

Simulation von doppelt-geladener Higgs-Boson-Produktion mit Sherpa

Bachelor-Arbeit
zur Erlangung des Hochschulgrades
Bachelor of Science
im Bachelor-Studiengang Physik

vorgelegt von

Robert Blume

Institut für Kern- und Teilchenphysik
Fakultät Physik
Bereich Mathematik und Naturwissenschaften
Technische Universität Dresden
2026

Eingereicht am 27. April 2026

1. Gutachter: Prof. Dr. Frank Siegert
2. Gutachter: Prof. Dr. Dominik Stöckinger

Zusammenfassung

Zusammenfassung Deutsch: Das doppelt geladene Higgs-Boson ist Bestandteil des Georgi-Machacek-Modells, welches das Standardmodell um zusätzliche skalare Felder in Form eines Higgs-Triplets und eines Higgs-Quintuplett erweitert. Durch seine doppelte elektrische Ladung ergeben sich charakteristische Zerfallskanäle, insbesondere der in dieser Arbeit untersuchte elektroschwache Zerfall $H^{++} \rightarrow W^+W^+$ mit anschließenden leptonischen Endzuständen. Der Prozess wird phänomenologisch in Proton-Proton-Kollisionen untersucht. Hierzu werden Ereignisse mithilfe des Monte-Carlo-Generators SHERPA simuliert und im Anschluss mit einer eigens implementierten RIVET-Analyse ausgewertet. Der Fokus liegt dabei auf der Analyse zentraler Observablen, insbesondere der Dileptonmasse $m_{\ell\ell}$, der fehlenden transversalen Energie (MET), des transversalen Impulses des führenden Leptons p_T^ℓ sowie der transversalen Masse m_T . Abschließend erfolgt ein Vergleich der simulierten Verteilungen mit Referenzdaten der ATLAS Physics Modelling Group (PMG), um die Konsistenz und Validität der erzeugten Ereignisse zu überprüfen.

Abstract English: The doubly charged Higgs boson is a part of the Georgi-Machacek model, which extends the Standard Model to include additional scalar fields in the form of a Higgs triplet and a Higgs quintet. Its double electric charge gives rise to characteristic decay channels, in particular the electroweak decay $H^{++} \rightarrow W^+W^+$ with subsequent leptonic final states, which is investigated in this thesis. The process is studied phenomenologically in proton-proton collisions. For this purpose, events are simulated using the Monte Carlo generator SHERPA and subsequently evaluated with a custom-implemented RIVET analysis. The focus is on the analysis of key observables, in particular the dilepton mass $m_{\ell\ell}$, the missing transverse energy (MET), the transverse momentum of the leading lepton p_T^ℓ , and the transverse mass m_T . Finally, the simulated distributions are compared with reference data from the ATLAS Physics Modelling Group (PMG) to verify the consistency and validity of the generated events.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	7
2	Physikalische Grundlagen	9
2.1	Das Standardmodell und Physik jenseits des Standardmodells	10
2.1.1	Elektroschwache Symmetriebrechung im Standardmodell	10
2.1.2	Georgi-Machacek-Modell	13
2.2	Untersuchter Prozess	15
2.3	Ereignisgenerierung mit Sherpa	18
2.4	Monte-Carlo-Integrationsmethode	20
3	Die H^{++} Produktion mit Sherpa	23
4	Analyse und Ergebnisse	27
4.1	Fiducialer Wirkungsquerschnitt σ_{fid}	28
4.2	Transversaler Impuls des führenden Leptons $p_T^{\ell_1}$	29
4.3	Missing Transverse Energy (MET)	30
4.4	Dileptonmasse $m_{\ell\ell}$	31
4.5	Transversale Masse m_T	33
5	Zusammenfassung und Ausblick	35
A	Set up	39
A.1	Run-Card	39
A.2	param_GM_UFO.dat für $m_5 = 375 \text{ GeV}$	42
A.3	param_GM_UFO.dat für $m_5 = 1500 \text{ GeV}$	48
A.4	Rivet-Analyse	54
B	Literaturverzeichnis	59

1 Einleitung

Die moderne Teilchenphysik beschreibt die fundamentalen Bausteine der Natur und ihre Wechselwirkungen im Rahmen des sogenannten Standardmodells. Dieses theoretische Gerüst vereint die elektromagnetische, schwache und starke Wechselwirkung und zeigt seit mehreren Jahrzehnten eine bemerkenswerte Übereinstimmung mit experimentellen Beobachtungen [37].

Ein zentrales konzeptionelles Element des Standardmodells ist die Rolle lokaler Eichsymmetrien. Wechselwirkungen werden nicht mehr als klassische Fernkräfte interpretiert, sondern entstehen aus der Forderung nach lokaler Eichinvarianz der zugrunde liegenden Lagrange-dichte [47]. Diese Symmetrien bestimmen unmittelbar die Existenz und Eigenschaften der Austauschteilchen, der sogenannten Eichbosonen, welche die fundamentalen Kräfte vermitteln. Des Weiteren führen diese unterschiedlichen Symmetrien zu unterschiedlichen internen Strukturen der Teilchen, die sich in Form von Farbladungen (Quantenchromodynamik) oder einer Dublettstruktur (Elektroschwache Wechselwirkung) äußern [28][46].

Die fundamentalen Materiebausteine des Standardmodells, die Quarks und Leptonen, werden als punktförmig betrachtete Teilchen beschrieben. Demgegenüber erklärt das Modell die innere Struktur zusammengesetzter Teilchen, insbesondere der Hadronen wie Protonen und Neutronen, als gebundene Zustände von Quarks, die durch die starke Wechselwirkung zusammengehalten werden [29].

Im Gegensatz zur klassischen Mechanik, in der Teilchen durch wohldefinierte Bahnkurven beschrieben werden, basiert die Beschreibung im Standardmodell auf der Quantenfeldtheorie. Physikalische Teilchen entsprechen dabei Anregungen zugrunde liegender Felder, und Wechselwirkungen werden durch Feldoperatoren beschrieben[38].

Ein weiterer essenzieller Bestandteil des Standardmodells ist das Higgs-Feld, welches durch den Mechanismus der spontanen Symmetriebrechung den Elementarteilchen ihre Masse verleiht [35]. Die experimentelle Bestätigung dieses Mechanismus gelang im Jahr 2012 durch die Entdeckung des Higgs-Bosons am Large Hadron Collider (LHC) [21].

Trotz dieser Erfolge gilt das Standardmodell als unvollständig. Insbesondere liefert es keine Erklärung für die Gravitation [45], die Natur der Dunklen Materie [9] sowie die beobachteten Neutrinomassen [13]. Diese offenen Fragen motivieren die Suche nach Physik jenseits des Standardmodells.

Der Large Hadron Collider am CERN stellt derzeit das leistungsfähigste Instrument zur experimentellen Untersuchung solcher Fragestellungen dar[15]. In hochenergetischen Proton-Proton-

Kollisionen ermöglicht er sowohl die direkte Suche nach neuen Teilchen als auch hochpräzise Messungen bekannter Prozesse. Insbesondere der Higgs-Sektor bietet hierbei einen sensitiven Zugang zu neuer Physik, da bereits kleine Abweichungen von den Vorhersagen des Standardmodells auf eine erweiterte Struktur hinweisen könnten.

Ein vielversprechender Ansatz zur Erweiterung des Standardmodells besteht in der Vergrößerung des Higgs-Sektors über das minimale Dublett hinaus. Modelle mit zusätzlichen skalaren Feldern, insbesondere in höheren Darstellungen der elektroschwachen Symmetriegruppe, führen zu einem erweiterten Teilchenspektrum und modifizierten Kopplungsstrukturen. Ein prominentes Beispiel hierfür ist die Einführung von Higgs-Tripletts, die zusätzliche neutrale sowie elektrisch geladene skalare Zustände vorhersagen. Eine besonders strukturierte Realisierung stellt das Georgi-Machacek-Modell dar, in dem sowohl ein reelles als auch ein komplexes Triplet eingeführt wird [30]. Die resultierenden physikalischen Zustände lassen sich in sogenannte custodiale Multiplets einordnen, darunter ein Quintuplett, ein Triplet sowie singuläre Zustände. Insbesondere das Quintuplett enthält sogenannte fermiophobe skalare Teilchen, die bevorzugt an Vektorbosonen koppeln und somit charakteristische experimentelle Signaturen erzeugen können [4]. Ein herausragendes Merkmal solcher erweiterten Higgs-Sektoren ist die Vorhersage mehrfach geladener Higgs-Bosonen, insbesondere eines doppelt geladenen Zustands (H^{++}). Diese Teilchen weisen einzigartige Zerfallskanäle auf, beispielsweise in gleich geladene Vektorbosonen. Die Untersuchung solcher Modelle eröffnet somit einen vielversprechenden Zugang zu Physik jenseits des Standardmodells. Insbesondere die Suche nach doppelt geladenen Higgs-Bosonen stellt ein zentrales Ziel dar, da deren Nachweis tiefgreifende Konsequenzen für das Verständnis der elektroschwachen Symmetriebrechung und der fundamentalen Struktur der Materie hätte.

Ziel dieser Arbeit ist es daher, die theoretischen Grundlagen erweiterter Higgs-Sektoren zu diskutieren (2.1) und exemplarisch einen Zerfallskanal eines doppelt geladenen Higgs-Bosons zu untersuchen (2.2). Dies erfolgt durch die Simulation entsprechender Prozesse mit dem Eventgenerator SHERPA sowie durch den Vergleich und die Validierung der Ergebnisse mit MADGRAPH und PYTHIA. Aufgrund dieses Vergleichs ist es dementsprechend möglich Abschätzungen für die Unsicherheiten der Eventerzeugung zu treffen.

2 Physikalische Grundlagen

Dieses Kapitel dient der Darlegung der physikalischen Grundlagen, die für das Verständnis der in dieser Arbeit untersuchten Prozesse notwendig sind. Ziel ist es, die relevanten Konzepte der Teilchenphysik systematisch einzuführen und den Übergang vom Standardmodell zu darüber hinausgehenden Erweiterungen vorzubereiten. Dabei liegt ein besonderer Fokus auf dem Higgs-Sektor, da dessen Struktur die Grundlage für die in dieser Arbeit betrachtete Signatur eines doppelt geladenen Higgs-Bosons bildet.

Zu Beginn wird das Standardmodell als gegenwärtig erfolgreichste Beschreibung fundamentaler Wechselwirkungen vorgestellt. Im Mittelpunkt stehen dabei die elektroschwache Symmetriebrechung und der Higgs-Mechanismus, welche die Massenerzeugung für Eichbosonen und Fermionen erklären und gleichzeitig die theoretische Basis für skalare Teilchenzustände liefern. Diese Darstellung dient als Referenz für die anschließenden Erweiterungen.

Darauf aufbauend wird das Georgi–Machacek-Modell als Erweiterung des Higgs-Sektors eingeführt. Durch zusätzliche Triplettfelder entstehen neue skalare Freiheitsgrade und damit eine erweiterte Phänomenologie, insbesondere das Auftreten eines doppelt geladenen Higgs-Bosons. Gleichzeitig bleibt durch geeignete Symmetrieannahmen die Übereinstimmung mit experimentellen Beobachtungen, etwa beim ρ -Parameter, erhalten.

Im weiteren Verlauf wird der untersuchte Prozess vorgestellt, bei dem ein doppelt geladenes Higgs-Boson über Vektorbosonfusion erzeugt wird und in gleichgeladene W -Bosonen zerfällt. Die daraus resultierende leptonische Signatur sowie die relevanten Standardmodell-Hintergründe werden diskutiert.

Abschließend wird die Ereignisgenerierung mit dem Monte-Carlo-Generator SHERPA beschrieben. Dabei werden die zentralen Schritte der Simulation von Proton-Proton-Kollisionen am LHC sowie die zugrunde liegende Monte-Carlo-Integrationsmethode skizziert, welche die Grundlage für die im weiteren Verlauf durchgeführten Analysen bildet.

2.1 Das Standardmodell und Physik jenseits des Standardmodells

2.1.1 Elektroschwache Symmetriebrechung im Standardmodell

Das Standardmodell der Teilchenphysik beschreibt die elektroschwache Wechselwirkung als eine lokale Eichtheorie mit der Symmetriegruppe $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Die Vermittlung der Wechselwirkungen erfolgt durch masselose Eichbosonen. Um jedoch die beobachteten Massen der schwachen Eichbosonen sowie der Fermionen zu erklären, wird ein zusätzliches Feld eingeführt: das Higgs-Feld $\Phi \in \mathbb{C}^2$. Die Darstellung des elektroschwachen Sektors sowie des Higgs-Mechanismus in diesem Kapitel orientiert sich im Wesentlichen an *An Introduction to Quantum Field Theory* von M. E. Peskin und D. V. Schroeder, insbesondere an den Kapiteln 20–22 [38].

Die vollständige Lagrangedichte des elektroschwachen Sektors enthält neben den kinetischen Termen der Eichfelder auch den Beitrag des Higgs-Feldes:

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} - \frac{1}{2}\text{Tr } W_{\mu\nu}W^{\mu\nu} + \mathcal{L}_{\text{Higgs}}. \quad (2.1)$$

Dabei beschreibt $\mathcal{L}_{\text{Higgs}}$ sowohl die Dynamik als auch die Selbstwechselwirkung des Higgs-Feldes:

$$\mathcal{L}_{\text{Higgs}} = D_\mu \Phi^\dagger D^\mu \Phi - \lambda \left(\Phi^\dagger \Phi - \frac{v^2}{2} \right)^2, \quad (2.2)$$

$$D_\mu \Phi = \partial_\mu \Phi - igW_\mu \Phi - \frac{i}{2}g'B_\mu \Phi. \quad (2.3)$$

Hierbei bezeichnet D_μ die kovariante Ableitung, W_μ die $SU(2)_L$ -Eichfelder, sowie B_μ das $U(1)_Y$ -Eichfeld. Die Kopplungskonstanten g und g' gehören zu den Gruppen $SU(2)_L$ bzw. $U(1)_Y$, während λ die Selbstkopplung des Higgs-Feldes und v dessen Vakuumerwartungswert beschreibt.

Dass der Lagrangedichte zugrundeliegende Potential besitzt nichttriviale Minima, was wiederum zu unendlich Grundzuständen führt, welche wie folgt parametrisiert werden können:

$$\Phi^\dagger \Phi = \frac{v^2}{2}. \quad (2.4)$$

Da das Φ -Feld aus der quantenfeldtheoretischen Sichtweise eine bestimmte Fehlkonfiguration widerspiegelt, führt die Wahl des Grundzustands zu einer spontanen Symmetriebrechung der $SU(2)_L \times U(1)_Y$ Symmetrie. Da jeder dieser Grundzustände jedoch zur gleichen Physik führt, wählt man aus Konvention folgenden Vakuumerwartungswert:

$$\langle \Phi \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}, \quad (2.5)$$

Die resultierenden Fluktuationen um den Vakuumerwartungswert können anschließend wie folgt definiert werden:

$$\Phi = e^{i\xi^A(x)T^A} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + \phi(x) \end{pmatrix} \quad (2.6)$$

Hier sind $T^A = \frac{\sigma^A}{2}$ mit $A \in \{1,2,3\}$ die Generatoren der $SU(2)$, σ^A die Paulimatrizen, $\xi^A(x)$ die theoretischen Goldstone Bosonen und $\phi(x)$ ist ein reelles skalares Feld, welches die eigentliche Fluktuation beschreibt (vgl. [38, S. 715]).

