

ILCにおける トップ対閾値領域での研究

2015年7月21日

東北大学 修士1年

小澤清明

トップクォークについて

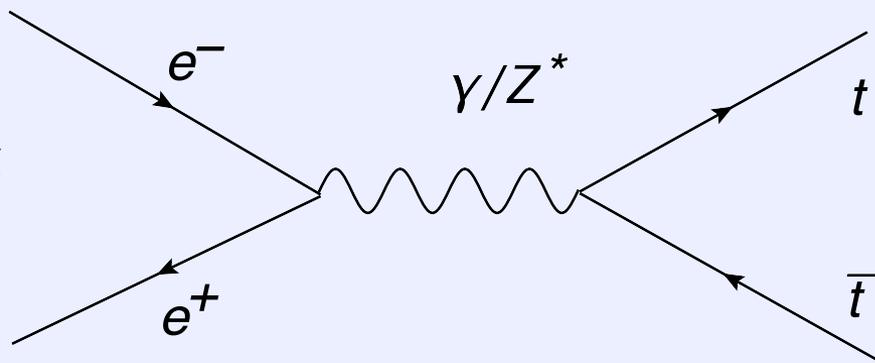
標準模型の中で一番重い素粒子。次の性質を持つ。

- ▶ エネルギースケールが大きいため漸近自由性から摂動計算が可能である。
- ▶ 寿命が短くハドロン化前に弱い相互作用によって崩壊する。



- ◆ 他のクォークと違い裸のクォークの性質を検証できる

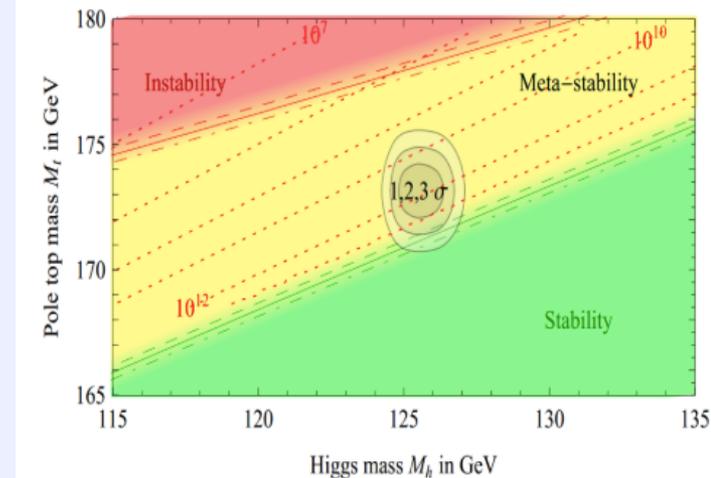
トップ対生成反応



トップの閾値領域から決められる パラメーター

トップ閾値領域で決められるパラメーターは次の4つ。

- ✓ トップの質量(m_t)
- ✓ 湯川結合(y_t)
- ✓ トップの崩壊幅(Γ_t 、正確には V_{tb})
- ✓ 強い相互作用の結合定数(α_s)



これらのパラメーターから新物理の探索ができる。
特にトップの質量は理論的にwell-definedな質量を得ることができるので、ヒッグス質量と共に真空の安定性に言及できる。

研究目的

トップから検証するパラメーターはトップの閾値付近での測定によって求めることができる。ILCでトップの閾値の検証から以下の方法を用いパラメーターを求める。

- 断面積測定 $\rightarrow m_t, \Gamma_t, y_t$
- トップ対生成の前後非対称性 $\rightarrow \Gamma_t, \alpha_s$

