

SUSY a LHC: PRODUZIONE ASSOCIATA STOP CHARGINO

M. Beccaria¹ G. Macorini² F. Renard³ C. Verzegnassi²

¹Dipartimento di Fisica
Università di Lecce,

²Dipartimento di Fisica Teorica
Università di Trieste,

³Dipartimento di Fisica Teorica
Università di Montpellier,

Incontri di Fisica delle Alte Energie
Napoli 2007

Sommario

- 1 Introduzione
 - $\tilde{t}_a\chi_i$ nel MSSM
- 2 $\tilde{t}_a\chi_i$ a LHC
 - Sezione d'urto partonica
 - Sezioni d'urto differenziali
 - Sezioni d'urto integrate
- 3 Conclusioni
 - Risultati

SUSY & MSSM

Se SUSY esiste ...

- Se ... la supersimmetria (SUSY) esiste, e la scala SUSY è dell'ordine di $\simeq TeV$
- LHC sarà in grado di produrre (almeno alcune) delle nuove particelle previste dalla teoria
- SUSY a $\simeq TeV \Rightarrow$ MSSM: si "raddoppia" lo spettro del Modello Standard ...

Spettro MSSM: Bosoni di gauge e gaugini $SU(3) \times SU(2) \times U(1)_Y$

B_μ, λ_B	- $U(1)_Y$,
W_μ^i, λ_W^i	- $SU(2)_L$,
G_μ^a, λ_G^a	- $SU(3)_C$,

MSSM: spettro

Spettro MSSM: scalari e fermioni

Scalars	Fermions	$U(1)$ charge
$L^I = \begin{pmatrix} \tilde{\nu}^I \\ \tilde{e}_L^{-I} \end{pmatrix}$	$\Psi_L^I = \begin{pmatrix} \nu^I \\ e^{-I} \end{pmatrix}_L$	-1
$R^I = \tilde{e}_R^{+I}$	$\Psi_R^I = (e_L^{-I})^c$	2
$Q^I = \begin{pmatrix} \tilde{u}^I \\ \tilde{d}_L^I \end{pmatrix}$	$\Psi_Q^I = \begin{pmatrix} u^I \\ d^I \end{pmatrix}_L$	$\frac{1}{3}$
$D^I = \tilde{d}_R^{I*}$	$\Psi_D^I = (d_L^I)^c$	$\frac{2}{3}$
$U^I = \tilde{u}_R^{I*}$	$\Psi_U^I = (u_L^I)^c$	$-\frac{4}{3}$
$H^1 = \begin{pmatrix} H_1^1 \\ H_2^1 \end{pmatrix}$	$\Psi_H^1 = \begin{pmatrix} \Psi_{H1}^1 \\ \Psi_{H2}^1 \end{pmatrix}$	-1
$H^2 = \begin{pmatrix} H_1^2 \\ H_2^2 \end{pmatrix}$	$\Psi_H^2 = \begin{pmatrix} \Psi_{H1}^2 \\ \Psi_{H2}^2 \end{pmatrix}$	1

MSSM: spettro

Rottura esplicita SUSY: "Soft breaking Terms"

- termini di massa per gli scalari
- termini di massa per i gaugini
- accoppiamenti trilineari per gli scalari

Spettro fisico MSSM

$$\langle H^1 \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} v_1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \langle H^2 \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v_2 \end{pmatrix}, \quad \tan\beta = \frac{v_2}{v_1}$$

$$M_Z = \frac{e}{2s_W c_W} (v_1^2 + v_2^2)^{\frac{1}{2}}$$

$$M_W = \frac{e}{2s_W} (v_1^2 + v_2^2)^{\frac{1}{2}}$$

Autostati di massa \Rightarrow Mixing, campi "fisici"

Mixing: \tilde{t} e χ fisici

- 4 spinori di Weyl ($\lambda_W^1, \lambda_W^2, \Psi_{H2}^1, \Psi_{H1}^2$) si combinano nei 2 spinori Dirac χ_1, χ_2 "chargini"; matrici di mixing Z_+ and Z_- :

$$(Z_-)^T \begin{pmatrix} M_2 & \frac{ev_2}{\sqrt{2}s_W} \\ \frac{ev_1}{\sqrt{2}s_W} & \mu \end{pmatrix} Z_+ = \begin{pmatrix} M_{\chi_1} & 0 \\ 0 & M_{\chi_2} \end{pmatrix}$$

