
**Suche nach Supersymmetrie
in Endzuständen mit einem Lepton,
Jets und fehlender Transversalenergie
mit dem ATLAS-Experiment**

Dissertation
zur Erlangung des Grades

DOKTOR DER NATURWISSENSCHAFTEN

am Fachbereich Physik, Mathematik und Informatik der



JOHANNES GUTENBERG
UNIVERSITÄT MAINZ

Manuel Lornatus
geb. in Wiesbaden

Mainz, den 1. Juni 2018

Mündliche Prüfung: 22.05.2018

Kurzfassung

Zu den wichtigsten Forschungszielen am Large Hadron Collider (LHC) am CERN gehört die Suche nach supersymmetrischen Teilchen (SUSY), deren Existenz bisher noch nicht nachgewiesen werden konnte. In den Jahren 2015 und 2016 wurden hierfür Proton-Proton-Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 13$ TeV durchgeführt. Dabei wurden am ATLAS-Experiment Daten mit einer integrierten Luminosität von insgesamt $\int \mathcal{L} = 14,8$ (bis Sommer 2016) bzw. $36,1 \text{ fb}^{-1}$ (bis Ende des Jahres 2016) aufgezeichnet. Aufgrund der höheren Schwerpunktsenergie im Vergleich zu früheren Datennahmen wurde eine mögliche Produktion supersymmetrischer Teilchen in der TeV-Skala erwartet. In der Arbeit werden aufeinander aufbauende Analysen dieser Daten beschrieben und ihre Ergebnisse präsentiert. Zur Definition und Optimierung der Signalregionen werden vereinfachte Modelle der Paarproduktion von Squarks und Gluinos verwendet. Am LHC werden diese dominant über die starke Wechselwirkung produziert und zerfallen dann über Kaskaden weiter in leichtere SUSY-Teilchen und Teilchen des Standardmodells. Dabei wird häufig der in der Arbeit betrachtete Endzustand mit einem isolierten Lepton, hochenergetischen Jets und erheblicher fehlender Transversalenergie gebildet. Die Standardmodell-Untergrundverteilung wird mit Monte-Carlo-Simulationen abgeschätzt, wobei die Normierungen und systematischen Unsicherheiten der Hauptuntergründe datenbasiert in dedizierten und statistisch unabhängigen Kontrollregionen extrahiert und in die Signalregionen extrapoliert werden. Durch eine simultane Anpassung mit Hilfe der Profile-Likelihood-Methode wird so eine präzise Untergrundvorhersage in den Signalregionen ermöglicht. Im Anschluss an eine schnittbasierte Analyse für einen Teil der Daten ($14,8 \text{ fb}^{-1}$) werden in der verfeinerten Analyse des vollen Datensatzes auch Formunterschiede zwischen den Signalverteilungen der effektiven Masse in Abhängigkeit der Modellparameter ausgenutzt. Dies ermöglicht eine Sensitivitätssteigerung über weite Massenbereiche in den Parameterräumen der Signalszenarien. Die dabei erarbeitete Methode zur Rückgewinnung von Forminformationen durch Extrapolation aus gelockerten Regionen reduziert statistisch bedingte Formunsicherheiten der Untergrundverteilungen und ermöglicht somit eine realistischere Untergrundvorhersage in der Signalregionsverteilung. Die beobachteten Daten stimmen in allen Regionen mit der Standardmodellerwartung überein. Daher werden Ausschlussgrenzen in den betrachteten SUSY-Signalszenarien gesetzt, wobei die Ergebnisse der jeweils vorherigen Suchen am LHC weit übertroffen wurden.

Abstract

One of the main goals at the Large Hadron Collider (LHC) at CERN is the search for supersymmetric particles (SUSY). Therefore in 2015 and 2016 proton-proton collisions were performed at a center of mass energy of $\sqrt{s} = 13$ TeV and data with a total integrated luminosity of $\int \mathcal{L} = 36,1 \text{ fb}^{-1}$ was recorded at the ATLAS experiment. With the increased collision energy compared to previous data takings a potential production of supersymmetric particles in the TeV scale was expected. This work describes successive analyses of the data and presents their results. Simplified models of squark and gluino pair production are used for the definition and optimization of signal regions. At the LHC, these particles are dominantly produced in strong interaction processes and then decay further into lighter SUSY particles and particles of the Standard Model via cascades. This often leads to the final state considered in this work with one isolated lepton, high energy jets and sizeable missing transverse energy. The Standard Model background expectation is estimated using Monte-Carlo simulations. Normalizations and systematic uncertainties of the main backgrounds are extracted from data in dedicated and statistically independent control regions and are extrapolated into the signal regions. A simultaneous fit using the profile likelihood method hereby provides a precise prediction of the backgrounds in the signal regions. After a cut-based analysis of a part of the data ($14,8 \text{ fb}^{-1}$) also model parameter dependent shape differences between the signal distributions of the effective mass are considered in the refined analysis of the full dataset. This increases the sensitivity for a wide range of masses in the parameter spaces of the signal scenarios. Here also an extrapolation method is developed to recover shape information from relaxed regions. It reduces the statistics related shape uncertainties of the background distributions in the signal regions and thus provides a more realistic background prediction. The observed data is consistent with the Standard Model expectation in all regions. Therefore exclusion limits are set in the considered SUSY signal scenarios whereby the results of previous searches at ATLAS could be surpassed by far.

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Theoretische Grundlagen	3
2.1. Standardmodell der Teilchenphysik	3
2.2. Supersymmetrie	12
2.2.1. Aktuelle Ausschlussgrenzen	20
2.3. Proton-Proton-Kollisionen	24
3. ATLAS-Experiment	25
3.1. Large Hadron Collider	25
3.2. ATLAS-Detektor	27
4. Überblick über die Analyse	34
5. Phänomenologie des 1-Lepton-Endzustandes	36
5.1. Signale	36
5.2. Untergrundprozesse	39
5.3. Daten & Monte-Carlo Simulationen	45
6. Objektrekonstruktion	52
6.1. Primärvertex	52
6.2. Leptonen	52
6.3. Jets	58
6.4. Fehlende Transversalenergie	62
6.5. Handhabung von Überlappungen bei der Objektrekonstruktion	63
7. Vorselektion der Kollisionsergebnisse	65
7.1. Trigger-basierte Ereignisselektion	65
7.2. Bereinigung der zu analysierenden Ereignisse	67
7.3. Schnittbasierte Ereignisvorselektion	68
7.4. Diskriminierende Variablen	69
7.5. Kinematische Verteilungen nach Vorselektion	70
8. Signalregionen	74
8.1. Optimierung für die Squark-Paarproduktion mit $x = 1/2$	74
8.1.1. N-1-Verteilungen	77
8.1.2. Formunterschiede	80
8.2. Weitere Signalregionen	81
8.3. Zusammenfassung	81
9. Sensitivitätserwartung	84

10. Untergrundbestimmung	86
10.1. Kontrollregionen	86
10.1.1. Squark-Paarproduktion mit $x = 1/2$	87
10.1.2. Weitere Kontrollregionen	93
10.2. Studien zur Modellierung der Top-Quark-Paarproduktion	95
10.3. Validierungsregionen	99
10.3.1. N-1-Verteilungen	99
11. Systematische Unsicherheiten	101
11.1. Theorie-Unsicherheiten	101
11.1.1. Systematische Unsicherheiten der Untergrundvorhersage	102
11.1.2. Systematische Unsicherheiten der Signalerwartung	104
11.2. Experimentelle Unsicherheiten	104
12. Kombierter Fit	106
13. Ergebnisse	108
13.1. Ereigniszahlen	108
13.1.1. Normierungsfaktoren	111
13.1.2. Überschuss in der 6-Jet-Signalregion aus 2015	113
13.2. Systematische Unsicherheiten	113
13.3. Kinematische Verteilungen	114
13.3.1. Kinematische Verteilungen in den N-1 Signalregionen	114
13.4. Modellunabhängige Ausschlussgrenzen	116
13.5. Interpretation in Signalmodellen	117
14. Ausnutzung von Formunterschieden	125
14.1. Optimierung	125
14.2. Untergrundbestimmung	131
14.2.1. Extrapolation von Forminformationen	131
14.2.2. Kontrollregionen	139
14.3. Systematische Unsicherheiten	141
14.4. Kombierter Fit	142
14.5. Ergebnisse	142
14.5.1. Ereigniszahlen	142
14.5.2. Systematische Unsicherheiten	144
14.5.3. Interpretation	145
15. Zusammenfassung und Ausblick	150
15.1. Zusammenfassung	150
15.2. Ausblick	153
A. Tabellen	156
B. Optimierung der Handhabung von Überlappungen	211
C. Effizienzen der Einzel-Lepton-Trigger	217
D. Effizienzen der E_T^{miss}-Trigger im Jahr 2016	218

E. Weitere Diskriminierende Variablen	220
E.1. $t\bar{t}$ - χ^2 -Methode	220
E.2. Asymmetrisches m_{T2} und m_{T2}^{τ}	221
E.3. Topness	221
F. Anhang – Signalkontamination	223
G. N-1-Verteilungen in den Validierungsregionen	226
H. N-1-Verteilungen in den Signalregionen	231
I. Systematische Unsicherheiten der extrapolierten Verteilungen	237
J. Signalkontamination bei Ausnutzung von Formunterschieden	239
K. Fit-Details bei Ausnutzung von Formunterschieden	240
K.1. Korrelationen	240
K.2. Parameter der Anpassung	240
L. Ergebnisse der schnittbasierten Analyse mit dem vollen Datensatz	243
L.1. Ereigniszahlen	243
L.2. Normierungsfaktoren	246
L.3. Interpretation	246
Literaturverzeichnis	249

1. Einleitung

Seit den 50er Jahren werden Experimente an Teilchenbeschleunigern durchgeführt. In dieser Zeit wurden viele neue Teilchen und Zusammenhänge entdeckt, die zur Entwicklung des bis heute gültigen Standardmodells der Elementarteilchenphysik in den 60er Jahren führten. Diese Theorie ist in der Lage, alle bisher beobachteten Elementarteilchen und Wechselwirkungen mit Ausnahme der Gravitation mit hoher Präzision zu beschreiben.

Zu den Erfolgen der Theorie zählen die Vorhersagen des W-Bosons (1983 am Teilchenbeschleuniger SPS am CERN¹ entdeckt [1, 2, 3]), des Top-Quarks (1995 am Tevatron nachgewiesen [4, 5]) und des Higgsbosons als letzten fehlenden Baustein, das 2012 am LHC am CERN entdeckt wurde [6].

Es gibt dennoch einige offene Fragen und Probleme im Standardmodell. Dazu zählen das Hierarchieproblem, die Vereinigung der Kopplungen und die Vakuumstabilität. Die genannten Probleme können durch Einführung einer neuen Symmetrie zwischen Fermionen und Bosonen auf elegante Weise gelöst werden [7, 8, 9]. Das auf diesem Konzept der sogenannten Supersymmetrie (SUSY) aufbauende *Minimale Supersymmetrische Standardmodell* (MSSM) postuliert dabei einige neue und bisher unbeobachtete Teilchen und liefert somit auch Kandidaten für dunkle Materie. Weiterhin konnte es ein leichtes Higgs mit $m_H \lesssim 130$ GeV sowie seine Kopplungen erfolgreich vorhersagen [10, 11, 12, 13]. Zudem beinhalten quantenfeldtheoretische Beschreibungen der Gravitation SUSY per Konstruktion [14]. Zu den wichtigsten Forschungszielen am LHC gehört daher die Suche nach Supersymmetrie [15]. Er bietet dafür aufgrund des Vordringens in neue Energiebereiche seit seiner Inbetriebnahme im November 2009 die weltweit besten Voraussetzungen. Zudem liefert seine hohe Luminosität Zugang zu sehr seltenen Prozessen.

Falls stark wechselwirkende supersymmetrische Partnerteilchen in der TeV-Skala existieren, sollten diese in den Proton-Proton-Kollisionen am LHC mit einer Schwerpunktsenergie von derzeit bis zu 13 TeV produziert werden. In Modellen mit R-Paritätserhaltung zerfallen sie anschließend entweder direkt² oder über Kaskaden in das leichteste SUSY-Teilchen und Teilchen des Standardmodells. Dabei wird häufig der in dieser Arbeit betrachtete Endzustand mit einem isolierten Lepton³, Jets⁴ und erheblicher fehlender Transversalenergie gebildet.

In den Jahren 2015 und 2016 wurden am ATLAS-Detektor erstmals bei einer Schwerpunktsenergie von 13 TeV Kollisionsdaten mit einer integrierten Luminosität von $36,1 \text{ fb}^{-1}$ aufgezeichnet. Im Rahmen dieser Arbeit wurden aufeinander aufbauende Analysen dieser Daten durchgeführt, die für die Suche nach Supersymmetrie unter Zuhilfenahme vereinfachter Modelle der Squark- und Gluino-Paarproduktion optimiert wurden, und die Ergebnisse veröffentlicht [16, 17, 18].

¹Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire

²in dieser Arbeit nicht betrachtet

³Mit Leptonen sind hier Elektronen, Myonen und leptonisch zerfallende Tau-Leptonen gemeint.

⁴Hadronische Schauer (siehe Kapitel 2.1, Unterabschnitt „Starke Wechselwirkung“)

1. Einleitung

Die Arbeit gliedert sich wie folgt:

Zunächst wird in Kapitel 2 eine kurze Einführung in das Standardmodell der Teilchenphysik gegeben. Anhand seiner Grenzen wird die Theorie einer supersymmetrischen Erweiterung des Standardmodells motiviert. Nach einer Einführung in die Grundlagen der Supersymmetrie wird der aktuelle Forschungsstand zusammengefasst.

Im darauf folgenden Kapitel 3 wird der komplexe Versuchsaufbau des ATLAS-Experiments am LHC beschrieben.

Kapitel 4 gibt einen Überblick über alle Aspekte der Analyse. Dazu zählen (unter anderem):

- Die Phänomenologische Diskussion der Signalmodelle zur Motivation des untersuchten Endzustands sowie der zu erwartenden Standardmodell-Untergründe (Kapitel 5)
- Definitionen der für die Analyse relevanten Objekte (Kapitel 6)
- Ereignisvorselektion mittels Trigger, Qualitätskriterien und Schnitten sowie die Auswahl kinematischer Variablen zur Diskriminierung von Signal und Untergrund (Kapitel 7)
- Definition von Signalregionen (Kapitel 8)
- Abschätzung der Sensitivitätserwartung (Kapitel 9)
- Bestimmung und datenbasierte Korrektur der simulierten Standardmodell-Untergrundvorhersage mit Hilfe von Kontroll- und Validierungsregionen (Kapitel 10)
- Abschätzung theoretischer und experimenteller Unsicherheiten (Kapitel 11)
- Simultane Parameteranpassungen im kombinierten Fit zur Bestimmung der endgültigen Standardmodell-Erwartung in allen Regionen sowie die statistische Analyse mittels Hypothesentests (Kapitel 12)
- Ergebnisse der schnittbasierten Analyse (Kapitel 13)

Anschließend wird in Kapitel 14 eine Verfeinerung der Analysemethode durch Ausnutzung von Formunterschieden zur Steigerung der Sensitivität bis zur Präsentation von Ergebnissen mit dem vollen kombinierten Datensatz aus 2015 und 2016 ausgearbeitet. Dabei wird der Schwerpunkt auf die Entwicklung einer Methode zur Rückgewinnung von Forminformationen der Untergrundverteilungen zur Reduktion statistisch bedingter Formunsicherheiten in der Signalregionsverteilung gelegt.

In Kapitel 15 wird die Arbeit zusammengefasst und ein Ausblick gegeben.

2. Theoretische Grundlagen

In den folgenden Unterkapiteln wird eine Einführung in das Standardmodell und in supersymmetrische Erweiterungen gegeben. Die Inhalte lehnen sich an gängigen Darstellungen aus Lehrbüchern [19, 20, 21] und Fachliteratur [8] an. In der gesamten Arbeit werden natürliche Einheiten, also die Konvention $\hbar = c = 1$, verwendet. Das hat zur Folge, dass sich alle physikalischen Größen (darunter auch Massen und Impulse) in Potenzen der Energieeinheit Elektronenvolt (eV) ausdrücken lassen.

2.1. Standardmodell der Teilchenphysik

Überblick

Das Standardmodell der Teilchenphysik (SM) beschreibt alle bisher beobachteten subatomaren Teilchen und deren Wechselwirkungen mit Ausnahme der Gravitation¹ mit höchster Präzision. Es wurde in den 60er Jahren entwickelt und hat bis heute seine Gültigkeit behalten, da es bisher durch kein allgemeineres Modell ersetzt werden konnte.

Im Zentrum steht die relativistische Quantenfeldtheorie, mit der sich alle Teilchen als Anregungszustände von Feldern und ihre Wechselwirkungen in Form einer Lagrangedichte

$$\mathcal{L}_{SM} = \mathcal{L}_{QED} + \mathcal{L}_{QCD} + \mathcal{L}_{Schwach} + \mathcal{L}_{Higgs}$$

ausdrücken lassen, wobei die elektromagnetische (QED) und die schwache Wechselwirkung (durch Glashow, Weinberg und Salam) zur elektroschwachen Theorie (EW) vereinheitlicht werden konnten

$$\mathcal{L}_{SM} = \mathcal{L}_{QCD} + \mathcal{L}_{EW} + \mathcal{L}_{Higgs}.$$

Die zugehörige Eichsymmetriegruppe lautet

$$SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y,$$

wobei die Indizes für Quantenzahlen stehen, die Erhaltungsgrößen der jeweiligen Symmetriegruppe sind. „C“ ist die Farbladung der Quantenchromodynamik (QCD), also der starken Kernkraft, und „Y“ die Hyperladung der elektroschwachen Wechselwirkung. Das „L“ steht für die Eigenschaft der schwachen Wechselwirkung, ausschließlich auf linkshändige Fermionen (und rechtshändige Antifermionen) zu wirken, obwohl die zugehörige Erhaltungsgröße der schwache Isospin bzw. die schwache Ladung T_3 ist.

Lagrangedichten der fundamentalen Wechselwirkungen sind prinzipiell immer gleich aufgebaut. Sie beinhalten zunächst freie Fermionfelder der Spin $\frac{1}{2}$ - Teilchen (masselose Dirac-Lagrangedichte). Während die Forderung nach globaler Eichinvarianz die Erhaltung der jeweiligen Ladung der

¹Die Gravitationskraft ist auf subatomaren Skalen zu schwach, um einen messbaren Einfluss zu haben.

2. Theoretische Grundlagen

Wechselwirkung bedingt, erhält man hingegen aus der Forderung nach lokaler Eichinvarianz durch Einführung der kovarianten Ableitung den zugehörigen Wechselwirkungsterm. Zusätzlich wird ein freies Vektorbosonfeld eines Spin 1 - Wechselwirkungsteilchens (Proca-Lagrangedichte) hinzugefügt. Da explizite Massenterme die lokale Eichinvarianz verletzen, werden die Massen der W- und Z-Bosonen über den Higgs-Mechanismus und die Fermionmassen durch Yukawa-Kopplung an das Higgsfeld erzeugt.

Im Standardmodell treten weitere so genannte *zufällige Symmetrien* auf, die nicht aus der Eichgruppe resultieren. Dazu gehören die Leptonzahlerhaltung pro Leptonfamilie und die Baryonzahlerhaltung, welche aus der Quarkzahlerhaltung folgt. Aus ihnen resultiert, dass es keine Zerfälle von schweren zu leichten Leptonen gibt sowie keinen Protonzerfall und keine Erklärung innerhalb der Theorie für die beobachtete Baryonasymmetrie im Universum.

Elementarteilchen

Im Standardmodell gibt es zwei prinzipiell verschiedene Sorten von Elementarteilchen: Fermionen und Bosonen. Fermionen besitzen halbzahligen Spin und sind die Grundbausteine der uns umgebenden Materie. Bosonen hingegen sind die Austauscheteilchen der Wechselwirkungen und haben ganzzahligen Spin.

Zu den Fermionen zählen sechs Quarksorten und deren Antiteilchen in jeweils drei verschiedenen Farbladungszuständen sowie drei elektrisch geladene und drei ungeladene Leptonen mitsamt Antiteilchen. Sie lassen sich jeweils in drei Familien mit identischen Quantenzahlen aber verschiedenen Massen einteilen. Linkshändige Fermionen sowie ihre rechtshändigen Antiteilchen bilden dabei Dubletts. Rechtshändige Teilchen und linkshändige Antiteilchen werden hingegen als Singulets dargestellt, was aus der $SU(2)_L$ -Symmetrie folgt. Da Neutrinos nur in einer einzigen Händigkeit auftauchen, werden sie als masselos angenommen. Diese Annahme widerspricht allerdings der Beobachtung von Neutrinooszillationen² [23].

Die dreizehn Bosonen des Standardmodells setzen sich zusammen aus acht Gluonen mit unterschiedlichen Farbladungszuständen und den vier Eichbosonen der elektroschwachen Theorie, jeweils mit Spin 1 sowie einem skalaren Higgsboson.

Eine Übersicht über alle Teilchen des Standardmodells mit ihren Massen und den wichtigsten Quantenzahlen sowie eine Zuordnung zu der Teilnahme an den Wechselwirkungen ist der Abbildung 2.1 zu entnehmen.

²Aus der Beobachtung von Neutrinooszillationen folgt, dass Neutrinos nicht masselos sein können, da die Oszillationsfrequenz von der Massendifferenz abhängt, und dass Neutrinosorten untereinander mischen (siehe auch Unterabschnitt „Schwache Wechselwirkung“). Dementsprechend muss es auch rechtshändige Neutrinos und linkshändige Antineutrinos geben. Dieses Defizit des Standardmodells lässt sich durch Hinzufügen rechtshändiger Singulets unter Erhaltung der $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ Symmetrie beheben. Dabei kommt allerdings die Frage auf, ob Neutrinos und Antineutrinos mit gleicher Händigkeit das selbe Teilchen sind (*Majorana*) oder zwei verschiedene (*Dirac*). Man versucht dies z.B. durch den Nachweis von neutrinolosem doppeltem Betazerfall herauszufinden [22]. Zudem ist dann von Bedeutung, ob rechtshändige Neutrinos überhaupt an einer Standardmodell-Wechselwirkung teilnehmen oder *steril* sind, da sie im Falle großer Massen (*Seesaw-Mechanismus*) als Kandidaten für Dunkle Materie in Frage kommen.

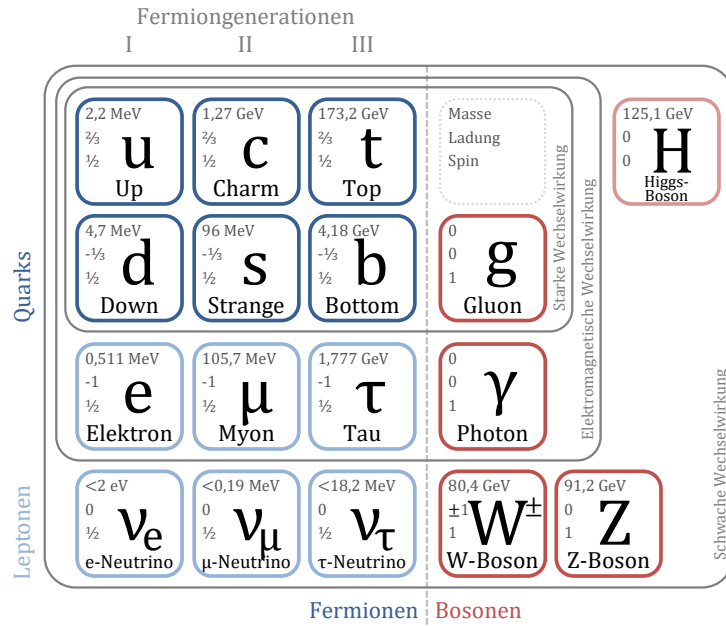


Abbildung 2.1: Teilchen des Standardmodells und ihre Wechselwirkungen

Die Fermionen sind schematisch nach ihrer Teilnahme an den Wechselwirkungen (WW) angeordnet: Quarks (u, d, s, c, b, t) nehmen an starker, schwacher und elektromagnetischer WW, geladene Leptonen (e, μ, τ) an elektromagnetischer und schwacher WW, Neutrinos (ν_e, ν_μ, ν_τ) nur an der schwachen WW teil. Die Bosonen des Standardmodells sind nach Zugehörigkeit zu den Wechselwirkungen gruppiert: Gluonen (g) vermitteln die starke Kraft, das Photon (γ) sowie die W^{+-} , W^- und Z -Bosonen sind die vier Austauscheteilchen der elektroschwachen Theorie. Das Higgs (H) nimmt eine Sonderrolle ein. Quarks und Gluonen unterschiedlicher Farbladungszustände wurden zusammengefasst. Datenquelle: [24].

Wechselwirkungen

Elektromagnetische Wechselwirkung

Die Lagrangedichte der Quantenelektrodynamik

$$\mathcal{L}_{QED} = \underbrace{\bar{\psi}(i\gamma^\mu\partial_\mu)\psi}_{\text{freies Fermion}} - \underbrace{\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}}_{\text{freies Photon}} + \underbrace{e\bar{\psi}\gamma^\mu A_\mu\psi}_{\text{Wechselwirkung}}$$

beschreibt sämtliche elektromagnetische Phänomene. Die darin auftretenden Terme³ sind die Dirac-Lagrangedichte des freien Fermions, die Proca-Lagrangedichte für das masselose Photon sowie der Wechselwirkungsterm, der aus der Forderung nach lokaler Eichinvarianz folgt⁴. Dabei sind $\psi, \bar{\psi}$ die Fermion- bzw. Antifermionfelder, $F^{\mu\nu} = \partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu$ der Feldstärketensor der Maxwellschen Theorie, A^μ das Photonfeld und e die elektrische Elementarladung. Die zugehörige Symmetriegruppe ist $U(1)$.

³Hier und im Folgenden in Viererschreibweise der speziellen Relativitätstheorie mit Summation über doppelt auftretende Indizes dargestellt

⁴Man verwendet die kovariante Ableitung als minimale Substitution des Ableitungsoperators zur Erhaltung der lokalen Eichinvarianz.

2. Theoretische Grundlagen

Die Kopplungsstärke der QED entspricht der Ladung $e = \sqrt{4\pi\alpha}$ mit der *Kopplungskonstanten* $\alpha \simeq \frac{1}{137}$, die auch als *Feinstrukturkonstante* bekannt ist. Aufgrund von Quantenfluktuationen sind die Kopplungsstärken der Quantenfeldtheorie allerdings energieabhängig. Dieses Phänomen wird auch *Laufende Kopplung* genannt. Im Fall der QED nimmt die Kopplungsstärke bei höheren Impulsüberträgen Q zu (siehe Abbildung 2.2). Ein wachsendes Q^2 entspricht dabei einem abnehmendem Abstand, mit dem die effektive Ladung also steigt.

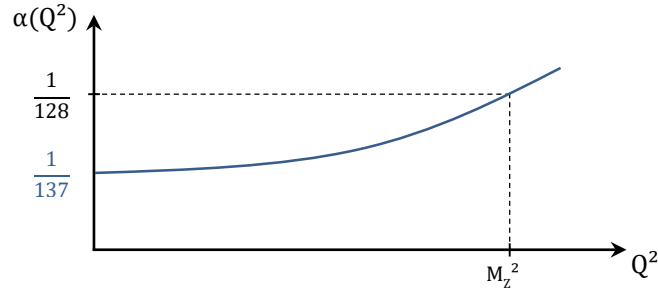


Abbildung 2.2: Laufende Kopplung der QED.

Starke Wechselwirkung

Die Lagrangedichte der Quantenchromodynamik

$$\mathcal{L}_{QCD} = \underbrace{\bar{\psi}_q(i\gamma^\mu\partial_\mu)\psi_q}_{\text{freies Quark}} - \underbrace{\frac{1}{4}G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu}}_{\text{Gluonen}} - \underbrace{g_s\bar{\psi}_q\gamma^\mu\lambda_a A_\mu^a\psi_q}_{\text{Wechselwirkung}}$$

beschreibt sämtliche Phänomene der starken Wechselwirkung zwischen Quarks und Gluonen. Die darin auftretenden Terme sind die Dirac-Lagrangedichte des freien Quarks, die Proca-Lagrangedichten der acht masselosen Gluonen (Summation über $a = 1, \dots, 8$) mit dem Feldstärke-tensor $G_a^{\mu\nu} = \partial^\mu A_a^\nu - \partial^\nu A_a^\mu - g_s f_a^{bc} A_b^\mu A_c^\nu$, an dem man bereits die Gluon-Gluon-Selbstwechselwirkung ablesen kann sowie der Wechselwirkungsterm der Interaktion zwischen Quarks und Gluonen. Dabei stehen die acht Gell-Mann-Matrizen λ_a für die $N_C^2 - 1 = 8$ Generatoren⁵ der $SU(3)_C$ Gruppe und $q = 1, \dots, 6$ für den Index der sechs Quarks, über die summiert wird. Weiterhin sind $\psi_q, \bar{\psi}_q$ die Fermion- bzw. Antifermionfelder der Quarks, A^μ die Gluonfelder, f_{abc} die Strukturkonstanten, und $g_s = \sqrt{4\pi\alpha_s}$ die Kopplungsstärke, wobei α_s die „Kopplungskonstante“ der starken Wechselwirkung ist.

In der QCD gibt es drei verschiedene Ladungszustände, die mit einer Farbladung beschrieben werden. Freie Zustände müssen immer farbneutral sein. Quarks tragen Farbe (rot, grün oder blau), Antiquarks hingegen tragen Antifarbe. Daher treten sie nie als freie Teilchen auf. Gebundene Zustände, die so genannten Hadronen, hingegen können farbneutrale Kombinationen⁶ bilden. Zu ihnen zählen Mesonen, die aus einem Quark und einem Antiquark bestehen, und Baryonen, die sich aus drei Quarks oder drei Antiquarks zusammensetzen. Aktuell wurden auch erstmals Bindungszustände aus 4 bzw. 5 (Anti-)Quarks, so genannte Tetra- und Pentaquarks, beobachtet[25, 26, 27]. Die Austauscheteilchen der starken Wechselwirkung sind die Gluonen. Sie koppeln an Farbladung und tragen selber jeweils Farbe und Antifarbe. Die daraus resultierende Gluonselfwechselwirkung hat zur Folge, dass die Kopplungsstärke mit zunehmendem Impulsübertrag Q abnimmt (Abbildung 2.3).

⁵ $N_C = 3$ ist die Anzahl der Farbladungen.

⁶Farbneutralität ist über die Kombination aus Farbe und Antifarbe oder aller (Anti-)Farben erreichbar.

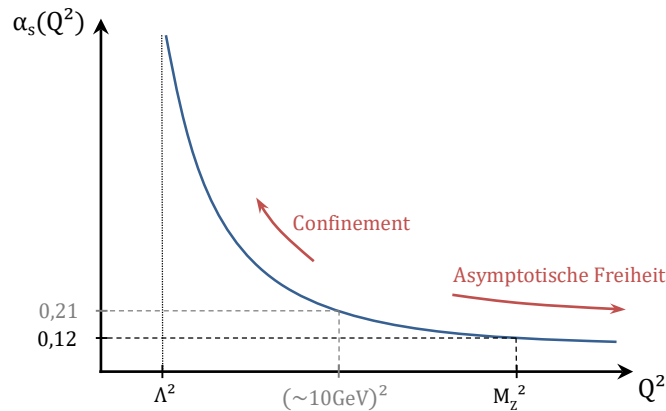


Abbildung 2.3: Laufende Kopplung der QCD

Unterhalb von $\Lambda^2 \simeq 1 \text{ GeV}^2$ wird $\alpha_s > 1$, wodurch sich keine störungstheoretischen Vorhersagen mehr treffen lassen.

Die relativ geringe Kopplungsstärke bei kleinen Abständen bzw. großen Q^2 , wie z.B. bei gebundenen Quarks im Proton, die sich dort quasi frei bewegen können, wird *Asymptotische Freiheit* genannt. Mit zunehmendem Abstand r steigt das Potential der starken Wechselwirkung $V_s = \frac{4}{3} \frac{\alpha_s}{r} + \kappa \cdot r$ linear an, bis die Energie ausreicht um weitere Quark-Antiquark-Paare zu erzeugen. Dies nennt man *Confinement*. Immer, wenn auf gebundene Quarks große Kräfte wirken, wie z.B. bei Proton-Proton-Kollisionen am LHC, entstehen auf diese Weise hadronische Schauer, sogenannte *Jets*.

Schwache Wechselwirkung

Die Kopplungsstärke der schwachen Wechselwirkung ist mit $g \simeq 2,16 \cdot e$ in etwa doppelt so groß wie die der QED. Die effektive Kopplung ist allerdings aufgrund der Massen der Austauschteilchen, die W^\pm - und Z -Bosonen, wesentlich geringer⁷. Im Feynman-Formalismus wird dies durch den Propagator $\sim \frac{i}{Q^2 - M^2}$ deutlich, bei dem die Bosonmasse quadratisch im Nenner steht. Wirkungsquerschnitte der schwachen Wechselwirkung sind daher sehr klein, da der Propagator quadratisch in diese eingeht.

Die Eichbosonselfwechselwirkung hat einen QCD-ähnlichen Verlauf der Kopplung zur Folge, allerdings mit sehr geringer Abhängigkeit von Q^2 (siehe Abbildung 2.4).

Eine grundlegende Eigenschaft der schwachen Wechselwirkung ist die maximale Verletzung der Spiegelsymmetrie, da das W -Boson nur an linkshändige Teilchen und rechtshändige Antiteilchen koppelt. Diese Unterscheidung wurde erstmals 1956 im Wu-Experiment [28] beobachtet.

Eine weitere Besonderheit ist die sogenannte Mischung der Fermionfelder bezüglich der schwachen Wechselwirkung. Die Eigenzustände der schwachen Wechselwirkung entsprechen nicht den physikalischen Masseneigenzuständen. Diese Mischung wird für Quarks in der CKM-Matrix (Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-Mischung [29]) und für Neutrinos in der P-MNS-Matrix⁸ (Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata-Mischung [30]) ausgedrückt und hat zur Folge, dass in der schwachen Wechselwirkung unter Austausch eines W -Bosons neben dem wahrscheinlicheren Flavourwechsel innerhalb einer Familie auch ein Familienwechsel stattfinden kann.

⁷Im Rahmen der quantenmechanischen Energieunschärfe (Heisenbergsche Unbestimmtheitsrelation) können sogenannte „off-shell“-Teilchen auch mit niedrigerer Energie als ihre Ruhemasse $E^2 < m_0^2$ kurzzeitig erzeugt werden, allerdings mit geringerer Wahrscheinlichkeit.

⁸Dies erfordert Neutrinomassen > 0 .

2. Theoretische Grundlagen

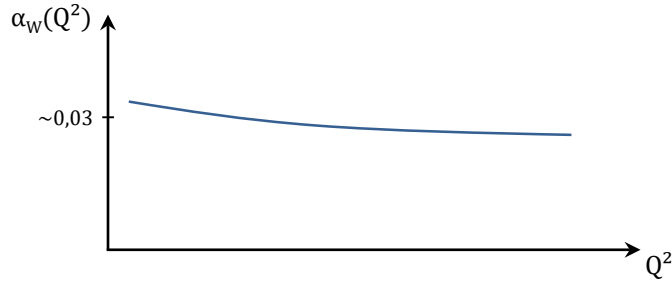


Abbildung 2.4: Laufende Kopplung der schwachen Wechselwirkung
Die Abhängigkeit zwischen schwacher Ladung und Kopplung ist $g = \sqrt{4\pi\alpha_W}$.

Elektroschwache Vereinheitlichung

Die Vereinheitlichung der elektromagnetischen und der schwachen Wechselwirkung wurde von Glashow, Salam und Weinberg 1967 entwickelt [31, 32, 33]. Um die ausschließliche Teilnahme linkshändiger Teilchen an der schwachen Wechselwirkung zu beschreiben, wurde die Quantenzahl *schwacher Isospin* bzw. *schwache Ladung* T eingeführt, an dessen dritte Komponente die Eichbosonen der schwachen Wechselwirkung koppeln. Analog zum Isospin-Formalismus [34] lassen sich so linkshändige Fermionen entsprechend der $SU(2)_L$ -Symmetrie in Dubletts mit $T = 1/2$ und $T_3 = \pm 1/2$ sowie rechtshändige Fermionen in Singulett mit $T = 0$ und $T_3 = 0$ einteilen. Letztere nehmen somit nicht an der schwachen Wechselwirkung teil, da bei flavourändernden schwachen Prozessen immer ein ΔT_3 von 1 auftritt.

Die physikalischen Masseneigenzustände der Bosonen W^+ , W^- , Z und γ sind Mischungen der Felder der elektroschwachen Theorie: W_1, W_2, W_3 , die nach dem Isospin-Formalismus ein Triplet mit $T = 1$ und $T_3 = 0, \pm 1$ bilden und das Eichfeld B , das ein Singulett des schwachen Isospins mit $T = 0$ und $T_3 = 0$ darstellt.

Dabei sind die physikalischen Felder W_μ^+ - und W_μ^- Linearkombinationen aus W_μ^1 und W_μ^2 :

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \mp iW_\mu^2)$$

und die Masseneigenzustände von Photon (A_μ) und Z-Boson (Z_μ) Rotationen der Felder W_μ^3 und B_μ :

$$\begin{pmatrix} A_\mu \\ Z_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_W & \sin \theta_W \\ -\sin \theta_W & \cos \theta_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} B_\mu \\ W_\mu^3 \end{pmatrix}$$

um den schwachen Mischungswinkel θ_W („Weinberg-Winkel“)

$$\cos \theta_W = \frac{m_W}{m_Z}, \quad \theta_W \simeq 49,1^\circ, \quad \sin^2 \theta_W \simeq 0,223,$$

der auch die elektrische Ladung e mit der schwachen Ladung g bzw. g' verknüpft:

$$e = g \cdot \sin \theta_W = g' \cdot \cos \theta_W.$$

Die Lagrangedichte in kompakter Schreibweise

$$\mathcal{L}_{EW} = \underbrace{\bar{\psi}_R(i\gamma^\mu D_\mu^R)\psi_R + \bar{\psi}_L(i\gamma^\mu D_\mu^L)\psi_L}_{\text{Fermion+WW}} - \underbrace{\frac{1}{4}W_{\mu\nu}^a W_a^{\mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu}}_{\text{Eichbosonen}}$$

fasst den Fermion-Eichboson-Wechselwirkungsterm mit der freien Fermion-Lagrangedichte und den kovarianten Ableitungen $D_\mu^R = \partial_\mu - ig' \frac{Y}{2} B_\mu$ und $D_\mu^L = \partial_\mu - ig T_a W_\mu^a - ig' \frac{Y}{2} B_\mu$, $a=1,2,3$ zusammen. Dabei ist $Y = 2(Q - T_3)$ die schwache Hyperladung. Sie vereint die elektrische Ladung Q und die dritte Komponente des schwachen Isospins T_3 und ist Generator der $U(1)_Y$ -Symmetriegruppe. $T_a = \frac{\sigma_a}{2}$ sind die drei Generatoren der $SU(2)_L$ -Gruppe mit den Pauli-Matrizen σ_a . Der letzte Term der Lagrangedichte beschreibt die freien Felder der Eichbosonen und ihre Selbstwechselwirkung mit den Feldstärketensoren $W_a^{\mu\nu} = \partial^\mu W_\nu^a - \partial^\nu W_\mu^a - g \epsilon^{abc} W_b^\mu W_c^\nu$ und $B^{\mu\nu} = \partial^\mu B^\nu - \partial^\nu B^\mu$, wobei ϵ_{abc} der total antisymmetrische Tensor ist. Die W- und Z-Bosonen sind in der Theorie zunächst masselos, da explizite Massenterme die lokale Eichinvarianz verletzen würden. Rechtshändige Fermionen können entsprechend der $U(1)_Y$ -Symmetrie ausschließlich mit dem Eichfeld B und der Kopplungsstärke g' wechselwirken („neutraler Strom“). Linkshändige Fermionen hingegen koppeln zusätzlich entsprechend der $SU(2)_L$ -Symmetrie an die drei W-Felder mit der Stärke g („geladener Strom“).

Die elektromagnetische und die schwache Wechselwirkung sind demnach Manifestationen einer gemeinsamen zugrundeliegenden Wechselwirkung. Bei Energien im Bereich der GUT-Skala ($\sim 10^{15}$ GeV) weit oberhalb der elektroschwachen Skala ($\sim 10^2$ GeV) und unterhalb der Planck-Skala ($\sim 10^{19}$ GeV) werden die Kopplungen der beiden Wechselwirkungen in etwa gleich stark (siehe Abbildung 2.7 links auf Seite 13). Unterhalb dieser Schwelle erhalten die W- und Z-Bosonen (sowie die Fermionen) aufgrund der spontanen Symmetriebrechung im Higgs-Mechanismus ihre Massen und die schwache Wechselwirkung wird unterdrückt. Die Symmetrie ist gebrochen. Man nennt dies „Elektroschwache Symmetriebrechung“.

Higgs-Mechanismus

Der Higgs-Mechanismus [35] ist ein Verfahren zur Einführung von Massentermen in die Lagrangedichte der elektroschwachen Theorie unter Erhalt der Renormierbarkeit. Dabei wird als minimale Wahl ein komplexes Higgsdublett mit vier Freiheitsgraden eingeführt:

$$H(x) = \begin{pmatrix} H^+ \\ H^0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} H_1 + iH_2 \\ H_3 + iH_4 \end{pmatrix}$$

Die zugehörige Lagrangedichte

$$\mathcal{L}_{Higgs} = (D_\mu H)^\dagger (D^\mu H) - V(H)$$

erhält eine Kopplung an die Eichbosonfelder durch die Einführung der kovarianten Ableitung

$$D_\mu = \partial_\mu - ig T_a W_\mu^a - ig' \frac{Y}{2} B_\mu,$$

die bereits aus der elektroschwachen Theorie bekannt ist. Ein geeignetes Potential

$$V(H) = \mu^2 H^\dagger H + \lambda (H^\dagger H)^2, \quad \lambda > 0$$

besitzt einen vom Parameter μ abhängigen Symmetriebruch.

Der Symmetriebruch ist dabei so zu verstehen, dass das Higgspotential im frühen Universum ($\mu^2 > 0$) ein globales Minimum bei $|H| = 0$ besaß und unterhalb einer kritischen Energie ein Phasenübergang ($\mu^2 < 0$) stattgefunden hat. Das resultierende Potential besitzt beliebig viele (entartete) Grundzustände mit $|H| = \frac{v}{\sqrt{2}}$ (siehe Abbildung 2.5). Die Wahl eines Grundzustands mit

2. Theoretische Grundlagen

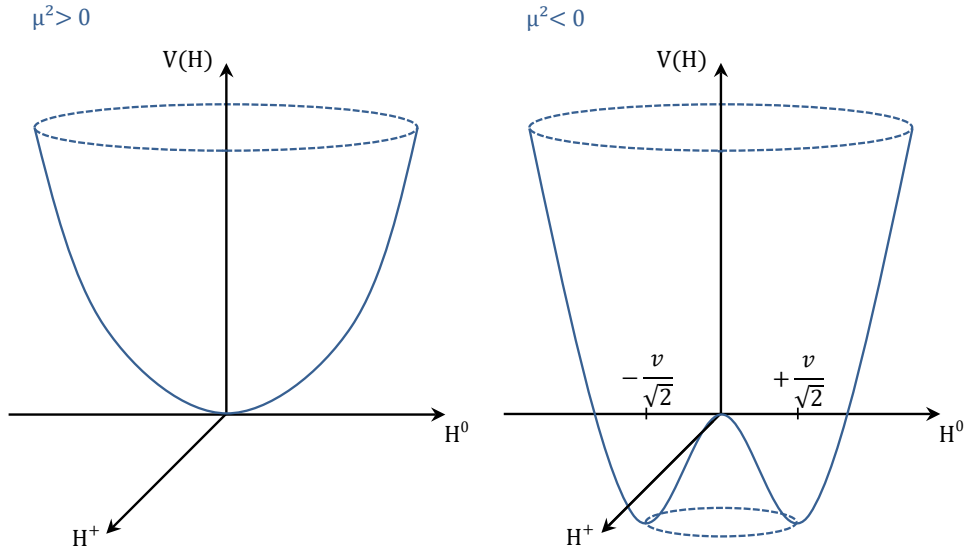


Abbildung 2.5: Higgspotential im frühen Universum und heute

nicht verschwindendem Vakuumerwartungswert bricht die Rotationssymmetrie. $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ wird zu $U(1)_{QED}$ gebrochen. Man spricht von „spontaner Symmetriebrechung“.

Bei der Entwicklung um diesen Grundzustand werden drei Freiheitsgrade des Higgsdubletts absorbiert und führen zu Massentermen der W- und Z-Bosonen:

$$\mathcal{L}_{Higgs} = \underbrace{\frac{1}{2}(\partial_\mu h)^2}_{\text{freies Higgs}} - \underbrace{\lambda v^2 h^2}_{\text{Higgsmasse}} + \underbrace{\frac{1}{8}g^2(v+h)^2 W_\mu^+ W_\mu^-}_{\text{H+WW-Kopplung und W-Masse: } m_W = \frac{1}{2}vg} + \underbrace{\frac{1}{8}(g^2 + g'^2)(v+h)^2 Z_\mu Z^\mu}_{\text{H+ZZ-Kopplung und Z-Masse: } m_Z = \frac{1}{2}v\sqrt{g^2+g'^2}}$$

skalares Higgsboson mit Masse $m_H^2 = 2\lambda v^2$

Das Photon ist weiterhin masselos und ein zusätzliches skalares Boson wird vorhergesagt – das *Higgs-Boson*. Es wurde im Juli 2012 von ATLAS [36] und CMS [37] am LHC entdeckt. Nach heutigem Wissensstand beträgt seine Masse $m_H = 125,09 \pm 0,24 \text{ GeV}$ [24].

Die Massenterme der Fermionen des Standardmodells können unter Erhaltung der lokalen Eichinvarianz durch Yukawa-Kopplung an das Higgsfeld erzeugt werden. Die Lagrangedichte

$$\mathcal{L}_{Yukawa} = -Y_f(\bar{\psi}_L H \psi_R + \bar{\psi}_R H \psi_L)$$

spaltet sich bei der spontanen Symmetriebrechung im Higgs-Mechanismus in einen Wechselwirkungsterm und einen Massenterm auf. Die Kopplungsstärke $Y_f = \frac{\sqrt{2}}{v} m_f$ hängt von der Fermionmasse m_f ab und ist für jedes Fermion eine andere.

Die Grundzustandsfeldstärke $|H| = \frac{v}{\sqrt{2}}$ erzeugt also die Massen aller Teilchen, die an das Higgs-Feld koppeln.

Die Theorie kann zwar ein Higgsboson vorhersagen und einen Mechanismus aufzeigen, mit dem Massenterme ohne Verletzung der Eichinvarianz eingeführt werden können, aber weder die Massen der Bosonen noch die der Fermionen vorhersagen. Diese müssen weiterhin gemessen werden.

Grenzen des Standardmodells

Das Standardmodell der Teilchenphysik lässt einige Fragen offen. Es besitzt beispielsweise mindestens 18 freie Parameter wie Teilchenmassen, Mischungswinkel und Kopplungsstärken, deren Werte nicht aus der Theorie hervorgehen und anhand von experimentellen Ergebnissen festgelegt werden müssen. In Tabelle 2.1 werden einige der wichtigsten offenen Fragen und Probleme zusammengefasst. Sie stecken den Horizont des aktuellen Forschungsstands in der Hochenergiephysik zu der Zeit, als diese Arbeit verfasst wurde, ab.

Quarks und Leptonen

- Warum gibt es 3 Familien?
- Was ist die Ursache der unterschiedlichen Massen / Kopplungen / Mischungen?
- Starkes CP-Problem: Gibt es eine CP-Verletzung in der starken Wechselwirkung?
- Woher kommt die Materie-Antimaterie-Asymmetrie?
- Was ist die Ursache der Baryonzahl- und Leptonzahlverletzung?

Dunkle Materie

- Woraus besteht sie?
- Gibt es ein unbekanntes Teilchen oder viele?
- Ist sie rein gravitativ wechselwirkend oder mehr?
- Stimmt das Gravitationsgesetz auf großen Skalen?

Higgs und EWSB

- Hierarchieproblem: Ist m_H natürlich oder fine-tuned? Falls natürlich: Welche neue Physik / Symmetrie ist dafür verantwortlich?
- Handelt es sich um ein elementares oder ein zusammengesetztes Higgs?
- Gibt es ein einzelnes oder weitere Higgs-Bosonen?
- Wie stark ist die Kopplung des Higgs an dunkle Materie?

Neutrinos

- Welche Massen besitzen die Neutrinos?
- Sind Neutrinos Majorana- oder Dirac-Teilchen?
- Sind rechtshändige Neutrinos steril?
- Gibt es eine CP-Verletzung im Lepton-Sektor?

Zwei Epochen beschleunigter Expansion des Universums

- **Primordial: Inflation**
 - Ist die Annahme korrekt?
 - Durch welche (skalaren) Felder wurde sie verursacht?
 - Welche Rolle spielte die Quantengravitation?
- **Heute: Dunkle Energie**
 - Warum ist Λ (in Λ CDM) so klein?^a
 - Welche Physik steckt hinter der Vakuum-Energie?
 - Stimmt das Gravitationsgesetz auf großen Skalen?

Physik bei höchsten Energien

- Ist eine höhere Symmetrie als die $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ realisiert?
- Vereinigen sich die Kräfte bei hohen Energien?
- Lässt sich die Gravitation ebenfalls als Quantenfeldtheorie beschreiben?
- Gibt es einen Zusammenhang zwischen der Gravitation und den anderen Kräften?

Abweichende experimentelle Daten

- Kleinerer Proton-Radius bei der Spektroskopie von myonischem Wasserstoff
- Messung des magnetischen Moments des Myons „g-2“ weicht vom Theorie-Wert ab^b
- Neutrino-Anomalien^c
- Flavour-Anomalien^d

^aSupersymmetrie kann dieses Problem nicht vollständig lösen.

^bSupersymmetrie kann z.B. im pMSSM10-Modell eine Erklärung für die Messung des anomalen magnetischen Moments des Myons liefern [38].

^cZ.B. ein Überschuss bei 4-6 GeV im Antineutrino-Energiespektrum reaktornaher Detektionsexperimente [39]

^dZ.B. Abweichungen von den Standardmodell-Erwartungen bei den Prozessen $b \rightarrow s\mu\mu$, $H \rightarrow \mu\tau$ [40], $H \rightarrow bb$ [41] und $H \rightarrow \tau\tau$ [42] sowie $B^0 \rightarrow K^{*0}\ell^+\ell^-$ [43]

Tabelle 2.1: Offene Fragen und Probleme im Standardmodell der Teilchenphysik. Fragen, auf die Supersymmetrie eine Antwort liefern kann, sind unterstrichen.

2.2. Supersymmetrie

Motivation

Ein großer Teil der Probleme im Standardmodell (hervorgehoben in Tabelle 2.1) kann durch Einführung einer neuen Symmetrie zwischen Fermionen und Bosonen auf elegante Weise gelöst werden. Die wichtigsten Punkte werden im Folgenden kurz diskutiert.

Hierarchieproblem

Die physikalisch messbare Masse entspricht nicht notwendigerweise der fundamentalen („nackten“) Masse eines Teilchens, die als Massenparameter in der Lagrangedichte auftaucht. Quantenkorrekturen können die nackte Masse des Teilchens deutlich übersteigen, sodass die effektive Masse abweicht. Die Massen der Eichbosonen sind vor solchen Korrekturen durch lokale Eichsymmetrien und die Fermionen durch chirale Symmetrie geschützt. Die Masse des skalaren Higgs-Bosons hingegen erhält Korrekturen Δm_H^2 , die von den möglichen beteiligten Teilchen abhängen. Da es an Masse koppelt, liefern die schwersten Teilchen die größten Beiträge⁹. Die Higgs-Masse divergiert aufgrund der Korrekturen quadratisch mit der Energieskala neuer Physik Λ , bis zu der das SM gültig ist ($\Delta m_H^2 \sim \Lambda^2$), und man erwartet eine natürliche Masse in dieser Größenordnung. Bereits mit $\Lambda \gg \mathcal{O}(\text{TeV})$ wird die Korrektur viel größer als die fundamentale Higgs-Masse und die physikalisch messbare Masse, derzeit zu $m_H = 125,09 \pm 0,24 \text{ GeV}$ [24] bestimmt, wird viel kleiner als ihr natürlicher Wert. Aus diesem Grund ist im Standardmodell durch Renormierung eine besonders genaue „unnatürliche“ Feinabstimmung (*fine-tuning*) notwendig, um die physikalische Higgs-Masse im Bereich des Messwertes zu halten:

$$m_{H,\text{fundamental}}^2 + \Delta m_H^2 = m_{H,\text{beobachtet}}^2 \approx (125 \text{ GeV})^2$$

Das Hierarchieproblem ist genau genommen nur ein kosmetischer Fehler des Standardmodells. Er wird aber durch Einführung von *Supersymmetrie* (SUSY) elegant behoben: Die Higgs-Masse wird geschützt, indem jeder Beitrag von Fermionschleifen (negatives Vorzeichen) durch Bosonschleifen der skalaren Partnerteilchen (positives Vorzeichen) kompensiert wird (siehe Abbildung 2.6) [7].

Für die Korrektur erster Ordnung

$$\Delta m_H^2 = -\frac{|\lambda_f|^2}{8\pi^2}\Lambda^2 + \frac{\lambda_s}{16\pi^2}\Lambda^2 + \dots$$

muss also

$$\lambda_s = 2|\lambda_f|^2$$

erfüllt sein, wobei λ_f und λ_s die Kopplungen der Fermionen bzw. Skalare an das Higgsboson sind. Da Supersymmetrie (im MSSM¹⁰) zu jedem Helizitätszustand eines Fermions des Standardmodells ein skalares Boson einführt, wird die Relation also automatisch erfüllt und die Higgs-Masse stabilisiert. Um das Hierarchieproblem tatsächlich lösen zu können, ist allerdings der Energiebereich neuer supersymmetrischer Physik auf wenige TeV eingeschränkt, da nur mit $\Lambda \lesssim \mathcal{O}(\text{TeV})$ die Divergenzen klein genug bleiben. Bei höheren Energien taucht das Problem der Feinabstimmung erneut auf.

⁹Die Higgs-Masse ist somit sensitiv auf schwere neue Teilchen. Im SM ist das Top-Quark das schwerste Teilchen, aber jede neue Physik (BSM), die ans Higgs koppelt, würde große Beiträge liefern $\sim m_{BSM}^2$.

¹⁰siehe Unterabschnitt „Minimales Supersymmetrisches Standardmodell (MSSM)“

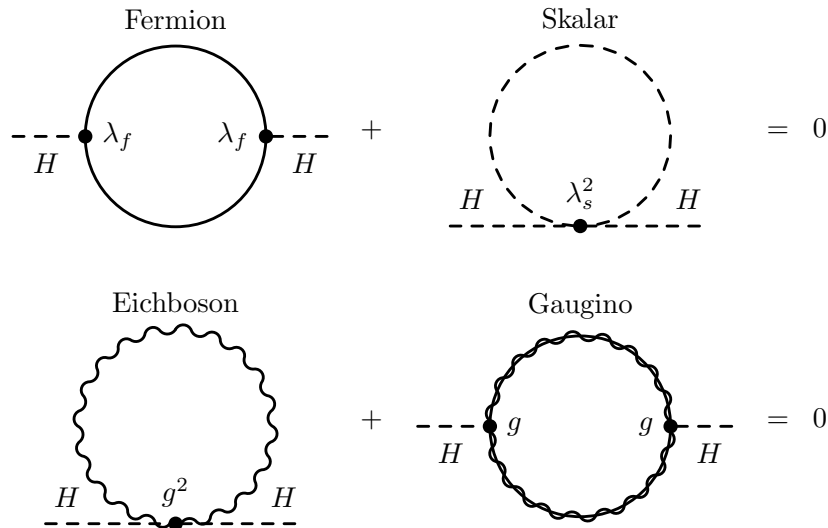


Abbildung 2.6: Lösung des Hierarchieproblems mit SUSY. In Anlehnung an [7], Abb. 8, S. 14.

Vereinigung der Kopplungen

Eine Extrapolation der drei Kopplungsstärken im Standardmodell zeigt eine Annäherung bei Energien von 10^{15} - 10^{16} GeV. Dies ist der Ansatzpunkt der *Großen vereinheitlichten Theorien* (GUTs). Sie versuchen die drei Wechselwirkungen als Zweige im niederenergetischen Teil einer einzigen Wechselwirkung mit gebrochener Symmetrie aufzufassen, die sich bei sehr hohen Energien vereinigen. Dies gelingt allerdings nicht ohne neue Physik zwischen der elektroschwachen Skala (~ 100 GeV) und der Planck-Skala (reduzierte Planck-Masse $\bar{m}_P = 2,43 \cdot 10^{18}$ GeV), da es keinen gemeinsamen Schnittpunkt gibt (siehe Abbildung 2.7, links). Bereits mit Einführung der einfachsten Form von Supersymmetrie, dem *Minimalen Supersymmetrischen Standardmodell*, kann eine Vereinigung der Kopplungen erreicht werden¹¹ (Abbildung 2.7, rechts).

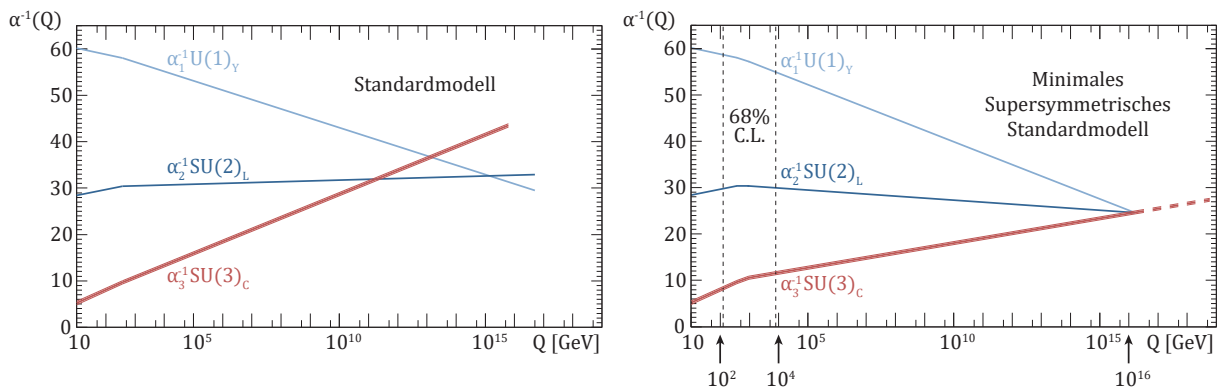


Abbildung 2.7: Entwicklung der inversen Kopplungsstärken $\alpha^{-1}(Q)$ im Standardmodell (links) und im MSSM (rechts) unter Berücksichtigung von zwei-Schleifen Korrekturen zur Renormierung und SUSY-Teilchenmassen zwischen 500 GeV und 1,5 TeV sowie einer Variation von α_s zwischen 0,117 und 0,121. In Anlehnung an [8], Abb. 6.8, S. 61.

¹¹Das Laufen der Kopplungen wird durch neue Teilchen, die zu Schleifenkorrekturen beitragen können, beeinflusst.

2. Theoretische Grundlagen

Dunkle Materie / Dunkle Energie

Aktuelle Messungen der kosmischen Hintergrundstrahlung legen nahe, dass die Gesamtenergie im Universum sich aus $\sim 5\%$ bekannter leuchtender Materie, $\sim 27\%$ *dunkler Materie* und $\sim 68\%$ *dunkler Energie* zusammensetzt [44].

Die zunehmende Expansion des Universums spricht entweder für die Ungültigkeit von Newtons Gravitationsgesetz bei sehr großen Abständen oder für eine oder mehrere zusätzliche abstoßende Kräfte, die die gravitative Anziehung im Universum übertreffen. Die zugehörige Energie, die in diesen Kraftfeldern in Form von nicht verschwindenden Vakuumenergiewerten gespeichert ist, nennt man *dunkle Energie*.

Zudem gibt es einige Hinweise auf die Existenz *dunkler Materie* (DM), die alle auf Abweichungen von der erwarteten Gravitationsanziehung auf verschiedenen Längenskalen basieren.

In den 1930er Jahren schloss F. Zwicky aus Messungen der Rotationsgeschwindigkeiten von Galaxien im Coma-Galaxienhaufen über das Virialtheorem auf das Gravitationspotential. Es zeigte sich, dass die Masse des Clusters in etwa 400 mal höher sein musste als die sichtbaren Sterne vermuten ließen [45]. Darüber hinaus zeigen Messungen der Rotationsgeschwindigkeiten von Sternen in Spiralgalaxien eine Abweichung von der Erwartung $v(r) \propto 1/\sqrt{r}$, die sich mit einem Halo aus dunkler Materie, der die Galaxie umgibt, erklären ließe [46] (Abbildung 2.8 links). Bei konstanter Dichte liefert dieser einen kompensierenden Beitrag $v(r) \sim r$. Eine Abweichung dieser Art kann auch in unserer Milchstraße beobachtet werden (Abbildung 2.8 rechts).

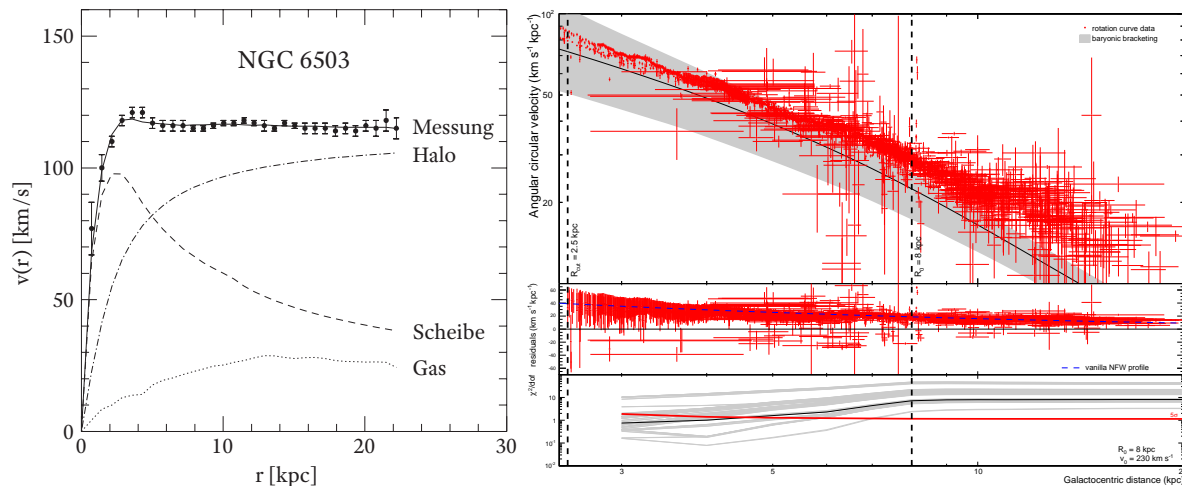


Abbildung 2.8: Links: Rotationskurve der Spiralgalaxie NGC 6503 [46]. Die Messwerte sind Tangentialgeschwindigkeiten v als Funktion des Abstandes vom Zentrum der Galaxie r . Die gestrichelten und gepunkteten Linien sind die Beiträge, die aufgrund der sichtbaren Materie (Scheibe und Gas) zu erwarten sind. Die Differenz kann durch einen Halo aus dunkler Materie erklärt werden. Rechts: Rotationskurve der Milchstraße [47]. Das graue Band zeigt die Erwartung mit rein baryonischer Materie. Die Messwerte (rot) sind eher mit einer DM-Dichte von $\sim 0,4 \text{ GeV/cm}^3$ (blau, gestrichelt) verträglich. Dies entspricht in etwa der fünffachen baryonischen Dichte, was sich mit den Messergebnissen der kosmischen Hintergrundstrahlung (siehe oben) deckt.

Die Krümmung von Licht an großen Massen im Gravitationslinseneffekt fällt ebenfalls größer aus, als mit der sichtbaren Materie zu erwarten wäre. Auch hier bietet gravitativ gebundene zusätzliche dunkle Materie die derzeit beste Erklärung. Ein auffälliges Beispiel ist der sogenannte *Bullet-Cluster*. Bei der Kollision der beiden Galaxienhaufen (Cluster) heizen sich Gase durch Reibung

auf, wodurch Röntgenstrahlung emittiert wird, die so den Aufenthaltsort der baryonischen Masse preisgibt und diese abbremst. Wie Abbildung 2.9 zeigt, ist aber ein völlig unterschiedliches Verhalten von sichtbarer Materie (Röntgenstrahlung, in rot dargestellt) und der über den Gravitationslinseneffekt bestimmten Masse (blau) zu beobachten. Die Massenverteilung erfährt größtenteils keine Wechselwirkung und der Galaxienhaufen (sichtbares Bild) folgt der zusätzlichen unsichtbaren Masse. Dies wird als bisher wichtigster Hinweis auf dunkle Materie gesehen.

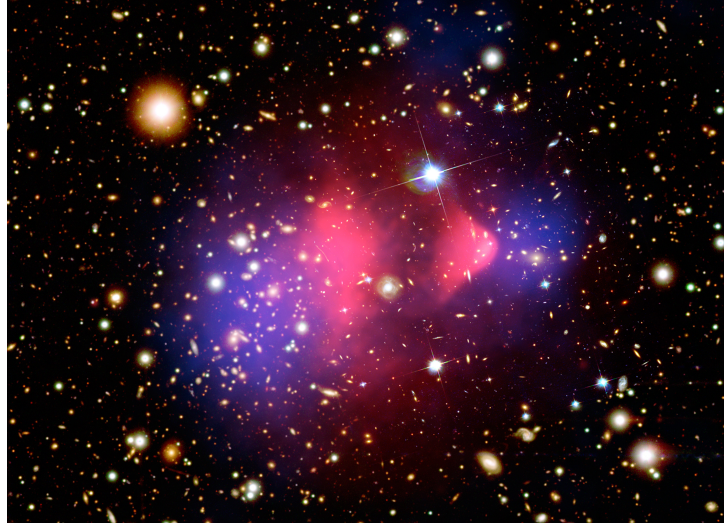


Abbildung 2.9: 1E 0657-558 - „Bullet-Cluster“ [48].

Kollisionen zweier Galaxienhaufen — Überlagerung von 3 Bildern: Optische Aufnahme, Röntgenstrahlung (rot) und Massendichte (blau), bestimmt über den Gravitationslinseneffekt.

Genaue Untersuchungen des Spektrums der kosmischen Hintergrundstrahlung im Rahmen der WMAP- und Planck-Experimente [49, 50] legen nahe, dass dunkle Materie zur Nukleosynthese im Rahmen der Urknalltheorie beigetragen haben muss. Zudem lässt sich das Verhältnis von baryonischer zu dunkler Materie zur Zeit der Entkopplung der Materie bestimmen und somit die Menge an dunkler Materie messen.

Als weiterer Hinweis ist zu sehen, dass Simulationen der Strukturbildung seit dem frühen Universum bis heute (z.B. Millenium-Simulation [51]) nur unter Berücksichtigung von dunkler Materie die Strukturen, wie sie heute zu beobachten sind, reproduzieren können. Dabei dienen Dichtensammlungen aus kalter dunkler Materie, die aufgrund fehlender Wechselwirkung mit Photonen bereits vor der Entkopplung baryonischer Materie entstehen konnten, als gravitative Keime aller Strukturen. In den Simulationen bilden sie tatsächlich die zur Erklärung der Anomalien benötigten Halo-Strukturen [52].

Dunkle Materie als neue Art Teilchen (eines oder viele) bietet die bisher wahrscheinlichste Erklärung der Beobachtungen. Erklärungsversuche mit *modifizierter Newtondynamik* (MOND [53]) sind bisher nur in der Lage, die Rotationsgeschwindigkeits-Anomalien mit wenigen zusätzlichen Parametern zu beschreiben. Der Bullet-Cluster, die Strukturbildung und die Beobachtungen im Spektrum der kosmischen Hintergrundstrahlung lassen sich so bisher nicht erklären.

Kandidaten für dunkle Materie müssen massiv, nicht-baryonisch, kalt (nichtrelativistisch), stabil über die Lebensdauer des Universums und elektrisch neutral sein. Sie müssen gravitativ und dürfen höchstens schwach wechselwirkend sein sowie keine starke Selbstwechselwirkung aufweisen. Als wichtiges Beispiel ist das so genannte *Weakly Interacting Massive Particle* (WIMP) zu nennen.

2. Theoretische Grundlagen

Beim *freeze-out*¹² ist die finale WIMP-Dichte im Universum Ω_X abhängig von der WIMP-Masse m_X und seiner Kopplung an Standardmodell-Teilchen g_X . Das so genannte *WIMP-Wunder* besteht darin, dass die gemessene DM-Dichte Ω_{DM} (fünffache Baryondichte) genau dann erreicht wird, wenn Masse und Kopplungsstärke im Bereich der elektroschwachen Skala sind ($m_X \sim 10$ GeV bis 1 TeV, $g_X \sim 0,1$, $\Omega_X \approx \Omega_{DM}$). Im Standardmodell gibt es kein entsprechendes Teilchen, aber R-Parität-erhaltende¹³ Supersymmetrie bietet mit dem *leichtesten supersymmetrischen Teilchen* (LSP) einen passenden Kandidaten [54].

Diese Arbeit befasst sich mit einer Suche nach supersymmetrischen Teilchen, die am Kollisionsexperiment paarweise produziert werden könnten, um anschließend in SM-Teilchen und einen DM-Kandidaten (das LSP) zu zerfallen (indirekte DM-Produktion). Dieser würde aufgrund fehlender Wechselwirkung mit dem Detektor ein klares Signal fehlender Energie hinterlassen. Da der Detektor allerdings nur eingeschränkt sensitiv auf die Lebensdauer der Teilchen ist, könnte die Stabilität eines DM-Kandidaten nicht bestätigt werden.

Vorhersage eines leichten Higgs-Bosons

Einfache supersymmetrische Modelle wie das *Minimale Supersymmetrische Standardmodell* (MSSM) haben ein leichtes Higgs mit $m_H \lesssim 130$ GeV sowie seine Kopplungen erfolgreich vorhergesagt [10, 11, 12, 13].

Vakuumstabilität

Die Vakuumstabilität des SM hängt von allen Teilchen ab, die an das Higgs-Boson koppeln. Skalare heben die Stabilität, Fermionen senken sie. Mit dem bisher bekannten Teilcheninhalt des SM hat das Higgs-Potential ein weiteres Minimum bei sehr hohen $H(x)$ im Bereich der Planck-Skala aufgrund des $(\)^4$ -Terms und ist somit metastabil (siehe Abbildung 2.10) [55].

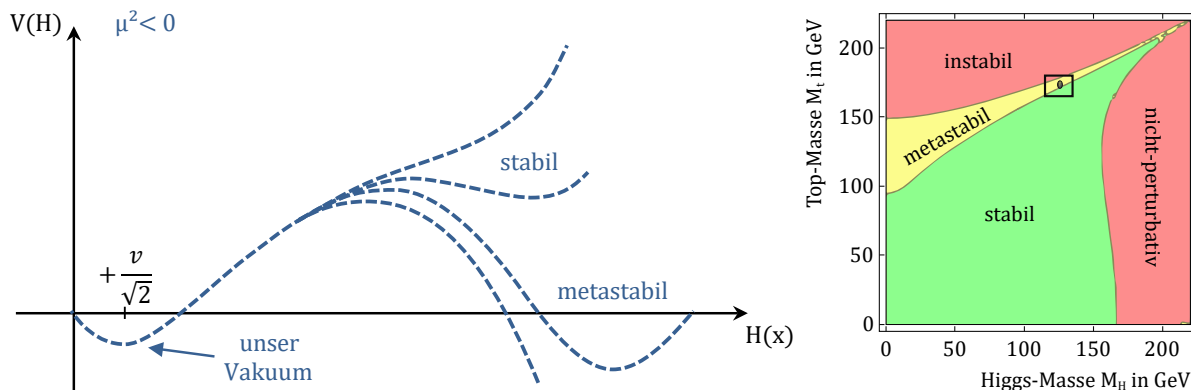


Abbildung 2.10: Links: Verlauf des Higgs-Potentials bis zur Planck-Skala in Abhängigkeit des Teilcheninhalts des SM (nach [56]). Rechts: Regionen absoluter Stabilität, der Metastabilität und der Instabilität des SM-Vakuums in der M_t - M_h -Ebene (nach [55]).

Dieser Annahme zufolge ist die Lebensdauer des Universums aufgrund einer nicht-verschwindenden Tunnelwahrscheinlichkeit begrenzt. Zudem treten so konzeptionelle Schwierigkeiten bei der Theorie

¹²Im frühen Universum befinden sich die Paarerzeugungs- und Annihilationsprozesse zwischen SM- und DM-Teilchen im thermischen Gleichgewicht, bis die Energiedichte durch Ausdehnung des Universums unter die WIMP-Masse fällt. Dann findet nur noch Annihilation statt und die DM-Dichte im Universum bleibt konstant.

¹³siehe Unterabschnitt „R-Parität“

der Inflation auf, denn Quantenfluktuationen hätten sie direkt zu Beginn beendet und unser Vakuum in das globale Minimum gebracht. Dies hätte die Inexistenz des heutigen Universums zur Folge.

Da viele neue skalare Felder eingeführt werden, stabilisiert SUSY das elektroschwache Vakuum [9] und ermöglicht eine Inflation. Möglicherweise befinden wir uns mit SUSY im stabilen Bereich.

Quantenfeldtheorie der Gravitation

Es ist bisher nicht gelungen, im Rahmen des Standardmodells eine quantenfeldtheoretische Beschreibung der in kosmischen Skalen dominierenden fundamentalen Wechselwirkung der Gravitation zu formulieren. Es scheint, als ob alle Ansätze Supersymmetrie benötigen oder bereits beinhalten [14]. Vereinheitlichte Theorien, die die Gravitation mit einbeziehen, werden *Theory of Everything* (ToE) genannt.

Zusammenfassung

Supersymmetrie ist aus theoretischer Sicht die letzte mögliche zusätzliche Symmetrie, um die das Standardmodell erweitert werden kann (mehr dazu später). Durch die Paarung von Bosonen und Fermionen zu Partnerteilchen mit sonst identischen Quantenzahlen wird dabei das Hierarchieproblem auf „natürliche“ Weise gelöst. Die Einführung dieser neuen Teilchen ändert die Energieabhängigkeit der Kopplungsstärken so, dass eine Vereinigung der Kopplungen in der GUT-Skala möglich wird. Zudem kommt das LSP als Kandidat für dunkle Materie in Frage. Weiterhin haben einfache supersymmetrische Modelle wie das MSSM ein leichtes Higgs mit $m_H \lesssim 130$ GeV sowie seine Kopplungen erfolgreich vorhergesagt. Die Einführung weiterer skalarer Felder durch SUSY erhöht die Vakuumstabilität unseres Universums und stützt damit die Theorie der Inflation. Zudem werden mit SUSY Ansätze zur Erklärung der dunklen Energie geboten. Stringtheorien (*Superstrings*) sowie GUTs mit Quantengravitation (ToE) beinhalten SUSY per Konstruktion.

Die größten Kritikpunkte hingegen sind die Verdopplung der Teilchenzahl und die Notwendigkeit der Einführung eines weiteren Higgs-Dubletts. Außerdem besitzt das MSSM (je nach Parametrisierung) 124 freie Parameter [57], was in etwa der fünffachen Menge an freien Parametern im Standardmodell entspricht.

Bisher gibt es noch keinen experimentellen Beweis für die Existenz von Supersymmetrie.

Grundlagen

Die Symmetriegruppen des Standardmodells ordnen ähnliche (sich bezüglich einer Wechselwirkung gleich verhaltende) Teilchen in Multipletts an. Die Theorie bleibt invariant unter Vertauschung dieser Teilchen und enthält für jede Symmetrie eine Erhaltungsgröße. 1974 zeigten Wess und Zumino, dass es eine weitere Symmetrie im Standardmodell geben kann, die Bosonen und Fermionen mit identischen Quantenzahlen (abgesehen vom Spin) in *Supermultipletts* gruppiert [58]. So können z.B. skalare Felder (Spin 0) mit Spinor-Feldern (Spin $1/2$) vertauscht werden, wobei die Theorie unter solchen Transformationen invariant bleibt, solange beide Teilchen die selbe Masse haben. Auf dieselbe Weise lassen sich Spin- $1/2$ -Teilchen mit Spin-1-Teilchen vertauschen. Dies gilt im Allgemeinen für alle Teilchen, deren Spin sich um $1/2$ unterscheidet. Diese sogenannte *Supersymmetrie* ist die einzige, mit dem Coleman-Mandula Theorem [59] verträgliche, erlaubte nichttriviale Erweiterung der Poincarégruppe des Standardmodells und damit ist sie die maximal mögliche Symmetrie [60].

2. Theoretische Grundlagen

Die antikommutierenden Spin-1/2-Generatoren Q definieren die SUSY-Algebra [8]:

$$\begin{aligned}\{Q, Q^\dagger\} &= P^\mu \\ \{Q, Q\} &= \{Q^\dagger, Q^\dagger\} = 0 \\ [P^\mu, Q] &= [P^\mu, Q^\dagger] = 0\end{aligned}$$

mit dem 4-Impuls-Generator der Raumzeit-Translationen P^μ . Es wurden aus Gründen der Übersichtlichkeit die Spinor-Indizes der Operatoren Q und Q^\dagger weggelassen.

Eine SUSY-Transformation ordnet einem bosonischen Zustand einen fermionischen Zustand zu (und umgekehrt) und ändert somit den Spin eines Zustands um $1/2$:

$$Q|Boson\rangle = |Fermion\rangle, \quad Q|Fermion\rangle = |Boson\rangle$$

Derart verbundene Zustände heißen *Superpartner*.

Im Standardmodell gibt es keine Paarungen aus Bosonen und Fermionen mit den gleichen Quantenzahlen. Daher werden neue Teilchen mit dieser Eigenschaft postuliert. Sie sollten dieselbe Masse wie die Teilchen im Standardmodell besitzen, da P^μ und deshalb auch $P^2 = P^\mu P_\mu = M^2$ (M : Massenoperator) mit Q kommutieren und somit die Masse bei SUSY-Transformationen eine Erhaltungsgröße ist. Superpartner wurden bisher allerdings nicht beobachtet, sodass man annimmt, dass die Symmetrie gebrochen sein muss und die Partnerteilchen höhere (oder aber auch niedrigere) Massen besitzen. Wie bereits bei der Beschreibung des Hierarchieproblems gezeigt, darf diese aber nicht zu sehr gebrochen sein.

Minimales Supersymmetrisches Standardmodell (MSSM)

Das MSSM [61, 62] ist die einfachste supersymmetrische Erweiterung des Standardmodells mit einer minimalen Anzahl neu einzuführender Felder. Jedem Standardmodellteilchen wird ein Superpartner zugeordnet und dessen Spin so gewählt, dass die Anzahl bosonischer und fermionischer Freiheitsgrade der neu eingeführten Felder genau denen der Standardmodellteilchen entspricht. Dazu erhält jedes Boson einen fermionischen Superpartner mit der zusätzlichen Endung „ino“ im Namen und jedes Fermion zwei skalare Superpartner, also einen pro Helizitätszustand. Ihren Namen wird das „s“ von „skalar“ vorangestellt.

Damit alle Quarks weiterhin ihre Massen über Yukawa-Kopplung an das Higgsfeld erhalten können und um eine Eichanomalie der elektroschwachen Wechselwirkung zu verhindern, muss ein zweites komplexes Higgs-Dublett mitsamt Superpartnern eingeführt werden [8]. Zusammen haben diese acht Freiheitsgrade. Drei davon werden im Higgs-Mechanismus absorbiert, um die Massen der Eichbosonen zu erzeugen. Die übrigen fünf Freiheitsgrade sind Higgsteilchen (drei neutrale h^0, H^0, A^0 und zwei geladene H^+, H^-). Die zugehörigen Superpartner heißen *Higgsinos* und mischen mit den *Winos* und dem *Bino*, die Superpartner der drei W-Bosonen und des B-Bosons, da sie nach elektroschwacher Symmetriebrechung die gleichen Quantenzahlen besitzen. Sie bilden vier neutrale Masseneigenzustände (siehe Tabelle 2.3 rechts), die *Neutralinos* ($\tilde{\chi}_i^0, i = 1, 2, 3, 4$), und vier geladene *Charginos* ($\tilde{\chi}_j^\pm, j = 1, 2$). Die Indizierung folgt der Massenhierarchie.

Zur Formulierung supersymmetrischer Lagrangedichten ([8], Formel 3.4.9) werden jeweils links- bzw. rechtshändige Weyl-Fermionen mit komplexen skalaren Feldern in einem *chiralen Superfeld* vereint, wodurch Fermionen und sFermionen sowie Higgsinos und Higgs *chirale Supermultipletts* bilden (siehe Tabelle 2.2). Genauso werden Vektorbosonen mit Fermionen zu *Vektor-Superfeldern* vereint und Eichbosonen mit ihren fermionischen Superpartnern („*Gauginos*“) in *Eichsupermultipletts* gruppiert (siehe Tabelle 2.3 links).

Name	Spin 0	Spin 1/2
sQuarks, Quarks	$\begin{pmatrix} \tilde{u} \\ \tilde{d} \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \tilde{c} \\ \tilde{s} \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \tilde{t} \\ \tilde{b} \end{pmatrix}_L$ $\tilde{u}_R^*, \tilde{c}_R^*, \tilde{t}_R^*$ $\tilde{d}_R^*, \tilde{s}_R^*, \tilde{b}_R^*$	$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L$ $u_R^\dagger, c_R^\dagger, t_R^\dagger$ $d_R^\dagger, s_R^\dagger, b_R^\dagger$
sLeptonen, Leptonen	$\begin{pmatrix} \tilde{\nu}_e \\ \tilde{e} \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \tilde{\nu}_\mu \\ \tilde{\mu} \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \tilde{\nu}_\tau \\ \tilde{\tau} \end{pmatrix}_L$ $\tilde{e}_R^*, \tilde{\mu}_R^*, \tilde{\tau}_R^*$	$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L$ $e_R^\dagger, \mu_R^\dagger, \tau_R^\dagger$
Higgs, Higgsinos	$\begin{pmatrix} H^+ \\ H^0 \end{pmatrix}_u$ $\begin{pmatrix} H^0 \\ H^- \end{pmatrix}_d$	$\begin{pmatrix} \tilde{H}^+ \\ \tilde{H}^0 \end{pmatrix}_u$ $\begin{pmatrix} \tilde{H}^0 \\ \tilde{H}^- \end{pmatrix}_d$

Tabelle 2.2: Chirale Supermultipletts im MSSM (nach [8]). Spin-0-Felder sind komplexe Skalare, Spin-1/2-Felder sind linkshändige zweikomponentige Weyl-Fermionen. Der Chiralitätsindex (L, R) der sQuarks und sLeptonen bezeichnet nicht ihre Händigkeit, sondern nur ihre Zugehörigkeit zu den Superpartnern mit dieser Händigkeit.

Name	Spin 1/2	Spin 1	Name	Spin 1/2
Gluino, Gluon	\tilde{g}	g	Neutralinos	$\tilde{\chi}_i^0, i = 1, 2, 3, 4$
Winos, W-Bosons	$\tilde{W}_1, \tilde{W}_2, \tilde{W}_3$	W_1, W_2, W_3	Charginos	$\tilde{\chi}_j^\pm, j = 1, 2$
Bino, B-Boson	\tilde{B}	B		$\tilde{\chi}_j^\pm, j = 1, 2$

Tabelle 2.3: Links: Eichsupermultipletts im MSSM (nach [8]). Rechts: Physikalische Masseneigenzustände: Neutralinos und Charginos sind Mischungen der Higgsino-, Wino- und Bino-Felder.

R-Parität

R-Parität [63] ist eine multiplikative Quantenzahl

$$P_R = (-1)^{3B-L+2S} = \begin{cases} +1 & \text{für SM-Teilchen} \\ -1 & \text{für SUSY-Teilchen} \end{cases}$$

mit der Baryonzahl B , der Leptonzahl L und dem Spin S .

R-Paritätserhaltung ist eine zusätzliche diskrete Z_2 -Symmetrie¹⁴, die eingeführt wird, um B - und L -verletzende Terme in der SUSY-Lagrangedichte zu verhindern, da dies z.B. einen Protonzerfall zur Folge hätte, der bisher aber nicht beobachtet werden konnte. Es gibt zwar R-paritätsverletzende (RPV) SUSY-Szenarien mit entsprechend kleinen Kopplungen, um mit aktuellen unteren Grenzen für die Protonlebensdauer ($\gtrsim 10^{34}$ Jahre [64, 65]) kompatibel zu sein. Sie werden aber in dieser Arbeit nicht betrachtet. Im Folgenden wird R-Paritätserhaltung vorausgesetzt. Daraus ergeben sich folgende Annahmen zu Produktion und Zerfall supersymmetrischer Partnerteilchen bei Proton-Proton-Kollisionen:

- Endzustände können nur eine gerade Anzahl an SUSY-Teilchen besitzen (einschließlich 0), d.h. SUSY-Teilchen können nur paarweise produziert oder vernichtet werden.

¹⁴Diskrete Z_2 -Symmetrien liefern immer ein stabiles leichtestes Teilchen und somit einen DM-Kandidaten.

2. Theoretische Grundlagen

- Das LSP ist stabil und kann nicht in SM-Teilchen zerfallen. Somit liefert SUSY einen Kandidaten für dunkle Materie.

Parametereinschränkung

Durch Variation aller Parameter vollständiger physikalischer SUSY-Modelle und jeweiligem Vergleich der daraus resultierenden Vorhersage mit den Messdaten, ließe sich in einer (äußerst umfangreichen) Analyse eine allgemeine Vereinbarkeit von SUSY mit den Daten bestätigen oder ausschließen. Bei über 100 Parametern ist diese Herangehensweise aber nicht praktikabel. Einige davon sind allerdings irrelevant für die Suche am Kollisionsexperiment. Andere hingegen sind bereits durch vorige Messungen stark eingeschränkt worden. Die Forderung nach natürlicher SUSY zur vollständigen Lösung des Hierarchieproblems schränkt wiederum einige Parameter ein. Weiterhin lässt sich die Anzahl an Parametern mit SUSY-Brechungsmodellen teilweise drastisch reduzieren. SUSY-Modelle, die sich hingegen auf wenige Felder mit einzelnen Produktions- und Zerfallskanälen beschränken, heißen *vereinfachte Modelle* und besitzen nur eine Hand voll Parameter. Sie decken in Kombination eine Vielzahl von vollen Modellen ab. Bei aktuellen SUSY-Suchen, wie auch in dieser Arbeit, wird dieser moderne Ansatz zur Ausrichtung der Suche und zur Interpretation der Ergebnisse gewählt.

Vereinfachte Modelle

Physikalisch motivierte SUSY-Modelle wie z.B. CMSSM (constrained MSSM), mSUGRA (minimal supergravity) oder GMSB (gauge mediated SUSY breaking) besitzen eine große Menge an Parametern. Diese beschreiben unter anderem die Massen aller Teilchen und ihre Kopplungen untereinander. So ergeben sich eine Vielzahl an Produktions- und Zerfallsmöglichkeiten für SUSY-Teilchen bei Proton-Proton-Kollisionen. Dabei besitzen meist nur wenige Zerfallsprozesse ein hohes Verzweigungsverhältnis und die übrigen Prozesse spielen eher eine untergeordnete Rolle. Vereinfachte Modelle [66, 67] betrachten nur diese einzelnen relevanten Produktions- und Zerfallskanäle bei einem Verzweigungsverhältnis von 100% und somit völlig entkoppelt von allen anderen Teilchen. Es werden ausschließlich die Massen der beteiligten Teilchen und die relevanten Kopplungen beschrieben, wodurch sich die Parameterzahl auf ein Minimum reduzieren lässt. Einerseits erleichtert dies die Darstellung der Suchergebnisse in Ausschlussgrenzen, die üblicherweise zweidimensionale Parameterräume abdecken. Andererseits wird die nachträgliche übergreifende Interpretation von SUSY-Suchen erheblich erleichtert, denn Kombinationen von vereinfachten Modellen decken eine Vielzahl von existierenden (und auch zukünftigen) SUSY-Modellen ab. Mit speziellen Tools¹⁵ lassen sich so Ausschlussgrenzen kombinieren, um Ausschlüsse in anderen (auch nicht-SUSY) Modellen abzuleiten. Man nennt dies „*Recasting*“. Dabei ist zu beachten, dass die resultierenden Grenzen deutlich schwächer sein können.

2.2.1. Aktuelle Ausschlussgrenzen

Seit Jahrzehnten wird an diversen Experimenten mit verschiedenen Methoden und auch aktuell mit großem Aufwand am LHC nach experimentellen Hinweisen auf Supersymmetrie gesucht – bisher aber erfolglos. Der LHC bietet die derzeit besten Voraussetzungen, da er aufgrund seines Vorstoßes in neue Energiebereiche (2010-2012: Datennahmen mit einer Schwerpunktsenergie von 7 bzw. 8 TeV im *Run-1* und ab 2015 mit 13 TeV im *Run-2*) viel Potenzial zur Produktion neuer schwerer Teilchen hat. Aktuell analysieren eine Vielzahl an SUSY-Suchen in den CMS- und

¹⁵z.B. Check MATE, ATOM, SmodelS

ATLAS-Kollaborationen die verschiedenen Produktions- und Zerfallskanäle. Ein Überblick ist z.B. [68, 69] zu entnehmen.

Im Folgenden werden ausschließlich die zwei leichten Leptonen (e, μ) als Leptonen bezeichnet und Tau-Leptonen sowie Neutrinos separat erwähnt.

Ausschlussgrenzen vor LHC Run-2

Bei den SUSY-Suchen an den Beschleunigern LEP¹⁶ und Tevatron¹⁷ wurden keine Ausschlussgrenzen auf vereinfachte Modelle gesetzt. Stattdessen wurden unter anderem zahlreiche Ausschlüsse in den vollen SUSY-Modellen mSUGRA, CMSSM und GMSB gesetzt. Dabei konnten am LEP beispielsweise im CMSSM-Modell LSP-Massen von $m_{LSP} < 45$ GeV und im mSUGRA-Szenario $m_{LSP} < 50,3$ GeV ausgeschlossen werden [70]. Am Tevatron wurden die Squark- und Gluinomassen in der mSUGRA-Interpretation auf $m_{\tilde{q}(\tilde{g})} \gtrsim 390$ GeV eingeschränkt [71]. Allerdings wurden in den meisten Fällen die Ausschlussgrenzen von aktuelleren SUSY-Suchen am LHC übertroffen. Daher werden im folgenden nur diese betrachtet.

Mit den Daten des ATLAS-Detektors aus LHC Run-1 ($\sqrt{s} = 8$ TeV, $\int \mathcal{L} dt = 20,3$ fb⁻¹) konnten durch statistische Kombination der SUSY-Suchen in den 0- und 1-Lepton-Kanälen Squarkmassen von bis zu ca. 800 GeV und Gluinomassen bis maximal etwa 1300 GeV in den vereinfachten Modellen der Squark- und Gluino-Paarproduktion¹⁸ ausgeschlossen werden (siehe Abbildung 2.11). Die Ausschlussgrenzen stellen den Ausgangspunkt dieser Analyse dar.

Aktuelle Ausschlussgrenzen am LHC

In einer frühen Phase dieser Arbeit wurden Ausschlussgrenzen in den vereinfachten Modellen der Gluino-Paarproduktion mit den ersten Daten bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 13$ TeV aus dem Jahr 2015 gesetzt¹⁹ (siehe Abbildung 2.12) [16]. Dabei wurden bereits mit einer integrierten Luminosität von 3,2 fb⁻¹ die oben gezeigten Run-1-Ausschlussgrenzen übertroffen.

Es handelte sich um eine frühe und daher einfach gehaltene Analyse, um mögliche neue Physik in dem erstmals betrachteten höheren Energiebereich aufdecken zu können. Daher wurden nur wenige einfache Signalregionen definiert und keine Ausschlussgrenzen in den Modellen der Squark-Paarproduktion gesetzt. Es wurde ein Datenüberschuss mit einer lokalen Signifikanz von $2,1\sigma$ in der 6-Jet-Signalregion beobachtet (siehe Abbildung 2.13), der im Rahmen dieser Arbeit bei der Analyse der zusätzlichen Daten aus 2016 überprüft wurde.

¹⁶Am LEP (Large Electron-Positron Collider) am CERN wurden bis 2000 e^+e^- -Kollisionen bei Schwerpunktsenergien von bis zu 209 GeV an den vier Detektoren ALEPH, DELPHI, L3 und OPAL durchgeführt.

¹⁷Die Detektoren DØ und CDS nahmen $\int \mathcal{L} = 6,3$ fb⁻¹ an $p\bar{p}$ -Kollisionen des Beschleunigers „Tevatron“ am Fermilab bei einer Schwerpunktsenergie von 1,96 TeV auf. Der Beschleuniger wurde vom LHC abgelöst und 2011 abgeschaltet.

¹⁸Es handelt sich um die selben vereinfachten Modelle, die auch zur Optimierung und Interpretation der Analyse in dieser Arbeit verwendet wurden.

¹⁹Diese werden hier gezeigt, da sie im weiteren Verlauf der Arbeit bei der Analyse der Daten aus 2015 und 2016 übertroffen wurden.

2. Theoretische Grundlagen

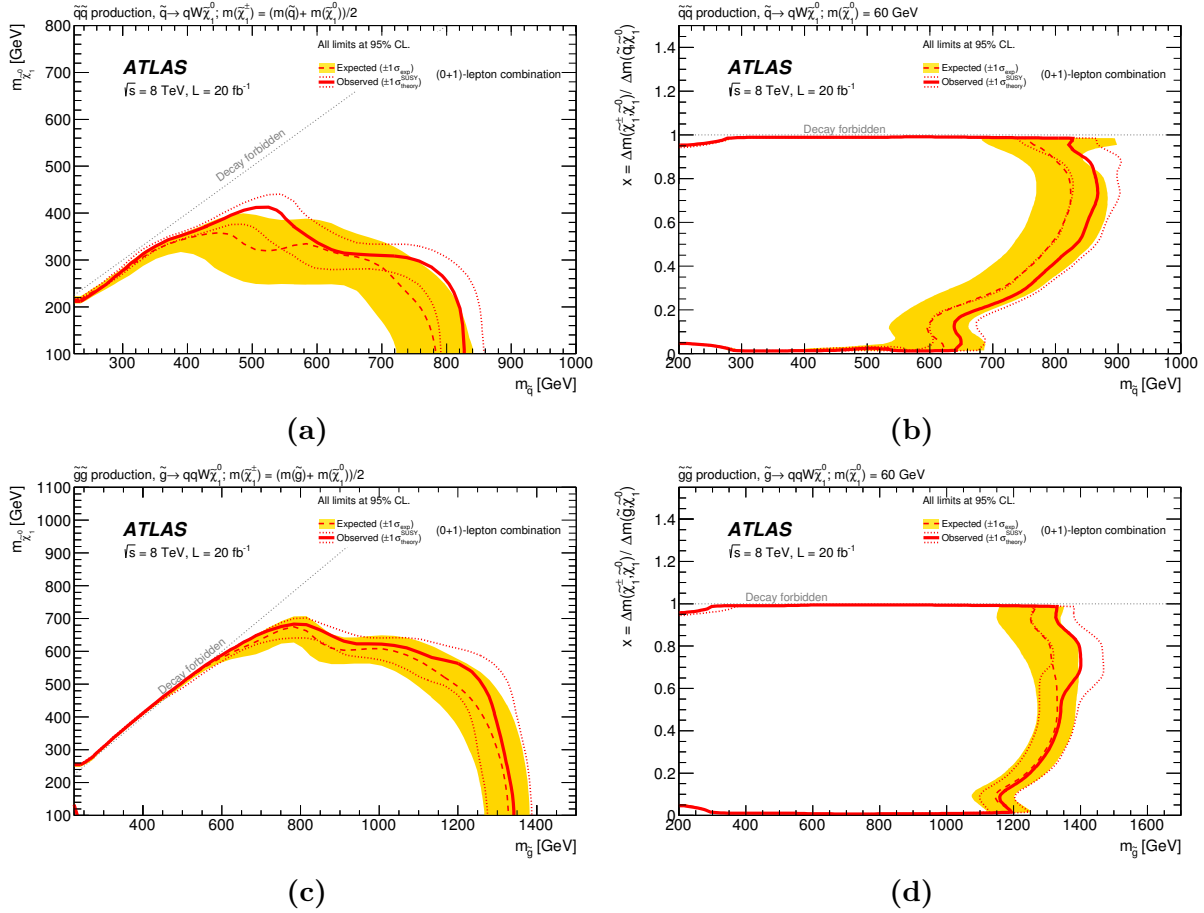


Abbildung 2.11: Ausschlussgrenzen für die Squark- (a und b) und Gluino-Paarproduktion (c und d) mit anschließendem Zerfall über Chargino nach $qW\tilde{\chi}_1^0$ (a und b) bzw. nach $qqW\tilde{\chi}_1^0$ (c und d); (a): in der $(m_{\tilde{q}}, m_{\tilde{\chi}_1^\pm})$ -Ebene für eine feste Charginomasse von $m_{\tilde{\chi}_1^\pm} = (m_{\tilde{q}} + m_{\tilde{\chi}_1^0})/2$, (b): in der $(m_{\tilde{q}}, x)$ -Ebene für eine feste Neutralinomasse von $m_{\tilde{\chi}_1^0} = 60$ GeV mit $x = \Delta m(\tilde{\chi}_1^\pm, \tilde{\chi}_1^0) / \Delta m(\tilde{q}, \tilde{\chi}_1^0)$, (c): in der $(m_{\tilde{g}}, m_{\tilde{\chi}_1^\pm})$ -Ebene für eine feste Charginomasse von $m_{\tilde{\chi}_1^\pm} = (m_{\tilde{g}} + m_{\tilde{\chi}_1^0})/2$ und (d): in der $(m_{\tilde{g}}, x)$ -Ebene für eine feste Neutralinomasse von $m_{\tilde{\chi}_1^0} = 60$ GeV. Die durchgezogenen Linien zeigen beobachtete, die gestrichelten Linien zeigen erwartete 95% C.L Ausschlussgrenzen. Quelle: [72] Abbildungen 22 und 23, a und b.

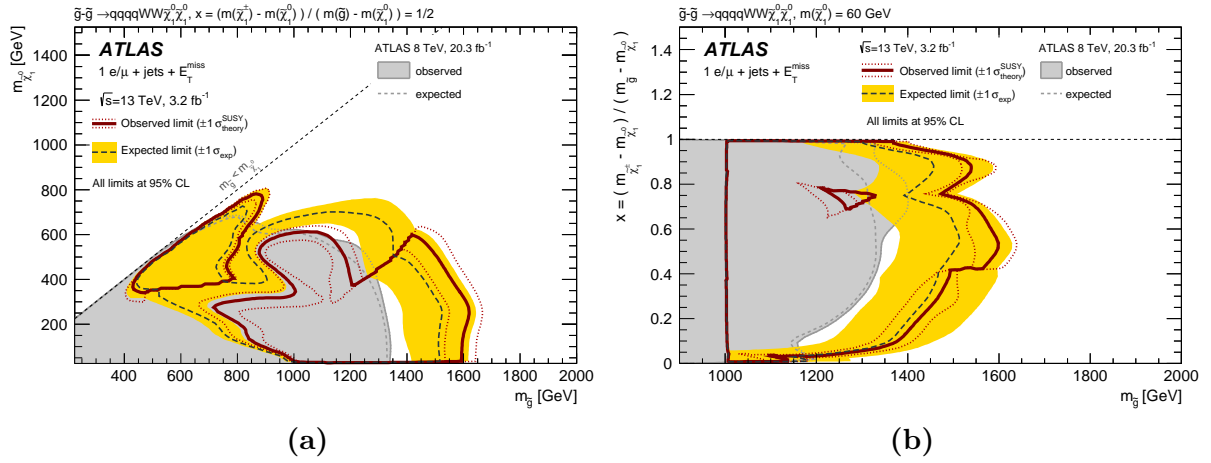


Abbildung 2.12: Ausschlussgrenzen für die Gluino-Paarproduktion aus der frühen Analyse der ersten Daten bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 13$ TeV aus dem Jahr 2015 [16]

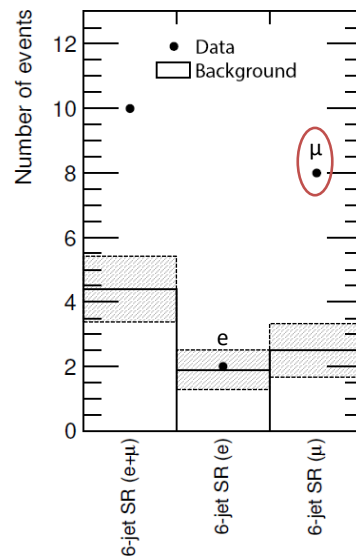


Abbildung 2.13: Datenüberschuss mit einer lokalen Signifikanz von $2,1\sigma$ in der 6-Jet-Signalregion, inklusiv und aufgetrennt nach Ereignissen mit einem Elektron bzw. einem Myon

2.3. Proton-Proton-Kollisionen

Protonen sind zusammengesetzte Objekte aus Quarks und Gluonen. Die Beschreibung von Kollisionen mit Protonen ist daher im Vergleich zu Lepton-Lepton-Kollisionen, bei denen ausschließlich punktförmige Elementarteilchen beteiligt sind, etwas komplizierter. Die *Valenzquarks* (zwei Up-Quarks und ein Down-Quark) sind durch Gluonaustausch über die starke Wechselwirkung gebunden. Dabei ist durch Gluonaufspaltung oder Gluonabstrahlung die Bildung von Quark-Antiquark-Paaren möglich. Diese bilden eine sich dynamisch ändernde Menge an so genannten *See-Quarks*. Sie werden gemeinsam mit den Valenzquarks und allen beteiligten Gluonen als *Partonen* des Protons bezeichnet. Da bei inelastischen Hadron-Hadron-Kollisionen nur einzelne Partonen miteinander wechselwirken, ist es von großer Bedeutung, wie sich der Impuls des Protons unter ihnen aufteilt. Partonverteilungsfunktionen („PDFs“) $f_i(x, Q)$ beschreiben die Wahrscheinlichkeit bei einer Kollisionsenergie Q im Proton ein Parton mit Flavour i zu finden, das einen Anteil x des Protonimpulses trägt. Sie lassen sich nicht theoretisch berechnen und müssen aus Kollisionsdaten bestimmt werden. Ihre Abhängigkeit von x ist bestimmt durch die nichtperturbative Dynamik der QCD, aber die Abhängigkeit von der Energieskala Q ist bekannt aus der perturbativen QCD und kann bestimmt werden über die DGLAP-Entwicklungsgleichungen[73]. Da die Entwicklung nicht in beliebiger Ordnung möglich ist, setzt man $f_i(x, Q) = f_i(x, \mu_f)$, wobei die Faktorisierungsskala μ_f so gewählt wird, dass sie die Energiebereiche der perturbativen und nichtperturbativen QCD trennt. Der hadronische Wirkungsquerschnitt σ lässt sich so nach dem Faktorisierungstheorem in einen perturbativen prozessabhängigen partonischen Wirkungsquerschnitt σ_{ij} und nichtperturbative prozessunabhängige und somit universelle PDFs f_i, f_j separieren:

$$\sigma = \sum_{i,j} \int dx_1 dx_2 f_i(x_1) f_j(x_2) \sigma_{ij}(x_1, x_2)$$

PDFs lassen sich sehr präzise in Lepton-Proton-Kollisionen bei niedrigeren Energien bestimmen und für Vorhersagen bei Proton-Proton-Kollisionen am LHC durch die oben genannte perturbative Entwicklung zu einer höheren Energieskala transferieren.

Durch den Impulsübertrag auf die wechselwirkenden Partonen werden diese aus den Protonen geschlagen und es bilden sich Partonschauer (siehe Kapitel 2.1, Unterabschnitt „Starke Wechselwirkung“). Es können hierbei alle Teilchen gebildet werden, die an der starken Wechselwirkung teilnehmen und deren Ruhemassen energetisch erreichbar sind. Dabei ist zu beachten, dass die kollidierenden Partonen nur einen Anteil der zur Verfügung stehenden Schwerpunktsenergie tragen. Die im Strahl verbleibenden Protonreste sind nun farbgeladen und bilden ebenfalls weitere Partonen.

Eine Besonderheit bei der Analyse von Proton-Proton-Kollisionsereignissen ist, dass Energie- und Impulserhaltungssätze nur in transversaler Richtung aufgestellt werden können, da die Protonreste im Strahl verbleiben und somit die Longitudinalimpulsanteile der wechselwirkenden Partonen unbekannt sind.

3. ATLAS-Experiment

3.1. Large Hadron Collider

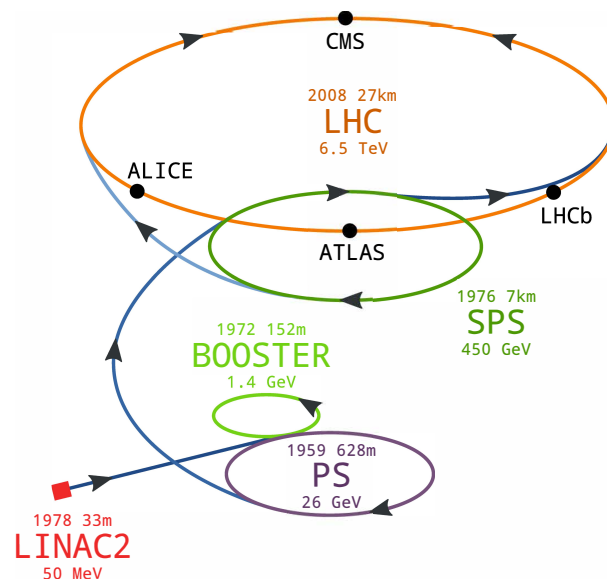


Abbildung 3.1: Übersichtsgrafik zur stufenweise Beschleunigung der Protonen bis zum LHC [74]. Beschleunigeranlagen, die keine Protonen an den LHC liefern, werden zu Übersichtszwecken nicht dargestellt.

Der LHC [75] ist ein Teilchenbeschleuniger am Europäischen Kernforschungszentrum CERN in der Nähe von Genf an der Grenze zwischen der Schweiz und Frankreich. Er hat einen Umfang von ca. 27 km und liegt durchschnittlich etwa 100 m unter der Erde in einem Tunnel, der für den ehemaligen LEP-Beschleuniger¹ gebaut wurde. Mit einer Schwerpunktsenergie von aktuell $\sqrt{s} = 13$ TeV bei Proton-Proton-Kollisionen² und einer Luminosität von bisher maximal $\mathcal{L} = 1,37 \cdot 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ist der LHC zur Zeit der größte und leistungsfähigste Teilchenbeschleuniger der Welt und bietet beste Voraussetzungen für die direkte Suche nach neuer Physik und zur präzisen Messung der Standardmodell-Parameter in zuvor unerreichbaren Regionen des Phasenraums.

Die Protonen werden durch Ionisation von Wasserstoffatomen gewonnen und durchlaufen anschließend eine Reihe von Beschleunigern, bevor sie in den LHC auf zwei gegenläufige Bahnen paketweise injiziert und dort auf derzeit je 6.5 TeV weiter beschleunigt werden. Das Jahr der Inbetriebnahme, die Länge bzw. der Umfang und die maximale Strahlenergie der jeweiligen Beschleunigungsstufen sowie die Laufrichtung der Protonen und die schematische Anordnung der

¹„Large Electron Positron Collider“

²Es ist auch eine Beschleunigung von schweren Ionen (typischerweise Blei) möglich. Der überwiegende Teil des physikalischen Programms am LHC wird aber in der Betriebsart mit Protonen durchgeführt.

3. ATLAS-Experiment

vier Hauptexperimente am LHC (CMS³[76], ATLAS⁴[77], ALICE⁵[78] und LHCb⁶[79]) werden in Abbildung 3.1 dargestellt.

Die Protonen-Pakete, sogenannte *Bunches* aus jeweils ca. 10^{11} Protonen, werden über den Ring verteilt in 8 supraleitenden Kavitäten beschleunigt und von 1232 supraleitenden Dipolmagneten mit Feldstärken von bis zu 8,3 T auf einer Kreisbahn gehalten. 392 Quadrupolmagneten dienen der Strahlfokussierung und zusätzliche Sextupole und Oktupole zur Strahlformung. Die zwei Strahlrohre des Beschleunigers befinden sich über weite Strecken in einem gemeinsamen Gehäuse mit den Magneten und dem Kryostatsystem mit flüssigem Helium zur Kühlung der supraleitenden Magnete auf 1,9 K.

An vier Stellen werden die Protonenstrahlen gekreuzt und zur Kollision gebracht. An diesen *Wechselwirkungspunkten* befinden sich die vier großen Detektoren (siehe auch Abbildung 3.1). Die Ereignisrate $R = \mathcal{L} \cdot \sigma$ eines physikalischen Prozesses mit Wirkungsquerschnitt σ ist proportional zur Luminosität, die aus weiteren Beschleunigerparametern berechnet werden kann [80]:

$$\mathcal{L} = \frac{N_p^2 n_b f_R \gamma}{A}$$

mit N_p : Anzahl Protonen pro Paket, n_b : Anzahl Pakete, Umlauffrequenz $f_R \approx 11,2$ kHz, γ : relativistischer Gamma-Faktor und dem Strahlquerschnitt im Kollisionspunkt $A = 4\pi\epsilon_n\beta^*/F$ mit ϵ_n : normierte transversale Emittanz, β^* : Wert der Beta-Funktion am Wechselwirkungspunkt und F : geometrischer Korrekturfaktor der Querschnittsfläche aufgrund des Kreuzungswinkels zwischen den Strahlen.

Bei jedem *Bunch-Crossing* kommt es zu mehreren Kollisionsereignissen (siehe Abbildung 3.2 bzw. Tabelle 3.1). Diese so genannten *Pile-Up*-Ereignisse erhöhen die potenzielle Anzahl interessanter Ereignisse innerhalb der Detektoren, erfordern aber eine gute räumliche Auflösung, um diese bereits bei der Auswahl der Ereignisse im Triggersystem⁷ und bei der späteren Analyse voneinander zu unterscheiden.

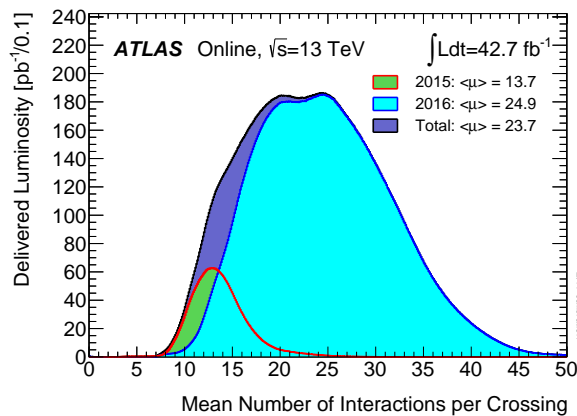


Abbildung 3.2: Pile-Up-Profil der Run-2 Datennahmen in den Jahren 2015 und 2016 am ATLAS-Detektor [81]

³ „Compact Muon Solenoid“, Allzweckdetektor für weites physikalisches Programm

⁴ „A Toroidal LHC AparatuS“, Allzweckdetektor für weites physikalisches Programm

⁵ „A Large Ion Colliding Experiment“, zur Untersuchung von Schwerionenkollisionen entwickelt

⁶ auf Physik mit Bottom-Quarks ausgerichtet

⁷ Dieses wird in Kapitel 3.2 beschrieben.

In Tabelle 3.1 werden die wichtigsten LHC-Parameter in der Zeit von 2012 bis 2016 sowie die Sollwerte, für die der Beschleuniger konzipiert wurde, zusammengefasst.

Jahr	E_{Strahl} [TeV]	N_p	n_b	ϵ_n [μm]	β^* [cm]	Δt_b [ns]	\mathcal{L}_{max} [$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$]	$\int \mathcal{L} dt$ [fb^{-1}]	$\langle \mu \rangle$
2012	4	$1,7 \cdot 10^{11}$	1374	2,5	60	50	$7,7 \cdot 10^{33}$	22,8	20,7
2015	6.5	$1,15 \cdot 10^{11}$	2244	3,5	80	50/25	$5,0 \cdot 10^{33}$	4,2	13,7
2016	6.5	$1,15 \cdot 10^{11}$	2208	2,6	40	25	$1,37 \cdot 10^{34}$	38,5	24,9
Design	7	$1,15 \cdot 10^{11}$	2808	3,75	55	25	$1,0 \cdot 10^{34}$	–	27

Tabelle 3.1: LHC-Parameter in der Zeit von 2012 – 2016 und die Sollwerte („Design“) mit E_{Strahl} : Energie pro Strahl, Δt_b : zeitlicher Paketabstand (entspricht dem zeitlichen Abstand der Kollisionsereignisse), \mathcal{L}_{max} : maximale instantane Luminosität, $\int \mathcal{L} dt$: integrierte Luminosität (ein Maß für die Menge erzeugter Kollisionsereignisse) und die mittlere Anzahl an Kollisionsereignissen pro Bunch-Crossing. Die Werte stammen aus [82, 80, 83].

Nach dem Erfolgreichen Betrieb mit einer Schwerpunktsenergie von 8 TeV im Jahr 2012 wurde der LHC für 2 Jahre abgeschaltet. In der Zeit wurden Detektorkomponenten an den Experimenten aufgerüstet und erneuert sowie die Verbindungsglieder der supraleitenden Magnete ausgetauscht, um anschließend mit höherer Energie und höherer Luminosität arbeiten zu können [84]. 2015 konnte der Beschleuniger erstmals mit einer Schwerpunktsenergie von 13 TeV und einem Paketabstand von 25 ns betrieben werden⁸. Daher war es möglich, den LHC mit sehr viel mehr Paketen zu befüllen. Dies resultierte in einem äußerst ergiebigen Betrieb im Jahr 2016 bei dem erstmals die Design-Luminosität überschritten werden konnte und die bisher größte integrierte Luminosität erreicht wurde (siehe Tabelle 3.1).

Die weitere Planung sieht einen Abschluss des LHC Run-2 mit 13 TeV im Jahr 2018 vor. Nach 1,5 Jahren Wartung soll der Beschleuniger dann ab 2020 mit den vollen 14 TeV im *Run-3* für 3 Jahre betrieben werden, um anschließend 2,5 Jahre lang für die Erweiterung zum *High Luminosity LHC* (HL-LHC) grundlegend überarbeitet zu werden. In der Zeit von 2025 bis 2035 soll dann mit einer instantanen Luminosität von $5,0 \cdot 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ jährlich eine integrierte Luminosität von ca. 250 fb^{-1} und somit insgesamt rund 3000 fb^{-1} erreicht werden [83].

3.2. ATLAS-Detektor

Der ATLAS-Detektor [77] ist neben CMS einer der beiden Vielzweckdetektoren am LHC. Aufgrund seiner Fähigkeit, ein breites Spektrum an Teilchen detektieren zu können, eignet er sich hervorragend zur Suche nach neuer Physik. Darüber hinaus hat die ATLAS-Kollaboration ein weitreichendes physikalisches Programm. Der Detektor misst eine Länge von ca. 45 m, einen Durchmesser von 25 m und besteht aus diversen Detektorkomponenten zur Energie- und Impulsbestimmung sowie zur Identifizierung fast aller Teilchen in den Endzuständen der Kollisionen. Die Energien der Teilchen und Jets werden, soweit möglich, in verschiedenen Kalorimetern gemessen. Impulse geladener Teilchen werden hingegen aus der Krümmung ihrer Bahnen im Magnetfeld bestimmt, gemessen durch Spurdetektoren.

Die Detektorkomponenten sind um den Wechselwirkungspunkt angeordnet und decken fast den gesamten Raumwinkel (4π) ab (siehe auch Abbildung 3.3). Im Inneren des Solenoid-Magneten befindet sich der *Innere Detektor* zur Spur- und Vertexrekonstruktion. Um diesen Bereich

⁸Es wurde im Laufe des Jahres von 50 ns auf 25 ns gewechselt.

3. ATLAS-Experiment

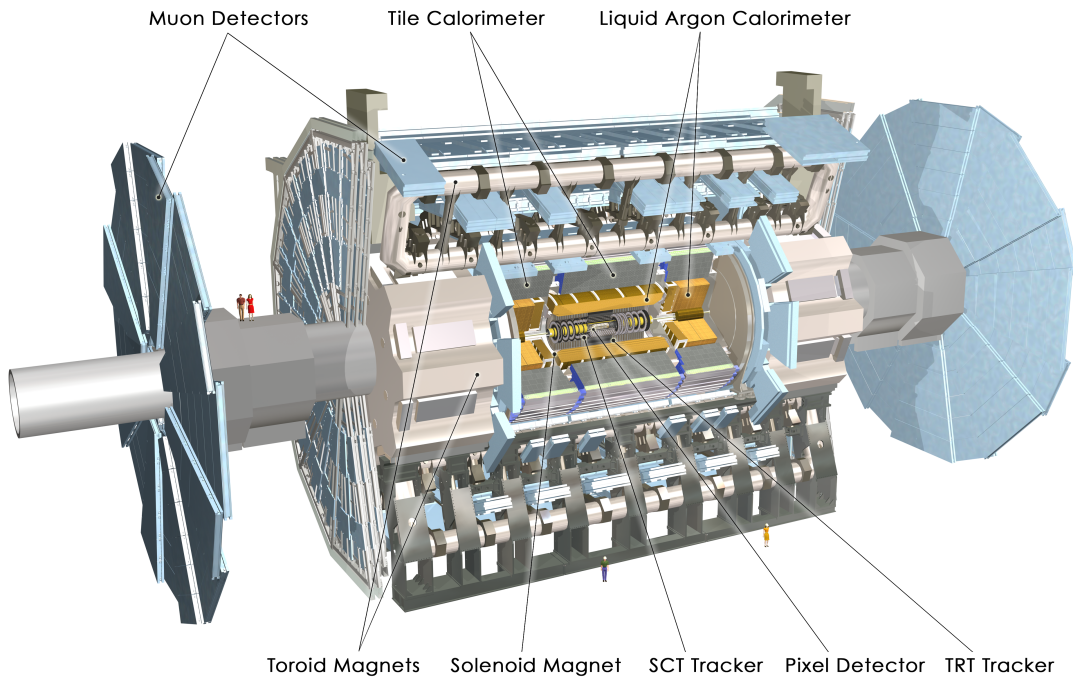


Abbildung 3.3: Computergenerierte Schnittzeichnung des ATLAS-Detektors [85].

herum sind die verschiedenen Komponenten des elektromagnetischen und des hadronischen Kalorimeters angeordnet. Ganz außen befindet sich das Myonspektrometer mit Toroid-Magneten zur Myonimpulsbestimmung.

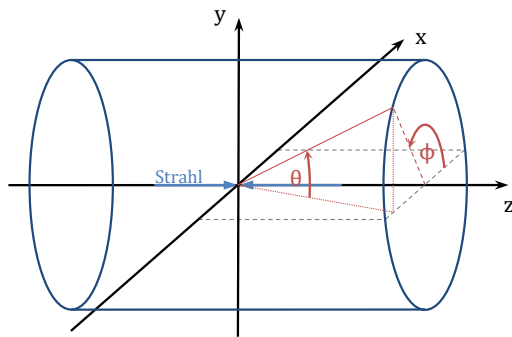


Abbildung 3.4: Detektorkoordinaten

Das Koordinatensystem des ATLAS-Detektors wird in Abbildung 3.4 gezeigt. In kartesischen Koordinaten zeigt die z-Achse entlang der Strahlachse, die y-Achse nach oben und die x-Achse in Richtung LHC-Mittelpunkt. Der Ursprung liegt im Wechselwirkungspunkt. Basierend auf Kugelkoordinaten mit dem Azimutwinkel Φ um die z-Achse, wird ein weiteres Koordinatensystem eingeführt, das statt des üblichen Polarwinkels θ die *Pseudorapidität*

$$\eta = -\ln\left(\tan\frac{\theta}{2}\right)$$

verwendet, da diese in guter Näherung eine lorentzinvariante Größe ist. Abstände werden dann über

$$\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\Phi)^2}$$

definiert. Weitere häufig verwendete Größen sind der Transversalimpuls

$$p_T = \sqrt{(p_x)^2 + (p_y)^2}$$

und die Transversalenergie

$$E_T = \sqrt{p_T^2 + m^2}.$$

Nicht detektierbare Teilchen wie z.B. Neutrinos oder hypothetische WIMPs, die nur schwach wechselwirken, führen zu einer scheinbaren Verletzung der transversalen Energieerhaltung. Diese fehlende Transversalenergie (Kapitel 6.4) ist eine wichtige kinematische Eigenschaft eines Kollisionsereignisses und von großer Bedeutung für die Suche nach Supersymmetrie.

Die einzelnen Detektorkomponenten sollen nun im Detail erläutert werden. Ein Großteil der Informationen stammt dabei aus [77].

Innerer Detektor

Im inneren Detektor findet eine hochpräzise Spurvermessung geladener Teilchen im Bereich $|\eta| < 2,5$ statt. Somit lassen sich Vertizes rekonstruieren sowie Teilchenimpulse und -ladungen aus der Krümmung der Spuren bestimmen. Es kommen drei Komponenten zum Einsatz, die sich im 2 Tesla starken solenoidförmigen Magnetfeld befinden: Pixeldetektor, Halbleiter-Spurdetektor (SCT - *Semiconductor Tracker*) und Übergangsstrahlungs-Spurdetektor (TRT - *Transition Radiation Tracker*), siehe Abbildung 3.5.

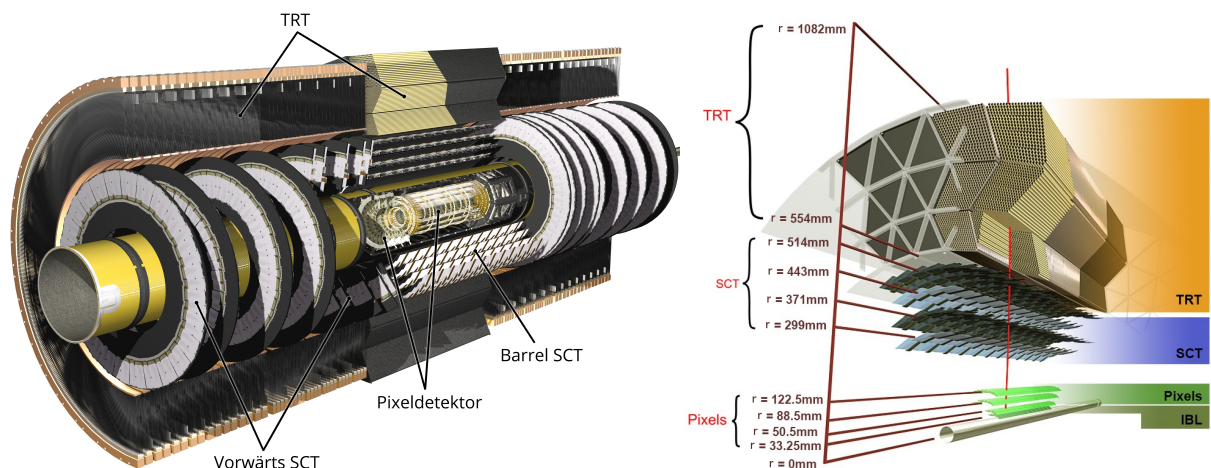


Abbildung 3.5: Computergenerierte Schnittzeichnungen des inneren Detektors: Übersicht (links) [86] und Detailansicht aus dem zentralen Bereich (rechts) [87].

Der Pixeldetektor befindet sich in unmittelbarer Nähe zum Wechselwirkungspunkt. Er besteht aus drei in Hohlzylinderform angeordneten Lagen (*Barrels*) und drei scheibenförmigen Lagen zum Abschluss der Zylinder an beiden Seiten (*Endcaps*). Die insgesamt ungefähr 80 Millionen Silikon-Pixel mit Maßen von jeweils $50 \times 400 \mu\text{m}^2$ bieten eine besonders hohe Spurauflösung. Diese ist besonders wichtig zur Vertex- und Spurrekonstruktion bei Pile-Up-Ereignissen mit mehreren Primärvertizes und für die Rekonstruktion von Sekundärvertizes zur Identifikation von b -Quark-Jets, dem sogenannten *b-Tagging* (Kapitel 6.3). Zudem wurde vor Run-2 mit dem so genannten *Insertable B-Layer* (IBL) eine vierte innerste Pixel-Lage eingefügt, um die Rekonstruktionseffizienz von Sekundärvertizes weiter zu steigern [88].

3. ATLAS-Experiment

Der SCT ist ein Halbleiter-Streifendetektor aus insgesamt ca. 6 Millionen Silikon-Streifen mit Maßen von je $80 \mu\text{m} \times 12 \text{cm}$ [89]. Er ist die mittlere Komponente des inneren Detektors und besteht aus vier Barrels und neun Endcaps pro Seite. Jede besteht aus zwei leicht zueinander verdrehten Streifendetektorlagen, um beide Koordinaten des Teilchendurchgangs zu messen.

Der TRT besteht aus ca. 300 000 dicht gepackten Proportionalzählrohren, sogenannte *Straw Tubes*, die mit einer Xenongasmischung gefüllt sind. Er deckt einen Bereich bis $|\eta| < 2,0$ ab und trägt zur Spurvermessung mit einer großen Anzahl an Treffern (typischerweise um die 36 pro Spur) bei. Durch zeitliche Auflösung des Signals ist der Abstand zwischen dem durchgehenden ionisierenden Teilchen und dem Anodendraht bestimmbar. Durch eine spezielle Anordnung der Straw-Tubes ist eine genaue Spurauflösung möglich. Zudem sind sie von Polypropylen umgeben. Hochrelativistische geladene Teilchen geben beim Durchgang aufgrund der unterschiedlichen Dielektrizitätskonstanten der Materialien Übergangsstrahlung ab, die proportional zu $\gamma = \frac{E}{m}$ ist. Diese kann vom TRT aufgrund der unterschiedlichen Signalformen gleichzeitig gemessen werden und liefert somit wichtige zusätzliche Informationen zur Teilchenidentifikation. Es lassen sich daher bereits die für diese Arbeit wichtigen Elektronen von schwereren Teilchen mit selber Ladung unterscheiden.

Das Auflösungsvermögen des inneren Detektors bei der Bestimmung der Vertexposition ist in Abbildung 3.6 dargestellt.

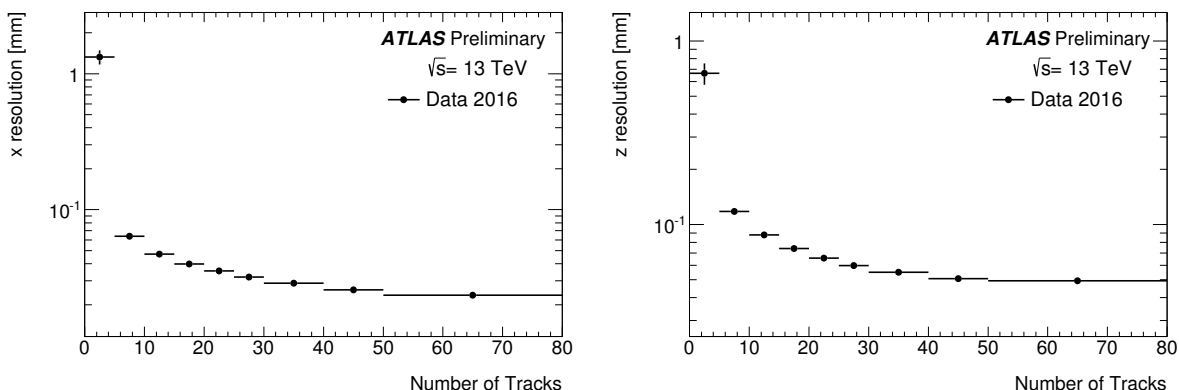


Abbildung 3.6: Auflösungsvermögen des inneren Detektors bei der Bestimmung der Vertexposition in x-Richtung (links) bzw. in z-Richtung (rechts) in Abhängigkeit von der Spuranzahl, bestimmt aus Daten mit zufälligem Trigger (2016, 13 TeV) und korrigiert mit Auflösungskorrekturfaktoren [90].

Kalorimeter

Die Aufgabe der Kalorimeter ist die Vermessung der Energien von Photonen, Elektronen (e^- , e^+) und Hadronen (Jets). Die dabei gewonnenen Daten sind bei der Bestimmung der fehlenden Transversalenergie (Kapitel 6.4) von großer Bedeutung. Aufgrund der unterschiedlichen Wechselwirkungen von Hadronen und Elektronen oder Photonen mit Materie gibt es zwei Arten von Kalorimetern. Sie werden in Abbildung 3.7 schematisch dargestellt. Die Reihenfolge der Anordnung dieser Kalorimeter um den Kollisionspunkt ergibt sich aus der Materialmenge, die der jeweiligen Teilchensorte zur Absorption entgegengebracht werden muss.