この2つのシミュレーション研究はILCの環境で行われている。

新たに

- ◆ トップの運動量測定 $\rightarrow \Gamma_t, \alpha_s$

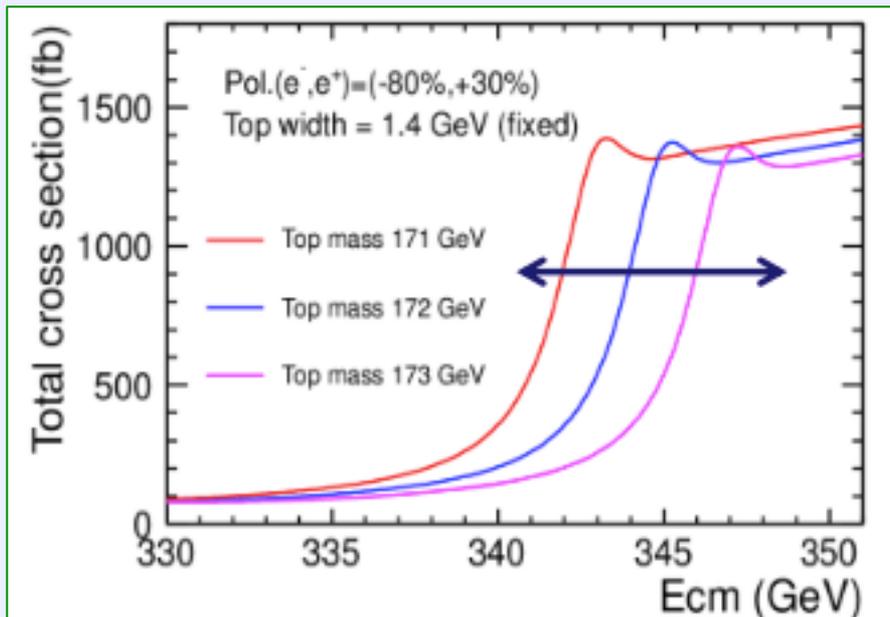
上記の三つの測定を組み合わせて四つのパラメーターを正確に決定する。

トップの断面積測定

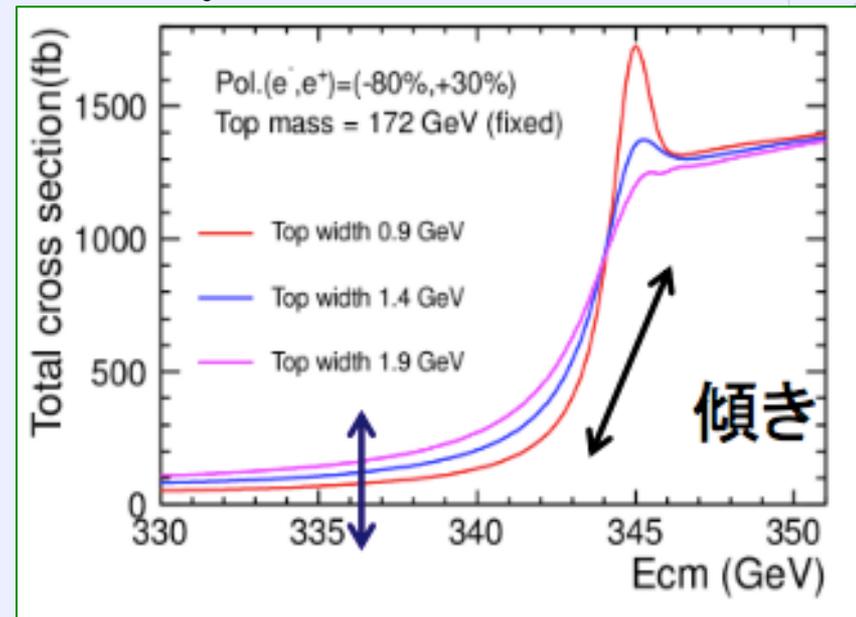
トップ対生成の断面積はトップの質量、崩壊幅、湯川結合、強い相互作用の結合定数等に依存する。

