

Fakultät für Physik und Astronomie
Universität Heidelberg

Bachelorarbeit in der Physik
eingereicht von

Eike-Tobias Ostermann

geboren in Quedlinburg

2012

Squark-Gluino-Signaturen in SFitter

Diese Bachelorarbeit wurde durchgeführt von Eike-Tobias Ostermann am
Institut für Theoretische Physik Heidelberg
unter der Betreuung von
Prof. Dr. Tilman Plehn

Zusammenfassung:

Eine zentrale Aufgabe bei der Analyse von Experimenten wie dem LHC ist es, die Parameter der zugrunde liegenden Theorie zu bestimmen. Dafür werden Computerprogramme wie SFITTER entwickelt, welches hier vorgestellt wird. Mit Hilfe von SFITTER wird dann eine Vorhersage über Paarproduktion und Zerfall via Chargino von Gluinos bei Proton-Kollisionen mit $\sqrt{s} = 7$ TeV gemacht und mit experimentell ausgeschlossenen Wirkungsquerschnitten, gemessen am ATLAS-Experiment, verglichen, um damit auf ausgeschlossene Massen von Gluino und LSP schließen zu können.

Abstract:

One of the crucial aspects of searching for new physics is to determine all parameters of the underlying theory. Because not all values can be derived from theory only, computer programs like SFITTER are used, extracting the parameters from experimental data.

In this thesis I will first present the algorithms and functions SFITTER uses. Thereafter the production of gluino pairs from proton-collision at $\sqrt{s} = 7$ TeV with subsequent decay of the gluinos via chargino will be predicted, taking into account the branching ratios for the decay channels. This will then be compared to excluded cross sections as measured at the ATLAS-experiment to conclude exclusions of the gluino- and LSP-mass.

Inhaltsverzeichnis

| | | |
|----------|---|-----------|
| 1 | Motivation | 1 |
| 2 | Theoretische Grundlagen | 2 |
| 2.1 | Likelihood & Parameterraum | 2 |
| 2.2 | Markov Chain Monte Carlo | 3 |
| 2.3 | MINUIT | 4 |
| 2.3.1 | Simplex | 4 |
| 2.3.2 | Migrad | 5 |
| 2.4 | Profile Likelihood | 5 |
| 2.5 | Bayes'sche Verteilung | 6 |
| 2.6 | Fehlerbehandlung | 7 |
| 2.7 | MSSM | 8 |
| 2.8 | Gluino Paarproduktion und Zerfall | 9 |
| 3 | Durchführung & Ergebnisse | 11 |
| 3.1 | GluDecay | 11 |
| 3.2 | Massenausschluss | 13 |
| 3.2.1 | Gleiche Squarkmassen | 13 |
| 3.2.2 | Ungleiche Squarkmassen | 14 |
| 4 | Fazit | 19 |
| | Literaturverzeichnis | 20 |

Kapitel 1

Motivation

Auf der Suche nach neuer Physik möchte man alle Eigenschaften eines theoretischen Modells kennen. Da sich in der Regel nicht alle Parameter aus der Theorie selbst oder aus Bedingungen an selbige herleiten lassen, muss man sie aus Experimenten bestimmen. Aufgrund der hohen Anzahl an Parametern und der starken Korrelation dieser untereinander ist dies eine äußerst komplizierte Angelegenheit.

Für dieses Problemfeld wurde das Computerprogramm SFITTER entworfen. Ursprünglich gedacht für die Suche nach supersymmetrischen Teilchen, lässt es sich auch auf beliebige andere Probleme ähnlicher Art, etwa die Higgs-Suche, anwenden.

Die vorliegende Arbeit ist folgendermaßen gegliedert: Im ersten Teil werden die Funktionen und Vorgehensweisen von SFITTER bei der Suche nach Parametern erläutert, und es wird ein Überblick über die benötigte physikalische Theorie gegeben. Im zweiten Teil wird der Wirkungsquerschnitt der Gluino-Paarproduktion mit anschließendem Zerfall der Gluinos in Chargino und Quarks berechnet. Dabei muss das Verzweigungsverhältnis des Zerfalls via Chargino berücksichtigt werden. Das Produkt des Wirkungsquerschnitts mit dem Quadrat des Verzweigungsverhältnisses wird dann gegen die Masse des Gluinos und des LSP aufgetragen und mit ausgeschlossenen Wirkungsquerschnitten, gemessen am ATLAS-Experiment, verglichen, um Rückschlüsse auf die Masse des LSP und des Gluinos ziehen zu können.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

2.1 Likelihood & Parameterraum

Auch wenn „Likelihood“ (engl.) zu „Wahrscheinlichkeit“ übersetzt wird, sind diese beiden Begriffe hier nicht gleich zu setzen. Likelihood bezieht sich auf die Parameter eines Versuchs, während die Wahrscheinlichkeit den Ausgang des Versuchs beschreibt. Bei bekanntem Ausgang des Versuchs wie in unserem Fall, in dem uns die Daten z.B. vom LHC vorliegen, gibt die Likelihood eines Parameters an, mit welcher Wahrscheinlichkeit der Versuch diese Ergebnisse liefert, angenommen, dass der Wert des Parameters der tatsächlich zugrunde liegende Wert ist. Das bedeutet, letztendlich wollen wir mit der Likelihood-Verteilung eine Aussage treffen können in dem Sinne, welcher Parameterwert der am wahrscheinlichsten realisierte ist.

Dazu werden zunächst alle Parameter über ihren gesamten Wertebereich betrachtet. Dieser Bereich ist in der Regel durch empirisch gegebene Begrenzungen reduziert, sodass er nicht unendlich ist. Mit Hilfe von Markov Ketten wird aus diesem Raum eine Probe an Punkten genommen, die eine verkleinerte Kopie des Raumes bilden und denen ein Potential, die inverse Log-Likelihood-Funktion $p(m) = 1/\chi^2(m)$, zugeordnet wird. m ist ein Punkt aus dem gesamten Parameterraum, der als Komponenten die einzelnen Parameterwerte $m = m(x_1, \dots, x_n)$ enthält, wobei n die Anzahl aller zu betrachtenden Parameter ist.

Das Ziel ist es nun, das Maximum dieses Potentials auf dem gesamten Parameterraum zu finden. Um einzuschätzen wie „richtig“ oder „falsch“ ein ermittelter Parameterwert ist, kann man anschließend eine Profile Likelihood oder Bayes'sche Wahrscheinlichkeitsverteilung erstellen.

