

CARL-FUHLROTT-GYMNASIUM
NORDRHEIN-WESTFALEN

Besondere Lernleistung
Physik, 28.04.2022

**Wirkungsquerschnitts Messung von
t-channel Single Top-Quark
Produktion bei $\sqrt{s} = 13$ TeV mit dem
ATLAS-Detektor am LHC**

Lukas Kretschmann, 18
lukas.kretschmann@cern.ch

Betreuer: Klaus Rösler
klaus.roesler@gy-cfg.de
Wuppertal, 2021/22

DANKSAGUNG

Zunächst möchte ich mich bei der gesamten Arbeitsgruppe Experimentelle Elementarteilchenphysik an der Bergischen Universität Wuppertal um Prof. Dr. Wolfgang Wagner und Prof. Dr. Christian Zeitnitz für das tatkräftige Engagement, die Experimentelle Teilchenphysik auch Schülern näherzubringen, bedanken. Durch die Unterstützung und große Expertise dieser Arbeitsgruppe, habe ich sehr viel über die Teilchenphysik gelernt und konnte so meine eigenen Forschungsprojekte auf Grundlage von ATLAS Open Data vorantreiben und erfolgreich durchführen. Insbesondere möchte ich mich bei Herrn Dr. Dominic Hirschbühl bedanken, der mich seit Jahren tatkräftig unterstützt, berät und bei dem ich sehr viel über die Teilchenphysik und die dort betriebene Datenanalyse gelernt habe. Durch Herrn Dr. Dominic Hirschbühl wurde es mir möglich spannende Forschung auf dem Gebiet der Experimentellen Teilchenphysik zu betreiben. Von seiner langjährigen Erfahrung und Expertise konnte ich sehr profitieren; egal ob beim Mittagessen oder spät in der Nacht war er immer erreichbar für Fragen und Probleme oder bereit für Diskussionen über neue Ergebnisse. Besonders dankbar bin ich ihm für die Möglichkeit, mich als nun offizielles Mitglied in der ATLAS Collaboration zu engagieren und bei verschiedenen Forschungsprojekten an der Bergischen Universität Wuppertal mitzuarbeiten und somit das Wissen über die kleinsten Teilchen voranzutreiben, bei Untersuchungen zur Single Top-Quark t-channel Produktion oder der Untersuchung des Standardmodells als eine Effektive Feldtheorie. Ein großer Dank gilt auch Herrn Dr. Gerhard Imanuel Brandt, der mich während meines Aufenthalts am CERN tatkräftig unterstützt hat und mir bei Problemen und organisatorischen Dingen stets geholfen hat. In diesem Zuge geht auch ein großer Dank an Dr. Muhammad Alhroob, der mir während der Zeit am CERN die Möglichkeit eröffnet hat, diverse Experimente und andere Orte am CERN zu besuchen; zudem war er ein sehr unterhaltsamer Gesprächspartner während Pausen zwischen dem langen Arbeitsalltag am CERN. Auch durch ihn konnte ich eine große Menge über die in der Hochenergiephysik durchgeführten Datenanalysen und einige technische Fingergriffe, durch die die Analysen beschleunigt oder verbessert werden können, lernen. Zudem freue ich mich auf die weiter Zusammenarbeit mit ihm in der ATLAS-Outreach Koordination, zusammen mit Sascha Mehlhase und Clara Nellist sowie vielen weiteren, denen ich für die freundliche Aufnahme in die Gruppe danke und mich auf die weitere Zusammenarbeit freue. Außerdem möchte ich mich bei Shayma Wahdan, Oliver Thielmann, Joshua Reidelstürz, Maren Stratman, Jens Roggel, Volker Austrup und Marvin Geyk bedanken, die mich, während meiner vielen Aufenthalte an der Bergischen Universität Wuppertal freundlich aufgenommen haben, mit denen ich spannende Diskussionen und Gespräche über die Teilchenphysik führen konnte und die mir bei Problemen oder Fragen stets geholfen haben. Auch bei Ihnen freue ich mich auf weiter Zusammenarbeit an Untersuchungen für die ATLAS Collaboration.

Zuallerletzt möchte ich mich bei allen bedanken, vor allem bei meiner Familie und meiner Freundin, die mich in meinen Vorhaben an der Universität und am CERN, sowohl mental als auch finanziell, immer unterstützt und bekräftigt haben und mir dadurch die Möglichkeit eröffnet haben meine Träume zu verfolgen. Ein großer Dank geht auch an Herrn Klaus Rösler, der mich immer tatkräftig unterstützt hat. Zudem freue ich mich besonders über die Freundschaften, die durch diese Unternehmungen entstanden sind, dazu zählen ganz viele der Leute, die ich hier bereits erwähnt habe, wie Muhammad Alhroob und viele weitere, die ich hier gar nicht alle erwähnen kann, aber auch andere hochmotivierte Schüler, die sich für Teilchenphysik begeistern, wie Liv Braun und Julia Els.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
2	Top-Quark Produktion am LHC	4
2.1	Das Top-Quark	5
2.2	Single Top-Quark Produktion	9
2.3	Untergrund Prozesse	12
3	Experimenteller Aufbau	15
3.1	Large Hadron Collider	15
3.2	ATLAS-Experiment	21
3.3	Wissenschaftliches Rechenzentrum Pleiades	25
4	Experimentelle Daten	27
4.1	Datenset dieser Analyse	27
4.2	Monte-Carlo Datensets	28
5	Objekt Rekonstruktion und Ereignis-Selektion	30
5.1	Rekonstruktion vom Lepton	30
5.2	Rekonstruktion der Jets	31
5.3	Rekonstruktion vom fehlenden transversalen Impuls	33
5.4	Rekonstruktion vom W-Boson und dem Top-Quark über den Lorentz-Vektor vom Neutrino	34
6	Modellierung des QCD-Untergrunds	36
7	Signal Extraktion	40
7.1	Neurales Netzwerk	40
7.1.1	Allgemeines	40
7.1.2	Training vom Neuralen Netzwerk und Input-Variablen	43
7.2	Ergebnisse des Neuralen Netzwerks	46
8	Wirkungsquerschnitts Messung	48
9	Modellierung der systematischen Fehler	53
10	Ergebnisse	60
11	Anhang	66
11.1	Anhang A: Synchrotronstrahlung	66
11.2	Anhang B: Pleiades	68
11.3	Anhang C: Input-Variablen NN	69
11.4	Quellen- und Literaturverzeichnis	71
11.4.1	Textquellen	71
11.4.2	Bildquellen	76
11.5	Abschlussklärung	80

1 Einleitung

Es zeugt von einem fundamentalen Verständnis des Menschen für physikalische Prozesse, dass er das Universum bis ins kleinste Detail mit Theorien beschreiben und mit Experimenten untersuchen kann, selbst dann, wenn die Größenskala so klein ist, dass man nur noch mit gigantischen Maschinen Experimente durchführen kann, um die Theorien zu überprüfen. Wenn man hier von einer kleinen Größenskala spricht, dann wird von den wirklich aller kleinsten Skalen, auf denen man aktuell Untersuchungen durchführen kann gesprochen, denn das theoretische Modell, das diesen Untersuchungen zu Grunde liegt, beschäftigt sich mit den kleinsten Teilchen, die (nach heutigem Wissensstand) existieren. Auch wenn es Theorien wie die Stringtheorie gibt, die noch kleinere Bestandteile der Materie postulieren, ist es doch bis jetzt sehr fragwürdig, ob man diese je beweisen kann; weshalb nach aktuellem Stand der Forschungen die Elementarteilchen, wie wir sie kennen, auch wirklich die aller kleinsten Teilchen sind. Diese Elementarteilchen werden vom sogenannten Standardmodell der Teilchenphysik beschrieben. Dabei beschreibt es, wie die Materie aufgebaut ist und wie die Teilchen untereinander wechselwirken. Ein besonderer Bestandteil des Standardmodells ist das Higgs-Boson. Das Higgs-Boson ist Teil des Brout-Englert-Higgs-Mechanismus‘ und ist der experimentelle Beweis des Higgs-Feldes, welches allen Teilchen ihre Masse verleiht, indem die Elementarteilchen verschieden stark mit dem Higgs-Feld wechselwirken. Aber vor allem besteht das Standardmodell aus zwölf Elementarteilchen, die in verschiedene Gruppen aufgeteilt sind, und zwar in die Gruppe der Quarks und die der Leptonen. Außerdem gibt es die Bosonen, welche als Wechselwirkungsteilchen fungieren; mit ihnen wird also erklärt, wie die fundamentalen Wechselwirkungen zustande kommen. Trotz der erstaunlichen Eleganz und “Perfektion“ gibt es offene Fragen, die das Standardmodell nicht beantworten kann. Zum Beispiel berücksichtigt es nicht die Gravitation, obwohl es allerdings ein weiteres Teilchen geben könnte, das Graviton, welches dieses Problem lösen würde (bis jetzt wurde es aber noch nicht gefunden). Außerdem erklärt das Standardmodell nicht die Dunkle Materie, die in etwa ein Viertel der gesamten Materie im Universum ausmacht; aber auch dafür gibt es Lösungsansätze wie zum Beispiel die Supersymmetrie (doch auch diese ist bis jetzt nicht bewiesen). Trotz dieser Schwachpunkte der Theorie halten Physiker auf der gesamten Welt an diesem Modell fest, denn obwohl es manche Fragen nicht erklären kann, ist es mit einer der erfolgreichsten Theorien aller Zeiten und die offenen Fragen können in Zukunft vielleicht auch erklärt werden, indem man das Standardmodell in einigen Punkten erweitert.

In der vorliegenden Arbeit habe ich mich mit eben diesem Modell beschäftigt und mich mit einem ganz bestimmten Teilchen beschäftigt, dem Top-Quark. Insbesondere habe ich den Wirkungsquerschnitt der t-channel Single Top-Quark Produktion bei $\sqrt{s} = 13$ TeV gemessen. Diese Messung wurde auf Grundlage von Daten, die vom ATLAS-Experiment am LHC gesammelt wurden, durchgeführt. Die theoretischen Grundlagen und wie letztendlich die Messung durchgeführt wurde, werden in der vorliegenden Arbeit ausführlich erläutert. Zunächst möchte ich mich allerdings bei Herrn Doktor Dominic Hirschbühl von der Bergischen Universität Wuppertal für seinen Fachexpertise und seine tatkräftige Unterstützung bei meinen Untersuchungen und Aktivitäten zur Experimentellen Teilchenphysik bedanken. Auch möchte ich mich bei den Personen, die ich während meiner Aufenthalte an der Bergischen Universität Wuppertal kennengelernt habe, bedanken. Mit Ihnen habe ich viele sehr spannende und erbauliche Gespräche geführt und auch viel über die Teilchenphysik gelernt. An der Universität und während der Anfertigung dieser Arbeit habe ich vor allem aber auch eines gelernt: “Am wichtigsten ist es, nicht mit dem Fragen aufzuhören. Die Neugier hat ihre eigene Existenzberechtigung.“ Dieses Zitat von Albert Einstein bringt den Kern der wissenschaftlichen Arbeit meiner Meinung nach sehr präzise auf den Punkt. Vor allem aber hat mich dieser Grundsatz durch die hier vorliegende Arbeit geleitet und eine Grundlage für die Motivation dahinter geschaffen.

2 Top-Quark Produktion am LHC

Das Top-Quark ist Bestandteil einer der wohl erfolgreichsten Theorien der modernen Physik, dem Standardmodell. Vom Standardmodell werden die kleinsten Bausteine der Materie, die Elementarteilchen, beschrieben und es beschreibt, wie die fundamentalen Wechselwirkungen durch Austauschteilchen zu Stande kommen. Ein besonderes Teilchen im Standardmodell ist das Higgs-Boson, welches als Bestandteil des Higgs-Mechanismus allen Teilchen ihre Masse verleiht. Doch auch dieses physikalische Modell hat Schwachpunkte, denn das Standardmodell kann nicht vorhersagen, wie die Gravitation als Wechselwirkung zu Stande kommt, denn nach dem Standardmodell wirken Wechselwirkungen über Austauschteilchen, doch bis jetzt gibt es in der Theorie kein Teilchen, das die Gravitation erklären kann; dies kann bis jetzt nur von der Relativitätstheorie geleistet werden. Aber trotz dieses Schwachpunktes ist das Standardmodell eine der erfolgreichsten Theorien überhaupt und an dem Problem mit der Gravitation wird auch schon gearbeitet, denn man sucht bereits nach einem Austauschteilchen für die Gravitation, dem Graviton.

Der frühe Erfolg dieser Theorie hat dazu geführt, dass wissenschaftliche Experimente von nie dagewesenen Aufwand und Kosten geschaffen wurden, um diese Theorie genauer zu untersuchen. Die Baukosten des LHC beliefen sich auf ca. 6 Milliarden Euro und aktuell ist in Genf am CERN ein noch größerer Teilchenbeschleuniger in Planung. Der FCC ("Future Circular Collider") wird insgesamt ca. 20 Milliarden Euro kosten [1] und soll noch genauere Erkenntnisse über die Elementarteilchen und Wechselwirkungen bringen und potenziell neue Physik erforschen. Von den immer größer werdenden Beschleunigern erhofft man sich in neue Gebiete der Physik vorzustößen und neue Prozesse zu entdecken. Ein lang gesuchtes physikalisches Modell ist die Supersymmetrie. Die Supersymmetrie sagt voraus, dass jedes Elementarteilchen einen supersymmetrischen Partner hat, dessen Spin sich um $\frac{1}{2}$ unterscheidet. Schon mit dem LHC ("Large Hadron Collider") wollte man diese Supersymmetrie nachweisen, doch man hat bis jetzt keins dieser supersymmetrischen Teilchen gefunden. Da diese Teilchen anscheinend sehr massiv sind und vom aktuellen Beschleuniger nicht produziert werden können, ist nun ein neuer Beschleuniger in Planung. Doch der LHC hat schon große Entdeckungen gemacht. Im Juli 2012 wurde am CERN verkündet, dass man das vom Standardmodell hervorgesagte Higgs-Boson gefunden hat und somit wurde das bis dahin hypothetische Modell des Brout-Englert-Higgs-Mechanismus bestätigt, wofür Peter Higgs und Francois Englert 2013 den Nobelpreis für Physik erhalten haben. Robert Brout konnte den Preis nicht mehr erhalten, da er kurz zuvor verstorben war und der Nobelpreis nicht post mortem verliehen wird.

Mit seiner berühmten Aussage "Magic does not happen here, magic is being explained here" hatte Tom Hanks während eines Besuchs 2009 am CERN zur Vorbereitung für seinen Film "Angels and Demons" vermutlich gar nicht so Unrecht, denn, auch wenn es natürlich keine Magie ist, wird am CERN das Fundament der Materie und unserer Existenz erforscht und sehr erfolgreich erklärt. Immer genauere Untersuchungen des Standardmodells lassen die heutigen Technologien an ihre Grenzen stoßen, dennoch bewährt sich das Standardmodell und scheint auch in Zukunft Erfolg zu versprechen. Auch mit dieser Analyse wird das Standardmodell untersucht. Untersucht wird der Wirkungsquerschnitt von t-channel Single Top-Quark Produktion und dafür werden Daten, die am CERN vom ATLAS-Detektor aufgenommen wurden genutzt, doch auf die Daten wird in Abschnitt 4 noch genauer eingegangen.

Im folgenden Abschnitt wird zunächst näheres zum Top-Quark erläutert und warum es für die Teilchenphysik wichtig ist die Wirkungsquerschnitte von Zerfallsprozessen der Elementarteilchen im Standardmodell zu wissen. Zusätzlich wird erläutert, warum der Single Top-Quark Zerfallskanal besonders wichtig ist, um das Standardmodell der Teilchenphysik zu beschreiben und wie dieser Zerfallskanal aussieht. Im letzten Teil dieses Abschnitts wird beschrieben, was für Untergrundprozesse es gibt und was diese für die Untersuchungen bedeuten.

2.1 Das Top-Quark

Bereits 1973 sagten die beiden japanischen Physiker Makoto Kobayashi und Toshihide Maskawa mit einer Theorie hervor, dass es noch eine dritte Generation an Quarks geben müsse. Die beiden Teilchen, die heute diese dritte Generation darstellen, sind das Top- und das Bottom-Quark. Bereits kurz nach Veröffentlichung dieser Theorie wurde an den verschiedensten Teilchenbeschleunigern auf der ganzen Welt nach diesen beiden neuen Teilchen gesucht. Frühe Suchprogramme zum Beispiel am DESY (“Deutsches Elektronen-Synchrotron“) brachten jedoch zunächst keinen experimentellen Beweis der Existenz dieser beiden Teilchen. Da man zunächst davon ausgegangen war, dass das Top-Quark nur ca. 40 GeV wiegen müsste, konnte man an den Beschleunigern keinen Beweis dafür bringen, dass das Top-Quark existiert, denn nach heutigem Wissen liegt die Masse des Top-Quarks einige Größenordnungen über der ursprünglich angenommenen Masse. Der einzige Beschleuniger, der damals eine ausreichende Kollisionsenergie hatte, um Top-Quarks zu erzeugen, war der Tevatron am Fermilab in den USA. Um die Ergebnisse des Tevatron zu kontrollieren und eine wissenschaftliche Entdeckung verkünden zu können, wurde der DØ-Detektor am Fermilab gebaut. Am 2. März 1995 konnten dann die beiden Detektoren, nachdem ausreichend Daten gesammelt wurden, die Entdeckung des Top-Quarks verkünden [2].

Die beiden Detektor-Gruppen legten damals die Masse des Top-Quarks auf $176 \pm 18 \text{ GeV}$ fest, was der heutigen offiziellen Masse im Groben Sinne entspricht. 2008 erhielten die beiden japanischen Physiker Makoto Kobayashi und Toshihide Maskawa für ihre Theorie, die die dritte Generation der Quarks hervorgesagt hatte, den Nobelpreis für Physik [3][4]. Seit 2010 können auch am LHC Top-Quarks nachgewiesen werden, was zu enormen Sprüngen in der Genauigkeit der Messungen geführt hat; diese extrem präzisen Messungen sind unter [5] zu finden.

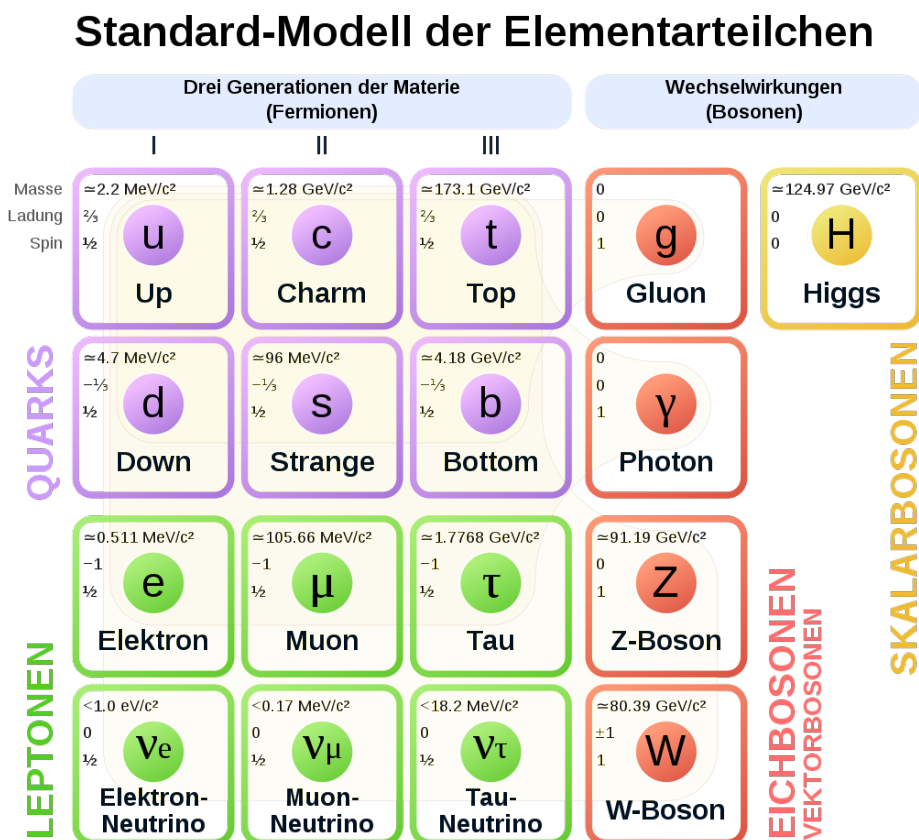


Abbildung 1: Das Standardmodell der Teilchenphysik [1]

Das Top-Quark ist ein Bestandteil des Standardmodells und ist ein Quark der dritten Generation, wie in Abbildung 1 zu sehen ist. Es hat eine elektrische Ladung von $+\frac{2}{3}e$ und einen Spin von $\frac{1}{2}$. Ein besonderes Merkmal des Top-Quarks ist seine Masse von $173,1 \pm 0,9 \text{ GeV}$ [6], denn damit ist es das schwerste bekannte Elementarteilchen im Standardmodell und wiegt fast so viel wie ein Goldatom, welches in der Größenskala deutlich weiter oben liegt. Zudem ist es damit ca. 40-mal so schwer wie sein so genanntes Partnerteilchen das Bottom-Quark. Durch die enorm hohe Masse des Top-Quarks spielt es bei vielen Phänomenen der Teilchenphysik eine entscheidende Rolle und ist somit besonders interessant zur Untersuchung und Verfeinerung des Standardmodells. Mit seiner Lebensdauer von $\tau_t \approx 5 * 10^{-25} \text{ s}$ [5] ist das Top-Quark besonders schwierig zu beobachten, denn sobald es im Teilchenbeschleuniger erzeugt wurde, ist es bereits wieder zerfallen und somit kann das Top-Quark ausschließlich über seine Zerfallsprodukte beobachtet werden.

Durch die Theorien hat man ein sehr genaues Verständnis davon, wie die Elementarteilchen zerfallen, also sucht man nach den erwarteten Zerfallsprodukten des Top-Quarks und kann somit indirekt das Top-Quark untersuchen. Um zum Beispiel die Masse des Top-Quarks zu untersuchen, muss man die Masse aller Teilchen, in die das Top-Quark zerfallen ist, addieren und erhält somit die Masse des Top-Quarks; genaueres zur Rekonstruktion des Top-Quarks und seiner Zerfallsprodukte ist in Abschnitt 5 zu finden.

Der einfachste Weg bei einer Proton-Proton-Kollision ein Top-Quark, bzw. ein Paar von Top-Quarks, zu erzeugen ist, dass sich ein leichtes Quark mit seinem eigene Antiteilchen auslöscht und so über den Austausch eines Gluons zu einem schweren Top-Quark-Paar zerfällt. Dieser Zerfall, bzw. diese Auslöschung, sieht dann folgendermaßen aus: $q + \bar{q} \rightarrow t + \bar{t}$ (Abbildung 2; 1. Diagramm); diesen Prozess nennt man “leichte Quark Auslöschung“. Es gibt noch einen zweiten, sehr simplen Weg ein Top-Quark-Paar zu erzeugen, diesen Prozess nennt man “Gluon-Fusion“ (Abbildung 2; 2.-4. Diagramm). Bei der Gluon-Fusion fusionieren zwei Gluonen und werden so zu zwei Top-Quarks. Der Prozess sieht dann folgendermaßen aus: $g + g \rightarrow t + \bar{t}$. Da das Gluon das Wechselwirkungsteilchen der starken Kernkraft ist, wird also in beiden Produktionskanälen über die starke Kernkraft ein Top-Quark-Paar erzeugt.



Abbildung 2: $t\bar{t}$ Produktion [2]

Der dominierende Prozess in der Produktion von einem Top-Quark-Paar ist die Gluon-Fusion, da die Wahrscheinlichkeit ein Gluon aus der Proton-Proton-Kollision im LHC zu bekommen, deutlich höher ist, als ein Quark-Antiquark-Paar zu produzieren. Die Wahrscheinlichkeit ein Top-Quark-Paar über die Gluon-Fusion zu erzeugen, liegt bei ca. 90% und die Wahrscheinlichkeit ein Top-Quark-Paar über die Auslöschung eines leichten Quarks mit seinem Antiteilchen zu erzeugen, liegt dementsprechend lediglich bei ca. 10% [7][8]. Gegenüber der Produktion von einzelnen Top-Quarks hat diese Produktion von einem Top-Quark-Paar ($t\bar{t}$) einen deutlich höheren Wirkungsquerschnitt von ca. 800 pb [9], was einige Größenordnungen über dem Wirkungsquerschnitt der Single Top-Quark Produktion liegt, doch darauf, warum der Single Top-Quark Kanal dennoch sehr interessant ist, wird im nächsten Abschnitt noch eingegangen.

Warum die Gluon-Fusion der dominierende Prozess ist und warum es wahrscheinlicher ist, ein Gluon aus der Proton-Proton-Kollision im LHC zu bekommen, als ein Quark-Antiquark-Paar zu produzieren, wird im Folgenden anhand der sogenannten “Parton Density Function“ erläutert, welche in der folgenden Abbildung zu sehen ist.

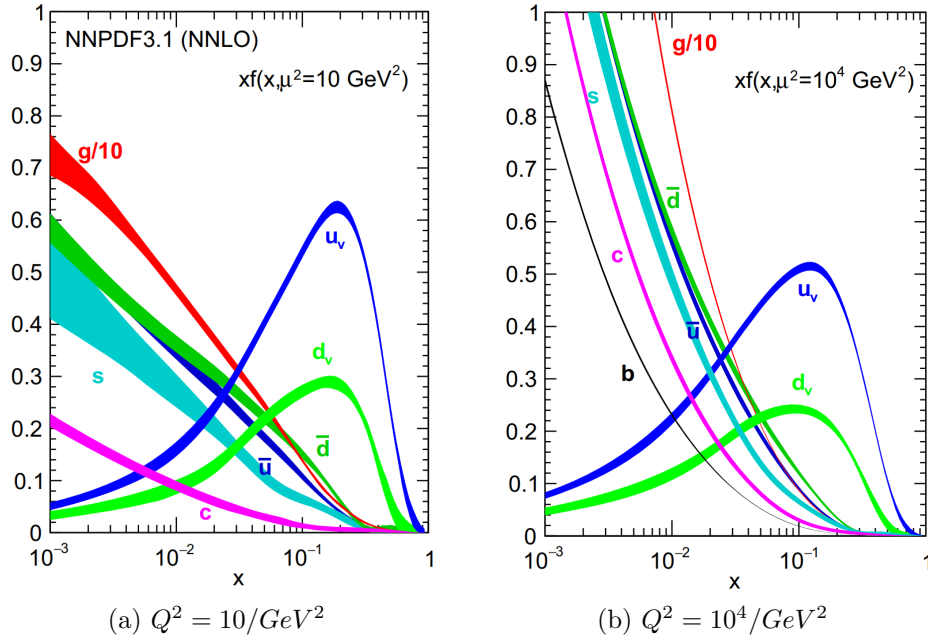


Abbildung 3: Parton Density Function der Protonen am LHC für eine Energie-Skala von: (a) $Q^2 = 10/GeV^2$ und (b) $Q^2 = 10^4/GeV^2$ [3]

Parton Density Functions (kurz: PDFs oder auch Partonendichtefunktionen) geben die Wahrscheinlichkeitsdichte an, dass ein Parton (später als Quark q identifiziert) den Anteil x an dem Impuls eines Protons trägt ($p_q = x \cdot p_{proton}$). PDFs sind ein wichtiger Teil für präzise Messungen im Bereich der Teilchenphysik, denn PDFs limitieren die Genauigkeit der Vorhersagen des Standardmodells und der Suchen nach neuer Physik. Das Partonen-Modell wurde 1969 von Richard Feynman postuliert und besagt, dass das Proton aus punktaktigen Teilchen (Partonen) aufgebaut ist. Später wurden diese punktaktigen Partonen Quarks genannte. Feynman führte dieses Modell ein, um einen Effekt des “Bjorken scaling“ zu erklären. Das Bjorken Scaling ist eine Bezeichnung einer Abhängigkeit der Strukturfunktion eines Teilchens bei der sogenannten tiefen inelastischen Streuung, dabei ist diese Abhängigkeit lediglich auf eine kinematische Größe des Stoßprozesses zurückzuführen. Doch normalerweise wird bei der tiefen inelastischen Streuung eine Abhängigkeit von zwei voneinander unabhängigen kinematischen Größen erforderlich. Doch da im Grunde durch die Struktur des Protons, bestehend aus drei Quarks, an einzelnen, punktförmigen Zentren gestreut wird, handelt es sich in diesem Fall um eine tiefe inelastische Streuung an punktförmigen Partonen. Aus diesem Erkenntnis wurde später durch Richard Feynman das Partonenmodell postuliert. Der besondere Effekt der dem Bjorken scaling zugrunde liegt, besagt, dass, wenn Protonen aus mehreren punktförmigen Teilchen aufgebaut sind, der Wirkungsquerschnitt annähernd unabhängig von der Skalierung (Bjorken scaling) wird. Also eben genau der Effekt, dass im Grunde an einzelnen punktförmigen Streuzentren innerhalb des Protons gestreut wird. Dieser Effekt wurde in den späten 60er Jahren am SLAC (Stanford Linear Accelerator Center) beobachtet. Später konnte man eine Fluktuation in diesem Effekt beobachten, die aufgrund der Gluonen im Proton auftrat. Im Proton sind zwar drei Quarks, jedoch befinden sich dort auch Gluonen, die über die starke Wechselwirkung die Quarks zusammenhalten. Diese Gluonen tragen auch einen kleinen Teil des Impulses des Protons; dieser Anteil war als Fluktuation im Bjorken scaling zu sehen [11][12]. Man konnte also durch Streuversuche mit Protonen nicht nur eine innere Substruktur des Protons nachweisen sondern auch, dass es sich bei diesen punktförmigen Streuzentren um die bereits von Murray Gell-Mann und Georg Zweig postulierten Quarks handelt. Zudem konnte nachgewiesen werden, dass sich innerhalb des Protons nicht nur drei Quarks befinden, sondern auch Gluonen, die als Wechselwirkungsteilchen der starken Kernkraft die Quarks im Proton zusammenhalten.

Nachgewiesen werden konnte die punktförmige Substruktur des Protons auch bei Streuexperimenten, bei denen Elektronen im GeV-Bereich mit Protonen zur Kollision gebracht wurden. Bei diesen hochenergetischen Elektronen können so viele unterschiedliche Reaktionen stattfinden, dass für verschiedene Werte von m_W (Ruhemasse des unbekanntenen Systems nach dem Wegfliegen des Elektrons vom Streuzentrum) die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes zum Betragsquadrat des Energie-Impuls-Übertrags-Vektor beobachtet werden kann. Führt man eine hohe Anregungsenergie in das System ein, so nennt man diesen Prozess tief-inelastische Streuung. Für verschiedene Werte von m_W nahm man Werte auf und verglich diese Kurven zur Kurve der elastischen Streuung von Teilchen, also wenn $m_W = m_p$, wobei m_p die Ruhemasse des Stoßpartners ist, der aus dem Prozess hervor gegangen ist. Die Kurve der elastischen Streuung fällt dabei sehr stark ab und weist damit auf ein ausgedehntes Streuzentrum in Kugelform hin, diese Kurve bestätigte also die Annahme, das Proton sei bereits das kleinste kugelförmige Teilchen. Die anderen Kurven höherer Anregungsenergie hingegen verlaufen fast konstant, da erst ihre Energie ausreichte, die Substruktur des Protons aufzulösen. Es konnte also gezeigt werden, dass erst ab einer bestimmten Energie ausreichend Energie in die Kollision gesteckt werden konnte, um die innere Struktur des Protons aufzulösen. Der konstante Abfall bedeutete, dass das Streuzentrum (nahezu) punktförmig sein müsste und damit die punktförmige Substruktur des Protons bestätigt würde. Damals zögerten die Physiker, diese Objekte Quarks zu nennen und nannten sie zunächst Partonen. Der Nachweis, dass es sich bei den Partonen um die von Murray Gell-Mann und Georg Zweig postulierten Quarks handelt, wurde erst in den 1960er-70er Jahren am SLAC erbracht.

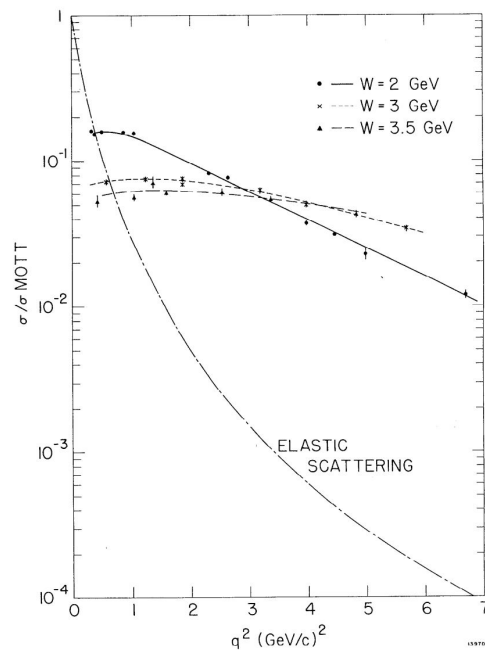


Abbildung 4: Tiefe inelastische Streuung von Elektronen an Protonen im Vergleich zur elastischen Streuung [4]

In dieser Abbildung ist gut zu erkennen, dass bei der elastischen Streuung die Kurve schnell und sehr stark abfällt, dabei ist der Parameter der verschiedenen Kurven die Ruhemasse $W = m_W \cdot c^2$ des durch den Stoß entstandenen Systems. Bei der Kurve der elastischen Streuung entspricht W dabei ungefähr 1 GeV . Bei den drei Kurven der tiefen inelastischen Streuung, die nahezu konstant verlaufen, beträgt W gleich 2 GeV , 3 GeV und 3.5 GeV . Die hier vorliegende Abbildung ist mit einer Winkelverteilung von klassischen niederenergetischen Stoßprozessen zu vergleichen, jedoch wird hier das negative Betragsquadrat des Energie-Übertrags-Vektors zum Wirkungsquerschnitt aufgetragen. Durch den Vergleich dieser verschiedenen Kurven wird schnell deutlich, dass eine gewisse Energie notwendig ist, um die Substruktur des Protons aufzulösen.

2.2 Single Top-Quark Produktion

Der einfachste und wahrscheinlichste Weg Top-Quarks im LHC zu produzieren, ist also mittels der Gluon Fusion. Bei dieser entsteht ein Top- Antitop-Quark-Paar ($t\bar{t}$) mit einem sehr großen Wirkungsquerschnitt von ca. 800 pb [9], da das Top-Quark-Paar über Gluonen erzeugt wird, wird dieser Prozess also von der starken Kernkraft dominiert, denn das Gluon ist das Austauscheteilchen für die starke Kernkraft.

Es gibt allerdings noch einen zweiten Weg Top-Quarks zu erzeugen, nämlich über die schwache Kernkraft, deren Austauscheteilchen das W-Boson ist. Im Single Top-Quark Kanal wird über ein W-Boson, also die schwache Kernkraft, ein einzelnes Top-Quark erzeugt, anders als bei der Gluon-Fusion, bei der ein Paar von Top-Quarks erzeugt wird. Es gibt drei verschiedene Arten ein einzelnes Top-Quark im Single Top-Quark Kanal zu erzeugen. Die erste Möglichkeit der Erzeugung ist der sogenannte t-channel, mit dem sich diese Arbeit befasst; in diesem Prozess wird ein leichtes Quark mit einem schweren Quark über den Austausch eines W-Bosons zu seinem Isospinpartner und einem Top-Quark. Aus dem leichten Quark, einem Up- oder Antidown-Quark, wird der jeweilige Isospinpartner. Liegt am Anfang des Prozesses ein Up-Quark vor, so wird aus diesem sein Isospinpartner, das Down-Quark. Wenn jedoch am Anfang ein Antidown-Quark vorliegt, so wird aus diesem sein Isospinpartner, das Antiup-Quark. Zusätzlich wird über den Austausch eines W-Bosons mittels der schwachen Kernkraft aus dem Bottom-Quark sein Partnerteilchen, ein Top-Quark. Der Prozess sieht dann folgendermaßen aus: $u(\bar{d}) + b \rightarrow d(\bar{u}) + t$ (Abbildung 5; 1. Diagramm). Die zweite Art der Erzeugung ist der sogenannte Wt-channel, bei dem ein Bottom-Quark mit einem Gluon zu einem Top-Quark und einem W-Boson zerfällt, der Prozess sieht dann folgendermaßen aus: $b + g \rightarrow t + W$ (Abbildung 5; 2. Diagramm). Die dritte Art der Erzeugung ist der sogenannte s-channel, bei dem ein Up-Quark mit seinem Isospinpartner, dem Down-Quark, über den Austausch eines W-Bosons zu einem Top-Quark und seinem Partnerteilchen, dem Bottom-Quark, zerfällt. Der Prozess sieht dann folgendermaßen aus: $u + d \rightarrow t + b$ (Abbildung 5; 3. Diagramm). Da das W-Boson das Wechselwirkungsteilchen der schwachen Kernkraft ist, wird also in allen drei Kanälen über die schwache Kernkraft ein einzelnes Top-Quark erzeugt.

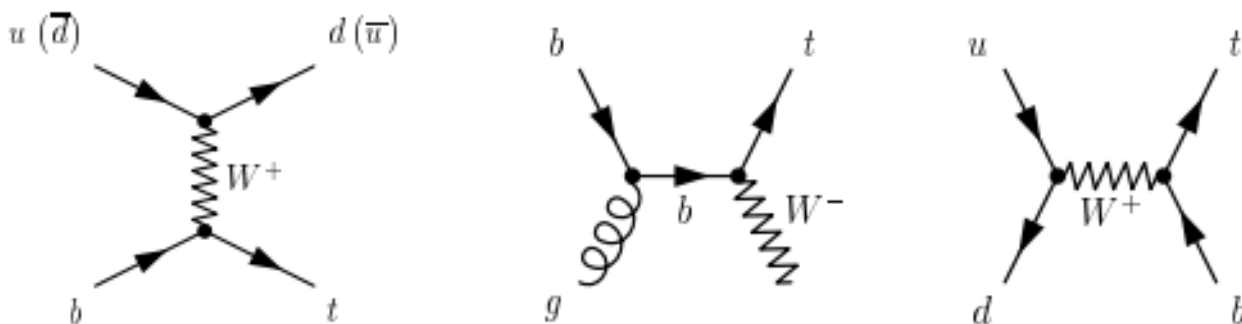


Abbildung 5: Single Top-Quark Produktion [5]

Der dominierende Prozess in der Produktion von einzelnen Top-Quarks ist der t-channel. Die Wahrscheinlichkeit ein Top-Quark über den Single Top-Quark t-channel zu erzeugen, liegt bei ca. 73%. Der nächst wahrscheinlichere Produktionskanal ist der Wt-channel, der mit einer Wahrscheinlichkeit von ca. 24% ein Top-Quark erzeugt. Dementsprechend liegt die Wahrscheinlichkeit ein Top-Quark über den Single Top-Quark s-channel zu erzeugen bei lediglich ca. 3% [8]. Da der Single Top-Quark t-channel im Vergleich zu den anderen Zerfallskanälen den größten messbaren Wirkungsquerschnitt hat, wurde in dieser Arbeit dieser Kanal untersucht, das es aufgrund der großen Menge an Untergrundprozessen und dem limitierten Datenset nur mit schlechter Genauigkeit möglich gewesen wäre, die anderen Prozesse

zu untersuchen. Um den Prozess zu analysieren, muss man sich nun also die Zerfallsprodukte anschauen, da das Top-Quark schließlich augenblicklich wieder zerfällt. Das leichte Quark (d oder \bar{u}) zerfällt auch sehr schnell, nämlich zu einem Jet, doch was ein Jet ist, wird noch in Abschnitt 5 erläutert. Das Top-Quark existiert mit einer Lebensdauer von $\tau_t \approx 5 \cdot 10^{-25} \text{ s}$ [5] nur sehr kurz und zerfällt nahezu sofort mit einer Wahrscheinlichkeit von fast 100% [8] in ein W-Boson und ein Bottom-Quark. Das immer noch sehr schwere Bottom-Quark zerfällt ebenfalls in einen Jet. Auch das W-Boson hat eine sehr kurze Lebensdauer und zerfällt in ein Lepton und ein Neutrino. Die Teilchen, nach denen in der Analyse gesucht werden muss, sind also ein Jet, der von dem leichten Down- oder Antiup-Quark stammt, ein Jet, der von dem schweren Bottom-Quark stammt, ein Lepton, das aus dem Zerfall des W-Bosons stammt, und ein Neutrino, welches von dem Zerfall des W-Bosons stammt. Wie die einzelnen Teilchen rekonstruiert und gemessen werden, wird in Abschnitt 5 ausführlich erläutert. Eine vollständige Darstellung der Single Top-Quark t-channel Produktion und des anschließenden Zerfalls ist in der folgenden Abbildung zu sehen, q steht hierbei für das Up- oder Antidown-Quark aus dem ersten Diagramm in Abbildung 5 und q' steht hierbei für das Down- oder Antiup-Quark.

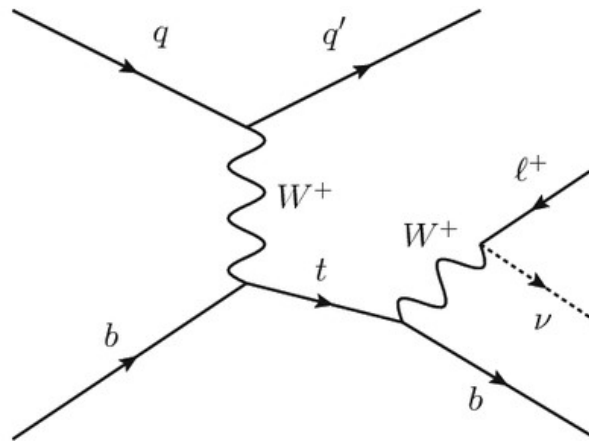


Abbildung 6: Single Top-Quark Produktion und Zerfall [6]

Auch wenn der Wirkungsquerschnitt der Produktion von Single Top-Quarks deutlich geringer ist, als der der Top-Quark-Paar Produktion, ist dieser Produktionskanal des Top-Quarks besonders interessant. Besonders interessant ist dieser Prozess, da es im Standardmodell nur ein Wechselwirkungsteilchen gibt, welches durch die Wechselwirkung mit einem Quark dessen "Flavour" (Sorte) ändern kann, zumindest nach heutigem Wissen. Konkret bedeutet das, dass durch die Wechselwirkung mit diesem Teilchen aus einem Up-Quark ein Down-Quark oder aus einem Bottom-Quark ein Top-Quark werden kann. Das einzige Teilchen, welches dies tun kann, ist das W-Boson und dieses ermöglicht die Top-Quark Produktion im Single Top-Quark Kanal, deshalb ist es wichtig, diesen Prozess zu untersuchen, denn so kann man Erkenntnisse über diesen Effekt gewinnen, bei dem Quarks ihren Flavour ändern; zusätzlich kann man so Eigenschaften der schwachen Kernkraft, dessen Wechselwirkungsteilchen das W-Boson ist, untersuchen [13]. Um zu klären, ob evtl. auch andere Wechselwirkungsteilchen, wie das Photon, Z-Boson oder Higgs-Boson, einen Quark Flavour ändern können, ist es besonders wichtig, den bereits bekannten Prozess so genau wie möglich zu verstehen [14]. Zudem machen Top-Quarks den größten Anteil an Untergrundprozessen aus, wenn nach neuer Physik gesucht wird, zum Beispiel nach neuen Wechselwirkungsteilchen, wie dem Graviton. Zusätzlich sind die Top-Quark Kanäle große Untergrundprozesse bei Studien des Higgs-Bosons, weshalb ein genaues Verständniss dieser Prozesse nötig ist, um präzise Messungen bei der Suche nach neuen physikalischen Prozessen durchführen zu können. Was genau Untergrundprozesse sind wird im nächsten Abschnitt 2.3 noch genau erläutert.

