

LHC での二光子生成過程の整合性のとれた イベント生成

17pSD-8

尾高 茂、栗原 良将

高エネルギー加速器研究機構 (KEK)

shigeru.odaka@kek.jp

前回学会 (新潟大) で話すはずだったこと

Non-resonant (QED) $\gamma\gamma$ 生成は LHC での $H \rightarrow \gamma\gamma$ study の大きな background

$qg \rightarrow \gamma\gamma + q$ の寄与が非常に大きい

まともな評価を行うには 1 jet まで含む event generator が必要

1-jet event generator では double count の回避と発散の有限化が必要

GR@PPA での jet matching:

1-jet ME (matrix element) から発散項を数値的に除去 (LLL subtraction)

発散項は 0-jet ME \otimes PS (parton shower) で有限化

$qg \rightarrow \gamma\gamma + q$ には initial-state QCD 発散だけでなく、final-state QED 発散もある

⇒ GR@PPA 2.8 の initial-state QCD matching を final-state QED matching に拡張

$qg \rightarrow \gamma\gamma + q$ の final-state QED 発散に対応する 0-jet (non-radiative) process は $qg \rightarrow \gamma + q$

PS がもう一つの γ を生成 (fragmentation process)

QED を含む PS が必要

暫定的に PYTHIA PS を使用



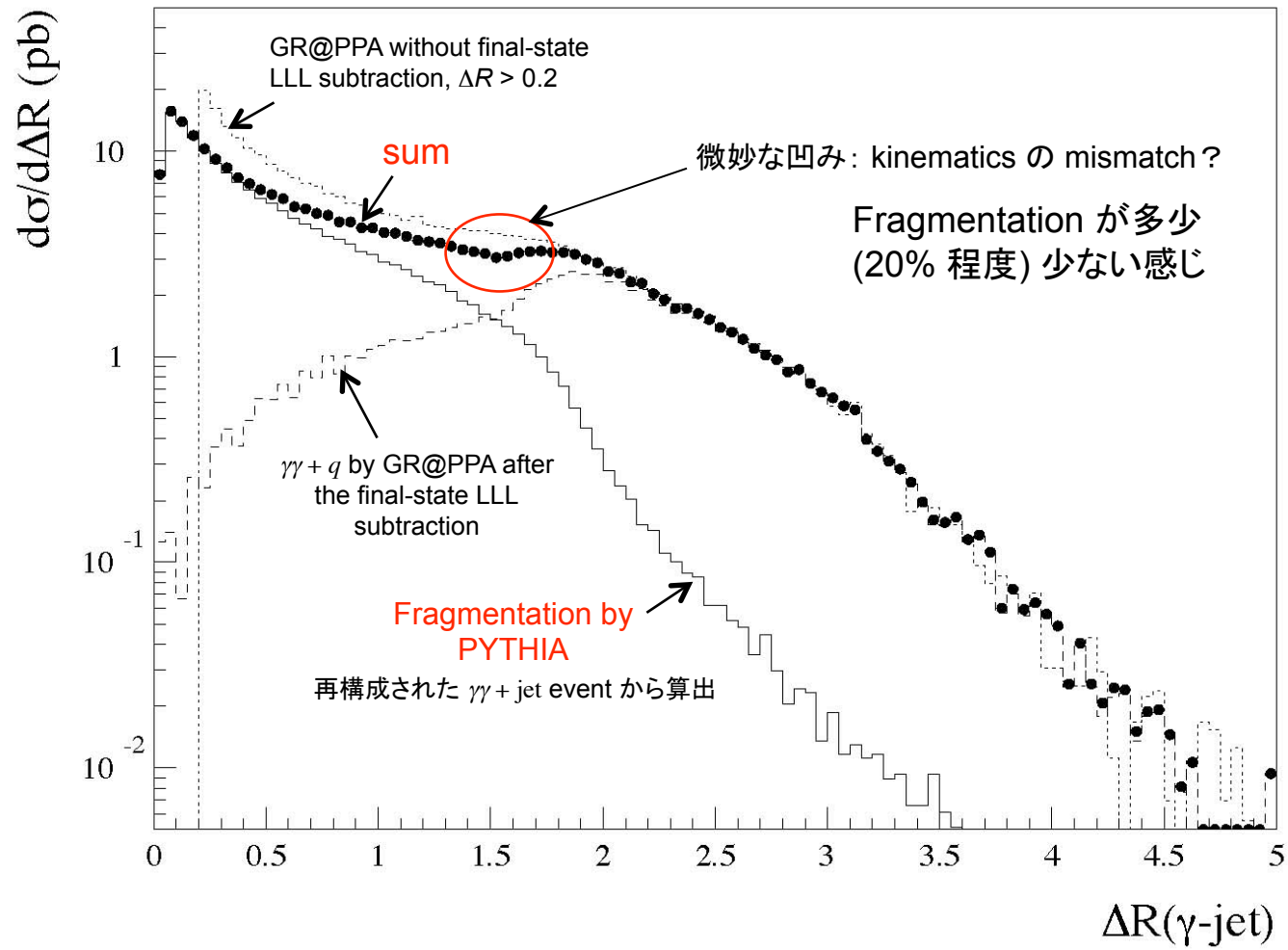
Old PS での matching は悪くない

現実的な hadron level での isolation cut を適用できる

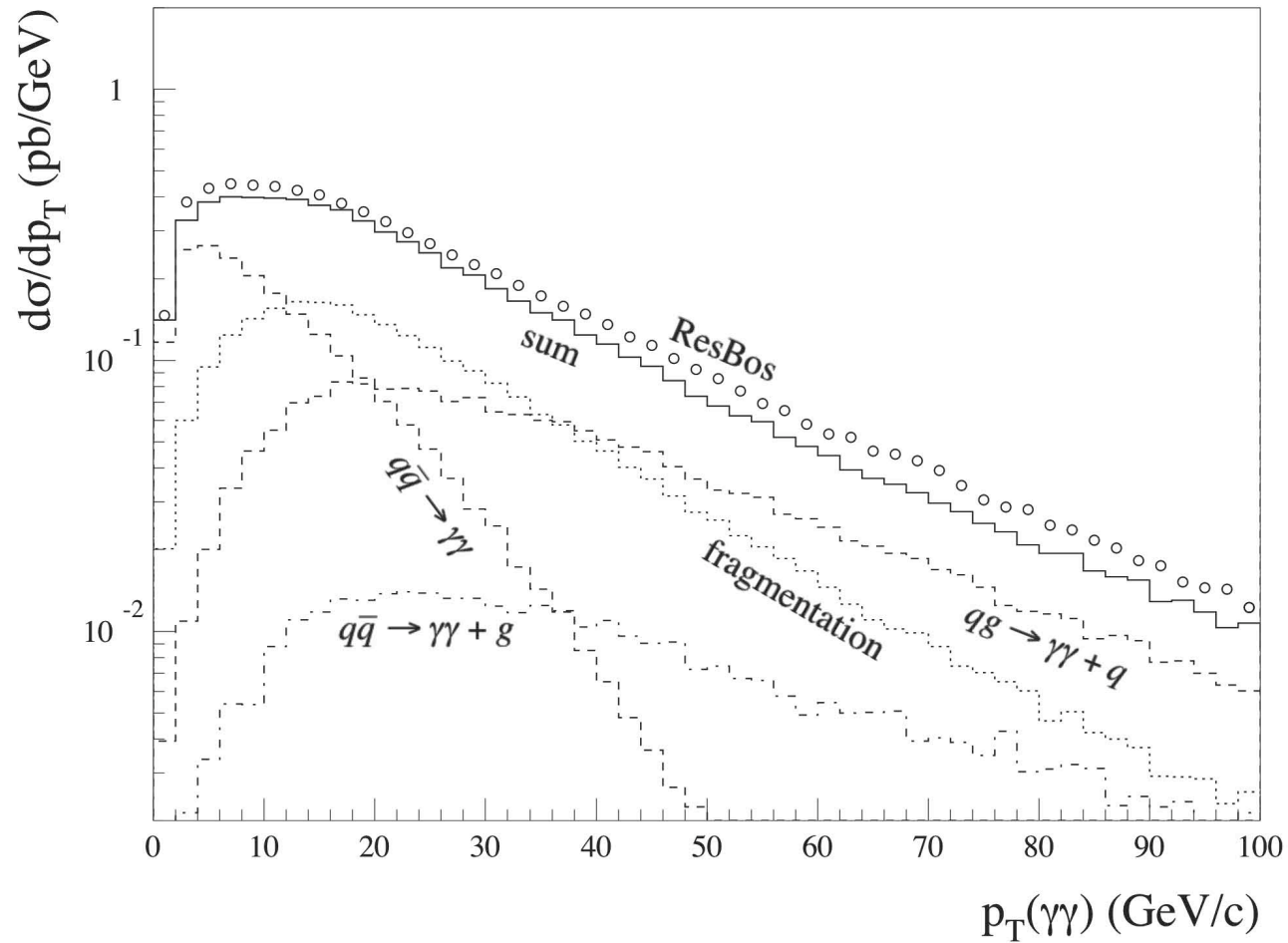
Resbos (NLO resummation) と reasonable な一致