2.2 Markov Chain Monte Carlo

Als Markov Kette (engl. "chain") bezeichnet man einen (stochastischen) Prozess, der eine Folge von Zuständen aus einer Menge von Zuständen (hier die Menge aller Parameterpunkte) wählt und folgende Bedingungen erfüllt:[1]

1. Die Wahrscheinlichkeit, von einem Zustand X_n zum nächsten X_{n+1} zu gelangen, darf nur vom aktuellen Zustand X_n abhängen, d.h., eine Markov Kette hat kein Gedächtnis.
2. Alle möglichen Zustände müssen in endlicher Zeit erreichbar sein.

Beim verwendeten Metropolis-Algorithmus[2] werden zufällig Punkte aus dem Parameterraum ausgewählt und der Markov Kette vorgeschlagen. Solange die Wahrscheinlichkeit, im Punkt m zu sitzen und den Punkt m' vorzuschlagen, die gleiche ist, wie die, in m' zu sitzen und m vorzuschlagen, wird der neue Punkt m' mit der Wahrscheinlichkeit $\min\{1, \frac{p(m')}{p(m)}\}$ akzeptiert.

Die Wahl der Funktion, die neue Punkte vorschlägt, ist essentiell für die Effizienz des Verfahrens. Sie muss auf jeden Fall die beiden Eigenschaften einer Markov Kette erfüllen. Zum Durchsuchen des gesamten Raumes eignet sich eine konstante Verteilung. Sie garantiert, dass alle Bereiche abgedeckt werden, ist jedoch unsensibel hinsichtlich der Suche nach Maxima. Für eine bessere Auflösung kann eine Breit-Wigner-Verteilung verwendet werden.

Um die Statistik zu verbessern, also um weniger Punkte für eine zuverlässige Probe zu benötigen, werden die Punkte der Kette gewichtet. Dazu wird über einen kleinen Bereich, einen sogenannten Bin, den Punkten der Wert

$$P_{\text{bin}} = \frac{\#\text{Punkte im Bin}}{\sum_{i=1}^{\#\text{Punkte}} 1/p(m_i)}$$

zugeordnet.

In jedem Fall ist die Auflösung der Markov Kette immer noch zu grob für eine befriedigende Lokalisierung der Maxima. Deswegen wird an den besten Punkten noch eine Anpassung mit MINUIT durchgeführt.

2.3 MINUIT

MINUIT[3] ist an sich kein Programm, sondern eine Bibliothek an Programmen, mit denen Minimalisierungsprozesse durchgeführt werden können. In SFITTER werden zum einen *Simplex* und zum anderen *Migrad* verwendet, die beide besonders für Probleme mit vielen Parametern geeignet sind. Eine ausführliche Beschreibung dieser und weiterer Minuit-Algorithmen findet man in [4].

2.3.1 Simplex

Simplex bedient sich einer geometrischen Herangehensweise an das Problem. Um einen der mit MCMC bestimmten Punkte, an denen Maxima vermutet werden, wird ein n -dimensionales geometrisches Objekt mit $(n+1)$ Eckpunkten (genannt „Simplex“) erstellt, wobei n unserer Anzahl an zu untersuchenden Parametern entspricht. Für alle Eckpunkte wird $p(m)$ berechnet und der beste (niedrigste) und schlechteste (höchste) Punkt P_n und P_h bestimmt. Zu beachten ist, dass es sich um eine **Minimalisierungs**-Routine handelt, dies jedoch eins zu eins auf unser Problem der maximalen Wahrscheinlichkeit übertragen werden kann, indem man einfach das Vorzeichen der Funktion ändert.

Anschließend wird von allen Punkten – mit Ausnahme des besten (P_n) – der Schwerpunkt \bar{P} genommen. Ein neuer Punkt $P^* = \bar{P} + (\bar{P} - P_h)$ wird gebildet und ausgewertet. Falls $p(P^*) < p(P_n)$ ist, wird P_h mit $\bar{P} + 2(\bar{P} - P_h)$ ersetzt, andernfalls mit $\bar{P} + \frac{1}{2}(\bar{P} - P_h)$. Wenn irgendwann kein besserer Punkt mehr gefunden wird, wird ein neues Simplex um P_n mit halb so langen Seiten erstellt, und zwar solange, bis ein Konvergenzkriterium $P_h - P_n < \epsilon$ erfüllt wird.

2.3.2 Migrad

Migrad ist eine so genannte „Variable Metrik Methode“. Dabei wird ebenfalls an der Geometrie der zu minimierenden (maximierenden) Funktion auf dem Parameterraum angesetzt. Auf einem beliebigen Vektorraum ist das invariante Linienelement wie folgt definiert: $\Delta s = \Delta x A \Delta x^T$, wobei $\Delta x = x - x'$ der Abstand zweier Punkte und A der *kovariante metrische Tensor* ist, der die Eigenschaften des Raumes beschreibt.

Im Folgenden wird das Inverse der Hesse-Matrix, der zu minimierenden Funktion, als metrischer Tensor genommen. Der Minimalisierungsalgorithmus sieht dann wie folgt aus:[4]

1. Ein Startpunkt \mathbf{x}_0 wird angegeben, und für diesen werden der Gradient \mathbf{g}_0 und das Inverse der Hesse-Matrix \mathbf{V}_0 der Funktion bestimmt. Statt der exakten Matrix \mathbf{V}_0 kann auch eine Näherung oder sogar nur die Einheitsmatrix genommen werden.
2. Ein neuer Punkt \mathbf{x}_1 wird bestimmt, indem $F(\mathbf{x}_0 - \alpha \mathbf{V}_0 \mathbf{g}_0)$ entlang α minimiert wird. Für diesen wird dann auch der Gradient \mathbf{g}_1 berechnet.
3. \mathbf{V}_0 wird korrigiert zu $\mathbf{V}_1 = \mathbf{V}_0 + \mathbf{f}(\mathbf{x}_0, \mathbf{g}_0, \mathbf{V}_0, \mathbf{x}_1, \mathbf{g}_1)$

Die genaue Wahl von \mathbf{f} ist abhängig von den Voraussetzungen an die zu minimierende Funktion, der gewünschten Genauigkeit, der Dauer, etc.

2.4 Profile Likelihood

Die Frage ist nun, wie man ausgehend vom vieldimensionalen Parameterraum mit zum Teil nur schlecht bestimmten oder stark korrelierten Parametern eine Aussage über einzelne Parameter treffen kann. Beginnen wir mit dem vollständigen n -dimensionalen Raum. Um die n . Dimension zu eliminieren, halten wir alle anderen Werte fest und schauen, wo $p(x_n)$ maximal wird: $p^{max}(x_n^{max})$. Der Wert für x_n wird dann auf x_n^{max} fixiert $\Rightarrow p(x_1, \dots, x_n) = p(x_1, \dots, x_n^{max})$. So wird $p(x_1, \dots, x_n)$ Schritt für Schritt auf eine Dimension in Abhängigkeit von dem gewünschten Parameter reduziert.

