

**Department of Physics and Astronomy
Heidelberg University**

Bachelor Thesis in Physics
submitted by

Lucas Oswald

born in Brühl (Germany)

2021

**Die Untersuchung eines Triggers für verspätete
Photonensignaturen in der Suche nach langlebigen Teilchen
mit ATLAS**

This Bachelor Thesis has been carried out by Lucas Oswald at the
Kirchhoff-Institute for Physics in Heidelberg
under the supervision of
apl. Prof. Dr. Monica Dunford

Zusammenfassung

Investigating a trigger for delayed photon signatures in the search for long-lived particles

Long-lived particles appear in models of supersymmetry. They are characterized by a lifetime longer than most other unstable particles. In theory, this leads to a higher probability to emit delayed photons in their decay. The aim of this thesis is to investigate if this special characteristic can be used in the search for the long-lived particles with the ATLAS detector. This is done by finding a configuration for the Level-1 Calorimeter Trigger which is able to identify the delayed photons. To achieve this, the trigger threshold for the transverse momentum is aimed to be relaxed, instead a selection on the delay of the photon is applied. The result is, that for the models used in this thesis the selection should be done with other criteria. The timing selection is not suited to loosen the threshold of the transverse momentum. The transverse momentum remained the main indicator for selecting on the delayed photons. The delayed appearance of the photons influenced the separation of photons from long-lived particles to background photons only to a small extent.

Die Untersuchung eines Triggers für verspätete Photonensignaturen in der Suche nach langlebigen Teilchen mit ATLAS

Langlebige Teilchen treten in Modellen der Supersymmetrie auf und zeichnen sich dadurch aus, dass sie für ihre Masse eine verhältnismäßig lange Lebensdauer besitzen. In der Theorie führt dies dazu, dass die von ihnen im Zerfall emittierten Photonen mit einer zeitlichen Verzögerung auftreten. Ziel der Arbeit ist es zu untersuchen, ob diese Verzögerung sich für die Suche nach langlebigen Teilchen mit dem ATLAS-Detektor nutzen lässt. Gesucht sind Konfigurationen für den Level-1 Kalorimeter Trigger, welche sich auf die Suche nach verspäteten Photonen spezialisieren. Weiterhin sollte der Trigger niedrigere Schwellwerte für den transversalen Impuls erhalten und dafür stärker über das zeitliche Auftreten der Photonen selektieren. Das Ergebnis ist, dass für die in dieser Arbeit genutzten Modelle andere Kriterien als die Zeit zur Selektion genutzt werden sollten. Die zeitliche Selektion ist nicht zur Lockerung des transversalen Impulses geeignet. Der transversale Impuls blieb maßgebliches Selektionskriterium für die verzögerten Photonen. Ihr zeitliches Auftreten war nicht ausreichend um sie vom Untergrund zu unterscheiden.

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	1
1 Theorie der Teilchenphysik	2
1.1 Das Standardmodell der Teilchenphysik	3
1.2 Triggern auf SUSY-Teilchen	3
2 Das ATLAS-Experiment	6
2.1 Der Large Hadron Collider	6
2.2 Der ATLAS-Detektor	7
2.2.1 Trackingsystem	8
2.2.2 Kalorimeter	9
2.2.3 Myon Detektion	10
2.3 Das ATLAS Trigger-System	10
2.3.1 Level 1 Kalorimeter Trigger (L1Calo)	11
3 Methode	12
3.1 Monte Carlo Simulation	12
3.2 Selektionskriterien	13
4 Unterscheidung von Signal und Untergrund	15
4.1 Variablen zur Unterscheidung	15
4.1.1 Zeitspektrum	15
4.1.2 Transversalimpuls	15
4.1.3 Fehlende transversale Energie	16
4.1.4 Δz	19
4.2 Schwellwertbestimmung	19
4.2.1 Schwellwerte für NLSP Masse von 60 GeV, LSP Masse von 50 GeV und Lebensdauer von 10 ns	20
4.2.2 Schwellwerte für NLSP Masse von 60 GeV, LSP Masse von 10 GeV und Lebensdauer von 10 ns	21
4.2.3 Schwellwerte für die Signalsimulation mit NLSP Masse von 30 GeV, LSP Masse von 10 GeV und Lebensdauer von 10 ns	22
5 Ergebnisse und Diskussion	32
5.1 Vergleich der Schwellwerte	32
5.2 Variation der Schwellwerte	32

6 Schlussfolgerung	40
Anhang	42
Abbildungsverzeichnis	46
Tabellenverzeichnis	49
Literaturverzeichnis	50

Einleitung

Die Physik hat in den letzten zwei Jahrhunderten mit immer schneller werdendem Fortschritt bereits viele bahnbrechende Entdeckungen gemacht. Diese helfen uns bereits, eine große Menge der Prozesse und Bestandteile unserer Umgebung zu erklären. Doch alle neuen Entdeckungen und Theorien warfen wieder neue und ungeklärte Fragen auf. Eines dieser Rätsel ist die Feststellung, dass nur ein kleiner Teil des Universums mit den uns zurzeit bekannten Teilchen erklärt werden kann. Der überwiegende Teil besteht aus der gänzlich unbekannten dunklen Energie, ein kleinerer Teil aus dunkler Materie. Die uns bisher bekannte Materie wird durch das Standardmodell der Teilchenphysik zusammengefasst, dieses kann aber bisher keine Erklärung zur dunklen Materie bieten. Zur Erweiterung des Standardmodells existiert eine Reihe von Theorien, es konnte bisher jedoch für keine von ihnen eine Bestätigung gefunden werden.

In dieser Bachelorarbeit soll eine Variante der Supersymmetrie, einer möglichen Erweiterung des Standardmodells betrachtet werden. Da die Teilchen welche die Supersymmetrie vorhersagt kaum direkt beobachtet werden können, liegt der Fokus auf den Zerfallsprodukten dieser unbekannten Teilchen. In diesem Fall auf Photonen mit Eigenschaften, die in Standardmodell Prozessen nicht erwartet werden. In den verschiedenen Modellen der Supersymmetrie gibt es eine große Anzahl von Freiheitsgraden, wie etwa die Lebensdauer und die Masse der hypothetischen Teilchen. Die hier erprobte Methode zielt darauf ab, neue Parameterräume experimentell untersuchen zu können.

Zu diesem Zweck soll eine Konfiguration für den Level-1 Trigger des Kalorimeters am ATLAS-Detektors ermittelt werden. Der ATLAS-Detektor liegt am LHC, dem größten Teilchenbeschleuniger der Welt des Europäischen Kernforschungszentrum CERN bei Genf. Es soll untersucht werden, ob die zeitliche Verzögerung der von den hypothetischen Teilchen emittierten Photonen, die Möglichkeit für eine neue Trigger Selektion bietet.

Zur Bestimmung dieser Konfiguration wird mit Simulationen gearbeitet, welche die Existenz der supersymmetrischen Teilchen annehmen.

In Kapitel 1 dieser Arbeit wird eine kleine Einführung in das Standardmodell der Teilchenphysik und die Eigenschaften der betrachteten supersymmetrischen Teilchen präsentiert. Kapitel 2 wird das CERN und den ATLAS-Detektor genauer umreißen und insbesondere auf das Triggersystem eingehen. In Kapitel 3 wird die Methodik vorgestellt, mit welcher neue Trigger Kriterien untersucht werden. Kapitel 4 beschreibt die verschiedenen Sets von Schwellwerten. Kapitel 5 präsentiert den Einfluss der Schwellwerte auf die Simulationen. Die Schlussfolgerungen der Ergebnisse und eine Zusammenfassung der Arbeit sind in Kapitel 6 dargelegt.

Kapitel 1

Theorie der Teilchenphysik

Die Teilchenphysik verfolgt das Ziel, eine Beschreibung der fundamentalen Teilchen und Wechselwirkungen zu finden, aus denen unser Universum aufgebaut ist. Mit dem Nachweis des Higgs-Boson im Jahr 2012 am CERN[1] wurden alle Teilchen des Standardmodells (SM) der Teilchenphysik belegt. Verbleibende offene Fragen der Teilchen- und Astrophysik, wie die Asymmetrie von Materie und Antimaterie oder die Existenz Dunkler Materie, erfordern das Standardmodell zu erweitern. Eine mögliche Erweiterung ist das Modell der Supersymmetrie. Bisher konnten jedoch noch keine Teilchen aus diesem Modell nachgewiesen werden.

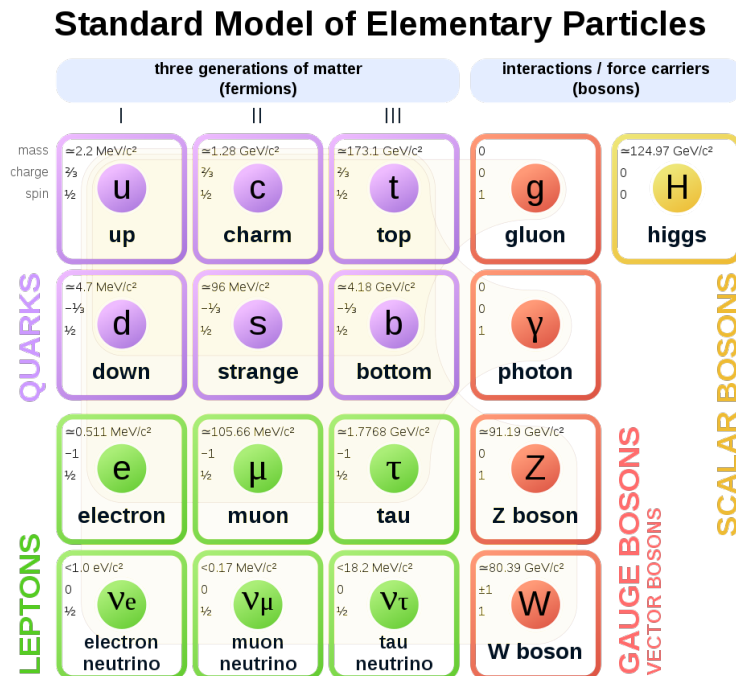


Abbildung 1.1: Teilchen des Standardmodells der Teilchenphysik [2]

1.1 Das Standardmodell der Teilchenphysik

Das SM beschreibt die bisher bekannten Teilchen und ihrer Wechselwirkungen ausgenommen der Gravitation. Es wurde im Laufe des 20. Jahrhunderts entwickelt und immer wieder durch die experimentelle Feststellung verschiedener vorhergesagter Teilchen und Prozesse bestätigt. Durch die Entwicklung und den Bau neuer Teilchenbeschleuniger wurde die Erforschung immer höherer Energieskalen möglich, wodurch dann 2012 das Higgs-Boson nachgewiesen werden konnte.

Das Standardmodell beschreibt 17 Elementarteilchen mit ihren wichtigsten Eigenschaften (Abbildung 1.1). Einige dieser Eigenschaften, zu denen unter anderem die Masse gehört, sind die elektrische Ladung und der Spin. 12 dieser Teilchen besitzen einen Spin von $1/2$ und werden als Fermionen bezeichnet. Die vier Vektorbosonen besitzen einen Spin von 1 und beschreiben die verschiedenen Wechselwirkungen zwischen den Fermionen. Das Higgs Boson besitzt einen Spin von Null, und ist für die Symmetriebrechung der elektroschwachen Wechselwirkung verantwortlich. Dem SM liegt eine $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ Symmetrie zugrunde, wobei die $SU(3)$ Gruppe die starke Wechselwirkung beschreibt. Der Higgs-Mechanismus führt zu Brechung der Symmetrie von $SU(2)$ und $U(1)$ woraus das Photon, das Z-Boson und das $W^{+/-}$ entstehen. Man unterscheidet die Fermionen in zwei Gruppen: Die Quarks, welche die Bausteine für z.B. Protonen und Neutronen sind und die Leptonen. Sowohl Quarks als auch Leptonen bestehen selbst wieder aus drei Generationen. Fermionen können über die Bosonen in verschiedener Weise wechselwirken. Alle Fermionen mit einer elektromagnetischen (em) Ladung, also alle Quarks und die geladenen Leptonen, können über das Photon em wechselwirken. Quarks besitzen in jeder Generation ein Quark mit einer em Ladung von $2/3$ und ein Quark mit einer Ladung von $-1/3$. Die em Wechselwirkung hat eine unbegrenzte Reichweite und ist ca. 100 mal schwächer als die starke Wechselwirkung. Das Z-Boson sowie die $W^{+/-}$ Bosonen sind die Austauschteilchen der schwachen Wechselwirkung. Sie koppeln sowohl an Leptonen als auch an Quarks und ermöglichen beispielsweise den radioaktiven Zerfall. Die schwache Wechselwirkung ist durch die hohe Masse der Bosonen die schwächste Wechselwirkung. Sie ist ca. 100 mal schwächer als die starke Wechselwirkung und besitzt eine Reichweite von etwa 10^{-18}m . Die starke Wechselwirkung ist die stärkste der fundamentalen Kräfte. Das Gluon, das Austauschboson der starken Wechselwirkung, koppelt nur an Teilchen mit einer Farbladung. Eine Farbladung besitzen Quarks und das Gluon selbst. Quarks und Gluonen treten nicht alleine auf, sondern nur in farbneutralen Bindungszuständen, den sogenannten Hadronen. Mesonen sind Hadronen, die aus einer geraden Anzahl von Quarks bestehen, in der Regel aus zwei Quarks. Baryonen sind Hadronen, die aus einer ungeraden Anzahl an Quarks bestehen, in der Regel aus drei Quarks.[3]

1.2 Triggern auf SUSY-Teilchen

Um die verschiedenen Fragen zu beantworten, welche das Standardmodell(SM) offen lässt, gibt es eine Reihe von Modellen welche das SM erweitern. Die Supersymmetrie (SUSY) geht von einer neuen Symmetrie aus, durch welche zu jedem Teilchen des Standardmodells ein sogenannter Superpartner existiert. In dem hier betrachteten Szenario wird davon ausgegangen, dass bei der Kollision zweier Protonen direkt oder indirekt über ein anderes unbekanntes Teilchen oder Teilchen des Standardmodells zwei SUSY-Teilchen entstehen. In der Theorie muss es letztlich ein leichtestes SUSY-Teilchen geben, es wird als *Lightest*

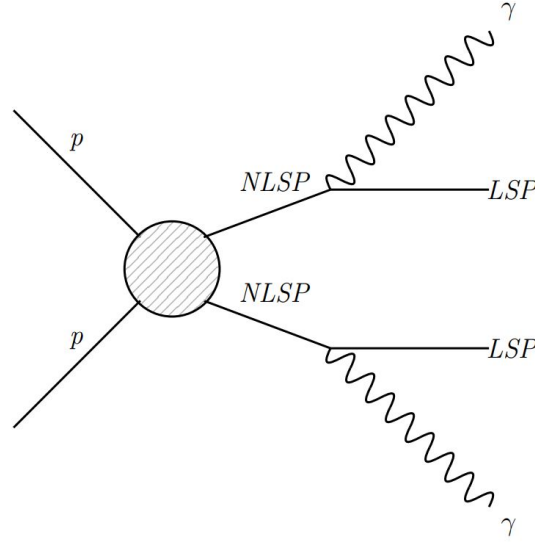


Abbildung 1.2: Feynman Diagramm einer Möglichen LSP Produktion. [4]

Supersymmetric Particle (LSP) bezeichnet. Da es das leichteste Teilchen ist, kann es nicht weiter zerfallen und ist daher notwendigerweise stabil. Es wird aber davon ausgegangen, dass das LSP nicht direkt entsteht, sondern als Zerfallsprodukt eines vorher entstandenen Teilchens, dem *Next to Lightest Supersymmetric Particle* (NLSP). Das NLSP kann dann unter Abstrahlung eines Photons in das stabile LSP zerfallen.

Betrachtet werden Modelle, in welchen das NLSP eine Masse im Bereich von 30 GeV bis 60 GeV besitzt und langlebig ist, das heißt eine Lebensdauer von 2ns bzw. 10ns hat. Da die LSPs nicht im Detektor gemessen werden können, erwartet man von dem Prozess eine fehlende transversale Energiesignatur. Es wird also nach Ereignissen gesucht, die im Endzustand aus $\gamma\gamma + E_T^{miss}$ bestehen. Wobei herauszustellen ist, dass die Photonen durch die vergleichsweise lange Lebensdauer der NLSP mit einer gewissen zeitlichen Verzögerung zur Teilchenkollision auftreten. Teilchen mit einer Masse, die auch im Bereich von Gigaelektronenvolt liegen, wie zum Beispiel das Z-Boson und das $W^{+/-}$ -Boson haben eine Lebensdauer der Größenordnung $10^{-25}s$.

Eine weitere zu untersuchende Größe ist das sogenannte *Pointing* der Photonen aus diesen Prozessen. Das *Pointing* beschreibt die Rekonstruktion der Flugbahn der Teilchen. Für SM Prozesse ist zu erwarten, dass sich alle im Detektor gemessenen Teilchen im Rahmen ihrer Ungenauigkeit auf ihren Ursprung, den Kollisionspunkt der Protonen zurückverfolgen lassen. Dieser Ursprung wird als *Primary Vertex* (PV) bezeichnet. Das NLSP in dem in Abbildung 1.2 gezeigten Prozess kann aufgrund seiner fehlenden Ladung nicht vom Detektor gemessen werden. Es ist aber vergleichsweise langlebig und ist daher in der Lage, eine Strecke zurückzulegen bevor es in ein LSP und ein Photon zerfällt. So müsste der Vertex der betrachteten Photonen vom Ursprung abweichen. Δz beschreibt die Differenz zwischen der Lage entlang der z-Achse des Punktes der Kollision und des rekonstruierten Ursprungs der Photonen. Diese Größe bietet Möglichkeiten, die betrachteten Photonen von den aus Prozessen des Standardmodells entstandenen Photonen zu unterscheiden.

Das Ziel dieser Arbeit liegt darin Schwellwerte zu finden, bei welchen sich die Photonen aus dem oben beschriebenen Prozess signifikant von den Photonen anderer Prozesse hervorheben. Anhand solcher Schwellwerte könnte dann ein neuer Trigger gemacht werden.

Kapitel 2

Das ATLAS-Experiment

Der ATLAS-Detektor ist ein großer zylinderförmiger Teilchendetektor am LHC-Teilchenbeschleuniger (Abschnitt 2.1) des europäischen Kernforschungszentrums CERN. Die europäische Organisation für Kernforschung (kurz CERN) ist die größte weltweit existierende Forschungseinrichtung im Gebiet der Teilchenphysik. Gegründet 1953 mit dem Ziel, die wissenschaftliche Zusammenarbeit in Europa zu stärken und so die europäische Wissenschaft wieder auf Weltklasse-Niveau zu bringen, wurde 1955 mit dem Bau der Einrichtung an der schweizerisch-französischen Grenze begonnen. Als letztes wurde weit über die wissenschaftliche Presse hinaus vom CERN berichtet, als die Forschungseinrichtung 2012 die Beobachtung eines Teilchens verkündete, welches in seiner Entstehung und seinem Zerfall dem 50 Jahre zuvor postulierten Higgs-Boson entsprach.[1] Ein großes offenes Forschungsfeld bleibt die Suche nach möglichen Kandidaten für die dunkle Materie. So wurden die Messungen mit einer von 8 TeV auf momentan 13 TeV erhöhten Schwerpunktsenergie fortgesetzt.

2.1 Der Large Hadron Collider

Der Large Hadron Collider kurz LHC ist mit einem Ringtunnel von knapp 27 Kilometer Länge der aktuell größte und leistungsstärkste Teilchenbeschleuniger der Welt. Im LHC werden sowohl Protonen als auch Bleikerne auf eine Schwerpunktsenergie von bis zu 13 TeV beschleunigt. Bevor die Teilchen in den LHC injiziert werden, müssen sie durch Vorbeschleuniger auf eine Schwerpunktsenergie von 450 GeV gebracht werden. Zuerst werden H^- -Ionen in dem linearen Teilchenbeschleuniger Linac 4 auf 160 MeV beschleunigt. Bei der Injektion in den Proton Synchrotron Booster (PSB) werden die Elektronen entfernt, so dass nun die verbleibenden Protonen auf 1,4 GeV beschleunigen. Nach dem PSB beschleunigen die Teilchen im Proton Synchrotron (PS) auf ca. 25 GeV, und werden von dort in den Super Proton Synchrotron (SPS) geleitet. Der SPS, der letzte Vorbeschleuniger, erreicht eine Schwerpunktsenergie von 450 GeV und injiziert die Teilchen anschließend in die beiden Strahlrohre des LHC.