PYTHIA 6.4 new PS の振る舞いがおかしい

Final-state matching の検証



After an isolation cut: $E_{T,\text{cone}} = \sum_{\Delta R < R_{\text{iso}}} E_T < 15 \text{ GeV}$ with $R_{\text{iso}} = 0.4$



その後

PYTHIA 6.4 final-state "new" PS (PYPTFS) の photon radiation が initial-state simulation に大きく依存する事を発見

T. Sjostrand に問い合わせ

回答: "Physicswise I agree with you that this behaviour should not be the correct one. However, Pythia6 is essentially frozen now, so there will not be a fix."

PYTHIA 6.4 "new" PS は photon radiation の simulation には使えない

⇒ PYTHIA 8 (C++) or 独自の PS 開発

独自の PS 開発

QCD/QED mixed Parton Shower

Parton Showers の基礎

Sudakov form factor

$$S(Q_1^2, Q_2^2) = \exp\left[-\sum_i \Gamma_i(Q_1^2, Q_2^2)\right] \quad \Gamma_i(Q_1^2, Q_2^2) = \int_{z_{\min,i}}^{z_{\max,i}} \Psi_i(Q_1^2, Q_2^2, z) dz$$

radiation probability

Sudakov form factor = no-radiation probability

Parton shower

1. $S(Q_1^2, Q_2^2) = \eta$ を解いて次の branch の Q^2 を決める
 η : random number (0 – 1)
 $Q_1^2 \rightarrow Q_2^2$ in spacelike, and $Q_2^2 \rightarrow Q_1^2$ in timelike PS
2. $\Gamma_i(Q_1^2, Q_2^2)$ の比率で branch mode (i) を決める
3. $\Psi_i(Q_1^2, Q_2^2, z)$ に従って splitting parameter z を決める

⇒ Kinematics の決定; model 依存

QCD PS

$$S_{\text{QCD}}(Q_1^2, Q_2^2) = \exp \left[- \int_{Q_1^2}^{Q_2^2} \frac{dQ^2}{Q^2} \int_{z_{\min}}^{z_{\max}} dz \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \sum_i P_i(z) \right]$$

$$P_{q \rightarrow qg}(z) = C_F \frac{1+z^2}{1-z} \quad P_{g \rightarrow gg}(z) = N_C \frac{\{1-z(1-z)\}^2}{z(1-z)} \quad P_{g \rightarrow q\bar{q}}(z) = T_R \{z^2 + (1-z)^2\}$$

$$C_F = 4/3, \quad N_C = 3, \quad T_R = n_f/2$$

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{4\pi}{\beta_0 \ln(Q^2/\Lambda^2)} \quad \beta_0 = 11 - \frac{2}{3}n_f$$

