

素粒子特論

2016年度前期

河野能知

kono.takanori@ocha.ac.jp

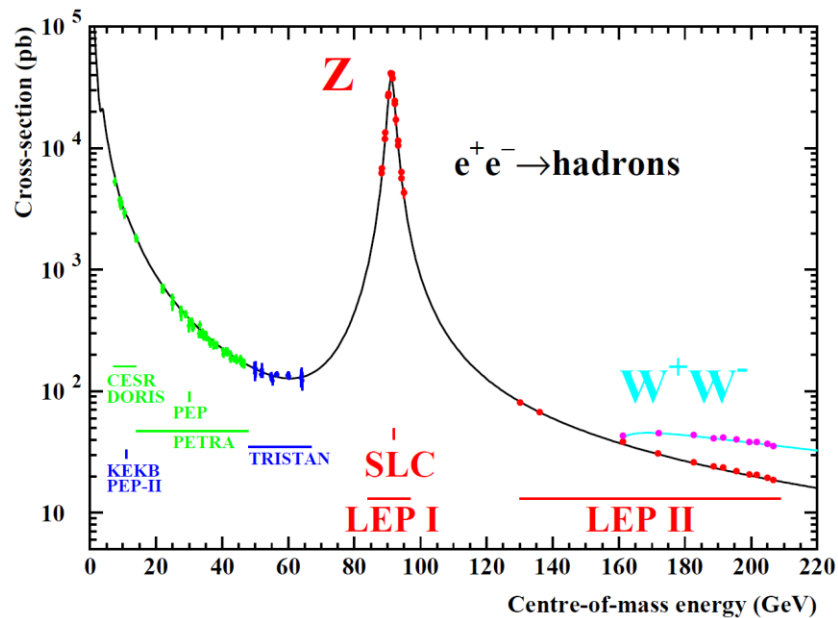
理学部1号館208室

高エネルギー・ハドロン衝突

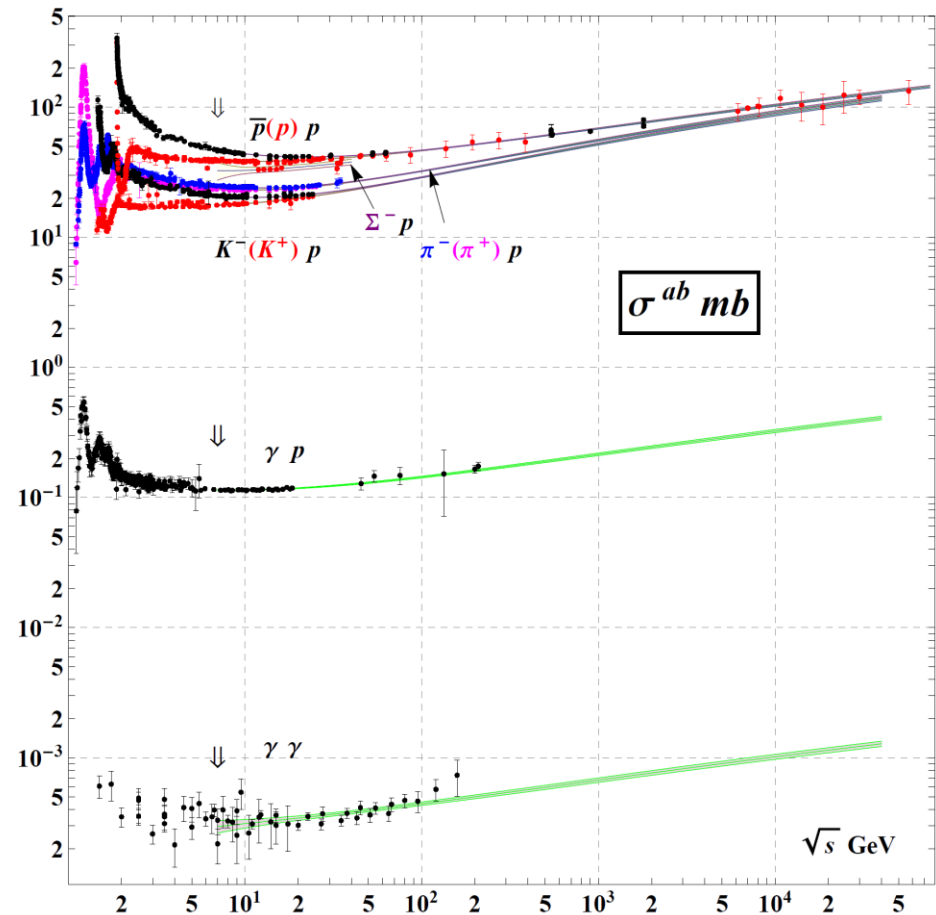
- 高エネルギーハドロン散乱実験
 - ハドロン、特に陽子は内部構造を持つ複合粒子
 - パarton分布関数を用いて、parton間の散乱として理解できる
 - parton間の重心系エネルギーはいろいろな値を取る
- Tevatron
 - 重心系エネルギー2.7 TeVの陽子・反陽子衝突型加速器
 - アメリカ・シカゴ郊外のFermi National Laboratory (FNAL)
 - 1987 – 2011年の間稼働、LHCの運転開始に伴い停止。
 - トップ・クォークの発見、ヒッグス粒子、超対称性粒子の探索
- Large Hadron Collider (LHC)
 - 重心系エネルギー14 TeV(設計値)の陽子・陽子衝突型加速器
 - スイス・ジュネーヴ郊外のCERN
 - 2009年末から稼働
 - ヒッグス粒子の発見

電子・陽電子衝突とハドロン衝突

$e^+e^- \rightarrow \text{hadrons}$ 断面積 vs. \sqrt{s}

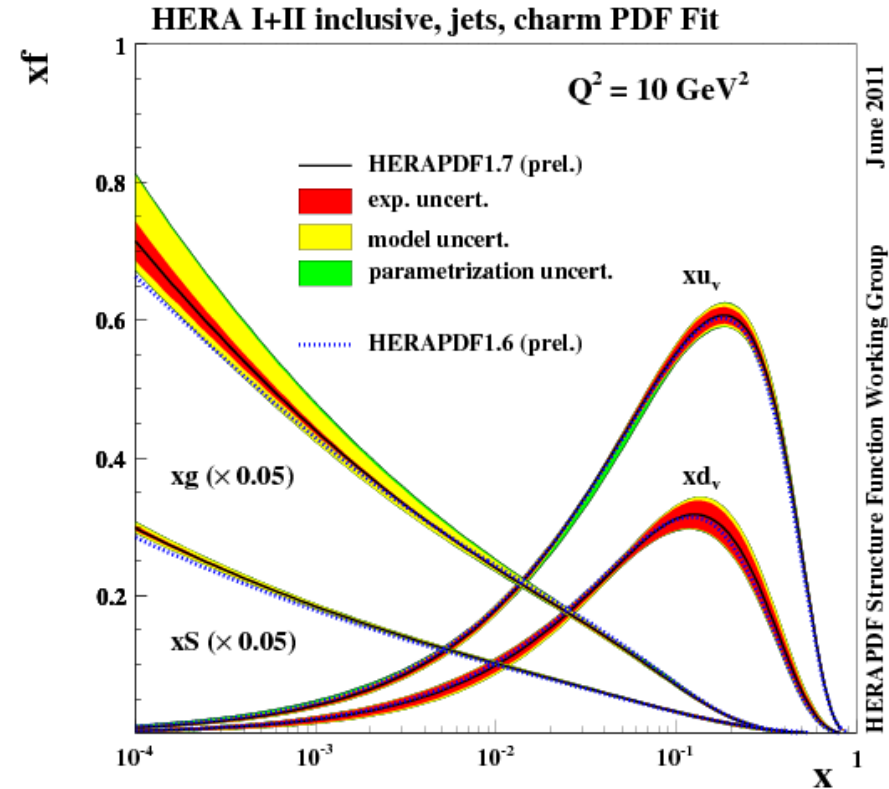


ハドロン散乱の全断面積 vs. \sqrt{s}



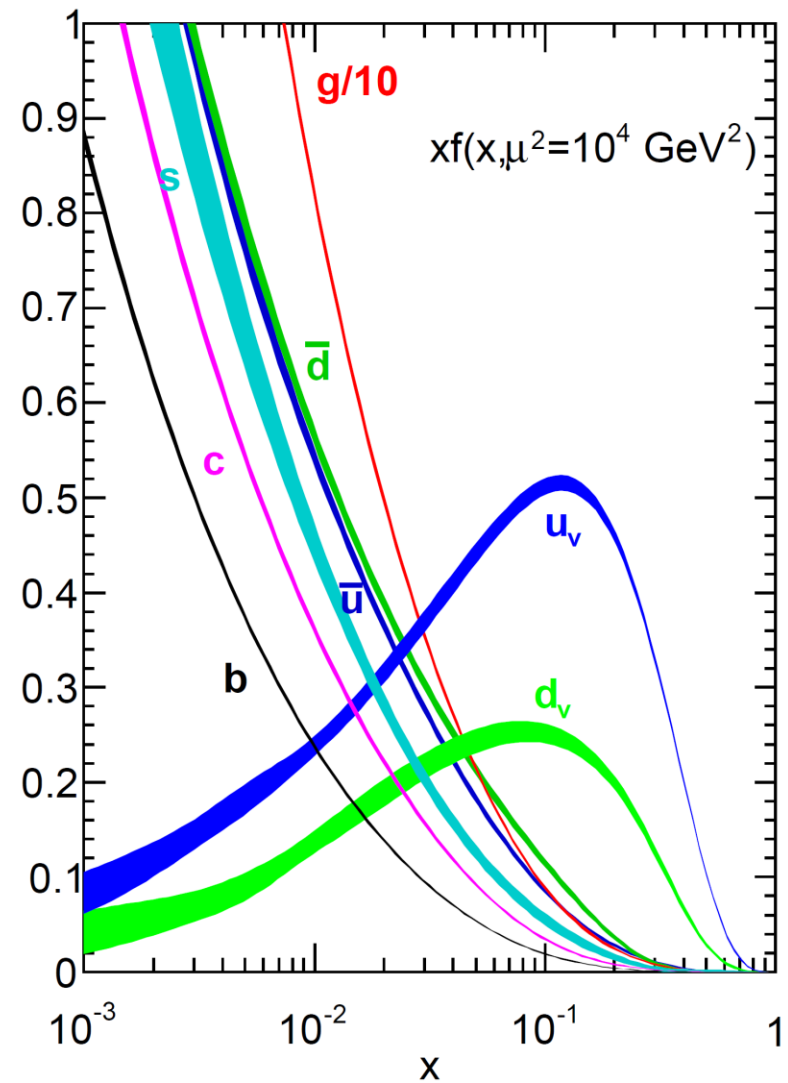
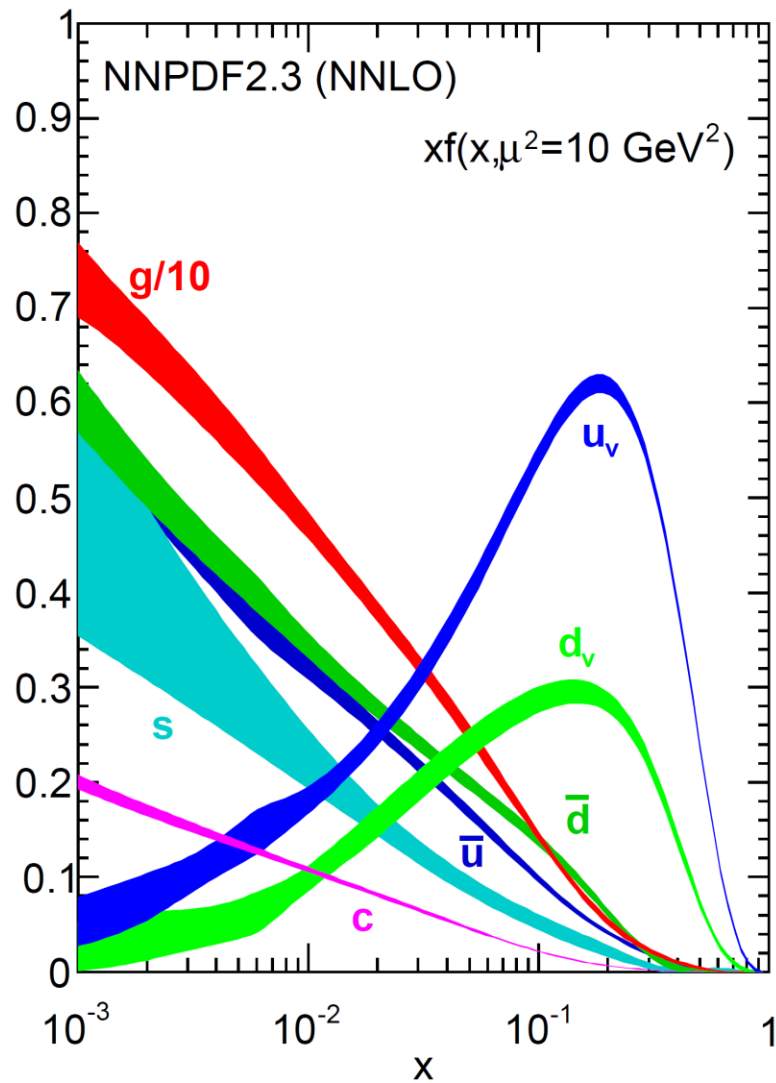
ハドロン散乱とパートン分布

- 高エネルギー ($Q^2 \gtrsim 10 \text{ GeV}^2$) ハドロン散乱の起こり易さは、パートン分布の大小による
- 運動量割合 x が小さい領域では、グルーオンやsea quarkの寄与が増大する
 - 陽子1個の中に、多数のパートンが存在しているようなもの
- したがって、断面積は \sqrt{s} とともに増加する
 - その中の個々の反応は、様々なパートンを始状態とする反応



パートン分布関数

NNPDF2.3



高エネルギー・ハドロン散乱

高いエネルギーでは、陽子中のクォークやグルーオン同士の散乱とみなせる

陽子中のパートン*i, j*の分布関数

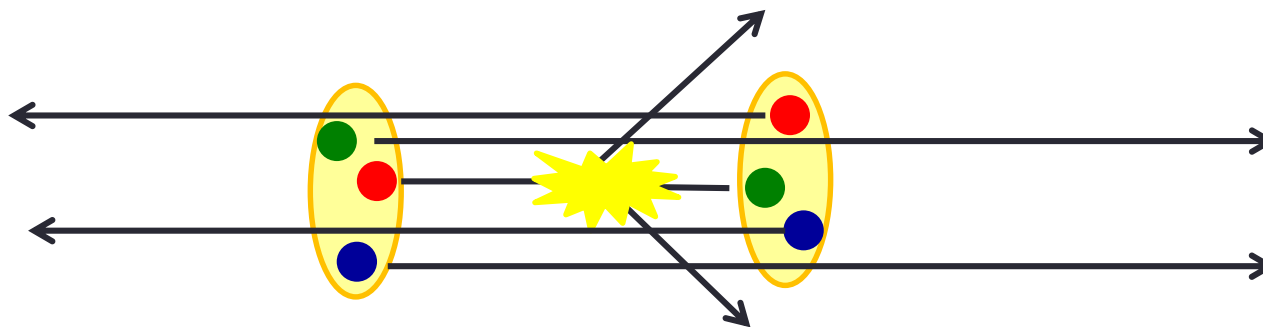
$x_{i,j}$: 陽子に対する
パートンの運動量割合

パートン*i, j*の散乱断面積

理論で計算

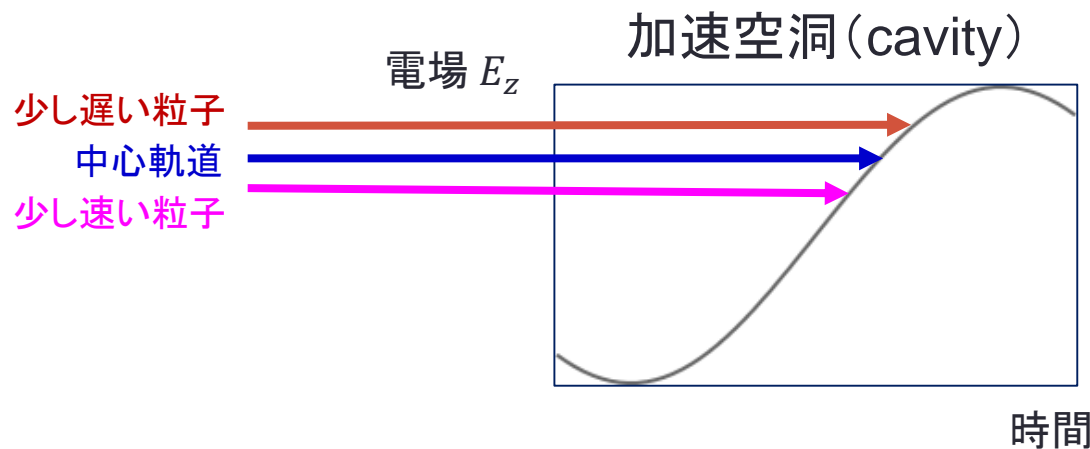
測定量

$$\sigma_{pp \rightarrow X}(P) = \sum_{i,j} \iint dx_1 dx_2 f_i(x_i, Q^2) f_j(x_j, Q^2) \sigma_{ij \rightarrow X}(x_i P, x_j P)$$



加速器の観点から

最近の高エネルギー加速器は全てシンクロトロンである



交流電場による加速は、

- 少し遅い粒子には少し大きく、
- 少し速い粒子には少し小さく掛かるようになっている。

粒子が加速空洞を通るタイミングに合わせて交流電場を生成する

シンクロトロン放射

単位時間当たりのエネルギー損失

$$P = \frac{1}{6\pi\epsilon_0} \frac{e^2 a^2}{c^3} \gamma^4$$

$$a = v^2 / \rho$$

$$\gamma = E / mc^2$$

一周当たりのエネルギー損失 (電子)

$$W(\text{MeV}) = 8.85 \times 10^{-5} E^4 / \rho$$

E : 粒子のエネルギー (GeV)

ρ : 曲率半径 (km)

半径 3 kmだと、

$E=100 \text{ GeV} \rightarrow W=3 \text{ GeV}$

$E=200 \text{ GeV} \rightarrow W=47 \text{ GeV}$

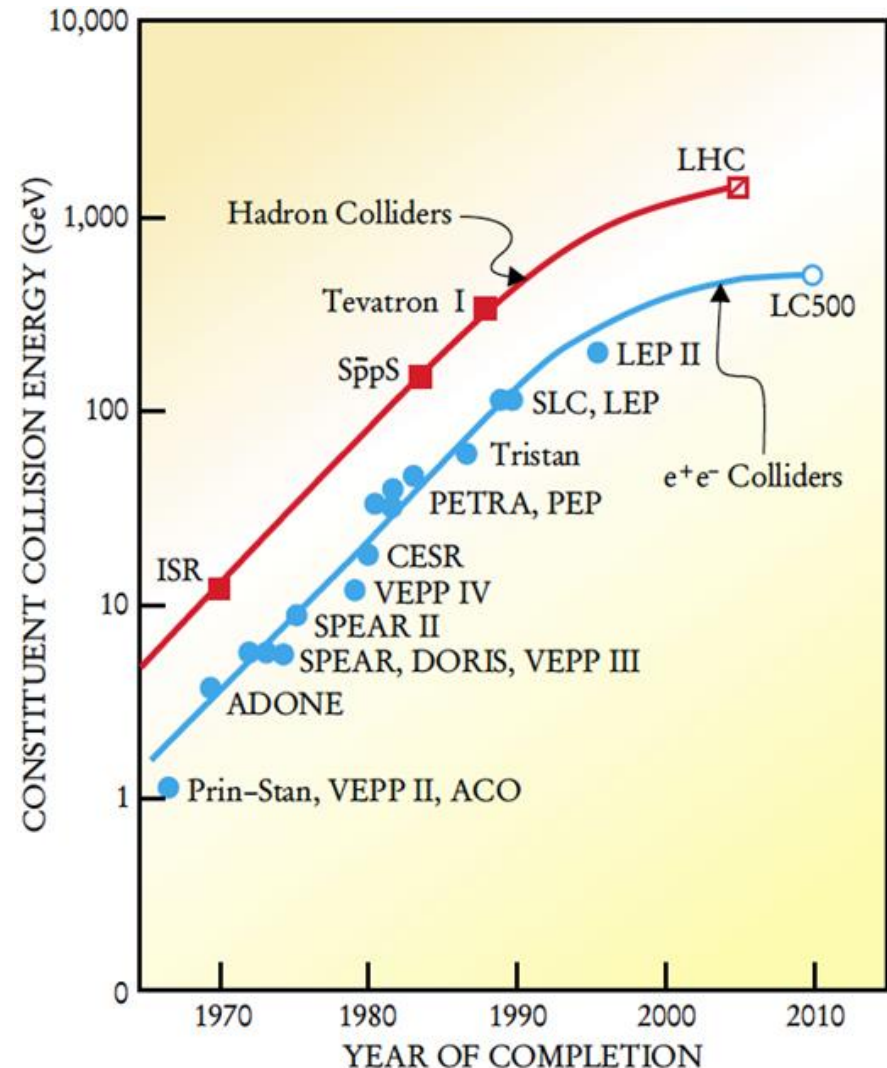
$E=300 \text{ GeV} \rightarrow W=239 \text{ GeV}$