Dabei ist nach Betrachtung der Wirkung der Kovarianten Ableitung auf das Higgs Feld (2.3) ersichtlich

$$D_\mu \Phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \Omega \left[\begin{pmatrix} 0 \\ \partial_\mu \phi \end{pmatrix} - i \left(g \left(\Omega^{-1} W_\mu \Omega + \frac{i}{g} \Omega^{-1} \partial_\mu \Omega \right) + \frac{g'}{2} B_\mu \right) \begin{pmatrix} 0 \\ v + \phi \end{pmatrix} \right], \quad (2.7)$$

dass das Feld $\Omega = \Omega(x) = e^{i\xi^A(x)T^A}$ durch eine Eichtransformation eliminierbar ist. Dabei wurde die bekannte Eichtransformation eines Feldes A^μ

$$A_\mu \rightarrow \Omega A_\mu \Omega^{-1} + \frac{i}{g} \Omega \partial_\mu \Omega^{-1} \quad (2.8)$$

verwendet. Betrachtet man das Feld nun in einer unitären Eichung ($\Omega = I$), so folgt aus (2.6) und (2.1) die folgende Darstellung des Lagrangians:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & -\frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} - \frac{1}{2} \text{Tr} W_{\mu\nu} W^{\mu\nu} + \frac{1}{2} \partial_\mu \phi \partial^\mu \phi - \lambda \phi^2 \left(v + \frac{\phi}{2} \right)^2 \\ & + \frac{1}{8} (v + \phi)^2 [g^2 (W_\mu^1)^2 + g^2 (W_\mu^2)^2 + (g W_\mu^3 - g' B_\mu)^2]. \end{aligned} \quad (2.9)$$

Nach der Transformation der Eichfelder ($B_\mu, W_\mu^1, W_\mu^2, W_\mu^3$) auf die physikalischen Felder ($A_\mu, W_\mu^+, W_\mu^-, Z_\mu$) lassen sich die Massenterme wie folgt ablesen [38, S. 701] und deren nominellen Größen wurden aus den Veröffentlichungen der *Particle Data Group* übernommen

[33]:

$$M_W = \frac{gv}{2} \approx 80 \text{ GeV} \quad (2.10)$$

$$M_Z = \frac{v}{2} \sqrt{g^2 + g'^2} \approx 91 \text{ GeV} \quad (2.11)$$

$$M_h = \sqrt{2\lambda} v \approx 125 \text{ GeV}. \quad (2.12)$$

Die zugrundeliegenden Feldtransformationen sind [38, S. 702]

$$A_\mu = \sin \theta_W W_\mu^3 + \cos \theta_W B_\mu \quad (2.13)$$

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} (W_\mu^1 \mp i W_\mu^2) \quad (2.14)$$

$$Z_\mu = \cos \theta_W W_\mu^3 - \sin \theta_W B_\mu \quad (2.15)$$

und definieren somit den Weinbergwinkel und den ρ -Parameter wie folgt:

$$\cos \theta_W = \frac{g}{\sqrt{g^2 + g'^2}}, \quad \sin \theta_W = \frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \quad (2.16)$$

$$\rho = \frac{M_W^2}{M_Z^2 \cos^2 \theta_W} = 1,00038 \pm 0,00020. \quad (2.17)$$

Die für diese Arbeit relevanten freien Parameter im Standardmodell sind:

$$\lambda \approx 0,35 \quad (2.18)$$

$$g \approx 0,64 \quad (2.19)$$

$$g' \approx 0,34. \quad (2.20)$$

2.1.2 Georgi-Machacek-Modell

Das Georgi-Machacek-Modell [30] stellt eine Erweiterung des Standardmodells dar, bei der der Higgs-Sektor durch zusätzliche skalare Felder ergänzt wird. Neben dem bekannten komplexen Higgs-Dublett wird ein reales Triplet (ξ^+, ξ^0, ξ^-) mit Hyperladung $Y = 0$ sowie ein komplexes Triplet ($\chi^{++}, \chi^+, \chi^0$) mit $Y = 2$ eingeführt. Dabei beziehen sich die Indices auf die entstehende elektrische Ladung mit der üblichen Konvention $Q = T^3 + \frac{Y}{2}$, wobei T^3 die Eigenwerte der dritten Komponente des schwachen Isospins referenziert. Diese Erweiterung ermöglicht es, zusätzliche Freiheitsgrade im skalaren Sektor zu untersuchen, ohne zentrale experimentelle Beobachtungen wie den ρ -Parameter zu verletzen.

Um die zugrunde liegende Symmetriestruktur transparent darzustellen, werden die Felder in Darstellungen der globalen Gruppe $SU(2)_L \times SU(2)_R$ organisiert. Das Standardmodell-Dublett wird dabei als sogenanntes Bidublett geschrieben:

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi^{0*} & \phi^+ \\ -\phi^{+*} & \phi^0 \end{pmatrix}. \quad (2.21)$$

Analog dazu werden die beiden Tripletfelder zu einem Bitriplett kombiniert:

$$X = \begin{pmatrix} \chi^{0*} & \xi^+ & \chi^{++} \\ -\chi^{+*} & \xi^0 & \chi^+ \\ \chi^{++*} & -\xi^{+*} & \chi^0 \end{pmatrix}. \quad (2.22)$$

Diese Darstellung macht eine globale $SU(2)_L \times SU(2)_R$ -Symmetrie explizit sichtbar, deren Erhalt entscheidend für die phänomenologische Konsistenz des Modells ist.

Analog zum Standardmodell wird nun ein allgemeines Higgs-Potential formuliert, welches alle erlaubten Wechselwirkungsterme zwischen Φ und X enthält:

$$\begin{aligned} V(\Phi, X) = & \frac{\mu_2^2}{2} \text{Tr}(\Phi^\dagger \Phi) + \frac{\mu_3^2}{2} \text{Tr}(X^\dagger X) + \lambda_1 [\text{Tr}(\Phi^\dagger \Phi)]^2 \\ & + \lambda_2 \text{Tr}(\Phi^\dagger \Phi) \text{Tr}(X^\dagger X) + \lambda_3 \text{Tr}(X^\dagger X X^\dagger X) + \lambda_4 [\text{Tr}(X^\dagger X)]^2 \\ & - \lambda_5 \text{Tr}(\Phi^\dagger \tau^a \Phi \tau^b) \text{Tr}(X^\dagger t^a X t^b) \\ & - M_1 \text{Tr}(\Phi^\dagger \tau^a \Phi \tau^b) (U X U^\dagger)_{ab} - M_2 \text{Tr}(X^\dagger t^a X t^b) (U X U^\dagger)_{ab}. \end{aligned} \quad (2.23)$$

Dabei wurden die folgenden Definitionen der Generatoren $\tau^a = \frac{\sigma^a}{2}$, t^a und Transformation U analog zu [34] verwendet:

$$t^1 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad t^2 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & -i & 0 \\ i & 0 & -i \\ 0 & i & 0 \end{pmatrix}, \quad t^3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \end{pmatrix} \quad U = \begin{pmatrix} -\frac{1}{\sqrt{2}} & 0 & \frac{1}{\sqrt{2}} \\ \frac{i}{\sqrt{2}} & 0 & \frac{i}{\sqrt{2}} \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}. \quad (2.24)$$

Die spontane Symmetriebrechung erfolgt durch nichtverschwindende Vakuumerwartungswerte beider Felder:

$$\langle \Phi \rangle = \frac{v_\phi}{\sqrt{2}} \mathbf{1}_{2 \times 2}, \quad (2.25)$$

$$\langle X \rangle = v_\chi \mathbf{1}_{3 \times 3}. \quad (2.26)$$

Diese Wahl stellt sicher, dass die sogenannte custodiale Symmetrie erhalten bleibt. Daraus folgt die zentrale Beziehung

$$v_\phi^2 + 8v_\chi^2 = v^2 = \frac{1}{\sqrt{2}G_F}. \quad (2.27)$$

Um das Georgi-Machacek-Modell konsistent an das Standardmodell der Teilchenphysik anzuschließen, wird die Erhaltung der custodialen Symmetrie gefordert. Diese gewährleistet, dass der elektroschwache Parameter ρ bereits auf Baumniveau den Wert $\rho = 1$ beibehält.

Nach der Symmetriebrechung lassen sich die physikalischen Freiheitsgrade entsprechend der custodialen Symmetrie in irreduzible Darstellungen zerlegen. Insbesondere entstehen ein Quintuplett (H_5), ein Triplet (H_3) sowie zwei Singulets.

Die Komponenten des Quintuplett sind, nach analoger Feldzerlegung zu [34]

$$\phi^0 \rightarrow \frac{v_\phi}{\sqrt{2}} + \frac{\phi^{0,r} + i\phi^{0,i}}{\sqrt{2}}, \quad \chi^0 \rightarrow v_\chi + \frac{\chi^{0,r} + i\chi^{0,i}}{\sqrt{2}}, \quad \xi^0 \rightarrow v_\chi + \xi^0, \quad (2.28)$$

gegeben durch:

$$H_5^{++} = \chi^{++}, \quad (2.29)$$

$$H_5^+ = \frac{\chi^+ - \xi^+}{\sqrt{2}}, \quad (2.30)$$

$$H_5^0 = \sqrt{\frac{2}{3}}\xi^0 - \sqrt{\frac{1}{3}}\chi^{0,r}, \quad (2.31)$$

während sich das Triplet zu

$$H_3^+ = -\sin\theta_H\phi^+ + \cos\theta_H\frac{\chi^+ + \xi^+}{\sqrt{2}}, \quad (2.32)$$

$$H_3^0 = -\sin\theta_H\phi^{0,i} + \cos\theta_H\chi^{0,i}. \quad (2.33)$$

Der Winkel θ_H parametrisiert dabei das Verhältnis der Vakuumerwartungswerte:

$$\sin\theta_H = \frac{2\sqrt{2}v_\chi}{v}, \quad \cos\theta_H = \frac{v_\phi}{v}. \quad (2.34)$$

Physikalisch beschreibt dieser Winkel den Anteil der Triplettfelder an der elektroschwachen

Symmetriebrechung.

Die Goldstone-Bosonen, welche den longitudinalen Freiheitsgraden der Eichbosonen entsprechen, sind nun ebenfalls Linearkombinationen der Felder:

$$G^+ = \cos \theta_H \phi^+ + \sin \theta_H \frac{\chi^+ + \xi^+}{\sqrt{2}}, \quad (2.35)$$

$$G^0 = \cos \theta_H \phi^{0,i} + \sin \theta_H \chi^{0,i}. \quad (2.36)$$

Die orthogonalen Kombinationen bilden die physikalischen skalaren Zustände des Triplets.

Die Massen der neuen skalaren Zustände ergeben sich aus dem Potential nach Einsetzen der Vakuumerwartungswerte und Eliminierung der Parameter μ_2^2 und μ_3^2 mittels der Minimierungsbedingungen. Für die Massen des Quintuplett und Triplets erhält man

$$m_5^2 = \frac{M_1}{4v_\chi} v_\phi^2 + 12M_2 v_\chi + \frac{3}{2} \lambda_5 v_\phi^2 + 8\lambda_3 v_\chi^2, \quad (2.37)$$

$$m_3^2 = \left(\frac{M_1}{4v_\chi} + \frac{\lambda_5}{2} \right) v^2. \quad (2.38)$$

Diese zusätzlichen skalaren Zustände stellen charakteristische Signaturen des Georgi-Machacek-Modells dar und unterscheiden sich deutlich vom Standardmodell, insbesondere durch das Auftreten eines doppelt geladenen Higgs-Bosons H_5^{++} sowie durch veränderte Kopplungsstrukturen an Eichbosonen.

Zusammenfassend erweitert das Georgi-Machacek-Modell den Higgs-Sektor in kontrollierter Weise und ermöglicht eine reichhaltigere Phänomenologie, wobei gleichzeitig zentrale experimentelle Beobachtungen wie der ρ -Parameter durch geeignete Symmetrieannahmen erhalten bleiben.

2.2 Untersucher Prozess

Abbildung 2.1 zeigt das Feynman-Diagramm des betrachteten Prozesses zur Erzeugung eines doppelt geladenen Higgs-Bosons H^{++} im Rahmen der Vektorbosonfusion (VBF). Wie für Proton-Proton-Kollisionen am LHC üblich, beginnt der Prozess mit zwei kollidierenden Protonenstrahlen, aus denen durch elektroschwache Wechselwirkungen jeweils ein positiv geladenes W^+ -Boson emittiert wird. Diese beiden massiven Vektorbosonen verschmelzen anschließend und bilden auf Baumdiagramm-Niveau einen H_5^{++} -Zustand.

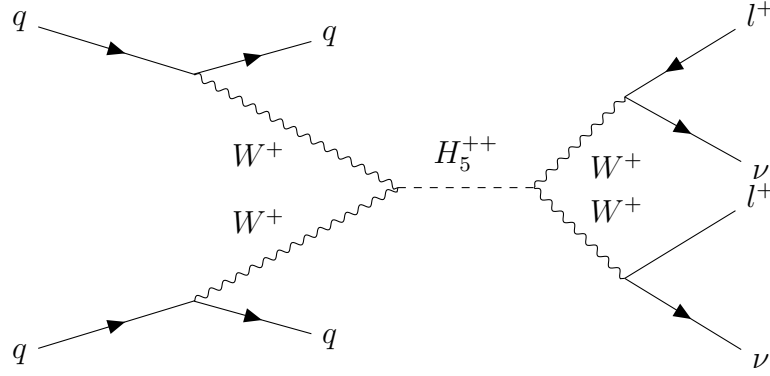


Abbildung 2.1: Beispielhaftes Feynman-Diagramm für VBF-Produktion eines doppelt geladenen Higgs-Bosons H_5^{++} mit Zerfall $H_5^{++} \rightarrow W^+W^+ \rightarrow l^+\nu l^+\nu$.

Für die Interpretation dieses Prozesses wird das oben beschriebene Georgi-Machacek-Modell verwendet, in welchem die Zustände des H^{++} fermiophob sind [4], das heißt, sie koppeln bevorzugt an Vektorbosonen und nicht an Fermionen. Vor diesem Hintergrund können die beiden positiv geladenen W^+ -Bosonen miteinander koppeln und ein doppelt geladenes Higgs-Teilchen erzeugen.

Das erzeugte H^{++} zerfällt anschließend in ein Paar gleich geladener W^+ -Bosonen, gemäß dem Kanal $H_5^{\pm\pm} \rightarrow W^\pm W^\pm$. Im betrachteten „ H_5 -plane-Benchmark-Szenario“ wird angenommen, dass dieser Zerfall eine Verzweigungsrate von 100 % besitzt. Für den Nachweis werden ausschließlich leptonische Endzustände berücksichtigt, bei denen die W -Bosonen in geladene Leptonen (Elektronen oder Myonen) und Neutrinos zerfallen. Dies führt zu der charakteristischen Signatur

$$H^{++} \rightarrow W^+W^+ \rightarrow \ell^+\nu \ell^+\nu.$$

Es ist jedoch zu beachten, dass allein im Standardmodell mehrere Prozesse existieren, die in Proton-Proton-Kollisionen denselben Endzustand erzeugen können wie das betrachtete Signal. Diese Prozesse stellen den Untergrund der Messung dar, welcher im Vergleich mit dem Experiment herauszufiltern wäre. Die relevanten Hintergrundbeiträge sind basierend auf den Verzweungsverhältnissen aus [2] wie folgt gegeben:

1. Allgemeine Vektorbosonproduktion: $VVjj$

Die Produktion von zwei Vektorbosonen in Assoziation mit zwei Jets ($VVjj$) stellt den wichtigsten Hintergrundprozess dar. Dieser lässt sich in zwei Kategorien unterteilen:

- *Elektroschwaches $VVjj$ ($EWVVjj$):* Diese Prozesse umfassen Vektorboson-Streuung (VBS), die ausschließlich elektroschwache Wechselwirkungsvertizes beinhalten. Insbesondere der Prozess $W^\pm W^\pm jj$ stellt den dominierenden Hintergrund in der $H^{\pm\pm}$ -Signalregion dar.

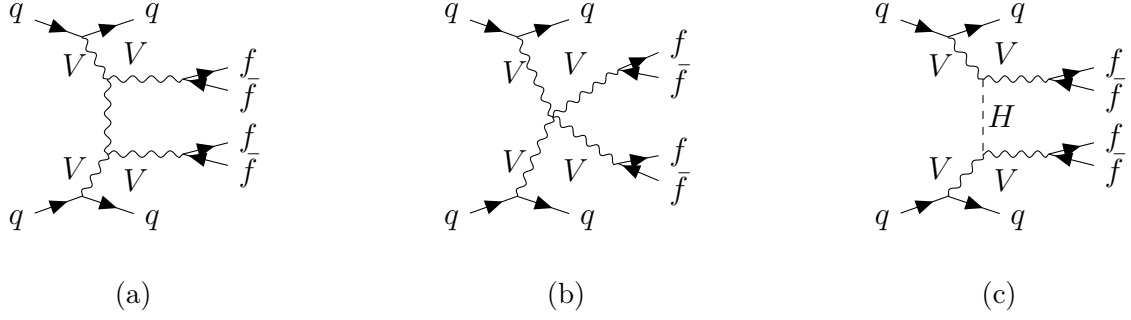


Abbildung 2.2: Beispielhafte Feynman-Diagramme für die elektroschwache Vektorbosonstreuung (VBS) in der Produktion von $VVjj$ -Endzuständen, die (a) einen Dreifach-Eichbosonvertex, (b) einen quartischen Eichbosonvertex sowie (c) den Austausch eines Higgs-Bosons im t -Kanal enthalten. Die Linien sind durch Quarks (q), Vektorbosonen ($V = W/Z$), das Higgs-Boson (H) und Fermionen (f) gekennzeichnet.