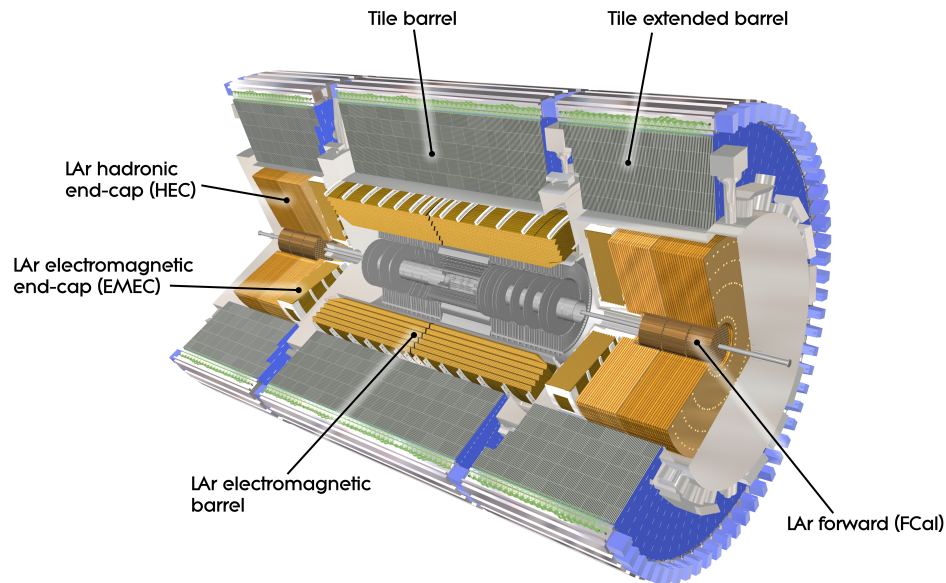


Abbildung 3.7: Computergenerierte Schnittzeichnung der Kalorimeter [91].

Direkt im Anschluss an den inneren Detektor befindet sich das elektromagnetische Kalorimeter (eCal), ein Flüssigargon-Sampling-Kalorimeter (LAr) mit 1,9 mm dicken Bleiabsorberlagen. Durch die Wechselwirkung mit dem Material werden Elektronen und Photonen absorbiert und erzeugen dabei elektromagnetische Schauer⁹. Die so abgegebene Energie wird in den aktiven Lagen des Kalorimeters gemessen, um daraus die ursprüngliche Gesamtenergie zu bestimmen. Im Barrel ($|\eta| < 1,475$) beträgt die Gesamtdicke des Kalorimeters mindestens 22 elektromagnetische Strahlungslängen X_0 und im Bereich der Endcaps ($1,375 < |\eta| < 3,2$) sogar mindestens 24 Strahlungslängen.

An das eCal schließt sich das hadronische Kalorimeter (hCal) an, das die Energie der Hadronen misst, die im elektromagnetischen Kalorimeter nur einen Bruchteil ihrer Energie abgegeben haben. Im Barrel ($|\eta| < 1,7$) wird ein *Tile Calorimeter* eingesetzt, das aus Stahlabsorbern besteht, die mit insgesamt rund 500 000 Plastikszintillatorkacheln („*Tiles*“) durchsetzt sind. An den Endcaps ($1,5 < |\eta| < 3,2$) werden LAr-Kalorimeter mit Kupferabsorbern verwendet. Die Gesamtdicke des hCal beträgt in etwa 10 hadronische Wechselwirkungslängen λ_I .

Die Vorwärtsbereiche direkt am Strahlrohr ($3,1 < |\eta| < 4,9$) werden vom Vorwärtskalorimeter (fCal) abgedeckt. Es besteht aus drei LAr-Kalorimetermodulen – eines mit Kupferabsorbern zur Erzeugung elektromagnetischer Schauer und zwei Module mit Wolframabsorbern, die sich besser zur Absorption von Hadronen eignen.

Myonspektrometer

Myonen sind relativ langlebige minimal ionisierende Teilchen (MIPs¹⁰). Sie werden in den beiden Kalorimetern nicht absorbiert, da sie weder an der starken Wechselwirkung teilnehmen noch nennenswerte Bremsstrahlungsverluste bei kinetischen Energien unter ~ 500 GeV erleiden. Auf ihrem Weg durch die Kalorimeter verlieren sie durchschnittlich nur ca. 3 GeV an Energie.

⁹Mehr Details hierzu sind [24], Kapitel 33.4 und 33.5 zu entnehmen.

¹⁰Beim Durchgang durch Materie fehlen Myonen gleich schwere Stoßpartner, die sie abbremsen würden.

3. ATLAS-Experiment

Daher sind außerhalb der Kalorimeter weitere Detektorkomponenten zur Myonidentifikation und Impulsmessung installiert (Siehe Abbildung 3.8). Teilchendurchgänge in den Driftröhren (MDT - *Monitored Drift Tubes*) oder in den Kathodenstreifenkammern (CSC - *Cathode Strip Chambers*) des Myonsystems werden z.B. als Fortsetzung passender Spuren aus dem inneren Detektor bei der Spurrekonstruktion von Myonen verwendet. Aus der Krümmung dieser Spuren im äußeren toroidalen Magnetfeld werden die Transversalimpulse der Myonen bestimmt.

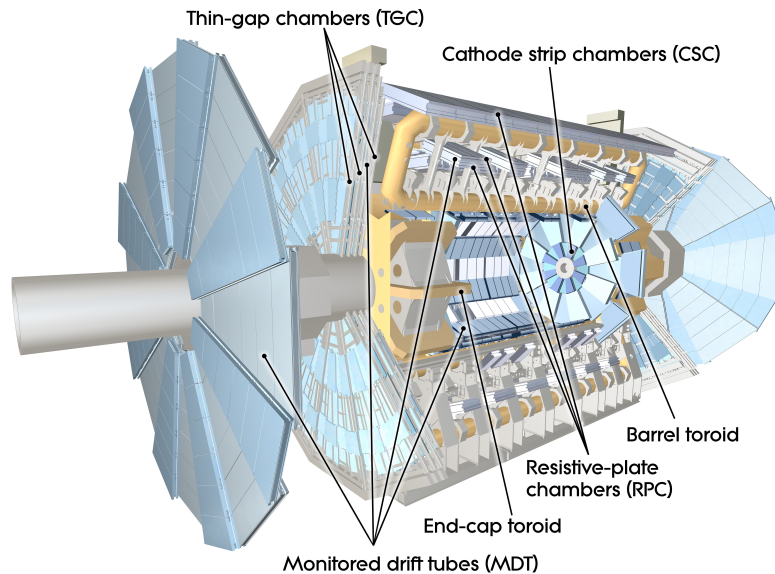


Abbildung 3.8: Computergenerierte Schnittzeichnung des Myonspektrometers [92].

Die MDTs sind in drei Schichten angeordnet, die jeweils aus mindestens drei Lagen Driftröhren bestehen. Die erste Schicht deckt nur den Bereich bis $|\eta| < 2,0$ ab, die beiden äußeren Schichten hingegen den Bereich bis $|\eta| < 2,7$. Im Bereich $2,0 < |\eta| < 2,7$ kommen stattdessen die CSCs zum Einsatz. Ergänzt werden diese Detektorkomponenten durch schnell reagierende RPCs (*Resistive Plate Chambers*) im Barrel und TGCs (*Thin Gap Chambers*) an den Endcaps als Trigger für hochenergetische Myonen und zur Erhöhung der Genauigkeit der Spurrekonstruktion.

Triggersystem und Datenerfassung

Mit einem Abstand von 25 ns zwischen den Proton-Paketen beträgt die Kollisionsfrequenz am LHC 40 MHz. Bei voller Luminosität wurden im Jahr 2016 teilweise mehr als 50 Pile-Up-Ereignisse pro Bunch-Crossing beobachtet (siehe Abbildung 3.2 auf Seite 26), was zu einer Wechselwirkungsrate am ATLAS-Detektor von bis zu ungefähr 2 GHz führt [93]. Mit einer durchschnittlichen Größe von über 1 MB pro Ereignis wäre diese Datenmenge zu groß, um aufgezeichnet zu werden. Ein zweistufiges Triggersystem trennt daher mittels einfacher Kriterien interessante Prozesse von gewöhnlichen Ereignissen und reduziert so die Datenrate auf ein handhabbares Maß.

Der Level-1-Trigger ist ein Hardware-Trigger, der alle Ereignisse nach interessanten Regionen (RoIs) in den Daten der Kalorimeter und des Myonsystems schwellenwertbasiert durchsucht und somit die Ereignisrate mit einer Latenz von 2,5 μ s auf maximal 100 kHz reduziert. Dabei werden Kalorimeter-Energiesummen zur näherungsweisen Bestimmung der fehlenden Transversalenergie berechnet.

In der zweiten Stufe, dem softwarebasierten *High-Level-Trigger* (HLT), werden die Level-1-RoIs unter Zuhilfenahme aller Detektorkomponenten genauer geprüft. Aus dem gepufferten Datenstrom werden dazu bedarfsgesteuert Teile des Ereignisses oder das gesamte Ereignis entpackt und auf einer Serverfarm partiell rekonstruiert. Dabei werden Rekonstruktionsalgorithmen, Kalibrationen und Korrekturen angewendet, die der späteren offline Rekonstruktion sehr ähneln. Dies beinhaltet auch die Rekonstruktion von Spuren, basierend auf dem schnellen hardwarebasierten Tracking-System „FTK“ sowie die Korrektur der fehlenden Transversalenergie durch Abzug der Myon-Beiträge in den Energiesummen. Mit einer Latenz von wenigen Sekunden wird somit die Ereignisrate auf < 1 kHz gesenkt.

Die vollständigen Detektordaten der vom Triggersystem ausgewählten Ereignisse werden zusammen mit den Berechnungen und Entscheidungen der Triggeralgorithmen auf Massenspeicher geschrieben und anschließend „offline“ vollständig rekonstruiert. Diese Datenerfassung (DAQ - *Data Acquisition*) geschieht im CERN-Rechenzentrum (*Tier-0*), einem dedizierten Computercluster, der Ausgangspunkt der weltweiten Verteilung der Daten im *LHC Computing Grid* (LCG oder einfach *Grid*) [94] ist. Die rekonstruierten Daten werden weltweit an großen Rechenzentren (*Tier-1*) gespeichert, weiterverarbeitet und an kleinere Rechenzentren (*Tier-2* und *Tier-3*) weitergegeben.

4. Überblick über die Analyse

An dieser Stelle wird das Analysekonzept der in dieser Arbeit vorgestellten Suche nach Squarks und Gluinos aus direkter Paarproduktion in Ereignissen mit einem isolierten Lepton, Jets und fehlender Transversalenergie (E_T^{miss}) bei einer Schwerpunktsenergie von 13 TeV zusammengefasst und somit eine Kurzdarstellung der Inhalte der folgenden Kapitel gegeben.

Aufbauend auf der 8 TeV Run-1-Analyse (siehe Kapitel 2.2.1) wurde die Analyse in mehreren Stufen weiterentwickelt:

- Mit den ersten Run-2-Daten aus 2015 bei einer Schwerpunktsenergie von 13 TeV wurde eine einfach gehaltene schnittbasierte Suche durchgeführt. Diese beinhaltete nur wenige Signalregionen und deckte lediglich die Gluino-Paarproduktion ab. Dabei wurde ein leichter Datenüberschuss in der 6-Jet-Signalregion beobachtet (siehe Kapitel 2.2.1). Dieser Stand der Analyse wird im Folgenden nicht weiter betrachtet.
- Bis zur ICHEP-Konferenz im Sommer 2016 konnte die aufgezeichnete Datenmenge in etwa verfünffacht werden. Die Analyse wurde für die erhöhte Datenmenge optimiert und um weitere Signalregionen sowie Interpretationen in Signalmodellen der Squark-Paarproduktion erweitert. Dabei wurde der zuvor beobachtete Datenüberschuss überprüft.
- Zur Analyse des vollen kombinierten Datensatzes aus 2015 und 2016 – in etwa eine weitere Verdopplung der Datenmenge – wurde die Analysemethode durch Ausnutzung von Formunterschieden zwischen Signal- und Untergrundprozessen verfeinert.

Die in Kapitel 8 erarbeiteten Signalregionen zielen auf vereinfachte Modelle im Kontext der supersymmetrischen Erweiterung des Standardmodells ab und wurden daher modellabhängig optimiert. Der betrachtete Endzustand kann allerdings als universelle Signatur für eine Vielzahl an Modellen der Supersymmetrie oder für Physik jenseits des Standardmodells betrachtet werden, da lediglich die Leptonanzahl genau festgelegt ist, wohingegen Jet-Multiplizitäten ab zwei Jets abgedeckt werden und nicht nach oben beschränkt sind.

Die betrachteten Signalmodelle beschreiben die direkte Paarproduktion von Squarks und Gluinos, die jeweils in einen bzw. zwei Jets sowie das leichteste Chargino zerfallen, das wiederum in ein W-Boson und das leichteste Neutralino weiter zerfällt. Das isolierte Lepton im betrachteten Endzustand stammt dabei aus einem der beiden anschließenden W-Boson-Zerfälle. Weitere Details zur Signalphänomenologie und den relevanten Standardmodell-Untergründen sowie zum untersuchten Datensatz und den verwendeten Monte-Carlo-Simulationen (MC) folgen im Kapitel 5.

Die Rekonstruktion der aufgenommenen oder simulierten Kollisionsereignisse und die Identifikation der für die Analyse relevanten Objekte, werden in Kapitel 6 beschrieben, wobei auch die analysespezifischen Objektdefinitionen und experimentellen Unsicherheiten diskutiert werden.

In Kapitel 7 wird die Vorselektion der Kollisionsereignisse auf der Basis von Trigger-Entscheidungen, Qualitätskriterien und Schnitten auf kinematische Größen der rekonstruierten Ereignisse und ihre Objekte beschrieben. Am Ende des Kapitels werden die diskriminierenden Variablen der Analyse diskutiert und in kinematischen Verteilungen nach der Vorselektion betrachtet.

Anschließend werden in Kapitel 8 insgesamt 10 Signalregionen definiert und dabei die Schnitte zur Diskriminierung von Signal und Untergrund mit dem Ziel der Maximierung der erwarteten

Sensitivität der Analyse optimiert. Mit den so gewonnenen Signalregionen wird in Kapitel 9 die erwartete Sensitivität der Analyse in den betrachteten Signalmodellen bestimmt und mit bisherigen Ausschlussgrenzen verglichen.

Ausführliche Untersuchungen zur Modellierung der MC-basierten Standardmodell-Untergrundvorhersage werden in Kapitel 10 diskutiert. Dazu zählt die Definition von Kontroll- und Validierungsregionen für die datenbasierte Extraktion von Normierungen und systematischen Unsicherheiten der Hauptuntergründe in Regionen ohne erwartete Signalkontamination, um diese in die Signalregion zu extrapolieren sowie zur Validierung dieser Extrapolation. Insbesondere werden Ursachen und Lösungsansätze für eine beobachtete Fehlmodellierung des Untergrundprozesses der Top-Quark-Paarproduktion diskutiert.

Ursachen und Abschätzungen Theorie-basierter Unsicherheiten der MC-Simulationen sowie der experimentellen Unsicherheiten werden in Kapitel 11 besprochen und dabei ihre Berücksichtigung in der Analyse erläutert.

Nach einer kurzen Zusammenfassung der simultanen Parameteranpassungen im kombinierten Fit zur Bestimmung der endgültigen Standardmodell-Erwartung in allen Regionen unter Berücksichtigung aller Unsicherheiten sowie der anschließenden Hypothesentests in der statistischen Analyse der beobachteten und erwarteten Ereigniszahlen in Kapitel 12 werden in Kapitel 13 die Ergebnisse der Analyse zunächst für einen Teil der in 2016 aufgenommenen Daten in Kombination mit dem Datensatz aus 2015 präsentiert.

Anschließend wird eine Verfeinerung der Analysemethode durch Ausnutzung von Formunterschieden zu Steigerung der Sensitivität vorgestellt und bis zur Präsentation von Ergebnissen mit dem vollen kombinierten Datensatz aus 2015 und 2016 ausgearbeitet. Dabei wird gezeigt, wie die zuvor beobachtete Fehlmodellierung durch datenbasierte Formkorrekturen der Untergrundverteilungen behoben werden kann.

5. Phänomenologie des 1-Lepton-Endzustandes

In diesem Kapitel werden die in dieser Arbeit untersuchten SUSY-Signale vereinfachter Modelle mit Squark- und Gluino-Paarproduktion mit der Signatur

$$1 \text{ isoliertes Lepton} + \text{Jets} + E_T^{miss}$$

diskutiert und mit zu erwartenden Standardmodell-Untergrundprozessen verglichen. Es folgt eine Auflistung der verwendeten Daten und Monte-Carlo Simulationen der Signal- und Untergrundprozesse. Im anschließenden Kapitel wird die Rekonstruktion der relevanten Objekte des Endzustands beschrieben.

5.1. Signale

Zunächst wird modellunabhängig auf die Produktion supersymmetrischer Teilchen am LHC eingegangen. Bei Hadronkollisionen ist zu erwarten, dass die Paarerzeugung von Squarks und Gluinos aus Quarks und Gluonen über die starke Wechselwirkung im Vergleich zu elektroschwacher SUSY-Produktion dominiert, vorausgesetzt die Squark- und Gluinomassen sind nicht zu hoch. Dabei überwiegt die Produktion über Gluonfusion aufgrund der hohen Gluondichte. Das bedeutet, dass die Signalwirkungsquerschnitte bei der Erhöhung der Schwerpunktsenergie von 8 auf 13 TeV im Vergleich zu den Untergrundprozessen viel stärker gestiegen sind. In Abbildung 5.1 ist das Verhältnis der Signalwirkungsquerschnitte bei beiden Schwerpunktsenergien aufgetragen.

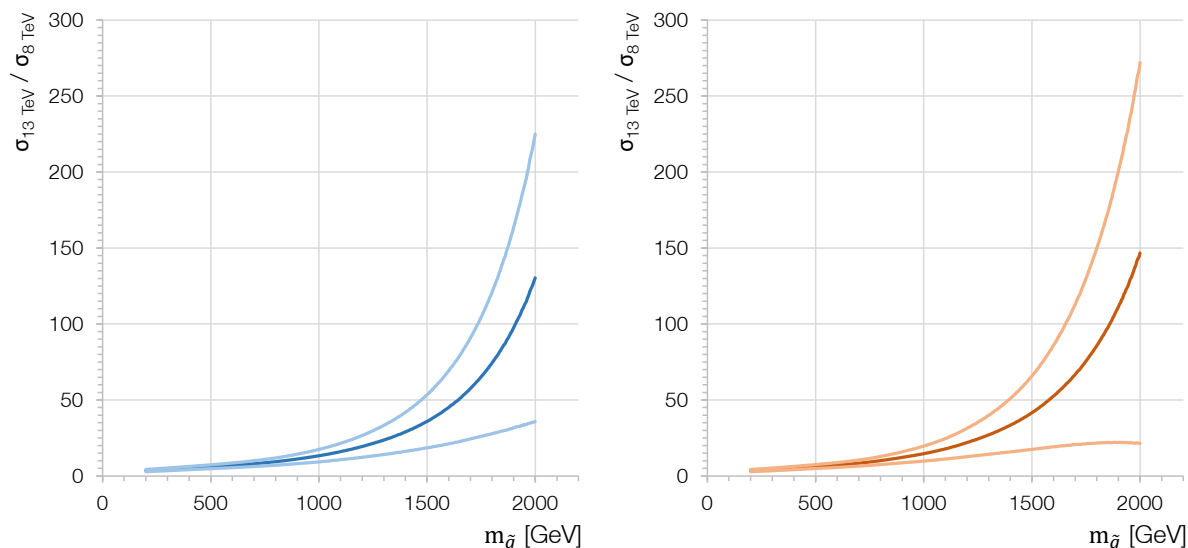


Abbildung 5.1: Entwicklung der Signalwirkungsquerschnitte beim Wechsel der Schwerpunktsenergie von 8 TeV auf 13 TeV für die Gluino- (links) und Squark-Paarproduktion (rechts) und $\pm 1\sigma$ Unsicherheit der Wirkungsquerschnittsberechnung (blasser Linien) – Werte aus [95].

Man sieht, dass vor allem bei hohen Squark- oder Gluinomassen die Wirkungsquerschnitte drastisch zunehmen. In Tabelle 5.1 wird das Verhältnis für zwei repräsentative Massenpunkte mit einem der Hauptuntergründe verglichen. Unter der Voraussetzung geringer Kompression im Massenspektrum sollte also ein Signal bei Überschreiten der Energieschwelle für die Paarproduktion bereits mit geringer Datenstatistik sichtbar sein. Daher wurde diese Analyse zu Beginn von LHC-Run-2 möglichst einfach gehalten, um frühe Ergebnisse für eine mögliche Entdeckung liefern zu können.

Prozess	$\sigma_{8 \text{ TeV}}$ [pb]	$\sigma_{13 \text{ TeV}}$ [pb]	Faktor
$\tilde{g}\tilde{g}$, $m_{\tilde{g}} = 1800 \text{ GeV}$	$3,72 \cdot 10^{-5}$	$2,76 \cdot 10^{-3}$	74,3
$\tilde{q}\tilde{q}$, $m_{\tilde{q}} = 1200 \text{ GeV}$	$7,40 \cdot 10^{-4}$	$1,63 \cdot 10^{-2}$	22,0
$t\bar{t}$ (Hauptuntergrund)	252,89	831,76	3,3

Tabelle 5.1: Entwicklung der Wirkungsquerschnitte beim Wechsel der Schwerpunktsenergie von 8 TeV auf 13 TeV für ausgewählte Signalpunkte und einen Hauptuntergrund. Die Werte stammen aus [95, 96].

Ausführliche Informationen über Wirkungsquerschnitte und SUSY-Produktion bei Hadronkollisionen sind in [8] und der darin enthaltenen Quellensammlung unter der Referenz „[234]“ zu finden.

Vereinfachte Modelle der Squark- und Gluino-Paarproduktion

In dieser Analyse wurden vereinfachte Modelle zur Definition und Optimierung von Signalregionen sowie zur Interpretation der Ergebnisse verwendet (siehe auch Kapitel 2.2). Die Charakteristika der gewählten Modelle sind eher generisch gehalten, um eine möglichst allgemeine Sensitivität auf die Produktion supersymmetrischer Teilchen zu erhalten. Es kamen zwei Signalmodelle zum Einsatz mit der paarweisen starken Produktion von Squarks bzw. Gluinos. Ihre Zerfallsketten besitzen jeweils nur einen Zwischenschritt (*one step*) über ein Chargino.

In diesen Szenarien wird angenommen, dass die Gluinos (bzw. Squarks) ausschließlich über ein $\tilde{\chi}_1^\pm$ und zwei Quarks (bzw. ein Quark) zerfallen, wobei das Chargino jeweils ausschließlich in das LSP und ein W-Boson zerfällt (siehe Abbildung 5.2). Beim Gluino tritt ein Dreikörperzerfall $\tilde{g} \rightarrow qq\tilde{\chi}_1^\pm$ über ein virtuelles \tilde{q} auf. Die genauen Zerfallsschritte mit einem Verzweigungsverhältnis (BR) von jeweils 100% sind in Abbildung 5.2 dargestellt und in Tabelle 5.2 zusammengefasst.

Der Endzustand enthält also vier (bzw. zwei) leichte Quarks, die jeweils einen Jet bilden, zwei W-Bosonen, die mit einem Verzweigungsverhältnis von $\sim 70\%$ in ein Quark-Antiquark-Paar zerfallen und somit zwei weitere leichte Jets bilden bzw. in Lepton¹ und Neutrino zerfallen sowie zwei $\tilde{\chi}_1^0$. Zerfällt ein W-Boson in $\tau + \nu_\tau$ ist zwischen leptonischen und hadronischen Tau-Zerfällen zu unterscheiden. Dabei können ein leichtes Lepton mit zugehörigem Neutrino (BR $\sim 35\%$) oder ein schmaler Jet aus wenigen Pionen (BR $\sim 65\%$) gebildet werden [24]. Zur Bildung des Endzustandes mit einem leichten Lepton (e oder μ) stammt dieses aus einem leptonischen W-Zerfall. Die beiden $\tilde{\chi}_1^0$ sowie ein oder mehrere Neutrinos werden vom Detektor nicht erfasst und wirken sich in Form von fehlender Transversalenergie (E_T^{miss}) auf die transversale Impulsbalance des Ereignisses aus.

¹ e, μ oder τ

5. Phänomenologie des 1-Lepton-Endzustandes

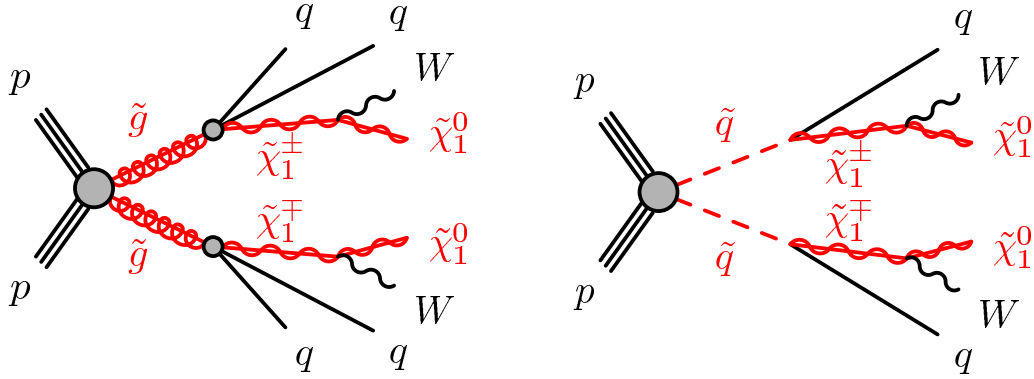


Abbildung 5.2: Feynman-Diagramme der Gluino- (links) und Squark-Paarproduktion (rechts) mit anschließenden Zerfällen in Jets und Charginos, die jeweils in ein LSP und ein W-Boson zerfallen. Das LSP ist jeweils das leichteste Neutralino $\tilde{\chi}_1^0$. Die Diagramme wurden [72] entnommen.

Die Signatur der Signalereignisse ist also bei der Gluino-Paarproduktion

$$1 \text{ isoliertes Lepton} + 5/6 \text{ Jets} + E_T^{miss}$$

und bei der Squark-Paarproduktion

$$1 \text{ isoliertes Lepton} + 3/4 \text{ Jets} + E_T^{miss}.$$

Zur Parametrisierung der Massenspektren wird entweder angenommen, dass die Charginomasse genau in der Mitte zwischen den Massen von Gluino (bzw. Squark) und Neutralino liegt, oder dass die Neutralinomasse 60 GeV beträgt. In ersterem Fall ist die relative Massenaufspaltung der drei beteiligten Teilchen

$$x = \frac{m_{\tilde{\chi}_1^\pm} - m_{\tilde{\chi}_1^0}}{m_{\tilde{g}/\tilde{q}} - m_{\tilde{\chi}_1^0}} = \frac{1}{2}$$

also $m_{\tilde{\chi}_1^\pm} = (m_{\tilde{g}/\tilde{q}} + m_{\tilde{\chi}_1^0})/2$ und in letzterem Fall ist x ein freier Parameter (siehe Tabelle 5.2). Man erhält für diese Modelle also insgesamt vier Ebenen mit je zwei freien Parametern, so genannte *Signal-Grids*. Die in dieser Arbeit verwendeten Massenpunkte werden in den Abbildungen 5.10 und 5.11 (Kapitel 5.3) dargestellt. Eine Liste mit Wirkungsquerschnitten befindet sich in Anhang A, Tabelle A.2.

Grid-Name	Parametrisierungen	Prozesse	Endzustand
GG_onestepCC	$x = \frac{1}{2}$ und $m_{\tilde{g}}, m_{\tilde{\chi}_1^0} = \text{frei}$	$pp \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}$	$qqqqWW\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0$
	oder $m_{\tilde{\chi}_1^0} = 60 \text{ GeV}$ und $m_{\tilde{g}}, x = \text{frei}$	$\tilde{g} \rightarrow \tilde{q}q, \tilde{q} \rightarrow q\tilde{\chi}_1^\pm$ $\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow W\tilde{\chi}_1^0$	
SS_onestepCC	$x = \frac{1}{2}$ und $m_{\tilde{q}}, m_{\tilde{\chi}_1^0} = \text{frei}$	$pp \rightarrow \tilde{q}\tilde{q}$	$qqWW\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0$
	oder $m_{\tilde{\chi}_1^0} = 60 \text{ GeV}$ und $m_{\tilde{q}}, x = \text{frei}$	$\tilde{q} \rightarrow q\tilde{\chi}_1^\pm$ $\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow W\tilde{\chi}_1^0$	

Tabelle 5.2: Vereinfachte Modelle der Gluino- und Squark-Paarproduktion, die in der Analyse verwendet werden. Der Parameter x beschreibt die relative Massenaufspaltung zwischen den drei beteiligten SUSY-Teilchen.

5.2. Untergrundprozesse

Es sollen nun Standardmodell-Untergrundprozesse besprochen werden, die dieselbe Signatur wie die Signalprozesse aufweisen können. Dabei müssen auch Prozesse berücksichtigt werden, die mehr Leptonen, weniger Jets oder kein E_T^{miss} aufweisen, denn diese können durch Fehlrekonstruktion der Ereignisse mit zum gesuchten Endzustand beitragen. Sie werden in der Reihenfolge der Größe des Beitrags zum Gesamtuntergrund in den Signalregionen besprochen.

Durch zusätzliche Gluonabstrahlung im starken Produktionsprozess kann zudem die Jet-Multiplizität erhöht werden. Man nennt die dabei entstehenden Jets *Initial State Radiation* (ISR). Zudem ist eine weitere Gluonabstrahlung im Endzustand möglich, was zu *Final State Radiation* (FSR) führt. Dabei können sich die Gluonen auch in zwei weitere aufspalten und jeweils einen Jet bilden. Zusätzliche Jets können auch bei Wechselwirkungen mit weiteren Partonen (*Multi Parton Interaction*) sowie bei der Hadronisierung der farbgeladenen Protonreste im Strahl entstehen. Jets aus Pileup-Ereignissen lassen sich aufgrund der Herkunft ihrer Spuren unterdrücken. ISR- und FSR-Jets besitzen typischerweise einen vergleichsweise niedrigeren Transversalimpuls (=„weich“) und können somit durch eine entsprechend „harte“ Jetselektion unterdrückt werden. In allen hier folgenden Signaturen der Untergrundprozesse werden bis zu zwei zusätzliche Jets berücksichtigt.

Fehlende Transversalenergie kann auch ohne die Existenz von nicht detektierbaren Teilchen gemessen werden. Sie entsteht bei der Fehlvermessung von Jets und anderen Objekten aufgrund von Streuung und Verlusten an Detektormaterial, Pileup, toten oder rauschenden Auslesekanälen, geringer Detektoraufösung in gewissen Bereichen (vor allem in Vorwärts- und Übergangsregionen) oder bei Nichtdetektion von Teilchen, die außerhalb der Akzeptanz des Detektors liegen.

Top-Quark-Paarproduktion

Einer der wichtigsten Untergründe ist die Top-Quark-Paarproduktion ($t\bar{t}$, Abbildungen 5.3 a und b), denn bei den anschließenden Zerfällen (Abbildung 5.3 c) entstehen genau wie bei der Squark-Paarproduktion zwei W-Bosonen und zwei Jets. Allerdings handelt es sich hier um schwere b-Quark-Jets (*b-Jets*), die sich häufig von leichten Jets durch so genanntes *b-Tagging* unterscheiden lassen (siehe Kapitel 6.3). Die beiden W-Bosonen zerfallen analog zu den Signalprozessen semileptonisch, also eines in ein Lepton und ein Neutrino und das zweite hadronisch ($q\bar{q} \rightarrow 2$ Jets oder $\tau + \nu$, $\tau \rightarrow$ Jet). Dabei entstehen bis zu zwei weitere Jets. Durch oben genannte Prozesse kann sich sogar die Jet-Multiplizität noch weiter erhöhen. Das Neutrino (bzw. beide) liefert fehlende Transversalenergie. Allerdings ist hierbei ein geringerer Beitrag als bei den Signalprozessen mit den zusätzlichen beiden $\tilde{\chi}_1^0$ zu erwarten. Die Signatur ist somit unter Berücksichtigung von bis zu zwei zusätzlichen Jets

$$1 \text{ isoliertes Lepton} + 3/4/5/6 \text{ Jets} + E_T^{miss}$$

und damit prinzipiell identisch zu beiden Signalsignaturen (mit Unterschieden bei den Jet-Flavours und dem Betrag der fehlenden Transversalenergie).

Der inklusive Wirkungsquerschnitt der Top-Paarproduktion am LHC bei $\sqrt{s} = 13$ TeV beträgt 831,76 pb [96] und demzufolge ca. 452 pb unter Berücksichtigung des Verzweigungsverhältnisses zu mindestens einem Lepton.

5. Phänomenologie des 1-Lepton-Endzustandes

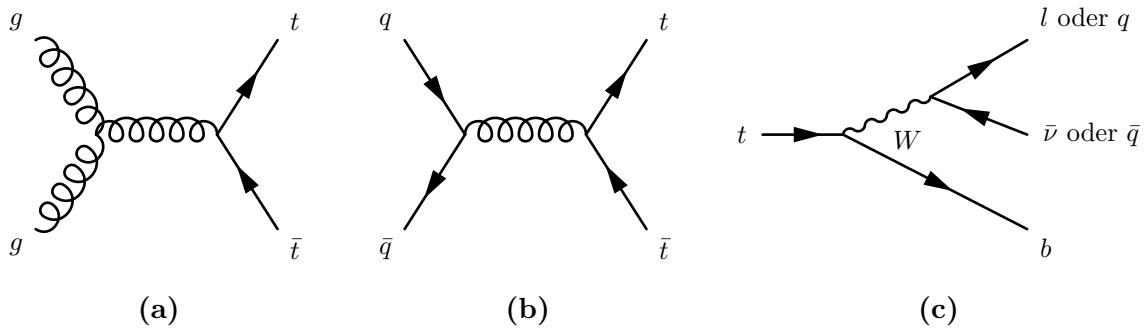


Abbildung 5.3: Eine Auswahl an Feynmandiagrammen der Top-Quark-Paarproduktion über Gluonfusion (a), Quark-Antiquark-Annihilation (b) und das führende Diagramm des Top-Quark-Zerfalls (c).

W-Boson-Produktion mit Jets

Bei der Produktion von W-Bosonen können weitere Jets entstehen ($W+Jets$). Eine Auswahl an führenden Produktionsprozessen, die zwei Jets enthalten sind in Abbildung 5.4 dargestellt. Prozesse höherer Ordnung können weitere Jets enthalten und auch hier müssen höhere Jet-Multiplizitäten durch oben genannte Vorgänge bedacht werden. Bei einem leptonischen W-Zerfall wird die Signatur

$$1 \text{ isoliertes Lepton} + 2/3/4/5 \text{ Jets} + E_T^{miss}$$

gebildet. Dabei stammt die fehlende Transversalenergie vom Neutrino. Die Masse des W-Bosons lässt sich aus den Informationen des Leptons und der fehlenden Transversalenergie des Neutrinos als Kante im Spektrum der transversalen Masse

$$m_T = \sqrt{2 \cdot p_T^{Lepton} \cdot E_T^{miss} \cdot (1 - \cos \Delta\phi(Lepton, E_T^{miss}))}$$

ablesen. Dabei besitzt die große Mehrheit der Ereignisse eine transversale Masse von $m_T \lesssim m_W \approx 80,4 \text{ GeV}$. Für Signalereignisse ist dies aufgrund der zusätzlichen E_T^{miss} nicht der Fall. Allerdings sind mit einer geringen Wahrscheinlichkeit auch höhere Werte für m_T möglich und W-Bosonen werden am LHC sehr häufig produziert. Daher ist auch dies ein Hauptuntergrund. Das Produkt aus Wirkungsquerschnitt und Verzweigungsverhältnis für die W-Boson-Produktion bei pp-Kollisionen mit $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ und anschließendem leptonischen Zerfall beträgt ca. 20000 pb je Leptonensorte [97].

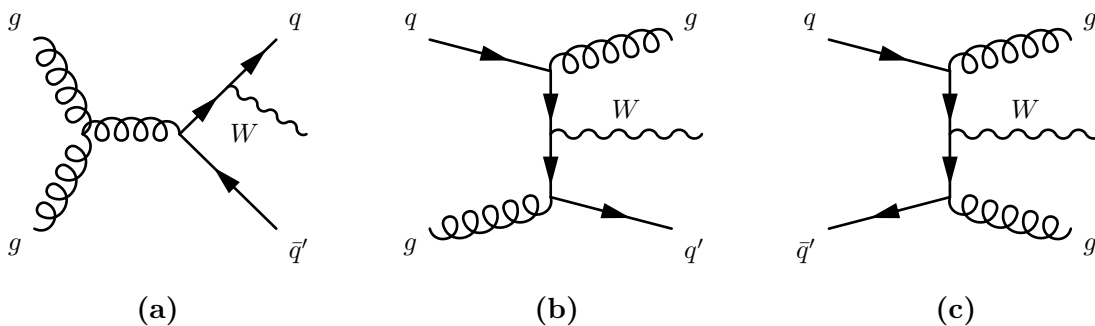


Abbildung 5.4: Eine Auswahl an Feynmandiagrammen der W-Boson-Produktion mit zwei zusätzlichen Jets.

Top-Quark-Produktion

Die Produktion eines einzelnen Top-Quarks (*Single-Top*) im *s-Kanal*² (Abbildung 5.5 a) wird von einem b-Jet begleitet. Ein weiterer b-Jet und ein W-Boson entstehen beim Zerfall des Top-Quarks. Weitere Jets können durch oben genannte Prozesse hinzukommen. Bei einem leptonen W-Zerfall kann mit der fehlenden Transversalenergie des Neutrinos die Signatur

$$1 \text{ isoliertes Lepton} + 2/3/4 \text{ Jets} + E_T^{miss}$$

gebildet werden. Dabei sind zwei Jets schwere b-Jets und die fehlende Transversalenergie fällt kleiner als bei den Signalprozessen aus. Auch hier lässt sich die W-Masse im m_T -Spektrum ablesen. Das Produkt aus Wirkungsquerschnitt und Verzweigungsverhältnis mit leptonischem Zerfall beträgt ca. 3,3 pb [98].

Bei der Produktion im *t-Kanal*³ (Abbildung 5.5 b) kann anstelle des b-Jets auch ein leichter Jet gebildet werden. Die Signatur enthält dann nur einen b-Jet, ist aber ansonsten unverändert. Das Produkt aus Wirkungsquerschnitt und Verzweigungsverhältnis mit leptonischem Zerfall beträgt ca. 69,5 pb [98].

Es gibt einen weiteren Produktionskanal, bei dem neben dem Top-Quark auch ein W-Boson gebildet wird (Abbildung 5.5 c). Hierbei enthält der Endzustand genauso wie die Signalprozesse zwei W-Bosonen. Allerdings werden diese zunächst durch nur einen b-Jet begleitet. Ein W-Boson zerfällt hadronisch in zwei Jets oder über ein Tau-Lepton in einen Jet und ein Neutrino. Das zweite W-Boson zerfällt leptonisch. Die Signatur ist somit

$$1 \text{ isoliertes Lepton} + 2/3/4/5 \text{ Jets} + E_T^{miss}$$

und unterscheidet sich von den Signalsignaturen im Flavour eines Jets, in der Anzahl Jets mit hohem Transversalimpuls und im Betrag der fehlenden Transversalenergie, zu der hier nur das (oder beide) Neutrino beiträgt. Der inklusive Wirkungsquerschnitt beträgt ca. 68 pb [98].

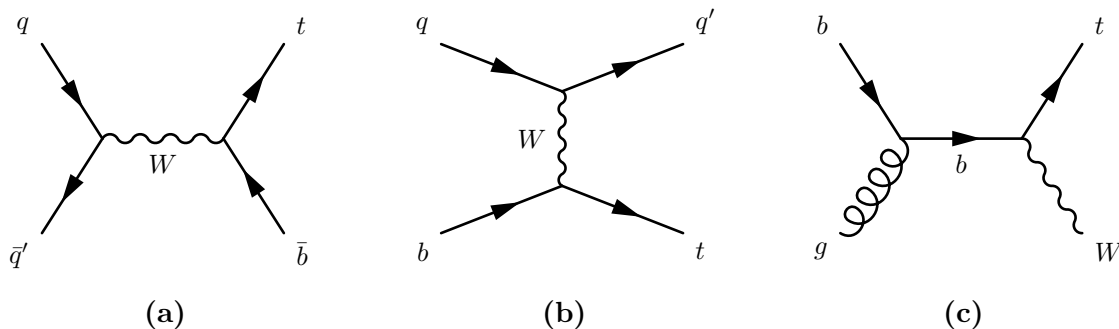


Abbildung 5.5: Eine Auswahl an Feynmandiagrammen der Single-Top-Produktion. (a): s-Kanal, (b): t-Kanal und (c): Wt-Kanal.

Produktion von zwei Vektorbosonen

Beispielsweise über die schwache Wechselwirkung zweier Quarks können zwei Vektorbosonen (W oder Z) gebildet werden (*Diboson*, Abbildung 5.6). Dabei können, wie bei der Produktion eines einzelnen W-Bosons, weitere Jets entstehen. Bei der Produktion von zwei W-Bosonen (Abbildung

²benannt nach den Mandelstam-Variablen

³benannt nach den Mandelstam-Variablen

5. Phänomenologie des 1-Lepton-Endzustandes

5.6 a) mit zwei zusätzlichen Jets erhält man den Endzustand der Squark-Paarproduktion ohne die zwei $\tilde{\chi}_1^0$. Da das Neutrino aus dem selektierten leptonischen W-Zerfall zur E_T^{miss} beiträgt, ist somit die Signatur weiterhin die gleiche:

$$1 \text{ isoliertes Lepton} + 3/4 \text{ Jets} + E_T^{miss}.$$

Im Unterschied zum Signal ist die W-Masse ebenfalls im m_T -Spektrum ersichtlich (sofern kein weites Neutrino produziert wird) und weniger fehlende Transversalenergie zu erwarten. Das Produkt aus Wirkungsquerschnitt und Verzweigungsverhältnis mit je einem leptonischen und einem hadronischen W-Boson-Zerfall beträgt ca. 44,2 pb [98]. Für Zerfälle in ein Lepton (e, μ, τ), ein Tau-Lepton und Neutrinos beträgt es demnach ca. 1,2 pb je Leptonensorte.

Wird statt einem W-Boson ein Z-Boson gebildet (Abbildung 5.6 b), zerfällt dieses hauptsächlich in $q\bar{q}, \nu\nu, \ell^+\ell^-$ oder $\tau^+\tau^-$. Wie bereits erwähnt, können Tau-Leptonen in leichtere Leptonen zerfallen oder einen Tau-Jet bilden. Somit gibt es mehrere Möglichkeiten, Signaturen mit einem Lepton zu erhalten. Entweder stammt das Lepton, wie zuvor, aus einem W-Zerfall ($W \rightarrow \ell\nu$ oder $W \rightarrow \tau\nu, \tau \rightarrow \ell\nu\nu$) oder aus einem Z-Zerfall mit $Z \rightarrow \tau\tau$, wobei eines der beiden Tau-Leptonen in ein leichteres Lepton zerfällt und das andere einen Tau-Jet bildet. Das jeweils andere Boson zerfällt hadronisch ($W \rightarrow q\bar{q}$ oder $W \rightarrow \tau\nu, \tau \rightarrow \text{Jet}$, bzw. $Z \rightarrow q\bar{q}$ oder $Z \rightarrow \tau\tau$ mit $\tau\tau \rightarrow 2 \text{ Jets}$). In äußerst seltenen Fällen ist es auch denkbar, dass Ereignisse mit einem dileptonischen Z-Zerfall selektiert werden, wenn eines der Leptonen nicht rekonstruiert wird. In allen Fällen wird eine signalähnliche Signatur gebildet:

$$1 \text{ isoliertes Lepton} + 2/3/4/5 \text{ Jets} + E_T^{miss}.$$

Stammt das Lepton aus dem W-Zerfall und taucht kein weiteres Neutrino bei einem anderen Zerfall auf, ist die W-Masse im m_T -Spektrum zu sehen. Die fehlende Transversalenergie fällt ebenfalls geringer aus als bei den Signalen. Das Produkt aus Wirkungsquerschnitt und Verzweigungsverhältnis für die WZ-Produktion mit einem Lepton, einem Neutrino und zwei Jets beträgt ca. 10,1 pb [98]. Für den Fall, dass das Lepton aus einem der Tau-Zerfälle des Z-Bosons stammt, beträgt es daher ca. 0,2 pb.

Bei der Produktion von zwei Z-Bosonen (Abbildung 5.6 c) stammt das Lepton entweder aus einem Zerfall des Z-Bosons über zwei Tau-Leptonen, wobei eines in ein leichteres Lepton weiter zerfällt oder, in sehr seltenen Fällen, aus einem dileptonischen Zerfall mit einem nicht rekonstruierten Lepton. Die Signatur ist unter Berücksichtigung von bis zu zwei zusätzlichen Jets

$$1 \text{ isoliertes Lepton} + 3/4/5 \text{ Jets} + E_T^{miss}.$$

Es wird eine geringere Menge an fehlender Transversalenergie als bei Signalereignissen erwartet. Das Produkt aus Wirkungsquerschnitt und Verzweigungsverhältnis für die ZZ-Produktion mit zwei Leptonen, und zwei Jets beträgt ca. 2,3 pb [98]. Für den Zerfall in zwei Tau-Leptonen, wovon eines in ein leichteres Lepton zerfällt, beträgt es daher ebenfalls ca. 0,2 pb.

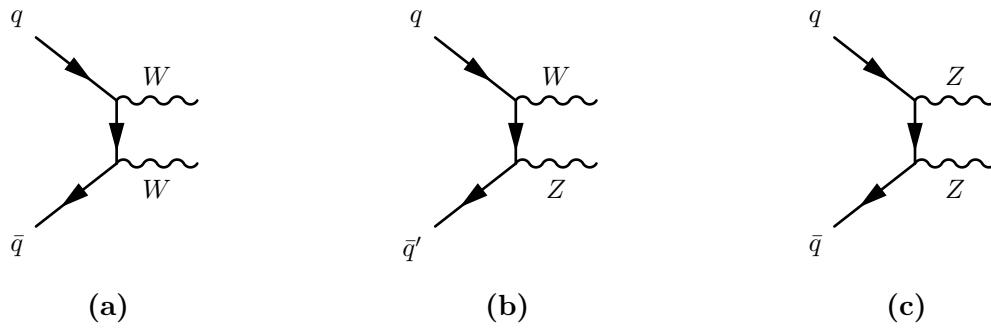


Abbildung 5.6: Eine Auswahl an Feynmandiagrammen der Produktion von zwei W-Bosonen (a), von einem W- und einem Z-Boson (b) und von zwei Z-Bosonen (c).

Z-Boson-Produktion mit Jets

Die Produktion eines Z-Bosons ($Z+Jets$) ist der W-Boson-Produktion sehr ähnlich. Bis auf die Quark-Sorten und das produzierte Boson stimmen die ausgewählten Feynman-Diagramme für die Produktion mit zwei zusätzlichen Jets (Abbildung 5.7) mit denen der W-Boson-Produktion überein. Endzustände mit einem Lepton können nur erreicht werden, wenn das Z-Boson in zwei Tau-Leptonen zerfällt und eines davon in ein leichteres Lepton weiter zerfällt und das andere einen Tau-Jet bildet oder, in sehr seltenen Fällen, bei einem dileptonischen Zerfall mit einem nicht rekonstruierten Lepton. Die Signatur ist unter Berücksichtigung von bis zu zwei zusätzlichen Jets

$$1 \text{ isoliertes Lepton} + 1/2/3 \text{ Jets} + E_T^{miss}.$$

Es wird eine geringere Menge an Jets und fehlender Transversalenergie als bei Signalereignissen erwartet. Damit dieser Prozess relevant wird, müssen weitere zusätzliche Jets produziert werden. Allerdings geschieht die Produktion von Z-Bosonen am LHC relativ häufig. Das Produkt aus Wirkungsquerschnitt und Verzweigungsverhältnis für die Z-Produktion mit dileptonischem Zerfall beträgt ca. 2000 pb je Leptonensorte [98]. Für den Zerfall in zwei Tau-Leptonen, wovon eines in ein leichteres Lepton zerfällt, beträgt es daher ca. 470 pb.

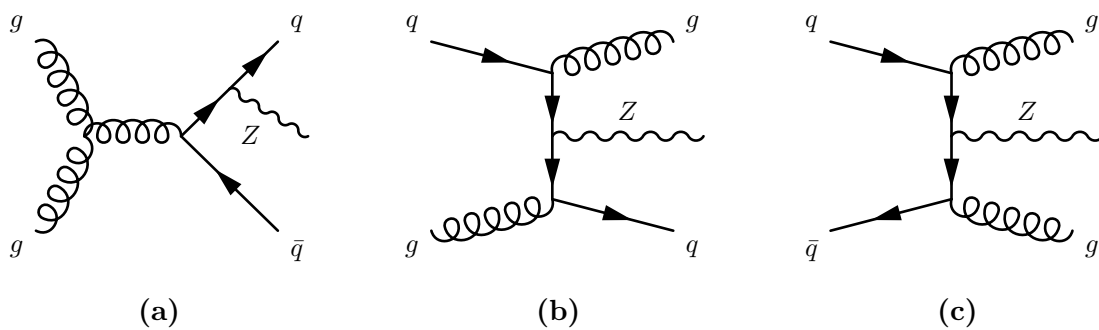


Abbildung 5.7: Eine Auswahl an Feynmandiagrammen der Z-Boson-Produktion mit zwei zusätzlichen Jets.

Top-Quark-Paarproduktion mit einem Vektorboson

Bei der Top-Quark-Paarproduktion mit einem zusätzlichen W-Boson ($t\bar{t}V$, Abbildung 5.8 a) wird ein Endzustand mit zwei b-Jets und 3 W-Bosonen gebildet. Mit einem leptonischen ($W \rightarrow \ell\nu$ oder $W \rightarrow \tau\nu$, $\tau \rightarrow \ell\nu\nu$) und zwei hadronischen Zerfällen ($W \rightarrow q\bar{q}$ oder $W \rightarrow \tau\nu$, $\tau \rightarrow \text{Jet}$) der W-Bosonen ist die Signatur

$$1 \text{ isoliertes Lepton} + 4/5/6 \text{ Jets} + E_T^{\text{miss}}.$$

Dies entspricht den Signaturen der Signale. Allerdings sind hier zwei der Jets schwere b-Jets. Stammt das Lepton aus einem W-Zerfall und taucht kein weiteres Neutrino bei einem anderen Zerfall auf, ist zudem im Gegensatz zu den Signalen die W-Masse im m_T -Spektrum zu sehen. Es wird außerdem eine geringere Menge an fehlender Transversalenergie als bei Signalereignissen erwartet. Mit nur ca. 0,5 pb [98] hat dieser Untergrund einen vergleichsweise niedrigen inklusiven Wirkungsquerschnitt.

Wird anstelle des W-Bosons ein Z-Boson gebildet (Abbildung 5.8 b), enthält der Endzustand zwei b-Jets, zwei W-Bosonen und ein Z-Boson. Wie bereits bei der Diboson-Produktion (WZ) diskutiert bieten sich dann mehrere Möglichkeiten, eine Signatur mit einem Lepton zu erhalten. Entweder kommt es aus einem leptonischen W-Zerfall oder über $Z \rightarrow \tau\tau$ mit einem leptonischen Tau-Zerfall. Zusammenfassend wird die signalähnliche Signatur

$$1 \text{ isoliertes Lepton} + 3/4/5/6/7 \text{ Jets} + E_T^{\text{miss}}$$

gebildet. Dabei sind zwei der Jets schwere b-Jets und weitere Jets stammen aus hadronischen W- und Z-Zerfällen. Fehlende Transversalenergie wird durch das Neutrino des leptonischen W-Zerfalls oder durch weitere Neutrinos bei Zerfällen mit Tau-Leptonen oder beim Zerfall $Z \rightarrow \nu\nu$ und $W \rightarrow \tau\nu$ mit $\tau \rightarrow \text{Jet}$, der zu einer Signatur mit 3 Jets führt, gebildet. 7 Jets erhält man über $Z \rightarrow \tau\tau$ mit $\tau \rightarrow \ell\nu\nu$ und $\tau \rightarrow \text{Jet}$ sowie zwei mal $W \rightarrow q\bar{q}$ und die zwei b-Jets. Weiterhin gibt es Zerfälle, bei denen die W-Masse im m_T -Spektrum zu sehen ist. Mit einem inklusiven Wirkungsquerschnitt von nur ca. 0,7 pb [98] liefert dieser Untergrund ebenfalls keinen großen Beitrag.

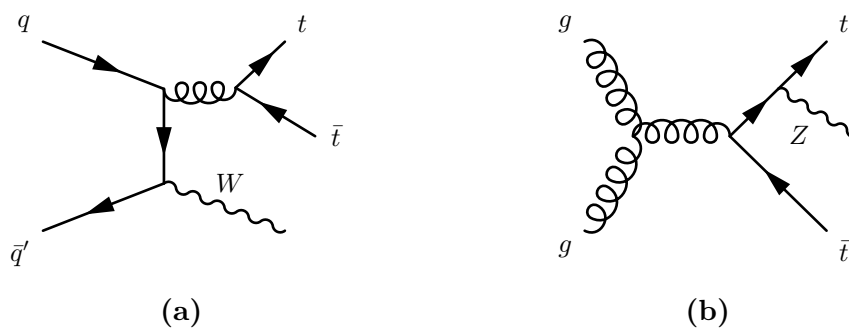


Abbildung 5.8: Eine Auswahl an Feynmandiagrammen der Top-Quark-Paarproduktion mit einem W-Boson (a) und einem Z-Boson (b).

5.3. Daten & Monte-Carlo Simulationen

Im Folgenden werden der untersuchte Datensatz und die verwendeten Monte-Carlo Simulationen beschrieben.

Daten

Im Rahmen dieser Arbeit wurden die Daten des ATLAS-Detektors aus der Zeit von August 2015 bis November 2016 bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 13$ TeV und mit einem zeitlichen Abstand von 25 ns zwischen den Proton-Paketen untersucht. Man unterteilt die jährlichen Datensätze in Perioden, die sich durch verschiedene technische Betriebsbedingungen, die sogenannten *Run Conditions*, unterscheiden. Dazu zählen unterschiedliche LHC-Betriebsbedingungen, wie das Füllungsschema, Triggerkonfigurationen und veränderte Detektorbedingungen, wie z.B. Ausfälle einzelner Komponenten.

Der Datensatz aus 2015 besteht aus den Perioden A–J [99], wobei für die Analyse die Perioden A–C und I nicht genutzt werden konnten, da hier spezielle Betriebsbedingungen herrschten, die für die Analyse ungeeignet sind. 2015 wurde nach zweijähriger Aufrüstung einiger Komponenten des Beschleunigers und des Detektors erstmals der Betrieb mit einer Schwerpunktsenergie von 13 TeV durchgeführt. Dabei hat man sich zu Beginn auf ein Abschließen und Prüfen der Anpassungen konzentriert und erst gegen Ende des Jahres die Kollisionsrate erhöht (siehe Abbildung 5.9). In den Perioden A–C befanden sich daher nur sehr wenige Proton-Pakete im Beschleuniger und erst ab Periode D wurde der Paketabstand auf 25 ns verringert. Periode I enthält Runs mit einem sehr viel größeren β^* von 90 m zur Kalibrierung der Luminositätsmessung mit dem ALFA-Subdetektor⁴ [100].

Im Jahr 2016 konnten aus den Perioden A–L [99] nur die Perioden H und J nicht genutzt werden, da hier spezielle Runs mit einem niedrigen μ für *Vorwärts-Physik* oder mit einem β^* von 2,5 km zur Kalibrierung der Luminositätsmessung durchgeführt wurden. In der übrigen Zeit wurden äußerst ergiebige Datennahmen durchgeführt (siehe Abbildung 5.9).

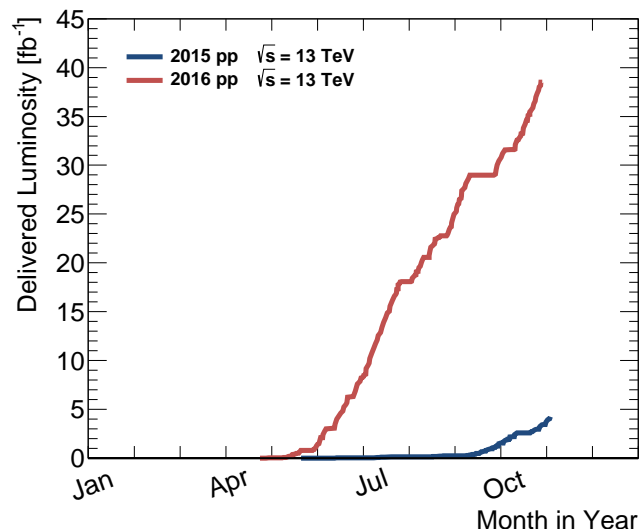


Abbildung 5.9: Kumulierte vom LHC gelieferte Luminosität aus den Jahren 2015 und 2016, aufgetragen über die Zeit, in Anlehnung an [81].

⁴„Absolute Luminosity For ATLAS“

5. Phänomenologie des 1-Lepton-Endzustandes

Perioden werden wiederum in sogenannte *Runs* unterteilt. Sollten im Rahmen der Datennahme eines Runs Unregelmäßigkeiten aufgetaucht sein, so lässt sich dieser Run (oder nur ein Teil davon) bei der Analyse der Daten mit Hilfe von sogenannten *Good-Runs-Listen* ausschließen. In solchen Listen⁵ sind Runs aufgelistet, bei denen konstant gute Detektorbedingungen herrschten, denn eine uneingeschränkte Funktion von Magneten, Spurdetektoren, Kalorimeter-Systemen und dem Myonspektrometer ist für die SUSY-Suche unerlässlich.

In den Jahren 2015 und 2016 zusammen wurde am LHC eine integrierte Luminosität von $\int \mathcal{L} = 42,7 \text{ fb}^{-1}$ geliefert, wovon am ATLAS-Detektor $\int \mathcal{L} = 39,5 \text{ fb}^{-1}$ aufgenommen wurden. Nach Filterung mit der Good-Runs-Liste können noch $\int \mathcal{L} = 36,1 \text{ fb}^{-1}$ für die Analyse verwendet werden (siehe Tabelle 5.3). Die Unsicherheit auf diesen Wert wurde auf $\pm 3,2\%$ bestimmt [103]. Sie wurde entsprechend der Methode in [104] mit einer vorläufigen Kalibrierung der Luminositätsskala berechnet, die über *van der Meer Scans* im August 2015 und Mai 2016 bestimmt wurde.

Jahr	$\int \mathcal{L}_{\text{LHC}}$	$\int \mathcal{L}_{\text{ATLAS}}$	$\int \mathcal{L}_{\text{GRL}}$	$\Delta \int \mathcal{L}_{\text{GRL}}$
2015	$4,2 \text{ fb}^{-1}$	$3,9 \text{ fb}^{-1}$	$3,2 \text{ fb}^{-1}$	2,1 %
2016	$38,5 \text{ fb}^{-1}$	$35,6 \text{ fb}^{-1}$	$33,3 \text{ fb}^{-1}$	4,5 %
2015 + 2016	$42,7 \text{ fb}^{-1}$	$39,5 \text{ fb}^{-1}$	$36,1 \text{ fb}^{-1}$	3,2 %

Tabelle 5.3: Integrierte Luminositäten in den Jahren 2015 und 2016: vom LHC geliefert, am ATLAS-Detektor aufgenommen und nach Filterung mit der Good-Runs-Liste mit der zugehörigen Unsicherheit. Die Werte stammen aus [102, 103].

Weitere Details zu den verwendeten Daten befinden sich in Anhang A in Tabelle A.1.

Monte-Carlo Simulationen

Simulierte Kollisionsereignisse werden zur Vorhersage der theoretisch erwarteten Signal- und Untergrunderwartung verwendet. Somit ist ein Vergleich zwischen der Erwartung und den beobachteten Daten möglich. Sie werden in zwei Schritten produziert. Zunächst wird die Physik aller beteiligten Teilchen und anschließend die Detektorantwort simuliert. Die so gewonnenen Datensätze durchlaufen dann die selben Algorithmen für Trigger und Rekonstruktion wie aufgenommene Daten (siehe Kapitel 3.2 und 6).

Ereigniserzeugung und Simulation der Zerfallsketten

Die Simulation der Physik eines vollständigen Kollisionsereignisses besteht aus fünf Teilen: Harter Streuprozess, Partonschauer, Underlying Event, Hadronisierung und Zerfälle.

Zu Beginn wird immer zunächst das Matrixelement⁶ des harten Streuprozesses berechnet. Dazu wird die Wahrscheinlichkeitsverteilung der möglichen Übergänge zwischen Ausgangs- und Endzuständen mittels Störungsrechnung bestimmt und mit den PDFs der einlaufenden Partonen gefaltet. Diese und die Faktorisierungs- und Renormierungsskalen müssen dazu gewählt werden.

⁵In dieser Arbeit wurden folgende Good-Runs-Listen verwendet:

data15_13TeV.periodAllYear_DetStatus-v79-repro20-02_DQDefects-00-02-02_PHYS_StandardGRL_All_Good_25ns.xml und data16_13TeV.periodAllYear_DetStatus-v88-pro20-21_DQDefects-00-02-04_PHYS_StandardGRL_All_Good_25ns.xml [101, 102].

⁶In einer Übergangsmatrix werden Ausgangszustände mit Endzuständen verknüpft, wobei die quadrierten Werte der Matrixelemente proportional zur relativen Häufigkeit dieses Übergangs sind. Mit Fermis Goldener Regel werden Übergangswahrscheinlichkeiten von einem Ausgangszustand in den zu diesem Matrixelement gehörenden Endzustand berechnet. Dies wird in MC-Generatoren anhand von automatisiert erzeugten Feynman-Diagrammen, die die Störungsreihe repräsentieren, durchgeführt.

Die Berechnungen werden aus technischen Gründen nur bis zu einer gewissen Ordnung der Störungsreihe durchgeführt⁷. *Leading-Order* (LO)-Generatoren berücksichtigen sämtliche Prozesse erster Ordnung, also auf Baumniveau. Bei *Next-to-Leading-Order* (NLO)-Generatoren, werden zusätzlich Prozesse mit Schleifendiagrammen, die in zweiter Ordnung der Störungsreihe auftauchen, berücksichtigt. *Multileg* Generatoren realisieren höhere Ordnungen durch Abstrahlungen. Mit der resultierenden Wahrscheinlichkeitsverteilung können dann die möglichen physikalischen Prozesse und somit die Viererimpulse der auslaufenden Teilchen über einen Zufallszahlengenerator gewürfelt werden. Man nennt dies *Monte-Carlo-Simulation*. Mit Filtern lässt sich bereits nach diesem Schritt eine Vorauswahl der weiter zu simulierenden Ereignisse treffen, um in bestimmten Bereichen des Phasenraums die Statistik zu erhöhen.

Farbgeladene Partonen in den Ausgangs- und Endzuständen der Matrixelemente (ISR und FSR) erzeugen Partonschauer⁸, die im nächsten Schritt simuliert werden. Multi Parton Interactions und farbgeladene Protonreste können ebenfalls Partonschauer erzeugen. Sie bilden das so genannte *Underlying Event*, das typischerweise mit niederenergetischen Hadronen zum harten Prozess beiträgt und mittels phänomenologischer Modelle simuliert wird.

Ebenfalls über phänomenologische Modelle wird anschließend die Hadronisierung am Ende der Partonschauer simuliert.

Zerfälle der dabei entstandenen instabilen Hadronen werden in einem weiteren letzten Schritt bestimmt.

Ereignisgeneratoren

Manche Generatoren sind in der Lage alle Schritte durchzuführen. In vielen Simulationen werden allerdings verschiedene Generatoren für die einzelnen Schritte entsprechend ihrer Vor- und Nachteile eingesetzt und miteinander kombiniert.

PYTHIA beherrscht alle Schritte. Die Berechnung des harten Streuprozesses berücksichtigt nur Prozesse führender Ordnung (LO). Da der Generator aber externen Input erlaubt, wird die Berechnung der Matrixelemente in höherer Ordnung häufig mit einem anderen Ereignisgenerator durchgeführt. PYTHIA 6 [105], in Fortran 77 geschrieben, ist die lang erprobte und weit entwickelte „Alt-Version“. PYTHIA 8 [106] hingegen ist eine Neu-Entwicklung, geschrieben in C++. Beide Versionen werden bei ATLAS viel genutzt.

POWHEG-BOX [107, 108, 109] berechnet den harten Streuprozesses mit NLO-Genauigkeit. Über das „Les Houches Event Interface“ [110] lassen sich die Ergebnisse als Input für andere Generatoren verwenden. Bei ATLAS wird dieser Generator oft in Kombination mit PYTHIA verwendet.

SHERPA [111, 112, 113, 114] beherrscht alle Schritte und kann in aktuellen Versionen Matrixelemente und einen weiteren Jet mit NLO-Genauigkeit berechnen. Dabei werden automatisch alle nötigen Feynman-Diagramme zu einem gewünschten Endzustand erzeugt und berechnet. Als Multileg-Generator kann Sherpa Endzustände mit zusätzlichen Jets durch Abstrahlungen mit LO-Genauigkeit erzeugen.

⁷da sonst zu viele mögliche Feynman-Diagramme zu berechnen wären

⁸Partonschauer entstehen durch Abstrahlung von Gluonen die sich in zwei Gluonen aufteilen oder $q\bar{q}$ -Paare bilden. Anschließend können sich diese Prozesse wiederholen. Sie werden iterativ, von der Impulsskala des harten Streuprozesses bis herunter zur Skala bei der die Störungsrechnung zusammenbricht und die Hadronisierung einsetzt, simuliert.

5. Phänomenologie des 1-Lepton-Endzustandes

MADGRAPH5_AMC@NLO [115] ist eine Vereinigung der LO- und NLO-Generatoren MADGRAPH5 und AMC@NLO. Die Berechnung des harten Streuprozesses kann daher mit LO- bzw. mit NLO-Genauigkeit für QCD-Korrekturen von SM-Prozessen durchgeführt werden. Dabei kommt eine automatische Code-Erzeugung zum Einsatz. Der Generator kann Matrixelemente mit unterschiedlichen Multiplizitäten kombinieren und Spin-Korrelationen berücksichtigen. Er wird bei ATLAS oft mit PYTHIA kombiniert.

Detektorsimulation

Zum Vergleich der Daten mit theoretischen Erwartungen werden große Mengen simulierter Ereignisse nach dem Monte-Carlo-Prinzip generiert. Danach werden im *Athena*-Framework [116] die jeweilige Detektorantwort simuliert und die künstlichen Messdaten digitalisiert. Die volle Detektorsimulation [117] basiert auf *GEANT4* [118] und ist sehr zeitaufwändig. Alternativ kann die schnelle Simulation *ATLFAST II* [117] verwendet werden. Eine zeitliche Verkürzung kann dabei durch Zusammenfassung mehrerer Schritte und Approximationen basierend auf Parametrisierungen der Detektorantworten der elektromagnetischen und hadronischen Kalorimeter erreicht werden. Anschließend durchlaufen die Ereignisse dann die selben Algorithmen für Trigger und Rekonstruktion wie echte Daten.

Gewichtung der Ereignisse

Die Anzahl erwarteter MC-Ereignisse in einer Selektion $N_{\text{Selektion}}$ ergibt sich aus

$$N_{\text{Selektion}} = \left(\sum_{\text{Ereignisse}} w \right) \cdot \sigma \cdot BR \cdot k \cdot \epsilon_{\text{Filter}} \cdot \int \mathcal{L} dt \cdot \epsilon_{\text{Nachweis}} \cdot \epsilon_{\text{Rekonstruktion}} \cdot \epsilon_{\text{Selektion}}$$

mit der Summe der gewichteten generierten Ereignisse $\left(\sum_{\text{Ereignisse}} w \right)$, dem inklusiven Wirkungsquerschnitt des Prozesses σ , dem Verzweigungsverhältnis des betrachteten Teilprozesses BR , dem Korrekturfaktor k („ k -Faktor“) zur Gewichtung des Wirkungsquerschnitts auf den Wert der besten verfügbaren theoretischen Berechnung (falls verfügbar), der Filtereffizienz ϵ_{Filter} für den Fall gefilterter Simulationen, der integrierten Luminosität $\int \mathcal{L} dt$, der mittleren Nachweiseffizienz (Akzeptanz)⁹

$$\epsilon_{\text{Nachweis}} = \frac{\text{Anzahl gemessener Ereignisse}}{\text{Anzahl generierter Ereignisse}},$$

der Rekonstruktionseffizienz¹⁰

$$\epsilon_{\text{Rekonstruktion}} = \frac{\text{Anzahl rekonstruierter Ereignisse}}{\text{Anzahl gemessener Ereignisse}}$$

und der Selektionseffizienz

$$\epsilon_{\text{Selektion}} = \frac{\text{Anzahl selektierter Ereignisse}}{\text{Anzahl rekonstruierter Ereignisse}}.$$

⁹diese wird im Rahmen der Detektorsimulation angewendet und berücksichtigt die Detektorgeometrie sowie die Nachweiswahrscheinlichkeiten der einzelnen Detektorkomponenten

¹⁰diese soll die Effizienzen im gesamten Prozess der Ereignisrekonstruktion (Trigger, Identifikation, Rekonstruktion) beinhalten

Diese lassen sich natürlich zu einer Gesamteffizienz zusammenfassen

$$\epsilon_{\text{Gesamt}} = \frac{\text{Anzahl selektierter Ereignisse}}{\text{Anzahl generierter Ereignisse}}.$$

Das Produkt der Ereignisgewichte w setzt sich zusammen aus dem Generatorgewicht¹¹, dem Leptongewicht¹², dem JVT-Gewicht¹³, einem Gewicht zur Korrektur der Jet-Multiplizität bei Sherpa-Simulationen, dem Pileup-Gewicht¹⁴ und dem b -Tag-Gewicht, falls die Selektion b -Tagging-Schnitte¹⁵ enthält. Sie sind entweder ein wichtiger Bestandteil der Simulationen oder korrigieren die Modellierung der Prozesse durch Betonung oder Unterdrückung einzelner Ereignisse.

Verwendete Simulationen

Die in dieser Arbeit verwendeten Signal- und Untergrundsimulationen sind in Tabelle 5.4 zusammengefasst. Weitere Simulationen zur Abschätzung der theoriebasierten systematischen Unsicherheiten wurden ebenfalls verwendet (siehe Kapitel 11.1).

Prozess	Ereignisgeneratoren	Wirkungsquerschnitt	PDF-Satz	Tune
Signal	MADGRAPH5_AMC@NLO 2.2.2 + PYTHIA 8.186	NLO+NLL	NNPDF2.3 LO	ATLAS A14
$t\bar{t}$	POWHEG-BOX v2 + PYTHIA 6.428	NNLO+NNLL	CT10 NLO	PERUGIA2012
Single Top				
t-Kanal	POWHEG-BOX v1 + PYTHIA 6.428	NLO	CT10f4 NLO	PERUGIA2012
s-Kanal	POWHEG-BOX v2 + PYTHIA 6.428	NLO	CT10 NLO	PERUGIA2012
Wt-Kanal	POWHEG-BOX v2 + PYTHIA 6.428	NLO+NNLL	CT10 NLO	PERUGIA2012
W/Z+Jets	SHERPA 2.2.0 (später 2.2.1)	NNLO	NNPDF3.0 NNLO	SHERPA Standard
Diboson	SHERPA 2.1.1 (später 2.2.1)	NLO	CT10 NLO	SHERPA Standard
$t\bar{t}V$	MADGRAPH5_AMC@NLO 2.2.2 + PYTHIA 8.186 + EvtGen	NLO+NNLL	NNPDF2.3 LO	ATLAS A14

Tabelle 5.4: Verwendete Signal- und Untergrundsimulationen – Es werden die eingesetzten Ereignisgeneratoren für den harten Streuprozess und für die weiteren Schritte (Partonschauer,...) sowie die Ordnung der generatorseitigen Berechnung der Wirkungsquerschnitte, gegebenenfalls mit der Ordnung derzeit verfügbarer theoretischer Berechnungen, auf die der Wirkungsquerschnitt normiert wird, der verwendete PDF-Satz und die Parametrisierung des Underlying Events („Tune“) angegeben [119, 120, 121, 122, 123]

Signalsimulationen

Zur Erzeugung der Signalereignisse wurde MADGRAPH5_AMC@NLO zusammen mit PYTHIA 8 verwendet. Die Matrixelemente wurden mit bis zu zwei zusätzlichen Partonen bestimmt. Die Signal-Wirkungsquerschnitte wurden bis zur zweiten Ordnung der Störungsreihe (NLO) der starken Kopplungskonstante berechnet inklusive Resummation der weichen Gluon-Abstrahlung mit NLL-Genauigkeit¹⁶ [124, 125, 126, 127, 128]. Die Nominellen Wirkungsquerschnitte und

¹¹Bei manchen Generatoren besitzen die simulierten Ereignisse bereits ein generatorseitiges Ereignisgewicht $\neq 1$

¹²siehe Kapitel 6.2

¹³siehe Kapitel 6.3

¹⁴Das Pileup-Gewicht korrigiert die Verteilung der Anzahl an Wechselwirkungen pro Bunch-Crossing in den Simulationen, sodass sie mit der beobachteten Verteilung in den Daten (siehe Abbildung 3.2) übereinstimmt.

¹⁵siehe Kapitel 6.3

¹⁶*Next-to-Leading-Logarithmic*

5. Phänomenologie des 1-Lepton-Endzustandes

ihre Unsicherheiten wurden aus der Einhüllenden mehrerer Berechnungen mit verschiedenen PDF-Sätzen und Werten für die Faktorisierungs- und Renormierungsskalen bestimmt, wie in [129] beschrieben.

GG_onestepCC Signalgrids: Es wurden Signalpunkte für Gluinomassen von 237 bis 2265 GeV und Neutralinmassen von 25 bis 1335 GeV in der $m_{\tilde{g}}-m_{\tilde{\chi}_1^0}$ -Ebene bzw. Gluinomassen von 1000 bis 2100 GeV und Charginomassen von 70 bis 2090 GeV in der $m_{\tilde{g}}-x$ -Ebene erzeugt (siehe Abbildung 5.10).

SS_onestepCC Signalgrids: Die erzeugten Signalpunkte decken Squarkmassen von 225 bis 1425 GeV und Neutralinmassen von 25 bis 725 GeV in der $m_{\tilde{q}}-m_{\tilde{\chi}_1^0}$ -Ebene bzw. Squarkmassen von 700 bis 1400 GeV und Charginomassen von 70 bis 1350 GeV in der $m_{\tilde{q}}-x$ -Ebene ab (siehe Abbildung 5.11).

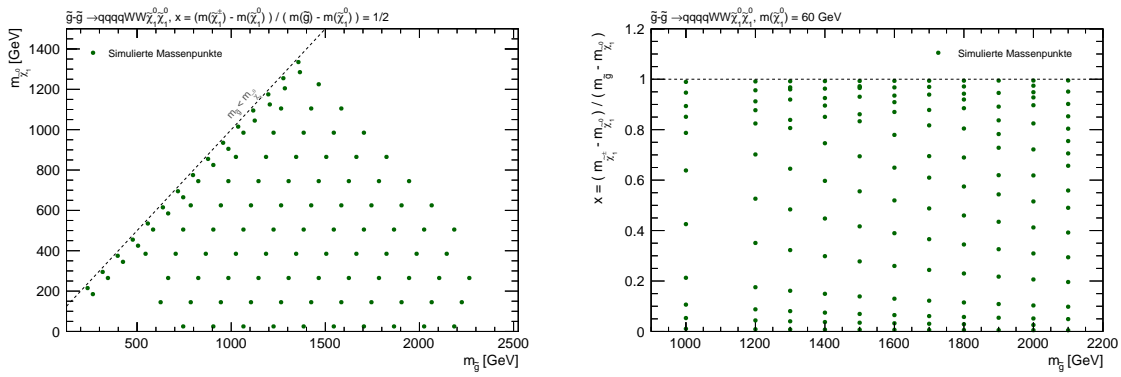


Abbildung 5.10: Simulierte Massenpunkte im Signalgrid der Gluino-Paarproduktion in der $m_{\tilde{g}}-m_{\tilde{\chi}_1^0}$ -Ebene (links) und in der $m_{\tilde{g}}-x$ -Ebene (rechts).

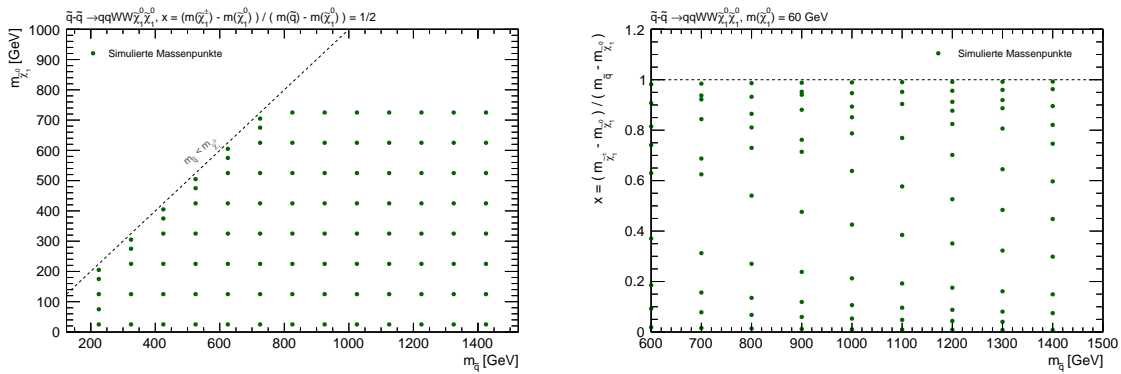


Abbildung 5.11: Simulierte Massenpunkte im Signalgrid der Squark-Paarproduktion in der $m_{\tilde{q}}-m_{\tilde{\chi}_1^0}$ -Ebene (links) und in der $m_{\tilde{q}}-x$ -Ebene (rechts).

Untergrundsimulationen

- $t\bar{t}$: Zur Simulation der Ereignisse wurde POWHEG-BOX zusammen mit PYTHIA 6 verwendet. Die Matrixelemente wurden für die inklusive Produktion mit NLO-Genauigkeit bestimmt. Der Wirkungsquerschnitt wurde auf den genauesten aus der Theorie verfügbaren Wert (NNLO inklusive Resummation der weichen Gluon-Abstrahlung mit NNLL-Genauigkeit) korrigiert.
- W/Z+Jets: Diese Prozesse wurden mit SHERPA simuliert. Dabei wurden massive b- und c-Quarks angenommen und bis zu vier zusätzliche Partonen im Matrixelement berechnet. Die Wirkungsquerschnitte besitzen nach Korrektur NNLO-Genauigkeit [130].
- Single Top: Die s-, t- und Wt-Produktionsmechanismen wurden über POWHEG zusammen mit PYTHIA simuliert. Die Ereignisse werden auf die NLO-Wirkungsquerschnitte des Generators normiert bzw., falls verfügbar, auf NNLL korrigiert.
- Diboson: Es wurde SHERPA eingesetzt und der Wirkungsquerschnitt auf den Wert der NLO-Berechnung mit POWHEG-BOX korrigiert.
- $t\bar{t}V$: Die Simulation erfolgte über eine Kombination aus MADGRAPH5_AMC@NLO, PYTHIA 8 und EvtGen. Der k -Faktor korrigiert den Wirkungsquerschnitt auf einen Wert, der mit drei zusätzlichen Partonen im Matrixelement bestimmt wurde.

Eine detaillierte Tabelle aller verwendeten Signal- und Untergrundsimulationen mit Wirkungsquerschnitten befindet sich in Anhang A in Tabelle A.2.

Pile-Up

In allen MC-Simulationen wurden die harten Streuprozesse mit *Minimum-Bias*-Wechselwirkungen¹⁷ überlagert, um mehrere Proton-Proton-Wechselwirkungen pro Bunch-Crossing zu berücksichtigen (siehe auch Abbildung 3.2 in Kapitel 3.1). Diese wurden mittels Pythia 8 mit MSTW2008LO PDFs [131] und AUET2B Tune generiert.

Datenformat und Umfang

Zum Prozess der automatisierten ATLAS-weiten zentralisierten Produktion von Simulationen gehört auch die Definition so genannter *Derivations*. Dieses Datenformat („DAOD“) enthält bereits nachträgliche Berechnungen, Korrekturen und aktualisierte Kalibrierungen sowie eine reduzierte Menge an gespeicherten Informationen pro Ereignis. Es wird von jeder Analysegruppe individuell definiert aber gleichzeitig mit ähnlichen Analysen harmonisiert, um Ressourcen zu sparen. Alle genehmigten Derivations werden am Ende der zentralen Produktion von Datensätzen und MC-Simulationen automatisch generiert.

In dieser Arbeit wurde die SUSY5 Derivation mit $\sqrt{s} = 13$ TeV, 25 ns Paketabstand und Monte-Carlo-Produktionen vom Typ „MC15c“ verwendet. Sie enthält eine Vorselektion von Ereignissen mit mindestens einem Lepton, eine Kombination ausgewählter Trigger sowie reduzierte Informationen zu Teilchenspuren und eine reduzierte Beschreibung des wahren physikalischen Prozesses ohne Simulation der Detektorantwort, die so genannte *MC-Truth* (nur bei MC-Ereignissen).

¹⁷„Gewöhnliche“ Kollisionsereignisse mit einigen niederenergetischen Jets

6. Objektrekonstruktion

In der Analyse sollen Endzustände mit Leptonen, Jets und fehlender Transversalenergie betrachtet werden. Die Leptonanzahl als wichtigstes Selektionskriterium sowie die fehlende Transversalenergie als Signatur der nicht detektierbaren leichtesten supersymmetrischen Teilchen spielen dabei eine wichtige Rolle. Für die Rekonstruktion der benötigten Objekte stehen verschiedene Verfahren und Qualitätskriterien zur Auswahl. Auf diese wird zunächst für Leptonen und anschließend für Jets und die fehlende Transversalenergie eingegangen. Es wird zudem die Handhabung möglicher Überlappungen bei der Objektrekonstruktion besprochen, die im Rahmen dieser Arbeit optimiert wurde.

6.1. Primärvertex

Bei der Rekonstruktion eines Ereignisses werden zunächst Spuren rekonstruiert (siehe [132]) und daraus der Primärvertex (PV) definiert, da nur die Objekte, die diesem zugeordnet werden können, zum eigentlichen betrachteten Kollisionsereignis gehören. Alle Objektkandidaten weiterer Vertices entlang der Stahlachse (Pile-Up, typischerweise niederenergetische Jets) werden in den Rekonstruktionsalgorithmen möglichst unterdrückt. Der Primärvertex hat die höchste Impulssumme der ihm zugeordneten Spuren und muss mindestens zwei Spuren mit einem Transversalimpuls von $p_T > 0,5$ GeV besitzen¹ [133]. Die Stoßparameter d_0^{PV} und z_0^{PV} geben den jeweils geringsten Abstand einer Spur in transversaler und longitudinaler Richtung zum Primärvertex an.

6.2. Leptonen

Als Leptonen werden bei der Analyse ausschließlich Elektronen und Myonen bezeichnet, wobei bei der elektrischen Ladung nicht unterschieden wird und somit beispielsweise Positronen als Elektronen zählen. Tau-Leptonen werden gesondert erwähnt.

Elektronen

Für die Identifikation und Rekonstruktion von Elektronen [134, 135] werden über einen *Sliding-Window-Algorithmus* (siehe [136]) Energiedepositionen in den hochauflösenden elektromagnetischen Kalorimetern² ($|\eta^{\text{clust}}| < 2,47$) von über 2,5 GeV gesucht (*Seed-Cluster*), denen Spuren aus dem inneren Detektor durch Extrapolation zugeordnet werden können. Dabei dürfen die Abstände zwischen Spur und Seed-Cluster maximal $|\Delta\eta| < 0,05$ und $|\Delta\phi| < 0,1$ auf der Innenseite der Spurkrümmung³ bzw. $|\Delta\phi| < 0,05$ auf der gegenüberliegenden Seite betragen. Energie und

¹Die Vertexrekonstruktionseffizienz ist dann bereits 100%. Daher wird keine systematische Unsicherheit angenommen.

²Die Vorwärtskalorimeter werden für die Rekonstruktion nicht verwendet.

³Dies berücksichtigt Bremsstrahlungsverluste.

Impuls dieser Elektron-Kandidaten werden anschließend aus dem kalibrierten Kalorimeter⁴ und der Krümmung der Spur im Magnetfeld bestimmt, wobei für die Analyse nur Elektronen mit einem Transversalimpuls von $p_T > 7$ GeV selektiert werden. Die relative systematische Unsicherheit der Elektron-Energieskala sowie die Energieauflösung für Elektronen sind in Abbildung 6.1 dargestellt.

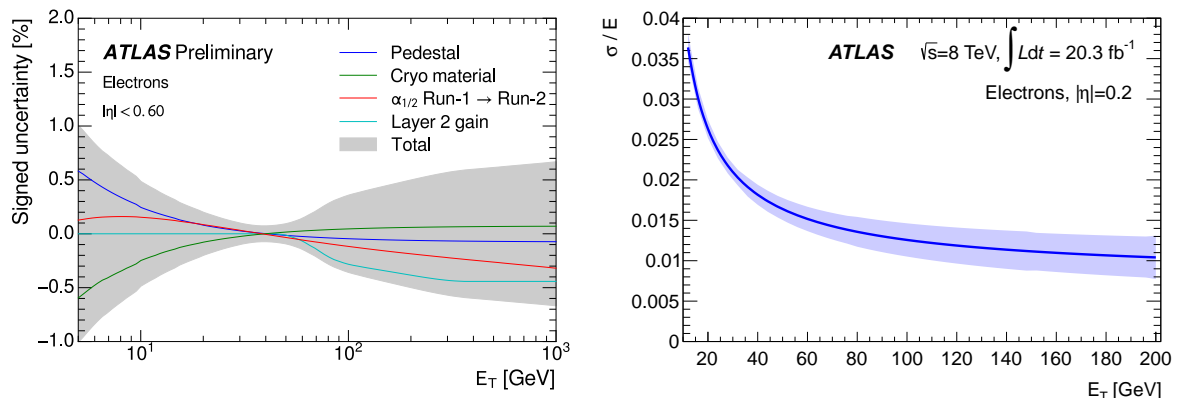


Abbildung 6.1: Links: Relative systematische Unsicherheit der Elektron-Energieskala (gesamt und führende Beiträge) nach Kalibrierungskorrekturen als Funktion der Transversalenergie E_T für die Region mit der geringsten Unsicherheit, $|\eta| < 0,6$, bestimmt mit 13 TeV Daten aus dem Jahr 2015 [137]. Rechts: Relative Energieauflösung für Elektronen und ihre Unsicherheit als Funktion der Transversalenergie E_T , bestimmt mit 8 TeV Daten aus dem Jahr 2012 [138].

Zu den Kandidaten bei der Rekonstruktion von Elektronen zählen auch Jets. Um diese zu unterdrücken und wahre Elektronen zu identifizieren werden Identifikationskriterien angewendet, die bei ATLAS zentral entwickelt und für die Analysen bereitgestellt werden [139]. Jets, die dennoch die Elektron-Identifikationskriterien passieren, werden bei der Behandlung von Überlappungen mit anderen Objekten (siehe Abschnitt 6.5) entfernt. Der verwendete Likelihood-basierte (LH) Identifikations-Algorithmus verwendet eine multivariate Analysetechnik, die eine Vielzahl an Elektron-Eigenschaften ([134] Tabelle 1) gleichzeitig auswertet und daraus eine Diskriminante bildet. Auf diese werden anschließend Schnitte angewendet, um die Qualitätsstufen *Loose*, *Medium* und *Tight* mit unterschiedlichen Identifikationseffizienzen (siehe Abbildung 6.2) und ansteigender Untergrund-Unterdrückung zu definieren [134]. Bei jeweils gleicher Effizienz bietet dieser Algorithmus eine bessere Untergrund-Unterdrückung als ein Schnitt-basierter Algorithmus. Zusätzlich können einfache Selektionskriterien auf die Anzahl an Treffern entlang einer Spur, wie z.B. die Anzahl an Treffern in den innersten Pixel-Lagen (*b-Layer*) zur Unterdrückung von konvertierten Photonen, angewendet werden.

In dieser Analyse werden für die Vorselektion Elektronen der Qualitätsstufe *Loose* mit mindestens zwei Treffern im Pixeldetektor, sieben Durchgängen im SCT und einem zusätzlichen Treffer im *b-Layer* („LooseAndBLayerLLH“) und für die finale Selektion in der Stufe *Tight* identifiziert. In der Übergangsregion zwischen Barrel und Endcap ($1,37 < |\eta| < 1,52$) sind die Auflösungen und Effizienzen reduziert.

Um die Fehlidentifikationsrate weiter zu reduzieren, werden zusätzliche spur- und kalorimeterbasierte Isolationskriterien angewendet. Dabei werden p_T -abhängige Schnitte auf Spur-Isolationsvariablen, die den Energie- bzw. Impulsanteil aller nicht zum Elektron gehörenden Spuren innerhalb

⁴Es werden zudem Abschätzungen der Energiedepositionen im Material vor und nach dem elektromagnetischen Kalorimeter sowie außerhalb der im Algorithmus betrachteten Zellen berücksichtigt.

6. Objektrekonstruktion

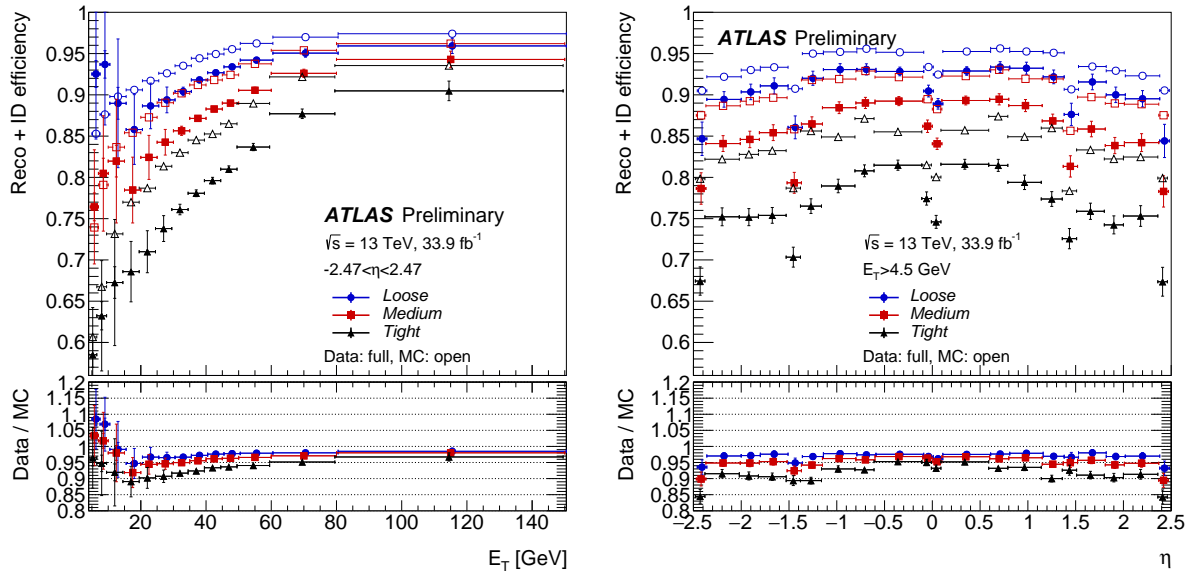


Abbildung 6.2: Vergleich der Identifikationseffizienzen für *Loose*, *Medium* und *Tight* Elektronen in Abhängigkeit von E_T (links) und η (rechts) für $|\eta| < 2,47$, bestimmt aus $J/\psi \rightarrow ee$ und $Z \rightarrow ee$ Ereignissen aus 2016 (13 TeV) und aus MC-Simulationen [140].

von $\Delta R < 0,2$ um das Elektron bemessen ($\text{topoetcone20}/p_T$ und $\text{ptvarcone20}/p_T$)⁵, angewendet (siehe Abbildung 6.3). Der in der Analyse gewählte Arbeitspunkt *GradientLoose* besitzt dabei eine kombinierte Kalorimeter- und Spur-Isolationseffizienz von 95% bei einem p_T von 25 GeV und 99% bei $p_T = 60$ GeV [142]. Eine Isolationsstudie zeigte, dass dieser Punkt bereits ab Transversalimpulsen von 7 GeV das beste Verhältnis aus Signaleffizienz und Untergrund-Unterdrückung für die verschiedenen Signalprozesse in dieser Analyse bietet.

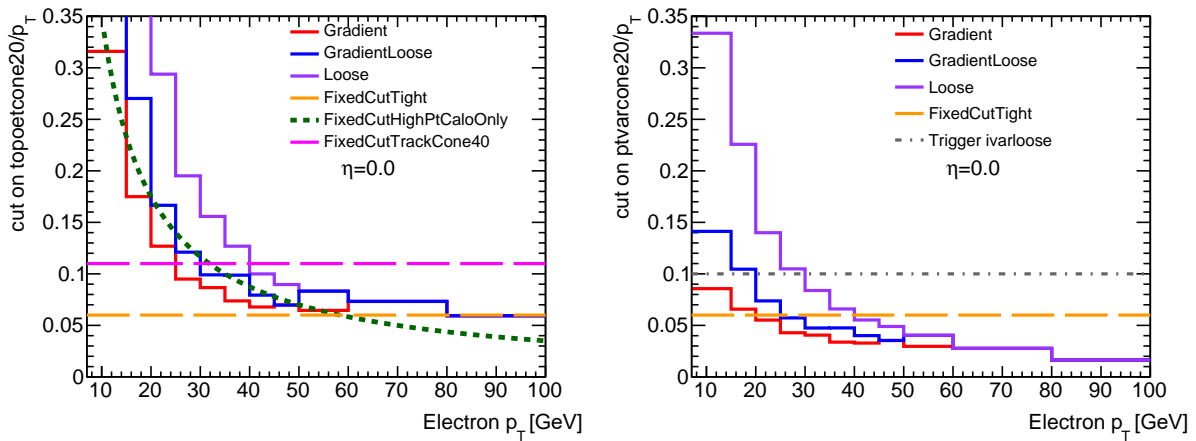


Abbildung 6.3: Darstellung der p_T -abhängigen Schnitte der verschiedenen Arbeitspunkte auf die Spur-Isolationsvariablen $\text{topoetcone20}/p_T$ und $\text{ptvarcone20}/p_T$ für $|\eta| < 0,8$, bestimmt aus $Z \rightarrow \ell\ell$ MC-Simulationen [142].

⁵„topoetcone20“ bezeichnet die Energiesumme der topologischen Cluster in einem Konus von $\Delta R < 0,2$. Die Variable „ptvarcone“ wird auch „Mini-Isolation“ („mini-iso“) genannt und wird in [141] beschrieben.

Durch weitere Schnitte auf die Signifikanz des transversalen Stoßparameters $|d_0^{PV}|/\sigma(d_0^{PV}) < 5$ und den longitudinalen Stoßparameter $|z_0^{PV}| < 0,5$ mm werden weitere Jets und Leptonen aus Sekundärvertizes⁶ unterdrückt.

Die Selektionskriterien für die Definition von Elektronen sind in Tabelle 6.1 zusammengefasst.

Elektron (Vorselektion)	
Algorithmus:	AuthorElectron
Akzeptanz:	$p_T > 7$ GeV, $ \eta^{\text{clust}} < 2,47$
Qualität:	LooseAndBLayerLLH
Elektron	
Qualität:	TightLLH
Isolation:	GradientLoose
Stoßparameter:	$ z_0^{PV} < 0,5$ mm $ d_0^{PV} /\sigma(d_0^{PV}) < 5$

Tabelle 6.1: Selektionskriterien für die Definition von Elektronen. Die weiteren Bedingungen bauen auf der Vorselektion auf.

Myonen

Die Myonrekonstruktion [143] basiert auf der Rekonstruktion der Spuren im Myonspektrometer. Dazu werden aus Treffern der Driftröhren, Trigger- und Kathodenstreifenkammern des Myonsystems lokale Spursegmente bestimmt, mit denen durch spezielle Fit-Verfahren die Spuren der Myon-Kandidaten rekonstruiert werden. Diese werden in den verschiedenen Myon-Rekonstruktionsalgorithmen mit den rekonstruierten Spuren aus dem inneren Detektor unter Berücksichtigung der Kalorimeterinformationen kombiniert:

<i>Combined</i>	In einem kombinierten Fit werden die Spursegmente aus dem Myonsystem mit den Segmenten der rekonstruierten Spuren aus dem inneren Detektor zum Wechselwirkungspunkt extrapoliert und zu durchgängigen Spuren zusammengesetzt. Hierbei ergibt sich die größte Genauigkeit der Myonrekonstruktion.
<i>Calorimeter Tagged</i>	Hierbei handelt es sich um Spuren im inneren Detektor, die Myontypischen Energiedepositionen ⁷ im Kalorimeter zugeordnet werden können.
<i>Segment Tagged</i>	In diesem Verfahren wird die Myonspur vom inneren Detektor zu einzelnen Spursegmenten im Myonspektrometer extrapoliert. Dies ist auch bei einer niedrigen Trefferzahl im Myonsystem möglich.
<i>Extrapolated</i>	Dies sind Spuren im Myonspektrometer, die ohne passende rekonstruierte Spuren im inneren Detektor zum Wechselwirkungspunkt extrapoliert werden.

Die letzten drei Verfahren bieten eine höhere Rekonstruktionseffizienz bei geringerer Reinheit. Aus der Krümmung der Spuren im äußeren toroidalen Magnetfeld werden die Transversalimpulse der Myonen bestimmt. Die Impulsauflösung des Myonspektrometers beträgt dabei für Transver-

⁶Leptonen aus b-Quark-Zerfällen bei $t\bar{t}$ -Prozessen kommen von versetzten Vertizes. Diese Untergründe lassen sich durch Schnitte auf den Stoßparameter bzw. dessen Signifikanz unterdrücken [?].

⁷Myonen als minimal ionisierende Teilchen geben unabhängig von ihrem Impuls ca. 3 GeV entlang ihrer Spur in den Kalorimetern ab.

6. Objektrekonstruktion

salimpulse $p_T < 200$ GeV je nach Detektorkomponente und Transversalimpuls zwischen ca. 4 % und 14 %. Sie ist in Abbildung 6.4 für das Barrel und die Vorwärtsregion (CSC) aufgetragen.

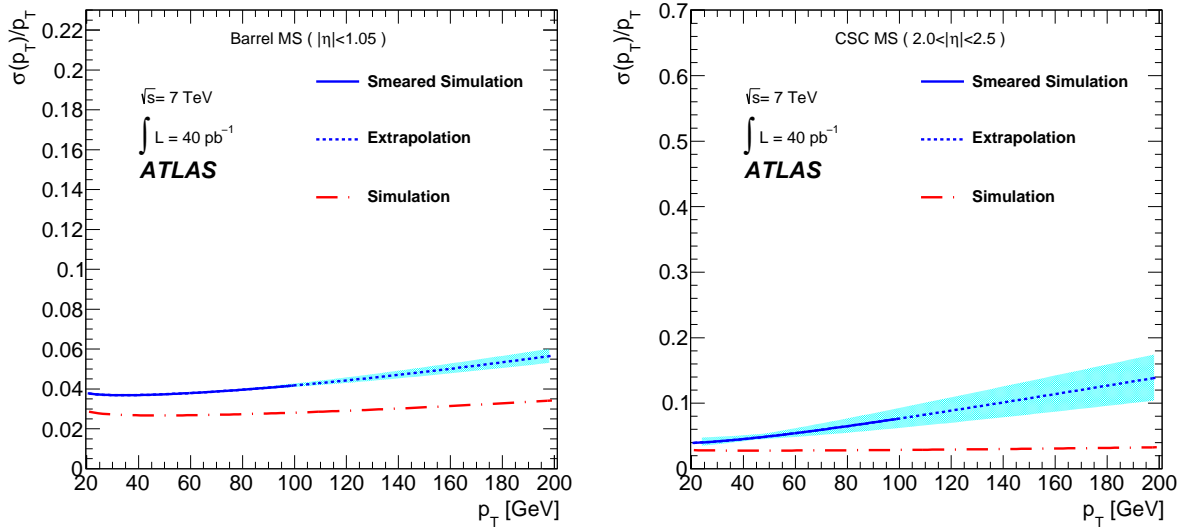


Abbildung 6.4: Impulsauflösung des Myonspektrometers (blau) in Abhängigkeit des Transversalimpulses für das Barrel als Bereich mit der besten Auflösung (links) und für die Vorwärtsregion mit der niedrigsten Auflösung (rechts), bestimmt aus Daten und Monte-Carlo-Simulationen aus 2010 (7 TeV). Für Transversalimpulse $p_T > 100$ GeV wird der Verlauf extrapoliert [144].

Zur Selektion von prompten Myonen und zur Unterdrückung von Myon-Kandidaten aus Zerfällen von Pionen oder Kaonen⁸, die als Untergrund betrachtet werden, werden Identifikationskriterien angewendet. Ein selektiertes Myon muss mindestens einen Treffer im Pixeldetektor und fünf Durchgänge im SCT besitzen. Zudem müssen 10% der ursprünglichen Spurpunkte im TRT auch Teil der kombinierten Spur sein, falls diese innerhalb der Akzeptanz des TRT liegt. Es gibt vier Qualitätsstufen der Myon-Identifikation: *Loose*, *Medium*, *Tight* und *High- p_T* [143], wobei in dieser Analyse der bei ATLAS empfohlene Standard *Medium* gewählt wurde. Dieser verwendet *Combined*-Myonen im Bereich $|\eta| < 2,5$ mit mindestens drei Durchgängen in mindestens zwei MDT-Lagen, bzw. einem Treffer im Bereich $|\eta| < 0,1$ sowie eine q/p -Signifikanz von weniger als 7. Dabei ist q/p das Verhältnis aus Ladung und Impuls, das aus der Spurkrümmung im Magnetfeld bestimmt wird. Die Identifikationseffizienzen in Abhängigkeit von p_T und η sind in Abbildung 6.5 dargestellt.

Die Isolation der Myonen wird mit ähnlichen Isolationskriterien wie im Fall der Elektronen definiert. Diese basieren ebenfalls auf p_T -abhängigen Schnitten auf Spur-Isolationsvariablen ($\text{topoetcone20}/p_T$ und $\text{ptvarcone30}/p_T$). Auch hier wurde der Arbeitspunkt *GradientLoose* gewählt, der die selbe kombinierte Effizienz aufweist [142]. Die Isolationseffizienz ist in Abbildung 6.6 in Abhängigkeit von p_T aufgetragen.

Durch weitere Schnitte auf die Signifikanz des transversalen Stoßparameters $|d_0^{PV}|/\sigma(d_0^{PV}) < 3$ und den longitudinalen Stoßparameter $|z_0^{PV}| < 0,5$ mm werden weitere ungewollte Myonen aus Sekundärvertizes unterdrückt. Zudem werden Ereignisse verworfen, die vor der Behandlung von Überlappungen Myonen mit $\frac{\sigma_{q/p}}{|q/p|} \geq 0,4$ (q: Ladung, p: Impuls, σ : zugehörige Unsicherheit)

⁸Diese Spuren weisen meist einen Knick auf. Daher besitzt die Spur eine niedrige Qualität des Fits und unterschiedliche Impulse im inneren Detektor und im Myonspektrometer.

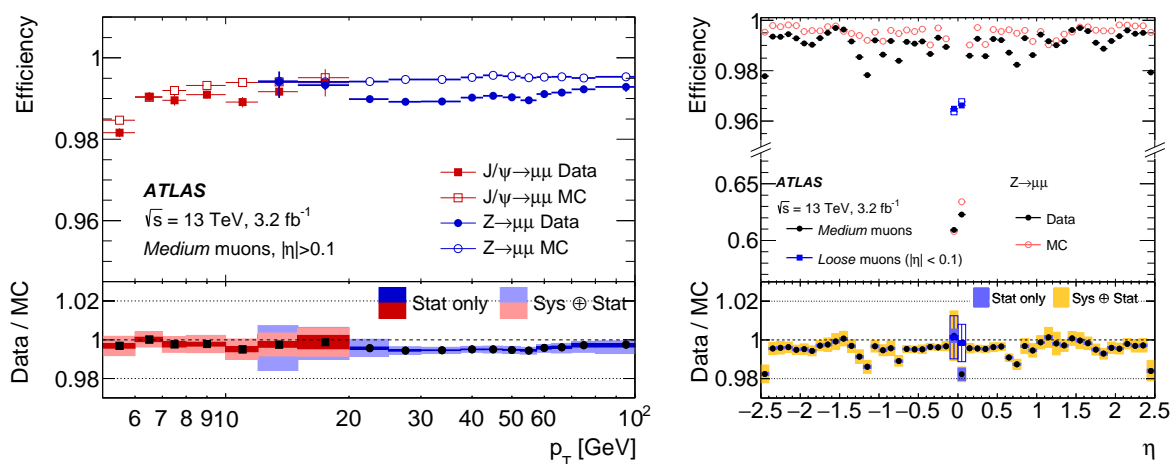


Abbildung 6.5: Identifikationseffizienzen für *Medium*-Myonen in Abhängigkeit von p_T (links) und η (rechts) für $|\eta| < 2,5$, bestimmt aus $J/\psi \rightarrow \mu\mu$ bzw. $Z \rightarrow \mu\mu$ Ereignissen aus 2016 (13 TeV) und aus MC-Simulationen [143].

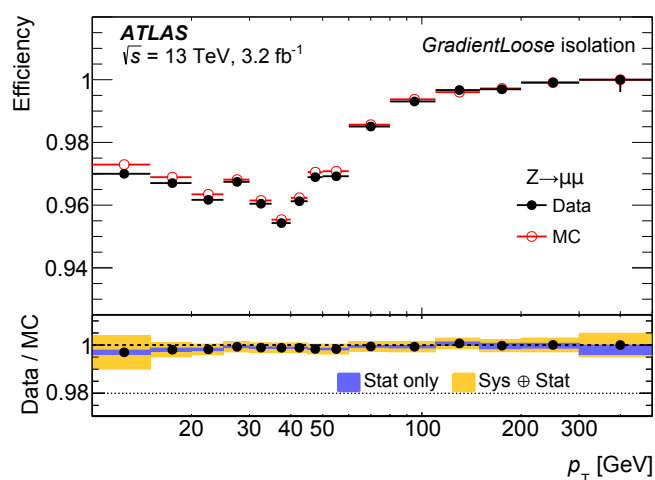


Abbildung 6.6: Isolationseffizienz für Myonen in Abhängigkeit von p_T für den *GradientLoose* Arbeitspunkt [143].

Myon (Vorselektion)	
Akzeptanz:	$p_T > 6 \text{ GeV}, \eta < 2,5$
Qualität:	Medium
Myon	
Isolation:	GradientLoose
Stoßparameter:	$ z_0^{PV} < 0,5 \text{ mm}$ $ d_0^{PV} /\sigma(d_0^{PV}) < 3$

Tabelle 6.2: Selektionskriterien für die Definition von Myonen. Die weiteren Bedingungen bauen auf der Vorselektion auf.

6. Objektrekonstruktion

enthalten und Ereignisse bei denen $\frac{\sigma_{q/p}}{|q/p|}$ der *Calorimeter-Tagged-* oder *Extrapolated-*Myonen $< 80\%$ der selben Größe für „Combined“ Myonen ist.

Die Selektionskriterien für die Definition von Myonen sind in Tabelle 6.2 zusammengefasst.

Tau-Leptonen

Tau-Leptonen zerfallen entweder hadronisch und bilden einen schmalen Tau-Jet oder sie zerfallen in leichtere Leptonen. Aufgrund der dabei entstehenden Neutrinos tragen sie zur fehlenden Transversalenergie des Ereignisses bei. Da die fehlende Transversalenergie nicht einzelnen Teilchen zugeordnet werden kann und Tau-Leptonen im Mittel bereits nach ca. $87 \mu\text{m}$ zerfallen [24], lassen sich daher bisher nur Tau-Jets aufgrund ihrer Jet-Eigenschaften rekonstruieren.

Wie in Kapitel 5 beschrieben entstehen Tau-Leptonen hauptsächlich bei den Zerfällen der W-Bosonen – in den Signalprozessen gleichermaßen wie in den Untergrundprozessen. Aus einer gesonderten Selektion oder Unterdrückung von Tau-Jets ist daher kein Sensitivitätsgewinn zu erwarten. Daher werden in dieser Analyse nur leichte Leptonen (e, μ) betrachtet und die Rekonstruktion von Tau-Jets hier nicht berücksichtigt.

Leptonen aus Fehlidentifikationen

Ereignisse, die nicht-prompente Leptonen aus fehlidentifizierten Jets oder einer Photon-Konvertierung besitzen, können zum Gesamtuntergrund beitragen. Eine Studie zur Bestimmung der Lepton-Fehlidentifikationsrate über die so genannte *Matrix-Methode*⁹ zeigte, dass der Beitrag allerdings bei der Forderung von $E_T^{miss} > 200 \text{ GeV}$ einen vernachlässigbar kleinen Anteil ausmacht (kleiner als die statistische Unsicherheit der Untergrunderwartung) [145]. Da dieser Schnitt bereits Voraussetzung für die volle Effizienz des in der Analyse genutzten E_T^{miss} -Triggers (Kapitel 7.1) und daher Bestandteil der Vorselektion der Kollisionsereignisse ist (Kapitel 7.3), werden Leptonen aus Fehlidentifikationen im Folgenden nicht weiter betrachtet.

6.3. Jets

Jets sind Teilchenschauer, die bei der Hadronisierung von Quarks und Gluonen auftreten. Ihre geladenen Bestandteile hinterlassen einige Spuren im inneren Detektor, bevor sie die Kalorimeter erreichen. Dort bilden sie bei der Wechselwirkung mit dem Absorbermaterial hadronische Schauer, wobei sie den größten Teil ihrer Energie im hadronischen Kalorimeter abgeben, bis sie in aller Regel¹⁰ dort vollständig gestoppt werden.

Bei der Rekonstruktion von Jets werden zunächst die Energiedepositionen in topologisch verknüpften Zellen der Kalorimeter bestimmt. Dabei werden Kalorimeterzellen mit einem Signal-zu-Rausch-Verhältnis von $\Gamma = \frac{E_{Zelle}}{\sigma_{Rauschen}} > 4$ und Nachbarzellen mit $\Gamma > 2$ zu *topologischen Clustern* [146] zusammengefasst, um so das gesamte Ausmaß eines hadronischen Schauers zu bemessen. Jet-Findungs-Algorithmen verwenden diese, um Jet-Kandidaten für die Analyse zu bestimmen. Bei ATLAS-Analysen wird hauptsächlich der *Anti- k_t -Algorithmus* [147] verwendet. Er ist infrarot- und kollinear-sicher¹¹.

⁹Diese ist ausführlich in [16] beschrieben.

¹⁰Besonders energiereiche Jets können in seltenen Fällen durch die Kalorimeter durchschlagen („Punch-Through“) und das Myonspektrometer erreichen.

¹¹d.h. Gluonabstrahlungen mit kleinen Energien oder unter kleinem Winkel haben beispielsweise keinen großen Einfluss.

Da im ATLAS-Detektor ein nicht-kompensierendes hadronisches Kalorimeter zum Einsatz kommt, werden Jet-Energien in der elektromagnetischen (EM) Skala anstatt mit ihrer wahren Energie gemessen¹².

In dieser Arbeit werden ausschließlich Jets mit $|\eta| < 2,8$ und $p_T > 20$ GeV in der Vorselektion bzw. mit $p_T > 30$ GeV in der finalen Selektion verwendet. Sie wurden über den Anti- k_t -Algorithmus mit Abstandsparameter 0,4 gefunden und in topologisch verknüpften Kalorimeterzellen gemessen, die in der elektromagnetischen Skala kalibriert wurden („Anti- k_t 4 EMTopo Jets“).

Um die tatsächlichen Vierervektoren zu erhalten, müssen die Jets in der Analyse zunächst kalibriert werden. Dazu werden unter anderem Energiebeiträge aus Pile-Up abgezogen [149], die Richtung der Jets auf den tatsächlichen Wechselwirkungspunkt anstatt auf den nominellen bezogen und die Jet-Energieskala (JES) korrigiert [150, 151]. Diese Korrektur wurde mit verschiedenen datenbasierten In-Situ-Analysen und MC-basierten Studien bestimmt. Hieraus ergibt sich eine systematische Unsicherheit mit 77 Störparametern [152, 153], die größtenteils aus der Kalibrierung selbst stammen (In-Situ-Analysen, Eta-Interkalibration, Pile-Up und Verhalten von Jets mit hohen Transversalimpulsen) oder unterschiedliche Jet-Eigenschaften abdecken (Flavour-Zusammensetzung und -Antwort, b -Jets und *Punch-Through*-Jets). Die 65 Parameter der In-Situ-Analysen lassen sich unter Erhaltung eines Großteils der Korrelationen zu 6 Parametern kombinieren. Mit den übrigen 13 Parametern bilden sie zusammen einen reduzierten Satz von 19 Störparametern für die Beschreibung der Unsicherheiten. Diese durchlaufen als zentral zur Verfügung gestellte Variationen der MC-Simulationen die Analyse jeweils separat, um die volle Information der Korrelationen zu erhalten. Die relative JES-Unsicherheit ist in Abbildung 6.7 links dargestellt.

Die Energieauflösung (*Jet Energy Resolution*, JER) in MC-Simulationen stimmt mit den gemessenen Daten überein, besitzt aber eine systematische Unsicherheit [152, 154]. Diese ist in Abbildung 6.7 rechts dargestellt und wird im Rahmen der Analyse durch Glättung (*Smearing*) der Jet-Energien im Rahmen der zentral zur Verfügung gestellten JER-Unsicherheiten berücksichtigt.

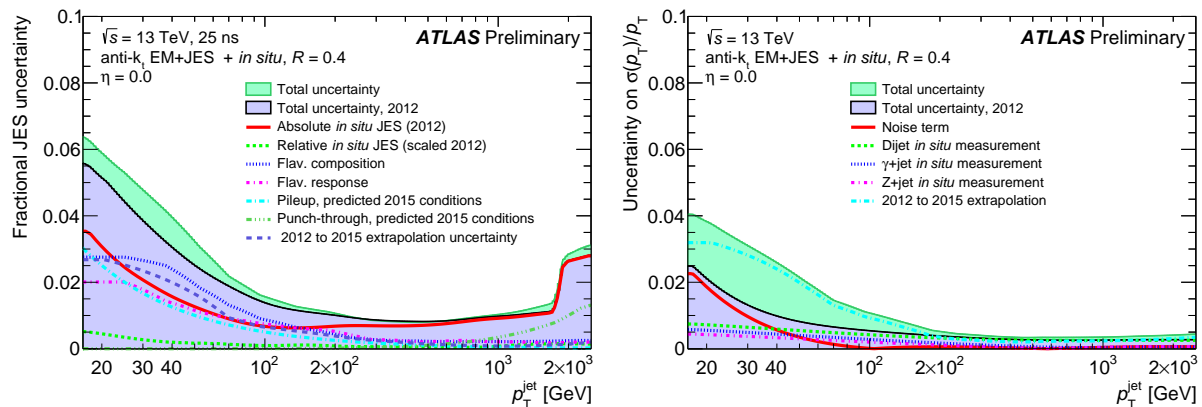


Abbildung 6.7: Relative systematische Unsicherheit der Jet-Energie-Skala (JES, links) und -Auflösung (JER, rechts) in Abhängigkeit von p_T mit niedrigem η für Anti- k_t Jets mit $R = 0,4$ [152].

Zur Trennung von Jets aus dem harten Streuprozess und aus Pile-Up können diese über den *Jet Vertex Tagger* (JVT) einem Vertex zugeordnet werden [155]. Dieser löst die zuvor verwendete *Jet Vertex Fraction* (JVF) ab, da die Effizienz von der Anzahl rekonstruierter Primärvertizes

¹²Über den *Local-Cluster-Weighting* (LCW)-Algorithmus [148] kann dies korrigiert werden.

6. Objektrekonstruktion

(NVtx) abhängig war. JVT verwendet eine multivariate Kombination aus einer um die NVtx-Abhängigkeit korrigierten JVF (corrJVF) und dem Verhältnis aus p_T -Summe der Jet-Spuren vom PV und dem gesamten kalibrierten Jet- p_T (R_{pT}). Die daraus resultierende JVT-Diskriminante kann Jets bezüglich ihrer Herkunft unterscheiden und wird in der Analyse zur Unterdrückung von Pile-Up-Jets verwendet. Es wird ein Schnitt von $JVT > 0,59$ für Jets mit $p_T < 60$ GeV und $|\eta| < 2,4$ angewendet¹³. Dies entspricht einer Effizienz von 92% und einer Reinheit von 98%. Die Trennkraft der JVT-Variablen und die resultierende Diskriminante sind am Beispiel von Dijet-Ereignissen in Abbildung 6.8 dargestellt.

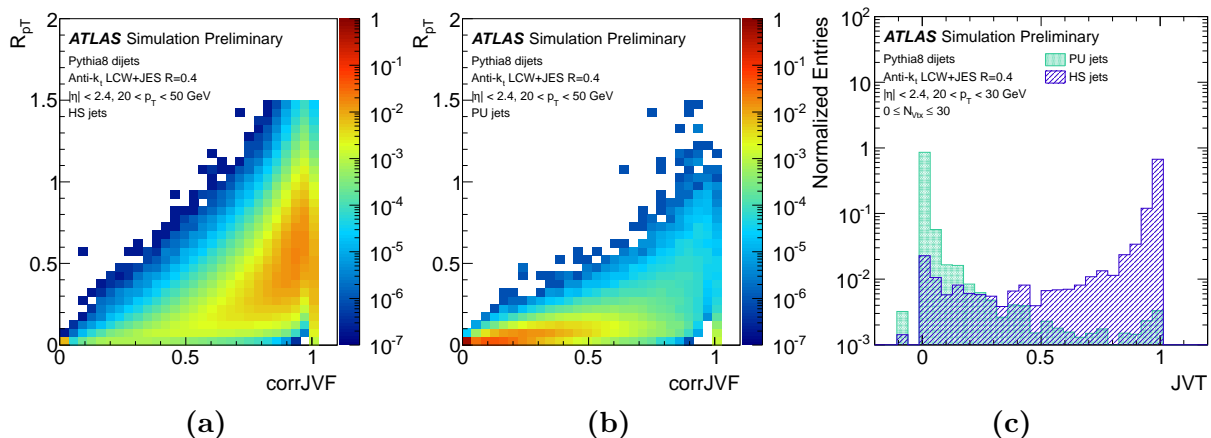


Abbildung 6.8: Zweidimensionale Korrelation von corrJVF und R_{pT} für Jets aus dem harten Streuprozess (a) und Pile-Up-Jets (b) sowie die daraus resultierende Diskriminante (c) am Beispiel von Dijet-Ereignissen [155].

Zur Unterdrückung weiterer Jets, die nicht aus dem harten Streuprozess stammen, wird eine zusätzliche Jet-Bereinigung durchgeführt [156]. Dabei werden zusätzliche Qualitätskriterien an die rekonstruierten Anti- k_t 4-Jets gestellt, um „gute“ Jets zu selektieren und „schlechte“ Jets zu markieren. Sollte ein markierter Jet noch nach dem JVT-Schnitt und der Behandlung von Überlappungen (siehe Abschnitt 6.5) vorhanden sein, so wird das gesamte Ereignis verworfen. In dieser Analyse werden die empfohlenen lockeren Bedingungen (*LooseBad*) zur Markierung „schlechter“ Jets gemäß [157] angewendet.

Jets aus Bottom-Quarks, so genannte *b*-Jets, unterscheiden sich von leichteren Jet-Flavours aufgrund der Langlebigkeit der *b*-Hadronen¹⁴. Diese legen eine messbare Strecke im Detektor zurück, bevor sie zerfallen. *b*-Tagging-Algorithmen rekonstruieren diesen zweiten Vertex und markieren entsprechende Jets. Dabei können aufgrund der Abhängigkeit vom inneren Detektor nur Jets mit $|\eta| < 2,5$ berücksichtigt werden. Bei ATLAS wird im Run-2 der *MV2*-Algorithmus [158, 159] eingesetzt. Er basiert auf einem BDT¹⁵ und verwendet Jet-Eigenschaften als Trainingsvariablen sowie Variablen anderer *b*-Tagging-Algorithmen (IP2D, IP3D, SV1 und JetFitter), die auf Stoßparameter und Sekundärvertices schneiden. Der *MV2c10*-Algorithmus wurde mit einer Untergrundzusammensetzung von 93% leichten Jets und 7% *c*-Jets trainiert. Das ausgegebene BDT-Gewicht für die unterschiedlichen Jet-Flavours ist am Beispiel von MC-Simulationen der Top-Quark-Paarproduktion in Abbildung 6.9 links dargestellt. Je nach gewähltem Arbeitspunkt

¹³Bei höheren Transversalimpulsen sind keine Beiträge durch Pile-Up-Jets zu erwarten und der η -Bereich ist auf das Spursystem beschränkt.

¹⁴Zerfälle in leichtere Quarks sind CKM-unterdrückt.

¹⁵Ein „Boosted Decision Tree“ ist ein gewichteter Entscheidungsbaum.

liefert der Algorithmus entweder eine hohe Identifikationseffizienz oder eine geringe Fehlidentifikationsrate. Die Überlegenheit des MV2-Algorithmus bei der Unterdrückung von leichten Jet-Flavours gegenüber dem im Run-1 verwendeten MV1 ist in Abbildung 6.9 rechts zu sehen. Zur Unterdrückung von $t\bar{t}$ -Ereignissen, bei denen Jets aus b -Quarks zu erwarten sind, wurde in der Analyse zur Selektion von b -Jets ein Schnitt auf das BDT-Gewicht von $MV2c10 > 0,645925$ angewendet, der eine Effizienz von 77% und eine Reinheit von 95% besitzt. Zudem wurden zentral zur Verfügung gestellte Skalierungsfaktoren angewendet, um Unterschiede im b -Tagging zwischen Daten und MC-Simulationen zu korrigieren. Die zugehörigen systematischen Unsicherheiten wurden ebenfalls berücksichtigt.

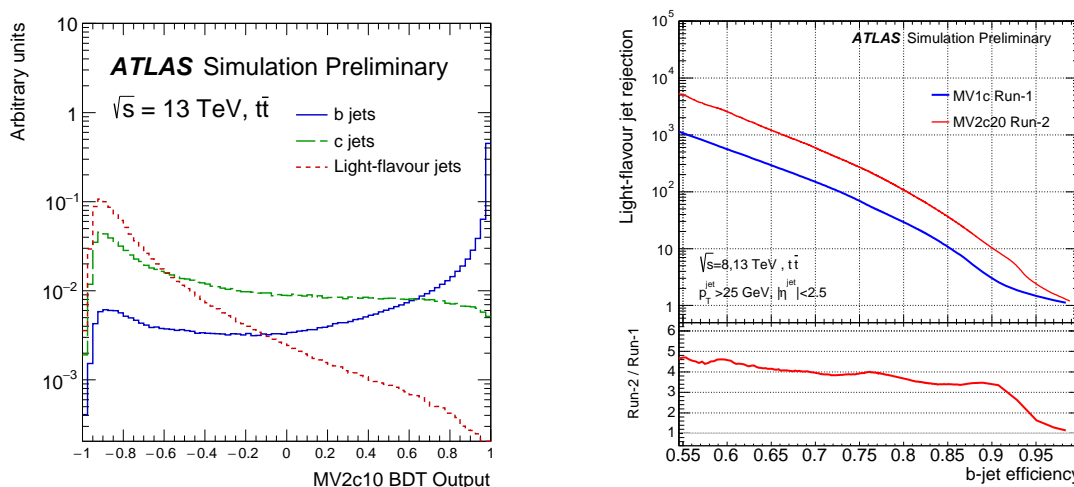


Abbildung 6.9: Links: Das ausgegebene Gewicht des MV2c10 b -Tagging-Algorithmus für b - (blau), c - (grün) und leichte Jets (rot) am Beispiel von MC-Simulationen der Top-Quark-Paarproduktion [159]. Rechts: Unterdrückung von leichten Jets, aufgetragen über der b -Jet-Effizienz für die MV1c (Run-1-Setup, blau) und MV2c20 b -Tagging-Algorithmen (Run-2-Setup, rot) [160].

Die Selektionskriterien für die Definition von Jets sind in Tabelle 6.3 zusammengefasst.

Jet (Vorselektion)	
Algorithmus:	Anti- k_t 4 EMTopo
Akzeptanz:	$p_T > 20$ GeV, $ \eta < 2,8$
Jet	
Akzeptanz:	$p_T > 30$ GeV, $ \eta < 2,8$
Vertex-Zuordnung:	JVT @ 92 % Effizienz für $p_T < 60$ GeV und $ \eta < 2,4$
b -Jet	
b -Tagging-Algorithmus:	MV2c10 @ 77 % Effizienz
Akzeptanz:	$p_T > 30$ GeV, $ \eta < 2,5$

Tabelle 6.3: Selektionskriterien für die Definition von Jets. Die weiteren Bedingungen bauen auf der Vorselektion auf.

6.4. Fehlende Transversalenergie

Bei einer Teilchenkollision gilt Energieerhaltung. Da die Energien der im Strahl verbleibenden Proton-Reste nicht bestimmt werden können, kann nur ein Energieerhaltungssatz in transversaler Richtung aufgestellt werden. Die vektorielle Summe aller gemessenen transversalen Energien aus den Kalorimetern und dem Myonspektrometer sollte sich genau zu einem Nullvektor aufheben, wenn alle Teilchen aus einem Ereignis ohne Fehlvermessung detektiert und rekonstruiert würden. Nicht detektierbare Teilchen, wie Neutrinos oder aber auch neue unbekannte Teilchen, wie das leichteste supersymmetrische Teilchen, verursachen einen von Null verschiedenen Vektor. Die fehlende Transversalenergie ist diesem entgegengerichtet und stellt somit das fehlende Glied bei der transversalen Energieerhaltung dar. Sie ist daher von großer Bedeutung für die Suche nach neuer Physik.

Weitere Quellen fehlender Transversalenergie sind Streuungen und Verluste an Detektormaterial, Pile-Up, tote oder rauschende Auslesekanäle, Fehlvermessung aufgrund geringer Detektorauflösung in gewissen Bereichen (vor allem in Vorwärts- und Übergangsregionen) oder Nichtdetektion von Teilchen, die außerhalb der Akzeptanz des Detektors liegen.

Die Fehlende Transversalenergie wird in der Analyse objektbasiert neu berechnet¹⁶ [161, 162], was eine höhere Auflösung als die zell- oder spurbasierte Summation der Energiedepositionen ermöglicht, da zuvor objektspezifische Kalibrationen durchgeführt werden können:

$$E_{x(y)}^{miss} = \left(\sum_{\text{Objekte}} E_{x(y)}^{miss, \text{Objekt}} \right) + E_{x(y)}^{miss, \text{weich}}.$$

Die in die Summe eingehenden Objekte sind kalibrierte Elektronen, Myonen, und Jets, die die Kriterien der Vorselektion erfüllen sowie Photonen und Tau-Jets, wobei die Überlappungen von Objekten zur Vermeidung von Doppelzählungen gemäß Abschnitt 6.5 entfernt wird. Photonen werden dazu mit strengen Identifikationskriterien (*Tight*) mit einem $p_T > 25$ GeV und im Bereich $|\eta| < 2,37$ mit Ausnahme des Übergangsbereichs $1,37 < |\eta| < 1,52$ rekonstruiert [163]. Tau-Jets werden nicht separat behandelt und bei den Jets mitgezählt. Spuren, die dem Primärvertex zugeordnet werden, zu Energiedepositionen führen und keinem Objekt zugeordnet werden können, bilden den „spurbasierten weichen Term“ (engl. *Track Soft Term*, TST) $E_{x(y)}^{miss, \text{weich}}$. Dieser ist robuster gegenüber Pile-Up im Vergleich zu einem zellbasierten weichen Term.

Der für die Analyse relevante Gesamtbetrag der fehlenden Transversalenergie berechnet sich aus oben genannten Energiesummen zu

$$E_T^{miss} = \sqrt{(E_x^{miss})^2 + (E_y^{miss})^2}.$$

Die erwarteten Auflösungen für verschiedene Bestimmungsmethoden des weichen Terms sind in Abbildung 6.10 dargestellt. Die in der Analyse verwendete E_T^{miss} mit spurbasiertem weichen Term besitzt mit ca. 20 GeV im gesamten Spektrum die feinste Auflösung.