加速器性能の発展

加速器による素粒子研究

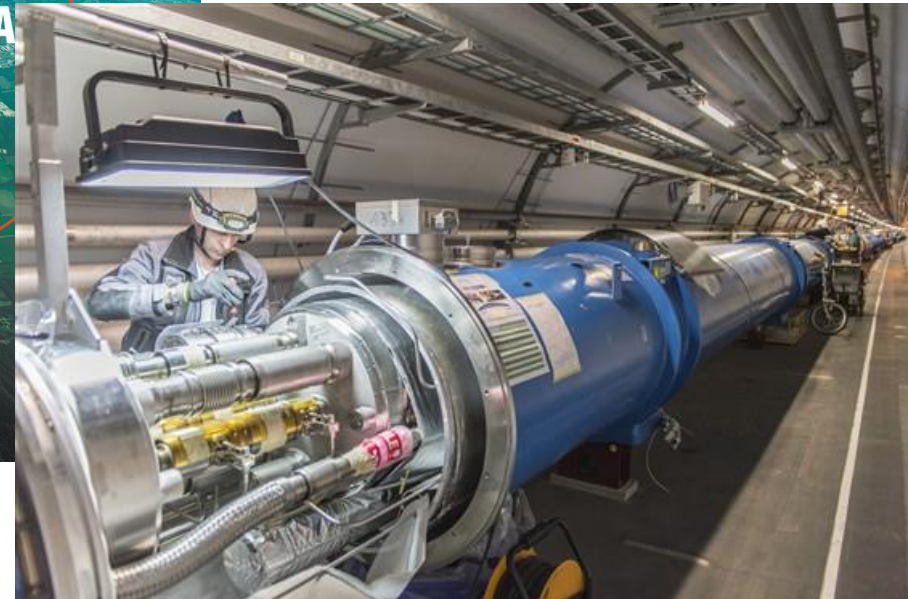
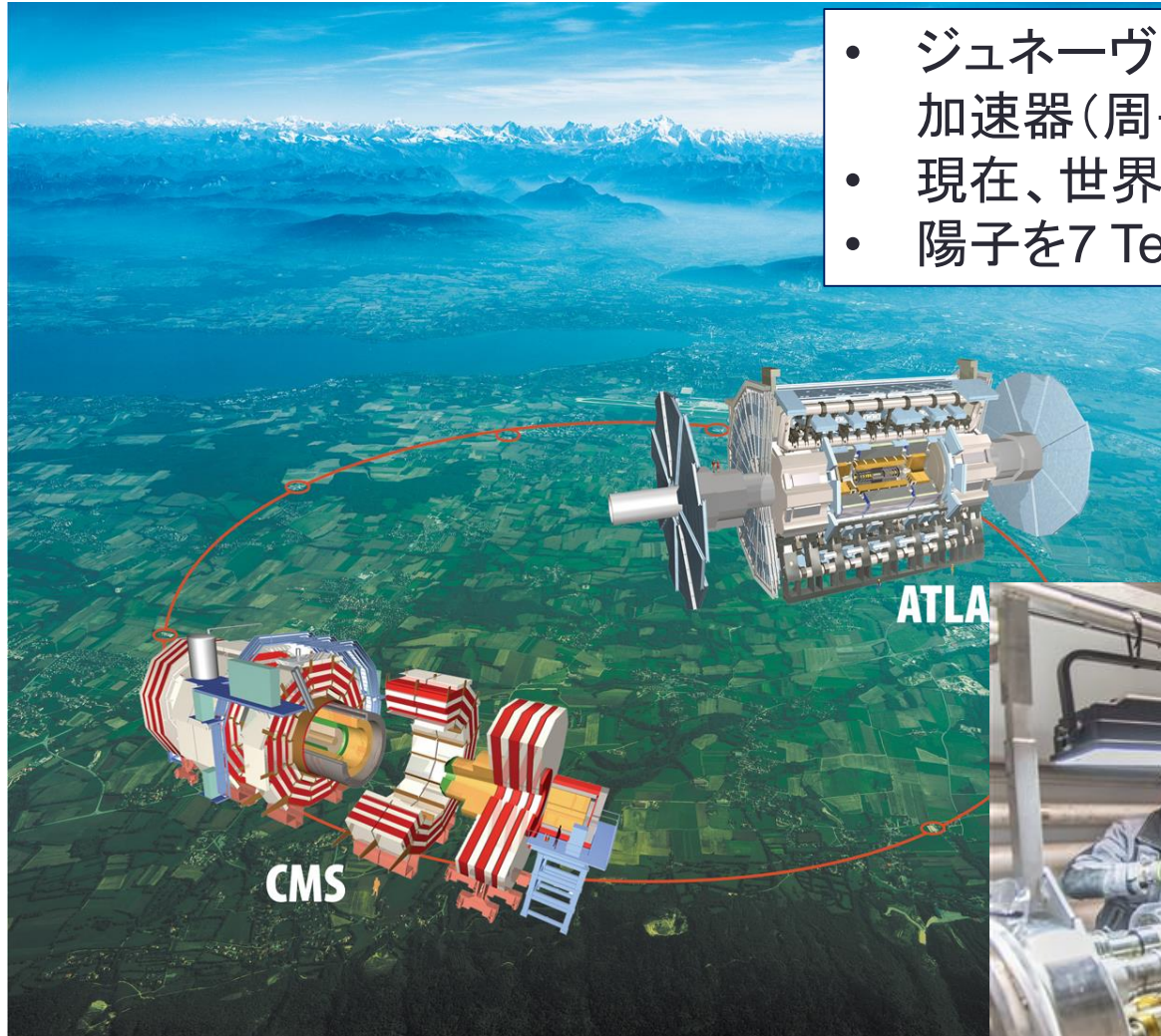
- **電子・陽電子衝突型加速器**
 - 対消滅により他の粒子を生成するため、解析が容易
 - シンクロトン放射のため、エネルギーを上げにくい
- **陽子加速器**
 - エネルギーを高くし易い
 - 陽子内に複数のクォークが存在するため、余分な粒子が数多く存在する

衝突型加速器の重心系エネルギーの変遷



Large Hadron Collider (LHC)

- ジュネーヴのCERN研究所にある衝突型加速器(周長 約27 km)
- 現在、世界最高エネルギーの加速器
- 陽子を7 TeVまで加速できる



LHCの物理

• LHCの特徴

- 高い重心系エネルギー：設計値は14 TeV
- 高いルミノシティ：設計値は $L = 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
- (Tevatronは、 $\sqrt{s} = 1.96 \text{ TeV}$ 、 $L = 4 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$)

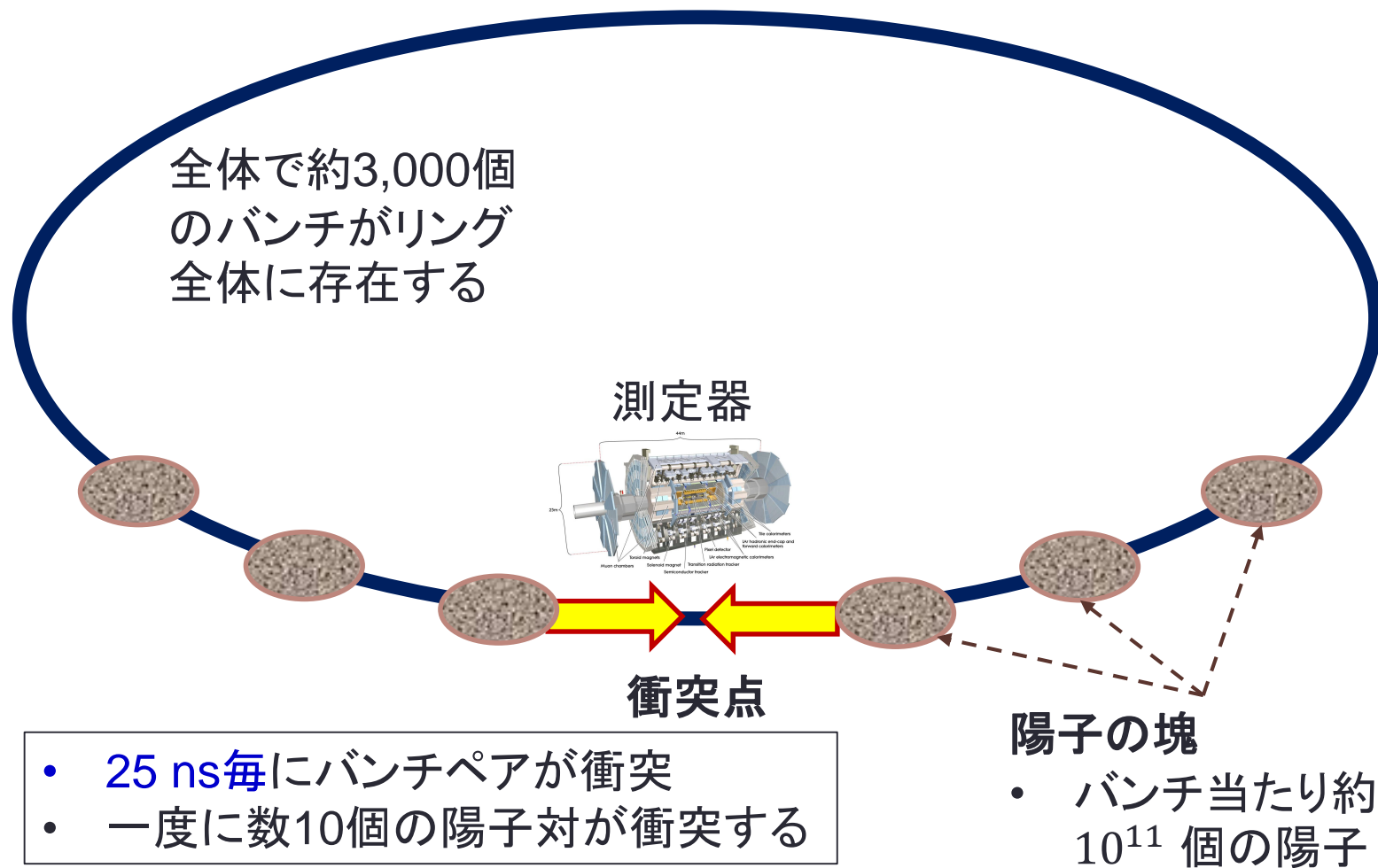
• 陽子・陽子衝突で何が起こるか

- 様々な種類のパートンを始状態とする散乱が起こる
- パートン間の重心系エネルギーはいろいろ。 $\hat{s} = x_1 x_2 s$
- クォーク・反クォーク対消滅により別の粒子の生成も可能
 - 重心系エネルギー以下の質量の粒子であれば原理的には生成可能

• 困難な点

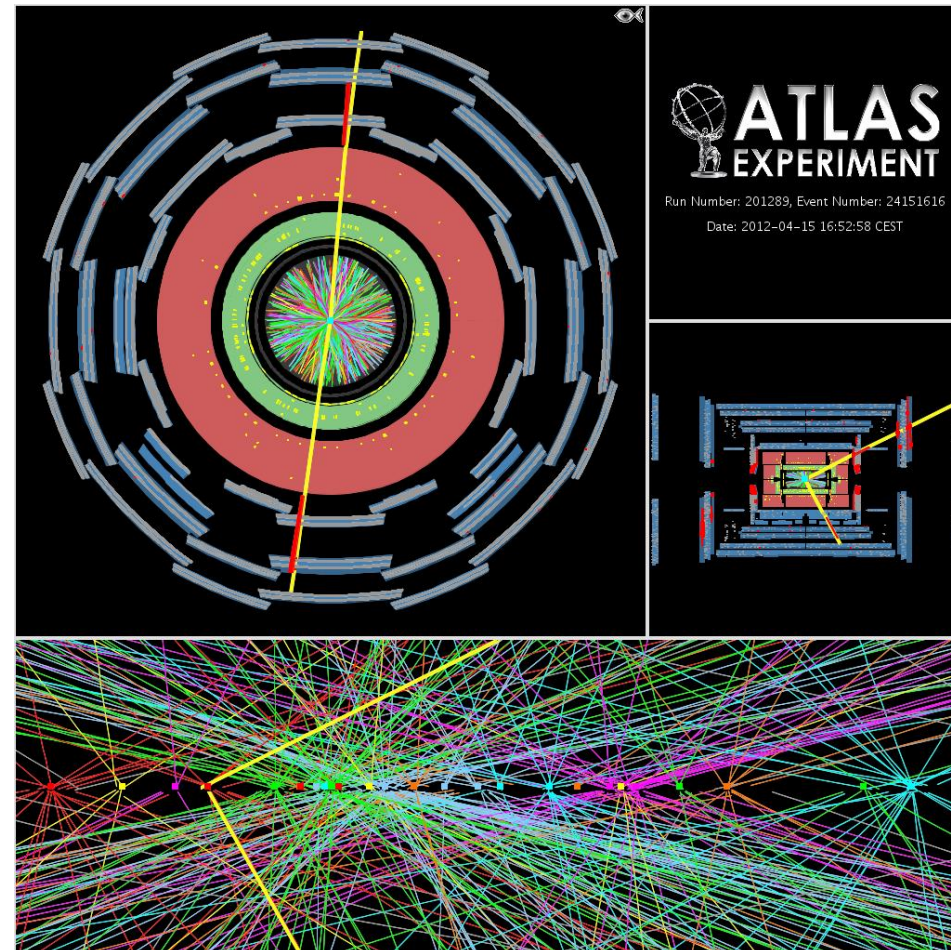
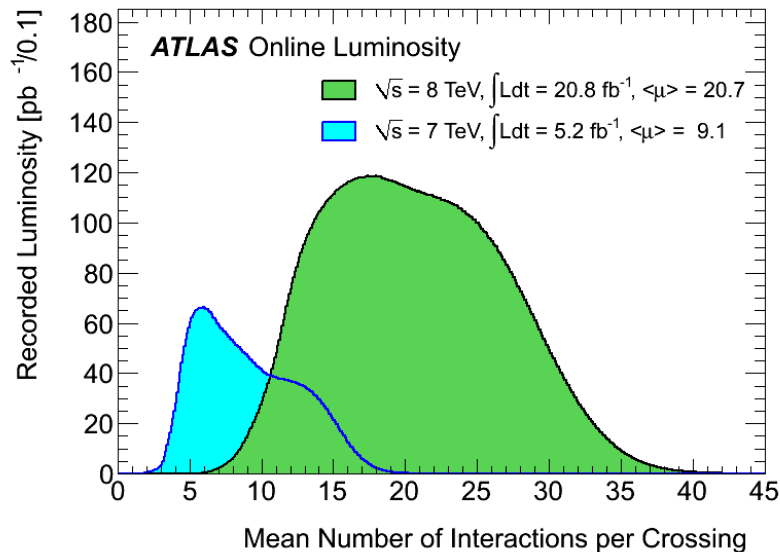
- パートン散乱で起こる過程のほとんどはQCDによるクォークやグルーオンの散乱。こればかり調べてもあまり面白くない
- 別の過程を調べる時も、QCD過程がバックグラウンドとして存在する

LHCによる陽子・陽子衝突実験



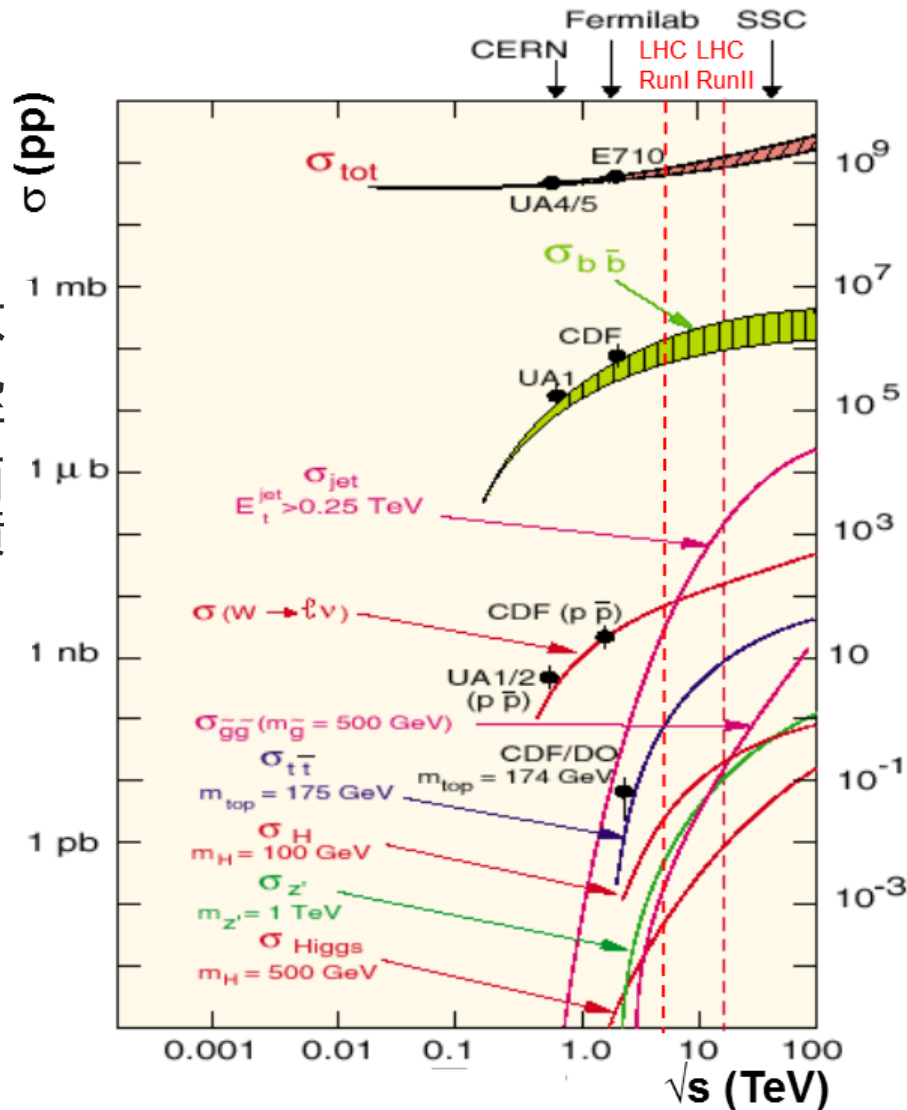
Pileup

- 陽子・陽子の全断面積は約100 mb
- LHCのルミノシティは $L=10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ だが、バンチ当たりで考えると、
 - $L = L_b \times N_b \times f$
 - $L_b \sim 3 \times 10^{26} \text{ cm}^{-2}$
 - $N_b = 3000, f = 11 \text{ kHz}$ を使用
 - $3 \times 10^{26} (\text{cm}^{-2}) \times 100 \text{ mb} = 30$
- バンチが衝突する度に数10個の陽子・陽子衝突が起こる



14 TeVの陽子・陽子衝突による物理

散乱断面積



- 標準模型に登場する全ての粒子を生成することが可能
- さらに新しい物理の探索

N (Hz) for $L=10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$

QCD (クォーク・グルーオンによる強い相互作用による反応)

Electroweak (W/Zボゾンによって媒介される弱い力 + 電磁気力)

Topクォーク (175 GeV/c²)

Higgs粒子

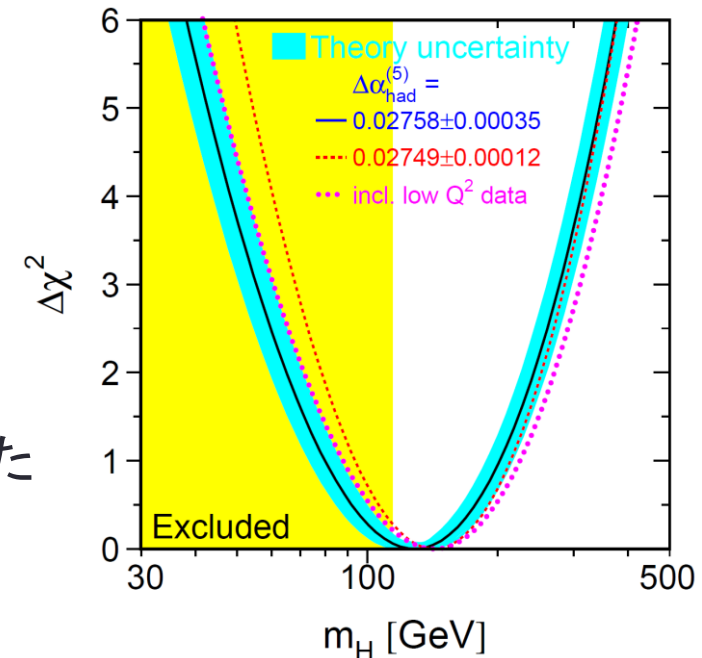
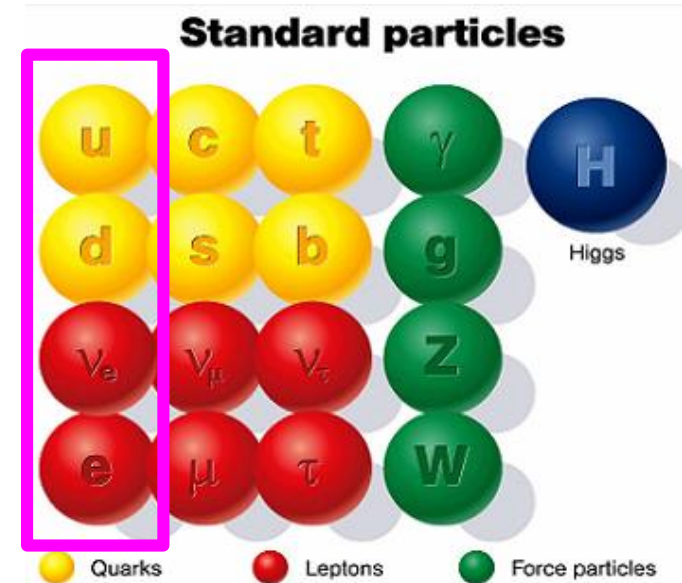
新しい粒子や相互作用の探索
(第4世代、超対称性、余剰次元、新しいゲージ粒子,.....)

ヒッグス粒子探索とLHC

- LHCはLEP実験終了後、LEPトンネルを再利用して陽子・陽子加速器に置き換えたもの
- LHCで実験が開始する前までに、標準模型の粒子はヒッグス粒子以外全て発見されていた
- ヒッグス粒子についても、 W^\pm や Z^0 ボソンの質量や電弱相互作用の測定からヒッグス・ポテンシャルによる対称性の破れが起こっていきそうということは分かっていた

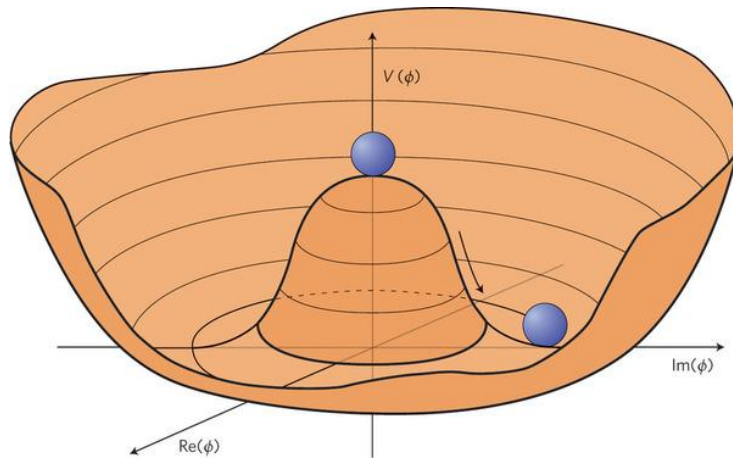
電弱相互作用の精密測定から得られたヒッグス粒子の質量のbest fit

$$m_H = 129_{-49}^{+74} \text{ GeV}$$



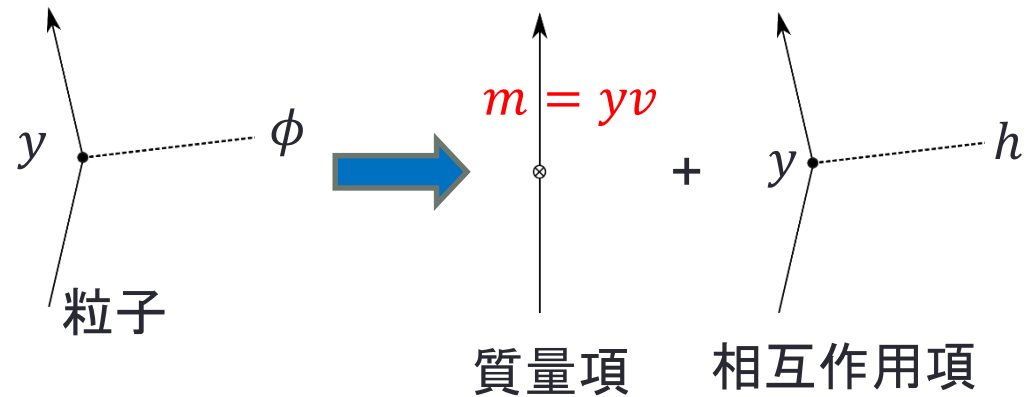
電弱対称性の破れとヒッグス粒子

電弱対称性の破れ



ヒッグス場をポテンシャルの最小値の周りで展開すると、

$$\phi(x) = v + h(x), \quad v \neq 0 (\text{定数})$$

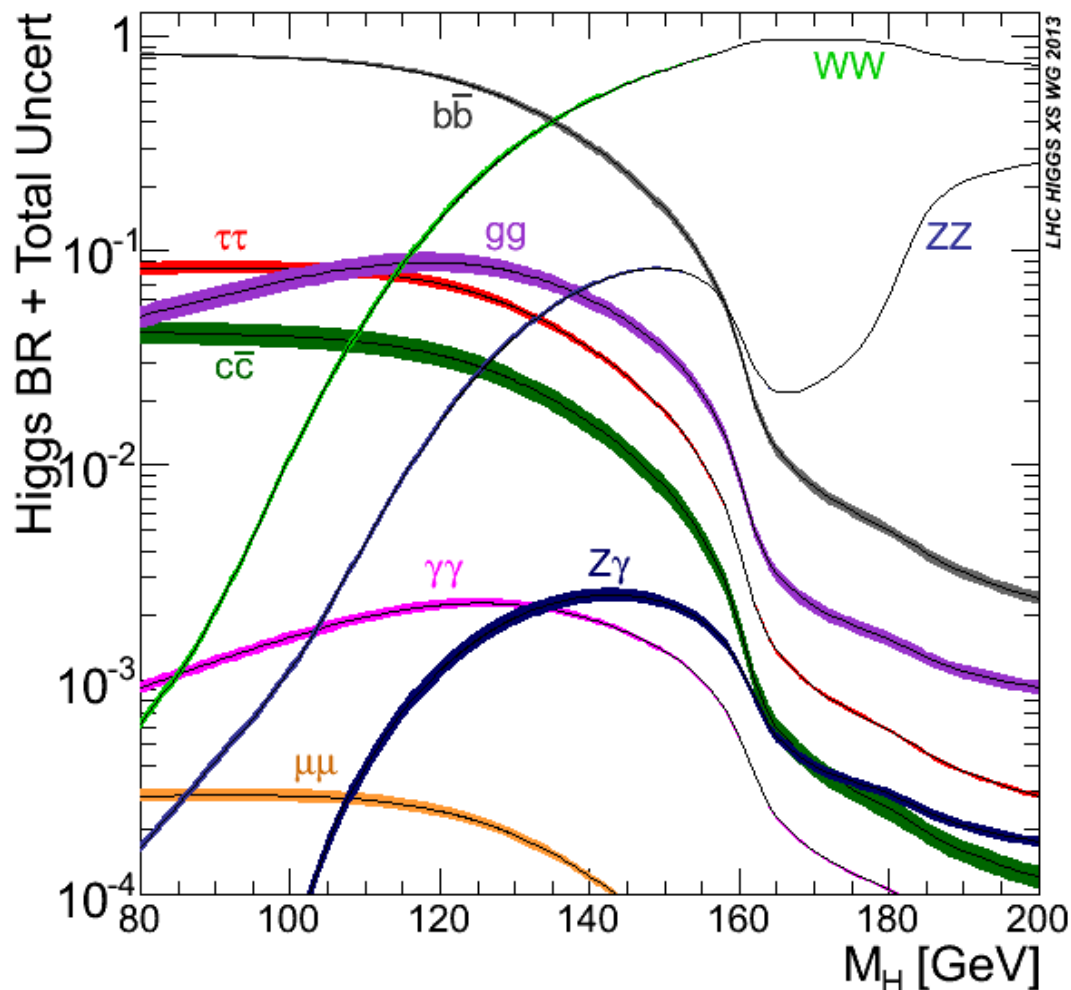


$$y_i \bar{\psi}_i(x) \phi(x) \psi_i(x) \rightarrow y_i v \bar{\psi}_i(x) \psi_i(x) + y_i h(x) \bar{\psi}_i(x) \psi_i(x)$$

m_i

(質量項 + 相互作用項)

