

A central visualization of a particle detector event, showing a dense cluster of red and yellow lines radiating from a central point, with several long, thin lines extending outwards. The background is a dark blue gradient.

# Physik am LHC und erste Resultate

**Claudia-Elisabeth Wulz**  
Institut für Hochenergiephysik  
Österreichische Akademie der Wissenschaften

**42. Herbstschule für Hochenergiephysik Maria Laach**  
September 2010

Teil 4

# Inhalt Teil 4

**Supersymmetrie**

**SUSY Higgsteilchen**

**Extradimensionen**

# Literatur

ATLAS CSC: Expected Performance of the ATLAS Experiment  
CERN-OPEN 2008-020

<http://cdsweb.cern.ch/record/1125884?ln=en>

CMS Physics TDR: Volume II (PTDR2), Physics Performance  
J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 34 995-1579,

<http://dx.doi.org/10.1088/0954-3899/34/6/S01>

M. Mühlleitner: Supersymmetrie an Collidern

<http://www-itp.particle.uni-karlsruhe.de/~maggie/susycolliders/aktuell.pdf>

I. Aitchinson: Supersymmetry and the MSSM: An Elementary Introduction

<http://arxiv.org/abs/hep-ph/0505105>

P. Labelle: supersymmetry DeMYSTiFieD, McGrawHill (2010)

K. Cheung: Collider phenomenology for models of extra dimensions

<http://arxiv.org/abs/hep-ph/0305003>

# Gültigkeit des Standardmodells

Das **Standardmodell** wurde bis  $O(100 \text{ GeV})$  eindrucksvoll **experimentell bestätigt**.

Es kann jedoch nur eine beschränkte Gültigkeit haben, da:

- Gravitation nicht inkludiert
- keine Vereinheitlichung der Kopplungskonstanten
- Ursprung der dunklen Materie nicht erklärt
- keine Lösung des Hierarchieproblems
- etc.

Energieskala  $\Lambda_{\text{UV}}$  (“ultraviolet cutoff”) für Gültigkeit des Standardmodells:

$$\Lambda_{\text{UV}} < M_{\text{Planck}}$$

$$M_P = \sqrt{\hbar c / G} = 1,2 \cdot 10^{19} \text{ GeV}/c^2$$

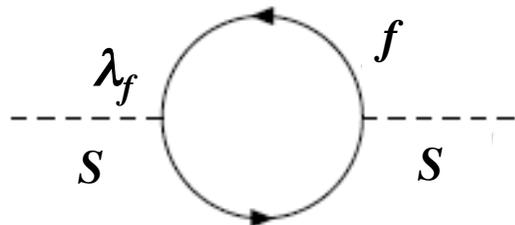
(Gravitationseffekte werden bei der Planckmasse signifikant)

# Stabilität der Higgsmasse

Strahlungskorrekturen (Loop-Korrekturen):  $m_H^2 \rightarrow m_H^2 + \Delta m_H^2$

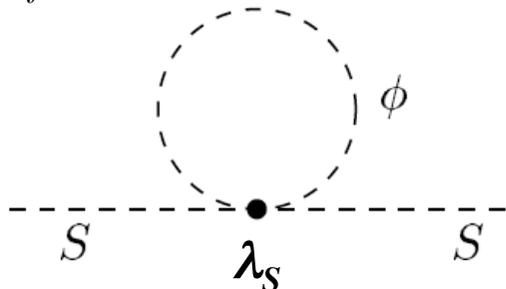
$$\Delta m_H^2 \sim \Lambda_{UV}^2$$

$m_H$  sollte aber von der Ordnung der elektroschwachen Skala sein ( $v = 246 \text{ GeV}$ )  $\rightarrow$  Korrekturen unnatürlich groß!



$$\Delta m_S^2 = -\frac{\lambda_f^2}{8\pi^2} [\Lambda_{UV}^2 - m_f^2 \ln \frac{\Lambda_{UV}^2}{m_f^2}] + \dots$$

$\lambda_f, \lambda_S \dots$  Kopplungen des Fermions bzw. des Skalars an das Skalar(Higgs)feld



$$\Delta m_S'^2 = +\frac{\lambda_S^2}{8\pi^2} [\Lambda_{UV}^2 - m_\phi^2 \ln \frac{\Lambda_{UV}^2}{m_\phi^2}] + \dots$$

# Supersymmetrie

Wenn die Kopplungen  $\lambda_f = \lambda_s = \lambda$  sind, löschen die gefährlichen quadratischen Terme einander. Der logarithmisch divergierende Term verbleibt klein, wenn  $m_\phi$  nicht zu groß, also der Ordnung  $\mathcal{O}(1 \text{ TeV})$ , ist:

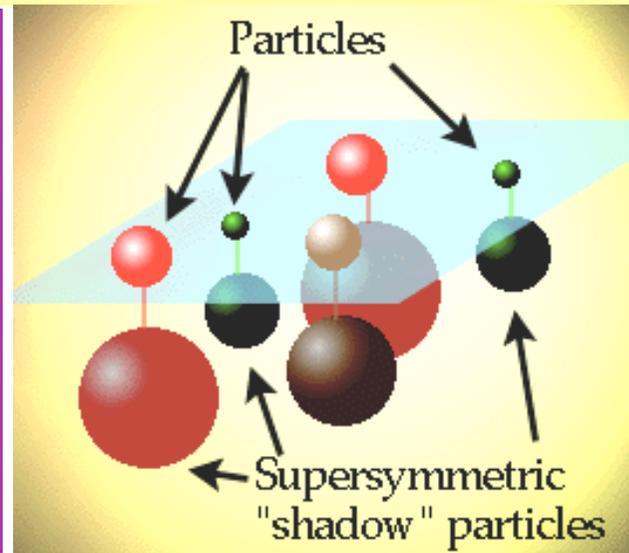
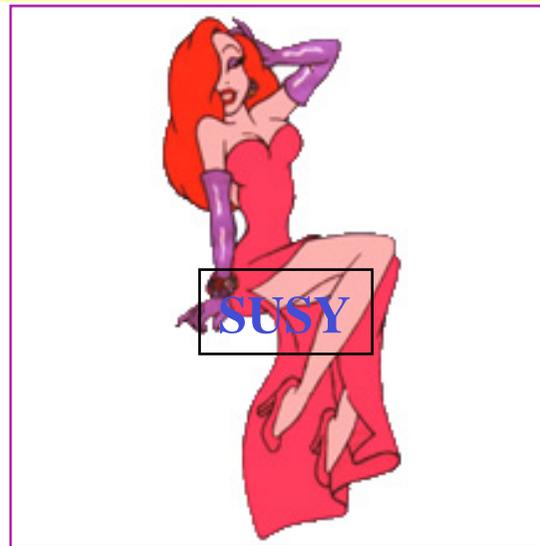
$$\Delta m_S^2 \sim \frac{\lambda^2}{8\pi^2} (m_f^2 - m_\phi^2) \ln \Lambda_{UV}^2$$

## Eigenschaften der supersymmetrischen Theorie

- Verdoppelung des Teilchenspektrums
- Gleichheit der fermionischen und bosonischen Kopplungskonstanten
- $m_{SM} \sim \mathcal{O}(100 \text{ GeV}) \Rightarrow m_\phi \equiv \tilde{m} \lesssim \mathcal{O}(1 \text{ TeV})$

# Supersymmetrie

Zu jedem Fermion des Standardmodells gibt es einen supersymmetrischen Boson-Partner und vice versa.



Falls SUSY exakte Symmetrie ist, gilt:  $m = \tilde{m}$

Jedoch wurde bisher kein SUSY-Teilchen gefunden, deshalb muß Symmetrie gebrochen sein:  $m \neq \tilde{m}$

SUSY-Transformation ( $Q$ ,  $\bar{Q}$  ... SUSY-Generatoren, komplexe Weyl-Spinoren):  $Q |Fermion\rangle = Boson$ ,  $\bar{Q} |Boson\rangle = Fermion$

# SUSY-Algebra

Die SUSY-Algebra enthält die Generatoren  $Q$  sowie die Poincaré-Algebra mit folgenden Kommutationsregeln ( $P^\mu$  ... 4er-Impulsoperator,  $M^{\mu\nu}$  ... Generator der Lorentztransformation):

$$\begin{aligned}[P^\mu, P^\nu] &= 0 \\ [P^\mu, M^{\rho\sigma}] &= i(g^{\mu\rho} P^\sigma - g^{\mu\sigma} P^\rho) \\ \{Q, Q\} &= \{\bar{Q}, \bar{Q}\} = 0 \\ [Q, P^\mu] &= [\bar{Q}, P^\mu] = 0 \\ \{Q, \bar{Q}\} &= 2\gamma_\mu P^\mu\end{aligned}$$

Aus letzter Relation wird ersichtlich, dass zwei SUSY-Transformationen hintereinander ausgeführt zu einer Translation in der Raum-Zeit führen oder dass das Quadrat des SUSY-Generators  $Q$  der 4-er Impuls ist. Somit ist ein Zusammenhang zwischen SUSY und der allgemeinen Relativitätstheorie zu erwarten! Aus der Eichinvarianz unter Raum-Zeit-Translationen folgt die Theorie der Gravitation, d.h. SUSY beinhaltet die Gravitation. Sie ist in der Supergravitation (SUGRA) mit eingebaut.

# Supermultipletts

Man ordnet die bekannten Fermionen und Eichbosonen in Supermultipletts zusammen mit ihren SUSY-Partnern ein.

## Chirales Supermultiplett

Superfeld		Spin 1/2	Spin 0
Quark, Squark (3 Familien)	$Q$	$(u_L, d_L)$	$(\tilde{u}_L, \tilde{d}_L)$
	$\bar{U}$	$u_R^\dagger$	$\tilde{u}_R^*$
	$\bar{D}$	$d_R^\dagger$	$\tilde{d}_R^*$
Leptonen, Sleptonen (3 Familien)	$L$	$(\nu, e_L)$	$(\tilde{\nu}, \tilde{e}_L)$
	$\bar{E}$	$e_R^\dagger$	$\tilde{e}_R^*$
Higgs, Higgsino	$H_d$	$(\tilde{H}_d^0, \tilde{H}_d^-)$	$(H_d^0, H_d^-)$
	$H_u$	$(\tilde{H}_u^+, \tilde{H}_u^0)$	$(H_u^+, H_u^0)$

Es gibt 2 komplexe Higgsdubletts  $\rightarrow$  8 Freiheitsgrade. 8-3 (Goldstonebosonen)  $\rightarrow$  5 Higgsbosonen. Das SM Higgs ist eine Linearkombination aus  $H_u$  und  $H_d$ .

# Supermultipletts

## Eich-Supermultiplett

$$W_\mu = \frac{W_\mu^1 + iW_\mu^2}{\sqrt{2}} \quad W_\mu^\dagger = \frac{W_\mu^1 - iW_\mu^2}{\sqrt{2}}$$

$$A_\mu = \cos\theta_W B_\mu + \sin\theta_W W_\mu^3$$

$$Z_\mu = -\sin\theta_W B_\mu + \cos\theta_W W_\mu^3$$

Superfeld	Spin 1	Spin 1/2
Gluon, Gluino	$g$	$\tilde{g}$
W-Bosonen, Winos	$W^\pm, W^0$	$\tilde{W}^\pm, \tilde{W}^0$
B Boson, Bino	$B^0$	$\tilde{B}^0$

$W^0, B^0$  mischen zu  $Z^0$  und  $\gamma$ . Die analoge Gauginomischung ergibt die Eigenzustände Zino ( $\tilde{Z}$ ) und Photino ( $\tilde{\gamma}$ ).