Ein besonders interessanter Aspekt des Single Top-Quark Kanals ist, dass der Wirkungsquerschnitt der Prozesse in diesem Kanal proportional zum Betragsquadrat des Elements V_{tb} der Cabbibo-Kobayashi-Maskawa-Quarkmischungs-Matrix (CKM-Matrix) ist. Diese simple Beziehung zwischen dem Wirkungsquerschnitt der Single Top-Quark Prozesse und der CKM-Matrix ist die beste Möglichkeit dieses Matrixelement ($|V_{tb}|^2$) außerhalb von theoretischen Berechnungen zu bestimmen. Im Grunde gibt die CKM-Matrix die Kopplungsstärke der Quark-Antiquark-Paare verschiedener Arten (auch Flavours genannt) an das W-Boson an [15], indem sie die Masseneigenzustände des Down-, Strange- und Bottom-Quarks in die Eigenzustände der schwachen Wechselwirkung, deren Austauschteilchen das W-Boson ist, überführt [16], erwähnt in [2]. Die Cabbibo-Kobayashi-Maskawa-Quarkmischungs-Matrix (CKM-Matrix) ist in der folgenden Abbildung zu sehen.

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}$$

Abbildung 7: Cabbibo-Kobayashi-Maskawa-Quarkmischungs-Matrix (CKM-Matrix) [7]

Die Kopplungsstärke zwischen zwei Quarks q_1 und q_2 zu dem W-Boson ist proportional zu dem entsprechenden Matrix-Element $V_{q_1 q_2}$. Die aktuellen Werte der CKM-Matrix sind in der folgenden Abbildung zu sehen [17].

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 0,97446 \pm 0,00010 & 0,22452 \pm 0,00044 & 0,00365 \pm 0,00012 \\ 0,22438 \pm 0,00044 & 0,97359_{-0,00011}^{+0,00010} & 0,04214 \pm 0,00076 \\ 0,00896_{-0,00023}^{+0,00024} & 0,04133 \pm 0,00074 & 0,999105 \pm 0,000032 \end{pmatrix}$$

Abbildung 8: Werte der Cabbibo-Kobayashi-Maskawa-Quarkmischungs-Matrix (CKM-Matrix) [8]

Es ist leicht zu erkennen, dass die Kopplungsstärke am höchsten ist, wenn es sich um die Quarkumwandlung innerhalb einer Familie handelt (Werte diagonal von oben links nach unten rechts). Das Matrix Element V_{tb} (unten rechts) ist besonders hoch und gibt also an, dass es sehr einfach ist über den Austausch eines W-Bosons ein Bottom-Quark in ein Top-Quark und andersrum zu transformieren, da beide einer Generation/Familie von Quarks angehören, wie es vom Standardmodell beschrieben wird, zu sehen in Abbildung 1. Da es drei Familien von Quarks gibt (Up- und Down-, Charm- und Strange- und Top- und Bottom-Quark) ist das CKM-Matrix Element bei genau diesen Übergängen (V_{ud} , V_{cs} und V_{tb}) besonders hoch. Die Kopplungsstärke zwischen den Quarks aus verschiedenen Familien ist hingegen deutlich geringer. Zum Beispiel ist die Kopplung des Top-Quarks an das Down-Quark (V_{td} [unten links]), welches zu einer anderen Familie gehört, nahezu Null, im Vergleich zur Kopplung an das Bottom-Quark (V_{tb} [unten rechts]), welches zu der Familie des Top-Quarks gehört, die fast eins beträgt [15]. Da man über den Single Top-Quark Kanal das Element $|V_{tb}|$ experimentell bestimmen kann, kann man die theoretischen Hervorsagen so wunderbar überprüfen. Es wird vorhergesagt, dass das Element $|V_{tb}|$ ungefähr eins betragen müsste, eine größere Abweichung nach oben würde offenlegen, dass es noch andere Möglichkeiten gibt, den Quark Flavour zu ändern; dies wäre also eine Entdeckung von einem neuen physikalischen Prozess, zudem könnte eine große Abweichung nach unten auf eine neue Familie von Quarks hindeuten [2]. Zusammenfassend lässt sich also sagen, dass obwohl der Wirkungsquerschnitt des Single Top-Quark Kanals im Vergleich zur Top-Quark-Paar Produktion deutlich geringer ist, der Single Top-Quark Kanal einige wissenschaftlich sehr interessante Aspekte und Eigenschaften hat und es sehr wichtig ist, diesen Prozess genau zu verstehen, denn er könnte Aufschluss über neue Physik geben oder zumindest dabei helfen, diese zu finden.

2.3 Untergrund Prozesse

Die Signatur, also welche Teilchen im Endzustand des Zerfalls zu finden sind, wurde im vorangegangenen Abschnitt ausführlich für den Single Top-Quark t-channel erläutert. Es gibt nun allerdings noch andere Prozesse, die dieselbe Signatur, wie die des untersuchten Ereignisses, haben. In diesem Fall erkennt die Analyse dieses Ereignis auch und dieses Ereignis nennt man dann Untergrundprozess, denn obwohl nach einem ganz bestimmten Prozess gesucht wird, wird ein anderer als unser gesuchter erkannt und von der Analyse mit in die Ergebnisse aufgenommen. Wie man nun zwischen dem Signal- und Untergrundereignis unterscheiden kann, wird in Abschnitt 7 erläutert.

Die folgenden drei Untergrundprozesse wurden bereits in den vorangegangenen Abschnitten erläutert. Es handelt sich um die Top-Quark-Paar Produktion so wie den Single Top-Quark Wt- und s-channel. Wenn der Detektor einen der Jets von einem der Bottom-Quarks bei der Top-Quark-Paar Produktion nicht als Jet vom Bottom-Quark erkennt und zwei der Jets aus den leichten Quarks ebenfalls nicht als Jets erkannt werden, dann hat die Top-Quark-Paar Produktion die selbe Signatur wie der Single Top-Quark t-channel und wird somit als Untergrundereignis gezählt (Abbildung 9; 1. Diagramm). Da der Single Top-Quark Wt- (Abbildung 9; 2. Diagramm) und s-channel (Abbildung 9; 3. Diagramm) nahezu identische Signaturen, wie der t-channel haben, kann es durch Ungenauigkeiten des ATLAS-Detektors dazu kommen, dass auch diese beiden Kanäle die selbe Signatur, wie der t-channel haben und diese somit als Untergrundereignis gelten.

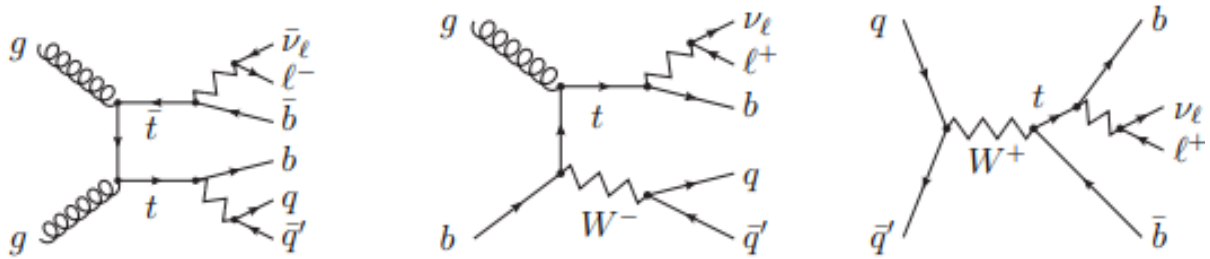


Abbildung 9: Top-Quark Untergrundprozesse [9]

Ein anderes Untergrundereignis ist der W+jets Prozess (Abbildung 10; 1. Diagramm), bei diesem zerfällt ein W-Boson in ein Neutrino und ein Lepton, zudem zerfällt ein Gluon in zwei leichte Quarks, die dann in zwei Jets zerfallen. Wenn der Detektor fälschlicherweise einen der beiden Jets, die von den leichten Quarks stammen, als Jet, der von einem Bottom-Quark stammt, einordnet, hat der W+jets Kanal die gleiche Signatur wie der Single Top-Quark t-channel, wird also als Untergrundereignis gezählt. Man erkennt also schon bereits, dass es sehr viele Untergrundprozesse gibt, mit denen man sich auseinandersetzen muss, um die Messung durchführen zu können, zudem folgen auch noch weitere Untergrundprozesse [18].

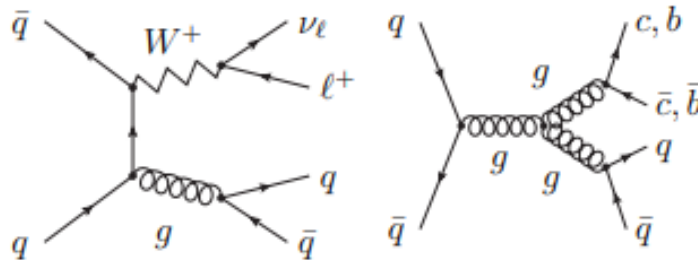


Abbildung 10: W+jets und Multijet Untergrundprozess [10]

Außerdem kann der sogenannte Multijet Prozess (Abbildung 10; 2. Diagramm) ein Untergrundereignis sein, denn wenn einer der Jets fälschlicherweise als Lepton eingeordnet wird, kann die Signatur des Multijet Kanals genau, wie die des Single Top-Quark t-channel aussehen. Man hätte ein Lepton, ein Jet von einem leichten Quark und einen schweren Jet von einem Bottom-Quark. Da ein Neutrino als fehlender transversaler Impuls aufgezeichnet wird, da dieses nicht mit dem Detektor wechselwirkt, kann es auch passieren, dass der Detektor durch Ungenauigkeiten einen solchen aufzeichnet und man darauf schließen kann, dass es ein Neutrino gab, obwohl keines in der Kollision vorkam. Wie genau Neutrinos vom Detektor gemessen werden, wird in Abschnitt 5.4 genau erläutert. So hat man dann die Signatur des Single Top-Quark t-channel und der Multijet Prozess wird ebenfalls als Untergrund gezählt. Der Z+jets Untergrundprozess (Abbildung 11; 1. Diagramm) ist dem W+jets (Abbildung 10; 1. Diagramm) Prozess sehr ähnlich, der einzige Unterschied hier ist, dass das Z-Boson nicht in ein Lepton und ein Neutrino zerfällt, sondern in zwei Leptonen. Wird nun eines dieser Leptonen vom ATLAS-Detektor nicht erkannt hat man wieder die Signatur vom Single Top-Quark t-channel, denn es gibt zwei Jets, die von Quarks stammen und es ist wie immer möglich, dass einer dieser Jets fälschlicherweise als ein Jet von einem Bottom-Quark erkannt wird. Zudem ist dadurch, dass das Lepton nicht erkannt wurde ein fehlender transversaler Impuls im Detektor zu erkennen, so also ob ein Neutrino entstanden wäre. Ein weiterer Prozess hat also die Signatur des Signal Ereignis und der Z+jets Kanal ist somit ein Untergrundereignis.

Der letzte Untergrundprozess ist der Diboson Prozess, bei dem immer zwei Bosonen zerfallen. Die ersten beiden aufgelisteten Prozesse dieses Diboson Prozesses (Abbildung 11; 2.-3. Diagramm) haben genau die gleiche Signatur wie unser Signalereignis. Ein Neutrino und ein Lepton vom W-Boson liegen vor und es gibt bei beiden Prozessen genau zwei Jets, die im ersten Fall (Abbildung 11; 2. Diagramm) von einem leichten Quark und einem Bottom-Quark stammen. Im zweiten Fall (Abbildung 11; 3. Diagramm) können beide Jets jeweils von einem leichten oder einem schweren Quark stammen, mit etwas Zufall kommt es hier also auch zu der Signatur des Signalereignis. Im letzten Prozess (Abbildung 11; 4. Diagramm) sieht man eine ähnliche Signatur, wie beim Z+jets Prozess. Wenn eines der beiden Leptonen nicht erkannt wird, gibt es einen fehlenden transversalen Impuls und mit etwas Zufall stammt einer der beiden Jets von einem leichten Quark und der andere von dem schweren Bottom-Quark. So hat man also wieder die Signatur des Single Top-Quark t-channel und damit ist der Diboson Prozess auch ein Untergrundprozess [19][20].

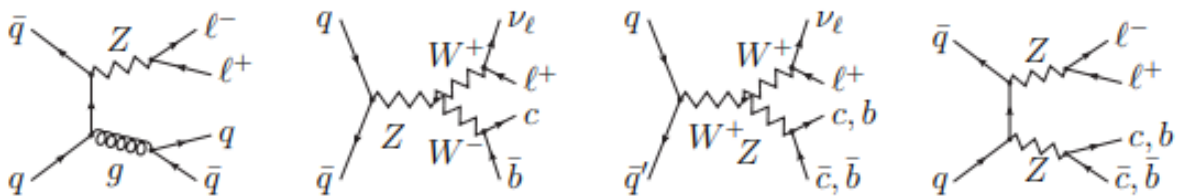


Abbildung 11: Z+jets und Diboson Untergrundprozess [11]

Die Untersuchungen haben ergeben, dass der W+jets Prozess (Abbildung 10; 1. Diagramm) der größte Untergrund in dieser Analyse war, der nächst größere war die Produktion von Top-Quark-Paaren (Abbildung 9; 1. Diagramm). Danach folgt der Z+jets Prozess (Abbildung 11; 1. Diagramm). Die anderen Produktionskanäle in der Single Top-Quark Produktion (Wt- und s-channel [Abbildung 9; 2.-3. Diagramm]) machen einen vergleichsweise kleinen Untergrund aus, müssen aber dennoch berücksichtigt werden. Der Diboson Prozess (Abbildung 11; 2.-4. Diagramm) macht den kleinsten Untergrund aus und ist in der Auswertung kaum zu sehen, dennoch wird dieser berücksichtigt. Der Multijet Prozess (Abbildung 10; 2. Diagramm) konnte in der dieser Arbeit vorangegangenen Facharbeit aufgrund des begrenzten

Datensets nicht modelliert und somit auch nicht berücksichtigt werden. Durch neue Verfahren konnte im Rahmen der hier vorliegenden Arbeit nun auch dieser Untergrund modelliert werden und zwar mit einer recht großen Präzision, dafür, dass vergleichsweise wenig Daten zur Verfügung stehen. In einem der späteren Abschnitte wird genau erläutert, wie der Multi-jet Untergrund bzw. QCD-Untergrund, wie er auch genannt wird, modelliert werden konnte.

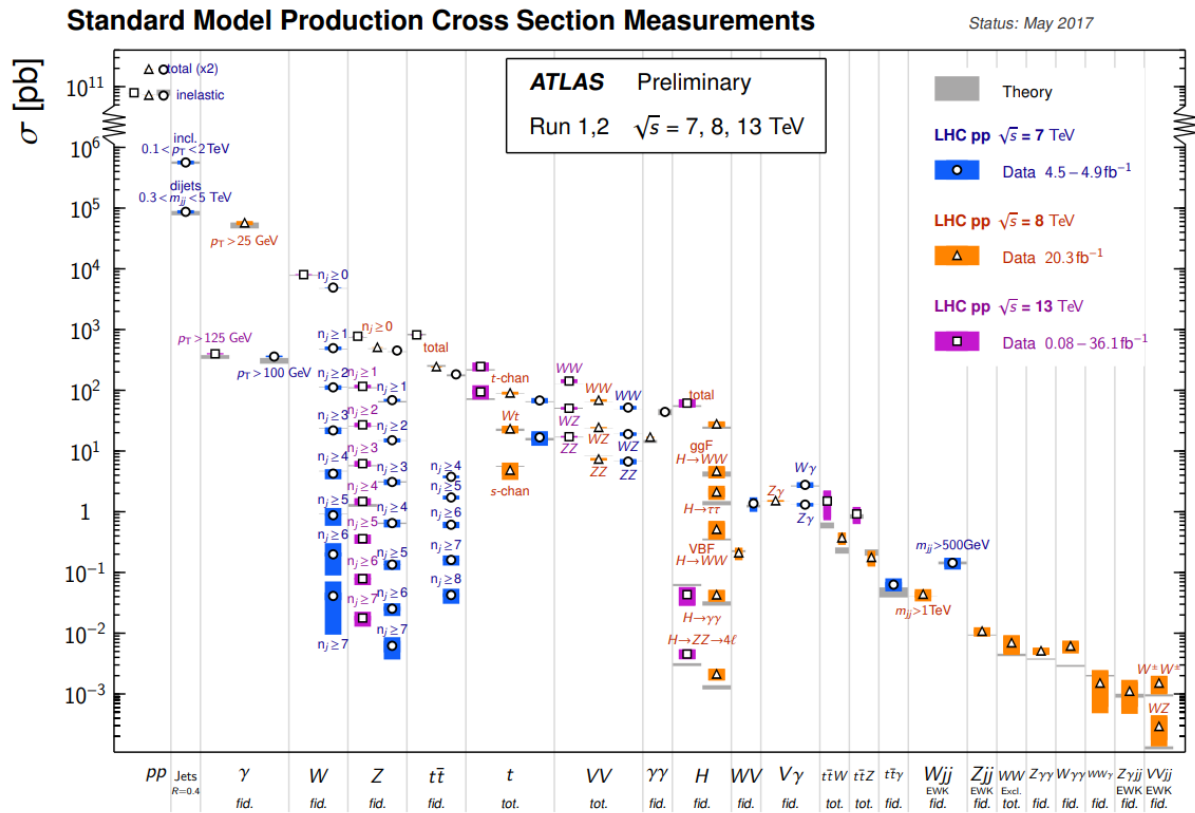


Abbildung 12: Eine Übersicht über die Wirkungsquerschnitte verschiedener Standardmodell-Prozesse am LHC [12]

In der Abbildung sind die Wirkungsquerschnitte der am LHC auftretenden Prozesse aufgelistet und absteigend nach der Größe des Wirkungsquerschnitts geordnet. Die verschiedenen Farben repräsentieren verschiedene Kollisionsenergien. Man erkennt, dass zum Beispiel die Top-Quark-Paar Produktion im Vergleich zur Single Top-Quark Produktion einen viel größeren Wirkungsquerschnitt hat. Wichtig ist außerdem zu beachten, dass die y-Achse logarithmisch skaliert ist, was nur noch besser deutlich macht, wie groß die Unterschiede zwischen den einzelnen Wirkungsquerschnitten der Prozesse sind. Anhand dieser Abbildung kann man einen elementaren Punkt in der Untersuchung der Daten von teilchenphysikalischen Großexperimenten erkennen. Um präzise Untersuchungen verschiedener physikalischer Aspekte machen zu können, muss man die eben angesprochenen Untergrundprozesse so gut wie möglich unterdrücken, um eine präzise Messung möglich zu machen. In dieser Analyse ist ein wichtiger Schritt, um die Untergrundereignisse von den Signalereignissen zu trennen, ein multivariates Analyseverfahren, ein Neuronales Netzwerk; die Funktion und der Einsatz des Neuronalen Netzwerkes werden in einem späteren Abschnitt noch präzise erläutert. Anhand der Abbildung ist jedoch schon jetzt zu erkennen, wie wichtig dieser Schritt ist, denn die Wirkungsquerschnitte der Untergrundprozesse sind so groß, dass wenn man diese nicht unterdrücken würde, so wenige Signalereignisse im Vergleich zu Untergrundereignissen zu finden wären, dass man keine Messung durchführen könnte. Auch bei der Entdeckung der Single Top-Quark Produktion wurden solche multivariate Analysemethoden eingesetzt, um die Signalereignisse von den Untergrundereignissen trennen zu können, um schließlich den Prozess der Single Top-Quark Produktion untersuchen zu können.

3 Experimenteller Aufbau

Um den Aufbau der Materie auf der aller kleinsten Ebene zu studieren, muss man heutzutage gigantische experimentelle Aufbauten organisieren. Diese Experimente sind häufig so kostspielig, kompliziert und aufwändig herzustellen, dass kein Laboratorium die Umsetzung eines solchen Experiments allein durchführen könnte. Heutzutage werden dafür gigantische Kollaborationen zwischen Laboratorien, Universitäten und Instituten gebildet. Zum Beispiel sind am ATLAS-Experiment insgesamt fast 5 000 Wissenschaftler von 181 Instituten aus 41 verschiedenen Ländern beteiligt. Am CERN sind insgesamt 23 Länder als Mitgliedsstaaten beteiligt und fast 50 weiteren Ländern als Nicht-Mitgliedsländer am CERN wissenschaftlich beteiligt. Diese Großexperimente erfordern also eine enorme Finanzierung und Infrastruktur und wären ohne die internationale Zusammenarbeit überhaupt nicht umsetzbar; ein wunderbares Beispiel, wie internationale Zusammenarbeit in der Wissenschaft den Erkenntnisgewinn vorantreiben kann.

Auf den experimentellen Aufbau, der diesen Untersuchungen zu Grunde liegt, wird in diesem Abschnitt eingegangen. Insbesondere wird auf den Large Hadron Collider, über das dort ansässige ATLAS-Experiment und das wissenschaftliche Rechenzentrum Pleiades in Wuppertal eingegangen werden. Die Aufbauten reichen dabei von der Infrastruktur, die nötig ist, um entweder die Daten zu nehmen, über die, die Daten zu generieren oder auszuwerten. Der Aufbau unterscheidet sich von einem einfachen experimentellen Aufbau, der auf einem Labortisch gemacht werden würde. Man kann nicht auf alle Einzelheiten eingehen, doch es soll ein Verständnis für die Funktion der Beschleuniger etc. und dafür, was für eine enorme Infrastruktur und wissenschaftliche Arbeit hinter den hier untersuchten Daten steht, aufgebaut werden. Um diese Daten zu gewinnen wurden Milliarden von Euro und viel Arbeit von Wissenschaftlern investiert, um überhaupt die Möglichkeit zu haben solch kleine Effekte untersuchen zu können.

Im folgenden Abschnitt wird zunächst über den Large Hadron Collider, der die Infrastruktur für den Detektor zur Verfügung stellt, informiert, anschließend über das ATLAS-Experiment, welches die hier untersuchten Daten aufgenommen hat, und über das wissenschaftliche Rechenzentrum Pleiades, mit dessen Hilfe die Daten ausgewertet werden konnten.

3.1 Large Hadron Collider

Um das Top-Quark untersuchen zu können, benötigt man gigantische Teilchenbeschleuniger, denn aufgrund ihrer enorm hohen Masse und enorm kurzer Lebensdauer, kommen Top-Quarks nicht frei in der Natur vor. Lediglich wenige Bruchteile von Sekunden nach dem Urknall, war die Energiedichte des Universums hoch genug, dass Quarks, auch das Top-Quark, frei im Universum vorkommen können. Um heute diese Elementarteilchen zu erzeugen, um sie und ihre Eigenschaften untersuchen zu können, benötigt man Teilchenbeschleuniger, die Teilchen auf nahezu Lichtgeschwindigkeit beschleunigen, um solch hohe Energien in den Kollisionen zu erreichen, dass diese sehr massiven Elementarteilchen entstehen können.

Das ATLAS-Experiment, auf welches im nächsten Abschnitt noch näher eingegangen wird, befindet sich am Large Hadron Collider am CERN (Conseil européen pour la recherche nucléaire) bei Genf in der Schweiz. Der Large Hadron Collider ist aktuell weltweit der größte und leistungsstärkste Teilchenbeschleuniger, lediglich der geplante SSC (Superconducting Super Collider) hätte den LHC an Energie und Größe übertroffen, doch das Projekt wurde vom US-Senat eingestellt, da die Kosten für den geplanten Collider immer größer wurden. Der SSC hätte jedoch die Energie des LHC um ein Vielfaches übertroffen, denn der SSC hätte eine Kollisionsenergie vom 40 TeV im Gegensatz zu 13 TeV des LHC gehabt, doch aufgrund der Finanzierungsschwierigkeiten, wurde der Collider nie gebaut, was den LHC zum weltweit größten und leistungsstärksten Teilchenbeschleuniger macht[21].

Der LHC hat einen Umfang von 27 Kilometern, befindet sich 100 Meter unter der Erde und besteht aus supraleitenden Magneten und weiteren beschleunigenden Elementen, um die Teilchen auf die angepeilte Energie zu bringen. Weitere Fakten, wie die Anzahl der Magneten oder der Temperaturen, bei denen die supraleitenden Magneten arbeiten sind in der folgenden Abbildung zu sehen.

Quantität	Anzahl/Wert
Umfang	26 659 m
Dipol Operationstemperatur	1.9 K (-271.3°C)
Anzahl an Magneten	9 593
Anzahl an Haupt-Dipol-Magneten	1 232
Anzahl an Haupt-Quadropol-Magneten	392
Anzahl an RF Cavitäten	8 pro Strahl
Nominale Energie, Protonen	6.5 TeV
Nominale Energie, Protonen-Kollisionen	13 TeV
Anzahl an Bunches pro Proton-Strahl	2 808
Anzahl an Protonen pro Bunch	$1.15 \cdot 10^{11}$
Anzahl an Umrundungen pro Sekunde	11 245
Anzahl an Kollisionen pro Sekunde	1 Billionen

Abbildung 13: Fakten zum Large Hadron Collider [13]

Die ersten Gedanken um einen neuen Großbeschleuniger machten sich Wissenschaftler in den 1980er Jahren. Das war bereits bevor der Beschleuniger, der ursprünglich im LHC Tunnel untergebracht war in Betrieb war, dieser Beschleuniger war LEP (Large Electron-Positron Collider). Der LHC wurde nachdem LEP außer Betrieb genommen wurde in demselben Tunnel untergebracht. Im Dezember 1994 stimmte man dann am CERN ab, dass der LHC gebaut werden sollte und im Oktober 1995 wurde dann der erste technische Design Report veröffentlicht. Zusätzlich wurden ab diesem Zeitpunkt die vier großen LHC-Experimente ATLAS, CMS, ALICE und LHCb geplant und gebaut. Neben den vier großen Detektoren gibt es noch zahllose weitere kleine Experimente, die nicht aus solch großen Kollaborationen von tausenden Wissenschaftlern bestehen, sondern häufig aus maximal 100 Wissenschaftlern[22]. Auch die Kosten des LHC und der dort installierten Experimente haben alles überstiegen, was sich jemals ein einzelnes Institut leisten könnte, dementsprechend war auch hier der Schlüssel, zur erfolgreichen Forschung auf dem Gebiet der Teilchenphysik, die internationale Zusammenarbeit der verschiedensten Institute. In der folgenden Abbildung sind die Kosten des Large Hadron Colliders aufgeführt.

	Kosten
LHC-Maschine und -Bereiche*	3 500 000 000 €
CERN-Anteil an Detektoren und Detektorbereichen**	455 000 000 €
LHC-Computing (CERN-Anteil)	77 000 000 €
Total	4 032 000 000 €

*Dazu gehören: Maschinen F&E und Injektoren, Tests und Vorbetrieb.

**Enthält Infrastrukturkosten (wie Kavernen und Einrichtungen). Die Gesamtkosten aller LHC-Detektoren beträgt etwa 1 400 000 000 €

Abbildung 14: Kosten des Large Hadron Colliders, der Detektoren und der Computing-Infrastruktur [14]

Die Geldmittel, die durch die einzelnen Kollaborationen der Experimente aufgebracht wurden, sind hier nicht aufgeführt, lediglich die unmittelbaren Kosten, die vom CERN getragen wurden, sind in dieser Tabelle aufgeführt. Doch trotz dieser hohen Kosten hat sich der Bau des LHC gelohnt, denn es konnten sehr viele Aspekte der Teilchenphysik enorm präzise untersucht werden und außerdem konnte das Higgs Boson entdeckt werden. Zudem darf man nicht vernachlässigen, wie viele kommerzielle Technologien durch Entwicklungen am CERN entstanden sind, darunter sind unter anderem der Touchscreen und das World-Wide-Web, um nur zwei davon zu nennen.

Der Energieverbrauch vom CERN beträgt im Jahr in etwa 1.3 TWh, im Vergleich dazu verbraucht das ganze Kanton Genf in etwa 3 TWh, auch hier sind also hohe Kosten zu tragen.

Grundlegend ist der LHC Teil eines sehr komplexen Beschleunigerkomplexes am CERN, denn bevor die Energien im LHC erreicht werden können, werden viele einzelne Vorbeschleuniger benötigt, die immer für ganz bestimmte Beschleunigungsenergien ausgelegt sind, um nach und nach die Energie der zu beschleunigenden Teilchen zu steigern, um sie anschließend in den letzten Beschleuniger den LHC einzuspeisen, der die Teilchen auf ihre Endenergie bringt. Jeder Vorbeschleuniger beschleunigt einen Partikelstrahl also auf eine bestimmte Energie, für die er ausgelegt ist, bevor der Strahl in den nächsten Vorbeschleuniger in der Kette eingespeist wird. Der nächste Beschleuniger bringt den Strahl auf eine noch höhere Energie und so weiter. Der LHC ist das letzte Element in der komplexen Kette, im LHC werden dann die höchsten Energien erreicht. Im LHC befinden sich immer zwei gegenläufige Teilchenstrahlen, die auf nahezu Lichtgeschwindigkeit (99,99999991 Prozent der Lichtgeschwindigkeit) beschleunigt werden und an den vier Kollisionspunkten, wo sich die großen Detektoren ATLAS, CMS, ALICE und LHCb befinden, zur Kollision gebracht, um die dabei entstehenden Teilchen zu untersuchen. Die Teilchenstrahlen befinden sich im LHC in zwei verschiedenen "Beam Pipes", diese Beam Pipes stehen unter einem ultrahohen Vakuum. Das Vakuum ist das beste, das je erreicht wurde, es liegt bei 10^{-13} Atmosphären. Mit diesem geringen Druck sollen zufällige Zusammenstöße der Protonen mit Luftmolekülen verhindert werden. Auf die Kreisbahnen werden die Teilchen von supraleitenden Dipol-Magneten gebracht, insgesamt 1.232 Dipol-Magnete gibt es, wie der Abbildung über die LHC Fakten zu entnehmen ist. Der LHC hat vor allem einen so hohen Radius, da um so größer der Radius des Beschleunigers ist, die benötigte Energie um so geringer wird, um die Teilchenstrahlen auf eine Kreisbahn zu bewegen. Die Dipol-Magnete arbeiten mit einem Magnetfeld der Stärke 8.36 Tesla, das ist das stärkste Magnetfeld, das auf der gesamten Welt in irgendeiner Art im Einsatz ist, das Erdmagnetfeld hingegen ist um viele Größenordnungen schwächer als das Magnetfeld der LHC-Dipol-Magneten. Gekühlt werden die Dipol-Magneten durch flüssiges Helium auf eine Betriebstemperatur von 1.9 Kelvin. Zusätzlich zu den Dipol-Magneten, die den Teilchenstrahl auf eine Kreisbahn bewegen, gibt es noch insgesamt 392 Quadropol-Magnete, die den Teilchenstrahl fokussieren, damit bei den Kollisionen möglichst viele Teilchen aus den zwei gegenläufigen Strahlen kollidieren. Würden die Teilchen in dem Strahl über eine große Fläche verteilt sein, dann wäre die Wahrscheinlichkeit, dass besonders viele Teilchen des Strahls zur Kollision gebracht werden, gering, komprimiert/fokussiert man den Strahl hingegen, ist es viel wahrscheinlicher, dass besonders viele Teilchen zur Kollision gebracht werden. Es gibt außerdem eine Reihe an Spezialmagneten mit speziellen Anzahlen an Polen, diese Magnete haben alle ganz spezielle Funktionen für den Beschleuniger, auf die hier nicht weiter eingegangen wird[23].

Besonders wichtig neben den vielen verschiedenen Magneten sind die RF Cavitäten, diese nennt man auch Hohlraumresonatoren. Die Beschleunigung des Teilchenstrahls geschieht in diesen Hohlraumresonatoren, in den Hohlraumresonatoren werden die Teilchenstrahlen entweder auf die Zielenergie beschleunigt oder es werden Energieverluste, die beim Umkreisen des Beschleunigers entstehen können, ausgeglichen, damit ein injizierter und beschleunig-

ter Teilchenstrahl für bis zu 10 Stunden mit der Zielenergie von 13 TeV im LHC kreisen kann. Die Hohlraumresonatoren beschleunigen den Teilchenstrahl, in dem in den Hohlräumen des Resonators eine stehende elektromagnetische Welle in Resonanz versetzt wird. Die Beschleunigung von geladenen Teilchen in stehenden elektromagnetischen Mikrowellen nutzt das Prinzip der Resonanzhöhung von elektromagnetischen Wellen in speziell dafür abgestimmten Kavitäten. Wenn die Resonanzfrequenz der Kavität exakt mit der anzuregenden Frequenz übereinstimmt, entsteht durch Resonanzhöhung eine weit höhere elektrische Feldstärke als die anregende Strahlung der elektromagnetischen Mikrowellen allein besitzen. Durch diese Potentialdifferenz erfährt der einkommende Teilchenstrahl eine Beschleunigung innerhalb der stehenden elektromagnetischen Welle. Die Hohlraumresonatoren arbeiten mit einer Feldstärke von fünf Megavolt pro Meter bei einer Frequenz von 400 MHz [24]. Eine Übersicht über den Beschleuniger Komplex am CERN ist in der nächsten Abbildung zu sehen, es wird klar, wie viele Vorbeschleuniger den LHC speisen, damit die angepeilte Energie erreicht werden kann. Dabei werden sowohl ringförmige Beschleuniger, wie der LHC eingesetzt, als auch Linear-Beschleuniger, wie LINAC4. Ein weiterer Vorteil der stufenweisen Beschleunigung ist, dass Teilchenstrahlen von geringerer Energie an jeder Stelle für andere Experimente abgezweigt werden können.

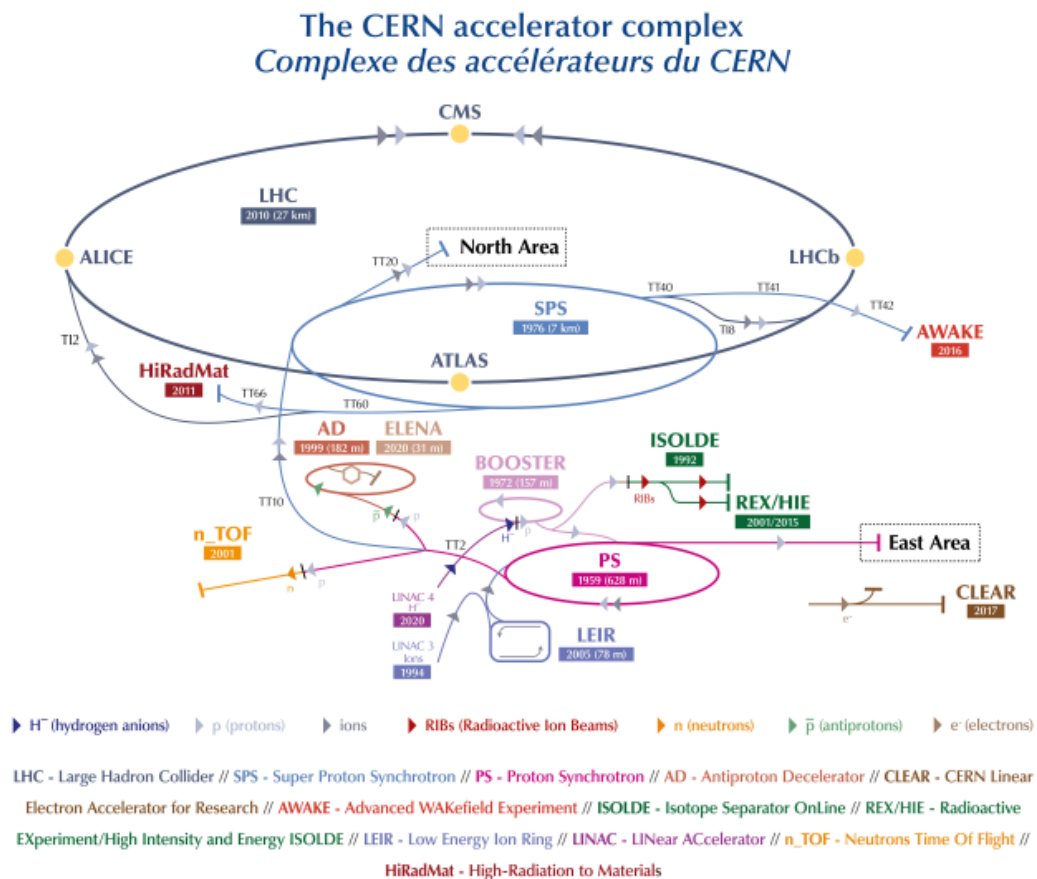


Abbildung 15: Übersicht über den Beschleuniger Komplex am CERN [15]

Der LHC kann sowohl Protonen als auch Bleikerne beschleunigen; die Protonen Strahlen werden für die Teilchenexperimente an den meisten großen Detektoren, wie ATLAS, CMS und LHCb genutzt. Die Strahlen aus Bleikernen werden vor allem von ALICE (A Large Ion Collider) genutzt, um das sogenannte Quark-Gluonen-Plasma, welches wenige Bruchteile von Sekunden nach dem Urknall das gesamte Universum ausgefüllt hat und in dem

sich Elementarteilchen, wie Quarks und Bosonen frei bewegen konnten. Auch die anderen Detektoren untersuchen die Bleikern-Kollisionen sind jedoch primär dafür ausgelegt die Protonen-Kollisionen zu untersuchen. Doch in dem einem Monat im Jahr, in dem im LHC statt Protonen Bleikerne beschleunigt werden, nutzen natürlich auch die anderen Detektoren die Zeit, um Daten zu nehmen, so haben zum Beispiel ATLAS und CMS nach Top-Quark Events in den Bleikernkollisionen gesucht und auch statistisch signifikant nachweisen können. Die einzelnen Protonenstrahlen enthalten sogenannte Bunches an Protonen, also Pakete an Protonen, denn es ist nahezu unmöglich zwei einzelne Protonen zur Kollision zu bringen, stattdessen werde Pakete aus $1,14 \cdot 10^{11}$ Protonen zur Kollision gebracht, da so auf jeden Fall viele Protonen zur Kollision gebracht werden. Jeder dieser Protonenstrahlen besteht aus 2808 Bunches, dadurch kommt es zu ca. 1 Billionen Kollisionen in der Sekunde im LHC; die Strahlen haben eine sehr geringe Umlaufzeit aufgrund der enormen Geschwindigkeit, sie umrunden den LHC in einer Sekunde 11 245 mal.

Die Protonenquelle ist eine einfache Flasche Wasserstoff. Es wird ein elektrisches Feld genutzt, um die Elektronen aus den Atomen zu schlagen und so Protonen zu erhalten.

Der erste Beschleuniger in der Kette ist Linac4, ein Linearbeschleuniger, der den Teilchenstrahl auf einer Energie von 50 MeV bringt. Der Strahl wird dann in den nächsten Beschleuniger, PSB (Proton Synchrotron Booster) injiziert, der PSB beschleunigt den Strahl dann auf 1.4 GeV. Es folgt der PS (Proton Synchrotron), welcher den Strahl auf 25 GeV beschleunigt. Der letzte Beschleuniger, der vor dem LHC kommt, ist der SPS (Super Proton Synchrotron), welcher die Teilchen auf 450 GeV beschleunigt und den Strahl anschließend in den LHC injiziert, welcher den Strahl auf 6.5 TeV beschleunigt und die beiden gegenläufigen Strahlen zur Kollision bringt, was in einer Kollisionsenergie von 13 TeV resultiert. Die Vorbeschleuniger waren zu ihrer Bauzeit immer die leistungsstärksten am CERN, sie wurden später als Vorbeschleuniger für den jeweils größeren Beschleuniger genutzt, um die bestehende Infrastruktur zu nutzen und außerdem eine sehr effektive Beschleunigungsstruktur aufzubauen. Dieses Prinzip wurde auch von anderen Laboratorien adaptiert, wie zum Beispiel dem Fermilab in den USA.

Die Bleikernquelle hingegen ist eine andere. Blei wird zum Vaporisieren gebracht und anschließend in Linac3, einen Linearbeschleuniger injiziert, der diesen Strahl beschleunigt und in den LEIR (Low Energy Ion Ring) injiziert, ab diesem Punkt folgen die Teilchen demselben Weg wie die Protonen, bis sie in den LHC injiziert werden. Weitere Teile des Beschleuniger Komplexes sind der AD (Antiproton Decelerator), ISOLDE (Isotope Separator On Line Device), die Compact Linear Collider Test Fläche und nTOF (neutron time-of-flight facility). Es ist also deutlich, dass der LHC Beschleuniger Komplex nicht nur den LHC versorgt, sondern auch viele andere wichtige Experimente aus dem Gebiet der Kern- und Teilchenphysik.

Abschließend wird auf den zweiten wichtigen Parameter eines Teilchenbeschleunigers eingegangen, die Luminosität. Der erste wichtige Parameter, die Kollisionsenergie, wurde bereits angesprochen. Die Luminosität gibt an, wie viele Teilchen pro Fläche und pro Zeit zur Kollision gebracht werden. Das Ziel ist es also, eine so hohe Luminosität wie möglich zu erreichen, da es bedeutet, sehr viele Kollisionen und damit viele Daten zu haben. Die integrierte Luminosität \mathcal{L}_{int} gibt dann folglich die Anzahl der geschehenen Teilchenkollisionen an. Mit der integrierten Luminosität \mathcal{L}_{int} kann man dann über folgende Beziehung auch die vorhergesagte Anzahl \dot{N} an bestimmten Events berechnen, zum Beispiel ein Event des Single Top-Quark t-channel.

$$\dot{N} = \epsilon \cdot \sigma \cdot \mathcal{L}_{int}$$

Hierbei ist \dot{N} die Anzahl der Events, ϵ die Effizienz, mit der der Detektor alle Events mit den entsprechenden Kriterien detektiert und σ ist der Wirkungsquerschnitt des entsprechenden Prozesses, zum Beispiel der Single Top-Quark t-channel.

Um diese Berechnungen anstellen zu können, muss man natürlich zunächst eine Beziehung für die Luminosität haben, damit man in einem ersten Schritt diese und anschließend die vorhergesagte Anzahl der gewünschten Events berechnen kann. Die Luminosität eines Teilchenbeschleunigers kann dabei vereinfacht wie folgt berechnet werden:

$$\mathcal{L} = f \cdot \frac{N_A \cdot N_B}{4\pi \cdot \sigma_x \cdot \sigma_y}$$

Vereinfacht kann die Luminosität \mathcal{L} also über diese Beziehung berechnet werden, hierbei ist f die Kollisionsfrequenz der Teilchenstrahlen, N_A die Anzahl der Teilchen im Bunch des Teilchenstrahls A und N_B die Anzahl der Teilchen im Bunch des Teilchenstrahls B und σ_x und σ_y bezeichnen die transversale Größe der beiden Strahlen, wenn sie ein Gauß'sches Profil am Kollisionspunkt aufzeigen. Dies ist jedoch eine vereinfachte Beziehung, um die Luminosität eines Teilchenbeschleunigers zu berechnen, denn diese Beziehung geht von idealen Bedingungen aus. Für eine realistischere Einschätzung der Luminosität muss man auch beachten, dass die beiden zunächst geegeneinanderlaufenden Strahlen, wenn sie zur Kollision gebracht werden, nicht unbedingt genau frontal aufeinander treffen, denn es kann auch sein, dass die beiden Strahlen in einem gewissen, kleinen, Winkel aufeinandertreffen können. Eine realistischere Einschätzung der Luminosität kann über folgende Beziehung getroffen werden:

$$\mathcal{L} = f \cdot N_{bunch} \cdot \frac{\gamma \cdot N_A \cdot N_B}{4\pi \cdot \epsilon_n \cdot \beta^* \cdot F} \text{ mit } F = \left(1 + \left(\frac{\theta_c \sigma_z}{2\sigma^*}\right)^2\right)^{-1/2}$$

Wenn man also realistischer mit Korrekturen die Luminosität definieren möchte, nutzt man die zweite Gleichung, wobei N_{bunch} die Anzahl der Bunches pro Strahl ist, ϵ_n die normalisierte transversale Strahlaustrahlung, eine Angabe der Fläche im Phasenraum verbunden mit einem der beiden Freiheitsgrade der Strahlen, β^* und γ geben die Amplitudenfunktion am Interaktionspunkt und den Lorentz Faktor an. Schlussendlich gibt der geometrische Reduktionsfaktor F einen Wert an, für den bereits angesprochenen Fall, dass die Strahlen nicht genau frontal, sondern in einem Winkel aufeinandertreffen (angenommen die Beams sind rund). Wobei θ_c der "crossing angle", σ_z das RMS der Länge der Protonebunches und σ^* das RMS der transversalen Strahlgröße ist. Als der LHC entworfen wurde, musste man alle diese Aspekte beachten, um eine möglichst hohe Luminosität erreichen zu können. Im letzten Durchlauf des LHC (Run 2) hatte der LHC eine Luminosität von $1.5 \cdot 10^{34} \text{cm}^2 \text{s}^{-1}$ dieses Ziel wird auch für den nächsten Run (Run 3) angepeilt. In der Zukunft soll der LHC dann in Run 4 sogar 5 bis $7 \cdot 10^{34} \text{cm}^2 \text{s}^{-1}$ erreichen und in Run 5 (der letzten geplanten Phase) sollen sogar mindestens eine Luminosität von $7 \cdot 10^{34} \text{cm}^2 \text{s}^{-1}$ erreicht werden [25].

