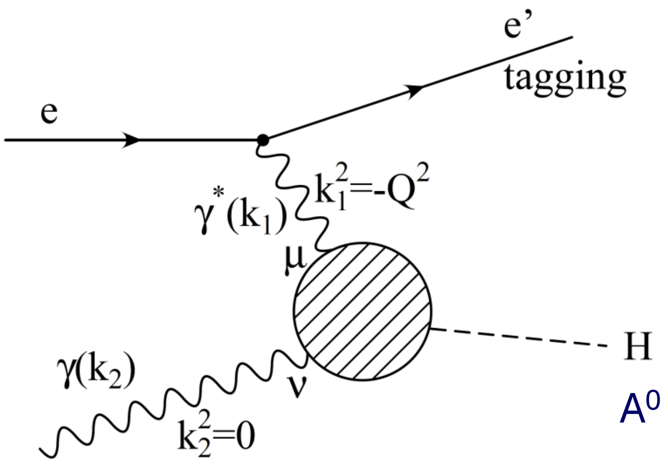
CP-odd Higgs Production in Two-photon Processes



植松 恒夫(益川塾/京大)

日大・益川塾連携シンポジウム

於:キャンパスプラザ京都

2016年10月15-16日

内 容

1. はじめに –Motivation-
2. 電子・光子衝突でのSM Higgs H^0生成
3. 2HDMへの拡張　A^0の生成断面積
4. 結論と今後の課題

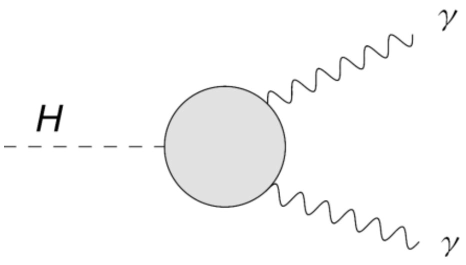
N.Watanabe, Y. Kurihara, K.Sasaki　& T.U. Phys. Lett. B728　(2014)　202
MISC-2013-10
N.Watanabe, Y. Kurihara, K.Sasaki　& T.U. Phys. Rev. D90 (2014)　033015
MISC-2014-03

K.Sasaki　& T.U. in preparation

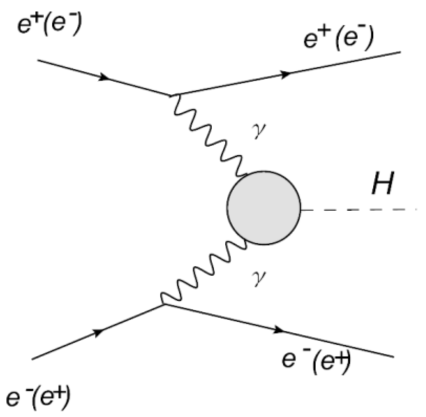
1. はじめに –Motivation-

- 光子への崩壊モード (H→2γ)とは逆過程(2γ →H) であるe⁺e⁻ 又は eγ 衝突での2光子融合Higgs生成からHiggsの性質を調べる
- 遷移形状因子"transition form factor" のQ^2依存性と生成断面積を標準模型Higgs粒子について調べた
- 2HDM/MSSMへ拡張: CP-odd Higgs A^0のtransition FFと生成断面積・偏極依存性 を調べる

2. eγ衝突の2-Photon過程での Higgs生成

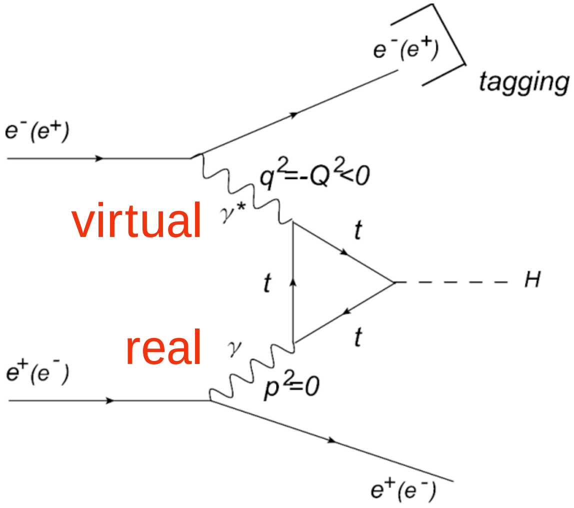


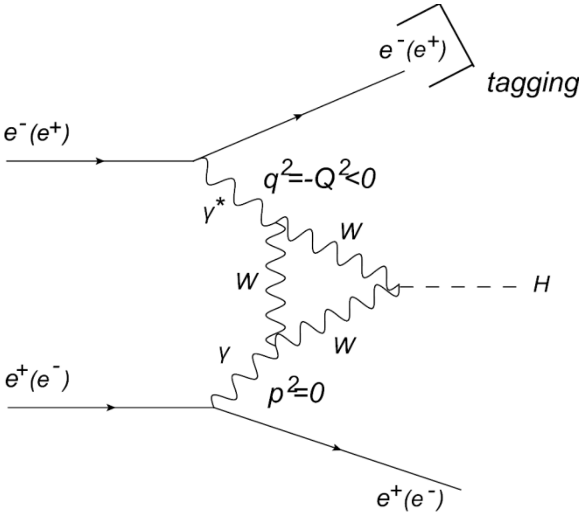
逆過程

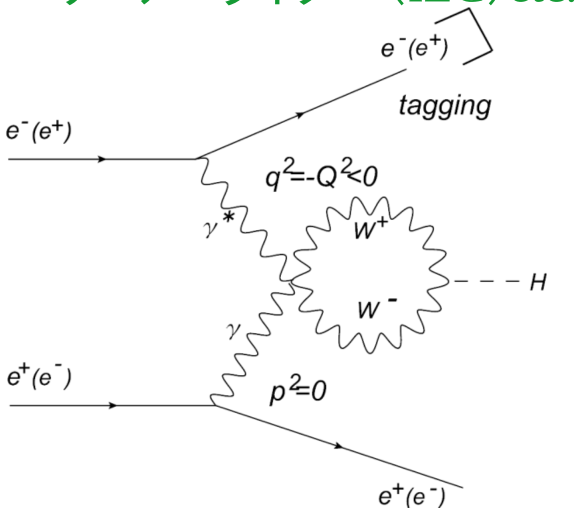


e⁺e⁻の1ループでは

リニアコライダー（ILC）etc.

