

Vincoli di LEP2 sui parametri MSSM e sulle masse del chargino e neutralino-LSP



Paolo Azzurri
LAL-Orsay (Univ.Paris-Sud)



27 Aprile 2000

LEP Trieste - XII Convegno sulla Fisica al LEP



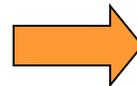
Introduzione: MSSM con R-parità conservata

- Estensione Supersimmetrica Minimale del Modello Standard
 - Raddoppiamento dello spettro delle particelle osservabili
- Conservazione del numero barionico e leptonico equivalente alla conservazione della *R-Parità*. Questo implica che la particella Supersimmetrica più leggera (LSP) è stabile e può essere un candidato (WIMP) di materia oscura fredda (CDM).
- Un neutralino-LSP è, in questo scenario , il candidato più probabile e flessibile di materia oscura non barionica in ambito cosmologico.

MSSM: vincoli sui parametri e assunzioni

- Nel caso più generale il numero di nuovi parametri MSSM è molto grande. Ridotto in base a vincoli sperimentali e teorici !
 - Settore dei gaugini descritto da: μ , (*termine di mixing dei doppietti Higgs*)
 $\tan \beta$, (*rapporto dei vev dei doppietti Higgs*)
 M_1, M_2, M_3 (*masse di rottura soffice SUSY associate a $U(1)_Y, SU(2)_L, SU(3)_C$*)
 - Settore degli sfermioni aggiunge: $m(\tilde{f}_i)$, (*masse degli sfermioni*)
 A_i , (*accoppiamenti trilineari \rightarrow mixing*)
 - Settore degli Higgs aggiunge: m_A , (*massa dell' Higgs PseudoScalare*)

L'assenza di FCNC e la piccolezza della violazione di CP impongono dei limiti al *mixing* nelle prime due famiglie di sfermioni. La terza famiglia non è vincolata.



Stop : $m(\tilde{t}_1), m(\tilde{t}_2), A_t$
Sbottom : $m(\tilde{b}_1), m(\tilde{b}_2), A_b$
Stau : $m(\tilde{\tau}_1), m(\tilde{\tau}_2), A_\tau$

MSSM: Ipotesi di Universalità

- Universalità degli accoppiamenti e delle masse dei gaugini alla scala di unificazione (GUT)

$$M_3 : M_2 : M_1 : m_{1/2} = \alpha_3 : \alpha_2 : \alpha_1 : \alpha_{GUT}$$

- Universalità degli sfermioni alla scala di unificazione:

m_0 = termine di massa comune degli sfermioni

A_0 = accoppiamento trilineare comune degli sfermioni

$$\begin{aligned} m_{\tilde{u}_R}^2 &= m_0^2 + 6.51m_{1/2}^2 + m_Z^2 \cos 2\beta \left(\frac{2}{3} \sin^2 \theta_W \right) \\ m_{\tilde{\ell}_L}^2 &= m_0^2 + 0.52m_{1/2}^2 - m_Z^2 \cos 2\beta \left(\frac{1}{2} - \sin^2 \theta_W \right) \\ m_{\tilde{\ell}_R}^2 &= m_0^2 + 0.15m_{1/2}^2 - m_Z^2 \cos 2\beta \left(\sin^2 \theta_W \right) \\ m_{\tilde{\nu}}^2 &= m_0^2 + 0.15m_{1/2}^2 - m_Z^2 \cos 2\beta \left(\sin^2 \theta_W \right) \end{aligned}$$

Usando le RGE ... senza mixing L-R!

Primo impatto dei dati di LEP1

Misure di precisione della larghezza della Z :

$$\longrightarrow \Delta\Gamma_Z^{tot} < 5 \text{ MeV}$$

$$\longrightarrow \Delta\Gamma_Z^{inv} < 3.2 \text{ MeV}$$

 limiti inferiori sulle masse di particelle che accoppiano allo Z con un ampiezza sempre sufficientemente grande

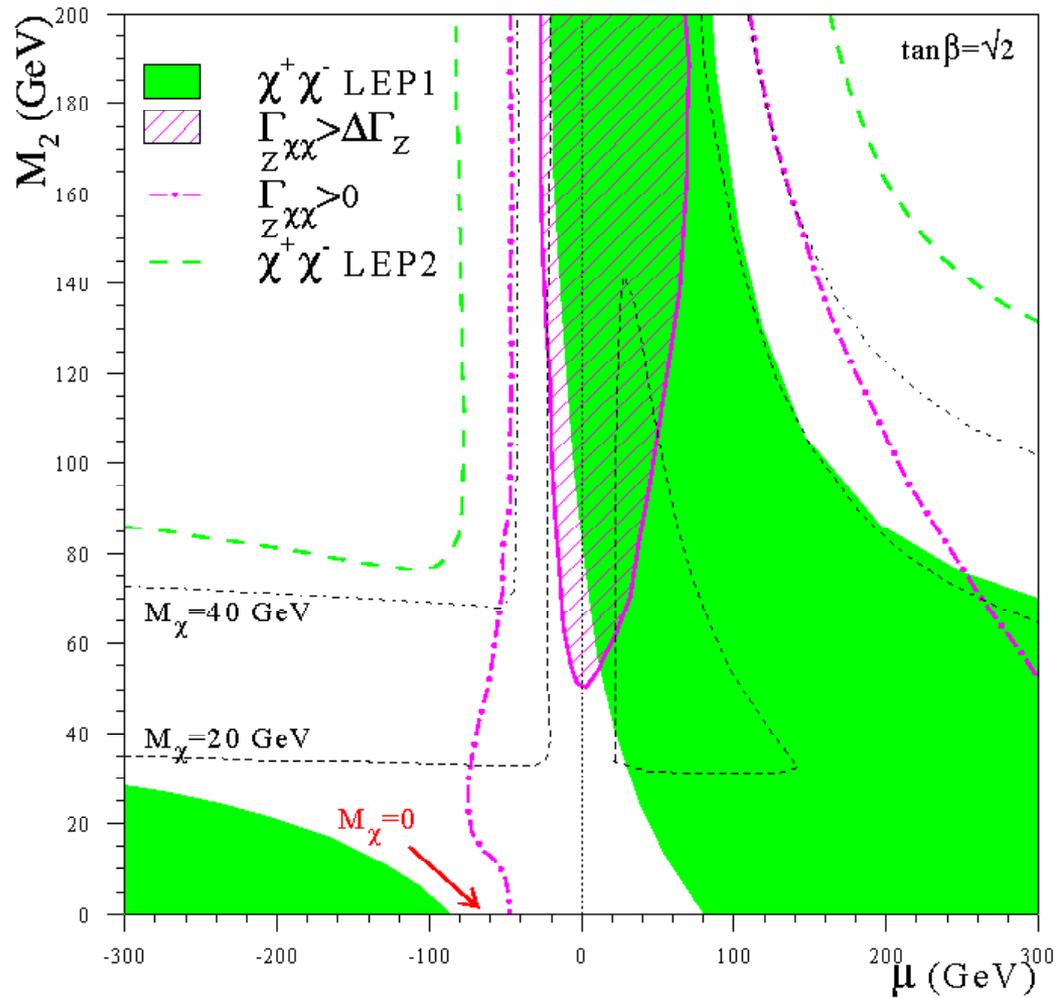
$$m(\chi^\pm) > 45 \text{ GeV}, \quad m(\tilde{\nu}) > 43 \text{ GeV}$$

$$m(\tilde{u}_R, \tilde{c}_R) > 37 \text{ GeV}, \quad m(\tilde{d}_R, \tilde{s}_R) > 41 \text{ GeV}, \quad m(\tilde{e}_R, \tilde{\mu}_R) > 34 \text{ GeV}$$

Nessun limite sulle masse di $\tilde{t}, \tilde{b}, \tilde{\tau}$ e $\tilde{\chi}_j$

che possono avere accoppiamenti piccoli a piacere con lo Z

Lo Scenario nel Piano (μ, M_2)



Ricerche di segnali diretti a LEP2

Produzione di coppie di chargini: $e^+e^- \rightarrow \chi^+ \chi^-$
 $\sigma_{LEP2} \approx (2 - 25)\beta$ (pb) ... interferenza *negativa* con $\tilde{\nu}$ leggeri.