Ein letzter wichtiger Aspekt, der bei der Planung des LHC beachtet werden musste, ist der Energieverlust pro Teilchen und pro Umrundung. Dieser Energieverlust ist der größte Faktor, der die Kollisionsenergie eines (Elektronen-) Teilchenbeschleunigers limitiert. Wenn ein geladenes Teilchen mit hoher Energie auf eine Kreisbahn gezwungen wird, verliert es Energie durch die sogenannte Synchrotron-Strahlung. Der Energie-Verlust ΔE kann wie folgt berechnet werden:

$$\Delta E = \frac{e^2 \cdot \gamma^4}{3\epsilon_0 \cdot r_0} \text{ mit } \gamma = \frac{E}{E_0} = \frac{m \cdot c^2}{m_0 \cdot c^2}$$

Dabei ist r_0 der Radius des Beschleunigers; γ ist definiert als das Verhältnis von Energie zu Ruheenergie. An der Gleichung erkennt man schnell, dass umso größer der Radius des Beschleunigers ist, desto kleiner ist der Energieverlust durch Synchrotron-Strahlung. Außerdem ist der Energieverlust durch Protonen viel kleiner als durch Elektronen, weshalb im LHC Protonen beschleunigt werden, da die Synchrotronstrahlung vernachlässigbar ist. Eine Beispielrechnung und nähere Beschreibung der Synchrotronstrahlung sind im Anhang A zu finden. All diese Faktoren, um den LHC effektiv, zu gestalten mussten bei der Planung beachtet werden. Damit wurden nun alle wichtigen Aspekte des LHCs beschrieben und im nächsten Abschnitt wird näheres zum ATLAS-Detektor erläutert.

3.2 ATLAS-Experiment

Um die verschiedensten Teilchen, die durch die Protonenkollisionen im LHC erzeugt werden, untersuchen zu können, benötigt man Detektoren, die diese Teilchen und deren Zerfallsprodukte mit enormer Präzision messen können. Am LHC gibt es insgesamt vier große Detektoren und eine Vielzahl kleinerer Experimente. Die vier großen Experimente heißen ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS), CMS (Compact-Muon-Solenoid), ALICE (A Large Ion Collider Experiment) und LHCb (Large Hadron Collider beauty). Dabei sind ALICE und LHCb auf bestimmte Untersuchungen spezialisiert und ATLAS sowie CMS sind sogenannte Multipurpose-Detektoren und können mit ihren einzelnen Subdetektoren eine Vielzahl an Teilchen und Prozessen sehr präzise untersuchen. CMS ist von der Masse her der “größte“ Teilchendetektor der Welt und ATLAS ist vom Volumen her der größte Teilchendetektor der Welt. Die Daten, die dieser Analyse zugrunde liegen, stammen vom ATLAS-Experiment, dementsprechend wird im folgenden Abschnitt der ATLAS-Detektor genauer erläutert. In der folgenden Abbildung ist ein schematischer Schnitt von ATLAS zu sehen; man kann sehr gut erkennen, dass er aus einzelnen Schichten/Subdetektoren aufgebaut ist.

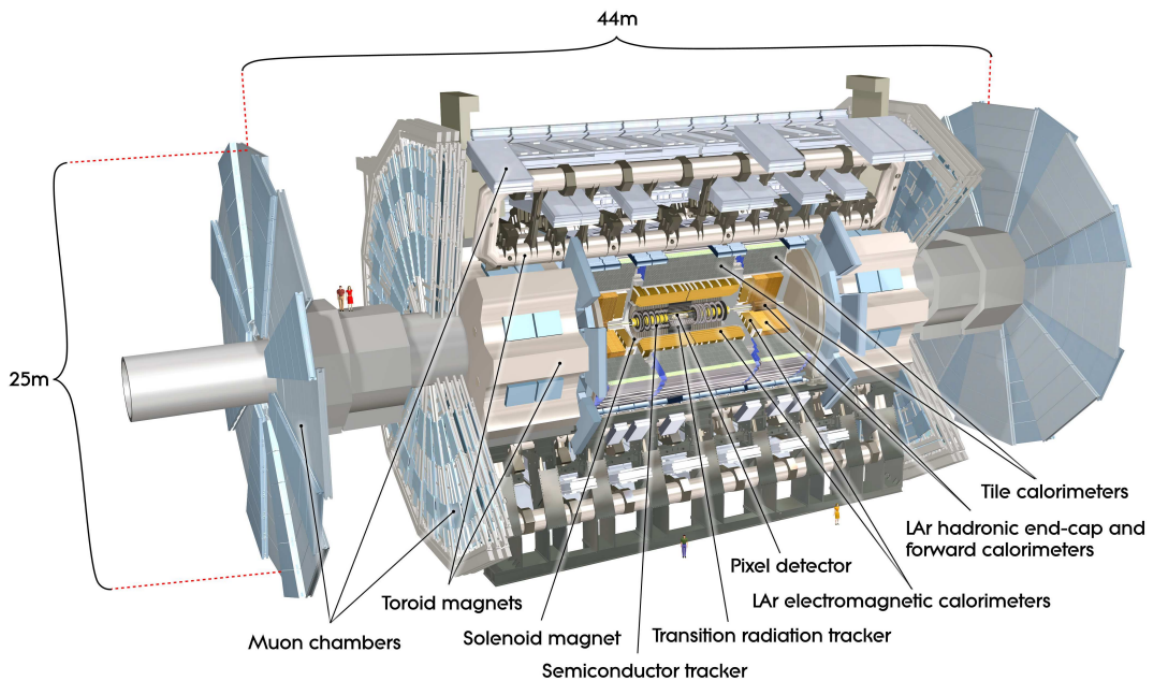


Abbildung 16: Der ATLAS-Detektor mit aufgeschnittener Seite, um den Aufbau aus verschiedenen Schichten zu verdeutlichen [16]

Der ATLAS-Detektor befindet sich in einer Halle ca. 80m unter dem Erdboden, ATLAS selbst ist 46m lang, hat einen Durchmesser von 25m und wiegt über 7.000t. Wie man an der Abbildung gut erkennen kann, ist ATLAS zylindrisch um den Interaktionspunkt aufgebaut. Zudem besteht er aus verschiedenen Schichten an Subdetektoren. Alle diese Subdetektoren bestehen aus einem Teil, der im zentralen “Barrel“ in unterschiedlichen Radien von der “Beam Pipe“ sitzt; in der Beam Pipe kreisen die beschleunigten Protonen. Zusätzlich hat jeder dieser Subdetektoren einen Teil in den zwei “End Caps“ die orthogonal zur Strahlachse angeordnet sind, so können Teilchen in alle Richtungen detektiert werden.

Am nächsten zum Interaktionspunkt sitzt der sogenannte Inner Detector, der aus dem Pixel Detector, der zu großen Teilen von der Bergischen Universität Wuppertal entwickelt und gebaut wurde, dem Semiconductor Tracker und dem Transition Radiation Tracker. Der Inner Detector befindet sich in einem magnetischen Feld, welches durch einen Solenoid Magneten

im ATLAS-Detektor erzeugt wird. Die Hauptfunktion des Inner Detector ist es, die Position von geladenen Teilchen, die in der Protonenkollision entstanden sind, zu tracken. Die nächsten "Schichten" im ATLAS-Detektor sind die beiden Kalorimeter, dabei wird zwischen dem elektromagnetischen Kalorimeter und dem danach folgenden hadronischen Kalorimeter unterschieden. Die Kalorimeter sind dafür zuständig, die Energie und die Richtung von Elektronen, Positronen, Photonen und Jets zu messen, um diese unterscheiden zu können. Dabei kann das elektromagnetische Kalorimeter, so wie es schon im Namen steckt, die Energie und Richtung von Elektronen, Positronen und Photonen messen und so die einzelnen Teilchen auseinanderhalten. Im hadronischen Kalorimeter hingegen wird die Energie und Richtung von Hadronen gemessen; da zum Beispiel Jets nur sehr gering mit dem elektromagnetischen Kalorimeter wechselwirken, wird ihre Energie und Richtung erst im hadronischen Kalorimeter erfasst, um auch diese Teilchen bzw. in diesem Fall Jets zu untersuchen. Ganz außen von ATLAS sitzen die Myonen Spektrometer, mit denen Myonen detektiert werden können. Um den Impuls dieser Myonen rekonstruieren zu können, erzeugen die torodialen Magneten ein starkes Magnetfeld von 2 Tesla; durch die so gekrümmte Bahn der Myonen kann der Impuls dieser ermittelt werden. Die Myonen können lediglich im Myonen Spektrometer untersucht werden, denn mit dem Rest des Detektors wechselwirken diese kaum und verlieren deshalb auch kaum an Energie, während sie den Detektor durchqueren [26]. Ein weiteres Teilchen, welches nicht stark beziehungsweise gar nicht mit dem Detektor wechselwirkt, ist das Neutrino, weshalb dieses lediglich über den fehlenden transversalen Impuls rekonstruiert werden kann. Wie genau man nun also dennoch das Neutrino untersuchen kann, wird in einem späteren Abschnitt noch genau erläutert. Interessant ist jedoch, dass 2021 die FASER Collaboration am LHC erste Neutrino Interaktionen beobachten konnte, zwar haben diese Daten bis jetzt lediglich eine statistische Signifikanz von 2.7σ (für eine Veröffentlichung, in der der Beweis einer solchen Interaktion erbracht wird, wird eine Signifikanz von 5σ benötigt) dennoch ist dies ein spannendes Ergebnis, denn es sind die ersten direkten Neutrino Interaktionen, die mit einem Detektor beobachtet wurden; diese Ergebnisse könnten ein völlig neues Feld an Detektortypen öffnen. In den nächsten Jahren wird die FASER Collaboration mehr Daten nehmen und es wird sich zeigen, ob die Ergebnisse statistisch signifikant werden, oder ob diese Beobachtungen lediglich eine Anomalie waren [27]. Auf die genaue Funktionsweise der einzelnen Subdetektoren kann hier nicht weiter eingegangen werden, um über die genaue Funktion aller Subdetektoren zu schreiben, würde vermutlich gerade einmal der gesamte Umfang dieser Arbeit ausreichen; nähere Informationen zur Funktionsweise des ATLAS-Detektors können unter [26] gefunden werden. Ein weiterer wichtiger Aspekt des ATLAS-Detektors ist das Koordinatensystem, um die Position und auch den Impuls einzelner rekonstruierter Objekte innerhalb des Detektors angeben zu können. Da die einzelnen Komponenten beziehungsweise Subdetektoren des ATLAS-Detektors radial um die Strahlachse, in der die Protonen kreisen und schließlich am IP (interaction point) innerhalb des ATLAS-Detektors zur Kollision gebracht werden, angeordnet sind, wird für den ATLAS-Detektor ein zylindrisches Koordinatensystem verwendet; ATLAS selbst ist auch zylinderförmig. Eine schematische Übersicht über das Koordinatensystem von ATLAS ist in der nächsten Abbildung zu finden. Der Ursprung des Koordinatensystems wurde an dem Punkt festgelegt, an dem die Teilchen kollidieren, also am Interaktionspunkt. Die Strahlachse, die quer durch den ATLAS-Detektor geht, in der die Protonen kreisen und dann am Interaktionspunkt zur Kollision gebracht werden, stellt in dem Koordinatensystem von ATLAS die z-Achse dar. Die x-y-Ebene liegt orthogonal zur Strahlachse und der positive Teil der x-Achse zeigt vom Ursprung des Koordinatensystems (im Interaktionspunkt) in Richtung des Mittelpunkts des Large Hadron Colliders; während der positive Teil der y-Achse vom Ursprung aus nach oben zeigt (zu sehen in der folgenden Abbildung). Um nun innerhalb des ATLAS-Detektors die genaue Position eines Teilchens oder auch Teilchenschauers angeben zu können, wird zusätzlich der Winkel ϕ benötigt, der auch Azimutalwinkel genannt wird

und in der x-y-Ebene verwendet wird. Der Azimutalwinkel ϕ ist definiert als der Winkel zwischen der x-Achse und dem Vektor des transversalen Impulses eines Teilchens oder Teilchenschauers und geht von $-\pi$ bis π ; der Vektor des transversalen Impulses setzt sich wie folgt zusammen, wobei $p_{x/y}$ jeweils die x- bzw. y-Komponente des Teilchenvektors ist:

$$\vec{p}_T = (p_x, p_y)$$

Daraus folgt, dass der transversale Impuls eines Teilchens als Betrag dieses Vektors angegeben werden kann und somit wie folgt lautet:

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

Ein weiterer Winkel wird im Koordinatensystem von ATLAS verwendet, der Polarwinkel θ . Der Polarwinkel gibt den Winkel zwischen der z-Achse und dem Vektor des untersuchten Teilchens an. Mit dem Polarwinkel kann die Energie in der transversal-Ebene (x-y-Ebene) wie folgt berechnet werden, wobei E die Energie des Teilchens und θ der Polarwinkel ist:

$$E_T = E \cdot \sin \theta = \sqrt{m^2 + p_T^2}$$

Das Ganze kann vereinfacht werden, wobei m die Masse des Teilchens und p_t der transversale Impuls des Teilchens ist. Zusätzlich kann auch mit dem Polarwinkel θ der transversale Impuls definiert werden, und zwar wie folgt:

$$p_T = \sin \theta \cdot |\vec{p}|$$

Hierbei ist θ der Polarwinkel und $|\vec{p}|$ der Betrag des Impulsvektors des untersuchten Teilchens. Letztendlich gibt es noch eine weitere Variable, die über den transversalen Impuls definiert ist, die hier in dieser Analyse unter anderem dafür verwendet wurde, das Neurale Netzwerk zu trainieren. H_T ist die Summe der Beträge aller transversalen Impulsvektoren, der Teilchen, die im Event zu finden sind, wobei i das Teilchen i ist und p_T der transversale Impulsvektor des Teilchens i ; H_T ist wie folgt definiert:

$$H_T = \sum_i |p_T^i|$$

Statt des Polarwinkels wird in Analysen normalerweise jedoch die sogenannte Rapidität verwendet, welche wie folgt definiert ist, wobei E die Energie des Teilchens und p_z die z-Komponente des Teilchenvektors ist:

$$y = \frac{1}{2} \cdot \ln \left(\frac{E+p_z}{E-p_z} \right)$$

Des Weiteren gibt es eine Vereinfachung der Rapidität, die sogenannte Pseudorapidität, die auch in dieser Analyse verwendet wurde, was ein gängiges Vorgehen ist. Die Pseudorapidität ist eine Näherung für die Rapidität und gilt jedoch lediglich für Teilchen die folgende Bedingung erfüllen: $m \ll E$. Die Energie des Teilchens muss also deutlich größer sein als dessen Masse (bzw. Ruheenergie), was bei den hochenergetischen Kollisionen im LHC gegeben ist. Die Pseudorapidität kann so wie folgt definiert werden, wobei θ der Polarwinkel ist und \vec{p} der Impulsvektor des Teilchens ist:

$$\eta = \frac{1}{2} \cdot \ln \left(\frac{|\vec{p}| + p_z}{|\vec{p}| - p_z} \right) = -\ln \left(\tan \frac{\theta}{2} \right)$$

Mit der Pseudorapidität kann die Energie in der transversal-Ebene (x-y-Ebene) E_T auch über η definiert werden, anstatt über den Polarwinkel. Dabei ist E die Energie des Teilchens und η die Pseudorapidität.

$$E_T = E \cdot \cosh \eta$$

Außerdem kann man mit der Definition der Pseudorapidität den Abstand ΔR zwischen zwei Teilchen innerhalb des Detektors bestimmen. Man bestimmt den Abstand in der sogenannten $\eta - \phi - Ebene$. Wobei η die eben erklärte Pseudorapidität und ϕ der Azimuthalwinkel ist.

$$\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2} \text{ mit } \Delta\eta = |\eta_1 - \eta_2|, \Delta\phi = |\phi_1 - \phi_2|$$

In der folgenden Abbildung ist nun die schematische Übersicht über das Koordinatensystem des ATLAS-Detektors zu sehen, in der die bereits erläuterten Aspekte des Koordinatensystems leicht zu erkennen sind.

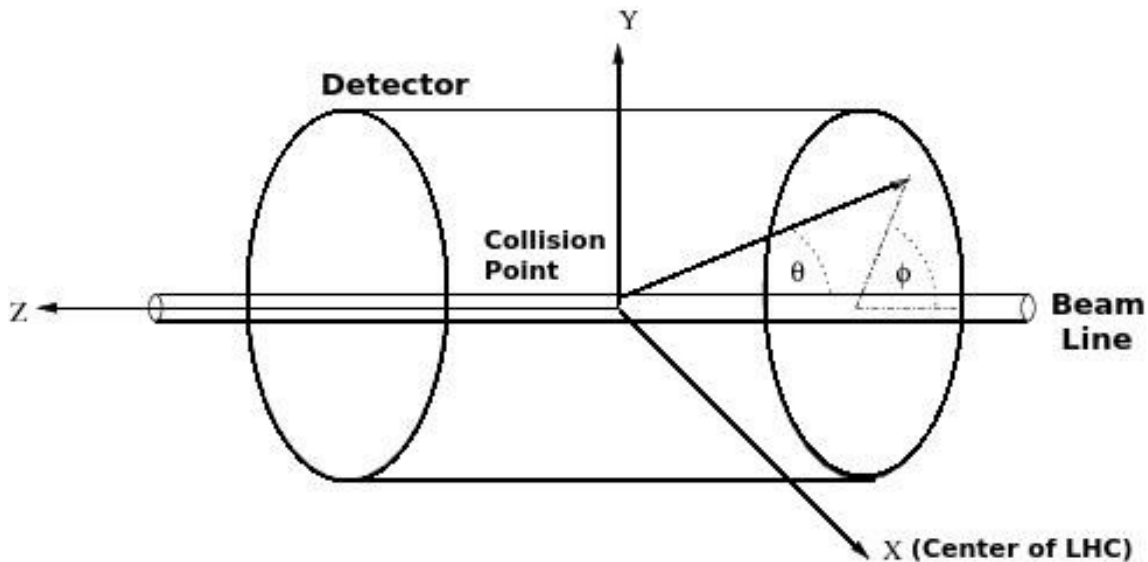


Abbildung 17: Schematische Skizze des ATLAS-Koordinatensystems [17]

Der ATLAS-Detektor ist eine hochkomplexe Maschine, die von vielen tausend Wissenschaftlern aus der ganzen Welt entwickelt wurde und schon beachtliche Erfolge verkünden konnte, zum Beispiel war ATLAS zusammen mit CMS einer der Detektoren, die das Higgs-Boson entdeckt haben. Die ATLAS-Collaboration besteht aus insgesamt knapp 5500 Wissenschaftlern von 181 Instituten aus 41 verschiedenen Ländern. Ohne diese Zusammenarbeit zwischen so vielen verschiedenen Wissenschaftlern wäre es nicht möglich so ein hochkomplexes Experiment zu entwickeln und zu betreiben. Finanziert wird der ATLAS-Detektor von den verschiedenen Ländern durch wissenschaftliche Organisationen, zusätzlich vom CERN und auch von den einzelnen Instituten, die Mitglied in der ATLAS-Collaboration sind. Erst durch diese internationale Zusammenarbeit wird es möglich solch ein komplexes und kostspieliges Experiment zu betreiben und damit die kleinsten Bausteine der Materie zu erforschen.

In diesem Abschnitt wurde die Funktionsweise des ATLAS-Experiments erläutert und das zugrundeliegende Koordinatensystem beschrieben. Im nächsten Abschnitt wird nun noch kurz auf das wissenschaftliche Rechenzentrum Pleiades eingegangen, mit dessen Hilfe diese Untersuchungen durchgeführt werden konnten.

3.3 Wissenschaftliches Rechenzentrum Pleiades

Das wissenschaftliche Rechenzentrum Pleiades wurde 2007 gegründet und befindet sich an der Bergischen Universität Wuppertal; in Betrieb gegangen ist es 2008 und wird seither von der Arbeitsgruppe experimentelle Teilchenphysik unter der Leitung von Prof. Dr. Wolfgang Wagner und Prof. Dr. Christian Zeitnitz betrieben. Pleiades ist als regionales GRID-Rechenzentrum Bestandteil des weltweiten GRID's für den Large Hadron Collider am CERN. GRID-Computing ist eine Form des verteilten Rechnens, beim GRID-Computing wird ein virtueller Hochleistungsrechner bestehend aus einem Cluster einzelner zusammengesetzter Computer erzeugt und kann somit zu einem leistungsfähigen Großrechner zusammengeslossen werden. Pleiades ist als Rechencluster nicht nur Teil des "Worldwide LHC Computing Grid" sondern auch Teil des weltweiten Rechnerverbundes des ATLAS-Experiments am CERN. Insgesamt werden durch das "Worldwide LHC Computing Grid" mehr als 100000 CPUs und ca. 1500 Petabyte an Speicherplatz zur Verfügung gestellt.

Seinen Namen Pleiades bekam das 2007 geplante Rechenzentrum aufgrund einer beeindruckenden Parallele zu einem Sternenhaufen der bekannt unter dem Namen Plejaden bekannt ist. Sowohl das GRID, in dem Pleiades agiert, als auch die abertausenden Komponenten und Einzelrechner aus denen sich ein solch komplexes Computing Grid wie das "Worldwide LHC Computing Grid" zusammensetzt, können einzeln betrachtet werden, doch der wahre Nutzen des GRID's kommt erst zum Vorschein, wenn man es als Einheit betrachtet. Auch die Plejaden bestehen aus vielen einzelnen "Komponenten" (hier sind es natürlich Sterne) aber die beeindruckende Schönheit des rund 380 Lichtjahre entfernten Sternhaufens ergibt sich erst, wenn man die einzelnen Teile als Ganzes betrachtet [28].

Pleiades ist ein sogenanntes Tier-2 Rechenzentrum, was bedeutet, dass es die dritte Ebene der Rechanlagen innerhalb des Computing-Grid's, beginnend mit dem Tier-0 Rechenzentrum am CERN, ist. Die aufgenommenen Daten der LHC-Experimente, in diesem Fall ATLAS, werden zunächst im Tier-0 Rechenzentrum am CERN gespeichert und für die Langzeitdatenspeicherung vorbereitet; das Tier-0 Rechenzentrum ist also sozusagen die zentrale Einheit des Grid-Systems, denn von hier aus werden alle Daten und Operationen an die anderen Rechenzentren (Tier-1, Tier-2 etc.) gesendet und koordiniert. Von dort aus werden also die Daten zu den nationalen Tier-1 Rechenzentren weitergeleitet, die die Daten wiederum an die kleineren Tier-2 Rechenzentren weiterleiten, an denen dann Rechenpower und die Daten für die Analysen der Forschenden zur Verfügung stehen. Außerdem wertet das Tier-0 Rechenzentrum die Daten schon einmal in einem gewissen Maße aus, indem es entscheidet, welche Kollisionsereignisse von Interesse sind und gespeichert werden sollten, diese Daten werden dann zur Langzeitdatenspeicherung auf Magnetband gespeichert, um die Daten für die folgenden Generationen an Wissenschaftlern zu sichern. Außerdem werden die Daten auf konventionellen Speichermedien gespeichert und an verschiedene Rechenzentren weitergeleitet, um einen weltweiten Zugriff sicherzustellen, damit letztendlich die Forschenden ihre Analysen mit den Daten durchführen können. In Deutschland befindet sich das nationale Tier-1 Rechenzentrum, das sogenannte GridKa oder Grid Computing Centre Karlsruhe, in Karlsruhe am KIT (Karlsruher Institut für Technologie); von dort aus werden Aufträge und Daten an die Tier-2 Rechenzentren in Deutschland, wie Pleiades, geschickt. Zudem sind die Tier-1 Rechenzentren auch dafür verantwortlich, die LHC-Daten zu speichern, denn die Datenmengen sind in solch einer Größenordnung, dass diese nicht mehr in lediglich einem Rechenzentrum gespeichert werden könnten. Die LHC-Experimente erzeugen in etwa 700 Megabyte pro Sekunde, das entspricht in etwa 15 Millionen Gigabyte bzw. 15 Petabyte pro Jahr. Die meisten Daten fallen dabei beim ATLAS-Experiment an, dieses produziert knapp 320 Megabyte pro Sekunde. Außerdem kommen jährlich noch mehrere Petabytes an Simulationsdaten dazu; diese enorme Datenflut könnte von keinem einzelnen Rechenzentrum dieser Welt bewältigt werden, weshalb das GRID so wichtig ist [29]. Zudem sind die Tier-1 Rechenzentren für einen weiteren Verarbeitungsschritt der Daten der Experimente zuständig; auch

für die ersten Analysen der Daten durch Physiker sind die Tier-1 Rechenzentren zuständig. Die Tier-2 Rechenzentren sind dann dafür zuständig, Monte Carlo Simulationen zu erzeugen, die ein elementarer Bestandteil von Untersuchungen in der Teilchenphysik sind; was Monte Carlo Simulationen genau sind, wird später noch genauer erläutert. Außerdem sind die Tier-2 Rechenzentren hauptsächlich für den "End-user" Gebrauch zuständig, das heißt, dass diese vor allem dafür zuständig sind, dass Physiker entsprechend leistungsfähige Hardware haben, um ihre Analysen durchführen zu können.

Das Rechencluster stellt seit dem letzten großen Upgrade im Juni 2021 folgende Rechenressourcen zur Verfügung:

- 14 848 CPU-Cores
- 3 200 TB (3,2 PB) schnellen Massenspeicher (dCache)
- 931 TB schnelles, paralleles Cluster-File System (BeeGFS)
- GPU Rechencluster mit 100 000 Cores

Nähere Informationen zum Aufbau von Pleiades sind im Anhang B zu finden.

Gefördert wurde dieses letzte große Upgrade von der Deutschen Forschungsgemeinschaft und dem Land Nordrhein-Westfalen mit insgesamt 2,4 Millionen Euro. Die erste Ausbaustufe wurde 2008 von der Helmholtz Allianz 'Physics at the Terascale' und der Bergischen Universität Wuppertal gefördert. Pleiades wird zudem als interdisziplinäres Rechencluster für die Bergische Universität Wuppertal eingesetzt. Insgesamt sind 12 Arbeitsgruppen an Pleiades beteiligt, dabei reichen die Forschungsgebiete von der experimentellen Teilchenphysik über die Strömungsmechanik, theoretische Elektrotechnik, Hochfrequenztechnik in Kommunikationsprozessen sowie die Angewandte Mathematik und numerische Analysis und die Arbeitsgruppe für Hochleistungsrechnen und Softwaretechnologie. Eine umfassende Übersicht über alle beteiligten Arbeitsgruppen kann unter [30] eingesehen werden. Pleiades ist also nicht nur für die Wuppertaler Teilchenphysiker ein wertvolles Arbeitsgerät, sondern auch für viele verschiedene andere Arbeitsgruppen aus dem Feld der Physik, Mathematik, Elektrotechnik und Informatik, was Pleiades zu einem sehr erfolgreichen interdisziplinären Forschungsprojekt macht.

Von der Arbeitsgruppe experimentelle Teilchenphysik wird Pleiades dafür genutzt die Daten des ATLAS-Experiments auszuwerten und Simulationen anzufertigen. Da bei den Großexperimenten der Teilchenphysik, wie dem ATLAS-Experiment, enorme Datenmengen anfallen, ist es auch nötig eine solche Infrastruktur zu haben, um die Analysen der Daten durchführen zu können, dementsprechend ist Pleiades ein elementares Werkzeug für die Wuppertaler Forschenden. Außerdem ist Pleiades natürlich ein wichtiger Bestandteil im Computing-GRID für das ATLAS-Experiment, denn die anfallenden Daten des Detektors haben ein so großes Ausmaß, dass sie nicht zentral an einem Ort gespeichert werden könnten.

Auch im Rahmen dieser Forschungen wird auf Pleiades als Großrechner zurückgegriffen, um auf diesem diese Analysen und Untersuchungen durchzuführen. Auch wenn für diese Untersuchungen nur einen Bruchteil der Menge an Daten verwendet wurden, als normalerweise für die großen Untersuchungen zum Beispiel auf der Suche nach neuen physikalischen Prozessen benötigt werden, war die Datenmenge schon sehr beachtlich und vor allem die Rechenkapazitäten, die benötigt werden, um diese Daten so auswerten zu können, dass man die gewünschten Aspekte untersuchen kann, übersteigen alles, was ein üblicher High End Enterprise-Rechner leisten kann. Deshalb war es unbedingt nötig, auch diese Untersuchungen auf dem Großrechner durchzuführen. Der Zugang dazu wurde freundlicherweise von der Arbeitsgruppe experimentelle Teilchenphysik unter der Leitung von Prof. Dr. Wolfgang Wagner und Prof. Dr. Christian Zeitnitz zur Verfügung gestellt.

4 Experimentelle Daten

Um die Eigenschaften des Standardmodells und dessen Teilchen zu untersuchen, benötigt man riesige experimentelle Aufbauten. Die Daten, die von dieser Analyse verwendet werden, wurden vom ATLAS-Detektor am CERN aufgenommen. ATLAS steht für “A Toroidal LHC Apparatus“. ATLAS ist ein zylinderförmiger Detektor mit einer Länge von 46m und einem Durchmesser von 25m; sein Gewicht liegt bei ungefähr 7.000 Tonnen und somit ist er zwar nicht der schwerste aber der größte Teilchendetektor am LHC [31].

LHC steht für “Large Hadron Collider“. Der LHC ist mit einem Umfang von ca. 27km das größte wissenschaftliche Experiment, das je erbaut wurde [32]. In einer Tiefe von 100 Metern werden bei einer Kollisionsenergie von $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ Strahlen aus Protonen zur Kollision gebracht und bei diesen Kollisionen herrschen Bedingungen, wie sie nur wenige Bruchteile von Sekunden nach dem Urknall vorzufinden waren. Bei so hohen Energien entstehen bei der Kollision von zwei Protonenstrahlen sehr viele subatomare Teilchen, die man aus dem Standardmodell kennt. Da diese Teilchen, wie zum Beispiel das Top-Quark, eine sehr kurze Lebensdauer haben, zerfallen diese schon sehr kurz nach der Kollision wieder in andere Teilchen. Um nun diese Zerfallsprodukte und am Ende die ganze Kollision zu untersuchen, müssen die entstandenen Teilchen hochpräzise analysiert werden. Diese Analyse der Kollisionen geschieht am LHC zum Beispiel an den vier großen Detektoren ATLAS, CMS, ALICE und LHCb, diese Detektoren untersuchen auf unterschiedliche Weise diese Kollisionen, es gibt jedoch die zwei großen Multifunktionsdetektoren ATLAS und CMS, die ein breites Spektrum an Untersuchungen durchführen können [33].

Die Daten, die diese Analyse verwendet, stammen aus dem ATLAS-Detektor und nähere Details zu diesen Daten und auch zu den Monte-Carlo Daten, die diese experimentellen Daten ergänzen, werden im folgenden Abschnitt erläutert.

4.1 Datenset dieser Analyse

Da der größte Teil der Daten, die am CERN erzeugt werden, nicht öffentlich zugänglich sind, wird hier auf eines der veröffentlichten Datensets zurückgegriffen, mit dem diese Analyse durchgeführt wird; die Dokumentation zu diesem Datenset ist unter [34] zu finden. Diese Daten enthalten die experimentellen Ergebnisse, die vom ATLAS-Detektor aufgenommen wurden.

Diese wurden vom ATLAS-Detektor bei einer Kollisionsenergie von $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ 2016 aufgenommen und entsprechen einer integrierten Luminosität von 10 fb^{-1} . Die Kollisionsenergie stellt dar, wie stark die Energie war, mit der die Protonen zur Kollision gebracht wurden. Die Luminosität beschreibt, wie viele Teilchenkollisionen pro Fläche und pro Zeit geschehen. Diese beiden Variablen kennzeichnen also die Leistungsfähigkeit des LHC. Umso höher die Kollisionsenergie ist, desto höhere Energie und Masse können die Teilchen haben, die bei dieser Kollision entstehen und umso höher die Luminosität ist, desto höher ist die statistische Signifikanz (mehr Kollisionen = größere Datengrundlage), was für die statistischen Analysen in der Teilchenphysik von einer enormen Bedeutung ist. Es ist jedoch wichtig zwischen der Luminosität und der integrierten Luminosität zu trennen. Die Luminosität beschreibt, wie bereits beschrieben, wie viele Teilchenkollisionen pro Fläche und pro Zeit geschehen. Die integrierte Luminosität hingegen ist also das Integral über die Luminosität, weshalb sie auch integrierte Luminosität genannt wird; die integrierte Luminosität gibt also an, wie viele Kollisionen von Protonen im untersuchten Datensatz enthalten sind.

Die Daten sind innerhalb des Datensets sortiert nach den Endzuständen der Kollision, in diesem Fall nach der Anzahl der Leptonen im Endzustand. Es wird also unterschieden zwischen Kollisionen mit ein, zwei, drei usw. Leptonen im Endzustand. Da beim Single Top-Quark t-channel im Endzustand genau ein Lepton, das Lepton aus dem Zerfall des W-Bosons, vor-

kommt, wird hier für die Analyse das Datenset mit einem Lepton im Endzustand (1lep) verwendet. Dieses Datenset enthält nicht die vollständigen Ergebnisse, die vom Detektor aufgenommen wurden, denn diese wurden schon vorsortiert und nach verschiedenen Qualitäts-Kriterien ausgewählt. Zum Beispiel muss das Lepton der Kollision einen transversalen Impuls von mindestens 25 GeV haben. Zudem wird sichergestellt, dass der Detektor korrekt funktioniert hat, dass es keine Hardware-Probleme gab und, dass keine kosmischen Teilchen die Kollisionsdaten verunreinigt haben, denn es kann, obwohl der Detektor 100 Meter unter der Erde ist, dazu kommen, dass kosmische Teilchen, die zum Beispiel von der Sonne ausgestoßen wurden, vom Detektor erfasst wurden.

Die verschiedenen Datensets sind in der folgenden Abbildung zu sehen, sortiert nach den Endzuständen der Kollisionen. Für diese Analyse wurde das Datenset 1lep verwendet, denn es hat, wie bereits beschrieben, ein Lepton im Endzustand, wie es im Single Top-Quark t-channel Zerfall zu erwarten ist.

Final-state categories	Leading object p_T (min) [GeV]	Collection name
$N_\ell = 1$	25	1lep
$N_\ell \geq 2$	25	2lep
$N_\ell = 3$	25	3lep
$N_\ell \geq 4$	25	4lep
$N_{\text{largeRjet}} \geq 1 \ \& \ N_\ell = 1$	250 (large- R jet), 25 (lepton)	1largeRjet1lep
$N_{\tau\text{-had}} = 1 \ \& \ N_\ell = 1$	20 (τ_h), 25 (lepton)	1lep1tau
$N_\gamma \geq 2$	35	GamGam

Abbildung 18: Daten der verschiedenen Endzustände [18]

4.2 Monte-Carlo Datensets

Der im vorangegangenen Abschnitt beschriebene Datensatz wird von sogenannten Monte-Carlo Simulationen ergänzt, die mehrere Prozesse des Standardmodells beschreiben. Mit diesen Simulationsdaten kann man die erwarteten Verteilungen verschiedener Signal- und Untergrundereignisse modellieren. Die im Datenset enthaltenen Standardmodell-Prozesse umfassen die Produktion von Top-Quark Paaren, die Produktion von Single Top-Quarks, die Produktion schwacher Bosonen, die in Verbindung mit Jets auftreten, die Produktion von Paaren von Bosonen und die Produktion vom Higgs-Boson, wie im Standardmodell beschrieben. Zudem werden diese Standardmodell-Prozesse durch Simulationen von sogenannten BSM (“Beyond Standard Modell“) Simulationen ergänzt, wie zum Beispiel die Produktion des hypothetischen ZPrime-Bosons, diese BSM-Simulationen werden allerdings in dieser Analyse nicht verwendet, denn der Single Top-Quark t-channel Zerfall ist ein Prozess des Standardmodells und in diesem Zerfallskanal sind auch definitiv keine Zeichen von neuer Physik zu erwarten, zudem wird in dieser Untersuchung nicht nach neuen Teilchen gesucht. Diese Monte-Carlo Simulationen basieren auf einem mathematischen Verfahren der Stochastik, welches seinen Namen tatsächlich von dem Stadtbezirk Monte-Carlo in Monaco erhalten hat, welcher für die gleichnamige Spielbank bekannt ist. Bei diesem Verfahren wird mit Hilfe der Gesetze der großen Zahlen versucht, aufwändige und komplizierte Probleme zu lösen; man versucht also mit Hilfe der Wahrscheinlichkeitstheorie Probleme numerisch zu lösen. Durch die Ergänzung dieser Simulationsdaten kann man also die Verteilung der Signal- und Untergrundereignisse beschreiben. Zusätzlich kann man also nicht nur aus den Rohdaten,

vom ATLAS-Detektor, sehen, wie die Daten über die untersuchte Variable verteilt sind, man kann durch diese Simulationen auch sagen, wie viele der Ereignisse für welchen Wert der Variable von welchem Standardmodell-Prozess sind, es ist also eine exakte Beschreibung der Anzahl von Signal- und Untergrundereignissen möglich. Doch nicht nur eine Beschreibung der Verteilung der einzelnen Prozesse ist so möglich, durch diese Daten kann man auch genaue Aussagen darüber treffen, ob ein Ergebnis statistisch signifikant ist, denn man kann untersuchen, wie gut die Daten von den Simulationen beschrieben werden. Man könnte zum Beispiel beobachten, dass für eine bestimmte untersuchte Variable bei einem bestimmten Wert deutlich mehr Ereignisse gemessen wurden, als eigentlich dort sein müssten, bekannt durch die Simulationen. Es ist also so möglich Aussagen zu treffen, ob ein Ergebnis einen wissenschaftlichen Wert hat oder nicht und zusätzlich kann man bei großen Unstimmigkeiten zwischen den Daten und den Simulationen davon ausgehen, dass ein neuer physikalischer Prozess entdeckt wurde.

Auch für diese Analyse musste also auf diese Monte-Carlo Simulationen zurückgegriffen werden, die durch das Datenset bereitgestellt werden, um die Analyse überhaupt durchführen zu können.

In der folgenden Abbildung sind alle Monte-Carlo Daten aufgelistet, die durch das Datenset zur Verfügung gestellt werden, doch für diese Analyse wurden lediglich die Daten unter “Top-quark production“, “W/Z (+jets) production“ und “Diboson production“ benötigt, da bei dem untersuchten Zerfallskanal keine Higgs-Bosonen auftreten, dementsprechend wurden die Dateien unter “SM Higgs production ($m_H = 125 \text{ GeV}$)“ nicht benötigt. Zudem wurden die Daten für “Beyond Standardmodell production“ unter “BSM production“ nicht benötigt, da es definitiv nicht zu erwarten ist, dass in dem untersuchten Zerfallskanal neue physikalische Prozesse auftreten könnten.

Process	Unique “channelNumber”	Generator, hadronisation	Additional information
<i>Top-quark production</i>			
$t\bar{t}$ +jets	410000	POWHEG-Box v2 [68] + PYTHIA 8 [69]	only 1ℓ and 2ℓ decays of $t\bar{t}$ -system
single (anti)top t -channel	(410012) 410011	POWHEG-Box v1 + PYTHIA 6 [70]	
single (anti)top Wt -channel	(410014) 410013	POWHEG-Box v2 + PYTHIA 6	
single (anti)top s -channel	(410026) 410025	POWHEG-Box v2 + PYTHIA 6	
<i>W/Z (+ jets) production</i>			
$Z \rightarrow ee, \mu\mu, \tau\tau$	361106 – 361108	POWHEG-Box v2 + PYTHIA 8	LO accuracy up to $N_{\text{jets}} = 1$
$W \rightarrow e\nu, \mu\nu, \tau\nu$	361100 – 361105	POWHEG-Box v2 + PYTHIA 8	LO accuracy up to $N_{\text{jets}} = 1$
$W \rightarrow e\nu, \mu\nu, \tau\nu$ + jets	364156 – 364197	SHERPA 2.2 [71]	LO accuracy up to 3-jets final states
$Z \rightarrow ee, \mu\mu, \tau\tau$ + jets	364100 – 364141	SHERPA 2.2	LO accuracy up to 3-jets final states
<i>Diboson production</i>			
WW	363359, 363360	SHERPA 2.2	$qq'\ell\nu$ final states
WW	363492	SHERPA 2.2	$\ell\nu\ell'\nu'$ final states
ZZ	363356	SHERPA 2.2	$qq'\ell^+\ell^-$ final states
ZZ	363490	SHERPA 2.2	$\ell^+\ell^-\ell'^+\ell'^-$ final states
WZ	363358	SHERPA 2.2	$qq'\ell^+\ell^-$ final states
WZ	363489	SHERPA 2.2	$\ell\nu qq'$ final states
WZ	363491	SHERPA 2.2	$\ell\nu\ell^+\ell^-$ final states
WZ	363493	SHERPA 2.2	$\ell\nu\nu\nu'$ final states
<i>SM Higgs production ($m_H = 125 \text{ GeV}$)</i>			
ggF, $H \rightarrow WW$	345324	POWHEG-Box v2 + PYTHIA 8	$\ell\nu\ell'\nu'$ final states
VBF, $H \rightarrow WW$	345323	POWHEG-Box v2 + PYTHIA 8	$\ell\nu\ell'\nu'$ final states
ggF, $H \rightarrow ZZ$	345060	POWHEG-Box v2 + PYTHIA 8	$\ell^+\ell^-\ell'^+\ell'^-$ final states
VBF, $H \rightarrow ZZ$	344235	POWHEG-Box v2 + PYTHIA 8	$\ell^+\ell^-\ell'^+\ell'^-$ final states
ZH , $H \rightarrow ZZ$	341947	PYTHIA 8	$\ell^+\ell^-\ell'^+\ell'^-$ final states
WH , $H \rightarrow ZZ$	341964	PYTHIA 8	$\ell^+\ell^-\ell'^+\ell'^-$ final states
ggF, $H \rightarrow \gamma\gamma$	343981	POWHEG-Box v2 + PYTHIA 8	
VBF, $H \rightarrow \gamma\gamma$	345041	POWHEG-Box v2 + PYTHIA 8	
$WH(ZH)$, $H \rightarrow \gamma\gamma$	345318, 345319	POWHEG-Box v2 + PYTHIA 8	
$t\bar{t}H$, $H \rightarrow \gamma\gamma$	341081	aMC@NLO [72] + PYTHIA 8	
<i>BSM production</i>			
$Z' \rightarrow t\bar{t}$	301325	PYTHIA 8	$m_{Z'} = 1 \text{ TeV}$
$\tilde{\ell}\tilde{\ell}' \rightarrow \ell\tilde{\chi}_1^0\ell'\tilde{\chi}_1^{0'}$	392985	aMC@NLO + PYTHIA 8	$m_{\tilde{\ell}} = 600 \text{ GeV}$, $m_{\tilde{\chi}_1^0} = 300 \text{ GeV}$

Abbildung 19: Daten der verschiedenen Monte Carlo Simulationen [19]

5 Objekt Rekonstruktion und Ereignis-Selektion

Im LHC werden bei einer Kollisionsenergie von $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ sehr viele Teilchen erzeugt, wenn zwei der sogenannten Protonenbunches kollidieren. Da es unmöglich ist, zwei einzelne Protonen im LHC kollidieren zu lassen, da diese dafür einfach viel zu klein sind, werden Protonenbunches zur Kollision gebracht, diese bestehen jeweils aus ca. $1,15 \cdot 10^{11}$ Protonen. Der LHC kann auch Bleiatomkerne kollidieren lassen, diese Kollisionen werden allerdings von dem hier verwendeten Detektor, ATLAS, nicht untersucht [35]. Wenn die Protonenbunches kollidieren, entstehen sehr viele subatomare Teilchen wie Leptonen, Quarks, Eichbosonen oder sogar das Higgs-Boson, auch Skalar-Boson genannt. Diese Teilchen zerfallen sehr schnell und diese Zerfälle werden vom ATLAS-Detektor untersucht. Um nun die ganze Kollision zu untersuchen, müssen zuerst die einzelnen Zerfallsprodukte rekonstruiert werden, wie die für diese Analyse benötigten Teilchen rekonstruiert werden wird im folgenden Abschnitt erläutert.