ヒッグス粒子の崩壊モードと分岐比



ヒッグス粒子の崩壊分岐比

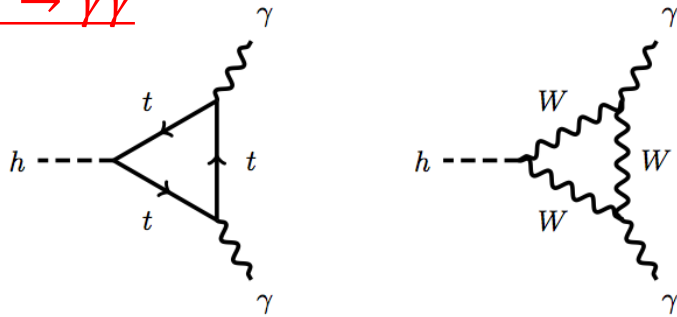
- 結合定数が粒子の質量に比例すること
- $\Gamma_{f \leftarrow i} = |M_{f \leftarrow i}|^2 \times \text{位相空間}$



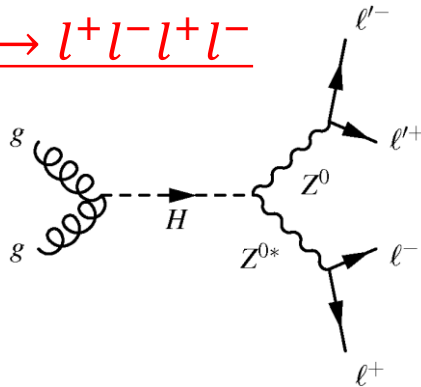
- エネルギー的に可能ならば、重い粒子対に崩壊し易い
- $\gamma\gamma$ とは直接結合しないが、トップやWのループ図により崩壊可能

ヒッグス粒子の崩壊過程

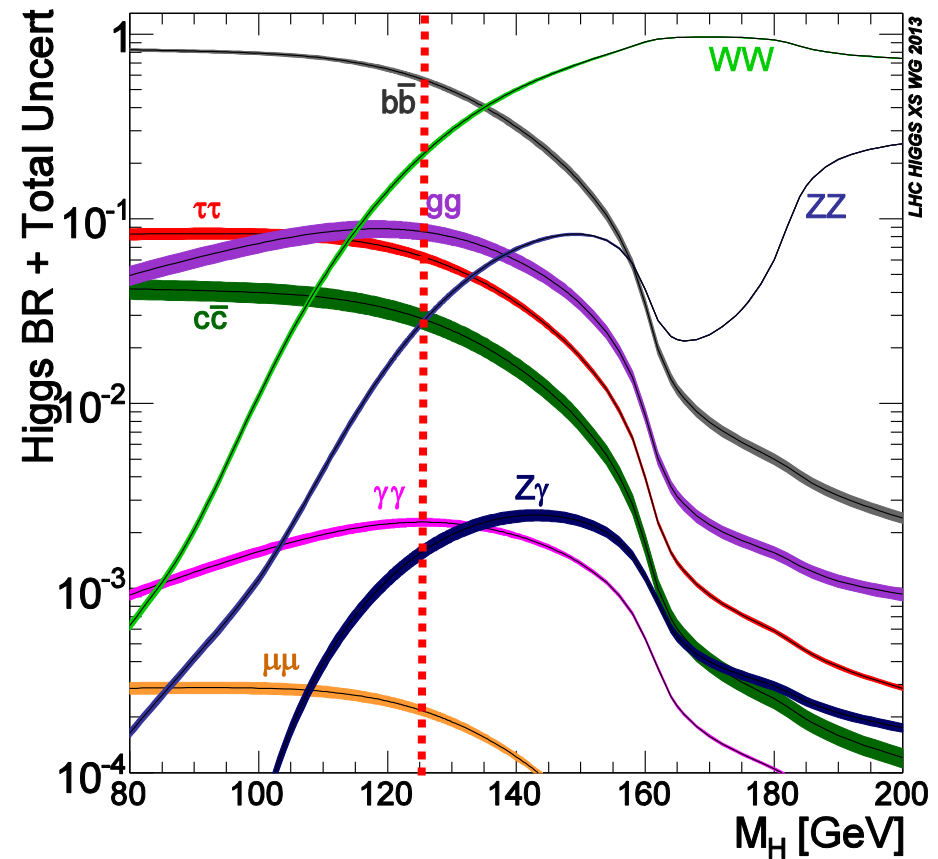
$$H \rightarrow \gamma\gamma$$



$$H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow l^+l^-l^+l^-$$

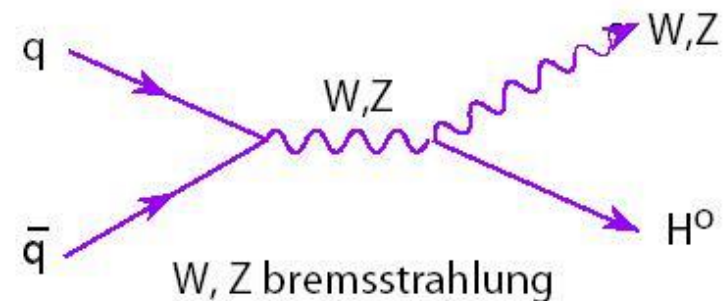
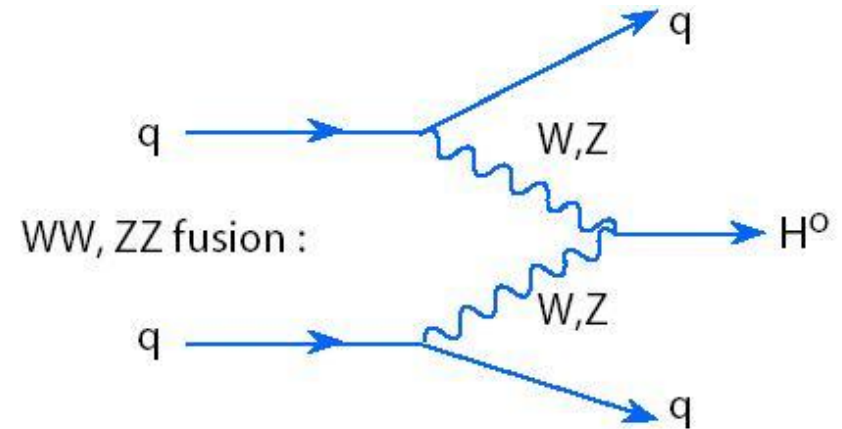
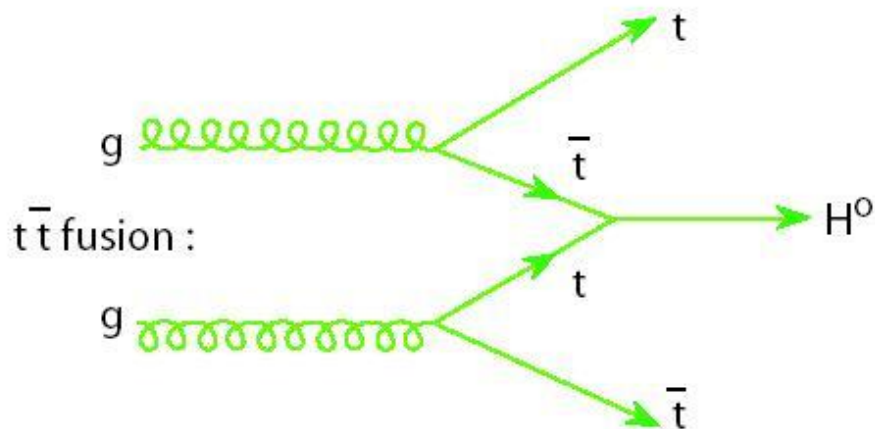
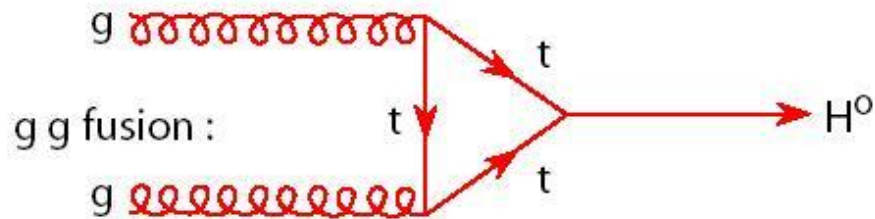


ヒッグス粒子の崩壊モードと分岐比



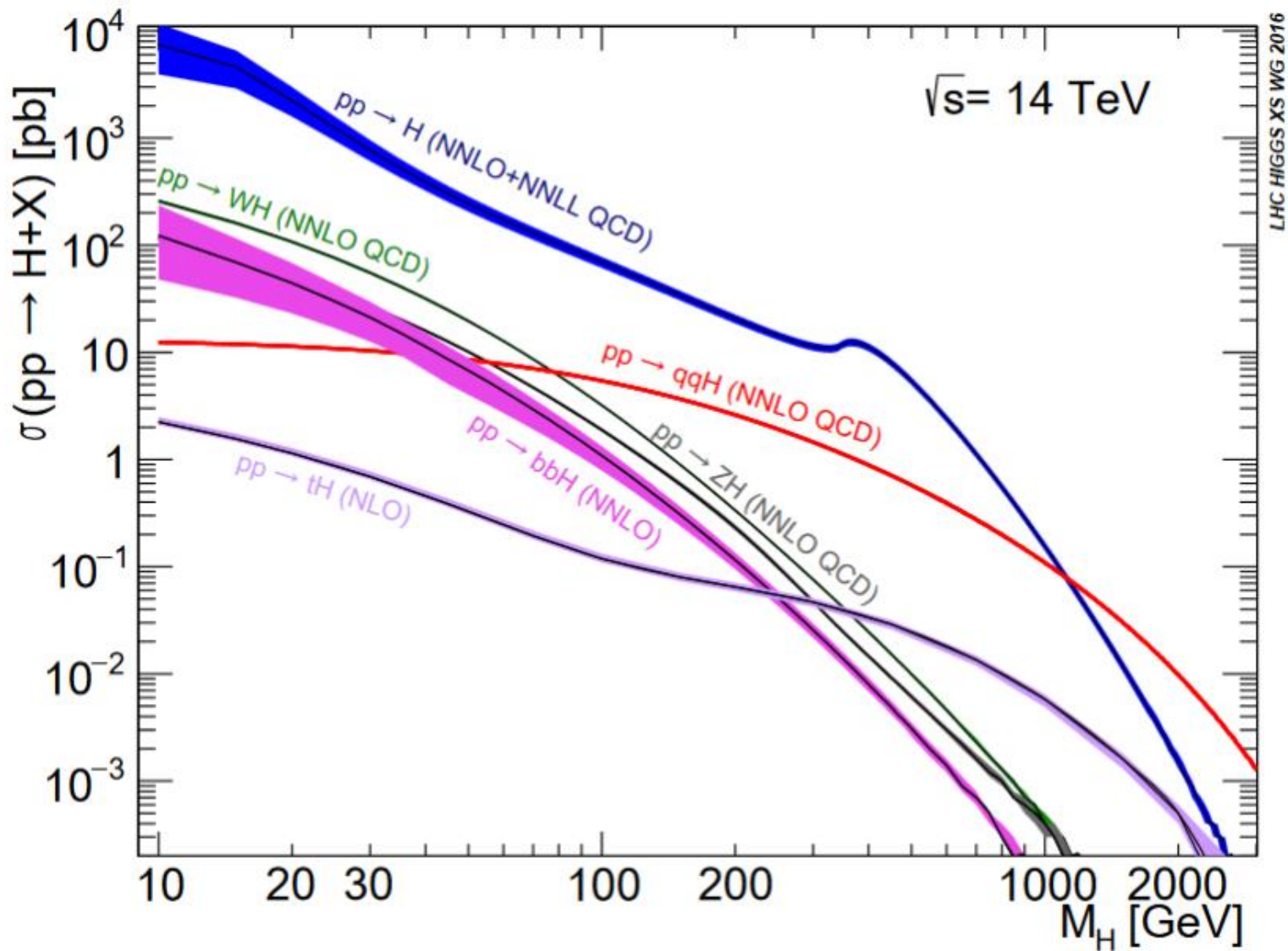
- 重い粒子への崩壊の方が起こりやすい
- 但し、LHCで発見するには、できるだけクォークやグルーオン以外の粒子に崩壊するモードで探すべき。(バックグラウンドが少ない)

ヒッグス粒子の生成過程



- クォークやグルーオンといった、陽子の構成要素からヒッグス粒子を生成することが可能である
- LHCで大量に生成されると予想される

様々な生成過程の断面積

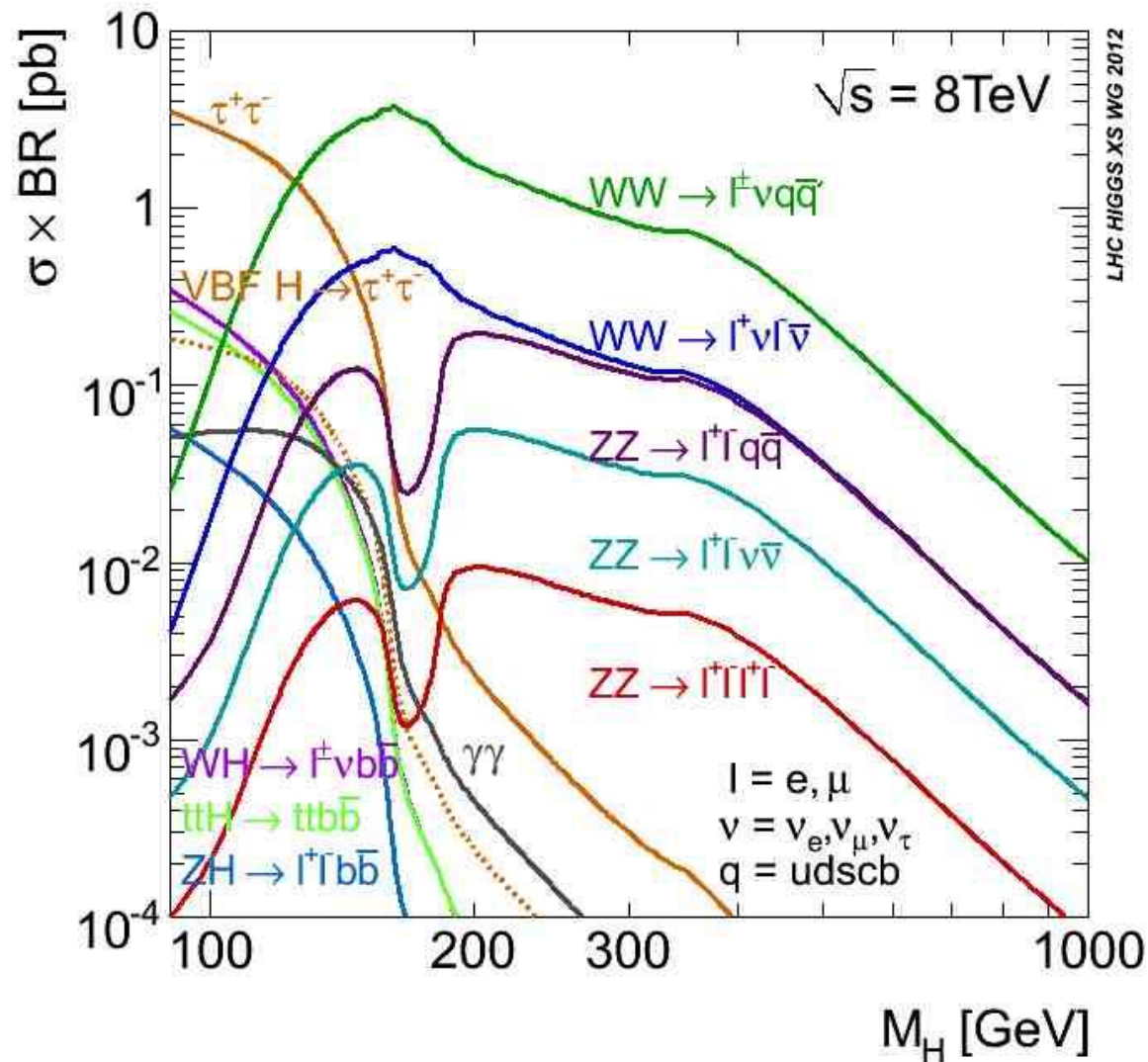


ヒッグス粒子探索の方針

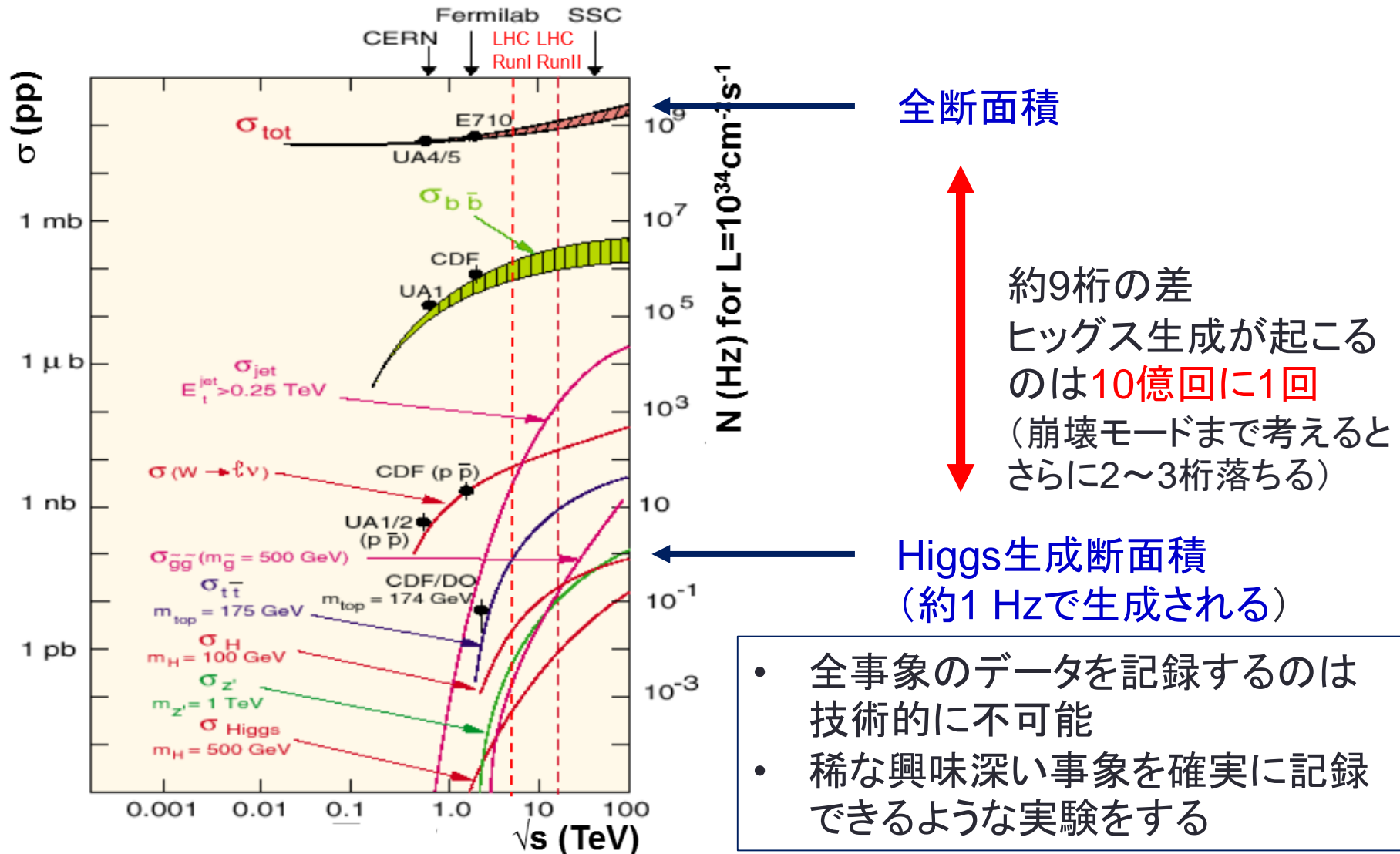
$m_H = 125 \text{ GeV}$ の場合の崩壊分岐比

崩壊モード	分岐比	コメント
$b\bar{b}$	58.24%	QCD backgroundが膨大。ZH生成で複数のレプトンがあるチャンネルを見る
W^+W^-	21.4%	Wがレプトンに崩壊したモードを見る
gg	8.19%	QCD backgroundが膨大
$\tau^+\tau^-$	6.27%	τ^+ はレプトン崩壊、ハドロン崩壊とも同定可能
$c\bar{c}$	2.89%	QCD backgroundが膨大。ZH生成で複数のレプトンがあるチャンネルを見る
Z^+Z^-	2.62%	Zがレプトンに崩壊したモードを見る
$\gamma\gamma$	0.227%	シグナルはきれい。エネルギー分解能もよい
$\mu^+\mu^-$	0.022	分岐比が小さいけど、シグナルはきれい

