Accoppiamento dei bosoni di Higgs ai chargini nel MSSM ai collider lineari

Giancarlo Ferrera

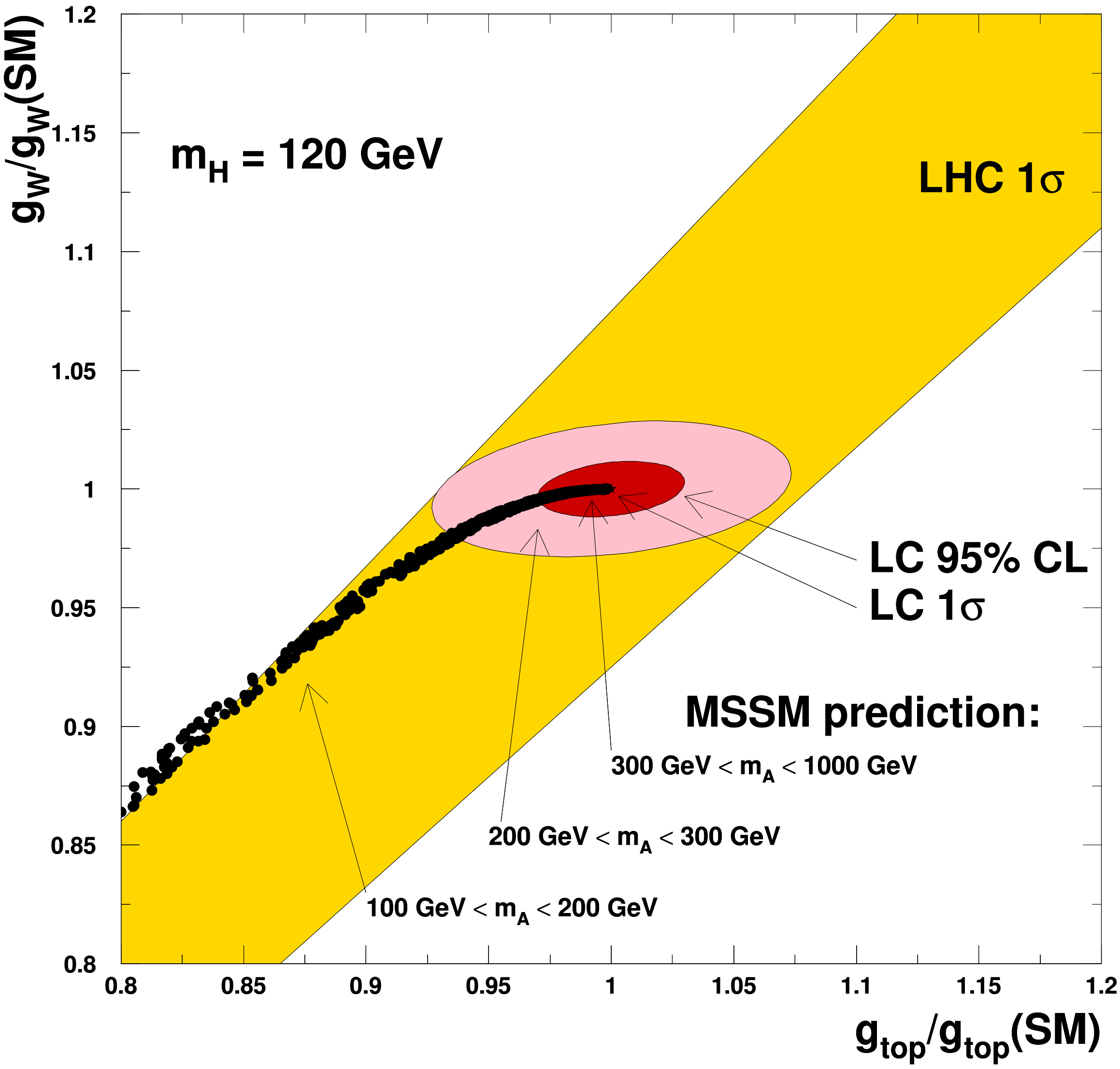
IFAE
Torino, 15 Aprile 2004

LINEAR COLLIDER

- Collider lineare (LC) con $\sqrt{s} = 0.5/1\ TeV$ e $\mathcal{L} = (2-3) \times 10^{34}\ cm^{-2} sec^{-1}$ rappresenta uno strumento di precisione per la fisica del settore di Higgs e per la fisica entro e oltre lo SM (LHC).

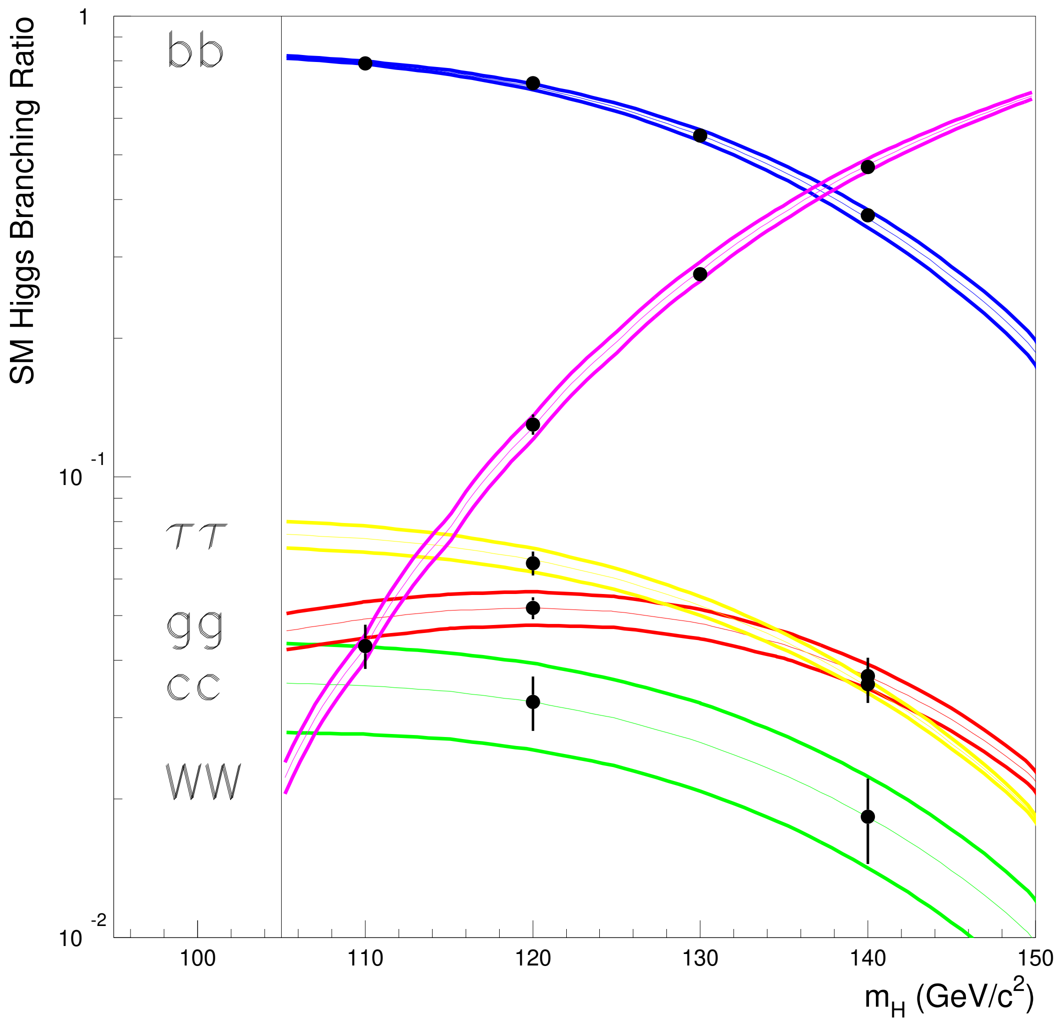
- Se SUSY esiste e se i superpartner hanno masse non lontane dagli attuali limiti sperimentali, LC (TESLA e NLC/JLC) possono misurare: masse, accoppiamenti e angoli di mixing e testare la struttura fine di un particolare modello SUSY.

- Ad esempio: LC $\sqrt{s} = 350 - 500\ GeV$ può riconoscere i due doppietti del bosone di Higgs leggero del MSSM anche nel caso del *decoupling limit*.



Confronto dell'accuratezza nella determinazione degli accoppiamenti dell'Higgs g_{ttH} e g_{WWH} a LHC e a TESLA e delle predizioni del MSSM per differenti valori di M_A.

ASPETTATIVE NELLO SM



Misure dei branching ratio dell'Higgs in vari modi di decadimento.