5.1 Rekonstruktion vom Lepton

Um die Leptonen, primär die Elektronen, zu rekonstruieren, müssen im ATLAS-Detektor genau zwei Komponenten zusammenarbeiten.

Die erste Komponente ist der Pixel-Detektor. Der Pixel-Detektor ist ein Siliziumstreifendetektor, der exakt feststellen kann, an welcher Stelle ein Teilchen durch ihn geflogen ist. Dieser Detektor ist besonders wichtig, um sagen zu können, welchen Weg die Teilchen vom Kollisionspunkt durch den Detektor zurücklegen, denn er stellt sehr nahe am Kollisionspunkt fest, in welche Richtung Teilchen fliegen; um welche Teilchen es sich handelt, kann der Detektor allerdings nicht feststellen. Der Detektor besitzt ca. 80 Millionen Pixel, was extrem präzise Messungen der Teilchen sehr nahe am Wechsellpunkt ermöglicht [36]. Der Pixel-Detektor wurde unter anderem von der Bergischen Universität Wuppertal entwickelt und ist aktuell nicht mehr im Einsatz, denn im aktuellen "long shutdown 2" wird sowohl der LHC als auch die dort installierten Experimente verbessert und im Zuge dieses Shutdowns wurde auch der Pixel-Detektor am ATLAS-Detektor ausgetauscht [37], dementsprechend beziehen sich die genannten Daten nicht auf den aktuellen Pixel-Detektor, sondern auf den, der im Einsatz war, als die hier verwendet Daten aufgenommen wurden.

Die zweite Komponente ist das Elektromagnetische-Kalorimeter. Im Elektromagnetischen-Kalorimeter wird die Energie der Teilchen absorbiert und dadurch wird die Energie der produzierten Elektronen gemessen. Als Absorberlagen werden im Elektromagnetischen Kalorimeter mit Edelstahl beschichtete Bleiplatten benutzt, zwischen diesen Platten befindet sich flüssiges Argon, das als Medium zum Nachweis einer Kollision fungiert. Bei einer Kollision von einem Teilchen mit dem flüssigen Argon wird dieses ionisiert, die so freigesetzten Ladungen wandern zu Elektroden, mit denen aus der so gemessenen Ladung die Energie des ursprünglichen Teilchens gemessen wird [38].

Der Pixel-Detektor stellt also fest, in welche Richtung ein Teilchen fliegt und handelt es sich bei diesem Teilchen um ein Elektron, Positron oder Photon, kann das Elektromagnetische-Kalorimeter die Energie dieses Teilchens messen. Für diese Analyse werden Leptonen, also Elektronen, Positronen und Myonen, mit einem transversalen Impuls von $p_T \geq 25 \text{ GeV}$ genutzt. Ein weiteres Lepton wäre noch das Tau, doch in dieser Analyse werden lediglich Elektronen, Positronen und Myonen verwendet.

Da für diese Analyse Leptonen genutzt werden, aber das Elektromagnetische-Kalorimeter nur die Energie von Elektronen, Positronen oder Photonen messen kann, wird noch ein weiterer Detektor gebraucht, das Myonen-Spektrometer. Das Myonen-Spektrometer kann die Energie der Myonen messen, ist aber sehr komplex, weshalb hier nicht weiter darauf eingegangen werden kann.

Zum Verständnis der Analyse reicht es aus, zu wissen, dass das Myonen-Spektrometer die Energie der Myonen misst und die Analyse Leptonen mit einem transversalen Impuls von $p_T \geq 25 \text{ GeV}$ nutzt.

Nachdem das Lepton von der Analyse rekonstruiert wurde, erhält man folgendes Histogramm für den Impuls des Leptons, zu sehen in der folgenden Abbildung.

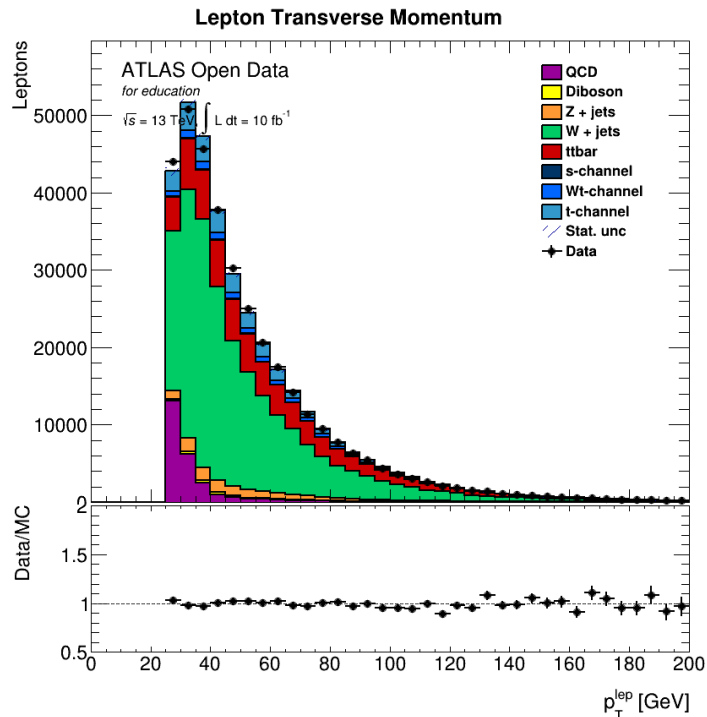


Abbildung 20: Transversaler Impuls p_T des Leptons [20]

5.2 Rekonstruktion der Jets

Bis jetzt wurde lediglich eine Teilchengruppe des Standardmodells betrachtet, die Leptonen. In diesem Abschnitt wird es nicht um ein weiteres spezifisches Teilchen aus dem Standardmodell gehen, das rekonstruiert werden muss, um die Analyse zu beenden, es wird stattdessen um die sogenannten Jets gehen. Jets sind als kollimierte Teilchenbündel im ATLAS-Detektor zu sehen und entstehen, wenn Quarks oder Gluonen, die bei der Protonenkollision entstanden sind, zerfallen. Jets sind also Teilchenbündel, die aus einer großen Zahl an verschiedenen Teilchen bestehen. Diese Jets sind im Detektor vergleichsweise einfach zu erkennen; um welchen Jet genau es sich allerdings handelt ist bereits deutlich komplizierter, darauf werde ich aber gleich noch eingehen.

Wenn ein Elektron, Positron oder Photon das Elektromagnetische-Kalorimeter durchquert, hinterlässt es in einer dieser Zellen eine Energiesignatur, wie bereits im vorangegangenen Abschnitt beschrieben. Normalerweise hinterlassen diese Teilchen in nur wenigen benachbarten Zellen dieses Kalorimeters eine Signatur, daran kann man erkennen, wo das Teilchen durchgeflogen ist und welche Energie es hatte. Wenn nun jedoch ein Quark oder Gluon zerfällt, entsteht ein Jet und dieser hinterlässt im Elektromagnetischen-Kalorimeter in sehr vielen benachbarten Zellen eine Signatur, man kann also nicht wie bei einem Elektron, Positron oder Photon einen lokal sehr beschränkten Ausschlag erkennen, sondern einen über eine größere Fläche und in vielen Zellen verteilten Ausschlag. Diese Ausschläge in vielen benachbarten Zellen nennt man dann ein Cluster und solche Cluster lassen darauf schließen, dass dort ein Quark oder Gluon in einen Jet zerfallen ist.

Nun konnte man also schon rekonstruieren, dass ein Jet im Detektor entstanden ist und mit dem Elektromagnetischen-Kalorimeter kann man auch die Energie von diesem messen. Nur mit der Detektion eines Jets ist es aber noch nicht getan, denn es gibt verschiedene Typen von Jets, denn Jets sind die Zerfallsprodukte von Quarks und Gluonen und es gibt immerhin sechs verschiedene Quarks und ihre Antiteilchen. Im Endzustand vom Single Top-Quark t-channel gibt es zwei verschiedene Quarks, die in Jets zerfallen. Es gibt ein Down-Quark (oder Antiup-Quark) und ein Bottom-Quark, von besonderem Interesse ist das Bottom-Quark, denn es ist ein direktes Zerfallsprodukt des Top-Quarks, beschrieben im Abschnitt 2 Top-Quark Produktion am LHC. Im Single Top-Quark Kanal werden Top-Quarks über die schwache Kernkraft produziert, Austauscheteilchen hierfür ist das W-Boson, bei diesem Prozess entsteht nicht nur ein Top-Quark, welches das schwerste Teilchen im Standardmodell ist, sondern auch ein leichtes Quark, das Down-Quark (oder Antiup-Quark). Im Endzustand des Single Top-Quark t-channel befinden sich also zwei Jets, zwischen denen man unterscheiden muss. Die Analyse filtert nun also nach Zerfällen, in denen genau zwei Jets vorkommen, einer davon muss ein leichter Jet, also das Zerfallsprodukt des Down-Quarks (oder Antiup-Quarks), und ein anderer ein schwerer sogenannter btagged-Jet sein. Ob ein Jet nun das Zerfallsprodukt eines Bottom-Quarks, also ein btagged-Jet ist, ist schwierig festzustellen, doch genau dafür wurden Algorithmen entwickelt, die das bewerkstelligen können, für diese Analyse wurde dafür der sogenannte mv2c10-Algorithmus genutzt, dieser basiert auf einem Neurenalen Netzwerk und kann filtern, welche Jets btagged sind. Da dieser Algorithmus kompliziert ist und den Rahmen dieser Erklärung sprengen würde, wird hier nicht genauer auf diesen eingegangen, bei Interesse ist unter [39] auf Seite 66 bis 68 eine Erklärung zu finden. Die Analyse filtert also nach zwei Jets, von denen einer btagged ist, ob dieser btagged ist wird vom mv2c10 Algorithmus festgestellt, und beide Jets sollen einen transversalen Impuls von $p_T \geq 25 \text{ GeV}$ haben. Nachdem die beiden Jets von der Analyse rekonstruiert wurden, erhält man folgendes Histogramm für die kombinierte Masse der beiden Jets, es wurde also für jede Kollision die Masse des Jets, der aus dem Zerfall des Bottom-Quarks entsteht, zu der Masse des Jets, der aus dem Zerfall des Down- bzw. Antiup-Quarks entsteht, addiert.

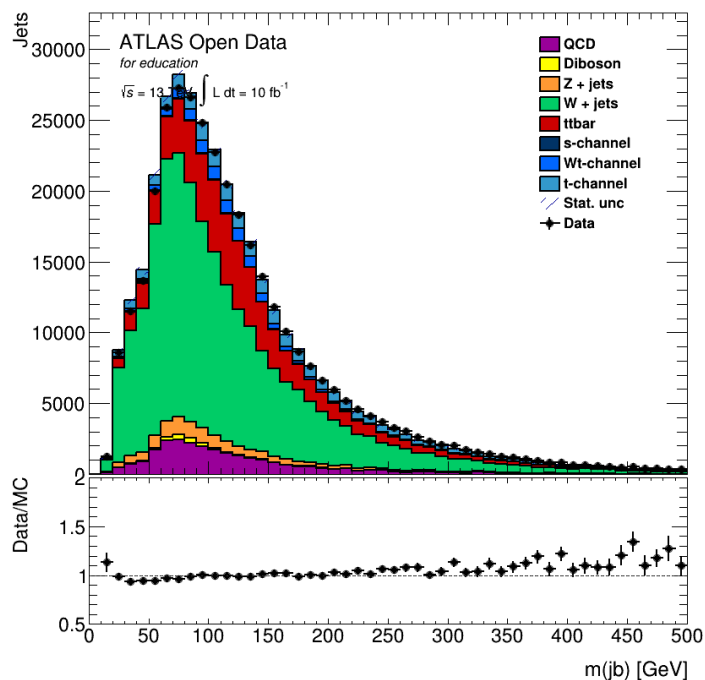


Abbildung 21: Kombinierte Masse der beiden Jets [21]

5.3 Rekonstruktion vom fehlenden transversalen Impuls

Der ATLAS-Detektor kann nahezu alle Teilchen des Standardmodells messen und untersuchen. Sowohl Quarks und Leptonen als auch Eichbosonen und sogar das Higgs-Boson können, zumindest via Rekonstruktion, von ihm untersucht werden, jedoch können Neutrinos nicht direkt vom ATLAS-Detektor untersucht werden, da diese nicht mit den Bestandteilen des Detektors wechselwirken können. Wenn man nun aber vektoriell den Transversalimpuls aller sichtbaren Teilchen betrachtet, sollte sich dieser zu null addieren, es gilt also $\vec{p}_T^{initial} = 0$ [20], da die Protonen im LHC keinen Impuls in Transversalrichtung (Impulsanteil senkrecht zur Strahlachse) haben und die Anfangsimpulse des Stoßes nur in z-Richtung (Strahlachse) sind. Sollte nun jedoch ein Neutrino bei der Kollision entstanden sein, ist die Summe der Transversalimpulse aller Teilchen nach der Kollision nicht mehr gleich null (sondern negativ), daran kann man erkennen, dass ein Neutrino entstanden sein muss.

Der fehlende Transversalimpuls E_T^{miss} wird folglich also rekonstruiert als die negative Vektorsumme aller Transversalimpulse der rekonstruierten Teilchen [13]. Der fehlende Transversalimpuls setzt sich folgendermaßen zusammen:

$$E_{T(x,y)}^{miss} = E_{T(x,y)}^{miss,calo} + E_{T(x,y)}^{miss,\mu}$$

$E_{T(x,y)}^{miss,calo}$ ist der fehlende Energiebetrag, der in den Kalorimetern des Detektors gemessen wurde, also in dem Elektromagnetischen- und Hadronischen-Kalorimeter, $E_{T(x,y)}^{miss,\mu}$ ist der fehlende Energiebetrag, der in den Myonen-Kammern gemessen wurde.

Der Wert des fehlenden Transversalimpuls E_T^{miss} beträgt dann [40]:

$$E_T^{miss} = \sqrt{(E_{T(x)}^{miss})^2 + (E_{T(y)}^{miss})^2}$$

Für diese Analyse wird ein fehlender Transversalimpuls mit einem Wert von $E_T^{miss} \geq 30 \text{ GeV}$ genutzt. Nachdem der fehlende Transversalimpuls E_T^{miss} von der Analyse rekonstruiert wurde, erhält man folgendes Histogramm für E_T^{miss} , zu sehen in der folgenden Abbildung.

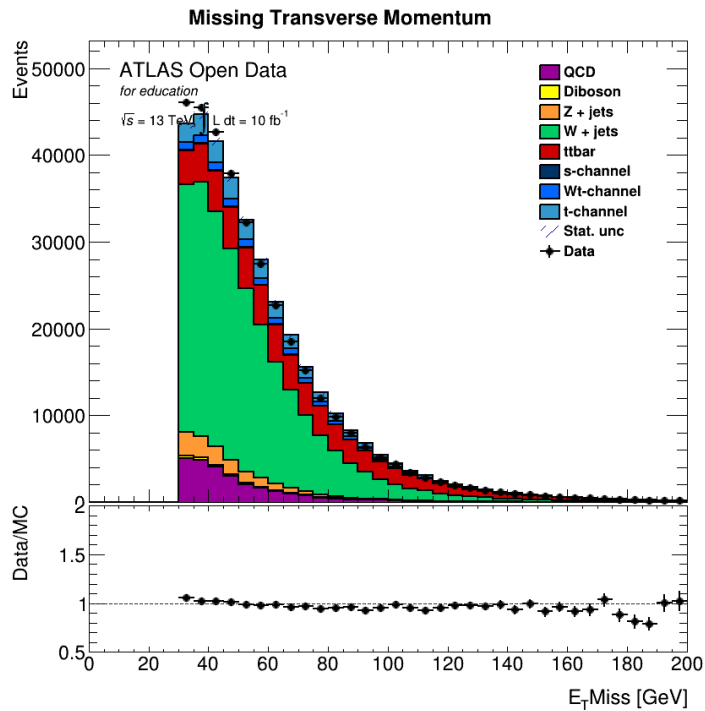


Abbildung 22: Fehlender Transversalimpuls E_T^{miss} [22]

5.4 Rekonstruktion vom W-Boson und dem Top-Quark über den Lorentz-Vektor vom Neutrino

Um das Top-Quark und seine Eigenschaften untersuchen zu können, muss man es aus den Teilchen, in die es zerfällt, rekonstruieren. Der erste Schritt, um das Top-Quark zu rekonstruieren, ist den Lorentz-Vektor des W-Bosons, welches ein Zerfallsprodukt des Top-Quarks ist, zu berechnen. Dieser Lorentz-Vektor besteht aus drei räumlichen Koordinaten p_x , p_y und p_z und der Energie E . Das W-Boson zerfällt in ein geladenes Lepton und ein Neutrino; der Impuls des W-Bosons ist also $p_w = p_v + p_{e,\mu}$. Das geladene Lepton $p_{e,\mu}$ kann vom ATLAS-Detektor mit einer sehr hohen Genauigkeit gemessen werden, dies geschieht im sogenannten Elektromagnetischen-Kalorimeter, wenn es sich um ein Elektron oder Positron handelt. Wenn ein Myon beim Zerfall entsteht, wird dieses in den Myonen-Kammern gemessen. Das Neutrino p_v wechselwirkt jedoch nicht mit den Bestandteilen des Detektors, kann folglich also auch nicht direkt gemessen werden, allerdings gibt es den fehlenden transversalen Impuls, der im vorherigen Abschnitt bereits erläutert wurde. Zur Erinnerung: sollte ein Neutrino bei der Kollision entstanden sein, ist die Summe der Transversalimpulse aller Teilchen nach der Kollision nicht gleich null, wie es zu erwarten wäre, wenn kein Neutrino entstanden ist. Stattdessen ist diese Summe negativ, daran kann man erkennen, dass ein Neutrino entstanden sein muss. Die genaue Erläuterung, wie der fehlende transversale Impuls berechnet wird, ist im vorigen Abschnitt zu finden.

Die z-Komponente des Lorentz-Vektors des Neutrinos $p_{z,v}$ ist a priori unbekannt, da diese vom Detektor nicht direkt aus dem fehlenden transversalen Impuls E_T^{miss} errechnet werden kann, da das Neutrino aber ein Zerfallsprodukt des W-Bosons ist, kann angenommen werden, dass die Masse des W-Bosons $m_W = 80.4 \text{ GeV}$ die z-Komponente $p_{z,v}$ beschränkt.

Über diese Beziehung kann $p_{z,v}$ berechnet werden, indem folgende quadratische Gleichung gelöst wird, wobei $p_{z,v}$ die z-Komponente des Lorentz-Vektors des Neutrinos, zu der aufgelöst wird, $p_{z,l}$ die z-Komponente des Lorentz-Vektors des Leptons l , E_l die Energie des Leptons l , $p_{T,v}$ der Impuls des Neutrinos, $p_{T,l}$ der Impuls des Leptons l , E_T^{miss} der fehlende transversale Impuls und ϕ eine Spurkoordinate des ATLAS-Detektors ist:

$$p_{z,v}^2 - 2 \cdot \frac{\mu \cdot p_{z,l}}{E_l^2 - p_{z,l}^2} \cdot p_{z,v} + \frac{E_l^2 \cdot p_{T,v}^2 - \mu^2}{E_l^2 - p_{z,l}^2} = 0,$$

$$\text{mit } \mu = \frac{m_W^2}{2} + \cos \Delta\phi(E_T^{miss}, l) \cdot p_{T,l} \cdot E_T^{miss}$$

Wenn die quadratische Gleichung zwei reale Lösungen hat, dann wählt man für $p_{z,v}$ die kleinere Lösung, wenn die quadratische Gleichung nur eine reale Lösung hat, wählt man für $p_{z,v}$ diese reale Lösung.

Kommt allerdings eine nicht reale Lösung heraus, es käme also die Quadratwurzel einer negativen Zahl ins Spiel, dann wählt man nur den Real Teil der Lösung, um $p_{z,v}$ zu bestimmen [15].

Nachdem der Lorentz-Vektor des Leptons mit dem Lorentz-Vektor des Neutrinos, welcher über die quadratische Gleichung rekonstruiert wurde, addiert wurde, erhält man die Masse des W-Bosons, zu sehen in der folgenden Abbildung.

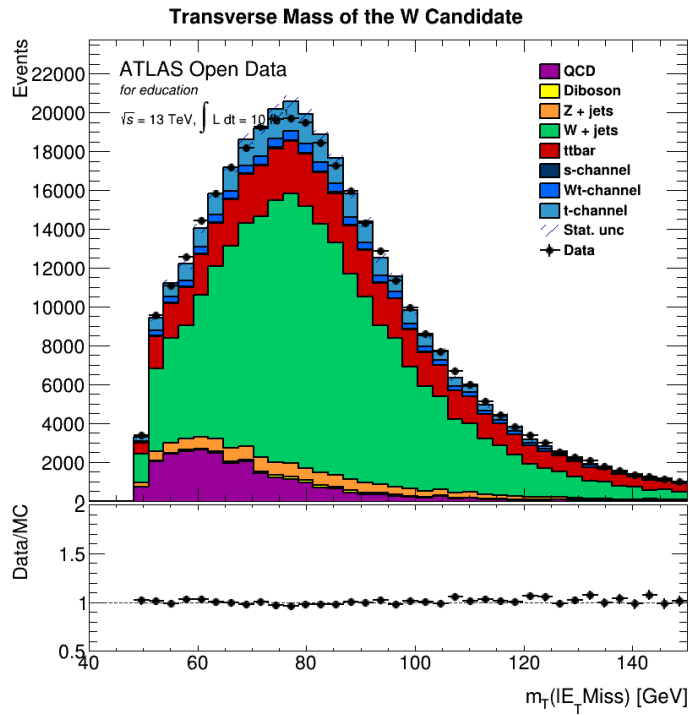


Abbildung 23: Masse des W-Bosons [23]

Man kann eindeutig einen Ausschlag bei ca. 80 GeV erkennen, was der Masse des W-Bosons entspricht [41]. Um nun die Masse des Top-Quarks zu rekonstruieren, wird der Lorentz-Vektor des W-Bosons zu dem Lorentz-Vektor des b-tagged Jet addiert und man erhält folgendes Histogramm. Auch in diesem kann man einen eindeutigen Ausschlag erkennen, diesmal bei ca. 170 GeV , was der Masse des Top-Quarks entspricht [6].

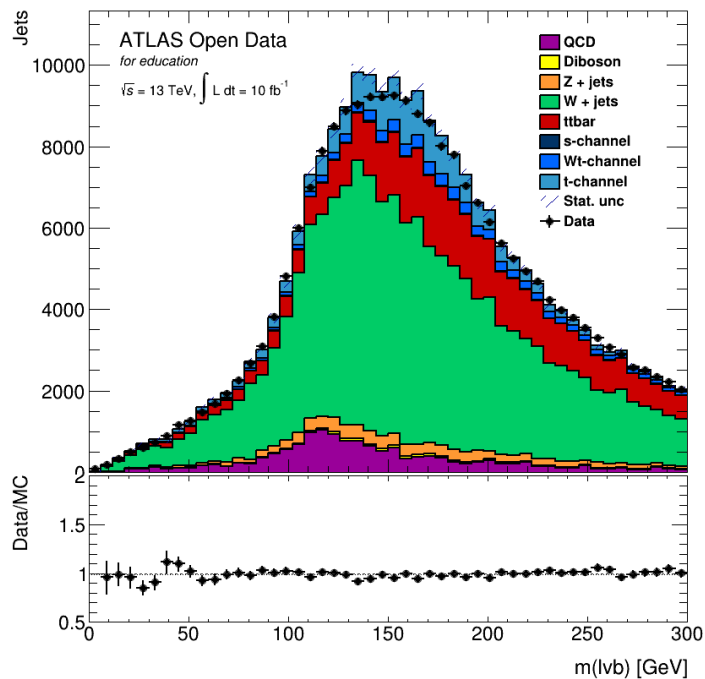


Abbildung 24: Masse des Top-Quarks [24]

6 Modellierung des QCD-Untergrunds

Wie bereits in einem vorherigen Abschnitt angesprochen, gibt es verschiedene Untergrundprozesse, die berücksichtigt werden müssen, um Untersuchungen auf dem Gebiet der Teilchenphysik durchführen zu können. Bei fast allen diesen Prozesse bietet es sich an Monte-Carlo Simulationen für eben diese anzufertigen. Diese Simulationen können dann dafür genutzt werden, einen jeweiligen Untergrundprozess zu modellieren. Ein Untergrundprozess, der auf diese Weise nicht vernünftig modelliert werden kann, ist der Multijet Untergrund, auch QCD-Untergrund genannt. Bei diesem Prozess entstehen mehrere Jets und es kann passieren, dass einer dieser Jets fälschlicherweise als ein Lepton erkannt wird; man kann auch sagen, dass der Jet die Signatur, die ein Lepton im Detektor hinterlässt, imitiert. Das heißt, dass der Jet vom Detektor nicht als solcher erkannt wird, sondern stattdessen als ein Lepton erkannt wird, dieses "Lepton" nennt man dann Fake-Lepton. Dieses Fake-Lepton kann entweder ein Myon oder ein Elektron sein. Wenn nun zusätzlich ein fehlender transversaler Impuls in der Kollision zu finden ist, zum Beispiel dadurch, dass ein weiterer Jet nicht erkannt wird oder auch einfach dadurch, dass immer ein fehlender transversaler Impuls E_T^{miss} in einer Kollision zu finden sein kann. Das passiert allein dadurch, dass jede Messung eine Unsicherheit hat und so ein E_T^{miss} entstehen kann. So kann der Multijet-Prozess aussehen, wie ein Single Top-Quark t-channel Event und zählt somit als Untergrundprozess.

Den Multijet-Untergrund nennt man auch häufig QCD-Untergrund; das liegt daran, dass die Quantenchromodynamik (QCD), eine Quantenfeldtheorie, die die starke Wechselwirkung beschreibt, ein dominierender Prozess am LHC ist, denn im Large Hadron Collider werden Bunches aus Protonen zur Kollision gebracht. Da Protonen aus Quarks bestehen und Quarks über die starke Wechselwirkung wechselwirken, dominiert die starke Wechselwirkung die Kollisionen im LHC und somit muss zur Beschreibung dieser Kollisionen die Quantenchromodynamik verwendet werden. Die QCD beschreibt also die Wechselwirkung von Quarks über Gluonen und dominiert die Interaktionen während der Kollision im LHC. Die Wahrscheinlichkeit dafür, dass ein Jet fälschlicherweise als ein Lepton erkannt wird, ist sehr niedrig, aber dadurch, dass die Kollisionen vom LHC von der Quantenchromodynamik dominiert werden, entstehen sehr viele dieser Multijet-Events. Dadurch, dass eine sehr große Anzahl dieser Events produziert wird, wird es wieder sehr wahrscheinlich, dass solche QCD-Ereignisse auftreten und Jets fälschlicherweise als Leptonen identifiziert werden, somit muss dieser Prozess bei der Untersuchung der Single Top-Quark t-channel Produktion beachtet werden, um eine hohe Präzision erreichen zu können.

Um den QCD-Untergrund modellieren zu können wird hier auf das sogenannte "Data driven QCD-Modelling" zurückgegriffen, das heißt, dass aus den Daten, die vom ATLAS-Detektor aufgezeichnet wurden, der QCD-Untergrund modelliert wird, statt, wie bei den anderen Untergrundprozessen Monte-Carlo Simulationen zu verwenden. Da der QCD-Untergrund nicht mit Monte-Carlo Simulationen modelliert werden kann, ist dies auch die einfachste Möglichkeit, diesen trotzdem untersuchen zu können. Um zu verstehen, wie aus den vorliegenden Daten der QCD-Untergrund modelliert werden kann, muss man sich zunächst anschauen, was für Kriterien ein Elektron oder Myon erfüllen muss, um in der Analyse als ein solches verwendet zu werden. Folgende Kriterien muss ein Elektron beziehungsweise Myon erfüllen:

Elektron (e)	Myon (μ)
tight identification	tight identification
$p_T > 25 \text{ GeV}$	$p_T > 25 \text{ GeV}$
$isoptconerel30 < 0.15$	$isoptconerel30 < 0.15$
$isoetconerel20 < 0.15$	$isoetconerel20 < 0.15$

Abbildung 25: Selektionskriterien für Elektronen und Myonen [25]

Es wird deutlich, dass sowohl für Elektronen als auch für Myonen dieselben Selektionskriterien verwendet werden. Tight identification bedeutet, dass die volle Granularität des elektromagnetischen Kalorimeters bzw. des Myonen Spektrometers verwendet wird; das bedeutet, dass Elektronen zum Beispiel im elektromagnetischen Kalorimeter eine sehr kompakte Spur hinterlassen. Elektronen dürfen also in nur wenigen nebeneinanderliegenden Kammern des elektromagnetischen Kalorimeters Spuren hinterlassen. Dasselbe gilt für Myonen und das Myonen Spektrometer. Zudem ist `isoptconerel30` die Skalarsumme der transversalen Impulse p_T der einzelnen Tracks im Detektor innerhalb eines Kegels mit $R = 0.3$ um die Spur des Elektrons/Myons herum (wobei der transversale Impuls vom Lepton selbst nicht beachtet wird) geteilt durch den transversalen Impuls des Leptons, wobei R der Abstand R in der $\eta - \phi - Ebene$ ist, die in dem Abschnitt über das Koordinatensystem von ATLAS erläutert wurde. Außerdem ist `isoptconerel30` die Skalarsumme der transversalen Energie E_T der einzelnen Tracks im Detektor innerhalb eines Kegels mit $R = 0.2$ um die Spur des Elektrons/Myons herum (wobei die transversale Energie vom Lepton selbst nicht beachtet wird) geteilt durch die transversale Energie des Leptons. Diese beiden Werte geben also Auskunft darüber, wie isoliert die Spur des Teilchens im Detektor ist. Schlussendlich müssen die Elektronen/Myonen einen transversalen Impuls von $p_T > 25 GeV$ tragen.

Um nun aus den Daten die Events mit QCD-Ereignissen herauszufiltern, muss man diese Selektionskriterien so anpassen, dass diese "umgedreht" sind. Es ist also notwendig, die Selektionskriterien so anzupassen, dass nicht Elektronen/Myonen selektiert werden, sondern stattdessen Fake-Elektronen/Fake-Myonen. Man kann dementsprechend diese Selektionskriterien so anpassen, dass vorwiegend die Fake-Leptonen selektiert werden, welche den QCD-Untergrund ausmachen. In der folgenden Tabelle sind die Selektionskriterien für Fake-Elektronen/Fake-Myonen aufgeführt.

Fake-Elektron (e)	Fake-Myon (μ)
tight identification	tight identification
$p_T > 25 GeV$	$p_T > 25 GeV$
<code>isoptconerel30</code> > 0.1	<code>isoptconerel30</code> > 0.1
<code>isoetconerel20</code> > 0.03	<code>isoetconerel20</code> > 0.035

Abbildung 26: Selektionskriterien für Fake-Elektronen und Fake-Myonen [26]

Der Unterschied in den Selektionskriterien ist, dass die Isolation des transversalen Impulses und der transversalen Energie nun so angepasst ist, dass diese Isolation sehr niedrig ist. Bei den Elektronen/Myonen sollte die Isolation des transversalen Impulses und der transversalen Energie kleiner als 0.15 sein. Für die Fake-Elektronen/Fake-Myonen hingegen soll die Isolation des transversalen Impulses größer als 0.1 sein, das heißt, dass die Fake-Leptonen eine geringere Isolation als die Leptonen haben. Zudem soll die Isolation der transversalen Energie größer als 0.03 sein, auch hier soll also die Isolation geringer sein als bei den Leptonen.

Um nun mit Hilfe dieser Selektionskriterien für Fake-Leptonen den QCD-Untergrund zu modellieren, wird die sogenannte Jet-Lepton-Methode angewendet. Dabei werden die Selektionskriterien für Fake-Leptonen angewendet, um aus den Daten des ATLAS-Detektors den QCD-Untergrund zu modellieren. Dabei werden aus den Daten zunächst lediglich die Fake-Elektronen und danach lediglich die Fake-Myonen selektiert, um eine Einschätzung zum Fake-Lepton beziehungsweise Fake-Myon Untergrund treffen zu können. Dabei werden die Fake-Leptonen sozusagen als echte Leptonen behandelt. Zusammenfassend kann man dementsprechend sagen, dass durch die veränderten Selektionskriterien lediglich die Fake-Leptonen zugelassen werden und man so auch lediglich die Ereignisse herausfiltert, in denen diese Fake-Leptonen aufgetreten sind, das heißt man hat aus den Daten mit Hilfe der veränderten Selektionskriterien den QCD-Untergrund modelliert.

Durch dieses Verfahren kann man den QCD-Untergrund modellieren. Jedoch stimmt so die Anzahl der Ereignisse noch nicht mit den tatsächlichen überein. Die Verteilung des modellierten QCD-Untergrundes unterscheidet sich nämlich um einen bestimmten Faktor vom tatsächlichen QCD-Untergrund in den Daten. Um die tatsächliche Anzahl der QCD-Ereignisse zu bekommen, muss man die so ermittelten Verteilungen für Fake-Elektronen und Fake-Myonen noch um diesen bestimmten Faktor skalieren. Um diesen Faktor zu ermitteln, wird ein sogenannter Likelihood-Fit durchgeführt, welcher später noch detailliert erläutert wird. An dieser Stelle reicht es aus zu wissen, dass durch den Likelihood-Fit der Faktor bestimmt wird, um den die Fake-Leptonen Verteilungen skaliert werden müssen.

Um die Fake-Elektron Verteilung zu skalieren, wird die Verteilung des fehlenden transversalen Impulses E_T^{miss} verwendet, wobei diese nur die E_T^{miss} Verteilung für die echten Elektronen ist. Das Ganze kann man sich in etwa so vorstellen, dass im Likelihood-Fit der Faktor bestimmt wird, um den die Verteilung der Fake-Elektronen skaliert werden muss, um die ‘‘Lücke‘‘ in den Daten zu füllen. In der nächsten Abbildung kann man im Histogramm (a) erkennen, dass in der Verteilung von E_T^{miss} eben diese Lücke zwischen der Anzahl der gemessenen Daten und der Anzahl der simulierten Ereignisse vorhanden ist. Besonders gut erkennen kann man diesen Aspekt im unteren Teil vom Plot, in dem die Abweichung der Daten zu den Simulationen aufgetragen ist. Diese Lücke entsteht dadurch, dass die Modellierung des QCD-Untergrundes in diesem Histogramm nicht hinzugefügt wurde, in diesem Histogramm wird der QCD-Untergrund nicht als Untergrund betrachtet. Da der QCD-Untergrund aber auch berücksichtigt werden soll, wird jetzt die E_T^{miss} Verteilung für die Fake-Elektronen genommen und so skaliert, dass sie die Lücke im Histogramm auffüllt. Wichtig ist dabei, dass die Verteilung des fehlenden transversalen Impulses der Fake-Elektronen an die Verteilung des fehlenden transversalen Impulses der Elektronen skaliert wird. Würde man die Fake-Elektronen an die Verteilung der Leptonen (also Elektronen und Myonen) skalieren, würde man am Ende mehr QCD-Ereignisse haben, als tatsächlich in den Daten vorhanden sind. Deshalb wird der gesamte Prozess aufgetrennt man skaliert deshalb die E_T^{miss} Verteilung der Fake-Elektronen an die E_T^{miss} Verteilung der echten Elektronen. In der folgenden Abbildung kann man nun erkennen, dass bevor der QCD-Untergrund modelliert wurde, eine deutlich erkennbare Lücke zwischen der Anzahl der gemessenen Ereignisse im Vergleich zu der Anzahl der tatsächlichen Ereignisse zu sehen ist. Nachdem der QCD-Untergrund modelliert wurde, ist diese Lücke geschlossen.

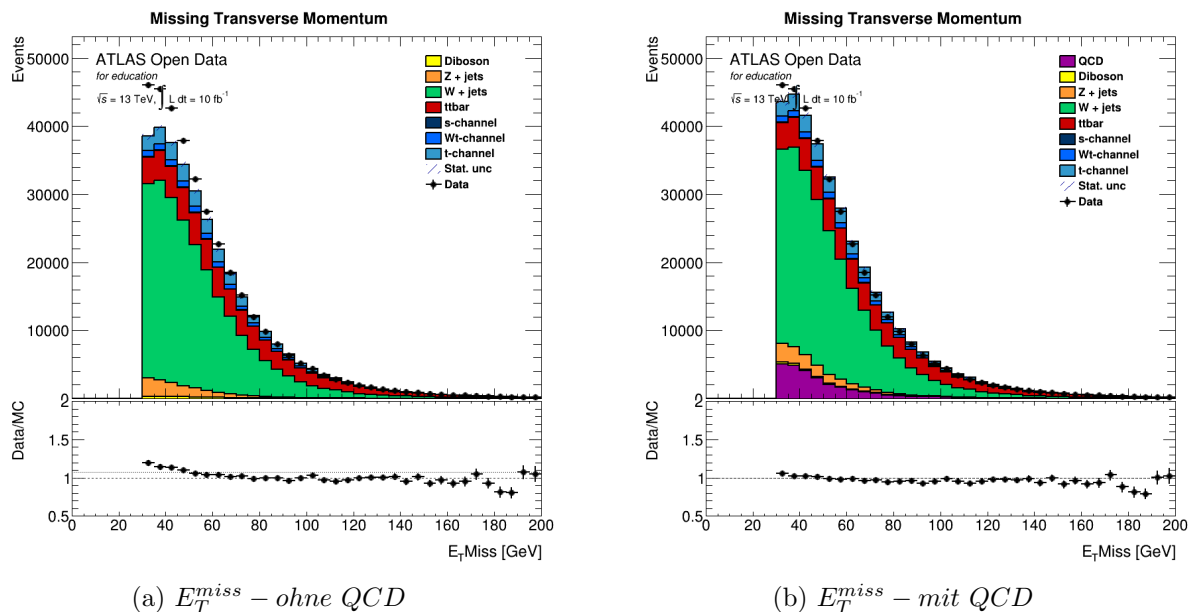
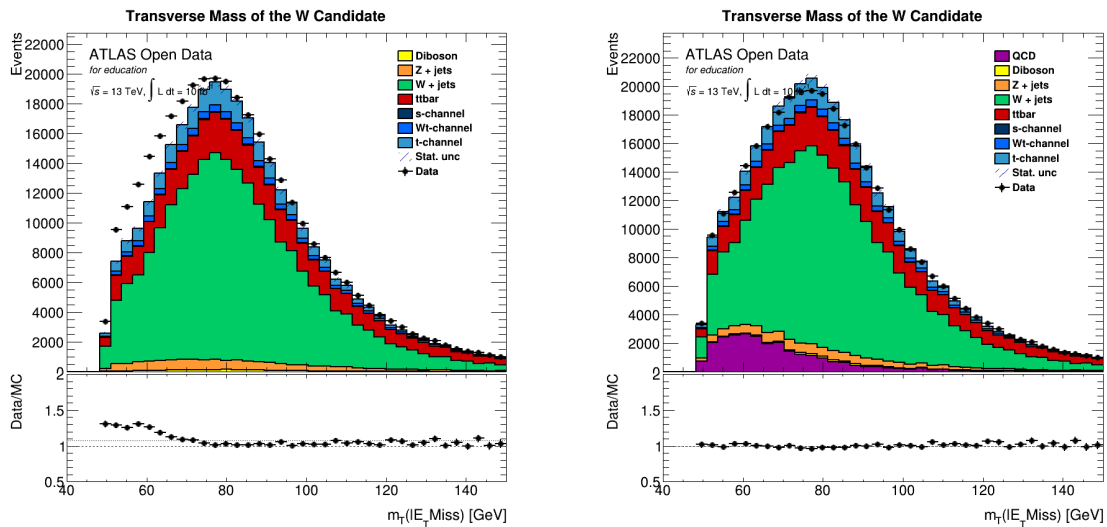


Abbildung 27: E_T^{miss} Verteilung vor und nach der Modellierung des QCD-Untergrundes [27]

In den beiden vorangegangenen Plots ist nicht die Verteilung von E_T^{miss} für die Elektronen, sondern für Leptonen (Elektronen und Myonen) zu sehen. Wie die QCD-Ereignisse mit Myonen skaliert werden, wird jetzt erläutert. Doch in den bereits gezeigten Plots sind die Ergebnisse beider Modellierungen bereits zusammengeführt. Das heißt, dass man sehr gut erkennen kann, dass nachdem die QCD-Ereignisse, zunächst unterteilt in Fake-Elektronen und Fake-Myonen, modelliert wurden, eine sehr gute Abschätzung für den QCD-Untergrund abgebildet werden konnte. Dies wurde erreicht, indem an die jeweilige Verteilung von echten Elektronen oder Myonen skaliert wurde, und nachdem am Ende alles addiert wurde, bilden dann diese Modellierungen eine sehr gute Abschätzung für den QCD-Untergrund.

Der selbe Prozess des Skalierens wird auch mit den Fake-Myonen durchgeführt, doch der Likelihood-Fit wird mit den Fake-Myonen nicht an der Verteilung von E_T^{miss} durchgeführt, sondern stattdessen an der Verteilung der Masse des W-Bosons M_T^W . Auch hier wird die Verteilung von M_T^W der Fake-Myonen an die Verteilung von M_T^W der echten Myonen skaliert. Beim Likelihood-Fit der Fake-Myonen wird statt E_T^{miss} M_T^W verwendet, da diese Verteilung für die Modellierung der Verteilung der Fake-Myonen genauere Ergebnisse erzielt, als wenn der Fit an die Verteilung von E_T^{miss} gemacht werden würde. In der nächsten Abbildung kann man die M_T^W Verteilung der Leptonen (Elektronen und Myonen) in (a) vor der Modellierung des QCD-Untergrundes und in (b) nach der Modellierung des QCD-Untergrundes sehen, auch hier wird deutlich, dass die Modellierung des QCD-Untergrundes sehr erfolgreich die vorher vorhandene Lücke in der Anzahl der beobachteten Ereignisse im Vergleich zu der Anzahl der simulierten Ereignisse schließt.