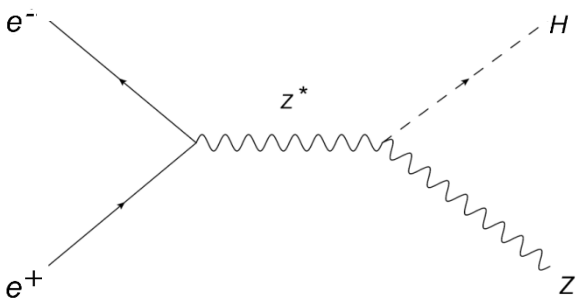




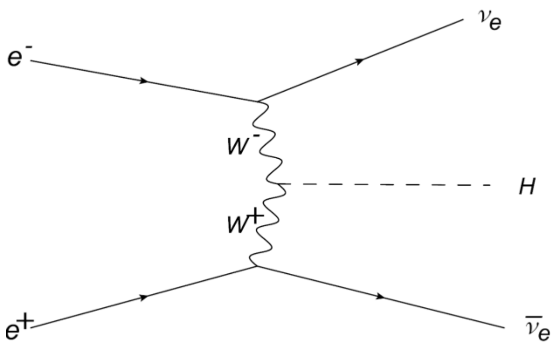


e^+e^- 衝突のTree レベルでのHiggs生成

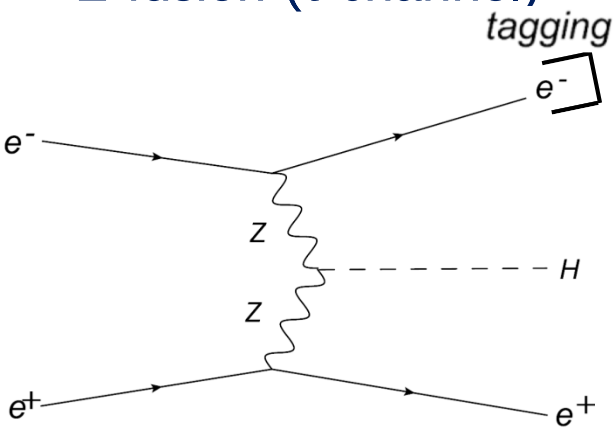
ZH production
(Higgs-strahlung
s-channel)



W-fusion (t-channel)



Z-fusion (t-channel)

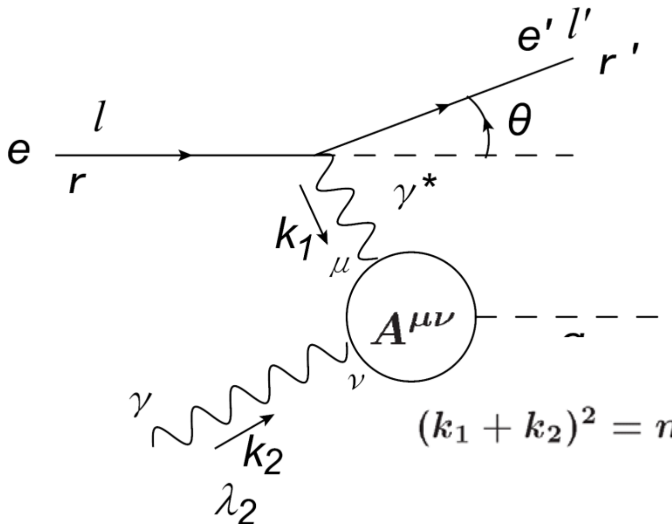


散乱された電子を観測，すなわちsingle tagging を行う

この場合でもThe Z-fusionは tree-levelで効く

⟹ Z-fusion過程の寄与を避けるため　eγ 衝突を考える

eγ 衝突過程でのHiggs生成



$$(k_1 + k_2)^2 = m_H^2$$

仮想光子 と実光子の衝突過程

実光子からの深非弾性散乱

$$e(l) + \gamma(k_2) \to e'(l') + H(q)$$

$$\langle e'H|T|e\gamma\rangle = \overline{u}_{r'}(l')(-ie\gamma_\mu)u_r(l)\frac{-i}{k_1^2 + i\epsilon}A^{\mu\nu}\epsilon_\nu(k_2, \lambda_2)$$

scattering amplitude for $\gamma^* + \gamma \to H$ $\qquad k_1^2 = -Q^2 < 0$

$$M = A^{\mu\nu}\epsilon_\mu(k_1)\epsilon_\nu(k_2) \qquad k_2^\nu \epsilon_\nu(k_2) = 0, \quad k_2^2 = 0$$

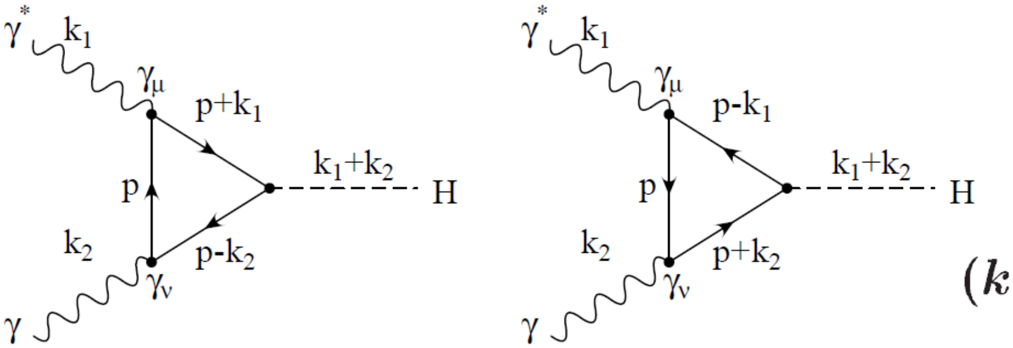
ゲージ不変性よりテンソル分解

$$A^{\mu\nu} = \left[g^{\mu\nu}(k_1 \cdot k_2) - k_2^\mu k_1^\nu\right] S_1(m^2, Q^2, m_H^2) + \left[k_1^\mu k_2^\nu - \frac{k_1^2}{k_1 \cdot k_2} k_2^\mu k_2^\nu\right] S_2(m^2, Q^2, m_H^2)$$

$$M = \left[g^{\mu\nu}(k_1 \cdot k_2) - k_2^\mu k_1^\nu\right] S_1(m^2, Q^2, m_H^2)\epsilon_\mu(k_1)\epsilon_\nu(k_2)$$

Top-quarkループの寄与

N.Watanabe, Y. Kurihara, K.Sasaki
& T.U. Phys. Lett. B728 (2014)202



$$(k_1 + k_2)^2 = m_H^2$$

$$S_1(m_t^2, Q^2, m_H^2)$$

$$= -\frac{ige^2}{(4\pi)^2}\frac{1}{m_W}\frac{4m_t^2}{m_H^2+Q^2}\left\{2+\frac{1}{2}\left(1-\frac{4m_t^2}{m_H^2+Q^2}\right)(4f(\tau)+g(\rho))\right.$$