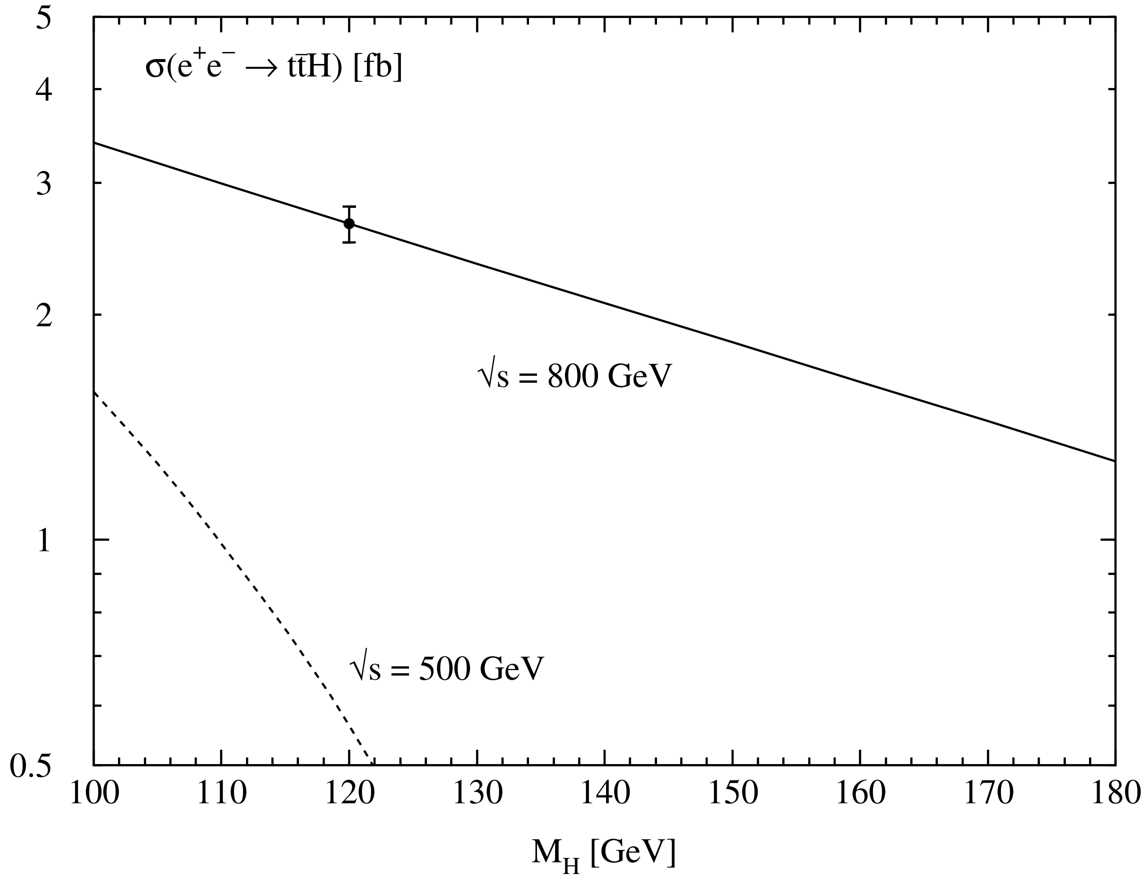
ACCOPPIAMENTI DELL'HIGGS

- Gli accoppiamenti Higgs-particelle leggere sono soppressi ($g_{hf\bar{f}} \sim m_f/v$). L'accoppiamento si determina dalla misura del *branching ratio*.

- Gli accoppiamenti Higgs-bosoni di gauge non sono soppressi. Misura degli accoppiamenti dell'Higgs ai bosoni vettoriali Z e W tramite le sezioni d'urto di produzione.

- Accoppiamenti di particelle pesanti con l'Higgs, impossibili da misurare attraverso i decadimenti dell'Higgs, possono essere misurati in un processo di produzione associata. La sezione d'urto è ridotta da una possibile saturazione dello spazio delle fasi.

  Ad esempio l'accoppiamento Htt può essere determinato ad un LC con $\sqrt{s} \sim 1\ TeV$ attraverso la misura della sezione d'urto del processo $e^+e^- \to ht\bar{t}$.



Sezione d'urto del processo $t\bar{t}H^0$, calcolata al second'ordine, in funzione di M_H per $\sqrt{s} = 500\ GeV$ e $800\ GeV$ (accuratezza sperimentale prevista per $M_H = 120\ GeV$ e $\int \mathcal{L}dt = 1000\ fb^{-1}$).

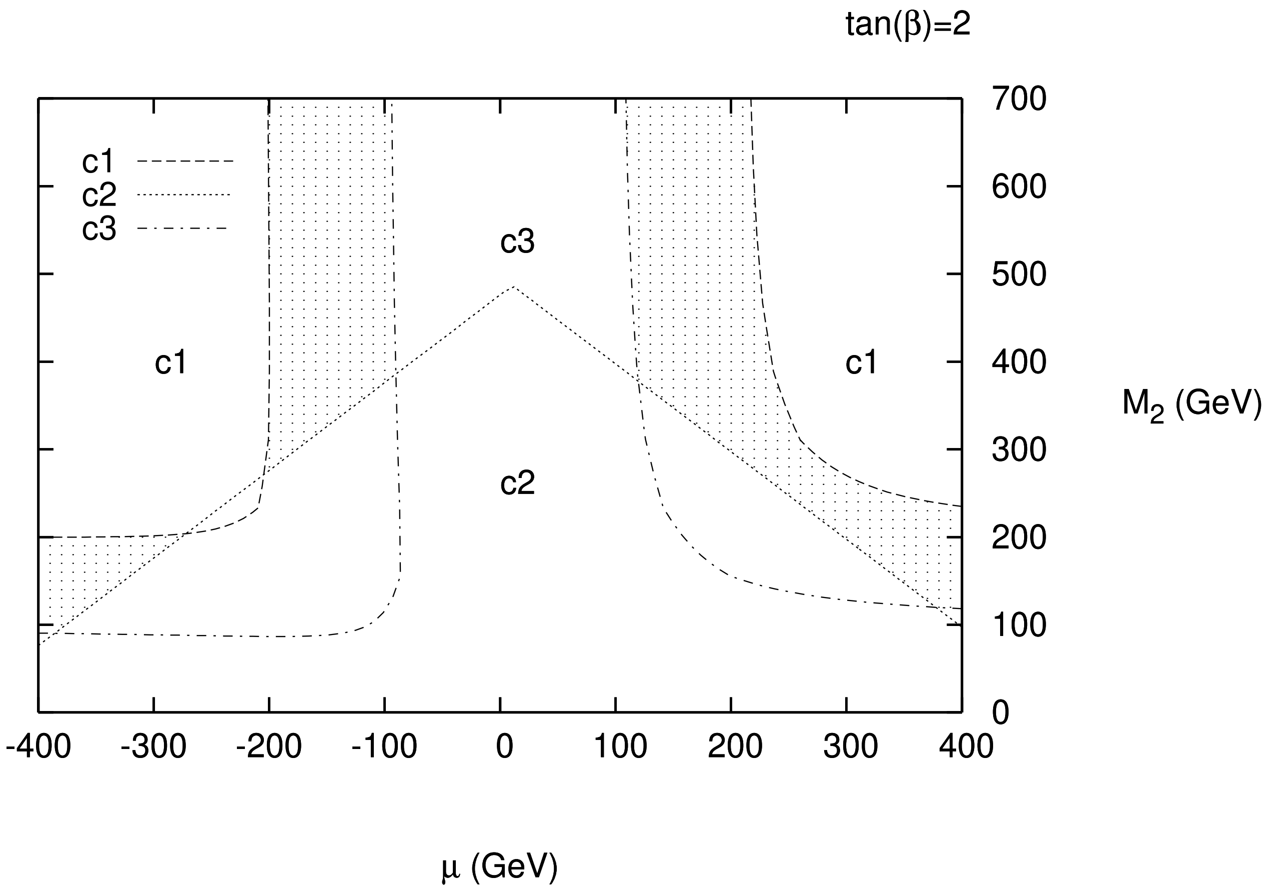
IL PROCESSO $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^- h^0$

- Il MSSM introduce un intero spettro di particelle pesanti (accoppiamenti non soppressi come $h^0\tilde{t}_1\tilde{t}_1$).

- Obbiettivo: studiare la possibilità di misurare dell'accoppiamento $h^0\tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^-$ attraverso $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^- h^0$.

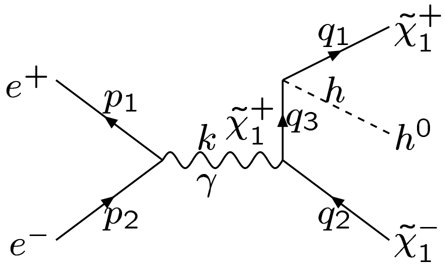
- Gli accoppiamenti Higgs pesanti-particelle SUSY si possono studiare attraverso i processi di decadimento, l'accoppiamento $h^0\tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^-$ no: nel MSSM $m_h^0 < 130\ GeV$, $m_{\tilde{\chi}_1^+} > 103.5\ GeV$.