Produzione di coppie di neutralini: $e^+e^- \rightarrow \chi_i^0 \chi_j^0$
 $\sigma_{LEP2} \approx (1 - 10)\beta$ (pb) ... interferenza *positiva* con \tilde{e} leggeri.

Produzione di coppie di sfermioni: $e^+e^- \rightarrow \tilde{\ell}^+ \tilde{\ell}^-, \tilde{q} \tilde{q}$
 $\sigma_{LEP2} \approx (0.5 - 5)\beta^3$ (pb) ... interferenza *positiva* di χ^0 per $\tilde{e}\tilde{e}$.

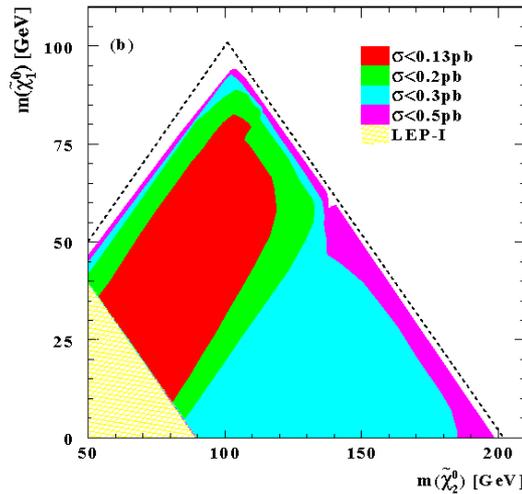
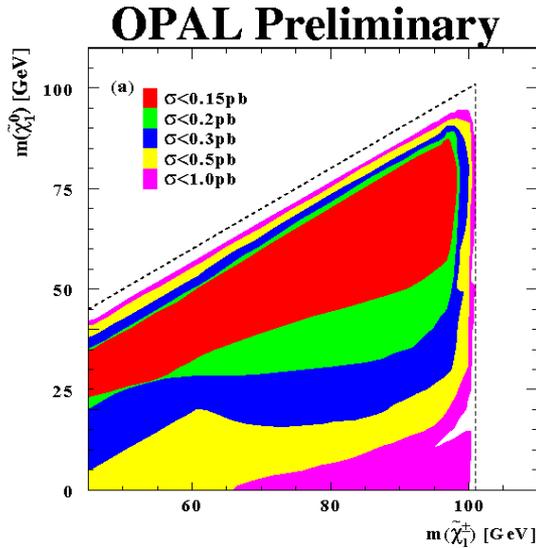
$\beta = \sqrt{1 - \frac{4m^2}{s}}$: soglia brusca (β) per i gaugini e lenta (β^3) per gli scalari

Nessuno di questi segnali è stato trovato.

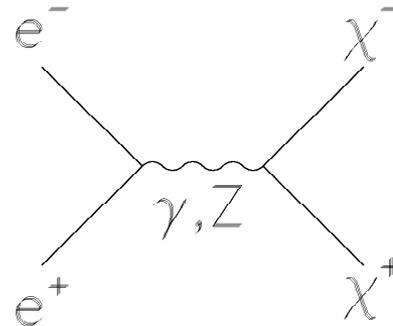
 **Vincoli ed esclusioni nell'MSSM**

Limiti sulla produzione di chargini e neutralini

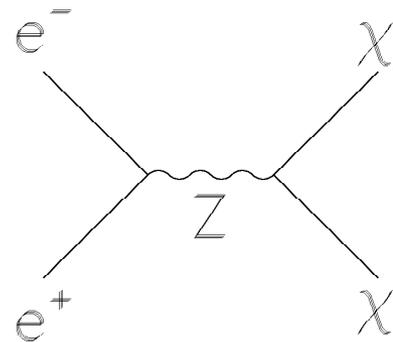
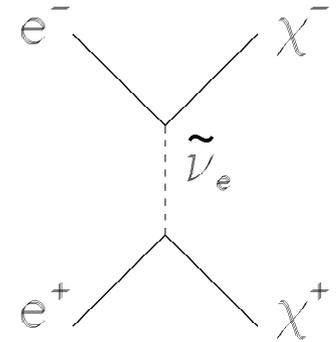
Sezioni d'urto escluse al 95% CL (sfermioni pesanti)



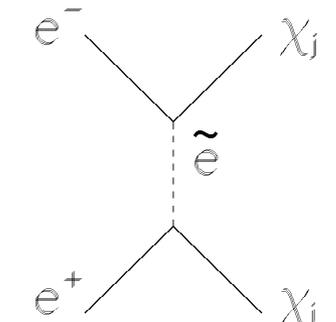
Con sfermioni pesanti ... sfermioni leggeri