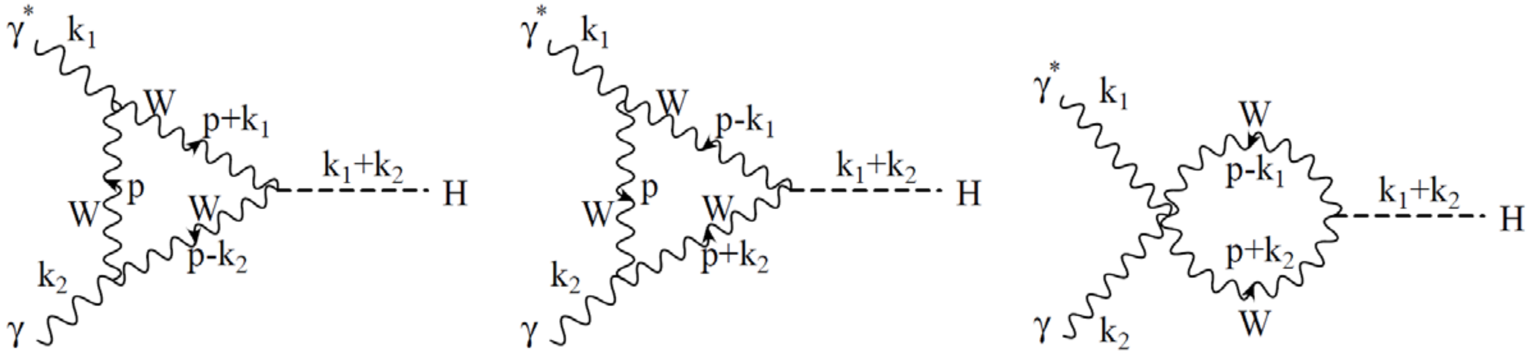
$$\left.+\frac{2Q^2}{m_H^2+Q^2}\left[2\sqrt{\tau-1}\sqrt{f(\tau)}-\sqrt{\frac{1+\rho}{\rho}}\sqrt{g(\rho)}\right]\right\}$$

$$f(\tau) \equiv \left[\sin^{-1}\sqrt{\frac{1}{\tau}}\right]^2, \quad \tau = \frac{4m_t^2}{m_H^2} \quad \text{for} \quad \tau \geq 1$$ 同じ関数が崩壊幅にも登場

$$g(\rho) \equiv \left[\log\frac{\sqrt{\rho+1}+\sqrt{\rho}}{\sqrt{\rho+1}-\sqrt{\rho}}\right]^2 \qquad \rho \equiv \frac{Q^2}{4m_t^2} > 0$$ 新たに登場する関数

W-bosonループの寄与

$$(k_1+k_2)^2 = m_H^2$$



$$S_1(m_W^2, Q^2, m_H^2)$$

$$= \frac{ige^2}{(4\pi)^2}\frac{1}{m_W}\frac{m_H^2}{m_H^2+Q^2}\left\{\frac{\tau}{1+\rho\tau}\left[4\rho+8\rho^2\tau+6(1+\rho\tau)-3\tau\right]\left[f(\tau)+\frac{1}{4}g(\rho)\right]\right.$$

$$\left.+\left[4\rho+2(1+\rho\tau)+3\tau\right]\times\left[1-\frac{m_H^2\tau}{m_H^2+Q^2}\sqrt{\rho(\rho+1)}\sqrt{g(\rho)}+\frac{2Q^2}{m_H^2+Q^2}\sqrt{\tau-1}\sqrt{f(\tau)}\right]\right\}$$

$$f(\tau) \equiv \left[\sin^{-1}\sqrt{\frac{1}{\tau}}\right]^2, \quad \tau = \frac{4m_W^2}{m_H^2} \quad \text{for} \quad \tau \geq 1$$

$$g(\rho) \equiv \left[\log\frac{\sqrt{\rho+1}+\sqrt{\rho}}{\sqrt{\rho+1}-\sqrt{\rho}}\right]^2 \qquad \rho \equiv \frac{Q^2}{4m_W^2} > 0$$

SM HiggsのTransition FF と 微分断面積

遷移形状因子transition form factor F_i は以下のように定義

$$F_i(m^2, Q^2, m_H^2) \equiv S_1(m^2, Q^2, m_H^2) / \left(\frac{ige^2}{(4\pi)^2} \frac{1}{m_W} \right)$$

ここで　$i = 1/2, 1$　Fermionループ $F_{1/2}$　W-boson ループ F_1

m　：ループを回る粒子の質量 m_t または　m_W

$$\frac{d\sigma}{dQ^2} = \frac{\alpha_{\rm em}}{16Q^2} \left[1 + \left(\frac{E'}{E} \right)^2 \cos^4 \frac{\theta}{2} \right] \cdot \frac{g^2}{(4\pi)^2} \alpha_{\rm em}^2 \frac{1}{m_W^2} |F_{\rm total}(Q^2)|^2$$