- i 6 scalari "squark up":

$$Z_U^T \begin{pmatrix} (\mathcal{M}_U^2)_{LL} & (\mathcal{M}_U^2)_{LR} \\ (\mathcal{M}_U^2)_{LR} & (\mathcal{M}_U^2)_{RR} \end{pmatrix} Z_U^* = \begin{pmatrix} M_{U_1}^2 & & 0 \\ & \dots & \\ 0 & & M_{U_6}^2 \end{pmatrix}$$

- Mixing solo per la 3^a famiglia:

$$\begin{aligned} \tilde{t}_1 &= \cos\theta_{\tilde{t}} \tilde{t}_L - \sin\theta_{\tilde{t}} \tilde{t}_R, \\ \tilde{t}_2 &= \sin\theta_{\tilde{t}} \tilde{t}_L + \cos\theta_{\tilde{t}} \tilde{t}_R \end{aligned}$$

MSSM \subset mSugra

- SUSY breaking: "hidden sector" $\xRightarrow{\text{gravit\`a}}$ "MSSM"
 - Condizioni alla scala di unificazione:
 - Unificazione degli accoppiamenti gauge;
 - Unificazione delle masse gaugini: $m_{1/2}$;
 - Massa "universale" per gli scalari: m_0 ;
 - Accoppiamento trilineare "universale": A_0 ;
- 4 parametri continui + 1 discreto:
 m_0 , $m_{1/2}$, A_0 , $\tan\beta$, $\text{sign}(\mu)$
 - SUSPECT

Parametri mSugra.

Valori dei parametri mSugra associati ai punti:

	m_0	$m_{1/2}$	A_0	$\tan \beta$	$\text{sign}(\mu)$
LS1	300	150	-500	10	+
LS2	300	150	-500	50	+
SU1	70	350	0	10	+
SU6	320	375	0	50	+
SPS5	150	300	-1000	5	+
SPS5a	150	300	-1000	15	+
SPS5b	150	300	-1000	40	+

- $\mu > 0 \Rightarrow$ Dark Matter [B. C. Allanach, C. G. Lester and A. M. Weber - arXiv:hep-ph/0609295.]

Spettri

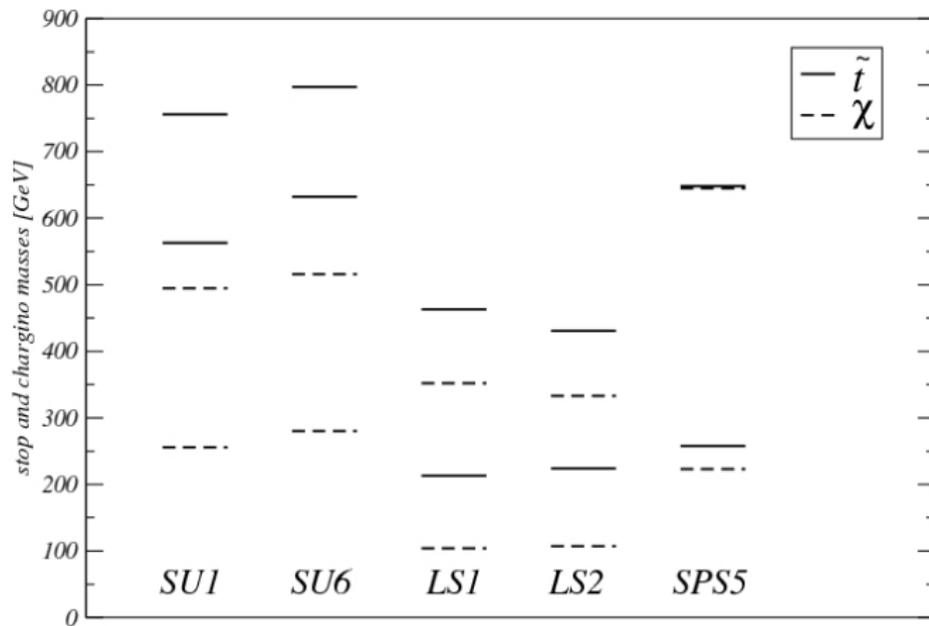


Figure: Masse per $\tilde{t}_a \chi_i$

Perché $\tilde{t}_a \chi_i$?