Der Vorteil dieser Methode ist, dass die Punkte mit den besten Funktionswerten $p^{max}(x_i)$ bei jeder Reduzierung übernommen werden. Allerdings ist die Verteilung am Ende keine tatsächliche Wahrscheinlichkeitsverteilung mehr, da beim Projizieren auf die niedrigere Dimension die Normalisierung verloren geht. Das Reduzieren um eine Dimension bedeutet also Informationsverlust.[5]

2.5 Bayes'sche Verteilung

Um dieses Problem der Normalisierung zu beheben, wird bei der Bayes'schen Methode über alle zu eliminierenden Parameter integriert. Dadurch erhält man eine wirkliche Wahrscheinlichkeitsverteilung für Werte des Parameters über den möglichen Wertebereich. Der Nachteil hierbei ist, dass die Integration über den gesamten Raum auch sämtlichen Hintergrund mit einsammelt, was die Verteilung verschmiert, wohingegen bei der Profile Likelihood die klare Struktur der Maxima erhalten bleibt.

Die folgende Abbildung zeigt Profile Likelihood und Bayes'sche Verteilung am Beispiel des Parameters A_0 der „minimalen SUPER GRAvitation“ (mSUGRA) ausgewertet am Parameterpunkt SPS1a des LHC.[5]

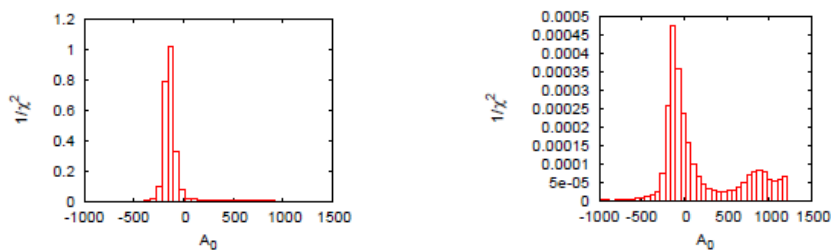


Abbildung 2.1: Vergleich der $1/\chi^2$ -Verteilung für A_0 über seinen Wertebereich, erstellt mit Profile Likelihood (links) und Bayes (rechts).

Man erkennt sehr gut die klare Maximastruktur und fehlende Normalisierung (links) sowie im Unterschied die breitere Verteilung mit Untergrund und Nebenmaxima (rechts).

2.6 Fehlerbehandlung

Wenn ein Maximum für die Parameter gefunden wurde, wollen wir auch dessen Fehler unter Berücksichtigung der experimentellen und theoretischen Unsicherheiten bestimmen.

Der experimentelle Fehler setzt sich zusammen aus statistischen und systematischen Messfehlern:

$$\sigma_{exp}^2 = \sigma_{stat}^2 + \sigma_{syst(J)}^2 + \sigma_{syst(l)}^2$$

Die statistischen Fehler der einzelnen Messungen, also Unsicherheiten, die statistischen Fluktuationen unterworfen sind, werden als unkorreliert angenommen. Die systematischen Fehler resultieren aus den systematischen Unsicherheiten in der Messung der Jets $\sigma_{syst(J)}$ und in der Leptonen Energieskala $\sigma_{syst(l)}$. Sie sind hochgradig (99% zwischen zwei Messungen) korreliert.[7]

Der theoretische Fehler stammt aus Ungenauigkeiten des zugrunde liegenden Modells σ_{theo} . Solange die Abweichung der Messung von der Vorhersage kleiner als σ_{theo} ist, wird er als flach, d.h. Null angenommen. Darüber hinaus nimmt er zu wie eine Gaußkurve mit Breite σ_{exp} : [6]

$$\Delta\chi_{theo}^2 = \begin{cases} 0 & \text{für } |x_{Messung} - x_{Vorhersage}| < \sigma_{theo} \\ \left(\frac{|x_{Messung} - x_{Vorhersage}| - \sigma_{theo}}{\sigma_{exp}}\right)^2 & \text{für } |x_{Messung} - x_{Vorhersage}| \geq \sigma_{theo} \end{cases}$$

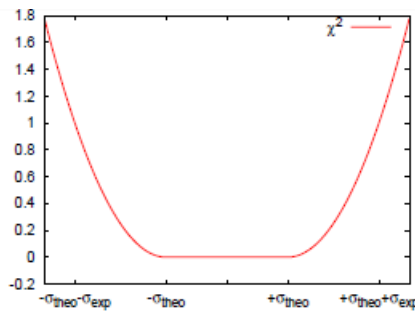


Abbildung 2.2: Boxförmiger theoretischer Fehler. (Beliebige Skalierung der y-Achse)[7]

| SM Teilchen | | | SUSY Partner | | |
|-------------|-----------------------|---------------|--------------|---|---------------|
| Feld | | spin | Feld | | spin |
| Eichfeld | W^\pm, Z, γ, g | 1 | gaugino | $\tilde{W}^\pm, \tilde{Z}, \tilde{\gamma}, \tilde{g}$ | $\frac{1}{2}$ |
| Higgs | H | 0 | Higgsino | \tilde{H} | $\frac{1}{2}$ |
| quark | $q_{L,R}$ | $\frac{1}{2}$ | Squark | $\tilde{q}_{L,R}$ | 0 |
| lepton | l | $\frac{1}{2}$ | Slepton | \tilde{l} | 0 |

Tabelle 2.1: Teilcheninhalt des MSSM (nach[8])

2.7 MSSM

„Supersymmetrie“ (SUSY) ist eine Theorie für Physik jenseits des Standardmodells. Sie ist in der Lage, Lösungen für aktuelle Probleme der Teilchenphysik, wie etwa das Hierarchie-Problem, zu liefern. Außerdem erlaubt sie eine Vereinigung der elektromagnetischen, starken und schwachen Kraft bei hohen Energieskalen und stellt mit dem *leichtesten supersymmetrischen Teilchen* (LSP), welches elektrisch neutral ist, nicht zerfällt und nur sehr gering wechselwirkt, einen möglichen Kandidaten für die dunkle Materie zur Verfügung.

