

Fakultät für Physik und Astronomie
Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg

Diplomarbeit
im Studiengang Physik

vorgelegt von

Geertje Heuermann
aus Leer (Ostfriesland)

2009

Auf der Suche nach
mikroskopischen schwarzen Löchern
am LHC

Die Diplomarbeit wurde ausgeführt von

Geertje Heuermann

am

Kirchhoff-Institut für Physik

unter der Betreuung von

Herrn Prof. Dr. Schultz-Coulon

Department of Physics and Astronomy
University of Heidelberg

Diploma Thesis
in Physics

submitted by

Geertje Heuermann

born in Leer (Ostfriesland)

2009

In Search of
Microscopic Black Holes
at the LHC

this diploma thesis has been carried out by

Geertje Heuermann

at the

Kirchhoff Institute for Physics

under the supervision of

Prof. Dr. Schultz-Coulon

Auf der Suche nach mikroskopischen Schwarzen Löchern am LHC:

Thema dieser Diplomarbeit ist die Studie charakteristischer Zerfallsspektren mikroskopischer schwarzer Löcher am LHC unter Verwendung eines neuen Monte-Carlo-Generators, BlackMax sowie die Entwicklung einer Selektionsstrategie. Die Produktion mikroskopischer schwarzer Löcher resultierend aus den Proton-Proton-Kollisionen am Large Hadron Collider (LHC) am CERN könnte erste Hinweise auf die Existenz zusätzlicher Raumdimensionen geben. Mikroskopische schwarze Löcher zerfallen thermisch innerhalb von $O(10^{-26})$ s und können mit dem ATLAS-Detektor indirekt anhand charakteristischer Zerfallseigenschaften nachgewiesen werden. Die Signatur eines schwarzen Loches zeichnet sich durch eine hohe Masse und den nahezu demokratischen Zerfall aus. Die Studie der Emissionsspektren unter Verwendung von BlackMax ergab, dass Eigenschaften des schwarzen Loches wie Spin, Ladung und Masse, aber auch Eigenschaften des extradimensionalen Modells die Signatur des schwarzen Loches beeinflussen. Basierend auf diesen charakteristischen Zerfallseigenschaften wurde eine neue Selektionsstrategie entwickelt, welche es ermöglicht, schwarze Löcher weitestgehend Modellunabhängig in einer niedrigen Datenmenge von unter 50 pb^{-1} zu entdecken, falls diese existieren. Die Analyse basiert auf der Selektion einer hohen Transversalimpulssumme und der Forderung nach der Anwesenheit von mindestens fünf hochenergetischen Teilchen. Im Vergleich zu bereits existierenden Selektionsstrategien, welche im Rahmen der 'Computing System Commissioning' (CSC) Studie entwickelt wurden, besticht diese neue Analyse durch die hohe Signaleffizienz bei gleichzeitig starker Untergrundunterdrückung.

In Search of Microscopic Black Holes at the LHC:

Subject of this thesis is the study and selection of the characteristic decay spectra of microscopic black holes at the LHC using a new Monte Carlo generator called BlackMax. The formation of microscopic black holes in the collision of protons at the Large Hardon Collider (LHC) at CERN would indicate the existence of extra spatial dimensions. As microscopic black holes decay thermally within $O(10^{-26})$ s, they can only be detected by their decay products inside the ATLAS detector. The decay signature is characterized by its large mass and the almost democratic decay. The study of the emission spectra of micro black holes using BlackMax showed that these are influenced by properties of the black hole like spin, charge and mass and also by the extradimensional model used. Based on these characteristic decay properties, a new selection strategy was developed which allows the discovery of microscopic black holes in early data of ATLAS, i.e. in less than 50 pb^{-1} and independent of the model used - if they exist. The analysis requires a large sum of transverse momenta as well as the presence of at least five high energetic particles. In comparison to already existing selection criteria, which have been developed within the 'Computing System Commissioning' (CSC) study, this new analysis is not only simpler but also an improvement in regard to signal efficiency and significance.

Erklärung:

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

Heidelberg, den 21.10.2009

.....

Inhaltsverzeichnis

Vorwort	1
1. Die Physik der Elementarteilchen	5
1.1. Das Standardmodell der Teilchenphysik	6
1.2. Die allgemeine Relativitätstheorie	7
1.3. Stringtheorie	8
1.3.1. Extradimensionen und Stringtheorie	9
1.3.2. Das Hierarchieproblem	10
1.4. Große Extradimensionen	11
1.4.1. Das Gravitationsgesetz nach Newton in Extradimensionen	12
1.5. Schwarze Löcher	13
2. Das Atlas-Experiment	17
2.1. Der Large Hadron Collider	18
2.2. Der ATLAS-Detektor	19
2.2.1. Innerer Detektor	21
2.2.2. Elektromagnetisches Kalorimeter	22
2.2.3. Hadronisches Kalorimeter	22
2.2.4. Myon-Spektrometer	23
2.2.5. Magnetsystem	24
2.3. Trigger	24
2.4. Teilchenidentifikation und Rekonstruktion	25
2.5. Theorie und Experiment	26
3. Monte-Carlo-Generatoren für „alte und neue Physik“ am LHC	29
3.1. Simulation physikalischer Prozesse	29
3.2. Standardmodellereignisse bei ATLAS	30
3.2.1. PYTHIA	31
3.2.2. ALPGEN	33
3.3. Schwarze Löcher bei ATLAS	33
3.3.1. Produktion eines mikroskopischen schwarzen Loches	34

3.3.2.	Zerfall eines mikroskopischen schwarzen Loches	36
3.4.	BlackMax	37
3.4.1.	Graukörperfaktoren	38
3.4.2.	Produktion mikroskopischer schwarzer Löcher mit BlackMax	39
3.4.3.	Final Burst	40
3.4.4.	Modellparameter	41
3.5.	CHARYBDIS	43
3.5.1.	Modellparameter	43
3.6.	Detektorsimulation	44
4.	Eigenschaften mikroskopischer schwarzer Löcher	47
4.1.	Nicht rotierende schwarze Löcher auf einer spannungsfreien Brane	48
4.1.1.	Schwarzkörperstrahlung	48
4.1.2.	Demokratischer Zerfall	51
4.1.3.	Ladungsunterdrückung	52
4.2.	Rotierende schwarze Löcher auf einer spannungsfreien Brane	53
4.3.	Nicht rotierende schwarze Löcher auf einer Brane mit Spannung	55
4.4.	Nicht rotierende schwarze Löcher auf einer gespaltenen Brane	56
4.5.	CHARYBDIS versus BlackMax	57
5.	Selektionskriterien zur Entdeckung mikroskopischer schwarzer Löcher	61
5.1.	Signalselektion	61
5.1.1.	Signaleigenschaften	62
5.1.2.	Standardmodell-Untergrund	62
5.2.	Signalselektion und Untergrundunterdrückung	64
5.2.1.	CSC-Standardselektion	65
5.2.2.	Analysestrategie ohne Leptonforderung	68
5.3.	Entdeckungspotential	75
5.3.1.	Systematischer und statistischer Fehler	75
Fazit		81
A. Parameter		83
Abbildungsverzeichnis		91
Tabellenverzeichnis		95
Literaturverzeichnis		97

Vorwort

“Das Schönste, was wir entdecken können, ist das Geheimnisvolle.“

Albert Einstein (1879-1955)

Die Inbetriebnahme des Large Hadron Colliders am CERN im Herbst dieses Jahres eröffnet „neue Dimensionen“ in der Erforschung der fundamentalen Kräfte und Teilchen unseres Universums. Neben der Validierung des Standardmodells der Teilchenphysik, einer Theorie, welche mit hoher Präzision drei der vier fundamentalen Kräfte beschreibt, ist eines der Ziele dieses komplexen Experimentes die Suche nach neuer Physik jenseits des Standardmodells. Das vielleicht exotischste Ziel ist die Suche nach mikroskopischen schwarzen Löchern resultierend aus der Kollision von Protonen am LHC. Die Existenz mikroskopischer schwarzer Löcher wird in extradimensionalen Modellen der Stringtheorie postuliert, einer Theorie, welche alle bis jetzt bekannten fundamentalen Kräfte und Teilchen der Natur zu beschreiben vermag, indem sie das Standardmodell der Teilchenphysik, welches die starke, elektromagnetische und schwache Kraft beschreibt, mit der Gravitation vereinigt. Während die Produktion mikroskopischer schwarzer Löcher in einer rein vierdimensionalen¹ Welt in Beschleunigerexperimenten - wie dem LHC - nahezu unmöglich ist, ist sie in einer vierdimensionalen Welt, welche in kompaktifizierte Extradimensionen eingebettet ist, nicht ausgeschlossen. Je nach Größe und Anzahl an Extradimensionen besteht die Möglichkeit mikroskopische schwarze Löcher am LHC zu entdecken.

Die Zerfallssignatur eines schwarzen Loches zeichnet sich durch charakteristische Eigenschaften aus, welche sich vom Standardmodelluntergrund abheben. Die Entdeckung schwarzer Löcher am LHC ist also, falls diese existieren, durch die Selektion der charakteristischen Zerfallssignaturen möglich und wäre ein starkes Indiz für die Existenz von zusätzlichen Raumdimensionen, einem Konzept, welches nur schwer mit unseren Alltagserfahrungen zu fassen ist.

Erste Selektionsstrategien für mikroskopische schwarze Löcher am LHC wurden bereits im Zusammenhang mit der 'Computing System Commissioning' (CSC) Studie unter Verwendung des Monte-Carlo-Generators CHARYBDIS entwickelt. Seit 2008 steht nun ein neuer Monte Carlo Generator für die Simulation der Produktion und des Zerfalls schwarzer Löcher

¹drei Raumdimensionen und eine Zeitdimension

am LHC zur Verfügung: BlackMax. BlackMax berücksichtigt in seiner Simulation zusätzliche Parameter sowohl bezüglich der Eigenschaften schwarzer Löcher als auch des betrachteten extradimensionalen Modells der Stringtheorie. Eine Selektionsstrategie, basierend auf dem Emissionsspektrum von BlackMax, ermöglicht somit - im Vergleich zu CHARYBDIS - eine umfassendere Einschätzung über das Entdeckungspotential mikroskopischer schwarzer Löcher am LHC.

Das Ziel dieser Diplomarbeit ist die Studie des Emissionsspektrums mikroskopischer schwarzer Löcher am LHC, deren Produktion und Zerfall mit Hilfe des *neuen* Ereignisgenerators, *BlackMax*, simuliert wurden, um dann basierend auf diesen Zerfallseigenschaften Strategien zur Selektion schwarzer Löcher zu entwickeln. Abschließend soll das Entdeckungspotential mikroskopischer schwarzer Löcher in den *ersten Daten* von ATLAS herausgearbeitet werden. In Kapitel 1 dieser Arbeit wird zunächst der *theoretische Hintergrund* und Motivation für die Suche mikroskopischer schwarzer Löcher beleuchtet. Ausgehend von der Theorie des Standardmodells, folgt eine kurze Zusammenfassung über die allgemeine Relativitätstheorie sowie die Stringtheorie, in dessen Anschluss die Existenz großer Extradimensionen auf Basis des Hierarchieproblems motiviert wird. Das Kapitel schließt mit einem Überblick über die Theorie schwarzer Löcher in unserer aber auch einer extradimensionalen Welt.

Es folgt in Kapitel 2 eine kurze Einführung in das *ATLAS-Experiment* am LHC, in dessen Rahmen die Suche nach mikroskopischen schwarzen Löchern erfolgen soll. In einem ersten Schritt wird der LHC als Beschleuniger von Protonen beschrieben, in einem zweiten folgt ein Überblick über die Detektion von Reaktionsprodukten, resultierend aus der Kollision der beschleunigten Protonen, in den verschiedenen Schichten des ATLAS-Detektors. In einem dritten und vierten Schritt wird die Selektion (unter Verwendung des Triggersystem) und Rekonstruktion (mit Hilfe des ATLAS-Software-Frameworks ATHENA) von Daten dargestellt. In einem letzten Schritt wird schließlich ein Zusammenhang zwischen gemessenen Daten und theoretischen Modellen hergestellt.

Kapitel 3 erläutert die *Simulation physikalischer Prozesse* in Beschleunigerexperimenten in Hinblick auf das ATLAS-Experiment, ein unverzichtbares Hilfsmittel. Nach einer kurzen Einführung über die Simulation von Standardmodellprozessen erfolgt eine ausführlichere Erläuterung über die Simulation von mikroskopischen schwarzen Löchern unter Verwendung von CHARYBDIS und BlackMax. Ohne die Simulation der Signatur eines schwarzen Loches im ATLAS-Detektor wäre die Entwicklung einer Selektionsstrategie und somit eine Entdeckung dieser undenkbar. Das Kapitel endet mit einer Beschreibung der Detektorsimulation, welche in Verbindung mit der Simulation physikalischer Ereignisse resultierend aus der Kollision von Protonen, ein vollständiges simuliertes Bild über die Durchführung des realen ATLAS-Experimentes zeichnet.

In Kapitel 4 und 5 werden die *Ergebnisse* dieser Diplomarbeit dargestellt. In Kapitel 4 er-

folgt die *Studie der Emissionsspektren* mikroskopischer schwarzer Löcher resultierend aus der Simulation von BlackMax unter Berücksichtigung verschiedener Parameter. Diese legen zum einen die Eigenschaften des schwarzen Loches wie Masse, Spin und Ladung fest, zum anderen beeinflussen sie das betrachtete theoretische Modell (Brane mit und ohne Spannung, gespalte-
ne Brane) sowie die Anzahl an großen Extradimensionen.

Kapitel 5 stellt in einem ersten Schritt die Ergebnisse bereits existierender *Selektionsstrategien für BlackMax* dar und motiviert, warum eine *alternative Selektionsstrategie* erforderlich ist, um schwarze Löcher in den ersten Daten und einer Schwerpunktsenergie von 10 TeV bei ATLAS entdecken zu können. In einem zweiten Schritt wird in diesem Kapitel basierend auf den charakteristischen Eigenschaften schwarzer Löcher eine alternative Selektionsstrategie ohne Lep-tonforderung entwickelt und mit dem Entdeckungspotential bereits existierender verglichen.

Kapitel 1.

Die Physik der Elementarteilchen

In der modernen Teilchenphysik kennt man heutzutage vier fundamentale Kräfte: Den Elektromagnetismus, die starke und die schwache Kraft sowie die Gravitation [1].

- Die *starke Kraft* beschreibt die Wechselwirkung der Quarks und Gluonen, den Konstituenten der Nukleonen. Die theoretische Beschreibung erfolgt durch die Quantenchromodynamik (QCD), eine relativistische Quantenfeldtheorie.
- Der *Elektromagnetismus* beschreibt die Wechselwirkung von elektromagnetisch geladenen Teilchen und Photonen und erklärt beispielsweise den Zusammenhalt von Elektron und Proton in einem Atom. Die theoretische Beschreibung wird in der Quantenelektrodynamik (QED) behandelt.
- Die *schwache Kraft* erklärt beispielsweise den Kernzerfall. Die Natur dieser Kraft ist Inhalt der Quantenflavordynamik (QFD).
- Die *Gravitation* beschreibt die Wechselwirkung zwischen Massen. Ein erster Zusammenhang zwischen der Anziehung von Massen wurde bereits 1686 durch Newton hergestellt. Mehr als 200 Jahre später gelang Einstein in seiner allgemeinen Relativitätstheorie eine allgemeinere Formulierung der Gravitation.

Die Beschreibung dieser vier Kräfte in einer vereinheitlichten Theorie ist eines der grundlegenden Ziele der Physik.

Die Relativitätstheorie sowie die Quantenmechanik sind erste Meilensteine in dieser Vereinigung: Die spezielle Relativitätstheorie, welche die drei Raumdimensionen und die Zeit zu einer vierdimensionalen Raumzeit zusammenfasst, ermöglichte die Vereinigung der Elektrostatik mit dem Magnetismus zur Elektrodynamik. In dieser klassischen relativistischen Feldtheorie wird die Wechselwirkung von Teilchen durch ein Feld übertragen. Als nicht relativistischen Grenzfall dieser Theorie erhält man die schon bekannten Phänomene der Elektro- und Magnetostatik.

Anfang des 20. Jahrhunderts zeigte Einstein wiederum, dass die Newtonsche Gravitationslehre, aber auch die spezielle Relativitätstheorie Grenzfälle einer allgemeineren Theorie über Energie, Raum und Zeit sind, der allgemeinen Relativitätstheorie. Die Gravitation ist in der allgemeinen Relativitätstheorie eine Eigenschaft des vierdimensionalen Raumes, welcher durch Materie gekrümmt wird. In dieser Theorie stellt die Masse und somit auch Energie und Impuls also die Quelle des Gravitationsfeldes dar. Für kleine Geschwindigkeiten und Massendichten geht die allgemeine Relativitätstheorie in die Newtonsche Gravitationstheorie über, für kleine Raumgebiete in die spezielle Relativitätstheorie.

Die Einführung der Quantenmechanik zeigte, dass die klassische Mechanik für große Abstände der kontinuierliche Grenzfall einer diskreten Theorie über Energie und Impuls darstellt. Die Verbindung der Quantenmechanik mit der relativistischen Feldtheorie zur Quantenfeldtheorie ermöglichte schließlich die präzise Beschreibung drei der vier fundamentalen Wechselwirkungen sowohl in mikroskopischen als auch makroskopischen Abständen. Die Quantenelektrodynamik, Quantenchromodynamik und Quantenflavordynamik waren geboren. In der Theorie der QED ist die Elektrodynamik nun selbst Grenzfall einer relativistischen und quantisierten Feldbeschreibung. In den 70 Jahren gelang Glashow, Weinberg und Salam durch die Einführung der spontanen Symmetriebrechung die Vereinigung dieser drei Kräfte zum so genannten Standardmodell der Teilchenphysik.

1.1. Das Standardmodell der Teilchenphysik

Das Standardmodell der Teilchenphysik beschreibt mit hoher Präzision die fundamentalen Kräfte und Teilchen der Natur, mit Ausnahme der Gravitation. Seine Theorie basiert auf einer *eichinvarianten* und *renormierbaren* relativistischen Quantenfeldtheorie. Teilchen und ihre Wechselwirkung miteinander lassen sich aus einer unter $SU(3) \times SU(2) \times U(1)_Y$ eichinvarianten Lagrangedichte herleiten [2].¹

Die fundamentalen Teilchen des Standardmodells sind angeregte Zustände der Felder der Lagrangedichte: Fermionen, Teilchen mit halbzahligen Spin und Bosonen, Teilchen mit ganzzahligen Spin. Fermionen, welche in Leptonen und Quarks unterteilt werden, sind Basiszustände der Gruppe $SU(2) \times U(1)$, deren Erzeugende der schwache Isospin und die schwache Hyperladung sind. Darüber hinaus sind Quarks Eigenzustände der $SU(3)$ und tragen zusätzlich eine Farbladung. Materie besteht aus je drei Generationen von Leptonen und Quarks, wobei die uns

¹Aus der *Invarianz unter Eichtransformationen* folgen nach dem Noetherschen Theorem Erhaltungssätze, so resultiert aus der Invarianz unter lokalen Phasentransformation ($U(1)$, $SU(2)$, $SU(3)$) die Erhaltung der Ladung und des Stromes. Aus der Invarianz unter globalen Transformationen (Poincaré) folgt die Erhaltung von Energie, Impuls und Drehimpuls [1].

Die *Renormierung* [3] erlaubt es, unbekannte Parameter der Theorie wie Ladung oder Masse mit experimentellen Daten vergleichen zu können.

umgebende Materie ausschließlich aus der ersten Generation besteht. Die *Wechselwirkung* von Teilchen basiert auf dem Austausch von Eichbosonen. Die Austauscheteilchen der $SU(2) \times U(1)$ sind Photonen, W^+ , W^- , und Z-Bosonen. Die Austauscheteilchen der $SU(3)$ sind Gluonen [1]. Mit Hilfe der spontanen Symmetriebrechung erhalten Fermionen und die elektroschwachen Eichbosonen ihre Masse und die Theorie bleibt renormierbar.

In Abbildung 1.1 sind die Elementarteilchen des Standardmodells aufgeführt.

	I	II	III	CHARGE:	
QUARKS	2.75 UP	1300 CHARM	178000 TOP	$\leftarrow 2/3$	91188 Z ⁰
	6 DOWN	110 STRANGE	4500 BOTTOM	$\leftarrow -1/3$	80430 W ⁺ /W ⁻
	0.511 ELECTRON	105.7 MUON	1777 TAU	$\leftarrow -1$	$< 10^{-28}$ PHOTON
LEPTONS	$< 3 \cdot 10^{-6}$ NEUTRINO	< 0.19 NEUTRINO	< 18.2 NEUTRINO	$\leftarrow 0$	theory: 0 GLUON
					FORCE CARRIERS: BOSONS

Abbildung 1.1.: Die elementaren Teilchen des Standardmodell der Teilchenphysik [4].

Die Stärke einer Wechselwirkung hängt von der Kopplung der Felder und der Masse der Eichbosonen ab.

Eine ausführliche Diskussion des Standardmodells der Teilchenphysik findet sich in [1, 2]. Das Standardmodell beschreibt elementare Prozesse in mikroskopischen Maßstäben, also in Bereichen in denen relativistische Quanteneffekte dominieren, mit hoher Präzision. Die Vorhersagen des Standardmodells wie die Existenz des top-Quark und des Z-Boson sowie des neutralen schwachen Stroms konnten durch Beschleunigerexperimente bestätigt werden.

1.2. Die allgemeine Relativitätstheorie

Die allgemeine Relativitätstheorie ist die relativistische Verallgemeinerung der Newtonschen Gravitationstheorie. Ihre Theorie basiert auf dem Relativitäts- und Äquivalenzprinzip. Das allgemeine Relativitätsprinzip besagt, dass die physikalischen Gesetze in allen der Raumzeit zu-

gänglichen Koordinatensystemen gleich sind. Während in der speziellen Relativitätstheorie physikalische Gesetze ihre Gültigkeit nur in Inertialsystemen, welche durch die Minkowski-metrik beschrieben werden, behalten, so sind diese in der allgemeinen Relativitätstheorie auch in beschleunigten Koordinatensystemen gültig. Ihre Metrik enthält die Gravitationspotentiale und ist koordinatenabhängig [3]. Die Gravitation ist in der allgemeinen Relativitätstheorie also eine Eigenschaft des Raumes, welcher durch Materie gekrümmt wird. Das Äquivalenzprinzip besagt nun, dass die Gesetze der Physik lokal für einen beschleunigten Beobachter genauso aussehen wie für einen stationären Beobachter in einem Gravitationsfeld. Lokal gelten also die bekannten Gesetze der speziellen Relativitätstheorie ohne Gravitation. Aufgrund der Krümmung des Raumes gibt es allerdings keine globale Transformation, die beliebige Koordinaten auf die Minkowski-form bringt [3]. Die Krümmung des Raumes wird durch die Einsteinschen Feldgleichungen beschrieben und diese stellen einen Zusammenhang zwischen Raumzeitkrümmung und der lokalen Massen- und Energiedichte, genauer dem Energie- Impuls Tensor, her [3].

Die Effekte der Gravitation sind in Beschleunigerexperimenten im Vergleich zu den anderen fundamentalen Kräften schwach. So wird das Raumzeitkontinuum, welches die Metrik eines zu untersuchenden Elementarteilchens festlegt, erst ab einer Masse von 10^{19} GeV oder einer Länge von 10^{-35} m wesentlich beeinflusst [3].

Diese Größen sind auch als Planckmasse oder auch Plancklänge bekannt. Ab dieser Länge spielen Quanteneffekte auch in der Gravitation eine Rolle.² Für die elementaren Teilchen des Standardmodells sind Gravitationseffekte in Beschleunigerexperimenten vernachlässigbar.

1.3. Stringtheorie

Das grundlegende Ziel der Vereinigung aller Kräfte in eine vereinheitlichte Theorie konnte durch die Theorie des Standardmodells noch nicht erfüllt werden. Darüber hinaus beinhaltet das Standardmodell noch ungeklärte Fragen. So erklärt diese Theorie weder warum genau drei Generationen der Elementarteilchen existieren, noch warum so viele Parameter wie Masse und Ladung existieren, die nur mit Hilfe des Experimentes bestimmt werden können. Darüber hinaus existiert noch keine anerkannte Theorie der Quantengravitation und die Integration der Gravitation in die Theorie des Standardmodells ist noch nicht gelungen.

Man geht nun davon aus, dass das Standardmodell, wie einst die Elektrodynamik, Grenzfall einer noch allgemeineren Theorie ist, welche darüber hinaus die Gravitation beinhaltet.

Ein Beispiel einer Theorie, welches das Standardmodell mit der Gravitation vereinigt und eine Theorie der Quantengravitation enthält, ist die Stringtheorie.

²Die Planck-Länge entspricht dem Abstand zweier Protonen, bei der ihre Gravitationsenergie gerade ihrer Masse entspricht.

Eine Einführung findet sich in [5].

Die Stringtheorie entspringt einer quantisierten Beschreibung relativistisch vibrierender Saiten, *Strings*. Ihre Theorie besagt, dass aller Materie unteilbare Strings zugrunde liegen, welche man sich als vibrierende eindimensionale Saiten oder Segmente aus Energie vorstellen kann. Teilchen sind in dieser Theorie resonante Moden eines vibrierenden Strings und damit keine punktförmigen sondern ausgedehnte Objekte. Die Eigenschaften der Teilchen wie ihre Masse, Spin und Ladung ergeben sich aus der Charakteristik der Vibration, also aus der Eigenmode des Strings. Verschiedene Eigenmoden erzeugen verschiedene Typen von Teilchen.

Aus den Randbedingungen der vibrierenden Strings resultieren zwei Arten von Strings:

- offene Strings
- geschlossene Strings.

In der Superstringtheorie, einer Weiterentwicklung der Stringtheorie, kommen neben eindimensionalen Strings auch höherdimensionale *Branen* als Basisobjekte vor [6].

In dieser Theorie existiert nun eine spezielle Klasse von Branen, D-Branen, welche dadurch charakterisiert wird, dass die Enden offener Strings auf diesen lokalisiert sind. Als Konsequenz sind die Kräfte und Teilchen, welche aus den Schwingungen der gebundenen Strings resultieren, ebenfalls an die D-Brane gebunden; eine Branenwelt entsteht.

Die Stringtheorie vermag nun das Standardmodell der Teilchenphysik mit der Gravitation zu verbinden, in dem es zum einen Standardmodellteilchen die Eigenschwingungen offener Strings, welche an ein $3 + 1$ dimensionale D-Brane gebunden sind zuordnet, und zum anderen postuliert, dass Gravitonen, die Austauschteilchen der Gravitation, Eigenschwingungen *ungebundener geschlossener Strings* sind.

Die D-Brane wird durch einen extradimensionalen Raum, den so genannten Bulk, begrenzt. Befinden sich Standardmodellteilchen auf separierten Branen, so können diese nur mit Hilfe des Gravitons, welches an keine Brane gebunden ist, miteinander wechselwirken.

1.3.1. Extradimensionen und Stringtheorie

Die Formulierung der Stringtheorie ist nur in *zehn oder elf Raumzeitdimensionen* physikalisch sinnvoll, wobei die Extradimensionen, also die sechs oder sieben Raumdimensionen, die wir als Mensch nicht wahrnehmen können, kompaktifiziert sind [6].

Extradimensionen widersprechen der Erfahrung der menschlichen Wahrnehmung. Es ist aber zu beachten, dass die Anzahl wahrgenommener Dimensionen von der Größe des Beobachters abhängen kann. Während eine Dimension beispielsweise zusammengerollt und klein sein kann und somit für große Abstände unsichtbar, kann eine andere unendlich und wahrnehmbar sein (vgl. Abbildung 1.2). Entlang der unendlichen Dimension befindet sich aber an jedem Punkt

der kompakte zusammengerollte Raum - in diesem Beispiel ein Kreis.

Eine verallgemeinerte Vorstellung aufgerollter Dimensionen, welche für die Stringtheorie von



Abbildung 1.2.: Die Zahl wahrgenommener Dimensionen hängt vom Beobachter ab. So wirkt ein Kabel für einen Menschen aus der Ferne wie ein eindimensionaler Strich. Eine Ameise auf dem Kabel nimmt beim Überqueren des Kabels hingegen zwei Dimensionen wahr [7].

Bedeutung ist, ist die Calabi-Yau-Mannigfaltigkeit, in der mehrere Extradimensionen kompliziert aufgerollt und umeinander gewickelt sind (Abbildung 1.3).

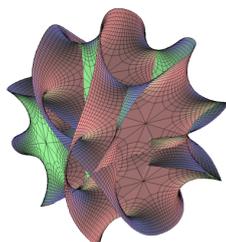


Abbildung 1.3.: Calabi-Yau Mannigfaltigkeit [8].

1.3.2. Das Hierarchieproblem

In seiner konventionellen Form ist die Stringtheorie nicht überprüfbar, denn Quanteneffekt der Gravitation spielen erst bei der Planck-Skala, einer mikroskopischen Größe von 10^{-35} m eine Rolle. Mit den neuesten Beschleunigerexperimenten lassen sich allerdings nur Größen von bis zu 10^{-18} m sondieren.

Nun stellt sich die Frage, warum eine Theorie, welche sowohl das Standardmodell als auch die Gravitation beschreibt, zwei so unterschiedliche Energieskalen umfasst: die schwache Energieskala von 250 GeV und die Planck-Energieskala von 10^{19} GeV. Warum ist die Gravitation so viel schwächer als alle anderen Wechselwirkungen? Diese Problematik, die auch als Hierarchieproblem bekannt ist, ist aber nicht nur aus rein ästhetischen Gründen von Bedeutung. Da

die allgemeine Relativitätstheorie sowie das Standardmodell für Massen bis zur Planckmasse gültig sind, sollten Schleifenkorrekturen, die sich aus der quantenfeldtheoretischen Beschreibung des Standardmodells ergeben, zur Masse des Higgs-Teilchen (Abbildung 1.4) auch für virtuelle Teilchen mit Massen nahe der Planckmasse möglich sein. Dieser Beitrag zur Higgs-

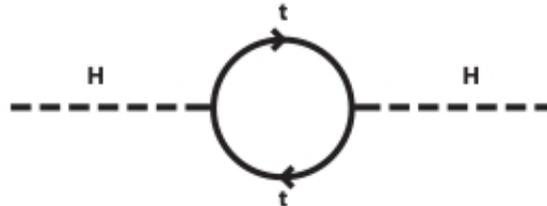


Abbildung 1.4.: Schleifenkorrektur zur Higgsmasse [9].

masse ist aber deutlich größer als die von elektroschwache Massenskala vorgegeben Higgs-Masse und auch die Massen der Elementarteilchen müssten aufgrund dieser Quantenbeiträge unverhältnismäßig groß sein. Im Standardmodell kann dieses Problem nur durch eine Feinabstimmung, in der sich die Quantenbeiträge in den Schleifen exakt aufheben müssen, gelöst werden[1]. Eine elegantere Lösung für dieses Problem bietet das Branenweltszenario von Dimopoulos, Arkani-Hamed und Dvali [10].

1.4. Große Extradimensionen

Das Modell *großer Extradimensionen*³ von Dimopoulos, Arkani-Hamed und Dvali (ADD) ist ein spezielles Branenweltszenario, welches eine plausible Erklärung für die relative Schwäche der Gravitation liefert [10].