## Gravitations-Supermultiplett

Superfeld	Spin 2	Spin 3/2
Graviton, Gravitino	$G$	$\tilde{G}$

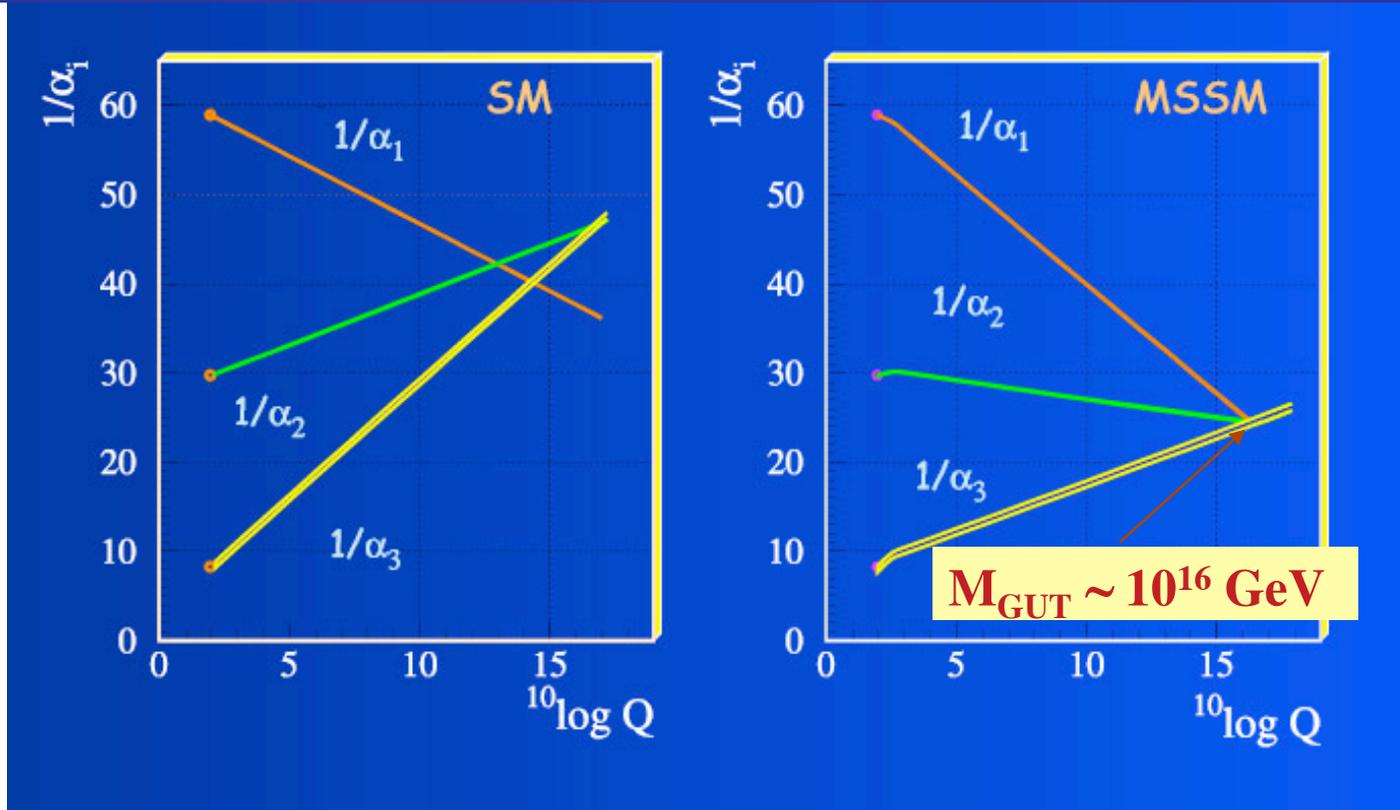
# Teilchenspektrum im MSSM

Teilchen	Spin	Superpartner	Spin
<b>Quarks (x3 Familien)</b> $(u_L, d_L) u_R d_R$	1/2	<b>Squarks (x3 Familien)</b> $(\tilde{u}_L, \tilde{d}_L) \tilde{u}_R \tilde{d}_R$	0
<b>Leptonen (x3 Familien)</b> $(l_L, \nu_L) l_R$	1/2	<b>Sleptonen (x3 Fam.)</b> $(\tilde{l}_L, \tilde{\nu}_L) \tilde{l}_R$	0
<b>Gluonen</b> $g_\lambda (\lambda = 1, \dots, 8)$	1	<b>Gluginos</b> $\tilde{g}_\lambda (\lambda = 1, \dots, 8)$	1/2
<b>Eichbosonen</b> $\gamma, Z, W^\pm$	1	<b>Neutralinos (k = 1, 2, 3, 4)</b> $\tilde{\chi}_k^0 \sim a_k \tilde{W}^0 + b_k \tilde{B}^0 + c_k \tilde{H}_d^0 + d_k \tilde{H}_u^0$	1/2
<b>Higgsbosonen</b> $h^0, H^0, A^0, H^\pm$	0	<b>Charginos (j = 1, 2)</b> $\tilde{\chi}_j^\pm \sim \alpha_j \tilde{W}^\pm + \beta_j \tilde{H}_{u,d}^\pm$	1/2

# Supersymmetrische Vereinigung

- Vielleicht sind die elektroschwache und die starke Kraft vereint. In diesem Fall würden Leptonen und Quarks ineinander übergehen können und das Proton wäre nicht stabil. Der Massenwert, bei dem Vereinigung in einer entsprechenden Theorie ("Grand Unified Theory", GUT) eintritt, muß groß genug sein, so daß die Zerfallsrate des Protons mit dem experimentell gemessenen Wert kompatibel ist.
- Die Kopplungskonstanten "laufen" in Quantenfeldtheorien aufgrund von Vakuumfluktuationen. Beispiel: In der Quantenelektrodynamik ist die elektrische Ladung  $e$  durch Fluktuationen von Photonen in  $e^+e^-$ -Paare bis zu einer Distanz von  $\lambda_e \sim 1/m_e$  abgeschirmt. Daher steigt  $\alpha_{em}$  mit steigender Masse:  
$$\alpha_{em}(0) = 1/137, \alpha_{em}(m_Z) = 1/128.$$

# Vereinheitlichung der Kopplungskonstanten



*Die Kopplungskonstanten können innerhalb von SUSY vereint werden, nicht jedoch im Standardmodell. Wenn die Masse des SUSY-Partners in der Größenordnung  $\tilde{m} \sim 1 \text{ TeV}$  liegt, dann gilt die GUT-Vereinigung bis zu  $M_{GUT} \approx 2 \cdot 10^{16} \text{ GeV}$ .*

# *mSUGRA-Modell*

SUSY muß gebrochen sein. “Soft SUSY Breaking”: Terme in der Lagrangedichte, die keine quadratischen Divergenzen einführen. Wenn man Gaugino-Massen, skalare Massen, bilineare und trilineare Kopplungen per Higgsmechanismus generieren will, so braucht man zusätzliche Felder zu den MSSM-Feldern. Diese neuen Felder gehören zu einem “verborgenen Sektor”, der die SUSY-Brechung dem sichtbaren Sektor (MSSM) überträgt.

Im **mSUGRA-Modell** erfolgt die Übertragung durch Gravitationswechselwirkungen auf einer Skala von

$$\langle F \rangle \sim (10^{11} \text{ GeV})^2$$

$$m_{\text{soft}} \sim \langle F \rangle / M_{\text{Planck}}$$

MSSM hat 105 Parameter, mSUGRA nur 5 [ **$m_0$ ,  $m_{1/2}$ ,  $A_0$ ,  $\tan\beta$**  ( **$\langle H_u \rangle / \langle H_d \rangle$ ,  $\text{sgn}(\mu)$** )] -> experimentell “einfach” zu studieren!

Typischerweise gilt:

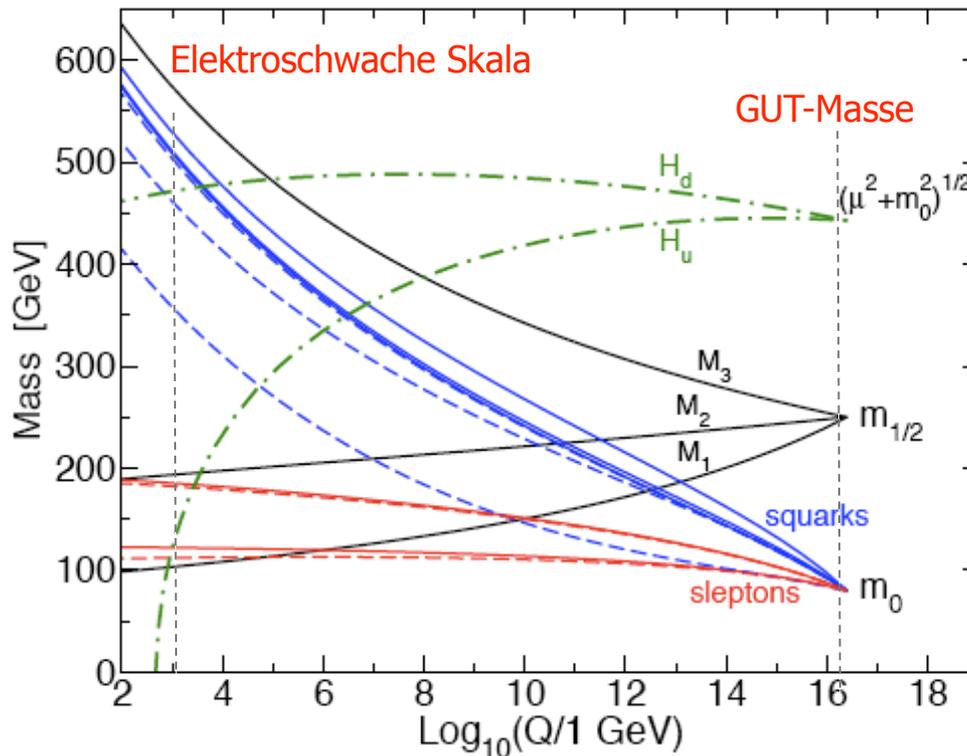
$$m(\tilde{\chi}_1^\pm) \sim m(\tilde{\chi}_2^0) \sim 2m(\tilde{\chi}_1^0)$$

$$m(\tilde{g}) > m(\tilde{q}) > m(\tilde{\chi})$$

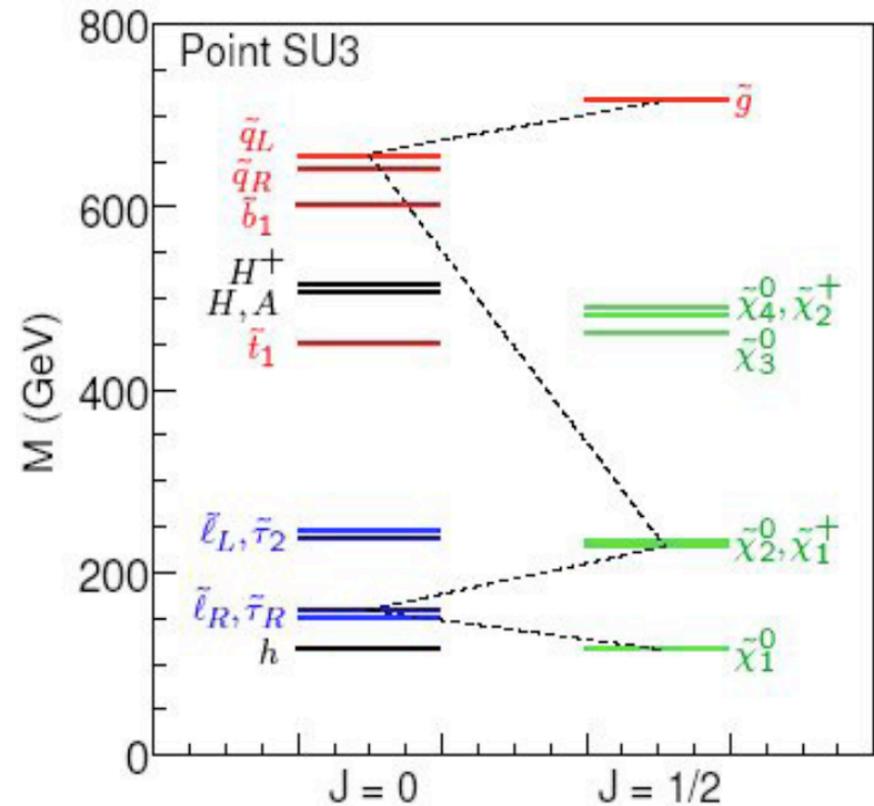
# Massen

$m_0$  ... skalare Masse bei der GUT-Skala  
 $m_{1/2}$  ... Gauginomasse bei der GUT-Skala

Parameterpunkt SU3:  
 $m_0=100$  GeV,  $m_{1/2}=300$  GeV,  $A_0 = -300$  GeV  
 $\tan\beta=6$ ,  $\mu>0$

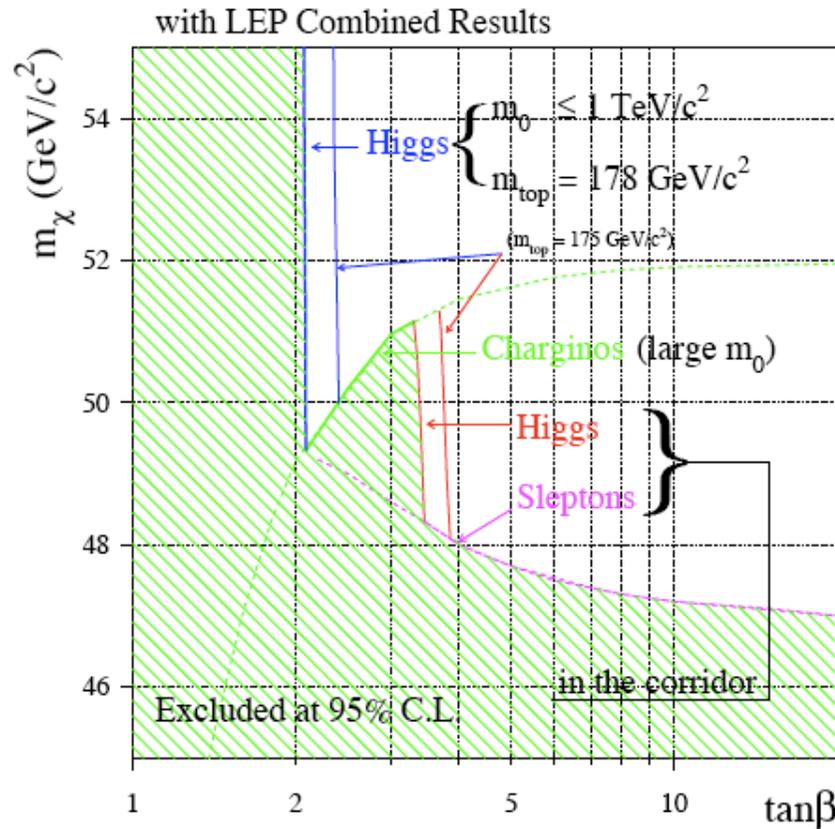


Massenvereinheitlichung



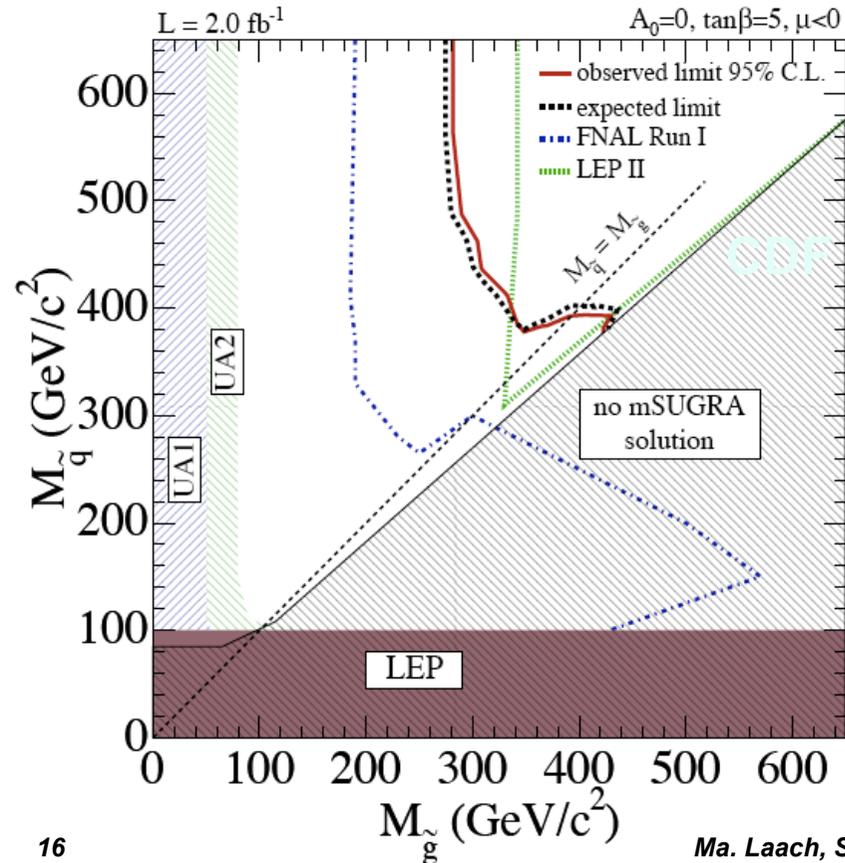
Beispiel für ein mSUGRA-Massenspektrum

# Schranken von LEP und Tevatron



$$\begin{aligned}
 (\tilde{l}, \tilde{\chi}^{\pm}) &> 62-116 \text{ GeV} \\
 (\tilde{q}, \tilde{g}) &> 89-379 \text{ GeV} \\
 (\tilde{\chi} = \text{LSP}) &> 46 \text{ GeV}
 \end{aligned}$$

Der ausgeschlossene  $\tan\beta$  - Bereich hängt stark von  $m_{\text{top}}$  und  $m_h$  ab.



