

Optimierung der Photonenselektion für die Suche nach dem Zerfall des Higgsbosons in zwei leichte CP-ungerade Skalare

von

Früd Braren

geboren am

6.12.1988

Bachelorarbeit im Studiengang Physik
Universität Hamburg

2012

1. Gutachter Prof. Dr. Peter Schleper

2. Gutachter Dr. Kerstin Tackmann

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theoretische Grundlagen	2
2.1	Das Standardmodell der Teilchenphysik	2
2.1.1	Elementare Fermionen	2
2.1.2	Wechselwirkungen innerhalb des Standardmodells	3
2.2	Prinzip der lokalen Eichinvarianz	4
2.2.1	Eichtheorie der elektroschwachen Wechselwirkung	6
2.3	Der Higgs-Mechanismus	7
2.3.1	Allgemeine Eigenschaften des Higgsfeldes	7
2.3.2	Spontane Symmetriebrechung	9
2.4	Eigenschaften des Higgsbosons	13
2.4.1	Die Masse des Higgsbosons	13
2.4.2	Produktion des Higgsbosons	16
2.4.3	Zerfall des Higgsbosons	18
2.5	Higgszerfälle in Axionen	21
3	Experimentelle Grundlagen: Der ATLAS-Detektor	24
3.1	Bemerkungen zum Koordinatensystem	26
3.2	Der Innere Detektor	27
3.3	Das Kalorimeter	29
3.3.1	Das elektromagnetische Kalorimeter	31
3.3.2	Das hadronische Kalorimeter	35
3.4	Monte-Carlo-Simulationen	37
4	Grundlagen der Photonenselektion	39
4.1	Die Rekonstruktion von Photonen	39
4.2	Der Untergrund des Prozesses $H \rightarrow 2A_0 \rightarrow 4\gamma$	41
4.3	Photonenidentifikation	43

5	Die Effizienz der Photonenselektion	56
5.1	Die Effizienz $\epsilon_{\text{reco}}^{\text{tight}}$	58
5.2	Die Schauerform-Variablen der Strip-Lage	62
5.2.1	F_{side}	63
5.2.2	ΔE und E_{ratio}	68
5.3	Optimierung der Schnitt-Auswahl: Medium-Schnittauswahl	71
5.4	Konversionsraten	74
6	Zusammenfassung	78
	Literatur	81
	Anhang	84

Zusammenfassung

In bestimmten Erweiterungen des Standardmodells wird ein erweiterter Higgs-Sektor postuliert, aus dem neben dem Standardmodell-artigen Higgsboson ein zusätzlicher CP-ungerader Skalar resultiert. Wenn die Masse dieses Skalars klein ist, könnten aus Zerfällen von am LHC produzierten Higgsbosonen in zwei solcher Skalare Endzustände aus zwei Photonenpaaren entstehen. Ein solches Photonenpaar würde im Detektor als ein Photon rekonstruiert werden. Um die am ATLAS-Detektor generierten Daten auf diesen Zerfall hin zu untersuchen, benötigt man daher die Identifikationseffizienzen bezüglich dieser als Photonen rekonstruierten Photonenpaare. Diese wird mittels Monte-Carlo-Simulationen bei drei unterschiedlichen Skalar-Massen im Massenbereich zwischen 100 und 400 MeV und unterschiedlichen Photonenselektionen errechnet und untersucht, um eine optimale schnittbasierte Selektion für den Nachweis solcher Photonenpaare zu erstellen. Darüber hinaus wird die Konversionsrate von rekonstruierten Photonen aus dem Zerfall des Higgsbosons über zwei Skalare in zwei Photonenpaare mit der von rekonstruierten Photonen aus Monte-Carlo-Simulationen direkter Photonen und des Jet-Untergrunds verglichen.

Abstract

In some extensions of the Standard Model, extended Higgs sectors are postulated, from which, in addition to the Standard Model-like Higgs boson, a new CP-odd scalar arises. If this scalar's mass is small, final states consisting of two photon pairs would be generated by the decay of the Higgs boson into two of the above mentioned scalars and the subsequent decays of the scalars into photon pairs. In the ATLAS detector, such a pair of photons would be reconstructed as a single photon. In order to analyse the data generated by the ATLAS detector at the LHC, one needs to know the efficiency of the photon pairs to be identified as a single photon. Using Monte-Carlo simulations, this identification efficiency is calculated and analysed for several photon selections and for three different masses of the scalar in the mass range of 100 to 400 MeV. This leads to the creation of an optimized cut menu for this final state. The aim of this is to make the analysis of the ATLAS-generated data with regard to this special decay possible. Furthermore, the conversion rate of reconstructed photons arising from the decay of the Higgs boson into the scalars is compared to the conversion rate of reconstructed photons coming from samples of direct photons as well as to the conversion rate of reconstructed photons coming from the jet underground.

1 Einleitung

Das Standardmodell ist die theoretische Grundlage für die Experimente der modernen Teilchenphysik. Im Rahmen des Standardmodells wird unter anderem die Existenz des Higgsbosons postuliert, dessen Nachweis allerdings noch aussteht. Doch das Standardmodell ist nicht das einzige Modell, das untersucht wird und in welchem ein Higgsboson bzw. ein Higgs-Sektor vorkommt. Für diese Bachelorarbeit sind Modelle ausschlaggebend [1, 2], welche unter anderem die Existenz leichter CP-ungerader Skalare vorschlagen, die im Folgenden *Axionen* genannt werden. Es gibt innerhalb dieses speziellen Modells eine Kopplung zwischen dem Higgsboson und Axionen, sodass das Higgsboson in Axionen zerfallen könnte. Es wird im Falle kleiner Axionmassen im Bereich weniger hundert MeV/c^2 ein signifikanter Zerfall der Axionen in Photonpaare postuliert. Man erwartet somit schlussendlich 4-Photonen-Endzustände, die jedoch aufgrund kinematischer Gründe im Detektor wie ein 2-Photonen-Endzustand rekonstruiert würden. Im Falle der Existenz der genannten Axionen könnten diese einen signifikant messbaren Zerfallskanal des Higgsbosons darstellen.

Das Ziel dieser Arbeit besteht darin, die Photonenselektion für diesen Endzustand zu optimieren, um die aus dem ATLAS-Experiment gewonnenen Daten auf solche Ereignisse hin untersuchen zu können. Für die gewünschte Optimierung der Photonenselektion wird die Photonen-Identifikationseffizienz unter Zuhilfenahme von Monte-Carlo-Simulationen analysiert.

Der nach dieser Einleitung folgende zweite Teil dieser Arbeit beinhaltet eine Beschreibung der nötigen theoretischen Grundlagen; in Abschnitt 3 folgt eine Beschreibung des ATLAS-Experiments, in dessen Rahmen diese Arbeit entstanden ist. Wegen der Komplexität und Vielseitigkeit des Experiments beschränke ich mich darauf, nur die für das Thema der Arbeit unmittelbar relevanten Bestandteile des Experiments näher zu erläutern; das elektromagnetische Kalorimeter ist das für die Arbeit wesentliche Element des Experiments. Es erfolgt in Abschnitt 4 eine Beschreibung der Grundlagen der Photonenrekonstruktion und -identifikation. Der fünfte Teil der Arbeit besteht aus der eigentlichen Analyse der Photonenidentifikation mit dem Ziel einer auf den Zerfall $H \rightarrow 4\gamma$ optimierten Photonenidentifikation.

2 Theoretische Grundlagen

Es sollen im Folgenden die Grundzüge des Standardmodells der Teilchenphysik skizziert werden. Das Standardmodell ist eine Eichtheorie. Einer kurzen Beschreibung dieser nachfolgend werden der Higgs-Mechanismus und die Eigenschaften des Higgsbosons skizziert. Der Higgs-Mechanismus hat besondere Bedeutung für die Eichtheorie des Standardmodells, da dieses ohne den Higgs-Mechanismus die physikalische Situation nicht adäquat wiedergeben könnte, und somit stellt die Beschreibung des Prinzips der lokalen Eichinvarianz weiter unten gleichzeitig eine Motivation für den Higgs-Mechanismus dar.

2.1 Das Standardmodell der Teilchenphysik

Das Standardmodell beruht auf der relativistischen Feldtheorie, innerhalb derer das Prinzip der lokalen Eichinvarianz angewendet wird. Es beschreibt die verschiedenen im Standardmodell auftretenden Fermionen- und Bosonenfelder sowie die Dynamik zwischen diesen. Die Gruppe der Bosonen lässt sich wiederum aufteilen in Vektorfelder mit Spin $S = 1$, die Wechselwirkungsquanten entsprechen, und skalare Felder mit Spin $S = 0$. Letztere haben nur einen elementaren Vertreter, nämlich das Higgsfeld. Die elementaren Fermionen besitzen allesamt den Spin $S = 1/2$.

2.1.1 Elementare Fermionen

Das Standardmodell enthält 12 elementare Fermionen: Sechs Leptonen und sechs Quarks. Zu diesen 12 elementaren Fermionen kommen nochmals ebensoviele elementare Anti-Fermionen hinzu. Die Fermionen können in drei Generationen eingeordnet werden, wobei in einer Generation je ein Leptonenpaar sowie ein Quarkpaar zu finden ist. In Tabelle 1 ist eine entsprechende Auflistung der elementaren Fermionen gegeben.

Generation	I	II	III
<u>Quarks</u>			
$Q = 2/3e$	u : Up	c : Charm	t : Top
$Q = -1/3e$	d : Down	s : Strange	b : Bottom
<u>Leptonen</u>			
$Q = 0 \cdot e$	ν_e : e-Neutrino	ν_μ : μ -Neutrino	ν_τ : τ -Neutrino
$Q = e$	e : Elektron	μ : Myon	τ : Tau

Tabelle 1: Die elementaren Fermionen.

Die Masse der Fermionen nimmt mit der Generationenzahl zu. Im Allgemeinen werden die Fermionfelder durch die Dirac-Gleichung beschrieben¹[3]:

$$i \gamma^\mu \partial_\mu \Psi - m \Psi = 0. \quad (1)$$

In dieser Gleichung sind die Matrizen γ^μ vier 4×4 -Gamma-Matrizen. Der Ausdruck ∂_μ fasst eine zeitliche und drei örtliche Ableitungen zusammen: $\partial_\mu = \frac{\partial}{\partial x^\mu}$. Die Masse des betrachteten Teilchens wird durch m repräsentiert.

2.1.2 Wechselwirkungen innerhalb des Standardmodells

Zwischen den Fermionen wirken Kräfte, die durch Austausch von Eichbosonen ($S = 1$) vermittelt werden. Bis auf die Gravitation werden alle bekannten Wechselwirkungen derart im Standardmodell beschrieben: Die elektromagnetische Wechselwirkung, die durch Photonen vermittelt wird, die schwache Wechselwirkung, die durch die W- und Z-Bosonen vermittelt wird sowie die starke Wechselwirkung mit Gluonen als Austauschboson. Die elektromagnetische und die schwache Kraft sind formal vereinheitlicht, sodass beide Wechselwirkungen durch die elektroschwache Theorie beschrieben werden können. Die starke Wechselwirkung wird durch die Quantenchromodynamik beschrieben. Zwischen den Wechselwirkungen gibt es Unterschiede, unter anderem in deren Reichweite: Die elektromagnetische Wechselwirkung unterliegt keiner Beschränkung der Reichweite, sodass sie eine Reichweite von $R = \infty$ besitzt. Dies liegt

¹In der gesamten Arbeit werden die natürlichen Einheiten $\hbar = 1$, $c = 1$ benutzt.

daran, dass die zugehörigen Photonen masselos sind. Die Eichbosonen der starken Wechselwirkung sind ebenfalls masselos, tragen aber Farbladung. Die starke Wechselwirkung äußert sich auf nuklearer Ebene in Form der Kernkraft. Diese hat eine sehr begrenzte Reichweite in der Größenordnung von 10^{-15} m [4]. Die Wechselwirkung mit der geringsten Reichweite ist die schwache Wechselwirkung, die massive Eichbosonen mit schwacher Hyperladung Y besitzt. Ihr typischer Wirkungsradius beträgt nur etwa $2 \cdot 10^{-18}$ m [5].

Hinsichtlich der Wechselwirkungen können die Fermionen in die Gruppe der Leptonen bzw. in die Gruppe der Quarks eingeteilt werden: Leptonen sind die Fermionen, die keine Farbladung tragen und somit nicht an der starken Wechselwirkung teilnehmen. Sie wechselwirken nur über die schwache Wechselwirkung und elektromagnetische Wechselwirkung, letzteres jedoch nur, wenn das betreffende Lepton elektrische Ladung hat.² Fermionen, die Farbladung tragen und elementar sind, werden als Quarks bezeichnet. Diese wechselwirken zusätzlich über die elektromagnetische und schwache Wechselwirkung. Bis auf das Photon tragen alle Eichbosonen die Ladung der Wechselwirkung, die sie vermitteln, wodurch sich Selbstwechselwirkungen der jeweiligen Eichbosonen ergeben.

2.2 Prinzip der lokalen Eichinvarianz

Im Standardmodell werden die oben genannten Wechselwirkungen, mit Ausnahme der gravitativen Wechselwirkung, durch das Prinzip der lokalen Eichinvarianz begründet. Durch Symmetrien der oben genannten Felder gegenüber bestimmten Operationen ergeben sich Eichfelder, die die Wechselwirkungen vermitteln. Die sogenannte Eichgruppe des Standardmodells, die die gegebenen Symmetrien repräsentieren, ist die folgende [6]:

$$SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y. \quad (2)$$

C steht hier für die Farbladung, L weist darauf hin, dass die resultierende Wechselwirkung nur an linkshändige Fermionen koppelt und Y steht für die schwache Hyperladung. Eine Transformationsgruppe $SU(N)$ ist eine sogenannte spezielle unitäre Gruppe, bestehend aus den unitären $N \times N$ -Matrizen mit Determinante 1.

²Die gravitative Anziehungskraft ist so schwach, dass sie in der Teilchenphysik völlig vernachlässigbar ist. Sie ist nicht Teil des Standardmodells.

Das oben genannte Prinzip der lokalen Eichinvarianz besteht darin, dass das physikalische System und somit unter anderem auch die Lagrangedichte \mathcal{L} des Systems invariant ist unter einer lokalen Anwendung obiger Transformation $SU(N)$ auf betreffende Felder. Ausgehend von einer globalen Invarianz gegenüber der betrachteten $SU(N)$ -Gruppe untersucht man das Verhalten der zu untersuchenden Lagrangedichte \mathcal{L} unter einer lokalen $SU(N)$ -Transformation.³ In den hier wichtigen Fällen ist die freie, das heißt wechselwirkungsfreie Lagrangedichte nicht lokal eichinvariant unter der jeweiligen $SU(N)$ -Transformation. Man kann die ursprüngliche Lagrangedichte jedoch in eine invariante Form bringen, indem man bestimmte Vektorfelder in die Theorie einbringt, die dazu führen, dass die Lagrangedichte lokal eichinvariant wird. Die hierfür eingeführten Vektorfelder heißen Eichfelder. Die Eichfelder transformieren sich unter Anwendung der jeweiligen Eichtransformation nach bestimmten Regeln mit. Hernach ist das ursprünglich wechselwirkungsfreie System über Ladungen der jeweils resultierenden Wechselwirkung an das Eichfeld bzw. die Eichfelder gekoppelt und ist damit ein wechselwirkendes System. Eine solche Abänderung einer eichvarianten Lagrangedichte hin zu einer eichinvarianten Lagrangedichte entspricht in der Praxis der Ersetzung der Ableitung ∂_μ durch die sogenannte kovariante Ableitung D_μ , die von der betrachteten Eichtransformation abhängt.

Es ist notwendig, dem neu eingeführten Eichfeld einen neuen Term in der Lagrangedichte des Systems zuzuweisen. Im Allgemeinen lautet ein solcher für ein Spin-1-Feld [3]:

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{16\pi} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + \frac{1}{8\pi} m_A A^\nu A_\nu \quad , \quad \text{mit } F_{\mu\nu} = \partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu \quad (3)$$

Aus den Transformationsregeln für das Eichfeld folgt jedoch, dass eine Lagrangedichte eines Vektorfeldes mit einem Massenterm, wie er in dieser Gleichung auftritt, die geforderte Eichinvarianz nicht erfüllen kann. Das bedeutet, dass innerhalb des Standardmodells explizite Massenterme nicht erlaubt sind.

Im Falle der Quantenelektrodynamik (QED), die einer Teilmenge der im folgenden Abschnitt behandelten $SU(2)_L \times U(1)_Y$ -Eichgruppe entspricht, ist die Masselosigkeit des Eichfeldes gegeben, wie man aus der Untersuchung des Photons, des Eichfeldes der QED, herausgefunden hat. Den Untersuchungen der Eichfelder der $SU(2)_L \times U(1)_Y$ -Transformationsgruppe

³Die Lagrangedichte eines Diracfelds lautet $\mathcal{L} = \Psi^*(x) (i \partial_\mu \gamma^\mu - m) \Psi(x)$. In diesem Fall würden die Transformationen auf das Feld $\Psi(x)$ und dessen hermitesch Konjugierte $\Psi^*(x)$ wirken.

zufolge, sind jene⁴ hingegen, mit Ausnahme des Photons, keineswegs masselos.

2.2.1 Eichtheorie der elektroschwachen Wechselwirkung

Auf im vorangegangenen Abschnitt dargelegte Weise kann man auch die elektroschwache Wechselwirkung als Folge der lokalen Eichinvarianz bezüglich der Eichgruppe

$$SU(2)_L \times U(1)_Y \quad (4)$$

verstehen.

Hierfür ist wichtig zu wissen, dass man innerhalb der schwachen Theorie einen schwachen Isospin eingeführt hat, sodass zum Beispiel das linkshändige Elektron und das linkshändige Elektron-Neutrino einem Dublett innerhalb des schwachen Isospinraums entsprechen:

$$\Psi = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L \quad (5)$$

Nur die linkshändigen Fermionen bilden ein solches Dublett. Da es keine rechtshändigen Neutrinos gibt bzw. man keine rechtshändigen Neutrinos nachweist, stellt das rechtshändige Elektron ein Singlett des schwachen Isospins dar. So nehmen nur die linkshändigen Fermionen an der schwachen Wechselwirkung teil, die durch die oben genannte Eichgruppe $SU(2)_L \times U(1)_Y$ repräsentiert wird. Diese entspricht Drehungen im Raum des schwachen Isospins und einer zusätzlichen Multiplikation eines einfachen Phasenfaktors $\exp(i\frac{g'}{2}Y)$. Es gibt hier mehrere *Generatoren* der Symmetriegruppe, die nicht miteinander kommutieren. Es handelt sich damit um eine sogenannte *Nicht-Abelsche* Symmetriegruppe. Die kovariante Ableitung im Falle der geforderten $SU(2)_L \times U(1)_Y$ -Symmetrie lautet unter Verwendung der Einsteinschen Summenkonvention⁵:

$$D_\mu = \partial_\mu + i\frac{g}{2}\hat{T}_i\hat{W}_i^\mu + i\frac{g'}{2}Y\hat{B}^\mu. \quad (6)$$

\hat{T}_i ist eine aus drei voneinander unabhängigen unitären 2×2 -Matrizen mit Determinante 1 bestehende Basis der Transformationsgruppe $SU(2)$ im zweidimensionalen Isospinraum. Die drei Pauli-Matrizen σ_i genügen diesen Anforderungen, sodass man die Generatoren der Drehung im

⁴Die W-Bosonen W^+ , W^- , das Z-Boson Z^0 und das Photon γ .

⁵Summation über doppelt auftretende Indizes

Isospinraum mit ihnen bis auf einen Faktor $\frac{1}{2}$ identifizieren kann: $T_i = \frac{1}{2} \sigma_i$, mit $i = 1, 2, 3$. Y ist der vierte und letzte Generator der obigen Eichgruppe aus Gleichung (4).

Dementsprechend gibt es $3 + 1$ Eichfelder. Durch Ersetzen der ursprünglichen Ableitung durch die oben genannte kovariante Ableitung ergibt sich eine unter $SU(2)_L \times U(1)_Y$ - Transformation invariante Lagrangedichte. Es ergeben sich Eichfelder, die an die entsprechenden Teilchenfelder koppeln. Einige der gerade motivierten Eichfelder tragen den Messungen zufolge Masse. Im Falle der geladenen W-Bosonen wurde eine Masse von $m_W = 80,4 \text{ GeV}$ [7] gemessen, die elektrisch neutralen Z-Bosonen haben eine etwas höhere Masse von $m_Z = 91,2 \text{ GeV}$ [7].⁶

Die Eichtheorie allein kann nicht erklären, wie Eichbosonen massiv sein können, und auch die Fermionen dürften aus Gründen der mathematischen Konsistenz eigentlich keine Masse besitzen. Zwecks Beantwortung der Frage nach dem Ursprung der Massen wurde der Higgs-Mechanismus erdacht, nach welchem Massen durch Wechselwirkung der Felder mit einem zusätzlichen Feld, dem Higgsfeld, entstehen können.

2.3 Der Higgs-Mechanismus

2.3.1 Allgemeine Eigenschaften des Higgsfeldes

Die Motivation für den Higgs-Mechanismus wurde im vorherigen Abschnitt gegeben. Ein Eichfeld darf durch die Forderung nach lokaler Eichinvarianz keinen expliziten Massenterm in seiner Lagrangedichte besitzen. Der im Folgenden beschriebene Umweg über den Higgs-Mechanismus macht dies wieder möglich, so dass die Konsistenz der Theorie mit dem Experiment wieder hergestellt werden kann. Grundlegendes Postulat hierfür ist: Es existiert ein Feld, dessen Feldstärke im Grundzustand ungleich Null ist und dessen Potentialfunktion eine bestimmte Form hat, auf die unten eingegangen wird.

Man führt ein komplexes Dublett des schwachen Isospins ein, mit $Y = 1 = 2(Q - T_3)$ für die elektrisch geladene als auch für die neutrale Feldkomponente.

$$\Phi = \begin{pmatrix} \Phi^+ \\ \Phi^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \Phi_1 + i\Phi_2 \\ \Phi_3 + i\Phi_4 \end{pmatrix}. \quad (7)$$

⁶ c ist hier gleich 1 gesetzt. Dadurch haben im Folgenden sowohl Energie, Impuls als auch Masse die gleiche Einheit [GeV].

Die zugehörige Lagrangedichte lautet

$$\mathcal{L}_\Phi = (\partial_\mu \Phi)^\dagger (\partial^\mu \Phi) - V(\Phi). \quad (8)$$

Diese besitzt eine Invarianz sowohl gegenüber globalen $SU(2)$ -Transformationen

$\Phi \rightarrow \exp(i\alpha_i \hat{\sigma}_i/2) \Phi$, als auch gegenüber globalen $U(1)$ -Transformationen⁷. Zusätzlich zu dieser globalen Symmetrie fordert man die Eichinvarianz unter lokalen $SU(2)_L \times U(1)_Y$ -Transformationen. Daher lautet die vorläufige Lagrangedichte nach Ersetzen der ursprünglichen durch die kovariante Ableitung D_μ :

$$\mathcal{L} = \left[(\partial_\mu + ig \hat{T}_i \hat{W}_i^\mu + ig' \frac{Y}{2} \hat{B}^\mu) \Phi \right]^\dagger \left[(\partial^\mu + ig \hat{T}_i \hat{W}_i^\mu + ig' \frac{Y}{2} \hat{B}^\mu) \Phi \right] - V(\Phi). \quad (9)$$

Für die Rechnung ist es sinnvoll, die kovariante Ableitung D_μ in Matrixform zu schreiben:

$$D_\mu = \begin{pmatrix} \partial_\mu - \frac{i}{2} \sqrt{g^2 + g'^2} \hat{A}_\mu & -i \frac{g}{2} \hat{W}^- \\ -i \frac{g}{2} \hat{W}^- & \partial_\mu + \frac{i}{2} \sqrt{g^2 + g'^2} \hat{Z}_\mu^0 \end{pmatrix}. \quad (10)$$

Hierbei wurden die ursprünglichen Eichfelder durch Linearkombinationen in die physikalischen Felder \hat{W}^- , \hat{W}^+ , \hat{Z}^0 und \hat{A}_μ umgeformt.

Die potentielle Energie des Feldes darf aus Symmetriegründen nur vom Betragsquadrat des Feldes abhängen. Als Ansatz wird benutzt:

$$V(\Phi) = \mu^2 (\Phi \Phi^\dagger) + \lambda (\Phi \Phi^\dagger)^2. \quad (11)$$

Die Konstante μ^2 ist eine negative reelle Zahl, λ ebenfalls reell, jedoch im Falle eines wirk-samen Higgs-Mechanismus' positiv. Es ist ersichtlich, dass der Zustand niedrigster Energie nicht bei $\Phi = 0$ eingenommen wird, sondern auf einem Hyperkreis mit Radius

$$|\Phi|_{vac} = \frac{1}{\sqrt{2}} v \quad , \quad \text{mit } v \equiv \sqrt{\frac{-\mu^2}{\lambda}}. \quad (12)$$

⁷Die $\hat{\sigma}_i$ stellen eine Basis der Transformationsgruppe $SU(2)$ dar.

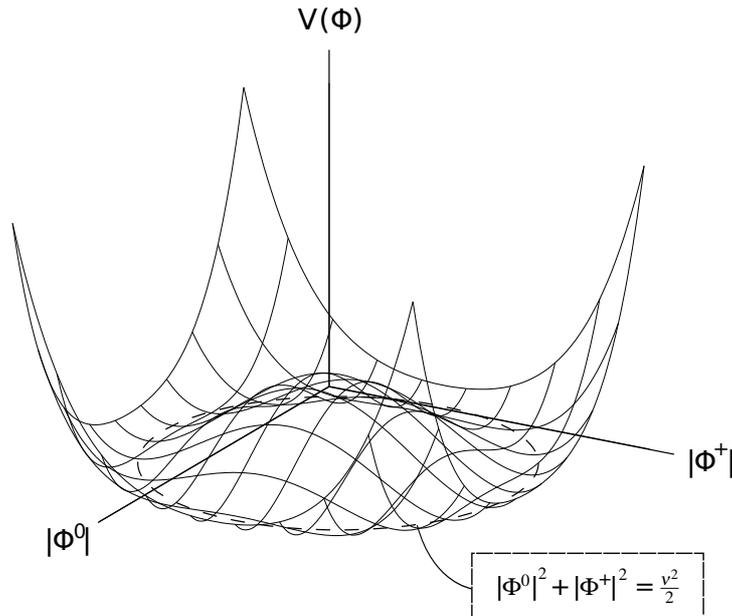


Abbildung 1: Potential des Higgsfeldes in Abhängigkeit der Beträge der geladenen sowie der ungeladenen Komponente.

2.3.2 Spontane Symmetriebrechung

Man erhält somit eine unendliche Anzahl entarteter möglicher Grundzustände. Es ist jedoch einfacher, für weitere Betrachtungen in einen bestimmten Grundzustand überzugehen und um diesen Grundzustand herum zu entwickeln. Wegen der geforderten $SU(2)$ -Symmetrie ist es egal, welcher dies genau ist.

Ausgehend vom in Gleichung (7) postulierten Feld und mit der eben erwähnten Eichfreiheit hinsichtlich der $SU(2)$ -Gruppe im Hinterkopf kann man

$$\Phi = \begin{pmatrix} \Phi^+ \\ \Phi^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \Phi_1 + i\Phi_2 \\ \Phi_3 + i\Phi_4 \end{pmatrix} \quad (13)$$

allgemein als

$$\Phi = \exp(-i\Theta_i \hat{t}_i/2) \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \quad (14)$$

schreiben. Umgekehrt bedeutet das, dass man das Dublett immer durch eine geeignete Eichung in die Form

$$\Phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \quad (15)$$

bringen kann. Wenn man um diesen Grundzustand herum entwickelt, ergibt sich

$$\Phi = \begin{pmatrix} \xi_1(x) + i\xi_2(x) \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(v + \eta(x)) + i\xi_3(x) \end{pmatrix}. \quad (16)$$

Auf diese Weise erhält man vier Felder: $\xi_1(x)$, $\xi_2(x)$, $\xi_3(x)$ und $\eta(x)$. Die ξ_i -Felder heißen Goldstone-Bosonen. Dies sind masselose Bosonen, die bei jeder spontanen Brechung einer globalen kontinuierlichen Symmetrie auftreten. Dabei gibt es so viele Goldstone-Bosonen wie spontane Symmetriebrechungen. Diese Brechungen sind geschehen, als ein Grundzustand ausgewählt wurde. Die ursprüngliche SU(2)-Symmetrie ist nicht mehr ersichtlich. Dennoch wird immer noch dasselbe System beschrieben. Dem Quant des Feldes η entspricht das Higgsboson. Durch die Eichfreiheit lassen sich die Goldstone-Bosonen aus der Rechnung eliminieren. Die Entwicklung um den Grundzustand herum sieht dann folgendermaßen aus:

$$\Phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + \eta(x) \end{pmatrix} \quad (17)$$

Setzt man die Entwicklung um den Grundzustand in dieser Form in die obige eichinvariante Lagrangedichte (Gleichung (9)) ein, so ergibt sich folgender Ausdruck:

$$\mathcal{L} = \left[D_\mu \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + \eta \end{pmatrix} \right]^\dagger \left[D_\mu \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + \eta \end{pmatrix} \right] - V(\Phi) \quad (18)$$

Der Potentialterm errechnet sich nach Einsetzen des Grundzustandes zu:

$$V(\Phi) = \lambda v^2 \eta^2 + \lambda v \eta^3 + \frac{1}{4} \lambda \eta^4. \quad (19)$$

Der η^3 - und η^4 -Term zeigt Selbstkopplungen des Higgsfeldes an. Man identifiziert den η^2 -Term als Massenterm des Higgs-Feldes. Die Lagrangedichte eines nicht wechselwirkenden skalaren Feldes lautet im Allgemeinen [3]

$$\mathcal{L}_{KG} = \frac{1}{2} (\partial_\mu \Phi)^\dagger \partial^\mu \Phi - \frac{1}{2} m^2 \Phi^\dagger \Phi. \quad (20)$$

Damit hat das Higgsboson also eine Masse, nämlich

$$m_H \equiv m_\eta = \sqrt{2}\mu. \quad (21)$$

Als direkte Folge der vorangegangenen Einführung eines speziellen skalaren Feldes und der spontanen Symmetriebrechung bekommen auch drei der vier aus der lokalen $SU(2) \times U(1)$ -Eichinvarianz mit der kovarianten Ableitung aus Gleichung (18) herrührenden Eichbosonen Massen:

$$m_W = \frac{g\nu}{2}, \quad (22)$$

$$m_Z = \frac{\nu}{2} \sqrt{g^2 + g'^2}. \quad (23)$$

Das Photon A_μ erhält keine Masse durch den eben skizzierten Higgs-Mechanismus. Durch Messung der Masse der W-Bosonen $m_W = 80,4 \text{ GeV}$ lässt sich ν über $\left(\frac{g}{m_W}\right)^2 = 2^{\frac{5}{2}} G_F$ und $G_F = 1,166 \text{ GeV}^{-2}$ [7] zu $\nu = 246 \text{ GeV}$ bestimmen.

Die Freiheitsgrade der nunmehr weggeegichteten Goldstone-Bosonen finden sich in longitudinalen Freiheitsgraden der Eichfelder wieder. Masselose Felder besitzen zwei transversale Freiheitsgrade. Nur massive Felder besitzen einen zusätzlichen longitudinalen Freiheitsgrad. Damit sind die zuvor masselosen Eichfelder massiv geworden. Die Masse des Higgsbosons als solches wird durch diese Theorie nicht festgelegt, da $m_H = \sqrt{2}\mu = \sqrt{2}\sqrt{\lambda\nu^2}$. Durch Bestimmung der W-Masse kann man zwar ν berechnen, doch λ , die die Selbstwechselwirkungsstärke angegebende Konstante, ist unbekannt. Die Masse des Higgsbosons muss demnach experimentell vermessen werden, gesetzt den Fall, dass das eben besprochene Modell der Realität entspricht.

Welche Symmetrien wurden durch den Übergang zum Grundzustand gebrochen? Ist eine Symmetrie unter einer Transformation $\Phi_{vac} \rightarrow \exp(i\alpha G)\Phi_{vac}$ mit dem Generator G erhalten⁸, dann sollte auch eine infinitesimal kleine Transformation das System unverändert lassen. Um die Invarianz unter einer solchen Transformation zu prüfen wird die Exponentialfunktion in 1. Ordnung Taylor-entwickelt: $\Phi_{vac} \rightarrow (1 + i\alpha G)\Phi$. Wäre Φ_{vac} invariant unter dieser Transformation, müsste gelten $G\Phi = 0$. Untersucht man in dieser Vorgehensweise die Generatoren der $SU(2)_L$ -Gruppe, dann stellt sich heraus, dass das System im Grundzustand durch jeden dieser infinitesimalen Generatoren verändert würde. Jene Symmetrien sind also gebrochen. Gleiches

⁸ Φ_{vac} steht für das Feld im Grundzustand

gilt für den Generator der $U(1)_Y$ -Gruppe, die schwache Hyperladung Y .

Hinsichtlich der Kombination von Generatoren $Q = T_3 + \frac{1}{2}Y$ jedoch bleibt der eingenommene Grundzustand invariant. Q ist per definitionem die elektrische Ladung. Die Symmetrie, die zu dem masselosen elektromagnetischen Feld gehört, wird also nicht gebrochen.

Zusätzlich sei angemerkt, dass auch für die elementaren Fermionen keine expliziten Massenterme in ihren Lagrangedichten erlaubt sind. Dies liegt daran, dass ein Massenterm innerhalb der Lagrangedichte eines Fermionenfeldes die folgende Form hat:

$$\mathcal{L}_m = -m(\bar{\Psi}_L \Psi_R + \bar{\Psi}_R \Psi_L) \quad (24)$$

Nur linkshändige Leptonen nehmen an der schwachen Wechselwirkung teil. Unter der zugehörigen $SU(2)$ -Transformation ist \mathcal{L}_m nicht invariant. Also würden Fermionen-Massenterme die $SU(2)$ -Invarianz explizit brechen, weswegen sie nicht erlaubt sind. Da man für Quarks und geladene Leptonen nichtverschwindende Fermionenmassen misst, benötigt man eine Lösung hierfür. Auch diese kann durch Einbeziehung des Higgsfeldes erbracht werden: Nimmt man an, dass die Fermionen Yukawa-artig an das Higgsfeld koppeln, ergeben sich durch die spontane Symmetriebrechung des Higgsfeldes erlaubte Massenterme für die betreffenden Fermionen.

Der zu dieser Kopplung gehörende Lagrangedichten-Term lautet im Falle des Leptonen-Dubletts der ersten Generation mit $l_{e,L} = (v_e, e^-)^\top$ [8]:

$$\mathcal{L}_{Yuk} = -g_e (\bar{l}_{e,L} \Phi e_R + \bar{e}_R \Phi^\dagger l_{e,L}). \quad (25)$$

Dieser Ausdruck ist invariant gegenüber $SU(2)$ -Transformationen, da dies lediglich ein Singulett bezüglich $SU(2)$ ist und somit nicht von einer Transformation betroffen wäre. Geht man zum Grundzustand über, ergibt sich

$$\mathcal{L}_{Yuk} = -g_e \frac{v}{\sqrt{2}} (\bar{e}_L e_R + \bar{e}_R e_L). \quad (26)$$

Vergleicht man dieses mit der naiven Gleichung für die Lagrangedichte eines freien Fermions, in diesem Fall die eines freien Elektrons (siehe Gleichung (1)) dann ist zu erkennen, dass durch

diese Yukawa-Kopplung an das Higgsfeld das Elektron eine Masse erhalten hat:

$$m_e = g_e \frac{v}{\sqrt{2}} \quad , \quad (27)$$

wobei die Kopplungskonstante g_e nicht aus der Theorie vorgegeben wird, sondern aus dem Experiment gewonnen werden muss. Auf ähnliche Weise kann auch den Quarks formal Masse erlaubt werden.