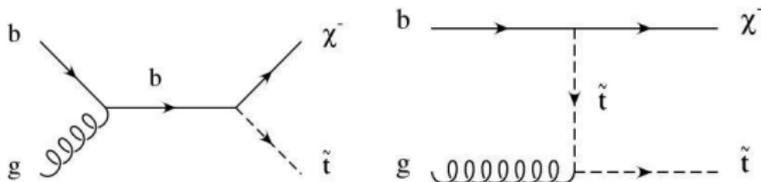
- Leggeri ...
- Complementare a $\tilde{t}_a \tilde{t}_a^*$: accesso ai parametri elettrodeboli e accoppiamenti Yukawa del MSSM:

$$\tan \beta, A_i^{L,R}(\tilde{t}_a)$$

- Analogo supersimmetrico del “Single Top”

CKM-SUSY [B. Fuks]

Sezione d'urto partonica: $bg \rightarrow \tilde{t}_a \chi_i^-$



$$A^{Born}(s) = -\frac{g_s}{s - m_b^2} \bar{v}_c(\chi_i^-) [A_i^L(\tilde{t}_a) P_L + A_i^R(\tilde{t}_a) P_R] (\not{q} + m_b) \not{\epsilon} u(b)$$

$$A^{Born}(u) = -\frac{2g_s}{u - m_{\tilde{t}_a}^2} \bar{v}_c(\chi_i^-) [A_i^L(\tilde{t}_a) P_L + A_i^R(\tilde{t}_a) P_R] (\not{e} \cdot \not{p}_{\tilde{t}_a}) u(b)$$

$$\frac{d\sigma^{Born}}{d\cos\theta} = \frac{\beta'}{768\pi s\beta} \sum_{\lambda_b, \lambda_g, \lambda_\chi} |F_{\lambda_b, \lambda_g, \lambda_\chi}^{Born}|^2$$

dove $\beta = \frac{2p}{\sqrt{s}}$, $\beta' = \frac{2p'}{\sqrt{s}}$, p, p' momenti iniziale e finale nel c.m.;

Accoppiamenti

Gli accoppiamenti al Born Level

$$A_i^L(\tilde{t}_L) = -\frac{e}{s_W} Z_{1i}^+ \quad A_i^L(\tilde{t}_R) = \frac{e m_t}{\sqrt{2} M_W s_W \sin \beta} Z_{2i}^+$$

$$A_i^R(\tilde{t}_L) = \frac{e m_b}{\sqrt{2} M_W s_W \cos \beta} Z_{2i}^{-*}$$

coinvolgono le matrici di mixing dei carichi Z_{ki}^\pm che ne controllano la composizione "Higgsino" "gaugino":

