

Supersymmetrie (SUSY)

Im Falle der $SU(5)$ -GUT hat sich gezeigt, dass eine Vereinigung der Kopplungen nur erreicht werden kann, wenn eine weitere, intermediäre Schwelle bei ca. 1 TeV auftritt. Diese Schwelle war verbunden mit dem Auftreten neuer Teilchen, so genannter supersymmetrischer Teilchen. Diese Teilchen folgen aus einer neuen, umfassenden Symmetrie, die die kraftvermittelnden Bosonen mit den Materiebausteinen Fermionen verknüpft. Auf diese Weise entsteht eine Relation zwischen Teilchen mit unterschiedlichen Spins, die es in GUT-Theorien nicht gibt. In der Supersymmetrie (SUSY) können Bosonen in Fermionen und umgekehrt transformiert werden:

$$Q|F\rangle = |B\rangle$$

$$Q|B\rangle = |F\rangle$$

Die Generatoren Q induzieren Spin- $\frac{1}{2}$ -Übergänge und sind mit einer erhaltenen Ladung, so gen. Spinorladung, verknüpft (NB: Noether-Theorem: Symmetrie \leftrightarrow Erhaltungsgröße)

⊗ Y.A. Golfand, E.P. Likhthman (1971), O.V. Volkov, V.P. Akulov (1972), J. Wess, B. Zumino (1974)

Vereinigung der Kopplungen in SUSY-GUT

Unification of the Coupling Constants in the SM and the minimal MSSM

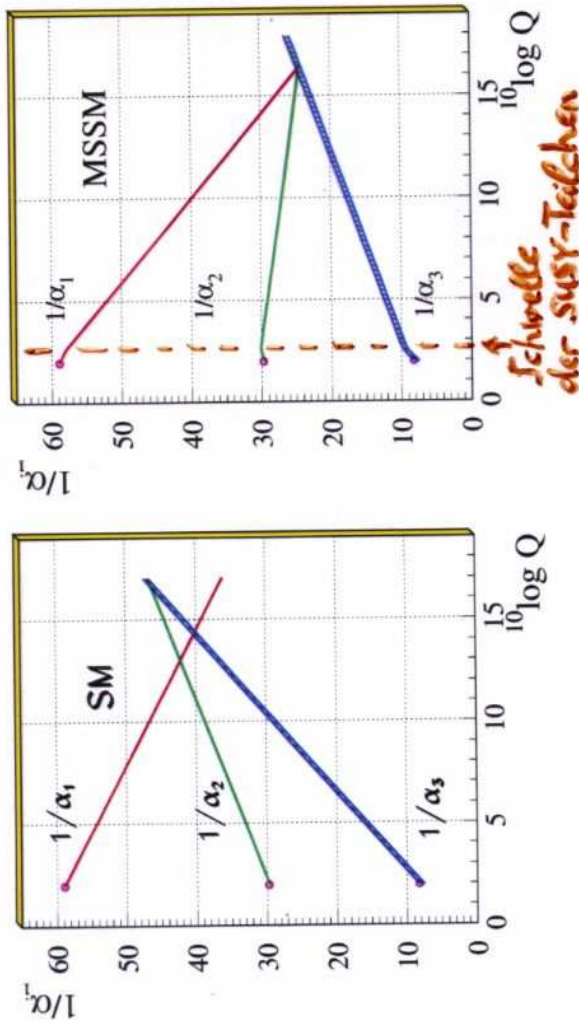


Figure 5: Evolution of the inverse of the three coupling constants in the Standard Model (left) and in the supersymmetric extension of the SM (MSSM) (right). Only in the latter case unification is obtained. The SUSY particles are assumed to contribute only above the effective SUSY scale M_{SUSY} of about 1 TeV, which causes a change in the slope in the evolution of couplings. The thickness of the lines represents the error in the coupling constants [15].

Supersymmetrie

Tatsächlich kann durch SUSY eine interne Symmetrie mit Lorentzinvarianz kombiniert werden:

$$\{Q_\alpha, \bar{Q}_\beta\} = -2\gamma_{\alpha\beta}^\mu P_\mu$$

mit Energie-Impuls-Vierervektor P_μ . Wird die Invarianz unter Raumzeit-Transformationen betrachtet und die SUSY-Transformationen lokal gemacht, dann kommt auch Gravitation mit ins Spiel, als Supergravitation. Eine solche Verbindung deutet sich vielleicht schon dadurch an, dass die Vereinigungsskala der SUSY-GUT mit ca. 10^{16} GeV in der "Nähe" der Planck-Skala

$$\Lambda_{\text{Planck}} = \sqrt{\frac{\hbar c}{G_N}} \approx 1.2 \cdot 10^{19} \text{ GeV}$$

liegt, bei der Gravitationswechselwirkung nicht mehr gegenüber elektroschwacher und starker Wechselwirkung vernachlässigt werden kann.

Supersymmetrie

Die theoretischen Details und Implikationen darzustellen und zu diskutieren, würde den Rahmen dieser Vorlesung sprengen. An dieser Stelle sollen nur einige wenige Aspekte angesprochen werden, der Schwerpunkt aber auf die phänomenologischen Konsequenzen gelegt werden. Um die Supersymmetrie zwischen Bosonen und Fermionen zu realisieren, müssen beide in der gleichen Lagrangedichte zusammen mit supersymmetrischen Transformationen erscheinen (τ^A : Pauli-Matrizen, $\tau^0 \equiv \mathbb{1}$):

$$\mathcal{L} = \underbrace{\partial_\mu \phi^* \partial^\mu \phi}_{\text{kinet. Energie freies Fermion}} + \underbrace{i \psi^\dagger \tau^A \partial_\mu \psi}_{\text{kinet. Energie freies Boson}} + \underbrace{F^* F + \left(F \frac{\partial W}{\partial \phi} - \frac{1}{2} \psi^T C \psi \frac{\partial^2 W}{\partial \phi^2} + \text{bren. Conj.} \right)}_{\text{Wechselwirkungsterme}}$$

Fermion ϕ und Boson ψ sind dabei durch

$$\delta_\xi \phi = \sqrt{2} \xi^T C \psi \quad \delta_\xi \psi = \sqrt{2} i \tau^A \partial_\mu \phi C \xi^* + \xi F$$

verknüpft, wobei ξ ein infinitesimaler Spinorparameter (Grassmann-Variable) und C die Ladungskonjugation ($C = -i\sigma^2$) sind. F ist ein Hilfsfeld (auxiliary field), das durch die Bewegungsgleichung $F^* = -\frac{\partial W}{\partial \phi}$ bestimmt ist.

Supersymmetrie

Materie-Wechselwirkungen werden durch das Superpotential $W(\phi)$ bestimmt. In einer minimalen supersymmetrischen Erweiterung des Standard-Modells hat $W(\phi)$ die Form

$$W = \lambda_d Q D^c H + \lambda_e L E^c H + \lambda_u Q U^c \bar{H} + \mu \bar{H} H$$

wobei die Materiefelder Q, L, D^c, U^c, E^c den bekannten Teilchen zugeordnet sind:

$$Q \equiv \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L$$

$$L \equiv \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L$$

$$D^c \equiv d_L^c = (d_R)^c$$

$$E^c \equiv e_L^c = (e_R)^c$$

$$U^c \equiv u_L^c = (u_R)^c$$

(NB: $e^c := C \bar{e}^T$, u.s.w.
vgl. Majorana-Neutrinos)

Die Superpotentialkopplungen $\lambda_d, \lambda_e, \lambda_u$ entsprechen den Yukawa-Kopplungen im Standard-Modell, sodass mit den Vakuumerwartungswerten v_d, v_u der Higgs-Doublets H, \bar{H} die Teilchenmassen folgen:

$$m_d = \lambda_d v_d, \quad m_u = \lambda_u v_u, \quad m_e = \lambda_e v_d$$

und als 3×3 -Matrizen aufzufassen sind, die wie im Standard-Modell diagonalisiert werden müssen

Supersymmetrie

Während im Standard-Modell ein Higgs-Dublett genügt, um allen Materieteilchen Masse zu geben, benötigt das minimal supersymmetrisch erweiterte Standard-Modell (MSSM)

zwei Higgs-Dubletts mit unterschiedlicher Hyperladung Y .

(Grund dafür ist, dass ein Dublett nicht genügt, um Dreiecks-Anomalien durch Auslöschung der Amplituden zu vermeiden.)

Diese beiden Higgs-Dubletts koppeln durch den Term $\mu \bar{H} H$ im Superpotential W . Auch besitzen beide Dubletts eigene Vakuumerwartungswerte v_u, v_d für \bar{H} und H , deren

Verhältnis $\tan \beta := \frac{v_u}{v_d}$ zwar unbestimmt

ist, die aber: $v^2 = v_u^2 + v_d^2 = \frac{1}{\sqrt{2}} G_F = (246 \text{ GeV})^2$ erfüllen.

Ein weiterer wichtiger Aspekt des MSSM ist die Fixierung der (quartischen) Higgs-Selbstkopplung $(h \text{---} \text{---} h)$, wodurch die Massen des leichtesten Higgs-Bosons h in der SUSY

stark eingeschränkt wird: $m_h < 130 \text{ GeV}$

(NB: diese Einschränkung berücksichtigt Schleifenkorrekturen)
Damit liegt m_h im bevorzugten Bereich der Präzisionsmessungen der LEP-Experimente!

SUSY-Phänomenologie

Drei Supermultipletts sind die elementaren Bausteine der SUSY:

↓ Helizität

chirale Teilchen: $\begin{pmatrix} 1/2 \\ 0 \end{pmatrix}$, Eich-Teilchen: $\begin{pmatrix} 1 \\ 1/2 \end{pmatrix}$, Gravitation: $\begin{pmatrix} 2 \\ 3/2 \end{pmatrix}$

In jedem Supermultiplett finden sich sowohl die bekannten Teilchen des Standard-Modells (z.B. alle Quarks & Leptonen im oberen Helizitätszustand ^{der Supermultipletts} der chiralen Teilchen; Eichbosonen wie γ, W^\pm, Z im oberen Helizitätszustand des Eich-Teilchen-Supermultipletts) und zusätzlich supersymmetrische Partnerteilchen (in den jeweiligen unteren Helizitätszuständen der Supermultipletts). In einer ungebrochenen SUSY besitzen die SUSY-Partnerteilchen exakt die gleichen Quantenzahlen (elektr. Ladung, schwache Ladung, starke Ladung, Masse, ... ^(wie Standard-Modell-Teilchen)) bis auf den Spin, der sich um $\frac{1}{2}\hbar$ von den Standard-Modell-Teilchen unterscheidet.

Die SUSY-Partnerteilchen werden üblicherweise durch eine Tilde ($\tilde{}$) von den Standard-Modell-Teilchen unterschieden.

Zudem werden aus Fermionen in SUSY skalare Fermionen (sfermions) und aus Bosonen in SUSY halbzahlige Spins tragende Bosinos.

SUSY-Phänomenologie

- Teilchen im minimal supersymmetr. Standard Modell **MSSM**

Spin 0	Spin 1/2	Spin 1
$\tilde{l}, \tilde{\nu}$ (skalare Leptonen) = sleptons	l, ν	
\tilde{q} (skalare Quarks) = squarks	q	
	\tilde{g} (gluino)	g
h, H, A	$\tilde{\gamma}, \tilde{Z}$ } mischen zu 4 Neutralinos $\tilde{\chi}_i^0, i=1, \dots, 4$	γ, Z
H^\pm	$\tilde{W}^\pm, \tilde{H}^\pm$ } mischen zu 2 Charginos $\tilde{\chi}_j^\pm, j=1, 2$	W^\pm

- Zwei Higgs-Doublets : $8 - 3 = 5$ Higgs-Teilchen
 h, H, A, H^+, H^-

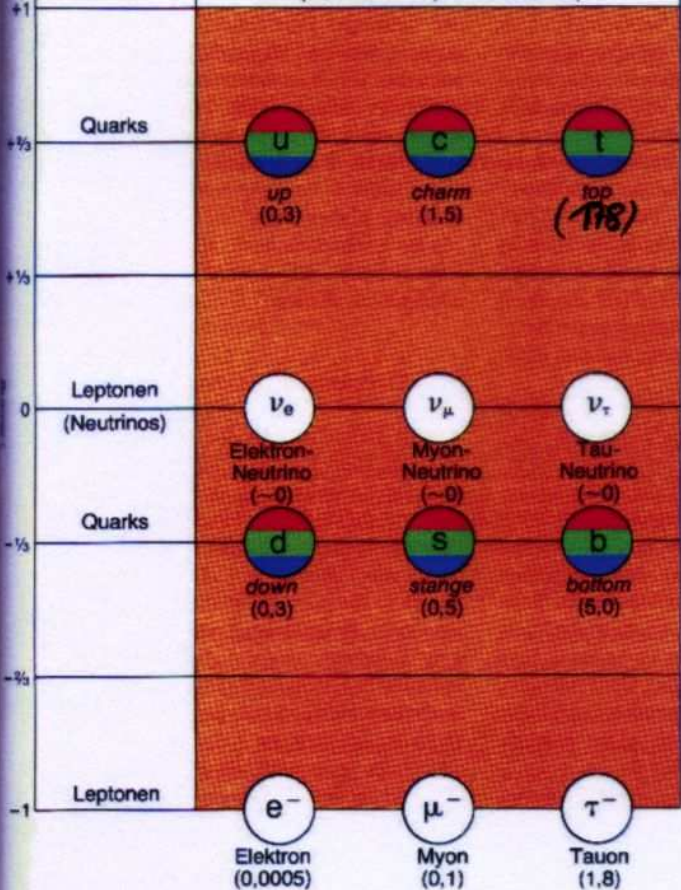
- Erhaltene Quantenzahl der SUSY (Noether-Theorem)

R-Parität : $R := (-1)^{3B + L + 2S}$
Baryon-, Leptonzahl, Spin

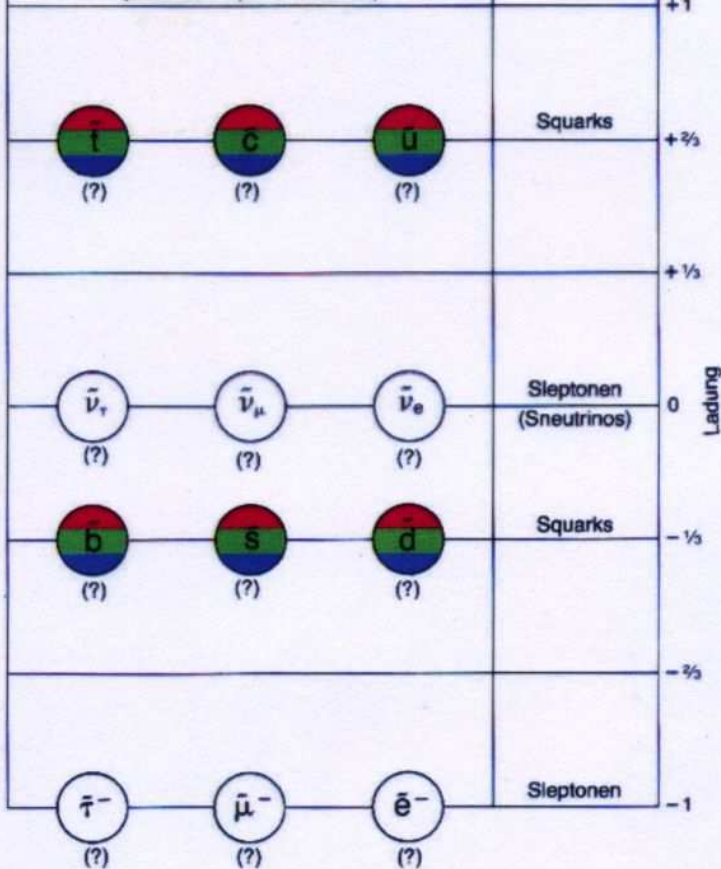
⇒ leichtestes SUSY-Teilchen (LSP) ist stabil!

