

BACHELORARBEIT

---

**Studien zum Test der CP-Invarianz  
der Produktion des Higgs-Bosons  
mittels Vektorbosonfusion am LHC im  
Rahmen einer effektiven Feldtheorie  
unter Berücksichtigung der Skala der  
neuen Physik**

Jonas Rehberg



Fakultät für Mathematik und Physik  
Albert-Ludwigs-Universität Freiburg



**Studien zum Test der CP-Invarianz  
der Produktion des Higgs-Bosons  
mittels Vektorbosonfusion am LHC im  
Rahmen einer effektiven Feldtheorie  
unter Berücksichtigung der Skala der  
neuen Physik**

BACHELORARBEIT

vorgelegt von

Jonas Rehberg

8. August 2016

Betreut von Prof. Dr. Markus Schumacher  
Fakultät für Mathematik und Physik der  
ALBERT-LUDWIGS-UNIVERSITÄT  
Freiburg im Breisgau



---

# Inhaltsverzeichnis

---

|   |           |
|---|-----------|
| <b>1. Einleitung</b>  | <b>1</b>  |
| <b>2. Theoretische Grundlagen</b>   | <b>3</b>  |
| 2.1. Das Standardmodell . . . . .   | 3         |
| 2.1.1. Die elektroschwache Theorie . . . . .  | 4         |
| 2.1.2. Das Higgs-Boson . . . . .  | 4         |
| 2.2. CP-Symmetrie . . . . .   | 7         |
| 2.3. Effektive Feldtheorien zur Erweiterung des Standardmodells . . . . .             | 8         |
| 2.3.1. Aussagekräftige Ergebnisdarstellung von effektiven Feldtheorien                | 11        |
| 2.3.2. Test der CP-Invarianz . . . . .  | 11        |
| <b>3. Der LHC und der ATLAS-Detektor</b>  | <b>15</b> |
| 3.1. Der ATLAS-Detektor . . . . .   | 15        |
| <b>4. Signalprozess und dessen Simulation</b>   | <b>17</b> |
| 4.1. Betrachteter Signalprozess . . . . .   | 17        |
| 4.2. Ereignisgeneration . . . . .   | 18        |
| <b>5. Betrachtung der untersuchten Phasenräume</b>                                    | <b>21</b> |
| 5.1. Totaler Wirkungsquerschnitt . . . . .  | 21        |
| 5.2. Die untersuchten VBF-Phasenräume . . . . .                                       | 22        |
| 5.3. Einfluss von $\tilde{d} \neq 0$ auf die Kinematik . . . . .                      | 28        |
| <b>6. Abhängigkeit der CP-ungeraden Observablen von <math>\tilde{d}</math></b>        | <b>39</b> |
| 6.1. Die Abhängigkeit der Optimale Observablen von $\tilde{d}$ . . . . .              | 39        |
| 6.1.1. Die Eichkurven . . . . .   | 42        |
| 6.2. Abhängigkeit des vorzeichenbehafteten Winkels von $\tilde{d}$ . . . . .          | 44        |
| 6.2.1. Die Eichkurven . . . . .   | 46        |
| <b>7. Abhängigkeit der Eichkurven von oberen Grenzen auf kinematische Observablen</b> | <b>49</b> |
| 7.1. Änderung der Eichkurven bei oberen Grenzen auf $M_{jj}$ . . . . .                | 49        |
| 7.2. Änderung der Eichkurven bei oberen Grenzen auf $M_{jj,H}$ . . . . .              | 56        |
| 7.3. Änderung der Eichkurven bei oberen Grenzen auf $p_T(j_1)$ . . . . .              | 62        |
| <b>8. Sensitivität für die Messung von <math>\tilde{d}</math></b>                     | <b>69</b> |
| 8.1. Erwartete Genauigkeit in der Messung von $\tilde{d}$ . . . . .                   | 69        |
| <b>9. Zusammenfassung</b>   | <b>77</b> |

|  |            |
|--|------------|
| <b>A. Anhang</b>   | <b>81</b>  |
| A.1. Vergleich der kinematischen Variablen in den unterschiedlichen VBF-<br>Phasenräumen . . . . . | 81         |
| A.2. Einfluss von $\tilde{d} \neq 0$ auf die Kinematik . . . . .                                   | 83         |
| A.3. Die Mittelwerte der CP-ungeraden Observablen und ihre Unsicherheiten                          | 92         |
| A.4. Abhängigkeit der Eichkurven von oberen Grenzen auf kinematische Ob-<br>servablen . . . . .    | 96         |
| A.5. Erwartete Messungenauigkeit auf $\tilde{d}$ . . . . .   | 103        |
| <b>Literaturverzeichnis</b>  | <b>105</b> |
| <b>Danksagung</b>  | <b>109</b> |

Die fortwährende Frage nach dem Aufbau des Universums und der Materie führte in der Elementarteilchenphysik zur Entwicklung des Standardmodells [1–3]. Das Standardmodell bietet eine Beschreibung aller bekannter Elementarteilchen und der Wechselwirkungen, die zwischen ihnen wirken. Bis Mitte der 1960er Jahre gab es in der elektro-schwachen Theorie nur Leptonen und Quarks mit halbzahligem Spin  $J = \frac{1}{2}$  und Eichbosonen, als Austauscheteilchen der Kräfte, mit ganzzahligem Spin  $J = 1$ . Damit die elektro-schwache Theorie in sich schlüssig ist, musste jedoch eine bedeutende Frage geklärt werden: Woher bekommen die Teilchen ihre Masse?

Die Antwort wurde in Form eines skalaren Hintergrundfeldes von Peter Higgs und zeitgleich sowohl von Francois Englert und Robert Brout als auch von Carl R. Hagen, Gerald Guralnik und T. W. B. Kibble geliefert [4–7]. Dieses skalare Feld hat einen nicht verschwindenden Vakuumerwartungswert, der die Einführung der Massenterme der Leptonen, Quarks und der massiven Eichbosonen in der Theorie des Standardmodells ermöglicht. Der Brout-Englert-Higgs-Mechanismus bedingt die Existenz eines weiteren, nach Peter Higgs benannten Bosons mit Spin  $\mathcal{J} = 0$ , des Higgs-Bosons.

Damit war das Standardmodell als in sich abgeschlossene Theorie gefunden. Dennoch können nicht alle Beobachtungen durch das Standardmodell erklärt werden. So scheint es beispielsweise eine Materie-Antimaterie-Asymmetrie im Universum zu geben, welche durch das Standardmodell in seiner heutigen Form nicht erklärt werden kann. Für eine Erklärung dieser Asymmetrie wurden von A. D. Sakharov [8] Bedingungen gestellt. Eine dieser Bedingungen ist die sogenannte CP-Verletzung. Die in der Theorie des Standardmodells vorkommende CP-Verletzung ist jedoch deutlich zu gering, um das Ausmaß der Asymmetrie zu erklären.

Trotz dieser offenen Fragen konnte das Standardmodell mit allen seinen Vorhersagen immer wieder experimentell bestätigt werden. Als weiterer Test dieser Gültigkeit wurde lange Zeit nach dem postulierten Higgs-Boson gesucht. Am 4. Juli 2012 konnten zwei Experimente, ATLAS [9] und CMS [10], am LHC in Genf die Entdeckung des Higgs-Bosons verkünden [11, 12]. Die Eigenschaften des neu entdeckten Bosons mit einer Masse von 125 GeV wurden untersucht und die Resultate sind innerhalb der derzeitigen Messgenauigkeiten in Übereinstimmung mit den für das Higgs-Boson erwarteten Werten.

Um festzustellen, ob es sich tatsächlich um das im Standardmodell postulierten Higgs-Boson mit  $\mathcal{J}^P = 0^+$  handelt, wurden die Eigenschaften weiter untersucht. Die Zustände  $\mathcal{J}^P = 0^-, 1^+, 1^-$  und  $2^+$  konnten mit einem Konfidenzintervall von über 97.8% ausgeschlossen werden [13–16]. Gemischte Zustände (beispielsweise eine Mischung der Zustände  $\mathcal{J}^P = 0^+$  und  $\mathcal{J}^P = 0^-$ ) sind jedoch noch nicht ausgeschlossen. Diese würden eine zusätzliche Quelle der für die Erklärung der Materie-Antimaterie-Asymmetrie benötigten CP-Verletzung darstellen. Man hofft, weitere Erkenntnisse über die Na-

tur des Higgs-Boson mit Daten aus *Run2* des LHC bei einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 13 \text{ GeV}$  und einer instantanen Luminosität von  $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  zu erhalten.

In der folgenden Studie wird die Higgs-Boson Produktion durch Vektorbosonfusion untersucht. Hierfür werden CP-verletzende Kopplungen in  $HVV'$ -Vertices ( $V = W^\pm, Z^0, \gamma$ ), die nicht im Standardmodell vorkommen, mit einem effektiven Feldtheorie-Ansatz eingeführt. Die Kopplungsstärken werden durch einen Parameter  $\tilde{d}$  parametrisiert. Die Sensitivität der CP-ungeraden Observablen  $\mathcal{OO}$  und  $\text{Sgnd}\Delta\phi_{jj}$  auf die Messung der Kopplungsstärken der CP-ungeraden Kopplungen wird untersucht und verglichen. In effektiven Feldtheorien gibt es eine Skala der sogenannten neuen Physik ( $\Lambda$ ). Die Validität eines effektiven Feldtheorieansatzes ist nur gegeben, wenn die Energien der betrachteten Prozesse unterhalb dieser Skala liegen. Um Theorien mit niedrigen Werten von  $\Lambda$  ebenfalls berücksichtigen zu können, wird die Sensitivitätsstudie ebenfalls mit oberen Grenzen auf kinematische Observablen, die die typischen Energieskalen des betrachteten Vektorbosonfusions-Prozesses charakterisieren, durchgeführt. Zusätzlich wird der Einfluss von unterschiedlichen VBF-Selektionskriterien auf die erhaltenen Sensitivitäten untersucht.

Im folgenden Kapitel wird zu Beginn ein kurzer Überblick über die Theorie des Standardmodells gegeben. Es folgt eine Einführung in die Erweiterung der Standardmodell-Theorie durch einen CP-gemischten Zustand des Higgs-Bosons mit Hilfe einer effektiven Feldtheorie und eine Einführung zur experimentellen Messung von CP-Verletzung mit Hilfe zweier beispielhafter CP-ungerader Observablen. Im dritten Kapitel ist ein schematischer Überblick über den ATLAS-Detektor am LHC gegeben. Darauf folgt im vierten Kapitel eine Übersicht der in dieser Studie verwendeten simulierten Ereignisse. Anschließend wird in Kapitel fünf die Auswirkung anomaler CP-ungerader Kopplungen des Higgs-Bosons an die elektroschwachen Eichbosonen auf die Verteilungen kinematischer Observablen diskutiert. In Kapitel sechs wird ein Zusammenhang zwischen den Verteilungen der CP-ungeraden Observablen  $\mathcal{OO}$  und  $\text{Sgnd}\Delta\phi_{jj}$  und den Kopplungsstärken der CP-ungeraden Kopplungen gewonnen. Daraufhin folgt in Kapitel sieben eine Untersuchung des Einflusses von oberen Grenzen auf die invariante Masse der beiden auslaufenden führenden Jets bei der Vektorbosonfusion ( $M_{jj}$ ), der invarianten Masse dieser Jets und des produzierten Higgs-Bosons ( $M_{jj,H}$ ) und dem transversalen Impuls des führenden Jets ( $p_T(j_1)$ ), auf den in Kapitel sechs gewonnenen Zusammenhang. Abschließend wird in Kapitel acht die mögliche Sensitivität der Messung auf die Kopplungsstärken der anomalen CP-ungeraden Kopplungen, auf Basis der erwarteten Datenmenge aus Messungen des ATLAS-Detektors in *Run2* des LHC, abgeschätzt. Eine Zusammenfassung der Ergebnisse ist in Kapitel neun zu finden.

---

## 2

# Theoretische Grundlagen

---

## 2.1. Das Standardmodell

Als Standardmodell wird als die grundlegende Theorie der modernen Elementarteilchenphysik bezeichnet. Es wurde bereits in zahlreichen Experimenten [17] auf seine Gültigkeit getestet und immer wieder konnte eine Übereinstimmung der Messungen mit den Vorhersagen des Standardmodells festgestellt werden.

Das Standardmodell beschreibt sowohl die Elementarteilchen als auch die Wechselwirkungen und Kräfte, welche zwischen ihnen wirken: die starke, die schwache und die elektromagnetische Wechselwirkung. Die Gravitation wird vom Standardmodell nicht beschrieben. Auf den heute zugänglichen Energieskalen der Hochenergiephysik ist sie, sofern es keine zusätzlichen Raumdimensionen gibt, gegenüber den anderen drei Wechselwirkungen jedoch auch vernachlässigbar klein.

Die Elementarteilchen können im Standardmodell unterteilt werden. So unterscheidet man zwischen Fermionen, die Spin  $\mathcal{J} = \frac{1}{2}$  besitzen und Bosonen mit ganzzahligem Spin  $\mathcal{J} = 0, 1$ . Die Fermionen können weiter in jeweils sechs Quarks und Leptonen unterteilt werden. Die rechts-chiralen Leptonen können in drei Singletts des schwachen Isospins  $I_w$ , die links-chiralen Leptonen hingegen in drei Dubletts des schwachen Isospins, sogenannte Familien, unterteilt werden. Zu jedem Quark und jedem Lepton gibt es zusätzlich noch ein entsprechendes Antiteilchen mit der gleichen Masse. Während die Leptonen in der Natur frei vorkommen, ist das für Quarks nicht möglich. Die starke Wechselwirkung wird durch  $SU(3)_C$ , eine lokale Eichsymmetriegruppe, beschrieben<sup>1</sup>. Die Eichbosonen, welche für den Kraftaustausch der starken Wechselwirkung verantwortlich sind, sind die Gluonen mit Spin  $\mathcal{J} = 1$ . Gluonen sind masselos und koppeln an Farbladung. Sie selbst und alle Quarks besitzen Farbladung. Der “Einsperrungs-Effekt”<sup>2</sup> der starken Wechselwirkung führt dazu, dass nur farbneutrale Teilchen, also Teilchen, die keine Farbladung, alle drei Farbladungen oder eine Farbladung und ihre entsprechende Anti-Farbladung tragen, ungebunden existieren können. Deshalb kommen Quarks in der Natur nur in gebundenen Zuständen (Hadronen) vor.

Neben den Gluonen gibt es noch vier weitere Eichbosonen  $W^\pm, Z^0$  und  $\gamma$ . Sie haben ebenfalls Spin  $\mathcal{J} = 1$  und sind die Kraftteilchen der schwachen und elektromagnetischen Wechselwirkung. Im Standardmodell sind die schwache und die elektromagnetische Wechselwirkung in der elektroschwachen Theorie zusammengefasst.

Zusätzlich gibt es noch das Higgs-Boson mit Spin  $\mathcal{J} = 0$ , welches als Begleiter des Mechanismus zur Massenbeschreibung auftritt (vgl. Kapitel 2.1.2).

---

<sup>1</sup>Hierbei kennzeichnet C das englische Wort Color

<sup>2</sup>engl. “confinement”

### 2.1.1. Die elektroschwache Theorie

Mit der elektroschwachen Wechselwirkung gelang die Zusammenfassung der elektromagnetischen Wechselwirkung mit dem masselosen Photon als Kraftteilchen, welches an elektromagnetische Ladung koppelt, und der schwachen Wechselwirkung mit ihren drei Kraftteilchen,  $W^+$ ,  $W^-$  und  $Z^0$ , welche an den schwachen Isospin koppeln.

Die lokale Eichsymmetriegruppe, die die elektroschwache Wechselwirkung beschreibt, ist die  $SU(2)_{I_w,L} \times U(1)_Y$ .  $SU(2)_{I_w,L}$  beschreibt die lokale Eichsymmetriegruppe des schwachen Isospins ( $I_w$ ), welche nur linkshändige Fermionen einschließt (L).  $U(1)_Y$  beschreibt die lokale Eichsymmetriegruppe der schwachen Hyperladung (Y). Der Zusammenhang zwischen Ladung (Q), schwacher Hyperladung und der dritten Komponente des schwachen Isospins ( $I_{w,3}$ ) ist über

$$Y = 2(Q - I_{w,3})$$

gegeben. Diese Eichsymmetrien implizieren zunächst vier masselose Eichbosonen  $W^{1,2,3}$  und B. Die experimentell beobachteten Masseneigenzustände  $W^+$  und  $W^-$  sind Linearkombinationen von  $W^1$  und  $W^2$ :

$$W^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} (W^1 \mp iW^2)$$

Die elektromagnetisch neutralen Masseneigenzustände erhält man aus den beiden verbliebenen elektroschwachen Eigenzuständen durch Rotation um den schwachen Mischungswinkel  $\theta_w$ :

$$\begin{pmatrix} A \\ Z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_w & \sin \theta_w \\ -\sin \theta_w & \cos \theta_w \end{pmatrix} \begin{pmatrix} B \\ W^3 \end{pmatrix}$$

Eine Übersicht aller Leptonen, Quarks und der Kraftteilchen ist in Abbildung 2.1 zu sehen. Die Teilchen sind hier zusätzlich in Familien, Dubletts des schwachen Isospins, eingeteilt.

Die direkte Einführung der drei massiven Eichbosonen  $W^\pm$  und  $Z^0$  und der Massen der Fermionen zerstören jedoch die Eichinvarianz und damit auch die Renormierbarkeit der Theorie. Die Lösung dieses Problems wird durch die spontane Symmetriebrechung und den Brout-Englert-Higgs-Mechanismus geliefert.

### 2.1.2. Das Higgs-Boson

Besitzt ein physikalisches System eine bestimmte Symmetrie, die jedoch verloren geht, sobald das System seinen bzw. einen seiner Grundzustände annimmt, so spricht man von spontaner Symmetriebrechung. Man kann die Lagrangedichte des Standardmodells um einen weiteren Term eines skalaren, komplexen Feldes in Form eines Dubletts mit  $I_w = \frac{1}{2}$  und  $Y = 1$ ,

$$\Phi = \begin{pmatrix} \Phi_3 + i\Phi_4 \\ \Phi_1 + i\Phi_2 \end{pmatrix}$$

erweitern. Der potentielle Teil dieses Terms kann als

$$V = -\mu^2 (\Phi^\dagger \Phi) + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2, \quad \mu^2, \lambda > 0$$

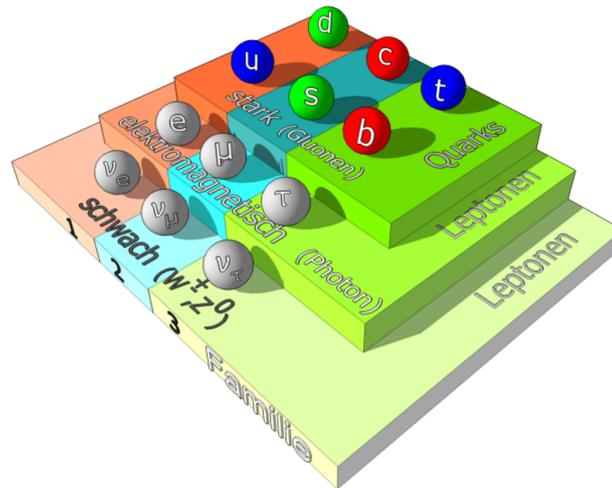


Abbildung 2.1.: Die Quarks, Leptonen und Kraftteilchen des Standardmodells. Die Stufen repräsentieren die drei fundamentalen Wechselwirkungen. Jedes Teilchen nimmt sowohl an der Wechselwirkung, die durch die Stufe auf der es steht, repräsentiert ist, wie auch an allen Wechselwirkungen der Stufen unter dieser teil. Zusätzlich sind je zwei Leptonen und je zwei Quarks in insgesamt drei Familien, Dubletts des schwachen Isospins, eingeteilt. Nicht eingezeichnet ist das skalare Higgs-Boson, welches ausschließlich schwach wechselwirkt [18].

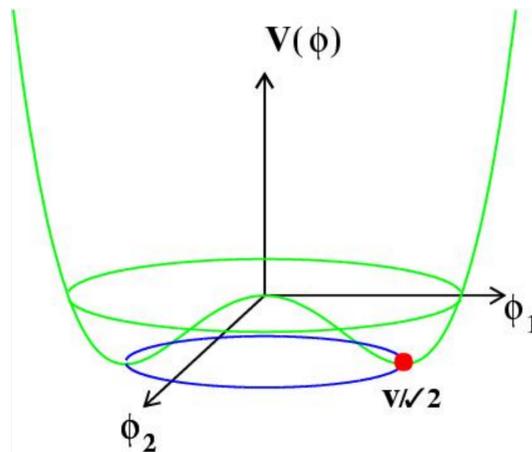


Abbildung 2.2.: Der potentielle Teil des Higgs-Terms in der Lagrangedichte formt ein Potential der Form  $V = -\mu^2 (\Phi^\dagger \Phi) + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2$ . Dieses ist hier in Abhängigkeit der beiden Feldkomponenten  $\Phi_1$  und  $\Phi_2$  dargestellt. [19]

geschrieben werden. Letzteres ist in Abbildung 2.2 gezeigt. Stellt man dieses Potential in Abhängigkeit zweier Feldkomponenten, z.B.  $\Phi_1$  und  $\Phi_2$ , dar, so ist es rotationssymmetrisch in der  $\Phi_1$ - $\Phi_2$ -Ebene. Um dieses Symmetriezentrum befindet sich ringförmig ein Kontinuum von Minima im Abstand von  $\Phi^\dagger \Phi = \frac{\mu^2}{2\lambda}$ . Für eine konsistente Beschreibung und um die Feynman-Kalküle auf den neuen Term in der Lagrangedichte anwenden zu können, muss dieser mittels des angenommenen Grundzustands formuliert

werden. Man erhält:

$$\Phi = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H(x) \end{pmatrix}$$

Hierbei wurde das Higgs-Boson, welches eine Anregung des Higgs-Feldes um den Grundzustand beschreibt, mit  $H(x)$  bezeichnet. Der Vakuumerwartungswert  $v$  ist über ein beliebiges Minimum durch

$$\Phi_0 = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}$$

definiert. Er kann als Funktion der Fermikonstanten ( $G_F$ ) über

$$v(G_F) = \left( \sqrt{2} G_F \right) \approx 246 \text{ GeV}$$

berechnet werden. Mit dieser neuen Parametrisierung kann gezeigt werden, dass die entsprechenden Eichbosonen der schwachen Wechselwirkung ihre Masse bekommen, ohne dass die Eichinvarianz der Lagrangedichte verletzt wird. Auch die Masse der Fermionen kann über die Yukawa-Kopplungen an das Higgs-Feld erklärt werden.

Es bleibt nur noch die Masse des Higgs-Bosons als freier Parameter der Theorie. Mit dieser können alle Kopplungen der Teilchen des Standardmodells an das Higgs-Boson durch die Massen der beteiligten Teilchen berechnet werden.

Im Juli 2012 konnten zwei Experimente (ATLAS und CMS) am LHC die Entdeckung eines ungeladenen Bosons bekannt geben [11,12]. Die Bestimmung der Masse dieses Bosons ergab  $m = 125.09 \pm 0.34 \text{ GeV}$  [20]. Weitere Untersuchungen des Spins und der Parität des neuen Bosons ergaben, dass der Zustand  $\mathcal{J}^P = 0^+$  bevorzugt ist [21]. Die in der Untersuchung der Zerfallskanäle des neuen Bosons erhaltenen Kopplungsstärken sind innerhalb der Messfehlern konsistent mit den erwarteten Werten des Standardmodell-Higgs-Bosons [16, 22, 23]. Bei ersten Messungen der CP-Invarianz in der Produktion von Higgs-Bosonen durch Vektorbosonfusion im Higgs-Zerfallskanal  $H \rightarrow \tau\tau$  [24] konnte mit einem 68% Konfidenzintervall  $-0.11 < \tilde{d} < 0.05$  gemessen werden.

Die Vektorbosonfusion ist bei einer Masse des Higgs-Bosons von 125 GeV mit einem Wirkungsquerschnitt von 3.782 pb bei  $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$  nach der Gluon-Fusion der zweitgrößten Produktionskanal für Higgs-Bosonen (vgl. Abbildung 2.3 links). Betrachtet man die Verzweigungsverhältnisse (Abbildung 2.3 rechts) zwischen den unterschiedlichen Zerfallskanäle des Higgs-Bosons, so ist der Zerfall  $H \rightarrow \tau\tau$  bei einer Masse des Higgs-Bosons von 125 GeV nur der viert häufigste. Da die Messungen an einem Hadron-Collider (LHC) gemacht werden, besitzen die Zerfallskanäle  $H \rightarrow \bar{b}b$  und  $H \rightarrow gg$  für Higgs-Bosonen die durch VBF erzeugt wurden, vier Jets im Endzustand. Das führt zu einem schlechten Verhältnis zwischen Signal-Prozess und Untergrund-Prozessen in Messungen. Für die Berechnung der Optimalen Observablen müssen die Viererimpulse im Endzustand vollständig rekonstruiert werden können. Dies kann für den Zerfall in zwei  $\tau$ -Leptonen in guter Näherung über die kollineare Massen-Näherung [25] und den *Missing Mass Calculator* [26] gemacht werden. Der  $H \rightarrow \tau\tau$ -Zerfallskanal bietet also eine sehr gute Möglichkeit für die Suche nach CP-Verletzung in der Higgs-Boson Produktion durch VBF am LHC.

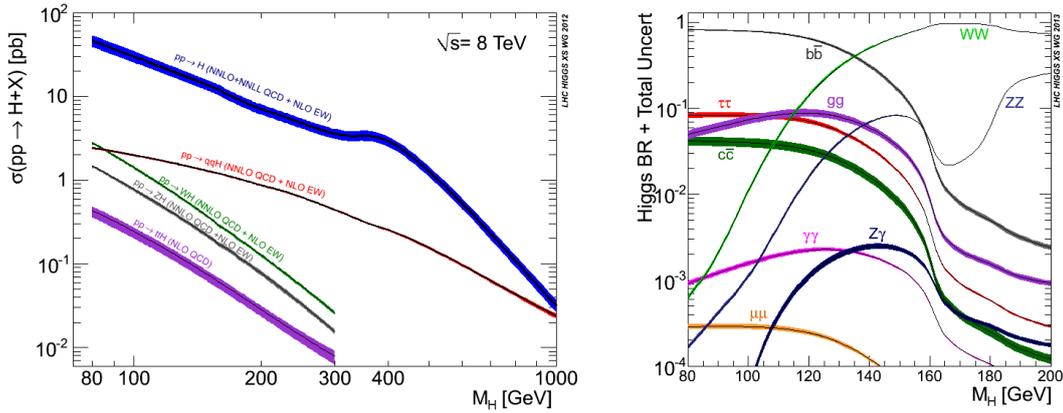


Abbildung 2.3.: Die Wirkungsquerschnitte der einzelnen Produktionsprozesse in Abhängigkeit der Masse des Higgs-Bosons bei  $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$  (links). Die Verzweigungsverhältnisse der Higgs-Boson-Zerfallskanäle in Abhängigkeit der Masse des Higgs-Bosons (rechts) [27].

## 2.2. CP-Symmetrie

Ein Maß dafür, wie sich ein physikalisches Objekt unter Inversion der Ortskoordinate bezüglich des Ursprungs verhält, ist die Parität [28]. Sie kann mathematisch durch einen Operator  $P$  mit den Eigenwerten  $\pm 1$  beschrieben werden. Die Parität ist eine multiplikative Quantenzahl und somit kann jedem in der Natur realisierten Teilchensystem ein Paritätseigenzustand zugeordnet werden. Die Parität eines Systems ist eine Erhaltungsgröße unter der starken und elektromagnetischen Wechselwirkung. Im Jahre 1956 konnte von C. S. Wu [29] jedoch gezeigt werden, dass die schwache Wechselwirkung die Paritätserhaltung verletzt.

Eine weitere diskrete Symmetrieoperation ist die Ladungskonjugation. Sie kann mathematisch ebenfalls durch einen Operator  $C$  repräsentiert werden. Anwendung auf ein Teilchen überführt dieses in sein entsprechendes Antiteilchen. Die Eigenwerte des Ladungskonjugationsoperators sind ebenfalls  $\pm 1$ .

$$C\Psi(x) = \pm\Psi(x) \quad (2.1)$$

Daraus folgt, dass nur Teilchen, die ihre eigenen Antiteilchen sind, diese Eigenwertgleichung (2.1) erfüllen können [28].

Auch die Ladungskonjugation ist eine multiplikative Quantenzahl, die in der starken und elektromagnetischen Wechselwirkung erhalten ist, von der schwachen Wechselwirkung jedoch verletzt werden kann.

Sowohl die Paritäts- als auch die Ladungskonjugationsquantenzahlen sind im geladenen schwachen Strom maximal verletzt. Führt man beide Operationen nacheinander aus, so können sich diese Effekte jedoch gegenseitig wieder aufheben, sodass keine sogenannte CP-Verletzung vorliegt. Eine Verletzung der CP-Symmetrie könnte ein Hinweis darauf sein, dass Antimaterie ein anderes Verhalten in Bezug auf die drei fundamentalen Wechselwirkungen aufweist als Materie. CP-Verletzung ist außerdem eine der drei Bedingungen von A. D. Sakharov zur Erklärung der Materie-Antimaterie-Asymmetrie

im Universum. Die einzige Quelle von CP-Verletzung im Standardmodell ist durch die komplexe Phase der CKM-Matrix [30, 31] gegeben. Erstmals wurde CP-Verletzung im Zerfall

$$K_2^0 \rightarrow 2\pi$$

eines neutralen Kaons in zwei  $\pi$ -Mesonen beobachtet [32]. Die gemessene Stärke der CP-Verletzung ist jedoch deutlich zu klein, um die Materie-Antimaterie-Asymmetrie zu erklären [33]. Aus diesem Grund werden jenseits des Standardmodells weiteren Quellen von CP-Verletzung gesucht. Einer der bislang wenig untersuchten Ansätze hierfür ist ein über das Standardmodell hinausgehendes, CP-verletzendes Verhalten des Higgs-Bosons.

### 2.3. Effektive Feldtheorien zur Erweiterung des Standardmodells

Alle Terme der Lagrangedichte des Standardmodells besitzen die Massendimension vier, sodass man bei Integration über die vier Raum-Zeit-Komponenten die Einheit der Wirkung ( $[\hbar] = 1$ ) erhält. Ein einfacher Weg das Standardmodell zu erweitern, ist mittels einer effektiven Feldtheorie. In einer effektiven Feldtheorie werden neue Kopplungen, die in dieser Form nicht im Standardmodell vorkommen, durch Operatoren höherer Massendimensionen repräsentiert. Diese so genannten effektiven Kopplungen unterscheiden sich auch konzeptionell von den Kopplungen des Standardmodells. Sie beschreiben Punktwechselwirkungen zwischen den entsprechenden Teilchen, ohne die tatsächliche Struktur der Kopplungen zu berücksichtigen. Fordert man die lokalen Symmetrien  $SU(3)_C \times SU(2)_{L,W} \times U(1)_\gamma$  des Standardmodells und zusätzlich Baryonen- und Leptonenzahlerhaltung, so erhält die effektive Lagrangedichte die Form [34]

$$\mathcal{L}_{\text{eff}} = \mathcal{L}_{\text{SM}} + \sum_i \frac{c_i^{(6)}}{\Lambda^2} \mathcal{O}_i^{(6)} + \sum_j \frac{c_j^{(8)}}{\Lambda^4} \mathcal{O}_j^{(8)} + \dots \quad (2.2)$$

mit allen erlaubten, eichinvarianten Operatoren  $\mathcal{O}_i^{(d)}$  der Dimension  $d$  und den entsprechenden Vorfaktoren  $c^{(d)}$ . Die Beschreibung durch eine effektive Feldtheorie kann also als Entwicklung in der Massendimension  $d$  gesehen werden. Die  $c^{(d)}$  sind die Wilson-Koeffizienten, welche die Kopplungsstärken repräsentieren, und  $\Lambda$  ist die Skala der neuen Physik. Sie beschreibt die Energie, bei der die Resonanz der neuen Physik erwartet wird. Die Vorfaktoren der Form  $\frac{1}{\Lambda^{d-4}}$  führen zu einer Unterdrückung der neuen Kopplungen für Energien unterhalb von  $\Lambda$  und regulieren zusätzlich die Massendimensionen der Terme der effektiven Feldtheorie auf die des Standardmodells. Die Skala der neuen Physik ist die Energie, bei der die Resonanz der neuen Physik erwartet wird. Ebenfalls muss angenommen werden, dass keine anderen neuen Resonanzen unterhalb dieser Energie auftreten, die die beschriebene Physik beeinflussen [35]. Eine effektive Feldtheorie ist also nicht als vollständige Theorie, sondern als Beschreibung der Niederenergieeffekte einer zugrundeliegenden vollständigen Theorie zu verstehen. Die erhaltenen Ergebnisse können jedoch als Leitfaden für eine zugrundeliegende vollständige Theorie dienen [34]. In dieser Studie wird die CP-Invarianz der Produktion von Higgs-Bosonen durch Vektorbosonfusion der elektroschwachen Kraftteilchen untersucht. Berücksichtigt man alle

Kopplungen der elektroschwachen Eichbosonen an das Higgs-Boson, welche mit Operatoren der Dimension  $d = 6$  möglich sind, so lässt sich die allgemeinste Form von Gleichung (2.2) für diese Art der Produktion von Higgs-Bosonen im "Higgs characterisation Model" [35] wie folgt schreiben:

$$\begin{aligned}
 \mathcal{L}_{eff} = & c_\alpha \kappa_{SM} \left[ \frac{1}{2} g_{HZZ} H Z_\mu Z^\mu + g_{HWW} H W_\mu^+ W^{-\mu} \right] \\
 & - \frac{1}{4} \left[ c_\alpha \kappa_{H\gamma\gamma} g_{H\gamma\gamma} H A_{\mu\nu} A^{\mu\nu} + s_\alpha \kappa_{A\gamma\gamma} g_{A\gamma\gamma} H A_{\mu\nu} \tilde{A}^{\mu\nu} \right] \\
 & - \frac{1}{2} \left[ c_\alpha \kappa_{HZ\gamma} g_{HZ\gamma} H Z_{\mu\nu} A^{\mu\nu} + s_\alpha \kappa_{AZ\gamma} g_{AZ\gamma} H Z_{\mu\nu} \tilde{A}^{\mu\nu} \right] \\
 & - \frac{1}{4\Lambda} \left[ c_\alpha \kappa_{HZZ} H Z_{\mu\nu} Z^{\mu\nu} + s_\alpha \kappa_{AZZ} H Z_{\mu\nu} \tilde{Z}^{\mu\nu} \right] \\
 & - \frac{1}{2\Lambda} \left[ c_\alpha \kappa_{HWW} H W_{\mu\nu}^+ W^{-\mu\nu} + s_\alpha \kappa_{AWW} H W_{\mu\nu}^+ \tilde{W}^{-\mu\nu} \right] \quad (2.3)
 \end{aligned}$$

Dieses Modell wird von MADGRAPH5\_aMC@NLO [36] zur Ereignisgeneration genutzt.

Hierbei wurde  $\sin(\alpha) = s_\alpha$  und  $\cos(\alpha) = c_\alpha$  gesetzt. Diese Lagrangedichte enthält die CP-geraden Kopplungen des Higgs-Bosons an die massiven elektroschwachen Eichbosonen ( $Z^0, W^\pm$ ),

$$\frac{1}{2} g_{HZZ} H Z_\mu Z^\mu, \quad g_{HWW} H W_\mu^+ W^{-\mu}$$

wie sie im Standardmodell auf Born-Niveau realisiert sind. Zusätzlich sind die im Standardmodell auf Schleifen-Niveau möglichen Kopplungen von zwei Photonen und einem Photon und einem  $Z^0$ -Boson an das Higgs-Boson durch die Terme

$$-\frac{1}{4} c_\alpha \kappa_{H\gamma\gamma} g_{H\gamma\gamma} H A_{\mu\nu} A^{\mu\nu}, \quad -\frac{1}{2} c_\alpha \kappa_{HZ\gamma} g_{HZ\gamma} H Z_{\mu\nu} A^{\mu\nu}$$

enthalten. Die Kopplungsparameter des Standardmodells sind durch

$$g_{HZZ} = \frac{2m_Z^2}{v}, \quad g_{HWW} = \frac{2m_W^2}{v}, \quad g_{H\gamma\gamma} = \frac{47\alpha_{EM}}{18\pi v}, \quad g_{HZ\gamma} = \frac{C(94 \cos^2 \theta_w - 13)}{9\pi v}$$

gegeben. Hier sind  $m_{Z/W}$  die Massen des  $Z^0$ -Bosons bzw. der  $W^\pm$ -Bosonen,  $\alpha_{EM}$  die elektromagnetische Feinstrukturkonstante,  $v$  der Vakuumerwartungswert und  $C = \sqrt{\frac{\alpha_{EM} G_F m_Z}{8\sqrt{2}\pi}}$  mit der Fermikonstanten  $G_F$ . Die Terme

$$-\frac{1}{4\Lambda} [c_\alpha \kappa_{HZZ} H Z_{\mu\nu} Z^{\mu\nu}], \quad -\frac{1}{2\Lambda} [c_\alpha \kappa_{HWW} H W_{\mu\nu}^+ W^{-\mu\nu}]$$

beschreiben CP-gerade Kopplungen der massiven Eichbosonen an das Higgs-Boson, die nicht im Standardmodell enthalten sind. Mit den in (2.3) verbleibenden Termen

$$\begin{aligned}
 & -\frac{1}{4} [s_\alpha \kappa_{A\gamma\gamma} g_{A\gamma\gamma} H A_{\mu\nu} \tilde{A}^{\mu\nu}], \quad -\frac{1}{2} [s_\alpha \kappa_{AZ\gamma} g_{AZ\gamma} H Z_{\mu\nu} \tilde{A}^{\mu\nu}] \\
 & -\frac{1}{4\Lambda} [s_\alpha \kappa_{AZZ} H Z_{\mu\nu} \tilde{Z}^{\mu\nu}], \quad -\frac{1}{2\Lambda} [s_\alpha \kappa_{AWW} H W_{\mu\nu}^+ \tilde{W}^{-\mu\nu}]
 \end{aligned}$$

können CP-ungerade Kopplungen der elektroschwachen Eichbosonen an das Higgs-Boson, die über das Standardmodell hinaus gehen, beschrieben werden. Für die nicht im Standardmodell enthaltenen Kopplungen auf Schleifen-Niveau sind die Kopplungsstärken durch

$$g_{A\gamma\gamma} = \frac{4\alpha_{\text{EM}}}{3\pi v}, \quad g_{AZ\gamma} = \frac{2C(8\cos^2\theta_w - 5)}{3\pi v}$$

gegeben. Die Feldstärketensoren  $V^{\mu\nu}$  der elektroschwachen Eichbosonen sind über

$$V^{\mu\nu} = \partial^\mu V^\nu - \partial^\nu V^\mu, \quad V \in \{A, Z, W^\pm\} \quad (2.4)$$

und die entsprechenden dualen, CP-ungeraden Feldstärketensoren über

$$\tilde{V}_{\mu\nu} = \frac{1}{2}\varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma}V^{\rho\sigma} \quad (2.5)$$

definiert. Hier beschreibt  $\varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma}$  den total asymmetrischen Feldstärketensor der Dimension vier und  $\partial^\nu$  die kontravariante Ableitung. Das Mischungsverhältnis zwischen CP-geradem und CP-ungeradem Anteil wird durch  $\alpha$  festgelegt [35].

Wird  $c_\alpha\kappa_{H\gamma\gamma} = c_\alpha\kappa_{HZ\gamma} = c_\alpha\kappa_{\text{SM}} = 1$  gesetzt und  $c_\alpha\kappa_{HZZ} = c_\alpha\kappa_{HWW} = 0$  so sind die Kopplungen des Standardmodells unverändert. Zusätzlich können die Kopplungsstärken der CP-ungeraden Kopplungen (dualen Feldstärketensoren) über  $\kappa_{AVV}$  variiert werden.

Eine andere Parametrisierung dieser Lagrangedichte wurde von der L3 Kollaboration entwickelt [37]. Die effektive Lagrangedichte kann dann als

$$\mathcal{L}_{\text{eff}} = \mathcal{L}_{\text{SM}} + \tilde{g}_{\text{HAA}}\text{H}\tilde{A}_{\mu\nu}A^{\mu\nu} + \tilde{g}_{\text{HAZ}}\text{H}\tilde{A}_{\mu\nu}Z^{\mu\nu} + \tilde{g}_{\text{HZZ}}\text{H}\tilde{Z}_{\mu\nu}Z^{\mu\nu} + \tilde{g}_{\text{HWW}}\text{H}\tilde{W}_{\mu\nu}W^{\mu\nu} \quad (2.6)$$

geschrieben werden. Die Kopplungen des Standardmodells sind in  $\mathcal{L}_{\text{SM}}$  zusammengefasst. Die übrigen Terme beschreiben die CP-ungeraden Kopplungen an die elektroschwachen Eichbosonen. Durch die  $U(1)_\gamma$  und  $SU(2)_{I_w, L}$  Symmetriebedingungen sind nur zwei der vier Kopplungsparameter  $\tilde{g}_{HVV}$  unabhängig. Man kann die Kopplungen aus (2.6) folglich durch zwei dimensionslose Parameter  $\tilde{d}$  und  $\tilde{d}_B$  ausdrücken.

$$\tilde{g}_{\text{HAA}} = \frac{g}{2m_W}(\tilde{d}\sin^2\theta_W + \tilde{d}_B\cos^2\theta_W), \quad \tilde{g}_{\text{HAZ}} = \frac{g}{2m_W}\sin 2\theta_W(\tilde{d} - \tilde{d}_B)$$

$$\tilde{g}_{\text{HZZ}} = \frac{g}{2m_W}(\tilde{d}\cos^2\theta_W + \tilde{d}_B\sin^2\theta_W), \quad \tilde{g}_{\text{HWW}} = \frac{g}{m_W}\tilde{d}$$

Hier ist  $g = \frac{e}{\sin\theta_W}$  mit der elektrischen Elementarladung  $e$  und  $\theta_W$  der schwache Mischungswinkel. Sie beschreiben die unterschiedlichen Beiträge der elektroschwachen Eichbosonen zur Produktion der Higgs-Bosonen. Experimentell kann man die einzelnen Beiträge jedoch nicht unterscheiden [24] und somit wurde in dieser Studie willkürlich  $\tilde{d} = \tilde{d}_B$  gesetzt. Durch diese Wahl beinhaltet die resultierende Lagrangedichte,

$$\mathcal{L}_{\text{eff}} = \mathcal{L}_{\text{SM}} + \frac{g \cdot \tilde{d}}{2m_W}\text{H}A_{\mu\nu}\tilde{A}^{\mu\nu} + \frac{g \cdot \tilde{d}}{2m_W}\text{H}Z_{\mu\nu}\tilde{Z}^{\mu\nu} + \frac{g \cdot \tilde{d}}{m_W}\text{H}W_{\mu\nu}^+\tilde{W}^{-\mu\nu} \quad (2.7)$$

welche im weiteren als  $\tilde{d}$  parametrisiert bezeichnet wird, keinen  $H\gamma Z^0$  Vertex mehr. Die Umrechnung zwischen der Parametrisierung des „Higgs characterisation Models“ und

der Parametrisierung in  $\tilde{d}$  unter der Annahme, dass die Vertices des Standardmodells erhalten sind, ist durch

$$\kappa_{AZZ} = \kappa_{AWW} = \frac{4\alpha_{EM}\Lambda}{3\pi v} \kappa_{A\gamma\gamma} = -2 \frac{e\Lambda}{m_W \sin \theta_W \sin \alpha} \cdot \tilde{d} \quad (2.8)$$

gegeben. Mit diesen Bedingungen bleibt nur ein freier Parameter übrig, welcher das Maß an CP-Verletzung bestimmt. In der  $\tilde{d}$ -Parametrisierung ist dieser Parameter  $\tilde{d}$ , im „Higgs characterisation Model“ tauchen die Parameter nur noch als Produkt  $\kappa_{AVV} s_\alpha \Lambda^{-1}$  auf. Folglich verlieren sie ihre individuellen Bedeutungen. Da experimentelle Studien nur auf  $\kappa_{AVV} s_\alpha \Lambda^{-1}$  und nicht auf die einzelnen Parameter sensitiv sind, werden im Weiteren (siehe Kapitel 4.2) zwei dieser Parameter frei gewählt.

### 2.3.1. Aussagekräftige Ergebnisdarstellung von effektiven Feldtheorien

Wie bereits im vorherigen Abschnitt beschrieben, sind effektive Feldtheorien keine vollständigen Theorien sondern nur eine Möglichkeit die Niederenergieeffekte einer vollständigen Theorie zu beschreiben. Wird eine effektive Feldtheorie für eine experimentelle Analyse verwendet, so ist diese nicht auf die einzelnen Wilson-Koeffizienten, sondern nur auf  $\frac{c_i}{\Lambda}$  sensitiv. Da die effektive Feldtheorie jedoch nur eine gute Beschreibung für Energien unterhalb von  $\Lambda$  liefert, ist es sinnvoll, die experimentelle Studie für mehrere obere Begrenzungen auf Observablen, welche die typische Energieskala der betrachteten Prozesse charakterisieren, durchzuführen. Damit sind die erhaltenen Ergebnisse auch für Theorien mit neuen Teilchen geringerer Massen gültig. Des Weiteren wächst der resultierende Wirkungsquerschnitt bei Operatoren höherer Dimension meist mit der Energie des Prozesses. Die Energie, für die daraus eine Unitaritätsverletzung resultiert, kann theoretisch mittels Partialwellenzerlegung und dem optischen Theorem berechnet werden. Da der Abbruch der Reihenentwicklung bei Dimension  $d = 6$  jedoch schon vor dieser Unitaritätsverletzung zu einer Abweichung zwischen der zu beschreiben versuchten kompletten Theorie und der Beschreibung dieser durch effektive Feldtheorien führt, ist es ebenfalls sinnvoller, die Ergebnisse, welche aus effektiven Feldtheorien gewonnen werden, als Funktion von oberen Grenzen auf kinematische Observablen anzugeben [34].

### 2.3.2. Test der CP-Invarianz

Die CP-verletzenden Terme in Gleichung (2.7) sind linear in  $\tilde{d}$ . Diese lineare Abhängigkeit gilt auch für das Matrixelement

$$\mathcal{M} = \mathcal{M}_{SM} + \tilde{d} \cdot \mathcal{M}_{CP\text{-ungerade}} \quad (2.9)$$

$\mathcal{M}_{SM}$  beschreibt das aus der Lagrangedichte des Standardmodells gewonnene Matrixelement,  $\mathcal{M}_{CP\text{-ungerade}}$  das aus den zusätzlichen CP-ungeraden Kopplungen erhaltenen Matrixelement.

Das hieraus resultierende quadrierte Matrixelement

$$|\mathcal{M}|^2 = |\mathcal{M}_{SM}|^2 + \tilde{d} \cdot 2\text{Re}(\mathcal{M}_{SM}^* \mathcal{M}_{CP\text{-ungerade}}) + \tilde{d}^2 \cdot |\mathcal{M}_{CP\text{-ungerade}}|^2 \quad (2.10)$$

besteht aus zwei CP-geraden Termen  $|\mathcal{M}_{\text{SM}}|^2$  und  $\tilde{d}^2 \cdot |\mathcal{M}_{\text{CP-ungerade}}|^2$ , die keine CP-Verletzung verursachen, und dem CP-ungeraden Interferenzterm, welcher ebenfalls linear in  $\tilde{d}$  ist und für CP-Verletzung verantwortlich ist.

Berechnet man den resultierenden Wirkungsquerschnitt als Funktion von  $\tilde{d}$ , so muss das quadrierte Matrixelement über einen CP-geraden Phasenraum integriert werden. Dies führt dazu, dass der CP-ungerade Term keinen Beitrag zum Wirkungsquerschnitt liefert und nur die CP-geraden Terme dazu beitragen. Man erwartet also eine quadratische Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von  $\tilde{d}$  [38].

Möchte man jedoch ein Maß für die CP-Verletzung haben, so kann der Mittelwert einer CP-ungeraden Observablen ( $O$ ) betrachtet werden. Liegt keine CP-Verletzung vor so verschwindet der Mittelwert dieser Observablen ( $\langle O \rangle = 0$ ). Ist der Mittelwert der Observablen jedoch von null verschieden ( $\langle O \rangle \neq 0$ ) so liegt eine CP-Verletzung vor. Anzumerken ist, dass die jeweiligen Umkehrschlüsse nicht gelten.

Die Abhängigkeit des Mittelwertes einer CP-ungeraden Observablen ( $O$ ) von  $\tilde{d}$  ist durch

$$\langle O \rangle = \frac{\int O d\sigma_{\text{SM}} + \int O \cdot \tilde{d} d\sigma_{\text{CP-ungerade}} + \int O \cdot \tilde{d}^2 d\sigma_{\text{CP-gerade}}}{\int d\sigma_{\text{SM}} + \int \tilde{d} d\sigma_{\text{CP-ungerade}} + \int \tilde{d}^2 d\sigma_{\text{CP-gerade}}} \quad (2.11)$$

gegeben. Hierbei wird über die aus den jeweiligen Termen von Gleichung (2.10) entstehenden Wirkungsquerschnitte integriert. Wie bereits erwähnt, verschwindet der erste und der letzte Term des Zählers, da hier eine CP-ungerade Observable über einen CP-geraden Phasenraum integriert wird. Ebenso verschwindet der zweite Term des Nenners und man erhält

$$\langle O \rangle = \frac{\tilde{d} \int O d\sigma_{\text{CP-ungerade}}}{\int d\sigma_{\text{SM}} + \tilde{d}^2 \int d\sigma_{\text{CP-gerade}}} \quad (2.12)$$

für die Abhängigkeit des Mittelwertes von  $\tilde{d}$ . Beim Auftragen des Mittelwertes gegen  $\tilde{d}$  wird für kleine Werte von  $\tilde{d}$  also ein linearer Anstieg erwartet, da der zweite Term des Nenners vernachlässigt werden kann. Bei größeren Werten von  $\tilde{d}$  kann der in  $\tilde{d}$  quadratische Term jedoch nicht mehr vernachlässigt werden. Er führt dazu, dass die Steigung abnimmt und die Mittelwerte letztendlich wieder auf Null abfallen. Ist das Standardmodell realisiert, also  $\tilde{d} = 0$ , so ist der Mittelwert ebenfalls Null [38].

Eine CP-ungerade Observable ist der vorzeichenbehaftete Winkel  $\text{Sgnd}\Delta\phi_{\text{jj}}$  [39].  $\phi_{\text{jj}}$  beschreibt den Azimuthalwinkel zwischen den beiden bei der Vektorbosonfusion (siehe Kapitel 4.1) entstehenden auslaufenden Jets. Die Vorzeichenbehaftung ist wichtig, da sie aus der CP-geraden Observablen  $\phi_{\text{jj}}$  die CP-ungerade Observable  $\text{Sgnd}\Delta\phi_{\text{jj}}$  erzeugt [40]. Definiert ist  $\text{Sgnd}\Delta\phi_{\text{jj}}$  mittels:

$$\varepsilon^{\mu\nu\rho\sigma} b_+^\mu p_+^\nu b_-^\rho p_-^\sigma = 2p_{\text{T},+} p_{\text{T},-} \sin(\phi_+ - \phi_-) \equiv 2p_{\text{T},+} p_{\text{T},-} \sin(\text{Sgnd}\Delta\phi_{\text{jj}}) \quad (2.13)$$

$b_\pm$  beschreibt die Viererimpulse der beiden Protonenstrahlen, die mit (+) und gegen (-) den Uhrzeigersin rotieren. Der jeweilige Viererimpuls der auslaufenden Jets  $p_+$  bzw.  $p_-$ , mit den zugehörigen Azimuthalwinkeln  $\phi_+$  bzw.  $\phi_-$ , zeigt in die gleichen Hemisphären wie der entsprechend gekennzeichnete Viererimpulse der Protonenstrahlen. Für  $\text{Sgnd}\Delta\phi_{\text{jj}}$  können also nur Ereignisse in Betracht gezogen werden, deren auslaufende Jets in unterschiedlichen Hemisphären des Detektors sind. Für die Pseudorapiditäten

der beiden Jets muss also  $\eta_1 \cdot \eta_2 < 0$  gelten.