Mit Augenmerk auf Gleichung (27) sieht man, dass die Kopplungsstärke zwischen Fermion und Higgsfeld proportional zur Masse des jeweiligen Fermions ist. Dies hat zur Konsequenz, dass das Anregungsquant des Higgsfeldes, das Higgsboson, mit Vorliebe in schwere Teilchen zerfällt. Eine solche Kopplung ist in Abbildung 2 dargestellt.

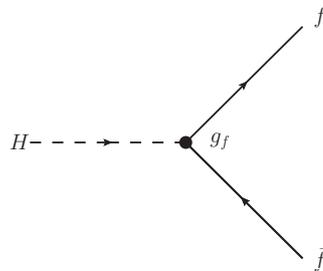


Abbildung 2: Kopplung des Higgsbosons an Fermionen.

2.4 Eigenschaften des Higgsbosons

2.4.1 Die Masse des Higgsbosons

Die Masse des Higgsbosons wird durch die zuvor beschriebene Theorie nicht festgelegt, muss also gemessen werden. Doch gibt es für das Higgsboson, das die ihm zugeschriebenen Funktionen innerhalb des Standardmodells erfüllen soll, aus der Theorie folgende Einschränkungen des möglichen Massenbereichs. Daraus resultieren zwei unterschiedliche obere Grenzen als auch eine untere Grenze für die Masse des Higgsbosons, welche durch folgende Gründe bedingt werden:

- Unitarität
- Nicht-Trivialität
- Vakuumstabilität

Diese Gründe werden im Folgenden kurz erläutert.

Zusätzlich zur Erklärung der Massen von Eichbosonen und Fermionen dient das Higgsboson auch noch in anderer Hinsicht der Konsistenz des Standardmodells: Der Wechselwirkungsquerschnitt der W^+W^- -Streuung hinge ohne die Anwesenheit des Higgsfeldes quadratisch von der Schwerpunktsenergie der Streuung ab. Der Wirkungsquerschnitt würde demnach divergieren. Anders ausgedrückt, würde die Wahrscheinlichkeit dieses Prozesses den Wert 1 überschreiten und damit zu einer unphysikalischen Größe werden. In Anwesenheit des Higgsfeldes, das an die W-Bosonen koppelt, verschwindet dieses Problem. Die Situation ohne Higgsfeld ist in Abbildung 3 auf Seite 15 zu sehen. Würden die W-Bosonen nur auf diesen Wegen miteinander wechselwirken, so entstünde das Problem des divergierenden Wirkungsquerschnitts. Nimmt man hingegen noch die Prozesse aus Abbildung 4 auf Seite 15 hinzu, und dies setzt dann die Existenz des Higgsfeldes voraus, so wird der Wechselwirkungsquerschnitt begrenzt. Die Bedingung hierfür ist eine nicht zu große Masse des Higgsbosons. Denn die Streuamplitude ist proportional zur Kopplungskonstanten λ , welche wiederum proportional zu m_H^2 ist. Eine Abschätzung liefert den Grenzwert für die Erhaltung der Unitarität $m_H = \sqrt{\frac{8\pi\sqrt{2}}{3G_F}} \cong 1 \text{ TeV}$ [8].

Es gibt noch weitere theoretische Argumente für eine Beschränkung der Higgs-Masse. Im Wesentlichen geht es hierbei um die Selbstkopplungskonstante λ , die u.a. die Masse des Higgsbosons über die Gleichung $m_H = v\sqrt{2\lambda}$ mitbestimmt. Wie immer in renormierbaren Quantenfeldtheorien handelt es sich hierbei um eine laufende Kopplungskonstante, das heißt sie ist abhängig von der Energie des zu beschreibenden Systems. Schon aus der Form des Potentials, siehe Abbildung 1 auf Seite 9, ist ersichtlich, dass λ im Energiebereich, für den das Standardmodell noch gültig ist, nicht unendlich groß werden darf. Denn ansonsten wäre der Vakuumerwartungswert des Higgsfeldes nach Gleichung (12) gleich Null. In diesem Fall gäbe es keine spontane Symmetriebrechung und die Theorie würde ihren angedachten Nutzen für die Erklärung der Massenterme verfehlen. Man fordert also Nicht-Trivialität. Auf der anderen Seite darf λ aber auch nicht negativ sein, da es dann keinen stabilen Grundzustand mehr gäbe. Es würden sich Higgsfeldstärken mit unendlich hohen Beträgen ergeben; dies wäre unphysikalisch. Man nennt dieses Argument auch die Forderung nach Vakuumstabilität. Der Wert für diese untere Grenze liegt in der Größenordnung von 10^2 GeV [9].

Die Resultate beider Argumente hängen empfindlich von der Masse des Top-Quarks und von der *Cut-off*-Energie Λ ab, ab der man davon ausgeht, dass das Standardmodell nicht mehr gültig

ist. Dementsprechend sind die Grenzen für λ und damit für m_H mangels genauer Kenntnis der Top-Masse und der *Cut-off*-Energie Λ nicht mit hoher Genauigkeit zu errechnen. Sicher ist jedoch, dass die hierdurch erlaubten Massenbereiche für das Higgsboson durch den LHC-Beschleuniger zugänglich sind.

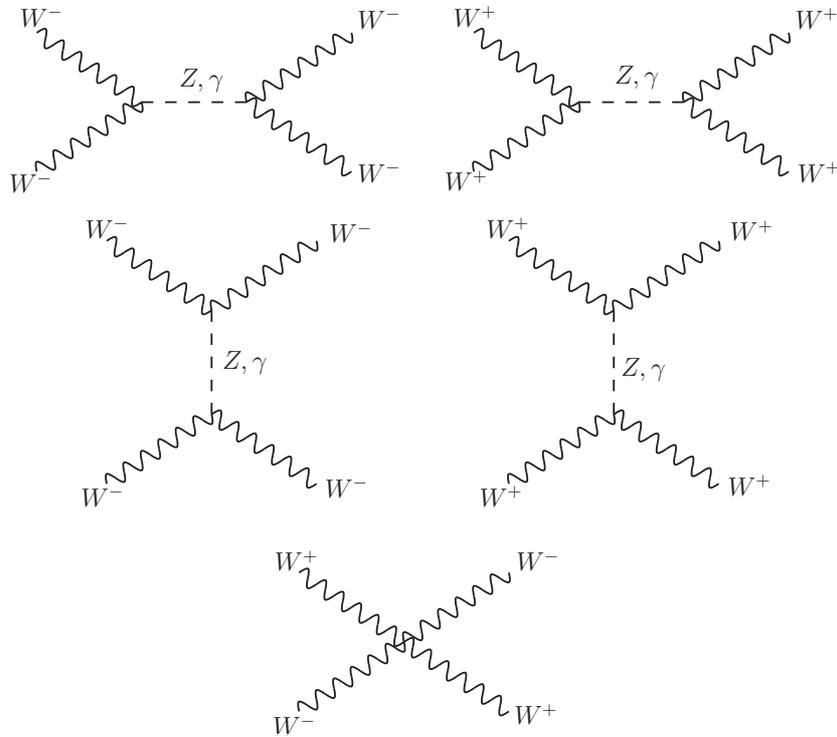


Abbildung 3: Feynman-Graphen der WW-Streuungen ohne Higgsboson.

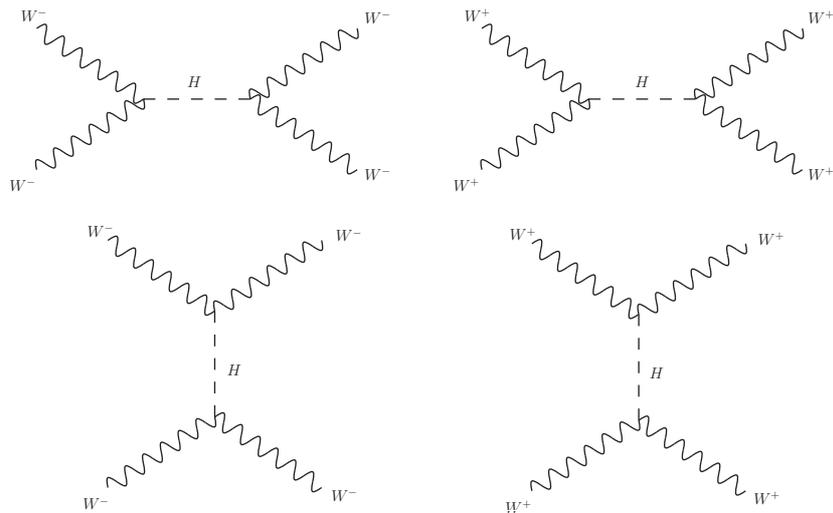


Abbildung 4: Zusätzliche Streuprozesse unter Einbindung des Higgsbosons.

Über die theoretischen Grenzen hinaus gibt es auch durch Experimente gesetzte Grenzen. Das LEP(II)-Experiment, das Tevatron sowie das momentan laufende LHC-Experiment mit dem ATLAS- und CMS-Detektor führten zu Erkenntnissen bezüglich der Massenbereiche, in denen das Higgsboson nicht zu finden ist. Zum Zeitpunkt der Entstehung dieser Arbeit sind folgende Massenwerte mit einer Sicherheit von mindestens 95 % ausgeschlossen:

- LEP [10]: $m_H < 114,4 \text{ GeV}$
- Tevatron [11]: $156 \text{ GeV} < m_H < 177 \text{ GeV}$
- LHC–ATLAS [12]: $110,0 \text{ GeV} < m_H < 117,5 \text{ GeV}$, $118,5 \text{ GeV} < m_H < 122,5 \text{ GeV}$,
 $129,0 \text{ GeV} < m_H < 539 \text{ GeV}$
- LHC–CMS [13]: $127 \text{ GeV} < m_H < 600 \text{ GeV}$

Darüberhinaus wurde mittels Präzisions-Vermessungen der elektroschwachen Phänomene errechnet, dass die Masse des Higgsbosons mit einer Sicherheit von 95 % kleiner ist als $m_H = 143 \text{ GeV}$ bzw. $m_H = 169 \text{ GeV}$, wenn man die experimentell ermittelten unteren Grenzen⁹ nicht miteinbezieht [14].

2.4.2 Produktion des Higgsbosons

Man kann den Wirkungsquerschnitt für die Produktion von Higgsbosonen in Abhängigkeit von der Higgsmasse berechnen. Im Allgemeinen ist der Produktionswirkungsquerschnitt für Higgsbosonen sehr klein. In Abbildung 5 erkennt man, dass der aufsummierte Wirkungsquerschnitt bei ca. $m_H = 130 \text{ GeV}$ in etwa 20 pb beträgt. Damit ergäbe sich bei der LHC-Design-Luminosität¹⁰ von $L = 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ eine Produktionsrate in der Größenordnung von etwa 10^2 Higgsbosonen pro Stunde. Im Vergleich zu anderen Prozessen¹¹ ist dies ein extrem geringer Wert. Um dennoch statistisch signifikante Aussagen treffen zu können, muss man dementsprechend sehr viele Ereignisse vermessen und analysieren.

⁹Basierend auf den Daten der Higgsuche am LEP, am Tevatron und der Higgsuche am LHC mit den 2010 verfügbaren Daten.

¹⁰Die Luminosität hängt mit der Rate \dot{N} bestimmter Ereignisse und deren Wirkungsquerschnitt σ_i über $\dot{N} = L \cdot \sigma_i$ zusammen. In einem Collider-Experiment berechnet sich L wie folgt: $L = \frac{1}{A} n_1 \cdot n_2 \cdot n \cdot f$, wobei $n_{1,2}$ die Anzahl der Teilchen in einem Strahl-Paket, n die Anzahl der Strahl-Pakete insgesamt und f die Frequenz ist, mit der ein Paket im Beschleuniger kreist [15].

¹¹Der totale Wirkungsquerschnitt für inelastische Prozesse ist von der Größenordnung 10^{-1} barn. Dieses übertrifft den Wirkungsquerschnitt der Higgsproduktion um etwa 10 Größenordnungen [16].

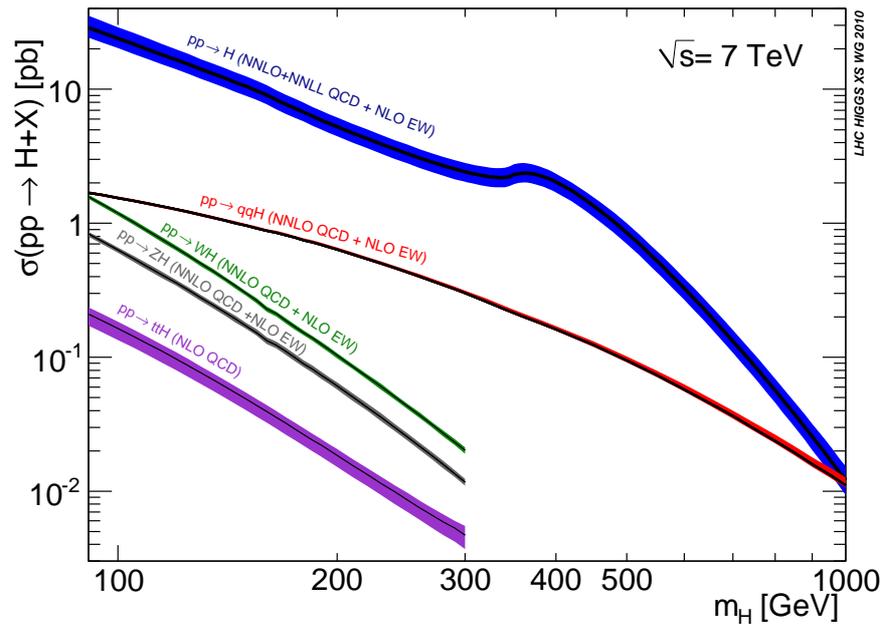


Abbildung 5: Produktions-Wirkungsquerschnitte für die fünf wichtigsten Higgsboson-Produktionskanäle in Abhängigkeit von m_H [17].

In der Abbildung 5 sind die wichtigsten Produktionsmöglichkeiten für das Higgsboson hinsichtlich ihrer Wirkungsquerschnitte dargestellt. Aus ihr geht hervor, dass die sogenannte Gluon-Fusion (in der Abbildung mit $pp \rightarrow H$ beschriftet) klar dominiert. Hierbei fusionieren zwei Gluonen über virtuelle Zustände schwerer Fermionen zum Higgsboson.

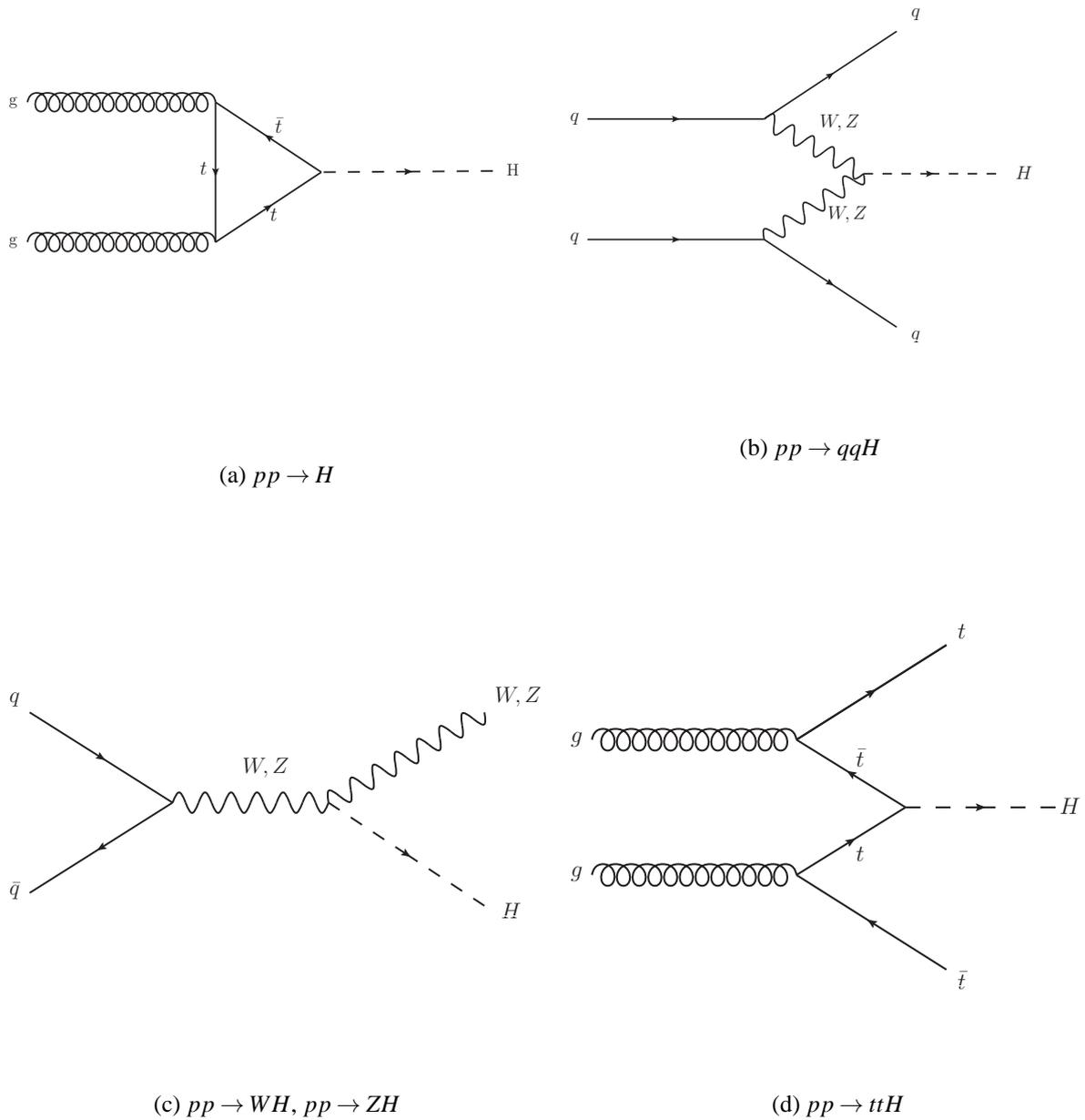


Abbildung 6: Die wichtigsten Produktionsmoden des Higgsbosons im LHC.

2.4.3 Zerfall des Higgsbosons

Da das Higgsboson nach seiner Produktion praktisch sofort wieder zerfällt, konzentriert man sich darauf, seine Zerfallsprodukte zu detektieren. Die Zerfallsbreite des Higgsbosons hängt von seiner Masse ab, siehe Abbildung 7. Je größer seine Masse, desto größer seine Zerfallsbreite

und desto kleiner wäre seine Lebensdauer. Nach der Energie-Zeit-Unschärfe $\Gamma \tau = \hbar$ wächst die Zerfallsbreite Γ also mit der Masse. Vor allem ab der doppelten Masse der W-Bosonen steigt die Zerfallsbreite stark an, da der Zerfall in zwei W-Bosonen dann erlaubt ist und dominiert. Bei einer angenommenen Higgsmasse von 500 GeV befände sich die Zerfallsbreite schon im Bereich von 100 GeV. Im Falle eines relativ leichten Higgsbosons mit einer Masse von etwa 120 GeV hingegen wäre ein schmaler Peak zu erwarten mit einer Breite in der Größenordnung 10^{-3} GeV. Daraus kann man die Lebensdauer eines Higgsbosons abschätzen. Bei einer Masse von etwa 120 GeV läge sie in der Größenordnung von 10^{-22} s.

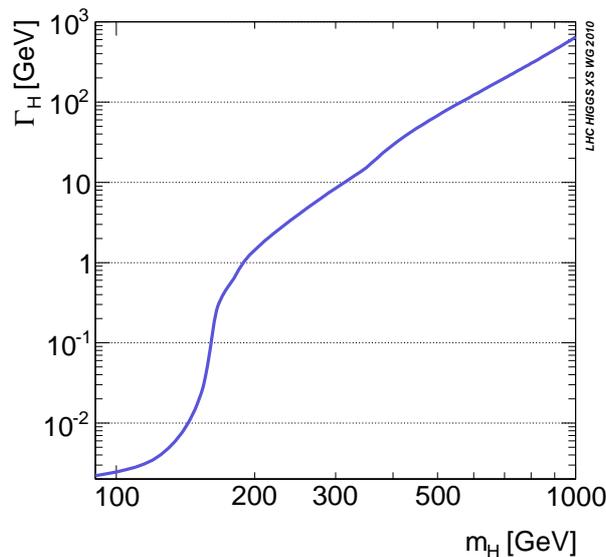


Abbildung 7: Die theoretische Zerfallsbreite des Higgsbosons in Abhängigkeit seiner Masse [17].

Die Kopplungen des Higgsbosons an alle anderen Teilchen sind durch die Theorie vorgegeben. Für die Kopplung zwischen dem Higgsboson und anderen Teilchen gilt: Das Higgsboson koppelt mit einer Stärke proportional zur Masse des jeweiligen Teilchens an jenes. Das bedeutet, dass Zerfälle am wahrscheinlichsten in die Teilchen geschehen, deren Masse möglichst groß ist, wobei die Energieerhaltung hier die Möglichkeiten einschränkt. Generell hängen die Wahrscheinlichkeiten für die verschiedenen Zerfallskanäle von der Masse des Higgsbosons ab. In Abbildung 9 sieht man die wahrscheinlichsten Zerfallsmoden und ihre Verzweungsverhältnisse. Trotz der Masselosigkeit der Gluonen und Photonen gibt es auch Kopplungen an diese, allerdings geschehen diese indirekt. Somit sind auch Zerfälle in Photonenaare möglich, wenn auch recht stark unterdrückt.

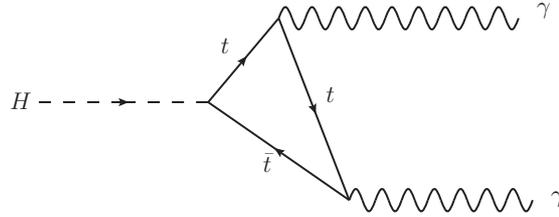


Abbildung 8: Zerfall des Higgsbosons über eine Top-Schleife in zwei Photonen.

Im Falle von Fermionen müssen jeweils zwei von ihnen innerhalb eines Zerfalls produziert werden, denn in der Gleichung für die Yukawa-Kopplung koppelt das Higgsfeld immer an Teilchen und Antiteilchen gleichzeitig. Zerfälle in leichte Fermionen, wie z.B. Fermionen aus den ersten zwei Generationen können praktisch vernachlässigt werden.

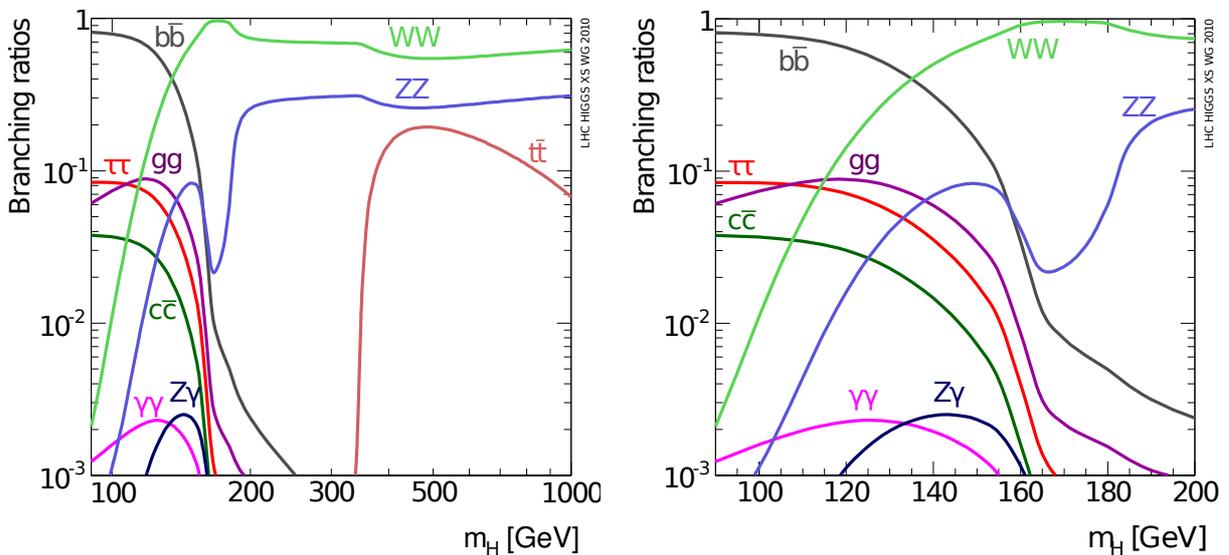


Abbildung 9: Verzweungsverhältnis des Higgsbosons in Abhängigkeit von m_H [17].

Prinzipiell gilt: Je nach Masse des Higgsbosons gibt es verschiedene dominierende Zerfallskanäle. Im momentan noch nicht ausgeschlossenen Bereich zwischen 122,5 GeV und 129,0 GeV sind mit Hinblick auf Abbildung 9b vor allem folgende erwähnenswert:

- $H \rightarrow b\bar{b}$: Dieser Prozess dominiert bei Higgsmassen bis etwa 140 GeV. Leider ist seine Zerfallssignatur nur schwer von dem immer vorhandenen großen b -Jet-Untergrund aus QCD-Prozessen zu unterscheiden. Wegen dessen Größe ist es schwer, signifikante Exzesse innerhalb dieses Jet-Hintergrunds zu finden.

- $H \rightarrow W^+W^-$: Zwar ist dieser Zerfall erst ab 140 GeV dominant, doch bietet er durch den Zerfall der W-Bosonen in Leptonen Möglichkeiten für charakteristische und gut isolierte Signale im Detektor.
- $H \rightarrow \gamma\gamma$: Eine Möglichkeit für diesen Prozess ist in Abbildung 8 dargestellt. Zwar sieht man in Abbildung 9, dass nur etwa jedes tausendste produzierte Higgsboson in zwei Photonen zerfallen würde. Trotzdem ist dieser Zerfall experimentell interessant, da sich das Signal, bestehend aus zwei isolierten Photonen, in dem nicht übermäßig großen irreduziblen Untergrund dennoch abzeichnen würde.

2.5 Higgszerfälle in Axionen

Da davon ausgegangen wird, dass das bis hierher in Teilen skizzierte Standardmodell eine effektive Theorie ist, die eine gute Näherung an eine allgemeingültigere Theorie darstellt, kann man nicht ausschließen, dass weitere Felder und Teilchen existieren, die bislang nicht nachgewiesen wurden. Es existieren verschiedene Modelle, die Erweiterungen des Standardmodells darstellen. In einigen dieser Modelle, darunter das *Minimal Composite Higgs Model* und das *Next-to-Minimal Supersymmetric Standard Model* ist der Higgs-Sektor auf eine Weise erweitert, in der neben den typischerweise zwei skalaren Dubletts des Higgssektors auch skalare Singulets vorhanden sind. In der Folge erhält man als leichteste Masseneigenzustände dieser Modelle das Higgsboson, hier h^0 genannt, und das Axion A_0 [1]. Eine Eigenschaft des Axions ist, dass es CP-ungerade ist, d.h. ein Eigenzustand zur CP-Transformation mit negativem Eigenwert. Die beiden Teilchen h^0 und A_0 bilden die leichtesten Massen-Eigenzustände des erweiterten skalaren Sektors. Man geht im Allgemeinen von einer kleinen Masse des A_0 , m_A aus. In der vorliegenden Arbeit werden Axionenmassen von wenigen hundert MeV angenommen. Es ist innerhalb der angesprochenen Modelle ein Zerfall des Higgsbosons in Axionen möglich: Wenn die Masse des Higgsbosons mehr als doppelt so groß wie die des Axions ist, ist ein Zerfall

$$h^0 \rightarrow A_0A_0 \tag{28}$$

erlaubt. Dieser soll im folgenden angenommen werden, wenn von einem Zerfall des Higgsbosons in Axionen gesprochen wird. Der Wechselwirkungsterm zwischen Higgsboson und Axion

onen beträgt $\frac{c\nu}{2}h^0A_0A_0$, wobei $\nu = 246\text{ GeV}$ der Vakuumerwartungswert des Higgsfeldes ist. Die Konstante c hingegen ist ein freier Modellparameter von der Größenordnung 1. In diesem Bereich von c sollte der Zerfall des Higgsbosons in zwei Axione zu signifikanten Beiträgen im Verzweigungsverhältnis führen. In diesem Fall würde der eben genannte Zerfall zu einem wichtigen Kanal für die Suche nach dem Higgsboson werden. Das Verzweigungsverhältnis ist in Abbildung 10 abgebildet.

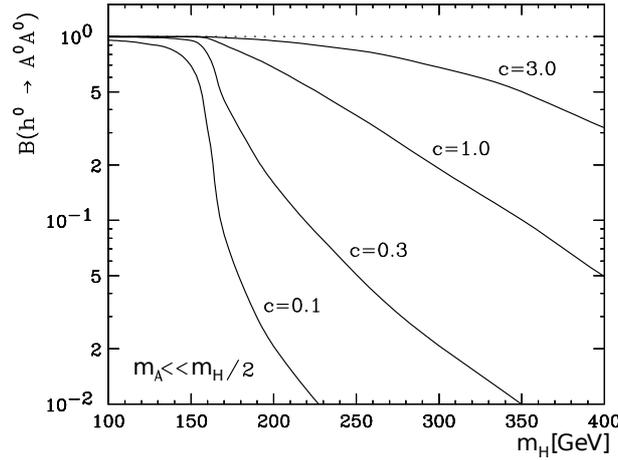


Abbildung 10: Verzweigungsverhältnis des Higgszerfalls in zwei Axionen in Abhängigkeit von m_H für verschiedene Modellparameter c [1].

Es wird deutlich, dass vor allem für kleine Higgsmassen ein bedeutender Anteil der Higgsbosonen in Axionenpaare zerfallen würde. Bei einer Higgsmasse von $m_H \approx 120\text{ GeV}$ betrüge das Verzweigungsverhältnis fast 100 %, bei kleinem Modellparameter c etwas weniger. Außerdem wird deutlich, dass der Zerfall ab einer Higgsmasse $m_H = 2m_W$ mit dem Zerfall in zwei W-Bosonen je nach Modellparameter mehr oder weniger stark konkurriert.

Für den Nachweis eines solchen Prozesses ist wichtig, wie sich das Axion nach seiner Entstehung verhält. Das Axion kann indirekt in Photonen und Pionen zerfallen. Doch der Zerfall in Pionen als leichteste Mesonen ist bis zu einer Axionenmasse von etwa $m_A = 3m_\pi \lesssim 405\text{ MeV}$ unterdrückt. Dann folgt, dass das Verzweigungsverhältnis des Zerfalls des Axions in ein Photonenpaar $A_0 \rightarrow \gamma\gamma$ unterhalb der dreifachen Pionenmasse nahezu 1 ist. Darüber nimmt der Zerfall des Axions in drei Pionen an Relevanz zu. Der Zerfall in zwei Pionen ist aufgrund der CP-Invarianz und der Drehimpulserhaltung verboten.¹²

¹²Pionen sind CP-ungerade. Da der CP-Eigenwert eines zusammengesetzten Systems durch Multiplikation der einzelnen CP-Eigenwerte der Konstituenten zustande kommt, ergibt sich im Falle von zwei Pionen immer ein CP-gerader Zustand. Da der Anfangszustand, d.h. das Axion, aber CP-ungerade ist, ist dieser Zerfall verboten.

Für die in der Arbeit vorgenommene Untersuchung wird angenommen, dass die Masse des Axions unter der dreifachen Masse des π^0 liegt, so dass der Zerfall in zwei Photonen klar dominiert. Der Zerfall in Fermionen ist in dem hier behandelten Massenbereich vernachlässigbar.

Dadurch, dass die Masse der Axionen viel kleiner als die des Higgsbosons ist, erhalten die Axionen beim Zerfall des Higgsbosons einen großen Impuls. Dadurch werden die beim Zerfall der Axionen freiwerdenden Photonen stark kollimiert, sodass sie im Detektor als ein einziges Photon rekonstruiert werden.

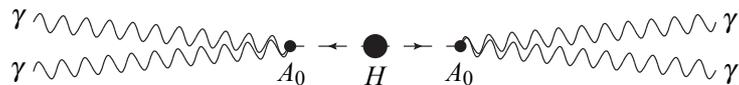


Abbildung 11: Zerfall des Higgsbosons über zwei Axionen in vier Photonen.

Eine wichtige Frage ist, ob das Axion überhaupt in der Zeit zerfällt, in der es noch im Detektor ist, oder ob seine Lebensdauer τ_A dazu ausreicht, den Detektor zu verlassen¹³. Diese Frage entscheidet darüber, ob man den hier behandelten Zerfall überhaupt im Kalorimeter, geschweige denn im Inneren Detektor registrieren würde. Innerhalb dieser Arbeit wird als Vereinfachung angenommen, dass das Axion eine verschwindende Lebensdauer besitzt und somit sofort nach seiner Entstehung wieder zerfallen würde.¹⁴ Im Allgemeinen gilt, dass es umso eher im Detektor zerfällt, je schwerer es ist [1].

¹³Den Entstehungsort der Axionen kann man durch die Lebensdauer des Higgsbosons abschätzen: Bei einer kleinen Masse von etwa 130 GeV würde das Higgsboson in etwa 10^{-22} s zerfallen. In dieser Zeit würde es sich selbst mit einer Geschwindigkeit $v \approx c$ nur etwa 10^{-11} mm fortbewegt haben. Bei größeren Massen ergibt sich wegen einer kürzeren Lebensdauer eine noch kürzere Strecke. Daher trägt dieser Prozess praktisch nicht zu einer Verlagerung des Axionen-Zerfallsortes bei.

¹⁴Vorausgesetzt, dass das Axion eine Lebensdauer hat, die den Zerfall vor dem Eintritt in das Kalorimeter wahrscheinlich macht, ist die Null-Lebensdauer-Näherung konservativ. Denn aufgrund der verschwindenden Lebensdauer würde der Öffnungswinkel zwischen den zwei Photonen eines Axionenzerfalls in Kombination mit der längeren zum Kalorimeter zurückgelegten Strecke dazu führen, dass die Identifikationseffizienz geringer wäre als die bei einer kleinen, aber nicht verschwindenden Lebensdauer.

3 Experimentelle Grundlagen: Der ATLAS-Detektor

Das ATLAS-Experiment befindet sich am Large Hadron Collider (LHC), der Teil des CERN ist. Der LHC ist ein Ringbeschleuniger und Collider-Experiment mit einem Umfang von 26,7 km [18]. Eine schematische Darstellung des Rings samt Kennzeichnung der verschiedenen anliegenden Experimente ist in Abbildung 12 zu sehen.