In ihrer Arbeit postulieren Dimopoulos, Arkani-Hamed und Dvali, dass die Gravitation und die elektroschwache Wechselwirkung sich bei der elektroschwachen Skala vereinigen und nehmen an, dass die Planckskala die einzige fundamentale Skala der Natur ist. Die Schwäche der Gravitation in unserer vierdimensionalen Welt resultiert lediglich aus der Existenz von großen kompaktifizierten Extradimensionen und die beobachtete Planck-Skala ist dementsprechend keine fundamentale Skala. Ihre Größe ist lediglich eine Konsequenz der großen Extradimensionen. Standardmodellteilchen sind in diesem speziellen Branenweltszenario auf eine vierdimensionale Brane, welche innerhalb der zusätzlichen aufgerollten Dimensionen sitzt, beschränkt, wobei diese zusammengerollten Extradimensionen eine Größe von bis zu $44 \mu\text{m}$ besitzen können [11]. Nur Gravitonen haben Zugang zum gesamten extradimensionalen Raum. Die tatsächliche

³In dieser Theorie sind die zusammengerollten Extradimensionen groß im Vergleich zur elektroschwachen Skala.

höherdimensionale Gravitation stellt nun durchaus eine starke Kraft dar, sie kann auf der Standardmodellbrane allerdings nur in einer effektiven niederdimensionalen Theorie wahrgenommen werden. In dieser niederdimensionalen Theorie wirkt die Gravitation stark abgeschwächt, denn die Gravitonen, welche für die Wechselwirkung der Gravitation verantwortlich sind, breiten sich gleichermaßen in *alle* Raumdimensionen aus.

Die Planck-Skala von 10^{19} GeV, welche sich aus der Schwäche der Gravitation anhand $M_{Pl} \sim G_N^{-1/2}$, wobei G_N die vierdimensionale Gravitationskonstante darstellt, herleitet, ist also nicht die fundamentale Massenskala, sondern nur eine effektive Größe. In einer höherdimensionalen Theorie der Gravitation ist eine fundamentale Planck Masse von 1 TeV, einer Größe nahe der elektroschwachen Skala, durchaus denkbar.

Die Stärke der effektiven vierdimensionalen Gravitation im Vergleich zur Stärke der extradimensionalen Gravitation hängt nun zum einen von der Größe der kompaktifizierten Extradimensionen ab, da diese bestimmt inwieweit die Gravitation in den Extradimensionen abgeschwächt wird. Je größer die Extradimensionen desto schwächer die effektive vierdimensionale Gravitation. Des Weiteren spielt auch die Anzahl der großen Extradimensionen eine große Rolle in Bezug auf die effektive Gravitation. Gäbe es nur eine große Extradimension, so müsste ihr Radius - unter Annahme einer fundamentalen Planckskala von 1 TeV - dem Abstand zwischen Erde und Sonne entsprechen, um die Gravitation ausreichend abzuschwächen. Bei zwei Extradimensionen wäre hierzu nur noch eine Größe von 1 mm erforderlich [5].⁴

1.4.1. Das Gravitationsgesetz nach Newton in Extradimensionen

Die Anziehungskraft zweier massiver Objekte lässt sich klassisch mit Hilfe des Gaußschen Satzes aus dem Gravitationspotential ableiten. Die abgeleitete Anziehungskraft hängt dann zum einen von der Masse der Objekte, ihrer Entfernung aber auch der Anzahl der Raumdimensionen ab. Für drei Raumdimensionen erhält man Newtons klassisches inverses Quadratgesetz. Die Gravitation verteilt sich gleichmäßig auf eine Kugeloberfläche und nimmt dementsprechend mit $1/r^2$ ab, wobei r dem Radius der Kugel entspricht.

Analog verteilt sich die Gravitation für d Raumdimensionen nun gleichmäßig auf die Oberfläche einer d -dimensionalen Hypersphäre und nimmt mit $1/r^{d-1}$ ab. Für mehr als drei Raumdimensionen nimmt also die Gravitation für wachsende Abstände schneller ab als in unserer dreidimensionalen Welt.

Sind nun drei Raumdimensionen unendlich und $d-3$ Extradimensionen endlich und kompaktifiziert, so unterscheidet sich das *Gravitationspotential*, V , und folglich auch das Kraftgesetz für Abstände kleiner ($r < R$) und Abstände größer der Extradimensionen ($r > R$). Für $r < R$

⁴Letztendlich verschiebt dieses Modell das Hierarchieproblem bezüglich der Energieskalen in eine Hierarchie der Größe der Extradimensionen.

verteilen sich die Kraftlinien der Gravitation zunächst in alle $d = N + 3$ Dimensionen ($N =$ Anzahl der Extradimensionen) [10]:

$$V(r) \sim \frac{M}{M_{ADD}^{N+2}} \frac{1}{r^{N+1}} \quad (1.1)$$

bis diese an die endliche Grenze der Extradimensionen, R , stoßen. Nun kann sich die Gravitation nur noch in Richtung der drei unendlichen Dimensionen ausbreiten und folgt also für $r > R$ dem bekannten inversen Quadratgesetz, resultierend aus folgendem Potential [10]:

$$V(r) \sim \frac{M}{M_{ADD}^{N+2} R^N} \frac{1}{r} = \frac{M}{M_{Pl}^2} \frac{1}{r}. \quad (1.2)$$

M_{ADD} ist in diesen Ausdrücken die $(4+N)$ -dimensionale Planckmasse und hängt mit der uns bekannten vierdimensionalen Planckmasse über $M_{pl}^2 \sim M_{ADD}^{N+2} R^N$ zusammen. Direkte Messungen von Adelberger et al. haben ergeben, dass das Newtonsche Gravitationsgesetz für Abstände bis zu $56 \mu\text{m}$ gültig ist [11]. Hieraus lässt sich schließen, dass die Größe der Extradimensionen kleiner als $44 \mu\text{m}$ sein muss. Daten aus astrophysikalischen, kosmologischen und Beschleunigerexperimenten haben $N = 1$ und $N = 2$ bei einer fundamentalen Planckmasse von 1 TeV durch indirekte Messungen ausgeschlossen [12].

1.5. Schwarze Löcher

Schwarze Löcher sind Objekte, welche die Raumzeit derart stark krümmen, dass weder Materie noch Licht aus ihnen entkommen können [3].

Die Theorie der schwarzen Löcher leitet sich aus der klassischen allgemeine Relativitätstheorie ab. Die Krümmung eines Koordinatensystems wird durch die Einsteinschen Gleichungen beschrieben. Diese legen die Metrik des Koordinatensystems fest. Die bekannteste Lösung der Einsteinschen Gleichungen ist die Schwarzschildmetrik, welche kugelsymmetrische Gravitationsfelder im Vakuum beschreibt. Man unterscheidet hierbei zwischen einer Lösung innerhalb und außerhalb des Objektes. Bei $r_s = 2GM/c^2$, $G =$ Gravitationskonstante, $M =$ Masse des Objekts, $c =$ Lichtgeschwindigkeit, besitzt die Schwarzschildmetrik nun eine punktförmige Singularität - diese legt den Schwarzschildradius fest. Ist das Objekt kleiner als sein Schwarzschildradius, so handelt es sich bei dem Objekt um ein schwarzes Loch und der Schwarzschildradius definiert den Ereignishorizont.

Neben der Schwarzschildlösung existieren nur wenige andere stationäre Lösungen der Einsteinschen Gleichungen, welche schwarze Löcher zu beschreiben vermögen, wobei diese laut des 'no hair Theorems' nur von der Masse, der elektrische Ladung und dem Drehimpuls des

Objektes abhängen [13].

Die stationäre Lösung eines rotierenden schwarzen Loches ist durch die *Kerr-Metrik* gegeben, die Lösung für geladene schwarze Löcher durch die *Reissner-Nordström-Metrik*. Die *Kerr-Newman-Metrik* beschreibt schließlich geladene und rotierende schwarze Löcher.

Die Singularitäten dieser Metriken unterscheiden sich von der Punktlösung der Schwarzschildmetrik. So treten bei rotierenden schwarzen Löchern kreis- oder ringförmige Singularitäten auf und dem entsprechend liegt ihr Ereignishorizont nicht mehr auf einer Kugeloberfläche wie bei der Schwarzschildlösung.

Klassische schwarze Löcher werden in unserer vierdimensionalen Welt nur in astronomischen Größen erwartet und man vermutet, dass diese durch den Kollaps eines massiven Sternes in einer Supernova entstehen [3]. Modelle großer Extradimensionen sagen nun voraus [14], dass auch die Entstehung mikroskopischer schwarzer Löcher möglich ist. Bei Skalen kleiner als die der Extradimension beschreibt ein höherdimensionales Gravitationsgesetz das Verhalten der Objekte (siehe 1.1). Ist der Schwarzschildradius des schwarzen Loches kleiner als der Radius der kompaktifizierten Extradimensionen, so geht die Schwarzschildlösung der Einsteinschen Gleichung in eine $d + 1$ - dimensionale Metrik (Myers-Perry-Lösung) über [15]. Der Schwarzschildradius ergibt sich dann zu [14]:

$$r_s^d(M_{BH}, d, M_{PDG}) = \left[2^{d-3} \pi^{(d-6)/2} \frac{\Gamma(d/2)}{d-1} \frac{M_{BH}}{M_{PDG}} \right]^{\frac{1}{d-2}} \frac{1}{M_{PDG}} \quad (1.3)$$

Hierbei entspricht M_{BH} der Masse des schwarzen Loches und M_{PDG} entspricht der höherdimensionalen Planckmasse nach PDG-Definition:

$$M_{PDG}^{N+2} = \frac{(2\pi)^N}{8\pi G_N (2\pi R)^N} \quad (1.4)$$

wobei G_N die vierdimensionale Gravitationskonstante und R den Radius der Extradimension beschreibt.

Es ist zu beachten, dass mikroskopische schwarze Löcher nur mit Massen deutlich größer der fundamentalen Planckmasse als klassische Objekte der allgemeine Relativitätstheorie existieren können, denn für $M_{BH} \sim M_{Pl}$ müssten die noch unbekannt quantengravitative Effekte berücksichtigt werden.

Unter Annahme einer höherdimensionalen Planckmasse von 1 TeV, könnten mikroskopische schwarze Löcher unter Umständen in Beschleunigerexperimenten wie dem LHC bei einer Schwerpunktsenergie von bis zu 14 TeV entstehen. Bei diesen Energien ist der Schwarzschildradius, welcher durch die Schwerpunktsenergie der kollidierenden Teilchen vorgegeben, wird bereits kleiner als der Radius großer Extradimension und es würde somit ein stärkeres Gravitationspotential greifen.

In Abwesenheit von Extradimensionen wäre eine Energie von über 10^{16} TeV erforderlich, um

ein schwarzes Loch in Beschleunigerexperimenten erzeugen zu können.

Aufgrund von Vakuumfluktuationen nahe des Ereignishorizontes ist es möglich, dass schwarze Löcher entgegen der klassischen Beschreibung auch Materie und Energie via Hawkingstrahlung abstrahlen können. Virtuelle Teilchen-Antiteilchen-Paare, welche Teilchen mit positiver und negativer Energie entsprechen, können nahe des Ereignishorizontes getrennt werden. Während das Teilchen negativer Energie in das schwarze Loch fällt, kann das Teilchen positiver Energie entkommen, und das schwarze Loch verliert durch die Aufnahme der negativen Energie an potentieller Energie [16].

Das Emissionsspektrum der Hawkingstrahlung entspricht dem eines schwarzen Körpers und hängt nur von einer charakteristischen Temperatur, der Hawking-Temperatur ab [16]:

$$T_H = \frac{N + 1}{4\pi r_s} \quad (1.5)$$

wobei diese wiederum von der Anzahl der Extradimensionen und dem Schwarzschildradius abhängt. Je massiver das schwarze Loch, umso kleiner ist seine Temperatur.

Die Lebensdauer eines schwarzen Loches ist also durch die Hawkingstrahlung begrenzt. Während die Lebensdauer makroskopischer schwarzer Löcher aufgrund ihrer hohen Masse und ihrer geringen Temperatur das Alter des Universums überschreiten, zerstrahlen mikroskopische schwarze Löcher in rund 10^{-26} Sekunden [14].

Kapitel 2.

Das Atlas-Experiment

ATLAS (A Toroidal LHC AparatuS) ist eines von vier *Beschleunigerexperimenten* am Large Hadron Collider (LHC), dem zur Zeit leistungsfähigsten Teilchenbeschleuniger am Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire (CERN). Nach seiner voraussichtlichen Inbetriebnahme im Herbst 2009 wird der LHC zu einem der mächtigsten Instrumente der Teilchenphysik. Die Ziele des Atlas-Experimentes sind weit gefächert. Neben der Validierung des Standardmodells der Teilchenphysik mit Schwerpunkt auf der Suche nach dem Higgs-Boson, dem letzten noch nachzuweisenden Teilchen des Standardmodells, werden auch neue Theorien, welche über das Standardmodell hinaus gehen, von ATLAS auf die Probe gestellt. Beispiele hierfür sind supersymmetrische Modelle, Stringtheorie, Extradimensionen, Compositeness, etc. .

Beschleunigerexperimente sind von großem Interesse für die Teilchenphysik, denn die Erzeugung, Detektion und Rekonstruktion unbekannter oder bis zu dem Zeitpunkt nur postulierter Teilchen ermöglicht die Überprüfung ihrer zugrunde liegenden Theorien und gibt Anreiz für die Entwicklung neuer Theorien.¹

Die hohe Schwerpunktsenergie der kollidierenden Teilchen in Beschleunigerexperimenten ermöglicht die *Produktion neuer schwerer und meist instabiler Teilchen*, welche nach kurzer Zeit innerhalb eines *Detektors* zerfallen. Die Zerfallsprodukte hinterlassen in den verschiedenen Schichten des Detektors ein Signal, welches, nachdem es mit Hilfe eines *Triggersystems* von anderweitigen elastischen Streuprodukten herausgefiltert wurde, mit Hilfe eines speziell entwickelten Software-Gerüsts *digitalisiert und rekonstruiert* wird. Die *Rate* und charakteristischen Eigenschaften der detektierten Zerfallsprodukte geben schließlich Aufschluss über die zugrunde liegende Theorie des neuen Teilchens.

¹Die Schwerpunktsenergie, $\sqrt{s} = 2E$, legt hierbei sowohl die mögliche Masse der erzeugten Teilchen als auch das Auflösungsvermögen der sondierenden Teilchen, welche durch die de Broglie-Wellenlänge $\lambda_D = h/p$ gegeben ist, fest.

2.1. Der Large Hadron Collider

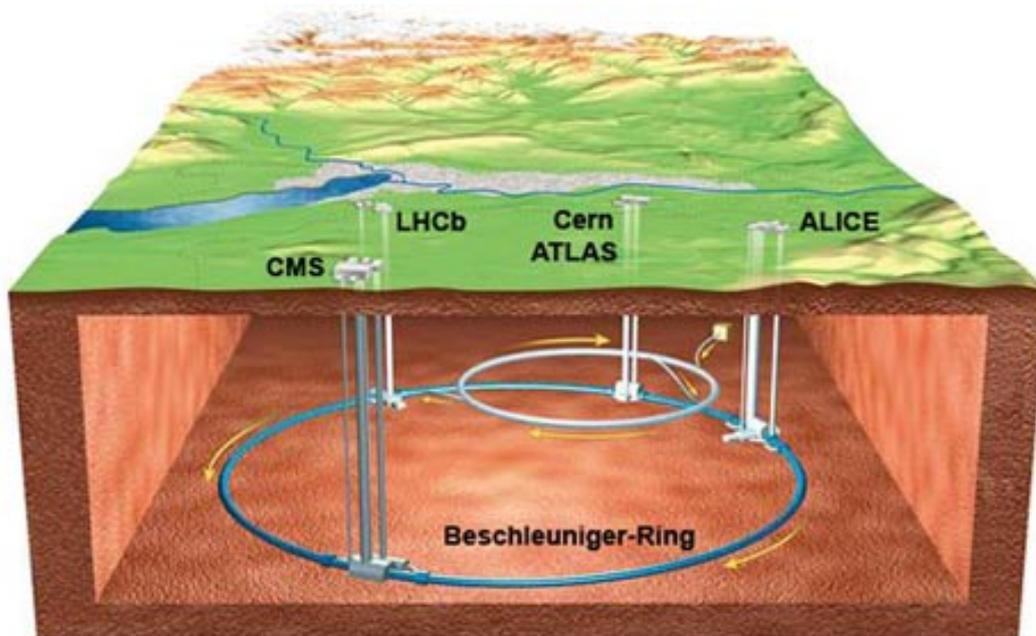


Abbildung 2.1.: Der Large Hadron Collider am CERN [17].

Der Large Hadron Collider (LHC) ist ein Ringbeschleuniger von 27 km Umfang am CERN, welcher Protonen in gegenläufigen Teilchenbündeln auf bis zu 7 TeV (Bleikerne auf 574 TeV/Ion) beschleunigt. Ist die Zielenergie der Protonenbündel erreicht, so werden diese in vier Experimenten zur Kollision gebracht (siehe Abbildung 2.1). Bei einer Umlauffrequenz von 11 kHz und einer Teilchengeschwindigkeit von nahezu Lichtgeschwindigkeit kommt es alle 25 ns zu einer Kollision der Teilchenbündel.

Die vorgesehene Luminosität, eine Größe ausschlaggebend für die erwartete Ereignisrate eines Experimentes, beträgt $10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$.

Im Vergleich zu früheren Kollisionsexperimenten erlaubt der LHC aufgrund der hohen Luminosität bessere statistische Aussagen und die hohe Schwerpunktenenergie von 14 TeV ermöglicht die Entdeckung neuer schwerer Teilchen.

2.2. Der ATLAS-Detektor

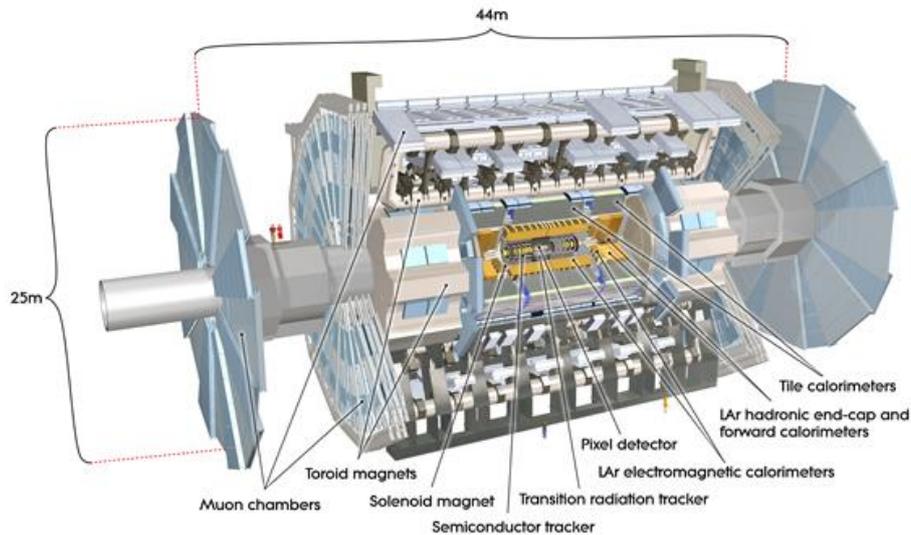


Abbildung 2.2.: Schematische Darstellung des ATLAS-Detektors [18].

Der ATLAS - Detektor ermöglicht den Nachweis von Reaktionsprodukten resultierend aus den hochenergetischen Proton-Proton-Stößen bei einer Schwerpunktsenergie von bis zu 14 TeV. Hierfür werden die kollidierenden Protonen mit Hilfe von magnetischen Linsen fokussiert, so dass diese im Wechselwirkungspunkt im Zentrum des Detektors aufeinandertreffen [19].

Der ATLAS-Detektor kombiniert Detektorkomponenten zur Messung von Energie, Impuls und Teilchenidentität. Reaktionsprodukte werden in diesem mittels ihrer elektromagnetischen oder hadronischen Wechselwirkung im Detektormaterial nachgewiesen. Die Art der Wechselwirkung hängt von der Energie und der Art des Teilchens ab, wie Tabelle 2.1 erkennen lässt. Der Nachweis der verschiedenen Teilchen stellt unterschiedliche Ansprüche an den Detektor und bedarf dementsprechend unterschiedlicher Detektortypen.

Als Konsequenz ist der Detektor zwiebelartig in vier Schichten unterteilt (Abbildung 2.2 [18]):

- Innerer Detektor
- Elektromagnetisches und hadronisches Kalorimeter
- Myon-Spektrometer
- Magnetsystem

Alle Subdetektoren zusammengenommen wiegen über 7000 Tonnen.

Tabelle 2.1.: Wechselwirkung von Teilchen mit Materie

Teilchenart	Wechselwirkung mit Materie
<i>Elektronen</i>	Ionisation Bremsstrahlung Cherenkov- und Übergangsstrahlung
<i>Photonen</i>	Photoeffekt Compton-Streuung Paarbildung
<i>Myonen</i>	Ionisation und Anregung durch Stöße (Bremsstrahlung) Cherenkov Strahlung
<i>Hadronen</i>	Ionisation und Anregung durch Stöße Cherenkov Strahlung Starke WW

Das Koordinatensystem des Detektors ist wie folgt festgelegt (siehe Abbildung 2.3): Die z-Achse verläuft entlang der Strahlrichtung, x- und -y Achse liegen hierzu senkrecht. Der Azimutwinkel ϕ , sowie alle transversalen Größen werden entlang der x-y Ebene definiert, der Polarwinkel θ entlang der z-y Ebene. Darüber hinaus wird ein lorentzinvariantes Maß für den Polarwinkel, die Pseudorapidität η , eingeführt mit $\eta = -\ln(\theta/2)$ [19].

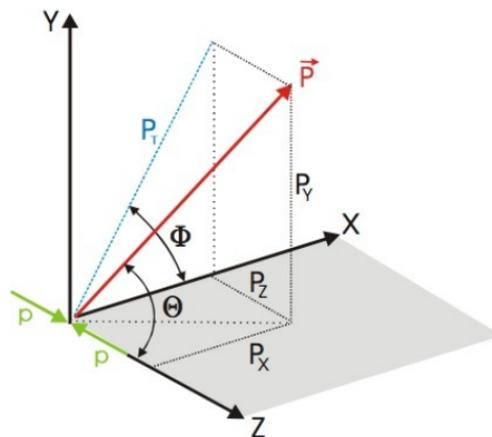


Abbildung 2.3.: Das Koordinatensystems des ATLAS-Detektors.

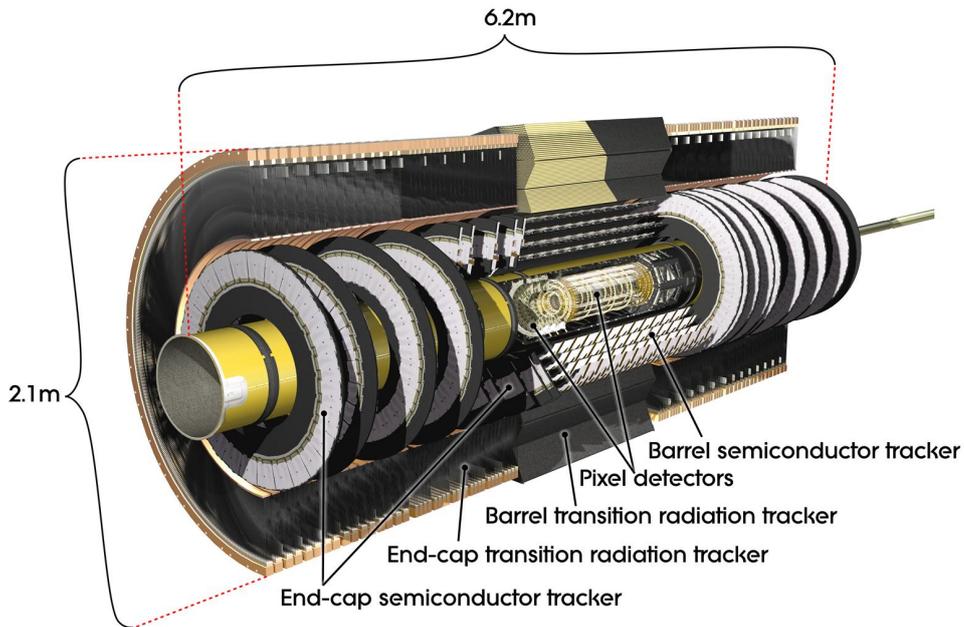


Abbildung 2.4.: Schematische Darstellung des inneren Detektors [18].

2.2.1. Innerer Detektor

Die Aufgabe des inneren Detektors ist die Rekonstruktion der Spur, des Vertex und der Impulsmessungen. Des Weiteren ermöglicht er die Identifikation von Elektronen. Der innere Detektor besteht aus drei Schichten, den Pixel- und Silizium-Streifendetektoren im inneren und einem Übergangsstrahlungsspurdetektor im äußeren Bereich des inneren Detektors. Der gesamte innere Detektor befindet sich in dem Magnetfeld des zentralen Solenoids von einer Magnetfeldstärke von zwei Tesla.

Der Pixeldetektor ist sowohl für die Auflösung der Stoßparametermessung als auch die Identifikation kurzlebiger Teilchen wie B-Hadronen oder τ -Leptonen ausschlaggebend.

Die Verwendung von Halbleiterdetektoren im Inneren gewährleistet eine hohe Auflösung der Vertex- und Impulsmessung selbst bei hoher Spurdichte. Die Messung der Übergangsstrahlung ermöglicht die Unterscheidung zwischen Hadronen und Elektronen.

Der innere Detektor deckt einen Bereich von bis zu $|\eta| < 2.5$ ab.

Die Auflösung des Transversalimpulses σ_{p_T} von Teilchen im inneren Detektor beträgt:

$$\frac{\sigma_{p_T}}{p_T} = 0.05\% p_T \oplus 1\% \quad (2.1)$$

2.2.2. Elektromagnetisches Kalorimeter

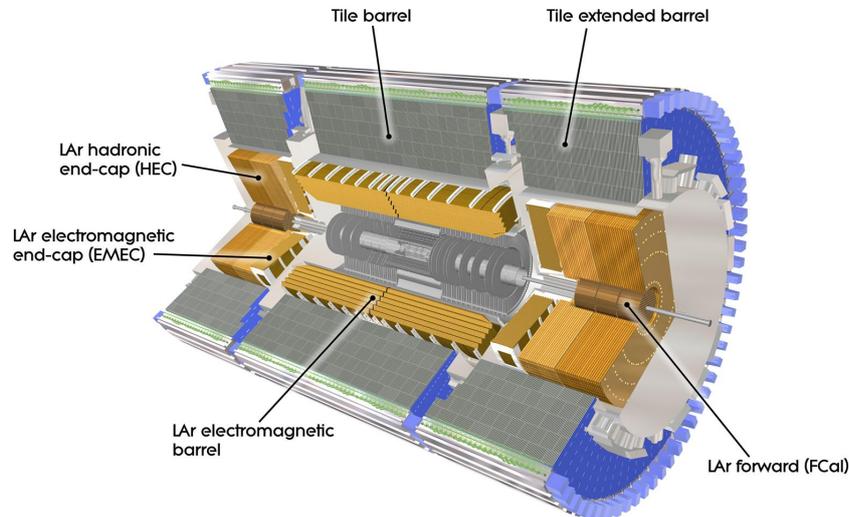


Abbildung 2.5.: Schematische Darstellung des Kalorimeters [18].

Das elektromagnetische Kalorimeter misst die Energie und Position von Elektronen, Positronen, Photonen. Diese erzeugen beim Durchgang durch das Kalorimetermaterial elektromagnetische Schauer von Sekundärteilchen vornehmlich via Bremsstrahlung und Paarbildung, welche dann ein messbares Signal - Licht oder Ionisation - liefern [20].

Das elektromagnetische Kalorimeter besteht abwechselnd aus Schichten von Absorber (Blei) und Detektormaterial (flüssiges Argon), welche akkordeonartig angeordnet sind. Das Kalorimeter ist in einen Kryostat, welcher den inneren Detektor umgibt, eingebettet und deckt einen Bereich von bis zu $|\eta| < 3.2$, wobei Präzisionsmessungen bis $|\eta| < 2.5$ möglich sind [19].

Das elektromagnetische Kalorimeter ermöglicht eine Energieauflösung von:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{10\%}{\sqrt{E}} \oplus 0.7\%. \quad (2.2)$$

2.2.3. Hadronisches Kalorimeter

Das hadronische und das elektromagnetische Kalorimeter messen die Energie von Hadronen. Diese erzeugen beim Durchgang durch das Kalorimeter ebenfalls einen Schauer von Sekundärteilchen aufgrund ihrer inelastischen Wechselwirkung mit Kernen und erzeugen hierbei sekundäre Teilchen, beispielsweise Hadronen. Die longitudinale Ausdehnung der hadronischen Schauer ist groß im Vergleich zu elektromagnetischen Schauern. Insofern müssen hadronische Kalorimeter im Vergleich zu elektromagnetischen größer und massiver sein [21].

Das hadronische Kalorimeter ist ebenfalls in Schichten aus Absorber - und Detektormaterial aufgebaut. Im Barrel wurde als Absorber Eisen und als Detektor neuartige Szintillatorplatten benutzt. In den Endkappen und den Vorwärtskalorimetern, also bei hohen Rapiditäten, wurde flüssiges Argon als Detektor verwendet.

Während die deponierte Energie der elektromagnetischen Schauer sehr präzise gemessen werden kann, geht ein Teil der Energie der hadronischen Schauer in den inelastischen Stößen zwischen Hadron und Detektormaterial aus einer Vielzahl an Gründen, wie Spaltung und Spallation von Kernen verloren [21]. Der Zusammenhang zwischen gemessenem Signal und deponierter Energie wird für das hadronische Kalorimeter durch die Jet-Energie-Skala definiert.

Das gesamte hadronische Kalorimeter umfasst eine Region von $|\eta| < 4.9$. Die Dicke des Kalorimeters ist von großer Bedeutung und sollte hadronische Schauer eingrenzen und ein Durchschlagen in das Myon-System verhindern.

Die Energieauflösung σ_E beträgt im Barrel und in den Endkappen:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{50\%}{\sqrt{E}} \oplus 3\%. \quad (2.3)$$

Für das Vorwärtskalorimeter ergibt sich:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{100\%}{\sqrt{E}} \oplus 10\%. \quad (2.4)$$

2.2.4. Myon-Spektrometer

Aufgrund ihrer hohen Masse werden Myonen in Materie nur schwach abgebremst und können so erst im äußeren Bereich des Detektors nachgewiesen werden.

Das Myon-Spektrometer misst sowohl die Bahn als auch, mit Hilfe des Magnetfeldes des äußeren Toroiden, den Impuls von Myonen mit hoher Präzision.

Das Spektrometer besteht aus unterschiedlichen Typen von Spur- und Triggerkammern ('Monitored Drift Tubes', 'Cathode Strip Chambers', 'Resistive Plate Chambers', 'Thin Gap Chambers'), welche im Barrel in drei zylindrischen Lagen um die Strahlachse, in den Endkappen in drei ebenen Lagen senkrecht zur Strahlachse angeordnet sind.

Das Myon-Spektrometer ist ausschlaggebend für die gesamte Größe des Detektors: Der Radius des Barrels beträgt 11 m, der Abstand vom Wechselwirkungspunkt zu den äußeren (Vorwärts-)Myonkammern beläuft sich auf 23 m.

