

TECHNISCHE
UNIVERSITÄT
DRESDEN

Studien zur Squarkproduktion im Minimalen R-Symmetrischen Supersymmetrischen Standardmodell mithilfe des SHERPA Ereignisgenerators

Bachelor-Arbeit
zur Erlangung des Hochschulgrades
Bachelor of Science
im Bachelor-Studiengang Physik

vorgelegt von

Jelka Elisabeth Weber
geboren am 04.11.1993 in Lahr (Schwarzwald)

Institut für Kern und Teilchenphysik
Fachrichtung Physik
Fakultät Mathematik und Naturwissenschaften
Technische Universität Dresden
2017



Eingereicht am 24. Mai 2017

1. Gutachter: Dr. Frank Siegert
2. Gutachter: Prof. Dr. Dominik Stöckinger

Zusammenfassung

Mit der Entwicklung des Standardmodells (SM) kam man einer allumfassenden Theorie der fundamentalen Bestandteile der Natur einen großen Schritt näher. Allerdings gewährleistet das SM keine vollständige Beschreibung des Universums. Supersymmetrische Theorien bieten diesbezüglich vielversprechende Erweiterungen. Doch sollten sie existieren, erfordert der experimentelle Nachweis supersymmetrischer Teilchen Kollisionen mit immer höheren Schwerpunktsenergien, die nur an Hadronenbeschleunigern realisierbar sind. Die Beschreibung solcher Hadronenkollisionen ist analytisch schwer zu stemmen, weshalb die Relevanz von Eventgeneratoren steigt. Durch Simulation von Kollisionsereignissen können diese Schritt für Schritt auf Genauere untersucht werden.

In der vorliegenden Arbeit wird der Wirkungsquerschnitt der Squark-Paarproduktion aus der Kollision zweier Quarks im Minimal R-Symmetrischen Supersymmetrischen Standard Modell (MRSSM) zunächst analytisch in führender Ordnung und anschließend mithilfe des **SHERPA** Ereignisgenerators untersucht. Im Vergleich mit dem viel studierten Minimalen Supersymmetrischen Standard Modell (MSSM) sind die Wirkungsquerschnitte im MRSSM deutlich kleiner. Es folgt die Betrachtung der differentiellen partonischen Wirkungsquerschnitte in Transversalimpuls und Pseudorapidität, sowie eine Gegenüberstellung mit den Verteilungen aus Proton-Proton-Kollisionen.

Abstract

The development of the Standard Model (SM) was a big step towards a fundamental theory of nature. But observations like dark matter or gravity (to name just two of them) are not included in the SM. There is no shortage of extended theories, but their experimental verification requires particle collisions with increasing center of mass energies, only reachable at hadron colliders. The description of hadron collisions is analytically hard to realize, owing to which the relevance of event generators is increasing. By simulating processes, these can be examined in detail.

Within this thesis, the cross section of squark pair production in Minimal R-Symmetric Supersymmetric Standard Model (MRSSM) is studied, first analytically then with the **SHERPA** event generator. Compared to the well studied Minimal Supersymmetric Standard Model (MSSM), the cross sections obtained in the MRSSM are significantly smaller. The first part is followed by the examination of differential cross sections in transversal momentum and pseudorapidity as well as a comparison with the corresponding hadronic distributions.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	6
2	Theoretische Grundlagen	8
2.1	Das Standard Modell (SM)	8
2.1.1	Symmetrien im Standardmodell	8
2.1.2	Teilchen des Standardmodells	9
2.2	Das Minimale Supersymmetrische Standardmodell (MSSM)	11
2.3	Das Minimale R-Symmetrische Supersymmetrische Standardmodell (MRSSM)	13
3	Analytische Betrachtung der partonischen Squarkproduktion	15
3.1	Squarkproduktion im MRSSM	15
3.2	Berechnung des totalen Wirkungsquerschnitts	16
3.2.1	Das Matrixamplitudenquadrat	18
3.2.2	Der differentielle Wirkungsquerschnitt	22
3.2.3	Der totale Wirkungsquerschnitt	24
3.3	Analytische Auswertung der partonischen Squarkproduktion	24
3.3.1	Der totale Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit der Schwerpunktenegie	24
3.3.2	Differentielle Wirkungsquerschnitte in verschiedenen Observablen . . .	26
4	Squarkproduktion in SHERPA	29
4.1	Methodik der Simulation	29
4.2	Partonische Squark-Paarproduktion mittels SHERPA	31
4.2.1	Totaler Wirkungsquerschnitt der partonischen Kollision	31
4.2.2	Partonische differentielle Wirkungsquerschnitte	31
4.3	Hadronische Squark-Paarproduktion mittels SHERPA	33
4.3.1	Totaler Wirkungsquerschnitt der hadronischen Kollision	33
4.3.2	Hadronische differentielle Wirkungsquerschnitte	35
5	Zusammenfassung und Ausblick	37
A	Anhang	39
A.1	Der totale Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit der Massenparameter	39
A.2	Koordinatentransformation des differentiellen Wirkungsquerschnittes	40

A.3 Einstellungen in SHERPA	42
Literaturverzeichnis	45

1 Einleitung

Teilchenphysik ist die Wissenschaft der fundamentalen Bestandteile des Universums, der Elementarteilchen sowie ihrer Wechselwirkungen und damit gewissermaßen das Herzstück des aktuellen Verständnisses aller Naturgesetze. Die allgemein anerkannte Theorie der Teilchenphysik ist das Standardmodell (SM), welches sich vor allem dadurch auszeichnet, dass die zwischen den beschriebenen Elementarteilchen herrschenden Kräfte ebenfalls als Austausch von Teilchen betrachtet werden. 2012 durch die Entdeckung des Higgsbosons komplettiert, ist das Standardmodell eine der größten Errungenschaften der modernen Physik, da es bemerkenswert präzise Vorhersagen experimenteller Daten bereithält und umgekehrt unzählige Male durch ebensolche bestätigt wurde und wird. Trotzdem bleibt das Standardmodell auf viele Fragen eine Antwort schuldig. Es bietet weder eine Erklärung für die Existenz von dunkler Materie, noch bezieht es Gravitation mit ein. Die Mängel des Standardmodells sind zugleich eine Motivation für die Erweiterung desselben. Supersymmetrie ist eine solche, durch mathematische Eleganz sehr attraktive Erweiterung. Bereits das Minimale Supersymmetrische Standard Modell (MSSM) bietet einen Kandidat für dunkle Materie und löst weitere Probleme des SM. Trotz intensiven Suchens konnten bislang keine supersymmetrischen Teilchen nachgewiesen werden. Ein plausibler Grund dafür könnte darin liegen, dass die Wirkungsquerschnitte ihrer Produktion kleiner sind, als durch das MSSM prognostiziert. Daher werden Modelle jenseits der minimalen Erweiterung des SM untersucht. Ein solches ist das Minimale R-Symmetrische Supersymmetrische Standard Modell (MRSSM).

R-Symmetrie ist die einzige Symmetrie, um welche die Symmetriegruppe des MSSM überhaupt erweitert werden kann, sodass das SM als Näherung für niedrige Energien erhalten bleibt. Das MRSSM basiert auf dem Grundgerüst des MSSM, doch die Einführung der R-Symmetrie führt zu Veränderungen, die das MRSSM bezüglich seiner Validität deutlich attraktiver machen. In dieser Arbeit liegt der Fokus auf der Untersuchung der Paarproduktion von Squarks, bestimmten supersymmetrischen Teilchen, im MRSSM. Der Beweggrund dafür ist die Annahme, dass stark wechselwirkende Teilchen, falls existent, die größten Chancen auf direkte Produktion in Hadronenbeschleunigern haben. Nach einer kurzen Einführung in das MRSSM, besteht das dritte Kapitel dieser Arbeit aus der analytischen Berechnung des totalen Wirkungsquerschnitts in erster störungstheoretischer Ordnung (LO) und einem kurzer Vergleich mit demselben im MSSM. Da die Entdeckung von supersymmetrischen Teilchen bisher ausblieb, kann bei Studien zu differentiellen Wirkungsquerschnitten nicht auf experimentelle Daten zurückgegriffen wer-

den. Hier setzt der Einsatz von Ereignisgeneratoren wie **SHERPA** an, welcher in Kapitel 4 knapp umrissen wird. Bis dato nicht verifizierte Modelle können implementiert, Kollisionsprozesse simuliert und so Daten zur Verfügung gestellt werden, die genaue Studien zum untersuchten Prozess ermöglichen. In Kapitel 5 werden zusätzlich differentielle Wirkungsquerschnitte der Squark-Paarproduktion in verschiedenen charakteristischen Observablen betrachtet und insbesondere untersucht inwiefern sich die Verteilungen bei der Kollision zweier Protonen und der zweier Quarks unterscheiden und aus welchem Grund.

2 Theoretische Grundlagen

2.1 Das Standard Modell (SM)

Das Standardmodell ist die allgemein anerkannte Theorie der Elementarteilchen und ihrer gegenseitigen, nicht gravitativen Wechselwirkungen. Es handelt sich um eine Quantenfeldtheorie in der Teilchen als Anregungen quantenmechanischer Felder aufgefasst werden, deren Dynamik durch die jeweilige Lagrangedichte beschrieben wird. Um diese Interpretation der Elementarteilchen zu verstehen ist die Betrachtung von Symmetrien unerlässlich.

2.1.1 Symmetrien im Standardmodell

Das Standardmodell ist eine relativistische Quantenfeldtheorie, welche auf dem vierdimensionalen Minkowski Raum definiert ist. Die Beschreibung des SM erfolgt durch eine Lagrangedichte, die invariant unter Lorentztransformationen, sowie Translationen in der Raumzeit ist. Diese sogenannten Poincarétransformationen mit Generatoren $J^{\mu\nu}$ und $P^{\mu\nu}$ bilden die dem Standardmodell zugrunde liegende Symmetrie. Neben dieser spielen Eichgruppen im SM eine entscheidende Rolle, da sie die Existenz der Austauschteilchen beschreiben, sowie charakteristische Erhaltungsgrößen definieren.

Bei den Materieteilchen des Standardmodells handelt es sich um Spin- $\frac{1}{2}$ Fermionen, beschrieben durch ein vierdimensionales, komplexes Spinorfeld, welches die Dirac Gleichung der relativistischen Quantenmechanik erfüllt. Beginnt man bei der Lagrangedichte eines solchen Spin- $\frac{1}{2}$ -Teilchens folgen aufgrund von geforderten lokalen Eichinvarianzen weitere Terme in der Lagrangedichte, die die Existenz von Spin-1 Eichbosonen voraussetzt, außerdem ein Ausdruck zur Beschreibung der Eichbosonenkinematik, sowie der Wechselwirkung zwischen den Bosonen selbst im Fall dass es sich um eine nicht abelsche Eichgruppe handelt.

Die Eichgruppe des Standardmodells setzt sich als direktes Produkt aus drei geforderten Eichinvarianzen bzw. der zugrunde liegenden Eichgruppen zusammen: $U(1)_Y$, $SU(2)_L$ und $SU(3)_C$. Es folgen drei unterschiedliche Arten von Wechselwirkungen. Die Anzahl der Generatoren pro Eichgruppe gibt jeweils an, wieviele Eichbosonen der entsprechenden Kraft existieren. Entsprechend dem Noethertheorem definieren diese Symmetrien jeweils eine Erhaltungsgröße. So folgt aus der Symmetrie unter der $(SU(2) \times U(1))_Y$ die Erhaltung der elektroschwachen

Hyperladung Y .¹ Aus der $SU(3)_C$ folgt die Erhaltung der Farbladung C . Welche Ladung ein SM-Teilchen trägt, ist durch den Eigenwert des Ladungsoperators mit dem Spinor des Teilchens gegeben. Ist der Eigenwert 0, transformiert der Spinor trivial und das Teilchen trägt keine der Eichgruppe entsprechende Ladung. Die Eichbosonen des SM vor und nach der elektroschwachen Symmetriebrechung und die Erhaltungsgrößen, die sich daraus ergeben, sind in Tabelle 2.1 zusammengefasst.

2.1.2 Teilchen des Standardmodells

Die Teilchen des SM können in vier Kategorien eingeteilt werden, Leptonen, Quarks, Spin-1-Eichbosonen und das skalare Higgsboson. Dieser Abschnitt soll eine kurze Einführung aller SM-Teilchen beinhalten und vor allem dazu dienen, die weiterhin verwendeten Notationen einzuführen.

Kraftteilchen

Aus den oben beschriebenen Eichinvarianzen resultieren die Kraftteilchen des Standardmodells und damit die Repräsentanten der fundamentalen Wechselwirkungen, mit Ausnahme der Gravitation. So gibt es acht Gluonen, welche mit den acht Generatoren der $SU(3)_C$ korrespondieren, die Eichbosonen der schwachen Wechselwirkung $W^\pm$ und Z^0 , sowie das Photon γ ergeben sich nach der elektroschwachen Symmetriebrechung aus einer Mischung der $SU(2)_L$ und der $U(1)_Y$. Für jede Wechselwirkung ergibt sich eine spezifische Kopplungskonstante g_i , welche angibt, wie stark jegliches entsprechend geladenes Teilchen an die Austauschbosonen koppeln. Eine Übersicht dieser Kraftteilchen, der zugrunde liegenden Eichgruppe und der Ladung findet sich in Tabelle 2.1.

Gruppe	Generatoren	Gruppen-element	Vor ESSB Eichbosonen	Ladung	Nach ESSB Eichbosonen	Ladung
$U(1)_Y$	$\frac{\hat{Y}}{2}$	$e^{-ig_Y \frac{\hat{Y}}{2} \theta(x)}$	B_μ	Y	$A_\mu \rightarrow \gamma$	Q
$SU(2)_L$	$\vec{\hat{I}}_\omega$	$e^{-ig_\omega \vec{\hat{I}}_\omega \theta(x)}$	W^1, W^2, W^3		W^+, W^-, Z^0	I_ω^3
$SU(3)_C$	$\hat{T}^a$	$e^{-ig_s \hat{T}^a \theta^a(x)}$	G_μ^a	Farbe	G_μ^a	Farbe

Tabelle 2.1: Eichgruppen des SM, sowie die entsprechenden Eichbosonen, Erhaltungsgrößen (Ladungen) nach der elektroschwachen Mischung. Der Index $a = 1 \dots 8$ steht für das Gluon. $\theta(x)$ ist die dem Ladungsoperator entsprechende Parametrisierung im Phasenraum, die sich aus der Eichtransformation ergibt.

Eine Besonderheit der Kopplungskonstanten ist, dass sie keine Konstanten im eigentlichen

¹ Y setzt sich aus der elektrischen Ladung Q und der dritten Komponente des schwachen Isospins I_ω^3 zusammen: $\frac{Y}{2} = 2Q - I_\omega^3$. Nach der elektroschwachen Symmetriebrechung (ESSB) resultiert daraus die Q , sowie I_ω^3 -Erhaltung.

Sinne, sondern abhängig von der Energieskala Q^2 sind. Insbesondere in der Quantenchromodynamik (QCD) führt dies zur sogenannten asymptotischen Freiheit: Je geringer der Abstand zwischen zwei stark wechselwirkenden Teilchen und damit je höher Q^2 , desto kleiner ist die Kopplungskonstante g_s .

Leptonen und Quarks

Die im Standardmodell enthaltenen Materieteilchen sind Spin $\frac{1}{2}$ -Fermionen, unterteilt in Leptonen und Quarks. Sie werden anhand ihrer Massen in drei Familien à je zwei Quarks und zwei Leptonen gegliedert. Bei letzteren je ein elektrisch geladenes, schwach wechselwirkendes, massebehaftetes Fermion und ein linkshändiges, im SM als masselos betrachtetes, lediglich schwach wechselwirkendes Neutrino.

Teilchentyp		1. Familie	2. Familie	3. Familie
up-artige Quark	u_i	u up-Quark	c charm-Quark	t top-Quark
down-artige Quark	d_i	d down-Quark	s strange-Quark	b bottom-Quark
geladenes Lepton	e_i	e Elektron	μ Muon	τ Tau
Neutrino	ν_{e_i}	ν_e Elektron-Neutrino	ν_μ Muon-Neutrino	ν_τ Tau-Neutrino

Tabelle 2.2: Quarks und Leptonen des Standardmodells. Der Index $i = 1 \dots 3$ steht für die jeweilige Familie des Teilchens

Das Higgsboson

Dem Higgsboson kommt im Standardmodell eine besondere Rolle zu. Es ist das einzige skalare (Spin-0) Teilchen im Standardmodell, das an alle Fermionen mit einer Kopplungskonstante koppelt, die proportional zu deren Masse ist. Das Higgs resultiert aus dem Higgsmechanismus, der allen anderen Teilchen ihre Masse gibt und kann in quantenfeldtheoretischen Sinne als Anregung des Higgsfeldes verstanden werden.