Standard-Modell-Teilchen haben geradzählige R-Parität oder $R = +1$
SUSY-Partner-Teilchen haben ungeradzählige R-Parität oder $R = -1$

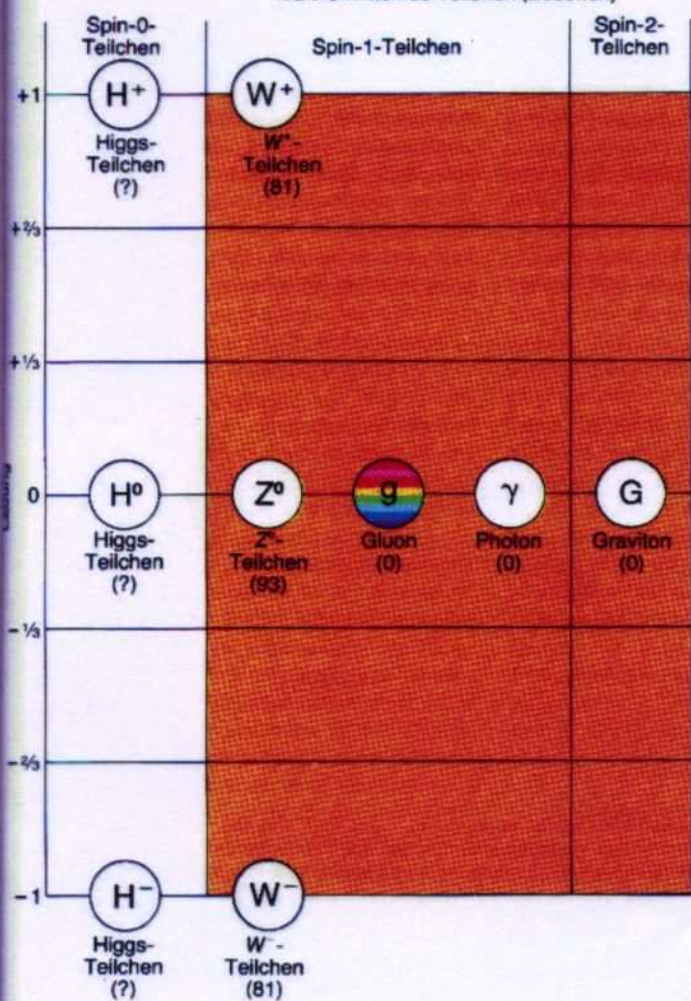
Elementarteilchen
(Fermionen: Spin-1/2-Teilchen)



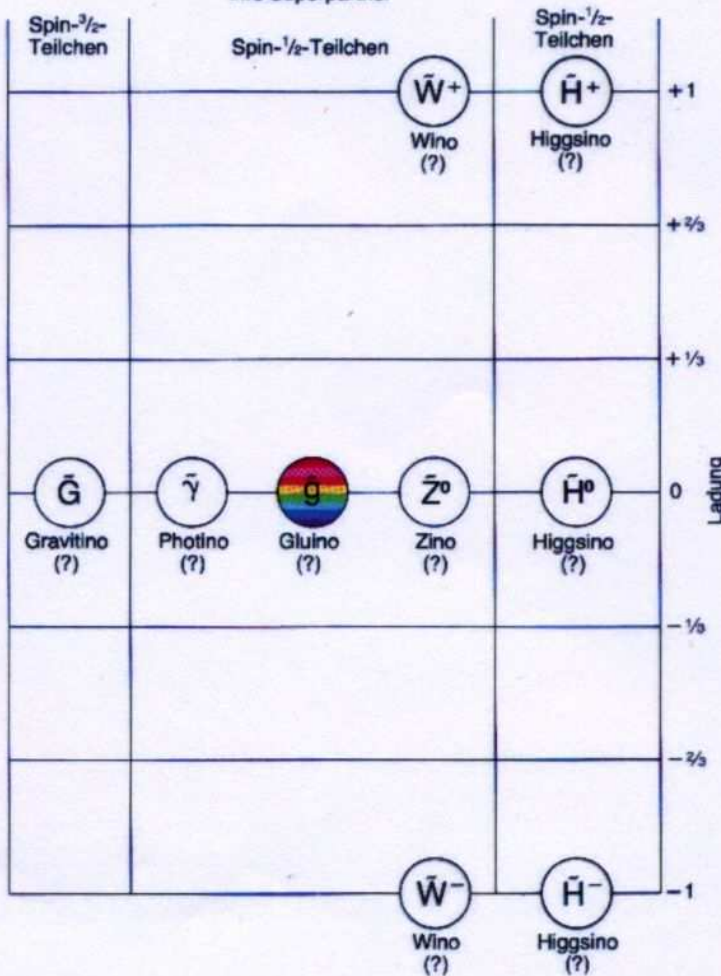
ihre Superpartner
(Bosonen: Spin-0-Teilchen)








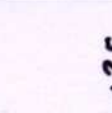
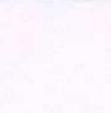
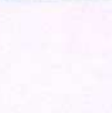






kraftvermittelnde Teilchen (Bosonen)



ihre Superpartner



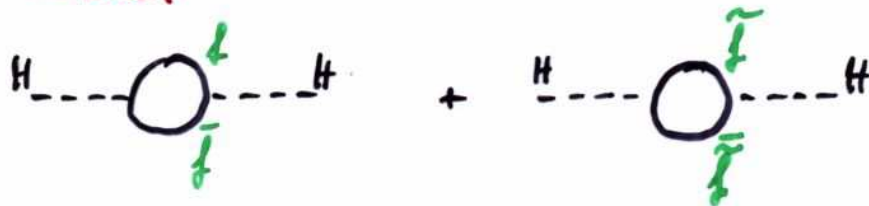
<p>Quarks</p> 	<p>B $\frac{1}{3}$</p> <p>L 0</p> <p>S $\frac{1}{2}$</p> <p>R 2 = 3B + L + 2S</p>
<p>Sleptonen</p> 	<p>B 0</p> <p>L 1</p> <p>S $\frac{1}{2}$</p> <p>R 2</p>
<p>Photon</p> 	<p>B 0</p> <p>L 0</p> <p>S 1</p> <p>R 2</p>
<p>Gluon</p> 	<p>B 0</p> <p>L 0</p> <p>S 1</p> <p>R 2</p>
<p>W⁺-W⁻ und Z⁰-Teilchen</p> 	<p>B 0</p> <p>L 0</p> <p>S 1</p> <p>R 2</p>
<p>Graviton</p> 	<p>B 0</p> <p>L 0</p> <p>S 2</p> <p>R 4</p>
<p>Higgs-Teilchen</p> 	<p>B 0</p> <p>L 0</p> <p>S 0</p> <p>R 0</p>
<p>Squarks</p> 	<p>B $\frac{1}{3}$</p> <p>L 0</p> <p>S 0</p> <p>R 1</p>
<p>Sleptonen</p> 	<p>B 0</p> <p>L 1</p> <p>S 0</p> <p>R 1</p>
<p>Photino</p> 	<p>B 0</p> <p>L 0</p> <p>S $\frac{1}{2}$</p> <p>R 1</p>
<p>Gluino</p> 	<p>B 0</p> <p>L 0</p> <p>S $\frac{1}{2}$</p> <p>R 1</p>
<p>Winos, Zino</p> 	<p>B 0</p> <p>L 0</p> <p>S $\frac{1}{2}$</p> <p>R 1</p>
<p>Gravitino</p> 	<p>B 0</p> <p>L 0</p> <p>S $\frac{3}{2}$</p> <p>R 3</p>
<p>Higgsino</p> 	<p>B 0</p> <p>L 0</p> <p>S $\frac{1}{2}$</p> <p>R 1</p>

Zwischenresumée Supersymmetrie

Vorteile:

- Beinhaltet das präzise getestete Standard-Modell der el. schwachen & starken Ww.
- Löst das Hierarchie-Problem, da

$$\Lambda_{\text{susy}} \approx 1 \text{ TeV} \quad \text{und da}$$




sich gegenseitig aufheben (Bose- vs. Fermi-Statistik)
und die Higgs-Masse stabilisiert wird:

$$m_H^2(M_W) = m_H^2 + c g^2 \Lambda^2 \rightarrow \begin{cases} \text{divergiert ohne SUSY} \\ \text{endlich mit} \end{cases}$$

$$\text{falls } |m_f^2 - m_{\bar{f}}^2| \lesssim 1 \text{ TeV.}$$

- Theorie kann berechnet werden
- sagt viele neue Teilchen vorher
- bringt GUT-Vereinheitlichung wieder ins Spiel
- ...

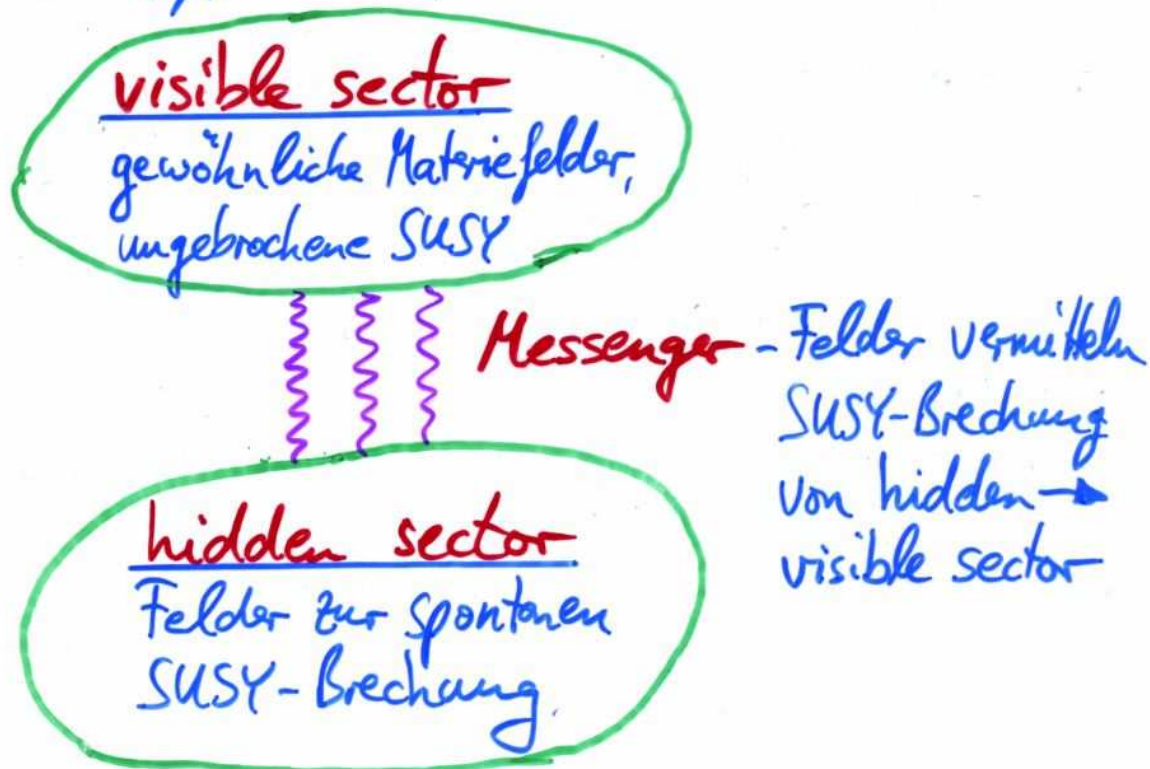
Zwischenresumee Supersymmetrie

- Nachteile:
- Symmetrie ist offensichtlich gebrochen, da kein supersym. Partner des Elektrons, etc. beobachtet wurde (NB: ungebrochene SUSY: $m_f = m_{\tilde{f}}$), d.h. $m_f < m_{\tilde{f}}$
 - bringt zusätzlich zu den 18 Parametern des Standard-Modells weitere **106 Parameter**
21 Massen von SUSY-Teilchen, 41 Mischungswinkel zwischen Chiralitäts- und Massenzuständen, 43 CP-verletzende Phasen, 1 Vakuumerwartungswert für zweites Higgs-Dublett
 - hat phänomenologische Defizite:
 - ▷ keine Erhaltung der separaten Leptonenzahlen L_e, L_μ, L_τ
 - ▷ keine Unterdrückung von flavourändernden Wechselw. durch neutrale Eichbosonen, z.B. 
 - ▷ viele neue Quellen für CP-Verletzung, die inkonsistent mit den experimentellen Grenzen sind

⇒ Nahezu der gesamte 124 dimensionale Parameterraum des MSSM ist ausgeschlossen! MSSM kann nur in sehr speziellen Bereichen dieses Raums existieren.