Der LHC besteht aus zwei ringförmig angeordneten Strahlrohren, in welchen die Teilchen gegenläufig beschleunigt werden. Um die Teilchen in den Strahlrohren zu halten, sind diese von supraleitenden Dipol- und Quadropol-Magneten ummantelt, welche magnetische Flussdichten von bis zu 8.3 Tesla erzeugen. Um ungewünschte Kollisionen mit Teilchen in der Atmosphäre zu vermeiden, werden die Strahlrohre auf ein Ultra-Hochvakuum von ca. 10^{-10} mbar ausgepumpt. Die injizierten Teilchen werden in ca. 2800 Paketen aus jeweils

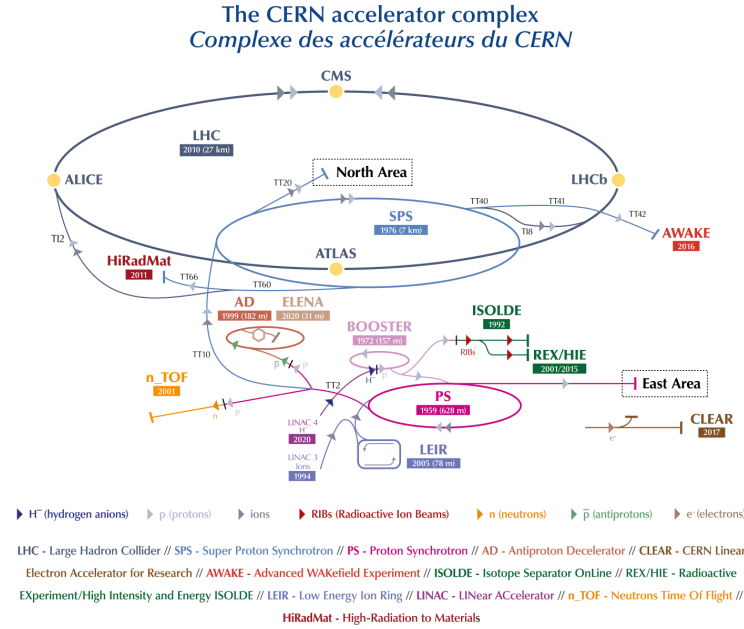


Abbildung 2.1: Aufbau des LHC Beschleunigerschemas [5]

etwa $10 \cdot 10^{10}$ Protonen mit einem Abstand von 25 ns zur Kollision gebracht. Damit besitzt der LHC eine Luminosität bei Spitzenleistung von $\mathcal{L} = 10^{34} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Wobei die Luminosität definiert ist über die Anzahl der Ereignisse pro Sekunde und den Wirkungsquerschnitt des Ereignisses:

$$N_{\text{Ereignis}} = \mathcal{L} \cdot \sigma_{\text{Ereignis}} \quad (2.1)$$

Um die Protonenpakete zur Kollision zu bringen, kreuzen die beiden Strahlrohre an vier Stellen des LHC miteinander. An den vier Stellen befinden sich die vier großen Experimente des LHC. **ATLAS**(A Toroidal LHC Apparatus), **ALICE**(A Large Ion Collider Experiment), **CMS**(Compact Muon Solenoid Experiment) und **LHCb**(Large Hadron Collider beauty). Während der LHCb Teilchendetektor spezialisiert ist auf die Messung von b-Mesonen und der ALICE Teilchendetektor auf die Kollision von Bleikernen, bieten der ATLAS und CMS Teilchendetektor durch ihre Vielzahl an Messbereichen die Daten für verschiedene Forschungsgebiete der Teilchenphysik.

2.2 Der ATLAS-Detektor

Der Atlas-Detektor ist durch eine Vielzahl von Detektorsystemen in der Lage, verschiedene wichtige Größen der Proton-Proton-Teilchenkollision zu messen. Dazu gehört die Messung der Parameter von Photonen, Elektronen, Myonen, anderer Teilchenjets und die Messung der fehlenden transversalen Energie. ATLAS ist zylinderförmig aufgebaut und die verschiedenen Detektorarten schichten sich ringförmig um die Strahlrohre des Teilchenstrahls. Die Achse entlang der Strahlrohre wird als z -Achse definiert. Der Azimutwinkel wird als ϕ bezeichnet und dreht sich um die Strahlachse. Der Polarwinkel θ beschreibt den Winkel zur Strahlachse, ausgehend vom Punkt der Teilchenkollision. Zur Beschreibung des Winkels

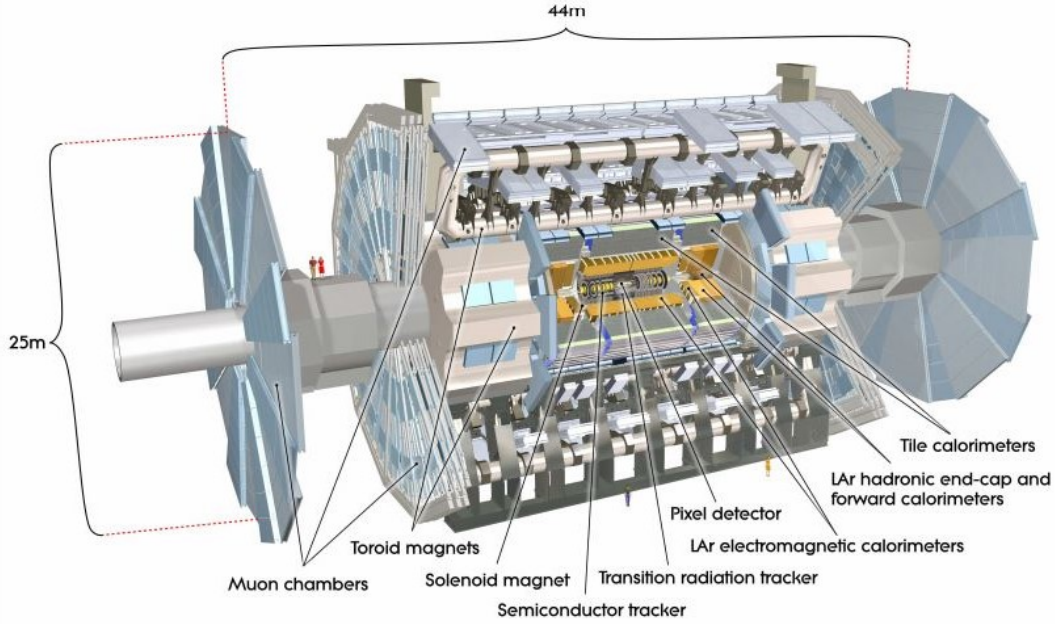


Abbildung 2.2: Querschnitt des ATLAS-Detektors [6]

zwischen Teilchenvektor und z -Achse wird aber bevorzugt die Pseudorapidität η benutzt. Sie ist definiert durch:

$$\eta = -\ln \left[\tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \right] \quad (2.2)$$

Eine weitere wichtige Größe für im Detektor gemessene Teilchen ist ihr transversaler Impuls(p_T). Dieser ist definiert durch:

$$p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2} \quad (2.3)$$

Der transversale Impuls ist wichtig, da in den physikalisch interessanten Kollisionen, in welchen es zur Bildung neuer Teilchen kommt, ein Impuls abseits der Strahlrichtung erwartet wird, also der transversale Impuls.

ATLAS ist aus verschiedenen Detektorkomponenten aufgebaut. Dem Trackingsystem, den Kalorimetern und den Myonenkammern.

2.2.1 Trackingsystem

Das Trackingsystem misst die Flugbahnen der in der Kollision entstandenen Teilchen. Da in den Trackingdetektoren ein Magnetfeld herrscht, werden geladene Teilchen durch die Lorentzkraft abgelenkt. Aus der Krümmungsrichtung der Flugbahn kann die Ladung der Teilchen geschlossen werden. Aus dem Maß ihrer Krümmung wird der Impuls der Teilchen berechnet. Das Tracking System ist aus drei verschiedenen Detektoren aufgebaut. Diese bestehen alle aus einer *barrel region*, den zylinderförmigen Teil um das Strahlrohr herum,

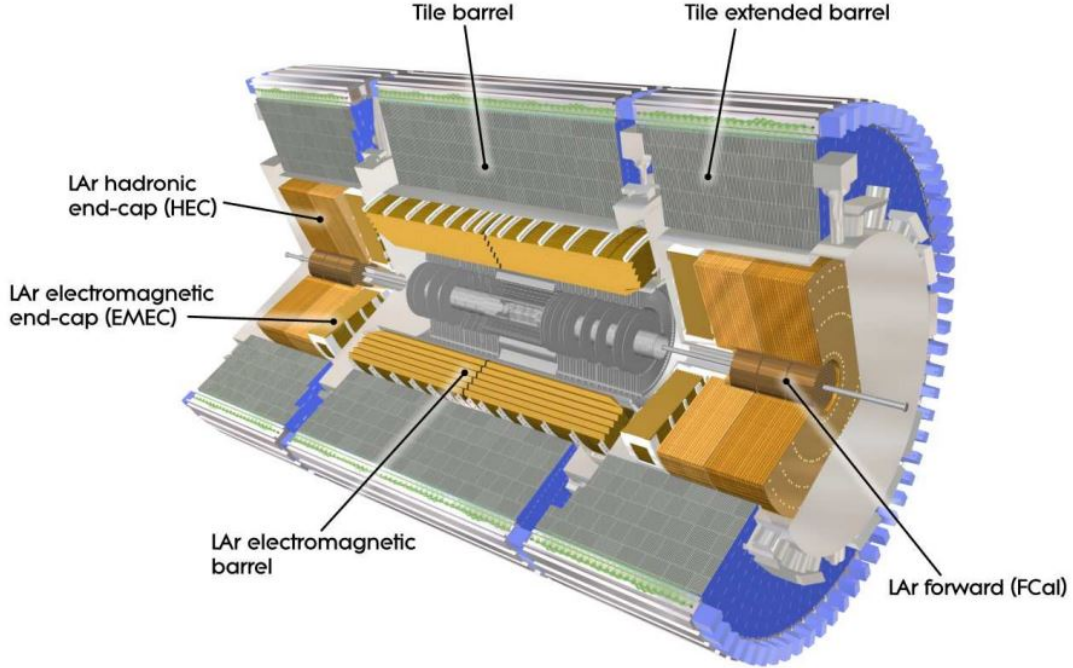


Abbildung 2.3: Querschnitt des ATLAS Kalorimeters [6]

und aus einer *end-cap region*, schirmförmige Detektoren an den beiden Enden des Detektors. Sowie den Pixeldetektoren, welche die ersten 3 Schalen um die Strahlrohre bilden und sich über einen Radius von $R \sim 4\text{cm}$ bis $R \sim 24\text{cm}$ erstrecken. Die Pixeldetektoren decken eine Pseudorapidität von $|\eta| < 2.5$. Um die Pixeldetektoren herum befinden sich weitere vier Lagen von *Silicon Microstrip Trackers* (SCT) auf einer Ausdehnung von $R \sim 30\text{cm}$ bis $R \sim 51\text{cm}$. Auch die SCT decken eine Pseudorapidität von $|\eta| < 2.5$ ab. Die äußersten Trackingdetektoren bilden die *Transition Radiation Tracker* (TRT). Die TRT sind parallel zur z -Achse, 78 cm lange Rohre die sich auf einem Radius von $R \sim 55\text{cm}$ bis $R \sim 108\text{cm}$ befinden. Da die Rohre parallel zur z -Achse angeordnet sind, messen sie nur in R - ϕ Richtung. Die TRT decken eine Pseudorapidität von $|\eta| < 2$ ab.

2.2.2 Kalorimeter

Das Kalorimeter des ATLAS-Detektors ist aus einem elektromagnetischen und einem hadronischen Kalorimeter zusammengesetzt. Es ummantelt das Trackingsystem, den *Inner Detector*.

Das elektromagnetische Kalorimeter besteht aus Bleiplatten, deren Zwischenraum mit flüssigem Argon(lAr) als Detektionsmedium gefüllt ist. Um das Argon in flüssigem Zustand zu halten, ist das Kalorimeter auf -184°C gekühlt. Um die lange Totzeit der lAr-Detektorzellen zu verringern, sind die Blei-lAr-Schichten akkordeonförmig angeordnet. Die Größe der einzelnen Auslesesegmente variiert zwischen den in Abbildung 2.3 dargestell-

Detektor	Raumabdeckung	Segmentgröße
EMB	$ \eta < 1.475$	von 0.025×0.1 bis zu $0.025 \times 0.025 \eta \times \phi$
EMEC	$1.375 < \eta < 3.2$	von 0.1×0.1 bis zu $0.025 \times 0.025 \eta \times \phi$
FCal	$3.1 < \eta < 4.9$	von 5.4×4.7 cm bis zu 3×2.6 cm $\Delta x \times \Delta y$

Tabelle 2.1: Eigenschaften des elektromagnetischen Kalorimeters [6]

ten Detektorteilen. Es wird unterschieden zwischen dem zentralen Detektorteil, dem *LAr electromagnetic barrel* (EMB). An Vorder- und Rückseite des EMB befindet sich ein *LAr electromagnetic end-cap* (EMEC). Und für die größtmögliche Abdeckung noch das *LAr forward calorimeter* (FCal).

Das hadronische Kalorimeter befindet sich außerhalb des elektromagnetischen Kalorimeters. Es besteht abwechselnd aus Stahlschichten als Absorbermaterial und Szintillatoren als Auslesematerial. Das *tile barrel* deckt zusammen mit dem *tile extended barrel* eine Region von $|\eta| < 1.7$ ab. Zusammen mit dem *LAr hadronic end-cap* (HEC) geht die Abdeckung bis $|\eta| < 3.2$

2.2.3 Myon Detektion

Myonen deponieren durch ihre hohe Masse weit weniger Energie als Elektronen. Sie durchqueren das elektromagnetische Kalorimeter, ohne ein für Messungen hinreichendes Signal zu hinterlassen. Für die Erfassung der Myonen befindet sich außerhalb des Kalorimeter Systems noch mal ein eigener Detektor. Der Myonen Detektor ist aus mehreren Schichten aufgebaut und besteht aus einem fassförmigen Mittelteil und schirmförmigen Endkappen. Weitere Magneten sorgen dafür, dass die Flugbahnen der Myonen im Detektor gekrümmt werden. Aus der gemessenen Krümmung wird der Myonen Impuls gemessen.

2.3 Das ATLAS Trigger-System

Wie in Abschnitt 2.1 beschrieben, kollidieren die aus mehreren Milliarden Protonen bestehende Teilchenpakete in einem Abstand von 25ns. Jedes Kollisionseignis erzeugt dabei eine Datenmenge von 1.6 MB bei einer Kollisionsfrequenz von 1 GHz. Somit würden bei einer ungefilterten Datenaufzeichnung eine Datenmenge von 60 TB pro Sekunde anfallen.[7] Sowohl die Bandbreite der Elektronik als auch die Speicherkapazität sind nicht groß genug, um diese Datenmenge aufzuzeichnen. Das Trigger-System hat die Aufgabe die Ereignisse in sehr kurzer Zeit zu analysieren und eine Vorselektion darüber zu treffen, welche Ereignisse physikalisch interessant sind und gespeichert werden sollen, und welche Ereignisse schon im Prozess verworfen werden sollen. Durch das Trigger-System kann die Menge der aufgezeichneten Ereignisse auf 200 Hz reduziert werden. Das Trigger-System besteht aus dem auf elektronischer Hardware basiertem *Level 1* (L1) Trigger und dem auf Software basiertem *High-Level Trigger* (HLT). Der HLT setzt sich dabei aus dem *Level 2* (L2) Trigger und einem Ereignis Filter zusammen. Der L1-Trigger selektiert die Ereignisse nach bestimmten Eigenschaften der Leptonen, Photonen und Jets wie zum Beispiel der transversale Impuls p_T oder die fehlende transversale Energie E_T^{miss} . Die reduzierten Ereignisse von ca. 100 kHz werden an den L2 Trigger weitergegeben, welcher durch die genauere Analyse bestimmter interessanter Regionen die Ereignisrate weiter auf etwa 3.5 kHz reduziert. Der Ereignisfilter reduziert dann in einer weiteren Analyse die Rate auf 200 Hz. Diese Daten werden zur wissenschaftlichen Auswertung abgespeichert.

2.3.1 Level 1 Kalorimeter Trigger (L1Calo)

L1 hat die Aufgabe, in sehr kurzer Zeit zu entscheiden, ob ein Ereignis weiterverarbeitet werden soll oder nicht. Um das zu erreichen, wird die Datenverarbeitung des Kalorimeters und des Myonspektrometers aufgeteilt in den Kalorimeter Trigger (L1Calo) und den L1 Myonen Trigger. L1 hat nach der Kollision zweier Protonen-Pakete $2,5 \mu\text{s}$ Zeit, um das Signal zu verarbeiten. Ein großer Teil davon geht bereits in der Datenübertragung durch die Kabel verloren. Der Trigger Prozessor schafft es, die Entscheidung schon nach $2,1 \mu\text{s}$ zu liefern. Dies wird erreicht indem die Daten schrittweise in verschiedenen Prozessoren verarbeitet werden. Dabei finden die Auswertungen von Elektronen, Photonen und τ -Kandidaten im *Cluster Processor* (CPM) parallel mit der Auswertung von Jets und der Gesamtenergie im *Jet/Energy Processor* (JEM) statt. Um die Entscheidung des Triggers ob das Ereignis weitergeleitet wird oder nicht weiter zu beschleunigen, ist die Detektorauflösung reduziert. Mehrere Kalorimeter Zellen werden zu einem *trigger tower* zusammengefasst, sodass der zentrale Detektorbereich eine Granularität von $0.1 \times 0.1 \eta \times \phi$ besitzt. Diese wird gröber für den äußeren Detektorbereich. Der Trigger wird dann so eingerichtet, dass er nur feuert und das Ereignis weiter verarbeitet wird, wenn es bestimmte Schwellwerte zum Beispiel p_T oder die fehlende transversale Energie E_T^{miss} überschreitet. Eine hohe Schwelle für p_T ist wichtig, um die Ereigniszahl weit genug für HLT zu reduzieren. E_T^{miss} ist deshalb interessant, da Prozesse mit hoher E_T^{miss} auf Teilchen hindeuten können, die bisher unbekannt sind. Für das Triggern auf Photonen die möglicherweise aus SUSY-Teilchen entstanden sind, ist in dieser Arbeit zusätzlich die zeitliche Verzögerung besonders relevant. Die interessanten Photonen liegen in einem Bereich niedrigen transversalen Impulses. Der Schwellwert für diesen kann aber nicht zu weit reduziert werden, da der Trigger sonst bei zu vielen Ereignissen feuert und seinen Zweck verliert. Es gilt also fest zu stellen, ob es möglich ist, den Trigger auf die zeitliche Verzögerung festzulegen. Dabei soll die zeitliche Verzögerung zum einen die Ereignisse weit genug für das nächste Triggerlevel reduzieren, also auch eine gute Trennung zwischen Photonen aus SUSY-Teilchen und anderen Photonen bieten.

Kapitel 3

Methode

Die Menge an freien Parametern wie Massen und Lebensdauer in der Theorie der Supersymmetrie gibt die Möglichkeit für eine Vielzahl von verschiedenen Abläufen eines Prozesses. Durch eine neue Konfiguration für den L1Calo Trigger könnten einige dieser Parameterbereiche experimentell untersucht werden.

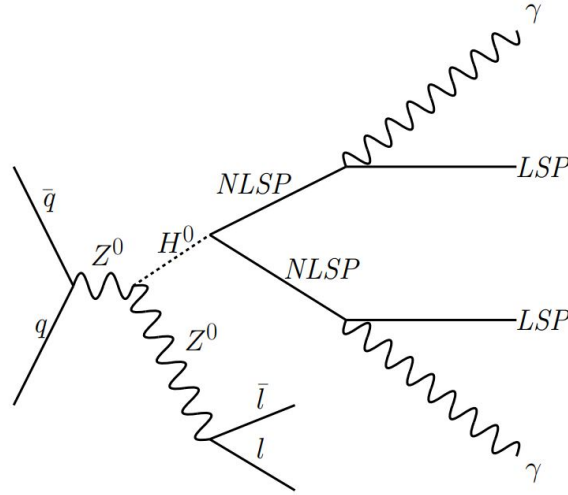


Abbildung 3.1: Feynman Diagramm zur Produktion zweier LSPs in Assoziation mit der Entstehung eines Z-Boson [4]

3.1 Monte Carlo Simulation

Zur Feststellung des Verhältnisses von Photonen aus dem Prozess des NLSP Zerfalls zu den durch andere Prozesse produzierten Photonen wird ein Signal- und ein Untergrunddatensatz benötigt. Der Signaldatensatz ist eine Monte Carlo(MC) Simulation. MC Simulationen sind eine wichtige Technik der Teilchenphysik, sie dienen dazu experimentelle Ausgänge entsprechend eines physikalischen Modelles zu simulieren. Die MC Simulation generiert Ereignisse, ausgehend von einem vorgegebenen Prozess. Dazu werden zufällig Stichproben aus einer dem Prozess entsprechenden Wahrscheinlichkeitsverteilung gezogen. Dabei können nicht nur die Feynmann Diagramme erster Ordnung, sondern auch Diagramme höherer Ordnungen berechnet werden. Zusätzlich simuliert die MC Simulati-

on den Effekt, den die in der Kollision entstandenen Teilchen auf den Detektor hätten. So können zum Beispiel theoretische Modelle der Supersymmetrie simuliert werden, um zu untersuchen, welche Signale diese im Detektor verursachen. Für diese Arbeit wurde eine Reihe von MC Simulationen mit verschiedenen Parametern für die NLSP Masse, die LSP Masse und die NLSP Lebensdauer zur Verfügung gestellt. Die Parameter der verschiedenen Datensätze sind in Tabelle 6.1 aufgeführt. Die Monte Carlo Simulation umfasst die Entstehung der beiden NLSP durch einen neuen Zerfallskanal des Higgs-Bosons. Das Higgs-Boson entsteht bei der Kollision eines Quarks mit seinem Antiteilchen. In der gegenseitigen Annihilation des Quarks und Antiquarks entsteht ein Z-Boson, welches über den Higgs-Mechanismus ein Higgs-Boson abstrahlt (vgl. Abbildung 3.1). Zur Untergrundbestimmung wurde ebenfalls eine Monte Carlo Simulation durchgeführt. In dieser werden keine Prozesse mit SUSY-Teilchen simuliert. Als Grundlage zur Bestimmung des Untergrundes diente die Entstehung von Photonen durch den Zerfall von Z-Bosonen und Elektronen bzw. Muonen und Photonen.