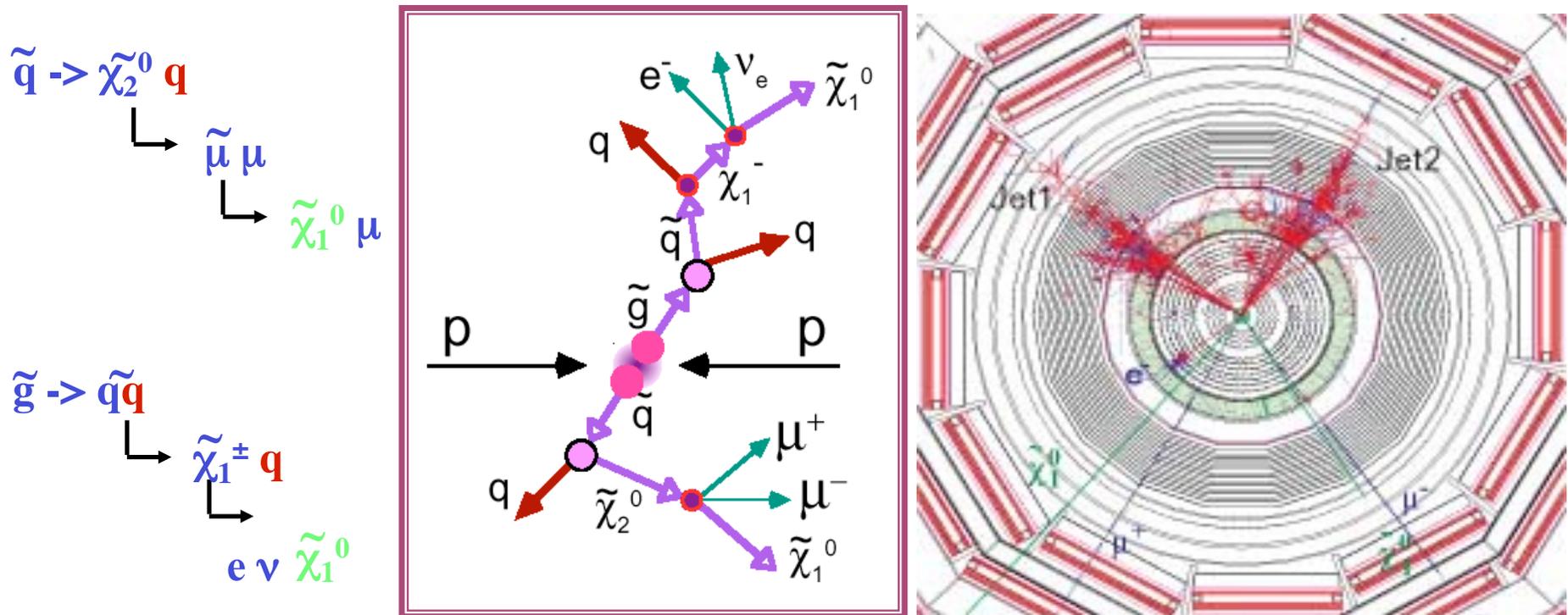
# ***SUSY-Suchstrategie***

- **Suche nach Abweichungen vom Standardmodell**  
→ leicht!
- **Messung der SUSY Massenskala  $M_{\text{SUSY}}$**   
→ leicht!
- **Messung der Modellparameter**  
(z.B. Massen, Kopplungen, Breiten, Spins)  
→ schwierig!

# SUSY-Kaskaden

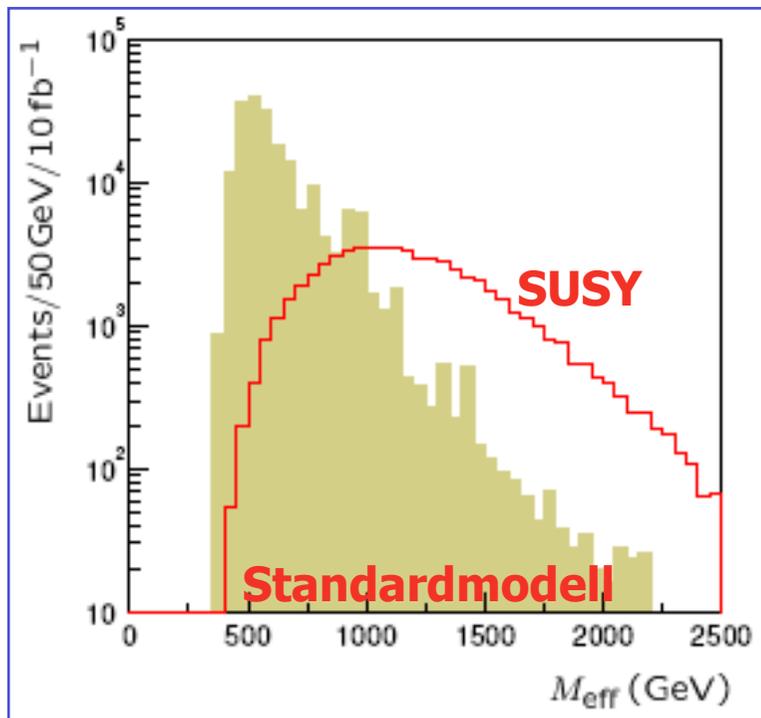
Supersymmetrische Teilchen können spektakuläre Signaturen durch Kaskadenzerfälle aufweisen, die zu Endzuständen mit Leptonen, Jets und fehlender Energie führen. Typische Suchkanäle: hadronische (Jets +  $E_T^{\text{miss}}$ ), leptonische (Leptonenpaare gleicher/ungleicher Ladung, mehrere Leptonen, sowie Jets und/oder  $E_T^{\text{miss}}$ ).

Beispiel eines  $\tilde{q}\tilde{g}$  Ereignisses:



# Inklusive Suche

- Produktion von SUSY-Teilchen am LHC dominiert durch Gluinos und Squarks
- Falls R-Parität  $R = (-1)^{2S+3B+L}$  erhalten ist, findet man charakteristische Ereignisse durch Kaskadenzerfälle: mehrere Jets, Leptonen und fehlende Energie
- Typische Selektion:  $N_{\text{Jet}} > 4$ ,  $E_T > 100, 50, 50, 50$  GeV,  $E_T^{\text{miss}} > 100$  GeV



## “Effektive Masse”

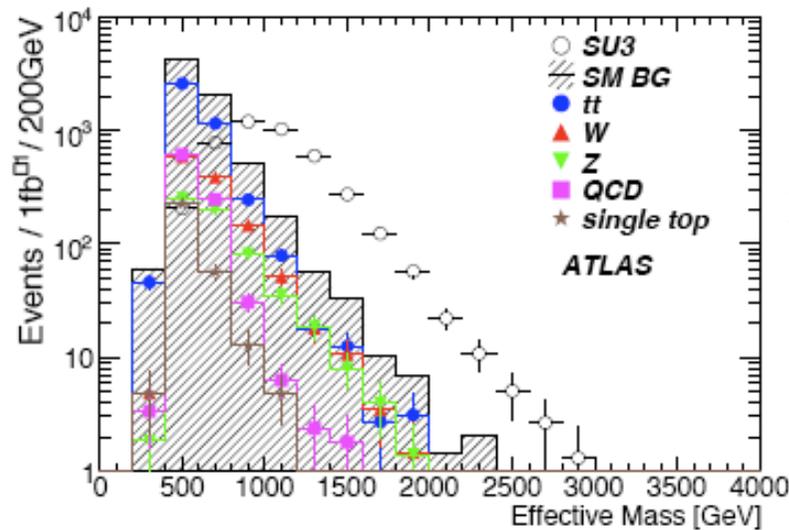
$$M_{\text{eff}} = E_T^{\text{miss}} + E_{T\text{Jet}1} + E_{T\text{Jet}2} + E_{T\text{Jet}3} + E_{T\text{Jet}4}$$

## Beispiel: mSUGRA

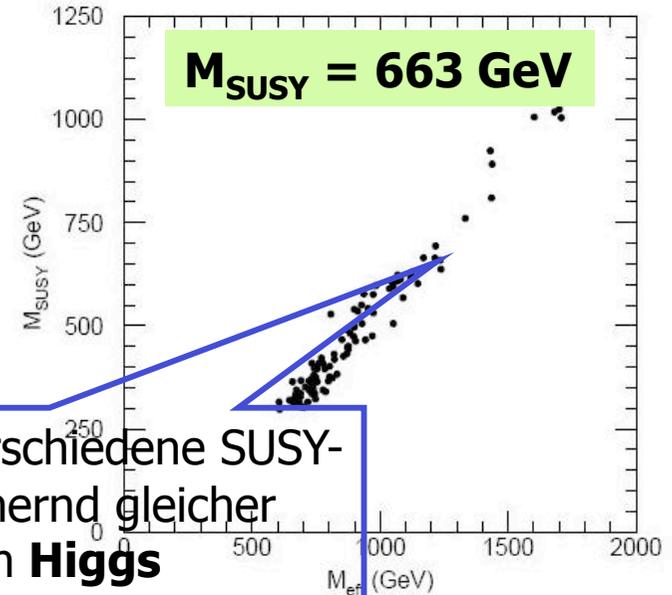
$$m_0 = 100 \text{ GeV}, \quad m_{1/2} = 300 \text{ GeV}$$
$$\tan \beta = 10, \quad A_0 = 0, \quad \mu > 0$$

I. Hinchliffe et al., hep-ph/9610544

# SUSY-Massenskala



Parameterpunkt SU3:  
 $m_0=100$  GeV  
 $m_{1/2}=300$  GeV  
 $A_0 = -300$  GeV  
 $\tan\beta=6$   
 $\mu>0$



Scatterplot für verschiedene SUSY-Modelle mit annähernd gleicher Masse des leichten **Higgs**

## -o- SUSY-Signal

- **tt**
- ▲  $W \rightarrow l\nu, \tau\nu$
- ▼  $Z \rightarrow \nu\bar{\nu}, \tau\bar{\tau}$
- **QCD jets**

Das Maximum der Massenverteilung von  $M_{\text{eff}}$  bzw. Der Punkt, an dem das Signal den Untergrund des Standardmodells zu übertreffen beginnt, liefert eine erste Abschätzung der SUSY-Massenskala, die wie folgt definiert ist:

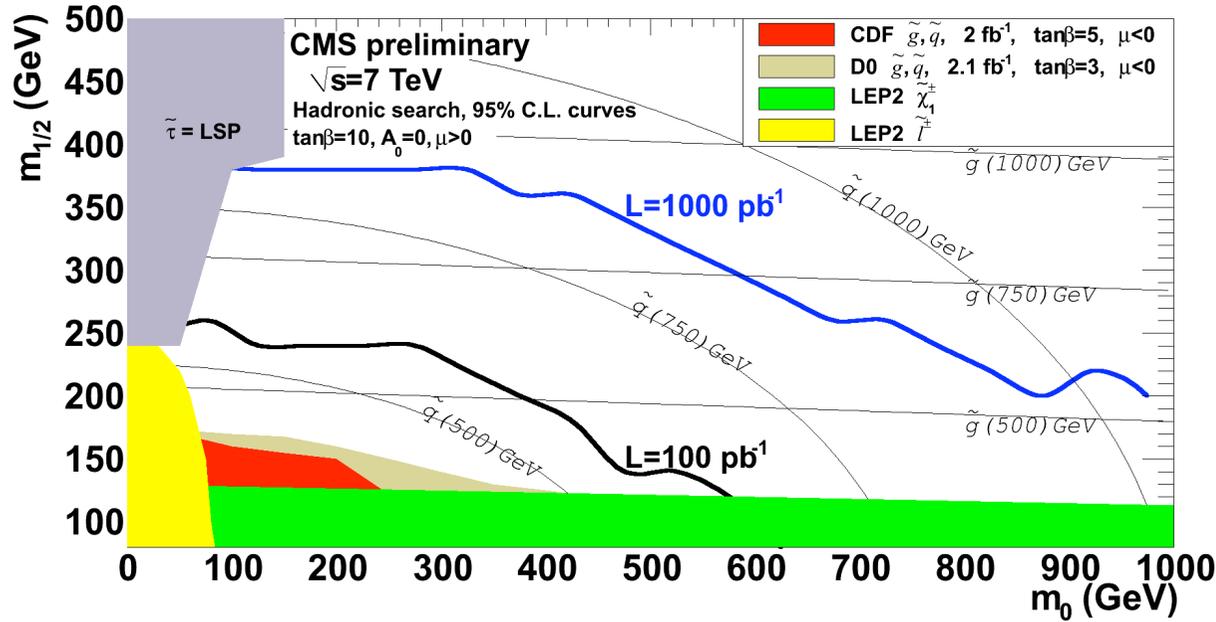
$$M_{\text{SUSY}} = \min(M_{\tilde{g}}, M_{\tilde{u}_R})$$