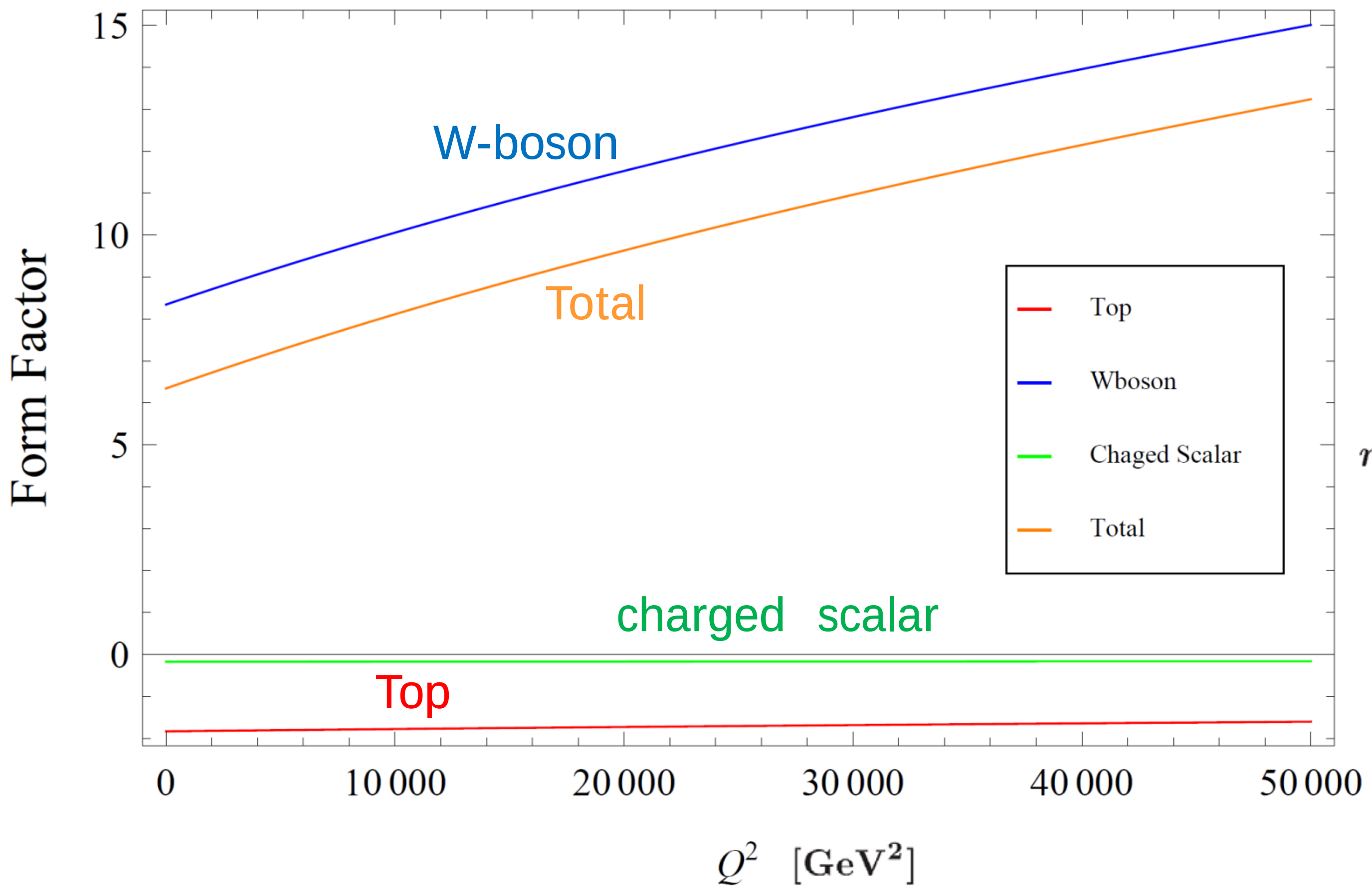
$$Q^2 = 4EE' \sin^2 \frac{\theta}{2}$$

$$F_{\rm total}(Q^2) = N_c \sum_i e_i^2 F_{1/2,i}(\tau_i, \rho_i) + F_1(\tau_W, \rho_W)$$

$$\tau_i = \frac{4m_i^2}{m_H^2}, \quad \rho_i = \frac{Q^2}{4m_i^2}, \quad \tau_W = \frac{4m_W^2}{m_H^2}, \quad \rho_W = \frac{Q^2}{4m_W^2}$$

Transition FF

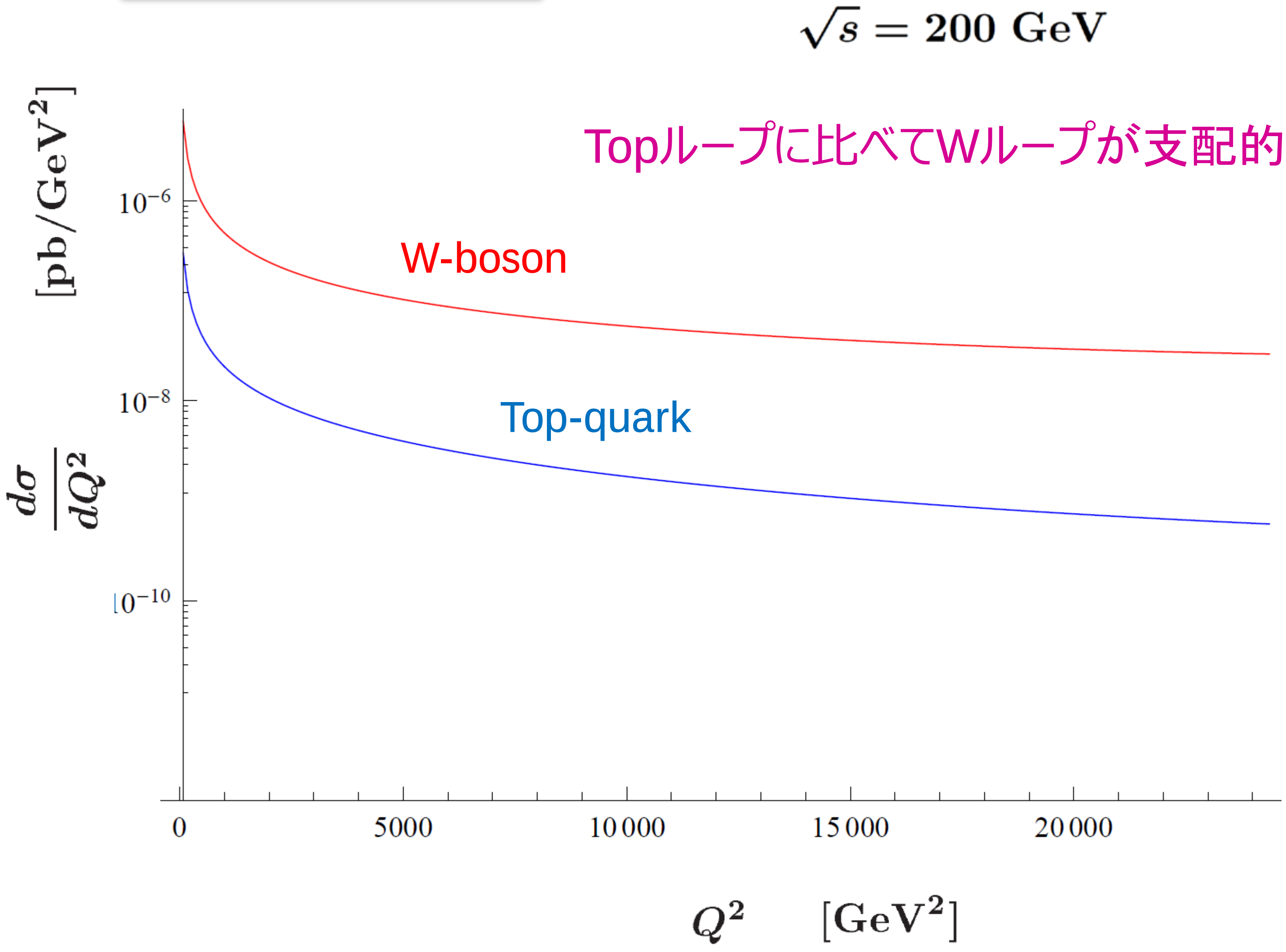
quark，W-boson，　charged scalarのループのtransition form factorへの寄与