SUSY-Brechung

Der Mechanismus der SUSY-Brechung ist noch völlig unklar, weil es im MSSM keine Felder gibt, die durch Entwicklung eines Vakuumerwartungswerts $\neq 0$ zu einer spontanen Symmetriebrechung führen (unter Erhaltung der $SU(3) \otimes SU(2) \otimes U(1)$ -Invarianz). So werden die unbekannten Details der SUSY-Brechung in einen "hidden sector" verbannt, der durch "Messenger"-Felder die SUSY-Brechung in den "visible sector" vermittelt (mediate):



Der "hidden sector" ist eine Schwachstelle des MSSM: viele Ambiguitäten \rightarrow unsichere MSSM-Vorhersagen

SUSY-Brechung

Die Phänomenologie der gebrochenen SUSY im MSSM hängt von den Messenger-Feldern ab. Unter den bisher untersuchten Szenarien sind Vermittlung durch:

- Gravitation: **gravity mediated** (SUGRA)

In SUGRA wird eine lokale SUSY spontan gebrochen. Das dabei entstehende ^{masselose} Goldstone-Fermion (Goldstino) wird über einen Super-Higgs-Mechanismus vom Gravitino (\tilde{G} , Spin $\frac{3}{2}$) absorbiert, wodurch \tilde{G} ^{sehr} massiv wird: $m_{3/2} = O(\text{TeV})$. Die Gravitinomasse bestimmt dann auch die Massenskala der SUSY-Teilchen (z.B. $O(1\text{TeV})$).

- Eichwechselwirkung: **gauge mediated** (GMSB) mit Eichbosonen und Materiefeldern des Standard-Modells als Messenger. Dabei wird das Gravitino sehr leicht ($m_{\tilde{G}} \ll O(\text{GeV})$) und wird somit zum leichtesten SUSY-Teilchen (LSP), in das alle übrigen SUSY-Teilchen letztlich zerfallen.

NB: In SUGRA ist das Neutralino i.A. das LSP.

SUSY-Brechung

weitere Brechungs-Szenarien:

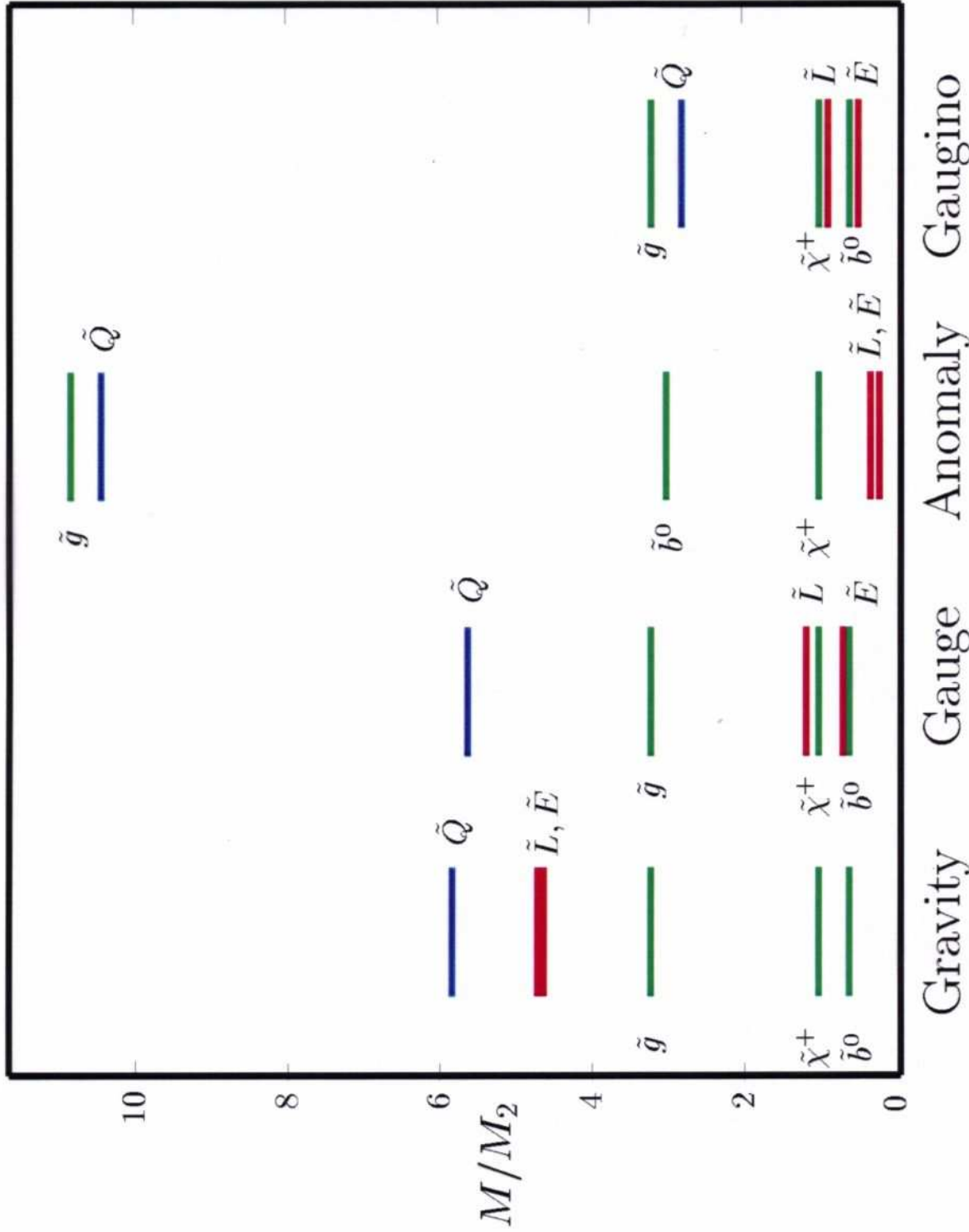
- konforme Anomalien: **anomaly mediated (AMSB)**
in einer multidimensionalen Theorie; führt aber zu sleptons mit negativem Massenquadrat (Tachyons)
- Eichbosinos: **gaugino mediated**
in mehr als $3+1$ Raumzeit-Dimensionen existiert eine weitere $3+1$ -dimensionale Welt, in der SUSY gebrochen ist, was durch Eichbosinos durch die zusätzlichen Raumdimensionen in unser $3+1$ -dim. Welt transportiert wird.

⋮

Die Vorhersagen für das Massenspektrum der SUSY-Teilchen hängt vom Brechungs-Szenario ab. Die nachfolgende Abbildung (Fig. 22) zeigt Beispielspektren der vier genannten Szenarien, wobei die SUSY-Massen im Verhältnis zur Masse M_2 des Eichbosinos, das zur Kopplungsstärke $g_2 \equiv g_w$ gehört, angegeben sind.

SPARTICLE SPECTRA

Händigkeit der
zugehörigen
Teilchen



\tilde{Q} : Squarks_L
 \tilde{L} : Sleptons_L
 \tilde{E} : Selectron_R
 \tilde{g} : Gluino
 \tilde{b}^0 : Bino
 \tilde{X}^+ : Chargino

Fig. 22: Superparticle spectra for various mediation mechanisms

SUSY-Parameter

Mit den insgesamt 124 Parametern hat das MSSM zu viel Variabilität, um sinnvolle phänomenologische Studien machen zu können. Zur Reduzierung der Parameterzahl werden daher Annahmen gemacht:

- (i) Vereinigung aller Massen der Spin-0 SUSY-Teilchen an der Planck-Skala M_{Pl} ($= 1.2 \cdot 10^{19}$ GeV, meist wird $M_{Pl} \approx M_X$ der GUT-Skala gesetzt):

$$m_0^2 \equiv M_{\tilde{Q}}^2 = M_{\tilde{u}}^2 = M_{\tilde{D}}^2 = M_{\tilde{L}}^2 = M_{\tilde{E}}^2 @ M_{Pl}$$

Squarks_L u-Squark_R d-Squark_R Slepton_L Selectron_R

- (ii) Vereinigung aller Eichbosino-Masse (Spin $\frac{1}{2} \hbar$) an der Planck-/GUT-Skala:

$$m_{1/2} \equiv M_1 \equiv M_2 \equiv M_3 @ M_{Pl}, M_X$$

U(1) SU(2) SU(3)
(Bino) (Winos) (Gluinos)

- (iii) Flavour-diagonale und universelle Higgs-Slepton-Slepton und Higgs-Squark-Squark Kopplungen:

$$A \equiv A_u \equiv A_D \equiv A_L @ M_{Pl}, M_X$$

u-Squark d-Squark Slepton

Während (i)-(iii) für GMSB automatisch gelten, ist dies für SUGRA eine Einschränkung \rightarrow minimale SUGRA (mSUGRA).

SUSY-Parameter

Zusätzlich zu den drei verbleibenden Parametern aus den Annahmen (i)-(iii) bleiben noch zwei weitere Parameter μ_0 und $\tan\beta$, die mit dem erweiterten Higgs-Sektor im MSSM verbunden sind. Die relevanten Parameter sind also:

- $m_{1/2}$ Masse der Eichbosinos an M_X
- m_0 Masse der Sfermionen an M_X
- A trilineare Higgs-Sfermion-Sfermion Kopplung
- μ_0 Mischungsparameter zwischen den beiden Higgs-Doublets im MSSM (@ GUT/Planck-Skala)
- $\tan\beta = \frac{v_u}{v_d}$ Verhältnis der Vakuumerwartungswerte der beiden Higgs-Doublets

Diese Parameter der SUSY-Brechung zusammen mit den Kopplungen $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3 \equiv \alpha_s$ des Standard-Modells sowie den Yukawa-Kopplungen $\lambda_u, \lambda_d, \lambda_e$ entsprechen einem beschränkten, minimal super-sym. Standard-Modell (CMSSM), da insbesondere die Universalität der SUSY-Parameter an der GUT/Planck-Skala angenommen wird.

SUSY-Teilchenmassen

Aus den Werten der 5 SUSY-Brechungsparameter und der Yukawa-Kopplungen lassen sich die Massen der SUSY-Teilchen ausrechnen (dazu Betrachtung der Vakuum-Polarisation durch Lösung der Renormierungsgruppen-gleichungen). Die nachfolgende Abbildung (Fig. 23) zeigt die Massenspektren für zwei unterschiedliche Parametersätze, wobei auch eine Vereinigung der Yukawa-Kopplungen für b-Quark und $\bar{\tau}$ -Lepton bzw. b-, t-Quark und τ -Lepton angenommen wurde (NB: $Y_f := \lambda_f^2 / 16\pi^2$ mit Yukawa-Kopplung λ_f für Fermiontyp f). Die Parameter m_1, m_2 entsprechen den Higgs-Massen der beiden Dubletts, die im Higgs-Potential erscheinen. Ohne Schleifenkorrekturen ergeben sich daraus die Massen der physikal. beobachtbaren

5 Higgs-Bosonen: A : $m_A^2 = m_1^2 + m_2^2$

$$H^\pm: m_{H^\pm}^2 = m_A^2 + M_W^2$$

$$H, h: m_{H, h}^2 = \frac{1}{2} \left[m_A^2 + M_Z^2 \pm \sqrt{(m_A^2 + M_Z^2)^2 - 4m_A^2 m_Z^2 \cos^2 2\beta} \right]$$

(NB: A ist CP-ungerade; H, h sind CP-gerade; h ist das leichteste Higgs-Boson; H^\pm sind elektr. geladene Higgs-Bosonen)

Massenspektrum der SUSY-Teilchen

aus Lösung der Renormierungsgruppengleichung unter Verwendung vereinheitlichter Yukawa-Kopplungen $Y_{\tau} \approx \alpha_1$

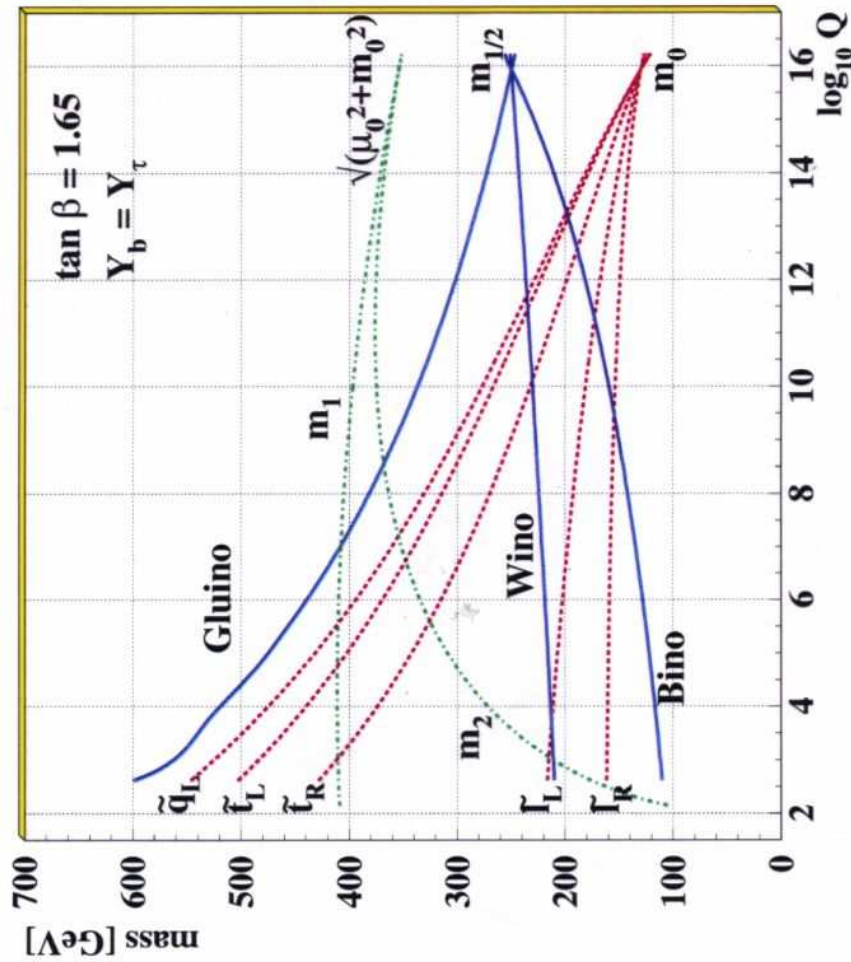
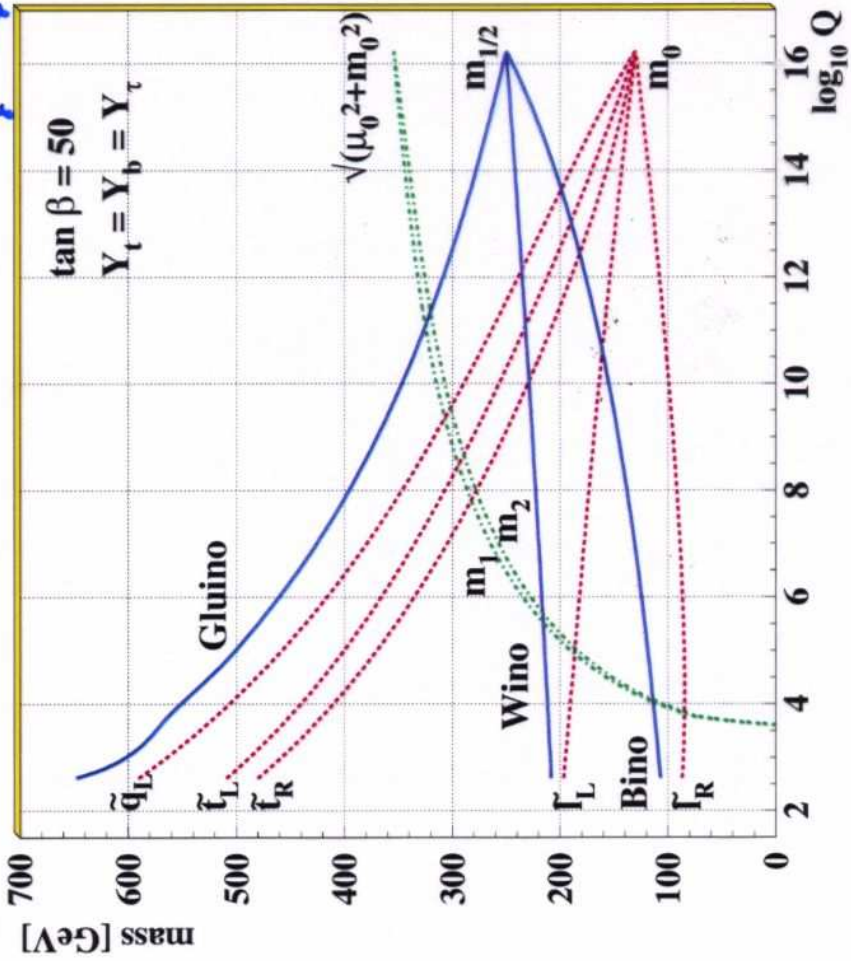
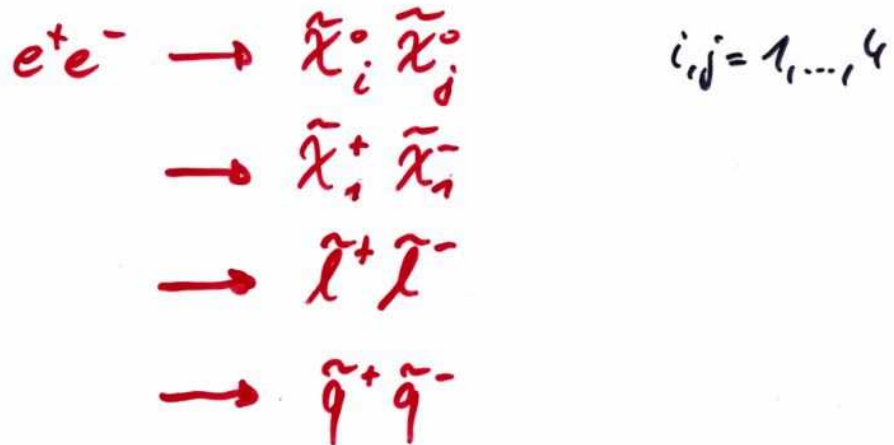


