

# Study of the top reconstruction in BSM events at the LHC

Michihisa Takeuchi (KEK, YITP)

# 1. ブーストしたトップを考える動機

Fine tuning prob. → ヒッグスの二次発散に対するトップセクターの寄与はキャンセルしてほしい



BSMには、LHCで十分生成できる質量のトップパートナーが存在しそう：  
MSSM, LHT, UED, ...

例) LHTでのトップパートナー対生成

$$T_+ \bar{T}_+ \rightarrow t \bar{t} A_H A_H \rightarrow b \bar{b} W^+ W^- A_H A_H \rightarrow b \bar{b} j j j j A_H A_H$$

トップパートナーの質量が大きいと、できるトップは高いエネルギーを持つ。

$$p = \sqrt{E^2 - m_t^2} \sim m/2 \text{ (ブーストしている。)}$$

シグナルは、2つのブーストしたトップと  $\cancel{H} T$

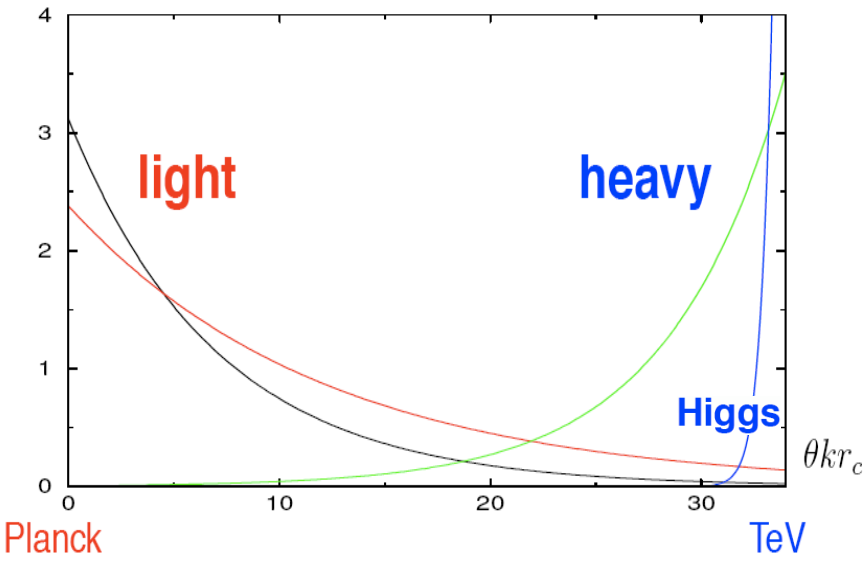
ブーストしてるので、helicity固有状態はもとのchiralityの情報を良く保っている。

→ トップの偏極を調べると  $T_+ A_H t$  vertexなどの情報がわかる。  
(R-handed に偏極している模型が多い。)