但し仮定

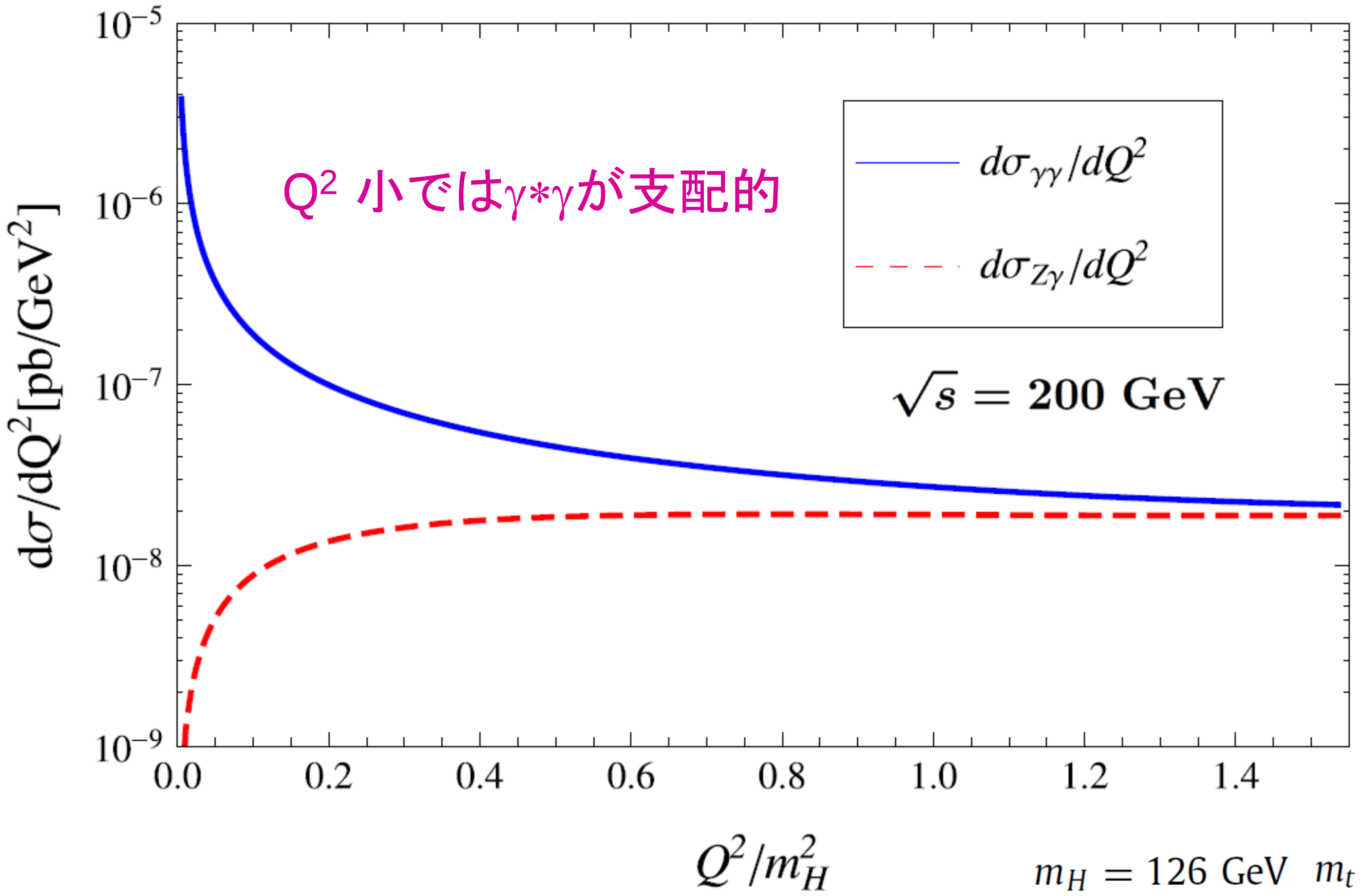
$m_H^{\pm} = 200$ GeV

微分断面積


$\sqrt{s} = 200$ GeV
Topループに比べてWループが支配的
W-boson
Top-quark
$\frac{d\sigma}{dQ^2}$ [pb/GeV^2]
10^{-6}
10^{-8}
10^{-10}
0
5000
10000
15000
20000
Q^2 [GeV^2]

γ*γとZ*γの寄与の比較

N.Watanabe, Y. Kurihara, K.Sasaki
& T.U. Phys. Lett. B728 (2014)202



$m_H = 126$ GeV $m_t = 173$ GeV

$\tau_t = 7.54$ $\tau_W = 1.61$

3. MSSMへの拡張　A^0の生成断面積

- Higgs Sectorのminimalな拡張

  ⇒ two-Higgs doublet model

- ここでは、2HDM type II or MSSMの場合を考察する。

$$H_1 = \begin{pmatrix} H_1^1 \\ H_1^2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \phi_1^{0*} \\ -\phi_1^- \end{pmatrix}, \quad H_2 = \begin{pmatrix} H_2^1 \\ H_2^2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \phi_2^+ \\ \phi_2^0 \end{pmatrix}$$

$$\langle H_1 \rangle = \begin{pmatrix} v_1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \langle H_1 \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ v_2 \end{pmatrix}, \quad \tan\beta = v_2/v_1$$

- 5種類のHiggs粒子

  Charged H^+, H^-; CP-even h^0, H^0; CP-odd A^0

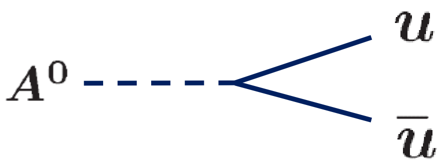
  ここでは　CP-oddのHiggs　A^0　の

  “transition form factor” のQ^2依存性を求める

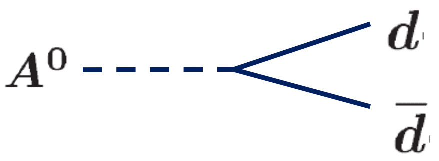
A^0のCoupling

- A^0 は CP-evenのh^0やH^0と異なりtree levelでW^+W^- ZZ pairs にcoupleしない
- またA^0 はcubic相互作用で他の2個のphysical Higgs bosonsとcoupleしない
- A^0 の fermionへのcopulingは fermionの質量に比例する

⟹ we only consider the top quark contributions

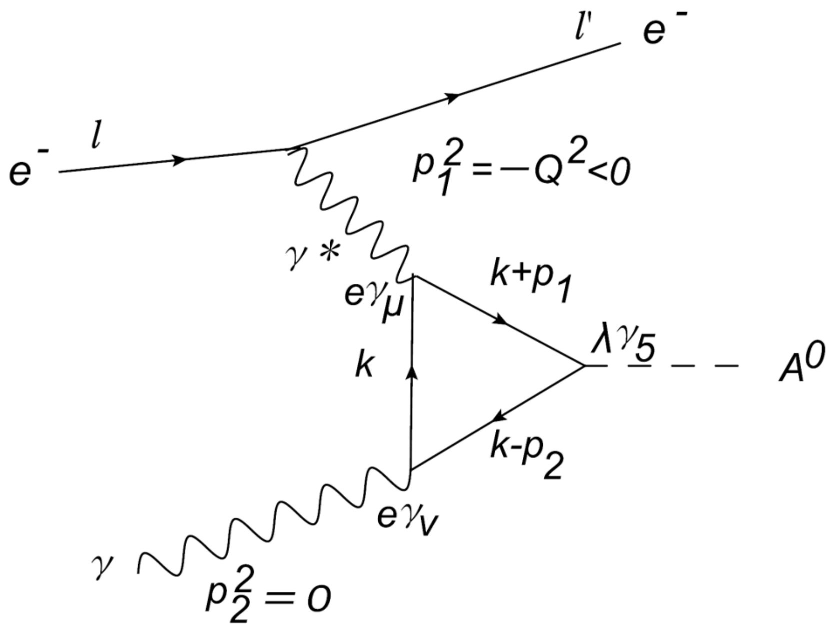


$$-\frac{g m_u \cot\beta}{2 m_W}\gamma_5 \quad \text{for up type quarks}$$



$$-\frac{g m_d \tan\beta}{2 m_W}\gamma_5 \quad \text{for down type quarks}$$

eγ衝突でのA⁰の生成



$$e^-(l) + \gamma(p_2) \to e(l') + A^0(p_1 + p_2)$$

$$p_1^2 = -Q^2, \quad p_2^2 = 0,$$

$$p_3^2 = (p_1 + p_2)^2 = -Q^2 + 2p_1 \cdot p_2$$

$$A_{\mu\nu} = \frac{-ige^2}{(4\pi)^2} \frac{\cot\beta}{2m_W} \frac{\tau}{1+\rho\tau} [g(\rho) + 4f(\tau)] \varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta} p_1^\alpha p_2^\beta$$

$$\equiv \tilde{S}(m_t^2, Q^2, m_A^2) \varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta} p_1^\alpha p_2^\beta$$