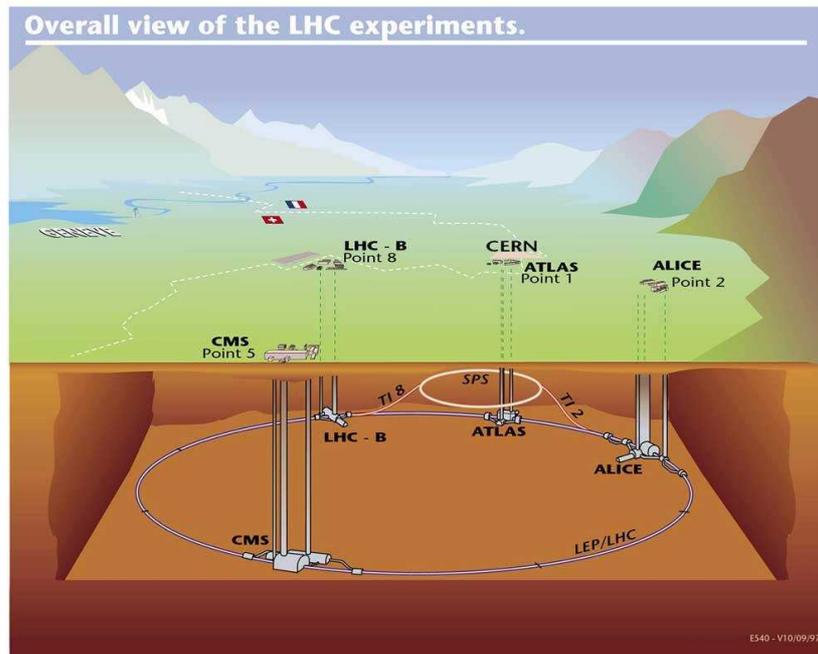


Abbildung 12: Überblick über den LHC [19]

Die Design-Parameter des LHC sind [20]:

- Schwerpunktsenergie im pp -System: $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$.
- Luminosität: $L = 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.
- Kollisionsfrequenz: 40 MHz. Das entspricht einem zeitlichen Abstand zwischen zwei Kollisionen von 25 ns. Zahl der Wechselwirkungen pro Kollision: 23.

Der LHC läuft bislang nicht unter diesen Bedingungen. Bis vor kurzem betrug die Schwerpunktsenergie im pp -System $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$, im April 2012 wurde sie auf $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ erhöht [21]. Im Verlauf dieser Arbeit werden Datensätze aus Monte-Carlo-Simulationen benutzt, die Prozesse bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ simulieren.

Auch die Luminosität beträgt noch nicht den Wert, den sie als Design-Parameter zugewiesen bekommen hat. Diese etwas kleinere Luminosität wird ebenfalls in den Monte-Carlo-Simulationen berücksichtigt. Im Jahr 2011 wurden mit einer maximalen Luminosität von $3,65 \cdot 10^{33} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ $5,25 \text{ fb}^{-1}$ an Daten gesammelt¹⁵ [22].

Es gibt mehrere Kollisionpunkte, an denen die zwei gegenläufig beschleunigten und durch Quadrupolmagnete auf eine transversale Breite von etwa 10^{-5} m kollimierten Protonen-Strahlen gekreuzt werden. Einer dieser Punkte befindet sich innerhalb des ATLAS-Detektors. Durch die hohe Schwerpunktsenergie entsteht bei den Protonen-Kollisionen eine große Anzahl an energiereichen Teilchen. Diese zu detektieren ist die Aufgabe des ATLAS-Detektors. Der ATLAS-Detektor ist als Allzweck-Detektor konzipiert, der darauf ausgelegt ist, eine Vielzahl an unterschiedlichen Ereignissignaturen erkennen und untersuchen zu können, darunter auch Higgszerfälle. Die uninteressanten von den interessanten Teilchensignaturen im Detektor zu trennen, ist Aufgabe des dreistufigen Trigger-Systems, das die ursprüngliche Ereignisrate von etwa 40 MHz auf eine mit aktuellen Datenverarbeitungssystemen zu bewältigende Rate von etwa 200 Hz [23].

Die Subdetektoren des ATLAS-Detektors, als Ganzes in Abbildung 13 zu sehen, sind die Folgenden:

- Innerer Detektor
- Kalorimeter
- Myon-Spektrometer

Deren Funktion und Aufbau wird im Folgenden beschrieben, mit Ausnahme des Myon-Spektrometers, da es für die vorliegende Arbeit nicht relevant ist. Vor allem das Kalorimeter ist von Belang. Deshalb wird es ausführlicher behandelt als die anderen Bestandteile.

Alle Subdetektoren sind so konzipiert, dass ein möglichst großer Raumwinkel von ihnen abgedeckt wird und so ein möglichst vollständiges Bild der sich ereignenden Prozesse erstellt werden kann.

¹⁵Die Menge an gewonnenen Daten wird häufig durch eine zeitlich integrierte Luminosität angegeben.

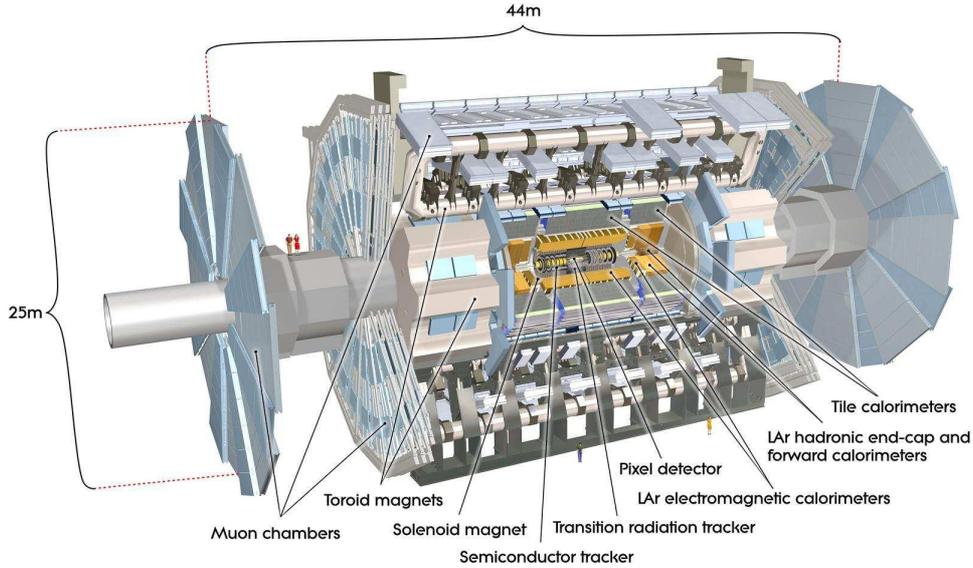


Abbildung 13: Überblick über den ATLAS-Detektor [24].

3.1 Bemerkungen zum Koordinatensystem

In der folgenden Beschreibung des ATLAS-Detektors wird ein Koordinatensystem benutzt, das kurz erläutert wird. Die Richtung des Strahlverlaufs entspricht der z -Achse. Die Ebene mit der z -Achse als Normalenvektor und $z = 0$ ist die $x - y$ -Ebene. In ihr ist der azimuthale Winkel ϕ definiert: $\tan(\phi) = \frac{p_y}{p_x}$, wobei p_x die Impulskomponente ist, die in die Richtung des Ringmittelpunkts zeigt und p_y die Impulskomponente in Richtung des Erdmittelpunkts.

Mit den beiden Größen p_y, p_x lässt sich der transversale Impuls, also der Impuls des einfallenden Objekts senkrecht zur Richtung der Strahlachse, definieren: $p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$. Zusätzlich zum azimuthalen Winkel ist auch der polare Winkel definiert: $\tan(\Theta) = \frac{p_T}{p_z}$. Damit kann man p_T auch schreiben als $p_T = p \cdot \sin(\theta)$. Über den polaren Winkel wird auch die sogenannte Pseudorapidität η eingeführt. Sie ist eine Winkelgröße, die invariant gegenüber Lorentztransformationen ist. Ihre Abhängigkeit von Θ ist in Abbildung 14 dargestellt. Es ist

$$\eta \equiv -\ln \left[\tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \right]. \quad (29)$$

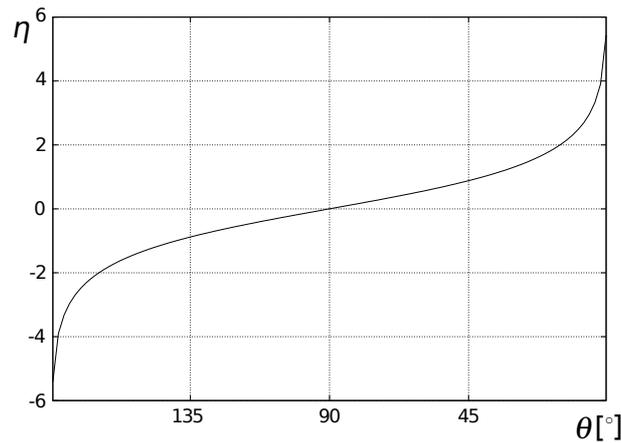


Abbildung 14: Die Pseudorapidity als Funktion des polaren Winkels. Es ergeben sich unendliche Werte für η wenn $\theta = 0^\circ$ oder $\theta = 180^\circ$, sodass der dargestellte θ -Bereich diese zwei Punkte nicht beinhaltet.

3.2 Der Innere Detektor

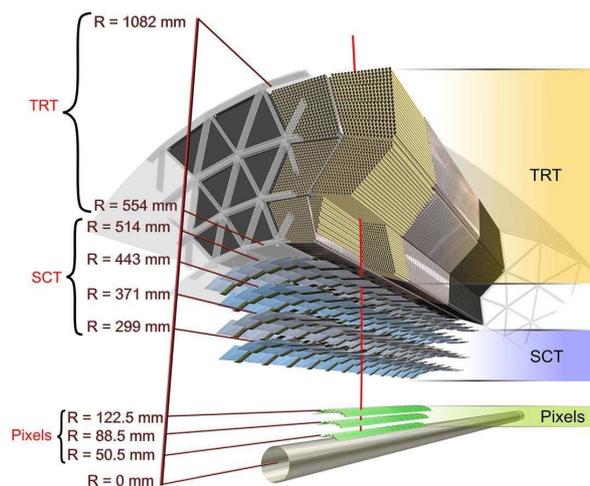


Abbildung 15: Schematische und teilweise Darstellung des Inneren Detektors samt eines stilisierten ihn durchquerenden Teilchen [25].

Der Innere Detektor dient der Bestimmung des transversalen Impulses p_T , der Bestimmung des Entstehungsort der jeweiligen Teilchenspuren, Vertex genannt, als auch der Teilchenidentifikation. Im Inneren Detektor werden nur geladene Teilchen registriert. Er ist zylinderförmig mit einem Radius von 1,08 m und einer Länge von 7 m. Aufgebaut ist er aus drei Subdetektoren,

siehe Abbildung 15. Der innereste von ihnen besteht aus drei Pixellagen. Diese Schicht befindet sich möglichst nah am Kollisionspunkt und bietet durch die geringe Größe und große Menge der Pixel (80 Millionen Pixel) und einer damit einhergehend großen Auflösung genaue Informationen über die Trajektorie der in den Kollisionen entstehenden Teilchen und ist damit besonders wertvoll für die Bestimmung der Zerfallsvertices. In den meisten Fällen durchquert ein Teilchen alle drei Pixellagen. Durch die Positionierung der jeweiligen Pixellagen ist sichergestellt, dass alle Raumrichtungen von ihnen abgedeckt sind. Dies wird dadurch erreicht, dass sich die Pixellagen und auch alle anderen Subdetektoren des ATLAS-Detektors über einen Barrel- sowie über einen Endkappen-Bereich erstreckt.¹⁶ Etwas weiter außen befindet sich der SCT-Tracker (*Silicon microstrip detector*), welcher aus einer Vielzahl von Si-Microstrip-Detektoren besteht. Auch diese dienen der örtlich aufgelösten Detektion. Die äußerste Schicht des Inneren Detektors besteht aus dem sogenannten *Transition Radiation Tracker*, kurz TRT. Dieser dient zum einen der weiteren Vermessung des Teilchenweges als auch der Identifikation von Elektronen. Möglich ist dies durch eine Anordnung mehrerer Hunderttausend sogenannter *Straw tubes*¹⁷, zwischen denen sich dünne Schichten aus Polypropylen-Polyethylen befinden. Die Einbringung dieses Stoffes dient der Erzeugung von Übergangsstrahlung, welche wiederum von den *straw tubes* detektiert absorbiert und detektiert wird. Durchquert ein energiereiches Teilchen den TRT, so durchquert es sowohl die oben genannten Kunststoff-Schichten als auch das Gas in den *straw tubes*. Bei den Übergängen hierzwischen tritt sogenannte Übergangsstrahlung auf. Durch Messung der Häufigkeit der Entstehung dieser in den *straw tubes* kann auf die Masse des Teilchens geschlossen werden und damit unterschieden werden zwischen Elektronen und anderen, schwereren Teilchen.

Im Inneren Detektor herrscht ein durch einen Solenoidmagneten erzeugtes Magnetfeld der Stärke 2 T. Das Magnetfeldes zeigt im Wesentlichen in Richtung der z-Achse. Durch dieses Magnetfeld werden die Bahnen von geladenen Teilchen mittels der Lorentzkraft gekrümmt. Je nach Impuls p_T ergibt sich eine mehr oder weniger starke Krümmung der Teilchen-Trajektorie (eine Helix), welche von der Vielzahl an ortsauflösenden Detektorelementen des Inneren Detektors vermessen wird, sodass auf den Impuls zurückgeschlossen werden kann.

¹⁶Das Präfix *Barrel* bedeutet, dass das betreffende Bauteil im zentralen Bereich des Zylindermantels anzufinden ist. *Endkappe* hingegen steht für eine Montage in der Nähe der Zylinder-Grundflächen.

¹⁷Eine Form des Proportionalzählrohrs mit einem Durchmesser von 4 mm und einer Länge von bis zu 1,44 m. Zwischen der Hülle und dem in der Mitte befindlichen dünnen Draht liegt eine Hochspannung an.

Auch ein Teil der Photonen kann durch den Inneren Detektor detektiert werden, denn durch die Anwesenheit von Material im Detektor ist es nicht unwahrscheinlich, dass sich das Photon in ein Elektron-Positron-Paar umwandelt¹⁸. Dieses wäre leicht zu erkennen, sofern die Konversion bei einem nicht zu großen Radius geschieht. Dadurch, dass der Vertex dieses Paares meist nicht in direkter Nähe zum Kollisionspunkt liegt, kann man so auf ein konvertiertes Photon schließen.

3.3 Das Kalorimeter

Ein Kalorimeter in einem Teilchendetektor dient dazu, die Gesamtenergie von Teilchen zu messen. Kalorimeter sind so aufgebaut, dass ein einfallendes energiereiches Teilchen einen Schauer bildet und seine Energie hierdurch vollständig vom Kalorimeter absorbiert wird. Ein solcher Schauer bildet sich dadurch, dass durch die Wechselwirkung zwischen energiereichen Teilchen und dem Kalorimetermaterial Sekundärteilchen entstehen, die wiederum weitere Wechselwirkungen mit dem Kalorimeter eingehen, und so weiter. Mit jeder Paarerzeugung bzw. Bremsstrahlung teilt sich die Energie des ursprünglichen Teilchens auf die zwei aus der Wechselwirkung hervorgehenden Teilchen auf. Dieser Prozess der Schauerausbreitung hört auf, sobald die Energie der Sekundärteilchen eine bestimmte kritische Energie unterschritten haben, ab der die weitere Ausbreitung des Schauers aufhört. Die betreffenden Sekundärteilchen werden letztendlich vom Material absorbiert, nachdem deren restliche Energie durch Streuungen abgegeben wurde. Der Wert der kritischen Energie liegt im Falle von Blei, das auch in Teilen des ATLAS-Kalorimeters verwendet wird, bei etwa 10 MeV [27]. Eine stark vereinfachte Darstellung eines Schauers ist in Abbildung 16 zu finden. Anders als im Inneren Detektor können hier auch elektrisch neutrale Teilchen über Sekundärteilchen erfasst werden. Die Energiedepositionen der Sekundärteilchen und deren Orte werden sodann mittels geeigneter Detektoren wie z.B. Szintillatoren oder Proportionalzählrohren gemessen. Im Idealfall ist das Kalorimeter als ganzes undurchlässig für die zu detektierenden Teilchen, sodass die ganze Energie im Kalorimeter deponiert wird. Dies ist wichtig für eine genaue Messung der Gesamtenergie.

Eine wichtige Bauform des Kalorimeters ist das sogenannte *Sampling*-Kalorimeter. Es besteht aus mehreren durch Schichten detektierenden Materials getrennter Schichten eines stark

¹⁸Photonen können sich in Anwesenheit von Atomen, d.h. also auch im Detektormaterial, in ein Elektron-Positron-Paar umwandeln. Diesen Vorgang der Paarerzeugung nennt man auch Konversion. Bei hohen Energien dominiert die Paarerzeugung bei der Wechselwirkung zwischen Photonen und Atomkernen und Elektronen sehr deutlich, sodass der Photoelektrische Effekt und Compton-Streuung vernachlässigbar sind [26].

absorbierenden Materials mit kleiner Strahlungslänge bzw. Wechselwirkungslänge¹⁹ wie z.B. Blei oder einem anderen Metall mit großem Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung von Sekundärteilchen via Paarerzeugung oder Bremsstrahlung. Eine Vielzahl solcher Sekundärteilchen führt dann zu vielen und damit gut messbaren Signalen im detektierenden Material.

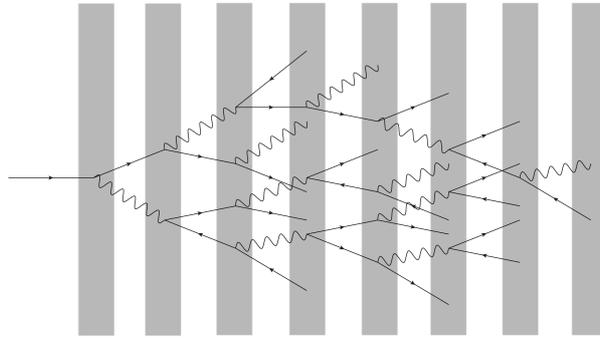


Abbildung 16: Schematische Darstellung eines elektromagnetischen Schauers in einem Sampling-Kalorimeter. Die gewellten Linien entsprechen Photonen, die Pfeile je nach Orientierung Elektronen bzw. Positronen. In dieser vereinfachten Darstellung treten die Bremsstrahlungs- bzw. Paarerzeugungsereignisse immer im Absorber auf (graue Bereiche).

Das Kalorimeter des ATLAS-Detektors besteht aus einem elektromagnetischen und einem hadronischen Kalorimeter. Letzteres dient zur Vermessung der Energie von Jets, die von energiereichen Partonen hervorgerufen werden. Für diese Arbeit jedoch wichtiger ist das elektromagnetische Kalorimeter, dessen Aufgabe es ist, die ausschließlich bzw. hauptsächlich elektromagnetisch wechselwirkenden Photonen und Elektronen zu detektieren und deren Energie zu messen. Das ATLAS-Kalorimeter ist in Abbildung 17 in Gänze dargestellt.

¹⁹Die Strahlungslänge ist die Länge, nach deren Durchquerung die ursprüngliche Energie eines eintretenden energiereichen massebehafteten Teilchens durch Bremsstrahlung im Mittel auf den Bruchteil $\frac{1}{e}$ reduziert ist bzw. $\frac{7}{9}$ der freien Weglänge bezüglich der Paarbildung eines energiereichen Photons. Von vergleichbarer Bedeutung ist die Wechselwirkungslänge, die die absorbierenden Eigenschaften hadronischer Kalorimeter quantifiziert. Die Wechselwirkungslänge ist die mittlere freie Weglänge eines Teilchens, bevor es eine Wechselwirkung mit dem betreffenden Medium eingeht.

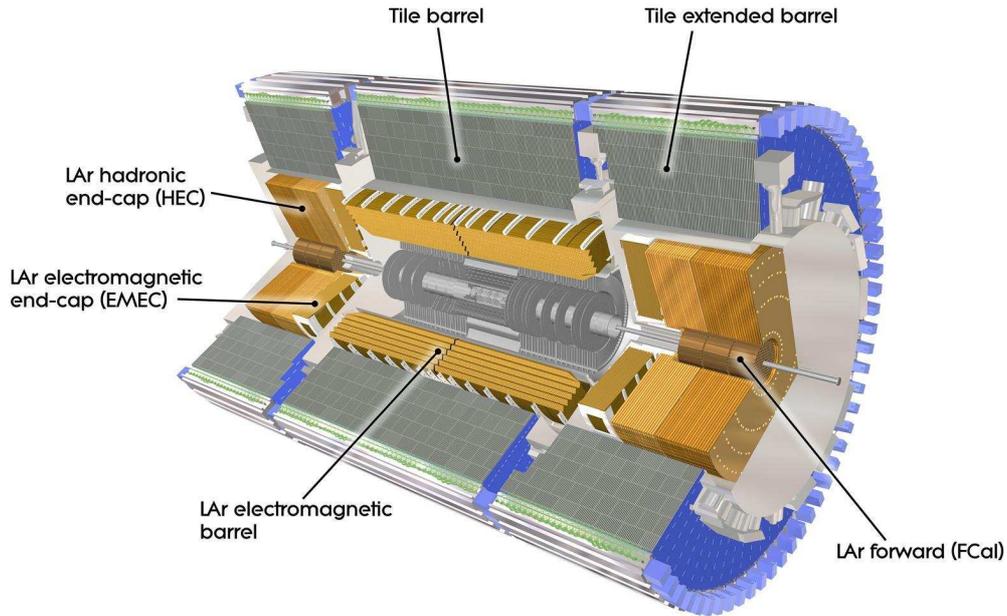


Abbildung 17: Überblick über das ATLAS-Kalorimeter [28].

3.3.1 Das elektromagnetische Kalorimeter

Das elektromagnetische Kalorimeter des ATLAS-Detektors ist ein Sampling-Kalorimeter. Als absorbierendes Material werden 1 bis 2 mm dicke Bleischichten genutzt; das zur Detektion benutzte aktive Material ist flüssiges Argon. Innerhalb der Argonschichten befinden sich Kupfer-Anoden zur Detektion der durch die energiereichen Teilchen aus den Argon-Atomen herausgelösten Elektronen, siehe Abbildung 19. Die Bleischichten sowie die sich im Argon befindlichen Elektroden haben eine sogenannte Akkordeon-Geometrie, siehe hierzu Abbildung 18. Durch sie wird erreicht, dass das Kalorimeter symmetrisch in ϕ arbeitet und dass der vollständige ϕ -Bereich gleichermaßen abgedeckt wird.

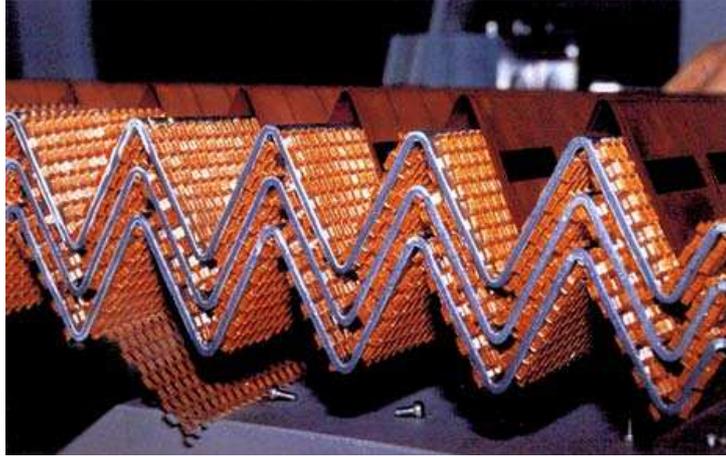


Abbildung 18: Detailaufnahme der Akkordeonstruktur des elektromagnetischen Kalorimeters [29].

Das elektromagnetische Kalorimeter ist aufgeteilt in je zwei Barrel- und Endkappen-Abschnitte. Das elektromagnetische Barrel-Kalorimeter deckt einen η -Bereich von $0,0 < |\eta| < 1,475$ ab, wohingegen die Endkappen im Bereich $1,375 < |\eta| < 3,2$ positioniert sind [31].

Longitudinal ist das Barrel-Kalorimeter in drei Abschnitte unterteilt, *Lagen* genannt; das Endkappen-Kalorimeter ist je nach η -Bereich in drei bzw. zwei Lagen aufgeteilt. Der η -Bereich, in dem drei Lagen vorhanden sind, ist $0,0 < |\eta| < 2,5$. Dieser Bereich ermöglicht die genauesten Messungen und ausschließlich dieser wird für die später folgende Analyse der Photonen-Identifikationseffizienz benutzt.

Durch das vor dem Kalorimeter liegende Material des Inneren Detektors, des Kühlsystems und des Solenoiden erleiden die Teilchen Energieverluste. Dieses Material stellt eine absorbierende Schicht mit einer Strahlungslänge im Bereich von 2 bis $6 X_0$ dar [32]. Der sogenannte Presampler dient der Korrektur jener Verluste. Er besteht aus einer dünnen Argon-Kalorimeter-Schicht, die direkt hinter dem Kühlsystem des Inneren Detektors liegt und auf den η -Bereich $|\eta| < 1,8$ beschränkt ist.

Die unterschiedlichen Lagen sind verschieden fein in der $\eta \times \phi$ -Ebene gegliedert. Die Feinheit der Segmentierung wird in $(\Delta\eta \times \Delta\phi)$ angegeben. Die erste Lage heißt auch Strip-Lage, da sie eine sehr feine Auflösung in η liefert. Die Strip-Lage dient vor allem der Unterscheidung zwischen Photonen und isolierten neutralen Pionen. Wie der Name *Strip-Lage* schon andeutet, handelt es sich hierbei um dünne Streifen, die eine hohe Auflösung in η -Richtung ermöglichen.

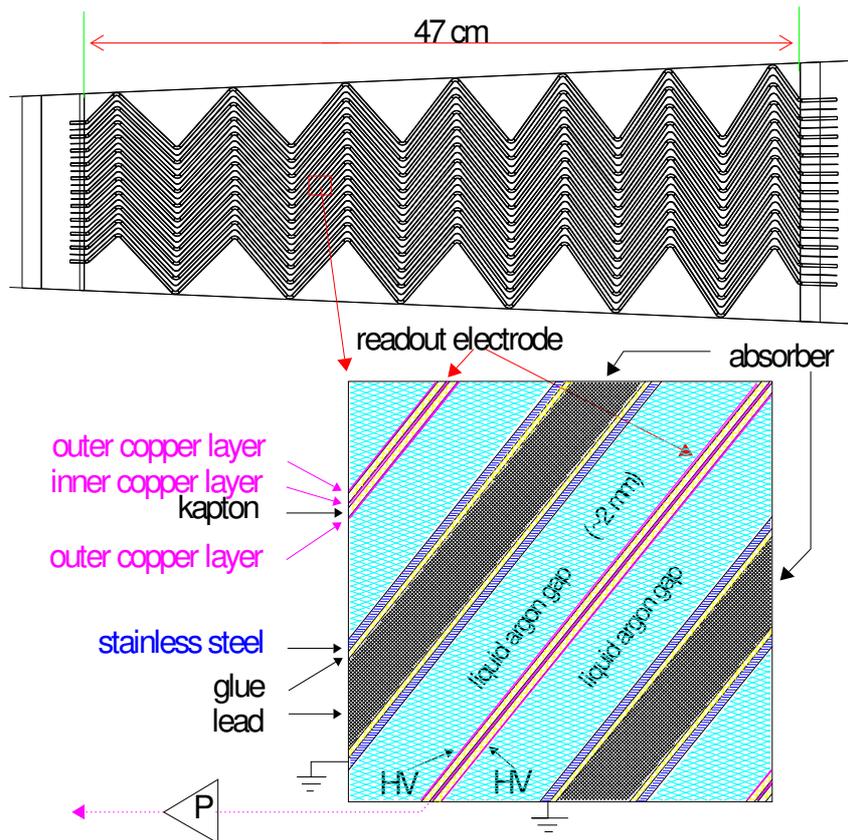


Abbildung 19: Schema des elektromagnetischen Kalorimeters. Es besteht eine Spannungsdifferenz zwischen den geerdeten Bleiabsorbern und den äußeren Kupferflächen, die unter Hochspannung stehen. Dadurch werden freie Elektronen, hervorgerufen durch Wechselwirkungen der hochenergetischen Teilchen mit den Argonatomen, zur Kupferanode beschleunigt und erzeugen dort über die kapazitive Kopplung zwischen den äußeren Kupferplatten und der inneren Kupferplatte ein messbares Signal [30].

Die danach folgende zweite Lage hat eine gröbere Auflösung in η . Sie besteht aus Quadern mit quadratischer Grundfläche. Die dritte Lage besteht ebenfalls aus Quadern, mit einer Grundfläche doppelt so groß wie die der zweiten Lage. Einhergehend damit ist die Auflösung dieser Lage in η nochmals geringer. Eine Übersicht über die Struktur der einzelnen Lagen ist in Abbildung 20 und in Tabelle 2 zu finden. Im Allgemeinen zeigen alle Segmente der verschiedenen Lagen zum Kollisionspunkt des ATLAS-Detektors, siehe auch Abbildung 21.

	Barrel	Endkappe
η -Bereich	$ \eta < 1,475$	$1,375 < \eta < 3,2$
Granularität $\Delta\eta \times \Delta\phi$		
1. Lage	$\frac{0,025}{8} \times 0,100$	$0,025 \times 0,100$ $1,375 < \eta < 1,500$
		$0,030 \times 0,100$ $1,500 < \eta < 1,800$
		$0,040 \times 0,100$ $1,800 < \eta < 2,000$
		$0,060 \times 0,100$ $2,000 < \eta < 2,500$
		$0,100 \times 0,100$ $2,500 < \eta < 3,200$
2. Lage	$0,025 \times 0,025$	$0,025 \times 0,025$ $1,375 < \eta < 2,500$
		$0,100 \times 0,100$ $2,500 < \eta < 3,200$
3. Lage	$0,050 \times 0,025$	$0,050 \times 0,025$ $1,500 < \eta < 2,500$

Tabelle 2: Granularität des elektromagnetischen Kalorimeters in Abhängigkeit von Lage und η -Bereich [31].

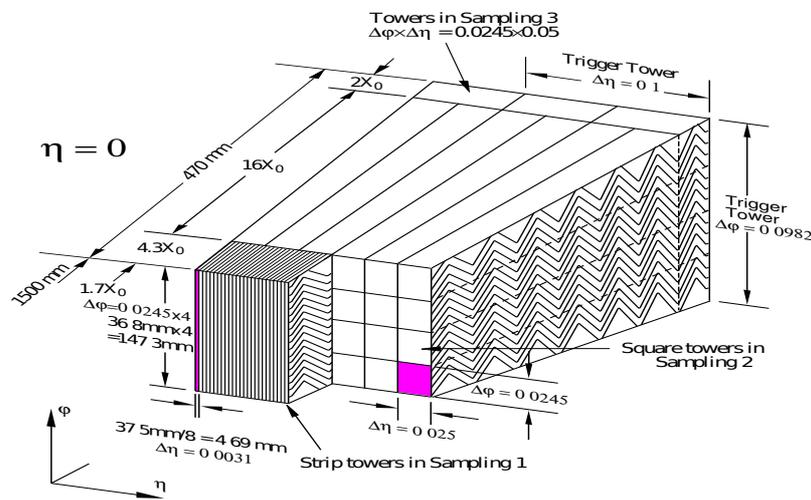


Abbildung 20: Aufteilung des elektromagnetischen Kalorimeter in Lage und deren Unterteilung in η - und ϕ -Richtung [16].

Um die Dimensionen der einzelnen Detektorzellen zu veranschaulichen: Umgerechnet ergibt sich aus der Tabelle 2 eine geometrische Breite der Strips in der ersten Lage in η -Richtung von knapp 5 mm, wenn man als Abstand zur Strahlachse 1,5 m (vgl. Abbildung 21) und $\eta = 0$ annimmt. Für die Tower der zweiten Lage ergibt sich bei $\eta = 0$ und einem Abstand von 1,6 m (vgl. Abbildung 21) eine Breite der Tower in η -Richtung von 4 cm. Für größere Betragswerte von η ergeben sich etwas breitere Zellen, wie man sich leicht ausrechnen kann.

Die Tiefe des elektromagnetischen Kalorimeters, angegeben in Einheiten von Strahlungslängen X_0 , ist nicht konstant über η . Im Barrel-Bereich beträgt die Tiefe durchgängig mindestens

$24 X_0^{20}$, im Endkappen-Kalorimeter mindestens $26 X_0$, siehe Abbildung 21, sodass es unwahrscheinlich ist, dass ein großer Teil der Schauerenergie eines elektromagnetischen Schauers das Kalorimeter verlassen kann.

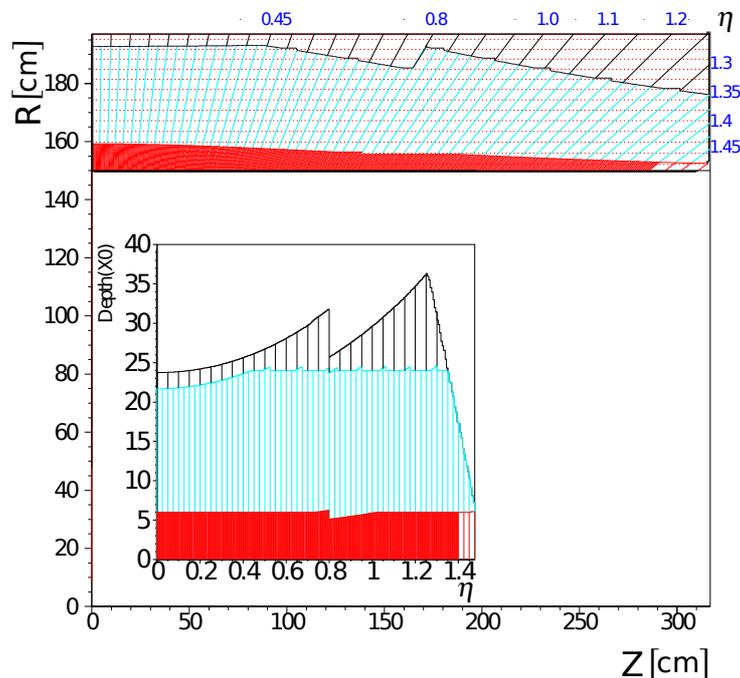


Abbildung 21: Anordnung der Lagen im elektromagnetischen Kalorimeter im Barrel-Bereich sowie die Tiefe desselben in Abhängigkeit von η . R bezeichnet den auf die $x - y$ -Ebene projizierten Abstand zur Strahlachse. Rot eingezeichnet ist die Strip-Lage, blau die zweite Lage und schwarz die dritte Lage [31].

3.3.2 Das hadronische Kalorimeter

Das hadronische Kalorimeter ist darauf ausgelegt, vor allem stark wechselwirkende Objekte, also Jets, zu absorbieren, zu detektieren und deren Energie zu messen. Generell wird im hadronischen Kalorimeter nicht die Akkordeon-Geometrie des elektromagnetischen Kalorimeters verwendet. Stattdessen liegt eine Aneinanderreihung flacher Absorberplatten mit dazwischen liegenden detektierenden Elementen vor, das hadronische Kalorimeter ist also ein Sampling-Kalorimeter. Es besteht, anders als das elektromagnetische Kalorimeter, aus drei anstatt zwei Grundbausteinen, denn das Barrel-Kalorimeter wird um den sogenannten extended Barrel-Sektor erweitert.

Im Barrel- und Extended-Barrel-Bereich werden die hadronischen Schauer nicht mit Argon

²⁰Unter Einbeziehung des Inneren Detektors

als aktivem Material sondern mittels Szintillationszählern²¹ detektiert. Statt Blei wird Eisen als Absorber benutzt.

Ab einer Pseudorapidität von $|\eta| > 1,7$ wird Argon als aktives Material genutzt, mit Kupfer als Absorber. Den unterschiedlichen Segmenten des hadronischen Kalorimeters ist gemein, dass sie longitudinal in je drei Lagen aufgeteilt sind. Die Granularität des hadronischen Kalorimeters ist weniger fein als die des elektromagnetischen, wie man aus der Tabelle 3 entnehmen kann.