- la componente "Higgsinica" é direttamente sensibile a $\tan \beta$

Sezione d'urto differenziale $PP \rightarrow \tilde{t}_a \chi_i^- + X$

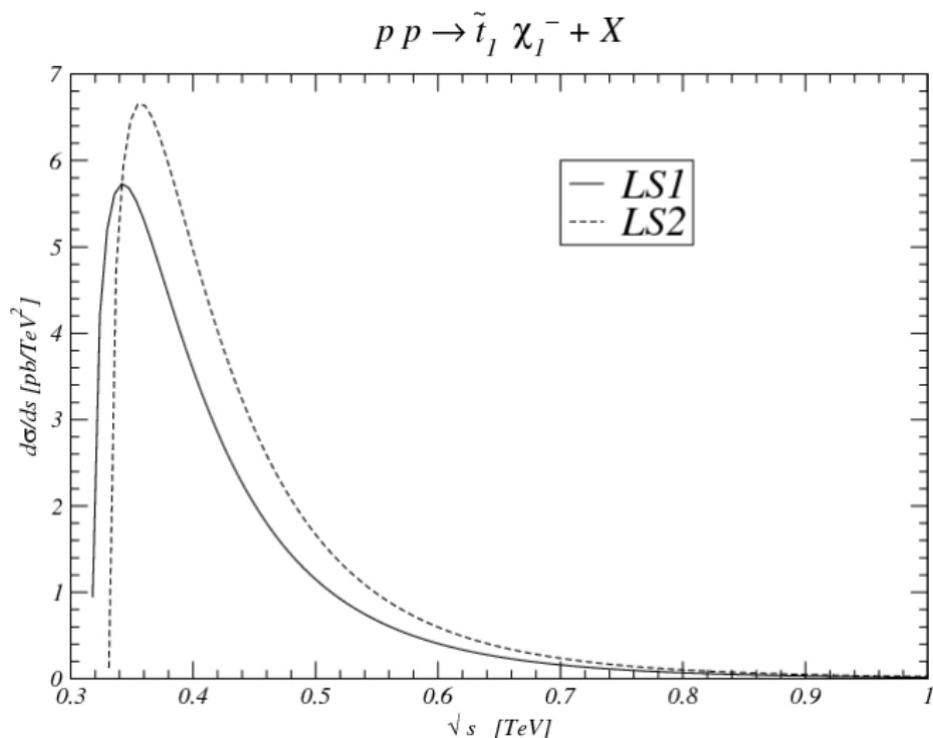
$$\frac{d\sigma(PP \rightarrow \tilde{t}_a \chi_i^- + X)}{ds} = \frac{1}{S} \int_{\cos\theta_{min}}^{\cos\theta_{max}} d\cos\theta L_{bg}(\tau, \cos\theta) \frac{d\sigma_{bg \rightarrow \tilde{t}_a \chi_i^-}(s)}{d\cos\theta},$$

dove $\tau = \frac{s}{S}$, e L_{bg} é la luminosità:

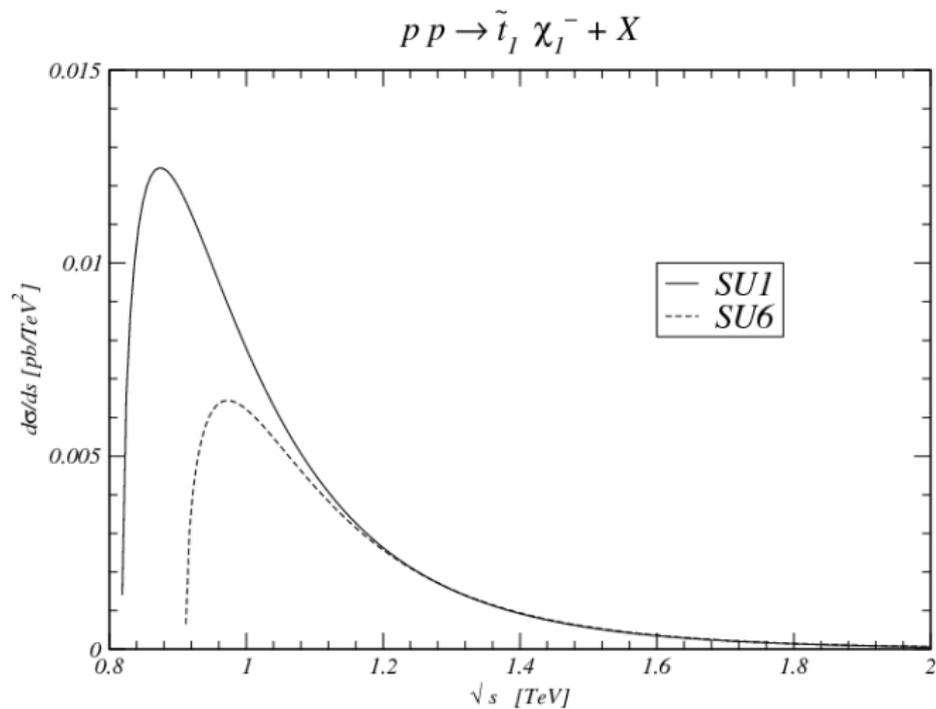
$$L_{bg}(\tau, \cos\theta) = \int_{\bar{y}_{min}}^{\bar{y}_{max}} d\bar{y} [b(x)g(\tau/x) + g(x)b(\tau/x)]$$

S Energia totale c.m. PP , $b(x)$, $g(x)$ funzioni di distribuzione partoni, x frazione di momento; $x = \sqrt{\frac{s}{S}} e^{\bar{y}}$;
pdf: CTEQ6 set.