Kopplung von Materieteilchen und Eichbosonen

Quarks, Leptonen und auch das Higgs unterscheiden sich bezüglich ihrer Kopplung an die drei Eichgruppen des SM. Während Quarks sowohl stark, schwach, als auch elektromagnetisch interagieren, tragen Leptonen keine Farbladung und koppeln demnach nicht an die Eichgruppe der starken Wechselwirkung. Neutrinos sind außerdem zusätzlich elektrisch neutral und wechselwirken ausschließliche schwach. Bezüglich der Kopplung an die $SU(2)_L$ muss zwischen linkshändigen und rechthändigen Quarks und Leptonen unterschieden werden: Während die W-Bosonen nur an linkshändige Dubletts koppeln, wechselwirkt das Z-Boson mit rechtshändigen Singulets. Aus diesem Grund werden links- und rechtshändige Fermionen in Tabelle 2.3 getrennt notiert. Sie zeigt eine Übersicht aller Materieteilchen und ihrer Ladungen.

Teilchen	Notation	Q	I_ω^3	C
Linkshändige Quarks	$q_{iL} = \begin{pmatrix} u_{iL} \\ d_{iL} \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} +\frac{2}{3} \\ -\frac{1}{3} \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} +\frac{1}{2} \\ -\frac{1}{2} \end{pmatrix}$	rot, grün, blau
Rechtshändige Quarks	u_{iR}	$+\frac{2}{3}$	$-$	rot, grün, blau
	d_{iR}	$-\frac{1}{3}$	$-$	rot, grün, blau
Linkshändige Leptonen	$l_{iL} = \begin{pmatrix} \nu_{iL} \\ e_{iL} \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} +\frac{1}{2} \\ -\frac{1}{2} \end{pmatrix}$	$-$
Rechtshändige Leptonen	e_{iR}	$+1$	$-\frac{1}{2}$	$-$
Higgs	H	0	$-\frac{1}{2}$	$-$

Tabelle 2.3: Materieteilchen des Standardmodells und das skalare Higgsboson, sowie ihre den Kräften entsprechenden Ladungen: Elektrische Ladung Q , Farbladung C und die dritte Komponente des schwachen Isospins I_ω^3 . Tabelle und Notation sind angelehnt an [1].

2.2 Das Minimale Supersymmetrische Standardmodell (MSSM)

Auch wenn kein im Rahmen der Teilchenphysik entwickeltes Modell je so präzise in seinen Vorhersagen und durch zahlreiche Experimente belegt war wie das Standardmodell, stellt es dennoch keine vollständige Beschreibung aller Naturphänomene dar. Gravitation bleibt unerklärt, ebenso wie dunkle Materie, für welche es im SM keinen passenden Kandidaten gibt. Das Hierarchieproblem (sehr kleine Higgsmasse im Vergleich zu den entsprechenden Korrekturtermen) bleibt ungelöst. Nicht zuletzt besteht im SM keine Möglichkeit der Vereinigung der Kopplungskonstanten von QCD und elektroschwacher Wechselwirkung ab einer bestimmten (sehr hohen) Energieskala Q^2 und damit einer Great Unified Theory (GUT). Viele GUTs beruhen auf einer Erweiterung der dem Standardmodell zugrunde liegenden Poincaré-Algebra. Nach dem *Haag-Łopuszański-Sohnius-Theorem*[3] lässt sich diese nur um einzige Symmetrie erweitern: Die Supersymmetrie (SUSY). Das Standardmodell wird um die Superalgebra erweitert, durch welche sich mittels Supersymmetrie-Generatoren, Bosonen in Fermionen transformieren lassen und umgekehrt. Diese lassen sich als Kombination von bosonischen bzw. fermionischen Erzeuger und Vernichterooperatoren $\hat{a}_{B/F}^\dagger$ und $\hat{a}_{B/F}$ auffassen[4]:

$$\begin{aligned}
Q &:= \hat{a}_B^\dagger \hat{a}_F & Q |Fermion\rangle &= |Boson\rangle \\
Q^\dagger &:= \hat{a}_F^\dagger \hat{a}_B & Q^\dagger |Boson\rangle &= |Fermion\rangle
\end{aligned} \tag{2.1}$$

Bereits die minimal mögliche, supersymmetrische Erweiterung des Standardmodells (MSSM)

hält eine Lösung für den Großteil der oben genannten Probleme bereit. Hier bekommt jedes Standardmodell-Teilchen einen sogenannten Superpartner, dessen Spin sich um $\frac{1}{2}$ von dem des SM-Teilchen unterscheidet, während alle anderen Quantenzahlen identisch sind. Zu den Spin- $\frac{1}{2}$ -Fermionen gibt es zusätzliche (skalare) Spin-0 Bosonen, sogenannte Sfermionen, während die Spin-1 Eichbosonen Partner mit Spin- $\frac{1}{2}$ erhalten, deren Name sich von dem des entsprechenden Bosons dahingehend unterscheidet, dass er nun anstelle von *-on* auf *-ino* endet. Eine Besonderheit ergibt sich im supersymmetrischen Higgs Sektor. Ein weiteres komplexes Higgs-Dublett wird eingeführt, so dass up- und down-artige Quarks an unterschiedliche Dubletts koppeln. Dies setzt die Existenz von 5 Higgs Bosonen anstelle von einem voraus. Die Higgs Dubletts haben wiederum Dubletts als Superpartner, die Higgsinos. Nach Mischung mit den Winos ($\tilde{W}^0, \tilde{W}^\pm$) und dem Bino zu Masseneigenzuständen ergeben sich vier Neutralinos und vier Charginos als Superteilchen. Eine Übersicht aller Teilchen aus dem Standardmodell, wie auch aus der minimalen supersymmetrischen Erweiterung vor der elektroschwachen Mischung findet sich in Tabelle 2.4, die Transformation dieser durch ESSB ist in 2.5 dargestellt. Da die Superpartner der Fermionen Spin 0 haben, weisen sie keine Händigkeit im eigentlichen Sinne auf, der entsprechende Index R oder L ist auf den fermionischen Partner aus dem SM zurückzuführen, da sich der Superpartner eines linkshändigen Fermions von dem eines rechthändigen unterscheidet.

Teilchen			Spin	Superteilchen			Spin
Quark	q_{iL}, u_{iR}, d_{iR}		$\frac{1}{2}$	Squarks	$\tilde{q}_{iL}, \tilde{u}_{iR}, \tilde{d}_{iR}$		0
Lepton	l_{iL}, e_{iR}		$\frac{1}{2}$	Sleptons	$\tilde{l}_{iL}, \tilde{e}_{iR}$		0
Gluon	g		1	Gluino	$\tilde{g}$		$\frac{1}{2}$
B-Boson	B		1	Bino	$\tilde{B}$		$\frac{1}{2}$
W-Bosonen	$W^0, W^{1/2}$		1	Winos	$\tilde{W}^0, \tilde{W}^{1/2}$		$\frac{1}{2}$
Higgs	$\hat{H}_1, \hat{H}_2$		0	Higgsinos	$\tilde{H}_1, \tilde{H}_2$		$\frac{1}{2}$

Tabelle 2.4: Standardmodell-Teilchen und deren Superpartner im MSSM. Das SUSY-Teilchen ist stets durch eine Tilde gekennzeichnet. Anstelle von einem komplexen Higgs Dublett H_1 (und damit einem Higgsboson) wird im MSSM ein weiteres Dublett H_2 hinzugefügt (und damit vier weitere Higgsbosonen)

Man kann Teilchen und ihre Superpartner durch ihre R-Parität charakterisieren. (B ist die Baryonen, L die Leptonenzahl, s der Spin)

$$P_R = (-1)^{3(B-L)+2s} \quad (2.2)$$

Wäre P_R eine Erhaltungsgröße, so hätte das zur Folge, dass beim Zerfall eines Superteilchens, mindestens ein stabiles *lightest supersymmetric particle* (LSP) übrig bliebe. In den meisten

vor ESB	nach ESB	vor ESB	nach ESB
B	Photon γ	$\tilde{B}$	Neutralinos $\tilde{\chi}_1^0, \tilde{\chi}_2^0, \tilde{\chi}_3^0, \tilde{\chi}_4^0$
W^0	Z-Boson Z^0	$\tilde{W}^0$	
$\hat{H}_1$	Higgs H	$\tilde{H}_1$	
$\hat{H}_2$		$\tilde{H}_2$	Charginos $\tilde{\chi}_1^\pm, \tilde{\chi}_2^\pm$
$W^{1/2}$	W-Bosonen $W^\pm$	$\tilde{W}^{1/2}$	

Tabelle 2.5: Eichteilchen im MSSM vor und nach der elektroschwachen Symmetriebrechung (ESB)

SUSY Modellen ist dies das leichteste der Neutralinos $\tilde{\chi}_1^0$, das zugleich einen beliebten Kandidat für die im SM nicht enthaltene dunkle Materie darstellt. Eine Verletzung der R-Parität resultiert in einer Verletzung der Baryonen und Leptonenzahlerhaltung und damit in der Instabilität des Protons.

Wäre Supersymmetrie eine exakte Symmetrie, müsste jedes Teilchen jeweils die selbe Masse haben wie sein Superpartner. In diesem Fall hätte man die Teilchen schon lange entdeckt, daher wird davon ausgegangen, dass es sich bei SUSY um eine gebrochene Symmetrie handelt, SUSY-Teilchen deutlich schwerer sind und daher bislang nicht detektiert werden konnten. Das LSP würde der Detektion außerdem gleich einem Neutrino entkommen. Bei der Suche nach Hinweisen auf SUSY wird daher oft nach dem Prinzip der fehlenden transversalen Energie vorgegangen, wobei anhand von Energie und Impulserhaltung auf die Existenz von Teilchen rückgeschlossen werden kann, die im Detektor keine Spur hinterlassen. Unter aktuell in Teilchendetektoren verfügbaren Schwerpunktenenergien von bis zu 13 TeV und mit einer jährlich steigenden Luminosität wird es jedoch immer unwahrscheinlicher, dass MSSM-Teilchen nicht entstehen oder im Fall ihrer Entstehung nicht detektiert werden. Es ist daher davon auszugehen, dass eine realistische supersymmetrische Erweiterung des SM nicht die minimale ist.

2.3 Das Minimale R-Symmetrische Supersymmetrische Standardmodell (MRSSM)

Es gibt nur eine einzige Symmetrie, die zusätzlich zur Supersymmetrie im MSSM möglich ist, die R-Symmetrie, nicht zu verwechseln mit der zuvor beschriebenen R-Parität. Die der R-Symmetrie zugrunde liegende Eichgruppe ist die eindimensionale, unitäre Gruppe $U(1)_R$, erweitert man das MSSM entsprechend resultiert eine neue Erhaltungsgröße, die R-Ladung R . Der Generator der $U(1)_R$ kommutiert nicht mit den Supersymmetrie-Generatoren Q und $Q^\dagger$, was impliziert, dass Superpartner stets unterschiedliche Werte für R aufweisen. In einer minimalen R-symmetrischen Ergänzung des MSSM, dem MRSSM[2] ist R so gewählt, dass alle SM-Teilchen keine R -Ladung tragen, wodurch die bestehende Theorie des SM unangetastet

bleibt. Welche Werte R für die neuen SUSY-Teilchen im MRSSM annimmt ist in Tabelle 2.6 zu sehen.

Aufgrund der neuen Erhaltungsgröße sind Prozesse, die im MSSM erlaubt waren im MRSSM verboten. Um in der Lagrangedichte einen Massenterm für die Gauginos zu bekommen, werden nach Einführung der R -Ladung zusätzliche Teilchen mit entgegengesetztem R benötigt. Da solche Teilchen für die Gauginos bisher nicht gegeben waren werden $\tilde{O}$, $\tilde{T}$ und $\tilde{S}$ eingeführt. Für das Higgs Teilchen ergibt sich entsprechend das R -Higgs. $\tilde{O}$, $\tilde{T}$ und $\tilde{S}$ sorgen dafür dass sich die Anzahl der Gaugino-Freiheitsgrade verdoppelt. Insofern besteht ein wesentlicher Unterschied zum MSSM darin, dass Gauginos im MRSSM keine Majorana Teilchen mehr sind.

Teilchen	Boson	R	Fermion	R
Eichboson	$g, W^\pm, Z$		$\tilde{g}, \tilde{W}^\pm, \tilde{Z}$	+1
Materie Dubletts	$\tilde{l}_L, \tilde{q}_L$	+1	l_L, q_L	0
Materie Singulets	$\tilde{e}_R, \tilde{d}_R, \tilde{u}_R$	-1	u_{iR}, d_{iR}, e_R	0
H-Higgs	H_1, H_2	0	$\tilde{H}_1, \tilde{H}_2$	-1

R-Higgs	R_1, R_2	2	$\tilde{R}_1, \tilde{R}_2$	1
O,T,S	O, T, S	0	$\tilde{O}, \tilde{T}, \tilde{S}$	-1

Tabelle 2.6: Bosonen und Fermionen im MRSSM, mit R -Ladung R . Tabelle und Notation sind angelehnt an [1].

Dem Massenspektrum der SUSY Teilchen ist prinzipiell nur nach unten eine Grenze gesetzt. Die Teilchen müssen so schwer sein, dass sie bei gegenwärtigen Schwerpunktenenergien nicht bzw. nur mit so geringem Wirkungsquerschnitt produziert werden konnten, dass ein Nachweis erfolglos blieb. Wie schwer sie tatsächlich sind, ist Spekulation, man nimmt allerdings bevorzugt Massen Bereich von 1000 GeV an. Je leichter die ohnehin im Vergleich zu ihren SM-Partnern schweren Sbosonen und Sfermionen sind, desto besser funktioniert die jeweilige supersymmetrische Erweiterung als Kandidat zur Lösung der Probleme des Standardmodells.

3 Analytische Betrachtung der partonischen Squarkproduktion

3.1 Squarkproduktion im MRSSM

Die Konzentration auf die SQCD, also die starke Wechselwirkung zwischen Squarks, bzw. dem Gluino ist auf dem aktuellen Stand der Dinge naheliegend, da diese im Hadron-Collider am ehesten entstehen und bei erreichbaren Massen in Form von Jets nachgewiesen werden könnten. Es gibt sechs unterschiedliche Prozesse in welchen die beteiligten Teilchen ausschließlich stark wechselwirken:

1. Squark-Antisquark-Produktion

$$q_i + \bar{q}_j \rightarrow \tilde{q}_k + \tilde{q}_l^\dagger$$

$$g + g \rightarrow \tilde{q}_k + \tilde{q}_l^\dagger$$

2. Squark-Squark-Produktion

$$q_i + q_j \rightarrow \tilde{q}_k + \tilde{q}_l$$

3. Gluino-Gluino-Produktion

$$q_i + \bar{q}_j \rightarrow \tilde{g} + \bar{\tilde{g}}$$

$$g + g \rightarrow \tilde{g} + \bar{\tilde{g}}$$

4. Squark-Gluino-Produktion

$$q_i + g \rightarrow \tilde{q}_j + \tilde{g}$$

In vier dieser Prozesse entsteht mindestens ein Squark. Da sich der größte Teil des Protonenimpulses in hadronischen Kollisionen auf Quarks verteilt, dominiert der dritte Prozess, in dem aus der Kollision zweier Quarks im Ausgangszustand zwei Squarks resultieren¹. Im Rahmen dieser Arbeit liegt der Fokus auf ebendiesem. Durch die Einführung der SUSY-Teilchen ergeben sich zusätzlich zu den unveränderten Feynmanregeln des Standard Modells weitere Regeln für die Kopplungen zwischen den SUSY-Partnern. Die Feynmanbausteine, die hier von Bedeutung sind, sind in Abbildung 3.1 zu sehen². q_{iA} steht im Folgenden für ein Squark des Flavours i und der Händigkeit $A \in \{R, L\}$. Es wird nicht länger zwischen Singulets und Dubletts unterschieden, da elektroschwache Wechselwirkungen hier vernachlässigt werden können.

¹Siehe Abschnitt 4.3 über Partondichtefunktionen

²Für eine vollständige Darstellung aller Feynmanbausteine der RSQCD siehe [1], S.96

$$\tilde{g}^a \text{---} \text{---} \tilde{g}^b \hat{=} \frac{i(\not{p} + m_{\tilde{g}})}{p^2 - m_{\tilde{g}}^2} \delta_{ab} \quad (3.1)$$

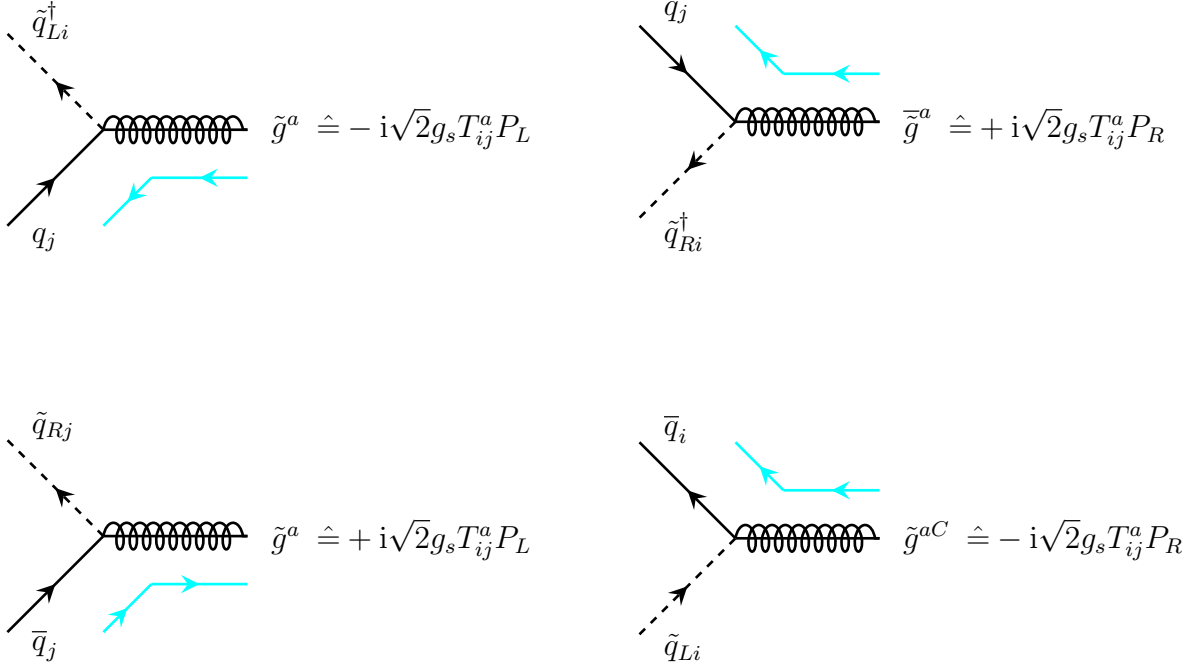


Abbildung 3.1: Feynman-Bausteine im MRSSM. Die Beschriftung der Diagramme bezieht sich auf die entsprechenden quantenfeldtheoretischen Operatoren, daher steht der Dagger an dieser Stelle nicht wie in der Aufzählung 3.1 für ein Antisquark, sondern für die Erzeugung eines Squarks. Die Pfeilrichtung des türkisarbenen Pfeils gibt den Fermionfluss der beteiligten Teilchen an. i, j stehen für den Squarkflavour.