Viele Modelle zur Erweiterung des Standardmodells beruhen daher auf dem Konzept der Supersymmetrie, z.B. das *Minimale Supersymmetrische Standardmodell* (MSSM), welches wir im Weiteren verwenden. Es zeichnet sich durch eine minimale Wahl an Feldern und Kopplungen aus, die nötig sind, um das Standardmodell zu einem supersymmetrischen Physikmodell zu erweitern.

Im MSSM besitzt jedes Feld des Standardmodells einen supersymmetrischen Partner mit den gleichen Quantenzahlen, ausgenommen den Spin. Es handelt sich um eine gebrochene Symmetrie, d.h., die Teilchenmassen der supersymmetrischen Partner sind ungleich der Standardmodellmassen. Eine Übersicht der Teilchen im MSSM liefert Tabelle 2.1.

Auch im MSSM wird zwischen links- und rechtshändigen Squarks unterschieden. Die Indizes beziehen sich allerdings nicht auf die Chiralität, sondern auf ihre Kopplung an Eichfelder, siehe [9].

Neben den Feldern des SM und ihren SUSY-Partnern bilden Linearkombinationen der supersymmetrischen Eich- und Higgsfelder weitere Teilchen, die

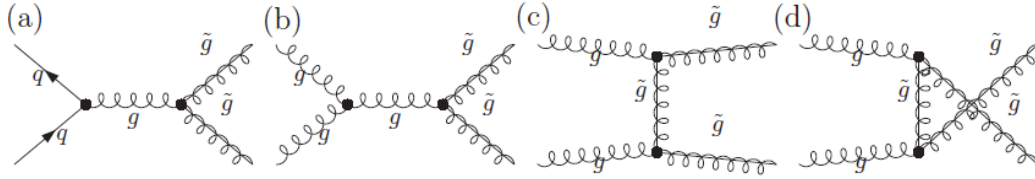


Abbildung 2.3: Zur Gluino-Paarproduktion beitragende Feynmann-Graphen führender Ordnung

elektrisch geladenen Charginos $\tilde{\chi}_1^\pm, \tilde{\chi}_2^\pm$ und die elektrisch neutralen Neutralinos $\tilde{\chi}_1^0, \tilde{\chi}_2^0, \tilde{\chi}_3^0, \tilde{\chi}_4^0$.

Wir wollen uns nun speziell der Bildung von Gluino-Paaren aus Proton-Proton-Kollisionen und dem Gluino-Zerfall über das Chargino widmen.

2.8 Gluino Paarproduktion und Zerfall

Bei großen hadronischen Beschleunigern wie dem LHC ist die starke Kraft die dominierende Wechselwirkung zwischen den beteiligten Teilchen. Deswegen werden Teilchen, die Farbladung tragen, am häufigsten produziert. Im MSSM sind das die Squarks und das Gluino. Wir interessieren uns vor allem für die Entstehung eines Gluinopaars aus der Kollision zweier Protonen. Das Proton besteht aus zwei Up- und einem Down-Quark sowie Seequarks und Gluonen. Abb. 2.3 zeigt die für diese Reaktion in führender Ordnung relevanten Feynmann-Graphen.

Das MSSM postuliert die Erhaltung der sogenannten R -Parität[8]. Dabei ist R eine multiplikative Quantenzahl, die sich aus Spin S , Baryonenzahl B und Leptonenzahl L zusammensetzt: $R = (-1)^{2S+3B+L}$. Für SUSY-Teilchen ist $R = -1$, hingegen $R = +1$ für die Teilchen des Standardmodells. Ist R erhalten, so muss bei Zerfällen von SUSY-Teilchen immer mindestens ein neues SUSY-Teilchen entstehen.

Das Gluino zerfällt bevorzugt in Quark und Squark und deren Antiteilchen $\tilde{g} \rightarrow \bar{q}\tilde{q}, q\tilde{q}^*$. Erst wenn dieser Zerfallskanal kinematisch nicht möglich ist, dominieren die Drei-Körper-Zerfälle $\tilde{g} \rightarrow q\bar{q}\tilde{\chi}^0$ und $\tilde{g} \rightarrow \bar{q}q'\tilde{\chi}^\pm$. [10] Dabei sind die Zerfälle in Neutralinos und Charginos miteinander verknüpft, sodass

man nie ein hundertprozentiges Verzweigungsverhältnis für einen einzigen Zerfallskanal mit Neutralino oder Chargino erhält.

Kapitel 3

Durchführung & Ergebnisse

3.1 GluDecay

Wir wollen nun den Wirkungsquerschnitt von Gluino–Paarproduktion mit Zerfall via Chargino berechnen und mit experimentell gemessenen Werten vergleichen, um auf eine Massenexklusion schließen zu können. Für die Berechnung nutzen wir SFITTER, welches nicht nur aus den beschriebenen Anpassungsalgorithmen besteht, sondern auch eine Reihe unabhängig entwickelter Programme implementiert. Für das Berechnen von next-to-leading-order Wirkungsquerschnitten der Gluino–Paarproduktion aus Proton–Proton–Kollisionen bei $\sqrt{s} = 7$ TeV kam PROSPINO in der Version 2.1[12, 14] zum Einsatz. Für die Verzweigungsverhältnisse des Gluino–Zerfalls wurde SDECAY[13] verwendet. Da SUSY eine gebrochene Symmetrie ist, benötigen wir außerdem SuSpect[11] für die Erstellung des Massenspektrums nach der Symmetriebrechung. In der Eingabe von SFITTER bzw. SuSpect werden die Massen vor der Brechung angegeben.

Das selbstgeschriebene SFITTER–Tool GLUDECAy liest die berechneten Wirkungsquerschnitte und Verzweigungsverhältnisse aus. Das Verzweigungsverhältnis, das uns interessiert, betrifft den Zerfallskanal des Gluinos in Quarks und Chargino. Eigentlich gibt es dafür sechs Kanäle mit verschiedenen Flavor–Kombinationen der entstehenden Quarks. Daher wird über alle Flavors summiert, um das gesamte Verzweigungsverhältnis des Zerfalls via Chargino $B_{\tilde{\chi}^\pm}$

zu erhalten. Anschließend werden Wirkungsquerschnitt $\sigma_{pp \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}}$ und Verzweigungsverhältnis $B_{\tilde{\chi}^\pm}$ in GluDecay zu $\sigma_{\text{eff}} = \sigma_{pp \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}} * (B_{\tilde{\chi}^\pm})^2$ verrechnet. Diesen wollen wir in Abhängigkeit der Gluinomasse $m_{\tilde{g}}$ und der Masse der LSP m_{LSP} im Bereich $0 \text{ GeV} \leq m_{LSP} \leq 1200 \text{ GeV}$, $260 \text{ GeV} \leq m_{\tilde{g}} \leq 1200 \text{ GeV}$ auftragen. Die Masse des Chargino ist auf den Mittelwert von Gluino- und LSP-Masse gesetzt.