$$\sigma_{tt} \propto f(m_t, \Gamma_t, y_t, \alpha_s)$$

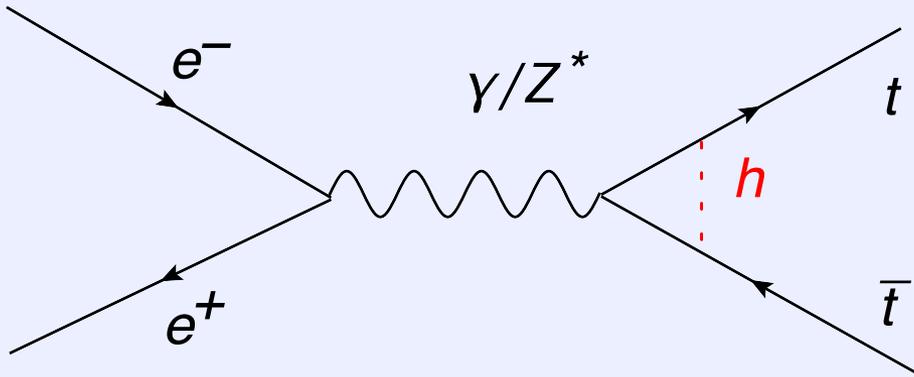
m_t



Γ_t

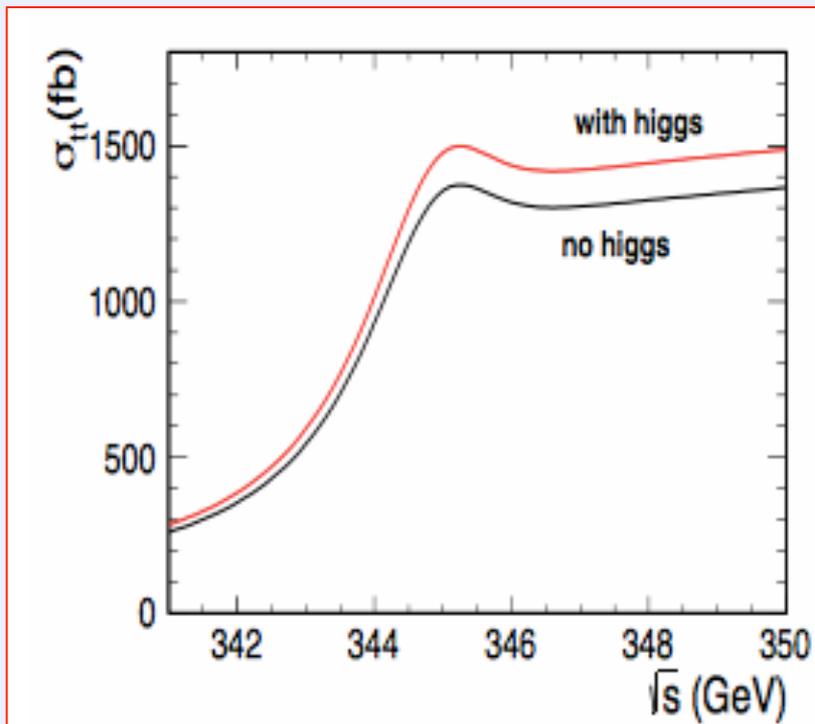


トップの断面積測定



対生成されたトップ対の間でヒッグスが交換され断面積が上昇する。

ヒッグスの交換が起きない断面積からの上昇幅を測ることで湯川結合を計測する。