Timelike (final-state) quarks

$$S_{q \rightarrow qg}(Q_1^2, Q_2^2) = \exp \left[- \int_{Q_1^2}^{Q_2^2} \frac{dQ^2}{Q^2} \int_0^{1-\varepsilon} dz \frac{2C_F}{\beta_0 \ln(Q^2/\Lambda^2)} \frac{1+z^2}{1-z} \right]$$

$$t = \ln(Q^2/\Lambda^2) \quad \rightarrow \quad dt = dQ^2/Q^2$$

$$S_{q \rightarrow qg}(Q_1^2, Q_2^2) = \exp \left[- \frac{2C_F}{\beta_0} C(\varepsilon) \ln \frac{t_2}{t_1} \right] \quad C(\varepsilon) = \int_0^{1-\varepsilon} \frac{1+z^2}{1-z} dz = 2 \ln \frac{1}{\varepsilon} - \frac{3}{2} + 2\varepsilon - \frac{\varepsilon^2}{2}$$

$$S_{q \rightarrow qg}(Q_1^2, Q_2^2) = \eta \quad \Longrightarrow \quad t_1 = t_2 \eta^{\frac{\beta_0}{2C_F C(\varepsilon)}} \quad \text{簡単に解ける}$$

QED PS of quarks

$$S_{q \rightarrow q\gamma}(Q_1^2, Q_2^2) = \exp \left[- \int_{Q_1^2}^{Q_2^2} \frac{dQ^2}{Q^2} \int_0^{1-\epsilon} dz \frac{\alpha}{2\pi} P_{q \rightarrow q\gamma}(z) \right]$$

$$P_{q \rightarrow qg}(z) = e_q^2 \frac{1+z^2}{1-z} \quad e_d = 1/3, \quad e_u = 2/3$$

$$S_{q \rightarrow q\gamma}(Q_1^2, Q_2^2) = \exp \left[- \frac{e_q^2 \alpha}{2\pi} C(\epsilon) \ln \frac{Q_2^2}{Q_1^2} \right] = \exp \left[- \frac{e_q^2 \alpha}{2\pi} C(\epsilon) (t_2 - t_1) \right]$$

QCD/QED mixed PS

$$S_q(Q_1^2, Q_2^2) = S_{q \rightarrow qg}(Q_1^2, Q_2^2) S_{q \rightarrow q\gamma}(Q_1^2, Q_2^2) = \exp \left[- \frac{2C_F}{\beta_0} C(\epsilon_{\text{QCD}}) \ln \frac{t_2}{t_1} - \frac{e_q^2 \alpha}{2\pi} C(\epsilon_{\text{QED}}) (t_2 - t_1) \right]$$

$$S_q(Q_1^2, Q_2^2) = \eta \text{ は簡単には解けない}$$

Branch mode と parameter z の決め方は同じ

Iterative method

$$S_q(Q_1^2, Q_2^2) = \exp\left[-\frac{2C_F}{\beta_0} C(\epsilon_{\text{QCD}}) \ln \frac{t_2}{t_1} - \frac{e_q^2 \alpha}{2\pi} C(\epsilon_{\text{QED}})(t_2 - t_1)\right] = \eta \quad \Rightarrow \quad \left[\frac{2C_F C(\epsilon_{\text{QCD}})}{\beta_0 t_1} + \frac{e_q^2 \alpha C(\epsilon_{\text{QED}})}{2\pi}\right] dt_1 = \frac{d\eta}{\eta}$$

QCD の式 $S_{q \rightarrow qg}(Q_1'^2, Q_2^2) = \eta$ を解いて $t_1' = \ln(Q_1'^2/\Lambda^2)$ を求める

→ $S_q(Q_1'^2, Q_2^2) = S_{q \rightarrow qg}(Q_1'^2, Q_2^2) S_{q \rightarrow q\gamma}(Q_1'^2, Q_2^2) = \eta'$ を計算