Bei einem transversalen Impuls von 1TeV beträgt das Auflösungsvermögen:

$$\frac{\sigma_{p_T}}{p_T} = 10\% \quad (2.5)$$

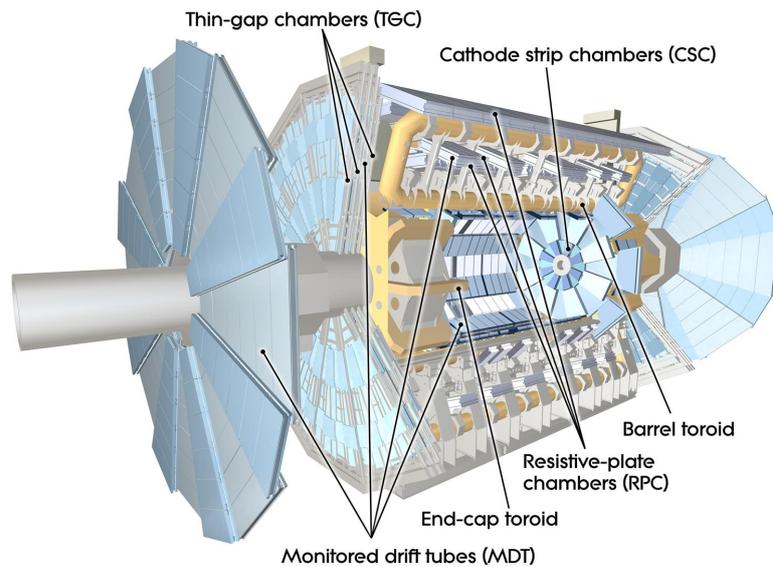


Abbildung 2.6.: Schematische Darstellung des Myonspektrometers [18].

2.2.5. Magnetsystem

Das Magnetsystem erlaubt es, durch die Ablenkung geladener Teilchen deren Ladung und Transversalimpuls zu bestimmen. Geladene Teilchen werden in elektromagnetischen Feldern aufgrund der Lorentzkraft in Kreisbahnen abgelenkt. Aus der Messung des Krümmungsradius mit Hilfe der Teilchenspur lässt sich dann der transversale Impuls $p_T = 0.3 BR \left[\frac{\text{GeV}/c}{T_m} \right]$ bestimmen.

Das Magnetsystem setzt sich aus einem zentralen Solenoid und einem äußeren System aus drei großen supraleitenden Toroiden, mit jeweils acht Spulen, zusammen. Der zentrale Solenoid umschließt den inneren Detektor und erzeugt in diesem ein Magnetfeld von ca. 2 Tesla. Die äußere Spule erzeugt ein Feld von ca. 4 Tesla innerhalb des Kalorimeters und des Myonspektrometers.

2.3. Trigger

Nur ein geringer Bruchteil der Reaktionsprodukte entspricht einem physikalisch interessantem inelastischen Streuprozess. Der Großteil der Reaktionsprodukte ist für eine weitere physikalische Analyse uninteressant. Mit Hilfe des *Triggersystems* können für die Analyse relevante Signale herausgefiltert werden.

Bei einer Luminosität von $10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ beträgt die Reaktionsrate der Protonen ungefähr 1 GHz

(dies entspricht 1 Petabyte pro Sekunde an Rohdaten). Die heutige Technik limitiert allerdings die Aufzeichnung der Ereignisrate auf 200 Hz. Das Triggersystem von ATLAS ermöglicht die notwendige Reduktion und Selektion der gemessenen Daten. Basierend auf ausgewählten Informationen entscheidet dieses System in drei Stufen, ob ein Ereignis gespeichert oder verworfen wird [22]:

- Level-1 Trigger: Dieser arbeitet auf der Grundlage von Informationen des Kalorimeters und des Myondetektors. Er entscheidet innerhalb von $2 \mu\text{s}$ ob ein Signal genommen und weiterverarbeitet oder verworfen wird und reduziert so die Ereignisrate auf 75 kHz.
- Level-2 Trigger: Dieser verfeinert die Informationen möglicher Objekte des Level-1 Triggers, indem er auf Informationen des gesamten Detektors inklusive des inneren Detektors zurückgreift. Auf diese Art und Weise wird die Ereignisrate auf 1 kHz reduziert.
- Event Filter: Die in Level-2 ausgewählten Ereignisse werden in diesem Schritt anhand aller Informationen der Subdetektoren zu einem vollständigen Ereignis zusammengesetzt.

2.4. Teilchenidentifikation und Rekonstruktion

Nachdem die Reaktionsprodukte die verschiedenen Schichten des Detektors durchlaufen haben und mit Hilfe des Triggersystem ausgewählt wurden, werden diese anhand der kombinierten Detektorinformationen rekonstruiert.

Die *Rekonstruktion* von Teilchen erfolgt bei ATLAS mit Hilfe eines objektorientierten Software-Gerüsts, ATHENA. ATHENA realisiert alle Schritte der digitalen Datenverarbeitung. Für die Rekonstruktion stehen in ATHENA verschiedene Algorithmen zur Verfügung, welche auf den charakteristischen Eigenschaften der Teilchen basieren. Geladene Reaktionsprodukte können beispielsweise mit Hilfe ihrer Masse und Ladung identifiziert werden. Die Ladung folgt direkt aus der Ablenkung im Magnetfeld. Die Rekonstruktion der Masse resultiert aus verschiedenen indirekten Messungen. Ungeladene Objekte werden anhand anderer charakteristischer Eigenschaften identifiziert:

- *Kurzlebige Teilchen* können durch die Rekonstruktion ihrer invarianten Masse mithilfe ihrer Zerfallsprodukte identifiziert werden.
- *Neutrinos* interagieren nicht mit dem Detektormaterial und werden indirekt über ein hieraus resultierendes Energie- und Impulsdefizit (E_T^{miss}) im Detektor nachgewiesen.
- *Elektronen* deponieren ihre Energie vollständig im elektromagnetischen Kalorimeter (via Schauer) und hinterlassen eine Spur im inneren Detektor.

- *Photonen* deponieren ihre Energie gleichfalls vollständig im elektromagnetischen Kalorimeter, aber hinterlassen keine Spur im inneren Detektor, da sie elektromagnetisch neutral sind.
- *Myonen* durchdringen mehr Detektormaterial als andere geladenen Teilchen, da sie nur schwach ionisierend sind. Sie können somit in den äußeren Detektorschichten nachgewiesen werden.
- *Jets*, welche aus den Quarks und Gluonen resultieren (siehe Abschnitt 3.2) deponieren einen Teil ihrer Energie sowohl im elektromagnetischen als auch im hadronischen Kalorimeter.

Aufgrund der Schauerbildung von Elektronen, Photonen und Jets ist die präzise Ermittlung der deponierten Energie, der Flugrichtung sowie die Separation eines einzelnen Objektes sehr anspruchsvoll und es existieren verschiedenen Lösungsansätze und Algorithmen. Die Verwendung der verschiedenen Algorithmen hängt von der speziellen Analyse ab. Eine ausführliche Beschreibung der Rekonstruktion findet sich in [23].

2.5. Theorie und Experiment

Nach der Erzeugung, Detektion und Rekonstruktion gibt schließlich der *Wirkungsquerschnitt* der Reaktion Aufschluss über die zugrunde liegende Theorie des Prozesses. Der Wirkungsquerschnitt, σ ist ein Maß für die Wahrscheinlichkeit einer betrachteten Reaktion, also eines Streuprozesses, eines Zerfalls oder einer Teilchenerzeugung und ist gleichzeitig Vermittler zwischen Theorie und Experiment. Er ist definiert als [20]:

$$d\sigma = \frac{\text{Übergangsrate} \times \text{Anzahl der möglichen Endzustände des Teilchens}}{\text{Teilchenfluss}}$$

In der *Theorie* wird die Wahrscheinlichkeit, dass eine Reaktion stattfindet, mit Hilfe des Übergangsmatrixelementes beschrieben. Reaktionen der Hochenergiephysik werden durch relativistische Quanteneffekte dominiert. Die Berechnung des Übergangsmatrixelementes erfolgt deswegen mit Hilfe des Streumatrix-Operators.²

In erster Ordnung Störungsrechnung erhält man (nach Fermi's goldener Regel)[20]:

$$d\sigma = \frac{|M_{fi}|^2 \cdot d\phi}{F}$$

²Der S-Operator beschreibt die zeitliche Entwicklung der Wellenfunktion des betrachteten Teilchens, welche durch eine Wechselwirkung gestört wird.

Hierbei ist $|M_{fi}|^2$ das Übergangsmatrixelement, F beschreibt den Teilchenfluss und $d\phi$ ist der Lorentzinvariante Phasenraumfaktor, welcher die möglichen Endzustände des Teilchens festlegt.

In *Experimenten* ist der differentielle Wirkungsquerschnitt definiert als :

$$\sigma = \frac{\text{Zahl der Reaktionen pro Zeiteinheit}}{\text{Zahl der Strahlteilchen pro Zeiteinheit} \times \text{Zahl der Streuzentren pro Flächeneinheit}}$$

wobei Zerfälle, Streuprozesse oder die Entstehung neuer Teilchen direkt in einem Detektor gemessen werden.

Die physikalische Einheit des Wirkungsquerschnitt ist das barn: $1 \text{ barn} = 10^{-28} \text{ m}^2$. Mit Hilfe der instantanen Luminosität $L = \text{Anzahl der Streuzentren} \cdot \text{Teilchenfluss}$ [barn^{-1}] kann dann die Reaktionsrate des Experimentes bestimmt werden: $dN = L \cdot d\sigma$ [20].

Für das LHC erwartet man für das erste Betriebsjahr eine über diese Zeit integrierte Luminosität von ungefähr 100 pb^{-1} .

Kapitel 3.

Monte-Carlo-Generatoren für „alte und neue Physik“ am LHC

Der Aufbau des ATLAS-Detektors ermöglicht die Erforschung einer Vielzahl neuer physikalischer Theorien. Neben der Validierung des Standardmodells stellt die Suche nach neuer Physik einen zentralen Aspekt des Experimentes dar (vgl. Kapitel 1). Die Suche nach neuer Physik, genauer gesagt großen kompaktifizierten Extradimensionen anhand der *Signatur* mikroskopischer schwarzer Löcher (siehe Kapitel 1.5), ist Inhalt dieser Arbeit und wird in den folgenden Kapiteln ausführlich geschildert.

Um Signaturen neuer Physik im ATLAS-Detektor identifizieren und selektieren zu können, benötigt man im Voraus eine Simulation der gesuchten Ereignisse. Diese wird mit Hilfe von Monte-Carlo-Generatoren, unter Verwendung der zugrunde liegenden Theorie, realisiert.

3.1. Simulation physikalischer Prozesse

Die Simulation realistischer physikalischer Ereignisse spielt eine wichtige Rolle in Beschleunigerexperimenten wie ATLAS, begonnen bei der Entwicklung des Experimentes bis hin zur Auswertung gemessener Daten.

Um Signale im Detektor besser verstehen zu können, werden die zu erwartenden physikalischen Prozesse, also Zerfälle, Produktionen und Wechselwirkungen, aus den Proton-Proton-Kollisionen im Vorfeld mit Hilfe von Monte-Carlo-Generatoren simuliert. Eine Monte-Carlo-Simulation ist allgemein betrachtet ein Verfahren, welches auf Basis von Zufallsexperimenten (Zufallszahlen, Würfeln, ...) in Verbindung mit der Wahrscheinlichkeitstheorie theoretische Probleme numerisch löst.

Ein Monte Carlo *Ereignisgenerator* erlaubt, den Wirkungsquerschnitt einer Theorie an ein gegebenes Experiment, wie beispielsweise ATLAS, anpassen zu können¹, und darüber hinaus physikalische Prozesse, welche aus der Kollision resultieren, zu simulieren, indem er das Problem in eine Anzahl an Subprozessen faktorisiert, welche dann jeweils annähernd genau gelöst werden können.

Vereinfacht dargestellt erzeugt ein Ereignisgenerator per Zufall, basierend auf den Wahrscheinlichkeiten der verschiedenen Produktions- und Zerfallskanäle und dem speziellen zur Verfügung stehenden Phasenraum, Mutter- und Tochterpartikeln mit jeweiliger Energie und Impuls. Beispiele für solche Generatoren, die bei ATLAS verwendet werden, sind PYTHIA [24] und HERWIG [25].

3.2. Standardmodellereignisse bei ATLAS

Die Simulation von *Standardmodellprozessen* ist ein wichtiges Hilfsmittel in der Datenanalyse bei ATLAS. Gerade in der Analyse physikalischer Szenarien, welche über das Standardmodell hinaus gehen, müssen Standardmodellereignisse als Untergrundsignal berücksichtigt werden. Die Simulation dieser Ereignisse gibt hierbei ein erstes Gefühl für das Verhältnis von Untergrund- und Signalereignissen und ermöglicht die Herleitung und Optimierung von Analysestrategien für reale Daten.

Um zu verstehen, welche Prozesse sich bei der Kollision zweier Protonen ereignen, ist ein tieferes Verständnis der Struktur der Protonen und der Quantenchromodynamik (QCD) erforderlich. Eine ausführliche Beschreibung der QCD findet sich in [26]. Im Folgenden werden die wichtigsten Aspekte dieser Theorie skizziert.

Die QCD beschreibt die starke Wechselwirkung zwischen Quarks und Gluonen [2]. Quarks und Gluonen sind die asymptotisch freien Teilchen der QCD und werden durch die Farbladung: rot, grün, blau, sowie antirot, antigrün, antiblau charakterisiert.²

Die asymptotisch freien Teilchen der QCD sind allerdings nicht die freien Teilchen der Natur. Da bis zum heutigen Tage noch keine freien farbgeladenen Objekte beobachtet werden konnten, nimmt man an, dass nur gebundene farbneutrale Zustände - *Hadronen* (rot-grün-blau, rot-antirot etc.) - existieren. Dieses Phänomen ist nur ansatzweise verstanden und wird mithilfe des Confinement beschrieben.

Protonen gehören zu den Hadronen und bestehen aus drei Valenzquarks (uud), welche für die charakteristischen Eigenschaften des Protons, beispielsweise seine Ladung, verantwortlich sind, sowie aus Gluonen und Seequarks, virtuellen Quark-Antiquark Paaren.

¹indem er unter anderem die Integration des Matrixelementes über den speziellen Phasenraum, welche rein analytisch nicht möglich ist, numerisch löst

²Da es sich um eine nicht abelsche Eichtheorie handelt, tragen sowohl Quarks als auch Gluonen Farbe, eine Selbstkopplung der Gluonen ist also möglich.

Die Zusammensetzung des Protons aus Quarks und Gluonen wird mithilfe von Struktur-

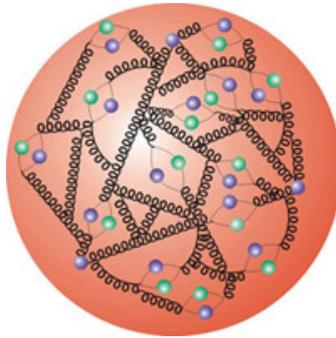


Abbildung 3.1.: Die Struktur des Protons [27].

funktionen beschrieben. Diese beschreiben die Verteilung der Quark-, Antiquark- und Gluonimpulse innerhalb des Protons und können anhand von Streuexperimenten ermittelt werden. Ihre theoretische Ermittlung ist mithilfe der von Dokshitzer-Gribov-Lipatov-Altarelli-Parisi (DGLAP) entwickelten Gleichungen [26] möglich.

Bei der Kollision zweier Protonen streuen die Konstituenten dieser bei hohen Energien überwiegend inelastisch und eine Vielzahl neuer Hadronen entsteht aufgrund des Confinement. Partonen können in Kollisionen nur dann voneinander getrennt werden, falls ihre Feldenergie eine gewisse Grenze überschreitet. Die freiwerdende Energie erzeugt dann allerdings $q\bar{q}$ -Paare, welche sich mit den separierten Partonen wieder zu farbneutralen Objekten verbinden. Dieser Prozess wird *Hadronisierung* genannt. Der Übergang Parton \rightarrow Hadron wird phänomenologisch mithilfe der Fragmentationsfunktion, welche die Verteilung der Hadronen aus einem Parton angibt, beschrieben.³

Quarks und Gluonen fragmentieren nach der Kollision also sofort in ein Bündel (*Jet*) von Hadronen, wobei sich die Hadronen im Jet den Gesamtimpuls des Partons untereinander teilen.

3.2.1. PYTHIA

PYTHIA ist ein Mehrzweckereignisgenerator, welcher die Simulation physikalischer Prozesse der Hochenergiephysik ermöglicht. Sein Ziel ist es, die Ereignisseigenschaften verschiedenster Reaktionen des Standardmodells und jenseits des Standardmodells so genau wie möglich zu beschreiben. Der Schwerpunkt der Simulation liegt bei PYTHIA auf Prozessen der starken Wechselwirkung, denn Ereignissignaturen moderner Beschleunigerexperimente zeichnen sich durch eine Vielzahl von Teilchen (10 -100) im Endzustand aus, welcher vorwiegend aus

³Dieser Übergang ist in der QCD nicht mehr störungstheoretisch lösbar, da α_s hier groß ist, und wird in Ermangelung einer Theorie phänomenologisch gelöst.

Jets besteht. Die Physik dieser Prozesse ist noch nicht vollständig erforscht und so basiert die Simulation auf einer Kombination analytischer Ergebnisse und verschiedenen Näherungen der QCD. In einem ersten Schritt ermittelt PYTHIA unter Verwendung der QED, QCD und QFD in Verbindung mit der Störungstheorie die fundamentalen Prozesse *führender Ordnung*. In einem komplizierterem Schritt kommen dann Korrekturen, welche in PYTHIA in drei Kategorien geordnet werden, hinzu:

- Bremsstrahlungskorrekturen:
Diese haben aufgrund von Parton- und elektromagnetischen Schauern die Emission zusätzlicher Teilchen als Konsequenz.
- Strahlungskorrekturen höherer Ordnung:
Diese bestehen aus einer Kombination von Schleifenkorrekturen erster Ordnung und weicher Bremsstrahlung. Die Berechnung von Strahlungskorrekturen höherer Ordnung sind sehr anspruchsvoll und dementsprechend nur teilweise in PYTHIA implementiert. Hierbei wird zwischen zwei Methoden unterschieden:
 - Matrix-Element-Methode: Mithilfe der Störungstheorie können in dieser Methode Strahlungskorrekturen führender Ordnung korrekt berechnet werden. Korrekturen höherer Ordnung, aber vor allem Schleifenkorrekturen, werden in dieser Methode nur begrenzt berücksichtigt.
 - Partonschauer-Methode: Diese Methode basiert auf vereinfachten Näherungen der Matrixelemente und erlaubt die Simulation einer nach oben unbegrenzten Anzahl an Jets im Endzustand. In dieser Näherung ist die Vorhersage der Anzahl an isolierten Jets (2/3/4/5 Jets) limitiert.
- Confinement von Quarks und Gluonen: Übergang der QCD zur Hadronisierung via Fragmentierung. Hierbei entstehen aus farbgeladenen Quarks und Gluonen farbneutrale Jets, und indirekt Photonen und Leptonen. Hieraus resultieren wiederum eine Vielzahl an Teilchen.

Aufgrund dieser drei Korrekturen entsteht in PYTHIA aus einem Prozess führender Ordnung mit zwei Teilchen im Anfangs- und zwei Teilchen im Endzustand ein Prozess mit hunderten von Teilchen im Endzustand.

Die kollidierenden Strahlteilchen werden in PYTHIA mit Hilfe von Partonverteilungsfunktionen beschrieben, welche die partonische Substruktur bezüglich Flavor und Energieverteilung angeben. Jeweils eines der einlaufenden Partonen nimmt an einem harten Streuprozess teil, wobei einige - meist zwei - auslaufende Partonen produziert werden. Während des harten Streuprozesses können kurzlebige Resonanzen, wie das Z- oder W- Boson, entstehen, welche dann in Partonen zerfallen. Die auslaufenden Partonen erzeugen Schauer und fragmentieren zu

Hadronen. Diese zerfallen wiederum in leichtere Teilchen. Neben den harten Streuprozessen können auch weichere Prozesse zwischen den übrigen einlaufenden Partonen stattfinden.

In PYTHIA können bis zu 300 verschiedene harte Streuprozesse simuliert werden. Diese hängen zum einen von der Anzahl harter Teilchen im Endzustand und zum anderen von dem betrachteten physikalischen Prozess ab. PYTHIA ist auf Prozesse der Form $2 \rightarrow 1$ bzw. $2 \rightarrow 2$ optimiert, Beispiele hierfür sind: harte Prozesse der QCD ($qg \rightarrow qg$), die Produktion schwerer Flavorteilchen ($gg \rightarrow t\bar{t}$), W-, Z- Produktion, Standardmodell-Higgs Produktion, Produktion supersymmetrischer Teilchen sowie extradimensionale Szenarien.

Eine ausführliche Beschreibung des Generators inklusive Handhabung findet sich in [24].

3.2.2. ALPGEN

Der Ereignis-Monte-Carlo-Generator ALPGEN ermöglicht die Simulation von Multijetprozessen bei der Kollision von Hadronen, mit bis zu sechs harten und gut separierten Jets im Endzustand [28].

Aufgrund der hohen Schwerpunktsenergie neuer Beschleunigerexperimente wie dem LHC werden Endzustände mit *mehreren harten und gut separierten Jets* erwartet, welche zum einen direkt aus harten QCD-Strahlungsprozessen resultieren, aber auch Zerfallsprodukte massiver Teilchen wie beispielsweise des W-, Z-Bosons, des Top Quarks oder sogar des Higgs-Bosons darstellen.

ALPGEN ermöglicht in diesem Zusammenhang die Berechnung des Matrix-Elementes des gewählten harten Streuprozesse auf Partonebene und generiert auf dieser Basis Ereignisse. Zur Auswahl stehende harte Prozesse sind unter anderem: W + Jets, Z/ γ^* + Jets, $Q\bar{Q}$ + Jets, N Jets.⁴ Die simulierten Ereignisse basieren in ALPGEN auf Berechnungen führender Ordnung. Es ist aber möglich, Prozesse höherer Ordnung (Schauerprozesse) mithilfe von PYTHIA oder HERWIG zu integrieren.⁵ Eine ausführliche Beschreibung des Generators inklusive Handhabung findet sich in [28].

3.3. Schwarze Löcher bei ATLAS

Es existieren verschiedene Monte-Carlo-Generatoren für die Produktion, Evolution und den Zerfall mikroskopischer schwarzer Löcher. Beispiele hierfür sind TrueNoir [29], Catfish [30], CHARYBDIS [31] und BlackMax [32]. Diese erlauben es, die Spektren der schwarzen Löcher zu studieren und so möglicherweise deren Signale im ATLAS-Detektor zu identifizieren. Der etablierteste Generator für ATLAS ist zur Zeit CHARYBDIS.

⁴Hierbei steht $Q\bar{Q}$ für Jets resultierend aus schweren Quarks.

⁵Die Verbindung der Berechnungen auf Parton-Ebene und der Schauerentwicklung ist nicht trivial.

Die Ereignisgeneratoren für mikroskopische schwarze Löcher verbinden vereinfachte Modelle der extradimensionalen Gravitation mit der klassischen Physik schwarzer Löcher. Allerdings ist die Theorie schwarzer Löcher in Extradimensionen stark phänomenologisch geprägt. Um die hieraus resultierenden Probleme zu beheben, werden Graukörperfaktoren eingeführt, welche das perfekte Schwarzkörperspektrum eines schwarzschildähnlichen schwarzen Loches beeinflussen und ins Graue verschieben.

Die Generatoren unterscheiden sich vornehmlich in den implementierten Graukörperfaktoren. Bevor auf die Funktionsweise der Ereignisgeneratoren BlackMax und CHARYBDIS eingegangen werden soll, folgt zunächst ein kurzer Überblick über die Theorie der Produktion und des Zerfalls mikroskopischer schwarzer Löcher in Beschleunigerexperimenten. Die Analyse ihrer Spektren erfolgt dann in Kapitel 4 und 5.

3.3.1. Produktion eines mikroskopischen schwarzen Loches

Eine Produktion mikroskopischer schwarzer Löcher in der Kollision von Protonen ist möglich, falls der Abstand (Stoßparameter b) zweier kollidierender Partonen kleiner ist als der durch ihre Schwerpunktsenergie festgelegte Schwarzschildradius, $b < 2r_s$. Es entsteht ein schwarzes Loch der Masse $M_{BH} = \sqrt{s}$. Ist der Schwarzschildradius nun kleiner als jener der Extradimension(en), so ergibt sich der Ereignishorizont eines mikroskopischen schwarzen Loches in $d = N + 3$ Raumdimensionen (nach der PDG-Definition der Planckmasse) zu:

$$r_s^d(M_{BH}, d, M_{PDG}) = \left[2^{d-3} \pi^{(d-6)/2} \frac{\Gamma(d/2)}{d-1} \frac{M_{BH}}{M_{PDG}} \right]^{\frac{1}{d-2}} \frac{1}{M_{PDG}} \quad (3.1)$$

Es ist zu beachten, dass mikroskopische schwarze Löcher nur mit Massen *deutlich* größer der Planckmasse als klassische Objekte der allgemeinen Relativitätstheorie existieren können. Für $M_{BH} \sim M_{Pl}$ müssten die noch *unbekannte quantengravitative Effekte* berücksichtigt werden. Die kleinstmögliche Masse eines *semiklassischen* schwarzen Loches ergibt sich aus der Bedingung, dass die Comptonwellenlänge der kollidierenden Partonen von der Größe des Schwarzschildradius sein muss [33]. Bei einer Planck Masse von 1 TeV ergibt diese Bedingung in etwa eine Mindestmasse von $M_{BH} = 5\text{TeV}$ [34].

Der *Wirkungsquerschnitt* zur Produktion eines schwarzen Loches leitet sich auf Partonebene semiklassisch aus geometrischen Überlegungen ab (siehe Abbildung 3.2):

$$\hat{\sigma} = \pi r_s^2. \quad (3.2)$$

Die Wahrscheinlichkeit, dass bei einer Kollision ein schwarzes Loch entsteht, hängt also aus-

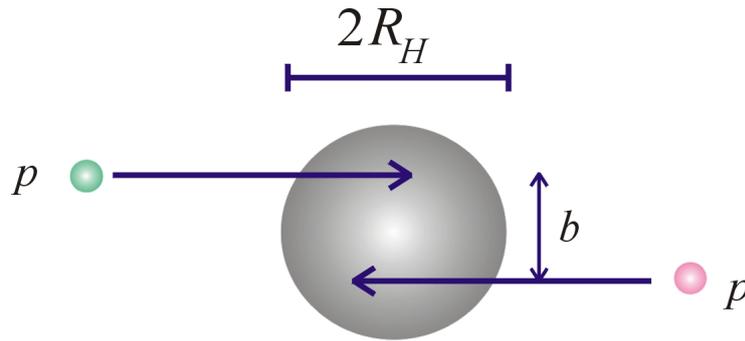


Abbildung 3.2.: Die Produktion eines schwarzen Loches in einer Proton-Proton Kollision [35].

schließlich von seinem Schwarzschildradius ab. Dieser wiederum hängt von äußeren Faktoren wie der Planckmasse M_{Pl} , Anzahl der Extradimensionen d , und nicht zuletzt von der Schwerpunktsenergie \sqrt{s} der kollidierenden Partonen ab.

Der Produktionswirkungsquerschnitt mikroskopischer schwarzer Löcher am LHC ergibt sich nun aus der Faltung des Wirkungsquerschnittes auf Partonebene mit der Partonverteilungsfunktion (**P**arton **D**istribution **F**unction):

$$d\sigma^{pp \rightarrow BH}(s; d, M_{PDG}) = \int_{M_{PDG}^2/s}^1 du \int_u^1 \frac{dv}{v} \pi [b_{max}(\sqrt{us}; d)]^2 \times \sum_{ij} f_i(v, Q') f_j(u/v, Q') \quad (3.3)$$

Die Partonverteilungsfunktion, $f_i(v, Q')$, gibt die erwartete Anzahl aller Partonen des Typs i mit Impuls vE im Proton bei einer Kollision mit Impulsübertrag Q' an. Bei einer Schwerpunktsenergie von \sqrt{s} tragen zwei kollidierende Partonen nur einen Bruchteil, vE und uE/v , dieser Energie. Ihre Schwerpunktsenergie ist dann: $\sqrt{s'} = \sqrt{us}$. Der Parameter d steht für die Anzahl betrachteter Raumdimensionen und $b_{max} = 2r_s$.

Obwohl der Wirkungsquerschnitt auf Partonebene mit steigender Masse des schwarzen Loches wächst, fällt die Partonverteilungsfunktion bei hohen Energien stark ab. Somit fällt auch der Wirkungsquerschnitt auf Protonebene stark ab.

3.3.2. Zerfall eines mikroskopischen schwarzen Loches

Ein mikroskopisches schwarzes Loch zerfällt mit einer Halbwertszeit von 10^{-26} s in vier Phasen:

1. Balding-Phase
2. Spin-down-Phase

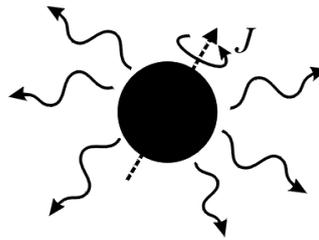


Abbildung 3.3.: Spin-down Phase [36]

3. Hawking-Phase

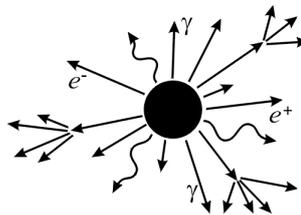


Abbildung 3.4.: Hawking Phase [37]

4. Planck-Phase

In der Balding-Phase verliert das schwarze Loch höhere gravitative Multipolmomente via Abstrahlung von Eichbosonen und wird am Ende dieser Phase durch die Kerr-Newman-Metrik beschrieben.⁶

In der Spin-down-Phase verliert das schwarze Loch nun auch noch sein Drehmoment und Quantenzahlen und reduziert sich so auf ein Schwarzschildobjekt.

In der Hawking-Phase zerstrahlt das schwarze Loch schließlich via Hawkingstrahlung.

⁶Ähnlich dem Coulombfeld in der Elektrostatik ist die Schwarzschild-Lösung die einzige Lösung der Einsteinschen Gleichung für stationäre kugelsymmetrische Gravitationsfelder. Doch anders als in der Elektrostatik lässt sich die Schwarzschild-Lösung nicht nach Multipolmomenten entwickeln. Diese müssen vorher abgestrahlt werden [13].

Bei mikroskopischen schwarzen Löchern ist nun eine weitere Phase zu beachten: die *Planck-Phase*. In dieser Phase nähert sie die Masse des zerfallenden schwarzen Loches der Planckmasse und quantengravitative Effekte werden dominant. Der weitere Zerfall sowie der Endzustand des schwarzen Loches können nach heutigem Kenntnisstand nicht vorhergesagt werden. Man geht aber davon aus, dass entweder ein Überrest des schwarzen Loches mit $M_{BH} = M_{Pl}$ bestehen bleibt oder dass es vollständig zersieht.

Die für das LHC interessanteste Phase ist die Hawking-Phase, denn diese wird durch einen hohen Massenverlust durch Abstrahlung von Standardmodellteilchen (und einem geringen Anteil von Gravitonen) auf unsere vier dimensionale Brane charakterisiert.⁷

Das Spektrum der Hawking-Strahlung entspricht dem eines schwarzen Körpers und wird durch die Hawking-Temperatur charakterisiert $T_H = (N + 1)/(4\pi r_s)$. Für ein *schwarzschildähnliches schwarzes Loch* berechnet sich sein Emissionsspektrum zu:

$$\frac{dN_{s,l,m}}{d\omega dt} = \frac{1}{2\pi} \frac{\Gamma_{s,l,m}}{\exp[\omega/T_H] \mp 1} \quad (3.4)$$

wobei s den Polarisierungsfreiheitsgrad, l und m die Drehimpulsquantenzahl des jeweiligen emittierten Teilchen angibt. ∓ 1 steht für die jeweilige Spinstatistik der Bosonen und Fermionen. $\Gamma_{s,l,m}$ beinhaltet schließlich die Effekte der Graukörperfaktoren [16].