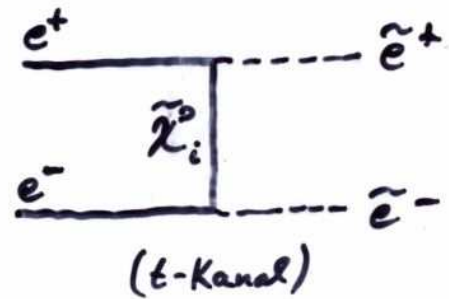
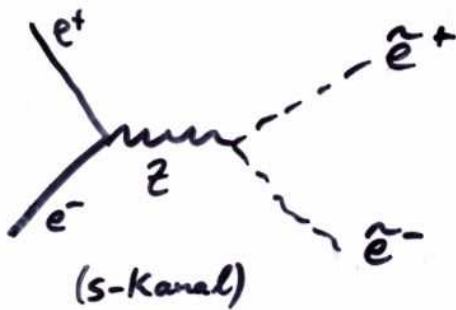
Figure 23: An example of evolution of sparticle masses and soft supersymmetry breaking parameters $m_1^2 = m_{H_1}^2 + \mu^2$ and $m_2^2 = m_{H_2}^2 + \mu^2$ for low (left) and high (right) values of $\tan \beta$

Experimentelle Signaturen

- SUSY-Produktion in e^+e^- -Annihilation:



z.B.



- Zerfall der SUSY-Teilchen:



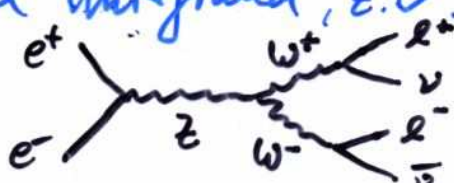
wobei das leichteste SUSY-Teilchen (LSP) (z.B. $\tilde{\chi}_1^0$)

ähnlich wie Neutrinos ungesehen dem Detektor

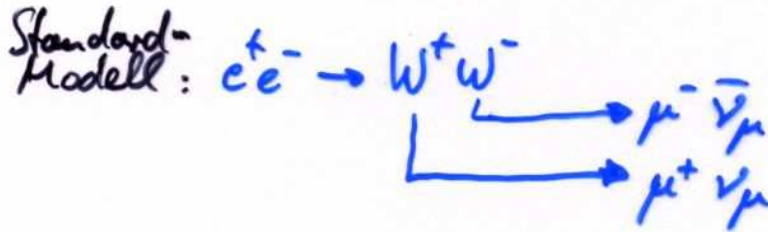
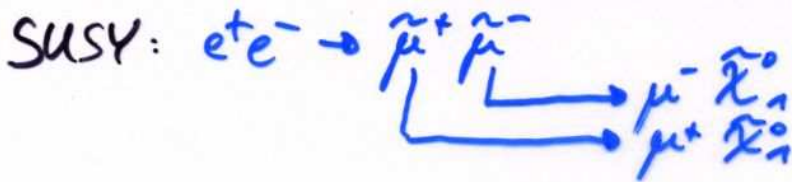
entkommt \rightarrow fehlende Energie & Impuls

- Signatur und Untergrund von $\Delta M = m_{\text{SUSY}} - m_{\text{LSP}}$ abhängig

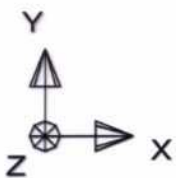
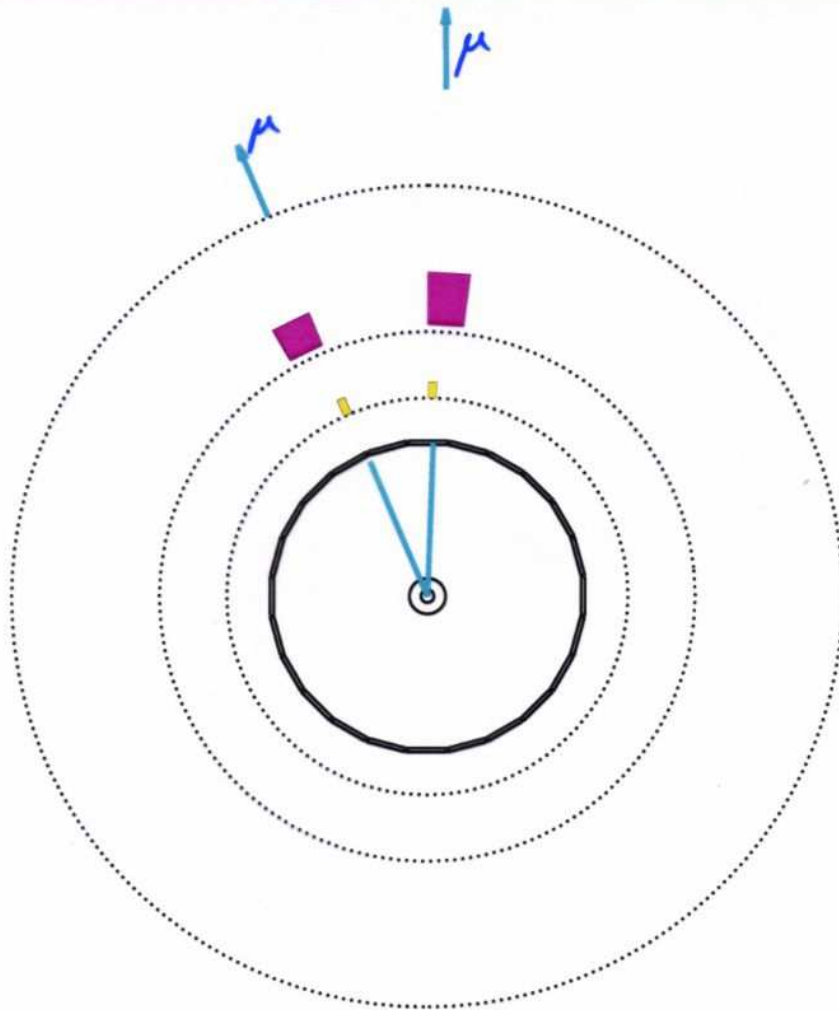
- Standard-Modell Untergrund, z.B. W -Paarproduktion



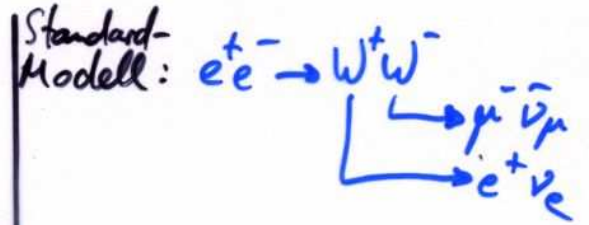
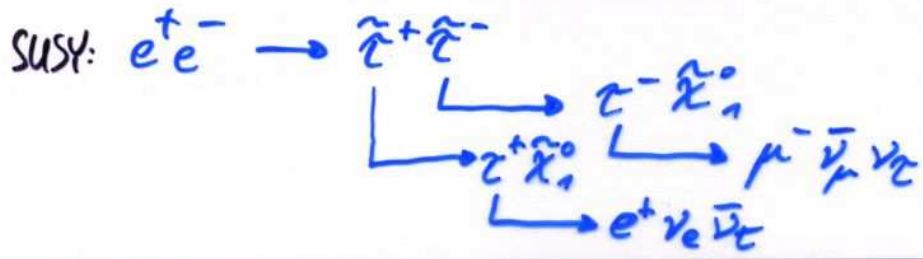
slepton - Kandidat



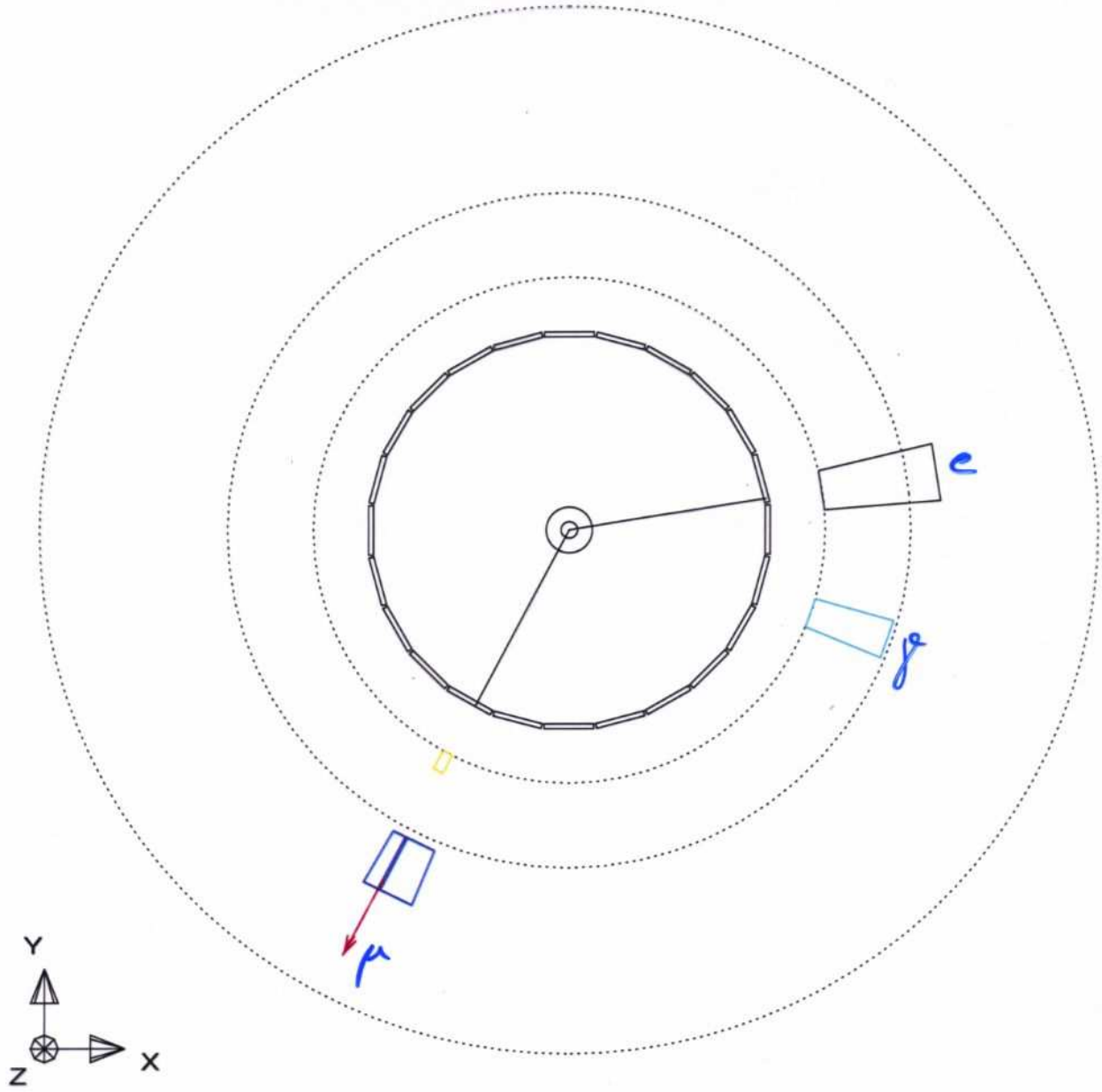
Run: event11289: 74704 Clrk(N= 2 Stmp= 75.5) Ecsl(N= 9 Stmp= 1.8)
 Ebeam 97.778 Vlx { -.03, .06, .15} Hcal(N= 6 Stmp= 10.1) Muon(N= 4)



slepton - Kandidat



Run: event 9630: 39085 Clk(N= 2 Samp: 06.9) Ecal(N= 9 SumE: 53.0)
 Ebeam 94.329 V(x (-0.03, 0.06, 0.19) Hcal(N= 2 SumE: 3.1) Muon(N= 1)