SUSY、UEDでも同じ状況

# RS1 模型でもブーストしたトップが期待される

トップは湯川カップリングが大きいので、KK-gluonとの波動関数の重なりが大きい



Model dependentだが、  
ttbarへの分岐比が支配的  
な場合(90%以上)も自然

RS modelでの、KK-gluon のレゾナンスからの ttbar への崩壊

$$q\bar{q} \rightarrow g^{(1)} \rightarrow t\bar{t}$$

KK-gluonの質量が大きいと、トップはブーストしている。  $p = \sqrt{E^2 - m_t^2} \sim m/2$

シグナルは、2つのブーストしたトップで  $m_{t\bar{t}}$  が KK-gluon の質量になる。

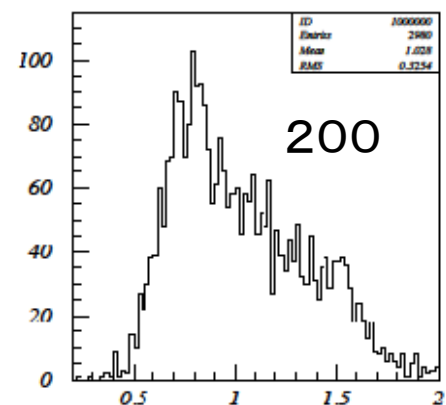
~~H~~ はない。3ジェットが1ジェットにマージしやすい

➡ QCDジェットがバックグラウンドになる。

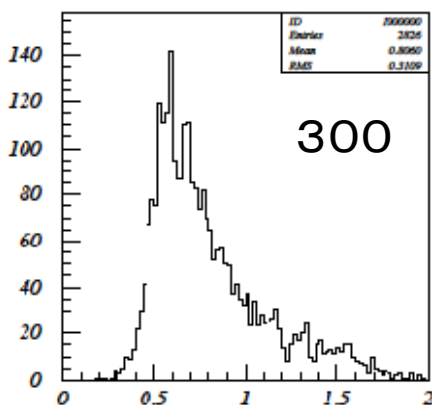
# Top の崩壊生成物の広がりの程度

$\Delta R \sim 2 \text{ mt/Pt}$

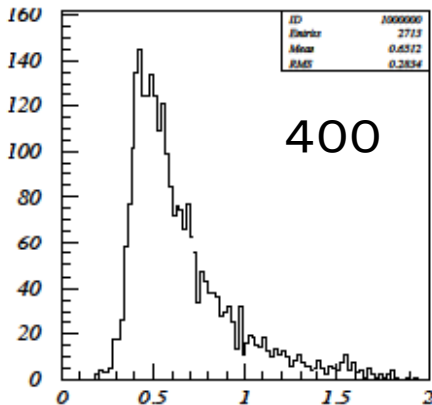
ジェットのR  $\sim 0.4$



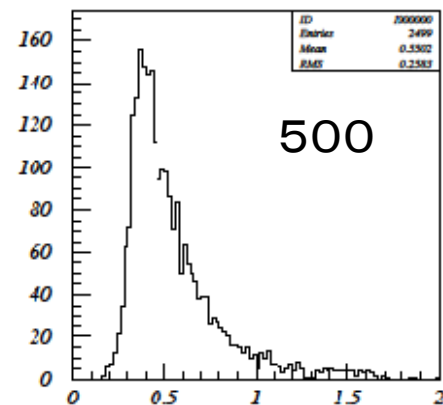
$r_{\min.f(200.)}$



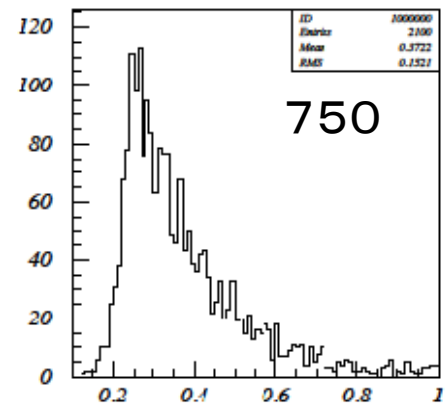
$r_{\min.f(300.)}$



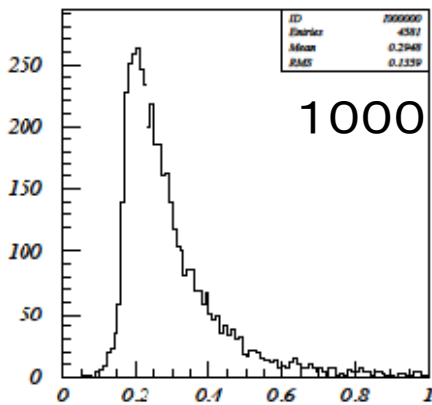
$r_{\min.f(400.)}$



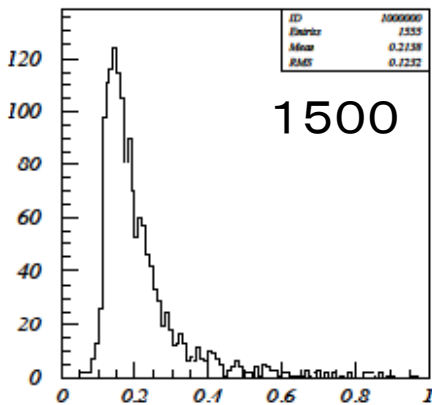
$r_{\min.f(500.)}$



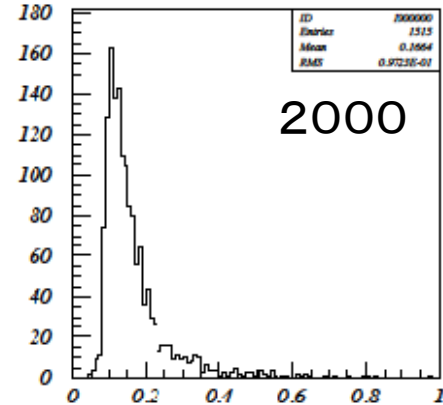
$r_{\min.f(750.)}$



$r_{\min.f(1000.)}$



$r_{\min.f(1500.)}$



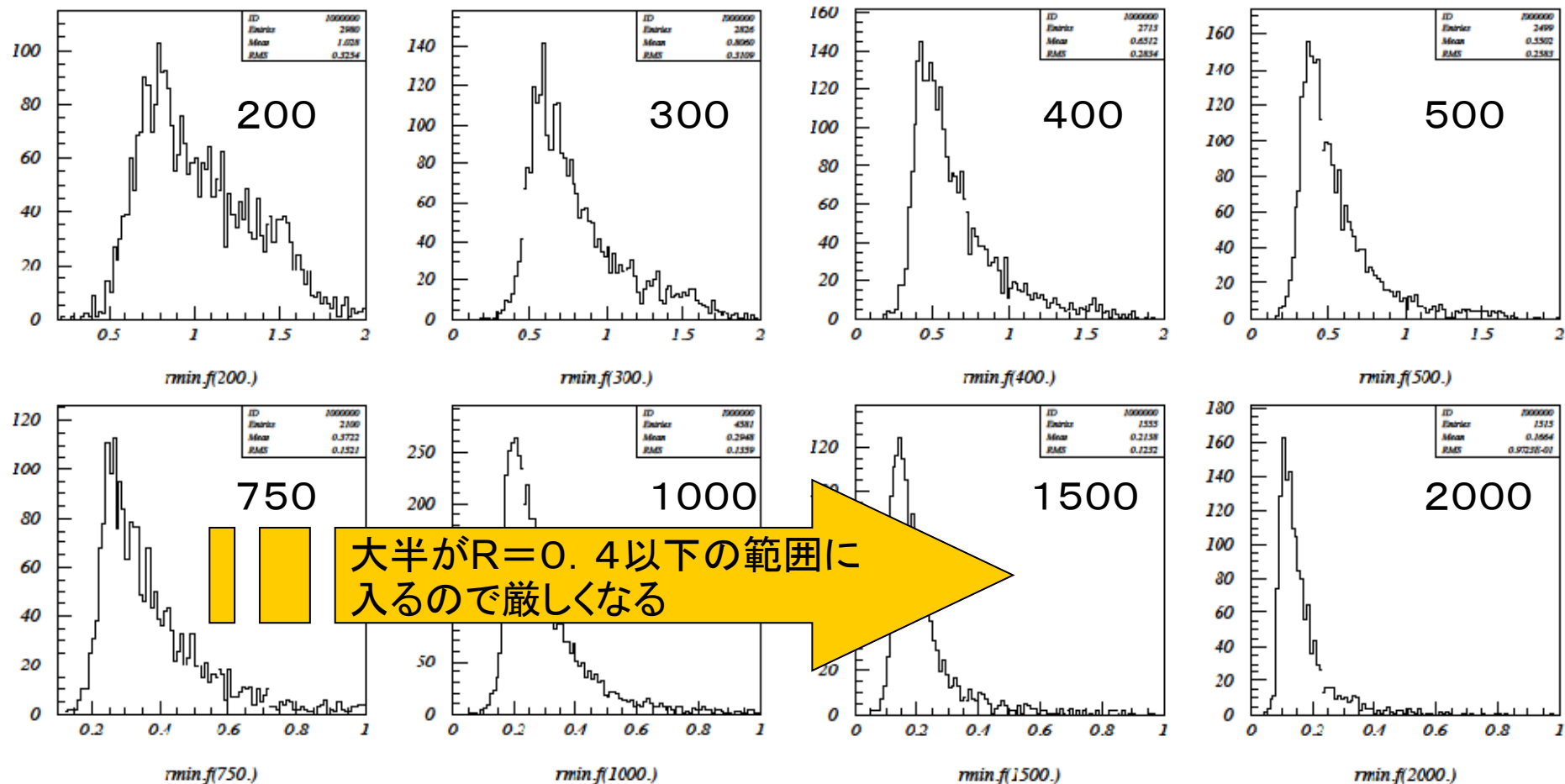
$r_{\min.f(2000.)}$

$$p = \sqrt{E^2 - m_t^2} \sim m/2$$

# Top の崩壊生成物の広がりの程度

$\Delta R \sim 2 \text{ mt/Pt}$

ジェットのR  $\sim 0.4$



$$p = \sqrt{E^2 - m_t^2} \sim m/2$$

# 目次

- ブーストしたトツプを考える動機
- LHTでトツプパートナーの再構成
- トツプの偏極測定
- ジェット再構成アルゴリズムと比較
- サブジェット解析
- まとめ

# LHTでのトップパートナーの再構成

# Littlest Higgs model with T-parityでのトップパートナー

**シグナル**  $T_-\bar{T}_- \rightarrow t\bar{t}A_H A_H \rightarrow b\bar{b}W^+W^- A_H A_H \rightarrow b\bar{b}jjjjj A_H A_H$  0.171pb

Missing momentum  $\cancel{E}_T$

3ジェットの不変質量が175GeVになるようなものをトップとみなす。

- S.Matsumoto, M.M. Nojiri, D.Nomura PRD75,(2007) ではAcerDETに簡単なコーンアルゴリズムを使って解析された。

	$m_{T_-}$	$A_H$	$m_t$
Point	800.19	151.79	175.00

- 問題点: AcerDET はジェットのmass を 0 として扱う。その結果、ジェットシステムの不変質量は常に過小評価(極端な場合0になる)
- kt, Cambridge, SIScone を用いて再解析。**Cambridge** が最も良い振る舞い。

**BG**  $t\bar{t} \rightarrow b\bar{b}W^+W^- \rightarrow b\bar{b}jjjjj$  463pb

$\cancel{E}_T$  はトップのレプトニック崩壊でできる

ttbar イベントを落としたい。

**Point:**  
 トップパートナーの崩壊からできたトップはブーストしている。  
 ヘミスフィア解析を用いる。

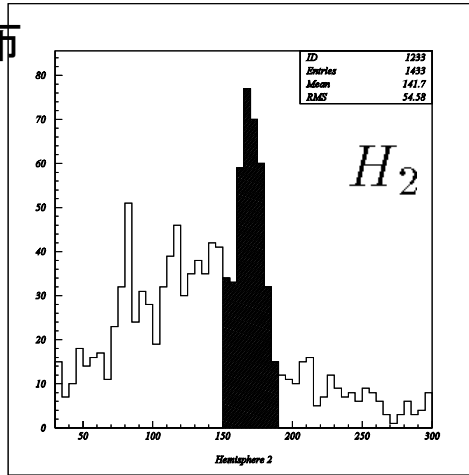


# Top reconstruction

ヘミスフィアの質量分布

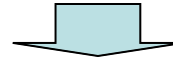
$T_{-}\bar{T}_{-}$

$150 < m < 190 \text{ GeV}$

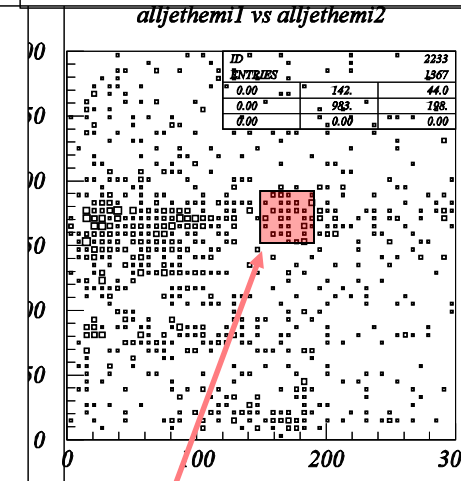
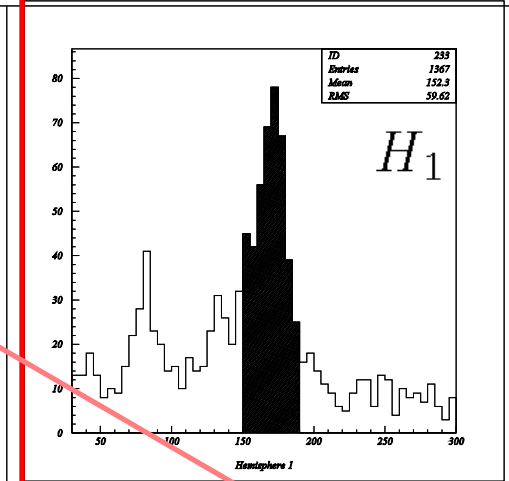
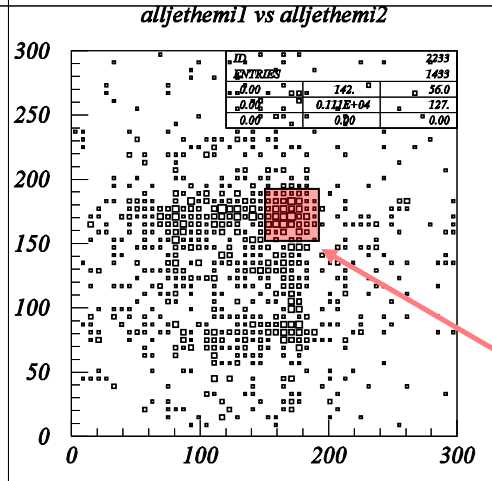
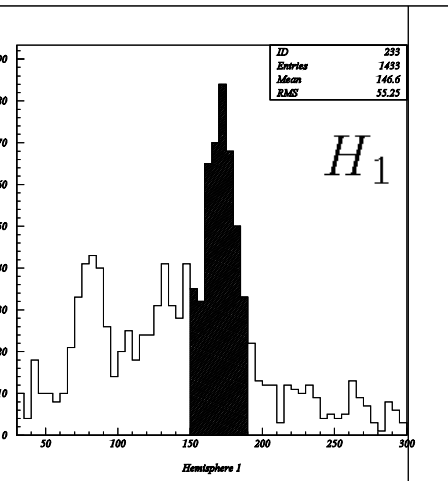
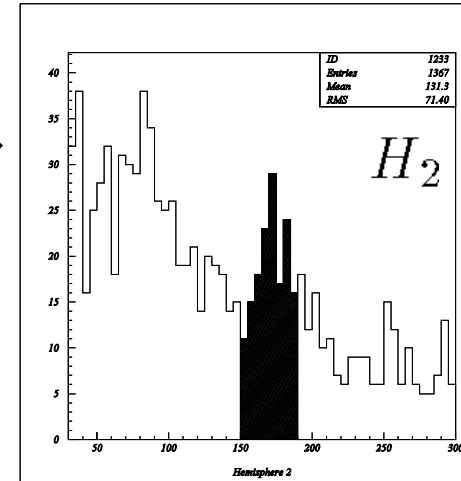


$t\bar{t}$

$H$  を生成するために、  
少なくとも一つのトップ  
はレプトニックに崩壊



$H_2$  でトップの質量を再  
構成するのは難しい



$50 \text{ fb}^{-1}$

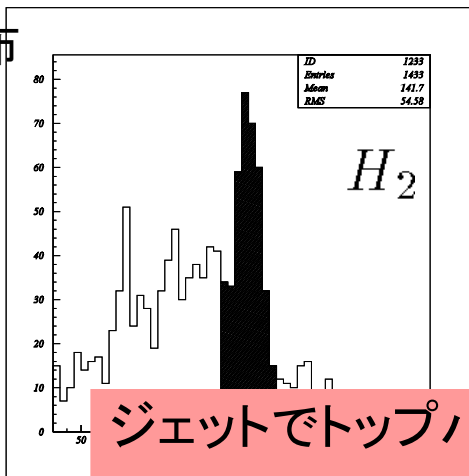
	generated	$H$ , $M_{\text{eff}}$ cut	$n_{\text{lep}} = 0$	$p_{T,H}$ cut *	$n_{\text{jet},H} \leq 3$	$m_{H_1}$	$m_{H_2}$	$m_{H_1} \& m_{H_2}$	relaxed $m_{H_1} m_{H_2}$
$T_{-}\bar{T}_{-}$	8,550	6,590	4,384	2276	1433	437	380	118	708
$t\bar{t}$	23,150,000	199,640	88,540	9475	6835	2105	765	235	1835