3.2 Berechnung des totalen Wirkungsquerschnitts

Mithilfe der neuen Feynman Regeln lässt sich der totale Wirkungsquerschnitt der Prozesse im MRSSM analog zum Vorgehen im Standard Modell berechnen. Wie eine solche Rechnung aussieht und was sich für ein Wirkungsquerschnitt in erster störungstheoretischer Ordnung (insb. im Vergleich zum SM, bzw. MSSM) ergibt soll anhand des spezifischen Squarkproduktionskanals $q_j \bar{q}_l \rightarrow \tilde{q}_{lL} \tilde{q}_{kR}$ illustriert werden.

Die Berechnung des totalen Wirkungsquerschnittes σ lässt sich in drei Abschnitte gliedern: Zunächst werden alle dem Prozess entsprechenden Kanäle, bzw. die dazugehörigen Feynman-Diagramme aufgestellt. Daraus ergeben sich über die Feynmanregeln die Matrixelemente, bzw. deren Betragsquadrat. Abschließend wird daraus erst der differentielle und durch Integration der totale Wirkungsquerschnitt berechnet.

Betrachtet wird die Kollision zweier Quarks, mit der resultierende Entstehung zweier Squarks gleichen Flavours wie sie in der folgenden Grafik 3.2 zu sehen ist.

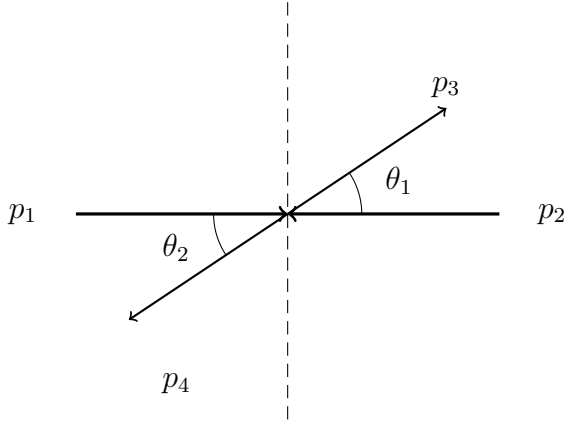


Abbildung 3.2: Allgemeine Kollision und Entstehung zweier Teilchen. p_1 und p_2 sind die Impulse der einlaufenden, p_3 und p_4 die der unter den Winkeln θ_1 und θ_2 zur Strahlachse auslaufenden Teilchen.

Da zwei Teilchen gleicher Masse kollidieren und zwei Teilchen gleicher Masse entstehen gilt im Schwerpunktsystem (CMS) aufgrund von Energie und Impulserhaltung, wie bereits angedeutet $\theta_1 = \theta_2$, sowie $|\vec{p}_3| = |\vec{p}_4|$. Die Schwerpunktsenergie wird zu exakt gleichen Teilen auf die entstandenen Teilchen aufgeteilt. Da die Masse der einlaufenden Quarks im Vergleich zu der der auslaufenden Squarks verschwindend gering ist können sie vernachlässigt werden. Entsprechend ergibt sich hier für den Impuls der auslaufenden Teilchen:

$$|\vec{p}_3| = \sqrt{\frac{s}{4} - m_q^2} \quad (3.2)$$

Setzt man aus den in 3.1 dargestellten Bausteinen einen Prozess zusammen, tritt häufig der Fall auf, dass der Fermionlinie keine eindeutige Richtung zugewiesen werden kann, was jedoch Voraussetzung zur Aufstellung des Matrixelements ist. Um dies dennoch zu gewährleisten, wird eine Flipping Regel angewandt. Dabei werden alle externen Fermionen Dirac-konjugiert, d.h. der QFT-Operator Ψ geht über zu $\bar{\Psi}^C$ und der Pfeil an der Fermionlinie wird umgedreht. Der neue Vertex ist physikalisch identisch zum alten und die Fermionflussrichtung eindeutig (siehe Abbildung 3.3).

Wie in Abbildung 3.3 bereits angedeutet kommt es im Fall zweier *final state*-Squarks gleicher Händigkeit zu einer Kontraktion von $\tilde{g}^a$ und $\tilde{g}^{aC}$. Diese führt nur dann nicht auf Null, sondern den gewohnten Dirac Propagator, wenn $\tilde{g}^C = \tilde{g}$ ist. Das ist im MRSSM aufgrund der R-Ladung nicht mehr der Fall. Folglich koppeln hier stets ein linkshändiges und ein rechtshändiges Squark an den Gluinopropagator und nie zwei Teilchen der gleichen Händigkeit. Dies lässt sich auch phänomenologisch mithilfe der R-Ladungserhaltung erklären: Während es im MSSM keine R-Ladung gibt, ist es möglich, dass aus zwei Quarks zwei gleichartige Squarks entstehen, im

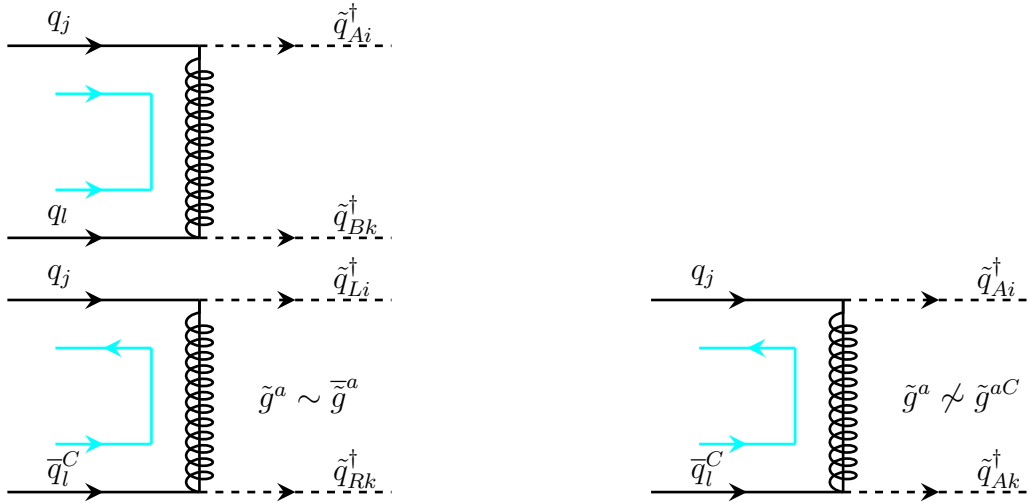


Abbildung 3.3: t-Kanal-Feynmandiagramm bei Squark-Paarproduktion vor und nach angewandter Flipping Regel. $A, B \in \{L, R\}$, i, j, k, l stehen für den Squarkflavour.

MRSSM wäre in einem solchen Prozess die R-Ladung nicht erhalten. Nur durch die Entstehung eines linkshändigen ($R = 1$, siehe Tabelle 2.6) und eines rechtshändigen Squarks ($R = -1$) stimmt die gesamte R-Ladung mit der der Ausgangssituation ($\sum_R = 0$, da nur SM-Teilchen) überein.

Für die Entstehung eines Squark-Paars gibts es zwei mögliche Produktionskanäle, einen t und einen u-Kanal (Abbildung 3.4). Das Matrixelement ergibt sich direkt aus dem Feynmandiagramm, indem die Spinorobjekte entgegen der Fermionflussrichtung multipliziert werden.



Abbildung 3.4: t- und u-Kanal-Feynmandiagramme bei Squark-Paarproduktion

3.2.1 Das Matrixamplitudenquadrat

Zum Aufstellen des Matrixelements, sowie zur Berechnung des entsprechenden Betragsquadrats, benötigt man vor allem die Eigenschaften der Projektionsoperatoren P_R und P_L , beziehungsweise des darin enthaltenen Chiralitätsoperators γ^5 und dessen Vertauschungsrelationen mit den Dirac-Matrizen γ^μ .

$$\begin{aligned}
P_L &= \frac{1}{2}(1 - \gamma^5) & P_L P_R &= 0 & \gamma^\mu \gamma^5 &= -\gamma^5 \gamma^\mu \\
P_R &= \frac{1}{2}(1 + \gamma^5) & P_L P_L &= P_L & \gamma^\mu &= \gamma^{\mu\dagger} \\
& & P_R P_R &= P_R & \gamma^0 \gamma^0 &= 1
\end{aligned} \tag{3.3}$$

Die Berechnung des Matrixelementes und damit des Wirkungsquerschnittes, verlaufen fast identisch für beide Kanäle, daher wird zunächst lediglich der t -Kanal betrachtet. Aus dem Feynman-Diagramm ergibt sich für das Matrixelement mit $q^2 = t = (p_1 - p_3)^2 = (p_4 - p_2)^2$

$$\mathcal{M}_t = \bar{v}(p_1)(i\sqrt{2}g_s T_{ij}^a P_L)\left(\frac{i(\not{q} + m_{\tilde{g}})}{t - m_{\tilde{g}}^2}\delta_{ab}(i\sqrt{2}g_s T_{kl}^b P_R)\right)u(p_2) \tag{3.4}$$

$$-i\mathcal{M}_t = \frac{2g_s^2}{t - m_{\tilde{g}}^2}(T_{ij}^a T_{kl}^a)(\bar{v}(p_1)P_L\gamma^\mu q_\mu u(p_2)), \tag{3.5}$$

wobei die Gluonmasse $m_{\tilde{g}}$ im Propagator nicht in den Zähler des Matrixelements mit eingeht, da

$$\begin{aligned}
\bar{v}(p_1)P_L(\not{q} + m_{\tilde{g}})P_R u(p_2) &= \bar{v}(p_1)(P_L\gamma^\mu q_\mu P_R + P_L m_{\tilde{g}} P_R)u(p_2) \\
&= \bar{v}(p_1)P_L\gamma^\mu q_\mu u(p_2).
\end{aligned} \tag{3.6}$$

Bildet man das Betragsquadrat, ergibt sich zunächst

$$\begin{aligned}
|\mathcal{M}_t|^2 &= \frac{4g_s^4}{(t - m_{\tilde{g}}^2)^2}(T_{ij}^{b*} T_{ij}^a T_{kl}^{b*} T_{kl}^a)(\bar{v}(p_1)P_L\gamma^\mu q_\mu u(p_2))^2 \\
&= \frac{4g_s^4}{(t - m_{\tilde{g}}^2)^2}(T_{ij}^{b*} T_{ij}^a T_{kl}^{b*} T_{kl}^a)(\bar{v}(p_1)P_L\gamma^\mu q_\mu u(p_2))(\bar{v}(p_1)P_L\gamma^\nu q_\nu u(p_2))^*.
\end{aligned} \tag{3.7}$$

Da es sich bei der komplex konjugierten Größe innerhalb der letzten Klammer um einen Skalar handelt, kann die komplexe Konjugation durch die hermitesche ersetzt werden. Mit $\bar{u} = u^\dagger \gamma^0$ folgt

$$\begin{aligned}
(\bar{v}(p_1)P_L\gamma^\nu q_\nu u(p_2))^* &= (v^\dagger(p_1)\gamma^0 P_L\gamma^\nu q_\nu u(p_2))^\dagger \\
&= \bar{u}(p_2)P_L\gamma^\nu q_\nu v(p_1)
\end{aligned} \tag{3.8}$$

Mit Einführung von $\Gamma := P_L\gamma^\mu q_\mu$ vereinfacht sich das Betragsquadrat zu

$$|\mathcal{M}_t|^2 = \frac{4g_s^4}{(t - m_{\tilde{g}}^2)^2} T_{ij}^{b*} T_{ij}^a T_{kl}^{b*} T_{kl}^a (\bar{v}(p_1)\Gamma u(p_2)\bar{u}(p_2)\Gamma v(p_1)). \tag{3.9}$$

Γ ist eine 4x4-Matrix und die Berechnung des Wirkungsquerschnittes momentan noch dementsprechend kompliziert. Das ändert sich, bildet man die Summe über alle Spineinstellungen (jeweils $s = \pm\frac{1}{2}$ pro einlaufendes Teilchen) und die Farbladungen $a, b \in [1, 8]$. Für die Gell-

Mann-Matrizen gilt $T_{ij}^* = T_{ij}^T = T_{ij}$ und damit $T_{ij}^{b*} T_{ij}^a T_{kl}^{b*} T_{kl}^a = T_{ij}^a T_{ij}^b T_{kl}^a T_{kl}^b$. Außerdem $\sum_{ij} T_{ij}^a T_{ij}^b = \frac{1}{2} \cdot \delta_{ab} = \frac{1}{4} \cdot \delta_{ab} \delta_{ab} = \frac{1}{4} \delta_{aa} = \frac{1}{4} \cdot 8$, da $a \in [1, 8]$. Damit reduziert sich die Ermittlung des Matrixelements wie folgt auf eine einfache Spurberechnung. s_1 und s_2 bezeichnen den Spin für das einlaufende Quark mit Impuls p_1 bzw. p_2 :

$$\begin{aligned} \sum_{\text{Farbe Spins}} |\mathcal{M}_t|^2 &= \sum_{\text{Farbe}} \sum_{s_1} \sum_{s_2} |\mathcal{M}_t|^2 \\ &= \frac{8g_s^4}{(t - m_{\tilde{g}}^2)^2} \sum_{(s_1)} \bar{v}^{(s_1)}(p_1) \Gamma \sum_{(s_2)} u^{(s_2)}(p_2) \bar{u}^{(s_2)}(p_2) \Gamma v^{(s_1)}(p_1), \end{aligned} \quad (3.10)$$

Mit der Vollständigkeitsrelation $\sum_s u^{(s)}(q) \bar{u}^{(s)}(q) = \not{q} + m$ gilt

$$\sum_{(s_1)} \bar{v}^{(s_1)}(p_1) \Gamma \sum_{(s_2)} u^{(s_2)}(p_2) \bar{u}^{(s_2)}(p_2) \Gamma v^{(s_1)}(p_1) = \sum_{(s_1)} \bar{v}^{(s_1)}(p_1) Q v^{(s_1)}(p_1) \quad (3.11)$$

wobei $Q = \Gamma[\not{p}_2 + m_q]\Gamma$ ebenfalls eine 4x4-Matrix ist. Mit Spinorindizes geschrieben ergibt sich

$$\sum_{(s_1)} \bar{v}^{(s_1)}(p_1)_i Q_{ij} v^{(s_1)}(p_1)_j = Q_{ij} \sum_{(s_1)} v^{(s_1)}(p_1)_j \bar{v}^{(s_1)}(p_1)_i = \text{Tr}(Q(\not{p}_2 + m_q)) \quad (3.12)$$

bzw.

$$\begin{aligned} \sum_{s_1} \sum_{s_2} |\mathcal{M}_t| &= \frac{8g_s^4}{(t - m_{\tilde{g}}^2)^2} \text{Tr}(Q(\not{p}_2 + m_q)) \\ &= \frac{8g_s^4}{(t - m_{\tilde{g}}^2)^2} \text{Tr}(P_L \gamma^\mu q_\mu (\not{p}_2 + m_q) \gamma^\nu q_\nu (\not{p}_2 + m_q)). \end{aligned} \quad (3.13)$$

Um die Spur der Produkte von Gamma-Matrizen zu berechnen werden folgende Identitäten verwendet:

$$\begin{aligned} \text{Tr}(\gamma^5 \gamma^\mu \gamma^\nu) &= 0 & \{\gamma^\beta, \gamma^\mu\} &= 2g^{\beta\mu} \\ \text{Tr}(\gamma^5 \gamma^\mu \gamma^\nu \gamma^\alpha \gamma^\beta) &= 0 & \gamma^\mu q_\mu \gamma^\nu q_\nu &= q^2 \\ \text{Tr}(\gamma^\mu \gamma^\nu) &= 4g^{\mu\nu} \end{aligned} \quad (3.14)$$