Centre of screen is (0.0000, 0.0000, 0.0000) 200. cm. 1 2 4 8 50 GeV

Resultate der SUSY-Suche

- keine Anzeichen für Produktion super-sym. Teilchen bei LEP bis $\sqrt{s} = 209 \text{ GeV}$ (bei Tevatron in $p\bar{p}$ bis 2 TeV)
- Anzahl der Kandidaten verträglich mit Standard-Modell Untergrund

→ Grenzen auf Wirkungsquerschnitte und Massen

▶ Obere Grenzen auf WQ für $e^+e^- \rightarrow \tilde{\ell}^+\tilde{\ell}^-, \tilde{\chi}^+\tilde{\chi}^-, \tilde{\chi}^0\tilde{\chi}^0, \dots$
braucht wenige Annahmen: Paarproduktion und Zerfall der super-sym. Teilchen

▶ Untere Grenzen auf Massen und Grenzen auf Modellparameter, d.i. Interpretation in einem Modell (SUSY-Brechungsszenario) z.B. unter Nutzung der Beziehung zwischen Massen, Modellparametern und Wirkungsquerschnitten

Prinzip: Scan des Parameter-raumes $m_0, m_{1/2}, \tan\beta, A, \mu$

Wähle einen MSSM-Parametersatz, berechne Wirkungsquerschnitte und vergleiche mit experimentell ausgeschlossenen WQ

→ Ausschluss eines Punktes im Parameter-raum wie z.B. einer Massenkombination $m_0, m_{1/2}$

Intermezzo

Ausschlussgrenzen und statistische Signifikanz

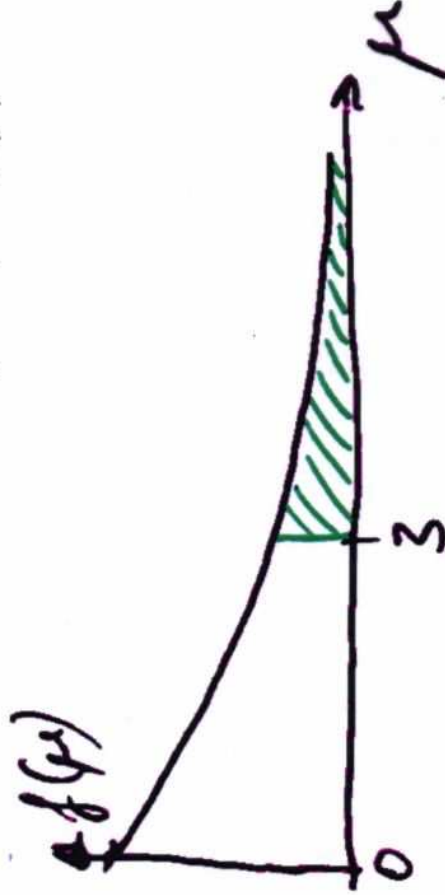
◇ im Fall kleiner Ereigniszahlen: Poisson Statistik

$$f(\mu, n) = \frac{\mu^n \exp(-\mu)}{n!}$$

μ : Erwartungswert

n : beobachtete Ereigniszahl ($n = 0, 1, 2, \dots$)

▷ Beispiel: Kein beobachteter Kandidat ($n = 0$): $f(\mu) = \exp(-\mu)$



Für $n = 0$ ist: $\int_{\mu}^{\infty} f(\mu') d\mu' = f(\mu) \stackrel{\mu=3}{\approx} 0.05$

⇒ 5% Wahrscheinlichkeit wirkliche Ereigniszahl $n' > 3$

⇒ 95% Wahrscheinlichkeit wirkliche Ereigniszahl $n' < 3$

($\hat{=}$ 95% CL)

beobachtete Ereigniszahl n	95% CL $n > n'$ Untergrenze n'	95% CL $n < n'$ Obergrenze n'
0	—	3.00
1	0.05	4.74
2	0.36	6.30
3	0.82	7.75
4	1.37	9.15
5	1.97	10.51
6	2.61	11.84

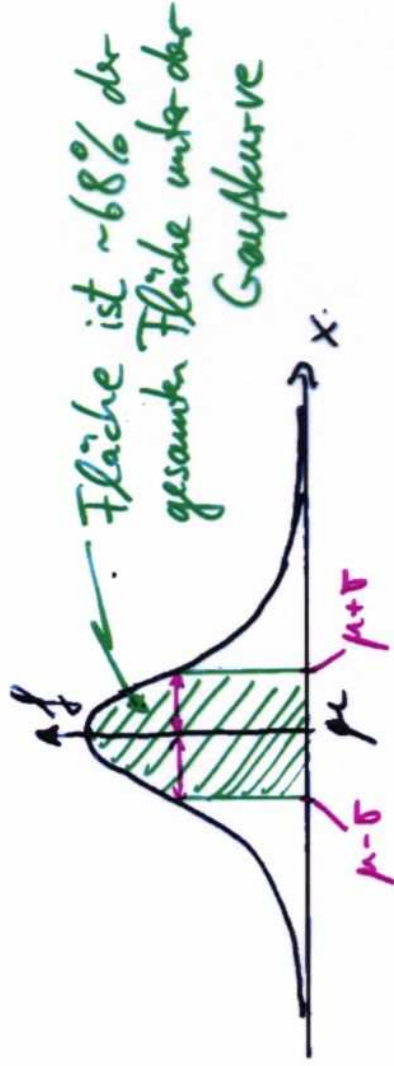
⇒ Obergrenze $n < n'$ → Wirkungsquerschnitt $\sigma < n'/\sqrt{2}$ (mit integrierter Luminosität \mathcal{L})

Intermezzo

Ausschlussgrenzen und statistische Signifikanz

- Messung $\hat{=}$ Stichprobe
- ▷ häufige Wiederholung der Messung \rightarrow statistische Verteilung der Stichproben
- ◇ gaußsche Verteilung (für große Erwartungswerte μ)

$$f(\mu, \sigma) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \cdot \exp\left(-\frac{(x_i - \mu)^2}{2\sigma^2}\right)$$



- ▷ statistische Verteilung der Stichproben $\rightarrow \sim 68\%$ innerhalb $\pm 1\sigma$ um Mittelwert μ
- \Rightarrow Messwert hat 68%ige statistische Zuverlässigkeit im $\pm 1\sigma$ -Intervall zu liegen $\hat{=}$ 68% CL (Confidence Level)

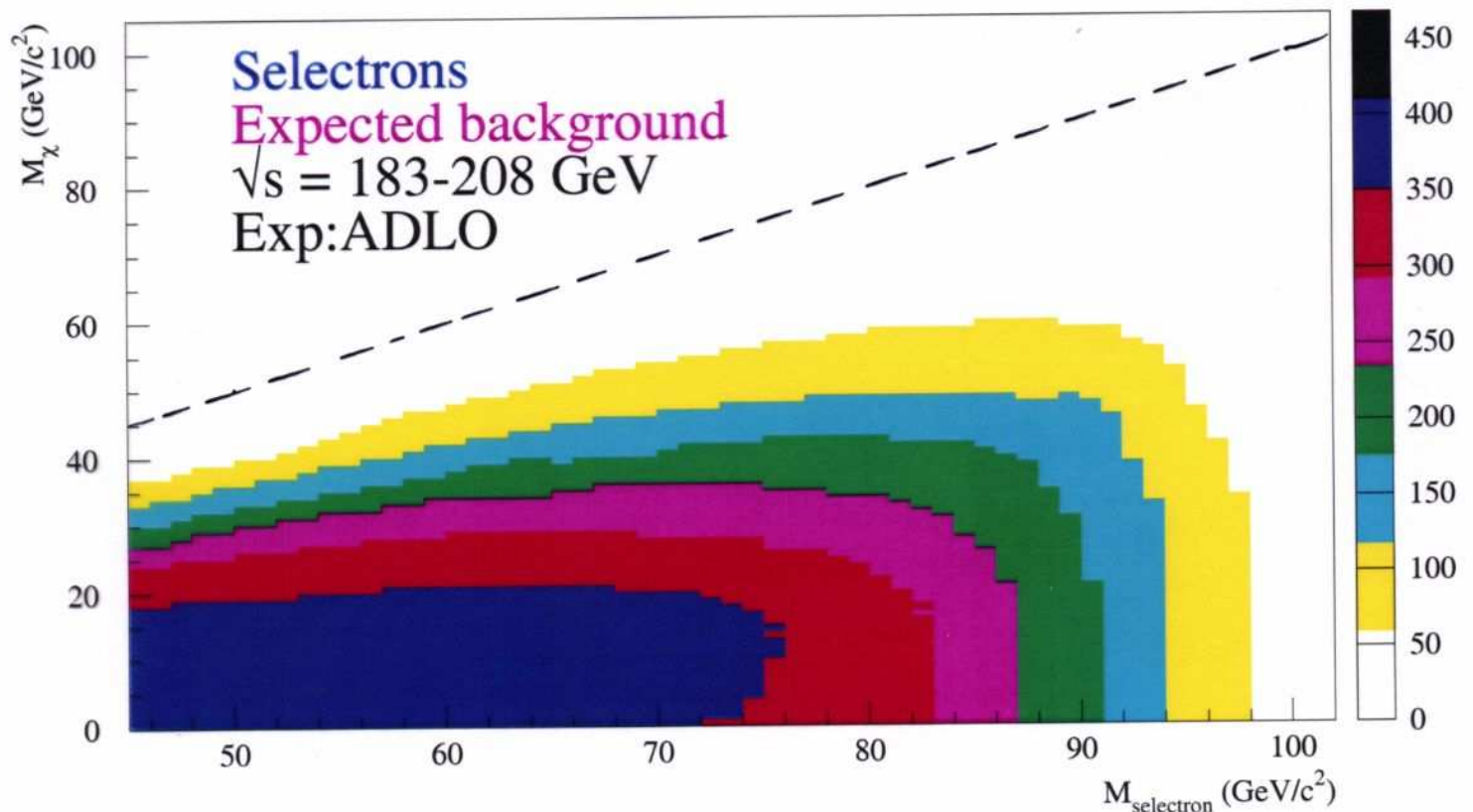
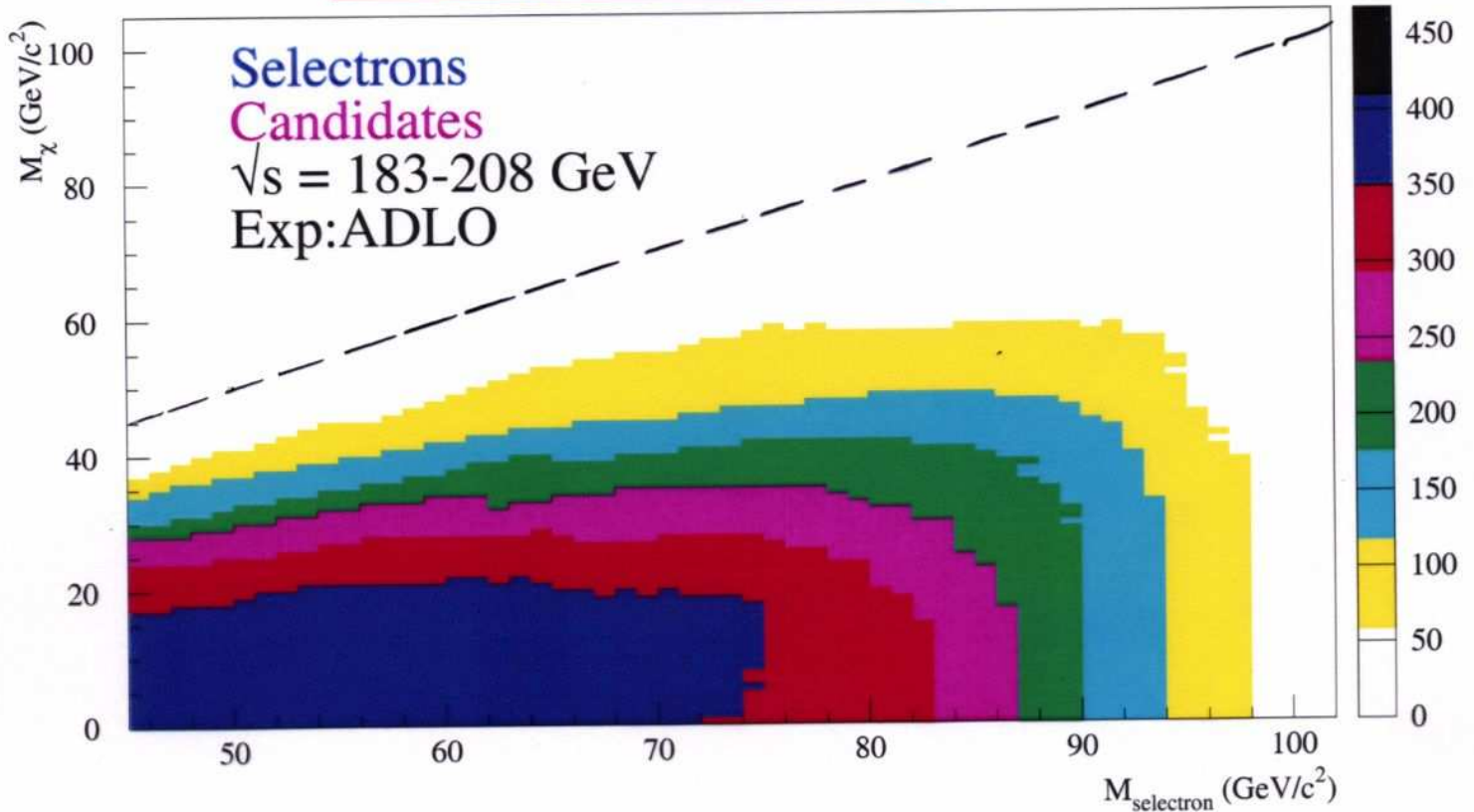
▷ Intervallbreite	Confidence Level	Untergrenze f. Messwert x	Obergrenze
$\pm 1\sigma$	68%	$x > \mu - 1\sigma$	$x < \mu + 1\sigma$
$\pm 2\sigma$	95%	$x > \mu - 2\sigma$	$x < \mu + 2\sigma$
$\pm 2.6\sigma$	99.9%	$x > \mu - 2.6\sigma$	$x < \mu + 2.6\sigma$
$\pm 5\sigma$	$5.7 \cdot 10^{-5}$	$x > \mu - 5\sigma$	$x < \mu + 5\sigma$