Die Graukörperfaktoren bestimmen die Transmissionswahrscheinlichkeit von Teilchen durch die gekrümmte Raumzeit außerhalb des Ereignishorizontes und beeinflussen so das Schwarzkörperspektrum der Hawkingstrahlung.

Graukörperfaktoren hängen zum einen von den Eigenschaften des jeweiligen emittierten Teilchens wie Ladung, Spin, Masse und Impuls, aber auch von den Eigenschaften des mikroskopischen schwarzen Loches (Masse, Spin, Ladung) und nicht zuletzt von dem extradimensionalen Model (Anzahl der Extradimensionen, Planck-Skala, Branen mit Spannung) ab.

3.4. BlackMax

BlackMax ist ein neuer Ereignisgenerator für schwarze Löcher am LHC, welcher versucht, alle bekannten Eigenschaften und Modelle mikroskopischer schwarzer Löcher zu berücksichtigen, um so das Spektrum der emittierten Teilchen so genau wie möglich beschreiben zu können.

BlackMax erlaubt die Simulation nicht rotierender, rotierender, elektromagnetisch- und/oder farbgeladener schwarzer Löcher unterschiedlicher Massen.

Darüber hinaus kann man zwischen verschiedenen Branenweltszenarien in variierender Anzahl an Extradimensionen wählen: Branen mit und ohne Spannung, gespaltene Branen.

Die erste Version von BlackMax wurde im April 2008 von De-Chang Dai et al. zur Verfügung

⁷Gravitonen werden vorzugsweise in den Bulk emittiert.

gestellt [38]. Seit dem Frühjahr 2009 existiert eine neue beta-Version, BlackMax2. BlackMax ist als Alternative zu Charybdis als offizieller Generator schwarzer Löcher bei ATLAS vorgesehen.

3.4.1. Graukörperfaktoren

BlackMax zeichnet sich im Vergleich zu anderen Generatoren schwarzer Löcher durch die Implementierung neuer Graukörperfaktoren aus, welche neben den Eigenschaften der emittierten Teilchen auch die Eigenschaften schwarzer Löcher und verschiedene extradimensionale Modelle berücksichtigen.

Die *Eigenschaften schwarzer Löcher* ergeben sich aus den stationären Lösungen der Einsteinschen Gleichungen. Diese unterscheiden sich in ihrer Masse, ihrem Spin und ihrer Ladung. Masse, Spin und Ladung stellen die ersten Graukörperfaktoren in BlackMax dar. Ein schwarzes Loch manifestiert sich also in einem Zustand, welcher nur von drei Parametern abhängen kann: Masse, Ladung, Spin. Die Informationen, also Quantenzahlen wie Baryon- und Leptonzahl der Teilchen, welche das schwarze Loch gebildet haben, scheinen verloren.⁸ Diese Aussage steht aber im Widerspruch experimenteller Daten. Obwohl vom Standardmodell nicht ausdrücklich gefordert, hat man bis zum heutigen Tage keine Prozesse beobachtet, in denen die Baryonzahlerhaltung verletzt wurde. Das Paradebeispiel hierfür ist der Zerfall des Protons, dessen gemessene Halbwertszeit größer als 10^{33} Jahre ist. Nimmt man nun an, dass das Proton über ein schwarzes Loch zerfällt, so beträgt seine Halbwertszeit laut Zeldovich [39]:

$$\tau_p \sim \frac{M_{Pl}^4}{m_p^5} \quad (3.5)$$

Für die klassische Planckmasse von $M_{Pl} = 10^{19}$ GeV ergibt sich hieraus eine Halbwertszeit von $\tau_p \approx 10^{45}$ Jahren, in Übereinstimmung mit dem Experiment. Liegt die Planckmasse nun aber bei $M_{PDG} = 1$ TeV, so ist die Halbwertszeit um ein Vielfaches geringer $\tau_p \approx 10^{-12}$ s und der Zerfall müsste somit beobachtbar sein.

Um den Protonzerfall via mikroskopische schwarze Löcher in extradimensionalen Modellen zu unterdrücken, existieren nun verschiedene phänomenologische Ansätze [39], [40].

BlackMax löst dieses Problem unter Verwendung eines *speziellen Branenweltszenarios*. In diesem 'Split-Brane-Modell' [40] befinden sich die Standardmodellteilchen auf einer dicken dreidimensionalen Brane, welche in Fermionbranen unterteilt ist. Leptonen befinden sich auf einer der Fermionbranen, Quarks auf einer anderen. Ist der Abstand der Lepton- und Quarkbranen nun groß, so überlappen die Wellenfunktionen der Leptonen und Quarks nur noch schwach und der Zerfall eines Quarks in ein Lepton - und somit des Protons in Leptonen - ist exponentiell

⁸Dieses Problem ist auch als Informationsverlustparadoxon bekannt.

unterdrückt. Die gespaltene Brane beeinflusst das Emissionsspektrum des schwarzen Loches.

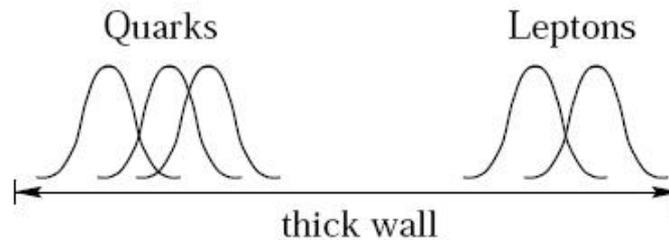


Abbildung 3.5.: Schematische Darstellung von Lepton- und Quarkwellenfunktionen, welche sich auf separierten Fermionbrannen befinden [40].

Befindet sich das schwarze Loch auf einer Quark-Brane, so ist die Emission von Leptonen unterdrückt, befindet es sich auf einer Leptonbrane, so ist die Emission von Quarks unterdrückt. Möchte man nicht auf dieses spezielle Modell zurückgreifen, so kann der Benutzer in BlackMax anhand eines weiteren Parameters die zu erhaltenen Baryon- und Leptonquantenzahlen manuell einstellen und somit indirekt das Emissionsspektrum beeinflussen.

Neben dem Spilt-Brane-Szenario können weitere extradimensionale Aspekte wie die Anzahl betrachteter Extradimensionen sowie die Spannung einer Brane das Schwarzkörperspektrum eines schwarzen Loches in BlackMax beeinflussen. Die *Spannung* einer Brane ist eine charakteristische Eigenschaft resultierend aus der Superstringtheorie. In BlackMax wird angenommen, dass die Spannung von der Größenordnung der fundamentalen Energieskala ist und durch den Beitrag der Vakuumenergie der auf der Brane lokalisierten Materiefelder bestimmt wird [38].

Bei Energien nah der Planckmasse spielen *quantengravitative Prozesse* eine Rolle und es wird angenommen, dass Prozesse, in denen das schwarze Loch ähnlich einer Resonanz auftritt ($2 \rightarrow$ Resonanz $\rightarrow 2$) dominieren. In BlackMax ist es auch möglich, das Spektrum des semiklassischen schwarzen Loches durch eines mit nur zwei Teilchen im Endzustand ersetzen. Dieses Szenario wird im Rahmen dieser Diplomarbeit allerdings nicht behandelt.

3.4.2. Produktion mikroskopischer schwarzer Löcher mit BlackMax

Der Produktionswirkungsquerschnitt mikroskopischer schwarzer Löcher wird auf Partonebene durch den Ereignishorizont r_s festgelegt (vgl. Formel 3.2). Der Ereignishorizont eines schwarzschildähnlichen schwarzen Loches ist in BlackMax basierend auf der PDG-Definition der Plan-

ckmasse gemäß Formel 1.3 definiert. Die Berücksichtigung von Graukörperfaktoren, welche in BlackMax durch die Eigenschaften des schwarzen Loches als auch die Eigenschaften des extradimensionalen Modells festgelegt sind, beeinflusst nun den Ereignishorizont und somit auch den Produktionswirkungsquerschnitt. Für ein *rotierendes* schwarzes Loch ändert sich der Schwarzschildradius gemäß:

$$r_h = \frac{r_s}{\left[1 + \left(\frac{d-1}{2}\right)^2\right]^{\frac{1}{d-2}}} \quad (3.6)$$

wobei der Drehimpuls des schwarzen Loches nach der Kollision $L = b \cdot M_{BH}/2$ beträgt.⁹ Der Drehimpuls verkleinert den Schwarzschildradius und somit auch den Wirkungsquerschnitt. Der Schwarzschildradius eines schwarzen Loches auf einer *Brane mit positiver Spannung* hängt zusätzlich von dem so genannten Defizitwinkel B ab:

$$r_h^t = \frac{r_s}{B^{1/3}} \quad (3.8)$$

B ist invers proportional zur Spannung der Brane und definiert als:

$$B = 1 - \frac{\lambda}{2\pi M_{PDG}^4}, \quad (3.9)$$

wobei λ die Spannung der Brane definiert [41]. Der Radius r_s^t wird mit sinkender Spannung größer.

Befinden sich die kollidierenden Partonen auf unterschiedlichen *Fermionbranen* und sind dementsprechend voneinander getrennt, so ist die Produktionswahrscheinlichkeit eines schwarzen Loches kleiner als für schwarze Löcher auf einer ungespaltenen Brane. In diesem Szenario müssen die Partonen, um ein schwarzes Loch bilden zu können, in unserer Dimension näher zusammen kommen.

3.4.3. Final Burst

Sobald die Masse des schwarzen Loches in die Nähe der Planckmasse kommt, ist seine Beschreibung mit Hilfe der klassischen Theorie schwarzer Löcher nicht mehr möglich. In Ermangelung einer quantengravitativen Theorie schwarzer Löcher wird dieses Stadium des schwarzen

⁹Formel 3.6 beschreibt den Spezialfall eines rotierenden schwarzen Loches mit Drehimpuls $L = b \cdot M_{BH}/2$. Allgemein gilt für rotierende schwarze Löcher mit Drehimpuls J :

$$r_h = \frac{r_s}{\left[1 + \left(\frac{J(d-1)}{2M_{BH}r_h}\right)^2\right]^{\frac{1}{d-2}}} \quad (3.7)$$

[38].

Loches phänomenologisch gelöst.

In BlackMax zerstrahlt das schwarze Loch während der Planck-Phase in Standardmodellteilchen, welche sowohl Energie, Impuls sowie alle Quantenzahlen erhalten. Hierbei ist BlackMax darauf bedacht, die kleinstmögliche Anzahl an Teilchen zu emittieren, die diese Bedingungen erfüllen.

3.4.4. Modellparameter

Die Mindestmasse eines schwarzen Loches in BlackMax ist festgelegt durch: $M_{min} \geq M_{PDG}$ und in der Eingabedatei von BlackMax als Parameter frei wählbar. In BlackMax2 ist darüber hinaus auch die Definition der Planckmasse wählbar.

In BlackMax bestimmen die kollidierenden Partonen die Eichladung aber auch den Impuls und den Entstehungsort des schwarzen Loches in unserer aber auch in den Extradimensionen. Hierbei wird jedem Parton eine Wellenfunktion in den Extradimensionen zugeordnet, wobei für Fermionen das Zentrum und die Breite der Wellenfunktion als freier Parameter festgelegt werden können. Die Entwicklung des schwarzen Loches ist kompliziert und nicht linear. Es wird angenommen, dass ein Teil der Energie, des Impulses und Drehimpulses in Form von Gravitationswellen verloren gehen, bevor das schwarze Loch in eine stabile Phase eintritt. Der Yoshino-Parameter erlaubt diesen Verlust numerisch zu berechnen. Die zu erwartende Art und Anzahl emittierter Teilchen ergibt sich in BlackMax aus dem berechneten Hawkingspektrum in Verbindung mit der Anzahl der Freiheitsgrade pro Teilchen sowie äußerer Einflüsse wie Graukörperfaktoren und der Anzahl an Extradimensionen. Neben der Anzahl der Extradimensionen können auch die verschiedene Graukörperfaktoren in der Eingabedatei frei gewählt werden. Es ist allerdings zu beachten, dass nicht alle Kombinationen möglich sind. So ist die Simulation schwarzer Löcher auf einer Brane mit Spannung nur in zwei Dimensionen für schwarzschildähnliche schwarze Löcher möglich. Rotierende schwarze Löcher konnten nur auf einer ungespaltenen Brane ohne Spannung unter Vernachlässigung der Emission von Gravitonen implementiert werden.

Die *Ladung* wurde in der Berechnungen des Emissionsspektrum nicht berücksichtigt und wurde statt dessen als phänomenologischer Faktor eingebunden.

Der Ablauf einer Simulation in BlackMax ist wie folgt [38]: Jedem Teilchen des Typ i wird mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit eine Energie, $\hbar\omega_i < M_{BH}/2$, und eine Masse $M_i < \hbar\omega_i$ zugeordnet.

Ein Teilchen des Typ i mit Impuls $\hbar\omega_i$ und Mass M_i wird dann emittiert, falls: $L_{Fi}N_i\Delta t > N_r$, wobei N_i der Anzahl seiner Freiheitsgraden entspricht, L_{Fi} der Gesamtzahl an Teilchen des Typs i und Δt gibt die Zeitspanne eines Generatorzeitabschnittes an. N_r stellt eine Zufallszahl aus $[0,1]$ dar.

Wurde durch Auswürfeln entschieden, dass das Teilchen emittiert wird, wird ihm eine Emissionsrichtung sowie gegebenenfalls ein Drehmoment und eine Farbe zugeordnet.

BlackMax geht davon aus, dass ein stark geladenes und rotierendes schwarzes Loch dazu neigen wird, seine Ladung und Drehimpuls in Form von gleich geladenen und rotierenden Teilchen abzustrahlen. Die Emission von Teilchen, welche die Ladung oder den Drehimpuls des schwarzen Loches erhöhen wird mit Hilfe phänomenologischer Faktoren unterdrückt:

- elektromagnetische Ladungsunterdrückung: $F^Q = \exp(\zeta_Q Q^{BH} Q^{EM})$, Q^{BH} = EM-Ladung des schwarzen Loches, Q^{EM} = EM-Ladung des zu emittierenden Teilchens
- Farbladungsunterdrückung: $F_a^3 = \exp(\zeta_3 c_a^{BH} c_a^{EM})$, $a = r, b, g$, c_a^{BH} = Farbladung des schwarzen Loches, c_a^{EM} = Farbladung des zu emittierenden Teilchens
- Drehimpulsunterdrückung: $F^L = \exp(\zeta_L) X$

ζ_Q , ζ_a und ζ_L sind hierbei die phänomenologischen Unterdrückungsfaktoren. Es wird empfohlen, ζ_Q , ζ_a in der Ordnung der jeweiligen Kopplungskonstante zu wählen: $\zeta_Q = O(\alpha_{EM})$, $\zeta_a = O(\alpha_s)$, doch können sie als freie Parameter in der Eingabedatei auch auf andere Werte gesetzt werden. ζ_L wird ohne weitere Erläuterung auf 1 gesetzt. Man kann zwischen drei verschiedenen phänomenologischen F^L wählen.

Ein Teilchen der Ladung i oder Drehimpuls j wird emittiert, falls: $F^L, F_a^3, F^Q > N_r$ mit $N_r \in [0, 1]$.

Der Verlust des Drehimpulses hat als Konsequenz, dass die Rotationsachse des schwarzen Loches sich mit der Zeit ändert. Die Richtung der Rotationsachse wird in BlackMax zufällig gewählt. Der Drehimpuls des schwarzen Loches nach der Emission wird mit Hilfe der Clebsch-Gordan-Koeffizienten ermittelt.

Der hier beschriebene Vorgang wiederholt sich nun sukzessiv in Generatorzeitabschnitten von $\Delta t = 10^{-5} \text{ GeV}^{-1}$, falls der Parameter per Hand auf keinen anderen Wert festgelegt wurde, für jede Art von Teilchen, bis die Masse des schwarzen Loches unter die Planckmasse fällt.

Die Ausgabedatei von BlackMax enthält die Energie, den Impuls und die Art der Partonen, aus welchen das schwarze Loch entstanden ist. Die Informationen der Partonen können dann mit Hilfe von Mehrzweckereignisgeneratoren wie PYTHIA, in Hadronen, Jets, fragmentiert werden.

Die Parameterdatei findet sich in Anhang A. Eine ausführliche Beschreibung von BlackMax findet sich in [38, 32, 42].

3.5. CHARYBDIS

CHARYBIDS 1 simuliert die Produktion und den Zerfall schwarzschildähnlicher scharzer Löcher am LHC unter Verwendung der Dimopoulos und Landsberg Definition der Planckmasse und unter Berücksichtigung von Graukörperfaktoren. Die Simulation des Zerfalles des schwarzen Loches beschränkt sich jedoch auf die Hawkingphase. Die Emission von Gravitonen wird nicht berücksichtigt.

3.5.1. Modellparameter

Die Definition der $(4+N)$ -dimensionalen Plankmasse ist in CHARYBIDS durch Dimopoulos und Landsberg (DL) vorgegeben und weicht von der Konvention in Formel 1.3 ab: $M_{DL}^{N+2} = 1/G_N(2\pi R)^N$, wobei G_N wieder die vierdimensionale Gravitationskonstante angibt, R den Radius der Extradimension und N die Anzahl der Extradimensionen. Der Ereignishorizont eines mikroskopischen schwarzen Loches ist in CHARYBIDS folglich definiert als :

$$r_s(M_{BH}) = \frac{1}{\sqrt{\pi}M_{DL}} \left[\frac{M_{BH}}{M_{DL}} \frac{8\Gamma(\frac{N+3}{2})}{N+2} \right]^{\frac{1}{N+1}} \quad (3.10)$$

CHARYBIDS verwendet in der Simulation einige vereinfachende Annahmen sowohl bei den charakteristischen Eigenschaften schwarzer Löcher als auch bei dem betrachteten extradimensionalen Modell. CHARYBIDS ermöglicht ausschließlich die Simulation schwarzschildähnlicher schwarzer Löcher sowie geladener schwarzer Löcher¹⁰ in Verbindung mit Graukörperfaktoren. Diese hängen in CHARYBIDS ausschließlich vom Spin der emittierten Teilchen sowie der Anzahl der Extradimensionen ab. Der Generator beschränkt sich aus Ermangelung einer quantengravitativen Theorie der Planck-Phase sowie Modellierungsproblemen der Balding-Phase auf die Hawking-Phase. Dabei ist die Emission aller Standardmodellteilchen, gewichtet nach ihrer Häufigkeit möglich. Des weiteren erlaubt CHARYBIDS nur Prozesse, in denen die Baryon- und Leptonzahl erhalten bleibt, obwohl diese Erhaltung in der Theorie schwarzer Löcher nicht ausdrücklich gefordert wird.

Die minimale und maximale Masse des schwarzen Loches ist in der Eingabedatei frei wählbar. Des Weiteren kann hier die Anzahl der Extradimensionen festgelegt werden. Es ist möglich, die Graukörperfaktoren sowie die Temperaturänderung während des Zerfalls an- und abzuschalten.

Obwohl keine Theorie der Planck-Phase existiert, so gibt es in CHARYBIDS dennoch zwei phänomenologische Möglichkeiten, den Zerfall zu beenden: 1. Unterschreitet die Masse des

¹⁰wobei schwarze Löcher in CHARYBIDS dazu neigen, ihre elektrische- bzw. Farbladung durch die Emission von Teilchen geeigneter Ladung zu verringern

schwarzen Loches die Planckmasse oder 2. ist die ausgewürfelte Energie des zu emittierenden Teilchen durch die Kinematik eines Zwei-Körper Zerfall verboten, so zerbricht dieses ohne Rückstände in zwei bis fünf Teilchen, wobei alle Quantenzahlen sowie Energie und Impuls erhalten bleiben.

Eine ausführliche Beschreibung aller Parameter findet sich in [31].

3.6. Detektorsimulation

Nachdem die physikalischen Ereignisse simuliert wurden, müssen diese, genau wie reale Ereignisse, den Detektor durchlaufen und rekonstruiert werden. Hierfür wird der Detektor, ebenfalls mit Hilfe von Monte-Carlo-Methoden, simuliert. Die *volle Detektorsimulation*, welche auf dem Programm GEANT 4 basiert, erlaubt eine möglichst realistische Beschreibung der Detektorantwort und berücksichtigt unter anderem mögliche Fehlansrichtungen von Detektor-komponenten.

Basierend auf den Informationen der Ereignisgeneratoren, wird in dieser Simulation in einem ersten Schritt die Wechselwirkung der Teilchen mit den Detektorkomponenten detailliert simuliert. In einem zweiten Schritt werden diese Informationen unter Verwendung der Detektorantwort digitalisiert und schließlich in einem letzten Schritt rekonstruiert.

Die volle Detektorsimulation eines Ereignisses beträgt ungefähr 15 - 20 min. Eine ausführliche Beschreibung der vollen Detektorsimulation findet sich in [43].

Neben der vollen Detektorsimulation existiert auch ein *schnelle Simulation* des ATLAS Detektors: ATLFAST.

ATLFAST ermöglicht die Simulation sehr großer Datensätze von Signal- und Untergrundprozessen. Um die Rechenzeit pro Ereignis zu minimieren, verzichtet es hierbei auf eine detaillierte Simulation der Wechselwirkung von Teilchen und Detektormaterial. Das Programm greift bei seinen Berechnungen auf die Monte-Carlo 'Truth-Information', also Teilchen-ID und Viererimpuls der Ereignisgeneratoren zurück. In einem ersten Schritt wird der Durchgang der Teilchen durch den Detektor simuliert, wobei angenommen wird, dass der primäre Vertex des Ereignisses im Zentrum des Detektors liegt. Der Durchgang durch den inneren Detektor berechnet sich aus der Krümmung der Teilchenbahn in dem homogenen Magnetfeld. Der Energieverlust, Streuprozesse sowie nukleare Wechselwirkungen resultierend aus der Wechselwirkung der Teilchen mit dem inneren Detektor werden unter Verwendung von Energieauflösungsfunktionen berücksichtigt (siehe Abschnitt 2.2). Nach dem Durchqueren des inneren Detektors treffen die Teilchen auf das Kalorimeter und die Energie der Photonen, Elektronen sowie Hadronen wird in der jeweiligen getroffenen Zelle vollständig deponiert. Treffer und Spuren im inneren Detektor sowie in den Myonkammern werden nicht simuliert.

In einem zweiten Schritt werden die physikalischen Objekte auf Basis der Truth-Information

rekonstruiert, indem die Informationen der Teilchen mit Hilfe der Energieauflösungsfunktionen, welche anhand von Teststrahlkäufen ermittelt wurden, verschmiert werden. Am Ende der Simulation erhält man ein N-Tupel, welches Multiplizität, Energie und Impuls der detektierten Elementarteilchen (Elektronen, Photonen, Myonen, Jets) beinhaltet.

Eine ausführliche Beschreibung der schnellen Simulation ATLFAST findet sich in [44].

Kapitel 4.

Eigenschaften mikroskopischer schwarzer Löcher

Der Ereignisgenerator BlackMax simuliert die Entstehung und den Zerfall mikroskopischer schwarzer Löcher bei ATLAS unter Berücksichtigung verschiedener Graukörperfaktoren, Eigenschaften und Modelle mikroskopischer schwarzer Löcher.

Nachfolgend werden die Zerfallsspektren der verschiedenen semiklassischen Szenarien schwarzer Löcher resultierend aus der Simulation von BlackMax untersucht und mit den theoretischen Vorhersagen der simulierten Modelle verglichen.¹ Diesbezüglich werden folgende wichtige Parameter studiert:

- *C1: Nicht rotierende schwarze Löcher auf einer spannungsfreien Brane*
 - Anzahl der Extradimensionen : $N = 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7$
- *C2: Nicht rotierende schwarze Löcher auf einer Brane mit Spannung*
 - Anzahl der Extradimensionen : $N = 2$
 - Defizitwinkel: $B = 0.6, 0.7, 0.8, 0.9, 1.0$
- *C3: Rotierende schwarze Löcher auf einer spannungsfreien Brane*
 - Anzahl der Extradimensionen : $N = 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7$
- *Split-Brane: Nicht rotierende schwarze Löcher auf einer 'gespaltenen' Brane*
 - Anzahl der Extradimensionen : $N = 2, 4, 7$
 - Anzahl der Splitdimensionen: $n_s = 1, 2, 3, 4$

Neben den genannten Größen werden die Auswirkungen unterschiedlicher spiltdimensionaler Abstände behandelt und der Einfluss der Ladungsunterdrückung auf das Emissionsspektrum untersucht. Die obere Grenze der zu untersuchenden Anzahl großer Extradimensionen ergibt sich aus der Stringtheorie, welche in zehn oder elf Raum- und einer Zeitdimension formuliert

¹Das Szenario 'two particle final state' wurde in dieser Diplomarbeit nicht untersucht

wurde. Man erwartet folglich maximal sieben oder acht große Extradimensionen, die genaue Anzahl an *großen* Extradimensionen ist allerdings unbekannt. $N = 1$ und $N = 2$ wurden durch Experimente bereits ausgeschlossen. Zur Veranschaulichung des Einflusses der Anzahl an Extradimensionen auf das Emissionsspektrum schwarzer Löcher wurden $N = 1, 2$ dessen ungeachtet in die Analyse mit einbezogen.

Soweit nicht anders erwähnt, stammen die Abbildungen und Ergebnisse aus Datensätzen, welche mit BlackMax2 bei einer Schwerpunktsenergie von 14 TeV produziert wurden.

4.1. Nicht rotierende schwarze Löcher auf einer spannungsfreien Brane

Dieses Szenario basiert nur auf wenigen Modellparametern und simuliert den Idealfall eines schwarzschildähnlichen schwarzen Loches auf einer ungespaltenen und spannungsfreien Brane. Aufgrund seiner Simplität lassen sich wichtige Eigenschaften wie die Schwarzkörperstrahlung und der demokratische Zerfall, welche noch nicht durch zusätzliche Parameter des schwarzen Loches wie Rotation sowie zusätzliche Eigenschaften des extradimensionalen Modells verfälscht wurden, exemplarisch untersuchen. Hierauf aufbauend werden dann die Auswirkungen der verschiedenen zusätzlichen Parameter auf das Emissionsspektrum des schwarzen Loches betrachtet.

4.1.1. Schwarzkörperstrahlung

Das Spektrum der emittierten Teilchen setzt sich in BlackMax aus den Teilchen der Hawkingstrahlung und denen des 'Final Burst' zusammen.

Nach ihrer Entstehung zerstrahlen schwarze Löcher zunächst via Hawkingstrahlung. Ihr Spektrum entspricht dem eines schwarzen Körpers und wird durch die Temperatur des schwarzen Loches festgelegt (vgl. 1).

Die einzelnen Energie- und Impulsspektren der emittierten Teilchen (Photonen, Elektronen, Jets, Myonen) sollten also bei einer festen Temperatur in etwa dem Planckschen Strahlungsgesetz folgen [45]. Das Transversalimpulsspektrum der Leptonen, Photonen und Jets, resultierend aus der Standalonesimulation von BlackMax, lässt dieses Spektrum klar erkennen.

Abbildung 4.1 zeigt exemplarisch das Transversalimpulsspektrum der Photonen zum einen resultierend aus der Standalonesimulation von BlackMax2 und zum anderen unter Verwendung der ATLFASST-Simulation.

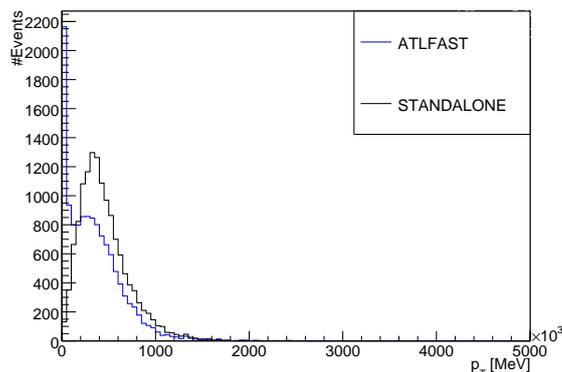


Abbildung 4.1.: Transversalimpulsspektrum der Photonen

Nach der Detektion des Signals im ATLAS-Detektor weichen die Spektren von den BlackMax-Standalone-Spektren ab (siehe Abbildung 4.1, ATLFAST). Hierfür sind Detektionsmechanismen wie Schauerbildung, Energie- und Impulsverschmierung als auch Strahlungsprozesse und nicht zuletzt Hadronisierungsprozesse verantwortlich (siehe Kapitel 2 und 3.2.1). Diese verschieben das Spektrum in weichere Impuls- und Energiebereiche.

Das Strahlungsmaximum des schwarzen Loches verschiebt sich analog zum Planckschen Strahlungsgesetz in Abhängigkeit seiner Temperatur zu höheren oder niedrigeren Energien.

Die *Temperatur* des schwarzen Loches hängt von der Masse des schwarzen Loches, M_{BH} , sowie von der Anzahl der Extradimensionen N ab (vgl. Formel 1.5 und 1.3). Abbildung 4.2 veranschaulicht diesen komplexen Zusammenhang. Ändert sich bei fester Anzahl an Extradimen-

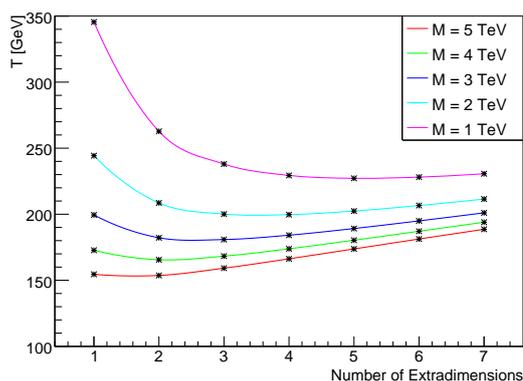


Abbildung 4.2.: Hawking-Temperatur (PDG-Definition) für ein nicht rotierendes schwarzes Loch

ensionen die Masse, so nimmt die Temperatur mit wachsender Masse ab. Ändert sich hingegen bei fester Masse die Anzahl an Extradimensionen, so nimmt die Temperatur des schwarzen

Loches zunächst ab und steigt dann wieder.

Dieser Zusammenhang spiegelt sich auch in den Spektren der emittierten Teilchen wider.²

Von besonderem Interesse bezüglich der zu untersuchenden Spektren sind nun zum einen die *Teilchenmultiplizität*, aber auch das *Transversalimpulsspektrum* der in ATLFast rekonstruierten Teilchen (Elektronen, Myonen, Photonen, Jets), denn beide geben Aufschluss über die Temperatur des schwarzen Loches.

Die Anzahl der emittierten Teilchen hängt sowohl von der Masse als auch von der Temperatur des schwarzen Loches ab. Bei gleicher Masse, aber unterschiedlicher Temperatur emittiert ein heißeres schwarze Loch weniger Teilchen als ein kälteres, denn Teilchen hoher Energie tragen, nach Einsteins Äquivalenz von Energie und Masse bei der Emission eine höhere Masse fort als Teilchen niedriger Energie. Ist die Masse des schwarzen Loches aber die gleiche, so benötigt man weniger Teilchen von hoher Energie, um die gesamte Masse fortzutragen.

Ändert man nun die *Anzahl der Extradimensionen*, so lassen sich folgende Auswirkungen auf die Teilchenmultiplizität und das Transversalimpulsspektrum feststellen. Für ein nichtrotierendes schwarzes Loch steigt zunächst die Teilchenmultiplizität mit wachsender Anzahl großer Extradimensionen und nimmt dann bei einer Anzahl von vier Extradimensionen wieder ab. Dieses Sachverhalten spiegelt sich in der Jetmultiplizität schwach wider (vgl. Abbildung 4.3).