- $QCD-VVjj$: In dieser Kategorie treten zusätzlich Vertices der starken Wechselwirkung auf, wodurch sich ein weiterer signifikanter Beitrag zum Untergrund ergibt.

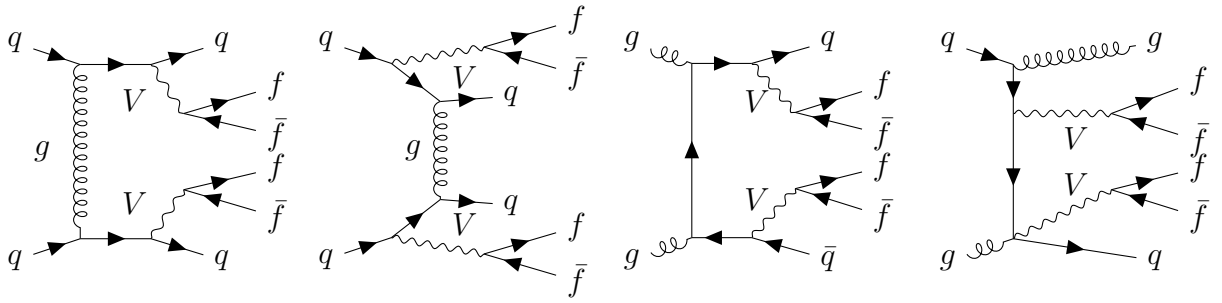


Abbildung 2.3: Beispielhafte Feynman-Diagramme für die QCD-induzierte $VVjj$ -Produktion mit starken Wechselwirkungsvertexen. Die Linien sind durch Quarks (q), Vektorbosonen ($V = W/Z$), Fermionen (f) und Gluonen (g) gekennzeichnet. Die beiden rechten Diagramme mit Gluonen im Anfangszustand tragen nicht zur $W^\pm W^\pm jj$ -Produktion bei.

2. Fehlidentifizierte Prozesse ($W^\pm Zjj$ und ZZ)

Ein wesentlicher Anteil des Untergrunds stammt von Prozessen mit mehr als zwei Leptonen im Endzustand, die jedoch aufgrund von Detektionseffekten als Signalereignisse fehlidentifiziert werden:

- $W^\pm Zjj$ (QCD und EW): Dieser Prozess trägt erheblich zur Signalregion bei (etwa 22 % der erwarteten Ereignisrate), wenn eines der drei produzierten Leptonen nicht rekonstruiert wird, beispielsweise aufgrund begrenzter geometrischer Akzeptanz des Detektors.
- ZZ -Produktion: Auch dieser Prozess stellt einen nicht vernachlässigbaren Hintergrund dar und trägt ungefähr 17 % zur erwarteten Ereignisrate bei.

3. Seltene und top-quark-bezogene Hintergründe

Zusätzlich existiert eine Reihe von Prozessen mit vergleichsweise kleinen Wirkungsquerschnitten, die dennoch zur Hintergrundrate beitragen können:

- *Triboson-Produktion (VVV)*: Gleichzeitige Produktion von drei massiven Vektorbosonen.
- *Top-Quark-Assoziation ($t\bar{t}V$)*: Produktion eines Top-Quark-Paares in Assoziation mit einem Vektorboson.
- *tZq -Prozess*: Produktion eines einzelnen Top-Quarks zusammen mit einem Z -Boson und einem weiteren Quark, welcher speziell für die $H^{\pm\pm}$ -Suche berücksichtigt wird.

2.3 Ereignisgenerierung mit Sherpa

Ein zentraler experimenteller Zugang zur Hochenergiephysik ist die Untersuchung von Teilchenkollisionen am *Large Hadron Collider* (LHC) am CERN in Genf. Dessen Umfang beträgt ca. 27 km [26] und er befindet sich derzeit in seiner dritten Betriebsphase (Run 3), die im Juli 2022 begonnen hat [27]. In diesem werden Proton-Proton-Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 13,6$ TeV erzeugt [26]. Die Analyse der dabei entstehenden Ereignisse erfolgt mithilfe der vier großen Detektorexperimente ATLAS, CMS, ALICE und LHCb. Der CMS-Detektor (Compact Muon Solenoid) ist ein Allzweckdetektor mit besonderem Schwerpunkt auf präzisen Messungen von Myonen, elektromagnetischen Objekten und Jets und wird sowohl für Präzisionstests des Standardmodells als auch für Suchen nach neuer Physik eingesetzt [20]. Der ATLAS-Detektor (A Toroidal LHC ApparatuS) ist ebenfalls ein Allzweckdetektor, der für die Untersuchung fundamentaler Teilchen und Wechselwirkungen über ein breites Energiespektrum hinweg ausgelegt ist und insbesondere bei der Entdeckung und Charakterisierung des Higgs-Bosons eine zentrale Rolle spielte [1]. Das Experiment ALICE (A Large Ion Collider Experiment) ist auf die Untersuchung von Schwerionenkollisionen spezialisiert und dient vor allem der Erforschung des Quark-Gluon-Plasmas unter extremen Bedingungen [3]. Der LHCb-Detektor (Large Hadron Collider beauty experiment) fokussiert sich auf die Präzisionsmessung von Prozessen mit schweren Quarks, insbesondere zur Untersuchung von CP-Verletzung und seltenen Zerfällen [5]. Aufgrund seines breiten physikalischen Programms und der hohen Sensitivität für vielfältige Endzustände ist ATLAS der für diese Arbeit relevante Detektor.

Einen zentralen experimentellen Zugang zur Hochenergiephysik stellt somit die Untersuchung dieser Teilchenkollisionen dar. Insbesondere bei Proton-Proton-Kollisionen wird eine Vielzahl von Teilchen produziert, wobei die Anzahl der erzeugten Teilchen die des eigentlich untersuchten Prozesses in der Regel deutlich übersteigt. Dies führt zu hochdimensionalen Phasenräumen, in denen typischerweise nur ausgewählte Teilbereiche analysiert und ausgewertet werden. Bei allen Experimenten treten darüber hinaus unvermeidlich Hintergrundeffekte auf, die vom jeweils interessierenden physikalischen Prozess getrennt werden müssen. Um dies zu erreichen, wird auf Simulationen als Referenzgröße zurückgegriffen und diese werden ebenfalls für den

systematischen Vergleich experimenteller Ergebnisse mit theoretischen Vorhersagen genutzt [16].

Wie bereits im Titel dieses Kapitels angedeutet, wird in dieser Arbeit die Simulation von LHC-Ereignissen mit dem Programm SHERPA (*Simulation of High-Energy Reactions of Particles*) durchgeführt. SHERPA zeichnet sich insbesondere durch seine hohe Präzision aus und ermöglicht unter anderem die Berechnung polarisierter Wirkungsquerschnitte sowie die Berücksichtigung von Interferenzeffekten zwischen verschiedenen Polarisationszuständen ohne zusätzliche Subtraktionsverfahren. Im Rahmen dieser Arbeit wird die Version SHERPA 3.0 verwendet [14].

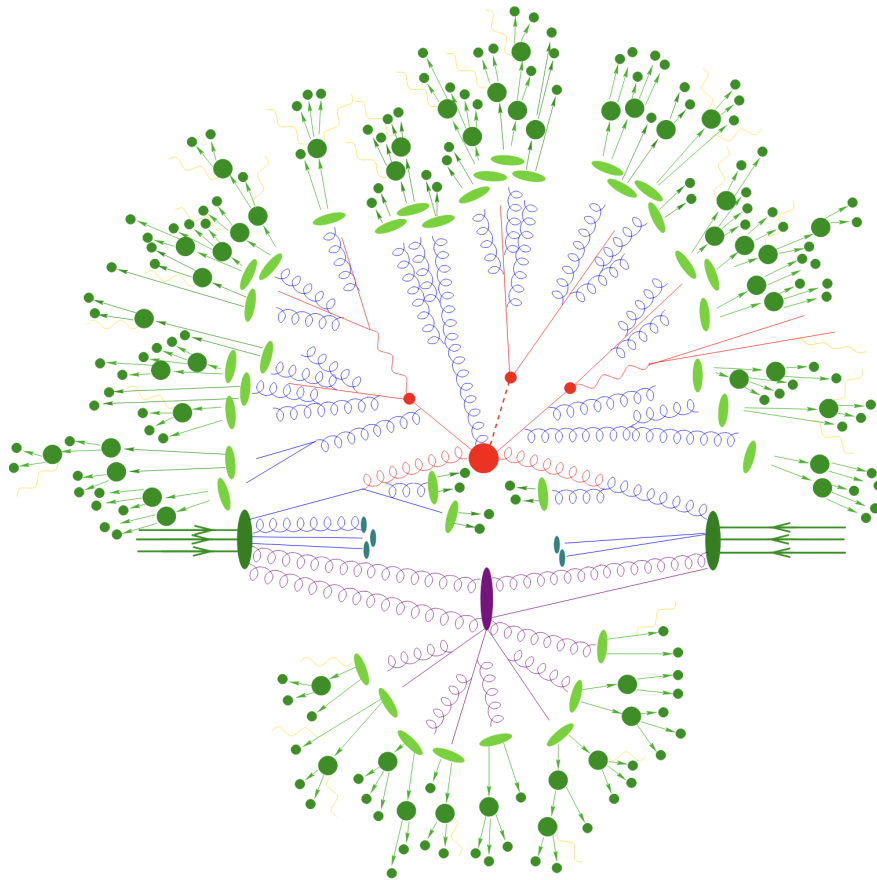


Abbildung 2.4: Ereignisstruktur einer typischen LHC Kollision [14, S. 3]

In hochenergetischen Proton-Proton-Kollisionen am LHC werden die relevanten Prozesse auf der Ebene der Partonen beschrieben. Aufgrund der asymptotischen Freiheit der Quantenchromodynamik (QCD) wird die starke Kopplung bei großen Impulsüberträgen klein, so dass der harte Streuprozess störungstheoretisch berechnet werden kann [32, 40]. Monte-Carlo-Generatoren wie SHERPA nutzen diese Eigenschaft, indem sie die harte Streuung mithilfe störungstheoretisch berechneter Matrixelemente simulieren, während die nicht-störungstheoretische Struktur der Protonen durch Partonverteilungsfunktionen parametrisiert wird [14, S. 15]. Zusätzliche Effekte wie Parton-Schauer und Hadronisierung werden anschließend durch geeignete

phänomenologische Modelle ergänzt, basierend auf dem Faktorisierungstheorem [23]. Das dem Wirkungsquerschnitt zugrunde liegende Matrixelement ergibt sich aus quantenfeldtheoretischen Berechnungen, welche jedoch nicht Gegenstand dieser Arbeit sind.

Zur Beschreibung eines vollständigen Ereignisses müssen verschiedene physikalische Effekte berücksichtigt werden [16]. Zunächst strahlen die einfallenden Protonen bereits vor dem eigentlichen harten Streuprozess Gluonen ab, was durch Anfangszustands-Parton-Schauer modelliert wird. Der Parton-Schauer selbst wird durch einen Algorithmus beschrieben, bei dem der Impuls sukzessive von Parton zu Parton abnimmt, bis keine störungstheoretische Beschreibung mehr möglich ist und die freien Partonen im Rahmen des Confinements zu Hadronen verbinden. Die entstandenen Hadronen zerfallen anschließend weiter.

Darüber hinaus können Protonbestandteile, die nicht direkt am harten Streuprozess beteiligt sind, zusätzliche Wechselwirkungen hervorrufen, die als Multiple-Parton-Interactions bezeichnet werden. Der eigentlich zu untersuchende Prozess wird durch die entsprechenden Endzustände der Teilchen charakterisiert, wobei auch die Produkte der Parton-Schauer berücksichtigt werden müssen. Die erzeugten Teilchen zerfallen schließlich weiter zu stabilen Hadronen im Rahmen der Hadronisierung. Zusätzlich müssen elektromagnetische Effekte berücksichtigt werden, insbesondere die Abstrahlung von Photonen, die das vollständige physikalische Bild eines Ereignisses beeinflusst.

2.4 Monte-Carlo-Integrationsmethode

Ausgehend vom quantenfeldtheoretisch berechneten Matrixelement, welches als Übergangsamplitude zwischen Anfangs- und Endzuständen interpretiert werden kann [38],

$$\langle f|S-1|i\rangle = i \mathcal{M}_{fi} (2\pi)^4 \delta^{(4)}(p_F - p_I), \quad (2.39)$$

ist es zur Bestimmung des Wirkungsquerschnitts erforderlich, über alle möglichen Endzustände und damit über die entsprechenden Vierimpulse zu integrieren. Hierbei bezeichnet $\langle f|S-1|i\rangle$ das S-Matrix-Element zwischen Anfangs- und Endzustand ohne den trivialen Identitätsanteil, $\mathcal{M}_{fi}$ die invariante Streuamplitude und $\delta^{(4)}(p_F - p_I)$ die Vierimpulserhaltung, wobei p_I und p_F die Summen der Vierimpulse der Anfangs- bzw. Endzustände darstellen. Der Faktor $(2\pi)^4$ ergibt sich aus der verwendeten Fourier-Normierung und ist daher konventionsabhängig, während der Faktor i aus der üblichen Definition des S-Matrix-Elements folgt.

Um die erforderlichen Integrationen effizient, das heißt mit möglichst geringem Rechenaufwand, durchzuführen, wird in SHERPA die Monte-Carlo-Integrationsmethode verwendet [14]. Dabei werden Integrale durch Zufallsstichproben im Definitionsbereich $\Omega = [0,1]^n$ approxi-

miert. Für eine positiv-definite Funktion $f(\vec{x})$ ergibt sich [36]

$$I = \int_{\Omega} f(\vec{x}) d\vec{x} \approx \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N f(\vec{x}_i). \quad (2.40)$$

Jedem Stichprobenpunkt $\vec{x}_i$ wird dabei ein Gewicht $w_i := f(\vec{x}_i)$ zugeordnet, sodass sich das Integral als Erwartungswert dieser Gewichte interpretieren lässt:

$$I \approx \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N w_i. \quad (2.41)$$

Für gleichmäßig verteilte Zufallsstichproben ist der statistische Fehler proportional zu $1/\sqrt{N}$, sodass die Monte-Carlo-Näherung für $N \rightarrow \infty$ gegen den exakten Wert des Integrals konvergiert. Obwohl die praktische Umsetzung dieser Methode deutlich komplexer ist, werden im Rahmen dieser Arbeit lediglich die grundlegenden Prinzipien dargestellt, da eine detaillierte Behandlung über den Fokus der vorliegenden Untersuchung hinausgeht.

3 Die H^{++} Produktion mit Sherpa

Die simulierten Ereignisse orientieren sich am seit 2022 laufenden Run 3 des Large Hadron Collider (LHC), welcher bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 13,6$ TeV betrieben wird [27] und basiert auf dem Monte-Carlo-Generator SHERPA in der Version 3.0.4. [14]. Die Analyse der generierten Ereignisse erfolgt mit dem Framework RIVET in der Version 2.0.1 [12]. Die Konfiguration der Runcard (YAML) sowie die verwendeten Module folgen der Struktur und Beschreibung des SHERPA User Manuals [44].

In der verwendeten YAML-Konfiguration entspricht Run 3 einer Energie von 6,8 TeV pro Strahl. Insgesamt basiert die Simulation auf einer Stichprobe von $100 \times 25\,000$ generierten Ereignissen. Die Ereignisgenerierung erfolgt dabei partiell ungewichtet.