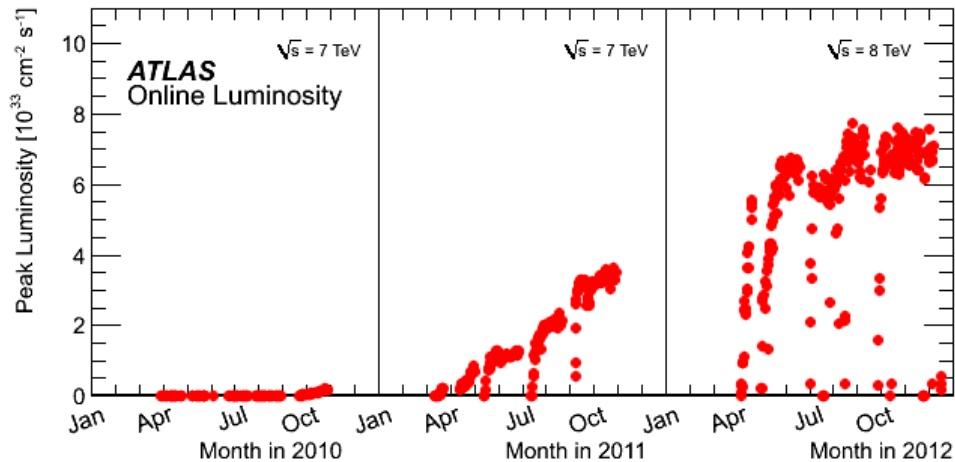
生成断面積 × 崩壊分岐比



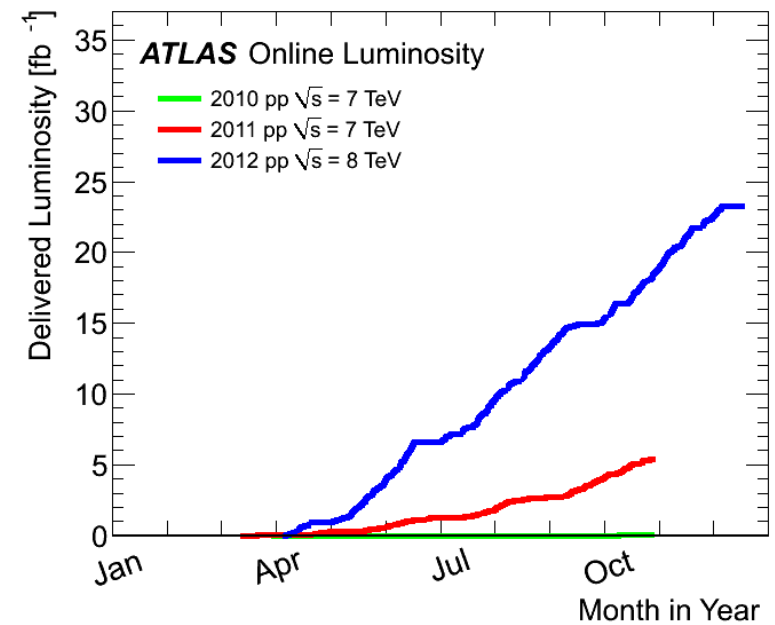
LHCにおけるトリガーの役割



LHCの運転状況(2010 - 2012)

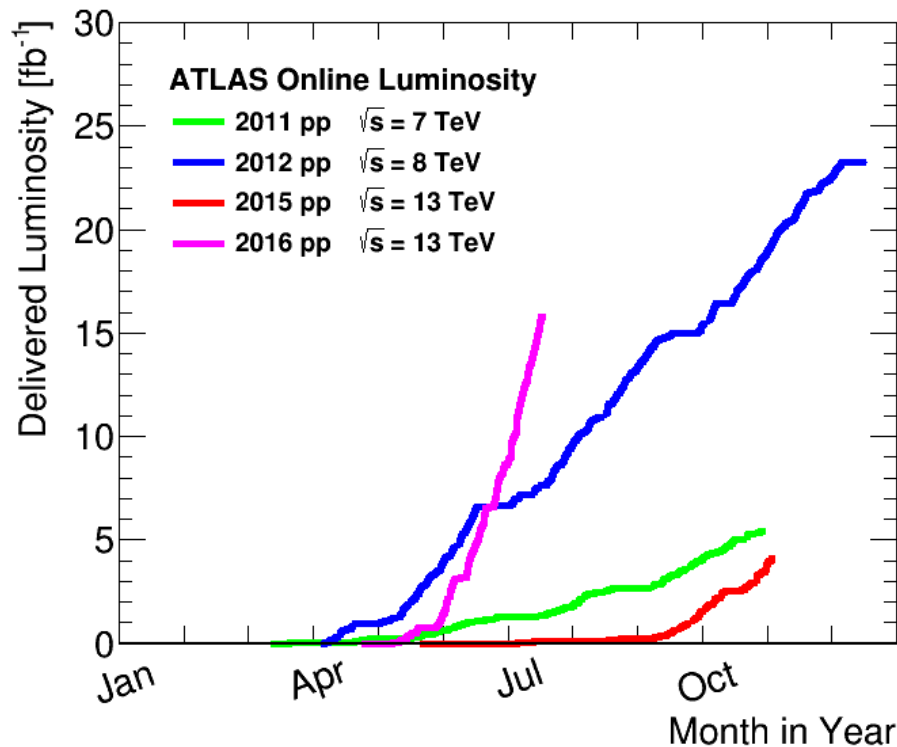


年	\sqrt{s} (TeV)	$\int L dt$ (fb^{-1})
2010	7	0.035
2011	7	4.57
2012	8	20.3

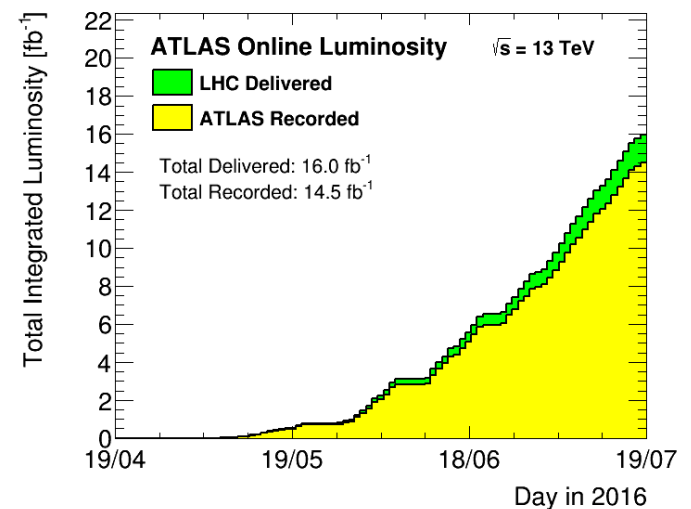
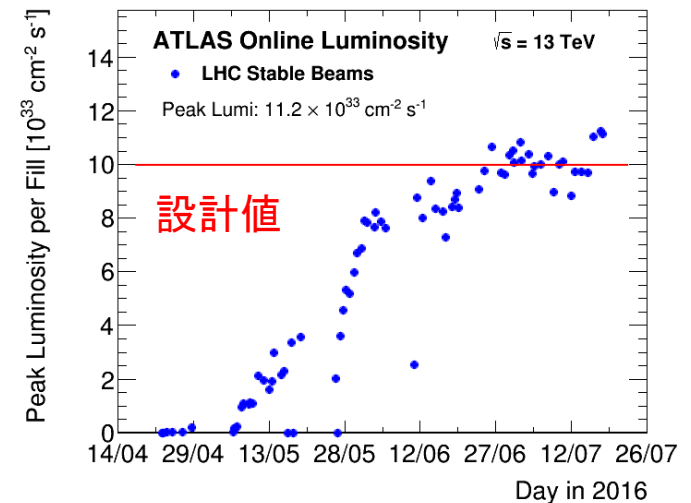


LHCの運転状況(2015 - 2016)

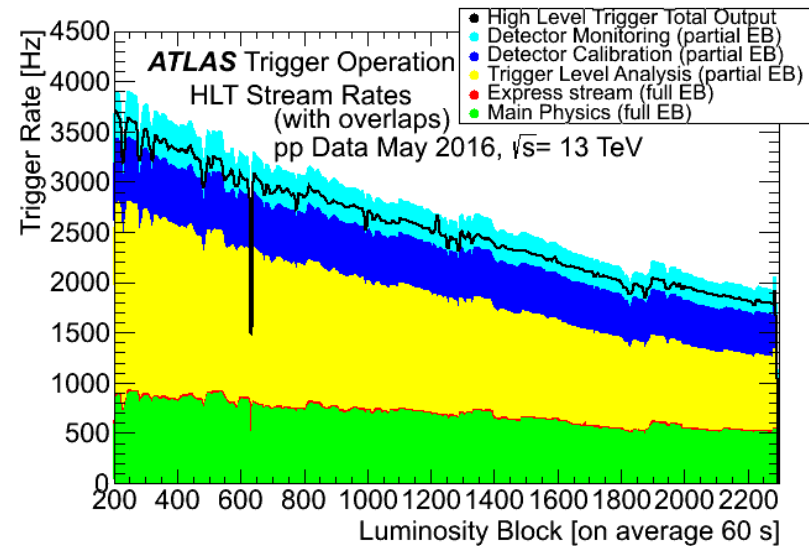
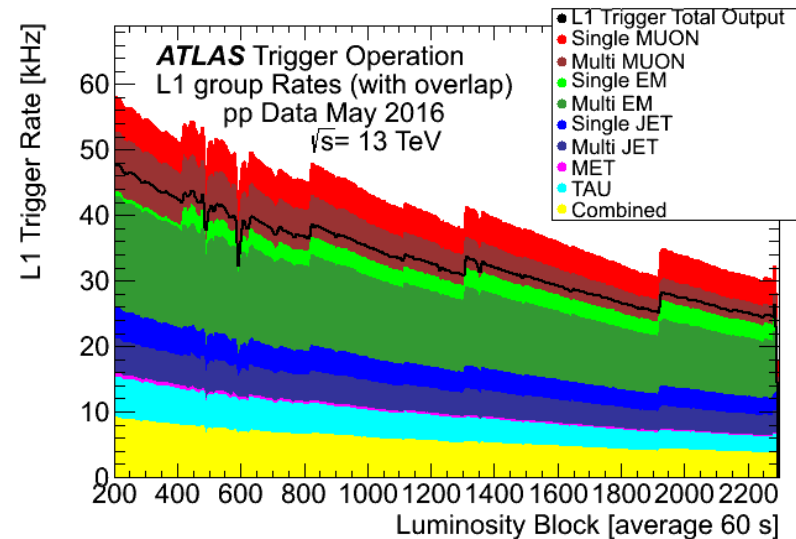
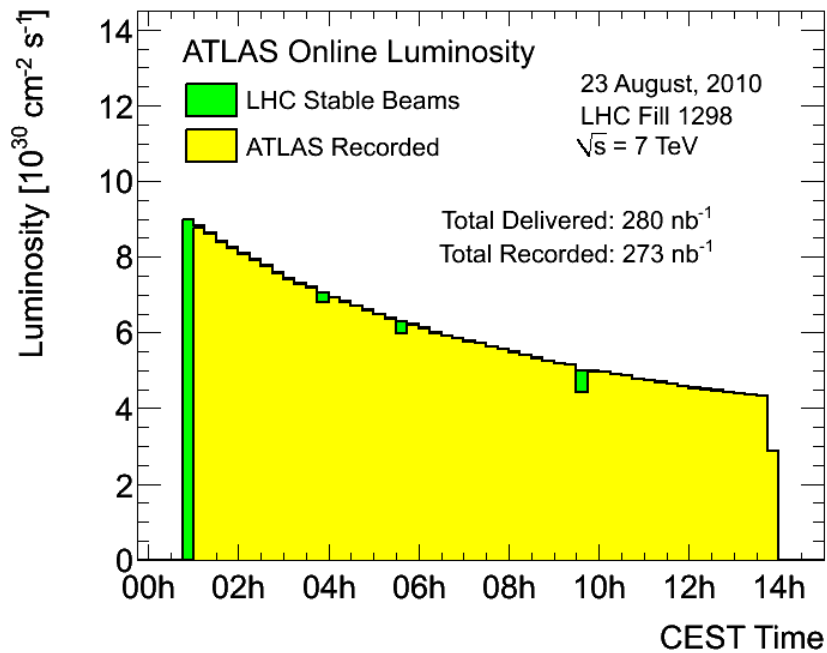
2015から $\sqrt{s} = 13$ TeVに上げてデータ収集を再開したが、順調に積分ルミノシティを増やしている



最近の状況

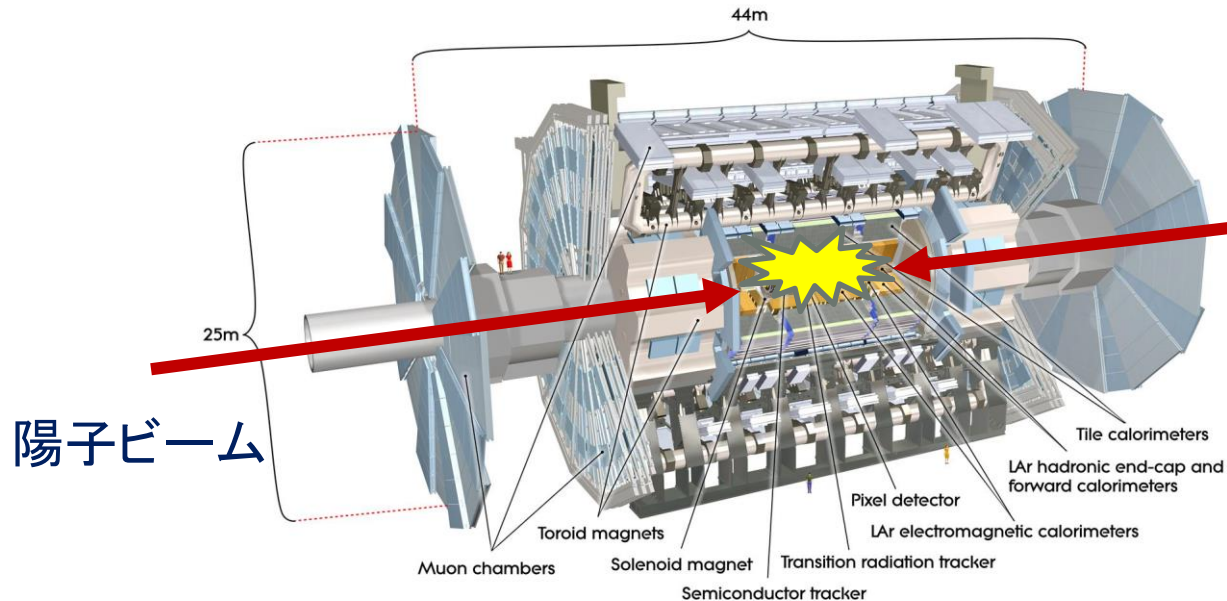
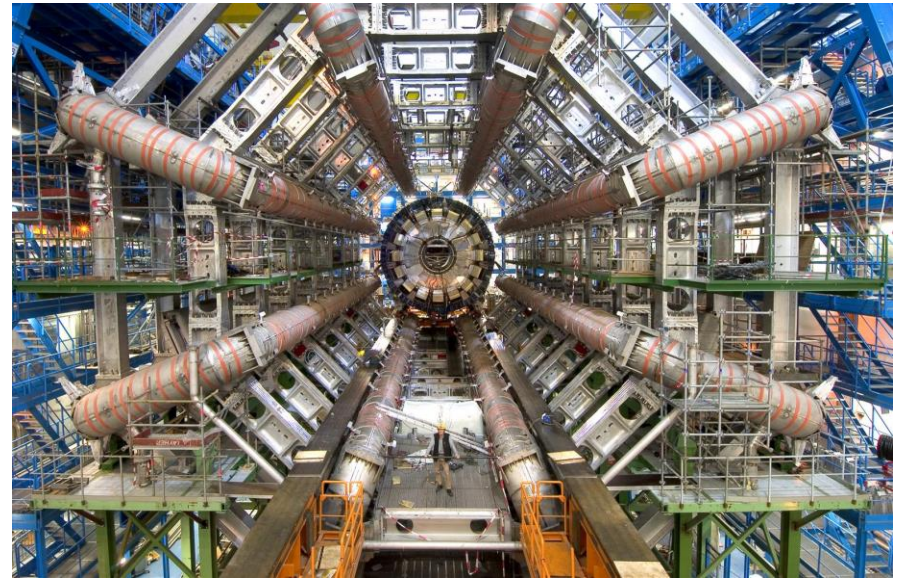


LHC fillとトリガー・レート

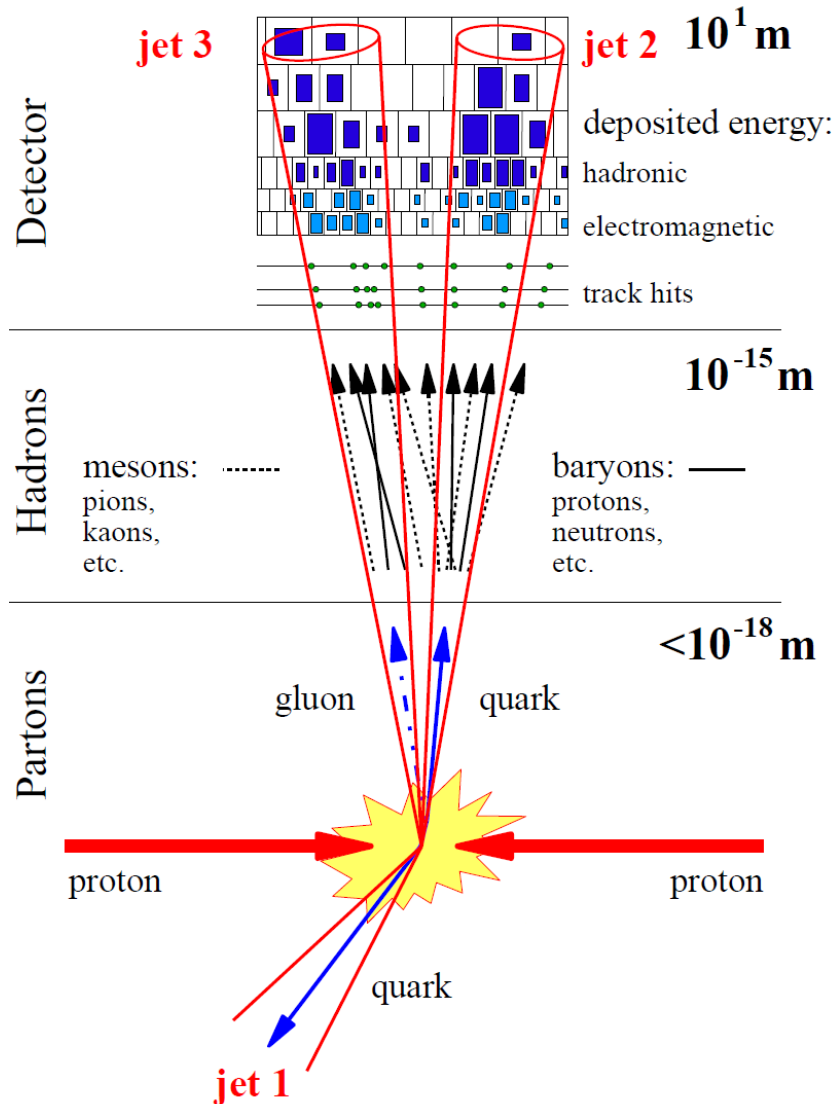


ATLAS測定器

- ピクセル型検出器
- ストリップ型検出器
- Transition Radiation Tracker
- 電磁カロリメータ
- ハドロン・カロリメータ
- ミューオン検出器



ハドロン衝突事象の検出



多数のハドロンが検出器に入射して
信号を生成

検出器の情報から粒子を再構
成する

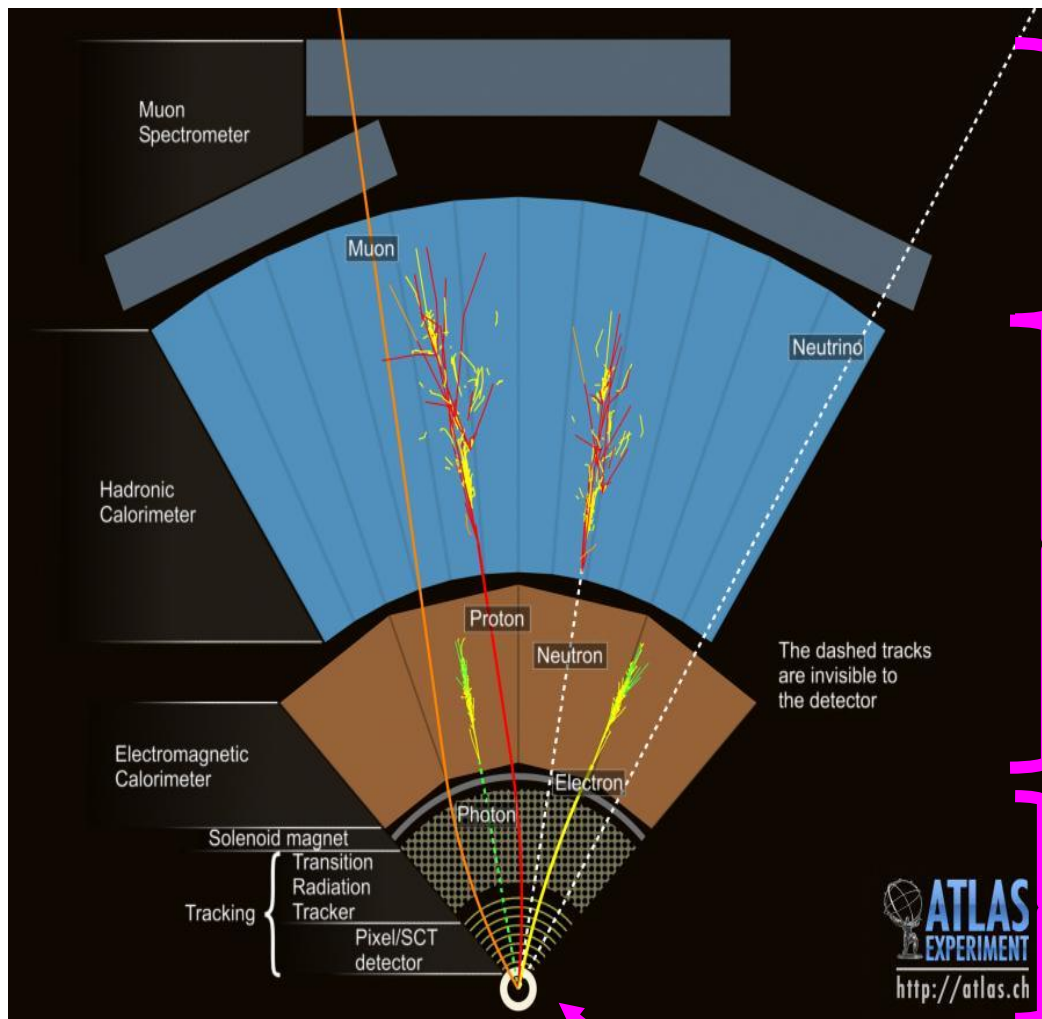
クォークやグルーオンからカラー中性
状態であるハドロンを形成

ハドロン化の過程は現象論的
なモデルを使用

クォークやグルーオン間の散乱

- QCDに基づいて摂動計算
ができるのは、このレベル
- しかし、この状態は直接観
測不能

アトラス測定器



ミューオン検出器

一番外側に飛跡検出器を配置。
ここまで到達する粒子は、ほぼ
ミューオンのみ。

カロメータ

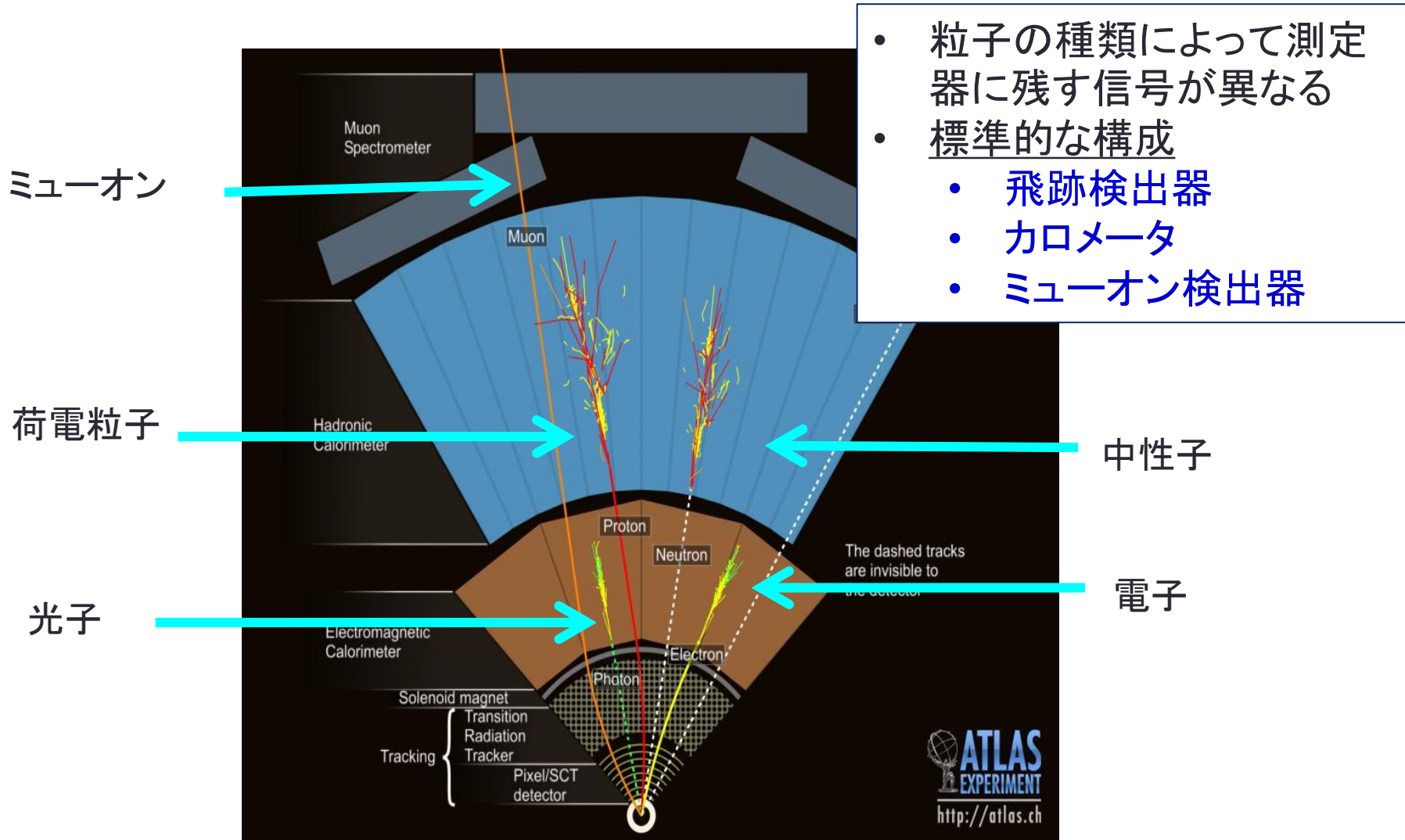
鉄や鉛等の重い物質の間に検出
器を埋め込んで、**粒子の全エネル
ギー**を吸収して測定する