Der Programmablauf sieht nun wie folgt aus:

- In der Eingabe-Textdatei von SFITTER werden die Massen des Gluinos, LSP und Charginos sowie die Squark- und Slepton-Massen spezifiziert. Ein C++-Programm verändert die Gluino- und LSP-Massen bei jedem Durchlauf um 20 GeV (für m_{LSP}) bzw. 10 GeV (für das $m_{\tilde{g}}$), bis der gesamte zu untersuchende Bereich abgedeckt ist (≈ 4000 Wertepaare/Durchläufe)
- SuSpect erstellt daraus das Massenspektrum nach der Symmetriebrechung.
- Das eben erzeugte Spektrum wird PROSPINO als Eingabe übergeben, was dafür den Wirkungsquerschnitt der Gluino-Paarproduktion berechnet.
- GluDecay berechnet dann σ_{eff} und schreibt diesen sowie $m_{\tilde{g}}$, m_{LSP} , $B_{\tilde{\chi}^\pm}$ und die Summe der Verzweigungsverhältnisse aller Gluino-Zerfälle in drei Teilchen unter Chargino- oder Neutralino-Beteiligung in die SFITTER-Ausgabe und eine separate Datei.

Bei der Erstellung des Massenspektrums ist Verschiedenes zu beachten:

Zunächst einmal lässt sich der Gluino-Zerfall in Chargino erst dann wirksam betrachten, wenn der eigentlich bevorzugte Zweiteilchenzerfall in Quarks und Squarks kinematisch unmöglich ist. Um das zu gewährleisten, wird die Pole-Masse – also die Masse nach der Symmetriebrechung – aller Squarks, auch die aller Slep-tonen, auf mindestens 1.5 TeV gesetzt. Da $m_{\tilde{g}}^{\text{max}} = 1.2 \text{ TeV}$, ist der Zerfall in Squarks somit unterbunden.

Dabei werden drei Fälle bezüglich der Masse der Squarks unterschieden:

- (i) $1.5 \text{ TeV} = m_L < m_R = 3 \text{ TeV}$
- (ii) $3 \text{ TeV} = m_L > m_R = 1.5 \text{ TeV}$.
- (iii) $m_L = 3 \text{ TeV} = m_R$

Desweiteren wird darauf geachtet, dass die Charginomasse kleiner als m_u , einem Higgs Massenparameter, ist.

3.2 Massenausschluss

3.2.1 Gleiche Squarkmassen

Nach Ende des gesamten Durchlaufs, d.h., wenn alle Messpunkte erstellt sind, wurde ein Contourplot von σ_{eff} über $m_{\tilde{g}}$ und m_{LSP} angefertigt (Abb.3.1).

Abb. 5 (links) in [15] zeigt ebenfalls ein solches Contour-Diagramm jedoch mit gemessenen ausgeschlossenen Wirkungsquerschnitten. Im Vergleich mit den vorhergesagten Werten kann darüber eine Aussage über mögliche und ausgeschlossene Massen für das Gluino und das LSP getroffen werden. Auch das wurde in [15] bereits getan. Die rote Linie stellt die Grenze an ausgeschlossenen Teilchenmassen dar. Allerdings liegt der Berechnung von ATLAS ein „Simplified Model“ zugrunde, das vereinfachte Annahmen macht, die z.B. nicht die Verzweigungsverhältnisse des Gluinozerfalls berücksichtigen. In [15] wurde ein konstanter Wert von $B_{\tilde{\chi}^\pm} = 100\%$ angenommen.

Durch die Berücksichtigung der tatsächlichen Verzweigungsverhältnisse verringert sich der effektive Wirkungsquerschnitt besonders im Bereich $m_{\tilde{g}} > 700 \text{ GeV}$ erheblich und liegt nun unter der Exklusionsgrenze, d.h., für diesen Bereich kann keine Masse ausgeschlossen werden. Für $300 \text{ GeV} \leq m_{\tilde{g}} \leq 700 \text{ TeV}$ ist eine zuverlässige Aussage nur schlecht möglich, da hier unsere berechneten Werte in etwa mit den gemessenen zusammenfallen. Exakte Vergleiche lassen sich hier, nur durch Ablesen der Farbskala am Diagramm in [15], nicht treffen. Lediglich für ein paar Werte bei $m_{\tilde{g}} = 260, 280 \text{ GeV}$ kann man mit Sicherheit sagen, dass die Vorhersagen über den gemessenen Wirkungsquerschnitten liegen und somit ausgeschlossen werden können.