Szintillator	Barrel	Extended Barrel
η -Bereich	$ \eta < 1,0$	$0,8 < \eta < 1,7$
Granularität $\Delta\eta \times \Delta\phi$		
1. und 2. Lage	$0,1 \times 0,1$	$0,1 \times 0,1$
3. Lage	$0,2 \times 0,1$	$0,2 \times 0,1$
Argon		Endkappe
η -Bereich		$1,5 < \eta < 3,2$
Granularität $\Delta\eta \times \Delta\phi$		$0,1 \times 0,1$ $1,5 < \eta < 2,5$ $0,2 \times 0,2$ $2,5 < \eta < 3,2$

Tabelle 3: Granularität des hadronischen Kalorimeters in Abhängigkeit von Lage und η -Bereich [31].

²¹Ein Szintillationszähler wandelt hochenergetische Strahlung in Licht um, welches im Anschluss durch Photomultiplier in ein elektrisches Signal umgewandelt wird.

3.4 Monte-Carlo-Simulationen

Um das durch die Protonenkollisionen im Detektor entstehende Signal besser zu verstehen und zu interpretieren, benötigt man Simulationen. In dieser Arbeit ist die Rekonstruktion und Identifikation von Photonen im ATLAS-Detektor von großer Bedeutung. Um zu wissen, wann eine Energiedeposition im elektromagnetischen Kalorimeter mit großer Wahrscheinlichkeit ein Photon ist, werden Monte-Carlo-Simulationen von elektromagnetischen Schauern im Kalorimeter durchgeführt: Unter Verwendung grundlegender physikalischer Modelle²² und der Kenntnis des Detektoraufbaus werden sehr viele Photonen unterschiedlicher Energie und deren Energiedeposition im ATLAS-Detektor simuliert. Gleiches wird für den Jet-Untergrund getan, und in diesem Fall auch für die Zerfälle $H \rightarrow 2A_0 \rightarrow 4\gamma$. Durch die Simulationen werden Informationen über die Schauerform eines Photons zugänglich, und ebenso über die Schauerform von in zwei Photonen zerfallenden Pionen, welche häufig in hadronischen Jets vorkommen.

Man kann den Prozess der Monte-Carlo-Simulation in drei Teile unterteilen:

- Ereignis-Generierung
- Simulation der Wechselwirkungen der im ersten Schritt produzierten Teilchen mit dem Detektor und den daraus resultierenden Energiedepositionen in den Detektorkomponenten
- Digitalisierung der simulierten Energiedepositionen in den Detektorkomponenten zu Größen, die den der gemessenen Daten entsprechen.

Die Ereignis-Generierung wird mittels den Programmen POWHEG [33], das die Produktion der Higgsbosonen aus Protonkollisionen simuliert²³, und *PYTHIA*, das den weiteren Zerfall simuliert, vorgenommen [16]. Die dabei produzierten Datensätze werden weitergegeben an das Programm *GEANT4*[34], welches die nötigen Informationen über den Detektor, seine Geometrie, seine Dichteverteilung und Art der im Detektor verwendeten Materialien besitzt und mit Hilfe dieser Informationen die Wechselwirkungen zwischen den generierten Teilchen und dem Detektormaterial simuliert.

²²In den Simulationen werden die wichtigsten physikalischen Prozesse innerhalb des Detektors miteingebracht, darunter Mehrfachstreuung, Bremsstrahlung und Photonkonversionen.

²³In den hier benutzten Simulationen stammen die produzierten Higgsbosonen aus Gluonfusionen.

So lassen sich durch Berücksichtigung sehr vieler dieser Ereignisse und Kenntnis über die möglichen Wechselwirkungen der Teilchen mit dem Detektor ein Bild davon erstellen, wie das Signal des Untergrunds und des gesuchten Zerfalls im Detektor aussehen sollte.

4 Grundlagen der Photonenselektion

Im letzten Teil der Arbeit, der diesem Abschnitt folgt, wird die Effizienz der Photonenidentifikation hinsichtlich des hypothetischen Prozesses $H \rightarrow A_0 A_0 \rightarrow 4\gamma$ untersucht werden²⁴. Letztlich ist es Ziel, unter Verwendung dieser Effizienz eine Aussage über das in [1] postulierte Modell machen zu können. Die Effizienz der Photonenidentifikation beeinflusst die Bildung eines Exzesses bezüglich des Untergrunds.

Doch bevor man von Identifikationseffizienzen spricht, soll zunächst dargelegt werden, wie überhaupt Photonen im Detektor rekonstruiert und identifiziert werden.

4.1 Die Rekonstruktion von Photonen

Die Rekonstruktion von Photonen erfolgt durch einen Algorithmus, der im Kalorimeter nach ausreichend großen Energiedepositionen sucht. Innerhalb dieses Vorgangs werden um ausreichend große Energiedepositionen Rechtecke bestimmter Abmessungen gelegt und dann die in diesen Rechtecken deponierte Energie bestimmt, wobei die Position der Rechtecke so gewählt wird, dass die in ihnen deponierte Energie maximal ist. Das Resultat dieser Vorgehensweise sind sogenannte elektromagnetische Cluster, welche den Ausgangspunkt für die Rekonstruktion von Photonen und Elektronen darstellen. Für die hier vorliegende Untersuchung werden Cluster aus bestimmten η -Bereichen nicht verwendet, da jene Bereiche keine ausreichend hohe Genauigkeit gewährleisten. Bei diesen Bereichen handelt es sich einerseits um den Bereich $|\eta| > 2,5$, andererseits um die für Materialdurchführung gebrauchten Lücke zwischen dem Barrel- und dem Endkappen-Kalorimeter im Bereich $1,37 < |\eta| < 1,52$.

Das Maß des durch den Algorithmus an die Energiedepositionen angelegten Rechtecks hängt von der η -Region ab und von der Art des zu rekonstruierenden Teilchens ab. Doch anfangs besitzt man keine Informationen über die genaue Teilchenart, daher beträgt die Größe der zuerst angelegten Rechtecke 5×5 Zellen der zweiten Lage [35]. Nachdem zwischen Elektronen, konvertierten- und unkonvertierten Photonen unterschieden wurde (siehe unten), werden unterschiedliche Cluster-Größen verwendet:

²⁴Hierbei werden die zwei aus einem Axionenzerfall stammenden Photonen wegen der starken Kollimation als ein einziges Photon rekonstruiert. Bei der folgenden Photonenselektion geht es also um die Selektion dieser als Photon rekonstruierten Photonenpaare.

- Für Photon-Kandidaten gilt: In der Barrel-Region des elektromagnetischen Kalorimeters hat ein Cluster die Größe $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,075 \times 0,125$, was 3×5 Zellen der zweiten Lage entspricht. Diese Auswahl gilt für unkonvertierte Photonen. Für konvertierte Photonen wird in der Barrel-Region die Größe des Clusters auf 3×7 Zellen der zweiten Lage ausgedehnt, um möglichst wenig Energie durch die Magnetfeld-bedingte Ablenkung des Elektrons bzw. Positrons zu verlieren. In der Endkappen-Region beträgt diese Größe sowohl für unkonvertierte als auch für konvertierte Photonen 5×5 Zellen der zweiten Lage.
- Für Elektron-Kandidaten ist der Cluster wegen der Magnetfeld-bedingten Ablenkung des Elektrons und einer damit einhergehender Abstrahlung von Bremsstrahlungs-Photonen in ϕ -Richtung etwas ausgedehnter. Dadurch wird erreicht, dass auch die Bremsstrahlung zu der Cluster-Energie beiträgt. Der Cluster hat daher eine Abmessung von $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,075 \times 0,175$, entsprechend 3×7 Zellen der zweiten Lage. In der Endkappen-Region gelten dieselben Maße wie für die Suche nach Photonen-Clustern.

Wenn ein solcher Cluster gefunden wird, wird sein energetisch gewichteter Schwerpunkt errechnet, welcher dann der Position des Clusters entspricht.

Um zu entscheiden, ob es sich bei dem Cluster um ein unkonvertiertes Photon handelt, wird im Inneren Detektor nach einer Elektronenspür gesucht, die innerhalb eines bestimmten Radius $\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2}$ um die Cluster-Position endet. Ist dies nicht der Fall, dann wird der Cluster zum Kandidaten für ein unkonvertiertes Photon. Ist dies aber der Fall, dann gibt es zwei Möglichkeiten, den Cluster einzuordnen, nämlich als Elektron oder als konvertiertes Photon. Um eine diesbezügliche Unterscheidung vornehmen zu können, wird im Inneren Detektor nach einem rekonstruierten Kandidaten für einen Konversionsvertex gesucht. Liegt dieser nicht in unmittelbarer Nähe des Kollisionspunktes und nicht in unmittelbarer Nähe des Kalorimeters, dann wird dieser Cluster als konvertiertes Photon deklariert. Wird ein solcher Konversionsvertex nicht gefunden, dann wird der Cluster als Elektron-Kandidat eingeordnet.

Bei der Suche nach Photonen aus dem Higgszerfall lässt man nur jene Cluster als Kandidaten zu, die eine bestimmte Mindestenergie von 5 GeV aufweisen. Dies gilt sowohl für die Suche nach den Photonen aus dem Zerfall $H \rightarrow 2\gamma$ als auch für die rekonstruierten Photonenkandidaten aus dem Zerfall $H \rightarrow 2A_0 \rightarrow 4\gamma$.

Wie schon in Abschnitt 2.5 erwähnt, würden die beim Axionenzerfall entstehenden Photonenpaare in den meisten Fällen stark kollimiert sein. Der Grund hierfür liegt in der großen Masse des Higgsbosons und der relativ dazu kleinen Masse der Axionen, sodass wegen der Energie-Impuls-Erhaltung die Axionen einen großen Impuls hätten. Jener würde dazu führen, dass zwischen den Photonen eines Photonenpaares nur ein sehr kleiner Öffnungswinkel liegen würde. Die Abmessungen der elektromagnetischen Cluster sind zu groß, als dass die zwei aus dem Axion stammenden Photonen als zwei einzelne Photonen rekonstruiert würden. Stattdessen würde jedes Photonenpaar aus dem Axionenzerfall als ein Photon rekonstruiert werden.

Für die Untersuchung der Effizienz werden Monte-Carlo-Simulationen untersucht. Zum einen handelt es sich bei diesen um simulierte Zerfälle eines Higgsbosons mit einer Masse von $m_H = 120 \text{ MeV}$ in Axionen mit einer Masse m_A , die wiederum instantan in je zwei Photonen zerfallen. Bei den betrachteten Massen m_A handelt es sich um die Massen 100 MeV , 200 MeV sowie 400 MeV . Zum anderen wurden auch Monte-Carlo-Simulationen direkter Photonen²⁵ und des Jet-Untergrunds untersucht, zu letzteren mehr im nächsten Abschnitt.

4.2 Der Untergrund des Prozesses $H \rightarrow 2A_0 \rightarrow 4\gamma$

In der $H \rightarrow \gamma\gamma$ -Suche unterscheidet man zwischen irreduziblem und reduzierbarem Untergrund. Ersterer lässt sich nicht durch wie auch immer geartete Diskriminierungs-Techniken zurückweisen. Im Beispiel des Zerfalls des Higgsbosons in zwei Photonen entsprechen zwei zeitgleich auftretende direkte Photonen dem irreduziblen Untergrund. Der reduzierbare Untergrund hingegen hat die Eigenschaft, dem eigentlich gesuchten Ereignis zwar teils sehr ähnlich zu sehen, aber durch bestimmte Beschränkungen der jeweiligen Ereignissignatur zurückgewiesen werden zu können. Im Beispiel des Zerfalls $H \rightarrow \gamma\gamma$ besteht der reduzierbare Untergrund aus zwei Photonimitierenden Jets. In Abbildung 22 ist am Beispiel des Zerfalls des Higgsbosons in zwei Photonen die Verteilung der invarianten Masse $m_{\gamma\gamma}$ des irreduziblen Untergrunds, des reduzierbaren Untergrunds sowie des eigentlichen Signals dargestellt.

Da man im Falle des Zerfalls $H \rightarrow 2A_0 \rightarrow 4\gamma$ einen Endzustand aus zwei rekonstruierten Photonen im Detektor erwartet, besteht der irreduzierbare Hintergrund folglich aus allen Endzuständen, die ausschließlich ein Signal bestehend aus zwei isolierten Photonen beinhalten. Derar-

²⁵Unter direkten Photonen versteht man Photonen aus QCD-Prozessen.

tige Ereignisse können aus der Anihilation von Quarks mit Antiquarks, aus Bremsstrahlungsprozessen oder auch aus dem sogenannten *Box*-Prozess entstehen, bei dem zwei Gluonen über eine Fermionenschleife in zwei Photonen übergehen.

Dieser irreduzible Untergrund stellt das Minimum des vorhandenen Untergrunds dar. Neben dem irreduziblen Untergrund gibt es jedoch auch den oben erwähnten reduzierbaren Untergrund. Dieser kann zumindest in Teilen, im Idealfall komplett, zurückgewiesen werden. Eine möglichst effektive Zurückweisung des reduzierbaren Untergrunds ist notwendig, da er insbesondere im Falle des betrachteten Zerfalls $H \rightarrow 2A_0 \rightarrow 4\gamma$ einen Wirkungsquerschnitt hat, der viele Größenordnungen über dem des $H \rightarrow 2A_0 \rightarrow 4\gamma$ und ebenso über dem des irreduziblen Untergrunds liegt: Der jj -Wirkungsquerschnitt liegt etwa 7 Größenordnungen über dem $\gamma\gamma$ -Wirkungsquerschnitt des irreduziblen Untergrunds, welcher wiederum etwa 3 Größenordnungen über dem Wirkungsquerschnitt des $H \rightarrow \gamma\gamma$ -Prozesses liegt. [36].

Zum reduzierbaren Untergrund gehören hauptsächlich Photonenpaare aus Zerfällen energiereicher elektrisch neutraler Hadronen. Der wichtigste, da leichteste Vertreter dieser neutralen Hadronen im Untergrund ist das neutrale Pion π^0 . Sie entstehen vielfach aus den Hadronisierungen von Partonen und treten somit überwiegend in Jets auf, wobei sie in manchen Fällen den Großteil der Jet-Energie transportieren. Sie sind Mesonen und werden daher nicht durch die Erhaltung der Baryonenzahl in ihrer Produktion beschränkt. Die Pionen haben eine Masse von $m_{\pi^0} = 135 \text{ GeV}$ [7]. Sie zerfallen in 98,8 % aller Fälle in zwei Photonen, wobei sie eine durchschnittliche Lebensdauer von $8,4 \cdot 10^{-17} \text{ s}$ haben [7]. Dieser Zerfall stellt den maßgeblichen Beitrag zum reduzierbaren Untergrund dar. Da die Pionen fast immer in ein Paar von Photonen zerfallen [7], sieht das resultierende Signal dem des Axionzerfalls recht ähnlich, sofern das Pion isoliert ist.

Um die Zurückweisung des reduzierbaren Untergrunds bei möglichst wenig fälschlichen Zurückweisungen echter Photonen aus dem Zerfall $H \rightarrow 2A_0 \rightarrow 4\gamma$ geht es im Folgenden.

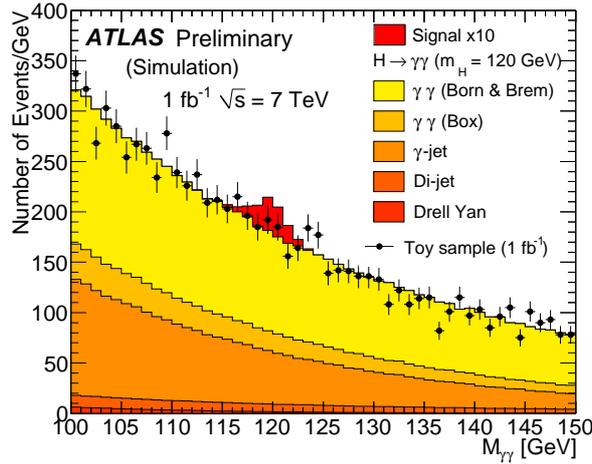


Abbildung 22: Simulierte Verteilung des Untergrunds und des $H \rightarrow 2\gamma$ -Signals bei $m_H = 120\text{GeV}$ [37].

4.3 Photonenidentifikation

Nachdem durch die Bildung von Clustern im elektromagnetischen Kalorimeter und das Matching von Spuren und Vertizes im Inneren Detektor zu diesen Clustern rekonstruierte Photonenkandidaten der weiteren Untersuchung zugänglich gemacht wurden, gilt es, zu entscheiden, ob ihre Schauerform der eines echten Photons bzw. konvertierten Photons genug ähnelt. Tut sie dies nicht, wird der betreffende rekonstruierte Kandidat verworfen. Ein Weg, diese Entscheidung vorzunehmen, ist die Schnitt²⁶-basierte Methode.

Zunächst definiert man sich einige Variablen, die die Schauerform eines Clusters möglichst gut charakterisieren. Man untersucht die durch verschiedene Teilchen erzeugten Schauerformen auf die oben erwähnten Variablen hin und stellt fest, dass es sinnvoll ist, mittels der Schauerform-Variablen zwischen den verschiedenen Teilchen zu unterscheiden.

Zwecks dieser Unterscheidung werden Werte für die Schauerform-Variablen bestimmt, die die Grenzwerte zwischen echtem Photon und Photon-imitierendem Jet darstellen. Ist beispielsweise die laterale Breite des Schauers im Kalorimeter größer als ein bestimmter Wert, dann wird der betreffende Photonenkandidat zurückgewiesen. Diese Schnitte werden so gewählt, dass möglichst viele Photon-imitierende Jets und gleichzeitig möglichst wenige der echten Photonen zurückgewiesen werden. Die Schnitt-Werte hängen nicht von p_T ab.

Für die folgende Analyse werden die nachfolgenden Schauerform-Variablen und zugehörige

²⁶Im Englischen *cut*.

Schnitte verwendet. Für jede Variable ist je ein Histogramm angefügt, das die Variablen-Verteilung für verschiedene Monte-Carlo-Samples²⁷ für ein einziges p_T -Bin darstellt.²⁸

Im Falle der Axion-Samples und des DP-Samples wurde ein *Truthmatching* durchgeführt, im Falle des JF-Samples ein *Anti-Truthmatching*. Ersteres bedeutet, dass für die Histogramme nur Photonenkandidaten verwendet wurden, die auch als Photonen aus dem Zerfall der Axionen simuliert wurden, bzw. als direkte Photonen simuliert wurden. Das *Anti-Truthmatching* stellt im Fall des Jet-Samples sicher, dass nur Photonenkandidaten, die nicht als direkte Photonen oder als Bremsstrahlung simuliert wurden, aus dem JF-Sample für die Histogramme verwendet werden.

Vorneweg soll allerdings das Werkzeug der *Isolation* erläutert werden. Dieses besteht darin, einen Schnitt auf die Energie, die außerhalb des Clusters, jedoch innerhalb eines Radius $\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2} = 0,4$ um die Clusterposition herum deponiert wird.²⁹ Diese Energie wird mit E_T^{cone40} bezeichnet. In dieser Arbeit beträgt die Schnittenergie 5 GeV. In Abbildung 23 ist die Verteilung dieser Größe dargestellt.

²⁷Im Folgenden bezeichnet *DP* das Sample der direkten Photonen aus QCD-Prozessen und *JF* das Sample der Jets. Im Falle der in den Histogramme verwendeten Photonenkandidaten aus dem Sample des Jet-Untergrundes wurde sogenanntes *Anti-Truthmatching* bei der Auswahl der Photonenkandidaten angewandt. Das bedeutet, dass sicher gestellt wurde, dass es sich bei solchen nie um direkte Photonen handelt.

²⁸In Anhang A sind für jede der aufgeführten Schauerform-Variablen Histogramme für je einen weiteren p_T -Bin vorhanden, mit Hilfe derer man sich einen genaueren Eindruck von den Schauerform-Variablen machen kann.

²⁹Sowohl im elektromagnetischen Kalorimeter deponierte Energie als auch im hadronischen Kalorimeter deponierte Energie wird für die Berechnung dieser Größe berücksichtigt.

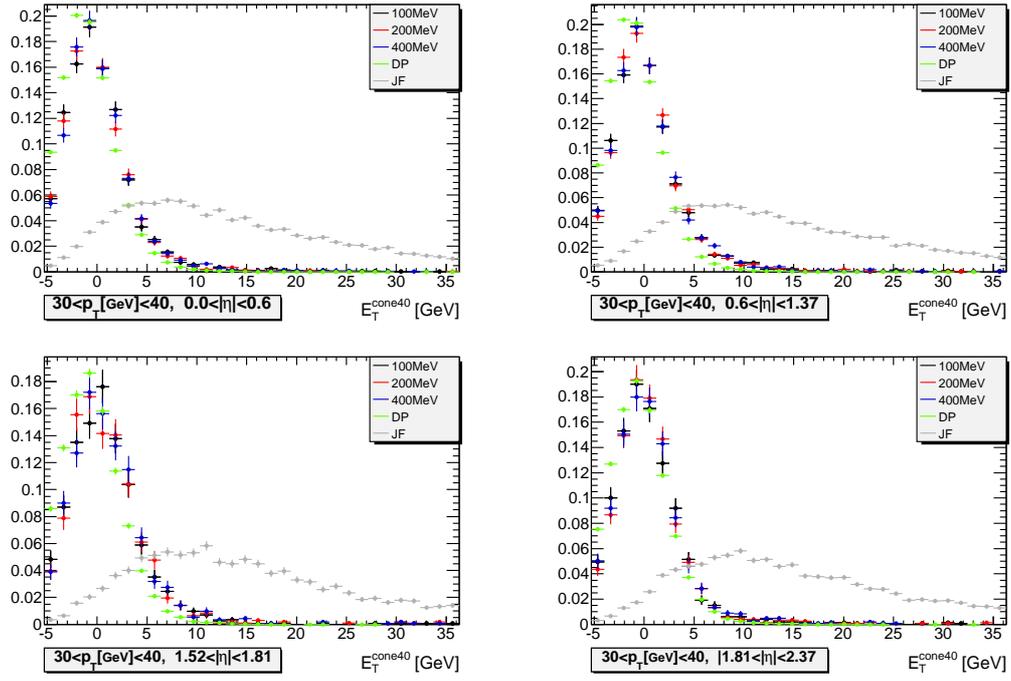


Abbildung 23: Normierte Verteilung der Variable E_T^{cone40} ohne Isolations-Schnitt für rekonstruierte Photonenkandidaten mit $30 < p_T [\text{GeV}] < 40$ in vier η -Bins. Dargestellt für die Axionmassen $m_A = 100 \text{ MeV}$, 200 MeV und 400 MeV , sowie für rekonstruierte Photonen aus dem DP- und JF-Sample.

Es folgt die Definition der Schauerform-Variablen:

- Schauerform-Variablen mit Einbeziehung des hadronischen Kalorimeters:
 - R_{had} : Verhältnis der im hadronischen Kalorimeter innerhalb eines $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,24 \times 0,24$ -Fensters um die Cluster-Position herum deponierte Energie zur im elektromagnetischen Kalorimeter deponierten Energie p_T . Siehe Abbildung 24.

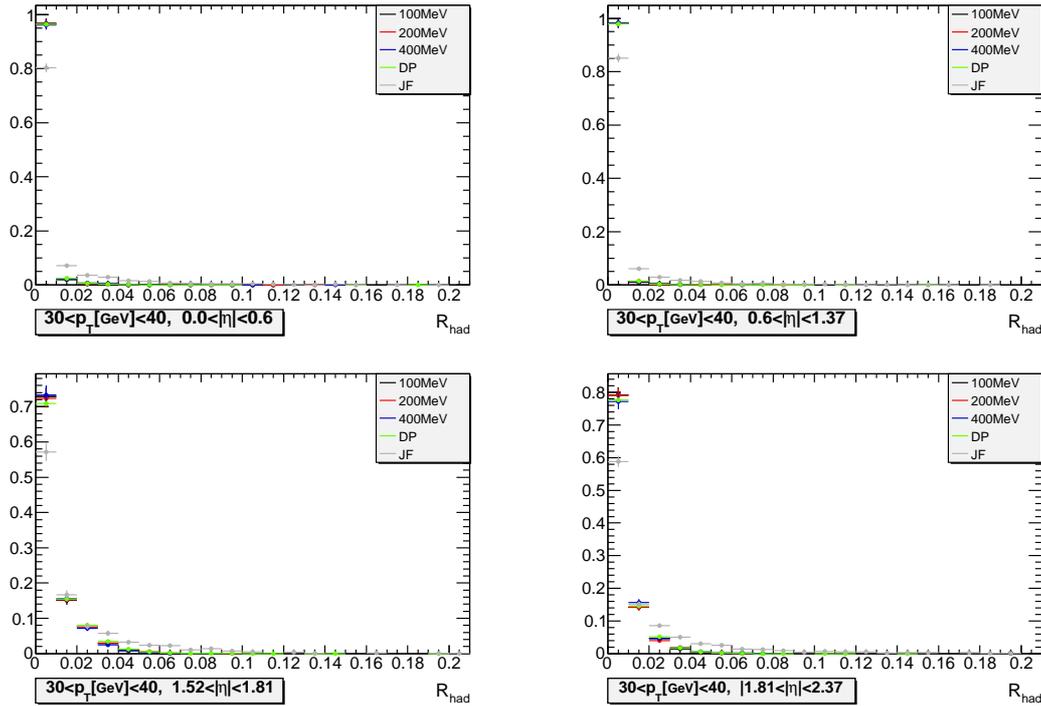


Abbildung 24: Normierte Verteilung der Variable R_{had} nach Anwendung des Isolationskriteriums für rekonstruierte Photonenkandidaten mit $70 < p_T [\text{GeV}] < 100$ in vier η -Bins. Dargestellt für die Axionmassen $m_A = 100 \text{ MeV}$, 200 MeV und 400 MeV , sowie für rekonstruierte Photonen aus dem DP- und JF-Sample.

- Schauerform-Variablen der zweiten Lage des elektromagnetischen Kalorimeters:
 - R_η : Verhältnis der Energie, die in 3×7 Zellen der 2. Lage deponiert ist, zur Energie, die in 7×7 Zellen derselben Lage deponiert ist, wobei die jeweils erste Zahl die Anzahl der Zellen in η -Richtung und die jeweils zweite Zahl die Anzahl der Zellen in ϕ -Richtung angibt. Siehe Abbildung 25.

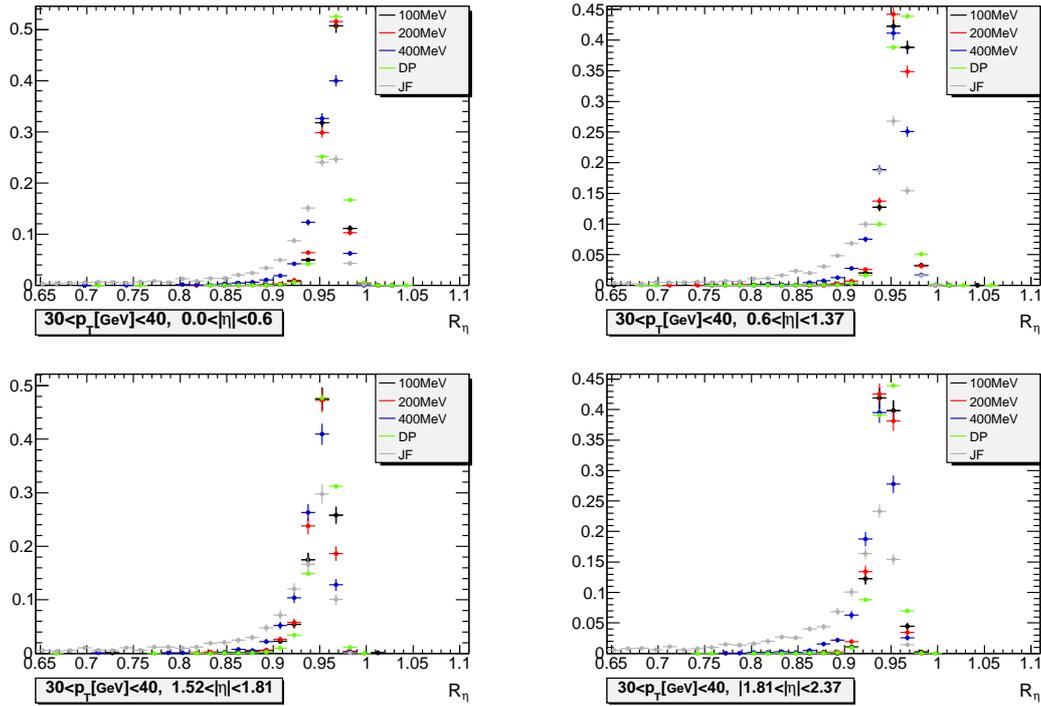


Abbildung 25: Normierte Verteilung der Variable R_η nach Anwendung des Isolationskriteriums für rekonstruierte Photonenkandidaten mit $70 < p_T [\text{GeV}] < 100$ in vier η -Bins. Dargestellt für die Axionmassen $m_A = 100 \text{ MeV}$, 200 MeV und 400 MeV , sowie für rekonstruierte Photonen aus dem DP- und JF-Sample.

- R_ϕ : Verhältnis der Energie, die in 3×3 Zellen der zweiten Lage deponiert ist, zur Energie, die in 3×7 Zellen derselben Lage deponiert ist. Anders als bei R_ϕ hängen die Schnitte auf diese Variable davon ab, ob das Photon als konvertiert oder als unkonvertiert rekonstruiert wurde. Im Falle der konvertierten Photonen fällt der Schnitt wegen der Berücksichtigung des Magnetfeld-Einflusses auf das konvertierte Photon etwas großzügiger aus. Hinzu kommt, dass die Simulation des Magnetfeld-Einflusses auf das konvertierte Photon schwierig ist, sodass auch deshalb der Schnitt nicht so eng gewählt wird. In das Histogramm in Abbildung 26 sind trotz der unterschiedlichen Schnitte sowohl konvertierte als auch unkonvertierte Photonen eingegangen.

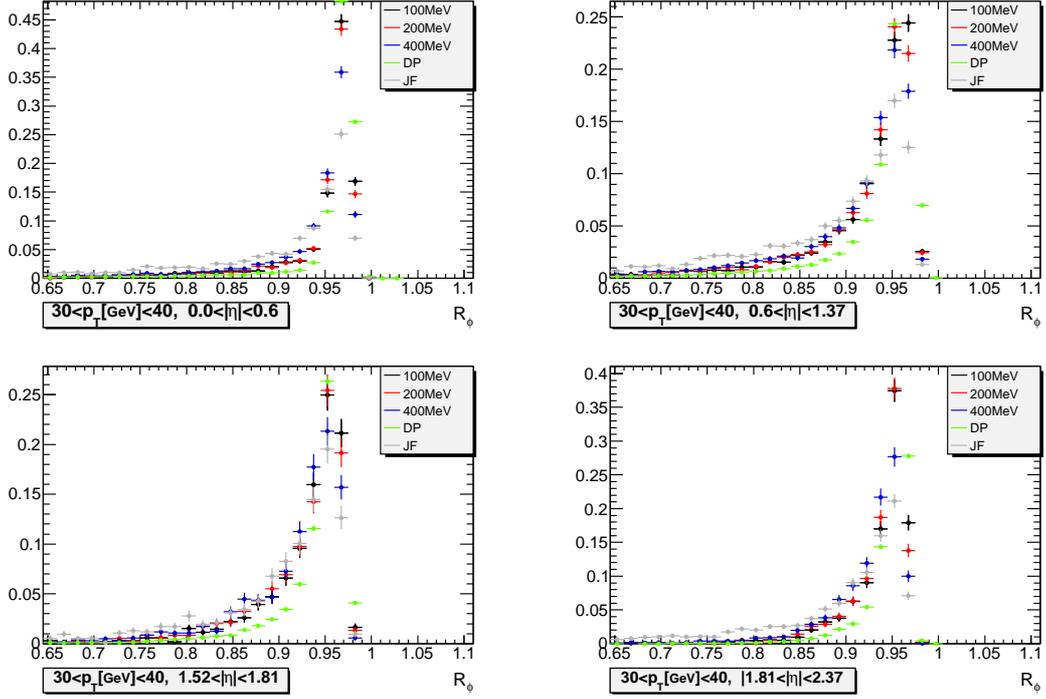


Abbildung 26: Normierte Verteilung der Variable R_ϕ nach Anwendung des Isolationskriteriums für rekonstruierte Photonenkandidaten mit $70 < p_T [\text{GeV}] < 100$ in vier η -Bins. Dargestellt für die Axionmassen $m_A = 100 \text{ MeV}$, 200 MeV und 400 MeV , sowie für rekonstruierte Photonen aus dem DP- und JF-Sample.

- w_η : Laterale Breite in η , $\sqrt{\frac{\sum(E_c \cdot \eta_c^2)}{\sum E_c} - \left(\frac{\sum E_c \cdot \eta_c}{\sum E_c}\right)^2}$, wobei E_c die Energiedepositionen in den einzelnen Zellen repräsentiert, η_c die η -Position der Zelle mit der Energiedeposition E_c . Gegeben ist diese Breite in Einheiten von η . Siehe Abbildung 27.

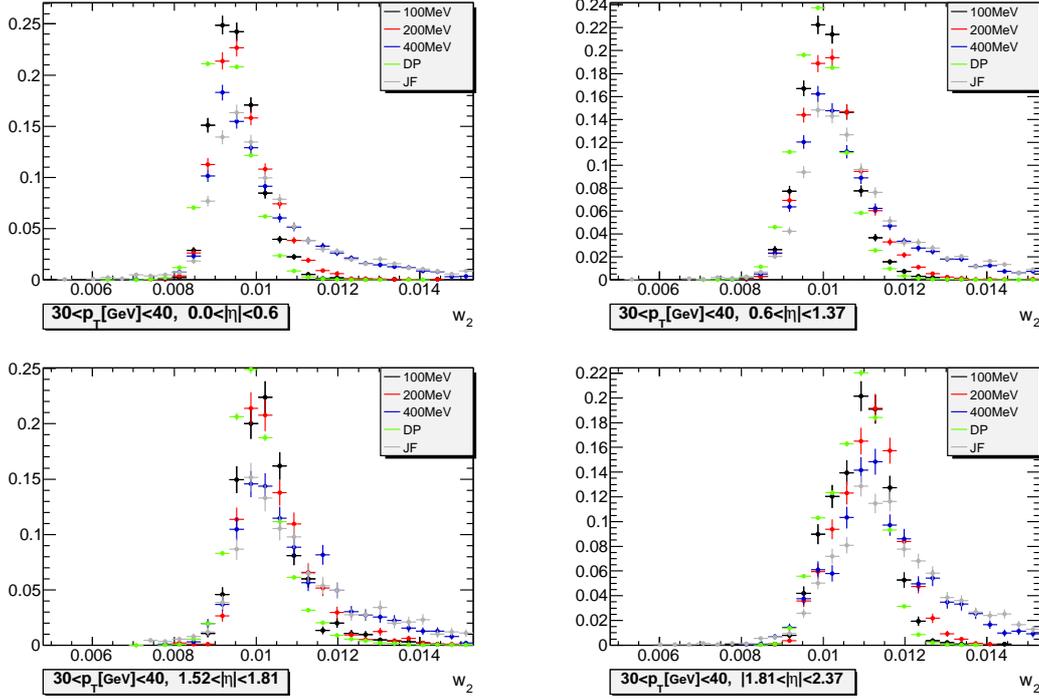


Abbildung 27: Normierte Verteilung der Variable w_η nach Anwendung des Isolationskriteriums für rekonstruierte Photonenkandidaten mit $70 < p_T [\text{GeV}] < 100$ in vier η -Bins. Dargestellt für die Axionmassen $m_A = 100 \text{ MeV}$, 200 MeV und 400 MeV , sowie für rekonstruierte Photonen aus dem DP- und JF-Sample.