飛跡検出器

高精度な位置検出器を何層にも
配置して、荷電粒子の通った位置
を測定する

衝突点

アトラス実験における粒子の識別

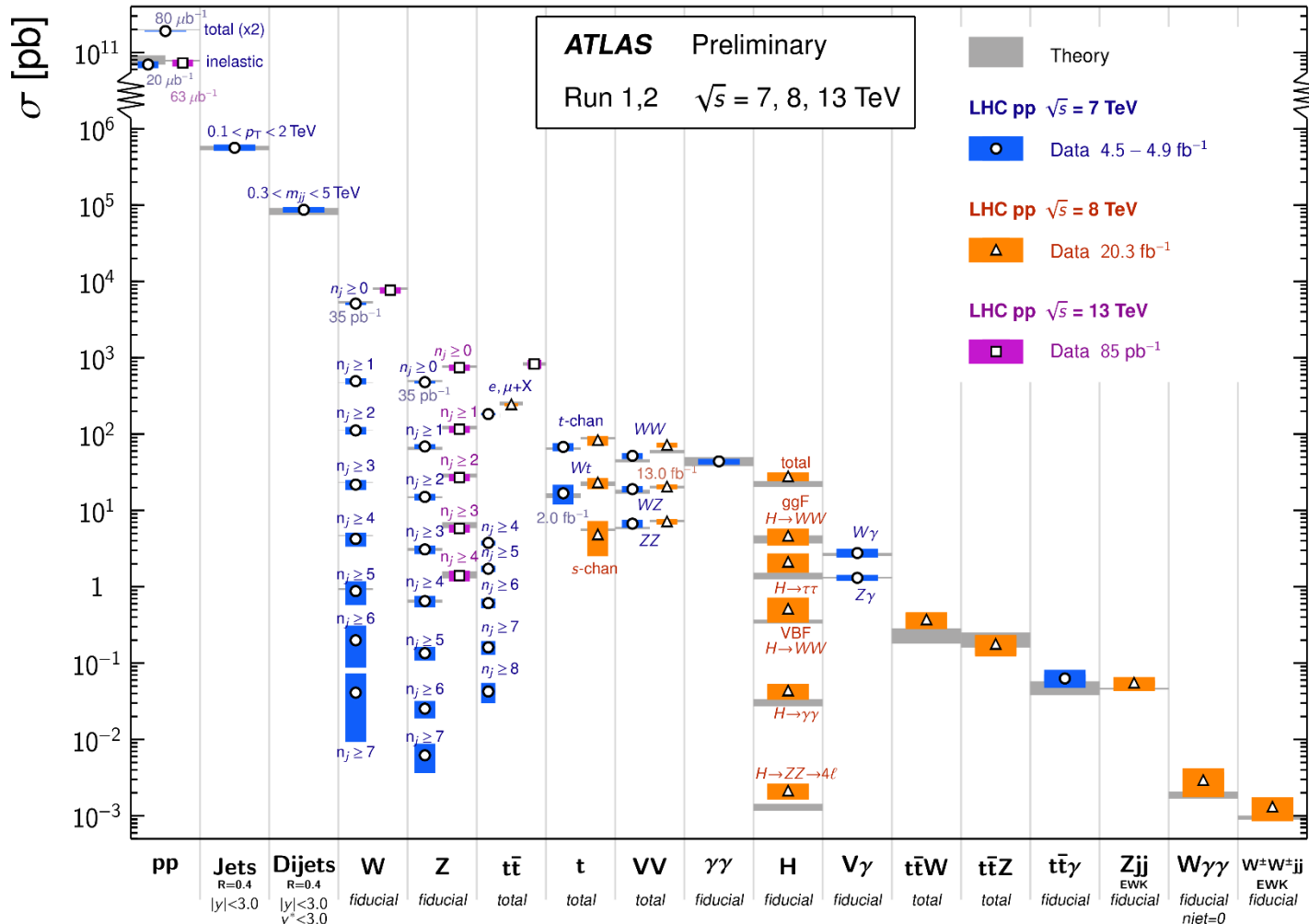


標準模型の検証

LHCにおける様々な粒子の生成断面積の測定結果

Standard Model Production Cross Section Measurements

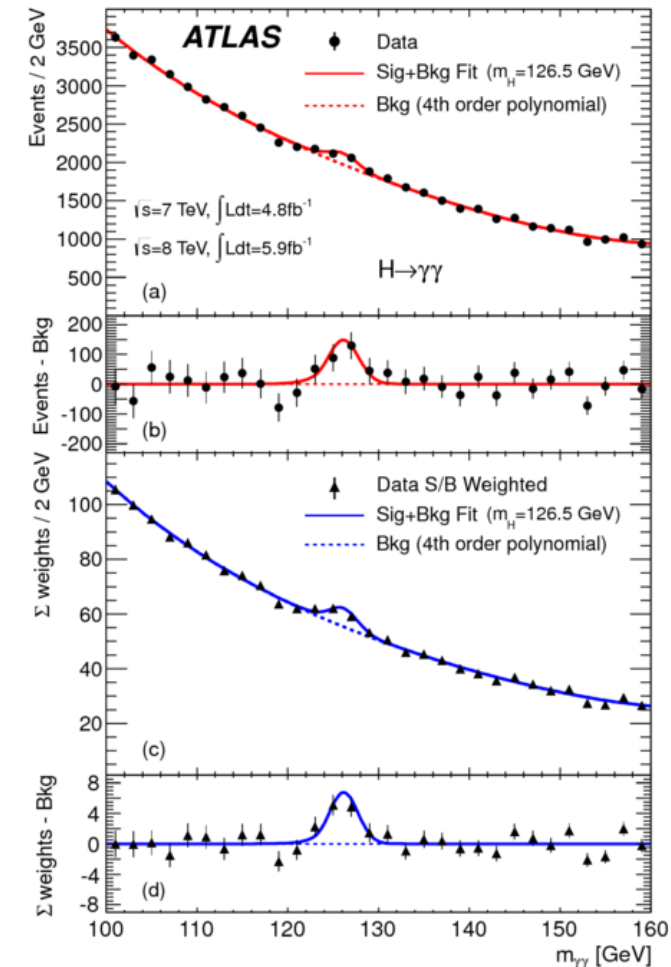
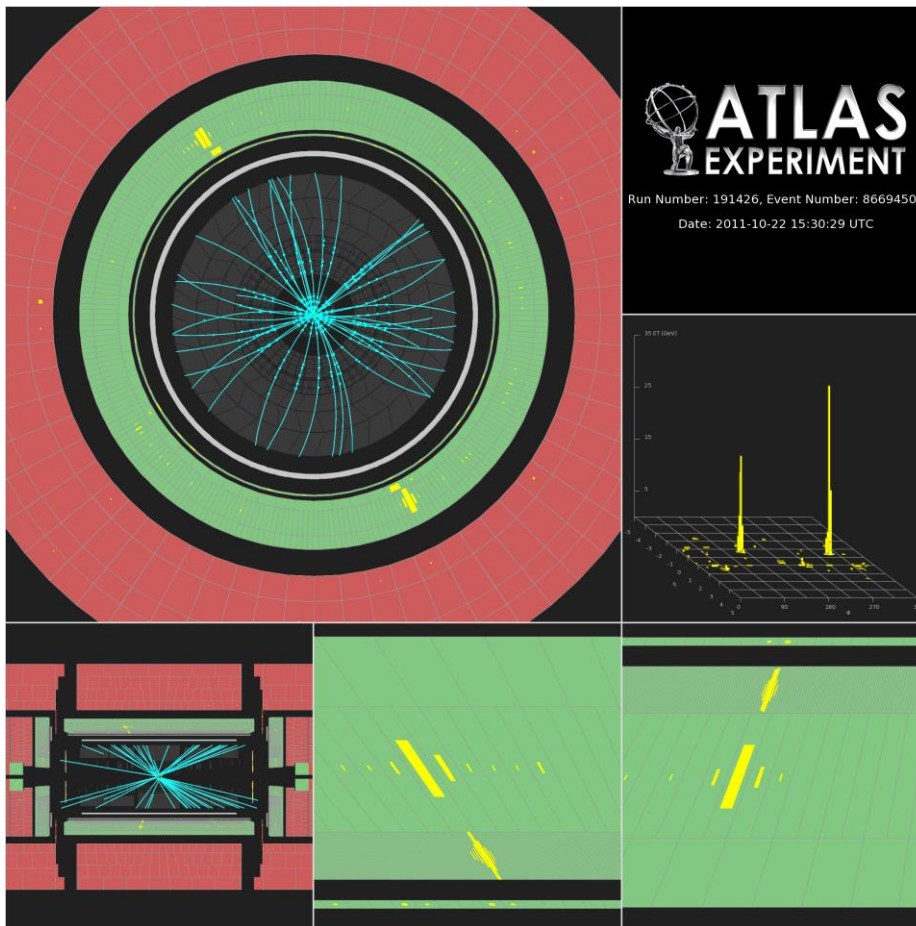
Status: Nov 2015



10¹¹~10⁻³ pbにわたって断面積を正しく計算できている

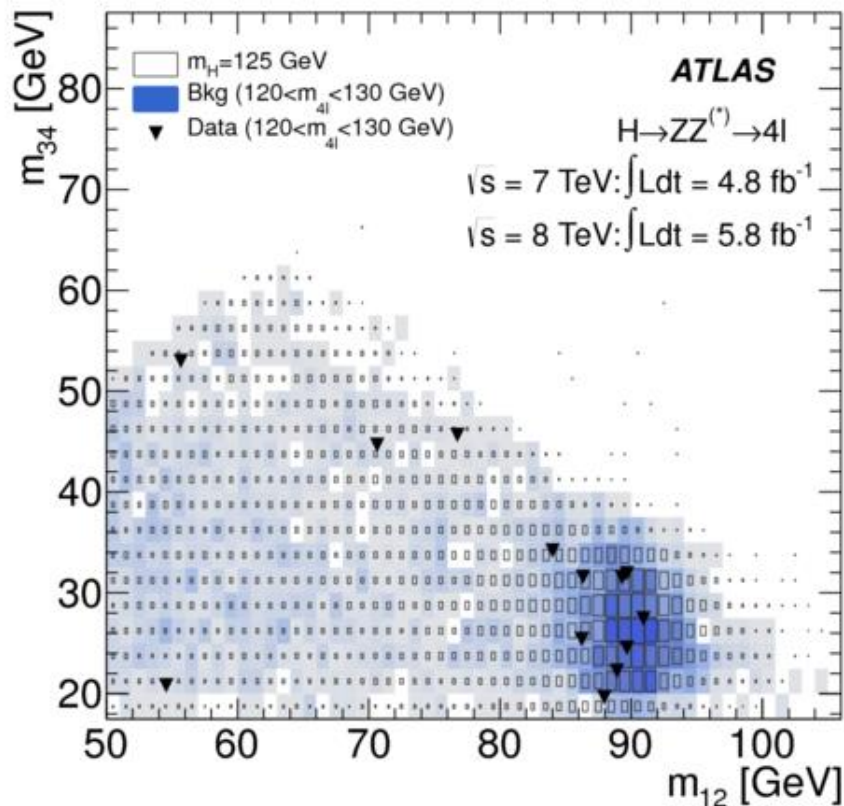
ヒッグス粒子の発見(2012)

- 早い時期に一番感度があるチャンネルは
 - $H \rightarrow \gamma\gamma, H \rightarrow ZZ \rightarrow l^+l^-l'^+l'^-, H \rightarrow W^+W^- \rightarrow (l^-\nu)(l^-\bar{\nu})$

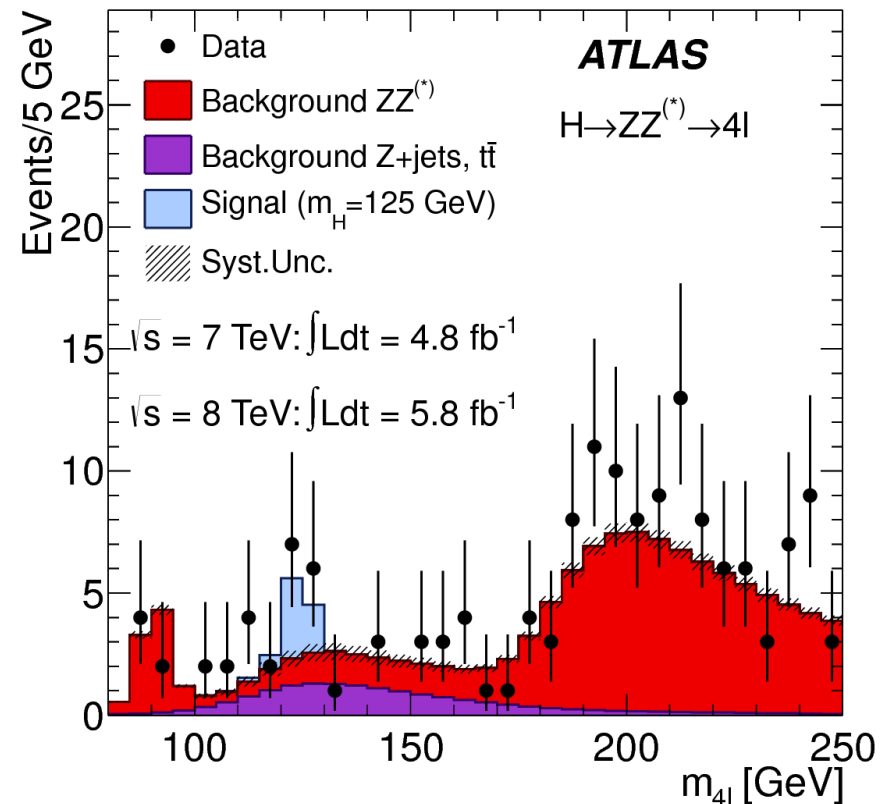


$$H \rightarrow Z^{(*)}Z \rightarrow l^+l^-l'^+l'^-$$

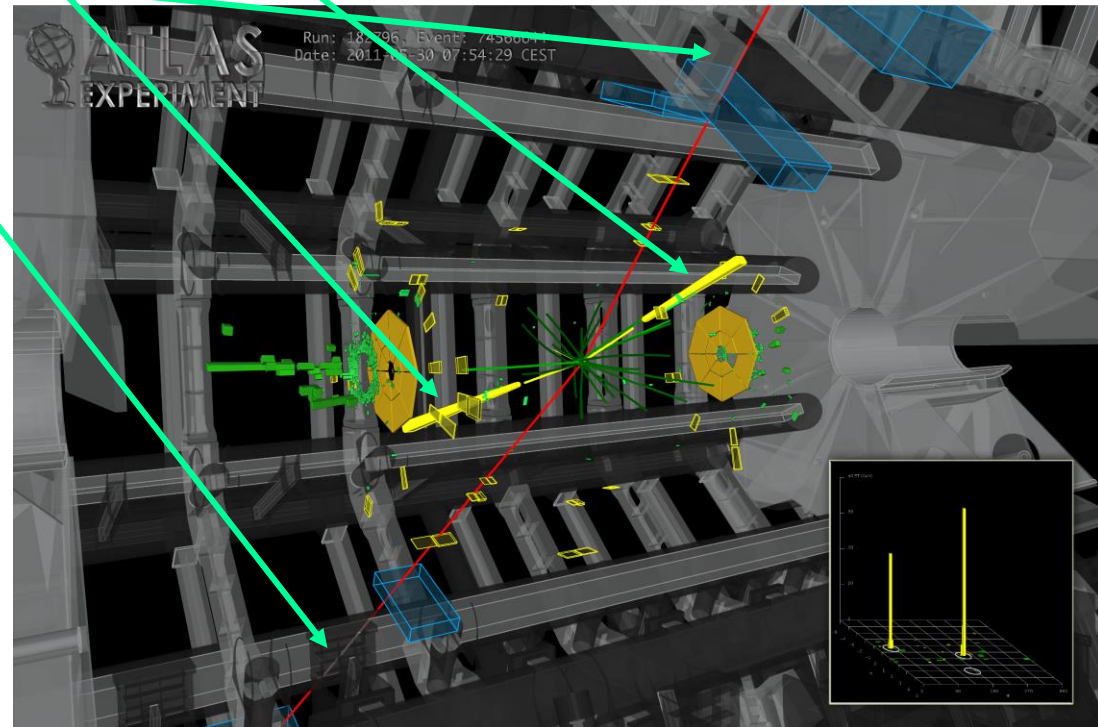
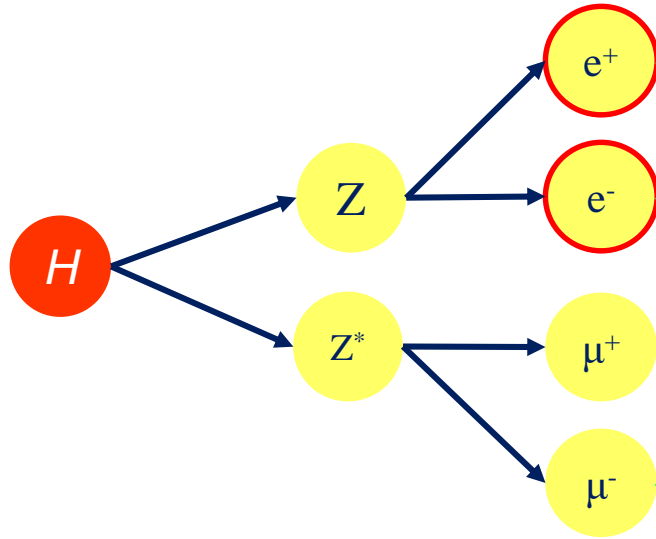
- e^+e^- 対または $\mu^+\mu^-$ 対の不変質量が m_Z になることを要求する
 - レプトン対が2つあって、一方の対は m_Z よりも小さくてもよい(off-shellの寄与)
- 4つのレプトンの不変質量が m_H になるはず



Phys. Lett. B 716 (2012) 1-29



$H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow l^+l^-l^+l^-$ 事象

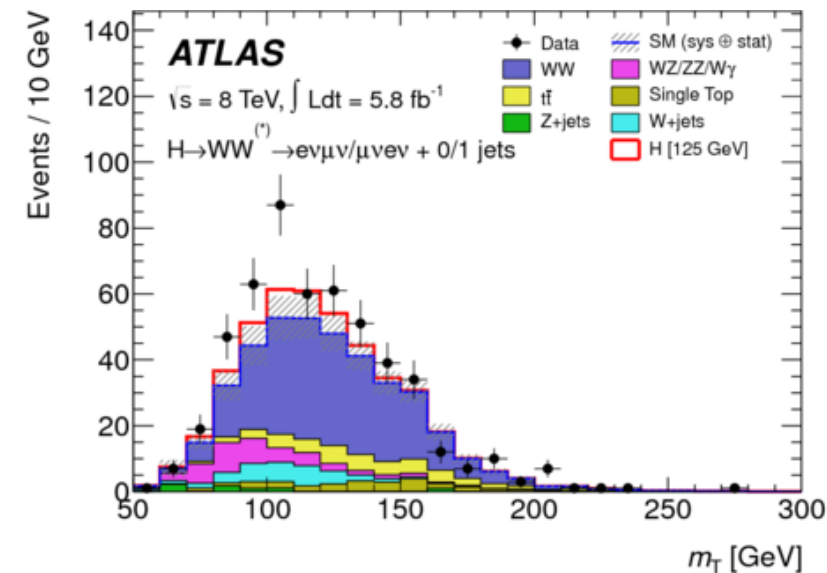
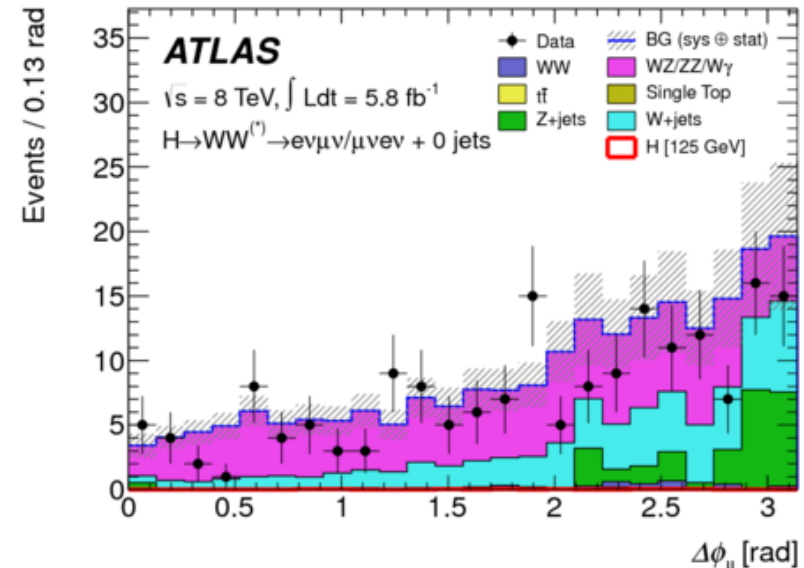


1. 検出器データから粒子を識別
2. 不変質量を組んで、親粒子を確認
3. 最終的にヒッグス粒子の不変質量が求まる

$H \rightarrow W^+W^- \rightarrow (l^- \nu)(l^- \bar{\nu})$

Phys. Lett. B 716 (2012) 1-29

- QCD backgroundを抑えるため、Wがレプトン崩壊したものしか使えない
 - この場合、終状態にニュートリノが2つ生じる(観測できない)
 - Wやヒッグスの不変質量を完全に再現することはできない
- Transverse mass
 - $$m_T = \sqrt{(E_T^{ll} + E_T^{\text{miss}})^2 - (\vec{p}_T^{ll} + \vec{p}_T^{\text{miss}})^2}$$
- 明確なピークは現れない
 - バックグラウンドとの識別が困難
 - バックグラウンドとなる過程の断面積や分布の見積もりが重要である
 - そこからの差が有意であることを示す必要がある