# Top reconstruction

ヘミスフィアの質量分布

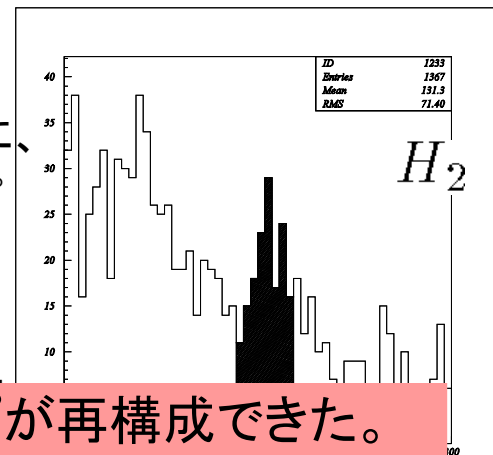
$T\bar{T}$

$150 < m < 190 \text{ GeV}$

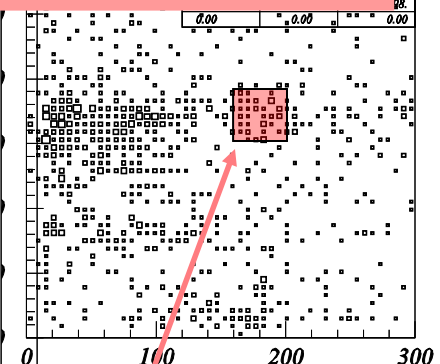
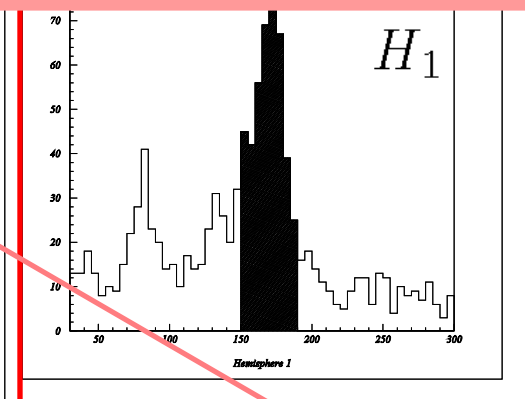
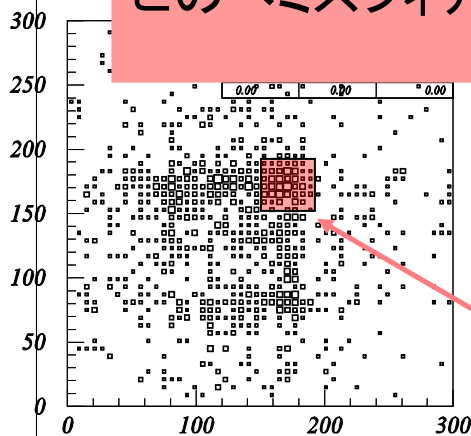
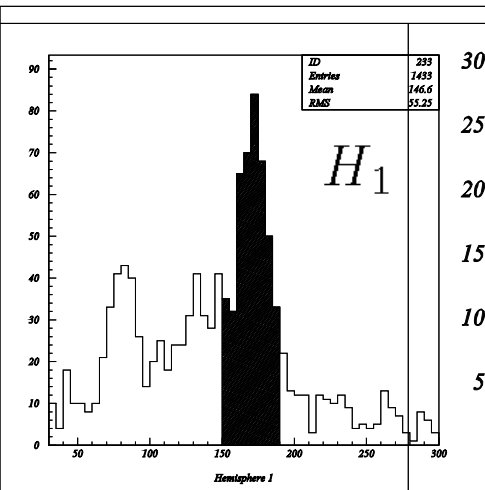


$t\bar{t}$

$H$  を生成するために、  
少なくとも一つのトップ  
はレプトニックに崩壊



ジェットでトップパートナーからのトップが再構成できた。  
このヘミスフィアの運動量をトップの運動量とみなす



alljethemi1 vs alljethemi2

alljethemi1 vs alljethemi2

alljethemi1 vs alljethemi2

$50 \text{ fb}^{-1}$

	generated	$H$ , $M_{\text{eff}}$ cut	$n_{\text{lep}} = 0$	$p_{T,H}$ cut *	$n_{\text{jet},H} \leq 3$	$m_{H_1}$	$m_{H_2}$	$m_{H_1} \& m_{H_2}$	relaxed $m_{H_1} m_{H_2}$
$T\bar{T}$	8,550	6,590	4,384	2276	1433	437	380	118	708
$t\bar{t}$	23,150,000	199,640	88,540	9475	6835	2105	765	235	1835

# Top partner の質量測定

# Top partner の質量測定

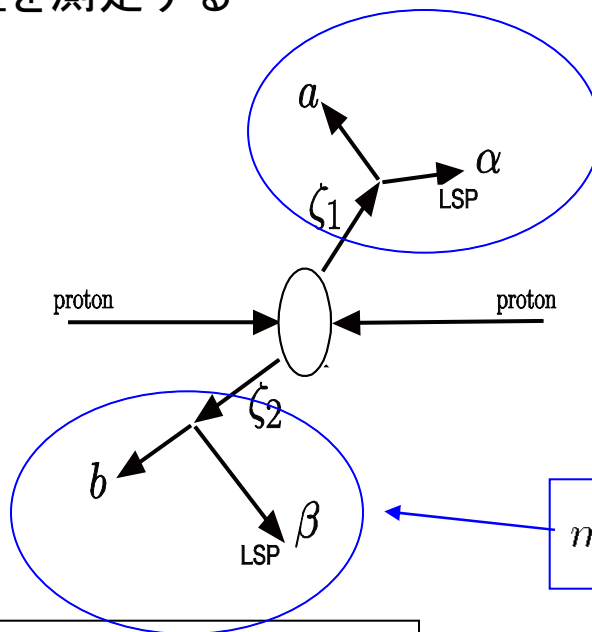
$m_{T2}$  variable を使って質量を測定する

$$\zeta\zeta \rightarrow (a\alpha)(b\beta)$$

$$T_-\bar{T}_- \rightarrow (tA_H)(\bar{t}A_H)$$

1. まずは  $m_T$  という量を考える

これは、2つの粒子の pt のみで定義される量



$$m_T^2(\mathbf{p}_T^a, \mathbf{p}_T^\alpha; m_{\tilde{\chi}_1^0}) \leq m_\zeta^2.$$

正しいDMの運動量を代入すると成り立つ式

$$m_T^2(\mathbf{p}_T^b, \mathbf{p}_T^\beta; m_{\tilde{\chi}_1^0}) \leq m_\zeta^2.$$

$$\mathbf{p}_T = (p_x, p_y, 0) \quad E_T = \sqrt{|\mathbf{p}_T|^2 + m^2}$$

$$m_T^2(\mathbf{p}_T^a, \mathbf{p}_T^\alpha; m_{\tilde{\chi}_1^0}) \equiv m_a^2 + m_{\tilde{\chi}_1^0}^2 + 2[E_T^a E_T^\alpha - \mathbf{p}_T^a \cdot \mathbf{p}_T^\alpha] \leq m_a^2 + m_{\tilde{\chi}_1^0}^2 + 2[E_T^a E_T^\alpha \cos \Delta\eta - \mathbf{p}_T^a \cdot \mathbf{p}_T^\alpha] = (p_a + p_\alpha)^2 = m_\zeta^2$$

# Top partner の質量測定

$m_{T2}$  variable を使って質量を測定する

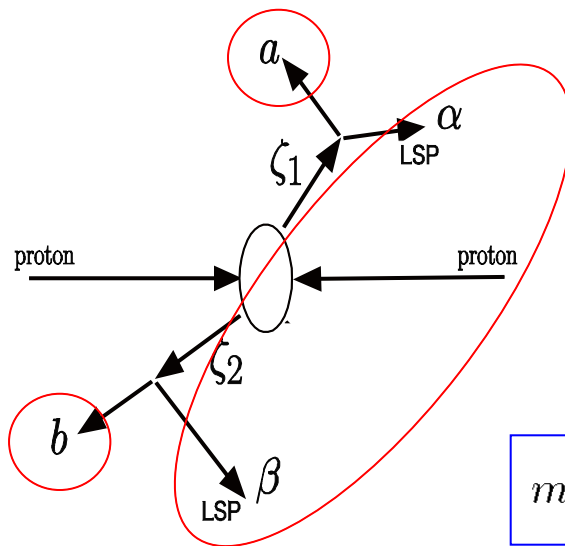
$m_{T2}$

$$\zeta\zeta \rightarrow (a\alpha)(b\beta)$$

$$T_-\bar{T}_- \rightarrow (tA_H)(\bar{t}A_H)$$

1. まずは  $m_T$  という量を考える

2. 観測できるのは3つの pt



$$m_T^2(\mathbf{p}_T^a, \mathbf{p}_T^\alpha; m_{\tilde{\chi}_1^0}) \leq m_\zeta^2.$$

しかし、観測できるのは  
見えない粒子の運動量  
の和のみ

$$m_T^2(\mathbf{p}_T^b, \mathbf{p}_T^\beta; m_{\tilde{\chi}_1^0}) \leq m_\zeta^2.$$

$$\mathbf{p}_T = (p_x, p_y, 0) \quad E_T = \sqrt{|\mathbf{p}_T|^2 + m^2}$$

$$m_T^2(\mathbf{p}_T^a, \mathbf{p}_T^\alpha; m_{\tilde{\chi}_1^0}) \equiv m_a^2 + m_{\tilde{\chi}_1^0}^2 + 2[E_T^a E_T^\alpha - \mathbf{p}_T^a \mathbf{p}_T^\alpha] \leq m_a^2 + m_{\tilde{\chi}_1^0}^2 + 2[E_T^a E_T^\alpha \cos \Delta\eta - \mathbf{p}_T^a \mathbf{p}_T^\alpha] \\ = (p_a + p_\alpha)^2 = m_\zeta^2$$

# Top partner の質量測定

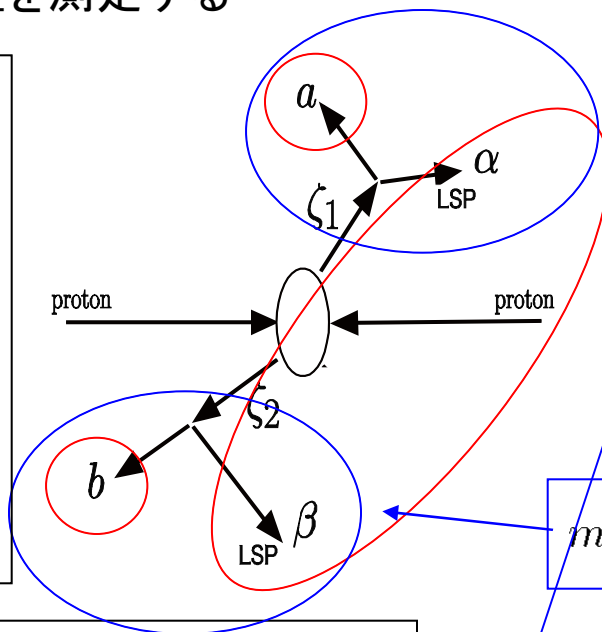
$m_{T2}$  variable を使って質量を測定する

1.  $\cancel{E}_T$  の可能な分け方  
全てを考える

2. その分け方について  
2つの  $m_T$  を計算する

3. 2つのうち大きい方をとる

4. 分け方についての最小値  
が求めるもの



$$m_T^2(\mathbf{p}_T^a, \cancel{\mathbf{p}}_T^\alpha; m_{\tilde{\chi}_1^0}) \leq m_\zeta^2.$$