Eine weitere CP-ungerade Observable ist die Optimale Observable [41]. Sie ist durch

$$\mathcal{OO} = \frac{2\text{Re}(\mathcal{M}_{\text{SM}}\mathcal{M}_{\text{CP-ungerade}})}{|\mathcal{M}_{\text{SM}}|^2} \quad (2.14)$$

definiert. Per Konstruktion aus dem CP-ungeraden Term des quadrierten Matrixelements und dem Standardmodel Term enthält sie für kleine Werte von  $\tilde{d}$ , bei denen der quadratische Beitrag aus Gleichung (2.10) vernachlässigt werden kann, alle Informationen des multidimensionalen Phasenraumes. Sie wird mit den Viererimpulsen der beiden bei der Vektorbosonfusion entstehenden auslaufenden Jets  $p_{j_1}^\mu$ ,  $p_{j_2}^\mu$  unter Vernachlässigung ihrer Massen und dem Viererimpuls des Higgs-Bosons  $p_{H^\mu}$  bei einer Masse des Higgs-Bosons von 125 GeV berechnet. Zur Berechnung der Optimalen Observablen wurde HAWK [42–44] benutzt.



---

## 3 Der LHC und der ATLAS-Detektor

---

Der Large Hadron Collider (LHC) ist der momentan energiereichste Teilchenbeschleuniger der Welt. Er wird von der Europäischen Organisation für Teilchenforschung betrieben und befindet sich bei Genf am CERN (Centre Européen pour la Recherche Nucléaire). Hier werden in einem ringförmigen Tunnel mit einem Umfang von 27 km gegenläufige Protonenstrahlen an vier Punkten zur Kollision gebracht. Diese Kollisionen werden mit vier Detektoren vermessen. In *Run 1* wurden Schwerpunktennergien von bis zu  $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$  und eine integrierte Luminosität von  $20.3 \text{ fb}^{-1}$  (bei  $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ ) erreicht. Für den 2016 gestarteten *Run2* sind Schwerpunktsenergien von  $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$  mit einer instantanen Luminosität von  $\geq 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  erhalten worden. Bis Ende des Jahres 2018 soll eine integrierte Luminosität von mindestens  $100 \text{ fb}^{-1}$  erreicht werden.

### 3.1. Der ATLAS-Detektor

Der ATLAS-Detektor wird unter anderem zur Untersuchung der Proton-Proton-Kollisionen verwendet. Er ist ein Vielzweck-Detektor [24], der zylinderförmig um die Strahlachse gebaut ist. Eine schematische Darstellung ist in Abbildung 3.1 gezeigt. Die innerste Schicht des ATLAS-Detektors bilden Spurdetektoren. Mit ihnen werden die Teilchenspuren rekonstruiert. Direkt um den Kollisionspunkt befinden sich Silizium-Pixeldetektoren, welche die feinste Ortsauflösung haben. Umschlossen werden diese von Silizium-Streifendetektoren und Übergangsstrahlungsdetektoren. Mit den Spurdetektoren, welche von einem 2T axialen Magnetfeld durchströmt werden, können Teilchenspuren bis zu Pseudorapiditäten von  $|\eta| < 2.5$  rekonstruiert werden. Umgeben werden diese von einem Sampling-Kalorimetersystem. Es besteht aus einem elektromagnetischen Kalorimetersystem, welches aus Blei als Absorbermaterial und flüssigem Argon als aktivem Medium aufgebaut ist. Es kann die Energien von elektromagnetisch wechselwirkenden Teilchen in einem Bereich von  $|\eta| < 3.2$  messen. Da nur Elektronen und Photonen vollständig von diesem ersten Kalorimeter absorbiert werden, folgt ein hadronisches Kalorimeter. Dieses besitzt Stahl als Absorber und Szintillatoren als aktives Medium. Das hadronische Kalorimeter ermöglicht eine Energiemessung der Hadronen im Bereich  $|\eta| < 1.7$ . Mit einem weiteren hadronischen Kalorimeter mit Kupfer als Absorber und flüssigem Argon als aktivem Material können Teilchen bis zu Pseudorapiditäten von  $|\eta| < 3.2$  gemessen werden. Der ATLAS-Detektor besitzt zusätzlich noch Endkappen, welche den Bereich  $3.2 < |\eta| < 4.9$  abdecken. Hier wird wiederum flüssiges Argon als aktives Medium und aufgrund der hohen Strahlenbelastung zusätzlich, abhängig vom betrachteten  $|\eta|$ -Bereich Kupfer und Wolfram als Absorber benutzt. Um die Myonen, die die Kalorimeter durchdringen exakter vermessen zu können, bilden Myonkammern die äußerste Komponente des Detektors. Auch sie sind von einem Magnetfeld, das von drei supraleitenden Luftkern-Toroidmagneten erzeugt

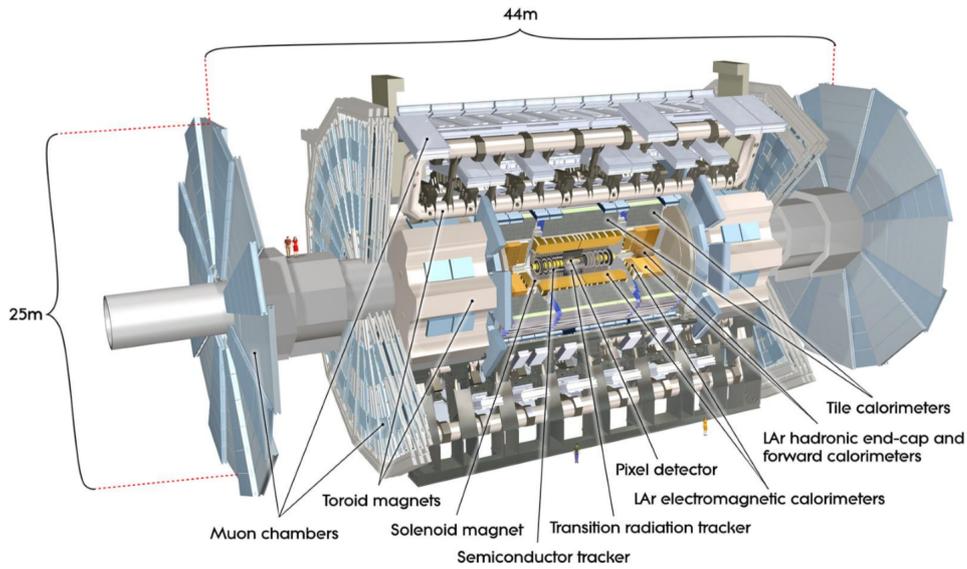


Abbildung 3.1.: Der Atlas-Detektor schematisch dargestellt [9].

wird, umgeben. Die Ablenkung der Myonen in diesem Feld kann in einem Bereich von  $|\eta| < 2.7$  vermessen werden.

Die in dieser Arbeit durchgeführte Studie basiert komplett auf simulierten Ereignissen ohne Berücksichtigung von Detektoreffekten. Sie ist jedoch eine weiterführende Studie, die durch die Ergebnisse der Studie in [24] motiviert ist. In dieser wurde die CP-Invarianz des durch Vektorbosonfusion erzeugten Higgs-Bosons, das anschließend in zwei  $\tau$ -Leptonen zerfällt, untersucht. Diese wurde mit Daten des ATLAS-Detektors aus *Run1* ( $20.3 \text{ fb}^{-1}$ ) durchgeführt. Hierbei konnten bei  $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$  mit einem 68%-Konfidenzintervall  $-0.11 < \tilde{d} < 0.05$  bestimmt werden. In der vorliegenden Arbeit wurden Selektionskriterien dieser zugrundeliegenden Studie auf die Observablen  $\eta$  und  $p_T(j)$  der auslaufenden Jets übernommen.

---

# 4 Signalprozess und dessen Simulation

---

## 4.1. Betrachteter Signalprozess

In dieser Studie wurde die Produktion eines Higgs-Bosons durch Vektorbosonfusion (VBF) mit Monte-Carlo generierten Ereignissen untersucht. Auf Partonniveau ist dieser Prozess durch

$$p + p \rightarrow H + j + j \quad (4.1)$$

charakterisiert. Ein beispielhafter Feynman-Graph ist in Abbildung 4.1 dargestellt. Zusätzlich zu den dort gesehenen  $W^\pm$ - und  $Z^0$ -Bosonen wurde in dieser Studie auch eine mögliche Produktion von Higgs-Bosonen durch VBF von Photonen oder einem Photon und einem  $Z^0$ -Boson berücksichtigt. Zwei Protonen kollidieren und bilden über

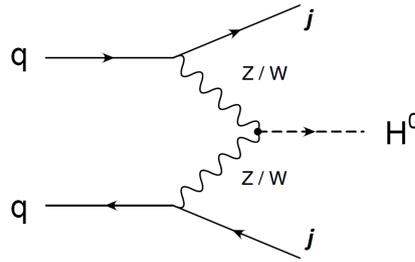


Abbildung 4.1.: Beispiel eines Feynman-Graphs für die Produktion von Higgs-Bosonen in VBF [45].

Vektorbosonfusion (VBF) der elektroschwachen Eichbosonen ein Higgs-Boson und mindestens zwei Jets. Der VBF-Produktionskanal beinhaltet Ereignisse, bei denen je eines der Konstituenten der beiden kollidierenden Protonen eines der elektroschwachen Eichbosonen abstrahlt, die anschließend zu einem Higgs-Boson fusionieren. Der weitere Zerfall des Higgs-Bosons wurde in dieser Studie nicht simuliert. Die VBF ist durch große Differenzen in den Pseudorapiditäten und einer hohen invarianten Masse der beiden auslaufenden Jets charakterisiert. Higgs-Strahlungs-Prozesse (Abbildung 4.2) durch  $W^\pm$ - und  $Z^0$ -Bosonen mit gleicher Signatur

$$p + p \rightarrow H + V \rightarrow H + j + j, \quad V \in \{A, Z, W^\pm\} \quad (4.2)$$

sind auf Born-Niveau im s-Kanal aus der Ereignisgeneration ausgeschlossen worden. Bei Higgs-Strahlungs-Prozessen wird ein elektroschwaches Eichboson durch Fusion eines Quarkpaares erzeugt. Dieses virtuelle Eichboson strahlt ein reelles Higgs-Boson ab. Anschließend zerfällt das Eichboson in zwei Jets. Zusätzlich wurden Prozesse in NLO<sup>1</sup> in QCD<sup>2</sup> zugelassen. Diese ermöglichen sowohl virtuelle Strahlungskorrekturen als auch

---

<sup>1</sup>next to leading order

<sup>2</sup>Quantenchromodynamik

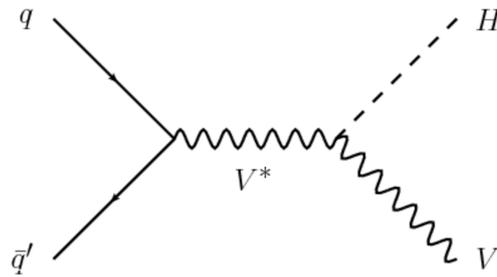


Abbildung 4.2.: Der Higgs-Strahlungsprozess [46].

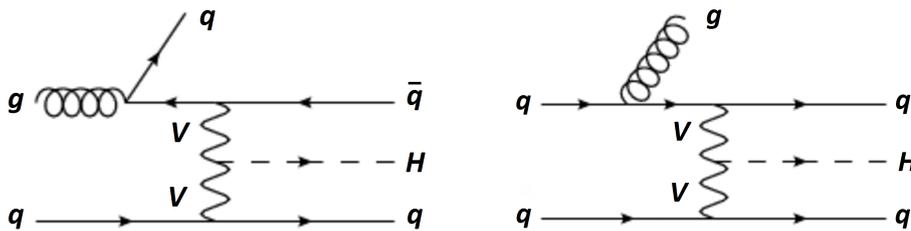


Abbildung 4.3.: Zwei exemplarische Feynman-Diagramme der Vektorbosonfusion in NLO in QCD [47].

reelle Korrekturen. So kann ein reelles Gluon abgestrahlt werden oder ein drittes Quark im Endzustand auftreten. Beispiel für Feynman-Diagramme sind in Abbildung 4.3 gezeigt. Dies hat dazu geführt, dass Higgs-Abstrahlungs-Prozesse (siehe Abbildung 4.4) wieder möglich wurden.

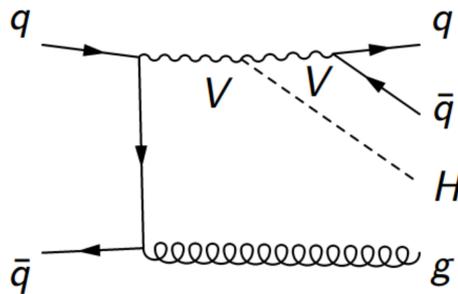


Abbildung 4.4.: Feynman-Diagramm für Higgs-Abstrahlung in NLO in QCD.

## 4.2. Ereignisgeneration

Das Programm MADGRAPH5\_aMC@NLO v.2.3.3 wurde für die Berechnung der Matrixelemente in NLO in QCD verwendet. Der Partonschauer und die Hadronisierung wurden mit PYTHIA8.212 [48] simuliert. Als Partondichtefunktion (PDF) wurde NNPDF23nlo [49] mit fünf aktiven Quark-*Flavours* (Up, Down, Charm, Strange, Bottom) sowie Gluonen verwendet. Als UFO-Modell<sup>3</sup> wurde HC\_NLO\_X0\_UFO-no\_b\_mass [35] verwendet.

<sup>3</sup>Universal FeynRules Output

Für die Jet-Bildung auf Hadron-Niveau wurde der anti- $k_T$ -Jet-Algorithmus [50] mit  $\Delta R = 0.4$  verwendet. Zusätzlich wurde für die transversalen Impulse der auslaufenden Jets  $p_T(j_1) > 15 \text{ GeV}$  gefordert, um eventuellen Singularitäten entgegenzuwirken. Es wurden keine Detektorsimulationen durchgeführt.

Das "Higgs characterisation Model" wird von MADGRAPH5\_aMC@NLO für die Berechnung der Matrixelemente genutzt. Die verwendeten Parameterwerte (vgl. Kapitel 2.3) sind in Tabelle 4.1 gezeigt.

| Parameter                                   | Wert       |
|---|------------|
| Faktorisierungsskala $\mu_F$                | 80.385 GeV |
| Renormalisierungsskala $\mu_R$              | 80.385 GeV |
| $m_W$                                       | 80.385 GeV |
| $m_H$                                       | 125 GeV    |
| $v$   | 246 GeV    |
| $\alpha_{EM}$                               | 1/132.2    |
| $\sin(\theta_w)$                            | 0.4718     |
| $\Lambda$                                   | 1 TeV      |
| $\cos(\alpha)$                              | 0.6        |
| $\sin(\alpha)$                              | 0.8        |
| $\kappa_{SM}$                               | 5/3        |
| $\kappa_{H\gamma\gamma}, \kappa_{HZ\gamma}$ | 1          |
| $\kappa_{HZZ}, \kappa_{HWW}$                | 0          |

Tabelle 4.1.: Die für die Ereignisgeneration in MADGRAPH5\_aMC@NLO v.2.3.3 verwendeten Parameter.

Die Standardmodell-Kopplungen des Higgs-Bosons an Paare der massiven Eichbosonen sind unverändert<sup>4</sup>. Zusätzlich sind anomale (CP-ungerade) Kopplungen von je zwei  $Z^0$ ,  $W^\pm$  und  $\gamma$  und einem  $Z^0$  mit einem  $\gamma$  an das Higgs-Boson möglich. Die Kopplungsstärken werden durch den jeweiligen  $\tilde{d}$ -Wert über die Gleichung (vgl. (2.8))

$$\kappa_{AZZ} = \kappa_{AWW} = \frac{4\alpha_{EM}\Lambda}{3\pi v} \kappa_{A\gamma\gamma} = -2 \frac{e\Lambda}{m_W \sin \theta_W \sin \alpha} \cdot \tilde{d}$$

festgelegt. Die Schwerpunktsenergie wurde für die Generation auf  $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$  gesetzt. Die Daten wurden in Form von Vierervektoren der jeweiligen Jets und des erzeugten Higgs-Bosons erhalten. Insgesamt wurden 23 verschiedene  $\tilde{d}$  Werte von -0.4 bis 0.4 in Schritten von 0.04 und zusätzlich  $\tilde{d} = \pm 0.02$  betrachtet. Für jeden dieser  $\tilde{d}$ -Werte wurden 50000 Ereignisse generiert.

<sup>4</sup>Aus einer Unachtsamkeit wurden die Kopplungsstärken von zwei Photonen sowie einem Photon und einem  $Z^0$ -Boson an das Higgs-Boson 40 % kleiner gewählt als sie im Standardmodell realisiert sind.



---

# 5 Betrachtung der untersuchten Phasenräume

---

## 5.1. Totaler Wirkungsquerschnitt

Der totale Wirkungsquerschnitt wird quadratisch in  $\tilde{d}$  erwartet (siehe Kapitel 2.3.2). Bei der Generierung von Ereignissen werden von MADGRAPH5\_aMC@NLO Werte für die Wirkungsquerschnitte in NLO QCD für den betrachteten Phasenraum (zwei Jets mit transversalen Impulen  $p_T(j) > 15 \text{ GeV}$ ) angegeben. Die für die 23  $\tilde{d}$ -Werte erhaltenen Wirkungsquerschnitte sind in Abbildung 5.1 und Tabelle 5.1 dargestellt.

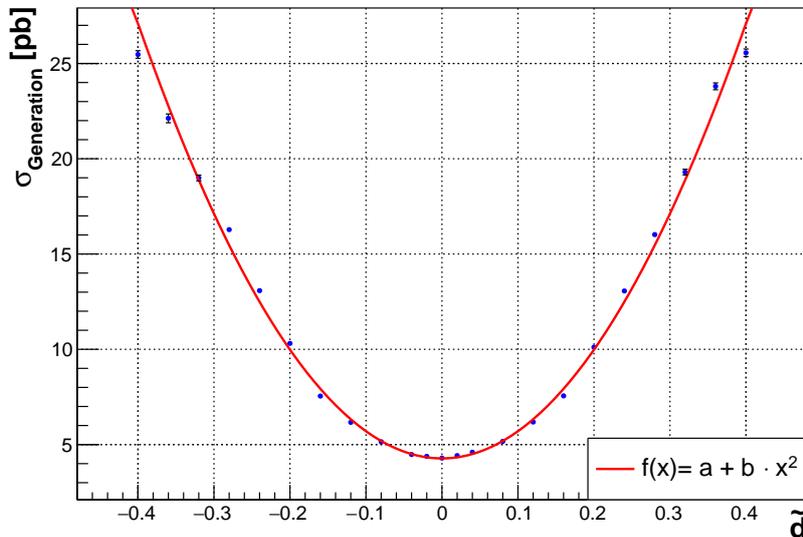


Abbildung 5.1.: Die von MADGRAPH5\_aMC@NLO erhaltenen Wirkungsquerschnitte. Ein quadratischer Fit wurde in rot vorgenommen.

Die erwartete Symmetrie der Wirkungsquerschnitte um  $\tilde{d} = 0$  ist zu erkennen. Der erwartet quadratische Verlauf der Wirkungsquerschnitte wird in Abbildung 5.1 und Tabelle 5.1 bestätigt.

Vergleicht man beispielsweise den Wirkungsquerschnitt für  $\tilde{d} = 0.20$  mit dem für das Standardmodell, so ist eine Steigerung um einen Faktor  $\approx 2.5$  zu sehen.

| $\tilde{d}$ | $\sigma_{\text{Generation}}$ [pb] | $\tilde{d}$ | $\sigma_{\text{Generation}}$ [pb] |
|-------------|-----------------------------------|-------------|-----------------------------------|
| 0.00        | $4.291 \pm 0.032$                 | -           | -                                 |
| 0.02        | $4.422 \pm 0.025$                 | -0.02       | $4.382 \pm 0.028$                 |
| 0.04        | $4.599 \pm 0.027$                 | -0.04       | $4.479 \pm 0.028$                 |
| 0.08        | $5.170 \pm 0.033$                 | -0.08       | $5.148 \pm 0.029$                 |
| 0.12        | $6.184 \pm 0.036$                 | -0.12       | $6.167 \pm 0.040$                 |
| 0.16        | $7.556 \pm 0.053$                 | -0.16       | $7.545 \pm 0.043$                 |
| 0.20        | $10.11 \pm 0.074$                 | -0.20       | $10.31 \pm 0.090$                 |
| 0.24        | $13.06 \pm 0.091$                 | -0.24       | $13.08 \pm 0.097$                 |
| 0.28        | $16.02 \pm 0.12$                  | -0.28       | $16.28 \pm 0.10$                  |
| 0.32        | $19.30 \pm 0.15$                  | -0.32       | $18.99 \pm 0.15$                  |
| 0.36        | $23.80 \pm 0.18$                  | -0.36       | $22.12 \pm 0.23$                  |
| 0.40        | $25.56 \pm 0.20$                  | -0.40       | $25.47 \pm 0.20$                  |

Tabelle 5.1.: Wirkungsquerschnitt für verschiedene  $\tilde{d}$ -Werte, bestimmt mit MADGRAPH5\_aMC@NLO.

## 5.2. Die untersuchten VBF-Phasenräume

Mit dem ATLAS-Detektor können Jets bis zu Pseudorapiditäten von 4.9 und mit akzeptabler Energieauflösung oberhalb von 25 GeV nachgewiesen und rekonstruiert werden. Im Folgenden werden mindestens zwei Jets mit  $p_T(j) > 25$  GeV und  $|\eta| < 4.5$  verlangt. Die VBF-Topologie ist durch eine große invariante Masse  $M_{jj}$  und große Differenz in der Pseudorapidität  $|\Delta\eta|$  der beiden führenden Jets charakterisiert. Durch das Verlangen von Mindestwerten können Untergrundprozesse und Higgs-Boson-Produktion in Gluon-Gluon-Fusion signifikant unterdrückt werden. In der vorgestellten Studie wurden drei unterschiedliche VBF-Phasenräume untersucht, welche mit „hart“, „mittel“ und „weich“ bezeichnet sind. Die Selektionskriterien sind in Tabelle 5.2 gezeigt. Später wird die Abhängigkeit der erwarteten Genauigkeit für die Messung von  $\tilde{d}$  vom gewählten Phasenraum diskutiert. Da in allen Selektionen mindestens  $M_{jj} > 200$  GeV gefordert

| Selektion | $M_{jj}$ [GeV] | $ \Delta\eta $ |
|-----------|----------------|----------------|
| Hart      | $> 500$        | $> 4$          |
| Mittel    | $> 500$        | $> 2$          |
| Weich     | $> 200$        | $> 2$          |

Tabelle 5.2.: Die Selektionskriterien der drei in dieser Arbeit verwendeten VBF-Phasenräume.

wurde, ist der in Kapitel 4.1 erwähnte Higgs-Strahlungs-Prozess, welcher unter anderem durch einen geringen  $M_{jj}$ -Wert im Bereich der Masse des  $Z^0$ -Bosons charakterisiert ist, in den untersuchten VBF-Phasenräumen sehr stark unterdrückt.

Der Phasenraum mit der harten Selektion unterscheidet sich vom Phasenraum mit der mittleren Selektion nur in der  $|\Delta\eta|$ -Begrenzung. Der Phasenraum mit mittleren Selektionskriterien unterscheidet sich wiederum nur in der unteren Begrenzung auf  $M_{jj}$  vom Phasenraum mit weichen Selektionskriterien. Um den Unterschied zwischen den

Phasenräumen zu verdeutlichen, ist in Abbildung 5.2 die Korrelation zwischen  $M_{jj}$  und  $\Delta\eta$  im Standardmodell ( $\tilde{d} = 0$ ) mit der weichen Selektion gezeigt. Eine starke,

Abbildung 5.2.: Die Korrelation zwischen  $M_{jj}$  und  $\Delta\eta$  bei weichen Selektionskriterien für  $\tilde{d} = 0$ . Der Farbcode zeigt den Anteil an Ereignissen.

näherungsweise lineare Korrelation der beiden Größen ist zu erkennen. Auch sind die meisten Ereignisse bei eher kleinem  $|\Delta\eta| \approx 3.5$  und niedrigem  $M_{jj}$  zu finden. Zur Verdeutlichung der Effekte der Selektionskriterien sind sowohl  $M_{jj}$  und  $\Delta\eta$  als auch  $p_T(j_1)$ , der größte transversale Impuls eines Jets je Ereignis, sowie  $M_{jj,H}$ , die invariante Masse der führenden Jets und des produzierten Higgs-Bosons, jeweils für alle drei Selektionen gemeinsam in den Abbildungen 5.3 und 5.4 für das Standardmodell zu sehen. Im Anhang (A.1) können entsprechende Abbildungen für  $\tilde{d} \neq 0$  gefunden werden. Wie erwartet sind die  $M_{jj}$  Verteilungen der weichen und mittleren Selektion

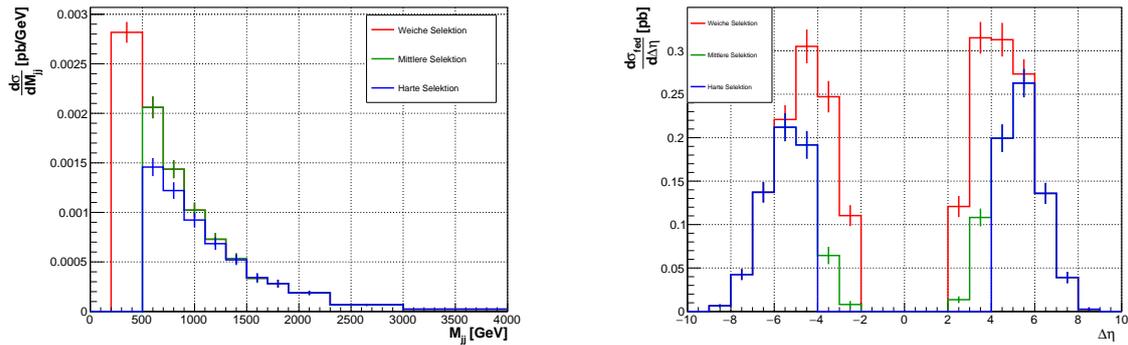


Abbildung 5.3.: Links sind die Verteilungen von  $M_{jj}$ , rechts die Verteilungen von  $\Delta\eta$  für die drei betrachteten Selektionskriterien zu sehen. Im letzten Bin befindet sich jeweils der Überlauf.

für  $M_{jj} > 500$  deckungsgleich, da sich die beiden Selektionen nur durch die untere Beschränkung bezüglich dieser Observablen unterscheiden. Da die harte Selektion eine zusätzliche Beschränkung auf  $\Delta\eta$  besitzt, welches stark mit  $M_{jj}$  korreliert ist (vgl. Abbildung 5.2), weicht ihre Verteilung von den anderen beiden ab.

Die  $\Delta\eta$  Verteilungen sind entsprechend für die mittlere und die harte Selektion bei Werten von  $|\Delta\eta| > 4$  deckungsgleich und die Verteilung der weichen Selektion weicht aufgrund der  $M_{jj}$ -Begrenzung ab.

Für hohe Werte von  $M_{jj}$  bzw.  $\Delta\eta$  stimmen die Verteilungen aller drei Selektionen überein. Auch dies kann anhand von Abbildung 5.2 erklärt werden. Es gibt keine Ereignisse, die gleichzeitig hohe  $M_{jj}$ -Werte und  $|\Delta\eta| < 4$  haben. Ebenso gibt es keine Ereignisse mit hohem  $|\Delta\eta|$  und  $M_{jj} < 500$ . Die  $M_{jj,H}$ -Verteilungen (siehe Abbildung 5.4) weisen aufgrund ihrer starken Korrelation zu den  $M_{jj}$ -Verteilungen ein sehr ähnliches Verhalten auf, das jedoch zu höheren Werten verschoben ist, da die invariante Masse der beiden Jets und die invariante Masse des Higgs-Bosons (125 GeV) in  $M_{jj,H}$  berücksichtigt werden. Die  $p_T(j_1)$ -Verteilungen der weichen und mittleren Selektion

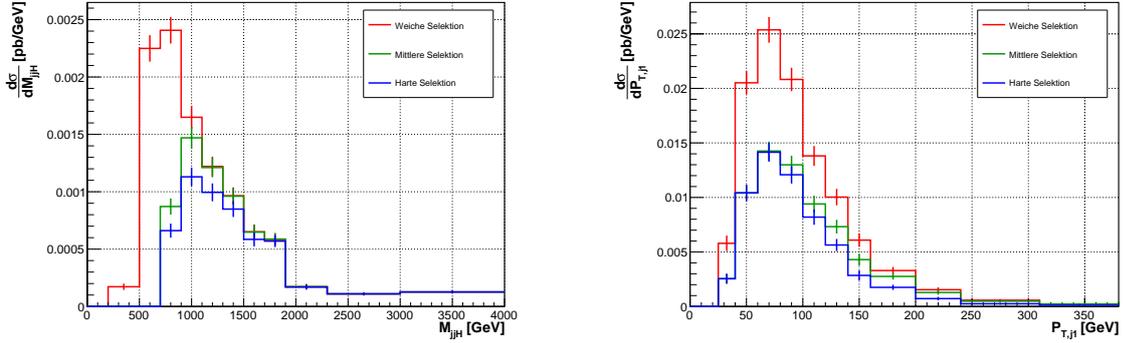


Abbildung 5.4.: Die Verteilungen von  $M_{j_1, H}$  (links) und die Verteilungen von  $p_T(j_1)$  (rechts) für die unterschiedlichen VBF-Phasenräume. Im letzten Bin befindet sich jeweils der Überlauf.

stimmen für  $p_T(j_1) < 80$  GeV gut überein, weichen für höhere Werte jedoch voneinander ab.

Betrachtet man die Selektionskriterien aus Tabelle 5.1 und die Abbildungen aus 5.3, so ist ein starker Akzeptanzunterschied zwischen den Phasenräumen zu erwarten. Die Akzeptanzen und resultierenden Wirkungsquerschnitte der verschiedenen Selektionen für alle Werte von  $\tilde{d}$  sind in den Tabellen 5.3, 5.4 und 5.5 und in Abbildung 5.5 zu sehen.

| $\tilde{d}$ | Akzeptanz           | $\sigma_{\text{fid}, W}$ [pb] | $\tilde{d}$ | Akzeptanz           | $\sigma_{\text{fid}, W}$ [pb] |
|-------------|---------------------|-------------------------------|-------------|---------------------|-------------------------------|
| 0.00        | $0.529 \pm 0.012$   | $2.269 \pm 0.051$             | -           | -                   | -                             |
| 0.02        | $0.534 \pm 0.012$   | $2.361 \pm 0.053$             | -0.02       | $0.519 \pm 0.012$   | $2.276 \pm 0.054$             |
| 0.04        | $0.510 \pm 0.012$   | $2.344 \pm 0.055$             | -0.04       | $0.519 \pm 0.013$   | $2.324 \pm 0.056$             |
| 0.08        | $0.499 \pm 0.011$   | $2.579 \pm 0.059$             | -0.08       | $0.494 \pm 0.012$   | $2.542 \pm 0.060$             |
| 0.12        | $0.483 \pm 0.011$   | $2.985 \pm 0.068$             | -0.12       | $0.486 \pm 0.011$   | $2.996 \pm 0.070$             |
| 0.16        | $0.467 \pm 0.011$   | $3.526 \pm 0.082$             | -0.16       | $0.468 \pm 0.011$   | $3.530 \pm 0.082$             |
| 0.20        | $0.459 \pm 0.010$   | $4.64 \pm 0.10$               | -0.20       | $0.439 \pm 0.010$   | $4.52 \pm 0.11$               |
| 0.24        | $0.430 \pm 0.010$   | $5.61 \pm 0.14$               | -0.24       | $0.415 \pm 0.010$   | $5.42 \pm 0.14$               |
| 0.28        | $0.401 \pm 0.010$   | $6.43 \pm 0.16$               | -0.28       | $0.442 \pm 0.010$   | $7.19 \pm 0.17$               |
| 0.32        | $0.414 \pm 0.010$   | $7.99 \pm 0.19$               | -0.32       | $0.405 \pm 0.010$   | $7.68 \pm 0.19$               |
| 0.36        | $0.4119 \pm 0.0099$ | $9.80 \pm 0.24$               | -0.36       | $0.3937 \pm 0.0099$ | $8.71 \pm 0.22$               |
| 0.40        | $0.3982 \pm 0.0098$ | $10.18 \pm 0.25$              | -0.40       | $0.3839 \pm 0.0098$ | $9.78 \pm 0.25$               |

Tabelle 5.3.: Die Akzeptanzen (A) und Wirkungsquerschnitte im VBF-Phasenraum mit den weichen Selektionskriterien ( $\sigma_{\text{fid}, W}$ ).

Die Akzeptanzen des jeweiligen Phasenraums für die unterschiedlichen Werte von  $\tilde{d}$  wurden mittels

$$A_{\tilde{d}} = \frac{\sum_i \omega_{i, \text{fid}}}{\sum_j \omega_{j, \text{Generation}}} \quad (5.1)$$

| $\tilde{d}$ | Akzeptanz           | $\sigma_{\text{fid,M}} [\text{pb}]$ | $\tilde{d}$ | Akzeptanz           | $\sigma_{\text{fid,M}} [\text{pb}]$ |
|-------------|---------------------|-------------------------------------|-------------|---------------------|-------------------------------------|
| 0.00        | $0.3318 \pm 0.0094$ | $1.424 \pm 0.040$                   | -           | -                   | -                                   |
| 0.02        | $0.3521 \pm 0.0094$ | $1.557 \pm 0.042$                   | -0.02       | $0.3359 \pm 0.0096$ | $1.472 \pm 0.042$                   |
| 0.04        | $0.3305 \pm 0.0095$ | $1.520 \pm 0.044$                   | -0.04       | $0.3479 \pm 0.0100$ | $1.558 \pm 0.045$                   |
| 0.08        | $0.3282 \pm 0.0092$ | $1.697 \pm 0.048$                   | -0.08       | $0.3310 \pm 0.0093$ | $1.704 \pm 0.048$                   |
| 0.12        | $0.3238 \pm 0.0089$ | $2.003 \pm 0.055$                   | -0.12       | $0.3205 \pm 0.0091$ | $1.976 \pm 0.056$                   |
| 0.16        | $0.3173 \pm 0.0088$ | $2.398 \pm 0.066$                   | -0.16       | $0.3158 \pm 0.0089$ | $2.383 \pm 0.067$                   |
| 0.20        | $0.3063 \pm 0.0085$ | $3.097 \pm 0.086$                   | -0.20       | $0.2985 \pm 0.0086$ | $3.077 \pm 0.089$                   |
| 0.24        | $0.2969 \pm 0.0086$ | $3.88 \pm 0.11$                     | -0.24       | $0.3020 \pm 0.0086$ | $3.95 \pm 0.11$                     |
| 0.28        | $0.2713 \pm 0.0080$ | $4.35 \pm 0.13$                     | -0.28       | $0.3012 \pm 0.0088$ | $4.90 \pm 0.14$                     |
| 0.32        | $0.2866 \pm 0.0083$ | $5.53 \pm 0.16$                     | -0.32       | $0.2894 \pm 0.0087$ | $5.50 \pm 0.17$                     |
| 0.36        | $0.2871 \pm 0.0087$ | $6.83 \pm 0.21$                     | -0.36       | $0.2757 \pm 0.0085$ | $6.10 \pm 0.19$                     |
| 0.40        | $0.2724 \pm 0.0067$ | $6.96 \pm 0.17$                     | -0.40       | $0.2664 \pm 0.0068$ | $6.78 \pm 0.17$                     |

Tabelle 5.4.: Die Akzeptanzen (A) und Wirkungsquerschnitte im VBF-Phasenraum mit den mittleren Selektionskriterien ( $\sigma_{\text{fid,M}}$ ).

| $\tilde{d}$ | Akzeptanz           | $\sigma_{\text{fid,H}} [\text{pb}]$ | $\tilde{d}$ | Akzeptanz           | $\sigma_{\text{fid,H}} [\text{pb}]$ |
|-------------|---------------------|-------------------------------------|-------------|---------------------|-------------------------------------|
| 0.00        | $0.2865 \pm 0.0087$ | $1.230 \pm 0.037$                   | -           | -                   | -                                   |
| 0.02        | $0.3086 \pm 0.0087$ | $1.365 \pm 0.038$                   | -0.02       | $0.2967 \pm 0.0090$ | $1.300 \pm 0.039$                   |
| 0.04        | $0.2895 \pm 0.0087$ | $1.331 \pm 0.040$                   | -0.04       | $0.3048 \pm 0.0091$ | $1.365 \pm 0.041$                   |
| 0.08        | $0.2743 \pm 0.0083$ | $1.418 \pm 0.043$                   | -0.08       | $0.2753 \pm 0.0084$ | $1.417 \pm 0.043$                   |
| 0.12        | $0.2576 \pm 0.0077$ | $1.593 \pm 0.048$                   | -0.12       | $0.2518 \pm 0.0080$ | $1.553 \pm 0.049$                   |
| 0.16        | $0.2489 \pm 0.0075$ | $1.881 \pm 0.057$                   | -0.16       | $0.2416 \pm 0.0076$ | $1.823 \pm 0.057$                   |
| 0.20        | $0.2251 \pm 0.0071$ | $2.276 \pm 0.071$                   | -0.20       | $0.2215 \pm 0.0071$ | $2.284 \pm 0.074$                   |
| 0.24        | $0.2055 \pm 0.0069$ | $2.684 \pm 0.091$                   | -0.24       | $0.2119 \pm 0.0071$ | $2.771 \pm 0.092$                   |
| 0.28        | $0.1805 \pm 0.0068$ | $2.89 \pm 0.11$                     | -0.28       | $0.1911 \pm 0.0068$ | $3.11 \pm 0.11$                     |
| 0.32        | $0.1873 \pm 0.0067$ | $3.61 \pm 0.13$                     | -0.32       | $0.1845 \pm 0.0066$ | $3.50 \pm 0.13$                     |
| 0.36        | $0.1819 \pm 0.0064$ | $4.33 \pm 0.15$                     | -0.36       | $0.1786 \pm 0.0064$ | $3.95 \pm 0.14$                     |
| 0.40        | $0.1677 \pm 0.0064$ | $4.29 \pm 0.16$                     | -0.40       | $0.1618 \pm 0.0063$ | $4.12 \pm 0.16$                     |

Tabelle 5.5.: Die Akzeptanzen (A) und Wirkungsquerschnitte im VBF-Phasenraum mit den harten Selektionskriterien  $\sigma_{\text{fid,H}}$ .

mit den Ereignisgewichten  $\omega_i$  berechnet. Als Unsicherheit auf die Akzeptanz

$$s_{A_{\tilde{d}}} = \frac{A_{\tilde{d}}}{\sqrt{N_{\text{eff}}}} \quad (5.2)$$

wurde ein Poisson-Fehler aus der effektiven Anzahl an Ereignissen

$$N_{\text{eff}} = \frac{\left( \sum_i \omega_i \right)^2}{\sum_j \omega_j^2} \quad (5.3)$$

bestimmt. Die Wirkungsquerschnitte wurden mittels

$$\sigma_{\tilde{d},\text{fid}} = \sigma_{\tilde{d},\text{Generation}} \cdot A_{\tilde{d}} \quad (5.4)$$

berechnet. Für die Fehlerberechnung von  $\sigma_{\tilde{d},\text{fid}}$  wurde nur der Fehler der Akzeptanz verwendet.

Schon bei den weichen Selektionskriterien liegt die Akzeptanz für Ereignisse verschiedener  $\tilde{d}$ -Werte nur zwischen 38 % und 53 %. Ein Abfallen der Akzeptanz zu höheren Werten von  $\tilde{d}$  ist zu erkennen. Die Wirkungsquerschnitte ( $\sigma_{\text{fid}}$ ) steigen dennoch mit wachsendem  $\tilde{d}$ . Vergleicht man die Akzeptanzen bei weichen und mittleren Selektionskriterien, so sind die Akzeptanzen für eine mittlere Selektion nicht nur wie erwartet geringer, sondern es fällt auf, dass die größere Einschränkung von  $M_{jj}$  für größere  $\tilde{d}$ -Werte ( $\Delta A \approx 0.13$  bei  $\tilde{d} = 0.4$ ) die Akzeptanzen weniger stark abnehmen lässt als für kleine Werte von  $\tilde{d}$  ( $\Delta A \approx 0.20$  bei  $\tilde{d} = 0$ ). Die Wirkungsquerschnitte der mittleren Selektion nehmen ebenfalls mit steigenden Werten von  $\tilde{d}$  zu.

Vergleicht man hingegen die mittlere mit der harten Selektion, so ist der Verlust an Akzeptanz für kleine  $\tilde{d}$ -Werte ( $\tilde{d} = 0$  ist  $\Delta A \approx 0.05$ ) geringer als für große Werte ( $\tilde{d} = 0.4$  ist  $\Delta A \approx 0.11$ ). Auch ist der Akzeptanzunterschied zwischen weicher und mittlerer Selektion (untere Grenze auf  $M_{jj}$ ) größer als zwischen mittlerer und harter Selektion (zusätzliche untere Grenze auf  $\Delta\eta$ ). Dies ist bei Betrachtung der Korrelation (Abbildung 5.2) und der Verteilungen (Abbildung 5.3) zu erwarten, da große Teile der Ereignisse mit  $2 < |\Delta\eta| < 4$  bereits durch die Einschränkung auf  $M_{jj} > 500$  herausfallen.

Abschließend lässt sich also feststellen, dass durch die untere Grenze auf  $M_{jj}$  mehr Ereignisse und eher Ereignisse des Teils des Phasenraumes verloren gehen, welcher im Standardmodell am meisten bevölkert ist. Durch die zusätzliche untere Grenze auf  $\Delta\eta$  ist der Akzeptanzverlust zwar geringer, die verlorenen Ereignisse stammen jedoch eher aus dem Teil des Phasenraumes, der für  $\tilde{d} \neq 0$  eine höhere Ereignisdichte aufweist. Die Ursache dieses Verhaltens wird in Kapitel 5.3 erläutert.

Die Wirkungsquerschnitte für die drei verschiedenen Selektionen sind in Abbildung 5.6 zu sehen. Da die Akzeptanzen eine Abhängigkeit von  $\tilde{d}$  zeigen (vgl. Abbildung 5.5), ist kein quadratischer Anstieg mit  $\tilde{d}$  mehr zu erwarten.

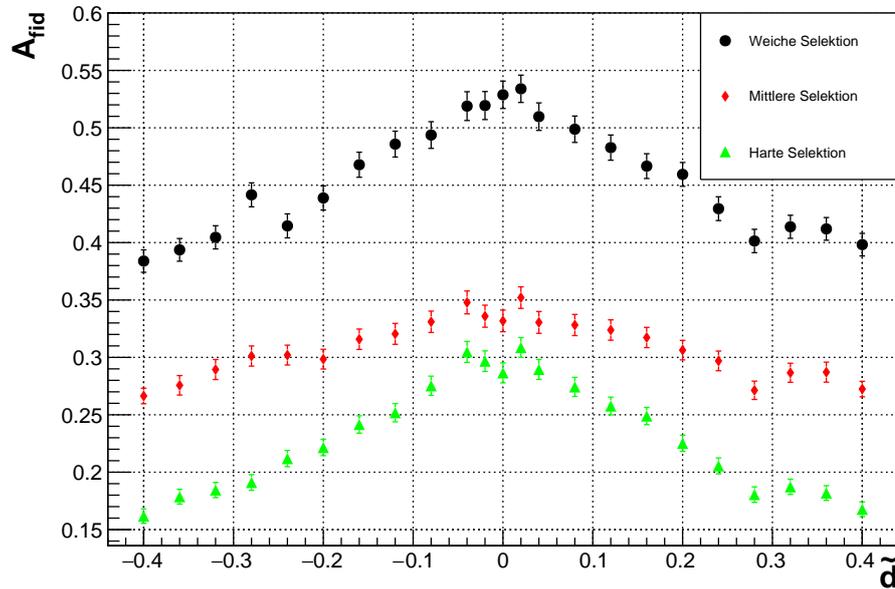


Abbildung 5.5.: Die Akzeptanzen der drei unterschiedlichen VBF-Räume in Abhängigkeit von  $\tilde{d}$  aufgetragen.

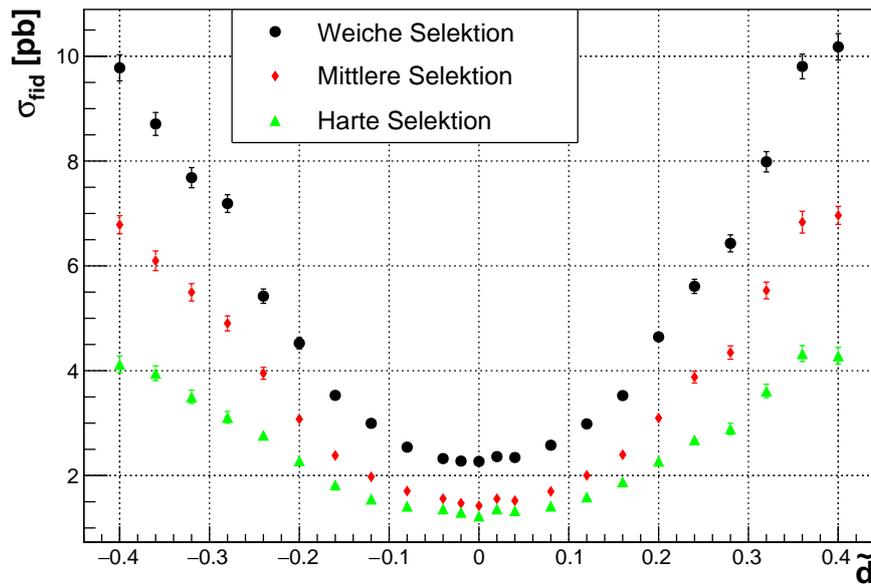


Abbildung 5.6.: Die Wirkungsquerschnitte der drei unterschiedlichen VBF-Räume in Abhängigkeit von  $\tilde{d}$  aufgetragen.

### 5.3. Einfluss von $\tilde{d} \neq 0$ auf die Kinematik

Die Effekte der CP-verletzenden Kopplungen auf die kinematischen Observablen  $p_T(j_1)$ ,  $p_T(j_2)$ ,  $p_T(H)$ ,  $M_{jj}$ ,  $M_{jj,H}$  und  $\Delta\eta$  wurde untersucht. Dabei wurde zunächst die Form und anschließend die Population der zusätzlichen Ereignisse für  $\tilde{d} \neq 0$  im Phasenraum untersucht. Hierfür wurde überprüft, ob die Verteilungen der Observablen durch das Vorzeichen von  $\tilde{d}$  beeinflusst werden. In den Abbildungen 5.7-5.12 sind die Verteilungen der Observablen im Phasenraum der mittleren Selektion jeweils für  $\tilde{d} = \pm 0.08$  und  $\tilde{d} = \pm 0.2$  zu finden. Die Verteilungen für die anderen Selektionen weisen ein ähnliches Verhalten auf und sind im Anhang (A.2) zu finden.

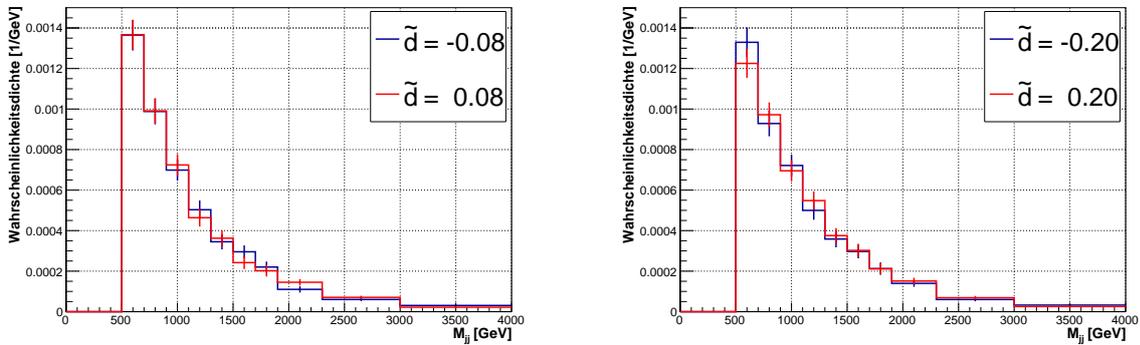


Abbildung 5.7.: Die Verteilungen von  $M_{jj}$  im VBF-Phasenraum mit der mittleren Selektion für  $\tilde{d} = \pm 0.08$  (links) und  $\tilde{d} = \pm 0.20$  (rechts). Im letzten Bin befindet sich hier jeweils zusätzlich der Überlauf.

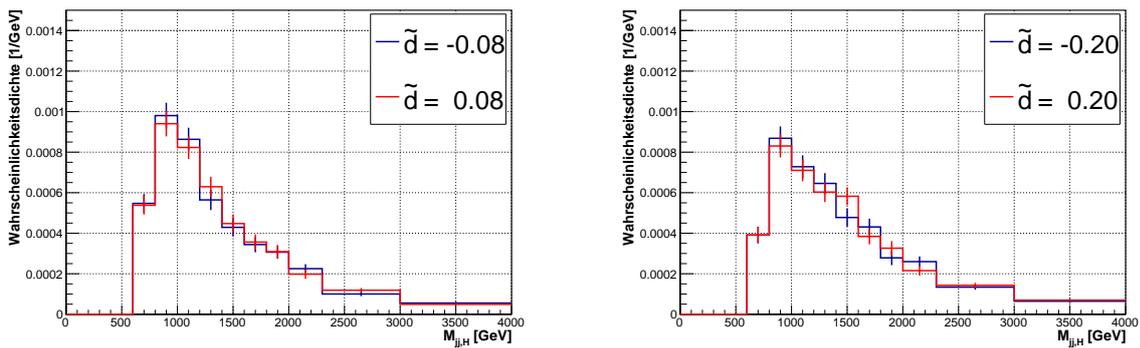


Abbildung 5.8.: Die Verteilungen von  $M_{jj,H}$  im VBF-Phasenraum mit der mittleren Selektion für  $\tilde{d} = \pm 0.08$  (links) und  $\tilde{d} = \pm 0.20$  (rechts). Im letzten Bin befindet sich hier jeweils zusätzlich der Überlauf.

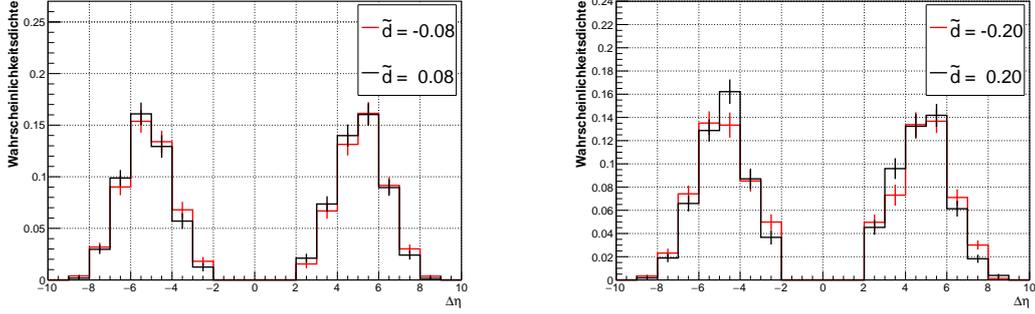


Abbildung 5.9.: Die Verteilungen von  $\Delta\eta$  im VBF-Phasenraum mit der mittleren Selektion für  $\tilde{d} = \pm 0.08$  (links) und  $\tilde{d} = \pm 0.20$  (rechts). Im letzten Bin befindet sich hier jeweils zusätzlich der Überlauf.

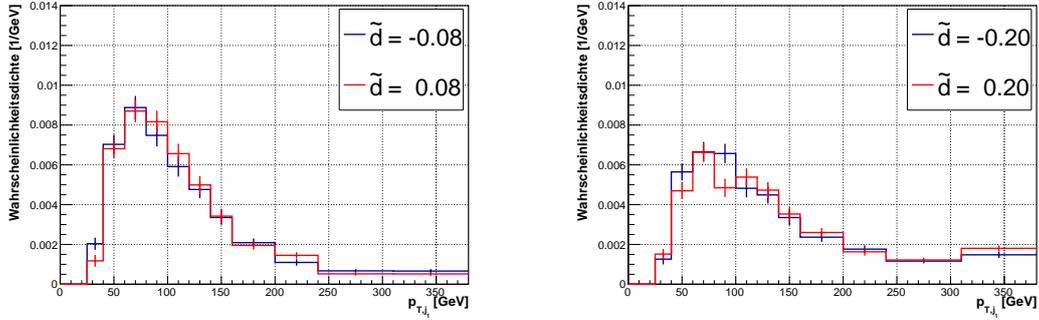


Abbildung 5.10.: Die Verteilungen von  $p_T(j_1)$  im VBF-Phasenraum mit der mittleren Selektion für  $\tilde{d} = \pm 0.08$  (links) und  $\tilde{d} = \pm 0.20$  (rechts). Im letzten Bin befindet sich hier jeweils zusätzlich der Überlauf.