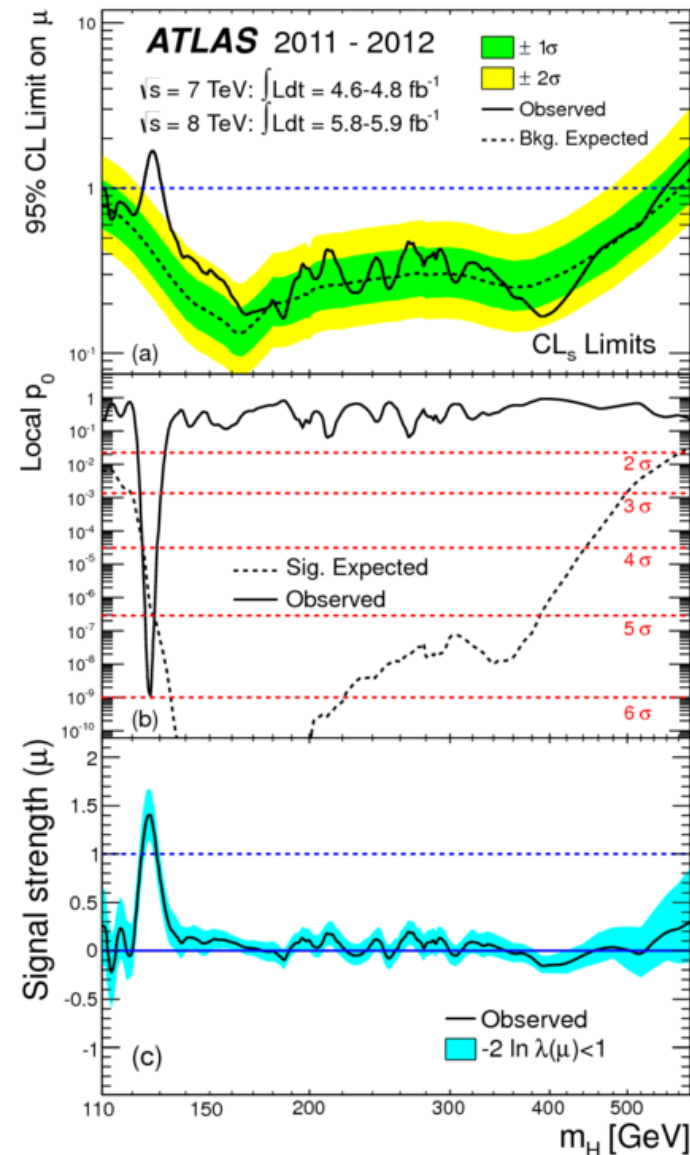
信号の有意性

- 理論的な予想として、標準模型においてヒッグス粒子が存在しないとした場合を計算

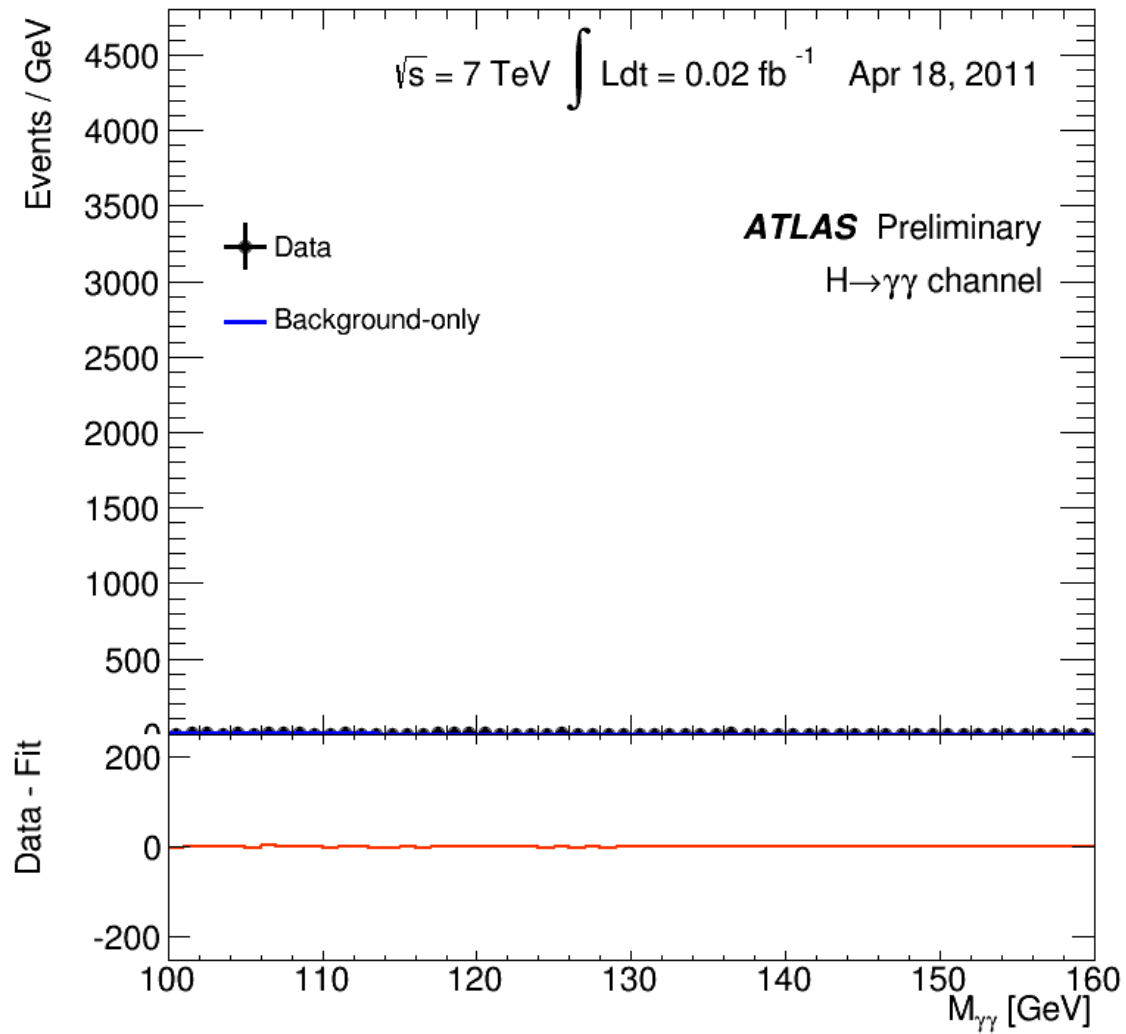
- このモデルとデータとのずれが無ければ、ヒッグス粒子の必要性はなく断面積の上限を設定できる
- データに超過があれば、モデルとのずれが大きくなる

- 理論的な予想として、標準模型においてヒッグス粒子があるとした場合の信号の強さ(標準模型の予言に対して相対的な強さ)

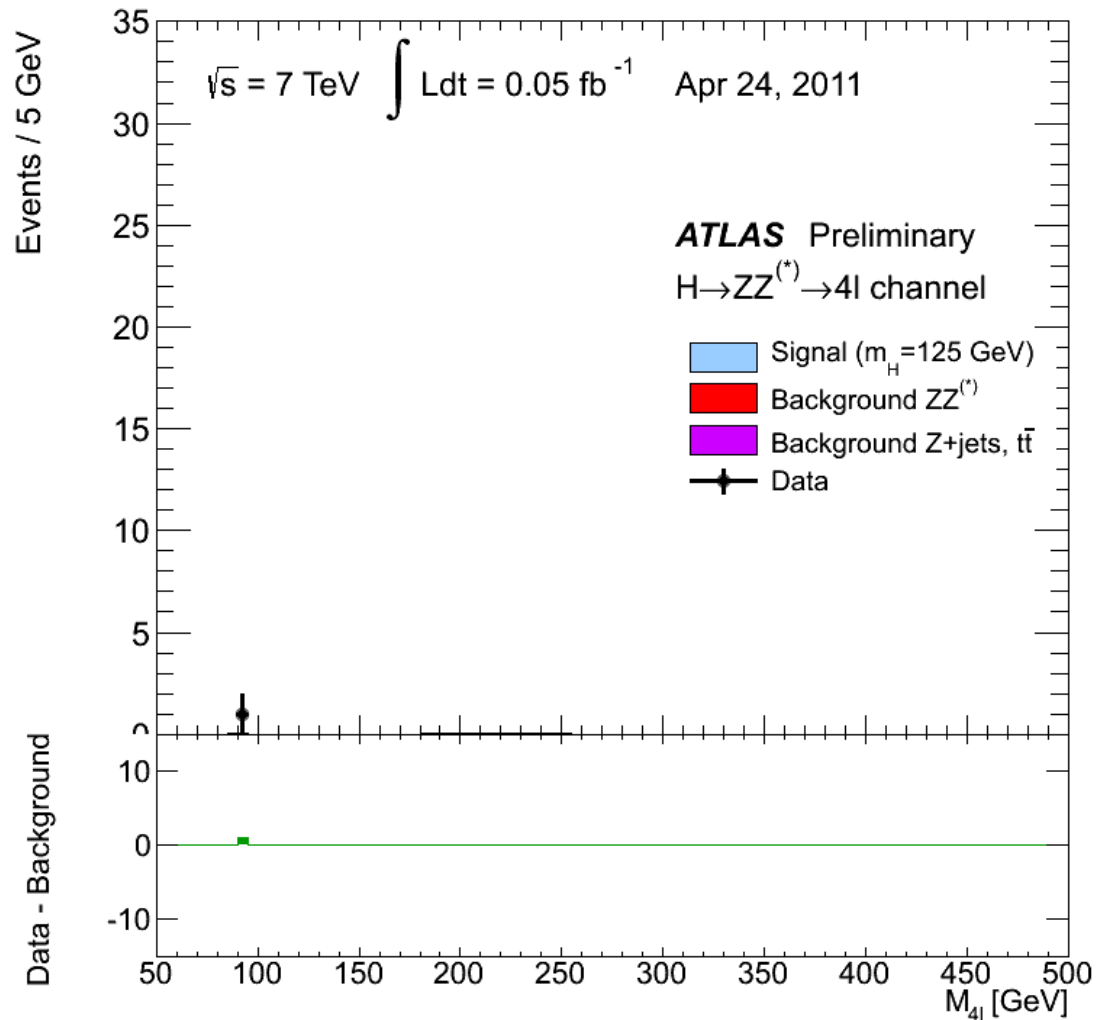
Phys. Lett. B 716 (2012) 1-29



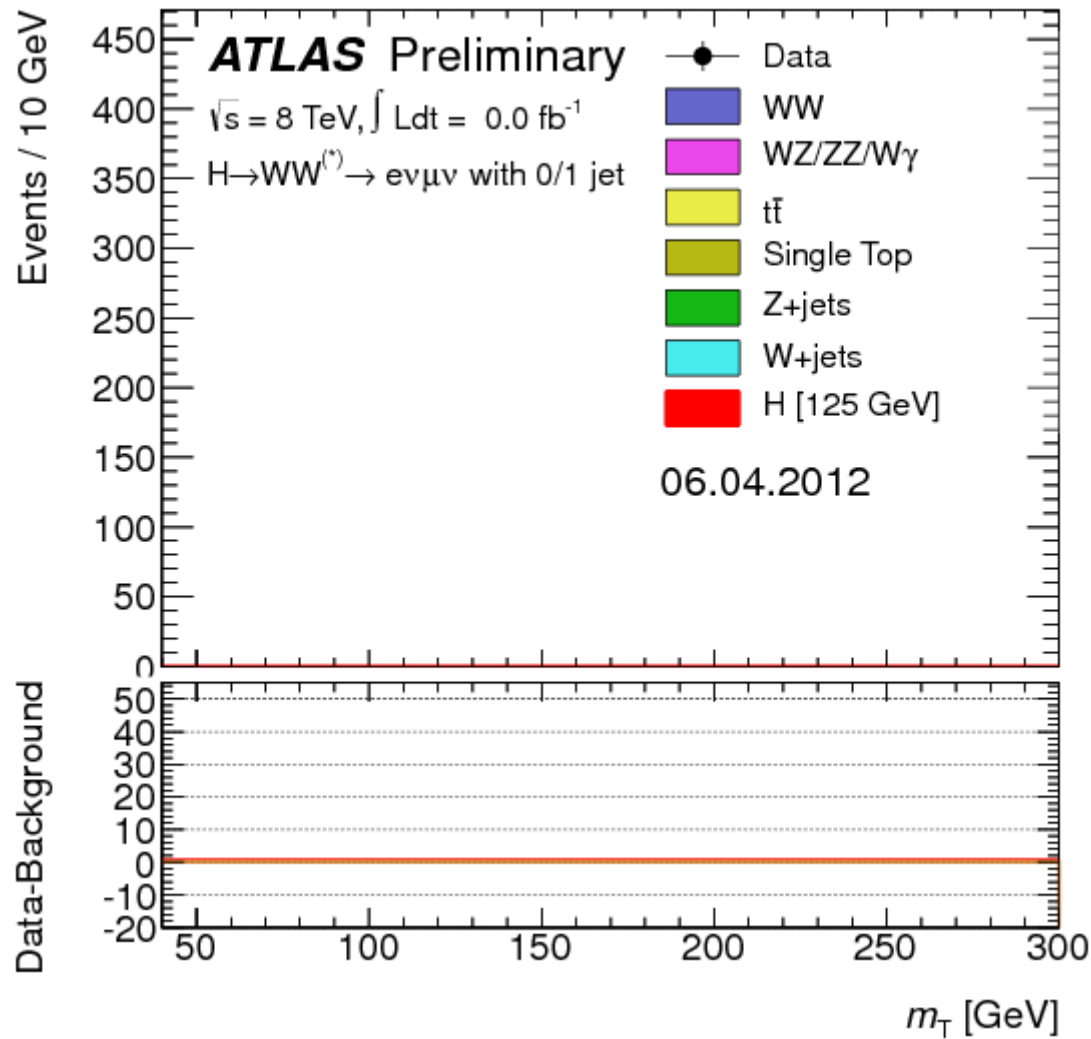
アニメーション(1)



アニメーション(2)



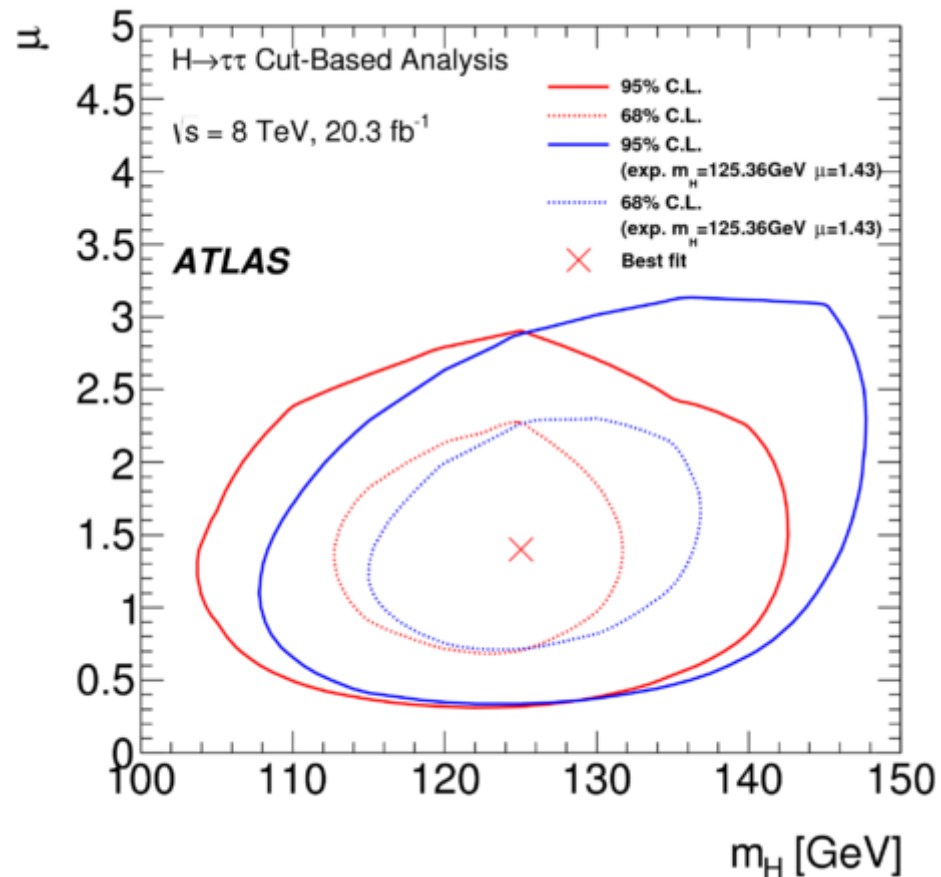
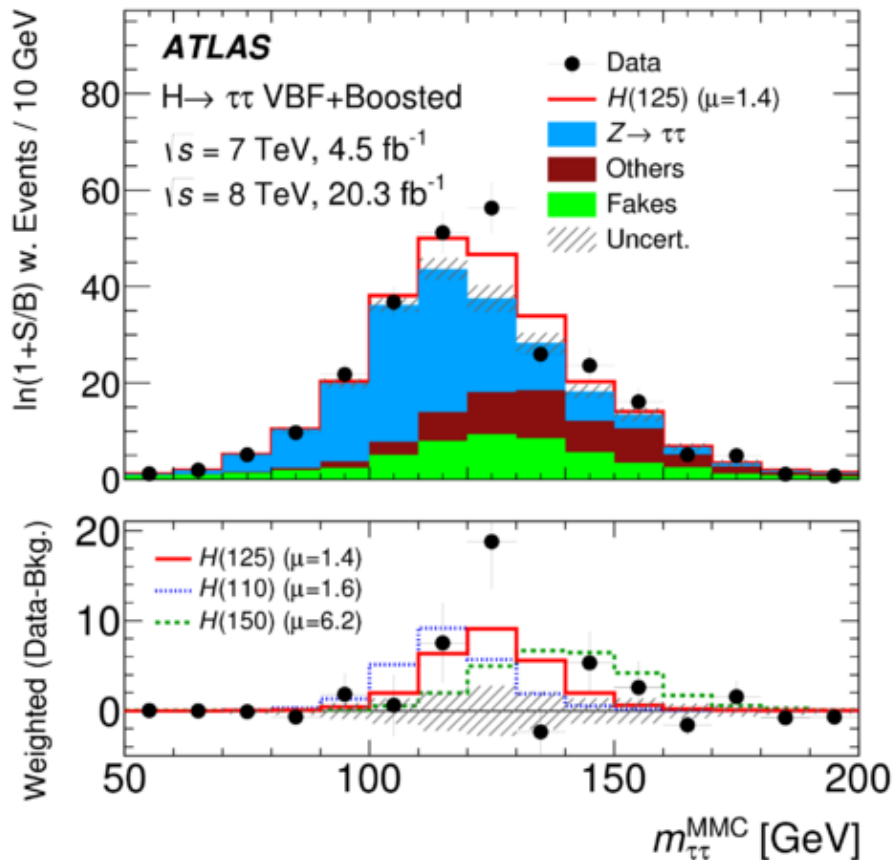
アニメーション(3)



$H \rightarrow \tau^+ \tau^-$

JHEP 04 (2015) 117

- レプトン崩壊: $\tau^- \rightarrow l^- + \bar{\nu}_l + \nu_\tau$
- ハドロン崩壊: $\tau^- \rightarrow \pi^- + \nu_\tau, \pi^- + \pi^0 + \nu_\tau$ など
を全て利用



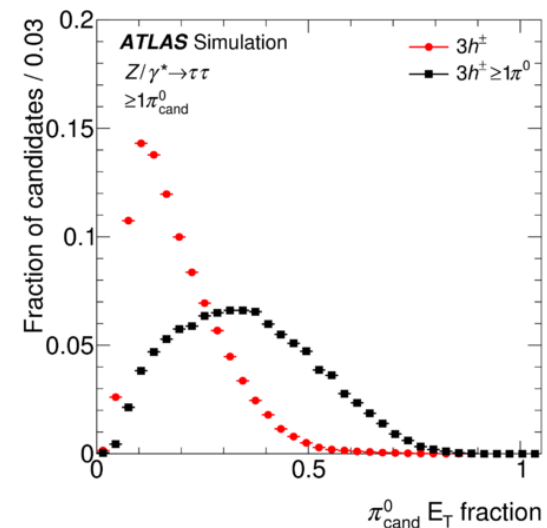
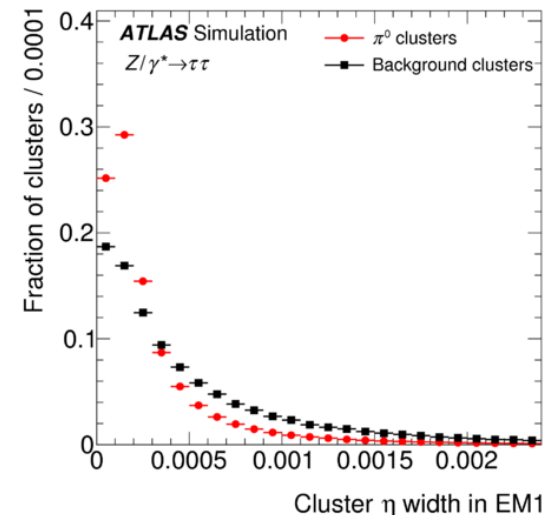
τ 粒子の同定

τ レプトンのハドロン崩壊

Decay mode	\mathcal{B} [%]	$\mathcal{A} \cdot \varepsilon_{\text{reco}}$ [%]	ε_{ID} [%]
h^\pm	11.5	51	75
$h^\pm \pi^0$	30.0	52	55
$h^\pm \geq 2\pi^0$	10.6	68	40
$3h^\pm$	9.5	59	70
$3h^\pm \geq 1\pi^0$	5.1	59	46

特徴

- 荷電粒子の数は奇数個 (1, 3, 5, ...)
- $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ が付随することがある
- 実験的には、
 - 奇数本の飛跡 or
 - 奇数本の飛跡 + 電磁カロリメータにクラスター



τ 粒子の同定に使う変数

Cluster pseudorapidity, $|\eta^{\text{clus}}|$

Magnitude of the energy-weighted η position of the cluster

Cluster width, $\langle r^2 \rangle^{\text{clus}}$

Second moment in distance to the shower axis

Cluster η width in EM1, $\langle \eta_{\text{EM1}}^2 \rangle^{\text{clus}}$

Second moment in η in EM1

Cluster η width in EM2, $\langle \eta_{\text{EM2}}^2 \rangle^{\text{clus}}$

Second moment in η in EM2

Cluster depth, $\lambda_{\text{centre}}^{\text{clus}}$

Distance of the shower centre from the calorimeter front face measured along the shower axis

Cluster PS energy fraction, $f_{\text{PS}}^{\text{clus}}$

Fraction of energy in the PS

Cluster core energy fraction, $f_{\text{core}}^{\text{clus}}$

Sum of the highest cell energy in PS, EM1 and EM2 divided by the total energy

Cluster logarithm of energy variance, $\log\langle \rho^2 \rangle^{\text{clus}}$

Logarithm of the second moment in energy density

Cluster EM1 core energy fraction, $f_{\text{core,EM1}}^{\text{clus}}$

Energy in the three innermost EM1 cells divided by the total energy in EM1

Cluster asymmetry with respect to track, $\mathcal{A}_{\text{track}}^{\text{clus}}$

Asymmetry in η - ϕ space of the energy distribution in EM1 with respect to the extrapolated track position

Cluster EM1 cells, $N_{\text{EM1}}^{\text{clus}}$

Number of cells in EM1 with positive energy

Cluster EM2 cells, $N_{\text{EM2}}^{\text{clus}}$

Number of cells in EM2 with positive energy

π^0 identification score of the first π_{cand}^0 , S_1^{BDT}

π^0 identification score of the π_{cand}^0 with the highest π^0 identification score