しかし、観測できるのは  
見えない粒子の運動量  
の和のみ

$$m_T^2(\mathbf{p}_T^b, \cancel{\mathbf{p}}_T^\beta; m_{\tilde{\chi}_1^0}) \leq m_\zeta^2.$$

$$\mathbf{p}_T = (p_x, p_y, 0) \quad E_T = \sqrt{|\mathbf{p}_T|^2 + m^2}$$

$$m_T^2(\mathbf{p}_T^a, \cancel{\mathbf{p}}_T^\alpha; m_{\tilde{\chi}_1^0}) \equiv m_a^2 + m_{\tilde{\chi}_1^0}^2 + 2[E_T^a \cancel{E}_T^\alpha - \mathbf{p}_T^a \cancel{\mathbf{p}}_T^\alpha] \leq m_a^2 + m_{\tilde{\chi}_1^0}^2 + 2[E_T^a \cancel{E}_T^\alpha \cos \Delta\eta - \mathbf{p}_T^a \cancel{\mathbf{p}}_T^\alpha] = (p_a + p_\alpha)^2 = m_\zeta^2$$

$$m_{T2}^2(\mathbf{p}_T^a, \mathbf{p}_T^b, \cancel{\mathbf{p}}_T; m_{\tilde{\chi}_1^0}) \equiv \min_{\cancel{\mathbf{p}}_T^\alpha + \cancel{\mathbf{p}}_T^\beta = \cancel{\mathbf{p}}_T} \left[ \max \left\{ m_T^2(\mathbf{p}_T^a, \cancel{\mathbf{p}}_T^\alpha; m_{\tilde{\chi}_1^0}), m_T^2(\mathbf{p}_T^b, \cancel{\mathbf{p}}_T^\beta; m_{\tilde{\chi}_1^0}) \right\} \right] \leq m_\zeta^2$$

transverseな観測量と、質量のみから決まる量

# Top partner の質量測定

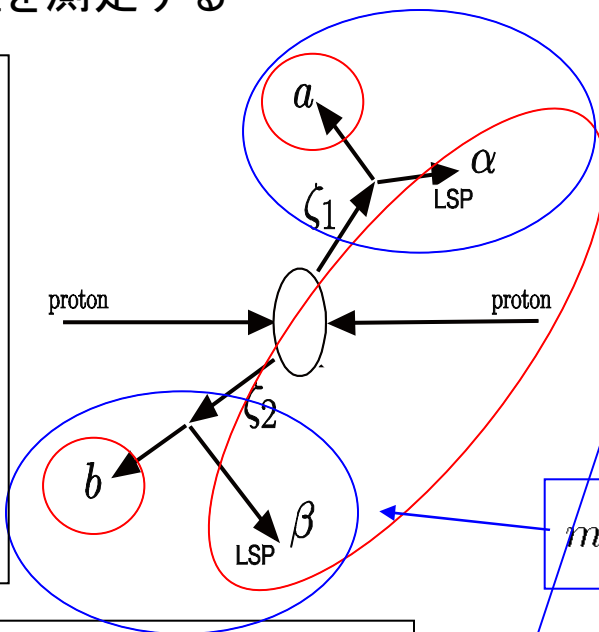
$m_{T2}$  variable を使って質量を測定する

1.  $\cancel{E}_T$  の可能な分け方  
全てを考える

2. その分け方について  
2つの $m_T$ を計算する

3. 2つのうち大きい方をとる

4. 分け方についての最小値  
が求めるもの



$$m_T^2(\mathbf{p}_T^a, \cancel{\mathbf{p}}_T^\alpha; m_{\tilde{\chi}_1^0}) \leq m_\zeta^2.$$

しかし、観測できるのは  
見えない粒子の運動量  
の和のみ

$$m_T^2(\mathbf{p}_T^b, \cancel{\mathbf{p}}_T^\beta; m_{\tilde{\chi}_1^0}) \leq m_\zeta^2.$$

$$\mathbf{p}_T = (p_x, p_y, 0) \quad E_T = \sqrt{|\mathbf{p}_T|^2 + m^2}$$

$$m_T^2(\mathbf{p}_T^a, \cancel{\mathbf{p}}_T^\alpha; m_{\tilde{\chi}_1^0}) \equiv m_a^2 + m_{\tilde{\chi}_1^0}^2 + 2[E_T^a \cancel{E}_T^\alpha - \mathbf{p}_T^a \cancel{\mathbf{p}}_T^\alpha] \leq m_a^2 + m_{\tilde{\chi}_1^0}^2 + 2[E_T^a \cancel{E}_T^\alpha \cos \Delta\eta - \mathbf{p}_T^a \cancel{\mathbf{p}}_T^\alpha] \\ = (p_a + p_\alpha)^2 = m_\zeta^2$$

$$m_{T2}^2(\mathbf{p}_T^a, \mathbf{p}_T^b, \cancel{\mathbf{p}}_T; m_{\tilde{\chi}_1^0}) \equiv \min_{\cancel{\mathbf{p}}_T^\alpha + \cancel{\mathbf{p}}_T^\beta = \cancel{\mathbf{p}}_T} \left[ \max \left\{ m_T^2(\mathbf{p}_T^a, \cancel{\mathbf{p}}_T^\alpha; m_{\tilde{\chi}_1^0}), m_T^2(\mathbf{p}_T^b, \cancel{\mathbf{p}}_T^\beta; m_{\tilde{\chi}_1^0}) \right\} \right] \leq m_\zeta^2$$

transverseな観測量と、質量のみから決まる量

全ての可能な分け方の中で最小のもの

‘全ての’ は正しい分け方を含んでいる

# Top partner の質量測定

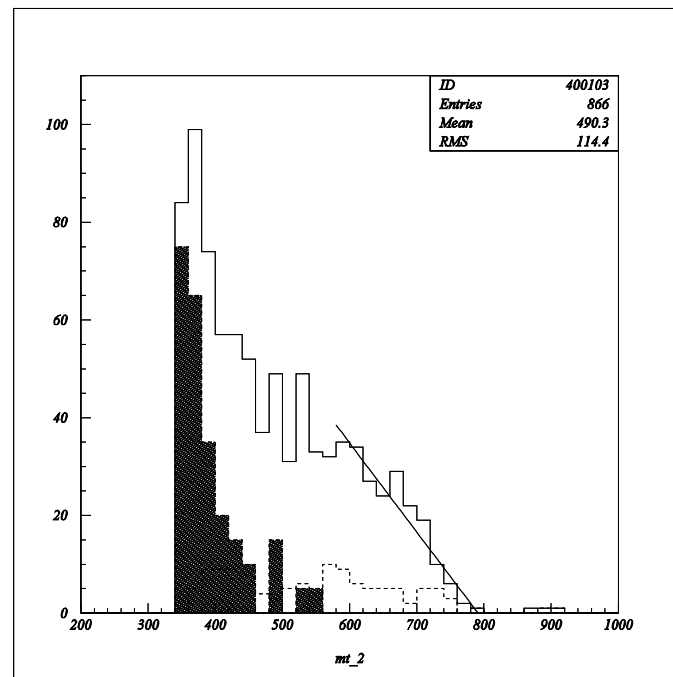
今、2つのtopの運動量がリコンストラクトできているので、

mt2 分布を見ると、

( $A_H$ の質量は正しいものがわかっているとして)

Endpoint  $\sim 800$  GeV

	$m_{T-}$	$A_H$	$m_t$
Point	800.19	151.79	175.00



ジェットイベントを用いてトップパートナーの質量を測定できる

$$m_{T2}^2(\mathbf{p}_T^a, \mathbf{p}_T^b, \mathbf{p}_T; m_{\tilde{\chi}_1^0}) \equiv \min_{\mathbf{p}_T^\alpha + \mathbf{p}_T^\beta = \mathbf{p}_T} \left[ \max \left\{ m_T^2(\mathbf{p}_T, \mathbf{p}_T^\alpha; m_{\tilde{\chi}_1^0}), m_T^2(\mathbf{p}_T, \mathbf{p}_T^\beta; m_{\tilde{\chi}_1^0}) \right\} \right] \leq m_\zeta^2$$

transverseな観測量と、質量のみから決まる量

全ての可能な分け方の中で最小のもの

← ‘全ての’ は正しい分け方を含んでいる



# トツプの偏極測定

# LHTでのトップの偏極

$$\mathcal{L} = i \frac{2g'}{5} \cos \theta_H \bar{T}_- A_H (\sin \beta P_L + \sin \alpha P_R) t \quad \sin \alpha \simeq \frac{m_t v}{m_{T_-} f}, \gg \sin \beta \simeq \frac{m_t^2 v}{m_{T_-}^2 f}$$

- $T_-$  の崩壊からきたトップは右巻きに偏極
- MSSM (mSUGRA). ( $\tilde{t}_1 \sim \tilde{t}_R \rightarrow t_R$ )でも似ている
- 偏極を調べるのは重要

トップは完全に右巻きに偏極と仮定 (helicity = +).  
 b は massless. ( $b_L$  のみ作られる)

Polarized top decay

Gordon L. Kane, G.A. Ladinsky, C.P. Yuan PRD45(1992)

$$t_R \rightarrow b_L W_{0,-}^+ \rightarrow b_L (jj)_{0,-}$$

$t$   $W$   $b$

$\mathcal{M}_{+0-}$	$= \sqrt{2m_t E_b} \sqrt{\frac{1+\beta}{1-\beta}} \cos \frac{\theta}{2} e^{i\phi}$	<b>b direction</b> backward
$\mathcal{M}_{+--}$	$= -\sqrt{2m_t E_b} \sqrt{2} \sin \frac{\theta}{2} e^{2i\phi}$	forward
$\mathcal{M}_{-0-}$	$= \sqrt{2m_t E_b} \sqrt{\frac{1+\beta}{1-\beta}} \sin \frac{\theta}{2}$	forward
$\mathcal{M}_{---}$	$= \sqrt{2m_t E_b} \sqrt{2} \cos \frac{\theta}{2} e^{i\phi}$	backward