$|\eta' - \eta|$ は十分に小さいか? → $t_1 = t_1'$
yes

↓ no

$$t_1'' = t_1' + \frac{(\eta - \eta')/\eta'}{\frac{2C_F C(\epsilon_{\text{QCD}})}{\beta_0 t_1'} + \frac{e_q^2 \alpha C(\epsilon_{\text{QED}})}{2\pi}}$$

→ t_1 を t_1'' に置き換えて再試行

3、4 回の試行で $|\eta' - \eta| < 10^{-10}$

A primitive test (1)

u quark を $\theta = 90^\circ$ 方向に $p_T = 100 \text{ GeV}/c$ で生成

QCD/QED mixed PS を適用

$$\mu_{\text{PS}} = p_T, Q_0 = 5 \text{ GeV}, \varepsilon_{\text{QED}} = 1 \text{ GeV}/p_T = 10^{-2}$$

PYTHIA old PS の結果 (histogram) と比較

全体的に radiation probability は PYTHIA よりも小さい

$\Delta R(\gamma\text{-jet}) \sim 1.5$ に enhancement

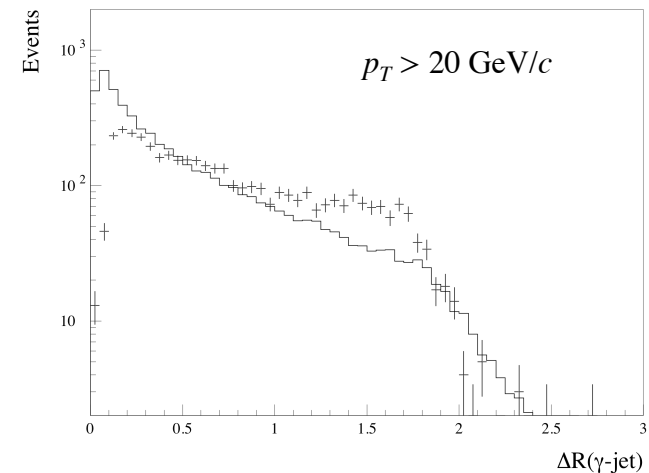
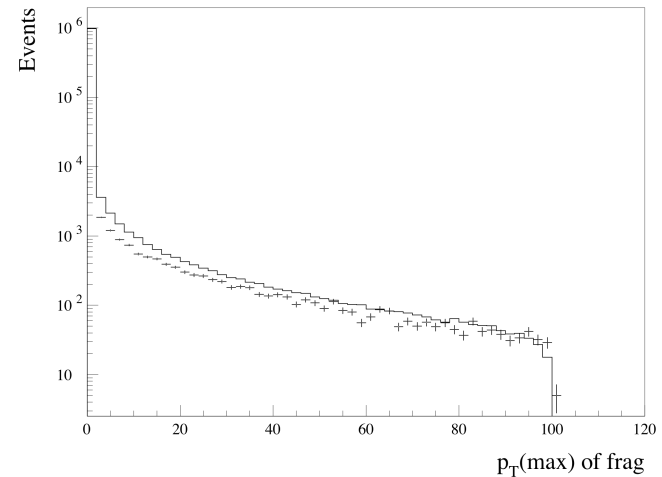
$\Delta R(\gamma\text{-jet})$ の小さい領域で probability 小

想定内の結果

PS の Q_0 cutoff が small $\Delta R(\gamma\text{-jet})$ radiation を suppress している

PYTHIA の結果で最初の $\Delta R(\gamma\text{-jet})$ bin が減っているのも PYTHIA-PS の $Q_0 = 1 \text{ GeV}$ cutoff のせい

⇒ $Q < 5 \text{ GeV}$ での radiation を入れる必要がある



Small- Q radiation

Parton shower は或る Q_0 までしか適用されない

$Q_0 = 1$ GeV in PYTHIA (default), and 5 GeV in GR@PPA.