E_T fraction of the first π_{cand}^0 , $f_{\pi^0,1}$

E_T of the π_{cand}^0 with the highest π^0 identification score, divided by the E_T -sum of all π_{cand}^0 's and h^\pm 's

Hadron separation, $\Delta R(h^\pm, \pi^0)$

ΔR between the h^\pm and the π_{cand}^0 with the highest π^0 identification score

h^\pm distance, D_{h^\pm}

E_T -weighted ΔR between the h^\pm and the $\tau_{\text{had-vis}}$ axis, which is calculated by summing the four-vectors of all h^\pm 's and π_{cand}^0 's

Number of photons, N_γ

Total number of photons in the $\tau_{\text{had-vis}}$, as reconstructed in Section 3.3

π^0 identification score of second π_{cand}^0 , S_2^{BDT}

π^0 identification score of the π_{cand}^0 with the second-highest π^0 identification score

π_{cand}^0 E_T fraction, f_{π^0}

E_T -sum of π_{cand}^0 's, divided by the E_T -sum of π_{cand}^0 's and h^\pm 's

π_{cand}^0 mass, m_{π^0}

Invariant mass calculated from the sum of π_{cand}^0 four-vectors

Number of π_{cand}^0 , N_{π^0}

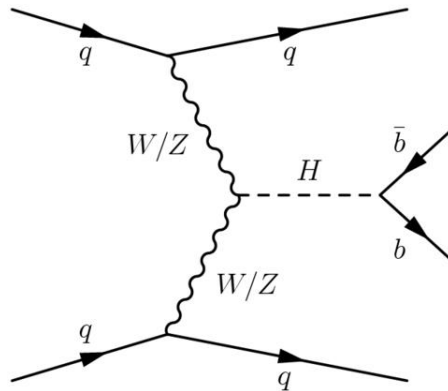
Standard deviation of the h^\pm p_T , σ_{E_T, h^\pm}

Standard deviation, calculated from the p_T values of the h^\pm 's for $\tau_{\text{had-vis}}$ with three associated tracks

h^\pm mass, m_{h^\pm}

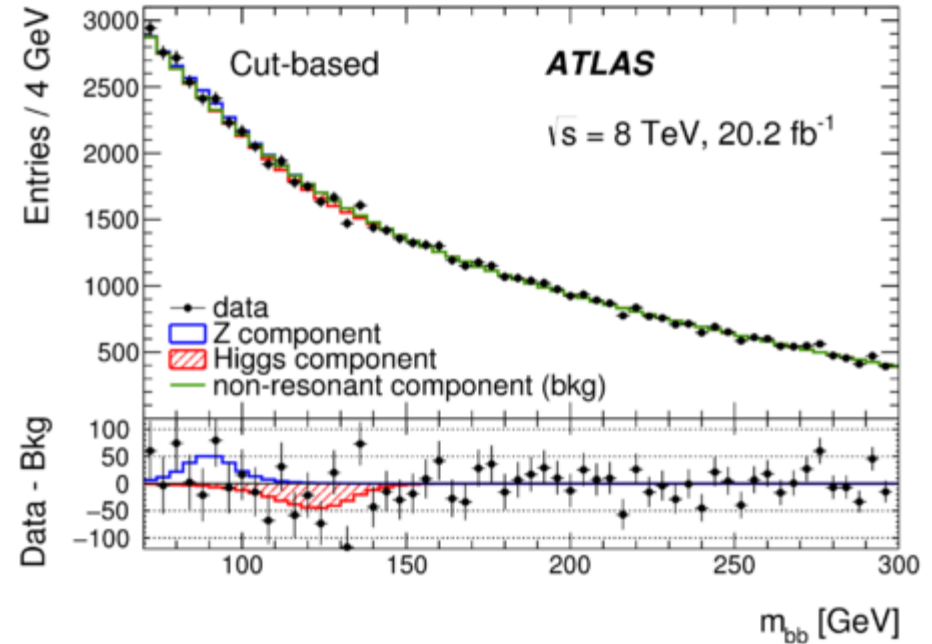
Invariant mass calculated from the sum of h^\pm four-vectors

$H \rightarrow b\bar{b}$



- Vector boson fusion生成で探索

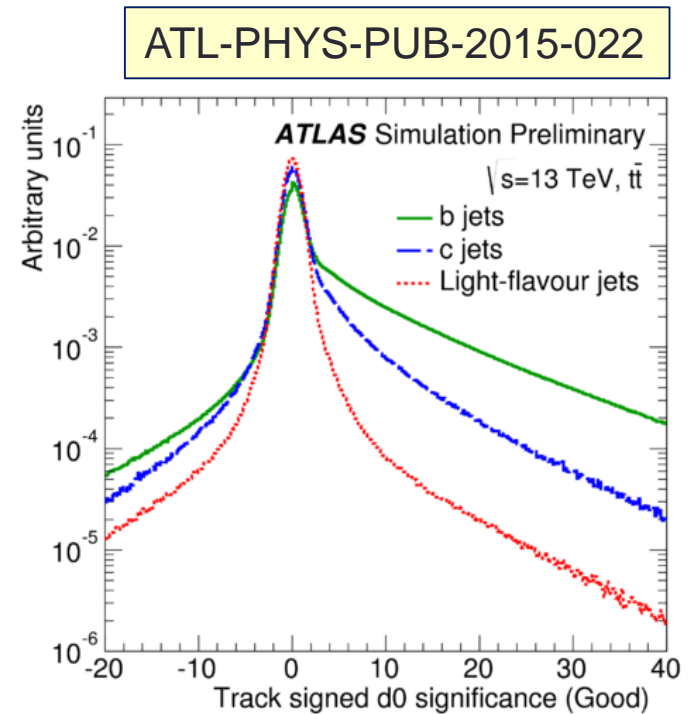
arXiv:1606.02181



Process	Pre-selection	Category I (-0.08 to 0.01)	Category II (0.01 to 0.06)	Category III (0.06 to 0.09)	Category IV (> 0.09)
VBF $H \rightarrow b\bar{b}$	130	39	33	23	19
ggF $H \rightarrow b\bar{b}$	94	31	8.5	3.8	1.6
$Z \rightarrow b\bar{b}$	3700	1100	350	97	49
Data	554302	176073	46912	15015	6493

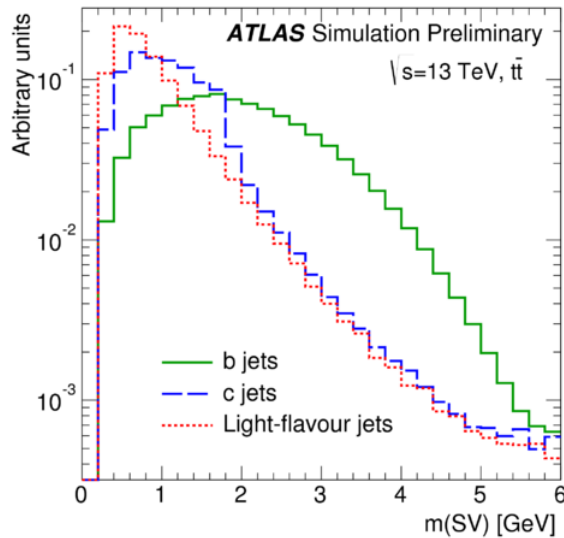
b クォーク由来ジェットの見分け

- Bハドロンは寿命が数psと長い
 - $c\tau_{B^+} = 491.1 \mu\text{m}$
 - $c\tau_{B^0} = 455.7 \mu\text{m}$
- Bハドロンの崩壊点 (secondary vertex) と1次衝突点との関係を使って u, d, s, c クォーク由来のジェットと識別
- d_0
 - x, y 平面における1次衝突点と飛跡の最短距離

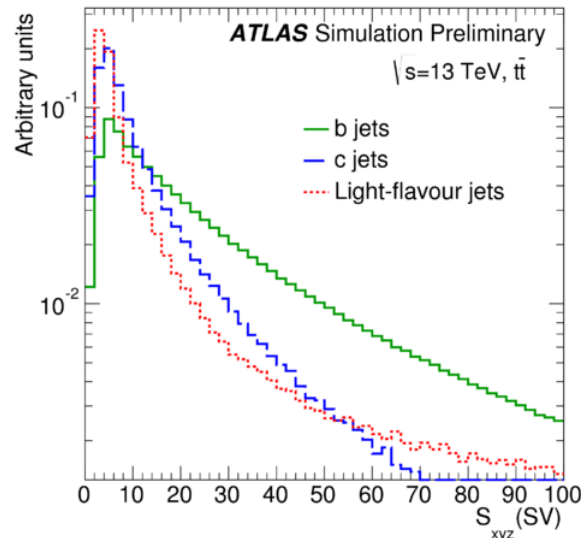


b クォーク由来ジェットの同定

SV algorithm

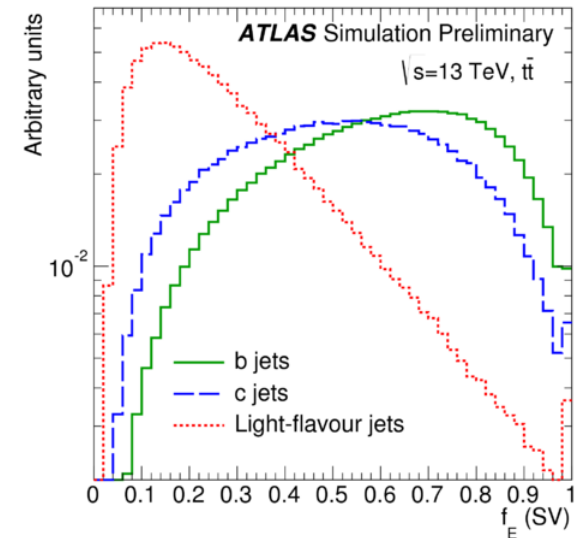


2次崩壊点に付随する飛跡
から計算した不変質量



1次衝突点と2次崩壊点
の間の3次元的な距離

ATL-PHYS-PUB-2015-022

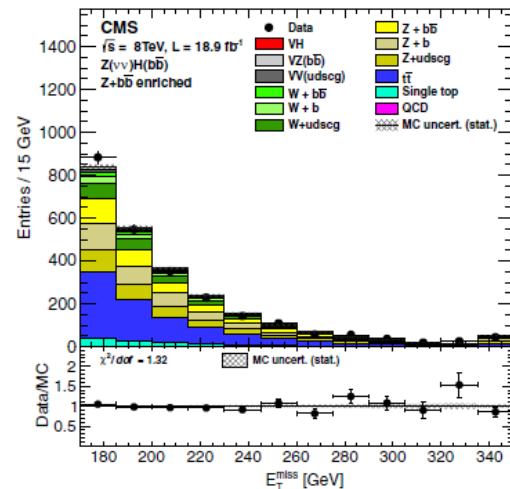
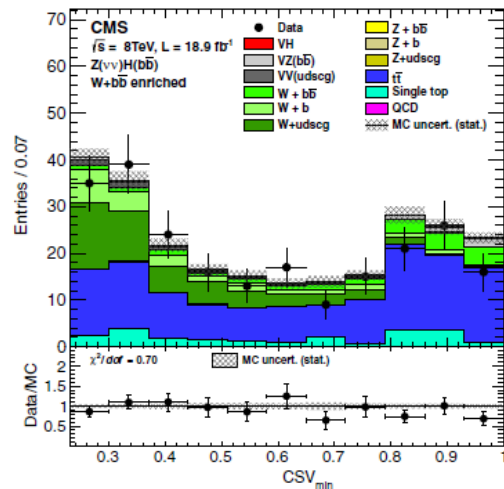
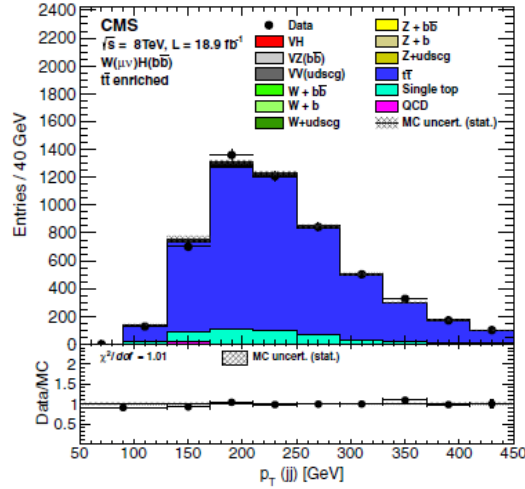
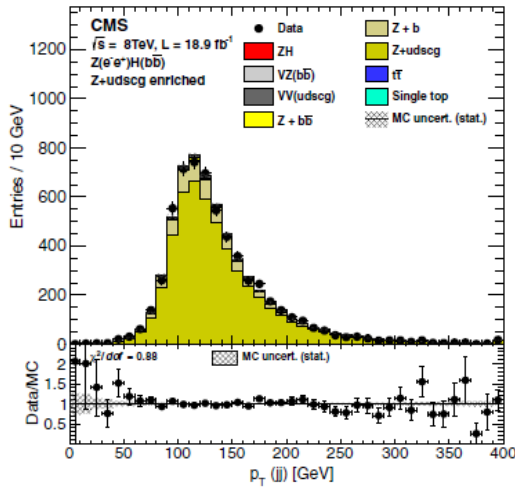


ジェットに含まれる飛跡
のエネルギー和に対する
2次崩壊点に付随する飛
跡のエネルギー和の比

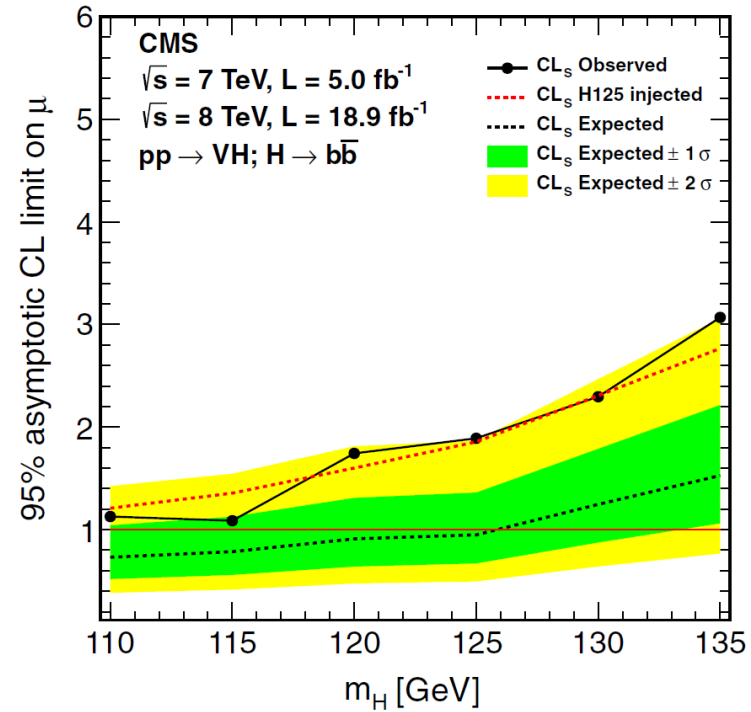
このようなバックグラウンドと識別能力がある変数を複数組み合わせ、多変量解析をしてb-jetらしいか判定する Neural network

$H \rightarrow b\bar{b}$

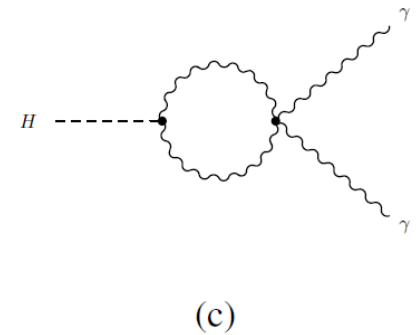
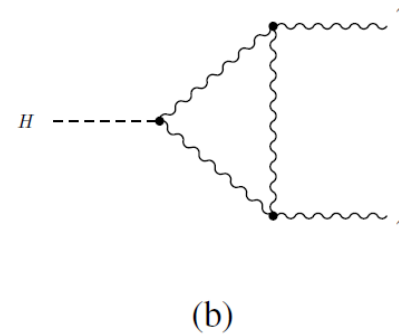
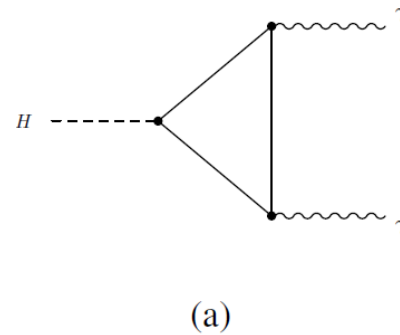
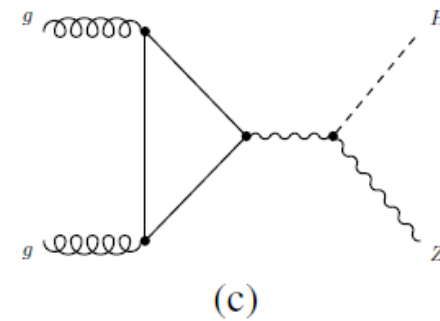
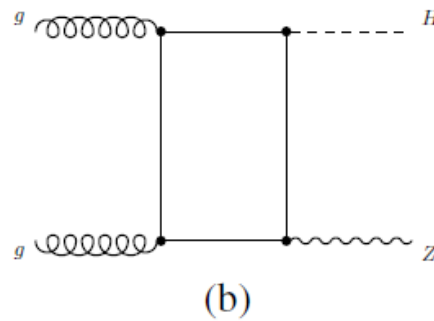
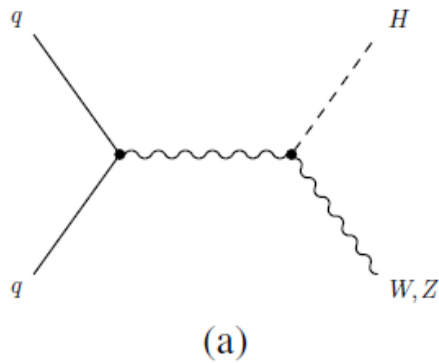
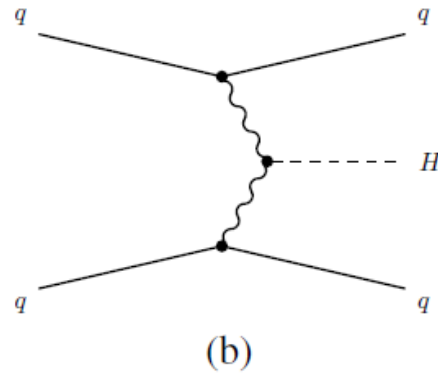
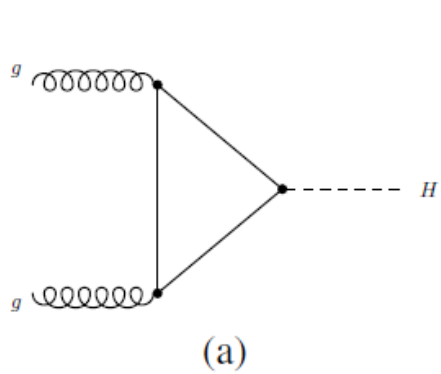
CMS実験の結果



Phys. Rev. D 89, 012003 (2014)



ヒッグス粒子の生成・崩壊のまとめ



パラメータのフィット

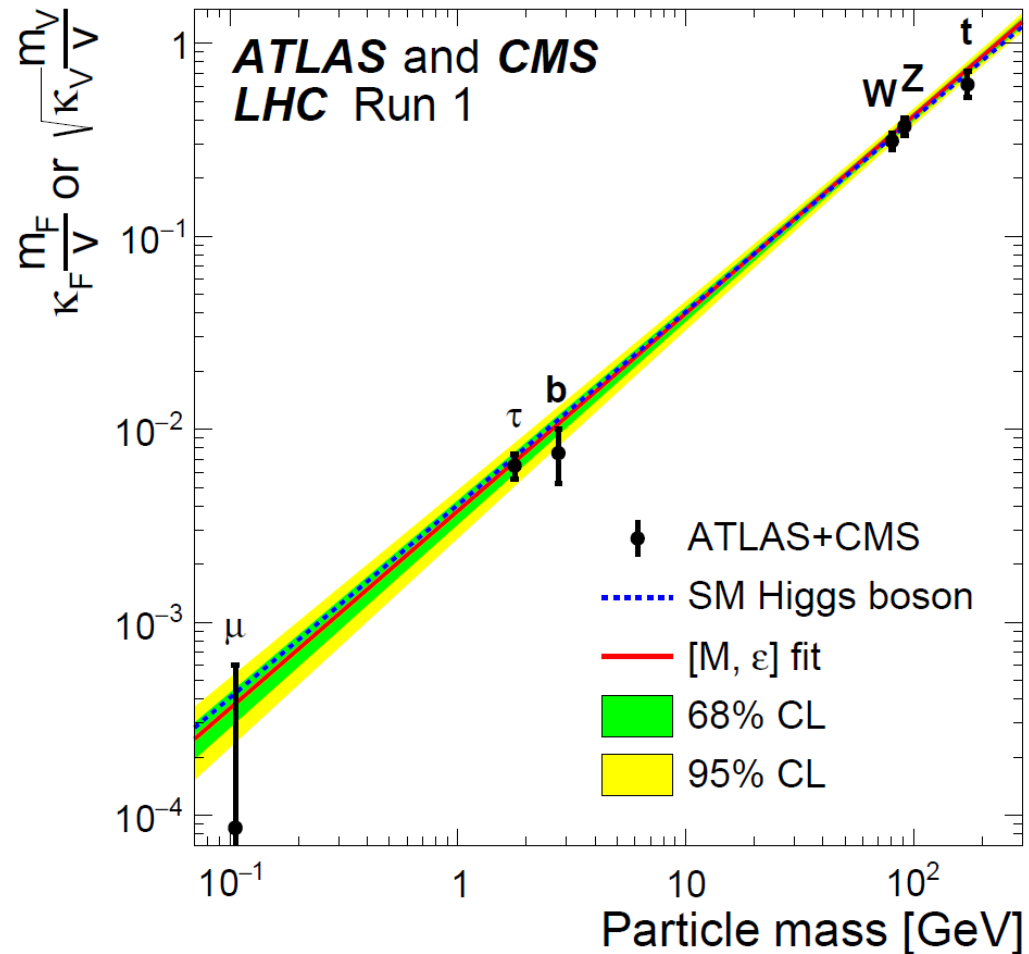
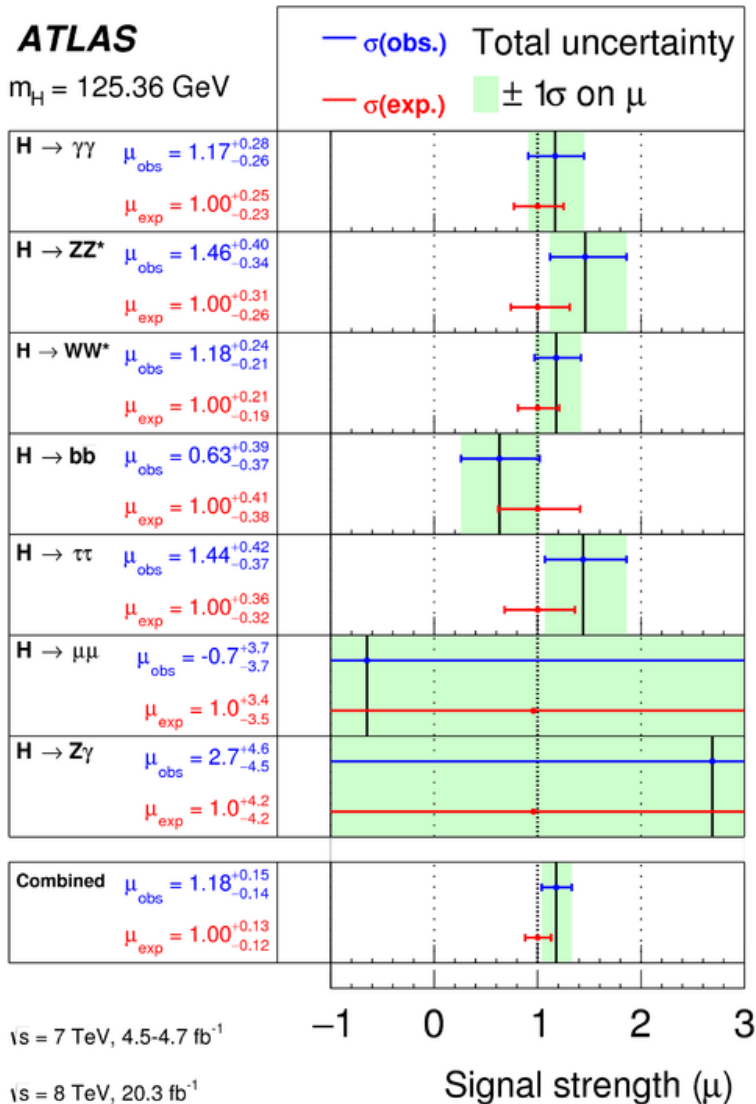
arXiv:1606.02266