—

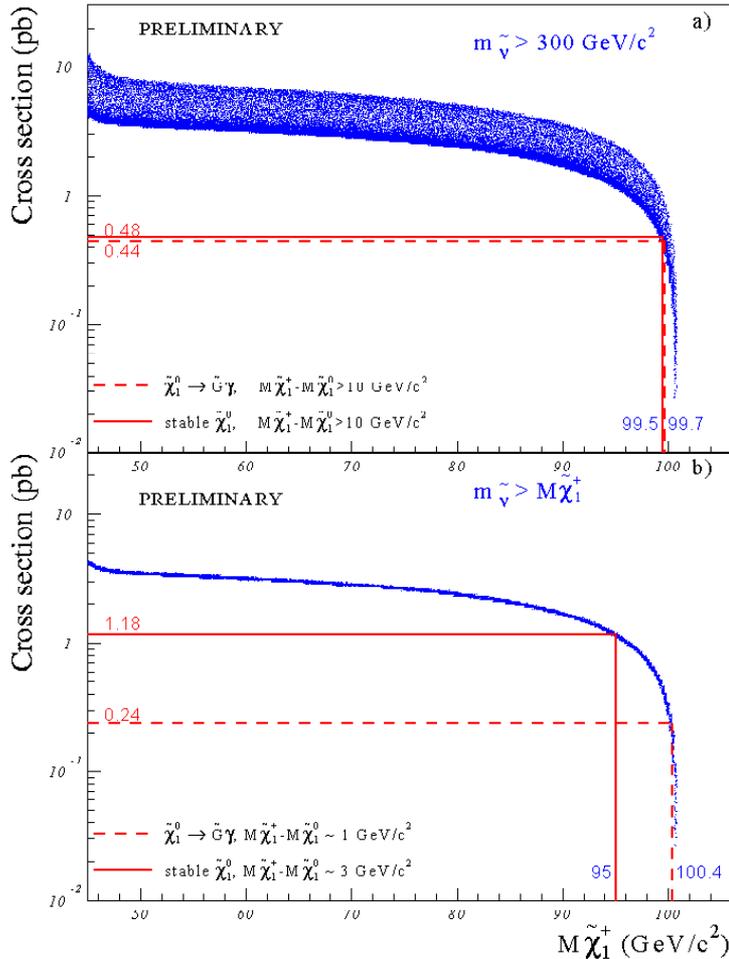


+

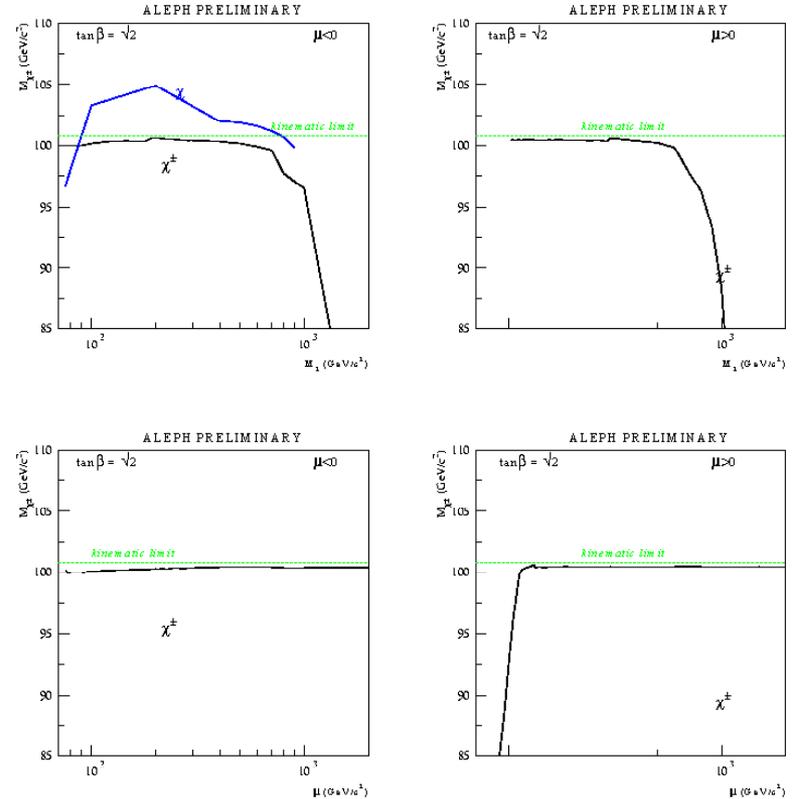


Esclusioni MSSM dalla produzione di chargini

DELPHI $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$ limits at 202 GeV



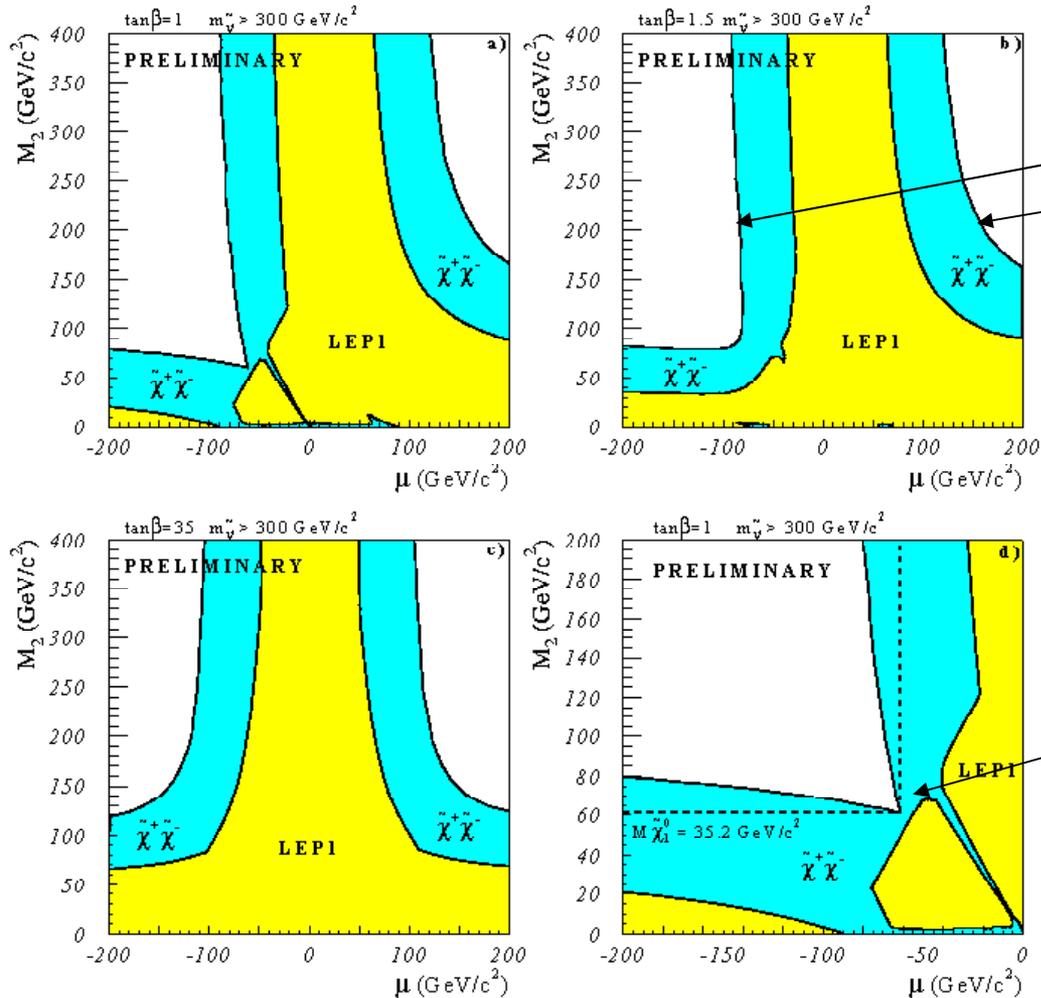
Risultati con sfermioni pesanti !



Limite cinematico coperto per $\Delta M > 3 \text{ GeV}$

Piano (μ, M_2) con sfermioni pesanti

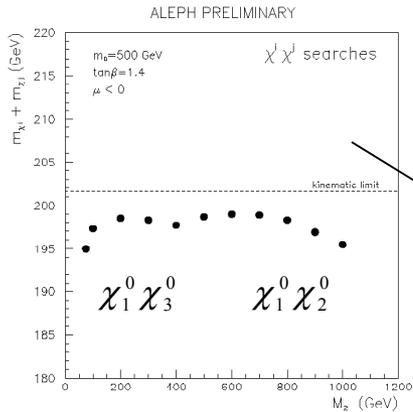
DELPHI MSSM limits at 202 GeV



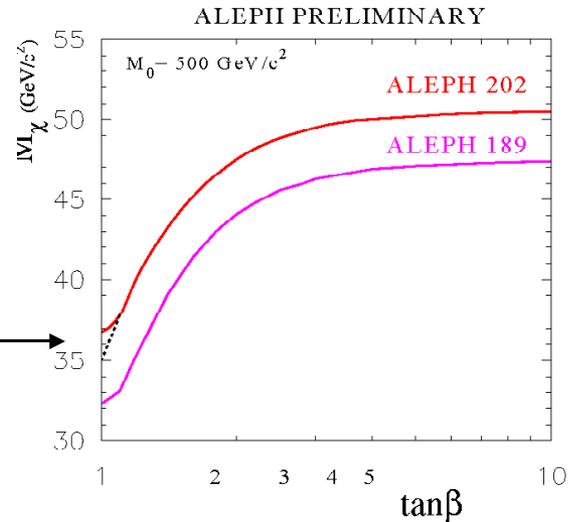
Esclusioni al 95% CL dalla produzione in coppie di chargini (al limite cinematico).