Um den oben beschriebenen Prozess eindeutig aus den mit dem ATLAS Detektor gemessenen Datensätzen zu selektieren, müssten die verspäteten Photonen eindeutig von einer statistischen Schwankung des Untergrundes zu unterscheiden sein. Da es sich bei der Datenerfassung um ein Zählexperiment handelt, kann der Fehler des Untergrundes über $\sqrt{N_{\text{Untergrund}}}$ abgeschätzt werden. In der Analyse wird versucht, die verschiedenen Schwellwerte so zu wählen, dass die Signifikanz, also das Verhältnis von Signal zur Wurzel des Untergrundes, möglichst groß wird. Das entspricht dem Ziel:

$$\frac{N_{\text{Signal}}}{\sqrt{N_{\text{Untergrund}}}} > 1 \quad (3.1)$$

Im Folgenden ist mit dem Signal- zu Untergrund- Verhältnis, oder der Bezeichnung *ratio* in den Histogrammen, immer das Verhältnis von Signal zur Wurzel des Untergrundes gemeint.

3.2 Selektionskriterien

Die in Abschnitt 1.2 beschriebenen Schwellwerte eines Triggers, der auf die Suche nach SUSY-Teilchen spezialisiert ist, sind nur ein Teil der Anforderungen, die ein Ereignis erfüllen muss, um weiter untersucht zu werden. Es wurde noch eine Reihe von anderen Selektionskriterien getroffen, um Signal und Untergrund zu trennen. Sie dienen dazu, eine Vorselektion zu treffen und werden in dieser Arbeit nicht weiter verändert.

- **photon ID** Das Photonenidentifikationskriterium gibt die Möglichkeit, mehr oder weniger strenge Maßstäbe für die Auswahl von Photonen an den Rekonstruktionsalgorithmus zu stellen. Wie etwa das Verhältnis der gemessenen transversalen Energie vom hadronischen Kalorimeter zum elektromagnetischen Kalorimeter oder die Breite des durch das Photon ausgelösten elektromagnetischen Schauers, und die Einschränkung der Pseudorapidität auf $|\eta| < 2.37$ und den Ausschluss des Übergangsbereiches von EMB und EMEC bei $1.37 < |\eta| < 1.52$. Als Auswahl gibt es das *Loose* und *Tight* Kriterium.[8] Das *Tight* Kriterium bot eine ähnliche Verbesserung der Signifikanz wie das *Loose* Kriterium, ging aber mit einer erheblichen Reduktion des Signals einher. Daher wurde *Loose* als Photon ID festgelegt.

$$\text{photon ID} = \text{Loose} \quad (3.2)$$

- **Timing** Da bei einer Frequenz von 40 MHz bereits nach 25 ns die nächste Kollision stattfindet, muss der Datensatz von Ereignissen aus der vorausgegangenen und der nachfolgenden Kollision bereinigt werden. Abbildung 4.1 zeigt eindeutig das in einem Abstand von 9 ns vom Ereignis keine Photonen mehr zu erwarten sind. Daher wird das betrachtete Zeithinterwall auf 16 ns um die Kollision herum begrenzt.

$$-16 \text{ ns} < \Delta t < 16 \text{ ns} \quad (3.3)$$

- **Photonenanzahl** Es werden Ereignisse erwartet, in welchen zwei Photonen produziert werden. Ereignisse mit weniger Photonen werden ausgeschlossen.

$$\#Photonen \geq 2 \quad (3.4)$$

Kapitel 4

Unterscheidung von Signal und Untergrund

Um das gesuchte Signal vom Untergrund zu unterscheiden, werden Schwellenwerte für verschiedene Variablen bestimmt, die die Signifikanz des Signals maximieren. In Abschnitt 4.1 werden diese Variablen sowie ihre Verteilung der Photonen präsentiert. In Abschnitt 4.2 sind dann für drei verschiedene Signalsätze die besten Schwellenwerte bestimmt.

4.1 Variablen zur Unterscheidung

Dafür werden kinematischen Variablen wie der transversale Impuls p_T , die fehlende transversale Energie E_T^{miss} und die Differenz zwischen Kollisionspunkt und rekonstruiertem Ursprung der Photonen Δz verwendet. Außerdem wird die lange Lebensdauer der NLSP ausgenutzt, da diese zu einer Verschiebung der Photonenzeitverteilung zu größeren Zeiten führt. In dieser Arbeit werden NLSPs mit einer Lebensdauer von 2 ns und 10 ns untersucht. Es werden verschiedene Massen zwischen 0.5 und 60 GeV für LSPs und NLSPs analysiert.

4.1.1 Zeitspektrum

In Abbildung 4.1 sind die normierten Zeitverteilungen der Photonen für Signal in rot und Untergrund in blau für eine Lebenszeit des NLSP von 10 ns und Massen von 60 GeV und 50 GeV für NLSPs und LSPs zu sehen. Die Abbildung zeigt eindeutig eine erhöhte Produktion von verspäteten Photonen. In Abbildung 4.2 sind die normierten Zeitverteilungen der Photonen für Signal in rot und Untergrund in blau für eine Lebenszeit des NLSP von 2 ns und Massen von 60 GeV und 50 GeV für NLSPs und LSPs zu sehen. Auch Abbildung 4.2 zeigt eine höhere Produktion von verspäteten Photonen im Signal. Im Vergleich zu Abbildung 4.1 weist Abbildung 4.2 eine geringere Verzögerung der Photonen auf.

4.1.2 Transversalimpuls

Da bei dem Signalprozess zwei Photonen entstehen, auf die getriggert werden soll, wird insbesondere im Falle des transversalen Impulses der Schwellenwert für die beiden Photonen einzeln gewählt. Das Photon mit dem größten transversalen Impuls wird hier als leading Photon bezeichnet, das Photon mit dem zweitgrößten transversalen Impuls als subleading Photon.

Abbildung 4.3 zeigt die normierte Verteilung des transversalen Impulses für die Signal-

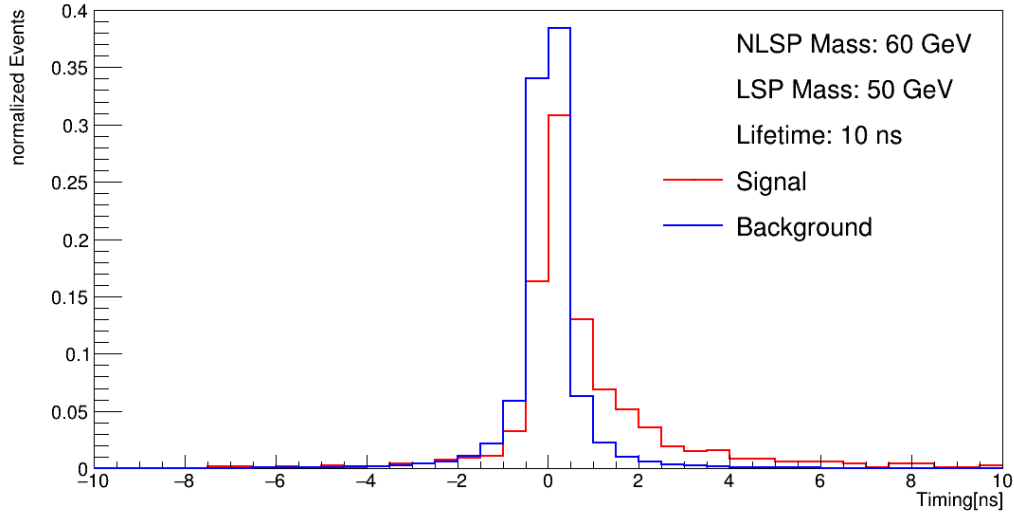


Abbildung 4.1: Normierte zeitliche Verteilung der detektierten Photonen für eine NLSP Lebensdauer von 10 ns. Die NLSP Masse beträgt 60 GeV, die LSP Masse 50 GeV. Das rote Histogramm zeigt das Signal, das blaue den Untergrund.

und Untergrundverteilungen. Es ist zu erkennen, dass der transversale Impuls des Signals im unteren Energiebereich sein Maximum erreicht und für höhere Energien stark abflacht. Die Verteilung des Untergrundes hat einen ähnlichen Verlauf. Das führt dazu, dass der transversale Impuls keine große Unterscheidungskraft zwischen Signal und Untergrund hat.

In Abbildung 4.4 ist die Verteilung des transversalen Impulses für Signal und Untergrund für eine größere Differenz zwischen den Massen der NLSPs und LSPs zu sehen. Es ist zu erkennen, dass sich die Form der Verteilung für das Signal ändert. Das Maximum der Verteilung liegt immer noch im Energiebereich um $p_T \sim 5$ GeV was dem Untergrund geschuldet ist. Allerdings zeigt die Verteilung einen erhöhten Anteil von Photonen mit größeren transversalen Impulsen. So befindet sich ein lokales Maximum bei $p_T \sim 30$ GeV. Die größere Massendifferenz führt zu einer besseren Unterscheidungskraft zwischen den Signal- und Untergrundverteilungen des transversalen Impulses, da die Signalphotonen anders als in Abbildung 4.3 höhere Impulse haben können.

4.1.3 Fehlende transversale Energie

Abbildung 4.5 zeigt die Signal- und Untergrundverteilung der fehlenden transversalen Energie E_T^{miss} bei einer Lebensdauer von 10 ns einer NLSP Masse von 60 GeV und einer LSP Masse von 50 GeV. Der Wert von E_T^{miss} der Signalereignisse ist tendenziell höher im Vergleich zu den Ereignissen des Untergrunds. Für eine Simulation mit einer niedrigeren LSP Masse von 10 GeV ergeben sich die Verteilungen in Abbildung 4.6. Dabei verschiebt sich die Verteilung von E_T^{miss} in einen niedrigeren Energiebereich und ist somit nicht mehr so einfach vom Untergrund zu unterscheiden.

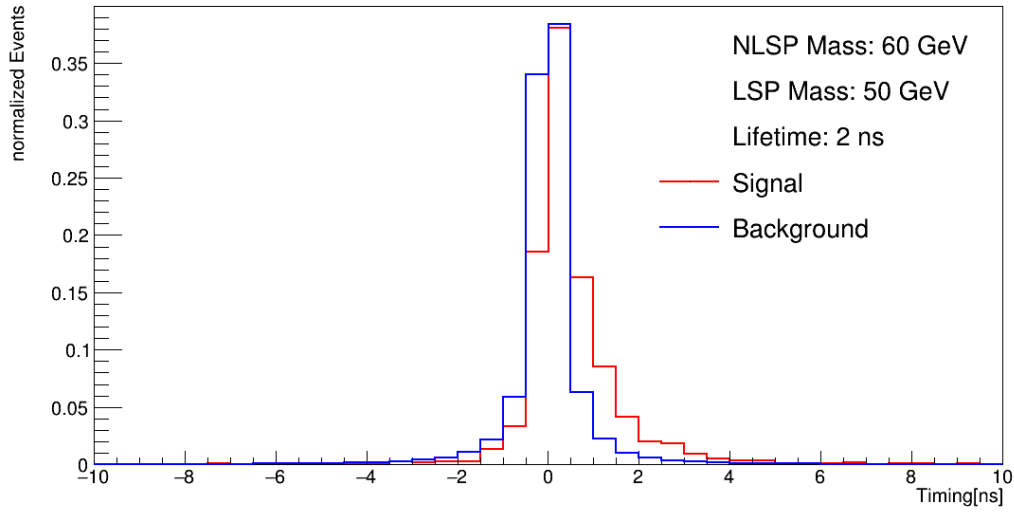


Abbildung 4.2: Normierte zeitliche Verteilung der detektierten Photonen für eine NLSP Lebensdauer von 2 ns. Die NLSP Masse beträgt 60 GeV, die LSP Masse 50 GeV. Das rote Histogramm zeigt das Signal, das Blaue den Untergrund.

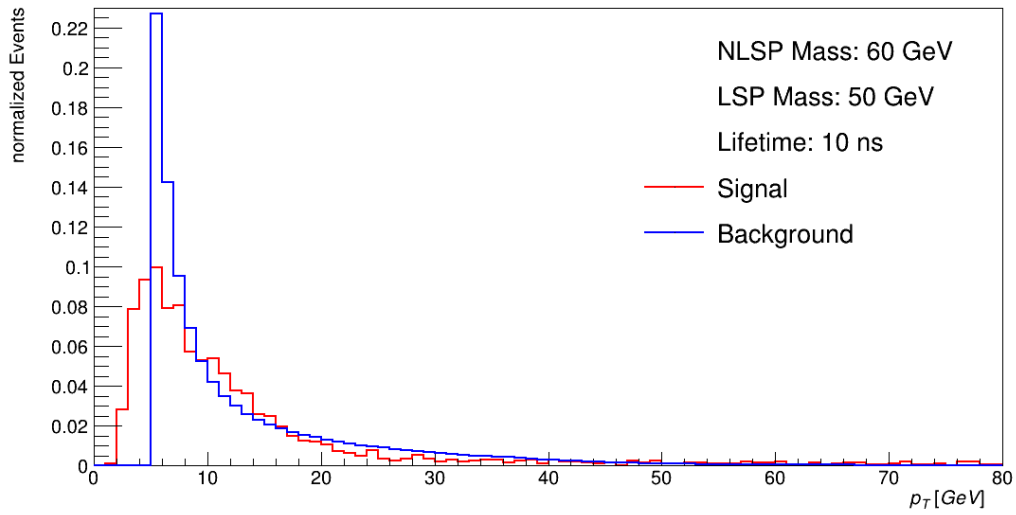


Abbildung 4.3: Normierte Verteilung des transversalen Impulses p_T . Das Histogramm zeigt p_T des leading Photon und des subleading Photon. Die Lebensdauer beträgt 10 ns. Die NLSP Masse beträgt 60 GeV, die LSP Masse 50 GeV. Das rote Histogramm zeigt das Signal, das Blaue den Untergrund.

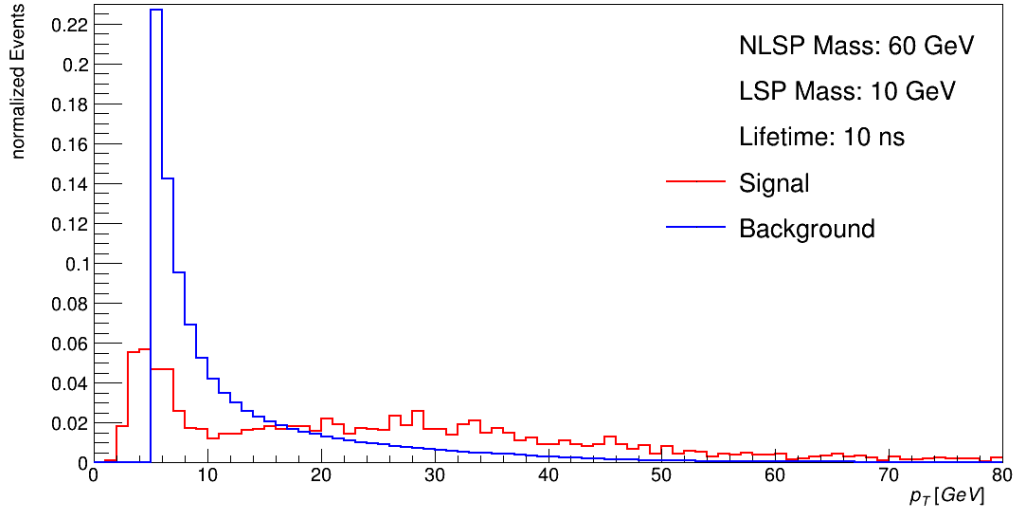


Abbildung 4.4: Normierte Verteilung des transversalen Impulses p_T . Das Histogramm zeigt p_T des leading-Photon und des subleading Photon. Die Lebensdauer beträgt 10 ns. Die NLSP Masse beträgt 60 GeV, die LSP Masse 10 GeV. Das rote Histogramm zeigt das Signal, das blaue den Untergrund.

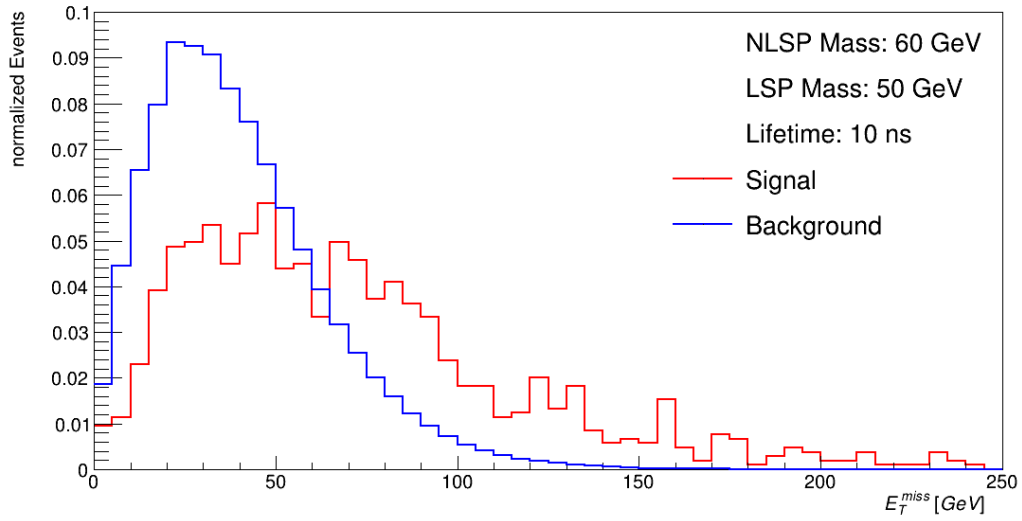


Abbildung 4.5: Normierte Verteilung der fehlenden transversalen Energie E_T^{miss} . Die Lebensdauer beträgt 10 ns. Die NLSP Masse beträgt 60 GeV, die LSP Masse 50 GeV. Das rote Histogramm zeigt das Signal, das blaue den Untergrund.

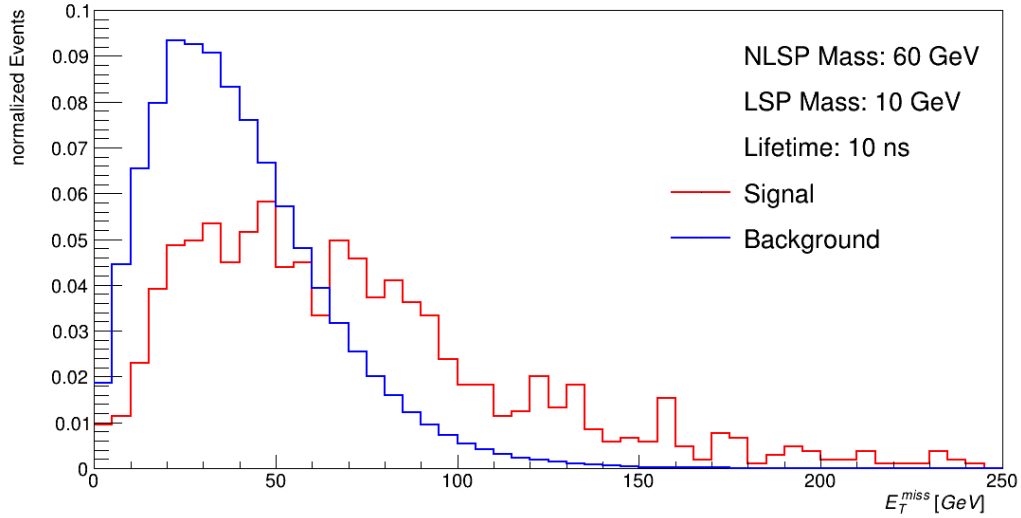


Abbildung 4.6: Normierte Verteilung der fehlenden transversalen Energie E_T^{miss} . Die Lebensdauer beträgt 10 ns. Die NLSP Masse beträgt 60 GeV, die LSP Masse 10 GeV. Das rote Histogramm zeigt das Signal, das blaue den Untergrund.