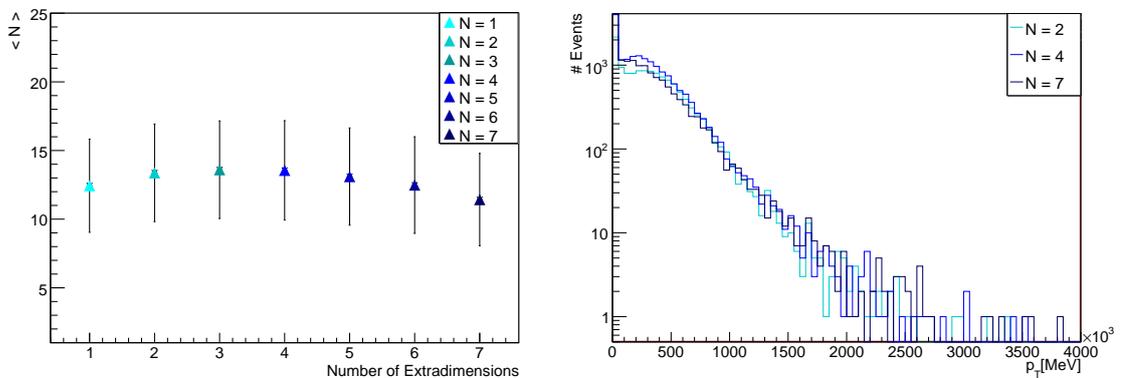


Abbildung 4.3.: Durchschnittliche Jetmultiplizität und dessen Varianz (links) und Transversalimpulsspektrum der emittierten Photonen (rechts) eines schwarzschildähnlichen schwarzen Loches

Das gleiche Verhalten lässt sich auch in den Impulsspektren - allerdings nur sehr schwach - wieder erkennen. Mit wachsender Anzahl an Extradimensionen nimmt der Teilchenimpuls zunächst ab und steigt dann wieder an, exemplarisch dargestellt in Abbildung 4.3 (rechts). Zur übersichtlicheren Darstellung sind in Abbildung 4.3 (rechts) nur $N = 2$, $N = 4$ und $N = 7$

²Die für diese Studie simulierten schwarzen Löcher besitzen eine Masse zwischen 5 - 14 TeV.

abgebildet.

Insgesamt betrachtet besitzt die Anzahl betrachteter Extradimensionen keinen Signifikanten Einfluss auf die Multiplizität und das Transversalimpulsspektrum eines schwarzen Loches.

4.1.2. Demokratischer Zerfall

Der Zerfall eines schwarzen Loches verläuft rein thermisch und ist an keine spezielle Kopplungskonstante gebunden [14]. Die Art des emittierten Teilchen hängt also nur von seinem Freiheitsgrad ab. Nimmt man an, dass das schwarze Loch in alle Standardmodellteilchen inklusive des Gravitons zerfallen kann, so besitzen Quarks und Gluonen unter Berücksichtigung des Spins $\sim 75\%$ (6 Quarks, 6 Antiquarks, drei Farben, 8 Gluonen) von ~ 120 Freiheitsgraden, Leptonen $\sim 15\%$, Photonen, schwere Eichbosonen (W,Z) und das Higgs $\sim 6\%$ und Gravitonen $\sim 1\%$ [14]. Da Gravitonen aber neben der Standardmodellbrane auch Zugang zum Bulk haben und ihnen somit ein größerer Phasenraum zur Verfügung steht, sollte die Anzahl der emittierten Gravitonen mit der Anzahl der Extradimensionen steigen. Für ein nicht rotierendes schwarzes Loch in *zwei* Extradimensionen ergibt sich aus der Ausgabedateien von BlackMax (durch abzählen) die in Tabelle 4.1 angegebenen Prozentsätze der emittierten Teilchen (bei Lepton- und Baryonzahlerhaltung). Der Prozentsatz der emittierten Teilchen für ein nicht rotierendes schwarzes Loch in *sieben* Extradimensionen (bei Lepton- und Baryonzahlerhaltung) ist in Tabelle 4.2 dargestellt.

Tabelle 4.1.: Prozentualer Anteil emittierter Teilchenarten eines nicht rotierenden schwarzen Loches auf einer spannungsfreien Brane in zwei Extradimensionen.

Quarks & Gluonen	Leptonen	Photonen, W, Z & Higgs	Gravitonen
75%	16%	8%	1%

Tabelle 4.2.: Prozentualer Anteil emittierter Teilchenarten eines nicht rotierenden schwarzen Loches auf einer spannungsfreien Brane in sieben Extradimensionen.

Quarks & Gluonen	Leptonen	Photonen, W, Z & Higgs	Gravitonen
68%	16%	9 %	7%

Die Anzahl der emittierten Gravitonen steigt, wie vermutet, im Verhältnis zu den Standardmodellteilchen etwas stärker an.

Eine Auswirkungen dieses Verhaltens erkennt man in der rekonstruierten Summe der Transversalimpulse. Trägt man $\sum p_T$ gegen die Anzahl emittierter Gravitonen sowie die Anzahl an

Extradimensionen auf, so erkennt man, dass $\sum p_T$ bei einer hohen Anzahl emittierter Gravitonen sowie mit steigender Anzahl an Extradimensionen leicht abnimmt.

Im Gegensatz zu Standardmodellteilchen werden Gravitonen in den höherdimensionalen Bulk

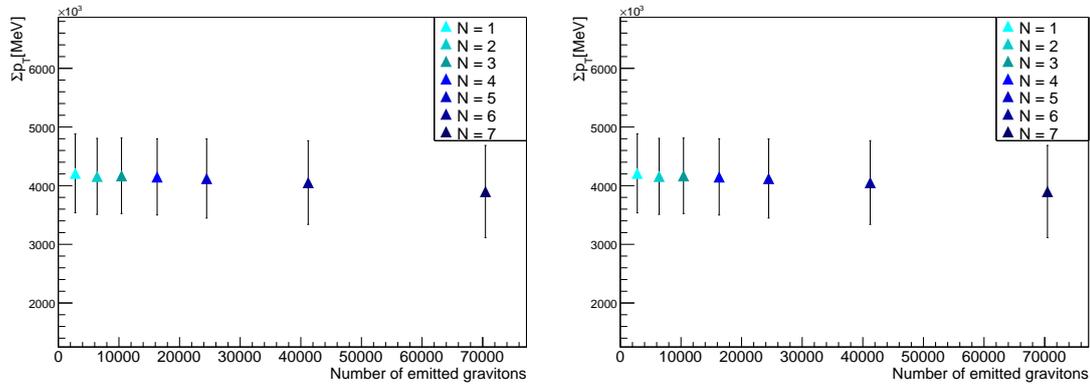


Abbildung 4.4.: $\sum p_T$ in Abhängigkeit der Anzahl an Extradimensionen (links) und in Abhängigkeit steigender Anzahl emittierter Gravitonen

emittiert und können so auf unserer dreidimensionalen Brane nicht nachgewiesen werden. Hieraus resultiert ein Defizit an Energie, welcher für $N = 7$ aufgrund der erhöhten Emission an Gravitonen etwas ausgeprägter ist als bei $N = 2$.

4.1.3. Ladungsunterdrückung

In dem von BlackMax zugrunde gelegtem Modell wird angenommen, dass ein stark geladenes schwarzes Loch dazu neigen wird, seine Ladung in Form von gleich geladenen Teilchen abzustrahlen (vgl. Kapitel 3). Die Emission von Teilchen, welche die Gesamtladung des schwarzen Loches erhöhen wird mit Hilfe phänomenologischer Faktoren unterdrückt. Die Auswirkung dieser phänomenologischen Faktoren soll in diesem Abschnitt untersucht werden.

Da die Ladungsunterdrückung in BlackMax 2 (in der Vorläufigen beta-Version) noch nicht zur Verfügung stand, stammen folgende Untersuchungen aus simulierten Datensätzen von BlackMax1.

Der phänomenologische Farbfaktor beeinflusst das Jetspektrum, da nur diese, bedingt durch ihre Entstehung aus Quarks und Gluonen, Farbe tragen. Im Gegensatz hierzu besitzt der phänomenologische elektromagnetische Faktor einen Einfluss sowohl auf die Spektren der Jets als auch Elektronen sowie Myonen.

Setzt man ζ_Q und ζ_a auf die von den Autoren von BlackMax empfohlenen Werte von $\alpha_s = 0.1$ und $\alpha_{EM} = 1/137$, so sind die Auswirkungen dieser auf die Emissionsspektren gering. Um einen bemerkbaren Effekt bezüglich des Jetspektrums zu erzwingen, wurde ζ_a um einen Faktor

200 vergrößert und man erkennt nun, dass die Jetmultiplizität unter Verwendung der Ladungsunterdrückung, sinkt (vgl. Abbildung 4.5). Die Forderung, die Farbladung des schwarzen Loches durch die Emission gleich geladener Teilchen zu reduzieren, unterdrückt die Emission von Jets, denn die Wahrscheinlichkeit ein Quark der richtigen Ladung auszuwürfeln limitiert die Auswahl.

Vergrößert man ζ_Q um einen Faktor von 200, so lässt sich nur eine leichte Auswirkung auf das Spektrum der Elektronmultiplizität erkennen (siehe Abbildung 4.5). Die Ladungsunterdrückung verursacht abermals eine Unterdrückung der Teilchenmultiplizität elektromagnetisch geladener Teilchen, doch ist die Wahrscheinlichkeit ein Teilchen geeigneter Ladung bei nur zwei Ladungszuständen (positiv, negativ) zu emittieren höher als bei farbgeladenen Objekten (rot, grün, blau, antirot, antigrün, antiblau). Somit ist der Effekt der Ladungsunterdrückung für rein elektromagnetische Teilchen deutlich geringer.

Abschließend lässt sich sagen, dass die Ladungsunterdrückung den demokratischen Zerfall nur schwach beeinflusst.

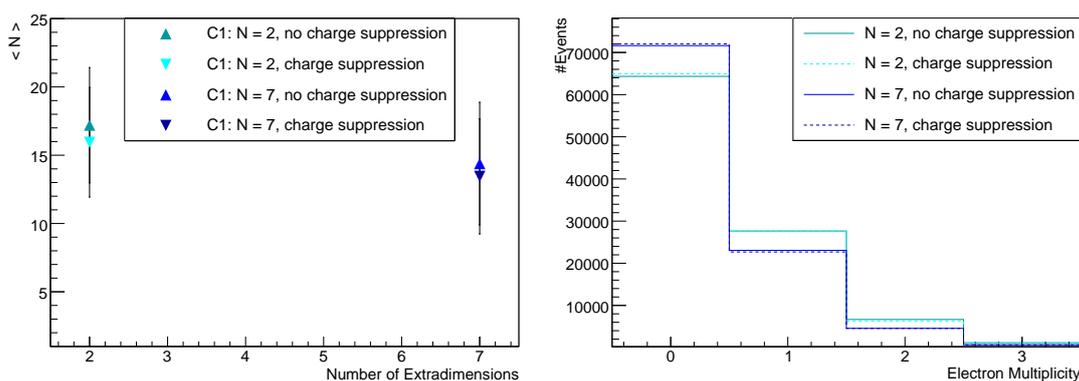


Abbildung 4.5.: Mittlere Jetmultiplizität und dessen Varianz (links) und Elektronmultiplizität (rechts) mit und ohne Ladungsunterdrückung im Falle eines nicht rotierenden schwarzen Loches

4.2. Rotierende schwarze Löcher auf einer spannungsfreien Brane

Die Rotation, genauer gesagt der Spin, ist neben der Masse und Ladung eines der drei Charakteristika eines schwarzen Loches.

Es ist davon auszugehen, dass das schwarze Loch bei seiner Entstehung am LHC in der Kollision zweier Protonen von diesen einen Drehimpuls erhält. Die Rotation ist somit eine der wichtigsten Abweichungen von einem schwarzschildähnlichen schwarzen Loch am LHC.

Im Folgenden werden die Auswirkungen der Rotation auf die Teilchenmultiplizität und das

Transversalimpulsspektrum studiert.

Die Teilchenmultiplizität rotierender schwarzer Löcher steigt zunächst mit wachsender Anzahl an Extradimensionen an bleibt dann ab einer Anzahl von vier großen Extradimensionen mehr oder weniger konstant (vgl. 4.6 (links)). Im Vergleich zum nicht rotierenden schwarzen Loch ist das Impulsspektrum der emittierten Teilchen des rotierenden schwarzen Loches deutlich *härter* und die *Anzahl der emittierten Teilchen ist niedriger*. Ursache hierfür ist sein Drehimpuls, denn dieser verkleinert den Ereignishorizont. Anschaulich gesehen trägt nun der Drehimpuls einen Teil der Masse und so verkleinert sich das Volumen und somit auch der Radius des schwarzen Loches. Da die Temperatur invers proportional zum Ereignishorizont ist (siehe Formel 1.5), steigt die Temperatur im Vergleich zu einem nicht rotierenden schwarzen Loch und also auch Energie und Impuls der emittierten Teilchen. Die Teilchenmultiplizität sinkt dementsprechend. In Abbildung 4.6, welche die mittlere Jetmultiplizität und das Transversalimpulsspektrum der Photonen eines rotierenden schwarzen Loches (in rot) im Vergleich zu einem nicht rotierenden (in blau) darstellt, lässt diesen Sachverhalt erkennen. Es ist zu beach-

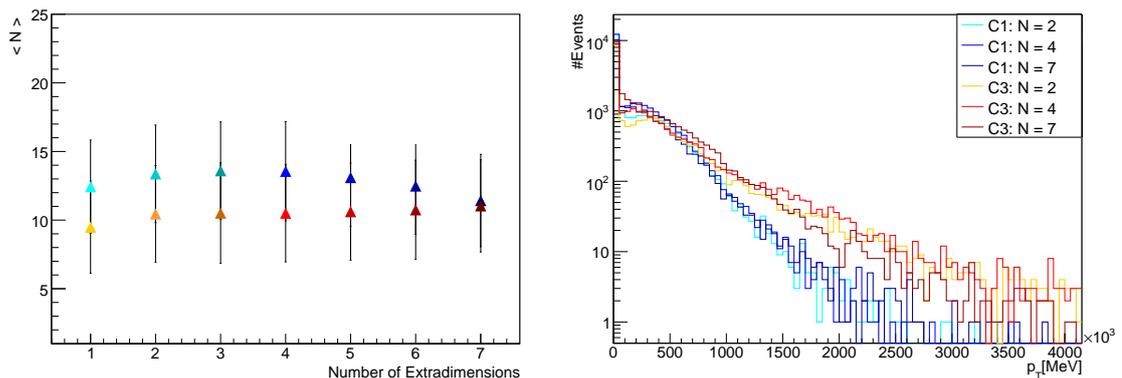


Abbildung 4.6.: Durchschnittliche Jetmultiplizität und dessen Varianz (links) und Transversalimpulsspektrum der emittierten Photonen (rechts). Im Vergleich: rotierendes (rot) und nicht rotierendes (blau) schwarzes Loch

ten, dass rotierende schwarze Löcher in BlackMax keine Gravitonen abstrahlen. Diese Tatsache verfälscht das betrachtete Emissionsspektrum und es ist davon auszugehen, dass in diesem Szenario die Summe aller Transversalimpulse, aber auch die sichtbare Teilchenmultiplizität überschätzt wird.

4.3. Nicht rotierende schwarze Löcher auf einer Brane mit Spannung

Die Spannung ist in der Stringtheorie eine der fundamentalen Eigenschaften von Branen und entspricht ihrer Energie pro Volumen. In BlackMax wird angenommen, dass die Spannung der Brane von der Größenordnung der fundamentalen Energieskala ist und es wird von den Autoren empfohlen, den Defizitwinkel B , welcher invers proportional zur Spannung ist (siehe Formel 3.9), auf 0.9 zu setzen [32]. Um die Auswirkungen dieses Parameters zu veranschaulichen, werden aber auch $B = 0.6, 0.7, 0.8, 0.9, 1.0$ untersucht. Die Auswirkung der Spannung in verschiedenen Extradimensionen kann leider nicht studiert werden, da in BlackMax die Simulation schwarzer Löcher auf einer Brane mit Spannung nur in zwei Extradimensionen möglich ist.

Laut Theorie nimmt der Defizitwinkel, B , mit zunehmender Spannung ab. Hieraus resultiert ein größerer Ereignishorizont (siehe Formel 3.8). Da die Temperatur invers proportional zum Ereignishorizont ist, sollte *die Temperatur also abnehmen* und mit ihr auch Energie- und Impuls der emittierten Teilchen. Als eine Folge dessen sollte die Anzahl der emittierten Teilchen mit zunehmender Spannung zunehmen.

Diese Tendenz ist in Abbildung 4.7 schwach erkennbar. Die Anzahl der emittierten Teilchen nimmt mit zunehmender Spannung zu und das Transveralimpulsspektrum der Photonen nimmt ab.

Die *Anzahl der emittierten Teilchen* ist also bei einem schwarzen Loch auf einer Brane mit

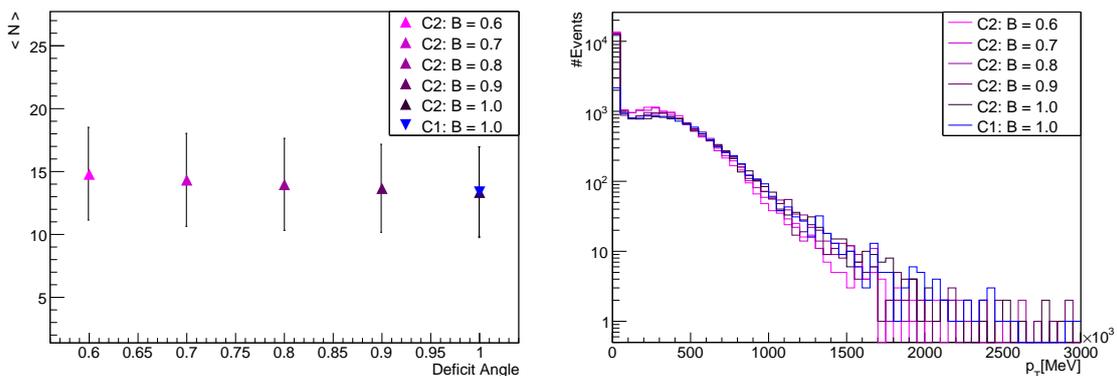


Abbildung 4.7.: Durchschnittliche Jetmultiplizität und dessen Varianz (links) und das Transveralimpulsspektrum der emittierten Photonen (rechts). Im Vergleich: schwarzschildähnliches schwarzes Loch auf einer Brane mit (magenta) und ohne Spannung (blau) in zwei Extradimensionen.

Spannung *größer* und das *Impulsspektrum etwas weicher* als bei einem schwarzen Loch auf einer spannungsfreien Brane.

4.4. Nicht rotierende schwarze Löcher auf einer gespaltenen Brane

Das Spilt-Brane-Szenario vermag als einziges Probleme resultierend aus der phänomenologischen Behandlung extradimensionaler schwarzer Löcher wie den schnellen Zerfall des Protons (in BlackMax) zu unterdrücken und stellt eine sinnvolle physikalische Ergänzung zu den anderen betrachteten Szenarien dar (vgl. Kapitle 3). In folgendem wird die Auswirkung einer gespaltenen Brane unter Berücksichtigung der Anzahl sowie des Abstandes der gespaltenen Dimensionen auf das Emissionsspektrum eines schwarzen Loches studiert.

Ändert man bei *fester Anzahl an Extradimensionen die Zahl der Splitdimensionen*, so nimmt die Anzahl der emittierten Fermionen (Quarks und Leptonen) leicht ab. Die Anzahl der Bosonen (Photonen, W, Z, H) nimmt hingegen leicht zu. Mit steigender Anzahl an Splitdimensionen nimmt der durch die Splitdimensionen zur Verfügung stehende Phasenraum zu und somit auch die Energie und die Anzahl derjenigen Teilchen, die Zugang zu diesem Phasenraum besitzen, nämlich Eichbosonen. Die Anzahl der emittierten Fermionen nimmt in Folge dessen ab.

In Abbildung 4.8 (links) ist die Abnahme emittierter Fermionen exemplarisch anhand der Jetmultiplizität dargestellt. Darüber hinaus lässt sich aus Abbildung 4.8 (rechts) und 4.9 erkennen, dass das Transversalimpulsspektrum der Photonen (Bosonen) mit zunehmender Anzahl an Splitdimensionen härter, das Spektrum der Elektronen (Fermionen) hingegen weicher wird. Den Elektronen steht im Gegensatz zu den Photonen nicht der zusätzliche Phasenraum zur Verfügung. Das Transversalimpulsspektrum der Jets ändert sich nicht so ausgeprägt. Da das schwarze Loch aber auf einer Quarkbrane produziert wurde, ist die Emission von Jets (anfangs) aber vergleichbar zu der Emission auf einer ungespaltenen Brane.

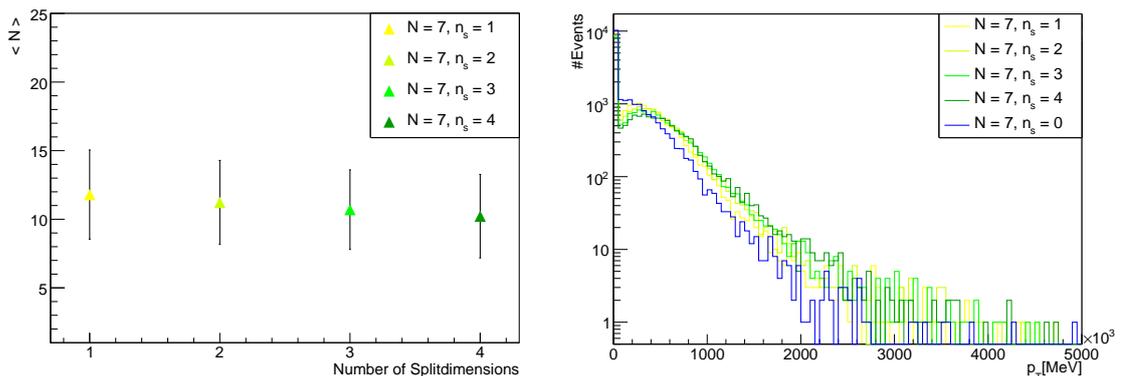


Abbildung 4.8.: Durchschnittliche Jetmultiplizität und dessen Varianz (links) und Transversalimpulsspektrum der emittierten Photonen (rechts) eines schwarzen Loches auf einer gespaltenen Brane unterschiedlicher Splitdimensionalität.

Ändert man den *Abstand* der Splitdimensionen, so ändert sich nun auch das Spektrum der Fer-

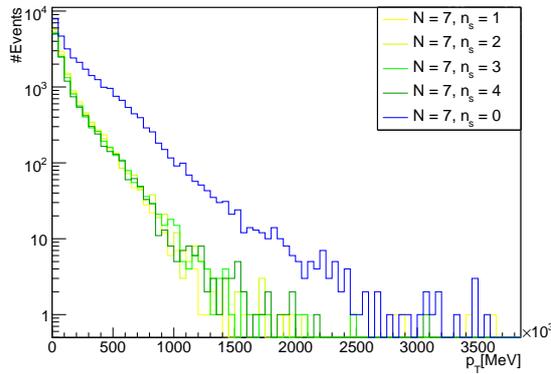


Abbildung 4.9.: Transversalimpulsspektrum der emittierten Elektronen eines schwarzen Loches auf einer gespaltenen Brane unterschiedlicher Splittdimensionalität.

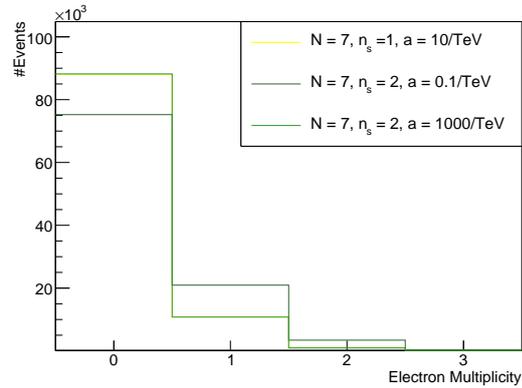


Abbildung 4.10.: Elektronmultiplizität eines schwarzen Loches auf einer gespaltenen Brane bei unterschiedlichen Abständen der Fermionbrannen.

mionen. Mit zunehmendem Abstand nimmt die Multiplizität der Leptonen ab. Da das Schwarze Loch aus Protonen entsteht, befindet es sich bei seiner Produktion auf einer Quarkbrane. Ist der Abstand zu der Leptonbrane nun groß, so ist der Überlapp von Lepton- und Quarkwellenfunktionen klein. Die Wahrscheinlichkeit, dass das schwarze Loch in Leptonen zerfällt ist somit gering.

Bei kleinen Abständen zwischen Quark- und Leptonbrane ist der Überlapp ihrer Wellenfunktionen groß. Somit ist auch die Leptonmultiplizität im Vergleich größer.³

Bei einer splittdimensionalen Größe von 10/TeV (empfohlen) ist die Unterdrückung der Leptonen gut erkennbar. Vergleicht man beispielsweise die Multiplizität der Elektronen eines nicht rotierenden schwarzen Loches auf einer ungespaltenen Brane mit dem auf einer Gespaltenen, so emittieren statt ungefähr 30% aller schwarzen Löcher nur noch 10% Elektronen.

Abschließend lässt sich feststellen, dass eine der wichtigsten Konsequenzen dieses Modells am LHC die *Unterdrückung von Leptonen* ist.

4.5. CHARYBDIS versus BlackMax

CHARYBDIS stellt einen der bekanntesten Ereignisgeneratoren schwarzer Löcher am LHC dar. Dementsprechend wurden seine Spektren und Eigenschaften bereits eingehend untersucht. Im Gegensatz hierzu stellt BlackMax ein Novum in der Simulation schwarzer Löcher am LHC dar, dessen Spektren noch weitestgehend unbekannt und ungetestet sind.

³Dieser Effekt ist in der ersten Version nicht so ausgeprägt, wie vermutet. Wie sich bei Nachfrage an die Monte-Carlo-Gruppe herausstellte, wurde die Lage des schwarzen Loches bezüglich der Quark- bzw. Leptonbrane im Final-Burst erst in BlackMax2 berücksichtigt.

Statt einer ausführliche Diskussion der Emissionsspektren eines schwarzen Loches resultierend aus der Simulation von CHARYBDIS soll in diesem Abschnitt nur auf etwaige Abweichungen zwischen den Spektren von BlackMax und CHARYBDIS hingewiesen werden.

CHARYBDIS beschreibt schwarzschildähnliche schwarze Löcher auf einer spannungsfreien Brane (siehe Abschnitt 3.5) unter Vernachlässigung der Emission von Gravitonen. Des Weiteren verwendet CHARYBDIS bei seinen Berechnungen die Dimopoulos und Landsberg (DL)-Definition der Planckmasse, während BlackMax1 ausschließlich die PDG-Definition benutzt. Möchte man einen aussagekräftigen Vergleich zwischen CHARYBDIS und BlackMax ziehen, so sollten die in beiden Simulationen gewählten Parameter so gut wie möglich übereinstimmen. Ausgehend von den Parametern in CHARYBDIS, wurde in BlackMax2 das Szenario eines nicht rotierenden schwarzen Loches auf einer spannungsfreien Brane ohne Gravitonemission, basierend auf der DL-Definition der Planckmasse als Vergleichsszenario gewählt.

Für ein besseres Verständnis der nachfolgenden Spektren soll zunächst die Auswirkung der DL-Definition der Planckmasse auf die Hawkingtemperatur und somit auf das Emissionsspektrum des schwarzen Loches aufgezeigt werden. Im Gegensatz zur PDG-Definition der Hawkingtemperatur steigt die Temperatur nach DL stetig mit der Anzahl an Extradimensionen (siehe Abbildung 4.11). Die Anzahl der emittierten Teilchen sowie das Impulsspektrum hängt analog zu Abschnitt 4.1 im gleichem Maße von der Hawkingtemperatur (DL) ab. Demzufolge sinkt die Teilchenmultiplizität mit steigender Anzahl an Extradimensionen und das Impulsspektrum wird folglich härter.

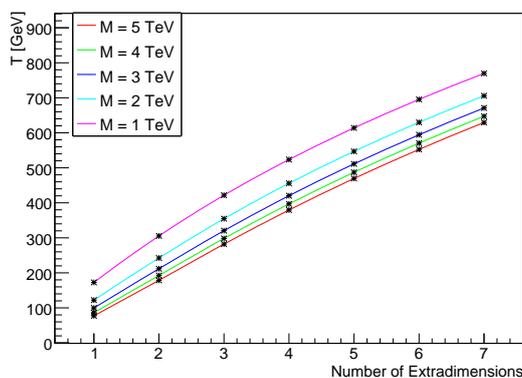


Abbildung 4.11.: Hawking-Temperatur (DL-Defifnition) für ein nicht rotierendes schwarzes Loch

Abbildung 4.12 stellt die mittlere Jetmultiplizität sowie das Transversalimpulsspektrum der Photonen von CHARYBDIS und BlackMax gegenüber.

In beiden Abbildungen sind *leichte* Abweichungen zwischen den Spektren von CHARYBDIS

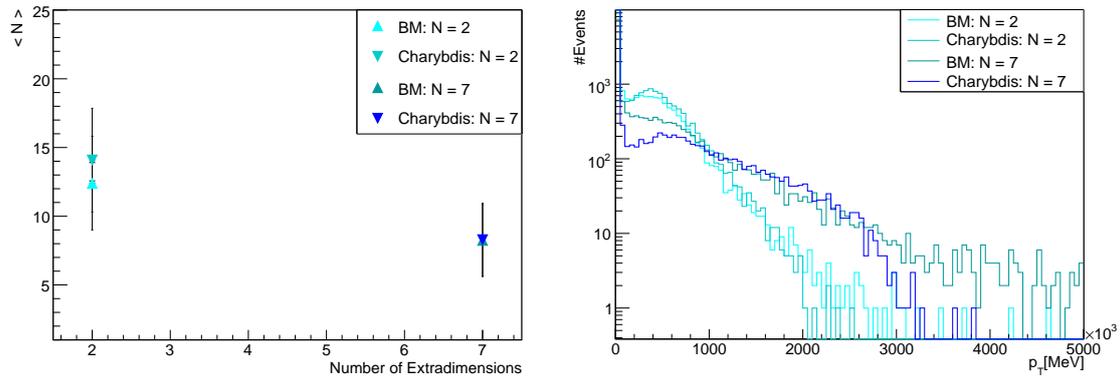


Abbildung 4.12.: Mittlere Jetmultiplizität und dessen Varianz (links) und Transversalimpulsspektrum der emittierten Photonen (rechts): CHARYBDIS *versus* BlackMax

und BlackMax erkennbar. Auch wenn versucht wurde, die simulierten Szenarien schwarzer Löcher so gut wie möglich anzugleichen, so existieren dennoch einige Unterschiede in den Generatoren, welche für die Abweichungen in den Spektren verantwortlich sind. Eine mögliche Ursache hierfür könnte aus der unterschiedlichen Behandlung der Planck-Phase herrühren. Nichtsdestotrotz stimmen die Spektren von BlackMax und CHARYBDIS bei Verwendung möglichst ähnlicher Parameter ausreichend gut überein und ihre Spektren lassen den zugrunde liegenden theoretischen Sachverhalt erkennen.

Abschließend lässt sich sagen, dass sowohl BlackMax als auch CHARYBDIS geeignete Generatoren für die Simulation mikroskopischer schwarzer Löcher am LHC darstellen.

Kapitel 5.

Selektionskriterien zur Entdeckung mikroskopischer schwarzer Löcher

Ziel dieses Kapitels ist es Selektionskriterien für semiklassische schwarze Löcher, welche unter Verwendung von *BlackMax* simuliert wurden, zu entwickeln. *BlackMax* ermöglicht die Simulation nicht rotierender, rotierender, elektromagnetisch- und/oder farbgeladener schwarzer Löcher unterschiedlicher Massen in verschiedenen Branenweltszenarien und variierender Anzahl an Extradimensionen unter Verwendung neuer Graukörperfaktoren.