Le masse di neutralino-LSP più leggere non escluse si trovano nella regione *mista* a $\tan\beta=1$

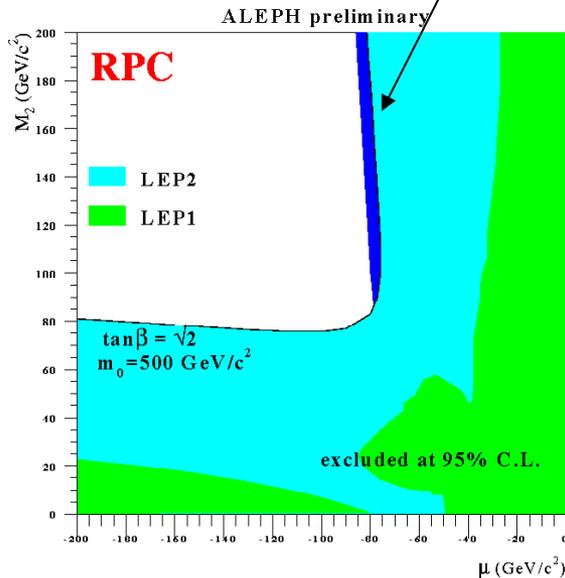
Limite sulla massa LSP con sfermioni pesanti



Esclusioni da ricerche dirette di coppie di neutralini.



Il limite aumenta di $(\sqrt{s})/4$

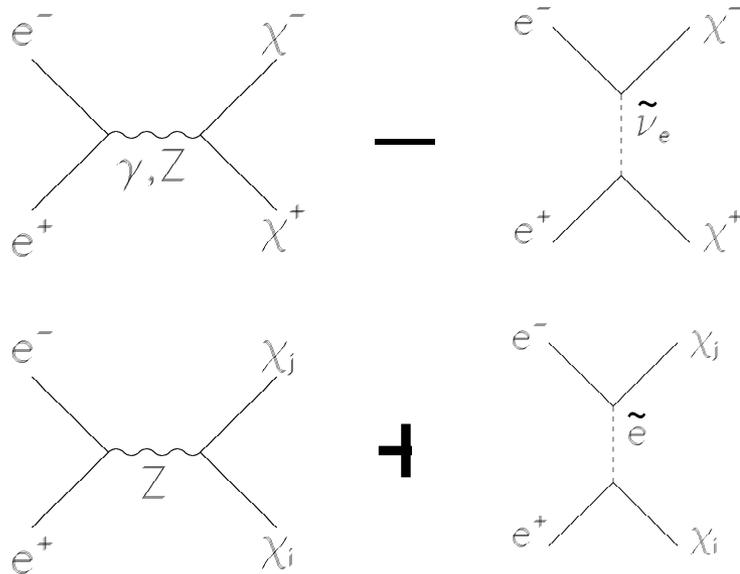


Limite combinato sul neutralino-LSP di chargini+neutralini+LEP1

$$m(\chi_1^0) \geq 37 \text{ GeV}$$

per $\tan\beta=1$ nella regione *mista* a μ negativo

Lo scenario con sfermioni leggeri. Cosa cambia.



Le sezioni d'urto di produzione decrescono.
 Si aprono decadimenti a cascata praticamente invisibili, come il **corridoio** $m(\chi^+) = m(\tilde{\nu})$ dove $\chi^+ \rightarrow l^+ \tilde{\nu}$ è dominante e invisibile.

Le sezioni d'urto e la sensibilità aumentano grazie soprattutto ai nuovi decadimenti, e.g. leptonici a cascata: $\chi_j^0 \rightarrow \tilde{l}l \rightarrow \chi_1^0 ll$

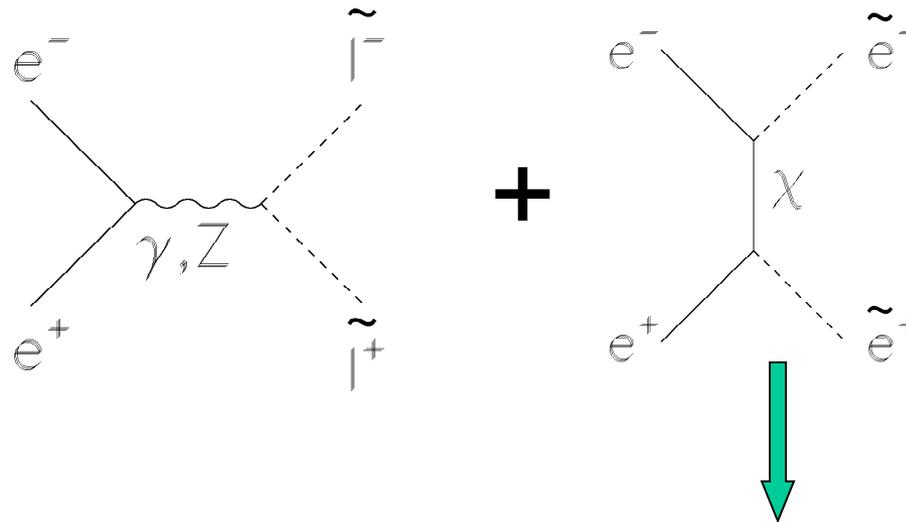
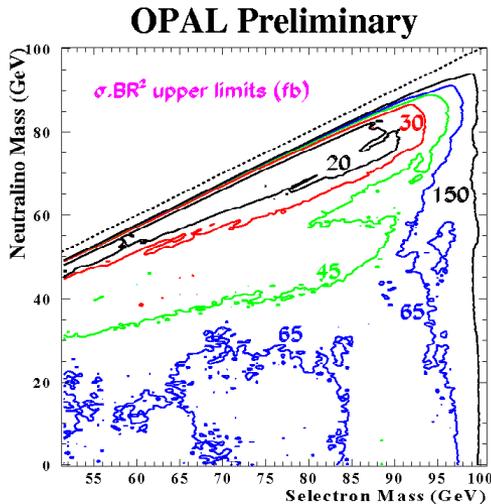


Occorre identificare le nuove topologie di decadimento tenendo conto dei diversi BR

Occorre utilizzare la sensibilità dei segnali di produzione diretta di coppie di sleptoni !