Die Simulation wird im Proton-Proton-Kollisionsmodus durchgeführt, wobei beide Strahlen durch die PDG-ID 2212 beschrieben werden [33]. Für die Analyse der generierten Ereignisse wird das Framework RIVET verwendet, welches einen direkten Vergleich mit anderen Simulationen ermöglicht [12]. Die spezifische Analyse erfolgt mittels einer selbst implementierten Rivet-Analyse, die in Kapitel A.4 beschrieben wird.

Zum Vergleich der erzeugten Observablen werden offizielle ATLAS-Monte-Carlo-Konfigurationen der Physics Modelling Group (PMG) herangezogen [8, 7], welche denselben physikalischen Prozess im Georgi-Machacek-Modell implementieren. Dabei wird in der PMG-Referenzsimulation die Generatorkette bestehend aus MADGRAPH5_AMC@NLO zur Berechnung der Matrixelemente auf Baum-Niveau sowie PYTHIA 8 zur Simulation von Parton-Shower, Hadronisierung und Untergrundaktivität verwendet [6, 42].

Matrixelement-Generator: Als Matrixelement-Generator wird `Comix` verwendet [31]. Dieser berechnet Matrixelemente auf Baum-Niveau für Prozesse mit vielen Endzustandsteilchen mittels farbgekoppelter Berends-Giele-Rekursion und nutzt einen effizienten rekursiven Algorithmus zur Phasenraumgewichtung. Durch implementiertes Colour-Sampling eignet sich `Comix` insbesondere für die Kopplung an Parton-Shower-Simulationen. Die betrachtete Skala wird dynamisch gewählt und entspricht der Masse des erzeugten H^{++} -Teilchens, realisiert durch die Definition `VAR{Abs2(p[2])}`.

Implementiertes Modell: Das zugrunde liegende physikalische Modell ist das Georgi-Machacek-Modell [30] und wird über das GM_UFO-Modul implementiert [24]. Die Modell-Files basieren auf der Implementierung in FeynFules[22]. Die fundamentalen Teilcheneigenschaften als auch die Modellparameter und Wechselwirkungsvertexe wurden dementsprechend in Form von Feynman-Regeln definiert. Die konkrete Parametrisierung erfolgt über die Datei `param_GM_UFO_375.dat`. Wie bereits in Kapitel 2.1.2 dargelegt, erweitert das Modell den Higgssektor des Standardmodells durch zusätzliche skalare Triplets und erlaubt insbesondere das Auftreten doppelt geladener Higgsbosonen, die auf Baum-Niveau an Vektorbosonen koppeln können. Zur Vereinfachung der Matrixelement-Berechnung werden leichte Quarks sowie geladene Leptonen als masselos behandelt. Dies stellt bei den betrachteten Energien ($E \gg m$) eine gute Näherung dar und reduziert die rechnerische Komplexität. Schwerere Teilchen wie das Top-Quark sowie mehrere Higgs-Zustände werden dagegen als stabil behandelt, um unkontrollierte Zerfallskaskaden innerhalb der Matrixelement-Berechnung zu vermeiden.

Prozessdefinition: Im nächsten Schritt wird der zu untersuchende Prozess definiert, welcher der Produktion eines doppelt geladenen Higgs-Bosons entspricht:

$$jj \rightarrow H^{++} + jj, \quad jj \rightarrow H^{--} + jj. \quad (3.1)$$

Die Wechselwirkungsordnung wird dabei auf rein elektroschwache Beiträge beschränkt (QCD: 0, QED: 3), wodurch insbesondere Vektorboson-Fusionsprozesse selektiert werden, die durch charakteristische Vorwärtsjets gekennzeichnet sind.

Die Zerfälle instabiler Teilchen werden explizit über den **Hard Decay Handler** [44] gesteuert. Dieser ist aktiviert und verwendet keine Standardmodell-Zerfallsbreiten höherer Ordnung, sodass die Zerfälle konsistent mit den im Modell definierten Parametern behandelt werden.

Im betrachteten Szenario zerfällt das H^{++} -Teilchen ausschließlich in zwei gleichgeladene W^{+} -Bosonen:

$$H^{++} \rightarrow W^{+}W^{+}, \quad H^{--} \rightarrow W^{-}W^{-}. \quad (3.2)$$

Dies wird durch einen erzwungenen Zerfallskanal realisiert. Gleichzeitig werden hadronische Zerfälle der W -Bosonen deaktiviert, sodass diese effektiv nur in die gewünschten leptonischen Endzustände übergehen. Diese Einschränkung führt zu einer deutlichen Vereinfachung der Analyse und reduziert den hadronischen Untergrund erheblich.

Die anschließenden leptonischen Zerfälle der W -Bosonen führen zu einem klar definierten experimentellen Signal mit isolierten geladenen Leptonen.

Jet-Rekonstruktion: Zur Rekonstruktion hadronischer Jets wird der Anti- k_t -Algorithmus mit einem Radiusparameter von $R = 0,4$ verwendet. Dieser gehört zur Klasse der sequenziellen Rekombinationsalgorithmen und zeichnet sich durch seine Infrarot- und Kollinear-Sicherheit sowie die Erzeugung stabiler, nahezu konischer Jets aus [19]. Implementiert wurde dieser über das Fastjets Modul in Rivet [18]

Selektoren und kinematische Schnitte: Zur Einschränkung des physikalisch relevanten Phasenraums werden kinematische Schnitte direkt in der **Sherpa-YAML**-Konfiguration implementiert. Diese sogenannten **Selectors** bilden typische Akzeptanzbedingungen nach [25]. Zunächst wird eine untere Grenze auf die Invariante Masse der beiden Jets gesetzt:

$$m_{jj} > 100 \text{ GeV}, \quad (3.3)$$

was charakteristisch für Vektorboson-Fusionsprozesse ist und zur Unterdrückung weicher QCD-Hintergründe beiträgt [39]. Zusätzlich wird ein minimaler Transversalimpuls von $p_T > 15 \text{ GeV}$ für Jets gefordert [25]. Ein zentraler Bestandteil der Selektionskriterien sind Schnitte auf den Winkelabstand zwischen rekonstruierten Objekten im η - ϕ -Raum. Dieser wird definiert als

$$\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2}. \quad (3.4)$$

Insbesondere werden Mindestabstände zwischen Jets und Leptonen gefordert ($\Delta R_{jl} > 0,2$), um eine klare Separation dieser Objekte sicherzustellen und Überlappungen in der Rekonstruktion zu vermeiden [25]. Zusätzlich können Schnitte zwischen Leptonen und Photonen ($\Delta R_{l\gamma} > 0,1$) berücksichtigt werden. Da auf Generatorebene jedoch ausschließlich das doppelt geladene Higgs-Teilchen produziert wird, sind diese Cuts wie sie in MADGRAPH realisiert wurden in SHERPA überflüssig, weshalb sie erst in der selbst geschriebenen Rivetanalyse zum Tragen kommen (A.4).

Schnitte auf Bottom-Quarks, wie sie in vergleichbaren MADGRAPH-Runcards implementiert wurden, werden in der vorliegenden Simulation nicht berücksichtigt. Dies liegt daran, dass der betrachtete Prozess rein elektroschwach ist und keine relevanten Beiträge mit Bottom-Quarks im Endzustand erzeugt. Entsprechende Selektoren hätten daher keinen signifikanten Einfluss auf die Ereignisselektion und wurden aus Konsistenzgründen weggelassen.

Wichtige Modellparameter: Die Modellparameter werden entsprechend dem sogenannten *Input-4*-Schema bestimmt, welches für Anwendungen mit MADGRAPH und dem Programm GMCALC vorgesehen ist [34]. Üblicherweise erfolgt die Suche nach dem H^{++} -Teilchen durch einen Scan über verschiedene Werte der Masse m_5 , wobei sich die Modellparameter entsprechend anpassen. Von besonderem Interesse ist hierbei der Bereich um $m_5 = 800 \text{ GeV}$, da neben den Higgsmassen auch die Parameter λ_5 und $\sin\theta_H$ variiert werden, während die übrigen Para-

meter konstant gehalten werden. Zur Validierung der mit MADGRAPH erzeugten Ereignisse [8, 7] wurde daher für verschiedene Massenbereiche jeweils ein repräsentativer Punkt ausgewählt und mit statistisch signifikanter Ereigniszahl in SHERPA [14] reproduziert.

Parameter	$m_5 < 800 \text{ GeV}$	$m_5 > 800 \text{ GeV}$	Formel
m_5	375 GeV	1500 GeV	–
G_F	$1,1663787 \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$	$1,1663787 \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$	konstant
λ_2	0,15	0,6	$0.4 \cdot \frac{m_5}{1000}$
λ_3	–0,1	–0,1	konstant
λ_4	0,2	0,2	konstant
λ_5	–0,8666	–0,7065	–
M_1	577 GeV	3317 GeV	$\sqrt{2} \sin \theta_H \cdot \frac{m_5^2 + v^2}{v}$
M_2	96 GeV	552 GeV	$\frac{M_1}{6}$
$\tan \theta_H$	0,57735	0,2581988897	–
Γ	3,0725 GeV	66,8750 GeV	–

Tabelle 3.1: Zur Simulation verwendete Parameter analog zu [8, 7].

Bei dieser Parameterdefinition ist anzumerken, dass in der MADGRAPH-Analyse der Parameter λ_5 als konstant angenommen wurde. Dies entspricht nicht exakt dem *Input-4*-Schema von GMCALC. Allerdings kann λ_5 unter Verwendung der in Kapitel 2.1.2 hergeleiteten Randbedingungen analytisch aus den übrigen Modellparametern bestimmt werden, insbesondere aus der Beziehung für die Masse des H_5 -Multiplets (2.37).

4 Analyse und Ergebnisse

Die Auswertung der generierten Ereignisse erfolgt mit dem Monte-Carlo-Analyse- und Validierungstool RIVET („Robust Independent Validation of Experiment and Theory“). RIVET ist ein in C++ implementiertes, generatorunabhängiges Framework zur Analyse von Ereignisdaten im HepMC-Format und dient insbesondere dem konsistenten Vergleich unterschiedlicher Ereignisgeneratoren auf Teilchenebene [12].

Ziel der Analyse ist es, Observablen zu definieren, die einerseits eine klare physikalische Interpretation besitzen und andererseits auf Unterschiede in der Ereignisgenerierung hinweisen. Der betrachtete Prozess ist die Produktion eines doppelt geladenen Higgs-Bosons im Georgi-Machacek-Modell, welches bevorzugt über Vektorbosonfusion erzeugt wird und anschließend in zwei gleich geladene W-Bosonen zerfällt [2]. Der leptonische Zerfall der W-Bosonen führt zu einem Endzustand aus zwei gleich geladenen Leptonen und fehlender transversaler Energie. Die gewählten Observablen sind so ausgewählt, dass sie unterschiedliche Aspekte der Ereignis kinematik adressieren:

- $p_T^{\ell_1}$: Skala des harten Prozesses und allgemeine Kinematik,
- MET: unsichtbare Energie durch Neutrinos,
- $m_{\ell\ell}$: Zerfallskinematik der W-Bosonen,
- m_T : direkte Sensitivität auf die Massenskala des H^{++} ,
- σ_{fid} : globale Normalisierung und Effizienz.

Ein zentraler Punkt für das Verständnis der folgenden Diskussion ist die Rolle zusätzlicher Strahlung. Dabei wird zwischen Initial State Radiation (ISR) und Final State Radiation (FSR) unterschieden:

- **ISR**: Strahlung von Partonen vor dem harten Streuprozess. Diese verändert den effektiven Impuls der einlaufenden Partonen[11].
- **FSR**: Strahlung von Teilchen im Endzustand, z. B. Photonen von Leptonen[41].

Beide Effekte führen zu einem sogenannten *Recoil*: zusätzliche abgestrahlte Teilchen tragen Impuls, wodurch das restliche System einen Gegenimpuls erhält [44]. Insbesondere kann dadurch das produzierte H^{++} -Boson einen nichtverschwindenden transversalen Impuls erhalten,

obwohl es im Born-Niveau ohne zusätzliche Strahlung typischerweise nahezu ohne Transversalimpuls erzeugt wird. Diese Effekte werden in Parton-Shower-Algorithmen modelliert und unterscheiden sich zwischen verschiedenen Generatoren.

Im Folgenden werden die einzelnen Observablen jeweils gemeinsam mit ihrer Implementierung und den resultierenden Verteilungen diskutiert.

4.1 Fiducialer Wirkungsquerschnitt σ_{fid}

Aufgrund der unterschiedlichen Cuts auf Generatorebene sind die direkt aus SHERPA berechneten Wirkungsquerschnitte nicht mit den Wirkungsquerschnitten von MADGRAPH vergleichbar. Deswegen wird als geeignetere Vergleichsgröße der fiduciale Wirkungsquerschnitt beider Generatoren herangezogen. Der fiduciale Wirkungsquerschnitt beschreibt den Anteil der Ereignisse, der die definierte Ereignisselektion erfüllt. Er ist gegeben durch

$$\sigma_{\text{fid}} = \frac{N_{\text{pass}}}{N_{\text{tot}}} \cdot \sigma_{\text{tot}}. \quad (4.1)$$

Physikalisch ist σ_{fid} besonders relevant, da er direkt mit experimentell messbaren Größen vergleichbar ist und sowohl die Produktionsrate als auch die Effizienz der Schnitte enthält.

In der RIVET-Analyse wird σ_{fid} über ein Ein-Bin-Histogramm bestimmt, dessen Inhalt nach Normierung mit $\sigma_{\text{tot}} / \sum w_i$ direkt den Wirkungsquerschnitt ergibt.

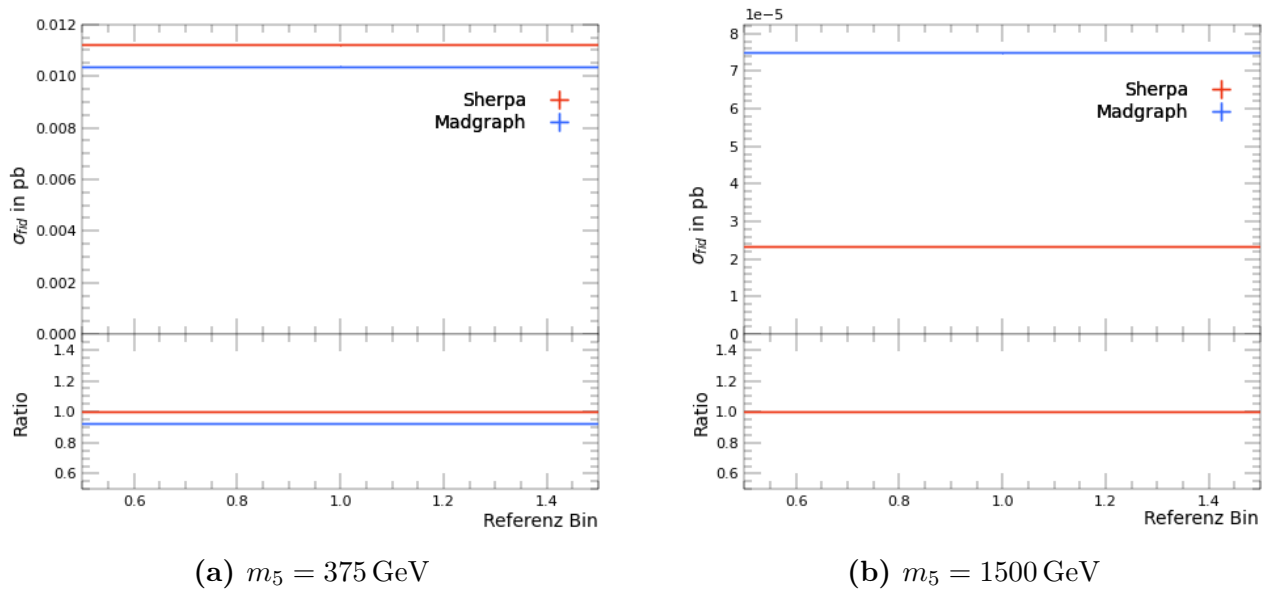


Abbildung 4.1: Fiduzielle Wirkungsquerschnitte σ_{fid} für die Produktion eines doppelt geladenen Higgs-Bosons H^{++} im Rahmen des Georgi-Machacek-Modells für zwei repräsentative Massenpunkte $m_5 = 375 \text{ GeV}$ und $m_5 = 1500 \text{ GeV}$.