- Processo studiato nella zona dello spazio dei parametri in cui non è risonante: non avviene produzione *on-shell* di una coppia $\tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_2^-$ o h^0A^0 (processo di ordine maggiore nella costante di accoppiamento elettrodebole), per poter selezionare l'accoppiamento $h^0\tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^-$.

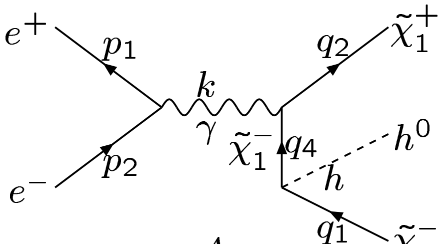


Zona c1: $\sqrt{s} \leq 2m_{\tilde{\chi}_1} + m_h$, zona c2: $\sqrt{s} \geq m_{\tilde{\chi}_1} + m_{\tilde{\chi}_2}$,
zona c3: $m_{\tilde{\chi}_1} < 100\ GeV$.

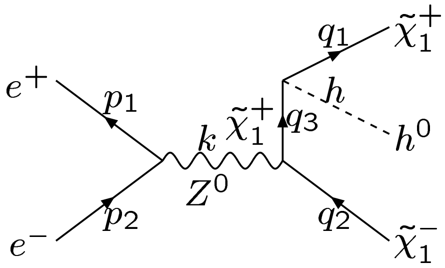
DIAGRAMMI DI FEYNMANN



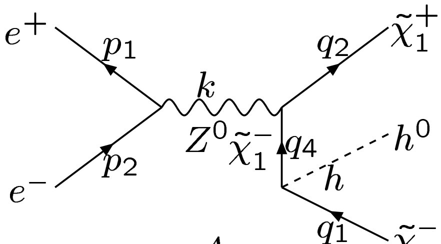
A_1



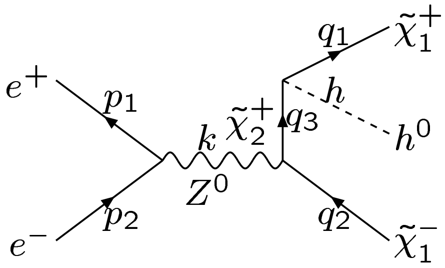
A_2



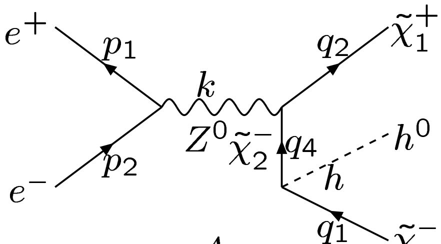
A_3



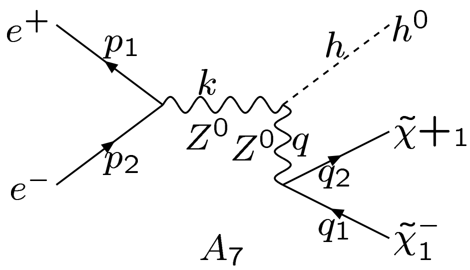
A_4



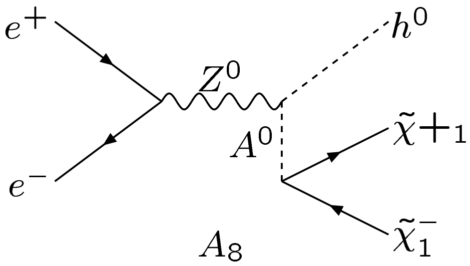
A_5



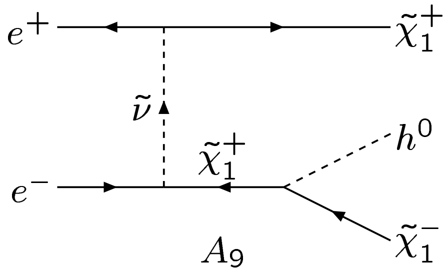
A_6



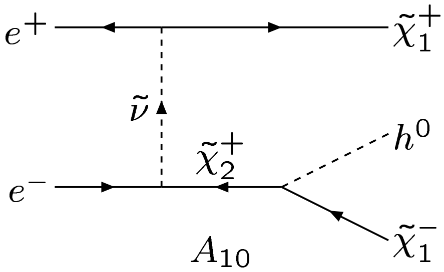
A_7



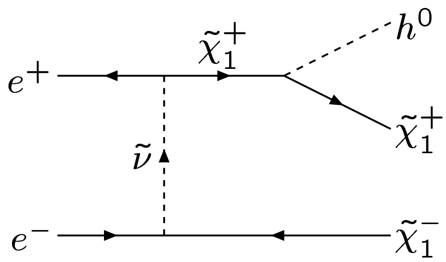
A_8



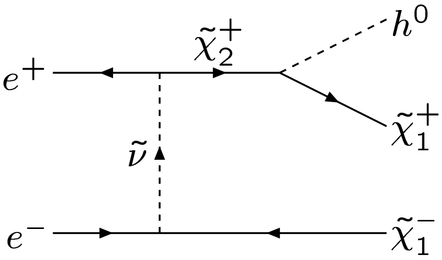
A_9



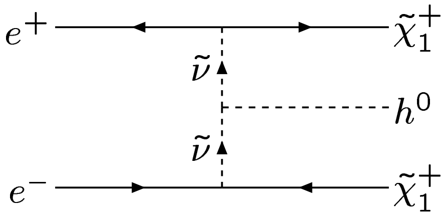
A_{10}



A_{11}



A_{12}



A_{13}

APPROSSIMAZIONI

- Calcolare in forma analitica $E_h\frac{d\sigma}{d^3\mathbf{h}}$ comporta 91 integrazioni analitiche. Abbiamo analizzato il processo nel limite $m_{\tilde{l}} = 1000\ GeV$ e nel *decoupling limit* ($M_{A^0} \gg M_W$).

- Trascurati i diagrammi del canale t che coinvolgono lo scambio di $\tilde{\nu}$ e il diagramma contenente il bosone di Higgs A^0 (diagammi $A_8 - A_{13}$).

- Si è utilizzato il programma FORM e sono state effettuate le integrazioni analitiche.

$$E_h\frac{d\sigma}{d^3\mathbf{h}} = \frac{\beta}{s(4\pi)^5}\int_{-1}^{1} d\cos\vartheta \int_0^{2\pi} d\varphi|\overline{\mathcal{M}}|^2.$$

- Due integrazioni numeriche tramite VEGAS

$$\sigma = 2\pi \int_{E_h{}^{min}}^{E_h{}^{max}} dE_h \int_{-1}^{1} d\cos\alpha|\mathbf{h}| \left(E_h\frac{d\sigma}{d^3\mathbf{h}}\right).$$

- La zona dello spazio (μ,M_2) in cui le approssimazioni sono maggiormente precise (*CompHep*) è la zona in cui $\mu \ll M_2$ (nel chargino domina componente di "higgsino" che non si accoppia con gli sleptoni).

- Nel MSSM sia m_{h^0} che l'angolo di mescolamento dei bosoni di Higgs neutri α risentono notevolmente delle correzioni radiative, per calcolarli (a due loop) è stato utilizzato il programma *FeynHiggsFast*.