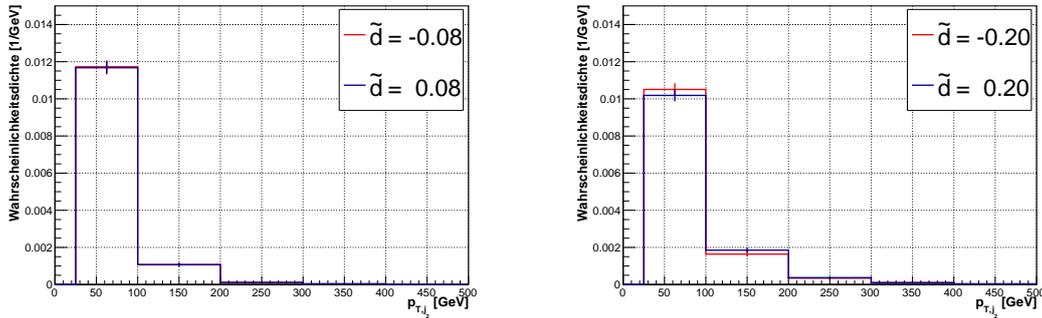


Abbildung 5.11.: Die Verteilungen von  $p_T(j_2)$  im VBF-Phasenraum mit der mittleren Selektion für  $\tilde{d} = \pm 0.08$  (links) und  $\tilde{d} = \pm 0.20$  (rechts). Im letzten Bin befindet sich hier jeweils zusätzlich der Überlauf.

Innerhalb der Unsicherheiten ist kein Unterschied zwischen den Verteilungen für positive oder negative Werte von  $\tilde{d}$  zu erkennen. Es kann für die betrachteten kinematischen

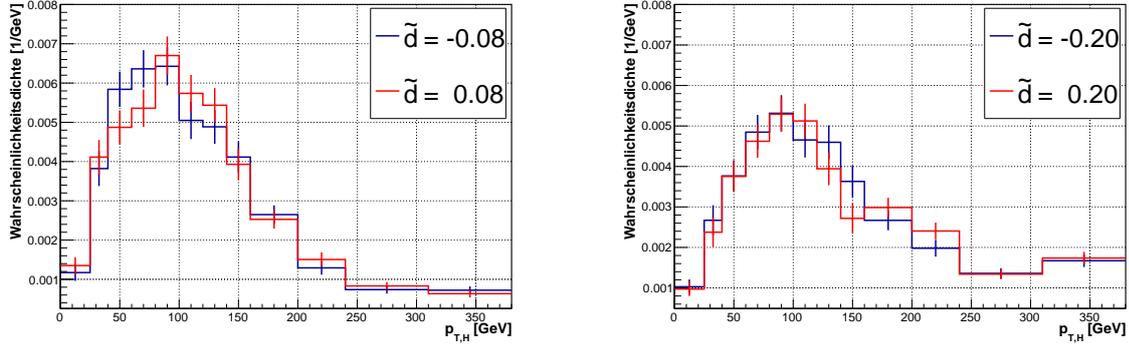


Abbildung 5.12.: Die Verteilungen des transversalen Impulses des Higgs-Bosons  $p_T(H)$  im VBF-Phasenraum mit der mittleren Selektion für  $\tilde{d} = \pm 0.08$  (links) und  $\tilde{d} = \pm 0.20$  (rechts). Im letzten Bin befindet sich hier jeweils zusätzlich der Überlauf.

Observablen also kein Effekt durch das Vorzeichen von  $\tilde{d}$  erkannt werden. Dieses Verhalten ist erwartet, da es sich um eine CP-gerade Observable handelt. Somit liefern die in  $\tilde{d}$  linearen Terme des Wirkungsquerschnitts keine Beiträge. Infolgedessen wurden für die weitere Untersuchung des Einflusses eines Wertes  $\tilde{d} \neq 0$  auf die kinematischen Observablen stellvertretend positive  $\tilde{d}$ -Werte betrachtet.

Die Verteilungen von  $M_{jj}$  für verschiedene Werte von  $\tilde{d}$  in den unterschiedlichen VBF-Phasenräumen sind in Abbildung 5.13 zu sehen.

Vergleicht man die Histogramme für  $\tilde{d} = 0$  und  $\tilde{d} = 0.2$  innerhalb eines Phasenraumes so kann für jeden Phasenraum eine leichte Verschiebung der  $M_{jj}$ -Verteilungen zu höheren Werten festgestellt werden. Prozesse, die über die zusätzlich eingeführten CP-ungeraden Kopplungen hervorgerufen werden, tendieren folglich dazu, höhere  $M_{jj}$ -Werte im Endzustand zu haben. Dies ist aufgrund der Art der zusätzlich eingeführten Operatoren (vgl. (2.4),(2.5)) erwartet. Die kontravarianten Ableitungen führen zu einer Energieabhängigkeit der Tensoren. Die Wirkungsquerschnitte für Ereignisse mit höheren Energien sind entsprechend erhöht. Dieser Effekt ist ebenfalls für  $M_{jj,H}$ ,  $p_T(j_1)$ ,  $p_T(j_2)$ ,  $p_T(H)$  (Abbildungen 5.14-5.17) beobachtbar. Für die transversalen Impulse ist die Verschiebung zu größeren Werten deutlich stärker. Ereignisse, die durch die Einführung der CP-ungeraden Kopplungen hervorgerufen werden unterscheiden sich also deutlicher in den transversalen Impulsen der beiden führenden Jets und auch dem transversalen Impuls des Higgs-Bosons als in der invarianten Masse dieser Jets von den Ereignissen die bei reinen Standardmodell-Kopplungen vorkommen.

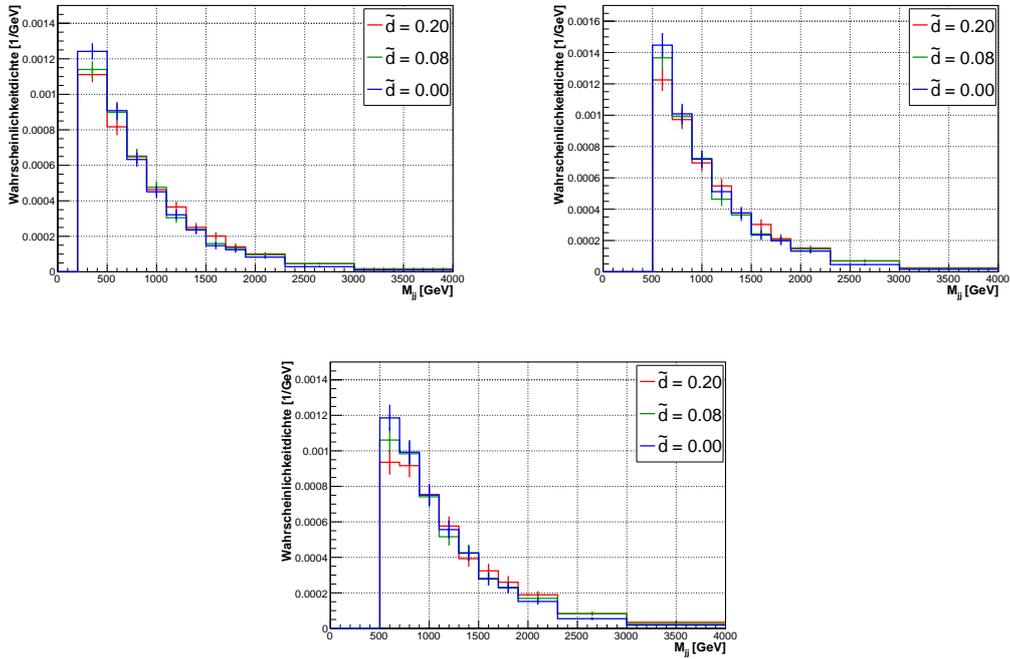


Abbildung 5.13.: Die auf eins normierten  $M_{jj}$ -Verteilungen für unterschiedliche  $\tilde{d}$ -Werte für die weiche (oben links), die mittlere (oben rechts) und harte (unten) Selektion. Im letzten Bin ist der Überlauf berücksichtigt.

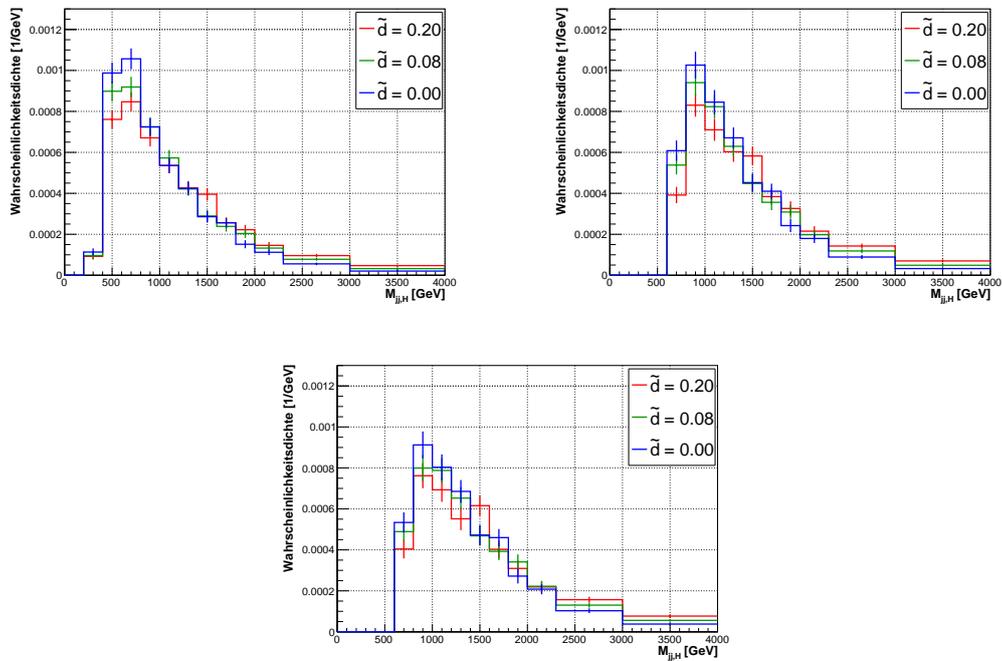


Abbildung 5.14.: Die auf eins normierten  $M_{jj,H}$ -Verteilungen für unterschiedliche  $\tilde{d}$ -Werte für die weiche (oben links), die mittlere (oben rechts) und harte (unten) Selektion. Im letzten Bin ist der Überlauf berücksichtigt.

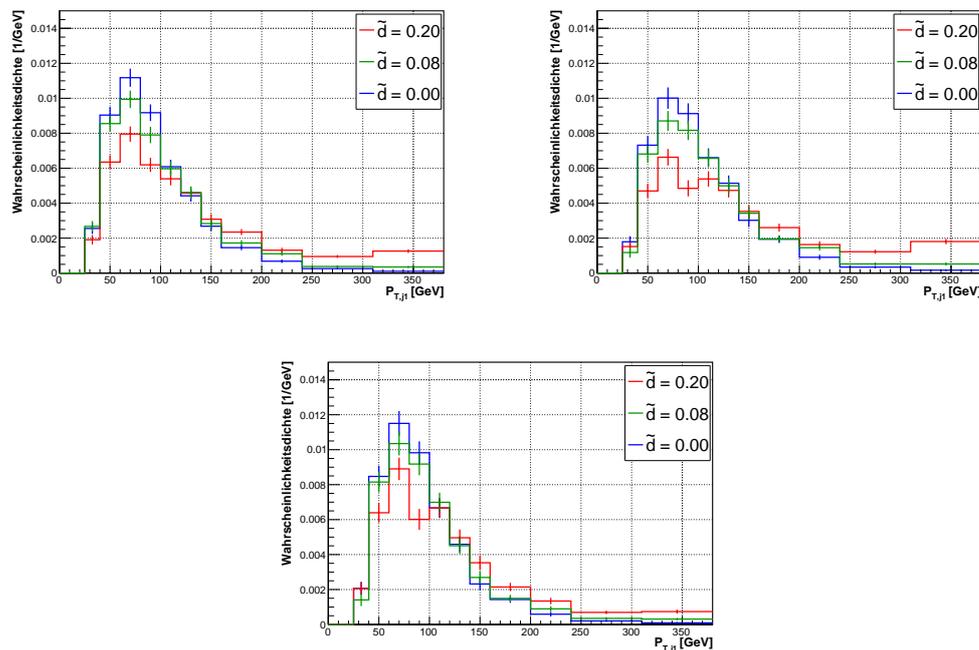


Abbildung 5.15.: Die auf eins normierten  $p_T(j_1)$ -Verteilungen für unterschiedliche  $\tilde{d}$ -Werte für die weiche (oben links), die mittlere (oben rechts) und die harte Selektion (unten). Im letzten Bin ist der Überlauf berücksichtigt.

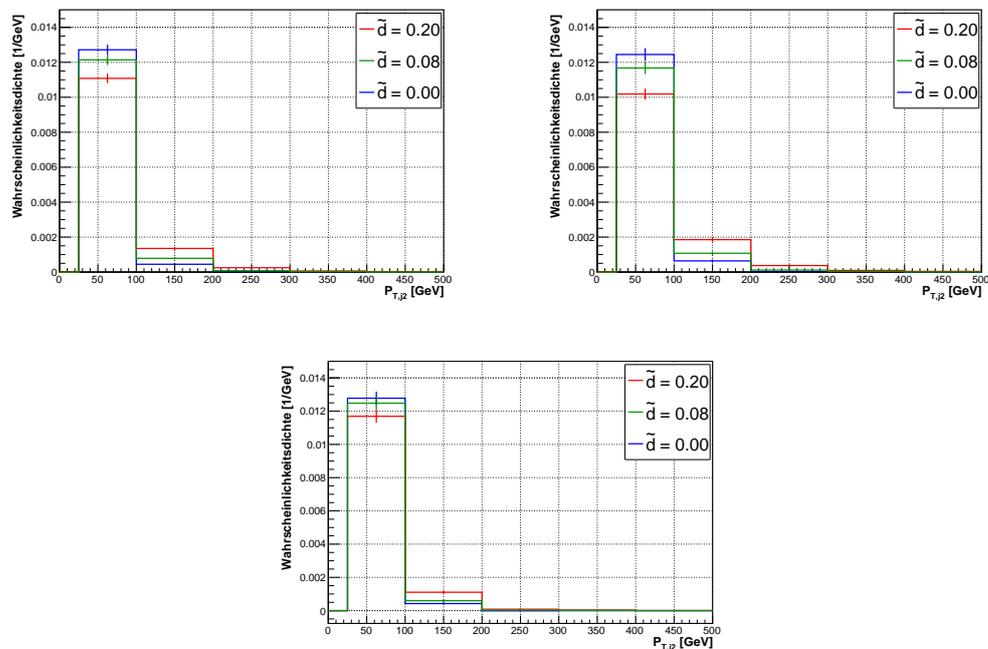


Abbildung 5.16.: Die auf eins normierten  $p_T(j_2)$ -Verteilungen für unterschiedliche  $\tilde{d}$ -Werte für die weiche (oben links), die mittlere (oben rechts) und harte Selektion (unten). Im letzten Bin ist der Überlauf berücksichtigt.

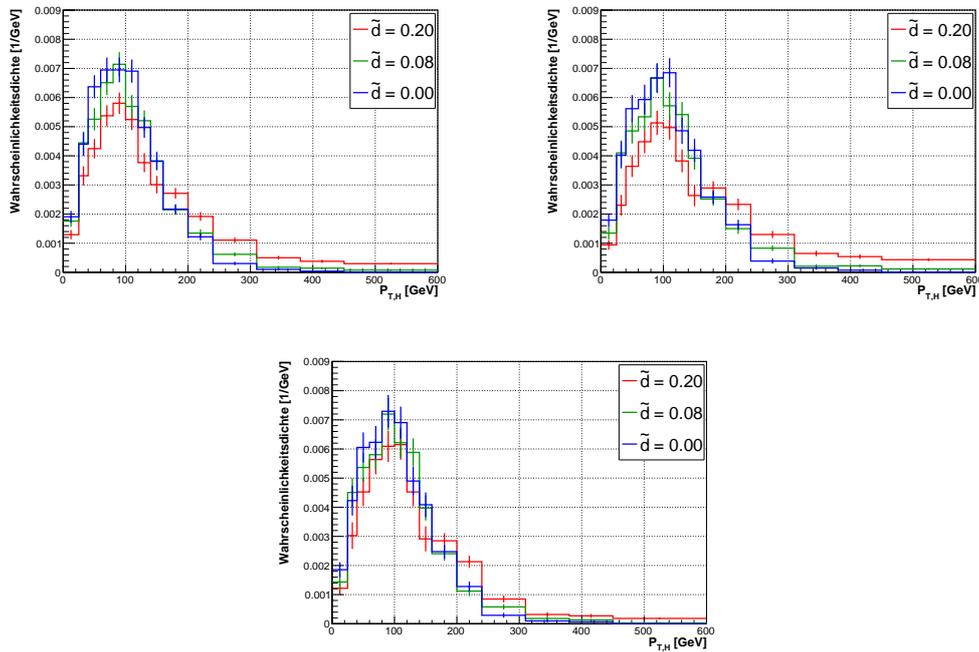


Abbildung 5.17.: Die auf eins normierten  $p_T$  (H)-Verteilungen für unterschiedliche  $\tilde{d}$ -Werte für die weiche (oben links), die mittlere (oben rechts) und harte (unten) Selektion. Im letzten Bin ist der Überlauf berücksichtigt.

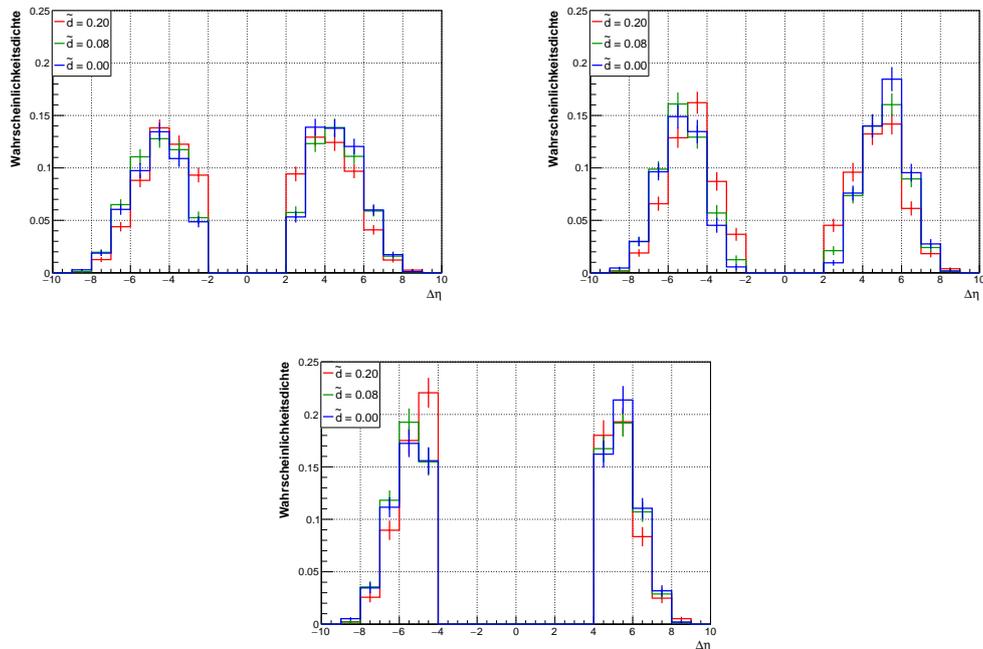


Abbildung 5.18.: Die auf eins normierten  $\Delta\eta$ -Verteilungen für unterschiedliche  $\tilde{d}$ -Werte für die weiche (oben links), mittlere (oben rechts) und die harte (unten) Selektion. Im letzten Bin ist der Überlauf berücksichtigt.

Die Verteilungen von  $\Delta\eta$  verschieben sich mit zunehmendem  $\tilde{d}$ -Wert hingegen zu kleineren absoluten Werten. Am besten ist dieser Effekt für den Phasenraum mit den mittleren Selektionskriterien (Abbildung 5.18 oben rechts) zu erkennen.

Die in Kapitel 5.2 angesprochene Beobachtung, dass die Akzeptanzen zwischen weicher und mittlerer Selektion (durch die Begrenzung  $M_{jj} > 500$  GeV) für steigende Werte von  $\tilde{d}$  immer weniger absinken, sich dieser Effekt beim Übergang von mittleren zu harten Selektionskriterien jedoch umkehrt, kann ebenfalls mit den Abbildungen 5.13 und 5.18 erklärt werden.

In Abbildung 5.13 ist deutlich zu erkennen, dass im Standardmodellfall ein größerer Anteil der gesamten Ereignisse im Bereich  $200 \text{ GeV} < M_{jj} < 500 \text{ GeV}$  liegt als für die anderen beiden Fälle mit  $\tilde{d} \neq 0$ , was zu einem größeren Akzeptanzverlust führt. Ebenso zeigt Abbildung 5.18, dass für mittlere Selektionskriterien der Anteil der Ereignisse mit  $2 < |\Delta\eta| < 4$  für steigende Werte von  $\tilde{d}$  ansteigt, was ebenfalls mit einem größeren Akzeptanzverlust verbunden ist.

Zur Verdeutlichung der Verteilungsänderungen in Abhängigkeit von  $\tilde{d}$  wurden für  $M_{jj}$ ,  $p_T(j_1)$  und  $\Delta\eta$  die Verhältnisse der auf eins normierten Verteilungen gebildet. Die Ergebnisse sind in den Abbildungen 5.19, 5.20, und 5.21 dargestellt. Die entsprechenden Grafiken für  $M_{jj,H}$  stimmen zu großen Teilen mit denen von  $M_{jj}$  überein. Sie sind im Anhang (A.2) zu finden.

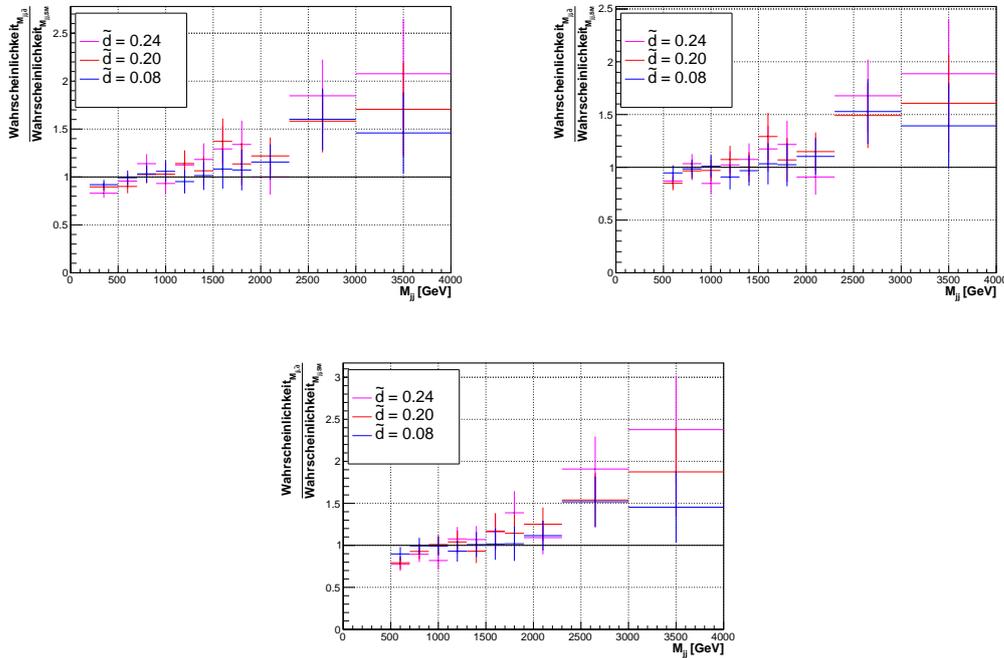


Abbildung 5.19.: Die Verhältnisse der  $M_{jj,\tilde{d}\neq 0}$ -Verteilungen zur SM-Verteilung für unterschiedliche  $\tilde{d}$ -Werte mit weichen (oben links), mittleren (oben rechts) und harten (unten) Selektionskriterien.

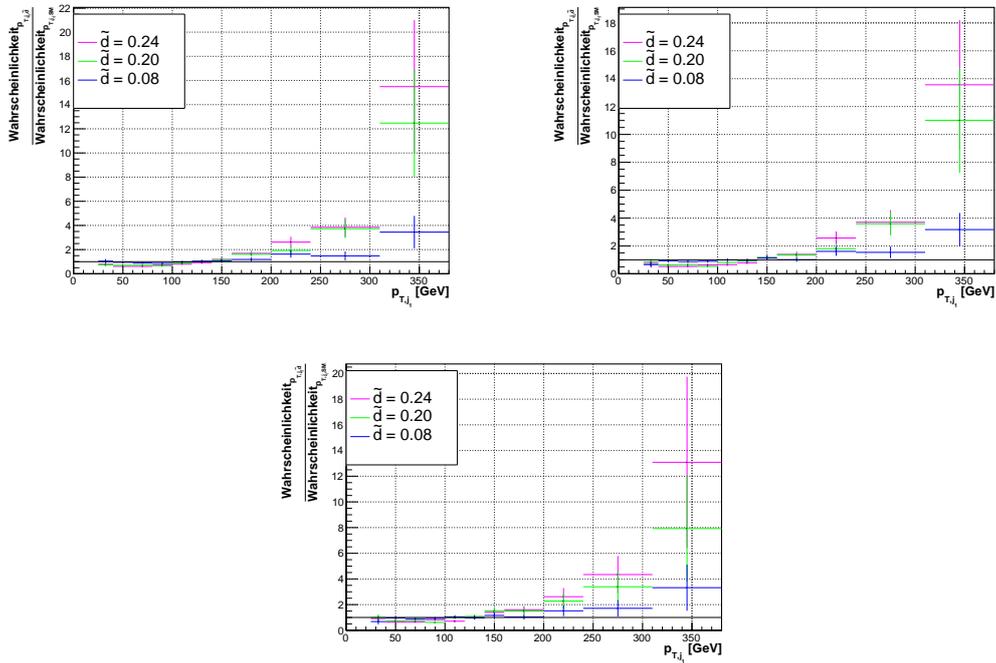


Abbildung 5.20.: Die Verhältnisse der  $p_{T,\tilde{d}\neq 0}(j)$ -Verteilungen zur SM-Verteilung für unterschiedliche  $\tilde{d}$ -Werte mit weichen (oben links), mittleren (oben rechts) und harten (unten) Selektionskriterien.

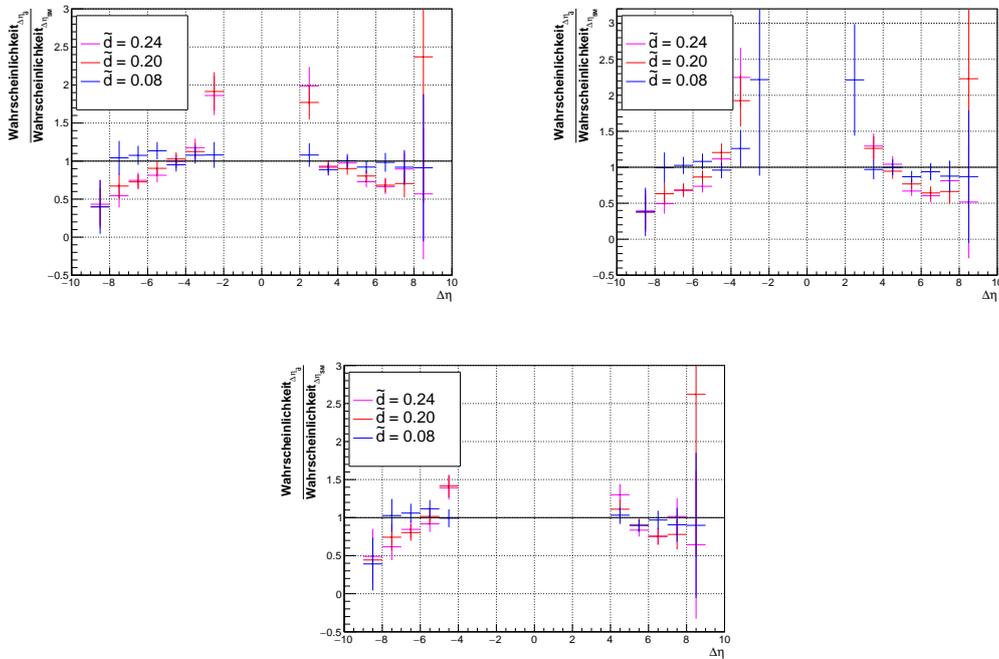


Abbildung 5.21.: Die Verhältnisse der  $\Delta\eta_{\tilde{d}\neq 0}$ -Verteilungen zur SM-Verteilung für unterschiedliche  $\tilde{d}$ -Werte mit weichen (oben links), mittleren (oben rechts) und harten (unten) Selektionskriterien.

Die bereits beschriebenen Effekte der Verschiebung der Verteilungen zu höheren Werten mit wachsendem  $|\tilde{d}|$  spiegeln sich deutlich wieder.

Da sich die Wirkungsquerschnitte zwischen den verschiedenen  $\tilde{d}$ -Werten unterscheiden, wurden die Verteilungen der Observablen ebenfalls unter Berücksichtigung des jeweiligen Wirkungsquerschnitts abgebildet. Dies ist für  $M_{jj}$ ,  $P_T(j_1)$  und  $\Delta\eta$  in den Abbildungen 5.22, 5.23 und 5.24 zu sehen. Die entsprechenden Abbildungen für  $M_{jj,H}$ ,  $p_T(j_2)$  und  $p_T(H)$  können im Anhang (A.2) gefunden werden. Mit dieser Normierung ist der in der Realität zu erwartende Unterschied an erhaltenen Ereignissen für die unterschiedlichen Werte von  $\tilde{d}$  zu sehen.

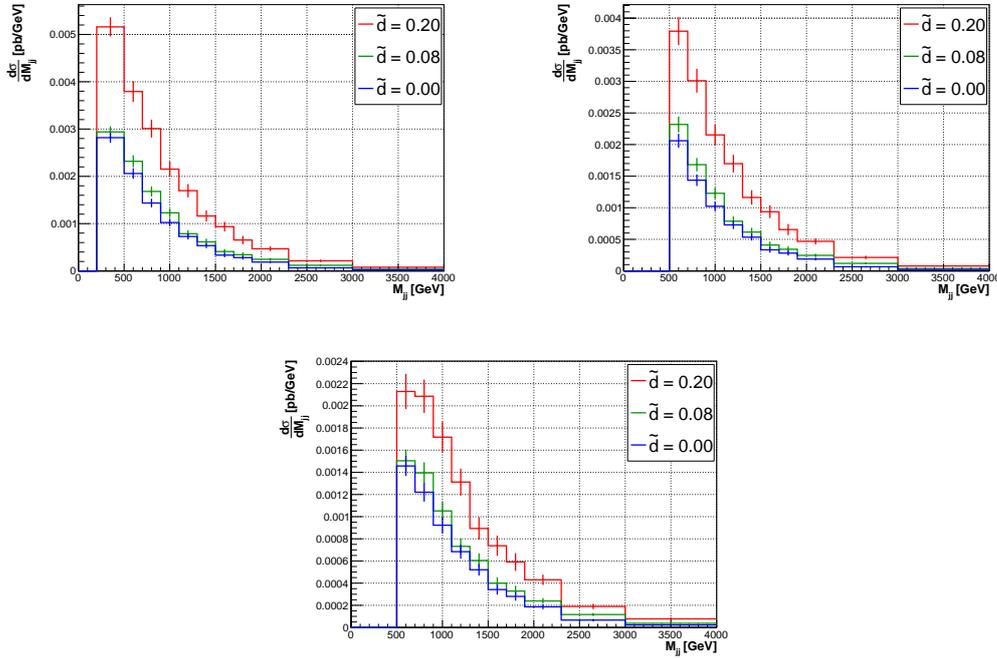


Abbildung 5.22.: Die  $M_{jj}$ -Verteilungen für die weiche (oben links), mittlere (oben rechts) und harte (unten) Selektion unter Berücksichtigung der Wirkungsquerschnitte. Im letzten Bin befindet sich hier jeweils der Überlauf.

Die größeren Wirkungsquerschnitte bei größeren Werten von  $\tilde{d}$  führen dazu, dass trotz der Unterschiede in den Verteilungen im gesamten betrachteten Bereich der jeweiligen Observablen mehr Ereignisse erwartet würden als für den Standardmodellfall.

Zusammenfassend lässt sich für den Einfluss der anomalen Kopplungen auf die kinematischen Observablen sagen, dass Ereignisse, die durch die Einführung der anomalen Kopplungen hinzu kommen, zu höheren invarianten Massen der Jets  $M_{jj}$  und höheren transversalen Impulsen der Jets ( $p_T(j_1)$ ,  $p_T(j_2)$ ) und des Higgs-Bosons ( $p_T(H)$ ) im Vergleich zu Ereignissen, die bei den Kopplungen des Standardmodell erhalten werden, neigen. Gleichzeitig neigen sie jedoch zu kleineren Werten von  $\Delta\eta$ .

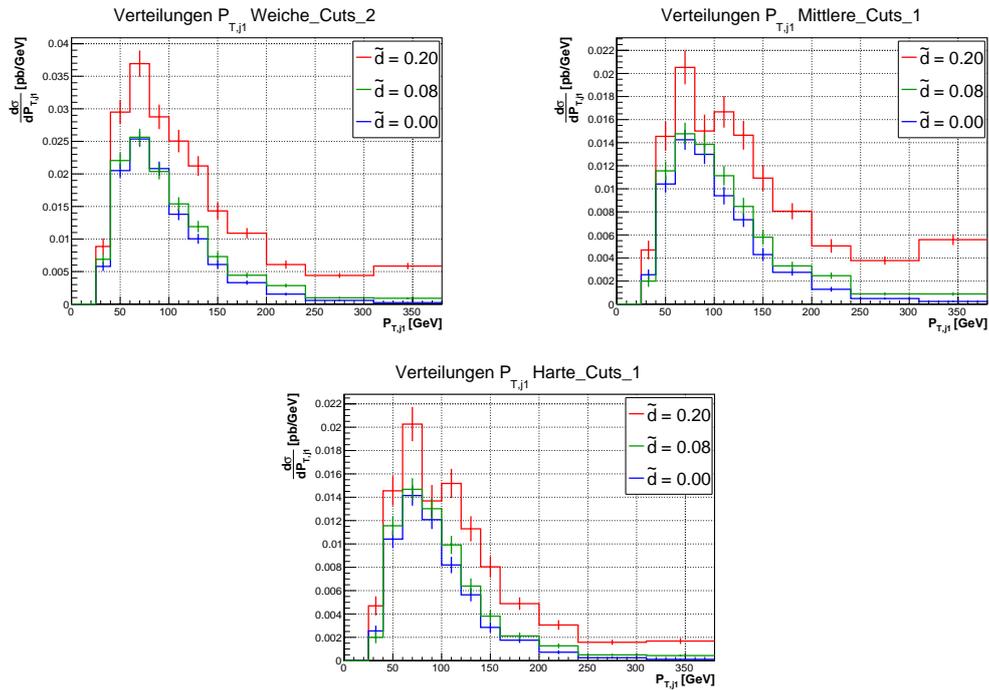


Abbildung 5.23.: Die  $p_T(j_1)$ -Verteilungen für die weiche (oben links), mittlere (oben rechts) und harte (unten) Selektion unter Berücksichtigung der Wirkungsquerschnitte. Im letzten Bin befindet sich jeweils der Überlauf.

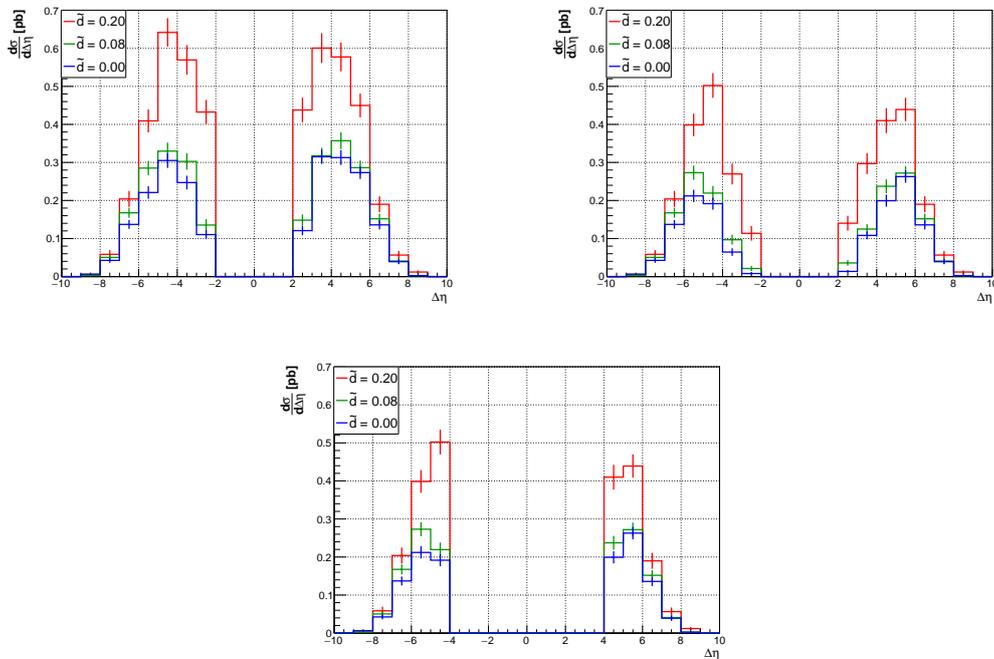


Abbildung 5.24.: Die  $\Delta\eta$ -Verteilungen für die weiche (oben links), mittlere (oben rechts) und harte (unten) Selektion unter Berücksichtigung der Wirkungsquerschnitte. Im letzten Bin befindet sich hier der Überlauf.



---

# 6 Abhängigkeit der CP-ungeraden Observablen von $\tilde{d}$

---

Mit Hilfe der sogenannten Eichkurven kann ein Zusammenhang zwischen den Mittelwerten der Verteilungen einer CP-ungeraden Observablen und  $\tilde{d}$  hergestellt werden. Für kleine Werte von  $\tilde{d}$  wird dieser Zusammenhang als linear erwartet (vgl. Kapitel 2.3.2). Die Steigungen der Eichkurven in diesem linearen Bereich können bei Messungen der Mittelwerte von CP-ungeraden Observablen zur Bestimmung von Grenzen auf  $\tilde{d}$  verwendet werden (siehe Kapitel 8). In diesem Kapitel wird die Abhängigkeit des Verhaltens der Verteilungen der Optimalen Observablen und des vorzeichenbehafteten Winkels  $\text{Sgnd}\Delta\phi_{jj}$  von  $\tilde{d}$  untersucht. Das Verhalten der Eichkurven beider Observablen in den drei betrachteten VBF-Phasenräume wird ebenfalls diskutiert und verglichen.

## 6.1. Die Abhängigkeit der Optimalen Observablen von $\tilde{d}$

Die Optimale Observable ( $\mathcal{OO}$ ) ist eine CP-ungerade Observable, die auf CP-Verletzungen, die durch Kopplungen für einen Wert von  $\tilde{d} \neq 0$  hervorgerufen werden, sensitiv ist. Sie ist durch Gleichung (2.14) definiert. Da die Kopplungsstärke der CP-verletzenden Kopplungen linear von  $\tilde{d}$  abhängen, ist ebenfalls eine Abhängigkeit der Verteilungen der Optimalen Observablen sowohl vom Vorzeichen als auch vom Betrag von  $\tilde{d}$  erwartet.

Der Wertebereich der Optimalen Observablen ist prinzipiell nicht beschränkt. Um die Effekte von Ausreißern auf die im Folgenden bestimmten Mittelwerte zu minimieren, wurden in der gesamten weiteren Studie nur Werte von  $|\mathcal{OO}| \leq 15$  verwendet. Die Verteilungen von  $\mathcal{OO}$  sind für die unterschiedlichen VBF-Phasenräume für je einen negativen ( $\tilde{d} = -0.08$ ) und einen positiven ( $\tilde{d} = 0.20$ ) Wert von  $\tilde{d}$  und für das Standardmodell in Abbildung 6.1 zu sehen.

Wie erwartet ist die Verteilung im Standardmodell symmetrisch um Null angeordnet. Für  $\tilde{d} = -0.08$  ist eine Verschiebung der Werte in den negativen Bereich zu sehen, bei  $\tilde{d} = 0.20$  eine Verschiebung zu positiven Werten. Diese Verschiebung für  $\tilde{d} = 0.20$  zu positiven Werten ist deutlich größer als die Verschiebung bei  $\tilde{d} = -0.08$ . Der Effekt eines nicht verschwindenden  $\tilde{d}$ -Werts auf die Verteilung der Optimalen Observablen hängt also sowohl vom Vorzeichen als auch vom Betrag ab. Diese Beobachtung bestätigt die erwartete Abhängigkeit.

Vergleicht man die Verteilungen der Optimalen Observablen in den verschiedenen VBF-Phasenräumen in Abbildung 6.1 genauer, so scheinen die Verteilungen mit stärkeren Selektionskriterien schmaler zu werden. Für eine genauere Untersuchung wurden die Verteilungen von  $\mathcal{OO}$  in den verschiedenen VBF-Phasenräumen für die gleichen Werte

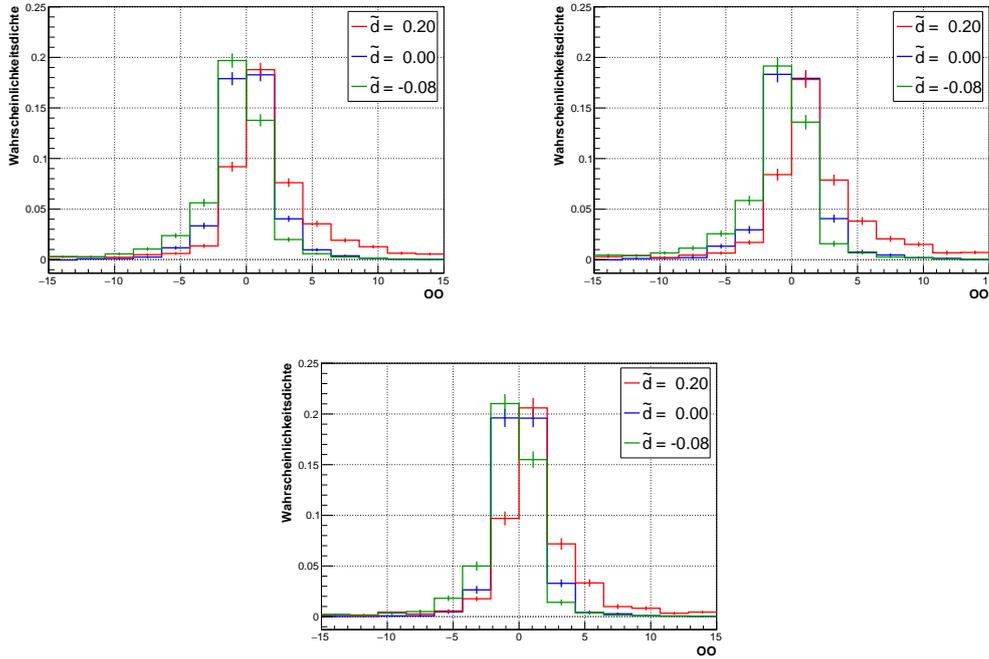


Abbildung 6.1.: Die auf eins normierten Verteilungen der Optimalen Observablen im Phasenraum mit den weichen (oben links), den mittleren (oben rechts) und den harten (unten) Selektionskriterien für das Standardmodell und  $\tilde{d} = -0.08, 0.20$ .

von  $\tilde{d}$  in einer Grafik dargestellt (siehe Abbildung 6.2). Die Verteilungen für die VBF-Phasenräume mit den weichen und mittleren Selektionskriterien stimmen innerhalb der Unsicherheiten für alle drei gezeigten Werte von  $\tilde{d}$  überein. Die Verteilung von  $\mathcal{OO}$  für den Phasenraum mit den harten Selektionskriterien ist im Vergleich zu den Verteilungen der anderen beiden VBF-Phasenräume jedoch schmaler. Dies bestätigt erneut den bereits erwähnten Effekt, dass durch die Begrenzung auf  $\Delta\eta$  für die harten Selektionskriterien verhältnismäßig mehr Ereignisse aus dem Bereich des Phasenraumes verloren gehen, der für  $\tilde{d} \neq 0$  am meisten bevölkert ist.

Um die Symmetrie um  $\tilde{d} = 0$  in der Änderung der Verteilungen der Optimalen Observablen mit  $\tilde{d}$  deutlicher erkennen zu können, wurden die Verteilung von  $\mathcal{OO}$  für  $+\tilde{d}$  von der Verteilung für  $-\tilde{d}$  bei verschiedenen Werten von  $|\tilde{d}|$  subtrahiert. Wird dies gemacht, so heben sich die Standardmodell-Beiträge und die Beiträge die quadratisch in  $\tilde{d}$  sind auf, und nur die Beiträge linear in  $\tilde{d}$  bleiben über. In Abbildung 6.3 sind die erhaltenen Grafiken für die mittleren Selektionskriterien gezeigt, die entsprechenden Grafiken der anderen beiden Phasenräume sind im Anhang (A.2) zu finden. Man kann eine Punktsymmetrie der erhaltenen Graphen im Ursprung deutlich erkennen.

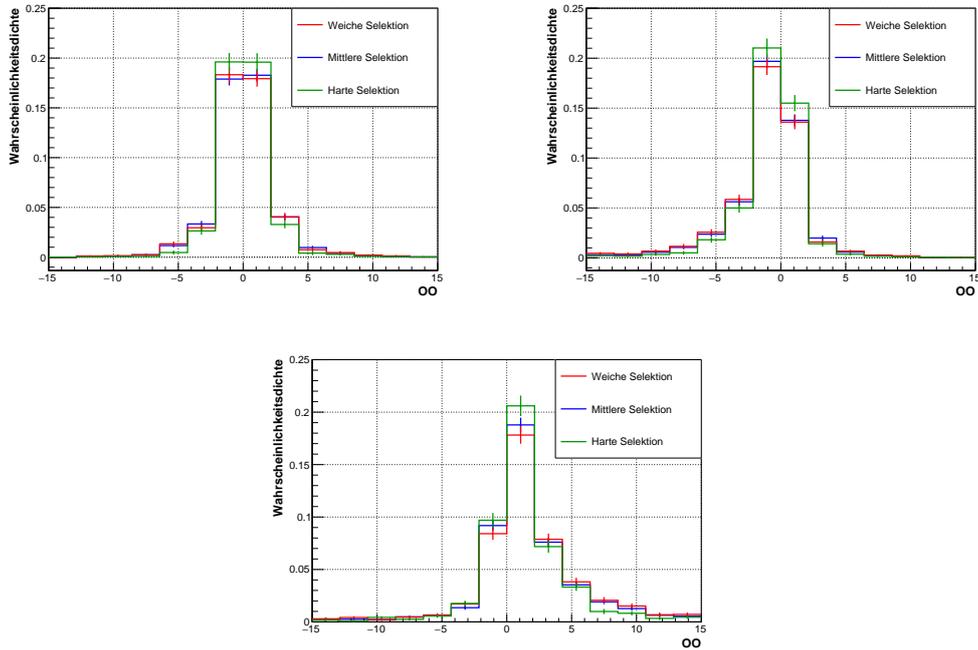


Abbildung 6.2.: Die auf eins normierten Verteilungen von  $\mathcal{O}$  im Standardmodell (oben links), für  $\tilde{d} = -0.08$  (oben rechts) und für  $\tilde{d} = 0.20$  (unten) jeweils für alle betrachteten VBF-Phasenräume.

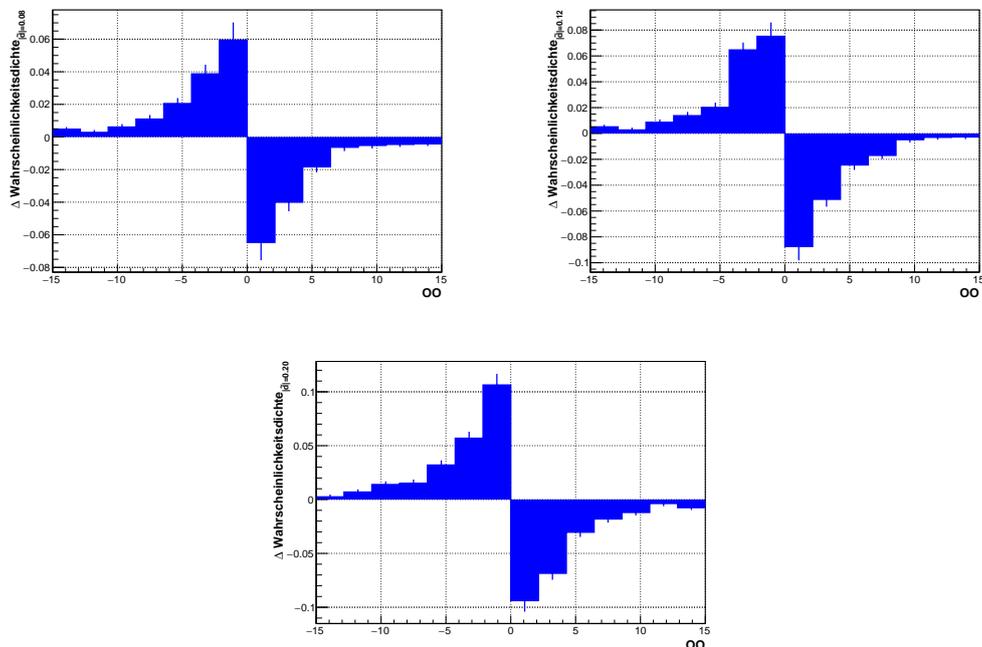


Abbildung 6.3.: Die auf eins normierten  $\mathcal{O}$ -Verteilungen im Phasenraum der mittleren Selektion für  $\tilde{d} = +|x|$  von denen für  $\tilde{d} = -|x|$  für  $|\tilde{d}| = 0.08$  (oben links),  $|\tilde{d}| = 0.12$  (oben rechts) und  $|\tilde{d}| = 0.20$  (unten) subtrahiert.

### 6.1.1. Die Eichkurven

Die in Gleichung (2.12) hergeleitete, ebenfalls punktsymmetrische Abhängigkeit des Mittelwerts von  $\langle \mathcal{OO} \rangle$  von  $\tilde{d}$  ist mit den im vorherigen Kapitel hergeleiteten Ergebnissen gut vereinbar. Für die verschiedenen Werte von  $\tilde{d}$  wurden die Mittelwerte der Verteilungen bestimmt (6.1). Für die Berechnung der Unsicherheiten auf diese Mittelwerte  $s_{\langle \mathcal{OO} \rangle}$  wurde die Formel

$$s_{\langle \mathcal{OO} \rangle} = \frac{\sigma_{\mathcal{OO}}}{\sqrt{N_{\text{eff}}}} \quad (6.1)$$

verwendet. Hierbei ist  $\sigma_{\mathcal{OO}}$  die Standardabweichung der Verteilung der Optimalen Observablen. Die Definition von  $N_{\text{eff}}$  ist durch Gleichung 5.3 gegeben, wobei in diesem Fall nur über die Gewichte der Ereignisse mit  $15 \leq |\mathcal{OO}|$  summiert wurde. Die erhaltenen Eichkurven für alle drei VBF-Phasenräume sind in Abbildung 6.4 zu sehen. Das in

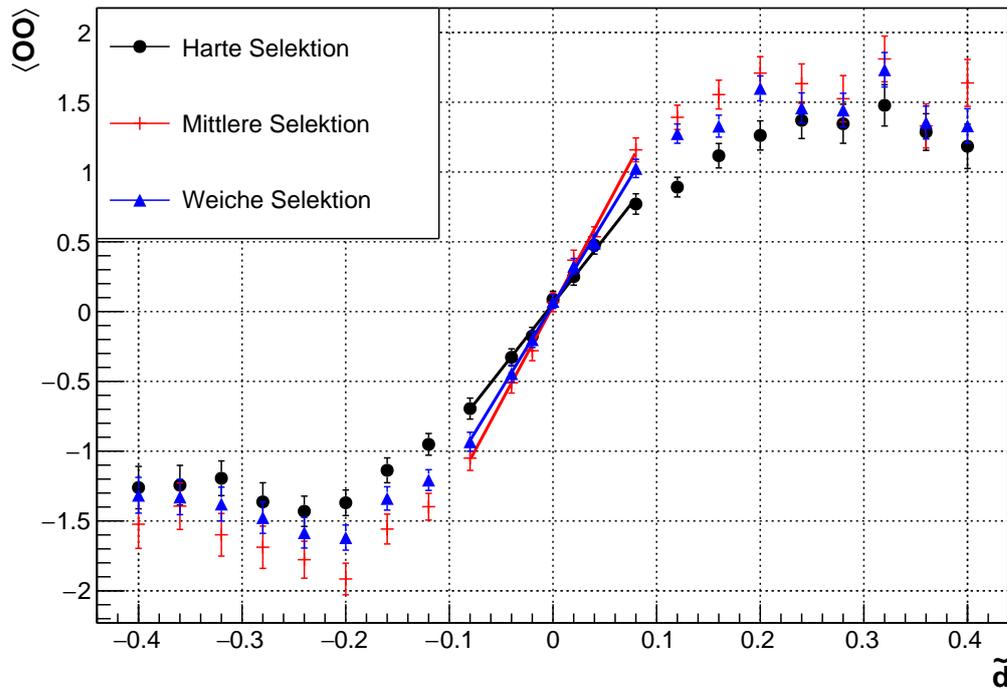


Abbildung 6.4.: Die für die Optimalen Observablen erhaltenen Eichkurven der drei VBF-Phasenräume mit einer linearen Anpassung im Intervall  $[-0.08, 0.08]$ .