Obere Grenze auf Wirkungsquerschnitt

$e^+e^- \rightarrow \tilde{e}^+\tilde{e}^-$ bei $\sqrt{s} = 183-208 \text{ GeV}$

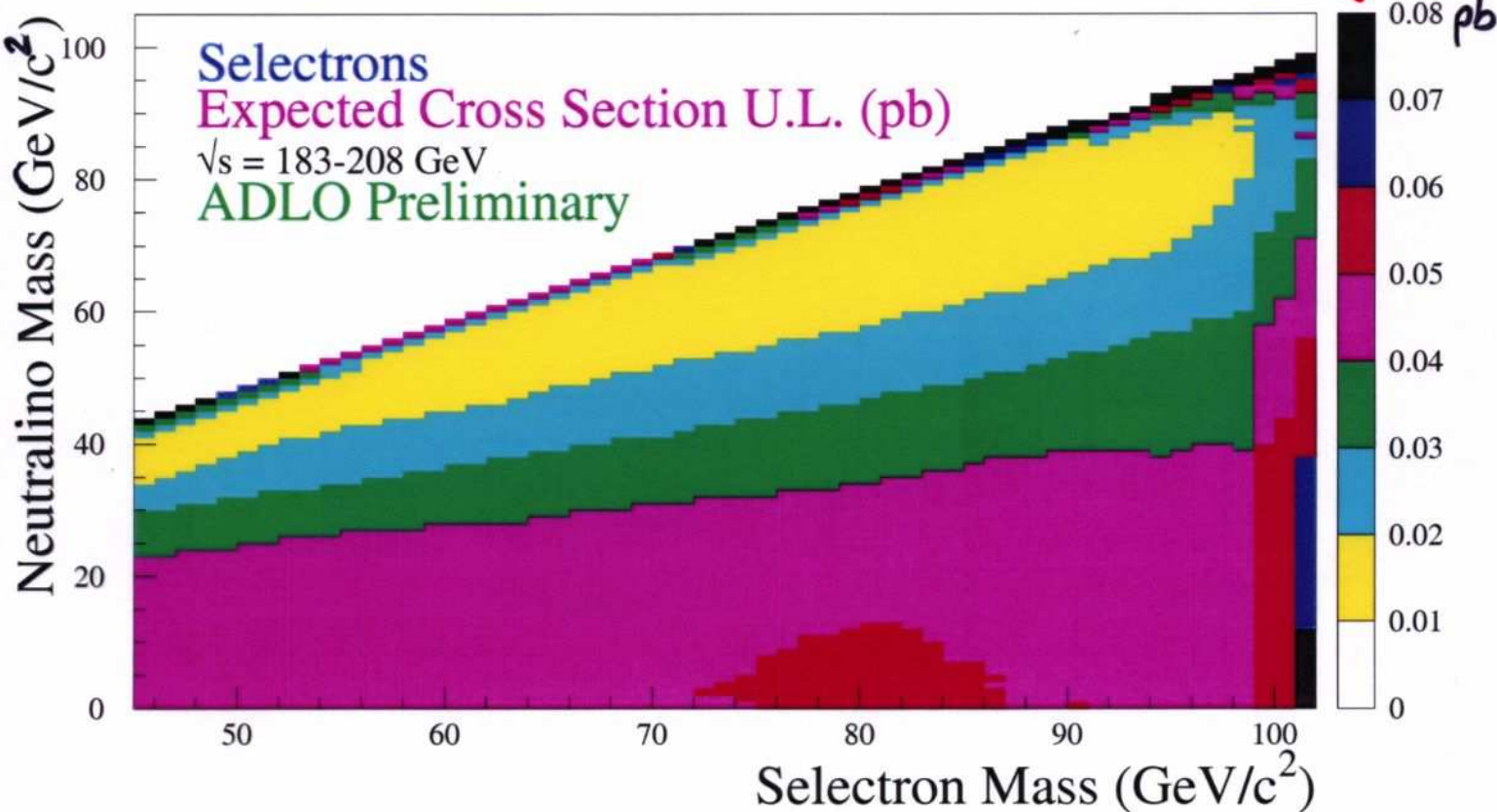
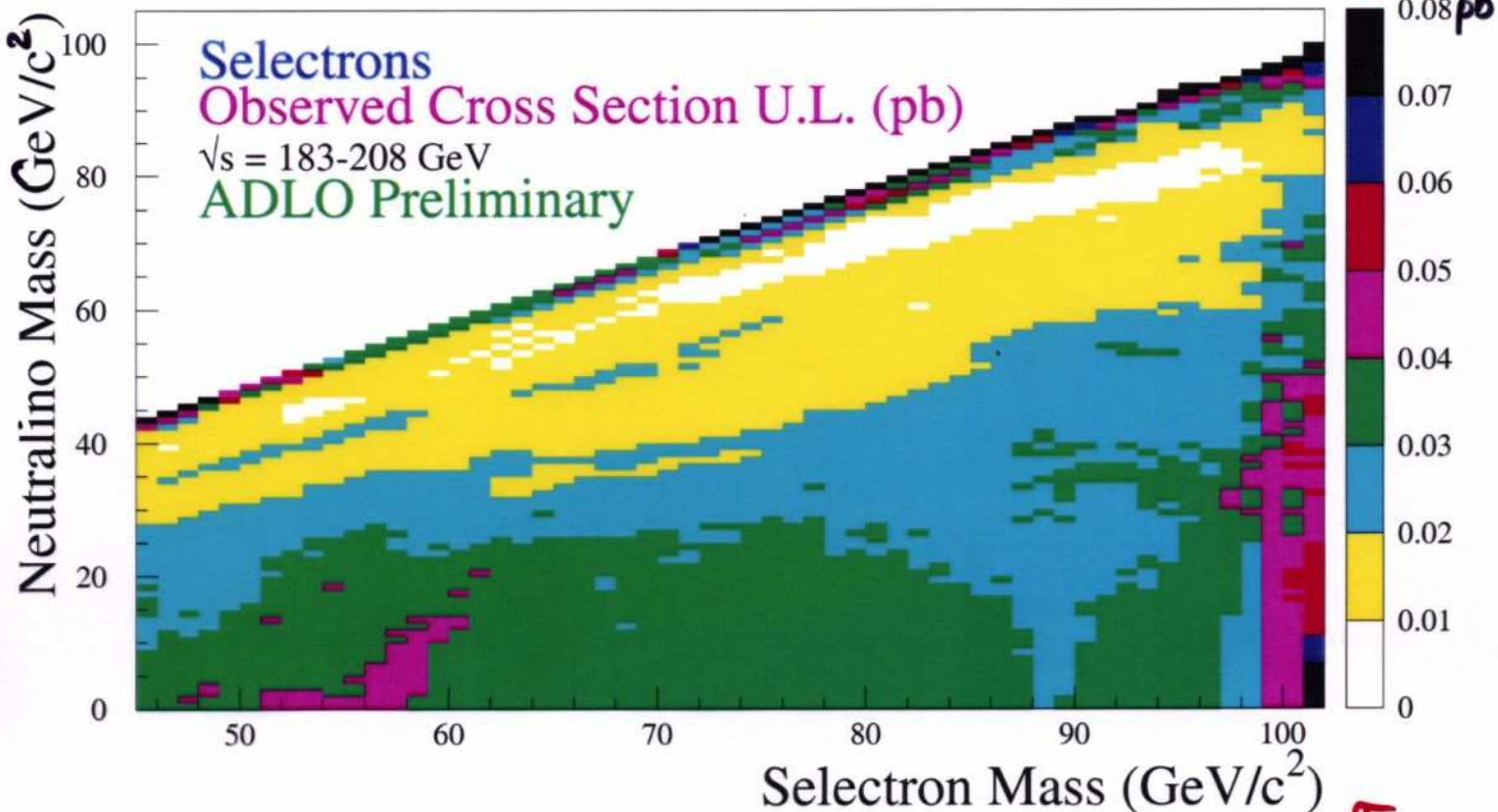
Darstellung in $m_{\tilde{e}} - M_{\text{LSP}}$ - Ebene:

Anzahl der Kandidaten



Obere Grenze auf Wirkungsquerschnitt

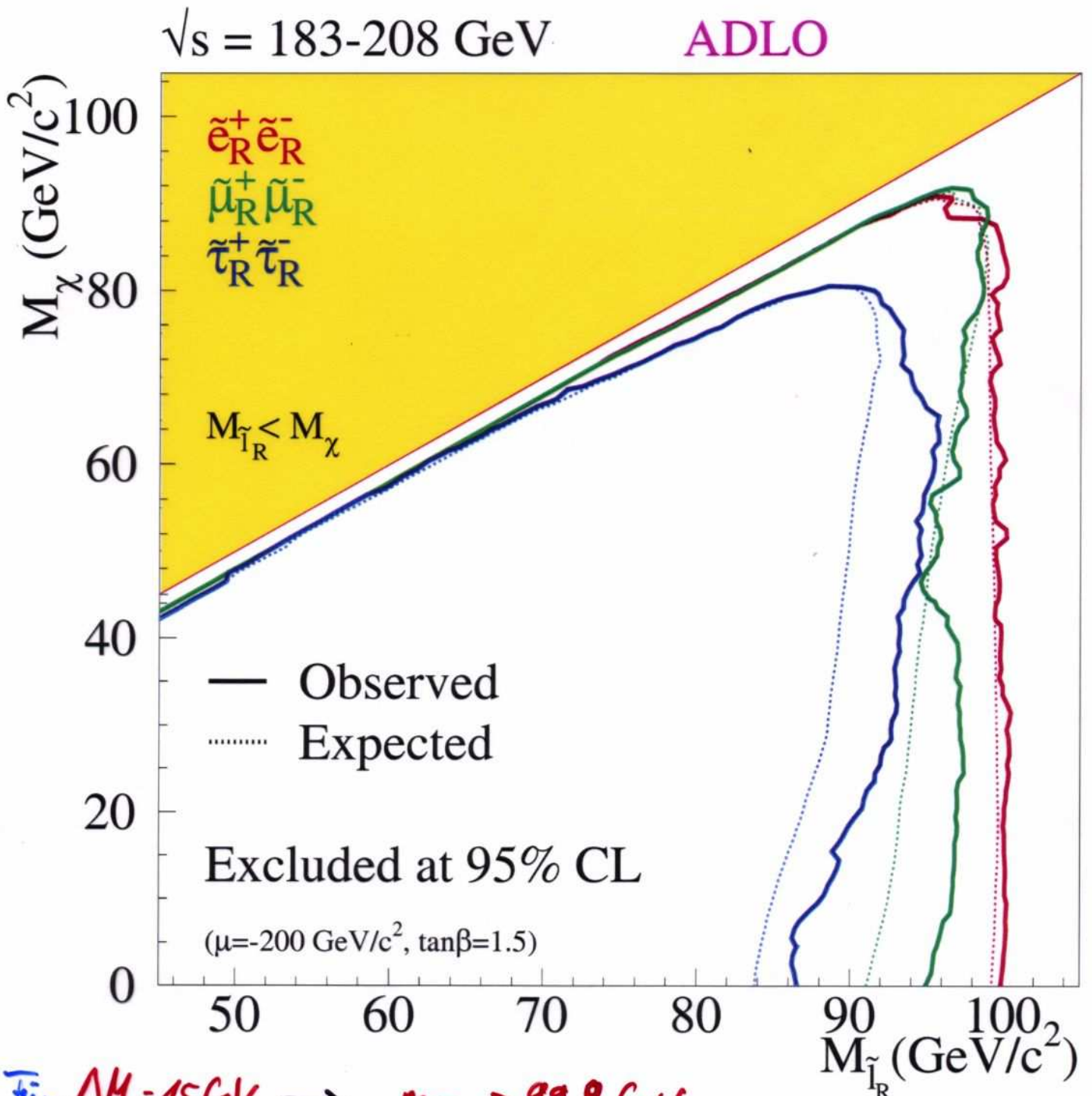
- Anzahl der Kandidaten n_c , Anzahl des Untergrunds n_B
 - Obergrenze auf Signal n_s
 - Wirkungsquerschnitt $\sigma < n_s/\sqrt{L}$



Untere Grenze auf Massen der skalaren Leptonen

in $M_{\tilde{\chi}_1^0} - m_{\tilde{l}}^2$ Ebene für feste Parameter $\mu = -200$ GeV
und $\tan\beta = 1.5$

(An diesem Punkt sind die Massengrenzen auf Neutralinos $\tilde{\chi}_1^0$
aus der Suche nach Neutralinos und Charginos am schwächsten)