- Schauerform-Variablen der Strip-Lage: Die Schauerform-Variablen der Strip-Lage des elektromagnetischen Kalorimeters haben die feinste Auflösung in η und sind motiviert durch das Auftreten von leichten Mesonen (π^0 , η , etc.), die in der Energieverteilung innerhalb der Strip-Lage häufig ein Muster bestehend aus mehr als einem ausgeprägten Maxima hervorrufen. Die unten eingeführten Variablen ΔE und E_{ratio} dienen der Untersuchung des größten und des zweitgrößten Maximums der Energieverteilung. Der Bereich, in dem nach sekundären Maxima gesucht wird, beträgt $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,125 \times 0,2$, ausgehend vom Strip der ersten Lage aus, in der das erste Maximum deponiert wurde. Dieser Bereich entspricht 40 Strips. Die Definitionen können im Quelltext [38] nachvollzogen werden.

Die Schauerform-Variablen der Strip-Lage lauten:

- ΔE : Differenz zwischen der Energie des Strips mit der zweitgrößten Energiedeposition und der Energie des zwischen den beiden ersten Maxima liegenden Strips mit der geringsten Energiedeposition, $\Delta E = E_{\text{max}2} - E_{\text{min}}$. Siehe Abbildung 28. Eine

Veranschaulichung findet sich in Abbildung 29.

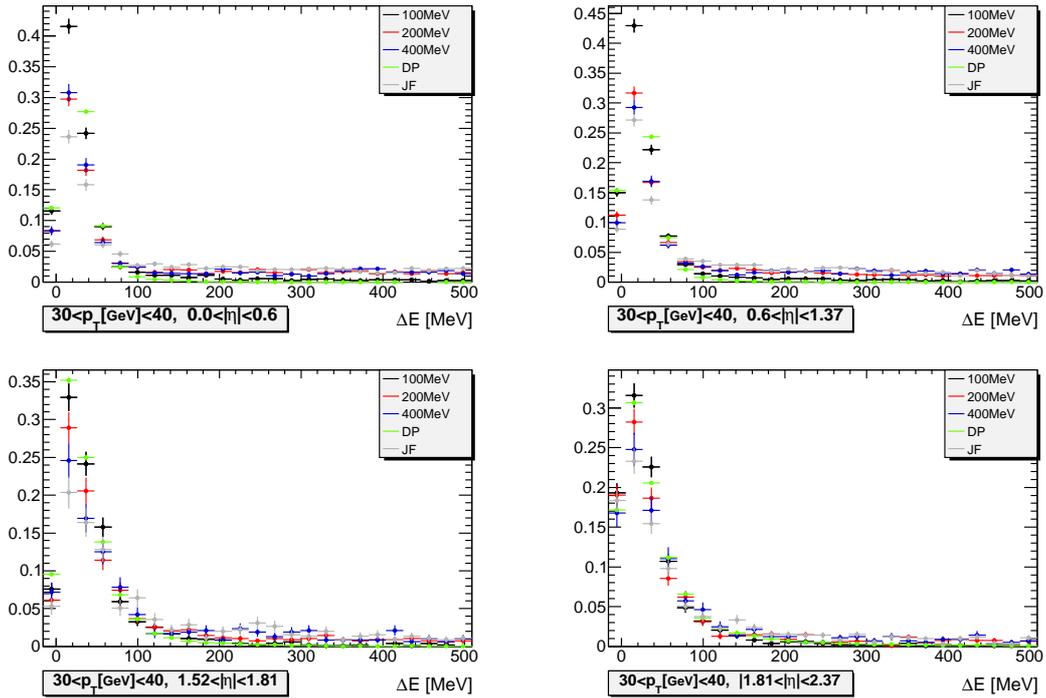


Abbildung 28: Normierte Verteilung der Variable ΔE nach Anwendung des Isolationskriteriums für rekonstruierte Photonenkandidaten mit $70 < p_T [\text{GeV}] < 100$ in vier η -Bins. Dargestellt für die Axionmassen $m_A = 100 \text{ MeV}$, 200 MeV und 400 MeV , sowie für rekonstruierte Photonen aus dem DP- und JF-Sample.

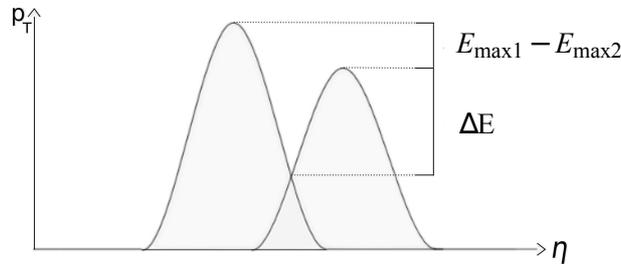


Abbildung 29: Schematische Darstellung eines 2-Photonen-Schauers mit eingezeichneten Variablen ΔE und $E_{\text{max}1} - E_{\text{max}2}$.

- E_{ratio} : Verhältnis von energetischer Differenz zwischen erstem und zweitem Maximum zur Summe der beiden Energien $E_{\text{max}1}$ und $E_{\text{max}2}$. Also: $E_{\text{ratio}} = \frac{E_{\text{max}1} - E_{\text{max}2}}{E_{\text{max}1} + E_{\text{max}2}}$. Siehe Abbildung 56. Eine Veranschaulichung findet sich in Abbildung 29.

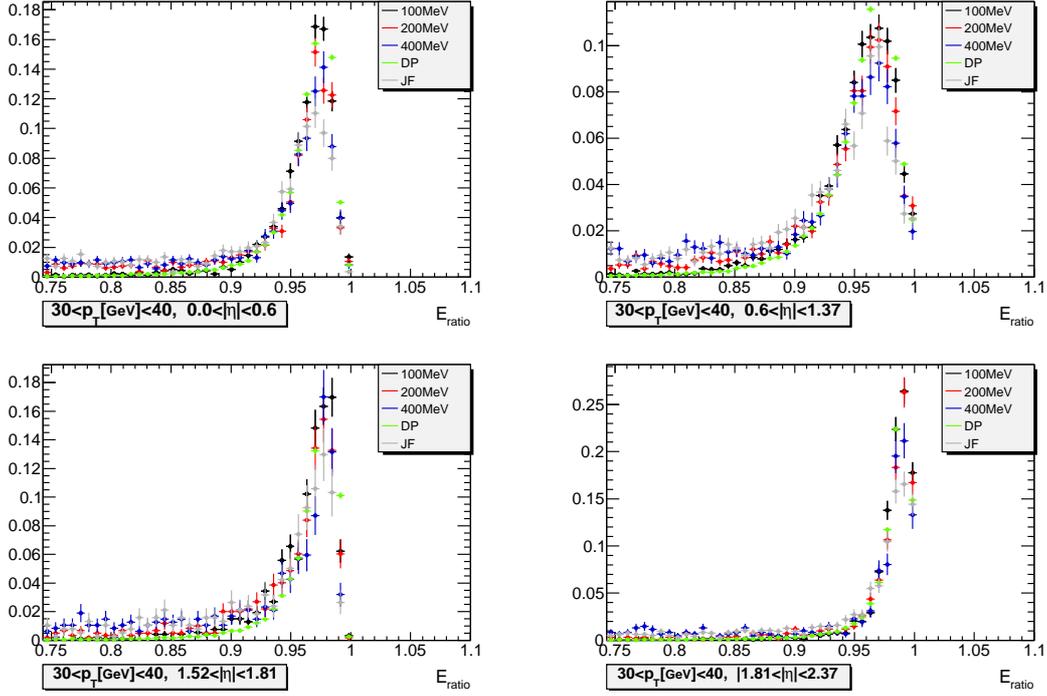


Abbildung 30: Normierte Verteilung der Variable E_{ratio} nach Anwendung des Isolationskriteriums für rekonstruierte Photonenkandidaten mit $70 < p_T [\text{GeV}] < 100$ in vier η -Bins. Dargestellt für die Axionmassen $m_A = 100 \text{ MeV}$, 200 MeV und 400 MeV , sowie für rekonstruierte Photonen aus dem DP- und JF-Sample.

- w_{s3} : Die laterale Breite über drei Strips um den Strip mit der höchsten Energie herum. $w_{s3} = \sqrt{\frac{\sum E_i \cdot (i - i_{\text{max}})^2}{\sum E_i}}$, wobei i die einzelnen Strips, i_{max} den Strip mit der höchsten Energiedeposition und E_i die in den einzelnen Strips deponierte Energie bezeichnet. Die Breite wird hier durch eine Anzahl von Strips angegeben. Siehe Abbildung 31.

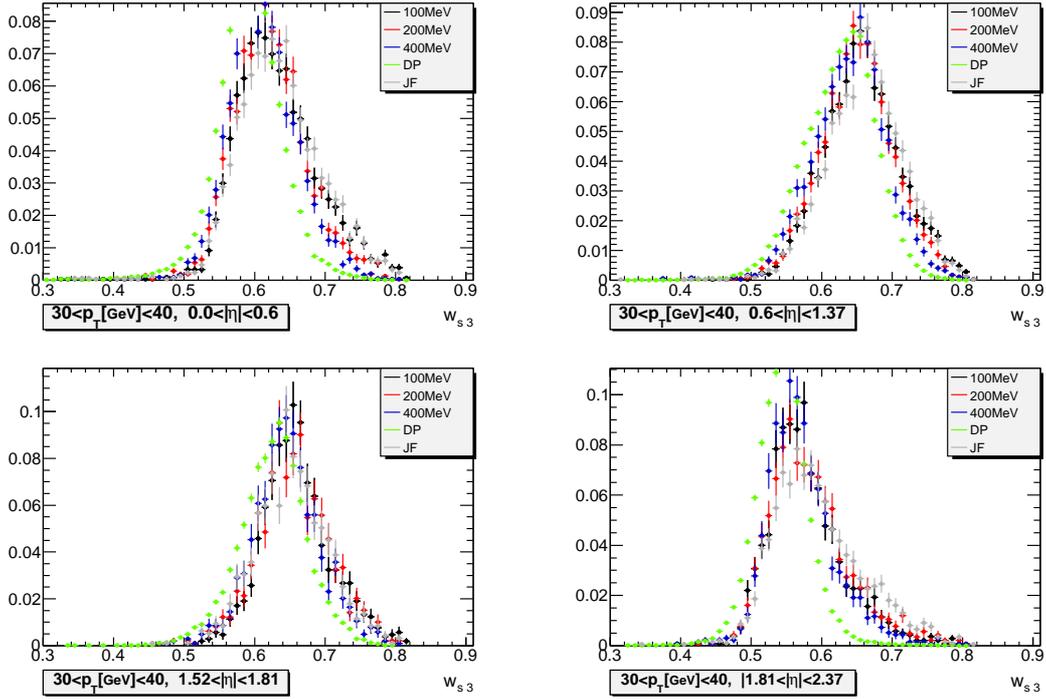


Abbildung 31: Normierte Verteilung der Variable w_{s3} nach Anwendung des Isolationskriteriums für rekonstruierte Photonenkandidaten mit $70 < p_T [\text{GeV}] < 100$ in vier η -Bins. Dargestellt für die Axionmassen $m_A = 100 \text{ MeV}$, 200 MeV und 400 MeV , sowie für rekonstruierte Photonen aus dem DP- und JF-Sample.

- w_{stot} : Die laterale Breite in der Strip-Lage über 20 Strips hinweg, berechnet in derselben Vorgehensweise wie bei w_{s3} . Die Breite wird hier durch eine Anzahl von Strips angegeben. 20 Strips entsprechen etwas weniger als der gesamten Cluster-Größe in η , welche 3 Zellen der zweiten Lage entspricht. Pro Zelle der zweiten Lage gibt es in der Strip-Lage 8 Strips. Siehe Abbildung 32.

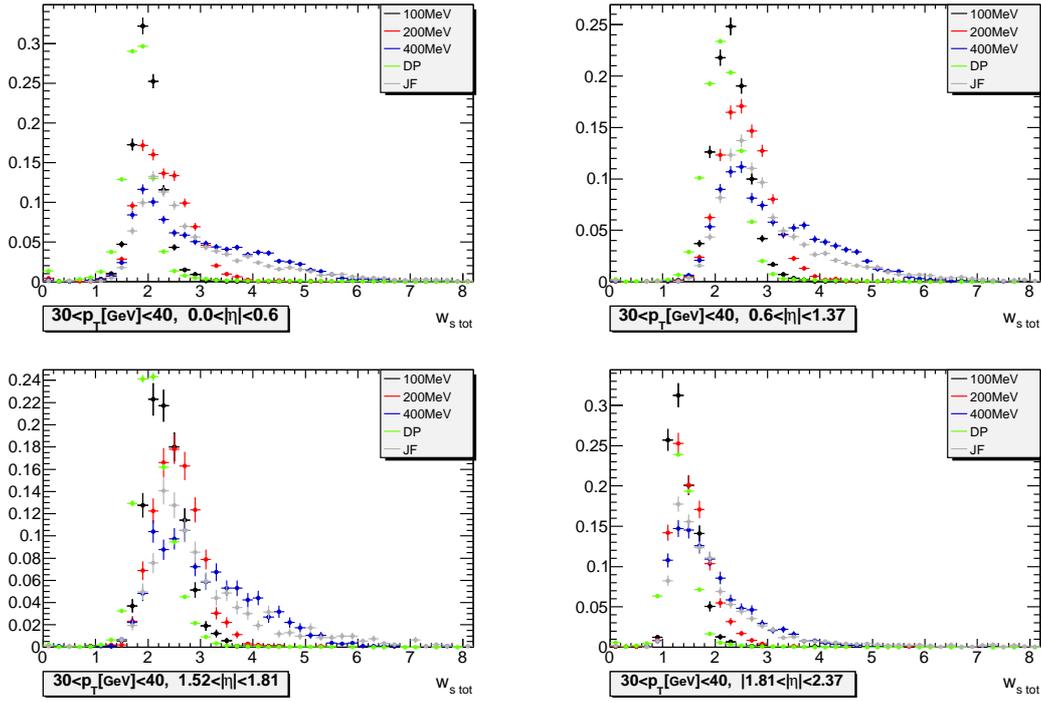


Abbildung 32: Normierte Verteilung der Variable w_{stot} nach Anwendung des Isolationskriteriums für rekonstruierte Photonenkandidaten mit $70 < p_T [\text{GeV}] < 100$ in vier η -Bins. Dargestellt für die Axionmassen $m_A = 100 \text{ MeV}$, 200 MeV und 400 MeV , sowie für rekonstruierte Photonen aus dem DP- und JF-Sample.

- $F_{\text{side}}: \frac{E(i=\pm 3) - E(i=\pm 1)}{E(i=\pm 1)}$, wobei $E(i = \pm n)$ die Energie angibt, die innerhalb von $\pm n$ Strips um den Strip mit der höchsten Energiedeposition im Cluster deponiert wurde. F_{side} gibt also an, wie groß die anteilmäßige Energiedeposition in den weiter vom Maximum entfernten Strips ist und ist somit ein Maß für die Breite des Clusters. Siehe Abbildung 33.

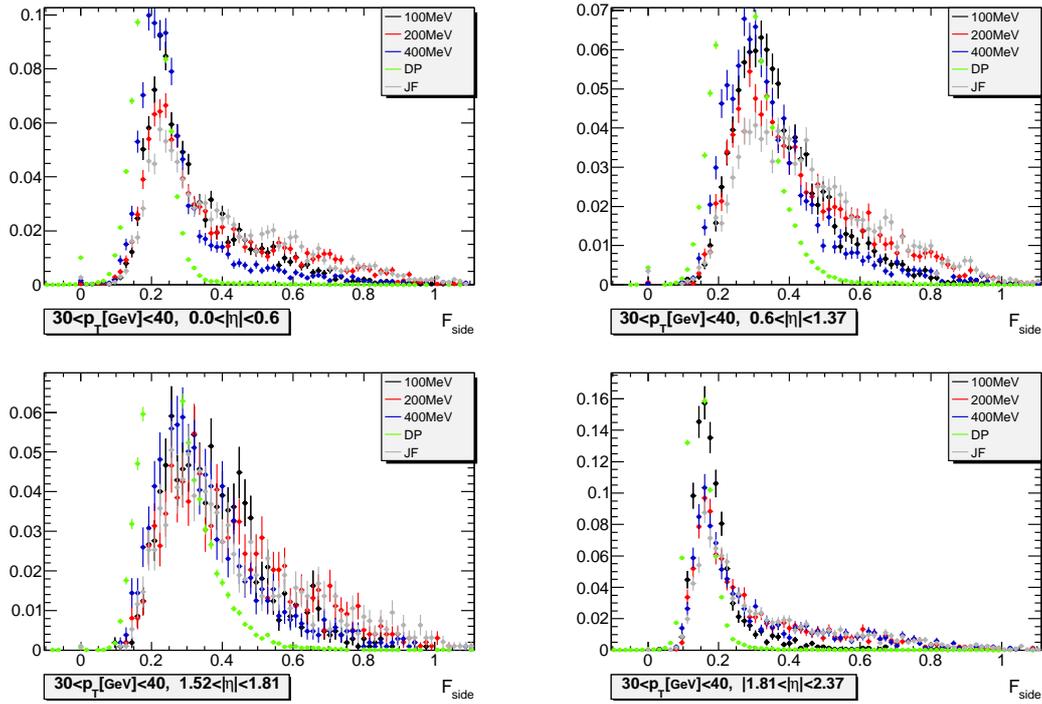


Abbildung 33: Normierte Verteilung der Variable F_{side} nach Anwendung des Isolationskriteriums für rekonstruierte Photonenkandidaten mit $70 < p_T [\text{GeV}] < 100$ in vier η -Bins. Dargestellt für die Axionmassen $m_A = 100 \text{ MeV}$, 200 MeV und 400 MeV , sowie für rekonstruierte Photonen aus dem DP- und JF-Sample.

- f_1 : Anteil der im elektromagnetischen Kalorimeter deponierten Energie, die in der Strip-Lage deponiert ist. Siehe Abbildung 34.

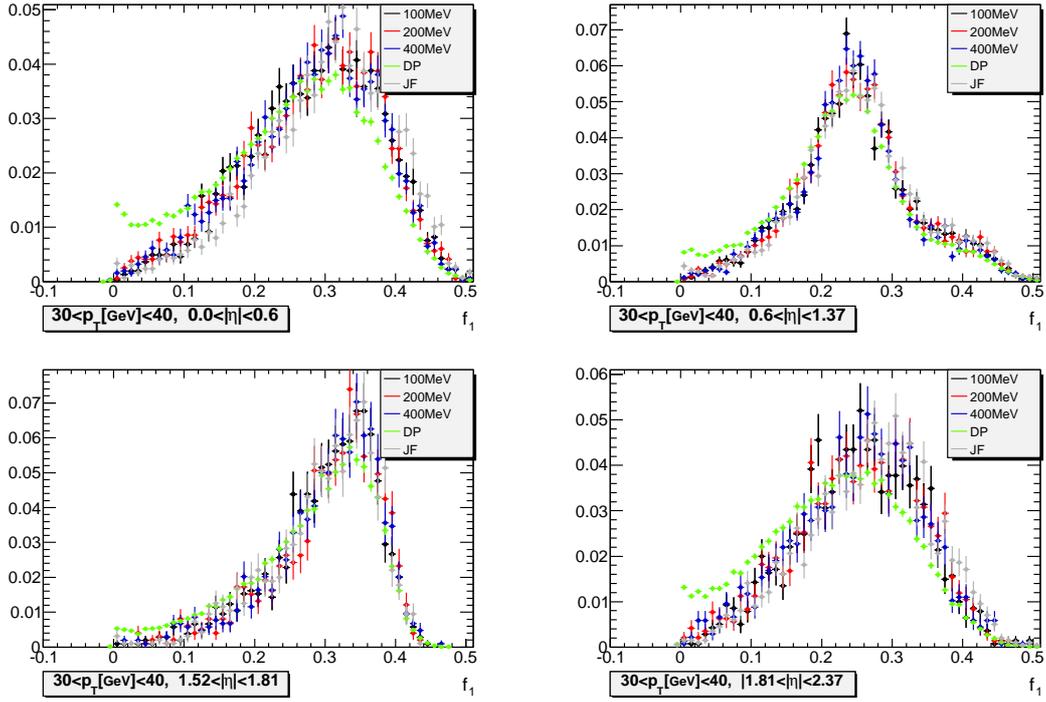


Abbildung 34: Normierte Verteilung der Variable f_1 nach Anwendung des Isolationskriteriums für rekonstruierte Photonen mit $70 < p_T [\text{GeV}] < 100$ in vier η -Bins. Dargestellt für die Axionmassen $m_A = 100 \text{ MeV}$, 200 MeV und 400 MeV , sowie für rekonstruierte Photonen aus dem DP- und JF-Sample.

Die oben genannten Schauerform-Variablen bilden eine Basis für die Bildung von Schnitt-Zusammenstellungen. Fest definiert sind die zwei Schnitt-Kombinationen *Loose* und *Tight*. Sie bestehen aus Schnitten auf die folgenden Variablen:

- Loose-Schnittauswahl: $(R_{\text{had}}, R_\eta, w_\eta)$.
- Tight-Schnittauswahl: $(R_{\text{had}}, R_\eta, w_\eta, f_1, R_\phi, w_{s3}, w_{\text{stot}}, F_{\text{side}}, \Delta E, E_{\text{ratio}})$

Die Werte für die Schnitte auf verwendete Schauerform-Variablen sind für die Loose- und die Tight-Schnittauswahlen unterschiedlich.

Durch die Benutzung der Strip-Informationen ist es mit der Tight-Schnittauswahl besser möglich, Photonen von Pionen zu unterscheiden.

5 Die Effizienz der Photonenselektion

In diesem letzten Teil der Arbeit erfolgt die titelgebende Analyse der Photonenselektion für die Untersuchung des postulierten Higgszerfalls in zwei Axionen. Es werden hierzu Monte-Carlo-Simulationen aus dem Release 17.0 (MC11) benutzt. Es stehen Simulationen des Jet-Untergrunds, des $H \rightarrow 2A_0 \rightarrow 4\gamma$ -Prozesses³⁰ sowie von direkten Photonen zur Verfügung.

Es ist sinnvoll, die Betrachtung von Schauerformen und den entsprechenden Schauerform-Variablen in Abhängigkeit vom transversalen Impuls und der Pseudorapidität des Photonenkandidaten durchzuführen. Zu diesem Zweck werden *Bins* festgelegt. Dieses bedeutet eine Gliederung des p_T - und η -Bereichs. Bei der Untersuchung wurde das in den Tabellen 4 und 5 aufgeführte p_T - und η -Binning benutzt:

Bin-Nummer	Untere η -Grenze in	Obere η -Grenze
1	0,0	0,6
2	0,6	1,37
/	1,37	1,52
3	1,52	1,81
4	1,81	2,37

Tabelle 4: Binning in η

Die Hauptaufgabe liegt nun darin, die Photonen-Identifikationseffizienz der Photonenkandidaten aus den Axion-Zerfällen auf Grundlage der Monte-Carlo-Simulationen zu ermitteln und zu interpretieren. Die Identifikationseffizienz $\epsilon_{\text{reco}}^{\text{cut}}$ ist definiert wie folgt:

$$\epsilon_{\text{reco}}^{\text{cut}} = \frac{N_{\text{reco}}^{\text{cut}}}{N_{\text{reco}}} \quad (30)$$

In dieser Gleichung bezeichnet N_{reco} die Anzahl der als Photonen rekonstruierten Objekte, auf die jedoch noch keine Schnitte angewendet wurden. Das Wort „cut“ steht für die Auswahl der Schnitte, die angelegt werden, so z.B. für die Tight- oder Loose-Schnittauswahl.

³⁰Als Produktionskanal für das Higgsboson ist in der Simulation die Gluon-Fusion gewählt worden. Das impliziert, dass in der Simulation keine weiteren charakteristischen Teilchen als Nebenprodukte bei der Higgsboson-Produktion entstehen, wie dies z.B. bei der Vektorboson-Fusion oder der assoziierten Top-Quark-Produktion der Fall wäre.

Bin-Nummer	Untere p_T -Grenze	Obere p_T -Grenze
1	20	30
2	30	40
3	40	45
4	45	50
5	50	55
6	55	60
7	60	70
8	70	100
9	100	150
10	150	400

Tabelle 5: Binning in p_T [GeV]

Mit dem Ziel, die fälschlicherweise als Photonen deklarierten Objekte, wie z.B. Pionen, aus der ursprünglichen Menge der Photonenkandidaten herauszusieben, dabei aber möglichst wenige tatsächliche Photonen fälschlicherweise mitauszusieben, werden Schnitte angewendet. Im Falle der aus dem letzten Abschnitt bekannten Tight-Schnittauswahl wird hierbei *robust4*-Version von Martin Tripana vom Februar 2011 verwendet. Für die Loose-Schnittauswahl wird die Version vom April 2011 genutzt. Die genauen Werte für die Schnitte können im genutzten und in [39] zu findenden `PhotonIDTool.cxx` gefunden werden. Es wurden die Loose-Schnittauswahl [*case 3*] und die Tight-Schnittauswahl [*case 6*] verwendet.

Diese weiteren Beschränkungen lauten:

- **Mindestenergie:** Nur Photonenkandidaten mit einer Energie von mehr als 20 GeV werden für die Untersuchung der Photon-Identifikationseffizienz Zerfalls $H \rightarrow 2A_0 \rightarrow 4\gamma$ benutzt. Die Masse des Higgsbosons wird in dieser Analyse als 120 GeV angenommen. Viele der resultierenden Photonen sollten demnach eine Energie haben, die größer als 20 GeV ist. Durch diese Untergrenze wird zudem ein erheblicher Teil des Jet-Untergrundes ausgeschlossen. In der letztendlichen Analyse der Daten auf den Zerfall $H \rightarrow 2A_0 \rightarrow 4\gamma$ wird eine Untergrenze von 25 GeV verwendet.
- **Isolation:** Es wird gefordert, dass in einem Zylinder mit dem Radius $R = 0,4$ um die Cluster-Position herum abzüglich des eigentlichen Clusters nicht mehr als 5 GeV deponiert werden. Dies dient der weiteren Ausschließung von Jets, da z.B. Pionen meist nicht allein sondern als Teil eines Jets mit einer bestimmten Ausdehnung auftreten.

- Truthmatching: Zur Bestimmung der Identifikationseffizienz wird das sogenannte Truthmatching angewandt: Bevor die aus den Monte-Carlo-Simulationen rekonstruierten Photonen tatsächlich als echte, die Tight-Schnittauswahl passierenden Photonen deklariert werden, wird geprüft, ob jene Objekte in der Simulation tatsächlich als Photon produziert wurden. So wird ausgeschlossen, dass kein als Jet simuliertes Objekt fälschlicherweise als Photon identifiziert wird.

5.1 Die Effizienz $\epsilon_{\text{reco}}^{\text{tight}}$

Mit diesen Vorgaben wird die Tight-Effizienz $\epsilon_{\text{reco}}^{\text{tight}}$ für jede der drei Axionenmassen errechnet. In Abbildung 35 ist die Effizienz in Abhängigkeit zu η - und p_T -Bin dargestellt.

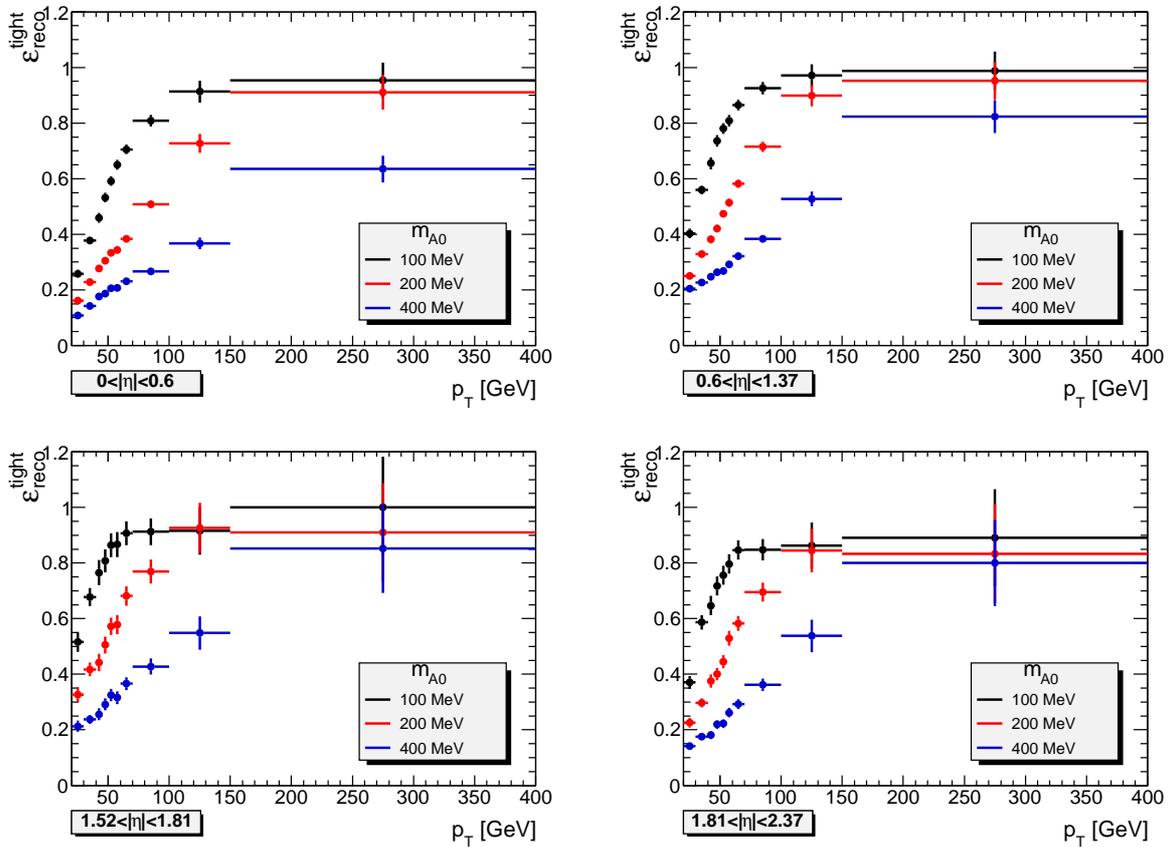


Abbildung 35: Tight-Effizienz in Abhängigkeit von p_T - und η -Bin für drei verschiedene Axionenmassen.

Man kann aus dieser Darstellung ablesen, dass die Identifikationseffizienz hochenergetischer Photonenpaare Zerfällen hochenergetischer Axionen nahe bei 1 liegt. Zu kleinen p_T hin jedoch nimmt die Effizienz ab. Dieses entspricht der Erwartung. Denn je geringer die Energie,

umso größer ist der Öffnungswinkel der beiden Photonen im Cluster. Diese Verbreiterung des Schauers ist typisch für Photonen aus dem Zerfall eines Pions, daher werden als Photon rekonstruierte niederenergetische Photonenpaare häufig zurückgewiesen. Somit werden Photonenpaare mit geringen Energien in den meisten Fällen nicht mehr als Tight-Photon identifiziert, die Effizienz nimmt ab. Es gibt Unterschiede zwischen den Effizienzen bei unterschiedlichen Axionenmassen. Erstellt wurden Simulationen für die Axionmassen 100, 200 und 400 MeV. Bei festem Wert p_T des Photonenpaares sinkt mit steigender Masse generell die Effizienz. Auch dies ist erwartungsgemäß, denn je größer die Masse des Axions, umso größer ist der Winkel zwischen den beiden aus dessen Zerfall stammenden Photonen. Dass der Winkel zwischen den zwei Photonen von der Masse des Axions und von deren Impuls abhängt, lässt sich aus der Energie- und Impulserhaltung ableiten.

Das weitere Vorgehen besteht zunächst darin, den Verlauf der Effizienz detaillierter zu analysieren. Zu diesem Zweck wurde für jeden einzelnen Schnitt auf die Schauerform-Variablen eine zugehörige Effizienz ϵ_{reco}^X errechnet, wobei X der Name der Schauerform-Variablen ist³¹. Das bedeutet: Statt alle Schnitte der Tight-Schnittauswahl anzuwenden, wurde nur je einer der Tight-Schnittauswahl auf die rekonstruierten Photonen angewandt. Dies macht es möglich, diejenigen Schnitte ausfindig zu machen, dessen Anwendung die Gesamteffizienz besonders herabsetzt.

Dabei stelle sich heraus, dass es vor allem die Schnitte auf Schauerform-Variablen der Strip-Lage sind, die die Effizienz senken: E_{ratio} , F_{side} , ΔE und w_{stot} , siehe Abbildung 37, 38 und 39. Dagegen mindern die Schnitte der zweiten Lage die Effizienz nur moderat und dies nur bei kleinen p_T . Dies ist nicht überraschend, wenn man sich die Effizienz hinsichtlich der Loose-Schnittauswahl in Abbildung 36 vor Augen führt. Die Loose-Schnittauswahl beinhalten lediglich Schnitte auf die Energiedeposition innerhalb des hadronischen Kalorimeters und auf die Verteilung der Energiedeposition in der zweiten Lage des elektromagnetischen Kalorimeters, wohingegen die Tight-Schnittauswahl die Loose-Schnittauswahl miteinschließen und zusätzlich noch einige Schnitte auf Variablen aus der Strip-Lage beinhalten. Dabei sind die Schnittwerte für die diversen Schauerform-Variablen im Falle der Tight-Cuts enger gesetzt, sodass sie diskriminierender sind.

³¹Bewerkstelligt wurde dieses mit dem PhotonIDTool, siehe [39].

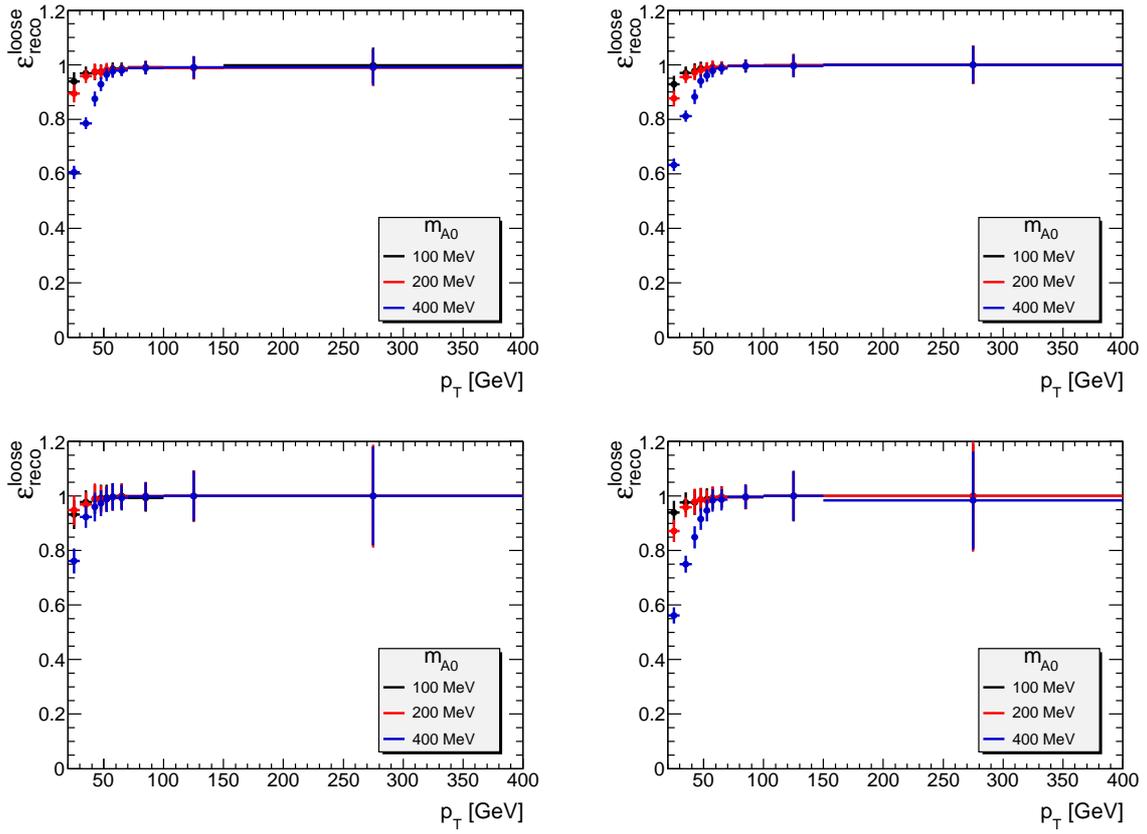


Abbildung 36: Loose-Effizienz in Abhängigkeit von p_T - und η -Bin für drei verschiedene Axionmassen.