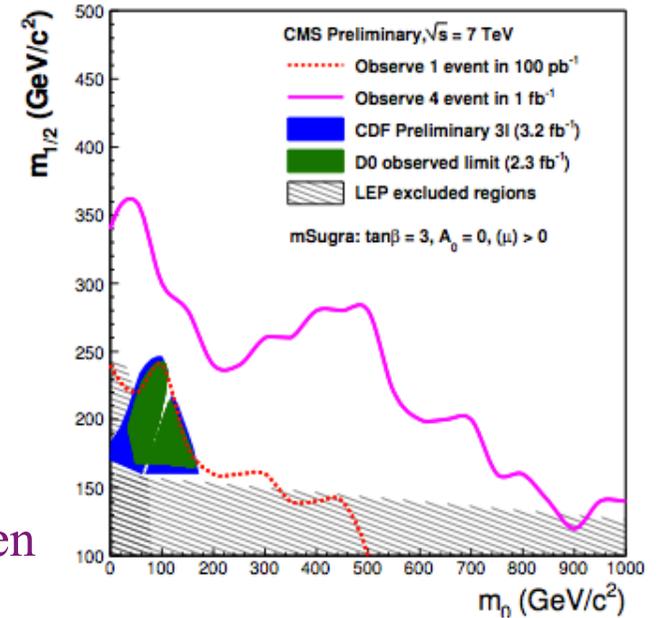
# mSUGRA Entdeckungspotential

## mSUGRA-Sensitivität mit rein hadronischer Signatur

Hohe Effizienz, aber auch hoher Untergrund (QCD, Z+Jets, W+Jets). Hängt nur schwach von  $\tan\beta$  ab.



CMS Note 2010/008



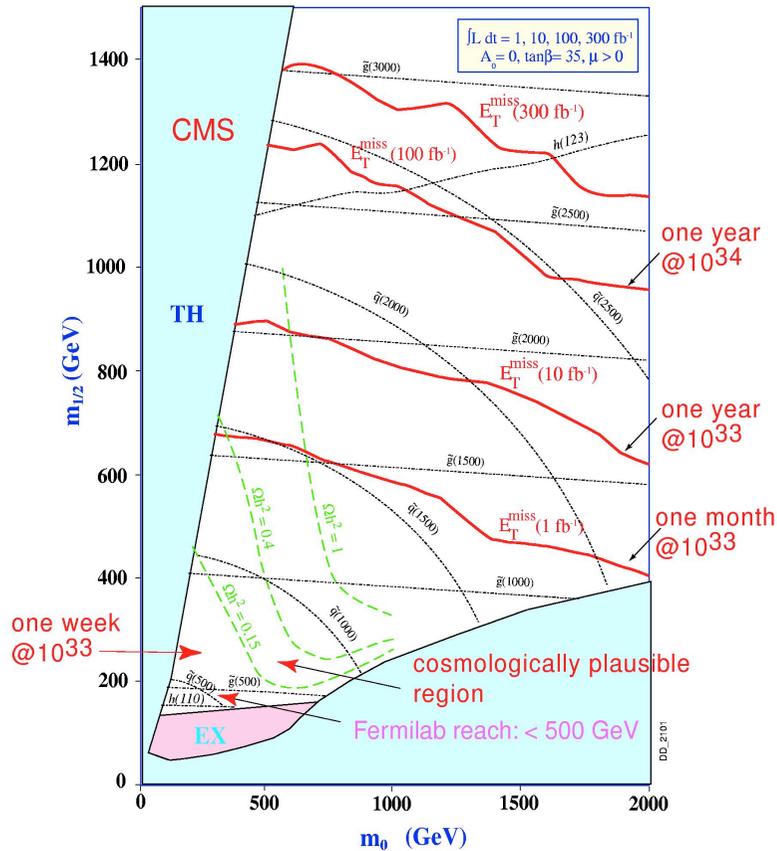
## mSUGRA-Sensitivität mit isolierten Leptonen gleicher Ladung

Untergrund relativ klein (tt, falsch identifizierte Ladungen aus W etc.)



# mSUGRA Entdeckungspotential

## Multijet + $E_T^{\text{miss}}$ Signatur

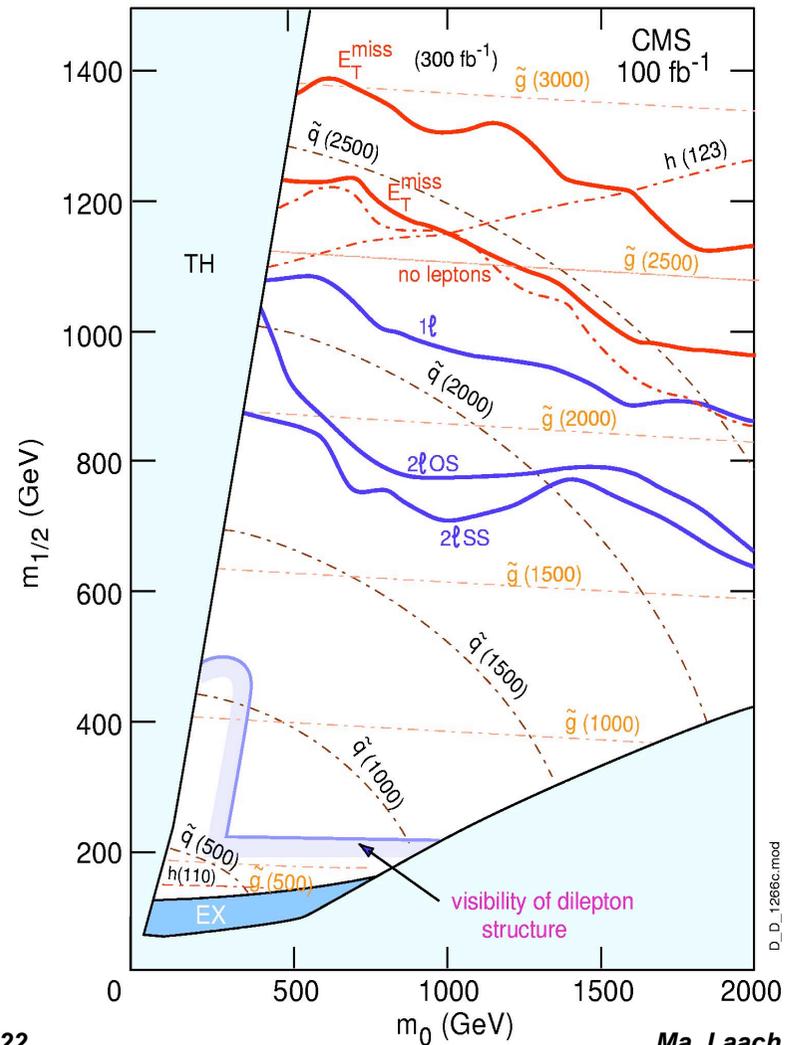


## Erreichbare Squark- und Gluinomassen

- 1 fb<sup>-1</sup> ⇒ M ~ 1500 GeV
- 10 fb<sup>-1</sup> ⇒ M ~ 1900 GeV
- 100 fb<sup>-1</sup> ⇒ M ~ 2500 GeV

C.-E. Wulz

## Andere SUSY Signaturen, z.B. Leptonen, b-jets, $\tau$ 's



22

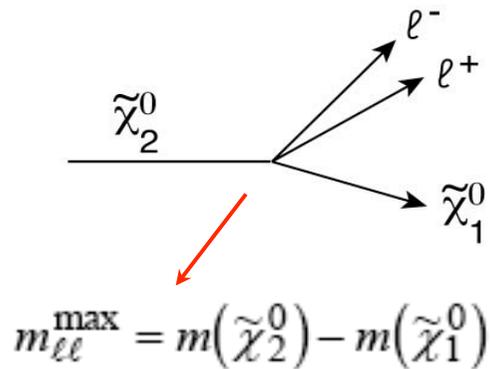
Ma. Laach, Sep. 2010

# Bestimmung von SUSY-Parametern

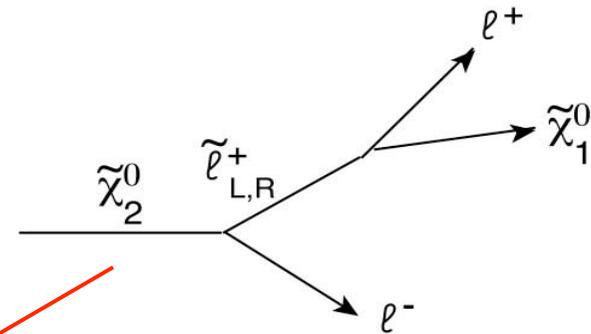
## Beispiel: Massenbestimmung mit Hilfe von Dileptonspektren

- $\tilde{q}, \tilde{g} \rightarrow \tilde{\chi}_2^0 + X$
- $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \ell^+ \ell^- \tilde{\chi}_1^0$

Kinematik folgender Zerfälle benützbar:



oder:



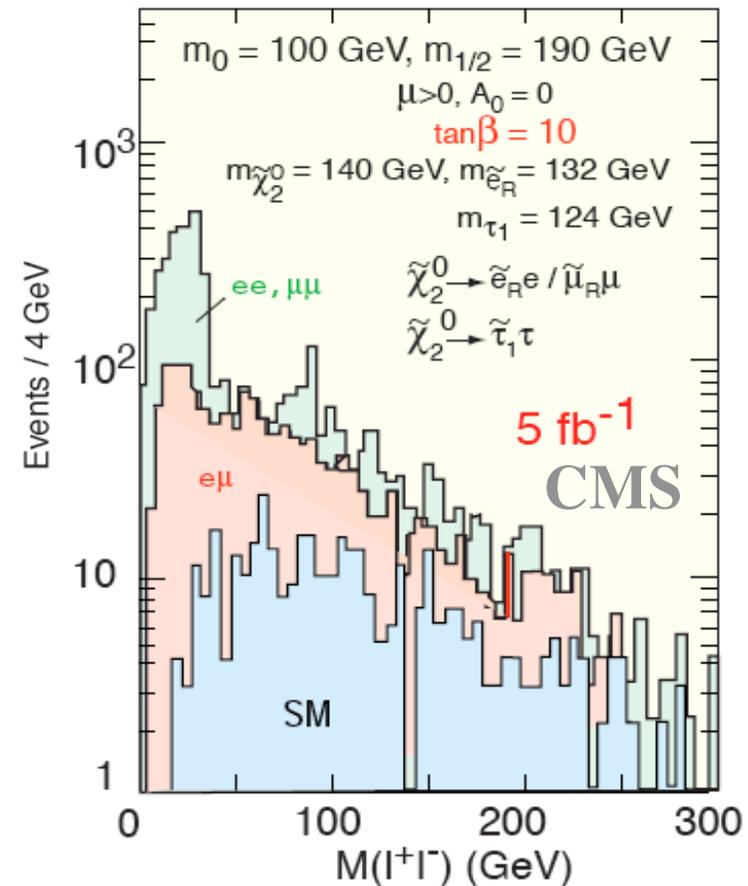
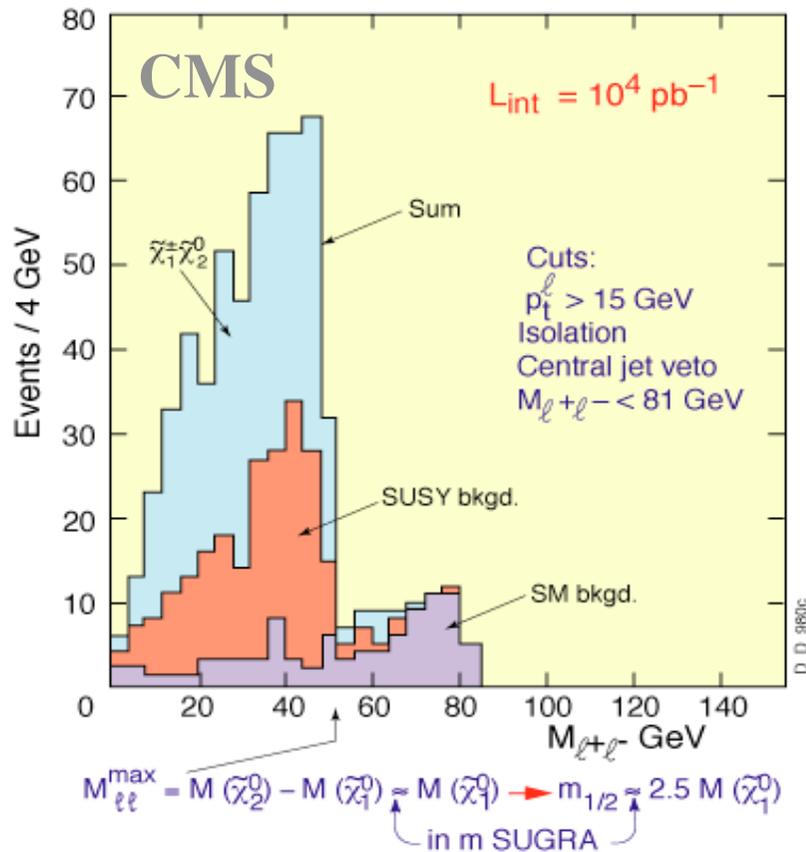
$$m_{\ell\ell}^{\max} = \sqrt{(m^2(\tilde{\chi}_2^0) - m^2(\tilde{\ell})) (m^2(\tilde{\ell}) - m^2(\tilde{\chi}_1^0))} / m(\tilde{\ell})$$