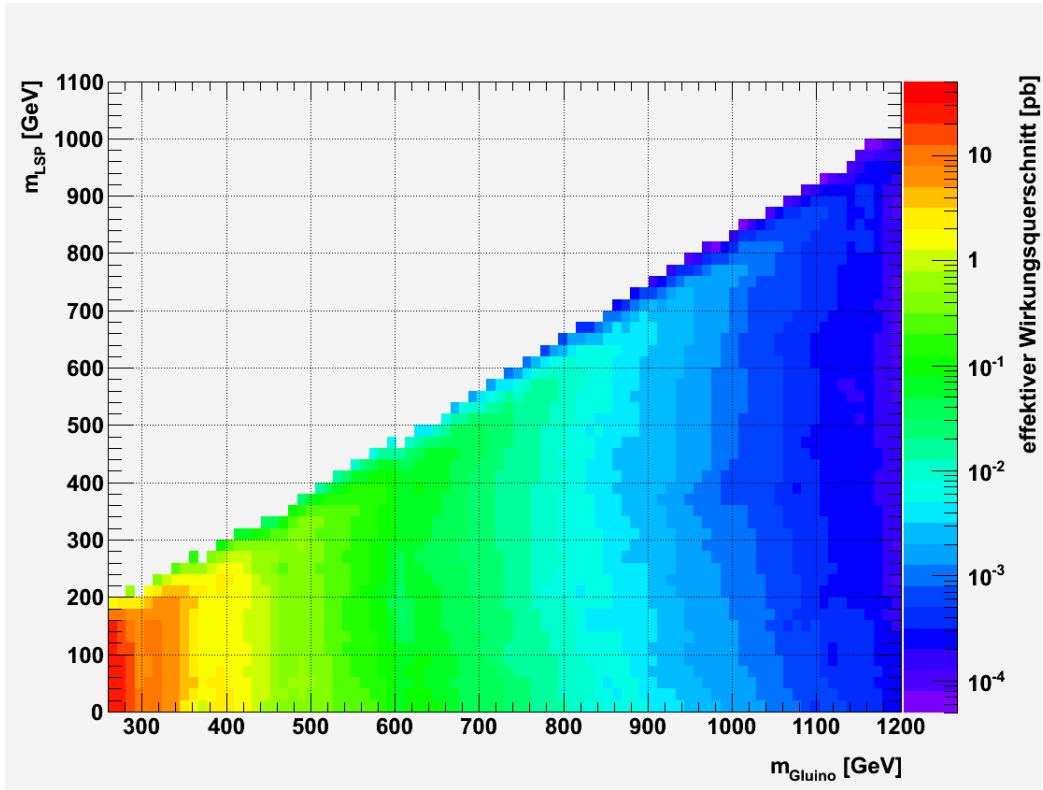


Abbildung 3.1: $\sigma_{\text{eff}} = \sigma_{pp \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}} * (B_{\tilde{\chi}^\pm})^2$ über $m_{\tilde{g}}$, m_{LSP} bei $m_{\tilde{q}_L} = m_{\tilde{q}_R} = 3 \text{ TeV}$

3.2.2 Ungleiche Squarkmassen

Des Weiteren sind die beiden speziellen Fälle

- (i) $1.5 \text{ TeV} = m_L < m_R = 3 \text{ TeV}$
- (ii) $3 \text{ TeV} = m_L > m_R = 1.5 \text{ TeV}$.

interessant, denn die Frage ist, wie sich das Verzweungsverhältnis und damit auch der effektive Wirkungsquerschnitt ändert, wenn sich die q_L und q_R Massen deutlich unterscheiden. Abb. 3.2 zeigt das Ergebnis für (i), Abb. 3.3 für (ii).

Im Falle von (i) ist das Verhältnis etwas größer als bei gleichen Squarkmassen. Daraus resultiert ein größerer effektiver Wirkungsquerschnitt und ein minimal größerer Ausschlussbereich für die LSP- und Gluinomasse. Ausgehend vom Farbcode kann hier der Bereich, in dem die Gluinomasse kleiner 360 GeV und die LSP-Masse nicht größer als 200 GeV ist, ausgeschlossen werden.

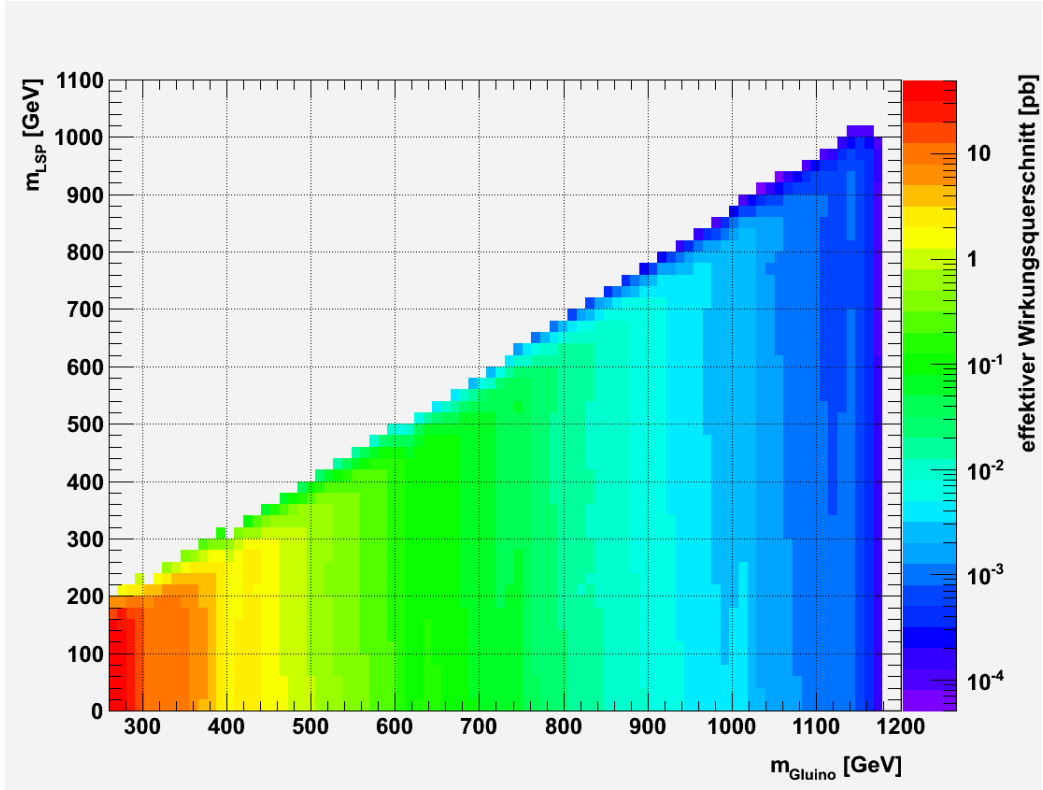


Abbildung 3.2: $\sigma_{\text{eff}} = \sigma_{pp \rightarrow g\bar{g}} * (B_{\tilde{\chi}^\pm})^2$ über $m_{\tilde{g}}$, m_{LSP} bei $m_{\tilde{q}_L} = 1.5 \text{ TeV}$, $m_{\tilde{q}_R} = 3 \text{ TeV}$

Für (ii) verringert sich der effektive Wirkungsquerschnitt ganz erheblich: im Bereich $m_{\tilde{g}} > 800 \text{ GeV}$ um etwa zwei Größenordnungen, zwischen 400 GeV und 800 GeV um mindestens eine. Hier kann über den gesamten Bereich keine Masse ausgeschlossen werden.

Die Punkte in Abb. 3.3 über der gestrichelten diagonalen Linie können ignoriert werden, da hier $m_{\tilde{g}} > m_{LSP}$ ist, was per Definition unmöglich ist, in der Simulation aber auftritt.