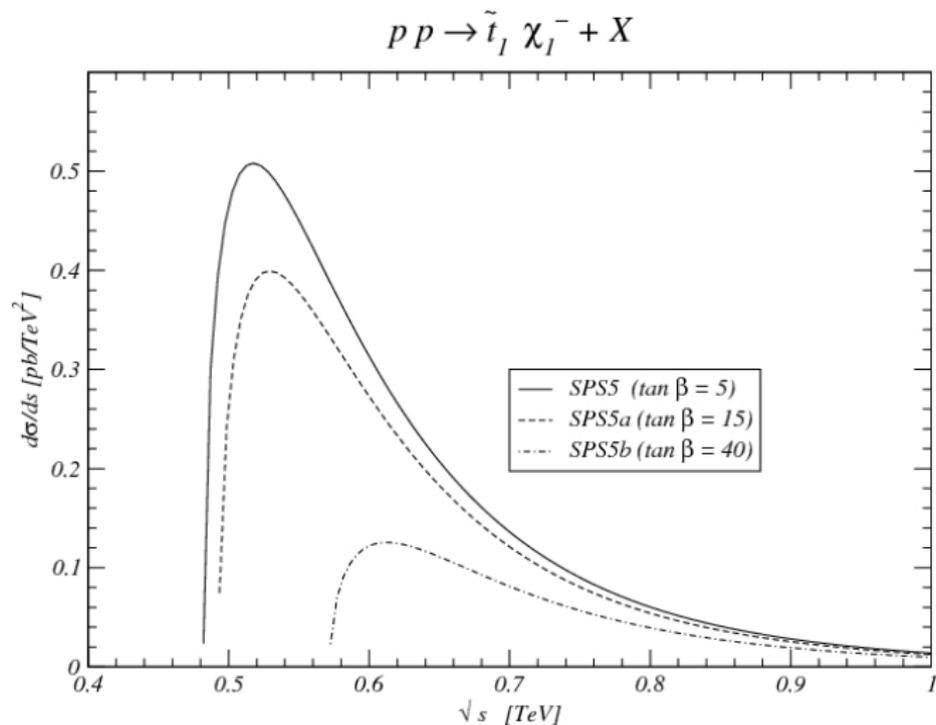
Sezioni d'urto differenziali: LS1 e LS2



Sezioni d'urto differenziali: SU1 e SU6



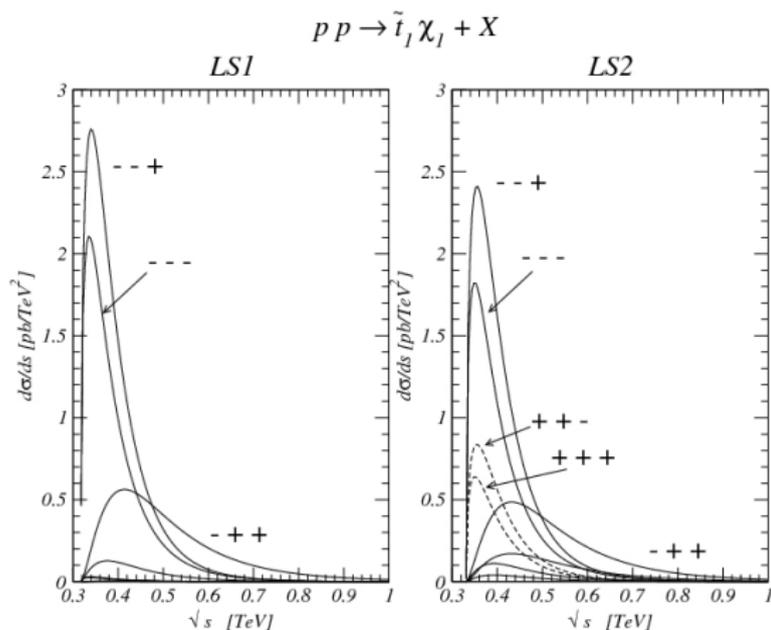
Sezioni d'urto differenziali: SPS



tan β Dipendenza da tan β

- 1 tan β contribuisce alla determinazione dello spettro \Rightarrow soglia di produzione di $\tilde{t}\chi$.
Es. nel caso SU1 \rightarrow SU6 oppure SPS5/SPS5a \rightarrow SPS5b.
- 2 tan β compare esplicitamente negli accoppiamenti $A_i^{L,R}$.