Im weiteren Verlauf werden die Auswirkung dieser Graukörperfaktoren auf die bereits existierenden Analysestrategien schwarzer Löcher für ATLAS untersucht. Basierend auf den charakteristischen Eigenschaften schwarzer Löcher in *BlackMax*, wird abschließend eine alternative Strategie zur Entdeckung mikroskopischer schwarzer Löcher entwickelt.

5.1. Signalselektion

Aufgrund der kurzen Lebensdauer mikroskopischer schwarzer Löcher, können diese nur indirekt im ATLAS-Detektor durch ihre Zerfallsprodukte nachgewiesen werden. Um weitestgehend auszuschließen, dass es sich bei dem selektierten Ereignis nicht um einen anderen Prozess handelt, basiert die Selektion auf ausgewählten charakteristischen Eigenschaften des schwarzen Loches. Diese sollten sich klar von Standardmodellprozessen unterscheiden lassen. Die in der Analyse selektierten Teilchen eines Ereignisses, im folgenden Objekte genannt, sind: Elektronen, Myonen, Photonen und Jets. Eine genaue Definition der Objekte findet sich in Tabelle 5.1.

Anhand der selektierten Objekte lässt sich dann das schwarze Loch rekonstruieren. Energie und Impuls der selektierten Objekte geben beispielsweise Aufschluss über seine Masse.

Tabelle 5.1.: Objektdefinition in der Analyse schwarzer Löcher

Jet	Elektron	Myon	Photon
$p_T < 20 \text{ GeV}$	$p_T < 15 \text{ GeV}$	$p_T < 15 \text{ GeV}$	$p_T < 15 \text{ GeV}$
$ \eta < 2.5$	$ \eta < 2.5$	$ \eta < 2.5$	$ \eta < 2.5$
cone algorithm (R = 0.4)	isoliert		tight selection

5.1.1. Signaleigenschaften

Die Signatur eines mikroskopischen schwarzen Loches am LHC zeichnet sich aufgrund seiner hohen Masse ($> 1 \text{ TeV}$) und des thermischen Zerfalls durch eine große Anzahl hochenergetischer Teilchen aus, mit hohem transversalem Impuls. Aufgrund des demokratischen Zerfalls erwartet man hohe Multiplizitäten aller Standardmodellteilchen, welche ohne bevorzugte Richtung emittiert werden sollten. Hohe fehlende Energie aufgrund von Graviton- und Neutrinoemission ist eine weitere charakteristische Eigenschaft kleiner schwarzer Löcher.¹

In Tabelle 5.2 sind die wichtigsten Signalparameter dargestellt.

Tabelle 5.2.: Wirkungsquerschnitt der simulierten schwarzen Löcher (BlackMax2), welche in dieser Analyse verwendet wurden, mit $\sqrt{s} = 10 \text{ TeV}$, $M_{BH} = 5 - 10 \text{ TeV}$ und $M_{PDG} = 1 \text{ TeV}$. Pro Szenario wurden 100 000 Ereignisse simuliert.

Datensatz	Szenario	N	n_s	B	$\sigma(pb)$
C1_N2	tensionless_nonrotating	2	0	1	2.51
C1_N7	tensionless_nonrotating	7	0	1	16.27
C2_N2	tension_nonrotating	2	0	0.9	8.51
C3_N2	rotating_nonsplit	2	0	1	2.55
C3_N7	rotating_nonsplit	7	0	1	16.75
d2_n1	tensionless_nonrotating	2	1	1	1.94
d7_n1	tensionless_nonrotating	7	1	1	14.15

5.1.2. Standardmodell-Untergrund

Untergrundereignisse sind Prozesse, welche Signalereignisse überlagern und so eine eindeutige Identifizierung dieser erschweren.

¹Es ist zu beachten, dass einige dieser Eigenschaften, wie ein hohes Defizit an Energie, auch supersymmetrische Prozesse charakterisieren. Die Konsequenz dieser Tatsache auf Analysestrategien schwarzer Löcher wird in dieser Arbeit allerdings nicht behandelt.

In Frage kommende Untergrundprozesse bei der Suche nach schwarzen Löchern am LHC sind vorwiegend Standardmodellereignisse, deren Signaturen denen eines schwarzen Loches ähneln. Diese sind vornehmlich Objekte mit hohem transversalem Impuls sowie Ereignisse mit hoher Multiplizität. In dieser Diplomarbeit wurden folgende Untergrund-Prozesse betrachtet:

- $t\bar{t}$ -Zerfall: Aufgrund des hohen Wirkungsquerschnittes sowie der hohen Zerfallswahrscheinlichkeit in hadronische Endzustände stellt dieser Zerfall einen wichtigen Untergrundprozess dar.
- QCD-Produktion:
 - PYTHIA erlaubt die Simulation harter QCD-Prozesse, wobei diese auf Dijetergebnisse, also zwei harten Jets im Endzustand, beschränkt sind. Hohe Multiplizitäten sind in PYTHIA das Resultat von Schauerprozessen und auf weiche Jets beschränkt.
 - ALPGEN erlaubt die Simulation von bis zu sechs harten Jets im Endzustand. Leider ist dieser Generator nicht so gut verstanden wie PYTHIA und bedarf großer Sorgfalt bei der Interpretation.

In Tabelle 5.3 sind die wichtigsten Parameter des QCD-Untergrundes aufgeführt.

Tabelle 5.3.: Wirkungsquerschnitt der simulierten Untergrundprozesse bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 10$ TeV.

Prozess	Generator	Datensatz	p_T -Bereich (GeV)	$\sigma(pb)$	# Ereignisse
$t\bar{t}$	PYTHIA	ttbar		220.5	10^6
<i>QCD-Dijet Produktion</i>	PYTHIA	J5	280-560	5133	10^6
	PYTHIA	J6	560-1120	112	10^6
	PYTHIA	J7	1120-2240	1.074	10^6
	PYTHIA	J8	> 2240	$1.118 \cdot 10^{-3}$	10^6
<i>QCD-Multijet Produktion</i>	ALPGEN	Np2J5Plus	> 280	750.6	50 000
	ALPGEN	Np3J5Plus		1920.0	46 926
	ALPGEN	Np4J5Plus		2173.4	43 927
	ALPGEN	Np5J5Plus		1431.6	41 350
	ALPGEN	Np6J5Plus		967.9	38 095

5.2. Signalselektion und Untergrundunterdrückung

Die Selektion von *Signalereignissen* sowie die Unterdrückung von Untergrundereignissen erfordert ein gutes Verständnis der zu Grunde liegenden Prozesse. In Kapitel 4 wurden bereits wichtige Eigenschaften schwarzer Löcher sowie die Auswirkungen der Graukörperfaktoren auf die Multiplizität sowie die transversale Impulsverteilung der einzelnen Objekte studiert und der Zusammenhang bezüglich der zugrunde liegenden Theorie aufgezeigt.

Untergrundereignisse basieren in dieser Arbeit vornehmlich auf Prozessen der QCD. Da die Vorhersagen der QCD mit hohen Unsicherheiten behaftet ist - gerade bei so hohen Energien wie sie am LHC zur Verfügung stehen - ist die Vorhersage der Eigenschaften des QCD-Untergrundes und sein Einfluss auf die Analyse schwarzer Löcher nur begrenzt möglich. Um die hieraus resultierenden Probleme besser einschätzen zu können wurden in dieser Arbeit zwei unterschiedliche Ereignisgeneratoren für die QCD-Produktion (PYTHIA und ALPGEN) verwendet.

Vergleicht man allerdings die simulierte rekonstruierte *invariante Masse* für PYTHIA und ALPGEN (vgl. Abbildung 5.1), so stellt man fest, dass ihre Spektren leicht voneinander abweichen, obwohl beide Ereignisgeneratoren in etwa den gleichen QCD-Untergrund beschreiben und dementsprechend in ihren Spektren übereinstimmen sollten.

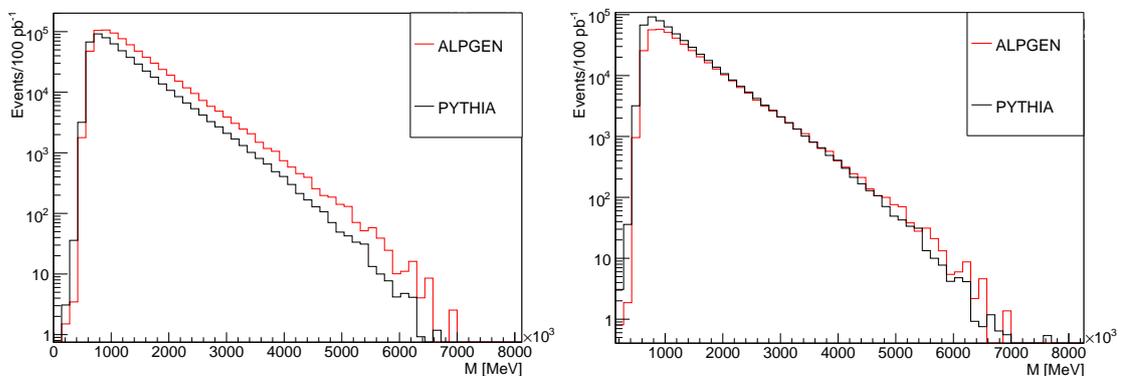


Abbildung 5.1.: Rekonstruierte invariante Masse PYTHIA (schwarz) *versus* ALPGEN (rot) vor (links) und nach (rechts) der Skalierung.

Die Beschreibung des QCD-Untergrundes bei PYTHIA und ALPGEN ist mit Unsicherheiten behaftet und Wirkungsquerschnitte und Spektren würden in einer Analyse mit realen Daten an die realen Daten angepasst werden. Ohne das Vorliegen realer Datensätze kann nicht abschließend geklärt werden, welche Simulation das tatsächliche Untergrundverhalten besser beschreibt. In dieser Arbeit wird die Beschreibung der QCD-Prozesse basierend auf PYTHIA

als realistischer erachtet, da dieser Generator den *inkluisiven* Wirkungsquerschnitt, also den Wirkungsquerschnitt bezüglich *aller* betrachteten Prozesse, in früheren Beschleunigerexperimenten besser zu beschreiben vermochte.

Da allerdings die Simulation mehrerer harter und *gut separierter* Jets, welche für die Analyse schwarzer Löcher von großer Bedeutung ist, nur in der Simulation von ALPGEN enthalten ist, werden nachfolgend Spektren und Wirkungsquerschnitte von ALPGEN auf PYTHIA skaliert und in die Analyse mit einbezogen. Der Skalierungsfaktor wird in dieser Arbeit durch das Angleichen der Massenspektren² der J5+ Datensätzen von ALPGEN und PYTHIA bei einer Masse von 3000 GeV ermittelt und ergibt sich zu $k = 0.5386$.

5.2.1. CSC-Standardselektion

Es existieren zwei Standardselektionen für mikroskopische schwarze Löcher am LHC [34], welche im Rahmen der 'Computing System Commissioning' (CSC)-Studie getestet wurden. Diese zwei Analysen wurden mit Hilfe von CHARYBDIS (Version 1.003) entwickelt und verwenden sowohl die volle als auch die schnelle Detektorsimulation. Simuliert wurden, unter anderem, schwarze Löcher mit einer Mindestmasse von 5 TeV in zwei, vier und sieben Extra-dimensionen. Die Planckmasse (DL-Definition) wurde auf 1 TeV gesetzt.

Beide Selektionen nutzen die hohe Masse des schwarzen Loches und die, im Vergleich zu Standardmodellprozessen, hohe Energie von Leptonen aus.

Die erste Selektion fordert, dass die skalare Summe der Transversalimpulse der in Frage kommenden Objekte größer sei als 2.5 TeV: $\sum p_T > 2.5 \text{ TeV}$. Bei einer Mindestmasse des schwarzen Loches von 5 TeV beeinträchtigt dieser Schnitt die Signaleffizienz kaum, Standardmodellereignisse wiederum werden durch diesen Schnitt stark unterdrückt, da in dieser Theorie keine entsprechend schweren Objekte existieren.

Die zusätzliche Forderung nach einem hochenergetischen Lepton, $p_T^{\text{Lepton}} > 50 \text{ GeV}$ unterdrückt gezielt den QCD-Untergrund, so dass der betrachtete Standardmodelluntergrund effektiv um einen Faktor größer als 10^6 unterdrückt werden kann [34].

Die zweite Selektion basiert auf der hohen Multiplizität und hohen Energie der Zerfallsprodukte. Sie fordert, dass die Energie der vier höchst energetischen Objekte größer sei als 200 GeV: $p_T^{4\text{Objekte}} > 200 \text{ GeV}$. Um wiederum den QCD-Untergrund gezielt zu unterdrücken, wird die Selektion durch die Forderung, dass mindestens eines dieser Objekte ein Lepton sei, verschärft.

Eine interessante Größe in der Selektion von Signalereignissen ist die *Signaleffizienz*.

²Die invariante Masse ist eine charakteristische Größe eines Ereignisses und stellt ein Maß für die harte Wechselwirkung dar. Diese sollte nur von der PDF und nicht vom Generator abhängen. Da bei der Simulation von Ereignissen in PYTHIA und ALPGEN die gleiche PDF verwendet wurde, stellt die invariante Masse also eine geeignete Größe zur Berechnung des Skalierungsfaktors dar.

Die Signaleffizienz ist definiert als

$$\text{Signaleffizienz} = \frac{\text{Anzahl der Ereignisse nach der Selektion}}{\text{Anzahl aller Ereignisse}} \quad (5.1)$$

und gibt prozentual alle Ereignisse an, welche die Selektion überleben. Tabelle 5.4 zeigt die Signal- und Untergrundeffizienz für diese zwei Analysestrategien unter Verwendung privat generierter ATLFASST-Datensätze.³

Eine interessante Frage ist nun, ob die oben verwendeten Selektionskriterien auch für schwar-

Tabelle 5.4.: Signal- und Untergrundeffizienz für die $\sum p_T > 2.5 \text{ TeV} + p_T^{\text{Lepton}} > 50 \text{ GeV}$ und vier Objekte Analyse.

Datensatz	char_N2 (5640)	char_N7(6441)	QCD-Dijets (J5+)	$t\bar{t}$
$\sum p_T + \text{Lepton}$	44 %	16 %	$2.3 \times 10^{-6} \%$	$2.6 \times 10^{-3} \%$
4 Objekte	34 %	8.7 %	- %	$6.2 \times 10^{-3} \%$

ze Löcher, welche mit Hilfe von BlackMax simuliert wurden, eine sinnvolle Analysestrategie darstellen.

Das Emissionsspektrum schwarzer Löcher in BlackMax wird stark durch die verschiedenen Graukörperfaktoren wie Rotation, Branenspannung, Branespaltung, Emission von Gravitonen beeinflusst. Im folgenden werden die Auswirkungen der Graukörperfaktoren sowie die Definition der Planckmasse als auch die Emission von Gravitonen auf die CSC-Analyse studiert, basierend auf privaten Datensätzen von BlackMax, welche unter Verwendung der schnellen Detektorsimulation ATLFASST generiert wurden. Die wichtigsten Parameter der Simulation sind in Tabelle 5.2 zusammengefasst.

Die Signaleffizienzen der CSC-Analyse unter Verwendung von BlackMax sind in Tabelle 5.5 zusammengefasst.⁴

Die Signaleffizienzen der CSC-Analyse hängen vom betrachteten Szenario ab. Die Signaleffizienz der $\sum p_T$ - Selektion liegt zwischen 13 % - 46 %, die Signaleffizienz der vier Objekte Selektion zwischen 4 % - 29 %. Eine Ursache für die Variation der Signaleffizienz ist die Anzahl betrachteter Extradimensionen. Diese besitzt einen Einfluss auf die Hawkingtemperatur und somit auf das Emissionsspektrum des schwarzen Loches (vgl. Kapitel 4).

Darüber hinaus wird die Signaleffizienz aufgrund der Leptonforderung beider Analysen, maßgeblich durch die Anzahl der emittierten Leptonen bestimmt. Aufgrund des demokratischen

³Die Effizienzen stimmen in etwa mit den Effizienzen der offiziellen CSC-Analyse beruhend auf der vollen Detektorsimulation überein.

⁴CHARYBDIS und BlackMax lassen sich in dieser Analyse nicht direkt vergleichen, da die Simulation der schwarzen Löcher auf unterschiedlichen Definitionen der Planckmasse basiert. Da als offizielle Definition der Planckmasse M_{PDG} bei ATLAS festgelegt wurde, verzichtet die Analyse dieser Diplomarbeit auf die Verwendung von M_{DL} auf Kosten einer besseren Vergleichbarkeit zu CHARYBDIS.

Tabelle 5.5.: Signaleffizienz für die $\sum p_T > 2.5 \text{ TeV} + p_T^{\text{Lepton}} > 50 \text{ GeV}$ und vier Objekte Analyse in BlackMax2.

Datensatz	C1_N2	C1_N7	C2_N2	C3_N2	C3_N7	d2_n1	d7_n1
$\sum p_T + \text{Lepton}$	46 %	35 %	46 %	33 %	31 %	15 %	13 %
4 Objekte	29 %	22 %	29 %	21 %	19 %	4 %	5 %

Zerfallens sind in etwa 15% aller emittierten Teilchen eines schwarzen Loches Leptonen. Abbildung 5.2 lässt erkennen, dass im Durchschnitt nur jedes dritte nicht rotierende und sogar nur jedes zehnte schwarze Loch auf einer gespaltenen Brane ein Elektron emittiert.

Folglich unterdrückt die Leptonforderung der CSC-Selektion das Signal schwarzer Löcher stark. Um eine höhere Signaleffizienz erzielen zu können, muss auf die Leptonforderung der CSC-Selektion verzichtet und eine neue Analyse basierend auf anderen charakteristischen Eigenschaften schwarzer Löcher entwickelt werden.

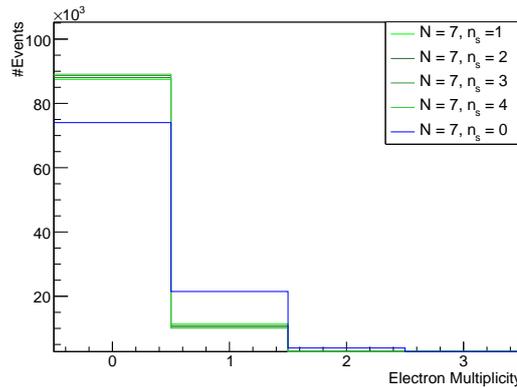


Abbildung 5.2.: Im Vergleich: Elektronmultiplizität eines schwarzschildähnlichen schwarzen Loches auf einer gespaltenen (grün) und ungespaltenen (blau) Brane.

Ferner ist noch nicht geklärt, welches der verschiedenen simulierten Modelle mikroskopische schwarze Löcher am LHC am realistischsten beschreibt. Eine Selektionsstrategie mikroskopischer schwarze Löcher am LHC sollte nun möglichst alle Szenarien mit hoher und vergleichbarer Signaleffizienz selektieren und den Untergrund gleichermaßen unterdrücken. Diese Forderung ist bezüglich BlackMax für die zwei CSC-Analysen nur begrenzt erfüllt. So stellt beispielsweise das Split-Brane-Model eine wichtige Ergänzung zu den Standardszenarien dar, da es als einziges Szenario in BlackMax Probleme wie den schnellen Protonzerfall zu unterdrücken vermag. Aufgrund der geringen Leptonemission (vgl. Kapitel 4) schwankt die Si-

gnaleffizienz im Vergleich zu den anderen betrachteten Szenarien. Auch hier zeigt sich, dass eine Selektionsstrategie für schwarze Löcher auf die Leptonforderung verzichten sollte.

5.2.2. Analysestrategie ohne Leptonforderung

Die für eine alternative Selektion in Frage kommenden charakteristischen Eigenschaften mikroskopischer schwarzer Löcher sind seine hohe Masse, eine große Anzahl hochenergetischer Teilchen, die Form des Ereignisses (sphärisch, aplanar) sowie hohe Energiedefizite. Um zu bestimmen, welche dieser Größen sich für eine Selektion schwarzer Löcher eignet und sich gegen den zu unterdrückenden Untergrund abhebt, sollen nachfolgend diese charakteristischen Eigenschaften und Spektren von Signalprozessen dargestellt und mit den QCD-Untergrundprozessen verglichen werden.

In einem ersten Schritt wurden hierzu die mit PYTHIA simulierten QCD-Untergrund sowie $t\bar{t}$ -Ereignisse betrachtet. PYTHIA simuliert zwei harte (Dijets) sowie einige weiche Jets aufgrund von Schauerbildung (vgl. Abschnitt 5.1.2). Selektiert man nun aber eine Vielzahl an hochenergetischen separierten Objekten, so beschreibt PYTHIA den Standardmodelluntergrund nicht mehr ausreichend genau. Vielmehr sollten nun auch Standardmodellprozesse mit mehreren separierten hochenergetischen Jets betrachtet werden. In einem zweiten Schritt wurde ALPGEN skaliert als Untergrund hinzugezogen. Im Folgenden werden diese beiden Ergebnisse zusammengefasst.

Die Untergrunddatensätze von PYTHIA und ALPGEN basieren auf einer privaten ATLFast-Produktion. Die Simulation beginnt bei einer Jet-Energie von 280 GeV (J5), da alle niederenergetischeren Jets mit $p_T < 280$ GeV, welche in den Datensätzen J1-J4 enthalten sind, ausreichend gut unterdrückt sind. Die wichtigsten Parameter der Simulation sind in Tabelle 5.3 zu finden.

In Abbildung 5.3 ist die *Teilchenmultiplizität* in 100 pb^{-1} für Signal und Untergrund dargestellt. Die Teilchenmultiplizität eines schwarzen Loches liegt über der Multiplizität des PYTHIA-Untergrundes. Insgesamt dominiert jedoch die Multiplizität von ALPGEN-Prozessen. Die hohe Multiplizität von ALPGEN-Prozessen, welche nach Definition nur bis zu sechs harte Jets beinhalten, lässt sich jedoch durch weiche Abstrahlungsprozesse erklären. Führt man einen, in Hinsicht auf BlackMax niederenergetischen Schnitt bei $p_T > 50$ GeV ein, so nimmt die Multiplizität von ALPGEN-Prozessen drastisch ab, das Signal wird hierdurch hingegen nur schwach beeinflusst und zeichnet sich im Gegensatz zu PYTHIA und ALPGEN durch eine hohe Multiplizität hochenergetischer Teilchen aus.

Abbildung 5.4 (links) zeigt die *Summe der Transversalimpulse* für Signal und Untergrund. Diese Größe liegt für schwarze Löcher aller Szenarien deutlich über jener des QCD-Untergrundes. Für die unterschiedlichen Szenarien schwarzer Löcher liegt Σp_T durchschnittlich bei 4 TeV

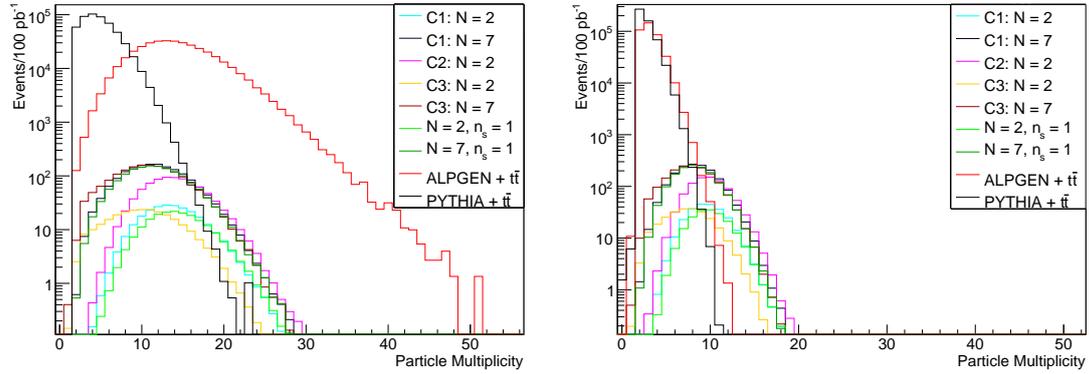


Abbildung 5.3.: Teilchenmultiplizität eines schwarzen Loches unter Berücksichtigung verschiedener Graukörperfaktoren *versus* QCD-Untergrund PYTHIA + $t\bar{t}$ (schwarz) sowie ALPGEN + $t\bar{t}$ (rot) vor (links) und nach (rechts) $p_T > 50$ GeV Schnitt.

und reicht maximal bis 6 TeV für schwarze Löcher auf einer gespaltenen Brane und 8 TeV für rotierende schwarze Löcher.⁵

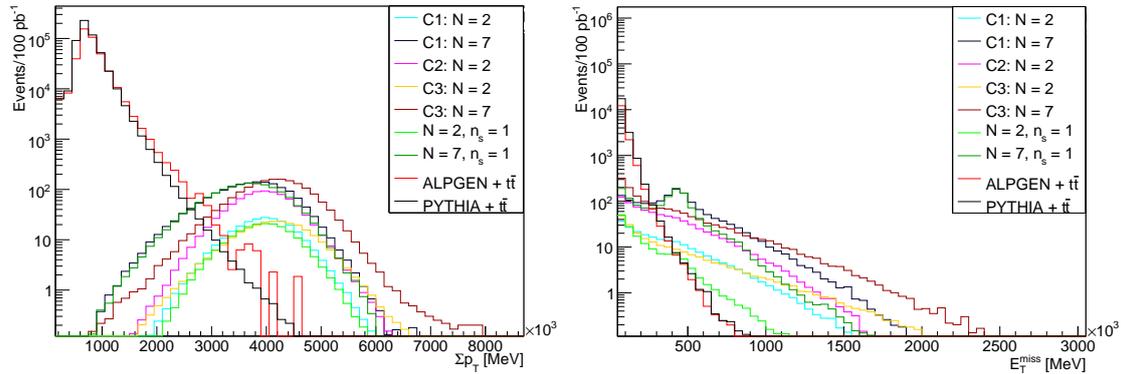


Abbildung 5.4.: $\sum p_T$ -Spektrum (links) und Energiedefizit (rechts) eines schwarzen Loches unter Berücksichtigung verschiedener Graukörperfaktoren *versus* QCD-Untergrund PYTHIA + $t\bar{t}$ (schwarz) sowie ALPGEN + $t\bar{t}$ (rot).

Abbildung 5.4 (rechts) stellt das *Energiedefizit* von Signal und Untergrund gegenüber. Das Energiedefizit schwarzer Löcher liegt maximal bei 1 TeV für schwarze Löcher auf einer gespaltenen Brane bis hin zu 2.5 TeV für rotierende schwarze Löcher. Für PYTHIA und ALPGEN ergibt sich ein maximales Energiedefizit von 1 TeV und das Spektrum liegt nur knapp unterhalb des Signals.

⁵Die hohe Summe der Transversalimpulse bei rotierenden schwarzen Löchern lässt sich durch die fehlende Emission von Gravitonen (vgl. Kapitel 4) erklären.

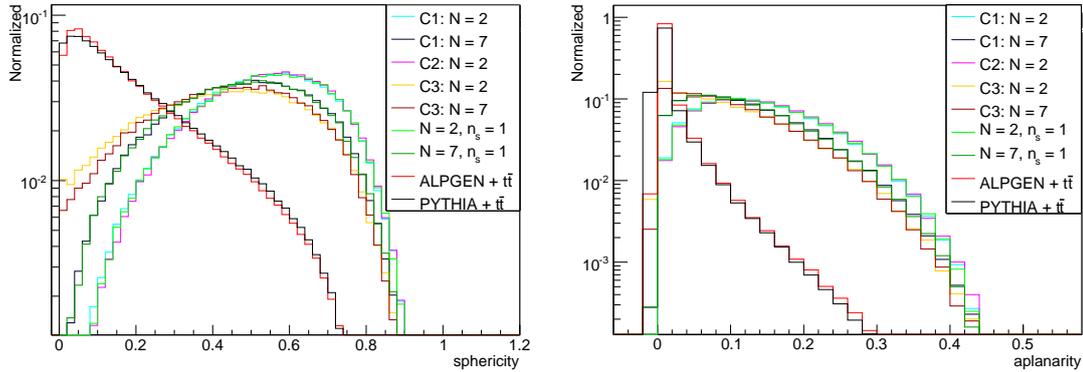


Abbildung 5.5.: Sphärizität (links) und Aplanarität (rechts) schwarzer Löcher unter Berücksichtigung verschiedener Graukörperfaktoren *versus* QCD-Untergrund PYTHIA + $t\bar{t}$ (schwarz) sowie ALPGEN + $t\bar{t}$ (rot).

In Abbildung 5.5 sind die *Sphärizität* und die *Aplanarität*, zwei Größen, welche die Form eines Ereignisses beschreiben, von Signal und Untergrund *normiert*⁶ aufgetragen. Die Sphärizität S ist ein Maß für die Summe der Transversalimpulse bezüglich der Ereignisachse. Die Aplanarität A misst den Transversalimpulskomponente bezüglich der Ereignisebene. Ein isotropes, also rundes Ereignis wird durch $S = 1$ sowie $A = 1/2$ charakterisiert. Ein planares Dijetereignis wird durch $S = 0$ sowie $A = 0$ beschrieben [24].

Der QCD-Untergrund zeichnet sich durch kleine Werte bezüglich dieser zwei Größen aus, was darauf schließen lässt, dass er gleichverteilte, „runde“ Ereignisse disfavorisiert. Im Vergleich hierzu lässt die Form des Signals keine ausgeprägte Emissionsrichtung erkennen.

In 5.6 sind die Transversalimpulsspektren der fünf höchst energetischen Objekte für Signal und Untergrund abgebildet. Das Impulsspektrum der fünf höchst energetischen Objekte nimmt für schwarze Löcher mit der Anzahl emittierter Teilchen ab, beginnend bei einem durchschnittlichen Impuls von ~ 1 TeV und maximalen Impuls von 4 TeV für das höchstenergetische Objekt bis hin zu einem durchschnittlichen Impuls von ~ 300 GeV und maximal 600 GeV für das fünft höchst energetische Objekt. Während das Impulsspektrum der fünf höchst energetischen Objekte für ALPGEN weitestgehend gleich bleibt, mit einem maximalen Impuls von ~ 1.25 TeV, nimmt der Transversalimpuls für PYTHIA ab dem dritt höchst energetischen Objekt rapide von maximal ~ 2 TeV bis zu maximal ~ 300 GeV ab. Sowohl PYTHIA als auch ALPGEN unterscheiden sich in diesen fünf Spektren vom Signalspektrum. Während für die zwei höchst energetischen Objekte der Impuls von PYTHIA deutlich über dem Signalimpuls liegt, liegt dieser für ALPGEN deutlich darunter. Für das dritt- bis fünft höchst energetische Objekt verhält es sich genau andersherum.