Hard (high energy) radiation はもっと小さな Q でも発生する

QCD radiation に関しては他の simulation (e.g., hadronization) が補完しているが、QED radiation に関しては何も無い

Radiation probability は $Q \rightarrow 0$ で発散するので、単純に Q_0 を小さくする
というのは良い解決策ではない

Small Q では non-perturbative effect を考慮する必要がある

⇒ $Q = Q_0$ で fragmentation function を使う

L. Bourhis, M. Fontannaz, J.Ph. Guillet, Eur. Phys. J. C 2, 529 (1998)
DIPHOX package に含まれている

Gaussian 分布のランダムな transverse motion を付け加える

暫定的に $\langle k_T \rangle = 1.0$ GeV/c

A primitive test (2)

Test (1) と同じ条件

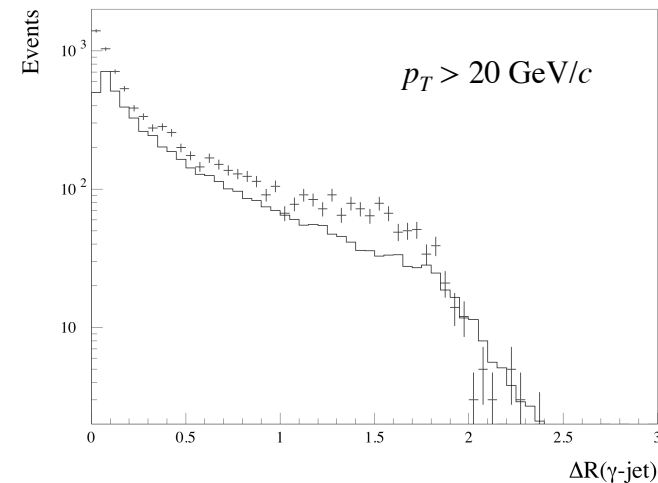
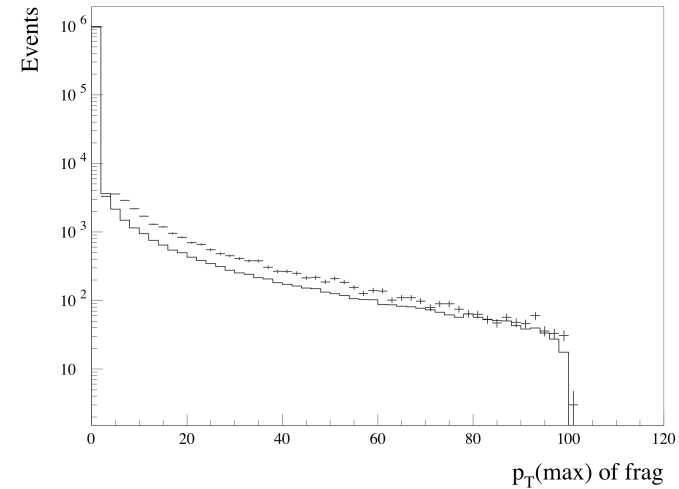
$Q_0 = 5 \text{ GeV}$ で残っている全ての
quark に fragmentation function を
適用

PYTHIA よりも radiation probability が
大きく成った

$\Delta R(\gamma\text{-jet}) \sim 1.5$ の enhancement は存続

Large $\Delta R(\gamma\text{-jet})$ での落ち込みはより sharp

LLL subtraction との matching が良く
成る兆候



まとめ

- LHC での $H \rightarrow \gamma\gamma$ 測定の為には QED diphoton 生成の理解が重要

- QED diphoton 生成には $qg \rightarrow \gamma\gamma + q$ の寄与が大きい

- 1 jet まで含む event generator が必要

- Initial-state QCD matching の手法を拡張 → final-state QED 発散の処理
- Fragmentation process の simulation に QED を含む final-state PS が必要
- PYTHIA old PS はかなり良好な結果を与えるが、不満足な点も多い
- PYTHIA new PS は使えない

- 独自の QCD/QED mixed PS

- 基本的な動作テストは良好な結果

- Fragmentation function で $Q < Q_0$ の radiation を補完

- 今後の予定

- GR@PPA framework への組み込み
- Hard-photon radiation を強制する PS の開発 → generation efficiency の改善