Die geringe Abweichung (8,1 %) für $m_5 = 375 \text{ GeV}$ zeigt, dass beide Generatoren die Gesamtproduktion ähnlich beschreiben. Die stärkere Abweichung bei $m_5 = 1500 \text{ GeV}$ (220 %) zeigt, dass die Cuts in den beiden Generatoren für diesen Massenpunkt sehr unterschiedlich sind.

deutet auf signifikante Unterschiede in der Wirkungsquerschnittbestimmung und damit einhergehend auch Matrixelementberechnung hin, welche erst bei höheren Massen sichtbar werden. Zusätzlich dazu kommen in Bezug auf die Shower Produktion ebenso höhere Ordnungen und Phasenraumeffekte zum Tragen. In Kapitel 5 wird der Unterschied sowie weiterführende Untersuchungsmöglichkeiten diskutiert.

4.2 Transversaler Impuls des führenden Leptons $p_T^{\ell_1}$

Der transversale Impuls ist definiert als

$$p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}. \quad (4.2)$$

Der transversale Impuls beschreibt somit direkt die Kinematik des Systems. Im Ruhezustand des H^{++} wären die Zerfallsprodukte isotrop verteilt. Ein nichtverschwindender Transversalimpuls entsteht primär durch ISR-bedingten Recoil.

In der Analyse wird das führende Lepton als das Lepton mit maximalem p_T bestimmt. Durch das Dressing mit Photonen ($\Delta R < 0.1$) wird FSR korrigiert, sodass die gemessene Größe näher an der partonischen Vorhersage liegt.

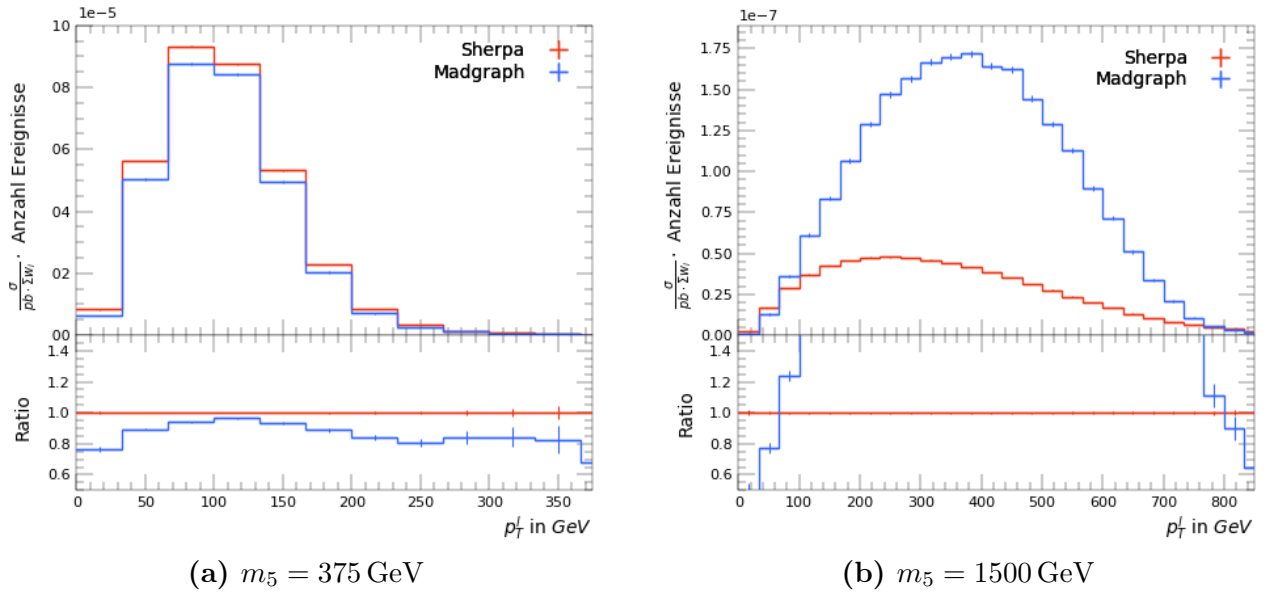


Abbildung 4.2: Transversaler Impuls $p_T^{\ell_1}$ des führenden Leptons im Endzustand für die Produktion eines doppelt geladenen Higgs-Bosons H^{++} im Georgi-Machacek-Modell für die Massenpunkte $m_5 = 375 \text{ GeV}$ und $m_5 = 1500 \text{ GeV}$.

Analog zu Kapitel 4.1 weist $p_T^{\ell_1}$ für $m_5 = 375 \text{ GeV}$ eine gute Übereinstimmung hinsichtlich der Breite und Position des Peaks auf. Sherpa weist konsequent mehr Events und damit insbesondere mehr Events im Peak auf. Dies lässt sich basierend auf der Skalierung auf den leicht erhöhten fiducialen Wirkungsquerschnitt zurückführen. Für $m_5 = 1500 \text{ GeV}$ lassen sich zwei

Hauptunterschiede im Histogramm erkennen. Einerseits ist die Verteilung deutlich höher, was sich konsistent mit dem erhöhten Wirkungsquerschnitt erklären lässt. Andererseits ist die aus MADGRAPH erhaltene Verteilung schneller abfallend für zunehmende Impulse. Dieses Verhalten ist möglicherweise auf unterschiedlich implementierte Parton-Shower und Recoil-Effekte zurückzuführen: Zusätzliche Strahlung im Anfangszustand liefert einen zufälligen transversalen Impuls, der über Recoil auf das System übertragen wird [43]. Dadurch entsteht eine erhöhte Wahrscheinlichkeit für große p_T -Werte, was zu einem langsamer abfallenden Verlauf der Verteilung im hochenergetischen Bereich führt. Außerdem weist MADGRAPH eine höherenergetische Peak-Position auf. Mögliche Ursachen dafür sind die unterschiedlichen Shower- und Rekonstruktionsalgorithmen.

4.3 Missing Transverse Energy (MET)

Die fehlende transversale Energie (Missing Transverse Energy, MET) ist über die Impulserhaltung in der Ebene senkrecht zur Strahlachse definiert als

$$\vec{p}_T^{\text{miss}} = - \sum_{\text{vis}} \vec{p}_T. \quad (4.3)$$

Da die Gesamtimpulsbilanz in der transversalen Ebene im Anfangszustand verschwindet, kann ein Ungleichgewicht nur durch Teilchen entstehen, die im Detektor nicht registriert werden.

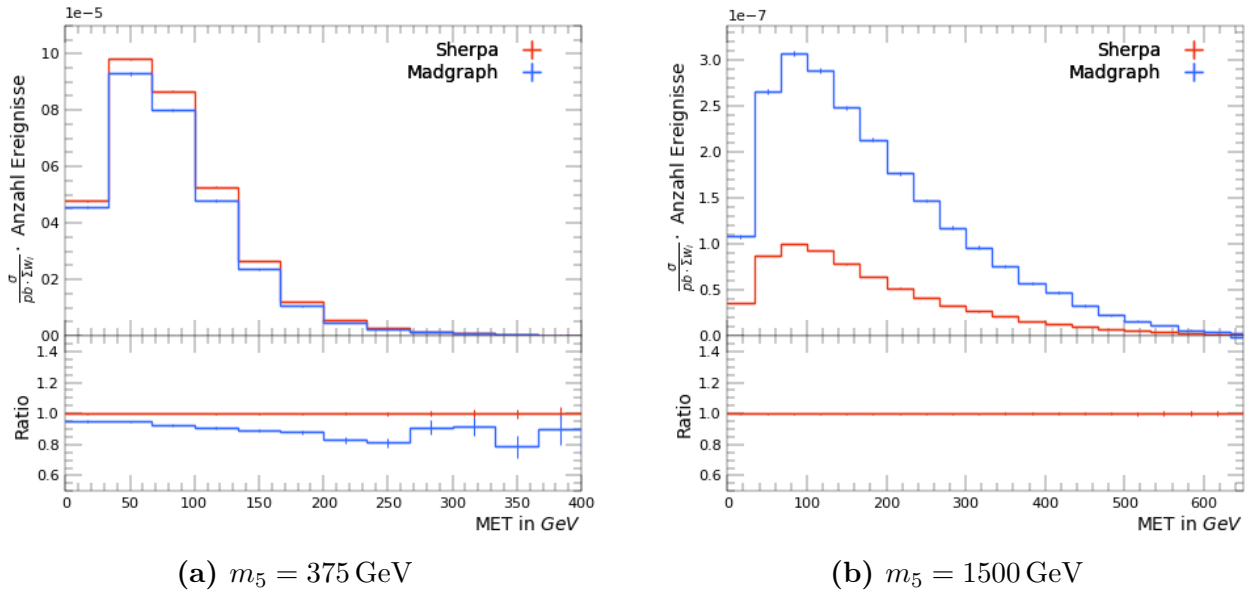


Abbildung 4.3: Verteilung der fehlenden transversalen Energie MET für die Produktion eines doppelt geladenen Higgs-Bosons H^{++} im Georgi-Machacek-Modell für die Massenpunkte $m_5 = 375 \text{ GeV}$ und $m_5 = 1500 \text{ GeV}$.

Physikalisch entspricht die MET somit der Vektorsumme der transversalen Impulse aller unsichtbaren Teilchen im Ereignis. Im hier betrachteten Prozess dominieren dabei insbesondere die Neutrinos aus den leptonischen Zerfällen der W -Bosonen. Da diese aufgrund ihrer ausschließlich schwachen Wechselwirkung keine direkten Signale im Detektor hinterlassen, stellt die fehlende transversale Energie eine zentrale makroskopische Observable dar, um indirekt auf deren Kinematik und damit auf die vollständige Ereignisstruktur rückzuschließen.

Für den Massenpunkt $m_5 = 375 \text{ GeV}$ zeigen die resultierenden Histogramme aus Abbildung 4.3 eine sehr gute Übereinstimmung sowohl in der Form der Verteilung als auch in der Lage des Maximums. Die insgesamt leicht erhöhte Normierung der Verteilung korreliert dabei direkt mit dem größeren fiduziellen Wirkungsquerschnitt σ_{fid} . Dies deutet darauf hin, dass die Modellierung der W -Boson-Zerfälle sowie der daraus resultierenden Neutrino-Kinematik in diesem moderaten Energiebereich von beiden Generatoren konsistent beschrieben wird.

Für $m_5 = 1500 \text{ GeV}$ ergibt sich ein qualitativ ähnliches Verhalten wie bereits in Abschnitt 4.2. Insbesondere lässt sich die beobachtete Verbreiterung der MET-Verteilung zu höheren Werten hin durch Rückstoßeffekte infolge von Anfangszustandsstrahlung (Initial State Radiation, ISR) erklären. Zusätzliche harte Emissionen im Anfangszustand übertragen dabei einen nichtverschwindenden transversalen Impuls auf das produzierte H^{++} -Boson. Dieser Boost des Gesamtsystems führt dazu, dass auch die aus dem Zerfall resultierenden Neutrinos im Laborsystem größere transversale Impulse tragen, was sich in ausgeprägteren Hochenergie-Tails der MET-Verteilung widerspiegelt.

Bemerkenswert ist jedoch, dass die Position des Maximums in beiden Generatoren nahezu unverändert bleibt. Dies zeigt, dass die dominierende Skala der MET-Verteilung weiterhin durch die intrinsische Zerfallskinematik bestimmt wird, also durch die feste invariante Masse der Resonanz sowie den anschließenden Zweikörperzerfall $H^{++} \rightarrow W^+W^+$. Die generatorabhängigen Unterschiede in der Modellierung zusätzlicher Strahlung beeinflussen somit primär die Randbereiche der Verteilung, während die zugrunde liegende Resonanzstruktur erhalten bleibt.

4.4 Dileptonmasse $m_{\ell\ell}$

Die invariante Masse des Dilepton-Systems ist definiert als

$$m_{\ell\ell} = \sqrt{(p_{\ell_1} + p_{\ell_2})^2}. \quad (4.4)$$

Als Lorentz-invariante Größe ist sie unabhängig vom gewählten Bezugssystem und stellt damit eine besonders robuste Observable dar. Physikalisch entspricht $m_{\ell\ell}$ der effektiven Schwerpunktenergie des Dilepton-Systems und liefert direkten Zugang zur zugrundeliegenden Zerfallsdynamik. Im betrachteten Prozess $H^{++} \rightarrow W^+W^+ \rightarrow \ell^+\nu \ell^+\nu$ wird die Form der $m_{\ell\ell}$ -Verteilung maßgeblich durch die Kinematik der beiden W -Bosonen sowie deren anschließende leptische

Zerfälle bestimmt.

Dabei ist hervorzuheben, dass die invariante Masse der Leptonen nicht direkt der Masse der ursprünglichen Resonanz entspricht, da ein signifikanter Anteil der Energie durch die beiden Neutrinos getragen wird. Vielmehr kodiert $m_{\ell\ell}$ die Projektion der vollständigen Vierimpulsstruktur auf den sichtbaren Teil des Endzustands. Insbesondere ist die Verteilung sensitiv gegenüber Winkelkorrelationen der Leptonen sowie deren Energieaufteilung im Ruhesystem der zerfallenden W -Bosonen. Aufgrund der Spin-1-Natur der W -Bosonen und der V-A-Struktur der schwachen Wechselwirkung ergeben sich charakteristische Korrelationen zwischen den Zerfallsprodukten, die sich direkt in der Form der $m_{\ell\ell}$ -Verteilung widerspiegeln.

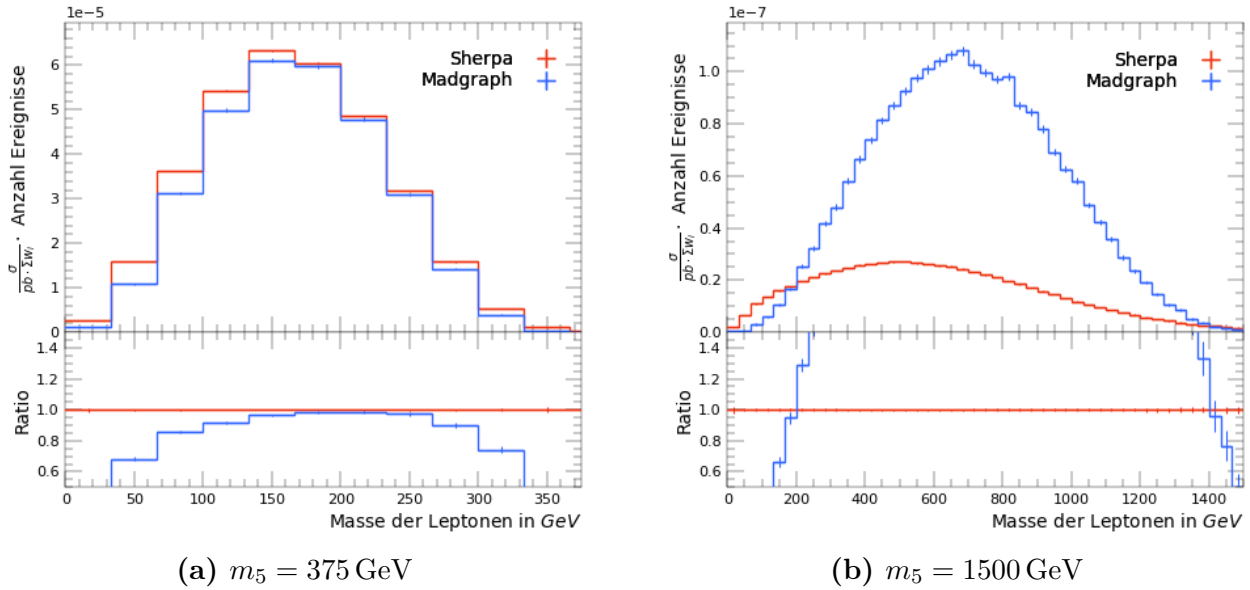


Abbildung 4.4: Invariante Massenverteilung $m_{\ell\ell}$ der beiden gleich geladenen Leptonen im Endzustand für die Produktion eines doppelt geladenen Higgs-Bosons H^{++} im Georgi–Machacek-Modell für die Massenpunkte $m_5 = 375 \text{ GeV}$ und $m_5 = 1500 \text{ GeV}$.