(a) M_T^W – ohne QCD

(b) M_T^W – mit QCD

Abbildung 28: M_T^W Verteilung vor und nach der Modellierung des QCD-Untergrundes [28]

Zunächst wurden also die E_T^{miss} Verteilung der Fake-Elektronen an die E_T^{miss} Verteilung der echten Elektronen gefittet und danach wurde die M_T^W Verteilung der Fake-Myonen an die M_T^W Verteilung der echten Myonen gefittet. Danach hat man zwei getrennte Samples, die die Verteilung der QCD-Ereignisse für Fake-Elektronen und Fake-Myonen für die verschiedenen, in dieser Analyse untersuchten, kinematischen Variablen modellieren. Indem man die Samples kombiniert, erhält man ein Sample, welches die Verteilung der QCD-Ereignisse modelliert. Dieses Sample modelliert nicht nur die Verteilung der QCD-Ereignisse in der M_T^W oder E_T^{miss} Verteilung, sondern in allen untersuchten Verteilungen der kinematischen Variablen. Mit den in diesem Abschnitt beschriebenen Methoden konnte also sehr erfolgreich ein Sample aus den eigentlichen experimentellen Daten gewonnen werden, welches die Verteilung der QCD-Ereignisse in den Verteilungen der kinematischen Variablen modelliert.

7 Signal Extraktion

Wie bereits in den vorangegangenen Abschnitten erläutert wurde, gibt es im hier untersuchten Single Top-Quark t-channel eine große Zahl von Untergrundprozessen, die es sehr schwierig machen, exakte Messungen in diesem Kanal durchzuführen und wissenschaftlich aussagekräftige Ergebnisse zu erhalten. Durch die vielen Untergrundprozesse sind die einzelnen Variablen, die untersucht werden können, wie zum Beispiel die Masse des Top-Quarks oder der Impuls eines Jets, nicht sehr präzise. Um dennoch eine sehr sensitive Variable zu haben, mit der die Messung des Wirkungsquerschnitts durchgeführt werden kann, wird in dieser Untersuchung ein Neutrales Netzwerk genutzt. Das Neutrale Netzwerk nimmt als Input-Variablen verschiedene Untersuchungsaspekte, wie zum Beispiel die Masse des Top-Quarks, die Masse des W-Bosons oder den fehlenden transversalen Impuls; prozessiert diese und konstruiert damit eine einzelne Output-Variable. Mit Hilfe der experimentellen Daten, die nach der Analyse vorliegen, wird also eine sehr sensitive Variable mittels eines Neuralen Netzwerks konstruiert, welche signifikant zwischen Untergrund- und Signalereignis trennen kann.

In den folgenden Abschnitten wird genau erläutert, wie ein Neutrales Netzwerk allgemein aufgebaut ist, wie das Neutrale Netzwerk, welches hier konstruiert wurde, strukturiert ist, wie das Neutrale Netzwerk trainiert wurde und was die Ergebnisse des Neuralen Netzwerks sind. Durch die Erläuterung dieser Funktionen wird deutlich, wie es dem Neuralen Netzwerk möglich ist, die eben beschriebene Variable zu konstruieren.

7.1 Neutrales Netzwerk

7.1.1 Allgemeines

Es gibt eine sehr große Anzahl von verschiedenen Neuralen Netzwerken, doch zur Vereinfachung wird hier ausschließlich die Variante behandeln, die in dieser Untersuchung genutzt wurde. Eine umfassende Übersicht über viele andere Möglichkeiten ein Neutrales Netzwerk zu konstruieren ist unter [42] zu finden.

In dieser Untersuchung wurde ein sogenanntes “three-layer feed-forward Neural Network“ genutzt. Der Aufbau und die Funktion dieses Modells ist im Vergleich zu anderen Arten von Neuralen Netzwerken vergleichsweise simpel, dennoch ist es für diese Anwendung vollkommen ausreichend und vor allem ist es nicht besonders rechenintensiv, da es ausschließlich die CPU des Computers nutzt, um den Prozess durchzuführen. Komplexere Neutrale Netzwerke nutzen üblicherweise Grafikkarten, da diese für die hohe Parallelisierung, die für diese Netzwerke nötig ist, perfekt geeignet sind.

Das Neutrale Netzwerk (kurz: NN) besteht aus grundlegend drei Schichten. In diesen Schichten befinden sich die sogenannten Neuronen, diese Neuronen sind untereinander fest miteinander verbunden. Auch die Neuronen der verschiedenen Schichten sind miteinander verbunden, sodass auch die verschiedenen Schichten des NN untereinander kommunizieren können. Die Struktur mit den Neuronen, die ihren Namen aus der Biologie und der Struktur eines Gehirns haben, imitiert die Funktion eines Gehirns; man kann ein NN trainieren, indem man ihm Daten vorlegt und nachdem das NN angelehrt wurde, kann es eigenständig neue Daten verarbeiten, auf Grundlage des vorher Gelernten. Das three-layer feed-forward NN besteht, wie der Name schon postuliert, aus drei verschiedenen Schichten, in denen die Daten ausschließlich in eine Richtung fließen. Die erste Schicht ist die Eingabeschicht, in der die Daten dem NN übergeben werden, damit es diese verarbeiten kann. Die Informationen werden von der Eingabeschicht an die nächste Schicht weitergegeben, nachdem sie gewichtet wurden. Die Gewichte verändern die Intensität, in der die Informationen weitergereicht werden. Jedes einzelne Neuron der Eingabeschicht hat dabei ein Gewicht, mit welchem es die Informationen übergibt. Die Informationen werden also eingegeben, gewichtet und dann an die nächste Schicht weitergegeben. Wenn das Gewicht einer Verbindung gleich null wäre,

dann hätte der Eingangswert also keinen Einfluss auf den Ausgangswert, denn der Eingangswert i_x multipliziert mit null, ergäbe immer null. Ist nun jedoch das Gewicht w_x zum Beispiel 0,76 wäre der Output Wert von diesem Gewicht abhängig: $Summe(o_1) = i_1 \cdot 0,76$, wobei o_1 die Verbindung von der Eingabe zur nächsten Schicht wäre und i_1 der erste Eingabewert [43]. Die Ausgabe dieser Gewichtung wird anschließend an die nächste Schicht weitergegeben [43]. Die zweite Schicht im three-layer feed-forward NN ist die sogenannte versteckte Schicht. In einem simplen NN gibt es genau eine versteckte Schicht. Es ist jedoch auch möglich, dass es eine große Anzahl an versteckten Schichten gibt, in diesem Fall würde man dann vom “Deep Learning“ sprechen. In dieser Schicht werden die Daten erneut gewichtet und von den Neuronen in dieser Schicht an die nächste Schicht weitergereicht. In dieser Schicht werden die Daten, wie schon gesagt, erneut gewichtet, jedoch ist die genaue Verarbeitung der Daten nicht einsehbar und kann auch nicht beeinflusst werden. Im Gegensatz zu der Eingabeschicht und der noch folgenden Schicht, ist hier der Fluss der Daten und die Verarbeitung der logischen Operationen also nicht zu erkennen, doch genau wegen dieser Schicht ist es dem NN möglich komplexe Probleme zu lösen, ähnlich wie ein menschliches Gehirn. Die letzte Schicht ist die Ausgabeschicht. In dieser Schicht läuft der Informationsfluss aus der versteckten Schicht zusammen, hier werden die finalen Werte als Output-Variable ausgegeben. In der folgenden Abbildung ist der schematische Aufbau eines “three-layer feed-forward Neural Network“ zu sehen.

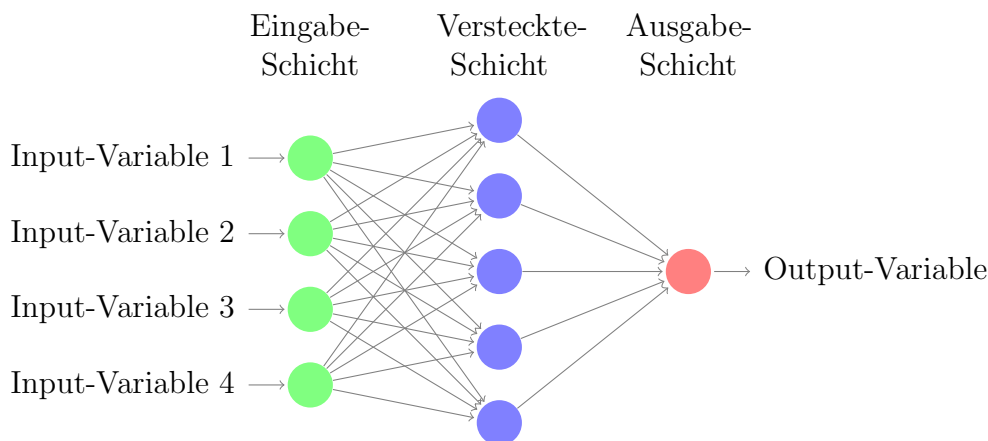


Abbildung 29: Schematischer Aufbau eines Neuralen Netzwerks [29]

Bevor nun fertig beschreiben ist, wie ein NN funktioniert, ist ein elementarer Punkt hinzuzufügen, die Aktivierungsfunktion. Die Aktivierungsfunktion sitzt an jedem Knoten zwischen der versteckten Schicht und der Ausgabeschicht und ist im Grunde nur ein Element, das dem NN hinzugefügt wird um den Datenfluss besser zu kontrollieren. Die Aktivierungsfunktion wird häufig auch als Übertragungsfunktion bezeichnet. Im Grunde wird diese Funktion verwendet, um den Output des NN mit “Ja“ oder “Nein“ zu bestimmen, bzw. mit eins oder null. In diesem speziellen Fall würde eine sogenannte Stufenfunktion vorliegen, da sie lediglich eins oder null ausgeben kann; normalerweise werden jedoch Funktionen verwendet, die alle Werte in einem bestimmten Zahlenbereich ausgeben können, dadurch können Neuronale Netzwerke komplexere Probleme lösen. Je nach Aktivierungsfunktion kann der Zahlenbereich auch zwischen anderen Bereichen, wie zum Beispiel zwischen minus eins und eins liegen. Diese Aktivierungsfunktionen können sowohl linear als auch nicht linear sein. In dieser Analyse wurde zunächst die sogenannte “ReLU-Funktion“, oder auch “rectified linear activation function“, verwendet. Es gibt zudem viele andere Funktionen, wie die Sigmoid-Funktion oder auch der hyperbolische Tangens, zu dem gleich noch etwas gesagt wird, die alle ihre Vor- und Nachteile haben. Die ReLU-Funktion gibt Zahlenwerte zwischen null und eins aus ($\mathbb{W} = [0; 1]$ und $\mathbb{D} = [-\infty; \infty]$), andere Funktionen können auch andere

Zahlenbereiche abdecken. Ein großer Vorteil der ReLU-Funktion ist, dass sie sehr effektiv arbeitet und nicht sehr rechenintensiv ist, zudem imitiert sie sehr erfolgreich biologische Aktivierungsfunktionen, die auch im Gehirn vorkommen [44][45]. Im Grunde entscheidet die Aktivierungsfunktion also, ob ein Input-Wert, den sie erhält, einen gewissen Punkt/Wert überschreitet und gibt dann anschließend das Signal in einem, von der Funktion abhängigen, Zahlenbereich weiter an die Ausgabeschicht, wo am Ende eine Output-Variable das Ergebnis des Neuralen Netzwerks repräsentiert. Durch die Aktivierungsfunktion erhält man also Kontrolle über das Neurale Netzwerk und kann den gewünschten Output in einem bestimmten Rahmen beeinflussen [46].

Wie bereits erwähnt wurde hier zunächst die ReLU-Funktion verwendet, nach tiefergehenden Untersuchungen, die nach dem Verfassen der Facharbeit durchgeführt wurden, stellte sich jedoch heraus, dass eine andere Aktivierungsfunktion für die hier durchgeführte Analyse noch besser geeignet ist. Auch wenn die ReLU-Funktion bereits sehr effektiv und genau arbeitet, hat sich gezeigt, dass der sogenannte Tangens hyperbolicus (kurz: tanh) noch besser für diese Analyse geeignet ist. Im Rahmen dieser Besonderen Lernleistung wird nun also der Tangens hyperbolicus anstatt der ReLU-Funktion verwendet. Der Tangens hyperbolicus gibt Zahlenwerte zwischen minus eins und eins aus ($\mathbb{W} = [-1; 1]$ und $\mathbb{D} = [-\infty; \infty]$), hat dabei zusätzlich einen deutlich glatteren Übergang im Vergleich zur ReLU-Funktion und beeinflusst damit das letztendliche Ergebnis stark, wie diese Untersuchungen gezeigt haben; deshalb wird in der hier durchgeführten Analyse der Tangens hyperbolicus als Aktivierungsfunktion für das Neurale Netzwerk verwendet. In der folgenden Abbildung kann man noch die beiden Funktionen im Vergleich sehen. Abbildung (a) zeigt die ReLU-Funktion, die wie folgt definiert ist: $ReLU(x) = \max(0, x)$. Abbildung (b) zeigt den Tangens hyperbolicus welcher wie folgt definiert ist: $\tanh(x) = 1 - \frac{1}{e^{2x} + 1}$.

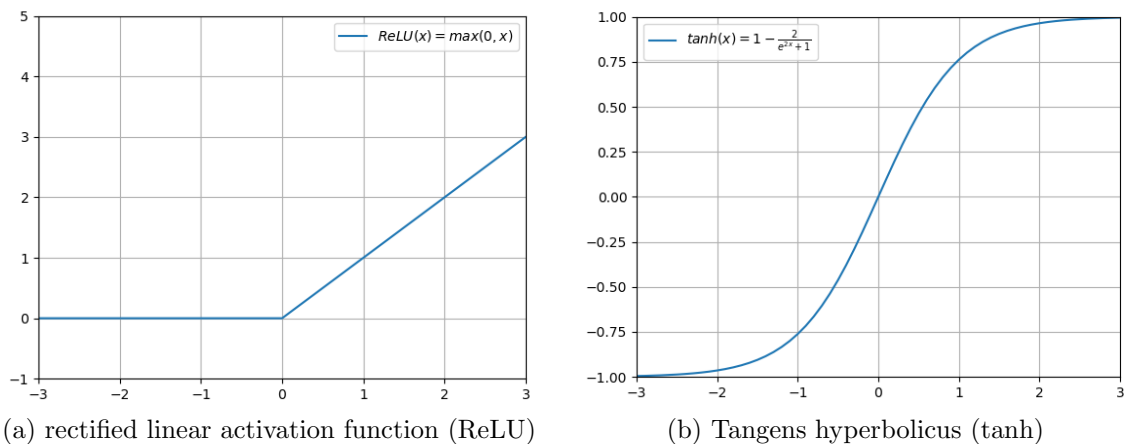


Abbildung 30: Vergleich der Aktivierungsfunktionen [30]

In diesem Abschnitt wurde ausführlich die Funktionsweise eines Neuralen Netzwerks erläutert und somit wurde veranschaulicht, wie man aus mehreren nicht besonders sensiblen Variablen eine sehr sensitive Diskriminante unter Zuhilfenahme eines Neuralen Netzwerkes konstruieren kann. Im folgenden Abschnitt wird genau erläutert, wie das Neurale Netzwerk trainiert wurde, um die Daten so optimal wie möglich vom Neuralen Netzwerk verarbeiten zu lassen. Mit Hilfe dieser konstruierten und sehr sensiblen Diskriminante kann im Anschluss die Berechnung des Wirkungsquerschnitts der Single Top-Quark t-channel Produktion durchgeführt werden.

7.1.2 Training vom Neuralen Netzwerk und Input-Variablen

Im vorangegangenen Abschnitt wurde ausführlich beschrieben, wie ein Neutrales Netzwerk im Allgemeinen aufgebaut ist und funktioniert. Bevor man die Daten vom Neuralen Netzwerk analysieren lassen kann, muss das Neurale Netzwerk noch trainiert werden. Dieses Training funktioniert im Prinzip genau so, wie ein biologisches Gehirn ebenfalls lernt. Am Start wird allen Neuronen der Eingabe-Schicht ein zufälliges Gewicht zugeteilt. Im Folgenden werden Daten in das Neurale Netzwerk eingespeist, jedes Neuron gewichtet die Signale mit dem Eingabewert und gibt das Ergebnis an die nächste Schicht weiter, in der Ausgabe-Schicht erhält man dann das Ergebnis. Da zufällige Gewichte am Anfang gewählt wurden, hat das Ergebnis nichts mit dem gewünschten Ergebnis zu tun. Der Trick ist nun aber, dass das Neurale Netzwerk diesen Fehler berechnen kann und welchen Anteil jedes der Neuronen an eben diesem Fehler hatte und kann im Anschluss die Gewichte der Neuronen entsprechend anpassen. Dadurch wird der Fehler minimiert und dieses Verfahren wird mit beliebig vielen Daten wiederholt und so erhält man nach und nach ein immer besseres Ergebnis. Auf diese Weise kann ein Neutrales Netzwerk aus den Eingabedaten, einem bestimmten Datensatz, und dem Ausgabewert lernen und so die Fehlerquote deutlich senken.

Nun ist also geklärt, wie ein Neutrales Netzwerk funktioniert und wie es trainiert wird bzw. wie es lernen kann. Im Folgenden wird nun also erläutert, wie das hier gewählte Neurale Netzwerk, welches für die Untersuchung verwendet wurde, aufgebaut ist, und welche Input-Variablen genutzt wurden, um das Neurale Netzwerk zu trainieren. Aus den gewählten Input-Variablen wird dann vom fertig trainierten Neuralen Netzwerk die Output-Variable konstruiert. Mit Hilfe der experimentellen Daten, die nach der Analyse vorliegen, wird also in dem Neuralen Netzwerk eine sehr sensitive Variable (Diskriminante) konstruiert, welche signifikant zwischen Untergrund- und Signalereignis trennen kann. Diese Variable kann dann für die finale Messung des Wirkungsquerschnitts von Single Top-Quark t-channel Produktion verwendet werden.

Das three-layer feed-forward Neural Network besteht, wie bereits erläutert, aus drei Schichten. In der Eingabe-Schicht sind neun Neuronen, wovon acht Input-Variablen sind. Das Neunte Neuron ist eine sogenannte "Bias node". Das Bias-Neuron wird dem Neuralen Netzwerk hinzugefügt, um die Möglichkeit zu erhalten, die Aktivierungsfunktion zu verschieben. Wenn kein Bias-Neuron vorliegt, wird ein Input-Wert wie folgt an die nächste Schicht weitergegeben: $Summe(o_x) = i_x \cdot w_x$, wobei o_x die Verbindung von der Eingabe zur nächsten Schicht wäre, i_x der Eingabewert und w_x das Gewicht des Neurons. So wäre es also nicht möglich einen Input-Wert von Null und einen Output-Wert von Zwei zu erhalten, mit Hilfe eines Bias-Neurons ist dies jedoch möglich. Liegt nun also ein Bias-Neuron vor, sieht die Verarbeitung wie folgt aus: $Summe(o_x) = i_x \cdot w_x + 1 \cdot w_B$, wobei nun w_B das Gewicht des Bias-Neurons ist, welches beim Training festgelegt wird. Beim Eingabewert für jedes andere Neuron ist i_x eingetragen, da jeder Wert möglich ist, das Bias-Neuron hat jedoch immer den Input-Wert von Eins, weshalb dies auch so in der Formel eingetragen ist. Statt einfach nur den Eingabewert, multipliziert mit dem Gewicht, weiterzugeben, wird nun also zusätzlich noch der Wert des Bias-Neurons (eins) mit dem Gewicht des Bias-Neurons multipliziert und auf den ersten Term ($i_x \cdot w_x$) addiert. Anschließend wird dieser Wert, so wie in der Formel zu sehen war, an die nächste Schicht weitergegeben. Durch diesen "Trick" kann man also die Aktivierungsfunktion beeinflussen, wodurch der Lernprozess stark verbessert wird [43].

In der nächsten Schicht, der versteckten Schicht, befinden sich acht Neuronen. Man könnte eine größere Zahl an Neuronen für diese Schicht wählen, doch dies hätte keinerlei Vorteil gegenüber der geringeren Anzahl von acht Neuronen, da dadurch das Ergebnis nicht signifikant beeinflusst werden würde. Würde man allerdings deutlich weniger Neuronen verwenden, wären die Lernfähigkeiten des Neuralen Netzwerks dadurch stark eingeschränkt, dementsprechend wurde hier für die Anzahl der Neuronen acht gewählt, da dadurch ausreichende Lernfähigkeiten sichergestellt werden und die Diskriminante konstruiert werden kann [47].

In der Ausgabe-Schicht befindet sich nur ein Neuron, denn mit dem Neuralen Netzwerk soll schließlich eine einzige sehr sensitive Variable (Diskriminante) konstruiert werden, welche signifikant zwischen Untergrund- und Signalereignis trennen kann.

Das Neuronale Netzwerk besteht also aus acht Neuronen in der Eingabeschicht und einem zusätzlichen Bias-Neuron. Die Versteckte-Schicht besteht aus acht Neuronen und in der Ausgabe-Schicht befindet sich ein Neuron. Die hier zunächst verwendete Aktivierungsfunktion war die sogenannte "ReLU-Funktion", oder auch "rectified linear activation function", welche jedoch ausführlicher im vorherigen Abschnitt beschrieben wurde. Nach tiefergehenden Untersuchungen stellte sich jedoch heraus, dass der Tangens hyperbolicus für diese Aufgabe noch besser geeignet ist, was jedoch bereits im vorherigen Abschnitt ausführlich erläutert wurde. Im Folgenden wird also der Tangens hyperbolicus als Aktivierungsfunktion verwendet. In der folgenden Abbildung ist die schematische Struktur des für diese Analyse verwendeten Neuralen Netzwerks abgebildet.

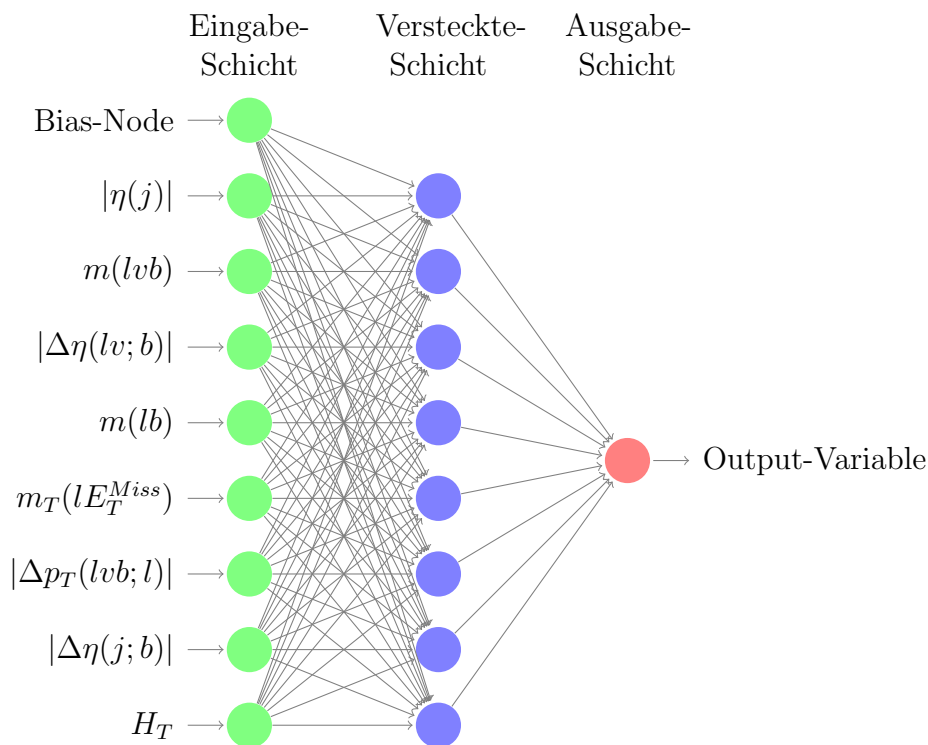


Abbildung 31: Schematischer Aufbau des verwendeten Neuralen Netzwerks [31]

In der Abbildung kann man den Aufbau des verwendeten Neuralen Netzwerks sehen. In der Eingabeschicht steht neben den Neuronen der jeweilige Name der Input-Variable, die von diesem Neuron verarbeitet wird. Insgesamt werden acht Variablen verwendet, das neunte Neuron ist das Bias-Neuron, alle anderen Neuronen repräsentieren jeweils eine Variable, die verwendet wird, um die Output-Variable zu konstruieren. Bevor nun erläutert wird, welche Variablen verwendet wurden, wird noch einmal kurz auf das Training des Neuralen Netzwerks zurückgekommen.

Wie ein Neuronales Netzwerk trainiert wird, wurde bereits ausführlich erläutert, deshalb wird im Folgenden lediglich darauf eingegangen, welche Daten verwendet wurden, um das Neuronale Netzwerk zu trainieren. Im Abschnitt über die experimentellen Daten und die Monte-Carlo Datensets wurde bereits erläutert, was genau die Monte-Carlo Daten sind und wie diese verwendet werden, um die Anteile der verschiedenen Prozesse an den gemessenen Daten zu modellieren. Das Neuronale Netzwerk wird nun also mit einem Teil dieser Monte-Carlo Daten trainiert, um zu lernen, wie ein Signal- und wie ein Untergrundereignis aussieht. Dem Neuronalen Netzwerk werden also Monte-Carlo Daten von dem untersuchten Signal-Prozess gegeben

und mit eins gelabelt. Das Neurale Netzwerk wird nun also darauf trainiert, Signalereignisse auf der Skala bei eins einzuordnen. Das selbe geschieht mit den Untergrundprozessen, jedoch werden diese mit null gelabelt. Beim Output des Neuralen Netzwerks sollten sich also bei eins die Signalereignisse häufen und bei null die Untergrundereignisse. Da das Neurale Netzwerk nicht perfekt zwischen Untergrund- und Signalereignis trennen werden wird, werden viele der Ereignisse zwischen null und eins liegen und nur ein kleiner Teil exakt bei null und eins. Wenn ein Ereignis für das Neurale Netzwerk mehr wie ein Signal- als ein Untergrundereignis aussieht, dann wird dieses näher bei eins als null auf der Skala platziert, sollte es jedoch mehr nach einem Untergrundereignis aussehen, dann wird dieses näher bei null platziert. Sowohl beim Training, als auch bei der finalen Auswertung werden die Variablen benutzt, die in der schematischen Abbildung vom Neuralen Netzwerk zu sehen sind. Das heißt, während das Neurale Netzwerk mit den Monte-Carlo Daten trainiert wird, werden von diesen Monte-Carlo Datenpaketen die aufgelisteten Variablen aus dem Schema verwendet, um dem Netz beizubringen, wie die kinematischen Eigenschaften des Signal- sowie der Untergrundprozesse aussehen, damit es anschließend anhand dieser Variablen entscheiden kann, ob ein aufgezeichnetes Ereignis vom ATLAS-Detektor der hier gesuchte Signalprozess ist oder einer der unerwünschten Untergrundprozesse.

Folgende Variablen wurden beim Training und bei der anschließenden Auswertung verwendet und sind auch im Schema von dem für diese Analyse verwendeten Neuralen Netzwerk zu sehen, eine Übersicht der Histogramme der verwendeten kinematischen Variablen ist im Anhang C zu finden:

- $|\eta(j)|$: Der Betrag der Spurkoordinate η vom leichten Jet, welcher aus dem Zerfall des leichten Quarks stammt.
- $m(lvb)$: Die Masse des Top-Quarks, denn dieses zerfällt in ein W-Boson, welches zu einem Lepton (l) und einem Neutrino (v) zerfällt, und einem Bottom-Quark (b); alles zusammenaddiert ergibt die Masse des Top-Quarks.
- $|\Delta\eta(lv; b)|$: Der Betrag der Differenz Δ der Spurkoordinate η zwischen dem Lepton (l), addiert zum Neutrino (v), und dem Bottom-Quark (b).
- $m(lb)$: Die Masse des Leptons (l), addiert zum Bottom-Quark (b).
- $m_T(lE_T^{Miss})$: Die transversale Masse des W-Bosons, denn dieses zerfällt in ein Lepton (l) und ein Neutrino (E_T^{Miss}). Hier wird also statt dem Lorentz-Vektor des Neutrinos der fehlende transversale Impuls für das Neutrino verwendet.
- $|\Delta p_T(lvb; l)|$: Der Betrag der Differenz Δ des transversalen Impulses p_T zwischen dem Top-Quark (lvb , da es in ein Bottom-Quark (b) und ein W-Boson, welches in ein Neutrino (v) und ein Lepton (l) zerfällt) und dem Lepton (l).
- $|\Delta\eta(j; b)|$: Der Betrag der Differenz Δ der Spurkoordinate η zwischen dem leichten Jet (j) und dem Bottom-Quark (b).
- H_T : Die Summe aller transversalen Impulse der Teilchen der Kollision.

7.2 Ergebnisse des Neuralen Netzwerks

In den vorherigen zwei Abschnitten wurde ausführlich dargelegt, wie ein Neuronales Netzwerk im Allgemeinen aufgebaut ist und funktioniert, wie das hier verwendete Neuronale Netzwerk strukturiert ist, wie ein Neuronales Netzwerk trainiert wird und welche Input-Variablen für das Training sowie die Auswertung verwendet wurden. In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse vorgestellt, die vorliegen, nachdem das Neuronale Netzwerk die Daten, die vom ATLAS-Detektor aufgenommen wurden, analysiert und verarbeitet hat.

Nachdem die Daten, die vom Neuronalen Netzwerk analysiert wurden, nun vorliegen, kann man an eben diesen ausmachen, ob das Neuronale Netzwerk erfolgreich zwischen Signal- und Untergrundereignis trennen kann. In der folgenden Abbildung kann man eindeutig erkennen, dass Signalereignisse (Hellblau) vor allem auf der Skala in Richtung eins zu finden sind, das liegt eben daran, dass das Neuronale Netzwerk so trainiert wurde, dass Signalereignisse mit eins gekennzeichnet werden. Besonders interessant ist zu sehen, dass sich tatsächlich genau bei eins besonders viele Signalereignisse häufen, was auch schon, ohne die Untergrundereignisse zu betrachten, dafür spricht, dass das Neuronale Netzwerk sehr erfolgreich zwischen Signal- und Untergrundereignissen trennen kann. Ebenso kann man erkennen, dass sich die Untergrundereignisse vor allem auf der Skala in Richtung null häufen, das liegt eben daran, dass das Neuronale Netzwerk so trainiert wurde, dass Untergrundereignisse mit null gekennzeichnet werden. Zudem kann man auch erkennen, dass Signalereignisse auch auf der Skala näher in Richtung null zu finden sind und andersrum sind ebenfalls einige Untergrundereignisse auf der Skala in Richtung eins zu finden. Dieser Effekt liegt daran, dass das Neuronale Netzwerk natürlich nicht perfekt zwischen Signal- und Untergrundereignis trennen kann, was allerdings auch von Anfang an zu erwarten war, dementsprechend ist es nicht schlimm, denn es wurde nun dennoch eine sehr sensitive Diskriminante konstruiert, die erfolgreich zwischen Signal- und Untergrundereignis trennen kann. Der stärkere Ausschlag bei eins deutet darauf hin, dass eine große Anzahl an Signalereignissen sehr erfolgreich eingestuft werden konnte, auch wenn dort ebenfalls Untergrundereignisse zu finden sind, dieser Effekt liegt an der nicht perfekten Trennung zwischen diesen durch das Neuronale Netzwerk.

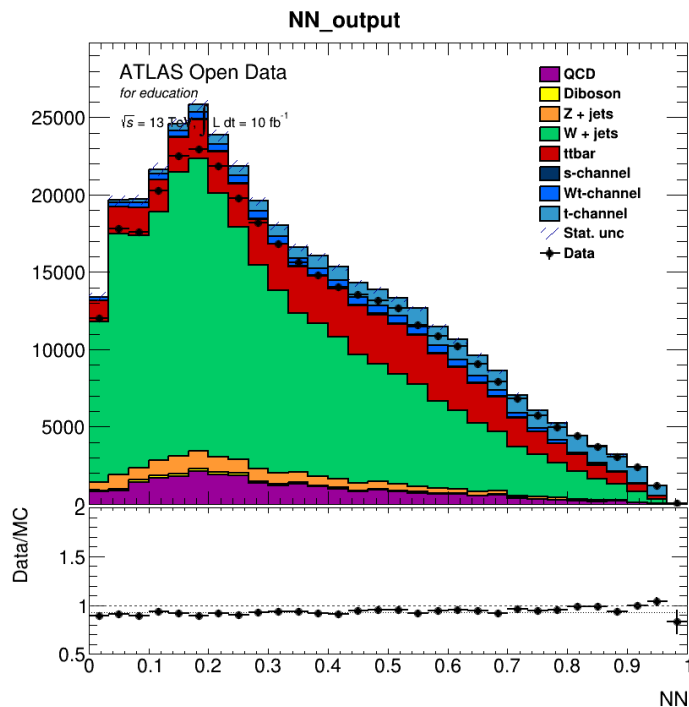


Abbildung 32: Output des Neuralen Netzwerks [32]

Zudem ist deutlich zu erkennen, dass die Zahl der beobachteten Ereignisse (Datenpunkte) sehr gut mit den Vorhersagen (Monte-Carlo Simulationen in bunt) übereinstimmt. Kleinere Abweichungen sind immer zu erwarten, doch in diesem Fall sind diese Abweichungen nicht besonders groß. Wie genau die Zahl der beobachteten Ereignisse mit den Vorhersagen übereinstimmt, ist unten im Histogramm zu erkennen. Ein perfektes Ergebnis würde vorliegen, wenn alle Datenpunkte im unteren Teil des Histogramms exakt bei eins liegen würden, doch das ist natürlich nicht der Fall, dennoch kann man erkennen, dass es sowohl nach unten als auch nach oben keine signifikanten Abweichungen gibt.

Um im nächsten Schritt aus diesen nun vorliegenden Daten den Wirkungsquerschnitt des Single Top-Quark t-channel zu berechnen, wird ein sogenannter ‘‘Likelihood-Fit‘‘ durchgeführt, der im nächsten Abschnitt noch genauer erläutert wird. Grundlegend kann man aber sagen, dass durch den Likelihood-Fit verschiedene Skalierungsfaktoren berechnet werden (zwei Skalierungsfaktoren für den Signal- und mehrere für die Untergrundprozesse), die das Verhältnis der gemessenen Anzahl von Ereignissen zu der Anzahl der vorhergesagten angeben. Wenn man nun im Folgenden die vorliegenden Daten des Neuralen Netzwerks mit eben diesen Skalierungsfaktoren skaliert, sollte die Zustimmung zwischen der gemessenen Anzahl von Ereignissen zu der Anzahl der vorhergesagten noch genauer werden. Skaliert werden nur die Monte-Carlo Simulationen mit den Skalierungsfaktoren, denn diese müssen durch die Faktoren an die tatsächlich gemessene Anzahl an Ereignissen noch genauer angepasst werden, schließlich sind diese eben nur Simulationen. In der folgenden Abbildung ist die Datenverteilung nach dem Likelihood-Fit zu sehen.

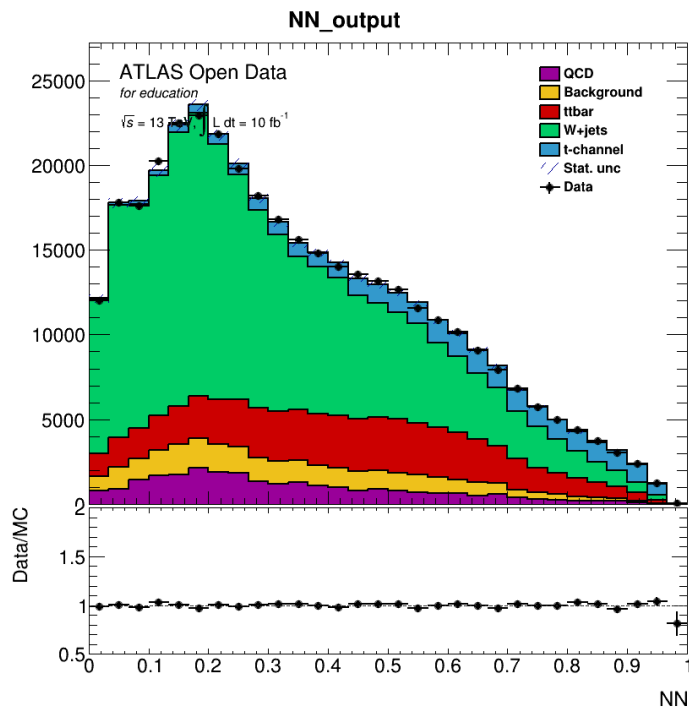


Abbildung 33: Output des Neuralen Netzwerks nach dem Likelihood-Fit [33]

Die Verteilung der Daten im nun vorliegenden Histogramm ist nicht erneut zu beschreiben, denn an der grundlegenden Verteilung der Daten hat sich nichts geändert. Die Daten wurden nach dem Likelihood-Fit mit den zwei dadurch extrahierten Skalierungsfaktoren skaliert und dadurch hat sich die Zustimmung zwischen der Anzahl der gemessenen Daten und der vorhergesagten Anzahl an Ereignissen noch einmal verbessert. Man kann eindeutig im unteren Teil des Histogramms erkennen, dass die Anzahl der gemessenen Ereignisse kaum noch von der Anzahl der vorhergesagten Ereignisse abweicht. Um noch einmal besser zu verdeutlichen, wie das Neutrale Netzwerk zwischen Untergrund- und Signalereignis unterscheidet wurden in diesem Histogramm manche der Untergrundprozesse zu einem Eintrag zusammengefasst.

8 Wirkungsquerschnitts Messung

In den vorangegangenen Kapiteln wurden ausführlich die theoretischen Grundlagen sowie die Rekonstruktion der einzelnen Zerfallsprodukte erläutert. Zudem wurde im vorherigen Abschnitt ausführlich beschrieben, wie ein Neuronales Netzwerk funktioniert und wie dieses verwendet wurde, um eine sehr sensitive und präzise Variable zu konstruieren, mit der anknüpfend der Wirkungsquerschnitt berechnet wird.

Im vorigen Abschnitt wurden die Ergebnisse des Neuralen Netzwerks gezeigt, zudem wurde dort bereits der sogenannte Likelihood-Fit angesprochen, mit dem die Zustimmung zwischen der Anzahl von gemessenen Ereignissen zu der Anzahl der vorhergesagten Ereignisse noch weiter verbessert wurde, indem die Monte-Carlo Daten mit zwei Skalierungsfaktoren für den Signalprozess und mit mehreren für die Untergrundprozesse skaliert wurden. Im Folgenden wird der Likelihood-Fit näher erläutert und im Anschluss wird die Messung des Wirkungsquerschnitts durchgeführt.

Um die Anzahl von Signal- und Untergrundereignissen zu erhalten, womit zwei Skalierungsfaktoren für den Signalprozess und mehrere Skalierungsfaktoren für die Untergrundprozesse i konstruiert werden, wird ein "Likelihood-Fit" durchgeführt. Dabei wird eine Likelihood-Funktion \mathcal{L} , die sich aus dem Produkt von Poisson-Funktionen \mathcal{P} für den Bin k und dem Produkt von Gauß-Funktionen für die jeweiligen Untergrund-Prozesse i zusammensetzt, maximiert bzw. minimiert, was aber später noch näher erläutert wird. Dabei ist die Likelihood-Funktion das Produkt über die Produkte der einzelnen Funktionen. Damit werden Skalierungsfaktoren für die Untergrundprozesse (β_i^b), wobei der Laufindex i die unterschiedlichen Untergrundprozesse repräsentiert, und für die Signalprozesse (β_i^s) berechnet. Die Poisson-Funktion \mathcal{P} wird verwendet, um die Anzahl der Ereignisse in jedem Bin k des Histogramms zu extrahieren. Die Gauß-Funktion \mathcal{G} wird verwendet, um die Unsicherheit über die Normalisierung des jeweiligen Untergrundprozesses i berücksichtigen zu können. Man kann sich die Gauß-Funktion also als eine Art "Strafterm" vorstellen, denn wenn die Likelihood-Funktion Werte für die Normalisierung der Untergrundprozesse annimmt, die stark von den theoretischen Vorhersagen abweichen, dann wird durch die Gauß-Funktion dieser Wert verringert, diese fängt somit den numerischen Wert der Likelihood-Funktion ein und verhindert zu große Abweichungen. Nimmt man nun die Summe dieser Funktionen über den Bin k , erhält man die Likelihood-Funktion \mathcal{L} , nachkommend zu sehen [48][13]. Dabei entspricht k dem jeweiligen Bin im Histogramm und i entspricht dem Laufindex für die jeweiligen Untergrundprozesse bzw. Signalprozesse, das heißt also, dass jedem Untergrundprozess i ein Index zugeteilt wird (zum Beispiel: $i=1$ entspricht der Top-Quark-Paar Produktion); ebenso den Signalprozessen.

$$\mathcal{L}(\beta_i^s, \beta_i^b) = \prod_{k=1} \mathcal{P}(n_k; \mu_k(\beta_i^s, \beta_i^b)) \cdot \prod_{i=1} \mathcal{G}(\beta_i^b; 1, \delta_i)$$

Die Poisson-Funktion \mathcal{P} ist im Weiteren abgebildet, wobei n_k die tatsächlich gemessene Anzahl an Ereignissen im Bin k und μ_k die Summe der Anzahl der erwarteten Ereignisse von Signalprozess und Untergrundprozessen in Bin k ist.

$$\mathcal{P}(n_k; \mu_k) = \frac{e^{-\mu_k} \cdot \mu_k^{n_k}}{n_k!} \text{ mit } \mu_k = \sum_{i=1} \mu_{ik}^s + \sum_{i=1} \mu_{ik}^b$$

Da μ_k die Summe der Anzahl der erwarteten Ereignisse von Signal- und Untergrundprozessen in Bin k ist, setzt sich μ_k aus der Summe von $\sum_{i=1} \mu_{ik}^s$ und $\sum_{i=1} \mu_{ik}^b$ zusammen, wobei $\sum_{i=1} \mu_{ik}^s$ die Summe der Anzahl der erwarteten Signalereignisse und $\sum_{i=1} \mu_{ik}^b$ die Summe der Anzahl der jeweils erwarteten Untergrundereignisse ist. Die Terme μ_{ik}^s und μ_{ik}^b setzen sich wie folgt zusammen:

$$\mu_{ik}^s = \beta_i^s \cdot \tilde{v}_i^s \cdot \alpha_{ik}^s \text{ und } \mu_{ik}^b = \beta_i^b \cdot \tilde{v}_i^b \cdot \alpha_{ik}^b$$

Dabei ist β_i^s der Skalierungsfaktor für das jeweilige Signalereignis i und β_i^b der Skalierungsfaktor für das jeweilige Untergrundereignis i . Zudem repräsentiert \tilde{v}_i^s die vorhergesagte Anzahl der Signalereignisse i im verwendeten Datensatz, folglich repräsentiert \tilde{v}_i^b die vorhergesagte Anzahl für die jeweiligen Untergrundereignisse i im verwendeten Datensatz. Des Weiteren ist α_{ik}^s der relative Anteil an Signalereignissen i des Histogramms im Bin k , deshalb muss α_{ik}^s folgende Bedingung erfüllen: $\sum_k \alpha_{ik}^s = 1$. Folglich ist α_{ik}^b der relative Anteil des Untergrundereignis i des Histogramms im Bin k , weshalb auch hier für α_{ik}^b folgende Bedingung gelten muss: $\sum_k \alpha_{ik}^b = 1$.

Der zweite Teil der Likelihood-Funktion \mathcal{L} ist das Produkt über die Gauß-Funktionen \mathcal{G} der einzelnen Untergrundprozesse i . Die Gauß-Funktion ist im Weiteren abgebildet.

$$\mathcal{G} = \frac{1}{\sqrt{2\pi\delta_i^2}} \cdot \exp\left(-\frac{(\beta_i^b-1)^2}{2\delta_i^2}\right)$$

Des Weiteren steht β_i^b weiterhin für die Skalierungsfaktoren der jeweiligen Untergrundprozesse i , wobei i der Laufindex der einzelnen Untergrundprozesse ist (jedem i wird ein Untergrundprozess zugeordnet). Außerdem steht δ_i für die relative theoretische Ungenauigkeit der Wirkungsquerschnitte der einzelnen Untergrundprozesse i . Bei der Durchführung des Likelihood-Fits wurde für alle Untergrundprozesse i eine theoretische Ungenauigkeit δ_i von 10% verwendet. Das Produkt über die Gauß-Funktionen \mathcal{G} der einzelnen Untergrundprozesse i fängt in der Likelihood-Funktion \mathcal{L} den numerischen Wert der Likelihood-Funktion ein, und verhindert zu große Abweichungen, wenn die Likelihood-Funktion \mathcal{L} Werte für die Normalisierung der Untergrundprozesse annimmt, die stark von den theoretischen Vorhersagen abweichen.