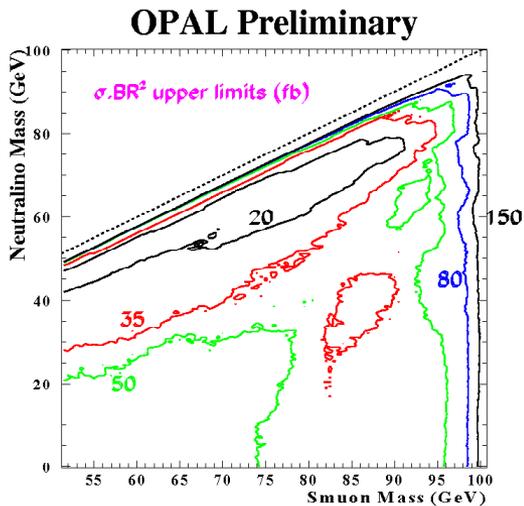
Inclusione degli sleptoni con ipotesi di unificazione delle masse scalari (m_0)

Limiti sulla produzione di sleptoni



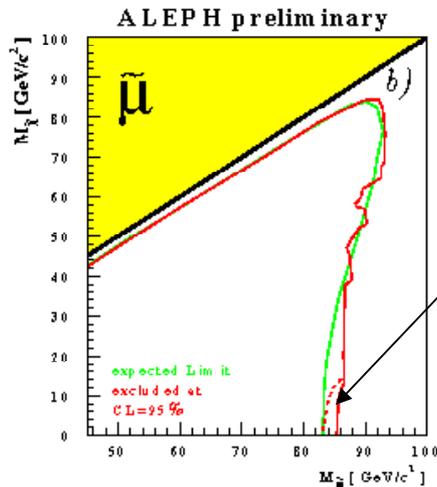
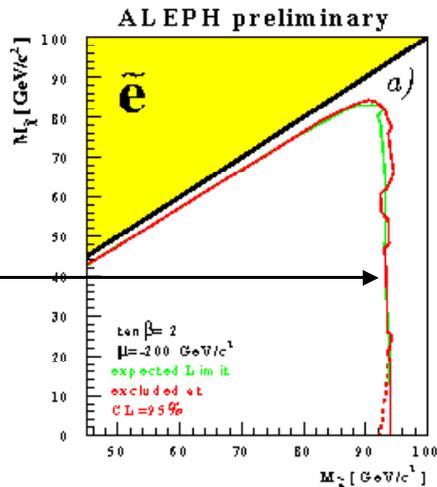
La produzione in coppia di selettroni dispone della migliore sensitività avendo la sezione d'urto massima

Le migliori esclusioni si ottengono dalla produzione selettroni



Limiti sulle masse degli sleptoni

Migliore esclusione in massa !



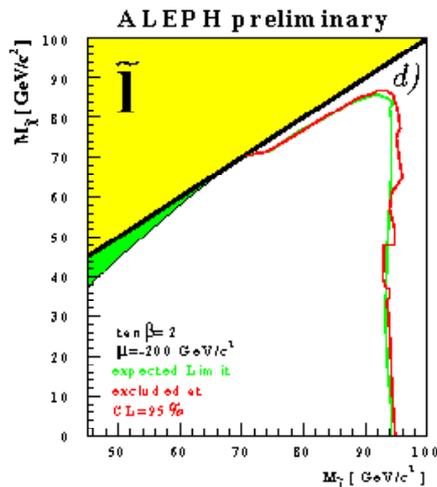
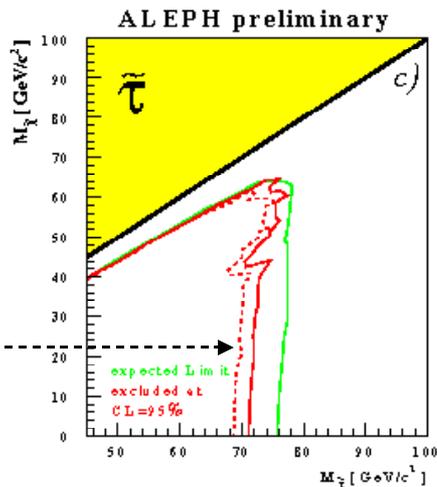
Effetti di decadimenti a cascata

$$\mu = -200 \text{ GeV}$$

$$BR(\tilde{\ell} \rightarrow \ell \chi) = 100\%$$

sezioni d'urto (minime) $\tilde{\ell}_R^+ \tilde{\ell}_R^-$

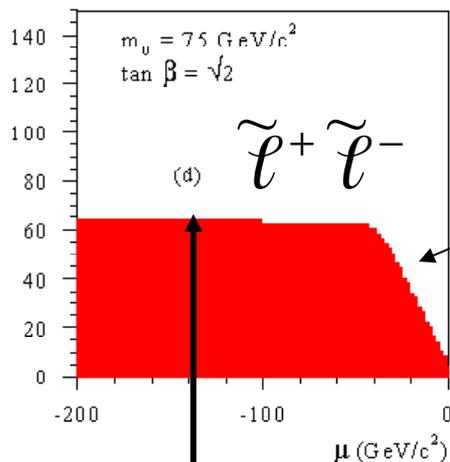
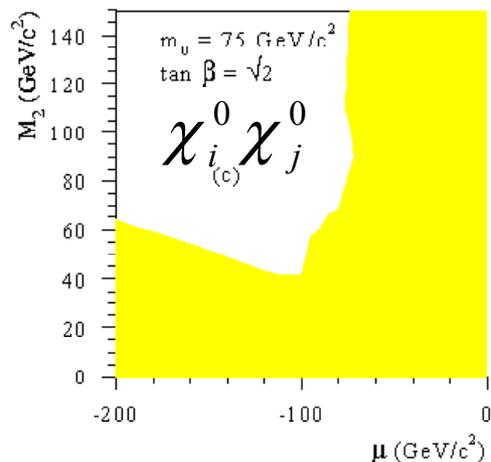
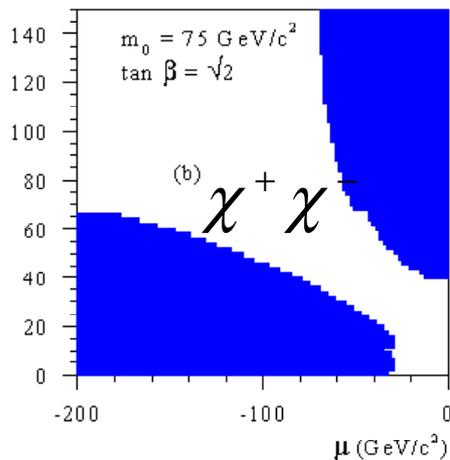
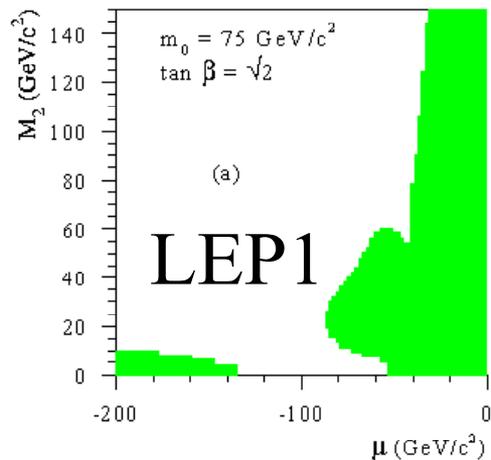
Accoppiamento minimo stau-Z



↔ Con unificazione delle masse scalari

Piano (μ, M_2) con sfermioni leggeri.