Kapitel 2.3.2 beschriebene Verhalten der Eichkurven ist in allen VBF-Phasenräumen deutlich zu erkennen. Für den Bereich von  $\tilde{d} = -0.08$  bis  $\tilde{d} = 0.08$  wurde die lineare Näherung als gute Beschreibung angesehen. Hier wurde eine lineare Anpassung der Form  $\langle \mathcal{OO} \rangle = \langle \mathcal{OO} \rangle_0 + b_{\mathcal{OO}} \cdot \tilde{d}$  durchgeführt. Ein möglicher Versatz  $\langle \mathcal{OO} \rangle_0$  der Geraden mit der Steigung  $b$  wurde also zugelassen. Hier ist anzumerken, dass für  $N_{\text{eff}} \rightarrow \infty$  der erwartete Wert für das Standardmodell ( $\langle \mathcal{OO} \rangle_0 = 0$ ) erhalten werden würde. Auch ist zu erkennen, dass die Unsicherheiten der Mittelwerte in allen VBF-Phasenräumen

mit wachsenden  $\tilde{d}$ -Werten zunehmen. Wie in Tabelle 6.1 für die mittleren Selektionskriterien zu sehen ist, liegt dies sowohl an einer steigenden Standardabweichung der Verteilungen als auch an einer sinkenden Anzahl an effektiven Ereignissen. Die Tabellen der beiden anderen VBF-Phasenräume können im Anhang (A.3) gefunden werden. Beide Effekte können dadurch erklärt werden, dass sich die  $\mathcal{OO}$ -Verteilungen für steigende Werte von  $|\tilde{d}|$  asymmetrisch von einer Zentrierung um Null weg verschieben. Dies führt zu einer Verbreiterung und somit größeren Standardabweichung der Verteilungen. Zusätzlich zu den in den Tabellen 5.3, 5.4 und 5.5 gezeigten niedrigeren Akzeptanzen der VBF-Phasenräume für große  $|\tilde{d}|$ -Werte, liegen durch die Verbreiterung immer mehr Werte oberhalb von 15 und werden folglich durch die Bedingung  $|\mathcal{OO}| \leq 15$  aussortiert. Diese beiden Effekte erklären die Abnahme von  $N_{\text{eff}}$ .

| $\tilde{d}$ | $\langle \mathcal{OO} \rangle$ | $N_{\text{eff}}$ | $\sigma_{\langle \mathcal{OO} \rangle}$ | $s_{\langle \mathcal{OO} \rangle}$ |
|-------------|--------------------------------|------------------|---|------------------------------------|
| -0.40       | -1.52                          | 868              | 5.116                                   | 0.17                               |
| -0.36       | -1.39                          | 940              | 5.123                                   | 0.17                               |
| -0.32       | -1.60                          | 986              | 4.799                                   | 0.15                               |
| -0.28       | -1.69                          | 1011             | 4.821                                   | 0.15                               |
| -0.24       | -1.78                          | 1091             | 4.387                                   | 0.13                               |
| -0.20       | -1.92                          | 1114             | 3.772                                   | 0.11                               |
| -0.16       | -1.56                          | 1171             | 3.660                                   | 0.11                               |
| -0.12       | -1.398                         | 1178             | 3.288                                   | 0.096                              |
| -0.08       | -1.050                         | 1245             | 3.106                                   | 0.088                              |
| -0.04       | -0.510                         | 1237             | 2.588                                   | 0.074                              |
| -0.02       | -0.280                         | 1187             | 2.460                                   | 0.071                              |
| 0.00        | 0.067                          | 1237             | 2.380                                   | 0.068                              |
| 0.02        | 0.369                          | 1404             | 2.674                                   | 0.071                              |
| 0.04        | 0.546                          | 1192             | 2.445                                   | 0.071                              |
| 0.08        | 1.159                          | 1251             | 3.014                                   | 0.085                              |
| 0.12        | 1.391                          | 1257             | 3.086                                   | 0.087                              |
| 0.16        | 1.55                           | 1221             | 3.608                                   | 0.10                               |
| 0.20        | 1.71                           | 1173             | 4.030                                   | 0.12                               |
| 0.24        | 1.63                           | 1064             | 4.609                                   | 0.14                               |
| 0.28        | 1.53                           | 900              | 4.970                                   | 0.17                               |
| 0.32        | 1.81                           | 1019             | 5.231                                   | 0.16                               |
| 0.36        | 1.33                           | 997              | 4.978                                   | 0.16                               |
| 0.40        | 1.64                           | 927              | 5.122                                   | 0.17                               |

Tabelle 6.1.: Die Mittelwerte und Unsicherheiten von  $\langle \mathcal{OO} \rangle$  und die zur Berechnung verwendeten Standardabweichungen  $\sigma_{\langle \mathcal{OO} \rangle}$  und effektiven Ereignisanzahlen  $N_{\text{eff}}$  für die mit  $\mathcal{OO}$  erhaltene Eichkurve des VBF-Phasenraums mit mittleren Selektionskriterien.

Die aus der linearen Anpassung an die Eichkurven erhaltenen Steigungen und der zugehörige Versatz sind in Tabelle 6.2 gezeigt. Der Versatz ist jeweils nur innerhalb des zwei- bis dreifachen der Unsicherheiten mit Null verträglich. Auch weicht der Versatz in allen VBF-Phasenräumen zu positiven Werten von Null ab. Da die Daten mit denen die

| Selektion          | $\langle \mathcal{OO} \rangle_0$ | $b_{\mathcal{OO}}$ |
|--------------------|----------------------------------|--------------------|
| Weiche Selektion   | $0.0498 \pm 0.022$               | $12.16 \pm 0.50$   |
| Mittlere Selektion | $0.0405 \pm 0.028$               | $13.77 \pm 0.64$   |
| Harte Selektion    | $0.0571 \pm 0.024$               | $9.46 \pm 0.55$    |

Tabelle 6.2.: Der Versatz und die jeweilige Steigung der linearen Anpassungen an die mit der Optimalen Observablen erhaltenen Eichkurven.

Eichkurven bestimmt wurden nicht statistisch unabhängig sind, sind die  $\langle \mathcal{OO} \rangle_0$ -Werte jedoch auch korreliert. Die Abweichung des Versatzes für alle VBF-Phasenräume in positive Richtung spricht für eine statistische Fluktuation in den generierten Ereignissen. Die Steigungen der weichen und mittleren Selektion stimmen innerhalb des 1.5-fachen der Unsicherheit überein. Die Steigung der Eichkurve für die harte Selektion ist jedoch geringer. Das ist dadurch bedingt, dass - wie in Abbildung 6.4 zu sehen ist - die Mittelwerte für die harte Selektion zu Null hin verschoben sind. Diese Verschiebung der Mittelwerte für die harten Selektionskriterien ist auf die in Abbildung 6.2 gesehene Verschiebung der Verteilungen von  $\mathcal{OO}$  zu kleineren Beträgen zurückzuführen.

## 6.2. Abhängigkeit des vorzeichenbehafteten Winkels von $\tilde{d}$

Eine weitere in dieser Studie betrachtete Observable ist der vorzeichenbehaftete Winkel  $\text{Sgnd}\Delta\phi_{jj}$ . Er ist durch Gleichung (2.13) definiert und ebenfalls eine CP-ungerade Observable. Sie ist nur wohldefiniert, wenn die auslaufenden Jets in zwei verschiedenen Detektorhemisphären liegen, also  $\eta_{j_1} \cdot \eta_{j_2} < 0$  für das Ereignis gilt. Ereignisse, die diese Bedingung nicht erfüllten, wurden für alle folgenden Untersuchungen zu  $\text{Sgnd}\Delta\phi_{jj}$  nicht verwendet.

Wie bereits für  $\mathcal{OO}$  wurde für die Verteilungen von  $\text{Sgnd}\Delta\phi_{jj}$  ebenfalls das Verhalten bei Variation der  $\tilde{d}$ -Werte untersucht. Die Verteilungen von  $\text{Sgnd}\Delta\phi_{jj}$  in allen drei Phasenräumen für unterschiedliche Werte von  $\tilde{d}$  sind in Abbildung 6.5 aufgetragen. Im Standardmodell unterscheidet sich die Form der Verteilung von  $\text{Sgnd}\Delta\phi_{jj}$  stark von der in Abbildung 6.1 gezeigten Form der Verteilung der Optimalen Observablen (Standardmodell). Während die Ereignisse der Optimalen Observablen überwiegend bei sehr kleinen  $|\mathcal{OO}|$ -Werten zu finden sind, sind große Anteile der  $\text{Sgnd}\Delta\phi_{jj}$ -Werte weit von Null entfernt. Die  $\text{Sgnd}\Delta\phi_{jj}$ -Verteilungen sind aber ebenfalls um Null symmetrisch. Auch bei Variation der  $\tilde{d}$ -Werte ist ein gleiches Verhalten der Verteilungen beider Observablen zu sehen. Die  $\text{Sgnd}\Delta\phi_{jj}$ -Verteilungen verschieben sich ebenfalls vorzeichenabhängig mit  $\tilde{d}$  und auch die Stärke der Verschiebung wächst mit  $|\tilde{d}|$ . Um die Symmetrie der Verschiebungen der Verteilungen von  $\text{Sgnd}\Delta\phi_{jj}$  mit  $\tilde{d}$  zu überprüfen, wurde analog zu Abbildung 6.3 die Verteilung für  $\tilde{d} = +|x|$  von der Verteilung für  $\tilde{d} = -|x|$  für unterschiedliche Werte von  $|\tilde{d}|$  subtrahiert. Die Ergebnisse sind für den Phasenraum mit mittleren Selektionskriterien in Abbildung 6.6 zu sehen. Die Abbildungen für die anderen beiden VBF-Phasenräume sind im Anhang (A.2) zu finden.

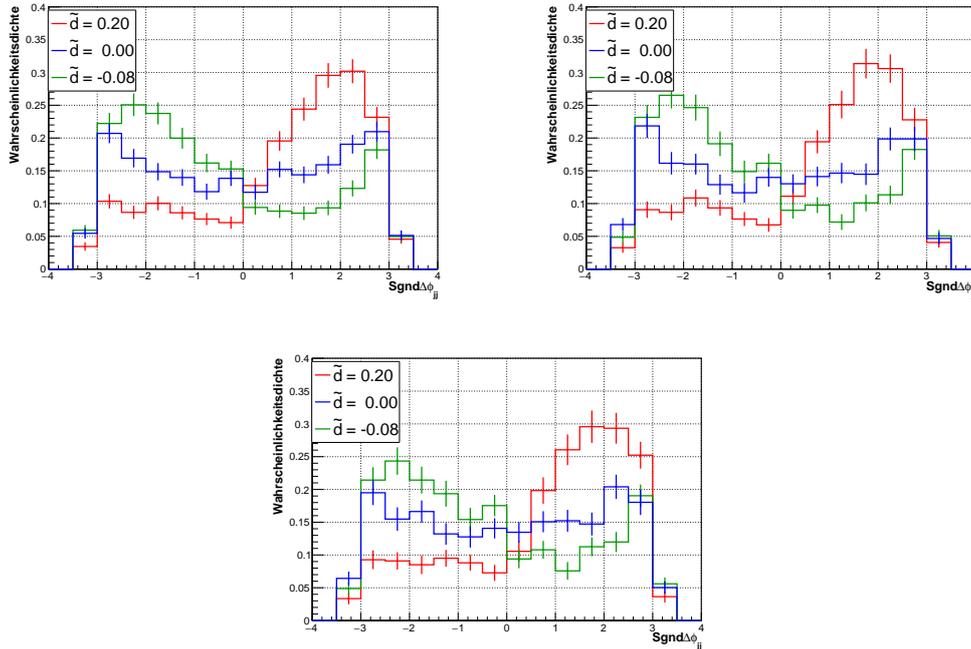


Abbildung 6.5.: Die auf eins normierten  $\text{Sgnd}\Delta\phi_{jj}$ -Verteilungen für unterschiedliche  $\tilde{d}$ -Werte im Phasenraum der weichen (oben links), mittleren (oben rechts) und harten (unten) Selektion für das Standardmodell und  $\tilde{d} = -0.08, 0.20$ .

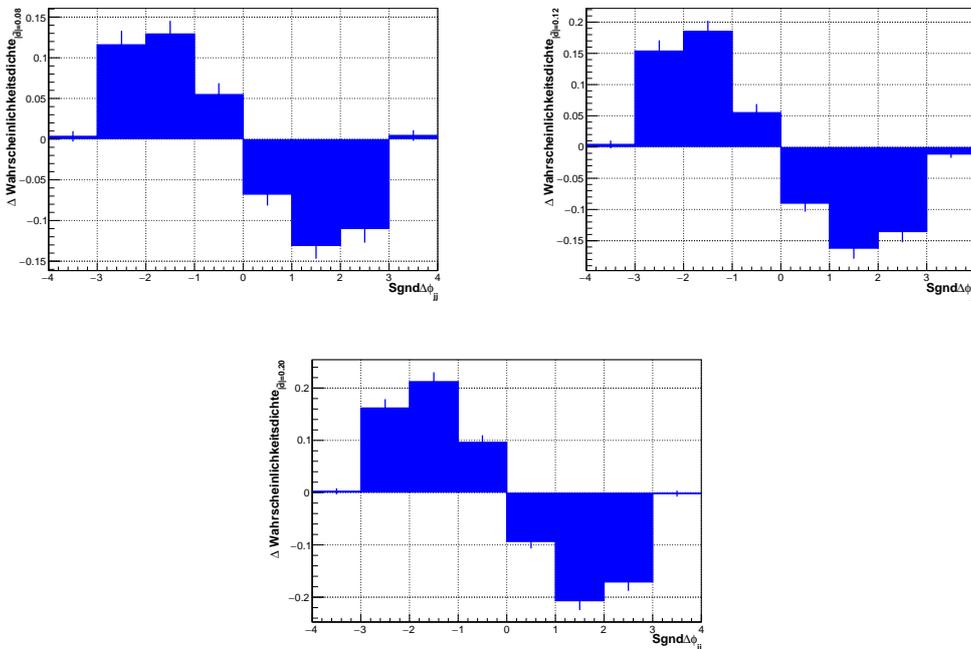


Abbildung 6.6.: Die auf eins normierten  $\text{Sgnd}\Delta\phi_{jj}$ -Verteilungen in der mittleren Selektion für  $\tilde{d} = +|x|$  von denen für  $\tilde{d} = -|x|$  für  $|\tilde{d}| = 0.08$  (oben links),  $|\tilde{d}| = 0.12$  (oben rechts) und  $|\tilde{d}| = 0.20$  (unten) subtrahiert. Um statistische Schwankungen zu reduzieren wurde die Bin-Anzahl halbiert.

Eine Punktsymmetrie im Ursprung ist auch hier deutlich zu sehen.

### 6.2.1. Die Eichkurven

Für die Verteilungen des vorzeichenbehafteten Winkels  $\text{Sgnd}\Delta\phi_{jj}$  wurden ebenfalls die Mittelwerte für alle untersuchten Werte von  $\tilde{d}$  berechnet. Hieraus wurden die in Abbildung 6.7 dargestellten Eichkurven für die drei VBF-Phasenräume gewonnen. Für die Berechnung der Unsicherheiten der Mittelwerte  $s_{\langle\text{Sgnd}\Delta\phi_{jj}\rangle}$  wurde analog zu Gleichung (6.1) die Formel

$$s_{\langle\text{Sgnd}\Delta\phi_{jj}\rangle} = \frac{\sigma_{\text{Sgnd}\Delta\phi_{jj}}}{\sqrt{N_{\text{eff}}}} \quad (6.2)$$

verwendet. Für die Berechnung von  $N_{\text{eff}}$  (vgl. Gleichung (5.3)) wurden nur die Ereignisgewichte der Ereignisse verwendet, die die zu Beginn dieses Kapitels gestellte Forderung  $\eta_{j_1} \cdot \eta_{j_2} < 0$  erfüllten. Auch die Mittelwerte von  $\text{Sgnd}\Delta\phi_{jj}$  verhalten sich wie in Kapitel

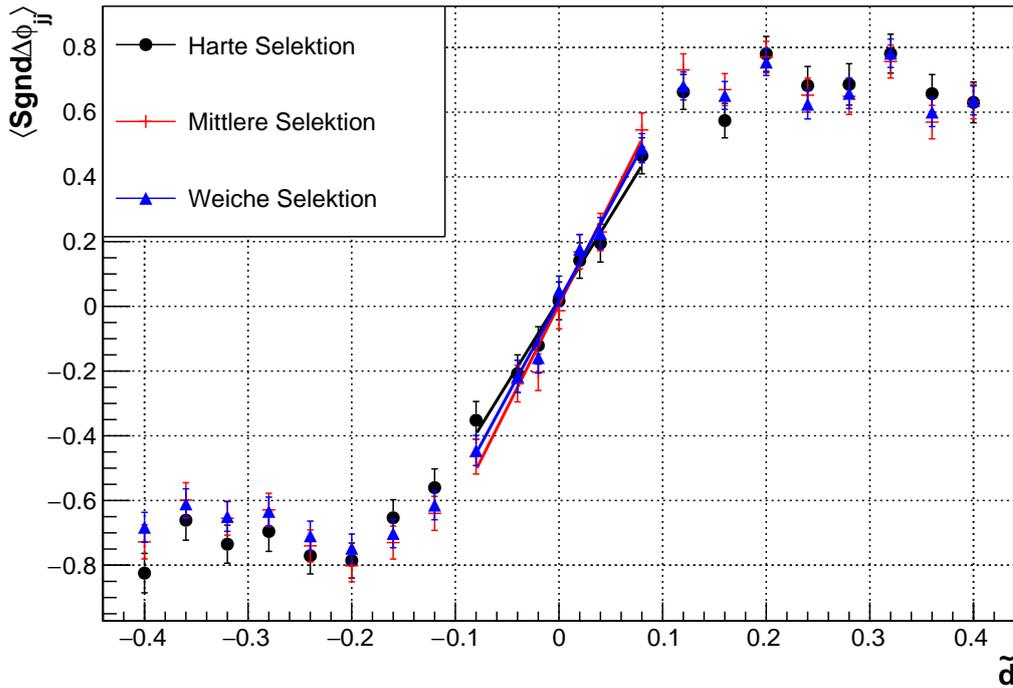


Abbildung 6.7.: Die für  $\text{Sgnd}\Delta\phi_{jj}$  erhaltenen Eichkurven der drei VBF-Phasenräume mit linearer Anpassung im Intervall  $[-0.08, 0.08]$ .

2.3.2 hergeleitet. Die Unsicherheiten und die für deren Berechnung benutzten Größen sind in Tabelle 6.3 gezeigt.

Die Standardabweichung nimmt mit wachsenden  $\tilde{d}$ -Werten ab. Dieses Verhalten ist auch schon in den Grafiken in Abbildung 6.5 zu sehen. Die effektive Ereignisanzahl nimmt tendenziell mit wachsendem  $\tilde{d}$ -Wert ebenfalls ab. Diese Effekte gleichen sich in der Berechnung der Unsicherheiten auf die Mittelwerte aus, sodass keine Abhängigkeit der Unsicherheit von  $|\tilde{d}|$  mehr festgestellt werden kann.

| $\tilde{d}$ | $\langle \text{Sgnd}\Delta\phi_{jj} \rangle$ | $N_{\text{eff}}$ | $\sigma_{\langle \text{Sgnd}\Delta\phi_{jj} \rangle}$ | $s_{\langle \text{Sgnd}\Delta\phi_{jj} \rangle}$ |
|-------------|--|------------------|---|--|
| -0.40       | -0.728                                       | 994              | 1.668   | 0.053  |
| -0.36       | -0.599                                       | 1046             | 1.746   | 0.054  |
| -0.32       | -0.655                                       | 1107             | 1.740   | 0.052  |
| -0.28       | -0.629                                       | 1168             | 1.758   | 0.051  |
| -0.24       | -0.740                                       | 1179             | 1.700   | 0.050  |
| -0.20       | -0.801                                       | 1165             | 1.694   | 0.050  |
| -0.16       | -0.730                                       | 1227             | 1.782   | 0.051  |
| -0.12       | -0.640                                       | 1198             | 1.821   | 0.053  |
| -0.08       | -0.464                                       | 1244             | 1.901   | 0.054  |
| -0.04       | -0.239                                       | 1196             | 1.959   | 0.057  |
| -0.02       | -0.204                                       | 1178             | 1.940   | 0.057  |
| 0.00        | -0.013                                       | 1208             | 1.948   | 0.056  |
| 0.02        | 0.168  | 1390             | 1.979   | 0.053  |
| 0.04        | 0.230  | 1187             | 1.982   | 0.058  |
| 0.08        | 0.545  | 1242             | 1.848   | 0.052  |
| 0.12        | 0.731  | 1289             | 1.777   | 0.049  |
| 0.16        | 0.670  | 1267             | 1.759   | 0.049  |
| 0.20        | 0.770  | 1243             | 1.717   | 0.049  |
| 0.24        | 0.653  | 1154             | 1.783   | 0.052  |
| 0.28        | 0.649  | 958              | 1.731   | 0.056  |
| 0.32        | 0.757  | 1116             | 1.703   | 0.051  |
| 0.36        | 0.569  | 1136             | 1.742   | 0.052  |
| 0.40        | 0.633  | 1026             | 1.697   | 0.053  |

Tabelle 6.3.: Die Mittelwerte und Unsicherheiten von  $\langle \text{Sgnd}\Delta\phi_{jj} \rangle$  im VBF-Phasenraum mit den mittleren Selektionskriterien und die zur Berechnung verwendeten Standardabweichungen  $\sigma_{\langle \text{Sgnd}\Delta\phi_{jj} \rangle}$  und effektiven Ereignisanzahlen  $N_{\text{eff}}$  für alle betrachteten Werte von  $\tilde{d}$ .

| Selektion          | $\langle \text{Sgnd}\Delta\phi_{jj} \rangle_0$ | $b_{\text{Sgnd}\Delta\phi_{jj}}$ |
|--------------------|--|----------------------------------|
| Weiche Selektion   | $0.018 \pm 0.018$                              | $5.90 \pm 0.36$                  |
| Mittlere Selektion | $0.005 \pm 0.021$                              | $6.38 \pm 0.42$                  |
| Harte Selektion    | $0.020 \pm 0.022$                              | $5.18 \pm 0.44$                  |

Tabelle 6.4.: Der Versatz und die jeweiligen Steigungen der linearen Anpassung an die für  $\text{Sgnd}\Delta\phi_{jj}$  erhaltenen Eichkurven der verschiedenen VBF-Phasenräume.

Analog zu den Eichkurven der Optimalen Observablen wurde eine Anpassung einer linearen Funktion im Bereich  $-0.08 \leq \tilde{d} \leq 0.08$  als gute Beschreibung angesehen. Die linearen Anpassungen der Form  $\langle \text{Sgnd}\Delta\phi_{jj} \rangle = \langle \text{Sgnd}\Delta\phi_{jj} \rangle_0 + b_{\text{Sgnd}\Delta\phi_{jj}} \cdot \tilde{d}$ , mit dem Versatz  $\langle \text{Sgnd}\Delta\phi_{jj} \rangle_0$  und der Steigung  $b_{\text{Sgnd}\Delta\phi_{jj}}$  ergaben die Werte in Tabelle 6.4 in den unterschiedlichen VBF-Phasenräumen. Die  $\langle \text{Sgnd}\Delta\phi_{jj} \rangle_0$  der unterschiedlichen VBF-Phasenräume sind innerhalb der Unsicherheiten untereinander und mit Null verträglich. Für die Steigungen der Eichkurven in den unterschiedlichen Phasenräume ist wie auch schon bei den für  $\mathcal{OO}$  erhaltenen Eichkurven die Tendenz  $b_{\text{Sgnd}\Delta\phi_{jj},\text{Hart}} < b_{\text{Sgnd}\Delta\phi_{jj},\text{Weich}} < b_{\text{Sgnd}\Delta\phi_{jj},\text{Mittel}}$  zu sehen.

Vergleicht man die durch die beiden Observablen erhaltenen Eichkurven der VBF-Phasenräume so ergibt sich, dass die Steigungen für die mit den Verteilungen der Optimalen Observablen bestimmten Eichkurven für die weichen und mittleren Selektionskriterien um mehr als Faktor zwei größer sind als für die Eichkurven, die für  $\text{Sgnd}\Delta\phi_{jj}$  erhalten wurden. Für die harten Selektionskriterien ist der Quotient der Steigungen immer noch größer als 1.8.

Für die Mittelwerte der  $\mathcal{OO}$ -Verteilungen ist eine Verringerung der Unsicherheiten bei kleineren  $|\tilde{d}|$ -Werten zu erkennen. Für die Unsicherheiten auf  $\langle \text{Sgnd}\Delta\phi_{jj} \rangle$  ist keine klare Abhängigkeit von  $|\tilde{d}|$  zu sehen. Vergleicht man den relativen Fehler auf die Steigungen der linearen Anpassungen an die Eichkurven so ergibt sich, dass die relativen Unsicherheiten der Steigungen für die Optimalen Observable kleiner sind. Für die Bestimmung der Genauigkeit auf  $\tilde{d}$  (siehe Kapitel 8) ist neben der Steigung jedoch auch die Unsicherheit auf die Mittelwerte wichtig.

---

# 7 Abhängigkeit der Eichkurven von oberen Grenzen auf kinematische Observablen

---

Um zu untersuchen, wie die Steigungen der Eichkurven von Ereignissen mit niedrigen Schwerpunktsenergien des Parton-Parton-Systems  $\sqrt{\hat{s}}$  abhängt (vgl. Kapitel 2.3.1), wird in diesem Kapitel das Verhalten der Eichkurven bei zusätzlichen Grenzen auf die Maximalwerte kinematischer Observablen untersucht. Als kinematische Observablen wurden  $M_{jj}$  und  $M_{jj,H}$  aufgrund ihrer Korrelation zur Schwerpunktsenergie  $\sqrt{\hat{s}}$  und zusätzlich  $p_T(j_1)$  aufgrund der starken Korrelation [51] zum Viererimpuls ( $q_i$ ) eines der elektroschwachen Eichbosonen, welche durch Fusion das Higgs-Boson erzeugen, gewählt. Für die Bestimmung der Steigung der Eichkurven wird auch hier jeweils eine lineare Anpassung an die Kurven gemacht. Für die jeweiligen Observablen wurden verschiedene willkürliche obere Grenzen im typischen Energiebereich der jeweiligen Observablen (vgl. Kapitel 5.3) gewählt. Diese sind in Tabelle 7.1 gezeigt.

| Nr. | $M_{jj}$   | $M_{jj,H}$ | $p_T(j_1)$ |
|-----|------------|------------|------------|
| 1.  | < 3000 GeV | < 3000 GeV | < 240 GeV  |
| 2.  | < 2000 GeV | < 2000 GeV | < 200 GeV  |
| 3.  | < 1400 GeV | < 1400 GeV | < 140 GeV  |
| 4.  | < 800 GeV  | < 1000 GeV | < 100 GeV  |

Tabelle 7.1.: Die gewählten oberen Grenzen der drei kinematischen Observablen  $M_{jj}$ ,  $M_{jj,H}$  und  $p_T(j_1)$ .

Da sich die VBF-Phasenräume mit den weichen und den mittleren Selektionskriterien sehr ähnlich verhalten, wird hier nur explizit auf den mittleren und den harten VBF-Phasenraum eingegangen. Alle Abbildungen und Tabellen für den VBF-Phasenraum mit den weichen Selektionskriterien sind im Anhang (A.4) zu finden.

## 7.1. Änderung der Eichkurven bei oberen Grenzen auf $M_{jj}$

Die Änderung der Eichkurven bei oberen Grenzen auf  $M_{jj}$  wurde untersucht. Hierfür wurden die generierten Ereignisse für die unterschiedlichen Werte von  $\tilde{d}$  zusätzlich zu

den Selektionskriterien der VBF-Phasenräume weiter durch die in Tabelle 7.1 gezeigten oberen Grenzen auf  $M_{jj}$  eingeschränkt. Um zu sehen, wie groß der Effekt dieser zusätzlichen oberen Grenzen ist, wurden die Akzeptanzen mittels

$$A_{\text{Grenze}} = \frac{\sum_i \omega_{i, \text{kin. Observ.} < \text{Grenze}}}{\sum_j \omega_{j, \text{alle}}} \quad (7.1)$$

berechnet. Der Index  $i$  läuft hier über alle Ereignisse im betrachteten VBF-Phasenraum, ohne dass eine zusätzlich obere Beschränkung stattgefunden hat. Der Index  $j$  läuft über alle Ereignisse des betrachteten VBF-Phasenraums, die durch die entsprechende obere Grenze der kinematischen Variablen nicht verworfen werden.  $\omega_i$  sind die zugehörigen Ereignisgewichte. Die erhaltenen Akzeptanzen sind in Tabelle 7.2 für die mittleren und Tabelle 7.3 für die harten Selektionskriterien zu sehen.

| $\tilde{d}$ | $A_{M_{jj} < 3000 \text{ GeV}}$ | $A_{M_{jj} < 2000 \text{ GeV}}$ | $A_{M_{jj} < 1400 \text{ GeV}}$ | $A_{M_{jj} < 800 \text{ GeV}}$ |
|-------------|---------------------------------|---------------------------------|---------------------------------|--------------------------------|
| -0.40       | $0.966 \pm 0.043$               | $0.869 \pm 0.039$               | $0.712 \pm 0.034$               | $0.344 \pm 0.021$              |
| -0.36       | $0.961 \pm 0.041$               | $0.870 \pm 0.038$               | $0.704 \pm 0.033$               | $0.347 \pm 0.021$              |
| -0.32       | $0.971 \pm 0.040$               | $0.888 \pm 0.038$               | $0.722 \pm 0.033$               | $0.374 \pm 0.020$              |
| -0.28       | $0.971 \pm 0.040$               | $0.877 \pm 0.037$               | $0.718 \pm 0.032$               | $0.357 \pm 0.020$              |
| -0.24       | $0.981 \pm 0.040$               | $0.884 \pm 0.037$               | $0.714 \pm 0.032$               | $0.344 \pm 0.020$              |
| -0.20       | $0.967 \pm 0.040$               | $0.889 \pm 0.037$               | $0.731 \pm 0.032$               | $0.369 \pm 0.020$              |
| -0.16       | $0.969 \pm 0.039$               | $0.888 \pm 0.036$               | $0.732 \pm 0.032$               | $0.370 \pm 0.020$              |
| -0.12       | $0.974 \pm 0.040$               | $0.890 \pm 0.037$               | $0.747 \pm 0.033$               | $0.370 \pm 0.020$              |
| -0.08       | $0.969 \pm 0.039$               | $0.901 \pm 0.037$               | $0.744 \pm 0.032$               | $0.375 \pm 0.021$              |
| -0.04       | $0.974 \pm 0.040$               | $0.896 \pm 0.037$               | $0.739 \pm 0.033$               | $0.405 \pm 0.022$              |
| -0.02       | $0.977 \pm 0.040$               | $0.907 \pm 0.038$               | $0.764 \pm 0.034$               | $0.399 \pm 0.022$              |
| 0.00        | $0.984 \pm 0.040$               | $0.913 \pm 0.038$               | $0.774 \pm 0.033$               | $0.390 \pm 0.021$              |
| 0.02        | $0.980 \pm 0.037$               | $0.906 \pm 0.035$               | $0.762 \pm 0.031$               | $0.399 \pm 0.020$              |
| 0.04        | $0.978 \pm 0.040$               | $0.905 \pm 0.038$               | $0.773 \pm 0.034$               | $0.398 \pm 0.022$              |
| 0.08        | $0.978 \pm 0.039$               | $0.897 \pm 0.037$               | $0.749 \pm 0.032$               | $0.375 \pm 0.020$              |
| 0.12        | $0.979 \pm 0.038$               | $0.882 \pm 0.036$               | $0.745 \pm 0.031$               | $0.373 \pm 0.020$              |
| 0.16        | $0.977 \pm 0.039$               | $0.882 \pm 0.036$               | $0.710 \pm 0.031$               | $0.356 \pm 0.020$              |
| 0.20        | $0.975 \pm 0.038$               | $0.879 \pm 0.036$               | $0.733 \pm 0.031$               | $0.357 \pm 0.019$              |
| 0.24        | $0.970 \pm 0.040$               | $0.881 \pm 0.037$               | $0.729 \pm 0.032$               | $0.370 \pm 0.020$              |
| 0.28        | $0.974 \pm 0.043$               | $0.874 \pm 0.040$               | $0.701 \pm 0.035$               | $0.345 \pm 0.022$              |
| 0.32        | $0.971 \pm 0.041$               | $0.881 \pm 0.038$               | $0.723 \pm 0.033$               | $0.350 \pm 0.020$              |
| 0.36        | $0.967 \pm 0.040$               | $0.869 \pm 0.037$               | $0.707 \pm 0.032$               | $0.370 \pm 0.020$              |
| 0.40        | $0.967 \pm 0.042$               | $0.872 \pm 0.039$               | $0.732 \pm 0.034$               | $0.330 \pm 0.020$              |

Tabelle 7.2.: Die Akzeptanzen für die vier oberen Grenzen im VBF-Phasenraum der mittleren Selektion.

In beiden VBF-Phasenräumen haben die oberen Grenzen  $M_{jj} < 3000 \text{ GeV}$  und  $M_{jj} < 2000 \text{ GeV}$  mit einem Akzeptanzverlust von unter 20 % einen eher kleinen Einfluss. Die Einschränkung  $M_{jj} < 1400 \text{ GeV}$  verringert die Ereigniszahl in den VBF-Phasenräumen

| $\tilde{d}$ | $A_{M_{jj} < 3000 \text{ GeV}}$ | $A_{M_{jj} < 2000 \text{ GeV}}$ | $A_{M_{jj} < 1400 \text{ GeV}}$ | $A_{M_{jj} < 800 \text{ GeV}}$ |
|-------------|---------------------------------|---------------------------------|---------------------------------|--------------------------------|
| -0.40       | $0.942 \pm 0.053$               | $0.800 \pm 0.047$               | $0.610 \pm 0.039$               | $0.255 \pm 0.022$              |
| -0.36       | $0.943 \pm 0.049$               | $0.814 \pm 0.044$               | $0.619 \pm 0.036$               | $0.262 \pm 0.020$              |
| -0.32       | $0.954 \pm 0.049$               | $0.841 \pm 0.045$               | $0.626 \pm 0.037$               | $0.265 \pm 0.021$              |
| -0.28       | $0.961 \pm 0.049$               | $0.834 \pm 0.044$               | $0.631 \pm 0.037$               | $0.259 \pm 0.021$              |
| -0.24       | $0.975 \pm 0.046$               | $0.849 \pm 0.042$               | $0.649 \pm 0.035$               | $0.286 \pm 0.020$              |
| -0.20       | $0.957 \pm 0.044$               | $0.855 \pm 0.041$               | $0.663 \pm 0.034$               | $0.291 \pm 0.020$              |
| -0.16       | $0.962 \pm 0.043$               | $0.861 \pm 0.040$               | $0.690 \pm 0.034$               | $0.308 \pm 0.020$              |
| -0.12       | $0.968 \pm 0.044$               | $0.870 \pm 0.040$               | $0.700 \pm 0.035$               | $0.303 \pm 0.020$              |
| -0.08       | $0.964 \pm 0.042$               | $0.882 \pm 0.039$               | $0.704 \pm 0.034$               | $0.317 \pm 0.020$              |
| -0.04       | $0.970 \pm 0.041$               | $0.879 \pm 0.039$               | $0.703 \pm 0.033$               | $0.345 \pm 0.020$              |
| -0.02       | $0.974 \pm 0.042$               | $0.895 \pm 0.039$               | $0.734 \pm 0.034$               | $0.343 \pm 0.020$              |
| 0.00        | $0.982 \pm 0.042$               | $0.900 \pm 0.040$               | $0.738 \pm 0.035$               | $0.333 \pm 0.021$              |
| 0.02        | $0.977 \pm 0.039$               | $0.894 \pm 0.037$               | $0.730 \pm 0.032$               | $0.344 \pm 0.019$              |
| 0.04        | $0.975 \pm 0.042$               | $0.892 \pm 0.039$               | $0.746 \pm 0.034$               | $0.345 \pm 0.020$              |
| 0.08        | $0.973 \pm 0.042$               | $0.879 \pm 0.039$               | $0.709 \pm 0.033$               | $0.311 \pm 0.020$              |
| 0.12        | $0.974 \pm 0.042$               | $0.859 \pm 0.038$               | $0.702 \pm 0.033$               | $0.305 \pm 0.019$              |
| 0.16        | $0.970 \pm 0.042$               | $0.857 \pm 0.038$               | $0.665 \pm 0.032$               | $0.295 \pm 0.019$              |
| 0.20        | $0.966 \pm 0.043$               | $0.850 \pm 0.039$               | $0.683 \pm 0.034$               | $0.290 \pm 0.019$              |
| 0.24        | $0.957 \pm 0.046$               | $0.838 \pm 0.042$               | $0.644 \pm 0.035$               | $0.282 \pm 0.020$              |
| 0.28        | $0.963 \pm 0.052$               | $0.834 \pm 0.047$               | $0.611 \pm 0.038$               | $0.250 \pm 0.022$              |
| 0.32        | $0.960 \pm 0.049$               | $0.842 \pm 0.044$               | $0.644 \pm 0.036$               | $0.267 \pm 0.020$              |
| 0.36        | $0.951 \pm 0.048$               | $0.818 \pm 0.043$               | $0.616 \pm 0.035$               | $0.278 \pm 0.020$              |
| 0.40        | $0.950 \pm 0.052$               | $0.819 \pm 0.046$               | $0.652 \pm 0.039$               | $0.232 \pm 0.021$              |

Tabelle 7.3.: Die Akzeptanzen für vier obere Grenzen auf  $M_{jj}$  im VBF-Phasenraum mit den harten Selektionskriterien.

hingegen schon über 20 %. Nach der Begrenzung  $M_{jj} < 800 \text{ GeV}$  ist eine deutlichere Verringerung der Akzeptanz festzustellen. Sie liegt hier bei unter 41 %. Im VBF-Phasenraum mit den mittleren Selektionskriterien ist für die obere Grenze  $M_{jj} < 800 \text{ GeV}$  und im VBF-Phasenraum mit harten Selektionskriterien für die oberen Grenzen  $M_{jj} < 1400 \text{ GeV}$  und  $M_{jj} < 800 \text{ GeV}$  ebenfalls ein größerer Akzeptanzverlust für höhere Werte von  $|\tilde{d}|$  zu erkennen. Für die anderen oberen Grenzen kann dies tendenziell ebenfalls beobachtet werden. Dieser Akzeptanzverlust für höhere Werte von  $|\tilde{d}|$  kann durch die in Kapitel 5.3 beschriebene Verschiebung von  $M_{jj}$  zu größeren Werten mit wachsendem  $\tilde{d}$  erklärt werden. Vergleicht man die Akzeptanzen der beiden VBF-Phasenräume so fällt auf, dass die oberen Grenzen im VBF-Phasenraum mit den mittleren Selektionskriterien zu einem geringeren Akzeptanzverlust führen als im VBF-Phasenraum mit den harten Selektionskriterien. Der geringere Akzeptanzverlust kann darauf zurück geführt werden, dass wie in Kapitel 7.3 beschrieben, die zusätzliche Beschränkung auf  $|\Delta\eta| < 4$  (harte Selektion) überwiegend Ereignisse mit kleinen  $M_{jj}$ -Werten verwirft. Dies führt dazu, dass die beiden VBF-Phasenräume durch die oberen Grenzen näherungsweise die selbe Anzahl an Ereignissen verlieren. Da der VBF-Phasenraum mit den harten Selektionskriterien jedoch eine geringere absolute Zahl an

Ereignissen zulässt, ist der prozentuale Verlust größer.

Für die jeweiligen Grenzen wurden erneut die durch die Optimale Observable berechneten Eichkurven bestimmt. Die erhaltenen Resultate sind in Abbildung 7.1 für die mittlere Selektion und Abbildung 7.2 für die harte Selektion gezeigt.

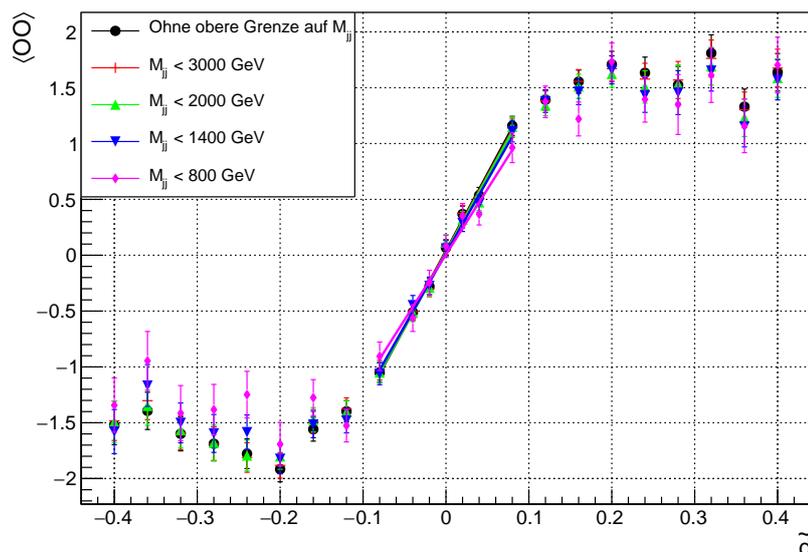


Abbildung 7.1.: Die für  $\mathcal{O}\mathcal{O}$  bestimmten Eichkurven im VBF-Phasenraum mit mittleren Selektionskriterien bei den vier unterschiedlichen oberen Grenzen auf  $M_{jj}$  mit linearen Anpassungen im Intervall  $[-0.08, 0.08]$ .

Die für die linearen Anpassungen erhaltenen Parameter im VBF-Phasenraum mit den mittleren Selektionskriterien sind in Tabelle 7.4 gezeigt.

| Grenze [GeV]      | $\langle \mathcal{O}\mathcal{O} \rangle_0$ | $b_{\mathcal{O}\mathcal{O}}$ | $b_{\mathcal{O}\mathcal{O},\text{Grenze}}/b_{\mathcal{O}\mathcal{O},\infty}$ |
|-------------------|--|------------------------------|--|
| $M_{jj} < \infty$ | $0.041 \pm 0.028$                          | $13.77 \pm 0.64$             | 1  |
| $M_{jj} < 3000$   | $0.036 \pm 0.028$                          | $13.54 \pm 0.64$             | $0.983 \pm 0.065$  |
| $M_{jj} < 2000$   | $0.028 \pm 0.029$                          | $13.49 \pm 0.66$             | $0.980 \pm 0.066$  |
| $M_{jj} < 1400$   | $0.018 \pm 0.031$                          | $13.06 \pm 0.72$             | $0.948 \pm 0.068$  |
| $M_{jj} < 800$    | $0.0065 \pm 0.042$                         | $11.70 \pm 0.96$             | $0.850 \pm 0.080$  |

Tabelle 7.4.: Der Versatz und die jeweilige Steigung der linearen Anpassungen an die für  $\mathcal{O}\mathcal{O}$  erhaltenen Eichkurven im VBF-Phasenraum mit mittleren Selektionskriterien und zusätzlichen oberen Grenzen auf  $M_{jj}$ .

Der Wert der Steigung für  $M_{jj} < 800$  GeV ist noch bei  $(85 \pm 8)\%$  des Wertes der Steigung ohne obere Grenze. Für die anderen Grenzen ist eine Tendenz zu kleineren Werten der Steigung zu erkennen. Die  $\langle \mathcal{O}\mathcal{O} \rangle_0$  sind innerhalb der Unsicherheiten nicht voneinander zu unterscheiden. Für den VBF-Phasenraum mit den mittleren Selektionskriterien ist also selbst mit sehr großer Einschränkung auf die invariante Masse der

beiden Jets ( $M_{jj} < 800$  GeV) nur eine sehr geringe Abnahme an Steigung verbunden.

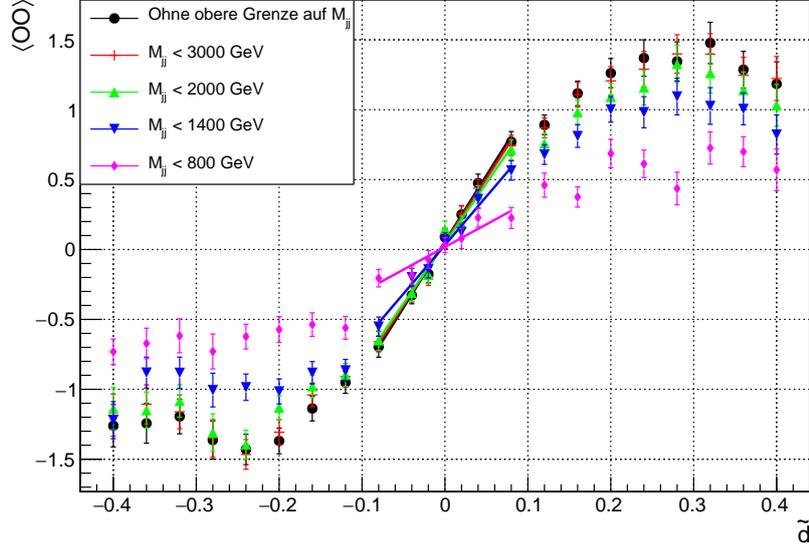


Abbildung 7.2.: Die für  $\mathcal{O}\mathcal{O}$  erhaltenen Eichkurven im VBF-Phasenraum mit harten Selektionskriterien bei den vier unterschiedlichen oberen Grenzen auf  $M_{jj}$  mit linearen Anpassungen im Intervall  $[-0.08, 0.08]$ .

Im VBF-Phasenraum mit den harten Selektionskriterien ist eine deutliche Verringerung der Steigung für die obere Grenze  $M_{jj} < 800$  GeV zu sehen. Die aus der linearen Anpassung an die Mittelwerte erhaltenen Parameter sind in Tabelle 7.5 gezeigt.

| Grenze [GeV]      | $\langle \mathcal{O}\mathcal{O} \rangle_0$ | $b_{\mathcal{O}\mathcal{O}}$ | $b_{\mathcal{O}\mathcal{O},\text{Grenze}}/b_{\mathcal{O}\mathcal{O},\infty}$ |
|-------------------|--|------------------------------|--|
| $M_{jj} < \infty$ | $0.057 \pm 0.024$                          | $9.46 \pm 0.55$              | 1  |
| $M_{jj} < 3000$   | $0.054 \pm 0.024$                          | $9.08 \pm 0.53$              | $0.960 \pm 0.079$  |
| $M_{jj} < 2000$   | $0.044 \pm 0.024$                          | $8.61 \pm 0.53$              | $0.910 \pm 0.077$  |
| $M_{jj} < 1400$   | $0.032 \pm 0.024$                          | $6.95 \pm 0.52$              | $0.735 \pm 0.070$  |
| $M_{jj} < 800$    | $0.018 \pm 0.025$                          | $3.23 \pm 0.53$              | $0.341 \pm 0.059$  |

Tabelle 7.5.: Die Steigungen und der jeweilige Versatz der linearen Anpassungen an die für  $\mathcal{O}\mathcal{O}$  erhaltenen Eichkurven im VBF-Phasenraum mit harten Selektionskriterien und zusätzlichen oberen Grenzen auf  $M_{jj}$ .

Für  $M_{jj} < 1400$  GeV ist die Steigung nur noch bei  $(74 \pm 7)\%$ , für  $M_{jj} < 800$  GeV nur noch bei  $(34 \pm 6)\%$  des Wertes ohne obere Grenze auf  $M_{jj}$ . Die Werte von  $\langle \mathcal{O}\mathcal{O} \rangle_0$  stimmen innerhalb der Unsicherheit auch hier überein.

Die Steigung der Eichkurven im VBF-Phasenraum mit mittleren Selektionskriterien ist also deutlich stabiler bei oberer Begrenzung auf die Observable  $M_{jj}$  als die Steigung im VBF-Phasenraum mit harten Selektionskriterien.

Auch für den vorzeichenbehafteten Winkel  $\text{Sgn}d\Delta\phi_{jj}$  wurden die Eichkurven bei obe-

rer Begrenzung von  $M_{jj}$  bestimmt. Diese sind in Abbildung 7.3 für die mittleren und Abbildung 7.4 für die harten Selektionskriterien zu finden.

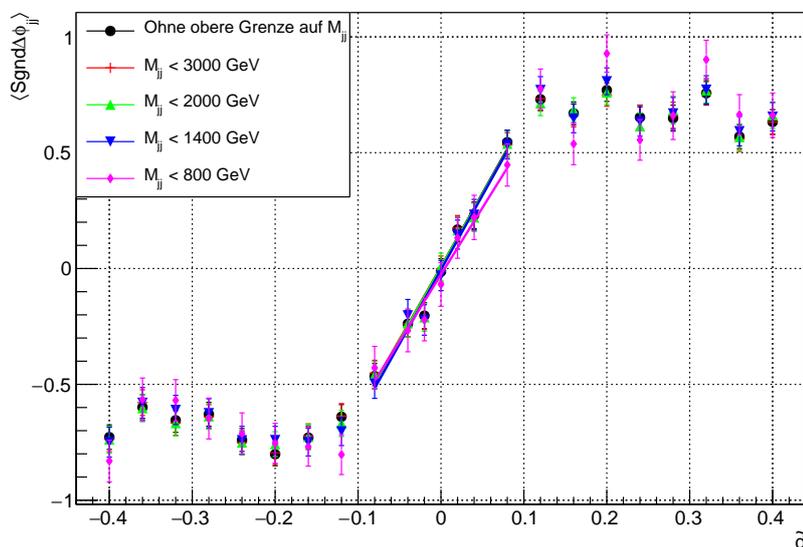


Abbildung 7.3.: Die für  $S_{\text{gnd}}\Delta\phi_{jj}$  erhaltenen Eichkurven im VBF-Phasenraum mit mittleren Selektionskriterien bei den vier unterschiedlichen oberen Grenzen auf  $M_{jj}$  mit linearen Anpassungen im Intervall  $[-0.08, 0.08]$ .

Die aus den linearen Anpassungen für die mittlere Selektion erhaltenen Parameter sind in Tabelle 7.6 gezeigt.

| Grenze [GeV]      | $\langle S_{\text{gnd}}\Delta\phi_{jj} \rangle_0$ | $b_{S_{\text{gnd}}\Delta\phi_{jj}}$ | $b_{S_{\text{gnd}}\Delta\phi_{jj},\text{Grenze}}/b_{S_{\text{gnd}}\Delta\phi_{jj},\infty}$ |
|-------------------|---|-------------------------------------|--|
| $M_{jj} < \infty$ | $0.005 \pm 0.021$                                 | $6.38 \pm 0.42$                     | 1  |
| $M_{jj} < 3000$   | $0.007 \pm 0.021$                                 | $6.26 \pm 0.42$                     | $0.981 \pm 0.092$  |
| $M_{jj} < 2000$   | $0.006 \pm 0.022$                                 | $6.30 \pm 0.44$                     | $0.987 \pm 0.095$  |
| $M_{jj} < 1400$   | $-0.005 \pm 0.025$                                | $6.41 \pm 0.49$                     | $1.00 \pm 0.10$  |
| $M_{jj} < 800$    | $-0.026 \pm 0.035$                                | $5.76 \pm 0.71$                     | $0.90 \pm 0.13$  |

Tabelle 7.6.: Die Steigungen und der jeweilige Versatz der linearen Anpassungen an die für  $S_{\text{gnd}}\Delta\phi_{jj}$  erhaltenen Eichkurven im VBF-Phasenraum mit mittleren Selektionskriterien und zusätzlichen oberen Grenzen auf  $M_{jj}$ .

Die Steigungen aller Anpassungen stimmen innerhalb der Unsicherheit überein. Auch die Werte von  $\langle S_{\text{gnd}}\Delta\phi_{jj} \rangle_0$  sind innerhalb der Unsicherheiten nicht zu unterscheiden.

Im VBF-Phasenraum mit den harten Selektionkriterien fällt auf, dass die Unsicherheit der Mittelwerte mit härteren Grenzen auf  $M_{jj}$  für die in der Anpassung verwendeten Mittelwerte deutlich mehr ansteigt als bei den Eichkurven der Optimalen Observablen. Dieses Verhalten ist ebenso für die oberen Grenzen von  $M_{jj,H}$  und  $p_T(j_1)$  zu sehen. Der Ursprung dieses Verhaltens wird in Kapitel 7.3 exemplarisch für  $p_T(j_1)$  untersucht. Die aus den linearen Anpassungen erhaltenen Parameter sind in Tabelle 7.7 zu finden.