Damit ist der Likelihood-Fit vollständig erläutert. Um nun über diese Funktion die Skalierungsfaktoren β_i^s für die Signalereignisse und die Skalierungsfaktoren β_i^b für die Untergrundprozesse i zu erhalten, kann die Likelihood-Funktion maximiert werden. Da es mathematisch kompliziert ist, diese Funktion zu maximieren, gibt es Algorithmen, um diesen Maximierungsprozess durchzuführen, doch es gibt noch eine einfachere Möglichkeit, die für diese Analyse verwendet wurde und anknüpfend erläutert wird. Hier wurde die Python Erweiterung "iminuit" verwendet, um den Likelihood-Fit durchzuführen.

Da man den Logarithmus eines Produkts auch als Summe von Logarithmen darstellen kann, nimmt der Algorithmus nun also den negativen natürlichen Logarithmus der Likelihood-Funktion und minimiert diese. Da es einfacher ist, eine Summe zu minimieren, macht der Algorithmus das, statt ein Produkt zu maximieren, was deutlich komplizierter ist. Eine gängige Methode ist es auch, die Likelihood-Funktion zu maximieren, doch es ist deutlich besser und einfacher umzusetzen, die Likelihood-Funktion mit dem negativen natürlichen Logarithmus zu minimieren, weshalb hier diese Methode gewählt wurde. Zudem wird durch die Logarithmisierung eine gewisse numerische Stabilität der Likelihood-Funktion \mathcal{L} gewährleistet. Das Minimum, welches dadurch berechnet wird, ist dann der beste Schätzer der Parameter der Likelihood-Funktion (β_i^s und β_i^b). Würde der Algorithmus die normale Likelihood Funktion maximieren, wäre das so berechnete Maximum der beste Schätzer für den Parameter β_i^s (Signalprozesse) und den Parameter β_i^b (Untergrundprozesse).

Die Datengrundlage für den gerade beschriebene Prozess des Likelihood-Fits ist das Histogramm, das vorliegt, nachdem das Neurale Netzwerk die Daten ausgewertet hat (Abbildung 32). Nachdem der Likelihood-Fit durchgeführt wurde, liegen die Skalierungsfaktoren β_i^s und β_i^b vor, diese fallen wie folgt aus (dabei wurden diese auf drei Nachkommastellen gerundet, doch für die endgültige Rechnung werden alle Nachkommastellen verwendet, um alle möglichen Ungenauigkeiten auszuschließen):

Prozess	Skalierungsfaktor $\beta^{b/s} \pm (stat.)$
$t - channel$	$\beta^s = 1.032 \pm 0.026$
$\bar{t} - channel$	$\beta^s = 1.047 \pm 0.033$
$t\bar{t}$	$\beta^b = 0.972 \pm 0.012$
$W^+ + Jets$	$\beta^b = 0.892 \pm 0.004$
$W^- + Jets$	$\beta^b = 0.893 \pm 0.005$
<i>andere Untergründe</i>	$\beta^b = 0.982 \pm 0.013$

Abbildung 34: Skalierungsfaktoren der einzelnen Prozesse durch den Likelihood-Fit [34]

Alle Faktoren haben eine statistische Ungenauigkeit, diese macht auch in der endgültigen Rechnung die statistische Ungenauigkeit des Wirkungsquerschnitts aus.

Da jetzt die Skalierungsfaktoren vorliegen, kann der Wirkungsquerschnitt berechnet werden. Endgültig wird der Wirkungsquerschnitt wie folgt berechnet:

$$\sigma(tq + \bar{t}q) = \sigma(tq) + \sigma(\bar{t}q) \quad \text{mit} \quad \sigma(tq/\bar{t}q) = \frac{xsec(tq/\bar{t}q)}{\mathcal{B}} \cdot \beta_{tq/\bar{t}q}^s$$

In diesem Fall steht $\sigma(tq + \bar{t}q)$ für die Summe aus dem Wirkungsquerschnitt des Single Top-Quark t-channel (tq) und des Wirkungsquerschnitts des Single Antitop-Quark t-channel ($\bar{t}q$). Da in dieser Untersuchung der Wirkungsquerschnitt der Single Top-Quark t-channel Produktion gemessen wird, kann man also die Wirkungsquerschnitte der beiden Möglichkeiten (tq und $\bar{t}q$) addieren. Für die Messung eines weiteren Parameters (R_T) ist es jedoch notwendig, die beiden Prozesse getrennt voneinander zu bestimmen, deshalb wird ein Skalierungsfaktor für die $t - channel$ (β_{tq}^s) und für die $\bar{t} - channel$ ($\beta_{\bar{t}q}^s$) Produktion mit dem Likelihood-Fit bestimmt. Dabei ist R_T das Verhältnis von der $t - channel$ im Vergleich zur $\bar{t} - channel$ Produktion. In einem noch folgenden Abschnitt wird gezeigt, wozu diese Trennung nötig ist und wie man mit dem Parameter R_T die Vorhersagen des Standardmodells sehr gut testen kann; dabei wird R_T mit der getrennten Messung von $\sigma(tq)$ und $\sigma(\bar{t}q)$ ermittelt.

Formal spricht man also vom Single Top-Quark t-channel, meint damit allerdings den gesamten Prozess, denn der Produktions- und Zerfallsprozess im Single Top-Quark t-channel, der bereits ausführlich erläutert wurde, kann sowohl mit einem Top- (tq) als auch mit einem Antitop-Quark ($\bar{t}q$) stattfinden. Deshalb muss hier also der Wirkungsquerschnitt der Single Top-Quark t-channel Produktion sowohl für den Fall, dass ein Top- als auch, dass ein Antitop-Quark am Prozess beteiligt ist, berechnet werden. Des Weiteren steht $xsec(tq)$ für den theoretischen Wirkungsquerschnitt des Monte-Carlo Samples für die Single Top-Quark t-channel Produktion, der verwendet wurde, um das entsprechende Monte-Carlo Sample zu erstellen. Folglich ist also $xsec(\bar{t}q)$ der theoretische Wirkungsquerschnitt des Single Antitop-Quark t-channel, der verwendet wurde, um eben dieses Monte-Carlo Sample zu erstellen. Der Wirkungsquerschnitt $xsec(tq)$ beträgt 44.343 pb und der Wirkungsquerschnitt $xsec(\bar{t}q)$ beträgt 26.390 pb , diese Werte sind vom verwendeten Datensatz festgelegt; die verwendete Einheit wird später noch genau erläutert. Sehr wichtig ist in der Berechnung vor allem noch das sogenannte Branching-Ratio \mathcal{B} des W-Bosons. Das Branching-Ratio \mathcal{B} ist das Verzweigungsverhältnis des leptonischen W-Zerfalls, da die Monte-Carlo Samples ausschließlich mit dem leptonischen W-Zerfall generiert wurden, ist es wichtig, dieses mit einzubeziehen. Mit dem leptonischen W-Zerfall ist gemeint, dass das W-Boson in zwei Leptonen zerfällt, da das W-Boson jedoch auch hadronisch (also in Hadronen) zerfallen kann, muss hier das Verzweigungsverhältnis \mathcal{B} mit einbezogen werden, da die Monte-Carlo Samples lediglich mit leptonischen W-Zerfällen generiert wurden, man aber auch die möglichen hadronischen Zerfälle

mit einbeziehen muss. Das Branching-Ratio \mathcal{B} des W-Zerfalls beträgt 0.326. Schlussendlich wird der Bruch noch mit dem jeweiligen Skalierungsfaktor $\beta_{tq/\bar{t}q}^s$ für den Signalprozess skaliert und im Anschluss erhält man folgendes Ergebnis für den Wirkungsquerschnitt der Single Top-Quark t-channel Produktion (bzw. für $\sigma(tq)$, $\sigma(\bar{t}q)$ und $\sigma(tq + \bar{t}q)$), wobei auch hier auf drei Nachkommastellen gerundet wurde; für die Rechnung wurden allerdings alle Nachkommastellen verwendet, um alle möglichen Ungenauigkeiten auszuschließen:

$$\sigma(tq + \bar{t}q) = \sigma_{t\text{-channel}} \pm (stat.) \pm (syst.) \pm (lumi.)$$

$$\sigma(tq + \bar{t}q) = 225.057 \pm 4.557 \pm (syst.) \pm 4.051 \text{ pb}$$

Die Einheit Barn wird hier für den Wirkungsquerschnitt verwendet. Ursprünglich stammt die Einheit Barn aus der Nuklear-Physik, wird aber auch in der Teilchenphysik genutzt, um Wirkungsquerschnitte darzustellen und kann allgemein als ein Ausdruck für die Wahrscheinlichkeit eines Prozesses verstanden werden. Ein Barn entspricht 10^{-28} m^2 , doch da der Querschnitt für die makroskopische Welt in diesem Fall so gering ist, wird die Einheit Picobarn verwendet, ein Picobarn entspricht 10^{-12} Barn [49].

Als Basiswert haben wir also einen Wirkungsquerschnitt von 225.057 pb ; hinzukommt, dass es eine statistische Ungenauigkeit von $\pm 4.557 \text{ pb}$ gibt, die sich aus der statistischen Ungenauigkeit des Skalierungsfaktors β_{tq}^s und $\beta_{\bar{t}q}^s$ ergibt. Für die einzelnen Wirkungsquerschnitte $\sigma(tq)$ und $\sigma(\bar{t}q)$ erhält man folgende Werte:

$$\sigma(tq) = 140.334 \pm 3.603 \pm (syst.) \pm 2.526 \text{ pb}$$

$$\sigma(\bar{t}q) = 84.723 \pm 2.791 \pm (syst.) \pm 1.525 \text{ pb}$$

Zusätzlich zu dem statistischen Fehler und dem Fehler durch die Luminosität gibt es die sogenannte systematische Ungenauigkeit. Systematische Ungenauigkeiten treten auf, wenn bestimmte Effekte unberücksichtigt bleiben, doch was genau systematische Fehler sein können, wird im nächsten Abschnitt noch näher erläutert. In der dieser Arbeit vorangegangenen Facharbeit konnte aufgrund der begrenzten Möglichkeiten leider kein genauer Wert für die systematische Ungenauigkeit berechnet werden, jedoch konnte man diese recht genau schätzen, ohne sie zu berechnen, man konnte also sagen, dass man einen “educated guess“ machen kann. Nach Rücksprache mit Herrn Dr. Dominic Hirschtbühl, Post-Doc an der Bergischen Universität Wuppertal und Mitglied der ATLAS-Collaboration, wurde damals die systematische Ungenauigkeit auf einen Wert von $\pm 35 \text{ pb}$ festgelegt (für $\sigma(tq + \bar{t}q)$); dieser Wert sollte eine realistische Einschätzung der systematischen Ungenauigkeit widerspiegeln. Durch weitere Studien des verwendeten Datensatzes konnte für diese Analyse in Zusammenarbeit mit Herrn Dr. Hirschtbühl ein Verfahren entwickelt werden, mit dem es möglich ist, den Wert der systematischen Ungenauigkeit numerisch zu berechnen. Dieses Verfahren wird im folgenden Abschnitt noch ausführlich erläutert und anschließend werden die Ergebnisse dieses Verfahrens diskutiert und zusammengefasst mit den bereits vorliegenden Werten präsentiert. Schlussendlich gibt es noch die Ungenauigkeit der Luminosität. Zu Erinnerung: die Luminosität beschreibt die Anzahl der Teilchenbegegnungen pro Fläche und pro Zeit. Die Ungenauigkeit der Luminosität ist beim ATLAS-Detektor auf 1.8% festgelegt und beträgt somit in diesem Fall $\pm 4.051 \text{ pb}$.

Es wurde also eine große Menge an Daten vom ATLAS-Detektor am CERN analysiert, um die Ereignisse, nach denen in dieser Analyse gesucht wurde herauszufiltern, um anschließend damit, unter Zuhilfenahme eines eigens konstruierten Neuralen Netzwerks, die so herausgefilterten Daten noch präziser aufzuarbeiten. Anschließend wurde mittels eines Likelihood-Fits ein Skalierungsfaktor ($\beta_{tq/\bar{t}q}^s$) für die gesuchten Signalereignisse aus der Output-Variable des

Neuralen Netzwerks extrahiert. Die gesuchten Signalereignisse waren der Single Top-Quark t -channel (t -channel) und der Single Antitop-Quark t -channel (\bar{t} -channel). Im Anschluss wurde damit der Wirkungsquerschnitt für den t -channel ($\sigma(tq)$) und den \bar{t} -channel ($\sigma(\bar{t}q)$) berechnet. Damit konnte der vollständige Wirkungsquerschnitt der Single Top-Quark t -channel Produktion berechnet werden ($\sigma(tq + \bar{t}q)$), der nun vorliegt.

In der folgenden Abbildung wurden die Ergebnisse dieser Analyse in ein Diagramm mit den offiziellen Messungen der beiden LHC-Experimente ATLAS und CMS (Stand Dezember 2020) eingetragen, damit vergleichbar ist, wie präzise die hier durchgeführte Messung im Vergleich zu den Messungen von ATLAS und CMS war. Obwohl bis jetzt nur der statistische und der Fehler der Luminosität betrachtet wurde, wird hier diese Abbildung gezeigt, damit ein Gefühl dafür entsteht, wie gut das hier gemessene ‘‘Central-Value‘‘ ist. Das Central-Value gibt den Zentralwert der Messung an, dieser Wert liegt bereits sehr gut an der theoretischen Vorhersage (siehe graues Fehlerband).

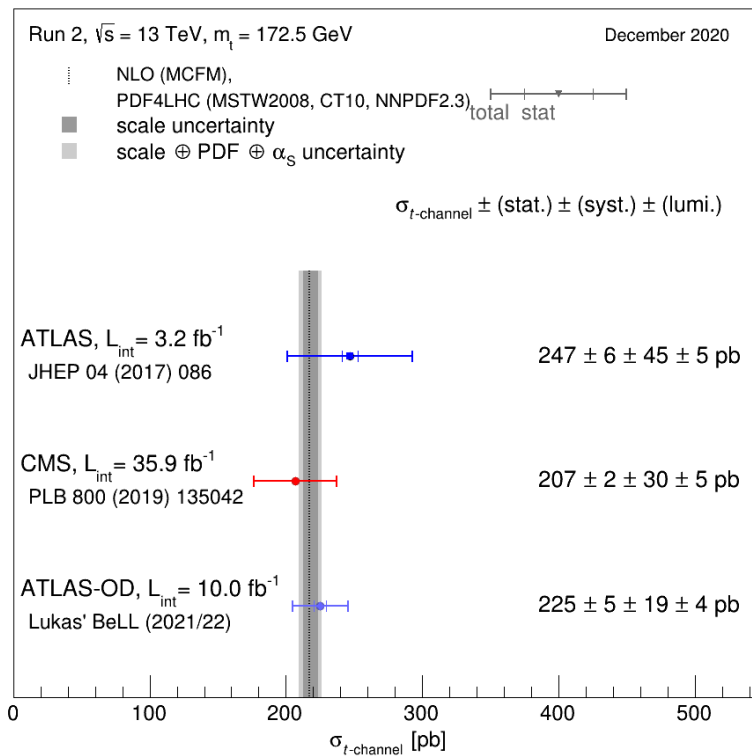


Abbildung 35: Wirkungsquerschnitt der t -channel Produktion ($\sigma(tq + \bar{t}q)$) [35]

Um eine endgültige Beurteilung der hier vorliegenden Analyse durchführen zu können, muss jedoch auch der systematische Fehler betrachtet werden, der bei den großen Datenmengen, die in der Teilchenphysik ausgewertet werden, eine große Rolle spielt. Als die Datenmengen in den Anfangsjahren der Teilchenphysik noch kleiner waren, haben die systematischen Fehler tatsächlich eine kleinere Rolle gespielt, da bei einer kleinen Anzahl an Kollisionsereignissen der ‘‘Impact‘‘ der systematischen Fehler auch klein und somit nicht sehr bedeutend ist. Doch heutzutage werden so viele Daten ausgewertet, dass bereits sehr kleine systematischen Effekte einen großen Unterschied machen können und deshalb beachtet werden müssen. In der Abbildung wurde bereits der ermittelte systematische Fehler eingetragen, jedoch wurde noch nicht erläutert, wie dieser zustande kommt. Im nächsten Abschnitt wird nun erläutert, wie die systematischen Fehler ermittelt werden konnten und wie groß diese sind, mit dieser Fehlereinschätzung wird ein abschließendes Urteil über die Präzision der hier vorliegenden Untersuchung gefällt werden können. Die endgültige Evaluation der Ergebnisse wird im letzten Abschnitt über die Ergebnisse durchgeführt. Im Folgenden wird nun ausführlich erläutert, wie die systematischen Fehler ermittelt werden können.

9 Modellierung der systematischen Fehler

In diesem Abschnitt wird der letzte wichtige Schritt in dieser Analyse beschrieben, die Untersuchung und Modellierung der systematischen Fehler. Systematische Fehler treten bei Analysen in der Teilchenphysik grundlegend immer auf. Systematische Fehler können zum Beispiel durch Detektoreffekte auftreten, das heißt der ATLAS-Detektor könnte zum Beispiel grundlegend den Impuls eines Teilchens immer um einen bestimmten Faktor falsch bestimmen, was auch passiert. Diese systematischen Fehler haben am Anfang der Forschung auf dem Gebiet der Teilchenphysik keine große Rolle gespielt, denn die Datenmengen waren im Vergleich zu der heutigen Größenordnung so viel geringer, dass systematische Fehler zwar natürlich aufgetreten sind, aufgrund der geringen Datenmenge jedoch keine wirklich große Rolle gespielt haben. Heutzutage nutzt man jedoch eine so große Menge an Daten, dass auch sehr kleine systematische Fehler schnell eine große Rolle spielen können. Dementsprechend ist es wichtig zu wissen, was für Quellen von systematischen Fehlern die durchgeführte Messung unterliegt und, wie groß der Einfluss dieser auf das Endergebnis der Messung ist.

Den größten Einfluss auf die systematische Gesamtunsicherheit macht das sogenannte Jet Energy Scale (kurz: JES). Wie bereits erläutert, sind Jets die experimentellen Signaturen von Quarks und Gluonen. Der systematische Fehler durch das Jet Energy Scale entsteht dadurch, dass das elektromagnetische und hadronische Kalorimeter kalibriert werden muss, um die Energie von Teilchen messen zu können. Bei der Kalibrierung der Kalorimeter treten systematische Unsicherheiten auf. Um die Effekte des Jet Energy Scale auf das Gesamtergebnis einschätzen zu können wird das Jet Energy Scale in den Monte-Carlo Datensätze, die zur Simulation der verschiedenen Prozesse verwendet werden, um $\pm 1\sigma$ variiert. Auf diese Weise können aus den bereits vorliegenden Monte-Carlo Simulationen, indem man das Jet Energy Scale innerhalb eines Events um $\pm 1\sigma$ variiert, Monte-Carlo Samples erstellt werden, mit denen man in einem nächsten Schritt, der später erläutert wird, die systematischen Fehler durch das Jet Energy Scale bestimmen kann. Die relative Unsicherheit des Jet Energy Scale wurde mit Hilfe der Daten vom ATLAS-Experiment gemessen und so konnten hier die Jets um $\pm 1\sigma$ fluktuiert werden. In der folgenden Abbildung ist die relative Unsicherheit durch das Jet Energy Scale abgebildet, dabei handelt es sich um den $\pm 1\sigma$ Fehler des Jet Energy Scale.

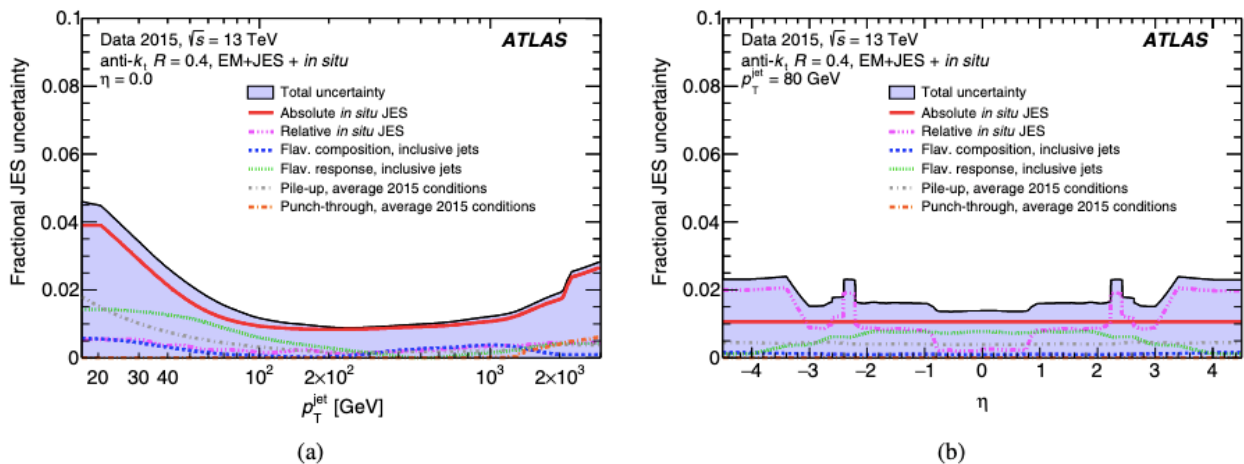


Abbildung 36: Relative Unsicherheit des systematischen Fehlers durch das JES [36]

Die totale relative Unsicherheit des Jet Energy Scale ist in der Abbildung zu sehen, dabei wird die Unsicherheit in Abbildung (a) als Funktion vom transversalen Impuls p_T des Jets gezeigt, wobei die Pseudorapidität η des Jets gleich null ist. In Abbildung (b) hingegen wird die totale relative Unsicherheit des Jet Energy Scale für einen Jet mit einem transversalen Impuls p_T von 80 GeV in Abhängigkeit der Pseudorapidität η gezeigt. Die totale Unsicher-

heit des JES setzt sich aus verschiedenen Aspekten zusammen, wie in der Abbildung zu sehen ist. Zu der totalen Unsicherheit des JES zählt unter anderem die Unsicherheit der Modellierung von Pile-up. Pile-up ist im Grunde der Effekt, dass der Detektor mehrere Kollisionen gleichzeitig beobachtet und von diesen beeinflusst wird. Viele der Subdetektoren von ATLAS haben ein Zeitfenster der Empfindlichkeit, das größer 25 ns ist, was dem Intervall entspricht, in dem die Kollisionen im LHC stattfinden. Das heißt, dass es passieren kann, dass eine Kollision noch von Energiedepositionen zum Beispiel in den Kalorimetern betroffen ist und somit zu falschen Rekonstruktionen von Teilchen führen kann. Dieses Pile-up kann jedoch korrigiert werden, jedoch trägt diese Korrektur zur Gesamtunsicherheit des JES bei. Zusätzlich wird das JES von sogenannten Close-by jets beeinflusst. Close-by Jets sind Jets, die sich innerhalb des ATLAS-Detektors in einem Radius von $\Delta R < 1.0$ um die Strahlachse aufhalten, diese beeinflussen die Kalibrierung des JES und tragen somit zum Gesamtfehler bei. Ein weiterer Effekt, der zum Gesamtfehler beiträgt, ist die Flavor composition, diese Unsicherheit beschreibt die Unsicherheit, die dadurch entsteht, dass die JES Kalibration mit den Jets aus Quarks und Gluonen durchgeführt wird, diese Jets aber immer eine unterschiedliche Substruktur haben, weshalb auch eine weitere Unsicherheit zur Gesamtunsicherheit beiträgt. Die letzte Unsicherheit, die zur Gesamtunsicherheit beiträgt, ist die Flavor response, welche eine Unsicherheit beschreibt, die dadurch zu Stande kommt, dass nicht mit hoher Präzision bekannt ist, wie die Kalorimeter auf Jets, die die Zerfallsprodukte von leichten Quarks sind, oder auf die Jets, die aus Gluonenzerfällen stammen, reagiert. All diese Unsicherheiten, machen die Gesamtunsicherheit des Jet Energy Scale aus, womit dann auch der Gesamtfehler auf das Endergebnis modelliert werden kann [50].

Die zweite große Unsicherheit in der Messung ist der Skalierungsfaktor der b-jet tagging efficiency. Um die Jets, die aus dem Zerfall eines Bottom-Quarks stammen zu identifizieren, gibt es einen Algorithmus (mv2c10), welcher aus der Substruktur des kollimierten Teilchenbündels den ursprünglichen Flavor des Quarks bestimmen kann. Dieser Algorithmus arbeitet bei einer gewissen Effizienz, die über einen Skalierungsfaktor bei der Analyse der Daten berücksichtigt wird. Dieser Skalierungsfaktor der Effizienz hat jedoch auch eine Unsicherheit, die sich auf das Endergebnis der Messung auswirkt. Um die Effekte des b-tagging efficiency Skalierungsfaktors auf das Gesamtergebnis einschätzen zu können wird in den Monte-Carlo Datensätzen, die zur Simulation der einzelnen Prozesse verwendet werden, der Skalierungsfaktor der b-jet tagging efficiency um $\pm 1\sigma$ variiert. Auch hier können so wieder Monte-Carlo Samples generiert werden, mit denen man in einem späteren Schritt die Auswirkung dieser Unsicherheit auf das Gesamtergebnis modellieren kann. In der folgenden Abbildung ist die Unsicherheit des Skalierungsfaktor der b-jet tagging efficiency zu sehen.

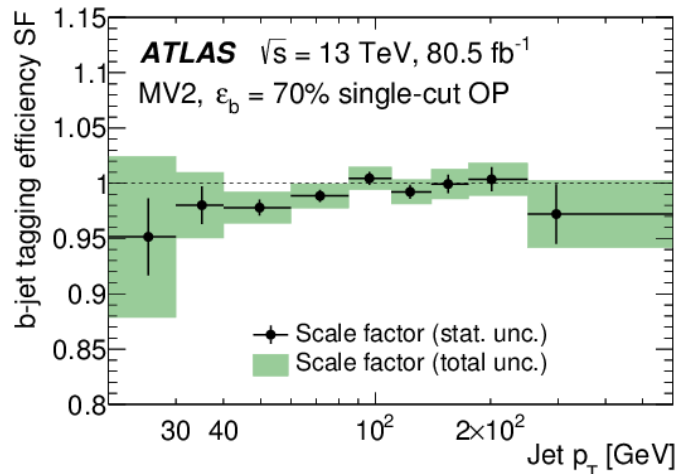


Abbildung 37: Skalierungsfaktor der b-jet tagging efficiency [37]

Dabei handelt es sich auch hier um den $\pm 1\sigma$ Fehler. Es werden grundlegend die $\pm 1\sigma$ Fehler verwendet, um später die Fehler kombinieren zu können. Hätte man bei allen Fehlern ein unterschiedliches Fehlerniveau, könnte man diese nicht einfach kombinieren, sondern müsste zuerst die Fehlerniveaus umrechnen. Der Skalierungsfaktor der b-jet tagging efficiency ist ein Korrekturfaktor, um Ungenauigkeiten zwischen Simulationen und tatsächlich gemessenen Daten für die Modellierung des b-tagging auszugleichen. In der Abbildung ist dieser Skalierungsfaktor (SF) in Abhängigkeit des transversalen Impulses p_T des Jets angegeben. In Grün kann man die Fehlerbänder dieses Skalierungsfaktors sehen. Der b-jet tagging efficiency Skalierungsfaktor wird um $\pm 1\sigma$ fluktuiert, um Monte-Carlo Samples zu modellieren, mit denen in einem nächsten Schritt der “Impact“ der Unsicherheit des Skalierungsfaktors auf das Endergebnis modelliert werden kann.

Ein weiterer Faktor, der die Unsicherheit des Endergebnisses beeinflusst, ist die Unsicherheit der Luminosität. Die Unsicherheit der Luminosität beträgt, wie bereits bei der Wirkungsquerschnittsmessung erklärt, beim ATLAS-Detektor 1.8%. Die Unsicherheit der Luminosität wird im Endergebnis jedoch separat angegeben, obwohl man diese zu den systematischen Unsicherheiten hinzuzählen könnte [51].

Die letzte Unsicherheit, die für die systematische Unsicherheit des Endergebnisses eine Rolle spielt, ist die Unsicherheit auf die theoretischen Wirkungsquerschnitte der Monte-Carlo Samples, mit denen die Untergrundprozesse modelliert werden. Die Untersuchungen auf dem Gebiet der experimentellen Teilchenphysik sind auf die Monte-Carlo Simulationen angewiesen. Um vergleichen zu können, wie die Daten im Vergleich zu Vorhersagen aussehen, sind die Monte-Carlo Simulationen elementar. Doch auch die Monte-Carlo Simulationen tragen zu dem systematischen Gesamtfehler der Wirkungsquerschnittsmessung einen gewissen Teil bei. Die verschiedenen Monte-Carlo Samples für die Untergrundprozesse haben jeweils eine relative Unsicherheit $\frac{\Delta\sigma}{\sigma}$ auf ihre theoretischen Wirkungsquerschnitte, die einen systematischen Fehler durch die Monte-Carlo Simulationen einführen. In der folgenden Abbildung sind die relativen Unsicherheiten der theoretischen Wirkungsquerschnitte der Monte-Carlo Samples für die Modellierung der Untergrundprozesse aufgelistet.

Prozess	Relative Unsicherheit $\frac{\Delta\sigma}{\sigma}$
Diboson	4%
QCD	30%
s-channel	5%
wt-channel	10%
ttbar	6.6%
W+Jets	20%
Z+Jets	20%

Abbildung 38: Relative Unsicherheiten $\frac{\Delta\sigma}{\sigma}$ der theoretischen Wirkungsquerschnitte für die Untergrund Prozesse [38]

Die Monte-Carlo Samples werden gemäß dem relativen Fehler ihres theoretischen Wirkungsquerschnittes um $\pm 1\sigma$ fluktuiert, um im nächsten Schritt, der jetzt im Folgenden erläutert wird, den Impact dieser Unsicherheit auf den systematischen Fehler des Endergebnisses zu bestimmen.

Um zu verstehen, wie man nun aus diesen Daten den tatsächlichen systematischen Fehler des Wirkungsquerschnittes der Single Top-Quark t-channel Produktion berechnen kann, wird hier im Folgenden ein kleines Beispiel aufgeführt, um zu zeigen, wie das Prinzip diesen Fehler abzuschätzen im Kern funktioniert. Im Anschluss wird noch darauf eingegangen werden, wie genau das Verfahren in der hier vorliegenden Analyse durchgeführt wurde und im Anschluss

werden ich Ergebnisse präsentiert, die durch diese Untersuchung den systematischen Fehler der Messung darstellen.

Wir beginnen mit einer einfachen Situation. Es wurde eine Verteilung irgendeiner Art gemessen, es liegt also ein Histogramm vor, in dem eine Verteilung etwas beschreibt. Diese Verteilung sei eine Simulation, die die beste Annahme dieser Verteilung beschreibt. Diese Verteilung ist unser “Central Value“. Diese Verteilung ist also der Basiswert, von dem man ausgeht.

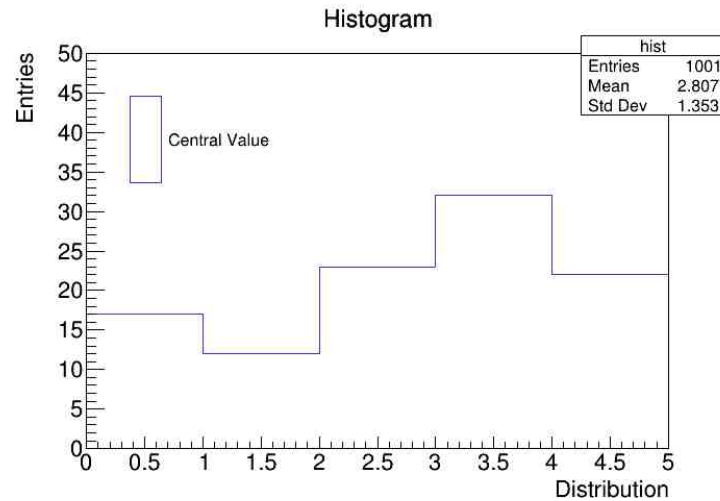


Abbildung 39: Beispiel zur Modellierung von systematischen Fehlern (1)

Es liegt nun also eine Verteilung vor, die die beste Schätzung ist; diese Verteilung stellt das Central Value dar, zu dem alles verglichen wird. Nun wird die genau gleiche Simulation erneut durchgeführt, jedoch wird ein Parameter dieser Simulation um einen gewissen Faktor fluktuiert; im Normalfall wäre das $\pm 1\sigma$. Dadurch, dass einer der Parameter der Simulation verändert wurde, wird sich die Verteilung zwangsweise verändern müssen.

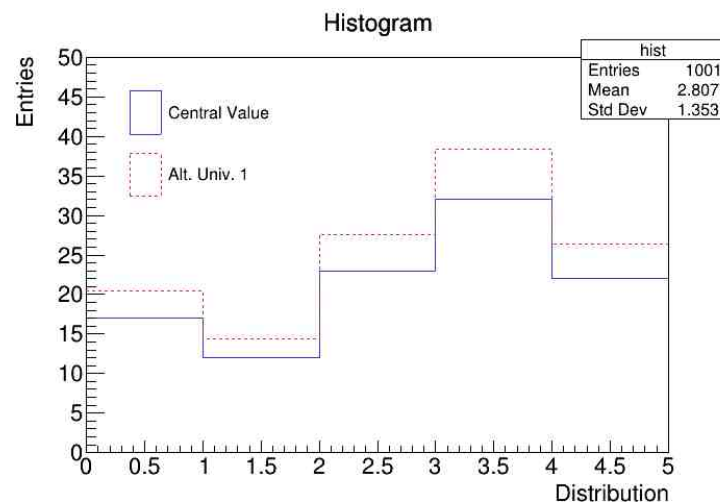


Abbildung 40: Beispiel zur Modellierung von systematischen Fehlern (2)

Diese zweite Simulation können wir jetzt ein “Alternatives Universum“ nennen, denn in dieser Simulation ist ein Parameter verändert. Aus der Differenz dieser neuen Simulation und dem besten Schätzer, dem Central Value ergibt sich nun die Unsicherheit aufgrund dieses Parameters. Man kann nun diesen Parameter immer wieder fluktuieren, und zwar immer mit verschiedenen Faktoren. So kann man aus all diesen verschiedenen, fluktuieren, Messungen den Durchschnitt der Abweichung zum Central Value nehmen und hat somit eine Einschätzung, wie groß der systematische Fehler aufgrund dieses einen Parameters ist. Wiederholt man nun diesen Prozess für andere Parameter, kann man am Ende eine Einschätzung über den gesamten systematischen Fehler der Messung treffen [52].

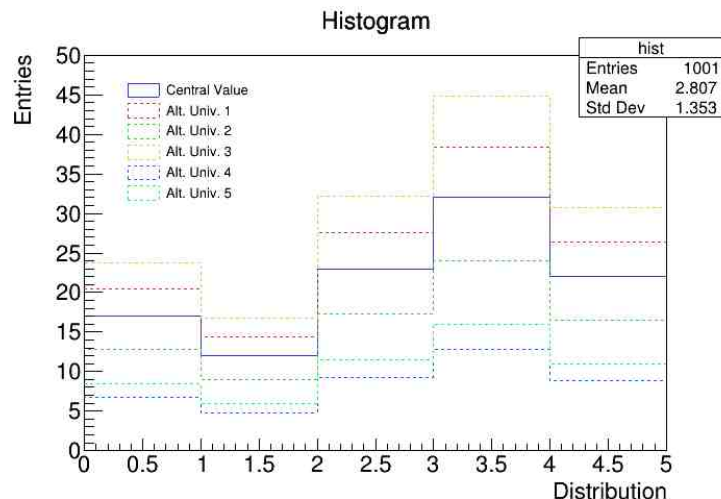


Abbildung 41: Beispiel zur Modellierung von systematischen Fehlern (3)

In der hier vorliegenden Analyse wurden die systematischen Fehler auf ähnliche Weise modelliert. Wie bereits erwähnt, liegen für die beiden großen Unsicherheiten (Jet Energy Scale und b-jet tagging efficiency) Monte-Carlo Simulationen, die für die jeweiligen Parameter um jeweils $\pm 1\sigma$ variiert wurden. Zunächst werden diese Monte-Carlo Simulationen vom Neura- len Netzwerk ausgewertet, um die Output-Verteilung des Neura- len Netzwerks zu erhalten. Diese Monte-Carlo Simulationen werden nun noch zusätzlich entsprechend ihres statistischen Fehlers fluktuiert. Im Anschluss werden die so fluktuierten Samples durch den Likelihood-Fit ausgewertet und der Skalierungsfaktor für den Signalprozess (Single Top-Quark t-channel/ \bar{t} - channel) wird gespeichert. Dieser Skalierungsfaktor wurde vorher zur Berechnung des Wirkungsquerschnittes verwendet. Dieser Prozess, die Samples entsprechend dem statistischen Fehler zu fluktuieren und durch den Likelihood-Fit auszuwerten, wird insgesamt 100.000-mal wiederholt und jedes Mal wird der Skalierungsfaktor gespeichert. Da es sich hierbei um stati- stische Untersuchungen handelt und gemäß dem statistischen Fehler fluktuiert wird, entsteht so eine Verteilung des Skalierungsfaktors. Alle 100.000 Skalierungsfaktoren, die durch die- ses Verfahren gespeichert wurden, werden in einem Histogramm aufgetragen. Man erkennt deutlich, dass die Skalierungsfaktoren gaußverteilt sind. Durch die 100.000 Durchläufe, in denen jeweils die Monte-Carlo Samples entsprechend ihres statistischen Fehlers fluktuiert wurden, generiert man sogenannte Pseudodaten. Wie in dem vorherigen Beispiel stellen die- se eine Fluktuation eines Parameters dar. Durch die 100.000 Durchläufe bildet sich so eine Gaußverteilung für den Skalierungsfaktor, der beim Likelihood-Fit extrahiert wird.

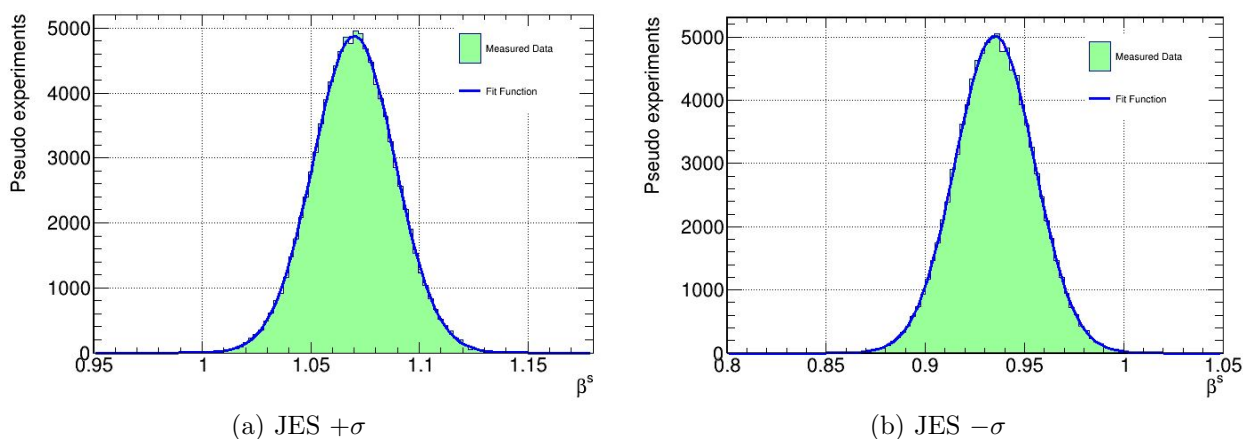


Abbildung 42: Verteilung der Skalierungsfaktoren für Jet Energy Scale

Um das Jet Energy Scale zu modellieren, werden die MC-Samples verwendet, bei denen das Jet Energy Scale um $\pm 1\sigma$ fluktuiert wurde. Um den Fehler durch die b-jet tagging efficiency zu modellieren, werden die MC-Samples verwendet, bei denen der Skalierungsfaktor der b-jet tagging efficiency um $\pm 1\sigma$ fluktuiert wurde. In der Abbildung sind die Gauß-Verteilungen über den Skalierungsfaktor, der durch den Likelihood-Fit extrahiert wurde, für das Jet Energy Scaling abgebildet. Wenn es keinerlei Abweichung vom Central Value geben würde, wären die Means dieser Verteilungen exakt bei Eins; der Peak der Gauß-Verteilungen wäre also genau bei Eins. Da aber absichtlich ein Parameter fluktuiert wurde, um den systematischen Fehler zu bestimmen, ist der Mean der Verteilungen nicht genau bei Eins. Diese Verschiebung des Means von Eins ist der relative systematische Fehler auf den Wirkungsquerschnitt durch das Jet Energy Scale. Die Verschiebungen der Verteilungen, der um $+1\sigma$ und um -1σ fluktuierten Jet Energy Scale Parameter, die zusätzlich noch entsprechend ihres statistischen Fehlers fluktuiert wurden, sind nicht exakt gleich. Man nimmt deshalb die größere der beiden Verschiebungen und nimmt diese als relativen systematischen Fehler für diesen Parameter. Genau das gleiche wird auch für die b-jet tagging efficiency durchgeführt. Die MC-Samples, bei denen der Skalierungsfaktor der b-jet tagging efficiency um $\pm 1\sigma$ fluktuiert wurde, werden, nachdem sie vom Neuralen Netzwerk ausgewertet wurden, zusätzlich noch entsprechend ihres statistischen Fehlers fluktuiert und ein Skalierungsfaktor wird durch den Likelihood-Fit extrahiert. Danach werden die Samples wieder entsprechend ihres statistischen Fehlers fluktuiert usw.; der ganze Prozess wird 100.000-mal wiederholt. Dieses Verfahren nennt man den "Frequentists approach", da die einzelnen Auswertungen immer wieder wiederholt werden, um den systematischen Fehler zu bestimmen. Die Verteilungen der anderen Modellierungen werden an dieser Stelle nicht gezeigt, da nun klar ist, wie die Modellierung funktioniert. Es werden im Abschluss dieses Abschnitts lediglich die mit diesem Verfahren ermittelten systematischen Fehler aufgelistet.