各々のヘリシティの組のアンプリチュードが求められる。

$\Theta$ はトップの方向に対するW の方向 (トップの静止系)

b-jet の分布が観測可能

# b-jet distribution

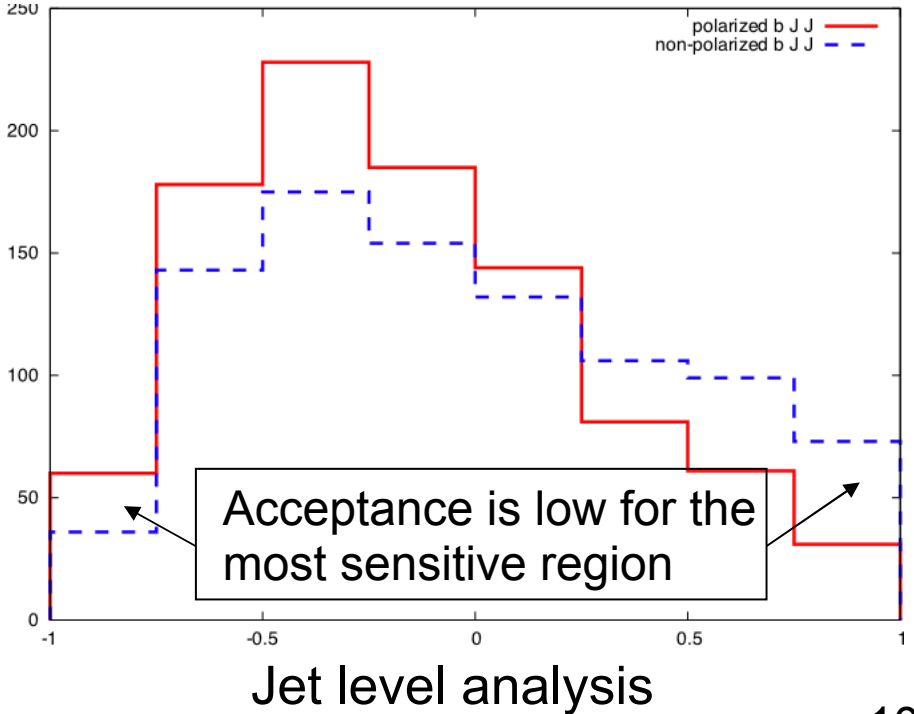
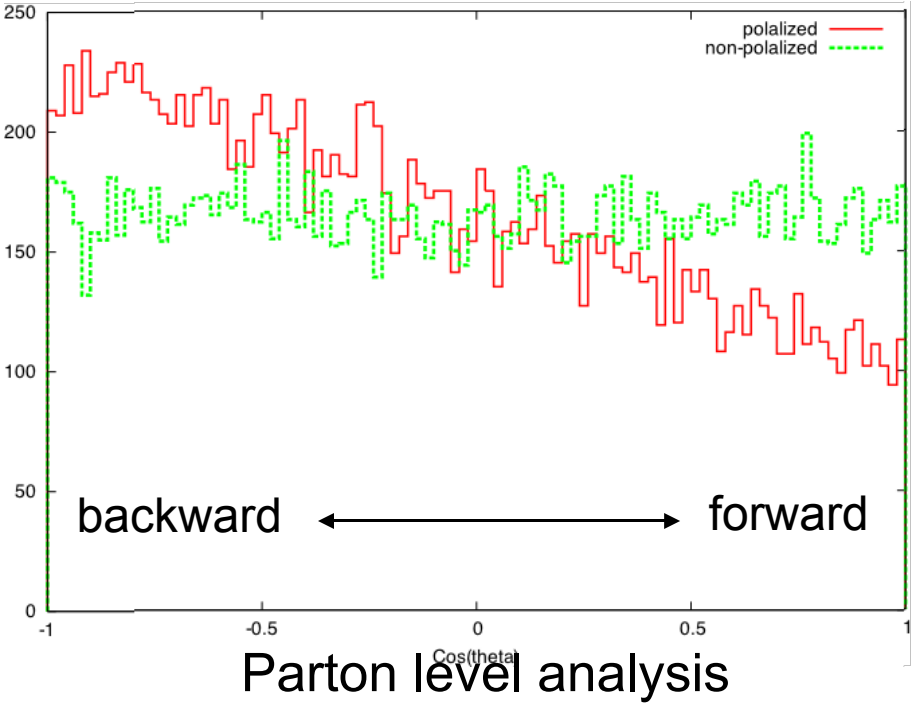
トップの静止系に戻って分布を見る

$\mathcal{M}_{+0-} = \sqrt{2m_t E_b} \sqrt{\frac{1+\beta}{1-\beta}} \cos \frac{\theta}{2} e^{i\phi}$	<b>b direction</b>	<b>backward</b>	$\sim 4.78$
$\mathcal{M}_{+--} = -\sqrt{2m_t E_b} \sqrt{2} \sin \frac{\theta}{2} e^{2i\phi}$		<b>forward</b>	$\sim 2$
$\mathcal{M}_{-0-} = \sqrt{2m_t E_b} \sqrt{\frac{1+\beta}{1-\beta}} \sin \frac{\theta}{2}$		<b>forward</b>	
$\mathcal{M}_{---} = \sqrt{2m_t E_b} \sqrt{2} \cos \frac{\theta}{2} e^{i\phi}$		<b>backward</b>	

$$\beta = \frac{m_t^2 - m_W^2}{m_t^2 + m_W^2}$$

$$E_b = \frac{m_t^2 - m_W^2}{2m_t}$$

## 3jet イベントのみ解析



# Jet asymmetry of W-jets

**b direction**

$$\begin{aligned}
 \mathcal{M}_{+0-} &= \sqrt{2m_t E_b} \sqrt{\frac{1+\beta}{1-\beta}} \cos \frac{\theta}{2} e^{i\phi} && \text{backward} \\
 \mathcal{M}_{+--} &= -\sqrt{2m_t E_b} \sqrt{2} \sin \frac{\theta}{2} e^{2i\phi} && \text{forward} \\
 \mathcal{M}_{-0-} &= \sqrt{2m_t E_b} \sqrt{\frac{1+\beta}{1-\beta}} \sin \frac{\theta}{2} && \text{forward} \\
 \mathcal{M}_{---} &= \sqrt{2m_t E_b} \sqrt{2} \cos \frac{\theta}{2} e^{i\phi} && \text{backward}
 \end{aligned}$$

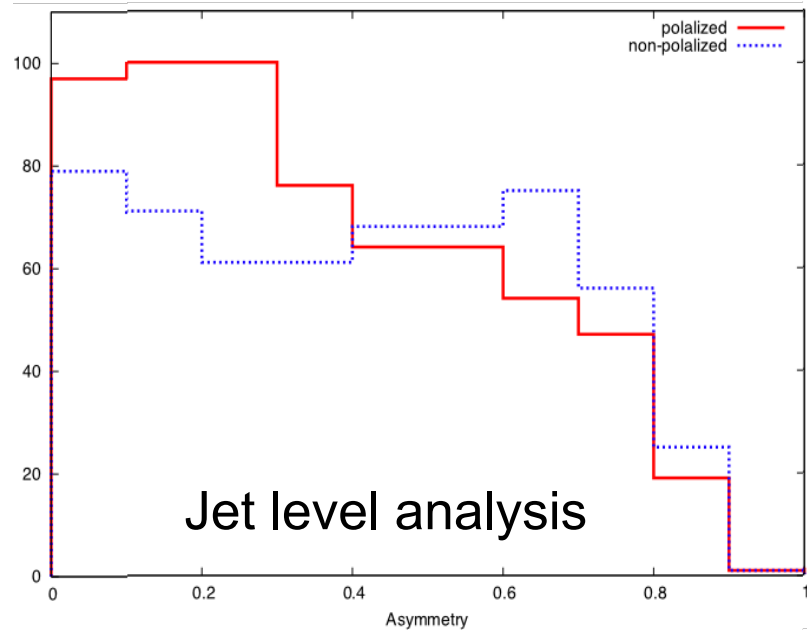
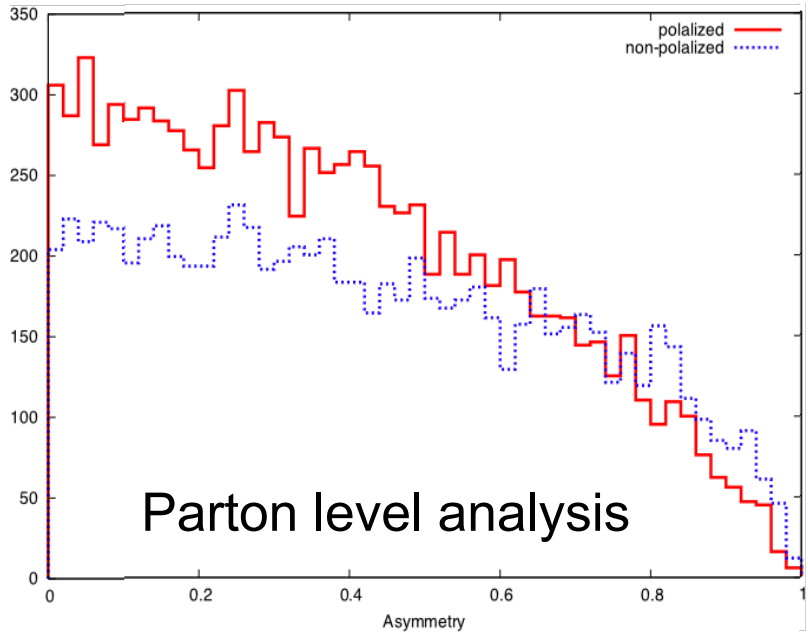
**jets direction**

$$\begin{aligned}
 \mathcal{M}_0 &\propto -\frac{\sin \theta^*}{\sqrt{2}} && \text{transverse} \\
 \mathcal{M}_- &\propto -e^{-i\phi^*} \left( \frac{1 - \cos \theta^*}{2} \right) && \text{longitudinal}
 \end{aligned}$$

$\theta^*$  is a jet direction to the W momenta at the rest frame of the W.