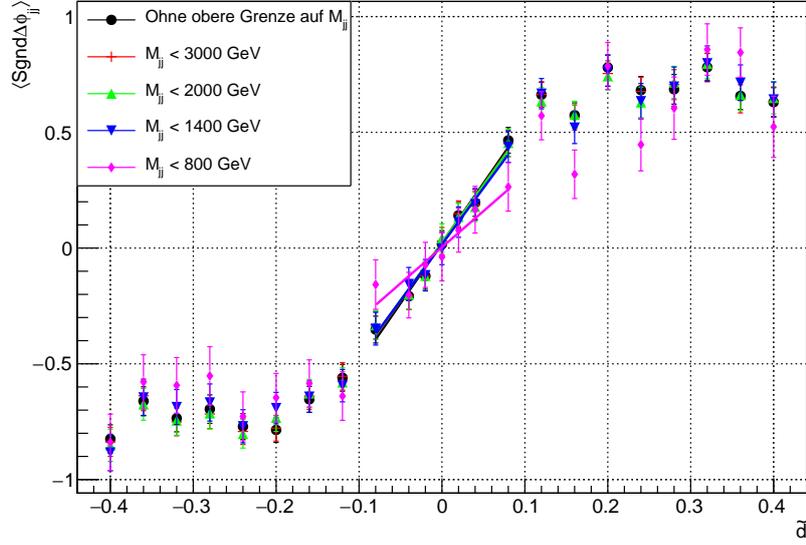


Abbildung 7.4.: Die für  $\text{Sgnd}\Delta\phi_{jj}$  erhaltenen Eichkurven im VBF-Phasenraum mit harten Selektionskriterien bei den vier unterschiedlichen oberen Grenzen auf  $M_{jj}$  mit linearen Anpassungen im Intervall  $[-0.08, 0.08]$ .

| Grenze [GeV]      | $\langle \text{Sgnd}\Delta\phi_{jj} \rangle_0$ | $b_{\text{Sgnd}\Delta\phi_{jj}}$ | $b_{\text{Sgnd}\Delta\phi_{jj}, \text{Grenze}}/b_{\text{Sgnd}\Delta\phi_{jj}, \infty}$ |
|-------------------|--|----------------------------------|--|
| $M_{jj} < \infty$ | $0.020 \pm 0.022$                              | $5.18 \pm 0.44$                  | 1  |
| $M_{jj} < 3000$   | $0.023 \pm 0.022$                              | $5.01 \pm 0.45$                  | $0.97 \pm 0.12$  |
| $M_{jj} < 2000$   | $0.023 \pm 0.023$                              | $4.98 \pm 0.47$                  | $0.96 \pm 0.12$  |
| $M_{jj} < 1400$   | $0.016 \pm 0.026$                              | $4.85 \pm 0.53$                  | $0.94 \pm 0.13$  |
| $M_{jj} < 800$    | $0.0035 \pm 0.038$                             | $3.12 \pm 0.80$                  | $0.60 \pm 0.16$  |

Tabelle 7.7.: Der Versatz und die jeweiligen Steigungen der linearen Anpassungen an die für  $\text{Sgnd}\Delta\phi_{jj}$  erhaltenen Eichkurven im VBF-Phasenraum mit harten Selektionskriterien und zusätzlichen oberen Grenzen auf  $M_{jj}$ .

Für die stärkste obere Grenze  $M_{jj} < 800 \text{ GeV}$  ist eine signifikante Verringerung der Steigung auf  $(60 \pm 16)\%$  des Wertes ohne obere Grenze zu sehen. Bei den anderen Grenzen kann ebenfalls eine tendenzielle Verringerung der Steigung beobachtet werden.

Vergleicht man die Eichkurven der beiden Observablen miteinander, so fällt auf, dass die Steigungen für die Eichkurven der Optimalen Observablen im VBF-Phasenraum mit den mittleren Selektionskriterien auch nach den oberen Begrenzungen auf  $M_{jj}$  deutlich größer sind. Im VBF-Phasenraum mit den harten Selektionskriterien ist das für schwache obere Grenzen auf  $M_{jj}$  ebenfalls der Fall. Die Steigung sinkt bei den Eichkurven von  $\mathcal{O}\mathcal{O}$  jedoch mit stärkeren Beschränkungen auf  $M_{jj}$  deutlich stärker als für die für

## 7.2. Änderung der Eichkurven bei oberen Grenzen auf $M_{jj,H}$

Es wurde ebenfalls untersucht, wie sich die Eichkurven in den verschiedenen VBF-Phasenräumen ändern, wenn die in Tabelle 7.1 gezeigten oberen Grenzen auf  $M_{jj,H}$  gefordert wurden. Die für die oberen Grenzen resultierenden Akzeptanzen sind in Tabelle 7.8 für die mittleren Selektionskriterien und in 7.9 für die harten Selektionskriterien gezeigt. Die Akzeptanzen wurden erneut mit Formel (7.1) berechnet. Die oberen Be-

| $\tilde{d}$ | $A_{M_{jj,H} < 3000 \text{ GeV}}$ | $A_{M_{jj,H} < 2000 \text{ GeV}}$ | $A_{M_{jj,H} < 1400 \text{ GeV}}$ | $A_{M_{jj,H} < 1000 \text{ GeV}}$ |
|-------------|-----------------------------------|-----------------------------------|-----------------------------------|-----------------------------------|
| -0.40       | $0.905 \pm 0.041$                 | $0.738 \pm 0.035$                 | $0.452 \pm 0.025$                 | $0.198 \pm 0.015$                 |
| -0.36       | $0.913 \pm 0.040$                 | $0.725 \pm 0.034$                 | $0.470 \pm 0.025$                 | $0.211 \pm 0.015$                 |
| -0.32       | $0.926 \pm 0.039$                 | $0.725 \pm 0.033$                 | $0.481 \pm 0.024$                 | $0.201 \pm 0.015$                 |
| -0.28       | $0.914 \pm 0.038$                 | $0.734 \pm 0.032$                 | $0.471 \pm 0.024$                 | $0.218 \pm 0.015$                 |
| -0.24       | $0.926 \pm 0.038$                 | $0.751 \pm 0.033$                 | $0.498 \pm 0.025$                 | $0.225 \pm 0.015$                 |
| -0.20       | $0.936 \pm 0.039$                 | $0.764 \pm 0.033$                 | $0.527 \pm 0.026$                 | $0.252 \pm 0.016$                 |
| -0.16       | $0.937 \pm 0.038$                 | $0.775 \pm 0.033$                 | $0.539 \pm 0.026$                 | $0.259 \pm 0.016$                 |
| -0.12       | $0.937 \pm 0.038$                 | $0.790 \pm 0.034$                 | $0.559 \pm 0.027$                 | $0.278 \pm 0.017$                 |
| -0.08       | $0.945 \pm 0.038$                 | $0.807 \pm 0.034$                 | $0.591 \pm 0.027$                 | $0.306 \pm 0.018$                 |
| -0.04       | $0.950 \pm 0.039$                 | $0.820 \pm 0.035$                 | $0.612 \pm 0.029$                 | $0.357 \pm 0.019$                 |
| -0.02       | $0.956 \pm 0.040$                 | $0.835 \pm 0.036$                 | $0.623 \pm 0.029$                 | $0.337 \pm 0.019$                 |
| 0.00        | $0.967 \pm 0.039$                 | $0.851 \pm 0.036$                 | $0.630 \pm 0.029$                 | $0.327 \pm 0.019$                 |
| 0.02        | $0.954 \pm 0.037$                 | $0.826 \pm 0.033$                 | $0.626 \pm 0.027$                 | $0.334 \pm 0.018$                 |
| 0.04        | $0.963 \pm 0.040$                 | $0.851 \pm 0.036$                 | $0.627 \pm 0.029$                 | $0.324 \pm 0.019$                 |
| 0.08        | $0.951 \pm 0.038$                 | $0.809 \pm 0.034$                 | $0.586 \pm 0.027$                 | $0.296 \pm 0.018$                 |
| 0.12        | $0.938 \pm 0.037$                 | $0.794 \pm 0.033$                 | $0.568 \pm 0.026$                 | $0.284 \pm 0.017$                 |
| 0.16        | $0.932 \pm 0.037$                 | $0.763 \pm 0.032$                 | $0.540 \pm 0.025$                 | $0.271 \pm 0.016$                 |
| 0.20        | $0.930 \pm 0.037$                 | $0.766 \pm 0.032$                 | $0.507 \pm 0.024$                 | $0.244 \pm 0.015$                 |
| 0.24        | $0.924 \pm 0.038$                 | $0.748 \pm 0.033$                 | $0.513 \pm 0.025$                 | $0.250 \pm 0.016$                 |
| 0.28        | $0.921 \pm 0.042$                 | $0.719 \pm 0.035$                 | $0.482 \pm 0.027$                 | $0.218 \pm 0.016$                 |
| 0.32        | $0.918 \pm 0.039$                 | $0.743 \pm 0.033$                 | $0.482 \pm 0.025$                 | $0.217 \pm 0.015$                 |
| 0.36        | $0.916 \pm 0.038$                 | $0.728 \pm 0.032$                 | $0.462 \pm 0.024$                 | $0.207 \pm 0.014$                 |
| 0.40        | $0.905 \pm 0.040$                 | $0.738 \pm 0.034$                 | $0.471 \pm 0.025$                 | $0.204 \pm 0.015$                 |

Tabelle 7.8.: Akzeptanzen im VBF-Phasenraum mit den mittleren Selektionskriterien für die unterschiedlichen oberen Begrenzungen auf  $M_{jj,H}$

grenzungen von  $M_{jj,H}$  führen zu noch kleineren Akzeptanzen als die oberen Grenzen von  $M_{jj}$ . So liegt die Akzeptanz im VBF-Phasenraum mit den mittleren Selektionskriterien für die oberen Grenzen  $M_{jj,H} < 1000 \text{ GeV}$  unterhalb von 36%. Für den VBF-Phasenraum mit den harten Selektionskriterien ist aus dem gleichen Grund wie bei den oberen Grenzen auf  $M_{jj}$  ein größerer Akzeptanzverlust als für den VBF-Phasenraum mit den mittleren Selektionskriterien zu erkennen. Für die obere Grenze  $M_{jj,H} < 2000 \text{ GeV}$  und alle stärkeren oberen Grenzen ist ebenfalls eine Verminderung der Akzeptanz mit wachsendem  $|\tilde{d}|$  zu erkennen. Dies wurde, aufgrund der in Kapitel 5.3 beschriebenen

| $\tilde{d}$ | $A_{M_{jj,H} < 3000 \text{ GeV}}$ | $A_{M_{jj,H} < 2000 \text{ GeV}}$ | $A_{M_{jj,H} < 1400 \text{ GeV}}$ | $A_{M_{jj,H} < 1000 \text{ GeV}}$ |
|-------------|-----------------------------------|-----------------------------------|-----------------------------------|-----------------------------------|
| -0.40       | $0.869 \pm 0.050$                 | $0.700 \pm 0.042$                 | $0.422 \pm 0.030$                 | $0.192 \pm 0.018$                 |
| -0.36       | $0.886 \pm 0.047$                 | $0.691 \pm 0.039$                 | $0.437 \pm 0.028$                 | $0.211 \pm 0.017$                 |
| -0.32       | $0.904 \pm 0.047$                 | $0.686 \pm 0.039$                 | $0.431 \pm 0.029$                 | $0.186 \pm 0.017$                 |
| -0.28       | $0.901 \pm 0.047$                 | $0.705 \pm 0.039$                 | $0.436 \pm 0.029$                 | $0.209 \pm 0.018$                 |
| -0.24       | $0.912 \pm 0.044$                 | $0.732 \pm 0.037$                 | $0.479 \pm 0.028$                 | $0.226 \pm 0.017$                 |
| -0.20       | $0.922 \pm 0.043$                 | $0.743 \pm 0.037$                 | $0.488 \pm 0.028$                 | $0.244 \pm 0.017$                 |
| -0.16       | $0.930 \pm 0.042$                 | $0.757 \pm 0.036$                 | $0.519 \pm 0.028$                 | $0.245 \pm 0.017$                 |
| -0.12       | $0.934 \pm 0.043$                 | $0.767 \pm 0.037$                 | $0.532 \pm 0.029$                 | $0.259 \pm 0.018$                 |
| -0.08       | $0.936 \pm 0.041$                 | $0.785 \pm 0.036$                 | $0.552 \pm 0.028$                 | $0.279 \pm 0.018$                 |
| -0.04       | $0.942 \pm 0.041$                 | $0.796 \pm 0.036$                 | $0.570 \pm 0.029$                 | $0.307 \pm 0.018$                 |
| -0.02       | $0.951 \pm 0.041$                 | $0.8167 \pm 0.037$                | $0.583 \pm 0.029$                 | $0.303 \pm 0.019$                 |
| 0.00        | $0.962 \pm 0.042$                 | $0.828 \pm 0.037$                 | $0.587 \pm 0.029$                 | $0.289 \pm 0.019$                 |
| 0.02        | $0.949 \pm 0.038$                 | $0.805 \pm 0.034$                 | $0.589 \pm 0.027$                 | $0.293 \pm 0.017$                 |
| 0.04        | $0.958 \pm 0.041$                 | $0.834 \pm 0.037$                 | $0.587 \pm 0.029$                 | $0.288 \pm 0.018$                 |
| 0.08        | $0.944 \pm 0.041$                 | $0.786 \pm 0.036$                 | $0.546 \pm 0.028$                 | $0.258 \pm 0.018$                 |
| 0.12        | $0.933 \pm 0.040$                 | $0.783 \pm 0.036$                 | $0.542 \pm 0.028$                 | $0.255 \pm 0.017$                 |
| 0.16        | $0.926 \pm 0.040$                 | $0.745 \pm 0.035$                 | $0.515 \pm 0.027$                 | $0.249 \pm 0.017$                 |
| 0.20        | $0.923 \pm 0.042$                 | $0.748 \pm 0.036$                 | $0.482 \pm 0.027$                 | $0.233 \pm 0.017$                 |
| 0.24        | $0.902 \pm 0.044$                 | $0.708 \pm 0.037$                 | $0.461 \pm 0.028$                 | $0.223 \pm 0.018$                 |
| 0.28        | $0.904 \pm 0.049$                 | $0.682 \pm 0.041$                 | $0.449 \pm 0.031$                 | $0.211 \pm 0.019$                 |
| 0.32        | $0.906 \pm 0.047$                 | $0.706 \pm 0.039$                 | $0.440 \pm 0.028$                 | $0.207 \pm 0.018$                 |
| 0.36        | $0.897 \pm 0.046$                 | $0.689 \pm 0.038$                 | $0.421 \pm 0.028$                 | $0.195 \pm 0.017$                 |
| 0.40        | $0.878 \pm 0.049$                 | $0.682 \pm 0.041$                 | $0.426 \pm 0.029$                 | $0.172 \pm 0.018$                 |

Tabelle 7.9.: Die Akzeptanzen im VBF-Phasenraum mit den harten Selektionskriterien bei oberen Begrenzungen auf  $M_{jj,H}$

Verschiebung der  $M_{jj,H}$ -Verteilung zu höheren Werten mit steigendem Betrag von  $\tilde{d}$  erwartet. Die durch  $\mathcal{O}\mathcal{O}$  erhaltenen Eichkurven sind in Abbildung 7.5 für die mittlere und in Abbildung 7.6 für die harte Selektion gezeigt. Die aus den linearen Anpassungen erhaltenen Parameter im VBF-Phasenraum mit den mittleren Selektionskriterien sind in Tabelle 7.10 zu sehen. Die  $\langle \mathcal{O}\mathcal{O} \rangle_0$  stimmen auch hier wieder innerhalb der Unsicher-

| Grenze [GeV]        | $\langle \mathcal{O}\mathcal{O} \rangle_0$ | $b_{\mathcal{O}\mathcal{O}}$ | $b_{\mathcal{O}\mathcal{O},\text{Grenze}}/b_{\mathcal{O}\mathcal{O},\infty}$ |
|---------------------|--|------------------------------|--|
| $M_{jj,H} < \infty$ | $0.041 \pm 0.028$                          | $13.77 \pm 0.64$             | 1  |
| $M_{jj,H} < 3000$   | $0.027 \pm 0.028$                          | $13.07 \pm 0.64$             | $0.949 \pm 0.064$  |
| $M_{jj,H} < 2000$   | $0.009 \pm 0.029$                          | $12.48 \pm 0.67$             | $0.906 \pm 0.064$  |
| $M_{jj,H} < 1400$   | $0.019 \pm 0.032$                          | $11.50 \pm 0.73$             | $0.835 \pm 0.066$  |
| $M_{jj,H} < 1000$   | $-0.008 \pm 0.036$                         | $9.58 \pm 0.81$              | $0.696 \pm 0.067$  |

Tabelle 7.10.: Der jeweilige Versatz und die Steigungen der linearen Anpassungen an die für  $\mathcal{O}\mathcal{O}$  erhaltenen Eichkurven im VBF-Phasenraum mit mittleren Selektionskriterien und zusätzlichen oberen Grenzen auf  $M_{jj,H}$ .

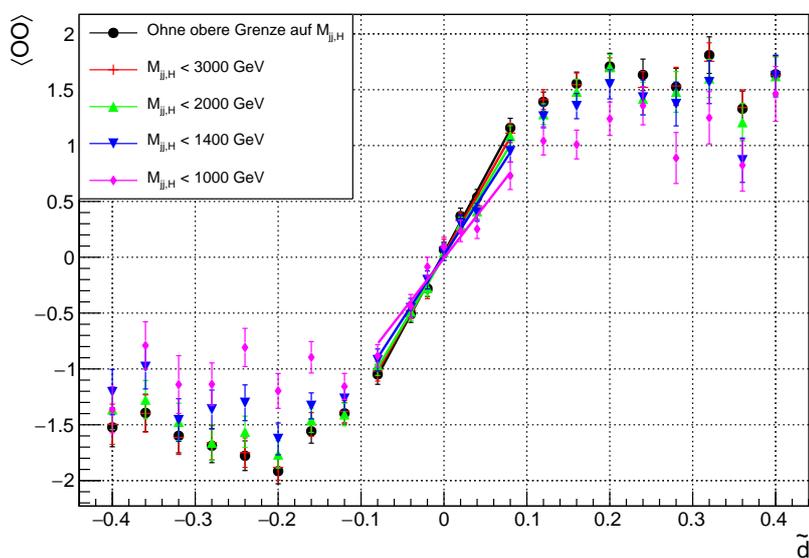


Abbildung 7.5.: Die mittels  $\mathcal{O}$  bestimmten Eichkurven im VBF-Phasenraum mit mittleren Selektionskriterien bei den vier unterschiedlichen oberen Grenzen auf  $M_{jj,H}$ . Wieder wurde im Intervall  $[-0.08, 0.08]$  eine lineare Anpassung an den Mittelwerten vorgenommen.

heit überein. Eine Abnahme der Steigung ist für die oberen Grenzen  $M_{jj,H} < 1400$  GeV auf  $(84 \pm 7)\%$  und  $M_{jj,H} < 1000$  GeV auf  $(70 \pm 7)\%$  der Steigung ohne obere Grenze zu sehen. Die Parameter der linearen Anpassungen an die für  $\mathcal{O}$  erhaltenen Eichkurven

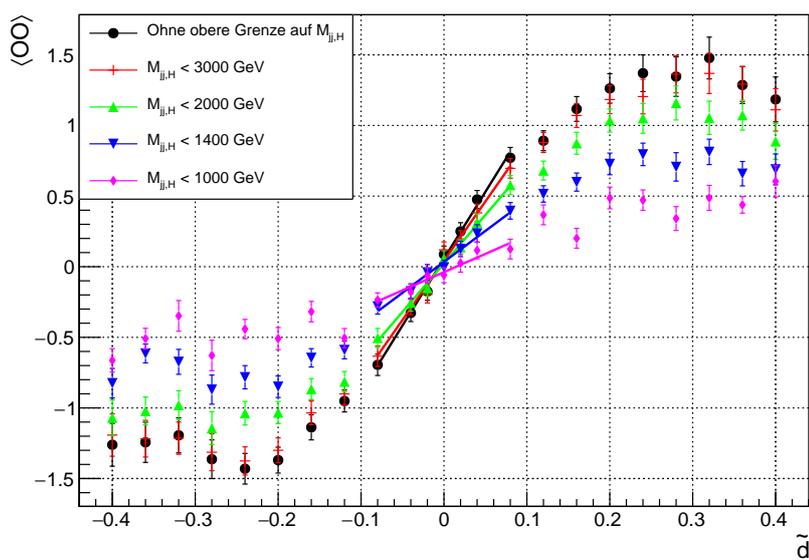


Abbildung 7.6.: Die für  $\mathcal{O}$  erhaltenen Eichkurven im VBF-Phasenraum mit harten Selektionskriterien bei den vier unterschiedlichen oberen Grenzen auf  $M_{jj,H}$  mit linearen Anpassungen im Intervall  $[-0.08, 0.08]$ .

im VBF-Phasenraum mit harten Selektionskriterien sind in Tabelle 7.11 gezeigt. Die

| Grenze [GeV]        | $\langle \mathcal{O}\mathcal{O} \rangle_0$ | $b_{\mathcal{O}\mathcal{O}}$ | $b_{\mathcal{O}\mathcal{O},\text{Grenze}}/b_{\mathcal{O}\mathcal{O},\infty}$ |
|---------------------|--|------------------------------|--|
| $M_{jj,H} < \infty$ | $0.057 \pm 0.024$                          | $9.46 \pm 0.55$              | 1  |
| $M_{jj,H} < 3000$   | $0.043 \pm 0.023$                          | $8.38 \pm 0.52$              | $0.886 \pm 0.075$  |
| $M_{jj,H} < 2000$   | $0.023 \pm 0.023$                          | $6.86 \pm 0.50$              | $0.725 \pm 0.068$  |
| $M_{jj,H} < 1400$   | $0.034 \pm 0.021$                          | $4.38 \pm 0.44$              | $0.463 \pm 0.054$  |
| $M_{jj,H} < 1000$   | $-0.038 \pm 0.022$                         | $2.58 \pm 0.45$              | $0.273 \pm 0.050$  |

Tabelle 7.11.: Der jeweilige Versatz und die Steigungen der linearen Anpassungen an die für  $\mathcal{O}\mathcal{O}$  erhaltenen Eichkurven im VBF-Phasenraum mit harten Selektionskriterien und zusätzlichen oberen Grenzen auf  $M_{jj,H}$ .

für die Grenzen erhaltenen Steigungen sind deutlich geringer. Für die oberen Grenzen  $M_{jj,H} < 1400$  GeV ist sie noch bei  $(46 \pm 5)\%$  der Steigung ohne obere Grenze, bei der Forderung  $M_{jj,H} < 1000$  GeV sogar nur noch bei  $(27 \pm 5)\%$ .

Die für  $\text{Sgnd}\Delta\phi_{jj}$  erhaltenen Eichkurven sind für den VBF-Phasenraum mit den mittleren (Abbildung 7.7) und mit den harten (Abbildung 7.8) Selektionskriterien gezeigt.

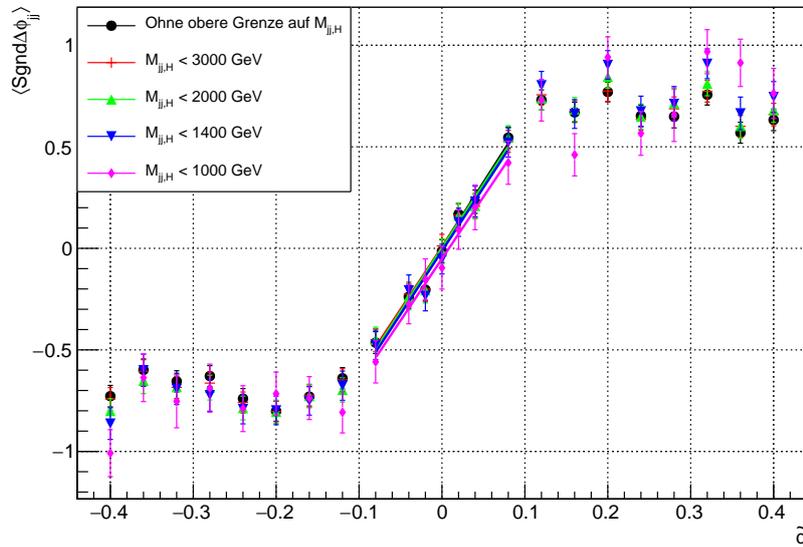


Abbildung 7.7.: Die für  $\text{Sgnd}\Delta\phi_{jj}$  erhaltenen Eichkurven im VBF-Phasenraum mit mittleren Selektionskriterien bei den vier unterschiedlichen oberen Grenzen auf  $M_{jj,H}$  mit linearen Anpassungen im Intervall  $[-0.08, 0.08]$ .

Die aus den Anpassungen erhaltenen Werte sind in Tabelle 7.12 zu sehen. Es kann ebenfalls kein signifikanter Steigungsverlust beobachtet werden. Die  $\langle \text{Sgnd}\Delta\phi_{jj} \rangle_0$ -Werte stimmen innerhalb der Unsicherheit überein.

Die für die Eichkurven im VBF-Phasenraum mit den harten Selektionskriterien erhaltenen Steigungen und der jeweilige Versatz sind in Tabelle 7.13 aufgelistet.

| Grenze [GeV]        | $\langle \text{Sgnd}\Delta\phi_{jj} \rangle_0$ | $b_{\text{Sgnd}\Delta\phi_{jj}}$ | $b_{\text{Sgnd}\Delta\phi_{jj},\text{Grenze}}/b_{\text{Sgnd}\Delta\phi_{jj},\infty}$ |
|---------------------|--|----------------------------------|--|
| $M_{jj,H} < \infty$ | $0.005 \pm 0.021$                              | $6.38 \pm 0.42$                  | 1  |
| $M_{jj,H} < 3000$   | $0.006 \pm 0.021$                              | $6.14 \pm 0.43$                  | $0.96 \pm 0.093$   |
| $M_{jj,H} < 2000$   | $0.002 \pm 0.023$                              | $6.25 \pm 0.47$                  | $0.980 \pm 0.098$  |
| $M_{jj,H} < 1400$   | $-0.013 \pm 0.028$                             | $6.23 \pm 0.56$                  | $0.98 \pm 0.11$  |
| $M_{jj,H} < 1000$   | $-0.051 \pm 0.039$                             | $6.09 \pm 0.80$                  | $0.95 \pm 0.14$  |

Tabelle 7.12.: Der jeweilige Versatz und die Steigungen der linearen Anpassungen an die für  $\text{Sgnd}\Delta\phi_{jj}$  erhaltenen Eichkurven im VBF-Phasenraum mit mittleren Selektionskriterien und zusätzlichen oberen Grenzen auf  $M_{jj,H}$ .

| Grenze [GeV]        | $\langle \text{Sgnd}\Delta\phi_{jj} \rangle_0$ | $b_{\text{Sgnd}\Delta\phi_{jj}}$ | $b_{\text{Sgnd}\Delta\phi_{jj},\text{Grenze}}/b_{\text{Sgnd}\Delta\phi_{jj},\infty}$ |
|---------------------|--|----------------------------------|--|
| $M_{jj,H} < \infty$ | $0.020 \pm 0.022$                              | $5.18 \pm 0.44$                  | 1  |
| $M_{jj,H} < 3000$   | $0.022 \pm 0.022$                              | $4.86 \pm 0.46$                  | $0.94 \pm 0.12$  |
| $M_{jj,H} < 2000$   | $0.021 \pm 0.025$                              | $4.75 \pm 0.51$                  | $0.92 \pm 0.13$  |
| $M_{jj,H} < 1400$   | $0.014 \pm 0.029$                              | $4.27 \pm 0.61$                  | $0.82 \pm 0.14$  |
| $M_{jj,H} < 1000$   | $-0.028 \pm 0.041$                             | $3.58 \pm 0.89$                  | $0.69 \pm 0.18$  |

Tabelle 7.13.: Der jeweilige Versatz und die Steigungen der linearen Anpassungen an die für  $\text{Sgnd}\Delta\phi_{jj}$  erhaltenen Eichkurven im VBF-Phasenraum mit harten Selektionskriterien und zusätzlichen oberen Grenzen auf  $M_{jj,H}$ .

Es ist lediglich für die oberen Grenzen  $M_{jj,H} < 1000$  GeV ein signifikanter Steigungsverlust zu sehen. Für die anderen Grenzen ist jedoch auch eine Tendenz zu kleineren Werten der Steigung zu erkennen. Erneut stimmen die  $\langle \text{Sgnd}\Delta\phi_{jj} \rangle_0$ -Werte überein. Zusammenfassend ist ein sehr ähnliches Verhalten wie bei den oberen Grenzen auf  $M_{jj}$  zu sehen. Im VBF-Phasenraum mit den mittleren Selektionsbeschränkungen ist durch die gewählten Grenzen ein sehr kleiner Effekt für die für  $\mathcal{O}\mathcal{O}$  und  $\text{Sgnd}\Delta\phi_{jj}$  erhaltenen Eichkurven zu erkennen. Die Steigung der mittels  $\mathcal{O}\mathcal{O}$  bestimmten Kurven ist für alle oberen Grenzen jedoch mindestens 1.5 mal größer. Die durch  $\mathcal{O}\mathcal{O}$  bestimmten Eichkurven flachen mit stärkeren oberen Grenzen auf  $M_{jj,H}$  deutlich ab. Für  $M_{jj,H} < 1400$  GeV und  $M_{jj,H} < 1000$  GeV führt dies dazu, dass die Steigungen der Eichkurven für beide Observablen jeweils übereinstimmen.

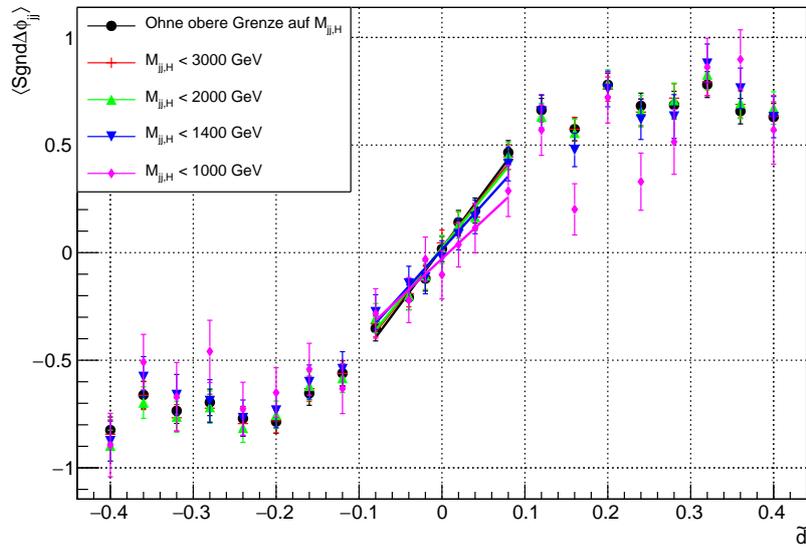


Abbildung 7.8.: Die mittels  $\text{Sgnd} \Delta \phi_{jj}$  bestimmten Eichkurven im VBF-Phasenraum mit harten Selektionskriterien bei den vier unterschiedlichen oberen Grenzen auf  $M_{jj,H}$  mit linearen Anpassungen im Intervall  $[-0.08, 0.08]$ .

### 7.3. Änderung der Eichkurven bei oberen Grenzen auf $p_T(j_1)$

Als dritte kinematische Observable wurde  $p_T(j_1)$  aufgrund der starken Korrelation (in erster Näherung  $q_1^2 = -p_T^2(j_1)$ ) zum Viererimpuls ( $q_i$ ) eines der elektroschwachen Eichbosonen, welche durch Fusion das Higgs-Boson erzeugen, gewählt. Hier wurde ebenfalls der Effekt der in Tabelle 7.1 gezeigten oberen Grenzen auf die Eichkurven untersucht. Die mit Gleichung (7.1) berechneten Akzeptanzen sind für den VBF-Phasenraum mit den mittleren (Tabelle 7.14) und den harten (Tabelle 7.15) Selektionskriterien zu sehen.

| $\tilde{d}$ | $A_{p_{T,j_1} < 240 \text{ GeV}}$ | $A_{p_{T,j_1} < 200 \text{ GeV}}$ | $A_{p_{T,j_1} < 140 \text{ GeV}}$ | $A_{p_{T,j_1} < 100 \text{ GeV}}$ |
|-------------|-----------------------------------|-----------------------------------|-----------------------------------|-----------------------------------|
| -0.40       | $0.679 \pm 0.033$                 | $0.595 \pm 0.030$                 | $0.415 \pm 0.023$                 | $0.250 \pm 0.017$                 |
| -0.36       | $0.706 \pm 0.033$                 | $0.618 \pm 0.030$                 | $0.437 \pm 0.023$                 | $0.268 \pm 0.017$                 |
| -0.32       | $0.725 \pm 0.032$                 | $0.647 \pm 0.030$                 | $0.454 \pm 0.023$                 | $0.288 \pm 0.017$                 |
| -0.28       | $0.723 \pm 0.032$                 | $0.636 \pm 0.030$                 | $0.472 \pm 0.023$                 | $0.300 \pm 0.017$                 |
| -0.24       | $0.760 \pm 0.033$                 | $0.686 \pm 0.030$                 | $0.520 \pm 0.025$                 | $0.355 \pm 0.019$                 |
| -0.20       | $0.815 \pm 0.035$                 | $0.744 \pm 0.032$                 | $0.582 \pm 0.027$                 | $0.396 \pm 0.020$                 |
| -0.16       | $0.833 \pm 0.034$                 | $0.769 \pm 0.032$                 | $0.614 \pm 0.027$                 | $0.416 \pm 0.021$                 |
| -0.12       | $0.858 \pm 0.036$                 | $0.795 \pm 0.034$                 | $0.652 \pm 0.029$                 | $0.440 \pm 0.022$                 |
| -0.08       | $0.906 \pm 0.037$                 | $0.863 \pm 0.036$                 | $0.712 \pm 0.031$                 | $0.498 \pm 0.024$                 |
| -0.04       | $0.964 \pm 0.039$                 | $0.930 \pm 0.038$                 | $0.784 \pm 0.033$                 | $0.571 \pm 0.026$                 |
| -0.02       | $0.960 \pm 0.039$                 | $0.923 \pm 0.038$                 | $0.782 \pm 0.034$                 | $0.556 \pm 0.026$                 |
| 0.00        | $0.965 \pm 0.039$                 | $0.929 \pm 0.038$                 | $0.791 \pm 0.033$                 | $0.556 \pm 0.026$                 |
| 0.02        | $0.962 \pm 0.037$                 | $0.924 \pm 0.035$                 | $0.780 \pm 0.031$                 | $0.551 \pm 0.024$                 |
| 0.04        | $0.958 \pm 0.039$                 | $0.920 \pm 0.038$                 | $0.778 \pm 0.033$                 | $0.559 \pm 0.026$                 |
| 0.08        | $0.927 \pm 0.037$                 | $0.869 \pm 0.036$                 | $0.722 \pm 0.031$                 | $0.491 \pm 0.024$                 |
| 0.12        | $0.872 \pm 0.035$                 | $0.820 \pm 0.033$                 | $0.665 \pm 0.028$                 | $0.463 \pm 0.022$                 |
| 0.16        | $0.857 \pm 0.034$                 | $0.795 \pm 0.033$                 | $0.646 \pm 0.028$                 | $0.429 \pm 0.021$                 |
| 0.20        | $0.788 \pm 0.033$                 | $0.723 \pm 0.031$                 | $0.549 \pm 0.025$                 | $0.346 \pm 0.019$                 |
| 0.24        | $0.756 \pm 0.033$                 | $0.664 \pm 0.030$                 | $0.487 \pm 0.024$                 | $0.319 \pm 0.018$                 |
| 0.28        | $0.738 \pm 0.035$                 | $0.636 \pm 0.032$                 | $0.464 \pm 0.025$                 | $0.306 \pm 0.019$                 |
| 0.32        | $0.723 \pm 0.032$                 | $0.624 \pm 0.029$                 | $0.446 \pm 0.023$                 | $0.277 \pm 0.017$                 |
| 0.36        | $0.700 \pm 0.031$                 | $0.610 \pm 0.028$                 | $0.442 \pm 0.022$                 | $0.264 \pm 0.016$                 |
| 0.40        | $0.706 \pm 0.033$                 | $0.620 \pm 0.030$                 | $0.422 \pm 0.023$                 | $0.2406 \pm 0.016$                |

Tabelle 7.14.: Die Akzeptanzen für den VBF-Phasenraum mit mittleren Selektionskriterien für obere Grenzen auf  $p_T(j_1)$ .

Für den VBF-Phasenraum mit den mittleren Selektionskriterien ist auch hier ein deutlicher Akzeptanzverlust bei den stärkeren oberen Grenzen ( $A_{p_{T,j_1} < 140 \text{ GeV}} < 0.80$ ,  $A_{p_{T,j_1} < 100 \text{ GeV}} < 0.60$ ) zu erkennen. Die Akzeptanz für die oberen Grenzen auf  $p_T(j_1)$  nimmt mit steigendem  $|\tilde{d}|$ -Wert deutlich stärker ab als für  $M_{j\bar{j}}$  und  $M_{j\bar{j},H}$ . Für die oberen Grenzen  $p_{T,j_1} < 100 \text{ GeV}$  halbiert sich die Akzeptanz von  $\tilde{d} = 0$  zu  $\tilde{d} = 0.40$ . Diese starke Abnahme der Akzeptanz ist zu erwarten, da schon in Kapitel 5.3 festgestellt werden konnte, dass  $p_{T,j_1}$  die größte Verschiebung zu höheren Werten der drei in diesem

Kapitel betrachteten kinematischen Observablen mit steigendem  $|\tilde{d}|$  aufweist.

| $\tilde{d}$ | $A_{p_{T,j_1} < 240 \text{ GeV}}$ | $A_{p_{T,j_1} < 200 \text{ GeV}}$ | $A_{p_{T,j_1} < 140 \text{ GeV}}$ | $A_{p_{T,j_1} < 100 \text{ GeV}}$ |
|-------------|-----------------------------------|-----------------------------------|-----------------------------------|-----------------------------------|
| -0.40       | $0.843 \pm 0.048$                 | $0.773 \pm 0.045$                 | $0.612 \pm 0.038$                 | $0.399 \pm 0.029$                 |
| -0.36       | $0.836 \pm 0.044$                 | $0.777 \pm 0.042$                 | $0.620 \pm 0.035$                 | $0.415 \pm 0.027$                 |
| -0.32       | $0.876 \pm 0.046$                 | $0.828 \pm 0.044$                 | $0.652 \pm 0.037$                 | $0.441 \pm 0.028$                 |
| -0.28       | $0.867 \pm 0.045$                 | $0.798 \pm 0.043$                 | $0.661 \pm 0.037$                 | $0.454 \pm 0.028$                 |
| -0.24       | $0.888 \pm 0.043$                 | $0.831 \pm 0.041$                 | $0.677 \pm 0.035$                 | $0.492 \pm 0.028$                 |
| -0.20       | $0.919 \pm 0.043$                 | $0.863 \pm 0.041$                 | $0.726 \pm 0.036$                 | $0.520 \pm 0.028$                 |
| -0.16       | $0.926 \pm 0.042$                 | $0.881 \pm 0.040$                 | $0.740 \pm 0.035$                 | $0.528 \pm 0.028$                 |
| -0.12       | $0.922 \pm 0.042$                 | $0.884 \pm 0.041$                 | $0.756 \pm 0.036$                 | $0.547 \pm 0.029$                 |
| -0.08       | $0.949 \pm 0.041$                 | $0.918 \pm 0.040$                 | $0.804 \pm 0.036$                 | $0.589 \pm 0.029$                 |
| -0.04       | $0.969 \pm 0.041$                 | $0.946 \pm 0.040$                 | $0.837 \pm 0.037$                 | $0.632 \pm 0.030$                 |
| -0.02       | $0.970 \pm 0.042$                 | $0.954 \pm 0.041$                 | $0.837 \pm 0.037$                 | $0.620 \pm 0.030$                 |
| 0.00        | $0.979 \pm 0.042$                 | $0.956 \pm 0.041$                 | $0.852 \pm 0.038$                 | $0.627 \pm 0.030$                 |
| 0.02        | $0.970 \pm 0.039$                 | $0.943 \pm 0.038$                 | $0.834 \pm 0.035$                 | $0.613 \pm 0.028$                 |
| 0.04        | $0.977 \pm 0.042$                 | $0.951 \pm 0.041$                 | $0.833 \pm 0.037$                 | $0.622 \pm 0.030$                 |
| 0.08        | $0.954 \pm 0.041$                 | $0.918 \pm 0.040$                 | $0.805 \pm 0.036$                 | $0.575 \pm 0.028$                 |
| 0.12        | $0.944 \pm 0.041$                 | $0.911 \pm 0.039$                 | $0.776 \pm 0.035$                 | $0.569 \pm 0.028$                 |
| 0.16        | $0.931 \pm 0.040$                 | $0.886 \pm 0.039$                 | $0.751 \pm 0.034$                 | $0.532 \pm 0.027$                 |
| 0.20        | $0.900 \pm 0.041$                 | $0.846 \pm 0.039$                 | $0.690 \pm 0.034$                 | $0.457 \pm 0.026$                 |
| 0.24        | $0.853 \pm 0.043$                 | $0.791 \pm 0.041$                 | $0.635 \pm 0.035$                 | $0.451 \pm 0.027$                 |
| 0.28        | $0.865 \pm 0.047$                 | $0.799 \pm 0.045$                 | $0.632 \pm 0.038$                 | $0.443 \pm 0.030$                 |
| 0.32        | $0.842 \pm 0.044$                 | $0.775 \pm 0.042$                 | $0.613 \pm 0.035$                 | $0.413 \pm 0.027$                 |
| 0.36        | $0.855 \pm 0.044$                 | $0.786 \pm 0.042$                 | $0.632 \pm 0.035$                 | $0.416 \pm 0.027$                 |
| 0.40        | $0.848 \pm 0.047$                 | $0.777 \pm 0.044$                 | $0.594 \pm 0.036$                 | $0.380 \pm 0.027$                 |

Tabelle 7.15.: Die Akzeptanzen für den VBF-Phasenraum mit harten Selektionskriterien für obere Grenzen auf  $p_T(j_1)$ .

Die Akzeptanzen des VBF-Phasenraums mit den harten Selektionskriterien weisen das gleiche Verhalten auf. Im Gegensatz zu den oberen Begrenzungen auf  $M_{jj}$  und  $M_{jj,H}$  sind die Akzeptanzverluste durch die  $p_T(j_1)$ -Grenzen in der harten Selektion jedoch geringer als in der mittleren Selektion. In Abbildung 7.9 wurde  $p_T(j_1)$  gegen  $\Delta\eta$  für die mittlere Selektion aufgetragen.

Hier ist zu sehen, dass durch die zusätzliche Beschränkung von  $|\Delta\eta| > 4$  (für die harte Selektion) überwiegend Ereignisse mit großem  $p_T(j_1)$ -Wert verworfen werden. Dadurch führen die zusätzlichen oberen Grenzen auf  $p_T(j_1)$  zu einem geringeren Verlust an Ereignissen im VBF-Phasenraum der harten Selektion, was zu größeren Akzeptanzen führt.

Die mit der Optimalen Observablen erhaltenen Eichkurven sind in Abbildung 7.10 für die mittlere und Abbildung 7.11 für die harte Selektion gezeigt.

Die aus den linearen Anpassungen erhaltenen Parameter sind in Tabelle 7.16 für die mittleren und Tabelle 7.17 für die harten Selektionskriterien zu sehen.

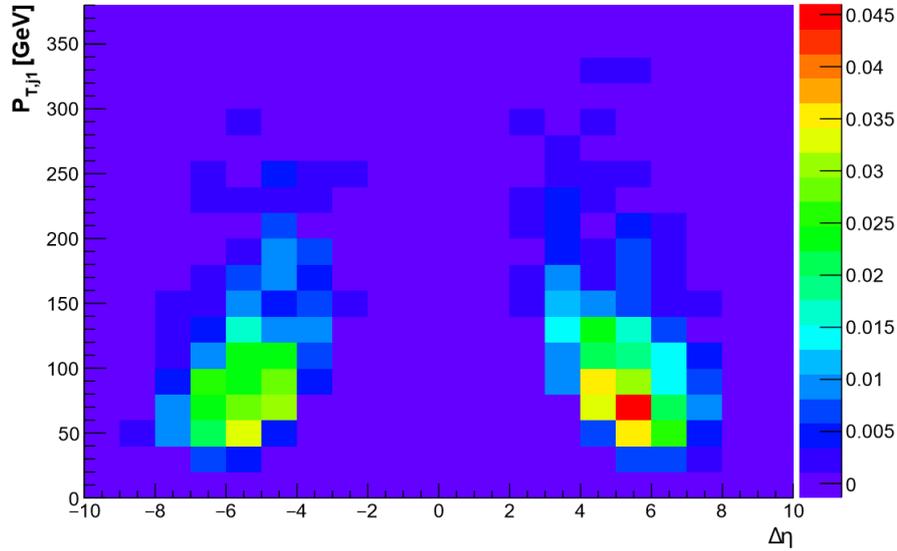


Abbildung 7.9.:  $p_T(j_1)$ -Verteilung in Abhängigkeit von  $\Delta\eta$  für das Standardmodell im VBF-Phasenraum mit mittleren Selektionskriterien auf die Ereignisanzahl normiert.

| Grenze [GeV]        | $\langle\mathcal{O}\mathcal{O}\rangle_0$ | $b_{\mathcal{O}\mathcal{O}}$ | $b_{\mathcal{O}\mathcal{O},\text{Grenze}}/b_{\mathcal{O}\mathcal{O},\infty}$ |
|---------------------|--|------------------------------|--|
| $p_T(j_1) < \infty$ | $0.041 \pm 0.028$                        | $13.77 \pm 0.64$             | 1  |
| $p_T(j_1) < 240$    | $0.039 \pm 0.026$                        | $11.75 \pm 0.56$             | $0.853 \pm 0.057$  |
| $p_T(j_1) < 200$    | $0.018 \pm 0.024$                        | $9.53 \pm 0.52$              | $0.692 \pm 0.050$  |
| $p_T(j_1) < 140$    | $0.004 \pm 0.019$                        | $5.85 \pm 0.41$              | $0.425 \pm 0.036$  |
| $p_T(j_1) < 100$    | $0.009 \pm 0.015$                        | $2.95 \pm 0.31$              | $0.214 \pm 0.025$  |

Tabelle 7.16.: Der jeweilige Versatz und die Steigungen der linearen Anpassungen an die für  $\mathcal{O}\mathcal{O}$  erhaltenen Eichkurven im VBF-Phasenraum mit mittleren Selektionskriterien und zusätzlichen oberen Grenzen auf  $p_T(j_1)$ .

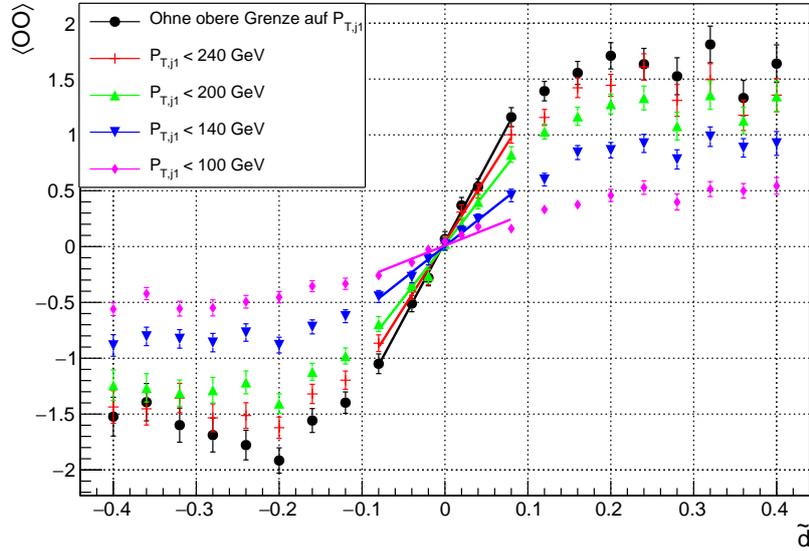


Abbildung 7.10.: Die mittels  $\mathcal{O}$  bestimmten Eichkurven im VBF-Phasenraum mit mittleren Selektionskriterien bei den vier unterschiedlichen oberen Grenzen auf  $p_T(j_1)$  mit linearen Anpassungen im Intervall  $[-0.08, 0.08]$ .

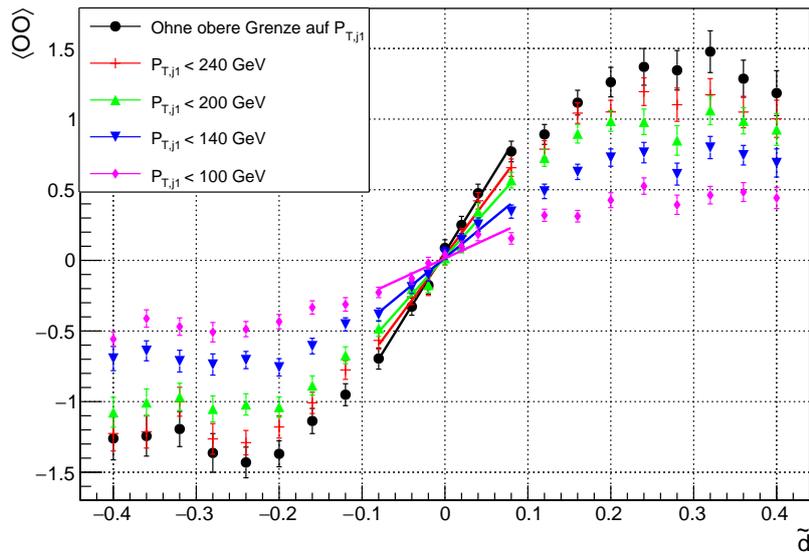


Abbildung 7.11.: Die mittels  $\mathcal{O}$  bestimmten Eichkurven im VBF-Phasenraum mit harten Selektionskriterien bei den vier unterschiedlichen oberen Grenzen auf  $p_T(j_1)$  mit linearen Anpassungen im Intervall  $[-0.08, 0.08]$ .

| Grenze [GeV]        | $\langle \mathcal{O}\mathcal{O} \rangle_0$ | $b_{\mathcal{O}\mathcal{O}}$ | $b_{\mathcal{O}\mathcal{O},\text{Grenze}}/b_{\mathcal{O}\mathcal{O},\infty}$ |
|---------------------|--|------------------------------|--|
| $p_T(j_1) < \infty$ | $0.057 \pm 0.024$                          | $9.46 \pm 0.55$              | 1  |
| $p_T(j_1) < 240$    | $0.034 \pm 0.022$                          | $7.90 \pm 0.47$              | $0.835 \pm 0.069$  |
| $p_T(j_1) < 200$    | $0.023 \pm 0.020$                          | $6.61 \pm 0.43$              | $0.699 \pm 0.061$  |
| $p_T(j_1) < 140$    | $0.017 \pm 0.017$                          | $4.83 \pm 0.36$              | $0.463 \pm 0.048$  |
| $p_T(j_1) < 100$    | $0.014 \pm 0.015$                          | $2.71 \pm 0.30$              | $0.286 \pm 0.036$  |

Tabelle 7.17.: Der jeweilige Versatz und die Steigung der linearen Anpassungen an die für  $\mathcal{O}\mathcal{O}$  erhaltenen Eichkurven im VBF-Phasenraum mit harten Selektionskriterien und zusätzliche oberen Grenzen auf  $p_T(j_1)$ .

Schon für die Forderungen  $p_T(j_1) < 240$  GeV und  $p_T(j_1) < 200$  GeV ist eine signifikante Verringerung der Steigung in beiden VBF-Phasenräumen zu erkennen. Auch stimmen in beiden VBF-Phasenräumen die relativen Verringerungen der Steigungen für die jeweiligen oberen Grenzen innerhalb der Unsicherheiten überein. Es ist also im Vergleich zu den anderen beiden kinematischen Observablen, bei oberer Begrenzung von  $p_T(j_1)$ , für die für  $\mathcal{O}\mathcal{O}$  erhaltenen Eichkurven kein Unterschied zu sehen. Die  $\langle \mathcal{O}\mathcal{O} \rangle_0$ -Werte zeigen in der mittleren Selektion ebenfalls eine gute Übereinstimmung. In der harten Selektion ist innerhalb von 1.5-fachen Unsicherheiten ebenfalls eine Übereinstimmung zu sehen.

Die mit  $\text{Sgnd}\Delta\phi_{jj}$  erhaltenen Eichkurven sind in Abbildung 7.12 (mittlere Selektion) und Abbildung 7.13 (harte Selektion) gezeigt.