¹⁶Im xAOD-Format stehen die Container METAssoc_AntiKt4EMTopo, MET_Core_AntiKt4EMTopo und MET_Reference_AntiKt4EMTopo für die analysespezifische Neuberechnung mit beliebiger Objektselektion zur Verfügung.

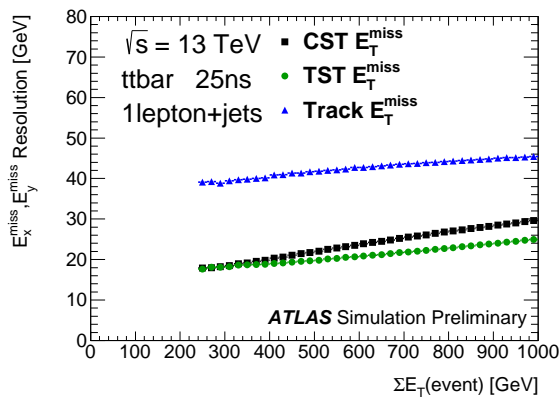


Abbildung 6.10: Vergleich der erwarteten Auflösungen (RMS aus den beiden Transversalanteilen in x- und y-Richtung) verschiedener Methoden zur Bestimmung der fehlenden Transversalenergie (CST/TST: Cluster- bzw. Spur-basierte Berechnung des „weichen Terms“, Track: vollständig Spur-basiert) in Abhängigkeit der transversalen Gesamtenergie des Ereignisses, bestimmt aus MC-Simulationen der Top-Quark-Paarproduktion mit Zerfällen in 1 Lepton und Jets [161].

6.5. Handhabung von Überlappungen bei der Objektrekonstruktion

Die Rekonstruktion der verschiedenen Objekttypen ist nicht eindeutig. Einige Signaturen im Detektor erzeugen gleichzeitig verschiedene Objektkandidaten. So werden beispielsweise Elektronen immer auch als Jet-Kandidaten rekonstruiert. Identifikationskriterien reduzieren diese Untergründe stark. Doch zur weiteren Unterdrückung werden eine Reihe von Kriterien angewendet, die eine Entscheidung treffen, welche der überlappenden Kandidaten behalten und welche verworfen werden. Diese Kriterien wurden auf der Basis von MC-Simulationen bestimmt und auf eine maximale Effizienz optimiert, sodass eine höchstmögliche Übereinstimmung zwischen den rekonstruierten und den tatsächlich simulierten Objekten herrscht. Sie werden in folgender Reihenfolge mit den Objekten der Vorselektion angewendet:

Überlappungen zwischen Elektronen und Jets

- Jets, die keinen b -Tag besitzen und einen Abstand von $\Delta R < 0,2$ zu Elektronen haben, werden entfernt. Dies unterdrückt Jets, die aus dem Elektromagnetischen Schauer des Elektrons im Kalorimeter rekonstruiert werden.
- Elektronen, die sich in einem Abstand von $\Delta R < \min(0,4, 0,04 + 10 \text{ GeV}/p_T^{\text{Elektron}})$ zu den überlebenden Jets mit $JVT > 0,6$ (nur wenn $p_T^{\text{Jet}} < 50 \text{ GeV}$ und $|\eta| < 2,4$ ist) befinden, werden entfernt. Dies unterdrückt nicht-isolierte Elektronen.

Überlappungen zwischen Elektronen und Myonen

- *Calorimeter Tagged* Myonen, die eine gemeinsame Spur ($\Delta R < 0,01$) im inneren Detektor mit einem Elektron haben, werden verworfen, da die Bedingungen an diese Myonen nur sehr weich sind.

6. Objektrekonstruktion

- Elektronen, die eine gemeinsame Spur mit den weiteren Myonen besitzen, werden anschließend entfernt. Dies soll Elektronen aus Myon-Bremsstrahlung mit anschließender Photon-Konvertierung unterdrücken.

Überlappungen zwischen Myonen und Jets

- Jets, die keinen b -Tag besitzen und einen Abstand von $\Delta R < 0,2$ zu Myonen haben, werden entfernt, falls sie weniger als drei Spuren mit $p_T > 0,5$ GeV besitzen oder falls $p_T^{\text{Myon}} / (\text{Summe der Jet-Spuren mit } p_T > 0,5 \text{ GeV}) > 0,7$ und $p_T^{\text{Myon}} / p_T^{\text{Jet}} > 0,5$ sind.
- Myonen, die sich in einem Abstand von $\Delta R < \min(0,4, 0,04 + 10 \text{ GeV} / p_T^{\text{Myon}})$ zu den überlebenden Jets mit $\text{JVT} > 0,6$ (nur wenn $p_T^{\text{Jet}} < 50$ GeV und $|\eta| < 2,4$ ist) befinden, werden entfernt. Dieses und das nächste Kriterium unterdrücken nicht-prompte Myonen aus Zerfällen schwerer Hadronen, die daher nicht isoliert sind.
- Falls eine Myon-Spur im inneren Detektor zu den „ghost associated“-Spuren eines Jets gehört, wird der Jet entfernt. Dazu müssen drei Bedingungen erfüllt sein: $p_T^{\text{Myon,ID}} / p_T^{\text{Jet,Spur}} > 0,8$ und $p_T^{\text{Jet}} / p_T^{\text{Myon,ID}} < 2$ und der Jet hat weniger als fünf Spuren mit $p_T > 0,5$ GeV.

Für das b -Tagging bei der Behandlung von Überlappungen wird der MV2c10-Algorithmus mit einem „gelockerten“ Arbeitspunkt verwendet, der eine Effizienz von 85% besitzt.

Optimierung der Prozedur zur Handhabung von Überlappungen

Im Rahmen zweier Kampagnen zur Harmonisierung der Handhabung von Überlappungen aller SUSY-Analysen bei ATLAS wurden verschiedene Optimierungen zur Effizienzsteigerung vorgeschlagen. Die Auswirkungen auf die hier beschriebene Analyse wurden im Rahmen dieser Arbeit hinsichtlich verschiedener Aspekte untersucht und es wurde somit bei der Definition der allgemeinen Empfehlungen maßgeblich mitgewirkt.

Sämtliche Details der Optimierung der Behandlung von Überlappungen bei der Objektrekonstruktion, die zur oben genannten Prozedur führte, sind in Anhang B zusammengefasst.

7. Vorselektion der Kollisionseignisse

Zur Reduktion der Datenmenge der zu analysierenden Datensätze und MC-Simulationen werden die Kollisionseignisse nach mehreren Kriterien vorselektiert. Eine erste Datenreduktion wird bereits durch die Wahl der Derivation (siehe auch Kapitel 5.3) umgesetzt. Zudem lassen sich die Ereignisse durch Trigger-Bedingungen, Qualitätskriterien und eine schnittbasierte Vorselektion auf eine Auswahl reduzieren, die weiterhin für alle Belange der Analyse geeignet ist. Abschließend werden kinematische Verteilungen in den relevanten Variablen der selektierten Objekte präsentiert.

7.1. Trigger-basierte Ereignisselektion

Damit ein Ereignis bei ATLAS aufgezeichnet wird, muss es mindestens eine der vordefinierten Trigger-Bedingungen aus dem so genannten *Trigger-Menü* [164] erfüllen. Für die Selektion der zu analysierenden Ereignisse werden zunächst Trigger aus diesem Menü gewählt, die die gesuchten Objekte mit den passenden Eigenschaften anreichern.

Für die in dieser Arbeit durchgeführte Suche nach Supersymmetrie in Endzuständen mit einem Lepton, Jets und fehlender Transversalenergie eignen sich vor allem Einzel-Lepton-Trigger und Trigger, die eine erhebliche fehlende Transversalenergie erfordern. Da sie erst ab einer gewissen p_T -Schwelle eine ausreichend hohe Effizienz besitzen (siehe Abbildung 7.1), werden die jeweiligen Trigger mit einem p_T -Schnitt auf die selektierten Objekte kombiniert. Diese so genannte *Offline Triggerschwelle* liegt aufgrund der Diskrepanz¹ zwischen den vereinfachten Trigger-Objekten und den Objekten der vollen Rekonstruktion immer etwas höher als der so genannte *Online-Schnitt*. Aufgrund der höheren Effizienz² im Bereich $E_T^{miss} > 200$ GeV wurden für den Hauptteil der Analyse E_T^{miss} -Trigger verwendet (siehe Tabelle 7.1). Die zugehörigen *Turn-On*-Kurven sind in Abbildung 7.1, bzw. in Abbildung D.1 in Anhang D dargestellt. Sie zeigen die Effizienzen der gewählten HLT- E_T^{miss} -Trigger als Funktion der rekonstruierten *Offline- E_T^{miss}* , bestimmt aus Daten und MC-Simulationen in Ereignissen mit einem Lepton ($p_T > 35$ GeV), mindestens vier Jets ($p_T > 30$ GeV) und einer transversalen Masse³ von mindestens 20 GeV. Mit einem Offline-Schnitt von 200 GeV sind sie bereits (fast) vollständig effizient. Aufgrund der guten Übereinstimmung⁴ von MC-Simulationen und Daten wurden keine Korrekturfaktoren bestimmt. Für diese Validierung wurden Einzel-Lepton-Trigger verwendet. Sie war nicht Teil dieser Arbeit und wurde von der Analysegruppe der inklusiven 1-Lepton SUSY-Suche bei ATLAS durchgeführt.

¹Die Diskrepanz äußert sich auch in der Tatsache, dass die zu erwartende Stufe sich in den rekonstruierten Ereignissen ausgewaschen präsentiert.

²Insbesondere Myon-Trigger besitzen eine vergleichsweise niedrige Effizienz, vor allem im Barrel-Bereich ($|\eta| < 1,05$), wo sie nur maximal ca. 70% beträgt (siehe Anhang C, Abbildung C.1). Dies liegt an der eingeschränkten räumlichen Abdeckung des Myon-Triggersystems aufgrund der Toroid-Magneten und der Sockelstruktur des Detektors.

³Siehe Abschnitt 7.4

⁴Abweichungen sind weit kleiner als die Gesamtunsicherheit der Analyse.

7. Vorselektion der Kollisionsereignisse

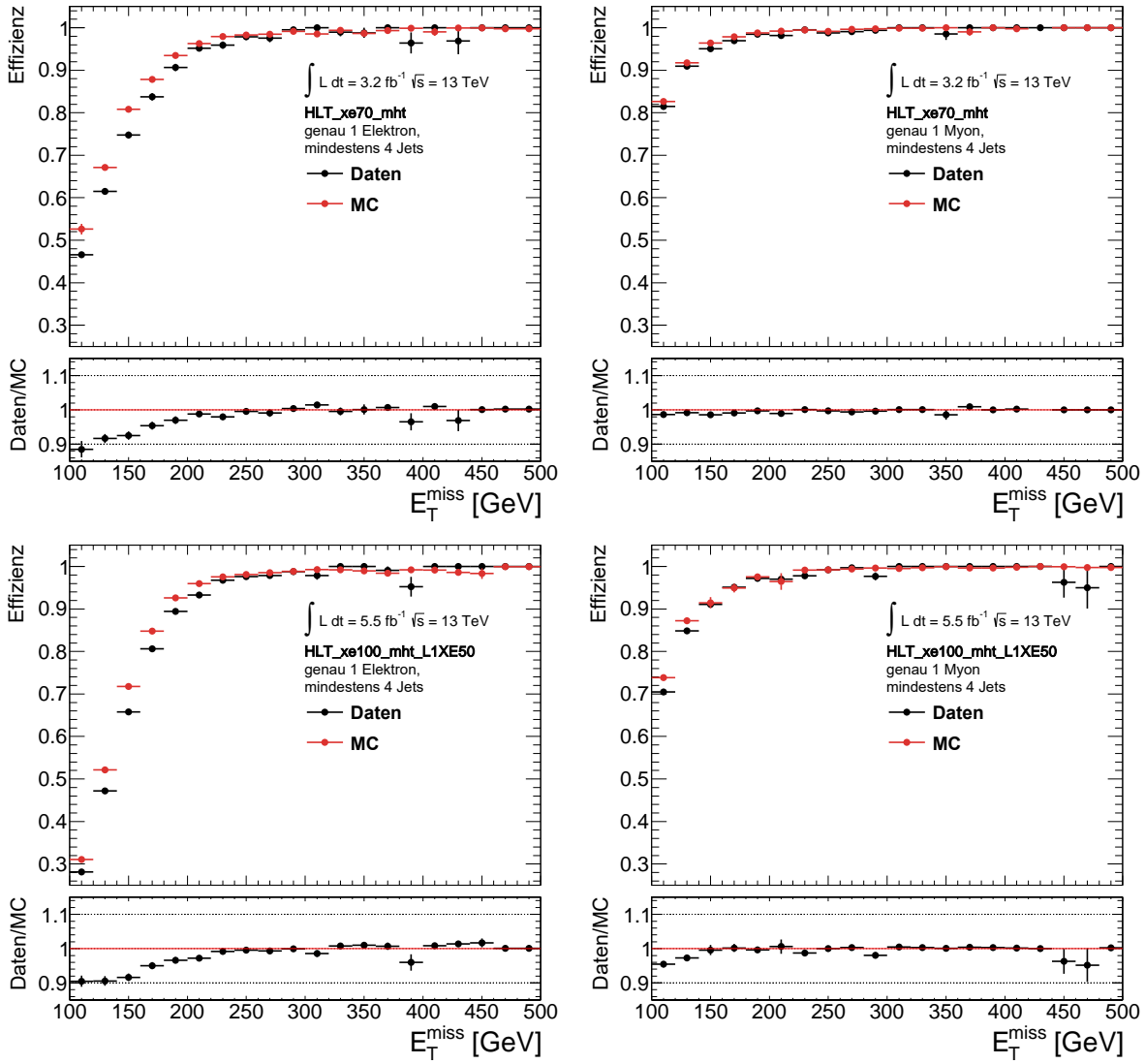


Abbildung 7.1: Effizienzkurven (*Turn-On*) des 2015 verwendeten (oben) bzw. eines 2016 eingesetzten E_T^{miss} -Triggers (unten) für Ereignisse mit einem Elektron (links) bzw. einem Myon (rechts).

	Trigger	Runs	Offline Triggerschwelle
2015	HLT_xe70_mht	alle	$E_T^{miss} > 200 \text{ GeV}$
2016	HLT_xe90_mht_L1XE50	296939 - 302872	$E_T^{miss} > 200 \text{ GeV}$
	HLT_xe100_mht_L1XE50	302919 - 302892	$E_T^{miss} > 200 \text{ GeV}$
	HLT_xe110_mht_L1XE50	ab 303943	$E_T^{miss} > 200 \text{ GeV}$

Tabelle 7.1: In der Analyse verwendete E_T^{miss} -Trigger, Zeiträume der Anwendung (nach Jahr bzw. Runs) und Offline-Schnitte. Dabei steht die Zahl hinter „xe“ für den Online-Schnitt in GeV. Der „mht“-Algorithmus (*missing H_T*) berechnet E_T^{miss} auf der Basis von rekonstruierten kalibrierten Anti- k_t -Jets [164]. Alle Trigger basieren auf der Level-1 Triggerentscheidung mit einer Schwelle von $E_T^{miss} > 50 \text{ GeV}$.

7.2. Bereinigung der zu analysierenden Ereignisse

Einzel-Lepton-Trigger kamen zudem für die Bestimmung der Häufigkeit der Fehlidentifikation als Lepton über die Matrix-Methode und bei der Selektion dileptonischer Ereignisse in den Diboson-Kontrollregionen zur Steigerung der Statistik aufgrund ihrer niedrigeren Triggerschwellen zum Einsatz. Dabei musste für Ereignisse mit mehr als einem Lepton nur einer der Trigger ausgelöst haben.

Die gewählten Trigger (siehe Tabellen 7.1 und 7.2) wurden zur Kombination aller jeweils selektierten Ereignisse durch ein logisches „Oder“ miteinander verknüpft.

	Trigger	Selektion	Offline Triggerschwelle
2015	HLT_e24_lhmedium	e	$p_T > 25$ GeV
	HLT_e60_lhmedium	e	$p_T > 63$ GeV
	HLT_e120_lhloose	e	$p_T > 126$ GeV
	HLT_mu20_iloose	μ	$p_T > 21$ GeV
	HLT_mu40	μ	$p_T > 42$ GeV
2016	HLT_e26_lhtight_nod0_ivarloose	e	$p_T > 27$ GeV
	HLT_e60_lhmedium_nod0	e	$p_T > 63$ GeV
	HLT_e140_lhloose_nod0	e	$p_T > 147$ GeV
	HLT_mu26_ivarmedium	μ	$p_T > 27$ GeV
	HLT_mu50	μ	$p_T > 53$ GeV

Tabelle 7.2: In der Analyse verwendete Einzel-Lepton-Trigger, selektierte Objekte und die zugehörigen Offline Triggerschwellen für die jeweiligen Datennahmen in 2015 und 2016. Die Zahl nach „e“, bzw. „mu“ beschreibt den Online-Schnitt auf p_T . Die Lepton-Trigger verwenden Likelihood-basierte Identifikationskriterien („lh“) bzw. Isolationskriterien („i“), wie sie in der Offline-Rekonstruktion verwendet werden (siehe Kapitel 6). Zugehörige Effizienzkurven sind in Anhang C, Abbildung C.1 zu finden.

Während der gesamten Datennahme im Jahr 2015 konnte ein E_T^{miss} -Trigger mit einem Online-Schnitt von 70 GeV verwendet werden, der im Jahr 2016 kontinuierlich von 90 auf 110 GeV angehoben werden musste. Dies war nötig, um die mit der instantanen Luminosität gestiegene Trigger-Rate aufgrund von Limitationen der Bandbreite bei der Datenspeicherung zu begrenzen. Ein Vergleich zwischen Daten und MC-Simulationen (nicht Teil dieser Arbeit) zeigte für alle Triggerschwellen eine gute Übereinstimmung im Plateaubereich. Unterschiede hatten einen vernachlässigbaren Einfluss auf die Analyse. Daher werden weder Korrekturen der Triggereffizienzen noch zugehörige Systematiken angewendet.

7.2. Bereinigung der zu analysierenden Ereignisse

Um eine höchstmögliche Qualität der zu untersuchenden Ereignisse sicherzustellen, werden Ereignisse nach folgenden Qualitätskriterien selektiert:

GRL Mit der Good Runs Liste (siehe Kapitel 5.3) werden Ereignisse selektiert, die bei konstant guten Detektorbedingungen aufgenommen wurden.

LAr-/Tile-Fehler Ereignisse, bei denen es Probleme bei der Elektronikauslese der Flüssigargon (LAr) und Tile-Kalorimeter gab (überhöhtes Rauschen oder beschädigte Daten), wurden markiert und bei der Analyse nicht berücksichtigt. Dies stellt eine unverfälschte Energiemessung sicher.

7. Vorselektion der Kollisionsereignisse

Unvollständiges Ereignis Wenn der Trigger Ereignisse nicht vollständig ausgelesen hat, werden diese markiert und von der Analyse ausgeschlossen. Dies kann bei technisch bedingten Neustarts des Triggersystems der Fall sein.

SCT-Rauschen Hochenergetische ionisierende Teilchen können Fehler in der Ausleseelektronik des SCT hervorrufen, wenn sie diese passieren. Ereignisse mit beschädigten Spur-Informationen werden von der Analyse ausgeschlossen.

Primärvertex Wenn keinem Primärvertex mehr als zwei Spuren mit einem Transversalimpuls von mindestens 0,5 GeV zugeordnet werden können, wird das Ereignis verworfen (siehe auch 6.1).

Jet-Qualität Ereignisse, die nach dem JVT-Schnitt und der Behandlung von Überlappungen mindestens einen Jet enthalten, der als „schlecht“ markiert wurde (siehe Kapitel 6.3), werden nicht berücksichtigt, da diese unphysikalischen Jet-Kandidaten eine Fehlberechnung der E_T^{miss} verursachen, die nicht korrigierbar ist. Dabei handelt es sich beispielsweise um statistisch verteiltes elektrisches Rauschen der Auslesekanäle des hadronischen Kalorimeters, das die Signatur eines Jets besitzt, Pile-Up oder kosmische Myonen mit einer großen Energie-deposition in den Kalorimetern. Die Markierung wird basierend auf der Fit-Qualität der Kalorimeter-Signalform, dem Beitrag einzelner Kalorimeterzellen zur Gesamt-Jetenergie und dem Energieanteil der geladenen Bestandteile gesetzt.

Myon-Qualität Ereignisse, die vor der Behandlung von Überlappungen Myonen mit $\frac{\sigma_{q/p}}{|q/p|} \geq 0,4$ (q: Ladung, p: Impuls, σ : zugehörige Unsicherheit) enthalten, werden verworfen. Dies entspricht einem Veto auf fehlvermessene Myonen, die eine Fehlberechnung der E_T^{miss} verursachen würden. Dies ist sowohl bei hochenergetischen Myonen mit geringer Spurkrümmung der Fall als auch bei unphysikalischen Myon-Kandidaten. Zusätzlich werden Ereignisse verworfen, bei denen $\frac{\sigma_{q/p}}{|q/p|}$ der *Calorimeter-Tagged-* oder *Extrapolated-*Myonen $< 80\%$ der selben Größe für „Combined“ Myonen ist.

Kosmische Myonen Ereignisse mit rekonstruierten Myonen, deren Spur nicht durch den Primärvertex führt ($|z_0^{PV}| < 1$ mm und $|d_0^{PV}| < 0,2$ mm nach der Behandlung von Überlappungen), werden verworfen. Es handelt sich dabei um die Realisierung eines Vetos auf kosmische Myonen.

Den größten Einfluss auf die Ereigniszahl hat die Filterung mit der Good-Runs-Liste (siehe Tabelle 5.3 in Kapitel 5.3). Alle weiteren Kriterien zusammen reduzieren die Anzahl selektierter Ereignisse um weniger als ein Promille der Gesamtanzahl.

7.3. Schnittbasierte Ereignisvorselektion

Zur weiteren Selektion der für die Analyse relevanten Ereignisse werden folgende Schritte angewendet:

- ≥ 1 Lepton der finalen Selektion (siehe Tabellen 6.1 und 6.2 in Kapitel 6.2)
- ≥ 2 Jets der finalen Selektion (siehe Tabelle 6.3 in Kapitel 6.3)
- $E_T^{miss} > 200$ GeV (entsprechend der Offline-Triggerschwelle in Tabelle 7.1)

Ereignisse mit ≥ 2 Leptonen⁵ müssen den E_T^{miss} -Schnitt nicht erfüllen, da bei diesen Einzel-Lepton-Trigger eingesetzt werden.

⁵Das weitere Lepton muss nicht die finalen Selektionskriterien erfüllen sondern kann auch lediglich den Kriterien der Lepton-Vorselektion genügen.

7.4. Diskriminierende Variablen

Es werden nun die diskriminierenden Variablen der Analyse zur Trennung von Signal und Untergrund diskutiert.

Fehlende Transversalenergie Das LSP der SUSY-Signalmodelle liefert hohe Beiträge zur E_T^{miss} und unterscheidet sich somit von Untergrundprozessen.

Jet-Multiplizität Die betrachteten SUSY-Signalmodelle weisen durchschnittlich eine höhere Jet-Multiplizität als die Untergrundprozesse auf.

Anzahl b -Jets Vor allem Untergrundprozesse mit Top-Quarks zeichnen sich durch eine erhöhte Anzahl an b -Jets aus und unterscheiden sich somit von den Signalprozessen.

Transversalimpulse der Jets Jets aus den Zerfällen der schweren Squarks und Gluinos besitzen hohe Transversalimpulse und unterscheiden sich somit von Jets der Hauptuntergründe.

Transversale Masse Sie ist definiert als

$$m_T = \sqrt{2 \cdot p_T^\ell \cdot E_T^{miss} \cdot (1 - \cos(\Delta\phi(\ell, E_T^{miss}))},$$

wobei ℓ das führende⁶ Lepton ist. Sie besitzt eine hohe Korrelation mit der invarianten Masse aus dem Lepton und einem nicht detektierten Teilchen unter der Annahme, dass die E_T^{miss} ausschließlich von diesem stammt. Ereignisse mit leptonischen „on-shell“-W-Zerfällen und ohne weitere nicht detektierbare Teilchen besitzen eine $m_T \lesssim m_W$ und unterscheiden sich somit von Signalereignissen.

Effektive Masse Die Summe der Transversalimpulse der Leptonen (p_T^ℓ) und Jets (p_T^j) sowie der fehlenden Transversalenergie bildet die effektive Masse

$$m_{eff} = \sum_{\ell} p_T^\ell + \sum_j p_T^j + E_T^{miss}.$$

Sie hat eine hohe Korrelation mit der Masse der zu Beginn der Kaskade produzierten Teilchen und bietet somit für den Fall schwerer supersymmetrischer Teilchen eine hohe Trennkraft zwischen Signal und Untergrund. Das Verhältnis aus E_T^{miss}/m_{eff} gibt den Anteil der fehlenden Transversalenergie an der effektiven Masse an und kann somit zur Selektion von Ereignissen mit einer geringen Massenaufspaltung zwischen LSP (χ_1^0) und Squark bzw. Gluino verwendet werden.

Aplanarität Zur Berechnung der Aplanarität \mathcal{A} wird zunächst der Impuls-Tensor des Ereignisses

$$M_{xyz} = \sum_i \begin{pmatrix} (p_x^i)^2 & p_x^i p_y^i & p_x^i p_z^i \\ p_y^i p_x^i & (p_y^i)^2 & p_y^i p_z^i \\ p_z^i p_x^i & p_z^i p_y^i & (p_z^i)^2 \end{pmatrix}$$

bestimmt, wobei die Summe über alle Jets und Leptonen im Endzustand läuft. Die normierten Eigenwerte werden der Größe nach sortiert, so dass $\lambda_1 > \lambda_2 > \lambda_3$ und $\sum_i \lambda_i = 1$ ist. Die Aplanarität bestimmt sich dann aus dem kleinsten Eigenwert über

$$\mathcal{A} = \frac{3}{2} \lambda_3,$$

wobei kleine Werte für planare Ereignisse stehen. Sie bestimmt den Transversalimpulsanteil, der in die Ebene, die von den ersten beiden Eigenvektoren aufgespannt wird, oder aus

⁶Das „führende“ Objekt besitzt den höchsten Transversalimpuls.

7. Vorselektion der Kollisionsereignisse

ihr herausführt. Somit ist sie ein Maß dafür, wie sehr die Transversalimpulse der Jets und Leptonen nicht in einer gemeinsamen Ebene liegen, die in erster Näherung von den härtesten Objekten aufgespannt wird. Gemessene Werte sind typischerweise im Bereich $0 \leq \mathcal{A} < 0,3$. Zerfälle schwerer Teilchen, wie Squarks und Gluinos, besitzen eine vergleichsweise hohe Aplanarität, da die Zerfallsprodukte aufgrund der hohen Massendifferenz hohe Transversalimpulse besitzen und tendenziell isotrop zerfallen. Bei Zerfällen leichterer Teilchen hingegen sind die Impulsrichtungen der Produkte eher in Übereinstimmung mit denen der produzierten Teilchen und liegen somit eher in einer Ebene.

Studien zu weiteren diskriminierenden Variablen befinden sich in Anhang E. Diese sind aufgrund fehlender Sensitivitätssteigerung nicht in die entgeltliche Analyse eingeflossen.

7.5. Kinematische Verteilungen nach Vorselektion

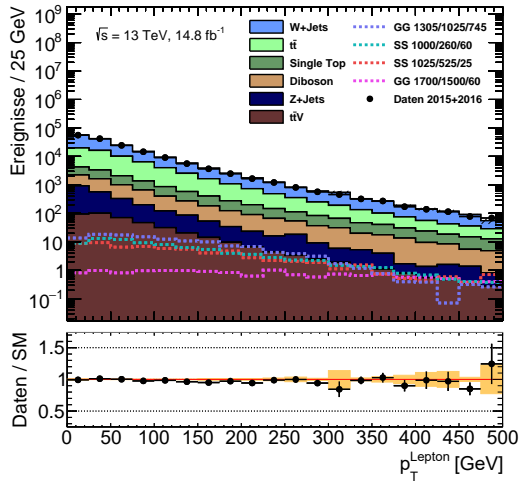
Mit den vorselektierten Ereignissen werden nun erstmals kinematische Verteilungen in den wichtigsten Variablen dieser Analyse betrachtet (siehe Abbildungen 7.2 und 7.3). Dabei lassen sich die Modellierung der Untergründe und die Trennkraft der diskriminierenden Variablen überprüfen. Hierbei werden ausschließlich Ereignisse mit genau einem Lepton betrachtet und ein Veto auf weitere Leptonen angewendet, die nur den Kriterien der Lepton-Vorselektion genügen. Unterhalb der Verteilungen wird immer das Verhältnis aus Daten und der Summe aller Untergründe im jeweiligen Intervall gezeigt, um die Abweichung der Untergrundvorhersage von den Daten genauer ablesen zu können. Die statistische Unsicherheit des Gesamtuntergrunds basiert auf der Anzahl generierter Monte-Carlo-Ereignisse und wird durch das gelbe Band dargestellt. Die einzelnen Prozesse wurden hier mit ihrem Wirkungsquerschnitt und der integrierten Luminosität der dargestellten Daten⁷ normiert. Das letzte Intervall schließt alle höheren Werte mit ein. Normierungsfaktoren oder Korrekturen der anschließend beschriebenen Analyse wurden noch nicht angewendet. In den folgenden Abbildungen werden zusätzlich die Verteilungen ausgewählter Signalpunkte (siehe Tabelle 7.3) gezeigt, da diese mit der betrachteten integrierten Luminosität an den Grenzen der Sensitivität der Analyse liegen.

Name	$m_{\tilde{g}/\tilde{q}}$ [GeV]	$m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ [GeV]	$m_{\tilde{\chi}_1^0}$ [GeV]	x	Kommentar
SS 1025/525/25	1025	525	25	0,50	hohe $m_{\tilde{q}}$
GG 1305/1025/745	1305	1025	745	0,50	hohe $m_{\tilde{\chi}_1^0}$
GG 1700/1500/60	1700	1500	60	0,88	hohes x
SS 1000/260/60	1000	260	60	0,21	niedriges x

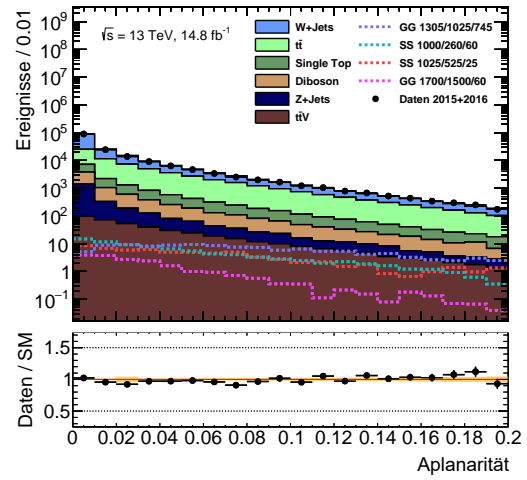
Tabelle 7.3: Signalpunkte in den kinematischen Verteilungen nach Vorselektion

⁷Es handelt sich um den Datensatz für die ICHEP-Konferenz im Sommer 2016 mit einer integrierten Luminosität von $14,8 \text{ fb}^{-1}$.

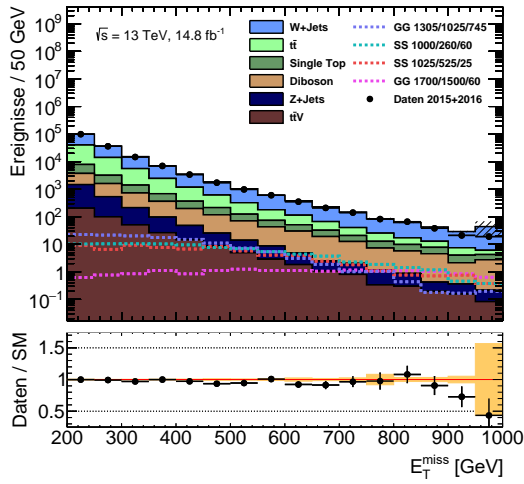
7.5. Kinematische Verteilungen nach Vorselektion



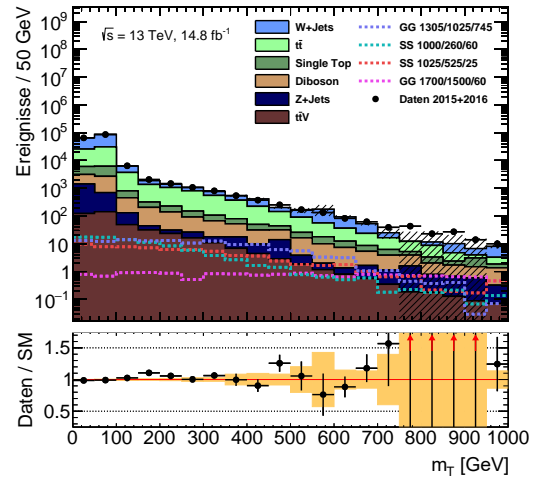
(a) Transversalimpuls des Leptons



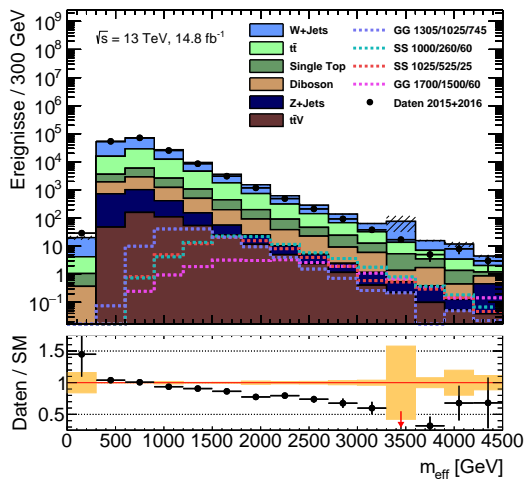
(b) Aplanarität der Jets und Leptonen



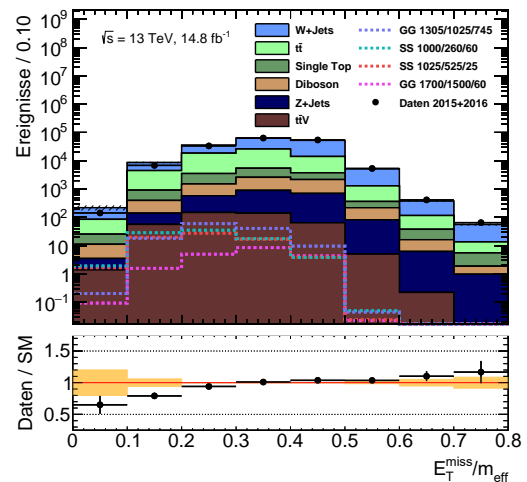
(c) Fehlende Transversalenergie



(d) Transversale Masse



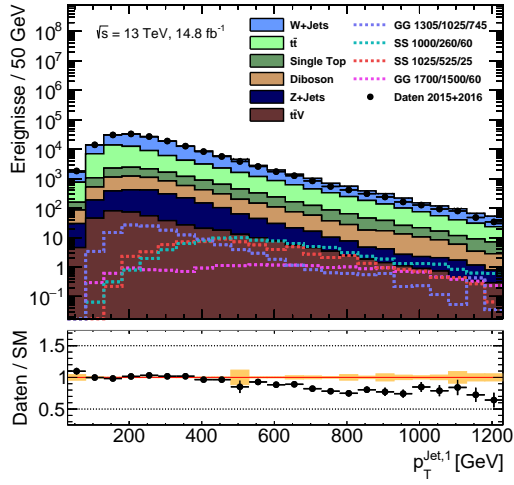
(e) Effektive Masse



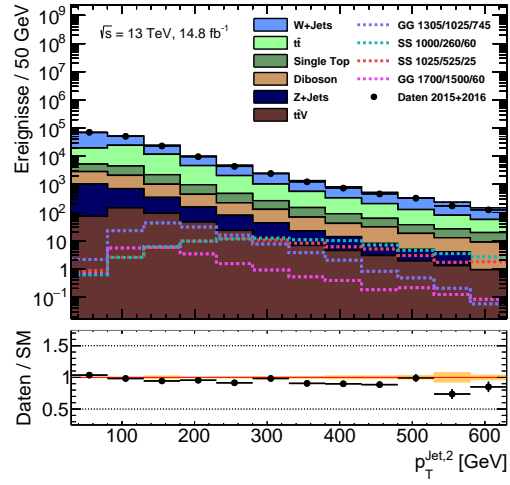
(f) Verhältnis aus E_T^{miss} / m_{eff}

Abbildung 7.2: Kinematische Verteilungen nach Vorselektion – Teil 1

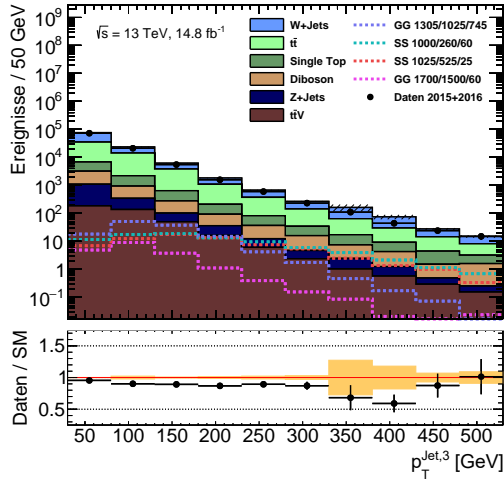
7. Vorselektion der Kollisionsereignisse



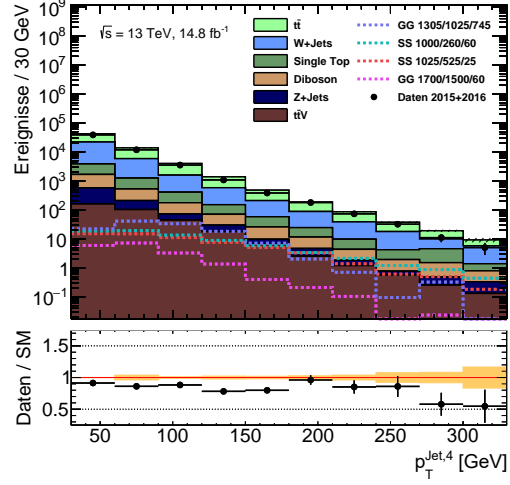
(a) Transversalimpuls des führenden Jets



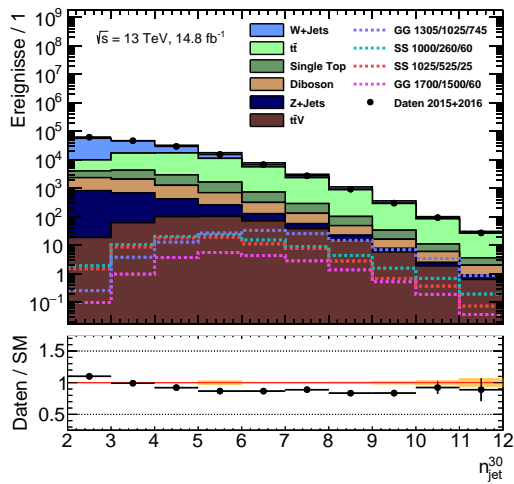
(b) Transversalimpuls des zweiten Jets



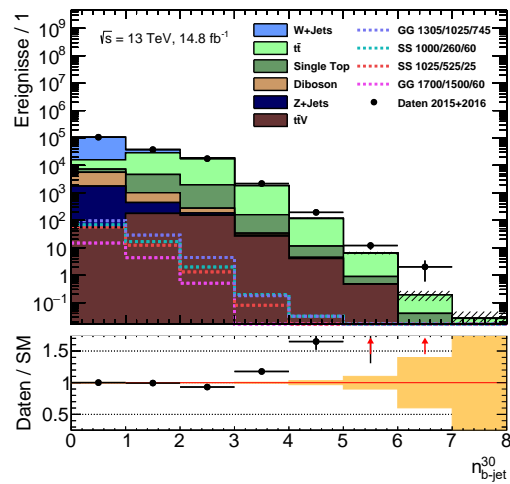
(c) Transversalimpuls des dritten Jets



(d) Transversalimpuls des vierten Jets



(e) Anzahl Jets



(f) Anzahl b -Jets

Abbildung 7.3: Kinematische Verteilungen nach Vorselektion – Teil 2

7.5. Kinematische Verteilungen nach Vorselektion

Die Verteilungen in den Variablen p_T^{Lepton} , Aplanarität, E_T^{miss} und m_T weisen bereits eine hohe Übereinstimmung zwischen Simulation und Daten auf. In den Transversalimpulsen der Jets und daraus resultierend vor allem auch in den m_{eff} - und $E_T^{\text{miss}}/m_{eff}$ -Verteilungen hingegen treten offensichtlich systematische Abweichungen auf. Die Jet-Multiplizität wird von den Simulationen auch bei hohen Werten relativ gut modelliert, die Anzahl an b -Jets hingegen ausschließlich bei niedrigen Multiplizitäten. Letztere eignet sich daher zur Trennung von Signal und Untergrund durch Unterscheidung von Ereignissen mit (b -Jet-Forderung) und ohne (b -Jet-Veto) b -Jets. Zur Diskriminierung von Signal und Untergrund eignen sich zudem, wie erwartet, die Variablen E_T^{miss} , m_{eff} , Aplanarität und die Transversalimpulse der Jets, in denen das Signal tendenziell hohe Werte besitzt sowie die $E_T^{\text{miss}}/m_{eff}$ -Verteilung, in der das Signal tendenziell eher niedrige Werte hat. In der m_T -Verteilung lässt sich ein Großteil der Untergründe mit einem großzügigen Schnitt auf die W-Boson-Masse ($m_T \gtrsim m_W$) unterdrücken.

8. Signalregionen

Der Schwerpunkt bei der Definition von Signalregionen wurde auf das Signalmodell der Squark-Paarproduktion mit einer relativen Massenaufspaltung von $x = 1/2$ (siehe Kapitel 5.1) gelegt. Die weiteren Signalregionen der Gesamtanalyse werden anschließend ebenfalls erläutert. Bei der Optimierung der Signalregionen wurden ausschließlich Simulationen der Signal- und Untergrundprozesse betrachtet. Aufgezeichnete Daten hingegen wurden in allen Signalregionenkandidaten bis zum Abschluss der Analyse ausgeblendet, um eine mögliche Beeinflussung, beispielsweise durch statistische Fluktuationen, zu vermeiden.

8.1. Optimierung für die Squark-Paarproduktion mit einer relativen Massenaufspaltung von $x = 1/2$

Definition von Benchmark-Punkten

Es wurden Signalepunkte außerhalb aktueller Ausschlussgrenzen gewählt, die eine Maximierung der Sensitivität der Analyse in diesen Bereichen erlauben. Dazu wurden die 8 TeV Ausschlussgrenzen der kombinierten 0- und 1-Lepton-Analysen bei ATLAS herangezogen (siehe Abbildung 2.11 in Kapitel 2.2.1, „Aktuelle Ausschlussgrenzen“). Zur Optimierung in zwei Richtungen der $(m_{\tilde{q}}, m_{\tilde{\chi}_1^0})$ -Ebene wurden Signalepunkte gewählt mit

- hohen Squark-Massen und niedrigen LSP-Massen:
 $(m_{\tilde{q}}, m_{\tilde{\chi}_1^\pm}, m_{\tilde{\chi}_1^0}) = (825, 425, 25)$ GeV bzw.
 $(m_{\tilde{q}}, m_{\tilde{\chi}_1^\pm}, m_{\tilde{\chi}_1^0}) = (1025, 575, 125)$ GeV sowie mit
- hohen LSP-Massen und mittleren Squark-Massen:
 $(m_{\tilde{q}}, m_{\tilde{\chi}_1^\pm}, m_{\tilde{\chi}_1^0}) = (625, 475, 325)$ GeV bzw.
 $(m_{\tilde{q}}, m_{\tilde{\chi}_1^\pm}, m_{\tilde{\chi}_1^0}) = (625, 525, 425)$ GeV.

In der ersten Region besitzen die Zerfallsprodukte aufgrund der großen Massendifferenzen hohe Transversalimpulse. Dies führt zu hohen effektiven Massen (siehe Abbildung 8.2c auf Seite 78). In der zweiten Region hingegen sind die Massendifferenzen geringer und die Neutralinos schwerer. Dies führt zu einer Verschiebung des Verhältnisses aus fehlender Transversalenergie und effektiver Masse hin zu höheren Werten (siehe Abbildung 8.3c auf Seite 79).

In allen Regionen tragen die beiden Neutralinos zur fehlenden Transversalen Energie bei (siehe Abbildungen 8.2d und 8.3b). Zudem ist eine hohe transversale Masse ohne Endpunkt bei der W-Boson-Masse zu erwarten (siehe Abbildungen 8.2e und 8.3d).

n -Dimensionale Suche

Für die gewählten Benchmark-Punkte wurden n -Dimensionale Suchen (*Brute-Force*) nach Schnittkombinationen zur Maximierung der Sensitivität durchgeführt. Dazu wurden folgende Schnittvariablen innerhalb großzügiger Wertebereiche mit den angegebenen Schrittweiten variiert (siehe Tabelle 8.1).

Schnittvariable	Schnitt	Wertebereich
Anzahl Leptonen	=	1
p_T des Leptons	>	[7(6),10,25,35] GeV
Anzahl Jets	\geq	[3,4,5,6]
p_T des führenden Jets	>	[30,80,...,330] GeV
p_T des letzten geforderten Jets	>	[30,50] GeV
m_T	>	[75,125,...,425] GeV
E_T^{miss}	>	[200,250,...,450] GeV
m_{eff}	>	[600,800,...,2200] GeV
E_T^{miss}/m_{eff}	>	[0,0.1,...,0.4]
Aplanarität	>	[0,0.02,...,0.18]
Anzahl b -Jets	<	[1,100]

Tabelle 8.1: Schnittvariablen und ihre Wertebereiche in den n -dimensionalen Suchen

Dabei bezeichnet „ p_T des letzten geforderten Jets“ den Transversalimpuls des vierten Jets, wenn in dieser Schnittkombination eine Anzahl von ≥ 4 Jets gefordert wird. Die beiden Schnittmöglichkeiten auf die Anzahl b -Jets realisiert ein optionales b -Veto. Zeitweise wurden auch weitere diskriminierende Variablen in die Suchen mit einbezogen. Diese sind in Anhang E beschrieben. Allerdings konnte mit ihnen keine weitere Sensitivitätssteigerung erreicht werden.

Für jede Schnittkombination wurde eine Approximation der Sensitivität Z_0 durchgeführt¹. Die Ereigniszahlen wurden unter der Annahme einer erwarteten integrierten Luminosität von 10 fb^{-1} aus den MC-Simulationen bestimmt und eine flache systematische Unsicherheit von 25% angenommen, was einer Abschätzung der durchschnittlichen Unsicherheit einzelner Signalregionskandidaten nach Anwendung des vollen Profile-Likelihood-Fits entspricht. Zur Berücksichtigung der statistischen Unsicherheiten der Signal- und Untergrunderwartung wurden diese zur flachen systematischen Unsicherheit quadratisch addiert. Zum Test der Stabilität der gefundenen Schnittkombinationen wurden auch Suchen für integrierte Luminositäten von 5, 20 und 30 fb^{-1} sowie mit einer flachen systematischen Unsicherheit von 50% durchgeführt und zum Vergleich herangezogen. Zudem wurden bei den Suchen die statistischen Unsicherheiten der einzelnen Untergrund-Komponenten kontrolliert. Eine Begrenzung wurde mittels verschiedener Kriterien untersucht und bei der Suche berücksichtigt: $t\bar{t}$ - und W +Jets-Untergründe sollten bei den gewählten Schnittkombinationen letztendlich eine statistische Unsicherheit von $< 30\%$ bzw. mindestens 10 ungewichtete Ereignisse haben. Auf diese Weise ließen sich zu harte Schnitte auf die Untergrundverteilungen in Bereichen verschwindender Form-Informationen aufgrund von statistischen Limitationen vermeiden.

Optimierung mit erwarteten Entdeckungsgrenzen

Für die Schnittkombinationen mit der höchsten Sensitivität für die Benchmark-Signale wurden erwartete Ausschlussgrenzen mittels oben genannter Approximation der Sensitivität mit 25% flacher systematischer Unsicherheit für alle Punkte im betrachteten Signalgrid bestimmt. Auf diese Weise konnten die Schnittkombinationen mit der größten Reichweite zu hohen Squark- oder LSP-Massen bzw. mit der größten Anzahl abgedeckter Signalpunkte ausgewählt werden.

¹Zur Approximation der Sensitivität wurde RooStats::NumberCountingUtils::BinomialExpZ(N_s , N_b , sys_b) [165] verwendet. Dabei handelt es sich um einen Hypothesentest, der auf der Anzahl Signalereignisse N_s , der Anzahl Untergrundereignisse N_b , und einer angenommenen flachen systematischen Unsicherheit sys_b basiert.

Optimierung mit N-1-Verteilungen

Die so gewonnenen Signalregionsschnitte wurden mit Hilfe von „N-1-Verteilungen“ weiter optimiert (siehe Abbildungen 8.2 auf Seite 78 und 8.3 auf Seite 79). Dies sind kinematische Verteilungen der Schnittvariablen bei denen alle Schnitte der Signalregion außer in der betrachteten Variable angewendet wurden. Mit ihnen lassen sich die gewählten Schnitte einzeln validieren. Unterhalb der Verteilungen werden jeweils die kumulierte Untergrundzusammensetzung zur Abschätzung der statistischen Unsicherheit und darüber die daraus resultierende approximierte Sensitivität Z_0 bei einem Schnitt an der jeweiligen Intervallgrenze dargestellt². So lassen sich beispielsweise überflüssige Schnitte finden, die keine weitere Sensitivität bringen, Schnitte auf mögliche statistische Fluktuationen unterbinden und die Schnittkombinationen zur Vereinfachung der Gesamtanalyse mit den anderen Signalregionen harmonisieren.

Optimierung mit dem vollen Profile-Likelihood-Fit

Für die besten Signalregionskandidaten der vorigen Optimierungsschritte wurden erwartete 3σ Entdeckungs- und $1,64\sigma$ (95% Konfidenzintervall) Ausschlussgrenzen erstellt (siehe Abbildung 8.1). Die Berechnung der Sensitivität wurde dabei für alle Signalpunkte mit dem vollen Profile-Likelihood-Fit (siehe Kapitel 12) unter Berücksichtigung eines Großteils der systematischen Unsicherheiten durchgeführt. Dabei wurden die von ATLAS aufgezeichneten Daten ausgeblendet und durch einen künstlichen Datensatz ersetzt, der genau der Summe aller Untergrundkomponenten entspricht, so genannte „Asimov-Daten“, und darauf basierend die entsprechenden Hypothesentests durchgeführt. Somit wurde im eigentlichen Sinne noch keine Anpassung an die Daten (*Fit*) durchgeführt, die Unsicherheiten aber genauso wie in der abschließenden statistischen Analyse angewendet.

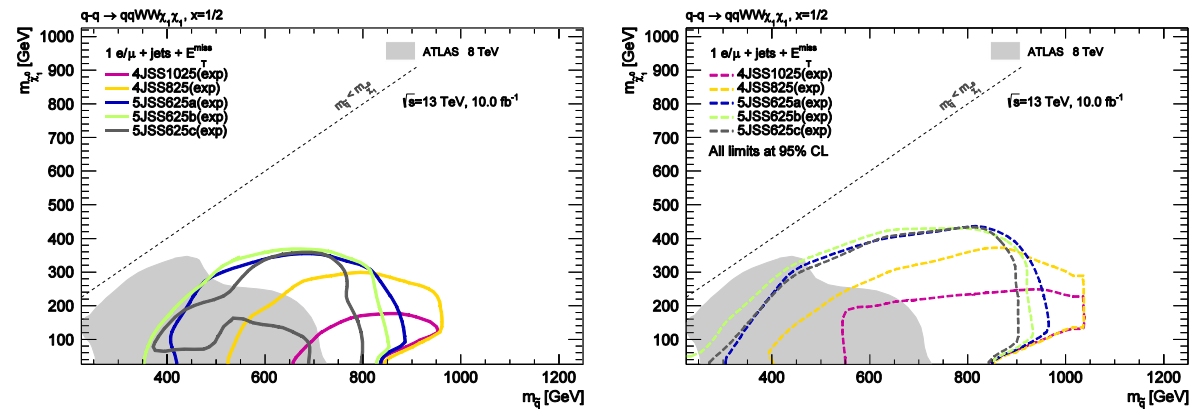


Abbildung 8.1: Erwartete 3σ Entdeckungs- (links) und $1,64\sigma$ Ausschlussgrenzen (rechts) für die besten Signalregionskandidaten im Signalgrid der Squark-Paarproduktion mit $x = 1/2$. Die Signalregionen sind nach der Anzahl Jets (4J oder 5J) und dem Benchmark-Punkt (SS1025 ist beispielsweise der Punkt mit $m_{\tilde{q}} = 1025$ GeV) benannt. Zum Zeitpunkt der Optimierung waren keine weiteren Punkte oberhalb von $m_{\tilde{q}} > 1025$ GeV verfügbar, weshalb die Konturen dort abgeschnitten erscheinen.

²Es handelt sich hierbei also nicht um die Sensitivität im jeweiligen Histogramm-Intervall

Ergebnisse der Optimierungen

Aus den aufeinander aufbauenden Optimierungsverfahren ließen sich abschließend zwei Signalregionen bestimmen, die beide Richtungen der Optimierung abdecken. Diese sind in Abbildung 8.1 mit „4JSS825“ (gelb) und „5JSS625b“ (grün) bezeichnet und in Tabelle 8.2 zusammengefasst. Die 4-Jet-Signalregion für hohe Squark-Massen „SS 4J $x=1/2$ “ besitzt den Erwartungen entsprechend einen harten Schnitt auf die effektive Masse im Gegensatz zur 5-Jet-Signalregion für hohe LSP-Massen. Beide Regionen enthalten ein b -Veto zur Unterdrückung des ansonsten dominanten $t\bar{t}$ -Untergrundes, was die Sensitivität in den betrachteten Signalmodellen erheblich steigert.

SR	SS 4J $x=1/2$	SS 5J $x=1/2$
Anzahl Leptonen	= 1	
+ Veto auf weitere Leptonen der Vorselektionsstufe		
p_T des Leptons	> 35 GeV	
Anzahl Jets	≥ 4	≥ 5
p_T der Jets [GeV]	> 50	> 50
Anzahl b -Jets	= 0	= 0
E_T^{miss} [GeV]	> 300	> 300
Aplanarität	> 0,08	-
m_T [GeV]	> 175	> 175
m_{eff} [GeV]	> 1200	-
E_T^{miss}/m_{eff}	-	> 0,2

Tabelle 8.2: Ereignisselektionsschnitte der Signalregionen („SR“) für die Squark-Paarproduktion mit einer relativen Massenaufspaltung von $\mathbf{x} = \mathbf{1}/2$, wobei „SS 4J $x=1/2$ “ die 4-Jet-Signalregion für hohe Squark-Massen und niedrige LSP-Massen, bzw. „SS 5J $x=1/2$ “ die 5-Jet-Signalregion für hohe LSP-Massen und mittlere Squark-Massen bezeichnet

8.1.1. N-1-Verteilungen

In den Abbildungen 8.2 und 8.3 sind die N-1-Verteilungen der wichtigsten Schnittvariablen der beiden Signalregionen für die Squark-Paarproduktion mit einer relativen Massenaufspaltung von $\mathbf{x} = \mathbf{1}/2$ dargestellt. Sie zeigen, wie letztendlich der Schnitt gesetzt wird, um Signal und Untergrund zu trennen.

8. Signalregionen

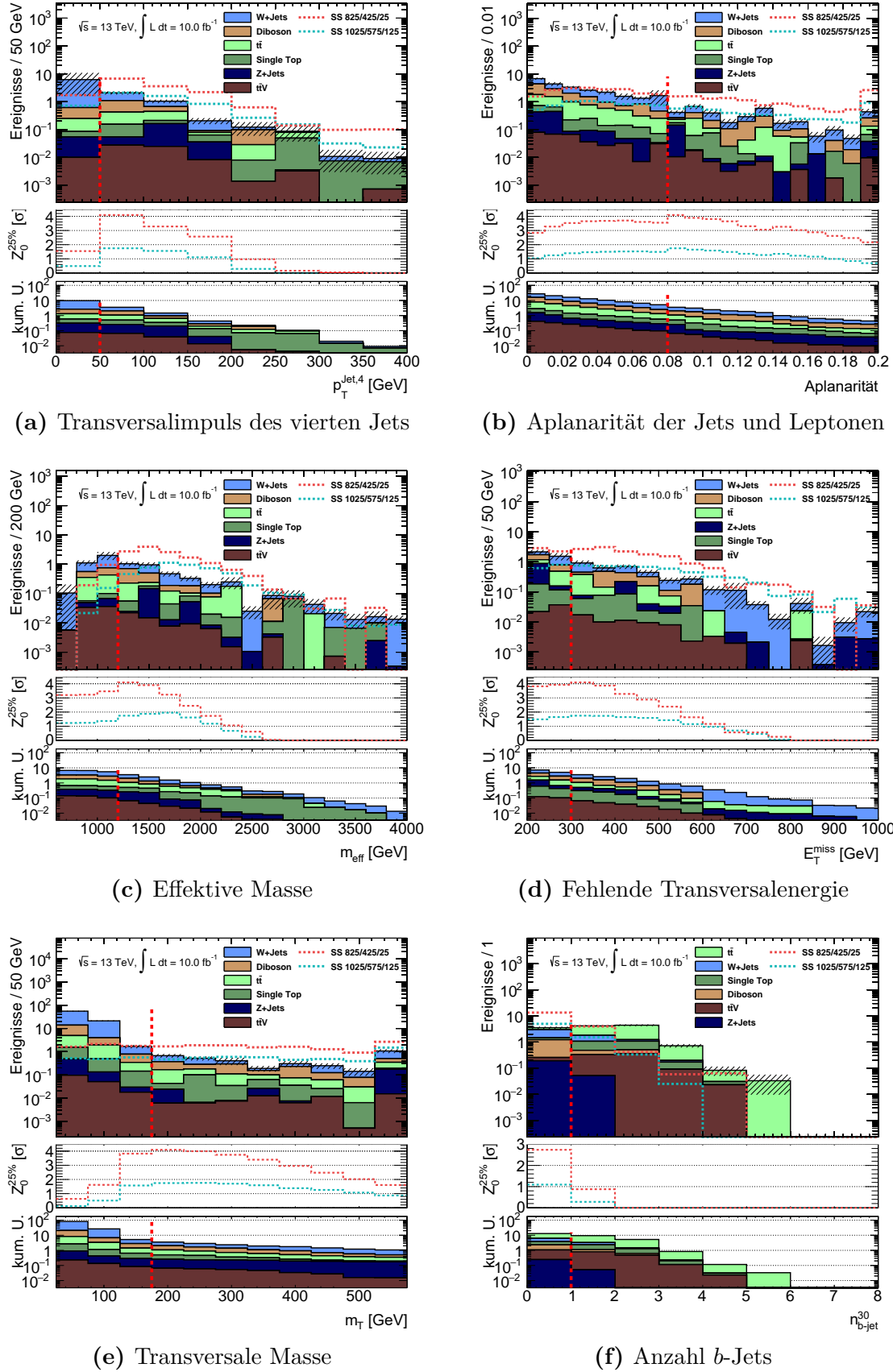
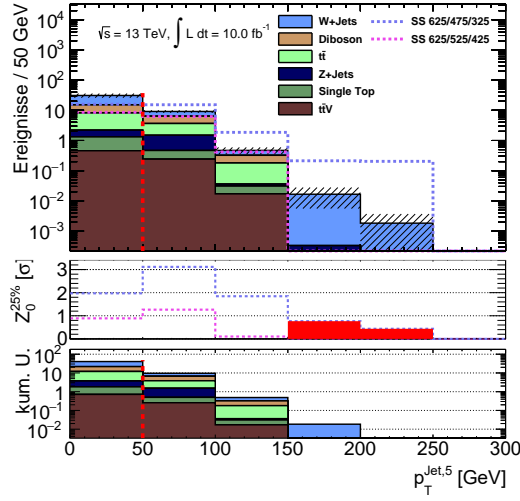
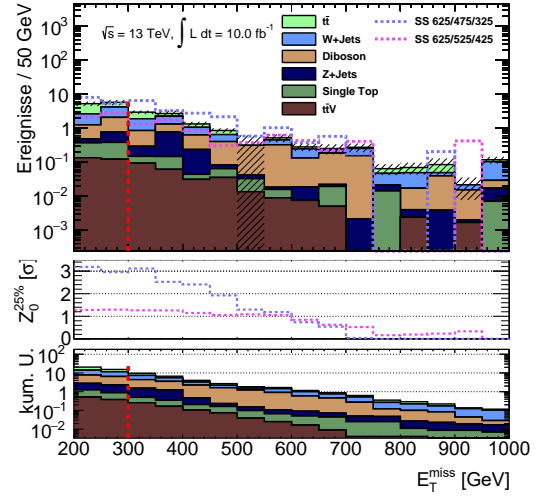


Abbildung 8.2: N-1-Verteilungen der 4-Jet-Signalregion für hohe Squark-Massen und niedrige LSP-Massen („SS 4J x=1/2“), normiert auf eine erwartete integrierte Luminosität von 10 fb^{-1}

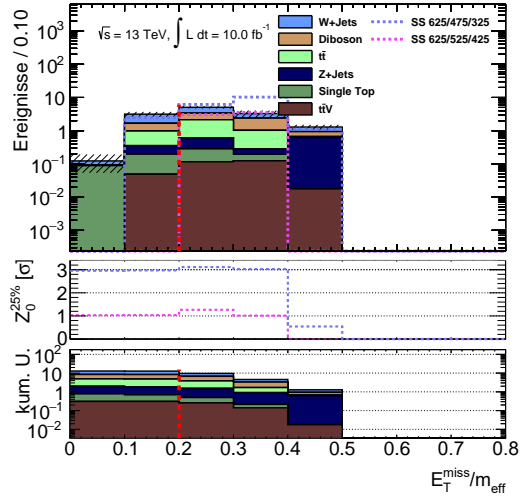
8.1. Optimierung für die Squark-Paarproduktion mit $x = 1/2$



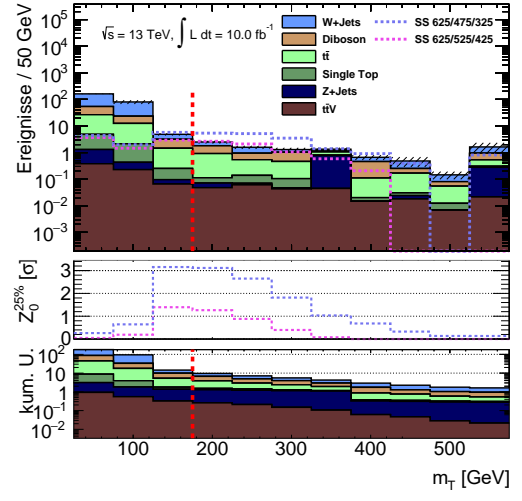
(a) Transversalimpuls des fünften Jets



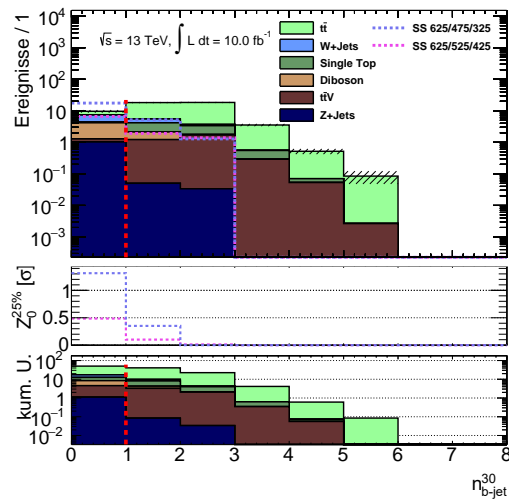
(b) Fehlende Transversalenergie



(c) Verhältnis aus E_T^{miss}/m_{eff}



(d) Transversale Masse



(e) Anzahl b -Jets

Abbildung 8.3: N-1-Verteilungen der 5-Jet-Signalregion für hohe LSP-Massen und mittlere Squark-Massen („SS 5J $x=1/2$ “), normiert auf eine erwartete integrierte Luminosität von 10 fb^{-1}

8.1.2. Formunterschiede

Es fällt bereits in Abbildung 8.2c auf, dass in der 4-Jet-Signalregion der optimale Schnitt auf die effektive Masse von der Squark-Masse des betrachteten Signalpunktes abhängt. Diese Tatsache ist anhand weiterer Signalpunkte mit Squark-Massen von 625 bis 1225 GeV in Abbildung 8.4 veranschaulicht. Die Reichweite zu höheren Squarkmassen und die Sensitivität bei niedrigeren Massen ließe sich durch einen Fit in mehreren Intervallen der Verteilung der effektiven Masse durch Ausnutzung der beobachteten Formunterschiede weiter erhöhen. Dieser Ansatz wird ab Kapitel 14 weiter verfolgt. In der 5-Jet-Signalregion konnte keine einzelne Schnittvariable mit einer hohen Korrelation zur LSP-Masse bestimmt werden. Eine weitere Sensitivitätssteigerung würde einen mehrdimensionalen Fit in mehreren Intervallen der Verteilungen verschiedener kinematischer Größen erfordern. Die Transversalimpulse der Jets und des Leptons, die Jet-Multiplizität sowie das b -Veto müssten kontinuierlich aufgelockert werden. Die transversale Masse und die fehlende Transversalenergie wären ebenfalls zu variieren. Dieser Ansatz hingegen wurde nicht weiter verfolgt.

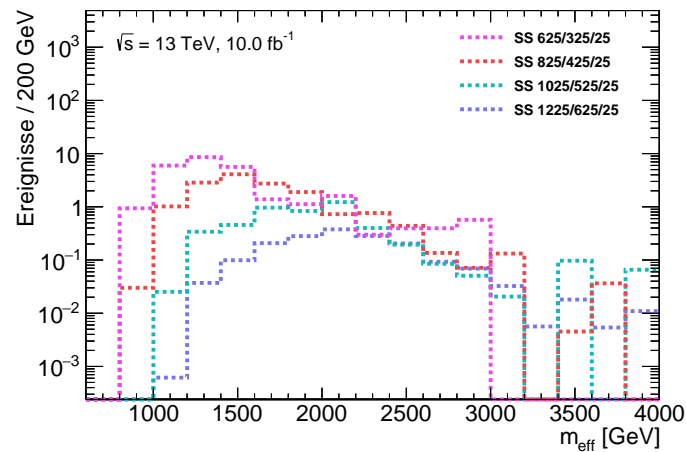


Abbildung 8.4: N-1-Verteilung der 4-Jet-Signalregion „SS 4J $x=1/2$ “ in der effektiven Masse für Signalpunkte mit Squark-Massen von 625 bis 1225 GeV

8.2. Weitere Signalregionen

Weitere Signalregionen wurden ebenfalls über Brute-Force-Suchen sowie Optimierungen über N-1-Verteilungen und Kontur-Vergleichen in den jeweiligen Signalszenarien bestimmt. Dazu zählen:

Gluino Paarproduktion

- Eine 2-Jet-Signalregion „GG 2J“, die auf Signalprozesse der Gluino-Paarproduktion mit relativ schweren Neutralinos und geringen Massendifferenzen in der Nähe der kinematischen Grenze (*Massendiagonale*) abzielt. Die Zerfallsprodukte besitzen niedrige Transversalimpulse und für den Fall zweier harter ISR-Jets besitzt das System des Gluino-Paares einen hohen Transversalimpuls, der sich letztendlich in der fehlenden Transversalenergie niederschlägt. Es wird daher ein Jet mit hohem Transversalimpuls, eine hohe fehlende Transversalenergie und ein niedriger Lepton-Transversalimpuls verlangt.
- Zwei 6-Jet-Signalregionen für die Gluino-Paarproduktion, „GG 6J bulk“ und „GG 6J high-mass“, die auf hohe Gluino-Massen für eine relative Massenaufspaltung von $x = 1/2$ optimiert sind. Dabei ist die „bulk“-Region weitestgehend unverändert aus der inklusiven 1-Lepton SUSY-Suche bei ATLAS aus dem Jahr 2015 [16] übernommen worden, da hier ein Datenüberschuss mit einer lokalen Signifikanz von $2,1\sigma$ beobachtet wurde (siehe auch Kapitel 2.2.1), der jetzt mit mehr Daten überprüft werden kann. Die „high-mass“-Region basiert auf dieser Region, wurde aber auf den neuen Datensatz optimiert und selektiert Ereignisse mit höheren effektiven Massen.
- Drei 4-Jet-Signalregionen für die Gluino-Paarproduktion mit einer festen LSP-Masse von $m_{\tilde{\chi}_1^0} = 60$ GeV, optimiert für niedrige (mit und ohne b -Veto) und hohe Werte von x , „GG 4J low-x“, „GG 4J low-x b-veto“ und „GG 4J high-x“. Bei kleinen x sorgt die hohe Massendifferenz zwischen Gluino und Chargino für vier Jets mit hohen Transversalimpulsen. Das Lepton hingegen besitzt niedrigere Transversalimpulse und die Ereignisse daher eine kleine transversale Masse. Das b -Veto reduziert den $t\bar{t}$ -Untergrund weiter. Es wird allerdings nur zur Bestimmung modellabhängiger Ausschlussgrenzen verwendet und nicht für die Bestimmung von Entdeckungssensitivitäten. Im Fall hoher Werte von x besitzt das Lepton hohe Transversalimpulse. Es werden Ereignisse mit einer hohen transversalen Masse und geringen Transversalimpulsen der Jets selektiert.

Squark Paarproduktion

- Zwei 4- und 5-Jet-Signalregionen, die auf Signalprozesse der Squark-Paarproduktion mit einer festen LSP-Masse von $m_{\tilde{\chi}_1^0} = 60$ GeV optimiert sind. Die 4-Jet-Region „SS 4J low-x“ selektiert Signalereignisse mit niedrigen x , die Jets mit hohen Transversalimpulsen und eine geringe transversale Masse aufweisen, wohingegen die 5-Jet-Region „SS 5J high-x“ für hohe x entwickelt wurde und auf eine hohe transversale Masse schneidet aufgrund der hohen zu erwartenden Transversalimpulse des Leptons. Beide Regionen enthalten ein b -Veto zur Unterdrückung des $t\bar{t}$ -Untergrundes, was die Sensitivität in den betrachteten Signalmodellen erheblich steigert.

8.3. Zusammenfassung

Die Selektionskriterien aller Signalregionen der Analyse sind in den Tabellen 8.3 bis 8.5 aufgelistet.

8. Signalregionen

SR	GG 2J	GG 6J bulk	GG 6J high-mass
Anzahl Leptonen	= 1		
+ Veto auf weitere Leptonen der Vorselektionsstufe			
p_T^{Lepton} [GeV]	[7(6), 35]	> 35	> 35
Anzahl Jets	≥ 2	≥ 6	≥ 6
p_T^{Jet1} [GeV]	> 200	> 125	> 125
p_T^{Jet2} [GeV]	> 30	> 30	> 30
p_T^{Jet3} [GeV]	-	> 30	> 30
p_T^{Jet4} [GeV]	-	> 30	> 30
$p_T^{\text{Jet5,6}}$ [GeV]	-	> 30	> 30
m_T [GeV]	> 100	> 225	> 225
E_T^{miss} [GeV]	> 460	> 250	> 250
m_{eff} [GeV]	-	> 1000	> 2000
$E_T^{\text{miss}}/m_{eff}$	> 0,35	> 0,2	> 0,1
Aplanarität ohne Lepton	-	> 0,04	> 0,04

Tabelle 8.3: Selektionsschnitte der Signalregionen für die Gluino-Paarproduktion mit $x = 1/2$

SR	GG 4J low-x	GG 4J low-x b-veto	GG 4J high-x
Anzahl Leptonen	+ Veto auf weitere Leptonen der Vorselektionsstufe		
p_T^{Lepton} [GeV]	> 7(6)	> 7(6)	> 35
Anzahl Jets	≥ 4	≥ 4	≥ 4
p_T^{Jet1} [GeV]	> 100	> 100	> 400
p_T^{Jet2} [GeV]	> 100	> 100	> 30
p_T^{Jet3} [GeV]	> 100	> 100	> 30
p_T^{Jet4} [GeV]	> 100	> 100	[30, 100]
Anzahl b -Jets	-	= 0	-
m_T [GeV]	> 125	> 125	> 475
E_T^{miss} [GeV]	> 250	> 250	> 250
m_{eff} [GeV]	> 2000	> 2000	> 1600
$E_T^{\text{miss}}/m_{eff}$	-	-	> 0,3
Aplanarität ohne Lepton	> 0,06	> 0,03	-

Tabelle 8.4: Selektionsschnitte der Signalregionen für die Gluino-Paarproduktion mit $m_{\tilde{\chi}_1^0} = 60$ GeV

SR	SS 4J x=1/2	SS 5J x=1/2	SS 4J low-x	SS 5J high-x
Anzahl Leptonen				= 1
+ Veto auf weitere Leptonen der Vorselektionsstufe				
p_T^{Lepton} [GeV]	> 35	> 35	> 35	> 35
Anzahl Jets	≥ 4	≥ 5	≥ 4	≥ 5
$p_T^{\text{Jet1,2}}$ [GeV]	> 50	> 50	> 250	> 30
$p_T^{\text{Jet3,4}}$ [GeV]	> 50	> 50	> 30	> 30
p_T^{Jet5} [GeV]	-	> 50	-	> 30
Anzahl b -Jets	= 0	= 0	= 0	= 0
m_T [GeV]	> 175	> 175	[150. 400]	> 400
E_T^{miss} [GeV]	> 300	> 300	> 250	> 400
m_{eff} [GeV]	> 1200	-	-	-
$E_T^{\text{miss}}/m_{eff}$	-	> 0,2	-	-
Aplanarität	> 0,08	-	> 0,03	> 0,03

Tabelle 8.5: Selektionsschnitte der Signalregionen für die Squark-Paarproduktion

9. Sensitivitätserwartung

Die erwarteten 95%-Konfidenzintervall-Ausschlussgrenzen und 3σ -Entdeckungssensitivitäten werden in den Abbildungen 9.1 und 9.2 für alle Signalregionen in den entsprechenden Signal-szenarien, für die sie entwickelt wurden, dargestellt. Die Berechnungen basieren, wie zuvor, auf Hypothesentests mit den erwarteten Ereigniszahlen der MC-Simulationen unter Berücksichtigung eines Großteils der systematischen Unsicherheiten. Im Fall hoher Squarkmassen im Szenario mit $x = 1/2$ sowie bei hohen Gluinomassen mit $m_{\tilde{\chi}_1^0} = 60$ GeV erscheinen die Konturen abgeschnitten, da zum Zeitpunkt der Sensitivitätsstudien die Produktion von Signalpunkten mit höheren Massen noch nicht abgeschlossen war. Die deutliche Steigerung der Sensitivität der Analyse ist dennoch eindeutig erkennbar. Es ist hervorzuheben, dass in den Szenarien der Squark-Paarproduktion erstmals Signalregionen für $\sqrt{s} = 13$ TeV betrachtet wurden und somit die Sensitivitätssteigerung gegenüber der vorherigen Ausschlussgrenzen größer ausfällt als bei der Gluino-Paarproduktion, für die bereits eine erste Suche¹ mit den ersten $3,2 \text{ fb}^{-1}$ der Run-2-Daten aus 2015 durchgeführt wurde (siehe Kapitel 2.2.1).

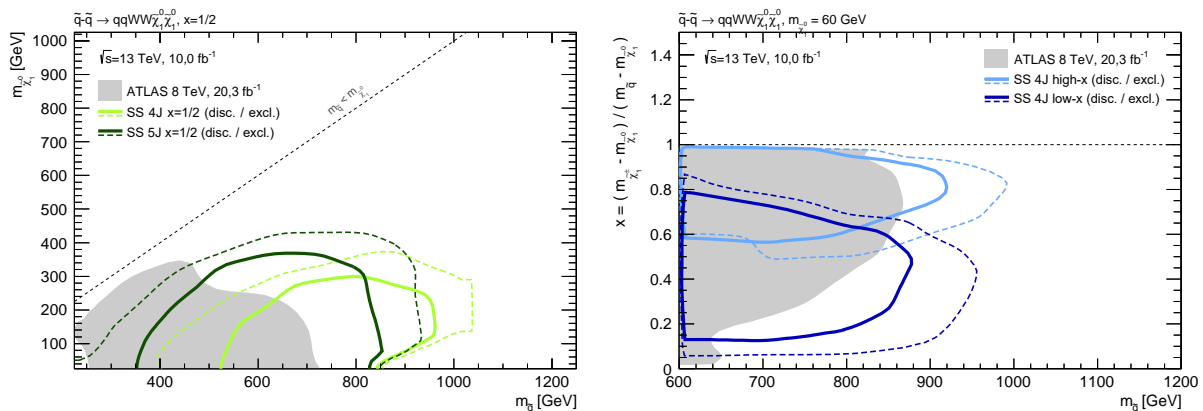


Abbildung 9.1: Sensitivitätserwartung für die Signalregionen der Squark-Paarproduktion mit $x = 1/2$ (links) bzw. mit einer festen LSP-Masse von $m_{\tilde{\chi}_1^0} = 60$ GeV (rechts) für eine erwartete integrierte Luminosität von 10 fb^{-1} , wobei die erwartete 3σ -Entdeckungssensitivität mit durchgängigen Linien und die erwartete 95%-Konfidenzintervall-Ausschlussgrenze hingegen gestrichelt dargestellt wird; Zum Vergleich werden die vorherigen Ausschlussgrenzen [72] mit einer grauen Fläche dargestellt.

¹im Rahmen dieser Arbeit

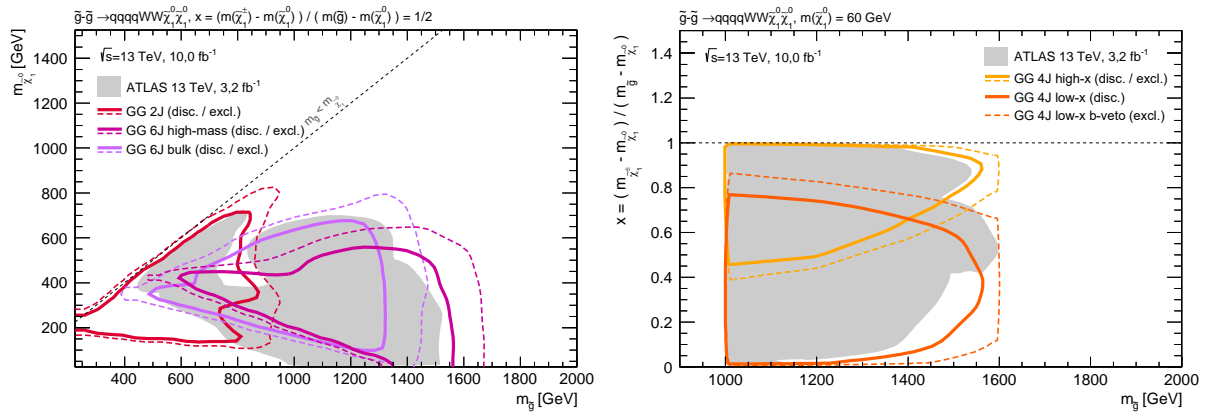


Abbildung 9.2: Sensitivitätserwartung für die Signalregionen der Gluino-Paarproduktion mit $x = 1/2$ (links) bzw. mit einer festen LSP-Masse von $m_{\tilde{\chi}_1^0} = 60 \text{ GeV}$ (rechts) für eine erwartete integrierte Luminosität von 10 fb^{-1} , wobei die erwartete 3σ -Entdeckungssensitivität mit durchgängigen Linien und die erwartete 95%-Konfidenzintervall-Ausschlussgrenze hingegen gestrichelt dargestellt wird; Zum Vergleich werden die vorherigen Ausschlussgrenzen [16] mit einer grauen Fläche dargestellt.

10. Untergrundbestimmung

Die dominanten Beiträge zum Standardmodell-Untergrund in den Signalregionen sind Prozesse der Top-Quark-Paarproduktion ($t\bar{t}$), der W-Boson-Produktion mit Jets (W+Jets) und im Fall der Squark-Signalregionen die Produktion zweier Vektorbosonen (Diboson). Die erwarteten Ereigniszahlen dieser Hauptuntergründe basieren auf den Vorhersagen der MC-Simulationen, die über einen kombinierten Fit auf die Anzahl beobachteter Datenereignisse in dedizierten Kontrollregionen normiert wurden. Die Ereigniszahlen der weiteren Beiträge zum Gesamtuntergrund hingegen stützen sich ausschließlich auf Vorhersagen der MC-Simulationen und den derzeit genauesten theoretischen Berechnungen der Wirkungsquerschnitte. Dazu zählen die Produktion eines einzelnen Top-Quarks (Single-Top), im Fall der Gluino-Signalregionen die Produktion zweier Vektorbosonen (Diboson), die Z-Boson-Produktion mit Jets (Z+Jets) sowie die Top-Quark-Paarproduktion mit einem Vektorboson ($t\bar{t}V$).

Ereignisse, die nicht-prompente Leptonen aus fehlidentifizierten Jets oder einer Photon-Konvertierung besitzen, tragen aufgrund der Leptonisolationskriterien und der Forderung nach einer fehlenden Transversalenergie von über 200 GeV nicht zum Gesamtuntergrund bei. In einer datenbasierten Studie (siehe auch Kapitel 6.2) wurde die Fehlidentifikationsrate bestimmt und als vernachlässigbar gegenüber der Gesamtunsicherheit der Analyse erachtet. Daher wurde dieser mögliche Untergrund in der gesamten Analyse nicht weiter beachtet.

10.1. Kontrollregionen

Für jede Signalregion wurden dedizierte Kontrollregionen für die Hauptuntergründe entwickelt. Sie besitzen eine hohe Anreicherung des zu kontrollierenden Untergrunds, eine geringe Signalkontamination der betrachteten Signalmodelle und eine ausreichend hohe Ereignisanzahl, um eine geringe statistische Unsicherheit der Untergrundvorhersage zu gewährleisten. Die Schnittkombinationen wurden dabei so nah wie möglich an den Definitionen der Signalregionen gewählt, um in den Kontrollregionen eine gute Abschätzung der kinematischen Eigenschaften der Untergrundprozesse in den Signalregionen zu ermöglichen.

In den Kontrollregionen werden die Normierungen und systematischen Unsicherheiten der Hauptuntergründe mit hoher Statistik extrahiert und in die Validierungs- und Signalregionen extrapoliert. Die Kontrollregionsdefinitionen dieser Analyse basieren grundsätzlich auf den Signalregionsschnitten, wobei die Orthogonalität durch Inversion zweier Schnitte hergestellt wird. Die Extrapolation entlang dieser kinematischen Größen geschieht über den „Transfer-Faktor“ [166] (TF), der für einen Untergrund (BG_i) in Kontroll- (CR) und Signalregionen (SR) folgendermaßen definiert ist:

$$\begin{aligned}
N_{BG_i}^{SR} &= \frac{(N_{Daten}^{CR} - N_{\sum_j BG^{MC}}^{CR})}{\underbrace{N_{BG_i}^{CR}}_{\text{Normierungsfaktor } \mu_{BG_i}}} N_{BG_i}^{SR} = \mu_{BG_i} \cdot N_{BG_i}^{SR} \\
&= (N_{Daten}^{CR} - N_{\sum_j BG^{MC}}^{CR}) \cdot \underbrace{\frac{N_{BG_i}^{SR}}{N_{BG_i}^{CR}}}_{TF_{CR \rightarrow SR}}
\end{aligned}$$

Dabei ist $N_{Prozess}^{Region}$ die Anzahl an Ereignissen eines Prozesses in einer Region, $\sum_j BG$ die Summe aller Untergründe ohne den betrachteten Untergrund und BG_i^{MC} die MC-basierte Erwartung vor der Normierung. Da der Transfer-Faktor ein Verhältnis aus zwei MC-Vorhersagen ist, heben sich die meisten systematischen Unsicherheiten im Fall großer Ähnlichkeit von Kontroll- und Signalregionen gegenseitig auf oder werden stark reduziert.

Zur Trennung der beiden Hauptuntergründe wird in den W+Jets-Kontrollregionen („WR“) zusätzlich zu den invertierten Schnitten ein b -Veto angewendet und in den $t\bar{t}$ -Kontrollregionen („TR“) hingegen mindestens ein b -Jet gefordert. In den Squark-Signalregionen unterdrückt das b -Veto den zunächst dominanten $t\bar{t}$ -Untergrund, wodurch die Diboson-Produktion an Bedeutung gewinnt und zu einem der Hauptuntergründe wird. Daher werden hier zusätzliche Diboson-Kontrollregionen („DR“) eingeführt. Um die nötige Anreicherung der betrachteten Prozesse zu erreichen, wurden Ereignisse mit zwei Leptonen mit dem selben Vorzeichen der Ladungszahl („same-sign“, kurz „SS“), oder mit mehr Leptonen verlangt. Gleichzeitig wurde die Bedingung an die Jet-Multiplizität halbiert. Dies entspricht dem Austausch eines hadronischen W-Boson-Zerfalls durch einen leptonischen Zerfall.

10.1.1. Squark-Paarproduktion mit einer relativen Massenaufspaltung von $x = 1/2$

Die genauen Selektionskriterien der im Rahmen dieser Arbeit erarbeiteten Kontrollregionen für die Squark-Paarproduktion mit einer relativen Massenaufspaltung von $x = 1/2$ sind in den Tabellen 10.1 und 10.2 zusammengefasst.

SS 4J $x=1/2$	WR	TR	DR	VR m_T	VR Aplanarität	VR Diboson
Anzahl Leptonen + Veto auf weitere Leptonen der Vorselektionsstufe	= 1		≥ 2	= 1	= 1	= 2 SS oder ≥ 3
p_T^{Lepton} [GeV]	> 35		> 7(6)	> 35	> 35	> 7(6)
Anzahl Jets	≥ 4		≥ 2	≥ 4	≥ 4	≥ 2
$p_T^{\text{Jet}1,2}$ [GeV]	> 50		> 30	> 50	> 50	> 30
$p_T^{\text{Jet}3,4}$ [GeV]	> 50		-	> 50	> 50	-
Anzahl b -Jets	= 0	≥ 1	= 0	= 0	= 0	= 0
m_T [GeV]	[50. 100]		[50. 100]	> 100	[50. 100]	> 100
E_T^{miss} [GeV]	> 300		> 250	> 200	> 300	> 250
m_{eff} [GeV]	> 1200		-	> 1200	> 1200	-
Aplanarität	< 0,08		-	< 0,05	> 0,08	-

Tabelle 10.1: Selektionsschnitte der Kontroll- und Validierungsregionen zur 4-Jet-Signalregion der Squark-Paarproduktion „SS 4J $x=1/2$ “

10. Untergrundbestimmung

SS 5J $x=1/2$	WR	TR	DR	VR m_T	VR E_T^{miss}	VR Diboson
Anzahl Leptonen + Veto auf weitere Leptonen der Vorselektionsstufe	= 1	≥ 2	≥ 2	= 1	= 1	= 2 SS oder ≥ 3
p_T^{Lepton} [GeV]	> 35	> 7(6)	> 7(6)	> 35	> 35	> 7(6)
Anzahl Jets	≥ 5	≥ 3	≥ 3	≥ 5	≥ 5	≥ 3
$p_T^{\text{Jet}1,2,3}$ [GeV]	> 50	> 30	> 30	> 30	> 50	> 30
$p_T^{\text{Jet}4,5}$ [GeV]	> 50	-	-	> 30	> 50	-
Anzahl b -Jets	= 0	≥ 1	= 0	= 0	= 0	= 0
m_T [GeV]	[50. 100]	[50. 150]	[50. 150]	> 100	[50. 100]	> 150
E_T^{miss} [GeV]	[200. 300]	> 200	> 200	[200. 300]	> 300	> 200
$E_T^{\text{miss}}/m_{\text{eff}}$	> 0,2	-	-	-	> 0,2	-

Tabelle 10.2: Selektionsschnitte der Kontroll- und Validierungsregionen zur 5-Jet-Signalregion der Squark-Paarproduktion „SS 5J $x=1/2$ “

Zusätzlich werden die kinematischen Relationen zwischen den Kontroll- und Signalregionsdefinitionen in der jeweiligen Ebene der beiden Extrapolationsvariablen in Abbildung 10.1 veranschaulicht.

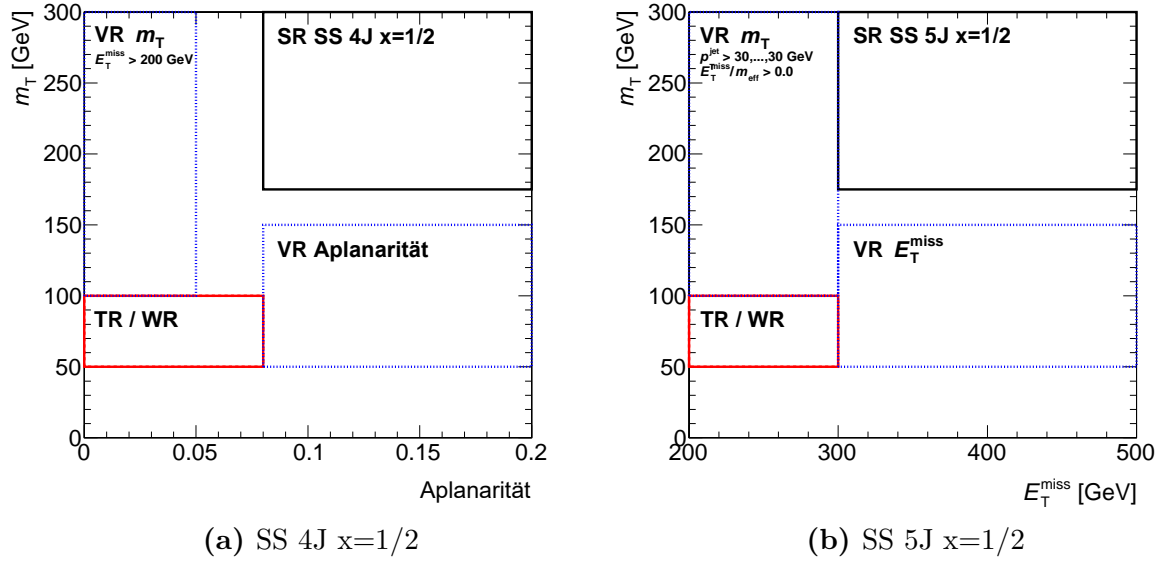
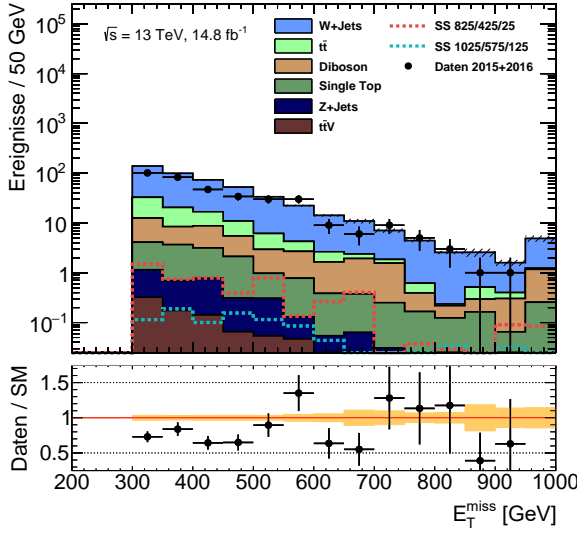


Abbildung 10.1: Visualisierung der Kontroll-, Validierungs- und Signalregionsdefinitionen in der jeweiligen Ebene der beiden Extrapolationsvariablen für die Squark-Paarproduktion mit $x = 1/2$; Von der Signalregion abweichende Schnitte auf andere kinematische Größen sind gegebenenfalls ebenfalls aufgeführt.

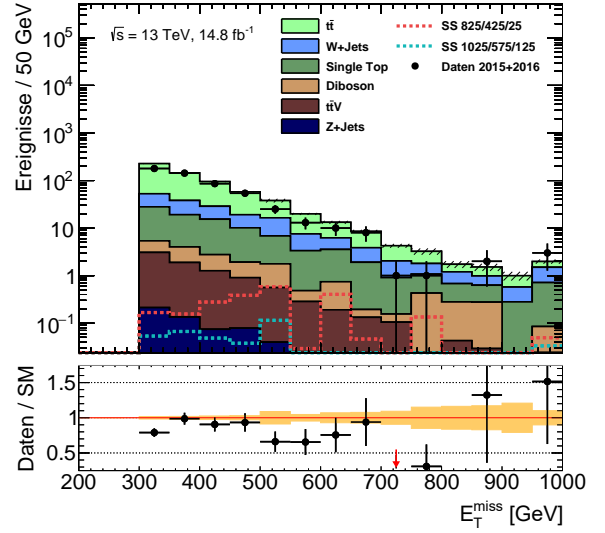
Kinematische Verteilungen

In den Abbildungen 10.2 und 10.3 werden ausgewählte kinematische Verteilungen in den W+Jets- und $t\bar{t}$ -Kontrollregionen zur 4-Jet-Signalregion „SS 4J $x=1/2$ “ dargestellt. Es wurden keine Normierungsfaktoren angewendet und die dargestellten Unsicherheiten sind rein statistisch. Das letzte Intervall schließt alle höheren Werte mit ein. Die Anreicherung des kontrollierten Prozesses

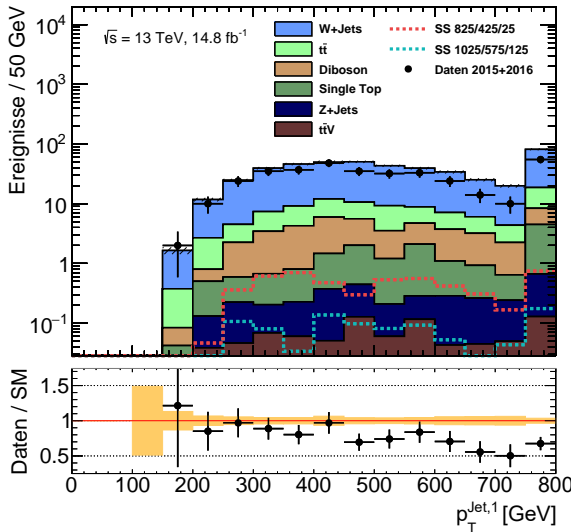
ist jeweils deutlich zu erkennen. Wie bereits in der Vorselektion zu beobachten war, ist die Übereinstimmung von Daten und Untergrunderwartung in den Verteilungen der fehlenden Transversalenergie, abgesehen von der noch ausstehenden Normierung, relativ gut (siehe Abbildungen 10.2 a und b), wohingegen die Verteilungen des Transversalimpulses des führenden Jets und der effektiven Masse weiterhin eine systematische Abweichung aufweisen (Abbildungen 10.2 c, d und 10.3).



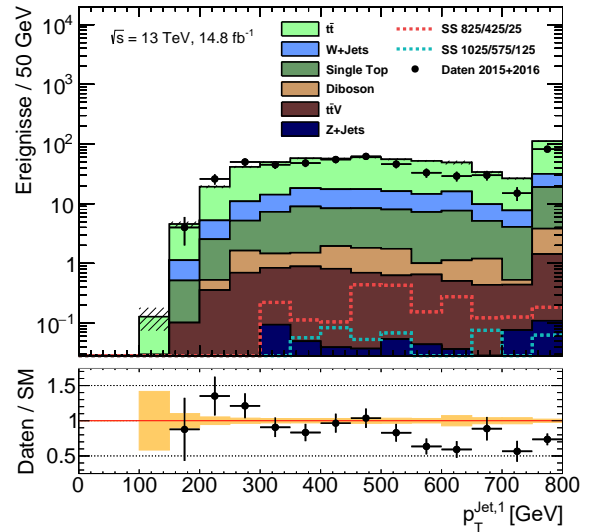
(a) Fehlende Transversalenergie in „WR SS 4J $x=1/2$ “



(b) Fehlende Transversalenergie in „TR SS 4J $x=1/2$ “



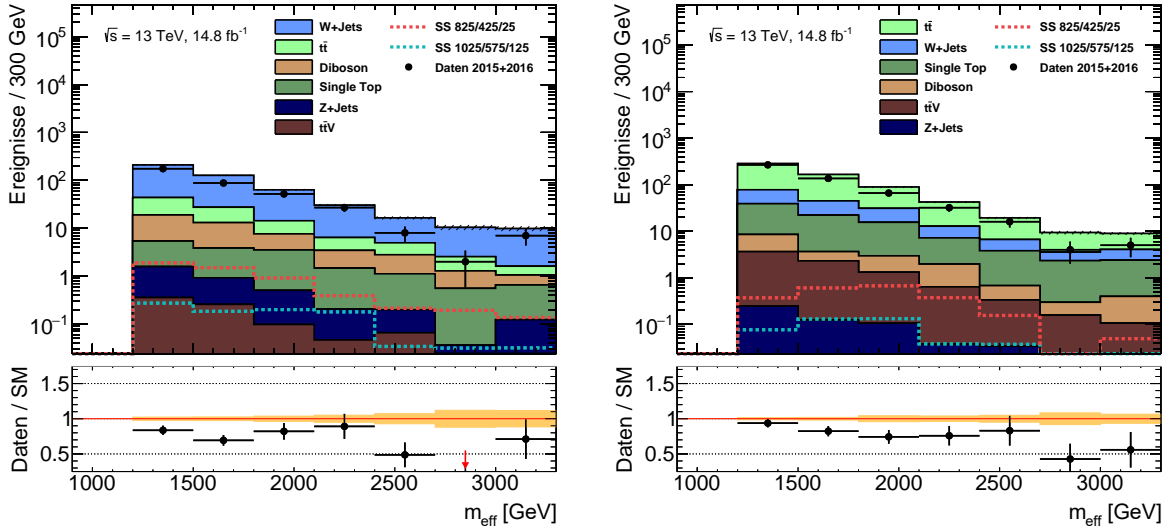
(c) Transversalimpuls des führenden Jets in „WR SS 4J $x=1/2$ “



(d) Transversalimpuls des führenden Jets in „TR SS 4J $x=1/2$ “

Abbildung 10.2: Fehlende Transversalenergie und Transversalimpuls des führenden Jets in den W+Jets- und $t\bar{t}$ -Kontrollregionen zur 4-Jet-Signalregion „SS 4J $x=1/2$ “

10. Untergrundbestimmung

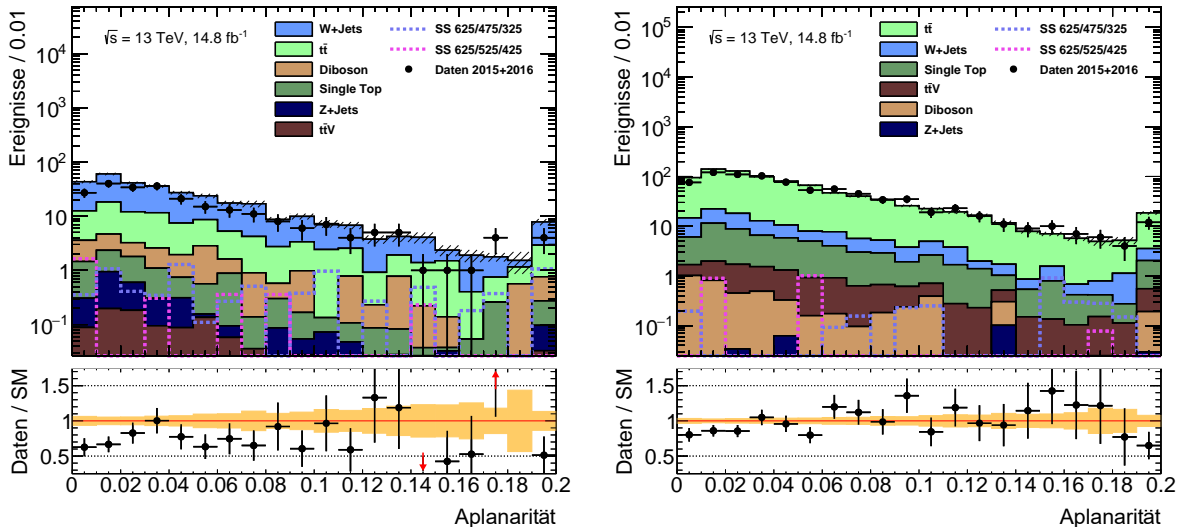


(a) Effektive Masse in „WR SS 4J $x=1/2$ “

(b) Effektive Masse in „TR SS 4J $x=1/2$ “

Abbildung 10.3: Effektive Masse in den W+Jets- und $t\bar{t}$ -Kontrollregionen zur 4-Jet-Signalregion „SS 4J $x=1/2$ “

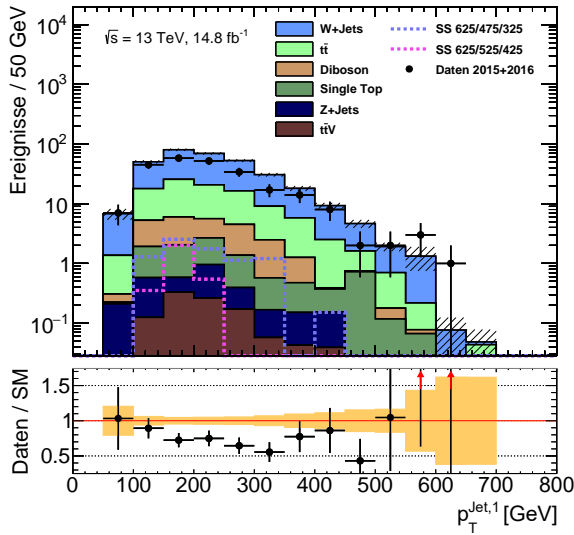
Die Abbildungen 10.4 und 10.5 zeigen kinematische Verteilungen in den W+Jets- und $t\bar{t}$ -Kontrollregionen zur 5-Jet-Signalregion „SS 5J $x=1/2$ “. Hier fällt vor allem auf, dass die Normierung der W+Jets-Ereignisse durch den Fit deutlich nach unten korrigiert werden muss. In den Verteilungen der Anzahl der Jets ist eine Fortsetzung dieses Trends zu höheren Multiplizitäten zu erkennen. In der $t\bar{t}$ -Kontrollregion hingegen ist bereits eine relativ gute Übereinstimmung zwischen Daten und Untergrunderwartung in allen drei Verteilungen zu beobachten.



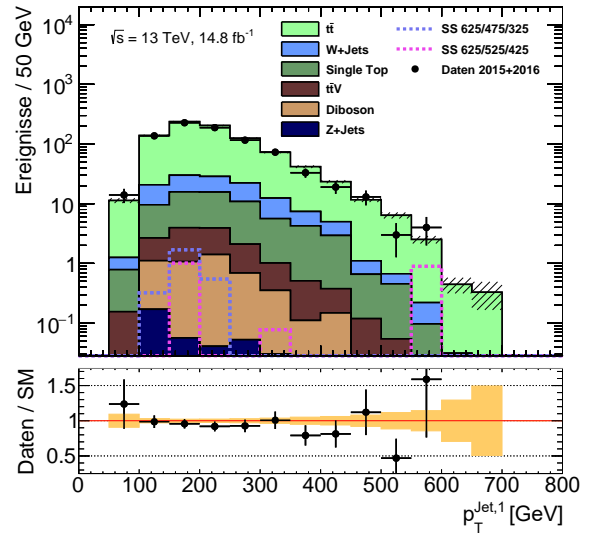
(a) Aplanarität in „WR SS 5J $x=1/2$ “

(b) Aplanarität in „TR SS 5J $x=1/2$ “

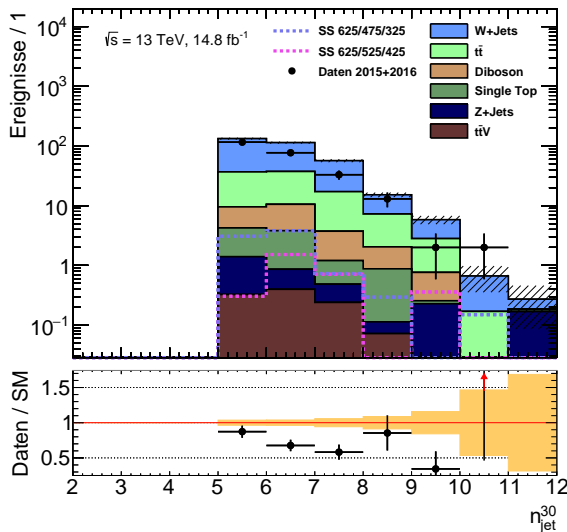
Abbildung 10.4: Aplanarität in den W+Jets- und $t\bar{t}$ -Kontrollregionen zur 5-Jet-Signalregion „SS 5J $x=1/2$ “



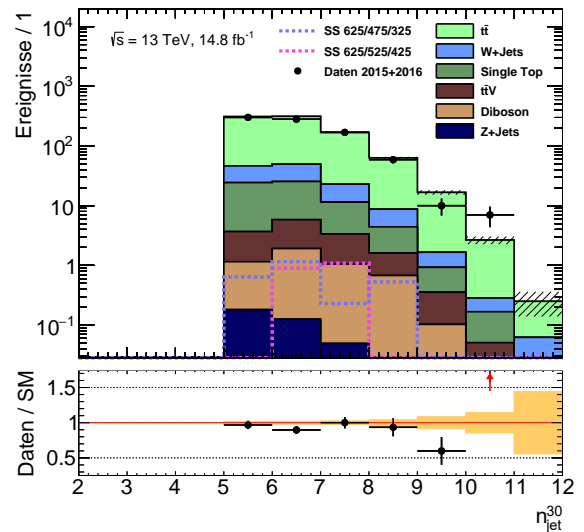
(a) Transversalimpuls des führenden Jets in „WR SS 5J $x=1/2$ “



(b) Transversalimpuls des führenden Jets in „TR SS 5J $x=1/2$ “



(c) Anzahl Jets in „WR SS 5J $x=1/2$ “

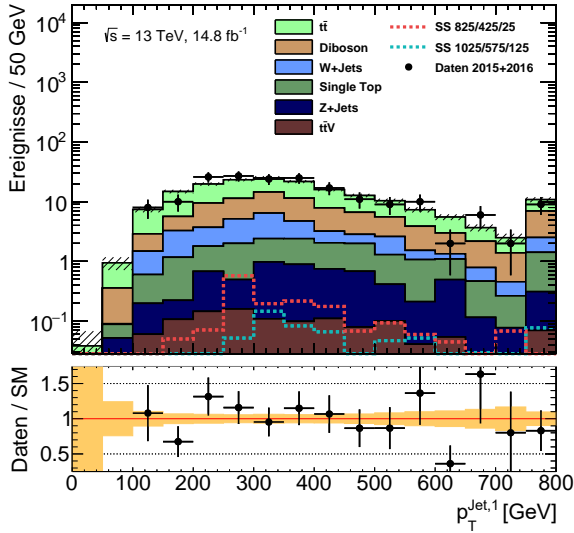


(d) Anzahl Jets in „TR SS 5J $x=1/2$ “

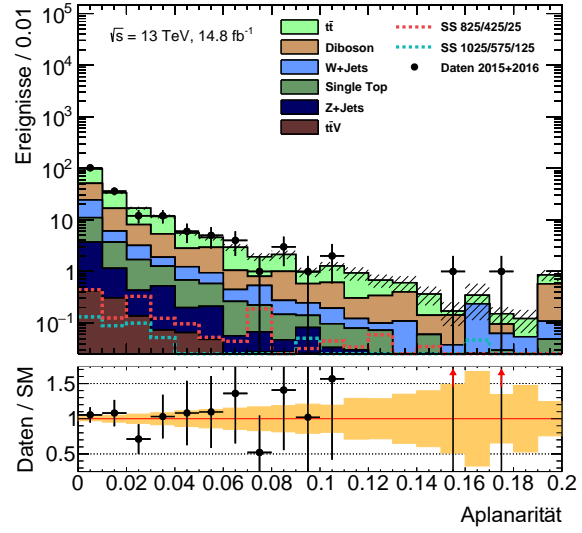
Abbildung 10.5: Transversalimpuls des führenden Jets und Anzahl Jets in den W+Jets- und $t\bar{t}$ -Kontrollregionen zur 5-Jet-Signalregion „SS 5J $x=1/2$ “

Die beiden Diboson-Kontrollregionen zeigen bereits ohne Korrektur der Normierung eine relativ gute Übereinstimmung zwischen Daten und MC-Simulationen (siehe Abbildung 10.6).

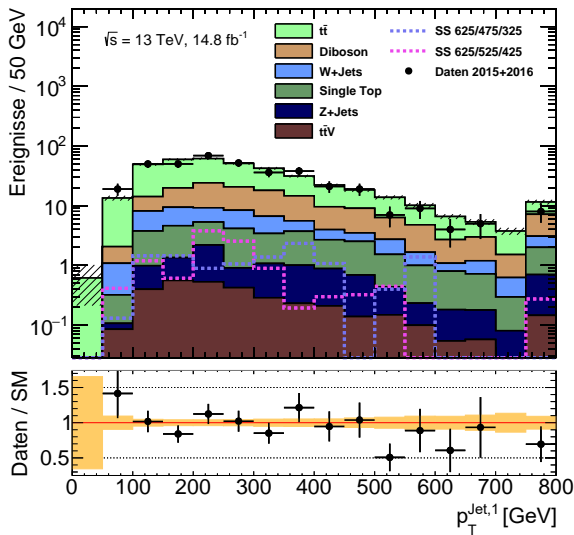
10. Untergrundbestimmung



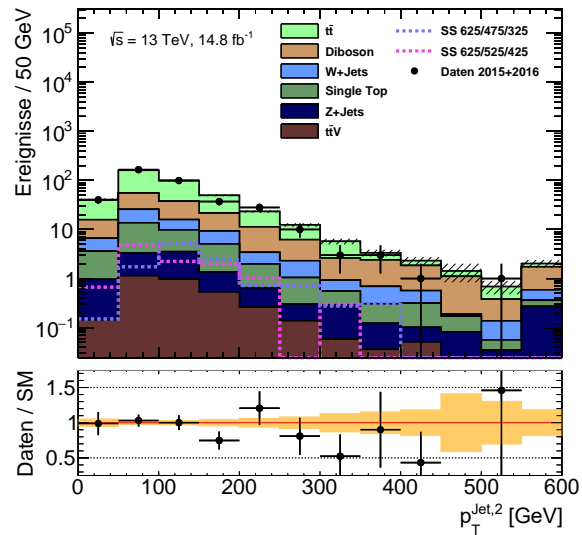
(a) Transversalimpuls des führenden Jets in „DR SS 4J $x=1/2$ “



(b) Aplanarität in „DR SS 4J $x=1/2$ “



(c) Transversalimpuls des führenden Jets in „DR SS 5J $x=1/2$ “



(d) Transversalimpuls des zweiten Jets in „DR SS 5J $x=1/2$ “

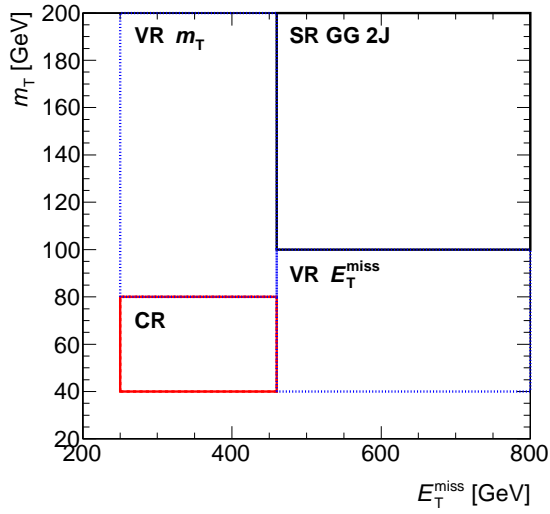
Abbildung 10.6: Ausgewählte kinematische Verteilungen in den Diboson-Kontrollregionen zu den 4- und 5-Jet-Signalregionen „SS 4J $x=1/2$ “ und „SS 5J $x=1/2$ “

Signalkontamination

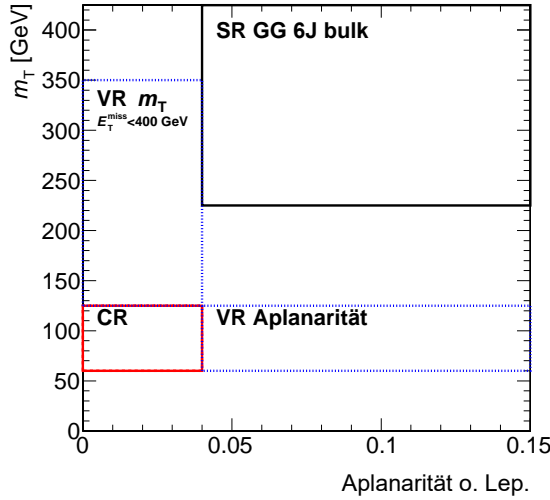
Die Signalkontamination in den Kontrollregionen wurde für alle Signalpunkte überprüft, wobei sichergestellt werden konnte, dass sie im Bereich außerhalb der Run-1-Ausschlussgrenzen meist weniger als 3% und in seltenen Fällen bis zu 10% beträgt (siehe Abbildungen F.1 und F.2 in Anhang F).

10.1.2. Weitere Kontrollregionen

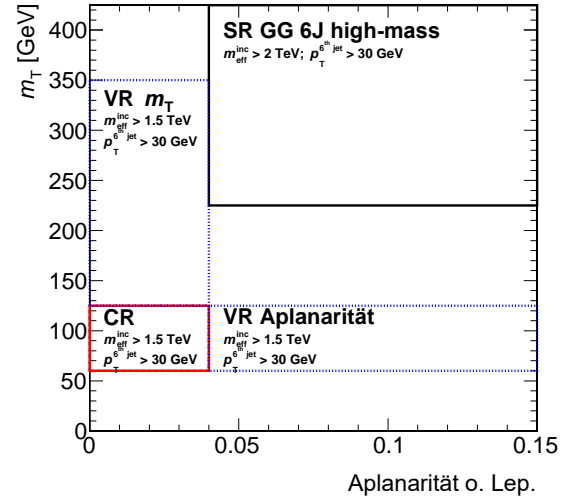
Alle weiteren Kontrollregionen der Analyse und ihre kinematischen Relationen zu den jeweiligen Signalregionen sind analog zu Abbildung 10.1 in den Abbildungen 10.7, 10.8 und 10.9 veranschaulicht. Die genauen Selektionsschnitte sind in den Tabellen A.3 bis A.11 im Anhang A zusammengefasst.



(a) GG 2J



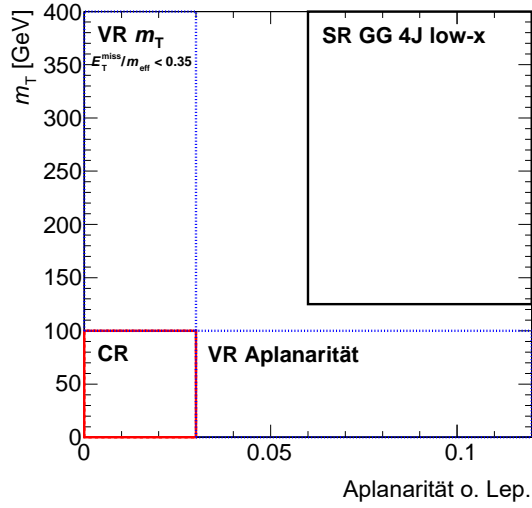
(b) GG 6J bulk



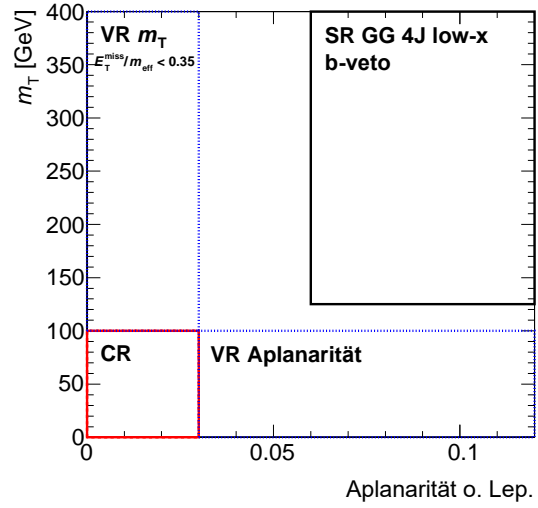
(c) GG 6J high-mass

Abbildung 10.7: Visualisierung der Kontroll-, Validierungs- und Signalregionsdefinitionen in der jeweiligen Ebene der beiden Extrapolationsvariablen für die Gluino-Paarproduktion mit $x = 1/2$; Von der Signalregion abweichende Schnitte auf andere kinematische Größen sind gegebenenfalls ebenfalls aufgeführt.

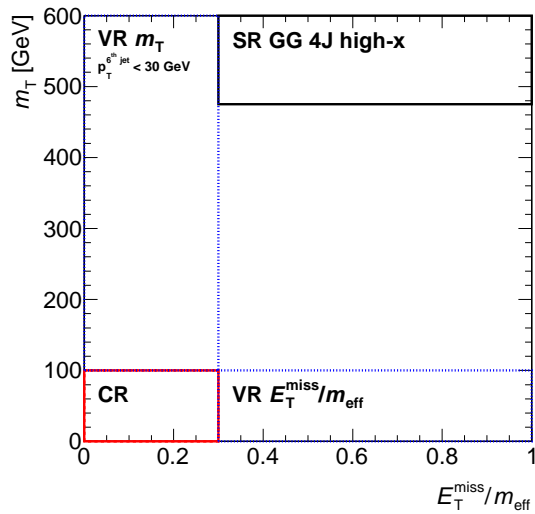
10. Untergrundbestimmung



(a) GG 4J low-x



(b) GG 4J low-x b-veto



(c) GG 4J high-x

Abbildung 10.8: Visualisierung der Kontroll-, Validierungs- und Signalregionsdefinitionen in der jeweiligen Ebene der beiden Extrapolationsvariablen für die Gluino-Paarproduktion mit $m_{\tilde{\chi}_1^0} = 60$ GeV; Von der Signalregion abweichende Schnitte auf andere kinematische Größen sind gegebenenfalls ebenfalls aufgeführt.

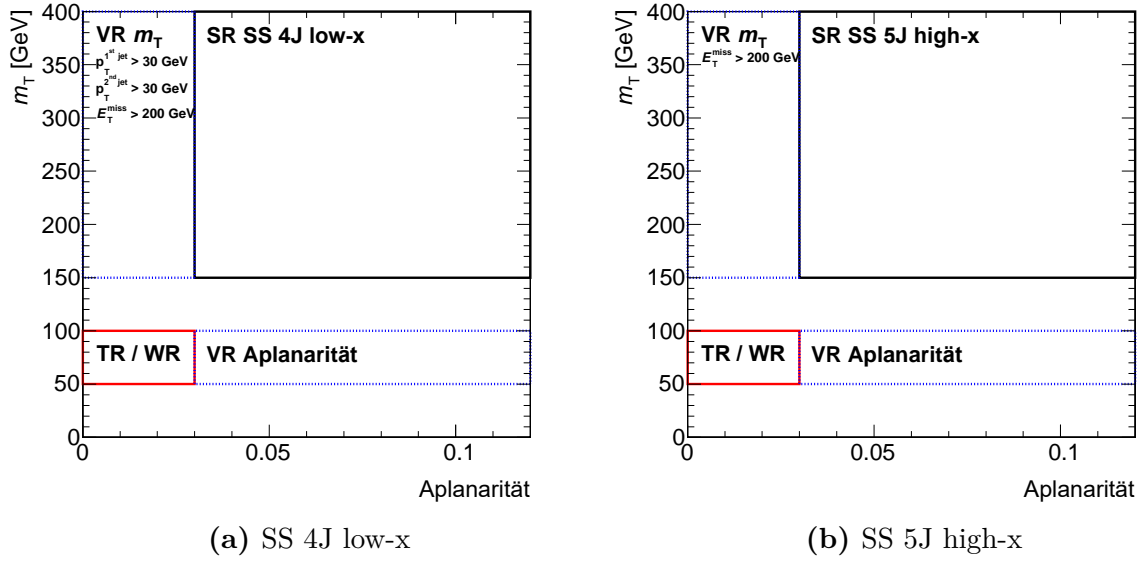


Abbildung 10.9: Visualisierung der Kontroll-, Validierungs- und Signalregionsdefinitionen in der jeweiligen Ebene der beiden Extrapolationsvariablen für die Squark-Paarproduktion mit $m_{\tilde{\chi}_1^0} = 60$ GeV; Von der Signalregion abweichende Schnitte auf andere kinematische Größen sind gegebenenfalls ebenfalls aufgeführt.

10.2. Studien zur Modellierung der Top-Quark-Paarproduktion

Wie in den kinematischen Verteilungen der Vorselektion (Kapitel 7.5), so auch in den oben gezeigten Verteilungen der Kontrollregionen, ist eine systematische Fehlmodellierung der Transversalimpulse der Jets und der effektiven Masse zu beobachten, die sich auf mindestens einen der beiden Hauptuntergründe zurückführen lässt. Daher wurden einige Studien zur Untersuchung der Ursache der Fehlmodellierung durchgeführt mit dem Ziel, diese nötigenfalls mittels verschiedener Verfahren korrigieren zu können. Zu Beginn dieser Studien war die beobachtete Abweichung in den $t\bar{t}$ -Kontrollregionen weitaus deutlicher ausgeprägt als in den oben gezeigten Verteilungen. Dies ist auf verbesserte Kalibrationen bei der Rekonstruktion und die genauere Kenntnis der Häufigkeit von Pile-Up-Ereignissen bei der Simulation zurückzuführen, die erst in einer späten Phase der Analyse in Form neuer Datensätze zur Verfügung standen. Die hier gezeigten Studien befassen sich daher ausschließlich mit Fehlmodellierungen in Ereignissen der Topquark-Paarproduktion.

Studien zur Zusammensetzung des Untergrundes der Topquark-Paarproduktion

In einer inklusiven 4-Jet-Selektion wurde die Zusammensetzung des Untergrundes der Topquark-Paarproduktion basierend auf Informationen der tatsächlich simulierten Objekte untersucht. Dabei wurde zwischen semileptonischen, dileptonischen und rein hadronischen Zerfällen unterschieden. Tau-Leptonen spielten bei dieser Klassifizierung eine besondere Rolle, da diese entweder hadronisch oder leptonisch zerfallen und somit entweder der einen oder der anderen Kategorie zugeordnet werden können. Aufgrund der Lepton-Universalität sind diese Zerfälle mit leptonischen Zerfällen gleichzusetzen, liefern aber unterschiedliche Zusammensetzungen von Leptonen und Jets im Endzustand. Abbildung 10.10 zeigt die Änderung der Zusammensetzung mit der transversalen

10. Untergrundbestimmung

Masse. Dabei wird der typische Phasenraum der Kontroll- und Signalregionen dieser Analyse durch den eingezeichneten Schnitt grob getrennt. Abbildung 10.11 zeigt die explizite relative Zusammensetzung der 6-Jet-Kontroll- und Signalregionen der Gluino-Paarproduktion „GG 6J bulk“.

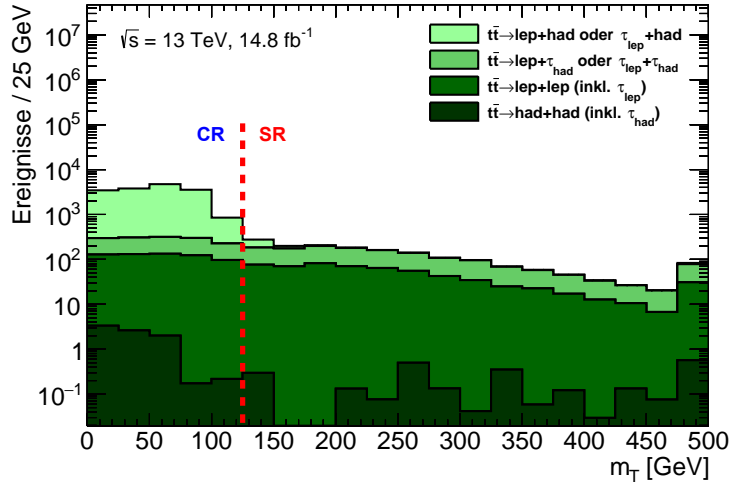


Abbildung 10.10: Änderung der Zusammensetzung des Untergrundes der Topquark-Paarproduktion mit der transversalen Masse; Es wird unterschieden zwischen semileptonischen Zerfällen, wobei das Lepton auch aus einem leptonischen Tau-Zerfall kommen kann ($\text{lep}+\text{had}$ oder $\tau_{\text{lep}}+\text{had}$), semileptonischen Zerfällen mit jeweils einem hadronischen Tau-Zerfall ($\text{lep}+\tau_{\text{had}}$ oder $\tau_{\text{lep}}+\tau_{\text{had}}$), dileptonischen Zerfällen, wobei das Lepton ebenfalls aus einem leptonischen Tau-Zerfall kommen kann ($\text{lep}+\text{lep}$, $\text{lep}+\tau_{\text{lep}}$ oder $\tau_{\text{lep}}+\tau_{\text{lep}}$) und rein hadronischen Zerfällen ($\text{had}+\text{had}$, $\text{had}+\tau_{\text{had}}$ oder $\tau_{\text{had}}+\tau_{\text{had}}$). Zudem wurde ein Schnitt eingezeichnet, der grob die Kontroll- und Signalregionen unterscheidet.

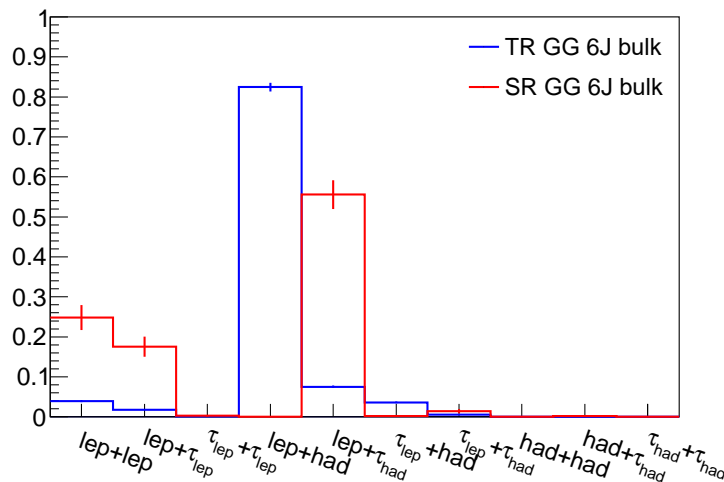


Abbildung 10.11: Relative Zusammensetzung des Untergrundes der Topquark-Paarproduktion in den 6-Jet-Kontroll- und Signalregionen der Gluino-Paarproduktion „GG 6J bulk“

Es fällt auf, dass der in den Kontrollregionen dominante semileptonische Anteil ab $m_T > m_W$ quasi vollständig verschwindet und in den Signalregionen ausschließlich dileptonische $t\bar{t}$ -Zerfälle (inklusive Tau-Leptonen) mit einem hadronischen Tau-Zerfall oder mit einem nicht rekonstruierten Lepton auftreten. Letztere Klasse von Ereignissen sollte durch das Veto weiterer Leptonen unterdrückt werden. Daher wurden eine mögliche Steigerung der Lepton-Identifikationseffizienz zur Stärkung des Vetos und der Einfluss der Behandlung von Überlappungen auf die Lepton-Multiplizität untersucht.

Verschiedene Prozeduren der Behandlung von Überlappungen mit unterschiedlichen Lepton-identifikationskriterien wurden auf die Zusammensetzung der $t\bar{t}$ -Ereignisse in den Kontroll- und Signalregionen hin untersucht (siehe auch Anhang B). Die Zusammensetzung blieb grundsätzlich im Rahmen der statistischen Unsicherheiten unverändert.

Zudem wurden genauere Untersuchungen der nicht rekonstruierten Leptonen durch Selektion dileptonischer $t\bar{t}$ -Ereignisse auf Basis der tatsächlich simulierten Objekte in einer statistisch unproblematischen gelockerten Signalregion¹ durchgeführt. Es zeigte sich, dass sich 19% der Elektronen und 14% der Myonen außerhalb der p_T -Akzeptanz von 7 bzw. 6 GeV befanden. Zudem ließen sich ca. 5,3% der Elektronen und ca. 6,6% der Myonen nicht rekonstruieren, da ihre η -Werte außerhalb der Akzeptanz von $\pm 2,47$ bzw. $\pm 2,5$ lagen. Alle weiteren Leptonen haben die Kriterien der Identifikation und der Handhabung von Überlappungen nicht erfüllt. Ein Vergleich der Identifikationskriterien (Abbildung 10.12) bei der Forderung nach zwei tatsächlich simulierten Leptonen innerhalb der Akzeptanz zeigt, dass der Unterschied der etablierten Arbeitspunkte „Loose“, „Medium“ und „Tight“ zu gering ist, um das Problem zu lösen. Die Einführung eines weiteren lockeren Arbeitspunktes hätte das Problem nur leicht reduzieren können und wurde daher nicht weiter verfolgt.