4.1.4 Δz

Die Δz -Verteilung von Signal und Untergrund bei einer Lebensdauer von 10 ns einer NLSP Masse von 60 GeV und einer LSP Masse von 50 GeV ist in Abbildung 4.7 dargestellt. Da die NLSP vor ihrem Zerfall eine Distanz zurücklegen, war zu erwarten, dass die Photonen aus den Signalprozessen einen anderen örtlichen Ursprung aufweisen als die Photonen aus den Untergrundprozessen. Aber die Verteilungen von Signal und Untergrund in Abbildung 4.7 zeigen keine signifikanten Abweichungen.

4.2 Schwellwertbestimmung

Um die Beobachtungen aus Abschnitt 4.1 am Spektrum der langlebigen Teilchen für einen Trigger nutzen zu können, müssen diese in Schwellwerten quantifiziert werden. Dazu werden die optimalen Schwellwerte für einzelne Parameterkonfigurationen ermittelt. Anschließend werden die verschiedenen Sets an Schwellwerten auf alle Parameterkonfigurationen angewendet, miteinander verglichen und gegebenenfalls angepasst.

Folgende drei verschiedenen Parameterkonfigurationen wurden ausgewählt:

- Die Simulation mit einer NLSP Masse von 60 GeV, einer LSP Masse von 50 GeV und einer Lebensdauer von 10 ns. Diese Konfiguration zeichnet sich durch eine erhöhte fehlende transversale Energie aus (Abbildung 4.5). Jedoch, wird das Signal im Spektrum des transversalen Impulses vom Untergrund überdeckt (Abbildung 4.3).
- Die Simulation mit einer NLSP Masse von 60 GeV, einer LSP Masse von 10 GeV und einer Lebensdauer von 10 ns. Diese Konfiguration zeichnet sich durch einen erhöhten transversalen Impuls aus (Abbildung 4.4). Jedoch, wird das Signal, aufgrund der niedrigen LSP Masse, im Spektrum der fehlenden transversalen Energie vom

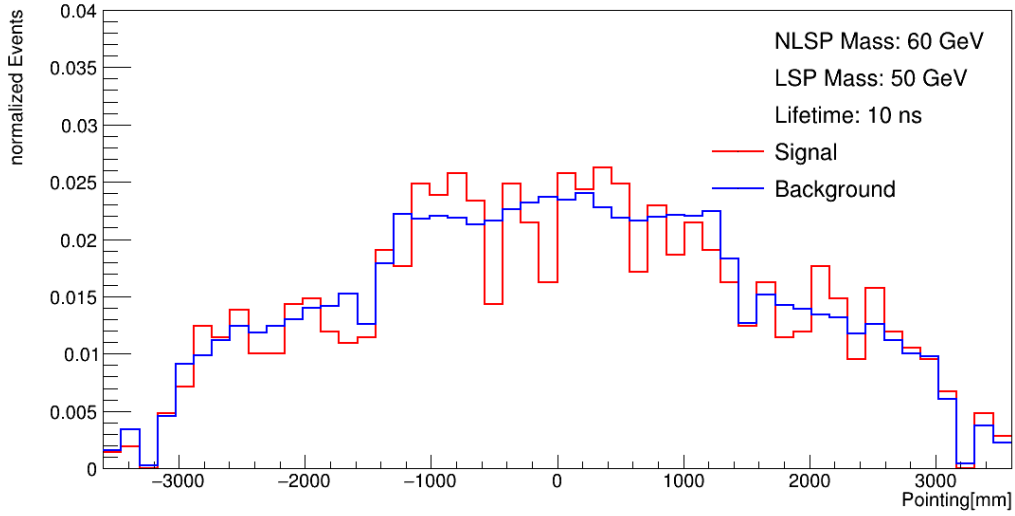


Abbildung 4.7: Normierte Verteilung des Δz von leading Photon und subleading Photon. Die Lebensdauer beträgt 10 ns. Die NLSP Masse beträgt 60 GeV, nie LSP Masse 50 GeV. Das rote Histogramm zeigt das Signal, das blaue den Untergrund.

Untergrund überdeckt (Abbildung 4.6).

- Die Simulation mit einer NLSP Masse von 30 GeV, einer LSP Masse von 10 GeV und einer Lebensdauer von 10 ns. Diese Konfiguration bringt sowohl eine niedrige Energiedifferenz zwischen NLSP und LSP, als auch eine niedrige fehlende transversale Energie.

Wie bereits aus Abbildung 4.7 zu erwarten war, zeigte Δz keine große Unterscheidungskraft zwischen Signal und Untergrund. Daher wird in dieser Arbeit kein Schwellwert für Δz bestimmt und verwendet.

Für jede Variable wurden die Schwellwerte schrittweise erhöht. Für jeden Schritt wurde die Anzahl an Ereignissen von Signal und Untergrund errechnet, welche über dem Schwellwert liegen. Dies geschah nacheinander für den Transversalimpuls des leading Photons, des subleading Photons, der fehlenden transversalen Energie und anschließend der Zeit. Es wurde der Schwellwert gewählt welcher das höchste Signal- zu Untergrund-Verhältnis (Gleichung 3.1) erzeugte.

4.2.1 Schwellwerte für NLSP Masse von 60 GeV, LSP Masse von 50 GeV und Lebensdauer von 10 ns

Abbildung 4.8 zeigt die Verteilungen von Signal und der Wurzel des Untergrundes so wie ihre ratio. Es sind nacheinander die Schwellwerte der verschiedenen Variablen angewendet. Die für das Signal mit NLSP Masse von 60 GeV, LSP Masse von 50 GeV und Lebensdauer von 10 ns bestimmten Schwellwerte sind in Liste 4.1.

Abbildung 4.9(a) zeigt den Einfluss der verschiedenen Selektionskriterien und Schwellwerte auf die Anzahl der verbleibenden Ereignisse. Mit den Schwellwerten aus Liste 4.1 bleiben noch etwa 100,1 Ereignisse des Signals zurück. Abbildung 4.9(b) zeigt das Gleiche

Liste 4.1: Schwellwertset für NLSP Masse von 60 GeV, LSP Masse von 50 GeV und Lebensdauer von 10 ns

- $p_T^{leading} > 10 \text{ GeV}$
- $E_T^{miss} > 70 \text{ GeV}$
- $p_T^{subleading} > 7 \text{ GeV}$
- $0 \text{ ns} < \Delta t < 16 \text{ ns}$

für die Wurzel des Untergrundes, wobei nach allen angewendeten Kriterien noch ca. 140,9 Ereignisse übrig bleiben. Es ergibt sich also ein Verhältnis von:

$$\frac{N_{Signal}}{\sqrt{N_{Untergrund}}} \approx 0,7 \quad (4.1)$$

Betrachtet man im Vergleich die Ereigniszahl ohne die vier Schwellwerte aus Liste 4.1 für Signal und Untergrund, gibt es 702,9 Signalereignisse und 960,5 Untergrundereignisse. Das ist ein Verhältnis von:

$$\frac{N_{Signal}}{\sqrt{N_{Untergrund}}} \approx 0,7 \quad (4.2)$$

4.2.2 Schwellwerte für NLSP Masse von 60 GeV, LSP Masse von 10 GeV und Lebensdauer von 10 ns

Abbildung 4.10 zeigt die Verteilungen von Signal und der Wurzel des Untergrundes so wie ihre ratio. Es sind nacheinander die Schwellwerte der verschiedenen Variablen angewendet. Die für das Signal mit mit NLSP Masse von 60 GeV, LSP Masse von 10 GeV und Lebensdauer von 10 ns bestimmten Schwellwerte sind in Liste 4.2.

Liste 4.2: Schwellwertset für NLSP Masse von 60 GeV, LSP Masse von 10 GeV und Lebensdauer von 10 ns

- $p_T^{leading} > 25 \text{ GeV}$
- $E_T^{miss} > 50 \text{ GeV}$
- $p_T^{subleading} > 20 \text{ GeV}$
- $1 \text{ ns} < \Delta t < 16 \text{ ns}$

Durch die Verschiebung des Signalspektrums zu höheren transversalen Impulsen (Abbildung 4.4), wird für dieses Signal mit dem hohen p_T Schwellwert ein deutlich besseres Verhältnis erreicht. Aus Abbildung 4.11 lässt sich ablesen, dass nach den Schwellwerten noch ca. 68,9 Signalereignisse und 7,6 Ereignisse der Wurzel des Untergrundes verbleiben. Das ergibt ein Verhältnis von:

$$\frac{N_{Signal}}{\sqrt{N_{Untergrund}}} \approx 8.9 \quad (4.3)$$

Betrachtet man im Vergleich die Ereigniszahl ohne die vier Schwellwerte aus Liste 4.1 für Signal und Untergrund, gibt es 1005.7 Signalereignisse und 960.5 Untergrundereignisse. Das ist ein Verhältnis von:

$$\frac{N_{Signal}}{\sqrt{N_{Untergrund}}} \approx 1 \quad (4.4)$$

4.2.3 Schwellwerte für die Signalsimulation mit NLSP Masse von 30 GeV, LSP Masse von 10 GeV und Lebensdauer von 10 ns

Zur Bestimmung der Schwellwerte wurde das Verhältnis Signal zur Wurzel des Untergrundes nacheinander für die verschiedenen Variablen untersucht vgl. Abbildung 4.12. Die für das Signal mit NLSP Masse von 30 GeV, LSP Masse von 10 GeV und Lebensdauer von 10 ns bestimmten Schwellwerte sind:

Liste 4.3: Schwellwertset für NLSP Masse von 30 GeV, LSP Masse von 10 GeV und Lebensdauer von 10 ns

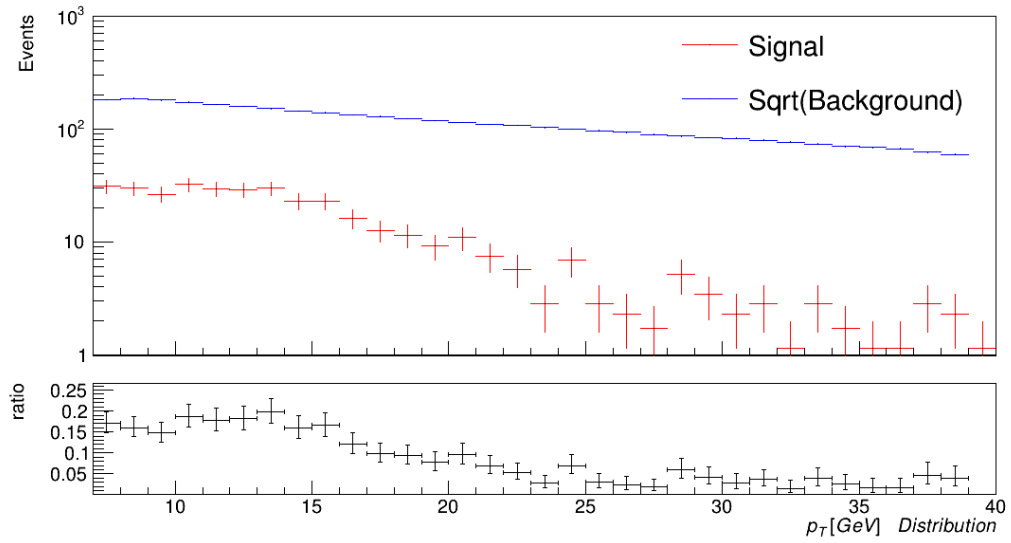
- $p_T^{leading} > 17 \text{ GeV}$
- $E_T^{miss} > 50 \text{ GeV}$
- $p_T^{subleading} > 16 \text{ GeV}$
- $0 \text{ ns} < \Delta t < 16 \text{ ns}$

Das Signal- zu Untergrund-Verhältnis mit den Werten von 79,3 Ereignisse für das Signal und 67,4 Ereignisse für die Wurzel des Untergrundes aus Abbildung 4.13 beträgt:

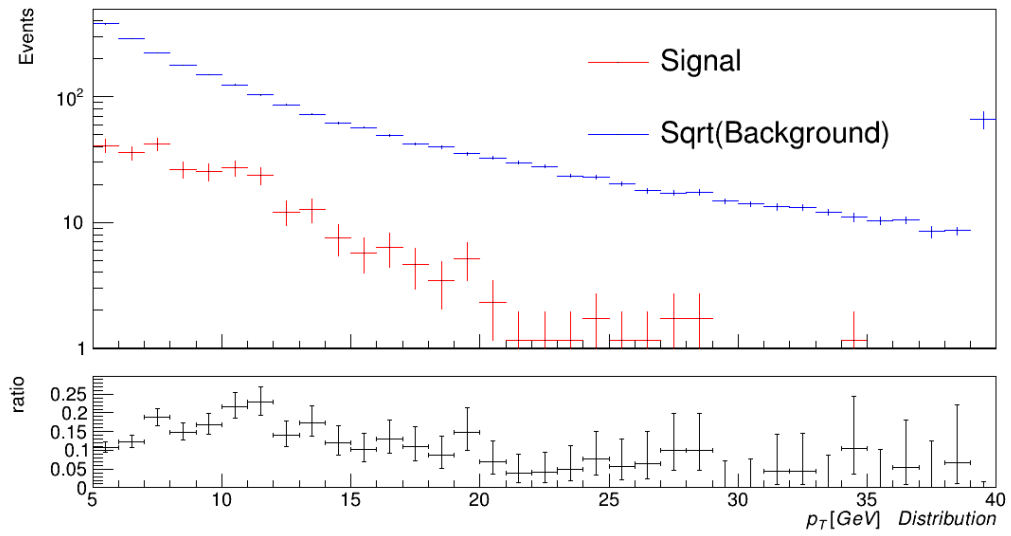
$$\frac{N_{Signal}}{\sqrt{N_{Untergrund}}} \approx 1.2 \quad (4.5)$$

Betrachtet man im Vergleich die Ereigniszahl ohne die vier Schwellwerte aus Liste 4.1 für Signal und Untergrund, gibt es 710.1 Signalereignisse und 960.5 Untergrundereignisse. Das ist ein Verhältnis von:

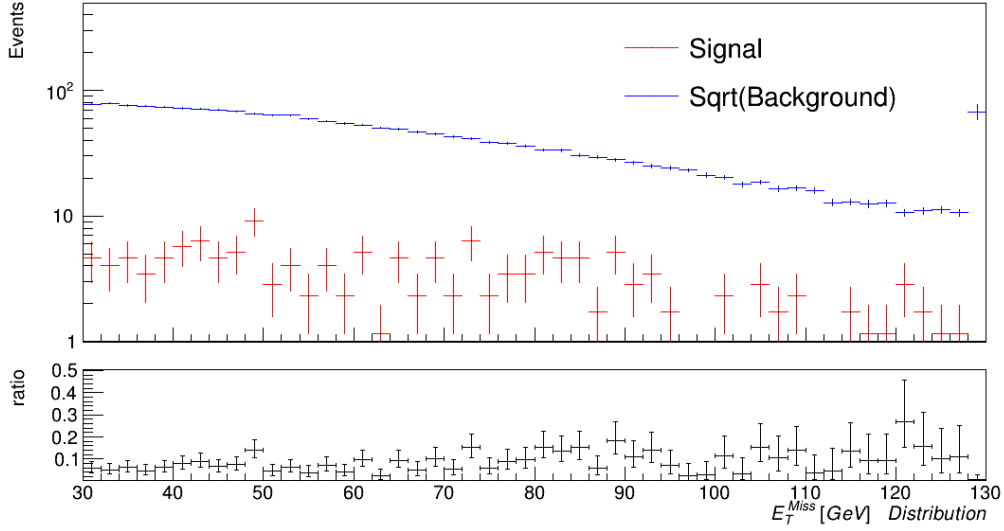
$$\frac{N_{Signal}}{\sqrt{N_{Untergrund}}} \approx 0.74 \quad (4.6)$$



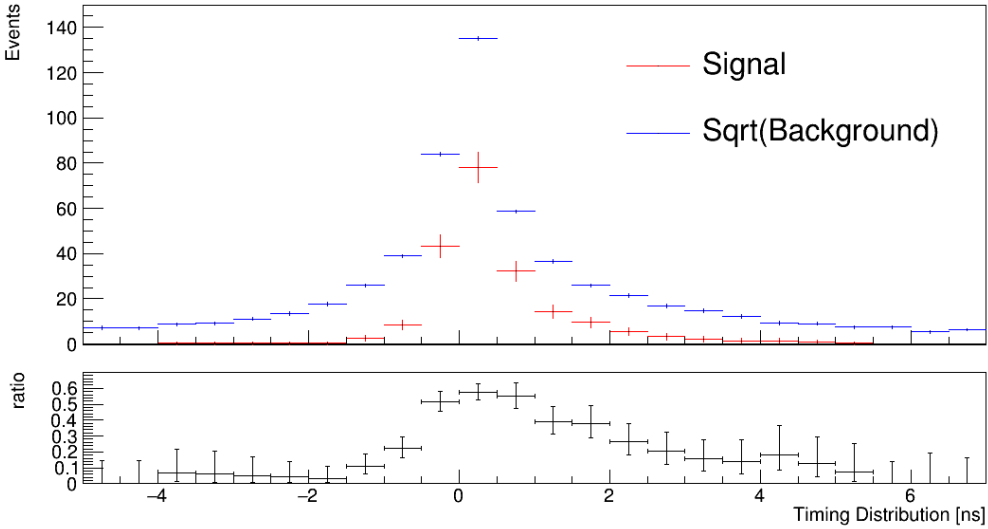
(a) p_T Verteilung des leading Photon nach Anwendung der Selektionskriterien



(b) p_T Verteilung des subleading Photon nach Anwendung der Selektionskriterien den Schwellwerten: $p_T^{leading} > 10$ GeV

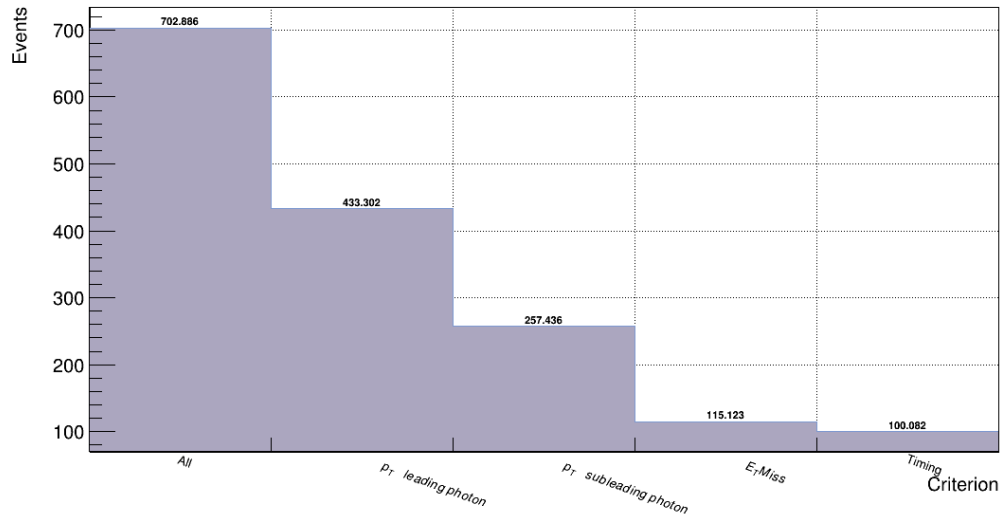


(c) E_T^{miss} Verteilung Anwendung der Selektionskriterien und den Schwellwerten: $p_T^{leading} > 10 \text{ GeV}$ und $p_T^{subleading} > 7 \text{ GeV}$

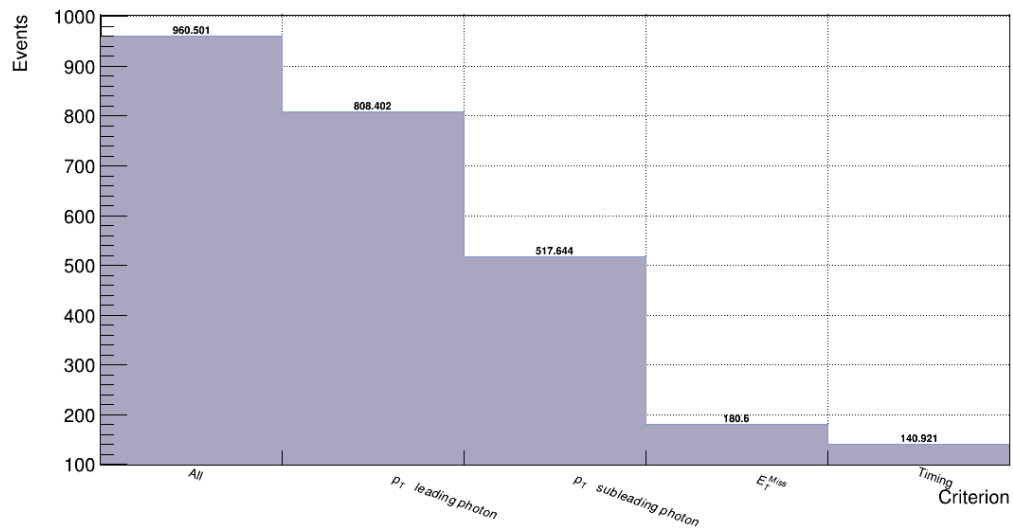


(d) Zeitverteilung des Anwendung der Selektionskriterien und den Schwellwerten: $p_T^{leading} > 10 \text{ GeV}$, $p_T^{subleading} > 7 \text{ GeV}$ und $E_T^{miss} > 70 \text{ GeV}$

Abbildung 4.8: Das Signal- zu Untergrund-Verhältnis der Signalsimulation mit NLSP Masse von 60 GeV, LSP Masse von 50 GeV und Lebensdauer von 10 GeV. Das rote Histogramm zeigt die Signalereignisse, das blaue die Untergrundereignisse.