Entsprechend gilt für die gesuchte Spur

$$\begin{aligned}
\text{Tr}(P_R \gamma^\mu q_\mu \gamma^\beta p_{2\beta} \gamma^\nu q_\nu \gamma^\alpha p_{1\alpha}) &= \frac{1}{2} \text{Tr}((1 + \gamma^5) \gamma^\mu \gamma^\beta \gamma^\nu \gamma^\alpha) q_\mu p_{2\beta} q_\nu p_{1\alpha} \\
&= \text{Tr}(\gamma^\mu \gamma^\alpha) g^{\nu\beta} q_\mu p_{2\beta} q_\nu p_{1\alpha} - \frac{1}{2} (\text{Tr}(\gamma^\mu \gamma^\nu \gamma^\beta \gamma^\alpha) + \text{Tr}(\gamma^5 \gamma^\mu \gamma^\nu \gamma^\beta \gamma^\alpha)) q_\mu p_{2\beta} q_\nu p_{1\alpha} \\
&= 4g^{\mu\alpha} g^{\beta\nu} q_\mu p_{2\beta} q_\nu p_{1\alpha} - \frac{q^2}{2} (\text{Tr}(\gamma^\beta \gamma^\alpha) p_{2\beta} p_{1\alpha}) \\
&= 2(2(q \cdot p_1)(p_2 \cdot q) - q^2(p_2 \cdot p_1)).
\end{aligned} \tag{3.15}$$

Für die Impulse der ein und auslaufenden Teilchen gilt:

$$\begin{aligned}
p_i^2 &= m_i^2 & 2p_1 p_2 &= s - m_1^2 - m_2^2 & 2p_1 p_3 &= m_1^2 + m_3^2 - t \\
& & 2p_3 p_4 &= s - m_3^2 - m_4^2 & 2p_1 p_4 &= m_1^2 + m_4^2 - u
\end{aligned} \tag{3.16}$$

Die Quarkmassen sind sehr klein im Vergleich zum Impuls und daher vernachlässigbar. Es gilt näherungsweise $s + t + u = 2m_q^2$ und mit $q^2 = t$:

$$\begin{aligned}
2(2(q \cdot p_1)(p_2 \cdot q) - q^2(p_2 \cdot p_1)) &= -2(p_3 \cdot p_1)(p_4 \cdot p_2) - t(p_2 \cdot p_1) \\
&= t s - (m_q^2 - t)^2 \\
&= u t - m_q^4
\end{aligned} \tag{3.17}$$

und es folgt das gesuchte Matrixamplitudenquadrat des t -Kanals:

$$\sum_{\text{Farbe}} \sum_{\text{Spins}} |\mathcal{M}_t|^2 = \frac{8g_s^4}{(t - m_g^2)^2} (t u - m_q^4) \tag{3.18}$$

Betrachtet man stattdessen den u -Kanal, ergibt sich lediglich eine Umbenennung der Impulse: $p_3 \leftrightarrow p_4$, bzw. $t \leftrightarrow u$ und der Beitrag des u -Kanals:

$$\sum_{\text{Farbe}} \sum_{\text{Spins}} |\mathcal{M}_u|^2 = \frac{8g_s^4}{(u - m_g^2)^2} (t u - m_q^4) \tag{3.19}$$

Addiert man die Beiträge kohärent kommen im allgemeinen Fall zusätzliche Terme hinzu:

$$|\mathcal{M}|^2 = |\mathcal{M}_t + \mathcal{M}_u|^2 = |\mathcal{M}_t|^2 + |\mathcal{M}_u|^2 + \mathcal{M}_t \mathcal{M}_u^* + \mathcal{M}_u \mathcal{M}_t^* \tag{3.20}$$

$$-i\mathcal{M}_{t/u} = \frac{2g_s^2}{t/u - m_g^2} (T_{ij}^a T_{kl}^b) (\bar{v}(p_1) P_R q_{t/u} u(p_2)) \tag{3.21}$$

$$\mathcal{M}_t \mathcal{M}_u^* \propto (\bar{v}(p_1) P_R q_t u(p_2)) [\bar{v}(p_1) P_L q_u u(p_2)]^* = 0 \tag{3.22}$$

In diesem speziellen Fall ist der Gesamtbeitrag der betrachteten Squarkproduktion zum differentiellen Wirkungsquerschnitt also die direkte Summe des t -, und des u -Kanal-Beitrags ohne

Interferenzterme:

$$\sum_{\text{Farbe}} \sum_{\text{Spins}} |\mathcal{M}|^2 = 8g_s^4 \left(\frac{1}{(u - m_{\tilde{g}}^2)^2} + \frac{1}{(t - m_{\tilde{g}}^2)^2} \right) (ut - m_{\tilde{q}}^4) \quad (3.23)$$

Dieser Term ist es, der direkt proportional zum differentiellen Wirkungsquerschnitt ist.

3.2.2 Der differentielle Wirkungsquerschnitt

Allgemein ergibt sich der differentielle Wirkungsquerschnitt eines $2 \rightarrow N$ Streuprozesses relativistischer Teilchen mittels

$$d\sigma = \frac{1}{F} d\Phi_N |\mathcal{M}|^2 \quad (3.24)$$

Dabei ist F der lorentzinvariante Flussfaktor, der sich im Falle näherungsweise masseloser Anfangsteilchen vereinfacht.

$$F = 4 \cdot \sqrt{(p_1 \cdot p_2)^2 - (m_1 + m_2)^2} \approx 2s \quad (3.25)$$

$d\Phi_N$ ist das Flächenelement im N -dimensionalen Phasenraum, im vierdimensionalen Minkowski-Raum ist dieser durch

$$d\Phi_N = \prod_{i=1}^N \left(\frac{dp_i^3}{(2\pi)^3} \frac{1}{2E_i} \right) (2\pi)^4 \delta^4(p_1 + p_2 - \sum_{i=3}^N p_i) \quad (3.26)$$

gegeben, wobei nur über die Endzustand-Teilchen summiert bzw. multipliziert wird. Im untersuchten $2 \rightarrow 2$ Streuprozess gilt

$$d\Phi_2 = \frac{dp_3^3}{(2\pi)^3} \frac{dp_4^3}{(2\pi)^3} \frac{1}{4E_3 E_4} (2\pi)^4 \delta^4(p_1 + p_2 - p_3 - p_4) \quad (3.27)$$

bzw. für den differentielle Wirkungsquerschnitt mit der im vorherigen Kapitel berechneten Matrixamplitudenquadrats $\sum_{\text{Farbe}} \sum_{\text{Spins}} |\mathcal{M}|^2$, sowie einem Faktor K_{12} , welcher die Mittelung über alle möglichen Eingangs-Farbladungen und Helizitäten berücksichtigt³

$$d\sigma = \frac{1}{2s} K_{12} d\Phi_2 |\mathcal{M}|^2. \quad (3.28)$$

Im Schwerpunktsystem hängt das Matrixelement lediglich vom Betrag eines der ausgehenden Impulse (o.B.d.A. $|\vec{p}_3|$), sowie einem Winkel θ zwischen einem eingehenden und einem ausgehenden Impuls ($\angle \vec{p}_1 \vec{p}_3$) ab. In Kugelkoordinaten reduziert sich das Phasenraumdifferential

³In diesem Fall $K_{12} = \frac{1}{36}$

damit auf

$$d\Phi_2 = \frac{d|\vec{p}_3|d\Omega}{(2\pi)^2} \frac{1}{4E_3E_4} |\vec{p}_3|^2 \delta(p_1 + p_2 - p_3 - p_4), \quad (3.29)$$

wobei $d\Omega$ das Raumwinkelement in Kugelkoordinaten in drei Dimensionen ist. Das Phasenraumintegral ist

$$\int d\Phi_2 = \frac{1}{2\pi} \frac{1}{4E_3E_4} \int_0^\infty d|\vec{p}_3| |\vec{p}_3|^2 \int_0^{-1} d\cos\theta \sin^2\theta \delta(p_1 + p_2 - \sqrt{m_3^2 + |\vec{p}_3|^2} - \sqrt{m_4^2 + |\vec{p}_3|^2}). \quad (3.30)$$

Da das Matrixamplitudenquadrat abhängig von den Mandelstamvariablen t und u ist, wird eine Koordinatentransformation durchgeführt und über t und u , anstelle von $|\vec{p}_3|$ und θ integriert. Für vernachlässigte Quarkmassen m_1 und m_2 ergibt sich

$$\begin{aligned} t &= (p_1 - p_3)^2 = -2(|\vec{p}_1| \sqrt{m_3^2 + |\vec{p}_3|^2} - |\vec{p}_1| |\vec{p}_3| \cos\theta) + m_3^2 \\ u &= (p_1 - p_4)^2 = -2(|\vec{p}_1| \sqrt{m_4^2 + |\vec{p}_3|^2} + |\vec{p}_1| |\vec{p}_3| \cos\theta) + m_4^2. \end{aligned} \quad (3.31)$$

Im betrachteten Fall der Squarkproduktion gilt $m_3 = m_4 = m_{\tilde{q}}$. Mit

$$d|\vec{p}_3|d\cos\theta = \frac{E_3E_4}{4|\vec{p}_1|^2|\vec{p}_3|^2(E_3 + E_4)} du dt \quad (3.32)$$

folgt für das Phasenraumintegral mit der Bedingung $tu \geq 4m_{\tilde{q}}^2$ als Integrationsgrenzen

$$\int d\Phi_2 = \frac{1}{4s} \frac{1}{2\pi} \int du dt \Theta(tu - 4m_{\tilde{q}}^2) \delta(s + t + u - 2m_{\tilde{q}}^2). \quad (3.33)$$

Daraus geht unter Berücksichtigung der maximal erreichbaren Schwerpunktsenergie $s = 4m_{\tilde{q}}^2$ (zweite Thetafunktion in 3.34) endlich der differentielle Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von t und u hervor:

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sigma}{du dt} &= \frac{1}{s^2} \frac{1}{576\pi} \Theta(s - 4m_{\tilde{q}}^2) \Theta(tu - 4m_{\tilde{q}}^2) \delta(s + t + u - 2m_{\tilde{q}}^2) \sum_{\text{Spins}} |\mathcal{M}|^2 \\ &= \frac{1}{72\pi} \frac{g_s^4}{s^2} \left(\frac{1}{(u - m_{\tilde{g}}^2)^2} + \frac{1}{(t - m_{\tilde{g}}^2)^2} \right) (ut - m_{\tilde{q}}^4) \delta(s + t + u - 2m_{\tilde{q}}^2) \\ &\quad \cdot \Theta(s - 4m_{\tilde{q}}^2) \Theta(tu - 4m_{\tilde{q}}^2) \end{aligned} \quad (3.34)$$

3.2.3 Der totale Wirkungsquerschnitt

Um zum totalen Wirkungsquerschnitt der betrachteten Squarkproduktion zu gelangen fehlt nur noch die Integration über t und u .

$$\sigma = \frac{1}{72\pi} \frac{g_s^4}{s^2} \int_t \int_u du dt \left(\frac{1}{(u - m_{\tilde{g}}^2)^2} + \frac{1}{(t - m_{\tilde{g}}^2)^2} \right) (ut - m_{\tilde{q}}^4) \Theta(s - 4m_{\tilde{q}}^2) \Theta(tu - 4m_{\tilde{q}}^2) \delta(s + t + u - 2m_{\tilde{q}}^2) \quad (3.35)$$

Durch die Deltadistribution reduziert sich die Integration auf einen Parameter. Die zweite Thetafunktion enthält die Grenzen t_0 und t_1 der verbleibenden Integration⁴.

Es ergibt sich also der folgende totale Wirkungsquerschnitt für den reinen Squarkproduktionskanal im MRSSM:

$$\begin{aligned} \sigma &= \frac{1}{72\pi} \frac{g_s^4}{s^2} \int_{t_0}^{t_1} dt \frac{t(2m_{\tilde{q}}^2 - s - t) - m_{\tilde{q}}^4}{(t - m_{\tilde{g}}^2)^2} \\ &= -\frac{2}{s^2} \left(s \sqrt{1 - \frac{4m_{\tilde{q}}^2}{s}} - s \left(\frac{2(m_{\tilde{g}}^2 - m_{\tilde{q}}^2)}{s} + 1 \right) \operatorname{arccoth} \left(\frac{2(m_{\tilde{g}}^2 - m_{\tilde{q}}^2) + s}{s \sqrt{1 - \frac{4m_{\tilde{q}}^2}{s}}} \right) \right) \\ &= -\frac{1}{18\pi} \frac{g_s^4}{s} \left(\beta - \left(\frac{m_-^2}{s} + \frac{1}{2} \right) P \right) \end{aligned} \quad (3.36)$$

mit den Variablen

$$\begin{aligned} m_-^2 &:= m_{\tilde{g}}^2 - m_{\tilde{q}}^2 \\ \beta &:= \sqrt{1 - \frac{4m_{\tilde{q}}^2}{s}} \\ \frac{1}{2}P &:= \operatorname{arccoth} \left(\frac{2(m_{\tilde{g}}^2 - m_{\tilde{q}}^2) + s}{s \sqrt{1 - \frac{4m_{\tilde{q}}^2}{s}}} \right) = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{2m_-^2 + s + s\beta}{2m_-^2 + s - s\beta} \right). \end{aligned} \quad (3.37)$$

3.3 Analytische Auswertung der partonischen Squarkproduktion

3.3.1 Der totale Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit der Schwerpunktenenergie

Bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ folgt mit angenommenen Massen für das Gluino $m_{\tilde{g}} = 1000 \text{ GeV}$ und das Squark $m_{\tilde{q}} = 1500 \text{ GeV}$ ein totaler Wirkungsquerschnitt von $\sigma = 83,863 \text{ fb}$. Es handelt sich hierbei lediglich um einen Referenzwert, nicht um eine bzgl. der

⁴ $u(t) = 2m_{\tilde{q}}^2 - s - t$, $t_0 = m_{\tilde{q}}^2 - \frac{s}{2}(1 + \sqrt{1 - \frac{4m_{\tilde{q}}^2}{s}})$ und $t_1 = m_{\tilde{q}}^2 - \frac{s}{2}(1 - \sqrt{1 - \frac{4m_{\tilde{q}}^2}{s}})$

Schwerpunktsenergie realistische Quark-Quark-Kollision. Die Kopplungskonstante α_s wurde anhand der geschätzten Ruheenergien der Squarks von 1500 GeV ermittelt und kann in dieser Energiegrößenordnung als klein genug angenommen werden, um die Wirkungsquerschnitte rein perturbativ zu berechnen⁵. Der Graph des totalen Wirkungsquerschnittes in Abhängigkeit der Schwerpunktsenergie $\sigma(\sqrt{s})$ ist in Abb. 3.5 zu sehen.

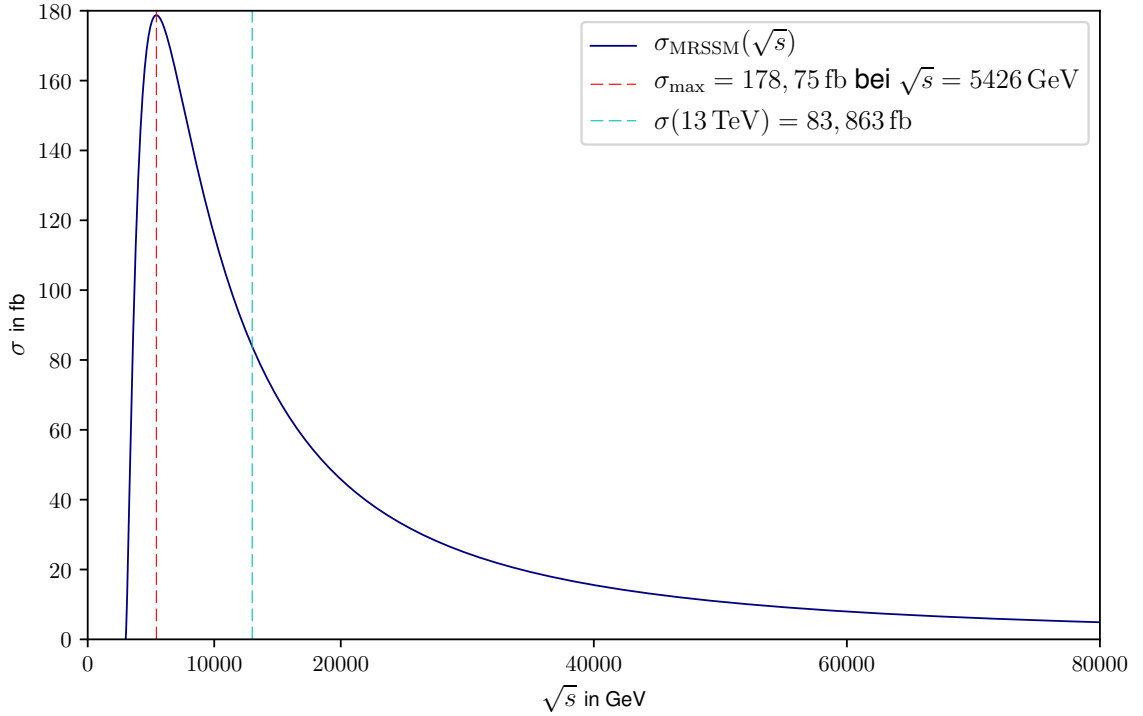


Abbildung 3.5: Totaler Wirkungsquerschnitt der Squark-Paarproduktion in Abhängigkeit von $\sqrt{s}$ bei vernachlässigter Quarkmasse und angenommenen Massen für (Up)-Squark und Gluino von $m_{\tilde{q}} = 1500 \text{ GeV}$ und $m_{\tilde{g}} = 1000 \text{ GeV}$. Die vertikale rote Linie markiert das Maximum der Verteilung, die türkisfarbene liegt bei der weiterhin betrachteten Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 13000 \text{ GeV}$.