ALEPH



$$m_0 = 75 \text{ GeV}$$

$$\tan \beta = \sqrt{2}$$

Complementarità dei segnali
chargino, neutralino e sleptoni

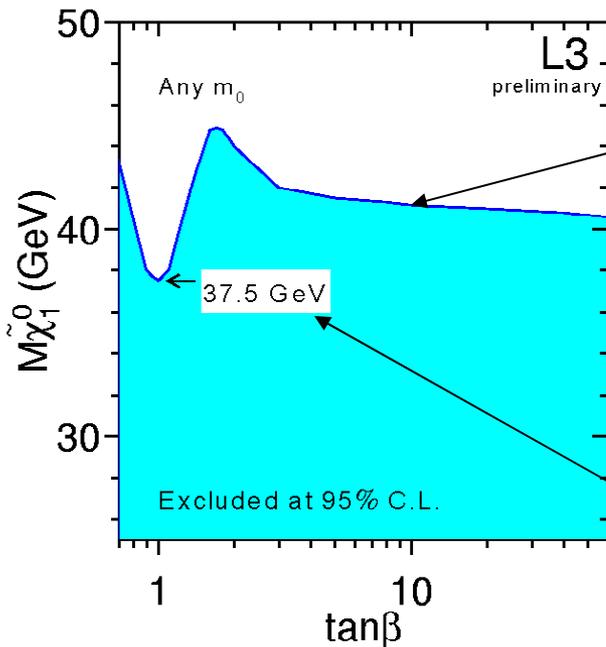
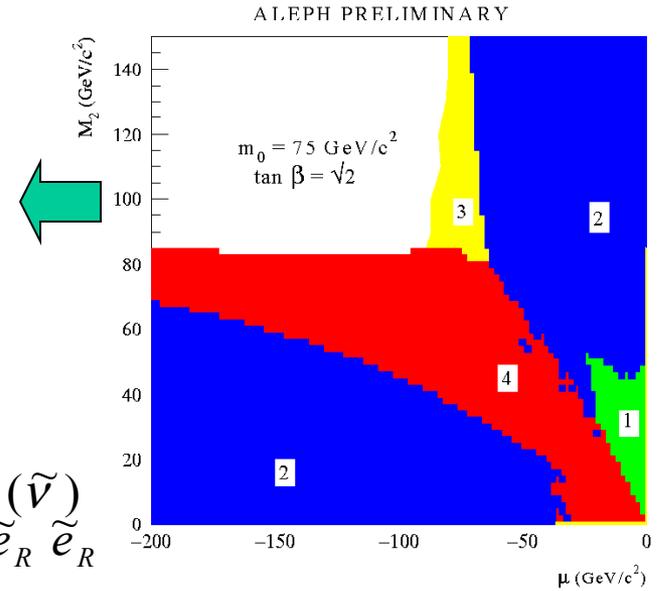
Decadimenti a cascata

Si assume un mixing trascurabile
nel settore degli stau! ...

$$m_{\tilde{\tau}_R}^2 \cong m_0^2 + 0.23 M_2^2 - m_Z^2 \cos 2\beta \sin^2 \theta_W$$

Limite sulla massa LSP con sfermioni leggeri

Combinando (1) le esclusioni di LEP1 con i segnali di produzione di (2) chargini (3) neutralini) e (4) sleptoni si riesce a coprire il piano μ, M similmente al caso di sfermioni pesanti. Resta parzialmente non escluso dagli sleptoni il *corridoio* di chargini invisibili.



Corridoio $m(\chi^+) \approx m(\tilde{\nu})$
non escluso da segnali \tilde{e}_R, \tilde{e}_R
(regione *gaugino*)

Limite a grande m_0
per $\mu < 0$ e $\tan \beta = 1$
nella regione *mista*

Il limite valido per sfermioni pesanti rimane valido per sfermioni leggeri con ipotesi di unificazione

$$m(\chi_1^0) \geq 37 \text{ GeV}$$

Vincoli dal bosone di Higgs

Al livello albero: $m_h < m_Z |\cos 2\beta|$
per $m_A \gg m_Z$

Correzioni radiative dalla massa del top:

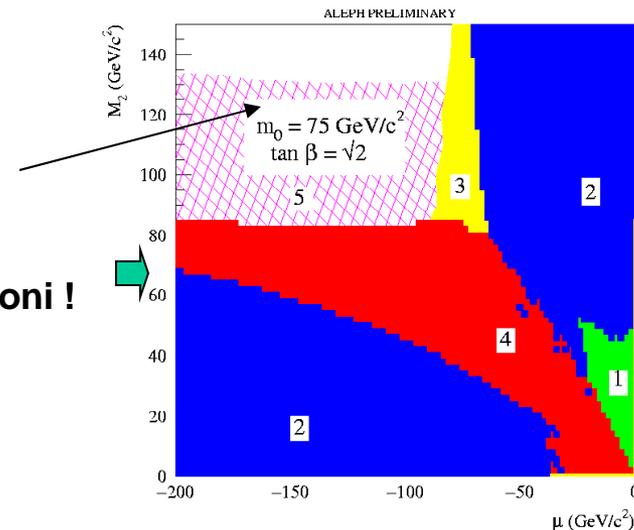
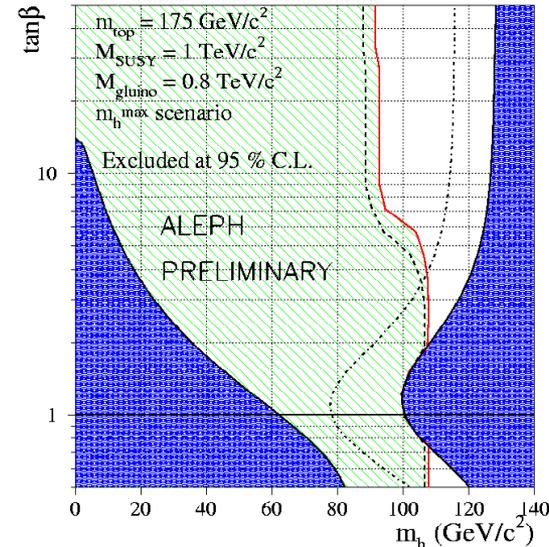
$$\Delta m_h^2 = \frac{3g^2}{8\pi^2} \frac{m_t^4}{m_W^2 \sin^2 \beta} \log \left(\frac{m_{\tilde{t}}^2}{m_t^2} \right)$$

(correzione ad un-loop, $m_{\tilde{t}} = m_{\tilde{t}_1} = m_{\tilde{t}_2}$)

Fissati m_0 e $\tan \beta$, $m_{\tilde{t}}$ cresce con M_2
Usando $m_t \approx 175 \text{ GeV}$, m_h cresce con M_2
I limiti inferiori su m_h ($\leq 108 \text{ GeV SM}$)
si traducono in limiti inferiori su M_2