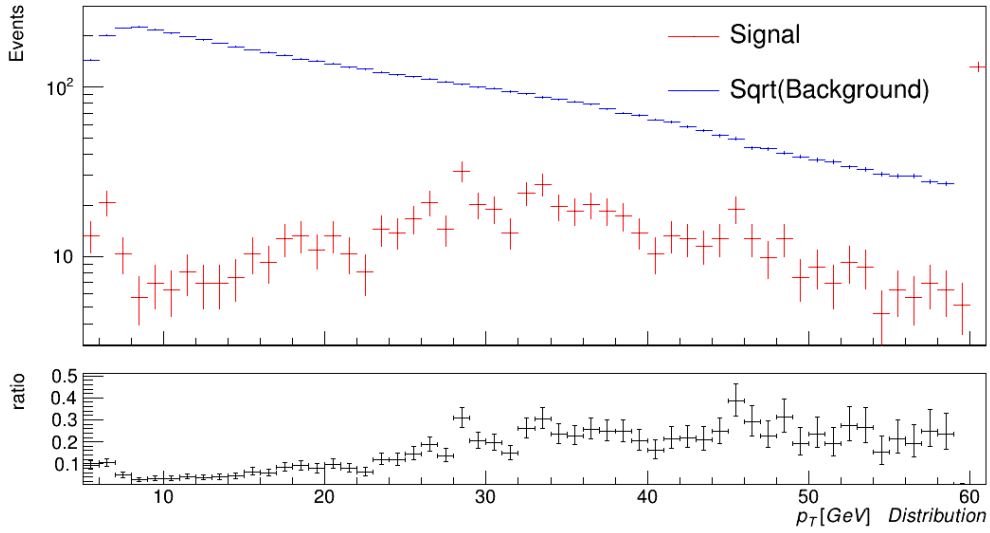


(a) Flowdiagramm des Signals

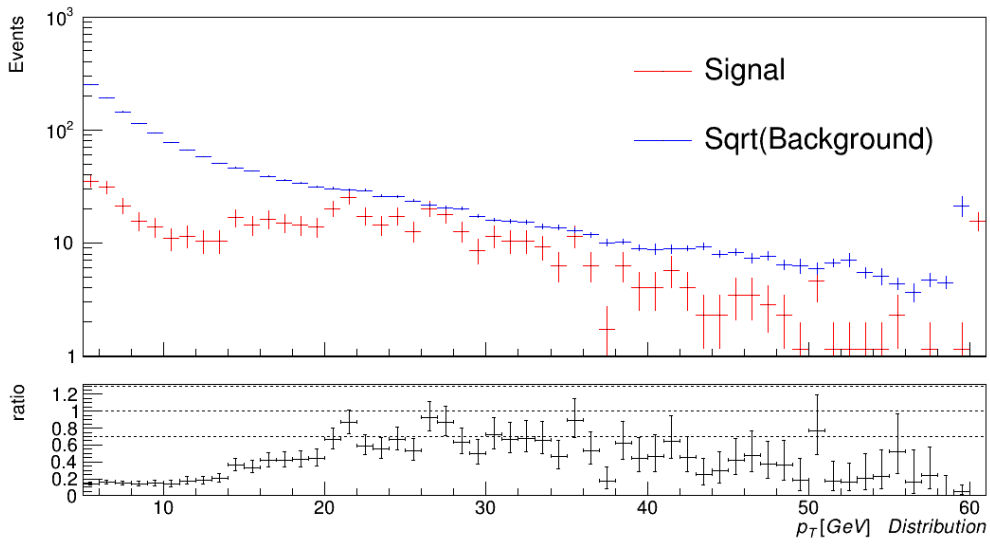


(b) Flowdiagramm der Wurzel des Untergrundes

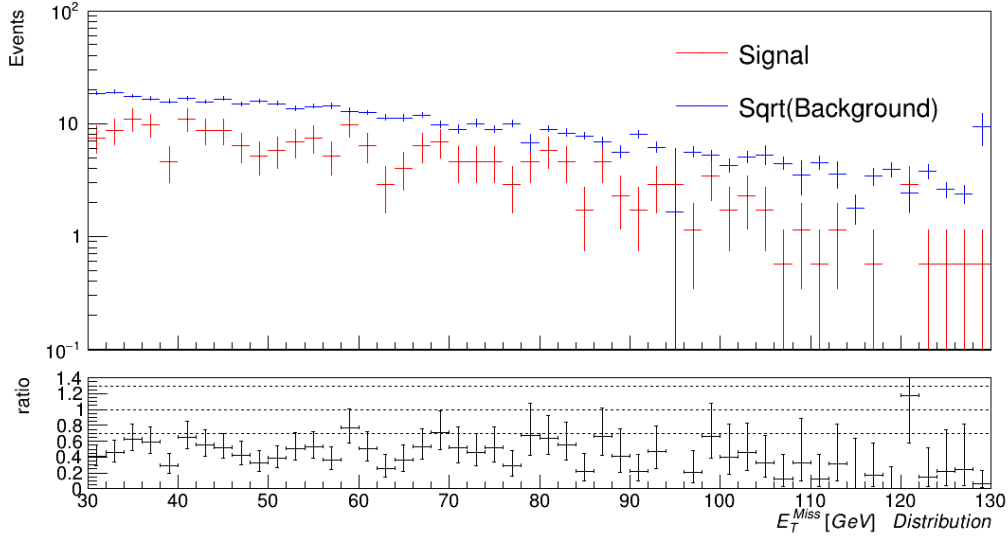
Abbildung 4.9: Flowdiagramm für Signal mit NLSP Masse von 60 GeV, LSP Masse von 50 GeV und Lebensdauer 10 ns und den Untergrund mit Schwellwerten aus Liste 4.1.



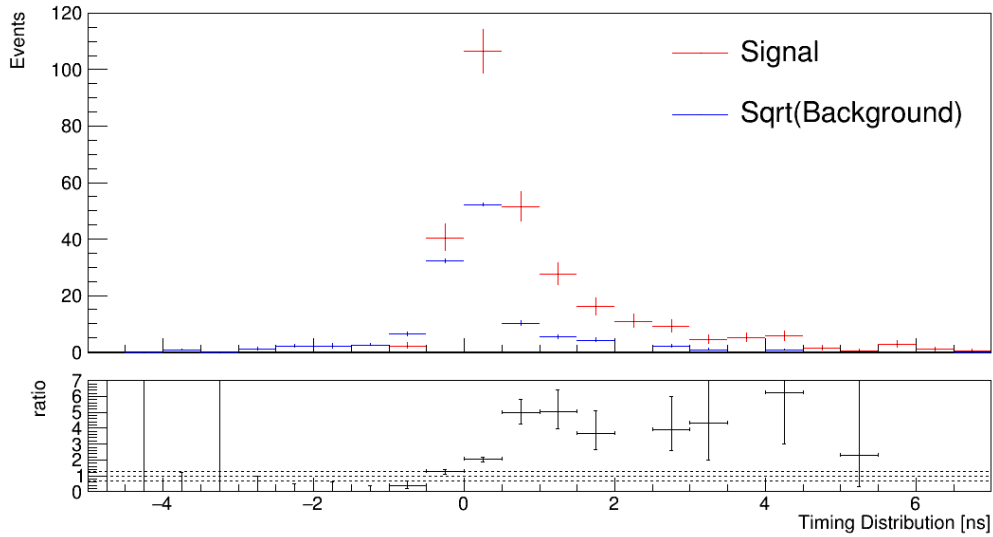
(a) p_T Verteilung des leading Photon nach Anwendung der Selektionskriterien



(b) p_T Verteilung des subleading Photon nach Anwendung der Selektionskriterien den Schwellwert: $p_T^{leading} > 25 \text{ GeV}$

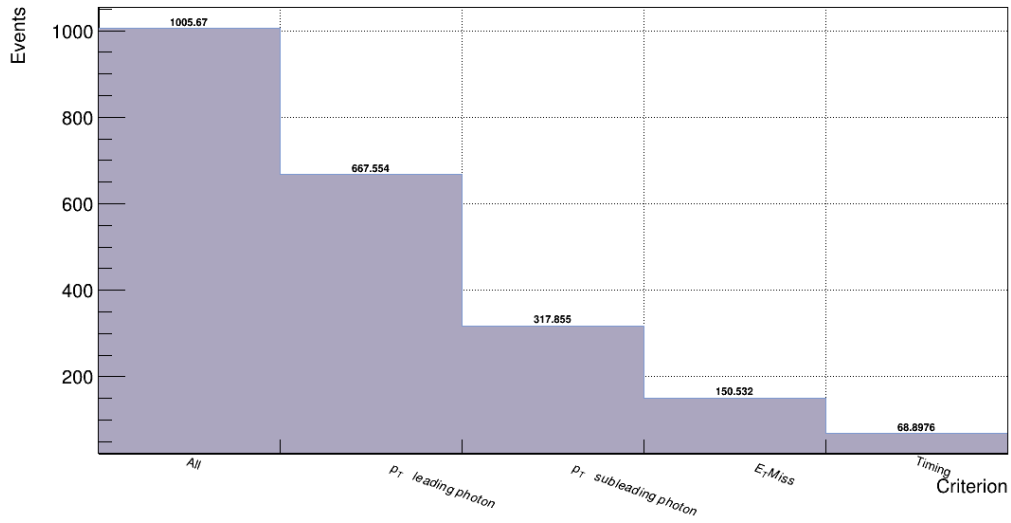


(c) E_T^{miss} Verteilung Anwendung der Selektionskriterien und den Schwellwerten: $p_T^{leading} > 25 \text{ GeV}$ und $p_T^{subleading} > 20 \text{ GeV}$

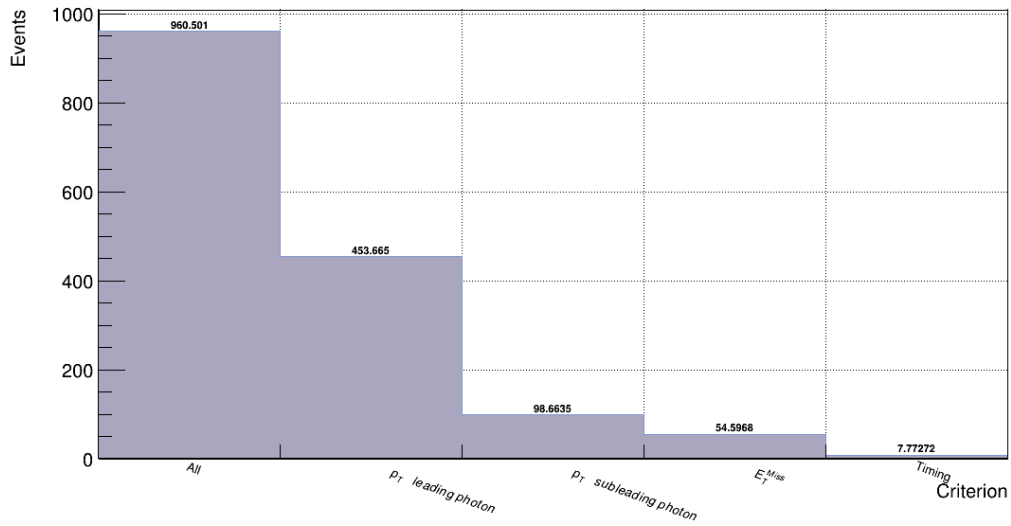


(d) Zeitverteilung des Anwendung der Selektionskriterien und den Schwellwerten: $p_T^{leading} > 25 \text{ GeV}$, $p_T^{subleading} > 20 \text{ GeV}$ und $E_T^{miss} > 50 \text{ GeV}$

Abbildung 4.10: Das Signal- zu Untergrund-Verhältnis der Signalsimulation mit NLSP Masse von 60 GeV, LSP Masse von 10 GeV und Lebensdauer von 10 GeV. Das rote Histogramm zeigt die Signalereignisse, das blaue die Untergrundereignisse.

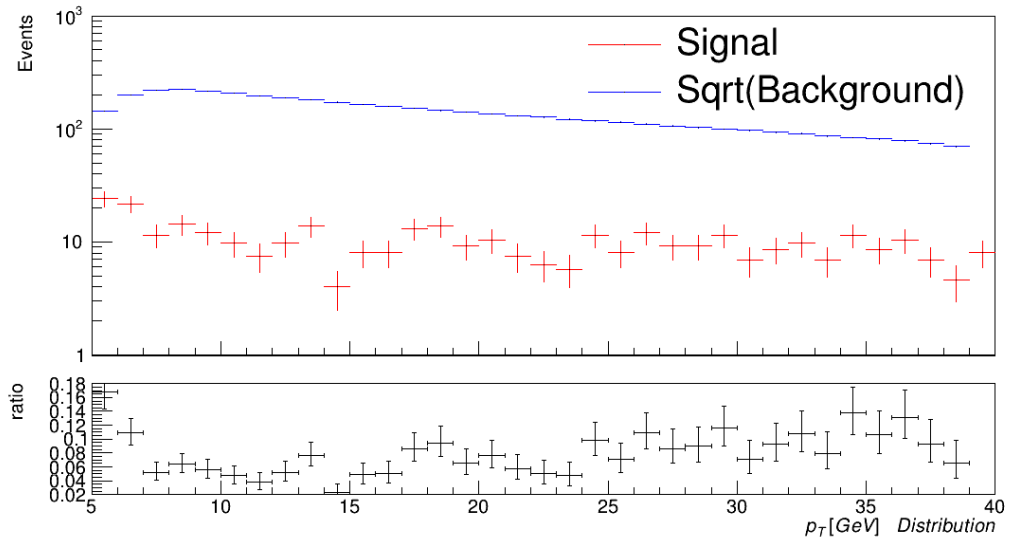


(a) Flowdiagramm des Signals

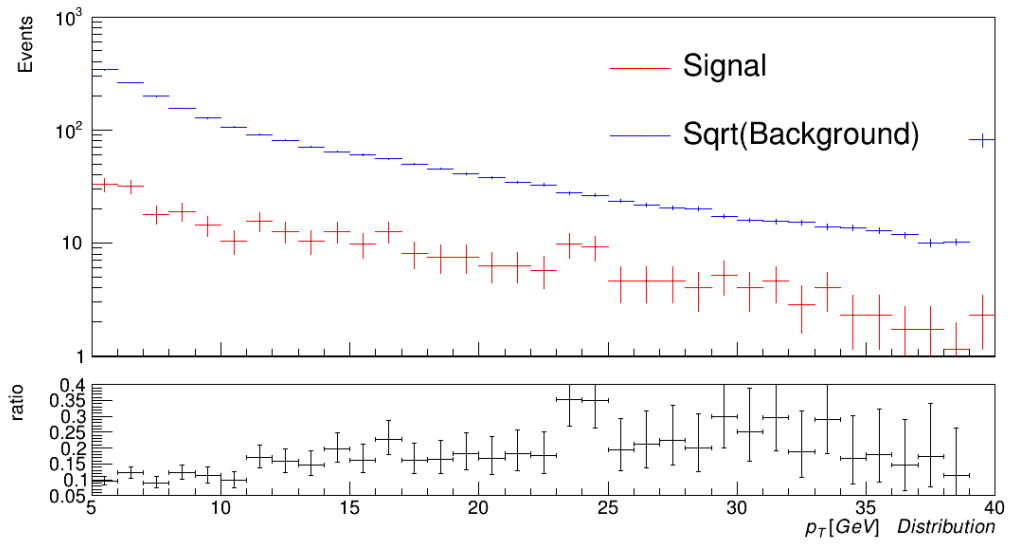


(b) Flowdiagramm der Wurzel des Untergrundes

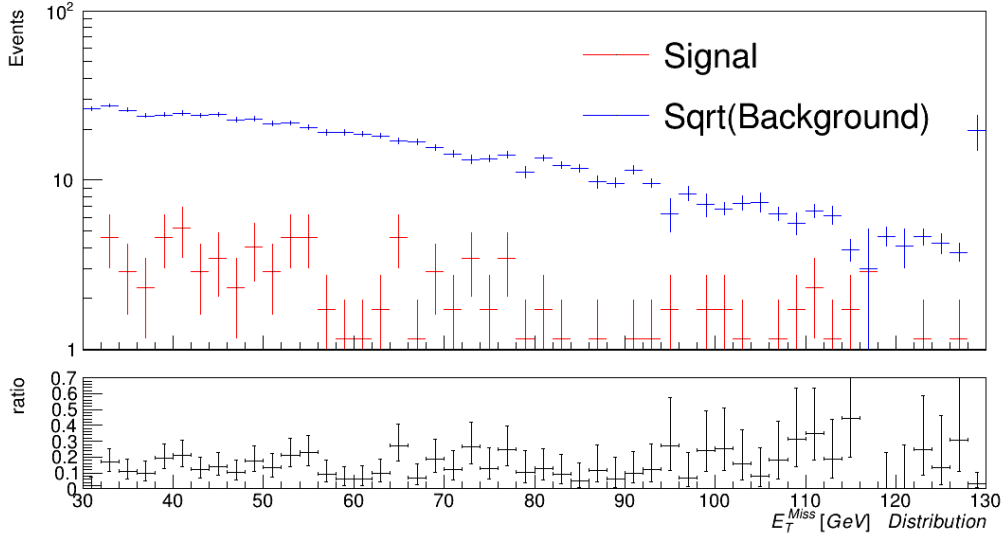
Abbildung 4.11: Flowdiagramm für Signal mit NLSP Masse von 60 GeV, LSP Masse von 10 GeV und Lebensdauer 10 ns und den Untergrund mit Schwellwerten aus Liste 4.2.