$$
\begin{aligned}
\mathcal{M}_1 &= \frac{ige^2}{k^2+i\epsilon}\bar{u}^{\chi}_{s_1}(\mathbf{q}_1)\left(C^L_{11}P_L+C^R_{11}P_R\right)\frac{(\not{q}_3+M_1)}{q_3^2-M_1^2+i\epsilon}\gamma^\mu v^{\chi}_{s_2}(\mathbf{q}_2)\bar{v}^e_{r_1}(\mathbf{p}_1)\gamma_\mu u^e_{r_2}(\mathbf{p}_2)\\
\mathcal{M}_2 &= \frac{ige^2}{k^2+i\epsilon}\bar{u}^{\chi}_{s_1}(\mathbf{q}_1)\gamma^\mu\frac{(-\not{q}_4+M_1)}{q_4^2-M_1^2+i\epsilon}\left(C^L_{11}P_L+C^R_{11}P_R\right)v^{\chi}_{s_2}(\mathbf{q}_2)\bar{v}^e_{r_1}(\mathbf{p}_1)\gamma_\mu u^e_{r_2}(\mathbf{p}_2)\\
\mathcal{M}_3 &= \frac{-ig^3}{4\cos^2\theta_w(k^2-m_Z^2+i\epsilon)}\bar{u}^{\chi}_{s_1}(\mathbf{q}_1)\left(C^L_{11}P_L+C^R_{11}P_R\right)\frac{(\not{q}_3+M_1)}{q_3^2-M_1^2+i\epsilon}\gamma^\mu\\
&\quad\times\left(O^L_{11}P_L+O^R_{11}P_R\right)v^{\chi}_{s_2}(\mathbf{q}_2)\left(g_{\mu\nu}-\frac{k_\mu k_\nu}{m_Z^2}\right)\bar{v}^e_{r_1}(\mathbf{p}_1)\gamma^\nu(g_V-\gamma_5)u^e_{r_2}(\mathbf{p}_2)\\
\mathcal{M}_4 &= \frac{-ig^3}{4\cos^2\theta_w(k^2-m_Z^2+i\epsilon)}\bar{u}^{\chi}_{s_1}(\mathbf{q}_1)\gamma^\mu\left(O^L_{11}P_L+O^R_{11}P_R\right)\frac{(-\not{q}_4+M_1)}{q_4^2-M_1^2+i\epsilon}\\
&\quad\times\left(C^L_{11}P_L+C^R_{11}P_R\right)v^{\chi}_{s_2}(\mathbf{q}_2)\left(g_{\mu\nu}-\frac{k_\mu k_\nu}{m_Z^2}\right)\bar{v}^e_{r_1}(\mathbf{p}_1)\gamma^\nu(g_V-\gamma_5)u^e_{r_2}(\mathbf{p}_2)\\
\mathcal{M}_5 &= \frac{-ig^3}{4\cos^2\theta_w(k^2-m_Z^2+i\epsilon)}\bar{u}^{\chi}_{s_1}(\mathbf{q}_1)\left(C^L_{12}P_L+C^R_{12}P_R\right)\frac{(\not{q}_3+M_2)}{q_3^2-M_2^2+i\epsilon}\gamma^\mu\\
&\quad\times\left(O^L_{21}P_L+O^R_{21}P_R\right)v^{\chi}_{s_2}(\mathbf{q}_2)\left(g_{\mu\nu}-\frac{k_\mu k_\nu}{m_Z^2}\right)\bar{v}^e_{r_1}(\mathbf{p}_1)\gamma^\nu(g_V-\gamma_5)u^e_{r_2}(\mathbf{p}_2)\\
\mathcal{M}_6 &= \frac{-ig^3}{4\cos^2\theta_w(k^2-m_Z^2+i\epsilon)}\bar{u}^{\chi}_{s_1}(\mathbf{q}_1)\gamma^\mu\left(O^L_{12}P_L+O^R_{12}P_R\right)\frac{(-\not{q}_4+M_2)}{q_4^2-M_2^2+i\epsilon}\\
&\quad\times\left(C^L_{21}P_L+C^R_{21}P_R\right)v^{\chi}_{s_2}(\mathbf{q}_2)\left(g_{\mu\nu}-\frac{k_\mu k_\nu}{m_Z^2}\right)\bar{v}^e_{r_1}(\mathbf{p}_1)\gamma^\nu(g_V-\gamma_5)u^e_{r_2}(\mathbf{p}_2)\\
\mathcal{M}_7 &= \frac{ig^3 m_Z\sin(\beta-\alpha)}{4\cos^3\theta_w}\bar{u}^{\chi}_{s_1}(\mathbf{q}_1)\gamma^\mu\left(O^L_{11}P_L+O^R_{11}P_R\right)v^{\chi}_{s_2}(\mathbf{q}_2)\\
&\quad\times\frac{(g_{\mu\nu}-q_\mu q_\nu/m_Z^2)}{(q^2-m_Z^2+i\epsilon)}\frac{(g^{\nu\sigma}-k^\nu k^\sigma/m_Z^2)}{(k^2-m_Z^2+i\epsilon)}\bar{v}^e_{r_1}(\mathbf{p}_1)\gamma_\sigma(g_V-\gamma_5)u^e_{r_2}(\mathbf{p}_2)
\end{aligned}
$$

$p_1+p_2=k=q_1+q_2+h$, $q_3=q_1+h$, $q_4=q_2+h$, $q=p_1+p_2-h, M_{1,2}=M_{\tilde{\chi}^\pm_{1,2}}$.

- La sezione d'urto e le distribuzioni nell'energia e nell'angolo dell'Higgs calcolate nel sistema di riferimento del laboratorio sono:

$$\sigma = 2\pi \int_{{E_h}^{min}}^{{E_h}^{max}} dE_h \int_{-1}^{1} d\cos\alpha |\mathbf{h}|\ D_h(E_h, \cos\alpha),$$

$$\frac{d\sigma}{dE_h} = 4\pi\sqrt{E_h^2 - m_h^2}\int_0^1 d\cos\alpha\ \ D_h(E_h, \cos\alpha),$$

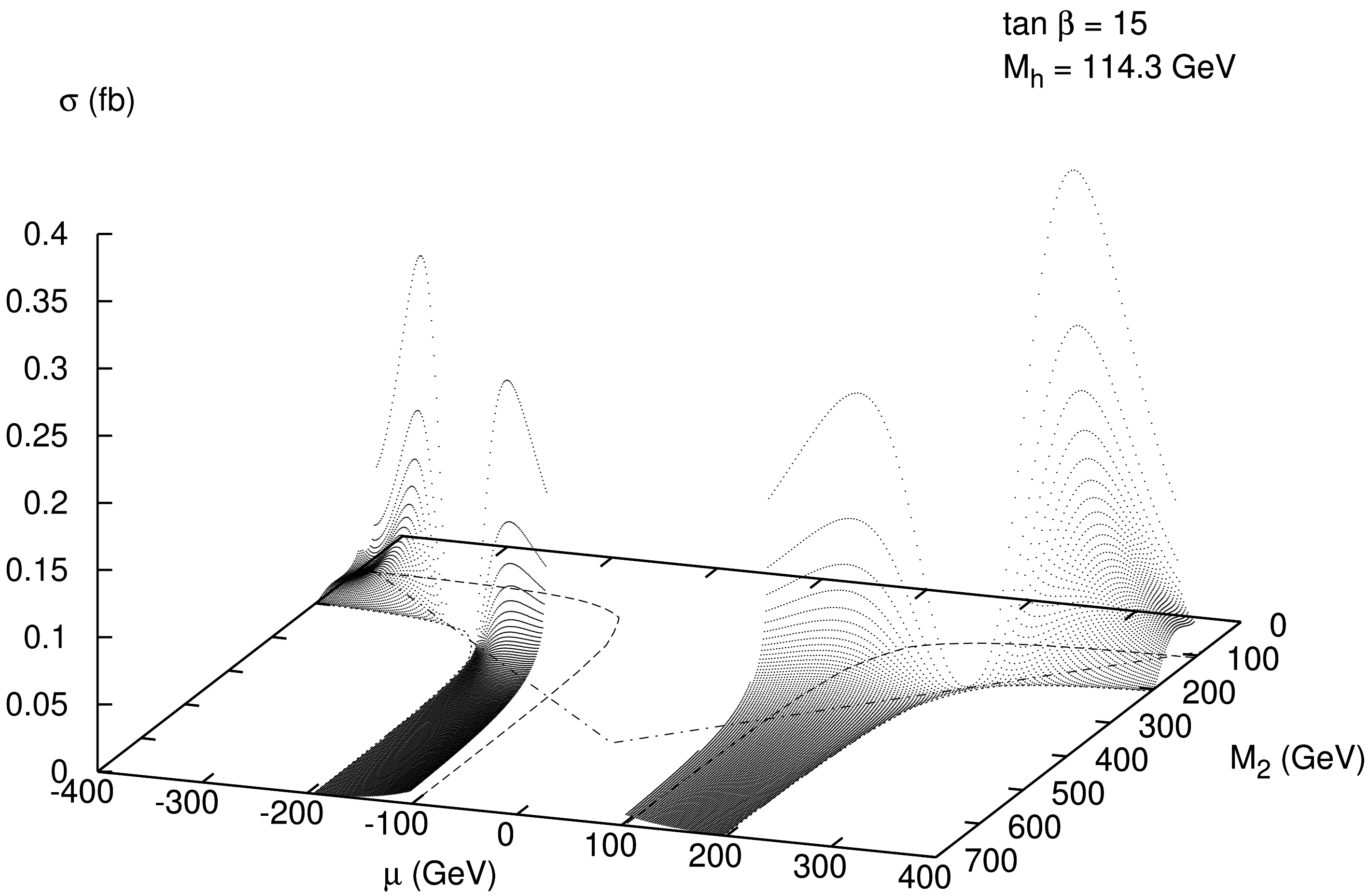
$$\frac{d\sigma}{d\cos\alpha} = 2\pi \int_{{E_h}^{min}}^{{E_h}^{max}} dE_h \sqrt{E_h^2 - m_h^2}\ D_h(E_h, \cos\alpha),$$

dove

$${E_h}^{min} = m_h, \qquad {E_h}^{max} = \frac{s + m_h^2 - 4M_1^2}{2\sqrt{s}},$$

