detect it directly at the LHC ?”

The short answer: Depends on the BSM physics; in some cases you can directly detect it at Run 2 of the LHC, in other cases you cannot directly detect it at the LHC (not even during the HL-LHC phase).

There is a nice recent paper that discusses this question in detail for the case of an additional scalar:

Katz and Perelstein, arXiv:1401.1827 [hep-ph]

The “direct detectability” of the additional scalar strongly depends on its quantum number.

If it is coloured (strong interaction), it can be detected directly at the LHC.

If it is charged under $U(1)_{EM}$, it can possibly be detected directly at the LHC; one might also see a modification of the $H \to \gamma\gamma$ decay rate. But it is tough.

If it is not charged, chances are we will not find it.

A “nightmare scenario” (the additional scalar only couples to the Higgs field) is studied in this recent fun paper: Curtin, Meade and Yu, arXiv:1409.0005 [hep-ph]

The self-coupling will be our best shot; likely our only shot.

Liens avec les activités actuelles du groupe ATLAS (analyse)

- Nous sommes très impliqués dans les recherches de nouvelle physique.

  Si la nouvelle physique ne peut pas être mise en évidence dans les recherches directes de nouvelles particules (car trop lourdes), alors il semble naturel de la chercher indirectement via son impact sur l'auto-couplage (limite de découplage).
  “Il est possible que nous allons voir la SUSY via son impact sur l'auto-couplage, et non pas dans les recherches directes d'un candidat de matière noire ou d'un Higgs chargé.”

- Nous sommes très impliqués dans la physique du top.

  Le top est le bruit dominant dans le canal le plus prometteur à basse luminosité intégrée ($bb\tau\tau$).
  Il est important d'étudier le top dans les coins extrêmes de l'espace de phase qui correspondent à ce bruit de fond (→ mesures des section efficaces différentielles de production du top).

- Notre expertise avec les objets boostés et les “fat jets” est un atout pour les études de l'auto-couplage.

  Car les bosons de Higgs dans les états finals di-Higgs sont naturellement très boostés.

Liens avec les activités actuelles du groupe ATLAS (hardware)

Deux axes principaux dans les activités “Upgrades” du groupe :

- déclenchement du calo

  Les objets dans les états finals dûs aux évènements di-Higgs sont essentiellement calorimétriques, et il faut un déclenchement performant sur ces objets :
  $bb\gamma\gamma$, $bb\tau\tau$, bbVV (avec les désintégrations leptoniques des bosons vecteur V).

- Tracking

  Dans tous les états finals il y a deux jets de b (→ étiquetage → tracking).
  Aussi les taus (durée de vie, traces associées) et les leptons e,mu.

Et le couplage quadri-linéaire ?

Très peu d'études dans la littérature. L'une des rares études – au niveau générateur - est montrée ici.

Plehn et Rauch, hep-ph/0507321

Ce sera dur; peut-être un VLHC à 200 TeV pourrait fournir des résultats.

Il me semble important de quantifier ceci (notamment : l'énergie $\sqrt{s}$ nécessaire) plus précisément.