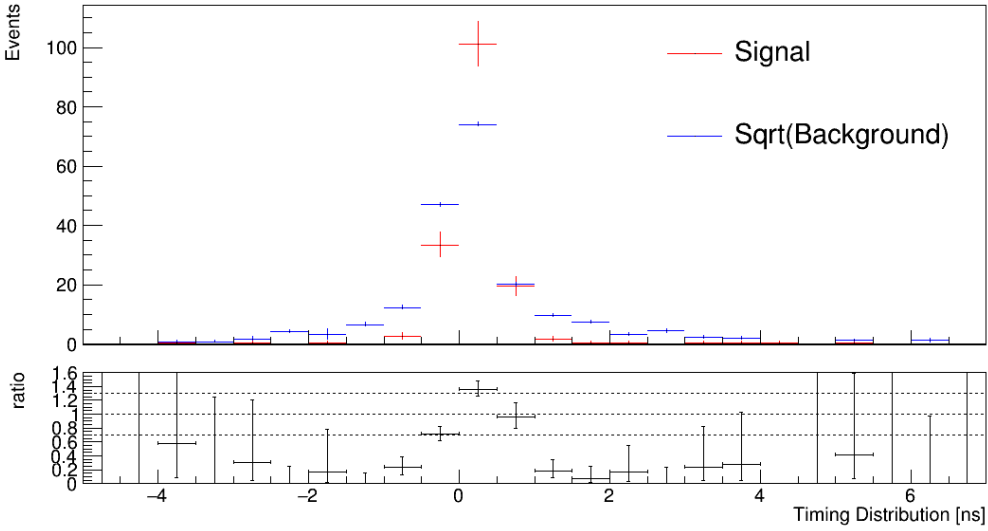
(a) p_T Verteilung des leading Photon nach Anwendung der Selektionskriterien



(b) p_T Verteilung des subleading Photon nach Anwendung der Selektionskriterien den Schwellwerten: $p_T^{\text{leading}} > 17 \text{ GeV}$

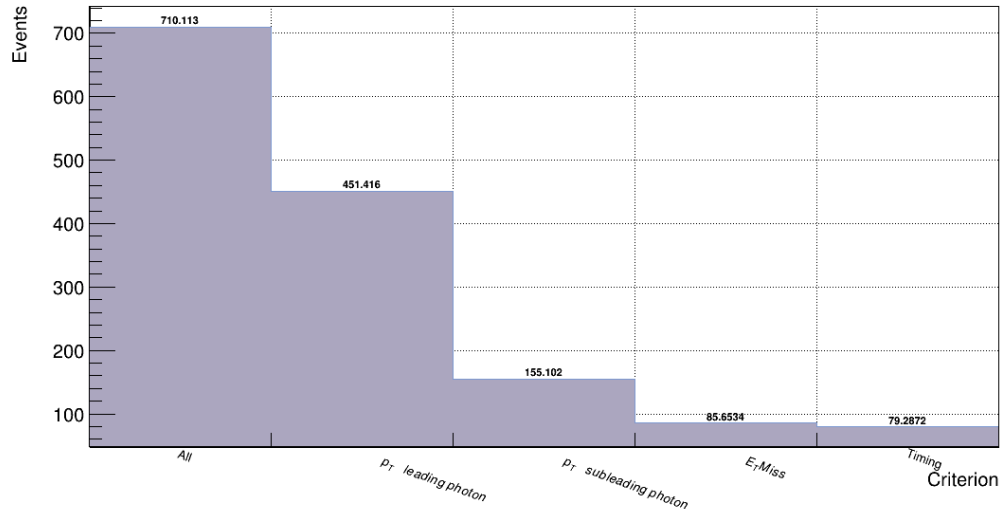


(c) E_T^{miss} Verteilung Anwendung der Selektionskriterien und den Schwellwerten: $p_T^{leading} > 17 \text{ GeV}$ und $p_T^{subleading} > 16 \text{ GeV}$

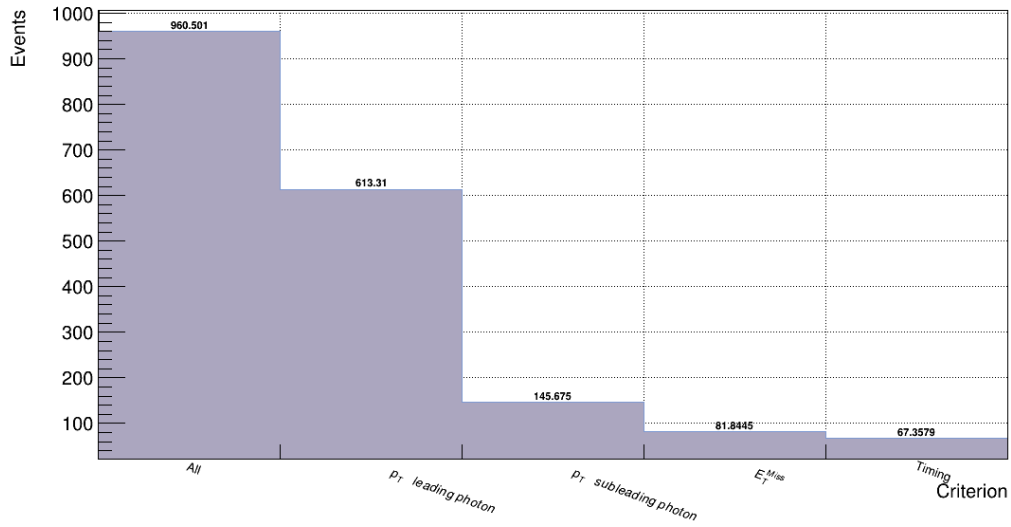


(d) Zeitverteilung des Anwendung der Selektionskriterien und den Schwellwerten: $p_T^{leading} > 17 \text{ GeV}$, $p_T^{subleading} > 16 \text{ GeV}$ und $E_T^{miss} > 50 \text{ GeV}$

Abbildung 4.12: Das Signal- zu Untergrund-Verhältnis der Signalsimulation mit NLSP Masse von 30 GeV, LSP Masse von 10 GeV und Lebensdauer von 10 GeV. Das rote Histogramm zeigt die Signalereignisse, das blaue die Untergrundereignisse.



(a) Flowdiagramm des Signals



(b) Flowdiagramm der Wurzel des Untergrundes

Abbildung 4.13: Flowdiagramm für Signal mit NLSP Masse von 30 GeV, LSP Masse von 10 GeV und Lebensdauer von 10 ns und den Untergrund mit Schwellwerten aus Liste 4.3.

Kapitel 5

Ergebnisse und Diskussion

Es zeigen sich bereits in den Ergebnissen von Abschnitt 4.2 große Unterschiede im Signal- zu Untergrund-Verhältnis für die verschiedenen Datensätze. In diesem Kapitel soll der Einfluss verschiedener Schwellwerte auf alle Konfigurationen untersucht werden. Dazu wird erst die Signifikanz aller Konfigurationen im Vergleich betrachtet. Anschließend werden die verschiedenen Schwellwerte noch einmal variiert um so ihren Einfluss auf die verschiedenen Konfigurationen besser zu verstehen.

5.1 Vergleich der Schwellwerte

Der Einfluss der verschiedenen Schwellwerte ist in Abbildung 5.1(a), Abbildung 5.1(c) und Abbildung 5.1(e) gezeigt. Die zwei-dimensionalen Histogramme zeigen das Signal- zu Untergrund- Verhältnis aller Konfigurationen von NLSP- zu LSP-Masse für eine Lebensdauer von 10ns. Die Skalierung der Signifikanz ist unterschiedlich in den Histogrammen.

Es zeigt sich, dass die deutlich höheren Schwellwerte für den transversalen Impuls in Liste 4.2 zwar ein sehr hohes Verhältnis für große NLSP-Massen und kleine LSP-Massen erwirkt, aber dadurch gleichzeitig das Signal für einige der Simulationen gleich Null werden lässt. Daher treten in Abbildung 5.1(c) einige der Signalsätze nicht auf.

In Abbildung 5.1(b), Abbildung 5.1(d) und Abbildung 5.1(f) sind die Signale mit einer Lebensdauer von 2 ns dargestellt.

Hier zeigt sich ein ähnliches Ergebnis wie für die Signale mit einer Lebensdauer von 10 ns. Ein höherer Schwellwert für die fehlende transversale Energie führt zu einem niedrigerem Verhältnis bei kleiner LSP-Masse. Hohe Schwellwerte für den transversalen Impuls geben ein hohes Verhältnis für hohe NLSP-Massen, reduzieren einige Signalsätze aber auf Null. Zu beachten ist bei diesen Histogrammen, dass die Signalsätze von zwei Parameterkonfigurationen nicht zur Verfügung standen. Dabei handelt es sich um die Signalsätze mit einer NLSP-Masse von 60 GeV, einer LSP-Masse von 40 GeV und die einer NLSP-Masse von 30 GeV und einer LSP-Masse von 20 GeV. Die in Abbildung 5.1(b) und Abbildung 5.1(f) sichtbaren Lücken sind also kein Resultat der Schwellwerte.

5.2 Variation der Schwellwerte

Mit dem Ziel, den Einfluss der verschiedenen Schwellwerte auf die Signale besser zu verstehen, soll die Signifikanz aller Parameterkonfigurationen noch einmal für die Variation einzelner Schwellwerte betrachtet werden. Die folgenden Histogramme zeigen auf der y-Achse das Signal- zu Untergrund-Verhältnis. Auf der x-Achse ist die Differenz zwischen

NLSP-Masse und LSP-Masse aufgetragen. Ein Bin zeigt also das Signal zu Untergrund-Verhältnis der Simulation einer Parameterkonfiguration. In jedem Histogramm werden zwei NLSP-Massen miteinander verglichen. Dabei werden auf jede der Signalsätze drei verschiedene Schwellwertkonfigurationen angewendet. Die drei Schwellwertkonfigurationen sind bis auf einen Schwellwert gleich. Dieser Schwellwert wird variiert, um seinen Einfluss zu untersuchen.

Abbildung 5.2 zeigt den Unterschied verschiedener Schwellwerte für den transversalen Impuls. Die Signalsätze mit verschiedene NLSP-Masse werden farblich unterschieden. Für die verschiedenen p_T Schwellwerte werden verschiedene Markerformen verwendet. Für alle Signale wurden die Selektionskriterien und Schwellwerte von $E_T^{miss} > 50$ GeV und $0 \text{ ns} < \Delta t < 16 \text{ ns}$ angewendet. Die Schwellwerte von $p_T^{leading}$ und $p_T^{subleading}$ sind entweder niedrig auf $p_T^{leading} > 10$ und $p_T^{subleading} > 7$, mittel auf $p_T^{leading} > 17$ und $p_T^{subleading} > 16$ oder hoch auf $p_T^{leading} > 25$ und $p_T^{subleading} > 20$ gesetzt. Abbildung 5.2 (a) vergleicht die Signalsätze mit einer NLSP-Masse von 60 GeV und einer NLSP-Masse von 30 GeV miteinander. Abbildung 5.2 (b) vergleicht die Signalsätze mit einer NLSP-Masse von 50 GeV und einer NLSP-Masse von 40 GeV miteinander.

Für hohe Differenzen der NLSP-und LSP-Massen zeigt sich ein großer Unterschied zwischen den verschiedenen Schwellwerten. Die mittleren und hohen Schwellwerte erzeugen ein deutlich höheres Verhältnis als die niedrigen Schwellwerte. Für kleiner werdende Massedifferenzen ändert sich das. Zum einen ist der Unterschied zwischen den verschiedenen Schwellwerten nicht mehr so stark. Gleichzeitig ist auch der höchste Schwellwert nicht mehr der, welcher das höchste Verhältnis liefert. Dies zeigt sich auch besonders gut in Abbildung 5.2 (b). Dort dreht sich ab einer Massedifferenz von weniger als 20 GeV die Ordnung der Schwellwerte um. Der niedrigste Schwellwert erzeugt das höchste Verhältnis. Auch zeigt sich, dass im Bereich niedriger Massedifferenzen die Schwellwerte für eine große NLSP-Masse ein ähnliches Verhältnis erzielen wie für eine niedrige.

Abbildung 5.3 ist im Aufbau gleich wie Abbildung 5.2. Hier wird aber der Schwellwert für $p_T^{leading}$ auf 10 GeV festgesetzt, der für $p_T^{subleading}$ auf 7 GeV. Stattdessen wird der Schwellwert für die fehlende transversale Energie zwischen $E_T^{miss} > 0$, $E_T^{miss} > 50$ und $E_T^{miss} > 70$ variiert. Was sich zeigt ist, dass der Schwellwert für die fehlende transversale Energie keinen besonders großen Einfluss auf das Verhältnis hat. Im Gegenteil führt ein höherer Schwellwert für E_T^{miss} im Falle einer hohen Massedifferenz zu einem niedrigeren Verhältnis. Dies entspricht der Erwartung, da eine hohe Massedifferenz mit einer niedrigen LSP-Masse einhergeht. Da die LSP-Masse zu fehlender transversaler Energie führt, resultiert eine kleine LSP-Masse in einer kleinen fehlenden transversalen Energie. Im Falle einer niedrigen Massedifferenz, also einer größeren LSP-Masse, erzeugt der höhere E_T^{miss} Schwellwert zwar ein besseres Verhältnis als der niedrigere. Die Unterschiede sind aber nicht signifikant.

Für Abbildung 5.4 werden neben den Selektionskriterien die Schwellwerte $p_T^{leading} > 10$ GeV, $p_T^{subleading} > 7$ GeV und $E_T^{miss} > 50$ GeV verwendet. Variiert wird der Schwellwert für die untere Grenze der zeitlichen Verteilung der Photonen. Die obere Grenze für Δt ist nach wie vor auf 16 ns gesetzt. Allgemein zeigt sich, dass für hohe NLSP-Massen und Massedifferenzen ein Schwellwert von 1 ns das höhere Verhältnis liefert. Im Bereich niedrigerer Massedifferenzen liefert der Schwellwert von 0 ns das höhere Verhältnis für alle NLSP-Massen. Außerdem wird deutlich, dass die Unterschiede im Signal- zu

Untergrund-Verhältnis zwischen den verschiedenen Schwellwerten für alle Massendifferenzen und NLSP-Massen ähnlich groß sind.

Abbildung 5.5 ist ähnlich wie Abbildung 5.4 eine Darstellung des Einflusses des Δt Schwellwerts. Hier wurde aber ein deutlich höherer Schwellwert für den transversalen Impuls von $p_T^{leading} > 25$ GeV und $p_T^{subleading} > 20$ GeV gewählt. Der Schwellwert der fehlenden transversalen Energie ist weiterhin auf $E_T^{miss} > 50$ GeV gesetzt. Ziel dabei war es, den Fokus auf die Signalsätze mit hoher NLSP-Masse und hoher Massedifferenz zu schieben. Diese weisen, wie in Abbildung 5.2 und Abbildung 5.1 zu sehen ist ein besonders hohes Verhältnis für hohe p_T Schwellwerte auf. Werden höhere Schwellwerte für den transversalen Impuls gesetzt, steigt der Einfluss des Δt -Schwellwertes im Bereich höherer Massedifferenzen stark an. Während beispielsweise für die niedrigen p_T -Schwellwerte bei einer NLSP-Masse von 60 GeV und Massedifferenz von 50 GeV eine Änderung des zeitlichen Schwellwertes von 0 ns auf 2 ns eine Veränderung im Verhältnis von:

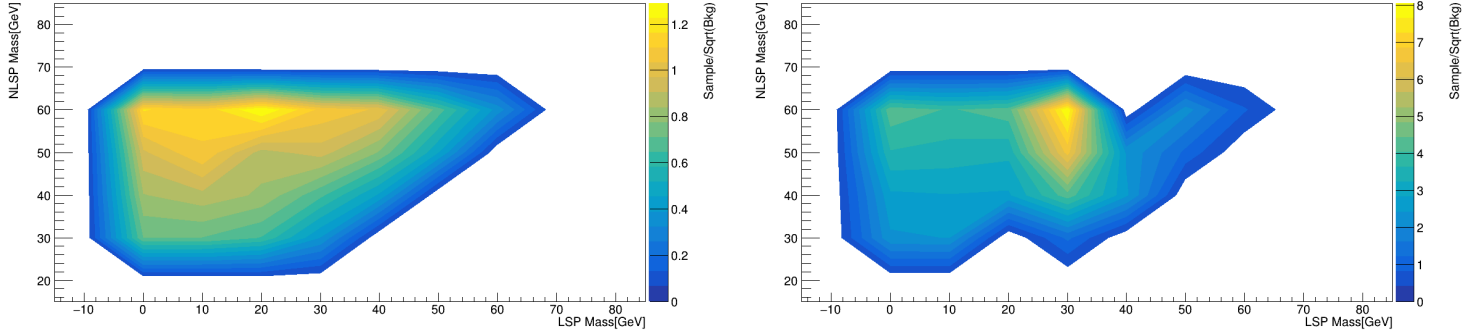
$$\Delta \frac{N_{Signal}}{\sqrt{N_{Untergrund}}} \approx 0.4 \quad (5.1)$$

bewirkte (Abbildung 5.4(a)), ist es für die höheren p_T Schwellwerte:

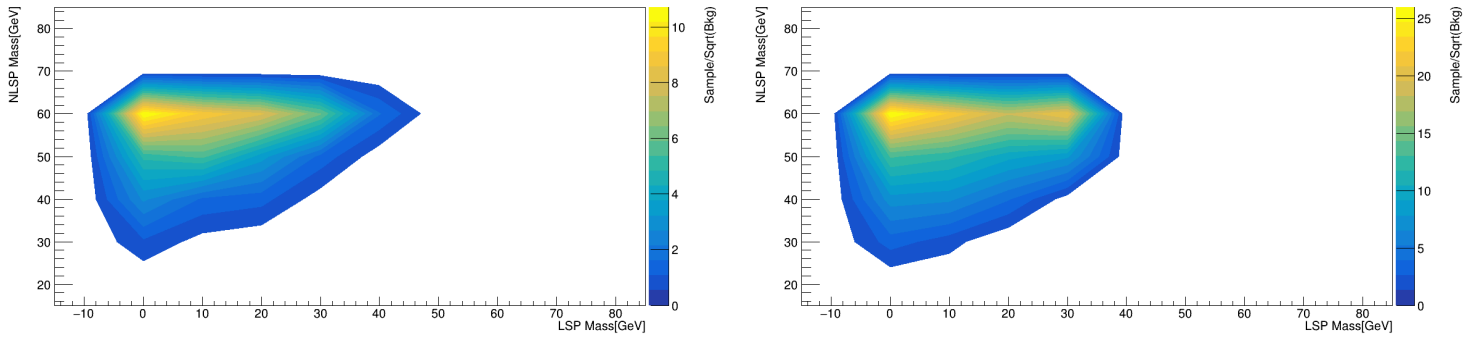
$$\Delta \frac{N_{Signal}}{\sqrt{N_{Untergrund}}} \approx 6 \quad (5.2)$$

(Abbildung 5.5(a))

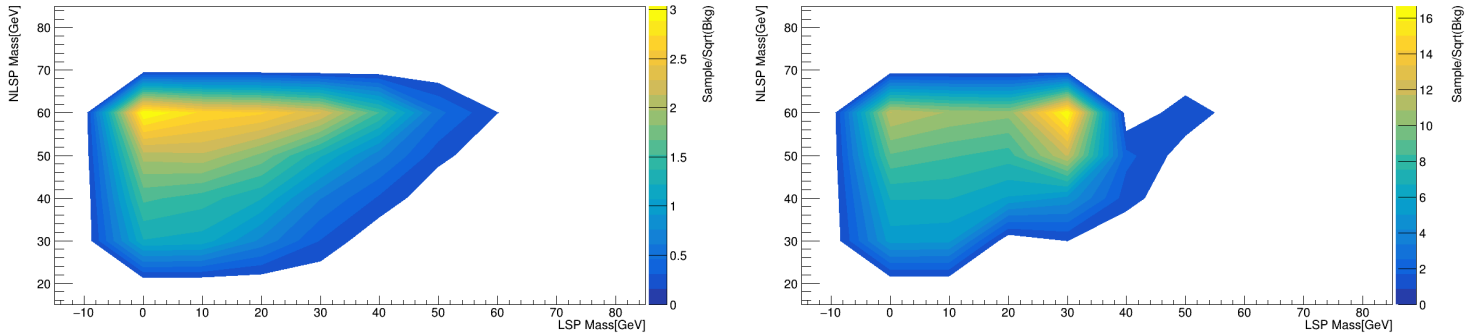
Abbildung 6.1, Abbildung 6.2 und Abbildung 6.3 im Anhang zeigen Histogramme mit gleichem Aufbau für die Signale mit einer NLSP-Lebensdauer von 2 ns. Hier lassen sich für die Schwellwerte der fehlenden transversalen Energie und des transversalen Impulses die gleichen Ausprägungen erkennen wie für eine Lebensdauer von 10 ns. Betrachtet man aber den Einfluss der Schwellwerte für die zeitliche Verteilung der Photonen, erzeugen Δt Schwellwerte von 2 ns niedrigere Verhältnisse als ein Schwellwert von 0 ns.