Die Abbildungen 3.4 und 3.5 zeigen dieselben Werte wie die Abbildungen 3.2 und 3.3 lediglich mit einer veränderten Skalierung der Contour-Achse, die nun der aus Abb. 5[15] entspricht. Die erhaltenen Werte sind nicht mehr so gut dargestellt, allerdings erleichtert es den Vergleich mit Abb. 5[15] erheblich, da die in [15] verwendeten Daten nicht direkt vorliegen, sondern nur aus

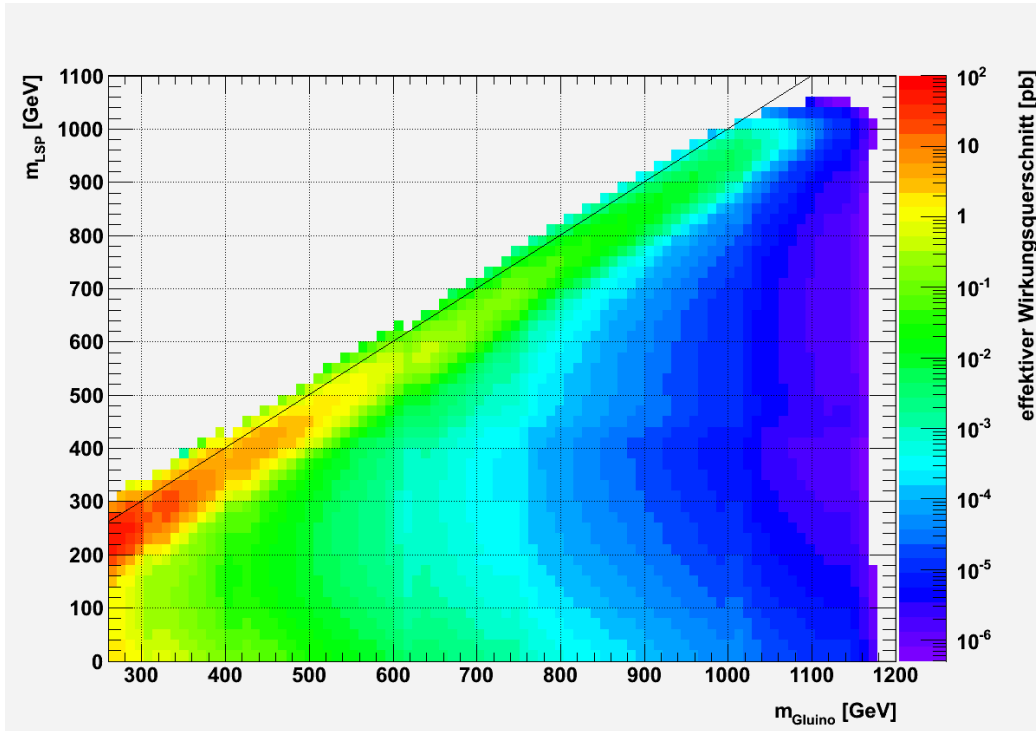


Abbildung 3.3: $\sigma_{\text{eff}} = \sigma_{pp \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}} * (B_{\tilde{\chi}^\pm})^2$ über $m_{\tilde{g}}$, m_{LSP} bei $m_{\tilde{q}_L} = 3 \text{ TeV}$, $m_{\tilde{q}_R} = 1.5 \text{ TeV}$

der Farbskala des Diagramms abgelesen werden können, was mitunter sehr ungenau ist.

Des Weiteren wurde weder für die gemessenen noch die berechneten Werte ein Fehler angegeben. Für die ausgeschlossenen Massen kann man daher lediglich einen Ablesefehler von $\approx 20 \text{ GeV}$ annehmen, ganz abgesehen von den Bereichen in den Diagrammen, in denen aufgrund der undifferenzierten Farbskala keine Aussage getroffen werden kann.

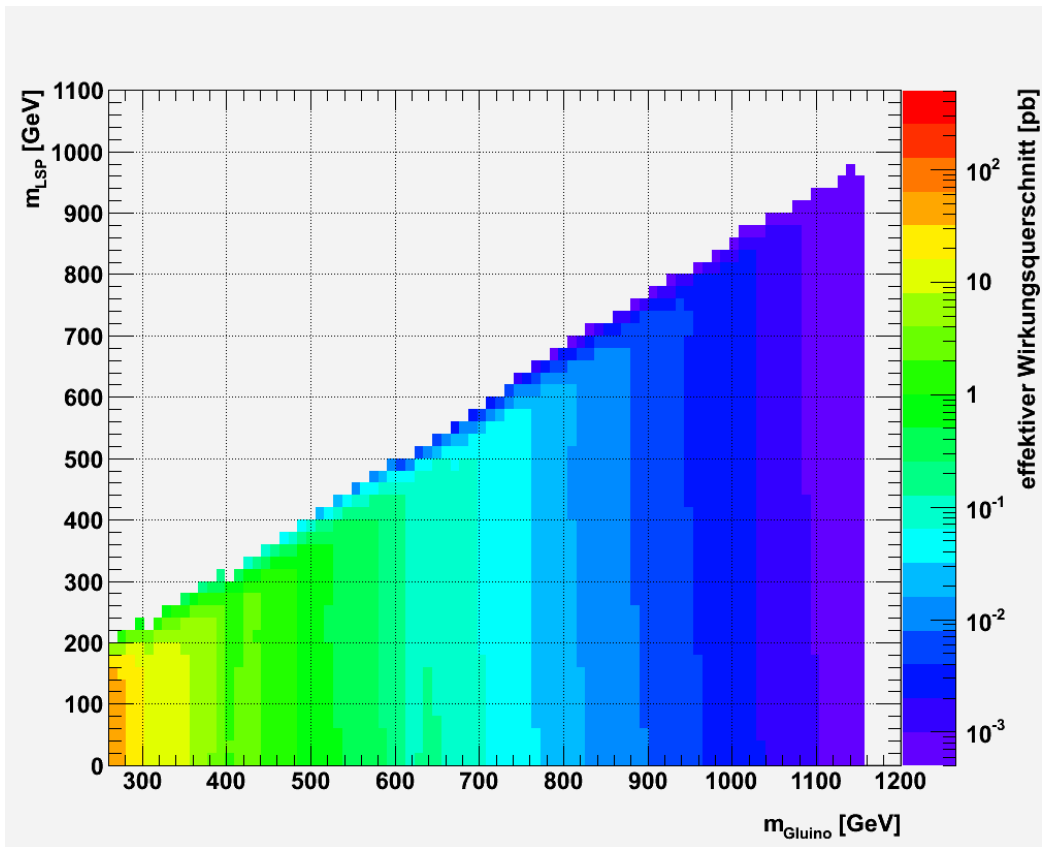


Abbildung 3.4: $\sigma_{\text{eff}} = \sigma_{pp \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}} * (B_{\tilde{\chi}^\pm})^2$ über $m_{\tilde{g}}$, m_{LSP} bei $m_{\tilde{q}_L} = 1.5 \text{ TeV}$, $m_{\tilde{q}_R} = 3 \text{ TeV}$