Der totale Wirkungsquerschnitt fällt für große s mit $\frac{1}{s}$. Bei $\sqrt{s} = 5426 \text{ GeV}$ ergibt sich eine Resonanz und ein entsprechendes $\sigma_{\max} = 178,75 \pm 0,05 \text{ fb}$. Die minimale Schwerpunktsenergie, um überhaupt Squarks produzieren zu können liegt wie erwartet bei $\sqrt{s}_{\min} = 2m_{\tilde{q}} = 3000 \text{ GeV}$. Für $\sigma(m_{\tilde{q}})$ und $\sigma(m_{\tilde{g}})$, bzw. eine Betrachtung der Abhängigkeit $\sigma(m_{\tilde{q}} = m_{\tilde{g}} := m)$ bei verschiedenen Werten für $\sqrt{s}$ siehe Anhang A.1.

Vergleich der totalen Wirkungsquerschnitte im MRSSM und MSSM

Der im vorherigen Absatz berechnete totale Wirkungsquerschnitt lässt sich eins zu eins auf das MSSM übertragen, allerdings kommen hier mangels R-Symmetrie noch zwei weitere Produkti-

⁵Für den genauen Wert von α_s siehe A.3

onskanäle hinzu, in welchen zwei linkshändige, bzw. zwei rechthändige Squarks entstehen. Dadurch fällt die Gluinomasse aus dem Zähler des Propagators nicht wie im MRSSM weg, sondern es ergeben sich zusätzliche Terme und dadurch letztendlich ein größerer totaler Wirkungsquerschnitt. Die Berechnung von σ_{MSSM} anhand von W.Beenakker, „*Squark and Gluino Production at hadron colliders*“[5] ergibt mit den zuvor benutzten Parametern $\sigma_{\text{MSSM}} = 109,750 \text{ fb}$, ergo eine Steigerung um den Faktor 1,263. Die Diskrepanz der Wirkungsquerschnitte im MSSM und MRSSM ist im resonanten Bereich besonders hoch. Für eine grafische Gegenüberstellung des Wirkungsquerschnitts im MRSSM mit dem im MSSM siehe Abbildung 3.6.

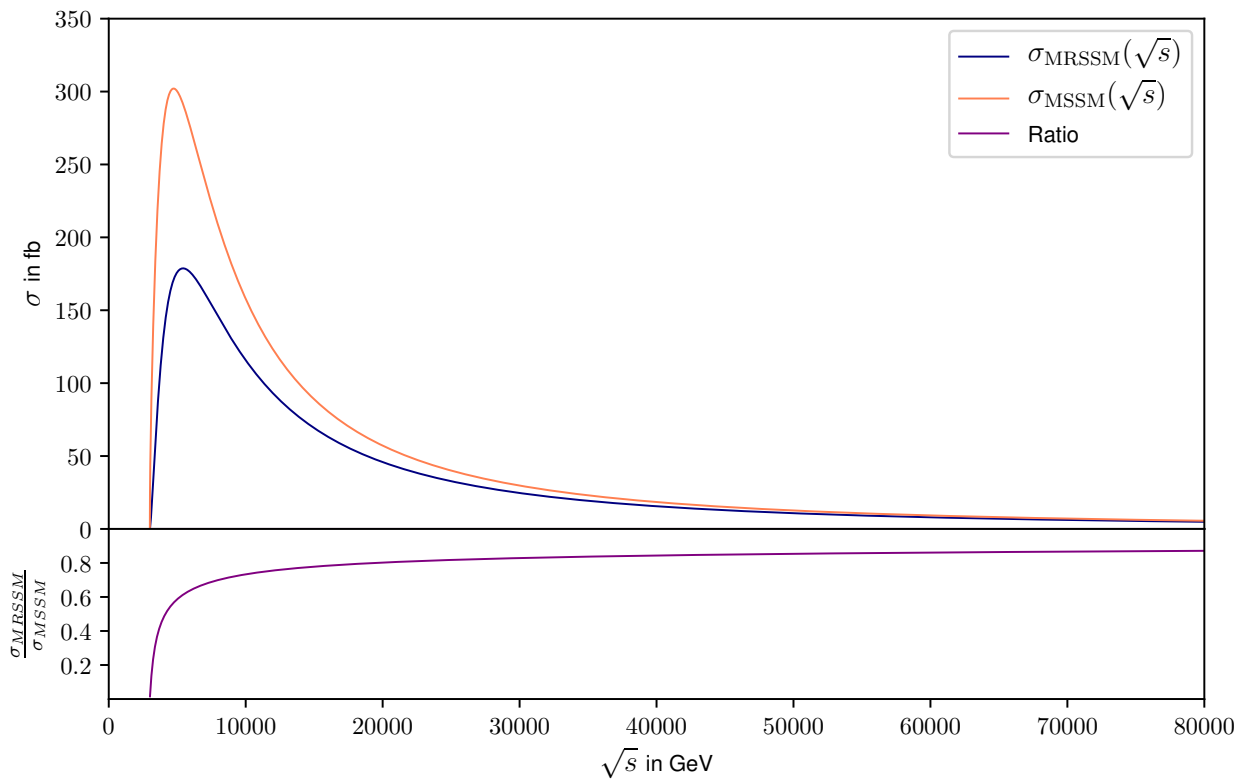


Abbildung 3.6: Gegenüberstellung des berechneten Wirkungsquerschnitts σ_{MRSSM} mit dem entsprechenden σ_{MSSM} aus [5]

3.3.2 Differentielle Wirkungsquerschnitte in verschiedenen Observablen

Der differentielle Wirkungsquerschnitt in Mandelstamvariablen ist an sich wenig aufschlussreich, was interessante Erkenntnisse über *final state*-Teilchen angeht. Bei differentiellen Wirkungsquerschnitten in anderen Observablen können die Verteilungen jedoch wichtige Hinweise im Bezug auf den potentiellen, experimentellen Nachweis der Teilchen im Detektor enthalten. Im Folgenden werden die Observablen Transversalimpuls p_T senkrecht zur Strahlachse und

Pseudorapidität η der Squarks untersucht. p_L ist entsprechend der Longitudinalimpuls entlang der Strahlachse:

$$\begin{aligned} p_T &= |\vec{p}| \sin \theta \\ p_L &= |\vec{p}| \cos \theta \end{aligned} \quad \eta = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{p + p_L}{p - p_L} \right) = -\ln \left(\tan \frac{\theta}{2} \right) \quad (3.38)$$

Der Transversalimpuls eines in einer Teilchenkollision entstandenen Teilchens ist aus dem Grund interessant, dass er, da nicht entlang des Strahls ausgerichtet, besonders gut zu messen ist. Die Pseudorapidität ist ein Maß für den Polarwinkel θ und im Gegensatz zum Winkel selbst in guter Näherung additiv unter Lorentzboosts entlang der Strahlachse. In dieser Richtung geht η gegen unendlich, senkrecht zur Strahlachse gilt $\eta = 0$. Nach der Koordinatentransformation anhand von Gleichung 3.31 ergeben sich $\frac{d\sigma}{dp_T}$ und $\frac{d\sigma}{d\eta}$. Abb. 3.7 zeigt die normierten Verteilungen bei $\sqrt{s} = 13$ TeV und stellt sie den entsprechenden differentiellen Wirkungsquerschnitten aus dem MSSM gegenüber.

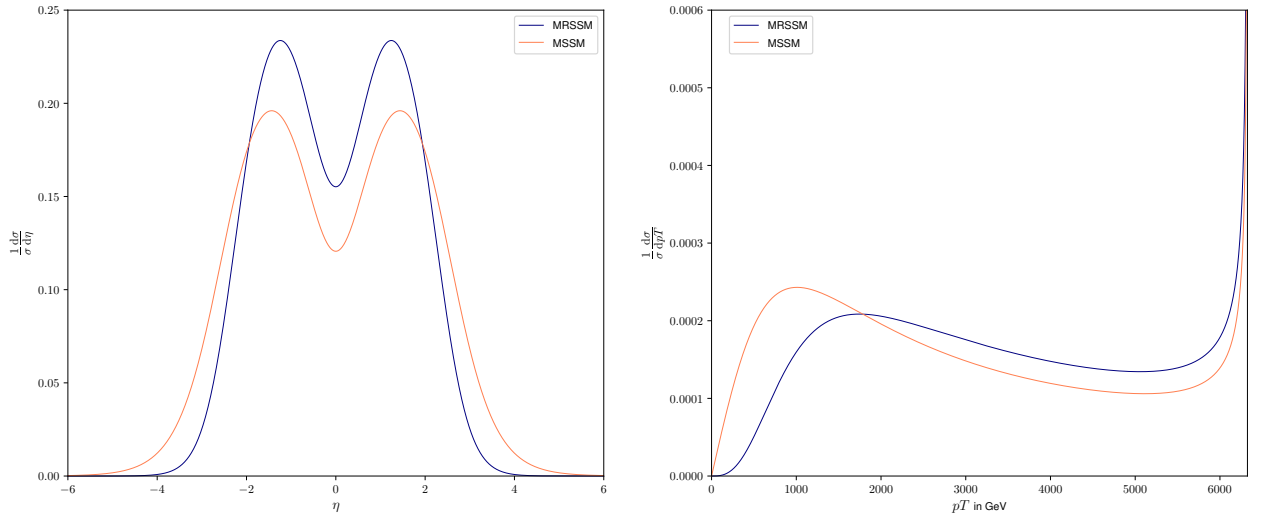


Abbildung 3.7: Differentielle Wirkungsquerschnitte in η und p_T im MRSSM (blau) sowie die entsprechend zu erwartenden Verteilungen im MSSM (orange) bei einer Schwerpunktenenergie von 13 GeV

Abb. 3.8 bildet diese bei unterschiedlichen Schwerpunktenenergien ab. In Anbetracht der Winkelverteilung fällt zunächst ein deutlicher Unterschied zwischen den verschiedenen Schwerpunktenenergien auf: Während sich bei $\sqrt{s} = 13$ TeV zwei um Null symmetrische Maxima ergeben, werden die Squarks bei $\sqrt{s} = 3, 25$ TeV im Mittel senkrecht zu Strahlachse bei $\eta = 0$ abgestrahlt⁷. Aufgrund der symmetrischen Struktur des Matrixelementes in t und u , die im Nenner durch die Gluinomasse abgeschirmt sind, ergibt sich im Squark-Paarproduktionsprozess immer

⁶Die Koordinatentransformation im Details befindet sich in Anhang A.2

⁷Für die genaue Lage der Maxima siehe Tabelle 4.2

ein Doppelpeak. Je niedriger die Schwerpunktennergie $\sqrt{s}$ und damit die Impulse, bzw. t und u , desto näher kommen die Maxima sich und der Null, bis zum trivialen Fall, in welchem die Schwerpunktennergie genau der doppelten Squarkmasse entspricht, sodass $t = u$ gilt und die Peaks aufeinander liegen. Der bemerkenswert unterschiedliche Verlauf der p_T -Verteilung lässt sich ebenfalls anhand der Struktur des Matrixelements nachvollziehen. Bei kleiner Schwerpunktennergie, dominiert die $\frac{1}{s}$ -Abhängigkeit in der Verteilung, steigt diese ergibt sich abgeschirmt durch die Gluinomasse im Nenner ein lokales Maximum. Das globale Maximum liegt beim maximal möglichen Impuls der Endzustandsteilchen.

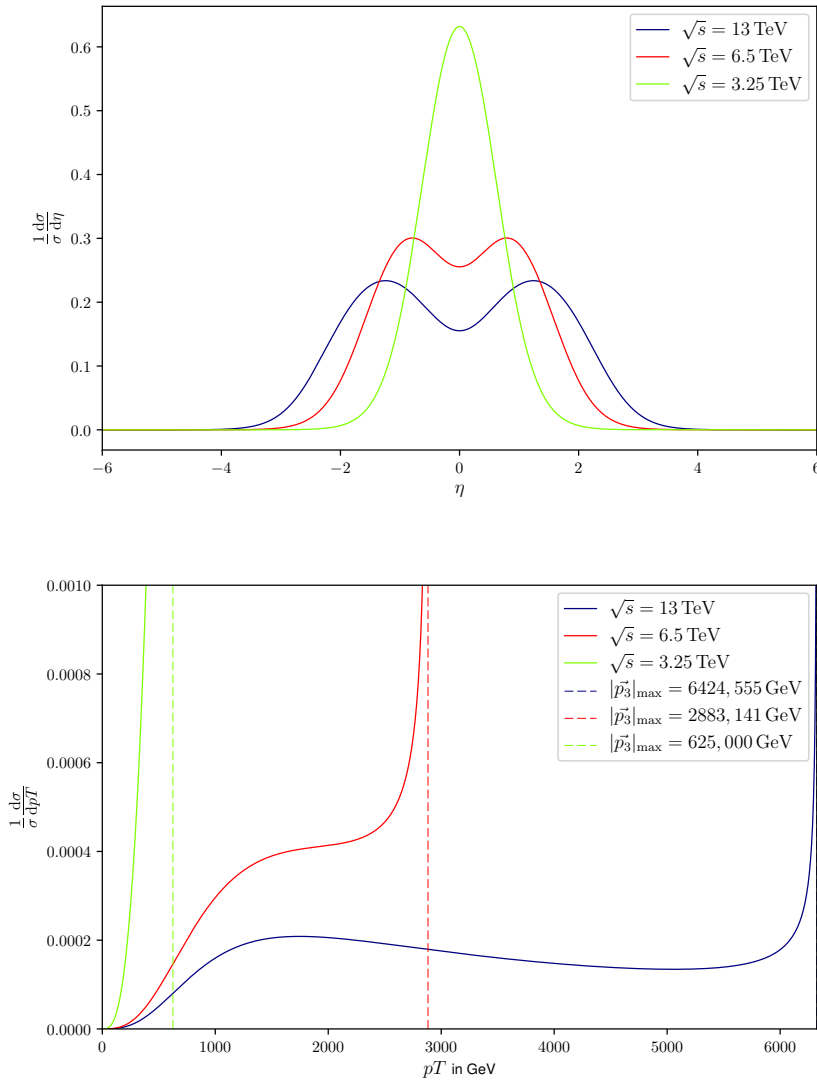


Abbildung 3.8: $\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{d\eta}$ und $\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{dp_T}$ bei drei verschiedenen Schwerpunktennergien $\sqrt{s}$. Die gestrichelten, vertikalen Linien bei p_T markieren den jeweils maximal möglichen Impulsbetrag.

4 Squarkproduktion in SHERPA

Die in dieser Arbeit untersuchte Entstehung von Squarks findet im harten Streuzentrum der simulierten Kollision statt. Hier beginnt SHERPA mit der Berechnung von Matrixelementen, bestimmt daraus differentielle Wirkungsquerschnitte und die damit einhergehenden Phasenraumintegrale, analog zum Vorgehen im analytischen Teil dieser Arbeit. Im Rahmen der vorliegenden Studien wird die Eventgeneration an dieser Stelle abgebrochen, bevor es zu *parton showers*, tiefer liegenden Streuprozessen oder Hadronisierung kommt.