(a) Signifikanz Schwelwertset 1(Liste 4.1) bei einer Lebensdauer von 10ns (b) Signifikanz Schwelwertset 1(Liste 4.1) bei einer Lebensdauer von 2ns

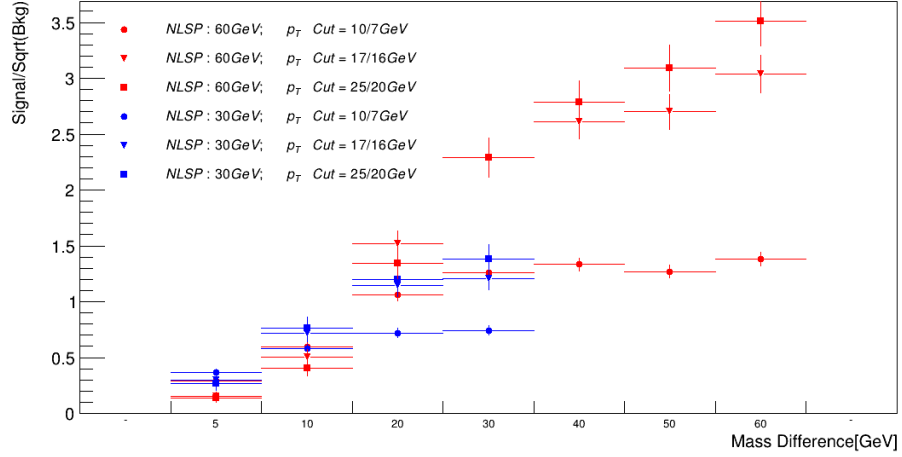


(c) Signifikanz Schwelwertset 2(Liste 4.2) bei einer Lebensdauer von 10ns (d) Signifikanz Schwelwertset 2(Liste 4.2) bei einer Lebensdauer von 2ns

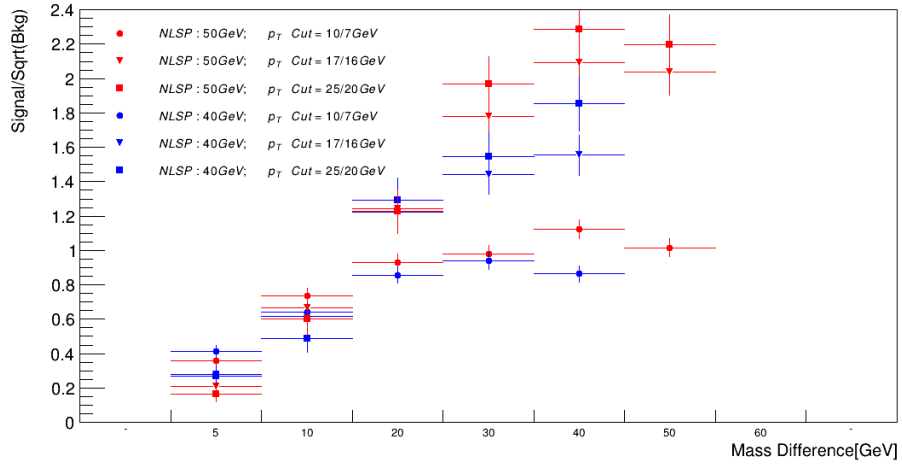


(e) Signifikanz Schwelwertset 3(Liste 4.3) bei einer Lebensdauer von 10ns (f) Signifikanz Schwelwertset 3(Liste 4.3) bei einer Lebensdauer von 2ns

Abbildung 5.1: Signifikanz für alle NLSP und LSP Massekonfigurationen bei einer Lebenszeit von 10/2 ns für die verschiedenen Schwellwerte. Die x-Achse zeigt die verschiedenen LSP Massen, die y-Achse die NLSP Massen. Die Skalierung der z-Achse ist unterschiedlich für die verschiedenen Histogramme.

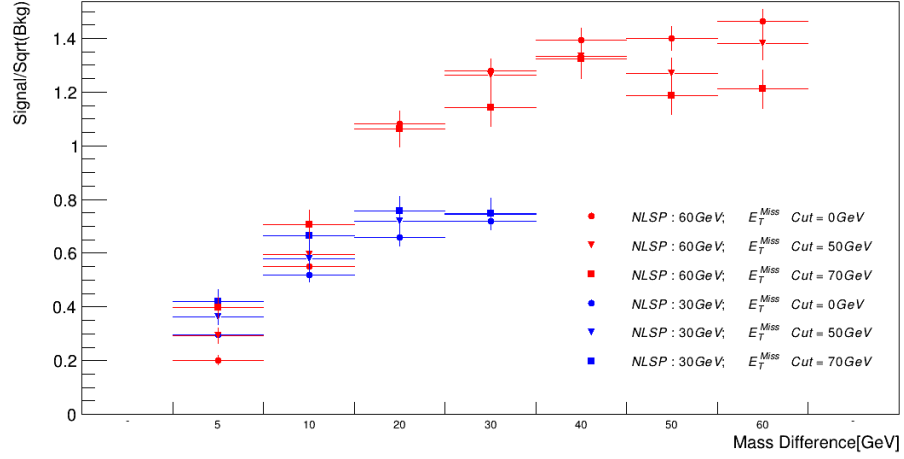


(a) Der Einfluss verschiedener Schwellwerte auf die Signalsimulationen mit einer NLSP-Masse von 60 GeV in rot und von 30 GeV in blau.

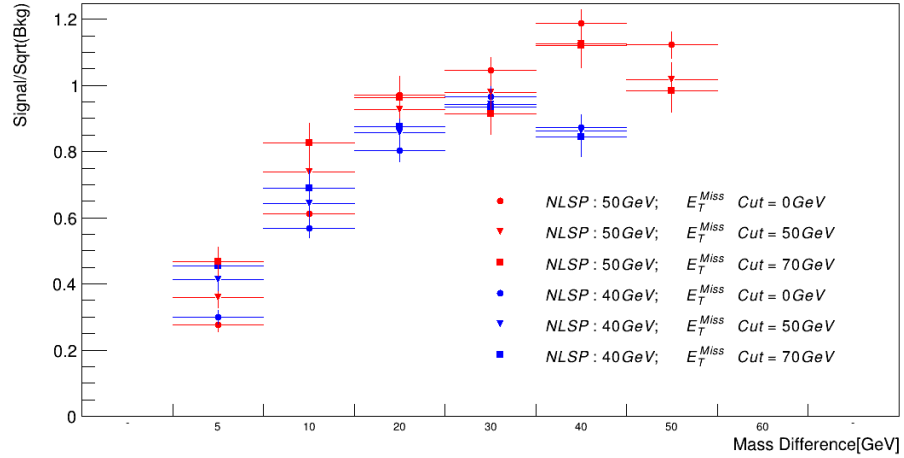


(b) Der Einfluss verschiedener Schwellwerte auf die Signalsimulationen mit einer NLSP-Masse von 50 GeV in rot und von 40 GeV in blau.

Abbildung 5.2: Signifikanz für verschiedene p_T Schwellwerte. Die restlichen Schwellwerte sind fixiert auf: $E_T^{miss} > 50$ GeV und $0 \text{ ns} < \Delta t < 16 \text{ ns}$. Die niedrigen Schwellwerte sind durch den runden Marker dargestellt, die mittleren durch den dreieckigen Marker und die hohen durch den viereckigen Marker.

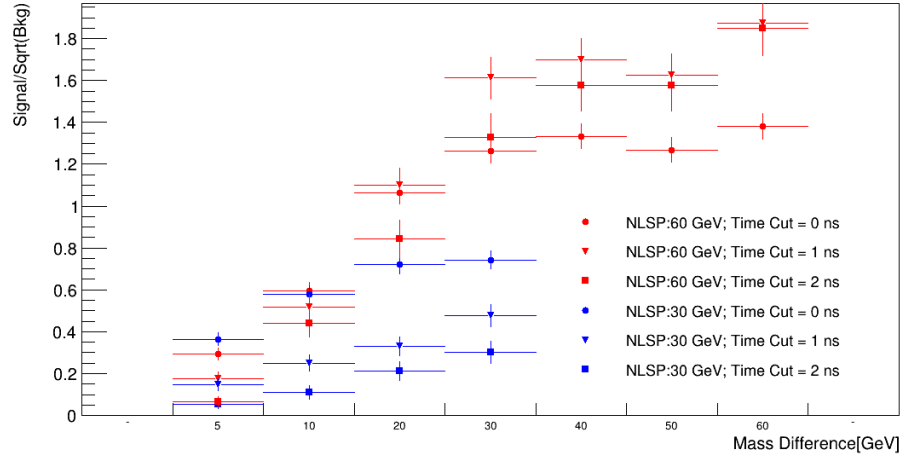


(a) Der Einfluss verschiedener Schwellwerte auf die Signalsimulationen mit einer NLSP-Masse von 60 GeV in rot und von 30 GeV in blau.

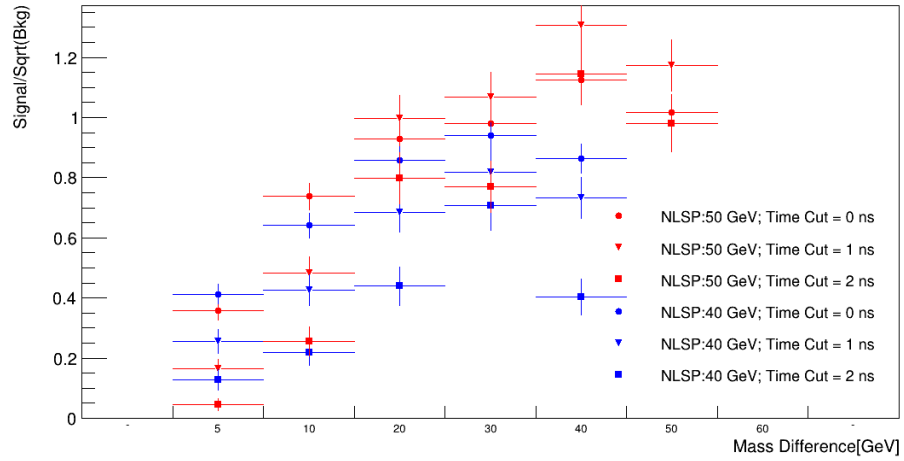


(b) Der Einfluss verschiedener Schwellwerte auf die Signalsimulationen mit einer NLSP-Masse von 50 GeV in rot und von 40 GeV in blau.

Abbildung 5.3: Signifikanz für verschiedene E_T^{miss} Schwellwerte. Die restlichen Schwellwerte sind auf: $p_T^{leading} > 10$ GeV, $p_T^{subleading} > 7$ GeV und $0 \text{ ns} < \Delta t < 16$ ns gesetzt. Die Lebensdauer beträgt 10 ns. Die niedrigen Schwellwerte sind durch den runden Marker dargestellt, die mittleren durch den dreieckigen Marker und die hohen durch den viereckigen Marker.

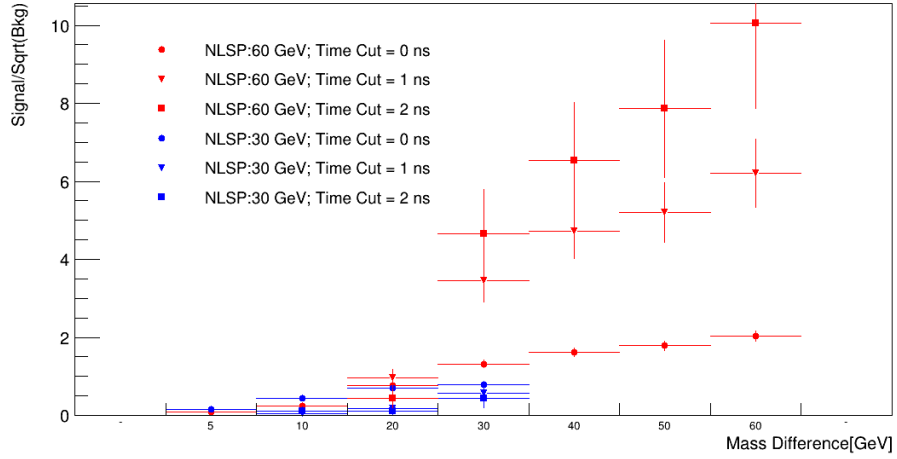


(a) Der Einfluss verschiedener Schwellwerte auf die Signalsimulationen mit einer NLSP-Masse von 60 in rot GeV und von 30 GeV in blau.

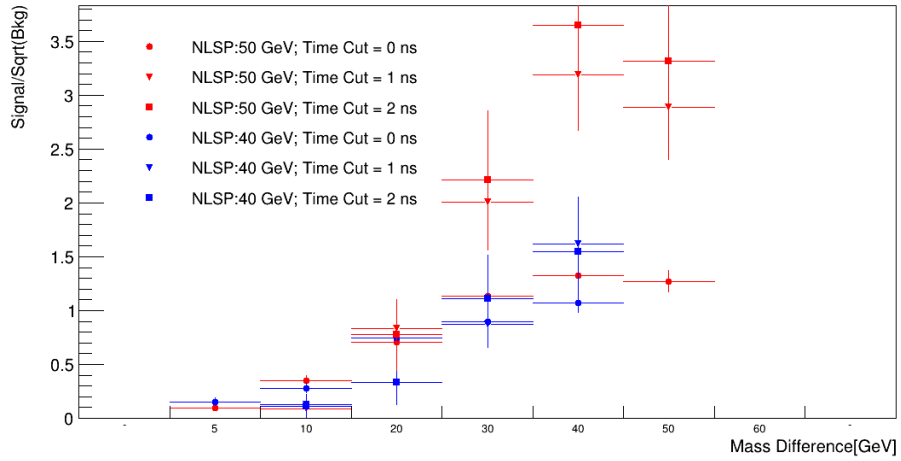


(b) Der Einfluss verschiedener Schwellwerte auf die Signalsimulationen mit einer NLSP-Masse von 50 GeV in rot und von 40 GeV in blau.

Abbildung 5.4: Signifikanz für verschiedene Δt Schwellwerte. Die restlichen Schwellwerte sind auf: $p_T^{\text{leading}} > 10$ GeV, $p_T^{\text{subleading}} > 7$ GeV und $E_T^{\text{miss}} > 50$ GeV gesetzt. Die Lebensdauer beträgt 10 ns. Die niedrigen Schwellwerte sind durch den runden Marker dargestellt, die mittleren durch den dreieckigen Marker und die hohen durch den viereckigen Marker.



(a) Der Einfluss verschiedener Schwellwerte auf die Signalsimulationen mit einer NLSP-Masse von 60 GeV in rot und von 30 GeV in blau.



(b) Der Einfluss verschiedener Schwellwerte auf die Signalsimulationen mit einer NLSP-Masse von 50 GeV in rot und von 40 GeV in blau.

Abbildung 5.5: Signifikanz für verschiedene Δt Schwellwerte. Die restlichen Schwellwerte sind auf: $p_T^{\text{leading}} > 25 \text{ GeV}$, $p_T^{\text{subleading}} > 20 \text{ GeV}$ und $E_T^{\text{miss}} > 50 \text{ GeV}$ gesetzt. Die Lebensdauer beträgt 10 ns. Die niedrigen Schwellwerte sind durch den runden Marker dargestellt, die mittleren durch den dreieckigen Marker und die hohen durch den viereckigen Marker.

Kapitel 6

Schlussfolgerung

Ziel dieser Arbeit war es, einige phänomenologische Eigenschaften eines betrachteten Supersymmetriemodells zu nutzen, um Photonen aus solchen Ereignissen von Photonen aus Standardmodellprozessen unterscheiden zu können. Bei diesen Eigenschaften handelte es sich um die vergleichsweise lange Lebensdauer der modellierten SUSY-Teilchen sowie die daraus resultierende örtliche Verschiebung der Photonen. Des Weiteren war eine erhöhte fehlende transversale Energie zu erwarten, die aus den nicht detektierbaren stabilen SUSY-Teilchen resultiert. Besonders die zeitliche Verzögerung sollte als starkes Selektionskriterium dienen, um niedrigere Schwellwerte für den transversalen Impuls realisieren zu können. Eine erste Betrachtung der zeitlichen Verteilung und der örtlichen Verteilung zeigte Chancen für die Trennung bei der zeitlichen Verteilung. Das Signal der aus SUSY-Prozessen resultierenden Photonen zeigte eine deutliche zeitliche Verschiebung zum Untergrund. Die örtliche Verteilung des Untergrundes und des Signals unterschieden sich nicht eindeutig voneinander. Für Signale, in welchen die stabilen SUSY-Teilchen eine hohe Masse aufweisen, spiegelte sich das in der Verteilung der fehlenden transversalen Energie wieder. Hier setzte sich das Signal durch eine höhere fehlende transversale Energie vom Untergrund ab.

Zur Bestimmung geeigneter Schwellwerte wurden drei Signalsätze gewählt, die sich in den NLSP- und LSP-Massen möglichst weit unterschieden. Geeignete Schwellwerte waren jene, welche möglichst viel Untergrund und möglichst wenig Signal reduzieren. Die drei Signalsätze ergaben unterschiedliche Schwellwertsets, welche nacheinander auf alle Signalsätze angewandt wurden.

Genauer wurde der Einfluss der verschiedenen Schwellwerte dann in Abschnitt 5.2 untersucht. Es zeigte sich, dass die Wahl des Schwellwerts für den transversalen Impuls der dominante Faktor zur Unterscheidung von Signal und Untergrund ist. Besonders für die Signale mit hohen NLSP-Massen und niedrigen LSP-Massen lässt sich durch die Erhöhung des Schwellwerts des transversalen Impulses ein sehr großes Signal-zu Untergrund-Verhältnis erzielen. Der Zusammenhang lässt sich dadurch erklären, dass die hohe Massendifferenz zwischen NLSP und LSP dazu führt, dass das im Zerfallsprozess abgestrahlte Photon ebenjene Energie trägt. Umgekehrt ließen sich so für niedrige Massendifferenzen von NLSP zu LSP die Photonen kaum vom Untergrund unterscheiden.

Umgekehrten Effekt hat ein Schwellwert für die fehlende transversale Energie. Die Annahme, dass die nicht detektierbaren LSP zur fehlenden transversalen Energie beitragen, hat sich durch die Schwellwerte bestätigt. Die Signale mit einer hohen Massendifferenz sind jene mit einer niedrigen LSP-Masse. Für sie zeigte sich, dass hohe Schwellwerte für

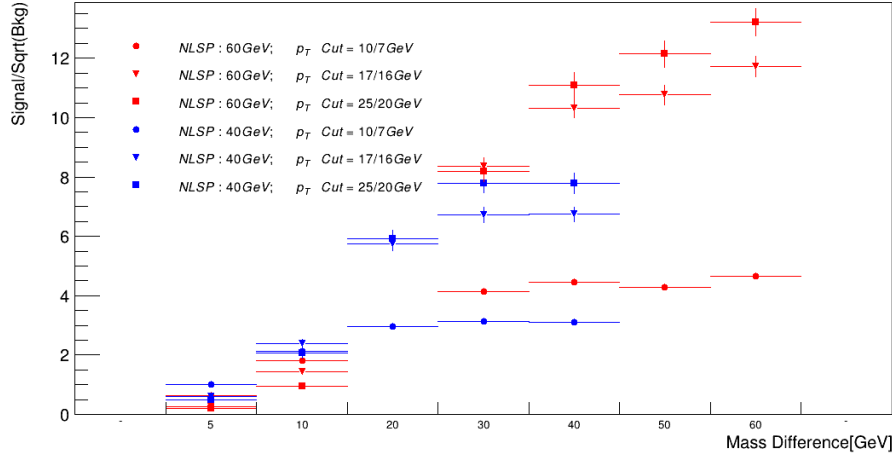
die fehlende transversale Energie das Signal stärker reduzieren als den Untergrund. Für die Signale mit kleiner Massendifferenz lässt sich durch höhere Schwellwerte zwar das Signal- zu Untergrund-Verhältnis erhöhen, aber nur in deutlich kleinerem Maß als mit dem p_T -Schwellwert.

Ein Schwellwert für die zeitliche Verteilung des Photons führt zwar zu einer Verbesserung des Signal- zu Untergrund- Verhältnisses, aber auch hier sind es nur kleine Unterschiede. Das zeigt sich besonders deutlich, wenn die Vorselektion durch p_T -Schwellwerte geändert wird. Für eine schwache Vorselektion mit niedrigen Schwellwerten für p_T zeigt sich ein Unterschied im Verhältnis für die verschiedenen Δt -Schwellwerte. Dieser ist ähnlich stark für alle Massebereiche. Wird die p_T Vorselektion auf einen höheren Schwellwert gesetzt, ändert das den Einfluss des Δt -Schwellwertes stark. Für die höheren untersuchten Massendifferenzen ist der Δt -Schwellwerte eine Signifikante Verbesserung, während sein Einfluß für die niedrigen Massendifferenzen nur sehr gering ausfällt. Dies hängt damit zusammen, dass die hohe p_T Vorselektion den Untergrund bereits sehr stark reduziert hat, aber nicht das Signal bei hohen Massedifferenzen.

Zusammenfassend lässt sich aus den geschilderten Beobachtungen schließen, dass die in dieser Arbeit gefundenen Schwellwerte sich nicht eignen, um auf den untersuchten SUSY-Prozess zu triggern. Es hat sich herausgestellt, dass Δz nicht geeignet ist, um das Signal vom Untergrund zu trennen. Auch für Δt und die fehlende transversale Energie zeigte sich, dass ihr Einfluss auf die Unterscheidung von Signal und Untergrund im Gegensatz zum transversalen Impuls für die verwendeten Modelle klein war. Es zeigt sich, dass die zeitliche Verzögerung nicht geeignet für den Trigger ist, um den Schwellwert des transversalen Impulses zu reduzieren. Der transversale Impuls bleibt für alle Parameterkonfigurationen die maßgebliche Eigenschaft zur Trennung von Signal und Untergrund. Eine deutliche Trennung durch die zeitliche Verzögerung der beiden lässt sich zwar erreichen, aber auch nur mit gleichzeitig höherem Schwellwert für den transversalen Impuls. Die zeitliche Verzögerung zur Trennung von Signal und Untergrund ist möglicherweise ein wichtiges Kriterium für andere Modelle, für den in dieser Arbeit betrachteten SUSY-Prozess aber nicht geeignet. Für zukünftige Untersuchungen der in dieser Arbeit benutzen Modelle, sollte der Fokus auf andere Kriterien zur Trennung von Signal und Untergrund verschoben werden.