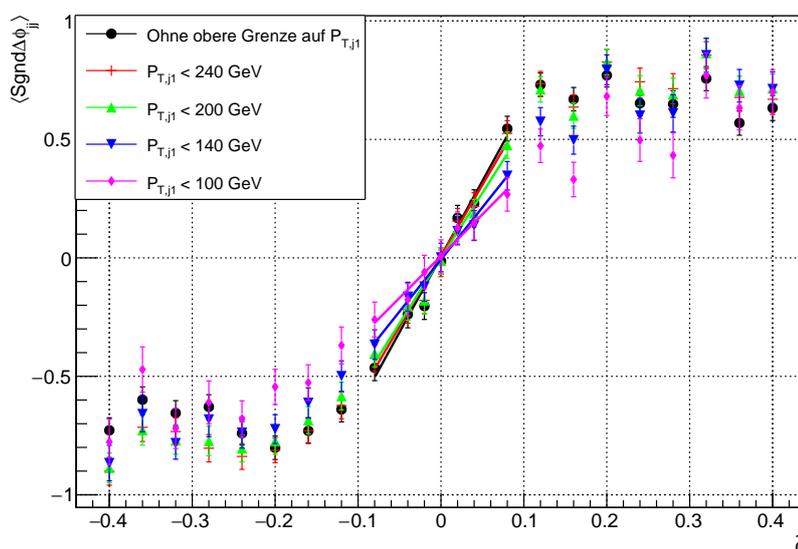


Abbildung 7.12.: Die mittels  $\text{Sgnd}\Delta\phi_{jj}$  bestimmten Eichkurven im VBF-Phasenraum mit mittleren Selektionskriterien bei den vier unterschiedlichen oberen Grenzen auf  $p_T(j_1)$  mit linearen Anpassungen im Intervall  $[-0.08, 0.08]$ .

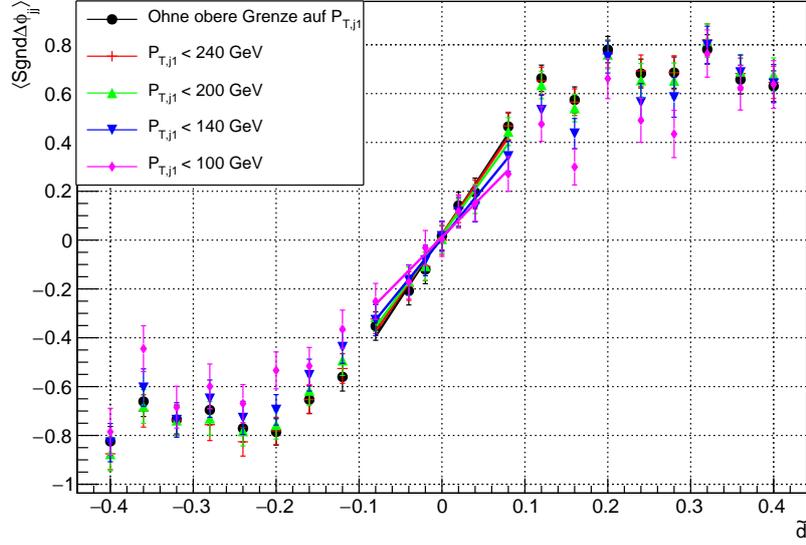


Abbildung 7.13.: Die mittels  $\langle \text{Sgnd}\Delta\phi_{jj} \rangle$  bestimmten Eichkurven im VBF-Phasenraum mit harten Selektionskriterien bei den vier unterschiedlichen oberen Grenzen auf  $p_T(j_1)$  mit linearen Anpassungen im Intervall  $[-0.08, 0.08]$ .

Die aus den Anpassungen erhaltenen Parameter sind in Tabelle 7.18 (mittlere Selektion) und Tabelle 7.19 (harte Selektion) gezeigt.

| Grenze [GeV]        | $\langle \text{Sgnd}\Delta\phi_{jj} \rangle_0$ | $b_{\text{Sgnd}\Delta\phi_{jj}}$ | $b_{\text{Sgnd}\Delta\phi_{jj}, \text{Grenze}}/b_{\text{Sgnd}\Delta\phi_{jj}, \infty}$ |
|---------------------|--|----------------------------------|--|
| $p_T(j_1) < \infty$ | $0.005 \pm 0.021$                              | $6.38 \pm 0.42$                  | 1  |
| $p_T(j_1) < 240$    | $0.009 \pm 0.021$                              | $5.98 \pm 0.43$                  | $0.937 \pm 0.091$  |
| $p_T(j_1) < 200$    | $-0.001 \pm 0.021$                             | $5.50 \pm 0.44$                  | $0.862 \pm 0.089$  |
| $p_T(j_1) < 140$    | $-0.007 \pm 0.023$                             | $4.39 \pm 0.47$                  | $0.688 \pm 0.086$  |
| $p_T(j_1) < 100$    | $0.007 \pm 0.027$                              | $3.52 \pm 0.55$                  | $0.551 \pm 0.094$  |

Tabelle 7.18.: Der jeweilige Versatz und die Steigungen der linearen Anpassungen an die für  $\langle \text{Sgnd}\Delta\phi_{jj} \rangle$  erhaltenen Eichkurven im VBF-Phasenraum mit mittleren Selektionskriterien und zusätzlichen oberen Grenzen auf  $p_T(j_1)$ .

Auch für die durch  $\langle \text{Sgnd}\Delta\phi_{jj} \rangle$  bestimmten Eichkurven ist ein übereinstimmender Verlust an Steigung in beiden VBF-Phasenräumen zu sehen.

Der in Kapitel 7.1 bereits angesprochene Effekt, dass die Unsicherheiten der Mittelwerte für härtere obere Grenzen der kinematischen Observablen für  $\langle \text{Sgnd}\Delta\phi_{jj} \rangle$  deutlich mehr zunehmen als für die Mittelwerte von  $\mathcal{O}$  ist bei den oberen Grenzen auf  $p_T(j_1)$  am deutlichsten zu sehen. Die Unsicherheiten für die Optimale Observable nehmen mit stärkeren Grenzen sogar ab. In Tabelle 7.20 sind die Unsicherheiten der jeweiligen Mittelwerte und die zur Berechnung benötigten Parameter für  $\bar{d} = 0.08$  im VBF-Phasenraum mit den mittleren Selektionskriterien gezeigt.

Eine deutliche Abnahme der Standardabweichung für die Optimale Observable ist zu

| Grenze [GeV]        | $\langle \text{Sgnd}\Delta\phi_{jj} \rangle_0$ | $b_{\text{Sgnd}\Delta\phi_{jj}}$ | $b_{\text{Sgnd}\Delta\phi_{jj}, \text{Grenze}}/b_{\text{Sgnd}\Delta\phi_{jj}, \infty}$ |
|---------------------|--|----------------------------------|--|
| $p_T(j_1) < \infty$ | $0.020 \pm 0.022$                              | $5.18 \pm 0.44$                  | 1  |
| $p_T(j_1) < 240$    | $0.023 \pm 0.022$                              | $4.97 \pm 0.45$                  | $0.96 \pm 0.12$  |
| $p_T(j_1) < 200$    | $0.020 \pm 0.022$                              | $4.70 \pm 0.46$                  | $0.91 \pm 0.12$  |
| $p_T(j_1) < 140$    | $0.006 \pm 0.023$                              | $4.15 \pm 0.48$                  | $0.80 \pm 0.11$  |
| $p_T(j_1) < 100$    | $0.012 \pm 0.027$                              | $3.44 \pm 0.55$                  | $0.66 \pm 0.12$  |

Tabelle 7.19.: Der jeweilige Versatz und die Steigungen der linearen Anpassungen an die für  $\text{Sgnd}\Delta\phi_{jj}$  erhaltenen Eichkurven im VBF-Phasenraum mit harten Selektionskriterien und zusätzlichen oberen Grenzen auf  $p_T(j_1)$ .

| Grenze [GeV]        | $N_{\text{eff}, \mathcal{O}\mathcal{O}}$ | $\sigma_{\mathcal{O}\mathcal{O}}$ | $s_{(\mathcal{O}\mathcal{O})}$ | $N_{\text{eff}, \text{Sgnd}\Delta\phi_{jj}}$ | $\sigma_{\text{Sgnd}\Delta\phi_{jj}}$ | $S_{\langle \text{Sgnd}\Delta\phi_{jj} \rangle}$ |
|---------------------|--|-----------------------------------|--------------------------------|--|---------------------------------------|--|
| $p_T(j_1) < \infty$ | 1250.54                                  | 3.014                             | 0.085                          | 1241.98                                      | 1.848                                 | 0.052  |
| $p_T(j_1) < 240$    | 1208.06                                  | 2.627                             | 0.076                          | 1184.98                                      | 1.840                                 | 0.053  |
| $p_T(j_1) < 200$    | 1134.52                                  | 2.374                             | 0.070                          | 1112.05                                      | 1.843                                 | 0.055  |
| $p_T(j_1) < 140$    | 964.609                                  | 1.746                             | 0.056                          | 954.138                                      | 1.859                                 | 0.060  |
| $p_T(j_1) < 100$    | 661.021                                  | 1.089                             | 0.042                          | 659.719                                      | 1.813                                 | 0.071  |

Tabelle 7.20.: Die Unsicherheiten der Mittelwerte und die dazu verwendeten Parameter im VBF-Phasenraum der mittleren Selektionskriterien bei  $\tilde{d} = 0.08$ .

erkennen. Für  $\text{Sgnd}\Delta\phi_{jj}$  ist nur eine sehr geringe Änderung zu kleineren Werten zu erkennen. Die effektiven Ereignisanzahlen nehmen bei beiden Observablen ab. Dies führt zu einer Verkleinerung der Unsicherheit mit stärkeren  $p_T(j_1)$ -Grenzen für die Mittelwerte der Optimalen Observablen und zu einem Anstieg für die Unsicherheiten der Mittelwerte von  $\text{Sgnd}\Delta\phi_{jj}$ .

---

# 8 Sensitivität für die Messung von $\tilde{d}$

---

## 8.1. Erwartete Genauigkeit in der Messung von $\tilde{d}$

Die erwartete Genauigkeit in der Messung von  $\tilde{d}$  bei einer integrierten Luminosität von  $100 \text{ fb}^{-1}$  und einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$  wird in diesem Kapitel abgeschätzt. Sie basiert auf der Annahme, dass in der Natur  $\tilde{d} = 0$  realisiert ist. Dies bedeutet, dass für die Messung des Mittelwerts einer CP-ungeraden Observablen  $\langle O_{CP} \rangle = 0$  erwartet wird. Aus dem linearen Zusammenhang (für kleine Beträge von  $\tilde{d}$ ) zwischen den Mittelwerten der CP-ungeraden Observablen ( $\langle O_{CP} \rangle$ ) und  $\tilde{d}$

$$\tilde{d} = \frac{\langle O_{CP} \rangle}{b_{O,\text{Grenze}}} \quad (8.1)$$

ergibt sich

$$s_{\tilde{d}} = \frac{s_{\langle O_{CP} \rangle}}{b_{O,\text{Grenzen}}} \quad (8.2)$$

für die Genauigkeit auf  $\tilde{d}$  ( $s_{\tilde{d}}$ ). Die Unsicherheit auf den Mittelwert ( $s_{\langle O_{CP} \rangle}$ ) ist durch

$$s_{\langle O \rangle} = \frac{\sigma_{\langle O_{CP} \rangle}}{\sqrt{N_{\text{eff}}}} \quad (8.3)$$

gegeben. Die verwendeten Standardabweichungen ( $\sigma_{\langle O_{CP} \rangle}$ ) für  $\tilde{d} = 0$  wurden aus den jeweiligen Verteilungen der generierten Ereignisse gewonnen. Die für die Abschätzung verwendete Ereignisanzahl basiert auf Messungen von  $\tilde{d}$  im

$$H \rightarrow \tau^- + \tau^+$$

Zerfall bei einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$  und einer integrierten Luminosität von  $20.3 \text{ fb}^{-1}$  (aus *Run1* des LHC).

Die für eine Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$  und eine integrierte Luminosität von  $100 \text{ fb}^{-1}$  erwarteten Ereignisse wurden über

$$N_{R_2} = N_{R_1} \cdot \frac{\sigma_{13 \text{ TeV}}}{\sigma_{8 \text{ TeV}}} \cdot \frac{L_{13 \text{ TeV}}}{L_{8 \text{ TeV}}} \quad (8.4)$$

abgeschätzt. Für die Ereignisanzahl aus *Run1* wurde  $N_{R_1} = 26.5$  verwendet [24]. Das Verhältnis der beiden integrierten Luminositäten ist durch  $\frac{L_{13 \text{ TeV}}}{L_{8 \text{ TeV}}} = \frac{100}{20.3}$  gegeben. Für die beiden Wirkungsquerschnitte der Schwerpunktsenergien wurde ein Verhältnis von  $\frac{\sigma_{13 \text{ TeV}}}{\sigma_{8 \text{ TeV}}} = 2.4$  verwendet [52].

Für die effektiven Ereignisanzahlen, die in Gleichung (8.3) verwendet wurden, wurde zusätzlich noch die Akzeptanz der jeweiligen oberen Grenzen auf die kinematischen Observablen berücksichtigt:

$$N_{\text{eff}} = N_{R_2} \cdot A_{\text{Grenze}} \quad (8.5)$$

Die Akzeptanzunterschiede zwischen den unterschiedlichen VBF-Phasenräumen wurden jedoch nicht berücksichtigt, da die in Messungen erhaltenen Ereignisanzahlen durch Anpassungen weiterer Selektionskriterien der multivariablen Analysen, die in den hier betrachteten VBF-Phasenräumen nicht berücksichtigt wurden, entsprechend angepasst werden können.

Die für  $\mathcal{OO}$  und  $\text{Sgnd}\Delta\phi_{jj}$  erhaltenen Abschätzungen für die Messungenauigkeiten auf  $\tilde{d}$  und die dafür verwendeten Werte sind in den Tabellen 8.1-8.12 für die VBF-Phasenräume mit mittleren und harten Selektionskriterien und bei den oberen Grenzen für die verschiedenen kinematischen Observablen  $M_{jj}$ ,  $M_{jj,H}$  und  $p_T(j_1)$  gezeigt. Die erwarteten Messungenauigkeiten für alle drei VBF-Phasenräume für sind ebenfalls in den Abbildungen 8.1-8.3 gezeigt.

| Grenze [GeV]      | $\sigma_{\langle\mathcal{OO}\rangle}$ | $N_{\text{eff}}$ | $s_{\langle\mathcal{OO}\rangle}$ | $b_{\mathcal{OO},\text{Grenze}}$ | $s_{\tilde{d},\mathcal{OO}}$ |
|-------------------|---------------------------------------|------------------|----------------------------------|----------------------------------|------------------------------|
| $M_{jj} < \infty$ | 2.380                                 | 313              | 0.134                            | 13.77                            | 0.010                        |
| $M_{jj} < 3000$   | 2.371                                 | 308              | 0.135                            | 13.54                            | 0.010                        |
| $M_{jj} < 2000$   | 2.334                                 | 286              | 0.138                            | 13.49                            | 0.010                        |
| $M_{jj} < 1400$   | 2.323                                 | 243              | 0.149                            | 13.06                            | 0.011                        |
| $M_{jj} < 800$    | 2.069                                 | 122              | 0.187                            | 11.70                            | 0.016                        |

Tabelle 8.1.: Die für  $\mathcal{OO}$  erhaltenen Messungenauigkeiten auf  $\tilde{d}$  und die dafür verwendeten Größen für den VBF-Phasenraum mit mittleren Selektionskriterien bei oberen Grenzen auf  $M_{jj}$ .

| Grenze [GeV]      | $\sigma_{\langle\text{Sgnd}\Delta\Phi_{jj}\rangle}$ | $N_{\text{eff}}$ | $s_{\langle\text{Sgnd}\Delta\Phi_{jj}\rangle}$ | $b_{\text{Sgnd}\Delta\phi_{jj},\text{Grenze}}$ | $s_{\tilde{d},\text{Sgnd}\Delta\phi_{jj}}$ |
|-------------------|---|------------------|--|--|--|
| $M_{jj} < \infty$ | 1.948   | 313              | 0.110  | 6.38   | 0.017                                      |
| $M_{jj} < 3000$   | 1.951   | 308              | 0.111  | 6.26   | 0.018                                      |
| $M_{jj} < 2000$   | 1.958   | 286              | 0.116  | 6.30   | 0.018                                      |
| $M_{jj} < 1400$   | 1.979   | 243              | 0.127  | 6.41   | 0.020                                      |
| $M_{jj} < 800$    | 1.974   | 122              | 0.178  | 5.76   | 0.031                                      |

Tabelle 8.2.: Die für  $\text{Sgnd}\Delta\phi_{jj}$  erhaltenen Messungenauigkeiten auf  $\tilde{d}$  und die dafür verwendeten Größen für den VBF-Phasenraum mit mittleren Selektionskriterien bei oberen Grenzen auf  $M_{jj}$ .

| Grenze [GeV]      | $\sigma_{\langle\mathcal{O}\mathcal{O}\rangle}$ | $N_{\text{eff}}$ | $s_{\langle\mathcal{O}\mathcal{O}\rangle}$ | $b_{\mathcal{O}\mathcal{O},\text{Grenze}}$ | $s_{\tilde{d},\mathcal{O}\mathcal{O}}$ |
|-------------------|---|------------------|--|--|--|
| $M_{jj} < \infty$ | 1.903   | 313              | 0.108                                      | 9.46                                       | 0.011                                  |
| $M_{jj} < 3000$   | 1.879   | 308              | 0.107                                      | 9.08                                       | 0.012                                  |
| $M_{jj} < 2000$   | 1.771   | 282              | 0.105                                      | 8.61                                       | 0.012                                  |
| $M_{jj} < 1400$   | 1.564   | 231              | 0.103                                      | 6.95                                       | 0.015                                  |
| $M_{jj} < 800$    | 1.007   | 104              | 0.0987                                     | 3.23                                       | 0.031                                  |

Tabelle 8.3.: Die für  $\mathcal{O}\mathcal{O}$  erhaltenen Messungenauigkeiten auf  $\tilde{d}$  und die dafür verwendeten Größen für den VBF-Phasenraum mit harten Selektionskriterien bei oberen Grenzen auf  $M_{jj}$ .

| Grenze [GeV]      | $\sigma_{\langle\text{Sgnd}\Delta\Phi_{jj}\rangle}$ | $N_{\text{eff}}$ | $s_{\langle\text{Sgnd}\Delta\Phi_{jj}\rangle}$ | $b_{\text{Sgnd}\Delta\phi_{jj},\text{Grenze}}$ | $s_{\tilde{d},\text{Sgnd}\Delta\phi_{jj}}$ |
|-------------------|---|------------------|--|--|--|
| $M_{jj} < \infty$ | 1.913   | 313              | 0.108  | 5.18   | 0.021                                      |
| $M_{jj} < 3000$   | 1.916   | 308              | 0.109  | 5.01   | 0.022                                      |
| $M_{jj} < 2000$   | 1.920   | 282              | 0.114  | 4.98   | 0.024                                      |
| $M_{jj} < 1400$   | 1.938   | 231              | 0.127  | 4.85   | 0.026                                      |
| $M_{jj} < 800$    | 1.930   | 104              | 0.189  | 3.12   | 0.061                                      |

Tabelle 8.4.: Die für  $\text{Sgnd}\Delta\phi_{jj}$  erhaltenen Messungenauigkeiten auf  $\tilde{d}$  und die dafür verwendeten Größen für den VBF-Phasenraum mit harten Selektionskriterien bei oberen Grenzen auf  $M_{jj}$ .

| Grenze [GeV]        | $\sigma_{\langle\mathcal{O}\mathcal{O}\rangle}$ | $N_{\text{eff}}$ | $s_{\langle\mathcal{O}\mathcal{O}\rangle}$ | $b_{\mathcal{O}\mathcal{O},\text{Grenze}}$ | $s_{\tilde{d},\mathcal{O}\mathcal{O}}$ |
|---------------------|---|------------------|--|--|--|
| $M_{jj,H} < \infty$ | 2.380   | 313              | 0.134                                      | 13.77                                      | 0.010                                  |
| $M_{jj,H} < 3000$   | 2.333   | 303              | 0.134                                      | 13.07                                      | 0.010                                  |
| $M_{jj,H} < 2000$   | 2.282   | 267              | 0.140                                      | 12.48                                      | 0.011                                  |
| $M_{jj,H} < 1400$   | 2.105   | 197              | 0.150                                      | 11.50                                      | 0.013                                  |
| $M_{jj,H} < 1000$   | 1.766   | 102              | 0.175                                      | 9.58                                       | 0.018                                  |

Tabelle 8.5.: Die für  $\mathcal{O}\mathcal{O}$  erhaltenen Messungenauigkeiten auf  $\tilde{d}$  und die dafür verwendeten Größen für den VBF-Phasenraum mit mittleren Selektionskriterien bei oberen Grenzen auf  $M_{jj,H}$ .

| Grenze [GeV]        | $\sigma_{\langle\text{Sgnd}\Delta\Phi_{jj}\rangle}$ | $N_{\text{eff}}$ | $s_{\langle\text{Sgnd}\Delta\Phi_{jj}\rangle}$ | $b_{\text{Sgnd}\Delta\phi_{jj},\text{Grenze}}$ | $s_{\tilde{d},\text{Sgnd}\Delta\phi_{jj}}$ |
|---------------------|---|------------------|--|--|--|
| $M_{jj,H} < \infty$ | 1.948   | 313              | 0.110  | 6.38   | 0.017                                      |
| $M_{jj,H} < 3000$   | 1.954   | 303              | 0.112  | 6.14   | 0.018                                      |
| $M_{jj,H} < 2000$   | 1.977   | 267              | 0.121  | 6.25   | 0.019                                      |
| $M_{jj,H} < 1400$   | 2.001   | 197              | 0.142  | 6.23   | 0.023                                      |
| $M_{jj,H} < 1000$   | 2.031   | 102              | 0.201  | 6.09   | 0.033                                      |

Tabelle 8.6.: Die für  $\text{Sgnd}\Delta\phi_{jj}$  erhaltenen Messungenauigkeiten auf  $\tilde{d}$  und die dafür verwendeten Größen für den VBF-Phasenraum mit mittleren Selektionskriterien bei oberen Grenzen auf  $M_{jj,H}$ .

| Grenze [GeV]                      | $\sigma_{\langle\mathcal{O}\mathcal{O}\rangle}$ | $N_{\text{eff}}$ | $s_{\langle\mathcal{O}\mathcal{O}\rangle}$ | $b_{\mathcal{O}\mathcal{O},\text{Grenze}}$ | $s_{\tilde{d},\mathcal{O}\mathcal{O}}$ |
|-----------------------------------|---|------------------|--|--|--|
| $M_{\text{jj},\text{H}} < \infty$ | 1.903   | 313              | 0.108                                      | 9.46                                       | 0.011                                  |
| $M_{\text{jj},\text{H}} < 3000$   | 1.812   | 301              | 0.104                                      | 8.38                                       | 0.012                                  |
| $M_{\text{jj},\text{H}} < 2000$   | 1.644   | 259              | 0.102                                      | 6.86                                       | 0.015                                  |
| $M_{\text{jj},\text{H}} < 1400$   | 1.302   | 184              | 0.096                                      | 4.38                                       | 0.022                                  |
| $M_{\text{jj},\text{H}} < 1000$   | 0.937   | 91               | 0.098                                      | 2.58                                       | 0.038                                  |

Tabelle 8.7.: Die für  $\mathcal{O}\mathcal{O}$  erhaltenen Messungenauigkeiten auf  $\tilde{d}$  und die dafür verwendeten Größen für den VBF-Phasenraum mit harten Selektionskriterien bei oberen Grenzen auf  $M_{\text{jj},\text{H}}$ .

| Grenze [GeV]                      | $\sigma_{\langle\text{Sgnd}\Delta\Phi_{\text{jj}}\rangle}$ | $N_{\text{eff}}$ | $s_{\langle\text{Sgnd}\Delta\Phi_{\text{jj}}\rangle}$ | $b_{\text{Sgnd}\Delta\phi_{\text{jj}},\text{Grenze}}$ | $s_{\tilde{d},\text{Sgnd}\Delta\phi_{\text{jj}}}$ |
|-----------------------------------|--|------------------|---|---|---|
| $M_{\text{jj},\text{H}} < \infty$ | 1.913  | 313              | 0.108   | 5.18  | 0.021   |
| $M_{\text{jj},\text{H}} < 3000$   | 1.918  | 301              | 0.110   | 4.86  | 0.023   |
| $M_{\text{jj},\text{H}} < 2000$   | 1.940  | 259              | 0.120   | 4.75  | 0.025   |
| $M_{\text{jj},\text{H}} < 1400$   | 1.955  | 184              | 0.144   | 4.27  | 0.034   |
| $M_{\text{jj},\text{H}} < 1000$   | 1.967  | 91               | 0.207   | 3.58  | 0.058   |

Tabelle 8.8.: Die für  $\text{Sgnd}\Delta\phi_{\text{jj}}$  erhaltenen Messungenauigkeiten auf  $\tilde{d}$  und die dafür verwendeten Größen für den VBF-Phasenraum mit harten Selektionskriterien bei oberen Grenzen auf  $M_{\text{jj},\text{H}}$ .

| Grenze [GeV]                 | $\sigma_{\langle\mathcal{O}\mathcal{O}\rangle}$ | $N_{\text{eff}}$ | $s_{\langle\mathcal{O}\mathcal{O}\rangle}$ | $b_{\mathcal{O}\mathcal{O},\text{Grenze}}$ | $s_{\tilde{d},\mathcal{O}\mathcal{O}}$ |
|------------------------------|---|------------------|--|--|--|
| $p_{\text{T}}(j_1) < \infty$ | 2.380   | 313              | 0.134                                      | 13.77                                      | 0.010                                  |
| $p_{\text{T}}(j_1) < 240$    | 2.241   | 302              | 0.129                                      | 11.75                                      | 0.011                                  |
| $p_{\text{T}}(j_1) < 200$    | 2.083   | 291              | 0.122                                      | 9.53                                       | 0.013                                  |
| $p_{\text{T}}(j_1) < 140$    | 1.584   | 248              | 0.101                                      | 5.85                                       | 0.017                                  |
| $p_{\text{T}}(j_1) < 100$    | 1.033   | 174              | 0.078                                      | 2.95                                       | 0.027                                  |

Tabelle 8.9.: Die für  $\mathcal{O}\mathcal{O}$  erhaltenen Messungenauigkeiten auf  $\tilde{d}$  und die dafür verwendeten Größen für den VBF-Phasenraum mit mittleren Selektionskriterien bei oberen Grenzen auf  $p_{\text{T}}(j_1)$ .

| Grenze [GeV]                 | $\sigma_{\langle\text{Sgnd}\Delta\Phi_{\text{jj}}\rangle}$ | $N_{\text{eff}}$ | $s_{\langle\text{Sgnd}\Delta\Phi_{\text{jj}}\rangle}$ | $b_{\text{Sgnd}\Delta\phi_{\text{jj}},\text{Grenze}}$ | $s_{\tilde{d},\text{Sgnd}\Delta\phi_{\text{jj}}}$ |
|------------------------------|--|------------------|---|---|---|
| $p_{\text{T}}(j_1) < \infty$ | 1.948  | 313              | 0.110   | 6.38  | 0.017   |
| $p_{\text{T}}(j_1) < 240$    | 1.937  | 302              | 0.111   | 5.98  | 0.019   |
| $p_{\text{T}}(j_1) < 200$    | 1.930  | 291              | 0.113   | 5.50  | 0.021   |
| $p_{\text{T}}(j_1) < 140$    | 1.917  | 248              | 0.122   | 4.39  | 0.028   |
| $p_{\text{T}}(j_1) < 100$    | 1.887  | 174              | 0.143   | 3.52  | 0.041   |

Tabelle 8.10.: Die für  $\text{Sgnd}\Delta\phi_{\text{jj}}$  erhaltenen Messungenauigkeiten auf  $\tilde{d}$  und die dafür verwendeten Größen für den VBF-Phasenraum mit mittleren Selektionskriterien bei oberen Grenzen auf  $p_{\text{T}}(j_1)$ .

| Grenze [GeV]        | $\sigma_{\langle\mathcal{O}\mathcal{O}\rangle}$ | $N_{\text{eff}}$ | $s_{\langle\mathcal{O}\mathcal{O}\rangle}$ | $b_{\mathcal{O}\mathcal{O},\text{Grenze}}$ | $s_{\tilde{d},\mathcal{O}\mathcal{O}}$ |
|---------------------|---|------------------|--|--|--|
| $p_T(j_1) < \infty$ | 1.903   | 313              | 0.108                                      | 9.46                                       | 0.011                                  |
| $p_T(j_1) < 240$    | 1.750   | 307              | 0.100                                      | 7.90                                       | 0.013                                  |
| $p_T(j_1) < 200$    | 1.671   | 299              | 0.097                                      | 6.61                                       | 0.015                                  |
| $p_T(j_1) < 140$    | 1.350   | 267              | 0.083                                      | 4.83                                       | 0.017                                  |
| $p_T(j_1) < 100$    | 0.953   | 197              | 0.068                                      | 2.71                                       | 0.025                                  |

Tabelle 8.11.: Die für  $\mathcal{O}\mathcal{O}$  erhaltenen Messungenauigkeiten auf  $\tilde{d}$  und die dafür verwendeten Größen für den VBF-Phasenraum mit harten Selektionskriterien bei oberen Grenzen auf  $p_T(j_1)$ .

| Grenze [GeV]        | $\sigma_{\langle\text{Sgnd}\Delta\phi_{jj}\rangle}$ | $N_{\text{eff}}$ | $s_{\langle\text{Sgnd}\Delta\phi_{jj}\rangle}$ | $b_{\text{Sgnd}\Delta\phi_{jj},\text{Grenze}}$ | $s_{\tilde{d},\text{Sgnd}\Delta\phi_{jj}}$ |
|---------------------|---|------------------|--|--|--|
| $p_T(j_1) < \infty$ | 1.913   | 313              | 0.108  | 5.18   | 0.021                                      |
| $p_T(j_1) < 240$    | 1.910   | 307              | 0.109  | 4.97   | 0.022                                      |
| $p_T(j_1) < 200$    | 1.910   | 299              | 0.110  | 4.70   | 0.024                                      |
| $p_T(j_1) < 140$    | 1.903   | 267              | 0.116  | 4.15   | 0.028                                      |
| $p_T(j_1) < 100$    | 1.885   | 197              | 0.134  | 3.44   | 0.039                                      |

Tabelle 8.12.: Die für  $\text{Sgnd}\Delta\phi_{jj}$  erhaltenen Messungenauigkeiten auf  $\tilde{d}$  und die dafür verwendeten Größen für den VBF-Phasenraum mit harten Selektionskriterien bei oberen Grenzen auf  $p_T(j_1)$ .

Für die oberen Grenzen auf  $M_{jj}$  ist im VBF-Phasenraum mit mittleren Selektionskriterien für beide Observablen bei der Grenze  $M_{jj} < 2000$  GeV keine Vergrößerung der erwarteten Messungenauigkeit im Vergleich zum unbegrenzten Fall zu erkennen. Für die Grenze  $M_{jj} < 1400$  GeV ist eine Vergrößerung um  $\approx 10\%$  zu erkennen. Für  $M_{jj} < 800$  GeV wird eine signifikant größere ( $> 50\%$ ) erwartete Messungenauigkeit erhalten. Für den VBF-Phasenraum mit den harten Selektionskriterien führen die oberen Grenzen zu deutlich größeren Unsicherheiten. Bei beiden Observablen ist für die Grenze  $M_{jj} < 800$  GeV eine Vergrößerung der erwarteten Messungenauigkeit um einen Faktor  $\approx 3$  zu sehen.

Bei dieser Grenze ( $M_{jj} < 800$  GeV) ist die mit  $\text{Sgnd}\Delta\phi_{jj}$  bestimmte erwartete Messungenauigkeit um einen Faktor 1.9 größer als die für  $\mathcal{O}\mathcal{O}$  gewonnene erwartete Messungenauigkeit. Auch bei den anderen Grenzen ist eine um Faktor  $\approx 2$  kleinere erwartete Messungenauigkeit bei  $\mathcal{O}\mathcal{O}$  zu sehen.

Für die Grenzen auf  $M_{jj,H}$  ist im VBF-Phasenraum mit den mittleren Selektionskriterien für die mit  $\mathcal{O}\mathcal{O}$  bestimmten Messungenauigkeiten erneut erst für die härteste Grenze  $M_{jj,H} < 1000$  GeV ein deutlicher Anstieg der erwarteten Messungenauigkeit auf  $\tilde{d}$  zu sehen. Für  $\text{Sgnd}\Delta\phi_{jj}$  ist schon vorher ein starker Anstieg (Faktor  $\approx 1.3$  für  $M_{jj,H} < 1400$  GeV im Vergleich zum unbegrenzten Fall) der Unsicherheiten auf den Mittelwert zu beobachten, der eine Zunahme der erwarteten Messungenauigkeit auf  $\tilde{d}$  zur Folge hat. Die obere Grenze  $M_{jj,H} < 1000$  GeV führt für beide Observablen zu einer Faktor  $\approx 1.9$  größeren erwarteten Messungenauigkeit auf  $\tilde{d}$  im Vergleich zum unbegrenzten Fall. Im VBF-Phasenraum mit der harten Selektion wirkt die Verringerung

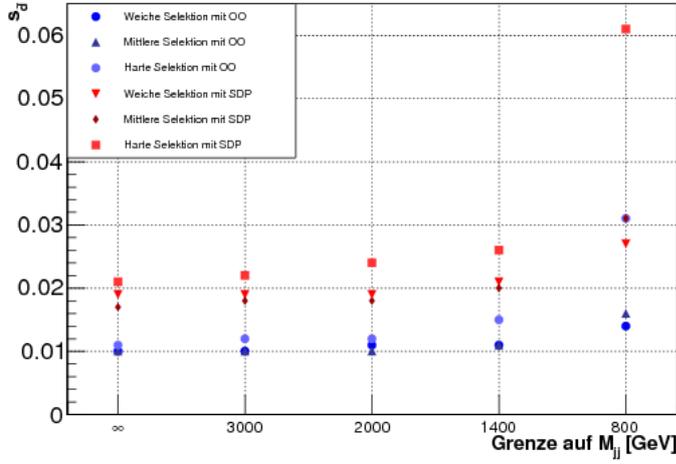


Abbildung 8.1.: Für  $\mathcal{OO}$  und  $\text{Sgnd}\Delta\phi_{jj}$  erhaltene erwartete Messungenauigkeiten ( $s_{\tilde{d}}$ ) auf  $\tilde{d}$  für die drei unterschiedlichen VBF-Phasenräume bei oberen Grenzen auf  $M_{jj}$ .

der Unsicherheiten der Mittelwerte mit zunehmender Begrenzung der großen Verringerung der Steigung in der Berechnung der erwarteten Messungenauigkeiten auf  $\tilde{d}$  für  $\mathcal{OO}$  entgegen. Dennoch ist eine deutliche Vergrößerung der erwarteten Messungenauigkeiten um bis zu Faktor  $\approx 3.5$  durch die oberen Grenzen auf  $M_{jj,H}$  zu sehen. Auch hier sind bei gleichen Grenzen die mit  $\text{Sgnd}\Delta\phi_{jj}$  erhaltenen erwarteten Messungenauigkeiten in beiden Phasenräumen um mehr als Faktor 1.5 größer als die mit  $\mathcal{OO}$  erhaltenen erwarteten Messungenauigkeiten.

Wird  $p_T(j_1)$  begrenzt, so haben die erhaltenen erwarteten Messungenauigkeiten der jeweiligen Observablen für beide VBF-Phasenräume eine vergleichbare Größe. Die Unsicherheiten auf  $\langle\mathcal{OO}\rangle$  verkleinern sich mit zunehmender Begrenzung. Dies führt dazu, dass trotz gleicher Steigung der für beide Observablen erhaltenen Eichkurven bei der Grenze  $p_T(j_1) < 100$  GeV die Messgenauigkeiten auf  $\tilde{d}$  bei der Bestimmung durch  $\mathcal{OO}$  in beiden VBF-Phasenräumen kleiner sind.

Für beide VBF-Phasenräume sind die mit der Optimalen Observablen erhaltenen erwarteten Messungenauigkeiten auf  $\tilde{d}$  für gleiche obere Grenzen auf alle betrachteten Observablen  $M_{jj}, M_{jj,H}$  und  $p_T(j_1)$  deutlich geringer als die durch  $\text{Sgnd}\Delta\phi_{jj}$  erhaltenen erwarteten Messungenauigkeiten.

Zusätzlich sind die erhaltenen erwarteten Messungenauigkeiten bei oberen Grenzen auf  $M_{jj}$  und  $M_{jj,H}$  im VBF-Phasenraum mit den mittleren Selektionskriterien deutlich kleiner als diejenigen im VBF-Phasenraum mit den harten Selektionskriterien. Für obere Grenzen auf  $p_T(j_1)$  ergeben sich in beiden VBF-Phasenräumen vergleichbare erwartete Messungenauigkeiten.

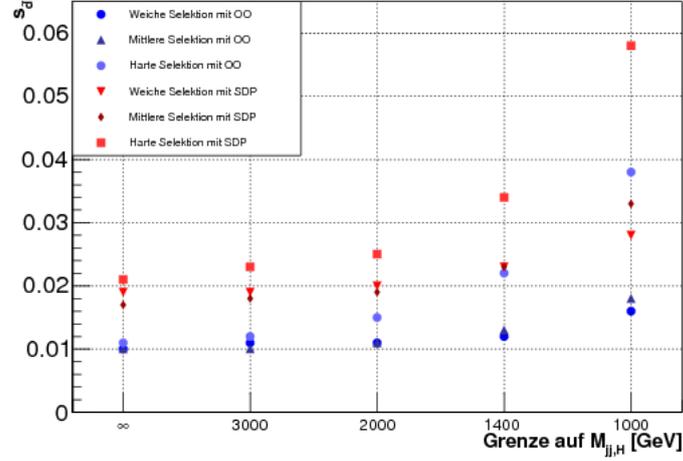


Abbildung 8.2.: Für  $\mathcal{OO}$  und  $\text{Sgn}d\Delta\phi_{jj}$  erhaltene erwartete Messungenauigkeiten ( $s_{\tilde{d}}$ ) auf  $\tilde{d}$  für die drei unterschiedlichen VBF-Phasenräume bei oberen Grenzen auf  $M_{jj,H}$ .

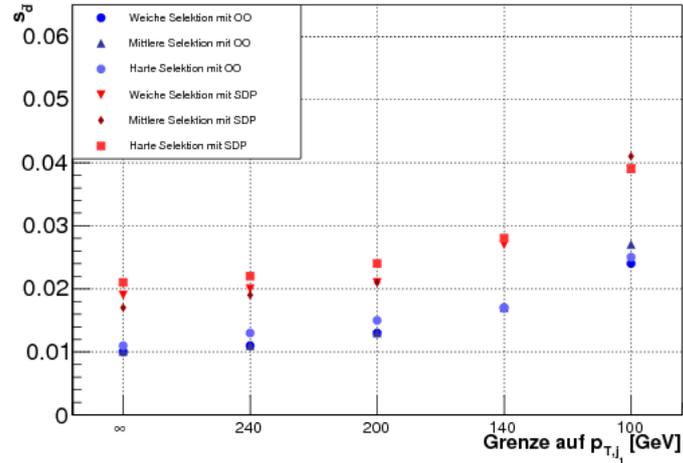


Abbildung 8.3.: Für  $\mathcal{OO}$  und  $\text{Sgn}d\Delta\phi_{jj}$  erhaltene erwartete Messungenauigkeiten ( $s_{\tilde{d}}$ ) auf  $\tilde{d}$  für die drei unterschiedlichen VBF-Phasenräume bei oberen Grenzen auf  $p_T(j_1)$ .



In der vorliegenden Arbeit wurde eine Vorstudie zur Messung der CP-Invarianz in HVV' ( $V = W^\pm, Z^0, \gamma$ ) Vertices bei der Produktion von Higgs-Bosonen durch Vektorbosonfusion am LHC mit einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 13$  TeV durchgeführt. Die Kopplungsstärken dieser CP-verletzenden Kopplungen wurden mit Hilfe eines Parameters  $\tilde{d}$  beschrieben. Für die Produktion von Higgs-Bosonen durch Vektorbosonfusion wurde der Einfluss von oberen Grenzen der kinematischen Observablen  $M_{jj}$ ,  $M_{jj,H}$  und  $p_T(j_1)$  auf die Sensitivität der CP-ungeraden Observablen  $\mathcal{OO}$  und  $\text{Sgnd}\Delta\Phi_{jj}$  auf CP-Verletzungen durch anomale Kopplungen mit einem effektiven Feldtheorieansatz untersucht. Zusätzlich wurde der Einfluss von drei unterschiedlichen VBF-Phasenräumen auf die Sensitivität untersucht und eine Abschätzung für die möglichen Ausschlussgrenzen auf die Kopplungsstärken der anomalen, CP-ungeraden Kopplungen mit den aus *Run2* des LHC erwarteten Daten von  $100 \text{ fb}^{-1}$  gemacht. Untergrund- und Detektoreffekte wurden nicht berücksichtigt.

Für die drei betrachteten VBF-Phasenräume wurden mindestens zwei Jets mit  $p_T(j_{1,2}) > 25 \text{ GeV}$  und  $|\eta| < 4.5$  und zusätzlich die unterschiedlichen Selektionsbedingungen für  $M_{jj}$  und  $\Delta\eta$  (siehe Tabelle 5.2) gefordert.

Der Einfluss unterschiedlich großer Werte von  $\tilde{d}$  in einem Intervall von  $[-0.4, 0.4]$  auf den Produktionsprozess von Higgs-Bosonen durch Vektorbosonfusion der elektroschwachen Eichbosonen wurde untersucht. Die Wirkungsquerschnitte im Generationsphasenraum zeigen eine erwartete quadratische Abhängigkeit von  $\tilde{d}$ . Für  $\tilde{d} = 0.20$  wird ein Anstieg des Wirkungsquerschnitts auf das 2.5fache des Standardmodell-Wirkungsquerschnitts beobachtet. Für die Akzeptanzen der drei betrachteten VBF-Phasenräume (siehe Tabellen 5.3-5.5) kann ebenfalls eine Abhängigkeit von  $\tilde{d}$  festgestellt werden. Ein Vergleich zwischen den VBF-Phasenräumen ergibt, dass die stärkere untere Grenze auf  $M_{jj}$  zu einem größeren Verlust von Ereignissen des Teils des Phasenraumes, welcher im Standardmodell am meisten bevölkert ist, führt. Die zusätzliche untere Grenze auf  $\Delta\eta$  betrifft jedoch überwiegend Ereignisse des Teils des Phasenraums, der für  $\tilde{d} \neq 0$  die größte Ereignisdichte hat. Durch eine nähere Untersuchung der kinematischen Observablen konnten diese Effekte erklärt werden. Es zeigte sich, dass die Form der Verteilungen von  $M_{jj}$  für steigende Beträge von  $\tilde{d}$  zu größeren Werten, die  $\Delta\eta$ -Verteilungen im Gegensatz dazu zu kleineren Beträgen verschoben sind. Aufgrund dessen wird für weiterführende Studien davon abgeraten, zu harte unteren Grenzen auf  $|\Delta\eta|$  in der Ereignisselektion zu verwenden. Auch wurde festgestellt, dass die Verschiebung der Formen der Verteilungen der transversalen Impulse  $p_T(j_1)$ ,  $p_T(j_2)$  und  $p_T(H)$  für  $\tilde{d} \neq 0$  deutlich stärker zu größeren Werten verschoben sind als die Verteilungen der

invarianten Massen  $M_{jj}$  und  $M_{jj,H}$ .

Die Untersuchung des Einflusses von  $\tilde{d} \neq 0$  auf die Verteilungen der CP-ungeraden Observablen  $\mathcal{OO}$  und  $\text{Sgnd}\Delta\phi_{jj}$  zeigt, dass sich der Mittelwert der Verteilungen mit steigendem Betrag von  $\tilde{d}$  stärker zu positiven (negativen) Werten bei positivem (negativem) Vorzeichen von  $\tilde{d}$  verschiebt. Ein großer Unterschied zwischen den Verteilungen der beiden Observablen kann bei der Betrachtung ihrer Varianz festgestellt werden. Die Verteilung von  $\text{Sgnd}\Delta\phi_{jj}$  hat für  $\tilde{d} = 0$  ihre maximale Varianz, die mit Steigendem Betrag von  $\tilde{d}$  abnimmt. Die  $\mathcal{OO}$ -Verteilung hat für  $\tilde{d} = 0$  die geringste Varianz, die mit steigendem Betrag von  $\tilde{d}$  wächst.

Ein Zusammenhang zwischen den Mittelwerten der Verteilungen der CP-ungeraden Observablen und  $\tilde{d}$  wurde über die Eichkurven gewonnen. Sie zeigen einen linearen Zusammenhang zwischen den Mittelwerten der Verteilungen und  $\tilde{d}$  im Bereich  $|\tilde{d}| < 0.08$ . Für die über eine lineare Anpassung an die Mittelwerte gewonnenen Steigungen (siehe Tabellen 6.2, 6.4) der jeweiligen Eichkurven - für beide Observablen in den drei unterschiedlichen VBF-Phasenräumen - kann nur durch die zusätzliche untere Grenze auf  $|\eta|$  ein Steigungsverlust festgestellt werden. In allen VBF-Phasenräumen ist die Steigung der für  $\mathcal{OO}$  erhaltenen Eichkurven deutlich größer als die Steigung der für  $\text{Sgnd}\Delta\phi_{jj}$  erhaltenen Eichkurven.

Für die VBF-Phasenräume mit den mittleren und harten Selektionskriterien wurde der Einfluss von oberen Grenzen (vgl. Tabelle 7.1) auf  $M_{jj}$ ,  $M_{jj,H}$  und  $p_T(j_1)$  auf die Steigungen der linearen Anpassungen an die Eichkurven getestet.

Für die Grenzen auf  $M_{jj}$  kann im VBF-Phasenraum mit den mittleren Selektionsbedingungen selbst bei großen Akzeptanzverlusten (siehe Tabelle 7.2) für die für beide CP-ungeraden Observablen erhaltenen Eichkurven nur eine geringe Verringerung der Steigung bei der stärksten oberen Grenze  $M_{jj} < 800$  GeV festgestellt werden. Im Phasenraum mit den harten Selektionskriterien kann bei den für  $\mathcal{OO}$  erhaltenen Eichkurven erst bei den Grenzen  $M_{jj} < 1400$  GeV und  $M_{jj} < 800$  GeV eine Verringerung der Steigung auf bis zu  $(34 \pm 6)\%$  der Steigung ohne obere Grenzen (vgl. Tabelle 7.5), für schwächere Grenzen keine signifikante Verringerung der Steigung festgestellt werden. Bei den für  $\text{Sgnd}\Delta\Phi_{jj}$  erhaltenen Eichkurven wird selbst bei der Grenze  $M_{jj} < 800$  GeV nur eine Verringerung der Steigung auf  $(60 \pm 16)\%$  der Steigung ohne Grenze beobachtet (vgl. Tabelle 7.7).

Für die oberen Grenzen  $M_{jj,H} < 3000$  GeV und  $M_{jj,H} < 2000$  GeV kann in beiden VBF-Phasenräumen bei den für beide CP-ungeraden Observablen erhaltenen Eichkurven ebenfalls nur eine geringe Abnahme der Steigung festgestellt werden. Für stärkere obere Grenzen wird im Phasenraum mit den harten Selektionskriterien (vgl. Tabellen 7.12, 7.13) bei den für  $\mathcal{OO}$  erhaltenen Eichkurven eine deutlich stärkere Abnahme der Steigung beobachtet als bei den für  $\text{Sgnd}\Delta\Phi_{jj}$  erhaltenen Eichkurven. Die größere Verringerung der Steigung bei den für  $\mathcal{OO}$  erhaltenen Eichkurven führt dazu, dass die Steigungen der Eichkurven beider CP-ungerader Observablen im Phasenraum mit harten Selektionskriterien für die Grenzen  $M_{jj,H} < 1400$  GeV und  $M_{jj,H} < 1000$  GeV innerhalb der Unsicherheiten übereinstimmt.

Für die Grenzen  $p_T(j_1) < 240$  GeV und  $p_T(j_1) < 200$  GeV ist in beiden Phasenräumen nur eine geringe Verringerung der Steigungen der für beide CP-ungerade Observablen erhaltenen Eichkurven zu sehen. Für die stärkeren oberen Grenzen kann in beiden Phasenräumen bei den für  $\mathcal{OO}$  erhaltenen Eichkurven eine ähnlich große relative Verrin-

gerung der Steigung auf bis zu  $\approx 25\%$  der Steigungen ohne obere Grenzen festgestellt werden (siehe Tabelle 7.16, 7.17). Die für  $\text{Sgnd}\Delta\phi_{jj}$  erhaltenen Eichkurven zeigen erneut eine kleinere Verringerung der Steigung (siehe Tabelle 7.18, 7.19). Für die Standardabweichungen der Verteilungen von  $\mathcal{OO}$  kann im Gegensatz zu der Standardabweichungen der  $\text{Sgnd}\Delta\phi_{jj}$ -Verteilungen eine deutliche Verkleinerung mit zunehmender Begrenzung für alle drei kinematischen Observablen ( $M_{jj}$ ,  $M_{jj,H}$  und  $p_T(j_1)$ ) festgestellt werden (vgl. Tabelle 7.20 und 8.1-8.12).

Abschließend wurde eine Abschätzung für die möglichen Ausschlussgrenzen auf  $\tilde{d}$ , die mit der erwarteten Datenmenge aus Messungen des ATLAS-Detektors in *Run2* mit  $100\text{fb}^{-1}$  bei  $\sqrt{s} = 13\text{GeV}$  des LHC bestimmt werden können, gemacht. Eine Vergrößerung der Ausschlussgrenzen kann bei oberen Grenzen auf alle drei kinematischen Observablen festgestellt werden. Auch kann für die oberen Grenzen auf  $M_{jj}$  und  $M_{jj,H}$  eine Vergrößerung der Ausschlussgrenzen durch die zusätzliche untere Grenze  $|\Delta\eta| > 4$  (harte Selektion) gesehen werden. Für obere Grenzen auf  $p_T(j_1)$  ist kein Unterschied zwischen der mittleren und harten Selektion in den Ausschlussgrenzen festzustellen. Zusätzlich ergeben sich unter Verwendung der Optimalen Observablen für alle betrachteten oberen Grenzen sowohl im VBF-Phasenraum mit den mittleren als auch in dem mit den harten Selektionskriterien deutlich kleinere Ausschlussgrenzen auf  $\tilde{d}$ . Die mit  $\mathcal{OO}$  bestimmten Ausschlussgrenzen im VBF-Phasenraum mit den mittleren Selektionskriterien lagen zwischen 0.010 (ohne obere Grenze) und 0.027 ( $p_T(j_1) < 100\text{GeV}$ ). Im VBF-Phasenraum mit den harten Selektionskriterien zwischen 0.011 (ohne obere Grenze) und 0.038 ( $M_{jj,H} < 1000\text{GeV}$ ).

Zusammenfassend ist festzustellen, dass trotz der größeren Abflachung der für  $\mathcal{OO}$  erhaltenen Eichkurven bei oberen Grenzen auf die kinematischen Observablen die Verringerung der Standardabweichung der Verteilungen dazu führt, dass für die Optimale Observable eine deutlich größere Sensitivität für die in dieser Studie untersuchten Arten von CP-Verletzungen erwartet wird, als für  $\text{Sgnd}\Delta\phi_{jj}$ . Auch wird für obere Grenzen auf alle drei Observablen  $M_{jj}$ ,  $M_{jj,H}$  und  $p_T(j_1)$  eine Zunahme der Ausschlussgrenzen auf  $\tilde{d}$  und somit ein Verlust an Sensitivität beobachtet.

Die in dieser Arbeit gewonnenen Ergebnisse sollten in weitergehenden Studien unter Berücksichtigung von Detektoreffekten, Untergrundprozessen und systematischen Unsicherheiten validiert werden. Des weiteren sollte untersucht werden, ob und um wie sehr sich die erwarteten Messunsicherheiten bei einer Berücksichtigung der Form und nicht nur der Mittelwerte der Verteilungen durch eine Likelihoodanpassung verbessern.