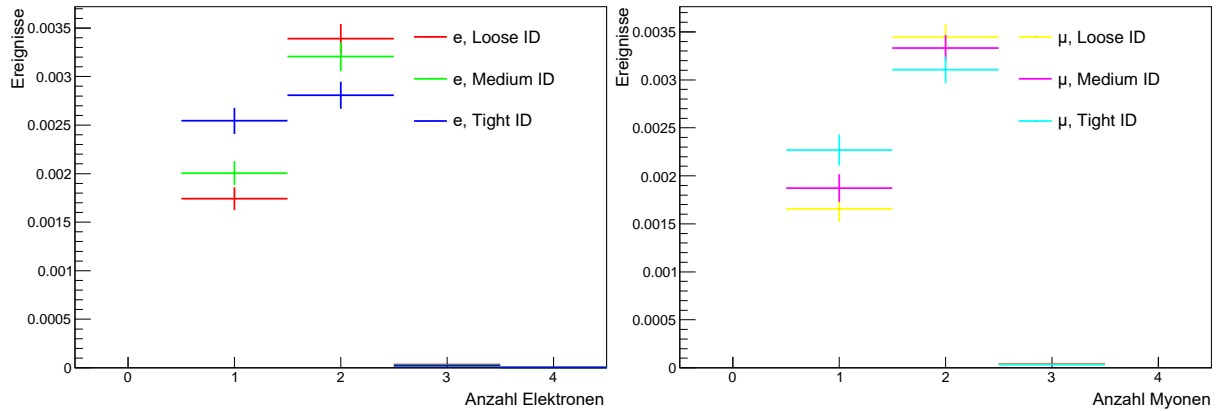


Abbildung 10.12: Vergleich des Einflusses verschiedener Lepton-Identifikationskriterien auf die Anzahl rekonstrukturierter Leptonen (Vorselektion) bei der Forderung nach zwei tatsächlich simulierten Leptonen innerhalb der Akzeptanz; Ereigniszahlen sind auf 1 pb^{-1} normiert.

Ein weiterer Lösungsansatz war die Einführung einer dileptonischen Kontrollregion, um die Normierungen und systematischen Unsicherheiten der entsprechenden Unterprozesse der Topquark-Paarproduktion dort zu bestimmen. Allerdings ließen sich keine Regionen in kinematischer Nähe²

¹Schnitte: ein rekonstruiertes Lepton, $p_T^{\text{Lepton}} > 35 \text{ GeV}$, zwei tatsächlich simulierte Leptonen, 5 Jets, $p_T^{\text{Jet}1} > 125 \text{ GeV}$, $m_T > 150 \text{ GeV}$, $m_{eff} > 1000 \text{ GeV}$

²D.h es hätten weitere Schnitte gelockert werden müssen, was eine Extrapolation über diese zusätzlichen Variablen in die Signalregionen erfordert hätte.

10. Untergrundbestimmung

zu den Signalregionen mit ausreichender statistischer Aussagekraft finden und das (zu diesem Zeitpunkt) unbekanntes Maß der potenziellen Fehlmodellierung aufgrund der unterschiedlichen Zusammensetzung rechtfertigte keine Einführung großer Extrapolationsunsicherheiten für weiter entfernte Regionen.

Eingrenzung der kinematischen Regionen der Fehlmodellierung

Weitere Untersuchungen haben ergeben, dass die Abweichungen in der effektiven Masse ausschließlich in Bereichen der transversalen Masse $m_T < 100$ GeV oder mit einer Aplanarität der Ereignisse (ohne Lepton) von weniger als 0,03 auftaucht. Diese kinematische Region ist ausschließlich Bestandteil der Kontrollregionen. Daher ist keine Fehlmodellierung in den Validierungs- und Signalregionen zu erwarten. Sicherheitshalber wurden dennoch drei Korrekturverfahren erarbeitet:

Korrektur mit präziseren Wirkungsquerschnitten

Aktuelle Veröffentlichungen der theoretischen Berechnung von NNLO-Wirkungsquerschnitten der Top-Quark-Paarproduktion zeigten eine vom mittleren Transversalimpuls der produzierten Top-Quarks abhängige signifikante Abweichung gegenüber NLO-Wirkungsquerschnitten (siehe [167]). Diese Abweichung stimmt grob mit der beobachteten Fehlmodellierung überein. Eine korrigierende Gewichtung der Ereignisse auf Basis der tatsächlich simulierten Transversalimpulse der Top-Quarks reduzierte zwar die Diskrepanz zwischen Daten und Untergrundvorhersage, konnte diese aber nicht vollständig aufheben.

Datenbasierte Korrektur des Transversalimpulses des leptonisch zerfallenden Top-Quarks

Nach kombinatorischer Rekonstruktion der beiden Top-Quarks (siehe auch Anhang E.1) wurden Korrekturfaktoren in Abhängigkeit der Transversalimpulse auf die tatsächlich simulierten Top-Quarks angewendet. Dies wurde separat für leptonisch und hadronisch zerfallende Top-Quarks durchgeführt. Alleine die Korrektur der Transversalimpulse der leptonisch zerfallenden Top-Quarks behob die beobachtete Fehlmodellierung vollständig.

Datenbasierte Korrektur des Transversalimpulses des semileptonisch zerfallenden Top-Quark-Paares

Durch Addition der Transversalimpulse der beiden rekonstruierten Top-Quarks erhält man den Transversalimpuls des Systems, in dem die beiden Top-Quarks gebildet wurden. Für dieses wurden ebenfalls p_T -abhängige Korrekturfaktoren bestimmt und auf die tatsächlich simulierten Objekte angewendet. Auch hierdurch ließ sich die Fehlmodellierung vollständig beheben.

Abschließende Bewertung

Die Fehlmodellierung des Untergrundes der Top-Quark-Paarproduktion ist demnach ausschließlich in den Verteilungen der Vorselektion und der Kontrollregionen zu beobachten und es wird keine systematische Abweichung der Untergrundvorhersage in den Validierungs- und Signalregionen erwartet. Zudem werden in den Kontrollregionen bei der Extrapolation keine vollen kinematischen Verteilungen, sondern ausschließlich Integrale über diese verwendet. Diese Extrapolation soll

nun in den N-1-Verteilungen der Validierungsregionen überprüft werden. Für den Fall weiterhin auftretender Unstimmigkeiten wurden Korrekturverfahren vorbereitet.

Die Ursache für die beobachteten Abweichungen liegen laut [168] einerseits in der Wahl der entscheidenden Skalenparameter der MC-Simulation bei der Top-Quark-Produktion und dem Zerfall. Diese konnten bisher noch nicht abschließend an die Bedingungen bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 13$ TeV angepasst werden. Andererseits besitzen die betrachteten Endzustände 3 bis 6 oder mehr Jets mit hohen Transversalimpulsen, wodurch die Wahrscheinlichkeit der Emission zusätzlicher Jets (ISR + FSR) weiter ansteigt. Diese werden bei dem eingesetzten Generator (POWHEG-BOX, NNLO-Genauigkeit) über die Partonschauer-Simulation von PYTHIA modelliert. Die Richtung der beobachteten systematischen Abweichung verursacht im schlimmsten Fall eine Überschätzung des Untergrundes in den Kontrollregionen sowie eine Unterschätzung nach Anwendung der Normierungsfaktoren in den Signalregionen und würde so die Signifikanz möglicher Datenüberschüsse künstlich erhöhen.

10.3. Validierungsregionen

Für jede Extrapolationsvariable wurden Validierungsregionen zwischen den Kontroll- und Signalregionen definiert, die eine statistisch unabhängige Überprüfung der jeweiligen Extrapolation erlauben und nicht in den kombinierten Fit eingehen. Sie liegen kinematisch in größerer Nähe zu den Signalregionen als die Kontrollregionen, da zunächst nur ein Schnitt invertiert wurde. Aus der Forderung nach Orthogonalität zu den jeweils übrigen Signalregionen und nach einer geringen Signalkontamination ergeben sich zudem weitere Änderungen an den Schnittkombinationen. Diese sind für die Squark-Paarproduktion mit einer relativen Massenaufspaltung von $x = 1/2$ zusammen mit den Kontrollregionsschnitten in den Tabellen 10.1 und 10.2 zusammengefasst und ihre kinematischen Relationen zu den Signal- und Kontrollregionen in der jeweiligen Ebene der beiden Extrapolationsvariablen in Abbildung 10.1 veranschaulicht. Schnitte, die zusätzlich zu den Extrapolationsvariablen von den Selektionskriterien der Signalregionen abweichen, werden dort explizit erwähnt. Die weiteren Validierungsregionen der Analyse und ihre kinematischen Relationen zu den jeweiligen Signalregionen sind in den Abbildungen 10.7 - 10.9 dargestellt. Auflistungen der vollen Selektionsschnitte sind zusammen mit den Kontrollregionsdefinitionen in den Tabellen A.3 bis A.11 im Anhang A zu finden.

Signalkontamination

Die Definitionen der Validierungsregionen wurden auf eine Signalkontamination von $< 20\%$ für Signalpunkte außerhalb der Run-1-Ausschlussgrenzen optimiert (siehe Abbildungen F.3 und F.4 in Anhang F). Dies erklärt neben den zusätzlichen Schnitten auch die Lücken zwischen den Signal- und Validierungsregionen in den Veranschaulichungen der kinematischen Relationen in der jeweiligen Ebene der beiden Extrapolationsvariablen.

10.3.1. N-1-Verteilungen

Abbildung 10.13 zeigt die N-1-Verteilungen der jeweiligen Extrapolationsvariablen der 4-Jet- und 5-Jet-Validierungsregionen für die Squark-Paarproduktion mit einer relativen Massenaufspaltung von $x = 1/2$. Die Normierungsfaktoren des kombinierten Fits in den Kontrollregionen (Kapitel 12) wurden hier bereits angewendet und die dargestellten Fehlerbalken beinhalten statistische und systematische Unsicherheiten (Kapitel 11). Aufgrund des fehlenden Schnittes auf die jeweils

10. Untergrundbestimmung

betrachtete Extrapolationsvariable (N-1) sind die Kontrollregionen in den Verteilungen ebenfalls enthalten. Anhand der Verteilungen lassen sich die Extrapolationen aus den Kontroll- in die Signalregionen überprüfen. Es ist eine gute Übereinstimmung von Daten und MC-Simulationen der Standardmodell-Untergründe (SM) in allen Verteilungen zu beobachten und es gibt keinen Hinweis auf eine Fehlmodellierung. Dies gilt auch für die Validierungsregionen der weiteren Regionen (siehe Anhang G).

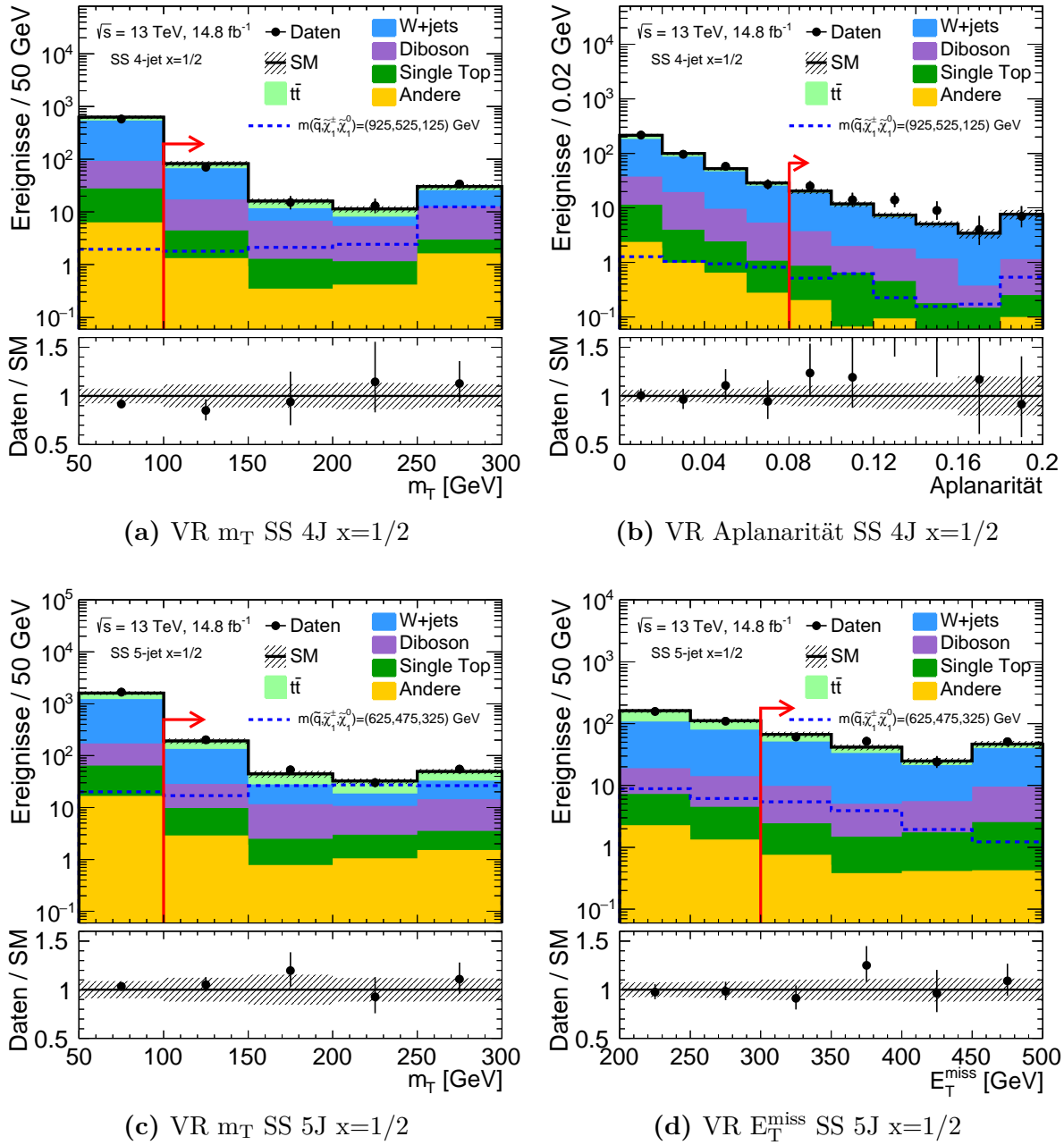


Abbildung 10.13: N-1-Verteilungen der 4-Jet- (oben) und 5-Jet-Validierungsregionen (unten) für die Squark-Paarproduktion mit einer relativen Massenaufspaltung von $x = 1/2$ für eine integrierte Luminosität von $14,8 \text{ fb}^{-1}$

11. Systematische Unsicherheiten

In dieser Analyse wurden zwei Kategorien systematischer Unsicherheiten betrachtet: die theoretischen Unsicherheiten der MC-basierten Vorhersagen und die experimentellen Unsicherheiten. Dabei wurden weitestgehend die Empfehlungen aus [169] umgesetzt. Die Unsicherheiten beeinflussen die absoluten Normierungen und die Formen der Verteilungen der Untergrund- und Signalvorhersagen. Da aber die Normierungen der dominanten Untergrundprozesse in dedizierten Kontrollregionen extrahiert werden, sind die systematischen Unsicherheiten für diese Prozesse ausschließlich bei den Extrapolationen in die Signalregionen von Bedeutung. Viele davon heben sich, wie bereits erwähnt, aufgrund der Extrapolation über den Transferfaktor größtenteils gegenseitig auf. Für alle weiteren Prozesse werden die Unsicherheiten direkt bei der Bestimmung der Ereigniszahlen berücksichtigt. Weiterhin fließen die statistischen Unsicherheiten der Daten und MC-Simulationen in die Gesamtunsicherheit der Analyse ein. Dabei ist die Sensitivität der Analyse hauptsächlich aufgrund der begrenzten Anzahl an simulierten Ereignissen in den Signalregionen statistisch limitiert.

11.1. Theorie-Unsicherheiten

Unsicherheiten der Hauptuntergründe mit dedizierten Kontrollregionen

Die dominanten Untergründe in den Signal- und Validierungsregionen dieser Analyse ($t\bar{t}$, W +Jets und bei Squark-Regionen: Diboson) werden auf der Basis von MC-Simulationen abgeschätzt, deren Normierungen und systematische Unsicherheiten in dedizierten Kontrollregionen datenbasiert extrahiert werden. Diese werden mittels Transfer-Faktoren in die jeweilige Zielregion extrapoliert. Die theoretischen Unsicherheiten der MC-Vorhersagen in den Kontrollregionen gehen in die Gesamtunsicherheit der Transfer-Faktoren ein und werden folgendermaßen bestimmt:

- Für jede betrachtete systematische Unsicherheit wurden weitere simulierte Ereignisse (ohne anschließende Rekonstruktion) mit unterschiedlichen Ereignisgeneratoren oder mit Variationen innerhalb der Unsicherheiten der jeweiligen Simulationsparameter produziert.
- Selektionskriterien zur Nachbildung der relevanten Regionen der Analyse mit den tatsächlich simulierten Objekten wurden implementiert, um so die vorhergesagten Transfer-Faktoren der alternativen Simulationen zu bestimmen.
- Die systematischen Unsicherheiten werden als relative Unterschiede zwischen den unterschiedlichen Vorhersagen der Simulationen extrahiert. Zweiseitige Unsicherheiten werden dabei als halbe Differenz zwischen den entsprechenden Transfer-Faktoren abgeschätzt. Einseitige Unsicherheiten werden hingegen aus der vollen Differenz zwischen nomineller und alternativer Simulation bestimmt.
- Bei der Verwendung statistisch unabhängiger Ereignisse z.B. in Generatorvergleichen werden die dadurch vorhandenen zusätzlichen statistischen Unsicherheiten der alternativen Transfer-Faktoren quadratisch zur theoretischen Unsicherheit addiert.

Unsicherheiten der Signale und der weiteren Untergründe

Die Vorhersagen der Signal- und weiteren Untergrundprozesse wurden vollständig aus MC-Simulationen bestimmt und auf die erwarteten SUSY- bzw. SM-Wirkungsquerschnitte normiert. Daher wurden die theoretischen Unsicherheiten als relative Differenz des Produkts aus Akzeptanz $\left(\frac{\text{Anzahl Ereignisse in SR (tatsächliche Objekte)}}{\text{Anzahl generierter Ereignisse}}\right)$ und Effizienz $\left(\frac{\text{Anzahl Ereignisse in SR (rekonstruierte Objekte)}}{\text{Anzahl Ereignisse in SR (tatsächliche Objekte)}}\right)$ der Vorhersagen aus variierten Simulationen abgeschätzt und die Unsicherheiten der Berechnungen der Wirkungsquerschnitte berücksichtigt.

11.1.1. Systematische Unsicherheiten der Untergrundvorhersage

$t\bar{t}$

Folgende systematischen Unsicherheiten wurden entsprechend der Empfehlungen aus [170] bestimmt und angewendet:

Skalenvariationen: Die Unsicherheiten der QCD-Renormierungs- und -Faktorisierungsskalen wurden durch gleichzeitige Variationen der entsprechenden Simulationsparameter um den Faktor 2 bzw. 1/2 um den nominellen Wert abgeschätzt.

Abstrahlung (ISR/FSR): Die Unsicherheit der Intensität zusätzlicher Abstrahlungen wurde durch Variationen der entsprechenden Simulationsparameter sowie durch Variation der NLO-Abstrahlung über den h_{damp} -Parameter¹ auf die halbe bzw. doppelte Top-Quark-Masse bestimmt.

Hadronisierung/Fragmentation: Durch Anwendung zweier unterschiedlicher Partonschauer-Algorithmen (PYTHIA 6.428 und HERWIG++ 2.7.1 [172]) konnte die Unsicherheit der Modellierung der Partonschauer abgeschätzt werden.

Harter Streuprozess: Die Unsicherheit aufgrund der Wahl eines Ereignisgenerators wurde durch einen Generatorvergleich (POWHEG-BOX v2 und MADGRAPH5_AMC@NLO 2.1.1) abgeschätzt.

PDF: Die Unsicherheit aufgrund der Wahl eines PDF-Satzes (CT10) wurde gemäß [173] durch Gewichtung der MC-Ereignisse mittels LHAPDF [174] mit verschiedenen PDF-Sätzen bestimmt. Dies ist aufgrund des Faktorisierungstheorems (Kapitel 2.3) ohne Erzeugung neuer MC-Ereignisse mit alternativen PDF-Sätzen möglich.

Eine Zusammenfassung der in die Analyse eingehenden Werte der Theorie-Unsicherheiten der Top-Quark-Paarproduktion ist in Tabelle A.12 in Anhang A zu finden.

W+Jets

Folgende systematischen Unsicherheiten wurden entsprechend der Empfehlungen aus [175] bestimmt und angewendet:

Skalenvariationen: Die Unsicherheiten der QCD-Renormierungs-, -Faktorisierungs- und -Resummationsskalen wurden durch gleichzeitige Variationen der entsprechenden Simulationsparameter um den Faktor 2 bzw. 1/2 um den nominellen Wert abgeschätzt. Die Unsicherheit der Skala des Abgleichs zwischen Matrixelement und Partonschauer („CKKW-Matching“) wurde durch Variation des nominellen Wertes von 20 GeV auf 15 bzw. 30 GeV bestimmt.

¹ h_{damp} ist ein Dämpfungsparameter bei der Resummation zur Limitierung der Beiträge höherer Ordnungen [171]. Er wird innerhalb der Unsicherheit der approximierten Berechnung der Resummation variiert.

PDF: Die Unsicherheit aufgrund der Wahl eines PDF-Satzes (NNPDF) wurde wie oben beschrieben berücksichtigt.

Generatorvergleich: Die Unsicherheit aufgrund der Wahl eines Ereignisgenerators wurde durch einen Generatorvergleich (SHERPA und MADGRAPH5_AMC@NLO) abgeschätzt.

Zusammenfassungen der in die Analyse eingehenden Werte der Theorie-Unsicherheiten der W-Boson-Produktion mit weiteren Jets sind in den Tabellen A.13 (für Gluino-Regionen) und A.14 (für Squark-Regionen) in Anhang A zu finden.

Diboson

Skalenvariationen: Die Unsicherheiten der QCD-Skalen wurden wie bei der W+Jets-Produktion bestimmt.

Generatorvergleich: Die Unsicherheit aufgrund der Wahl eines Ereignisgenerators wurde durch einen Generatorvergleich (SHERPA und POWHEG-BOX + PYTHIA) abgeschätzt.

Wirkungsquerschnitt: Die Unsicherheiten des inklusiven Wirkungsquerschnitts der Diboson-Produktion, der fehlenden Korrekturen höherer Ordnung, des Wertes der starken Kopplungskonstante und der Wahl des PDF-Satzes wurden im Rahmen der Analyse zu insgesamt 6% abgeschätzt und in den Gluino-Regionen ohne dedizierte Kontrollregionen angewendet.

Zusammenfassungen der in die Analyse eingehenden Werte der Theorie-Unsicherheiten der Diboson-Produktion sind in den Tabellen A.15 (für Gluino-Regionen) und A.16 (für Squark-Regionen) in Anhang A zu finden.

Single-Top

Skalenvariationen, Abstrahlung (ISR/FSR), Hadronisierung/Fragmentation: Diese Unsicherheiten wurden analog zur Top-Quark-Paarproduktion bestimmt.

Wirkungsquerschnitte: Die Unsicherheiten der inklusiven Wirkungsquerschnitte der Single-Top-Produktion wurden gemäß [176] zu 3,7% (s-Kanal, Top), 4,7% (s-Kanal, Anti-Top), 4% (t-Kanal, Top), 5% (t-Kanal, Anti-Top) und 5,3% (Wt-Kanal) abgeschätzt.

Interferenz: Eine Unsicherheit aufgrund der fehlenden Berücksichtigung von Interferenzen der Single-Top und Top-Quark-Paarproduktion in zweiter Ordnung wurde gemäß [170] mit Simulationen, die die Subtraktion oder Entfernung von Feynman-Diagrammen verwenden, auf konservative flache 80% abgeschätzt.

Z+Jets

Folgende systematischen Unsicherheiten wurden entsprechend der Empfehlungen aus [175] bestimmt und angewendet:

Skalenvariationen: Die Unsicherheiten der QCD-Skalen wurden wie bei der W+Jets-Produktion bestimmt.

Generatorvergleich: Die Unsicherheit aufgrund der Wahl eines Ereignisgenerators wurde durch einen Generatorvergleich (SHERPA und MADGRAPH5_AMC@NLO) in gelockerten Kontrollregionen ohne obere Schnittgrenzen aufgrund der geringen Statistik der alternativen Simulation abgeschätzt. Eine konservative flache systematische Unsicherheit von 50% wurde in allen Regionen angenommen.

11. Systematische Unsicherheiten

Wirkungsquerschnitt: Die Unsicherheit des inklusiven Wirkungsquerschnitts der Z +Jets-Produktion wurde gemäß [177] zu konservativen 5% abgeschätzt.

Zusammenfassungen der in die Analyse eingehenden Werte der Theorie-Unsicherheiten der Z +Jets-Produktion sind in den Tabellen A.17 (für Gluino-Regionen) und A.18 (für Squark-Regionen) in Anhang A zu finden.

$t\bar{t}$ +Vektorboson

Wirkungsquerschnitt: Für den inklusiven Wirkungsquerschnitt der Top-Quark-Paarproduktion mit einem Vektorboson wurde eine flache Unsicherheit von 30% angewendet.

11.1.2. Systematische Unsicherheiten der Signalerwartung

Folgende systematischen Unsicherheiten wurden gemäß [178, 179] für die Signale der Gluino- und Squark-Paarproduktion bestimmt und angewendet:

Skalenvariationen: Die Unsicherheiten der QCD-Renormierungs- und -Faktorisierungsskalen, der ISR- und FSR-Skalen sowie der Energieskala der Jet-Parton-Zuordnung [180] wurden durch Variationen der entsprechenden Simulationsparameter von MADGRAPH5_AMC@NLO und PYTHIA um den Faktor 2 bzw. 1/2 um den nominellen Wert abgeschätzt. Zusammengefasst reichen sie von 4% für Signalmodelle mit großer Massenaufspaltung bis zu 15% für Modelle mit einem sehr komprimierten Spektrum.

Wirkungsquerschnitte: Die nominellen NLO+NLL-Wirkungsquerschnitte der Gluino- und Squark-Paarproduktion (inklusive Resummation weicher Gluon-Abstrahlungen) und ihre Unsicherheiten wurden aus Variationen der Faktorisierungs- und Renormierungsskalen sowie aus Variationen der PDF-Sätze bestimmt.

11.2. Experimentelle Unsicherheiten

Die in der Analyse berücksichtigten experimentellen Unsicherheiten setzen sich folgendermaßen zusammen:

JES Die von der Jet-Energie abhängige Unsicherheit der Kalorimeter-Kalibrierung ist eine der größten Unsicherheiten. Sie wurde mit verschiedenen datenbasierten In-Situ-Analysen und MC-basierten Studien bestimmt und besitzt eine große Anzahl korrelierter Störparameter (siehe Kapitel 6.3).

JER Zur Bestimmung der Unsicherheit der Jet-Energie wird diese innerhalb der Jet-Energieauflösung (siehe Kapitel 6.3) variiert. Diese Variationen wirken sich auf Jet-Multiplizitäten aus und können so die Ereigniszahlen in den Regionen der Analyse verändern.

Fehlende Transversalenergie Die Unsicherheit der fehlenden Transversalenergie wird aus den Unsicherheiten der Energien und Impulse der Objekte, die in die Berechnung eingehen sowie aus der Auflösung und Energie-Kalibrierung des weichen Terms (siehe Kapitel 6.4) bestimmt.

Lepton-Auflösung Die Unsicherheiten des Spursystems und der Kalorimeter- bzw. Spektrometer-Kalibrierungen wirken sich auf die Energie- und Impulsaufösungen der Elektronen und Myonen aus. Dabei treten leichte Unterschiede zwischen Daten und MC-Simulationen auf, die mit Skalierungsfaktoren ausgeglichen werden. Die zugehörigen Unsicherheiten werden, wie in [138] beschrieben, in der Analyse berücksichtigt.

Lepton-Rekonstruktion, -Identifikation und -Isolation Rekonstruktions-, Identifikations- und Isolationseffizienzen in den MC-Simulationen werden gemäß der in den Daten gemessenen Effizienzen über Skalierungsfaktoren korrigiert und zugehörige systematische Unsicherheiten werden in der Analyse gemäß [134] bzw. [143] berücksichtigt.

b -Tagging Die unterschiedlichen b -Tagging-Effizienzen in den Daten und Simulationen werden mittels Skalierungsfaktoren ausgeglichen. Die zugehörigen Unsicherheiten werden berücksichtigt.

Pile-Up Damit in simulierten Ereignissen dieselben Pile-Up-Bedingungen wie in den Daten herrschen (siehe Abbildung 3.2), werden diese in Abhängigkeit der mittleren Anzahl an Wechselwirkungen pro „Bunch Crossing“ $\langle \mu \rangle$ gewichtet. Die zugehörige Unsicherheit wird durch Variation der Gewichtungsfaktoren innerhalb der Unsicherheiten der beobachteten Verteilung bestimmt.

Trigger Da die Triggereffizienzen aller verwendeten Trigger nach der Vorselektion annähernd 100 % betragen, werden die zugehörigen Skalierungsfaktoren und Unsicherheiten vernachlässigt.

Luminosität Die Unsicherheit der Messung der integrierten Luminosität wird als globale Normierungsunsicherheit der MC-Simulationen berücksichtigt.

Zu den dominanten Unsicherheiten zählen die von der Jet-Energie abhängige Unsicherheit der Kalorimeter-Kalibrierung (JES), und die Unsicherheit der Jet-Energieauflösung (JER) sowie die Impulsauflösung der Myonen (siehe auch Kapitel 13.2).

Weitere Details

Die Unsicherheiten der Jet-Energien, Pile-Up-Bedingungen und der Quark-Zusammensetzung der Jets werden in Abhängigkeit des Transversalimpulses und der Pseudorapidität η berechnet. Aus dem Vergleich von $J/\psi \rightarrow \ell^+\ell^-$, $W^\pm \rightarrow \ell^\pm\nu$ und $Z \rightarrow \ell^+\ell^-$ Prozessen in Daten und MC-Simulationen werden die Unsicherheiten der Rekonstruktion, Identifikation, Impuls-/Energie-Kalibrierungen und Isolationskriterien der Leptonen abgeschätzt [181, 182]. Die Impulsauflösung und Skalen-Korrekturen der Myonen in den simulierten Ereignissen werden über einen *Template-Fit* bestimmt, der die Invarianten Massen der $Z \rightarrow \mu\mu$ und $J/\psi \rightarrow \mu\mu$ Kandidaten in Daten und MC-Simulationen vergleicht. Die zugehörigen Unsicherheiten werden durch Variation der Fit-Parameter bestimmt [143].

12. Kombinerter Fit

Die statistische Analyse der erwarteten und beobachteten Ereigniszahlen wurde nach der Profile-Likelihood-Methode [183] mit dem HistFitter-Framework [166] durchgeführt, das auf der Klasse „RooStats::HistFactory“ [184, 185] basiert. Dabei wurde jede Signalregion gemeinsam mit den zugehörigen Kontroll- und Validierungsregionen, aber unabhängig von anderen Regionen, betrachtet¹.

Für jede Signalregion wurden Parameteranpassungen auf drei Arten durchgeführt:

- Zunächst wurden ausschließlich die Normierungen und Unsicherheiten der Untergrundvorhersagen für $t\bar{t}$, W +Jets und Diboson-Prozesse (nur in Squark-Regionen) in den Kontrollregionen durch simultane Parameteranpassungen an die beobachteten Datenereignisse bestimmt. Aufgrund der vernachlässigbar kleinen Signalkontamination wurden Signalprozesse dabei nicht berücksichtigt. Die so gewonnenen Normierungsfaktoren μ und ihre Unsicherheiten wurden nach der Transfer-Faktor-Methode [166] zur Standardmodell-Untergrundvorhersage in den Signal- und Validierungsregionen verwendet.
- Zur Bestimmung modellunabhängiger Ausschlussgrenzen wurden Parameteranpassungen an die beobachteten Datenereignisse in den Signalregionen durchgeführt. Dabei wurden die zuvor bestimmten Normierungen und Unsicherheiten der Untergrundvorhersagen berücksichtigt und die Existenz eines hypothetischen Signals, dass im Rahmen der Erwartungen mit den beobachteten Daten in der jeweiligen Signalregion vereinbar ist, mittels Hypothesentests überprüft. Neue Physik würde sich hierbei in einem kleinen Entdeckungs- p -Wert äußern, der die statistische Kompatibilität der beobachteten Daten mit der Untergrunderwartung im Rahmen der betrachteten Unsicherheiten beziffert. Zudem wurde eine obere Grenze auf den sichtbaren Wirkungsquerschnitt² eines hypothetischen Signals gesetzt.
- Modellabhängige Ausschlussgrenzen wurden durch simultane Parameteranpassung der Signal- und Untergrundnormierungen an die beobachteten Daten in der jeweiligen Signalregion und den zugehörigen Kontrollregionen gewonnen. Die resultierende Signal-Normierung („Signalstärke“) spiegelt den Signalbeitrag des jeweiligen Signalpunktes in allen betrachteten Regionen wider. Mittels Hypothesentests lassen sich p -Werte für die Entdeckung bzw. den Ausschluss des Signalpunktes bestimmen, wobei die gezeigten Konturen durch Extrapolation zwischen allen getesteten SUSY-Massenkombinationen der Signalpunkte an bestimmten Schwellenwerten der Signifikanz des entsprechenden p -Wertes bestimmt wurden. Für einen Hinweis auf eine Entdeckung liegt dieser bei 3σ und für Ausschlussgrenzen im 95% Konfidenzintervall (p -Wert $< 5\%$) liegt die Schwelle bei ca. $1,64\sigma$.

Die Likelihood-Funktion wird als Produkt aus Poisson-Verteilungen für die erwarteten Untergrund- und Signalerwartungen sowie für die beobachteten Ereigniszahlen in den Regionen der Parameteranpassung (Signalregion und zugehörige Kontrollregionen) gebildet.

Je ein Normierungsfaktor μ für die $t\bar{t}$ -, W +Jets- und Diboson-Untergrunderwartung (nur in Squark-Regionen) sowie für die Signalerwartung jedes Signalpunktes wird als Parameter der

¹Eine simultane Parameteranpassung in allen Kontroll- und Signalregionen der Analyse konnte aufgrund fehlender Orthogonalität der Regionen nicht durchgeführt werden.

²Der sichtbare Wirkungsquerschnitt ist das Produkt aus dem Produktionswirkungsquerschnitt, der Akzeptanz und der Selektionseffizienz.

Anpassung definiert. Die Normierungen kleinerer Standardmodell-Untergrundbeiträge werden hingegen nicht aus den Daten extrahiert sondern aus den Wirkungsquerschnitten der Simulationen bzw. der derzeit besten verfügbaren theoretischen Berechnungen bestimmt.

Die systematischen Unsicherheiten aus Kapitel 11 gehen in die Likelihood-Funktion als Gauß-Verteilungen ein und werden so bei den Anpassungen als Störparameter α berücksichtigt. Dabei werden die Störparameter für die Kontroll- und Signalregionen gemeinsam definiert, um die Korrelationen der Systematiken zu berücksichtigen. Sie werden bei der Anpassung hauptsächlich in den Kontrollregionen mit hoher statistischer Aussagekraft festgelegt, was die Unsicherheit in der jeweiligen Signalregion reduziert.

Die statistischen Unsicherheiten aufgrund der endlichen Anzahl an simulierten Ereignissen werden durch Poisson-Verteilungen repräsentiert und gehen als Störparameter γ in die Parameteranpassungen ein.

In erster Linie werden die freien Parameter μ an die Daten angepasst und dabei durch die Störparameter eingeschränkt, die so ihre Unsicherheit weitergeben. Bei Über- oder Unterschätzung der Unsicherheiten und im Fall von Korrelationen können auch die Zentralwerte und Unsicherheiten der Störparameter an die Daten angepasst werden. Man nennt dies bei der Reduktion von überschätzten (oft korrelierten) Unsicherheiten „Profiling“ und bei der Vergrößerung unterschätzter (oft anti-korrelierter) Unsicherheiten „anti-Profiling“.

13. Ergebnisse

Als Ergebnisse der Parameteranpassungen werden hier die endgültigen Ereigniszahlen der Standardmodell-Erwartung in den verschiedenen Regionen der Analyse inklusive aller statistischen und systematischen Unsicherheiten präsentiert. Diese werden mit den gemessenen Ereigniszahlen verglichen, wobei im Rahmen dieser Analyse erstmals auch die beobachteten Daten in den Signalregionen betrachtet werden. Der hier verwendete Datensatz stammt aus dem Sommer 2016 und beinhaltet nur einen Teil der in 2016 aufgenommenen Daten. Die bis dahin aufgezeichneten $11,6 \text{ fb}^{-1}$ wurden mit den $3,2 \text{ fb}^{-1}$ der Datennahme aus 2015 zu einem Datensatz mit einer integrierten Luminosität von $14,8 \text{ fb}^{-1}$ kombiniert. Die Ergebnisse wurden auch in einer Veröffentlichung zur ICHEP-Konferenz 2016 [17] präsentiert.

13.1. Ereigniszahlen

Die beobachteten und erwarteten Ereigniszahlen in sämtlichen Validierungs- und Signalregionen der Analyse werden in den Abbildungen 13.1 und 13.2 zusammengefasst. Die dargestellten Unsicherheitsbänder repräsentieren die statistischen und systematischen Unsicherheiten der Untergrunderwartung. Im unteren Bereich der Abbildung wird der Unterschied zwischen beobachteten ($n_{\text{beob.}}$) und erwarteten ($n_{\text{erw.}}$) Ereigniszahlen im Verhältnis zur Gesamtunsicherheit der Erwartung ($\sigma_{\text{ges.}}$) veranschaulicht. So lässt sich die Differenz, gezählt in Standardabweichungen, ablesen. Die genauen Ereigniszahlen in den Validierungs- und Signalregionen sind den Tabellen 13.1 und 13.2 zu entnehmen.

Eine gute Übereinstimmung von Daten und Standardmodellerwartung ist in allen Regionen zu beobachten und es gibt keinen Hinweis auf neue Physik jenseits des Standardmodells.

Sämtliche Ereigniszahlen in den Kontroll-, Validierungs- und Signalregionen vor und nach Anpassung an Daten in den Kontrollregionen sind in Anhang A (Tabellen A.19 bis A.55, Seiten 180 bis 207) zu finden.

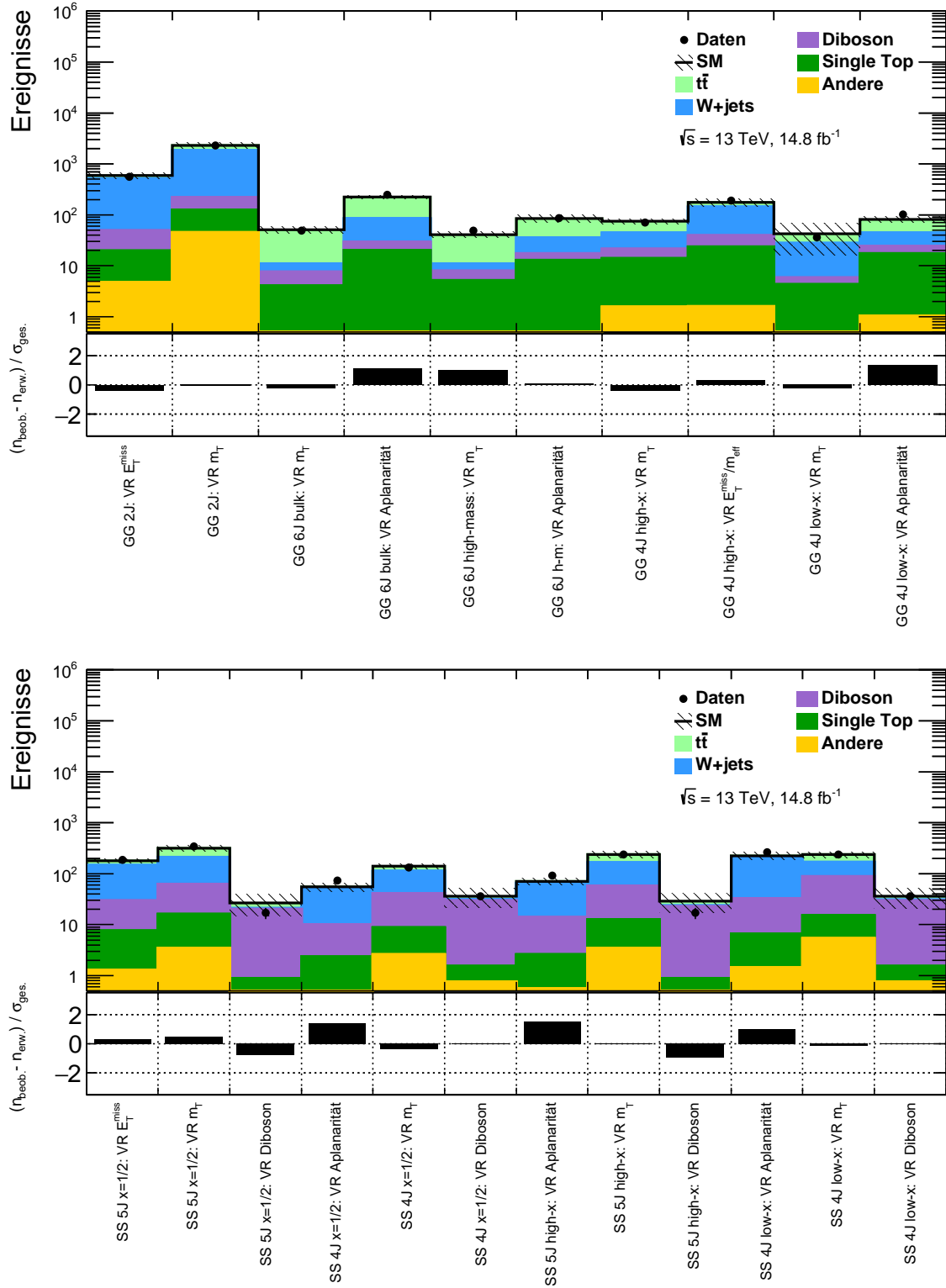


Abbildung 13.1: Vergleich der erwarteten und beobachteten Ereigniszahlen in den Validierungsregionen der Gluino-Paarproduktion (oben) und der Squark-Paarproduktion (unten)

13. Ergebnisse

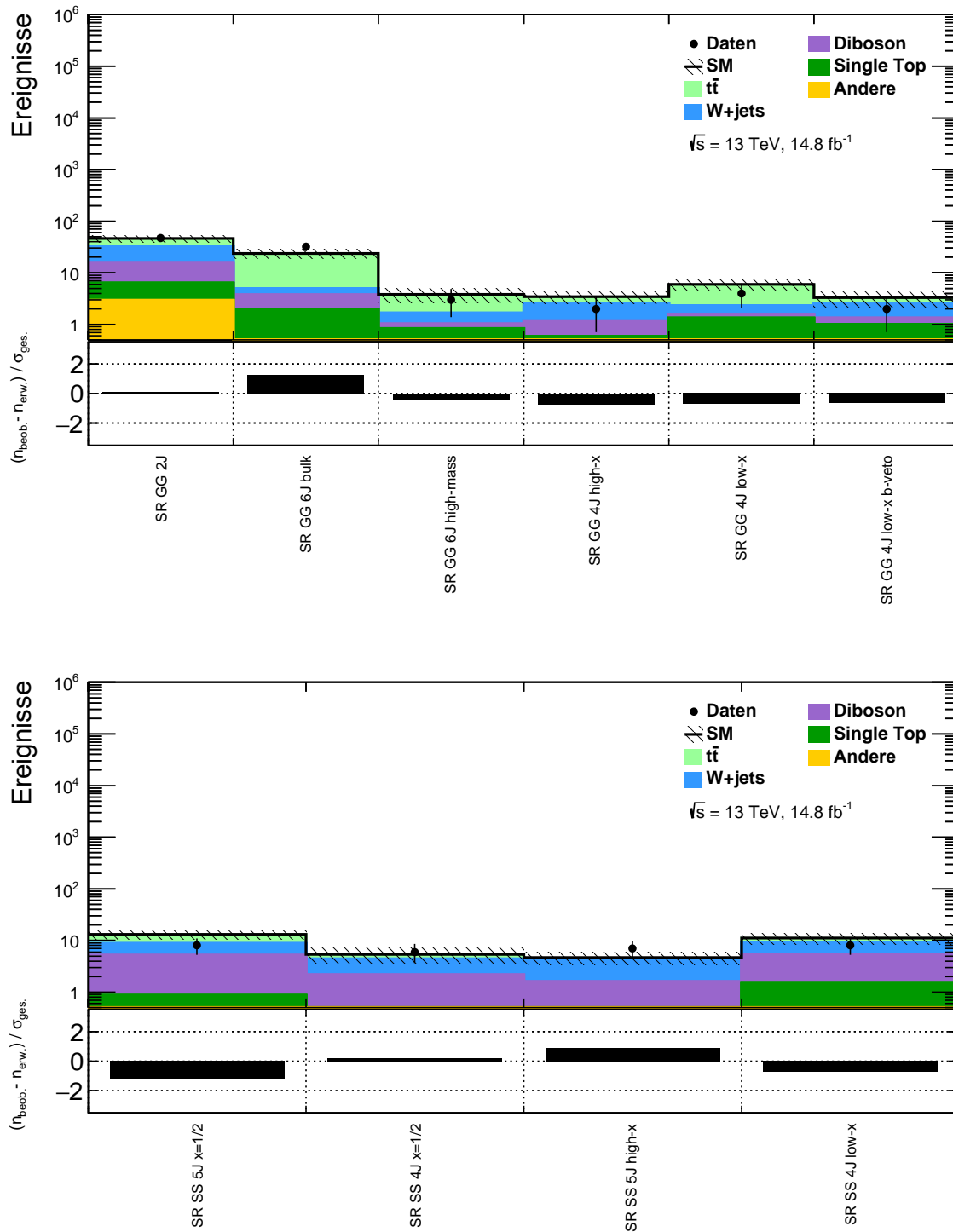


Abbildung 13.2: Vergleich der erwarteten und beobachteten Ereigniszahlen in den Signalregionen der Gluino-Paarproduktion (oben) und der Squark-Paarproduktion (unten)

Gluino-Signalregionen	GG 2J	GG 6J bulk	GG 6J high-mass	GG 4J low-x	GG 4J low-x b-veto	GG 4J high-x
Beobachtete Ereignisse	47	32	3	4	2	2
Standardmodell-Erwartung	46 ± 7	24 ± 5	$3,8 \pm 1,2$	$6,0 \pm 1,6$	$3,3 \pm 1,2$	$3,4 \pm 0,9$
Erwartete $t\bar{t}$ -Ereignisse	12 ± 4	17 ± 5	$2,0 \pm 0,9$	$3,4 \pm 1,6$	$0,8 \pm 0,4$	$0,7 \pm 0,4$
Erwartete W+Jets-Ereignisse	17 ± 3	$1,2 \pm 0,5$	$0,6 \pm 0,4$	$0,7 \pm 0,4$	$1,2 \pm 0,7$	$1,4 \pm 0,4$
Erwartete Z+Jets-Ereignisse	$2,9 \pm 1,7$	$0,04^{+0,07}_{-0,04}$	$0,11 \pm 0,09$	$0,11 \pm 0,08$	$0,03 \pm 0,03$	$0,04 \pm 0,03$
Erwartete Single-Top-Ereignisse	$3,4 \pm 2,8$	$2,0 \pm 1,6$	$0,7 \pm 0,6$	$1,2 \pm 1,0$	$1,0 \pm 0,9$	$0,6 \pm 0,5$
Erwartete Diboson-Ereignisse	9 ± 5	$1,8 \pm 1,5$	$0,20^{+0,33}_{-0,20}$	$0,21^{+0,32}_{-0,21}$	$0,31^{+0,33}_{-0,31}$	$0,6 \pm 0,6$
Erwartete $t\bar{t}V$ -Ereignisse	$1,3 \pm 0,1$	$1,7 \pm 0,3$	$0,18 \pm 0,06$	$0,27 \pm 0,05$	$0,04 \pm 0,010$	$0,18 \pm 0,04$

Tabelle 13.1: Beobachtete Ereigniszahlen in den Gluino-Signalregionen für eine integrierte Luminosität von $14,8 \text{ fb}^{-1}$, zusammen mit den erwarteten Ereigniszahlen und deren Unsicherheiten (statistisch und systematisch) nach der Anpassung an die beobachteten Daten in den Kontrollregionen

Squark-Signalregionen	SS 4J x=1/2	SS 5J x=1/2	SS 4J low-x	SS 5J high-x
Beobachtete Ereignisse	6	8	8	7
Standardmodell-Erwartung	$5,4 \pm 1,7$	13 ± 2	11 ± 3	$4,6 \pm 1,4$
Erwartete $t\bar{t}$ -Ereignisse	$1,0 \pm 0,5$	$4,2 \pm 1,5$	$1,8 \pm 1,0$	$0,51 \pm 0,20$
Erwartete W+Jets-Ereignisse	$2,2 \pm 0,6$	$3,6 \pm 0,9$	$4,0 \pm 1,1$	$2,4 \pm 0,8$
Erwartete Z+Jets-Ereignisse	$0,08 \pm 0,06$	$0,29 \pm 0,19$	$0,16 \pm 0,09$	$0,11 \pm 0,08$
Erwartete Single-Top-Ereignisse	$0,27 \pm 0,24$	$0,6 \pm 0,5$	$1,4 \pm 1,2$	$0,18 \pm 0,17$
Erwartete Diboson-Ereignisse	$1,8 \pm 1,5$	$4,3 \pm 2,5$	$3,7 \pm 2,1$	$0,6 \pm 0,6$
Erwartete $t\bar{t}V$ -Ereignisse	$0,06 \pm 0,02$	$0,34 \pm 0,08$	$0,13 \pm 0,04$	$0,10 \pm 0,03$

Tabelle 13.2: Beobachtete Ereigniszahlen in den Squark-Signalregionen für eine integrierte Luminosität von $14,8 \text{ fb}^{-1}$, zusammen mit den erwarteten Ereigniszahlen und deren Unsicherheiten (statistisch und systematisch) nach der Anpassung an die beobachteten Daten in den Kontrollregionen

13.1.1. Normierungsfaktoren

Die bei den Parameteranpassungen in den Kontrollregionen gewonnen Normierungsfaktoren der Hauptuntergründe sind zusammen mit ihren Unsicherheiten in Abbildung 13.3 für alle Regionen der Analyse dargestellt. Für $t\bar{t}$ -Ereignisse reichen sie von $0,58^{+0,18}_{-0,16}$ bis $1,08^{+0,24}_{-0,21}$, für W+Jets von $0,42^{+0,22}_{-0,17}$ bis $1,03^{+0,03}_{-0,03}$ und Diboson-Untergründe werden mit Faktoren zwischen $1,09^{+0,54}_{-0,59}$ und $1,41^{+0,43}_{-0,45}$ skaliert.

13. Ergebnisse

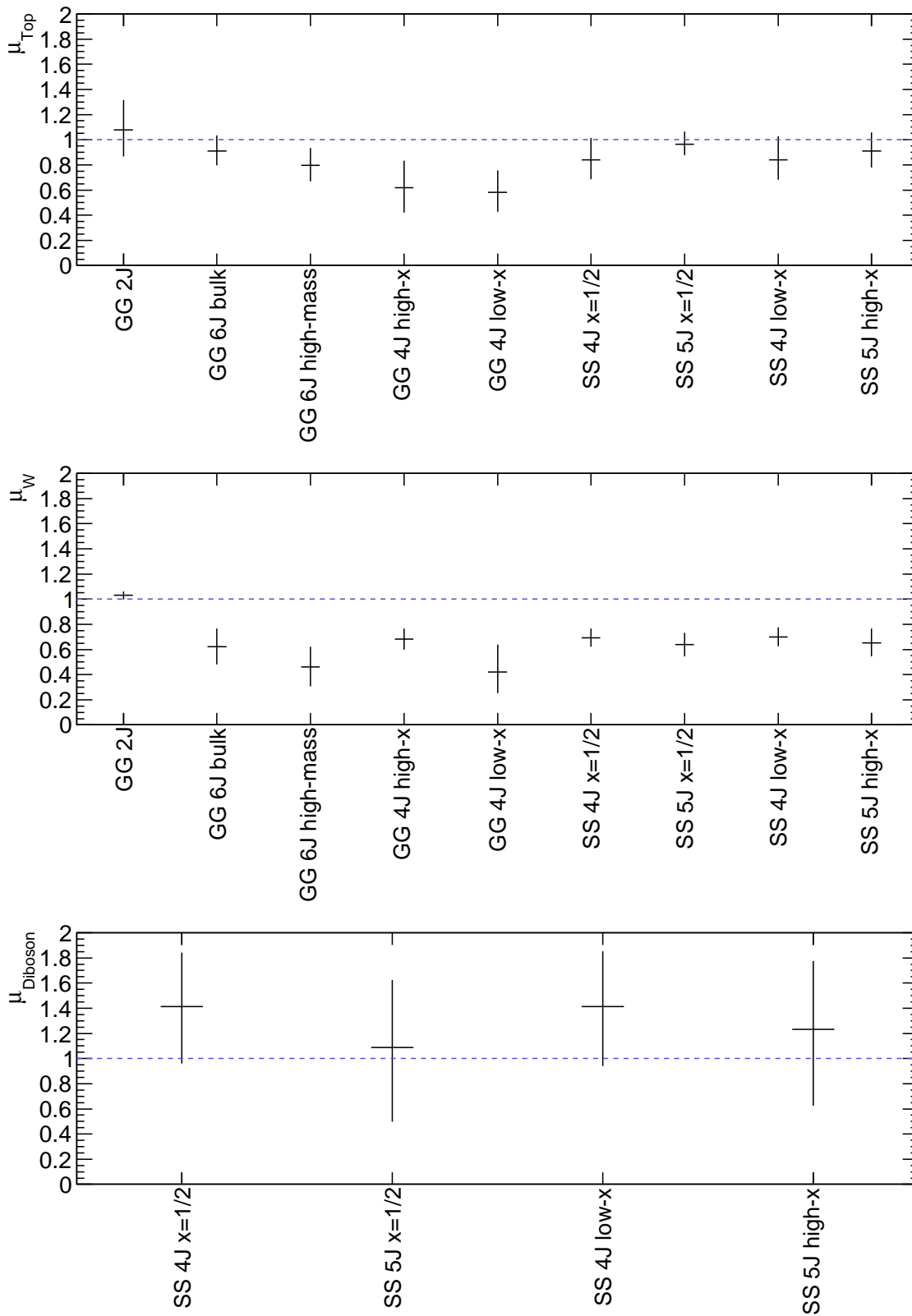


Abbildung 13.3: Normierungsfaktoren der Hauptuntergründe und ihre Unsicherheiten in allen Regionen der Analyse für die Top-Quark-Paarproduktion (μ_{Top} , oben), W+Jets-Produktion (μ_{W} , mitte) und im Fall der Squark-Regionen für die Diboson-Produktion (μ_{Diboson} , unten)

13.1.2. Überschuss in der 6-Jet-Signalregion aus 2015

Die Signalregion „GG 6J bulk“ wurde aus der Vorgängeranalyse der Daten aus 2015 übernommen, da dort mit einer integrierten Luminosität von $3,2 \text{ fb}^{-1}$ und einer Schwerpunktsenergie von 13 TeV ein Überschuss mit einer lokalen Signifikanz von $2,1\sigma$ und im Myon-Kanal alleine sogar mit einer Signifikanz von $2,9\sigma$ zu beobachten war (siehe auch Kapitel 2.2.1). Abbildung 13.2 und Tabelle 13.1 sind bereits zu entnehmen, dass in dieser Signalregion weiterhin ein leichter Überschuss zu beobachten ist, seine Signifikanz aber deutlich abgenommen hat. Tabelle 13.3 zeigt die Zusammensetzung der beobachteten und erwarteten Ereigniszahlen nach Leptonenart. Es ist weiterhin eine deutliche Asymmetrie zwischen Elektronen und Myonen in dieser Region vorhanden. Weitere Untersuchungen zeigten aber, dass es sich hierbei nicht um eine Systematische Abweichung, sondern anscheinend um eine statistische Fluktuation in dem betrachteten Datensatz handelt, die auch in anderen Selektionen zu beobachten ist. Bei der Bestimmung modellunabhängiger Ausschlussgrenzen (Details, siehe Abschnitt 13.4) wurde die Signifikanz des Überschusses der Region in dieser Analyse zu $1,2\sigma$ bestimmt. Dies entspricht einem Entdeckungs- p -Wert $p(s=0)$ von 0,11 (siehe auch „SR6J bulk“ in Tabelle 13.5 auf Seite 116). Im Myon-Kanal alleine beträgt sie $1,8\sigma$. In beiden Fällen ist also eine deutliche Reduktion zu beobachten und somit von einer statistischen Fluktuation auszugehen.

GG 6J bulk Signalregion	SR ($1 e/\mu$)	SR (1μ)	SR ($1 e$)
Beobachtete Ereignisse	32	21	11
Standardmodell-Erwartung	$23,6 \pm 4,6$	$12,5 \pm 2,8$	$11,1 \pm 2,2$
Erwartete $t\bar{t}$ -Ereignisse	$16,9 \pm 4,6$	$8,5 \pm 2,4$	$8,4 \pm 2,3$
Erwartete W+Jets-Ereignisse	$1,2 \pm 0,5$	$0,5 \pm 0,4$	$0,7 \pm 0,3$
Erwartete Z+Jets-Ereignisse	$0,04^{+0,06}_{-0,04}$	$0,02^{+0,05}_{-0,02}$	$0,02 \pm 0,02$
Erwartete Single-Top-Ereignisse	$2,0 \pm 1,6$	$1,1 \pm 0,9$	$0,9 \pm 0,7$
Erwartete Diboson-Ereignisse	$1,8 \pm 1,5$	$1,4 \pm 1,2$	$0,4 \pm 0,3$
Erwartete $t\bar{t}V$ -Ereignisse	$1,7 \pm 0,3$	$0,9 \pm 0,2$	$0,8 \pm 0,1$

Tabelle 13.3: Beobachtete Ereigniszahlen in der „GG 6J bulk“-Signalregion für eine integrierte Luminosität von $14,8 \text{ fb}^{-1}$, inklusiv und getrennt nach Ereignissen mit einem Elektron bzw. einem Myon, zusammen mit den erwarteten Ereigniszahlen und deren Unsicherheiten (statistisch und systematisch) nach der Anpassung an die beobachteten Daten in den Kontrollregionen

13.2. Systematische Unsicherheiten

Die statistischen und systematischen Unsicherheiten nach jeweiliger Anwendung der kombinierten Parameteranpassung in den Kontrollregionen sind für die Signalregionen der Squark-Paarzeugung mit $x = 1/2$ in Tabelle 13.4 aufgeführt. Es fällt auf, dass die statistischen Unsicherheiten der SM-Erwartung in den Signalregionen überwiegt. Die systematischen Unsicherheiten hingegen sind jeweils der kleinere Beitrag zur Gesamtunsicherheit und werden von den Unsicherheiten der Diboson-Normierung, der Statistik in den Kontrollregionen, des b -Taggings, der experimentellen JES-Unsicherheit und den Theorieunsicherheiten der $t\bar{t}$ - und Diboson-Prozesse dominiert.

Auflistungen der dominanten Unsicherheiten in allen Signalregionen sind in Anhang A zu finden.

Unsicherheiten der Region	SR SS 4J $x=1/2$	SR SS 5J $x=1/2$
Standardmodell-Erwartung	5,40	13,25
Statistische Unsicherheit der SM-Erwartung ($\sqrt{N_{\text{erw.}}}$)	$\pm 2,32$	$\pm 3,64$
Systematische Unsicherheit der SM-Erwartung	$\pm 1,71$ [31,61%]	$\pm 2,48$ [18,72%]
Statistische Unsicherheiten	$\pm 0,92$ [17,0%]	$\pm 1,14$ [8,6%]
Normierungs-Unsicherheit $t\bar{t}$ (μ_{Top})	$\pm 0,19$ [3,5%]	$\pm 0,40$ [3,0%]
Normierungs-Unsicherheit W+Jets (μ_{W})	$\pm 0,23$ [4,2%]	$\pm 0,53$ [4,0%]
Normierungs-Unsicherheit Diboson (μ_{Diboson})	$\pm 0,56$ [10,4%]	$\pm 2,22$ [16,8%]
Theoretische Unsicherheiten $t\bar{t}$	$\pm 0,19$ [3,5%]	$\pm 0,97$ [7,3%]
Theoretische Unsicherheiten W+Jets	$\pm 0,26$ [4,9%]	$\pm 0,60$ [4,5%]
Theoretische Unsicherheiten Diboson	$\pm 1,28$ [23,8%]	$\pm 1,19$ [9,0%]
Theoretische Unsicherheiten Single-Top	$\pm 0,21$ [4,0%]	$\pm 0,47$ [3,5%]
Experimentelle Unsicherheiten JES	$\pm 0,35$ [6,6%]	$\pm 0,47$ [3,6%]
Experimentelle Unsicherheiten JER	$\pm 0,09$ [1,7%]	$\pm 0,37$ [2,8%]
Experimentelle Unsicherheiten b -Tagging	$\pm 0,41$ [7,5%]	$\pm 1,00$ [7,5%]
Experimentelle Unsicherheiten Myonen	$\pm 0,02$ [0,38%]	$\pm 0,09$ [0,67%]
Experimentelle Unsicherheiten Elektronen	$\pm 0,03$ [0,58%]	$\pm 0,09$ [0,71%]
Experimentelle Unsicherheiten Pile-Up	$\pm 0,10$ [1,9%]	$\pm 0,09$ [0,69%]
Unsicherheiten der fehlenden Transversalenergie	$\pm 0,02$ [0,29%]	$\pm 0,05$ [0,37%]
Weitere Unsicherheiten	$\pm 0,11$ [2,1%]	$\pm 0,29$ [2,2%]

Tabelle 13.4: Auflistung der dominanten Unsicherheiten der Untergrundvorhersagen in den 4- und 5-Jet-Signalregionen der Squark-Paarproduktion mit $x = 1/2$ für eine integrierte Luminosität von $14,8 \text{ fb}^{-1}$; Die einzelnen Unsicherheiten können korreliert sein und die Gesamtunsicherheit ergibt sich nicht notwendigerweise aus quadratischer Summation.

13.3. Kinematische Verteilungen

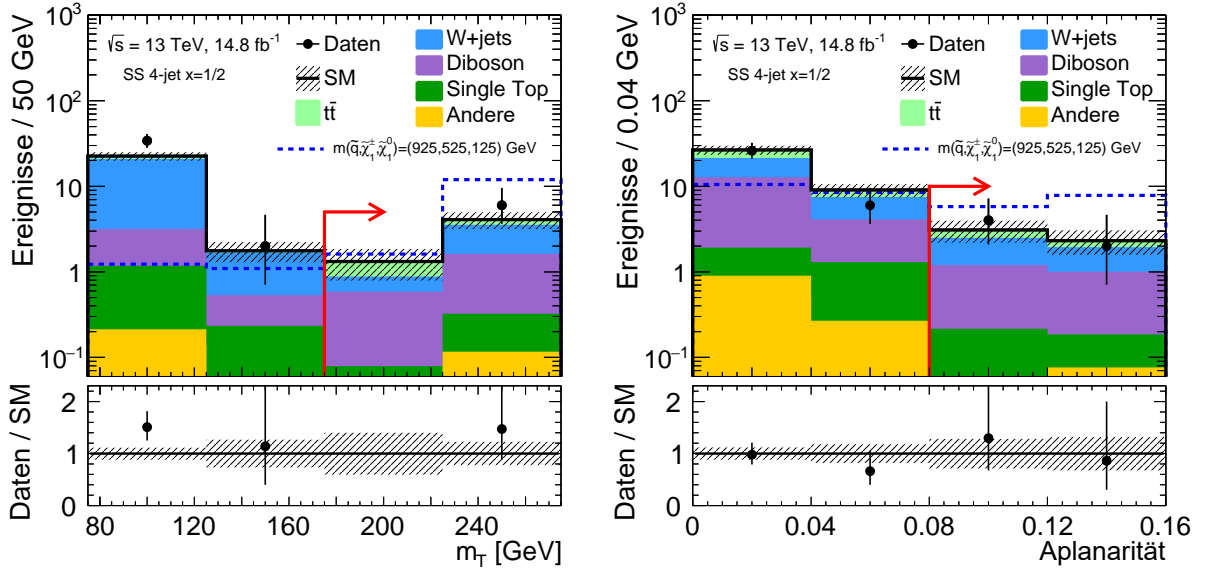
Zur genaueren Bewertung des Vergleichs der beobachteten Daten mit der Untergrunderwartung sowie der Extrapolation in die Validierungs- und Signalregionen werden in diesen Regionen kinematische Verteilungen der Extrapolationsvariablen betrachtet, ohne den jeweiligen Schnitt anzuwenden („N-1-Verteilungen“).

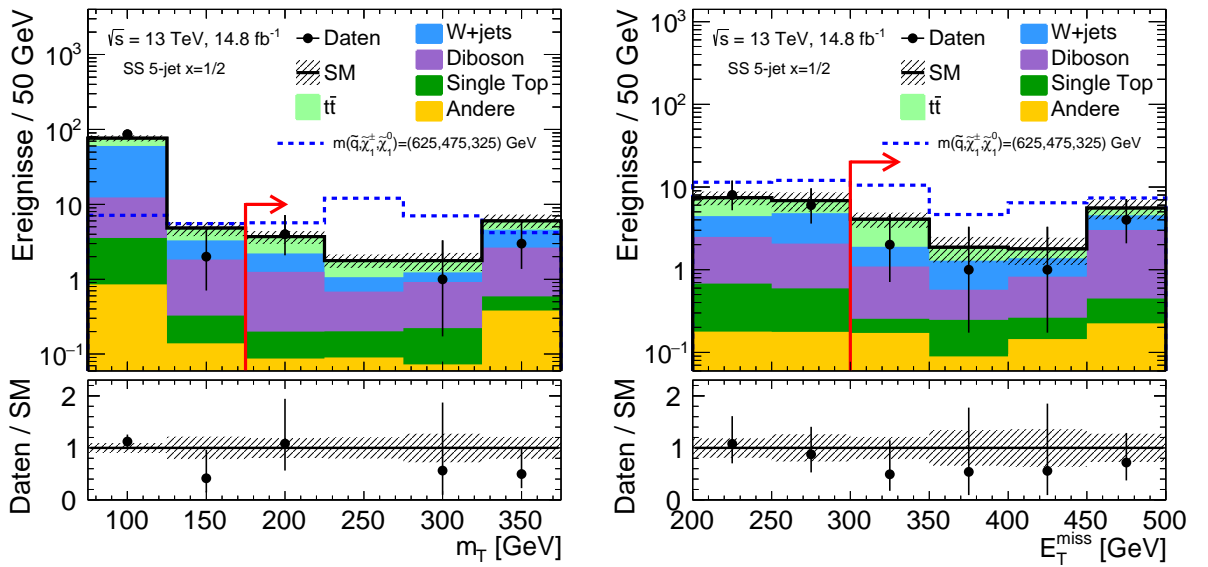
Die kinematischen Verteilungen in den N-1-Validierungsregionen wurden bereits in Kapitel 10.3.1 auf Seite 99 bzw. in Anhang G gezeigt.

13.3.1. Kinematische Verteilungen in den N-1 Signalregionen

Abbildung 13.4 zeigt N-1-Verteilungen der Extrapolationsvariablen in den Signalregionen der Squark-Paarproduktion mit $x = 1/2$. Der Signalregionsschnitt ist durch einen Pfeil gekennzeichnet. Zudem werden die erwarteten Verteilungen ausgewählter Beispiel-Signale an der Grenze der Sensitivität der Analyse gezeigt. Das letzte Intervall beinhaltet alle höheren Werte. N-1-Verteilungen der weiteren Signalregionen sind in Anhang H zu finden.

Auch entlang dieser Verteilungen ist eine gute Übereinstimmung der beobachteten Daten mit der Standardmodellvorhersage zu beobachten.


 (a) Transversale Masse in der SR SS 4J $x=1/2$

 (b) Aplanarität in der SR SS 4J $x=1/2$

 (c) Transversale Masse in der SR SS 5J $x=1/2$

 (d) Fehlende Transversalenergie in der SR SS 5J $x=1/2$

Abbildung 13.4: N-1-Verteilungen der 4-Jet- (oben) und 5-Jet-Signalregionen (unten) für die Squark-Paarproduktion mit einer relativen Massenaufspaltung von $x = 1/2$ für eine integrierte Luminosität von $14,8 \text{ fb}^{-1}$

13.4. Modellunabhängige Ausschlussgrenzen

Mit Hypothesentests lassen sich in allen Signalregionen obere Grenzen auf Wirkungsquerschnitte von Prozessen, die nicht von der Standardmodelluntergrundvorhersage abgedeckt werden, bestimmen. Dazu werden die gezählten Datenereignisse mit ihren statistischen Unsicherheiten und die Ereigniszahlen der Untergrundvorhersage mit ihren jeweiligen statistischen und systematischen Unsicherheiten auf Vereinbarkeit mit der Signal- bzw. der Untergrundhypothese getestet. Daraus resultiert in jeder Signalregion ein Wert für den maximalen sichtbaren Wirkungsquerschnitt, genauer gesagt für das Produkt aus Wirkungsquerschnitt, Verzweigungsverhältnis, Akzeptanz und Effizienz eines hypothetischen Signals, das im 95%-Konfidenzintervall noch mit einer statistischen Fluktuation der gemessenen Daten vereinbar ist. Die Tabelle 13.5 enthält die erwarteten (S_{exp}^{95}) und beobachteten (S_{obs}^{95}) oberen Grenzen im 95%-Konfidenzintervall (CL) auf die Anzahl an Signalereignissen, die mit der CL_S -Methode [186] bestimmt wurden sowie die zugehörigen Grenzen auf die sichtbaren Wirkungsquerschnitte ($\langle\epsilon\sigma\rangle_{\text{obs}}^{95} = S_{\text{obs}}^{95}/14,8 \text{ fb}^{-1}$) in den Signalregionen. Die Tabelle führt auch die CL_B Werte auf, die für das beobachtete Konfidenzintervall der Untergrundhypothese (B) stehen sowie die Entdeckungs- p -Werte, die für die Wahrscheinlichkeit der Untergrundhypothese¹ stehen. Sie werden über unterschiedliche Hypothesentests gewonnen, wobei der Parameter der Signalstärke auf 1 (CL_B) bzw. auf 0 ($p(S=0)$) festgehalten wird.

Signalregion	$\langle\epsilon\sigma\rangle_{\text{obs}}^{95}$ [fb]	S_{obs}^{95}	S_{exp}^{95}	CL_B	$p(S=0)$
GG 2J	1,44	21,3	$20,2_{-5,1}^{+6,8}$	0,56	0,41
GG 6J bulk	1,49	22,1	$14,7_{-4,2}^{+6,3}$	0,89	0,11
GG 6J high-mass	0,35	5,1	$5,5_{-1,4}^{+2,2}$	0,40	0,90
GG 4J high-x	0,28	4,2	$5,2_{-1,2}^{+2,2}$	0,26	0,77
GG 4J low-x	0,37	5,5	$6,6_{-1,7}^{+2,7}$	0,28	0,83
SS 4J x=1/2	0,51	7,5	$6,9_{-1,7}^{+2,8}$	0,62	0,40
SS 5J x=1/2	0,43	6,3	$9,1_{-2,4}^{+3,4}$	0,13	0,88
SS 4J low-x	0,59	8,8	$6,6_{-1,6}^{+2,5}$	0,83	0,18
SS 5J high-x	0,49	7,2	$8,8_{-2,1}^{+3,5}$	0,26	0,91

Tabelle 13.5: Von links nach rechts: 95% C.L. obere Grenzen auf den sichtbaren Wirkungsquerschnitt ($\langle\epsilon\sigma\rangle_{\text{obs}}^{95}$) und auf die Anzahl an Signalereignissen (S_{obs}^{95}). Die dritte Spalte (S_{exp}^{95}) zeigt die 95% C.L. oberen Grenzen auf die Anzahl an Signalereignissen bei gegebener Anzahl an erwarteten Untergrundereignissen (und $\pm 1\sigma$ Abweichungen von der Erwartung). Die vierte Spalte führt die CL_B Werte auf, die für das beobachtete zweiseitige Konfidenzintervall der Untergrundhypothese (B) stehen. In der letzten Spalte ist der einseitige Entdeckungs- p -Wert zu finden.

¹genauer: die Wahrscheinlichkeit, dass eine statistische Fluktuation der Untergrunderwartung mindestens die beobachtete Ereigniszahl (oder mehr) verursacht

13.5. Interpretation in Signalmodellen

Da es keine Hinweise auf neue Physik gab, wurden 95%-Konfidenzintervall-Ausschlussgrenzen in den betrachteten vereinfachten Modellen der Gluino- und Squark-Paarproduktion gesetzt. Diese sind für die fünf Gluino-Signalregionen in den Signalszenarien, für die sie entwickelt wurden, in Abbildung 13.5 und für die vier Squark-Signalregionen in Abbildung 13.6 dargestellt. Erwartete Ausschlussgrenzen werden als schwarze gestrichelte Kontur-Linien mit einem gelben $\pm 1\sigma$ -Unsicherheits-Band und beobachtete Ausschlüsse mit roten durchgezogenen Konturen gezeigt. Die roten gestrichelten Konturen repräsentieren die $\pm 1\sigma$ -Unsicherheit der beobachteten Grenzen.

Zusammenfassungen der Ausschlussgrenzen ausgewählter Signalregionen mit den jeweils höchsten Sensitivitäten in den vier Signalszenarien werden in den Abbildungen 13.7 und 13.8 gezeigt. Es fällt auf, dass die Signalregionen der Squark-Paarproduktion mit $x = 1/2$ auch im Signalszenario der Gluino-Paarproduktion eine hohe Sensitivität aufweisen und in großen Teilen der $(m_{\tilde{g}}, m_{\tilde{\chi}_1^0})$ -Ebene sogar eine höhere Sensitivität besitzen als die dedizierten Gluino-Signalregionen.

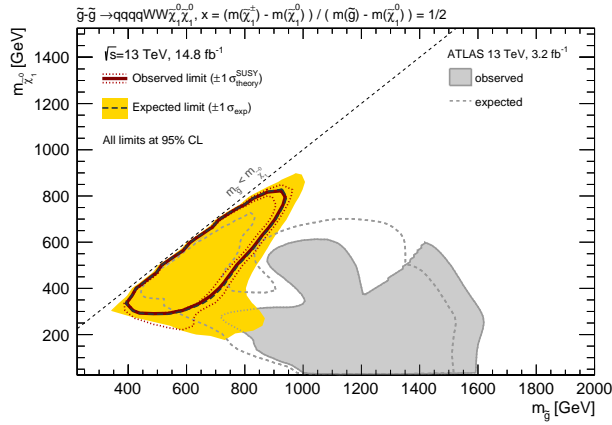
Als abschließendes Ergebnis der Analyse werden Kombinationen der erwarteten (gestrichelt) und beobachteten (durchgezogen) Ausschlussgrenzen in den Abbildungen 13.9 und 13.10 gezeigt, wobei für jeden Signalpunkt die Signalregion mit der höchsten erwarteten Sensitivität gewählt wurde (*Best-Expected*). Sie dienen als Referenz für die anschließende verfeinerte Analyse des vollen Datensatzes aus 2015 und 2016 mit $36,1 \text{ fb}^{-1}$.

Je nach Signalszenario können Gluino-Massen bis ca. 1,8 TeV (für LSP-Massen bis ca. 600 GeV oder Chargino-Massen von ca. 900 GeV) und LSP-Massen bis ca. 1 TeV sowie Squark-Massen bis ca. 1,1 TeV (für LSP-Massen bis ca. 600 GeV oder Chargino-Massen von ca. 480 oder 650 GeV) ausgeschlossen werden.

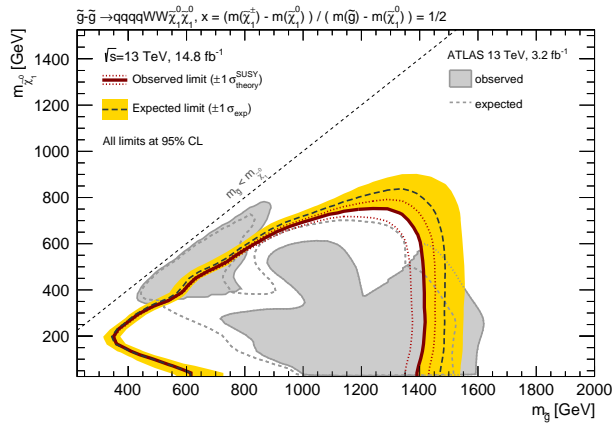
Aktuelle Ausschlussgrenzen der CMS-1-Lepton-Analyse im vereinfachten Modell der Gluino-Paarproduktion mit $x = 1/2$ hingegen können nur Gluino-Massen bis ca. 1,6 TeV und LSP-Massen bis ca. 900 GeV ausschließen (siehe Abbildung 13.11a). Vergleichbare CMS-Ausschlussgrenzen für feste LSP-Massen und für die betrachteten Szenarien der Squark-Paarproduktion sind nicht verfügbar.

Ein Vergleich von Gluino-Ausschlussgrenzen in der $(m_{\tilde{g}}, m_{\tilde{\chi}_1^0})$ -Ebene verschiedener ATLAS-Analysen mit Signalmodellen der Gluino-Paarproduktion mit unterschiedlichen Zerfällen des Gluinos in das leichteste Neutralino entweder direkt oder über Zerfallskaskaden mit anderen SUSY-Teilchen zeigt, dass die verschiedenen Analysen modellübergreifend vergleichbare Sensitivitäten besitzen und Gluino-Massen von ca. 1,5 bis 1,9 TeV ausgeschlossen werden können (siehe Abbildung 13.11b).

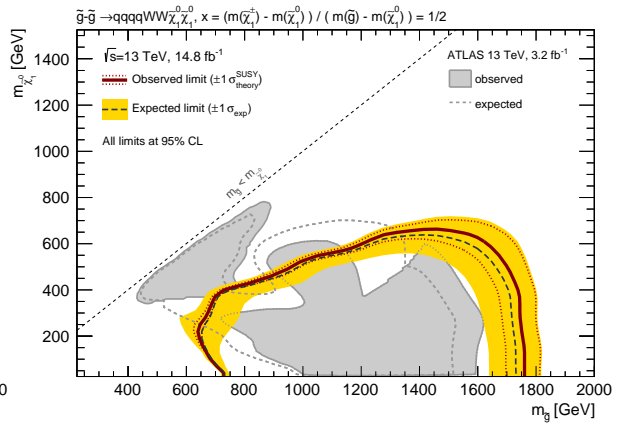
13. Ergebnisse



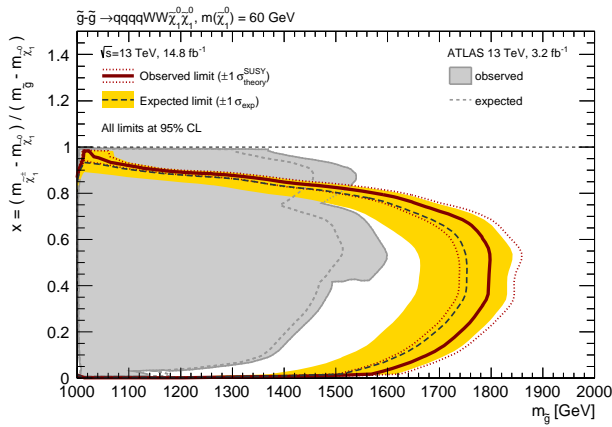
(a) SR GG 2J



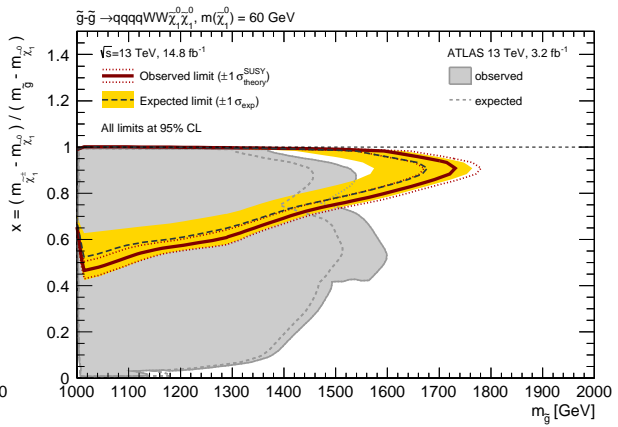
(b) SR GG 6J bulk



(c) SR GG 6J high-mass

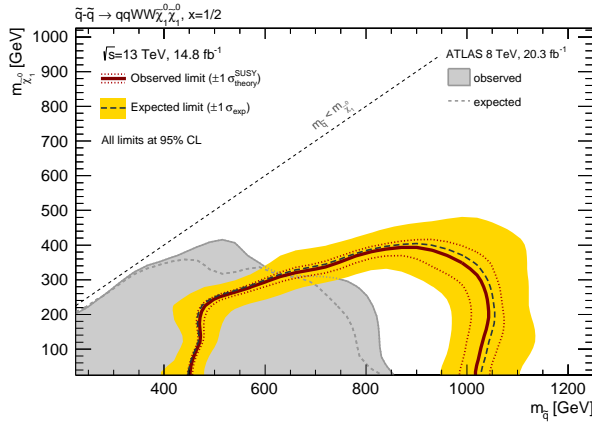
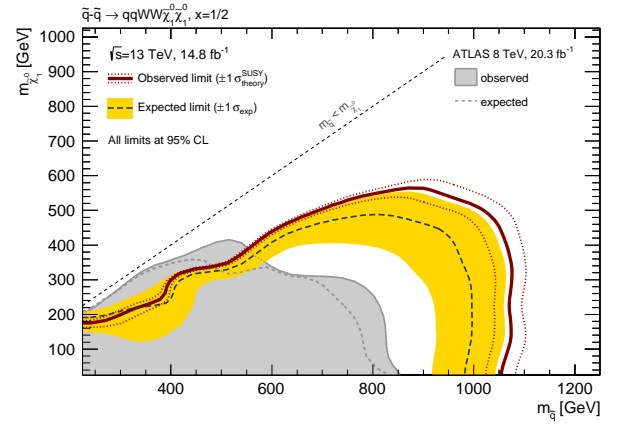
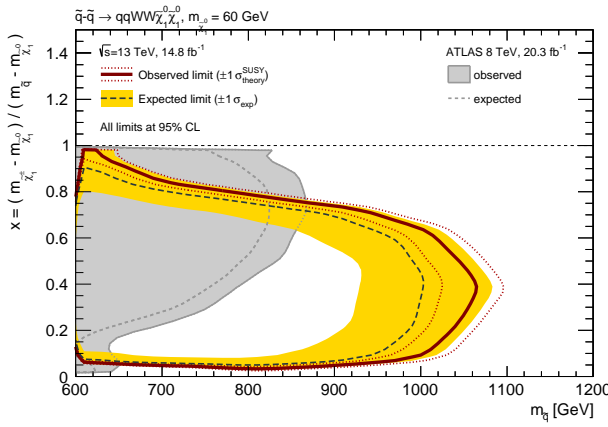


(d) SR GG 4J low-x

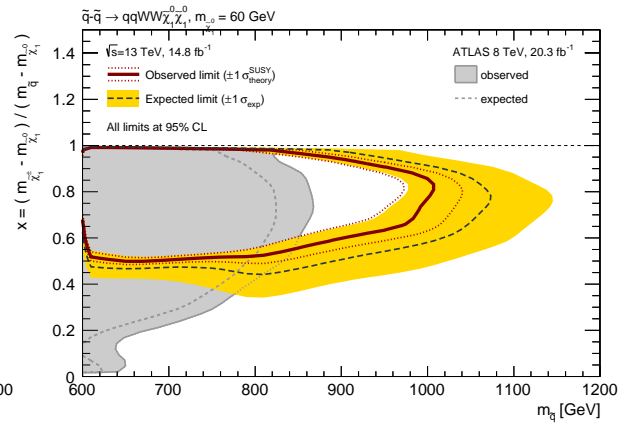


(e) SR GG 4J high-x

Abbildung 13.5: Erwartete (gestrichelt) und beobachtete (durchgezogen) 95%-Konfidenzintervall-Ausschlussgrenzen mit ihren $\pm 1\sigma$ -Unsicherheitsbändern für die fünf Signalregionen der Gluino-Paarproduktion mit $x = 1/2$ (oben, mitte) bzw. mit einer festen LSP-Masse von $m_{\tilde{\chi}_1^0} = 60$ GeV (unten); Zum Vergleich werden die vorherigen Ausschlussgrenzen [16] mit einer grauen Fläche dargestellt.


 (a) SR SS 4J $x=1/2$

 (b) SR SS 5J $x=1/2$


(c) SR SS 4J low-x



(d) SR SS 5J high-x

Abbildung 13.6: Erwartete (gestrichelt) und beobachtete (durchgezogen) 95%-Konfidenzintervall-Ausschlussgrenzen mit ihren $\pm 1\sigma$ -Unsicherheitsbändern für die vier Signalregionen der Squark-Paarproduktion mit $x = 1/2$ (oben) bzw. mit einer festen LSP-Masse von $m_{\tilde{\chi}_1^0} = 60$ GeV (unten); Zum Vergleich werden die vorherigen Ausschlussgrenzen [72] mit einer grauen Fläche dargestellt.

13. Ergebnisse

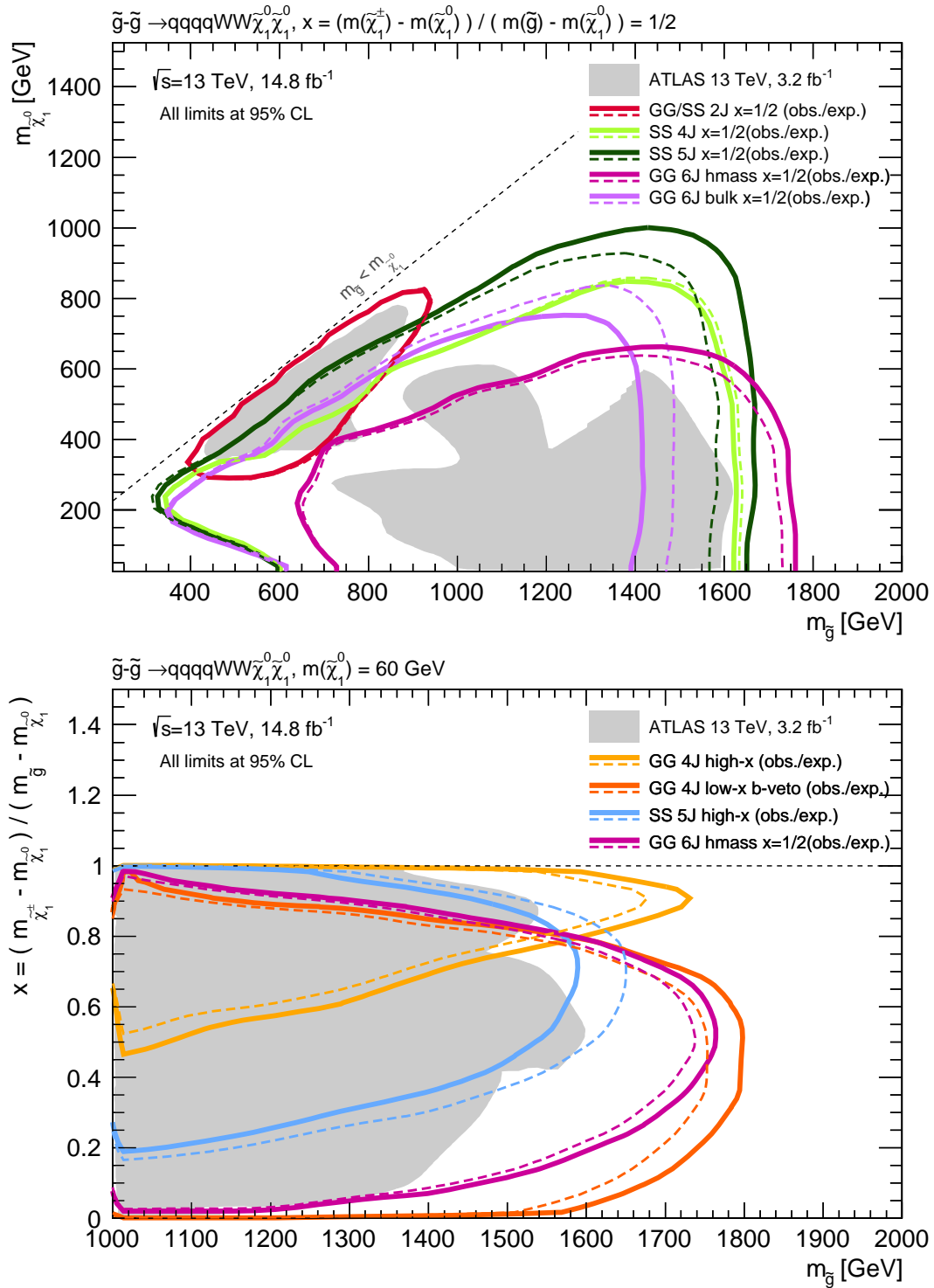


Abbildung 13.7: Erwartete (gestrichelt) und beobachtete (durchgezogen) 95%-Konfidenzintervall-Ausschlussgrenzen für ausgewählte Signalregionen in den Signalszenarien der Gluino-Paarproduktion mit $x = 1/2$ (oben) bzw. mit einer festen LSP-Masse von $m_{\tilde{\chi}_1^0} = 60$ GeV (unten); Zum Vergleich werden die vorherigen Ausschlussgrenzen [16] mit einer grauen Fläche dargestellt.

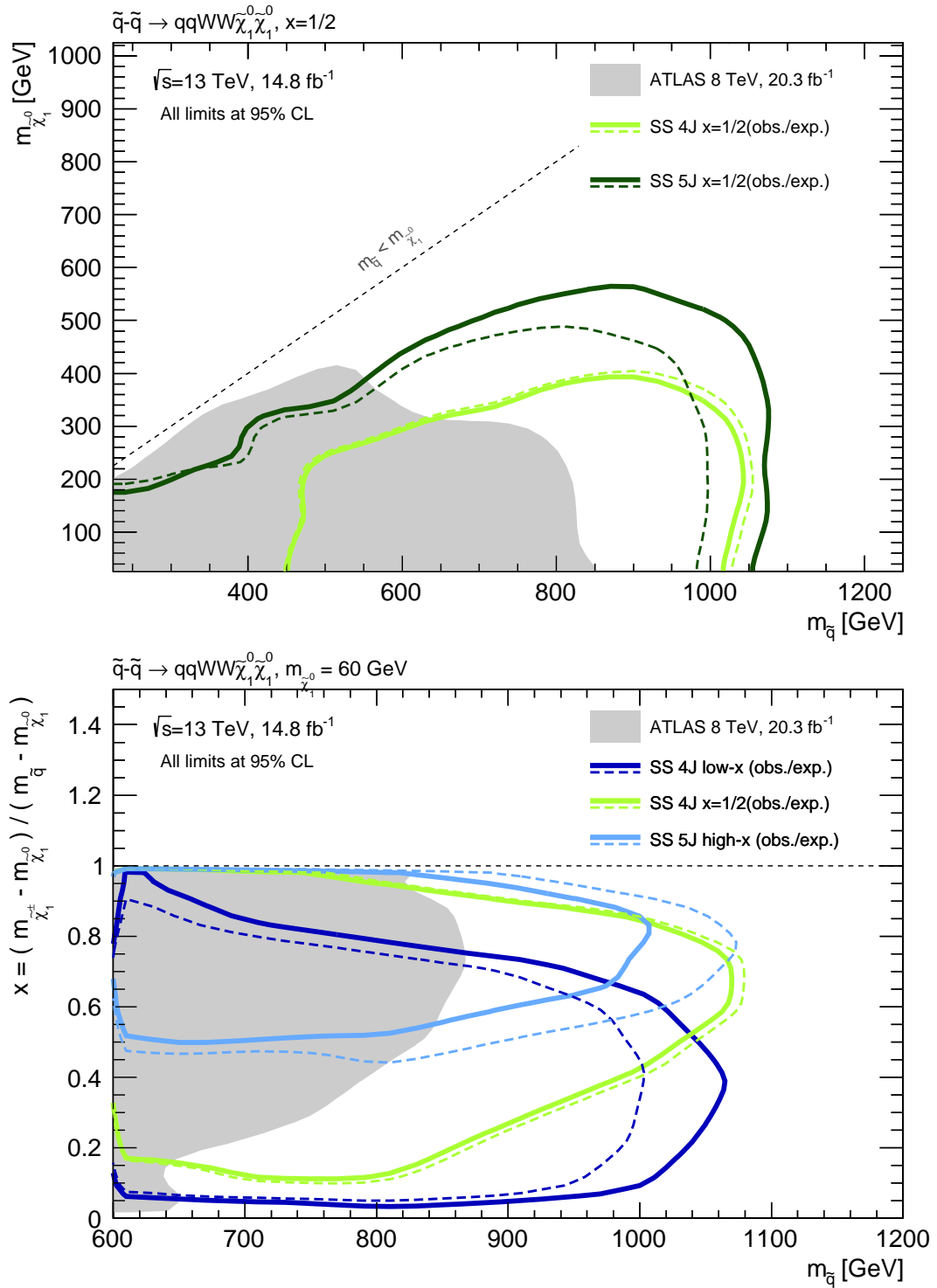


Abbildung 13.8: Erwartete (gestrichelt) und beobachtete (durchgezogen) 95%-Konfidenzintervall-Ausschlussgrenzen für ausgewählte Signalregionen in den Signalszenarien der Squark-Paarproduktion mit $x = 1/2$ (oben) bzw. mit einer festen LSP-Masse von $m_{\tilde{\chi}_1^0} = 60 \text{ GeV}$ (unten); Zum Vergleich werden die vorherigen Ausschlussgrenzen [72] mit einer grauen Fläche dargestellt.

13. Ergebnisse

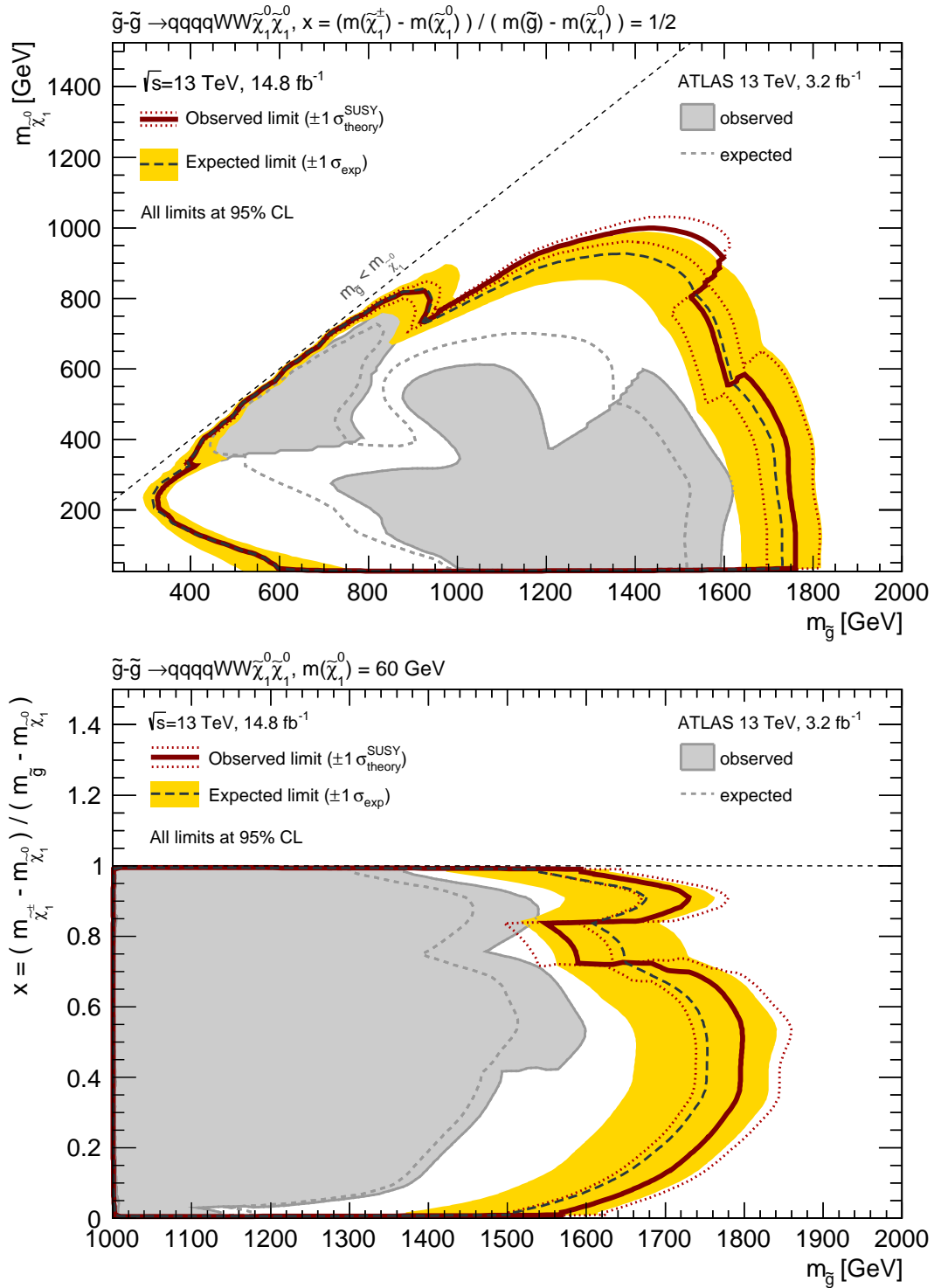


Abbildung 13.9: Kombination der erwarteten (gestrichelt) und beobachteten (durchgezogen) 95%-Konfidenzintervall-Ausschlussgrenzen in den Signalszenarien der Gluino-Paarproduktion mit $x = 1/2$ (oben) bzw. mit einer festen LSP-Masse von $m_{\tilde{\chi}_1^0} = 60$ GeV (unten), wobei für jeden Signalpunkt die Signalregion mit der besten erwarteten Sensitivität gewählt wurde; Zum Vergleich werden die vorherigen Ausschlussgrenzen [16] mit einer grauen Fläche dargestellt.

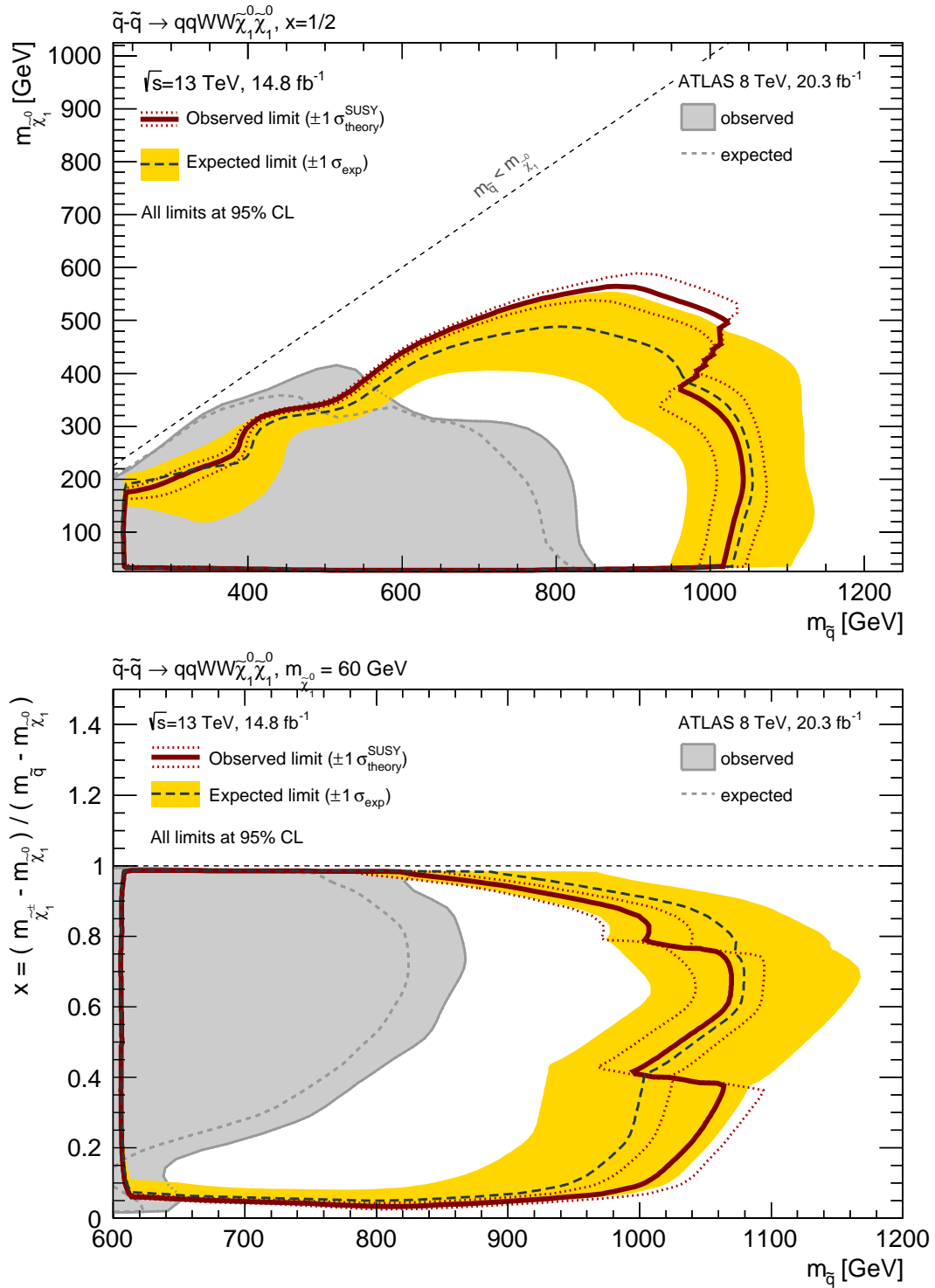
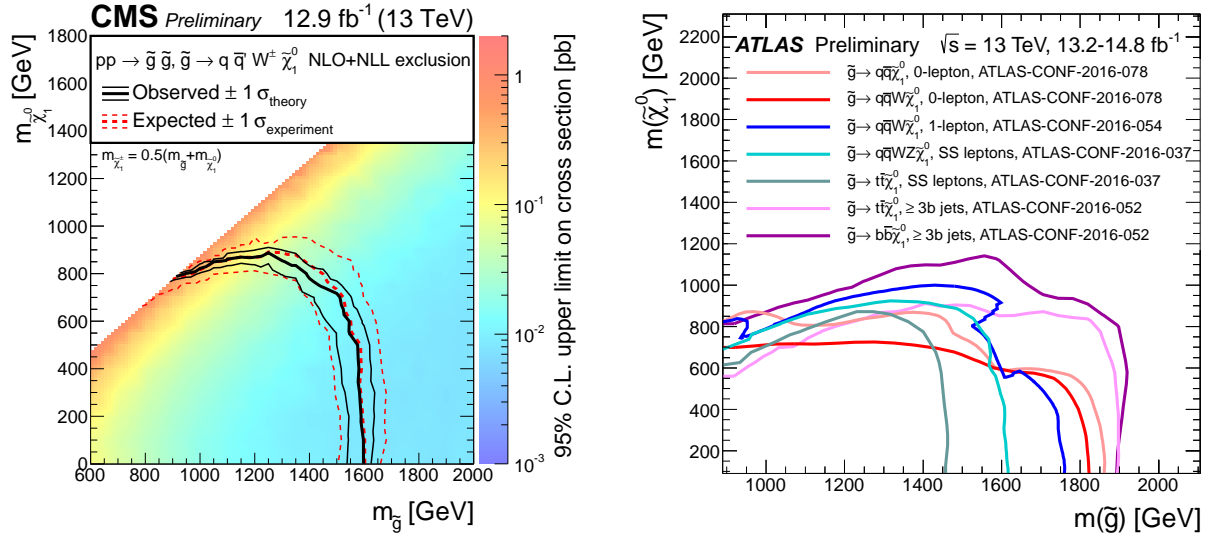


Abbildung 13.10: Kombination der erwarteten (gestrichelt) und beobachteten (durchgezogen) 95%-Konfidenzintervall-Ausschlussgrenzen in den Signalszenarien der Squark-Paarproduktion mit $x = 1/2$ (oben) bzw. mit einer festen LSP-Masse von $m_{\tilde{\chi}_1^0} = 60 \text{ GeV}$ (unten), wobei für jeden Signalpunkt die Signalregion mit der besten erwarteten Sensitivität gewählt wurde; Zum Vergleich werden die vorherigen Ausschlussgrenzen [72] mit einer grauen Fläche dargestellt.

13. Ergebnisse



(a) CMS-Ausschlussgrenzen für die Gluino-Paarproduktion mit anschließendem Zerfall über Chargino nach $qqW\tilde{\chi}_1^0$ in der $(m_{\tilde{g}}, m_{\tilde{\chi}_1^0})$ -Ebene für eine feste Charginomasse von $m_{\tilde{\chi}_1^\pm} = (m_{\tilde{g}} + m_{\tilde{\chi}_1^0})/2$. Die durchgezogenen (gestrichelten) Linien zeigen beobachtete (erwartete) 95% C.L. Ausschlussgrenzen. Quelle: [187] Abbildung 6b.

(b) Zusammenfassung einiger ATLAS-Ausschlussgrenzen für die Gluino-Paarproduktion in der $(m_{\tilde{g}}, m_{\tilde{\chi}_1^0})$ -Ebene mit unterschiedlichen Zerfällen des Gluinos in das leichteste Neutralino entweder direkt oder über Zerfallskaskaden mit anderen SUSY-Teilchen. Für jede Linie ist der Zerfallsmodus in der Legende vermerkt. Die blaue Kontur ist die oben gezeigte kombinierte Ausschlussgrenze der Gluino-Paarproduktion mit $x = 1/2$. Die verschiedenen Ausschlussgrenzen können von zusätzlichen Annahmen zur Masse der Zwischenzustände abhängen, wie in den angegebenen Referenzen nachgelesen werden kann. [188]

Abbildung 13.11: CMS und ATLAS Ausschlussgrenzen in vereinfachten Modellen der Gluino-Paarproduktion aus Veröffentlichungen zur ICHEP-Konferenz im August 2016

14. Ausnutzung von Formunterschieden

Aufbauend auf der abgeschlossenen Analyse des Datensatzes für die ICHEP-Konferenz im Sommer 2016 wurde die Analysemethode für die Auswertung des vollen kombinierten Datensatzes aus 2015 und 2016 weiter verfeinert. Zur Steigerung der Sensitivität ließen sich Formunterschiede in der effektiven Masse zwischen der Signal- und Untergrunderwartung ausnutzen, wie bereits bei der Optimierung für eine erwartete integrierte Luminosität von 10 fb^{-1} vorgeschlagen wurde (siehe Abbildung 8.4 in Kapitel 8.1.2). Dazu wurde ein spezielles Optimierungsverfahren entwickelt, das die Ausprägung der Formunterschiede maximiert, im Gegensatz zur sonst üblichen größtmöglichen Trennung von Signal und Untergrund durch harte Schnitte. Dabei musste weiterhin eine gute Diskriminierung des Signals bei gleichzeitiger Erhaltung der Forminformationen in den Verteilungen der Untergrundvorhersage durch ausreichend hohe Ereigniszahlen erzielt werden. Diese Methode steigert nicht nur die Sensitivität im gesamten Massenbereich der betrachteten Signalszenarien, sondern erhöht auch die modellunabhängige Empfindlichkeit für Physik jenseits des Standardmodells.

14.1. Optimierung

Das Optimierungsverfahren basiert zunächst auf dem vorherigen Verfahren (Kapitel 8.1) zur Definition schnittbasierter Signalregionskandidaten für eine erwartete integrierte Luminosität von 30 bis 35 fb^{-1} . Der Schwerpunkt lag dabei weiterhin auf der Entwicklung von Regionen für die Squark-Paarproduktion mit einer relativen Massenaufspaltung von $x = 1/2$. Daher wurden Benchmark-Punkte und die kinematische Verteilung der maximierten Formunterschiede ausschließlich für dieses Signalszenario bestimmt.

Definition von Benchmark-Punkten

Ausgangspunkt der Optimierung sollten Signalpunkte mit einer hohen Squark-Masse und einer niedrigen LSP-Masse sein, um dort die höchste Sensitivität zu erhalten, die sich anschließend von dort aus in die übrigen Massenregionen erweitern lässt:

- $(m_{\tilde{q}}, m_{\tilde{\chi}_1^\pm}, m_{\tilde{\chi}_1^0}) = (1225, 675, 125) \text{ GeV}$
- $(m_{\tilde{q}}, m_{\tilde{\chi}_1^\pm}, m_{\tilde{\chi}_1^0}) = (1325, 675, 25) \text{ GeV}$
- $(m_{\tilde{q}}, m_{\tilde{\chi}_1^\pm}, m_{\tilde{\chi}_1^0}) = (1425, 725, 25) \text{ GeV}$

n -dimensionale Suche

Für die gewählten Benchmark-Punkte wurden wie zuvor n -dimensionale Suchen (*Brute-Force*) nach Schnittkombinationen zur Maximierung der Sensitivität durchgeführt. Dabei wurden die Wertebereiche an die geänderten Bedingungen angepasst (siehe Tabelle 14.1).

14. Ausnutzung von Formunterschieden

Schnittvariable	Schnitt	Wertebereich
Anzahl Leptonen	=	1
p_T des Leptons	>	[7(6),35,70,150] GeV
Anzahl Jets	\geq	[3,4,5]
p_T des führenden Jets	>	[30,80,...,430] GeV
p_T des letzten geforderten Jets	>	[30,50,70,90] GeV
m_T	>	[150,200,...,500] GeV
E_T^{miss}	>	[250,300,...,500] GeV
m_{eff}	>	[600,800,...,2200] GeV
E_T^{miss}/m_{eff}	>	[0,0.1,...,0.4]
Aplanarität	>	[0,0.01,...,0.09]
Anzahl b -Jets	<	[1,100]

Tabelle 14.1: Schnittvariablen und ihre Wertebereiche in den n -dimensionalen Suchen

Alle Ergebnisse der Suchen mit unterschiedlichen Bedingungen an die statistische Unsicherheit (siehe Kapitel 8.1), der integrierten Luminosität (30 bzw. 35 fb⁻¹) und der systematischen Unsicherheit (25% bzw. 50%) lieferten in etwa die selbe Schnittkombination für die drei Benchmark-Punkte. Lediglich die effektive und die transversale Masse zeigten eine Abhängigkeit von der Squark-Masse – ein erstes Indiz für die Wahl der kinematischen Verteilung zur Maximierung von Formunterschieden. Die optimalen Schnittkombinationen für eine schnittbasierte Analyse sind in Tabelle 14.2 zusammengefasst.

SR der schnittbasierten Analyse	
Anzahl Leptonen	= 1
+ Veto auf weitere Leptonen der Vorselektionsstufe	
p_T^{Lepton} [GeV]	> 70 GeV
Anzahl Jets	≥ 4
p_T^{Jet1} [GeV]	> 100
p_T^{Jet4} [GeV]	> 70
Anzahl b -Jets	= 0
E_T^{miss} [GeV]	> 500
Aplanarität	> 0,05
m_T [GeV]	> [150. 450]
m_{eff} [GeV]	> [1800. 2200]
E_T^{miss}/m_{eff}	> 0,1

Tabelle 14.2: Auswahl möglicher Ereignisselektionsschnitte einer 4-Jet-Signalregion für hohe Squark-Massen für die Squark-Paarproduktion mit einer relativen Massenaufspaltung von $\mathbf{x} = \mathbf{1/2}$ für eine schnittbasierte Analyse von 35 fb⁻¹

Auswahl der kinematischen Verteilung maximaler Formunterschiede

Abbildung 14.1 zeigt, dass die größere Veränderung der Signalform in der Verteilung der effektiven Masse zu beobachten ist. Die Verteilung der transversalen Masse hingegen zeigt keine offensichtliche Formveränderung mit steigender Squark-Masse. Dies entspricht auch den Beobachtungen

in Kapitel 8.1.2 (siehe Abbildung 8.4). Es wurde daher die Verteilung der effektiven Masse zur Ausnutzung von Formunterschieden gewählt.

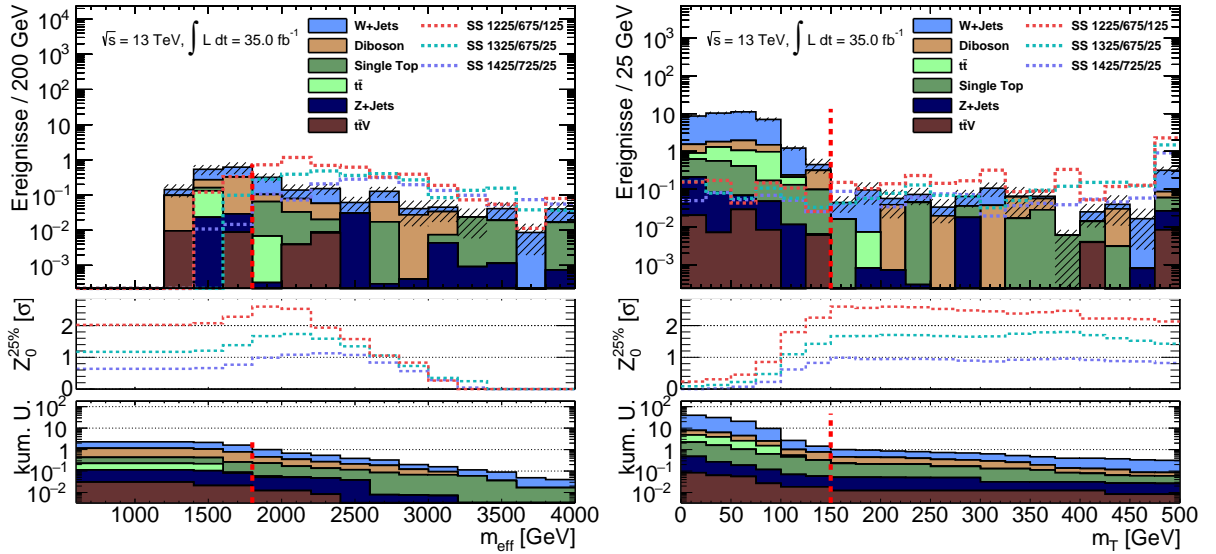


Abbildung 14.1: N-1-Verteilungen der schnittbasierten 4-Jet-Signalregion ($m_{eff} > 1800$ GeV, $m_T > 150$ GeV) in der effektiven (links) und transversalen Masse (rechts) für die Benchmark-Signale mit Squark-Massen von 1225 bis 1425 GeV

Lockerung der Schnitte zur Steigerung der Sensitivität

In Abbildung 14.1 fällt auf, dass die meisten Untergrundprozesse starken statistischen Fluktuationen aufgrund der geringen Anzahl simulierter Ereignisse in dieser Region unterliegen. Die Formen der jeweiligen Verteilungen sind nicht ersichtlich oder weisen große Unsicherheiten auf. Zudem besitzen einige Intervalle in der Verteilung überhaupt keine Untergrunderwartung für einzelne Prozesse. Somit würde dort auch keine Unsicherheit in die abschließende statistische Analyse einfließen und ein verfälschtes Ergebnis mit unterschätzten Unsicherheiten verursachen. Mit dem Ziel, dieses Problem zu lösen und zur Steigerung der Sensitivität wurden mittels N-1-Verteilungen die Signalregionsschnitte gelockert, die keinen großen Einfluss auf die erwartete Sensitivität haben. Dazu zählten Schnitte auf die Transversalimpulse der Jets und des Leptons. Es stellte sich aber heraus, dass dies keine zielführende Herangehensweise war und die statistischen Probleme zwar reduziert wurden aber weiterhin bestanden. Es wurde daher eine weitere n -dimensionale Suche der optimalen Schnittkombination zur Maximierung der Formunterschiede in der Verteilung der effektiven Masse durchgeführt:

Optimierung mit dem vollen Profile-Likelihood-Fit

Zur Maximierung der Sensitivität der Analyse wurden mehrere Intervalle der Verteilung der effektiven Masse als statistisch unabhängige Signalregionen¹ der statistischen Analyse mit der Profile-Likelihood-Methode definiert und die Schnittkombination für eine Vielzahl an Berechnungen modellabhängiger erwarteter Ausschlussgrenzen unter Berücksichtigung eines Großteils der Unsicherheiten basierend auf obiger Optimierung variiert. Dabei wurden hauptsächlich

¹Diese werden im Folgenden dennoch als einzelne Signalregion bezeichnet.

14. Ausnutzung von Formunterschieden

Kombinationen mit gelockerten Schnitten auf die transversale und effektive Masse sowie die fehlende Transversalenergie aber auch auf die Transversalimpulse der Jets und auf die geforderte Jet-Multiplizität getestet und verschiedene Intervallbreiten und Wertebereiche der effektiven Masse verwendet (siehe Tabelle 14.3).

Schnittvariable	Schnitt	Wertebereich
Anzahl Leptonen	=	1
p_T des Leptons	>	7(6) GeV
Anzahl Jets	\geq	3,4
p_T des führenden Jets	>	[30,50,70] GeV
p_T des letzten geforderten Jets	>	[30,50,70] GeV
m_T	>	[120,140,...,440] GeV
E_T^{miss}	>	[200,250,...,500] GeV
m_{eff}	>	[900,1200] GeV
und	<	[2200,3000,4500] GeV
mit Intervallbreiten von		[200,300] GeV
Aplanarität	>	0.05
Anzahl b -Jets	=	0

Tabelle 14.3: Schnittvariablen und ihre Wertebereiche in der Optimierung mit dem vollen Profile-Likelihood-Fit

Für alle Schnittkombinationen und Intervalldefinitionen wurden die erwarteten Ausschlussgrenzen im Signalszenario der Squark-Paarproduktion mit $x = 1/2$ verglichen und die Signalregion zur Kontur mit dem größten abgedeckten Massenbereich in der Region hoher Squark- und LSP-Massen ausgewählt (siehe Abbildung 14.2). Die optimale Schnittkombination und die Intervalldefinitionen der effektiven Masse sind in Tabelle 14.4 zusammengefasst.

Bei der erwarteten Ausschlussgrenze fällt auf, dass die Signalregion mit Ausnutzung von Formunterschieden in allen Richtungen einen größeren Massenbereich abdeckt als die beste schnittbasierte Signalregion. Vor allem auch bei niedrigen Squark-Massen und bei hohen LSP-Massen erstreckt sich die erwartete Sensitivität über einen weit größeren Massenbereich.

Ein weiterer großer Vorteil der Unterteilung der Signalregion in mehrere Intervalle der effektiven Masse zeigt sich in den Signifikanz-Werten der einzelnen Signalpunkte bei der Berechnung der erwarteten Ausschlussgrenzen. Diese sind in Abbildung 14.3 dargestellt. Es fällt auf, dass die Analyse im Kernbereich der ausgeschlossenen Massen eine konstant hohe Sensitivität aufweist. Sie konzentriert sich somit nicht ausschließlich auf den Bereich hoher Massen und erlaubt somit auch verlässlichere Ausschlüsse in bereits ausgeschlossenen Massenbereichen. Dies ist vor allem von Bedeutung, da Supersymmetrie nicht notwendigerweise bei hohen Massen mit einem hohen Verzweigungsverhältnis zu einem untersuchten Endzustand realisiert sein muss. Supersymmetrie könnte möglicherweise auch nur geringe Abweichungen von der Standardmodellerwartung bei niedrigeren Massen verursachen und könnte somit bisher übersehen worden sein.

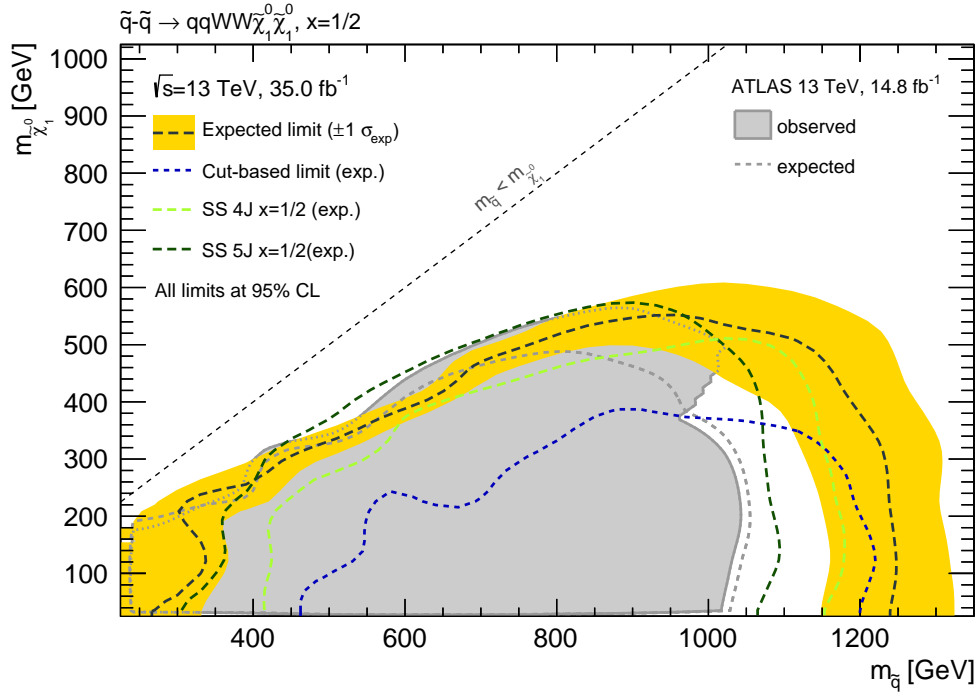


Abbildung 14.2: Erwartete Ausschlussgrenze im Vergleich zur besten schnittbasierten Signalregion und zu den Signalregionen der Optimierung für $10,0 \text{ fb}^{-1}$; Die grauen Linien zeigen die zuvor gesetzten Ausschlussgrenzen bei $14,8 \text{ fb}^{-1}$.

SR zur Ausnutzung von Formunterschieden	
Anzahl Leptonen	= 1
+ Veto auf weitere Leptonen der Vorselektionsstufe	
p_T^{Lepton} [GeV]	> 7(6)
Anzahl Jets	≥ 3
$p_T^{\text{Jet}1,2,3}$ [GeV]	> 70
Anzahl b -Jets	= 0
E_T^{miss} [GeV]	> 250
Aplanarität	> 0,05
m_T [GeV]	> 200
m_{eff} [GeV]	> 900
in 8 Intervallen:	$\in [900. 1200]$ $\in [1200. 1500]$ $\in [1500. 1800]$ $\in [1800. 2100]$ $\in [2100. 2400]$ $\in [2400. 2700]$ $\in [2700. 3000]$ $\in [3000..\infty]$

Tabelle 14.4: Ereignisselektionsschnitte der Signalregion für hohe Squark-Massen bei der Squark-Paarproduktion mit einer relativen Massenaufspaltung von $x = 1/2$ zur Ausnutzung von Formunterschieden

14. Ausnutzung von Formunterschieden

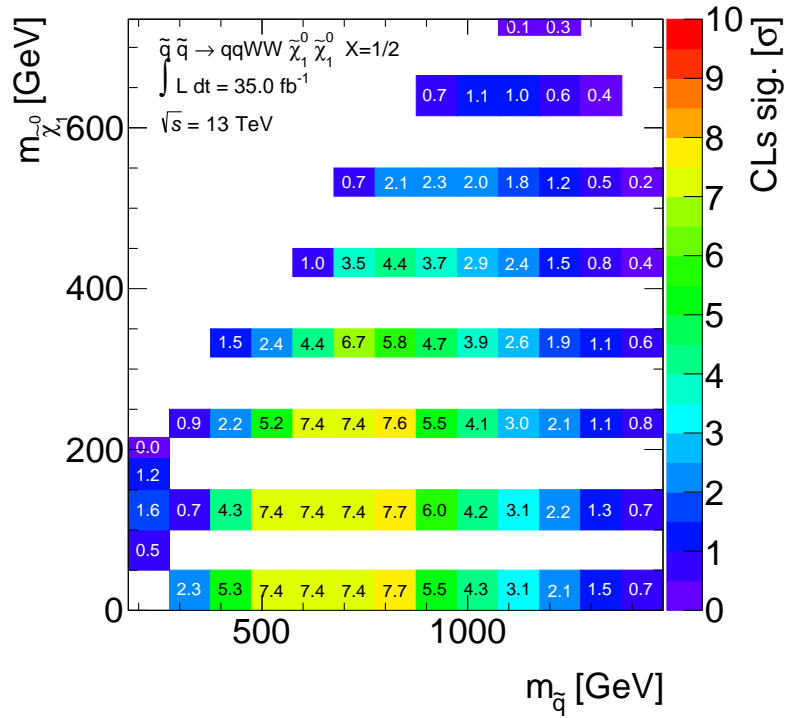


Abbildung 14.3: Erwartete Signifikanz-Werte der einzelnen Signalpunkte

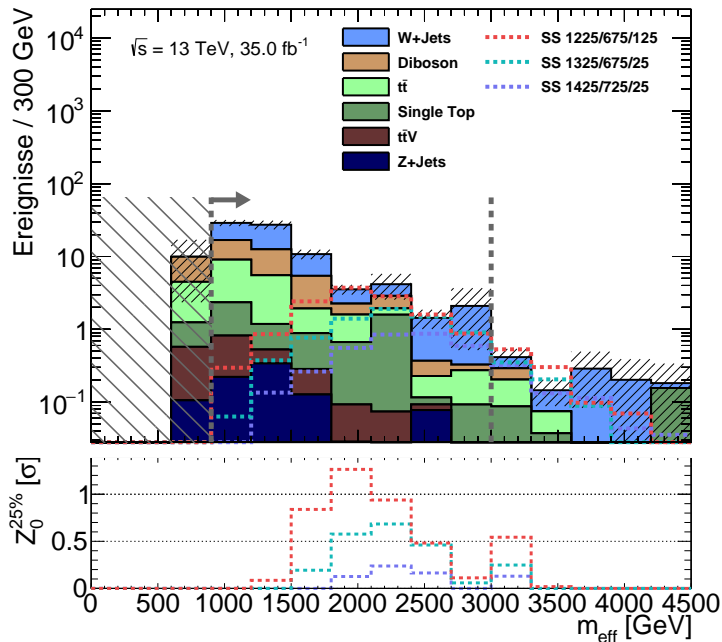


Abbildung 14.4: Verteilung der effektiven Masse in der Signalregion – Die grauen Linien zeigen die untere Grenze des ersten Intervalls bei 900 GeV sowie die obere Grenze des letzten geschlossenen Intervalls, ab der alle höheren Werte gemeinsam betrachtet werden

Die Verteilung der effektiven Masse in der Signalregion ist in Abbildung 14.4 zusammen mit der unteren Grenze des ersten Intervalls und der oberen Grenze des letzten geschlossenen Intervalls der Signalregion dargestellt. Es fällt auf, dass die größte Sensitivität durch Hinzunahme weiterer Intervalle bei niedrigen effektiven Massen und nicht bei hohen Werten erreicht wurde. Das ist auf die geringe erwartete Ereigniszahl zurückzuführen, die ab einer effektiven Masse von 3000 GeV unter ein Ereignis fällt, und auf die großen statistischen Unsicherheiten in diesem Bereich. Die Zusammenfassung aller Ereignisse mit einer effektiven Masse von mehr als 3000 GeV hat daher die Sensitivität nicht reduziert. Die Berücksichtigung geringer effektiver Massen hingegen erlaubt der Parameteranpassung der statistischen Analyse, weitere Informationen über die Formen und Normierungen der Untergrundverteilungen mit geringen statistischen Unsicherheiten zu nutzen.

Weiterhin fällt auf, dass die gelockerten Signalregionsschnitte eine deutliche Reduktion der statistischen Probleme in der Verteilung bewirkt haben, es aber weiterhin große Unsicherheiten auf die Formen der Verteilungen aufgrund der offensichtlichen statistischen Fluktuationen durch einzelne Ereignisse mit vergleichsweise großen Ereignisgewichten gibt. Diese sind vor allem in den Verteilungen der Hauptuntergründe $t\bar{t}$, W +Jets und Single-Top sowie bei der Z +Jets-Produktion zu beobachten. Es wurde daher ein Verfahren zur Extrapolation der Formen der Untergrundverteilungen aus kinematisch benachbarten Regionen erarbeitet, das im Folgenden Abschnitt beschrieben wird.