# Massenbestimmung von Neutralinos und Sleptonen

Trigger: Leptonen, keine Jets,  $E_T^{\text{miss}}$

$m_0 = 200 \text{ GeV}, m_{1/2} = 100 \text{ GeV}, \tan\beta = 2, A_0 = 0, \mu < 0$   
 $M(\tilde{\chi}_2^0) - M(\tilde{\chi}_1^0) \approx M(\tilde{\chi}_1^0) \approx 52 \text{ GeV}$







# Massenbestimmung von leichten Squarks

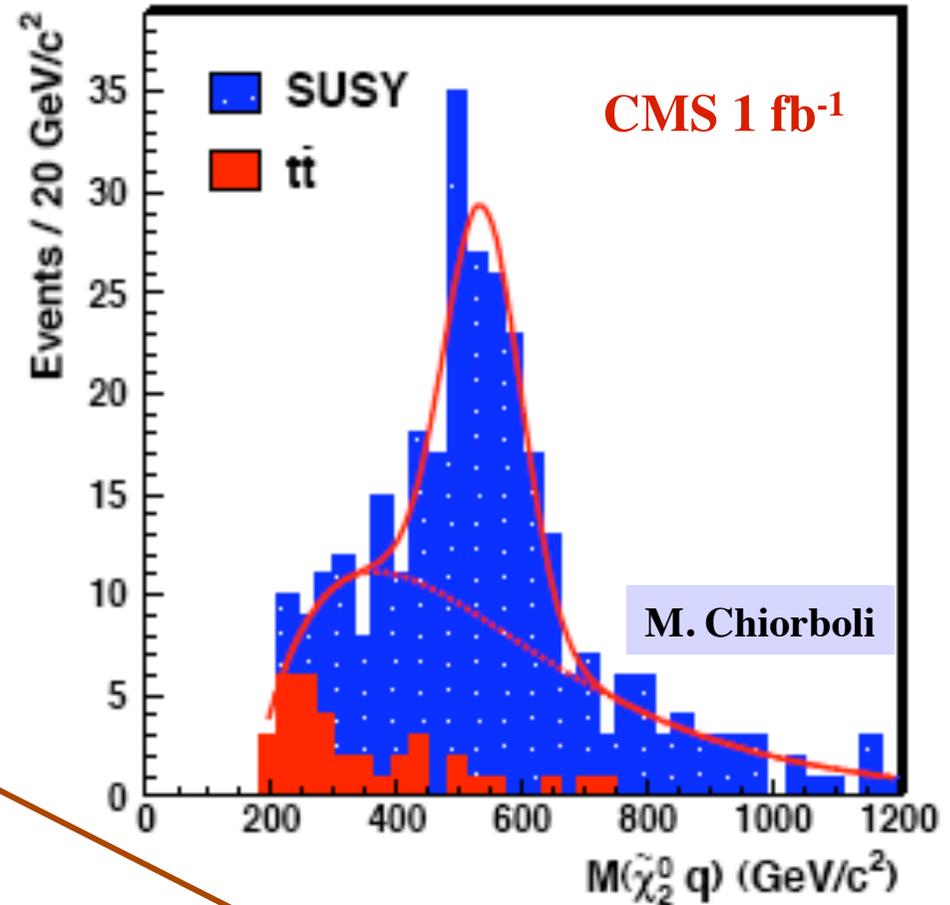
## Squarks ("Punkt B")

$m_0$	100 GeV
$m_{1/2}$	250 GeV
$\tan \beta$	10
$A_0$	0
$\text{sign } \mu$	+

- $m(\tilde{u}_L, \tilde{c}_L, \tilde{d}_L, \tilde{s}_L) \sim 540 \text{ GeV}$
- $m(\tilde{g}) = 595 \text{ GeV}$
- $m(\tilde{\chi}_1^0) = 96 \text{ GeV}$
- $m(\tilde{\chi}_2^0) = 175 \text{ GeV}$
- $m(\tilde{b}_1) = 496 \text{ GeV}$

Annahme:  $m(\tilde{\chi}_1^0)$  bereits bekannt.

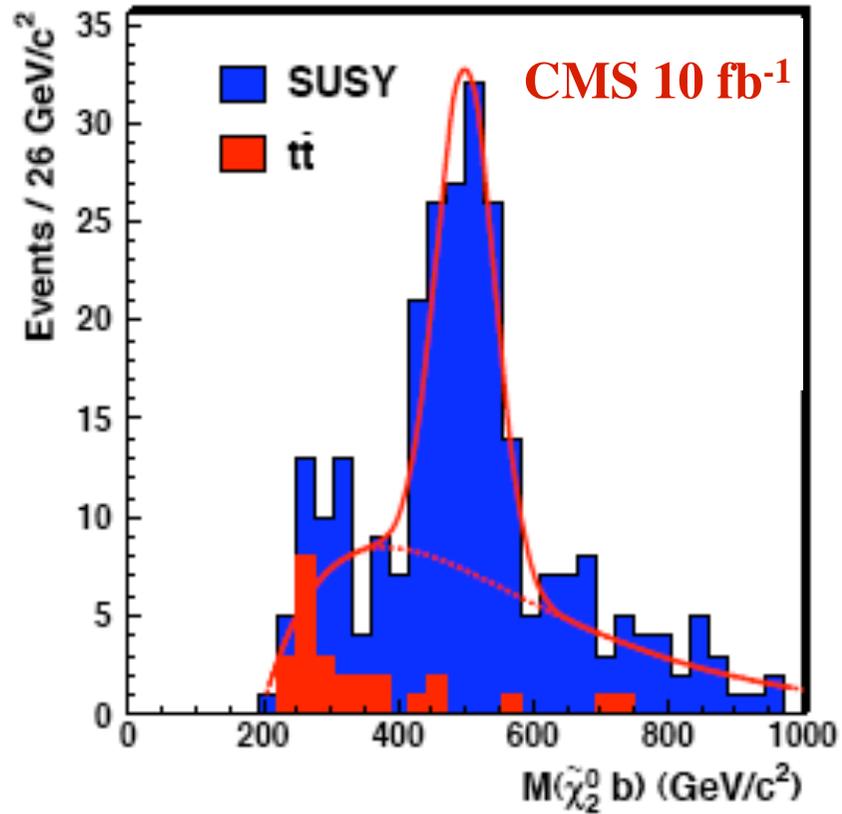
$p(\tilde{\chi}_2^0)$  aus Leptonen: 
$$\vec{p}_{\chi_2^0} = \left(1 + \frac{m_{\chi_1^0}}{M_{\ell+\ell^-}}\right) \vec{p}_{\ell+\ell^-}$$



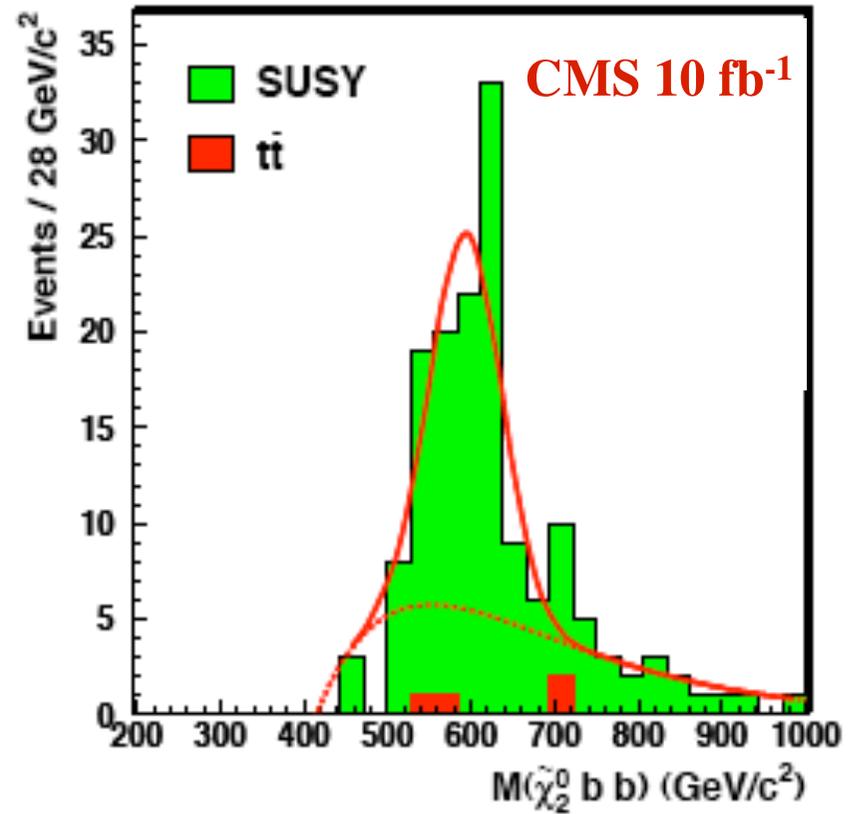
$M(\tilde{\chi}_2^0 q) = (536 \pm 10) \text{ GeV}$



# Massenbestimmung von Sbottoms und Gluinos



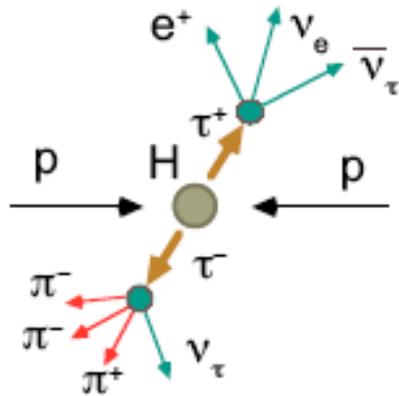
$$M(\tilde{\chi}_2^0 b) = (500 \pm 7) \text{ GeV}$$



$$M(\tilde{\chi}_2^0 b b) = (594 \pm 7) \text{ GeV}$$

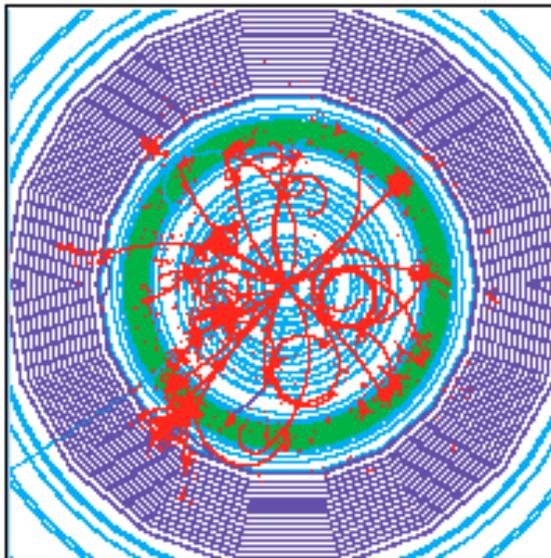


# SUSY-Higgssektor

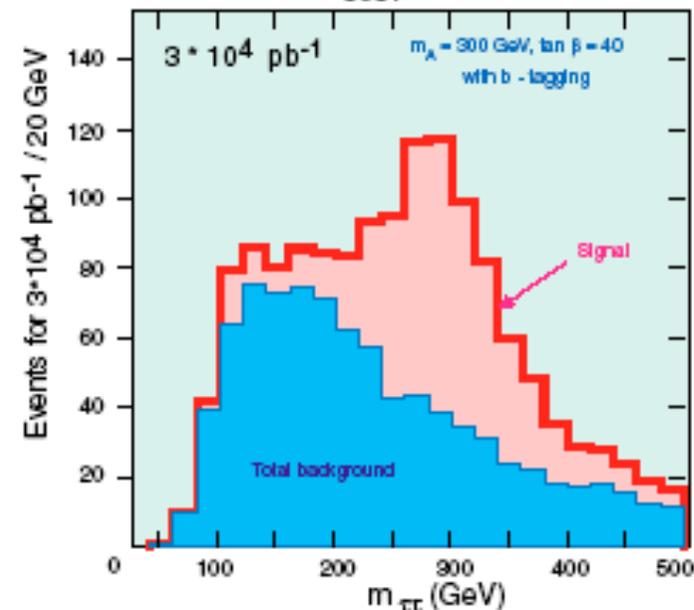


Im minimalen supersymmetrischen Standardmodell gibt es 5 Higgsbosonen:  $h^0$ ,  $H^0$ ,  $A^0$  und  $H^\pm$ . Die Suche nach ihnen erfolgt teilweise ähnlich wie im Standardmodell. MSSM Higgsteilchen können aber auch in SUSY-Teilchen zerfallen, falls kinematisch erlaubt, unter Produktion von Kaskadenerfällen. Sogar "unsichtbare" Higgszerfälle sind möglich, z.B. in Neutralinos oder Gravitinos.