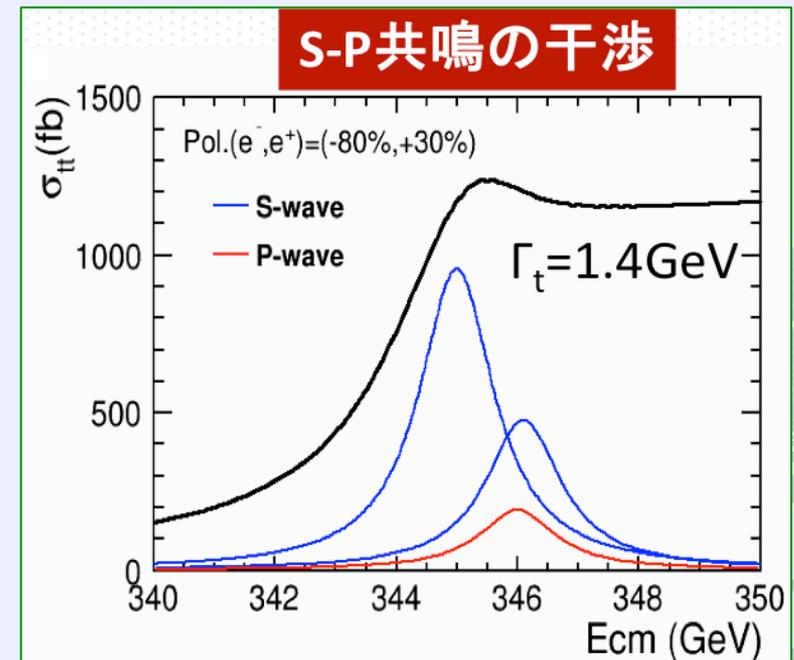
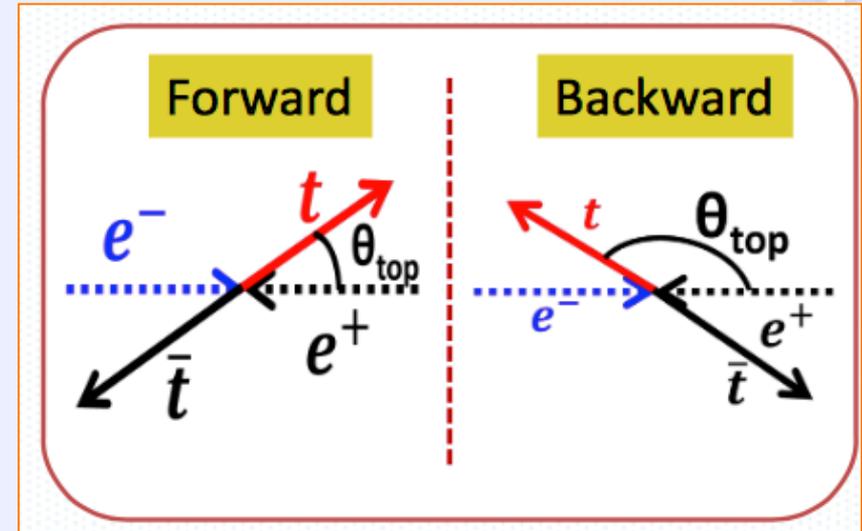
トップの前後非対称性

閾値付近ではトップ対がS共鳴とP共鳴の状態を取り得て、それらの共鳴の幅は Γ_t と α_s に寄る。

崩壊の際にS共鳴とP共鳴の干渉が起こり、前後非対称性が生じる。

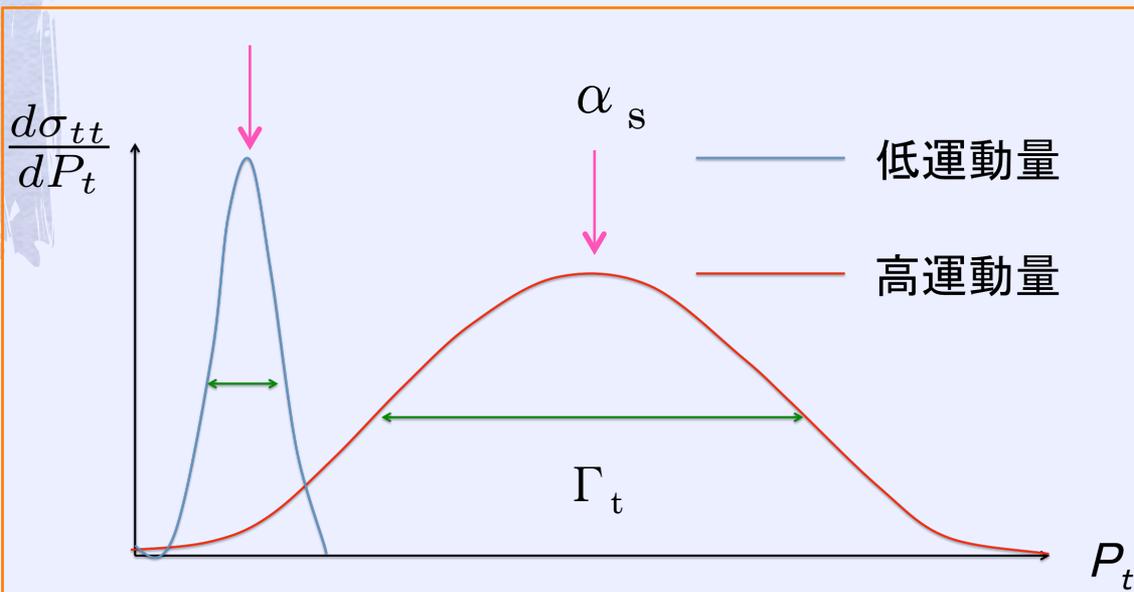
干渉の大きさは共鳴状態のoverlapに寄るため、 Γ_t と α_s に敏感である。