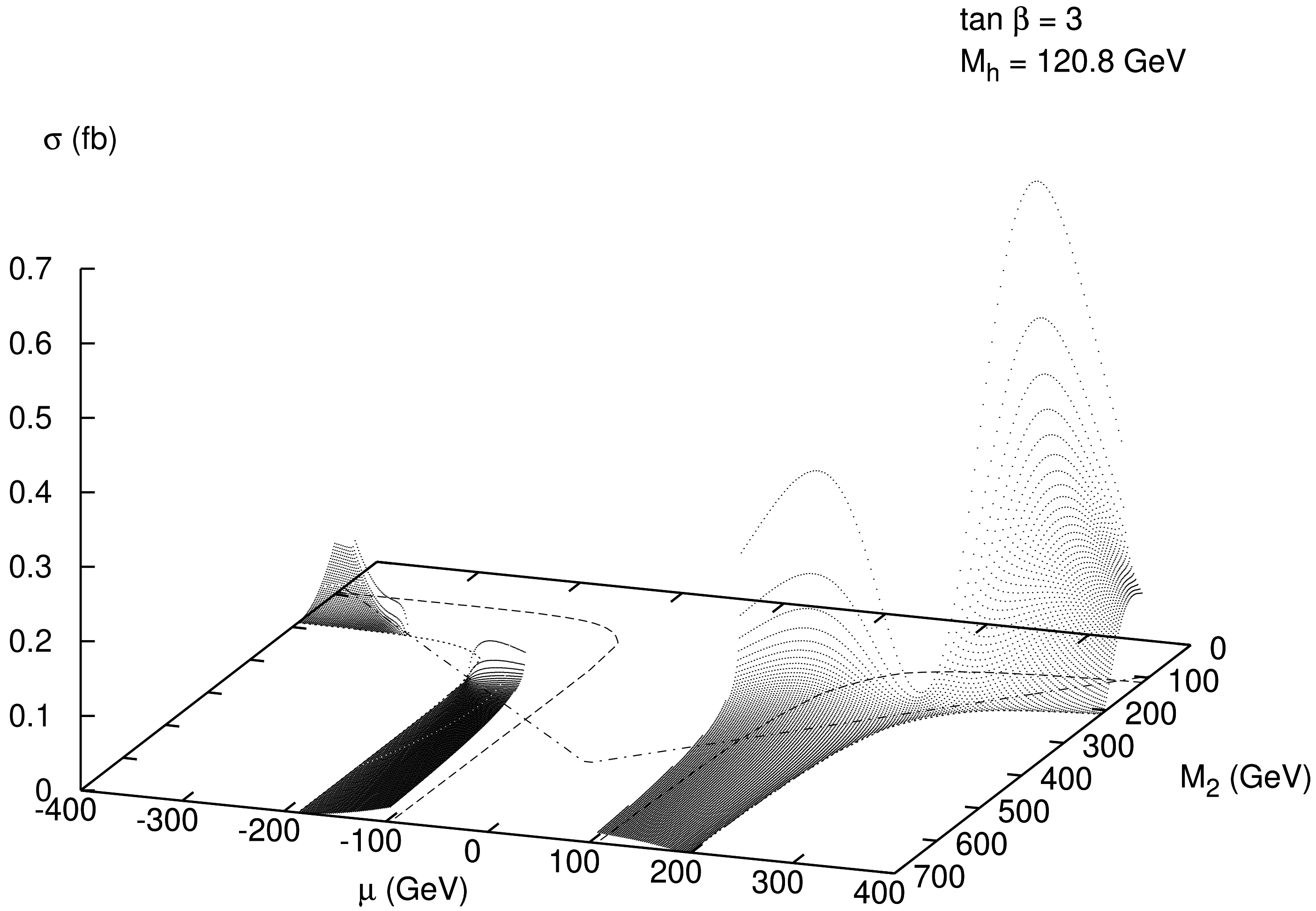
e

$$D_h(E_h, \cos\alpha) = \left(E_h \frac{d\sigma}{d^3\mathbf{h}}\right).$$

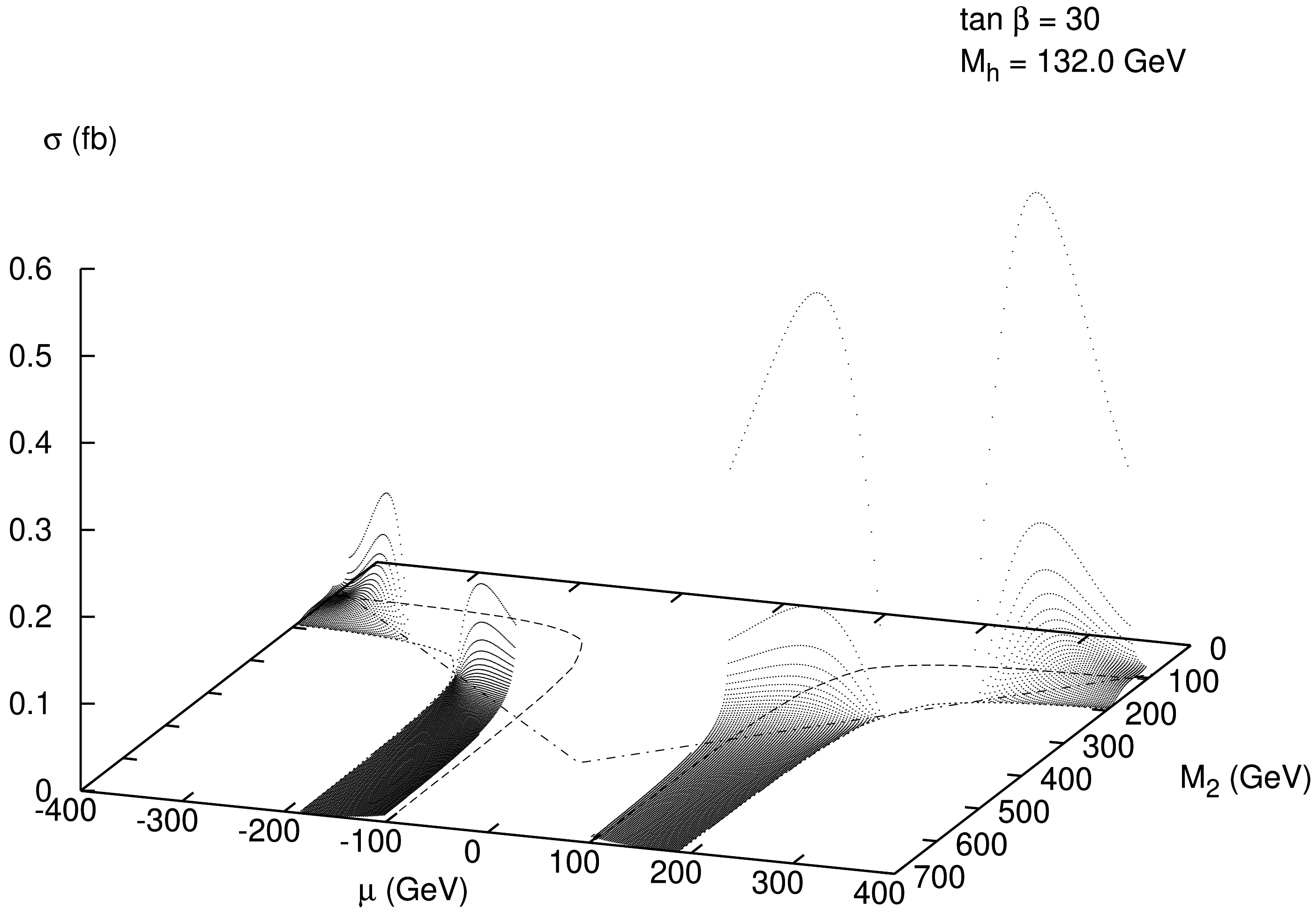


Sezione d'urto totale nello spazio (μ,M_2) per:

$\sqrt{s} = 500\ GeV$, $\tan\beta = 15$, $M_{A^0} = 500\ GeV$.