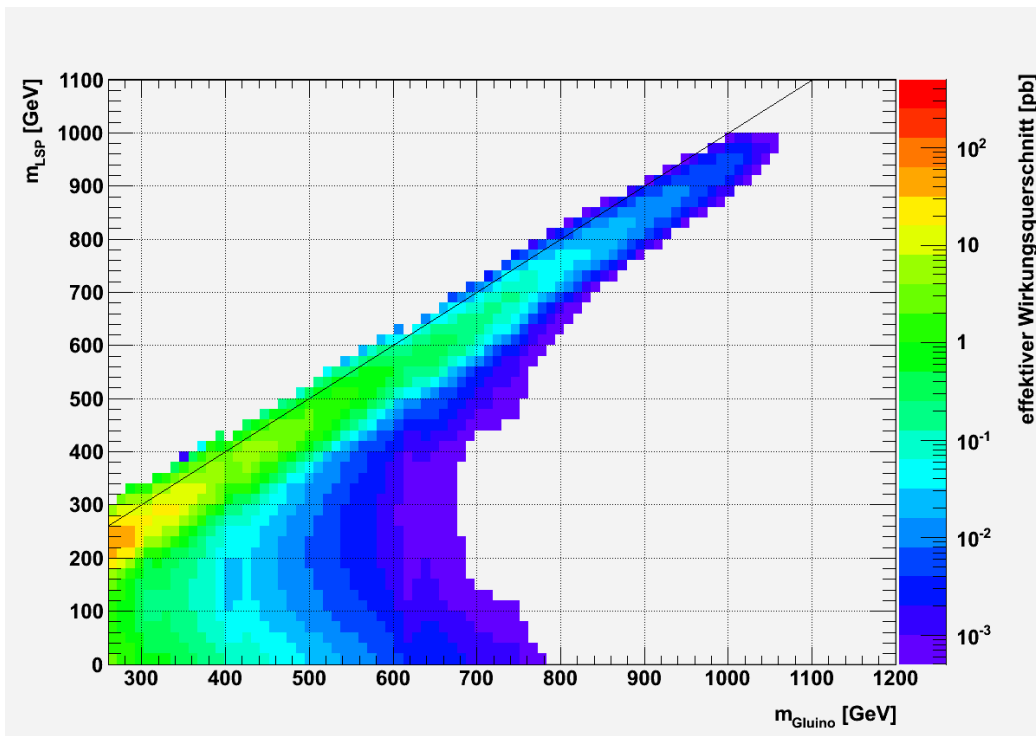


Abbildung 3.5: $\sigma_{\text{eff}} = \sigma_{pp \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}} * (B_{\tilde{\chi}^\pm})^2$ über $m_{\tilde{g}}$, m_{LSP} bei $m_{\tilde{q}_L} = 3 \text{ TeV}$, $m_{\tilde{q}_R} = 1.5 \text{ TeV}$

Kapitel 4

Fazit

In dieser Arbeit wurde mit Hilfe von SFITTER die Entstehung von Gluino-paaren bei Proton-Proton-Kollisionen mit $\sqrt{s} = 7$ TeV und deren Zerfall via Chargino untersucht. Die berechneten Vorhersagen für den Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit der Gluino- und LSP-Masse wurden mit gemessenen Wirkungsquerschnitten von ATLAS verglichen und Schlussfolgerungen über die mögliche Masse des Gluinos und des LSP gezogen.

Dabei zeigte sich, dass die von ATLAS angelegte Ausschlussgrenze zu hoch ist. Unter Berücksichtigung des Verzweigungsverhältnisses des relevanten Zerfalls kann man im betrachteten Bereich lediglich eine Gluinomasse ≤ 280 GeV ausschließen. Darüber hinaus lässt sich entweder aufgrund mangelnder Auflösung keine Aussage treffen oder die erwarteten Wirkungsquerschnitte liegen unter den gemessenen und können somit nicht ausgeschlossen werden.

Bei unterschiedlichen Squarkmassen $q_L \neq q_R$ veränderte sich der Wirkungsquerschnitt. Wenn die linkshändigen Squarks leichter waren als die rechtshändigen wurde er größer und die Exklusionsgrenze erhöhte sich leicht auf $m_{\tilde{g}} \leq 360$ GeV, $m_{LSP} \leq 200$ GeV. Im umgekehrten Fall wurde er kleiner und es konnte keine Masse mehr ausgeschlossen werden.

Für weitere Untersuchungen wären eine höhere Auflösung der Diagramme, d.h. mehr simulierte und gemessene Werte, sowie Zugang zu den exakten Werten von ATLAS erstrebenswert.

Literaturverzeichnis

- [1] L. Held: *Stochastik für Bioinformatiker, Kap. 7 Markov Ketten*, München 2006
- [2] R. Kühm: *Introduction to Computational Physics*, S. 135ff., Heidelberg 2002
- [3] F. James: *MINUIT: Reference Manual*, Geneva 1994
- [4] F. James: *Minuit Tutorial: Function Minimization*, Geneva 2004
- [5] R. Lafaye, T. Plehn, M. Rauch, and D. Zerwas, arXiv:0709.3985v2 [hep-ph], 2008
- [6] M. Rauch, R. Lafaye, T. Plehn, D. Zerwas, arXiv:0710.2822v1 [hep-ph], 2007
- [7] M. Rauch *SFitter: MSSM Parameter Reconstruction at the LHC*, SUSY-GDR 07 – p. 1
- [8] J. Kieselmann, *Bachelor Thesis*, Institut für Theoretische Physik Heidelberg, 2011/2012
- [9] S.P. Martin, *A Supersymmetry Primer* arXiv:hep-ph/9709356v6
- [10] M. R. V. Kauth, *Hadronische Erzeugung supersymmetrischer Teilchen nahe der Produktionsschwelle*, Karlsruhe 2011
- [11] A. Djouadi, J.-L. Kneur, G. Moultaka arXiv:hep-ph/0211331v2
- [12] W. Beenakker, R. Hoepker, M. Spira arXiv:hep-ph/9611232v1,

- [13] M. Muhlleitner, A. Djouadi, Y. Mambrini arXiv:hep-ph/0311167v1
- [14] <http://www.thphys.uni-heidelberg.de/~plehn/index.php?show=prospino&visible=tools>,
Stand: 22.06.2012
- [15] The ATLAS Collaboration, *Further search for supersymmetry at $\sqrt{s} = 7$ TeV in final states with jets, missing transverse momentum and one isolated lepton*, ATLAS-CONF-2012-041, 16. März 2012

Erklärung

Ich versichere, dass ich diese Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Heidelberg, den 26. Juli 2012

Eike-Tobias Ostermann