**Per combinare i vincoli è necessaria
l'unificazione in massa di tutti gli sfermioni !**

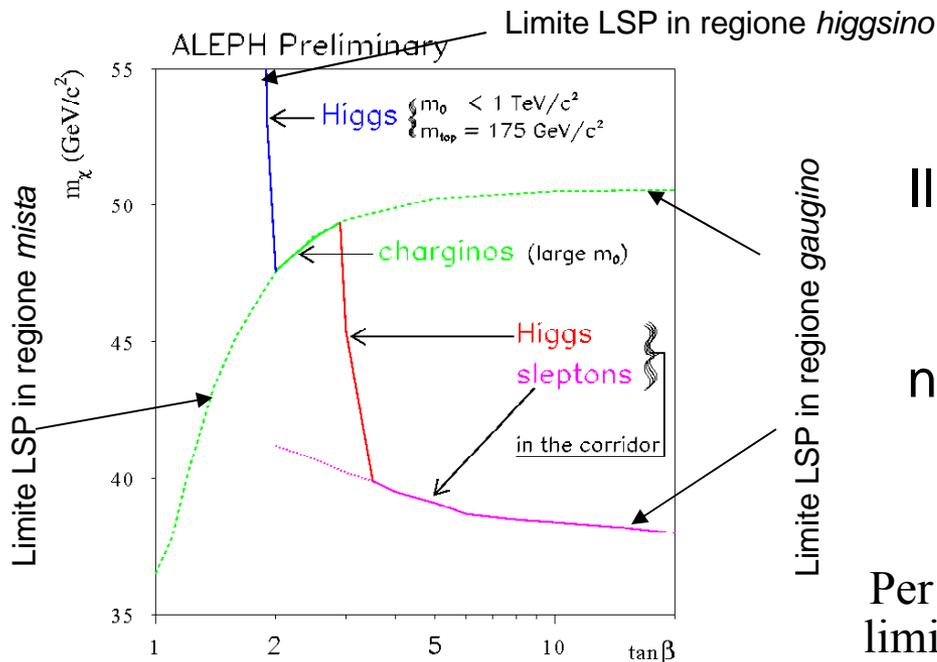
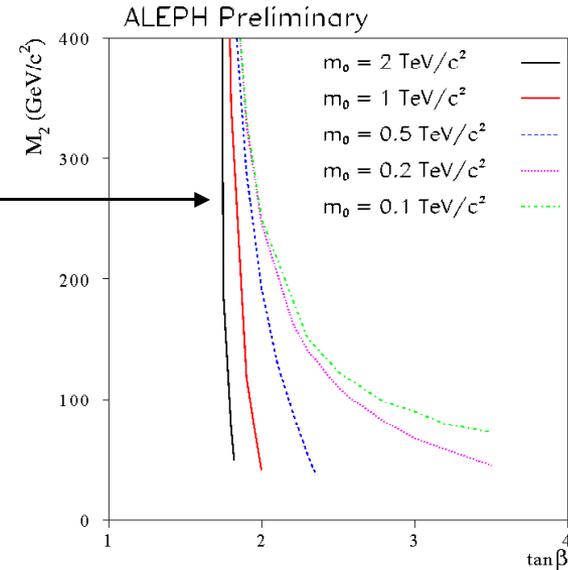
In realtà si usano correzioni radiative oltre il
loop singolo e si fa uno scan nello spazio dei
parametri, con in più m_A e A_t (stop mixing).



Impatto delle ricerche di Higgs sul limite LSP

Il limite inferiore su M_2 diventa un muro per $\tan \beta \approx 1.9$

Il muro si sposta per valori enormi $m_0 > 1 \text{ TeV}$

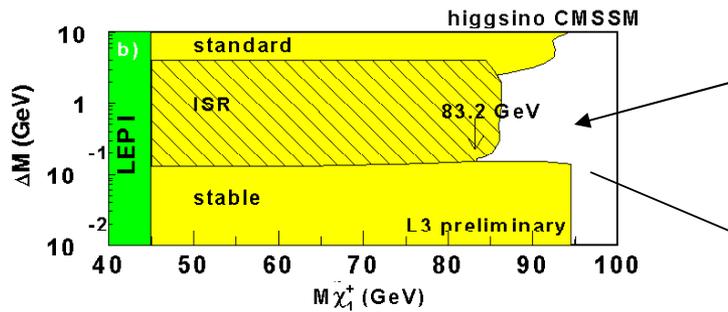
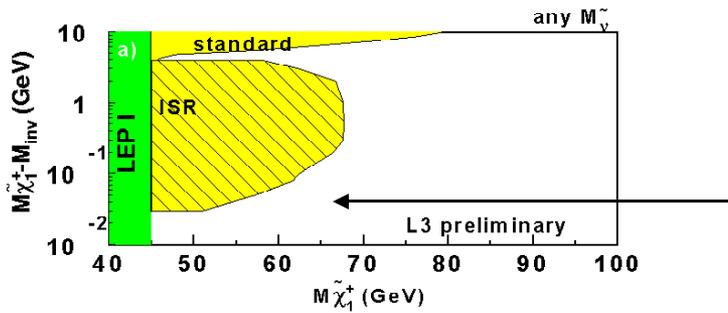


Il limite sulla massa LSP con i vincoli delle ricerche dell'Higgs si sposta nel corridoio invisibile dei chargini nella regione *gaugino* a grande $\tan \beta$

$$m(\chi_1^0) \geq 40 \text{ GeV}$$

Per valori estremi $m_t = 180 \text{ GeV}$ e $m_0 > 1 \text{ TeV}$ il limite torna nella regione *mista* a piccolo $\tan \beta$

Limiti sulla massa del chargino.



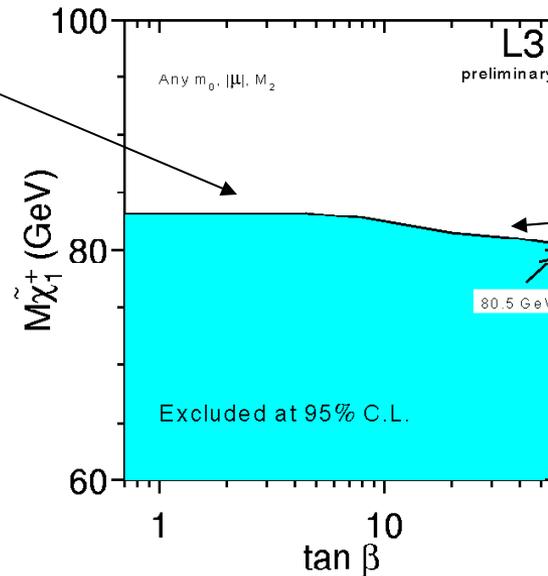
Sensibilità recuperata a piccolo ΔM grazie a ricerche speciali (ISR, stabili)

Insensibilità irriducibile nella regione *gaugino* per sneutrini leggeri.

Nella regione *higgsino* tutti i ΔM piccoli previsti con universalità dei gaugini (CMSSM) sono coperti

Il limite assoluto sulla massa del chargino leggero si trova nel corridoio $m_{\tilde{\chi}_1^+} \approx m_{\tilde{\nu}}$ nella regione *gaugino* a grande $\tan\beta$

$$m(\tilde{\chi}^+) \geq 80 \text{ GeV}$$



Corridoio invisibile dei chargini in regione *gaugino*.