フィットして求めるのは

- 各過程の断面積
- 各粒子との結合定数

Analysis Categorisation or final states	Signal		$\int \mathcal{L} dt$ [fb $^{-1}$]	
	Strength μ	Significance [s.d.]	7 TeV	8 TeV
$H \rightarrow \gamma\gamma$ [12] <i>ttH</i> : leptonic, hadronic <i>VH</i> : one-lepton, dilepton, E_T^{miss} , hadronic VBF: tight, loose ggF: 4 p_{Tt} categories	1.17 ± 0.27	5.2 (4.6)	4.5	20.3
$H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\ell$ [13] VBF <i>VH</i> : hadronic, leptonic ggF	$1.44^{+0.40}_{-0.33}$	8.1 (6.2)	4.5	20.3
$H \rightarrow WW^*$ [14,15] ggF: (0-jet, 1-jet) \otimes ($ee + \mu\mu, e\mu$) ggF: ≥ 2 -jet and $e\mu$ VBF: ≥ 2 -jet \otimes ($ee + \mu\mu, e\mu$) <i>VH</i> : opposite-charge dilepton, three-lepton, four-lepton <i>VH</i> : same-charge dilepton	$1.16^{+0.24}_{-0.21}$	6.5 (5.9)	4.5	20.3
$H \rightarrow \tau\tau$ [17] Boosted: $\tau_{\text{lep}}\tau_{\text{lep}}, \tau_{\text{lep}}\tau_{\text{had}}, \tau_{\text{had}}\tau_{\text{had}}$ VBF: $\tau_{\text{lep}}\tau_{\text{lep}}, \tau_{\text{lep}}\tau_{\text{had}}, \tau_{\text{had}}\tau_{\text{had}}$	$1.43^{+0.43}_{-0.37}$	4.5 (3.4)	4.5	20.3
$VH \rightarrow Vb\bar{b}$ [18] 0ℓ ($ZH \rightarrow \nu\nu b\bar{b}$): $N_{\text{jet}} = 2, 3, N_{\text{btag}} = 1, 2, p_{Tb}^V \in 100-120$ and >120 GeV 1ℓ ($WH \rightarrow \ell\nu b\bar{b}$): $N_{\text{jet}} = 2, 3, N_{\text{btag}} = 1, 2, p_{Tb}^V <$ and >120 GeV 2ℓ ($ZH \rightarrow \ell\ell b\bar{b}$): $N_{\text{jet}} = 2, 3, N_{\text{btag}} = 1, 2, p_{Tb}^V <$ and >120 GeV	0.52 ± 0.40	1.4 (2.6)	4.7	20.3
$H \rightarrow Z\gamma$ [19] 10 categories based on $\Delta\eta_{Z\gamma}$ and p_{Tt}	95% CL limit $\mu < 11$ (9)		4.5	20.3
$H \rightarrow \mu\mu$ [20] VBF and 6 other categories based on η_μ and $p_{Tt}^{\mu\mu}$	$\mu < 7.0$ (7.2)		4.5	20.3
<i>ttH</i> production [21,22,23] <i>H</i> $\rightarrow b\bar{b}$: single-lepton, dilepton <i>ttH</i> \rightarrow multileptons: categories on lepton multiplicity <i>H</i> $\rightarrow \gamma\gamma$: leptonic, hadronic	$\mu < 3.4$ (2.2) $\mu < 4.7$ (2.4) $\mu < 6.7$ (4.9)		4.5	20.3
Off-shell H^* production [24] $H^* \rightarrow ZZ \rightarrow 4\ell$ $H^* \rightarrow ZZ \rightarrow 2\ell 2\nu$ $H^* \rightarrow WW \rightarrow e\nu\mu\nu$	$\mu < 5.1 - 8.6$ (6.7 - 11.0)			20.3

ヒッグスの崩壊モードの観測状況



今後の課題

- ヒッグス粒子の結合定数
 - b クォークとの結合定数の精度を上げる
 - 同様に、 τ や μ の精度もさらに精密にする
 - 第一世代粒子との結合を測定するのは難しい
- ヒッグス・ポテンシャルについて
 - HH 対生成過程を調べることで、ヒッグスの3点結合について知ることができる。最も有望なのは、 $HH \rightarrow (b\bar{b})(\gamma\gamma)$ チャンネル
 - 現行のLHCでは難しくHigh-Luminosity LHC (HL-LHC)が必要
 - $\int L dt = 3,000 \text{ fb}^{-1}$
- 標準模型に何故ヒッグスの2重項があるのか
 - ヒッグスの仲間はあるか？
 - 最も簡単な拡張は2重項をもう一つ導入すること。Two Higgs Doublet
 - ヒッグス場の真空期待値がゼロ出ないことの帰結/意味
 - 真空がヒッグス場で充満されている？真空の相転移とは？

Backup slides

点状の荷電粒子の弾性散乱

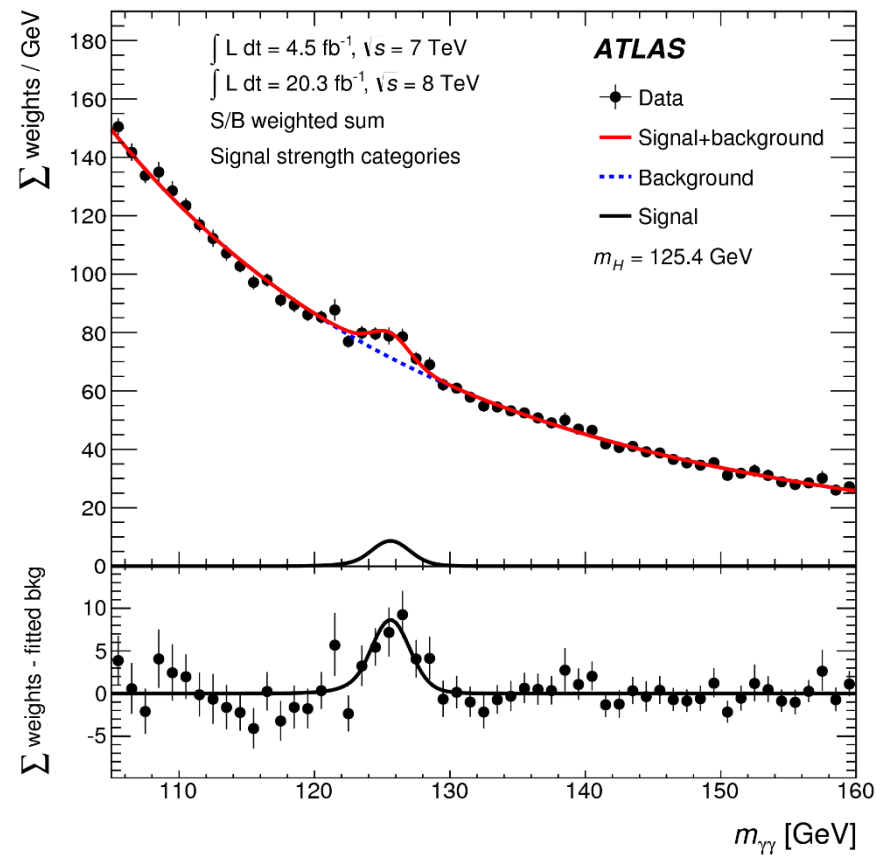
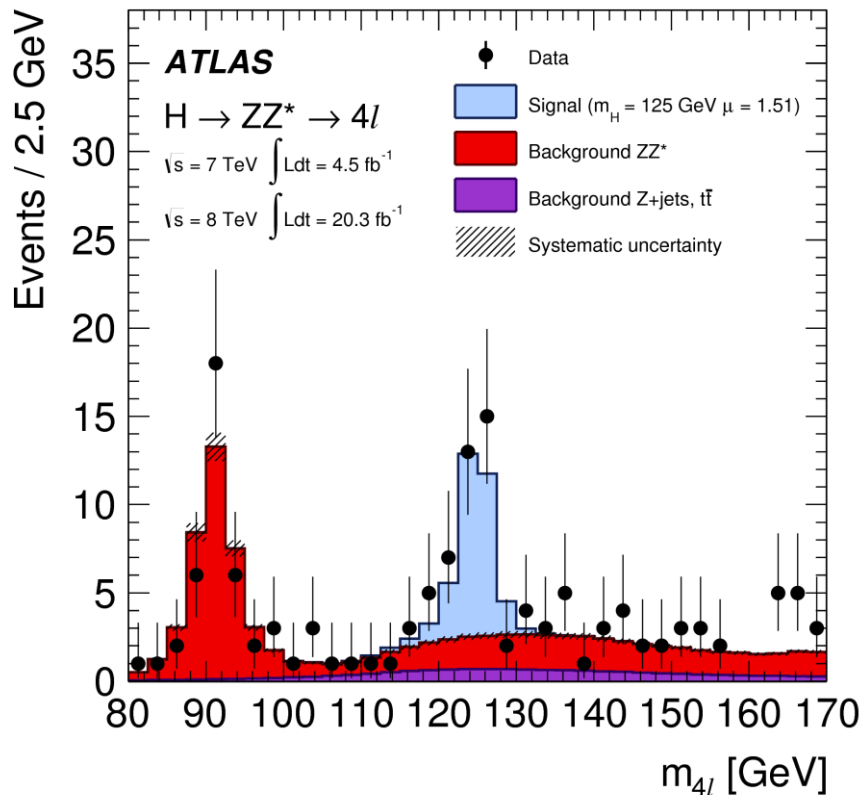
- Rutherford散乱
 - 荷電粒子と荷電粒子の間の散乱。クーロン力だけを考えている
 - 粒子のスピンは考慮されていない
 - $$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Rutherford}} = \frac{Z^2 \alpha^2}{4E^2 \sin^4 \frac{\theta}{2}}$$
- Mott散乱
 - 電子散乱において、スピンをもつ電子が標的の作るクーロン電場によって散乱される
 - 標的のスピンは考慮されていない
 - $$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Mott}} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Rutherford}} \left(1 - \beta^2 \sin^2 \frac{\theta}{2}\right)$$
- 場の理論による電荷とスピンをもつ粒子同士の弾性散乱
 - 例: $e^- + \mu^- \rightarrow e^- + \mu^-$
 - $$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{point, spin } 1/2} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Mott}} \left(1 + \frac{Q^2}{2M^2} \cdot \tan^2 \frac{\theta}{2}\right)$$

構造をもつ荷電粒子の弾性散乱

- 点状の荷電粒子ではなく、標的が構造をもつ場合を考える
 - 入射粒子は点状の電子とする
- 標的が電荷分布 $\rho(\vec{x})$ を持つ場合
 - 形状因子 $F(\vec{q})$: 電荷分布のフーリエ変換
 - $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Rutherford}} \rightarrow \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Rutherford}} |F(\vec{q})|^2$
 - $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Mott}} \rightarrow \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Mott}} |F(\vec{q})|^2$
 - $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{point, spin } 1/2} \rightarrow \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Mott}} \left[W_2(Q^2, \nu) + 2W_1(Q^2, \nu) \tan^2 \frac{\theta}{2} \right]$
- 構造関数
 - $W_1(Q^2, \nu)$ 、 $W_2(Q^2, \nu)$

$H \rightarrow \gamma\gamma$ と $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$ チャンネル

- それぞれの崩壊チャンネルで親粒子の不変質量の分布を作成
- 両方とも125 GeV付近にピークが見える → 新粒子の発見
- ヒッグス粒子の崩壊から来ているものと考えられる



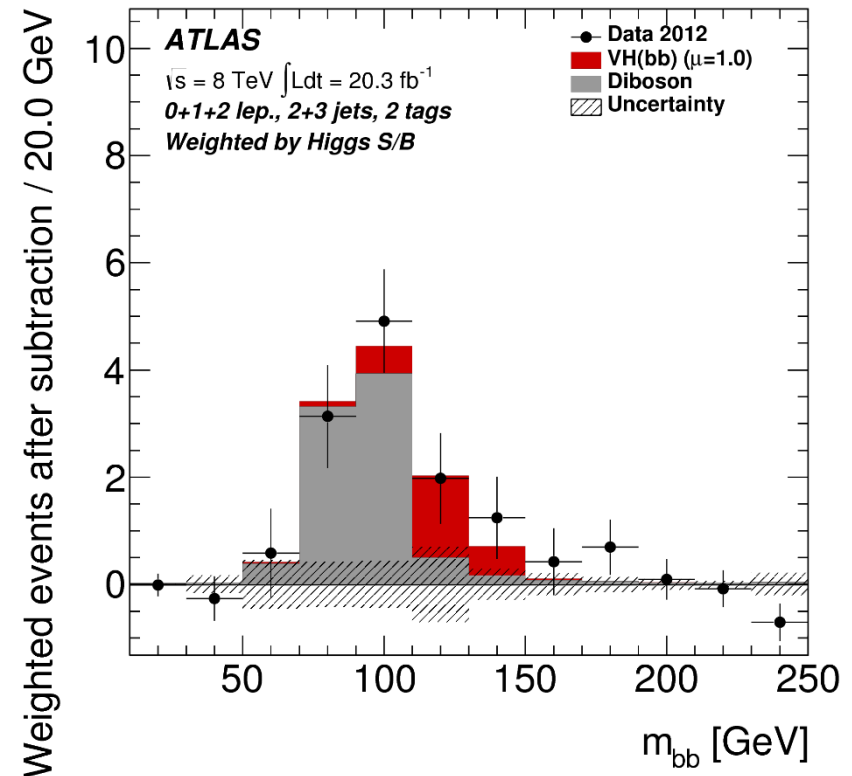
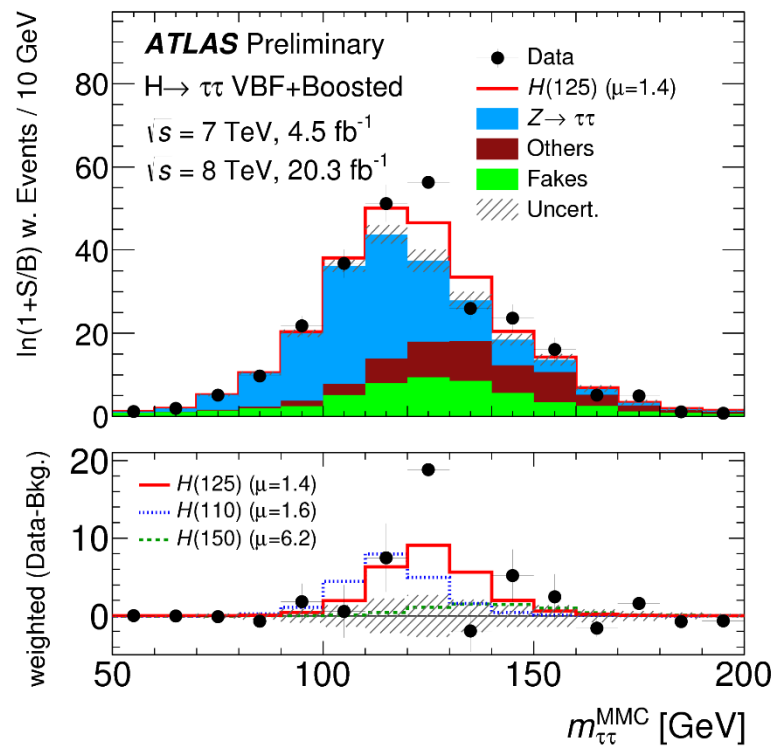
$H \rightarrow \tau^+ \tau^-, b\bar{b}$ モードにおける探索・測定

$pp \rightarrow H \rightarrow \tau^+ \tau^-$

- τ 粒子はレプトンまたはハドロンに崩壊
- 崩壊モードによって場合分けして解析

$pp \rightarrow W/Z + H, H \rightarrow b\bar{b}$

- 終状態にbクォーク由来のジェットを2本要求する



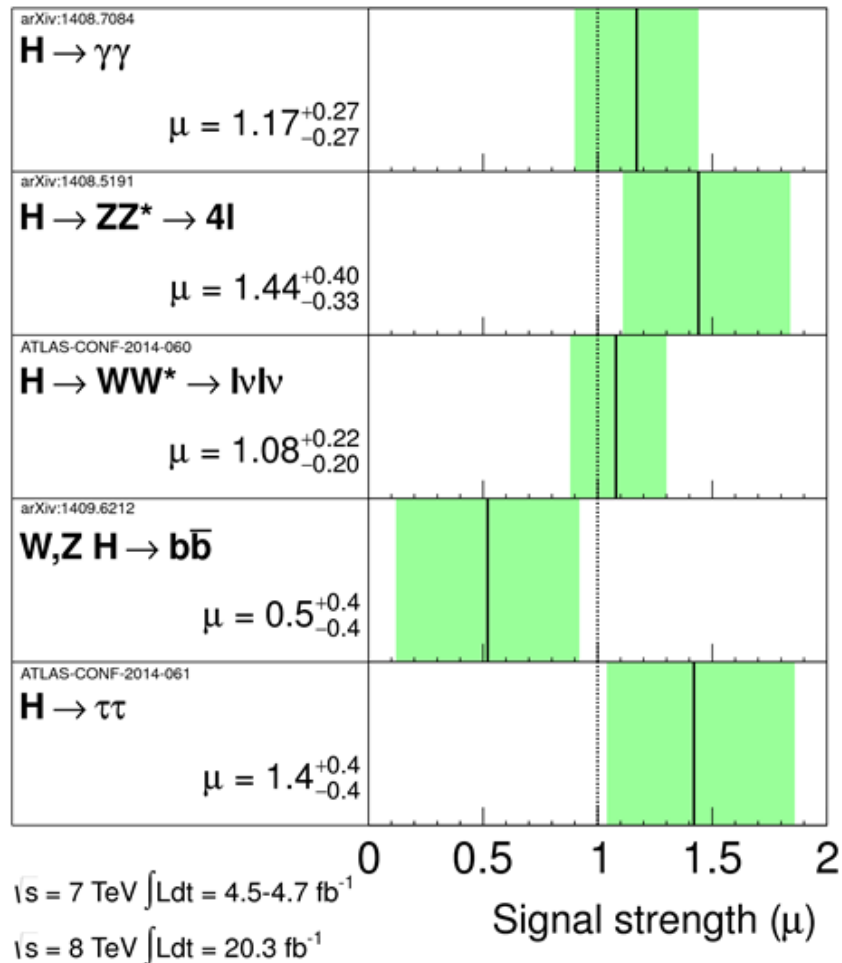
様々な崩壊モードにおける信号の強さ

ATLAS Preliminary

$m_H = 125.36 \text{ GeV}$

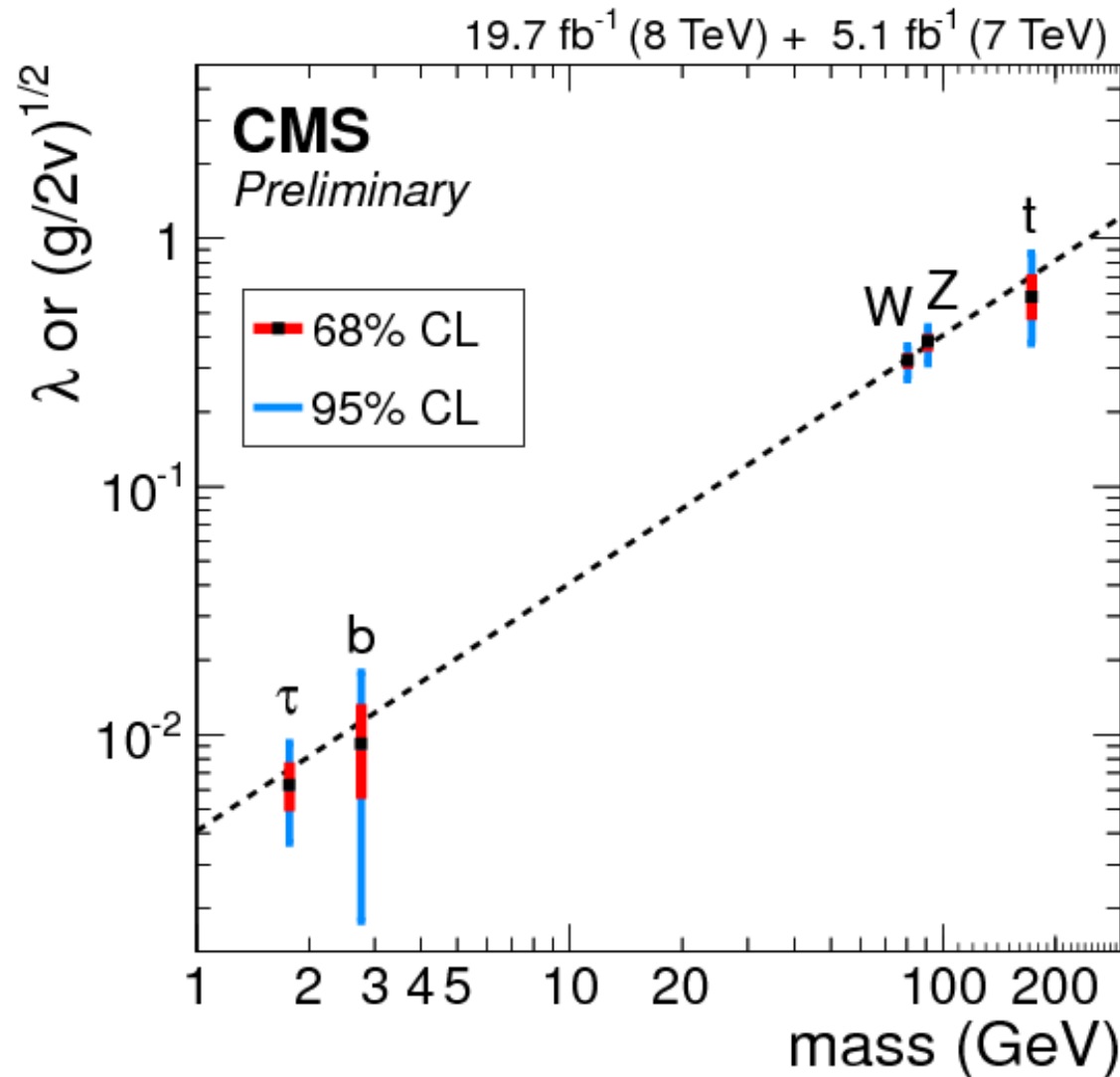
Total uncertainty

■ $\pm 1\sigma$ on μ



- ヒッグス粒子の信号の強さを標準模型による予想値で規格した量 (μ)
- 5つ崩壊モードで探索・測定が行われ全て $\mu = 1$ と整合的である
- その他、新粒子のスピンのパリティといった量子数を求めることで、新粒子が標準模型で予言されていたヒッグス粒子であると言える

結合定数 vs. 質量



- LHCで行われているもう一つの実験グループ(CMS)の結果
- 様々な粒子に対して、ヒッグス粒子との結合定数 vs. 質量をプロットしたもの
- 対称性の破れから予想される比例関係が成り立っている



対称性の破れから来ていることを示すにはポテンシャルの形を求める必要がある。
今後の研究課題