Für den Massenpunkt $m_5 = 375 \text{ GeV}$ zeigt sich eine sehr gute Übereinstimmung zwischen den betrachteten Generatoren sowohl hinsichtlich der Form der Verteilung als auch der Lage des Maximums. Dies bestätigt, dass die Modellierung der Zerfallskinetik der W -Bosonen sowie der daraus resultierenden Leptonkorrelationen konsistent umgesetzt wird. Die beobachteten Abweichungen in den Randbereichen der Verteilung sind dabei primär statistischer Natur und lassen sich auf die endliche Ereigniszahl zurückführen. Insbesondere in den hochenergetischen Tails, in denen die Ereignisdichte stark abnimmt, führen bereits geringe Unterschiede in der Stichprobe zu sichtbaren Fluktuationen.

Im Gegensatz dazu treten für $m_5 = 1500 \text{ GeV}$ deutlich ausgeprägtere Unterschiede zwischen den Generatoren auf. Analog zu den zuvor diskutierten Observablen lassen sich diese Effekte auf mehrere Ursachen zurückführen. Zum einen spielt die unterschiedliche Normierung über den fiduziellen Wirkungsquerschnitt eine Rolle, die sich direkt auf die Höhe der Verteilung auswirkt. Zum anderen gewinnen bei hohen Resonanzmassen dynamische Effekte wie Anfangs-

zustandsstrahlung und die damit verbundenen Rückstoßmechanismen an Bedeutung. Insbesondere beeinflusst ein zusätzlicher transversaler Impuls des Systems die Winkelverteilung der beiden Leptonen. Da $m_{\ell\ell}$ sensitiv auf den Öffnungswinkel zwischen den Leptonen ist, resultiert daraus eine Modifikation der Verteilungsform, insbesondere in den äußeren Bereichen. Zusätzlich können Unterschiede in der Implementierung des Parton-Shower-Modells sowie in den Rekonstruktionsalgorithmen der finalen Zustände (z. B. Jet-Clustering oder Lepton-Dressing) zu systematischen Verschiebungen führen.

4.5 Transversale Masse m_T

Die transversale Masse des Systems aus den beiden Leptonen und der fehlenden transversalen Energie ist definiert als

$$m_T^2 = (E_T^{\ell\ell} + E_T^{\text{miss}})^2 - |\vec{p}_T^{\ell\ell} + \vec{p}_T^{\text{miss}}|^2. \quad (4.5)$$

Sie stellt eine ausschließlich aus transversalen Größen konstruierte Observable dar und ist insbesondere für Prozesse mit unsichtbaren Teilchen im Endzustand von zentraler Bedeutung. Im vorliegenden Kanal $H^{++} \rightarrow W^+W^+ \rightarrow \ell^+\nu\ell^+\nu$ ist eine vollständige Rekonstruktion der invarianten Masse des Systems grundsätzlich nicht möglich, da die longitudinalen Impulskomponenten der beiden Neutrinos experimentell nicht zugänglich sind. Während die transversalen Impulse über die fehlende transversale Energie (MET) bestimmt werden können (siehe Kapitel 4.3), bleibt die Information entlang der Strahlachse aufgrund der unbekannten Anfangszustandskinematik der Proton-Proton-Kollision verloren. Aus diesem Grund kann die vollständige invariante Masse des H^{++} -Systems nicht direkt gemessen werden. Die transversale Masse m_T stellt in diesem Kontext eine wohldefinierte Alternative dar. Sie nutzt ausschließlich messbare Größen und besitzt die wichtige Eigenschaft, eine untere Schranke für die wahre invariante Masse des Systems zu liefern.

Physikalisch ergibt sich diese Eigenschaft daraus, dass bei der Konstruktion von m_T die nicht bekannten longitudinalen Impulsanteile effektiv auf null gesetzt werden. Dadurch wird die tatsächlich vorhandene Energie im System systematisch unterschätzt, sodass die resultierende Masse stets unterhalb der wahren Resonanzmasse liegt.

Für den Massenpunkt $m_5 = 375 \text{ GeV}$ in Abbildung 4.5 zeigt sich eine sehr gute Übereinstimmung der beiden Generatoren sowohl in der Form der Verteilung als auch in der Lage des charakteristischen Endpunkts. Dies ist konsistent mit den zuvor diskutierten Observablen, da m_T direkt aus der Kombination von $m_{\ell\ell}$ und MET hervorgeht und somit deren konsistente Modellierung widerspiegelt. Kleinere Abweichungen lassen sich auf Unterschiede in den niederenergetischen Bereichen zurückführen, insbesondere auf Phasenraumselektionen sowie auf statistische Fluktuationen bei endlicher Ereigniszahl.

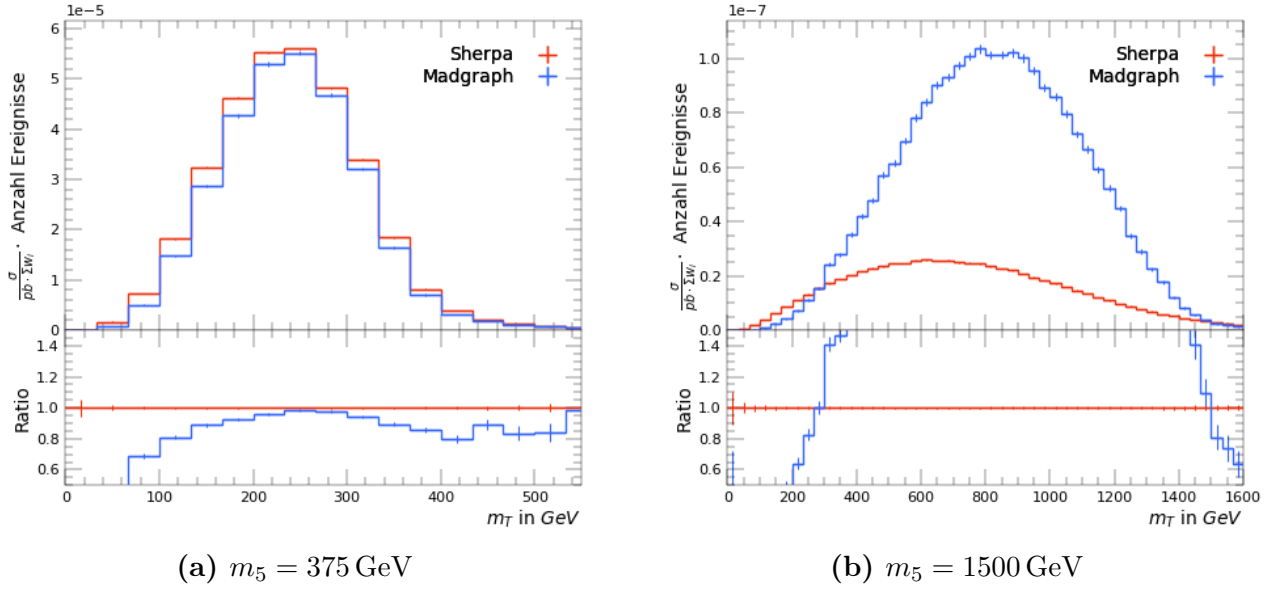


Abbildung 4.5: Verteilung der transversalen Masse $m_T(\ell\ell, \text{MET})$ für die Produktion eines doppelt geladenen Higgs-Bosons H^{++} im Georgi–Machacek-Modell.

Für den hochenergetischen Massenpunkt $m_5 = 1500 \text{ GeV}$ treten hingegen deutlichere Unterschiede hervor. Analog zu den vorherigen Verteilungen ist zunächst eine Skalierung der Gesamtverteilung durch den unterschiedlichen fiduziellen Wirkungsquerschnitt sichtbar. Darüber hinaus zeigen sich Verschiebungen in der Lage des Maximums, insbesondere im MADGRAPH-Sample, das tendenziell höhere m_T -Werte bevorzugt. Diese Verschiebung ist konsistent mit den zuvor beobachteten Effekten in den p_T - und MET-Verteilungen und lässt sich auf eine stärkere Ausprägung von Rückstoßeffekten durch Anfangszustandsstrahlung zurückführen.

Ein zusätzlicher transversaler Impuls des H^{++} -Systems führt dazu, dass sowohl die Leptonen als auch die Neutrinos im Laborsystem höhere transversale Impulse tragen. Da m_T explizit von der Vektorsumme dieser Impulse abhängt, resultiert daraus eine systematische Verschiebung der Verteilung zu höheren Werten. Gleichzeitig bleibt der kinematische Endpunkt weiterhin durch die Masse der Resonanz begrenzt, sodass die Eigenschaft als untere Schranke erhalten bleibt.

Die transversale Masse kombiniert somit alle zuvor diskutierten Effekte:

- die Winkel- und Energieverteilungen der Leptonen (über $m_{\ell\ell}$),
- die Kinematik der unsichtbaren Neutrinos (über MET),
- sowie zusätzliche dynamische Effekte wie ISR-bedingte Recoil-Beiträge.

Dadurch stellt m_T die sensitivste der betrachteten Observablen dar, da sie sowohl auf die grundlegende Zerfallsdynamik als auch auf Unterschiede in der Ereignismodellierung reagiert. Insbesondere im hochenergetischen Bereich dient sie als robustes Werkzeug zur indirekten Bestimmung der Masse des H^{++} und zur Quantifizierung generatorabhängiger Effekte.

5 Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurde die Produktion eines doppelt geladenen Higgs-Bosons im Rahmen des Georgi–Machacek-Modells mithilfe des Monte-Carlo-Ereignisgenerators SHERPA untersucht. Ausgangspunkt bildete dabei die Motivation, offene Fragen des Standardmodells zu adressieren, insbesondere die unzureichende Beschreibung von Neutrinomassen [13] sowie die mögliche Erweiterung des elektroschwachen Sektors durch zusätzliche skalare Freiheitsgrade. [30]

Zunächst wurden die theoretischen Grundlagen des Standardmodells sowie dessen Erweiterung durch das Georgi-Machacek-Modell dargestellt. Letzteres zeichnet sich durch die Einführung zusätzlicher Higgs-Triplettfelder aus, wodurch ein erweitertes Spektrum skalare Zustände entsteht. Insbesondere erlaubt das Modell die Existenz eines doppelt geladenen Higgs-Bosons H^{++} , welches charakteristische Zerfallskanäle in gleich geladene Vektorbosonen aufweist und somit eine eindeutig identifizierbare experimentelle Signatur liefert [2].

Im Anschluss wurde die Produktion dieses Teilchens über Vektorbosonfusion in Proton-Proton-Kollisionen am Large Hadron Collider simuliert. Die Ereignisgenerierung erfolgte mit SHERPA [14], wobei zentrale Aspekte wie Matrixelementberechnung, Parton-Shower-Entwicklung und Hadronisierung berücksichtigt wurden. Die resultierenden Ereignisse wurden mithilfe einer eigen implementierten RIVET-Analyse ausgewertet [12], wobei Observablen wie der transversale Impuls des führenden Leptons, die fehlende transversale Energie sowie invariant- und transversale Massenverteilungen untersucht wurden.

Ein wesentlicher Bestandteil der Analyse war der Vergleich der mit SHERPA erzeugten Ereignisse mit Referenzdaten aus MADGRAPH-Simulationen der ATLAS Physics Modelling Group [8, 7]. Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Vergleiche zwischen SHERPA und MADGRAPH zeigen insgesamt eine gute Übereinstimmung für moderate Massenbereiche, insbesondere für den Benchmarkpunkt $m_5 = 375 \text{ GeV}$. Für hohe Massen, insbesondere bei $m_5 = 1500 \text{ GeV}$, treten jedoch signifikante Abweichungen auf. Besonders auffällig ist hierbei die Diskrepanz im fiduziellen Wirkungsquerschnitt, die mit einem Faktor von etwa 3,2 deutlich über das hinausgeht, was durch statistische Unsicherheiten oder einfache Phasenraumeffekte erklärbar wäre. Diese Beobachtung deutet klar auf systematische Unterschiede in der Modellierung der beiden Generatoren hin. Im Folgenden werden mögliche physikalische und methodische Ursachen für diese Abweichungen dargelegt. Zusätzlich werden weitere Schritte beschrieben, mithilfe welcher eine genauere Identifikation der Unterschiede möglich ist.

Propagierung der Modellparameter: Da die beobachtete Abweichung bei identischer SHERPA-Runcard ausschließlich für unterschiedliche Modellparameter auftritt, liegt die Vermutung nahe, dass Unterschiede in der Implementierung oder Interpretation der UFO-Modelldateien eine zentrale Rolle spielen. Insbesondere Parameter wie der Mischungswinkel $\sin \theta_H$, die Masse des Higgs-Quintuplett m_5 sowie weitere Kopplungsparameter beeinflussen direkt die Produktionsraten, da die relevanten $H^{++}VV$ -Kopplungen proportional zu diesen Größen sind. Bereits kleine Unterschiede in der numerischen Umsetzung oder in der internen Parametrisierung können sich bei hohen Energien stark verstärken.

Zur systematischen Untersuchung dieses Effekts bietet sich ein sogenannter *Cutflow*-Vergleich an, bei dem der Wirkungsquerschnitt schrittweise von der Matrixelement-Ebene bis zur Analyseebene verfolgt wird. Dadurch kann klar zwischen Abweichungen auf Matrixelement-Niveau (Hinweis auf Unterschiede zwischen SHERPA und MADGRAPH) und Effekten durch Parton-Shower oder Hadronisierung (z. B. Unterschiede zu PYTHIA) unterschieden werden.

Skalenwahl und PDF-Sensitivität: Ein weiterer zentraler Einflussfaktor ist die Wahl der Renormierungs- und Faktorisierungsskalen sowie die zugrunde liegenden Partonverteilungsfunktionen (PDFs). In der verwendeten SHERPA-Konfiguration wird die Skala dynamisch durch die Masse des produzierten Higgs-Bosons gesetzt, $\mu \sim m_{H^{++}}$. Für große Massen wie 1500 GeV bedeutet dies, dass die PDFs in einem Bereich großer Bjorken- x ausgewertet werden. Der Bjorken- x beschreibt dabei den Impulsanteil eines Partons relativ zum Proton; große Werte $x \gtrsim 0,1$ entsprechen seltenen Konfigurationen, in denen ein einzelnes Parton einen großen Anteil des Protonimpulses trägt.

In diesem kinematischen Randbereich sind die Partonverteilungsfunktionen nur durch eine begrenzte Menge experimenteller Daten eingeschränkt, was zu erhöhten Unsicherheiten [10] und zu Unterschieden zwischen verschiedenen PDF-Sets führt [17]. Da unterschiedliche Generatoren häufig unterschiedliche Default-PDFs verwenden, können hier erhebliche Abweichungen entstehen. Unterschiede in der Skalenwahl können daher nicht nur zu linearen, sondern zu stark verstärkten Abweichungen im Wirkungsquerschnitt führen.

Zur weiteren Klärung der beobachteten Diskrepanzen bieten sich mehrere systematische Untersuchungen an. Zunächst sollte ein detaillierter Vergleich auf Generator-Ebene durchgeführt werden, bei dem identische UFO-Modelle, identische PDF-Sets sowie identische Skalenwahlen in beiden Generatoren verwendet werden. Dadurch können reine Implementierungsunterschiede isoliert werden.

Wie bereits erwähnt, ist ein schrittweiser Vergleich entlang der gesamten Simulationskette sinnvoll. Durch einen Cutflow-Vergleich kann analysiert werden, ob die Abweichungen bereits auf Matrixelement-Ebene entstehen oder erst durch nachgelagerte Effekte wie Parton-Shower, Hadronisierung oder Rekonstruktion. Ergänzend dazu könnten gezielte Studien zur Skalenva-

riation sowie zur PDF-Unsicherheit durchgeführt werden, um die Sensitivität der Ergebnisse gegenüber diesen Eingangsgrößen quantitativ zu bestimmen.

Insgesamt zeigen die Ergebnisse, dass insbesondere im hochenergetischen Bereich eine präzise und konsistente Behandlung aller Aspekte der Ereignissimulation entscheidend ist. Die hier identifizierten Einflussfaktoren bilden eine solide Grundlage für weiterführende Untersuchungen und eine verbesserte Kontrolle systematischer Unsicherheiten in zukünftigen Analysen. Die Unterschiede unterstreichen die Bedeutung einer sorgfältigen Validierung von Ereignisgeneratoren im Kontext präziser phänomenologischer Studien.