$H \rightarrow \tau\tau \rightarrow e + \tau_{\text{jet}}$  ("3-prong")

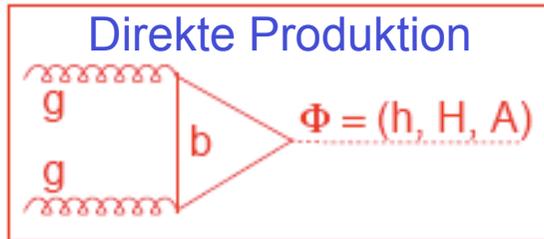


$A, H, h \rightarrow \tau\tau \rightarrow e/\mu + \tau_{\text{jet}} + E_t^{\text{miss}}$   
in  $b\bar{b}H_{\text{SUSY}}$  final states

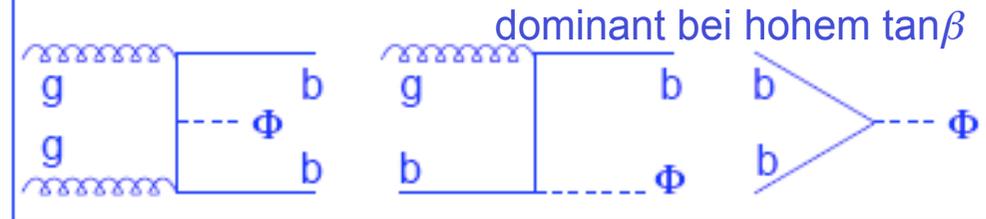


# Neutrale Higgsteilchen im MSSM

## PRODUKTION



## Assoziierte Produktion mit b-Quarks



## ZERFALL

$$h/H/A \rightarrow bb$$

Dominant bei großem  $\tan\beta$ , aber großer Untergrund

$$h/H/A \rightarrow \tau^+\tau^-$$

Großes Verzweigungsverhältnis, klarer Endzustand

$$h/H/A \rightarrow \mu^+\mu^-$$

Sehr kleines Verzweigungsverhältnis, klarer Endzustand, gute Massenauflösung

## TYPISCHE ENZZUSTÄNDE

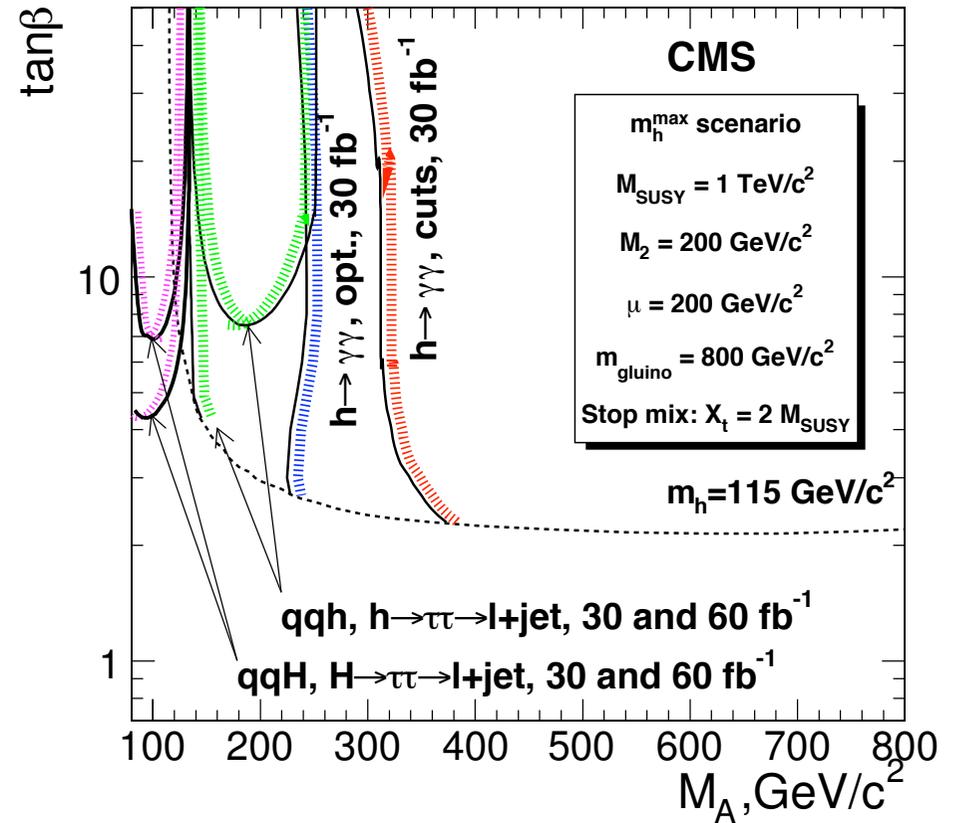
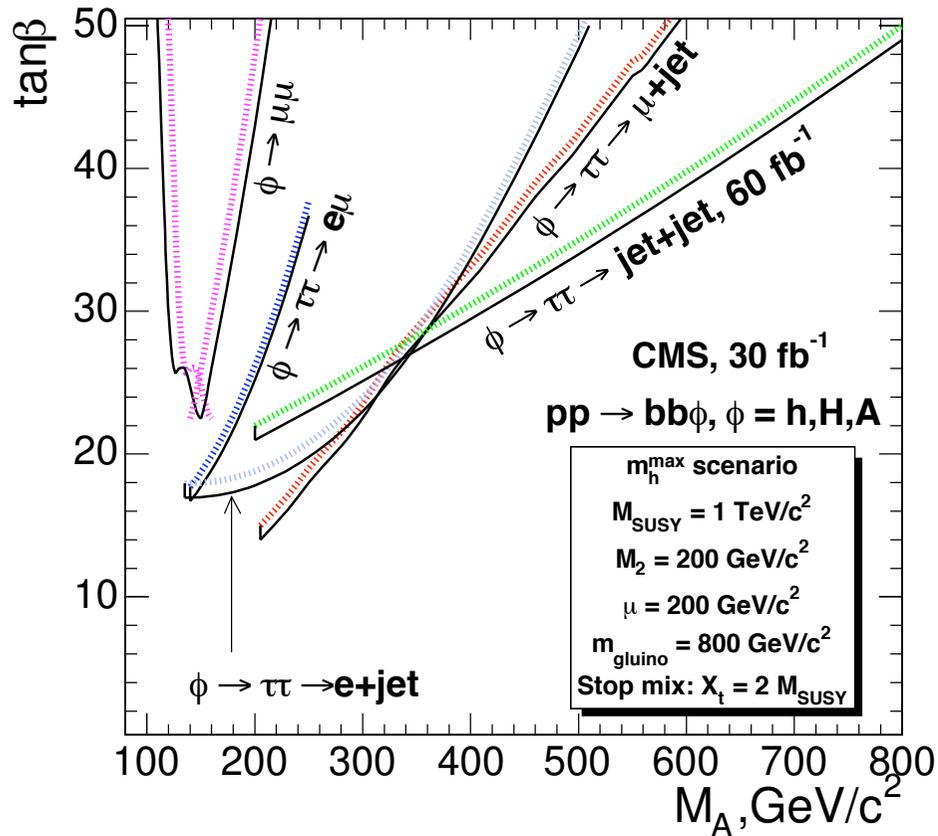
Standardmodellähnliche Endzustände, aus VBF  $qq \rightarrow \tau^+\tau^-$  und direkter Produktion mit  $h \rightarrow \gamma\gamma$

$$h/H/A \rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow 2l + 4\nu, l \tau_h + 3\nu, 2\tau_h + 2\nu$$

$$h/H/A \rightarrow \mu^+\mu^-$$



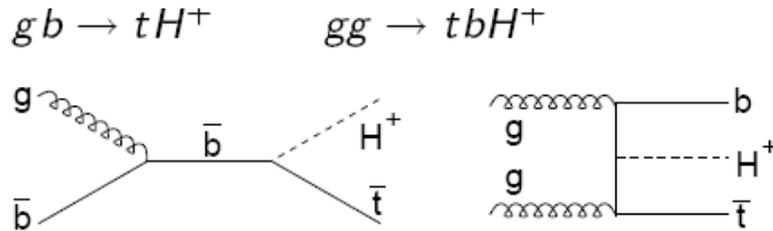
# Entdeckungspotential für $h, H, A$





# Geladene Higgsteilchen im MSSM

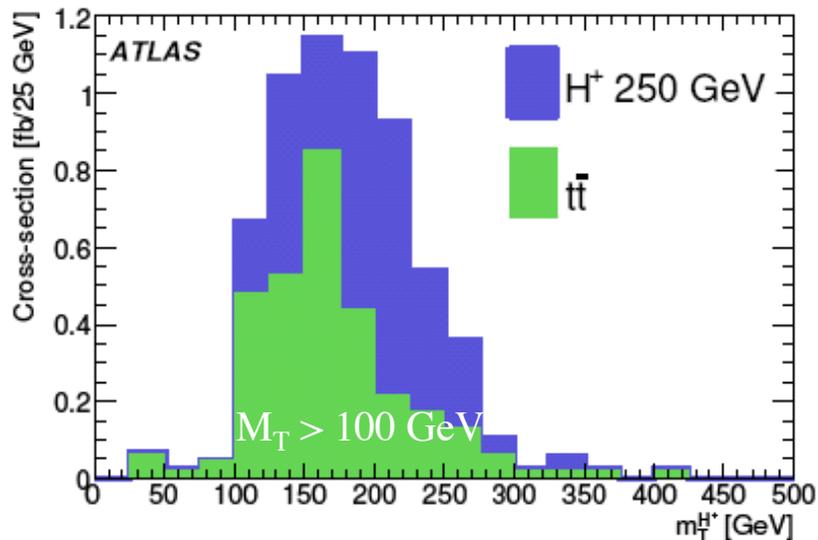
Schweres  $H^\pm$  ( $m_{H^\pm} > m_t$ )



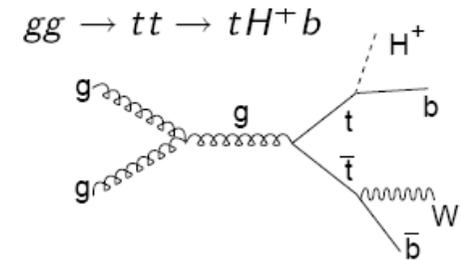
Untersuchte Endzustände:

$tH^+ \rightarrow bqq \tau_h \nu$ ,  $tbH^+ \rightarrow bqq b \tau_h \nu$

Rekonstruktion des Tops essentiell!

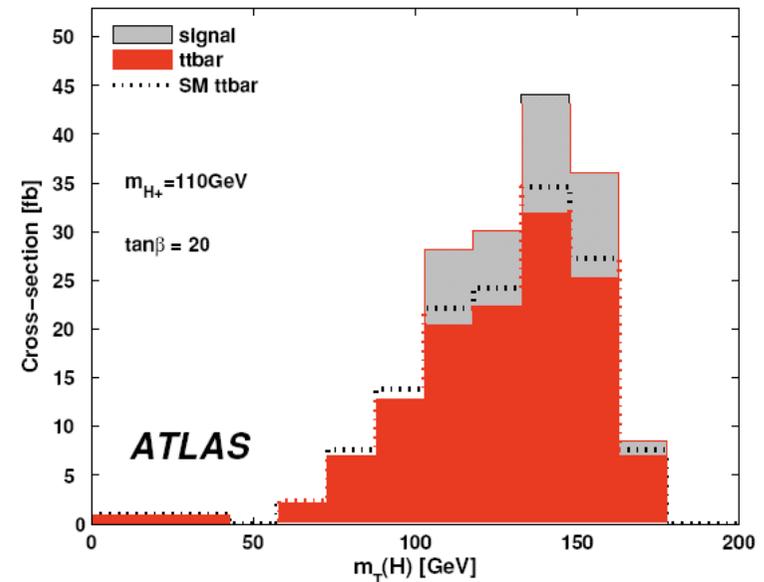


Leichtes  $H^\pm$  ( $m_{H^\pm} < m_t$ )



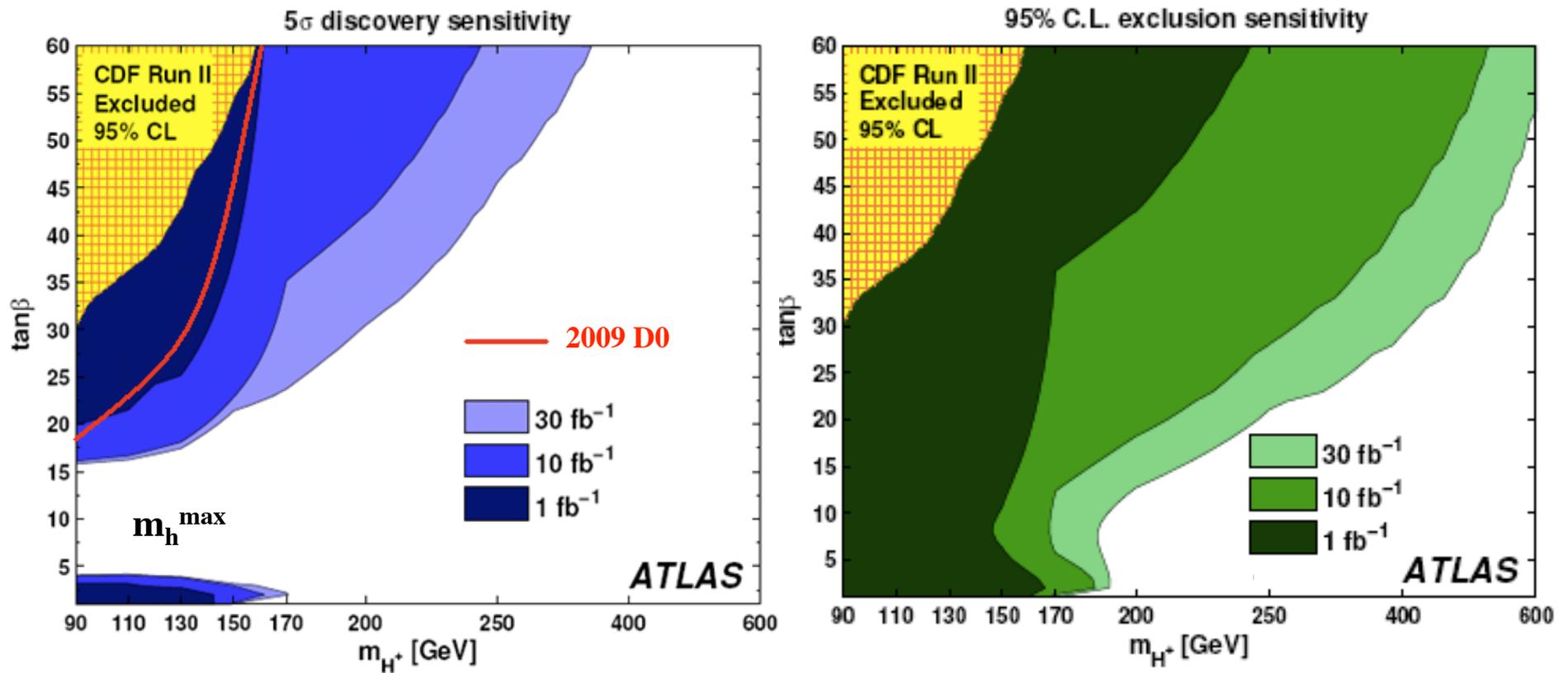
Untersuchte Endzustände:

$bH^+ bW^- \rightarrow b \tau_{h(l)} \nu b qq$ ,  $b \tau_h \nu b l \nu$

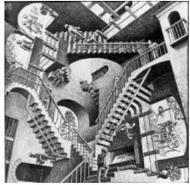




# $H^\pm$ Entdeckungspotential

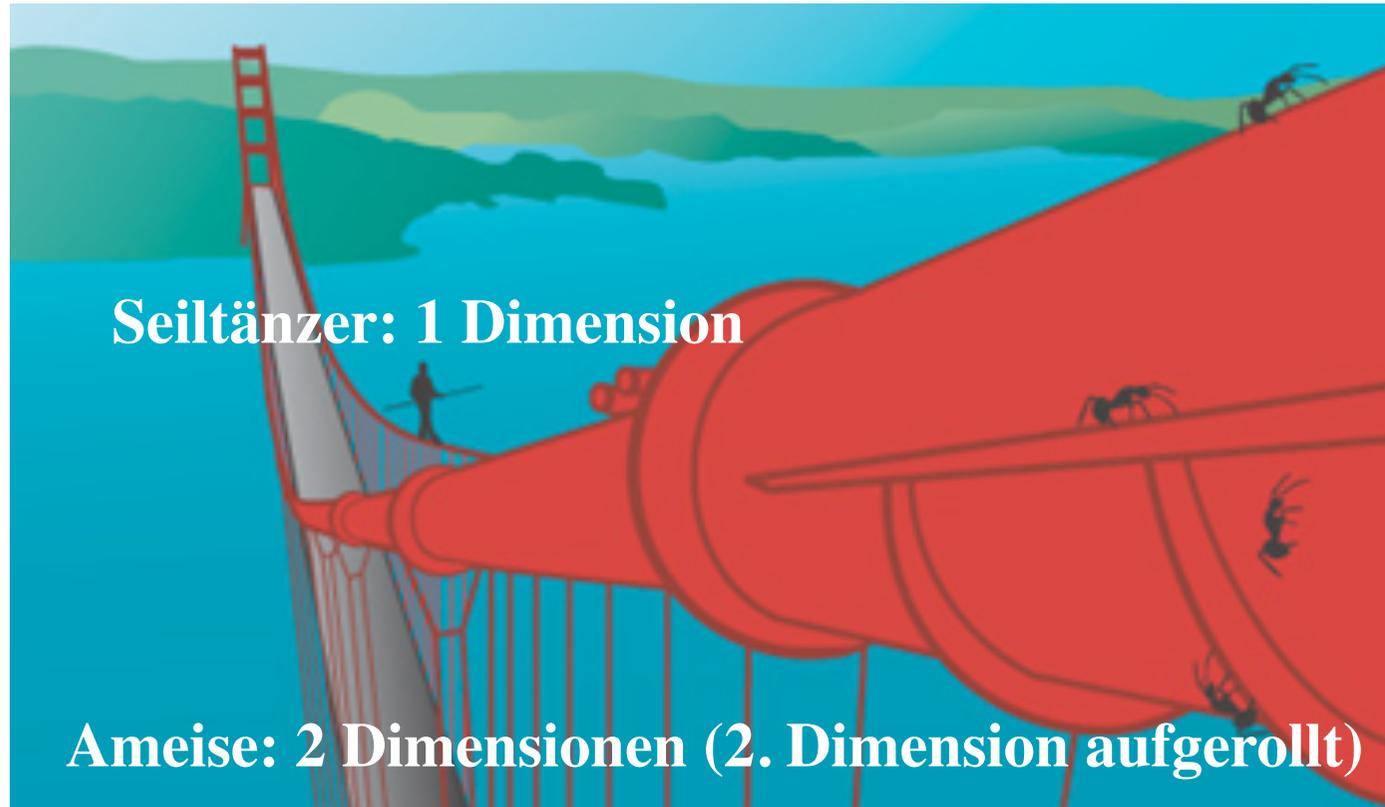


5 $\sigma$  Konturen bei 1, 10 und 30 fb $^{-1}$



## Zusätzliche Dimensionen

Unser bekanntes Universum: 3 Raumdimensionen + 1 Zeitdimension  
Stringtheorie: 6 zusätzliche Dimensionen



Gravitation scheint  $10^{-38}$  mal so schwach im Vergleich zur starken Wechselwirkung -> schwer vereinbar mit anderen Kräften! Mögliche Lösung dieses Hierarchieproblems durch Extradimensionen.



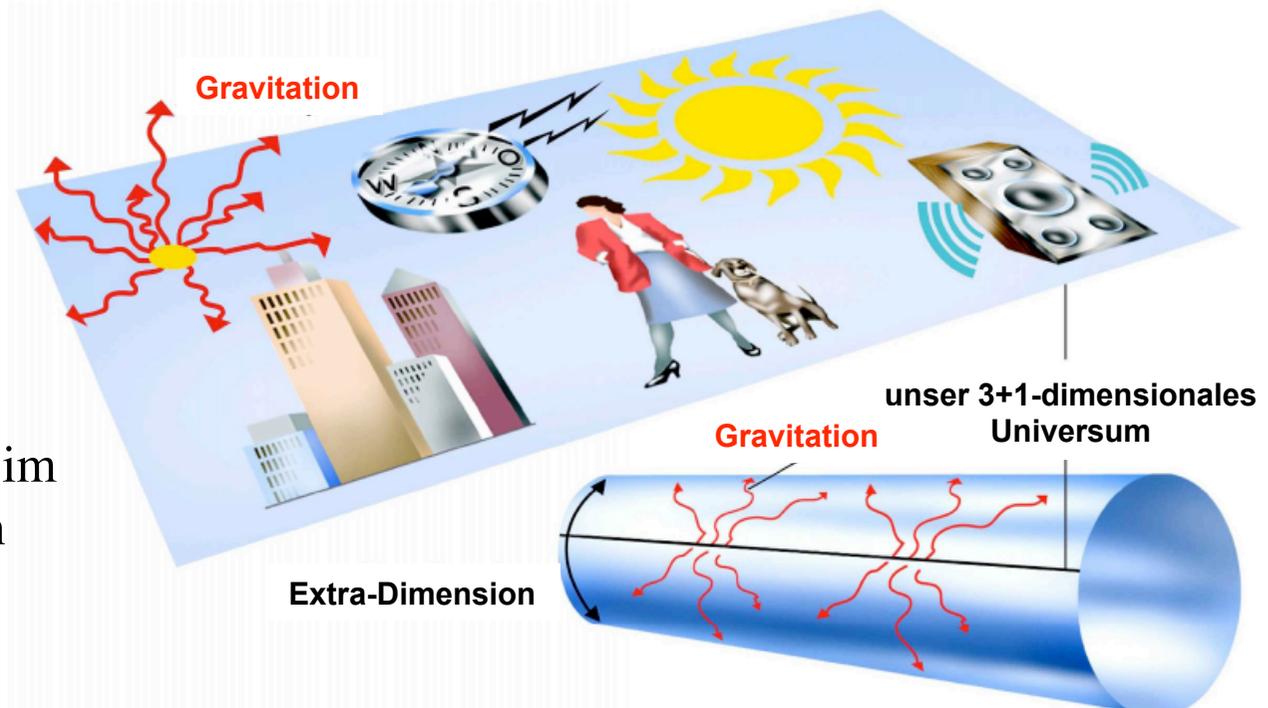
## Modelle mit Extradimensionen

Es gibt verschiedene Modelle, die folgende Gemeinsamkeiten haben:

- Wir leben im 3+1-dimensionalen (Unter)raum (**Brane, Membran**)
  - Die Brane ist eingebettet in einen 3+1+d dimensionalen Raum (**Bulk**)
  - Die **d** Extradimensionen haben die gleiche Größe **R**
  - Alle Teilchen und Felder, die im Bulk leben, sind in Kaluza-Klein-Türmen repliziert.
- O. Klein 1926: Extradimensionen sind aufgerollt, d.h. ein Teilchen, das sich entlang dieser Dimensionen bewegt, kommt wieder an den Ausgangsort zurück. Es bilden sich stehende Wellen.

Unterschiede der verschiedenen Modelle:

- Größe und Geometrie des Bulk
- Teilchenarten, die sich im Bulk ausbreiten dürfen



# ADD-Modell – große Extradimensionen

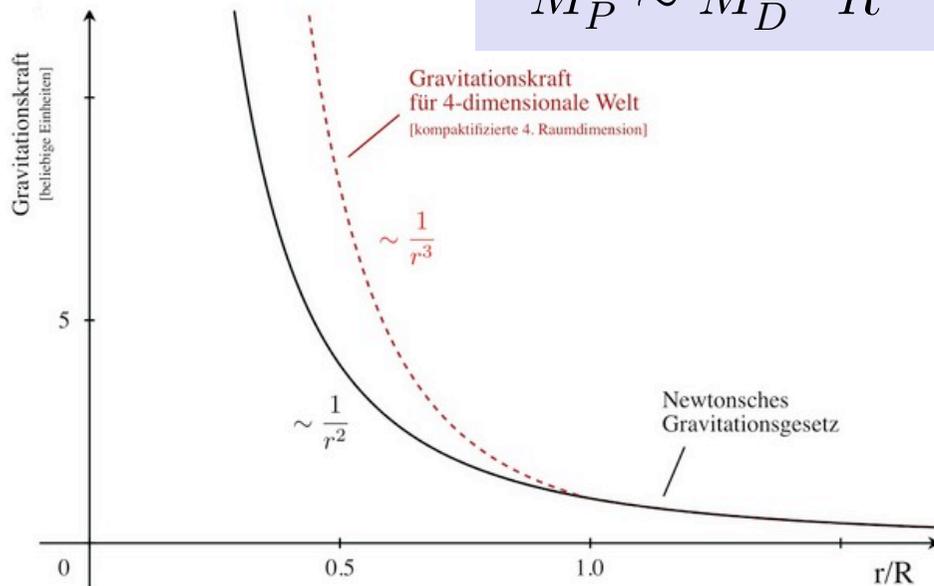
Arkani-Hamed, Dimopoulos, Dvali, [arXiv:hep-ph/9803315v1](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9803315)

Nicht mehr die effektive 4-dim. Planckskala, sondern die Quantengravitätsskala der höherdimensionalen Theorie  $M_D$  ist relevant. Die einzige fundamentale Skala soll die elektroschwache Skala  $M_{EW} \approx M_D \approx 1$  TeV sein!

$$V(r) \sim \frac{m_1 m_2}{M_D^{d+2}} \frac{1}{r^{d+1}}, \quad r \ll R$$

$$V(r) \sim \frac{m_1 m_2}{M_D^{d+2} R^d} \frac{1}{r}, \quad r \gg R$$

$$M_P^2 \sim M_D^{2+d} R^d$$

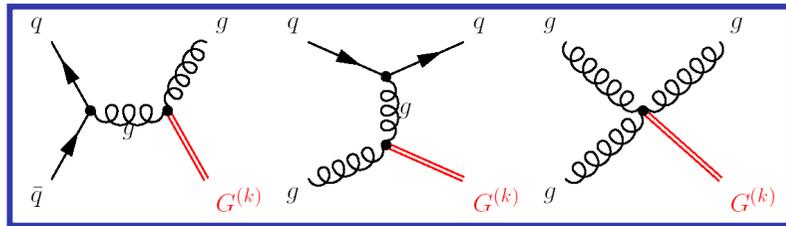


- Bekannte Teilchen leben in der 3+1-dimensionalen Brane
- Graviton kann sich auch im Bulk bewegen
- Es gibt  $d \geq 2$  Extradimensionen
- Extradimensionen sind aufgerollt in Torus mit Kompaktifikationsradius  $R$
- $d = 2$ :  $R \approx 1$  mm,  $d = 3$ :  $R \approx 1$  nm
- Newton-Gravitationsgesetz bis ca. 0.1 mm getestet.
- Das Graviton entspricht einem KK-Turm mit 3+1-Massenspektrum  $M_l = l/R$  ( $l = 0, 1, 2, \dots$ ).