共鳴の間隔： α_s
干渉の大きさ： Γ_t



トップの運動量測定

運動量と $\frac{d\sigma_{tt}}{dP_t}$ の依存性をグラフにして Γ_t と α_s を求める。
運動量を測定することで以下のグラフが作れると予想される。



グラフの幅: Γ_t の関数
ピーク位置: α_s の関数

この測定と他の測定の数値を合わせて精度を上げたい

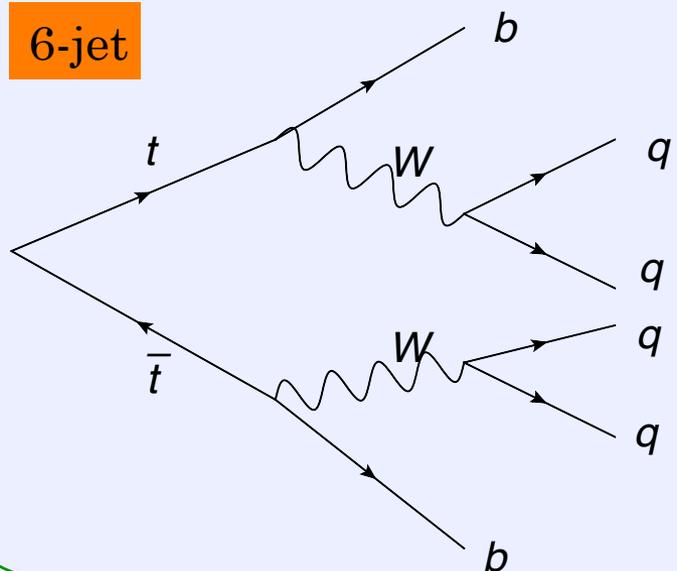
崩壊過程

トップはほぼ100% bクォークとWボソンに崩壊する。

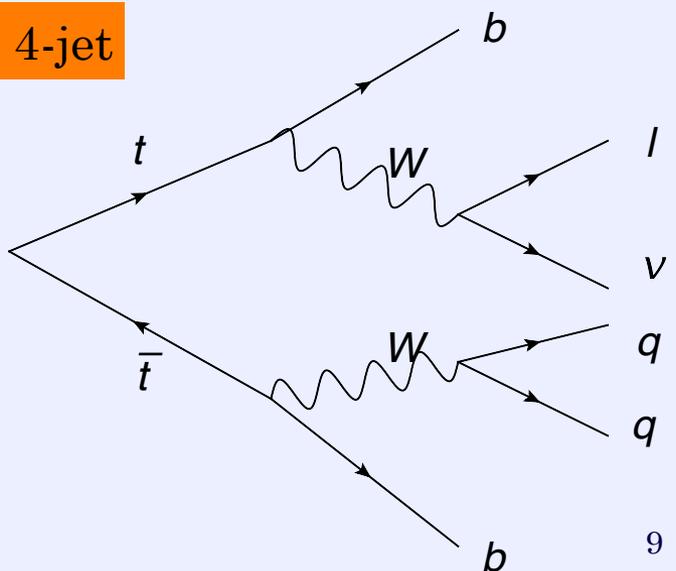