14.2. Untergrundbestimmung

14.2.1. Extrapolationen der Formen der Untergrundverteilungen aus gelockerten Signalregionen

Bei der Definition mehrerer Signalregionen entlang einer kinematischen Verteilung zur Ausnutzung von Formunterschieden ist eine möglichst hohe Ereigniszahl in jedem Prozess der Untergrunderwartung in jeder einzelnen Signalregion, also in jedem betrachteten Intervall der Verteilung, eine Notwendigkeit für die Abschätzung der Unsicherheiten und die Stabilität der Parameteranpassung bei der statistischen Analyse. Dies ist besonders schwer zu erreichen, wenn die betrachteten Signale sehr hohe Massen bzw. Massendifferenzen aufweisen und kinematische Regionen erreichen, für die nur wenige simulierte Ereignisse erzeugt wurden. Besonders kritisch ist der Fall einer verschwindenden Untergrundvorhersage in einem Intervall, da so auch keine Unsicherheit für die reduzierte Untergrunderwartung berücksichtigt werden kann und eine darauf basierende Sensitivitätsberechnung nicht vertrauenswürdig ist. Um die statistischen Probleme der Untergrund-Simulationen in der betrachteten Signalregion zu lösen, gibt es verschiedene Möglichkeiten. Durch Reduktion der Anzahl an betrachteten Intervallen lässt sich der kritische Fall vermeiden. Dadurch wird aber der Informationsgehalt der Formunterschiede und somit die Sensitivität reduziert. Ein weiterer Ansatz ist die Glättung der Untergrundverteilungen durch Interpolation. Allerdings kann hierdurch keine fehlende Forminformation zurückgewonnen werden, aber eine künstliche Sensitivitätssteigerung erreicht werden. Eine daher notwendige Abschätzung der Formunsicherheit ist zudem schwer zu belegen.

Die in dieser Arbeit erarbeitete Methode hingegen verwendet den Ansatz der Rückgewinnung von Informationen und liefert somit realistischere Ergebnisse der statistischen Analyse. Dazu werden die Formen der Untergrundverteilungen aus kinematisch benachbarten Regionen mit gelockerten Schnitten in einer oder zwei Variablen und somit mit weit geringerer statistischer Unsicherheit in die Signalregion extrapoliert. Dabei werden nur Schnitte gelockert, die die Form der betrachteten Verteilung nicht verändern und nur Untergrundverteilungen ersetzt, die schwere statistische

14. Ausnutzung von Formunterschieden

Probleme aufweisen. Tabelle 14.5 fasst die in dieser Analyse angewendeten Extrapolationen zusammen.

Prozess	geloockerte Schnitte
$t\bar{t}$	$m_T > 0$ GeV und Aplanarität > 0
W+Jets	Aplanarität > 0
Diboson	–
Single-Top	$m_T > 0$ GeV
$t\bar{t}V$	–
Z+Jets	$m_T > 0$ GeV

Tabelle 14.5: Angewandte Extrapolationen der Formen der Untergrundverteilungen aus geloockerten Signalregionen

Die Verteilungen der Diboson- und $t\bar{t}V$ -Prozesse besitzen ausreichend statistische Aussagekraft in der betrachteten Signalregion. Für alle weiteren Untergrundverteilungen wurden die Formen der Verteilungen ersetzt. Es wurden ausschließlich Schnitte auf die transversale Masse oder die Aplanarität oder auf beide entfernt², da hierdurch keine Formveränderungen der Verteilungen der effektiven Masse zu beobachten waren. Dies ist motiviert durch die Unabhängigkeit der betrachteten Variablen: Die Aplanarität hängt von den Richtungen der Transversalimpulse der Jets und des Leptons und nicht direkt von den Beträgen ab, die aber in die effektive Masse einfließen. Die transversale Masse hingegen ist eine näherungsweise Rekonstruktion der Masse des W-Bosons aus der fehlenden Transversalenergie und dem Lepton, wohingegen die effektive Masse die Masse der ursprünglich produzierten Teilchen approximiert. In letztere geht zwar ebenfalls die fehlende Transversalenergie und der Transversalimpuls des Leptons ein; ein Schnitt auf die transversale Masse schränkt aber den möglichen Phasenraum in der effektiven Masse nicht ein, da die Beiträge durch Jets dominieren und diese kombinatorisch die entfernten Beiträge der fehlenden Transversalenergie und des Leptons überlagern.

Die extrapolierten Verteilungen der effektiven Masse wurden auf die Integrale der ursprünglichen Verteilungen in der Signalregion³ normiert, um so nur deren Form zu ersetzen. Dabei wurde die Unsicherheit der Normierung der ursprünglichen Verteilung als statistische Unsicherheit des Integrals der Verteilung berücksichtigt.

Abbildung 14.5 zeigt den Effekt der Extrapolationen. Die dargestellten Unsicherheiten sind rein statistisch. Es ist deutlich zu erkennen, dass die fehlenden Forminformationen zurückgewonnen wurden. Für den Benchmark-Punkt ($m_{\tilde{q}} = 1325$ GeV) ist zudem eine realistische Sensitivitätssteigerung (vor allem ab einer effektiven Masse von 2100 GeV) zu beobachten.

²Um eine möglichst geringe statistische Unsicherheit zu erreichen, wurden die Schnitte nicht nur geloockert, sondern vollständig entfernt.

³Hierbei wurde also eine effektive Masse von mindestens 900 GeV gefordert.

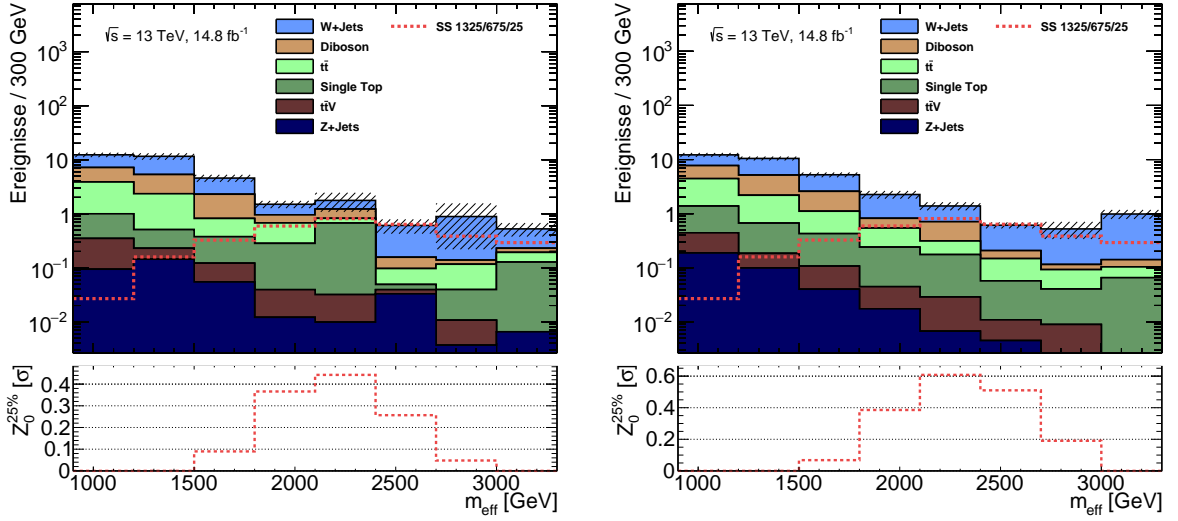


Abbildung 14.5: Vergleich der ursprünglichen (links) und extrapolierten Verteilungen der effektiven Masse (rechts) in der Signalregion; Das letzte Intervall beinhaltet alle höheren Werte.

Zur Validierung der Extrapolationen und zur Extraktion von Formunsicherheiten wurden Form-Vergleiche zwischen den ursprünglichen und den extrapolierten Verteilungen durchgeführt.

$t\bar{t}$ und W+Jets

Zur Reduktion der statistischen Unsicherheit in der Signalregion und somit zur Reduktion der systematischen Formunsicherheit der beiden Hauptuntergründe der Top-Quark-Paarproduktion und der Produktion eines W-Bosons mit Jets wurden die Vergleiche für diese beiden Prozesse mit zusätzlich generierten MC-Simulationen mit einer stark erhöhten Ereignisanzahl durchgeführt⁴. Um dies zu ermöglichen wurde für die Ereignisse keine Detektorantwort simuliert und keine Rekonstruktion durchgeführt.

Da die Signalregion ein b -Veto beinhaltet, wurden die bekannten b -Tagging-Effizienzen des MV2c10-Algorithmus für Jets aus leichten Quarks oder Gluinos, b -Quarks und c -Quarks als zusätzliche Gewichte der Ereignisse mit den entsprechenden Jet-Ursprüngen verwendet. Es wurde die Anzahl an b -Jets für jedes Ereignis mit einem Zufallszahlen-Generator nach diesen Effizienzen bestimmt und ein b -Veto-Gewicht $w_{b\text{-Veto}}$ über die Formel

$$w_{b\text{-Veto}} = \prod_{\text{Jets}} (1 - \epsilon_{b\text{-Tagging}}^{\text{Jet}})$$

mit der b -Tagging-Effizienz der Jetsorte $\epsilon_{b\text{-Tagging}}^{\text{Jet}}$ berechnet. Letzteres erlaubt die Umsetzung eines b -Vetos, ohne auf die Anzahl b -Jets zu schneiden, um so die Ereigniszahl so hoch wie möglich zu halten. Abbildung 14.6 zeigt einen Vergleich der Verteilungen der effektiven Masse in der

⁴Für die Topquark-Paarproduktion wurden 40 Millionen Ereignisse mit einem generatorseitigen Filter auf die Fehlende Transversalenergie von 200 GeV erzeugt. Bei der W-Boson-Produktion wurden 50 Millionen Ereignisse für den Prozess $W \rightarrow e\nu$ (Leptonuniversalität) mit einem Filter auf die hadronische Aktivität (Summe der Transversalimpulse der Jets) von 500-1000 GeV bzw. 15 Millionen Ereignisse für eine hadronische Aktivität von über 1000 GeV produziert. Dies entspricht jeweils in etwa einer Verzehnfachung der Ereigniszahlen in der Signalregion.

14. Ausnutzung von Formunterschieden

Signalregion mit einem Schnitt auf die Anzahl b -Jets und nach Anwendung des b -Veto-Gewichts für die zusätzlich erzeugten $t\bar{t}$ -Ereignisse. Es ist eine gute Übereinstimmung der Verteilungen und eine geringere statistische Unsicherheit bei der Anwendung des Gewichts zu beobachten.

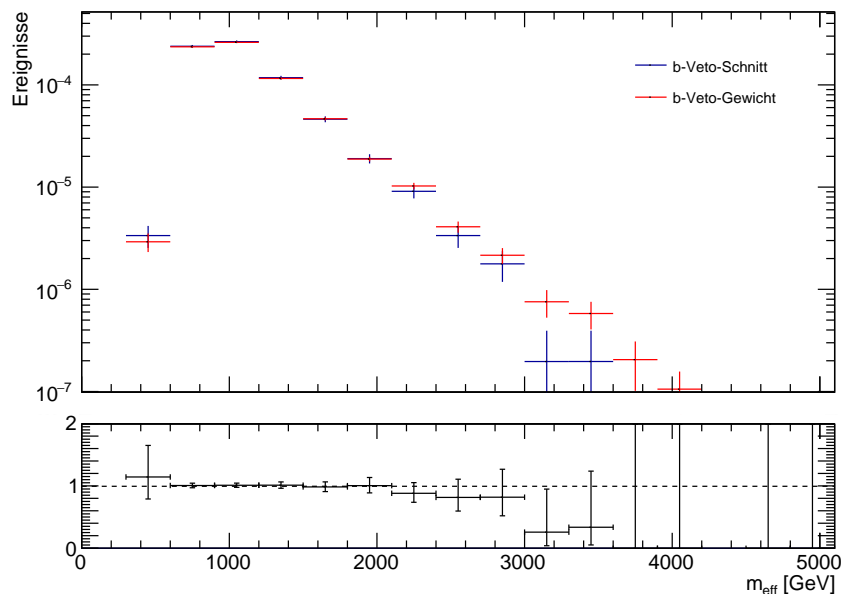
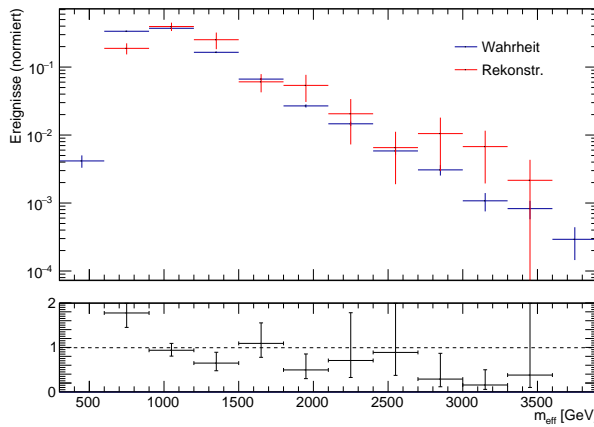


Abbildung 14.6: Vergleich der Verteilungen der effektiven Masse in der Signalregion mit einem Schnitt auf die Anzahl b -Jets und nach Anwendung des b -Veto-Gewichts für die zusätzlich erzeugten $t\bar{t}$ -Ereignisse

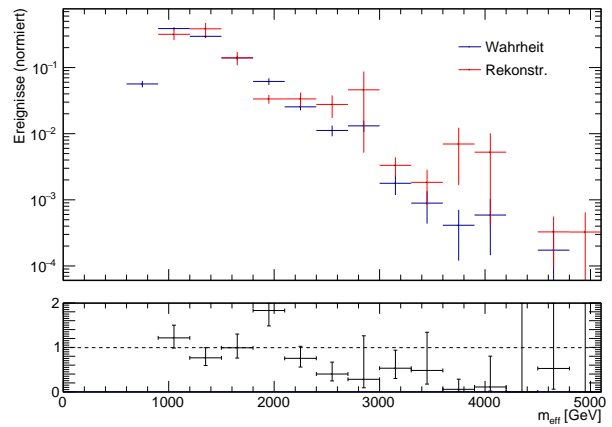
Anschließend wurde die Modellierung der zusätzlich generierten MC-Simulationen, die ausschließlich tatsächlich simulierte Objekte enthalten und somit beispielsweise Auflösungseffekte der fehlenden Transversalenergie vernachlässigen, für die wichtigsten Analyse-Variablen überprüft. Abbildung 14.7 zeigt Vergleiche der Verteilungen der effektiven und transversalen Massen sowie der fehlenden Transversalenergie in der Signalregion für jeweils beide Prozesse: $t\bar{t}$ und W +Jets. Im Rahmen der statistischen Unsicherheiten ist eine gute Übereinstimmung der Formen der Verteilungen zu beobachten⁵. Es wurde daher von weiteren Implementierungen emulierter Effizienzen abgesehen.

Abbildung 14.8 zeigt die Form-Vergleiche zwischen den normierten Verteilungen der effektiven Masse in der Signalregion und der jeweiligen gelockerten Region mit den ursprünglichen und den zusätzlich generierten MC-Simulationen der $t\bar{t}$ - und W +Jets-Untergründe. Im jeweils unteren Teil der Diagramme ist das Verhältnis der normierten Verteilungen im jeweiligen Intervall aufgetragen. In allen vier Fällen ist eine gute Übereinstimmung der Formen zu beobachten. Zudem ist die Reduktion der statistischen Unsicherheit durch Verwendung der zusätzlich produzierten Ereignisse deutlich zu erkennen. Der Wertebereich der y -Achse im Verhältnis der beiden Verteilungen wurde hier deutlich verkleinert, um Abweichungen besser aufzulösen. Die größte Abweichung ist für den Fall des $t\bar{t}$ -Untergrunds bei hoher Statistik bei einer effektiven Masse von 900 bis 1200 GeV zu beobachten. Aufgrund der geringeren statistischen Unsicherheit und der guten Übereinstimmung der Formen beider Verteilungen wurden die systematischen Unsicherheiten der Extrapolation aus den Verteilungen mit hoher Statistik bestimmt.

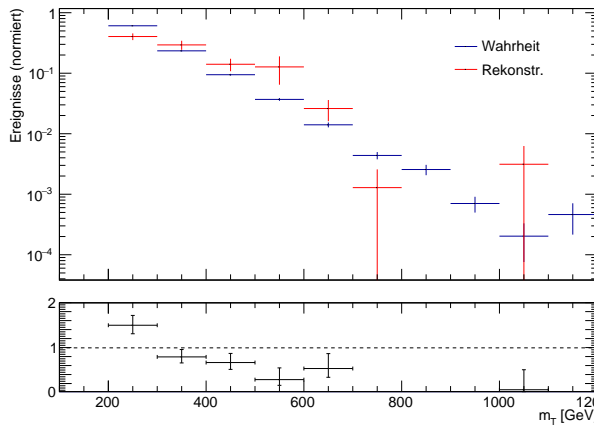
⁵Bei der effektiven Masse ist zu beachten, dass eine Übereinstimmung erst ab 900 GeV benötigt wird.



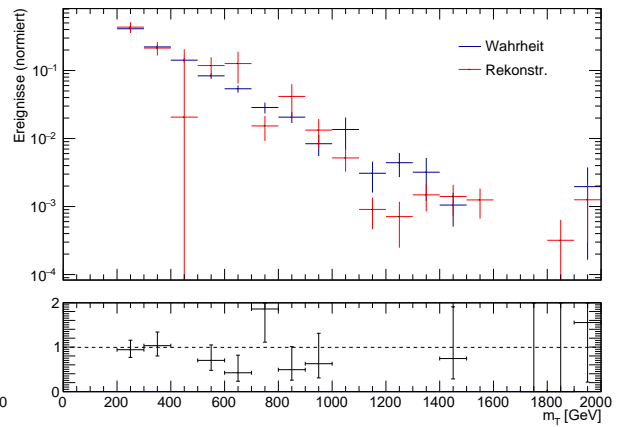
(a) Effektive Masse in $t\bar{t}$ -Ereignissen



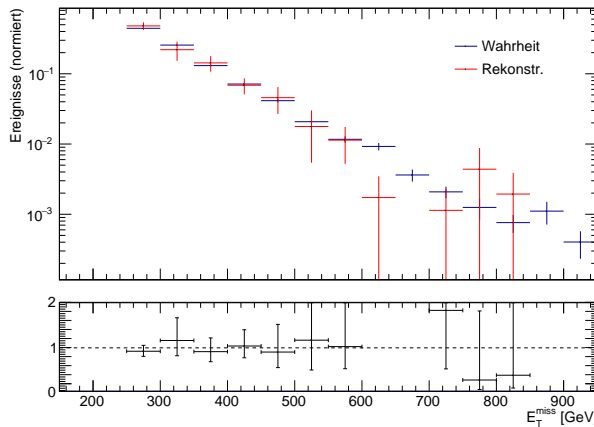
(b) Effektive Masse in W+Jets-Ereignissen



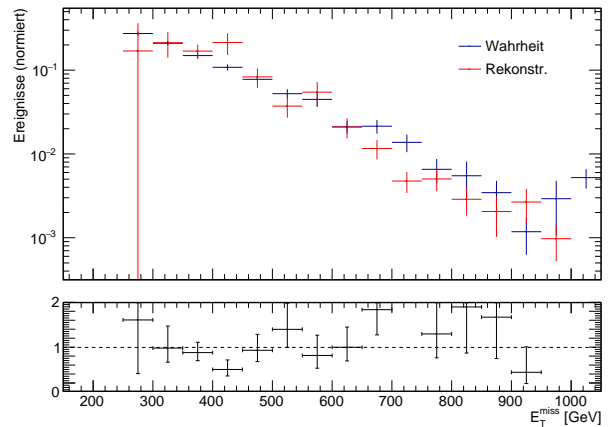
(c) Transversale Masse in $t\bar{t}$ -Ereignissen



(d) Transversale Masse in W+Jets-Ereignissen



(e) Fehlenden Transversalenergie in $t\bar{t}$ -Ereignissen



(f) Fehlenden Transversalenergie in W+Jets-Ereignissen

Abbildung 14.7: Vergleiche von wahren und rekonstruierten Ereignissen in den Verteilungen der effektiven (oben) und transversalen Massen (Mitte) sowie in der fehlenden Transversalenergie (unten) in der Signalregion für jeweils beide Prozesse: $t\bar{t}$ (links) und W+Jets (rechts)

14. Ausnutzung von Formunterschieden

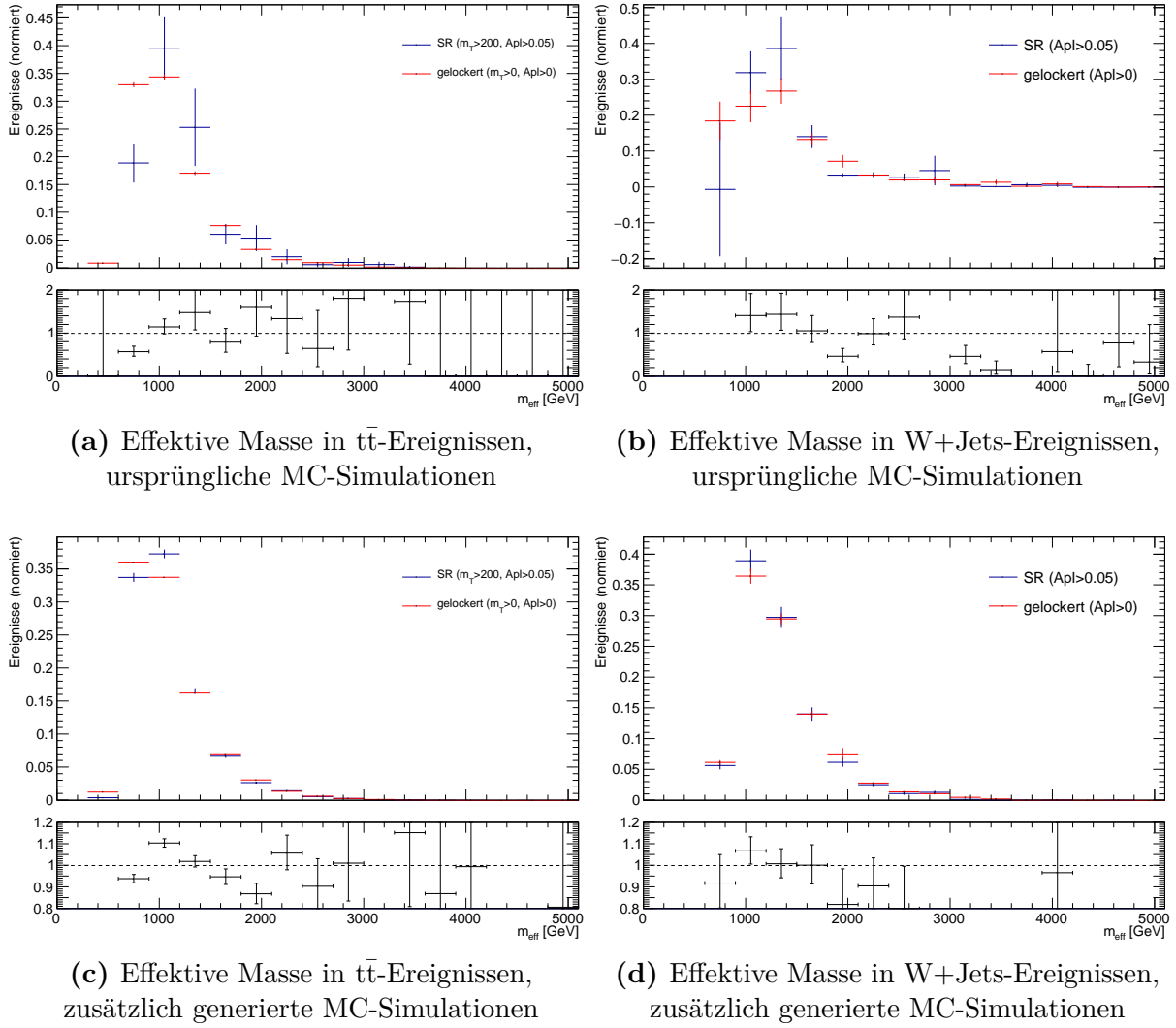


Abbildung 14.8: Form-Vergleiche zwischen den Verteilungen der effektiven Masse in der Signalregion und der jeweiligen gelockerten Region mit den ursprünglichen (oben, geringe Statistik) und den zusätzlich generierten MC-Simulationen (unten, hohe Statistik) der $t\bar{t}$ - (links) und W+Jets-Untergründe (rechts)

Dazu wurden die Verhältnisse aus beiden normierten Verteilungen betrachtet, die bereits die statistischen Unsicherheiten beider Verteilungen beinhalten. In den Bereichen, die eine gute Übereinstimmung zeigen, da das Verhältnis im Rahmen der Unsicherheiten mit 1,0 kompatibel ist, wurde die statistische Unsicherheit des Verhältnisses als Formunsicherheit angenommen. Dabei wurden vereinzelte Abweichungen mit bis zu 2σ Differenz als statistische Fluktuation erachtet und ebenfalls als mit 1,0 kompatibel betrachtet. Intervalle, die im Rahmen größerer statistischer Unsicherheiten eine gute Übereinstimmung mit 1,0 haben, wurden unter der Annahme verschwindender Formunterschiede zu größeren Intervallen zusammengefasst (siehe Abbildungen 14.9 links und 14.10 links). Dies hat eine effektive Reduktion der Formunsicherheit zufolge. Zudem wurde das letzte inklusive Intervall der Signalregion in jedem Fall zusammengefasst. Lediglich das oben genannte Intervall des $t\bar{t}$ -Untergrunds ab 900 GeV und das letzte Intervall des W+Jets-Untergrunds zeigten eine größere Abweichung und wurden daher gesondert behandelt. Dort wurde die maximale Abweichung von eins inklusive der Unsicherheit des Verhältnisses als

symmetrisierte Unsicherheit angenommen, was bei $t\bar{t}$ in einer relativen Unsicherheit von ca. 12% und 69% bei W+Jets resultierte (siehe Abbildungen 14.9 rechts und 14.10 rechts).

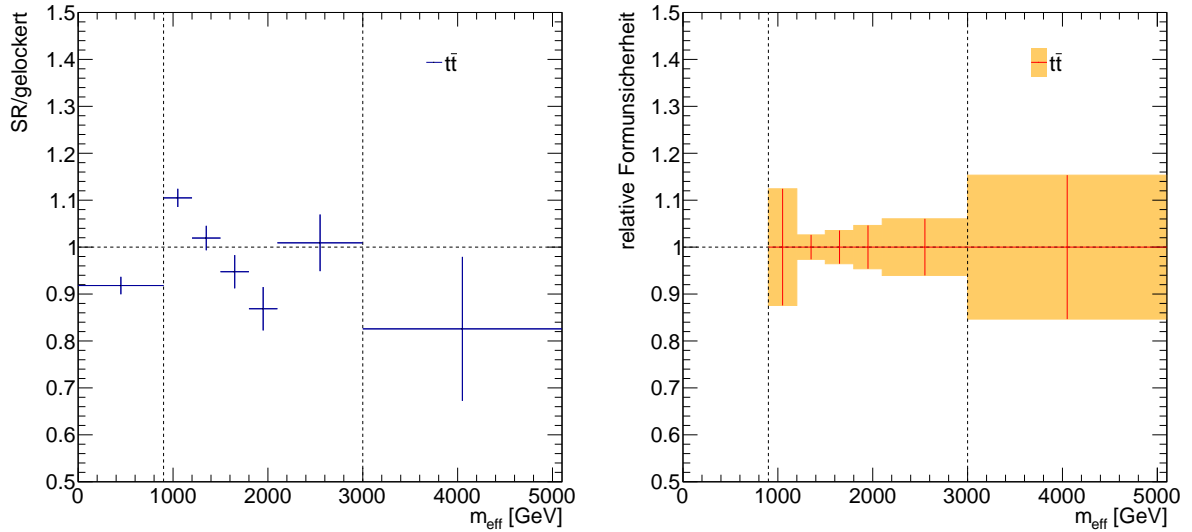


Abbildung 14.9: Extraktion der Formunsicherheit für den $t\bar{t}$ -Untergrund – links: Verhältnis aus beiden normierten Verteilungen mit zusammengefassten Intervallen, rechts: extrahierte Formunsicherheit; Die gestrichelten Linien stellen die Grenzen der Signalregion dar.

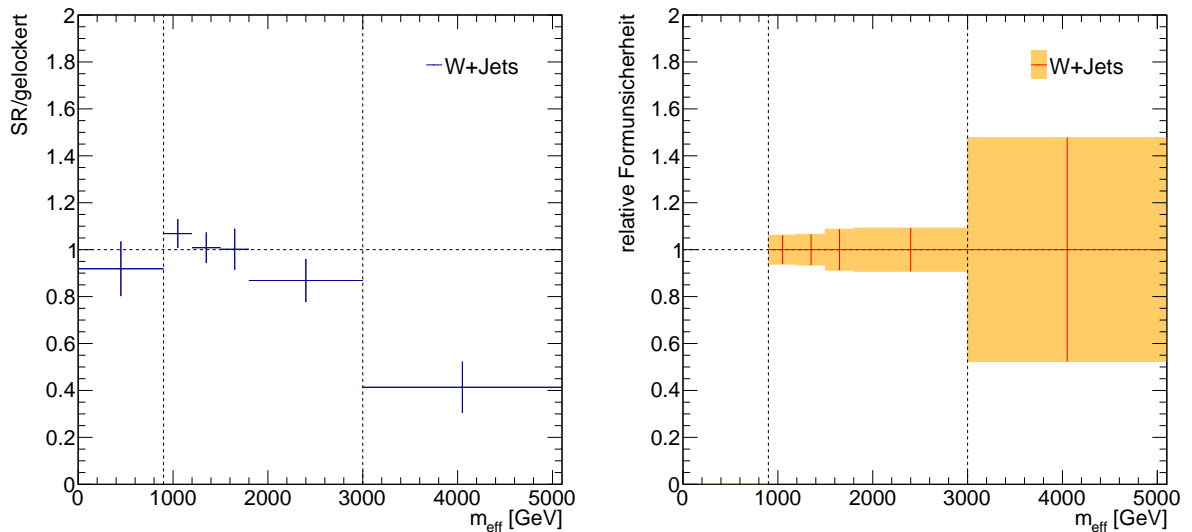
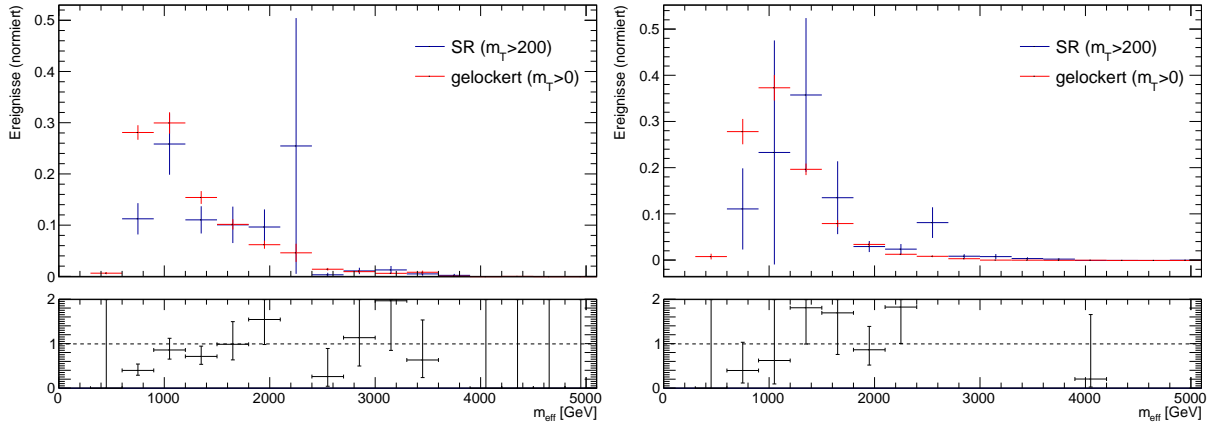


Abbildung 14.10: Extraktion der Formunsicherheit für den W+Jets-Untergrund – links: Verhältnis aus beiden normierten Verteilungen mit zusammengefassten Intervallen, rechts: extrahierte Formunsicherheit; Die gestrichelten Linien stellen die Grenzen der Signalregion dar.

Single-Top und Z+Jets

Für die weiteren Untergründe wurden keine zusätzlichen MC-Simulationen produziert. In Abbildung 14.11 werden Form-Vergleiche zwischen den normierten Verteilungen der effektiven Masse in der Signalregion und der gelockerten Region mit den vollständig rekonstruierten MC-Simulationen der Single-Top- und Z+Jets-Untergründe dargestellt. Es ist eine gute Übereinstimmung im Rahmen der statistischen Unsicherheiten zu beobachten.



(a) Effektive Masse in Single-Top-Ereignissen (b) Effektive Masse in Z+Jets-Ereignissen

Abbildung 14.11: Form-Vergleiche zwischen den Verteilungen der effektiven Masse in der Signalregion und der gelockerten Region mit den vollständig rekonstruierten MC-Simulationen der Single-Top- (links) und Z+Jets-Untergründe (rechts)

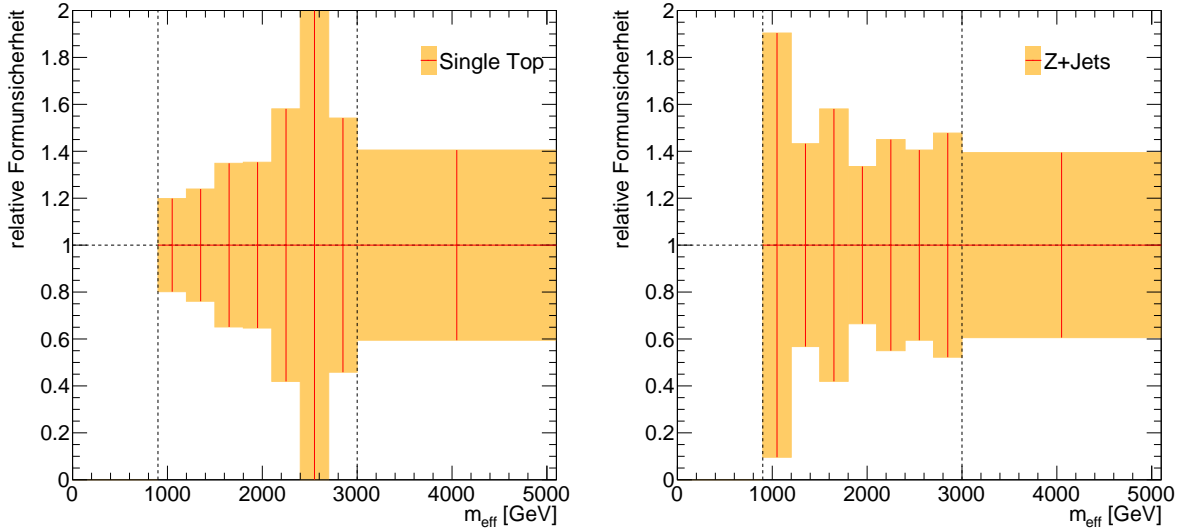


Abbildung 14.12: Extraktion der Formunsicherheiten für die Single-Top- (links) und Z+Jets-Untergründe (rechts); Die gestrichelten Linien stellen die Grenzen der Signalregion dar.

Um eine doppelte Berücksichtigung der statistischen Unsicherheit der Verteilung der effektiven Masse in der gelockerten Region zu vermeiden wurden die Formunsicherheiten ausschließlich

aus den statistischen Unsicherheiten der Verteilungen in der Signalregion bestimmt⁶, wobei lediglich das letzte inklusive Intervall zusammengefasst wurde. Diese sind in Abbildung 14.12 dargestellt und betragen für den Single-Top-Untergrund zwischen 20 und 100% und für den Z+Jets-Untergrund 33 bis 90%. Da nur einzelne Intervalle der beiden untergeordneten Untergründe größere Unsicherheiten besitzen, sind keine großen Sensitivitätsverluste aufgrund dieser Systematiken zu erwarten. Darstellungen der systematischen Unsicherheiten aufgrund der Extrapolation (Formunsicherheiten und Normierungsunsicherheiten) sind für jede extrapolierte Verteilung in Anhang I zu finden.

14.2.2. Kontrollregionen: Kontrolle der Untergrundverteilungen der effektiven Masse

Die Signalregion besteht aus Intervallen der Verteilung der effektiven Masse, die allerdings in den bisherigen Vergleichen von Daten und MC-basierter Untergrunderwartung eine systematische Abweichung besaß (siehe Abbildung 7.2 c in Kapitel 7.5 sowie Abbildung 10.3 in Kapitel 10.1.1). Diese Fehlmodellierung könnte auch eine erhebliche Diskrepanz in der Signalregion verursachen. Daher wurden Kontrollregionen mit den selben Intervallen der Verteilung der effektiven Masse wie in der Signalregion für die Hauptuntergründe definiert, um neben den Normierungen auch die Formen der Verteilungen datenbasiert zu korrigieren und diese Korrekturen in die Signalregion zu extrapolieren⁷. Dabei wurden ausschließlich die Schnitte auf die Aplanarität, die transversale Masse und für die Kontrollregion der Top-Quark-basierten Prozesse (TR) auch das b -Veto invertiert. Die genauen Selektionskriterien der Kontroll- und Signalregionen sind in der Tabelle 14.6 zusammengefasst.

Region	WR	TR	SR
Anzahl Leptonen + Veto auf weitere Leptonen der Vorselektionsstufe		= 1	
p_T^{Lepton} [GeV]		> 7(6)	
Anzahl Jets		≥ 3	
$p_T^{\text{Jet}1,2,3}$ [GeV]		> 70	
Anzahl b -Jets	= 0	> 0	= 0
E_T^{miss} [GeV]		> 250	
Aplanarität	< 0,05	< 0,05	> 0,05
m_T [GeV]	[50. 100]	[50. 100]	> 200
m_{eff} [GeV]		> 900	
	in 8 Intervallen: $\in [900. 1200]$, $\in [1200. 1500]$, $\in [1500. 1800]$, $\in [1800. 2100]$, $\in [2100. 2400]$, $\in [2400. 2700]$, $\in [2700. 3000]$, $\in [3000..\infty]$		

Tabelle 14.6: Ereignisselektionsschnitte der Kontroll- und Signalregionen zur Ausnutzung von Formunterschieden bei der Squark-Paarproduktion mit einer relativen Massenaufspaltung von $\mathbf{x} = 1/2$

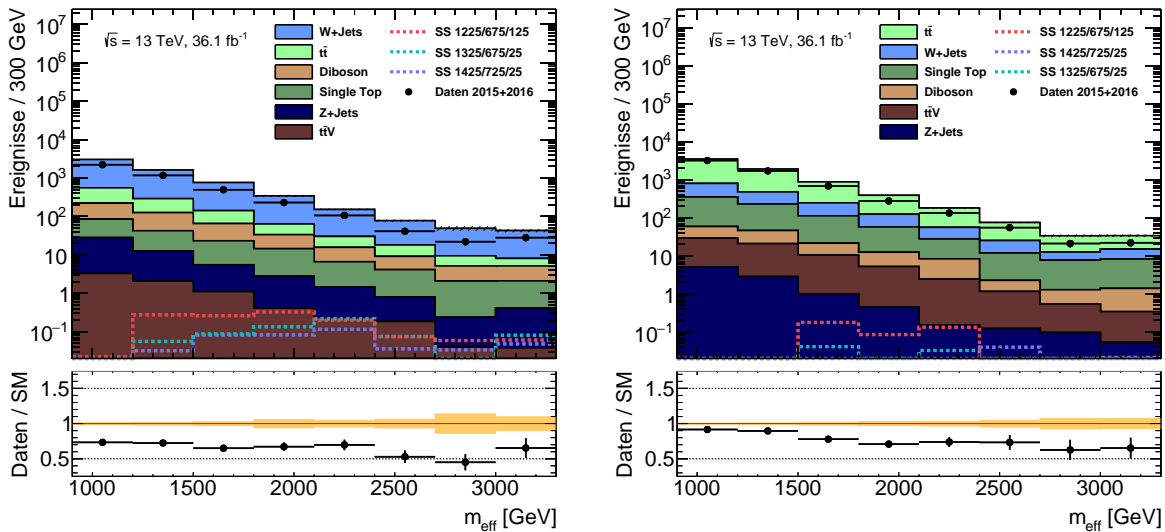
⁶Die doppelte Berücksichtigung wäre andernfalls aufgetreten, da die Verteilungen aus der gelockerten Region gemeinsam mit ihren statistischen Unsicherheiten in die Signalregion extrapoliert wurden.

⁷Diese Korrektur der Formen der Untergrundverteilungen ist unabhängig von zuvor beschriebenen Extrapolationen der Untergrundverteilungen aus gelockerten Signalregionen (die lediglich die statistische Unsicherheit in der Signalregion reduzierten, aber keine datenbasierte Korrektur der Verteilungsformen beinhalteten) und wurde ebenfalls auf diese Verteilungen in den Signalregionen angewendet.

14. Ausnutzung von Formunterschieden

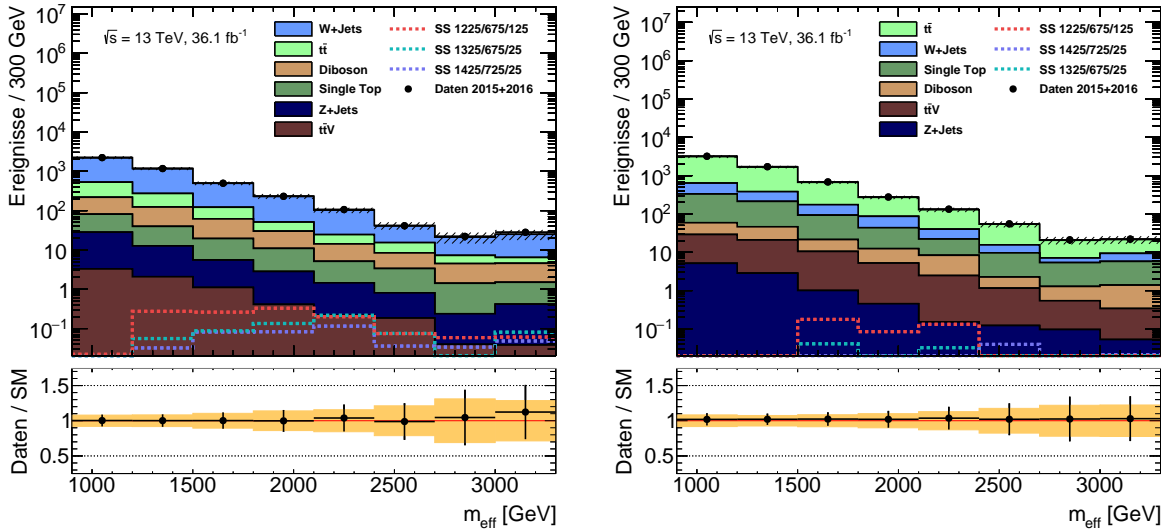
Im Gegensatz zur vorherigen Analyse wurde keine dedizierte Kontrollregion für den Diboson-Untergrund definiert, da keine Korrektur der Normierung nötig war. Dies zeigte sich bereits bei der vorherigen Analyse in den Normierungsfaktoren, die mit 1,0 kompatibel waren. Zudem wurden nun auch die Form und Normierung des Single-Top-Untergrunds zusammen mit der Top-Quark-Paarproduktion in einer gemeinsamen Kontrollregion der Top-Quark-basierten Prozesse an die beobachteten Daten angepasst und in die Signalregion extrapoliert. Weiterhin wurde eine dedizierte W+Jets-Kontrollregionen (WR) zur Extrapolation von Form und Normierung in die Signalregion eingesetzt.

Abbildungen 14.13 und 14.14 zeigen die Verteilungen der effektiven Masse in den Kontrollregionen vor und nach der simultanen Anpassung der drei Untergründe (W+Jets, $t\bar{t}$ und Single-Top) an die beobachteten Daten. Die Ereigniszahlen vor und nach der Anpassung sind in den Tabellen A.58 und A.59 in Anhang A zusammengefasst. In Abbildung 14.15 sind die zugehörigen Normierungsfaktoren dargestellt. Für $t\bar{t}$ - und Single-Top-Ereignisse reichen sie von $0,64 \pm 0,19$ bis $0,93 \pm 0,10$, für W+Jets von $0,35 \pm 0,15$ bis $0,68 \pm 0,07$. Es fällt auf, dass die Fehlmodellierung in den Kontrollregionen vollständig korrigiert werden konnte und dass die Signalkontamination in den Kontrollregionen unbedenklich klein ist (siehe auch Anhang J für eine genauere Überprüfung mit allen Signalpunkten). Zudem ist hierdurch eine Sensitivitätssteigerung, vor allem in den Intervallen höherer effektiver Massen zu erwarten, da die Untergrunderwartung in der Signalregion hier stärker reduziert wird als bei niedrigen Massen. Es ist zu beachten, dass die dargestellten Unsicherheiten in den Kontrollregionen ausschließlich die statistischen Unsicherheiten und nach Anpassung auch die Unsicherheiten der Normierungsfaktoren enthalten, in die wiederum die statistischen und alle systematischen Unsicherheiten eingegangen sind. Die tatsächlichen Unsicherheiten nach der vollen statistischen Analyse sind den Tabellen A.58 und A.59 im Anhang A zu entnehmen.



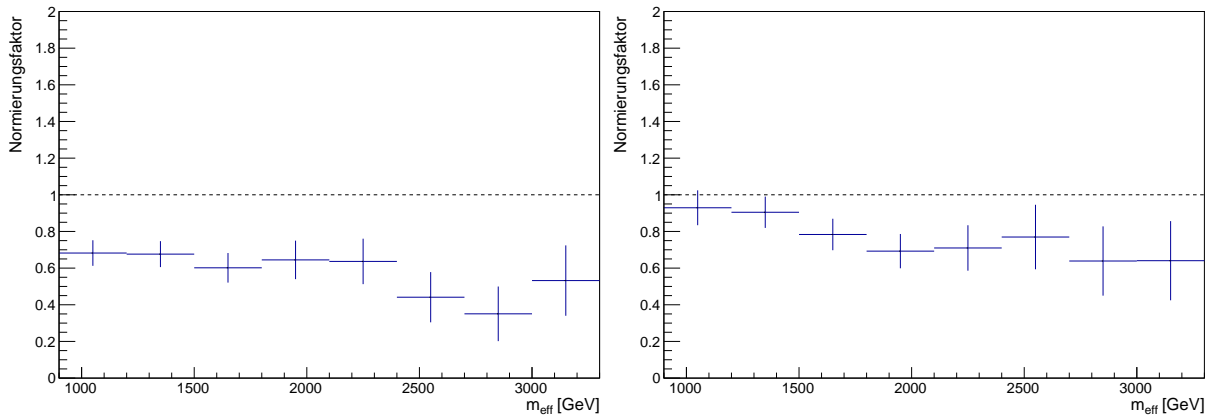
(a) Effektive Masse in der W-Kontrollregion, (b) Effektive Masse in der Top- Kontrollregion, vor der simultanen Anpassung

Abbildung 14.13: Verteilungen der effektiven Masse in den W- (links) und Top- Kontrollregionen (rechts), vor der simultanen Anpassung der drei Untergründe (W+Jets, $t\bar{t}$ und Single-Top) an die beobachteten Daten mit einer integrierten Luminosität von $36,1 \text{ fb}^{-1}$



(a) Effektive Masse in der W-Kontrollregion, (b) Effektive Masse in der Top- Kontrollregion, nach der simultanen Anpassung

Abbildung 14.14: Verteilungen der effektiven Masse in den W- (links) und Top- Kontrollregionen (rechts), nach der simultanen Anpassung der drei Untergründe (W+Jets, $t\bar{t}$ und Single-Top) an die beobachteten Daten mit einer integrierten Luminosität von $36,1 \text{ fb}^{-1}$



(a) Normierungsfaktoren für W+Jets-Ereignisse (b) Normierungsfaktoren für $t\bar{t}$ - und Single-Top-Ereignisse

Abbildung 14.15: Normierungsfaktoren der Hauptuntergründe und ihre Unsicherheiten

14.3. Systematische Unsicherheiten

Es wurden prinzipiell die selben theoretischen und experimentellen Unsicherheiten wie in der vorherigen Analyse berücksichtigt. Allerdings wurden die Theorie-Unsicherheiten der Signal- und Untergrundsimulationen nicht für jedes Intervall der Regionen bestimmt, sondern pauschal aus den Werten der vorherigen Analyse (siehe Kapitel 11.1) zu 10% für die Signale und 10-30% für die Untergründe je nach Prozess abgeschätzt und als globale Unsicherheiten der jeweiligen Prozesse

14. Ausnutzung von Formunterschieden

berücksichtigt. Diese Approximation der theoretischen Unsicherheiten ist motiviert durch die deutliche Dominanz der statistischen Unsicherheiten, die in der vorigen Analyse zu beobachten war. Die experimentellen Unsicherheiten wurden hingegen vollständig in allen Intervallen unter Berücksichtigung aller Korrelationen abgeschätzt.

Die Formunsicherheiten der Extrapolationen der Untergrundverteilungen in die Signalregion wurden konservativ als unkorreliert zwischen den Intervallen angenommen und gemeinsam mit den Normierungsunsicherheiten der jeweiligen Prozesse berücksichtigt.

14.4. Kombiniertes Fit

Die statistische Analyse der erwarteten und beobachteten Ereigniszahlen wurde wie zuvor nach der Profile-Likelihood-Methode durchgeführt. Folgende Änderungen sind dabei in das bisherige Vorgehen (Kapitel 12) eingeflossen:

- Die Normierungen und Unsicherheiten der Untergrundvorhersage der Diboson-Produktion wurden nicht in den Kontrollregionen bestimmt, sondern unverändert aus den Simulationen oder theoretischen Berechnungen der Wirkungsquerschnitte übernommen bzw. aus vorigen Ergebnissen abgeschätzt.
- Die Normierungen und Unsicherheiten des Single-Top-Untergrundes wurden hingegen datenbasiert in den Kontrollregionen extrahiert.
- Für jedes Intervall der Kontroll- und Signalregionen wurden separate Normierungsfaktoren für die W+Jets- und Top-Quark-basierten Untergründe bestimmt und in der Transfer-Faktor-Methode angewendet. Dabei erhielten die Top-Quark-basierten Untergründe $t\bar{t}$ und Single-Top gemeinsame Normierungsfaktoren.
- Die Formen der Untergrundverteilungen wurden wie oben beschrieben aus gelockerten Regionen extrapoliert und für den Fall der W+Jets, $t\bar{t}$ - und Single-Top-Produktion über die Normierungsfaktoren in den Kontrollregionen datenbasiert korrigiert.

14.5. Ergebnisse

Mit der weiterentwickelten Analyse wurden nun erstmals die aufgezeichneten Daten des kombinierten Datensatzes der vollständig abgeschlossenen Datennahmen aus 2015 und 2016 mit einer integrierten Luminosität von $36,1 \text{ fb}^{-1}$ in der Signalregion betrachtet und mit der Standardmodellerwartung nach der Parameteranpassung in den Kontrollregionen verglichen.

14.5.1. Ereigniszahlen

In Abbildung 14.16 und Tabelle 14.7 werden die beobachteten und erwarteten Ereigniszahlen in der Signalregion verglichen. Die dargestellten Unsicherheiten beinhalten alle statistischen und systematischen Unsicherheiten der Analyse. Das letzte Intervall beinhaltet alle höheren Werte.

Eine gute Übereinstimmung von Daten und Standardmodellerwartung ist in allen Intervallen der effektiven Masse zu beobachten und es gibt keinen Hinweis auf neue Physik jenseits des Standardmodells.

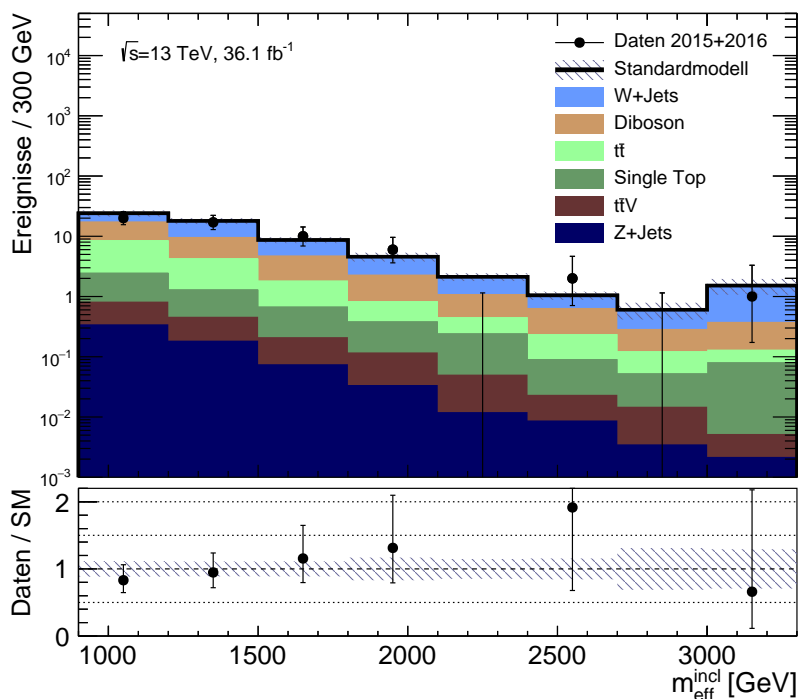


Abbildung 14.16: Vergleich der erwarteten und beobachteten Ereigniszahlen in der Signalregion

SR	m_{eff} [GeV]								
	> 900	[900. 1200]	[1200. 1500]	[1500. 1800]	[1800. 2100]	[2100. 2400]	[2400. 2700]	[2700. 3000]	[3000..∞]
Beobachtete Ereignisse	56	20	17	10	6	0	2	0	1
Standardmodell-Erwartung	$60,31 \pm 5,64$	$24,0 \pm 2,8$	$17,9 \pm 2,0$	$8,6 \pm 1,0$	$4,6 \pm 0,8$	$2,1 \pm 0,5$	$1,0 \pm 0,4$	$0,6 \pm 0,3$	$1,5 \pm 0,5$
Erwartete W+Jets-Ereignisse	$23,57 \pm 3,28$	$6,4 \pm 1,5$	$8,2 \pm 1,5$	$3,8 \pm 0,7$	$2,3 \pm 0,6$	$1,0 \pm 0,3$	$0,4 \pm 0,2$	$0,3 \pm 0,2$	$1,1 \pm 0,4$
Erwartete $t\bar{t}$ -Ereignisse	$11,09 \pm 2,58$	$6,0 \pm 1,4$	$3,0 \pm 0,7$	$1,1 \pm 0,3$	$0,5 \pm 0,1$	$0,2 \pm 0,1$	$0,1 \pm 0,1$	$0,1 \pm 0,0$	$0,1 \pm 0,0$
Erwartete Diboson-Ereignisse	$20,32 \pm 2,53$	$9,0 \pm 1,3$	$5,4 \pm 0,7$	$3,0 \pm 0,4$	$1,5 \pm 0,2$	$0,6 \pm 0,1$	$0,4 \pm 0,1$	$0,2 \pm 0,0$	$0,2 \pm 0,1$
Erwartete Single-Top-Ereignisse	$3,61 \pm 1,36$	$1,7 \pm 0,6$	$0,8 \pm 0,3$	$0,5 \pm 0,2$	$0,3 \pm 0,1$	$0,2 \pm 0,1$	$0,1 \pm 0,0$	$0,0 \pm 0,0$	$0,1 \pm 0,0$
Erwartete Z+Jets-Ereignisse	$0,67 \pm 0,25$	$0,3 \pm 0,1$	$0,2 \pm 0,1$	$0,1 \pm 0,0$	$0,0 \pm 0,0$	$0,0 \pm 0,0$	$0,0 \pm 0,0$	$0,0 \pm 0,0$	$0,0 \pm 0,0$
Erwartete $t\bar{t}V$ -Ereignisse	$1,04 \pm 0,24$	$0,5 \pm 0,1$	$0,3 \pm 0,1$	$0,1 \pm 0,0$	$0,1 \pm 0,0$	$0,0 \pm 0,0$	$0,0 \pm 0,0$	$0,0 \pm 0,0$	$0,0 \pm 0,0$

Tabelle 14.7: Beobachtete Ereigniszahlen in der Signalregion für eine integrierte Luminosität von $36,1 \text{ fb}^{-1}$, zusammen mit den erwarteten Ereigniszahlen und deren Unsicherheiten (statistisch und systematisch) nach der Anpassung an die beobachteten Daten in den Kontrollregionen

Sämtliche Ereigniszahlen in der Signal- und den Kontrollregionen vor und nach Anpassung an die Daten in den Kontrollregionen sind in Anhang A zu finden.

Ein Vergleich der erwarteten und beobachteten Ereigniszahlen in den Signalregionen der vorherigen Analyse mit dem vollen Datensatz befindet sich in Anhang L.

14.5.2. Systematische Unsicherheiten

Die dominanten statistischen und systematischen Unsicherheiten nach Anwendung der kombinierten Parameteranpassung in den Kontrollregionen sind für die Signalregion in Tabelle 14.8 aufgeführt.

Unsicherheiten der Signalregion	
Standardmodell-Erwartung	60,31
Statistische Unsicherheit der SM-Erwartung ($\sqrt{N_{\text{erw.}}}$)	$\pm 7,77$
Systematische Unsicherheit der SM-Erwartung	$\pm 5,64$ [9,35%]
Normierungsunsicherheiten der Form-Extrapolationen	$\pm 4,77$ [7,9%]
Experimentelle Unsicherheiten b -Tagging (BT)	$\pm 3,19$ [5,3%]
Experimentelle Unsicherheiten JES (Flavor_Composition)	$\pm 2,11$ [3,5%]
Theoretische Unsicherheiten Diboson	$\pm 2,01$ [3,3%]
Experimentelle Unsicherheiten JES (EffectiveNP_1)	$\pm 1,90$ [3,1%]
Experimentelle Unsicherheiten JVT	$\pm 1,86$ [3,1%]
Statistische Unsicherheit + Formunsicherheit in der SR (Intervall $m_{eff} \in [900. 1200]$ GeV)	$\pm 1,68$ [2,8%]
Experimentelle Unsicherheiten b -Tagging (Extra)	$\pm 1,63$ [2,7%]
Experimentelle Unsicherheiten Pile-Up	$\pm 1,26$ [2,1%]
Statistische Unsicherheit + Formunsicherheit in der SR (Intervall $m_{eff} \in [1200. 1500]$ GeV)	$\pm 1,24$ [2,1%]
Experimentelle Unsicherheiten b -Tagging (LightT)	$\pm 1,02$ [1,7%]
Experimentelle Unsicherheiten JES (EffectiveNP_2)	$\pm 0,95$ [1,6%]
Normierungs-Unsicherheit W+Jets (μ_W im Intervall $m_{eff} \in [1500. 1800]$ GeV)	$\pm 0,86$ [1,4%]
Experimentelle Unsicherheiten JES (EtaIntercalibration_Modelling)	$\pm 0,83$ [1,4%]
Unsicherheiten der fehlenden Transversalenergie (SoftTrk_ResoPara)	$\pm 0,81$ [1,4%]
Normierungs-Unsicherheit $t\bar{t}$ und Single-Top (μ_{Top} im Intervall $m_{eff} \in [1200. 1500]$ GeV)	$\pm 0,79$ [1,3%]
Experimentelle Unsicherheiten JES (Flavor_Response)	$\pm 0,72$ [1,2%]
Experimentelle Unsicherheiten b -Tagging (CT)	$\pm 0,70$ [1,2%]
Theoretische Unsicherheiten W+Jets	$\pm 0,68$ [1,1%]
Normierungs-Unsicherheit W+Jets (μ_W im Intervall $m_{eff} \in [1200. 1500]$ GeV)	$\pm 0,65$ [1,1%]
Theoretische Unsicherheiten $t\bar{t}$	$\pm 0,64$ [1,1%]

Tabelle 14.8: Nach der Größe sortierte Auflistung der Unsicherheiten der Untergrundvorhersage (falls $>1\%$) in der Signalregion für eine integrierte Luminosität von $36,1 \text{ fb}^{-1}$; Die einzelnen Unsicherheiten können korreliert sein und die Gesamtunsicherheit ergibt sich nicht notwendigerweise aus quadratischer Summation.

Es fällt auf, dass die statistische Unsicherheit der Standardmodell-Erwartung in der Signalregion wie auch in der vorigen Analyse dominiert. Die wichtigsten Beiträge zu den systematischen Unsicherheiten sind die Normierungsunsicherheiten, die der Extrapolation der Untergrundverteilungen aus gelockerten Regionen zugeordnet werden⁸ und die experimentellen Unsicherheiten des b -Taggings, der Kalorimeter-Kalibrierung für Jet-Energien und die Unsicherheit der Jet-Vertex-Zuordnung. Es fällt zudem im Allgemeinen auf, dass die statistischen und systematischen Unsicherheiten im Vergleich zur vorherigen Analyse stark reduziert werden konnten. Dies ist auf die hohen Ereigniszahlen in allen Intervallen der verschiedenen Regionen und die dadurch

⁸Diese sind auf die statistischen Unsicherheiten der ursprünglichen Untergrundverteilungen in der Signalregion zurückzuführen.

geringe statistische Unsicherheit, nicht zuletzt auch aufgrund der Extrapolation der Formen aus gelockerten Regionen, zurückzuführen, die der Parameteranpassung erlauben mittels Profiling⁹ überschätzte Unsicherheiten in der Signalregion zu reduzieren (siehe auch Anhang K). Die Korrelationen der Parameter bei der Anpassung an Daten, die auch die systematischen Unsicherheiten als Störparameter enthalten werden in Anhang K diskutiert. Die Formunsicherheiten der Extrapolation aus gelockerten Regionen tauchen aus technischen Gründen nicht gesondert in dieser Tabelle auf. Sie wurden als unabhängig von benachbarten Intervallen definiert und gingen daher als zusätzliche Störparameter „ γ _ShapeSystematic“ für jedes Intervall in die Parameteranpassungen ein, die in dieser Tabelle aber gemeinsam mit den statistischen Unsicherheiten der Intervalle aufgeführt werden.

14.5.3. Interpretation

Interpretation im vereinfachten Modell der Squark-Paarproduktion mit $x = 1/2$

Da es keine Hinweise auf neue Physik gab, wurden 95%-Konfidenzintervall-Ausschlussgrenzen in dem betrachteten vereinfachten Modell der Squark-Paarproduktion mit $x = 1/2$ gesetzt. Diese sind in Abbildung 14.17 mit (oben) und ohne (unten) Extrapolation der Formen der Untergrundverteilungen aus gelockerten Regionen dargestellt. In beiden Fällen werden die vorherigen Ausschlussgrenzen weit übertroffen. Die erwarteten Ausschlussgrenzen sind dabei für beide Methoden in etwa deckungsgleich und reichen bis zu einer Squark-Masse von 1270 GeV (ohne Extrapolation) bzw. 1300 GeV (mit Extrapolation). Die beobachteten Ausschlussgrenzen hingegen unterscheiden sich deutlich. Bei Rückgewinnung der Form-Informationen aus gelockerten Regionen können Squark-Massen bis ca. 1350 GeV (für LSP-Massen bis ca. 300 GeV) ausgeschlossen werden, was in etwa 150 GeV oberhalb des Ausschlusses mit den ursprünglichen Untergrundverteilungen liegt. In beiden Fällen können zudem LSP-Massen bis ca. 600 GeV (für Squark-Massen von ca. 1 TeV) ausgeschlossen werden.

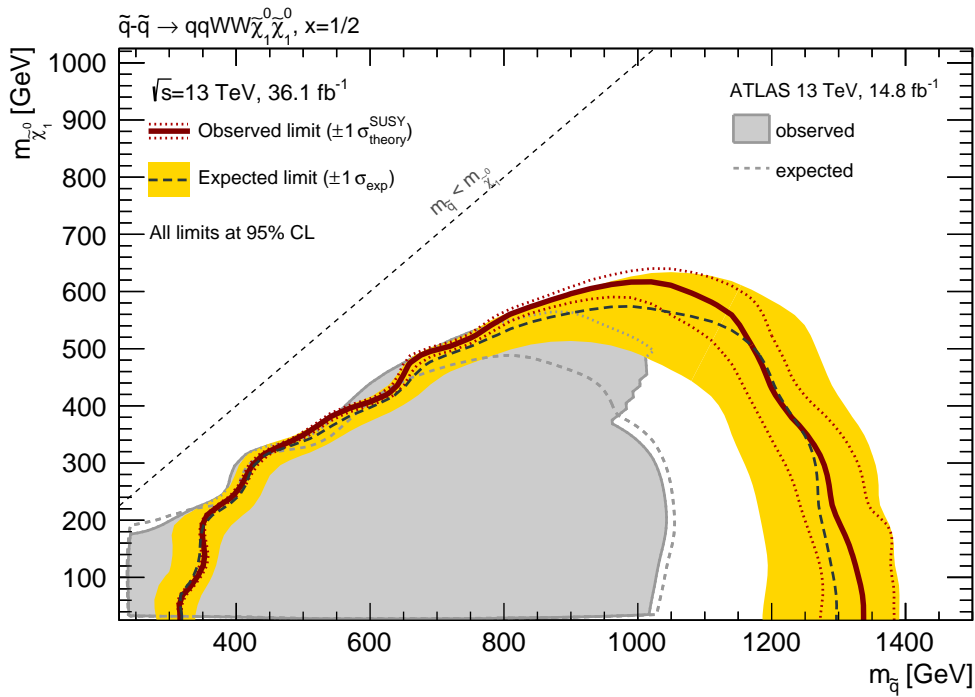
Es ist zu beachten, dass die beobachtete Ausschlussgrenze nach Extrapolation der Formen der Untergrundverteilung eine viel höhere Übereinstimmung mit der erwarteten Ausschlussgrenze besitzt. Unter der Annahme reiner Standardmodell-Physik ist dies mit einer realistischeren Untergrundvorhersage aufgrund der Anwendung dieser Methode gleichzusetzen.

Zum Vergleich wurden zudem 95%-Konfidenzintervall-Ausschlussgrenzen mit dem vollen Datensatz für alle Signalregionen der vorherigen Analyse, die für eine integrierte Luminosität von 10 fb^{-1} optimiert wurden, bestimmt und zu einer gemeinsamen Ausschlussgrenze kombiniert, wobei für jeden Signalpunkt die Signalregion mit der besten erwarteten Sensitivität gewählt wurde¹⁰. Diese ist in Abbildung 14.18 der oben beschriebenen Ausschlussgrenze mit Extrapolation der Formen der Untergrundverteilung überlagert dargestellt. Die Reichweite im Bereich hoher Squark-Massen ist um bis zu 200 GeV geringer, wohingegen in etwa der selbe Massenbereich bei hohen LSP-Massen bis ca. 600 GeV abgedeckt wird. Die 2-Jet-Signalregion der vorherigen Analyse erweitert die Ausschlussgrenze bis hin zur Massendiagonale – ein Bereich, für den die Signalregion zur Ausnutzung von Formunterschieden nicht optimiert wurde und daher die Sensitivität auch nicht übertrifft.

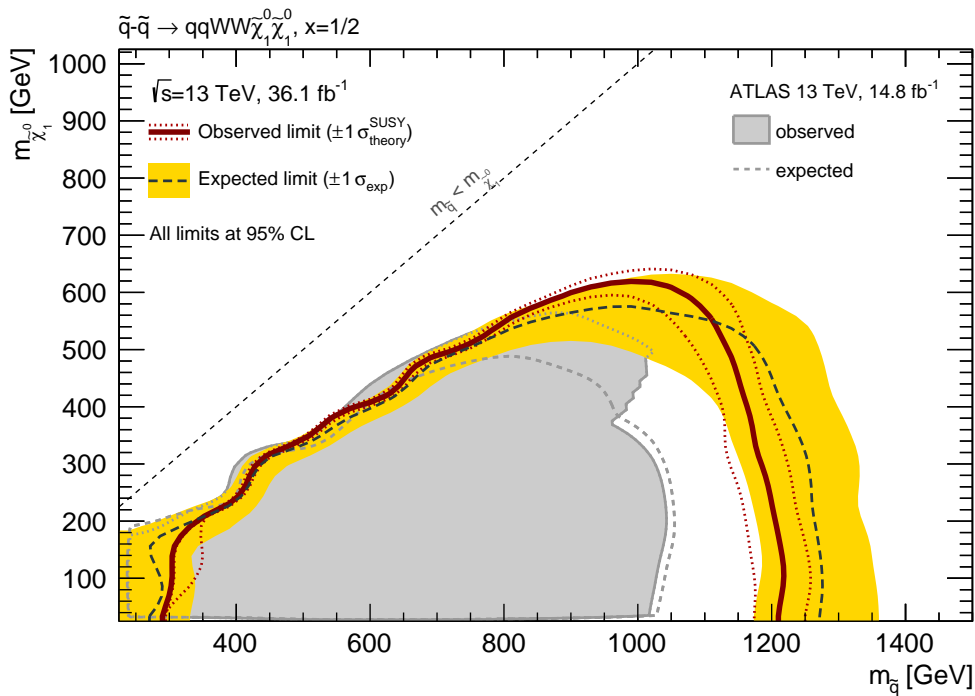
⁹siehe Kapitel 12

¹⁰Im Anhang L befindet sich ein Vergleich der erwarteten und beobachteten Ereigniszahlen in den Signalregionen der vorherigen Analyse mit dem vollen Datensatz sowie die zugehörigen Ausschlussgrenzen.

14. Ausnutzung von Formunterschieden



(a) Mit Extrapolation der Formen der Untergrundverteilungen aus gelockerten Regionen



(b) Ohne Extrapolation der Formen der Untergrundverteilungen aus gelockerten Regionen

Abbildung 14.17: Erwartete (gestrichelt) und beobachtete (durchgezogen) 95%-Konfidenzintervall-Ausschlussgrenzen mit ihren $\pm 1\sigma$ -Unsicherheitsbändern für die Signalregion der Squark-Paarproduktion mit $x = 1/2$ mit (oben) und ohne (unten) Extrapolation der Formen der Untergrundverteilungen aus gelockerten Regionen; Zum Vergleich sind die Ausschlussgrenzen der vorherigen Analyse mit einer grauen Fläche dargestellt.

Ein weiterer Vergleich mit den neuesten Ausschlussgrenzen der inklusiven Suche nach Supersymmetrie im 1-Lepton-Kanal bei ATLAS [18] mit einer statistischen Kombination aus vier Signalregionen, die ebenfalls mehrere Intervalle in der Verteilung der effektiven Masse verwenden, wurde ebenfalls in Abbildung 14.18 dargestellt. Es ist zu beobachten, dass die Sensitivitäten der beiden Analysen im Bereich hoher Squark- und LSP-Massen in etwa gleich groß sind. Die in dieser Arbeit gesetzte Ausschlussgrenze deckt dabei allerdings einen um 50 bis 120 GeV größeren Massenbereich ab.

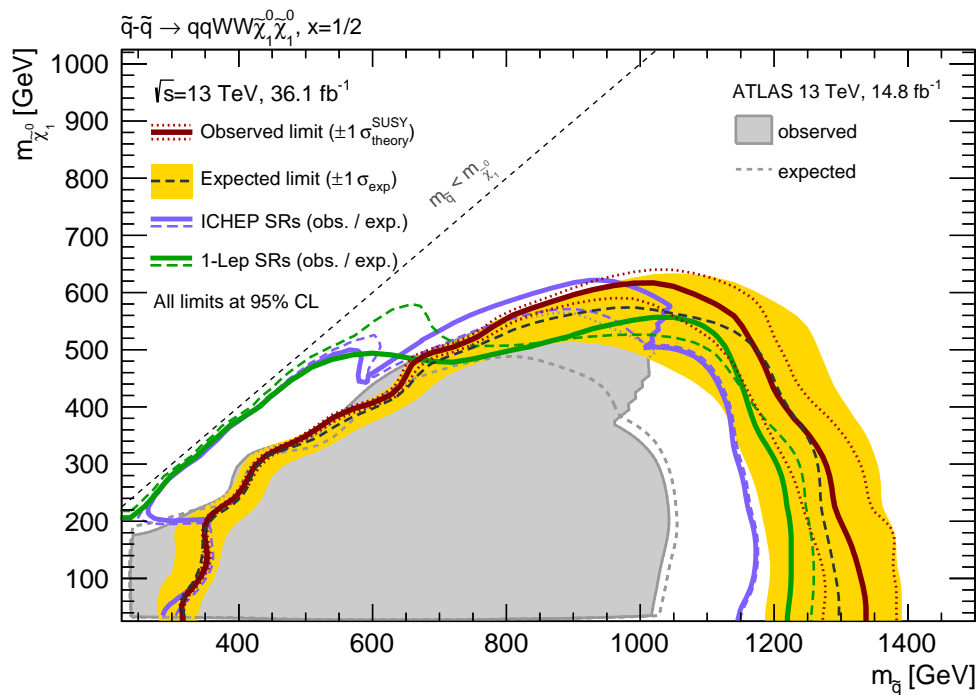


Abbildung 14.18: Erwartete (gestrichelt) und beobachtete (durchgezogen) 95%-Konfidenzintervall-Ausschlussgrenzen mit ihren $\pm 1\sigma$ -Unsicherheitsbändern für die Signalregion der Squark-Paarproduktion mit $x = 1/2$ nach Extrapolation der Formen der Untergrundverteilungen aus gelockerten Regionen; Zum Vergleich sind folgende Ausschlussgrenzen ebenfalls dargestellt: Kombination aller Signalregionen der vorherigen Analyse mit einer integrierten Luminosität von $14,8 \text{ fb}^{-1}$ (grau) und mit $36,1 \text{ fb}^{-1}$ (lila), wobei für jeden Signalpunkt die Signalregion mit der besten erwarteten Sensitivität gewählt wurde sowie die Ausschlussgrenzen einer statistischen Kombination der vier orthogonalen Signalregionen („2J“, „4J high-x“, „4J low-x“ und „6J“) der parallel entwickelten Analyse der inklusiven Suche nach Supersymmetrie im 1-Lepton-Kanal bei ATLAS [18] (grün).

Interpretation in den weiteren Modellen

Obwohl die Signalregion für das vereinfachte Modell der Squark-Paarproduktion mit $x = 1/2$ optimiert wurde, ist auch eine hohe Sensitivität in den drei anderen Signalszenarien der Squark- und Gluino-Paarproduktion mit $x = 1/2$ bzw. mit einer festen LSP-Masse von $m_{\tilde{\chi}_1^0} = 60 \text{ GeV}$ zu beobachten. In diesen wurden ebenfalls 95%-Konfidenzintervall-Ausschlussgrenzen gesetzt. Sie werden in den Abbildungen 14.19 und 14.20 dargestellt und wie zuvor mit den Grenzen der Kombinationen der Signalregionen der vorigen Analyse und der inklusiven 1-Lepton-Suche bei ATLAS verglichen. Es fällt auf, dass die Ausschlussgrenze im Szenario der Squark-Paarproduktion

14. Ausnutzung von Formunterschieden

mit einer festen LSP-Masse von $m_{\tilde{\chi}_1^0} = 60$ GeV mit einer Reichweite von bis zu 1340 GeV ebenfalls den größten Squark-Massenbereich abdeckt und somit 60 GeV bzw. 140 GeV weiter reicht als die Ausschlüsse der 1-Lepton-Suche bzw. der vorherigen Analyse mit einem aktualisierten Datensatz. Der Bereich hoher x -Werte kann nicht abgedeckt werden und die Kombination der Signalregionen der 1-Lepton-Suche weist hier einen größeren Ausschluss auf.

In den Gluino-Signalszenarien konnten mit der hier vorgestellten Signalregion nur geringe Sensitivitätssteigerungen gegenüber der Kombination der vorherigen Signalregionen erzielt werden. Es wurden Ausschlüsse von Gluino-Massen bis 1,9 TeV bei LSP-Massen bis 600 GeV bzw. bei Chargino-Massen von ca. 1 TeV in beiden Szenarien erwartet und bis 1950 GeV beobachtet. Die Ausschlussgrenzen der inklusiven 1-Lepton-Suche bei ATLAS sind mit einer Reichweite von bis zu 2,1 TeV etwas stärker. Dies ist auf dedizierte Signalregionen für die Gluino-Paarproduktion zurückzuführen, die die höheren Jet-Multiplizitäten in diesem Szenario berücksichtigen. LSP-Massen hingegen konnten in allen Analysen bis ca. 1 TeV (bei Gluino-Massen von ca. 1,5 TeV) ausgeschlossen werden.

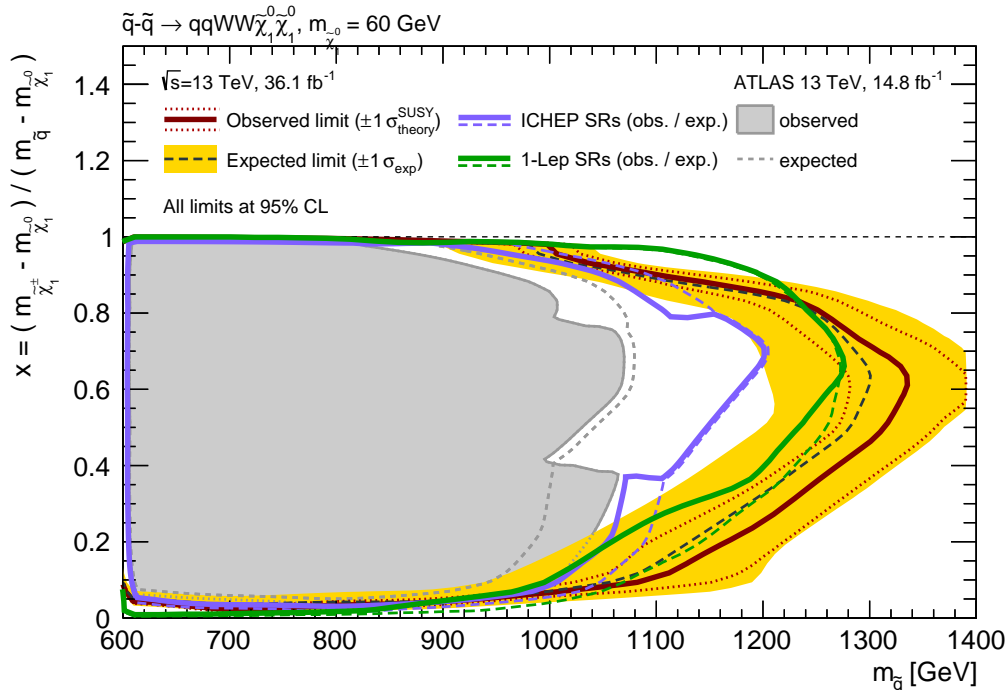


Abbildung 14.19: Erwartete (gestrichelt) und beobachtete (durchgezogen) 95%-Konfidenzintervall-Ausschlussgrenzen mit ihren $\pm 1\sigma$ -Unsicherheitsbändern im Signalszenario der Squark-Paarproduktion mit einer festen LSP-Masse von $m_{\tilde{\chi}_1^0} = 60$ GeV nach Extrapolation der Formen der Untergrundverteilungen aus gelockerten Regionen; Zum Vergleich sind folgende Ausschlussgrenzen ebenfalls dargestellt: Kombination aller Signalregionen der vorherigen Analyse mit einer integrierten Luminosität von $14,8 \text{ fb}^{-1}$ (grau) und mit $36,1 \text{ fb}^{-1}$ (lila), wobei für jeden Signalpunkt die Signalregion mit der besten erwarteten Sensitivität gewählt wurde sowie die Ausschlussgrenzen einer statistischen Kombination der vier orthogonalen Signalregionen („2J“, „4J high-x“, „4J low-x“ und „6J“) der parallel entwickelten Analyse der inklusiven Suche nach Supersymmetrie im 1-Lepton-Kanal bei ATLAS [18] (grün).

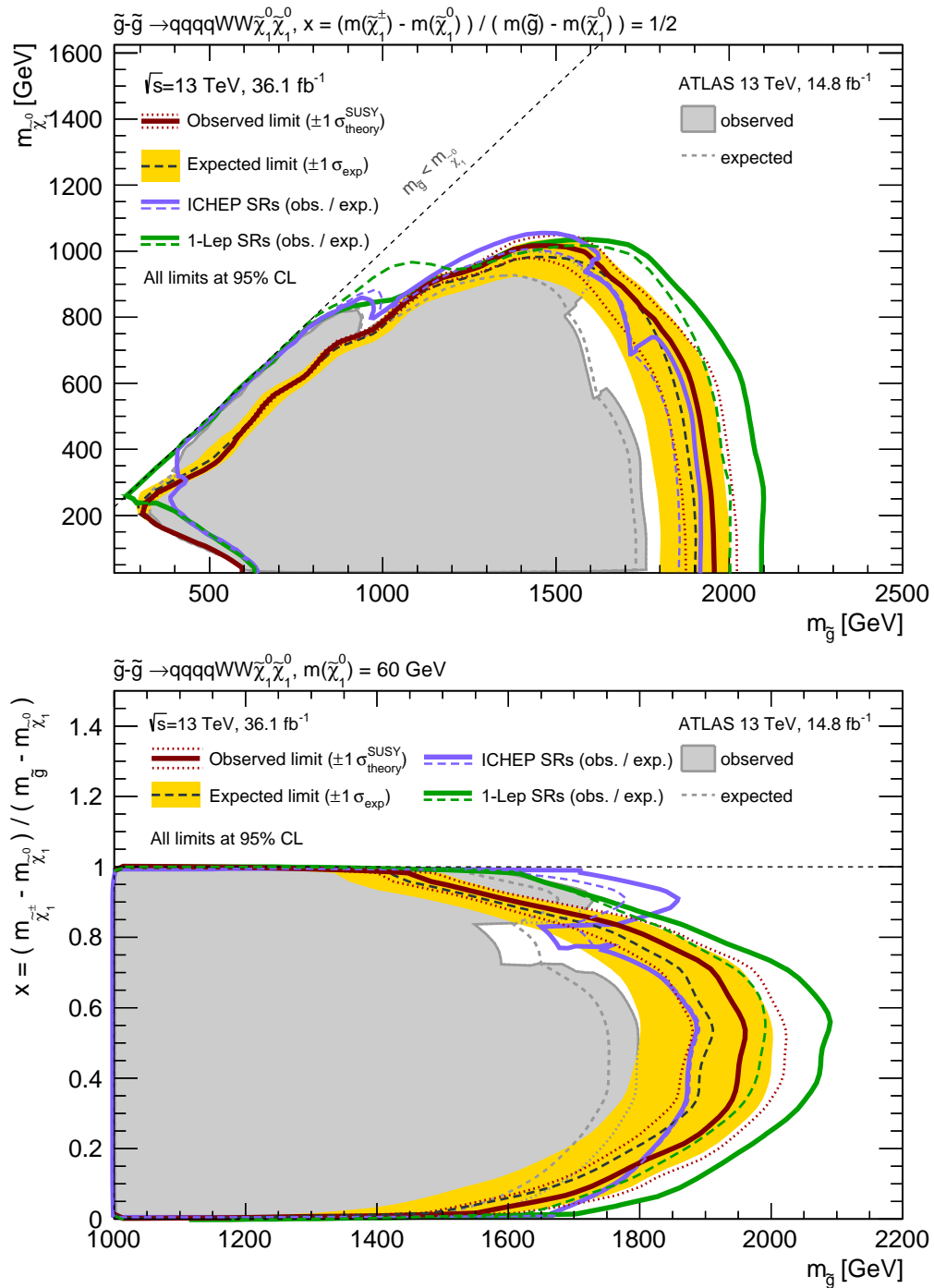


Abbildung 14.20: Erwartete (gestrichelt) und beobachtete (durchgezogen) 95%-Konfidenzintervall-Ausschlussgrenzen mit ihren $\pm 1\sigma$ -Unsicherheitsbändern in den Signalszenarien der Gluino-Paarproduktion mit $x = 1/2$ (oben) bzw. mit einer festen LSP-Masse von $m_{\tilde{\chi}_1^0} = 60 \text{ GeV}$ (unten) nach Extrapolation der Formen der Untergrundverteilungen aus gelockerten Regionen; Zum Vergleich sind folgende Ausschlussgrenzen ebenfalls dargestellt: Kombination aller Signalregionen der vorherigen Analyse mit einer integrierten Luminosität von $14,8 \text{ fb}^{-1}$ (grau) und mit $36,1 \text{ fb}^{-1}$ (lila), wobei für jeden Signalpunkt die Signalregion mit der besten erwarteten Sensitivität gewählt wurde sowie die Ausschlussgrenzen einer statistischen Kombination der vier orthogonalen Signalregionen („2J“, „4J high-x“, „4J low-x“ und „6J“) der parallel entwickelten Analyse der inklusiven Suche nach Supersymmetrie im 1-Lepton-Kanal bei ATLAS [18] (grün).

15. Zusammenfassung und Ausblick

15.1. Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurden aufeinander aufbauende Suchen nach Squarks und Gluinos in Ereignissen mit einem Lepton, Jets und fehlender Transversalenergie durchgeführt. Dabei wurden die mit dem ATLAS-Experiment am LHC in den Jahren 2015 und 2016 aufgezeichneten Proton-Proton-Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 13$ TeV mit einer integrierten Luminosität von $\int \mathcal{L} = 14,8$ bzw. $36,1 \text{ fb}^{-1}$ untersucht. Aufgrund der höheren Schwerpunktsenergie im Vergleich zu früheren Datennahmen wurde eine mögliche Produktion schwerer supersymmetrischer Teilchen erwartet.

Die Analyse wurde auf vereinfachte Modelle der direkten Paarproduktion von Squarks und Gluinos mit Zerfällen über ein Chargino in das leichteste Neutralino optimiert, wobei der Schwerpunkt auf die Squark-Paarproduktion mit einer relativen Massenaufspaltung von $x = 1/2$ gelegt wurde. Diese Modelle wurden theoretisch und phänomenologisch diskutiert und der untersuchte Endzustand motiviert. Dabei wurde auf die zu erwartenden Standardmodell-Untergründe mit der selben oder mit ähnlichen Signaturen eingegangen.

Es wurden schnittbasierte Signalregionen für eine erwartete integrierte Luminosität von $\int \mathcal{L} = 10 \text{ fb}^{-1}$ bestimmt und zur Maximierung der Sensitivität in einer Vielzahl an Massenspektren der betrachteten Signalmodelle optimiert. Dabei wurden die Signale hauptsächlich durch die Forderung nach einer hohen fehlenden Transversalenergie, hohen Jet-Multiplizitäten und teilweise auch nach einer hohen effektiven Masse oder Aplanarität des Ereignisses selektiert. Der W-Boson-basierte Untergrund wurde durch einen Schnitt auf die transversale Masse und Top-Quark-basierte Untergründe durch ein b -Veto unterdrückt.

In den Signalverteilungen der effektiven Masse wurden grundlegende Formunterschiede in Abhängigkeit der Modellparameter beobachtet. Diese wurden in der verfeinerten Analyse des vollen Datensatzes mit einer erwarteten integrierten Luminosität von $\int \mathcal{L} = 35 \text{ fb}^{-1}$ zur Steigerung der Sensitivität über weite Massenbereiche in den Parameterräumen der Signalszenarien ausgenutzt. Dazu wurde eine Signalregion mit 8 Intervallen in der Verteilung der effektiven Masse entwickelt, die dem kombinierten Fit eine Berücksichtigung der Formunterschiede zwischen Signal- und Untergrundverteilungen erlaubt.

Zur Reduktion statistisch bedingter Formunsicherheiten der Untergrundverteilungen wurde eine Methode zur Rückgewinnung von Forminformationen durch Extrapolation aus gelockerten Regionen erarbeitet.

Für die Hauptuntergründe der Analyse wurden dedizierte Kontrollregionen zur datenbasierten Extraktion der Normierungen und systematischen Unsicherheiten definiert. Diese wurden für die endgültige Untergrundvorhersage in die Signalregionen extrapoliert. Zudem wurden Ursachen und Lösungsansätze für eine beobachtete Fehlmodellierung des Untergrundprozesses der Top-Quark-Paarproduktion diskutiert. Diese konnte in der verfeinerten Analyse durch eine zusätzliche datenbasierte Extraktion von Formkorrekturen der Verteilungen der Hauptuntergründe in den Kontrollregionen behoben werden.

Es wurden alle bekannten systematischen Unsicherheiten der Monte-Carlo-basierten Signal- und Untergrunderwartung abgeschätzt. Dabei wurde zwischen experimentellen Unsicherheiten, zu denen hauptsächlich Kalibrierungs- und Auflösungsunsicherheiten zählen, und Unsicherheiten aus der Theorie, wie beispielsweise bei der Berechnung von Wirkungsquerschnitten, unterschieden. Sie wurden zusammen mit den zusätzlichen Unsicherheiten bei der Rückgewinnung von Forminformationen und den statistischen Unsicherheiten der Daten und Simulationen als Störparameter im kombinierten Fit berücksichtigt. Letztere sind die dominanten Unsicherheiten und liegen im Bereich von ca. 15 - 55% im Fall der schnittbasierten Analyse und betragen ca. 13% bei der verfeinerten Analyse.

In den Signalregionen wurden die Untergrund- und Signalerwartungen mit den gemessenen Daten verglichen. Dabei konnte kein Hinweis auf die Existenz von Supersymmetrie gefunden werden. Daher wurden Ausschlussgrenzen in den betrachteten SUSY-Signalszenarien gesetzt, wobei die Ergebnisse der jeweils vorherigen Suchen am LHC weit übertroffen wurden. In den Signalszenarien der Squark-Paarproduktion konnten letztendlich Signale mit Squark-Massen bis ca. 1350 GeV (für LSP-Massen bis ca. 300 GeV und Chargino-Massen von ca. 500-800 GeV) und LSP-Massen bis ca. 600 GeV (für Squark-Massen von ca. 1 TeV) in der verfeinerten Analyse ausgeschlossen werden. Bei der Gluino-Paarproduktion wurden so Gluino-Massen bis 1950 GeV (für LSP-Massen bis 600 GeV und Chargino-Massen von ca. 600-1400 GeV) und LSP-Massen bis ca. 1 TeV (für Gluino-Massen von ca. 1,5 TeV) ausgeschlossen. Dies entspricht einer Erweiterung der Ausschlussgrenzen um ca. 500 GeV in Richtung hoher Squarkmassen sowie um ca. 600 GeV bei der Gluinomasse im Vergleich zu den Ergebnissen aus LHC Run-1 bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 8$ TeV (siehe Kapitel 2.2.1). Die neuesten Ausschlussgrenzen der parallel entwickelten Suche nach Supersymmetrie im 1-Lepton-Kanal bei ATLAS [18] konnten im Signalszenario der Squark-Paarproduktion in weiten Bereichen um 50 bis 120 GeV übertroffen werden. Zudem wurden im Fall der schnittbasierten Analyse obere Grenzen auf den sichtbaren Wirkungsquerschnitt potenzieller neuer Physik von 0,28 bis 1,49 fb gesetzt.

In der verfeinerten Analyse konnte gezeigt werden, dass die Ausnutzung von Formunterschieden eine Sensitivitätssteigerung über weite Massenbereiche in den Parameterräumen der Signalszenarien ermöglicht. Somit konnte auch die Signifikanz bisheriger Ausschlüsse deutlich gesteigert werden. Dies ist vor allem von Bedeutung, da Supersymmetrie nicht notwendigerweise bei hohen Massen mit einem hohen Verzweigungsverhältnis zu einem untersuchten Endzustand realisiert sein muss. Supersymmetrie könnte möglicherweise auch nur geringe Abweichungen von der Standardmodellerwartung bei niedrigeren Massen verursachen und könnte somit bisher übersehen worden sein.

Aus der notwendigen Lockerung der Signalregionsschnitte zur Reduktion statistisch bedingter Formunsicherheiten der Untergrundverteilungen folgte eine Reduktion der dominierenden statistischen Unsicherheiten der Analyse. Dies wurde zudem unterstützt durch die Rückgewinnung von Forminformationen aus gelockerten Regionen, die auch eine realistischere Untergrundvorhersage in der Signalregion ermöglichten. Letzteres ist beispielsweise an der hohen Übereinstimmung der erwarteten und beobachteten Ausschlussgrenze abzulesen.

15. Zusammenfassung und Ausblick

Kurz vor Abschluss dieser Arbeit konnte ein Vergleich mit kurzfristig verfügbar gewordenen Simulationen¹ mit stark erhöhten Ereigniszahlen nachgereicht werden. Dazu wurden Formvergleiche zwischen den Untergrundverteilungen in der Signalregion mit den neuen Simulationen und den Verteilungen der bisherigen Simulationen nach Anwendung der Methode zur Rückgewinnung von Forminformationen durchgeführt. Letztere beinhalten also die zusätzlichen Form- und Normierungsunsicherheiten der Extrapolation. Zudem wurden für die neuen Simulationen die Normierungsfaktoren der Hauptuntergründe in den Kontrollregionen bestimmt, um so in jeweils beiden Verteilungen der Vergleiche datenbasierte Formkorrekturen anzuwenden. Die Formvergleiche und die Verhältnisse aus jeweils beiden normierten Verteilungen der effektiven Masse sind für alle beteiligten Untergrundprozesse in Abbildung 15.1 dargestellt. In allen Vergleichen ist eine gute Übereinstimmung der Formen im Rahmen der Unsicherheiten zu beobachten. Dies bestätigt die Methode endgültig.

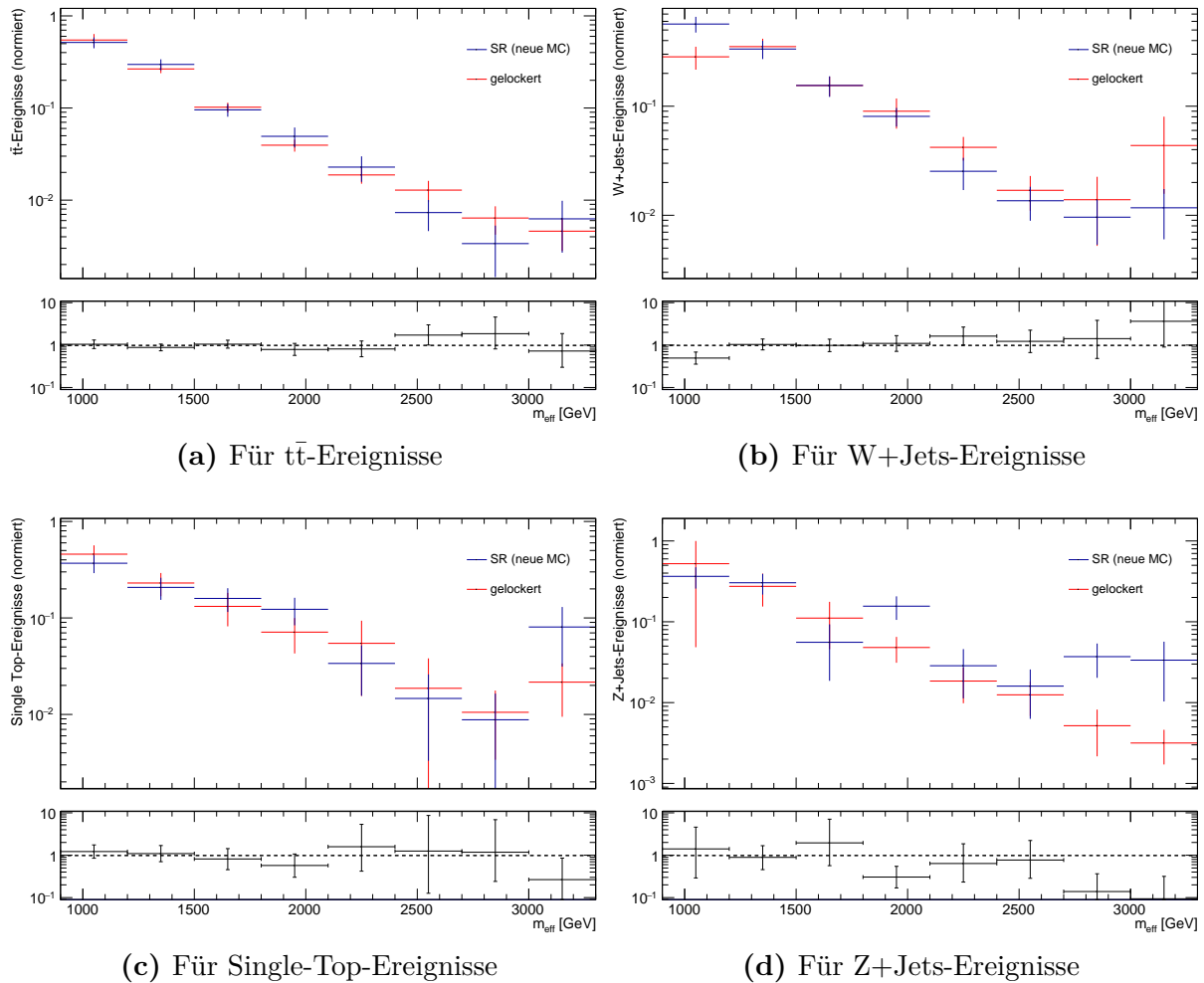


Abbildung 15.1: Form-Vergleiche zwischen den Verteilungen der effektiven Masse in der Signalregion und der jeweiligen gelockerten MC Region mit den neuen Simulationen mit stark erhöhten Ereigniszahlen

¹Es handelt sich um vollständig rekonstruierte Simulationen im Format der SUSY1-Derivation. Es wurden zudem aktualisierte Generator-Versionen eingesetzt: Diboson mit Sherpa 2.2.1 statt 2.1, W+Jets und Z+Jets mit Sherpa 2.2.1 statt 2.2.0.

15.2. Ausblick

In der neu erforschten Energieskala bis 13 TeV wurde eine Übereinstimmung der Daten mit den Standardmodell-Vorhersagen beobachtet und somit gab es bisher keinen Hinweis auf eine weitere Skala mit neuer Physik. Die hier gezeigten Ergebnisse decken sich mit den Ausschlüssen anderer Suchen am LHC [189] und üben somit starken Druck auf etablierte Modelle der natürlichen Supersymmetrie aus, die die Produktion leichter supersymmetrischer Partnerteilchen in der TeV-Skala (1-10 TeV) vorhersagen. Das einfachste Modell der Supersymmetrie, das MSSM mit R-Paritätserhaltung und Flavour-entarteten sFermionen, kann nach aktuellen LHC-Ergebnissen nicht mehr zu 100% natürlich sein, denn die Ausschlüsse der Suchen und das 125 GeV Higgs-Boson deuten auf höhere Massen der Superpartner hin und somit auf eine Rückkehr des Problems der Feinabstimmung im Prozentbereich² oder auf eine komplexere Theorie³ [190, 191]. Falls vollständig natürliche SUSY existiert, entspricht sie daher mit fast an Sicherheit grenzender Wahrscheinlichkeit nicht den Erwartungen vor der Zeit des LHC [191].

Allerdings wurden in den Suchen, wie auch in dieser Arbeit, Grenzen auf vereinfachte Modelle mit einem Verzweigungsverhältnis von 100% gesetzt. „Absolute“ Ausschlussgrenzen physikalischer SUSY-Modelle hingegen, die durch Recasting daraus gewonnen werden können, sind schwächer (siehe Kapitel 2.2, Unterabschnitt „Vereinfachte Modelle“). Aufgrund der starken Reduktion der Parameterzahl in den untersuchten SUSY-Szenarien wurde zudem nur ein eingeschränkter Bereich im Parameterraum der allgemeinen supersymmetrischen Theorien mit über 100 Parametern durchsucht. Dies lässt weiterhin viel Raum für die Existenz von Supersymmetrie. Viele Theorien (oft komplexer oder mit neuen Annahmen) sind noch ungetestet oder wurden inzwischen weiterentwickelt, wie z.B. (C)MSSM(+ μ'), (C)GNMMS [192].

Es ist zu bedenken, dass weiteres Entdeckungspotenzial auch in der Datenstatistik statt im Vordringen in neue Energiebereiche steckt. Weitere Datennahmen bei 13 bzw. 14 TeV sind am LHC bis 2023 und mit erhöhter Luminosität am HL-LHC ab 2025 geplant und sollen die Gesamtmenge an aufgezeichneten Daten vervielfachen (siehe letzter Absatz von Kapitel 3.1). Daher müssen anschließende Suchen nach neuer Physik möglichst breit aufgestellt sein und möglichst große Parameterräume der Modelle⁴ und auch seltene Signaturen mit niedrigen Wirkungsquerschnitten, möglicherweise auch mit niedrigen Massen, abdecken. Dies erfordert zur Reduktion der Unsicherheiten neben mehr Daten auch eine erhöhte Anzahl simulierter Ereignisse der Standardmodellvorhersagen, die bereits in dieser Arbeit ein limitierender Faktor waren⁵, und verfeinerte Analysemethoden, wie z.B. die Ausnutzung von Formunterschieden (wie in dieser Arbeit) oder die Anwendung multivariater Analysemethoden⁶.

Nicht zuletzt soll zukünftig am geplanten „*International Linear Collider*“ (ILC) [193] bei Elektron-Positron-Kollisionen mit einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} \approx 500$ GeV die Möglichkeit bestehen, Supersymmetrie zu entdecken. Dort soll die hochpräzise Vermessung von paarweise produzierten Teilchen mit Ruhmassen von bis zu ca. 250 GeV möglich sein. Dies beinhaltet möglicherweise

²Falls allerdings eine zufällige gegenseitige Aufhebung der Schleifenkorrekturen im Prozentbereich in der Natur vorkommt (z.B. durch Korrelationen der Beiträge verschiedener Superpartner), sind die Vorhersagen des mit der Lösung des Hierarchieproblems verträglichen Energiebereichs (leichte SUSY in der TeV-Skala) ungültig und die Existenz schwererer Superpartner mit Massen oberhalb der gesetzten Ausschlussgrenzen möglich [190].

³Komplexere SUSY-Szenarien kommen weiterhin ohne fine-tuning aus, z.B. beim SSB („*Soft SUSY Breaking*“), bei dem die Parameter kontinuierlich zwischen der elektroschwachen und der GUT-Skala variieren [190].

⁴Somit müssen große Bereiche des Phasenraums abgedeckt werden.

⁵Dies hätte die dominanten statistischen Unsicherheiten reduziert und keine Rückgewinnung von Forminformationen erfordert. Simulationen mit stark erhöhten Ereigniszahlen sind aber kurz vor Abschluss der Arbeit verfügbar geworden.

⁶Hierzu zählen z.B. Entscheidungsbäume oder neuronale Netze (maschinelles Lernen).

15. Zusammenfassung und Ausblick

auch leichte Higgsinos mit Massen von $m_{\tilde{H}} \lesssim 300$ GeV, die Signaturen mit niederenergetischen Leptonen besitzen und aus theoretischer Sicht für eine natürliche Supersymmetrie notwendig sind [191].

A. Tabellen

Tabelle A.1 (Seite 157): Verwendete ATLAS-Datensätze

Tabelle A.2 (Seite 168): Verwendete Signal- und Untergrundsimulationen

Tabellen A.3 bis A.11 (Seiten 169 bis 172): Schnitte der Kontroll- und Validierungsregionen

Tabellen A.12 bis A.18 (Seiten 173 bis 179): Theorie-Unsicherheiten der Untergrundvorhersage

Zusammenfassungen der beobachteten und erwarteten Ereigniszahlen in den Kontroll-, Validierungs- und Signalregionen sowie der systematischen Unsicherheiten in der jeweiligen Signalregion:

Tabellen A.19 bis A.22 (Seiten 180 bis 182): für die Gluino-Regionen „GG 2J“

Tabellen A.23 bis A.26 (Seiten 183 bis 185): für die Gluino-Regionen „GG 6J bulk“

Tabellen A.27 bis A.30 (Seiten 186 bis 188): für die Gluino-Regionen „GG 6J high-mass“

Tabellen A.31 bis A.36 (Seiten 189 bis 193): für die Gluino-Regionen „GG 4J low-x“

Tabellen A.37 bis A.40 (Seiten 194 bis 196): für die Gluino-Regionen „GG 4J high-x“

Tabellen A.41 bis A.44 (Seiten 197 bis 199): für die Squark-Regionen „SS 4J $x=1/2$ “

Tabellen A.45 bis A.48 (Seiten 200 bis 202): für die Squark-Regionen „SS 5J $x=1/2$ “

Tabellen A.49 bis A.52 (Seiten 203 bis 205): für die Squark-Regionen „SS 4J low-x“

Tabellen A.53 bis A.56 (Seiten 206 bis 208): für die Squark-Regionen „SS 5J high-x“

Zusammenfassungen der beobachteten und erwarteten Ereigniszahlen in der Signal- und den Kontrollregionen zur Ausnutzung von Formunterschieden:

Tabelle A.57 (Seite 209): Signalregion

Tabelle A.58 (Seite 209): W+Jets-Kontrollregion

Tabelle A.59 (Seite 210): Kontrollregion für Top-Quark-basierte Prozesse ($t\bar{t}$ und Single-Top)

Periode	Tags	$\int \mathcal{L} [\text{fb}^{-1}]$
2015		
D	grp15_v01_p2889	0,100
E	grp15_v01_p2889	0,485
F	grp15_v01_p2889	0,346
G	grp15_v01_p2889	0,800
H	grp15_v01_p2889	0,607
J	grp15_v01_p2889	1,599
Summe 2015:		3,937
2016		
A	grp16_v01_p2667	0,750
B	grp16_v01_p2667	2,208
C	grp16_v01_p2689	3,212
D	grp15_v01_p2889	5,865
E	grp15_v01_p2889	2,267
F	grp15_v01_p2889	3,740
G	grp16_v01_p2769	4,609
I	grp16_v01_p2769	6,279
K	grp16_v01_p2769	2,558
L	grp16_v01_p2840	6,936
Summe 2016:		38,424
Summe 2015 + 2016:		42,361

Tabelle A.1: Verwendete Datensätze der Datennahmen in 2015 und 2016. Die angegebene integrierte Luminosität beinhaltet alle Lumi-Blöcke, die als “ATLAS ready” markiert wurden, und stammt aus COMA („Conditions and Configuration Metadata for ATLAS“ [99]). Die tatsächlich aufgezeichnete und mit der GRL gefilterte Luminosität, die für die Analyse verwendet wurde, ist geringer.

A. Tabellen

MCID	Prozess	Tags	σ [pb]	k-Faktor	ef-filter	$\int \mathcal{L}$ [fb $^{-1}$]
371500	Gluino-Paarproduktion:					
371500	MGP γ 8EG_A14N	GG_onestepCC_237_226_215	1561.0891	1.00	1.000	0.037
371503	MGP γ 8EG_A14N	GG_onestepCC_345_305_265	219.4828	1.00	1.000	0.082
371504	MGP γ 8EG_A14N	GG_onestepCC_327_386_375	102.1738	1.00	1.000	0.587
371505	MGP γ 8EG_A14N	GG_onestepCC_425_385_345	69.7877	1.00	1.000	0.272
371506	MGP γ 8EG_A14N	GG_onestepCC_477_466_455	36.0718	1.00	1.000	1.663
371507	MGP γ 8EG_A14N	GG_onestepCC_505_465_425	25.8951	1.00	1.000	0.772
371508	MGP γ 8EG_A14N	GG_onestepCC_557_546_535	14.4963	1.00	1.000	4.139
371509	MGP γ 8EG_A14N	GG_onestepCC_585_545_505	10.7459	1.00	1.000	1.861
371510	MGP γ 8EG_A14N	GG_onestepCC_637_626_615	6.3596	1.00	1.000	9.277
371511	MGP γ 8EG_A14N	GG_onestepCC_665_625_585	4.8641	1.00	1.000	4.112
371512	MGP γ 8EG_A14N	GG_onestepCC_717_706_695	3.0314	1.00	1.000	19.793
371513	MGP γ 8EG_A14N	GG_onestepCC_745_705_665	2.3661	1.00	1.000	8.453
371514	MGP γ 8EG_A14N	GG_onestepCC_745_705_665	2.3661	1.00	1.000	8.453
371515	MGP γ 8EG_A14N	GG_onestepCC_785_705_625	1.6808	1.00	1.000	11.899
371517	MGP γ 8EG_A14N	GG_onestepCC_825_785_745	1.2167	1.00	1.000	16.438
371518	MGP γ 8EG_A14N	GG_onestepCC_877_866_855	0.8071	1.00	1.000	71.866
371519	MGP γ 8EG_A14N	GG_onestepCC_905_705_505	0.6523	1.00	1.000	30.660
371521	MGP γ 8EG_A14N	GG_onestepCC_945_785_625	0.4835	1.00	1.000	37.225
371522	MGP γ 8EG_A14N	GG_onestepCC_957_946_935	0.4432	1.00	1.000	133.136
371523	MGP γ 8EG_A14N	GG_onestepCC_985_865_745	0.3618	1.00	1.000	55.276
371524	MGP γ 8EG_A14N	GG_onestepCC_985_945_905	0.3618	1.00	1.000	55.276
371525	MGP γ 8EG_A14N	GG_onestepCC_1025_945_865	0.2728	1.00	1.000	69.654
371526	MGP γ 8EG_A14N	GG_onestepCC_1037_1026_1015	0.2506	1.00	1.000	239.386
371527	MGP γ 8EG_A14N	GG_onestepCC_1065_1025_985	0.2070	1.00	1.000	96.606
371528	MGP γ 8EG_A14N	GG_onestepCC_1065_545_25	0.2070	1.00	1.000	96.606
371529	MGP γ 8EG_A14N	GG_onestepCC_1065_785_505	0.2070	1.00	1.000	96.606
371530	MGP γ 8EG_A14N	GG_onestepCC_1105_625_145	0.1585	1.00	1.000	126.222
371531	MGP γ 8EG_A14N	GG_onestepCC_1105_865_625	0.1585	1.00	1.000	126.222
371532	MGP γ 8EG_A14N	GG_onestepCC_1145_705_265	0.1218	1.00	1.000	164.264
371533	MGP γ 8EG_A14N	GG_onestepCC_1145_945_745	0.1218	1.00	1.000	147.838
371534	MGP γ 8EG_A14N	GG_onestepCC_1185_1025_865	0.0942	1.00	1.000	191.068
371535	MGP γ 8EG_A14N	GG_onestepCC_1185_785_385	0.0942	1.00	1.000	212.298
371536	MGP γ 8EG_A14N	GG_onestepCC_1225_1105_985	0.0732	1.00	1.000	273.129
371537	MGP γ 8EG_A14N	GG_onestepCC_1225_625_25	0.0732	1.00	1.000	273.129
371538	MGP γ 8EG_A14N	GG_onestepCC_1225_865_505	0.0732	1.00	1.000	273.129
371539	MGP γ 8EG_A14N	GG_onestepCC_1265_705_145	0.0571	1.00	1.000	350.280
371540	MGP γ 8EG_A14N	GG_onestepCC_1265_945_625	0.0571	1.00	1.000	350.280
371541	MGP γ 8EG_A14N	GG_onestepCC_1305_1025_745	0.0446	1.00	1.000	448.071
371542	MGP γ 8EG_A14N	GG_onestepCC_1305_785_265	0.0446	1.00	1.000	448.071
371543	MGP γ 8EG_A14N	GG_onestepCC_1345_1105_865	0.0350	1.00	1.000	571.336
371544	MGP γ 8EG_A14N	GG_onestepCC_1385_1185_985	0.0276	1.00	1.000	723.945
371545	MGP γ 8EG_A14N	GG_onestepCC_1385_705_25	0.0276	1.00	1.000	687.747
371547	MGP γ 8EG_A14N	GG_onestepCC_1425_785_145	0.0219	1.00	1.000	914.763
371550	MGP γ 8EG_A14N	GG_onestepCC_1465_1105_745	0.0173	1.00	1.000	1153.479
371551	MGP γ 8EG_A14N	GG_onestepCC_1465_865_265	0.0173	1.00	1.000	1153.479
371552	MGP γ 8EG_A14N	GG_onestepCC_1505_1185_865	0.0138	1.00	1.000	1454.352
371553	MGP γ 8EG_A14N	GG_onestepCC_1505_945_385	0.0138	1.00	1.000	1454.352
371554	MGP γ 8EG_A14N	GG_onestepCC_1545_1025_505	0.0110	1.00	1.000	1819.893
371555	MGP γ 8EG_A14N	GG_onestepCC_1545_1265_985	0.0110	1.00	1.000	1819.893
371556	MGP γ 8EG_A14N	GG_onestepCC_1545_785_25	0.0110	1.00	1.000	1819.893
371557	MGP γ 8EG_A14N	GG_onestepCC_1585_1105_625	0.0088	1.00	1.000	2161.790
371558	MGP γ 8EG_A14N	GG_onestepCC_1585_865_145	0.0088	1.00	1.000	2275.568
371559	MGP γ 8EG_A14N	GG_onestepCC_1625_1185_745	0.0070	1.00	1.000	2836.918
371560	MGP γ 8EG_A14N	GG_onestepCC_1625_945_265	0.0070	1.00	1.000	2553.227

MCID	Prozess	Tags	σ [pb]	k-Faktor	ϵ_{Filter}	$\int \mathcal{L} \text{ [fb}^{-1}\text{]}$
371562	MGP γ 8EG_A14N	GG_onestepCC_1665_1265_865	0.0057	1.00	1.000	3526.311
371568	MGP γ 8EG_A14N	GG_onestepCC_545_465_385	16.4447	1.00	1.000	1.155
371570	MGP γ 8EG_A14N	GG_onestepCC_625_385_145	7.1618	1.00	1.000	1.396
371571	MGP γ 8EG_A14N	GG_onestepCC_605_465_265	4.8641	1.00	1.000	2.056
371572	MGP γ 8EG_A14N	GG_onestepCC_705_545_385	3.3737	1.00	1.000	5.928
371573	MGP γ 8EG_A14N	GG_onestepCC_745_385_25	2.3661	1.00	1.000	4.226
371574	MGP γ 8EG_A14N	GG_onestepCC_785_465_145	1.6808	1.00	1.000	5.950
371575	MGP γ 8EG_A14N	GG_onestepCC_825_545_265	1.2167	1.00	1.000	8.219
371576	MGP γ 8EG_A14N	GG_onestepCC_865_625_385	0.8859	1.00	1.000	22.575
371577	MGP γ 8EG_A14N	GG_onestepCC_905_465_25	0.6523	1.00	1.000	15.330
371578	MGP γ 8EG_A14N	GG_onestepCC_945_545_145	0.4835	1.00	1.000	20.681
371579	MGP γ 8EG_A14N	GG_onestepCC_985_625_265	0.3618	1.00	1.000	27.638
371580	MGP γ 8EG_A14N	GG_onestepCC_1025_705_385	0.2728	1.00	1.000	73.320
371581	MGP γ 8EG_A14N	GG_onestepCC_1705_1105_505	0.0046	1.00	1.000	4371.482
371582	MGP γ 8EG_A14N	GG_onestepCC_1705_1345_985	0.0046	1.00	1.000	4371.482
371584	MGP γ 8EG_A14N	GG_onestepCC_1745_1185_625	0.0037	1.00	1.000	5411.372
371585	MGP γ 8EG_A14N	GG_onestepCC_1745_945_145	0.0037	1.00	1.000	5411.372
371586	MGP γ 8EG_A14N	GG_onestepCC_1785_1025_265	0.0030	1.00	1.000	6700.552
371587	MGP γ 8EG_A14N	GG_onestepCC_1785_1265_745	0.0030	1.00	1.000	6700.552
371588	MGP γ 8EG_A14N	GG_onestepCC_1825_1105_385	0.0024	1.00	1.000	8288.671
371589	MGP γ 8EG_A14N	GG_onestepCC_1825_1345_865	0.0024	1.00	1.000	8288.671
371590	MGP γ 8EG_A14N	GG_onestepCC_1865_1185_505	0.0020	1.00	1.000	10214.229
371592	MGP γ 8EG_A14N	GG_onestepCC_1905_1025_145	0.0016	1.00	1.000	11314.527
371593	MGP γ 8EG_A14N	GG_onestepCC_1905_1265_625	0.0016	1.00	1.000	12571.697
371594	MGP γ 8EG_A14N	GG_onestepCC_1945_1105_265	0.0013	1.00	1.000	15410.765
371595	MGP γ 8EG_A14N	GG_onestepCC_1945_1345_745	0.0013	1.00	1.000	13869.688
371596	MGP γ 8EG_A14N	GG_onestepCC_1985_1185_385	0.0011	1.00	1.000	18918.406
371597	MGP γ 8EG_A14N	GG_onestepCC_2025_1025_25	0.0009	1.00	1.000	22013.807
371598	MGP γ 8EG_A14N	GG_onestepCC_2025_1265_505	0.0009	1.00	1.000	20855.186
371599	MGP γ 8EG_A14N	GG_onestepCC_2065_1345_625	0.0007	1.00	1.000	14174.140
371600	MGP γ 8EG_A14N	GG_onestepCC_2065_1105_145	0.0007	1.00	1.000	14174.140
371601	MGP γ 8EG_A14N	GG_onestepCC_2105_1185_265	0.0006	1.00	1.000	17344.203
371602	MGP γ 8EG_A14N	GG_onestepCC_2145_1265_385	0.0005	1.00	1.000	21184.717
371604	MGP γ 8EG_A14N	GG_onestepCC_2185_1105_25	0.0004	1.00	1.000	25842.625
371605	MGP γ 8EG_A14N	GG_onestepCC_2225_1185_145	0.0003	1.00	1.000	31567.520
371606	MGP γ 8EG_A14N	GG_onestepCC_2265_1265_265	0.0003	1.00	1.000	38420.797
371607	MGP γ 8EG_A14N	GG_onestepCC_1125_1085_1045	0.1390	1.00	1.000	431.625
371608	MGP γ 8EG_A14N	GG_onestepCC_1205_1165_1125	0.0830	1.00	1.000	722.686
371612	MGP γ 8EG_A14N	GG_onestepCC_1197_1186_1175	0.0504	1.00	1.000	1189.990
371610	MGP γ 8EG_A14N	GG_onestepCC_1285_1245_1205	0.0504	1.00	1.000	1132.604
371613	MGP γ 8EG_A14N	GG_onestepCC_1277_1266_1255	0.0311	1.00	1.000	1930.137
371611	MGP γ 8EG_A14N	GG_onestepCC_1117_1106_1095	0.1462	1.00	1.000	389.869
371612	MGP γ 8EG_A14N	GG_onestepCC_1197_1186_1175	0.0873	1.00	1.000	687.430
371613	MGP γ 8EG_A14N	GG_onestepCC_1277_1266_1255	0.0530	1.00	1.000	1132.604
371614	MGP γ 8EG_A14N	GG_onestepCC_1357_1346_1335	0.0326	1.00	1.000	1843.165
371615	MGP γ 8EG_A14N	GG_onestepCC_1265_1185_1105	0.0571	1.00	1.000	175.140
371616	MGP γ 8EG_A14N	GG_onestepCC_1425_1265_1105	0.0219	1.00	1.000	457.382
371617	MGP γ 8EG_A14N	GG_onestepCC_1465_1345_1225	0.0173	1.00	1.000	576.740
371618	MGP γ 8EG_A14N	GG_onestepCC_1585_1345_1105	0.0088	1.00	1.000	1137.784
371650	MGP γ 8EG_A14N	GG_onestepCC_1000_70_60	0.3254	1.00	1.000	122.930
371652	MGP γ 8EG_A14N	GG_onestepCC_1000_160_60	0.3254	1.00	1.000	116.784
371653	MGP γ 8EG_A14N	GG_onestepCC_1000_260_60	0.3254	1.00	1.000	122.930
371654	MGP γ 8EG_A14N	GG_onestepCC_1000_460_60	0.3254	1.00	1.000	119.857
371655	MGP γ 8EG_A14N	GG_onestepCC_1000_660_60	0.3254	1.00	1.000	119.857
371656	MGP γ 8EG_A14N	GG_onestepCC_1000_800_60	0.3254	1.00	1.000	122.930
371657	MGP γ 8EG_A14N	GG_onestepCC_1000_860_60	0.3254	1.00	1.000	119.857
371658	MGP γ 8EG_A14N	GG_onestepCC_1000_900_60	0.3254	1.00	1.000	119.857
371659	MGP γ 8EG_A14N	GG_onestepCC_1000_950_60	0.3254	1.00	1.000	122.930
371660	MGP γ 8EG_A14N	GG_onestepCC_1000_990_60	0.3254	1.00	1.000	119.857

A. Tabellen

MCID	Prozess	Tags	σ [pb]	k-Faktor	ϵ_{filter}	$\int \mathcal{L} \text{ [fb}^{-1}\text{]}$
371661	MGPys8EG_A14N_GG_onestepCC_1200_70_60	e4031_a766_a821_r7676_p2839	0.0856	1.00	1.000	467.062
371662	MGPys8EG_A14N_GG_onestepCC_1200_110_60	e4031_a766_a821_r7676_p2839	0.0856	1.00	1.000	467.062
371663	MGPys8EG_A14N_GG_onestepCC_1200_160_60	e4031_a766_a821_r7676_p2839	0.0856	1.00	1.000	467.062
371664	MGPys8EG_A14N_GG_onestepCC_1200_260_60	e4031_a766_a821_r7676_p2839	0.0856	1.00	1.000	467.062
371665	MGPys8EG_A14N_GG_onestepCC_1200_460_60	e4031_a766_a821_r7676_p2839	0.0856	1.00	1.000	467.062
371667	MGPys8EG_A14N_GG_onestepCC_1200_860_60	e4031_a766_a821_r7676_p2839	0.0856	1.00	1.000	455.385
371668	MGPys8EG_A14N_GG_onestepCC_1200_1000_60	e4031_a766_a821_r7676_p2839	0.0856	1.00	1.000	467.062
371669	MGPys8EG_A14N_GG_onestepCC_1200_1060_60	e4031_a766_a821_r7676_p2839	0.0856	1.00	1.000	467.062
371670	MGPys8EG_A14N_GG_onestepCC_1200_1100_60	e4031_a766_a821_r7676_p2839	0.0856	1.00	1.000	455.385
371671	MGPys8EG_A14N_GG_onestepCC_1200_1150_60	e4031_a766_a821_r7676_p2839	0.0856	1.00	1.000	467.062
371672	MGPys8EG_A14N_GG_onestepCC_1200_1190_60	e4031_a766_a821_r7676_p2839	0.0856	1.00	1.000	467.062
371673	MGPys8EG_A14N_GG_onestepCC_1400_70_60	e4031_a766_a821_r7676_p2839	0.0253	1.00	1.000	1504.347
371674	MGPys8EG_A14N_GG_onestepCC_1400_110_60	e4031_a766_a821_r7676_p2839	0.0253	1.00	1.000	1543.985
371675	MGPys8EG_A14N_GG_onestepCC_1400_160_60	e4031_a766_a821_r7676_p2839	0.0253	1.00	1.000	1583.523
371676	MGPys8EG_A14N_GG_onestepCC_1400_260_60	e4031_a766_a821_r7676_p2839	0.0253	1.00	1.000	1583.523
371677	MGPys8EG_A14N_GG_onestepCC_1400_460_60	e4031_a766_a821_r7676_p2839	0.0253	1.00	1.000	1583.523
371678	MGPys8EG_A14N_GG_onestepCC_1400_660_60	e4031_a766_a821_r7676_p2839	0.0253	1.00	1.000	1583.523
371679	MGPys8EG_A14N_GG_onestepCC_1400_860_60	e4031_a766_a821_r7676_p2839	0.0253	1.00	1.000	1583.523
371680	MGPys8EG_A14N_GG_onestepCC_1400_1060_60	e4031_a766_a821_r7676_p2839	0.0253	1.00	1.000	1583.523
371681	MGPys8EG_A14N_GG_onestepCC_1400_1200_60	e4031_a766_a821_r7676_p2839	0.0253	1.00	1.000	1543.985
371682	MGPys8EG_A14N_GG_onestepCC_1400_1260_60	e4031_a766_a821_r7676_p2839	0.0253	1.00	1.000	1583.523
371684	MGPys8EG_A14N_GG_onestepCC_1400_1350_60	e4031_a766_a821_r7676_p2839	0.0253	1.00	1.000	1543.985
371685	MGPys8EG_A14N_GG_onestepCC_1400_1390_60	e4031_a766_a821_r7676_p2839	0.0253	1.00	1.000	1583.523
371686	MGPys8EG_A14N_GG_onestepCC_1600_70_60	e4031_a766_a821_r7676_p2839	0.0081	1.00	1.000	4450.070
371688	MGPys8EG_A14N_GG_onestepCC_1600_160_60	e4031_a766_a821_r7676_p2839	0.0081	1.00	1.000	4820.909
371689	MGPys8EG_A14N_GG_onestepCC_1600_260_60	e4031_a766_a821_r7676_p2839	0.0081	1.00	1.000	4944.522
371690	MGPys8EG_A14N_GG_onestepCC_1600_460_60	e4031_a766_a821_r7676_p2839	0.0081	1.00	1.000	4944.522
371692	MGPys8EG_A14N_GG_onestepCC_1600_860_60	e4031_a766_a821_r7676_p2839	0.0081	1.00	1.000	4944.522
371693	MGPys8EG_A14N_GG_onestepCC_1600_1060_60	e4031_a766_a821_r7676_p2839	0.0081	1.00	1.000	4944.522
371694	MGPys8EG_A14N_GG_onestepCC_1600_1260_60	e4031_a766_a821_r7676_p2839	0.0081	1.00	1.000	4944.522
371695	MGPys8EG_A14N_GG_onestepCC_1600_1400_60	e4031_a766_a821_r7676_p2839	0.0081	1.00	1.000	4944.522
371696	MGPys8EG_A14N_GG_onestepCC_1600_1480_60	e4031_a766_a821_r7676_p2839	0.0081	1.00	1.000	4944.522
371697	MGPys8EG_A14N_GG_onestepCC_1600_1500_60	e4031_a766_a821_r7676_p2839	0.0081	1.00	1.000	4697.296
371698	MGPys8EG_A14N_GG_onestepCC_1600_1550_60	e4031_a766_a821_r7676_p2839	0.0081	1.00	1.000	4944.522
371699	MGPys8EG_A14N_GG_onestepCC_1600_1590_60	e4031_a766_a821_r7676_p2839	0.0081	1.00	1.000	4820.909
371733	MGPys8EG_A14N_GG_onestepCC_1300_70_60	e4039_a766_a821_r7676_p2839	0.0460	1.00	1.000	217.475
371734	MGPys8EG_A14N_GG_onestepCC_1300_110_60	e4039_a766_a821_r7676_p2839	0.0460	1.00	1.000	195.727
371735	MGPys8EG_A14N_GG_onestepCC_1300_160_60	e4039_a766_a821_r7676_p2839	0.0460	1.00	1.000	217.475
371736	MGPys8EG_A14N_GG_onestepCC_1300_260_60	e4039_a766_a821_r7676_p2839	0.0460	1.00	1.000	217.475
371737	MGPys8EG_A14N_GG_onestepCC_1300_460_60	e4039_a766_a821_r7676_p2839	0.0460	1.00	1.000	217.475
371738	MGPys8EG_A14N_GG_onestepCC_1300_660_60	e4039_a766_a821_r7676_p2839	0.0460	1.00	1.000	217.475
371739	MGPys8EG_A14N_GG_onestepCC_1300_860_60	e4039_a766_a821_r7676_p2839	0.0460	1.00	1.000	195.727
371740	MGPys8EG_A14N_GG_onestepCC_1300_1060_60	e4039_a766_a821_r7676_p2839	0.0460	1.00	1.000	217.475
371741	MGPys8EG_A14N_GG_onestepCC_1300_1100_60	e4039_a766_a821_r7676_p2839	0.0460	1.00	1.000	0.000
371742	MGPys8EG_A14N_GG_onestepCC_1300_1200_60	e4039_a766_a821_r7676_p2839	0.0460	1.00	1.000	217.475
371743	MGPys8EG_A14N_GG_onestepCC_1300_1250_60	e4039_a766_a821_r7676_p2839	0.0460	1.00	1.000	217.475
371744	MGPys8EG_A14N_GG_onestepCC_1300_1290_60	e4039_a766_a821_r7676_p2839	0.0460	1.00	1.000	217.475
371746	MGPys8EG_A14N_GG_onestepCC_1500_70_60	e4039_a766_a821_r7676_p2839	0.0142	1.00	1.000	705.644
371747	MGPys8EG_A14N_GG_onestepCC_1500_110_60	e4039_a766_a821_r7676_p2839	0.0142	1.00	1.000	705.644
371748	MGPys8EG_A14N_GG_onestepCC_1500_160_60	e4039_a766_a821_r7676_p2839	0.0142	1.00	1.000	705.644
371749	MGPys8EG_A14N_GG_onestepCC_1500_260_60	e4039_a766_a821_r7676_p2839	0.0142	1.00	1.000	2822.576
371750	MGPys8EG_A14N_GG_onestepCC_1500_460_60	e4039_a766_a821_r7676_p2839	0.0142	1.00	1.000	635.080
371751	MGPys8EG_A14N_GG_onestepCC_1500_660_60	e4039_a766_a821_r7676_p2839	0.0142	1.00	1.000	2822.576
371752	MGPys8EG_A14N_GG_onestepCC_1500_860_60	e4039_a766_a821_r7676_p2839	0.0142	1.00	1.000	705.644
371753	MGPys8EG_A14N_GG_onestepCC_1500_1060_60	e4039_a766_a821_r7676_p2839	0.0142	1.00	1.000	2822.576
371754	MGPys8EG_A14N_GG_onestepCC_1500_1260_60	e4039_a766_a821_r7676_p2839	0.0142	1.00	1.000	2752.012
371756	MGPys8EG_A14N_GG_onestepCC_1500_1400_60	e4039_a766_a821_r7676_p2839	0.0142	1.00	1.000	2822.576
371757	MGPys8EG_A14N_GG_onestepCC_1500_1450_60	e4039_a766_a821_r7676_p2839	0.0142	1.00	1.000	635.080