Sezioni d'urto parziali



- LS1 \rightarrow LS2: contributi dominanti sul picco: $--+$ e $---$, mentre ad alta energia sopravvive $-++$.
- aumentando $\tan\beta$ i canali dominanti ("misti", con prevalenza gauginica) diminuiscono.
- i canali subdominati $++-$ e $+++$ (Higgsinici) crescono.
- Nei punti SPS i canali subdominanti $++-$ e $+++$ sono trascurabili \rightarrow la loro crescita non \acute{e} sufficiente a bilanciare il trend negativo dei canali dominanti.

Limiti

L'espressione analitica della sezione d'urto assume una forma particolarmente semplice nei due casi limite:

- (a) Bassa energia \simeq soglia: $\sqrt{s_{\text{th}}} = m_\chi + m_{\tilde{\tau}}$
- (b) Alta energia ($\sqrt{s} \gg m_\chi, m_{\tilde{\tau}}$)

$$(a) \quad \frac{d\sigma^{\text{Born}}}{d\cos\theta} = \frac{\alpha_s m_\chi \beta'}{96 s^{3/2} \beta} \left[|A_i^L(\tilde{\tau}_a)|^2 + |A_i^R(\tilde{\tau}_a)|^2 \right],$$

$$(b) \quad \frac{d\sigma^{\text{Born}}}{d\cos\theta} = \frac{\alpha_s \beta'^3}{96 s \beta} \left[|A_i^L(\tilde{\tau}_a)|^2 + |A_i^R(\tilde{\tau}_a)|^2 \right] \sin^2 \frac{\theta}{2}.$$

- In entrambi i casi l'informazione portata dalla sezione d'urto è della forma

$$|A_i^L(\tilde{t}_a)|^2 + |A_i^R(\tilde{t}_a)|^2,$$

Nel caso dello \tilde{t}_1 più leggero

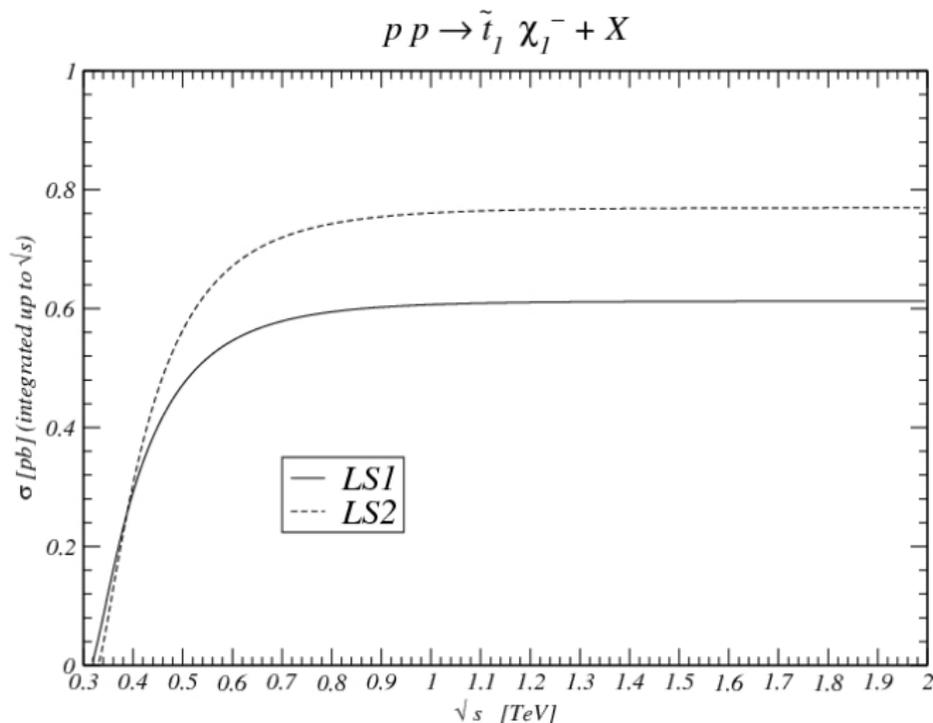
$$\begin{aligned} & \cos^2 \theta_t |A_i^L(\tilde{t}_L)|^2 + \sin^2 \theta_t |A_i^L(\tilde{t}_R)|^2 + \\ & 2 \sin \theta_t \cos \theta_t A_i^L(\tilde{t}_L) A_i^L(\tilde{t}_R) + \cos^2 \theta_t |A_i^R(\tilde{t}_L)|^2, \end{aligned}$$

- 4 parametri: θ_t , $\phi_{L,R}$ (Matrici di mixing dei chargini), e $\tan \beta$.
- Misura dei singoli parametri \Rightarrow possibile con misure della polarizzazione del chargino.