$\tilde{t}_R \Delta M = 15$ GeV $\rightarrow m_{\tilde{e}_R} > 99.9$ GeV

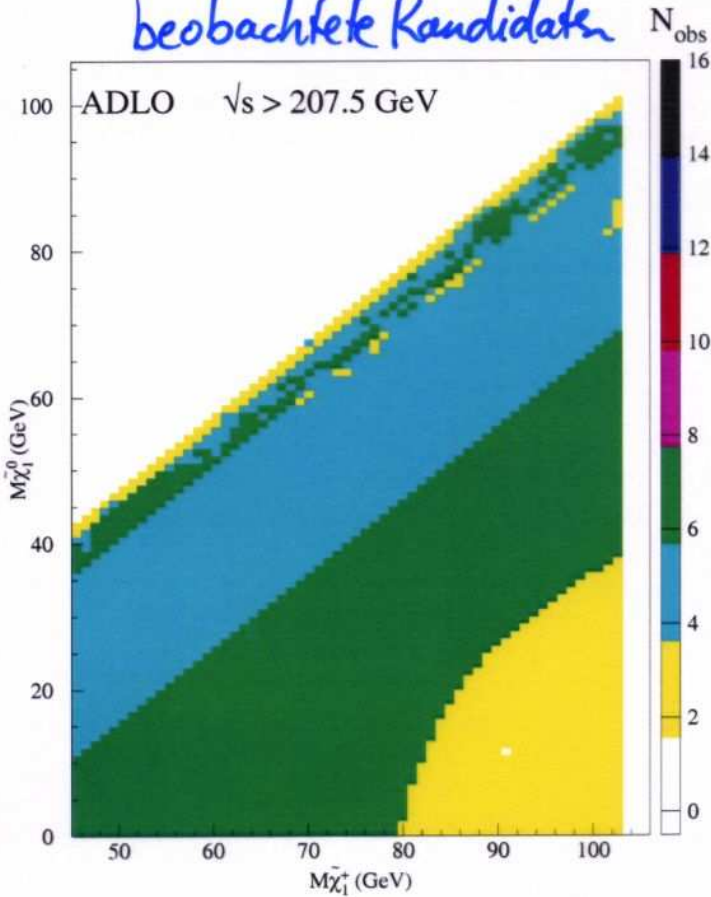
$m_{\tilde{\mu}_R} > 94.9$ GeV

$m_{\tilde{\tau}_R} > 86.6$ GeV

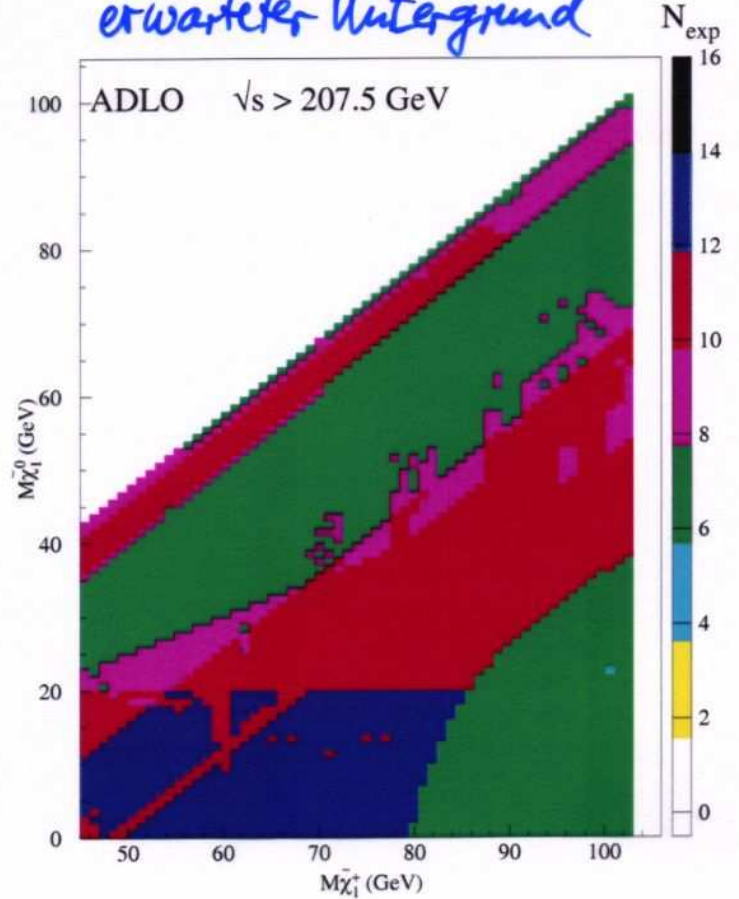
@ 95% CL

Chargino - Suche und Grenzen

beobachtete Kandidaten



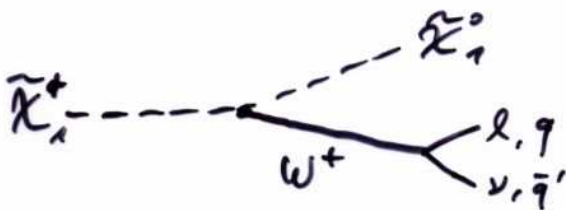
erwarteter Untergrund



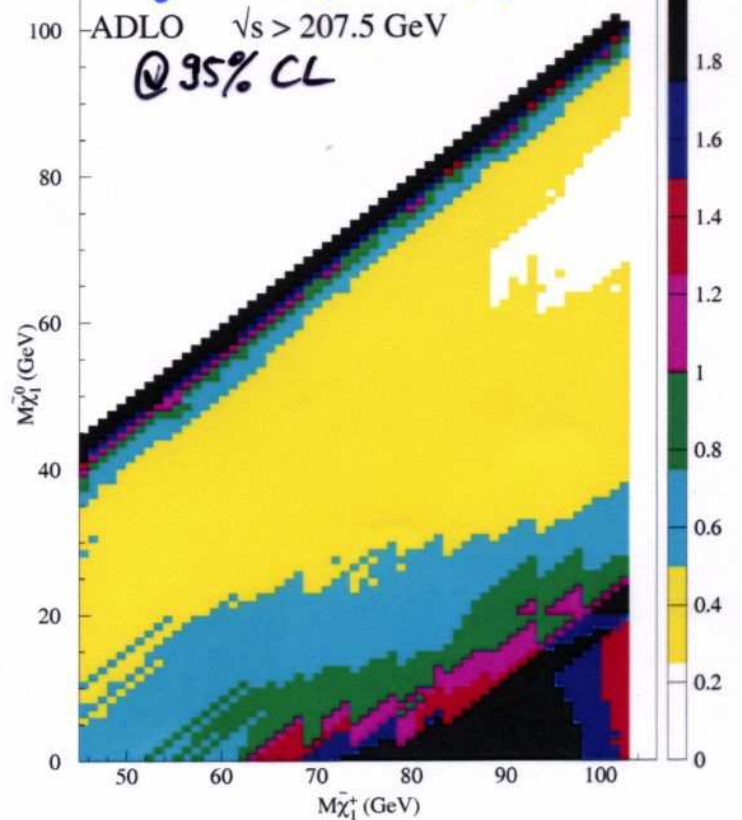
alle Diagramme zeigen

$M_{\tilde{\chi}_1^0} - M_{\tilde{\chi}_1^+}$ - Ebene

für die Zerfälle des
Charginos $\tilde{\chi}_1^+$ in ein
Neutralino $\tilde{\chi}_1^0$:

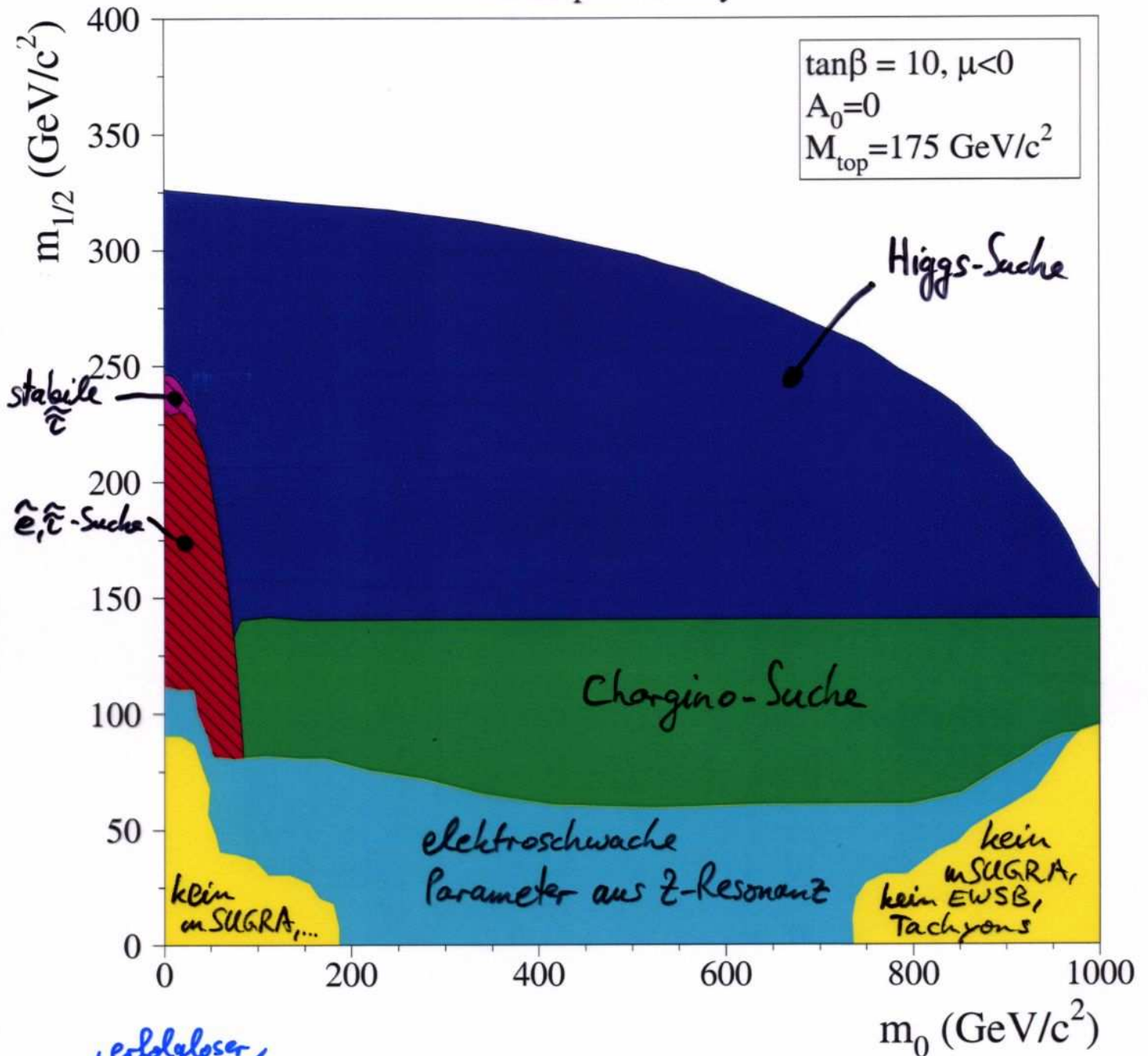


Obergrenze auf Wirkungsq. $\sigma_{\text{upper limit}}$ (pb)



Massengrenze auf das LSP

ADLO preliminary



erfolgloser

Aus Suche nach supersym. Teilchen kann der Parameterraum von $(m_0, m_{1/2})$ eingeschränkt werden.

Jeder ausgeschlossene $(m_0, m_{1/2})$ -Punkt schließt gewisse Werte für $M_{\tilde{\chi}_1^0}$ aus!

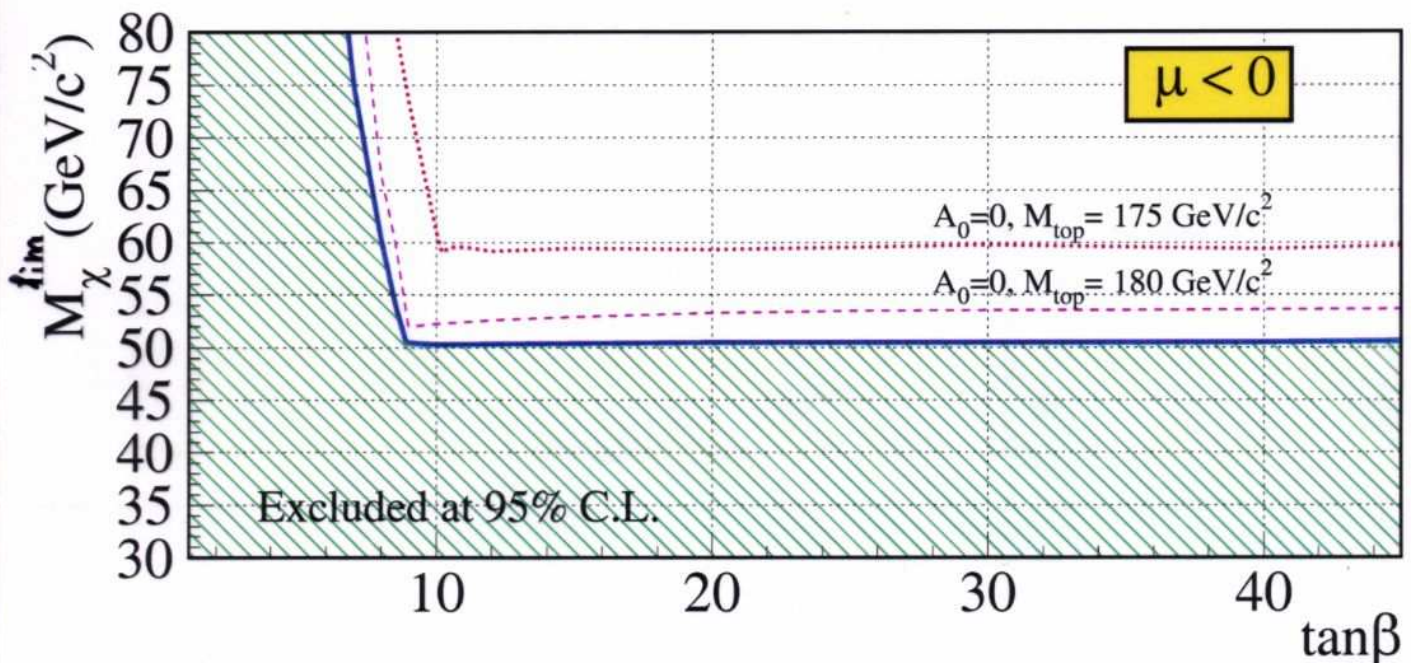
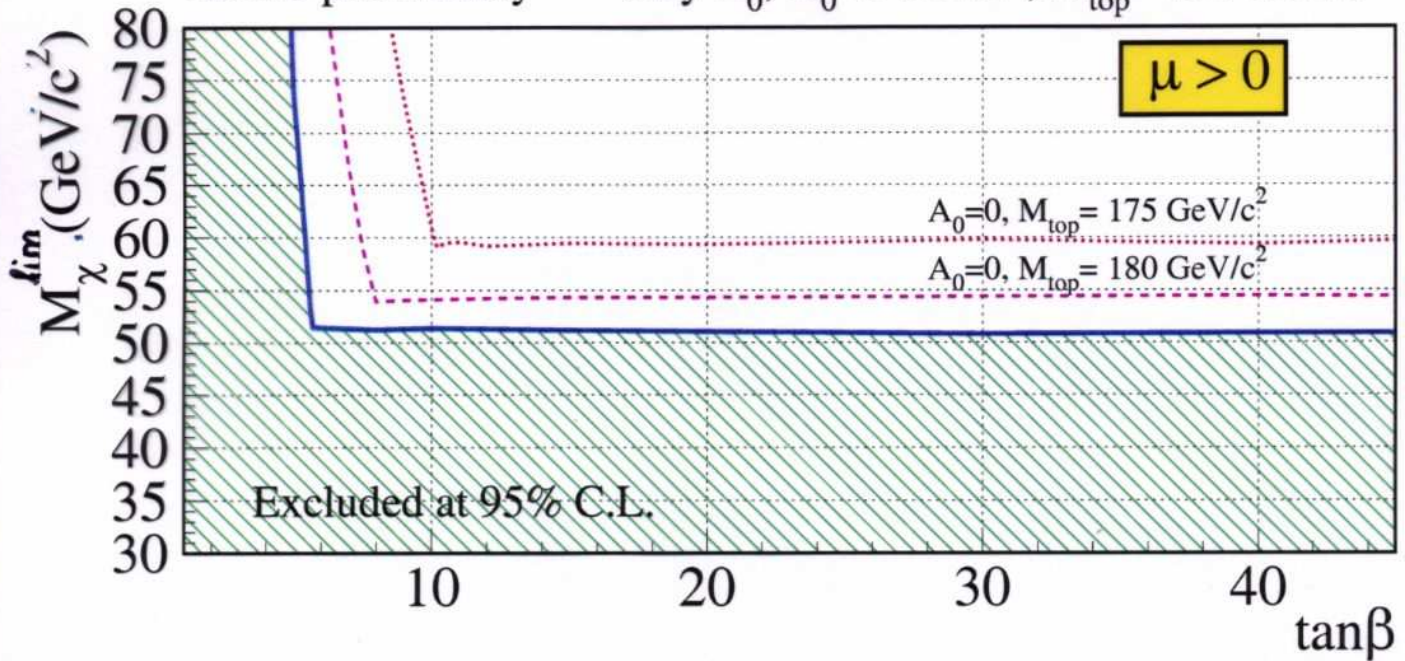
Massengrenze auf das LSP

Jeder ausgeschlossene $(m_0, m_{1/2})$ -Punkt schließt gewisse Werte für LSP-Masse $M_{\tilde{\chi}_1^0}$ aus!