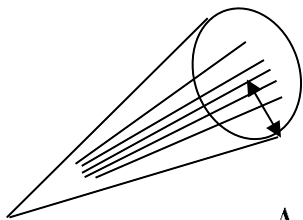
$$A = \frac{|p_{T1} - p_{T2}|}{p_{T1} + p_{T2}}$$

b-jetがbackwardに行っているイベントだけをとりだすと、トップがRならWのヘリシティは0に偏極している。  
 ジェットのアシンメトリーは0に近いイベントが多くなる。



# ジェット再構成アルゴリズムの比較

# コーンアルゴリズム



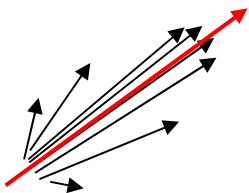
$\Delta R = 0.4$ が標準的

$$\Delta R = \sqrt{(\eta_1 - \eta_2)^2 + (\phi_1 - \phi_2)^2}$$

ある方向からの一定角度の範囲(コーン)の中にパートンシャワーが起き、元のパートンのエネルギーの大半が入ることを使う

強いアクティビティーを中心に円を描いて弱いものを取込む

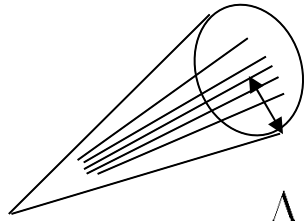
# クラスタリングアルゴリズム



パートンシャワーはソフトコリニアなシャワーを起こす確率が高い

弱いものから強いものにまとめていく

# コーンアルゴリズム



$\Delta R = 0.4$ が標準的

$$\Delta R = \sqrt{(\eta_1 - \eta_2)^2 + (\phi_1 - \phi_2)^2}$$

ある方向からの一定角度の範囲(コーン)の中にパートンシャワーが起き、元のパートンのエネルギーの大半が入ることを使う

## 普通のコーンアルゴリズム

Step1. 粒子のリストのセル (あるPt以上など)全てを "seed" (最初のコーンの方向)とする。

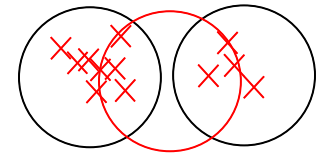
Step2. コーンに入ったセルの運動量を足し、その方向を新たにコーンの方向とする。

Step3. Step 2.を収束するまで繰り返す。

Step4. このようなコーン全てのリストから、そのコーン同士に重なりがあれば、まとめて一つのジェットにするか、分離して2つのジェットにするか決める。

Overlapp parameter :  $f$  ( $0 < f < 1$ )  $p_{i\&j} < f p_j$  なら2つに分ける(近い方に振り分ける)

しかし、収束する解が全て見つからないとは限らない。  
IR safeでない: ソフトなアクティビティが加わると変化する場合がある。



⇒ “midpoint” と呼ばれる方法

それでもまだ IRsafe でない。 ⇒ Seedlessな方法が良い

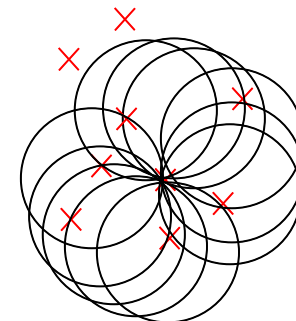
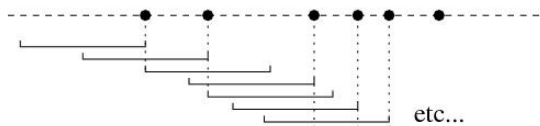
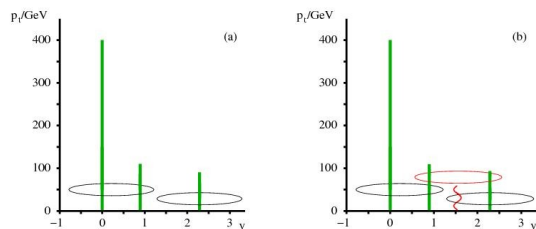
# コーンアルゴリズム

## SISConeアルゴリズム

種から最初のtrial コーンを作らない“seedless”な方法 (IR safe)。

基本的アイデア: 粒子のリストの全ての部分集合を考え、  
それが収束するコーンになっているか考える。

### 1次元の場合

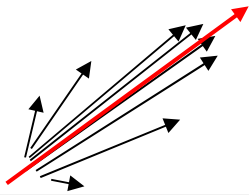


収束するコーンを全て求め、Split-merge step の部分は普通のコーンアルゴリズムと同じ。

overlap parameterは0.75が良いらしい。



# クラスタリングアルゴリズム

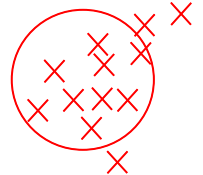


パートンがパートンシャワーを起こす際、元のパートンからの角度が広がるほど弱いアクティビティーになることを使う。

## kt アルゴリズム

セルのペア  $(i, j)$  全てについて次の量を計算 (Rはコーンサイズに対応する)

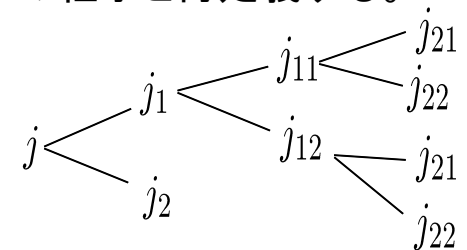
$$d_{kB} = p_{Tk}^2, \quad d_{lB} = p_{Tl}^2, \quad R_{kl}^2 = (\eta_k - \eta_l)^2 + (\phi_k - \phi_l)^2$$
$$d_{kl} = \min(p_{Tk}^2, p_{Tl}^2) R_{kl}^2 / R^2$$



これらの中で最小のものが  $d_{kl}$  なら  $k, l$  の運動量を足し合わせて一つの粒子と再定義する。

この中で最小のものが  $d_{kB}$  ならその運動量をジェットとする。

弱いアクティビティーを近くの強いアクティビティーにくっつけていく



問題点: ptが小さい場合には、かなり遠くのアクティビティーも拾ってしまう。(Splash in)

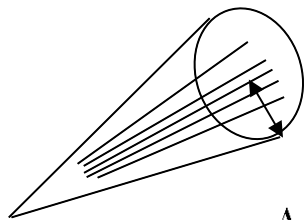
Cambridge アルゴリズム 基本的にはktと同じアルゴリズムだが、 $d_{kB}, d_{kl}$  の定義が異なっている

$$d_{kB} = 1, \quad d_{lB} = 1, \quad d_{kl} = R_{kl}^2 / R^2$$

クラスタリングアルゴリズムでは  $O(N^3)$  の計算量が必要だと単純には考えられるが  $O(N \ln N)$  の計算量で済む改良されたアルゴリズムが開発され、public codeとして公開されている(FastJet)。

ジェットの定義を変えると、測定結果が変わるため4つを比較したい。

# コーンアルゴリズム



$\Delta R = 0.4$ が標準的

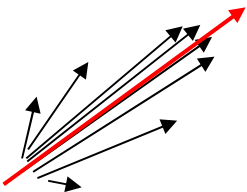
$$\Delta R = \sqrt{(\eta_1 - \eta_2)^2 + (\phi_1 - \phi_2)^2}$$

ある方向からの一定角度の範囲(コーン)の中にパートンシャワーが起き、元のパートンのエネルギーの大半が入ることを使う

Seed を使う。 → IR safeでない。

midpoint, Seedless Coneなど改良されてきた。

# クラスタリングアルゴリズム



パートンがパートンシャワーを起こす際、元のパートンからの角度が広がるほど弱いアクティビティーになることを使う。

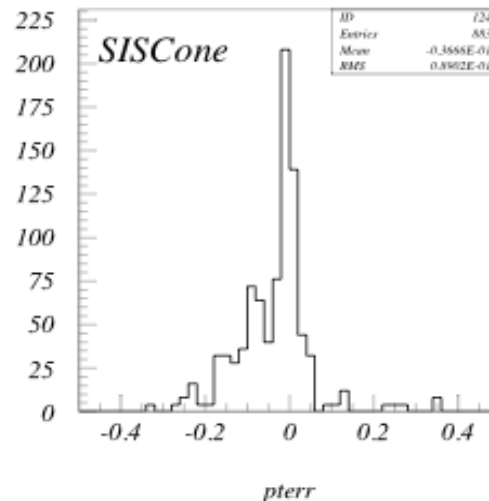
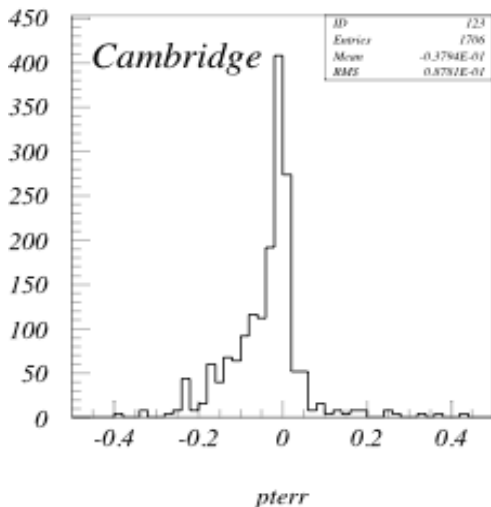
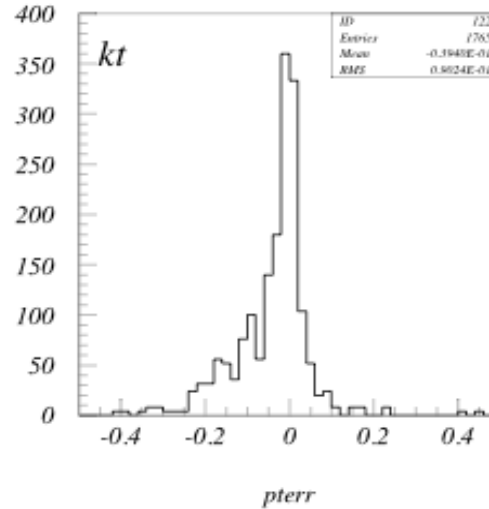
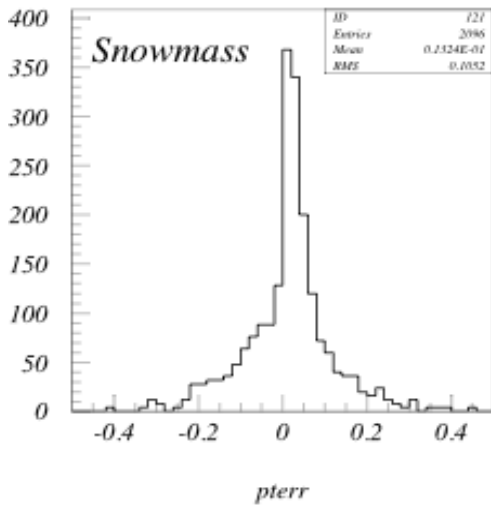
kt アルゴリズム