# Suche nach großen Extradimensionen

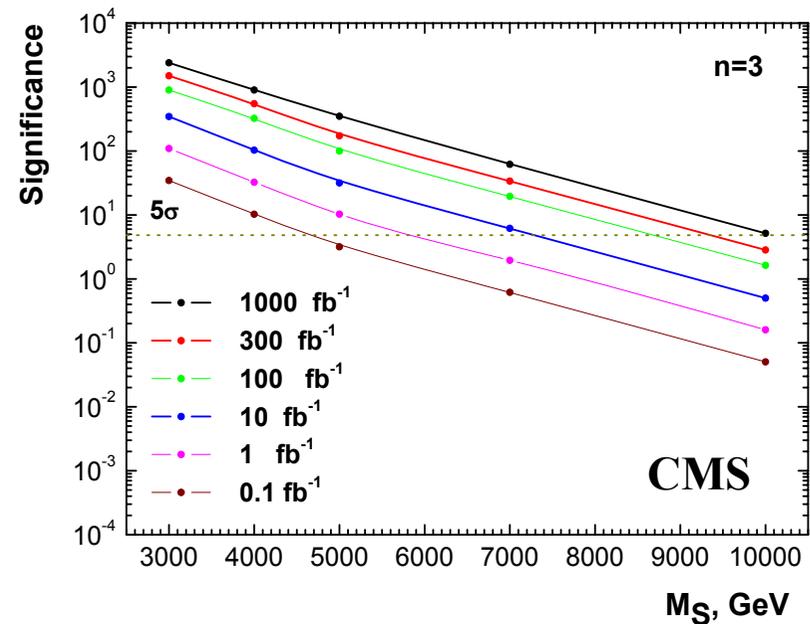
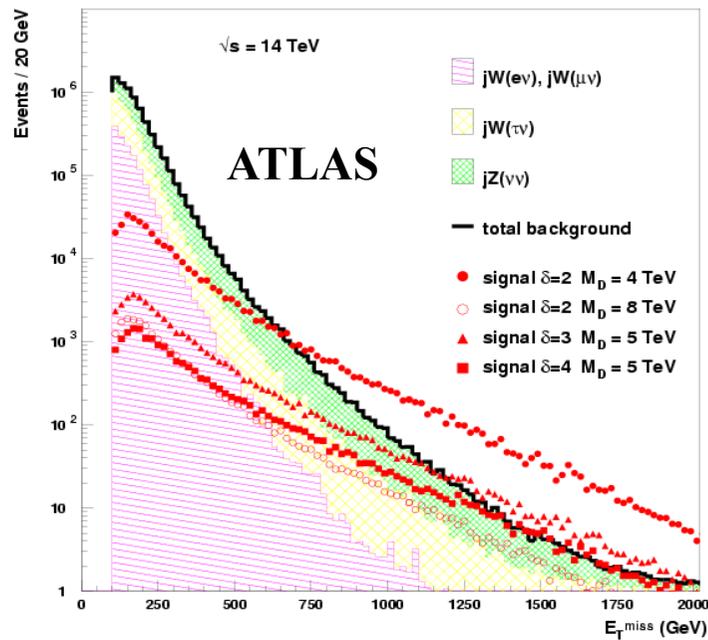
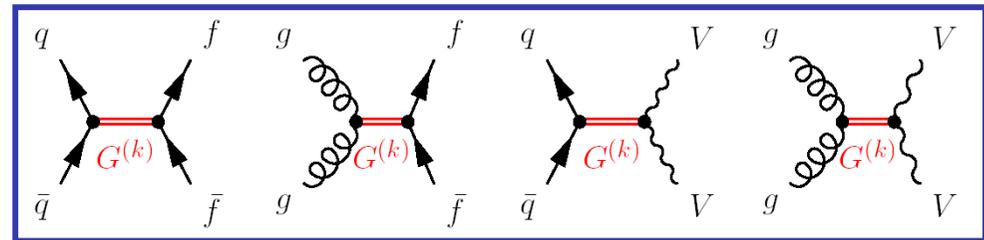
**Direkte Suche:**

Signatur (z.B.): **Monojet, ETmiss**



**Indirekte Suche:**

Signatur (z.B.): **Modifikation des Drell-Yan Wirkungsquerschnitts**



# Randall-Sundrum Modell (Warped Extra Dimensions)

Randall, Sundrum, PRL **83** (1999) 3370

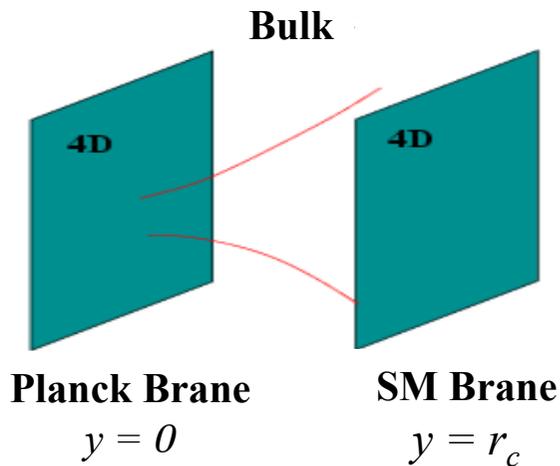
5D-Modell mit gekrümmter Metrik:

$$ds^2 = e^{-2k|y|} \eta_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu - dy^2$$

$\eta_{\mu\nu}$  ... Gravitonfeld

$k$  ... Krümmung

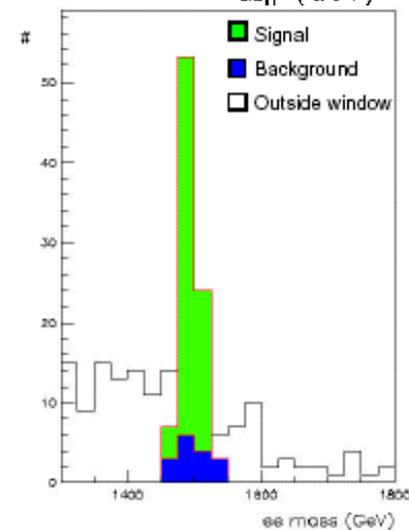
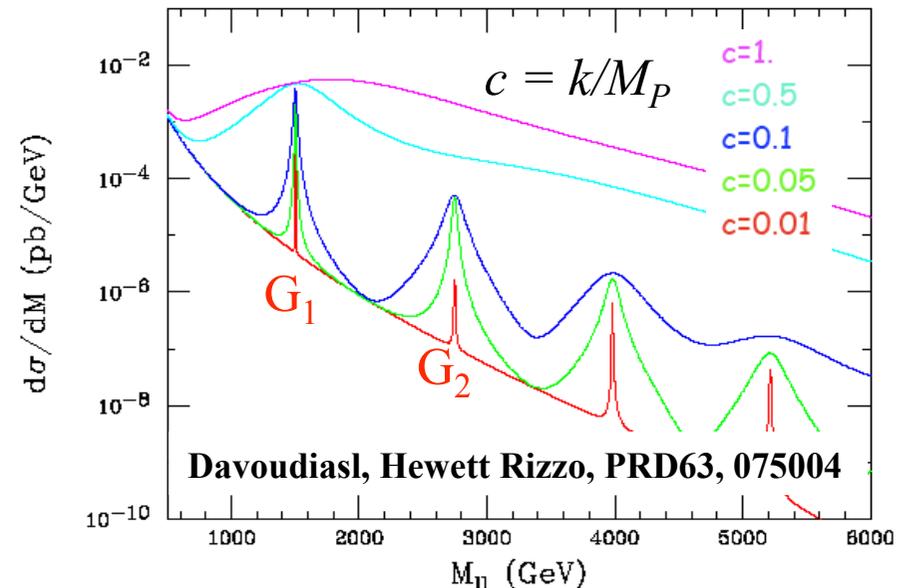
$r_c$  ... Distanz zwischen Branes



Signatur (z.B.) :

$G_1 \rightarrow e^+e^-, \mu^+\mu^-$

Nicht äquidistante KK-Türme



**CMS**

$e^+e^-$

$m_G = 1.5 \text{ TeV}$

$c = 0.01$

$100 \text{ fb}^{-1}$

# Schwarze Löcher

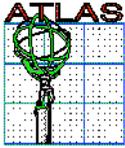
## Definition:

Objekt, dessen Gravitation so stark ist, dass selbst Licht nicht nach außen gelangen kann. Ab dem Ereignishorizont ist die Fluchtgeschwindigkeit größer als die Lichtgeschwindigkeit.

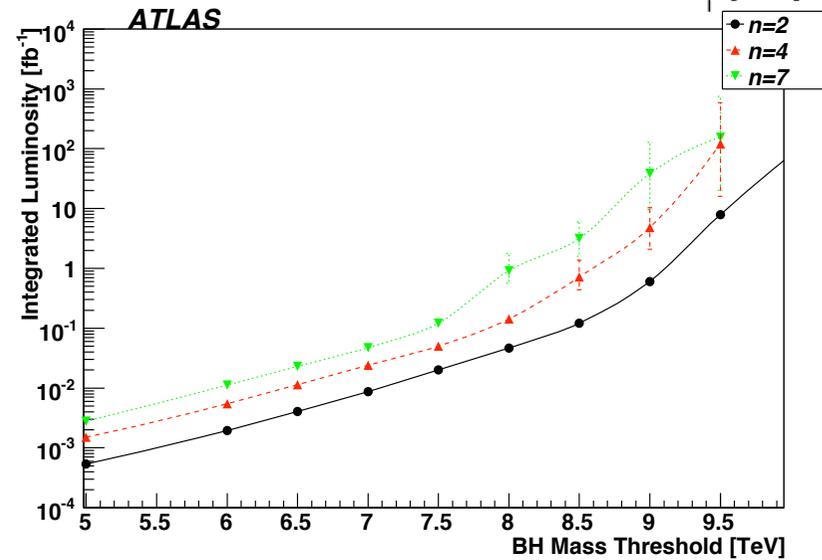
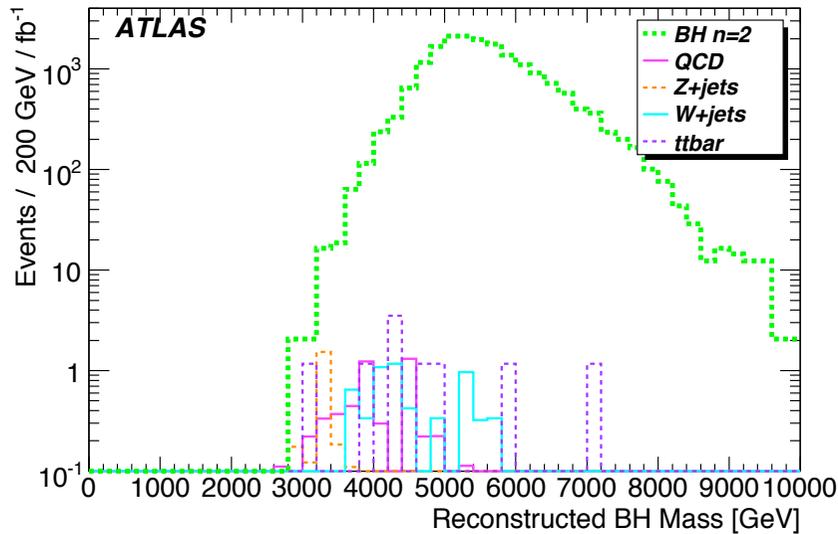
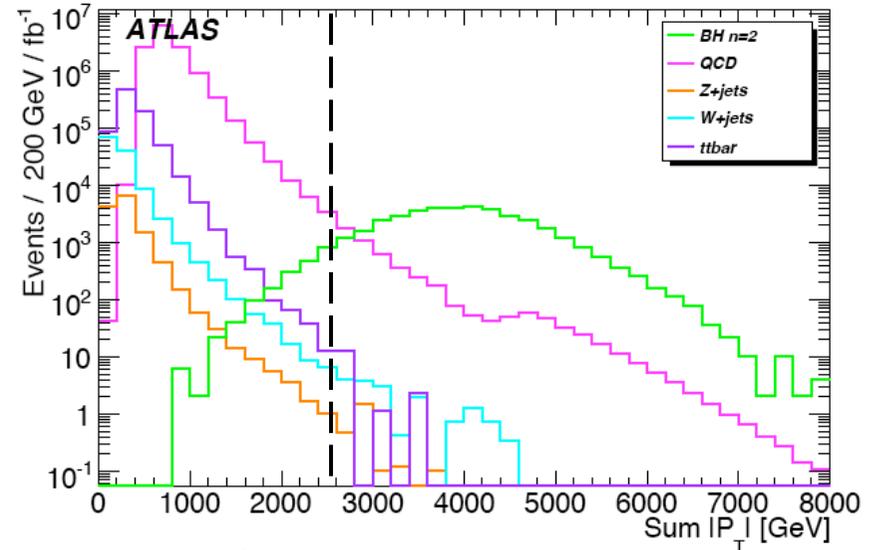
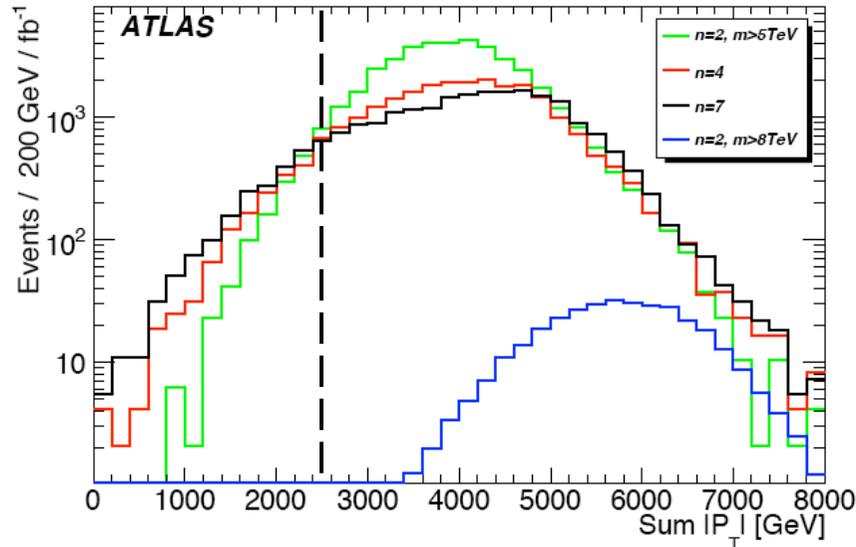
Der Schwarzschildradius definiert die Größe eines schwarzen Lochs ( $M_{SL} > M_P$ ):

$$R_S = 2M_{SL}/M_P^2$$

Wenn die Gravitation bei kleinen Distanzen durch Extradimensionen groß wird ( $M_P \rightarrow M_D$ ), könnte der LHC auch mikroskopische Schwarze Löcher ( $\varnothing 10^{-18}$  m) produzieren. Die kollidierenden Partonen müssten sich auf Distanzen kleiner als  $2 R_S$  annähern. Die schwarzen Löcher sollten jedoch sehr schnell ( $\sim 10^{-26}$  s) durch Hawking-Strahlung verdampfen ( $T_H \sim 1/M_{SL}$ ), unter Erzeugung aller möglichen Standardmodellteilchen. Signatur am LHC: viele Jets und Leptonen mit hohem  $p_T$ .



# Schwarze Löcher bei ATLAS



## Zusammenfassung

- Der LHC kann eine Vielzahl von Signaturen für Physik jenseits des Standardmodells entdecken.
- Die eindeutige Zuordnung dieser Signaturen zu bestimmten Modellen ist meistens schwierig und erfordert detaillierte Studien.
- Parametermessungen sind ebenfalls meistens langwierig.
- **Es gibt genug Arbeit für junge Physiker!**