Um die systematischen Fehler, die dadurch zu Stande kommen, dass es relative Unsicherheiten auf die theoretischen Wirkungsquerschnitte der Monte-Carlo Samples gibt, zu modellieren, wird der gleiche Ansatz des Frequentist Approach angewendet. Die Monte-Carlo Samples werden zunächst vom Neuralen Netzwerk ausgewertet, anschließend werden die Samples entsprechend ihres statistischen Fehlers fluktuiert und im Anschluss wird der Likelihood-Fit durchgeführt, um den Skalierungsfaktor für die Single Top-Quark t-channel Produktion zu extrahieren. Dieser wird dann in ein Histogramm eingetragen und der Prozess wird 100.000-mal wiederholt. Im Gegensatz zu den beiden anderen Quellen von systematischen Fehlern wurden bis jetzt jedoch lediglich die nominellen Monte-Carlo Samples entsprechend ihres statistischen Fehlers fluktuiert. Bei den anderen Quellen von systematischen Fehlern, dem Jet Energy Scaling und der b-jet tagging efficiency, wurden bereits fluktuierte Monte-Carlo Samples für dieses Verfahren verwendet; bei diesen Samples war jeweils der entsprechende Parameter, der die Quelle des systematischen Fehlers ausmacht, um $\pm 1\sigma$ fluktuiert. Hier jedoch werden die Monte-Carlo Samples entsprechend ihres statistischen Fehlers fluktuiert, an denen nichts verändert wurde. Nachdem man dies nun getan hat, nimmt man das RMS, also die Breite, der Gauß-Verteilung über den Skalierungsfaktor, und erhält damit den statistischen Fehler. Um nun noch die tatsächlichen systematischen Fehler zu modellieren, die durch die Unsicherheiten auf die theoretischen Wirkungsquerschnitte der Monte-Carlo Samples zu Stande kommen, wird nun der Frequentists Approach erneut mit den nominellen Monte-Carlo Samples durchgeführt, jedoch werden die Samples nun nicht nur entsprechend ihres statistischen Fehlers fluktuiert, sondern auch noch gemäß dem Fehler ihres theoretischen Wirkungsquerschnittes um $\pm 1\sigma$. So erhält man für jeden Untergrundprozess erneut eine Gauß-Verteilung über den Skalierungsfaktor der Single Top-Quark t-channel Produktion. Um nun aus diesen Verteilungen den jeweiligen systematischen Fehler, der durch die Unsicherheit auf den Wirkungsquerschnitt des Monte-Carlo Samples für die Untergrundprozesse entsteht, zu berechnen, muss folgende Gleichung angewendet werden:

$$\left(\frac{\Delta\sigma(tq/\bar{t}q)}{\sigma(tq/\bar{t}q)}\right)_i = \sqrt{RMS_i^2 - RMS_{stat.}^2}$$

Wobei RMS_i die Breite der Gauß-Verteilung des entsprechenden Untergrundprozesses i ist, bei dem neben dem entsprechenden statistischen Fehler auch entsprechend des Fehlers auf den theoretischen Wirkungsquerschnitt des Untergrundprozesses i um $\pm 1\sigma$ fluktuiert wurde. $RMS_{stat.}$ ist die Breite der Gauß-Verteilung, bei der die nominellen Monte-Carlo Samples lediglich entsprechend ihres statistischen Fehlers fluktuiert wurden. Wenn man die nominellen Monte-Carlo Samples nur entsprechend ihres statistischen Fehlers fluktuiert, entspricht das RMS der resultierenden Gauß-Verteilung dem statistischen Fehler. Wenn nun noch zusätzlich etwas verändert wird, wenn zum Beispiel einer der Untergrundprozesse skaliert wird, dann entspricht das RMS der Verteilung der Summe aller Unsicherheiten, die fluktuiert werden. In diesem Beispiel also statistischer Fehler (stat.) plus Fehler des Untergrundprozesses (sys.). Da diese Unsicherheiten unkorreliert sind, muss man diese quadratisch addieren, es gilt also:

$$RMS_i = \sqrt{stat.^2 + sys._i^2}$$

Um nun den systematischen Fehler zu berechnen, muss man folglich zum systematischen Fehler umstellen und es ergibt sich die bereits gezeigte Gleichung für den systematischen Fehler, der durch die Unsicherheiten der theoretischen Wirkungsquerschnitte der Monte-Carlo Samples, die zur Modellierung der Untergrundprozesse verwendet werden, zu Stande kommt. In der folgenden Abbildung sind nun alle Unsicherheiten, denen die Wirkungsquerschnittsmessung unterliegt, zusammengefasst. Die statistische Unsicherheit geht dabei aus dem Likelihood-Fit hervor, mit dem der Skalierungsfaktor extrahiert wurde, um den Wirkungsquerschnitt zu berechnen. Die systematischen Fehler, die durch das Jet Energy Scale und die b-jet tagging efficiency zu Stande kommen, wurden mit dem Frequentist Approach modelliert. Auch die systematischen Fehler, die durch die Unsicherheit der theoretischen Wirkungsquerschnitte der Monte-Carlo Samples, die die Untergrundprozesse modellieren, zu Stande kommen, wurden mit dem eben beschriebenen Frequentist Approach berechnet. Der Fehler der Luminosität, der bereits im Abschnitt über die Wirkungsquerschnittsmessung erläutert wurde, beträgt, festgelegt von der ATLAS Collaboration, 1.8%. Um den Gesamtfehler zu berechnen, müssen alle Fehler quadratisch addiert werden [53].

Prozess/Effekt	$\frac{\Delta\sigma(tq)}{\sigma(tq)}$ [%]	$\frac{\Delta\sigma(\bar{t}q)}{\sigma(\bar{t}q)}$ [%]	$\frac{\Delta R_T}{R_T}$ [%]	$\frac{\Delta\sigma(tq+\bar{t}q)}{\sigma(tq+\bar{t}q)}$ [%]
Data statistics	± 2.6	± 3.3	± 4.20	± 2.34
JES (Jet Energy Scale)	± 11.67	± 11.04	± 1.04	± 7.52
b-tagging efficiency	± 0.65	± 0.35	± 0.46	± 1.31
ttbar	± 5.07	± 5.71	± 1.06	± 3.80
QCD	± 1.18	± 2.25	± 1.77	± 1.13
wt-channel	± 1.00	± 0.99	< 0.1	± 0.70
Z+Jets	± 0.40	± 0.65	± 0.41	± 0.37
W+Jets	± 2.52	± 2.46	< 0.1	± 0.29
Diboson	± 0.35	± 0.55	± 0.33	< 0.1
s-channel	± 0.37	± 0.58	± 0.35	< 0.1
Luminosity	± 1.80	± 1.80	< 0.1	± 1.80
Insgesamt:	± 13.47	± 13.49	± 4.86	± 9.13

Abbildung 43: Bewertung der Quellen von Unsicherheiten mit ihren jeweiligen Beiträgen zur Gesamtunsicherheit des Messwerts von $\sigma(tq + \bar{t}q)$ und den anderen Messwerten in absteigender Reihenfolge. Die statistische Unsicherheit der Untersuchung der systematischen Unsicherheit ist so klein ist, dass sie zu vernachlässigen ist [39]

10 Ergebnisse

In der hier vorliegenden Analyse wurde eine Wirkungsquerschnitts Messung der t-channel Single Top-Quark Produktion bei $\sqrt{s} = 13$ TeV mit dem ATLAS-Detektor am LHC durchgeführt, die einzelnen Schritte, die nötig waren, um diese Analyse durchzuführen und die hier präsentierten Ergebnisse zu erhalten, wurden in der hier vorliegenden Arbeit ausführlich erläutert. Das verwendete Datenset stammt vom ATLAS-Detektor und entspricht einer integrierten Luminosität von $\mathcal{L}_{int} = 10 \text{ fb}^{-1}$; die zusätzlich verwendeten Monte-Carlo Simulationen stammen aus dem öffentlich zugänglichen ATLAS-Open-Data Datensatz; die verwendeten Daten des ATLAS-Detektors sind dort ebenfalls zugänglich.

In dieser Analyse wurde primär eine Wirkungsquerschnitts Messung der t-channel Single Top-Quark Produktion durchgeführt, dabei war es jedoch notwendig, einzelne andere Werte zu erfassen, beziehungsweise zu rekonstruieren. Zusätzlich können aus den so gewonnenen Messwerten weitere Werte bestimmt werden, mit denen die Aussagen des Standardmodells gut geprüft werden können. So kann also überprüft werden, wie gut das Standardmodell die in dieser Analyse untersuchten Prozesse beschreibt. In diesem letzten Kapitel Arbeit werden alle erfassten und rekonstruierten Messwerte, die die Ergebnisse der im Zuge der hier vorliegenden Arbeit durchgeführten Analyse widerspiegeln, präsentiert und gemäß der Vorhersagen des Standardmodells diskutiert. Dabei werden sowohl die hier gemessenen Werte des Wirkungsquerschnitts der t-channel Single Top-Quark Produktion ($\sigma(tq + \bar{t}q) = \sigma(tq) + \sigma(\bar{t}q)$) als auch die einzelnen Bestandteile dieses Prozesses ($\sigma(tq)/\sigma(\bar{t}q)$), aus denen sich der Gesamtwirkungsquerschnitt $\sigma(tq + \bar{t}q)$ zusammensetzt, präsentiert und gemäß ihrer Fehler bewertet.

Für die Wirkungsquerschnitte der t-channel Single Top-Quark (tq) und Anti-Top-Quark ($\bar{t}q$) Produktion wurden folgende Werte gemessen:

$$\sigma(tq) = 140.334 \pm 3.603(stat.) \pm 18.377(syst.) \pm 2.526(lumi.) \text{ pb}$$

$$\sigma(\bar{t}q) = 84.723 \pm 2.791(stat.) \pm 10.974(syst.) \pm 1.525(lumi.) \text{ pb}$$

Hierbei sind nun auch, nachdem erläutert wurde, wie die systematischen Fehler ermittelt werden können, die systematischen Fehler der jeweiligen Messwerte eingetragen. Um den Gesamtwirkungsquerschnitt der t-channel Single Top-Quark Produktion zu erhalten, müssen die Einzelbestandteile addiert werden, hierfür kommt man zu folgendem Wert:

$$\sigma(tq + \bar{t}q) = 225.057 \pm 4.557(stat.) \pm 19.451(syst.) \pm 4.051(lumi.) \text{ pb}$$

Auch hier sind die systematischen Fehler eingetragen. Da zwischen den systematischen Fehlern von $\sigma(tq)$ und $\sigma(\bar{t}q)$ Korrelationen auftreten, werden die systematischen Fehler für $\sigma(tq + \bar{t}q)$ getrennt von $\sigma(tq)$ und $\sigma(\bar{t}q)$ ermittelt. Um die systematischen Fehler für $\sigma(tq + \bar{t}q)$ zu bestimmen wird beim Likelihood-Fit ein Skalierungsfaktor für den gesamten t-channel ermittelt; um die systematischen Fehler für $\sigma(tq)$ und $\sigma(\bar{t}q)$ zu bestimmen, wird in einem separaten Fit jeweils ein Skalierungsfaktor für tq und $\bar{t}q$ ermittelt. Die individuellen Beiträge der Fehler können in der Zusammenfassung der Fehler im Abschnitt über die Modellierung der systematischen Fehler gefunden werden.

Es wurden also die gemessenen Wirkungsquerschnitte für den Single Top-Quark t-channel vorgestellt und aus diesen Werten können noch zwei weitere Parameter ermittelt werden, die in diesem Kapitel noch erläutert werden, doch zunächst wird die hier durchgeführte Messung mit den offiziellen Messungen der ATLAS- und CMS-Collaboration verglichen.

In der folgenden Abbildung wurden die Ergebnisse der hier durchgeführten Analyse in ein Diagramm mit den offiziellen Messungen der beiden LHC-Experimente ATLAS und CMS

(Stand Dezember 2020) eingetragen. Die hier aufgeführten Messungen von ATLAS und CMS entsprechen jeweils den aktuellsten Ergebnissen, die veröffentlicht wurden, aktueller Messungen werden aktuell unter anderem an der Bergischen Universität Wuppertal durchgeführt. Durch den Vergleich der gemessenen Werte in dieser Abbildung ist es möglich zu sehen, wie sehr der hier ermittelte Wert von der theoretischen Vorhersage abweicht und wie präzise die durchgeführte Messung im Vergleich zu der von ATLAS und CMS ist.

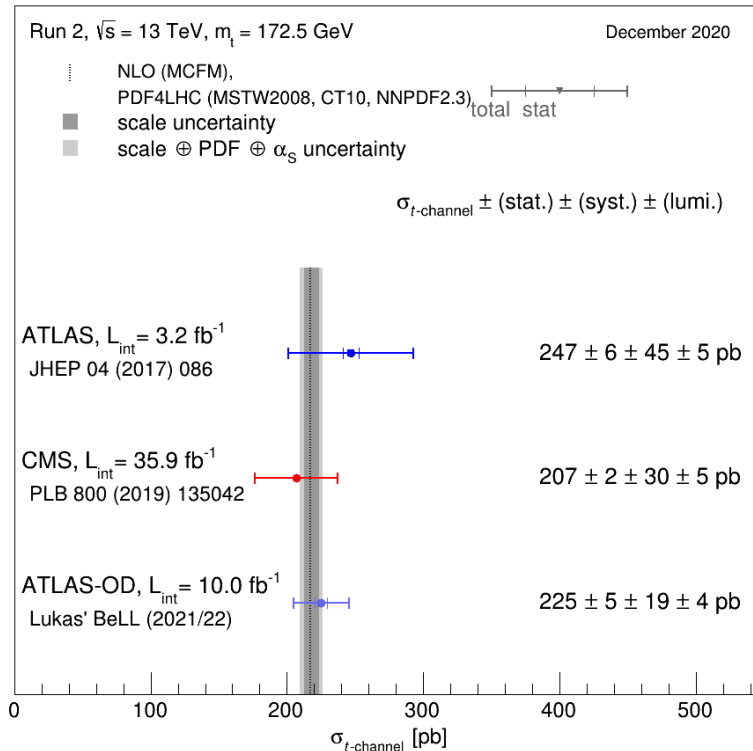


Abbildung 44: Wirkungsquerschnitt von t-channel Single Top-Quark Produktion [35]

Betrachtet man nun also die beiden Messungen von ATLAS und CMS, die sich auch ein wenig von einander unterscheiden, erkennt man, dass die hier durchgeführte Messung den offiziellen Messungen der beiden Experimente gut entspricht. Es gibt im Vergleich zu der ATLAS-Messung zwischen dieser und der CMS-Messung größere Unterschiede, die jedoch auch damit zu erklären sind, dass hier Daten vom ATLAS-Experiment und nicht vom CMS-Experiment für die durchgeführte Untersuchung verwendet wurden. Betrachtet man die Messung des ATLAS-Experiments, kann man sehen, dass es lediglich kleine Unterschiede zwischen der hier durchgeführten und der Messung vom ATLAS-Experiment gibt.

Die Ergebnisse der Untersuchung unterliegen verschiedenen, bereits erläuterten, Ungenauigkeiten, die jedoch durch weitere Optimierung der Analyse eventuell noch weiter minimiert werden könnten. Ein besonders empfindlicher Punkt der Analyse ist das Neuronale Netzwerk, bei diesem liegt noch das größte Optimierungspotential, denn man könnte das Neuronale Netzwerk noch mit zusätzlichen Variablen trainieren, um die Trennung zwischen Untergrund- und Signalereignis noch weiter zu verbessern, dadurch würde man auch noch einen präziseren Wert für den Wirkungsquerschnitt erhalten. Zudem könnte die Analyse der experimentellen Daten und die Objekterkennung von Leptonen etc. noch weiter verbessert werden, um eine bessere Datengrundlage zu erhalten. Vor allem könnte aber eine größere Menge an Daten verwendet werden, um die Untersuchung durchzuführen, wodurch die statistischen Ungenauigkeiten minimiert würden, da aber zum Zeitpunkt der Erstellung der Arbeit keine weiteren Daten der Öffentlichkeit zugänglich waren, ist dies erst in Zukunft möglich.

Schlussendlich ist jedoch die durchgeführte Untersuchung des Wirkungsquerschnitt von t-channel Single Top-Quark Produktion bei einer Kollisionsenergie von $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ mit dem ATLAS-Detektor am LHC gelungen. Die Abweichung zu den offiziellen Messungen ist vor allem im Vergleich zu der vom ATLAS-Experiment durchgeführten Messung klein. Die Abweichung zu der Messung des CMS-Experiments ist etwas größer. Im Allgemeinen entspricht jedoch die Messung den theoretischen Vorhersagen und den offiziellen experimentellen Messungen zweier LHC-Experimente am CERN.

Ein weiterer Parameter, der aus den hier gewonnenen Daten konstruiert werden kann, ist das sogenannte “cross-section ratio“ R_T . Das cross-section ratio R_T kann wie folgt berechnet werden und ergibt folgende Werte:

$$R_T = \frac{\sigma(tq)}{\sigma(\bar{t}q)} = 1.656 \pm 0.07(\text{stat.}) \pm 0.04(\text{syst.})$$

Die einzelnen systematischen Fehler von $\sigma(tq)$ und $\sigma(\bar{t}q)$ sind stark korreliert, weshalb viele der Fehler sich gegenseitig aufheben, aus diesem Grund ist dieser Wert auch so interessant, da man ihn sehr präzise messen kann. Die individuellen Beiträge der Fehler können in der Zusammenfassung der Fehler im Abschnitt über die Modellierung der systematischen Fehler gefunden werden. Im Folgenden wird ein Plot gezeigt, in dem der hier gemessene Wert mit mehreren theoretischen Vorhersagen verglichen wird, um eine Einschätzung über die Präzision zu erhalten.

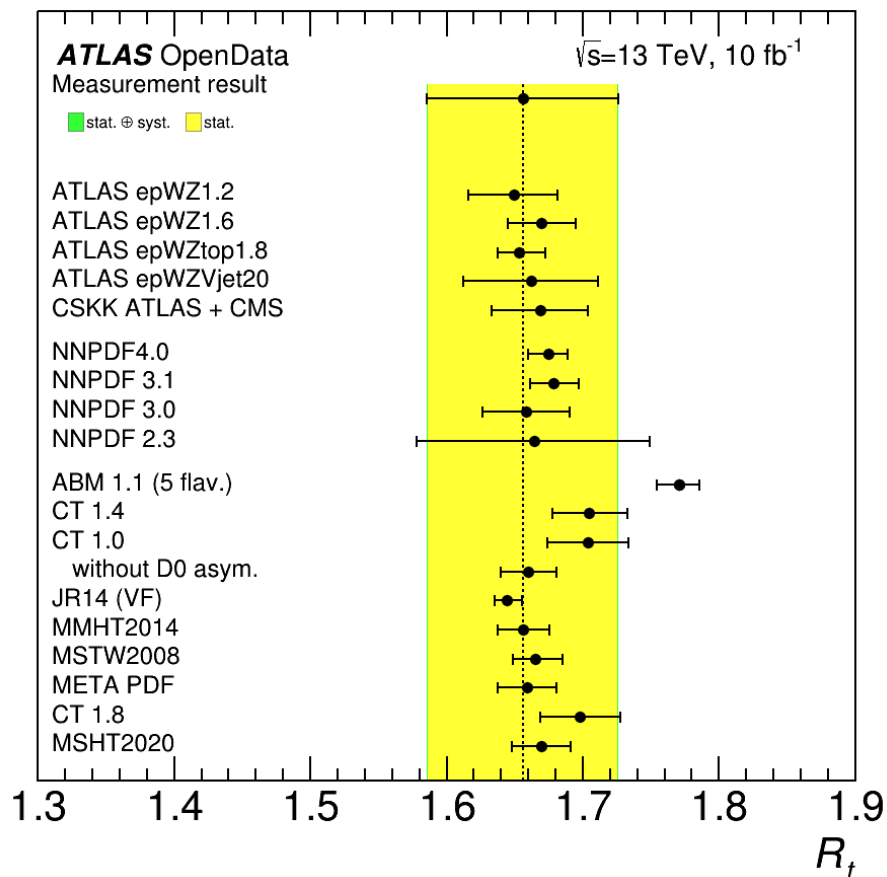


Abbildung 45: Vorhergesagte Werte für R_T , berechnet auf Grundlage verschiedener Partonendichtefunktionen (PDFs) mit HATHOR im Vergleich zu dem hier ermittelten Wert [40]

Die Fehlerbalken der einzelnen Vorhersagen, auf Grundlage verschiedener Partonendichtefunktionen, die bereits am Anfang dieser Arbeit erläutert wurden, beinhalten die Unsicherheit auf der Renormierungs- und Faktorisierungsskala sowie die kombinierte PDF- und

α_s -Unsicherheit. Dabei ist α_s die starke Kopplungskonstante. Diese einzelnen PDF-Sets repräsentieren dabei verschiedenen Modellierungen der Partonendichtefunktion durch verschiedene Kollaborationen. Berechnet wurden die Werte für R_T auf Grundlage der verschiedenen PDFs mit Hathor (HADronic Top and Heavy quarks cROss section calculatoR) [54]. Es werden verschiedene PDFs genutzt, da diese alle verschiedene Daten nutzen und andere Methoden, um die Partonendichtefunktion zu bestimmen, dadurch kann der hier gemessene Wert auf Grundlage verschiedener PDFs bestätigt oder angezweifelt werden. Die gestrichelte schwarze Linie zeigt den Zentralwert des gemessenen Wertes für R_T an, der bereits gezeigt wurde. Die kombinierte statistische und systematische Unsicherheit ist dargestellt und kann an dem obersten Fehlerbalken abgelesen werden. Die statistische Unsicherheit ist in Gelb dargestellt, die kombinierte systematische und statistische Unsicherheit ist in grün dargestellt. Man erkennt, dass, da die Fehler quadratisch addiert werden müssen, der vergleichsweise kleine systematische Fehler wenig zu der Gesamtunsicherheit hinzufügt.

Da es aus kollisionsdynamischen Gründen, wie an der Partonendichtefunktion in Abbildung 3 zu erkennen ist, deutlich wahrscheinlicher ist, ein Up-Quark in einer Proton-Proton-Kollision zu erzeugen als ein Down-Quark, ist R_T größer als eins, denn der Wirkungsquerschnitt $\sigma(tq)$ ist dadurch deutlich größer als $\sigma(\bar{t}q)$. Im Inneren des Protons ist also die ‘‘Up-Quark-Dichte’’ in etwa doppelt so groß wie die ‘‘Down-Quark-Dichte’’; aus diesem Grund ist $\sigma(tq)$ deutlich größer als $\sigma(\bar{t}q)$, da für die Produktion eines Top-Quarks im t-channel ein Up-Quark und für ein Anti-Top-Quark ein Down-Quark benötigt wird. Folglich ist $R_T > 1$, da $\sigma(tq) > \sigma(\bar{t}q)$ [55]. Die mit Hathor, auf Grundlage verschiedener PDFs, ermittelten Vorhersagen für R_T stimmen im Allgemeinen gut mit dem hier gemessenen Wert überein, die einzige größere Abweichung, die außerhalb des Fehlerbandes liegt, basiert auf dem PDF-Set ABM11. Diese Abweichung ist damit zu erklären, dass für das ABM11-Set ein Wert für α_s , also die starke Kopplungskonstante, verwendet wurde, der deutlich geringer ist als im Vergleich zu den anderen PDFs. Das ABM11-Set nutzt einen Wert von $\alpha_s = 0.109$, der deutlich kleiner ist als der, der von den anderen PDFs genutzt wird, der in den meisten Fällen $\alpha_s = 0.118$ beträgt. Da R_T sehr empfindlich gegenüber dem Wert von α_s ist, ist durch den deutlich kleineren Wert diese größere Abweichung zu erklären; diese Abweichung des ABM11-Sets ist zudem bekannt und ist schon in einigen Untersuchungen aufgefallen und konnte auf den deutlich kleineren Wert von α_s zurückgeführt werden. Im Allgemeinen stimmen jedoch die modellierten Werte für R_T gut mit dem hier gemessenen Wert überein.

Ein letzter Wert, der aus den hier vorliegenden Daten ermittelt werden kann, ist das CKM-Matrix Element V_{tb} , welches bereits in einem der ersten Kapitel angesprochen wurde und im Grunde angibt, wie wahrscheinlich es ist, ein Bottom-Quark über den Austausch eines W-Bosons in ein Top-Quark umzuwandeln. Nähere Informationen zur CKM-Matrix sind in Abschnitt 2.2 zu finden. Da man über den Single Top-Quark Kanal das Element $|V_{tb}|$ experimentell bestimmen kann, kann man die theoretischen Hervorsagen so wunderbar überprüfen. Es wird vorhergesagt, dass das Element $|V_{tb}|$ ungefähr eins betragen müsste, eine größere Abweichung nach oben würde offenlegen, dass es noch andere Möglichkeiten gibt, den Quark Flavour zu ändern, zudem könnte eine große Abweichung nach unten auf eine neue Familie von Quarks hindeuten [2]. V_{tb} kann unter der Annahme, dass $|V_{tb}| \gg |V_{td}|, |V_{ts}|$ ist und, dass $f_{lv} = 1$ ist, wie folgt bestimmt werden und ergibt folgende Werte:

$$f_{lv} \cdot |V_{tb}| = \sqrt{\frac{\sigma^{meas.}(tq+\bar{t}q)}{\sigma^{predic.}(tq+\bar{t}q)}} = 1.019^{+0.068}_{-0.073}$$

Hierbei ist $\sigma^{meas.}$ der hier ermittelte Wert und $\sigma^{predic.}$ der Theoriewert für den Wirkungsquerschnitt. Zudem ist f_{lv} ein Formfaktor, mit dem Beiträge neuer Physik parametrisiert werden. Der hier ermittelte Wert für V_{tb} ist in vollem Einklang mit der Vorhersage des Standardmodells, die besagt, dass der Wert Eins betragen müsste. In der folgenden Abbildung sind

verschiedene ermittelte Messwerte für $f_{lv} \cdot |V_{tb}|$ zu sehen, an denen zu erkennen ist, dass der hier ermittelte Wert sich gut in die bisherigen Ergebnisse des ATLAS und CMS Experiments einreicht, die beide sowohl unabhängig voneinander als auch in kombinierten Ergebnissen ähnliche Werte erhalten. Gemessen wurde der Wert dabei nicht nur im t-channel sondern auch in den anderen Single Top-Quark Produktionskanälen. Es ist deutlich zu erkennen, dass alle Messwerte im Bereich des auch hier ermittelten Wertes liegen und somit die Vorhersage, dass $|V_{tb}| = 1$ weiter bestätigt wird, da bis jetzt keine signifikanten Abweichungen gefunden werden konnten.

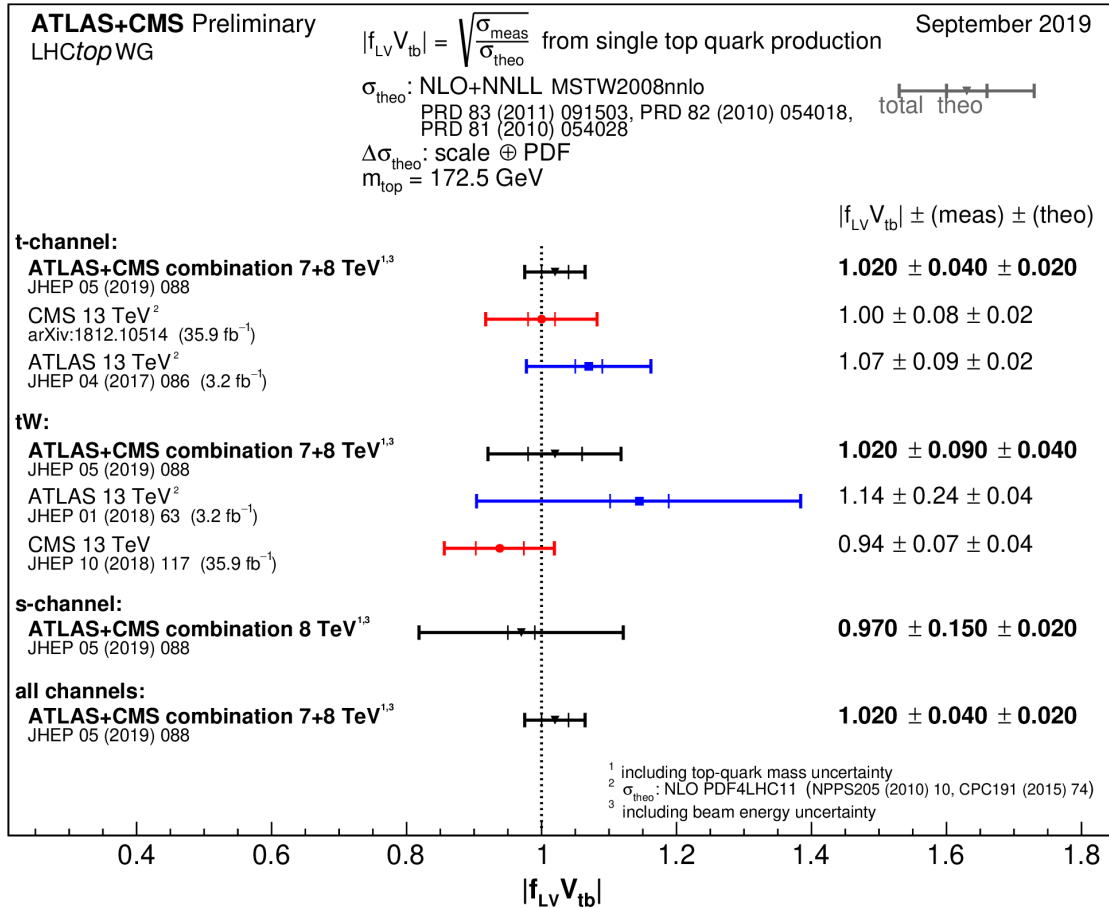


Abbildung 46: Zusammenfassung verschiedener Messwerte für $f_{lv} \cdot |V_{tb}|$ vom ATLAS und CMS Experiment [41]

Neben einem konkreten Wert für $|V_{tb}|$ kann zudem ein unteres Limit für diesen Wert gesetzt werden. Mit diesem unteren Wert kann also ein Limit für den Standardmodellwert gesetzt werden, somit können im Grunde manche Modelle bereits ausgeschlossen werden, die zum Beispiel eine vierte Generation an Quarks vorhersagen. Das untere Limit für V_{tb} beträgt in diesem Fall $|V_{tb}| > 0.86$ bei einem 95%-Konfidenzintervall, welches in einer guten Zustimmung zu anderen Messungen durch ATLAS ist. Das untere Limit wurde mit Hilfe eines Standardverfahrens ermittelt, welches auch für die anderen Messungen, die durch die ATLAS Collaboration durchgeführt wurden, angewendet wurden. In der folgenden Abbildung ist die Verteilung der Wahrscheinlichkeits Dichtefunktion von $|V_{tb}|^2$ gezeigt, das blau eingezeichnete Band repräsentiert das 95%-Konfidenzintervall. Der hier ermittelte Wert für das untere Limit ist etwas niedriger als in anderen ATLAS Untersuchungen, was auf die geringe Menge der Daten und die dadurch resultierende statistische Limitierung zurückzuführen ist. Auch die anderen Messwerte waren statistisch limitiert, erkennbar besonders bei R_T .

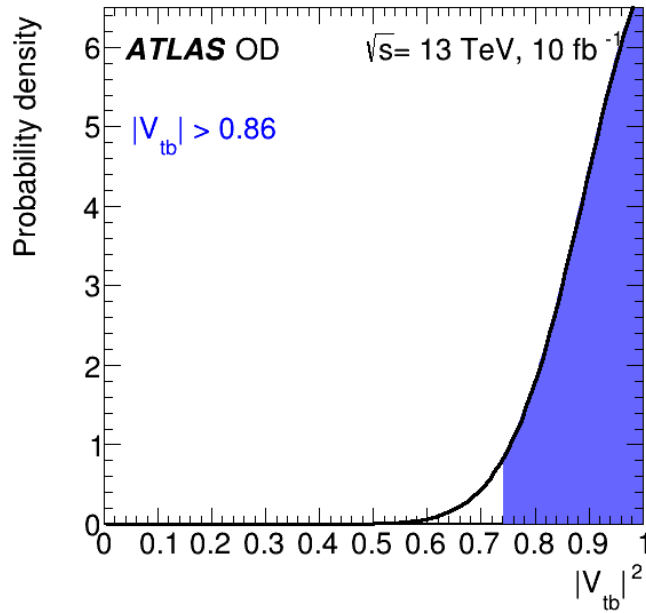


Abbildung 47: Wahrscheinlichkeits Dichtefunktion für $|V_{tb}|^2$ [42]

Zusammenfassend ist festzuhalten, dass trotz der geringen Datenmenge von $\mathcal{L}_{int} = 10 \text{ fb}^{-1}$ sehr erfolgreich, im Rahmen der zur Verfügung stehenden Mittel, die zu untersuchenden Werte, die den Single Top-Quark t-channel betreffen, ermittelt werden konnten. Sowohl die Wirkungsquerschnitte $\sigma(tq)$ und $\sigma(\bar{t}q)$ als auch der daraus folgende Wert für $\sigma(tq + \bar{t}q)$, konnten erfolgreich und präzise ermittelt werden. Aus $\sigma(tq)$ und $\sigma(\bar{t}q)$ folgend konnte R_T ermittelt und mit verschiedenen Simulationen auf Grundlage verschiedener Partonendichtefunktionen verglichen werden, wodurch die Vorhersagen des Standardmodells bestätigt werden können. Die Genauigkeit der Werte für $\sigma(tq)$ und $\sigma(\bar{t}q)$ sowie $\sigma(tq + \bar{t}q)$ ist limitiert durch die systematischen Fehler, die durch weitere Optimierung des Neuralen Netzwerks sowie der Cuts auf die untersuchten Objekte verringert werden könnten. R_T hingegen ist aufgrund starker Korrelationen der systematischen Fehler zwischen $\sigma(tq)$ und $\sigma(\bar{t}q)$ statistisch limitiert, weshalb besonders hier eine größere Menge an zu untersuchenden Ereignissen helfen würde, um eine höhere Präzision beziehungsweise kleinere Fehler zu erreichen. $|V_{tb}|$ hingegen ist erneut vor allem limitiert durch die systematischen Fehler der Messung, weshalb auch das untere Limit im Vergleich zu anderen Messwerten der ATLAS Collaboration etwas niedriger liegt. Allgemein konnte $|V_{tb}|$ jedoch präzise ermittelt werden und bestätigt im Vergleich mit den anderen Werten, ermittelt durch die ATLAS und CMS Collaboration (Abbildung 46), die Vorhersagen des Standardmodells. Auch die anderen im Rahmen dieser Analyse ermittelten Werte stimmen mit den Vorhersagen des Standardmodells überein, es konnten keine signifikanten Abweichungen gefunden werden, wodurch die Vorhersagen des Standardmodells über den Wirkungsquerschnitt der Single Top-Quark t-channel Produktion bestätigt werden können. Durch die hier ermittelten Werte für verschiedene Parameter des Standardmodells beziehungsweise Werte, die aus der Beschreibung des Standardmodells hervorgehen, konnten die Vorhersagen des Standardmodells präzise bestätigt werden, wobei zu betonen ist, dass es sich nicht um offizielle Ergebnisse der ATLAS Kollaboration handelt und diese nicht zitierfähig sind. Dabei wurden $\mathcal{L}_{int} = 10 \text{ fb}^{-1}$ an Kollisions-Daten bei einer Kollisionsenergie von $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ verwendet, die vom ATLAS Experiment am Large Hadron Collider aufgenommen wurden. Im Vergleich der hier gewonnenen Ergebnisse mit anderen Messungen der ATLAS und CMS Collaboration konnten die Vorhersagen des Standardmodells bestätigt und somit der Erfolg des Standardmodells untermauert werden. In den nächsten Jahren wird es möglich sein, diese Werte noch präziser zu bestimmen, da der LHC noch in diesem Frühjahr erneut Protonen zur Kollision bringen wird, um das Standardmodell näher zu untersuchen.

11 Anhang

11.1 Anhang A: Synchrotronstrahlung

Wenn ein geladenes Teilchen auf eine Kreisbahn gezwungen wird, gibt dieses Synchrotronstrahlung ab und verliert somit Energie durch Strahlung. Besonders stark ist dieser Effekt bei Elektronen, weshalb besonders Elektronenbeschleuniger eine Grenze der Kollisionsenergie erreichen, wenn sie als Kreisbeschleuniger aufgebaut sind. Um höhere Energien mit Elektronenbeschleunigern zu erreichen, müssen diese als Linearbeschleuniger gebaut werden, da so keine Synchrotronstrahlung abgegeben wird. Dadurch verliert der Beschleuniger jedoch den Vorteil, dass man pro Umrundung des Teilchens im Kreisbeschleuniger immer ein wenig Energie dem Teilchen zuführen kann; stattdessen muss die gesamte Kollisionsenergie in einem Durchlauf erbracht werden [56].

Man kann sich jetzt fragen, warum man denn überhaupt Elektronenbeschleuniger bauen sollte. Ein großer Vorteil der Beschleunigung von Elektronen ist, dass diese punktförmige Teilchen sind und somit der Anfangszustand auch bekannt ist, zudem geht die gesamte Kollisionsenergie in die Wechselwirkung der Teilchen, die kollidieren ein; somit kann die Ereigniskinematik vollständig rekonstruiert werden. Protonenbeschleuniger haben im Gegensatz dazu einige Nachteile. Zum Beispiel sind Protonen gebundene Zustände und somit geht nur ein Teil der Kollisionsenergie in die Wechselwirkung ein, außerdem gibt es eine hohe Wahrscheinlichkeit für niederenergetische Prozesse; hochenergetische Prozesse sind im Vergleich dazu seltener. Zudem ist eine hochkomplexe Beschreibung der starken Wechselwirkung zwischen den Protonen nötig, denn diese bestehen aus Quarks, die über die starke Wechselwirkung wechselwirken. Der große Vorteil von Protonenbeschleunigern ist jedoch, dass Protonen nahezu keine Synchrotronstrahlung abgeben, weshalb mit ihnen Kollisionsenergien erreicht werden können, die man mit einem Elektronenbeschleuniger nie erreichen könnte.

Der Energieverlust pro Umlauf durch Synchrotronstrahlung eines sich auf einer Kreisbahn des Radius r bewegenden Teilchens der Ladung e beträgt:

$$\Delta E = \frac{e^2 \cdot \gamma^4}{3\epsilon_0 \cdot r} = \frac{e^2}{3\epsilon_0 \cdot r} \cdot \left(\frac{mc^2}{m_0 c^2}\right)^4$$

Für ein Elektron mit der Ladung e auf einer Kreisbahn mit dem Radius $r = 4243m$ (Radius vom LHC) beträgt der Energieverlust pro Umrundung, mit der Annahme, dass Elektron habe eine Energie von $100GeV$:

$$\Delta E = \frac{(1.602 \cdot 10^{-19} As)^2}{3 \cdot 8.854 \cdot 10^{-12} AsV^{-1} m^{-1} \cdot 4243m} \cdot \left(\frac{10 \cdot 10^4 MeV}{0.5 MeV}\right)^4 = 3.64 \cdot 10^{-10} J \hat{=} 2.27 GeV$$

Wenn ein Elektron mit der Geschwindigkeit c (nahezu c , deshalb kann man von c ausgehen) in einem Kreisbeschleuniger mit dem Radius r kreist, stellt dieses einen Kreisstrom von:

$$I = \frac{|e|}{t} = |e| \cdot \frac{c}{2\pi \cdot r} \text{ mit } t = \frac{2\pi \cdot r}{c}$$

dar.

Für das Beispiel mit $r = 4243m$ betrüge der Kreisstrom dann:

$$I = 1.602 \cdot 10^{-19} As \cdot \frac{3 \cdot 10^8 ms^{-1}}{2\pi \cdot 4243m} = 1.8 \cdot 10^{-15} A$$

Es würden dementsprechend bei einem Strom von $0.5A$

$$N = \frac{0.5A}{1.8 \cdot 10^{-15}A} = 2.78 \cdot 10^{14}$$

Elektronen im Kreisbeschleuniger kreisen. Und der Energieverlust würde

$$\Delta E_{ges} = \Delta E \cdot N = 3.64 \cdot 10^{-10}J \cdot 2.78 \cdot 10^{14} = 1 \cdot 10^5 J$$

pro Umlauf betragen. Die gesamte abgestrahlte Leistung an Synchrotronstrahlung würde dementsprechend

$$P = \frac{\Delta E_{ges}}{dt} = \frac{1 \cdot 10^5 J}{2.1 \cdot 10^{-6} s} = 4.76 \cdot 10^{10} W \text{ mit } t = \frac{2\pi \cdot r}{c} = 2.1 \cdot 10^{-6} s$$

betragen.

Es ist eindeutig, dass der Energieverlust durch Synchrotronstrahlung sehr groß ist bei hohen Energien und somit einen Elektronenbeschleuniger mit hoher Energie der Elektronen unmöglich macht. In diesem Beispiel wurden Elektronen mit einer Energie von $100 GeV$ beschleunigt und der Energieverlust pro Elektron pro Umrundung beträgt $2.27 GeV$, somit müsste zusätzlich zur Beschleunigung also auch noch ein hoher Energiebetrag in die Aufrechterhaltung der Energie der Elektronen gesteckt werden. Würde man also am LHC statt Protonen Elektronen beschleunigen könnte man eine deutlich kleinere Kollisionsenergie erreichen.

Da der Energieverlust proportional zu γ^4 ist, ist der Energieverlust für Protonen deutlich kleiner. Explizit ist der Energieverlust von Protonen durch Synchrotronstrahlung 10^{13} mal kleiner als bei Elektronen [57]. Der Energieverlust für ein Proton beträgt unter denselben Bedingungen, die auch für das Elektron festgelegt wurden:

$$\Delta E = \frac{(1.602 \cdot 10^{-19} As)^2}{3.8.854 \cdot 10^{-12} AsV^{-1} m^{-1} \cdot 4243m} \cdot \left(\frac{10 \cdot 10^4 MeV}{938 MeV} \right)^4 = 2.94 \cdot 10^{-23} J \hat{=} 1.8 \cdot 10^{-4} eV$$

Mit denselben Bedingungen, die auch für das Elektron, für Kreisstrom und daraus folgend die Teilchenzahl, festgelegt wurden beträgt der gesamte Energieverlust pro Umlauf aller Teilchen:

$$\Delta E_{ges} = \Delta E \cdot N = 2.94 \cdot 10^{-23} J \cdot 2.78 \cdot 10^{14} = 8.17 \cdot 10^{-9} J$$

Folglich würde die gesamte abgestrahlte Leistung pro Umlauf

$$P = \frac{\Delta E_{ges}}{dt} = \frac{8.17 \cdot 10^{-9} J}{2.1 \cdot 10^{-6} s} = 3.9 \cdot 10^{-3} W \text{ mit } t = \frac{2\pi \cdot r}{c} = 2.1 \cdot 10^{-6} s$$

betragen.

Das Verhältnis vom gesamten Energieverlust von Elektronen und Protonen beträgt dementsprechend tatsächlich:

$$\frac{\Delta E_{Elektron}}{\Delta E_{Proton}} = \frac{1 \cdot 10^5 J}{8.17 \cdot 10^{-9} J} = 1.22 \cdot 10^{13}$$

Durch die hier aufgeführten Rechnungen wird sehr schnell klar, warum man sich beim LHC dafür entscheiden hat, Protonen statt Elektronen zu beschleunigen. Bevor der LHC gebaut wurde, war in demselben Tunnel LEP (Large Electron Positron Collider), die Kollisionsenergie dieses Beschleunigers war stark durch die Synchrotronstrahlung beschränkt, weshalb man sich beim LHC dazu entschied Protonen zu beschleunigen, denn so können deutlich höhere Kollisionsenergien erreicht werden. Die Kollisionsenergie am LHC beträgt aktuell $13 TeV$, eine Energie, die mit einem Elektronenbeschleuniger nie erreicht werden könnte [58].