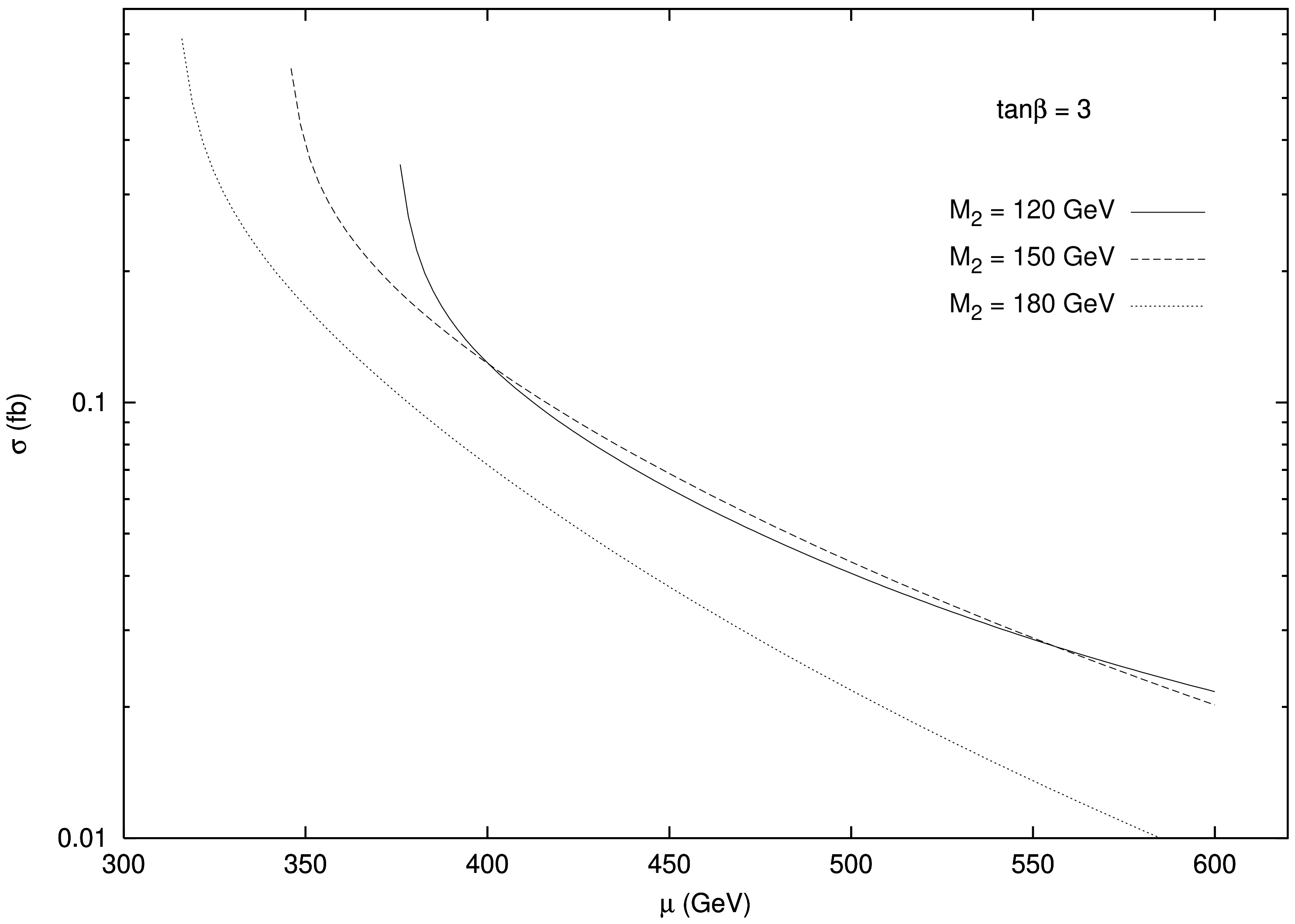


Sezione d'urto totale nello spazio (μ,M_2) per:
$\sqrt{s} = 500\ GeV$, $\tan\beta = 3$, $M_{A^0} = 500\ GeV$.

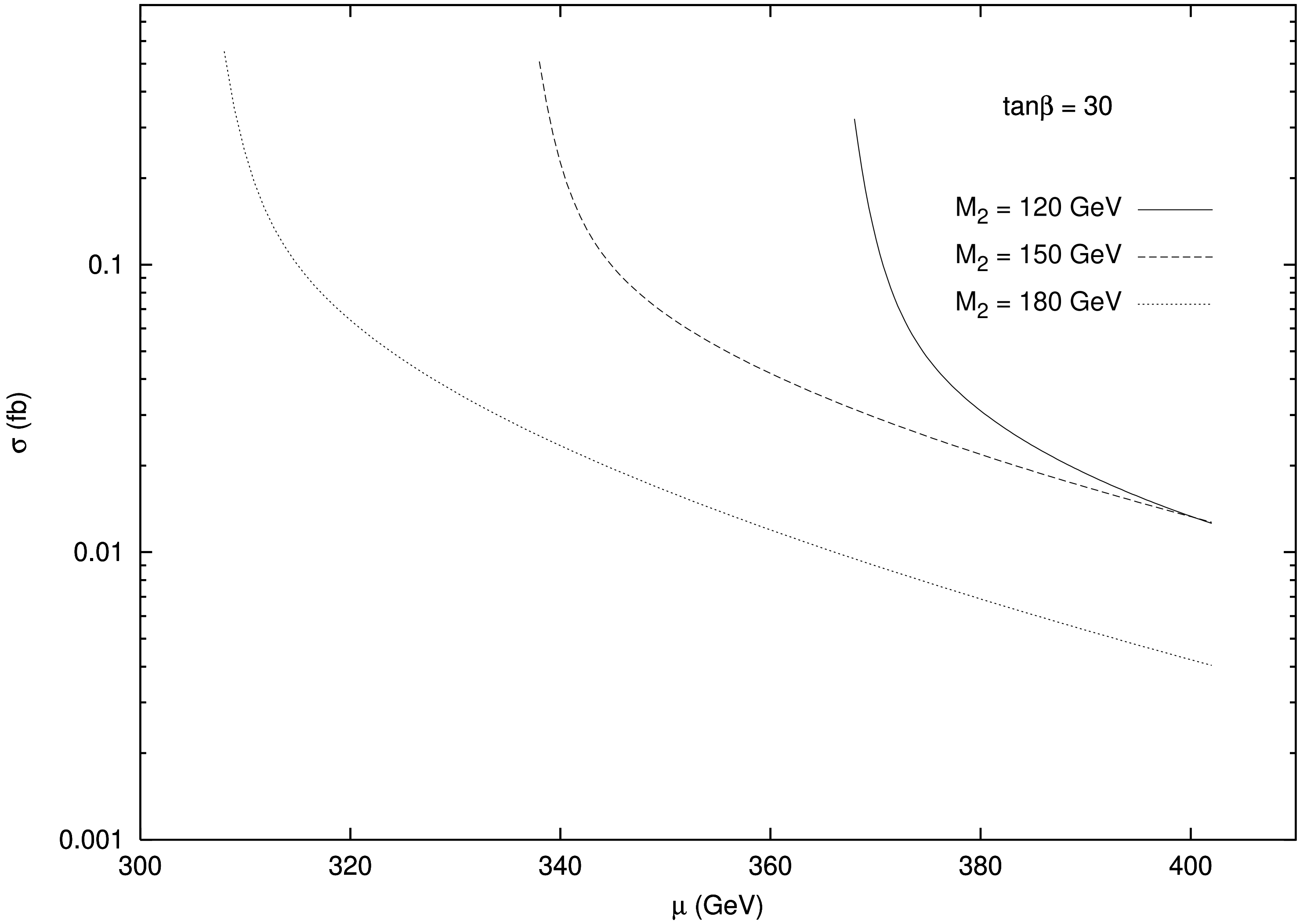


Sezione d'urto totale nello spazio (μ,M_2) per:

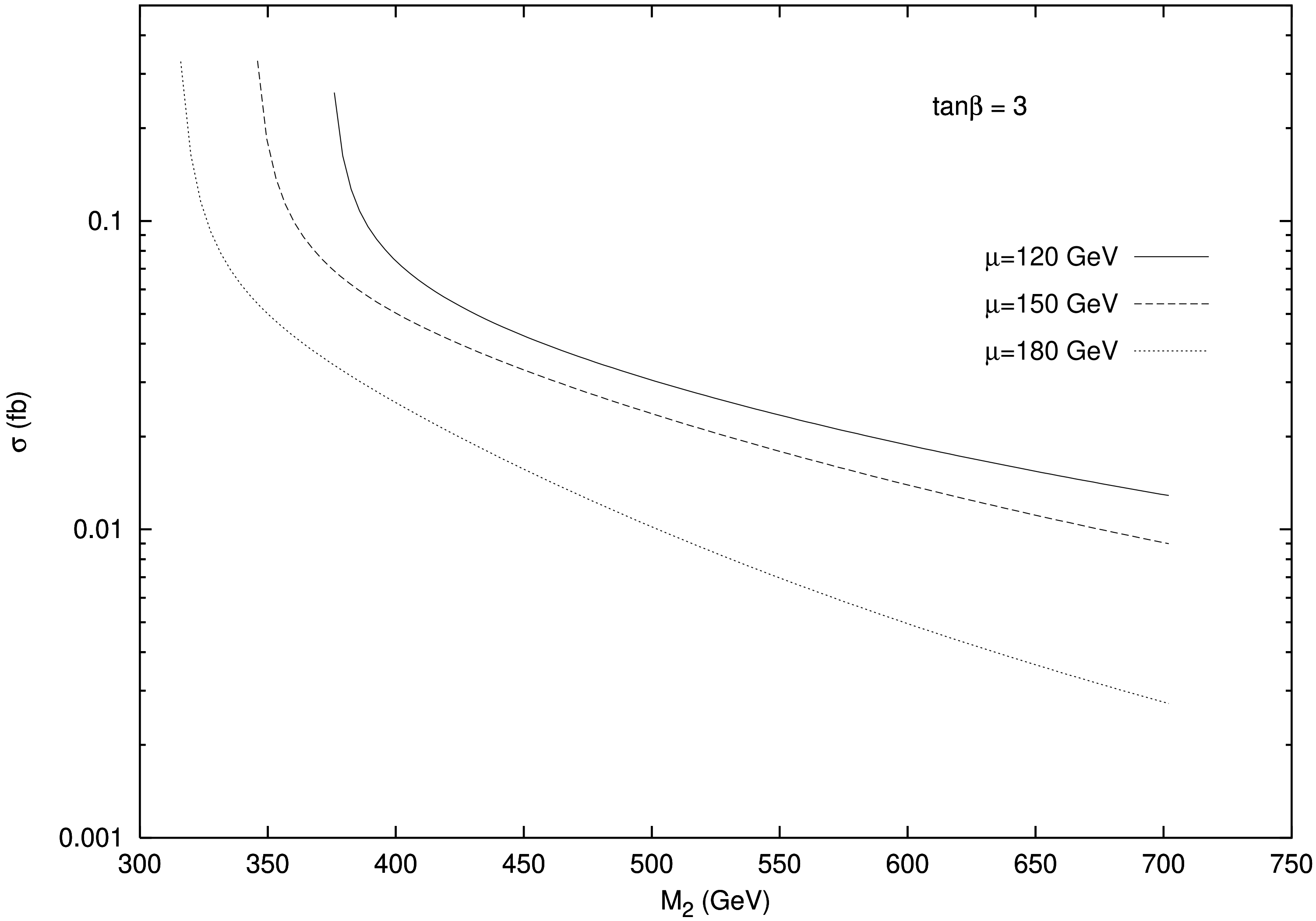
$\sqrt{s} = 500\ GeV$, $\tan\beta = 30$, $M_{A^0} = 500\ GeV$.