## A.1. Vergleich der kinematischen Variablen in den unterschiedlichen VBF-Phasenräumen

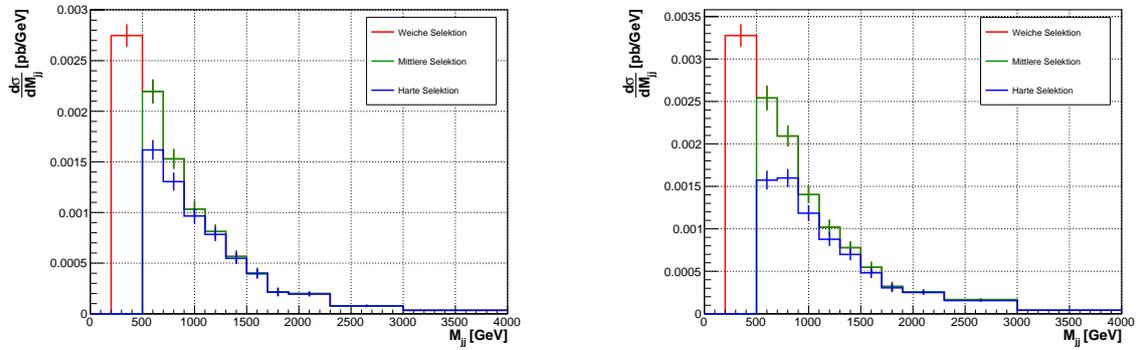


Abbildung A.1.: Links ist die Verteilung von  $M_{jj}$  für  $\tilde{d} = 0.04$  und rechts für  $\tilde{d} = 0.12$  für die unterschiedlichen VBF-Phasenräume. Im letzten Bin befindet sich jeweils der Überlauf.

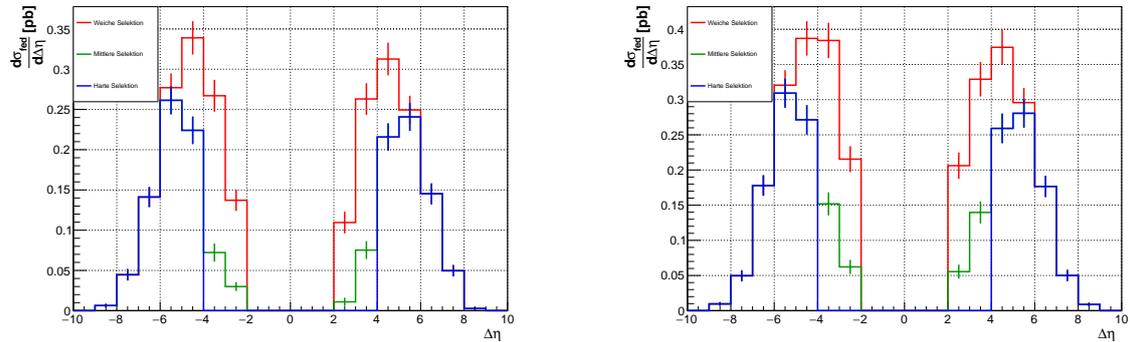


Abbildung A.2.: Links ist die Verteilung von  $\Delta\eta$  für  $\tilde{d} = 0.04$  und rechts für  $\tilde{d} = 0.12$  für die unterschiedlichen VBF-Phasenräume. Im letzten Bin befindet sich jeweils der Überlauf.

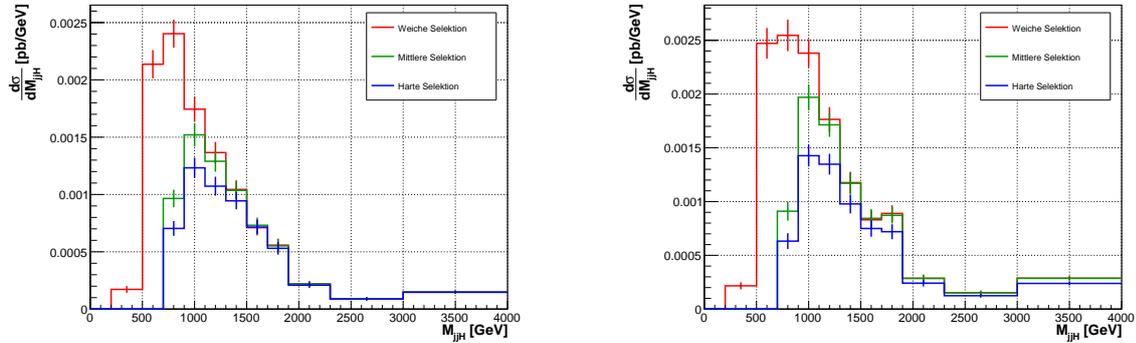


Abbildung A.3.: Links ist die Verteilung von  $M_{jj,H}$  für  $\tilde{d} = 0.04$  und rechts für  $\tilde{d} = 0.12$  für die unterschiedlichen VBF-Phasenräume. Im letzten Bin befindet sich jeweils der Überlauf.

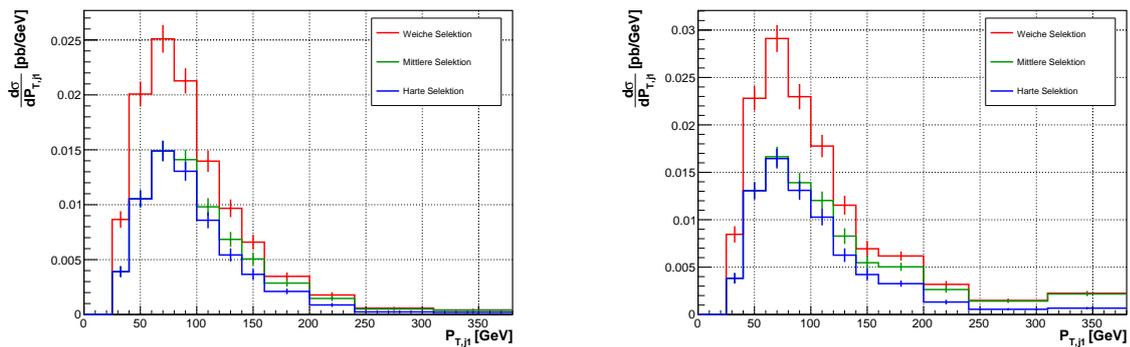


Abbildung A.4.: Die Verteilungen von  $p_T(j_1)$  für  $\tilde{d} = 0.04$  und rechts für  $\tilde{d} = 0.12$  für die unterschiedlichen VBF-Phasenräume. Im letzten Bin befindet sich jeweils der Überlauf.

## A.2. Einfluss von $\tilde{d} \neq 0$ auf die Kinematik

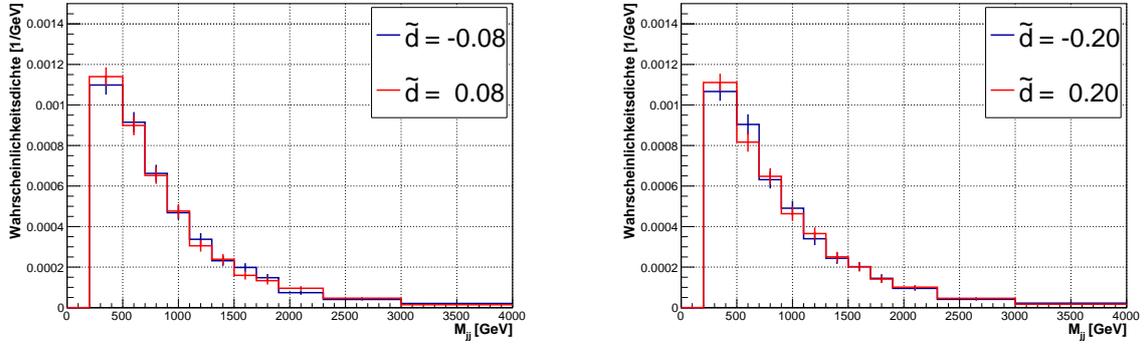


Abbildung A.5.: Die Verteilungen von  $M_{jj}$  für  $\tilde{d} = \pm 0.08$  (links) und  $\tilde{d} = \pm 0.20$  (rechts) im Phasenraum der weichen Selektion. Im letzten Bin befindet sich jeweils der Überlauf.

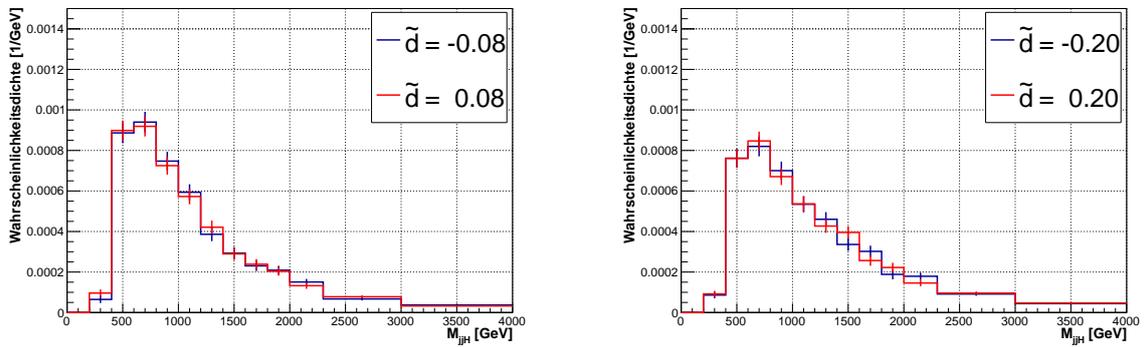


Abbildung A.6.: Die Verteilungen von  $M_{jj,H}$  für  $\tilde{d} = \pm 0.08$  (links) und  $\tilde{d} = \pm 0.20$  (rechts) im Phasenraum der weichen Selektion. Im letzten Bin befindet sich jeweils der Überlauf.

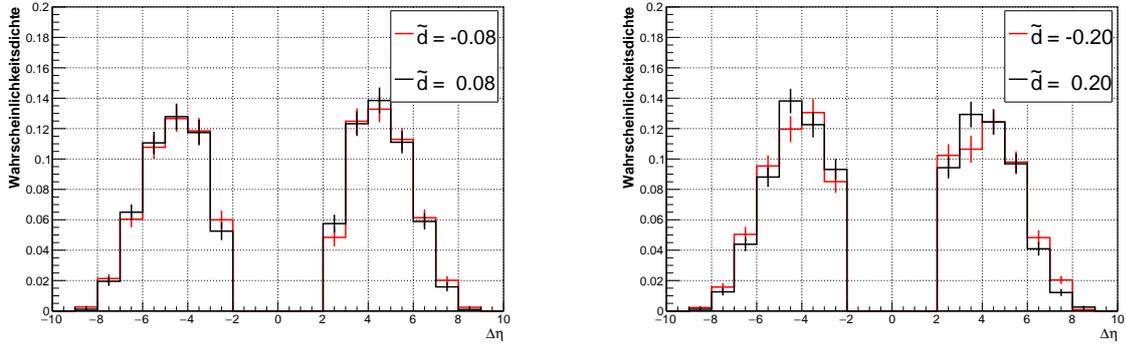


Abbildung A.7.: Die beiden Verteilungen von  $\Delta\eta$  für  $\tilde{d} = \pm 0.08$  (links) und  $\tilde{d} = \pm 0.20$  (rechts) im Phasenraum der weichen Selektion. Im letzten Bin befindet sich jeweils der Überlauf.

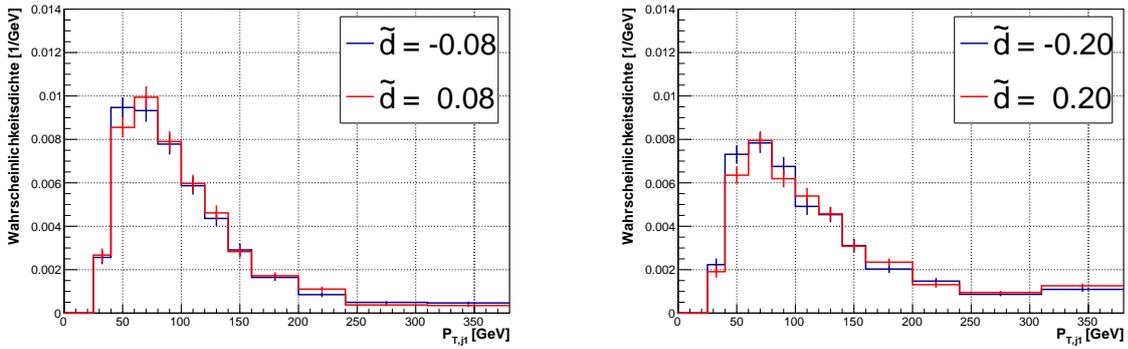


Abbildung A.8.: Die Verteilungen von  $p_T(j_1)$  für  $\tilde{d} = \pm 0.08$  (links) und  $\tilde{d} = \pm 0.20$  (rechts) im Phasenraum der weichen Selektion. Im letzten Bin befindet sich jeweils der Überlauf.

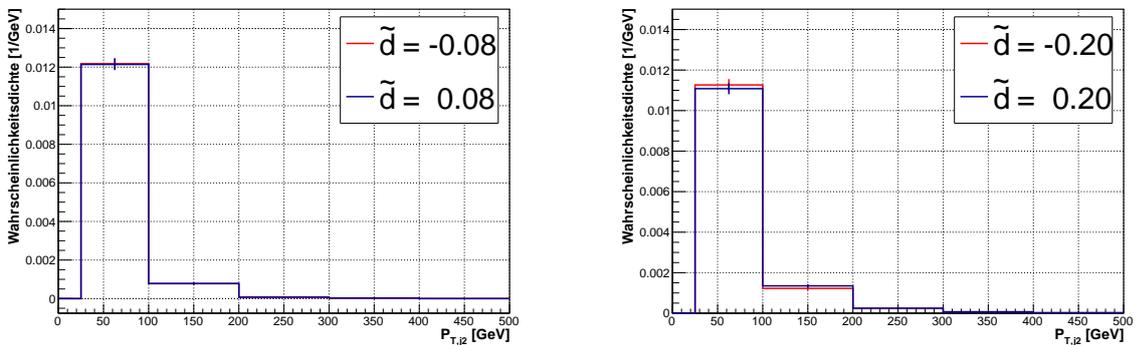


Abbildung A.9.: Die Verteilungen von  $p_T(j_2)$  für  $\tilde{d} = \pm 0.08$  (links) und  $\tilde{d} = \pm 0.20$  (rechts) im Phasenraum der weichen Selektion. Im letzten Bin befindet sich jeweils der Überlauf.

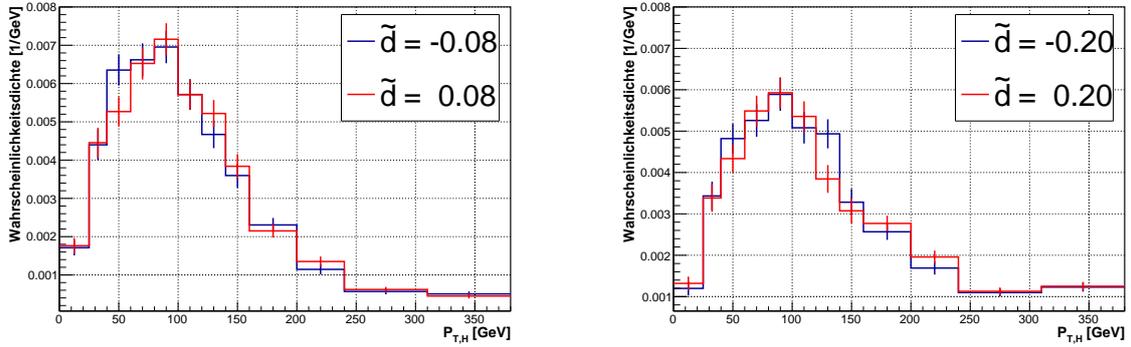


Abbildung A.10.: Die Verteilungen von  $p_T(H)$  für  $\tilde{d} = \pm 0.08$  (links) und  $\tilde{d} = \pm 0.20$  (rechts) im Phasenraum der weichen Selektion. Im letzten Bin befindet sich jeweils der Überlauf.

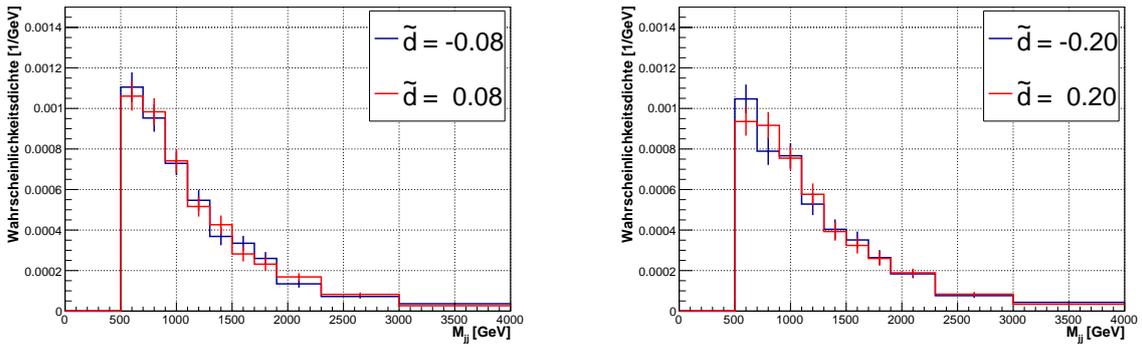


Abbildung A.11.: Die Verteilungen von  $M_{jj}$  für  $\tilde{d} = \pm 0.08$  (links) und  $\tilde{d} = \pm 0.20$  (rechts) im Phasenraum der harten Selektion. Im letzten Bin befindet sich jeweils der Überlauf.

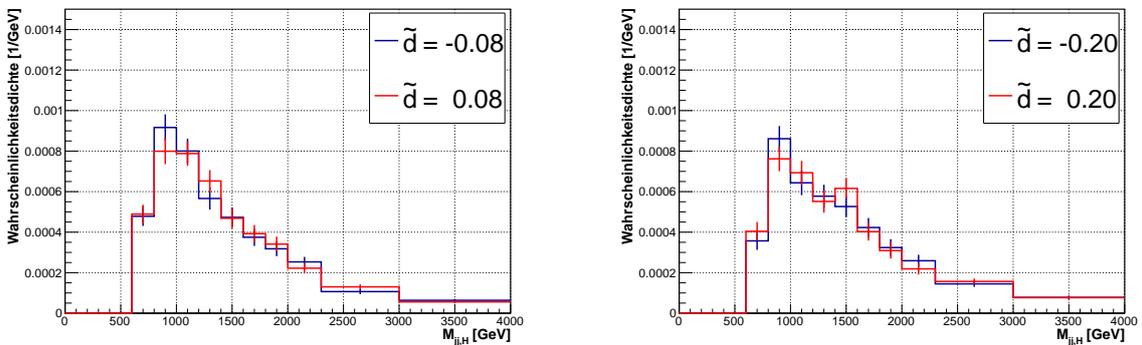


Abbildung A.12.: Die Verteilungen von  $M_{jj,H}$  für  $\tilde{d} = \pm 0.08$  (links) und  $\tilde{d} = \pm 0.20$  (rechts) im Phasenraum der harten Selektion. Im letzten Bin befindet sich jeweils der Überlauf.

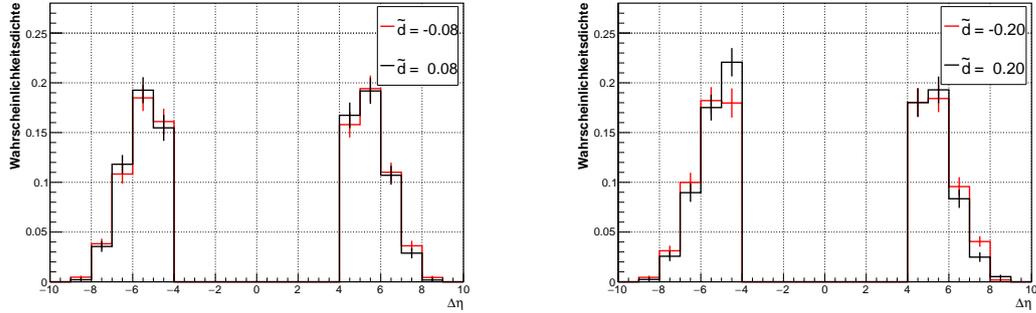


Abbildung A.13.: Die Verteilungen von  $\Delta\eta$  für  $\tilde{d} = \pm 0.08$  (links) und  $\tilde{d} = \pm 0.20$  (rechts) im Phasenraum der harten Selektion. Im letzten Bin befindet sich jeweils der Überlauf.

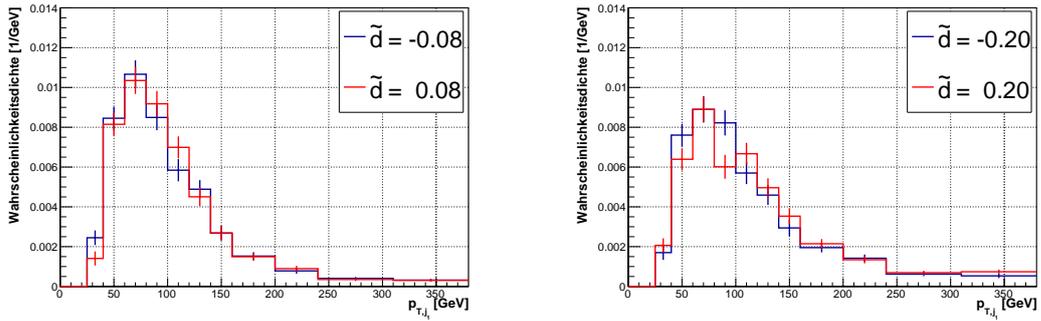


Abbildung A.14.: Die Verteilungen von  $p_T(j_1)$  für  $\tilde{d} = \pm 0.08$  (links) und  $\tilde{d} = \pm 0.20$  (rechts) im Phasenraum der harten Selektion. Im letzten Bin befindet sich jeweils der Überlauf.

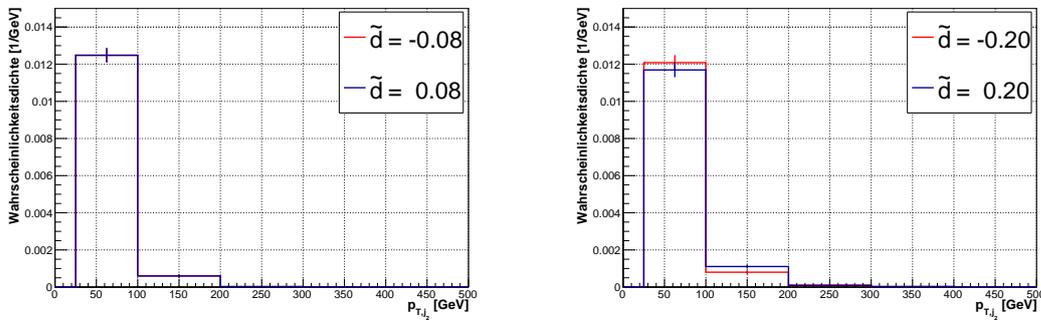


Abbildung A.15.: Die Verteilungen von  $p_T(j_2)$  für  $\tilde{d} = \pm 0.08$  (links) und  $\tilde{d} = \pm 0.20$  (rechts) im Phasenraum der harten Selektion. Im letzten Bin befindet sich jeweils der Überlauf.

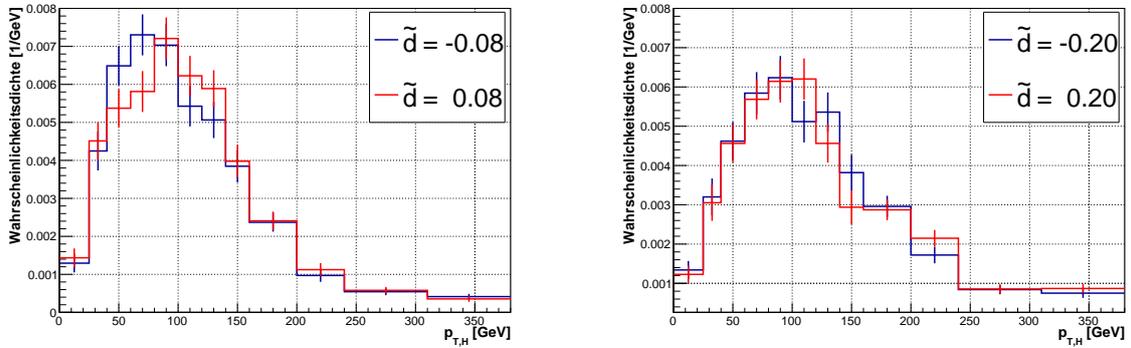


Abbildung A.16.: Die Verteilungen von  $p_T(H)$  für  $\tilde{d} = \pm 0.08$  (links) und  $\tilde{d} = \pm 0.20$  (rechts) im Phasenraum der harten Selektion. Im letzten Bin befindet sich jeweils der Überlauf.

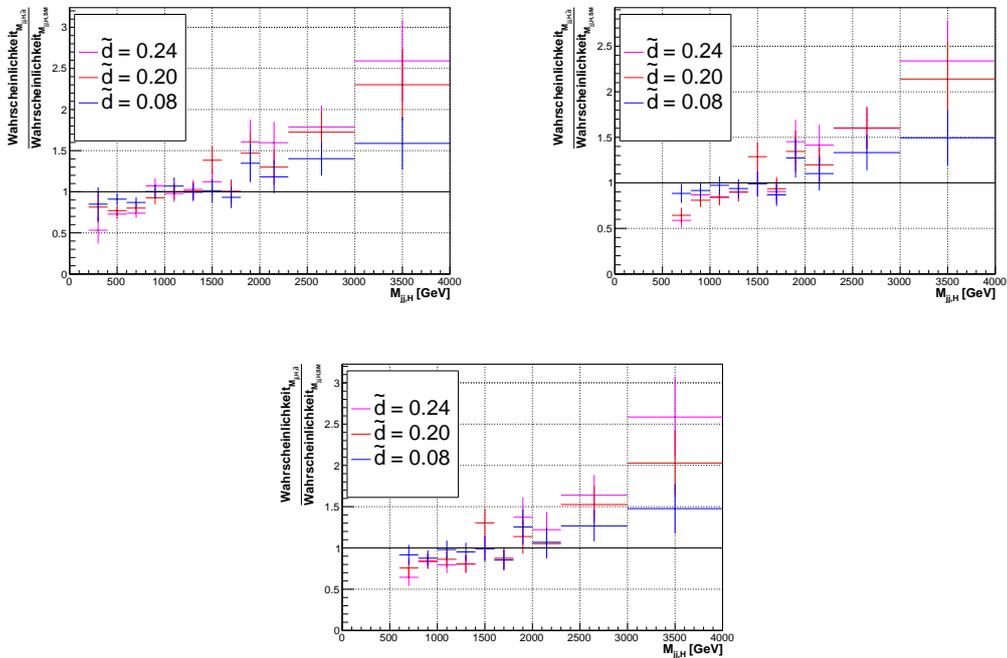


Abbildung A.17.: Die Verhältnisse der  $M_{jj,H,\tilde{d} \neq 0}$ -Verteilungen zur SM-Verteilung für unterschiedliche  $\tilde{d}$ -Werte mit weichen (oben links), mittleren (oben rechts) und harten (unten) Selektionskriterien.

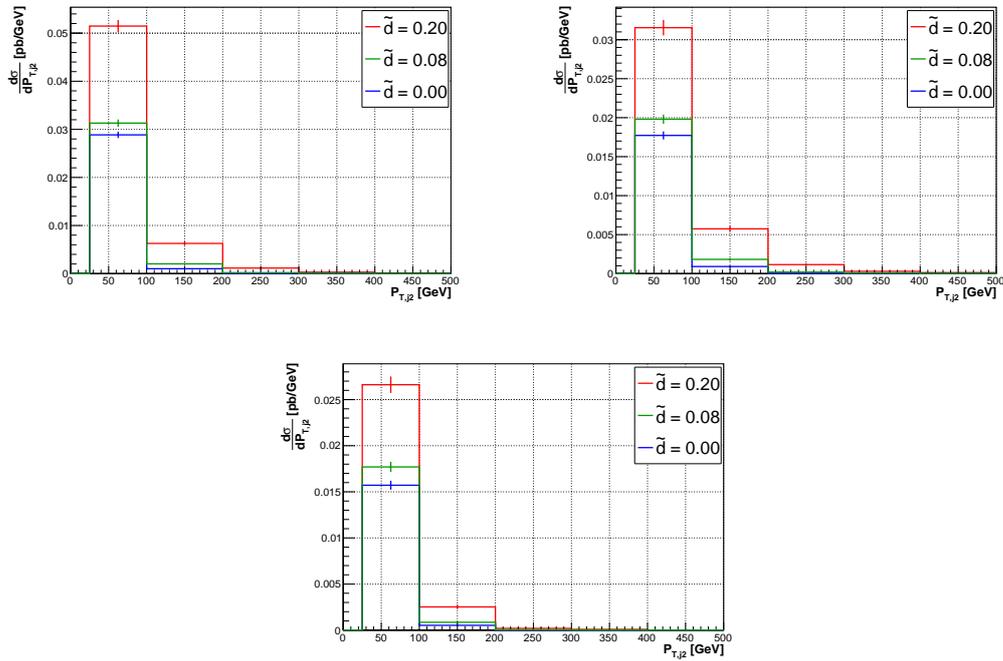


Abbildung A.18.: Die Verteilungen von  $p_T(j_2)$  für die weiche (oben links), die mittlere (oben rechts) und die harte Selektion (unten). Im letzten Bin befindet sich jeweils der Überlauf.

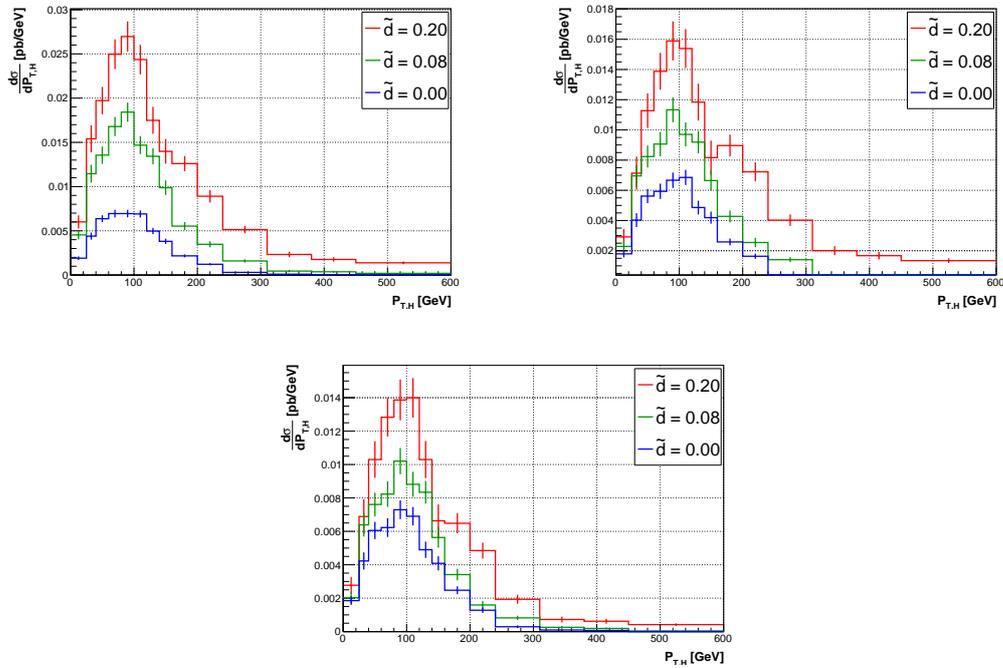


Abbildung A.19.: Die  $p_T(H)$ -Verteilungen für die weiche (oben links), die mittlere (oben rechts) und die harte Selektion (unten). Im letzten Bin befindet sich jeweils der Überlauf.

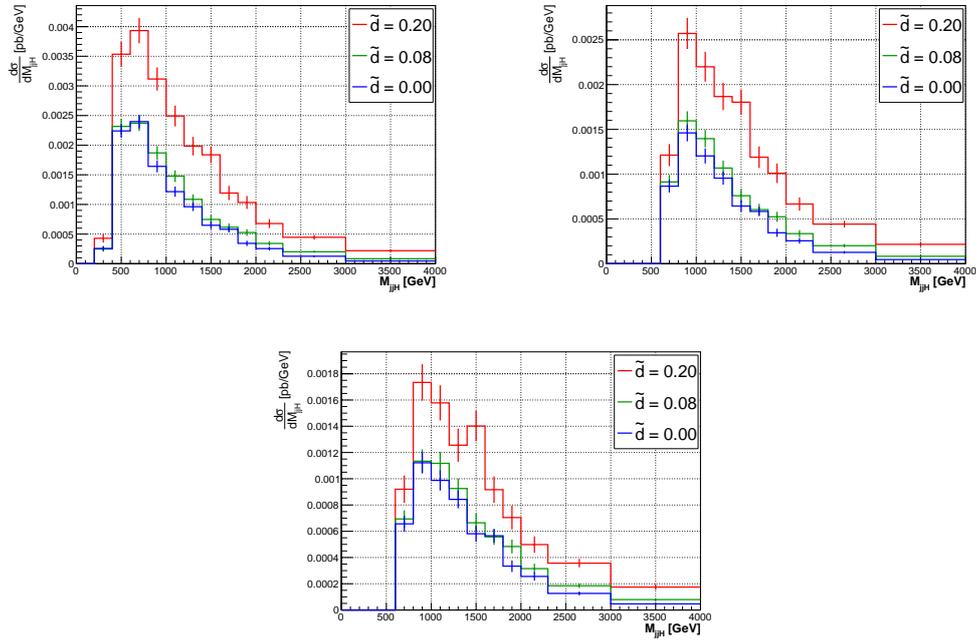


Abbildung A.20.: Die  $M_{jj,H}$ -Verteilungen für die weiche (oben links), die mittlere (oben rechts) und die harte (unten) Selektion. Im letzten Bin befindet sich jeweils der Überlauf.

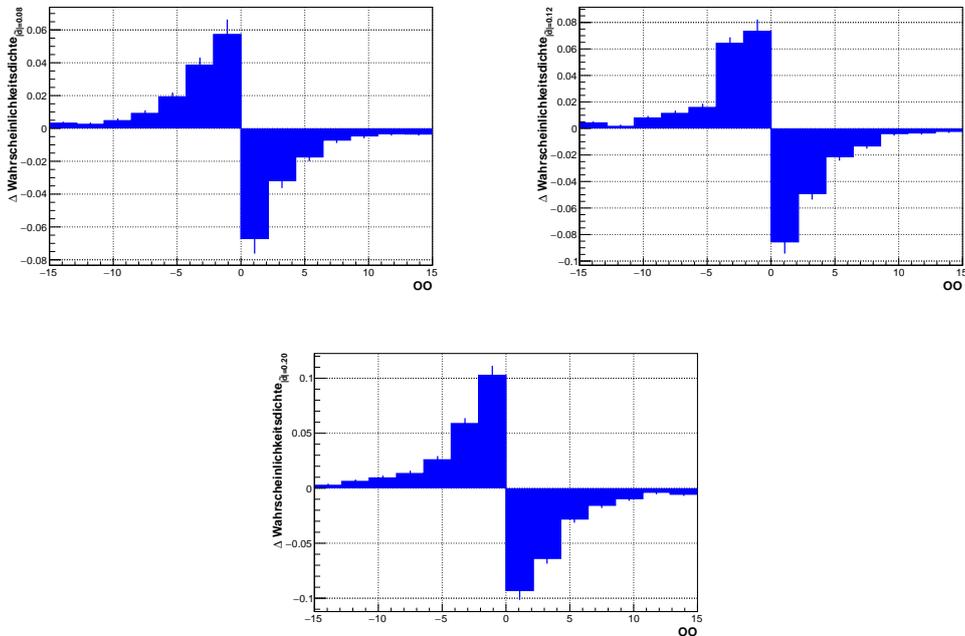


Abbildung A.21.: Die auf eins normierten  $\mathcal{O}\mathcal{O}$ -Verteilungen im Phasenraum der weichen Selektion für  $\tilde{d} = +|x|$  von denen für  $\tilde{d} = -|x|$  für  $|\tilde{d}| = 0.08$  (oben links),  $|\tilde{d}| = 0.12$  (oben rechts) und  $|\tilde{d}| = 0.20$  (unten) subtrahiert.

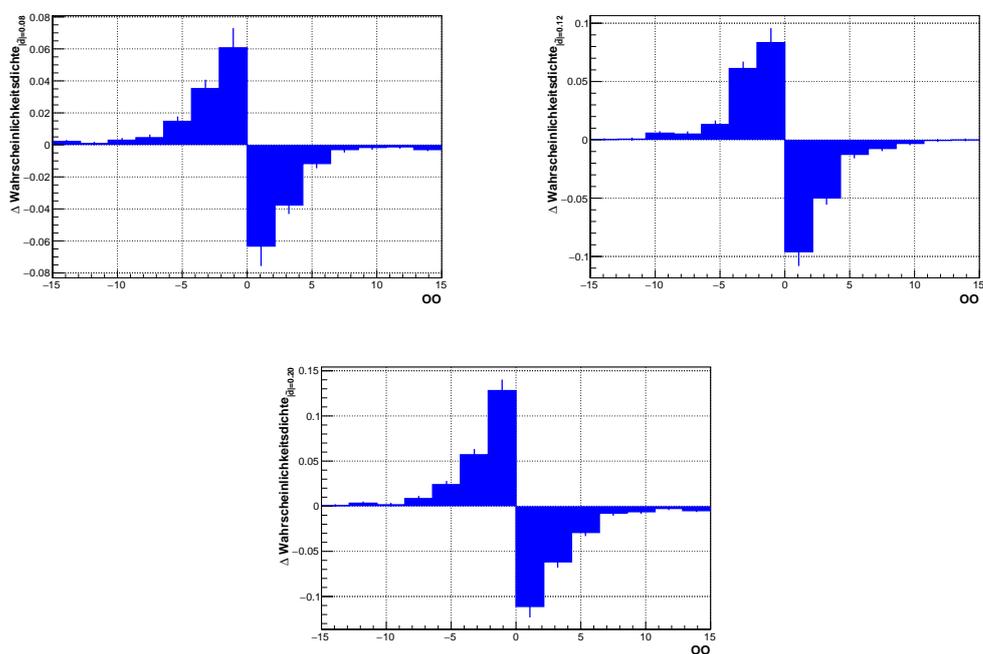


Abbildung A.22.: Die auf eins normierten  $\mathcal{O}\mathcal{O}$ -Verteilungen im Phasenraum der harten Selektion für  $\tilde{d} = +|x|$  von denen für  $\tilde{d} = -|x|$  für  $|\tilde{d}| = 0.08$  (oben links),  $|\tilde{d}| = 0.12$  (oben rechts) und  $|\tilde{d}| = 0.20$  (unten) subtrahiert.

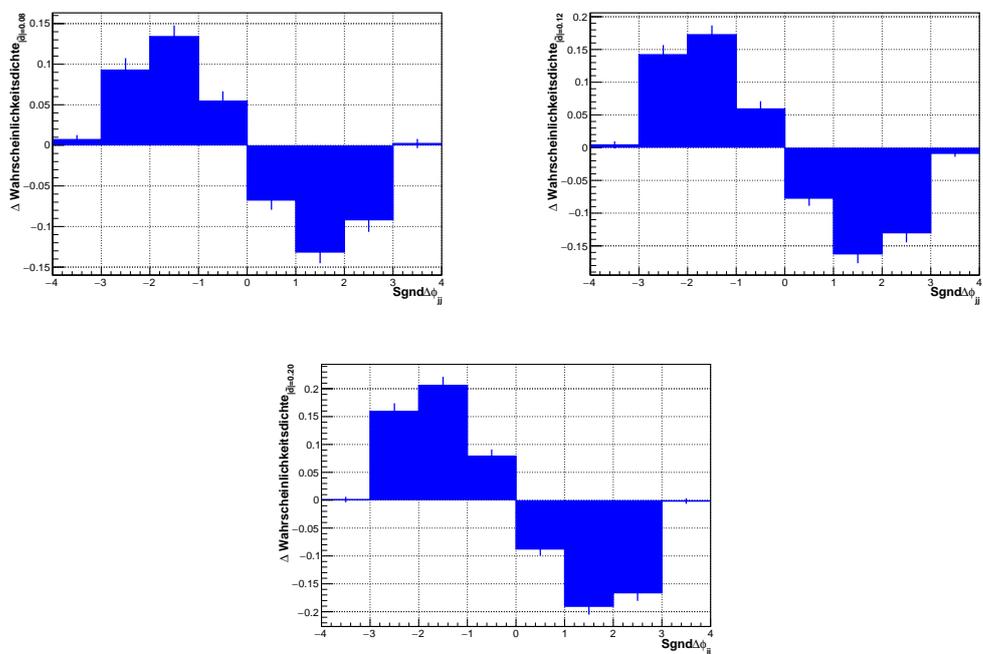


Abbildung A.23.: Die auf eins normierten  $\text{Sgnd}\Delta\phi_{ij}$ -Verteilungen im Phasenraum der weichen Selektion für  $\tilde{d} = +|x|$  von denen für  $\tilde{d} = -|x|$  für  $|\tilde{d}| = 0.08$  (oben links),  $|\tilde{d}| = 0.12$  (oben rechts) und  $|\tilde{d}| = 0.20$  (unten) subtrahiert.

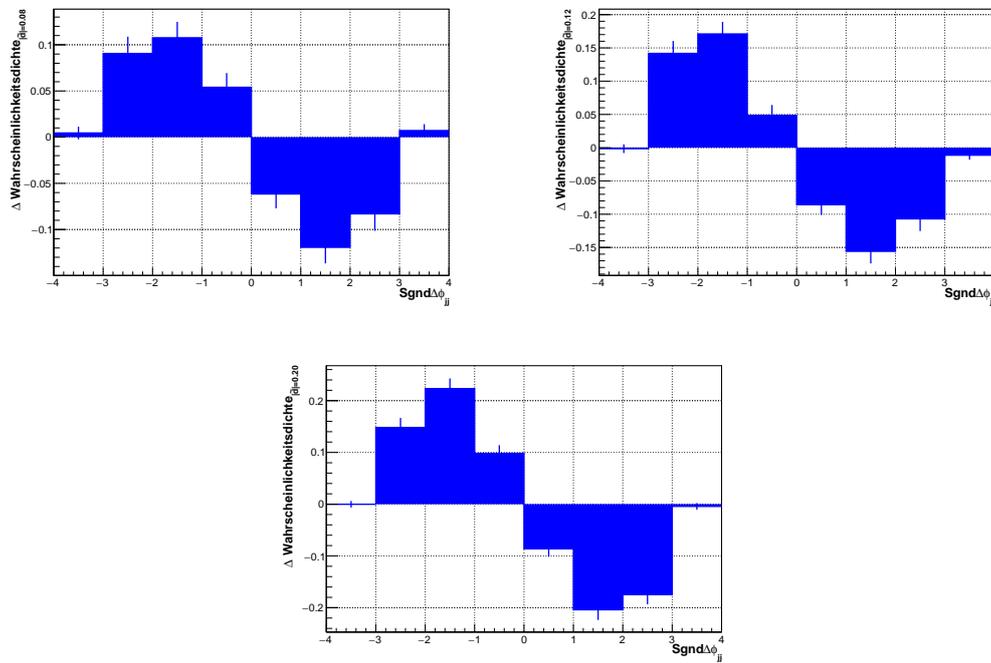


Abbildung A.24.: Die auf eins normierten  $\text{Sgnd}\Delta\phi_{jj}$ -Verteilungen im Phasenraum der harten Selektion für  $\tilde{d} = +|x|$  von denen für  $\tilde{d} = -|x|$  für  $|\tilde{d}| = 0.08$  (oben links),  $|\tilde{d}| = 0.12$  (oben rechts) und  $|\tilde{d}| = 0.20$  (unten) subtrahiert.

### A.3. Die Mittelwerte der CP-ungeraden Observablen und ihre Unsicherheiten

| $\tilde{d}$ | $\langle \mathcal{OO} \rangle$ | $N_{\text{eff}}$ | $\sigma_{\langle \mathcal{OO} \rangle}$ | $s_{\langle \mathcal{OO} \rangle}$ |
|-------------|--------------------------------|------------------|---|------------------------------------|
| -0.40       | -1.32                          | 1344             | 4.6991                                  | 0.13                               |
| -0.36       | -1.33                          | 1421             | 4.7665                                  | 0.13                               |
| -0.32       | -1.38                          | 1401             | 4.5298                                  | 0.12                               |
| -0.28       | -1.48                          | 1553             | 4.4475                                  | 0.11                               |
| -0.24       | -1.58                          | 1432             | 4.1682                                  | 0.11                               |
| -0.20       | -1.619                         | 1635             | 3.6391                                  | 0.090                              |
| -0.16       | -1.34                          | 1723             | 3.4746                                  | 0.084                              |
| -0.12       | -1.207                         | 1783             | 3.1348                                  | 0.074                              |
| -0.08       | -0.932                         | 1781             | 2.8640                                  | 0.068                              |
| -0.04       | -0.424                         | 1727             | 2.5323                                  | 0.061                              |
| -0.02       | -0.201                         | 1791             | 2.3965                                  | 0.057                              |
| 0.00        | 0.072                          | 1957             | 2.2181                                  | 0.050                              |
| 0.02        | 0.325                          | 2012             | 2.5229                                  | 0.056                              |
| 0.04        | 0.491                          | 1786             | 2.4453                                  | 0.058                              |
| 0.08        | 1.03                           | 1853             | 2.8210                                  | 0.066                              |
| 0.12        | 1.275                          | 1843             | 2.9614                                  | 0.069                              |
| 0.16        | 1.329                          | 1781             | 3.3199                                  | 0.079                              |
| 0.20        | 1.599                          | 1803             | 3.7876                                  | 0.089                              |
| 0.24        | 1.46                           | 1574             | 4.2805                                  | 0.11                               |
| 0.28        | 1.44                           | 1417             | 4.5207                                  | 0.12                               |
| 0.32        | 1.73                           | 1532             | 4.8267                                  | 0.12                               |
| 0.36        | 1.35                           | 1513             | 4.5821                                  | 0.12                               |
| 0.40        | 1.33                           | 1459             | 4.6919                                  | 0.12                               |

Tabelle A.1.: Die Unsicherheiten von  $\langle \mathcal{OO} \rangle$  und die zur Berechnung verwendeten Standardabweichungen  $\sigma_{\langle \mathcal{OO} \rangle}$  und effektiven Ereignisanzahlen  $N_{\text{eff}}$  für die mit  $\mathcal{OO}$  erhaltene Eichkurve des VBF-Phasenraums mit weichen Selektionskriterien.

| $\tilde{d}$ | $\langle \mathcal{OO} \rangle$ | $N_{\text{eff}}$ | $\sigma_{\langle \mathcal{OO} \rangle}$ | $s_{\langle \mathcal{OO} \rangle}$ |
|-------------|--------------------------------|------------------|---|------------------------------------|
| -0.40       | -1.26                          | 621              | 3.7815                                  | 0.15                               |
| -0.36       | -1.24                          | 733              | 3.8487                                  | 0.14                               |
| -0.32       | -1.19                          | 734              | 3.3623                                  | 0.12                               |
| -0.28       | -1.36                          | 744              | 3.7371                                  | 0.14                               |
| -0.24       | -1.43                          | 898              | 3.2546                                  | 0.11                               |
| -0.20       | -1.370                         | 944              | 2.8145                                  | 0.092                              |
| -0.16       | -1.137                         | 1000             | 2.8148                                  | 0.089                              |
| -0.12       | -0.951                         | 990              | 2.4427                                  | 0.078                              |
| -0.08       | -0.695                         | 1078             | 2.4710                                  | 0.075                              |
| -0.04       | -0.328                         | 1118             | 2.0324                                  | 0.061                              |
| -0.02       | -0.176                         | 1088             | 2.0645                                  | 0.063                              |
| 0.00        | -0.088                         | 1072             | 1.9030                                  | 0.058                              |
| 0.02        | 0.250                          | 1273             | 2.1842                                  | 0.061                              |
| 0.04        | 0.476                          | 1100             | 2.1178                                  | 0.064                              |
| 0.08        | 0.770                          | 1084             | 2.4082                                  | 0.073                              |
| 0.12        | 0.892                          | 1100             | 2.3349                                  | 0.070                              |
| 0.16        | 1.117                          | 1075             | 2.8725                                  | 0.088                              |
| 0.20        | 1.26                           | 1003             | 3.3069                                  | 0.10                               |
| 0.24        | 1.37                           | 829              | 3.7394                                  | 0.13                               |
| 0.28        | 1.35                           | 689              | 3.6729                                  | 0.14                               |
| 0.32        | 1.48                           | 771              | 4.1053                                  | 0.15                               |
| 0.36        | 1.29                           | 751              | 3.5952                                  | 0.13                               |
| 0.40        | 1.18                           | 665              | 4.1003                                  | 0.16                               |

Tabelle A.2.: Die Unsicherheiten von  $\langle \mathcal{OO} \rangle$  und die zur Berechnung verwendeten Standardabweichungen  $\sigma_{\langle \mathcal{OO} \rangle}$  und effektiven Ereignisanzahlen  $N_{\text{eff}}$  für die mit  $\mathcal{OO}$  erhaltene Eichkurve des VBF-Phasenraums mit harten Selektionskriterien.

| $\tilde{d}$ | $\langle \text{Sgnd}\Delta\phi_{jj} \rangle$ | $N_{\text{eff}}$ | $\sigma_{\langle \text{Sgnd}\Delta\phi_{jj} \rangle}$ | $S_{\langle \text{Sgnd}\Delta\phi_{jj} \rangle}$ |
|-------------|--|------------------|---|--|
| -0.40       | -0.683                                       | 1354             | 1.7003  | 0.046  |
| -0.36       | -0.611                                       | 1372             | 1.7294  | 0.047  |
| -0.32       | -0.649                                       | 1430             | 1.7399  | 0.046  |
| -0.28       | -0.634                                       | 1572             | 1.7536  | 0.044  |
| -0.24       | -0.709                                       | 1427             | 1.7190  | 0.046  |
| -0.20       | -0.748                                       | 1554             | 1.7309  | 0.044  |
| -0.16       | -0.702                                       | 1678             | 1.7974  | 0.044  |
| -0.12       | -0.614                                       | 1651             | 1.8309  | 0.045  |
| -0.08       | -0.445                                       | 1677             | 1.9053  | 0.047  |
| -0.04       | -0.217                                       | 1583             | 1.9801  | 0.050  |
| -0.02       | -0.159                                       | 1671             | 1.9495  | 0.048  |
| 0.00        | 0.048  | 1796             | 1.9418  | 0.046  |
| 0.02        | 0.176  | 1856             | 1.9777  | 0.046  |
| 0.04        | 0.226  | 1620             | 1.9699  | 0.049  |
| 0.08        | 0.489  | 1719             | 1.8658  | 0.045  |
| 0.12        | 0.681  | 1744             | 1.8041  | 0.043  |
| 0.16        | 0.652  | 1727             | 1.7862  | 0.043  |
| 0.20        | 0.754  | 1740             | 1.7339  | 0.042  |
| 0.24        | 0.624  | 1545             | 1.7799  | 0.045  |
| 0.28        | 0.658  | 1344             | 1.7097  | 0.047  |
| 0.32        | 0.782  | 1494             | 1.6970  | 0.044  |
| 0.36        | 0.600  | 1522             | 1.7407  | 0.045  |
| 0.40        | 0.636  | 1466             | 1.7096  | 0.045  |

Tabelle A.3.: Die Unsicherheiten von  $\langle \text{Sgnd}\Delta\phi_{jj} \rangle$  im VBF-Phasenraum mit den weichen Selektionskriterien und die zur Berechnung verwendeten Standardabweichungen  $\sigma_{\langle \text{Sgnd}\Delta\phi_{jj} \rangle}$  und effektiven Ereignisanzahlen  $N_{\text{eff}}$  für alle betrachteten Werte von  $\tilde{d}$ .

| $\tilde{d}$ | $\langle \text{Sgnd}\Delta\phi_{jj} \rangle$ | $N_{\text{eff}}$ | $\sigma_{\langle \text{Sgnd}\Delta\phi_{jj} \rangle}$ | $S_{\langle \text{Sgnd}\Delta\phi_{jj} \rangle}$ |
|-------------|--|------------------|---|--|
| -0.40       | -0.824                                       | 658              | 1.5623  | 0.061  |
| -0.36       | -0.661                                       | 770              | 1.7094  | 0.062  |
| -0.32       | -0.735                                       | 771              | 1.6326  | 0.059  |
| -0.28       | -0.696                                       | 771              | 1.7081  | 0.061  |
| -0.24       | -0.771                                       | 898              | 1.6772  | 0.056  |
| -0.20       | -0.785                                       | 957              | 1.6714  | 0.054  |
| -0.16       | -0.653                                       | 1019             | 1.7877  | 0.056  |
| -0.12       | -0.560                                       | 999              | 1.8320  | 0.058  |
| -0.08       | -0.352                                       | 1077             | 1.9078  | 0.058  |
| -0.04       | -0.208                                       | 1115             | 1.9319  | 0.058  |
| -0.02       | -0.121                                       | 1095             | 1.9136  | 0.058  |
| 0.00        | 0.017  | 1074             | 1.9133  | 0.058  |
| 0.02        | 0.141  | 1268             | 1.9512  | 0.055  |
| 0.04        | 0.195  | 1095             | 1.9379  | 0.059  |
| 0.08        | 0.465  | 1093             | 1.8412  | 0.056  |
| 0.12        | 0.663  | 1101             | 1.7927  | 0.054  |
| 0.16        | 0.574  | 1095             | 1.7664  | 0.053  |
| 0.20        | 0.780  | 1010             | 1.7169  | 0.054  |
| 0.24        | 0.682  | 874              | 1.7468  | 0.059  |
| 0.28        | 0.686  | 705              | 1.6994  | 0.064  |
| 0.32        | 0.781  | 789              | 1.6887  | 0.060  |
| 0.36        | 0.657  | 802              | 1.6720  | 0.059  |
| 0.40        | 0.630  | 695              | 1.6581  | 0.063  |

Tabelle A.4.: Die Unsicherheiten von  $\langle \text{Sgnd}\Delta\phi_{jj} \rangle$  im VBF-Phasenraum mit den harten Selektionskriterien und die zur Berechnung verwendeten Standardabweichungen  $\sigma_{\langle \text{Sgnd}\Delta\phi_{jj} \rangle}$  und effektiven Ereignisanzahlen  $N_{\text{eff}}$  für alle betrachteten Werte von  $\tilde{d}$ .