4.1 Methodik der Simulation

Die Basis für die Überprüfung, Unterstützung oder Widerlegung des Standardmodells bzw. neuen physikalischen Modellen wie Supersymmetrie ist eine sich ständig wiederholende Gegenüberstellung von Theorie und Experiment. Im Fokus solcher Experimente liegt die Entdeckung neuer Theorien welche unter anderem eine Erklärung für die Existenz dunkler Materie und anderer Probleme des Standardmodells bereithalten. Die Bedingungen für solche Entdeckungen sind vor allem an Hadronenbeschleunigern gegeben. Durch die höhere Schwerpunktsenergie besteht die Möglichkeit der Entstehung schwererer, bzw. hochenergetischerer Teilchen. Doch der Vorteil hat auch eine Schattenseite. Hadronen sind im Gegensatz zu Leptonen, aus Partonen zusammengesetzt. Das resultierende Ereignis bei einer Kollision ist folglich bedeutend komplexer. Der Endzustand setzt sich aus diversen Teilchen aus verschiedenen Prozessen zusammen. Eine weitere Schwierigkeit der theoretischen Beschreibung des Endzustands liegt im Confinement. Die entstehenden Teilchen sind keine Partonen, sondern wiederum farbneutrale Hadronen, wohingegen in theoretischen Vorhersagen im Bezug auf Teilchenkollisionen oft die Quarks und Gluonen selbst betrachtet werden. Die analytische Beschreibung eines solchen hochkomplexen *final states* ist kaum realisierbar, doch mithilfe von Monte Carlo-Methoden ist es möglich die vieldimensionale Phasenraumintegration, sowie Ereignissimulationen durchzuführen und damit eine Basis für den Vergleich von Messung und Modellen zu schaffen. An dieser Stelle setzt die Entwicklung und der Einsatz von Monte Carlo-Ereignisgeneratoren an. SHERPA (Simulation of High-Energy Reactions of Particles) ist ein solcher Generator. Detektierte Ereignisse werden, gemessen an der Größenordnung der Teilchenenergien, in verschiedene Zerfallsphasen eingeteilt und Schritt für Schritt betrachtet. Eine vereinfachte Vorstellung der Eventgeneration ergibt sich aus Abbildung 4.1. Der rote Abschnitt im Zentrum steht für

den harten Streuprozess der Partonen. Dieser lässt sich durch Aufstellen der entsprechenden Matrixelemente im störungstheoretischen Sinne exakt kalkulieren. Blau kennzeichnet weniger energetische Emissionen von Gluonen, bzw. Quarks, sowie deren weitere Verästelungen, den *parton shower*. Der violette Teil steht für die Wechselwirkungen anderer Partonen desselben kollidierenden Protons, dem sog. *underlying event*. Des Weiteren ist Hadronisierung (hellgrün) und erneuter Hadronenzerfall in verhältnismäßig langlebige Hadronen (dunkelgrün) dargestellt. Mithilfe von SHERPA können diese Phasen insbesondere gegenüber dem Experiment getrennt

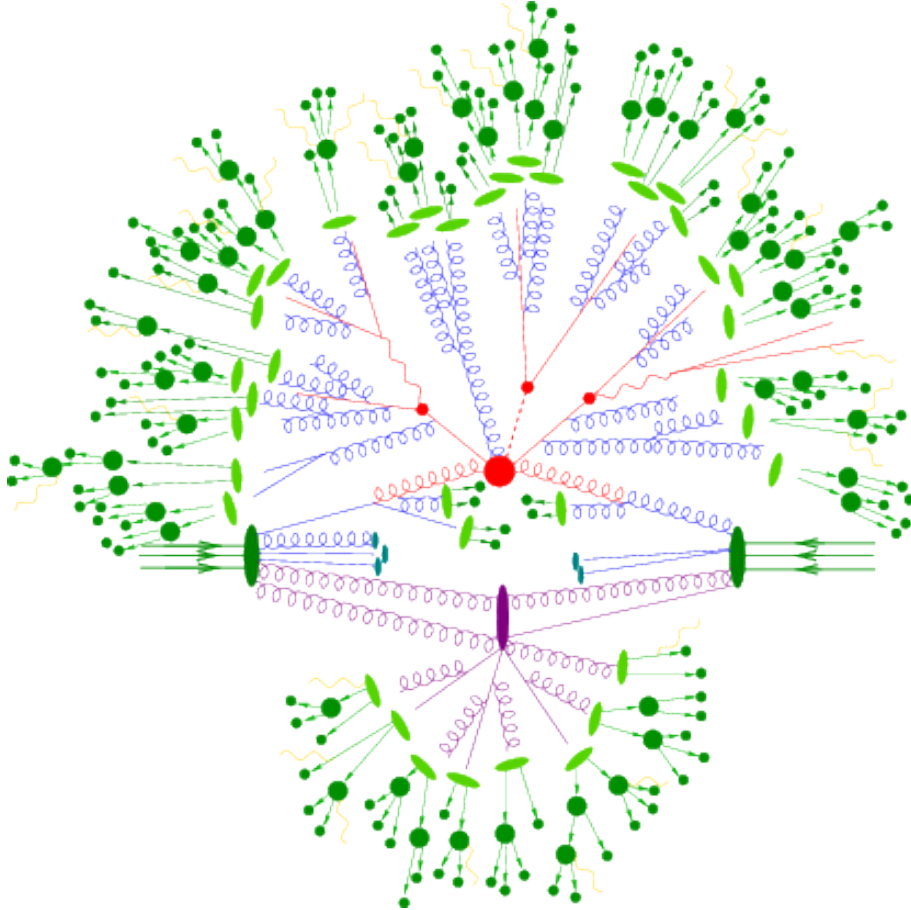


Abbildung 4.1: Visualisierung der von SHERPA benutzten Struktur zur Modellierung eines Events [13]

voneinander betrachtet und untersucht werden. Auf diese Weise ist es möglich präzise Vorhersagen zu machen und für einen bestimmten Kollisionsprozess, beispielsweise die Entstehung neuer Teilchen besonders interessante Observablen zu ermitteln. Event Generation stellt eine nie dagewesene Verknüpfung von Theorie und Experiment dar und ist mittlerweile ein nicht mehr wegzudenkendes Werkzeug auf dem Weg zu neuen Erkenntnissen in der Teilchenphysik. SHERPA wurde primär zur Generierung von Standard Modell Prozessen entwickelt. Um dennoch Modelle wie das MRSSM implementieren zu können, können mittels FeynRules [6] erstellte neue Feynmanregeln mithilfe eines sogenannten *ufo*-Modells (*Universal FeynRules Output-Modell*) in die Eventgeneration miteinbezogen werden [7]. Das in der vorliegenden Arbeit

genutzte Modell wurde anhand von **SARAH** erstellt [8, 9, 10, 11]. Das verwendete MSSM-**ufo**-Modell ist bereits in der **SHERPA**-Installation enthalten. Alle Einstellungen eines Durchlaufes von **SHERPA** werden in der sogenannten *run card* angegeben¹. Die Auswertung der **SHERPA**-generierten Daten erfolgte mit **Rivet**. Die Analyse basiert auf der bereits bestehenden Rivet-Analyse **MC_GENERIC** [12].

4.2 Partonische Squark-Paarproduktion mittels SHERPA

In **SHERPA** besteht die Möglichkeit anstelle von Protonen direkt Quarks kollidieren zu lassen, sodass ein direkter Vergleich des analytisch ermittelten Wirkungsquerschnittes, mit dem aus der Eventgeneration realisiert werden kann. Im Folgenden werden der in Kapitel 3 berechnete totale Wirkungsquerschnitt, sowie differentielle Wirkungsquerschnitte in charakteristischen Observablen mit Ergebnissen von **SHERPA** abgeglichen. Es folgt der Vergleich mit der Squarkproduktion in hadronischen Proton-Proton Kollisionen, wie sie an Teilchenbeschleunigern stattfinden könnten.

4.2.1 Totaler Wirkungsquerschnitt der partonischen Kollision

Tabelle 4.1 stellt die von **SHERPA** in führender Ordnung generierten Wirkungsquerschnitte aus der Kollision zweier Up-Quarks dem analytisch berechneten Wirkungsquerschnitt im MRSSM gegenüber. Bei unveränderten Massenparametern (siehe Kapitel 3.3.1) wurde die Schwerpunktsenergie zunächst ebenfalls auf den Referenzwert von $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ gesetzt. Im Anschluss wurde ein (realistischerer) Impulsbruchteil von $x = 0.25$ der Protonenenergie für die Schwerpunktsenergie der kollidierenden Quarks angenommen². Der analytisch berechnete und der von **SHERPA** bei einer Quark-Quark-Kollision generierte totale Wirkungsquerschnitt stimmen im Rahmen der Monte Carlo-Integrationsunsicherheit gut überein.

$\sqrt{s}$ in TeV	$\sigma_{\text{analytisch}}$ in fb	σ_{SHERPA} in fb
13	83.86	83.941 ± 0.006
3,25	33,91	$33,943 \pm 0.002$

Tabelle 4.1: Berechnete Wirkungsquerschnitte der partonischen Squark-Paarproduktion im Vergleich in Femtobarn. $\sigma_{\text{analytisch}}$ ist der in Kapitel 3 berechnete Querschnitt (3.36), σ_{SHERPA} der mittels **SHERPA** generierte. Letzterer basiert auf 100000000 Ereignissen.

4.2.2 Partonische differentielle Wirkungsquerschnitte

Im Folgenden (Abbildung 4.4 und 4.2) werden auf Basis der von **SHERPA** generierten Daten differentielle Wirkungsquerschnitte in Transversalimpuls p_T und Pseudorapidität η eines

¹Die *run card* für die untersuchte Squarkproduktion in einer pp -Kollision findet sich im Anhang A.3

²Siehe dazu Kapitel 4.3

Squarks, sowie die berechneten Verteilungen aus Kapitel 3.3.2 abgebildet. Die Verteilungen stimmen sehr gut überein. Tabelle 4.2 enthält die Werte für p_T und η bei welchen $\frac{d\sigma}{dp_T}$ bzw. $\frac{d\sigma}{d\eta}$ ein lokales Maximum aufweisen.

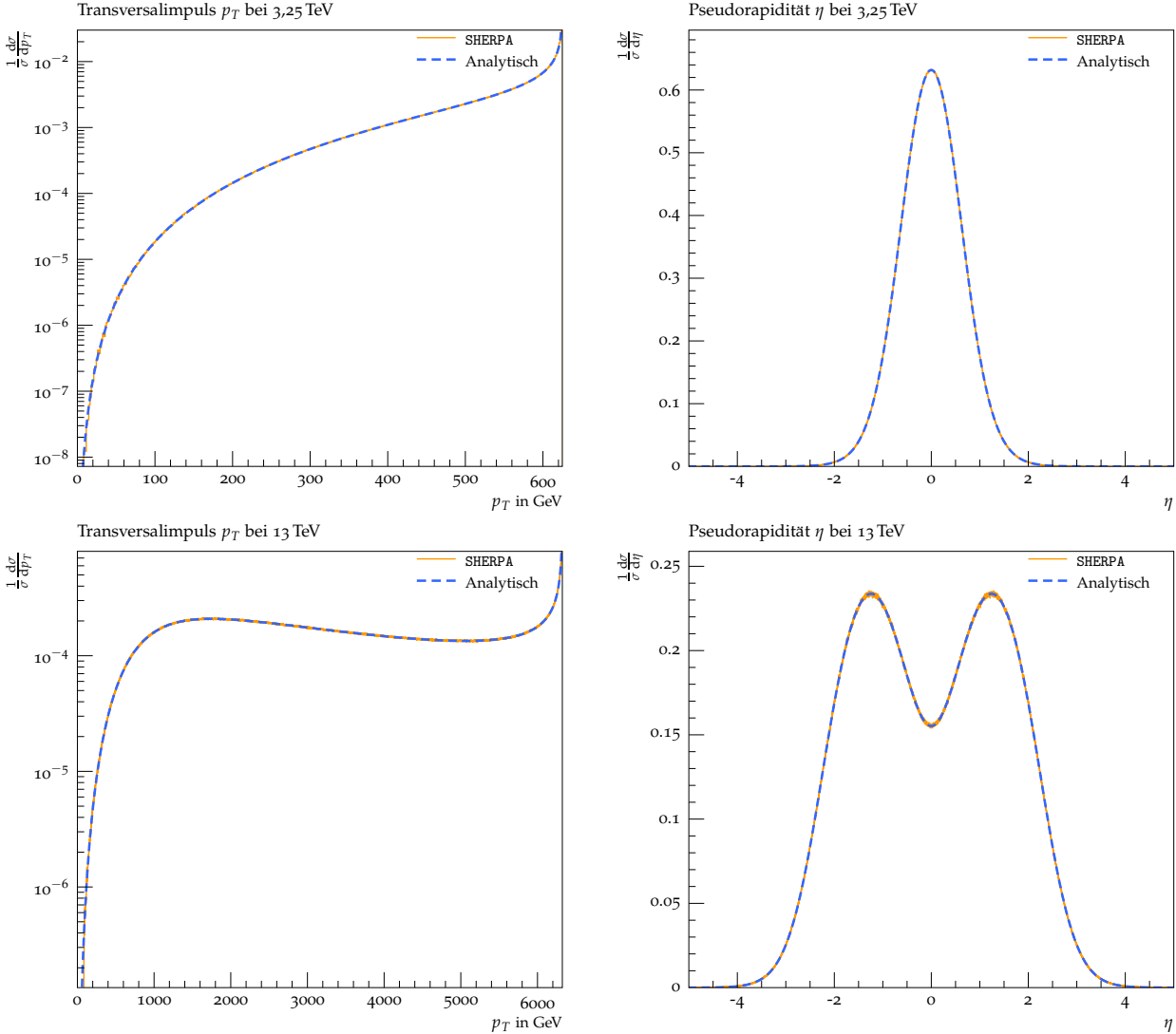


Abbildung 4.2: Differentieller Wirkungsquerschnitt in Transversalimpuls p_T und Pseudorapidität η eines Squarks aus 100000000 qq -Kollisionen bei $\sqrt{s} = 13$ TeV (oben) bzw. $\sqrt{s} = 3.25$ TeV (unten), $m_{\tilde{g}} = 1000$ GeV und $m_{\tilde{q}} = 1000$ GeV. Die rote Linie markiert die von SHERPA generierten Daten, die blau-gestrichelte die in 3.3.2 berechneten Verteilungen.

$\sqrt{s}$ in TeV	$p_{T\max}$ in GeV	$\Delta p_{T\max}$ in GeV	$\eta_{\max}$	$\Delta\eta_{\max}$
3,25	-	-	0	0.002
13	1639	1	$\pm 1,194$	0.002

Tabelle 4.2: Werte für die Maxima in der partonischen p_T , bzw. der η -Verteilung. $p_{T\max}$ und $\eta_{\max}$ sind nicht die maximal möglichen Werte sondern, die Werte für die der jeweilige differentielle Wirkungsquerschnitt maximal wird. Als Fehler $\Delta p_{T\max}$ und $\Delta\eta_{\max}$ wurden die Binbreiten angenommen.

4.3 Hadronische Squark-Paarproduktion mittels SHERPA

Um den analytisch berechneten Wirkungsquerschnitt der partonischen qq -Kollision in das Spektrum experimenteller Werte einer hadronischen pp -Kollision einordnen zu können, muss ein wichtiger Zusammenhang betrachtet werden. Der Stoßprozess zweier Hadronen ist deutlich komplizierter, als der Stoß zweier einzelner Partonen wie Quarks. Die Vorstellung, das Proton bestehe aus drei starren Partonen, zwei Up- und einem Down-Quark ist nicht korrekt. Es handelt sich vielmehr um ein dynamisches System, in welchem zwischen den Partonen ständig virtuelle Gluonen und demzufolge virtuelle $q\bar{q}$ -Paare ausgetauscht werden. Ein jedes dieser Partonen i erhält einen Anteil x am Gesamtimpuls der Protons. Die Entstehung der *final state*-Teilchen hängt außerdem von der Energieskala Q^2 ab, mit der der harte Prozess das Proton auflöst. Diese Dynamik der im Proton wechselwirkenden Partonen führt zu einer Verteilung von partonspezifischen Impulsbruchteilen x , welche mittels Partonendichtefunktionen $f_i(x, Q^2)$ (PDFs) ausgedrückt wird. Da es sich um eine Wahrscheinlichkeitsverteilung handelt gilt die Vollständigkeitsrelation: $\sum_i \int_0^1 dx x f_i(x, Q^2) = 1$. Der hadronische Wirkungsquerschnitt σ resultiert aus der Faltung des partonischen Wirkungsquerschnittes $\hat{\sigma}$ mit den PDF der kollidierenden Quarks, ebenso wie ein beliebiger differentieller Wirkungsquerschnitt. PDFs sind nicht a priori bekannt, sondern müssen experimentell ermittelt werden. Abbildung 4.3 zeigt zwei typische PDFs bei unterschiedlichen Energieskalen. $\hat{s}$ ist die partonische, S die hadronische Schwerpunktennergie.

$$\sigma = \int_{\hat{s}} d\hat{s} \int_{x_1^-}^1 dx_1 \int_{x_2^-}^1 dx_2 f(x_1, Q^2) f(x_2, Q^2) \hat{\sigma}(s, t, u, Q^2) \delta(\hat{s} - x_1 x_2 S) \quad (4.1)$$

In dieser Arbeit wurde das PDF-Set MMHT20lo68cl mittels LHAPDF[15] in SHERPA miteinbezogen.