MCID	Prozess	Tags	σ [pb]	k-Faktor	ϵ_{Filter}	$\int \mathcal{L} [\text{fb}^{-1}]$
371758	MGPys8EG_A14N	GG_onestepCC_1500_1460_60	0.0142	1.00	1.000	705.644
371759	MGPys8EG_A14N	GG_onestepCC_1500_1490_60	0.0142	1.00	1.000	705.644
371760	MGPys8EG_A14N	GG_onestepCC_1800_160_60	0.0028	1.00	1.000	3625.336
371761	MGPys8EG_A14N	GG_onestepCC_1800_160_60	0.0028	1.00	1.000	3625.336
371762	MGPys8EG_A14N	GG_onestepCC_1800_260_60	0.0028	1.00	1.000	3625.336
371763	MGPys8EG_A14N	GG_onestepCC_1800_260_60	0.0028	1.00	1.000	3625.336
371764	MGPys8EG_A14N	GG_onestepCC_1800_460_60	0.0028	1.00	1.000	14501.345
371765	MGPys8EG_A14N	GG_onestepCC_1800_460_60	0.0028	1.00	1.000	14501.345
371766	MGPys8EG_A14N	GG_onestepCC_1800_860_60	0.0028	1.00	1.000	14501.345
371767	MGPys8EG_A14N	GG_onestepCC_1800_860_60	0.0028	1.00	1.000	14501.345
371768	MGPys8EG_A14N	GG_onestepCC_1800_1060_60	0.0028	1.00	1.000	14501.345
371769	MGPys8EG_A14N	GG_onestepCC_1800_1460_60	0.0028	1.00	1.000	14501.345
371770	MGPys8EG_A14N	GG_onestepCC_1800_1600_60	0.0028	1.00	1.000	3625.336
371771	MGPys8EG_A14N	GG_onestepCC_1800_1660_60	0.0028	1.00	1.000	3625.336
371772	MGPys8EG_A14N	GG_onestepCC_1800_1660_60	0.0010	1.00	1.000	10201.372
371773	MGPys8EG_A14N	GG_onestepCC_2000_70_60	0.0010	1.00	1.000	10201.372
371774	MGPys8EG_A14N	GG_onestepCC_2000_110_60	0.0010	1.00	1.000	10201.372
371775	MGPys8EG_A14N	GG_onestepCC_2000_160_60	0.0010	1.00	1.000	10201.372
371776	MGPys8EG_A14N	GG_onestepCC_2000_160_60	0.0010	1.00	1.000	10201.372
371777	MGPys8EG_A14N	GG_onestepCC_2000_260_60	0.0010	1.00	1.000	10201.372
371778	MGPys8EG_A14N	GG_onestepCC_2000_260_60	0.0010	1.00	1.000	10201.372
371779	MGPys8EG_A14N	GG_onestepCC_2000_460_60	0.0010	1.00	1.000	10201.372
371780	MGPys8EG_A14N	GG_onestepCC_2000_460_60	0.0010	1.00	1.000	10201.372
371781	MGPys8EG_A14N	GG_onestepCC_2000_860_60	0.0010	1.00	1.000	40805.488
371782	MGPys8EG_A14N	GG_onestepCC_2000_860_60	0.0010	1.00	1.000	40805.488
371783	MGPys8EG_A14N	GG_onestepCC_2000_1060_60	0.0010	1.00	1.000	39785.352
371784	MGPys8EG_A14N	GG_onestepCC_2000_1260_60	0.0010	1.00	1.000	40805.488
371785	MGPys8EG_A14N	GG_onestepCC_2000_1460_60	0.0010	1.00	1.000	40805.488
371786	MGPys8EG_A14N	GG_onestepCC_2000_1660_60	0.0010	1.00	1.000	10201.372
371787	MGPys8EG_A14N	GG_onestepCC_2000_1860_60	0.0010	1.00	1.000	10201.372
371788	MGPys8EG_A14N	GG_onestepCC_2000_1950_60	0.0010	1.00	1.000	10201.372
371789	MGPys8EG_A14N	GG_onestepCC_2000_1950_60	0.0010	1.00	1.000	10201.372
371790	MGPys8EG_A14N	GG_onestepCC_2000_1990_60	0.0010	1.00	1.000	10201.372
371791	MGPys8EG_A14N	GG_onestepCC_1700_70_60	0.0047	1.00	1.000	2128.806
371792	MGPys8EG_A14N	GG_onestepCC_1700_110_60	0.0047	1.00	1.000	2128.806
371793	MGPys8EG_A14N	GG_onestepCC_1700_160_60	0.0047	1.00	1.000	2128.806
371794	MGPys8EG_A14N	GG_onestepCC_1700_260_60	0.0047	1.00	1.000	2128.806
371795	MGPys8EG_A14N	GG_onestepCC_1700_460_60	0.0047	1.00	1.000	2128.806
371796	MGPys8EG_A14N	GG_onestepCC_1700_660_60	0.0047	1.00	1.000	2128.806
371797	MGPys8EG_A14N	GG_onestepCC_1700_860_60	0.0047	1.00	1.000	2128.806
371798	MGPys8EG_A14N	GG_onestepCC_1700_1060_60	0.0047	1.00	1.000	2128.806
371799	MGPys8EG_A14N	GG_onestepCC_1700_1260_60	0.0047	1.00	1.000	2128.806
371800	MGPys8EG_A14N	GG_onestepCC_1700_1400_60	0.0047	1.00	1.000	2128.806
371801	MGPys8EG_A14N	GG_onestepCC_1700_1500_60	0.0047	1.00	1.000	2128.806
371802	MGPys8EG_A14N	GG_onestepCC_1700_1600_60	0.0047	1.00	1.000	2128.806
371803	MGPys8EG_A14N	GG_onestepCC_1700_1650_60	0.0047	1.00	1.000	2128.806
371804	MGPys8EG_A14N	GG_onestepCC_1700_1690_60	0.0047	1.00	1.000	2128.806
371805	MGPys8EG_A14N	GG_onestepCC_1900_70_60	0.0016	1.00	1.000	6120.735
371806	MGPys8EG_A14N	GG_onestepCC_1900_160_60	0.0016	1.00	1.000	6120.735
371807	MGPys8EG_A14N	GG_onestepCC_1900_260_60	0.0016	1.00	1.000	6120.735
371808	MGPys8EG_A14N	GG_onestepCC_1900_460_60	0.0016	1.00	1.000	6120.735
371809	MGPys8EG_A14N	GG_onestepCC_1900_660_60	0.0016	1.00	1.000	6120.735
371810	MGPys8EG_A14N	GG_onestepCC_1900_860_60	0.0016	1.00	1.000	6120.735
371811	MGPys8EG_A14N	GG_onestepCC_1900_1060_60	0.0016	1.00	1.000	6120.735
371812	MGPys8EG_A14N	GG_onestepCC_1900_1200_60	0.0016	1.00	1.000	6120.735
371813	MGPys8EG_A14N	GG_onestepCC_1900_1400_60	0.0016	1.00	1.000	6120.735
371814	MGPys8EG_A14N	GG_onestepCC_1900_1500_60	0.0016	1.00	1.000	6120.735
371815	MGPys8EG_A14N	GG_onestepCC_1900_1600_60	0.0016	1.00	1.000	6120.735
371816	MGPys8EG_A14N	GG_onestepCC_1900_1700_60	0.0016	1.00	1.000	6120.735
371817	MGPys8EG_A14N	GG_onestepCC_1900_1800_60	0.0016	1.00	1.000	6120.735
371818	MGPys8EG_A14N	GG_onestepCC_1900_1890_60	0.0016	1.00	1.000	6120.735
371819	MGPys8EG_A14N	GG_onestepCC_2100_70_60	0.0006	1.00	1.000	16907.580
371821	MGPys8EG_A14N	GG_onestepCC_2100_260_60	0.0006	1.00	1.000	15216.821

A. Tabellen

MCID	Prozess	Tags	σ [pb]	k-Faktor	ϵ_{filter}	$\int \mathcal{L} \text{ [fb}^{-1}\text{]}$
371822	MGPys8EG_A14N_GG_onestepCC_2100_460_60	e5090_a766_a821_r7676_p2839	0.0006	1.00	1.000	15216.821
371823	MGPys8EG_A14N_GG_onestepCC_2100_660_60	e5090_a766_a821_r7676_p2839	0.0006	1.00	1.000	16907.580
371824	MGPys8EG_A14N_GG_onestepCC_2100_860_60	e5090_a766_a821_r7676_p2839	0.0006	1.00	1.000	16907.580
371825	MGPys8EG_A14N_GG_onestepCC_2100_1060_60	e5090_a766_a821_r7676_p2839	0.0006	1.00	1.000	16907.580
371826	MGPys8EG_A14N_GG_onestepCC_2100_1200_60	e5090_a766_a821_r7676_p2839	0.0006	1.00	1.000	16907.580
371827	MGPys8EG_A14N_GG_onestepCC_2100_1400_60	e5090_a766_a821_r7676_p2839	0.0006	1.00	1.000	15216.821
371828	MGPys8EG_A14N_GG_onestepCC_2100_1500_60	e5090_a766_a821_r7676_p2839	0.0006	1.00	1.000	16907.580
371829	MGPys8EG_A14N_GG_onestepCC_2100_1600_60	e5090_a766_a821_r7676_p2839	0.0006	1.00	1.000	16907.580
371830	MGPys8EG_A14N_GG_onestepCC_2100_1700_60	e5090_a766_a821_r7676_p2839	0.0006	1.00	1.000	16907.580
371831	MGPys8EG_A14N_GG_onestepCC_2100_1800_60	e5090_a766_a821_r7676_p2839	0.0006	1.00	1.000	16907.580
371832	MGPys8EG_A14N_GG_onestepCC_2100_1900_60	e5090_a766_a821_r7676_p2839	0.0006	1.00	1.000	16907.580
371833	MGPys8EG_A14N_GG_onestepCC_2100_2000_60	e5090_a766_a821_r7676_p2839	0.0006	1.00	1.000	16907.580
371834	MGPys8EG_A14N_GG_onestepCC_2100_2090_60	e5090_a766_a821_r7676_p2839	0.0006	1.00	1.000	16907.580
Squark-Paarproduktion:						
372601	MGPys8EG_A14N23LO_SS_onestepCC_225_150_75	e4225_a766_a821_r7676_p2839	147.5986	1.00	1.000	0.203
372602	MGPys8EG_A14N23LO_SS_onestepCC_225_175_125	e4225_a766_a821_r7676_p2839	147.5986	1.00	1.000	0.203
372603	MGPys8EG_A14N23LO_SS_onestepCC_225_215_205	e4225_a766_a821_r7676_p2839	147.5986	1.00	1.000	0.407
372604	MGPys8EG_A14N23LO_SS_onestepCC_325_175_25	e4225_a766_a821_r7676_p2839	22.5367	1.00	1.000	1.331
372605	MGPys8EG_A14N23LO_SS_onestepCC_325_225_125	e4225_a766_a821_r7676_p2839	22.5367	1.00	1.000	1.331
372606	MGPys8EG_A14N23LO_SS_onestepCC_325_275_225	e4225_a766_a821_r7676_p2839	22.5367	1.00	1.000	1.331
372607	MGPys8EG_A14N23LO_SS_onestepCC_325_300_275	e4225_a766_a821_r7676_p2839	22.5367	1.00	1.000	1.287
372608	MGPys8EG_A14N23LO_SS_onestepCC_325_300_275	e4225_a766_a821_r7676_p2839	22.5367	1.00	1.000	1.287
372609	MGPys8EG_A14N23LO_SS_onestepCC_325_315_305	e4225_a766_a821_r7676_p2839	22.5367	1.00	1.000	2.662
372610	MGPys8EG_A14N23LO_SS_onestepCC_425_275_125	e4225_a766_a821_r7676_p2839	5.2849	1.00	1.000	5.677
372611	MGPys8EG_A14N23LO_SS_onestepCC_425_325_225	e4225_a766_a821_r7676_p2839	5.2849	1.00	1.000	5.677
372612	MGPys8EG_A14N23LO_SS_onestepCC_425_325_225	e4225_a766_a821_r7676_p2839	5.2849	1.00	1.000	5.677
372613	MGPys8EG_A14N23LO_SS_onestepCC_425_375_325	e4225_a766_a821_r7676_p2839	5.2849	1.00	1.000	5.487
372614	MGPys8EG_A14N23LO_SS_onestepCC_425_400_375	e4225_a766_a821_r7676_p2839	5.2849	1.00	1.000	5.487
372615	MGPys8EG_A14N23LO_SS_onestepCC_425_415_405	e4225_a766_a821_r7676_p2839	5.2849	1.00	1.000	11.353
372616	MGPys8EG_A14N23LO_SS_onestepCC_525_325_125	e4225_a766_a821_r7676_p2839	1.5782	1.00	1.000	19.009
372617	MGPys8EG_A14N23LO_SS_onestepCC_525_375_225	e4225_a766_a821_r7676_p2839	1.5782	1.00	1.000	19.009
372618	MGPys8EG_A14N23LO_SS_onestepCC_525_375_225	e4225_a766_a821_r7676_p2839	1.5782	1.00	1.000	19.009
372619	MGPys8EG_A14N23LO_SS_onestepCC_525_425_325	e4225_a766_a821_r7676_p2839	1.5782	1.00	1.000	19.009
372620	MGPys8EG_A14N23LO_SS_onestepCC_525_475_425	e4225_a766_a821_r7676_p2839	1.5782	1.00	1.000	19.009
372621	MGPys8EG_A14N23LO_SS_onestepCC_525_500_475	e4225_a766_a821_r7676_p2839	1.5782	1.00	1.000	19.009
372622	MGPys8EG_A14N23LO_SS_onestepCC_625_325_25	e4225_a766_a821_r7676_p2839	0.5521	1.00	1.000	54.343
372623	MGPys8EG_A14N23LO_SS_onestepCC_625_375_125	e4225_a766_a821_r7676_p2839	0.5521	1.00	1.000	54.343
372624	MGPys8EG_A14N23LO_SS_onestepCC_625_375_125	e4225_a766_a821_r7676_p2839	0.5521	1.00	1.000	52.531
372625	MGPys8EG_A14N23LO_SS_onestepCC_625_425_225	e4225_a766_a821_r7676_p2839	0.5521	1.00	1.000	54.343
372626	MGPys8EG_A14N23LO_SS_onestepCC_625_475_325	e4225_a766_a821_r7676_p2839	0.5521	1.00	1.000	54.343
372627	MGPys8EG_A14N23LO_SS_onestepCC_625_525_425	e4225_a766_a821_r7676_p2839	0.5521	1.00	1.000	54.343
372628	MGPys8EG_A14N23LO_SS_onestepCC_625_575_525	e4225_a766_a821_r7676_p2839	0.5521	1.00	1.000	54.343
372629	MGPys8EG_A14N23LO_SS_onestepCC_625_600_575	e4225_a766_a821_r7676_p2839	0.5521	1.00	1.000	54.343
372630	MGPys8EG_A14N23LO_SS_onestepCC_625_615_605	e4225_a766_a821_r7676_p2839	0.5521	1.00	1.000	105.062
372631	MGPys8EG_A14N23LO_SS_onestepCC_725_375_25	e4225_a766_a821_r7676_p2839	0.2173	1.00	1.000	138.088
372632	MGPys8EG_A14N23LO_SS_onestepCC_725_425_125	e4225_a766_a821_r7676_p2839	0.2173	1.00	1.000	138.088
372633	MGPys8EG_A14N23LO_SS_onestepCC_725_475_225	e4225_a766_a821_r7676_p2839	0.2173	1.00	1.000	133.485
372634	MGPys8EG_A14N23LO_SS_onestepCC_725_525_325	e4225_a766_a821_r7676_p2839	0.2173	1.00	1.000	138.088
372635	MGPys8EG_A14N23LO_SS_onestepCC_725_575_425	e4225_a766_a821_r7676_p2839	0.2173	1.00	1.000	133.485
372636	MGPys8EG_A14N23LO_SS_onestepCC_725_625_525	e4225_a766_a821_r7676_p2839	0.2173	1.00	1.000	138.088
372637	MGPys8EG_A14N23LO_SS_onestepCC_825_425_25	e4225_a766_a821_r7676_p2839	0.0943	1.00	1.000	318.289
372638	MGPys8EG_A14N23LO_SS_onestepCC_825_475_125	e4225_a766_a821_r7676_p2839	0.0943	1.00	1.000	318.289
372639	MGPys8EG_A14N23LO_SS_onestepCC_825_525_225	e4225_a766_a821_r7676_p2839	0.0943	1.00	1.000	318.289
372640	MGPys8EG_A14N23LO_SS_onestepCC_825_575_325	e4225_a766_a821_r7676_p2839	0.0943	1.00	1.000	307.679
372641	MGPys8EG_A14N23LO_SS_onestepCC_825_625_425	e4225_a766_a821_r7676_p2839	0.0943	1.00	1.000	318.289
372642	MGPys8EG_A14N23LO_SS_onestepCC_825_675_525	e4225_a766_a821_r7676_p2839	0.0943	1.00	1.000	307.679
372643	MGPys8EG_A14N23LO_SS_onestepCC_825_725_625	e4225_a766_a821_r7676_p2839	0.0943	1.00	1.000	318.289
372644	MGPys8EG_A14N23LO_SS_onestepCC_825_775_725	e4225_a766_a821_r7676_p2839	0.0943	1.00	1.000	307.679
372645	MGPys8EG_A14N23LO_SS_onestepCC_825_775_625	e4225_a766_a821_r7676_p2839	0.0943	1.00	1.000	318.289
372646	MGPys8EG_A14N23LO_SS_onestepCC_925_475_25	e4225_a766_a821_r7676_p2839	0.0434	1.00	1.000	690.501
372647	MGPys8EG_A14N23LO_SS_onestepCC_925_525_125	e4225_a766_a821_r7676_p2839	0.0434	1.00	1.000	690.501
372648	MGPys8EG_A14N23LO_SS_onestepCC_925_575_225	e4225_a766_a821_r7676_p2839	0.0434	1.00	1.000	667.485
372650	MGPys8EG_A14N23LO_SS_onestepCC_925_675_425	e4225_a766_a821_r7676_p2839	0.0434	1.00	1.000	690.501

MCID	Prozess	Tags	σ [pb]	k-Faktor	ϵ_{Filter}	$\int \mathcal{L} [fb^{-1}]$
372651	MGP γ 8EG_A14N23LO_SS_	onestepCC_925_725_525	0.0434	1.00	1.000	690.501
372652	MGP γ 8EG_A14N23LO_SS_	onestepCC_925_775_625	0.0434	1.00	1.000	690.501
372653	MGP γ 8EG_A14N23LO_SS_	onestepCC_1025_575_125	0.0209	1.00	1.000	1432.871
372654	MGP γ 8EG_A14N23LO_SS_	onestepCC_1025_625_225	0.0209	1.00	1.000	1432.871
372655	MGP γ 8EG_A14N23LO_SS_	onestepCC_1025_675_325	0.0209	1.00	1.000	1432.871
372656	MGP γ 8EG_A14N23LO_SS_	onestepCC_1025_725_425	0.0209	1.00	1.000	1432.871
372657	MGP γ 8EG_A14N23LO_SS_	onestepCC_1025_775_525	0.0209	1.00	1.000	1432.871
372658	MGP γ 8EG_A14N23LO_SS_	onestepCC_1025_825_625	0.0209	1.00	1.000	1432.871
372659	MGP γ 8EG_A14N23LO_SS_	onestepCC_725_715_705	0.2173	1.00	1.000	41.426
372660	MGP γ 8EG_A14N23LO_SS_	onestepCC_825_775_725	0.0943	1.00	1.000	95.487
372663	MGP γ 8EG_A14N23LO_SS_	onestepCC_925_825_725	0.0434	1.00	1.000	230.167
372667	MGP γ 8EG_A14N23LO_SS_	onestepCC_1025_875_725	0.0209	1.00	1.000	477.624
372671	MGP γ 8EG_A14N23LO_SS_	onestepCC_1125_575_25	0.0106	1.00	1.000	941.097
372672	MGP γ 8EG_A14N23LO_SS_	onestepCC_1125_625_125	0.0106	1.00	1.000	941.097
372673	MGP γ 8EG_A14N23LO_SS_	onestepCC_1125_675_225	0.0106	1.00	1.000	941.097
372674	MGP γ 8EG_A14N23LO_SS_	onestepCC_1125_725_425	0.0106	1.00	1.000	941.097
372675	MGP γ 8EG_A14N23LO_SS_	onestepCC_1125_775_525	0.0106	1.00	1.000	941.097
372676	MGP γ 8EG_A14N23LO_SS_	onestepCC_1125_825_525	0.0106	1.00	1.000	941.097
372677	MGP γ 8EG_A14N23LO_SS_	onestepCC_1125_875_625	0.0106	1.00	1.000	941.097
372678	MGP γ 8EG_A14N23LO_SS_	onestepCC_1125_925_725	0.0106	1.00	1.000	941.097
372681	MGP γ 8EG_A14N23LO_SS_	onestepCC_1225_675_125	0.0056	1.00	1.000	1798.024
372682	MGP γ 8EG_A14N23LO_SS_	onestepCC_1225_725_225	0.0056	1.00	1.000	1798.024
372683	MGP γ 8EG_A14N23LO_SS_	onestepCC_1225_775_325	0.0056	1.00	1.000	1798.024
372684	MGP γ 8EG_A14N23LO_SS_	onestepCC_1225_825_425	0.0056	1.00	1.000	1798.024
372685	MGP γ 8EG_A14N23LO_SS_	onestepCC_1225_875_525	0.0056	1.00	1.000	1798.024
372686	MGP γ 8EG_A14N23LO_SS_	onestepCC_1225_925_625	0.0056	1.00	1.000	1618.222
372687	MGP γ 8EG_A14N23LO_SS_	onestepCC_1225_975_725	0.0056	1.00	1.000	1798.024
372690	MGP γ 8EG_A14N23LO_SS_	onestepCC_1025_525_25	0.0209	1.00	1.000	429.861
372692	MGP γ 8EG_A14N23LO_SS_	onestepCC_1325_675_25	0.0030	1.00	1.000	3374.935
372693	MGP γ 8EG_A14N23LO_SS_	onestepCC_1325_725_125	0.0030	1.00	1.000	3374.935
372694	MGP γ 8EG_A14N23LO_SS_	onestepCC_1325_775_225	0.0030	1.00	1.000	3374.935
372695	MGP γ 8EG_A14N23LO_SS_	onestepCC_1325_825_325	0.0030	1.00	1.000	3374.935
372696	MGP γ 8EG_A14N23LO_SS_	onestepCC_1325_875_425	0.0030	1.00	1.000	3374.935
372697	MGP γ 8EG_A14N23LO_SS_	onestepCC_1325_925_525	0.0030	1.00	1.000	3374.935
372699	MGP γ 8EG_A14N23LO_SS_	onestepCC_1325_1025_725	0.0030	1.00	1.000	3374.935
372700	MGP γ 8EG_A14N23LO_SS_	onestepCC_1425_725_25	0.0016	1.00	1.000	6162.417
372701	MGP γ 8EG_A14N23LO_SS_	onestepCC_1425_775_125	0.0016	1.00	1.000	6162.417
372702	MGP γ 8EG_A14N23LO_SS_	onestepCC_1425_825_225	0.0016	1.00	1.000	6162.417
372703	MGP γ 8EG_A14N23LO_SS_	onestepCC_1425_875_325	0.0016	1.00	1.000	6162.417
372704	MGP γ 8EG_A14N23LO_SS_	onestepCC_1425_925_425	0.0016	1.00	1.000	6162.417
372705	MGP γ 8EG_A14N23LO_SS_	onestepCC_1425_975_525	0.0016	1.00	1.000	6162.417
372706	MGP γ 8EG_A14N23LO_SS_	onestepCC_1425_1025_625	0.0016	1.00	1.000	6162.417
372707	MGP γ 8EG_A14N23LO_SS_	onestepCC_1425_1075_725	0.0016	1.00	1.000	6162.417
372720	MGP γ 8EG_A14N23LO_SS_	onestepCC_600_70_60	0.7077	1.00	1.000	40.980
372721	MGP γ 8EG_A14N23LO_SS_	onestepCC_600_110_60	0.7077	1.00	1.000	0.000
372724	MGP γ 8EG_A14N23LO_SS_	onestepCC_600_400_60	0.7077	1.00	1.000	42.394
372725	MGP γ 8EG_A14N23LO_SS_	onestepCC_600_460_60	0.7077	1.00	1.000	42.394
372728	MGP γ 8EG_A14N23LO_SS_	onestepCC_600_590_60	0.7077	1.00	1.000	42.394
372729	MGP γ 8EG_A14N23LO_SS_	onestepCC_700_70_60	0.2711	1.00	1.000	110.679
372730	MGP γ 8EG_A14N23LO_SS_	onestepCC_700_110_60	0.2711	1.00	1.000	110.679
372731	MGP γ 8EG_A14N23LO_SS_	onestepCC_700_60_60	0.2711	1.00	1.000	110.679
372732	MGP γ 8EG_A14N23LO_SS_	onestepCC_700_260_60	0.2711	1.00	1.000	106.990
372733	MGP γ 8EG_A14N23LO_SS_	onestepCC_700_460_60	0.2711	1.00	1.000	110.679
372736	MGP γ 8EG_A14N23LO_SS_	onestepCC_700_650_60	0.2711	1.00	1.000	106.990
372737	MGP γ 8EG_A14N23LO_SS_	onestepCC_700_660_60	0.2711	1.00	1.000	110.679
372738	MGP γ 8EG_A14N23LO_SS_	onestepCC_700_690_60	0.2711	1.00	1.000	110.679
372739	MGP γ 8EG_A14N23LO_SS_	onestepCC_800_70_60	0.1154	1.00	1.000	260.059
372740	MGP γ 8EG_A14N23LO_SS_	onestepCC_800_110_60	0.1154	1.00	1.000	251.390
372742	MGP γ 8EG_A14N23LO_SS_	onestepCC_800_260_60	0.1154	1.00	1.000	260.059

MCID	Prozess	Tags	σ [pb]	k-Faktor	ϵ_{Filter}	$\int \mathcal{L} [\text{fb}^{-1}]$
372424	MGPY8EG_A14N23LO_SS_onestepCC_1400_660_60	e5092_a766_a821_r7676_p2839	0.0019	1.00	1.000	5304.421
372425	MGPY8EG_A14N23LO_SS_onestepCC_1400_860_60	e5092_a766_a821_r7676_p2839	0.0019	1.00	1.000	5304.421
372427	MGPY8EG_A14N23LO_SS_onestepCC_1400_1160_60	e5092_a766_a821_r7676_p2839	0.0019	1.00	1.000	5304.421
372819	MGPY8EG_A14N23LO_SS_onestepCC_1400_1390_60	e5092_a766_a821_r7676_p2839	0.0019	1.00	1.000	5304.421
Top-Quark-Paarproduktion:						
410000	PowhegPythiaEvtGen_P2012_ttbar_hdamp172p5_nonallhad	e3698_s2608_s2183_r7725_r7676_p2839	696.1100	1.19	0.543	104.927
407012	PowhegPythiaEvtGen_P2012CT10_ttbarMET200_hdamp172p5_nonAH	e4023_s2608_r7725_r7676_p2823	696.2200	1.19	0.009	515.398
W-Boson-Produktion mit Jets:						
364156	Sherpa_221_NNPDF30NNLO_Wmuuu_MAXHTPTV0_70_CVetoBVeto	e5340_s2726_r7772_r7676_p2823	19143.0000	0.97	0.824	1.616
364157	Sherpa_221_NNPDF30NNLO_Wmuuu_MAXHTPTV0_70_CFilterBVeto	e5340_s2726_r7772_r7676_p2823	19121.0000	0.97	0.130	4.071
364158	Sherpa_221_NNPDF30NNLO_Wmuuu_MAXHTPTV0_70_BFilter	e5340_s2726_r7772_r7676_p2823	19135.0000	0.97	0.044	21.032
364159	Sherpa_221_NNPDF30NNLO_Wmuuu_MAXHTPTV0_140_CVetoBVeto	e5340_s2726_r7772_r7676_p2823	944.85000	0.97	0.675	23.912
364160	Sherpa_221_NNPDF30NNLO_Wmuuu_MAXHTPTV0_140_CFilterBVeto	e5340_s2726_r7772_r7676_p2823	937.78000	0.97	0.235	46.173
364161	Sherpa_221_NNPDF30NNLO_Wmuuu_MAXHTPTV0_140_BFilter	e5340_s2726_r7772_r7676_p2823	944.63000	0.97	0.076	283.269
364162	Sherpa_221_NNPDF30NNLO_Wmuuu_MAXHTPTV140_280_CVetoBVeto	e5340_s2726_r7772_r7676_p2823	339.54000	0.97	0.626	47.919
364163	Sherpa_221_NNPDF30NNLO_Wmuuu_MAXHTPTV140_280_CFilterBVeto	e5340_s2726_r7772_r7676_p2823	340.06000	0.97	0.289	77.568
364164	Sherpa_221_NNPDF30NNLO_Wmuuu_MAXHTPTV140_280_BFilter	e5340_s2726_r7772_r7676_p2823	339.54000	0.97	0.109	275.752
364165	Sherpa_221_NNPDF30NNLO_Wmuuu_MAXHTPTV280_500_CVetoBVeto	e5340_s2726_r7772_r7676_p2823	72.06700	0.97	0.546	129.289
364166	Sherpa_221_NNPDF30NNLO_Wmuuu_MAXHTPTV280_500_CFilterBVeto	e5340_s2726_r7772_r7676_p2823	72.19800	0.97	0.317	133.034
364167	Sherpa_221_NNPDF30NNLO_Wmuuu_MAXHTPTV280_500_BFilter	e5340_s2726_r7772_r7676_p2823	72.04500	0.97	0.133	317.464
364168	Sherpa_221_NNPDF30NNLO_Wmuuu_MAXHTPTV500_1000	e5340_s2726_r7772_r7676_p2823	15.01000	0.97	1.000	405.866
364169	Sherpa_221_NNPDF30NNLO_Wmuuu_MAXHTPTV1000_E_CMS	e5340_s2726_r7772_r7676_p2823	1.23444	0.97	1.000	3305.737
364170	Sherpa_221_NNPDF30NNLO_Wenu_MAXHTPTV0_70_CVetoBVeto	e5340_s2726_r7772_r7676_p2823	19127.0000	0.97	0.824	1.617
364171	Sherpa_221_NNPDF30NNLO_Wenu_MAXHTPTV0_70_CFilterBVeto	e5340_s2726_r7772_r7676_p2823	19130.0000	0.97	0.130	4.074
364172	Sherpa_221_NNPDF30NNLO_Wenu_MAXHTPTV0_70_BFilter	e5340_s2726_r7772_r7676_p2823	19135.0000	0.97	0.044	21.029
364173	Sherpa_221_NNPDF30NNLO_Wenu_MAXHTPTV0_140_CVetoBVeto	e5340_s2726_r7772_r7676_p2823	942.58000	0.97	0.669	23.973
364174	Sherpa_221_NNPDF30NNLO_Wenu_MAXHTPTV0_140_CFilterBVeto	e5340_s2726_r7772_r7676_p2823	945.67000	0.97	0.228	46.724
364175	Sherpa_221_NNPDF30NNLO_Wenu_MAXHTPTV0_140_BFilter	e5340_s2726_r7772_r7676_p2823	945.15000	0.97	0.103	103.368
364176	Sherpa_221_NNPDF30NNLO_Wenu_MAXHTPTV140_280_CVetoBVeto	e5340_s2726_r7772_r7676_p2823	339.81000	0.97	0.597	11.891
364177	Sherpa_221_NNPDF30NNLO_Wenu_MAXHTPTV140_280_CFilterBVeto	e5340_s2726_r7772_r7676_p2823	339.87000	0.97	0.290	77.584
364178	Sherpa_221_NNPDF30NNLO_Wenu_MAXHTPTV140_280_BFilter	e5340_s2726_r7772_r7676_p2823	339.48000	0.97	0.109	275.280
364179	Sherpa_221_NNPDF30NNLO_Wenu_MAXHTPTV280_500_CVetoBVeto	e5340_s2726_r7772_r7676_p2823	72.08400	0.97	0.544	129.323
364180	Sherpa_221_NNPDF30NNLO_Wenu_MAXHTPTV280_500_CFilterBVeto	e5340_s2726_r7772_r7676_p2823	72.11800	0.97	0.317	133.693
364181	Sherpa_221_NNPDF30NNLO_Wenu_MAXHTPTV280_500_BFilter	e5340_s2726_r7772_r7676_p2823	72.11300	0.97	0.134	315.726
364182	Sherpa_221_NNPDF30NNLO_Wenu_MAXHTPTV500_1000	e5340_s2726_r7772_r7676_p2823	15.22400	0.97	1.000	399.233
364183	Sherpa_221_NNPDF30NNLO_Wenu_MAXHTPTV1000_E_CMS	e5340_s2726_r7772_r7676_p2823	1.23344	0.97	1.000	3298.389
364184	Sherpa_221_NNPDF30NNLO_Wtauuu_MAXHTPTV0_70_CVetoBVeto	e5340_s2726_r7772_r7676_p2823	19152.0000	0.97	0.825	1.617
364185	Sherpa_221_NNPDF30NNLO_Wtauuu_MAXHTPTV0_70_CFilterBVeto	e5340_s2726_r7772_r7676_p2823	19153.0000	0.97	0.129	4.105
364186	Sherpa_221_NNPDF30NNLO_Wtauuu_MAXHTPTV0_70_BFilter	e5340_s2726_r7772_r7676_p2823	19163.0000	0.97	0.045	20.834
364187	Sherpa_221_NNPDF30NNLO_Wtauuu_MAXHTPTV0_140_CVetoBVeto	e5340_s2726_r7772_r7676_p2823	947.65000	0.97	0.674	23.903
364188	Sherpa_221_NNPDF30NNLO_Wtauuu_MAXHTPTV0_140_CFilterBVeto	e5340_s2726_r7772_r7676_p2823	946.73000	0.97	0.222	48.307
364189	Sherpa_221_NNPDF30NNLO_Wtauuu_MAXHTPTV0_140_BFilter	e5340_s2726_r7772_r7676_p2823	943.30000	0.97	0.104	103.602
364190	Sherpa_221_NNPDF30NNLO_Wtauuu_MAXHTPTV140_280_CVetoBVeto	e5340_s2726_r7772_r7676_p2823	339.36000	0.97	0.596	50.427
364191	Sherpa_221_NNPDF30NNLO_Wtauuu_MAXHTPTV140_280_CFilterBVeto	e5340_s2726_r7772_r7676_p2823	339.63000	0.97	0.290	77.112
364193	Sherpa_221_NNPDF30NNLO_Wtauuu_MAXHTPTV280_500_CVetoBVeto	e5340_s2726_r7772_r7676_p2823	72.06500	0.92	0.546	136.270
364194	Sherpa_221_NNPDF30NNLO_Wtauuu_MAXHTPTV280_500_CFilterBVeto	e5340_s2726_r7772_r7676_p2823	71.97600	0.97	0.316	133.773
364195	Sherpa_221_NNPDF30NNLO_Wtauuu_MAXHTPTV280_500_BFilter	e5340_s2726_r7772_r7676_p2823	72.02600	0.97	0.134	314.868
364196	Sherpa_221_NNPDF30NNLO_Wtauuu_MAXHTPTV500_1000	e5340_s2726_r7772_r7676_p2823	15.04600	0.97	1.000	407.258
364197	Sherpa_221_NNPDF30NNLO_Wtauuu_MAXHTPTV1000_E_CMS	e5340_s2726_r7772_r7676_p2823	1.23339	0.97	1.000	3296.218
Top-Quark-Produktion:						
410011	PowhegPythiaEvtGen_P2012_singlelep_tchan_lept_top	e3824_s2608_s2183_r7725_r7676_p2839	43.73900	1.01	1.000	112.937
410012	PowhegPythiaEvtGen_P2012_singlelep_tchan_lept_antitop	e3824_s2608_s2183_r7725_r7676_p2839	25.77800	1.02	1.000	189.903
410013	PowhegPythiaEvtGen_P2012_Wt_inclusive_top	e3753_s2608_s2183_r7725_r7676_p2839	34.00900	1.05	1.000	86.248
410014	PowhegPythiaEvtGen_P2012_Wt_inclusive_antitop	e3753_s2608_s2183_r7725_r7676_p2839	33.98900	1.05	1.000	139.168
407019	PowhegPythiaEvtGen_P2012CT10_Wt_inclusive_top_MET200	e4024_s2608_r7725_r7676_p2823	34.00900	1.05	0.011	1206.646
407021	PowhegPythiaEvtGen_P2012CT10_Wt_inclusive_tbar_MET200	e4024_s2608_r7725_r7676_p2823	33.98900	1.05	0.011	1214.824
410025	PowhegPythiaEvtGen_P2012_SingleTopSChan_noAllHad_top	e3998_s2608_s2183_r7725_r7676_p2839	2.0517	1.00	1.000	484.101

A. Tabellen

MCID	Prozess	Tags	σ [pb]	k-Faktor	ϵ_{filter}	$\int \mathcal{L} \text{ [fb}^{-1}\text{]}$
410026	PowhegPythiaEvtGen_P2012_SingleTopSChan_noAllHad_antitop	e3998_s2608_s2183_r7725_r7676_p2839	1.2615	1.02	1.000	772.453
Produktion von zwei Vektorbosonen:						
361063	Sherpa_CT10_llll	e3836_s2608_s2183_r7725_r7676_p2823	12.8490	0.91	1.000	253.494
361064	Sherpa_CT10_lllvSFMinus	e3836_s2608_s2183_r7725_r7676_p2839	1.8446	0.91	1.000	272.368
361065	Sherpa_CT10_lllvOFMinus	e3836_s2608_s2183_r7725_r7676_p2839	3.6235	0.91	1.000	267.337
361066	Sherpa_CT10_lllvSFPlus	e3836_s2608_s2183_r7725_r7676_p2839	2.5656	0.91	1.000	255.536
361067	Sherpa_CT10_lllvOFPlus	e3836_s2608_s2183_r7725_r7676_p2839	5.0169	0.91	1.000	262.191
361068	Sherpa_CT10_lllv	e3836_s2608_s2183_r7725_r7676_p2839	14.0220	0.91	1.000	386.535
361069	Sherpa_CT10_llvjj_ss_EW4	e3836_s2608_s2183_r7725_r7676_p2839	0.0258	0.91	1.000	426.509
361070	Sherpa_CT10_llvjj_ss_EW6	e3836_s2608_s2183_r7725_r7676_p2839	0.0434	0.91	1.000	253.349
361071	Sherpa_CT10_llvjj_EW6	e3836_s2608_s2183_r7725_r7676_p2839	0.0423	0.91	1.000	254.670
361072	Sherpa_CT10_llljj_EW6	e3836_s2608_s2183_r7725_r7676_p2839	0.0315	0.91	1.000	2093.411
361073	Sherpa_CT10_gllll	e3836_s2608_s2183_r7725_r7676_p2839	0.0210	0.91	1.000	26331.662
361077	Sherpa_CT10_gllvv	e3836_s2608_s2183_r7725_r7676_p2839	0.8549	0.91	1.000	256.820
361088	Sherpa_CT10_lvvv	e4483_s2726_r7725_r7676_p2839	3.4001	0.91	1.000	635.728
361091	Sherpa_CT10_WplvWmqq_SHV21_improved	e4607_s2726_r7725_r7676_p2823	24.8850	0.91	1.000	87.303
361092	Sherpa_CT10_WpqqWmlv_SHV21_improved	e4607_s2726_r7725_r7676_p2823	24.8570	0.91	1.000	87.489
361093	Sherpa_CT10_WlvZqq_SHV21_improved	e4607_s2726_r7725_r7676_p2823	11.4940	0.91	1.000	186.624
361094	Sherpa_CT10_WqqZll_SHV21_improved	e4607_s2726_r7725_r7676_p2823	3.4234	0.91	1.000	157.289
361095	Sherpa_CT10_WqqZvv_SHV21_improved	e4607_s2726_r7725_r7676_p2839	6.7770	0.91	1.000	481.477
361096	Sherpa_CT10_ZqqZll_SHV21_improved	e4607_s2726_r7725_r7676_p2823	16.4450	0.91	1.000	227.460
361097	Sherpa_CT10_ZqqZvv_SHV21_improved	e4607_s2726_r7725_r7676_p2839	16.4320	0.91	0.282	1062.988
Z-Boson-Produktion mit Jets:						
363102	Sherpa_NNPDF30NNLO_Ztautau_Pt70_140_CVetoBVeto	e4742_s2726_r7725_r7676_p2823	71.6870	0.98	0.669	25.561
363103	Sherpa_NNPDF30NNLO_Ztautau_Pt70_140_CFilterBVeto	e4742_s2726_r7725_r7676_p2823	71.6530	0.98	0.201	34.855
363104	Sherpa_NNPDF30NNLO_Ztautau_Pt70_140_BFilter	e4792_s2726_r7725_r7676_p2823	71.6790	0.98	0.126	122.389
363105	Sherpa_NNPDF30NNLO_Ztautau_Pt140_280_CVetoBVeto	e4666_s2726_r7725_r7676_p2823	11.0310	0.98	0.626	74.108
363106	Sherpa_NNPDF30NNLO_Ztautau_Pt140_280_CFilterBVeto	e4666_s2726_r7725_r7676_p2823	11.0690	0.98	0.224	100.895
363107	Sherpa_NNPDF30NNLO_Ztautau_Pt140_280_BFilter	e4742_s2726_r7725_r7676_p2823	11.0780	0.98	0.144	128.061
363108	Sherpa_NNPDF30NNLO_Ztautau_Pt280_500_CVetoBVeto	e4666_s2726_r7725_r7676_p2823	0.8352	0.98	0.598	1012.692
363109	Sherpa_NNPDF30NNLO_Ztautau_Pt280_500_CFilterBVeto	e4792_s2726_r7725_r7676_p2823	0.8292	0.98	0.243	1493.654
363110	Sherpa_NNPDF30NNLO_Ztautau_Pt280_500_BFilter	e4792_s2726_r7725_r7676_p2823	0.8346	0.98	0.153	2364.788
363111	Sherpa_NNPDF30NNLO_Ztautau_Pt500_700_CVetoBVeto	e4666_s2726_r7725_r7676_p2823	0.0531	0.98	0.581	9705.753
363112	Sherpa_NNPDF30NNLO_Ztautau_Pt500_700_CFilterBVeto	e4742_s2726_r7725_r7676_p2823	0.0532	0.98	0.255	15141.539
363113	Sherpa_NNPDF30NNLO_Ztautau_Pt500_700_BFilter	e4742_s2726_r7725_r7676_p2823	0.0527	0.98	0.159	12252.475
363114	Sherpa_NNPDF30NNLO_Ztautau_Pt700_1000_CVetoBVeto	e4742_s2726_r7725_r7676_p2823	0.0097	0.98	0.568	9281.600
363115	Sherpa_NNPDF30NNLO_Ztautau_Pt700_1000_CFilterBVeto	e4792_s2726_r7725_r7676_p2823	0.0095	0.98	0.257	12525.839
363116	Sherpa_NNPDF30NNLO_Ztautau_Pt700_1000_BFilter	e4742_s2726_r7725_r7676_p2823	0.0095	0.98	0.159	8955.487
363117	Sherpa_NNPDF30NNLO_Ztautau_Pt1000_2000_CVetoBVeto	e4666_s2726_r7725_r7676_p2823	0.0013	0.98	0.567	41692.945
363118	Sherpa_NNPDF30NNLO_Ztautau_Pt1000_2000_CFilterBVeto	e4666_s2726_r7725_r7676_p2823	0.0012	0.98	0.263	62954.078
363120	Sherpa_NNPDF30NNLO_Ztautau_Pt2000_E_CMS_CVetoBVeto	e4690_s2726_r7725_r7676_p2823	0.0013	0.98	0.117	133273.000
363122	Sherpa_NNPDF30NNLO_Ztautau_Pt2000_E_CMS_BFilter	e4792_s2726_r7725_r7676_p2823	0.0000	0.98	0.521	7450687.000
363361	Sherpa_NNPDF30NNLO_Ztautau_Pt0_70_CVetoBVeto	e4689_s2726_r7725_r7676_p2823	2076.5000	0.98	0.812	1.199
363362	Sherpa_NNPDF30NNLO_Ztautau_Pt0_70_CFilterBVeto	e4689_s2726_r7725_r7676_p2823	2076.7000	0.98	0.119	0.486
363363	Sherpa_NNPDF30NNLO_Ztautau_Pt0_70_BFilter	e4743_s2726_r7725_r7676_p2823	2078.8000	0.98	0.069	5.624
363364	Sherpa_NNPDF30NNLO_Znumu_Pt0_70_CVetoBVeto	e4716_s2726_r7725_r7676_p2823	2077.0000	0.98	0.811	1.803
363365	Sherpa_NNPDF30NNLO_Znumu_Pt0_70_CFilterBVeto	e4716_s2726_r7725_r7676_p2823	2075.8999	0.98	0.119	8.212
363366	Sherpa_NNPDF30NNLO_Znumu_Pt0_70_BFilter	e4716_s2726_r7725_r7676_p2823	2077.6001	0.98	0.070	13.806
363367	Sherpa_NNPDF30NNLO_Znumu_Pt70_140_CVetoBVeto	e4716_s2726_r7725_r7676_p2823	71.7200	0.98	0.667	26.523
363368	Sherpa_NNPDF30NNLO_Znumu_Pt70_140_CFilterBVeto	e4716_s2726_r7725_r7676_p2823	71.7430	0.98	0.200	56.236
363369	Sherpa_NNPDF30NNLO_Znumu_Pt70_140_BFilter	e4716_s2726_r7725_r7676_p2823	71.5740	0.98	0.128	363.205
363370	Sherpa_NNPDF30NNLO_Znumu_Pt140_280_CVetoBVeto	e4716_s2726_r7725_r7676_p2823	11.1050	0.98	0.626	116.432
363371	Sherpa_NNPDF30NNLO_Znumu_Pt140_280_CFilterBVeto	e4716_s2726_r7725_r7676_p2823	11.0990	0.98	0.222	328.483
363372	Sherpa_NNPDF30NNLO_Znumu_Pt140_280_BFilter	e4716_s2726_r7725_r7676_p2823	11.0780	0.98	0.144	1897.705
363373	Sherpa_NNPDF30NNLO_Znumu_Pt280_500_CVetoBVeto	e4716_s2726_r7725_r7676_p2823	0.8340	0.98	0.592	1031.859
363374	Sherpa_NNPDF30NNLO_Znumu_Pt280_500_CFilterBVeto	e4716_s2726_r7725_r7676_p2823	0.8316	0.98	0.241	1524.189

MCID	Prozess	Tags	σ [pb]	k-Faktor	ϵ_{Filter}	$\int \mathcal{L} [\text{fb}^{-1}]$
363375	Sherpa_NNPDF30NNLO_Zmumu_Pt280_500_BFilter	e4772_s2726_r7725_r7676_p2823	0.8322	0.98	0.152	1865.156
363376	Sherpa_NNPDF30NNLO_Zmumu_Pt500_700_CVetoBVeto	e4716_s2726_r7725_r7676_p2823	0.0531	0.98	0.584	9689.425
363377	Sherpa_NNPDF30NNLO_Zmumu_Pt500_700_CFilterBVeto	e4716_s2726_r7725_r7676_p2823	0.0530	0.98	0.251	15036.604
363378	Sherpa_NNPDF30NNLO_Zmumu_Pt500_700_BFilter	e4772_s2726_r7725_r7676_p2823	0.0534	0.98	0.147	653.053
363379	Sherpa_NNPDF30NNLO_Zmumu_Pt700_1000_CVetoBVeto	e4716_s2726_r7725_r7676_p2823	0.0095	0.98	0.576	9135.143
363380	Sherpa_NNPDF30NNLO_Zmumu_Pt700_1000_CFilterBVeto	e4716_s2726_r7725_r7676_p2823	0.0095	0.98	0.255	12229.919
363381	Sherpa_NNPDF30NNLO_Zmumu_Pt700_1000_BFilter	e4716_s2726_r7725_r7676_p2823	0.0096	0.98	0.160	19391.609
363382	Sherpa_NNPDF30NNLO_Zmumu_Pt1000_2000_CVetoBVeto	e4716_s2726_r7725_r7676_p2823	0.0013	0.98	0.558	43429.059
363383	Sherpa_NNPDF30NNLO_Zmumu_Pt1000_2000_CFilterBVeto	e4716_s2726_r7725_r7676_p2823	0.0013	0.98	0.261	62703.566
363384	Sherpa_NNPDF30NNLO_Zmumu_Pt1000_2000_BFilter	e4716_s2726_r7725_r7676_p2823	0.0012	0.98	0.154	108299.211
363385	Sherpa_NNPDF30NNLO_Zmumu_Pt2000_E_CMS_CVetoBVeto	e4716_s2726_r7725_r7676_p2823	0.0000	0.98	0.561	7342544.000
363386	Sherpa_NNPDF30NNLO_Zmumu_Pt2000_E_CMS_CFilterBVeto	e4716_s2726_r7725_r7676_p2823	0.0000	0.98	0.272	7246915.000
363387	Sherpa_NNPDF30NNLO_Zmumu_Pt2000_E_CMS_BFilter	e4716_s2726_r7725_r7676_p2823	0.0000	0.98	0.146	14942138.000
363388	Sherpa_NNPDF30NNLO_Zee_Pt40_70_CVetoBVeto	e4716_s2726_r7725_r7676_p2823	2076.3999	0.98	0.811	1.798
363389	Sherpa_NNPDF30NNLO_Zee_Pt40_70_CFilterBVeto	e4716_s2726_r7725_r7676_p2823	2078.5000	0.98	0.119	8.170
363390	Sherpa_NNPDF30NNLO_Zee_Pt40_70_BFilter	e4716_s2726_r7725_r7676_p2823	2074.0000	0.98	0.069	14.087
363391	Sherpa_NNPDF30NNLO_Zee_Pt70_140_CVetoBVeto	e4716_s2726_r7725_r7676_p2823	71.6810	0.98	0.669	26.481
363392	Sherpa_NNPDF30NNLO_Zee_Pt70_140_CFilterBVeto	e4772_s2726_r7725_r7676_p2823	71.3410	0.98	0.202	56.291
363393	Sherpa_NNPDF30NNLO_Zee_Pt70_140_BFilter	e4716_s2726_r7725_r7676_p2823	71.7440	0.98	0.127	367.118
363394	Sherpa_NNPDF30NNLO_Zee_Pt140_280_CVetoBVeto	e4716_s2726_r7725_r7676_p2823	11.0950	0.98	0.628	116.939
363395	Sherpa_NNPDF30NNLO_Zee_Pt140_280_CFilterBVeto	e4716_s2726_r7725_r7676_p2823	11.0510	0.98	0.225	324.719
363396	Sherpa_NNPDF30NNLO_Zee_Pt140_280_BFilter	e4772_s2726_r7725_r7676_p2823	10.9520	0.98	0.146	1897.796
363397	Sherpa_NNPDF30NNLO_Zee_Pt280_500_CVetoBVeto	e4716_s2726_r7725_r7676_p2823	0.8348	0.98	0.599	1018.126
363398	Sherpa_NNPDF30NNLO_Zee_Pt280_500_CFilterBVeto	e4716_s2726_r7725_r7676_p2823	0.8291	0.98	0.245	1386.689
363399	Sherpa_NNPDF30NNLO_Zee_Pt280_500_BFilter	e4772_s2726_r7725_r7676_p2823	0.8325	0.98	0.152	2423.065
363400	Sherpa_NNPDF30NNLO_Zee_Pt500_700_CVetoBVeto	e4716_s2726_r7725_r7676_p2823	0.0532	0.98	0.554	10224.457
363401	Sherpa_NNPDF30NNLO_Zee_Pt500_700_CFilterBVeto	e4716_s2726_r7725_r7676_p2823	0.0529	0.98	0.251	15462.234
363402	Sherpa_NNPDF30NNLO_Zee_Pt500_700_BFilter	e4716_s2726_r7725_r7676_p2823	0.0530	0.98	0.154	627.443
363403	Sherpa_NNPDF30NNLO_Zee_Pt700_1000_CVetoBVeto	e4716_s2726_r7725_r7676_p2823	0.0096	0.98	0.576	9233.954
363404	Sherpa_NNPDF30NNLO_Zee_Pt700_1000_CFilterBVeto	e4716_s2726_r7725_r7676_p2823	0.0094	0.98	0.261	12494.173
363405	Sherpa_NNPDF30NNLO_Zee_Pt700_1000_BFilter	e4716_s2726_r7725_r7676_p2823	0.0096	0.98	0.159	20064.299
363406	Sherpa_NNPDF30NNLO_Zee_Pt1000_2000_CVetoBVeto	e4716_s2726_r7725_r7676_p2823	0.0013	0.98	0.571	7165.001
363407	Sherpa_NNPDF30NNLO_Zee_Pt1000_2000_CFilterBVeto	e4716_s2726_r7725_r7676_p2823	0.0013	0.98	0.269	18029.268
363408	Sherpa_NNPDF30NNLO_Zee_Pt1000_2000_BFilter	e4772_s2726_r7725_r7676_p2823	0.0013	0.98	0.155	105572.398
363409	Sherpa_NNPDF30NNLO_Zee_Pt2000_E_CMS_CVetoBVeto	e4716_s2726_r7725_r7676_p2823	0.0000	0.98	0.526	7922275.500
363410	Sherpa_NNPDF30NNLO_Zee_Pt2000_E_CMS_CFilterBVeto	e4716_s2726_r7725_r7676_p2823	0.0000	0.98	0.264	8210055.000
363411	Sherpa_NNPDF30NNLO_Zee_Pt2000_E_CMS_BFilter	e4772_s2726_r7725_r7676_p2823	0.0000	0.98	0.156	12883653.000
363412	Sherpa_NNPDF30NNLO_Zmumu_Pt40_70_CVetoBVeto	e4716_s2726_r7772_r7676_p2823	11220.0000	0.97	0.811	0.899
363413	Sherpa_NNPDF30NNLO_Zmumu_Pt40_70_CFilterBVeto	e4716_s2726_r7772_r7676_p2823	11230.0000	0.97	0.116	3.916
363414	Sherpa_NNPDF30NNLO_Zmumu_Pt40_70_BFilter	e4716_s2726_r7772_r7676_p2823	11215.0000	0.97	0.071	6.334
363415	Sherpa_NNPDF30NNLO_Zmumu_Pt70_140_CVetoBVeto	e4716_s2726_r7772_r7676_p2823	403.3100	0.97	0.668	11.321
363416	Sherpa_NNPDF30NNLO_Zmumu_Pt70_140_CFilterBVeto	e4716_s2726_r7772_r7676_p2823	403.2800	0.97	0.200	25.172
363417	Sherpa_NNPDF30NNLO_Zmumu_Pt70_140_BFilter	e4772_s2726_r7772_r7676_p2823	404.5100	0.97	0.124	150.985
363418	Sherpa_NNPDF30NNLO_Zmumu_Pt140_280_CVetoBVeto	e4716_s2726_r7772_r7676_p2823	62.1270	0.97	0.627	51.378
363419	Sherpa_NNPDF30NNLO_Zmumu_Pt140_280_CFilterBVeto	e4716_s2726_r7772_r7676_p2823	62.1000	0.97	0.241	130.493
363420	Sherpa_NNPDF30NNLO_Zmumu_Pt140_280_BFilter	e4772_s2726_r7772_r7676_p2823	62.2950	0.97	0.145	674.624
363421	Sherpa_NNPDF30NNLO_Zmumu_Pt280_500_CVetoBVeto	e4716_s2726_r7772_r7676_p2823	4.6311	0.97	0.599	548.896
363422	Sherpa_NNPDF30NNLO_Zmumu_Pt280_500_CFilterBVeto	e4716_s2726_r7772_r7676_p2823	4.5967	0.97	0.239	928.435
363423	Sherpa_NNPDF30NNLO_Zmumu_Pt280_500_BFilter	e4716_s2726_r7772_r7676_p2823	4.6176	0.97	0.157	1398.825
363424	Sherpa_NNPDF30NNLO_Zmumu_Pt500_700_CVetoBVeto	e4716_s2726_r7772_r7676_p2823	0.2950	0.97	0.585	5895.101
363425	Sherpa_NNPDF30NNLO_Zmumu_Pt500_700_CFilterBVeto	e4716_s2726_r7772_r7676_p2823	0.2825	0.97	0.256	8367.921
363426	Sherpa_NNPDF30NNLO_Zmumu_Pt500_700_BFilter	e4716_s2726_r7772_r7676_p2823	0.2878	0.97	0.159	13319.537
363427	Sherpa_NNPDF30NNLO_Zmumu_Pt700_1000_CVetoBVeto	e4716_s2726_r7772_r7676_p2823	0.0492	0.97	0.579	5413.541
363428	Sherpa_NNPDF30NNLO_Zmumu_Pt700_1000_CFilterBVeto	e4716_s2726_r7772_r7676_p2823	0.0510	0.97	0.261	7483.018
363429	Sherpa_NNPDF30NNLO_Zmumu_Pt700_1000_BFilter	e4716_s2726_r7772_r7676_p2823	0.0515	0.97	0.157	12606.648
363430	Sherpa_NNPDF30NNLO_Zmumu_Pt1000_2000_CVetoBVeto	e4716_s2726_r7772_r7676_p2823	0.0066	0.97	0.562	27321.258
363431	Sherpa_NNPDF30NNLO_Zmumu_Pt1000_2000_CFilterBVeto	e4716_s2726_r7772_r7676_p2823	0.0067	0.97	0.263	29218.727
363432	Sherpa_NNPDF30NNLO_Zmumu_Pt1000_2000_BFilter	e4772_s2726_r7772_r7676_p2823	0.0063	0.97	0.169	48224.250

MCID	Prozess	Tags	σ [pb]	k-Faktor	ϵ_{filter}	$\int \mathcal{L} \text{ [fb}^{-1}\text{]}$
363433	Sherpa_NNPDF30NNLO_Znuu_Pt2000_E_CMS_CVetoBVeto	e4716_s2726_r7772_r7676_p2823	0.0000	0.97	0.484	4696263.000
363434	Sherpa_NNPDF30NNLO_Znuu_Pt2000_E_CMS_CFilterBVeto	e4716_s2726_r7772_r7676_p2823	0.0000	0.97	0.285	4526519.000
363435	Sherpa_NNPDF30NNLO_Znuu_Pt2000_E_CMS_BFilter	e4772_s2726_r7772_r7676_p2823	0.0000	0.97	0.169	1201965.625
Top-Quark-Paarproduktion mit einem Vektorboson:						
410066	MadGraphPythia8EvtGen_A14NNPDF23LO_ttW_Np0	e4111_s2608_s2183_r7725_r7676_p2839	0.1766	1.32	1.000	8523.156
410067	MadGraphPythia8EvtGen_A14NNPDF23LO_ttW_Np1	e4111_s2608_s2183_r7725_r7676_p2839	0.1406	1.32	1.000	10665.969
410068	MadGraphPythia8EvtGen_A14NNPDF23LO_ttW_Np2	e4111_s2608_s2183_r7725_r7676_p2839	0.1368	1.32	1.000	5511.252
410081	MadGraphPythia8EvtGen_A14NNPDF23_ttbbarWW	e4111_s2608_s2183_r7725_r7676_p2839	0.0081	1.22	1.000	5048.439
410073	MadGraphPythia8EvtGen_A14NNPDF23LO_ttZnuqq_Np0	e4631_s2726_r7725_r7676_p2839	0.1732	1.47	1.000	7693.857
410074	MadGraphPythia8EvtGen_A14NNPDF23LO_ttZnuqq_Np1	e4631_s2726_r7725_r7676_p2839	0.1653	1.47	1.000	8019.418
410075	MadGraphPythia8EvtGen_A14NNPDF23LO_ttZnuqq_Np2	e4631_s2726_r7725_r7676_p2839	0.1743	1.47	1.000	3856.710

Tabelle A.2: Verwendete Signal- und Untergrundsimulationen – Es werden jeweils die Monte-Carlo-ID (MCID), die verwendeten Versions-Tags aller Einzelschritte, der Wirkungsquerschnitt σ , der k-Faktor, die Filtereffizienz und die äquivalente integrierte Luminosität dargestellt. Letztere berechnet sich aus $\frac{N}{\sigma \cdot k \cdot \epsilon_{\text{filter}}}$ mit der Anzahl generierter Ereignisse N .

GG 2J	WR	TR	VR E_T^{miss}	VR m_T
Anzahl Leptonen			= 1	
+ Veto auf weitere Leptonen der Vorselektionsstufe				
p_T^{Lepton} [GeV]			[7(6). 35]	
Anzahl Jets			≥ 2	
p_T^{Jet1} [GeV]			> 200	
p_T^{Jet2} [GeV]			> 30	
Anzahl b -Jets	= 0	≥ 1	-	-
m_T [GeV]	[40. 80]		[40. 100]	> 80
E_T^{miss} [GeV]	[250. 460]		> 460	[250. 460]
E_T^{miss}/m_{eff}	$> 0,35$		$> 0,35$	$> 0,35$

Tabelle A.3: Selektionsschnitte der Kontroll- und Validierungsregionen zur 2-Jet-Signalregion der Gluino-Paarproduktion „GG 2J“

GG 4J low-x	WR	TR	VR m_T	VR Aplanarität
Anzahl Leptonen			= 1	
+ Veto auf weitere Leptonen der Vorselektionsstufe				
p_T^{Lepton} [GeV]			$> 7(6)$	
Anzahl Jets			≥ 4	
$p_T^{\text{Jet1,2,3,4}}$ [GeV]			> 100	
Anzahl b -Jets	= 0	≥ 1	-	-
m_T [GeV]	> 100		> 100	< 100
E_T^{miss} [GeV]	> 250		> 250	> 250
m_{eff} [GeV]	> 2000		> 2000	> 2000
E_T^{miss}/m_{eff}	-		$< 0,35$	-
Aplanarität o. L.	$< 0,03$		$< 0,03$	$> 0,03$

Tabelle A.4: Selektionsschnitte der Kontroll- und Validierungsregionen zur 4-Jet-Signalregion der Gluino-Paarproduktion „GG 4J low-x“

GG 4J high-x	WR	TR	VR m_T	VR E_T^{miss}/m_{eff}
Anzahl Leptonen			= 1	
+ Veto auf weitere Leptonen der Vorselektionsstufe				
p_T^{Lepton} [GeV]			> 35	
Anzahl Jets			≥ 4	
p_T^{Jet1} [GeV]			> 400	
p_T^{Jet4} [GeV]			[30. 100]	
p_T^{Jet6} [GeV]		-	< 30	-
Anzahl b -Jets	= 0	≥ 1	-	-
m_T [GeV]	< 100		> 100	< 100
E_T^{miss} [GeV]	> 250		> 250	> 250
m_{eff} [GeV]	> 1600		> 1600	> 1600
E_T^{miss}/m_{eff}	$< 0,3$		$< 0,3$	$> 0,3$

Tabelle A.5: Selektionsschnitte der Kontroll- und Validierungsregionen zur 4-Jet-Signalregion der Gluino-Paarproduktion „GG 4J high-x“

A. Tabellen

GG 6J bulk	WR	TR	VR	m_T	VR Aplanarität
Anzahl Leptonen				= 1	
+ Veto auf weitere Leptonen der Vorselektionsstufe					
p_T^{Lepton} [GeV]				> 35	
Anzahl Jets				≥ 6	
p_T^{Jet1} [GeV]				> 125	
p_T^{Jet6} [GeV]				> 30	
Anzahl b -Jets	= 0	≥ 1		-	-
m_T [GeV]	[60. 125]		[125. 300]		[60. 125]
E_T^{miss} [GeV]	> 250		[250. 400]		> 250
m_{eff} [GeV]	> 1000		> 1000		> 1000
$E_T^{\text{miss}}/m_{eff}$	> 0,2		> 0,2		> 0,2
Aplanarität o. L.	< 0,04		< 0,04		> 0,04

Tabelle A.6: Selektionsschnitte der Kontroll- und Validierungsregionen zur 6-Jet-Signalregion der Gluino-Paarproduktion „GG 6J bulk“

GG 6J high-mass	WR	TR	VR	m_T	VR Aplanarität
Anzahl Leptonen				= 1	
+ Veto auf weitere Leptonen der Vorselektionsstufe					
p_T^{Lepton} [GeV]				> 35	
Anzahl Jets				≥ 6	
p_T^{Jet1} [GeV]				> 125	
p_T^{Jet6} [GeV]				> 30	
Anzahl b -Jets	= 0	≥ 1		-	-
m_T [GeV]	[60. 125]		[125. 350]		[60. 125]
E_T^{miss} [GeV]	> 200		> 250		> 250
m_{eff} [GeV]	> 1500		> 1500		> 1500
$E_T^{\text{miss}}/m_{eff}$	> 0,1		> 0,1		> 0,1
Aplanarität o. L.	< 0,04		< 0,04		> 0,04

Tabelle A.7: Selektionsschnitte der Kontroll- und Validierungsregionen zur 6-Jet-Signalregion der Gluino-Paarproduktion „GG 6J high-mass“

SS 4J x=1/2	WR	TR	DR	VR m_T	VR Aplanarität	VR Diboson
Anzahl Leptonen + Veto auf weitere Leptonen der Vorselektionsstufe	= 1		≥ 2	= 1	= 1	= 2 SS oder ≥ 3
p_T^{Lepton} [GeV]	> 35		> 7(6)	> 35	> 35	> 7(6)
Anzahl Jets	≥ 4		≥ 2	≥ 4	≥ 4	≥ 2
$p_T^{\text{Jet}1,2}$ [GeV]	> 50		> 30	> 50	> 50	> 30
$p_T^{\text{Jet}3,4}$ [GeV]	> 50		-	> 50	> 50	-
Anzahl b -Jets	= 0	≥ 1	= 0	= 0	= 0	= 0
m_T [GeV]	[50. 100]		[50. 100]	> 100	[50. 100]	> 100
E_T^{miss} [GeV]	> 300		> 250	> 200	> 300	> 250
m_{eff} [GeV]	> 1200		-	> 1200	> 1200	-
Aplanarität	< 0,08		-	< 0,05	> 0,08	-

Tabelle A.8: Selektionsschnitte der Kontroll- und Validierungsregionen zur 4-Jet-Signalregion der Squark-Paarproduktion „SS 4J x=1/2“

SS 5J x=1/2	WR	TR	DR	VR m_T	VR E_T^{miss}	VR Diboson
Anzahl Leptonen + Veto auf weitere Leptonen der Vorselektionsstufe	= 1		≥ 2	= 1	= 1	= 2 SS oder ≥ 3
p_T^{Lepton} [GeV]	> 35		> 7(6)	> 35	> 35	> 7(6)
Anzahl Jets	≥ 5		≥ 3	≥ 5	≥ 5	≥ 3
$p_T^{\text{Jet}1,2,3}$ [GeV]	> 50		> 30	> 30	> 50	> 30
$p_T^{\text{Jet}4,5}$ [GeV]	> 50		-	> 30	> 50	-
Anzahl b -Jets	= 0	≥ 1	= 0	= 0	= 0	= 0
m_T [GeV]	[50. 100]		[50. 150]	> 100	[50. 100]	> 150
E_T^{miss} [GeV]	[200. 300]		> 200	[200. 300]	> 300	> 200
$E_T^{\text{miss}}/m_{eff}$	> 0,2		-	-	> 0,2	-

Tabelle A.9: Selektionsschnitte der Kontroll- und Validierungsregionen zur 5-Jet-Signalregion der Squark-Paarproduktion „SS 5J x=1/2“

A. Tabellen

SS 4J low-x	WR	TR	DR	VR m_T	VR Aplanarität	VR Diboson
Anzahl Leptonen + Veto auf weitere Leptonen der Vorselektionsstufe	= 1		≥ 2	= 1	= 1	= 2 SS oder ≥ 3
p_T^{Lepton} [GeV]	> 35		> 7(6)	> 35	> 35	> 7(6)
Anzahl Jets	≥ 4		≥ 2	≥ 4	≥ 4	≥ 2
p_T^{Jet1} [GeV]	> 250		> 30	> 30	> 250	> 30
p_T^{Jet2} [GeV]	> 250		> 30	> 30	> 200	> 30
$p_T^{\text{Jet3,4}}$ [GeV]	> 30		-	> 30	> 30	-
Anzahl b -Jets	= 0	≥ 1	= 0	= 0	= 0	= 0
m_T [GeV]	[50. 100]		[50. 100]	[150. 400]	[50. 100]	> 100
E_T^{miss} [GeV]	> 250		> 250	> 200	> 250	> 250
Aplanarität	< 0,03		-	< 0,03	> 0,03	-

Tabelle A.10: Selektionsschnitte der Kontroll- und Validierungsregionen zur 4-Jet-Signalregion der Squark-Paarproduktion „SS 4J low-x“

SS 5J high-x	WR	TR	DR	VR m_T	VR Aplanarität	VR Diboson
Anzahl Leptonen + Veto auf weitere Leptonen der Vorselektionsstufe	= 1		≥ 2	= 1	= 1	= 2 SS oder ≥ 3
p_T^{Lepton} [GeV]	> 35		> 7(6)	> 35	> 35	> 7(6)
Anzahl Jets	≥ 5		≥ 3	≥ 5	≥ 5	≥ 3
$p_T^{\text{Jet1,2,3}}$ [GeV]	> 30		> 30	> 30	> 30	> 30
$p_T^{\text{Jet4,5}}$ [GeV]	> 30		-	> 30	> 30	-
Anzahl b -Jets	= 0	≥ 1	= 0	= 0	= 0	= 0
m_T [GeV]	[50. 100]		[50. 150]	> 100	[50. 150]	[50. 150]
E_T^{miss} [GeV]	> 400	> 300	> 200	> 200	> 400	> 200
Aplanarität	< 0,03		-	< 0,03	> 0,03	-

Tabelle A.11: Selektionsschnitte der Kontroll- und Validierungsregionen zur 5-Jet-Signalregion der Squark-Paarproduktion „SS 5J high-x“

$t\bar{t}$ Quelle der Unsicherheit	GG 4J low-x	GG 4J high-x	GG 2J	GG 6J bulk	GG 6J high-mass
Unsicherheiten des Transfer-Faktors zur SR					
Abstrahlung und QCD-Skalen	11 %	-11 %	11 %	9 %	10 %
Hadronisierung/Fragmentation	-12 %	-7 %	7 %	-14 %	-17 %
Harter Streuprozess	24 %	-40 %	-11 %	18 %	41 %
PDF (CT10)	(-19,+11)%	(-14,+15)%	(-8,+9)%	(-5,+4)%	(-9,+11)%
Unsicherheiten des Transfer-Faktors zur VR1 (m_T)					
Abstrahlung und QCD-Skalen	-2 %	-6 %	5 %	9 %	2 %
Hadronisierung/Fragmentation	-12 %	7 %	7 %	-9 %	-2 %
Harter Streuprozess	13 %	-8 %	9 %	18 %	-14 %
PDF (CT10)	(-7,+5)%	(-7,+14)%	(-6,+10)%	(-3,+2)%	(-2,+2)%
Unsicherheiten des Transfer-Faktors zur VR2 (andere)					
Abstrahlung und QCD-Skalen	2 %	-11 %	3 %	-2 %	-3 %
Hadronisierung/Fragmentation	4 %	6 %	4 %	2 %	13 %
Harter Streuprozess	10 %	-13 %	-10 %	4 %	-26 %
PDF (CT10)	(-2,+7)%	(-2,+4)%	(-2,+3)%	(-5,+4)%	(-2,+2)%

$t\bar{t}$ Quelle der Unsicherheit	SS 4J low-x	SS 5J high-x	SS 4J x=1/2	SS 5J x=1/2
Unsicherheiten des Transfer-Faktors zur SR				
Abstrahlung und QCD-Skalen	7 %	9 %	10 %	13 %
Hadronisierung/Fragmentation	3 %	6 %	-8 %	8 %
Harter Streuprozess	34 %	-20 %	-23%	15 %
PDF (CT10)	(-5,+7)%	(-6,+5)%	(-3,+6)%	(-4,+6)%
Unsicherheiten des Transfer-Faktors zur VR1 (m_T)				
Abstrahlung und QCD-Skalen	5 %	9 %	6 %	12 %
Hadronisierung/Fragmentation	-2 %	1 %	-6 %	-3 %
Harter Streuprozess	4 %	11 %	4 %	9 %
PDF (CT10)	(-1,+1)%	(-4,+4)%	(-5,+7)%	(-3,+2)%
Unsicherheiten des Transfer-Faktors zur VR2 (andere)				
Abstrahlung und QCD-Skalen	4 %	1 %	4 %	4 %
Hadronisierung/Fragmentation	2 %	6 %	3 %	8 %
Harter Streuprozess	12 %	-7 %	-9 %	6 %
PDF (CT10)	(-7,+7)%	(-12,+12)%	(-5,+7)%	(-8,+7)%
Unsicherheiten des Transfer-Faktors zur Diboson VR				
Abstrahlung und QCD-Skalen	11 %	8 %	12 %	4 %
Hadronisierung/Fragmentation	12 %	2 %	4 %	11 %
Harter Streuprozess	8 %	-21 %	-6 %	-3 %
PDF (CT10)	(-1,+1)%	(-1,+1)%	(-2,+2)%	(-1,+1)%

Tabelle A.12: Zusammenfassung der theoretischen Unsicherheiten der Transfer-Faktoren in die Signal- und Validierungsregionen für den $t\bar{t}$ -Untergrund

A. Tabellen

W+Jets	GG 4J	GG 4J	GG 2J	GG 6J	GG 6J
Quelle der Unsicherheit	low-x	high-x		bulk	high-mass
	Unsicherheiten des Transfer-Faktors zur SR				
Generatorvergleich	30 %	23 %	-14 %	30 %	39 %
CKKW-Matching-Skala	-4 %	2 %	-1 %	-2 %	-3 %
Resummationsskala	-1 %	-1 %	2 %	-2 %	-2%
Renormierungsskala	-4 %	1 %	-6 %	-3 %	-3%
Faktorisierungsskala	-3 %	-2 %	1 %	-3 %	-4%
PDF (NNPDF)	(-9,+11)%	(-3,+4)%	(-2,+9)%	(-4,+1)%	(-7,+14)%
	Unsicherheiten des Transfer-Faktors zur VR1 (m_T)				
Generatorvergleich	30 %	-9 %	-14 %	50 %	39 %
CKKW-Matching-Skala	2 %	1 %	-1 %	-2 %	1 %
Resummationsskala	-1 %	-1 %	2 %	-1 %	-2 %
Renormierungsskala	- 1 %	1 %	-4 %	-3 %	-3 %
Faktorisierungsskala	-1 %	-1 %	1 %	-2 %	-2 %
PDF (NNPDF)	(-10,+4)%	(-2,+3)%	(-2,+6)%	(-5,+1)%	(-3,+3)%
	Unsicherheiten des Transfer-Faktors zur VR2 (andere)				
Generatorvergleich	26 %	23 %	11 %	15 %	6 %
CKKW-Matching-Skala	1 %	2 %	-1 %	1 %	-1 %
Resummationsskala	1 %	-1 %	-1 %	1 %	-1 %
Renormierungsskala	1 %	1 %	1 %	1 %	-1%
Faktorisierungsskala	3 %	-2 %	-1 %	2 %	-1%
PDF (NNPDF)	(-3,+2)%	(-3,+1)%	(-1,+0)%	(-4,+1)%	(-2,+2)%

Tabelle A.13: Zusammenfassung der theoretischen Unsicherheiten der Transfer-Faktoren in die Signal- und Validierungsregionen der Gluino-Paarproduktion für den W+Jets-Untergrund

W+Jets	SS 4J	SS 5J	SS 4J	SS 5J
Quelle der Unsicherheit	low-x	high-x	x=1/2	x=1/2
	Unsicherheiten des Transfer-Faktors zur SR			
Generatorvergleich	17 %	17 %	17 %	16%
CKKW-Matching-Skala	-1 %	-2 %	- 1 %	2 %
Resummationsskala	-1 %	-1 %	-1 %	-1 %
Renormierungsskala	1 %	-1 %	-1 %	-2 %
Faktorisierungsskala	-2 %	1 %	2 %	4 %
PDF (NNPDF)	(-7,+9)%	(-3,+4)%	(-4,+5)%	(-1,+10)%
	Unsicherheiten des Transfer-Faktors zur VR1 (m_T)			
Generatorvergleich	7 %	17 %	3 %	-11 %
CKKW-Matching-Skala	-1 %	-1 %	1 %	2 %
Resummationsskala	-1 %	-1 %	-1 %	1 %
Renormierungsskala	1 %	-1%	1 %	2 %
Faktorisierungsskala	2 %	1 %	2 %	2 %
PDF (NNPDF)	(-3,+2)%	(-1,+1)%	(-1,+4)%	(-1,+1)%
	Unsicherheiten des Transfer-Faktors zur VR2 (andere)			
Generatorvergleich	17 %	10 %	17 %	2 %
CKKW-Matching-Skala	1 %	-1 %	-1 %	1 %
Resummationsskala	1 %	1 %	-1 %	1 %
Renormierungsskala	-1 %	-1 %	-1 %	- 1 %
Faktorisierungsskala	1 %	1 %	1 %	-2 %
PDF (NNPDF)	(-3,+1)%	(-1,+2)%	(-3,+1)%	(-1,+5)%
	Unsicherheiten des Transfer-Faktors zur Diboson VR			
Generatorvergleich	6 %	17 %	-5 %	19 %
CKKW-Matching-Skala	8 %	4 %	9 %	5 %
Resummationsskala	-3 %	-1 %	-4 %	-1 %
Renormierungsskala	6 %	2 %	7 %	1 %
Faktorisierungsskala	-1 %	1 %	-1 %	-3 %
PDF (NNPDF)	(-5,+2)%	(-4,+8)%	(-6,+3)%	(-4,+10)%

Tabelle A.14: Zusammenfassung der theoretischen Unsicherheiten der Transfer-Faktoren in die Signal- und Validierungsregionen der Squark-Paarproduktion für den W+Jets-Untergrund

A. Tabellen

Unsicherheit der Ereigniszahlen [%]	Faktorisierungsskala	Renormierungsskala	Resummationsskala	Generatorvergleich
GG 2J SR	-6,6	43,4	12,6	-30,9
GG 2J WR	-0,2	-22,3	-1,9	-9,0
GG 2J TR	-11,4	19,7	-12,5	2,5
GG 2J VR1	-14,3	-30,7	4,3	-17,3
GG 2J VR2	-0,2	38,5	-0,9	-50,6
GG 6J bulk SR	1,0	-46,0	-9,9	71,7
GG 6J bulk WR	2,3	-24,7	1,9	67,5
GG 6J bulk TR	28,4	-52,1	21,6	69,3
GG 6J bulk VR m_T	7,7	-54,9	16,7	51,5
GG 6J bulk VR Aplanarity	10,1	-35,7	7,9	51,4
GG 6J high-mass SR	23,9	-20,6	30,2	93,0
GG 6J high-mass WR	-10,6	-19,5	3,3	70,7
GG 6J high-mass TR	31,4	-47,7	36,5	69,9
GG 6J high-mass VR m_T	-10,6	-15,0	-4,8	13,1
GG 6J high-mass VR Aplanarity	19,8	-44,5	3,0	61,0
GG 4J high-x SR	-9,5	-42,9	56,1	-66,1
GG 4J high-x WR	2,5	-34,7	0,2	30,8
GG 4J high-x TR	7,4	-32,3	-7,3	57,1
GG 4J high-x VR m_T	14,8	-40,1	-10,5	44,0
GG 4J high-x VR $E_T^{miss}/m_{\text{eff}}^{\text{inc}}$	-2,3	-35,6	-2,0	8,3
GG 4J low-x b-veto SR	14,3	-16,4	24,8	74,4
GG 4J low-x SR	52,6	-39,3	25,6	83,0
GG 4J low-x WR	13,6	-22,5	-5,1	75,3
GG 4J low-x TR	5,0	-25,3	36,1	97,5
GG 4J low-x VR m_T	-18,5	-8,5	3,5	60,3
GG 4J low-x VR Aplanarity	1,0	-43,8	-1,7	62,5

Tabelle A.15: Zusammenfassung der theoretischen Unsicherheiten der erwarteten Ereigniszahlen der Diboson-Produktion in sämtlichen Regionen der Gluino-Paarproduktion

Unsicherheit der Transfer-Faktoren [%]	Faktorisierungsskala	Renormierungsskala	Resummationsskala	Generatorvergleich
SS 4J x=1/2 SR	-14,6	-37,5	-24,8	-52,9
SS 4J x=1/2 VR m_T	3,6	-30,4	-3,9	11,8
SS 4J x=1/2 VR Aplanarity	-5,9	12,3	33,4	65,3
SS 4J x=1/2 VR DR	-2,9	35,0	2,3	26,1
SS 5J x=1/2 SR	-7,4	-18,9	1,2	-19,1
SS 5J x=1/2 VR m_T	-1,7	-25,1	2,3	23,1
SS 5J x=1/2 VR E_T^{miss}	3,9	-13,0	2,3	8,4
SS 5J x=1/2 VR DR	-7,4	8,0	2,2	38,2
SS 4J low-x SR	-5,6	-5,5	-2,8	40,5
SS 4J low-x VR m_T	-7,1	5,6	1,7	-20,6
SS 4J low-x VR Aplanarity	3,9	-31,3	-0,1	-2,2
SS 4J low-x VR DR	-2,8	39,7	3,0	25,4
SS 5J high-x SR	10,2	-23,3	-5,8	-55,1
SS 5J high-x VR m_T	-3,8	6,3	4,2	5,7
SS 5J high-x VR Aplanarity	3,1	8,7	3,4	-25,1
SS 5J high-x VR DR	-4,8	-2,0	1,4	30,3

Tabelle A.16: Zusammenfassung der theoretischen Unsicherheiten der Transfer-Faktoren in die Signal- und Validierungsregionen der Squark-Paarproduktion für den Diboson-Untergrund

A. Tabellen

Unsicherheit der Ereigniszahlen [%]	Renormierungs- skala	Faktorisierungs- skala	matching skala	Resummations- skala
GG 4J low-x b-veto SR	35,4	3,3	9,1	-1,1
GG 4J low-x SR	35,3	3,2	8,9	-1,2
GG 4J low-x VR m_T	35,0	3,2	8,9	-1,4
GG 4J low-x VR Aplanarity	35,4	3,8	8,5	-0,4
GG 4J low-x WR	34,9	2,8	8,1	-0,8
GG 4J low-x TR	34,6	2,8	9,0	-0,5
GG 4J high-x SR	34,0	2,5	5,9	-0,8
GG 4J high-x VR m_T	34,1	2,5	4,3	-0,6
GG 4J high-x VR E_T^{miss}/m_{eff}	33,4	4,3	2,4	-0,5
GG 4J high-x WR	34,2	2,7	5,4	-0,7
GG 4J high-x TR	34,8	2,6	5,5	-1,2
GG 2J SR	29,9	2,1	-0,6	0,9
GG 2J VR m_T	27,2	2,0	-2,1	1,8
GG 2J VR E_T^{miss}	21,9	2,5	-4,9	4,0
GG 2J WR	22,0	2,6	-5,0	4,2
GG 2J TR	22,7	2,7	-5,4	4,6
GG 6J bulk SR	37,6	2,2	12,0	-0,9
GG 6J bulk VR m_T	36,3	1,9	9,8	-2,2
GG 6J bulk VR Aplanarity	35,9	2,0	9,9	-1,3
GG 6J bulk WR	30,3	-7,2	3,9	-4,2
GG 6J bulk TR	34,8	2,4	10,4	-0,7
GG 6J high-mass SR	35,8	3,2	9,6	-1,4
GG 6J high-mass VR m_T	36,7	2,1	10,2	-2,2
GG 6J high-mass VR Aplanarity	38,8	1,7	11,8	-0,8
GG 6J high-mass WR	35,8	3,0	9,3	-0,7
GG 6J high-mass TR	35,2	3,6	7,5	-1,4

Tabelle A.17: Zusammenfassung der theoretischen Unsicherheiten der erwarteten Ereigniszahlen der Z+Jets-Produktion in sämtlichen Regionen der Gluino-Paarproduktion

Unsicherheit der Ereigniszahlen [%]	Renormierungs-skala	Faktorisierungs-skala	matching skala	Resummations-skala
SS 4J low-x SR	35,0	3,0	7,0	-1,4
SS 4J low-x VR m_T	35,8	2,3	6,5	-2,0
SS 4J low-x VR Aplanarity	34,6	2,3	6,4	-1,3
SS 4J low-x VR diboson	33,8	2,1	2,4	0,1
SS 4J low-x WR	34,6	2,3	4,2	-0,8
SS 4J low-x TR	35,0	2,3	4,7	-0,8
SS 4J low-x DR	31,7	2,0	-1,6	1,6
SS 5J high-x SR	35,6	2,4	9,6	-1,6
SS 5J high-x VR m_T	35,5	2,4	9,5	-1,3
SS 5J high-x VR Aplanarity	34,9	2,6	7,1	-1,7
SS 5J high-x VR diboson	35,5	2,0	7,0	-0,9
SS 5J high-x WR	35,0	2,6	6,2	-1,6
SS 5J high-x TR	34,9	2,8	7,0	-1,8
SS 5J high-x DR	32,0	2,3	0,8	1,0
SS 4J x=1/2 SR	35,5	2,2	7,1	-1,0
SS 4J x=1/2 VR m_T	38,8	2,2	9,1	-0,6
SS 4J x=1/2 VR Aplanarity	35,3	2,2	8,3	-0,9
SS 4J x=1/2 VR diboson	33,8	2,1	2,4	0,1
SS 4J x=1/2 WR	35,0	2,4	6,8	-1,2
SS 4J x=1/2 TR	35,1	2,5	7,3	-1,4
SS 4J x=1/2 DR	31,7	2,0	-1,6	1,6
SS 5J x=1/2 SR	36,0	2,4	11,0	-0,9
SS 5J x=1/2 VR m_T	44,3	1,8	13,3	-0,6
SS 5J x=1/2 VR E_T^{miss}	35,4	2,4	7,8	-1,4
SS 5J x=1/2 VR diboson	35,5	2,0	7,0	-0,9
SS 5J x=1/2 WR	23,0	-20,7	-5,0	-7,6
SS 5J x=1/2 TR	37,4	2,1	10,6	-1,1
SS 5J x=1/2 DR	32,0	2,3	0,8	1,0

Tabelle A.18: Zusammenfassung der theoretischen Unsicherheiten der erwarteten Ereigniszahlen der Z+Jets-Produktion in sämtlichen Regionen der Squark-Paarproduktion

A. Tabellen

GG 2J Kontrollregionen	TR	WR
Beobachtete Ereignisse	1374	5331
Standardmodell-Erwartung	$1373,923 \pm 37,323$	$5330,973 \pm 73,309$
Erwartete $t\bar{t}$ -Ereignisse	$719,250 \pm 143,427$	$191,387 \pm 51,667$
Erwartete W+Jets-Ereignisse	$498,718 \pm 89,330$	$4905,332 \pm 101,538$
Erwartete Z+Jets-Ereignisse	$8,386 \pm 5,049$	$36,913 \pm 20,732$
Erwartete Single-Top-Ereignisse	$120,156 \pm 96,644$	$51,298 \pm 41,366$
Erwartete Diboson-Ereignisse	$24,510 \pm 7,357$	$145,374 \pm 35,925$
Erwartete $t\bar{t}V$ -Ereignisse	$2,902 \pm 0,205$	$0,669 \pm 0,094$
Reine MC-Erw. für SM-Ereignisse	$1307,592 \pm 131,302$	$5174,028 \pm 114,663$
Reine MC-Erw. für $t\bar{t}$ -Ereignisse	$667,522 \pm 21,892$	$177,625 \pm 20,725$
Reine MC-Erw. für W+Jets-Ereignisse	$484,145 \pm 75,063$	$4762,161 \pm 86,296$
Reine MC-Erw. für Z+Jets-Ereignisse	$8,386 \pm 5,049$	$36,913 \pm 20,733$
Reine MC-Erw. für Single-Top-Ereignisse	$120,127 \pm 96,641$	$51,286 \pm 41,361$
Reine MC-Erw. für Diboson-Ereignisse	$24,509 \pm 7,357$	$145,375 \pm 35,927$
Reine MC-Erw. für $t\bar{t}V$ -Ereignisse	$2,902 \pm 0,205$	$0,669 \pm 0,094$

Tabelle A.19: Beobachtete Ereigniszahlen in den GG 2J Kontrollregionen für eine integrierte Luminosität von $14,8 \text{ fb}^{-1}$ zusammen mit den erwarteten Ereigniszahlen und deren Unsicherheiten (statistisch und systematisch) vor und nach der Anpassung an die beobachteten Daten in den Kontrollregionen

GG 2J Validierungsregionen	VR m_T	VR E_T^{miss}
Beobachtete Ereignisse	560	2284
Standardmodell-Erwartung	$587,857 \pm 75,470$	$2296,885 \pm 290,952$
Erwartete $t\bar{t}$ -Ereignisse	$69,349 \pm 17,666$	$441,649 \pm 101,535$
Erwartete W+Jets-Ereignisse	$468,705 \pm 74,012$	$1629,714 \pm 257,778$
Erwartete Z+Jets-Ereignisse	$4,730 \pm 2,710$	$44,947 \pm 25,174$
Erwartete Single-Top-Ereignisse	$14,830 \pm 12,084$	$80,197 \pm 64,436$
Erwartete Diboson-Ereignisse	$29,187 \pm 11,686$	$94,930 \pm 61,245$
Erwartete $t\bar{t}V$ -Ereignisse	$1,056 \pm 0,107$	$5,448 \pm 0,320$
Reine MC-Erw. für SM-Ereignisse	$569,184 \pm 73,949$	$2217,515 \pm 291,954$
Reine MC-Erw. für $t\bar{t}$ -Ereignisse	$64,362 \pm 9,606$	$409,886 \pm 41,754$
Reine MC-Erw. für W+Jets-Ereignisse	$455,023 \pm 70,418$	$1582,128 \pm 245,828$
Reine MC-Erw. für Z+Jets-Ereignisse	$4,730 \pm 2,710$	$44,947 \pm 25,174$
Reine MC-Erw. für Single-Top-Ereignisse	$14,827 \pm 12,083$	$80,177 \pm 64,433$
Reine MC-Erw. für Diboson-Ereignisse	$29,187 \pm 11,685$	$94,929 \pm 61,244$
Reine MC-Erw. für $t\bar{t}V$ -Ereignisse	$1,056 \pm 0,107$	$5,448 \pm 0,320$

Tabelle A.20: Beobachtete Ereigniszahlen in den GG 2J Validierungsregionen für eine integrierte Luminosität von $14,8 \text{ fb}^{-1}$ zusammen mit den erwarteten Ereigniszahlen und deren Unsicherheiten (statistisch und systematisch) vor und nach der Anpassung an die beobachteten Daten in den Kontrollregionen

GG 2J Signalregion	SR ($1 e/\mu$)	SR (1μ)	SR ($1 e$)
Beobachtete Ereignisse	47	25	22
Standardmodell-Erwartung	$45,992 \pm 7,295$	$27,068 \pm 4,450$	$18,924 \pm 3,197$
Erwartete $t\bar{t}$ -Ereignisse	$12,363 \pm 3,502$	$7,080 \pm 2,032$	$5,282 \pm 1,538$
Erwartete W+Jets-Ereignisse	$16,716 \pm 3,164$	$9,723 \pm 2,001$	$6,993 \pm 1,332$
Erwartete Z+Jets-Ereignisse	$2,932 \pm 1,736$	$2,030 \pm 1,203$	$0,902 \pm 0,547$
Erwartete Single-Top-Ereignisse	$3,436 \pm 2,766$	$2,167 \pm 1,749$	$1,269 \pm 1,033$
Erwartete Diboson-Ereignisse	$9,272 \pm 5,155$	$5,305 \pm 2,976$	$3,967 \pm 2,220$
Erwartete $t\bar{t}V$ -Ereignisse	$1,273 \pm 0,120$	$0,762 \pm 0,074$	$0,511 \pm 0,065$
Reine MC-Erw. für SM-Ereignisse	$44,614 \pm 7,564$	$26,275 \pm 4,623$	$18,339 \pm 3,262$
Reine MC-Erw. für $t\bar{t}$ -Ereignisse	$11,474 \pm 2,238$	$6,571 \pm 1,308$	$4,902 \pm 1,020$
Reine MC-Erw. für W+Jets-Ereignisse	$16,228 \pm 3,032$	$9,439 \pm 1,921$	$6,788 \pm 1,277$
Reine MC-Erw. für Z+Jets-Ereignisse	$2,932 \pm 1,736$	$2,030 \pm 1,203$	$0,902 \pm 0,547$
Reine MC-Erw. für Single-Top-Ereignisse	$3,436 \pm 2,766$	$2,167 \pm 1,748$	$1,269 \pm 1,033$
Reine MC-Erw. für Diboson-Ereignisse	$9,272 \pm 5,155$	$5,305 \pm 2,976$	$3,967 \pm 2,220$
Reine MC-Erw. für $t\bar{t}V$ -Ereignisse	$1,273 \pm 0,120$	$0,762 \pm 0,074$	$0,511 \pm 0,065$

Tabelle A.21: Beobachtete Ereigniszahlen in der GG 2J Signalregion für eine integrierte Luminosität von $14,8 \text{ fb}^{-1}$ inklusiv und getrennt nach Ereignissen mit einem Elektron bzw. einem Myon zusammen mit den erwarteten Ereigniszahlen und deren Unsicherheiten (statistisch und systematisch) vor und nach der Anpassung an die beobachteten Daten in den Kontrollregionen

A. Tabellen

Unsicherheiten der Region	SR GG 2J
Standardmodell-Erwartung	45,99
Statistische Unsicherheit der SM-Erwartung ($\sqrt{N_{\text{erw.}}}$)	$\pm 6,78$
Systematische Unsicherheit der SM-Erwartung	$\pm 7,30$ [15,86%]
alpha_DibosonsRenormTheo_SR2J	$\pm 4,02$ [8,7%]
alpha_DibosonsGenTheo_SR2J	$\pm 2,87$ [6,2%]
alpha_h1L_SingleTopComm	$\pm 2,75$ [6,0%]
mu_Top	$\pm 2,57$ [5,6%]
alpha_wjets_Sherpa22GenTheo_SR2J	$\pm 2,34$ [5,1%]
gamma_stat_SR2JEM_cuts_bin_0	$\pm 1,82$ [4,0%]
alpha_Experimentelle Unsicherheiten JES_EffectiveNP_2	$\pm 1,58$ [3,4%]
alpha_h1L_ZjetsComm	$\pm 1,48$ [3,2%]
alpha_TtbarRadQCDScalesTheo_SR2J	$\pm 1,36$ [3,0%]
alpha_TtbarHardScatGenTheo_SR2J	$\pm 1,24$ [2,7%]
alpha_DibosonsResummationTheo_SR2J	$\pm 1,17$ [2,5%]
alpha_TtbarPDFTheo_SR2J	$\pm 1,05$ [2,3%]
alpha_Experimentelle Unsicherheiten JES_Flavor_Composition	$\pm 1,01$ [2,2%]
alpha_wjets_Sherpa22RenormTheo_SR2J	$\pm 1,00$ [2,2%]
alpha_WjetsPDFTheo_SR2J	$\pm 0,92$ [2,0%]
alpha_zjetsRenormTheo_SR2J	$\pm 0,88$ [1,9%]
alpha_TtbarHadFragTheo_SR2J	$\pm 0,87$ [1,9%]
alpha_Experimentelle Unsicherheiten JES_EffectiveNP_1	$\pm 0,80$ [1,7%]
alpha_Experimentelle Unsicherheiten JES_EtaIntercalibration_Modelling	$\pm 0,71$ [1,5%]
alpha_JVT	$\pm 0,62$ [1,3%]
alpha_DibosonsFacTheo_SR2J	$\pm 0,61$ [1,3%]
mu_W	$\pm 0,53$ [1,1%]
alpha_Experimentelle Unsicherheiten JES_Pileup_RhoTopology	$\pm 0,51$ [1,1%]

Tabelle A.22: Nach der Größe sortierte Auflistung der Unsicherheiten der Untergrundvorhersage (falls $>1\%$) in der GG 2J Signalregion für eine integrierte Luminosität von $14,8 \text{ fb}^{-1}$; Die einzelnen Unsicherheiten können korreliert sein und die Gesamtunsicherheit ergibt sich nicht notwendigerweise aus quadratischer Summation.

GG 6J bulk Kontrollregionen	TR	WR
Beobachtete Ereignisse	364	141
Standardmodell-Erwartung	$363,965 \pm 18,490$	$141,015 \pm 11,933$
Erwartete $t\bar{t}$ -Ereignisse	$292,857 \pm 36,905$	$30,197 \pm 7,475$
Erwartete W+Jets-Ereignisse	$26,714 \pm 7,692$	$88,921 \pm 19,281$
Erwartete Z+Jets-Ereignisse	$0,479 \pm 0,461$	$0,980 \pm 0,709$
Erwartete Single-Top-Ereignisse	$33,961 \pm 28,029$	$5,570 \pm 4,788$
Erwartete Diboson-Ereignisse	$4,515^{+5,396}_{-4,515}$	$14,765 \pm 11,345$
Erwartete $t\bar{t}V$ -Ereignisse	$5,438 \pm 0,760$	$0,582 \pm 0,138$
Reine MC-Erw. für SM-Ereignisse	$409,217 \pm 31,349$	$198,133 \pm 16,729$
Reine MC-Erw. für $t\bar{t}$ -Ereignisse	$321,684 \pm 7,117$	$33,213 \pm 5,930$
Reine MC-Erw. für W+Jets-Ereignisse	$42,975 \pm 5,156$	$143,064 \pm 6,364$
Reine MC-Erw. für Z+Jets-Ereignisse	$0,479 \pm 0,460$	$0,978 \pm 0,708$
Reine MC-Erw. für Single-Top-Ereignisse	$34,118 \pm 28,083$	$5,602 \pm 4,803$
Reine MC-Erw. für Diboson-Ereignisse	$4,526^{+5,404}_{-4,526}$	$14,693 \pm 11,318$
Reine MC-Erw. für $t\bar{t}V$ -Ereignisse	$5,435 \pm 0,759$	$0,583 \pm 0,138$

Tabelle A.23: Beobachtete Ereigniszahlen in den GG 6J bulk Kontrollregionen für eine integrierte Luminosität von $14,8 \text{ fb}^{-1}$ zusammen mit den erwarteten Ereigniszahlen und deren Unsicherheiten (statistisch und systematisch) vor und nach der Anpassung an die beobachteten Daten in den Kontrollregionen

GG 6J bulk Validierungsregionen	VR m_T	VR Aplanarität
Beobachtete Ereignisse	49	250
Standardmodell-Erwartung	$51,544 \pm 7,863$	$222,912 \pm 18,969$
Erwartete $t\bar{t}$ -Ereignisse	$38,819 \pm 8,175$	$134,251 \pm 19,976$
Erwartete W+Jets-Ereignisse	$3,417 \pm 1,980$	$55,671 \pm 15,796$
Erwartete Z+Jets-Ereignisse	$0,269^{+0,285}_{-0,269}$	$0,369 \pm 0,254$
Erwartete Single-Top-Ereignisse	$3,779 \pm 3,099$	$19,816 \pm 16,264$
Erwartete Diboson-Ereignisse	$3,574 \pm 2,906$	$9,085 \pm 6,154$
Erwartete $t\bar{t}V$ -Ereignisse	$1,687 \pm 0,251$	$3,722 \pm 0,506$
Reine MC-Erw. für SM-Ereignisse	$57,469 \pm 8,757$	$270,149 \pm 24,797$
Reine MC-Erw. für $t\bar{t}$ -Ereignisse	$42,649 \pm 7,013$	$147,493 \pm 10,191$
Reine MC-Erw. für W+Jets-Ereignisse	$5,500 \pm 2,939$	$89,578 \pm 14,511$
Reine MC-Erw. für Z+Jets-Ereignisse	$0,268^{+0,284}_{-0,268}$	$0,368 \pm 0,254$
Reine MC-Erw. für Single-Top-Ereignisse	$3,796 \pm 3,104$	$19,912 \pm 16,298$
Reine MC-Erw. für Diboson-Ereignisse	$3,571 \pm 2,903$	$9,077 \pm 6,149$
Reine MC-Erw. für $t\bar{t}V$ -Ereignisse	$1,686 \pm 0,251$	$3,720 \pm 0,505$

Tabelle A.24: Beobachtete Ereigniszahlen in den GG 6J bulk Validierungsregionen für eine integrierte Luminosität von $14,8 \text{ fb}^{-1}$ zusammen mit den erwarteten Ereigniszahlen und deren Unsicherheiten (statistisch und systematisch) vor und nach der Anpassung an die beobachteten Daten in den Kontrollregionen

A. Tabellen

GG 6J bulk Signalregion	SR (1 e/μ)	SR (1 μ)	SR (1 e)
Beobachtete Ereignisse	32	21	11
Standardmodell-Erwartung	$23,614 \pm 4,631$	$12,491 \pm 2,790$	$11,123 \pm 2,182$
Erwartete $t\bar{t}$ -Ereignisse	$16,884 \pm 4,584$	$8,493 \pm 2,428$	$8,391 \pm 2,295$
Erwartete W+Jets-Ereignisse	$1,244 \pm 0,539$	$0,522 \pm 0,395$	$0,722 \pm 0,313$
Erwartete Z+Jets-Ereignisse	$0,042^{+0,066}_{-0,042}$	$0,021^{+0,054}_{-0,021}$	$0,022 \pm 0,015$
Erwartete Single-Top-Ereignisse	$1,967 \pm 1,645$	$1,109 \pm 0,911$	$0,857 \pm 0,741$
Erwartete Diboson-Ereignisse	$1,760 \pm 1,530$	$1,401 \pm 1,237$	$0,359 \pm 0,349$
Erwartete $t\bar{t}V$ -Ereignisse	$1,717 \pm 0,323$	$0,945 \pm 0,191$	$0,771 \pm 0,147$
Reine MC-Erw. für SM-Ereignisse	$26,040 \pm 5,177$	$13,646 \pm 3,154$	$12,394 \pm 2,420$
Reine MC-Erw. für $t\bar{t}$ -Ereignisse	$18,546 \pm 4,385$	$9,327 \pm 2,354$	$9,219 \pm 2,205$
Reine MC-Erw. für W+Jets-Ereignisse	$2,000 \pm 0,730$	$0,839 \pm 0,603$	$1,161 \pm 0,424$
Reine MC-Erw. für Z+Jets-Ereignisse	$0,042^{+0,066}_{-0,042}$	$0,020^{+0,054}_{-0,020}$	$0,022 \pm 0,015$
Reine MC-Erw. für Single-Top-Ereignisse	$1,976 \pm 1,648$	$1,115 \pm 0,913$	$0,861 \pm 0,742$
Reine MC-Erw. für Diboson-Ereignisse	$1,759 \pm 1,529$	$1,400 \pm 1,236$	$0,359 \pm 0,349$
Reine MC-Erw. für $t\bar{t}V$ -Ereignisse	$1,716 \pm 0,323$	$0,945 \pm 0,191$	$0,771 \pm 0,147$

Tabelle A.25: Beobachtete Ereigniszahlen in der GG 6J bulk Signalregion für eine integrierte Luminosität von $14,8 \text{ fb}^{-1}$ inklusiv und getrennt nach Ereignissen mit einem Elektron bzw. einem Myon zusammen mit den erwarteten Ereigniszahlen und deren Unsicherheiten (statistisch und systematisch) vor und nach der Anpassung an die beobachteten Daten in den Kontrollregionen

Unsicherheiten der Region	SR GG 6J bulk
Standardmodell-Erwartung	23,61
Statistische Unsicherheit der SM-Erwartung ($\sqrt{N_{\text{erw.}}}$)	$\pm 4,86$
Systematische Unsicherheit der SM-Erwartung	$\pm 4,63$ [19,61%]
alpha_TtbarHadFragTheo_SR6JGGx12	$\pm 2,36$ [10,0%]
alpha_TtbarHardScatGenTheo_SR6JGGx12	$\pm 2,36$ [10,0%]
mu_Top	$\pm 2,20$ [9,3%]
alpha_h1L_SingleTopComm	$\pm 1,58$ [6,7%]
alpha_TtbarRadQCD Scales Theo_SR6JGGx12	$\pm 1,52$ [6,4%]
alpha_DibosonsGenTheo_SR6JGGx12	$\pm 1,26$ [5,3%]
gamma_stat_SR6JGGx12EM_cuts_bin_0	$\pm 1,13$ [4,8%]
alpha_Experimentelle Unsicherheiten JER	$\pm 0,92$ [3,9%]
alpha_DibosonsRenormTheo_SR6JGGx12	$\pm 0,81$ [3,4%]
alpha_TtbarPDFTheo_SR6JGGx12	$\pm 0,76$ [3,2%]
alpha_Experimentelle Unsicherheiten JES_EffectiveNP_2	$\pm 0,61$ [2,6%]
alpha_Experimentelle Unsicherheiten JES_EffectiveNP_1	$\pm 0,53$ [2,2%]
alpha_pileup	$\pm 0,53$ [2,2%]
alpha_Experimentelle Unsicherheiten JES_Flavor_Response	$\pm 0,45$ [1,9%]
alpha_Experimentelle Unsicherheiten JES_Pileup_RhoTopology	$\pm 0,38$ [1,6%]
alpha_wjets_Sherpa22GenTheo_SR6JGGx12	$\pm 0,37$ [1,6%]
alpha_Experimentelle Unsicherheiten JES_Flavor_Composition	$\pm 0,33$ [1,4%]
mu_W	$\pm 0,28$ [1,2%]

Tabelle A.26: Nach der Größe sortierte Auflistung der Unsicherheiten der Untergrundvorhersage (falls $>1\%$) in der GG 6J bulk Signalregion für eine integrierte Luminosität von $14,8 \text{ fb}^{-1}$; Die einzelnen Unsicherheiten können korreliert sein und die Gesamtunsicherheit ergibt sich nicht notwendigerweise aus quadratischer Summation.

A. Tabellen

GG 6J high-mass Kontrollregionen	TR	WR
Beobachtete Ereignisse	222	74
Standardmodell-Erwartung	$221,925 \pm 14,362$	$73,979 \pm 8,597$
Erwartete $t\bar{t}$ -Ereignisse	$174,314 \pm 28,255$	$15,379 \pm 4,501$
Erwartete W+Jets-Ereignisse	$13,471 \pm 5,152$	$41,749 \pm 13,938$
Erwartete Z+Jets-Ereignisse	$0,146 \pm 0,138$	$0,573 \pm 0,412$
Erwartete Single-Top-Ereignisse	$26,868 \pm 22,023$	$4,899 \pm 4,199$
Erwartete Diboson-Ereignisse	$2,936^{+3,211}_{-2,936}$	$10,927 \pm 8,331$
Erwartete $t\bar{t}V$ -Ereignisse	$4,190 \pm 0,586$	$0,453 \pm 0,126$
Reine MC-Erw. für SM-Ereignisse	$282,234 \pm 24,175$	$127,035 \pm 12,110$
Reine MC-Erw. für $t\bar{t}$ -Ereignisse	$218,586 \pm 5,496$	$19,317 \pm 4,053$
Reine MC-Erw. für W+Jets-Ereignisse	$29,283 \pm 3,326$	$90,908 \pm 4,204$
Reine MC-Erw. für Z+Jets-Ereignisse	$0,145 \pm 0,137$	$0,573 \pm 0,412$
Reine MC-Erw. für Single-Top-Ereignisse	$27,110 \pm 22,096$	$4,942 \pm 4,214$
Reine MC-Erw. für Diboson-Ereignisse	$2,925^{+3,198}_{-2,925}$	$10,842 \pm 8,284$
Reine MC-Erw. für $t\bar{t}V$ -Ereignisse	$4,185 \pm 0,585$	$0,453 \pm 0,126$

Tabelle A.27: Beobachtete Ereigniszahlen in den GG 6J high-mass Kontrollregionen für eine integrierte Luminosität von $14,8 \text{ fb}^{-1}$ zusammen mit den erwarteten Ereigniszahlen und deren Unsicherheiten (statistisch und systematisch) vor und nach der Anpassung an die beobachteten Daten in den Kontrollregionen

GG 6J high-mass Validierungsregionen	VR m_T	VR Aplanarität
Beobachtete Ereignisse	49	86
Standardmodell-Erwartung	$40,498 \pm 5,211$	$85,001 \pm 13,994$
Erwartete $t\bar{t}$ -Ereignisse	$28,237 \pm 6,376$	$47,469 \pm 13,997$
Erwartete W+Jets-Ereignisse	$2,940 \pm 1,556$	$18,085 \pm 6,570$
Erwartete Z+Jets-Ereignisse	$0,127 \pm 0,082$	$0,316 \pm 0,208$
Erwartete Single-Top-Ereignisse	$5,078 \pm 4,276$	$12,463 \pm 10,211$
Erwartete Diboson-Ereignisse	$2,741 \pm 0,848$	$4,674 \pm 3,720$
Erwartete $t\bar{t}V$ -Ereignisse	$1,375 \pm 0,201$	$1,993 \pm 0,251$
Reine MC-Erw. für SM-Ereignisse	$51,193 \pm 7,398$	$118,518 \pm 18,457$
Reine MC-Erw. für $t\bar{t}$ -Ereignisse	$35,435 \pm 5,283$	$59,561 \pm 14,281$
Reine MC-Erw. für W+Jets-Ereignisse	$6,400 \pm 2,571$	$39,409 \pm 4,090$
Reine MC-Erw. für Z+Jets-Ereignisse	$0,127 \pm 0,082$	$0,316 \pm 0,208$
Reine MC-Erw. für Single-Top-Ereignisse	$5,126 \pm 4,293$	$12,577 \pm 10,247$
Reine MC-Erw. für Diboson-Ereignisse	$2,733 \pm 0,845$	$4,664 \pm 3,712$
Reine MC-Erw. für $t\bar{t}V$ -Ereignisse	$1,373 \pm 0,201$	$1,991 \pm 0,251$

Tabelle A.28: Beobachtete Ereigniszahlen in den GG 6J high-mass Validierungsregionen für eine integrierte Luminosität von $14,8 \text{ fb}^{-1}$ zusammen mit den erwarteten Ereigniszahlen und deren Unsicherheiten (statistisch und systematisch) vor und nach der Anpassung an die beobachteten Daten in den Kontrollregionen

GG 6J high-mass Signalregion	SR (1 e/μ)	SR (1 μ)	SR (1 e)
Beobachtete Ereignisse	3	3	0
Standardmodell-Erwartung	$3,820 \pm 1,164$	$2,057 \pm 0,702$	$1,762 \pm 0,689$
Erwartete $t\bar{t}$ -Ereignisse	$1,963 \pm 0,929$	$1,205 \pm 0,567$	$0,757 \pm 0,430$
Erwartete W+Jets-Ereignisse	$0,641 \pm 0,376$	$0,210 \pm 0,124$	$0,432 \pm 0,275$
Erwartete Z+Jets-Ereignisse	$0,111 \pm 0,086$	$0,022 \pm 0,015$	$0,089 \pm 0,078$
Erwartete Single-Top-Ereignisse	$0,717 \pm 0,630$	$0,406 \pm 0,383$	$0,311 \pm 0,271$
Erwartete Diboson-Ereignisse	$0,205^{+0,326}_{-0,205}$	$0,115^{+0,218}_{-0,115}$	$0,090^{+0,112}_{-0,090}$
Erwartete $t\bar{t}V$ -Ereignisse	$0,183 \pm 0,055$	$0,100 \pm 0,039$	$0,084 \pm 0,031$
Reine MC-Erw. für SM-Ereignisse	$5,076 \pm 1,588$	$2,613 \pm 0,902$	$2,463 \pm 0,969$
Reine MC-Erw. für $t\bar{t}$ -Ereignisse	$2,459 \pm 1,100$	$1,512 \pm 0,667$	$0,947 \pm 0,521$
Reine MC-Erw. für W+Jets-Ereignisse	$1,398 \pm 0,659$	$0,457 \pm 0,218$	$0,941 \pm 0,501$
Reine MC-Erw. für Z+Jets-Ereignisse	$0,111 \pm 0,086$	$0,022 \pm 0,015$	$0,089 \pm 0,078$
Reine MC-Erw. für Single-Top-Ereignisse	$0,725 \pm 0,634$	$0,410 \pm 0,386$	$0,314 \pm 0,272$
Reine MC-Erw. für Diboson-Ereignisse	$0,201^{+0,321}_{-0,201}$	$0,112^{+0,214}_{-0,112}$	$0,089^{+0,111}_{-0,089}$
Reine MC-Erw. für $t\bar{t}V$ -Ereignisse	$0,183 \pm 0,055$	$0,099 \pm 0,039$	$0,083 \pm 0,031$

Tabelle A.29: Beobachtete Ereigniszahlen in der GG 6J high-mass Signalregion für eine integrierte Luminosität von $14,8 \text{ fb}^{-1}$ inklusiv und getrennt nach Ereignissen mit einem Elektron bzw. einem Myon zusammen mit den erwarteten Ereigniszahlen und deren Unsicherheiten (statistisch und systematisch) vor und nach der Anpassung an die beobachteten Daten in den Kontrollregionen

A. Tabellen

Unsicherheiten der Region	SR GG 6J high-mass
Standardmodell-Erwartung	3,82
Statistische Unsicherheit der SM-Erwartung ($\sqrt{N_{\text{erw.}}}$)	$\pm 1,95$
Systematische Unsicherheit der SM-Erwartung	$\pm 1,16$ [30,48%]
alpha_TtbarHardScatGenTheo_SR6JGGx12HM	$\pm 0,69$ [18,0%]
gamma_stat_SR6JGGx12HMEM_cuts_bin_0	$\pm 0,62$ [16,3%]
alpha_h1L_SingleTopComm	$\pm 0,58$ [15,3%]
mu_Top	$\pm 0,33$ [8,5%]
alpha_TtbarHadFragTheo_SR6JGGx12HM	$\pm 0,26$ [6,7%]
alpha_wjets_Sherpa22GenTheo_SR6JGGx12HM	$\pm 0,25$ [6,5%]
alpha_Experimentelle Unsicherheiten JER	$\pm 0,22$ [5,9%]
mu_W	$\pm 0,22$ [5,8%]
alpha_TtbarRadQCDScalesTheo_SR6JGGx12HM	$\pm 0,20$ [5,1%]
alpha_TtbarPDFTheo_SR6JGGx12HM	$\pm 0,20$ [5,1%]
alpha_DibosonsGenTheo_SR6JGGx12HM	$\pm 0,19$ [5,0%]
alpha_pileup	$\pm 0,19$ [4,9%]
alpha_Experimentelle Unsicherheiten JES_EffectiveNP_1	$\pm 0,14$ [3,6%]
alpha_Experimentelle Unsicherheiten JES_Flavor_Composition	$\pm 0,11$ [3,0%]
alpha_WjetsPDFTheo_SR6JGGx12HM	$\pm 0,07$ [1,8%]
alpha_MET_SoftTrk_ResoPerp	$\pm 0,06$ [1,7%]
alpha_DibosonsResummationTheo_SR6JGGx12HM	$\pm 0,06$ [1,6%]
alpha_Experimentelle Unsicherheiten JES_Pileup_OffsetMu	$\pm 0,06$ [1,5%]
alpha_h1L_ZjetsComm	$\pm 0,06$ [1,4%]
alpha_Experimentelle Unsicherheiten JES_EtaIntercalibration_Modelling	$\pm 0,05$ [1,3%]
alpha_DibosonsFacTheo_SR6JGGx12HM	$\pm 0,05$ [1,3%]
alpha_MET_SoftTrk_ResoPara	$\pm 0,04$ [1,1%]
alpha_DibosonsRenormTheo_SR6JGGx12HM	$\pm 0,04$ [1,1%]
alpha_Experimentelle Unsicherheiten JES_Flavor_Response	$\pm 0,04$ [1,1%]
alpha_zjetsRenormTheo_SR6JGGx12HM	$\pm 0,04$ [1,0%]

Tabelle A.30: Nach der Größe sortierte Auflistung der Unsicherheiten der Untergrundvorhersage (falls $>1\%$) in der GG 6J high-mass Signalregion für eine integrierte Luminosität von $14,8 \text{ fb}^{-1}$; Die einzelnen Unsicherheiten können korreliert sein und die Gesamtunsicherheit ergibt sich nicht notwendigerweise aus quadratischer Summation.

GG 4J low-x Kontrollregionen	TR	WR
Beobachtete Ereignisse	82	52
Standardmodell-Erwartung	$81,93 \pm 8,98$	$51,99 \pm 7,50$
Erwartete $t\bar{t}$ -Ereignisse	$56,19 \pm 15,62$	$5,79 \pm 2,76$
Erwartete W+Jets-Ereignisse	$7,81 \pm 4,17$	$34,45 \pm 11,72$
Erwartete Z+Jets-Ereignisse	$0,39 \pm 0,28$	$1,36 \pm 0,94$
Erwartete Single-Top-Ereignisse	$13,21 \pm 10,65$	$2,84 \pm 2,45$
Erwartete Diboson-Ereignisse	$2,45^{+2,74}_{-2,45}$	$7,33 \pm 6,34$
Erwartete $t\bar{t}V$ -Ereignisse	$1,89 \pm 0,20$	$0,23 \pm 0,08$
Reine MC-Erw. für SM-Ereignisse	$132,76 \pm 13,19$	$103,48 \pm 23,02$
Reine MC-Erw. für $t\bar{t}$ -Ereignisse	$96,54 \pm 3,36$	$9,98 \pm 3,19$
Reine MC-Erw. für W+Jets-Ereignisse	$18,51 \pm 4,05$	$81,74 \pm 17,38$
Reine MC-Erw. für Z+Jets-Ereignisse	$0,39 \pm 0,28$	$1,36 \pm 0,94$
Reine MC-Erw. für Single-Top-Ereignisse	$12,95 \pm 10,53$	$2,79 \pm 2,43$
Reine MC-Erw. für Diboson-Ereignisse	$2,47^{+2,76}_{-2,47}$	$7,38 \pm 6,36$
Reine MC-Erw. für $t\bar{t}V$ -Ereignisse	$1,89 \pm 0,20$	$0,23 \pm 0,09$

Tabelle A.31: Beobachtete Ereigniszahlen in den GG 4J low-x Kontrollregionen für eine integrierte Luminosität von $14,8 \text{ fb}^{-1}$ zusammen mit den erwarteten Ereigniszahlen und deren Unsicherheiten (statistisch und systematisch) vor und nach der Anpassung an die beobachteten Daten in den Kontrollregionen

GG 4J low-x Validierungsregionen	VR m_T	VR Aplanarität
Beobachtete Ereignisse	36	101
Standardmodell-Erwartung	$42,68 \pm 26,50$	$81,82 \pm 10,95$
Erwartete $t\bar{t}$ -Ereignisse	$14,16 \pm 9,10$	$35,92 \pm 10,33$
Erwartete W+Jets-Ereignisse	$21,94 \pm 17,59$	$19,99 \pm 9,31$
Erwartete Z+Jets-Ereignisse	$0,20^{+0,24}_{-0,20}$	$1,04 \pm 0,53$
Erwartete Single-Top-Ereignisse	$4,08^{+4,09}_{-4,08}$	$16,49 \pm 13,34$
Erwartete Diboson-Ereignisse	$1,60^{+1,71}_{-1,60}$	$6,39 \pm 1,03$
Erwartete $t\bar{t}V$ -Ereignisse	$0,71 \pm 0,40$	$1,99 \pm 0,22$
Reine MC-Erw. für SM-Ereignisse	$82,99 \pm 49,55$	$134,80 \pm 14,69$
Reine MC-Erw. für $t\bar{t}$ -Ereignisse	$24,34 \pm 14,04$	$61,73 \pm 4,01$
Reine MC-Erw. für W+Jets-Ereignisse	$52,13 \pm 34,56$	$47,46 \pm 3,36$
Reine MC-Erw. für Z+Jets-Ereignisse	$0,20^{+0,24}_{-0,20}$	$1,04 \pm 0,53$
Reine MC-Erw. für Single-Top-Ereignisse	$4,01^{+4,03}_{-4,01}$	$16,18 \pm 13,20$
Reine MC-Erw. für Diboson-Ereignisse	$1,60^{+1,72}_{-1,60}$	$6,40 \pm 1,03$
Reine MC-Erw. für $t\bar{t}V$ -Ereignisse	$0,71 \pm 0,40$	$1,99 \pm 0,22$

Tabelle A.32: Beobachtete Ereigniszahlen in den GG 4J low-x Validierungsregionen für eine integrierte Luminosität von $14,8 \text{ fb}^{-1}$ zusammen mit den erwarteten Ereigniszahlen und deren Unsicherheiten (statistisch und systematisch) vor und nach der Anpassung an die beobachteten Daten in den Kontrollregionen

A. Tabellen

GG 4J low-x Signalregion	SR (1 e/μ)	SR (1 e)	SR (1 μ)
Beobachtete Ereignisse	4	1	3
Standardmodell-Erwartung	$6,00 \pm 1,60$	$2,90 \pm 0,92$	$3,09 \pm 0,90$
Erwartete $t\bar{t}$ -Ereignisse	$3,44 \pm 1,62$	$1,54 \pm 0,78$	$1,91 \pm 0,91$
Erwartete W+Jets-Ereignisse	$0,73 \pm 0,43$	$0,46 \pm 0,29$	$0,27 \pm 0,16$
Erwartete Z+Jets-Ereignisse	$0,11 \pm 0,08$	$0,09 \pm 0,07$	$0,02 \pm 0,01$
Erwartete Single-Top-Ereignisse	$1,23 \pm 1,03$	$0,58 \pm 0,49$	$0,66 \pm 0,57$
Erwartete Diboson-Ereignisse	$0,21^{+0,32}_{-0,21}$	$0,13^{+0,21}_{-0,13}$	$0,08^{+0,14}_{-0,08}$
Erwartete $t\bar{t}V$ -Ereignisse	$0,27 \pm 0,05$	$0,12 \pm 0,04$	$0,16 \pm 0,03$
Reine MC-Erw. für SM-Ereignisse	$9,45 \pm 2,57$	$4,63 \pm 1,46$	$4,82 \pm 1,45$
Reine MC-Erw. für $t\bar{t}$ -Ereignisse	$5,92 \pm 2,15$	$2,64 \pm 1,09$	$3,28 \pm 1,22$
Reine MC-Erw. für W+Jets-Ereignisse	$1,72 \pm 0,64$	$1,09 \pm 0,45$	$0,63 \pm 0,24$
Reine MC-Erw. für Z+Jets-Ereignisse	$0,11 \pm 0,08$	$0,09 \pm 0,07$	$0,02 \pm 0,01$
Reine MC-Erw. für Single-Top-Ereignisse	$1,21 \pm 1,02$	$0,57 \pm 0,48$	$0,65 \pm 0,57$
Reine MC-Erw. für Diboson-Ereignisse	$0,21^{+0,33}_{-0,21}$	$0,13^{+0,21}_{-0,13}$	$0,08^{+0,14}_{-0,08}$
Reine MC-Erw. für $t\bar{t}V$ -Ereignisse	$0,27 \pm 0,05$	$0,12 \pm 0,04$	$0,16 \pm 0,03$

Tabelle A.33: Beobachtete Ereigniszahlen in der GG 4J low-x Signalregion für eine integrierte Luminosität von $14,8 \text{ fb}^{-1}$ inklusiv und getrennt nach Ereignissen mit einem Elektron bzw. einem Myon zusammen mit den erwarteten Ereigniszahlen und deren Unsicherheiten (statistisch und systematisch) vor und nach der Anpassung an die beobachteten Daten in den Kontrollregionen

GG 4J low-x b-veto Signalregion	SR (1 e/μ)	SR (1 e)	SR (1 μ)
Beobachtete Ereignisse	2	2	0
Standardmodell-Erwartung	$3,30 \pm 1,18$	$2,07 \pm 0,99$	$1,23 \pm 0,39$
Erwartete $t\bar{t}$ -Ereignisse	$0,78 \pm 0,38$	$0,44 \pm 0,25$	$0,34 \pm 0,15$
Erwartete W+Jets-Ereignisse	$1,16 \pm 0,71$	$0,64 \pm 0,44$	$0,52 \pm 0,30$
Erwartete Z+Jets-Ereignisse	$0,03 \pm 0,03$	$0,01^{+0,03}_{-0,01}$	$0,03 \pm 0,02$
Erwartete Single-Top-Ereignisse	$0,97 \pm 0,87$	$0,78 \pm 0,72$	$0,20 \pm 0,18$
Erwartete Diboson-Ereignisse	$0,31^{+0,33}_{-0,31}$	$0,18^{+0,26}_{-0,18}$	$0,13^{+0,13}_{-0,13}$
Erwartete $t\bar{t}V$ -Ereignisse	$0,04 \pm 0,01$	$0,02 \pm 0,01$	$0,02 \pm 0,01$
Reine MC-Erw. für SM-Ereignisse	$5,44 \pm 1,73$	$3,25 \pm 1,41$	$2,18 \pm 0,60$
Reine MC-Erw. für $t\bar{t}$ -Ereignisse	$1,34 \pm 0,51$	$0,76 \pm 0,36$	$0,58 \pm 0,20$
Reine MC-Erw. für W+Jets-Ereignisse	$2,75 \pm 1,10$	$1,52 \pm 0,77$	$1,24 \pm 0,44$
Reine MC-Erw. für Z+Jets-Ereignisse	$0,03 \pm 0,03$	$0,01^{+0,03}_{-0,01}$	$0,03 \pm 0,02$
Reine MC-Erw. für Single-Top-Ereignisse	$0,96 \pm 0,86$	$0,76 \pm 0,71$	$0,19 \pm 0,18$
Reine MC-Erw. für Diboson-Ereignisse	$0,31^{+0,33}_{-0,31}$	$0,18^{+0,26}_{-0,18}$	$0,13^{+0,13}_{-0,13}$
Reine MC-Erw. für $t\bar{t}V$ -Ereignisse	$0,04 \pm 0,01$	$0,02 \pm 0,01$	$0,02 \pm 0,01$

Tabelle A.34: Beobachtete Ereigniszahlen in der GG 4J low-x b-veto Signalregion für eine integrierte Luminosität von $14,8 \text{ fb}^{-1}$ inklusiv und getrennt nach Ereignissen mit einem Elektron bzw. einem Myon zusammen mit den erwarteten Ereigniszahlen und deren Unsicherheiten (statistisch und systematisch) vor und nach der Anpassung an die beobachteten Daten in den Kontrollregionen

A. Tabellen

Unsicherheiten der Region	SR GG 4J low-x
Standardmodell-Erwartung	6,00
Statistische Unsicherheit der SM-Erwartung ($\sqrt{N_{\text{erw.}}}$)	$\pm 2,45$
Systematische Unsicherheit der SM-Erwartung	$\pm 1,60$ [26,68%]
alpha_h1L_SingleTopComm	$\pm 0,99$ [16,5%]
mu_Top	$\pm 0,98$ [16,3%]
gamma_stat_SR GG 4J low-x EM_cuts_bin_0	$\pm 0,82$ [13,7%]
alpha_TtbarHardScatGenTheo_SR GG 4J low-x b-veto	$\pm 0,72$ [12,1%]
alpha_TtbarPDFTheo_SR GG 4J low-x	$\pm 0,52$ [8,6%]
alpha_TtbarHadFragTheo_SR GG 4J low-x b-veto	$\pm 0,41$ [6,9%]
alpha_TtbarRadQCDScalesTheo_SR GG 4J low-x	$\pm 0,38$ [6,3%]
mu_W	$\pm 0,33$ [5,6%]
alpha_wjets_Sherpa22GenTheo_SR GG 4J low-x	$\pm 0,22$ [3,6%]
alpha_Experimentelle Unsicherheiten JER	$\pm 0,20$ [3,4%]
alpha_pileup	$\pm 0,19$ [3,2%]
alpha_DibosonsGenTheo_SR GG 4J low-x	$\pm 0,17$ [2,9%]
alpha_Experimentelle Unsicherheiten JES_EtaIntercalibration_Modelling	$\pm 0,15$ [2,5%]
alpha_DibosonsFacTheo_SR GG 4J low-x	$\pm 0,11$ [1,8%]
alpha_DibosonsRenormTheo_SR GG 4J low-x	$\pm 0,08$ [1,4%]
alpha_EG_SCALE_ALL	$\pm 0,08$ [1,3%]
alpha_WjetsPDFTheo_SR GG 4J low-x	$\pm 0,07$ [1,2%]

Tabelle A.35: Nach der Größe sortierte Auflistung der Unsicherheiten der Untergrundvorhersage (falls $>1\%$) in der GG 4J low-x Signalregion für eine integrierte Luminosität von $14,8 \text{ fb}^{-1}$; Die einzelnen Unsicherheiten können korreliert sein und die Gesamtunsicherheit ergibt sich nicht notwendigerweise aus quadratischer Summation.