Transition Form Factor of A⁰

$$\tilde{F}(m_t^2, Q^2, m_A^2) \equiv \tilde{S}_1(m_t^2, Q^2, m_A^2) / \left(\frac{ige^2}{(4\pi)^2} \frac{1}{m_W} \right)$$

$$= -\frac{1}{2} \cot\beta \frac{\tau}{1+\rho\tau} [g(\rho) + 4f(\tau)]$$

ここで

$$f(\tau) = \left[\sin^{-1}\sqrt{\frac{1}{\tau}}\right]^2 \qquad \tau \geq 1$$

$$= -\frac{1}{4}\left[\log\frac{1+\sqrt{1-\tau}}{1-\sqrt{1-\tau}} - i\pi\right]^2 \qquad \tau < 1$$

$$g(\rho) = \left[\log\frac{\sqrt{\rho+1}+\sqrt{\rho}}{\sqrt{\rho+1}-\sqrt{\rho}}\right]^2$$

今、 $\tau = (2m_t/m_A)^2$ なので、この値の大小に応じて場合分けする

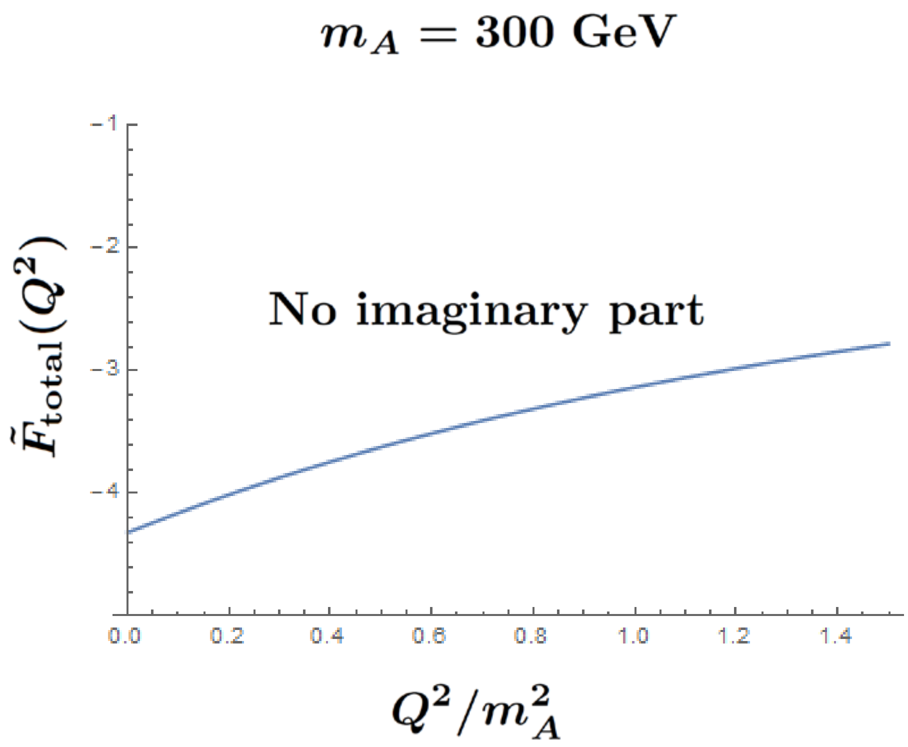
$m_A < 2m_t$ すなわち $\tau > 1$ のとき $f(\tau) = \left[\sin^{-1}\sqrt{\frac{1}{\tau}}\right]^2$

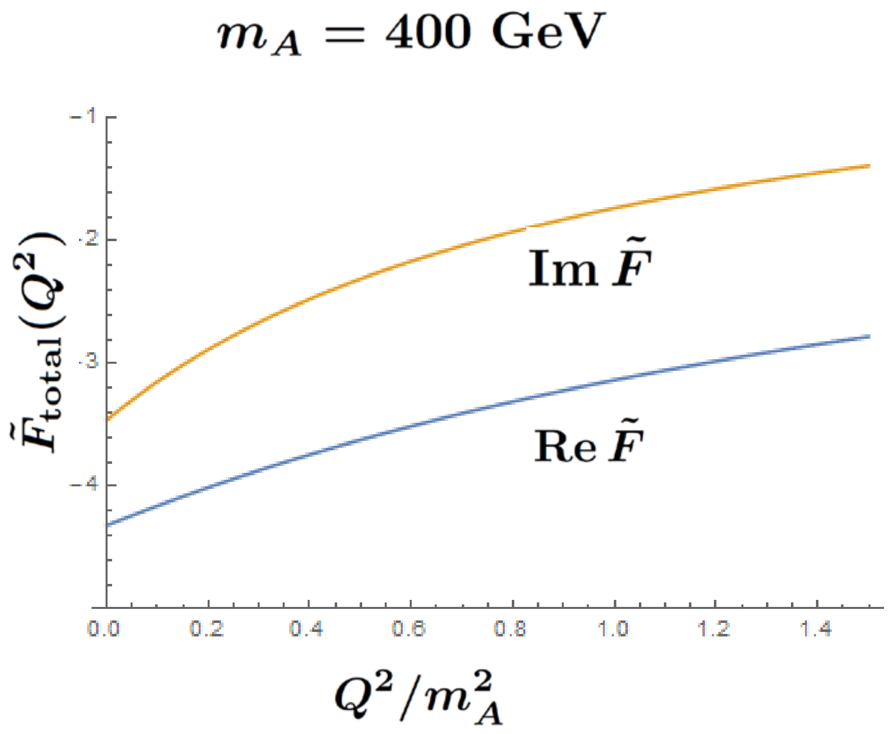
$m_A > 2m_t$ すなわち $\tau < 1$ のとき $= -\frac{1}{4}\left[\log\frac{1+\sqrt{1-\tau}}{1-\sqrt{1-\tau}} - i\pi\right]^2$

前者はrealであるのに対し、後者はcomplexとなる

これに対応して、$m_A = 300$ GeV と 400 GeV の2つの場合を考える

A^0のTransition FF





$$\tilde{F}(\rho \to \infty, \tau) \longrightarrow -\frac{1}{2}\cot\beta \cdot \frac{1}{\rho} g(\rho) \to -\cot\beta \cdot \frac{2m_t^2}{Q^2} \log^2 \frac{Q^2}{m_t^2}$$