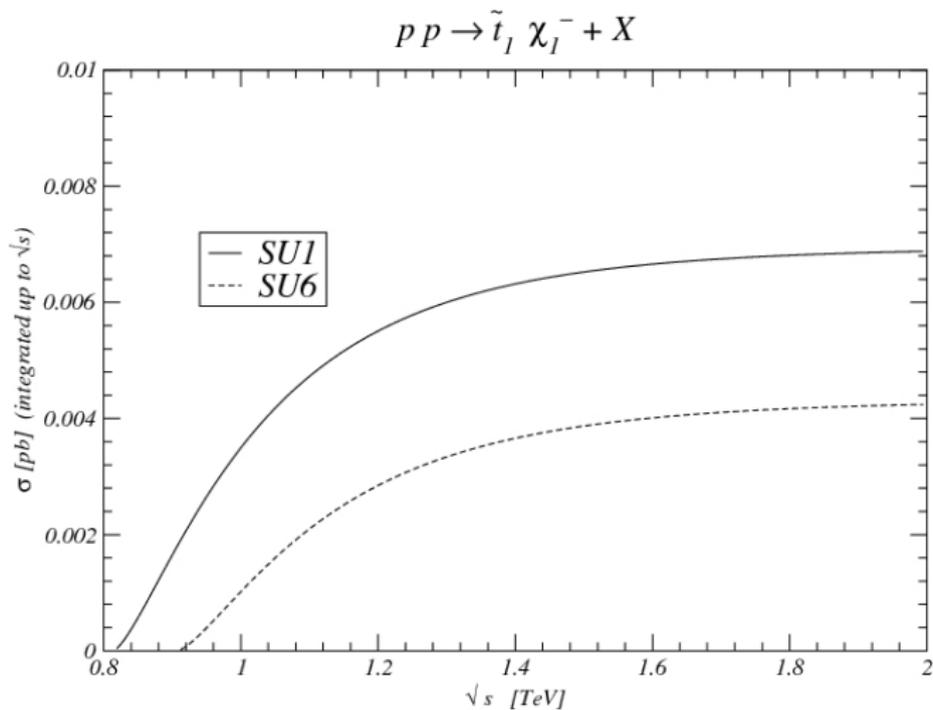
S. Y. Choi, A. Djouadi, H. K. Dreiner, J. Kalinowski and P. M. Zerwas, [arXiv:hep-ph/9806279].

- A bassa energia:
 $\lambda_\chi = +\frac{1}{2}$ é dominata da F_{+++} and F_{--+} \Rightarrow dipende solo da $A_i^R(\tilde{t}_a)$ per $\theta = 0$ e da $A_i^L(\tilde{t}_a)$ per $\theta = \pi$.
 $\lambda_\chi = -\frac{1}{2}$ é dominata F_{---} e F_{+-} \Rightarrow dipende solo $A_i^L(\tilde{t}_a)$ per $\theta = 0$, e da $A_i^R(\tilde{t}_a)$ per $\theta = \pi$.
 - Nel limite di alte energie:
 $\lambda_\chi = +\frac{1}{2}$ é dominata da F_{-++} e $A_i^L(\tilde{t}_a)$, mentre $\lambda_\chi = -\frac{1}{2}$ é prodotta da F_{+--} e $A_i^R(\tilde{t}_a)$.
- “Selezione degli accoppiamenti” $A_i^L(\tilde{t}_a)$, $A_i^R(\tilde{t}_a)$