QCDで、ソフトコリニアースに発散があることと対応

Cambridge アルゴリズム

Splash inの寄与があるので、UEがある場合は問題  
Cambridge アルゴリズムの方が良さそう。

# パートンとの一致 (b-ジェット)



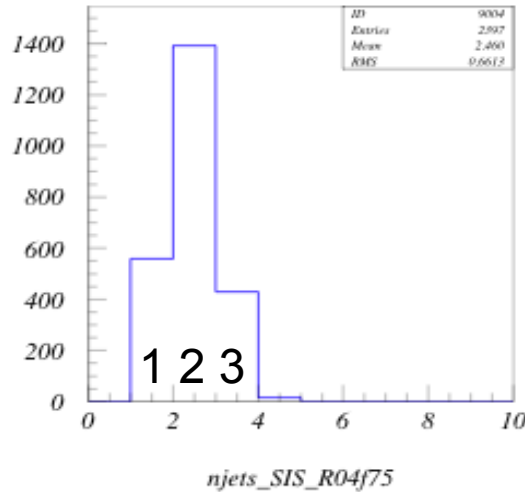
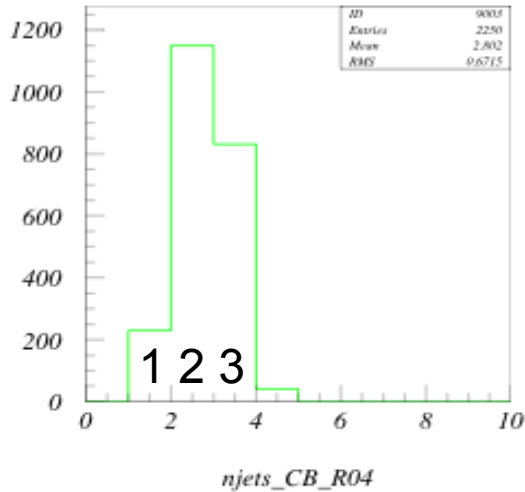
b-パートンのpTとb-ジェットのpTの差をb-ジェットのpTで割ったもの

Snowmass Cone はレゾリューションが悪く、上にもテールがある。  
他のジェットからのアクティビティが入ってしまっている。

基本的にKT、CBは同じ。  
下にテールが出るのは、  
セミレプトニック崩壊の寄与

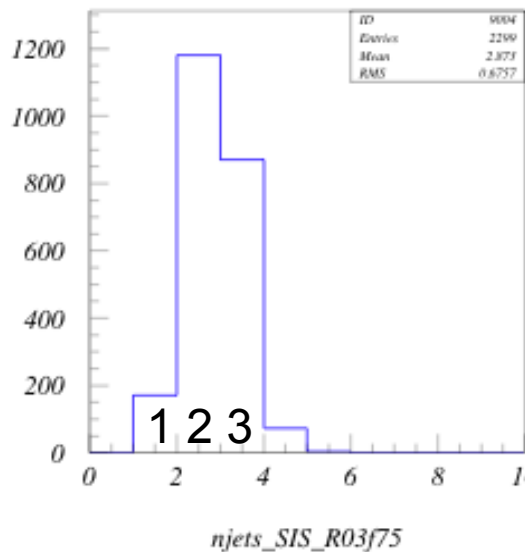
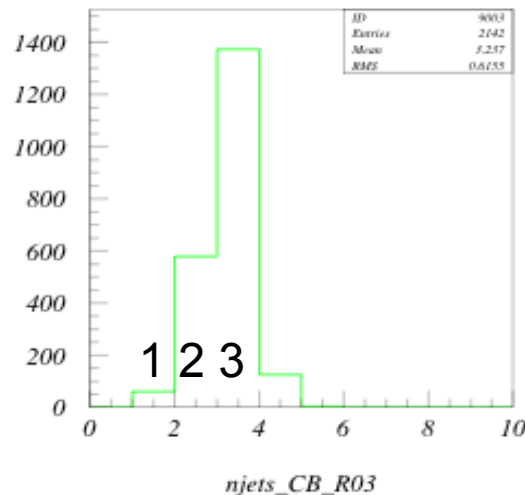
SISConeも悪くはない  
しかし、3ジェットイベントの数が少ない。

# ジェットの数の分布



SISConeでは3ジェットを2ジェットにマージしてしまっている。

SISConeのパラメータを変えると、CB(R=0.4)と同じ様な結果を得ることができる。



しかし、CBもR=0.3でもっと3ジェットイベントの数を多くすることができる。

SISConeではパラメータを変えても難しい。Coneアルゴリズムの限界か。

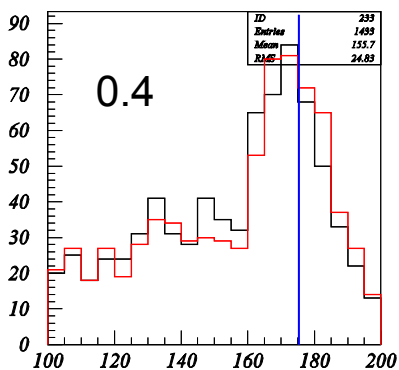
最適なRは局所的な状況にもよる。部分ごとにRを変えるようなアプローチも議論されている。

# アンダーラインイベントの影響

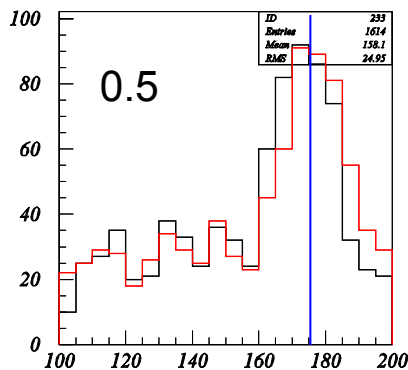
HERWIGのJIMMYを使って生成

アンダーラインイベントなし

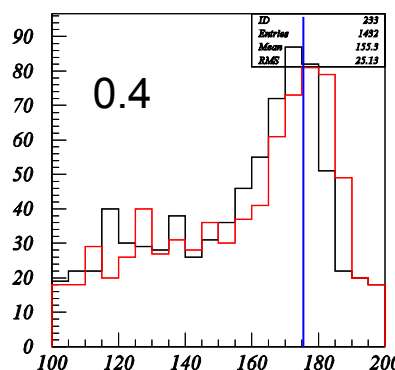
アンダーラインイベントあり



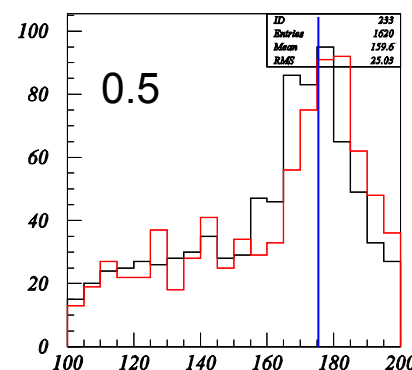
R=0.4



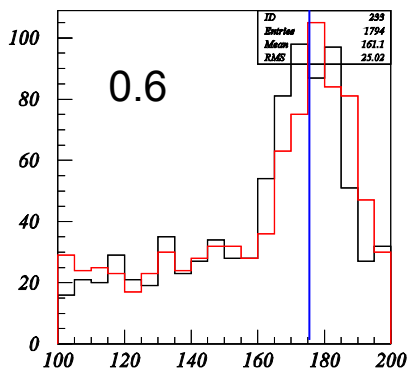
R=0.5



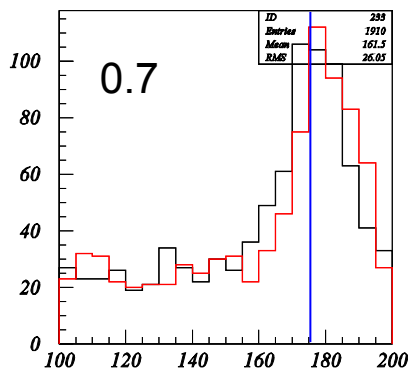
R=0.4



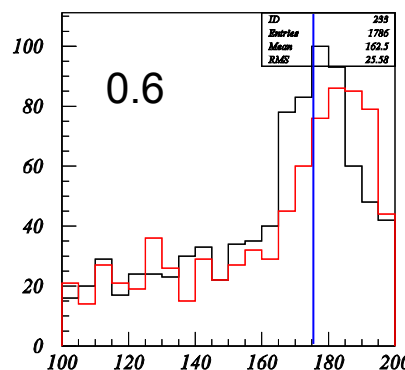
R=0.5



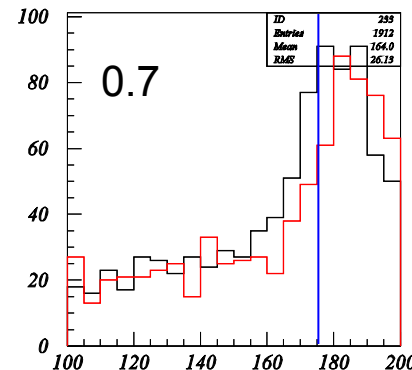
R=0.6



R=0.7



R=0.6



R=0.7

コーンサイズを0.4から0.7まで変化させた。黒がCB赤がKT

アンダーラインイベントのない場合、KTとCBの振る舞いは似ている

$$d_{kB} = p_{Tk}^2, \quad d_{lB} = p_{Tl}^2,$$

$$d_{kl} = \min(p_{Tk}^2, p_{Tl}^2) R_{kl}^2 / R^2$$

KTはアンダーラインイベントを多くとってきやすい。ピーク位置が175GeVから上にずれる。

# サブジェクト解析

# サブジェット解析

トップがブーストしすぎると従来のWを組んでから、b  
ジェットを組む方法では難しい

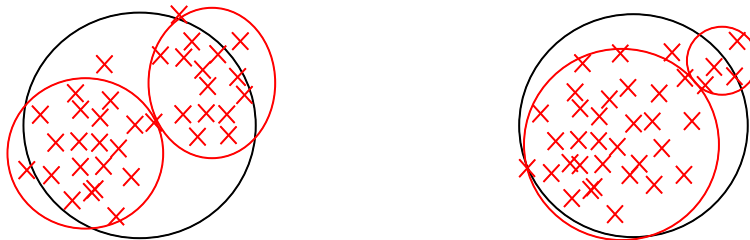
1ジェットにマージしているジェットの中の構造を見る  
ことがQCDジェットと区別するのに大事

Z、W、Hでも同様の状況

J.M.Butterworth, J. R. Ellis, A. R. Raklev

方法: kt アルゴリズムでジェットを再構成する ( $\Delta R = 0.7$ にする)