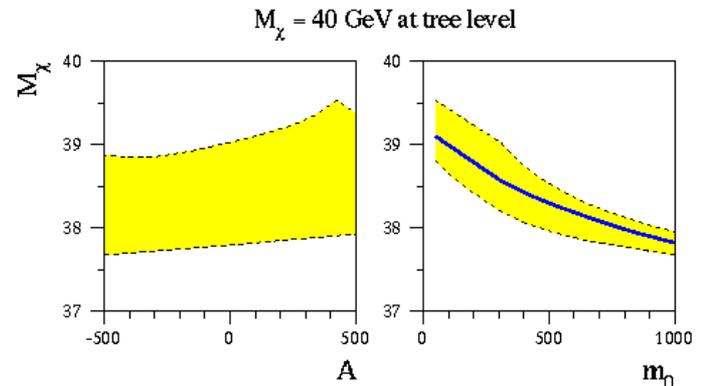
Solidità del limite chargino e neutralino-LSP

A) Con sfermioni pesanti il limite si basa sulla relazione $M_1 \cong 0.5M_2$.
Per $M_1 \leq M_2$ le conclusioni rimangono simili, mentre se $M_1 \gg M_2$ (AMSB)
si aprono delle configurazioni con ΔM chargino molto piccolo in regione
gaugino e mista (per $M_1 \geq 4M_2$) per cui i risultati non valgono più.
Infine anche se $M_1 \ll M_2$ si hanno LSP molto più leggere non escluse.

B) Con sfermioni leggeri le esclusioni dipendono dall'assunzione
teorica di unificazione degli sfermioni, oltre che dalle ipotesi **A**).

Precisioni inferiori al GeV nel limite sono ingiustificate

- Non inclusi ordini superiori a $M_1 = f(M_2)$
(effetto ~3%)
- Non incluse correzioni radiative alle masse dei
gaugini (1-2 GeV sulle masse al limite)



J.Ellis, T.Falk, G.Ganis, K.Olive, M.Schmitt

Vincoli Addizionali: SuperGravità minimale (mSUGRA)

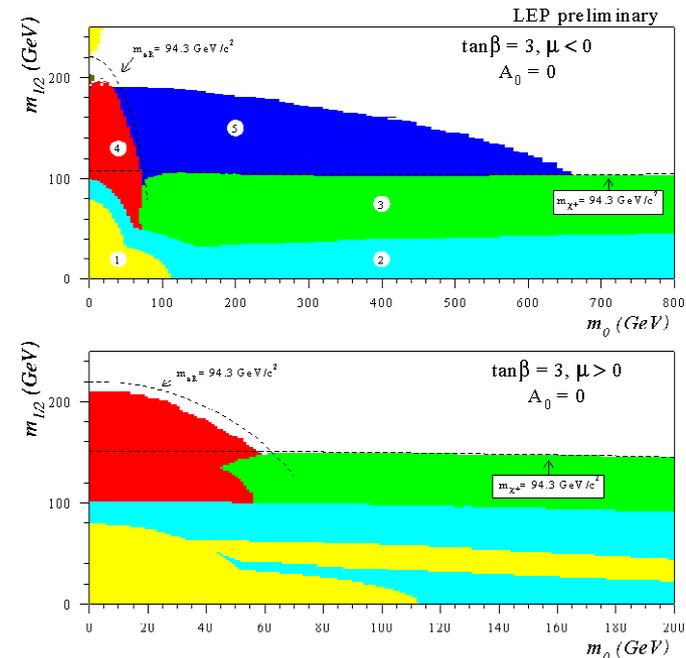
- Imposizione di EWSB dinamica:
 $\Rightarrow |\mu|$ fissato
- Unificazione GUT degli scalari estesa al settore Higgs:
 $\Rightarrow m_A$ fissato ($m_0, \tan \beta, \dots$)
- Unificazione GUT degli accoppiamenti trilineari:
 $\Rightarrow A_i$ unificati ad A_0

Scan nel piano $(m_{1/2}, m_0)$



- Regioni escluse da:
1. Teoria (neutralino LSP)
 2. Larghezza Z ($\Delta\Gamma$)
 3. Chargini
 4. Selettroni
 5. Higgs

(LEP-189 GeV)

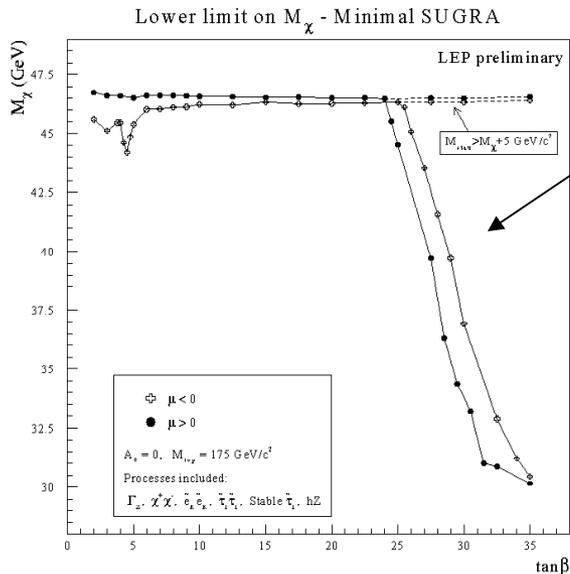


Limite sulla massa LSP in mSUGRA

Scan su $m_{1/2}, m_0, \tan \beta$ e A_0

Problemi a grande $\tan \beta$ per stau leggeri (grande mixing).
 Se $m_{\tilde{\tau}_1} < m_{\chi^+}$ allora $\chi^+ \rightarrow \tilde{\tau}_1 \nu_\tau$ domina se poi si ha
 anche $m_{\tilde{\tau}_1} - m_{\chi^+}$ piccolo allora i chargini sono invisibili.
 In questa configurazione i segnali di SUSY vanno cercati
 con $\chi_2^0 \rightarrow \tau^+ \tau^- \chi_1^0$ in produzioni $\chi_2^0 \chi_1^0$ oppure $\chi_2^0 \chi_2^0$.

(LEP-189 GeV)



Il problema di chargini invisibili in seguito
 a mixing degli stau è presente anche negli
 scan più generici MSSM: tipicamente ignorato
 supponendo un mixing trascurabile (non vero
 a grande $\tan \beta$ e $|\mu|$)... Problema coperto
 dalle analisi di DELPHI a 189GeV !

$$m(\chi_1^0) \geq \sqrt{s} / 4 (\approx 50 \text{ GeV})$$

Conclusioni

- L'assenza di segnali MSSM a LEP2 pone dei vincoli molto forti sui parametri del modello e sullo spettro in massa dei gaugini **nell'ipotesi di universalità dei gaugini alla scala GUT** $M_1 \cong 0.5M_2$!
- Nell'ipotesi di sfermioni pesanti, usando solo ricerche dirette di gaugini si ha per il neutralino-LSP: $m(\chi_1^0) \geq 37 \text{ GeV}$ a $\tan\beta=1$.
- Il limite resta valido con sfermioni leggeri se si combinano le ricerche di selettroni nell'ipotesi addizionale di **universalità degli sleptoni**.
- L'assenza di segnali di Higgs, esclude le regioni a basso $\tan\beta$ e porta il limite a grandi $\tan\beta$ nel *corridoio* invisibile dei chargini $m_{\chi^+} \approx m_{\tilde{\nu}}$ a $m(\chi_1^0) \geq 40 \text{ GeV}$
- Con i vincoli di mSUGRA si può forse arrivare al limite $m(\chi_1^0) \geq \sqrt{s} / 4$ a circa 50 GeV, dato dalle esclusioni chargino al limite cinematico e da $m(\chi^0) \geq 0.5m(\chi^+)$ ($M_1 \cong 0.5M_2$).
- Il limite assoluto sulla massa del chargino è $m(\chi^+) \geq 80 \text{ GeV}$.