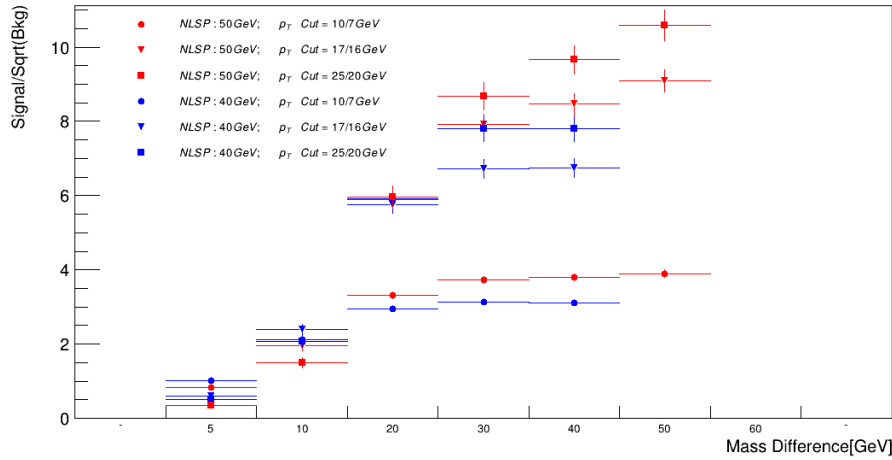
Tabelle 6.1: Monte Carlo Signal Datensätze

Lebensdauer [ns]	NLSP Masse [GeV]	LSP Masse [GeV]
2	60	55
2	60	50
2	60	30
2	60	20
2	60	10
2	60	0.5
2	50	45
2	50	40
2	50	30
2	50	20
2	50	10
2	50	0.5
2	40	35
2	40	30
2	40	20
2	40	10
2	40	0.5
2	30	25
2	30	10
2	30	0.5
10	60	55
10	60	50
10	60	40
10	60	30
10	60	20
10	60	10
10	60	0.5
10	50	45
10	50	40
10	50	30
10	50	20
10	50	10
10	50	0.5
10	40	35
10	40	30
10	40	20
10	40	10
10	40	0.5
10	30	25
10	30	20
10	30	10
10	30	0.5



(a) Der Einfluss verschiedener Schwellwerte auf die Signalsimulationen mit einer NLSP-Masse von 60 GeV in rot und von 40 GeV

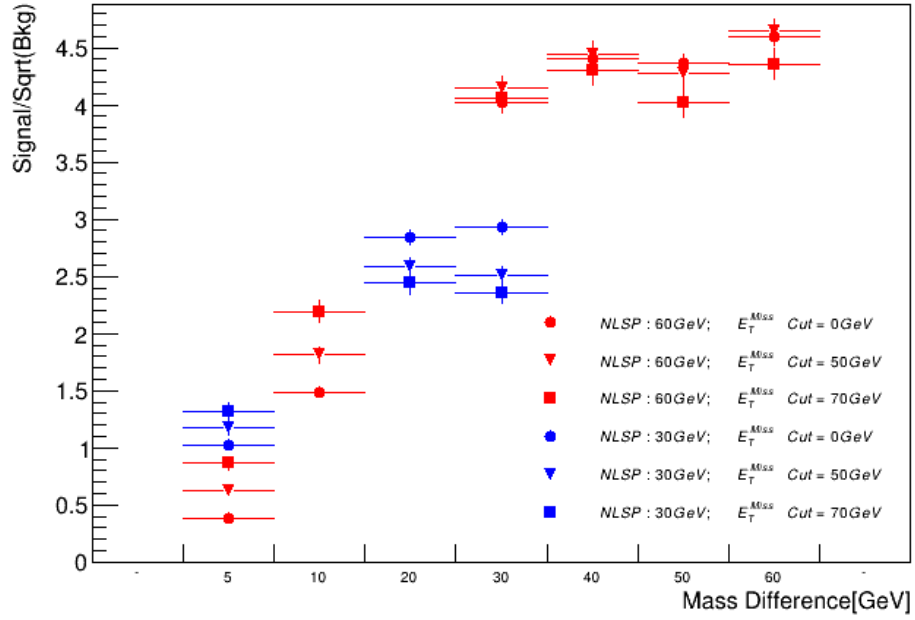
in blau.



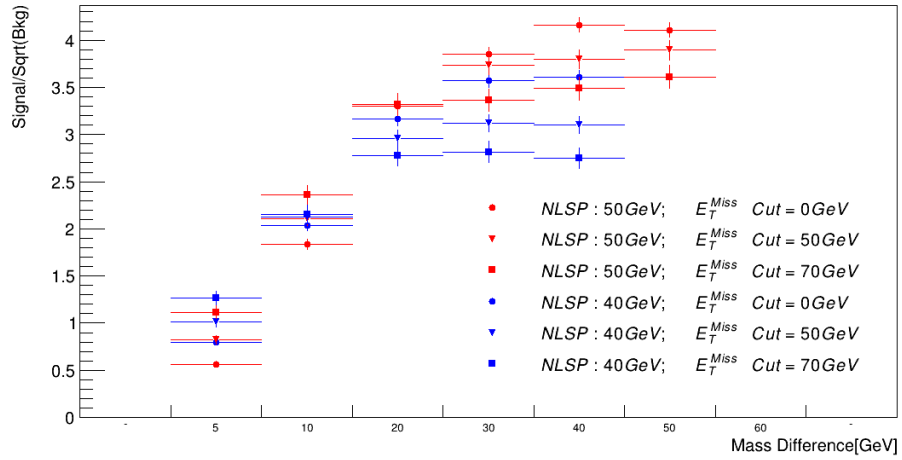
(b) Der Einfluss verschiedener Schwellwerte auf die Signalsimulationen mit einer NLSP-Masse von 50 GeV in rot und von 40 GeV

in blau.

Abbildung 6.1: Signifikanz für verschiedene p_T Schwellwerte. Die restlichen Schwellwerte sind auf: $E_T^{Miss} > 50 \text{ GeV}$ und $0 \text{ ns} < \Delta t < 16 \text{ ns}$ gesetzt. Die Lebensdauer beträgt 2 ns. Für die Signalsätze mit einer NLSP-Masse von 30 GeV waren nach den Schwellwerten keine Signale mehr übrig. Die niedrigen Schwellwerte sind durch den runden Marker dargestellt, die mittleren durch den dreieckigen Marker und die hohen durch den viereckigen Marker.

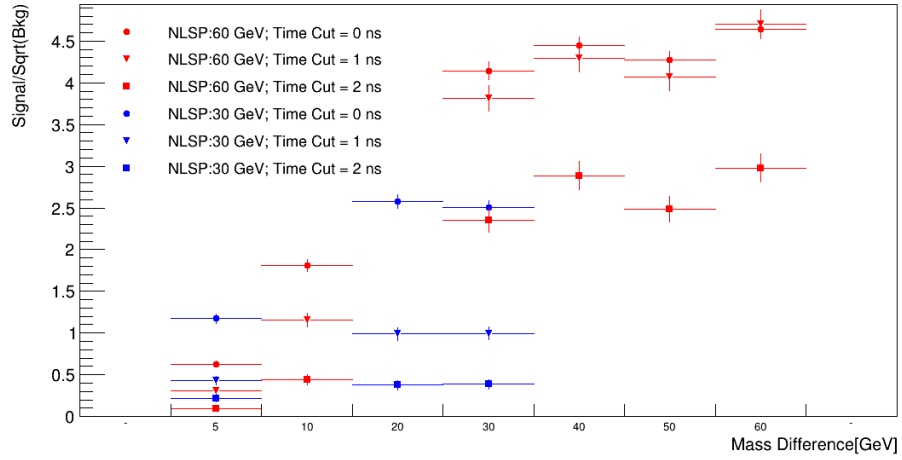


(a) Der Einfluss verschiedener Schwellwerte auf die Signalsimulationen mit einer NLSP-Masse von 60 GeV in rot und von 30 GeV in blau.

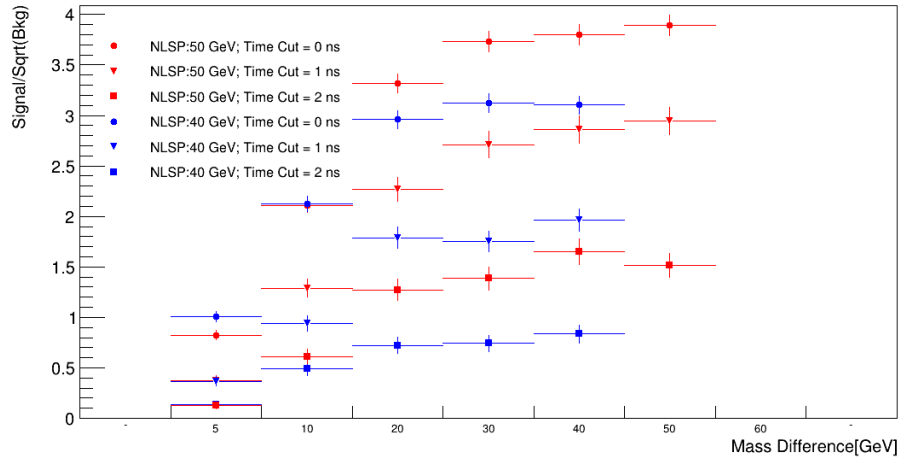


(b) Der Einfluss verschiedener Schwellwerte auf die Signalsimulationen mit einer NLSP-Masse von 50 GeV in rot und von 40 GeV in blau.

Abbildung 6.2: Signifikanz für verschiedene E_T^{Miss} Schwellwerte. Die restlichen Schwellwerte sind auf: $p_T^{leading} > 10$ GeV, $p_T^{subleading} > 7$ GeV und $0 \text{ ns} < \Delta t < 16 \text{ ns}$ gesetzt. Die Lebensdauer beträgt 2 ns. Die niedrigen Schwellwerte sind durch den runden Marker dargestellt, die mittleren durch den dreieckigen Marker und die hohen durch den viereckigen Marker.



(a) Der Einfluss verschiedener Schwellwerte auf die Signalsimulationen mit einer NLSP-Masse von 60 GeV in rot und von 30 GeV in blau.



(b) Der Einfluss verschiedener Schwellwerte auf die Signalsimulationen mit einer NLSP-Masse von 50 GeV in rot und von 40 GeV in blau.

Abbildung 6.3: Signifikanz für verschiedene Δt Schwellwerte. Die restlichen Schwellwerte sind auf: $p_T^{leading} > 10$ GeV, $p_T^{subleading} > 7$ GeV und $E_T^{Miss} > 50$ GeV gesetzt. Die Lebensdauer beträgt 2 ns. Die niedrigen Schwellwerte sind durch den runden Marker dargestellt, die mittleren durch den dreieckigen Marker und die hohen durch den viereckigen Marker.

1.1	Teilchen des Standardmodells der Teilchenphysik [2]	2
1.2	Feynman Diagramm einer Möglichen LSP Produktion. [4]	4
2.1	Aufbau des LHC Beschleunigerschemas [5]	7
2.2	Querschnitt des ATLAS-Detektors [6]	8
2.3	Querschnitt des ATLAS Kalorimeters [6]	9
3.1	Feynman Diagramm zur Produktion zweier LSPs in Assoziation mit der Entstehung eines Z-Boson [4]	12
4.1	Normierte zeitliche Verteilung der detektierten Photonen für eine NLSP Lebensdauer von 10 ns. Die NLSP Masse beträgt 60 GeV, die LSP Masse 50 GeV. Das rote Histogramm zeigt das Signal, das blaue den Untergrund.	16
4.2	Normierte zeitliche Verteilung der detektierten Photonen für eine NLSP Lebensdauer von 2 ns. Die NLSP Masse beträgt 60 GeV, die LSP Masse 50 GeV. Das rote Histogramm zeigt das Signal, das Blaue den Untergrund.	17
4.3	Normierte Verteilung des transversalen Impulses p_T . Das Histogramm zeigt p_T des leading Photon und des subleading Photon. Die Lebensdauer beträgt 10 ns. Die NLSP Masse beträgt 60 GeV, die LSP Masse 50 GeV. Das rote Histogramm zeigt das Signal, das Blaue den Untergrund.	17
4.4	Normierte Verteilung des transversalen Impulses p_T . Das Histogramm zeigt p_T des leading-Photon und des subleading Photon. Die Lebensdauer beträgt 10 ns. Die NLSP Masse beträgt 60 GeV, die LSP Masse 10 GeV. Das rote Histogramm zeigt das Signal, das blaue den Untergrund.	18
4.5	Normierte Verteilung der fehlenden transversalen Energie E_T^{miss} . Die Lebensdauer beträgt 10 ns. Die NLSP Masse beträgt 60 GeV, nie LSP Masse 50 GeV. Das rote Histogramm zeigt das Signal, das blaue den Untergrund.	18
4.6	Normierte Verteilung der fehlenden transversalen Energie E_T^{miss} . Die Lebensdauer beträgt 10 ns. Die NLSP Masse beträgt 60 GeV, nie LSP Masse 10 GeV. Das rote Histogramm zeigt das Signal, das blaue den Untergrund.	19
4.7	Normierte Verteilung des Δz von leading Photon und subleading Photon. Die Lebensdauer beträgt 10 ns. Die NLSP Masse beträgt 60 GeV, nie LSP Masse 50 GeV. Das rote Histogramm zeigt das Signal, das blaue den Untergrund.	20
4.8	Das Signal- zu Untergrund-Verhältnis der Signalsimulation mit NLSP Masse von 60 GeV, LSP Masse von 50 GeV und Lebensdauer von 10 GeV. Das rote Histogramm zeigt die Signalereignisse, das blaue die Untergrundereignisse.	24
4.9	Flowdiagramm für Signal mit NLSP Masse von 60 GeV, LSP Masse von 50 GeV und Lebensdauer 10 ns und den Untergrund mit Schwellwerten aus Liste 4.1.	25
4.10	Das Signal- zu Untergrund-Verhältnis der Signalsimulation mit NLSP Masse von 60 GeV, LSP Masse von 10 GeV und Lebensdauer von 10 GeV. Das rote Histogramm zeigt die Signalereignisse, das blaue die Untergrundereignisse.	27

4.11	Flowdiagramm für Signal mit NLSP Masse von 60 GeV, LSP Masse von 10 GeV und Lebensdauer 10 ns und den Untergrund mit Schwellwerten aus Liste 4.2.	28
4.12	Das Signal- zu Untergrund-Verhältnis der Signalsimulation mit NLSP Masse von 30 GeV, LSP Masse von 10 GeV und Lebensdauer von 10 ns. Das rote Histogramm zeigt die Signalereignisse, das blaue die Untergrundereignisse.	30
4.13	Flowdiagramm für Signal mit NLSP Masse von 30 GeV, LSP Masse von 10 GeV und Lebensdauer von 10 ns und den Untergrund mit Schwellwerten aus Liste 4.3.	31
5.1	Signifikanz für alle NLSP und LSP Massekonfigurationen bei einer Lebenszeit von 10/2 ns für die verschiedenen Schwellwerte. Die x-Achse zeigt die verschiedenen LSP Massen, die y-Achse die NLSP Massen. Die Skalierung der z-Achse ist unterschiedlich für die verschiedenen Histogramme.	35
5.2	Signifikanz für verschiedene p_T Schwellwerte. Die restlichen Schwellwerte sind fixiert auf: $E_T^{miss} > 50$ GeV und $0 \text{ ns} < \Delta t < 16 \text{ ns}$. Die niedrigen Schwellwerte sind durch den runden Marker dargestellt, die mittleren durch den dreieckigen Marker und die hohen durch den viereckigen Marker.	36
5.3	Signifikanz für verschiedene E_T^{miss} Schwellwerte. Die restlichen Schwellwerte sind auf: $p_T^{leading} > 10$ GeV, $p_T^{subleading} > 7$ GeV und $0 \text{ ns} < \Delta t < 16 \text{ ns}$ gesetzt. Die Lebensdauer beträgt 10 ns. Die niedrigen Schwellwerte sind durch den runden Marker dargestellt, die mittleren durch den dreieckigen Marker und die hohen durch den viereckigen Marker.	37
5.4	Signifikanz für verschiedene Δt Schwellwerte. Die restlichen Schwellwerte sind auf: $p_T^{leading} > 10$ GeV, $p_T^{subleading} > 7$ GeV und $E_T^{miss} > 50$ GeV gesetzt. Die Lebensdauer beträgt 10 ns. Die niedrigen Schwellwerte sind durch den runden Marker dargestellt, die mittleren durch den dreieckigen Marker und die hohen durch den viereckigen Marker.	38
5.5	Signifikanz für verschiedene Δt Schwellwerte. Die restlichen Schwellwerte sind auf: $p_T^{leading} > 25$ GeV, $p_T^{subleading} > 20$ GeV und $E_T^{miss} > 50$ GeV gesetzt. Die Lebensdauer beträgt 10 ns. Die niedrigen Schwellwerte sind durch den runden Marker dargestellt, die mittleren durch den dreieckigen Marker und die hohen durch den viereckigen Marker.	39
6.1	Signifikanz für verschiedene p_T Schwellwerte. Die restlichen Schwellwerte sind auf: $E_T^{Miss} > 50$ GeV und $0 \text{ ns} < \Delta t < 16 \text{ ns}$ gesetzt. Die Lebensdauer beträgt 2 ns. Für die Signalsätze mit einer NLSP-Masse von 30 GeV waren nach den Schwellwerten keine Signale mehr übrig. Die niedrigen Schwellwerte sind durch den runden Marker dargestellt, die mittleren durch den dreieckigen Marker und die hohen durch den viereckigen Marker.	43
6.2	Signifikanz für verschiedene E_T^{Miss} Schwellwerte. Die restlichen Schwellwerte sind auf: $p_T^{leading} > 10$ GeV, $p_T^{subleading} > 7$ GeV und $0 \text{ ns} < \Delta t < 16 \text{ ns}$ gesetzt. Die Lebensdauer beträgt 2 ns. Die niedrigen Schwellwerte sind durch den runden Marker dargestellt, die mittleren durch den dreieckigen Marker und die hohen durch den viereckigen Marker.	44

- 6.3 Signifikanz für verschiedene Δt Schwellwerte. Die restlichen Schwellwerte sind auf: $p_T^{leading} > 10\text{GeV}$, $p_T^{subleading} > 7\text{GeV}$ und $E_T^{Miss} > 50\text{GeV}$ gesetzt. Die Lebensdauer beträgt 2 ns. Die niedrigen Schwellwerte sind durch den runden Marker dargestellt, die mittleren durch den dreieckigen Marker und die hohen durch den viereckigen Marker. 45

Tabellenverzeichnis

49

2.1	Eigenschaften des elektromagnetischen Kalorimeters [6]	10
6.1	Monte Carlo Signal Datensätze	42

- [1] The ATLAS Collaboration. Observation of a new particle in the search for the standard model higgs boson with the atlas detector at the lh. *Physics Letters B*, 716(1):1–29, 2012. ISSN 0370-2693. doi: <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2012.08.020>. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S037026931200857X>.
- [2] accesed on 14.09.2021. URL https://de.wikipedia.org/wiki/Standardmodell_der_Teilchenphysik.
- [3] Owe Philipsen. *Quantenfeldtheorie und das Standardmodell der Teilchenphysik*. Springer Spektrum, 2018. ISBN 978-3-662-57819-3.
- [4] Tool zur Erstellung des Feynman Diagramm, accesed on 18.08.2021. URL <https://feynman.aivazis.com/>.
- [5] Esma Mobs. The CERN accelerator complex. July 2019. URL <https://cds.cern.ch/images/CERN-GRAPHICS-2019-002-1>.
- [6] The ATLAS Collaboration. The ATLAS experiment at the CERN large hadron collider. *Journal of Instrumentation*, 3, aug 2008. doi: 10.1088/1748-0221/3/08/s08003. URL <https://doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/s08003>.
- [7] ATLAS Experiment © 2021 CERN. Triggering and data acquisition. *Journal of Instrumentation*, accessed on 31.8.2021. URL <http://cds.cern.ch/record/2775198/files/Trigger%20and%20Data%20Acquisition.pdf>.
- [8] Stefano Manzoni. Physics with photons with the ATLAS Run 2 data: calibration and identification, measurement of the Higgs boson mass and search for supersymmetry in di-photon final state., Oct 2017. URL <http://cds.cern.ch/record/2303078>. Presented 15 Dec 2017.

Erklärung

51

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

Heidelberg, den 14. Oktober 2021,