## A.4. Abhängigkeit der Eichkurven von oberen Grenzen auf kinematische Observablen

| $\tilde{d}$ | $A_{M_{jj} < 3000 \text{ GeV}}$ | $A_{M_{jj} < 2000 \text{ GeV}}$ | $A_{M_{jj} < 1400 \text{ GeV}}$ | $A_{M_{jj} < 800 \text{ GeV}}$ |
|-------------|---------------------------------|---------------------------------|---------------------------------|--------------------------------|
| -0.40       | $0.976 \pm 0.035$               | $0.909 \pm 0.034$               | $0.800 \pm 0.031$               | $0.545 \pm 0.023$              |
| -0.36       | $0.973 \pm 0.035$               | $0.908 \pm 0.033$               | $0.793 \pm 0.030$               | $0.542 \pm 0.023$              |
| -0.32       | $0.979 \pm 0.035$               | $0.920 \pm 0.033$               | $0.801 \pm 0.030$               | $0.552 \pm 0.023$              |
| -0.28       | $0.980 \pm 0.033$               | $0.916 \pm 0.031$               | $0.807 \pm 0.029$               | $0.562 \pm 0.022$              |
| -0.24       | $0.986 \pm 0.035$               | $0.916 \pm 0.033$               | $0.792 \pm 0.030$               | $0.522 \pm 0.023$              |
| -0.20       | $0.978 \pm 0.033$               | $0.924 \pm 0.032$               | $0.817 \pm 0.029$               | $0.571 \pm 0.023$              |
| -0.16       | $0.979 \pm 0.033$               | $0.924 \pm 0.031$               | $0.819 \pm 0.029$               | $0.575 \pm 0.022$              |
| -0.12       | $0.983 \pm 0.032$               | $0.927 \pm 0.031$               | $0.833 \pm 0.029$               | $0.585 \pm 0.022$              |
| -0.08       | $0.979 \pm 0.033$               | $0.934 \pm 0.032$               | $0.828 \pm 0.029$               | $0.581 \pm 0.023$              |
| -0.04       | $0.983 \pm 0.034$               | $0.930 \pm 0.033$               | $0.825 \pm 0.030$               | $0.601 \pm 0.024$              |
| -0.02       | $0.985 \pm 0.033$               | $0.940 \pm 0.032$               | $0.848 \pm 0.030$               | $0.611 \pm 0.023$              |
| 0.00        | $0.990 \pm 0.032$               | $0.946 \pm 0.031$               | $0.858 \pm 0.029$               | $0.618 \pm 0.023$              |
| 0.02        | $0.987 \pm 0.031$               | $0.938 \pm 0.030$               | $0.843 \pm 0.028$               | $0.604 \pm 0.022$              |
| 0.04        | $0.986 \pm 0.033$               | $0.938 \pm 0.032$               | $0.853 \pm 0.030$               | $0.601 \pm 0.023$              |
| 0.08        | $0.986 \pm 0.032$               | $0.932 \pm 0.031$               | $0.835 \pm 0.029$               | $0.589 \pm 0.023$              |
| 0.12        | $0.986 \pm 0.032$               | $0.921 \pm 0.030$               | $0.829 \pm 0.028$               | $0.580 \pm 0.022$              |
| 0.16        | $0.984 \pm 0.032$               | $0.920 \pm 0.031$               | $0.803 \pm 0.028$               | $0.562 \pm 0.022$              |
| 0.20        | $0.983 \pm 0.032$               | $0.919 \pm 0.030$               | $0.822 \pm 0.028$               | $0.572 \pm 0.021$              |
| 0.24        | $0.979 \pm 0.034$               | $0.917 \pm 0.032$               | $0.813 \pm 0.029$               | $0.564 \pm 0.023$              |
| 0.28        | $0.983 \pm 0.035$               | $0.915 \pm 0.034$               | $0.798 \pm 0.031$               | $0.557 \pm 0.024$              |
| 0.32        | $0.980 \pm 0.034$               | $0.918 \pm 0.032$               | $0.808 \pm 0.029$               | $0.550 \pm 0.022$              |
| 0.36        | $0.977 \pm 0.033$               | $0.909 \pm 0.032$               | $0.796 \pm 0.029$               | $0.561 \pm 0.022$              |
| 0.40        | $0.977 \pm 0.034$               | $0.912 \pm 0.033$               | $0.817 \pm 0.030$               | $0.542 \pm 0.022$              |

Tabelle A.5.: Die Akzeptanzen für den VBF-Phasenraum mit weichen Selektionskriterien für obere Grenzen auf  $M_{jj}$ .

| Grenze [GeV]      | $\langle \mathcal{O}\mathcal{O} \rangle_0$ | $b_{\mathcal{O}\mathcal{O}}$ | $b_{\mathcal{O}\mathcal{O}, \text{Grenze}}/b_{\mathcal{O}\mathcal{O}, \infty}$ |
|-------------------|--|------------------------------|--|
| $M_{jj} < \infty$ | $0.050 \pm 0.022$                          | $12.16 \pm 0.50$             | 1  |
| $M_{jj} < 3000$   | $0.047 \pm 0.022$                          | $11.99 \pm 0.50$             | $0.986 \pm 0.058$  |
| $M_{jj} < 2000$   | $0.044 \pm 0.022$                          | $11.88 \pm 0.51$             | $0.977 \pm 0.058$  |
| $M_{jj} < 1400$   | $0.039 \pm 0.023$                          | $11.45 \pm 0.53$             | $0.942 \pm 0.058$  |
| $M_{jj} < 800$    | $0.044 \pm 0.027$                          | $10.22 \pm 0.60$             | $0.840 \pm 0.060$  |

Tabelle A.6.: Der jeweilige Versatz und die Steigungen der linearen Anpassungen an die für  $\mathcal{O}\mathcal{O}$  erhaltenen Eichkurven im VBF-Phasenraum mit weichen Selektionskriterien und zusätzlichen oberen Grenzen auf  $M_{jj}$ .

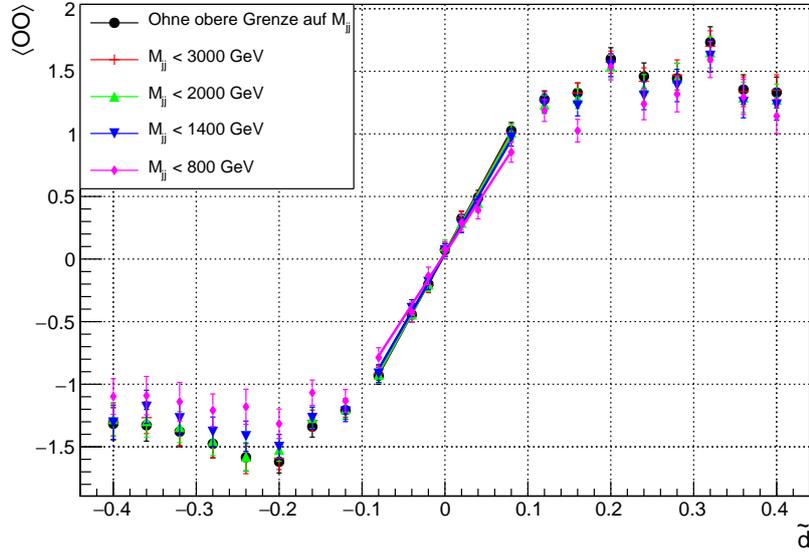


Abbildung A.25.: Die mittels  $\mathcal{O}$  bestimmten Eichkurven im VBF-Phasenraum mit weichen Selektionskriterien bei den vier unterschiedlichen oberen Grenzen auf  $M_{jj}$  mit linearen Anpassungen im Intervall  $[-0.08, 0.08]$ .

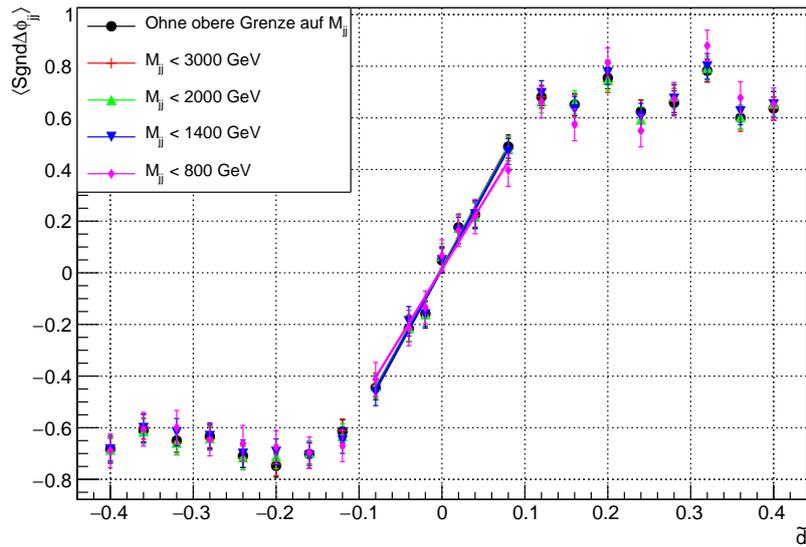


Abbildung A.26.: Die mittels  $\text{Sgnd}\Delta\phi_{jj}$  bestimmten Eichkurven im VBF-Phasenraum mit weichen Selektionskriterien bei den vier unterschiedlichen oberen Grenzen auf  $M_{jj}$  mit linearen Anpassungen im Intervall  $[-0.08, 0.08]$ .

| Grenze [GeV]      | $\langle \text{Sgnd}\Delta\phi_{jj} \rangle_0$ | $b_{\text{Sgnd}\Delta\phi_{jj}}$ | $b_{\text{Sgnd}\Delta\phi_{jj},\text{Grenze}}/b_{\text{Sgnd}\Delta\phi_{jj},\infty}$ |
|-------------------|--|----------------------------------|--|
| $M_{jj} < \infty$ | $0.018 \pm 0.018$                              | $5.90 \pm 0.36$                  | 1  |
| $M_{jj} < 3000$   | $0.019 \pm 0.018$                              | $5.81 \pm 0.36$                  | $0.985 \pm 0.086$  |
| $M_{jj} < 2000$   | $0.019 \pm 0.019$                              | $5.81 \pm 0.37$                  | $0.985 \pm 0.087$  |
| $M_{jj} < 1400$   | $0.014 \pm 0.020$                              | $5.82 \pm 0.40$                  | $0.986 \pm 0.091$  |
| $M_{jj} < 800$    | $0.014 \pm 0.024$                              | $5.23 \pm 0.50$                  | $0.89 \pm 0.10$  |

Tabelle A.7.: Der jeweilige Versatz und die Steigungen der linearen Anpassungen an die für  $\text{Sgnd}\Delta\phi_{jj}$  erhaltenen Eichkurven im VBF-Phasenraum mit weichen Selektionskriterien und zusätzlichen oberen Grenzen auf  $M_{jj}$ .

| $\tilde{d}$ | $A_{M_{jj,H} < 3000 \text{ GeV}}$ | $A_{M_{jj,H} < 2000 \text{ GeV}}$ | $A_{M_{jj,H} < 1400 \text{ GeV}}$ | $A_{M_{jj,H} < 1000 \text{ GeV}}$ |
|-------------|-----------------------------------|-----------------------------------|-----------------------------------|-----------------------------------|
| -0.40       | $0.934 \pm 0.034$                 | $0.818 \pm 0.031$                 | $0.613 \pm 0.025$                 | $0.416 \pm 0.019$                 |
| -0.36       | $0.938 \pm 0.034$                 | $0.806 \pm 0.030$                 | $0.623 \pm 0.025$                 | $0.427 \pm 0.019$                 |
| -0.32       | $0.947 \pm 0.034$                 | $0.803 \pm 0.030$                 | $0.620 \pm 0.025$                 | $0.408 \pm 0.019$                 |
| -0.28       | $0.941 \pm 0.032$                 | $0.818 \pm 0.029$                 | $0.632 \pm 0.024$                 | $0.444 \pm 0.019$                 |
| -0.24       | $0.946 \pm 0.034$                 | $0.818 \pm 0.031$                 | $0.633 \pm 0.026$                 | $0.415 \pm 0.020$                 |
| -0.20       | $0.956 \pm 0.033$                 | $0.838 \pm 0.030$                 | $0.673 \pm 0.025$                 | $0.474 \pm 0.020$                 |
| -0.16       | $0.958 \pm 0.032$                 | $0.847 \pm 0.029$                 | $0.687 \pm 0.025$                 | $0.485 \pm 0.020$                 |
| -0.12       | $0.958 \pm 0.032$                 | $0.861 \pm 0.029$                 | $0.706 \pm 0.026$                 | $0.5122 \pm 0.021$                |
| -0.08       | $0.963 \pm 0.032$                 | $0.870 \pm 0.030$                 | $0.724 \pm 0.026$                 | $0.528 \pm 0.021$                 |
| -0.04       | $0.966 \pm 0.033$                 | $0.879 \pm 0.031$                 | $0.738 \pm 0.028$                 | $0.563 \pm 0.023$                 |
| -0.02       | $0.972 \pm 0.033$                 | $0.893 \pm 0.031$                 | $0.755 \pm 0.027$                 | $0.565 \pm 0.022$                 |
| 0.00        | $0.979 \pm 0.031$                 | $0.907 \pm 0.030$                 | $0.768 \pm 0.026$                 | $0.576 \pm 0.022$                 |
| 0.02        | $0.970 \pm 0.031$                 | $0.885 \pm 0.029$                 | $0.753 \pm 0.026$                 | $0.559 \pm 0.021$                 |
| 0.04        | $0.976 \pm 0.033$                 | $0.904 \pm 0.031$                 | $0.759 \pm 0.027$                 | $0.554 \pm 0.022$                 |
| 0.08        | $0.967 \pm 0.032$                 | $0.873 \pm 0.030$                 | $0.727 \pm 0.026$                 | $0.528 \pm 0.021$                 |
| 0.12        | $0.958 \pm 0.031$                 | $0.860 \pm 0.029$                 | $0.708 \pm 0.025$                 | $0.513 \pm 0.020$                 |
| 0.16        | $0.954 \pm 0.032$                 | $0.838 \pm 0.029$                 | $0.687 \pm 0.025$                 | $0.496 \pm 0.020$                 |
| 0.20        | $0.953 \pm 0.031$                 | $0.842 \pm 0.028$                 | $0.667 \pm 0.024$                 | $0.474 \pm 0.019$                 |
| 0.24        | $0.947 \pm 0.033$                 | $0.823 \pm 0.030$                 | $0.659 \pm 0.025$                 | $0.467 \pm 0.020$                 |
| 0.28        | $0.947 \pm 0.034$                 | $0.810 \pm 0.031$                 | $0.646 \pm 0.026$                 | $0.450 \pm 0.020$                 |
| 0.32        | $0.943 \pm 0.033$                 | $0.820 \pm 0.030$                 | $0.632 \pm 0.025$                 | $0.432 \pm 0.019$                 |
| 0.36        | $0.942 \pm 0.032$                 | $0.809 \pm 0.029$                 | $0.620 \pm 0.024$                 | $0.422 \pm 0.018$                 |
| 0.40        | $0.935 \pm 0.033$                 | $0.820 \pm 0.030$                 | $0.629 \pm 0.025$                 | $0.425 \pm 0.019$                 |

Tabelle A.8.: Die Akzeptanzen für den VBF-Phasenraum mit weichen Selektionskriterien für obere Grenzen auf  $M_{jj,H}$ .

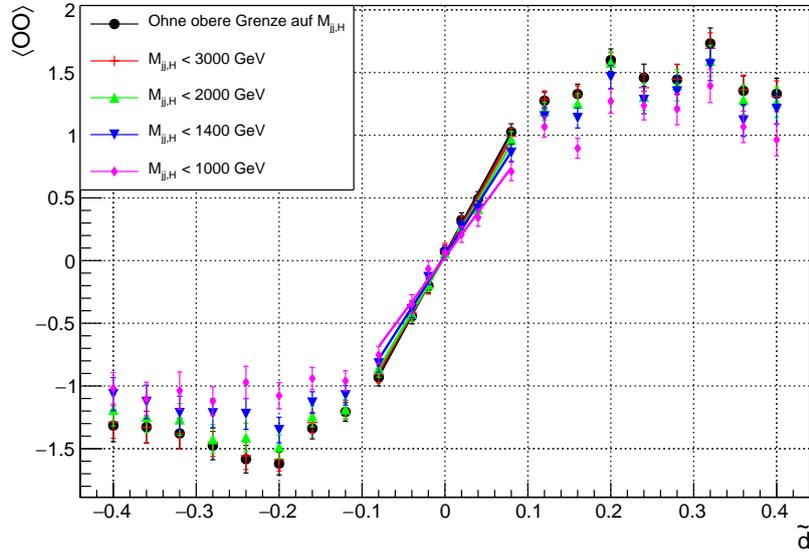


Abbildung A.27.: Die mittels  $\mathcal{O}\mathcal{O}$  bestimmten Eichkurven im VBF-Phasenraum mit weichen Selektionskriterien bei den vier unterschiedlichen oberen Grenzen auf  $M_{jj,H}$  mit linearen Anpassungen im Intervall  $[-0.08, 0.08]$ .

| Grenze [GeV]        | $\langle \mathcal{O}\mathcal{O} \rangle_0$ | $b_{\mathcal{O}\mathcal{O}}$ | $b_{\mathcal{O}\mathcal{O},\text{Grenze}}/b_{\mathcal{O}\mathcal{O},\infty}$ |
|---------------------|--|------------------------------|--|
| $M_{jj,H} < \infty$ | $0.050 \pm 0.022$                          | $12.16 \pm 0.50$             | 1  |
| $M_{jj,H} < 3000$   | $0.043 \pm 0.022$                          | $11.67 \pm 0.50$             | $0.960 \pm 0.057$  |
| $M_{jj,H} < 2000$   | $0.033 \pm 0.023$                          | $11.17 \pm 0.51$             | $0.919 \pm 0.056$  |
| $M_{jj,H} < 1400$   | $0.040 \pm 0.023$                          | $10.36 \pm 0.53$             | $0.852 \pm 0.056$  |
| $M_{jj,H} < 1000$   | $0.028 \pm 0.025$                          | $8.93 \pm 0.55$              | $0.734 \pm 0.054$  |

Tabelle A.9.: Der jeweilige Versatz und die Steigungen der linearen Anpassungen an die für  $\mathcal{O}\mathcal{O}$  erhaltenen Eichkurven im VBF-Phasenraum mit weichen Selektionskriterien und zusätzlichen oberen Grenzen auf  $M_{jj,H}$ .

| Grenze [GeV]        | $\langle \text{Sgnd}\Delta\phi_{jj} \rangle_0$ | $b_{\text{Sgnd}\Delta\phi_{jj}}$ | $b_{\text{Sgnd}\Delta\phi_{jj},\text{Grenze}}/b_{\text{Sgnd}\Delta\phi_{jj},\infty}$ |
|---------------------|--|----------------------------------|--|
| $M_{jj,H} < \infty$ | $0.018 \pm 0.018$                              | $5.90 \pm 0.36$                  | 1  |
| $M_{jj,H} < 3000$   | $0.019 \pm 0.018$                              | $5.72 \pm 0.37$                  | $0.969 \pm 0.086$  |
| $M_{jj,H} < 2000$   | $0.018 \pm 0.019$                              | $5.74 \pm 0.39$                  | $0.973 \pm 0.089$  |
| $M_{jj,H} < 1400$   | $0.012 \pm 0.021$                              | $5.62 \pm 0.44$                  | $0.953 \pm 0.095$  |
| $M_{jj,H} < 1000$   | $0.006 \pm 0.026$                              | $5.31 \pm 0.53$                  | $0.90 \pm 0.11$  |

Tabelle A.10.: Der jeweilige Versatz und die Steigungen der linearen Anpassungen an die für  $\text{Sgnd}\Delta\phi_{jj}$  erhaltenen Eichkurven im VBF-Phasenraum mit weichen Selektionskriterien und zusätzlichen oberen Grenzen auf  $M_{jj,H}$ .

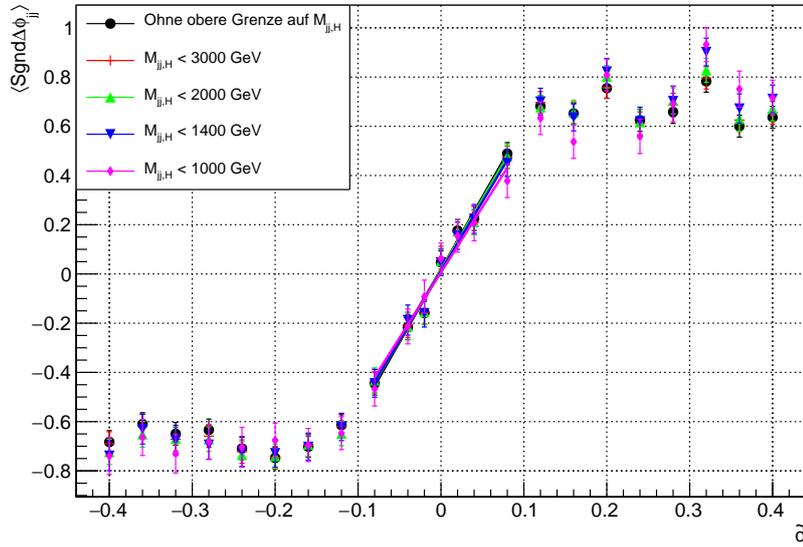


Abbildung A.28.: Die mittels  $\text{Sgnd}\Delta\phi_{jj}$  bestimmten Eichkurven im VBF-Phasenraum mit weichen Selektionskriterien bei den vier unterschiedlichen oberen Grenzen auf  $M_{jj,H}$  mit linearen Anpassungen im Intervall  $[-0.08, 0.08]$ .

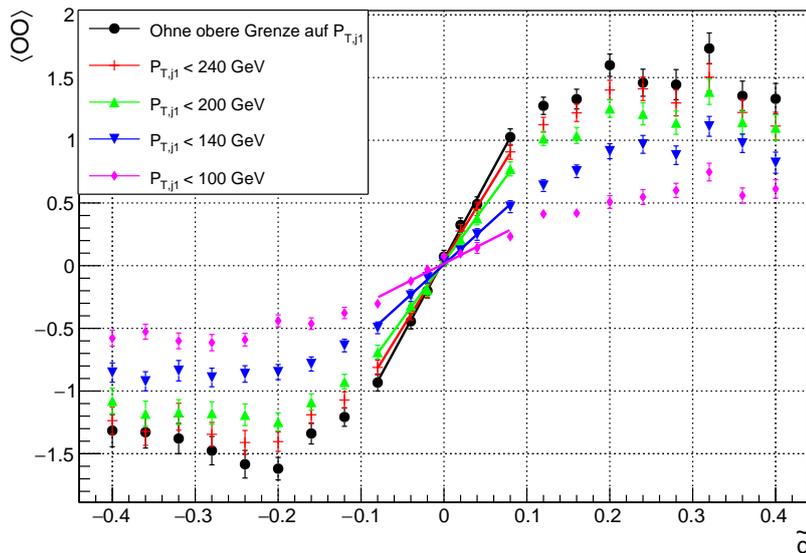


Abbildung A.29.: Die mittels  $\mathcal{O}$  bestimmten Eichkurven im VBF-Phasenraum mit weichen Selektionskriterien bei den vier unterschiedlichen oberen Grenzen auf  $p_T(j_1)$  mit linearen Anpassungen im Intervall  $[-0.08, 0.08]$ .

| $\tilde{d}$ | $A_{p_{T,j_1} < 240 \text{ GeV}}$ | $A_{p_{T,j_1} < 200 \text{ GeV}}$ | $A_{p_{T,j_1} < 140 \text{ GeV}}$ | $A_{p_{T,j_1} < 100 \text{ GeV}}$ |
|-------------|-----------------------------------|-----------------------------------|-----------------------------------|-----------------------------------|
| -0.40       | $0.761 \pm 0.029$                 | $0.696 \pm 0.027$                 | $0.520 \pm 0.022$                 | $0.344 \pm 0.017$                 |
| -0.36       | $0.779 \pm 0.029$                 | $0.706 \pm 0.027$                 | $0.534 \pm 0.022$                 | $0.352 \pm 0.017$                 |
| -0.32       | $0.793 \pm 0.030$                 | $0.731 \pm 0.028$                 | $0.557 \pm 0.023$                 | $0.371 \pm 0.017$                 |
| -0.28       | $0.797 \pm 0.028$                 | $0.727 \pm 0.026$                 | $0.571 \pm 0.022$                 | $0.381 \pm 0.017$                 |
| -0.24       | $0.812 \pm 0.031$                 | $0.749 \pm 0.029$                 | $0.596 \pm 0.024$                 | $0.425 \pm 0.019$                 |
| -0.20       | $0.863 \pm 0.030$                 | $0.804 \pm 0.029$                 | $0.661 \pm 0.025$                 | $0.472 \pm 0.019$                 |
| -0.16       | $0.879 \pm 0.030$                 | $0.832 \pm 0.029$                 | $0.698 \pm 0.025$                 | $0.503 \pm 0.020$                 |
| -0.12       | $0.900 \pm 0.030$                 | $0.852 \pm 0.029$                 | $0.729 \pm 0.026$                 | $0.528 \pm 0.021$                 |
| -0.08       | $0.933 \pm 0.032$                 | $0.899 \pm 0.031$                 | $0.775 \pm 0.027$                 | $0.570 \pm 0.022$                 |
| -0.04       | $0.975 \pm 0.033$                 | $0.946 \pm 0.033$                 | $0.817 \pm 0.029$                 | $0.617 \pm 0.024$                 |
| -0.02       | $0.972 \pm 0.032$                 | $0.946 \pm 0.032$                 | $0.834 \pm 0.029$                 | $0.625 \pm 0.023$                 |
| -0.00       | $0.975 \pm 0.031$                 | $0.948 \pm 0.031$                 | $0.836 \pm 0.028$                 | $0.626 \pm 0.023$                 |
| 0.02        | $0.973 \pm 0.031$                 | $0.941 \pm 0.030$                 | $0.828 \pm 0.027$                 | $0.630 \pm 0.022$                 |
| 0.04        | $0.970 \pm 0.032$                 | $0.940 \pm 0.032$                 | $0.824 \pm 0.029$                 | $0.622 \pm 0.023$                 |
| 0.08        | $0.949 \pm 0.031$                 | $0.905 \pm 0.030$                 | $0.780 \pm 0.027$                 | $0.568 \pm 0.022$                 |
| 0.12        | $0.911 \pm 0.030$                 | $0.868 \pm 0.029$                 | $0.739 \pm 0.026$                 | $0.543 \pm 0.020$                 |
| 0.16        | $0.896 \pm 0.030$                 | $0.847 \pm 0.029$                 | $0.711 \pm 0.025$                 | $0.517 \pm 0.020$                 |
| 0.20        | $0.846 \pm 0.028$                 | $0.793 \pm 0.027$                 | $0.638 \pm 0.023$                 | $0.439 \pm 0.018$                 |
| 0.24        | $0.822 \pm 0.029$                 | $0.751 \pm 0.028$                 | $0.589 \pm 0.023$                 | $0.410 \pm 0.018$                 |
| 0.28        | $0.807 \pm 0.030$                 | $0.730 \pm 0.028$                 | $0.574 \pm 0.024$                 | $0.408 \pm 0.019$                 |
| 0.32        | $0.795 \pm 0.029$                 | $0.713 \pm 0.027$                 | $0.547 \pm 0.022$                 | $0.365 \pm 0.017$                 |
| 0.36        | $0.779 \pm 0.028$                 | $0.701 \pm 0.026$                 | $0.549 \pm 0.022$                 | $0.359 \pm 0.016$                 |
| 0.40        | $0.783 \pm 0.029$                 | $0.711 \pm 0.027$                 | $0.525 \pm 0.022$                 | $0.338 \pm 0.016$                 |

Tabelle A.11.: Die Akzeptanzen für den VBF-Phasenraum mit weichen Selektionskriterien für obere Grenzen auf  $p_T(j_1)$ .

| Grenze [GeV]        | $\langle \mathcal{O} \mathcal{O} \rangle_0$ | $b_{\mathcal{O} \mathcal{O}}$ | $b_{\mathcal{O} \mathcal{O}, \text{Grenze}} / b_{\mathcal{O} \mathcal{O}, \infty}$ |
|---------------------|---|-------------------------------|--|
| $p_T(j_1) < \infty$ | $0.050 \pm 0.022$                           | $12.16 \pm 0.50$              | 1  |
| $p_T(j_1) < 240$    | $0.041 \pm 0.021$                           | $10.73 \pm 0.45$              | $0.882 \pm 0.052$  |
| $p_T(j_1) < 200$    | $0.029 \pm 0.019$                           | $9.09 \pm 0.42$               | $0.748 \pm 0.046$  |
| $p_T(j_1) < 140$    | $0.009 \pm 0.017$                           | $6.01 \pm 0.36$               | $0.494 \pm 0.036$  |
| $p_T(j_1) < 100$    | $0.016 \pm 0.014$                           | $3.37 \pm 0.29$               | $0.277 \pm 0.026$  |

Tabelle A.12.: Der jeweilige Versatz und die Steigungen der linearen Anpassungen an die für  $\mathcal{O} \mathcal{O}$  erhaltenen Eichkurven im VBF-Phasenraum mit weichen Selektionskriterien und zusätzlichen oberen Grenzen auf  $p_T(j_1)$ .

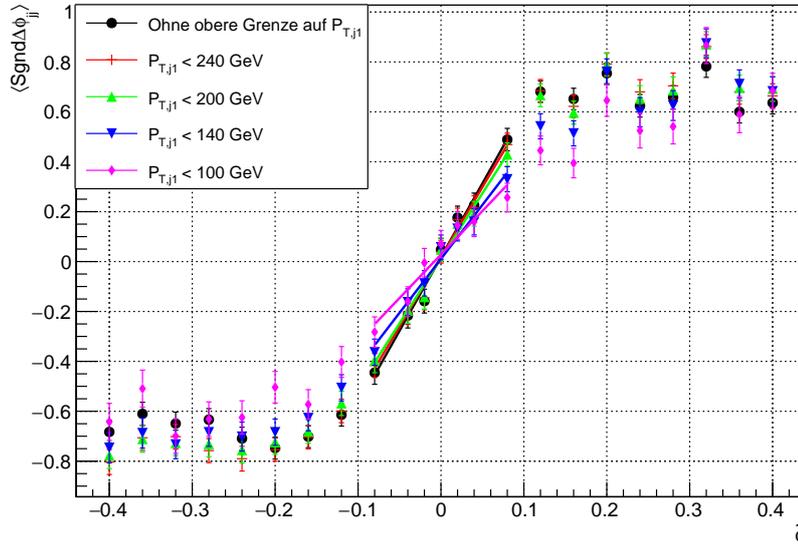


Abbildung A.30.: Die mittels  $\text{Sgnd}\Delta\phi_{jj}$  bestimmten Eichkurven im VBF-Phasenraum mit weichen Selektionskriterien bei den vier unterschiedlichen oberen Grenzen auf  $p_T(j_1)$  mit linearen Anpassungen im Intervall  $[-0.08, 0.08]$ .

| Grenze [GeV]        | $\langle \text{Sgnd}\Delta\phi_{jj} \rangle_0$ | $b_{\text{Sgnd}\Delta\phi_{jj}}$ | $b_{\text{Sgnd}\Delta\phi_{jj},\text{Grenze}}/b_{\text{Sgnd}\Delta\phi_{jj},\infty}$ |
|---------------------|--|----------------------------------|--|
| $p_T(j_1) < \infty$ | $0.018 \pm 0.018$                              | $5.90 \pm 0.36$                  | 1  |
| $p_T(j_1) < 240$    | $0.019 \pm 0.018$                              | $5.59 \pm 0.37$                  | $0.947 \pm 0.085$  |
| $p_T(j_1) < 200$    | $0.012 \pm 0.018$                              | $5.21 \pm 0.37$                  | $0.883 \pm 0.083$  |
| $p_T(j_1) < 140$    | $0.011 \pm 0.019$                              | $4.33 \pm 0.40$                  | $0.734 \pm 0.081$  |
| $p_T(j_1) < 100$    | $0.028 \pm 0.022$                              | $3.49 \pm 0.46$                  | $0.592 \pm 0.086$  |

Tabelle A.13.: Der jeweilige Versatz und die Steigungen der linearen Anpassungen an die für  $\text{Sgnd}\Delta\phi_{jj}$  erhaltenen Eichkurven im VBF-Phasenraum mit weichen Selektionskriterien und zusätzlichen oberen Grenzen auf  $p_T(j_1)$ .

## A.5. Erwartete Messungenaugigkeit auf $\tilde{d}$

| Grenze [GeV]        | $\sigma_{\langle\mathcal{O}\mathcal{O}\rangle}$ | $N_{R_2}$ | $s_{\langle\mathcal{O}\mathcal{O}\rangle}$ | $b_{\mathcal{O}\mathcal{O},\text{Grenze}}$ | $s_{\tilde{d},\mathcal{O}\mathcal{O}}$ |
|---------------------|---|-----------|--|--|--|
| $M_{jj,H} < \infty$ | 2.218   | 313       | 0.125                                      | 12.16                                      | 0.010                                  |
| $M_{jj,H} < 3000$   | 2.183   | 307       | 0.125                                      | 11.67                                      | 0.011                                  |
| $M_{jj,H} < 2000$   | 2.139   | 284       | 0.127                                      | 11.17                                      | 0.011                                  |
| $M_{jj,H} < 1400$   | 2.005   | 241       | 0.129                                      | 10.36                                      | 0.012                                  |
| $M_{jj,H} < 1000$   | 1.863   | 181       | 0.139                                      | 8.93                                       | 0.016                                  |

Tabelle A.14.: Die für  $\mathcal{O}\mathcal{O}$  erhaltenen Limits auf  $\tilde{d}$  und die dafür verwendeten Größen für den VBF-Phasenraum mit weichen Selektionskriterien bei oberen Grenzen auf  $M_{jj,H}$ .

| Grenze [GeV]        | $\sigma_{\langle\text{Sgnd}\Delta\Phi_{jj}\rangle}$ | $N_{R_2}$ | $s_{\langle\text{Sgnd}\Delta\Phi_{jj}\rangle}$ | $b_{\text{Sgnd}\Delta\Phi_{jj},\text{Grenze}}$ | $s_{\tilde{d},\text{Sgnd}\Delta\Phi_{jj}}$ |
|---------------------|---|-----------|--|--|--|
| $M_{jj,H} < \infty$ | 1.942   | 313       | 0.110  | 5.90   | 0.019                                      |
| $M_{jj,H} < 3000$   | 1.945   | 307       | 0.111  | 5.72   | 0.019                                      |
| $M_{jj,H} < 2000$   | 1.960   | 284       | 0.116  | 5.74   | 0.020                                      |
| $M_{jj,H} < 1400$   | 1.970   | 241       | 0.127  | 5.62   | 0.023                                      |
| $M_{jj,H} < 1000$   | 1.968   | 181       | 0.146  | 5.31   | 0.028                                      |

Tabelle A.15.: Die für  $\text{Sgnd}\Delta\phi_{jj}$  erhaltenen Limits auf  $\tilde{d}$  und die dafür verwendeten Größen für den VBF-Phasenraum mit weichen Selektionskriterien bei oberen Grenzen auf  $M_{jj,H}$ .

| Grenze [GeV]      | $\sigma_{\langle\mathcal{O}\mathcal{O}\rangle}$ | $N_{R_2}$ | $s_{\langle\mathcal{O}\mathcal{O}\rangle}$ | $b_{\mathcal{O}\mathcal{O},\text{Grenze}}$ | $s_{\tilde{d},\mathcal{O}\mathcal{O}}$ |
|-------------------|---|-----------|--|--|--|
| $M_{jj} < \infty$ | 2.218   | 313       | 0.125                                      | 12.16                                      | 0.010                                  |
| $M_{jj} < 3000$   | 2.210   | 310       | 0.125                                      | 11.99                                      | 0.010                                  |
| $M_{jj} < 2000$   | 2.179   | 296       | 0.127                                      | 11.88                                      | 0.011                                  |
| $M_{jj} < 1400$   | 2.155   | 269       | 0.131                                      | 11.45                                      | 0.011                                  |
| $M_{jj} < 800$    | 1.978   | 194       | 0.142                                      | 10.22                                      | 0.014                                  |

Tabelle A.16.: Die für  $\mathcal{O}\mathcal{O}$  erhaltenen Limits auf  $\tilde{d}$  und die dafür verwendeten Größen für den VBF-Phasenraum mit weichen Selektionskriterien bei oberen Grenzen auf  $M_{jj}$ .

| Grenze [GeV]      | $\sigma_{\langle \text{Sgnd}\Delta\Phi_{jj} \rangle}$ | $N_{R_2}$ | $s_{\langle \text{Sgnd}\Delta\Phi_{jj} \rangle}$ | $b_{\text{Sgnd}\Delta\Phi_{jj}, \text{Grenze}}$ | $s_{\tilde{d}, \text{Sgnd}\Delta\Phi_{jj}}$ |
|-------------------|---|-----------|--|---|---|
| $M_{jj} < \infty$ | 1.942   | 313       | 0.110  | 5.90  | 0.019                                       |
| $M_{jj} < 3000$   | 1.944   | 310       | 0.110  | 5.81  | 0.019                                       |
| $M_{jj} < 2000$   | 1.947   | 296       | 0.113  | 5.81  | 0.019                                       |
| $M_{jj} < 1400$   | 1.959   | 269       | 0.119  | 5.82  | 0.021                                       |
| $M_{jj} < 800$    | 1.949   | 194       | 0.140  | 5.23  | 0.027                                       |

Tabelle A.17.: Die für  $\text{Sgnd}\Delta\phi_{jj}$  erhaltenen Limits auf  $\tilde{d}$  und die dafür verwendeten Größen für den VBF-Phasenraum mit weichen Selektionskriterien bei oberen Grenzen auf  $M_{jj}$ .

| Grenze [GeV]         | $\sigma_{\langle \mathcal{O}\mathcal{O} \rangle}$ | $N_{R_2}$ | $s_{\langle \mathcal{O}\mathcal{O} \rangle}$ | $b_{\mathcal{O}\mathcal{O}, \text{Grenze}}$ | $s_{\tilde{d}, \mathcal{O}\mathcal{O}}$ |
|----------------------|---|-----------|--|---|---|
| $P_{T,j_1} < \infty$ | 2.218   | 313       | 0.125  | 12.16                                       | 0.010                                   |
| $P_{T,j_1} < 240$    | 2.117   | 306       | 0.121  | 10.73                                       | 0.011                                   |
| $P_{T,j_1} < 200$    | 1.981   | 297       | 0.115  | 9.09  | 0.013                                   |
| $P_{T,j_1} < 140$    | 1.610   | 262       | 0.0995                                       | 6.01  | 0.017                                   |
| $P_{T,j_1} < 100$    | 1.114   | 196       | 0.0795                                       | 3.37  | 0.024                                   |

Tabelle A.18.: Die für  $\mathcal{O}\mathcal{O}$  erhaltenen Limits auf  $\tilde{d}$  und die dafür verwendeten Größen für den VBF-Phasenraum mit weichen Selektionskriterien bei oberen Grenzen auf  $p_T(j_1)$ .

| Grenze [GeV]        | $\sigma_{\langle \text{Sgnd}\Delta\Phi_{jj} \rangle}$ | $N_{R_2}$ | $s_{\langle \text{Sgnd}\Delta\Phi_{jj} \rangle}$ | $b_{\text{Sgnd}\Delta\Phi_{jj}, \text{Grenze}}$ | $s_{\tilde{d}, \text{Sgnd}\Delta\Phi_{jj}}$ |
|---------------------|---|-----------|--|---|---|
| $p_T(j_1) < \infty$ | 1.942   | 313       | 0.11   | 5.90  | 0.019                                       |
| $p_T(j_1) < 240$    | 1.933   | 306       | 0.11   | 5.59  | 0.020                                       |
| $p_T(j_1) < 200$    | 1.929   | 297       | 0.11   | 5.21  | 0.021                                       |
| $p_T(j_1) < 140$    | 1.916   | 262       | 0.12   | 4.33  | 0.027                                       |
| $p_T(j_1) < 100$    | 1.887   | 196       | 0.135  | 3.49  | 0.039                                       |

Tabelle A.19.: Die für  $\text{Sgnd}\Delta\phi_{jj}$  erhaltenen Limits auf  $\tilde{d}$  und die dafür verwendeten Größen für den VBF-Phasenraum mit weichen Selektionskriterien bei oberen Grenzen auf  $p_T(j_1)$ .

---

# Literaturverzeichnis

---

- [1] S. Weinberg. A Model of Leptons. *Phys. Rev. Lett.* 19 (1967) 1264.
- [2] A. Salam. Weak and Electromagnetic Interactions. *Conf. Proc. C 680519 (1968)* 367.
- [3] S. L. Glashow. Partial Symmetries of Weak Interactions. *Nucl. Phys.* 22 (1961) 579.
- [4] P. W. Higgs. Broken symmetries, massless particles and gauge elds. *Phys. Lett.* 12 (1964) 132.
- [5] P. W. Higgs. Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons. *Phys. Rev. Lett.* 13 (1964) 508.
- [6] F. Englert and R. Brout. Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons. *Phys. Rev. Lett.* 13 (1964) 321.
- [7] C. R. Hagen G. S. Guralnik and T. W. B. Kibble. Global conservation laws and massless particles. *Phys. Rev. Lett.* 13 (1964) 585.
- [8] A. D. Sakharov. Violation of CP Invariance, Asymmetry, and Baryon Asymmetry of the Universe. *JETP Lett.* 5 (1967) 24.
- [9] ATLAS Collobaration. The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider. *Journal of Instrumentation* 3 (2008) S08003.
- [10] CMS Collaboration. The CMS experiment at the CERN LHC. The Compact Muon Solenoid experiment. *Journal of Instrumentation* 3 (2008) S08004.
- [11] ATLAS Collaboration. Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC. *Phys. Lett. B* 716 (2012) 1, *arXiv:1207.7214 [hep-ex]*.
- [12] CMS Collaboration. Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC. *Phys. Lett. B* 716 (2012) 30, *arXiv:1207.7235 [hep-ex]*.
- [13] ATLAS Collaboration. Measurements of Higgs boson production and couplings in the four-lepton channel in pp collisions at center-of-mass energies of 7 and 8 TeV with the ATLAS detector. *Phys. Rev. D* 89 (2014) 092007.

- [14] CMS Collaboration. Study of the Mass and Spin-Parity of the Higgs Boson Candidate via Its Decays to Z Boson Pairs. *Phys. Rev. Lett.* 110 (2013) 081803, *arXiv:1212.6639 [hep-ex]*.
- [15] CMS Collaboration. Precise determination of the mass of the Higgs boson and tests of compatibility of its couplings with the standard model predictions using proton collisions at 7 and 8 TeV. *Eur. Phys. J. C* 75 (2015) 212, *arXiv:1412.8662*.
- [16] ATLAS Collaboration. Evidence for the spin-0 nature of the Higgs boson using ATLAS data. *Phys. Lett. B* 726 (2013) 120, *arXiv:1307.1432 [hep-ex]*.
- [17] Gfitter Group Collaboration, M. Baak et. al. The global electroweak fit at NN-LO and prospects for the LHC and ILC. *Eur. Phys. J. C* 74 (2014) 3046, *arXiv:1407.3792 [hep-ph]*.
- [18] <http://psi.physik.kit.edu/img/Teilchen.png>, 13.07.2016.
- [19] Markus Schumacher. Suche nach neutralen Higgsbosonen mit dem OPAL-Detektor bei LEP2, Dissertation Universität Bonn, BONN-IR-99-19 . 1999.
- [20] ATLAS Collaboration, CMS Collaboration. Combined Measurement of the Higgs Boson Mass in  $pp$  Collisions at  $\sqrt{s} = 7$  and 8 TeV with the ATLAS and CMS Experiments. *Phys. Rev. Lett.* 114 (2015) 191803, *arXiv:1503.07589 [hep-ex]*.
- [21] ATLAS Collaboration. Study of the spin and parity of the Higgs boson in diboson decays with the ATLAS detector. *Eur. Phys. J. C* 75 (2015) 476, *arXiv:1506.05669 [hep-ex]*.
- [22] ATLAS Collaboration. Measurements of Higgs boson production and couplings in diboson final states with the ATLAS Detector at the LHC. *Phys. Lett. B* 734 (2014) 27, *arXiv:1307.1427 [hep-ex]*.
- [23] CMS Collaboration. Combination of standard model Higgs boson searches and measurements of the properties of the new boson with a mass near 125 GeV. *CMS-PAS-HIG-13-005*, <https://cds.cern.ch/record/1542387>.
- [24] ATLAS Collaboration. Test of CP Invariance in vector-boson fusion production of the Higgs boson using the Optimal Observable method in the ditau decay channel with the ATLAS detector. *arXiv:1602.04516 [hep-ex]*.
- [25] R.K. Ellis et. al. Higgs decay to  $\tau + \tau$  a possible signature of intermediate mass higgs bosons at high energy hadron colliders. *Nuclear Physics B* 297 (1988) 2.
- [26] Julian Maluck. Studien zur Optimierung und Massenrekonstruktion in der Suche nach dem Higgs-Boson des Standardmodells im Zerfall  $H \rightarrow \tau\tau \rightarrow \ell\ell + 4\nu$  mit dem ATLAS-Experiment. Diplomarbeit Universität Freiburg, 2013.
- [27] LHC Higgs Cross Section Working Group. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/LHCPhysics/CrossSectionsLatest.plots>, 02.08.2016.

- [28] David Griffith. *Introduction to Elementary Particles*. WILEY-VCH Verlag GmbH, 2. Auflage, 2008.
- [29] C. S. Wu et. al. Experimental Test of Parity Conservation in Beta Decay. *Physical Review*, 105 (1957) 1413.
- [30] N. Cabibbo. Unitary Symmetry and Leptonic Decays. *Phys. Rev. Lett.* 10 (1963) 531–533.
- [31] M. Kobayashi and T. Maskawa. CP Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction. *Prog. Theor. Phys.* 49 (1973) 652–657.
- [32] J. H. Christenson et. al. Evidence for the  $2\Pi$  Decay of the  $K_2^0$  Meson. *Phys. Rev. Lett.* 13 (1964) 138.
- [33] Planck Collaboration. Planck 2015 results. XIII. Cosmological parameters. *arXiv:1502.01589 [astro-ph.CO]*.
- [34] Roberto Contino et al. On the validity of the Effective Field Theory Approach to physics beyond the Standard Model. *arXiv:1604.06444 [hep-ph]*.
- [35] Kentarou Mawatari et. al. A framework for Higgs characterisation. *10.1007/JHEP 11 (2014) 043*, *arXiv:1306.6464 [hep-ph]*.
- [36] J. Alwall et al. The automated computation of tree-level and next-to-leading order differential cross sections, and their matching to parton shower simulations. *JHEP 07 (2014) 079*, *arXiv:1405.0301 [hep-ph]*.
- [37] P. Achard et. al. L3 Collaboration. Search for anomalous couplings in the Higgs sector at LEP. *Phys.Lett.B 589 (2004) 89-102,2004*, *arXiv:hep-ex/0403037*.
- [38] ATLAS Collaboration. Study of CP properties of the Higgs boson using VBF events in the ditau channel. *ATL-COM-PHYS-2015-201, Supporting Documentation (internal)*.
- [39] V. Hankele et al. Anomalous Higgs boson couplings in vector boson fusion at the CERN LHC. *Phys. Rev. D 74 (2006) 095001*, *arXiv:hep-ph/0609075*.
- [40] Michaela Oettle. Studien zur CP-Natur des Higgs-Bosons mithilfe von Optimalen Observablen in der Vektorbosonfusion im Zerfallskanal  $H \rightarrow \gamma\gamma$  mit dem ATLAS-Detektor. Diplomarbeit Universität Freiburg, 2014.
- [41] D. Atwood et. al. Analysis for magnetic moment and electric dipole moment, form-factors of the top quark via  $e^+e^- \rightarrow t\bar{t}$ . *Phys. Rev. D 45 (1992) 2405–2413*.
- [42] M. Ciccolini et. al. Strong and electroweak corrections to the production of Higgs + 2-jets via weak interactions at the LHC. *Phys. Rev. Lett.* 99 (2007) 161803, *arXiv:0707.0381 [hep-ph]*.
- [43] M. Ciccolini et. al. Electroweak and QCD corrections to Higgs production via vector-boson fusion at the LHC. *Phys. Rev. D 77 (2008) 013002*, *arXiv:0710.4749 [hep-ph]*.

- 
- [44] A. Denner et. al. A Monte Carlo program for Higgs production in vector-boson fusion and Higgs strahlung at hadron colliders. *Comput. Phys. Commun.* 195 (2015) 161–171, *arXiv:1412.5390 [hep-ph]*.
- [45] [http://www.t2.ucsd.edu/twiki2/pub/HEPProjects/HiggsToZZTo4l/vector\\_boson\\_fusion.PNG](http://www.t2.ucsd.edu/twiki2/pub/HEPProjects/HiggsToZZTo4l/vector_boson_fusion.PNG), 18.07.2016.
- [46] [https://inspirehep.net/record/944447/files/dias\\_HiggsLO.png](https://inspirehep.net/record/944447/files/dias_HiggsLO.png), 18.07.2016.
- [47] <http://inspirehep.net/record/913715/files/vbf.png>, Verändert durch den Autor, 02.08.2016.
- [48] T. Sjöstrand et. al. PYTHIA 6.4 Physics and Manual. *JHEP05 026 (2006)*.
- [49] R. D. Ball et. al. Parton distributions with LHC data. *Nuclear Physics B* 867 (2013) 2, *arXiv:1207.1303 [hep-ph]*.
- [50] Matteo Cacciari et. al. The anti- $k_t$  jet clustering algorithm. *JHEP 0804 (2008) 063*, *arXiv:0802.1189v2 [hep-ph]*.
- [51] LHC Higgs Cross Section Working Group, I. Gino et. al. Pseudo-observables in Higgs physics . *LHCHSWG-INT-2016-004*.
- [52] LHC Higgs Cross Section Working Group. Handbook of LHC Higgs cross sections: 3. Higgs Properties, S. 75. *arXiv:1307.1347 [hep-ph]*, *CERN-2013-004*.

---

# Danksagung

---

An dieser Stelle möchte ich mich bei Herrn Prof. Dr. Markus Schumacher und Frau Dr. Ulrike Schnoor für die sehr persönliche und geduldige Betreuung während meiner Bachelorarbeit bedanken. Eure Geduld hat bei mir für viele Erkenntnisse und ein tieferes Verständnis der Physik gesorgt. Die persönlichen Gespräche waren sehr angenehm und hilfreich. Ebenfalls möchte ich mich bei Herrn Dr. Duc Bao Ta für die mehrfache Unterstützung bis in die späten Abendstunden bedanken. Es gab immer etwas zu lachen mit Dir im Büro und ich hoffe, dass es sich nicht wie „Holz in den Wald tragen“ angefühlt hat, wenn ich des Öfteren mit Fragen zum Programmieren zu Dir gekommen bin. Auch bei Frau Alena Lösle, Frau Katharina Schleicher und Herrn Dirk Sammel möchte ich mich für die freundliche und aufmunternde Arbeitsatmosphäre bedanken.



---

# Erklärung der Selbstständigkeit

---

Hiermit versichere ich, die eingereichte Bachelorarbeit selbständig verfasst und keine anderen als die von mir angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt zu haben. Wörtlich oder inhaltlich verwendete Quellen wurden entsprechend den anerkannten Regeln wissenschaftlichen Arbeitens (lege artis) zitiert. Ich erkläre weiterhin, dass die vorliegende Arbeit noch nicht anderweitig als Bachelorarbeit eingereicht wurde.

Freiburg, den \_\_\_\_\_

\_\_\_\_\_  
Jonas Rehberg