11.2 Anhang B: Pleiades

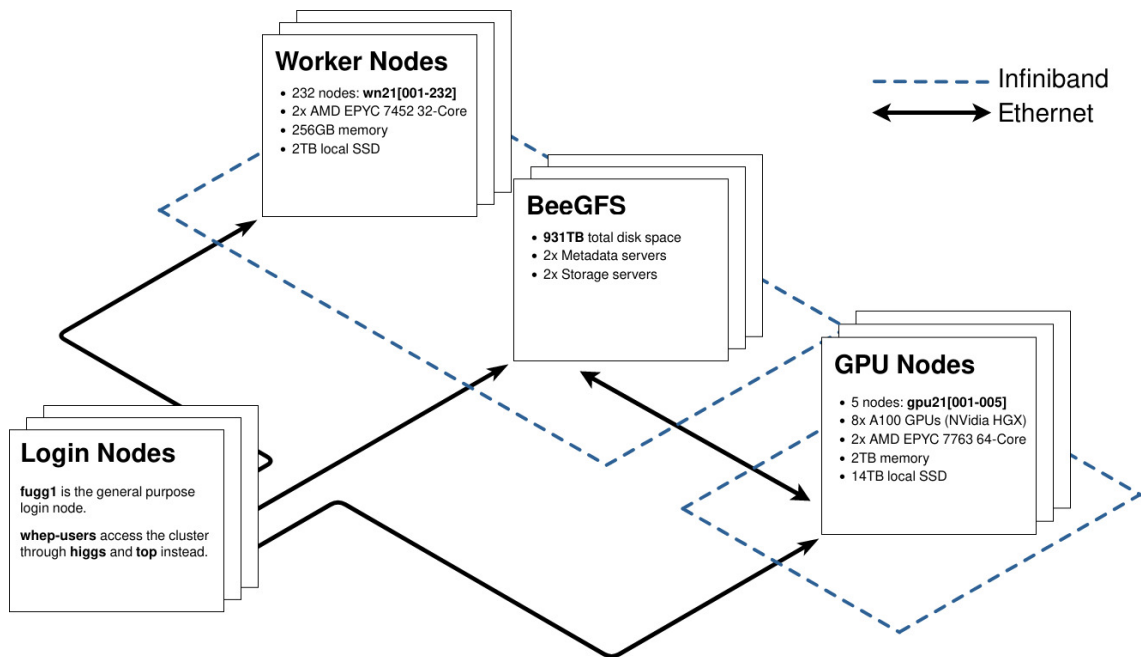


Abbildung 48: Layout des wissenschaftlichen Rechenzentrums Pleiades an der Bergischen Universität Wuppertal [43]

In dieser Abbildung ist der allgemeine Aufbau des wissenschaftlichen Rechenzentrums Pleiades dargestellt. Dabei sind die verschiedenen CPU Worker Nodes `wn21[001-232]` untereinander sowie mit den verschiedenen BeeGFS Servern über das sogenannte Infiniband-Netzwerk und Ethernet-Netzwerk verbunden. Dabei handelt es sich bei Infiniband um eine Hardware-Schnittstelle, mit der man mit sehr hohen Geschwindigkeiten zwischen verschiedenen Servern kommunizieren kann. Infiniband wird vor allem in Rechenzentren genutzt, in denen sehr hohe Datentransferraten erreicht werden müssen (mehrere Gigabyte pro Sekunde); um die effiziente Nutzung der Worker Nodes, auf denen die eigentliche Rechenarbeit durchgeführt wird, sicherzustellen, muss die Kommunikation zwischen Worker Nodes und BeeGFS (schnelles paralleles Dateisystem) besonders schnell sein. Zudem gehört zu Pleiades ein GPU-Cluster, wobei alle GPU-Knoten `gpu21[001-005]` in einem separaten Infiniband-Netzwerk eingebunden sind, wie aus der Abbildung hervorgeht zusätzlich können diese über Ethernet auf die verschiedenen BeeGFS Server zugreifen. Die Login-Knoten, also die Server, über die sich der Nutzer über das sogenannte SSH-Protokoll einloggen und mit dem Rechencluster verbinden kann, um diesen zu nutzen sind über konventionelles Ethernet mit allen anderen Knoten (Worker Nodes, BeeGFS, GPU Nodes) verbunden.

Weitere Informationen über das wissenschaftliche Rechenzentrum Pleiades an der Bergischen Universität Wuppertal sind unter folgendem Link einsehbar: <https://pleiadesbuw.github.io/PleiadesUserDocumentation/introduction>

11.3 Anhang C: Input-Variablen NN

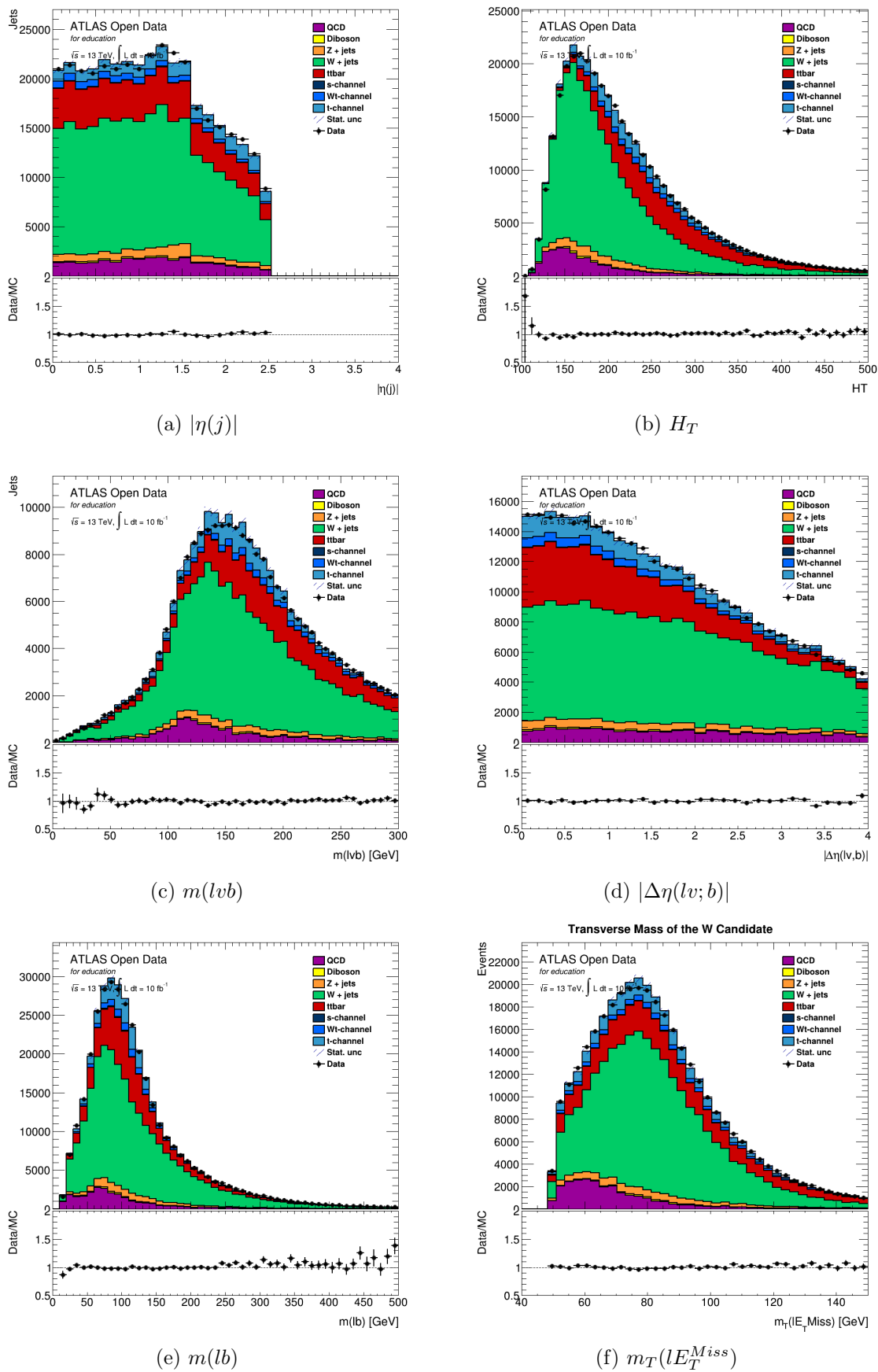


Abbildung 49: Input-Variablen für das Neuronale Netzwerk (1) [44]

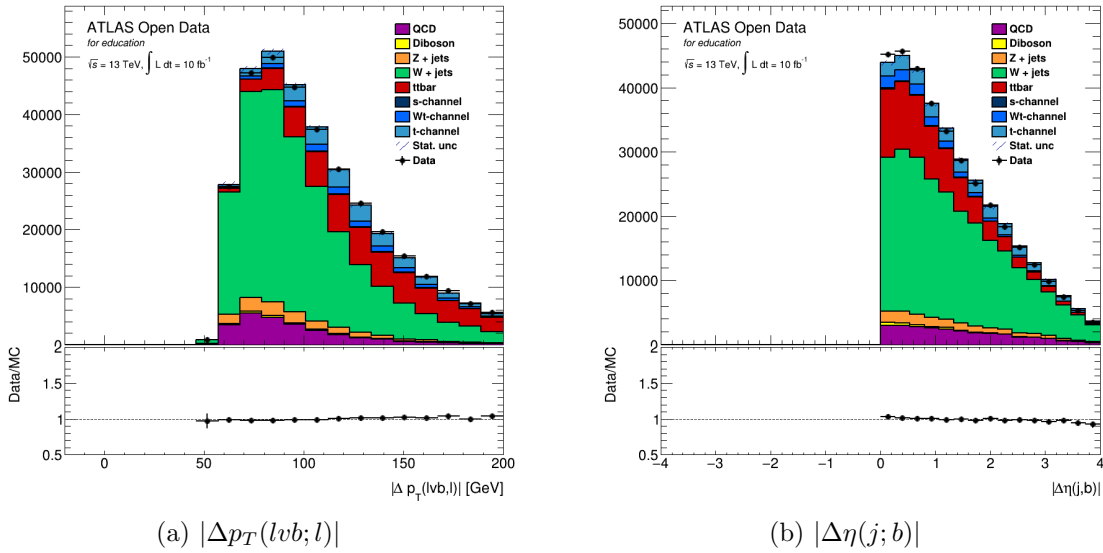


Abbildung 50: Input-Variablen für das Neuronale Netzwerk (2) [45]

Übersicht über die Input-Variablen:

- $|\eta(j)|$: Der Betrag der Spurkoordinate η vom leichten Jet, welcher aus dem Zerfall des leichten Quarks stammt.
- H_T : Die Summe aller transversalen Impulse der Teilchen der Kollision.
- $m(lvb)$: Die Masse des Top-Quarks, denn dieses zerfällt in ein W-Boson, welches zu einem Lepton (l) und einem Neutrino (ν) zerfällt, und einem Bottom-Quark (b); alles zusammenaddiert ergibt die Masse des Top-Quarks.
- $|\Delta\eta(l\nu; b)|$: Der Betrag der Differenz Δ der Spurkoordinate η zwischen dem Lepton (l), addiert zum Neutrino (ν), und dem Bottom-Quark (b).
- $m(lb)$: Die Masse des Leptons (l), addiert zum Bottom-Quark (b).
- $m_T(lE_T^{Miss})$: Die transversale Masse des W-Bosons, denn dieses zerfällt in ein Lepton (l) und ein Neutrino (E_T^{Miss}). Hier wird also statt dem Lorentz-Vektor des Neutrinos der fehlende transversale Impuls für das Neutrino verwendet.
- $|\Delta p_T(lvb; l)|$: Der Betrag der Differenz Δ des transversalen Impulses p_T zwischen dem Top-Quark (lvb , da es in ein Bottom-Quark (b) und ein W-Boson, welches in ein Neutrino (ν) und ein Lepton (l) zerfällt) und dem Lepton (l).
- $|\Delta\eta(j; b)|$: Der Betrag der Differenz Δ der Spurkoordinate η zwischen dem leichten Jet (j) und dem Bottom-Quark (b).

11.4 Quellen- und Literaturverzeichnis

11.4.1 Textquellen

- [1] R. Nestler, *Mit Beschleunigung in die Zukunft - oder in die Sackgasse*, 17.03.2019, <https://www.tagesspiegel.de/wissen/milliardenprojekt-am-cern-mit-beschleunigung-in-die-zukunft-oder-in-die-sackgasse/24093940.html>, -eingesehen am 01.01.2021, 16:48 Uhr.
- [2] Dipl.-Phys. K. Becker, Dr. D. Hirschbühl, M.Sc. Phillip Tepel, Prof.Dr. W. Wagner, *Einzelne Top-Quarks*, 20.06.2013, <https://hepweb.physik.uni-wuppertal.de/de/projekte/datenanalyse/einzelne-top-quarks.html>, -eingesehen am 05.01.2021, 17:19 Uhr.
- [3] A. Chodos, J. Ouellette, *APS NEWS April 2002 (Volume 11, Number 4) - This Month in Physics History - April 1995: Discovery of the top quark at Fermilab*, 04.2002, <https://www.aps.org/publications/apsnews/200204/history.cfm>, -eingesehen am 02.01.2021, 12:28 Uhr.
- [4] K. Kröniger, *Das Top-Quark*, 31.03.2016, <https://www.weltderphysik.de/gebiet/teilchen/bausteine/das-top-quark/>, -eingesehen am 02.01.2021, 12:28 Uhr.
- [5] M. Tanabashi et al. (Particle Data Group), 67. Top Quark, 13.12.2019, <https://pdg.lbl.gov/2019/reviews/rpp2019-rev-top-quark.pdf>, -eingesehen am 02.01.2021, 12:26 Uhr.
- [6] M. Tanabashi et al. (Particle Data Group), QUARKS, 22.05.2019, <https://pdg.lbl.gov/2019/tables/rpp2019-sum-quarks.pdf>, -eingesehen am 22.12.2020, 15:26 Uhr.
- [7] P. Bärnreuther, *Top Quark Pair Production at the LHC*, (S.21-23), 28.06.2012, <https://core.ac.uk/download/pdf/36448208.pdf>, -eingesehen am 01.01.2021, 19:11 Uhr.
- [8] G. Gilles, *Top-quark production*, ATL-PHYS-SLIDE-2020-189 (S.3-4), 26.05.2020, <http://cds.cern.ch/record/2720532/?ln=de>, -eingesehen am 02.01.2021, 11:20 Uhr.
- [9] J. Howarth, *Top quark production cross section and properties at ATLAS and CMS*, ATL-PHYS-SLIDE-2019-197 (S.3), 04.2018, <https://cds.cern.ch/record/2315016>, -eingesehen am 02.01.2021, 13:04 Uhr.
- [10] J. Bleck-Neuhaus, *Elementare Teilchen : Von den Atomen über das Standard-Modell bis zum Higgs-Boson*. Springer-Verlag, Berlin Heidelberg 2013, 2. Auflage, 978-3-642-32578-6, (S. 583-600, S. 633-673 und 677-694 [Grundlagen]), -eingesehen am 28.10.2021, 18:54 Uhr.
- [11] D. E. Soper, *Parton Distribution Functions*, arXiv:hep-lat/9609018, 06.1996, <https://arxiv.org/abs/hep-lat/9609018>, -eingesehen am 24.06.2021, 11:29 Uhr.
- [12] R. Plačákytė, *Introduction to Parton Distribution Functions*, CTEQ/MCnet School 2016 - QCD and Elektroweak Phenomenology - DESY (Hamburg), 07.2016, <http://www.physics.smu.edu/olness/ftp/misc2/cteq/2016/lectures2016/Placakyte.pdf>, -eingesehen am 24.06.2021, 12:10 Uhr.

- [13] P. Tepel, *Measurement of the fiducial and total single top-quark t -channel production cross-sections with the ATLAS detector at $\sqrt{s} = 8\text{TeV}$* , CERN-THESIS-2018-234 (S.4-6, S.54 und S. 128-129), 12.03.2018,
<https://cds.cern.ch/record/2646590?ln=de>,
 -eingesehen am 10.12.2020, 21:21 Uhr.
- [14] S. Bergel, *Den Geheimnissen des Top-Quarks auf der Spur*, 08.02.2019,
<https://idw-online.de/de/news710303>,
 -eingesehen am 05.01.2021, 17:35 Uhr.
- [15] T. Chwalek, *Messung der W -Boson-Helizitätsanteile in Top-Quark-Zerfällen mit dem CDF II Experiment und Studien zu einer frühen Messung des $t\bar{t}$ -Wirkungsquerschnitts mit dem CMS Experiment*, CERN-THESIS-2010-255 (S.5, S.81-85 und S.169-170), 12.02.2010,
<http://cds.cern.ch/record/1416031/?ln=de>,
 -eingesehen am 10.12.2020, 21:20 Uhr.
- [16] A. Geiser, B. List, *Higgs und Elektroschwache Wechselwirkung*, 03.06.2008,
<https://www.desy.de/~geiser/Lehre/SS08/Quarkmix2.pdf>,
 -eingesehen am 05.01.2021, 18:17 Uhr.
- [17] M. Tanabashi et al. (Particle Data Group), 12. CKM Quark-Mixing Matrix, (S.12), 06.12.2019,
<https://pdg.lbl.gov/2019/reviews/rpp2019-rev-ckm-matrix.pdf>,
 -eingesehen am 05.01.2021, 18:39 Uhr.
- [18] K. Becker, *Measurement of the t -channel single top quark cross sections with the ATLAS detector*, ATL-PHYS-SLIDE-2013-111 (S.3), 04.03.2013,
<http://cds.cern.ch/record/1532447/?ln=de>,
 -eingesehen am 07.01.2021, 11:43 Uhr.
- [19] K. Becker, *Inclusive and Differential cross-section Measurements of t -channel single top-quark production at $\sqrt{s} = 7\text{ TeV}$ with the ATLAS detector*, CERN-THESIS-2014-325 (S.70-75), 13.08.2014,
<http://cds.cern.ch/record/2056713/?ln=de>,
 -eingesehen am 07.01.2021, 11:48 Uhr.
- [20] G. Jäkel, *Cross-section measurement of t -channel single top-quark production at $\sqrt{s} = 13\text{ TeV}$ with the ATLAS detector at the LHC*, CERN-THESIS-2015-340 (S.7-9 und S.27), 01.09.2015,
<https://cds.cern.ch/record/2158429?ln=de>,
 -eingesehen am 28.12.2020, 10:53 Uhr.
- [21] E. M. Rimmer, C. Rubbia, and C. H. Llewellyn Smith, *The next step. La proxima etapa*. Geneva: CERN, 1993. [Online]. Available: <http://cds.cern.ch/record/259548>,
 -eingesehen am 28.07.2021, 14:35 Uhr.
- [22] *Design study of the Large Hadron Collider (LHC): a multiparticle collider in the LEP tunnel (S.17-27, S.73-93)*, ser. CERN Yellow Reports: Monographs. Geneva: CERN, 1991, The report is replaced by CERN/AC/95-05(LHC). DOI: 10.5170/CERN-1991-003. [Online]. Available: <http://cds.cern.ch/record/220493>,
 -eingesehen am 28.07.2021, 15:03 Uhr.
- [23] O. Brüning, P. Collier, P. Lebrun, S. Myers, R. Ostojic, J. Poole, P. Proudlock, *LHC Design Report*, CERN-2004-003-V-1 (S.21-42, S.131-138, S.155-218, S.339-340), 2004,
<http://cds.cern.ch/record/782076/?ln=de>,
 -eingesehen am 26.07.2021, 14:35 Uhr.

- [24] Y. Baconnier, G. Brianti, P. Lebrun, A. G. Mathewson, R. Perin, and Y. Baconnier, *LHC: the Large Hadron Collider accelerator project (S.3-21, S.25-47, S.74-78)*. Geneva: CERN, 1993. [Online]. Available: <http://cds.cern.ch/record/257706>,
-eingesehen am 28.07.2021, 14:45 Uhr.
- [25] G. Apollinari, I. Béjar Alonso, O. Brüning, M. Lamont, and L. Rossi, *High-Luminosity Large Hadron Collider (HL-LHC): Preliminary Design Report (S.1-6)*, ser. CERN Yellow Reports: Monographs. Geneva: CERN, 2015. DOI: 10.5170/CERN-2015-005. [Online]. Available: <http://cds.cern.ch/record/2116337>,
-eingesehen am 28.07.2021, 15:20 Uhr.
- [26] The ATLAS Collaboration et al, “The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider,” *JINST*, vol. 3, S08003. 437 p, 2008, Also published by CERN Geneva in 2010, 10.1088/1748-0221/3/08/S08003, <https://cds.cern.ch/record/1129811>,
-eingesehen am 04.08.2021, 09:20 Uhr.
- [27] FASER Collaboration et al, *First neutrino interaction candidates at the LHC*, arXiv:2105.06197v22021, 2021,
<https://arxiv.org/abs/2105.06197>,
-eingesehen am 04.08.2021, 09:08 Uhr.
- [28] *Arbeitsgruppe Experimentelle Teilchenphysik BUW, PLEIADES*, 27.05.2013,
<https://hepweb.physik.uni-wuppertal.de/de/projekte/pleiades.html>,
-eingesehen am 19.07.2021, 16:31 Uhr.
- [29] LHC Computing Grid, o.J.,
[https://www.weltmaschine.de/cern_und_lhc/experimente_am_lhc_lhc_computing_grid/](https://www.weltmaschine.de/cern_und_lhc/experimente_am_lhc/lhc_computing_grid/),
-eingesehen am 19.07.2021, 17:05 Uhr.
- [30] T. Harenberg, M. Sandhoff, *Wissenschaftliches Rechenzentrum Pleiades*, 07.2021,
<http://www.pleiades.uni-wuppertal.de/>,
-eingesehen am 19.07.2021, 16:05 Uhr.
- [31] ATLAS-Collaboration, *ATLAS-Collaboration Homepage*, o.J.,
<https://atlas.cern/>,
-eingesehen am 31.12.2020, 16:21 Uhr.
- [32] LHC - Die Weltmaschine, CERN-/LHC-Kommunikation Deutschland und Deutsches Elektronen Synchrotron, 09.2013,
https://www.weltmaschine.de/sites/sites_custom/site_weltmaschine/content/e36736/e42241/e42246/e42265/Factsheet_LHC.pdf,
-eingesehen am 31.12.2020, 16:19 Uhr.
- [33] Experimente am LHC - ATLAS, CMS, ALICE, LHCb, CERN-/LHC-Kommunikation Deutschland und Deutsches Elektronen Synchrotron, o.J.,
https://www.weltmaschine.de/cern_und_lhc/experimente_am_lhc/,
-eingesehen am 31.12.2020, 16:34 Uhr.
- [34] ATLAS-Collaboration, *ATLAS Open Data 13 TeV Documentation*, 2020,
<http://opendata.atlas.cern/release/2020/documentation/>,
-eingesehen am 31.12.2020, 16:39 Uhr.
- [35] X. C. Vidal, R. C. Manzano, *LHC p collisions*, o.J.
https://www.lhc-closer.es/taking_a_closer_look_at_lhc/0.lhc_p_collisions,
-eingesehen am 24.12.2020, 11:51 Uhr.
- [36] Bergische Universität W., *Detektorbau und Entwicklung - Detektorauslese*, 27.05.2013,

- <https://hepweb.physik.uni-wuppertal.de/de/projekte/detektorbau-und-entwicklung/detektorauslese.html>,
-eingesehen am 22.12.2020, 15:52 Uhr.
- [37] Max-Planck-Institut für Physik, HL-LHC-Pixeldetektorupgrade, o.J.,
<https://www.mpp.mpg.de/forschung/aufbau-der-materie/atlas-detektor-teilchenkollisionen-am-lhc/atlas-innendetektor/upgrade-pixel-detektor>,
-eingesehen am 22.12.2020, 16:00 Uhr.
- [38] K. Jakobs, *ATLAS - der Detektor*, o.J., <https://www.weltderphysik.de/gebiet/teilchen/experimente/teilchenbeschleuniger/lhc/lhc-experimente/atlas/atlas-detektor/>,
-eingesehen am 22.12.2020, 16:10 Uhr.
- [39] N.-A. Rosien, *Measurement of the $t\bar{t}Z$ Production Cross Section in the Final State with Three Charged Leptons using 36.1 fb^{-1} of pp Collisions at 13 TeV at the ATLAS Detector*, CERN-THESIS-2017-306 (S.66-68), 22.01.2018,
<http://cds.cern.ch/record/2304067/?ln=de>,
-eingesehen am 27.12.2020, 19:02 Uhr.
- [40] E. Nickel, *Messung der Top-Quark-Masse mittels der Lepton-Transversalimpuls-Methode mit einem Datensatz von 5 fb^{-1} am ATLAS-Detektor*, BONN-IB-2014-04 (S.31-38), 12.2012,
<https://www.brock.physik.uni-bonn.de/files/BONN-IB-2014-04.pdf>,
-eingesehen am 25.12.2020, 21:57 Uhr.
- [41] M. Tanabashi et al. (Particle Data Group), Mass and Width of the W Boson, 08.02.2019,
<https://pdg.lbl.gov/2019/listings/rpp2019-list-w-boson.pdf>,
-eingesehen am 22.12.2020, 15:29 Uhr.
- [42] F. V. Veen, *The Neural Network Zoo*, 14.09.2016,
<https://www.asimovinstitute.org/neural-network-zoo/>,
-eingesehen am 26.01.2021, 08:49 Uhr.
- [43] R. Schwaiger, J. Steinwendner, *Neuronale Netze programmieren mit Python*. Rheinwerk Verlag, Bonn 2019, 1. Auflage - 1. korrigierter Nachdruck, 978-3-8362-6142-5, (S. 23-41, S. 129-147 und S. 149-160),
-eingesehen am 26.10.2021, 16:55 Uhr.
- [44] T. Wood, *Sigmoid Function*, o.J.,
<https://deepai.org/machine-learning-glossary-and-terms/sigmoid-function>,
-eingesehen am 26.01.2021, 11:32 Uhr.
- [45] T. Wood, *What is an Activation Function?* o.J.,
<https://deepai.org/machine-learning-glossary-and-terms/activation-function>,
-eingesehen am 27.01.2021, 18:26 Uhr.
- [46] T. Amr, *Hands-On Machine Learning with scikit-learn and Scientific Python Toolkits : A practical guide to implement supervised and unsupervised machine learning algorithms in Python*. Packt Publishing Ltd., Birmingham 2020, 978-1-83882-604-8, (S. 190-196),
-eingesehen am 28.10.2021, 18:55 Uhr.
- [47] M. Deru, A. Ndiaye, *Deep Learning mit TensorFlow, Keras und TensorFlow.js*. Rheinwerk Verlag, Bonn 2019, 1. Auflage - 1. korrigierter Nachdruck, 978-3-8362-6509-6, (S. 57-71 und S. 389-395),
-eingesehen am 28.10.2021, 18:50 Uhr.

- [48] S. Röcker, *Perspektiven zur Beobachtung von Einzel-Top-Quark-Produktion am CMS-Experiment mit Hilfe neuronaler Netze*, IEKP-KA/2011-6 (S.79-80), 06.2011, https://www.researchgate.net/publication/267375476_Perspektiven_zur_Beobachtung_von_Einzel-Top-Quark-Produktion_am_CMS-Experiment_mit_Hilfe_neuronaler_Netze,
-eingesehen am 03.03.2021, 16:10 Uhr.
- [49] O. Pooth, *Was ist eigentlich Luminosität?* 21.04.2011, https://www.weltmaschine.de/neuigkeiten/ask_an_expert/luminositaet/,
-eingesehen am 15.02.2021, 11:53 Uhr.
- [50] R. Barlow, *Systematic Errors: Facts and Fictions*, arXiv:hep-ex/0207026v1, 06.07.2002, <https://arxiv.org/abs/hep-ex/0207026>,
-eingesehen am 28.07.2021, 10:00 Uhr.
- [51] R. J. Barlow, *Practical Statistics for Particle Physics*, arXiv:1905.12362v2, 02.02.2021, <https://arxiv.org/abs/1905.12362>,
-eingesehen am 28.07.2021, 10:02 Uhr.
- [52] M. F. Carneiro, *Understanding Systematics*, DUNE Neutrino Interaction School 2021, <https://indico.fnal.gov/event/48900/contributions/217474/attachments/144815/184198/Understanding%20Systematics%20-%20Nu%20interaction%20School%202021%20%283%29.pdf>,
-eingesehen am 15.08.2021, 21:05 Uhr.
- [53] P. Sinervo, *Definition and Treatment of Systematic Uncertainties in High Energy Physics and Astrophysics*, 2003, <https://cds.cern.ch/record/931829?ln=de>,
-eingesehen am 28.07.2021, 10:06 Uhr.
- [54] M. Aliev, H. Lacker, U. Langenfeld, S. Moch, P. Uwer, and M. Wiedermann, “Hathor – hadronic top and heavy quarks cross section calculator,” *Computer Physics Communications*, vol. 182, no. 4, pp. 1034–1046, Apr. 2011, ISSN: 0010-4655. DOI: 10.1016/j.cpc.2010.12.040. [Online]. Available: <http://dx.doi.org/10.1016/j.cpc.2010.12.040>,
-eingesehen am 16.01.2022, 16:12 Uhr.
- [55] G. A. et al. (ATLAS Collaboration), “Comprehensive measurements oft-channel single top-quark production cross sections at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector,” *Physical Review D*, vol. 90, no. 11, Dec. 2014, ISSN: 1550-2368. DOI: 10.1103/physrevd.90.112006. [Online]. Available: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.90.112006>,
-eingesehen am 16.01.2022, 16:46 Uhr.
- [56] DESY, *How does a synchrotron radiation source work?* o.J. https://photon-science.desy.de/research/students__teaching/primers/synchrotron_radiation/index_eng.html,
-eingesehen am 04.08.2021, 09:08 Uhr.
- [57] W. Demtröder, *Experimentalphysik 4: Kern-, Teilchen- und Astrophysik*. Springer Spektrum, 2013, 4. Auflage, 978-3642214752, (S. 74-77),
-eingesehen am 28.10.2021, 18:30 Uhr.
- [58] S. Kortner, *Physik am LHC - Teil I*, 44. Herbstschule für Hochenergiephysik, 09.2012, <https://www.maria-laach.tp.nt.uni-siegen.de/downloads/files/2012/Kortner-2012-1.pdf>,
-eingesehen am 04.08.2021, 08:59 Uhr.

11.4.2 Bildquellen

- [1] *Das Standardmodell der Teilchenphysik*,
https://de.wikipedia.org/wiki/Datei:Standard_Model_of_Elementary_Particles-de.svg,
-eingesehen am 01.01.2021, 16:31 Uhr.
- [2] *t \bar{t} Produktion*,
Aus: S. Moch, Hard QCD at hadron colliders, arXiv:0803.0457v2 (S.18), 02.2008,
<https://arxiv.org/pdf/0803.0457.pdf>,
-eingesehen am 01.01.2021, 16:31 Uhr.
- [3] *Parton Density Function der Protonen am LHC für eine Energie-Skala von: (a) $Q^2 = 10/\text{GeV}^2$ und (b) $Q^2 = 10^4/\text{GeV}^2$* ,
Aus: NNPDF Collaboration, The European Physics Journal C (2017): Parton distributions from high-precision collider data, (S.15), 04.10.2017
<https://link.springer.com/article/10.1140/epjc/s10052-017-5199-5>,
-eingesehen am 17.06.2021, 10:42 Uhr.
- [4] *Tiefe inelastische Streuung von Elektronen an Protonen im Vergleich zur elastischen Streuung*,
Aus: M. Breidenbach, J. I. Friedman, H. W. Kendall, SLAC-PUB-650, Observed behavior of highly inelastic electron-proton scattering, 08.1996
<https://www.slac.stanford.edu/pubs/slacpubs/0500/slac-pub-0650.pdf>,
-eingesehen am 19.09.2021, 17:58 Uhr.
- [5] *Single Top-Quark Produktion*,
Aus: Measurement of the Inclusive and Fiducial Cross-Section of Single Top-Quark t-Channel Events in pp Collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV, ATLAS-CONF-2014-007 (S.1), 16.03.2014,
<http://cds.cern.ch/record/1668960/?ln=de>,
-eingesehen am 04.01.2021, 11:59 Uhr.
- [6] *Single Top-Quark Produktion und Zerfall*,
https://www.researchgate.net/figure/Representative-Feynman-diagrams-for-t-channel-single-top-quark-production-and-decay-Here_fig3_300003800,
-eingesehen am 04.01.2021, 13:13 Uhr.
- [7] *Cabbibo-Kobayashi-Maskawa-Quarkmischungs-Matrix (CKM-Matrix)*,
Cabbibo-Kobayashi-Maskawa-Quarkmischungs-Matrix erstellt mit der LATEX Erweiterung amsmath.
- [8] *Werte der Cabbibo-Kobayashi-Maskawa-Quarkmischungs-Matrix (CKM-Matrix)*,
Werte Cabbibo-Kobayashi-Maskawa-Quarkmischungs-Matrix erstellt mit der LATEX-Erweiterung amsmath.
- [9] *Top-Quark Untergrundprozesse*,
Aus: Anne Kathrin Becker, Inclusive and differential cross-section measurements of t-channel single top-quark production at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector, (S.70),
<http://elpub.bib.uni-wuppertal.de/servlets/DerivateServlet/Derivate-4650/dc1436.pdf>,
-eingesehen am 06.01.2021, 12:37 Uhr.
- [10] *W+jets und Multijet Untergrundprozess*,
Aus: Anne Kathrin Becker, Inclusive and differential cross-section measurements of t-channel single top-quark production at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector, (S.71 und 75), 13.08.2014,

- <http://elpub.bib.uni-wuppertal.de/servlets/DerivateServlet/Derivate-4650/dc1436.pdf>,
-eingesehen am 06.01.2021, 12:37 Uhr.
- [11] *Z+jets und Diboson Untergrundprozess*,
Aus: Anne Kathrin Becker, Inclusive and differential cross-section measurements of t-channel single top-quark production at $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ with the ATLAS detector, (S.73), 13.08.2014
<http://elpub.bib.uni-wuppertal.de/servlets/DerivateServlet/Derivate-4650/dc1436.pdf>,
-eingesehen am 06.01.2021, 12:37 Uhr.
- [12] *Eine Übersicht über die Wirkungsquerschnitte verschiedener Standardmodell-Prozesse am LHC*,
Aus: Jan Kretzschmar, Standard Model physics at the LHC, (S.3), 28.03.2018
<http://cds.cern.ch/record/2644360/?ln=de>,
-eingesehen am 17.06.2021, 10:31 Uhr.
- [13] *Fakten zum Large Hadron Collider*,
<https://home.cern/resources/faqs/facts-and-figures-about-lhc>,
-eingesehen am 20.07.2021, 12:46 Uhr.
- [14] *Kosten des Large Hadron Colliders, der Detektoren und der Computing-Infrastruktur*,
<https://home.cern/resources/faqs/facts-and-figures-about-lhc>,
-eingesehen am 20.07.2021, 17:15 Uhr.
- [15] *Eine Übersicht über den Beschleuniger Komplex am CERN*,
<https://cds.cern.ch/record/2684277?ln=de>,
-eingesehen am 20.07.2021, 13:06 Uhr.
- [16] *Der ATLAS-Detektor mit aufgeschnittener Seite, um den Aufbau aus verschiedenen Schichten zu verdeutlichen*,
Aus: ATLAS Collaboration et al, Jinst Journal (2008) - Volume 3, Also published by CERN Geneva in 2010: The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider, (S.4), 04.08.2008
<http://cds.cern.ch/record/1129811>,
-eingesehen am 04.08.2021, 16:02 Uhr.
- [17] *Schematische Skizze des ATLAS-Koordinatensystems*,
Aus: M. Schott, M. Dunford, The European Physical Journal C (2014) - Volume 74, Review of single vector boson production in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$, (S.16), 07.2014
<https://arxiv.org/abs/1405.1160>,
-eingesehen am 06.08.2021, 14:02 Uhr.
- [18] *Daten der verschiedenen Endzustände*,
<http://opendata.atlas.cern/release/2020/documentation/datasets/intro.html>,
-eingesehen am 22.12.2020, 13:28 Uhr.
- [19] *Daten der verschiedenen Monte Carlo Simulationen*,
<http://opendata.atlas.cern/release/2020/documentation/datasets/mc.html>,
-eingesehen am 22.12.2020, 13:30 Uhr.
- [20] *Transversaler Impuls p_t des Leptons*,
Das Histogramm ist der direkte Output dieser Analyse und stellt den transversalen Impuls p_t des Leptons dar.
- [21] *Kombinierte Masse der beiden Jets*,

- Das Histogramm ist der direkte Output dieser Analyse und stellt die kombinierte Masse der beiden Jets dar.
- [22] *Fehlender Transversalimpuls E_T^{miss} ,*
Das Histogramm ist der direkte Output dieser Analyse und stellt den fehlenden Transversalimpuls E_T^{miss} dar.
- [23] *Masse des W-Bosons,*
Das Histogramm ist der direkte Output dieser Analyse und stellt die Masse des W-Bosons dar.
- [24] *Masse des Top-Quarks,*
Das Histogramm ist der direkte Output dieser Analyse und stellt die Masse des Top-Quarks dar.
- [25] *Selektionskriterien für Elektronen und Myonen,*
Die hier aufgeführten Werte wurden verwendet, um die Leptonen (Elektronen/Myonen) in der Analyse zu selektieren.
- [26] *Selektionskriterien für Fake-Elektronen und Fake-Myonen,*
Die hier aufgeführten Werte wurden verwendet, um die Fake-Leptonen (Fake-Elektronen/Fake-Myonen) in der Analyse zu selektieren, um den QCD-Untergrund modellieren zu können.
- [27] *E_T^{miss} Verteilung vor und nach der Modellierung des QCD-Untergrundes,*
Die Histogramme sind der direkte Output dieser Analyse und stellen die E_T^{miss} Verteilung vor und nach der Modellierung des QCD-Untergrundes dar.
- [28] *M_T^W Verteilung vor und nach der Modellierung des QCD-Untergrundes,*
Die Histogramme sind der direkte Output dieser Analyse und stellen die M_T^W Verteilung vor und nach der Modellierung des QCD-Untergrundes dar.
- [29] *Schematischer Aufbau eines Neuralen Netzwerks,*
Schematischer Aufbau eines Neuralen Netzwerks erstellt mit der LATEX-Erweiterung TikZ.
- [30] *Vergleich der Aktivierungsfunktionen,*
Vergleich der verschiedenen Aktivierungsfunktionen, die im Prozess des Neuralen Netzwerks verwendet wurden. Beide Diagramme wurden mit der Python Erweiterung Matplotlib.pyplot erstellt.
- [31] *Schematischer Aufbau des verwendeten Neuralen Netzwerks,*
Schematischer Aufbau des verwendeten Neuralen Netzwerks erstellt mit der LATEX-Erweiterung TikZ.
- [32] *Output des Neuralen Netzwerks,*
Das Histogramm ist der direkte Output des Neuralen Netzwerks aus dieser Analyse.
- [33] *Output des Neuralen Netzwerks nach dem Likelihood-Fit,*
Das Histogramm ist der direkte Output des Neuralen Netzwerks nach dem Likelihood-Fit aus dieser Analyse.
- [34] *Skalierungsfaktoren der einzelnen Prozesse durch den Likelihood-Fit,*
Skalierungsfaktoren der einzelnen Prozesse durch den Likelihood-Fit; direkter Output der durchgeführten Analyse/Likelihood-Fit.
- [35] *Wirkungsquerschnitt von t-channel Single Top-Quark Produktion ($\sigma(tq + \bar{t}q)$),*
Das Diagramm repräsentiert die offiziellen Messungen der beiden LHC-Experimente ATLAS und CMS Stand Dezember 2020, die Ergebnisse der Analyse wurden dem Diagramm hinzugefügt. Der Code für das Diagramm wurde durch Herrn Dr. Dominic Hirschbühl, Post-Doc an der Bergischen Universität Wuppertal, zur Verfügung gestellt.

- [36] *Relative Unsicherheit des systematischen Fehlers durch das JES*,
 Aus: The ATLAS Collaboration et al, Jet energy scale measurements and their systematic uncertainties in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ with the ATLAS detector, (S.27), 07.07.2017, <https://arxiv.org/abs/1703.09665>,
 -eingesehen am 13.08.2021, 08:30 Uhr.
- [37] *Skalierungsfaktor der b-jet tagging efficiency*,
 Aus: The ATLAS Collaboration et al, ATLAS b-jet identification performance and efficiency measurements with $t\bar{t}$ events in pp collisions at $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$, (S.24), 29.01.2020, <https://arxiv.org/abs/1907.05120>,
 -eingesehen am 13.08.2021, 09:42 Uhr.
- [38] *Relative Unsicherheiten $\frac{\Delta\sigma}{\sigma}$ der theoretischen Wirkungsquerschnitte für die Untergrund Prozesse*,
 Relative Unsicherheiten $\frac{\Delta\sigma}{\sigma}$ der theoretischen Wirkungsquerschnitte für die Untergrund Prozesse; die hier verwendeten Faktoren repräsentieren die relative Unsicherheit der theoretischen Wirkungsquerschnitte der untersuchten Untergrundprozesse.
- [39] *Bewertung der Quellen von Unsicherheiten mit ihren jeweiligen Beiträgen zur Gesamtsicherheit des Messwerts von $\sigma(tq+\bar{t}q)$ und den anderen Messwerten in absteigender Reihenfolge. Die statistische Unsicherheit der Untersuchung der systematischen Unsicherheit ist so klein ist, dass sie zu vernachlässigen ist*,
 Die hier aufgeführten Werte sind direkte Ergebnisse dieser Untersuchung der dieser Analyse zugrunde liegenden systematischen und statistischen Fehler.
- [40] *Vorhergesagte Werte für R_T , berechnet auf Grundlage verschiedener Partonendichtefunktionen (PDFs) mit HATHOR im Vergleich zu dem hier ermittelten Wert*,
 Der Plot ist ein direkter Output dieser Analyse und stellt die vorhergesagten Werte für R_T im Vergleich zu dem hier gemessenen dar.
- [41] "Top working group cross-section summary plots: Spring 2020," CERN, Geneva, Tech. Rep., May 2020, All figures including auxiliary figures are available at <https://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/PUBNOTES/ATL-PHYS-PUB-2020-012>. [Online]. Available: <http://cds.cern.ch/record/2718946>,
 -eingesehen am 20.12.2021, 18:34 Uhr.
- [42] *Wahrscheinlichkeits Dichtefunktion für $|V_{tb}|^2$* ,
 Der Plot ist ein direkter Output dieser Analyse und stellt die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion von $|V_{tb}|^2$ dar.
- [43] *Layout des wissenschaftlichen Rechenzentrums Pleiades an der Bergischen Universität Wuppertal*,
<https://pleiadesbuw.github.io/PleiadesUserDocumentation/introduction>,
 -eingesehen am 20.12.2021, 20:41 Uhr.
- [44] *Input-Variablen für das Neuronale Netzwerk (1)*,
 Histogramme der Input-Variablen für das Neuronale Netzwerk; direkter Output der durchgeführten Analyse.
- [45] *Input-Variablen für das Neuronale Netzwerk (2)*,
 Histogramme der Input-Variablen für das Neuronale Netzwerk; direkter Output der durchgeführten Analyse.

11.5 Abschlusserklärung

Hiermit versichere ich, dass ich diese Arbeit selbstständig angefertigt, keine anderen als die von mir angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt und die Stellen der Arbeit, die im Wortlaut oder dem Inhalt nach aus anderen Werken entnommen wurde, in jedem einzelnen Fall mit genauer Quellenangabe kenntlich gemacht habe.

Ich bin damit einverstanden, dass die von mir verfasste Arbeit der schulinternen Öffentlichkeit in der Bibliothek der Schule zugänglich gemacht wird.

Ort, Datum

Unterschrift

Disclaimer

Die hier vorliegende Arbeit greift auf den ATLAS Open-Data Datensatz zurück, der ausschließlich für Bildungszwecke gedacht ist. In keinsten Weise können die hier präsentierten Ergebnisse für eine wissenschaftliche Veröffentlichung genutzt werden und sind unter keinen Umständen zitierfähig. Die hier durchgeführte Untersuchung zeigt lediglich, dass der ATLAS Open-Data Datensatz dazu genutzt werden kann auch solch hochkomplexe Analysen durchzuführen, um sie für Studenten greifbar zu machen und die Arbeitsmethoden der modernen Teilchenphysik nachvollziehen zu können. Die verwendeten Methoden entsprechen im Allgemeinen den Vorgehensweisen offizieller Analysen, jedoch nicht in allen Punkten. Weder die Bergische Universität Wuppertal noch die ATLAS Kollaboration übernehmen Verantwortung für den Inhalt der hier vorliegenden Arbeit und der dort präsentierten Ergebnisse. Die Ergebnisse der hier vorliegenden Arbeit wurden nicht von der ATLAS Kollaboration geprüft, haben nicht den Peer-Review Prozess durchlaufen und sind nicht als offizielle Ergebnisse der ATLAS Kollaboration zu betrachten und sind diesbezüglich auch nicht zitierfähig.