4.3.1 Totaler Wirkungsquerschnitt der hadronischen Kollision

Aufgrund des Einflusses der PDF auf den Wirkungsquerschnitt einer Kollision tragen die tatsächlich an der Squarkproduktion beteiligten Quarks einen deutlich geringeren Impuls als die beschleunigten Protonen. Überhaupt Squarks produzieren zu können setzt einen Quarkim-

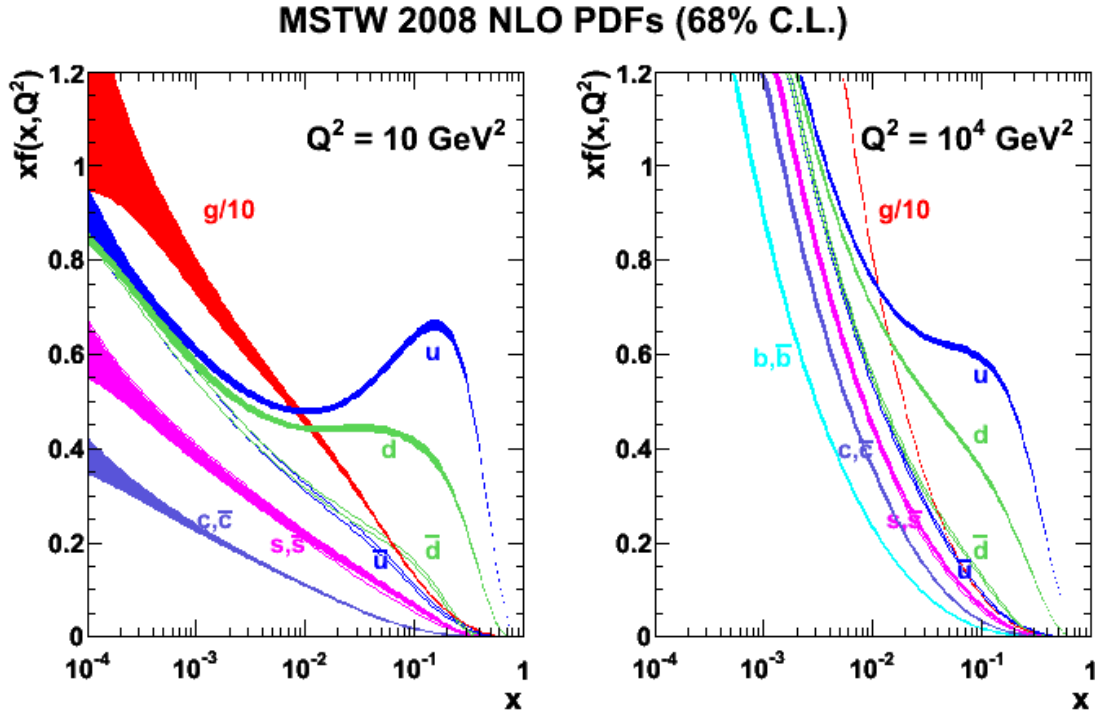


Abbildung 4.3: NLO-Parton Distribution Function eines Protons bei Energieskalen $Q^2 = 10^4 \text{ GeV}^2$ und $Q^2 = 10 \text{ GeV}^2$ [14].

puls von 1500 GeV voraus. Das entspricht bei $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ einem Bruchteil $x = 23,08\%$. Dementsprechend niedriger ist auch der totale Wirkungsquerschnitt. Erst bei deutlich höheren hadronischen Schwerpunktenenergien kann ein partonisches $\sqrt{s}$ im resonanten Bereich und damit ein höherer Querschnitt erreicht werden. Tabelle 4.3 zeigt die von SHERPA ermittelten Wirkungsquerschnitte im MRSSM, wie auch im MSSM für die Kollision zweier Protonen bei der aktuellen Schwerpunktenenergie am LHC von 13 TeV, sowie zurzeit noch nicht erreichten, aber geplanten 100 TeV [16].

$\sqrt{s}$ in TeV	MRSSM σ_{pp} in fb	MSSM σ_{pp} in fb
13	$6,3784 \pm 0.0005$	$14,967 \pm 0.001$
100	$397,853 \pm 0.003$	$712,895 \pm 0.006$

Tabelle 4.3: Berechnete Wirkungsquerschnitte der partonischen Squark-Paarproduktion im Vergleich in Femtobarn. σ_{pp} ist der mittels SHERPA generierten Wirkungsquerschnitt der Squarkproduktion aus der Kollision zweier Protonen im MRSSM bzw. MSSM, basierend auf 100000000 Ereignissen.

Die momentan erreichbare integrierte Luminosität am ATLAS-Detektor liegt bei etwa $L = 40 \frac{1}{\text{fb}}$. Bei einem Prozess mit einem Wirkungsquerschnitt von $6,3784 \text{ fb}$ würde folglich $\dot{N} = L \cdot \sigma = 255 \text{ Events}$ gemessen. Bis 2018 ist eine Steigerung auf $L = 100 \frac{1}{\text{fb}}$ angestrebt, was 637 Events entspräche. Ob diese am LHC detektierbar wären, hängt sehr stark vom Untergrund

ab, doch bei einem Wirkungsquerschnitt von 397,853 fb, wie er sich bei $\sqrt{s} = 100$ TeV ergibt müssten mit hoher Wahrscheinlichkeit Teilchen detektiert werden.

4.3.2 Hadronische differentielle Wirkungsquerschnitte

Bei der Betrachtung SHERPA-generierter hadronischer differentieller Wirkungsquerschnitte in p_T und η in Abbildung 4.4 wird nochmals der Einfluss der PDF deutlich. Dennoch bleiben einige charakteristische Merkmale der partonischen Verteilungen bestehen.

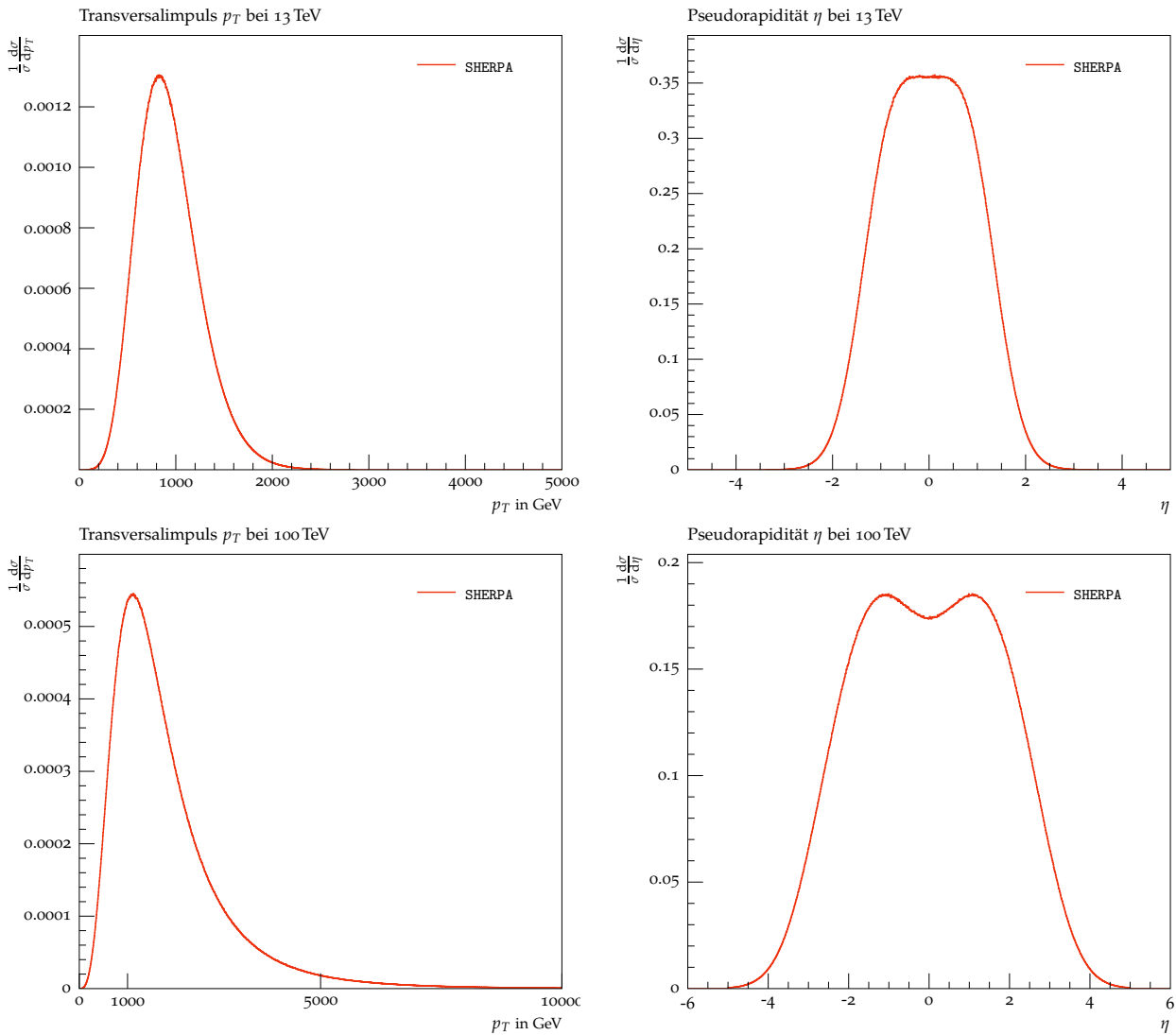


Abbildung 4.4: Differenzieller Wirkungsquerschnitt in Transversalimpuls p_T und Pseudorapidität η eines Squarks aus 1000000 pp -Kollisionen bei $\sqrt{s} = 13$ TeV (oben), bzw. $\sqrt{s} = 100$ TeV (unten), $m_{\tilde{g}} = 1000$ GeV und $m_{\tilde{g}} = 1000$ GeV.

Ist die Schwerpunktenenergie der hadronischen Kollision und damit die der *initial state* Quarks hoch genug, ergibt sich beispielsweise auch in infolge der Protonenkollision, nach Faltung mit den PDF das erwartete Doppelmaximum um $\eta = 0$. Beim pp -Prozess lässt sich kein diskreter

maximaler Impuls für die Squarks festzulegen, da die kollidierenden Quarks bereits unterschiedliche Impulsbruchteile des Protons tragen. So entsteht das zu beiden Seiten stetig abfallende Maximum. In Tabelle 4.4 sind die Positionen der Verteilungsmaxima aufgelistet.

$\sqrt{s}$ in TeV	$p_{T\max}$ in GeV	$\Delta p_{T\max}$ in GeV	$\eta_{\max}$	$\Delta\eta_{\max}$
13	827,5	2,5	$\pm 1,08$	0.12
100	1113	6	$\pm 1,40$	0.10

Tabelle 4.4: Werte für die Maxima in der hadronischen p_T , bzw. der η -Verteilung. $p_{T\max}$ und $\eta_{\max}$ sind nicht die maximal möglichen Werte sondern, die Werte für die der jeweilige differentielle Wirkungsquerschnitt maximal wird. Als Fehler $\Delta p_{T\max}$ und $\Delta\eta_{\max}$ wurden die Binbreiten angenommen.

Auffallend ist, dass sich die Größenordnung des am häufigsten auftretenden Transversalimpulses bei den betrachteten Schwerpunktennergien von 13 TeV und 100 TeV verhältnismäßig wenig ändert. Konsistent mit der aufgenommenen Winkelverteilung werden bei höherem $\sqrt{s}$ zunehmend mehr Squarks nicht länger senkrecht zur Strahlachse abgestrahlt.

5 Zusammenfassung und Ausblick

Auch wenn das Standardmodell der Teilchenphysik eine der erfolgreichsten Theorien der modernen Physik ist, es stößt an seine Grenzen. Supersymmetrie bietet die Grundlage für zahlreiche Theorien jenseits des Standardmodells von minimalen Erweiterungen bis hin zu Superstringtheorien. Die minimale supersymmetrische Theorie stellt das MSSM dar, welches als ansprechender, da mathematisch eleganter Nachfolger des Standardmodells gilt. Seit die an Teilchenbeschleunigern erreichten Schwerpunktennergien und Luminositäten hoch genug sind, um die MSSM-Teilchen mit Massen in einer attraktiven Größenordnung nachweisen zu können, entsprechende experimentelle Befunde jedoch ausbleiben, rücken andere supersymmetrische Modelle in den Vordergrund, beispielsweise das Minimal R-Symmetrische Supersymmetrische Standardmodell. Das MRSSM unterscheidet sich vom MSSM bzgl. einer zusätzlichen Symmetriegruppe, der R-Symmetrie. Diese Ergänzung ist insofern naheliegend, dass sie die einzig mögliche Erweiterung der Symmetriegruppe des MSSM darstellt, dieses also gewissermaßen komplettiert. Durch die R-Symmetrie ergibt sich eine charakteristische Erhaltungsgröße, die *R*-Ladung und damit Einschränkungen was die Feynmanregeln, bzw. die möglichen Zerfallskanäle angeht. In der vorliegenden Arbeit lag der Fokus auf der Squark-Paarproduktion im MRSSM. Da Gluinos im Gegensatz zum MSSM im MRSSM keine Majoranateilchen sind, ist der Wirkungsquerschnitt des Prozesses deutlich kleiner. Somit können MRSSM-Teilchen mit Massen in einer für das Modell vorteilhaften Größenordnung bei aktuellen Schwerpunktennergien nur schwer nachgewiesen werden.

Die Untersuchung des partonischen Prozesses mithilfe des **SHERPA** Ereignisgenerators ergab bei unterschiedlichen partonischen Schwerpunktennergien eine sehr gute Übereinstimmung mit dem analytisch berechneten totalen Wirkungsquerschnitt. Auch die differentiellen Wirkungsquerschnitte des partonischen Prozesses in Transversalimpuls p_T und Pseudorapidität η decken sich. Die Gegenüberstellungen der partonischen und hadronischen, **SHERPA**-generierten differentiellen Wirkungsquerschnitte zeigt bereits die Relevanz von Ereignisgeneratoren für die Untersuchung von hadronischen Kollisionen. Auf Partonniveau sind analytische Vorhersagen noch gut zu überblicken. In Hadronkollisionen haben Partondichtfunktionen einen signifikanten Einfluss auf den totalen Wirkungsquerschnitt, wie auch die differentiellen Wirkungsquerschnitte in unterschiedlichen Observablen. **SHERPA** ermöglicht die detaillierte Untersuchung der Observablen in potentiellen hadronischen Prozessen und damit Vorhersagen und Überprüfung im Bezug auf diesbezügliche, experimentelle Befunde.

Mit der Berechnung des Matrixelements in führender Ordnung ist erst der Anfang der Studien zur Squarkproduktion im harten Streuzentrum des Ereignisses getan. Für eine exaktere Phenomenologie müssen höhere Ordnungen, sowie Korrekturterme miteinbezogen werden. Zur vollständigen Beschreibung des Ereignisses folgt daraufhin die Betrachtung von *parton showers* und Hadronisierung. Aus den so ermittelten, langlebigeren Endprodukten könnten schließlich Rückschlüsse auf die ursächliche Squark-Paarproduktion gezogen werden, die für tatsächliche Kollisionen am Teilchenbeschleuniger von Interesse sind.

Im Hinblick auf geplante *future collider* mit Schwerpunktenenergien von bis zu 100 TeV liegt die Verifizierung oder Verwerfung des MRSSM möglicherweise nicht in allzu ferner Zukunft. Dies macht das MRSSM neben seiner mathematischen Eingängigkeit zu einer besonders reizvollen Theorie jenseits des Standardmodells.

A Anhang

A.1 Der totale Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit der Massenparameter

Abbildung A.1 zeigt die Abhängigkeiten $\sigma(m_{\tilde{q}})$ bzw. $\sigma(m_{\tilde{g}})$. Offensichtlich sinkt σ mit steigenden Massen der SUSY-Teilchen. Dieser Verlauf war zu erwarten. Je schwerer die produzierten Teilchen, desto geringer ist die Wahrscheinlichkeit ihrer Produktion. Durch die Gluino-Masse im Nenner von σ ist diese besonders ausschlaggebend bezüglich des resultierenden Wirkungsquerschnitts, während die Wahl von $m_{\tilde{q}}$ zwischen 0 und 2000 GeV nur geringfügige Veränderungen zur Folge hat.

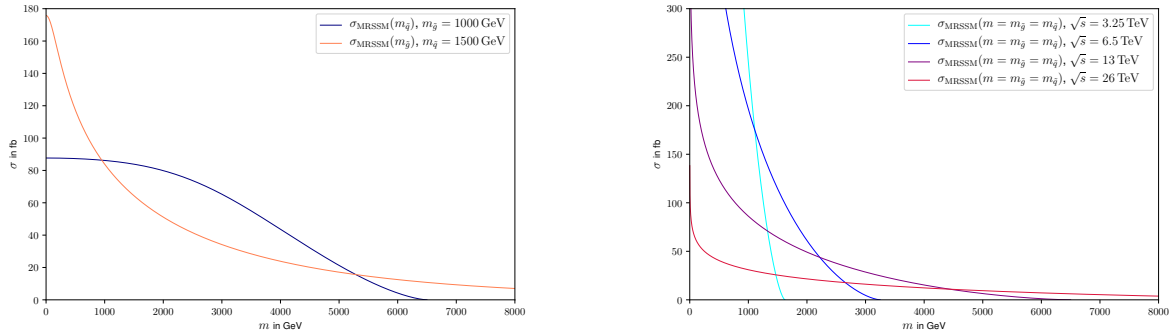


Abbildung A.1: Totaler Wirkungsquerschnitt der Squark-Paarproduktion in Abhängigkeit von $m_{\tilde{q}}$ (blau) und $m_{\tilde{g}}$ (orange), bzw. bei gleichen Massen $m_{\tilde{q}} = m_{\tilde{g}} = m$, bei verschiedenen Schwerpunktenenergien.