Unsicherheiten der Region	SR GG 4J low-x b-veto
Standardmodell-Erwartung	3,30
Statistische Unsicherheit der SM-Erwartung ($\sqrt{N_{\text{erw.}}}$)	$\pm 1,82$
Systematische Unsicherheit der SM-Erwartung	$\pm 1,18$ [35,76%]
alpha_h1L_SingleTopComm	$\pm 0,81$ [24,6%]
gamma_stat_SR GG 4J low-x b-veto EM_cuts_bin_0	$\pm 0,70$ [21,2%]
mu_W	$\pm 0,53$ [16,2%]
alpha_wjets_Sherpa22GenTheo_SR GG 4J low-x b-veto	$\pm 0,35$ [10,5%]
alpha_DibosonsGenTheo_SR GG 4J low-x b-veto	$\pm 0,23$ [7,0%]
mu_Top	$\pm 0,22$ [6,7%]
alpha_TtbarHardScatGenTheo_SR GG 4J low-x	$\pm 0,16$ [4,9%]
alpha_Experimentelle Unsicherheiten JER	$\pm 0,13$ [4,1%]
alpha_TtbarHadFragTheo_SR GG 4J low-x	$\pm 0,09$ [2,8%]
alpha_pileup	$\pm 0,09$ [2,7%]
alpha_TtbarPDFTheo_SR GG 4J low-x b-veto	$\pm 0,09$ [2,6%]
alpha_TtbarRadQCDscalesTheo_SR GG 4J low-x b-veto	$\pm 0,09$ [2,6%]
alpha_DibosonsResummationTheo_SR GG 4J low-x b-veto	$\pm 0,08$ [2,3%]
alpha_WjetsPDFTheo_SR GG 4J low-x b-veto	$\pm 0,06$ [1,8%]
alpha_MET_SoftTrk_ResoPara	$\pm 0,06$ [1,8%]
alpha_MET_SoftTrk	$\pm 0,05$ [1,6%]
alpha_DibosonsRenormTheo_SR GG 4J low-x b-veto	$\pm 0,05$ [1,5%]
alpha_EG_SCALE_ALL	$\pm 0,05$ [1,5%]
alpha_wjets_Sherpa22RenormTheo_SR GG 4J low-x	$\pm 0,05$ [1,4%]
alpha_wjets_Sherpa22CKKWTheo_SR GG 4J low-x	$\pm 0,05$ [1,4%]
alpha_DibosonsFacTheo_SR GG 4J low-x b-veto	$\pm 0,04$ [1,3%]
alpha_Experimentelle Unsicherheiten JES_Flavor_Composition	$\pm 0,04$ [1,3%]
alpha_Experimentelle Unsicherheiten JES_EffectiveNP_4	$\pm 0,04$ [1,3%]
alpha_wjets_Sherpa22FacTheo_SR GG 4J low-x	$\pm 0,03$ [1,1%]

Tabelle A.36: Nach der Größe sortierte Auflistung der Unsicherheiten der Untergrundvorhersage (falls $>1\%$) in der GG 4J low-x b-veto Signalregion für eine integrierte Luminosität von $14,8 \text{ fb}^{-1}$; Die einzelnen Unsicherheiten können korreliert sein und die Gesamtunsicherheit ergibt sich nicht notwendigerweise aus quadratischer Summation.

A. Tabellen

GG 4J high-x Kontrollregionen	TR	WR
Beobachtete Ereignisse	338	338
Standardmodell-Erwartung	$337,97 \pm 17,35$	$337,91 \pm 18,46$
Erwartete $t\bar{t}$ -Ereignisse	$197,19 \pm 65,14$	$28,84 \pm 11,79$
Erwartete W+Jets-Ereignisse	$50,83 \pm 10,68$	$254,20 \pm 28,11$
Erwartete Z+Jets-Ereignisse	$1,46 \pm 0,94$	$6,60 \pm 4,09$
Erwartete Single-Top-Ereignisse	$74,79 \pm 60,20$	$18,55 \pm 15,35$
Erwartete Diboson-Ereignisse	$8,49 \pm 5,77$	$29,03 \pm 13,98$
Erwartete $t\bar{t}V$ -Ereignisse	$5,21 \pm 0,55$	$0,69 \pm 0,15$
Reine MC-Erw. für SM-Ereignisse	$483,14 \pm 63,06$	$474,09 \pm 30,03$
Reine MC-Erw. für $t\bar{t}$ -Ereignisse	$318,97 \pm 9,47$	$46,56 \pm 8,76$
Reine MC-Erw. für W+Jets-Ereignisse	$74,65 \pm 9,67$	$372,94 \pm 12,41$
Reine MC-Erw. für Z+Jets-Ereignisse	$1,45 \pm 0,94$	$6,57 \pm 4,08$
Reine MC-Erw. für Single-Top-Ereignisse	$74,36 \pm 60,00$	$18,41 \pm 15,27$
Reine MC-Erw. für Diboson-Ereignisse	$8,50 \pm 5,78$	$28,93 \pm 13,93$
Reine MC-Erw. für $t\bar{t}V$ -Ereignisse	$5,21 \pm 0,55$	$0,69 \pm 0,15$

Tabelle A.37: Beobachtete Ereigniszahlen in den GG 4J high-x Kontrollregionen für eine integrierte Luminosität von $14,8 \text{ fb}^{-1}$ zusammen mit den erwarteten Ereigniszahlen und deren Unsicherheiten (statistisch und systematisch) vor und nach der Anpassung an die beobachteten Daten in den Kontrollregionen

GG 4J high-x Validierungsregionen	VR m_T	VR $E_T^{\text{miss}}/m_{\text{eff}}$
Beobachtete Ereignisse	70	189
Standardmodell-Erwartung	$74,35 \pm 8,94$	$177,40 \pm 29,51$
Erwartete $t\bar{t}$ -Ereignisse	$28,63 \pm 11,12$	$31,79 \pm 11,88$
Erwartete W+Jets-Ereignisse	$23,17 \pm 4,32$	$104,89 \pm 27,78$
Erwartete Z+Jets-Ereignisse	$1,57 \pm 0,98$	$1,61 \pm 1,02$
Erwartete Single-Top-Ereignisse	$12,45 \pm 10,01$	$22,07 \pm 17,87$
Erwartete Diboson-Ereignisse	$7,22 \pm 4,54$	$15,95 \pm 9,37$
Erwartete $t\bar{t}V$ -Ereignisse	$1,32 \pm 0,15$	$1,09 \pm 0,11$
Reine MC-Erw. für SM-Ereignisse	$102,78 \pm 15,03$	$245,88 \pm 42,59$
Reine MC-Erw. für $t\bar{t}$ -Ereignisse	$46,31 \pm 8,50$	$51,41 \pm 8,51$
Reine MC-Erw. für W+Jets-Ereignisse	$34,00 \pm 4,64$	$153,89 \pm 36,17$
Reine MC-Erw. für Z+Jets-Ereignisse	$1,56 \pm 0,98$	$1,61 \pm 1,02$
Reine MC-Erw. für Single-Top-Ereignisse	$12,38 \pm 9,98$	$21,93 \pm 17,80$
Reine MC-Erw. für Diboson-Ereignisse	$7,22 \pm 4,54$	$15,95 \pm 9,36$
Reine MC-Erw. für $t\bar{t}V$ -Ereignisse	$1,32 \pm 0,15$	$1,09 \pm 0,11$

Tabelle A.38: Beobachtete Ereigniszahlen in den GG 4J high-x Validierungsregionen für eine integrierte Luminosität von $14,8 \text{ fb}^{-1}$ zusammen mit den erwarteten Ereigniszahlen und deren Unsicherheiten (statistisch und systematisch) vor und nach der Anpassung an die beobachteten Daten in den Kontrollregionen

GG 4J high-x Signalregion	SR (1 e/μ)	SR (1 e)	SR (1 μ)
Beobachtete Ereignisse	2	0	2
Standardmodell-Erwartung	$3,42 \pm 0,89$	$1,21 \pm 0,41$	$2,20 \pm 0,63$
Erwartete $t\bar{t}$ -Ereignisse	$0,67 \pm 0,41$	$0,34 \pm 0,21$	$0,33 \pm 0,22$
Erwartete W+Jets-Ereignisse	$1,40 \pm 0,44$	$0,47 \pm 0,15$	$0,93 \pm 0,35$
Erwartete Z+Jets-Ereignisse	$0,04 \pm 0,03$	$0,01^{+0,01}_{-0,01}$	$0,03 \pm 0,02$
Erwartete Single-Top-Ereignisse	$0,55 \pm 0,46$	$0,07 \pm 0,06$	$0,49 \pm 0,41$
Erwartete Diboson-Ereignisse	$0,58^{+0,59}_{-0,58}$	$0,27^{+0,28}_{-0,27}$	$0,31^{+0,32}_{-0,31}$
Erwartete $t\bar{t}V$ -Ereignisse	$0,18 \pm 0,04$	$0,07 \pm 0,01$	$0,11 \pm 0,04$
Reine MC-Erw. für SM-Ereignisse	$4,48 \pm 1,17$	$1,64 \pm 0,51$	$2,84 \pm 0,82$
Reine MC-Erw. für $t\bar{t}$ -Ereignisse	$1,08 \pm 0,56$	$0,55 \pm 0,28$	$0,54 \pm 0,31$
Reine MC-Erw. für W+Jets-Ereignisse	$2,05 \pm 0,60$	$0,69 \pm 0,21$	$1,36 \pm 0,48$
Reine MC-Erw. für Z+Jets-Ereignisse	$0,04 \pm 0,03$	$0,01^{+0,01}_{-0,01}$	$0,03 \pm 0,02$
Reine MC-Erw. für Single-Top-Ereignisse	$0,55 \pm 0,45$	$0,07 \pm 0,06$	$0,49 \pm 0,41$
Reine MC-Erw. für Diboson-Ereignisse	$0,58^{+0,59}_{-0,58}$	$0,27^{+0,28}_{-0,27}$	$0,31^{+0,32}_{-0,31}$
Reine MC-Erw. für $t\bar{t}V$ -Ereignisse	$0,18 \pm 0,04$	$0,07 \pm 0,01$	$0,11 \pm 0,04$

Tabelle A.39: Beobachtete Ereigniszahlen in der GG 4J high-x Signalregion für eine integrierte Luminosität von $14,8 \text{ fb}^{-1}$ inklusiv und getrennt nach Ereignissen mit einem Elektron bzw. einem Myon zusammen mit den erwarteten Ereigniszahlen und deren Unsicherheiten (statistisch und systematisch) vor und nach der Anpassung an die beobachteten Daten in den Kontrollregionen

A. Tabellen

Unsicherheiten der Region	SR GG 4J high-x
Standardmodell-Erwartung	3,42
Statistische Unsicherheit der SM-Erwartung ($\sqrt{N_{\text{erw.}}}$)	$\pm 1,85$
Systematische Unsicherheit der SM-Erwartung	$\pm 0,89$ [26,13%]
alpha_h1L_SingleTopComm	$\pm 0,44$ [12,7%]
gamma_stat_SR GG 4J high-x EM_cuts_bin_0	$\pm 0,40$ [11,7%]
alpha_DibosonsGenTheo_SR GG 4J high-x	$\pm 0,38$ [11,1%]
alpha_DibosonsResummationTheo_SR GG 4J high-x	$\pm 0,32$ [9,5%]
alpha_wjets_Sherpa22GenTheo_SR GG 4J high-x	$\pm 0,32$ [9,4%]
alpha_TtbarHardScatGenTheo_SR GG 4J high-x	$\pm 0,26$ [7,6%]
alpha_DibosonsRenormTheo_SR GG 4J high-x	$\pm 0,25$ [7,2%]
mu_Top	$\pm 0,22$ [6,5%]
alpha_Experimentelle Unsicherheiten JER	$\pm 0,22$ [6,4%]
mu_W	$\pm 0,17$ [5,0%]
alpha_TtbarPDFTheo_SR GG 4J high-x	$\pm 0,10$ [2,8%]
alpha_MUONS_ID	$\pm 0,09$ [2,5%]
alpha_TtbarRadQCDScalesTheo_SR GG 4J high-x	$\pm 0,07$ [2,2%]
alpha_JVT	$\pm 0,07$ [1,9%]
alpha_DibosonsFacTheo_SR GG 4J high-x	$\pm 0,05$ [1,6%]
alpha_Experimentelle Unsicherheiten JES_Flavor_Composition	$\pm 0,05$ [1,5%]
alpha_MUON_Eff_sys	$\pm 0,05$ [1,4%]
alpha_WjetsPDFTheo_SR GG 4J high-x	$\pm 0,05$ [1,4%]
alpha_TtbarHadFragTheo_SR GG 4J high-x	$\pm 0,05$ [1,4%]
alpha_pileup	$\pm 0,04$ [1,3%]

Tabelle A.40: Nach der Größe sortierte Auflistung der Unsicherheiten der Untergrundvorhersage (falls $>1\%$) in der GG 4J high-x Signalregion für eine integrierte Luminosität von $14,8 \text{ fb}^{-1}$; Die einzelnen Unsicherheiten können korreliert sein und die Gesamtunsicherheit ergibt sich nicht notwendigerweise aus quadratischer Summation.

SS 4J x=1/2 Kontrollregionen	WR	TR	DR
Beobachtete Ereignisse	359	525	176
Standardmodell-Erwartung	358,916 ± 19,019	524,724 ± 22,040	176,085 ± 13,375
Erwartete W+Jets-Ereignisse	253,339 ± 23,561	61,156 ± 11,509	13,710 ± 1,926
Erwartete tt̄-Ereignisse	44,378 ± 12,906	367,749 ± 67,854	71,024 ± 18,418
Erwartete Diboson-Ereignisse	44,775 ± 14,293	14,094 ± 5,280	71,895 ± 21,362
Erwartete Single-Top-Ereignisse	12,855 ± 10,713	73,223 ± 59,387	12,992 ± 10,840
Erwartete Z+Jets-Ereignisse	2,734 ± 1,728	0,593 ± 0,378	5,332 ± 3,346
Erwartete tt̄V-Ereignisse	0,836 ± 0,186	7,909 ± 0,766	1,132 ± 0,201
Reine MC-Erw. für SM-Ereignisse	466,662 ± 21,993	617,613 ± 65,978	174,586 ± 17,042
Reine MC-Erw. für W+Jets-Ereignisse	365,764 ± 12,013	88,091 ± 11,177	19,796 ± 1,766
Reine MC-Erw. für tt̄-Ereignisse	52,708 ± 8,650	437,205 ± 18,341	84,376 ± 10,028
Reine MC-Erw. für Diboson-Ereignisse	31,661 ± 1,171	9,947 ± 1,269	50,840 ± 1,824
Reine MC-Erw. für Single-Top-Ereignisse	12,958 ± 10,751	73,867 ± 59,626	13,100 ± 10,882
Reine MC-Erw. für Z+Jets-Ereignisse	2,736 ± 1,728	0,592 ± 0,377	5,343 ± 3,351
Reine MC-Erw. für tt̄V-Ereignisse	0,835 ± 0,186	7,912 ± 0,766	1,131 ± 0,201

Tabelle A.41: Beobachtete Ereigniszahlen in den SS 4J x=1/2 Kontrollregionen für eine integrierte Luminosität von $14,8 \text{ fb}^{-1}$ zusammen mit den erwarteten Ereigniszahlen und deren Unsicherheiten (statistisch und systematisch) vor und nach der Anpassung an die beobachteten Daten in den Kontrollregionen

SS 4J x=1/2 Validierungsregionen	VR m_T	VR Aplanarität	VR Diboson
Beobachtete Ereignisse	132	73	36
Standardmodell-Erwartung	139,703 ± 17,059	55,441 ± 10,258	36,118 ± 14,741
Erwartete W+Jets-Ereignisse	71,248 ± 10,715	41,744 ± 8,476	1,497 ± 0,319
Erwartete tt̄-Ereignisse	26,353 ± 9,178	3,437 ± 1,372	4,290 ± 1,135
Erwartete Diboson-Ereignisse	32,209 ± 14,761	7,708 ± 6,340	28,044 ± 15,012
Erwartete Single-Top-Ereignisse	6,162 ± 5,231	2,011 ± 1,760	0,795 ± 0,657
Erwartete Z+Jets-Ereignisse	2,584 ± 1,712	0,336 ± 0,247	0,750 ± 0,478
Erwartete tt̄V-Ereignisse	1,148 ± 0,264	0,204 ± 0,048	0,742 ± 0,126
Reine MC-Erw. für SM-Ereignisse	166,832 ± 20,118	72,378 ± 12,168	29,377 ± 9,227
Reine MC-Erw. für W+Jets-Ereignisse	102,841 ± 11,296	60,275 ± 11,008	2,161 ± 0,401
Reine MC-Erw. für tt̄-Ereignisse	31,278 ± 7,529	4,085 ± 1,368	5,098 ± 0,703
Reine MC-Erw. für Diboson-Ereignisse	22,773 ± 7,757	5,451 ± 4,126	19,824 ± 8,965
Reine MC-Erw. für Single-Top-Ereignisse	6,206 ± 5,247	2,027 ± 1,766	0,801 ± 0,659
Reine MC-Erw. für Z+Jets-Ereignisse	2,588 ± 1,713	0,336 ± 0,247	0,750 ± 0,478
Reine MC-Erw. für tt̄V-Ereignisse	1,147 ± 0,264	0,204 ± 0,048	0,742 ± 0,126

Tabelle A.42: Beobachtete Ereigniszahlen in den SS 4J x=1/2 Validierungsregionen für eine integrierte Luminosität von $14,8 \text{ fb}^{-1}$ zusammen mit den erwarteten Ereigniszahlen und deren Unsicherheiten (statistisch und systematisch) vor und nach der Anpassung an die beobachteten Daten in den Kontrollregionen

A. Tabellen

SS 4J x=1/2 Signalregion	SR (1 e/μ)	SR (1 μ)	SR (1 e)
Beobachtete Ereignisse	6	5	1
Standardmodell-Erwartung	$5,395 \pm 1,706$	$2,355 \pm 0,734$	$3,041 \pm 1,209$
Erwartete W+Jets-Ereignisse	$2,225 \pm 0,554$	$0,948 \pm 0,224$	$1,277 \pm 0,440$
Erwartete $t\bar{t}$ -Ereignisse	$0,959 \pm 0,470$	$0,317 \pm 0,134$	$0,642 \pm 0,365$
Erwartete Diboson-Ereignisse	$1,808 \pm 1,516$	$0,793 \pm 0,674$	$1,015 \pm 0,957$
Erwartete Single-Top-Ereignisse	$0,267 \pm 0,239$	$0,198 \pm 0,179$	$0,070 \pm 0,069$
Erwartete Z+Jets-Ereignisse	$0,077 \pm 0,056$	$0,060 \pm 0,046$	$0,017 \pm 0,013$
Erwartete $t\bar{t}V$ -Ereignisse	$0,059 \pm 0,022$	$0,039 \pm 0,015$	$0,020 \pm 0,013$
Reine MC-Erw. für SM-Ereignisse	$6,034 \pm 1,577$	$2,603 \pm 0,649$	$3,431 \pm 1,191$
Reine MC-Erw. für W+Jets-Ereignisse	$3,211 \pm 0,730$	$1,368 \pm 0,298$	$1,843 \pm 0,602$
Reine MC-Erw. für $t\bar{t}$ -Ereignisse	$1,138 \pm 0,463$	$0,376 \pm 0,127$	$0,762 \pm 0,376$
Reine MC-Erw. für Diboson-Ereignisse	$1,280 \pm 0,978$	$0,561 \pm 0,450$	$0,719 \pm 0,618$
Reine MC-Erw. für Single-Top-Ereignisse	$0,269 \pm 0,240$	$0,199 \pm 0,180$	$0,070 \pm 0,069$
Reine MC-Erw. für Z+Jets-Ereignisse	$0,076 \pm 0,055$	$0,060 \pm 0,046$	$0,017 \pm 0,013$
Reine MC-Erw. für $t\bar{t}V$ -Ereignisse	$0,059 \pm 0,022$	$0,039 \pm 0,015$	$0,020 \pm 0,013$

Tabelle A.43: Beobachtete Ereigniszahlen in der SS 4J x=1/2 Signalregion für eine integrierte Luminosität von $14,8 \text{ fb}^{-1}$ inklusiv und getrennt nach Ereignissen mit einem Elektron bzw. einem Myon zusammen mit den erwarteten Ereigniszahlen und deren Unsicherheiten (statistisch und systematisch) vor und nach der Anpassung an die beobachteten Daten in den Kontrollregionen

Unsicherheiten der Region	SR SS 4J x=1/2
Standardmodell-Erwartung	5,40
Statistische Unsicherheit der SM-Erwartung ($\sqrt{N_{\text{erw.}}}$)	$\pm 2,32$
Systematische Unsicherheit der SM-Erwartung	$\pm 1,71$ [31,61%]
Statistische Unsicherheiten	$\pm 0,92$ [17,0%]
Normierungs-Unsicherheit $t\bar{t}$ (μ_{Top})	$\pm 0,19$ [3,5%]
Normierungs-Unsicherheit W+Jets (μ_{W})	$\pm 0,23$ [4,2%]
Normierungs-Unsicherheit Diboson (μ_{Diboson})	$\pm 0,56$ [10,4%]
Theoretische Unsicherheiten $t\bar{t}$	$\pm 0,19$ [3,5%]
Theoretische Unsicherheiten W+Jets	$\pm 0,26$ [4,9%]
Theoretische Unsicherheiten Diboson	$\pm 1,28$ [23,8%]
Theoretische Unsicherheiten Single-Top	$\pm 0,21$ [4,0%]
Experimentelle Unsicherheiten JES	$\pm 0,35$ [6,6%]
Experimentelle Unsicherheiten JER	$\pm 0,09$ [1,7%]
Experimentelle Unsicherheiten b -Tagging	$\pm 0,41$ [7,5%]
Experimentelle Unsicherheiten Myonen	$\pm 0,02$ [0,38%]
Experimentelle Unsicherheiten Elektronen	$\pm 0,03$ [0,58%]
Experimentelle Unsicherheiten Pile-Up	$\pm 0,10$ [1,9%]
Unsicherheiten der fehlenden Transversalenergie	$\pm 0,02$ [0,29%]
Weitere Unsicherheiten	$\pm 0,11$ [2,1%]

Tabelle A.44: Auflistung der dominanten Unsicherheiten der Untergrundvorhersage in der SS 4J x=1/2 Signalregion für eine integrierte Luminosität von $14,8 \text{ fb}^{-1}$; Die einzelnen Unsicherheiten können korreliert sein und die Gesamtunsicherheit ergibt sich nicht notwendigerweise aus quadratischer Summation.

A. Tabellen

SS 5J $x=1/2$ Kontrollregionen	WR	TR	DR
Beobachtete Ereignisse	243	827	372
Standardmodell-Erwartung	$243,007 \pm 15,632$	$826,987 \pm 28,443$	$372,026 \pm 19,526$
Erwartete W+Jets-Ereignisse	$142,515 \pm 19,230$	$40,075 \pm 8,306$	$18,588 \pm 3,514$
Erwartete $t\bar{t}$ -Ereignisse	$72,268 \pm 14,916$	$719,847 \pm 55,138$	$223,100 \pm 41,451$
Erwartete Diboson-Ereignisse	$17,657 \pm 9,837$	$4,919 \pm 2,881$	$94,605 \pm 48,168$
Erwartete Single-Top-Ereignisse	$7,312 \pm 5,993$	$51,780 \pm 42,117$	$24,986 \pm 20,504$
Erwartete Z+Jets-Ereignisse	$2,198 \pm 1,509$	$0,365 \pm 0,252$	$7,549 \pm 5,143$
Erwartete $t\bar{t}V$ -Ereignisse	$1,057 \pm 0,217$	$10,002 \pm 1,250$	$3,198 \pm 0,518$
Reine MC-Erw. für SM-Ereignisse	$325,391 \pm 17,551$	$875,617 \pm 59,859$	$383,162 \pm 37,773$
Reine MC-Erw. für W+Jets-Ereignisse	$223,679 \pm 8,500$	$62,896 \pm 6,964$	$29,174 \pm 2,852$
Reine MC-Erw. für $t\bar{t}$ -Ereignisse	$74,905 \pm 10,384$	$746,045 \pm 35,566$	$231,240 \pm 25,822$
Reine MC-Erw. für Diboson-Ereignisse	$16,239 \pm 1,808$	$4,524 \pm 0,756$	$87,009 \pm 2,511$
Reine MC-Erw. für Single-Top-Ereignisse	$7,313 \pm 5,994$	$51,785 \pm 42,128$	$24,991 \pm 20,510$
Reine MC-Erw. für Z+Jets-Ereignisse	$2,198 \pm 1,510$	$0,365 \pm 0,252$	$7,549 \pm 5,144$
Reine MC-Erw. für $t\bar{t}V$ -Ereignisse	$1,057 \pm 0,217$	$10,001 \pm 1,250$	$3,198 \pm 0,518$

Tabelle A.45: Beobachtete Ereigniszahlen in den SS 5J $x=1/2$ Kontrollregionen für eine integrierte Luminosität von $14,8 \text{ fb}^{-1}$ zusammen mit den erwarteten Ereigniszahlen und deren Unsicherheiten (statistisch und systematisch) vor und nach der Anpassung an die beobachteten Daten in den Kontrollregionen

SS 5J $x=1/2$ Validierungsregionen	VR m_T	VR E_T^{miss}	VR m_T
Beobachtete Ereignisse	340	188	17
Standardmodell-Erwartung	$318,054 \pm 42,795$	$179,975 \pm 18,985$	$26,877 \pm 12,052$
Erwartete W+Jets-Ereignisse	$148,258 \pm 29,756$	$116,436 \pm 18,235$	$0,861 \pm 0,210$
Erwartete $t\bar{t}$ -Ereignisse	$104,357 \pm 28,177$	$33,386 \pm 8,121$	$4,958 \pm 0,925$
Erwartete Diboson-Ereignisse	$46,564 \pm 29,917$	$21,913 \pm 11,870$	$19,297 \pm 12,637$
Erwartete Single-Top-Ereignisse	$12,642 \pm 11,253$	$6,259 \pm 5,220$	$0,460 \pm 0,407$
Erwartete Z+Jets-Ereignisse	$3,468 \pm 2,771$	$1,275 \pm 0,833$	$0,430 \pm 0,277$
Erwartete $t\bar{t}V$ -Ereignisse	$2,765 \pm 0,640$	$0,706 \pm 0,148$	$0,871 \pm 0,159$
Reine MC-Erw. für SM-Ereignisse	$402,561 \pm 53,097$	$245,747 \pm 17,378$	$25,999 \pm 7,385$
Reine MC-Erw. für W+Jets-Ereignisse	$232,693 \pm 33,304$	$182,748 \pm 12,563$	$1,351 \pm 0,249$
Reine MC-Erw. für $t\bar{t}$ -Ereignisse	$108,165 \pm 24,258$	$34,604 \pm 6,612$	$5,139 \pm 0,661$
Reine MC-Erw. für Diboson-Ereignisse	$42,824 \pm 15,039$	$20,153 \pm 3,999$	$17,747 \pm 7,281$
Reine MC-Erw. für Single-Top-Ereignisse	$12,645 \pm 11,259$	$6,260 \pm 5,221$	$0,461 \pm 0,407$
Reine MC-Erw. für Z+Jets-Ereignisse	$3,468 \pm 2,771$	$1,275 \pm 0,833$	$0,430 \pm 0,277$
Reine MC-Erw. für $t\bar{t}V$ -Ereignisse	$2,765 \pm 0,641$	$0,706 \pm 0,148$	$0,872 \pm 0,159$

Tabelle A.46: Beobachtete Ereigniszahlen in den SS 5J $x=1/2$ Validierungsregionen für eine integrierte Luminosität von $14,8 \text{ fb}^{-1}$ zusammen mit den erwarteten Ereigniszahlen und deren Unsicherheiten (statistisch und systematisch) vor und nach der Anpassung an die beobachteten Daten in den Kontrollregionen

SS 5J $x=1/2$ Signalregion	SR (1 e/μ)	SR (1 μ)	SR (1 e)
Beobachtete Ereignisse	8	6	2
Standardmodell-Erwartung	$13,249 \pm 2,480$	$7,031 \pm 1,550$	$6,218 \pm 1,247$
Erwartete W+Jets-Ereignisse	$3,593 \pm 0,891$	$1,647 \pm 0,475$	$1,946 \pm 0,631$
Erwartete $t\bar{t}$ -Ereignisse	$4,160 \pm 1,525$	$2,054 \pm 0,763$	$2,106 \pm 0,814$
Erwartete Diboson-Ereignisse	$4,284 \pm 2,546$	$2,538 \pm 1,512$	$1,745 \pm 1,083$
Erwartete Single-Top-Ereignisse	$0,582 \pm 0,499$	$0,338 \pm 0,289$	$0,244 \pm 0,221$
Erwartete Z+Jets-Ereignisse	$0,291 \pm 0,194$	$0,239 \pm 0,161$	$0,051 \pm 0,046$
Erwartete $t\bar{t}V$ -Ereignisse	$0,340 \pm 0,078$	$0,215 \pm 0,053$	$0,125 \pm 0,037$
Reine MC-Erw. für SM-Ereignisse	$15,104 \pm 2,602$	$7,841 \pm 1,517$	$7,263 \pm 1,502$
Reine MC-Erw. für W+Jets-Ereignisse	$5,640 \pm 1,172$	$2,586 \pm 0,650$	$3,054 \pm 0,908$
Reine MC-Erw. für $t\bar{t}$ -Ereignisse	$4,312 \pm 1,379$	$2,129 \pm 0,697$	$2,183 \pm 0,744$
Reine MC-Erw. für Diboson-Ereignisse	$3,940 \pm 1,169$	$2,335 \pm 0,723$	$1,605 \pm 0,535$
Reine MC-Erw. für Single-Top-Ereignisse	$0,582 \pm 0,499$	$0,338 \pm 0,289$	$0,244 \pm 0,221$
Reine MC-Erw. für Z+Jets-Ereignisse	$0,291 \pm 0,194$	$0,239 \pm 0,161$	$0,051 \pm 0,046$
Reine MC-Erw. für $t\bar{t}V$ -Ereignisse	$0,340 \pm 0,078$	$0,215 \pm 0,053$	$0,125 \pm 0,037$

Tabelle A.47: Beobachtete Ereigniszahlen in der SS 5J $x=1/2$ Signalregion für eine integrierte Luminosität von $14,8 \text{ fb}^{-1}$ inklusiv und getrennt nach Ereignissen mit einem Elektron bzw. einem Myon zusammen mit den erwarteten Ereigniszahlen und deren Unsicherheiten (statistisch und systematisch) vor und nach der Anpassung an die beobachteten Daten in den Kontrollregionen

Unsicherheiten der Region	SR SS 5J $x=1/2$
Standardmodell-Erwartung	13,25
Statistische Unsicherheit der SM-Erwartung ($\sqrt{N_{\text{erw.}}}$)	$\pm 3,64$
Systematische Unsicherheit der SM-Erwartung	$\pm 2,48$ [18,72%]
Statistische Unsicherheiten	$\pm 1,14$ [8,6%]
Normierungs-Unsicherheit $t\bar{t}$ (μ_{Top})	$\pm 0,40$ [3,0%]
Normierungs-Unsicherheit W+Jets (μ_{W})	$\pm 0,53$ [4,0%]
Normierungs-Unsicherheit Diboson (μ_{Diboson})	$\pm 2,22$ [16,8%]
Theoretische Unsicherheiten $t\bar{t}$	$\pm 0,97$ [7,3%]
Theoretische Unsicherheiten W+Jets	$\pm 0,60$ [4,5%]
Theoretische Unsicherheiten Diboson	$\pm 1,19$ [9,0%]
Theoretische Unsicherheiten Single-Top	$\pm 0,47$ [3,5%]
Experimentelle Unsicherheiten JES	$\pm 0,47$ [3,6%]
Experimentelle Unsicherheiten JER	$\pm 0,37$ [2,8%]
Experimentelle Unsicherheiten b -Tagging	$\pm 1,00$ [7,5%]
Experimentelle Unsicherheiten Myonen	$\pm 0,09$ [0,67%]
Experimentelle Unsicherheiten Elektronen	$\pm 0,09$ [0,71%]
Experimentelle Unsicherheiten Pile-Up	$\pm 0,09$ [0,69%]
Unsicherheiten der fehlenden Transversalenergie	$\pm 0,05$ [0,37%]
Weitere Unsicherheiten	$\pm 0,29$ [2,2%]

Tabelle A.48: Auflistung der dominanten Unsicherheiten der Untergrundvorhersage in der SS 5J $x=1/2$ Signalregion für eine integrierte Luminosität von $14,8 \text{ fb}^{-1}$; Die einzelnen Unsicherheiten können korreliert sein und die Gesamtunsicherheit ergibt sich nicht notwendigerweise aus quadratischer Summation.

SS 4J low-x Kontrollregionen	WR	TR	DR
Beobachtete Ereignisse	246	258	176
Standardmodell-Erwartung	$245,911 \pm 15,745$	$257,961 \pm 15,720$	$175,964 \pm 13,432$
Erwartete W+Jets-Ereignisse	$187,398 \pm 18,277$	$39,098 \pm 7,828$	$13,825 \pm 1,991$
Erwartete $t\bar{t}$ -Ereignisse	$23,082 \pm 7,815$	$176,866 \pm 32,603$	$70,893 \pm 18,377$
Erwartete Diboson-Ereignisse	$25,232 \pm 8,747$	$7,138 \pm 2,943$	$71,785 \pm 22,227$
Erwartete Single-Top-Ereignisse	$8,375 \pm 7,002$	$31,232 \pm 25,270$	$12,980 \pm 10,819$
Erwartete Z+Jets-Ereignisse	$1,475 \pm 1,144$	$0,449 \pm 0,302$	$5,352 \pm 3,355$
Erwartete $t\bar{t}V$ -Ereignisse	$0,350 \pm 0,090$	$3,177 \pm 0,350$	$1,129 \pm 0,200$
Reine MC-Erw. für SM-Ereignisse	$323,943 \pm 16,387$	$306,144 \pm 31,500$	$174,586 \pm 15,872$
Reine MC-Erw. für W+Jets-Ereignisse	$268,273 \pm 10,220$	$55,977 \pm 7,745$	$19,796 \pm 1,764$
Reine MC-Erw. für $t\bar{t}$ -Ereignisse	$27,516 \pm 5,541$	$210,061 \pm 13,141$	$84,376 \pm 8,248$
Reine MC-Erw. für Diboson-Ereignisse	$17,881 \pm 1,310$	$5,054 \pm 0,824$	$50,840 \pm 1,887$
Reine MC-Erw. für Single-Top-Ereignisse	$8,452 \pm 7,043$	$31,428 \pm 25,340$	$13,100 \pm 10,882$
Reine MC-Erw. für Z+Jets-Ereignisse	$1,470 \pm 1,141$	$0,448 \pm 0,301$	$5,343 \pm 3,350$
Reine MC-Erw. für $t\bar{t}V$ -Ereignisse	$0,351 \pm 0,091$	$3,176 \pm 0,349$	$1,131 \pm 0,201$

Tabelle A.49: Beobachtete Ereigniszahlen in den SS 4J low-x Kontrollregionen für eine integrierte Luminosität von $14,8 \text{ fb}^{-1}$ zusammen mit den erwarteten Ereigniszahlen und deren Unsicherheiten (statistisch und systematisch) vor und nach der Anpassung an die beobachteten Daten in den Kontrollregionen

SS 4J low-x Validierungsregionen	VR m_T	VR Aplanarität	VR Diboson
Beobachtete Ereignisse	236	266	36
Standardmodell-Erwartung	$240,120 \pm 31,385$	$225,998 \pm 36,253$	$36,061 \pm 15,722$
Erwartete W+Jets-Ereignisse	$79,845 \pm 12,926$	$173,474 \pm 35,803$	$1,510 \pm 0,324$
Erwartete $t\bar{t}$ -Ereignisse	$69,184 \pm 20,594$	$19,109 \pm 6,758$	$4,283 \pm 1,109$
Erwartete Diboson-Ereignisse	$73,364 \pm 29,575$	$26,239 \pm 12,008$	$27,982 \pm 16,009$
Erwartete Single-Top-Ereignisse	$9,870 \pm 8,244$	$5,210 \pm 4,423$	$0,794 \pm 0,656$
Erwartete Z+Jets-Ereignisse	$5,363 \pm 3,566$	$1,445 \pm 0,896$	$0,752 \pm 0,479$
Erwartete $t\bar{t}V$ -Ereignisse	$2,495 \pm 0,485$	$0,520 \pm 0,125$	$0,740 \pm 0,125$
Reine MC-Erw. für SM-Ereignisse	$266,562 \pm 31,866$	$296,879 \pm 45,747$	$29,377 \pm 9,793$
Reine MC-Erw. für W+Jets-Ereignisse	$114,363 \pm 15,466$	$248,306 \pm 44,112$	$2,161 \pm 0,398$
Reine MC-Erw. für $t\bar{t}$ -Ereignisse	$82,430 \pm 13,893$	$22,766 \pm 5,547$	$5,098 \pm 0,603$
Reine MC-Erw. für Diboson-Ereignisse	$51,953 \pm 12,450$	$18,580 \pm 6,175$	$19,824 \pm 9,578$
Reine MC-Erw. für Single-Top-Ereignisse	$9,966 \pm 8,295$	$5,262 \pm 4,452$	$0,801 \pm 0,659$
Reine MC-Erw. für Z+Jets-Ereignisse	$5,349 \pm 3,558$	$1,443 \pm 0,895$	$0,750 \pm 0,478$
Reine MC-Erw. für $t\bar{t}V$ -Ereignisse	$2,502 \pm 0,486$	$0,522 \pm 0,125$	$0,742 \pm 0,126$

Tabelle A.50: Beobachtete Ereigniszahlen in den SS 4J low-x Validierungsregionen für eine integrierte Luminosität von $14,8 \text{ fb}^{-1}$ zusammen mit den erwarteten Ereigniszahlen und deren Unsicherheiten (statistisch und systematisch) vor und nach der Anpassung an die beobachteten Daten in den Kontrollregionen

A. Tabellen

SS 4J low-x Signalregion	SR ($1 e/\mu$)	SR (1μ)	SR ($1 e$)
Beobachtete Ereignisse	8	3	5
Standardmodell-Erwartung	$11,120 \pm 2,687$	$4,854 \pm 1,459$	$6,266 \pm 1,703$
Erwartete W+Jets-Ereignisse	$3,995 \pm 1,098$	$2,103 \pm 0,693$	$1,892 \pm 0,540$
Erwartete $t\bar{t}$ -Ereignisse	$1,758 \pm 0,975$	$0,740 \pm 0,445$	$1,018 \pm 0,609$
Erwartete Diboson-Ereignisse	$3,709 \pm 2,065$	$1,407 \pm 0,905$	$2,302 \pm 1,261$
Erwartete Single-Top-Ereignisse	$1,363 \pm 1,213$	$0,450 \pm 0,394$	$0,913 \pm 0,838$
Erwartete Z+Jets-Ereignisse	$0,163 \pm 0,088$	$0,091 \pm 0,054$	$0,073 \pm 0,040$
Erwartete $t\bar{t}V$ -Ereignisse	$0,132 \pm 0,045$	$0,064 \pm 0,026$	$0,068 \pm 0,031$
Reine MC-Erw. für SM-Ereignisse	$12,120 \pm 2,955$	$5,500 \pm 1,623$	$6,620 \pm 1,837$
Reine MC-Erw. für W+Jets-Ereignisse	$5,723 \pm 1,462$	$3,012 \pm 0,941$	$2,710 \pm 0,728$
Reine MC-Erw. für $t\bar{t}$ -Ereignisse	$2,098 \pm 0,990$	$0,883 \pm 0,474$	$1,215 \pm 0,625$
Reine MC-Erw. für Diboson-Ereignisse	$2,628 \pm 1,197$	$0,996 \pm 0,532$	$1,631 \pm 0,753$
Reine MC-Erw. für Single-Top-Ereignisse	$1,376 \pm 1,221$	$0,454 \pm 0,397$	$0,922 \pm 0,844$
Reine MC-Erw. für Z+Jets-Ereignisse	$0,163 \pm 0,087$	$0,091 \pm 0,054$	$0,073 \pm 0,040$
Reine MC-Erw. für $t\bar{t}V$ -Ereignisse	$0,133 \pm 0,046$	$0,064 \pm 0,027$	$0,069 \pm 0,031$

Tabelle A.51: Beobachtete Ereigniszahlen in der SS 4J low-x Signalregion für eine integrierte Luminosität von $14,8 \text{ fb}^{-1}$ inklusiv und getrennt nach Ereignissen mit einem Elektron bzw. einem Myon zusammen mit den erwarteten Ereigniszahlen und deren Unsicherheiten (statistisch und systematisch) vor und nach der Anpassung an die beobachteten Daten in den Kontrollregionen

Unsicherheiten der Region	SR SS 4J low-x
Standardmodell-Erwartung	11,12
Statistische Unsicherheit der SM-Erwartung ($\sqrt{N_{\text{erw.}}}$)	$\pm 3,33$
Systematische Unsicherheit der SM-Erwartung	$\pm 2,69$ [24,16%]
Statistische Unsicherheiten	$\pm 1,43$ [12,9%]
Normierungs-Unsicherheit $t\bar{t}$ (μ_{Top})	$\pm 0,36$ [3,2%]
Normierungs-Unsicherheit W+Jets (μ_{W})	$\pm 0,44$ [3,9%]
Normierungs-Unsicherheit Diboson (μ_{Diboson})	$\pm 1,20$ [10,8%]
Theoretische Unsicherheiten $t\bar{t}$	$\pm 0,64$ [5,7%]
Theoretische Unsicherheiten W+Jets	$\pm 0,69$ [6,2%]
Theoretische Unsicherheiten Diboson	$\pm 1,52$ [13,7%]
Theoretische Unsicherheiten Single-Top	$\pm 1,09$ [9,8%]
Experimentelle Unsicherheiten JES	$\pm 0,32$ [2,9%]
Experimentelle Unsicherheiten JER	$\pm 0,77$ [6,9%]
Experimentelle Unsicherheiten b -Tagging	$\pm 1,02$ [9,2%]
Experimentelle Unsicherheiten Myonen	$\pm 0,04$ [0,36%]
Experimentelle Unsicherheiten Elektronen	$\pm 0,06$ [0,56%]
Experimentelle Unsicherheiten Pile-Up	$\pm 0,14$ [1,2%]
Unsicherheiten der fehlenden Transversalenergie	$\pm 0,08$ [0,74%]
Weitere Unsicherheiten	$\pm 0,34$ [3,1%]

Tabelle A.52: Auflistung der dominanten Unsicherheiten der Untergrundvorhersage in der SS 4J low-x Signalregion für eine integrierte Luminosität von $14,8 \text{ fb}^{-1}$; Die einzelnen Unsicherheiten können korreliert sein und die Gesamtunsicherheit ergibt sich nicht notwendigerweise aus quadratischer Summation.

A. Tabellen

SS 5J high-x Kontrollregionen	WR	TR	DR
Beobachtete Ereignisse	128	606	372
Standardmodell-Erwartung	128,001 ± 11,342	605,982 ± 24,134	372,007 ± 19,465
Erwartete W+Jets-Ereignisse	90,317 ± 13,438	64,852 ± 15,235	18,997 ± 4,014
Erwartete tt̄-Ereignisse	15,099 ± 3,730	456,761 ± 62,468	210,163 ± 46,043
Erwartete Diboson-Ereignisse	15,564 ± 7,542	11,225 ± 6,306	107,103 ± 48,902
Erwartete Single-Top-Ereignisse	5,884 ± 4,963	65,778 ± 53,411	24,996 ± 20,510
Erwartete Z+Jets-Ereignisse	0,902 ± 0,586	0,626 ± 0,403	7,548 ± 5,143
Erwartete tt̄V-Ereignisse	0,236 ± 0,052	6,740 ± 0,705	3,198 ± 0,518
Reine MC-Erw. für SM-Ereignisse	174,974 ± 13,362	684,375 ± 64,058	383,162 ± 36,748
Reine MC-Erw. für W+Jets-Ereignisse	138,696 ± 10,073	99,589 ± 11,388	29,174 ± 3,288
Reine MC-Erw. für tt̄-Ereignisse	16,613 ± 2,534	502,540 ± 26,376	231,240 ± 24,062
Reine MC-Erw. für Diboson-Ereignisse	12,644 ± 0,962	9,119 ± 1,544	87,009 ± 2,389
Reine MC-Erw. für Single-Top-Ereignisse	5,882 ± 4,964	65,761 ± 53,420	24,991 ± 20,510
Reine MC-Erw. für Z+Jets-Ereignisse	0,902 ± 0,587	0,626 ± 0,403	7,549 ± 5,144
Reine MC-Erw. für tt̄V-Ereignisse	0,236 ± 0,052	6,740 ± 0,705	3,198 ± 0,518

Tabelle A.53: Beobachtete Ereigniszahlen in den SS 5J high-x Kontrollregionen für eine integrierte Luminosität von $14,8 \text{ fb}^{-1}$ zusammen mit den erwarteten Ereigniszahlen und deren Unsicherheiten (statistisch und systematisch) vor und nach der Anpassung an die beobachteten Daten in den Kontrollregionen

SS 5J high-x Validierungsregionen	VR m_T	VR Aplanarität	VR Diboson
Beobachtete Ereignisse	240	92	17
Standardmodell-Erwartung	240,586 ± 32,048	71,302 ± 10,275	29,158 ± 11,580
Erwartete W+Jets-Ereignisse	109,786 ± 26,429	50,744 ± 10,692	0,880 ± 0,216
Erwartete tt̄-Ereignisse	71,392 ± 20,834	6,325 ± 1,874	4,670 ± 1,052
Erwartete Diboson-Ereignisse	44,795 ± 22,133	11,429 ± 6,651	21,846 ± 12,266
Erwartete Single-Top-Ereignisse	9,052 ± 7,956	2,037 ± 1,722	0,461 ± 0,407
Erwartete Z+Jets-Ereignisse	3,459 ± 2,421	0,557 ± 0,368	0,430 ± 0,277
Erwartete tt̄V-Ereignisse	2,102 ± 0,474	0,211 ± 0,056	0,871 ± 0,159
Reine MC-Erw. für SM-Ereignisse	298,150 ± 45,252	96,974 ± 11,829	25,999 ± 5,867
Reine MC-Erw. für W+Jets-Ereignisse	168,596 ± 34,245	77,926 ± 10,955	1,351 ± 0,246
Reine MC-Erw. für tt̄-Ereignisse	78,552 ± 16,911	6,959 ± 1,497	5,139 ± 0,658
Reine MC-Erw. für Diboson-Ereignisse	36,391 ± 4,711	9,284 ± 2,870	17,747 ± 5,737
Reine MC-Erw. für Single-Top-Ereignisse	9,051 ± 7,958	2,036 ± 1,722	0,461 ± 0,407
Reine MC-Erw. für Z+Jets-Ereignisse	3,459 ± 2,421	0,557 ± 0,368	0,430 ± 0,277
Reine MC-Erw. für tt̄V-Ereignisse	2,102 ± 0,474	0,211 ± 0,056	0,872 ± 0,159

Tabelle A.54: Beobachtete Ereigniszahlen in den SS 5J high-x Validierungsregionen für eine integrierte Luminosität von $14,8 \text{ fb}^{-1}$ zusammen mit den erwarteten Ereigniszahlen und deren Unsicherheiten (statistisch und systematisch) vor und nach der Anpassung an die beobachteten Daten in den Kontrollregionen

SS 5J high-x Signalregion	SR (1 e/μ)	SR (1 μ)	SR (1 e)
Beobachtete Ereignisse	7	6	1
Standardmodell-Erwartung	$4,635 \pm 1,356$	$2,294 \pm 0,647$	$2,341 \pm 1,015$
Erwartete W+Jets-Ereignisse	$2,415 \pm 0,806$	$1,355 \pm 0,525$	$1,060 \pm 0,409$
Erwartete $t\bar{t}$ -Ereignisse	$0,506 \pm 0,195$	$0,259 \pm 0,099$	$0,247 \pm 0,122$
Erwartete Diboson-Ereignisse	$1,317 \pm 1,166$	$0,442 \pm 0,374$	$0,875 \pm 0,843$
Erwartete Single-Top-Ereignisse	$0,184 \pm 0,175$	$0,076^{+0,132}_{-0,076}$	$0,108^{+0,110}_{-0,108}$
Erwartete Z+Jets-Ereignisse	$0,110 \pm 0,079$	$0,089 \pm 0,066$	$0,020 \pm 0,015$
Erwartete $t\bar{t}V$ -Ereignisse	$0,104 \pm 0,031$	$0,073 \pm 0,024$	$0,031 \pm 0,012$
Reine MC-Erw. für SM-Ereignisse	$5,732 \pm 1,432$	$2,964 \pm 0,807$	$2,769 \pm 1,013$
Reine MC-Erw. für W+Jets-Ereignisse	$3,709 \pm 1,034$	$2,082 \pm 0,695$	$1,628 \pm 0,569$
Reine MC-Erw. für $t\bar{t}$ -Ereignisse	$0,556 \pm 0,186$	$0,285 \pm 0,097$	$0,271 \pm 0,122$
Reine MC-Erw. für Diboson-Ereignisse	$1,069 \pm 0,756$	$0,359 \pm 0,241$	$0,711 \pm 0,567$
Reine MC-Erw. für Single-Top-Ereignisse	$0,184 \pm 0,175$	$0,076^{+0,132}_{-0,076}$	$0,108^{+0,110}_{-0,108}$
Reine MC-Erw. für Z+Jets-Ereignisse	$0,110 \pm 0,079$	$0,089 \pm 0,066$	$0,020 \pm 0,015$
Reine MC-Erw. für $t\bar{t}V$ -Ereignisse	$0,104 \pm 0,031$	$0,073 \pm 0,024$	$0,031 \pm 0,012$

Tabelle A.55: Beobachtete Ereigniszahlen in der SS 5J high-x Signalregion für eine integrierte Luminosität von $14,8 \text{ fb}^{-1}$ inklusiv und getrennt nach Ereignissen mit einem Elektron bzw. einem Myon zusammen mit den erwarteten Ereigniszahlen und deren Unsicherheiten (statistisch und systematisch) vor und nach der Anpassung an die beobachteten Daten in den Kontrollregionen

Unsicherheiten der Region	SR SS 5J high-x
Standardmodell-Erwartung	4,64
Statistische Unsicherheit der SM-Erwartung ($\sqrt{N_{\text{erw.}}}$)	$\pm 2,15$
Systematische Unsicherheit der SM-Erwartung	$\pm 1,36$ [29,26%]
Statistische Unsicherheiten	$\pm 0,76$ [16,5%]
Normierungs-Unsicherheit $t\bar{t}$ (μ_{Top})	$\pm 0,08$ [1,7%]
Normierungs-Unsicherheit W+Jets (μ_{W})	$\pm 0,41$ [8,8%]
Normierungs-Unsicherheit Diboson (μ_{Diboson})	$\pm 0,62$ [13,3%]
Theoretische Unsicherheiten $t\bar{t}$	$\pm 0,11$ [2,4%]
Theoretische Unsicherheiten W+Jets	$\pm 0,42$ [9,0%]
Theoretische Unsicherheiten Diboson	$\pm 0,80$ [17,3%]
Theoretische Unsicherheiten Single-Top	$\pm 0,15$ [3,2%]
Experimentelle Unsicherheiten JES	$\pm 0,29$ [6,3%]
Experimentelle Unsicherheiten JER	$\pm 0,23$ [4,9%]
Experimentelle Unsicherheiten b -Tagging	$\pm 0,26$ [5,5%]
Experimentelle Unsicherheiten Myonen	$\pm 0,02$ [0,49%]
Experimentelle Unsicherheiten Elektronen	$\pm 0,05$ [1,1%]
Experimentelle Unsicherheiten Pile-Up	$\pm 0,05$ [1,1%]
Unsicherheiten der fehlenden Transversalenergie	$\pm 0,02$ [0,49%]
Weitere Unsicherheiten	$\pm 0,11$ [2,5%]

Tabelle A.56: Auflistung der dominanten Unsicherheiten der Untergrundvorhersage in der SS 5J high-x Signalregion für eine integrierte Luminosität von $14,8 \text{ fb}^{-1}$; Die einzelnen Unsicherheiten können korreliert sein und die Gesamtunsicherheit ergibt sich nicht notwendigerweise aus quadratischer Summation.

SR	m_{eff} [GeV]								
	> 900	[900. 1200]	[1200. 1500]	[1500. 1800]	[1800. 2100]	[2100. 2400]	[2400. 2700]	[2700. 3000]	[3000..∞]
Beobachtete Ereignisse	56	20	17	10	6	0	2	0	1
Standardmodell-Erwartung	60,31 ± 5,64	24,0 ± 2,8	17,9 ± 2,0	8,6 ± 1,0	4,6 ± 0,8	2,1 ± 0,5	1,0 ± 0,4	0,6 ± 0,3	1,5 ± 0,5
Erwartete W+Jets-Ereignisse	23,57 ± 3,28	6,4 ± 1,5	8,2 ± 1,5	3,8 ± 0,7	2,3 ± 0,6	1,0 ± 0,3	0,4 ± 0,2	0,3 ± 0,2	1,1 ± 0,4
Erwartete $t\bar{t}$ -Ereignisse	11,09 ± 2,58	6,0 ± 1,4	3,0 ± 0,7	1,1 ± 0,3	0,5 ± 0,1	0,2 ± 0,1	0,1 ± 0,1	0,1 ± 0,0	0,1 ± 0,0
Erwartete Diboson-Ereignisse	20,32 ± 2,53	9,0 ± 1,3	5,4 ± 0,7	3,0 ± 0,4	1,5 ± 0,2	0,6 ± 0,1	0,4 ± 0,1	0,2 ± 0,0	0,2 ± 0,1
Erwartete Single-Top-Ereignisse	3,61 ± 1,36	1,7 ± 0,6	0,8 ± 0,3	0,5 ± 0,2	0,3 ± 0,1	0,2 ± 0,1	0,1 ± 0,0	0,0 ± 0,0	0,1 ± 0,0
Erwartete Z+Jets-Ereignisse	0,67 ± 0,25	0,3 ± 0,1	0,2 ± 0,1	0,1 ± 0,0	0,0 ± 0,0	0,0 ± 0,0	0,0 ± 0,0	0,0 ± 0,0	0,0 ± 0,0
Erwartete $t\bar{t}V$ -Ereignisse	1,04 ± 0,24	0,5 ± 0,1	0,3 ± 0,1	0,1 ± 0,0	0,1 ± 0,0	0,0 ± 0,0	0,0 ± 0,0	0,0 ± 0,0	0,0 ± 0,0
Reine MC-Erw. für SM-Ereign.	89,77 ± 13,41	30,62 ± 6,48	24,51 ± 3,79	12,92 ± 2,38	7,78 ± 1,58	5,05 ± 0,87	3,26 ± 0,59	2,34 ± 0,59	3,30 ± 0,77
Reine MC-Erw. f. W+Jets-Ereign.	39,52 ± 7,31	10,53 ± 3,94	13,17 ± 2,45	6,53 ± 1,58	3,54 ± 0,93	1,68 ± 0,37	0,98 ± 0,27	1,01 ± 0,28	2,08 ± 0,59
Reine MC-Erw. f. $t\bar{t}$ -Ereign.	14,22 ± 3,82	7,40 ± 1,95	3,69 ± 1,05	1,64 ± 0,47	0,72 ± 0,23	0,33 ± 0,10	0,21 ± 0,06	0,13 ± 0,05	0,09 ± 0,03
Reine MC-Erw. f. Diboson-Ereign.	20,79 ± 3,01	9,37 ± 1,50	5,54 ± 0,88	2,94 ± 0,49	1,47 ± 0,26	0,66 ± 0,11	0,39 ± 0,09	0,17 ± 0,05	0,25 ± 0,06
Reine MC-Erw. f. Single-Top-Ereign.	5,41 ± 2,39	2,28 ± 0,97	1,18 ± 0,52	0,78 ± 0,38	0,48 ± 0,25	0,36 ± 0,21	0,11 ± 0,05	0,08 ± 0,05	0,16 ± 0,07
Reine MC-Erw. f. Z+Jets-Ereign.	0,87 ± 0,38	0,46 ± 0,21	0,24 ± 0,10	0,10 ± 0,04	0,04 ± 0,02	0,02 ± 0,01	0,01 ± 0,01	0,00 ± 0,00	0,00 ± 0,00
Reine MC-Erw. f. $t\bar{t}V$ -Ereign.	1,12 ± 0,29	0,52 ± 0,14	0,30 ± 0,07	0,14 ± 0,05	0,09 ± 0,03	0,04 ± 0,01	0,02 ± 0,01	0,01 ± 0,00	0,00 ± 0,00

Tabelle A.57: Beobachtete Ereigniszahlen in der Signalregion für eine integrierte Luminosität von $36,1 \text{ fb}^{-1}$ zusammen mit den erwarteten Ereigniszahlen und deren Unsicherheiten (statistisch und systematisch) nach der Anpassung an die beobachteten Daten in den Kontrollregionen

WR	m_{eff} [GeV]								
	> 900	[900. 1200]	[1200. 1500]	[1500. 1800]	[1800. 2100]	[2100. 2400]	[2400. 2700]	[2700. 3000]	[3000..∞]
Beobachtete Ereignisse	4309	2218	1169	495	230	106	41	22	28
Standardmodell-Erwartung	4307 ± 66	2217 ± 47	1168 ± 34	496 ± 22	231 ± 15	105 ± 10	41,6 ± 6,4	21,5 ± 4,6	27,5 ± 5,1
Erwartete W+Jets-Ereignisse	3315 ± 153	1706 ± 85	906 ± 52	378 ± 30	182 ± 18	80,8 ± 11,7	26,3 ± 7,6	14,2 ± 5,1	21,2 ± 5,5
Erwartete $t\bar{t}$ -Ereignisse	531 ± 108	294 ± 57	140 ± 30	56,4 ± 13,7	19,4 ± 5,7	9,7 ± 2,8	6,5 ± 2,4	2,8 ± 1,2	1,7 ± 0,8
Erwartete Diboson-Ereignisse	304 ± 24	138 ± 13	83,6 ± 6,7	42,3 ± 3,8	18,8 ± 2,0	9,5 ± 2,6	5,5 ± 1,7	3,2 ± 0,8	3,1 ± 0,8
Erwartete Single-Top-Ereignisse	105 ± 22	50,3 ± 10,3	25,7 ± 5,4	13,2 ± 3,5	7,7 ± 2,3	3,3 ± 1,5	2,4 ± 0,9	1,2 ± 0,5	1,0 ± 0,4
Erwartete Z+Jets-Ereignisse	45,1 ± 4,2	25,3 ± 2,7	10,5 ± 1,2	4,4 ± 0,5	2,3 ± 0,3	1,3 ± 0,4	0,7 ± 0,2	0,2 ± 0,0	0,4 ± 0,1
Erwartete $t\bar{t}V$ -Ereignisse	7,0 ± 1,2	3,2 ± 0,5	2,0 ± 0,4	1,0 ± 0,2	0,4 ± 0,1	0,2 ± 0,1	0,2 ± 0,0	0,0 ± 0,0	0,0 ± 0,0
Reine MC-Erw. für SM-Ereign.	6065 ± 608	3025 ± 308	1615 ± 157	762 ± 89	342 ± 45	152 ± 20	77,6 ± 9,5	48,9 ± 9,1	42,9 ± 8,3
Reine MC-Erw. f. W+Jets-Ereign.	4951 ± 492	2472 ± 251	1325 ± 126	620 ± 72	279 ± 37	122 ± 15	59,4 ± 8,1	39,4 ± 7,1	34,8 ± 7,2
Reine MC-Erw. f. $t\bar{t}$ -Ereign.	633 ± 130	332 ± 64	164 ± 36	76,3 ± 17,8	30,2 ± 8,5	14,4 ± 3,7	8,9 ± 2,5	4,3 ± 1,4	2,9 ± 0,9
Reine MC-Erw. f. Diboson-Ereign.	301 ± 29	137 ± 15	83,1 ± 7,6	41,9 ± 4,5	19,0 ± 2,2	9,0 ± 3,0	5,0 ± 2,0	3,1 ± 0,9	3,1 ± 0,9
Reine MC-Erw. f. Single-Top-Ereign.	128 ± 27	56,6 ± 12,1	29,8 ± 6,6	17,7 ± 4,6	11,6 ± 3,0	5,2 ± 2,1	3,3 ± 0,9	1,8 ± 0,7	1,7 ± 0,4
Reine MC-Erw. f. Z+Jets-Ereign.	44,6 ± 4,7	24,8 ± 3,1	10,5 ± 1,3	4,4 ± 0,6	2,4 ± 0,6	1,2 ± 0,5	0,62 ± 0,28	0,20 ± 0,04	0,38 ± 0,06
Reine MC-Erw. f. $t\bar{t}V$ -Ereign.	7,3 ± 1,4	3,3 ± 0,6	2,1 ± 0,4	1,1 ± 0,3	0,41 ± 0,10	0,21 ± 0,08	0,18 ± 0,05	0,04 ± 0,03	0,04 ± 0,02

Tabelle A.58: Beobachtete Ereigniszahlen in der W+Jets-Kontrollregion für eine integrierte Luminosität von $36,1 \text{ fb}^{-1}$ zusammen mit den erwarteten Ereigniszahlen und deren Unsicherheiten (statistisch und systematisch) vor und nach der Anpassung an die beobachteten Daten in den Kontrollregionen

A. Tabellen

TR	m_{eff} [GeV]									
	> 900	[900. 1200]	[1200. 1500]	[1500. 1800]	[1800. 2100]	[2100. 2400]	[2400. 2700]	[2700. 3000]	[3000..∞]	
Beobachtete Ereignisse	6095	3199	1706	683	276	133	55	21	22	
Standardmodell-Erwartung	6094 ± 78	3198 ± 57	1706 ± 41	683 ± 26	276 ± 17	133 ± 12	55,1 ± 7,4	21,0 ± 4,6	22,0 ± 4,7	
Erwartete W+Jets-Ereignisse	641 ± 112	312 ± 55	173 ± 29	82,7 ± 18,6	43,2 ± 12,3	19,2 ± 4,7	6,0 ± 2,3	1,7 ± 0,8	4,0 ± 1,5	
Erwartete $t\bar{t}$ -Ereignisse	4716 ± 128	2548 ± 76	1317 ± 46	506 ± 29	189 ± 19	90,5 ± 11,3	39,4 ± 6,8	13,9 ± 3,7	12,0 ± 3,7	
Erwartete Diboson-Ereignisse	85,1 ± 13,5	31,1 ± 6,4	25,8 ± 4,4	11,7 ± 3,0	7,4 ± 1,7	6,2 ± 1,1	1,1 ± 0,3	0,7 ± 0,2	1,0 ± 0,2	
Erwartete Single-Top-Ereignisse	580 ± 18	276 ± 10	170 ± 8	72,5 ± 4,8	31,2 ± 3,5	14,2 ± 2,2	7,5 ± 1,4	4,1 ± 1,2	4,6 ± 1,6	
Erwartete Z+Jets-Ereignisse	9,9 ± 2,2	5,1 ± 1,2	3,0 ± 0,9	1,0 ± 0,3	0,5 ± 0,2	0,2 ± 0,0	0,1 ± 0,0	0,1 ± 0,0	0,1 ± 0,0	
Erwartete $t\bar{t}V$ -Ereignisse	61,2 ± 4,7	24,2 ± 1,8	18,3 ± 1,3	9,6 ± 0,9	4,9 ± 0,5	2,4 ± 0,3	1,1 ± 0,1	0,4 ± 0,1	0,3 ± 0,1	
Reine MC-Erw. für SM-Ereign.	6987 ± 757	3492 ± 405	1905 ± 193	877 ± 94	390 ± 43	180 ± 25	75,0 ± 11,6	33,6 ± 4,2	33,7 ± 6,1	
Reine MC-Erw. f. W+Jets-Ereign.	950 ± 170	447 ± 86	249 ± 42	135 ± 30	66,2 ± 16,9	28,1 ± 5,6	13,4 ± 2,9	4,9 ± 1,0	6,7 ± 2,3	
Reine MC-Erw. f. $t\bar{t}$ -Ereign.	5231 ± 554	2694 ± 301	1427 ± 146	630 ± 64	266 ± 30	124 ± 16	49,9 ± 8,3	21,0 ± 3,0	18,8 ± 3,0	
Reine MC-Erw. f. Diboson-Ereign.	81,9 ± 14,5	29,8 ± 7,1	25,3 ± 4,7	10,9 ± 3,2	7,2 ± 1,9	5,9 ± 1,3	1,1 ± 0,4	0,74 ± 0,34	1,04 ± 0,23	
Reine MC-Erw. f. Single-Top-Ereign.	653 ± 63	292 ± 31	183 ± 18	90,9 ± 7,9	45,0 ± 3,7	19,4 ± 4,1	9,6 ± 1,4	6,4 ± 1,0	6,8 ± 2,2	
Reine MC-Erw. f. Z+Jets-Ereign.	9,8 ± 2,5	5,1 ± 1,4	2,8 ± 1,1	1,0 ± 0,4	0,45 ± 0,26	0,15 ± 0,04	0,12 ± 0,02	0,10 ± 0,02	0,05 ± 0,02	
Reine MC-Erw. f. $t\bar{t}V$ -Ereign.	60,2 ± 5,4	23,9 ± 2,1	18,0 ± 1,5	9,5 ± 1,0	4,8 ± 0,6	2,3 ± 0,4	1,0 ± 0,1	0,45 ± 0,06	0,29 ± 0,06	

Tabelle A.59: Beobachtete Ereigniszahlen in der Kontrollregion für Top-Quark-basierte Prozesse ($t\bar{t}$ und Single-Top) für eine integrierte Luminosität von $36,1 \text{ fb}^{-1}$ zusammen mit den erwarteten Ereigniszahlen und deren Unsicherheiten (statistisch und systematisch) vor und nach der Anpassung an die beobachteten Daten in den Kontrollregionen

B. Optimierung der Prozedur zur Handhabung von Überlappungen bei der Objektrekonstruktion

In der ersten Kampagne (2015) wurden folgende Optionen zur Effizienzsteigerung überprüft:

- Zusätzliche Spur-Kriterien für Jets bei der Behandlung von Überlappungen mit Myonen zur Erhöhung der Effizienz für isolierte Myonen
- Zusätzliche Isolationskriterien für Leptonen zur Reduktion der Effizienzen für nicht-isolierte Leptonen, da diese als Untergrund betrachtet werden
- Anwendung der finalen Selektionskriterien anstatt der Objektdefinitionen der Vorselektion bereits vor der Behandlung von Überlappungen

Untersuchungen der Auswirkungen auf die abgeschätzte Sensitivität der Analyse ($\frac{S}{\sqrt{B}}$) in Regionen mit hoher Signalanreicherung zeigten ausschließlich nicht-signifikante Steigerungen für alle Optionen (siehe Tabelle B.1).

Prozedur	S	B	S/ \sqrt{B}
„8 TeV“	2,70 \pm 0,06	2,36 \pm 0,24	1,76 \pm 0,10
„2015“	2,82 \pm 0,06	2,41 \pm 0,25	1,82 \pm 0,10
„2015 + Final“	3,22 \pm 0,07	2,74 \pm 0,26	1,95 \pm 0,10
„2015 + Iso“	3,14 \pm 0,07	2,66 \pm 0,26	1,93 \pm 0,10

Tabelle B.1: Auf 1 fb⁻¹ normierte erwartete Ereigniszahlen für das Signalmodell der Gluino-Paarproduktion mit $x = 1/2$ und einer Gluinomasse von 1385 GeV („S“) sowie für den Hauptuntergrund der Topquark-Paarproduktion („B“) in einer signalreichen Selektion mit genau einem Lepton ($p_T^\ell > 35$ GeV) mindestens 5 Jets ($p_T^{J1} > 150$ GeV, $p_T^{J5} > 100$ GeV) und $E_T^{miss} > 200$ GeV. Dabei bezeichnet „8 TeV“ die ehemalige Prozedur der SUSY-Analysen, „2015“ die neue Prozedur mit zusätzlichen Spurkriterien für Jets, „2015 + Final“ die neue Prozedur mit den finalen Objektselektionen und „2015 + Iso“ beinhaltet zusätzliche Isolationskriterien für Leptonen. Die Sensitivität der Analyse wird mit S/\sqrt{B} abgeschätzt.

Zudem wurden die Effizienzen der verschiedenen Prozeduren durch MC-basierte Bestimmung der Übereinstimmung zwischen den rekonstruierten und den tatsächlich simulierten Objekten verglichen (siehe Tabelle B.2). Dabei wurde die Option der Anwendung der finalen Selektionskriterien ausgelassen. Dies war nötig, da hierbei Überlappungen mit vorselektierten Leptonen nicht behandelt wurden. Diese sind allerdings für die Analyse von großer Bedeutung, da alle Regionen ein Veto auf weitere Leptonen dieser geringeren Qualität enthalten und die Matrix-Methode zur Abschätzung fehlidentifizierter Leptonen ebenfalls von diesen abhängig ist.

B. Optimierung der Handhabung von Überlappungen

Effizienzen für	„8 TeV“	„2015“	„2015 + Iso“
isolierte Elektronen	(98,7 ± 0,2)%	(98,7 ± 0,2)%	(92,3 ± 0,2)%
isolierte Myonen	(85,7 ± 0,2)%	(90,9 ± 0,2)%	(86,6 ± 0,2)%
nicht-isolierte Elektronen	(97,2 ± 0,8)%	(97,2 ± 0,8)%	(15,1 ± 0,2)%
nicht-isolierte Myonen	(6,73 ± 0,05)%	(8,52 ± 0,06)%	(1,74 ± 0,03)%
Untergrund-Elektronen	(97,9 ± 1,0)%	(97,9 ± 1,0)%	(67,4 ± 0,7)%
Untergrund-Myonen	(7,0 ± 0,4)%	(8,8 ± 0,5)%	(2,4 ± 0,2)%

Tabelle B.2: Effizienzen der verschiedenen Prozeduren zur Behandlung von Überlappungen für „isolierte“, „nicht-isolierte“ und „Untergrund-“ Elektronen und Myonen, bestimmt mit MC-Simulationen der Topquark-Paarproduktion. Dabei bezeichnet „8 TeV“ die ehemalige Prozedur der SUSY-Analysen, „2015“ die neue Prozedur mit zusätzlichen Spurkriterien für Jets und „2015 + Iso“ beinhaltet diese und zusätzliche Isolationskriterien für Leptonen. Die jeweils „besten“ Effizienzwerte sind fett gedruckt.

Der Tabelle ist zu entnehmen, dass die zusätzlichen Spurkriterien die erwartete Effizienzsteigerung für isolierte Myonen mit sich bringen und dass zusätzliche Isolationskriterien nicht nur die Effizienzen für nicht-isolierte Leptonen sondern auch die der isolierten Leptonen reduzieren. Da der Anteil fehlidentifizierter Leptonen in dieser Analyse als vernachlässigbar klein bestimmt wurde, wird auf die Unterdrückung der nicht-isolierten zugunsten der Effizienz für isolierte Leptonen verzichtet. Diese Prozedur zur Behandlung von Überlappungen wurde als harmonisierter Standard für alle ATLAS SUSY-Analysen im Jahr 2015 gewählt.

In einer zweiten Kampagne (2016) wurden zusätzliche komplexere Verfahren zur Effizienzsteigerung überprüft:

- *Shrinking-Cone*-Algorithmus (p_T -abhängiges ΔR) zur Behandlung von Überlappungen zwischen Leptonen und Jets für Signalszenarien mit *geboosteten Topologien*¹
- Entfernung von *Calorimeter Tagged* Myonen bei der Entscheidung zwischen Elektronen und Myonen
- Anwendung eines JVT-Schnitts auf Jets
- Einführung der *ghost association* bei der Betrachtung von Myonen und Jets
- Erhaltung von *b*-Jets

Alle diese Punkte sind Teil der in Kapitel 6.5 beschriebenen Prozedur zur Handhabung von Überlappungen, die in dieser Analyse angewendet wurde.

Auch diese Optimierungen wirkten sich kaum auf die abgeschätzte Sensitivität der Analyse ($\frac{S}{\sqrt{B}}$) in Regionen mit hoher Signalanreicherung aus. In Kombination ergibt sich eine nicht-signifikante Steigerung (siehe Tabelle B.3).

Die Effizienzen für Elektronen und Myonen konnten allerdings größtenteils weiter verbessert werden (siehe Tabelle B.4).

¹Bei Zerfällen mit einer großen Massendifferenz besitzen die Zerfallsprodukte hohe Transversalimpulse. Tritt dieser Zerfall zu Beginn einer Zerfallskette auf, weisen die Produkte aller anschließenden Zerfälle in etwa die selbe Richtung auf und besitzen eine geringere räumliche Trennung. Man bezeichnet diese Szenarien als „geboostete Topologien“.

Prozedur	S	B	S/ \sqrt{B}
„2015“	32,0 \pm 0,9	439 \pm 2	1,53 \pm 0,04
„2016“	33,0 \pm 1,0	452 \pm 2	1,55 \pm 0,04
„2016 + Boost“	34,4 \pm 1,0	486 \pm 2	1,56 \pm 0,04

Tabelle B.3: Auf $3,2 \text{ fb}^{-1}$ normierte erwartete Ereigniszahlen für das Signalmodell der Gluino-Paarproduktion mit $x = 1/2$ und einer Gluinomasse von 1105 GeV („S“) sowie für den Hauptuntergrund der Topquark-Paarproduktion („B“) in einer signalreichen Selektion mit genau einem Lepton ($p_T^\ell > 35 \text{ GeV}$) mindestens 6 Jets ($p_T^{J1} > 125 \text{ GeV}$, $p_T^{J6} > 30 \text{ GeV}$) und $E_T^{miss} > 250 \text{ GeV}$. Dabei bezeichnet „2015“ die harmonisierte Prozedur aus 2015, „2016“ die neue Prozedur mit zusätzlichen Effizienzsteigerungen ohne Shrinking-Cone-Algorithmus und „2016 + Boost“ beinhaltet diese und den Algorithmus für geboostete Topologien. Zudem wird die Sensitivität der Analyse mit S/\sqrt{B} abgeschätzt.

Effizienzen für	„2015“	„2016“	„2016 + Boost“
isolierte Elektronen	(98,80 \pm 0,04)%	(96,60 \pm 0,03)%	(96,94 \pm 0,03)%
isolierte Myonen	(90,84 \pm 0,03)%	(94,54 \pm 0,03)%	(96,08 \pm 0,03)%
nicht-isolierte Elektronen	(95,22 \pm 0,13)%	(29,36 \pm 0,06)%	(29,37 \pm 0,06)%
nicht-isolierte Myonen	(11,31 \pm 0,01)%	(10,86 \pm 0,01)%	(10,96 \pm 0,01)%
Untergrund-Elektronen	(98,31 \pm 0,23)%	(88,30 \pm 0,22)%	(88,55 \pm 0,22)%
Untergrund-Myonen	(9,41 \pm 0,06)%	(9,07 \pm 0,06)%	(9,14 \pm 0,06)%

Tabelle B.4: Effizienzen der verschiedenen Prozeduren zur Handhabung von Überlappungen für „isolierte“, „nicht-isolierte“ und „Untergrund-“ Elektronen und Myonen, bestimmt mit MC-Simulationen der Topquark-Paarproduktion. Dabei bezeichnet „2015“ die harmonisierte Prozedur aus 2015, „2016“ die neue Prozedur mit zusätzlichen Effizienzsteigerungen ohne Shrinking-Cone-Algorithmus und „2016 + Boost“ beinhaltet diese und den Algorithmus für geboostete Topologien. Die jeweils „besten“ Effizienzwerte sind fett gedruckt.

Die Effizienzen für nicht-isolierte Elektronen konnten erheblich von ca. 95% auf ca. 29% gesenkt werden, wobei aber auch die Effizienz für isolierte Elektronen von fast 99% auf ca. 97% leicht zurückging. Allerdings wird sie gleichzeitig mit der Effizienz der isolierten Myonen harmonisiert, die von ca. 91% auf 95% bzw. 96% steigt. Durch Anwendung des Shrinking-Cone-Algorithmus nehmen die Effizienzen für isolierte Elektronen und Myonen erstmals ungefähr gleich große Werte an und sind in Summe größer als bei allen alternativen Prozeduren. Daher wurden in dieser Analyse alle hier genannten Optimierungen angewendet.

Zudem wurden weitere Untersuchungen im Zusammenhang mit der geänderten Handhabung von Überlappungen durchgeführt:

- Es wurde der Einfluss des Shrinking-Cone-Algorithmus auf die Effizienz für Leptonen bei der Behandlung von Überlappungen mit Jets in Abhängigkeit des Leptonentransversalimpulses untersucht (siehe Abbildung B.1). Es konnte eine leichte Steigerung der Effizienzen für isolierte und auch nicht-isolierte Leptonen mit $p_T > 30 \text{ GeV}$ vor allem bei Myonen beobachtet werden. Eine Steigerung der Signaleffizienz in signalreichen Regionen konnte nicht beobachtet werden, was auch den Erwartungen entspricht, da die hier verwendeten Signalszenarien keine geboosteten Topologien enthalten (auch nicht bei hohen Werten von x , siehe Tabelle B.5). Zusätzlich wurde die Auswirkung auf ein Signalmodell mit einer geboosteten Topologie überprüft, das in früheren Analyserunden im Fokus stand. Bei der Gluino-Paarproduktion mit anschließendem Zerfall in $s\text{Top}$ und Top, wobei das $s\text{Top}$

B. Optimierung der Handhabung von Überlappungen

weiter in Top und Neutralino zerfällt (Gtt , siehe Abbildung B.2), besitzen die Top-Systeme, aus denen Leptonen hervorgehen können, bei großen Massendifferenzen zwischen Gluino und $sTop$ (bei leichten $sTops$, *on-shell*, Abbildung B.2 links) bzw. zwischen Gluino und Neutralino (beim Dreikörperzerfall mit extrem schweren $sTops$, *off-shell*, Abbildung B.2 rechts) einen erheblichen Lorentz-Boost. Es wurde eine um 10-15% höhere Signaleffizienz mit dem Shrinking-Cone-Algorithmus beobachtet (siehe Tabelle B.5).

- Der Einfluss auf die Zusammensetzung der Zerfälle der Topquark-Paarproduktion (siehe Kapitel 10.2) wurde erneut betrachtet, da eine Reduktion der dileptonischen Beiträge für möglich gehalten wurde. Es konnte keine signifikante Änderung der Zusammensetzung beobachtet werden (siehe Abbildung B.3). Weiterhin werden fast ausschließlich dileptonische Ereignisse ($lep+lep$, $lep+\tau_{ep}$ und $lep+\tau_{had}$) in den Signalregionen selektiert, wohingegen in den Kontrollregionen größtenteils semileptonische Zerfälle ($lep+had$) beitragen.
- Zudem wurde der Einfluss auf den beobachteten Überschuss in der 6-Jet-Signalregion aus 2015 betrachtet (siehe Kapitel 2.2.1), der aus acht Ereignissen mit einem Myon und nur zwei Ereignissen mit einem Elektron bestand, da solche Asymmetrien bei der Handhabung von Überlappungen entstehen können. Die MC-basierte Untergrundzusammensetzung hat sich mit der geänderten Prozedur nicht signifikant verändert (siehe Abbildung B.4). Der Beitrag von $W+Jets$ -Ereignissen nahm zu und die Diboson-Ereigniszahl nahm leicht ab. Vor allem aber war keine signifikante Veränderung des Gleichgewichts zwischen Elektron- und Myon-Ereignissen zu beobachten.

Signal, Region	„2016“	„2016 + Boost“	$\Delta_{rel.}$
GG_onestepCC, hohes x, ($m_{Gluino}, m_{Chargino}, m_{LSP}$) = (1400, 1390, 60) GeV			
SR4Jhighx	1,34	1,36	+1,08 %
Gtt, off-shell, ($m_{Gluino}, m_{sTop}, m_{LSP}$) = (1500, 5000, 1) GeV			
SR5J	2,38	2,66	+11,70 %
Gtt, on-shell, ($m_{Gluino}, m_{sTop}, m_{LSP}$) = (1500, 450, 60) GeV			
SR5J	1,55	1,79	+15,44 %

Tabelle B.5: Auf $3,2 \text{ fb}^{-1}$ normierte erwartete Ereigniszahlen für verschiedene Signalmodelle der Gluino-Paarproduktion mit (möglicherweise) geboosteten Topologien. Die Ereigniszahlen wurden in Signalregionen der Analyse aus 2015 mit 4 bzw. 5 Jets bestimmt. Dabei bezeichnet „2016“ die Prozedur ohne und „2016 + Boost“ mit Shrinking-Cone-Algorithmus für geboostete Topologien. Zudem wird die relative Zunahme der Signaleffizienz angegeben.

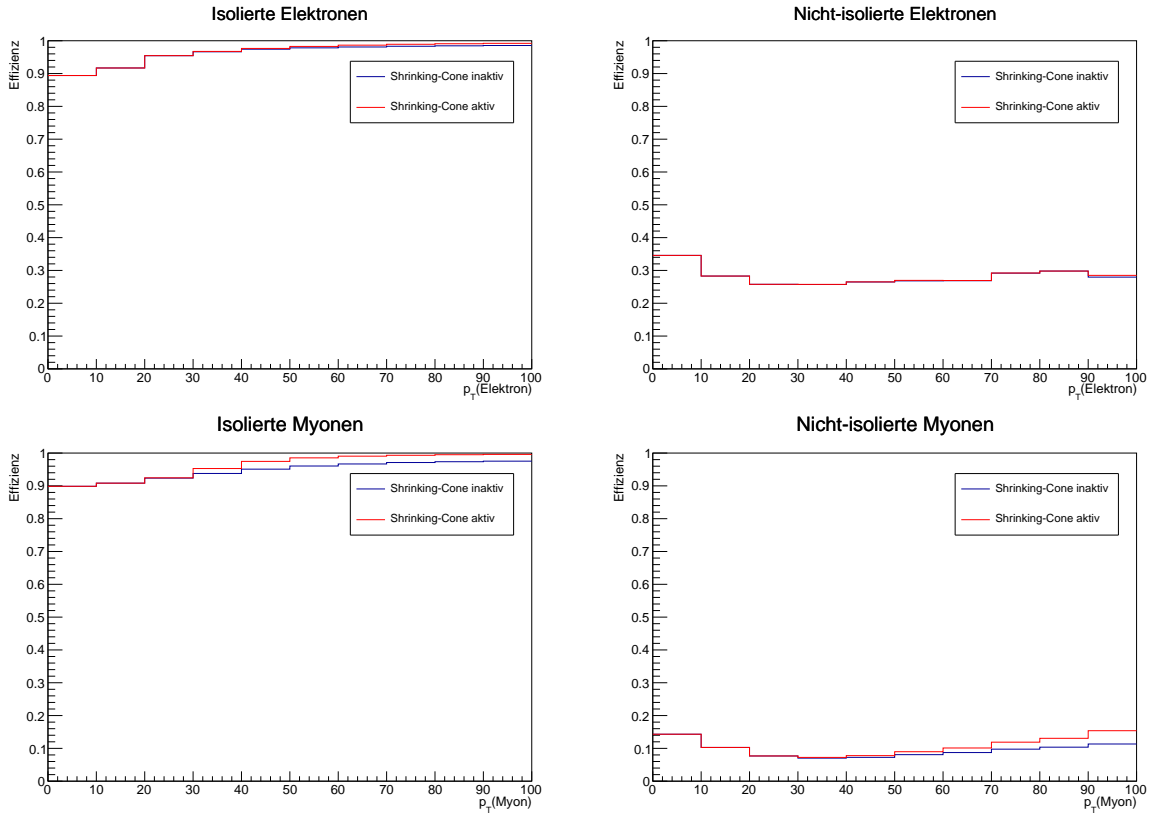


Abbildung B.1: Effizienzen für isolierte (links) und nicht-isolierte Leptonen (rechts) bei der Behandlung von Überlappungen mit Jets in Abhängigkeit des Leptonentransversalimpulses ohne (blau) und mit Shrinking-Cone-Algorithmus (rot) bestimmt aus MC-Ereignissen der Topquark-Paarproduktion für Elektronen (oben) und Myonen (unten).

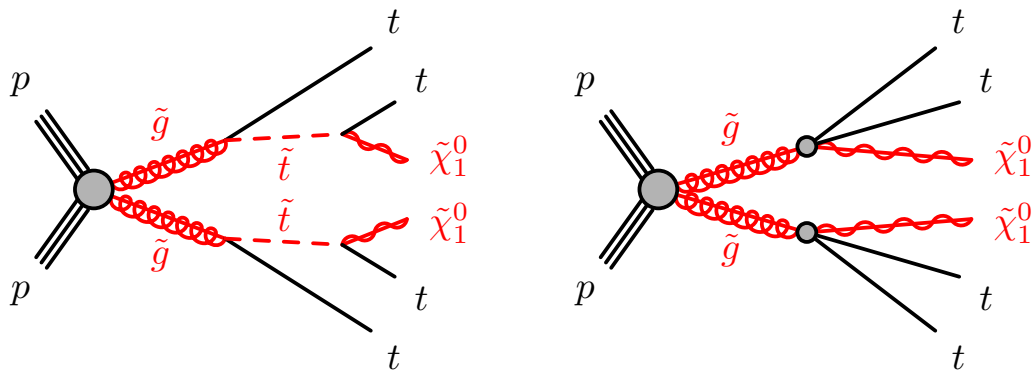


Abbildung B.2: Feynman-Diagramme der Gluino-Paarproduktion mit anschließenden Zerfällen in Top-Quarks und sTops, die jeweils in ein LSP und ein Top-Quark zerfallen („Gtt“). Bei extrem schweren sTops (rechts) liegen diese nicht auf ihrer Massenschale und es findet ein Dreikörperzerfall statt. Das LSP ist jeweils das leichteste Neutralino $\tilde{\chi}_1^0$. Die Diagramme wurden [72] entnommen.

B. Optimierung der Handhabung von Überlappungen

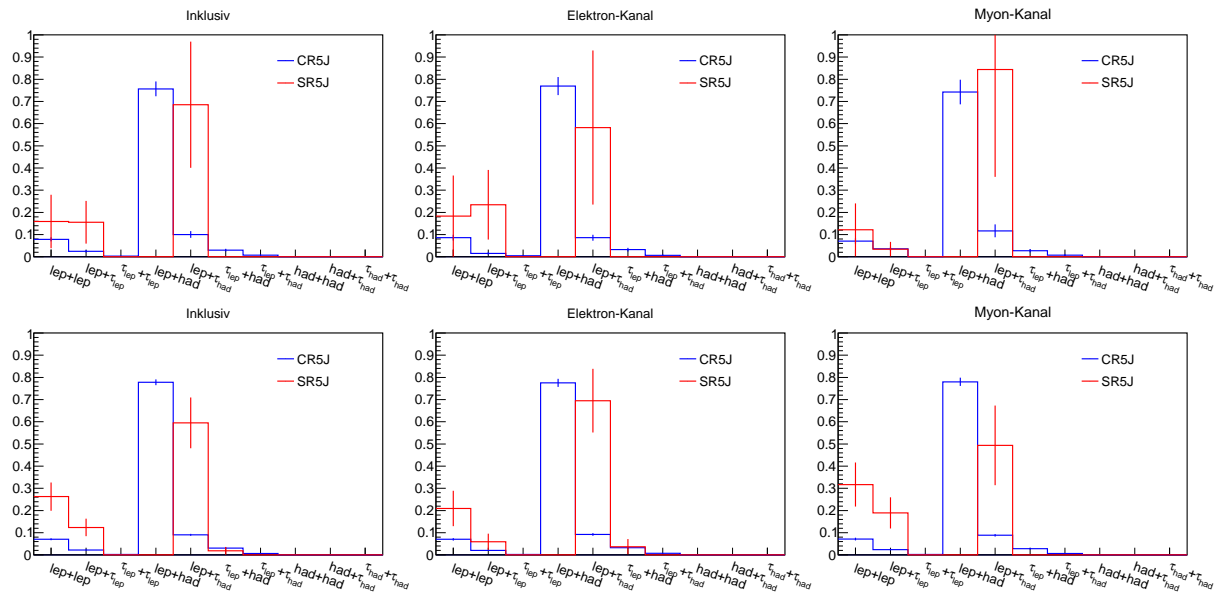


Abbildung B.3: Zusammensetzung der Zerfälle der Topquark-Paarproduktion mit der harmonisierten Prozedur aus 2015 (obere Reihe) und mit der neuen Prozedur aus 2016 bei erhöhter Statistik (untere Reihe) in der 5-Jet-Signalregion aus 2015 und der zugehörigen Kontrollregion mit der Forderung nach mindestens einem b -Tag, bestimmt aus den Informationen der tatsächlich simulierten Objekte, jeweils für alle Ereignisse (links) oder Ereignisse mit einem Elektron (Mitte), einem Myon (rechts).

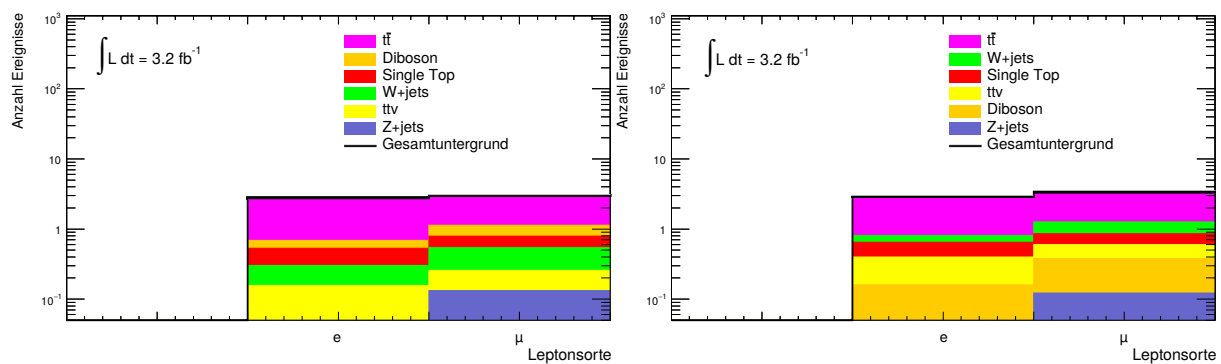


Abbildung B.4: Erwartete Untergrundzusammensetzung in der 6-Jet-Signalregion aus 2015, nach Leptonensorte aufgeteilt und auf $3,2 \text{ fb}^{-1}$ normiert für die harmonisierte Prozedur aus 2015 (links) und die aktualisierte Prozedur aus 2016 (rechts)

C. Effizienzen der Einzel-Lepton-Trigger

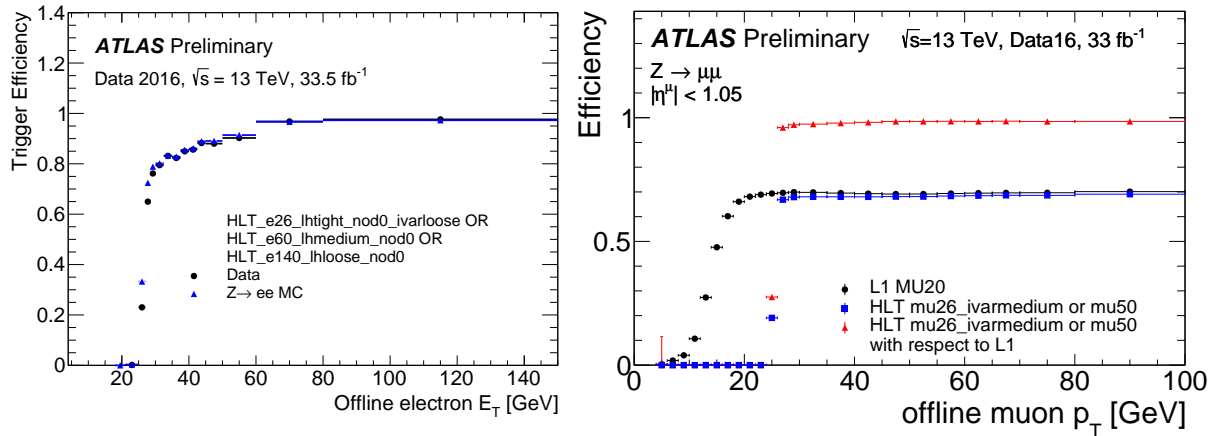


Abbildung C.1: Effizienzkurven („turn-on“) für verschiedene Lepton-Trigger als Funktion der transversalen Energie bzw. des Transversalimpulses der rekonstruierten „Offline“-Leptonen bestimmt aus $Z \rightarrow \ell\ell$ -Ereignissen aus dem Jahr 2016 für Elektronen [194] (links, mit Vergleich zur MC-Simulation) und Myonen [195] (rechts, im Barrel-Bereich). Die Lepton-Trigger verwenden Likelihood-basierte Identifikationskriterien („lh“) bzw. Isolationskriterien („i“), wie sie in der Offline-Rekonstruktion verwendet werden (siehe Kapitel 6). Myon-Trigger besitzen vor allem im Barrel-Bereich ($|\eta| < 1,05$) eine relativ niedrige Effizienz von maximal ca. 70%.

D. Effizienzen der E_T^{miss} -Trigger im Jahr 2016

Abbildung D.1 zeigt die Effizienzen der gewählten HLT- E_T^{miss} -Trigger als Funktion der rekonstruierten „Offline“- E_T^{miss} , bestimmt aus Daten und MC-Simulationen in Ereignissen mit einem Lepton ($p_T > 35$ GeV), mindestens vier Jets ($p_T > 30$ GeV) und einer transversalen Masse von mindestens 20 GeV. Mit einem Offline-Schnitt von 200 GeV sind sie bereits (fast) vollständig effizient.

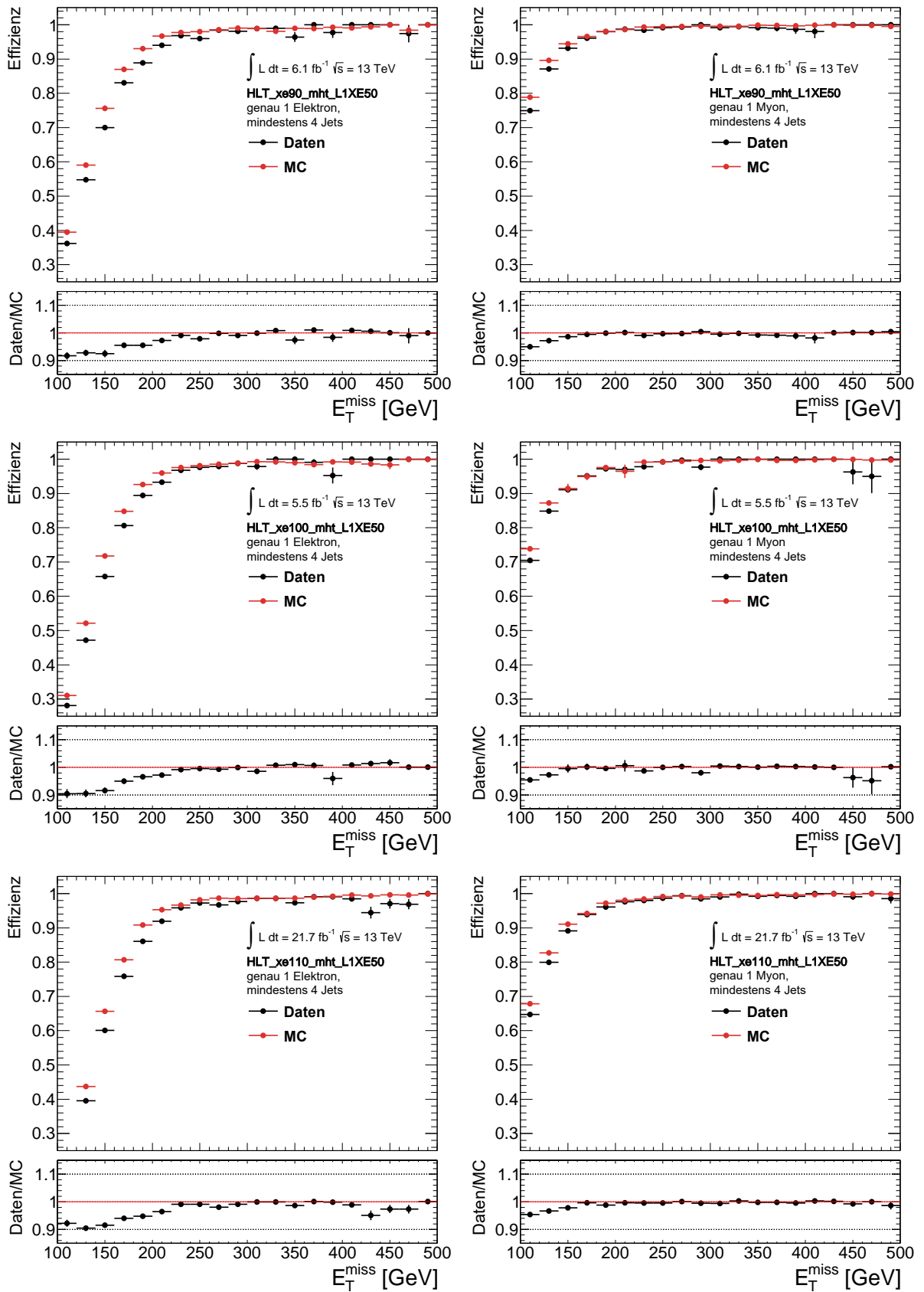


Abbildung D.1: Effizienzkurven („turn-on“) der 2016 verwendeten E_T^{miss} -Trigger mit einem Online-Schnitt von 90 GeV (oben), 100 GeV (Mitte), bzw. 110 GeV (unten), jeweils für Ereignisse mit einem Elektron (links) bzw. einem Myon (rechts).

E. Weitere Diskriminierende Variablen

Im Rahmen dieser Arbeit wurden einige weitere Variablen zur Diskriminierung von Signal und Untergrund untersucht. Diese beschreiben hauptsächlich spezielle Eigenschaften von Ereignissen der Topquark-Paarproduktion, einen der wichtigsten Untergründe in dieser Analyse.

E.1. $t\bar{t}$ - χ^2 -Methode

Es wurde eine χ^2 -Minimierung zur kombinatorischen Rekonstruktion von zwei Top-Quark-Zerfällen in ein Lepton, ein Neutrino und vier Jets durchgeführt, wobei bis zu zwei b -Jets berücksichtigt wurden. In dieser Methode werden zunächst invariante Massen aller möglichen Kombinationen von Jet-Paaren gebildet, um so die Massen der W-Boson-Kandidaten zu bestimmen. Diese werden mit einem Jet (vorzugsweise ein b -Jet) zu einem Top-Quark-Kandidaten kombiniert. Die Masse des leptonisch zerfallenen Top-Quarks wird über das Lepton, die fehlende Transversalenergie und einem Jet (vorzugsweise ein b -Jet) rekonstruiert. Die Kombination mit dem kleinsten

$$\chi^2 = \frac{(m_{Top,hadronisch} - m_{Top,leptonisch} - m_{W,hadronisch} + m_{W,Theorie})^2}{\sigma(m_{Top,hadronisch} - m_{W,hadronisch})^2 + \sigma(m_{Top,leptonisch})^2}$$

liefert den besten Kandidaten für die Hypothese des Zerfalls eines Top-Quark-Paares („minChi2“), wobei die Auflösungen (σ) aus Daten mit $\sqrt{s} = 8$ TeV bestimmt wurden [196] und $m_{W,Theorie} = 80,385$ GeV [24] beträgt. Die Methode basiert auf [196] und wurde leicht abgewandelt, sodass Top-Quarks mit gleich großen Massen bevorzugt werden. Entgegen der Erwartung konnte keine Anreicherung von Prozessen mit zwei Top-Quark-Zerfällen bei niedrigen Werten von minChi2 erreicht werden, auch nicht bei Betrachtung kleinerer oder größerer Wertebereiche. Die Verteilungen sämtlicher Untergründe haben in etwa die gleiche Form. Die Signale der Squark- und Gluino-Paarproduktion hingegen verhalten sich grundsätzlich unterschiedlich. Während das Signal des Benchmark-Punktes für die Optimierung der Signalregion für hohe Squark-Massen in der Ebene mit $x = 1/2$ die selbe Form wie die der Untergründe besitzt, fällt hingegen die Verteilung für das Benchmark-Signal der Gluino-Paarproduktion für die 5-Jet-Signalregion stark ab (Abbildung E.1, links). Somit besitzt die Variable in diesem Szenario eine gute Trennkraft. Daher wurde sie bei der Signalregionsoptimierung für die Gluino-Paarproduktion im Suchlauf mit einbezogen. Dabei wurden Werte von $0,0 < \text{minChi2} < 1,0$ mit einer Schrittweite von 0,1 getestet. Die rekonstruierten Top-Quark-Massen ($m_{Top,hadronisch}$ und $m_{Top,leptonisch}$) sowie die rekonstruierte W-Masse ($m_{W,hadronisch}$) wurden ebenfalls betrachtet und zeigten jeweils eine gute Trennkraft in beiden Szenarien (siehe am Beispiel der Squark-Paarproduktion für die Top-Quark-Masse bei hadronischem Zerfall in Abbildung E.1, rechts). Sie wurden in die Suchläufe für die Signalregionsoptimierungen beider Szenarien integriert. Es konnte allerdings keine Sensitivitätssteigerung durch Hinzunahme dieser Variablen beobachtet werden. Daher sind sie nicht in die Regionsdefinitionen der endgültigen Analyse eingeflossen. Vor allem Top-Quark-basierte Prozesse ließen sich besser durch ein b -Veto vom Signal trennen.

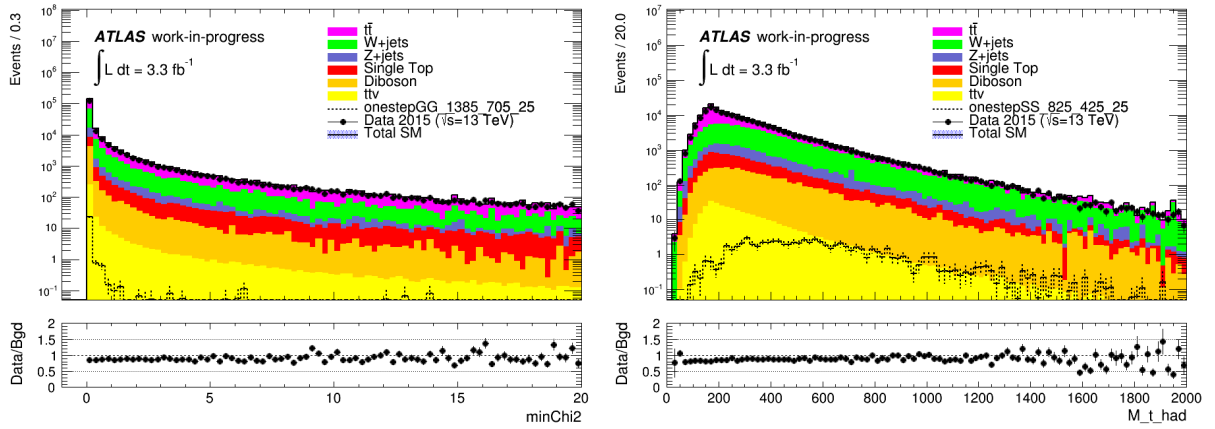


Abbildung E.1: Vergleich der Verteilungen des minimalen χ^2 (links) und der rekonstruierten Top-Quark-Masse $m_{Top,hadronisch}$ (rechts) bei der $t\bar{t}$ - χ^2 -Methode für Ereignisse der Vorselektion mit genau einem Lepton und mindestens 4 Jets für die einzelnen Untergrund-Komponenten und Benchmark-Signale der Gluino- (links) und Squark-Paarproduktion (rechts).

E.2. Asymmetrisches m_{T2} und m_{T2}^{τ}

Die Variable m_{T2} ist eine Verallgemeinerung der transversalen Masse auf zwei symmetrische Zerfallsstränge und entspricht der kleinsten Masse der ursprünglichen zwei Teilchen, die jeweils in ein sichtbares und ein unsichtbares Teilchen zerfallen. Dabei wird angenommen, dass die ursprünglichen Teilchen von der selben Sorte sind, genauso auch, wie die beiden unsichtbaren Teilchen. Lediglich die sichtbaren unterscheiden sich. Zudem wird die Summe der Impulse der unsichtbaren Teilchen als bekannt angenommen. Bei der asymmetrischen m_{T2} (am_{T2}) wird nicht mehr von symmetrischen Zerfallssträngen ausgegangen. So zeigt sich die Top-Quark-Masse als ausgewaschener Endpunkt in der am_{T2} -Verteilung der Zerfälle zweier Top-Quarks in zwei Leptonen, wovon eines nicht rekonstruiert wird (Abbildung E.2, links), bzw. als ein Endpunkt bei ca. 100 GeV in der m_{T2}^{τ} -Verteilung unter der Annahme eines hadronisch zerfallenden Tau-Leptons (Abbildung E.2, rechts). Für eine genaue Beschreibung der beiden Variablen wird aufgrund der Komplexität ihrer Berechnung und Eigenschaften auf [197, 198] verwiesen. In Abbildung E.2 ist bereits in inklusiven Verteilungen eine gute Trennkraft zwischen einem Benchmark-Signal der Gluino-Paarproduktion und den Untergrundprozessen mit Top-Quarks (aber auch den weiteren Untergründen) zu sehen. Daher wurden auch diese Variablen bei der Suche nach Signalregionen berücksichtigt. Allerdings konnte auch hier keine Steigerung der Sensitivität erreicht werden.

E.3. Topness

Die Berechnung der Topness [199] basiert auf einer χ^2 -Minimierung für die Hypothese des dileptonischen Zerfalls eines Top-Quark-Paares. Prozesse mit Top-Quark-Zerfällen besitzen hauptsächlich eine negative Topness wohingegen andere Prozesse eher positive Werte annehmen. Abbildung E.3 ist zu entnehmen, dass das Benchmark-Signal der Gluino-Paarproduktion für die 5-Jet-Signalregion am rechten Rand der Verteilung sitzt und die gute Trennkraft dieser Variable demonstriert. Ein Schnitt auf diese Variable wurde in den Sensitivitätsstudien bei der Signalregionssuche direkt mit einem b-Veto verglichen (siehe Tabelle E.1), wobei das b-Veto die

E. Weitere Diskriminierende Variablen

höhere Sensitivität lieferte und keine Steigerung unter Einbeziehung der Topness erreicht werden konnte.

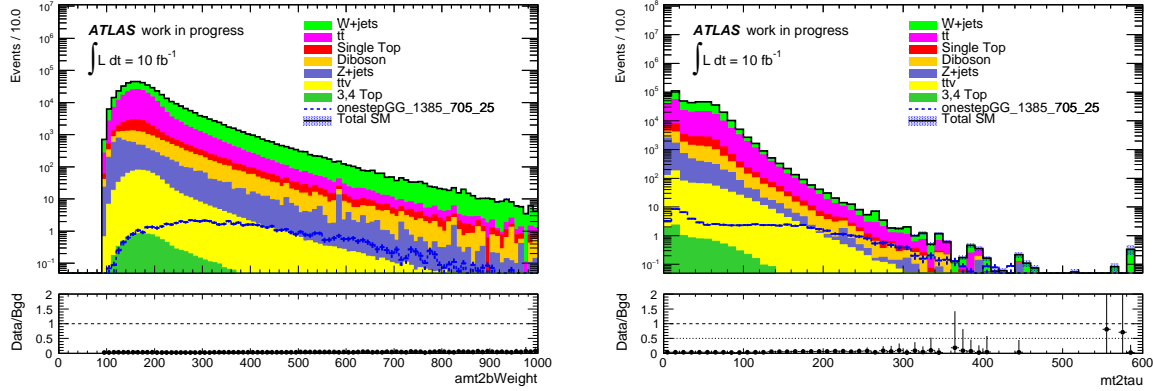


Abbildung E.2: Vergleich der Verteilungen von am_{T2} („amt2bWeight“, links) und m_{T2} („mt2tau“, rechts) für Ereignisse der Vorselektion mit genau einem Lepton für die einzelnen Untergrund-Komponenten und ein Benchmark-Signal der Gluino-Paarproduktion.

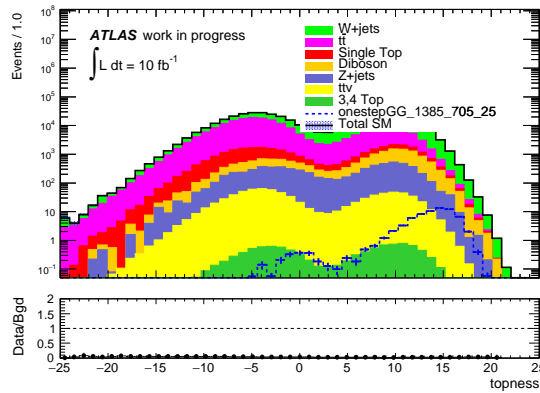


Abbildung E.3: Vergleich der Topness-Verteilungen für Ereignisse der Vorselektion mit genau einem Lepton für die einzelnen Untergrund-Komponenten und ein Benchmark-Signal der Gluino-Paarproduktion.

Scan-Variablen	Sensitivität
ohne neue Variablen	2,95 σ
Topness	3,71 σ
b -Veto	4,09 σ
Topness + b -Veto	4,10 σ

Tabelle E.1: Vergleich der approximierten Sensitivitäten für den Benchmark-Punkt der 4-Jet-Signalregion für hohe Squark-Massen in der Ebene der Squark-Paarproduktion mit $x = 1/2$ ($m_{\tilde{q}} = 825$ GeV, $m_{\tilde{\chi}_1^\pm} = 425$ GeV, $m_{\tilde{\chi}_1^0} = 25$ GeV) für verschiedene Sätze an Variablen der Signalregionssuche für eine integrierte Luminosität von 10 fb^{-1} unter der Annahme einer pauschalen Unsicherheit von 25%.

F. Signalkontamination in den Kontroll- und Validierungsregionen der Squark-Paarproduktion mit $x = 1/2$

In den Abbildungen F.1 und F.2 sind die Werte des Verhältnisses der Ereigniszahlen der Signal- und Untergrunderwartung in den Kontrollregionen der Squark-Paarproduktion mit $x = 1/2$ für einen Großteil der Signalpunkte dargestellt. Abbildungen F.3 und F.4 zeigen dies für die Validierungsregionen.

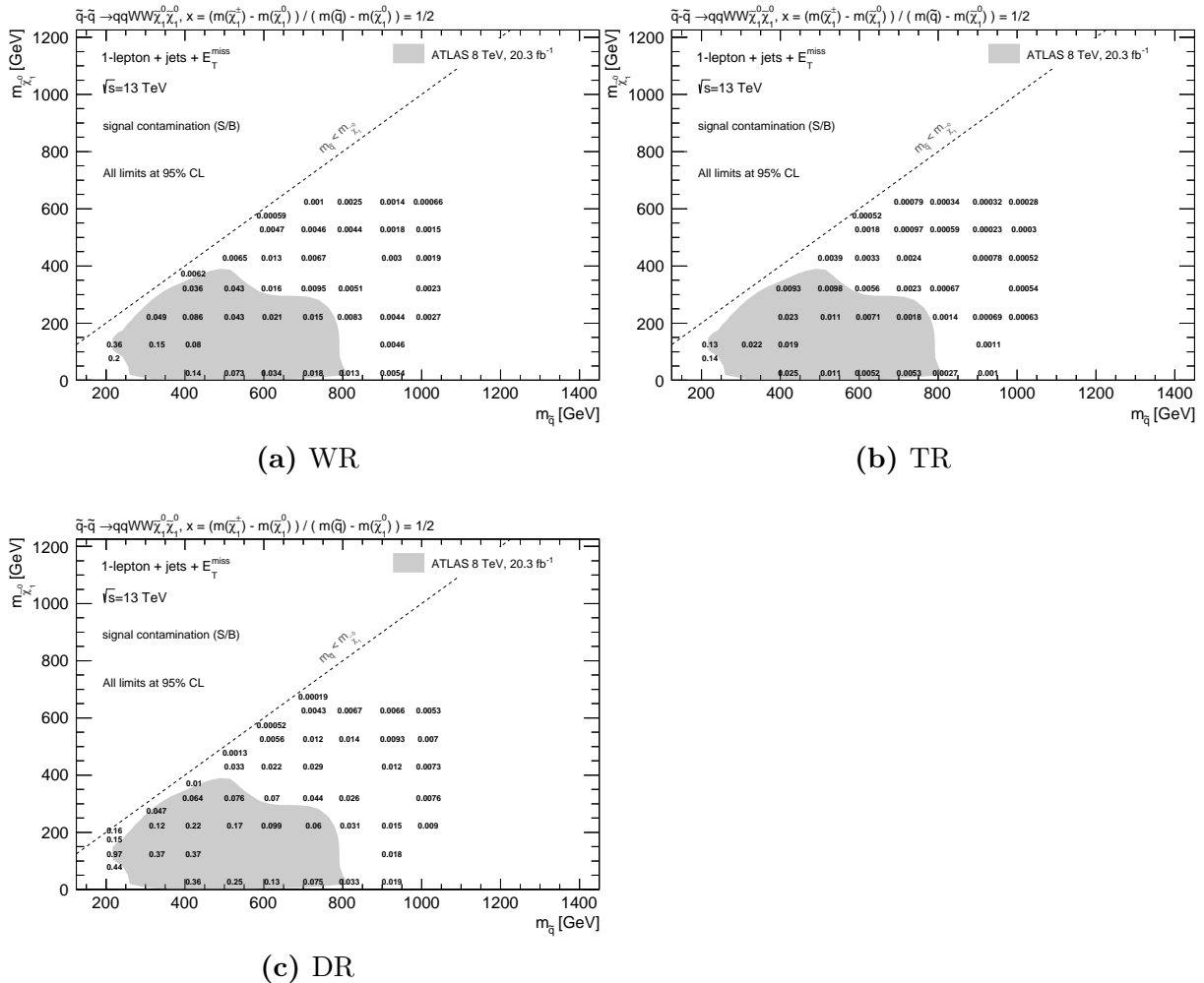


Abbildung F.1: Signalkontamination in den Kontrollregionen der Squark-Paarproduktion „SS 4J $x=1/2$ “

F. Anhang – Signalkontamination

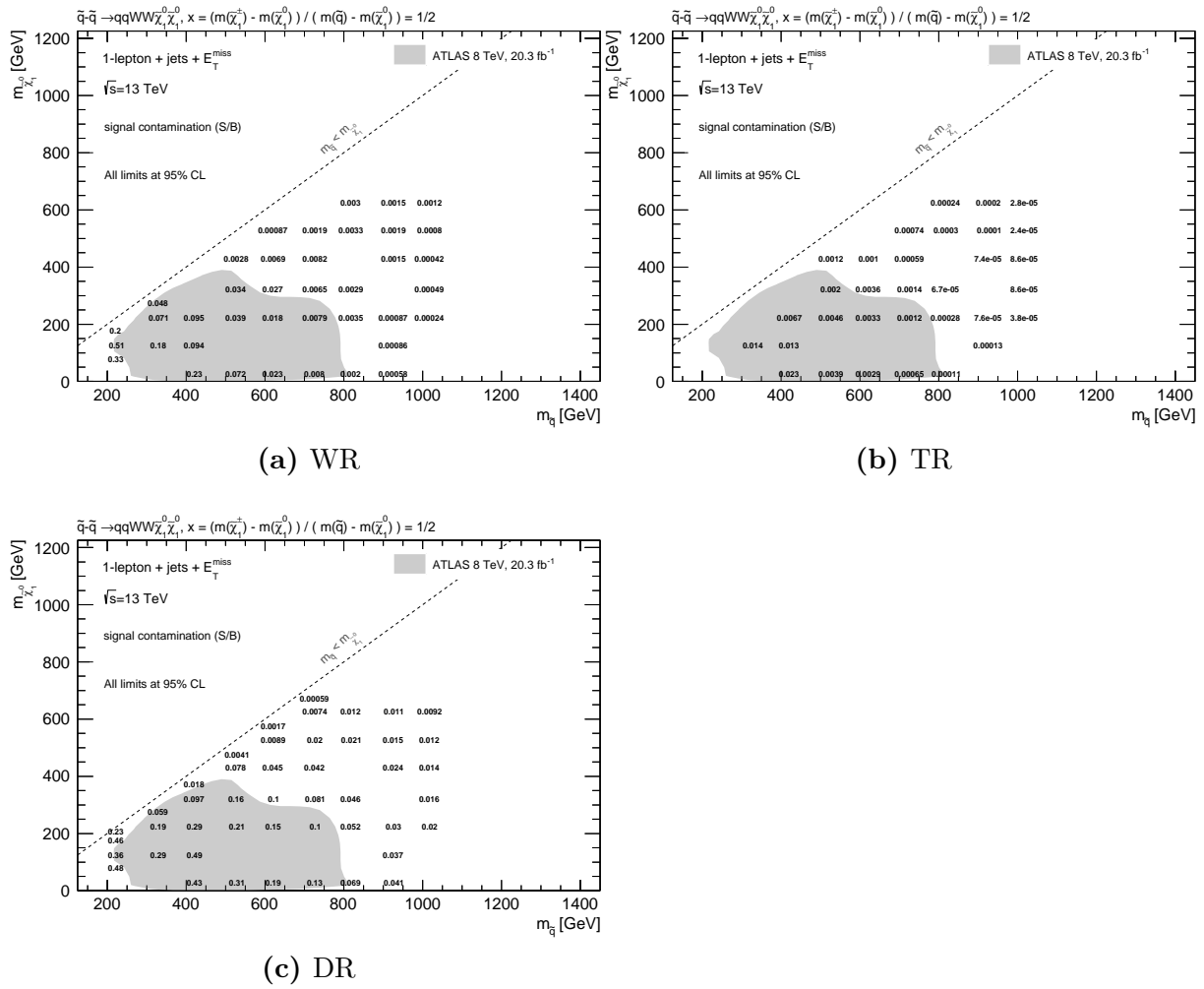
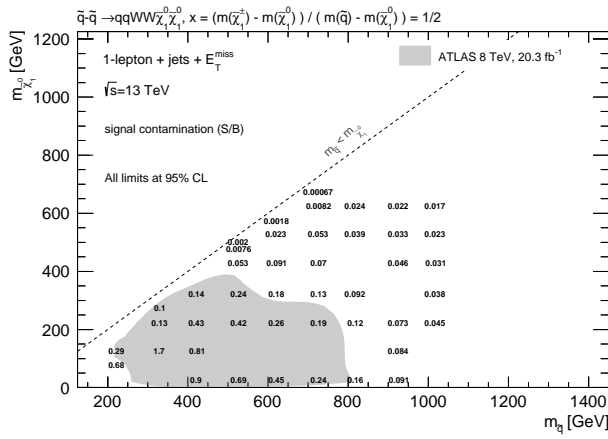
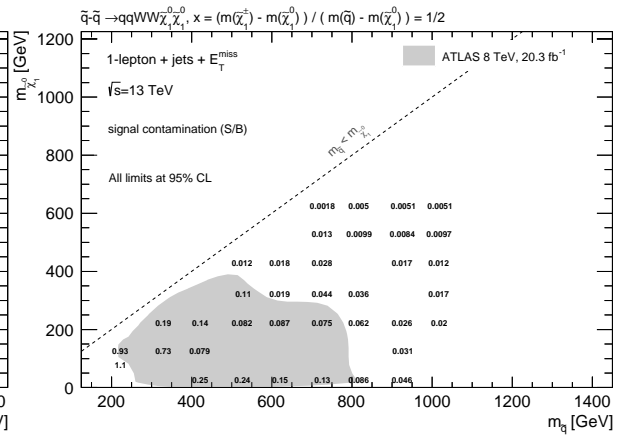


Abbildung F.2: Signalkontamination in den Kontrollregionen der Squark-Paarproduktion „SS 5J x=1/2“

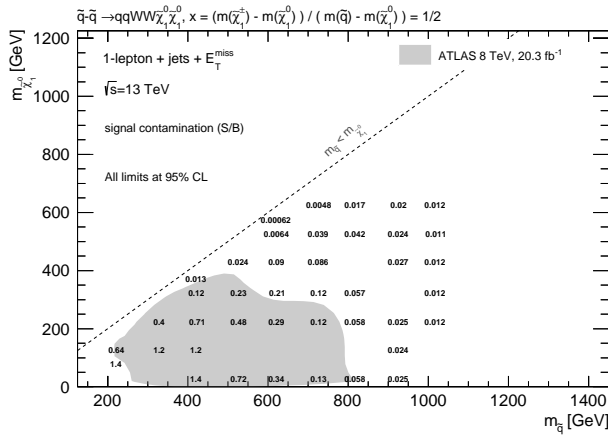


(a) VR m_T

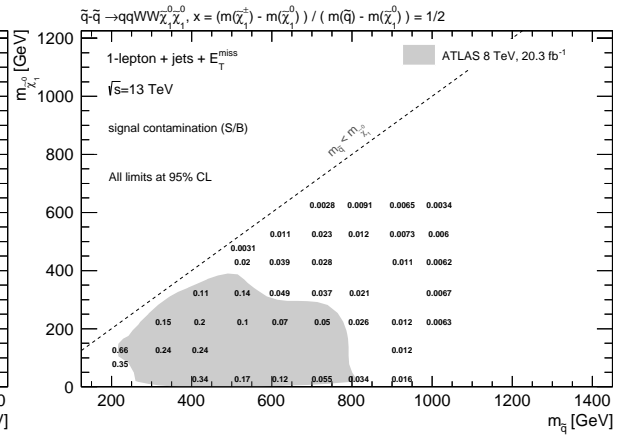


(b) VR Aplanarität

Abbildung F.3: Signalkontamination in den Validierungsregionen der Squark-Paarproduktion „SS 4J $x=1/2$ “



(a) VR m_T



(b) VR E_T^{miss}

Abbildung F.4: Signalkontamination in den Validierungsregionen der Squark-Paarproduktion „SS 5J $x=1/2$ “

G. N-1-Verteilungen in den Validierungsregionen

In den Abbildungen G.1 - G.5 sind die N-1-Verteilungen der jeweiligen Extrapolationsvariablen aller Validierungsregionen dargestellt. Die Normierungsfaktoren des kombinierten Fits in den Kontrollregionen (Kapitel 12) wurden hier bereits angewendet und die dargestellten Fehlerbalken beinhalten statistische und systematische Unsicherheiten (Kapitel 11). Aufgrund des fehlenden Schnittes auf die jeweils betrachtete Extrapolationsvariable (N-1) sind die Kontrollregionen in den Verteilungen ebenfalls enthalten. Es ist eine gute Übereinstimmung von Daten und MC-Simulationen der Standardmodell-Untergründe (SM) in allen Verteilungen zu beobachten.