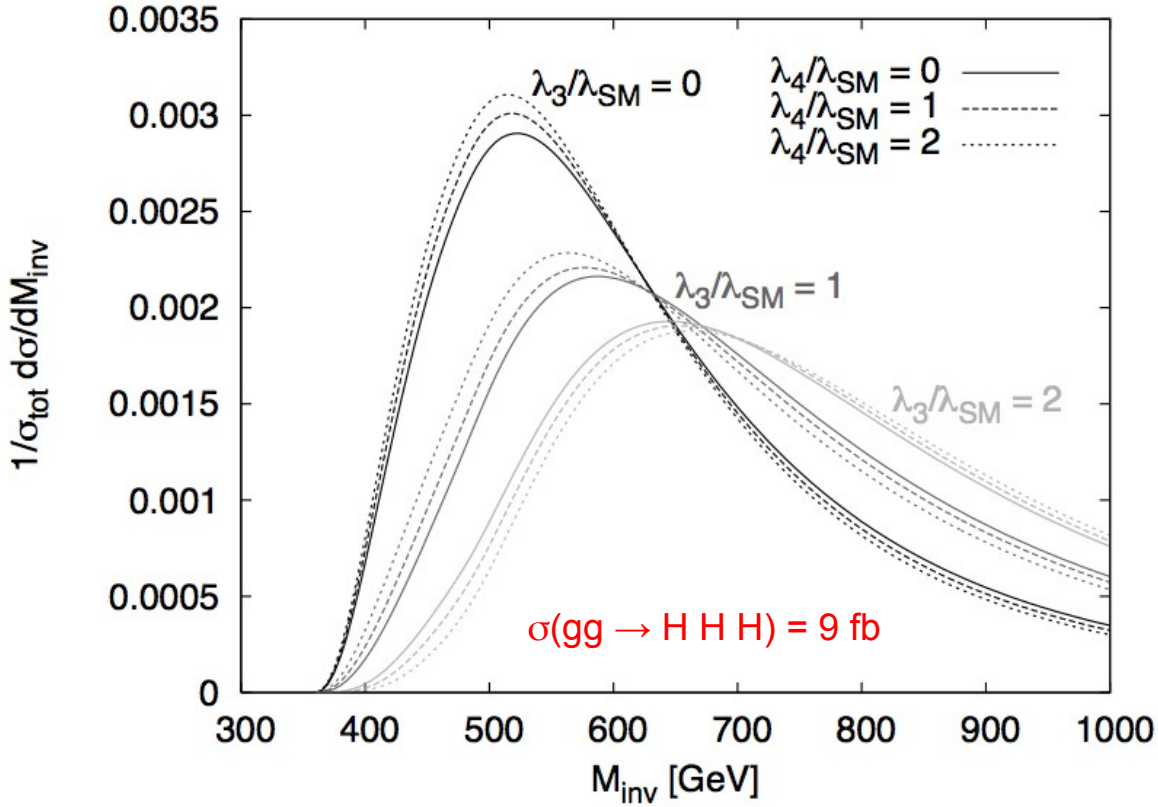


Figure 4: Normalized partonic center-of-mass energy distributions for $gg \to HHH$ at the LHC (left) and at the 200 TeV VLHC (right). The Higgs mass is fixed to 120 GeV. The trilinear and quartic Higgs self-couplings are varied independently.

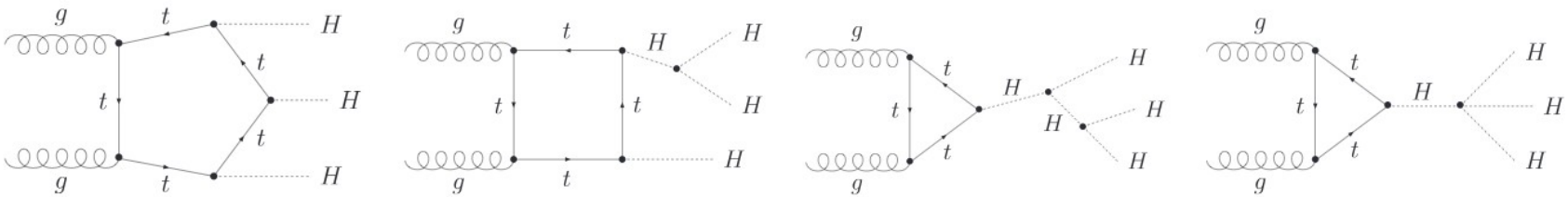


Figure 1: Examples of Feynman diagrams contributing to the process $gg \to HHH$.

Nouvelle physique

- “We have it” : un boson qui ressemble au boson de Higgs a été découvert.

- Plus on regarde, plus il ressemble au boson de Higgs (spin/parité, couplages aux autres particules, sa masse est compatible avec les contraintes indirectes du modèle standard, …).

- Ces vérifications vont continuer avec plus de données. En particulier, les incertitudes expérimentales sur les couplages aux autres particules sont encore très grandes.

- Mais ils est possible/probable que nous ne trouverons pas de déviation par rapport au modèle standard. Nous savons que le MS n'est pas valable jusqu'à l'échelle de Planck. Mais le MS est un modèle parfaitement cohérent jusqu'à des énergies très élevées (au moins des millions de GeV). Il y a des reproches esthétiques (problème de la hiérarchie, nombre de paramètres libres, etc) mais pas de problème “concret” : pas de divergences, pas d'instabilités, rien.
  Le MS pourrait très bien être une description complète de la nature jusqu'à des énergies très élevées; il n'y aura pas forcément de découvertes directes de nouvelles particules à $\sqrt{s}$ = 13 – 14 GeV.

- Il faut être préparé à l'idée qu'il faut peut-être chercher des déviations fines par rapport au MS.

- L'auto-couplage du boson de Higgs est une quantité très prometteuse qui pourrait montrer de telles déviations qui sont fines, mais détectables.

Naturalité (*Naturalness*)

Mais d'où est-ce qu'il vient, ce terme en μ^2 dans le potentiel de Higgs ?

Idéalement, le potentiel de Higgs serait calculable à partir des interactions du Higgs avec toutes les autres particules et avec lui-même. Donc : quelles particules sont à l'origine du terme en μ^2 ?

Pas les particules connues. Quelle est la masse de nouvelles particules à l'origine de ce terme ?