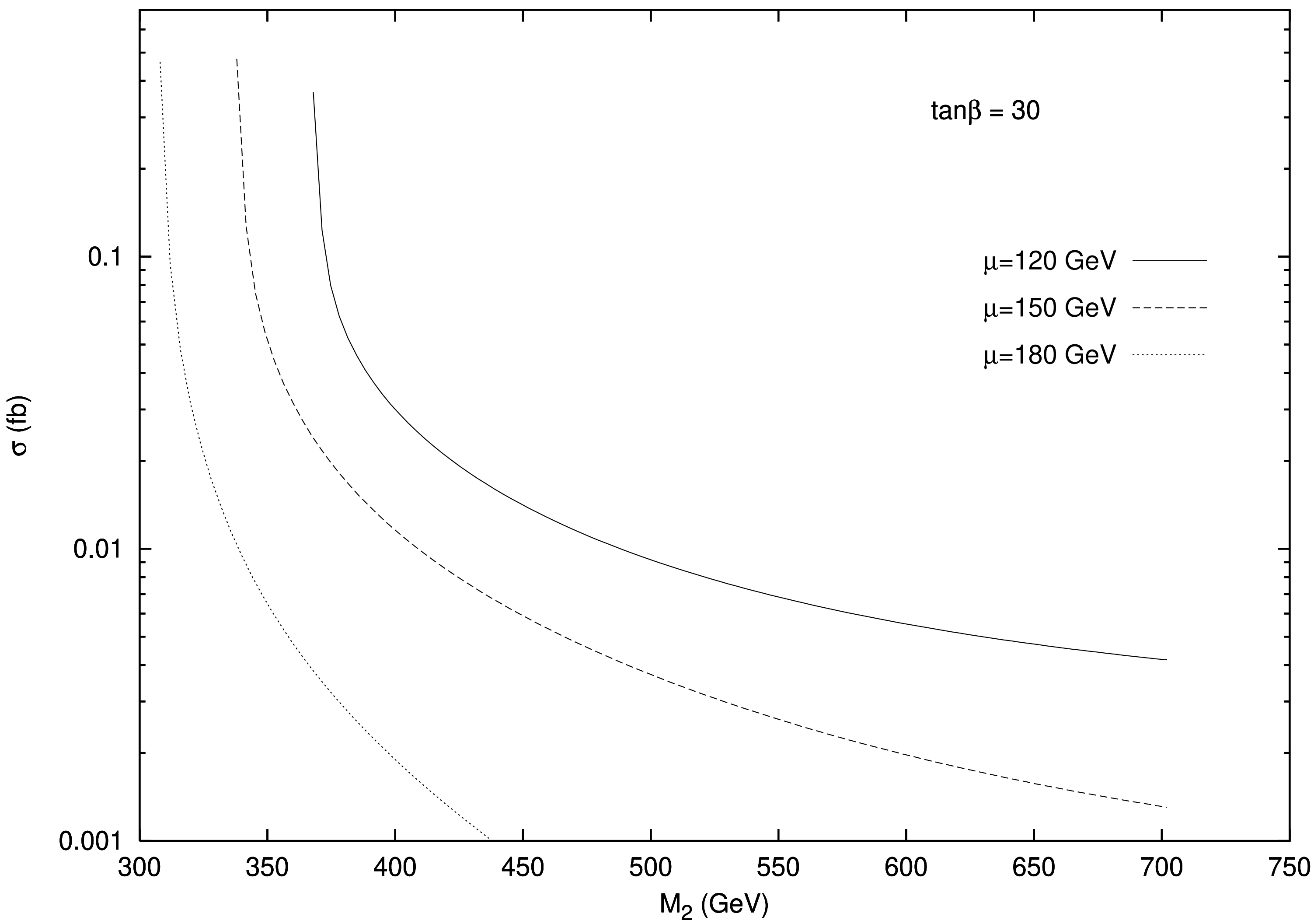
Sezione d'urto totale in funzione di μ.



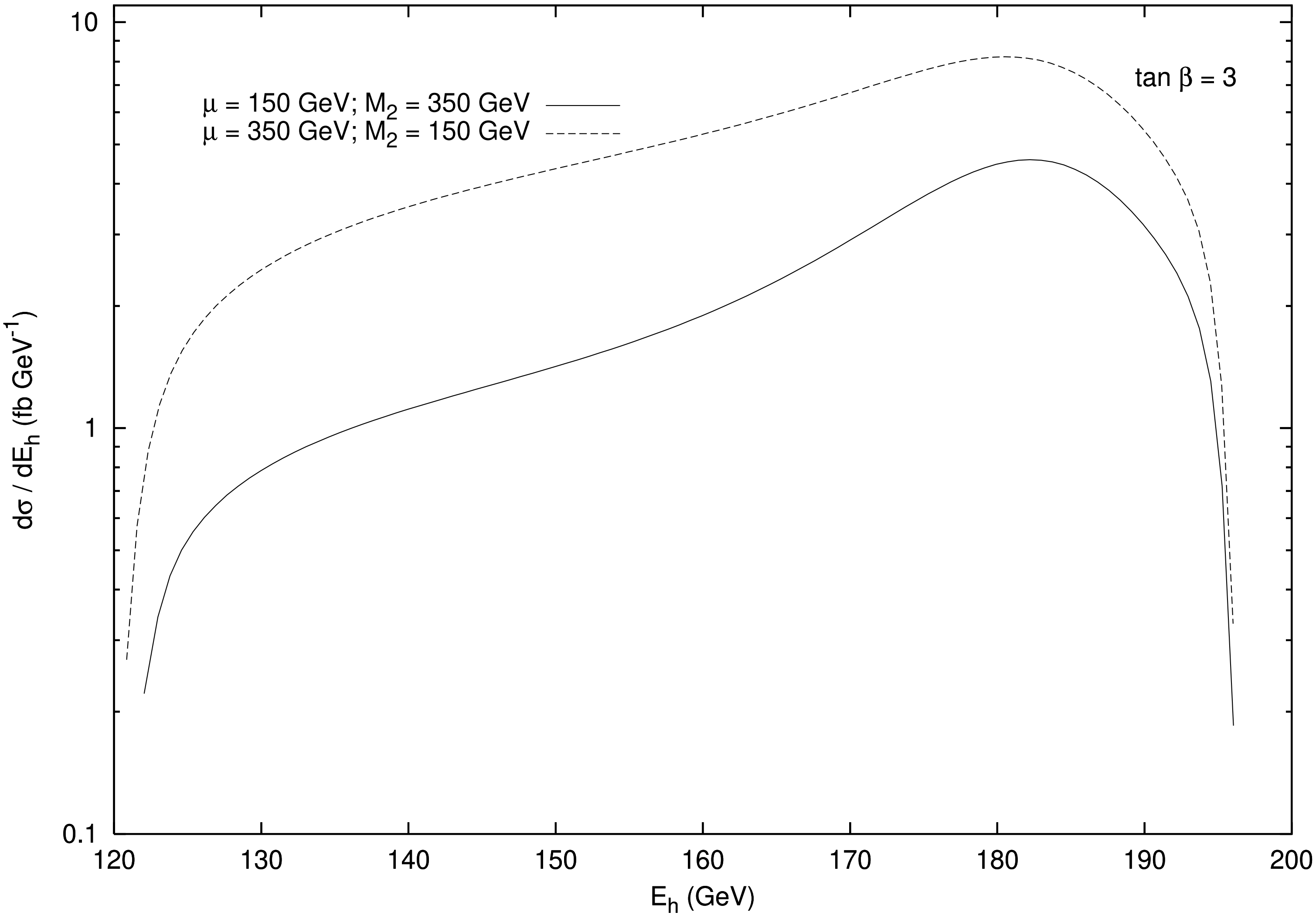
Sezione d'urto totale in funzione di μ.