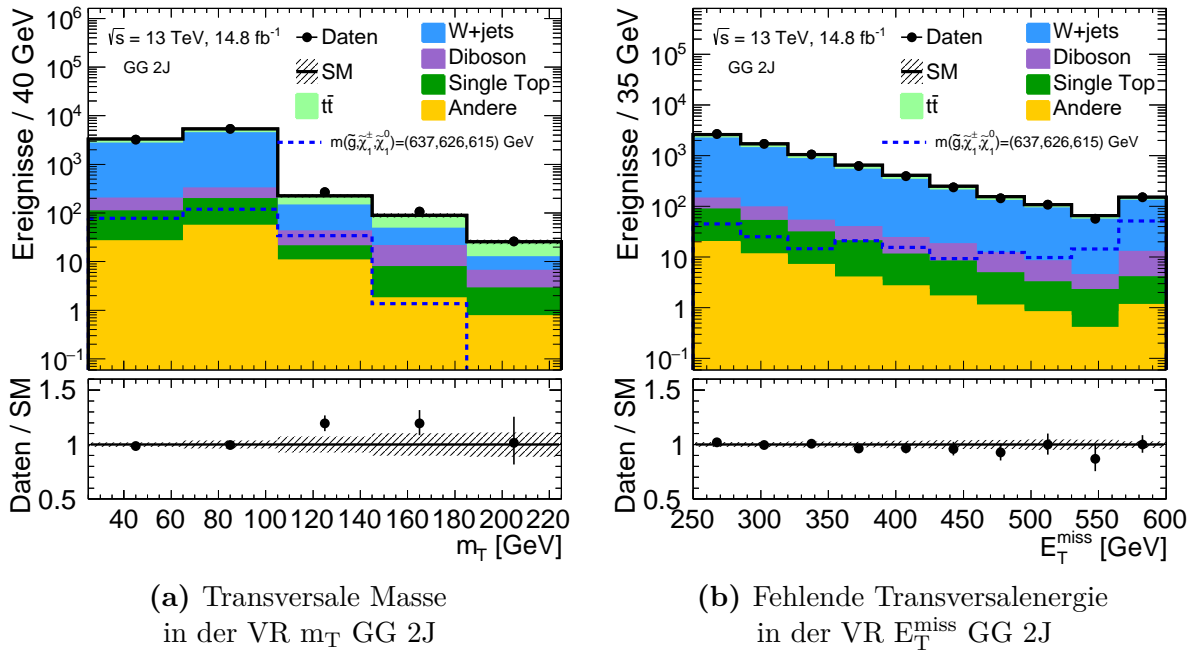
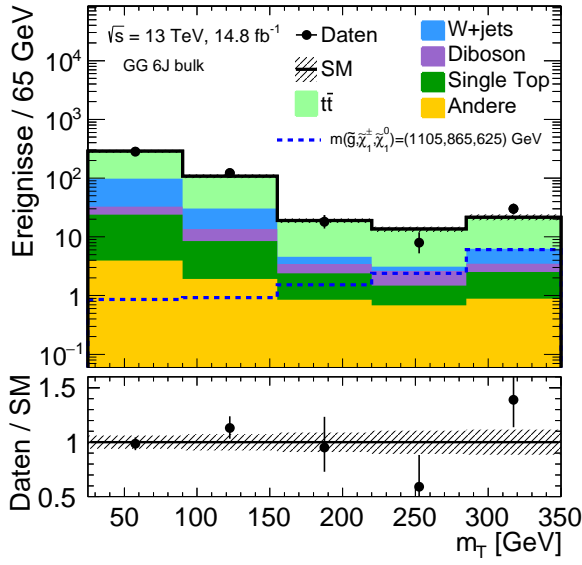
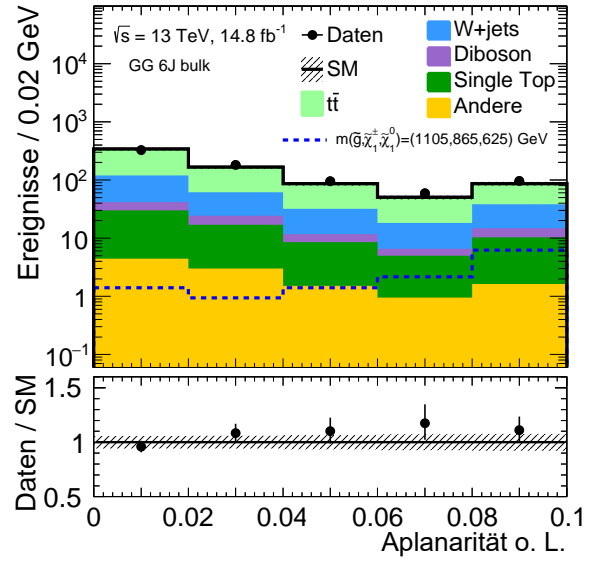


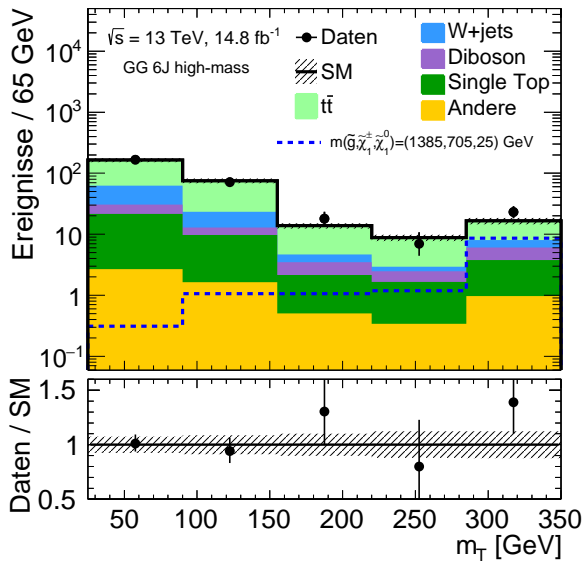
Abbildung G.1: N-1-Verteilungen der 2-Jet-Validierungsregionen für die Gluino-Paarproduktion mit einer relativen Massenaufspaltung von $\mathbf{x} = 1/2$ für eine integrierte Luminosität von $14,8 \text{ fb}^{-1}$



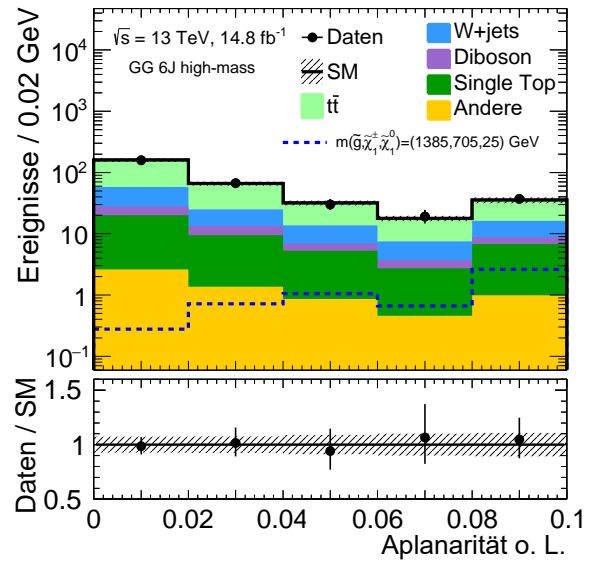
(a) Transversale Masse
in der VR m_T GG 6J bulk



(b) Aplanarität (ohne Lepton)
in der VR Aplanarität GG 6J bulk



(c) Transversale Masse
in der VR m_T GG 6J high-mass



(d) Aplanarität (ohne Lepton)
in der VR Aplanarität GG 6J high-mass

Abbildung G.2: N-1-Verteilungen der 6-Jet-Validierungsregionen für die Gluino-Paarproduktion mit einer relativen Massenaufspaltung von $x = 1/2$ für eine integrierte Luminosität von $14,8 \text{ fb}^{-1}$

G. N-1-Verteilungen in den Validierungsregionen

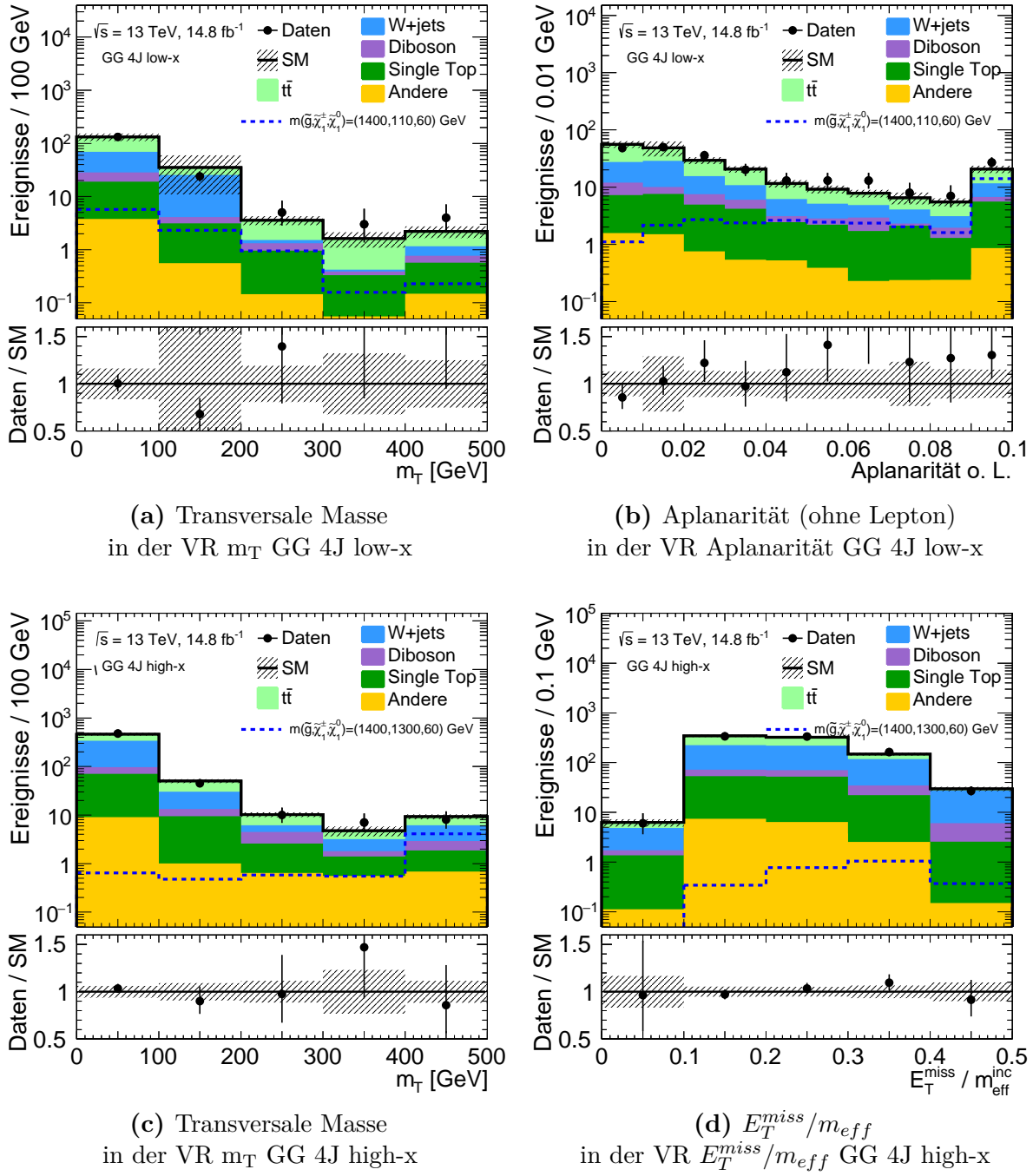
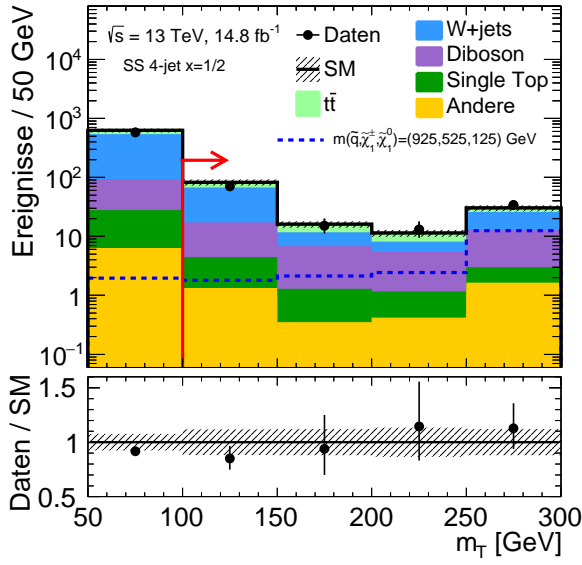
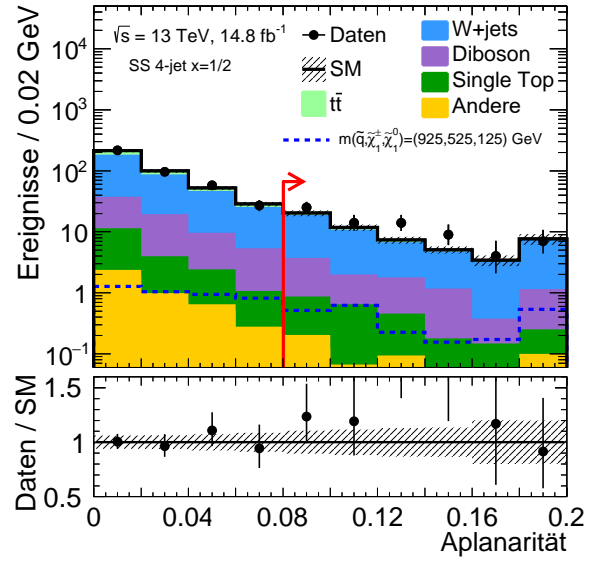


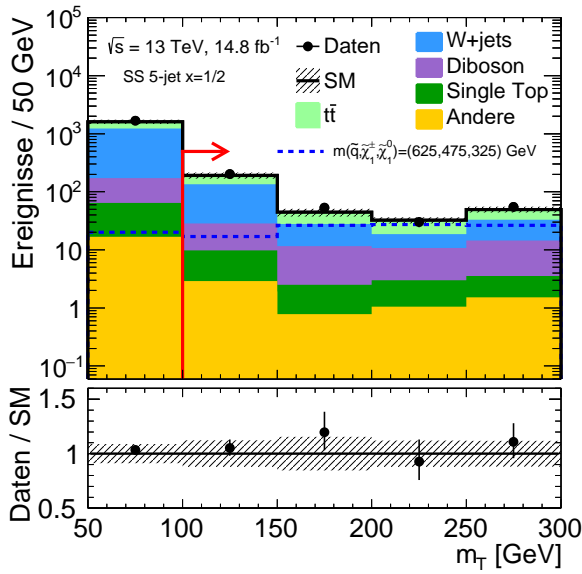
Abbildung G.3: N-1-Verteilungen der 4-Jet-Validierungsregionen für die Gluino-Paarproduktion mit $m_{\tilde{\chi}_1^0} = 60$ GeV für eine integrierte Luminosität von $14,8 \text{ fb}^{-1}$



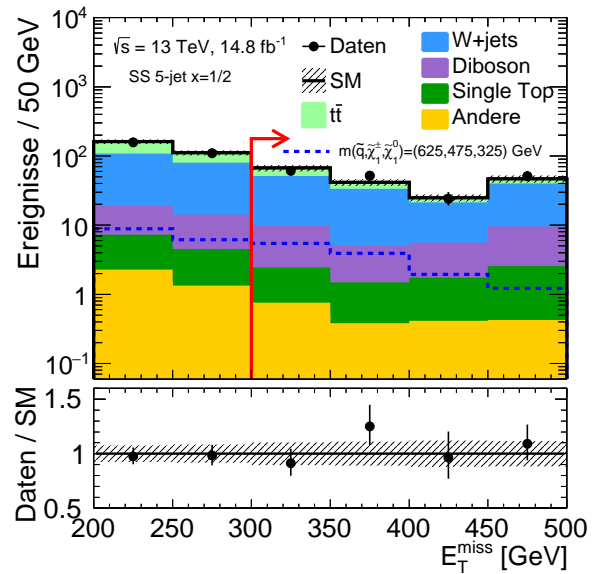
(a) Transversale Masse
in der VR m_T SS 4J $x=1/2$



(b) Aplanarität
in der VR Aplanarität SS 4J $x=1/2$



(c) Transversale Masse
in der VR m_T SS 5J $x=1/2$



(d) Fehlende Transversalenergie
in der VR E_T^{miss} SS 5J $x=1/2$

Abbildung G.4: N-1-Verteilungen der 4-Jet- (oben) und 5-Jet-Validierungsregionen (unten) für die Squark-Paarproduktion mit einer relativen Massenaufspaltung von $x = 1/2$ für eine integrierte Luminosität von $14,8 \text{ fb}^{-1}$

G. N-1-Verteilungen in den Validierungsregionen

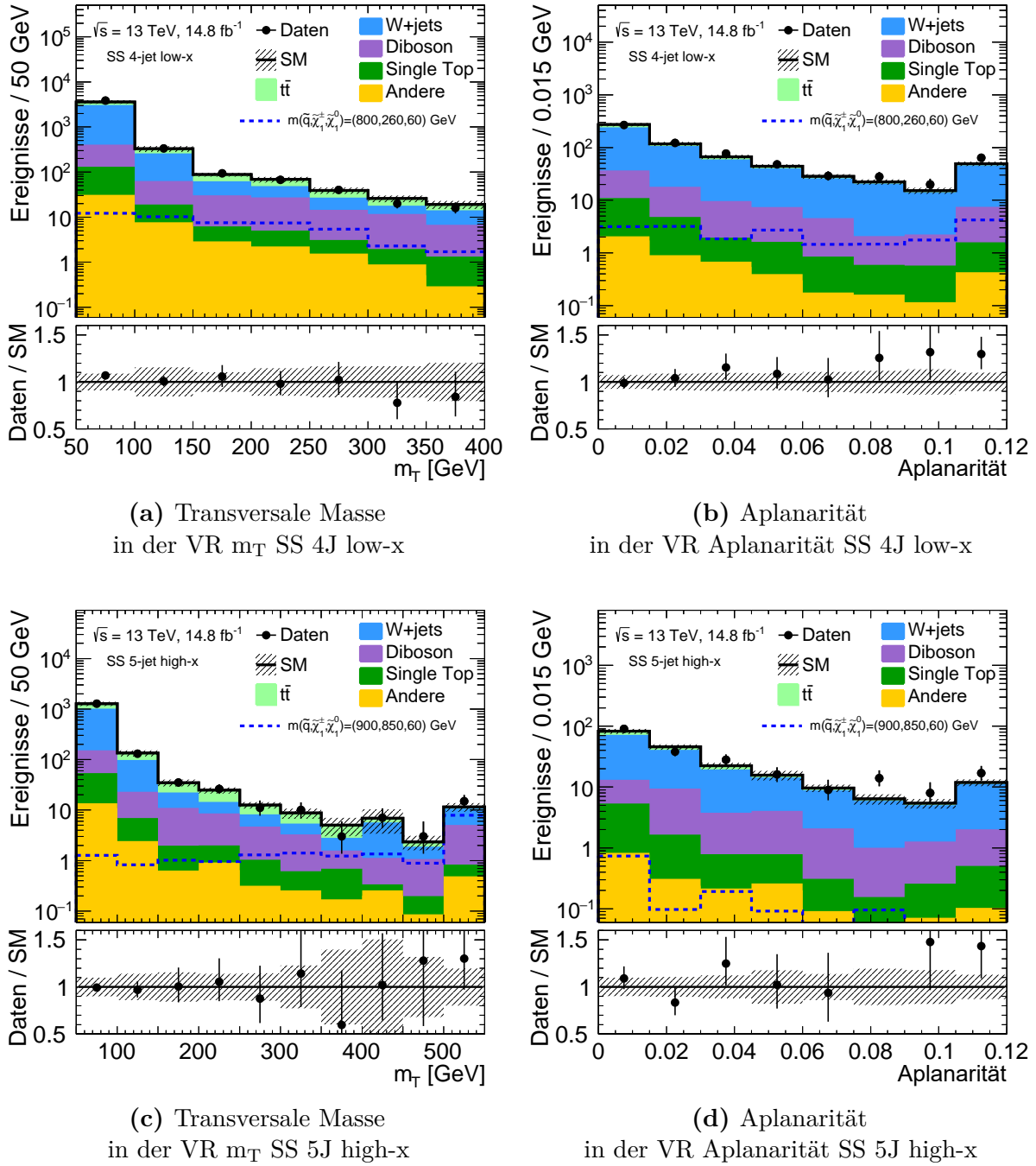


Abbildung G.5: N-1-Verteilungen der 4-Jet- (oben) und 5-Jet-Validierungsregionen (unten) für die Squark-Paarproduktion mit $m_{\tilde{\chi}_1^0} = 60$ GeV für eine integrierte Luminosität von $14,8 \text{ fb}^{-1}$

H. N-1-Verteilungen in den Signalregionen

In den Abbildungen H.1 - H.6 sind die N-1-Verteilungen der jeweiligen Extrapolationsvariablen aller Signalregionen dargestellt. Die Normierungsfaktoren des kombinierten Fits in den Kontrollregionen (Kapitel 12) wurden hier bereits angewendet und die dargestellten Fehlerbalken beinhalten statistische und systematische Unsicherheiten (Kapitel 11). Der Schnitt der jeweils betrachteten Extrapolationsvariable wurde nicht angewendet (N-1). Es ist eine gute Übereinstimmung von Daten und MC-Simulationen der Standardmodell-Untergründe (SM) in allen Verteilungen zu beobachten.

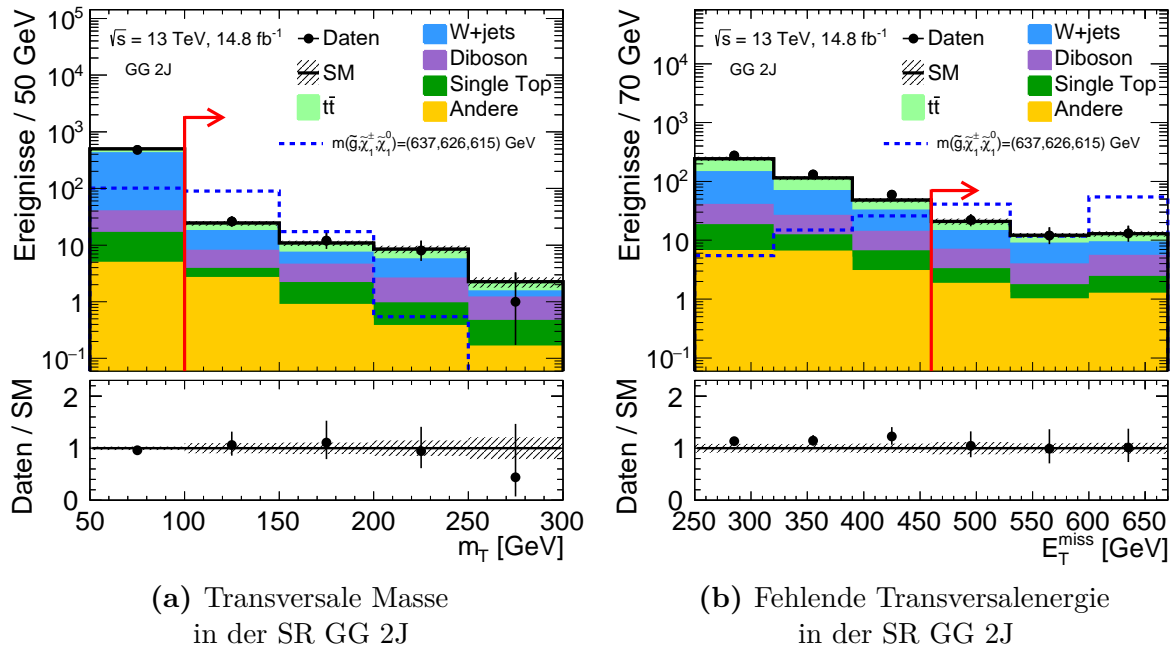
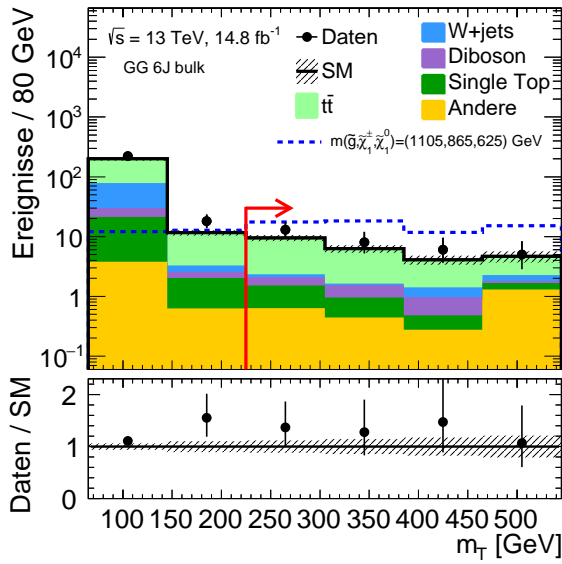
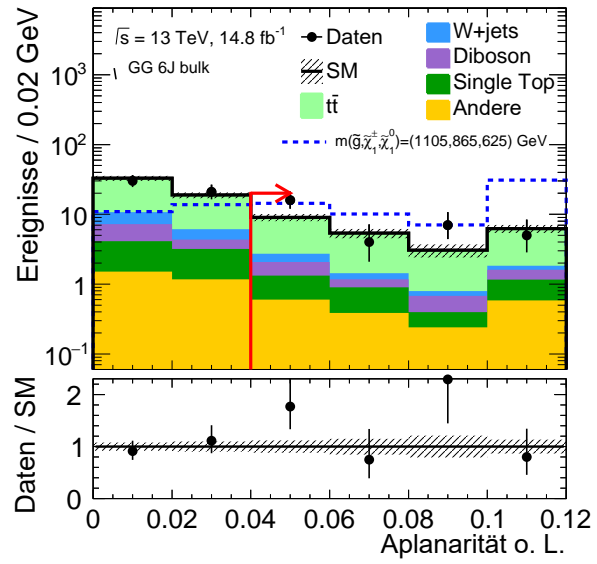


Abbildung H.1: N-1-Verteilungen der 2-Jet-Signalregionen für die Gluino-Paarproduktion mit einer relativen Massenaufspaltung von $x = 1/2$ für eine integrierte Luminosität von $14,8 \text{ fb}^{-1}$

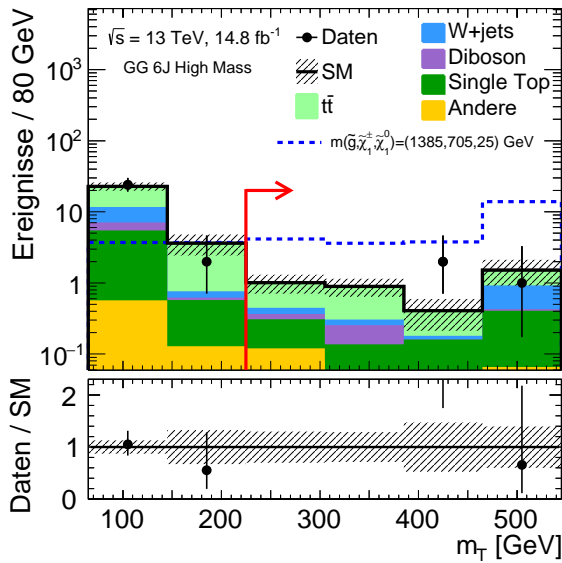
H. N-1-Verteilungen in den Signalregionen



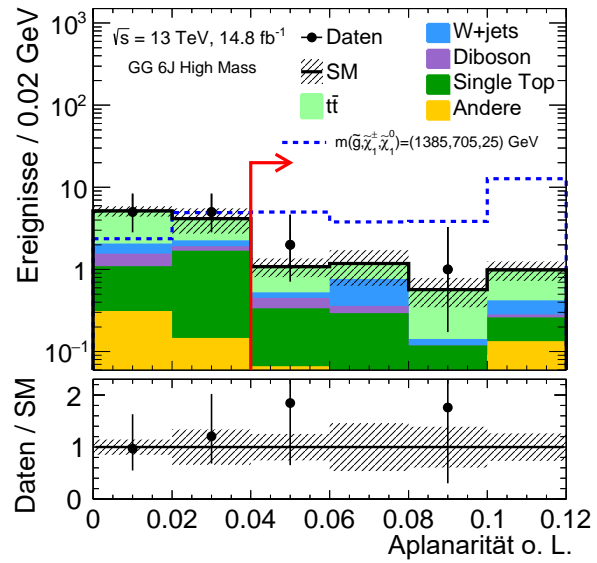
(a) Transversale Masse
in der SR GG 6J bulk



(b) Aplanarität (ohne Lepton)
in der SR GG 6J bulk

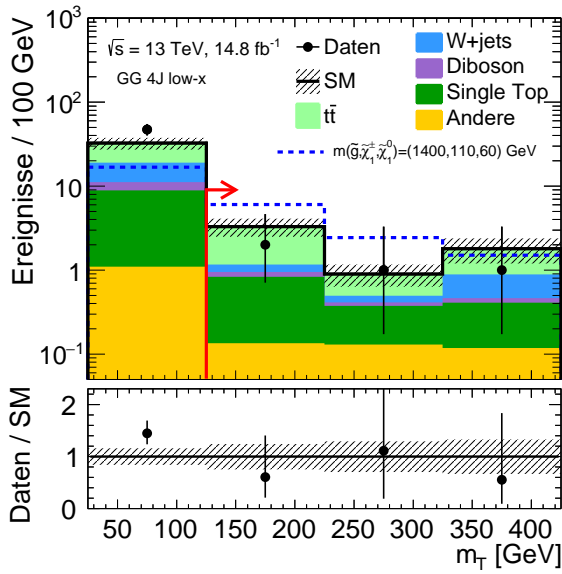


(c) Transversale Masse
in der SR GG 6J high-mass

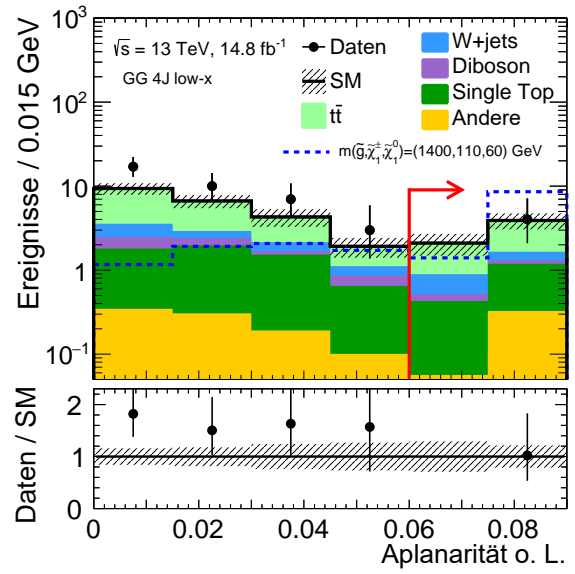


(d) Aplanarität (ohne Lepton)
in der SR GG 6J high-mass

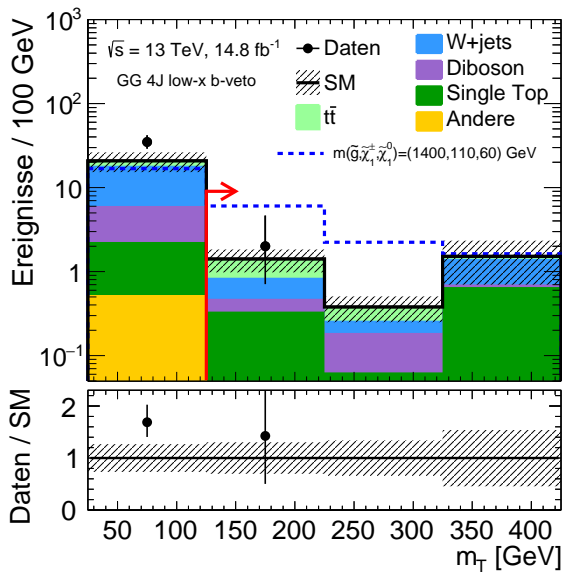
Abbildung H.2: N-1-Verteilungen der 6-Jet-Signalregionen für die Gluino-Paarproduktion mit einer relativen Massenaufspaltung von $x = 1/2$ für eine integrierte Luminosität von $14,8 \text{ fb}^{-1}$



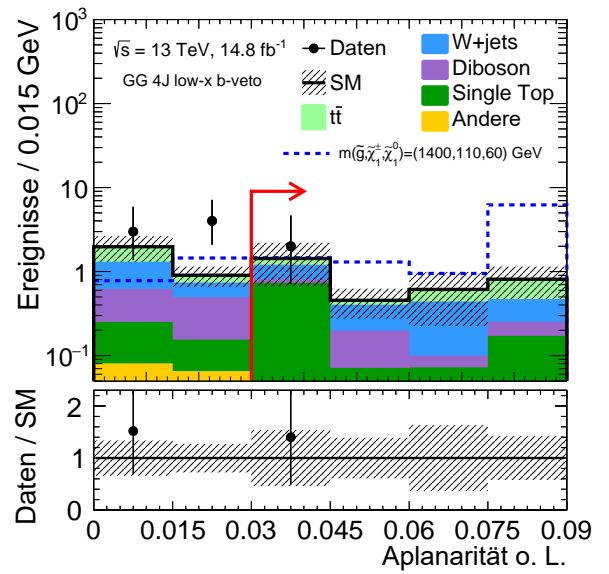
(a) Transversale Masse
in der SR GG 4J low-x



(b) Aplanarität (ohne Lepton)
in der SR GG 4J low-x



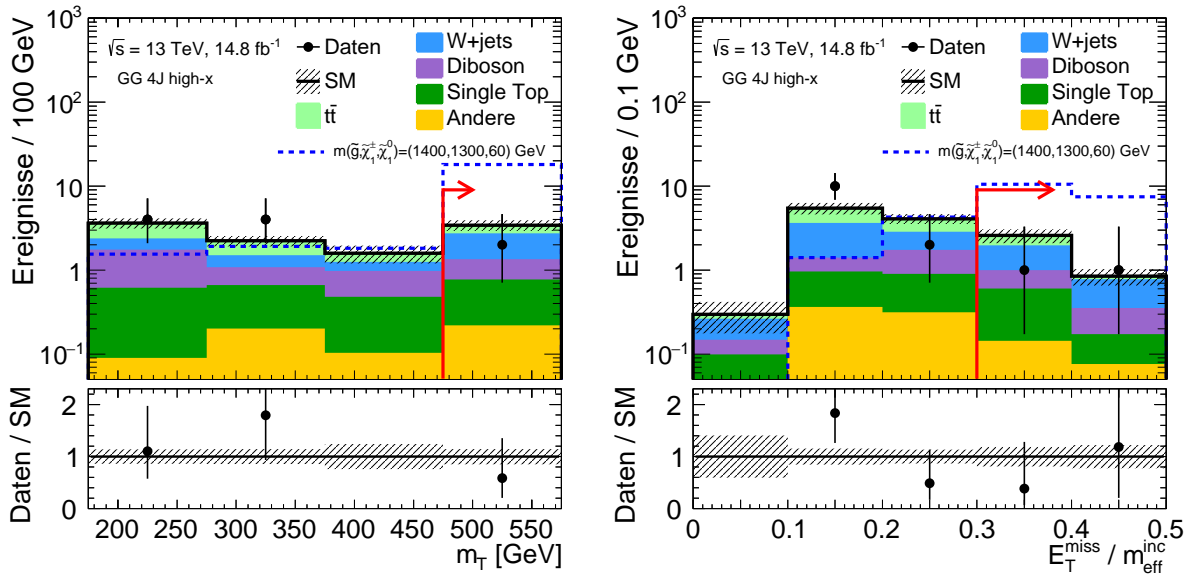
(c) Transversale Masse
in der SR GG 4J low-x b-veto



(d) Aplanarität (ohne Lepton)
in der SR GG 4J low-x b-veto

Abbildung H.3: N-1-Verteilungen der 4-Jet-Signalregionen „low-x“ für die Gluino-Paarproduktion mit $m_{\tilde{\chi}_1^0} = 60$ GeV für eine integrierte Luminosität von $14,8 \text{ fb}^{-1}$

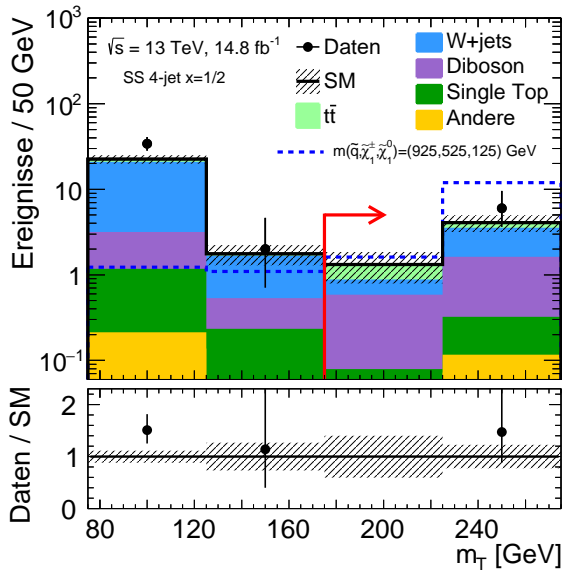
H. N-1-Verteilungen in den Signalregionen



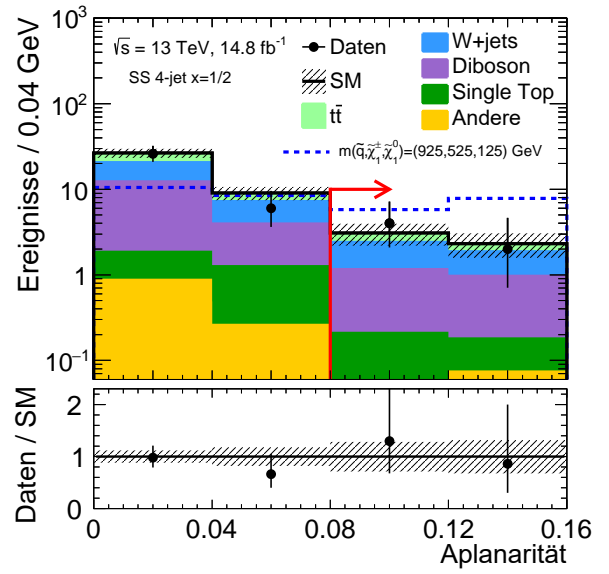
(a) Transversale Masse
in der SR GG 4J high-x

(b) E_T^{miss}/m_{eff}^{inc}
in der SR GG 4J high-x

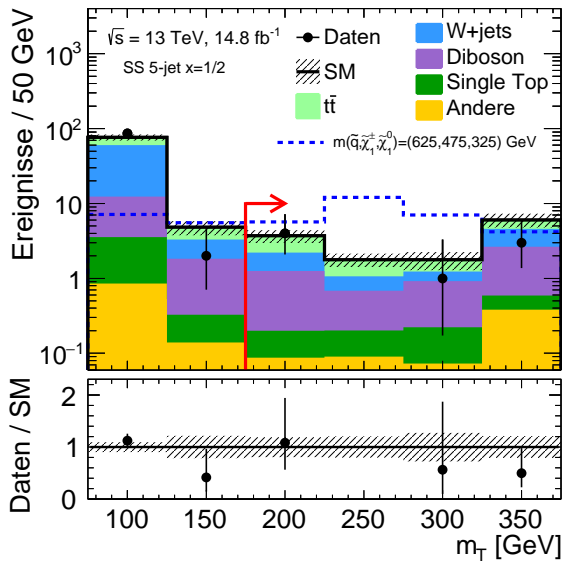
Abbildung H.4: N-1-Verteilungen der 4-Jet-Signalregionen „high-x“ für die Gluino-Paarproduktion mit $m_{\tilde{\chi}_1^0} = 60$ GeV für eine integrierte Luminosität von $14,8 \text{ fb}^{-1}$



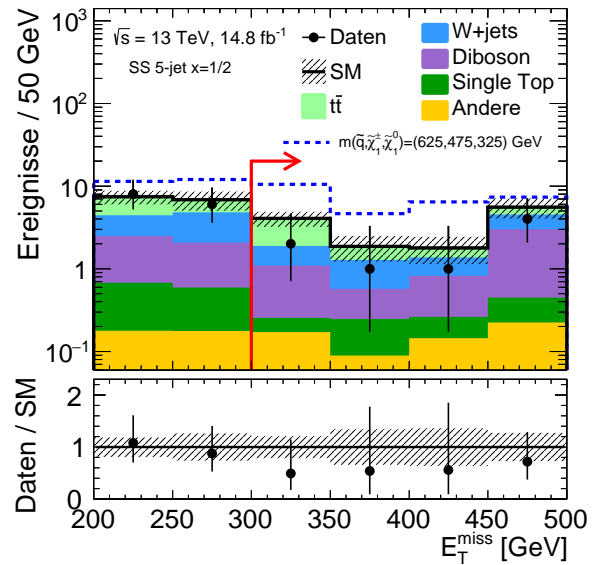
(a) Transversale Masse
in der SR SS 4J $x=1/2$



(b) Aplanarität
in der SR SS 4J $x=1/2$



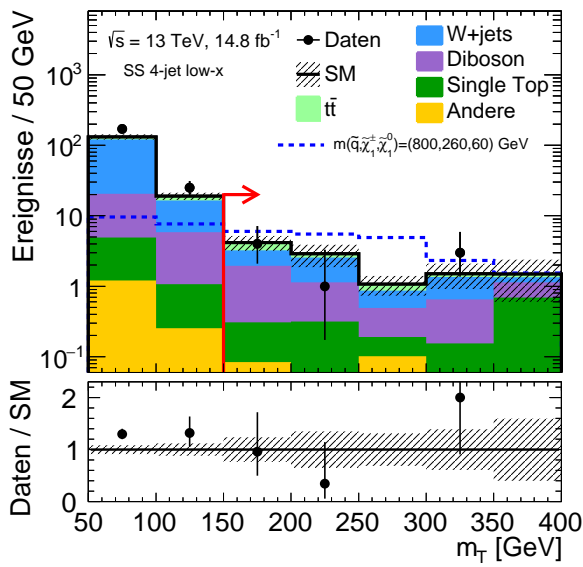
(c) Transversale Masse
in der SR SS 5J $x=1/2$



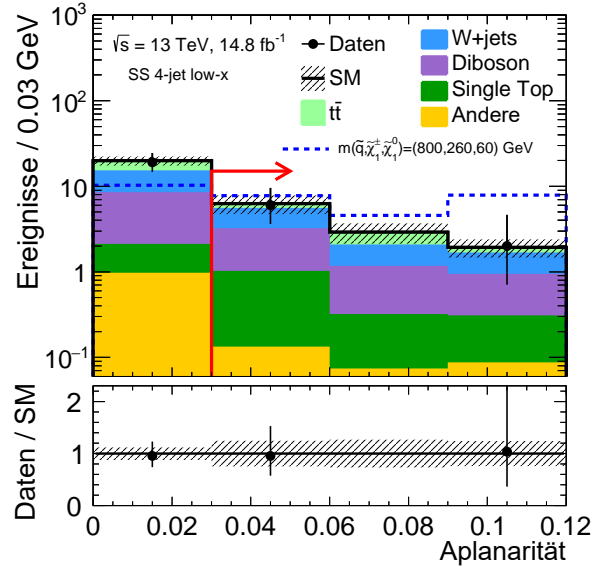
(d) Fehlende Transversalenergie
in der SR SS 5J $x=1/2$

Abbildung H.5: N-1-Verteilungen der 4-Jet- (oben) und 5-Jet-Signalregionen (unten) für die Squark-Paarproduktion mit einer relativen Massenaufspaltung von $x = 1/2$ für eine integrierte Luminosität von $14,8 \text{ fb}^{-1}$

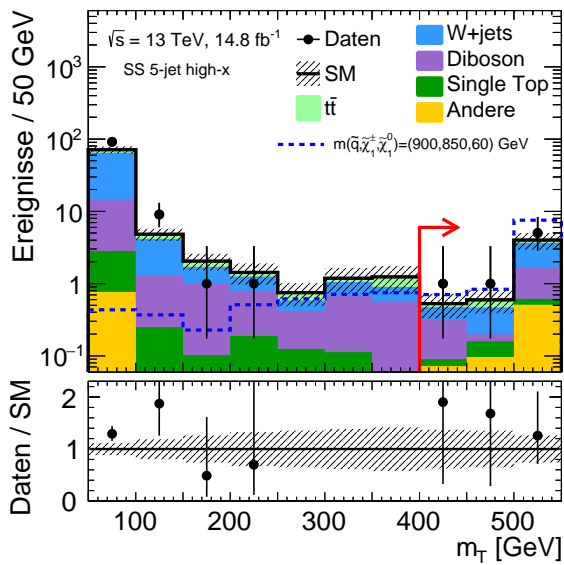
H. N-1-Verteilungen in den Signalregionen



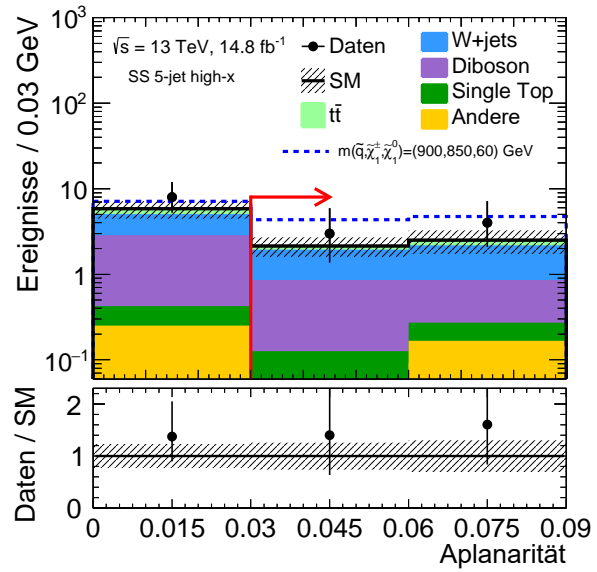
(a) Transversale Masse
in der SR SS 4J low-x



(b) Aplanarität
in der SR SS 4J low-x



(c) Transversale Masse
in der SR SS 5J high-x



(d) Aplanarität
in der SR SS 5J high-x

Abbildung H.6: N-1-Verteilungen der 4-Jet- (oben) und 5-Jet-Signalregionen (unten) für die Squark-Paarproduktion mit $m_{\tilde{\chi}_1^0} = 60$ GeV für eine integrierte Luminosität von $14,8 \text{ fb}^{-1}$

I. Systematische Unsicherheiten der extrapolierten Verteilungen

In den Abbildungen I.1 - I.4 sind die Systematische Unsicherheiten der extrapolierten Verteilungen der effektiven Masse aus den gelockerten Signalregionen als Variationen der nominellen Verteilungen dargestellt.

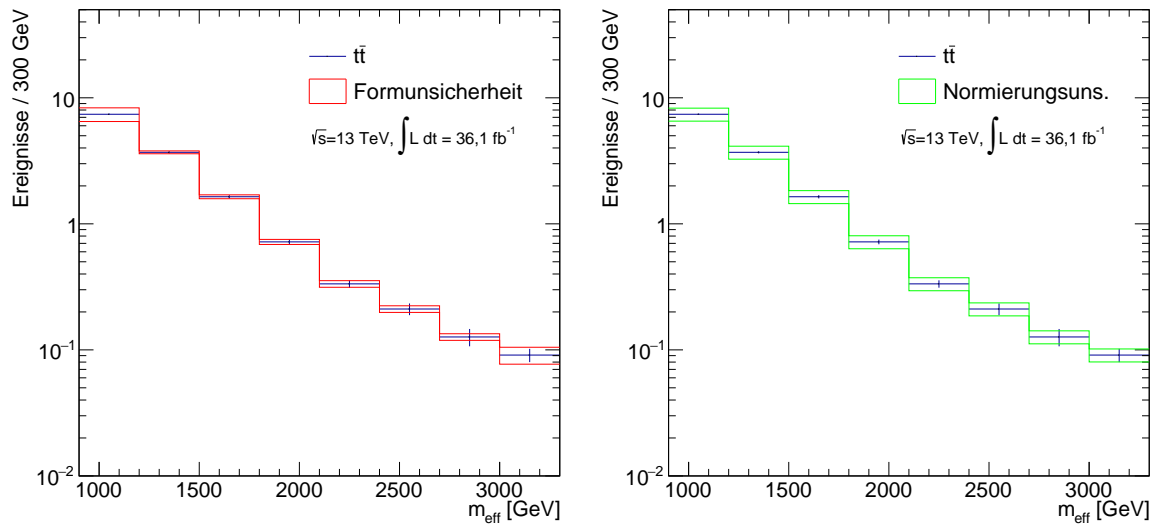


Abbildung I.1: Systematische Unsicherheiten der extrapolierten $t\bar{t}$ -Verteilung – links: Formunsicherheit, rechts: Normierungsunsicherheit

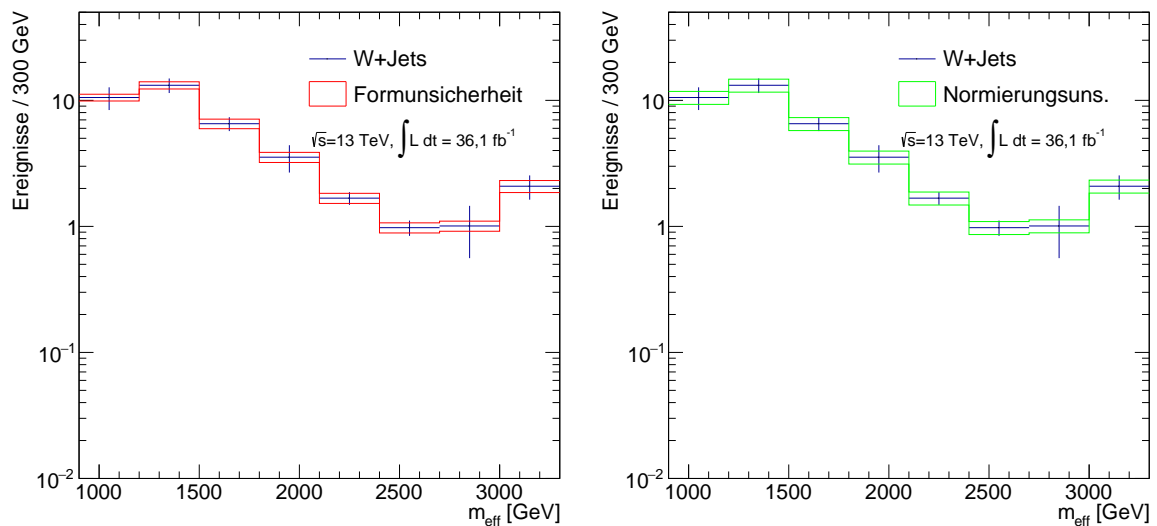


Abbildung I.2: Systematische Unsicherheiten der extrapolierten W+Jets-Verteilung – links: Formunsicherheit, rechts: Normierungsunsicherheit

I. Systematische Unsicherheiten der extrapolierten Verteilungen

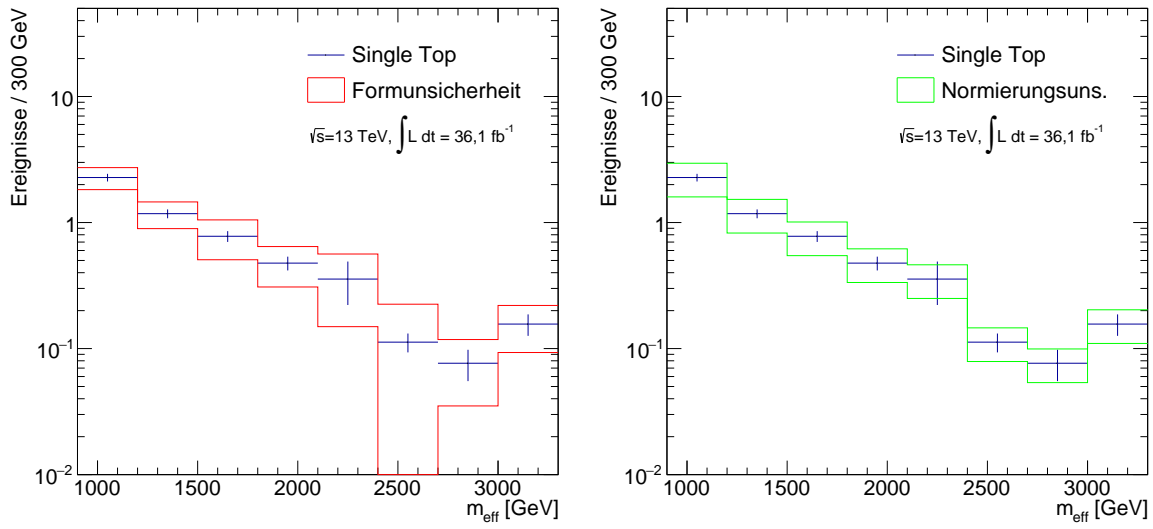


Abbildung I.3: Systematische Unsicherheiten der extrapolierten Single-Top-Verteilung – links: Formunsicherheit, rechts: Normierungsunsicherheit

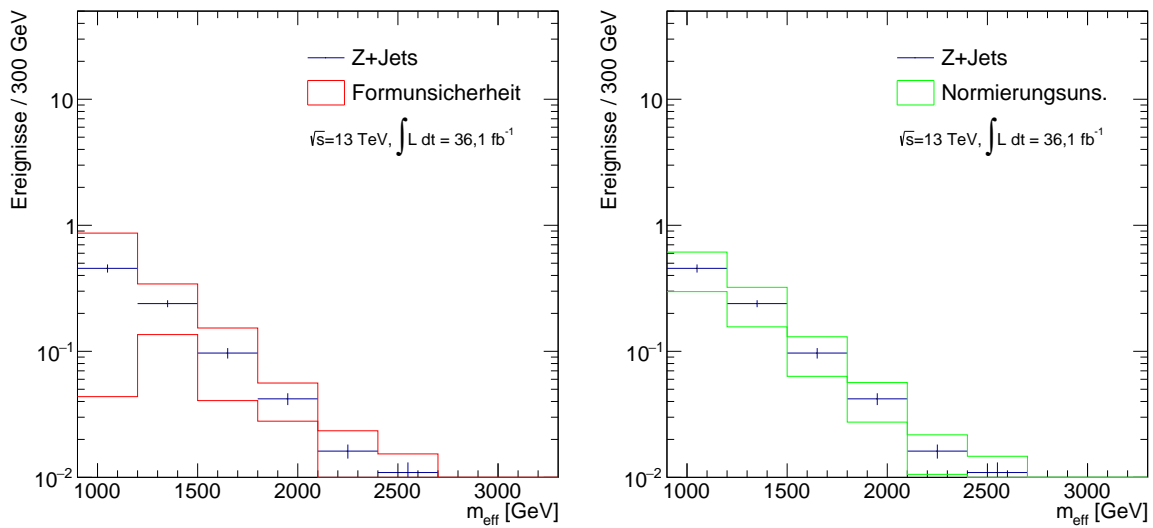


Abbildung I.4: Systematische Unsicherheiten der extrapolierten Z+Jets-Verteilung – links: Formunsicherheit, rechts: Normierungsunsicherheit

J. Signalkontamination in den Kontrollregionen der Squark-Paarproduktion mit $x = 1/2$ zur Ausnutzung von Formunterschieden

In Abbildung J.1 sind die Werte des Verhältnisses der Ereigniszahlen der Signal- und Untergrunderwartung in den Kontrollregionen der Squark-Paarproduktion mit $x = 1/2$ zur Ausnutzung von Formunterschieden für alle Signalpunkte dargestellt. Die Signalkontamination wurde dabei als das der größte Wert für das Verhältnis aus den Anzahlen der Signal- und Untergrundeignissen in jedem Intervall der Region bestimmt. Für die Signalpunkte außerhalb aktueller Ausschlussgrenzen beträgt sie meist weit weniger als 1%.

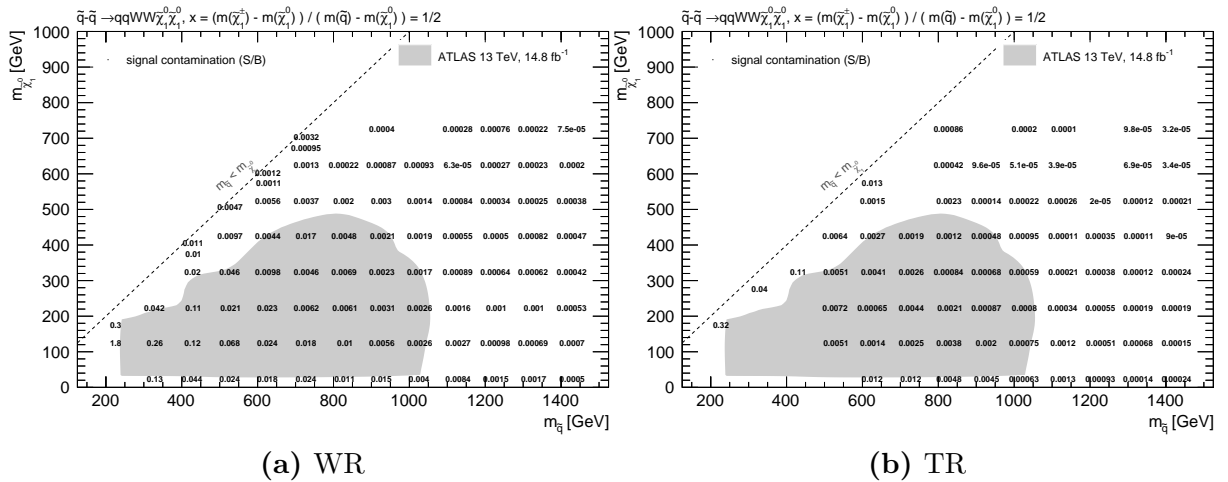


Abbildung J.1: Signalkontamination in den Kontrollregionen

K. Weitere Details zum kombinierten Fit mit Ausnutzung von Formunterschieden

K.1. Korrelationen

Abbildung K.1 zeigt die Korrelationsmatrix einer Auswahl an Parametern der Anpassung an Daten mit Ausnutzung von Formunterschieden. Es sind hohe Korrelationen zwischen den Normierungsfaktoren (μ_{Top} , μ_{W}) benachbarter Intervalle der Verteilungen der effektiven Masse von ca. 50 bis 90% zu beobachten. Dies entspricht der Erwartung bei der Normierung einer kontinuierlichen Verteilung und erlaubt der Parameteranpassung die als unabhängig definierten Unsicherheiten zu reduzieren. Zudem sind Korrelationen von bis zu ca. 50% zwischen den Normierungsfaktoren der W+Jets und Top-Quark-basierte Prozesse zu beobachten. Dies spricht für relativ geringe Formunterschiede zwischen beiden Verteilungen. In wenigen Intervallen treten allerdings äußerst geringe Korrelationen ($< 10\%$) auf, die somit zur Diskriminierung der Untergründe bei der Parameteranpassung genutzt werden. Weitere nennenswerte Korrelationen von bis zu 40% treten zwischen den Normierungsfaktoren des W+Jets-Untergrunds und den Unsicherheiten des b -Taggings auf. Antikorrelationen von bis zu -50% hingegen treten zwischen den Normierungsfaktoren und den statistischen Unsicherheiten im jeweils selben Intervall der zugehörigen Kontrollregion auf. Die JES-Unsicherheiten zeigen ebenfalls starke Antikorrelationen von bis zu -50% zu sämtlichen Normierungsfaktoren. Es sind keine kritischen oder unerwarteten Korrelationen aufgetreten und die Stabilität der Parameteranpassung war nicht beeinträchtigt.

K.2. Parameter der Anpassung

Abbildung K.2 zeigt die Parameter der simultanen Anpassung an die Daten in den Kontrollregionen und der Signalregion bei der Bestimmung modellabhängiger Ausschlussgrenzen. Daher wurde die Signalstärke (μ_{SIG}) auf Null gesetzt. Es sind die Werte und Unsicherheiten der Normierungsfaktoren (μ_{Top} und μ_{W}) sowie sämtlicher Störparameter (γ und α) aufgetragen. Die Formunsicherheiten der Extrapolationen aus gelockerten Regionen sind dabei gemeinsam mit den statistischen Unsicherheiten in die „ $\gamma_{\text{SRscan_meffInc30}}$ “ für die 8 Intervalle („bin_0“ bis „bin_7“) der Signalregion eingegangen. Einige Unsicherheiten wurden bei der Anpassung reduziert und ein paar zugehörige Zentralwerte verschoben.

K.2. Parameter der Anpassung

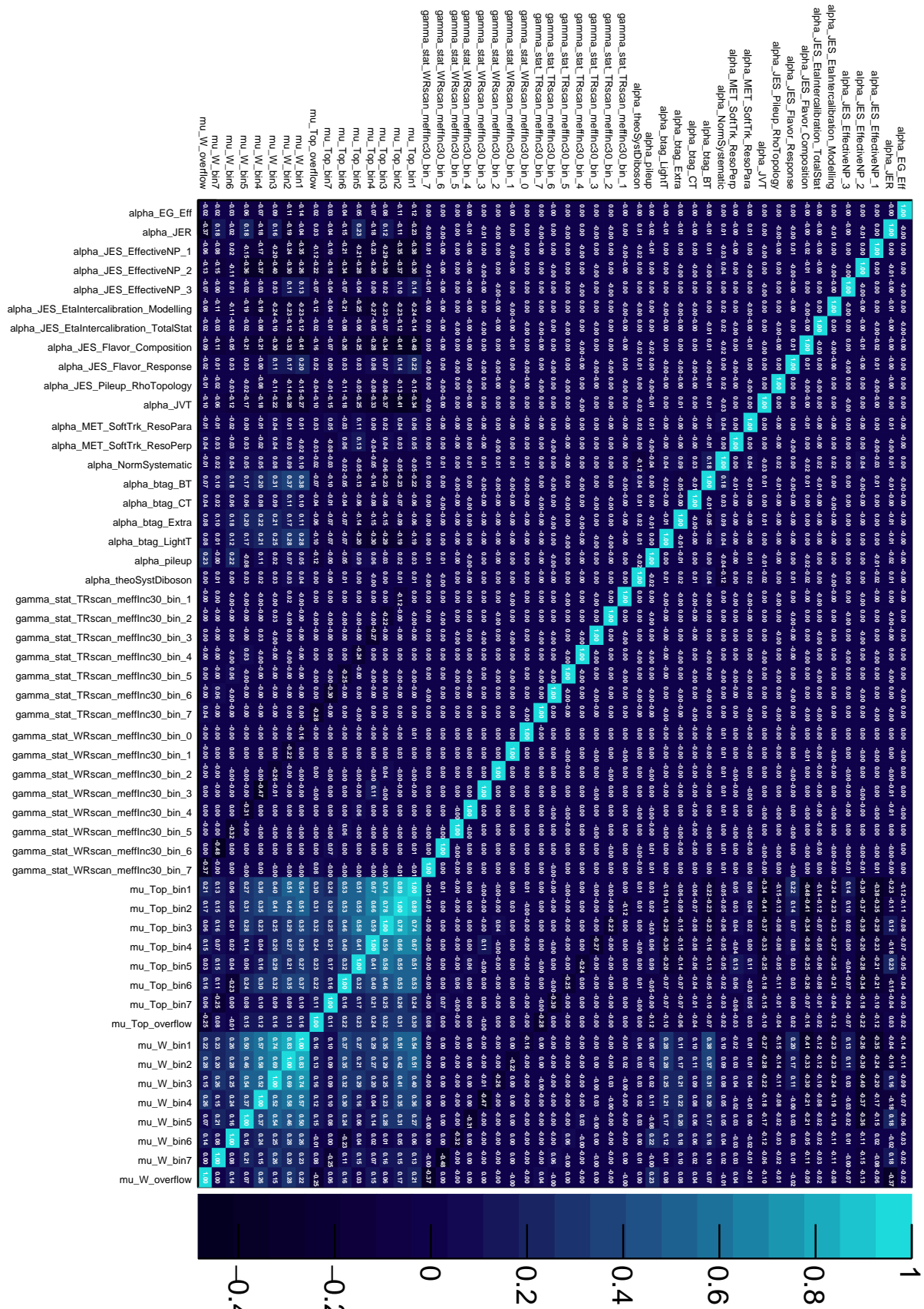


Abbildung K.1: Reduzierte Korrelationsmatrix

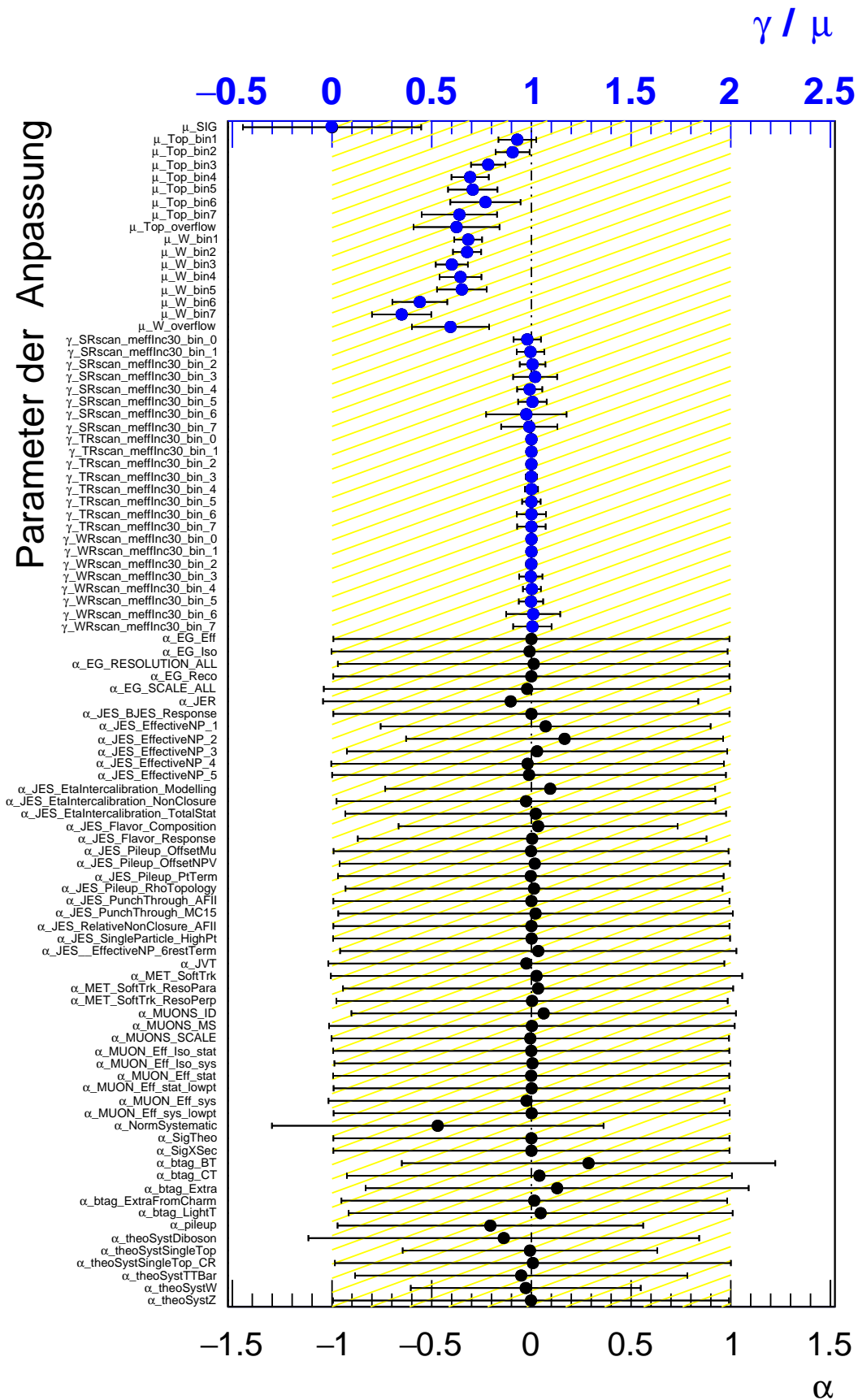


Abbildung K.2: Parameter der Anpassung

L. Vergleich der erwarteten und beobachteten Ereigniszahlen in den Signalregionen der schnittbasierten Analyse (optimiert für eine integrierte Luminosität von 10 fb^{-1}) mit dem vollen Datensatz von $36,1 \text{ fb}^{-1}$

L.1. Ereigniszahlen

Die beobachteten und erwarteten Ereigniszahlen in sämtlichen Validierungs- und Signalregionen der vorherigen Analyse werden in den Abbildungen L.1 und L.2 zusammengefasst. Die dargestellten Unsicherheitsbänder repräsentieren die statistischen und systematischen Unsicherheiten der Untergrunderwartung.

Eine gute Übereinstimmung von Daten und Standardmodellerwartung ist in allen Regionen zu beobachten und es gibt keinen Hinweis auf neue Physik jenseits des Standardmodells.

L. Ergebnisse der schnittbasierten Analyse mit dem vollen Datensatz

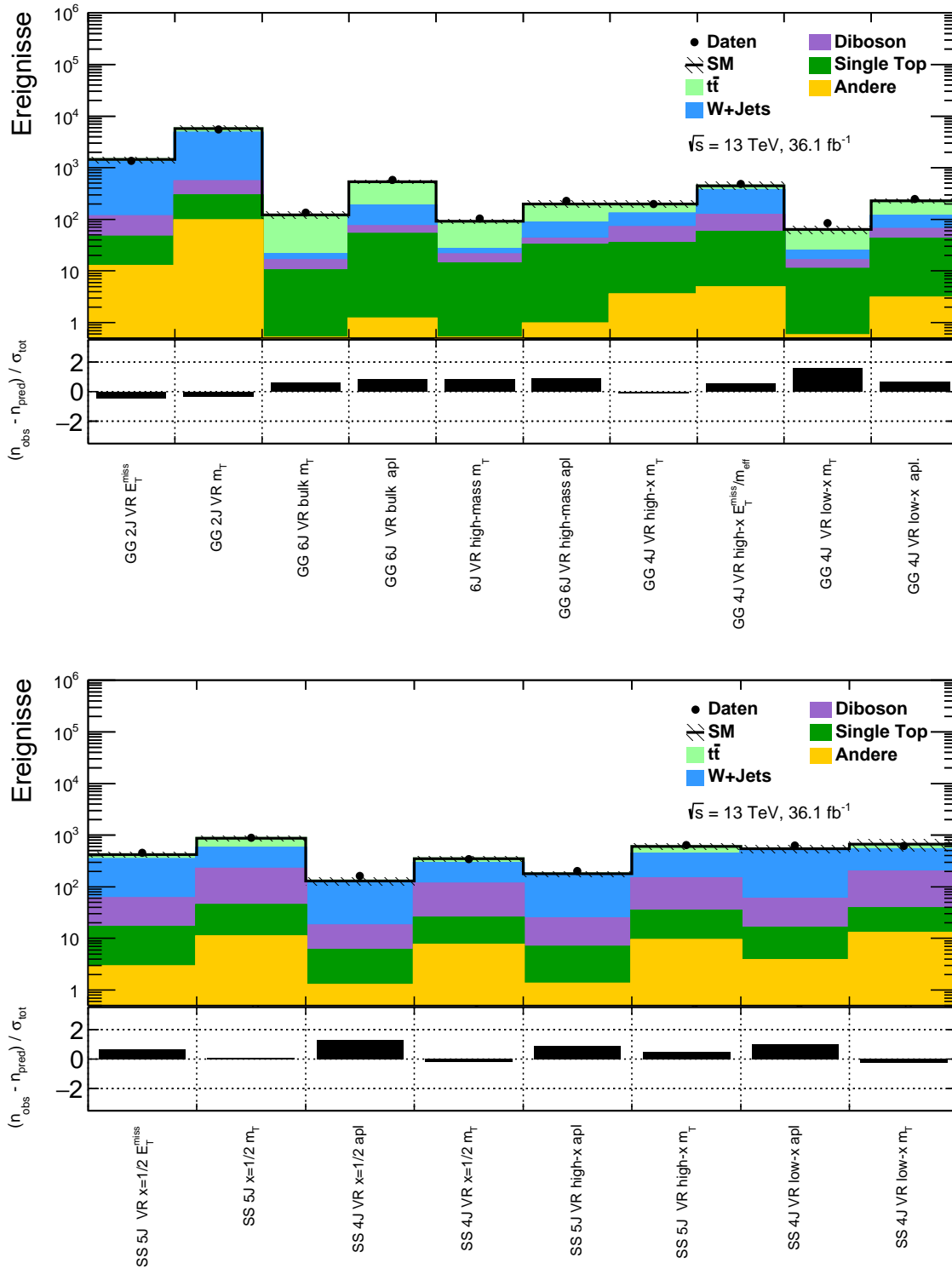


Abbildung L.1: Vergleich der erwarteten und beobachteten Ereigniszahlen in den Validierungsregionen der Gluino-Paarproduktion (oben) und der Squark-Paarproduktion (unten)

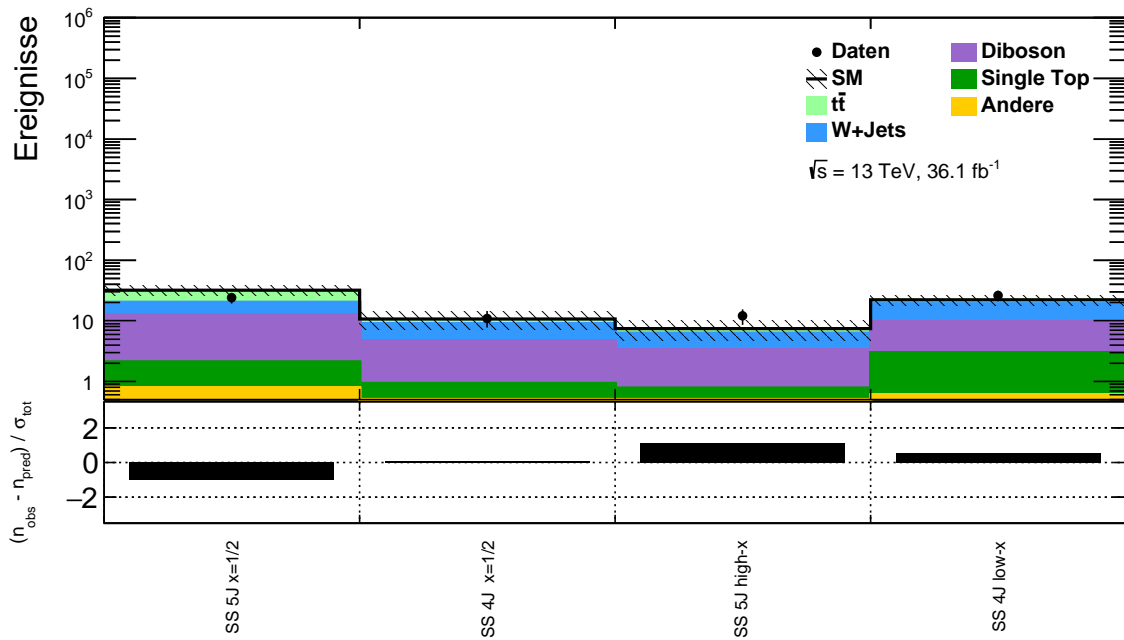
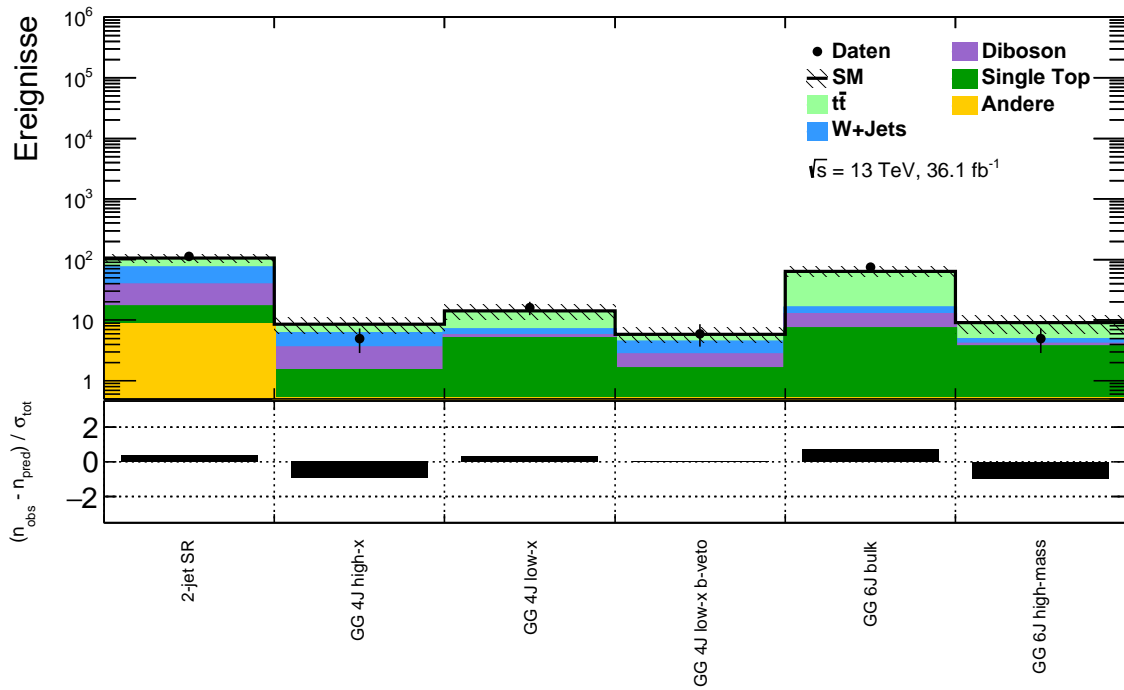


Abbildung L.2: Vergleich der erwarteten und beobachteten Ereigniszahlen in den Signalregionen der Gluino-Paarproduktion (oben) und der Squark-Paarproduktion (unten)

L.2. Normierungsfaktoren

Die bei der Anpassungen an Daten in den Kontrollregionen gewonnenen Normierungsfaktoren sind in Abbildung L.3 zusammengefasst. Es gibt nur geringfügige Veränderungen im Vergleich zur Analyse mit $14,8 \text{ fb}^{-1}$.

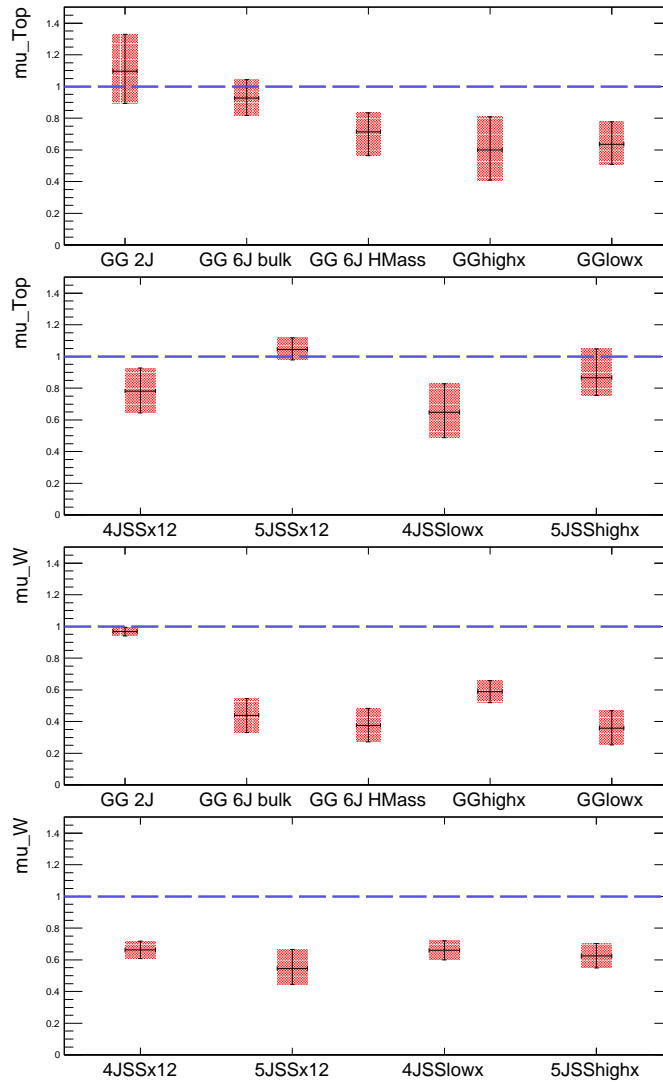


Abbildung L.3: Normierungsfaktoren der Hauptuntergründe und ihre Unsicherheiten in allen Regionen der Analyse für die Top-Quark-Paarproduktion (μ_{Top} , oben) und die W+Jets-Produktion (μ_{W} , unten)

L.3. Interpretation

Abbildungen L.4 und L.5 zeigen Kombinationen der erwarteten (gestrichelt) und beobachteten (durchgezogen) 95%-Konfidenzintervall-Ausschlussgrenzen in allen vier Signalszenarien für eine integrierte Luminosität von $36,1 \text{ fb}^{-1}$, wobei für jeden Signalpunkt die Signalregion mit der höchsten erwarteten Sensitivität gewählt wurde („Best-Expected“). Diese werden bei der Diskussion der Ergebnisse in Kapitel 14.5.3 berücksichtigt.

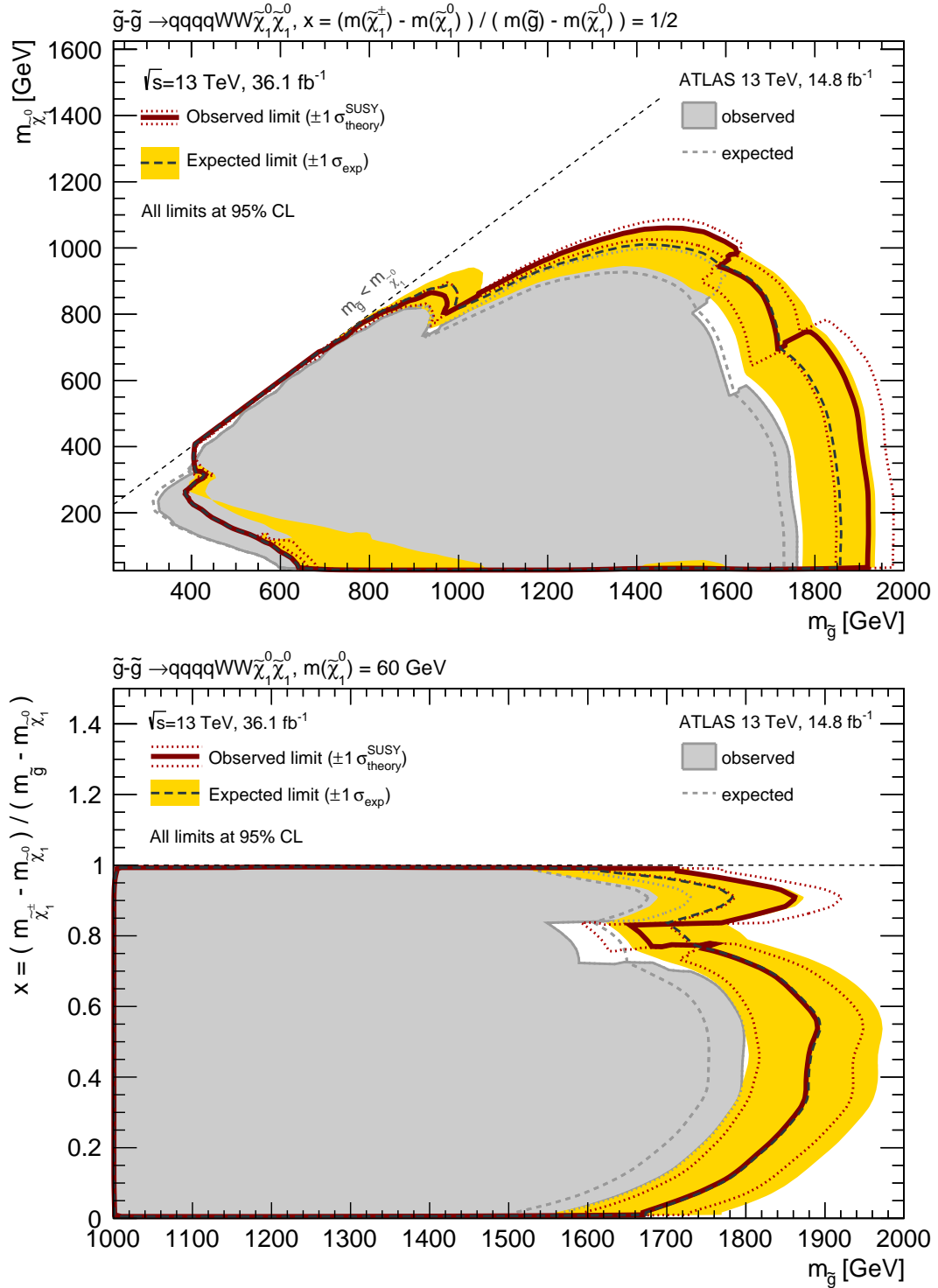


Abbildung L.4: Kombination der erwarteten (gestrichelt) und beobachteten (durchgezogen) 95%-Konfidenzintervall-Ausschlussgrenzen in den Signalszenarien der Gluino-Paarproduktion mit $x = 1/2$ (oben) bzw. mit einer festen LSP-Masse von $m_{\tilde{\chi}_1^0} = 60$ GeV (unten), wobei für jeden Signalpunkt die Signalregion mit der besten erwarteten Sensitivität gewählt wurde; Zum Vergleich werden die vorherigen Ausschlussgrenzen mit einer grauen Fläche dargestellt.

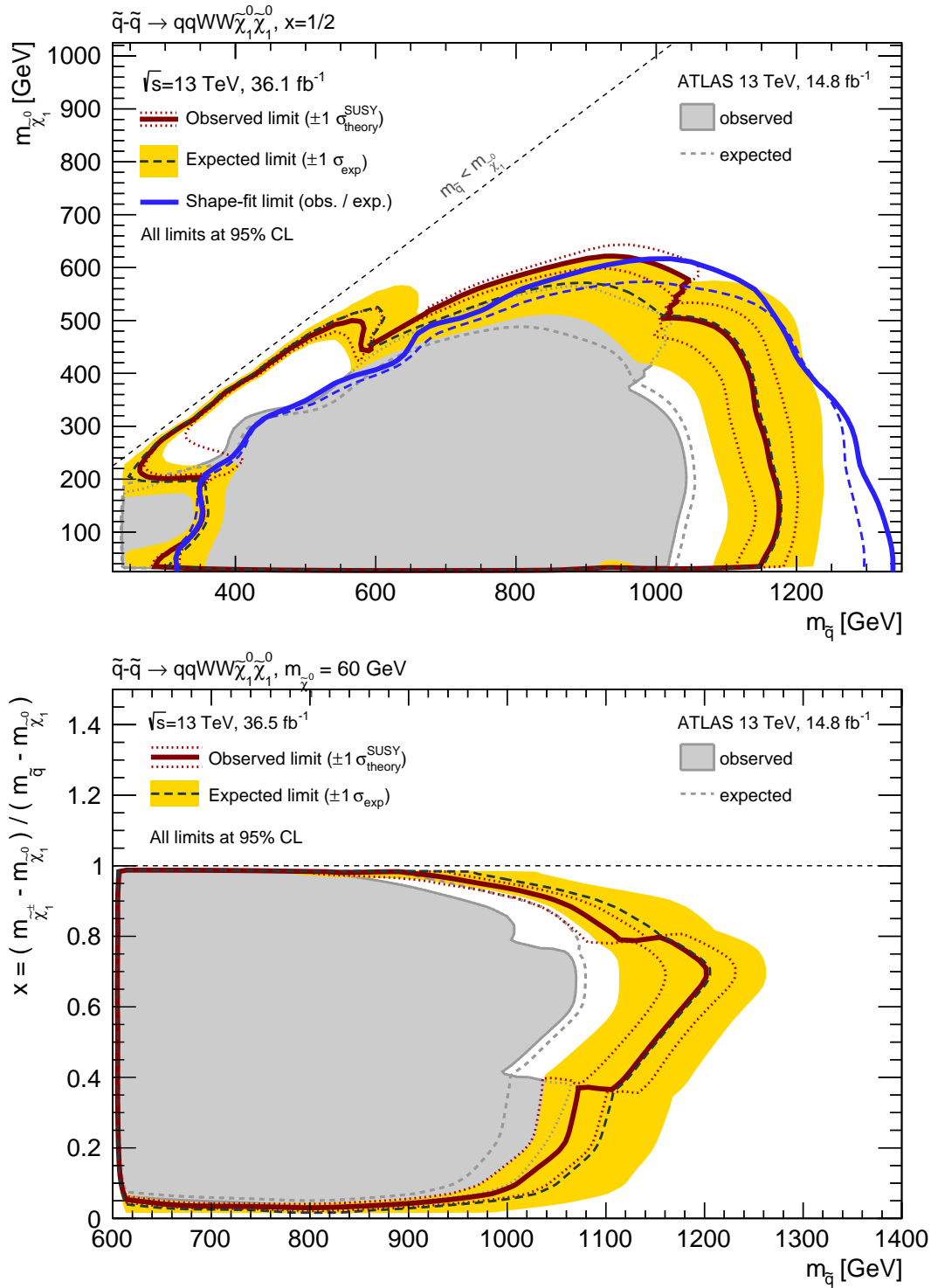


Abbildung L.5: Kombination der erwarteten (gestrichelt) und beobachteten (durchgezogen) 95%-Konfidenzintervall-Ausschlussgrenzen in den Signalszenarien der Squark-Paarproduktion mit $x = 1/2$ (oben) bzw. mit einer festen LSP-Masse von $m_{\tilde{\chi}_1^0} = 60$ GeV (unten), wobei für jeden Signalpunkt die Signalregion mit der besten erwarteten Sensitivität gewählt wurde; Zum Vergleich sind die Ausschlussgrenzen der vorherigen Analyse mit einer grauen Fläche und für den Fall $x = 1/2$ die in dieser Arbeit gesetzten Ausschlussgrenzen mit Extrapolation der Formen der Untergrundverteilungen aus gelockerten Regionen in blau dargestellt.

Literaturverzeichnis

- [1] UA1 Collaboration. Experimental Observation of Isolated Large Transverse Energy Electrons with Associated Missing Energy at $\sqrt{s} = 540$ GeV. *Phys. Lett.*, B122:103–116, 1983. URL [http://dx.doi.org/10.1016/0370-2693\(83\)91177-2](http://dx.doi.org/10.1016/0370-2693(83)91177-2).
- [2] UA1 Collaboration. Further Evidence for Charged Intermediate Vector Bosons at the SPS Collider. *Phys. Lett.*, B129:273–282, 1983. URL [http://dx.doi.org/10.1016/0370-2693\(83\)90860-2](http://dx.doi.org/10.1016/0370-2693(83)90860-2).
- [3] UA2 Collaboration. Observation of Single Isolated Electrons of High Transverse Momentum in Events with Missing Transverse Energy at the CERN anti-p p Collider. *Phys. Lett.*, B122:476–485, 1983. URL [http://dx.doi.org/10.1016/0370-2693\(83\)91605-2](http://dx.doi.org/10.1016/0370-2693(83)91605-2).
- [4] CDF Collaboration. Observation of top quark production in $\bar{p}p$ collisions. *Phys. Rev. Lett.*, 74:2626–2631, 1995. URL <http://arxiv.org/abs/hep-ex/9503002>. arXiv:hep-ex/9503002.
- [5] DØ Collaboration. Observation of the Top Quark. *Phys. Rev. Lett.*, 74:2632–2637, 1995. URL <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.74.2632>.
- [6] ATLAS Collaboration. Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC. *Phys. Lett.*, B716:1–29, 2012. URL <http://dx.doi.org/10.1016/j.physletb.2012.08.020>.
- [7] D. I. Kazakov. Beyond the Standard Model (In Search of Supersymmetry), 2001. URL <http://arxiv.org/abs/hep-ph/0012288>. arXiv:hep-ph/0012288.
- [8] S. P. Martin. A Supersymmetry Primer. arXiv: hep-ph/9709356, 2011. URL <http://arxiv.org/abs/hep-ph/9709356>.
- [9] John Ellis and Douglas Ross. A light higgs boson would invite supersymmetry. *Physics Letters B*, 506(3):331–336, 2001.
- [10] John Ellis, Giovanni Ridolfi, and Fabio Zwirner. Radiative corrections to the masses of supersymmetric higgs bosons. *Physics Letters B*, 257(1-2):83–91, 1991.
- [11] Howard E Haber and Ralf Hempfling. Can the mass of the lightest higgs boson of the minimal supersymmetric model be larger than m_z ? *Physical Review Letters*, 66(14):1815, 1991.
- [12] Yasuhiro Okada, Masahiro Yamaguchi, and Tsutomu Yanagida. Upper bound of the lightest higgs boson mass in the minimal supersymmetric standard model. *Progress of Theoretical Physics*, 85(1):1–5, 1991.
- [13] John Ellis, Sven Heinemeyer, Keith A Olive, and Georg Weiglein. Precision analysis of the lightest mssm higgs boson at future colliders. *JHEP*, 2003(01):006, 2003.
- [14] D. Griffiths. *Introduction to Elementary Particles*, chapter 12.4, page 413. Wiley, 2008. URL <http://books.google.de/books?id=w9Dz56myXm8C>.
- [15] LHC Facts, abgerufen im Aug 2017. URL <http://www.lhc-facts.ch/index.php?page=ziele>.

- [16] Georges Aad et al. Search for gluinos in events with an isolated lepton, jets and missing transverse momentum at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector. *Eur. Phys. J.*, C76(10): 565, 2016. doi: 10.1140/epjc/s10052-016-4397-x.
- [17] Search for squarks and gluinos in events with an isolated lepton, jets and missing transverse momentum at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector. Technical Report ATLAS-CONF-2016-054, CERN, Geneva, Aug 2016. URL <https://cds.cern.ch/record/2206136>.
- [18] Morad Aaboud et al. Search for squarks and gluinos in events with an isolated lepton, jets and missing transverse momentum at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector. *Phys. Rev.*, D96(11):112010, 2017. doi: 10.1103/PhysRevD.96.112010.
- [19] D. Griffiths. *Introduction to Elementary Particles*. Wiley, 2008. URL <http://books.google.de/books?id=w9Dz56myXm8C>.
- [20] F. Halzen and A.D. Martin. *Quarks and leptons: an introductory course in modern particle physics*. Wiley, 1984. URL <http://books.google.de/books?id=zwDvAAAAAAAJ>.
- [21] B. Povh, et al. *Teilchen und Kerne, Einführung in physikalische Konzepte*. Springer Verlag, 8. Auflage, 2009. URL <http://dx.doi.org/10.1007/978-3-540-68080-2>.
- [22] W. Rodejohann. Neutrino-less Double Beta Decay and Particle Physics. *Int. J. Mod. Phys.*, E20:1833–1930, 2011. URL <http://arxiv.org/abs/1106.1334>. arXiv:1106.1334 [hep-ph].
- [23] Nobelprize.org. The nobel prize in physics 2015 - advanced information. Web, abgerufen im Sep 2017. URL http://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/2015/advanced.html.
- [24] C. Patrignani et al. Review of Particle Physics. *Chin. Phys.*, C40(10):100001, 2016. doi: 10.1088/1674-1137/40/10/100001.
- [25] M. Ablikim et al. Observation of a Charged Charmoniumlike Structure in $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^- J/\psi$ at $\sqrt{s}=4.26$ GeV. *Phys. Rev. Lett.*, 110:252001, 2013. doi: 10.1103/PhysRevLett.110.252001.
- [26] Roel Aaij et al. Observation of the resonant character of the $Z(4430)^-$ state. *Phys. Rev. Lett.*, 112(22):222002, 2014. doi: 10.1103/PhysRevLett.112.222002.
- [27] Roel Aaij et al. Observation of $J/\psi p$ Resonances Consistent with Pentaquark States in $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi K^- p$ Decays. *Phys. Rev. Lett.*, 115:072001, 2015. doi: 10.1103/PhysRevLett.115.072001.
- [28] Wu et al. Experimental Test of Parity Conservation in Beta Decay. *Phys. Rev.*, 105: 1413–1415, 1957. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.105.1413>.
- [29] Kobayashi und Maskawa. Cp-violation in the renormalizable theory of weak interaction. *Progress of Theoretical Physics*, 49(2):652–657, 1973. URL <http://dx.doi.org/10.1143/PTP.49.652>.
- [30] Maki, Nakagawa und Sakata. Remarks on the Unified Model of Elementary Particles. *Progress of Theoretical Physics*, 28:870, 1962. URL <http://dx.doi.org/10.1143/PTP.28.870>.
- [31] S.L. Glashow. Partial Symmetries of Weak Interactions. *Nucl.Phys.*, 22:579–588, 1961. doi: 10.1016/0029-5582(61)90469-2.
- [32] Steven Weinberg. A Model of Leptons. *Phys.Rev.Lett.*, 19:1264–1266, 1967. doi: 10.1103/PhysRevLett.19.1264.
- [33] Abdus Salam. Weak and Electromagnetic Interactions. *Conf.Proc.*, C680519:367–377, 1968.
- [34] W. Heisenberg. Über den Bau der Atomkerne. I. *Zeitschrift für Physik*, 77(1-2), 1932. doi: 10.1007/BF01342433. URL <http://dx.doi.org/10.1007/BF01342433>.

- [35] Peter W. Higgs. Broken symmetries, massless particles and gauge fields. *Phys.Lett.*, 12: 132–133, 1964. doi: 10.1016/0031-9163(64)91136-9.
- [36] Georges Aad et al. Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC. *Phys.Lett.*, B716:1–29, 2012. doi: 10.1016/j.physletb.2012.08.020.
- [37] Serguei Chatrchyan et al. Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC. *Phys.Lett.*, B716:30–61, 2012. doi: 10.1016/j.physletb.2012.08.021.
- [38] K. J. de Vries et al. The pMSSM10 after LHC Run 1. *Eur. Phys. J.*, C75(9):422, 2015. doi: 10.1140/epjc/s10052-015-3599-y.
- [39] Daya Bay Collaboration. Measurement of the reactor antineutrino flux and spectrum at daya bay. *Phys. Rev. Lett.*, 116(6), Feb 2016. doi: 10.1103/PhysRevLett.116.061801. URL <https://doi.org/10.1103%2Fphysrevlett.116.061801>.
- [40] Andreas Crivellin, Giancarlo D’Ambrosio, and Julian Heeck. Explaining the LHC flavour anomalies. In *Proceedings, 50th Rencontres de Moriond, QCD and high energy interactions: La Thuile, Italy, March 21-28, 2015*, pages 101–106, 2015. URL <https://inspirehep.net/record/1368923/files/arXiv:1505.02026.pdf>.
- [41] Evidence for the $H \rightarrow b\bar{b}$ decay with the ATLAS detector. Technical Report ATLAS-CONF-2017-041, CERN, Geneva, Jul 2017. URL <http://cds.cern.ch/record/2273847>.
- [42] Observation of the SM scalar boson decaying to a pair of τ leptons with the CMS experiment at the LHC. Technical Report CMS-PAS-HIG-16-043, CERN, Geneva, 2017. URL <https://cds.cern.ch/record/2264522>.
- [43] R. Aaij et al. Test of lepton universality with $B^0 \rightarrow K^{*0} \ell^+ \ell^-$ decays. 2017.
- [44] Planck Collaboration. Planck 2013 results XVI - cosmological parameters. *Astronomy & Astrophysics*, 571:A16, Oct 2014. doi: <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201321591>. URL <http://sci.esa.int/jump.cfm?oid=51551>.
- [45] F. Zwicky. Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln. *Helvetica Physica Acta*, 6: 110–127, 1933.
- [46] K. G. Begeman, A. H. Broeils, and R. H. Sanders. Extended rotation curves of spiral galaxies - Dark haloes and modified dynamics. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 249(3):523–537, apr 1991. doi: 10.1093/mnras/249.3.523. URL <https://doi.org/10.1093/mnras/249.3.523>.
- [47] Fabio Iocco, Miguel Pato, and Gianfranco Bertone. Evidence for dark matter in the inner Milky Way. *Nature Phys.*, 11:245–248, 2015. doi: 10.1038/nphys3237.
- [48] X-ray: NASA/CXC/CfA/ M.Markevitch et al.; Lensing Map: NASA/STScI; ESO WFI; Magellan/U.Arizona/ D.Clowe et al. Optical: NASA/STScI; Magellan/U.Arizona/D.Clowe et al. The Matter of the Bullet Cluster, August 2006. URL <https://apod.nasa.gov/apod/ap060824.html>.
- [49] WMAP Collaboration. Seven-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Cosmological Interpretation. *Astrophys. J. Suppl.*, 192(2), 2011. URL <http://dx.doi.org/10.1088/0067-0049/192/2/18>.
- [50] Planck Collaboration. Planck 2015 results I - overview of products and scientific results. *Astronomy & Astrophysics*, 594:A1, 2016. doi: <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201527101>.
- [51] V. Springel, et al. Simulations of the formation, evolution and clustering of galaxies and quasars. *Nature*, 435:629–636, 2005. URL <http://www.nature.com/nature/journal/v435/n7042/abs/nature03597.html>.

- [52] F.-S Ling, E Nezri, E Athanassoula, and R Teyssier. Dark matter direct detection signals inferred from a cosmological n-body simulation with baryons. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2010(02):012–012, feb 2010. doi: 10.1088/1475-7516/2010/02/012. URL <https://doi.org/10.1088%2F1475-7516%2F2010%2F02%2F012>.
- [53] M. Milgrom. Does dark matter really exist? *Scientific American*, 287(2):42, 2002. URL <http://www.scientificamerican.com/sciammag/?contents=2002-08>.
- [54] H. Goldberg. Constraint on the Photino Mass from Cosmology. *Phys. Rev. Lett.*, 50:1419, 1983. doi: 10.1103/PhysRevLett.50.1419. [Erratum: *Phys. Rev. Lett.*103,099905(2009)].
- [55] Giuseppe Degrandi, Stefano Di Vita, Joan Elias-Miró, José R Espinosa, Gian F Giudice, Gino Isidori, and Alessandro Strumia. Higgs mass and vacuum stability in the Standard Model at NNLO. *J. High Energy Phys.*, 08(arXiv:1205.6497. CERN-PH-TH-2012-134. RM3-TH-12-9):098. 35 p, May 2012. URL <https://cds.cern.ch/record/1452986>. Comments: 35 pages, 8 figures. Final published version, misprints fixed, figures updated.
- [56] A. V. Bednyakov, B. A. Kniehl, A. F. Pikelner, and O. L. Veretin. Stability of the electroweak vacuum: Gauge independence and advanced precision. *Phys. Rev. Lett.*, 115:201802, Nov 2015. doi: 10.1103/PhysRevLett.115.201802. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.115.201802>.
- [57] W.-M. Yao et al. Supersymmetry, Part I (Theory). *Journal of Physics*, G33:1105–1123, 2006. URL http://pdg.lbl.gov/reviews/mini/tarfiles/susy1_s046.pdf.
- [58] Wess und Zumino. A Lagrangian Model invariant under Supergauge Transformations. *Physics Letters*, B49(1):52–54, 1974. URL [http://dx.doi.org/10.1016/0370-2693\(74\)90578-4](http://dx.doi.org/10.1016/0370-2693(74)90578-4).
- [59] S. R. Coleman und J. Mandula. All possible symmetries of the s-matrix. *Phys. Rev.*, 159(5):1251–1256, 1967. URL <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRev.159.1251>.
- [60] R. Haag, J. T. Łopuszański und M. Sohnius. All Possible Generators of Supersymmetries of the s Matrix. *Nucl. Phys.*, B88:257, 1975. URL [http://dx.doi.org/10.1016/0550-3213\(75\)90279-5](http://dx.doi.org/10.1016/0550-3213(75)90279-5).
- [61] Pierre Fayet. Supersymmetry and Weak, Electromagnetic and Strong Interactions. *Phys. Lett. B*, 64:159, 1976. doi: 10.1016/0370-2693(76)90319-1.
- [62] Pierre Fayet. Spontaneously Broken Supersymmetric Theories of Weak, Electromagnetic and Strong Interactions. *Phys. Lett. B*, 69:489, 1977. doi: 10.1016/0370-2693(77)90852-8.
- [63] Glennys R. Farrar and Pierre Fayet. Phenomenology of the Production, Decay, and Detection of New Hadronic States Associated with Supersymmetry. *Phys. Lett. B*, 76:575–579, 1978. doi: 10.1016/0370-2693(78)90858-4.
- [64] Super-Kamiokande Collaboration. Search for proton decay via $p \rightarrow e^+\pi^0$ and $p \rightarrow \mu^+\pi^0$ in a large water cherenkov detector. *Physical Review Letters*, 102(14), apr 2009. doi: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.102.141801>. URL <https://doi.org/10.1103%2Fphysrevlett.102.141801>.
- [65] Super-Kamiokande Collaboration. Threshold corrections to dimension-six proton decay operators in non-minimal SUSY SU (5) GUTs. *Nuclear Physics B*, 910:1–22, sep 2016. doi: <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysb.2016.06.017>.
- [66] Johan Alwall, Philip Schuster, and Natalia Toro. Simplified Models for a First Characterization of New Physics at the LHC. *Phys. Rev. D*, 79:075020, 2009. doi: 10.1103/PhysRevD.79.075020.
- [67] Daniele Alves. Simplified Models for LHC New Physics Searches. *J. Phys. G*, 39:105005, 2012. doi: 10.1088/0954-3899/39/10/105005.

- [68] ATLAS Collaboration. ATLAS SUSY Public Results, abgerufen im Aug 2017. URL <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/SupersymmetryPublicResults>.
- [69] CMS Collaboration. CMS SUSY Public Results, abgerufen im Aug 2017. URL <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/PhysicsResultsSUS>.
- [70] S. Ask. A Review of the supersymmetry searches at LEP. In *38th Rencontres de Moriond on Electroweak Interactions and Unified Theories Les Arcs, France, March 15-22, 2003*, 2003.
- [71] Jared Yamaoka. Susy searches at the tevatron. *Journal of Physics: Conference Series*, 259(1):012020, 2010. URL <http://stacks.iop.org/1742-6596/259/i=1/a=012020>.
- [72] Georges Aad et al. Summary of the searches for squarks and gluinos using $\sqrt{s} = 8$ TeV pp collisions with the ATLAS experiment at the LHC. *JHEP*, 10:054, 2015. doi: 10.1007/JHEP10(2015)054.
- [73] Dglap-gleichungen, abgerufen im Aug 2017. URL <https://de.wikipedia.org/wiki/DGLAP-Gleichungen>.
- [74] Oliver Endner. Mit freundlicher genehmigung.
- [75] Lyndon Evans and Philip Bryant. LHC Machine. *JINST*, 3:S08001, 2008. doi: 10.1088/1748-0221/3/08/S08001.
- [76] S. Chatrchyan et al. The CMS experiment at the CERN LHC. *JINST*, 3:S08004, 2008. doi: 10.1088/1748-0221/3/08/S08004.
- [77] ATLAS Collaboration. The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider. *JINST*, 3:S08003, 2008. doi: 10.1088/1748-0221/3/08/S08003. URL <http://dx.doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/S08003>.
- [78] K. Aamodt et al. The ALICE experiment at the CERN LHC. *JINST*, 3:S08002, 2008. doi: 10.1088/1748-0221/3/08/S08002.
- [79] A. Augusto Alves, Jr. et al. The LHCb Detector at the LHC. *JINST*, 3:S08005, 2008. doi: 10.1088/1748-0221/3/08/S08005.
- [80] Mike Lamont. Status of the lhc. *Journal of Physics: Conference Series*, 455(1):012001, 2013. doi: doi:10.1088/1742-6596/455/1/012001. URL <http://stacks.iop.org/1742-6596/455/i=1/a=012001>.
- [81] ATLAS Collaboration. Luminosity summary plots for 2016 pp data taking, abgerufen im Aug 2017. URL <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/LuminosityPublicResultsRun2>.
- [82] Lhc commissioning with beam, abgerufen im Jun 2017. URL <https://lhc-commissioning.web.cern.ch>.
- [83] Mike Lamont. LHC Performance in Run 2 and Beyond. Moriond EW 2015, 2015. URL <https://indico.in2p3.fr/event/10819/session/3/contribution/109/material/slides/0.pdf>.
- [84] K. Foraz. LS1 general planning and strategy for the LHC, LHC injectors, 2012. URL <http://cdsweb.cern.ch/record/1492974>.
- [85] J. Pequeno. Computer generated image of the whole ATLAS detector, 2008. URL <https://cds.cern.ch/record/1095924>.
- [86] J. Pequeno. Computer generated image of the ATLAS inner detector, 2008. URL <https://cds.cern.ch/record/1095926>.
- [87] Morad Aaboud et al. Performance of the ATLAS Track Reconstruction Algorithms in Dense Environments in LHC run 2. 2017.

- [88] M Capeans, G Darbo, K Einsweiler, M Elsing, T Flick, M Garcia-Sciveres, C Gemme, H Pernegger, O Rohne, and R Vuillermet. ATLAS Insertable B-Layer Technical Design Report. Technical Report CERN-LHCC-2010-013. ATLAS-TDR-19, CERN, Geneva, Sep 2010. URL <https://cds.cern.ch/record/1291633>.
- [89] SCT Collaboration. ATLAS silicon microstrip detector system (SCT). *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, A511:58–63, 2003. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900203017510>.
- [90] ATLAS Collaboration. 2016 primary vertex performance plots, abgerufen im Aug 2017. URL <https://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/PLOTS/IDTR-2016-007/>.
- [91] J. Pequenaio. Computer Generated image of the ATLAS calorimeter, 2008. URL <https://cds.cern.ch/record/1095927>.
- [92] J. Pequenaio. Computer generated image of the ATLAS Muons subsystem, 2008. URL <https://cds.cern.ch/record/1095929>.
- [93] M. Wielers und A. Sfyrla. Trigger for dummies, abgerufen im Aug 2017. URL <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/Atlas/TriggerForDummies>.
- [94] C. Eck et al. *LHC computing Grid: Technical Design Report. Version 1.06 (20 Jun 2005)*. CERN, 2005. URL <https://cds.cern.ch/record/840543>.
- [95] ATLAS Collaboration. Lhc susy cross section working group, abgerufen im Aug 2017. URL <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/LHCPhysics/SUSYCrossSections>.
- [96] ATLAS Collaboration. Nnlo+nnll top-quark-pair cross sections, abgerufen im Aug 2017. URL <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/LHCPhysics/TtbarNNLO>.
- [97] J Butterworth, E Dobson, U Klein, B Mellado Garcia, T Nunnemann, J Qian, D Rebutzi, and R Tanaka. Single Boson and Diboson Production Cross Sections in pp Collisions at $\sqrt{s}=7$ TeV. Technical Report ATL-COM-PHYS-2010-695, CERN, Geneva, Aug 2010. URL <https://cds.cern.ch/record/1287902>.
- [98] ATLAS SUSY Working Group. SUSYTools package, abgerufen im Jun 2017. URL <https://svnweb.cern.ch/trac/atlasoff/browser/PhysicsAnalysis/SUSYPhys/SUSYTools/tags/SUSYTools-00-08-33/doc/README.rst>.
- [99] ATLAS Collaboration. Coma period documentation menu, abgerufen im Aug 2017. URL https://atlas-tagsservices.cern.ch/tagsservices/RunBrowser/runBrowserReport/rBR_Period_Report.php.
- [100] Alfa - absolute luminosity for atlas, abgerufen im Jun 2017. URL <https://atlas-project-lumi-fphys.web.cern.ch/atlas-project-lumi-fphys/ALFA/>.
- [101] ATLAS Collaboration. Index of atlasdqm/grlgen/all_good, abgerufen im Jun 2017. URL https://atlasdqm.web.cern.ch/atlasdqm/grlgen/All_Good/.
- [102] ATLAS Collaboration. Goodrunlistsforanalysisrun2, abgerufen im Jun 2017. URL <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasProtected/GoodRunListsForAnalysisRun2>.
- [103] ATLAS Collaboration. Luminosityforphysics, abgerufen im Jun 2017. URL <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/Atlas/LuminosityForPhysics>.
- [104] ATLAS Collaboration. Luminosity determination in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV using the ATLAS detector at the LHC. *Eur. Phys. J.*, C76(12):653, 2016. doi: 10.1140/epjc/s10052-016-4466-1.
- [105] Torbjorn Sjöstrand, Stephen Mrenna, and Peter Z. Skands. PYTHIA 6.4 Physics and Manual. *JHEP*, 05:026, 2006. doi: 10.1088/1126-6708/2006/05/026.

- [106] Torbjorn Sjöstrand, Stephen Mrenna, and Peter Z. Skands. A Brief Introduction to PYTHIA 8.1. *Comput. Phys. Commun.*, 178:852, 2008. doi: 10.1016/j.cpc.2008.01.036.
- [107] Paolo Nason. A New method for combining NLO QCD with shower Monte Carlo algorithms. *JHEP*, 11:040, 2004. doi: 10.1088/1126-6708/2004/11/040.
- [108] Stefano Frixione, Paolo Nason, and Carlo Oleari. Matching NLO QCD computations with Parton Shower simulations: the POWHEG method. *JHEP*, 11:070, 2007. doi: 10.1088/1126-6708/2007/11/070.
- [109] Simone Alioli, Paolo Nason, Carlo Oleari, and Emanuele Re. A general framework for implementing NLO calculations in shower Monte Carlo programs: the POWHEG BOX. *JHEP*, 06:043, 2010. doi: 10.1007/JHEP06(2010)043.
- [110] Johan Alwall et al. A Standard format for Les Houches event files. *Comput. Phys. Commun.*, 176:300–304, 2007. doi: 10.1016/j.cpc.2006.11.010.
- [111] T. Gleisberg, Stefan Höche, F. Krauss, M. Schönherr, S. Schumann, et al. Event generation with SHERPA 1.1. *JHEP*, 02:007, 2009. doi: 10.1088/1126-6708/2009/02/007.
- [112] Stefan Höche, Frank Krauss, Steffen Schumann, and Frank Siegert. QCD matrix elements and truncated showers. *JHEP*, 05:053, 2009. doi: 10.1088/1126-6708/2009/05/053.
- [113] Tanju Gleisberg and Stefan Höche. Comix, a new matrix element generator. *JHEP*, 12:039, 2008. doi: 10.1088/1126-6708/2008/12/039.
- [114] Steffen Schumann and Frank Krauss. A Parton shower algorithm based on Catani-Seymour dipole factorisation. *JHEP*, 03:038, 2008. doi: 10.1088/1126-6708/2008/03/038.
- [115] J. Alwall, R. Frederix, S. Frixione, V. Hirschi, F. Maltoni, O. Mattelaer, H. S. Shao, T. Stelzer, P. Torrielli, and M. Zaro. The automated computation of tree-level and next-to-leading order differential cross sections, and their matching to parton shower simulations. *JHEP*, 07:079, 2014. doi: 10.1007/JHEP07(2014)079.
- [116] ATLAS Collaboration. *Atlas Computing: technical design report*, chapter 3.3, page 27. CERN, 2005. URL <https://cds.cern.ch/record/837738>. CERN-LHCC-2005-022.
- [117] G. Aad et al. The ATLAS Simulation Infrastructure. *Eur. Phys. J.*, C70:823–874, 2010. doi: 10.1140/epjc/s10052-010-1429-9.
- [118] S. Agostinelli et al. GEANT4: A simulation toolkit. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 506:250, 2003. doi: 10.1016/S0168-9002(03)01368-8.
- [119] Richard D. Ball et al. Parton distributions with LHC data. *Nucl. Phys.*, B867:244–289, 2013. doi: 10.1016/j.nuclphysb.2012.10.003.
- [120] ATLAS Collaboration. ATLAS Run 1 Pythia8 tunes. Technical Report ATL-PHYS-PUB-2014-021, CERN, Geneva, Nov 2014. URL <http://cds.cern.ch/record/1966419>.
- [121] Hung-Liang Lai, Marco Guzzi, Joey Huston, Zhao Li, Pavel M. Nadolsky, Jon Pumplin, and C. P. Yuan. New parton distributions for collider physics. *Phys. Rev.*, D82:074024, 2010. doi: 10.1103/PhysRevD.82.074024.
- [122] Peter Zeiler Skands. Tuning Monte Carlo Generators: The Perugia Tunes. *Phys. Rev.*, D82:074018, 2010. doi: 10.1103/PhysRevD.82.074018.
- [123] D. J. Lange. The EvtGen particle decay simulation package. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 462:152, 2001. doi: 10.1016/S0168-9002(01)00089-4.
- [124] W. Beenakker, R. Hopker, M. Spira, and P. M. Zerwas. Squark and gluino production at hadron colliders. *Nucl. Phys.*, B492:51–103, 1997. doi: 10.1016/S0550-3213(97)80027-2.

- [125] A. Kulesza and L. Motyka. Threshold resummation for squark-antisquark and gluino-pair production at the LHC. *Phys. Rev. Lett.*, 102:111802, 2009. doi: 10.1103/PhysRevLett.102.111802.
- [126] A. Kulesza and L. Motyka. Soft gluon resummation for the production of gluino-gluino and squark-antisquark pairs at the LHC. *Phys. Rev.*, D80:095004, 2009. doi: 10.1103/PhysRevD.80.095004.
- [127] Wim Beenakker, Silja Brensing, Michael Kramer, Anna Kulesza, Eric Laenen, and Irene Niessen. Soft-gluon resummation for squark and gluino hadroproduction. *JHEP*, 12:041, 2009. doi: 10.1088/1126-6708/2009/12/041.
- [128] W. Beenakker, S. Brensing, M. n Kramer, A. Kulesza, E. Laenen, L. Motyka, and I. Niessen. Squark and Gluino Hadroproduction. *Int. J. Mod. Phys.*, A26:2637–2664, 2011. doi: 10.1142/S0217751X11053560.
- [129] Michael Kramer, Anna Kulesza, Robin van der Leeuw, Michelangelo Mangano, Sanjay Padhi, Tilman Plehn, and Xavier Portell. Supersymmetry production cross sections in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV. 2012.
- [130] Stefano Catani, Leandro Cieri, Giancarlo Ferrera, Daniel de Florian, and Massimiliano Grazzini. Vector boson production at hadron colliders: a fully exclusive QCD calculation at NNLO. *Phys. Rev. Lett.*, 103:082001, 2009. doi: 10.1103/PhysRevLett.103.082001.
- [131] A. Sherstnev and R. S. Thorne. Parton Distributions for LO Generators. *Eur. Phys. J.*, C55:553–575, 2008. doi: 10.1140/epjc/s10052-008-0610-x.
- [132] T Cornelissen, M Elsing, S Fleischmann, W Liebig, E Moyse, and A Salzburger. Concepts, Design and Implementation of the ATLAS New Tracking (NEWT). Technical Report ATL-SOFT-PUB-2007-007. ATL-COM-SOFT-2007-002, CERN, Geneva, Mar 2007. URL <https://cds.cern.ch/record/1020106>.
- [133] ATLAS Collaboration. Tracking cp recommendations for ichep 2016/20.7, abgerufen im Aug 2017. URL <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasProtected/TrackingCPICHEP2016#Vertices>.
- [134] ATLAS Collaboration. Electron efficiency measurements with the ATLAS detector using the 2015 LHC proton-proton collision data. Technical Report ATLAS-CONF-2016-024, CERN, Geneva, Jun 2016. URL <https://cds.cern.ch/record/2157687>.
- [135] ATLAS Collaboration. Improved electron reconstruction in ATLAS using the Gaussian Sum Filter-based model for bremsstrahlung. Technical Report ATLAS-CONF-2012-047, CERN, Geneva, May 2012. URL <https://cds.cern.ch/record/1449796>.
- [136] W Lampl, S Laplace, D Lelas, P Loch, H Ma, S Menke, S Rajagopalan, D Rousseau, S Snyder, and G Unal. Calorimeter Clustering Algorithms: Description and Performance. Technical Report ATL-LARG-PUB-2008-002. ATL-COM-LARG-2008-003, CERN, Geneva, Apr 2008. URL <https://cds.cern.ch/record/1099735>.
- [137] ATLAS Collaboration. Electron and photon energy calibration with the ATLAS detector using data collected in 2015 at $\sqrt{s} = 13$ TeV. Technical Report ATL-PHYS-PUB-2016-015, CERN, Geneva, Aug 2016. URL <https://cds.cern.ch/record/2203514>.
- [138] ATLAS Collaboration. Electron and photon energy calibration with the ATLAS detector using LHC Run 1 data. *Eur. Phys. J. C*, 74:3071, 2014. doi: 10.1140/epjc/s10052-014-3071-4.
- [139] ATLAS Collaboration. ATLAS ElectronGamma Group, abgerufen im Aug 2017. URL <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasProtected/ElectronGamma>.

- [140] ATLAS Collaboration. Electron reconstruction and identification efficiency measurements in 2016 data, abgerufen im Aug 2017. URL <https://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/PLOTS/EGAM-2017-003/>.
- [141] Keith Rehermann and Brock Tweedie. Efficient Identification of Boosted Semileptonic Top Quarks at the LHC. *JHEP*, 03:059, 2011. doi: 10.1007/JHEP03(2011)059.
- [142] ATLAS Collaboration. Official isolation working points, abgerufen im Aug 2017. URL <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasProtected/IsolationSelectionTool>.
- [143] Georges Aad et al. Muon reconstruction performance of the ATLAS detector in proton-proton collision data at $\sqrt{s} = 13$ TeV. *Eur. Phys. J.*, C76(5):292, 2016. doi: 10.1140/epjc/s10052-016-4120-y.
- [144] Georges Aad et al. Muon reconstruction efficiency and momentum resolution of the ATLAS experiment in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV in 2010. *Eur. Phys. J.*, C74(9):3034, 2014. doi: 10.1140/epjc/s10052-014-3034-9. URL <http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-014-3034-9>.
- [145] Moritz Backes, Danijela Bogavac, Huajie Cheng, Matthew Gignac, Nikolai Marcel Hartmann, Evgeniy Khramov, Jeanette Lorenz, Masahiro Morii, Ljiljana Morvaj, Nils Ruthmann, Manuel Simon, Tomoyuki Saito, Valentina Tudorache, Pedro Urrejola, Marija Vranjes Milosavljevic, Da Xu, and Stefano Zambito. Search for squarks and gluinos in events with isolated leptons, jets and missing transverse momentum at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector. Technical Report ATL-COM-PHYS-2015-1279, CERN, Geneva, Oct 2015. URL <https://cds.cern.ch/record/2058272>.
- [146] W Lampl, S Laplace, D Lelas, P Loch, H Ma, S Menke, S Rajagopalan, D Rousseau, S Snyder, and G Unal. Calorimeter Clustering Algorithms: Description and Performance. Technical Report ATL-LARG-PUB-2008-002. ATL-COM-LARG-2008-003, CERN, Geneva, Apr 2008. URL <https://cds.cern.ch/record/1099735>.
- [147] Matteo Cacciari, Gavin P. Salam, and Gregory Soyez. The Anti-k(t) jet clustering algorithm. *JHEP*, 04:063, 2008. doi: 10.1088/1126-6708/2008/04/063. URL <http://arxiv.org/abs/0802.1189>.
- [148] ATLAS Liquid Argon EMEC/HEC Collaboration. Hadronic calibration of the atlas liquid argon end-cap calorimeter in the pseudorapidity region $1.6 < \eta < 1.8$ in beam tests. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 531(3):481 – 514, 2004. ISSN 0168-9002. doi: <http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2004.05.133>. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900204012884>.
- [149] ATLAS Collaboration. Pile-up subtraction and suppression for jets in ATLAS. Technical Report ATLAS-CONF-2013-083, CERN, Geneva, Aug 2013. URL <https://cds.cern.ch/record/1570994>.
- [150] Georges Aad et al. Jet energy measurement with the ATLAS detector in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV. *Eur. Phys. J.*, C73(3):2304, 2013. doi: 10.1140/epjc/s10052-013-2304-2. URL <https://arxiv.org/abs/1112.6426>.
- [151] Morad Aaboud et al. Jet energy scale measurements and their systematic uncertainties in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector. 2017. URL <https://arxiv.org/abs/1703.09665>.
- [152] ATLAS Collaboration. Jet Calibration and Systematic Uncertainties for Jets Reconstructed in the ATLAS Detector at $\sqrt{s} = 13$ TeV. Technical Report ATL-PHYS-PUB-2015-015, CERN, Geneva, Jul 2015. URL <http://cds.cern.ch/record/2037613>.

- [153] ATLAS Collaboration. Uncertainty release for analyses using ichep2016 calibration version, abgerufen im Aug 2017. URL <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/AtlasProtected/JetUncertainties2015ICHEP2016>.
- [154] ATLAS Collaboration. Jetresolution2015prerecom, abgerufen im Aug 2017. URL <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasProtected/JetResolution2015Prerecom>.
- [155] ATLAS Collaboration. Tagging and suppression of pileup jets with the ATLAS detector. Technical Report ATLAS-CONF-2014-018, CERN, Geneva, May 2014. URL <https://cds.cern.ch/record/1700870>.
- [156] ATLAS Collaboration. Selection of jets produced in 13TeV proton-proton collisions with the ATLAS detector. Technical Report ATLAS-CONF-2015-029, CERN, Geneva, Jul 2015. URL <https://cds.cern.ch/record/2037702>.
- [157] ATLAS Collaboration. Jetetmiss recommendations for mc15 (release 20.7), abgerufen im Aug 2017. URL <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/AtlasProtected/JetEtmissRecommendations2016>.
- [158] ATLAS Collaboration. Mv2 tagger, abgerufen im Aug 2017. URL <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasProtected/BTaggingMV2>.
- [159] ATLAS Collaboration. Optimisation of the ATLAS b -tagging performance for the 2016 LHC Run. Technical Report ATL-PHYS-PUB-2016-012, CERN, Geneva, Jun 2016. URL <https://cds.cern.ch/record/2160731>.
- [160] ATLAS Collaboration. Expected performance of the ATLAS b -tagging algorithms in Run-2. Technical Report ATL-PHYS-PUB-2015-022, CERN, Geneva, Jul 2015. URL <https://cds.cern.ch/record/2037697>.
- [161] ATLAS Collaboration. Expected performance of missing transverse momentum reconstruction for the ATLAS detector at $\sqrt{s} = 13$ TeV. Technical Report ATL-PHYS-PUB-2015-023, CERN, Geneva, Jul 2015. URL <https://cds.cern.ch/record/2037700>.
- [162] ATLAS Collaboration. Performance of missing transverse momentum reconstruction for the ATLAS detector in the first proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV. Technical Report ATL-PHYS-PUB-2015-027, CERN, Geneva, Jul 2015. URL <https://cds.cern.ch/record/2037904>.
- [163] Morad Aaboud et al. Measurement of the photon identification efficiencies with the ATLAS detector using LHC Run-1 data. 2016.
- [164] ATLAS Collaboration. Trigger Menu in 2016. Technical Report ATL-DAQ-PUB-2017-001, CERN, Geneva, Jan 2017. URL <https://cds.cern.ch/record/2242069>.
- [165] Numbercountingutils, abgerufen im Aug 2017. URL https://root.cern.ch/root/html526/RooStats__NumberCountingUtils.html.
- [166] M. Baak, G. J. Besjes, D. Côte, A. Koutsman, J. Lorenz, and D. Short. HistFitter software framework for statistical data analysis. *Eur. Phys. J.*, C75:153, 2015. doi: 10.1140/epjc/s10052-015-3327-7.
- [167] Michal Czakon, David Heymes, and Alexander Mitov. Dynamical scales for multi-TeV top-pair production at the LHC. *JHEP*, 04:071, 2017. doi: 10.1007/JHEP04(2017)071.
- [168] Frank Krauss. Private Kommunikation mit einem der Sherpa-Autoren.
- [169] Mc15systematicuncertainties, abgerufen im Aug 2017. URL <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/AtlasProtected/MC15SystematicUncertainties>.
- [170] Systematics affecting top mc, abgerufen im Aug 2017. URL <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/AtlasProtected/TopSystematics2015>.

- [171] Comparison of Monte Carlo generator predictions to ATLAS measurements of top pair production at 7 TeV. Technical Report ATL-PHYS-PUB-2015-002, CERN, Geneva, Jan 2015. URL <https://cds.cern.ch/record/1981319>.
- [172] M. Bahr et al. Herwig++ Physics and Manual. *Eur. Phys. J.*, C58:639–707, 2008. doi: 10.1140/epjc/s10052-008-0798-9.
- [173] Recommendation for using pdfs, abgerufen im Aug 2017. URL <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasProtected/PdfRecommendations>.
- [174] D Bourilkov, R C Group, and M R Whalley. LHAPDF: PDF use from the Tevatron to the LHC. In *TeV4LHC Workshop - 4th meeting Batavia, Illinois, October 20-22, 2005*, 2006.
- [175] Mc15systematicuncertainties - v+jets and gamma+jets sherpa, abgerufen im Aug 2017. URL https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasProtected/MC15SystematicUncertainties#V_jets_and_gamma_jets_Sherpa.
- [176] P. Kant, O. M. Kind, T. Kintscher, T. Lohse, T. Martini, S. Mölbitz, P. Rieck, and P. Uwer. HatHor for single top-quark production: Updated predictions and uncertainty estimates for single top-quark production in hadronic collisions. *Comput. Phys. Commun.*, 191:74–89, 2015. doi: 10.1016/j.cpc.2015.02.001.
- [177] Measurement of W and Z Boson Production Cross Sections in pp Collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV in the ATLAS Detector. Technical Report ATLAS-CONF-2015-039, CERN, Geneva, Aug 2015. URL <http://cds.cern.ch/record/2045487>.
- [178] Recommendations for mc tunes: systematic uncertainties and non-pqcd corrections, abgerufen im Aug 2017. URL <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasProtected/MCTuningRecommendations>.
- [179] Susymadgraphuncertainty, abgerufen im Aug 2017. URL <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/AtlasProtected/SUSYMadGraphUncertainty>.
- [180] Introduction to jet-parton matching in mg/me, abgerufen im Okt 2017. URL <https://cp3.irmp.ucl.ac.be/projects/madgraph/wiki/IntroMatching>.
- [181] Electron identification measurements in ATLAS using $\sqrt{s} = 13$ TeV data with 50 ns bunch spacing. Technical Report ATL-PHYS-PUB-2015-041, CERN, Geneva, Sep 2015. URL <http://cds.cern.ch/record/2048202>.
- [182] Muon reconstruction performance in early $\sqrt{s}=13$ TeV data. Technical Report ATL-PHYS-PUB-2015-037, CERN, Geneva, Aug 2015. URL <http://cds.cern.ch/record/2047831>.
- [183] Glen Cowan, Kyle Cranmer, Eilam Gross, and Ofer Vitells. Asymptotic formulae for likelihood-based tests of new physics. *Eur. Phys. J.*, C71:1554, 2011. doi: 10.1140/epjc/s10052-011-1554-0, 10.1140/epjc/s10052-013-2501-z. [Erratum: *Eur. Phys. J.* C73,2501(2013)].
- [184] L. Moneta, K. Cranmer, G. Schott, and W. Verkerke. The RooStats project. In *Proceedings of the 13th International Workshop on Advanced Computing and Analysis Techniques in Physics Research. February 22-27, 2010, Jaipur, India*, <http://acat2010.cern.ch/>, page 57, 2010. URL <http://pos.sissa.it/cgi-bin/reader/conf.cgi?confid=93>.
- [185] Histfactory user guide, abgerufen im Aug 2017. URL <https://twiki.cern.ch/twiki/pub/RooStats/WebHome/HistFactoryLikelihood.pdf>.
- [186] A L Read. Presentation of search results: the cl s technique. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 28(10):2693, 2002. URL <http://stacks.iop.org/0954-3899/28/i=10/a=313>.

- [187] CMS Collaboration. Search for supersymmetry in events with one lepton and multiple jets in proton-proton collisions at $\sqrt{s}=13$ TeV in 2016. 2016. URL <http://cds.cern.ch/record/2204932>.
- [188] ATLAS Collaboration. Summary plots from the atlas supersymmetry physics group, abgerufen im Aug 2017. URL https://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/CombinedSummaryPlots/SUSY/index.html#ATLAS_SUSY_Strong_all.
- [189] I. Vivarelli. Is susy alive and well? - susy searches in atlas. 2016. URL <http://workshops.ift.uam-csic.es/files/205/Vivarelli.pdf>.
- [190] X. Tata. Is susy alive and well? - natural susy is alive, but it may take high-luminosity lhc (or beyond) to reveal it. 2016. URL <http://workshops.ift.uam-csic.es/files/205/Tata.pdf>.
- [191] D. Shih. Is susy alive and well? - natural susy vs. the lhc. 2016. URL <http://workshops.ift.uam-csic.es/files/205/Shih.pdf>.
- [192] G. G. Ross. Is susy alive and well? - is (low energy) susy alive? 2016. URL <http://workshops.ift.uam-csic.es/files/205/Ross.pdf>.
- [193] The international linear collider - from design to reality, abgerufen im Aug 2017. URL <http://www.linearcollider.org/from-design-to-reality/>.
- [194] Aranzazu Ruiz-Martinez, Fernando Monticelli, Joaquin Hoya, and Samuel David Jones. Electron and photon trigger efficiency plots using the full 2016 dataset. Technical Report ATL-COM-DAQ-2017-015, CERN, Geneva, Mar 2017. URL <https://cds.cern.ch/record/2254973>.
- [195] ATLAS Collaboration. Muon trigger public results, abgerufen im Aug 2017. URL <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/MuonTriggerPublicResults>.
- [196] Georges Aad et al. A search for $t\bar{t}$ resonances using lepton-plus-jets events in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector. *JHEP*, 08:148, 2015. doi: 10.1007/JHEP08(2015)148.
- [197] Morad Aaboud et al. Search for top squarks in final states with one isolated lepton, jets, and missing transverse momentum in $\sqrt{s} = 13$ TeV pp collisions with the ATLAS detector. *Phys. Rev.*, D94(5):052009, 2016. doi: 10.1103/PhysRevD.94.052009.
- [198] Y Abulaiti, M Barisonzi, P Butti, C Deluca, T Eifert, T Golling, P Grenier, A Henrichs, P Mättig, B Nachman, P Pani, S Patarai, K Rosbach, S Strandberg, V Tsiskaridze, and X Wang. Search for top squark pair production in final states with one isolated lepton, jets, and missing transverse momentum in $\sqrt{s} = 8$ TeV pp collisions using 20.3 fb⁻¹ of ATLAS data. Technical Report ATL-COM-PHYS-2013-1490, CERN, Geneva, Nov 2013. URL <https://cds.cern.ch/record/1623344>.
- [199] Michael L. Graesser and Jessie Shelton. Hunting Mixed Top Squark Decays. *Phys. Rev. Lett.*, 111(12):121802, 2013. doi: 10.1103/PhysRevLett.111.121802.