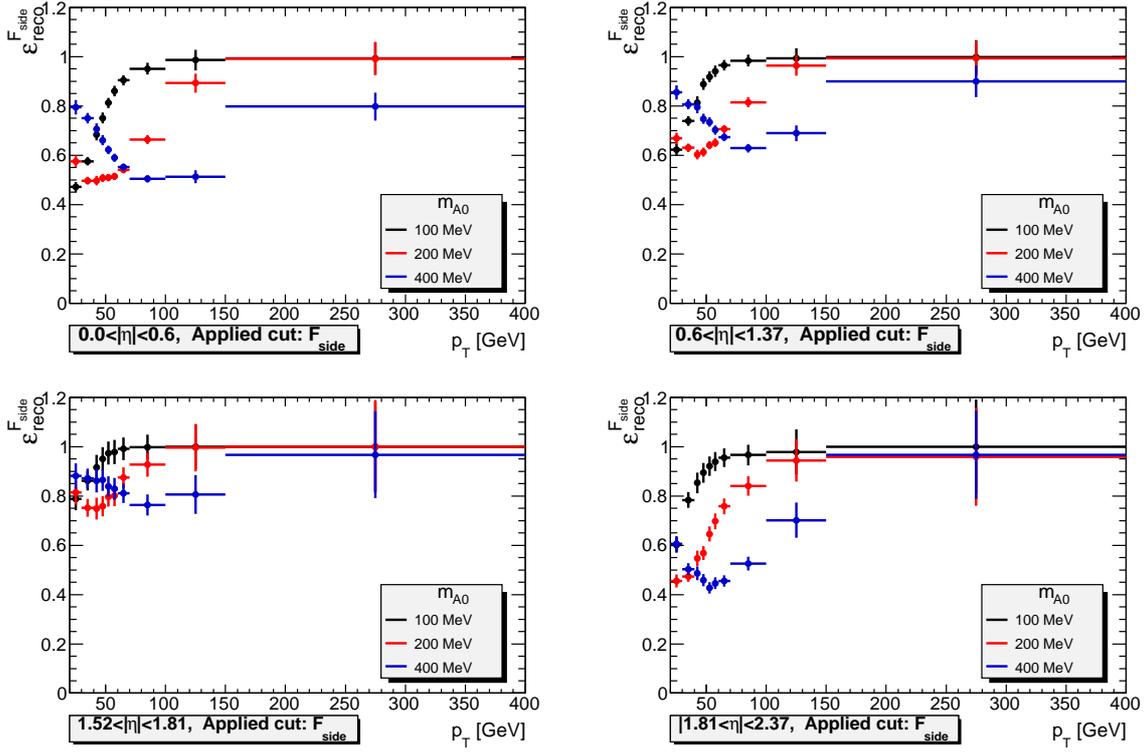


Abbildung 37: F_{side} -Effizienz in Abhängigkeit von p_T - und η -Bin für drei verschiedene Axionmassen.

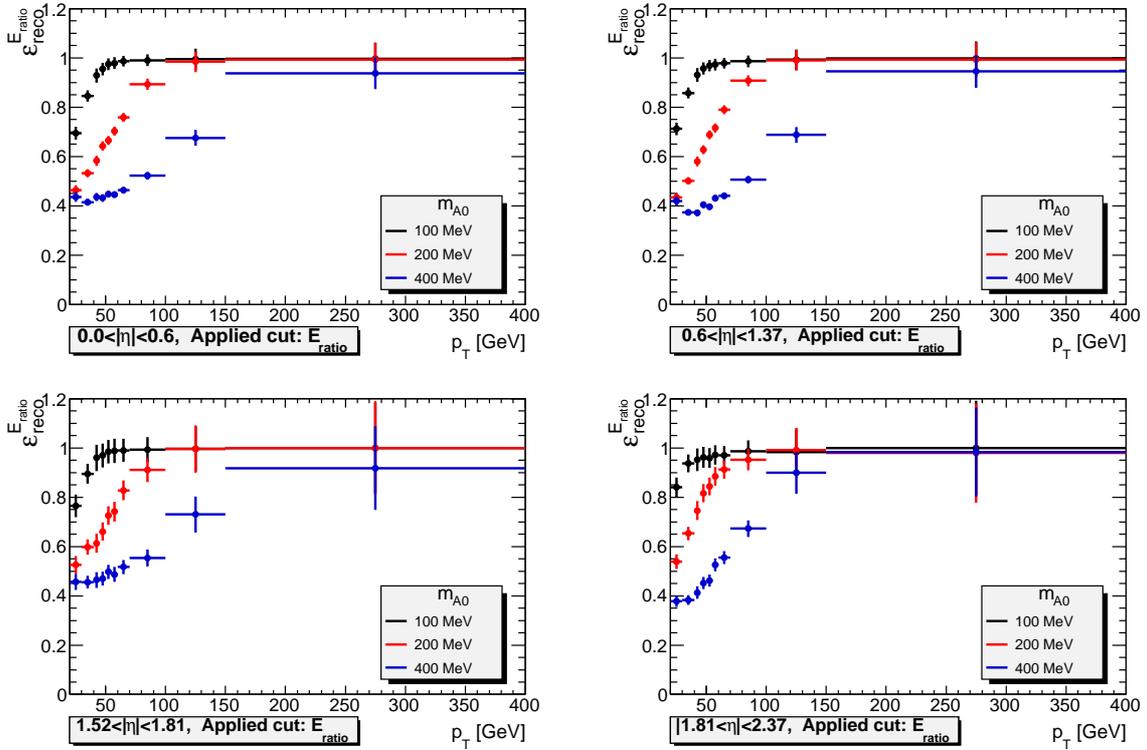


Abbildung 38: E_{ratio} -Effizienz in Abhängigkeit von p_T - und η -Bin für drei verschiedene Axionmassen.

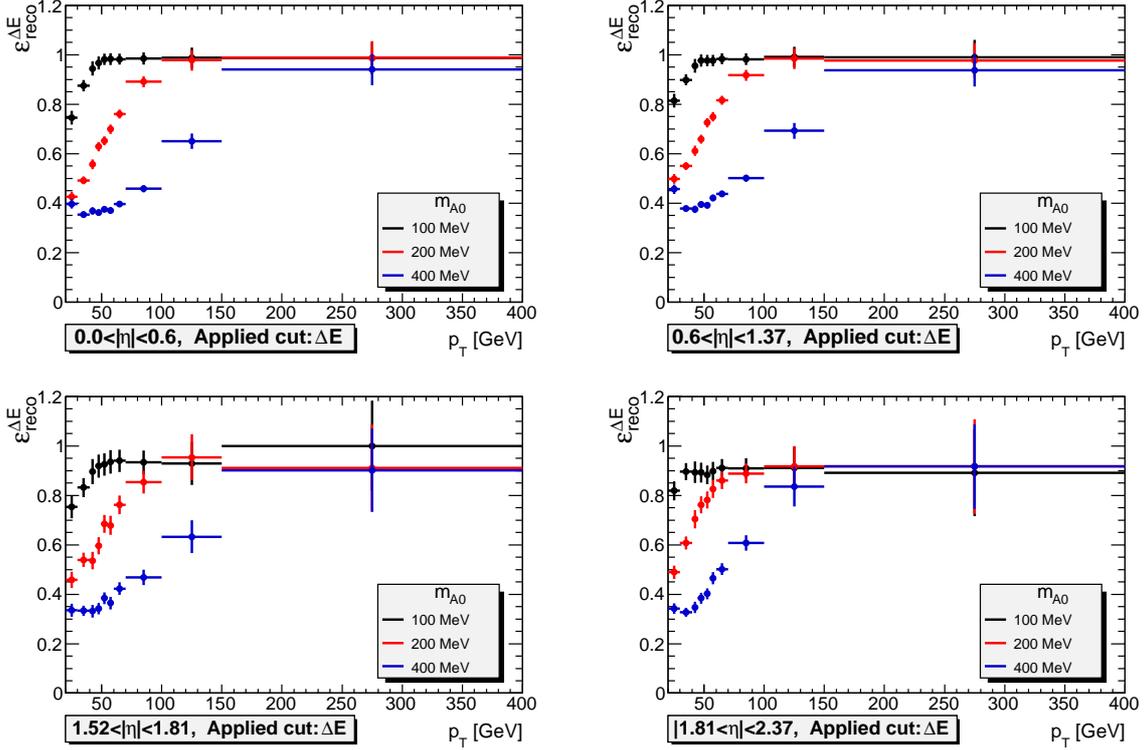


Abbildung 39: ΔE -Effizienz in Abhängigkeit von p_T - und η -Bin für drei verschiedene Axionmassen.

5.2 Die Schauerform-Variablen der Strip-Lage

Bei der Betrachtung von $\epsilon_{reco}^{F_{side}}$, $\epsilon_{reco}^{\Delta E}$ und in Ansätzen auch von $\epsilon_{reco}^{E_{ratio}}$ bei der Axionenmasse $m_A = 400 \text{ MeV}$ (im Falle von F_{side} auch bei $m_A = 200 \text{ MeV}$) fällt auf, dass die Effizienz in manchen η -Bereichen zu kleinen p_T hin wieder steigt, nachdem sie zuvor von großen zu kleinen p_T gefallen war. Ein solches Ergebnis ist zunächst unerwartet, da der Winkel zwischen zwei Photonen im Falle sinkender Energie wächst und der Anteil an zurückgewiesenen $A_0 \rightarrow 2\gamma$ -Ereignissen deshab mit sinkender Energie steigen und deren Effizienz dementsprechend sinken sollte. Weil das offenbar nicht für alle Massen und nicht für alle Schnitt-Effizienzen ϵ_{reco}^X der Fall ist, wurde dieses Verhalten näher untersucht.

Dabei stellte sich heraus, dass die verwendeten Schauerform-Variablen der Strip-Lage nur bedingt auf die Erfordernisse der $H \rightarrow 2A_0 \rightarrow 4\gamma$ -Analyse zugeschnitten sind, und dass aus diesem Grund der Effizienzverlauf eine teilweise unerwartete Form zeigt.

5.2.1 F_{side}

Diese Variable wurde als $F_{\text{side}} = \frac{E(i=\pm 3) - E(i=\pm 1)}{E(i=\pm 1)}$ definiert. Hierbei wird als Ausgangspunkt der Strip mit der höchsten Energiedeposition gewählt. Von hier aus wird die Energie der je 3 rechts und links des Ursprungsstrips liegenden Strips eingesammelt. Von dieser Energie wird die Energie der drei zentralen Strips abgezogen. Diese Differenz wird, um F_{side} zu erhalten, ins Verhältnis der Energie der drei zentralen Strips gesetzt. Das bedeutet: F_{side} ist umso größer, je größer der Anteil der Energie in den äußeren der 7 betrachteten Strips ist³². Die Einführung einer solchen Schauerform-Variablen ist für die Unterscheidung zwischen einzelnen Photonen und Photonenpaaren aus Pionzerfällen nützlich, da ein aus zwei Photonen bestehender Cluster eine Verteilung hat, die in einem gewissen Abstand zum Strip mit der größten Energiedeposition ein weiteres (lokales) Energiemaximum aufweist. Diese durch das zweite Maximum herbeigeführte Verbreiterung lässt sich mittels F_{side} nachweisen. Es gibt hierbei jedoch eine entscheidende Einschränkung: Energiedepositionen, die weiter als drei Strips vom Strip mit der größten Energiedeposition entfernt sind, werden von F_{side} nicht berücksichtigt. Durch diese Tatsache lässt sich die steigende Effizienz $\epsilon_{\text{reco}}^{F_{\text{side}}}$ verstehen: Durch die hohe Axionenmasse und der geringen Energie des Photonenpaares ist der Winkel zwischen ihnen so groß, dass in vielen Fällen das zweite Maximum, verursacht vom etwas weniger energiereichen zweiten Photon, nicht mehr von der Variablen F_{side} berücksichtigt wird und nur noch ein recht isoliertes einzelnes Energiemaximum in die Rechnung miteingeht. Verständlicherweise sieht diese Energieverteilung dann für die Variable F_{side} aus wie ein einzelnes Photon und wird demnach nicht durch den Schnitt auf F_{side} abgelehnt, obwohl sie als Ganzes betrachtet durchaus nicht wie ein Photon aussieht. Bei mittleren Energien jedoch ist der Winkel dieses 2-Photonen-Muster in vielen Fällen noch klein genug, als dass das zweite Maximum von F_{side} miteinbezogen wird, aber zu groß als dass es als Tight-Photon deklariert würde. In Abbildung 40 sind die verschiedenen Fälle skizziert.

³²Es ist wichtig, zu betonen, dass die Strips eine hohe Auflösung in η haben, in ϕ jedoch eine kleine Auflösung. Wird daher von nebeneinander liegenden Strips gesprochen, dann sind die Strips gemeint, die bei konstanten ϕ und variierenden η liegen. Die Strips vermessen daher die Form des Schauers als Funktion von η . Diese Bevorzugung von η in der Identifizierung von Photonen liegt nicht zuletzt daran, dass das Magnetfeld des Inneren Detektors konvertierte Photonen hauptsächlich in ϕ -Richtung ablenkt. Durch die damit einhergehende Abstrahlung von weichen Photonen wird das Schauerprofil in ϕ verbreitert, sodass die ϕ -Verteilung des Schauers nicht gut zur Unterscheidung zwischen Photonen und anderen Teilchen geeignet ist.

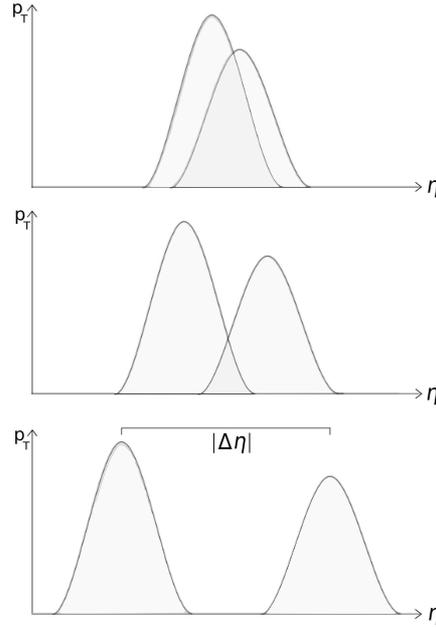


Abbildung 40: Schematisierte Schauerformen resultierend aus Axionenzzerfällen mit unterschiedlichen Öffnungswinkeln zwischen den Photonen. Im ersten Fall ist der Winkel klein, das Ereignis wird als Tight-Photon deklariert. Im zweiten Fall wird durch den Schnitt auf F_{side} das Ereignis nicht als Tight deklariert, da das zweite Maximum deutlich und in unmittelbarer Nähe des ersten Maximums auftritt. Im dritten Fall hingegen wird das Ereignis wieder als Tight eingeordnet, da das zweite Maximum sehr weit vom ersten entfernt ist und somit nicht von der Variablen F_{side} erfasst wird.

Ein Anhaltspunkt für diese These findet sich in den Abbildungen 41, 42 und 43. Es wurden hierfür für jede der drei Axionenmassen jeweils die η -Differenzen zwischen den zwei Photonen eines Axionenzzerfalls berechnet und in Abhängigkeit zur Cluster-Energie aufgetragen. Aus der Effizienz $\epsilon_{\text{reco}}^{F_{\text{side}}}$ folgt die Erwartung, dass für transversale Cluster-Energien p_T ³³ von kleiner als etwa 70 GeV die durchschnittliche η -Differenz den η -Bereich von 3 Strips übersteigt. Dieser η -Bereich $(\Delta\eta)_{F_{\text{side}}}$ beträgt $\frac{0,025}{8} \cdot 3 \simeq 0,01$. Und in der Tat, es stellt sich heraus, dass unter einem bestimmten E_T -Wert ein großer Anteil der Photonenpaare einen Winkel größer als 0,01 aufweist, wenn die Axionenmasse groß genug ist. Der Effekt tritt nicht bei $m_A = 100 \text{ MeV}$ auf, wie aus Abbildung 41 zu erwarten ist. Bei höheren Massen hingegen korreliert der große Anteil großer η -Unterschiede mit der steigenden Effizienz bei geringen p_T . In den Abbildungen 44, 45 und 46 ist der Bereich $\Delta\eta < 0,02$ höher aufgelöst dargestellt.

³³Da es sich um Teilchen mit Energien sehr viel größer als deren Ruhemasse handelt, die im Falle des Photons sowieso Null ist, sind die Begriffe Impuls und Energie gleichbedeutend, solange es nur um Beträge des Impulses geht.

In den Abbildungen 33 auf Seite 54 und 60 auf Seite 86 sind die Häufigkeitsverteilungen der Schauerform-Variable F_{side} im p_T -Bin von 30 GeV bis 40 GeV sowie im p_T -Bin von 70 GeV bis 100 GeV zu finden. Die oben erläuterte Argumentation lässt sich leicht auf diese Verteilungen anwenden: Im niedrigeren p_T -Bin belaufen sich die F_{side} -Werte für die größte Masse $m_A = 400\text{ GeV}$ auf Werte, die unter denen der kleineren Axionenmassen liegen. Hier sehen die schweren Axionen mehr als alle anderen wie direkte Photonen aus (DP). Im höheren p_T -Bin hingegen sind die F_{side} -Werte deutlich größer als die der leichteren Axionen und damit einhergehend sehen die schweren Axionen dem Jet-Untergrund aus dem JF-Sample sehr ähnlich. In letzterem Fall resultiert eine kleinere Effizienz als im ersteren. Die Größe p_T ist in diesen Histogrammen nicht die rekonstruierte transversale Energie, sondern die transversale Energie, die die betreffenden Photonennpaare tatsächlich in den Simulationen innehaben.

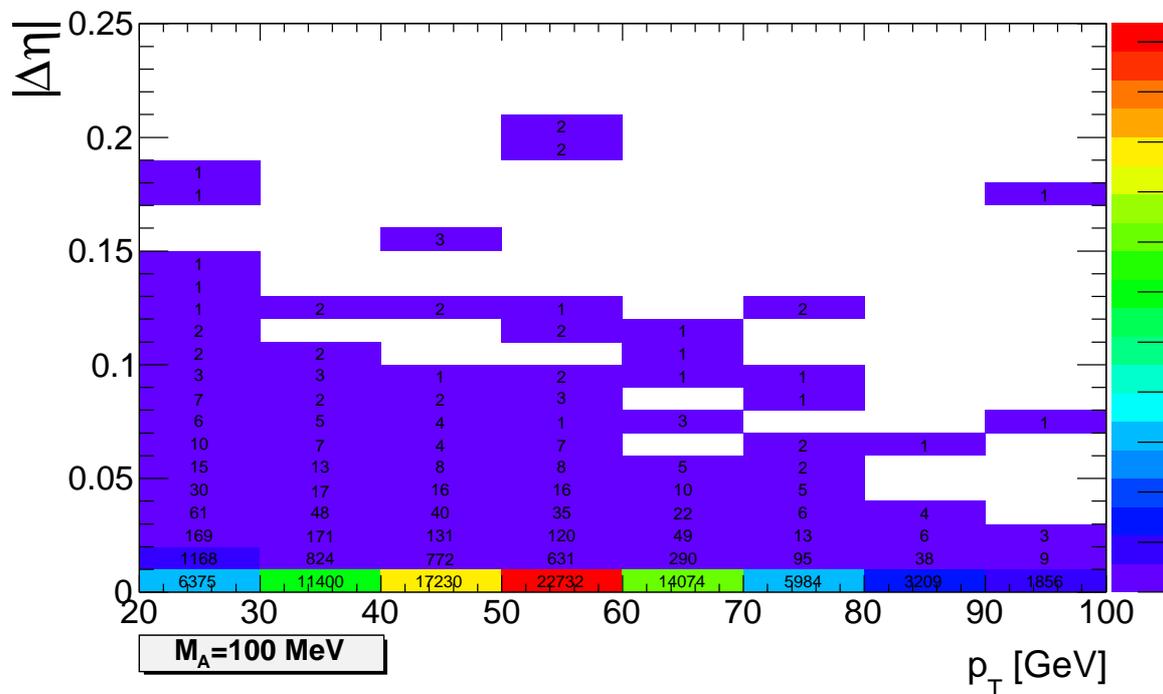


Abbildung 41: Wahre η -Differenzen zwischen den zwei Photonen des Axionzerfalls in Abhängigkeit zur wahren Cluster-Energie p_T bei $m_A = 100\text{ MeV}$.

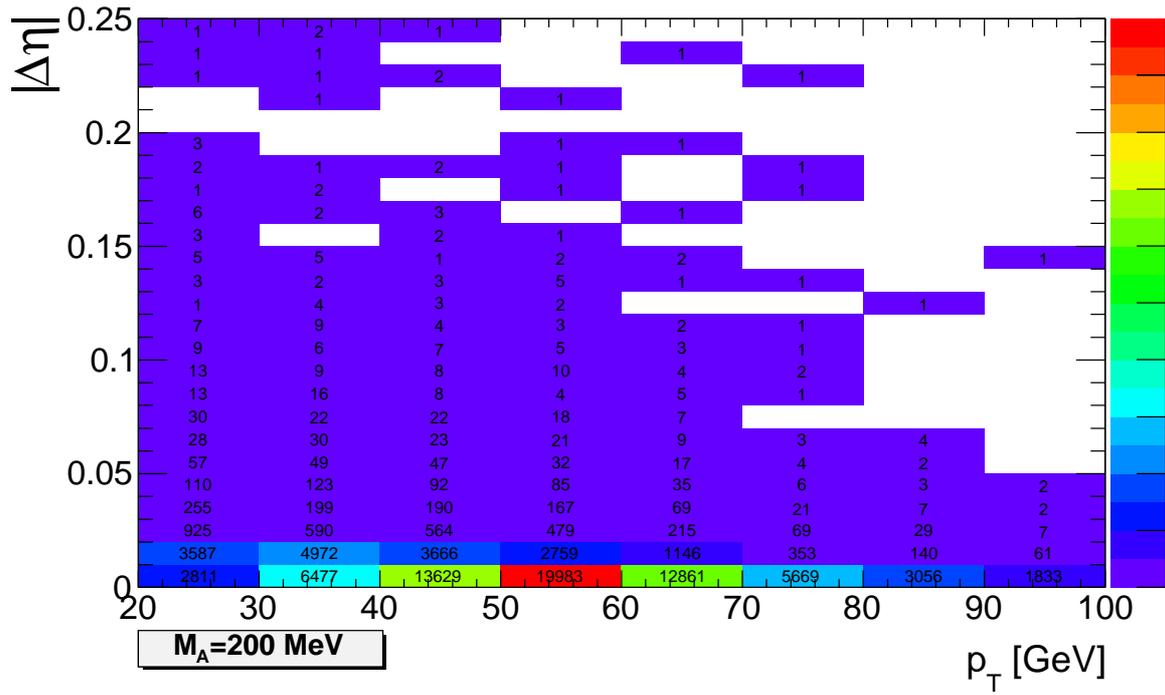


Abbildung 42: Wahre η -Differenzen zwischen den zwei Photonen des Axionzerfalls in Abhängigkeit zur wahren Cluster-Energie p_T bei $m_A = 200$ MeV.

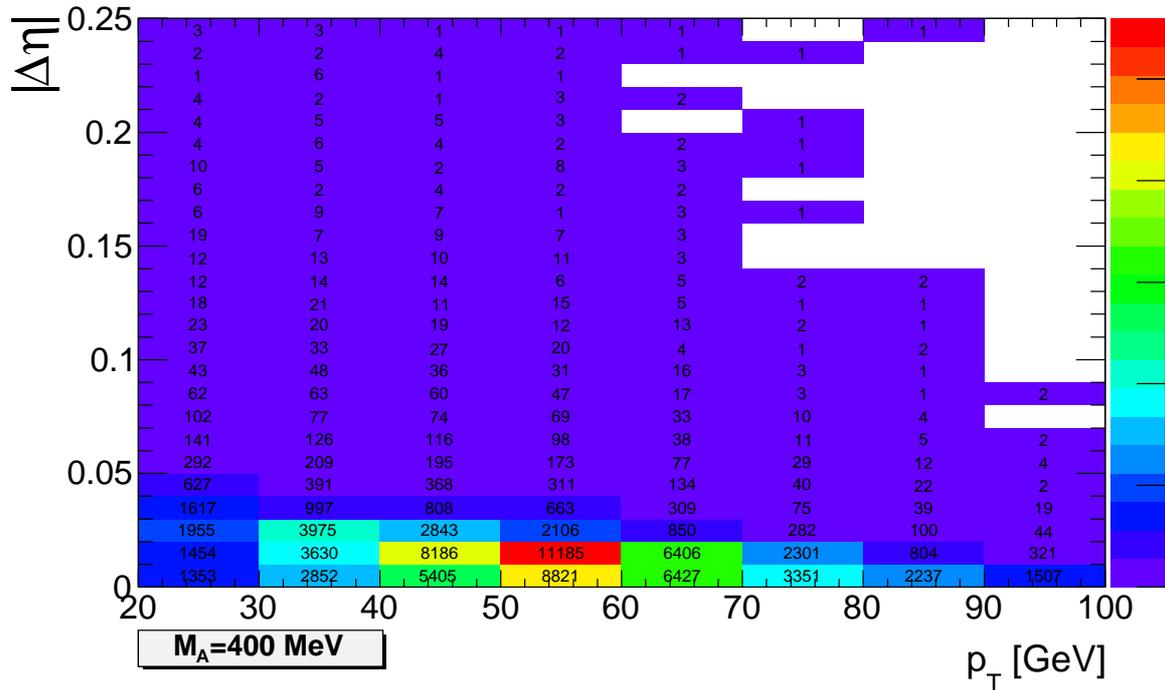


Abbildung 43: Wahre η -Differenzen zwischen den zwei Photonen des Axionzerfalls in Abhängigkeit zur wahren Cluster-Energie p_T bei $m_A = 400$ MeV.

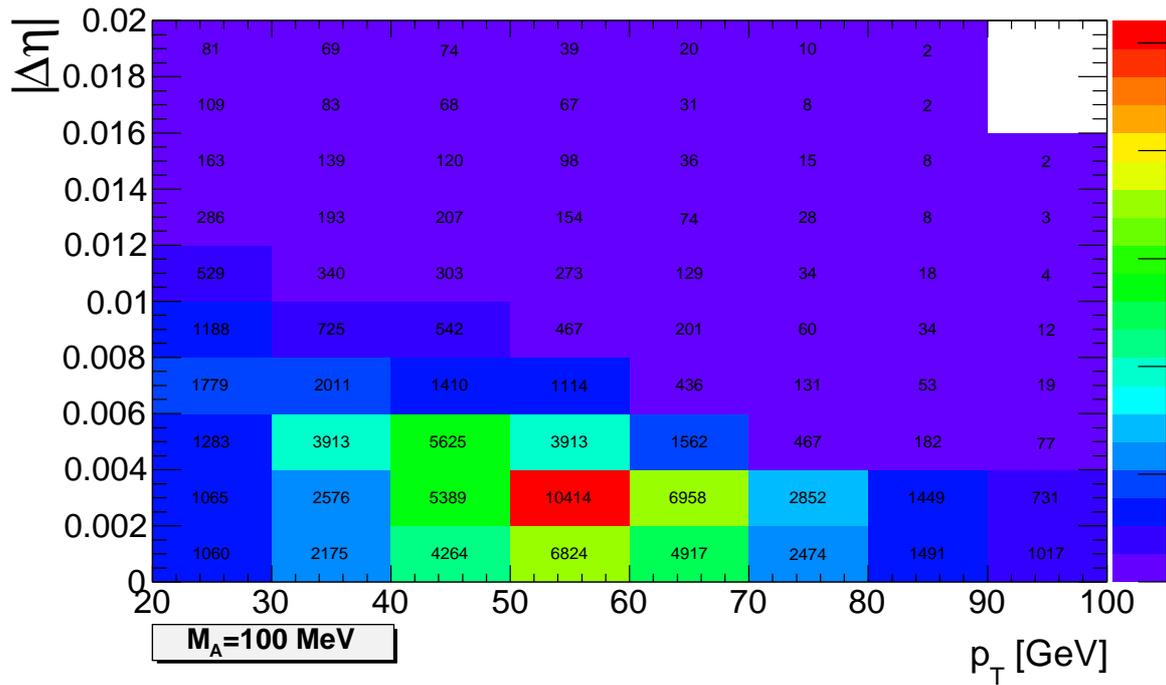


Abbildung 44: Wahre η -Differenzen zwischen den zwei Photonen des Axionzerfalls in Abhängigkeit zur wahren Cluster-Energie p_T bei $m_A = 100$ MeV.

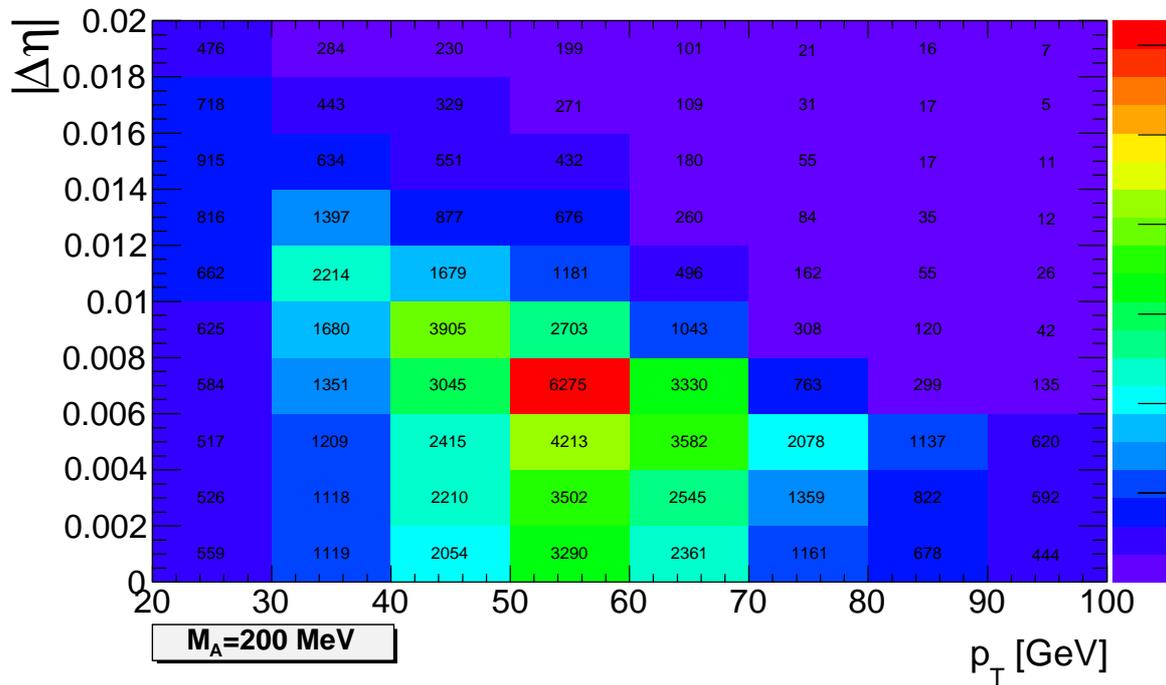


Abbildung 45: Wahre η -Differenzen zwischen den zwei Photonen des Axionzerfalls in Abhängigkeit zur wahren Cluster-Energie p_T bei $m_A = 200$ MeV.

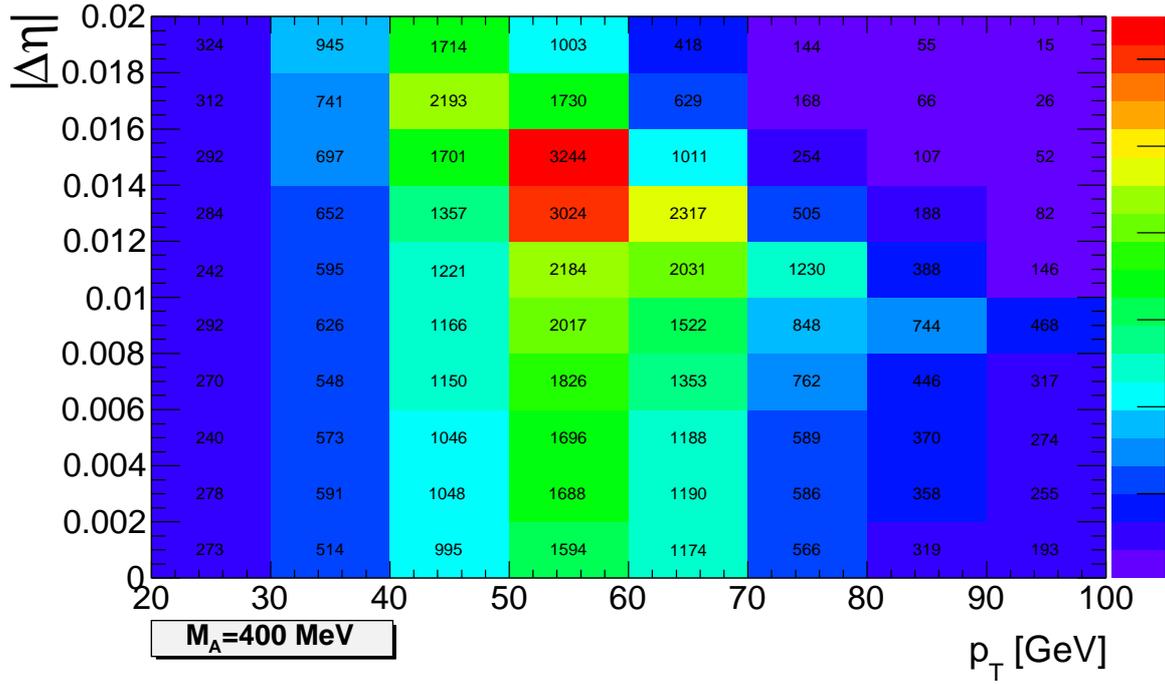


Abbildung 46: Wahre η -Differenzen zwischen den zwei Photonen des Axionzerfalls in Abhängigkeit zur wahren Cluster-Energie p_T bei $m_A = 400\text{ MeV}$.

5.2.2 ΔE und E_{ratio}

Die Effizienzsteigerung zu kleinen Cluster-Energien hin und bei großen Axionenmassen ist bei den Effizienzen $\epsilon_{\text{reco}}^{\Delta E}$ und $\epsilon_{\text{reco}}^{E_{\text{ratio}}}$ weniger deutlich ausgeprägt, doch vorhanden. Wichtig bei der Erklärung dieser kleinen Effizienzsteigerung ist, dass auch der Bereich, in dem nach zweiten Maxima gesucht wird, begrenzt ist. Es wird innerhalb des Bereichs $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,125 \times 0,2$ um die das erste Maximum beinhaltende Zelle herum nach einem zweitgrößten Maximum gesucht [16]. Das entspricht 40×2 Strips. Dieser Bereich ist offensichtlich größer als der von F_{side} abgedeckte Bereich. Das erklärt, warum die Effizienzsteigerung so gering ist und erst bei sehr kleinen p_T einsetzt: Erst bei der größten Axionenmasse und bei den kleinsten Energien um 20 GeV herum kommt es vereinzelt zu Differenzen in η , die dazu führen, dass das zweitgrößte Maximum nicht mehr als ein solches erkannt wird und statt dessen ein kleineres lokales Maximum als zweitgrößtes deklariert wird. Eine solche Verteilung hat große Ähnlichkeit mit der Verteilung eines einzelnen Photons. Mit dieser Argumentation lässt sich der kleine Anstieg der Effizienz bei sehr geringen Energien und großer Axionenmasse erklären.