Wボソンの崩壊過程の中で確立の高い2つをシミュレーションで再構成して検証する。

崩壊分岐比	
6-jet	45%
4-jet	44%
2-jet	11%

6-jet



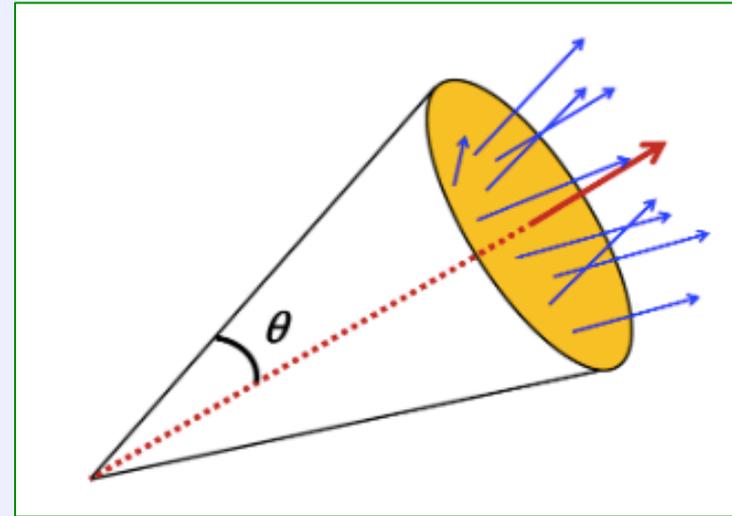
4-jet



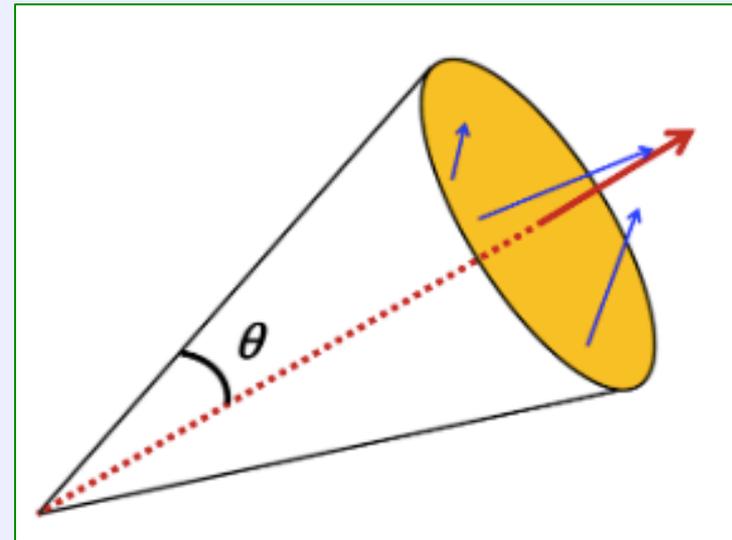
$l=e, \mu$

孤立レプトンの抽出

- ◆ 運動量の大きい荷電トラックの周りにコーンを作り、そのコーン中のエネルギーの大きさによって孤立レプトンかどうか識別する。
- ◆ コーンエネルギーはシャワーを起こしやすい粒子由来であれば大きくなる。よって孤立レプトン由来であればコーンエネルギーは小さくなる。