Die Entdeckung eines doppelt geladenen Higgs-Bosons hätte weitreichende Konsequenzen für die Teilchenphysik. Sie würde nicht nur eine direkte Bestätigung eines erweiterten Higgs-Sektors darstellen, sondern auch einen klaren Hinweis auf Physik jenseits des Standardmodells liefern. Insbesondere Modelle mit Higgs-Tripletts, wie das Georgi-Machacek-Modell, stehen in engem Zusammenhang mit Mechanismen zur Erzeugung von Neutrinomassen. In vielen solchen Szenarien, beispielsweise im Rahmen von Typ-II-Seesaw-Mechanismen, ermöglichen die zusätzlichen skalaren Felder die Kopplung an Lepton-Dubletts und führen so zu effektiven Majorana-Massentermen für Neutrinos. Dies setzt jedoch voraus, dass die entsprechenden leptonenzahlverletzenden Yukawa-Kopplungen nicht durch eine zusätzliche globale Symmetrie – insbesondere eine strikt erhaltene Leptonenzahl – verboten sind. Nur in Abwesenheit einer solchen Symmetriebrechungsrestriktion können die Triplettfelder direkt an Lepton-Dubletts koppeln und damit zur Generierung von Neutrinomassen beitragen. Der experimentelle Nachweis eines H^{++} -Teilchens würde somit einen direkten Zugang zur zugrunde liegenden Struktur der Neutrinomassen eröffnen und einen entscheidenden Beitrag zum Verständnis der Fermion-massenhierarchie leisten.

Nach einer erfolgreichen Identifikation der Unterschiede in der Ereignis Generierung, ergeben sich für zukünftige Arbeiten mehrere Ansatzpunkte. Zum einen könnte die Analyse auf höhere Ordnungen in der Störungstheorie erweitert werden, um präzisere Vorhersagen für Wirkungsquerschnitte und Verteilungen zu erhalten. Zum anderen wäre eine detailliertere Untersuchung von Hintergrundprozessen notwendig, um die Signifikanz potenzieller Signale realistisch einschätzen zu können. Darüber hinaus bietet die Einbeziehung von Detektoreffekten sowie die Anwendung experimenteller Selektionskriterien eine wichtige Erweiterung hin zu einer direkten Vergleichbarkeit mit realen Messdaten.

Zusammenfassend liefert diese Arbeit einen Beitrag zur phänomenologischen Untersuchung erweiterter Higgs-Sektoren. Angesichts der zunehmenden Datenmengen am LHC und zukünftiger Beschleunigerexperimente bleibt die Suche nach mehrfach geladenen Higgs-Bosonen ein vielversprechender Weg, um die Grenzen des Standardmodells zu erweitern und ein tieferes Verständnis der fundamentalen Struktur der Materie zu gewinnen.

A Set up

A.1 Run-Card

```
# general settings
EVENTS: 25000

# ME generator setup
ME_GENERATORS: Comix
CORE_SCALE: VAR{Abs2(p[2])}

# model setup
MODEL: GM_UFO

# parameter
UFO_PARAM_CARD: param_GM_UFO.dat

# Uncomment to disable underlying event simulation:
# MI_HANDLER: None

# Uncomment to disable hadronization:
# FRAGMENTATION: Off

# Uncomment to disable shower:
# SHOWER_GENERATOR: None

ANALYSIS: Rivet
RIVET:
    --analyses: HPP375

# set quarks and leptons massless in ME
PARTICLE_DATA:
    1: {Massive: false}
```

```
2: {Massive: false}
3: {Massive: false}
4: {Massive: false}
5: {Massive: false}
11: {Massive: false}
13: {Massive: false}
15: {Massive: false}

6:
  Stable: 1
23:
  Stable: 1
25:
  Stable: 1
35:
  Stable: 1
36:
  Stable: 1
37:
  Stable: 1
38:
  Stable: 0
  Width: 3.0725
40:
  Stable: 1
43:
  Stable: 1

# LHC beam setup:
BEAMS: 2212
BEAM_ENERGIES: 6800

HARD_DECAYS:
  Enabled: true
  Use_HO_SM_Widths: false
  Channels:
    38,24,24:
      Status: 2
    -24,-12,11:
```

```

    Status: 2
-24,-14,13:
    Status: 2
-24,-16,15:
    Status: 2
24,12,-11:
    Status: 2
24,14,-13:
    Status: 2
24,16,-15:
    Status: 2
-38,-24,-24:
    Status: 2

```

PROCESSES:

```

# The statement below generates all 2->2
# scattering processes PP initial states
- 93 93 -> 38 93 93 :
    Order: {QCD: 0, QED: 3, Eff: Any}

    # Generate feynman diagrams in directory 'diagrams'.
    # Run './plot_graphs diagrams'
    # to plot graphs. Use web browser to view diagrams/index.html
    Print_Graphs: diagrams
- 93 93 -> -38 93 93 :
    Order: {QCD: 0, QED: 3, Eff: Any}

    # Generate feynman diagrams in directory 'diagrams'.
    # Run './plot_graphs diagrams'
    # to plot graphs. Use web browser to view diagrams/index.html
    Print_Graphs: diagrams

```

SELECTORS:

```

- [Mass, 93, 93, 100.0, 13600]
- FastjetFinder:
    Algorithm: antikt
    N: 2

```

```

PTMin: 15.0
ETMin: 0.0
DR: 0.4
- [DR, 93, 93, 0.2, 10000.0] # drjj = 0.2

```

A.2 param_GM_UFO.dat für $m_5 = 375$ GeV

```

#####
## PARAM_CARD AUTOMATICALLY GENERATED BY THE UFO #####
#####

```

```

#####
## INFORMATION FOR SMINPUTS
#####

```

Block SMINPUTS

```

1 1.279000e+02 # aEWM1
2 1.1663787e-05 # Gf
3 1.184000e-01 # aS

```

```

#####
## INFORMATION FOR MASS
#####

```

Block MASS

```

1 5.040000e-03 # MD
2 2.550000e-03 # MU
3 1.010000e-01 # MS
4 1.420000e+00 # MC
5 4.700000e+00 # MB
6 1.720000e+02 # MT
11 5.110000e-04 # Me
13 1.056600e-01 # MM
15 1.777000e+00 # MTA
23 9.118760e+01 # MZ
25 1.250000e+02 # Mh

```

```

## Not dependent paramater.
## Those values should be edited following analytical the
## analytical expression. Some generator could simply ignore
## those values and use the analytical expression
12 0.000000 # ve : 0.0
14 0.000000 # vm : 0.0
16 0.000000 # vt : 0.0
9000001 0.000000 # ghA : 0.0
9000003 79.824360 # ghWp
9000004 79.824360 # ghWm
9000005 0.000000 # ghG : 0.0
22 0.000000 # A : 0.0
24 79.824360 # W+
21 0.000000 # G : 0.0
251 79.824360 # G+
35 63.502020 # H : cmath.sqrt(Mat11sq + Mat22sq - Mh**2)
37 99.911149 # H3p : cmath.sqrt(v**2*(lam5/2. + M1coeff/(4.*vchi)))
36 99.911149 # H3z : cmath.sqrt(v**2*(lam5/2. + M1coeff/(4.*vchi)))
38 375.000002 # H5pp
43 375.000002 # H5p
40 375.000002 # H5z

#####
## INFORMATION FOR DECAY
#####
DECAY 6 1.508336e+00
DECAY 23 2.495200e+00
DECAY 24 2.085000e+00
DECAY 25 5.753088e-03
DECAY 35 1.000000e+00
DECAY 36 1.000000e+00
DECAY 37 1.000000e+00
DECAY 38 3.072500e+00
DECAY 40 1.000000e+00
DECAY 43 3.072500e+00
## Not dependent paramater.
## Those values should be edited following analytical the
## analytical expression. Some generator could simply ignore
## those values and use the analytical expression

```

```

DECAY 12 0.000000 # ve : 0.0
DECAY 14 0.000000 # vm : 0.0
DECAY 16 0.000000 # vt : 0.0
DECAY 11 0.000000 # e- : 0.0
DECAY 13 0.000000 # m- : 0.0
DECAY 15 0.000000 # tt- : 0.0
DECAY 2 0.000000 # u : 0.0
DECAY 4 0.000000 # c : 0.0
DECAY 1 0.000000 # d : 0.0
DECAY 3 0.000000 # s : 0.0
DECAY 5 0.000000 # b : 0.0
DECAY 9000001 0.000000 # ghA : 0.0
DECAY 9000002 0.000000 # ghZ : 0.0
DECAY 9000003 0.000000 # ghWp : 0.0
DECAY 9000004 0.000000 # ghWm : 0.0
DECAY 9000005 0.000000 # ghG : 0.0
DECAY 22 0.000000 # A : 0.0
DECAY 21 0.000000 # G : 0.0
DECAY 250 0.000000 # G0 : 0.0
DECAY 251 0.000000 # G+ : 0.0

```

```
#####
```

```
## INFORMATION FOR CKMBLOCK
```

```
#####
```

```
Block CKMBLOCK
```

```
1 2.277360e-01 # cabi
```

```
#####
```

```
## INFORMATION FOR IMXCHARGEDFORMFACTORS
```

```
#####
```

```
Block IMxCHARGEDFORMFACTORS
```

```
1 1.000000e-02 # IxH5PWGA
```

```
2 0.000000e+00 # IxH5PWGATILDE
```

```
3 1.000000e-02 # IxH3PWGA
```

```
4 1.000000e-02 # IxH3PWGATILDE
```

```
#####
```

```
## INFORMATION FOR NEUTRALFORMFACTORS
```

```
#####
```

Block NEUTRALFORMFACTORS

```

1 1.000000e-02 # H5NGAGA
2 1.000000e-02 # H5NZGA
3 1.000000e-02 # H3NGAGA
4 1.000000e-02 # H3NZGA
5 1.000000e-02 # H3NGG
6 1.000000e-02 # HHGAGA
7 1.000000e-02 # HHZGA
8 1.000000e-02 # HHGG
9 1.000000e-02 # HLGAGA
10 1.000000e-02 # HLZGA
11 1.000000e-02 # HLGG

```

```

#####
## INFORMATION FOR POTENTIALPARAM
#####

```

Block POTENTIALPARAM

```

1 1.500000e-01 # lam2
2 -1.000000e-01 # lam3
3 2.000000e-01 # lam4
4 -8.66600e-01 # lam5
5 5.779577898002567e+02 # M1coeff
6 9.632629830004278e+01 # M2coeff

```

```

#####
## INFORMATION FOR REXCHARGEDFORMFACTORS
#####

```

Block REXCHARGEDFORMFACTORS

```

1 1.000000e-02 # RxH5PWGA
2 0.000000e+00 # RxH5PWGATILDE
3 1.000000e-02 # RxH3PWGA
4 1.000000e-02 # RxH3PWGATILDE

```

```

#####
## INFORMATION FOR VEV
#####

```

Block VEV

```

1 5.773500e-01 # tanth

```

```
#####
## INFORMATION FOR YUKAWA
#####
```

Block YUKAWA

```
1 5.040000e-03 # ymdo
2 2.550000e-03 # ymup
3 1.010000e-01 # yms
4 1.270000e+00 # ymc
5 4.700000e+00 # ymb
6 1.720000e+02 # ymt
11 5.110000e-04 # yme
13 1.056600e-01 # ymm
15 1.777000e+00 # ymtau
```

```
#=====
# QUANTUM NUMBERS OF NEW STATE(S) (NON SM PDG CODE)
#=====
```

Block QNUMBERS 9000001 # ghA

```
1 0 # 3 times electric charge
2 -1 # number of spin states (2S+1)
3 1 # colour rep (1: singlet, 3: triplet, 8: octet)
4 1 # Particle/Antiparticle distinction (0=own anti)
```

Block QNUMBERS 9000002 # ghZ

```
1 0 # 3 times electric charge
2 -1 # number of spin states (2S+1)
3 1 # colour rep (1: singlet, 3: triplet, 8: octet)
4 1 # Particle/Antiparticle distinction (0=own anti)
```

Block QNUMBERS 9000003 # ghWp

```
1 3 # 3 times electric charge
2 -1 # number of spin states (2S+1)
3 1 # colour rep (1: singlet, 3: triplet, 8: octet)
4 1 # Particle/Antiparticle distinction (0=own anti)
```

Block QNUMBERS 9000004 # ghWm

```
1 -3 # 3 times electric charge
2 -1 # number of spin states (2S+1)
3 1 # colour rep (1: singlet, 3: triplet, 8: octet)
4 1 # Particle/Antiparticle distinction (0=own anti)
```

Block QNUMBERS 9000005 # ghG

```
1 0 # 3 times electric charge
```

```

    2 -1 # number of spin states (2S+1)
    3 8 # colour rep (1: singlet, 3: triplet, 8: octet)
    4 1 # Particle/Antiparticle distinction (0=own anti)
Block QNUMBERS 250 # G0
    1 0 # 3 times electric charge
    2 3 # number of spin states (2S+1)
    3 1 # colour rep (1: singlet, 3: triplet, 8: octet)
    4 0 # Particle/Antiparticle distinction (0=own anti)
Block QNUMBERS 251 # G+
    1 3 # 3 times electric charge
    2 3 # number of spin states (2S+1)
    3 1 # colour rep (1: singlet, 3: triplet, 8: octet)
    4 1 # Particle/Antiparticle distinction (0=own anti)
Block QNUMBERS 35 # H
    1 0 # 3 times electric charge
    2 3 # number of spin states (2S+1)
    3 1 # colour rep (1: singlet, 3: triplet, 8: octet)
    4 0 # Particle/Antiparticle distinction (0=own anti)
Block QNUMBERS 37 # H3p
    1 3 # 3 times electric charge
    2 3 # number of spin states (2S+1)
    3 1 # colour rep (1: singlet, 3: triplet, 8: octet)
    4 1 # Particle/Antiparticle distinction (0=own anti)
Block QNUMBERS 36 # H3z
    1 0 # 3 times electric charge
    2 3 # number of spin states (2S+1)
    3 1 # colour rep (1: singlet, 3: triplet, 8: octet)
    4 0 # Particle/Antiparticle distinction (0=own anti)
Block QNUMBERS 38 # H5pp
    1 6 # 3 times electric charge
    2 3 # number of spin states (2S+1)
    3 1 # colour rep (1: singlet, 3: triplet, 8: octet)
    4 1 # Particle/Antiparticle distinction (0=own anti)
Block QNUMBERS 43 # H5p
    1 3 # 3 times electric charge
    2 3 # number of spin states (2S+1)
    3 1 # colour rep (1: singlet, 3: triplet, 8: octet)
    4 1 # Particle/Antiparticle distinction (0=own anti)
Block QNUMBERS 40 # H5z

```

```

1 0  # 3 times electric charge
2 3  # number of spin states (2S+1)
3 1  # colour rep (1: singlet, 3: triplet, 8: octet)
4 0  # Particle/Antiparticle distinction (0=own anti)

```

A.3 param_GM_UFO.dat für $m_5 = 1500$ GeV

```

#####
## PARAM_CARD AUTOMATICLY GENERATED BY THE UFO #####
#####

```

```

#####
## INFORMATION FOR SMINPUTS
#####

```

Block SMINPUTS

```

1 1.279000e+02 # aEW1
2 1.1663787e-05 # Gf
3 1.184000e-01 # aS

```

```

#####
## INFORMATION FOR MASS
#####

```

Block MASS

```

1 5.040000e-03 # MD
2 2.550000e-03 # MU
3 1.010000e-01 # MS
4 1.420000e+00 # MC
5 4.700000e+00 # MB
6 1.720000e+02 # MT
11 5.110000e-04 # Me
13 1.056600e-01 # MM
15 1.777000e+00 # MTA
23 9.118760e+01 # MZ
25 1.250000e+02 # Mh

```

Not dependent paramater.