$\Rightarrow M_{LSP} \geq 50.3 \text{ GeV}$ (@95% CL)

für alle $\mu \geq 0$, beliebiges A_0 , $m_0 < 1 \text{ TeV}$, $m_{top} = 175 \text{ GeV}$

ADLO preliminary Any A_0 , $m_0 < 1 \text{ TeV}/c^2$, $M_{top} = 175 \text{ GeV}/c^2$



3-Lepton - SUSY - Kandidat am Tevatron

SUSY: $p\bar{p} \rightarrow \tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_2^0 + X$

$\tilde{\chi}_1^+ \rightarrow W^+ \tilde{\chi}_1^0$
 $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow Z \tilde{\chi}_1^0$
 $W^+ \tilde{\chi}_1^0 \rightarrow e^+ \nu_e$
 $Z \tilde{\chi}_1^0 \rightarrow e^+ e^-$

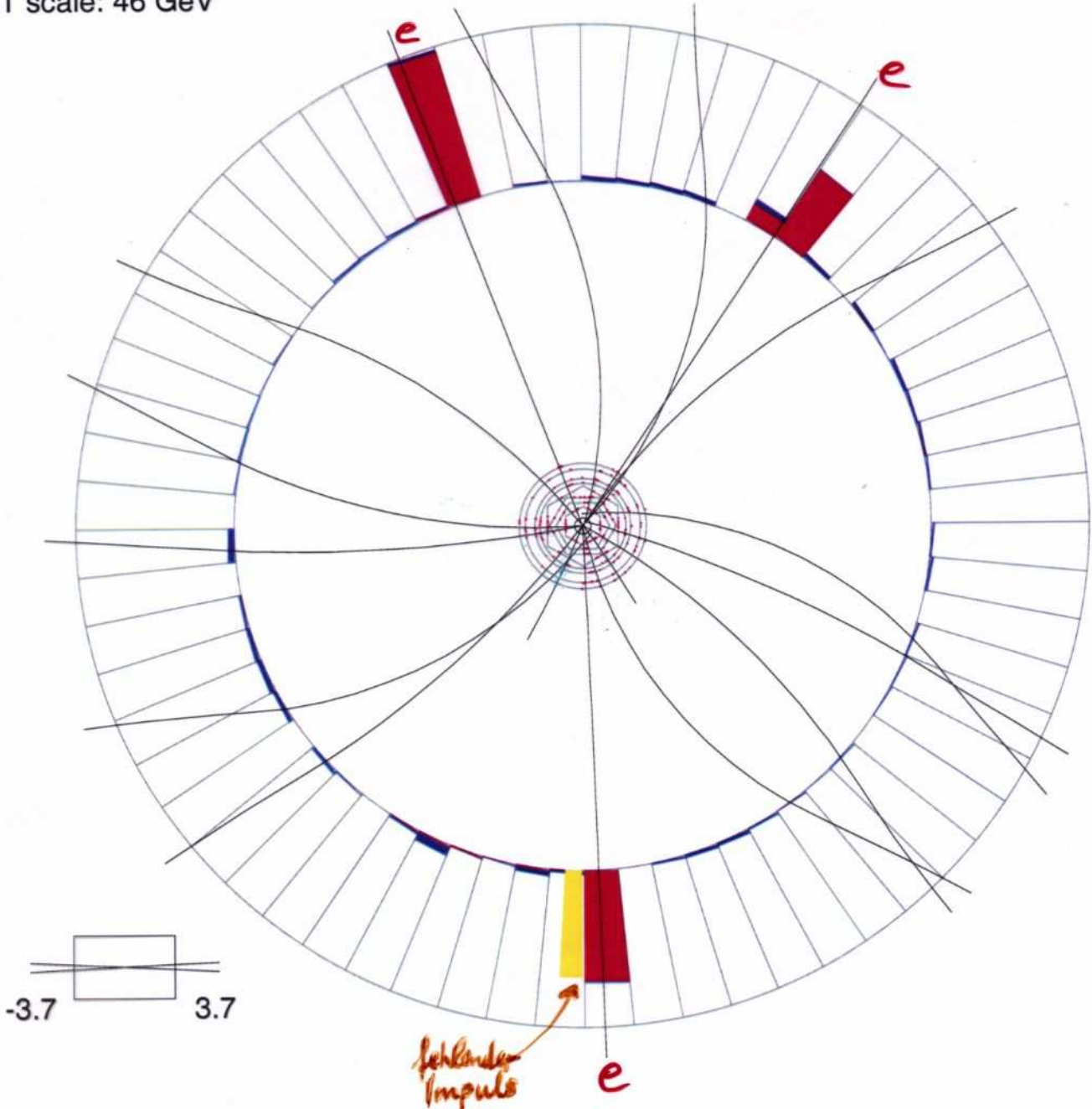
Standard-Modell: $p\bar{p} \rightarrow W^+ Z + X$

$W^+ Z \rightarrow e^+ e^-$
 $W^+ Z \rightarrow e^+ \nu_e$

Run 167885 Event 21398063 Fri Mar 7 13:08:32 2003

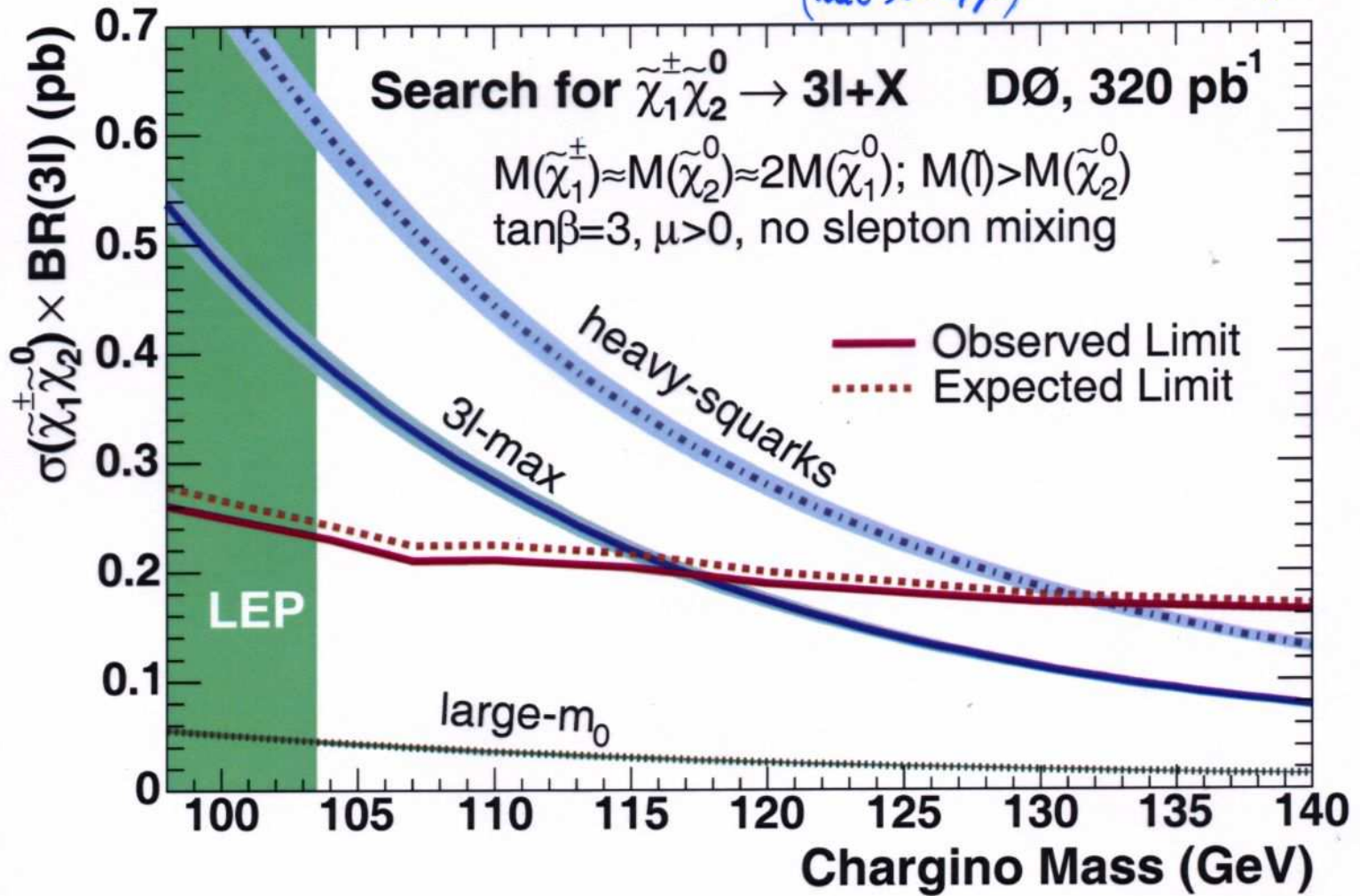
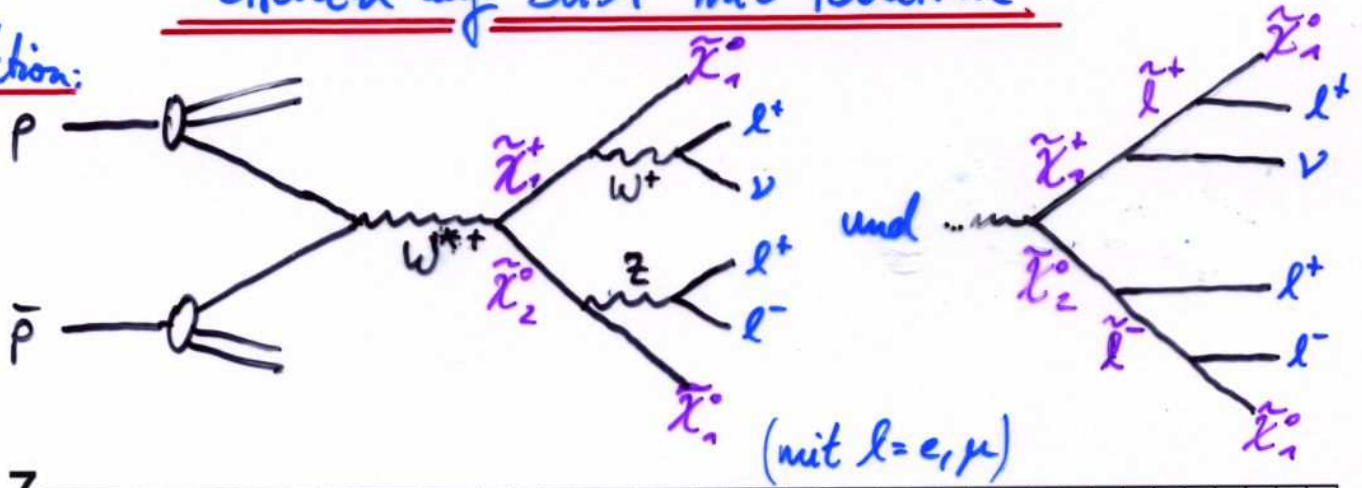
im DØ-Detektor

ET scale: 46 GeV



Grenzen auf SUSY mit Tevatron

Produktion:



Szenarien:

- ▶ **large- m_0** : große sleptonmasse \rightarrow kleines Verzweigungsverhältnis
 $\tilde{\chi}^0, \tilde{\chi}^+ \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 + Z, W^+$
- ▶ **3l-max**: 3-Lepton-Verzweigungsverhältnis max. für $m_{\tilde{l}} \gg m_{\tilde{\chi}_2^0}$
- ▶ **heavy-squarks**: neg. Interferenz zum t-Kanal sQuark-Austausch unterdrückt, wenn sQuarks sehr schwer

Zusammenfassung SUSY:

- Symmetrie zwischen Fermionen und Bosonen
- verknüpft interne Symmetrie mit Lorentzinvarianz
- ermöglicht Vereinheitlichung der Kopplungen ($@ M_{\text{GUT}}, M_{\text{Planck}}$)
- erwartet leichtes Higgs-Boson ($m_h < 130 \text{ GeV}$)
- jedes Standard-Modell-Teilchen erhält supersym. Partner:
sFermionen und Bosinos
- Supersymmetrie \leftrightarrow erhaltene R-Parität
 \Rightarrow leichtestes SUSY-Teilchen (LSP) stabil (\rightarrow Dunkle Materie?!)
- besitzt (zu viele) unbekannte Parameter ($106 + 18$)
- SUSY ist gebrochen; Mechanismus unklar
 \rightarrow hidden sector + Messenger
- Vereinheitlichung von Massen & Kopplungen zur Reduktion der Parameter $\rightarrow m_0, m_{1/2}, A, \mu_0, \tan\beta$
- Suche am LEP, Tevatron bislang erfolglos
- \Rightarrow Masse des LSP $M_{\text{LSP}} \gtrsim 50.3 \text{ GeV}$ ($@ 95\% \text{ CL}$)