A^{0}生成ー微分断面積

$$\frac{d\sigma(\gamma^*\gamma)}{dQ^2} = \frac{\alpha_{\rm em}^3}{64\pi}\frac{g^2}{4\pi}\frac{1}{Q^2}\left[1+\frac{u^2}{s^2}\right]\frac{1}{m_W^2}|\tilde{F}_{\rm total}(Q^2)|^2$$

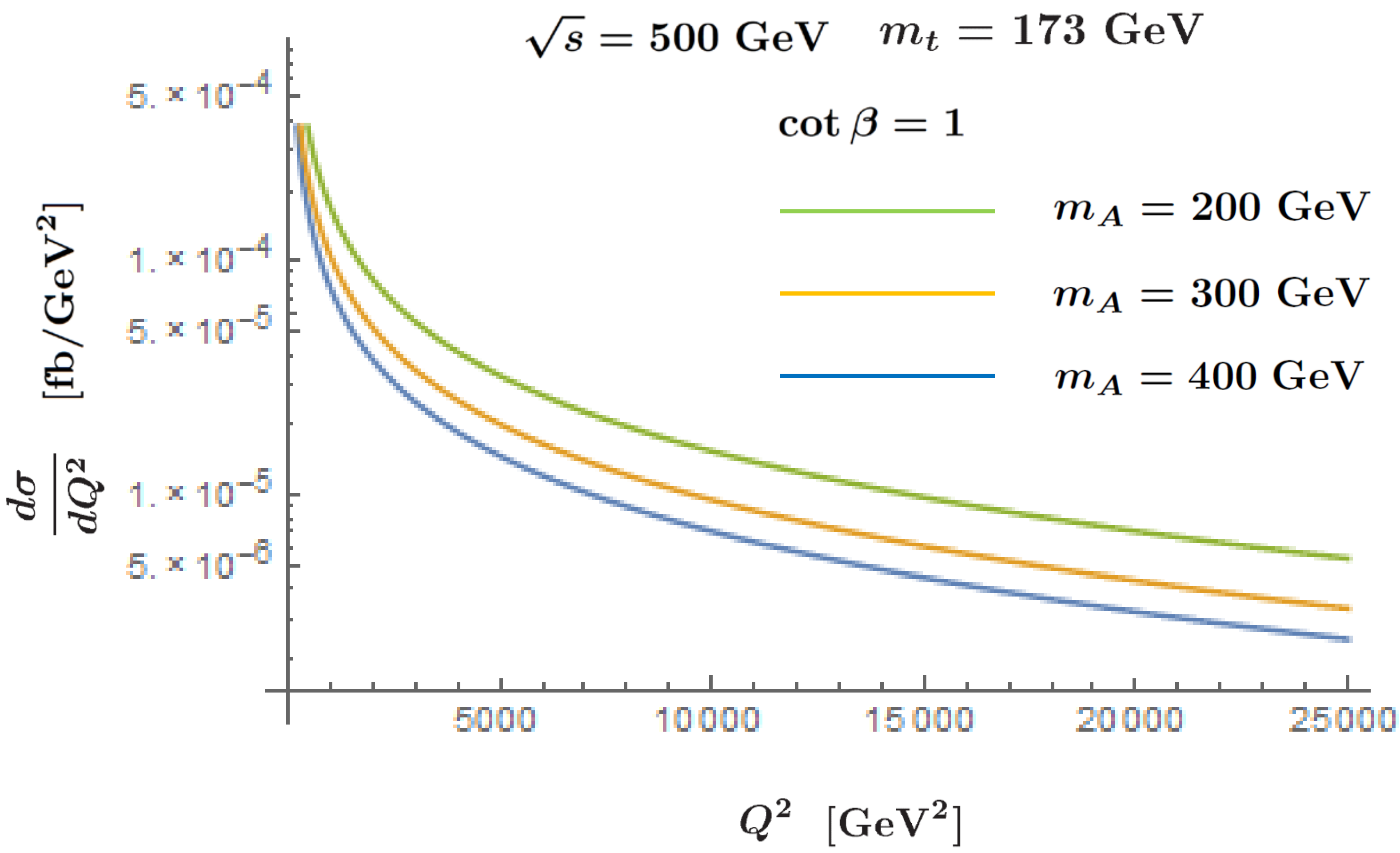
$$s=(l+p_2)^2,\ u=(p_2-l')^2,\ \alpha_{\rm em}=e^2/4\pi$$

$$\tilde{F}_{\rm total}(Q^2)=\sum_f N_c e_f^2 \tilde{F}(\rho_f,\tau_f) \simeq 3\cdot\left(\frac{2}{3}\right)^2 \tilde{F}(m_t^2,Q^2,m_A^2)$$

$$u=m_A^2+Q^2-s$$

$$\frac{d\sigma(\gamma^*\gamma)}{dQ^2}\Big/\frac{\alpha_{\rm em}^3}{64\pi}\frac{g^2}{4\pi} = \frac{1}{Q^2}\left[1+\frac{(m_A^2+Q^2-s)^2}{s^2}\right]\frac{1}{m_W^2}\left|\frac{4}{3}\tilde{F}(m_t^2,Q^2,m_A^2)\right|^2$$

微分断面積



CP-odd Higgs Production in Two-photon Processes

偏極したビームでの散乱過程

電子と光子の初期状態での偏極

$$P_e = \pm 1 \qquad P_\gamma = \pm 1$$

$$\frac{d\sigma_{(e\gamma\to eA^0)}(s, P_e, P_\gamma)}{dQ^2} = \frac{1}{16\pi s^2} \times \sum_{\text{final electron spin}} |A(P_e, P_\gamma)|^2$$

$$A(P_e, P_\gamma) = A_{\gamma\gamma}(P_e, P_\gamma) + A_{Z\gamma}(P_e, P_\gamma)$$