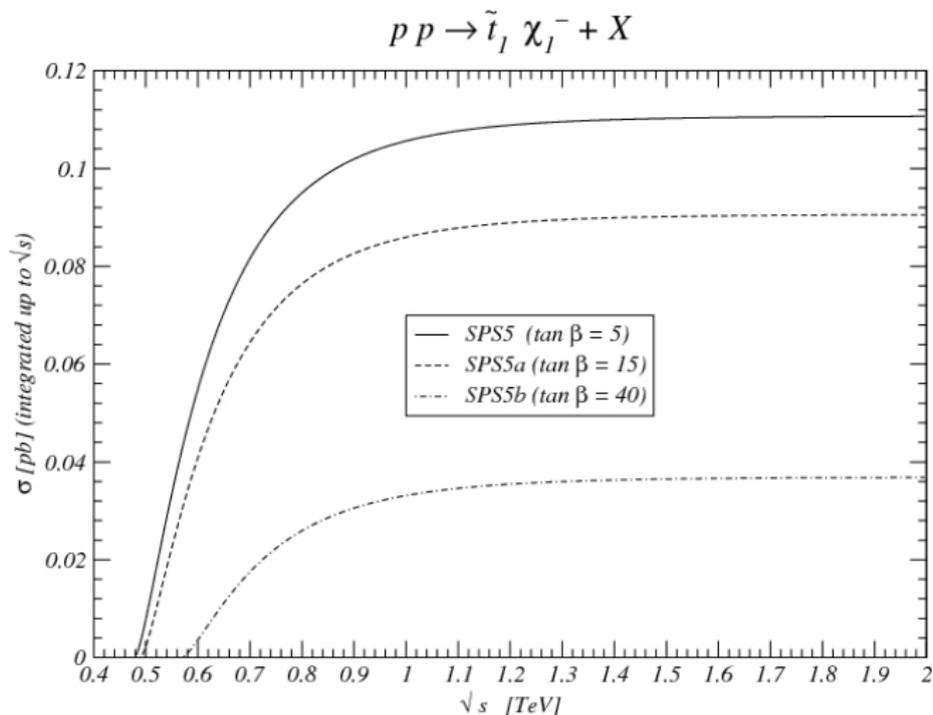
Sezione d'urto integrata LS1 e LS2



Sezione d'urto integrata SU1 e SU6



Sezione d'urto integrata SPS



Conclusioni

- I rates nei tre garfici oscillano tra un massimo dell'ordine del picobarn per (LS1, LS2) a un minimo di $\simeq 10^{-2}$ picobarn (SU1, SU6) con valori intermedi per SPS5 $\simeq 10^{-1}$ picobarn ($\times 2$ includendo lo stato finale coniugato $\chi^+ \tilde{t}^*$ da $\bar{b} g$)
 - Possibilita' di misura a LHC per valori $\ll 1 pb$?
 - \Rightarrow dettagli dello spettro e catena di decadimento di $\tilde{t} \chi$.
-
- La variazione della sez. d'urto é di circa un ordine di grandezza tra LS, SU, SPS5
 - Sensibile a $\tan \beta$:
LS1: $\tan \beta = 10$ LS2: $\tan \beta = 50$ $\Delta \sigma \simeq 30\%$
SU1: $\tan \beta = 10$ SU6: $\tan \beta = 50$ $\Delta \sigma \simeq 16\%$
SPS5: $\tan \beta = 5$ SPS5b: $\tan \beta = 40$ Fattore 3!

Referenze I

-  B. Fuks, *SUSY-CKM matrix determination in SUSY electroweak processes at the LHC*, talk presented at the 3rd Workshop On the Interplay of Flavor and Collider Physics, CERN, Geneva, 15-17 May 2006.
-  L. G. Jin, C. S. Li and J. J. Liu, *Eur. Phys. J. C* **30**, 77 (2003) [arXiv:hep-ph/0210362]. L. G. Jin, C. S. Li and J. J. Liu, *Phys. Lett. B* **561**, 135 (2003) [arXiv:hep-ph/0307390].
-  B. C. Allanach, C. G. Lester and A. M. Weber, arXiv:hep-ph/0609295.

Referenze II



S. Kretzer, H. L. Lai, F. I. Olness and W. K. Tung, Phys. Rev. D **69**, 114005 (2004) [arXiv:hep-ph/0307022]. Additional information about CTEQ6 parton distribution functions can be found in <http://hep.pa.msu.edu/people/wkt/cteq6/cteq6pdf.pdf>.