⁶da es bei diesen zwei Größen in einer Analyse nur auf die *Form* des Spektrums ankommt

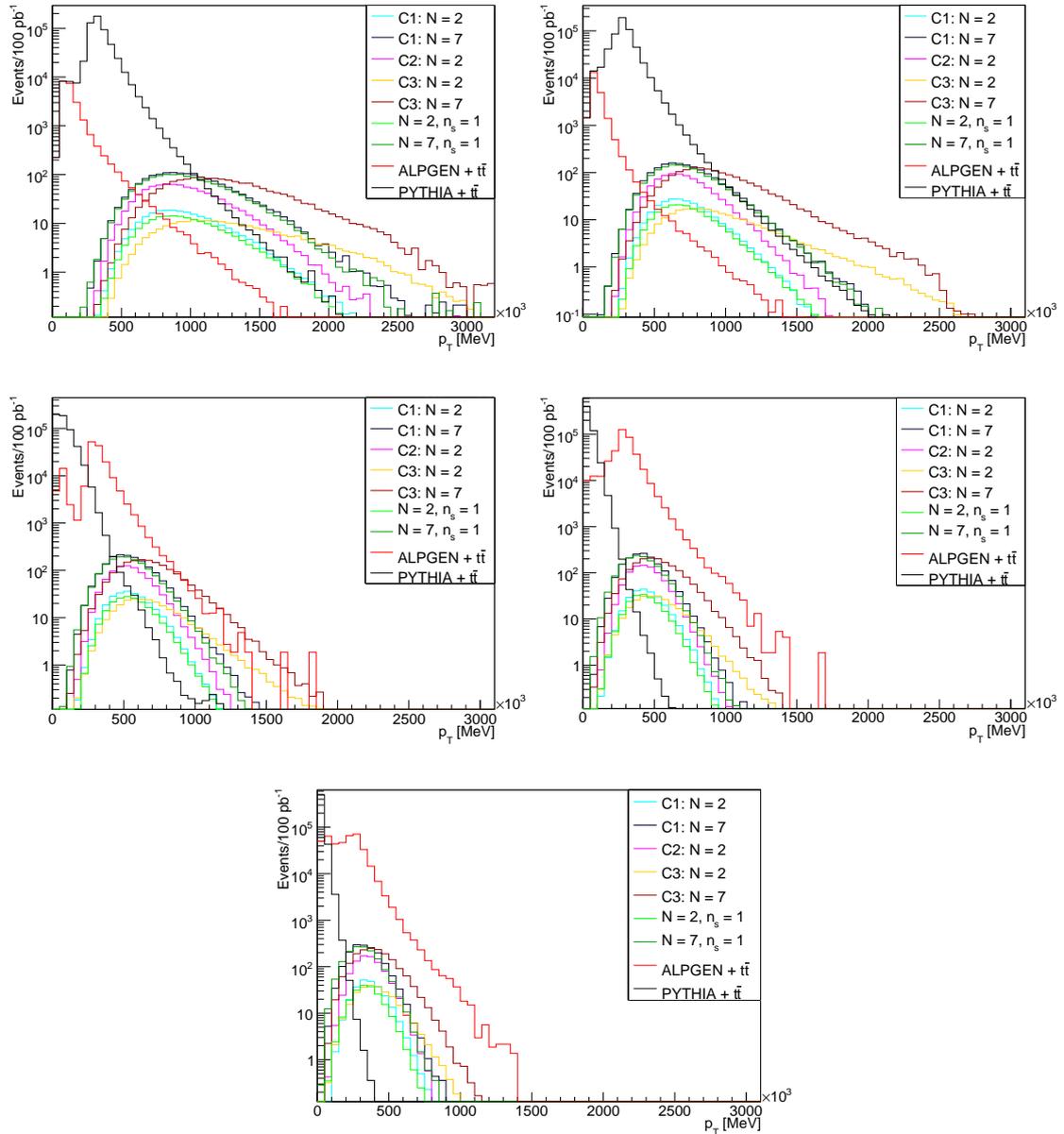


Abbildung 5.6.: Transversalimpulsspektrum des erst- (oben links), zweit- (oben rechts), dritt- (mitte links), viert- (mitte rechts) und fñnf- (unten) energiereichsten Objektes eines schwarzen Loches unter Berücksichtigung verschiedener Graukörperfaktoren *versus* QCD-Untergrund PYTHIA + $t\bar{t}$ (schwarz) sowie ALPGEN + $t\bar{t}$ (rot).

Der Vergleich dieser Signal- und Untergrundeigenschaften zeigt, dass sich eine sinnvolle Selektionsstrategie aus der Forderung nach einer *hohen skalaren Transversalimpulssumme*, sowie einer *großen Anzahl* (> 4) *hochenergetischer Objekte* ergibt (vgl. Abbildung 5.3, 5.4, 5.5 und 5.6).

Die Selektion einer hohem Transversalimpulssumme stellt eine sehr sinnvolle Selektion dar, da semiklassische schwarze Löcher aufgrund der Bedingung $M_{BH} \gg M_{Pl}$ sehr massiv sind. Somit gewährleistet dieser Schnitt eine hohe Signaleffizienz sowie eine gute Unterdrückung des Untergrundes.

Diese Selektion wird darüber hinaus durch die Forderung mehrerer hochenergetischer Objekte verschärft.

Die Selektion von vier hochenergetischen Objekten vermochte in der CSC-Analyse nur in Verbindung mit einer Leptonforderung den Untergrund ausreichend gut zu unterdrücken [34]. Verzichtet man auf diese Leptonforderung, so muss die Selektion durch die Forderung von mindestens *fünf* hochenergetische Objekten verschärft werden.

Da diese zwei Forderungen nun nicht durch eine Leptonforderung eingeschränkt werden, erwartet man insgesamt eine bessere Signaleffizienz.

Die Analyse von $\sum p_T$ sowie des fünft höchst energetischen Objektes von Signal und Untergrund (PYTHIA und ALPGEN) ergibt folgende Schnittparameter: $\sum p_T > 3.5$ TeV sowie $p_T^{5\text{Objekte}} > 200$ GeV.

Diese Entscheidung basiert auf folgenden Überlegungen:

- Signal versus Untergrund (Abb. 5.7 (links)): $\sum p_T$
 \Rightarrow Schnitt bei 3 TeV (PYTHIA) bzw. 3.5 TeV (ALPGEN)
- Signal versus Untergrund nach $\sum p_T > 3.5$ TeV - Schnitt (Abb. 5.7 (rechts)): $p_T^{5\text{Objekte}}$
 \Rightarrow Schnitt bei 100 GeV (PYTHIA) bzw. 200 GeV (ALPGEN)

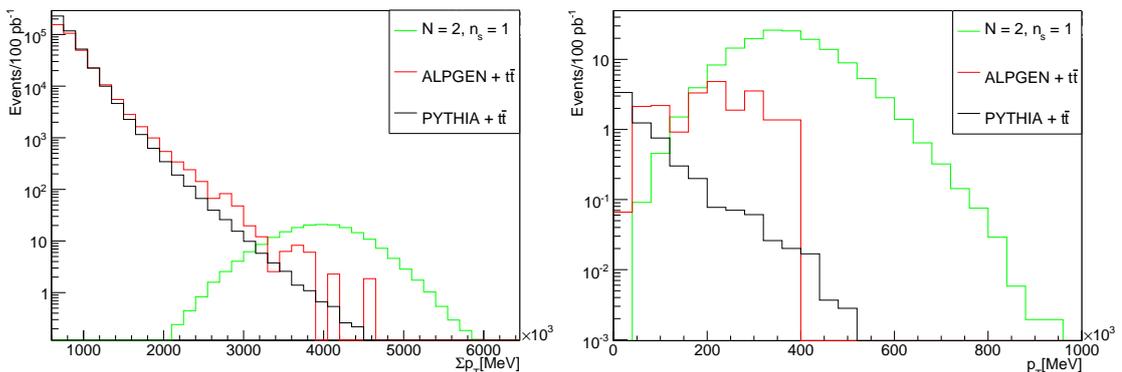


Abbildung 5.7.: Skalare Summe der transversalen Impulse (links) und transversales Impulsspektrum des fünft energetischsten Objektes nach dem $\sum p_T$ -Schnitt für ein schwarzes Loch auf einer gespaltenen Brane (grün), PYTHIA + $t\bar{t}$ (schwarz) sowie ALPGEN + $t\bar{t}$ (rot).

In diesem Verfahren wurde der Schnittparameter in etwa bei dem Schnittpunkt von Untergrund- und Signalspektrum gewählt. Tabelle 5.6 zeigt die Signaleffizienz der $\sum p_T$ sowie der $\sum p_T$ und fünf Objekte Selektion mit : $\sum p_T > 3 \text{ TeV}$ und 3.5 TeV sowie $p_T > 100 \text{ GeV}$ und $p_T > 200 \text{ GeV}$. In Tabelle 5.7 sind die entsprechenden Untergrundeffizienzen aufgeführt. Die $\sum p_T + 5 \text{ Objek-}$

Tabelle 5.6.: Signaleffizienz für die 5 Objekte Analyse mit: (a) $\sum p_T > 3 \text{ TeV}$ bzw. (b) $\sum p_T > 3.5 \text{ TeV}$ (c) $\sum p_T > 3.5 \text{ TeV} + p_T^{5\text{Objekte}} > 100 \text{ GeV}$ bzw. (d) $\sum p_T > 3.5 \text{ TeV} + p_T^{5\text{Objekte}} > 200 \text{ GeV}$

Datensatz:	C1_N2	C1_N7	C2_N2	C3_N2	C3_N7	d2_n1	d7_n1
(a)	93%	82%	94%	93%	93%	94%	81%
(b)	79%	62%	79%	82%	83%	79%	59%
(c)	78 %	59 %	78 %	67 %	72 %	78 %	56 %
(d)	70 %	49 %	71 %	55 %	58 %	72 %	47 %

Tabelle 5.7.: Untergrundeffizienz für die 5 Objekte Analyse mit: (a) $\sum p_T > 3 \text{ TeV}$ bzw. (b) $\sum p_T > 3.5 \text{ TeV}$ (c) $\sum p_T > 3.5 \text{ TeV} + p_T^{5\text{Objekte}} > 100 \text{ GeV}$ bzw. (d) $\sum p_T > 3.5 \text{ TeV} + p_T^{5\text{Objekte}} > 200 \text{ GeV}$

Datensatz:	$t\bar{t}$	QCD-PYTHIA (J5+)	QCD-ALPGEN (J5+)
(a)	0.0146%	$4.769 \cdot 10^{-3} \%$	0.088 %
(b)	$4.4 \cdot 10^{-3} \%$	$1.039 \cdot 10^{-3} \%$	0.013 %
(c)	$1.2 \cdot 10^{-3} \%$	$1.26 \cdot 10^{-4} \%$	$4.49 \cdot 10^{-3} \%$
(d)	$2 \cdot 10^{-4} \%$	$3.95 \cdot 10^{-5} \%$	$3.51 \cdot 10^{-4} \%$

te Selektion unterdrückt mit $p_T > 100 \text{ GeV}$ den Untergrund von PYHTIA genau so gut wie die CSC Analyse, doch ist die Signaleffizienz der $\sum p_T + 5 \text{ Objekte}$ Selektion deutlich höher (vgl. Tabelle 5.6 und 5.7). Diese Begebenheit beschränkt sich nicht nur auf das Split-Brane-Szenario. Wie Tabelle 5.6 zeigt, ist die Signaleffizienz in allen simulierten Szenarien deutlich höher als in der CSC- Selektion. Die Ursache hierfür liegt aller Wahrscheinlichkeit nach, wie bereits erwähnt, an der Anzahl emittierter Leptonen.

Schneidet man nun bei 200 GeV statt bei 100 GeV , so sinkt die Signaleffizienz zwar um ungefähr 10%, sie ist aber trotzdem deutlich höher als die CSC-Signaleffizienz und unterdrückt den Untergrund deutlich stärker.

Die Unterdrückung von ALPGEN-Prozessen ist nicht so effektiv. Ursache hierfür ist vermutlich die größere Anzahl harter Jets (≤ 6) und damit verbunden eine höhere skalare Summe der Transversalimpulse. Eine weitere Ursache für die höhere Untergrundeffizienz könnte auch die geringe Statistik der ALPGEN-Datensätzen (im Vergleich zu PYTHIA-Datensätzen) sein. Die

Auswirkung der Datenstatistik wird Abschnitt 5.3 diskutiert.

Die 5-Objekte-Analyse unterdrückt den ALPGEN-Untergrund aber abermals besser als die CSC-Analyse.⁷

Neben der fünf Objekte Analyse existiert eine zweite alternative Selektionsstrategie, welche ebenfalls auf eine Leptonforderung verzichtet. Diese Analyse, welche im Rahmen der TeV-Scale Gravity Gruppe entwickelt wurde, basiert auf den gleichen charakteristischen Eigenschaften schwarzer Löcher wie die fünf Objekte Analyse. Statt einer Mindestenergie der fünf höchst energetischen Objekte zu fordern, betrachtet diese Analyse das *Verhältnis der fünf höchst energetischen Jets*: $p_T^{5th}/p_T^{1st} > 0.2$, $p_T^{4th}/p_T^{1st} > 0.3$, $p_T^{3rd}/p_T^{1st} > 0.1$ Darüber hinaus wird ein $\sum p_T$ - Schnitt bei 2.5 TeV gesetzt. Die Ergebnisse dieser Analyse sind in Tabelle 5.8 und 5.9 dargestellt.

Tabelle 5.8.: Signaleffizienz für die Jet-Ratio Analyse in BlackMax2.

Datensatz:	C1_N2	C1_N7	C2_N2	C3_N2	C3_N7	d2_n1	d7_n1
Effizienz:	63 %	47 %	64 %	38 %	39 %	69 %	50 %

Tabelle 5.9.: Untergrundeffizienz für die Jet-Ratio Analyse.

Datensatz:	$t\bar{t}$	QCD-PYTHIA (J5+)	QCD-ALPGEN (J5+)
Effizienz:	$2 \cdot 10^{-3}\%$	$4.15 \cdot 10^{-3}\%$	$3.5 \cdot 10^{-4}\%$

Die Jet-Ratio Analyse stellt eine mögliche Alternative zur fünf Objekte Selektion dar auch wenn sie den Untergrund nicht so gut zu unterdrücken vermag wie die CSC- oder die fünf Objekte Selektion (vgl. Tabellen 5.8 und 5.9).

Der hohe $\sum p_T$ -Schnitt in der 5-Objekte-Analyse stellt für BlackMax eine viel versprechende Alternative zur CSC-Selektion dar. Die Auswirkung eines höheren $\sum p_T$ -Schnittes auf die CSC-Selektion ist ebenfalls viel versprechend bezüglich der Unterdrückung des Untergrundes, wie Tabellen 5.10 und 5.11 , in welchen die Signal- und Untergrundeffizienz für $\sum p_T > 2.5 \text{ TeV} + p_T^{\text{Lepton}} > 50 \text{ GeV}$ und $\sum p_T > 3.5 \text{ TeV} + p_T^{\text{Lepton}} > 50 \text{ GeV}$ angegeben sind, erkennen lassen.

⁷Die Beschreibung des Untergrundes bei Energien höher als 1 TeV ist nur eine grobe Schätzung, da hierzu noch keine experimentellen Daten vorliegen. Es wird erwartet, dass der Untergrund zwischen den Vorhersagen von PYTHIA und ALPGEN liegt.

Tabelle 5.10.: Signaleffizienz für die alternative CSC-Analyse. Im Vergleich: $\sum p_T > 2.5 \text{ TeV} + p_T^{\text{Lepton}} > 50 \text{ GeV}$ und $\sum p_T > 3.5 \text{ TeV} + p_T^{\text{Lepton}} > 50 \text{ GeV}$ in BlackMax2.

Datensatz:	C1_N2	C1_N7	C2_N2	C3_N2	C3_N7	d2_n1	d7_n1
$\sum p_T > 2.5 \text{ TeV} + \text{Lepton}$	46 %	35 %	46 %	33 %	31 %	15 %	13 %
$\sum p_T > 3.5 \text{ TeV} + \text{Lepton}$	36 %	24 %	36 %	27 %	26 %	11 %	8 %

Tabelle 5.11.: Untergrundeﬃzienz für die alternative CSC-Analyse. Im Vergleich: $\sum p_T > 2.5 \text{ TeV} + p_T^{\text{Lepton}} > 50 \text{ GeV}$ und $\sum p_T > 3.5 \text{ TeV} + p_T^{\text{Lepton}} > 50 \text{ GeV}$ in BlackMax2.

Datensatz:	$t\bar{t}$	QCD-PYTHIA (J5+)	QCD-ALPGEN (J5+)
$\sum p_T > 2.5 \text{ TeV} + \text{Lepton}$	$5.8 \cdot 10^{-3} \%$	$2.13 \cdot 10^{-6} \%$	$2.6 \cdot 10^{-3} \%$
$\sum p_T > 3.5 \text{ TeV} + \text{Lepton}$	$4 \cdot 10^{-4} \%$	$4.2 \cdot 10^{-11} \%$	$3.5 \cdot 10^{-4} \%$

5.3. Entdeckungspotential

Nachdem die Signal- und Untergrundeﬃzienzen dieser neuen Analyse bestimmt wurden, interessiert nun die Frage, ob mithilfe der fünf Objekte Analyse mikroskopische schwarze Löcher auch in den ersten Daten des LHC, d.h. in $L_0 = 100^{-1} \text{ pb}$ bei einer Schwerpunktsenergie von 10 TeV entdeckt werden können - falls diese existieren.

Die Entdeckung eines schwarzen Loches ist in der CSC-Studie definiert als [34]:

$$\frac{N_S}{\sigma_B} = \frac{N_{\text{Signal}}}{\sqrt{N_{\text{Untergrund}}}} > 5 \quad (5.2)$$

$$N_S > 10. \quad (5.3)$$

$$(5.4)$$

Es wird gefordert, dass die Anzahl der Signalereignisse, S , fünf mal größer sei als der statistische Fehler der Untergrundereignisse, $\sqrt{N_{\text{Untergrund}}}$, und dass mindestens zehn Signalereignisse gefunden wurden.

Das Verhältnis S/σ_B wird als Signifikanz bezeichnet.

5.3.1. Systematischer und statistischer Fehler

Gerade in den ersten Daten wird der Fehler allerdings durch systematische Unsicherheiten bestimmt. Dieser ergibt sich zum einen aus der Unkenntnis der Detektorantwort, zum anderen aber auch aus der Unkenntnis des eigentlichen Signals.

Eine wichtige Rolle bezüglich systematischer Fehler sowohl in der CSC- als auch in der alternativen Analyse spielen die Unsicherheiten der Jet-Energie-Skala, welche den Zusammenhang zwischen gemessener und tatsächlicher Energie der detektierten Jets angibt, sowie die Lepton-Identifikationseffizienz als auch die Lepton-ID-Fake-Rate, welche Aufschluss über die Anzahl an Objekten gibt, die fälschlicher Weise als Elektronen identifiziert wurden ⁸. In den ersten Daten wird eine *Unsicherheit der gemessenen Jetenergie* von mindestens 5 - 10 % erwartet [23].

Für isolierte Elektronen (medium cut) ergibt sich eine *ID-Effizienz* von ~ 80 % und eine Lepton-ID-Fake-Rate von ~ 1 %.

Die *Unkenntnis über das Signal* schwarzer Löcher macht sich in der Signaleffizienz sowie in dem Wirkungsquerschnitt bemerkbar. Beide Größen hängen sowohl von der Anzahl der betrachteten Extradimensionen als auch von dem betrachteten extradimensionalen Szenario, aber auch von der angenommenen Planck-Masse sowie der Mindestmasse des schwarzen Loches ab.

Aufgrund dieser Überlegungen wird die Definition einer Entdeckung in dieser Diplomarbeit verschärft zu :

$$\frac{N_S}{\sigma_B \cdot k} > 5 \quad (5.5)$$

$$N_S > 10 \quad (5.6)$$

$$(5.7)$$

wobei sich nun der Fehler des Untergrundes, σ_B , aus dem statistischen und dem systematischen Fehler zusammensetzt: $\sigma_B = \sqrt{\sigma_{stat}^2 + \sigma_{sys}^2}$. Der Fehler berechnet sich aus:

$$\sigma_B = \sqrt{(w \cdot \sqrt{N_B})^2 + (a \cdot w \cdot N_B^2)} \quad (5.8)$$

$$N_B = L_0 \cdot \sum_i \sigma_i \epsilon_i \quad (5.9)$$

$$w = \frac{L_0}{L_{effektiv}} \quad (5.10)$$

Der systematische Fehler ist unbekannt und wird in dieser Diplomarbeit mit der Anzahl der Untergrundereignisse ($a = 1$) nach der Selektion veranschlagt. Die Gesamtzahl der Untergrundergebnisse nach der Selektion berechnet sich aus der Summe aller betrachteten Untergründe (J5, J6, J7, J8, $t\bar{t}$ und J5PlusNp2, J5PlusNp3, J5PlusNp4, J5PlusNp5, J5PlusNp6) gewichtet nach ihrem jeweiligen Wirkungsquerschnitt σ_i sowie der jeweiligen Untergrundeffizienz ϵ_i .

Der statistische Fehler berechnet sich aus der Wurzel der Untergrundereignisse, wobei diese

⁸obwohl diese in der CSC-Analyse aufgrund der Leptonforderung eine größere Rolle spielt.

mit ihrer effektiven Luminosität gewichtet werden⁹.

Der Skalierungsfaktor k berücksichtigt, dass Spektren und Wirkungsquerschnitte von PYTHIA und ALPGEN voneinander abweichen (vgl. Abschnitt 5.2). Für die Berechnung der Signifikanz unter Verwendung von PYTHIA ist $k = 1$ zu wählen. Für ALPGEN wird $k = 0.5386$ gesetzt.

Die Anzahl der *erwarteten Signal- und Untergrundereignisse* nach der 5-Objekte sowie der CSC-Selektion in Bezug auf BlackMax ist in Tabelle 5.14¹⁰ und 5.15 aufgeführt. Die *Signifikanz* der CSC- und 5 Objekte Selektion in Bezug auf BlackMax findet sich in Tabelle 5.14 (PYTHIA) sowie Tabelle 5.15 (ALPGEN).¹¹ Die Anzahl der Untergrundereignisse in 100^{-1} pb ist nach der 5-Objekte-Selektion kleiner als die Anzahl der Untergrundereignisse nach der CSC-Selektion (vgl. 5.13). Aufgrund der außerdem höheren Signaleffizienz ist demzufolge das Verhältnis von Signal- zu Untergrundereignissen deutlich höher und somit auch die Signifikanz.

Die erwartete Anzahl von ALPGEN-Untergrundprozessen ist erkennbar höher als die erwartete Anzahl an PYTHIA-Prozessen. Allerdings schwankt der statistische Fehler der ALPGEN-Untergrundprozess aufgrund der schlechteren Statistik der ALPGEN-Datensätze.

Auffällig ist allerdings die Anzahl an Untergrundereignisse in ALPGEN nach der $\sum p_T + \text{Lepton}$ Selektion, da diese um einen Faktor 1000 höher als für PYTHIA ist. Ursache hierfür können nicht nur der höhere Wirkungsquerschnitt sowie die schlechtere Statistik sein. Zur Erinnerung: Die $\sum p_T + \text{Lepton}$ Selektion fordert ein Lepton, dessen transversaler Impuls mindestens 50 GeV betragen soll. Betrachtet man nun das Impulsspektrum der Elektronen in PYTHIA und ALPGEN, so stellt man fest, dass dieses in ALPGEN deutlich härter ist als jenes in PYTHIA¹² (vgl. Abbildung 5.8).

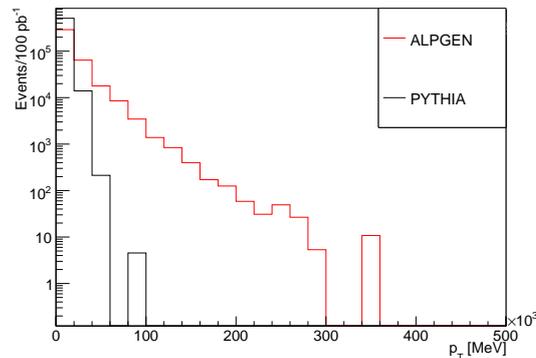


Abbildung 5.8.: Transversalimpulsspektrum des höchstenergetischen Elektrons für PYTHIA (schwarz) und ALPGEN (rot).

⁹ Diese bezieht sich auf die Tatsache, dass die Luminosität der simulierten Datensätze auf die betrachtete Luminosität von 100 pb^{-1} umgerechnet werden muss.

¹⁰ Auf die Angabe des statistischen Fehlers von N_S wurde in dieser Arbeit verzichtet, da dieser im ‰ Bereich liegt.

¹¹ Der statistische und systematische Fehler geht bereits in die Berechnung der Signifikanz mit ein und wird nicht gesondert angegeben.

¹² Dieser Sachverhalt ist allerdings noch nicht zufrieden stellend verstanden.

Tabelle 5.12.: Anzahl der erwarteten Signalereignisse N_S nach der 5 Objekte mit $\sum p_T > 3.5$ TeV + $p_T^{5\text{Objekte}} > 200$ GeV sowie der CSC-Selektion mit 1. $\sum p_T > 2.5$ TeV + $p_T^{\text{Lepton}} > 50$ GeV und 2. vier Objekte mit $p_T^{4\text{Objekte}} > 200$ GeV inklusive eines Leptons in BlackMax2.

Datensatz	C1_N2	C1_N7	C2_N2	C3_N2	C3_N7	d2_n1	d7_n1
5 Objekte	175	797	601	137	951	141	704
$\sum p_T + \text{Lepton}$	113	569	39	82	519	28	199
4 Objekte	73	341	250	53	317	8	69

Tabelle 5.13.: Anzahl der erwarteten Untergründereignisse (N_B) nach der 5 Objekte mit $\sum p_T > 3.5$ TeV + $p_T^{5\text{Objekte}} > 200$ GeV sowie der CSC-Selektion mit 1. $\sum p_T > 2.5$ TeV + $p_T^{\text{Lepton}} > 50$ GeV und 2. vier Objekte mit $p_T^{4\text{Objekte}} > 200$ GeV inklusive eines Leptons in BlackMax2.

Datensatz:	$t\bar{t}$	QCD-PYTHIA (J5+)	QCD-ALPGEN (J5+)
5 Objekte (b)	0.04 ± 0.03	0.21 ± 0.02	1.35 ± 1.19
$\sum p_T + \text{Lepton}$	1.28 ± 0.17	0.01 ± 0.01	10.77 ± 4.09
4 Objekte	1.37 ± 0.17	0	2.20 ± 2.13

Tabelle 5.14.: Signifikanz der 5 Objekte Analyse mit $\sum p_T > 3.5$ TeV + $p_T^{5\text{Objekte}} > 200$ GeV im Vergleich zur CSC Analyse mit 1. $\sum p_T > 2.5$ TeV + $p_T^{\text{Lepton}} > 50$ GeV und 2. vier Objekte mit $p_T^{4\text{Objekte}} > 200$ GeV inklusive eines Leptons in BlackMax2 unter Verwendung des PYTHIA-Untergrundes.

Datensatz	C1_N2	C1_N7	C2_N2	C3_N2	C3_N7	d2_n1	d7_n1
5 Objekte	676	3066	2314	529	3661	545	2710
$\sum p_T + \text{Lepton}$	85	431	300	63	399	21	151
4 Objekte	53	249	192	39	231	6	50

Tabelle 5.15.: Signifikanz der 5 Objekte Analyse mit $\sum p_T > 3.5$ TeV + $p_T^{5\text{Objekte}} > 200$ GeV im Vergleich zur CSC Analyse mit 1. $\sum p_T > 2.5$ TeV + $p_T^{\text{Lepton}} > 50$ GeV und 2. vier Objekte mit $p_T^{4\text{Objekte}} > 200$ GeV inklusive eines Leptons in BlackMax2 unter Verwendung des ALPGEN-Untergrundes.

Datensatz	C1_N2	C1_N7	C2_N2	C3_N2	C3_N7	d2_n1	d7_n1
5 Objekte	95	436	329	75	521	77	386
$\sum p_T + \text{Lepton}$	9	46	3	7	42	2	16
4 Objekte	20	94	69	15	87	2	19

Die Leptonforderung der CSC-Analyse, welche unter Verwendung von PYTHIA entwickelt wurde, ist demzufolge zu schwach für ALPGEN.

Das Entdeckungspotential der 5-Objekte Analyse zeigt eine deutliche Steigerung bezüglich der Signifikanz im Vergleich zur CSC-Analyse, besonders in Hinsicht auf das leptophobische Szenario einer gespaltenen Brane. Die hohe Signaleffizienz bei gleichzeitiger Unterdrückung des QCD-Untergrundes ist in der Darstellung der rekonstruierten invarianten Masse nach der 5-Objekte-Selektion gut erkennbar (vgl. Abbildung 5.9).

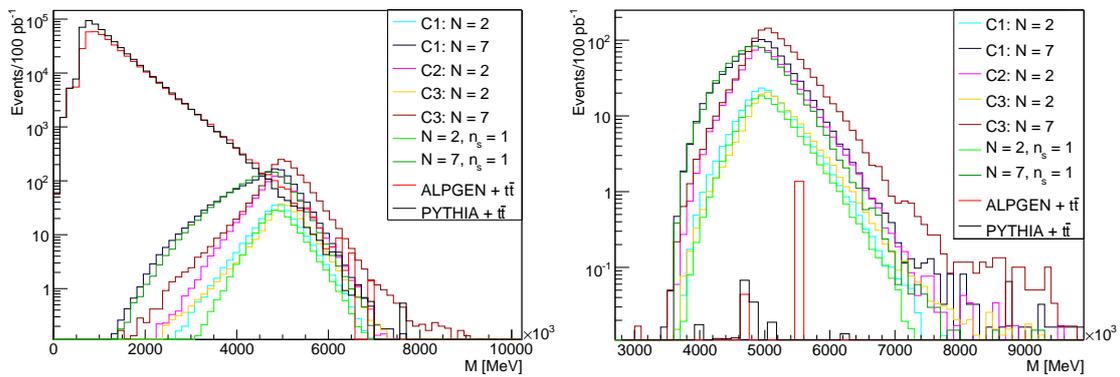


Abbildung 5.9.: Rekonstruierte invariante Masse vor (links) und nach (rechts) der 5-Objekte Selektion für ein schwarzes Loch unter Berücksichtigung verschiedener Graukörperfaktoren versus QCD-Untergrund PYTHIA + $t\bar{t}$ (schwarz) sowie ALPGEN + $t\bar{t}$ (rot).

Der *hohe Wirkungsquerschnitt* (vgl. Kapitel 3, Abschnitt 3.3) mikroskopischer schwarzer Löcher resultiert in Verbindung mit der 5-Objekte Analyse in einem hohen Entdeckungspotential in 100 pb^{-1} . Man sollte allerdings nicht außer acht lassen, dass es sich bei dem betrachteten Modell schwarzer Löcher um eine semiklassische Näherung handelt, welche voraussetzt, dass die Masse des schwarzen Loches deutlich über der Planckmasse liegt. Möchte man sicher gehen, dass es sich bei dem detektierten Objekt um ein semiklassisches schwarzes Loch handelt, so ist es notwendig, nur Ereignisse oberhalb einer gewissen Massenschwelle zu selektieren [33]. Diese Annahme verringert jedoch den Wirkungsquerschnitt und erhöht damit die integrierte Luminosität, welche für die Entdeckung mikroskopischer schwarzer Löcher notwendig ist. In Abbildung 5.10 ist die erforderliche Datenmenge zur Entdeckung mikroskopischer schwarzer Löcher unter Voraussetzung der Definition 5.5 für verschiedene Massenschnitte von 4.5, 5, 5.5, 6 und 6.5 TeV aufgetragen. Bei einem Massenschnitt von 5 TeV, welcher in dieser Analyse als Mindestmasse des schwarzen Loches angesetzt wurde, beträgt die benötigte Luminosität $1.5\text{-}11 \text{ pb}^{-1}$. Bei einem Massenschnitt von 6.5 TeV beträgt die benötigte Luminosität $80\text{-}1150 \text{ pb}^{-1}$.