Da das Suchfenster in η -Richtung $|\Delta\eta| = 0,125$ beträgt, sollten Photonenpaare, deren $|\Delta\eta|$

ungefähr größer als $\frac{1}{2} \cdot 0,125$ ist, tendenziell durch die ΔE - und E_{ratio} -Schnitte nicht entfernt werden. Um dieses bzw. obige Argumentation mit einigen Zahlen zu unterlegen, sind in den Abbildungen 47,48 und 49 erneut die $\Delta\eta - p_T$ -Histogramme dargestellt, diesmal jedoch mit größerer Einteilung in η . Die Bins in $|\Delta\eta|$ wurden so hierbei gewählt, dass eine Grenze bei $|\Delta\eta| = \frac{1}{2}0,125$ liegt.

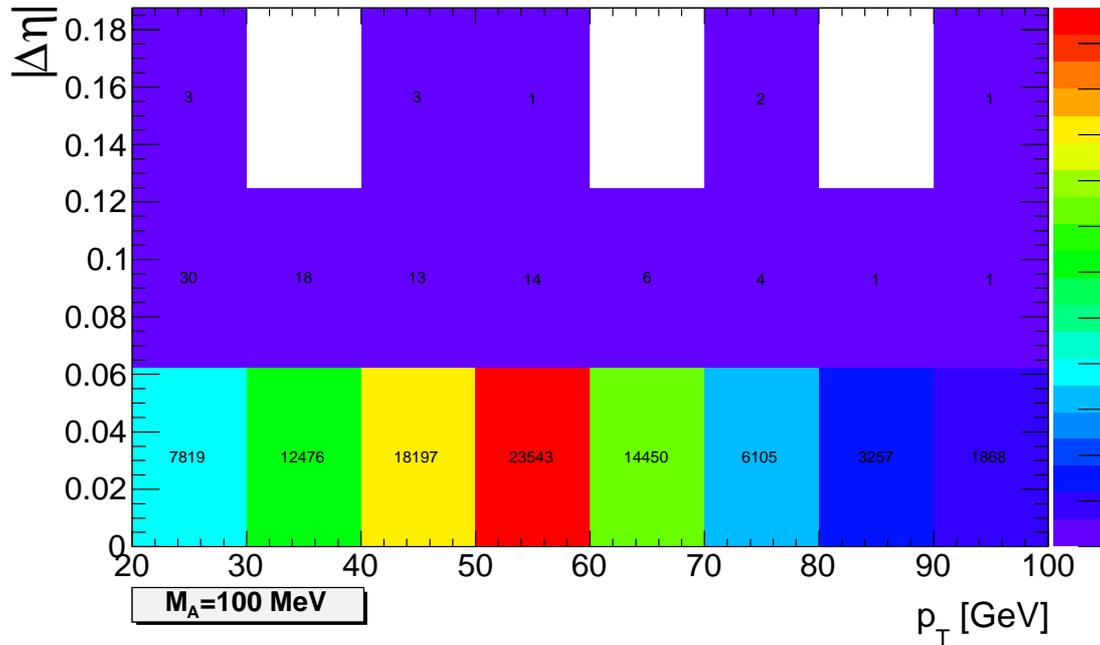


Abbildung 47: Wahre η -Differenzen zwischen den zwei Photonen des Axionzerfalls in Abhängigkeit zur wahren Cluster-Energie p_T bei $m_A = 100\text{MeV}$.

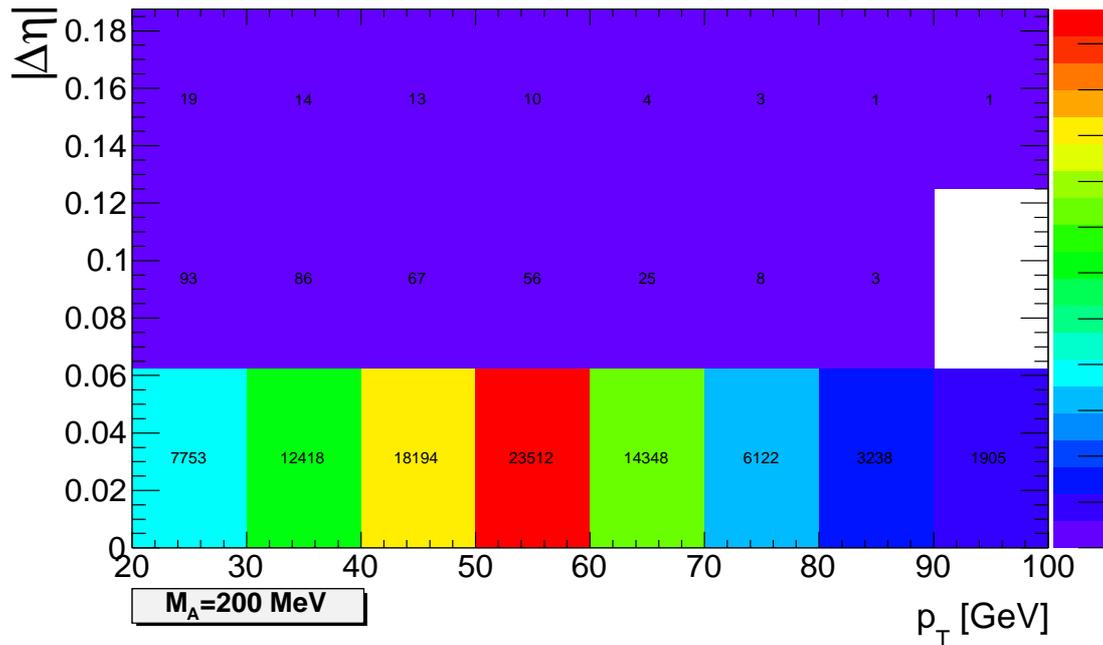


Abbildung 48: Wahre η -Differenzen zwischen den zwei Photonen des Axionzerfalls in Abhängigkeit zur wahren Cluster-Energie p_T bei $m_A = 200\text{MeV}$.

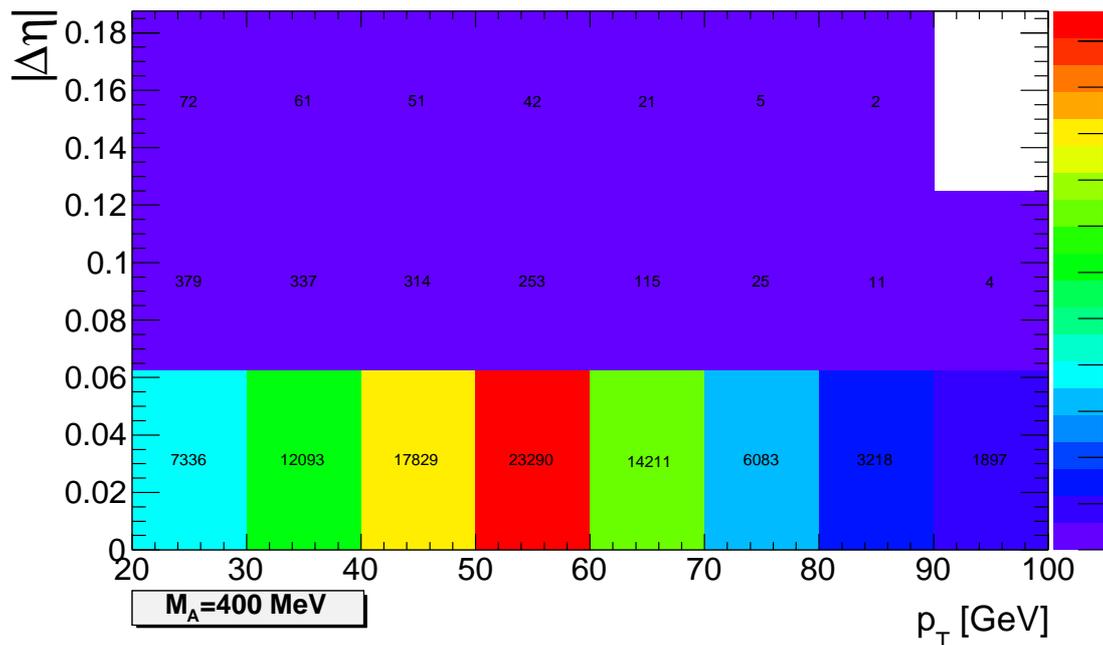


Abbildung 49: Wahre η -Differenzen zwischen den zwei Photonen des Axionzerfalls in Abhängigkeit zur wahren Cluster-Energie p_T bei $m_A = 400\text{MeV}$.

Sollte die obige Argumentation nämlich stimmen, so sollte der Anteil der Photonenpaare, deren $|\Delta\eta|$ größer als $\frac{1}{2} \cdot 0.125$ ist, in Beziehung zu den Schnitt-Effizienzen $\epsilon_{\text{reco}}^{\Delta E}$ und $\epsilon_{\text{reco}}^{\text{Ratio}}$ stehen. Betrachtet man die größte Axionenmasse, dann sieht man, dass in beiden Schnitt-Effizienzen

Unterschiede im Bereich von 0 % bis 5 % zwischen den Effizienzen der p_T -Bins [20; 30] und [30; 40] besteht. Eine Differenz derselben Größenordnung sollte auch in den Anteilen der Photonenaare mit $|\Delta\eta| \gtrsim \frac{1}{2} \cdot 0.125$ in obigen Histogrammen zu finden sein:

$\frac{72+379}{72+379+7336} - \frac{60+337}{60+337+12093} \simeq 0,03$. Ein solcher Anstieg dieses Anteils könnte den leichten Effizienz-Zuwachs bei kleinen p_T und den Schauerform-Variablen ΔE und E_{ratio} erklären.

5.3 Optimierung der Schnitt-Auswahl: Medium-Schnittauswahl

Für die Auswertung der Daten des ATLAS-Detektors hinsichtlich des Prozesses $H \rightarrow 2A_0 \rightarrow 4\gamma$ ist es notwendig, die Effizienz bezüglich der benutzten Schnittauswahl zu kennen. In Abbildung 35 auf Seite 58 ist jene Effizienz im Falle der Tight-Schnittauswahl dargestellt, in Abbildung 50 im Falle der Loose-Schnittauswahl, jedoch bei Tight-Werten für die Schnitte auf betreffende Schauerform-Variablen. Diese Effizienz unterscheidet sich daher von der Loose-Effizienz aus Abbildung 36 auf Seite 60.

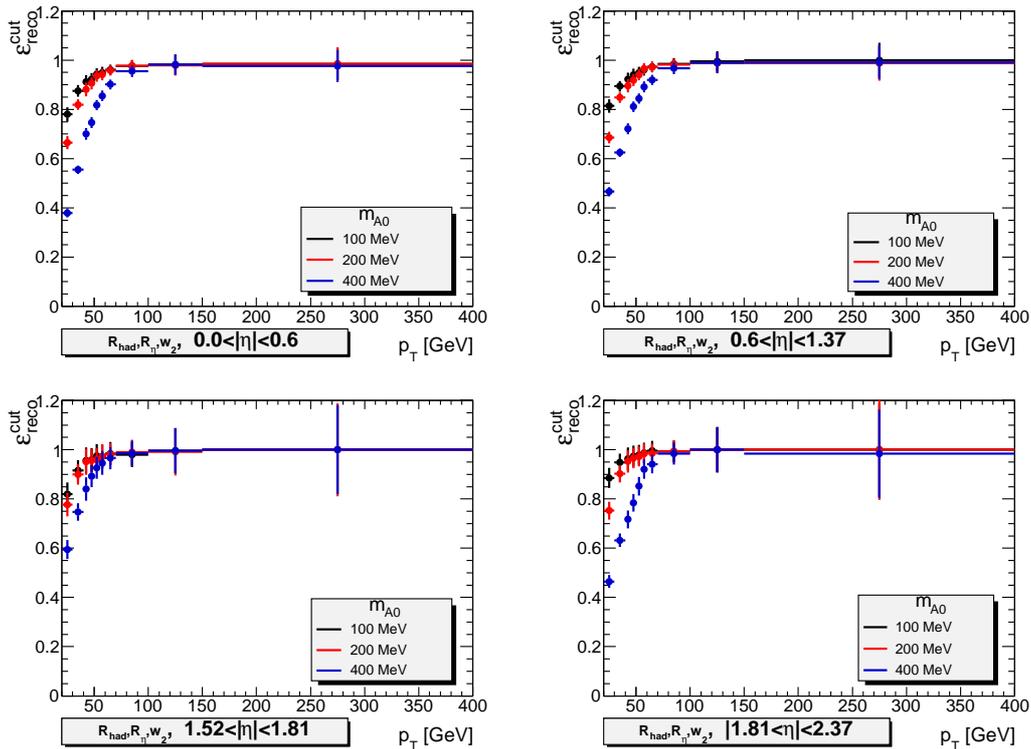


Abbildung 50: Loose-Effizienz, mit Tight-Schnitten auf folgende Schauerform-Variablen: R_{had} , R_η , w_η .

Jedoch gibt es in beiden Fällen Nachteile.

Die Tight-Schnittauswahl schneiden besonders in den unteren p_T -Bereichen viele der als wahr bekannten Photonenaare weg, sodass die Effizienz dementsprechend gering ist. Hinzu kommt, dass es für die weitere Auswertung der Daten praktisch ist, wenn sich die Effizienzen bei verschiedenen Axionenmassen nicht sehr voneinander unterscheiden würden. Bei den Tight-Schnittauswahl jedoch unterscheiden sich die Effizienzen deutlich bei unterschiedlichen Axionenmassen. Die Tight-Schnittauswahl sind für das Vorhaben, auf effiziente Art und Weise Aussagen über die Existenz oder Nicht-Existenz des Prozesses $H \rightarrow 2A_0 \rightarrow 4\gamma$ zu erhalten, nicht besonders gut geeignet. Im Falle der Loose-Schnittauswahl gibt es das Problem der geringen Effizienz nicht, und auch das Manko der von Masse zu Masse stark unterschiedlichen Effizienz tritt hier in der Stärke nicht auf. Nichtsdestotrotz ist die Loose-Auswahl nicht ohne Nachteil: Das Triggersystem, der für die Selektion der interessanten Ereignisse aus dem im ATLAS-Detektor generierten Datenstrom sorgt, benutzt ebenfalls die Loose-Schnittauswahl. Doch nicht jeder Cluster, der durch die Offline-Rekonstruktion zu einem Photon führt, das den Loose-Ansprüchen genügt, wird auch automatisch durch das Trigger-System als Loose-Photon eingestuft.³⁴ Das bedeutet, dass von der Loose-Identifikationseffizienz in Abbildung 36 auf Seite 60 ein nicht verschwindender Anteil abgezogen werden würde, um die Gesamt-Effizienz der Photonenerkennung zu erhalten. Die Simulation des Triggers, die nötig ist, um die Trigger-Effizienz zu berechnen, ist allerdings nicht trivial und beinhaltet einige Unsicherheiten. Daher ist es für die Minimierung der Unsicherheit von Vorteil, eine Schnittauswahl zu treffen, die eine möglichst geringe Korrektur erfordert. Im Falle der Loose-Schnittauswahl ist diese Korrektur jedoch relativ groß, nämlich etwa 9 % pro Ereignis [40]. Deshalb bräuchte die Anwendung der Loose-Schnittauswahl in der Photonenerkennung eine neue Unsicherheit in die Analyse.

Dieses Problem tritt bei Schnitt-Auswahlen, die enger als die Loose-Auswahl sind, nicht in der Ausprägung auf, da Cluster, die jenen engeren Kriterien genügen würden, die Loose-Schnittauswahl des Trigger-Systems in fast allen Fällen passieren sollten. Die durch den Trigger bedingte Korrektur fällt hier also generell kleiner aus.

Zwecks Schaffung einer geeigneteren Schnittauswahl wurde ein Kompromiss zwischen der

³⁴Dieses begründet sich durch den Unterschied in der Methode zum Finden des Cluster-Zentrums. Im Trigger wird die Zelle mit der größten Energie als Cluster-Zentrum gewählt, in der Offline-Loose-Rekonstruktion jedoch ein energetisch gewichteter Schwerpunkt der Energiedeposition. Durch unterschiedliche Cluster-Zentren kann ein Photon, das in der Offline-Rekonstruktion als Photon identifiziert wurde, in der Online-Rekonstruktion zurückgewiesen werden. Das bedeutet, dass die Trigger-Effizienz ebenfalls miteinbezogen werden müsste.

Tight- und den Loose-Schnittauswahl erstellt. Bei diesem wurden bis auf die laterale Breite w_{s3} und das Verhältnis von in der Striplage deponierter Energie zur insgesamt deponierten Energie (f_1) auf alle Schnitte auf Variablen aus der Strip-Lage verzichtet, sodass die folgende Schnittauswahl übrig bleibt: (R_{had} , R_η , R_ϕ , w_η , f_1 , w_{s3}). Die zugehörige Schnittauswahl-Effizienz ist in den Abbildungen 51 und 52 ersichtlich.

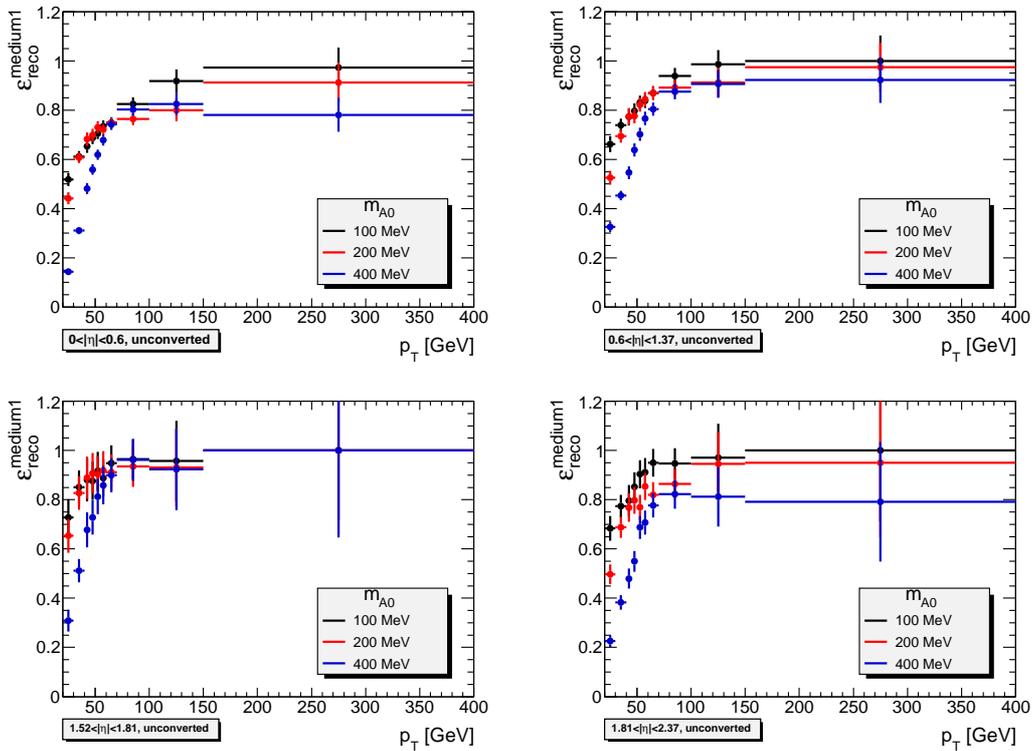


Abbildung 51: Schnittauswahl-Effizienz bei Schnitten auf folgende Schauerform-Variablen: R_{had} , R_η , R_ϕ , w_η , f_1 , w_{s3} . Es werden hier nur unkonvertierte Photonen berücksichtigt.

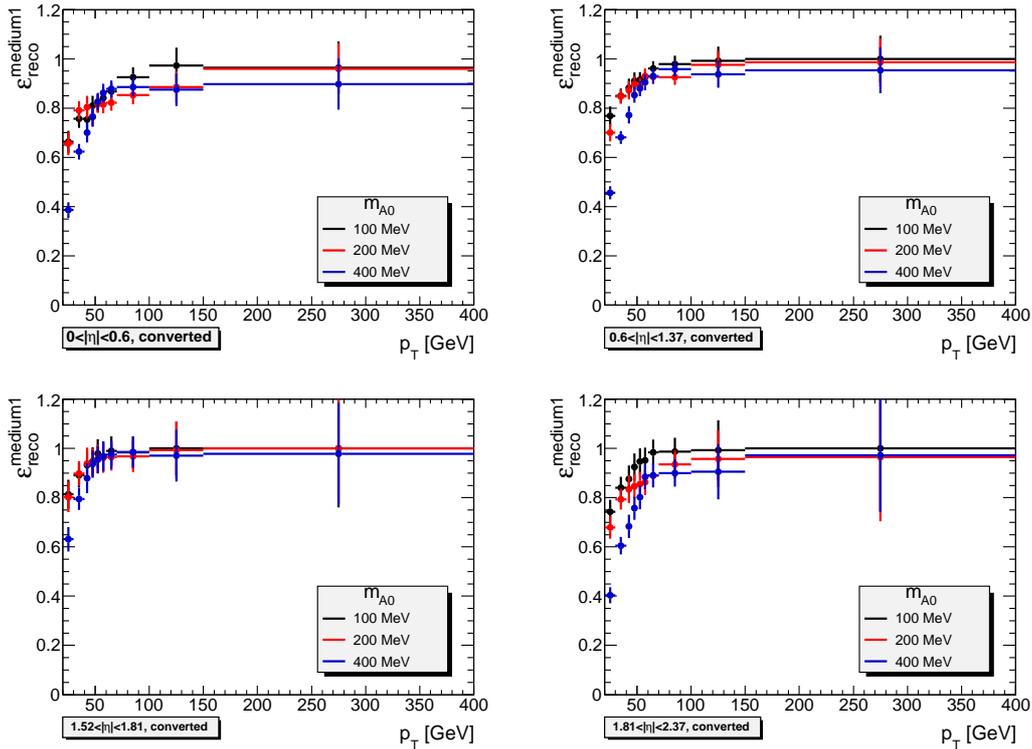


Abbildung 52: Schnittauswahl-Effizienz bei Schnitten auf folgende Schauerform-Variablen: R_{had} , R_η , R_ϕ , w_η , f_1 , w_{s3} . Es werden hier nur konvertierte Photonen berücksichtigt.

Die Werte der Schnitte auf die Schauerform-Variablen entsprechen hierbei denen der Tight-Schnittauswahl. Die Trigger-Korrektur beträgt in diesem Fall nur noch 4 % [40]. Diese Auswahl wird für die Analyse der ATLAS-Daten verwendet.

5.4 Konversionsraten

Dieser Abschnitt befasst sich mit einer Möglichkeit der Differenzierung von Photonen aus dem Zerfall $H \rightarrow 2\gamma$ zu Photonen aus dem Zerfall $H \rightarrow 2A_0 \rightarrow 4\gamma$. Diese Differenzierung kann mittels Berücksichtigung der Anteile an konvertierten rekonstruierten Photonen an der Gesamtheit aller rekonstruierten Photonen erreicht werden. Da das Signal des letzteren Zerfalls aus vier Photonen besteht, die als zwei Photonen rekonstruiert werden, das des ersteren jedoch nur aus zwei Photonen, gibt es unterschiedliche Wahrscheinlichkeiten für das Auftreten mindestens einer Photonkonversion in den Ereignissen mit zwei rekonstruierten Photonen. Dieser Unterschied in der Konversions-Wahrscheinlichkeit ist kaum exakt errechenbar, doch als Abschätzung sei folgendes Modell erwähnt:

Sei w die Wahrscheinlichkeit, dass ein Photon eines bestimmten η - und p_T -Bins konvertiert. Mit Hilfe der Binomialverteilung lässt sich dann die Wahrscheinlichkeit berechnen, dass mindestens eines von zwei bzw. von vier Photonen konvertiert. Für den Zerfall $H \rightarrow 2\gamma$ ist dann diese Wahrscheinlichkeit:

$$P_{2\gamma}(k \geq 1) = \binom{2}{1}w(1-w) + \binom{2}{2}w^2 \quad (31)$$

Für $H \rightarrow 2A_0 \rightarrow 4\gamma$ gilt entsprechend:

$$P_{4\gamma}(k \geq 1) = \binom{4}{1}w(1-w)^3 + \binom{4}{2}w^2(1-w)^2 + \binom{4}{3}w^3(1-w) + \binom{4}{4}w^4 \quad (32)$$

Die Wahrscheinlichkeit, dass mindestens eines der zwei Photonen aus $H \rightarrow 2\gamma$ konvertiert, ist generell kleiner als die Wahrscheinlichkeit, dass mindestens eines der vier Photonen aus $H \rightarrow 2A_0 \rightarrow 4\gamma$ konvertiert. Die beiden Konversionswahrscheinlichkeiten sind in Abbildung 53 in Abhängigkeit der 1-Photon-Konversionswahrscheinlichkeit w aufgetragen.

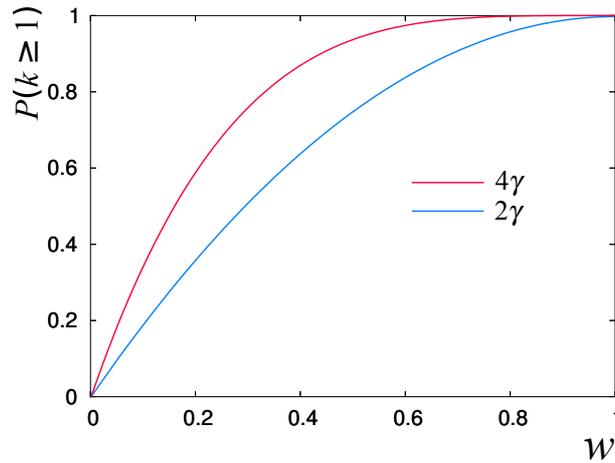


Abbildung 53: Berechnete Wahrscheinlichkeit dafür, dass mindestens ein Photon der zwei bzw. vier Photonen konvertiert.

Es ist in Abbildung 53 deutlich zu erkennen, dass die rekonstruierten Photonen aus dem Zerfall $H \rightarrow 2A_0 \rightarrow 4\gamma$ messbar häufiger als konvertiert deklariert werden sollten als die rekonstruierten Photonen aus dem Zerfall des Higgsbosons in zwei Photonen. Die Wahrscheinlichkeit, dass ein einzelnes rekonstruiertes Photon als konvertiert deklariert wird, ist in Abbildung 54 in Abhängigkeit zur 1-Photon-Konversionswahrscheinlichkeit dargestellt. Für den Fall eines

einzelnen Photons ist die Modell-Rechnung trivial:

$$P_{1\gamma}(k \geq 1) = \binom{1}{1} w = w. \quad (33)$$

Im Falle eines Axions, das in zwei als ein Photon rekonstruierte Photonen zerfällt, beträgt sie

$$P_{2\gamma}(k \geq 1) = \binom{2}{1} w(1-w) + \binom{2}{2} w^2. \quad (34)$$

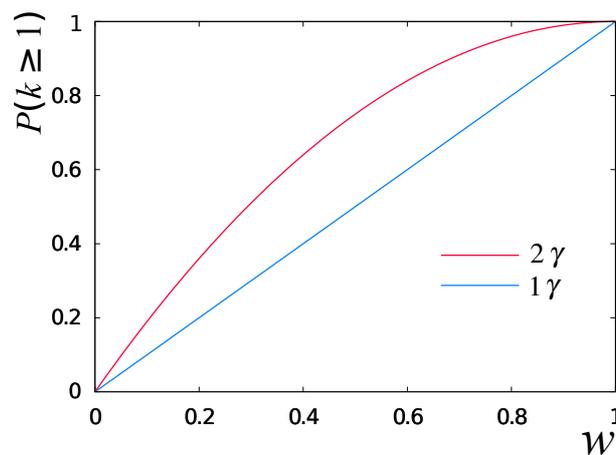


Abbildung 54: Berechnete Wahrscheinlichkeit dafür, dass das ein einzelnes Photon bzw. mindestens eines von zwei Photonen eines rekonstruierten Photons konvertiert.

Für eine Bestimmung der dem letzteren Fall entsprechende Konversionswahrscheinlichkeit $P_{2\gamma}(k \geq 1)$ bzw. $P_{1\gamma}(k \geq 1)$ wurden auf Grundlage der Monte-Carlo-Simulationen Histogramme erstellt, in denen die Anzahl der Ereignisse, in denen mindestens ein Photon konvertiert ist, ins Verhältnis zu der Anzahl aller Ereignisse gesetzt wird. Hierfür wurden ausschließlich rekonstruierte Photonen berücksichtigt, die die im vorangegangenen Unterabschnitt erwähnten Medium-Schnitte passieren. Das Ergebnis ist in Abbildung 55 zu sehen.

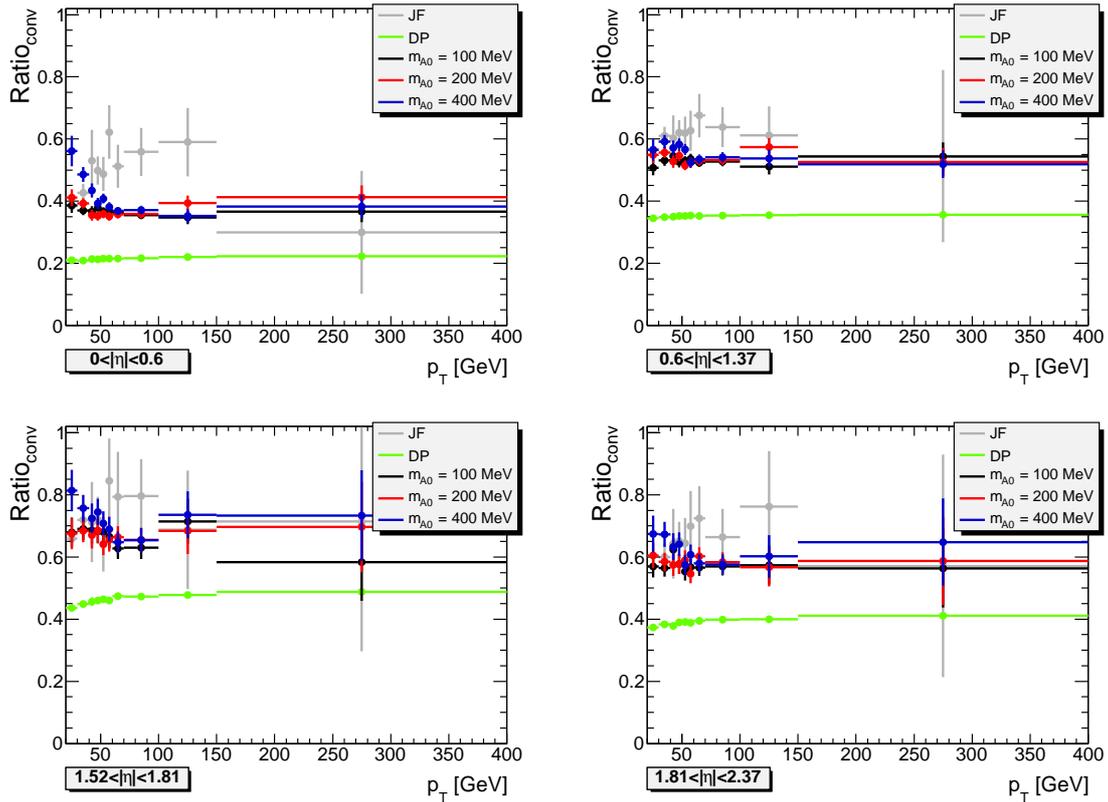


Abbildung 55: Verhältnis der Menge an rekonstruierten Medium-Photonen, bei denen eine Konversion stattfand zur Anzahl aller rekonstruierten Medium-Photonen.

Die rekonstruierten Photonen aus den DP-Samples weisen signifikant weniger Konvertierungen auf als die aus den Jet-Untergrund sowie Axion-Samples. Photonen aus dem Zerfall des Higgsbosons in zwei Photonen haben die gleiche Konversionsraten pro rekonstruiertem Photon wie direkte Photonen sie haben. Man sieht also, dass die zwei Prozesse voneinander durch die Analyse der Konversionsrate getrennt werden können. Würde man also einen Exzess bei einer bestimmten invarianten Masse $m_{\gamma\gamma}$ ausfindig machen, so könnte man anhand der Konversionsraten der zugehörigen Photonen-Ereignisse auf die Art des Higgs-Zerfalls schließen. Dass die Konversionsrate des Jet-Untergrunds (JF-Sample) der der Axionenzerfälle ähnlich ist, lässt sich durch den dominanten Untergrundprozess $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ erklären, in welchem ja, genau wie bei den Axionenzerfällen, jeweils zwei Photonen als ein Photonenkandidat rekonstruiert werden.

6 Zusammenfassung

Durch die Untersuchung der Identifikationseffizienz der Photonen aus dem Zerfall $H \rightarrow 2A_0 \rightarrow 4\gamma$ konnte diese bei unterschiedlichen Axionenmassen und unterschiedlichen p_T -Werten errechnet werden. Dabei wurde ersichtlich, dass die Identifikationseffizienz bei der Benutzung der Tight-Schnittauswahl vor allem bei kleinen bis mittleren p_T gering wäre. Außerdem wäre die Identifikationseffizienz stark abhängig von der Masse der Axionen. Aus diesen Gründen wurden andere Schnittauswahlen in Erwägung gezogen. Da gegen die Wahl der Loose-Schnittauswahl die große durch die Trigger-Effizienz verursachte und mit größeren Unsicherheiten behaftete Korrektur spricht, wurde die Identifikationseffizienz bei Schnittauswahlen, die zwischen Loose und Tight liegen, errechnet. Aus der Menge an möglichen Medium-Schnittauswahlen erscheint die mit (Tight-)Schnitten auf folgende Schauerform-Variablen optimal: R_{had} , R_η , R_ϕ , w_η , f_1 , w_{s3} . Diese wird in der Analyse der ATLAS-Daten bezüglich des Zerfalls $H \rightarrow 2A_0 \rightarrow 4\gamma$ genutzt.

Die Identifikationseffizienz liegt in diesem Fall deutlich höher als bei Benutzung der Tight-Schnittauswahl und hängt nicht mehr so stark von der Axionenmasse ab. Dieses liegt an dem Verzicht auf die meisten Variablen der Strip-Lage, mit Ausnahme der Variable w_{s3} .

Bei der detaillierten Untersuchung der Effizienzen bezüglich der einzelnen Schauerform-Variablen fiel bei manchen der Schnitten auf Schauerform-Variablen der Strip-Lage auf, speziell bei Variablen, die mehrere Maxima in der Schauerform vermessen, dass die betreffende Effizienzen ε_{reco}^X bei kleinen p_T -Werten in manchen Fällen wieder ansteigt. Dieses zunächst unerwartete Phänomen, das vor allem bei der Variable F_{side} auftritt, lässt sich durch den begrenzten η -Bereich erklären, innerhalb dessen nach den sekundären Maxima gesucht wird. Bei großen Massen und geringen p_T ist der Öffnungswinkel in η -Richtung häufig so groß, dass das ausgeprägte zweite Maximum, welches ein Argument für das Zurückweisen des rekonstruierten Photons ist, nicht mehr im betrachteten η -Bereich liegt. In der Folge erscheint das erste Maximum als das, was es eigentlich ist: ein einzelnes Photon. So wird bei diesen Bedingungen das Photonenpaar mit dem großen Öffnungswinkel häufig als ein echtes Photon identifiziert, sodass die bei abnehmenden p_T -Werten zunächst gefallene Identifikationseffizienz zu kleineren p_T hin wieder ansteigt.