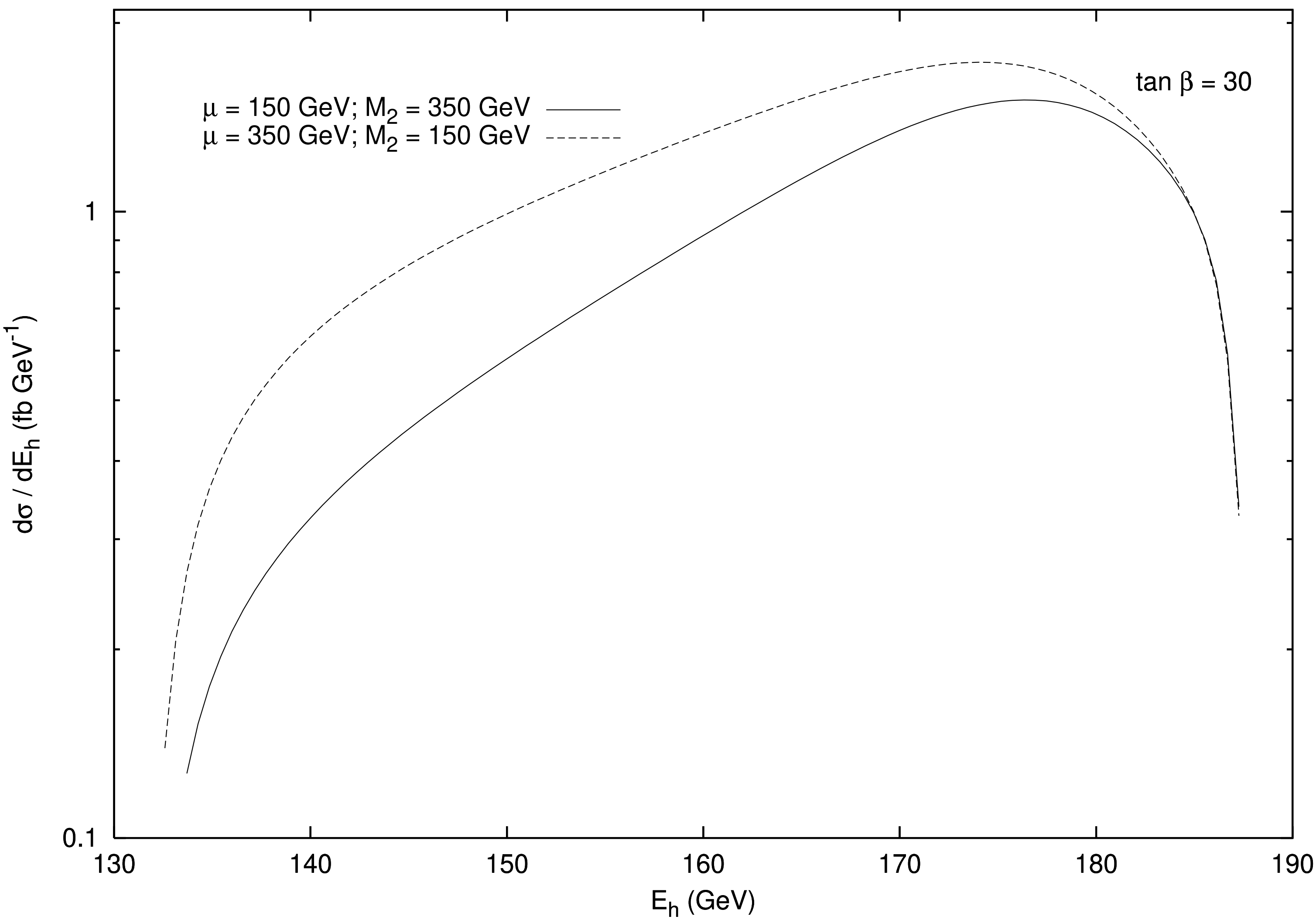
Sezione d'urto totale in funzione di M_2.



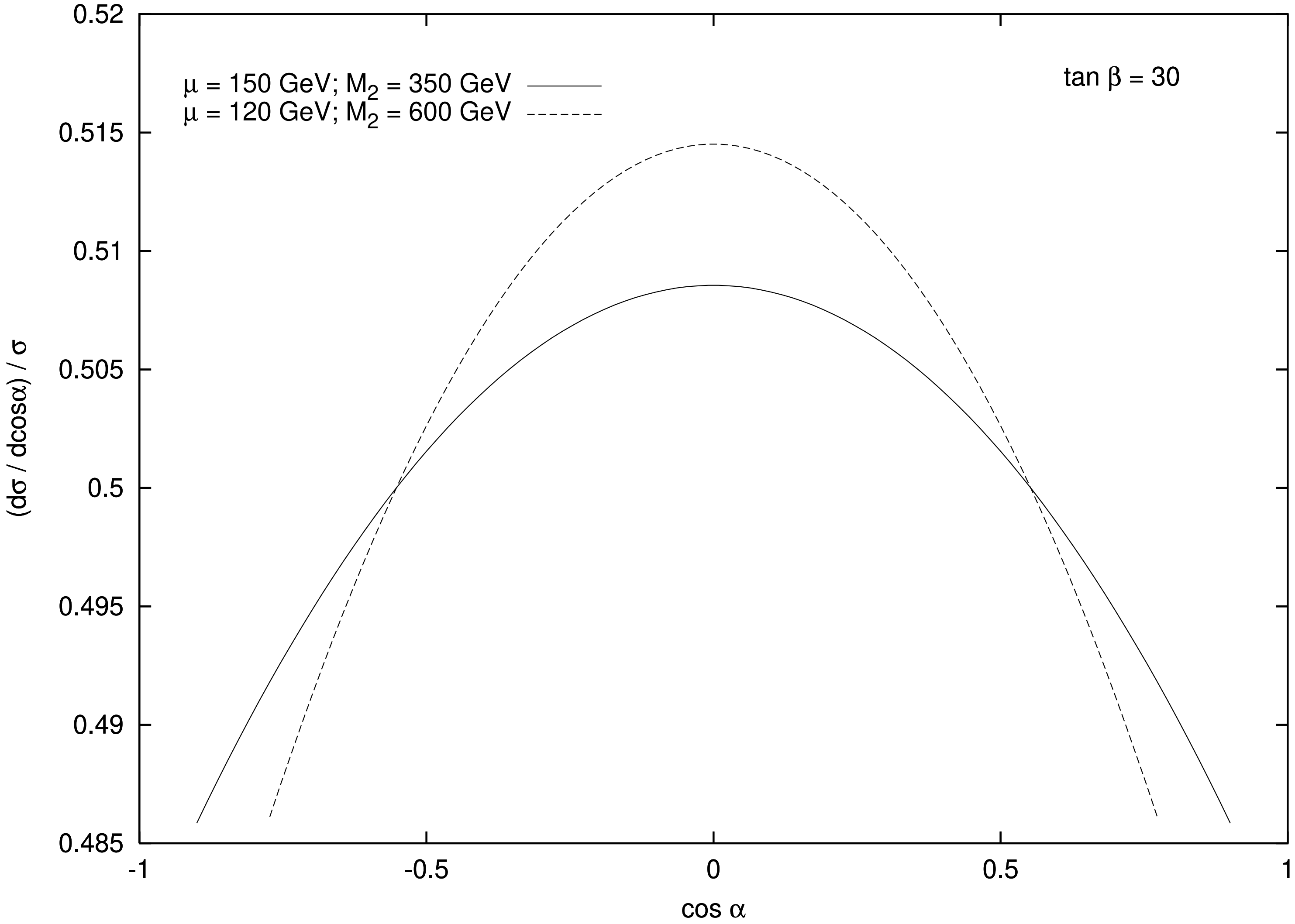
Sezione d'urto totale in funzione di M_2.



Sezione d'urto differenziale nell'energia dell'Higgs.



Sezione d'urto differenziale nell'energia dell'Higgs.



Distribuzione nell'angolo polare.

CONCLUSIONI

- La sezione d'urto di produzione del processo $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^-h^0$ risulta interessante ($\sigma \sim fb$) solo in alcune zone dello spazio dei parametri.

- Un analisi del processo ad energie maggiori ($\sqrt{s} = 1\ TeV$) amplia l'esplorazione dello spazio dei parametri ma con sezioni d'urto minori.

PROSPETTIVE

- Analisi completa del processo anche nella zona $\mu \gg M_2$.

- Studio del background del processo.