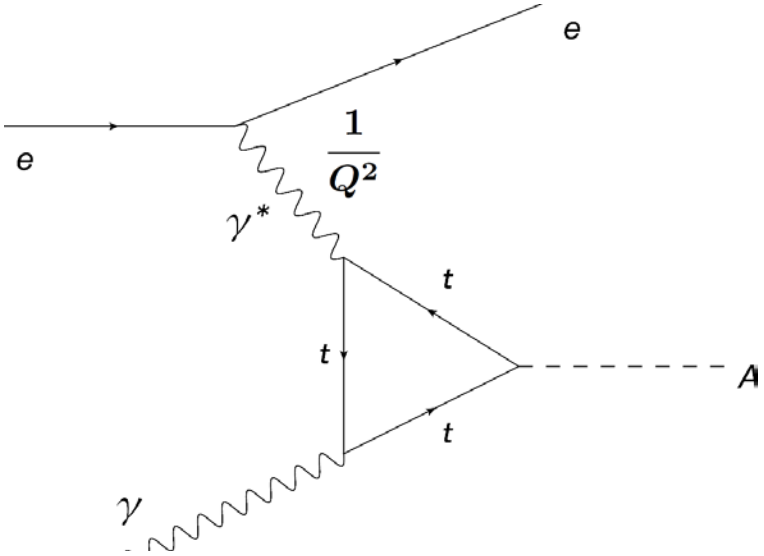
Zγ fusionからの寄与はγγ fusionに比べて極めて小さい

$P_e = -1$ では、γγ fusionとZγ fusionの寄与はconstructive

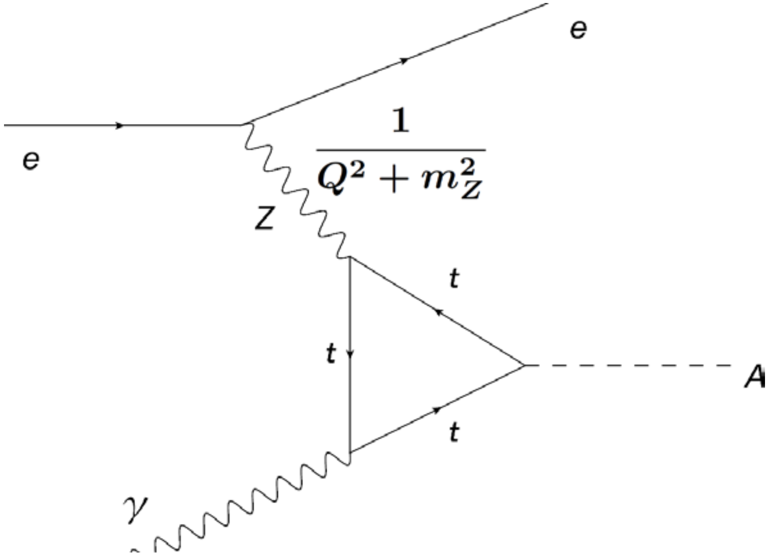
$P_e = +1$ では、γγ fusionとZγ fusionの寄与はdestructive

$P_\gamma P_e = -1$ のとき、u=0 で散乱振幅が消える

$\gamma^*\gamma$-fusion と $Z\gamma$-fusion



$\gamma^*\gamma$-fusion



$Z\gamma$-fusion

$m_A = 400$ GeV の場合

$\gamma\gamma$ fusion　　$Z\gamma$ fusion　　total

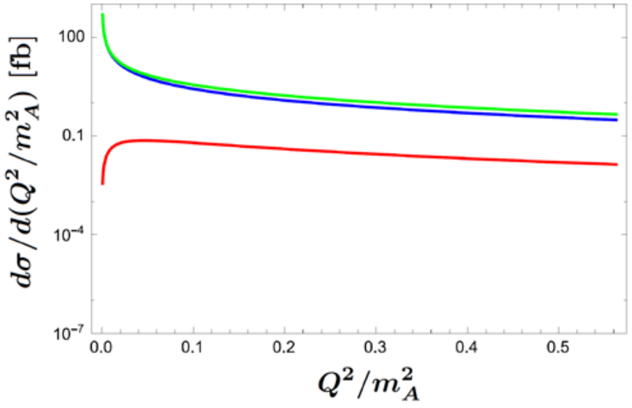


Figure 6: $\sqrt{s} = 500\text{GeV}, P_e = -1, P_\gamma = -1$

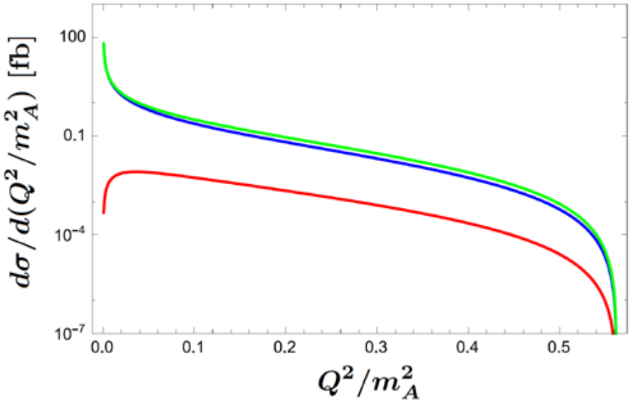


Figure 7: $\sqrt{s} = 500\text{GeV}, P_e = -1, P_\gamma = +1$

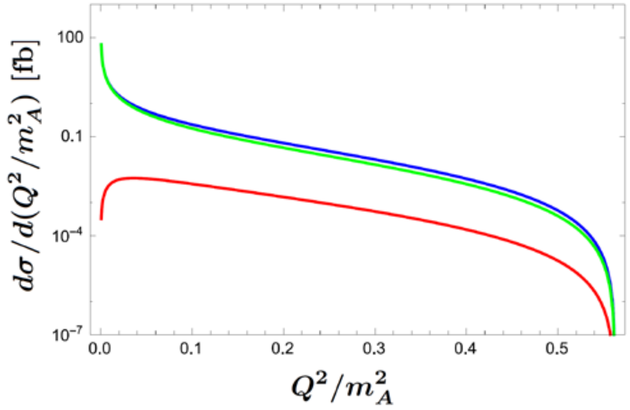


Figure 8: $\sqrt{s} = 500\text{GeV}, P_e = +1, P_\gamma = -1$

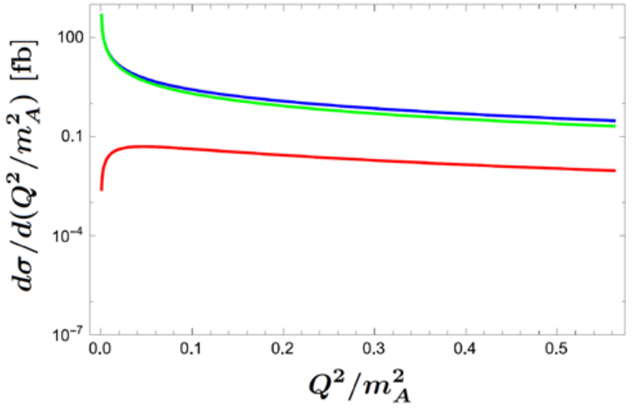


Figure 9: $\sqrt{s} = 500\text{GeV}, P_e = +1, P_\gamma = +1$

4. 結論と今後の課題

- Higgs bosonの“transition form factor”を Q^2 の関数としてその依存性をtop-quarkとW-boson ループからの寄与の計算によって調べた
- W-bosonループからの寄与がtop-quarkループからの寄与を上回る
- t=0付近の前方では $\gamma\gamma$ fusionが $Z\gamma$ fusionを上回る
- 今後の課題として様々なBSM (SUSY, Composite Modelなど) でのTFFの Q^2 依存性を調べる
- その手始めとしてMSSM/2HDMのCP-odd Higgsの生成断面積と偏極依存性を調べた
- 今後、MSSM/2HDM及びより一般のBSMを調べる