Version la plus simple du concept de la naturalité : les particules qui génèrent le terme en μ^2 devraient avoir une masse à l'échelle de μ^2 :

$$\mu^2 \sim (100 \text{ GeV})^2$$

On aurait dû les voir déjà.

Une autre approche à la naturalité considère les corrections radiatives à μ^2 dans le SM :

$$\delta\mu^2 = -\frac{3g_{Htt}^2}{8\pi^2}\Lambda^2 + \frac{3\alpha_w(3+\tan^2\theta_W)}{4\pi}\Lambda^2 + \frac{\lambda}{8\pi^2}\Lambda^2$$

Ces trois termes sont dus au top, aux W/Z et au Higgs respectivement.
Λ est l'échelle d'énergie où le MS est remplacé par une théorie plus complète.

Ces termes divergent.
Ils doivent être contre-balancés par d'autres termes (dues à de nouvelles particules) pour avoir un résultat bien défini pour μ^2.

Echelle en énergie de la nouvelle physique

$$\delta\mu^2 = -\frac{3g_{Htt}^2}{8\pi^2}\Lambda^2 + \frac{3\alpha_w(3+\tan^2\theta_W)}{4\pi}\Lambda^2 + \frac{\lambda}{8\pi^2}\Lambda^2$$

Ces termes divergent.
Ils doivent être contre-balancés (annulés) par d'autres termes (dus à de nouvelles particules) pour avoir un résultat bien défini pour μ^2.

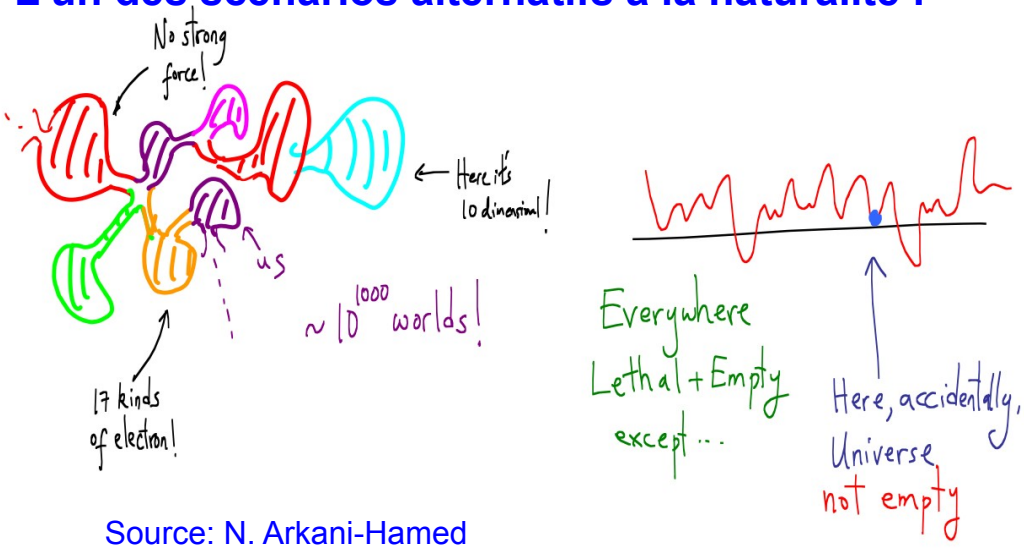
Si nous acceptons des annulations accidentelles d'un grand nombre de décimales :
Λ peut être arbitrairement grand (mais pas naturel !)

Mais si nous n'acceptons seulement des annulations d'une décimale : Λ < 2 TeV.

"Higgs et rien d'autre au LHC" :
ajustement fin de 1 %
→ "et alors, pas de bol"