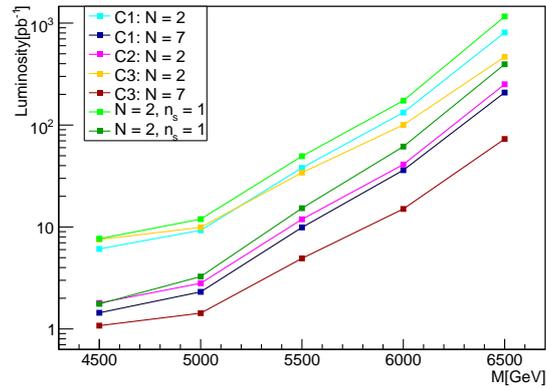


Abbildung 5.10.: Benötigte integrierte Luminosität für eine Entdeckung schwarzer Löcher mit $M_{BH}^{min} = 5$ TeV und $M_{PDG} = 1$ TeV für unterschiedliche Massenschnitte.

Abschließend lässt die alternative 5-Objekte-Analyse erhoffen, dass schwarze Löcher ob nun auf gespaltenen Branen, Branen mit Spannung, rotierend oder schwarzschildähnlich, am LHC zu entdecken sind - falls diese existieren. Im Vergleich zu den bereits existierenden Selektionsstrategien stellt die $\sum p_T$ + fünf Objekte-Selektion eine Verbesserung bezüglich der Signaleffizienz sowie der Signifikanz und ist darüber hinaus weniger abhängig vom betrachteten Modell.

Fazit

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde das Zerfallsspektrum mikroskopischer schwarzer Löcher bei ATLAS unter Verwendung eines neuen Monte-Carlo-Generators, BlackMax, bei einer Schwerpunktsenergie von 10 und 14 TeV, studiert und basierend auf den charakteristischen Zerfalleigenschaften eine neue Selektionsstrategie für mikroskopische schwarze Löcher entwickelt.

Der Einfluss neuer ausgewählter charakteristischer Parameter in BlackMax (Rotation, Ladung, Branenspannung, Spaltung der Brane, Anzahl der Extradimensionen) hinsichtlich der Multiplizität und des Transversalimpulsspektrums eines schwarzschildähnlichen schwarzen Loches wurde untersucht und stimmen mit den Vorhersagen der Theorie gut überein (vgl. Kapitel 1, 3, 4). Der Vergleich mit dem bereits anerkannten Ereignisgenerator CHARYBDIS ergibt leichte Abweichungen in der Multiplizität und dem Transversalimpulsspektrum der emittierten Teilchen, die aber als nicht signifikant eingestuft wurden.

In einem zweiten Schritt wurden zunächst bereits existierende Selektionsstrategien für schwarze Löcher, resultierend aus der CSC-Studie, auf die Spektren von BlackMax übertragen. Die Selektionsstrategie der CSC-Studie für mikroskopische schwarze Löcher, welche den QCD-Untergrund basierend auf der Forderung von mindestens einem hoch energetischen Lepton unterdrückt, stellte sich insbesondere in Hinsicht auf leptophobische Szenarien in BlackMax als nicht geeignet für die Selektion schwarzer Löcher heraus (vgl. Kapitel 5). Anhand des demokratischen Zerfalles sowie eines speziellen leptophoben Branenweltszenarios wurde motiviert, warum eine alternative Selektionsstrategie *ohne Leptonforderung* erforderlich ist, um schwarze Löcher in den ersten Daten bei ATLAS (bei einer Schwerpunktsenergie von 10 TeV) entdecken zu können.

Basierend auf den zuvor studierten Zerfalleigenschaften wurde eine neue Strategie zur Selektion schwarzer Löcher ohne Leptonforderung entwickelt. Diese neue Analyse, welche auf der Forderung einer hohen Summe der Transversalimpulse sowie fünf Zerfallsprodukten hoher Energie basiert, *verbessert*, im Vergleich zu bereits existierenden Strategien, das Entdeckungspotential bezüglich der Signifikanz, der Signal- und Untergrundeffizienz und ist darüber hinaus weniger abhängig vom betrachteten extradimensionalen Modell.

Trotz des angenommenen systematischen Fehlers von 100% ermöglicht die neue Strategie die Entdeckung mikroskopischer schwarzer Löcher weitestgehend unabhängig sowohl von spezi-

ellen Eigenschaften schwarzer Löcher (Rotation) als auch von Eigenschaften des betrachteten theoretischen Modells (gespaltenen Branen, Branen mit und ohne Spannung) in verschiedenen Extradimensionen in den *ersten Daten* von ATLAS, falls diese existieren. Die benötigte Luminosität für eine Entdeckung konnte auf $\sim 10 \text{ pb}^{-1}$ festgelegt werden, entsprechend einer Laufzeit von weniger als einem halben Jahr.

Obwohl die Ergebnisse dieser Diplomarbeit ein hohes Entdeckungspotential versprechen, bedarf es noch weiterer Untersuchungen insbesondere in Hinblick auf extradimensionale Modelle, Untergrundprozesse und die Planckphase, um zu einer verlässlichen Einschätzung dieser zu gelangen. So wurden in dieser Arbeit nicht alle in BlackMax vorhandene Parameter (unter anderem die Unterdrückung des Drehmomentes, weitere leptophile Szenarien) studiert und der Einfluss dieser auf das Emissionsspektrum und die Selektion ist noch unbekannt. Darüber hinaus wurde nicht geklärt, ob sich die neue Analyse für die Selektion mikroskopischer schwarzer Löcher unter Berücksichtigung von *Untergrundprozesse jenseits des Standardmodells* wie supersymmetrischen Prozessen eignet. Zur Validierung der Ergebnisse sollte die neue Analyse auch an anderen Monte-Carlo-Generatoren wie CHARYBDIS2, welches beim Verfassen dieser Arbeit noch nicht zur Verfügung stand, und unter Verwendung zusätzlicher Parameter und extradimensionaler Szenarien getestet werden. Ferner könnte die neue Analyse durch die Optimierung der Schnittparameter basierend auf einer multivariaten Analyse verfeinert werden.

In Ermangelung realer Daten basiert die Analyse dieser Arbeit ausschließlich auf der *Simulation* physikalischer Prozesse. Erst *reale Daten*, welche beginnend ab November 2009 bei ATLAS gesammelt werden sollen, können Aufschluss über die Existenz schwarzer Löcher geben. Erst reale Daten werden zeigen, ob die für die Entwicklung der Analyse verwendete Detektorsimulation den realen Detektor und die Detektorantwort realistisch beschreiben. Da der Detektor für den Nachweis von Zerfällen einer derart hohen Multiplizität nicht optimiert wurde, erfordert die Suche nach schwarzen Löchern ein besonders gutes Verständnis der Funktionsweise des komplexen Detektors. Existieren mikroskopische schwarze Löcher unter den in dieser Diplomarbeit vorausgesetzten Rahmenbedingungen bezüglich der fundamentalen Planckmasse sowie der Anzahl an Extradimensionen, und ist der Detektor ausreichend gut verstanden, so erleichtert die 5-Objekte-Analyse ihre Suche und Entdeckung. Ein nächster logischer Schritt wäre dann die Ermittlung dieser Modellparameter.

Sollte man keine schwarze Löcher entdecken, so lassen sich erste Limits auf Parameter wie die fundamentale Planckmasse ermitteln.

Abschließend lässt sich sagen, dass die in dieser Diplomarbeit entwickelte 5-Objekte Analyse eine viel versprechende alternative zu bereits existierenden Analysestrategien für mikroskopische schwarze Löcher darstellt.

Anhang A.

Parameter

Parameterdatei für BlackMax2:

```
Number_of_simulations
100000
incoming_particle(1:pp_2:ppbar_3:ee+)
1
Center_of_mass_energy_of_incoming_particle
10000
M_ph(GeV)
1000.
definition_of_M_pl:(1:M_D_2:M_p_3:M_DL_4:put_in_by_hand)
1
if_definition==4
1.
Choose_a_case:(1:tensionless_nonrotating_2:tension_nonrotating_
                3:rotating_nonsplit_4:Lisa_two_particles_final_states)
1
number_of_extra_dimensions
2
number_of_splitting_dimensions
1
extradimension_size(1/Mpl)
10.
tension(parameter_of_deficit_angle:1_to_0)
1.0
choose_a_pdf_file(200_to_240_cteq6)Or_>10000_for_LHAPDF
200
Minimum_mass(GeV)
```

```
5000.
Maxmum_mass(GeV)
10000.
fix_time_step(1:fix_2:no)
2
time_step(1/GeV)
1.e-5
do_yo_shino(1:do_0:no)
0
Mass_loss_factor(0 1.0)
0.00
momentum_loss_factor(0 1.0)
0.0
Angular_momentum_loss_factor(0 1.0)
0.0
turn_on_graviton(0:off_1:on)
1
Seed
618025
Write_LHA_Output_Record?_0=NO__1=Yes_2=More_Detailed_output
1
L_suppression(1:none_2:delta_area_3:anular_momentum_4:delta_angular_momentum)
1
angular_momentum_suppression_factor
1
charge_suppression(1:none_2:do)
1
charge_suppression_factor
0.2
color_suppression_factor
0.2
split_fermion_width(1/Mpl)_and_location(from-15to15)(up_to_9extradimensions)
u_quark_Right(Note:do_not_insert_blank_spaces)
1.0
10.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0
u_quark_Left(Note:do_not_insert_blank_spaces)
1.0
10.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0
```

u_bar_quark_Right(Note:do_not_insert_blank_spaces)
1.0
10.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0

u_bar_quark_Left(Note:do_not_insert_blank_spaces)
1.0
10.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0

d_quark_Right(Note:do_not_insert_blank_spaces)
1.0
10.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0

d_quark_Left(Note:do_not_insert_blank_spaces)
1.0
10.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0

d_bar_quark_Right(Note:do_not_insert_blank_spaces)
1.0
10.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0

d_bar_quark_Left(Note:do_not_insert_blank_spaces)
1.0
10.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0

s_quark_Right(Note:do_not_insert_blank_spaces)
1.0
10.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0

s_quark_Left(Note:do_not_insert_blank_spaces)
1.0
10.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0

s_bar_quark_Right(Note:do_not_insert_blank_spaces)
1.0
10.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0

s_bar_quark_Left(Note:do_not_insert_blank_spaces)
1.0
10.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0

c_quark_Right(Note:do_not_insert_blank_spaces)
1.0
10.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0

c_quark_Left(Note:do_not_insert_blank_spaces)
1.0
10.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0

c_bar_quark_Right(Note:do_not_insert_blank_spaces)
1.0

10.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0
c_bar_quark_Left(Note:do_not_insert_blank_spaces)
1.0
10.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0
b_quark_Right(Note:do_not_insert_blank_spaces)
1.0
10.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0
b_quark_Left(Note:do_not_insert_blank_spaces)
1.0
10.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0
b_bar_quark_Right(Note:do_not_insert_blank_spaces)
1.0
10.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0
b_bar_quark_Left(Note:do_not_insert_blank_spaces)
1.0
10.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0
t_quark_Right(Note:do_not_insert_blank_spaces)
1.0
10.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0
t_quark_Left(Note:do_not_insert_blank_spaces)
1.0
10.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0
t_bar_quark_Right(Note:do_not_insert_blank_spaces)
1.0
10.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0
t_bar_quark_Left(Note:do_not_insert_blank_spaces)
1.0
10.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0
e_-_Left(Note:do_not_insert_blank_spaces)
1.0
-10.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0
e_-_Right(Note:do_not_insert_blank_spaces)
1.0
-10.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0
e+_Left(Note:do_not_insert_blank_spaces)
1.0
-10.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0
e+_Right(Note:do_not_insert_blank_spaces)

```

1.0
-10.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0
mu_-_Left(Note:do_not_insert_blank_spaces)
1.0
-10.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0
mu_-_Right(Note:do_not_insert_blank_spaces)
1.0
-10.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0
mu+_Left(Note:do_not_insert_blank_spaces)
1.0
-10.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0
mu+_Right(Note:do_not_insert_blank_spaces)
1.0
-10.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0
tau_-_Left(Note:do_not_insert_blank_spaces)
1.0
-10.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0
tau_-_Right(Note:do_not_insert_blank_spaces)
1.0
-10.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0
tau+_Left(Note:do_not_insert_blank_spaces)
1.0
-10.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0
tau+_Right(Note:do_not_insert_blank_spaces)
1.0
-10.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0
nutrino_e-(Note:do_not_insert_blank_spaces)
1.0
-10.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0
nutrino_e+(Note:do_not_insert_blank_spaces)
1.0
-10.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0
nutrino_mu-(Note:do_not_insert_blank_spaces)
1.0
-10.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0
nutrino_mu+(Note:do_not_insert_blank_spaces)
1.0
-10.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0

```

neutrino_tau-(Note:do_not_insert_blank_spaces)

1.0

-10.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0

neutrino_tau+(Note:do_not_insert_blank_spaces)

1.0

-10.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0

number_of_conservation

2

d,s,b,u,c,t,e,mu,tau,nu_e,nu_mu,nu_tau

1,1,1,1,1,1,1,0,0,0,0,0,0

0,0,0,0,0,0,1,1,1,1,1,1

1,1,1,1,1,1,-3,-3,-3,-3,-3,-3

0,0,0,0,0,0,0,0,0,0,0,0

0,0,0,0,0,0,0,0,0,0,0,0

0,0,0,0,0,0,0,0,0,0,0,0

Danksagungen

Der Abschluss meiner Studienzeit wurde erst durch den Beistand und die Unterstützung einer Vielzahl an Personen ermöglicht, denen ich in diesem Rahmen danken möchte.

Ich danke **Prof. Dr. Schultz-Coulon** für das Vertrauen, mich in seine Arbeitsgruppe als Diplomandin aufgenommen zu haben und mir durch die Vergabe der Diplomarbeit die Türen zur Teilchenphysik eröffnet zu haben.

Ich danke **Dr. Victor Lendermann** und **Michael Henke**, die mich durch ihre engagierte Betreuung und stete Diskussionsbereitschaft mit vielseitigen Denkanstößen bereicherten und bei der Erstellung dieser Arbeit unterstützt haben.

Michael Henke, Dr. Frederik Rühr, Veit Scharf und Felix Müller danke ich für ihre Hinweise und Hilfen bei der Durchführung meiner Arbeit, vor allem in Bezug auf die Anwendung der ATLAS-Software.

Heiko Laier danke ich für die Zur Verfügung Stellung seines Quellcode zur Berechnung der Sphärizität und Aplanarität.

Für die Korrektur meiner Arbeit danke ich **Michael Henke, Dr. Victor Lendermann, Dr. Frederik Rühr, Jan Christoph Habig und Heiner Oesterlin**.

Den **Arbeitsgruppen F8, F10 und F11** danke ich für die herzliche und kollegiale Aufnahme, für schöne Grillabende und diverse Kickerspiele.

Darüber hinaus danke **Heiner Oesterlin** für drei wundervolle Studienjahre mit vielen Tassen Tee und seine große Geduld und Interesse beim Entstehen dieser Arbeit.

Nicht zuletzt möchte ich **meinen Eltern** danken, die mir durch ihre fortwährende Unterstützung das Studium, meinen Aufenthalt in Paris und diese Arbeit ermöglichten haben.

Abbildungsverzeichnis

1.1.	Die elementaren Teilchen des Standardmodell der Teilchenphysik [4].	7
1.2.	Die Zahl wahrgenommener Dimensionen hängt vom Beobachter ab. So wirkt ein Kabel für einen Menschen aus der Ferne wie ein eindimensionaler Strich. Eine Ameise auf dem Kabel nimmt beim Überqueren des Kabels hingegen zwei Dimensionen wahr [7].	10
1.3.	Calabi-Yau Mannigfaltigkeit [8].	10
1.4.	Schleifenkorrektur zur Higgsmasse [9].	11
2.1.	Der Large Hadron Collider am CERN [17].	18
2.2.	Schematische Darstellung des ATLAS-Detektors [18].	19
2.3.	Das Koordinatensystems des ATLAS-Detektors.	20
2.4.	Schematische Darstellung des inneren Detektors [18].	21
2.5.	Schematische Darstellung des Kalorimeters [18].	22
2.6.	Schematische Darstellung des Myonspektrometers [18].	24
3.1.	Die Struktur des Protons [27].	31
3.2.	Die Produktion eines schwarzen Loches in einer Proton-Proton Kollision [35].	35
3.3.	Spin-down Phase [36]	36
3.4.	Hawking Phase [37]	36
3.5.	Schematische Darstellung von Lepton- und Quarkwellenfunktionen, welche sich auf separierten Fermionbranen befinden [40].	39
4.1.	Transversalimpulsspektrum der Photonen	49
4.2.	Hawking-Temperatur (PDG-Definition) für ein nicht rotierendes schwarzes Loch	49
4.3.	Durchschnittliche Jetmultiplizität und dessen Varianz (links) und Transversalimpulsspektrum der emittierten Photonen (rechts) eines schwarzschildähnlichen schwarzen Loches	50
4.4.	$\sum p_T$ in Abhängigkeit der Anzahl an Extradimensionen (links) und in Abhängigkeit steigender Anzahl emittierter Gravitonen	52

4.5. Mittlere Jetmultiplizität und dessen Varianz (links) und Elektronmultiplizität (rechts) mit und ohne Ladungsunterdrückung im Falle eines nicht rotierenden schwarzen Loches	53
4.6. Durchschnittliche Jetmultiplizität und dessen Varianz (links) und Transversalimpulsspektrum der emittierten Photonen (rechts). Im Vergleich: rotierendes (rot) und nicht rotierendes (blau) schwarzes Loch	54
4.7. Durchschnittliche Jetmultiplizität und dessen Varianz (links) und das Transversalimpulsspektrum der emittierten Photonen (rechts). Im Vergleich: schwarzschildähnliches schwarzes Loch auf einer Brane mit (magenta) und ohne Spannung (blau) in zwei Extradimensionen.	55
4.8. Durchschnittliche Jetmultiplizität und dessen Varianz (links) und Transversalimpulsspektrum der emittierten Photonen (rechts) eines schwarzen Loches auf einer gespaltenen Brane unterschiedlicher Splitdimensionalität.	56
4.9. Transversalimpulsspektrum der emittierten Elektronen eines schwarzen Loches auf einer gespaltenen Brane unterschiedlicher Splitdimensionalität.	57
4.10. Elektronmultiplizität eines schwarzen Loches auf einer gespaltenen Brane bei unterschiedlichem Abständen der Fermionbranen.	57
4.11. Hawking-Temperatur (DL-Defifnition) für ein nicht rotierendes schwarzes Loch	58
4.12. Mittlere Jetmultiplizität und dessen Varianz (links) und Transversalimpulsspektrum der emittierten Photonen (rechts): CHARYBDIS <i>versus</i> BlackMax	59
5.1. Rekonstruierte invariante Masse PYTHIA (schwarz) <i>versus</i> ALPGEN (rot) vor (links) und nach (rechts) der Skalierung.	64
5.2. Im Vergleich: Elektronmultiplizität eines schwarzschildähnlichen schwarzen Loches auf einer gespaltenen (grün) und ungespaltenen (blau) Brane.	67
5.3. Teilchenmultiplizität eines schwarzen Loches unter Berücksichtigung verschiedener Graukörperfaktoren <i>versus</i> QCD-Untergrund PYTHIA + $t\bar{t}$ (schwarz) sowie ALPGEN + $t\bar{t}$ (rot) vor (links) und nach (rechts) $p_T > 50$ GeV Schnitt.	69
5.4. $\sum p_T$ -Spektrum (links) und Energiedefizit (rechts) eines schwarzen Loches unter Berücksichtigung verschiedener Graukörperfaktoren <i>versus</i> QCD-Untergrund PYTHIA + $t\bar{t}$ (schwarz) sowie ALPGEN + $t\bar{t}$ (rot).	69
5.5. Sphärizität (links) und Aplanarität (rechts) schwarzer Löcher unter Berücksichtigung verschiedener Graukörperfaktoren <i>versus</i> QCD-Untergrund PYTHIA + $t\bar{t}$ (schwarz) sowie ALPGEN + $t\bar{t}$ (rot).	70

5.6. Transversalimpulsspektrum des erst- (oben links), zweit- (oben rechts), dritt- (mitte links), viert- (mitte rechts) und fünft- (unten) energiereichsten Objektes eines schwarzen Loches unter Berücksichtigung verschiedener Graukörperfaktoren <i>versus</i> QCD-Untergrund PYTHIA + $t\bar{t}$ (schwarz) sowie ALPGEN + $t\bar{t}$ (rot).	71
5.7. Skalare Summe der transversalen Impulse (links) und transversales Impulsspektrum des fünft energetischsten Objektes nach dem $\sum p_T$ -Schnitt für ein schwarzes Loch auf einer gespaltenen Brane (grün), PYTHIA + $t\bar{t}$ (schwarz) sowie ALPGEN + $t\bar{t}$ (rot).	72
5.8. Transversalimpulsspektrum des höchstenergetischen Elektrons für PYTHIA (schwarz) und ALPGEN (rot).	77
5.9. Rekonstruierte invariante Masse vor (links) und nach (rechts) der 5-Objekte Selektion für ein schwarzes Loch unter Berücksichtigung verschiedener Graukörperfaktoren <i>versus</i> QCD-Untergrund PYTHIA + $t\bar{t}$ (schwarz) sowie ALPGEN + $t\bar{t}$ (rot).	79
5.10. Benötigte integrierte Luminosität für eine Entdeckung schwarzer Löcher mit $M_{BH}^{min} = 5$ TeV und $M_{PDG} = 1$ TeV für unterschiedliche Massenschnitte.	80

Tabellenverzeichnis

2.1. Wechselwirkung von Teilchen mit Materie	20
4.1. Prozentualer Anteil emittierter Teilchenarten eines nicht rotierenden schwarzen Loches auf einer spannungsfreien Brane in zwei Extradimensionen.	51
4.2. Prozentualer Anteil emittierter Teilchenarten eines nicht rotierenden schwarzen Loches auf einer spannungsfreien Brane in sieben Extradimensionen.	51
5.1. Objektdefinition in der Analyse schwarzer Löcher	62
5.2. Wirkungsquerschnitt der simulierten schwarzen Löcher (BlackMax2), welche in dieser Analyse verwendet wurden, mit $\sqrt{s} = 10$ TeV, $M_{BH} = 5 - 10$ TeV und $M_{PDG} = 1$ TeV. Pro Szenario wurden 100 000 Ereignisse simuliert.	62
5.3. Wirkungsquerschnitt der simulierten Untergrundprozesse bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 10$ TeV.	63
5.4. Signal- und Untergrundeﬃzienz für die $\sum p_T > 2.5$ TeV + $p_T^{\text{Lepton}} > 50$ GeV und vier Objekte Analyse.	66
5.5. Signaleﬃzienz für die $\sum p_T > 2.5$ TeV + $p_T^{\text{Lepton}} > 50$ GeV und vier Objekte Analyse in BlackMax2.	67
5.6. Signaleﬃzienz für die 5 Objekte Analyse mit: (a) $\sum p_T > 3$ TeV bzw. (b) $\sum p_T > 3.5$ TeV (c) $\sum p_T > 3.5$ TeV + $p_T^{5\text{Objekte}} > 100$ GeV bzw. (d) $\sum p_T > 3.5$ TeV + $p_T^{5\text{Objekte}} > 200$ GeV	73
5.7. Untergrundeﬃzienz für die 5 Objekte Analyse mit: (a) $\sum p_T > 3$ TeV bzw. (b) $\sum p_T > 3.5$ TeV (c) $\sum p_T > 3.5$ TeV + $p_T^{5\text{Objekte}} > 100$ GeV bzw. (d) $\sum p_T > 3.5$ TeV + $p_T^{5\text{Objekte}} > 200$ GeV	73
5.8. Signaleﬃzienz für die Jet-Ratio Analyse in BlackMax2.	74
5.9. Untergrundeﬃzienz für die Jet-Ratio Analyse.	74
5.10. Signaleﬃzienz für die alternative CSC-Analyse. Im Vergleich: $\sum p_T > 2.5$ TeV + $p_T^{\text{Lepton}} > 50$ GeV und $\sum p_T > 3.5$ TeV + $p_T^{\text{Lepton}} > 50$ GeV in BlackMax2. . .	75
5.11. Untergrundeﬃzienz für die alternative CSC-Analyse. Im Vergleich: $\sum p_T > 2.5$ TeV + $p_T^{\text{Lepton}} > 50$ GeV und $\sum p_T > 3.5$ TeV + $p_T^{\text{Lepton}} > 50$ GeV in BlackMax2. . .	75

5.12. Anzahl der erwarteten Signalereignisse N_S nach der 5 Objekte mit $\sum p_T > 3.5$ TeV + $p_T^{5\text{Objekte}} > 200$ GeV sowie der CSC-Selektion mit 1. $\sum p_T > 2.5$ TeV + $p_T^{\text{Lepton}} > 50$ GeV und 2. vier Objekte mit $p_T^{4\text{Objekte}} > 200$ GeV inklusive eines Leptons in BlackMax2.	78
5.13. Anzahl der erwarteten Untergrundereignisse (N_B) nach der 5 Objekte mit $\sum p_T > 3.5$ TeV + $p_T^{5\text{Objekte}} > 200$ GeV sowie der CSC-Selektion mit 1. $\sum p_T > 2.5$ TeV + $p_T^{\text{Lepton}} > 50$ GeV und 2. vier Objekte mit $p_T^{4\text{Objekte}} > 200$ GeV inklusive eines Leptons in BlackMax2.	78
5.14. Signifikanz der 5 Objekte Analyse mit $\sum p_T > 3.5$ TeV + $p_T^{5\text{Objekte}} > 200$ GeV im Vergleich zur CSC Analyse mit 1. $\sum p_T > 2.5$ TeV + $p_T^{\text{Lepton}} > 50$ GeV und 2. vier Objekte mit $p_T^{4\text{Objekte}} > 200$ GeV inklusive eines Leptons in BlackMax2 unter Verwendung des PYTHIA-Untergrundes.	78
5.15. Signifikanz der 5 Objekte Analyse mit $\sum p_T > 3.5$ TeV + $p_T^{5\text{Objekte}} > 200$ GeV im Vergleich zur CSC Analyse mit 1. $\sum p_T > 2.5$ TeV + $p_T^{\text{Lepton}} > 50$ GeV und 2. vier Objekte mit $p_T^{4\text{Objekte}} > 200$ GeV inklusive eines Leptons in BlackMax2 unter Verwendung des ALPGEN-Untergrundes.	78

Literaturverzeichnis

- [1] Christoph Berger. *Teilchenphysik*. Springer-Lehrbuch, 2006.
- [2] Otto Nachtmann. *Elementarteilchen Phänomene und Konzepte*. Vieweg, 1986.
- [3] Torsten Fliessbach. *Allgemeine Relativitätstheorie*. Spektrum Akademischer Verlag, 2006.
- [4] <http://www.e4.physik.tu-dortmund.de/twiki/pub/ATLAS/ScalarTops/SM.jpg>.
- [5] Lisa Randall. *Verborgene Universen*. S. Fischer, 2006.
- [6] <http://www.superstringtheory.com>.
- [7] <http://today.slac.stanford.edu/feature/2009/lhc-dimension-hunt.asp>.
- [8] <http://www.math.harvard.edu/jfd/teaching/math137b08/media/Calabi-Yau.png>.
- [9] <http://en.wikipedia.org/wiki/Hierarchy-problem>.
- [10] G. Dvali N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos. The Hierarchy Problem and New Dimensions at a Millimeter. *SLAC-PUB-7769*, 1998. hep-ph/9803315v1.
- [11] E.G. Adelberger. Torsion Balance Experiments: A Low-energy Frontier of Particle Physics. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 2009.
- [12] Maria Spiropulu JoAnne Hewett. Particle Physics Probes of Extra Spacetime Dimensions. 2002.
- [13] Sean M. Carroll. *Spacetime and Geometry*. Addison-Wesley, 2004.
- [14] Greg Landsberg. Black holes at future colliders and beyond. *J.Phys.G32:R337-R365*, 2006. hep-ph/0607297.
- [15] Robert C. Myers and M. J. Perry. Black Holes in Higher Dimensional Space-Times. *Ann. Phys.*
- [16] Stephen Hawking. Particle Creation by Black Holes. *Commun. math. Phys.*, 1975.
- [17] <http://pix.sueddeutsche.de/wissen/438/309375/cern-lhc468-1220881968.jpg>.

- [18] <http://atlas.ch/photos/index.html>.
- [19] The ATLAS Collaboration. ATLAS detector and physics performance Technical Design Report. *ATLAS TDR 14, CERN/LHCC 99-14*, 1999.
- [20] Povh. *Teilchen und Kerne*. Springer, 2001.
- [21] 1991. *Hochenergiephysik*. Addison-Wesley, 2001.
- [22] The Atlas Collaboration. The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider. 2008.
- [23] The ATLAS Collaboration. Expected Performance of the ATLAS Experiment: Detector, Trigger and Physics. *CERN-OPEN-2008-020*, 2008.
- [24] P.Skands T.Sjöstrand, S.Mrenna. PYTHIA 6.4 Physics and Manual. *hep-ph/0603175*, 2006.
- [25] G. Corcella et al. HERWIG 6: an Event Generator for Hadron Emission Reactions with Interfacing Gluons. 2000.
- [26] M. Schmeling G. Dissertori, I. Knowels. *Quantum Chromodynamics High Energy Experiments and Theory*. Oxford Science Publications, 2003.
- [27] <http://zms.desy.de/images/content/e8/e76/index-eng.html>.
- [28] A.Polosa M.Mangano, F.Piccinini. ALPGEN, a generator for hard multiparton processes in hadronic collisions. *hep-ph/0206293*, 2003.
- [29] G. Landsberg. TRUENOIR: Black Hole MC Generator. *J. Phys. G32, R303*, 2006.
- [30] M. Cavaglia et al. CATFISH: A Monte Carlo simulator for black holes at the LHC. *hep-ph/0609001*, 2007.
- [31] B.R. Webber C.M. Harris, P.Richardson. CHARYBDIS: A Black Hole Event Generator. *Cavendish-HEP-03/12*, 2003. CERN-TH/2003-170.
- [32] G. Starkman et al. De-Chang Dai. BlackMax: A black-hole event generator with rotation, recoil, split branes and brane tension. *Physical Review D (Vol. 77, No.7)*, 2008. *hep-ph/07113012*.
- [33] L.Randall P.Meade. Black Holes and Quantum Gravity at the LHC. *hep-ph/0708.3017*, 2006.
- [34] The Atlas Collaboration. Black Hole Production at the LHC: the Discovery Reach of the ATLAS Experiment. *ATLAS NOTE*, 2008. ATL-PHYS-PUB-2007-Draft 8.2.
- [35] <http://th.physik.uni-frankfurt.de/hossi/Physics/Bummbunt.jpg>.

- [36] <http://th.physik.uni-frankfurt.de/hossi/Physics/evap2.jpg>.
- [37] <http://th.physik.uni-frankfurt.de/hossi/Physics/evap3.jpg>.
- [38] De-Chang Dai. *Modified Gravity in Cosmology and Fundamental Particle Physics*. PhD thesis, Case Western Reserve University, 2008.
- [39] K. Freese C. Bambi, A.D. Dolgov. A Black Hole Conjecture and Rare Decays in Theories with Low Scale Gravity. *hep-ph/0606321*, 2006.
- [40] M. Schmaltz N. Arkani-Hamed, Y. Grossman. Split Fermions in Extra Dimensions and Exponentially Small Cross-sections at Future Colliders. *hep-ph/990941*, 1999.
- [41] De-Chang Dai et al. Evaporation of a black hile off a tense brane. *hep-th/0611184*, 2007.
- [42] De-Chang Dai et al. The BlackMax Manual. 2009.
- [43] J. Allison et al. Geant4 Developments and Applications. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 2006.
- [44] The ATLFAST Validation Task Force. Performance of the ATLAS fast simulation ATLFAST. *ATL-PHYS-INT-2007-005*, 2007.
- [45] H. Vogel. *Gerthsen Physik*. Springer, 1999.