Der Unterschied in den Konversionsraten bezüglich der rekonstruierten Photonpaare aus dem

Zerfall $H \rightarrow 2\gamma$ und der rekonstruierten Photonenaare aus dem Zerfall $H \rightarrow 2A_0 \rightarrow 4\gamma$ konnte mittels der Simulationen errechnet werden. Die Photonenaare aus ersterem Zerfall zeigen signifikant seltener Konversionen als letztere. Im Falle des Nachweises des Higgsbosons kann deshalb durch eine Berücksichtigung des Anteils konvertierter Photonen unter den Photonenaaren, die den signifikanten Exzess bilden, unterschieden werden zwischen dem im Standardmodell postulierten Zerfall $H \rightarrow 2\gamma$ und dem in [1] postulierten Zerfall $H \rightarrow 2A_0 \rightarrow 4\gamma$.

Eidesstattliche Erklärung

Hiermit bestätige ich, dass die vorliegende Arbeit von mir selbständig verfasst wurde und ich keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel – insbesondere keine im Quellenverzeichnis nicht benannten Internet-Quellen – benutzt habe und die Arbeit von mir vorher nicht einem anderen Prüfungsverfahren eingereicht wurde. Die eingereichte schriftliche Fassung entspricht der auf dem elektronischen Speichermedium. Ich bin damit einverstanden, dass die Bachelorarbeit veröffentlicht wird.

Hamburg, 30.05.2012, Früd Braren

Literatur

- [1] B.A. Dobrescu, G. Landsberg and K.T. Matchev, *Higgs Boson Decays to CP-odd Scalars at the Tevatron and Beyond*, arXiv:hep-ph/0005308v1, 2000
- [2] S. Chang, P.J. Fox, N. Weiner, *Visible Cascade Higgs Decays to Four Photons at Hadron Colliders*, arXiv:hep-ph/0608310v1, 2007
- [3] David Griffiths, *Introduction to Elementary Particles, Second Edition*, Wiley, 2010
- [4] B.R. Martin, G. Shaw, *Particle Physics*, Wiley, 2008
- [5] B. Povh, *Teilchen und Kerne: eine Einführung in die physikalischen Konzepte*, Springer, 2009
- [6] M. Robinson, *Symmetry and the Standard Model*, Springer Science, 2011
- [7] Particle Data Group, *Particle Physics Booklet*, 2010
- [8] I.J.R. Aitchison, A.J.G. Hey, *Gauge Theories in Particle physics, Volume II: QCD and the Electroweak Theory, Third Edition*, Taylor & Francis Group, 2004
- [9] J.A. Casas, J.R. Espinosa, M. Quiros, *Standard Model stability bounds for new physics within LHC reach*, arXiv:hep-ph/9603227v1, 1996
- [10] ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL Collaborations The LEP Working Group for Higgs Boson Searches, *Search for the Standard Model Higgs Boson at LEP*, arXiv:hep-ex/0306033v1, 2003
- [11] Wei-Ming Yao, CDF and D0 Collaborations, *Standard Model Higgs Boson Combination at the Tevatron*, arXiv:1201.5107v1 [hep-ex], 2012
- [12] The ATLAS Collaboration, *An update to the combined search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC using up to 4.9 fb^{-1} of pp collision data at $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$* , ATLAS-CONF-2012-019, 2012
- [13] The CMS Collaboration, *Combined results of searches for the standard model Higgs boson in pp collisions at $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$* , arXiv:1202.1488v1 [hep-ex], 2012

- [14] The GFitter Group, *Updated Status of the Global Electroweak Fit and Constraints on New Physics*, arXiv:1107.0975v1 [hep-ph], 2011
- [15] C. Berger, *Elementarteilchenphysik : von den Grundlagen zu den modernen Experimenten, 2. Auflage*, 2006
- [16] The ATLAS collaboration, *Expected Performance of the ATLAS Experiment: Detector, Trigger and Physics*, Version 4, 2009
- [17] LHC Higgs Cross Section Working Group, *Handbook of LHC Higgs cross sections: I. Inclusive observables*, arXiv:1101.0593v3 [hep-ph], 2011
- [18] <http://public.web.cern.ch/public/en/lhc/Facts-en.html>, Aufruf am 18.4.2012
- [19] www.atlas.ch/photos/atlas_photos/selected-photos/lhc/9906026_01_layout_sch.jpg, Aufruf am 17.4.2012
- [20] O. Brüning, *LHC Design Report Volume I, Chapter 2: Beam Parameters and Definitions, Version 5*
- [21] CERN Press Release <http://press.web.cern.ch/press/PressReleases/Releases2012/PR10.12E.html>, Aufruf am 17.4.2012
- [22] https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/LuminosityPublicResults#2011_pp_Collisions, Aufruf am 8.5.2012
- [23] A. Hamilton, *The ATLAS Trigger System Commissioning and Performance*, 2010
- [24] <http://www.atlas.ch/photos/index.html>, Aufruf am 18.4.2012
- [25] <http://cdsweb.cern.ch/record/1095926>, Aufruf am 19.4.2012
- [26] J. Bleck-Neuhaus, *Elementare Teilchen*, 2010
- [27] W. R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, 1994
- [28] <http://cdsweb.cern.ch/record/1095927>, Aufruf am 21.4.2012

- [29] P. Krieger *The ATLAS Liquid Argon Calorimeter Construction, Integration, Commissioning and Performance from Selected Particle Beam Test Re*, 2005 IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record
- [30] The ATLAS collaboration, *Drift Time Measurement in the ATLAS Liquid Argon Electromagnetic Calorimeter using Cosmic Muons*, arXiv:1002.4189v3 [physics.ins-det], 2010
- [31] ATLAS Collaboration, *Calorimeter Performance Technical Design Report*, 1997
- [32] D. Green, *At the Leading Edge: The Atlas and CMS LHC Experiments*, 2010
- [33] P. Nason, *A New Method for Combining NLO QCD with Shower Monte Carlo Algorithms*, arXiv:hep-ph/0409146v1, 2004
- [34] GEANT4 collaboration, *Geant4 — a simulation toolkit*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A, Volume 506, 2003
- [35] W. Lampl et al., *Calorimeter Clustering Algorithms: Description and Performance*, 2008
- [36] F. Gianotti, *Update of Standard Model Higgs searches in ATLAS*, 2011
- [37] The ATLAS collaboration, *ATLAS Sensitivity Prospects for Higgs Boson Production at the LHC Running at 7 TeV*, 2010
- [38] <https://svnweb.cern.ch/trac/atlasoff/browser/Reconstruction/egamma/egammaCaloTools/trunk/src/egammaStripsShape.cxx>, Zugriff am 1.5.2012
- [39] <https://svnweb.cern.ch/trac/atlasperf/browser/CombPerf/EGamma/PhotonID/PhotonIDTool>, Zugriff am 19.5.2012
- [40] ATLAS intern, <https://cdsweb.cern.ch/record/1449458>

Anhang

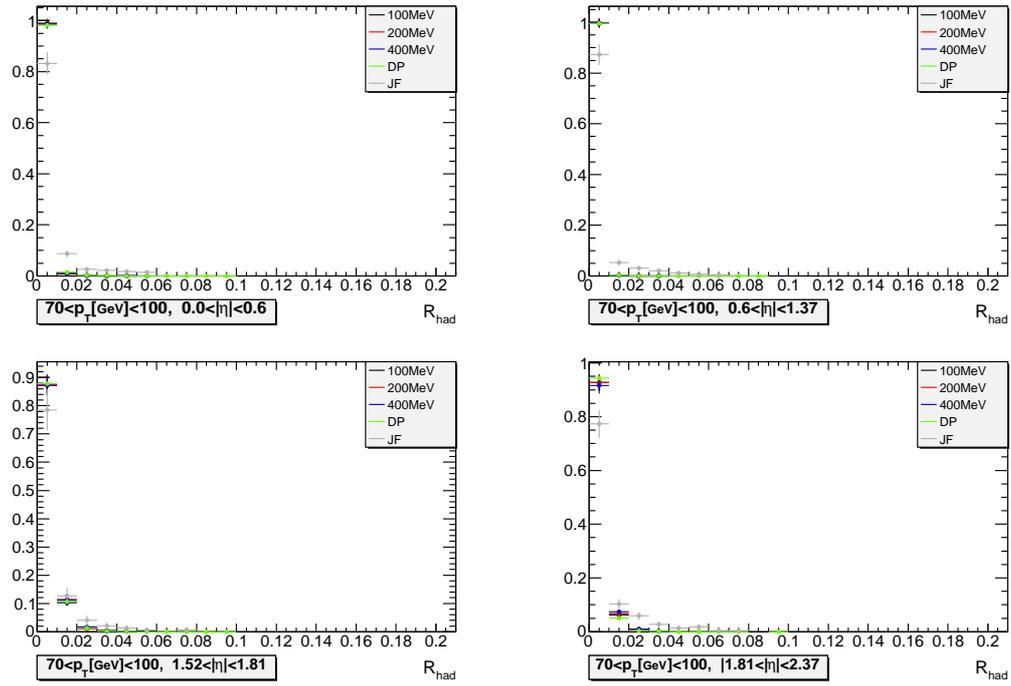


Abbildung 56: Normierte Verteilung der Variable R_{had} nach Anwendung des Isolationskriteriums für rekonstruierte Photonen mit $70 < p_T [\text{GeV}] < 100$ in vier η -Bins. Dargestellt für die Axionmassen $m_A = 100 \text{ MeV}$, 200 MeV und 400 MeV , sowie für rekonstruierte Photonenkandidaten aus dem DP- und JF-Sample.

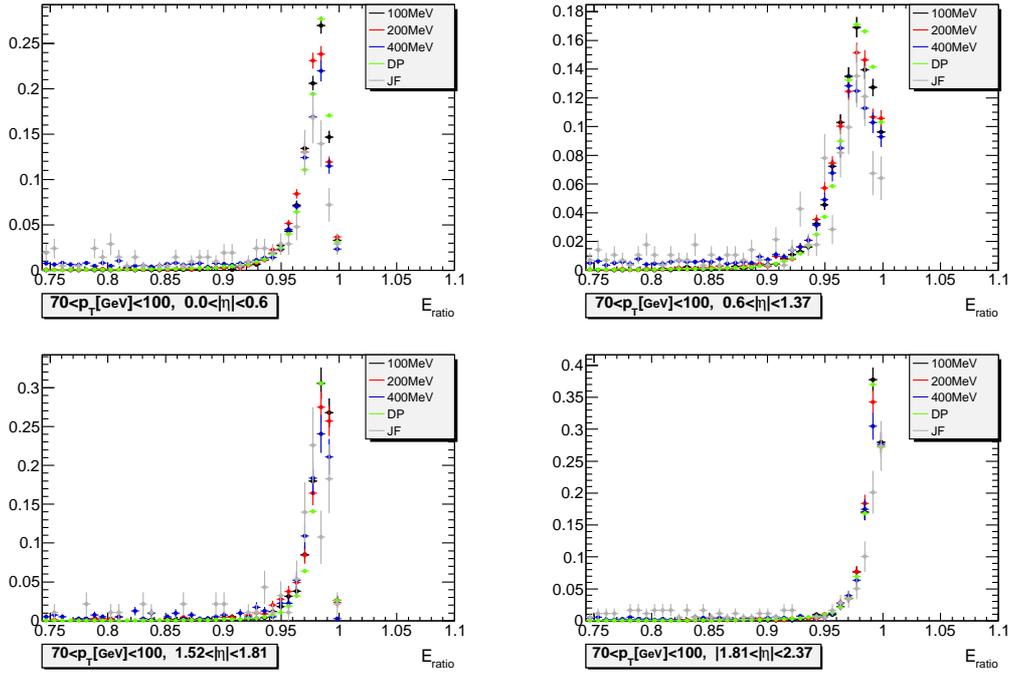


Abbildung 57: Normierte Verteilung der Variable E_{ratio} nach Anwendung des Isolationskriteriums für rekonstruierte Photonen mit $70 < p_{\text{T}}[\text{GeV}] < 100$ in vier η -Bins. Dargestellt für die Axionmassen $m_{\text{A}} = 100\text{MeV}$, 200MeV und 400MeV , sowie für rekonstruierte Photonenkandidaten aus dem DP- und JF-Sample.

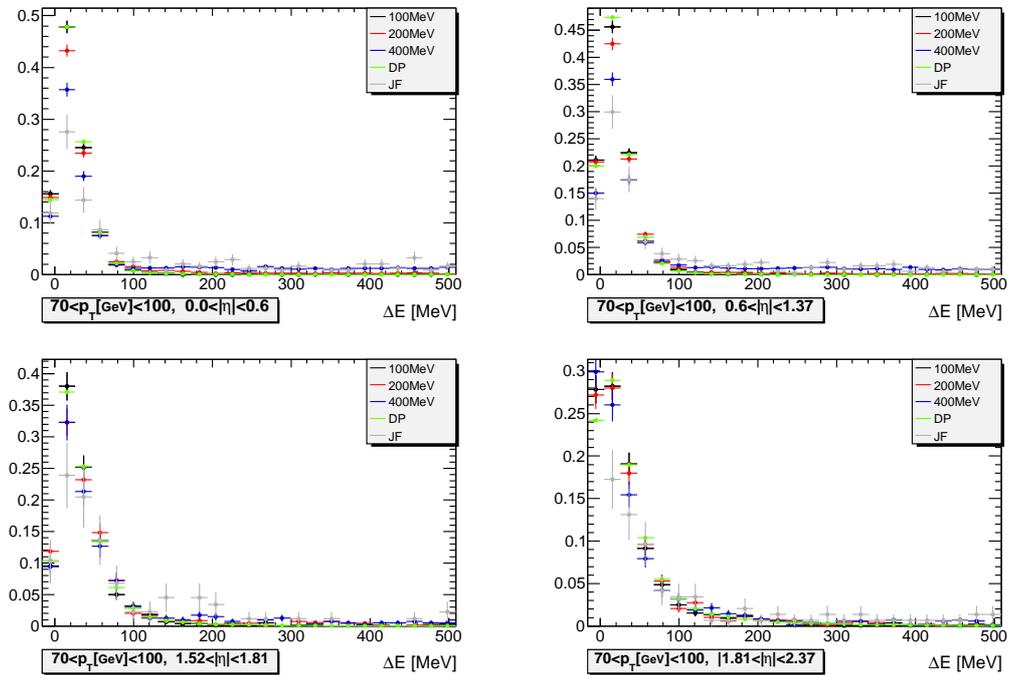


Abbildung 58: Normierte Verteilung der Variable ΔE nach Anwendung des Isolationskriteriums für rekonstruierte Photonen mit $70 < p_{\text{T}}[\text{GeV}] < 100$ in vier η -Bins. Dargestellt für die Axionmassen $m_{\text{A}} = 100\text{MeV}$, 200MeV und 400MeV , sowie für rekonstruierte Photonenkandidaten aus dem DP- und JF-Sample.

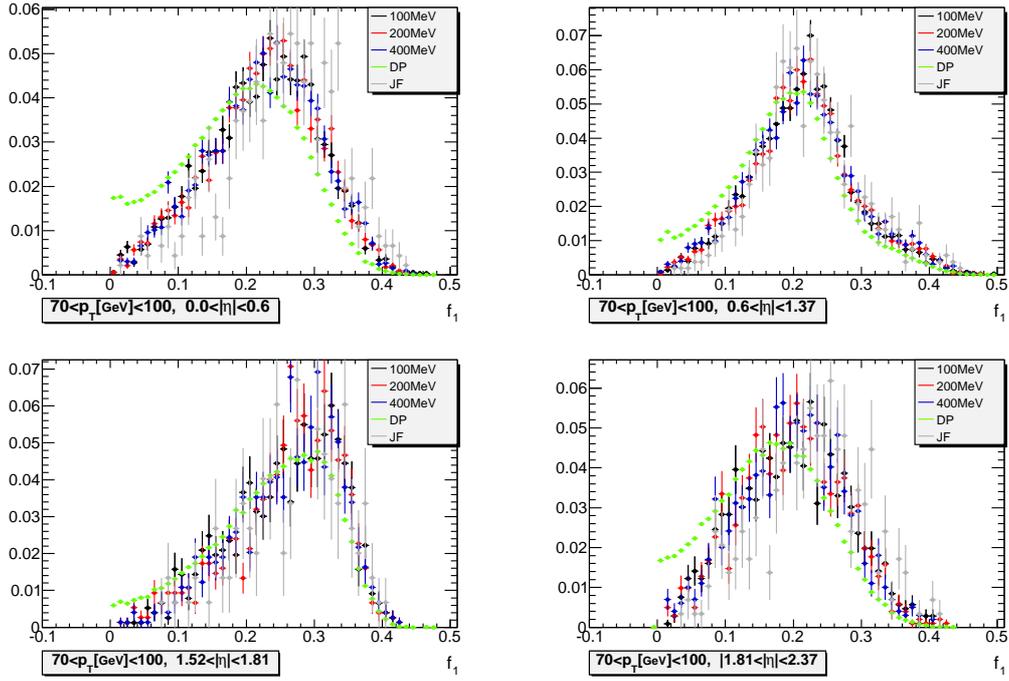


Abbildung 59: Normierte Verteilung der Variable f_1 nach Anwendung des Isolationskriteriums für rekonstruierte Photonen mit $70 < p_T [\text{GeV}] < 100$ in vier η -Bins. Dargestellt für die Axionmassen $m_A = 100 \text{ MeV}$, 200 MeV und 400 MeV , sowie für rekonstruierte Photonenkandidaten aus dem DP- und JF-Sample.

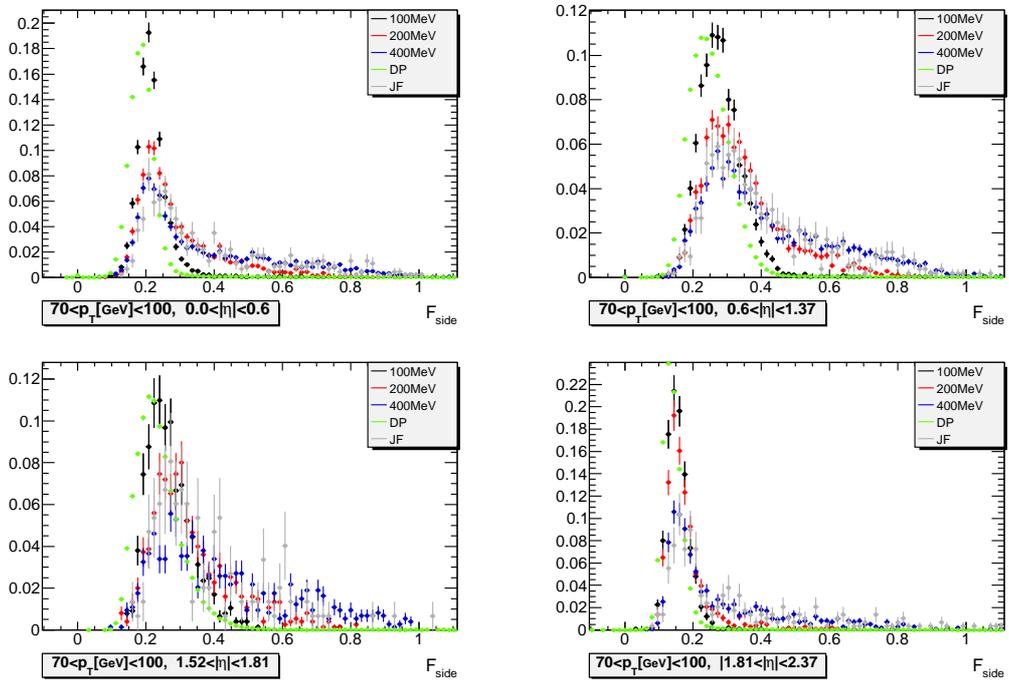


Abbildung 60: Normierte Verteilung der Variable F_{side} nach Anwendung des Isolationskriteriums für rekonstruierte Photonen mit $70 < p_T [\text{GeV}] < 100$ in vier η -Bins. Dargestellt für die Axionmassen $m_A = 100 \text{ MeV}$, 200 MeV und 400 MeV , sowie für rekonstruierte Photonenkandidaten aus dem DP- und JF-Sample.

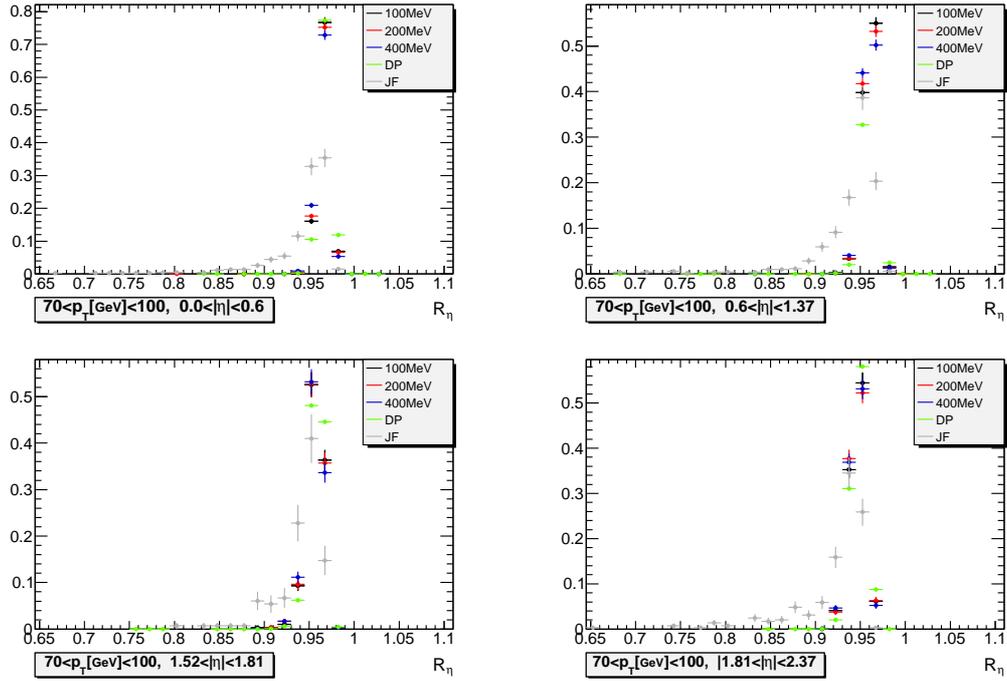


Abbildung 61: Normierte Verteilung der Variable R_η nach Anwendung des Isolationskriteriums für rekonstruierte Photonen mit $70 < p_T [\text{GeV}] < 100$ in vier η -Bins. Dargestellt für die Axionmassen $m_A = 100 \text{ MeV}$, 200 MeV und 400 MeV , sowie für rekonstruierte Photonenkandidaten aus dem DP- und JF-Sample.

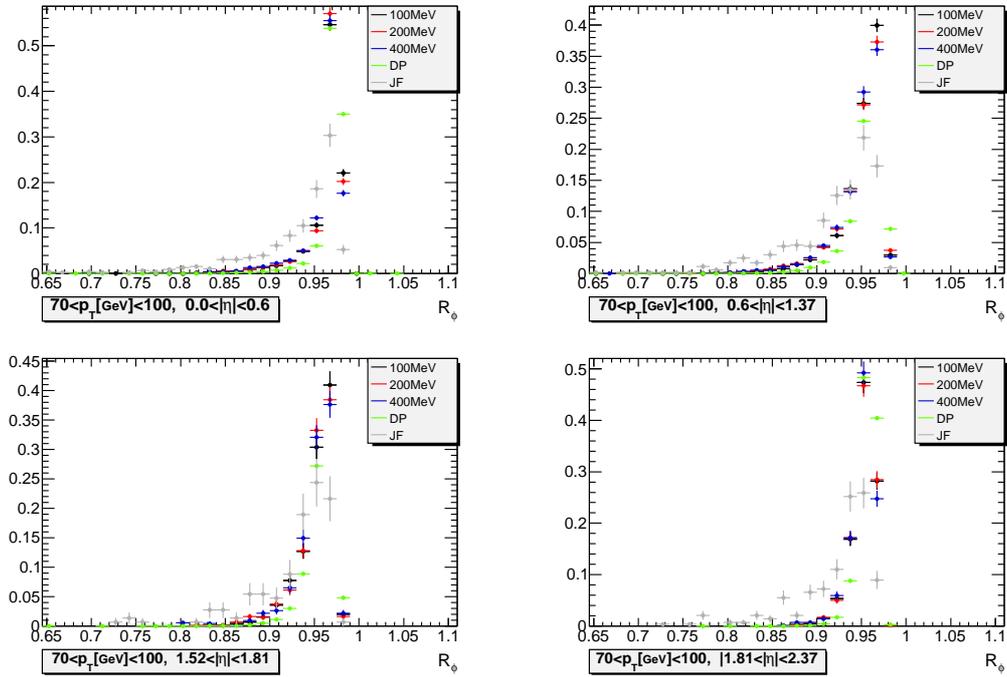


Abbildung 62: Normierte Verteilung der Variable R_ϕ nach Anwendung des Isolationskriteriums für rekonstruierte Photonen mit $70 < p_T [\text{GeV}] < 100$ in vier η -Bins. Dargestellt für die Axionmassen $m_A = 100 \text{ MeV}$, 200 MeV und 400 MeV , sowie für rekonstruierte Photonenkandidaten aus dem DP- und JF-Sample.

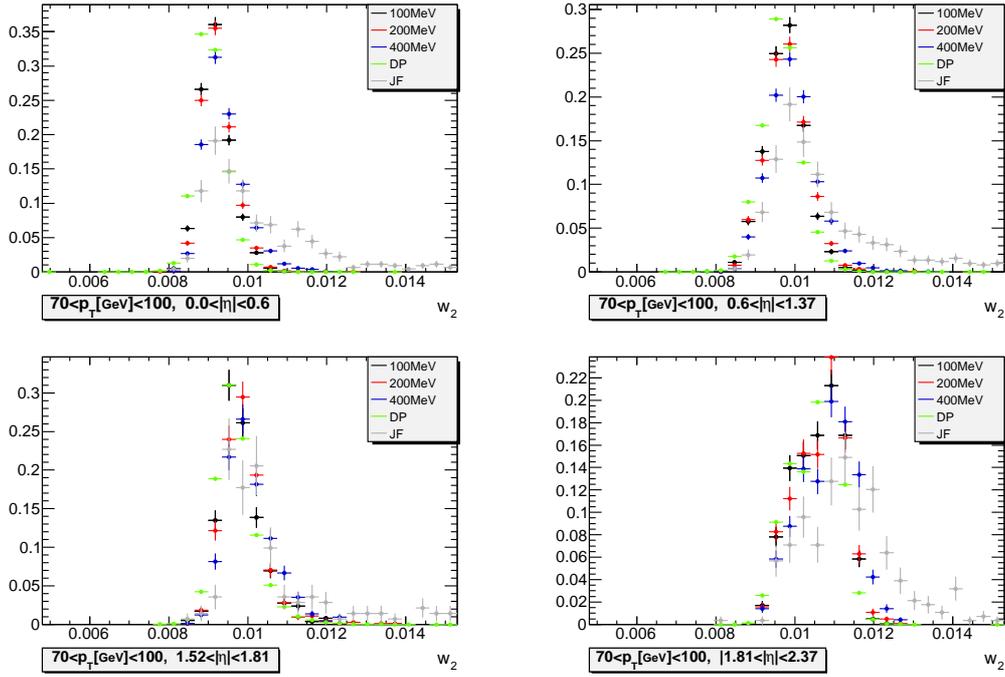


Abbildung 63: Normierte Verteilung der Variable w_2 nach Anwendung des Isolationskriteriums für rekonstruierte Photonen mit $70 < p_T[\text{GeV}] < 100$ in vier η -Bins. Dargestellt für die Axionmassen $m_A = 100\text{MeV}$, 200MeV und 400MeV , sowie für rekonstruierte Photonenkandidaten aus dem DP- und JF-Sample.

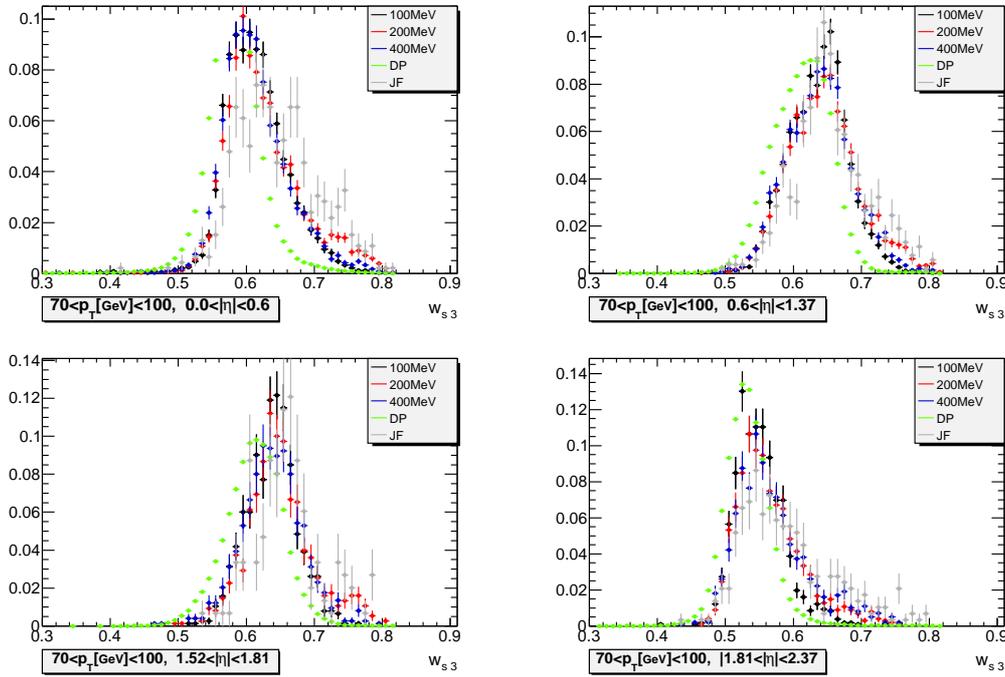


Abbildung 64: Normierte Verteilung der Variable w_{s3} nach Anwendung des Isolationskriteriums für rekonstruierte Photonen mit $70 < p_T[\text{GeV}] < 100$ in vier η -Bins. Dargestellt für die Axionmassen $m_A = 100\text{MeV}$, 200MeV und 400MeV , sowie für rekonstruierte Photonenkandidaten aus dem DP- und JF-Sample.

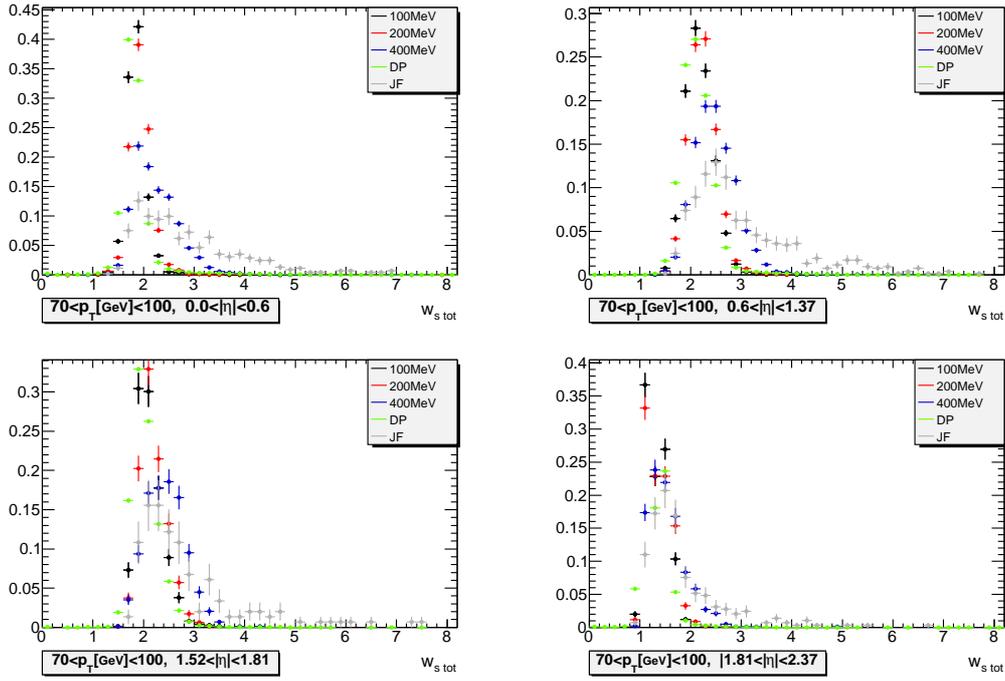


Abbildung 65: Normierte Verteilung der Variable $w_{s \text{ tot}}$ nach Anwendung des Isolationskriteriums für rekonstruierte Photonen mit $70 < p_T [\text{GeV}] < 100$ in vier η -Bins. Dargestellt für die Axionmassen $m_A = 100 \text{ MeV}$, 200 MeV und 400 MeV , sowie für rekonstruierte Photonenkandidaten aus dem DP- und JF-Sample.

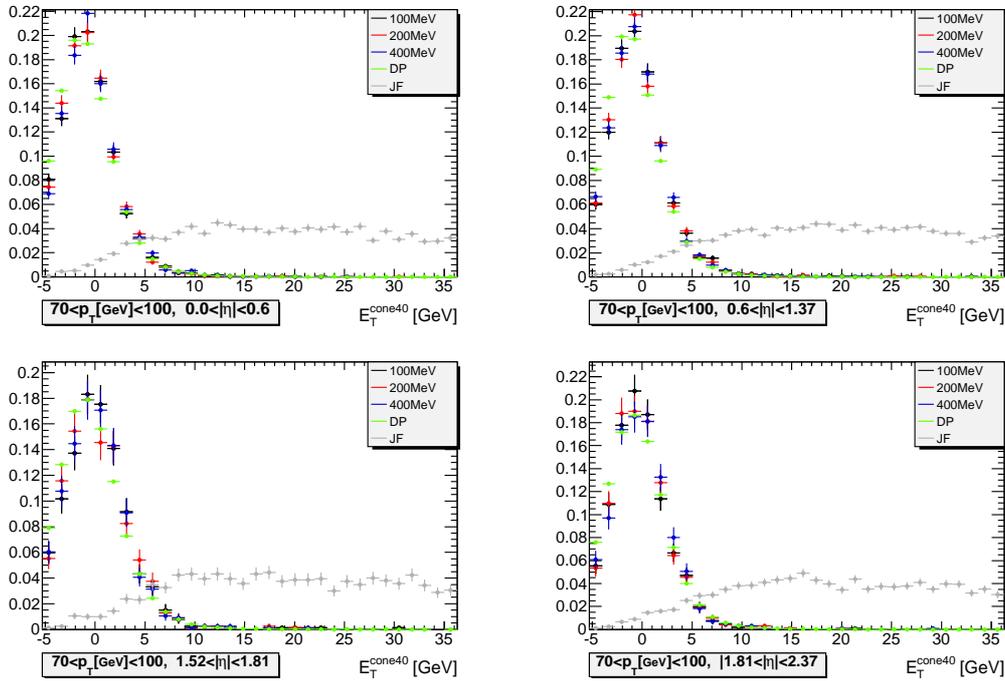


Abbildung 66: Normierte Verteilung der Variable E_T^{cone40} Isolations-Schnitt für rekonstruierte Photonen mit $70 < p_T [\text{GeV}] < 100$ in vier η -Bins. Dargestellt für die Axionmassen $m_A = 100 \text{ MeV}$, 200 MeV und 400 MeV , sowie für rekonstruierte Photonenkandidaten aus dem DP- und JF-Sample.