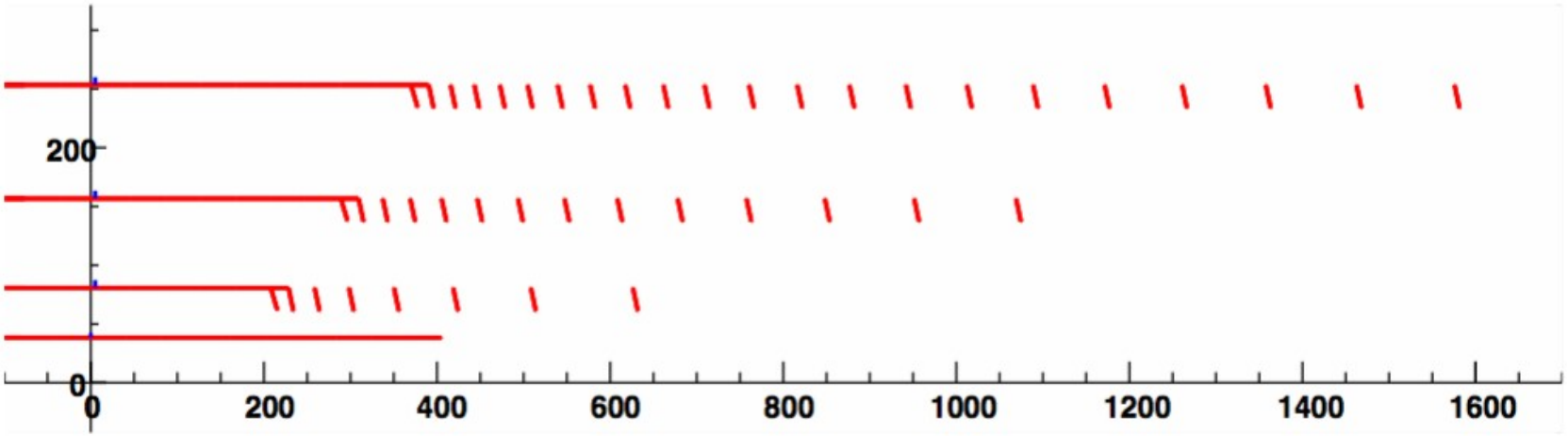
"Higgs et rien d'autre au VHE-LHC" :
ajustement fin de 10^{-4}
→ "met un point final à l'hypothèse de la naturalité"

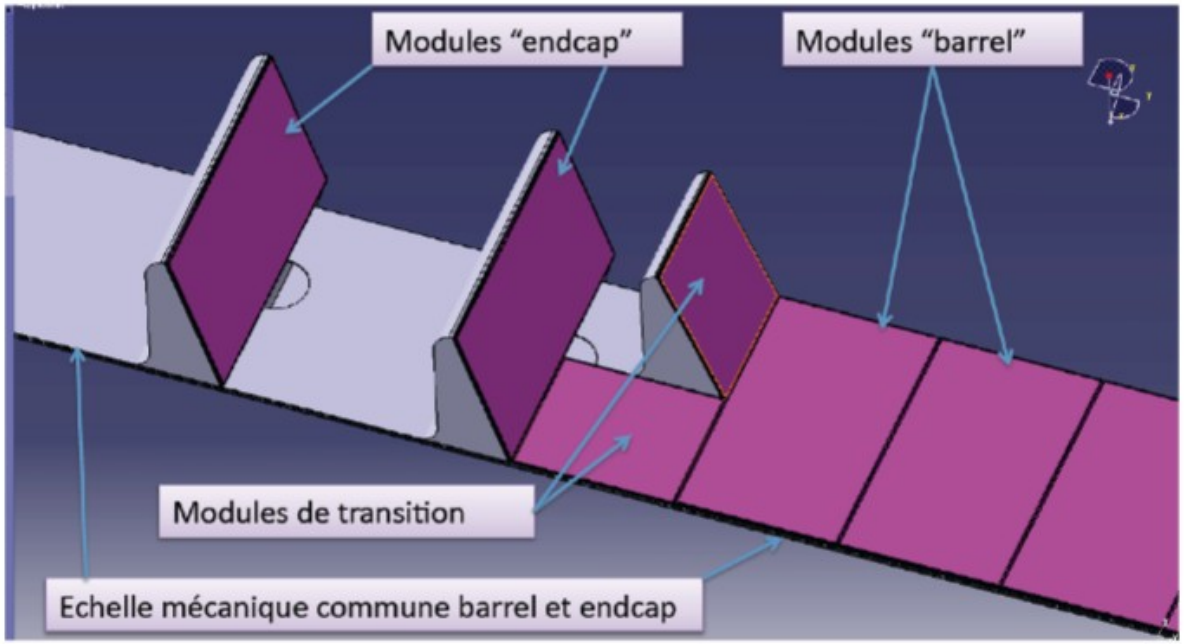
L'un des scenarios alternatifs à la naturalité :



Source: N. Arkani-Hamed

Pixels “*Alpine*”





Vous trouverez bien plus de détails dans la présentation dédiée de Johann (donnée par Fabienne).

Note / Remerciements

Pendant la préparation de cette présentation je me suis librement servi de transparents copiés d'autres présentations (y compris des présentations d'autres auteurs).

Je m'excuse pour la non-uniformité en termes de notation, mise en page, etc qui en résulte.

Et je tiens à remercier les auteurs des sources que j'ai utilisées :

- J. E. Pilcher, cours “Physics 463” donné à l'Université de Chicago.
- E. Meoni, “Prospects for Higgs self-coupling measurements with ATLAS and CMS”, présentation à la conférence “Higgs Quo Vadis”, Aspen, Mars 2013.
- E. Senaha *et al.*, arXiv:1109.5226 et leurs présentations basées sur cette publication.