ジェット由来

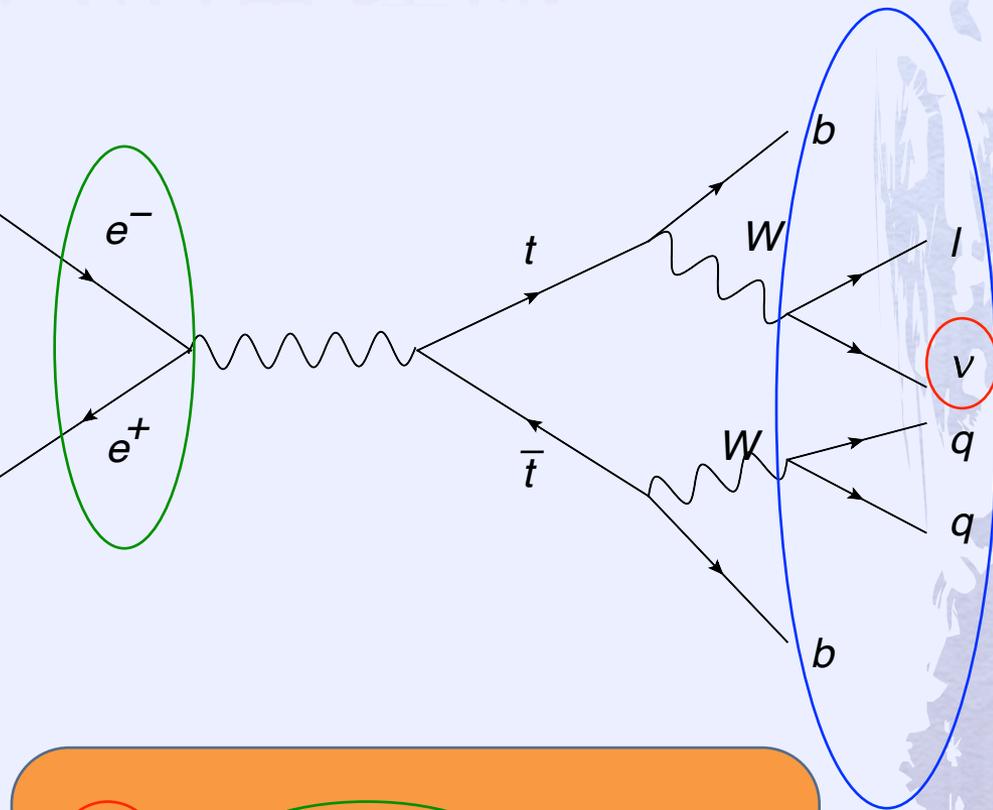


孤立レプトン由来 ¹⁰

ニュートリノの再構成

ニュートリノは透過性が高く、検出器で捉えることが難しい。

既知である e^-e^+ の四元運動量からニュートリノ以外の粒子の運動量を引いてニュートリノのエネルギーを求める。



$$P_\nu = P_{e^+} + P_{e^-} - (P_b + P_b + P_q + P_q + P_l)$$

ジェットの再構成

- ◆ ボトムクォークとWボゾンの再構成からトップクォークを再構成する。
- ◆ もっともよいジェットの組み合わせを選ぶために χ^2 を次のように定義して χ^2 が最小になる組み合わせを探す

$$\chi_{6-Jet}^2 = \frac{(m_t - m_{3jet})^2}{\sigma_{m_t}^2} + \frac{(m_t - m_{3jet'})^2}{\sigma_{m_t}^2} + \frac{(m_w - m_{2jet})^2}{\sigma_{m_w}^2} + \frac{(m_w - m_{2jet'})^2}{\sigma_{m_w}^2}$$
$$\chi_{4-Jet}^2 = \frac{(m_t - m_{3jet})^2}{\sigma_{m_t}^2} + \frac{(m_t - m_{j+l+\nu})^2}{\sigma_{m_t}^2} + \frac{(m_w - m_{2jet})^2}{\sigma_{m_w}^2}$$

今後

- ◆ トップ運動量のシミュレーション研究から Γt と αs を得る。



- ◆ ビームの広がりによる系統誤差が支配的なので、系統誤差の見積もり
- ◆ 各測定結果を合わせることで精度よくパラメーターの数値を求める。

Backup

漸近自由性

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - n_f) \ln\left(\frac{Q^2}{\Lambda_{QCD}}\right)} \quad \begin{array}{l} Q: \text{運動量} \\ n_f: \text{フレーバー数} \end{array}$$

Λ_{QCD} は α_s が発散するエネルギースケール。摂動計算は α_s で展開するので、エネルギースケールが Λ_{QCD} より充分大きいと α_s が小さくなり、摂動計算が可能になる。

$$\Gamma(t \rightarrow bW) = \frac{G_F}{8\pi\sqrt{2}} m_t^3 (1-x^2) \left[(1+x^2-2x^4)(f_{1L}^2 + f_{1R}^2) \right. \\ \left. + (2-x^2-x^4)(f_{2L}^2 + f_{2R}^2) + 6x(1-x^2)(f_{1L}^2 f_{2R}^2 + f_{2L}^2 f_{1R}^2) \right]$$

$X = m_w/m_t$

f_{1L} : Wと左巻き粒子の相互作用

f_{1R} : Wと右巻き粒子の相互作用

f_{2L} : 新粒子と左巻き粒子の結合、SMで禁止された結合

f_{2R} : 新粒子と右巻き粒子の結合、SMで禁止された結合

SMでは $f_{1L} = 1$ 、 $f_{1R} = f_{2L} = f_{2R} = 0$

ジェット再構成

以下の式が最小になる組み合わせを同じ粒子由来としてみなす

$$Y_{ij} = \frac{2\min(E_i, E_j)(1 - \cos\theta_{ij})}{E_{vis}^2}$$

E_i, E_j : 粒子*i, j*のエネルギー

θ_{ij} : 粒子*i, j*の成す角

E_{vis} : 可視エネルギー

背景事象

主な背景事象は以下の3つ