A.2 Koordinatentransformation des differentiellen Wirkungsquerschnittes

Der differentielle Wirkungsquerschnitt in den Mandelstam Variablen t und u beträgt wie in Kapitel 3.2.2 berechnet

$$\frac{d^2\sigma}{dt du} = \frac{1}{72\pi} \frac{g_s^4}{s^2} \left(\frac{1}{(u - m_{\tilde{g}}^2)^2} + \frac{1}{(t - m_{\tilde{g}}^2)^2} \right) (u t - m_{\tilde{q}}^4) \delta(s + t + u - 2m_{\tilde{q}}^2) \quad (\text{A.1})$$

Die Observablen p_T und η lassen sich wie folgt in den Mandelstam Variablen t und u ausdrücken:

$$\begin{aligned} p_T^2 &= \frac{(t - m_{\tilde{g}}^2)(u - m_{\tilde{g}}^2)}{s} - m_{\tilde{q}}^2 \\ \eta &= -\ln \left(\tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \right) \end{aligned} \quad (\text{A.2})$$

Entsprechend ergibt sich mit $t = -2(|\vec{p}_1| \sqrt{m_3^2 + |\vec{p}_3|^2} - |\vec{p}_1| |\vec{p}_3| \cos \theta) + m_3^2$

$$\begin{aligned} t(p_T) &= \frac{2m_{\tilde{q}}^2 - s}{2 - s \sqrt{\frac{-p_T^2 - m_{\tilde{q}}^2}{s} + \frac{1}{4}}} \\ t(\eta) &= -2(|\vec{p}_1| \sqrt{m_3^2 + |\vec{p}_3|^2} - |\vec{p}_1| |\vec{p}_3| \cos(2 \tan^{-1}(e^{-\eta}))) + m_{\tilde{q}}^2. \end{aligned} \quad (\text{A.3})$$

und damit nach Ausfuhrung der Deltafunktion die differentiellen Wirkungsquerschnitte in η und p_T .

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\eta} &= \frac{1}{72\pi} \frac{g_s^4}{s^2} \left(\frac{1}{(u(t(\eta)) - m_{\tilde{g}}^2)^2} + \frac{1}{(t(\eta) - m_{\tilde{g}}^2)^2} \right) (u(t(\eta)) t(\eta) - m_{\tilde{q}}^4) \\ &\quad \cdot (-|\vec{p}_1| |\vec{p}_3| (\cos(2 \tan^{-1}(e^{-\eta})) - 1)) \\ \frac{d\sigma}{dp_T} &= \frac{1}{72\pi} \frac{g_s^4}{s^2} \left(\frac{1}{(u(t(p_T)) - m_{\tilde{g}}^2)^2} + \frac{1}{(t(p_T) - m_{\tilde{g}}^2)^2} \right) (u(t(p_T)) t(p_T) - m_{\tilde{q}}^4) \\ &\quad \cdot \frac{2p_T}{\sqrt{\frac{-p_T^2 - m_{\tilde{q}}^2}{s} + \frac{1}{4}}} \end{aligned} \quad (\text{A.4})$$

In Abb. A.2 und A.3 ist die schrittweise Koordinatentransformation der betrachteten Verteilungen zu sehen, um tieferes Verständnis in den sich ergebenden Verlauf zu ermöglichen.

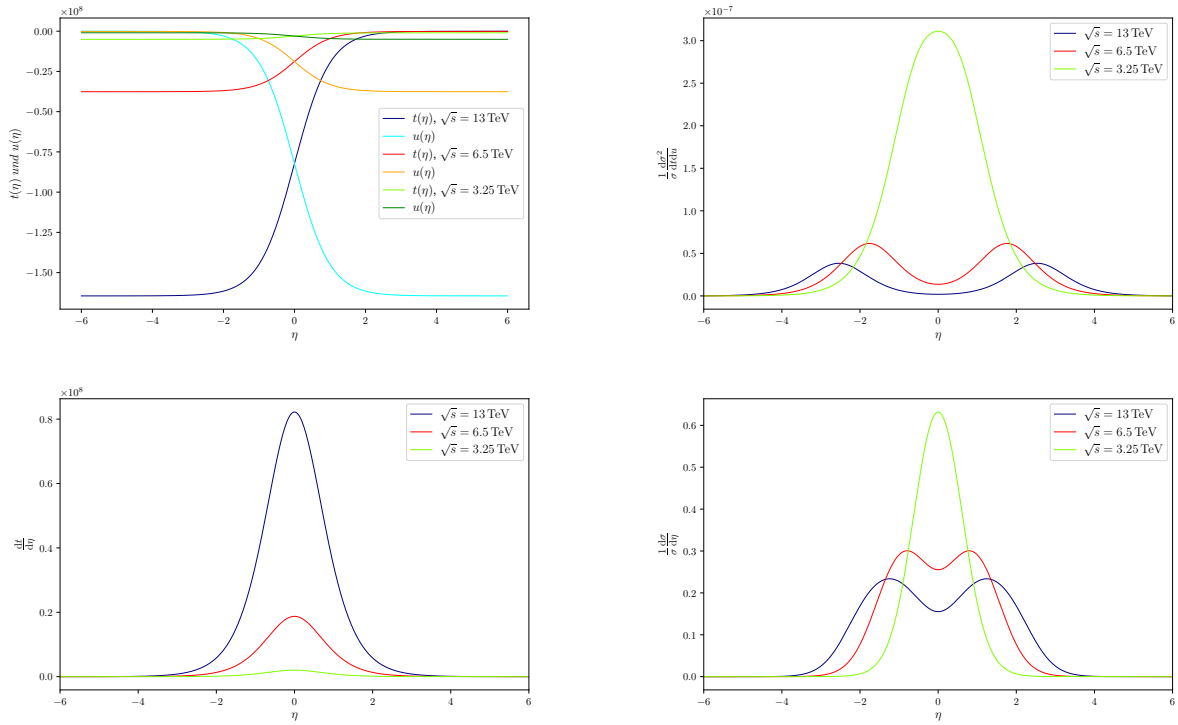


Abbildung A.2: Die Mandelstamvariablen u und t in Abhängigkeit von η , weiterhin der differentiellen Wirkungsquerschnitt in $t(\eta)$, sowie die Jakobi Matrix und der koordinatentransformierte Wirkungsquerschnitt $\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{d\eta}$

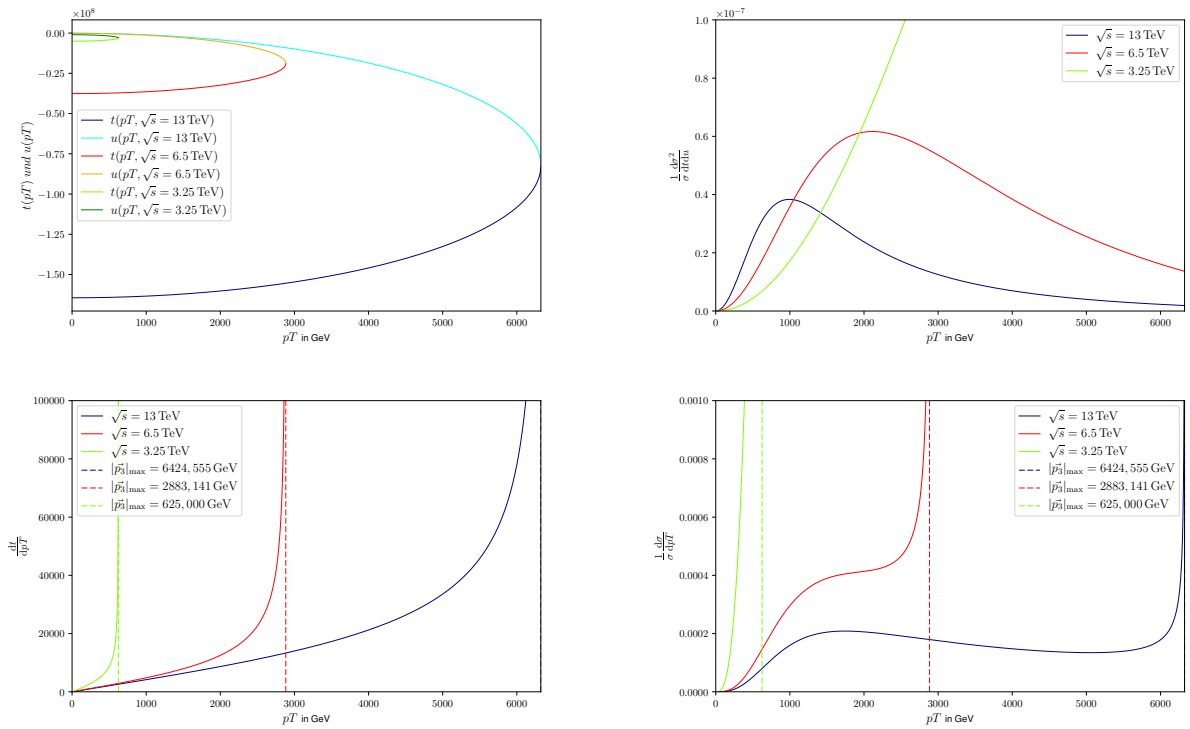


Abbildung A.3: Die Mandelstamvariablen u und t in Abhängigkeit von p_T , weiterhin der differentiellen Wirkungsquerschnitt in $t(p_T)$, sowie die Jakobi Matrix und der koordinatentransformierte Wirkungsquerschnitt $\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{dp_T}$

A.3 Einstellungen in SHERPA

Die nötigen Parameter für in SHERPA generierte Events werden in der *run card* festgelegt. Im Anschluss ist die, für die hadronische $\tilde{q}\tilde{q}$ -Produktion benutzte Runcard zu sehen und wird an dieser Stelle exemplarisch für alle betrachteten Prozesse knapp erläutert. Im *run*-Abschnitt werden die den Durchlauf betreffenden Parameter Anzahl Events, das gewünschte Endstadium, sowie die Energieskala des Prozesses, Output, PDF-Sets und Strahlenergien organisiert. Gefolgt von *prozess* und *selector* zur Festlegung des speziellen Prozesses, sowie benötigter Phasenraumschnitte. Zum Schluss kommt die Einbindung des für MRSSM-Prozesse notwendigen *ufo*-Modells, mit mittels FeynRules[6] erstellten Massen- und Wechselwirkungsparametern für alle die R-symmetrischen SUSY Teilchen. 1000002 und 2000002 stehen für linkshändige bzw. rechtshändige Squarks, 93 für alle möglichen Kombinationen von im Proton enthaltenen Partonen. Eine vollständige Liste der Teilchenkürzel befindet sich in [?]. Im Rahmen des *ufo*-Abschnittes wird der genutzten Version 2.2.1 von SHERPA auch die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung von Hand festgelegt. Bei der gewählten Energieskala von $m_{\tilde{q}}^2 = 1500 \cdot 1500$ betrug $\alpha_s = 0.0923843$. Mit dem Update auf Version 2.2.3 wird diese direkt anhand der Energieskala bestimmt.

```
(run){
  # general settings
  EVENTS 100000000;

  # me generator setup
  ME_SIGNAL_GENERATOR Comix;
  SCALES VAR{1500*1500}; # Squark Massen

  # model setup
  MODEL MRSSMQCD_NLO;

  # uncomment to disable underlying event simulation:
  MI_HANDLER None;

  # uncomment to disable QED correctictions
  ME_QED=Off;

  # uncomment to disable intrinsic transverse momentum
  BEAM_REMNANTS=0;

  # uncomment to disable hadronization:
```

```
FRAGMENTATION Off;

# uncomment to disable shower:
SHOWER_GENERATOR None;

# LHC beam setup:
BEAM_1 2212; BEAM_ENERGY_1 6500;
BEAM_2 2212; BEAM_ENERGY_2 6500;

# Parton Distribution Function
PDF_LIBRARY LHAPDFSherpa;
PDF_SET MMHT2014lo68cl;
USE_PDF_ALPHAS 1;

# Output
EVENT_OUTPUT=HepMC_Short[hadrons_6500];

}(run)

(processes){
  Process 93 93  -> 1000002 2000002;
  End process;
}(processes)

(selector){
  # phase space cuts for matrix elements
}(selector)

(ufo){
block yukawa
      6      172      # ymt
      15      1.777    # ymtau

block msoft
      1      1000      # MD3 Gluino

block mass
      23      91.1876   # MZ
```

```

15      1.777      # MTA
6       172       # MT
25      125       # MH
3000021 1000      # m0s
3000022 1000      # m0p
1000002 1500      # msul
1000004 1000      # mscl
1000006 1000      # mstl
2000002 1500      # msur
2000004 1000      # mscr
2000006 1000      # mstr
1000001 1000      # msdl
1000003 1000      # mssl
1000005 1000      # msbl
2000001 1000      # msdr
2000003 1000      # mssr
2000005 1000      # msbr

block sminputs
1       127.9      # aEWM1
2       1.16637e-05 # Gf
3       0.0923843   # aS

block loop
1       91.188     # MUR

decay   23      2.4952      # WZ
decay   24      2.085       # WW
decay   6       1.50833649  # WT
decay   25      0.00407     # WH
decay   3000021 10         # w0s
decay   3000022 10         # w0p
decay   1000021 10         # wdglu

}(ufo)

```

Literaturverzeichnis

- [1] Sebastian Liebscher, *Squark Production in the R-Symmetric, Supersymmetric Standardmodel* Masterarbeit, TU Dresden, (2016),
- [2] Kribs, Graham D. and Poppitz, Erich and Weiner, Neal, *Flavor in supersymmetry with an extended R-symmetry*, Phys. Rev., vol. D78, (2008) arXiv: 0712.2039
- [3] R. Haag, J.T.Łopuszański, M. Sohnius, *All Possible Generators of Supersymmetries of the s Matrix* Nuclear Physics vol. B88 (1975) 257-274.
- [4] Martin Reitz, *Einführung in die Supersymmetrie* Vorlesungsscript, DESY Hamburg, (2010).
- [5] W. Beenakker, R. Höpker, M. Spira, P. M. Zerwas, *Squark and Gluino Production at Hadron Colliders*. Nucl.Phys. vol. B492:51-103, (1997). arXiv:hep-ph/9610490.
- [6] N. D. Christensen and C. Duhr, *FeynRules - Feynman rules made easy*. Comput. Phys. Commun. vol. 180 (2009) 1614-1641 [arXiv:0806.4194].
- [7] S. Höche, S. Kuttimalai, S. Schumann, F. Siegert, *Beyond Standard Model calculations with Sherpa* SLAC-PUB 16170, (2015). arXiv:1412.6478.
- [8] Florian Staub, *SARAH 4 : A tool for (not only SUSY) model builders* Comput. Phys. Commun., vol. 185, pp.1773-1790, (2013) arXiv:1309.7223.
- [9] Florian Staub, *SARAH 3.2: Dirac Gauginos, UFO output, and more*, Comput. Phys. Commun., vol 184, pp.1792-1809, (2013) arXiv: 1207.0906.
- [10] Florian Staub, *Automatic Calculation of supersymmetric Renormalization Group Equations and Self Energies* Comput. Phys. Commun., vol. 182, pp.808-833, (2011) arXiv: 1002.0840.
- [11] Florian Staub, *From Superpotential to Model Files for FeynArts and CalcHep/CompHep* Comput. Phys. Commun., vol. 181, pp.1077-1086, (2010) arXiv: 0909.2863.
- [12] A. Buckley, J. Butterworth, D. Grellscheid, H. Hoeth, L.Lonnblad, J. Monk, H. Schulz, F.Siegert, *Rivet user manual* MCnet/10/03 (2013). arXiv:1003.0694 [hep-ph]. p.572.

- [13] T. Gleisberg, S. Hoche, F. Krauss, M. Schonherr, S. Schumann, F. Siegert, J. Winter, *Event generation with SHERPA 1.1*, JHEP 02 (2009) 007 arXiv:0811.4622[hep-ph]
- [14] A.D. Martin, W.J. Stirling, R.S. Thorne, G. Watt, *Parton distributions for the LHC*. Eur.Phys.J.C63:189-285,(2009) arXiv:0901.0002 [hep-ph] p.4.
- [15] A. Buckley, J. Ferrando, S. Lloyd, K. Nordstrom, B. Page, M. Ruefenacht, M. Schoenherr, G. Watt, *LHAPDF6: parton density access in the LHC precision era* GLAS-PPE/2014-05, MCnet-14-29, IPPP/14/111, DCPT/14/222 arXiv:1412.7420 [hep-ph].
- [16] Harriet Kim Jarlett *Future Circular Collider* cds.cern.ch/record/2138983 (18.2.2016).

Danksagung

Zuerst möchte ich Frank Siegert und Sebastian Liebschner für die tolle Betreuung dieser Arbeit danken. Franks Feedback und sein stets offenes Ohr, sowie Sebastians wunderbar geduldige Erklärungen und seine vielen Tipps, Tricks und Hilfestellungen bei allen meinen Fragen haben dafür gesorgt, dass ich mich nie allein gelassen gefühlt habe und ungehindert eine große Begeisterung für supersymmetrische Teilchen aufbauen konnte. Vielen Dank auch an Katharina Danziger, Johannes Krause, Daniel Reichelt und Jan-Eric Nitschke fürs Mitdenken, Mittagessen, Kickerspielen und eine entspannte Atmosphäre im Büro. Außerdem besonderen Dank an Sebastian Liebschner und Martha Duchrau für das Probelesen dieser Arbeit.

Außerhalb des IKTP großes Dankeschön an Emil, Toni, Helene, Martha, Andi und alle anderen die immer für mich da sind und mir nicht nur die letzten Wochen enorm versüßt haben.

Erklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich diese Arbeit im Rahmen der Betreuung am Institut für Kern und Teilchenphysik ohne unzulässige Hilfe Dritter verfasst und alle Quellen als solche gekennzeichnet habe.

Jelka Weber

Dresden, Mai 2017