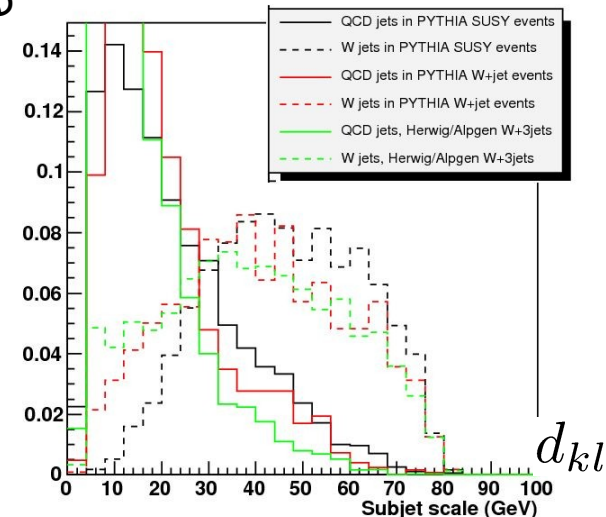
2つのサブジェットのptを比較



Wジェット: 同じ大きさ

QCDジェット: 片方が大きい

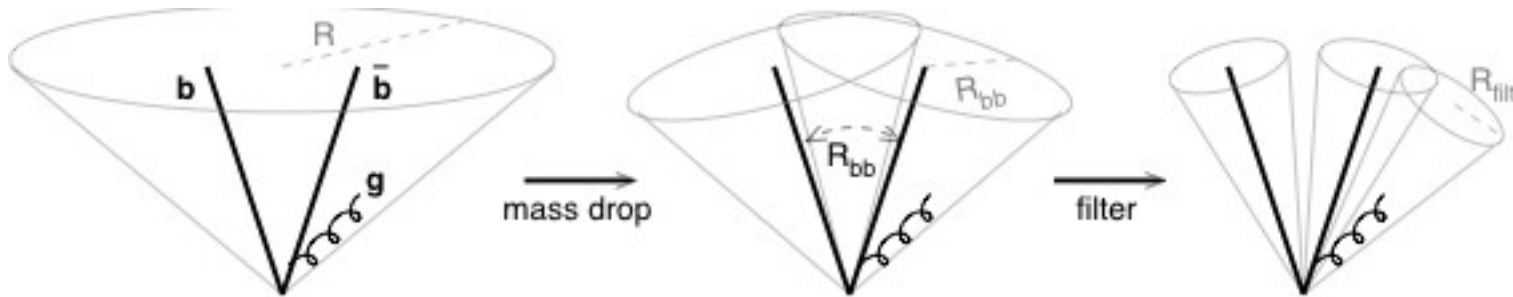
$$d_{kB} = p_{Tk}^2, \quad d_{lB} = p_{Tl}^2, \\ d_{kl} = \min(p_{Tk}^2, p_{Tl}^2) R_{kl}^2 / R^2$$



H→b bbarでHが比較的Ptが大きい場合(200GeV)

J.M.Butterworth, A. R. Davison, M. Rubin, G.P.Salam

彼らもケンブリッジを選んでいる



$\mu$ 、 $y_{cut}$ というパラメータ(0.67、0.09)

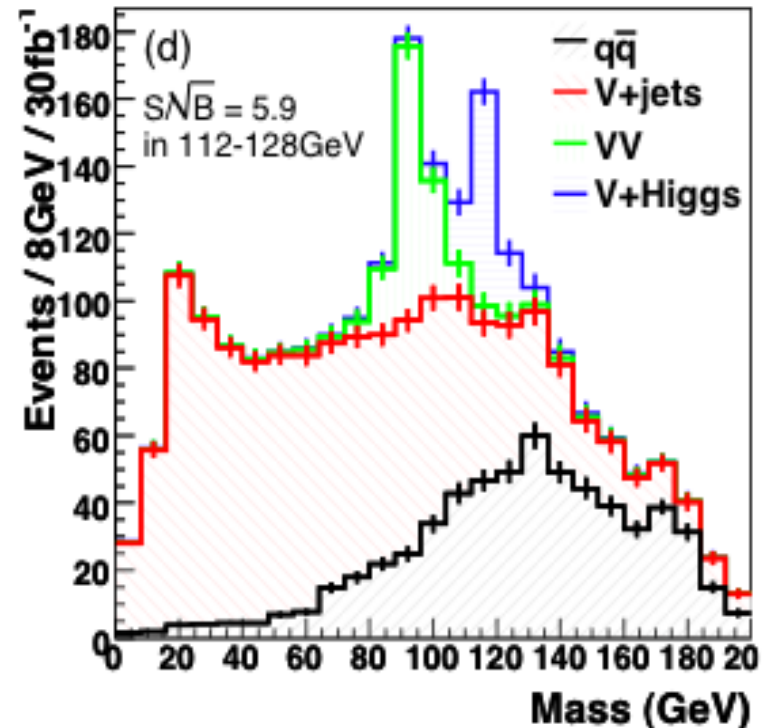
質量が一気に落ちる

$$m_{j2} < m_{j1}, \quad m_{j1} < \mu * m_j$$

2つのジェットが極端にはアシンメトリックでない

$$y = \frac{\min(p_{tj1}^2, p_{tj2}^2)}{m_j^2} \Delta R_{j1, j2}^2 > y_{cut}$$

更に、 $R_{filter} < R_{bb}$ を3ジェットになるまで小さくして、UEの影響を減らすこともできる。



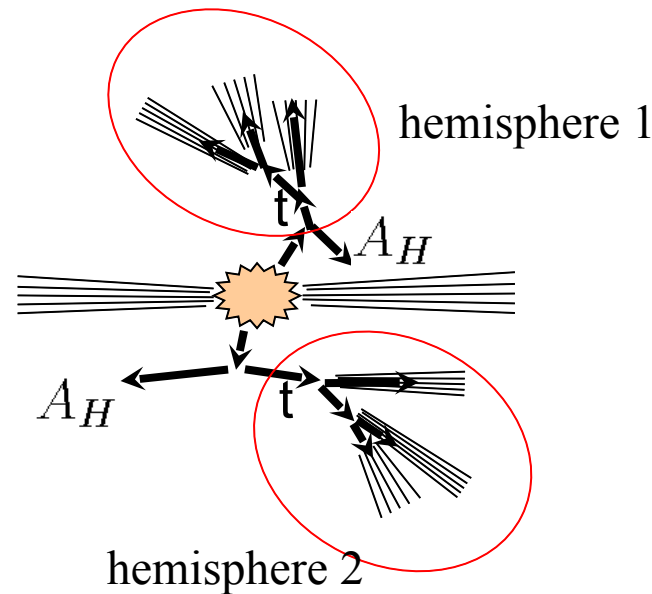


# Summary

- ブーストしたトップはLHCにおいて、様々な模型から予言される
- ブーストしたトップからのジェットイベントを用いて、LHTでのトップパートナーの質量や、偏極を測定した
- ジェットのアルゴリズムの違いについても見た。  
(Cambridgeが最も良さそう)
- 非常にブーストした場合にどうするかも考えないといけない  
(サブジェット解析など)

# Hemisphere analysis

高いPtを持つオブジェクトを2つのグループ(hemispheres)に分ける方法



Any  $p_{1i} \in \{p_{1k}\}$ ,  $p_{2i} \in \{p_{2k}\}$  satisfy the conditions

$$d(p_{ax}, p_i) \equiv \frac{(E_{ax} - |\mathbf{p}_{ax}| \cos \theta_i) E_{ax}}{(E_{ax} + E_i)^2}$$

( $\theta_i$  is the angle between  $\mathbf{p}_{ax}$  and  $\mathbf{p}_i$ ).

$$d(p_{1,ax}, p_{1i}) \leq d(p_{2,ax}, p_{1i}), \quad d(p_{2,ax}, p_{2i}) \leq d(p_{1,ax}, p_{2i}).$$

同じ方向のオブジェクトは同じヘミスフィアに分けられる傾向が強い

トップパートナーの崩壊から出たトップはとてもブーストしている

ブーストしたトップの崩壊生成物は方向が揃っている傾向が強い。

ttbarの場合はトップはそんなにブーストしていない。

	$m_{T-}$	$A_H$	$m_t$
Point	800.19	151.79	175.00

# Event selection

Mass spectrum

	$m_{T-}$	$A_H$	$m_t$
Point	800.19	151.79	175.00

イベントは HERWIG6.5を使って  $50\text{fb}^{-1}$  生成

## Summary of Cuts

$$\cancel{E} > 200\text{GeV} \quad \text{and} \quad \cancel{E} \geq 0.2M_{\text{eff}}.$$

一般的な SM イベントを落とすカット

$$n_{\text{lepton}} = 0$$

トップのセミレプトニック崩壊をカット

$$p_{T,H_1}, p_{T,H_2} > 200\text{GeV}.$$

トップがブーストしていることを要求  
( $t\bar{t}$ の寄与を落とす)

$$(p_{H_j} \equiv \sum_{i \in H_j} p_i)$$

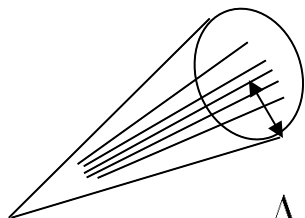
$$n_{\text{jet},H} \leq 3$$

他の QCD jetsの影響や、2つのトップが  
一つのヘミスフィアに入ったイベントを落とす  
(偏極の解析のため)

$50\text{fb}^{-1}$

	generated	$\cancel{E}, M_{\text{eff}} \text{ cut}$	$n_{\text{lep}} = 0$	$p_{T,H} \text{ cut}^*$	$n_{\text{jet},H} \leq 3$	$m_{H_1}$	$m_{H_2}$	$m_{H_1} \& m_{H_2}$	relaxed $m_{H_1} m_{H_2}$
$T-\bar{T}-$	8,550	6,590	4,384	2273	1433	437	380	118	708
$t\bar{t}$	23,150,000	199,640	88,540	9475	6835	2105	765	235	1835

# コーンアルゴリズム



$\Delta R = 0.4$ が標準的

$$\Delta R = \sqrt{(\eta_1 - \eta_2)^2 + (\phi_1 - \phi_2)^2}$$

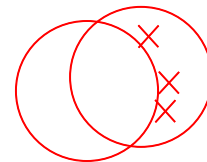
ある方向からの一定角度の範囲(コーン)の中にパートンシャワーが起き、元のパートンのエネルギーの大半が入ることを使う

## AcerDETのコーンアルゴリズム

- Step1. 粒子のリストの中から、最大のPtを持つセルを”seed”(最初のコーンの方向)とする。
- Step2. コーンに入ったセルの運動量を足し、その方向を新たにコーンの方向とする。
- Step3. Step 2.を収束するまで繰り返す、そのコーンをジェットとし、その構成粒子をリストからはずす。
- Step4. Step 1. から繰り返す。(但し、ある閾値以上の粒子が無くなったら辞める。)



コーンが重なった場合の振る舞いは悪い。三日月形になったりする。



先に収束するコーンを全て見つけておきたい。重なったら後で考えたい。