Those values should be edited following analytical the
analytical expression. Some generator could simply ignore
those values and use the analytical expression

```

12 0.000000 # ve : 0.0

```

```

14 0.000000 # vm : 0.0
16 0.000000 # vt : 0.0
9000001 0.000000 # ghA : 0.0
9000003 79.824360 # ghWp
9000004 79.824360 # ghWm
9000005 0.000000 # ghG : 0.0
22 0.000000 # A : 0.0
24 79.824360 # W+
21 0.000000 # G : 0.0
251 79.824360 # G+
35 63.502020 # H : cmath.sqrt(Mat11sq + Mat22sq - Mh**2)
37 99.911149 # H3p : cmath.sqrt(v**2*(lam5/2. + M1coeff/(4.*vchi)))
36 99.911149 # H3z : cmath.sqrt(v**2*(lam5/2. + M1coeff/(4.*vchi)))
38 375.000002 # H5pp
43 375.000002 # H5p
40 375.000002 # H5z

#####
## INFORMATION FOR DECAY
#####
DECAY 6 1.508336e+00
DECAY 23 2.495200e+00
DECAY 24 2.085000e+00
DECAY 25 5.753088e-03
DECAY 35 1.000000e+00
DECAY 36 1.000000e+00
DECAY 37 1.000000e+00
DECAY 38 6.687500e+01
DECAY 40 1.000000e+00
DECAY 43 6.687500e+01
## Not dependent paramater.
## Those values should be edited following analytical the
## analytical expression. Some generator could simply ignore
## those values and use the analytical expression
DECAY 12 0.000000 # ve : 0.0
DECAY 14 0.000000 # vm : 0.0
DECAY 16 0.000000 # vt : 0.0
DECAY 11 0.000000 # e- : 0.0
DECAY 13 0.000000 # m- : 0.0

```

```

DECAY 15 0.000000 # tt- : 0.0
DECAY 2 0.000000 # u : 0.0
DECAY 4 0.000000 # c : 0.0
DECAY 1 0.000000 # d : 0.0
DECAY 3 0.000000 # s : 0.0
DECAY 5 0.000000 # b : 0.0
DECAY 9000001 0.000000 # ghA : 0.0
DECAY 9000002 0.000000 # ghZ : 0.0
DECAY 9000003 0.000000 # ghWp : 0.0
DECAY 9000004 0.000000 # ghWm : 0.0
DECAY 9000005 0.000000 # ghG : 0.0
DECAY 22 0.000000 # A : 0.0
DECAY 21 0.000000 # G : 0.0
DECAY 250 0.000000 # G0 : 0.0
DECAY 251 0.000000 # G+ : 0.0

```

```

#####
## INFORMATION FOR CKMBLOCK
#####

```

Block CKMBLOCK

```
1 2.277360e-01 # cabi
```

```

#####
## INFORMATION FOR IMXCHARGEDFORMFACTORS
#####

```

Block IMxCHARGEDFORMFACTORS

```

1 1.000000e-02 # IxH5PWGA
2 0.000000e+00 # IxH5PWGATILDE
3 1.000000e-02 # IxH3PWGA
4 1.000000e-02 # IxH3PWGATILDE

```

```

#####
## INFORMATION FOR NEUTRALFORMFACTORS
#####

```

Block NEUTRALFORMFACTORS

```

1 1.000000e-02 # H5NGAGA
2 1.000000e-02 # H5NZGA
3 1.000000e-02 # H3NGAGA
4 1.000000e-02 # H3NZGA

```

```

5 1.000000e-02 # H3NGG
6 1.000000e-02 # HHGAGA
7 1.000000e-02 # HHZGA
8 1.000000e-02 # HHGG
9 1.000000e-02 # HLGAGA
10 1.000000e-02 # HLZGA
11 1.000000e-02 # HLG

```

```

#####
## INFORMATION FOR POTENTIALPARAM
#####

```

Block POTENTIALPARAM

```

1 6.000000e-01 # lam2
2 -1.000000e-01 # lam3
3 2.0000000e-01 # lam4
4 -7.065000e-01 # lam5
5 3.317887049137659e+03 # M1coeff
6 5.529811748562764e+02 # M2coeff

```

```

#####
## INFORMATION FOR REXCHARGEDFORMFACTORS
#####

```

Block REXCHARGEDFORMFACTORS

```

1 1.000000e-02 # RxH5PWGA
2 0.000000e+00 # RxH5PWGATILDE
3 1.000000e-02 # RxH3PWGA
4 1.000000e-02 # RxH3PWGATILDE

```

```

#####
## INFORMATION FOR VEV
#####

```

Block VEV

```

1 2.581988897e-01 # tanh

```

```

#####
## INFORMATION FOR YUKAWA
#####

```

Block YUKAWA

```

1 5.040000e-03 # ymdo

```

```

2 2.550000e-03 # ymup
3 1.010000e-01 # yms
4 1.270000e+00 # ymc
5 4.700000e+00 # ymb
6 1.720000e+02 # ymt
11 5.110000e-04 # yme
13 1.056600e-01 # ymm
15 1.777000e+00 # ymtau

```

```

#=====
# QUANTUM NUMBERS OF NEW STATE(S) (NON SM PDG CODE)
#=====

```

Block QNUMBERS 9000001 # ghA

```

1 0 # 3 times electric charge
2 -1 # number of spin states (2S+1)
3 1 # colour rep (1: singlet, 3: triplet, 8: octet)
4 1 # Particle/Antiparticle distinction (0=own anti)

```

Block QNUMBERS 9000002 # ghZ

```

1 0 # 3 times electric charge
2 -1 # number of spin states (2S+1)
3 1 # colour rep (1: singlet, 3: triplet, 8: octet)
4 1 # Particle/Antiparticle distinction (0=own anti)

```

Block QNUMBERS 9000003 # ghWp

```

1 3 # 3 times electric charge
2 -1 # number of spin states (2S+1)
3 1 # colour rep (1: singlet, 3: triplet, 8: octet)
4 1 # Particle/Antiparticle distinction (0=own anti)

```

Block QNUMBERS 9000004 # ghWm

```

1 -3 # 3 times electric charge
2 -1 # number of spin states (2S+1)
3 1 # colour rep (1: singlet, 3: triplet, 8: octet)
4 1 # Particle/Antiparticle distinction (0=own anti)

```

Block QNUMBERS 9000005 # ghG

```

1 0 # 3 times electric charge
2 -1 # number of spin states (2S+1)
3 8 # colour rep (1: singlet, 3: triplet, 8: octet)
4 1 # Particle/Antiparticle distinction (0=own anti)

```

Block QNUMBERS 250 # G0

```

1 0 # 3 times electric charge

```

```

    2 3 # number of spin states (2S+1)
    3 1 # colour rep (1: singlet, 3: triplet, 8: octet)
    4 0 # Particle/Antiparticle distinction (0=own anti)
Block QNUMBERS 251 # G+
    1 3 # 3 times electric charge
    2 3 # number of spin states (2S+1)
    3 1 # colour rep (1: singlet, 3: triplet, 8: octet)
    4 1 # Particle/Antiparticle distinction (0=own anti)
Block QNUMBERS 35 # H
    1 0 # 3 times electric charge
    2 3 # number of spin states (2S+1)
    3 1 # colour rep (1: singlet, 3: triplet, 8: octet)
    4 0 # Particle/Antiparticle distinction (0=own anti)
Block QNUMBERS 37 # H3p
    1 3 # 3 times electric charge
    2 3 # number of spin states (2S+1)
    3 1 # colour rep (1: singlet, 3: triplet, 8: octet)
    4 1 # Particle/Antiparticle distinction (0=own anti)
Block QNUMBERS 36 # H3z
    1 0 # 3 times electric charge
    2 3 # number of spin states (2S+1)
    3 1 # colour rep (1: singlet, 3: triplet, 8: octet)
    4 0 # Particle/Antiparticle distinction (0=own anti)
Block QNUMBERS 38 # H5pp
    1 6 # 3 times electric charge
    2 3 # number of spin states (2S+1)
    3 1 # colour rep (1: singlet, 3: triplet, 8: octet)
    4 1 # Particle/Antiparticle distinction (0=own anti)
Block QNUMBERS 43 # H5p
    1 3 # 3 times electric charge
    2 3 # number of spin states (2S+1)
    3 1 # colour rep (1: singlet, 3: triplet, 8: octet)
    4 1 # Particle/Antiparticle distinction (0=own anti)
Block QNUMBERS 40 # H5z
    1 0 # 3 times electric charge
    2 3 # number of spin states (2S+1)
    3 1 # colour rep (1: singlet, 3: triplet, 8: octet)
    4 0 # Particle/Antiparticle distinction (0=own anti)

```

A.4 Rivet-Analyse

```
// -*- C++ -*-
#include "Rivet/Analysis.hh"
#include "Rivet/Projections/PromptFinalState.hh"
#include "Rivet/Projections/MissingMomentum.hh"
#include "Rivet/Projections/FastJets.hh"
#include "Rivet/Projections/FinalState.hh"
#include "Rivet/Projections/LeptonFinder.hh"

namespace Rivet {

  /// @brief Same-sign dilepton transverse mass analysis for  $H^{++} \rightarrow WW \rightarrow l\nu l\nu$ 
  class HPP375 : public Analysis {
  public:

    /// Constructor
    RIVET_DEFAULT_ANALYSIS_CTOR(HPP375);

    /// @name Analysis methods
    /// @{

    /// Book histograms and initialise projections before the run
    void init() {

      // Leptons (e, mu)
      PromptFinalState photons(
        Cuts::abspid == PID::PHOTON);
      PromptFinalState bare_leps(
        Cuts::abspid == PID::MUON ||
        Cuts::abspid == PID::ELECTRON);
      LeptonFinder dressed_leps(bare_leps, photons, 0.1,
                               Cuts::abseta < 3.0);
      declare(dressed_leps, "Leptons");

      // Missing transverse energy
      declare(MissingMomentum(FinalState()), "MET");
    }
  };
}
```

```

// Jet FinalState
const FinalState jfs(Cuts::abseta < 4.5);
declare(FastJets(jfs, JetAlg::ANTIKT, 0.4), "Jets");

// Book histograms
book(_h_mT,      "mT_ll_MET", 30, 0, 1000);
book(_h_mll,     "m_ll",      30, 0, 1000);
book(_h_met,     "MET",       30, 0, 1000);
book(_h_pt_l1,   "pT_lepton1", 30, 0, 1000);
book(_h_pt_l2,   "pT_lepton2", 30, 0, 1000);
book(_h_pt_j1,   "pT_jet1",    30, 0, 1000);
book(_h_pt_j2,   "pT_jet2",    30, 0, 1000);
book(_h_mjj,     "m_jj",       30, 0, 2000);
book(_h_xs_fid,  "sigma_fid",  1, 0.5, 1.5);
}

/// Perform the per-event analysis
void analyze(const Event& event) {

    // Selected dressed leptons
    const Particles leptons =
        apply<LeptonFinder>(event, "Leptons").particlesByPt();
    if (leptons.size() != 2) vetoEvent;

    const Particle& l1 = leptons[0];
    const Particle& l2 = leptons[1];

    // Same-sign requirement
    if (l1.charge() * l2.charge() <= 0) vetoEvent;

    // Jet reconstruction
    // ptj = 15 GeV, drjl = 0.2, drjj = 0.2, mmjj = 100 GeV
    const Jets alljets =
        apply<FastJets>(event, "Jets").jetsByPt(Cuts::pT > 15*GeV);
    Jets jets;

    for (const Jet& j : alljets) {

```

```

    if (deltaR(j, l1) < 0.2) continue;
    if (deltaR(j, l2) < 0.2) continue;
    jets += j;
}
// at least 2 jets finale state requirement
if (jets.size() < 2) vetoEvent;

const Jet& j1 = jets[0];
const Jet& j2 = jets[1];

if (deltaR(j1, j2) < 0.2) vetoEvent;

const FourMomentum pj = j1.mom() + j2.mom();
const double mjj = pj.mass();
if (mjj < 100.0*GeV) vetoEvent;

// Missing transverse momentum
const MissingMomentum& met =
    apply<MissingMomentum>(event, "MET");
const Vector3 ptmet_vec = met.vectorPt();
const double ptmet = ptmet_vec.mod();

// Dilepton system
const FourMomentum pll = l1.mom() + l2.mom();
const double mll = pll.mass();
if (mll < 0.0*GeV) vetoEvent;

const double ptll = pll.pT();
const Vector3 ptll_vec = pll.pTvec();
const Vector3 ptsum = ptll_vec + ptmet_vec;

const double ET_ll = sqrt(sqr(mll) + sqr(ptll));
const double ET_met = ptmet;

double mT2 = sqrt(ET_ll + ET_met) - ptsum.mod2();
if (mT2 < 0.0) mT2 = 0.0;
const double mT = sqrt(mT2);

// Fill histograms

```

```

    _h_mT->fill(mT/GeV);
    _h_met->fill(ptmet/GeV);
    _h_mll->fill(mll/GeV);
    _h_pt_l1->fill(l1.pT()/GeV);
    _h_pt_l2->fill(l2.pT()/GeV);
    _h_pt_j1->fill(j1.pT()/GeV);
    _h_pt_j2->fill(j2.pT()/GeV);
    _h_mjj->fill(mjj/GeV);
    _h_xs_fid->fill(1.0);
}

/// Normalise histograms etc.
void finalize() {
    const double norm =
        crossSection() / picobarn / sumOfWeights();

    scale(_h_mT, norm);
    scale(_h_mll, norm);
    scale(_h_met, norm);
    scale(_h_pt_l1, norm);
    scale(_h_pt_l2, norm);
    scale(_h_pt_j1, norm);
    scale(_h_pt_j2, norm);
    scale(_h_mjj, norm);
    scale(_h_xs_fid, norm);
}

/// @}

/// @name Histograms
/// @{
Histo1DPtr _h_mT, _h_mll, _h_met;
Histo1DPtr _h_pt_l1, _h_pt_l2;
Histo1DPtr _h_pt_j1, _h_pt_j2, _h_mjj;
Histo1DPtr _h_xs_fid;
/// @}

};

```

```
RIVET_DECLARE_PLUGIN(HPP375);  
  
}
```

B Literaturverzeichnis

- [1] G Aad u. a. “The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider”. In: *JINST* 3 (2008). Also published by CERN Geneva in 2010, S08003. DOI: 10.1088/1748-0221/3/08/S08003. URL: <https://cds.cern.ch/record/1129811>.
- [2] Georges Aad u. a. “Combination of searches for singly and doubly charged Higgs bosons produced via vector-boson fusion in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector”. In: *Phys. Lett. B* 860 (2024). 31 pages in total, author list starting page 14, 5 figures, published in Phys. Lett. B. All figures including auxiliary figures are available at <https://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/PAPERS/HDBS-2023-19/>, S. 139137. DOI: 10.1016/j.physletb.2024.139137. arXiv: 2407.10798. URL: <https://cds.cern.ch/record/2904437>.
- [3] K Aamodt u. a. “The ALICE experiment at the CERN LHC”. In: *JINST* 3 (2008). Also published by CERN Geneva in 2010, S08002. DOI: 10.1088/1748-0221/3/08/S08002. URL: <https://cds.cern.ch/record/1129812>.
- [4] A.G Akeroyd. “Fermiophobic Higgs bosons at the Tevatron”. In: *Physics Letters B* 368.1–2 (Jan. 1996), S. 89–95. ISSN: 0370-2693. DOI: 10.1016/0370-2693(95)01478-0. URL: [http://dx.doi.org/10.1016/0370-2693\(95\)01478-0](http://dx.doi.org/10.1016/0370-2693(95)01478-0).
- [5] A Augusto Alves u. a. “The LHCb Detector at the LHC”. In: *JINST* 3 (2008). Also published by CERN Geneva in 2010, S08005. DOI: 10.1088/1748-0221/3/08/S08005. URL: <https://cds.cern.ch/record/1129809>.
- [6] J. Alwall u. a. “The automated computation of tree-level and next-to-leading order differential cross sections, and their matching to parton shower simulations”. In: *JHEP* 07 (2014), S. 079. DOI: 10.1007/JHEP07(2014)079. arXiv: 1405.0301 [hep-ph].
- [7] ATLAS Collaboration. *Monte Carlo simulation configuration for $pp \rightarrow H^{\pm\pm}jj \rightarrow W^{\pm}W^{\pm}jj \rightarrow \ell\nu\ell\nu jj$ in the Georgi–Machacek model (mass point $m_{H5} = 1500$ GeV)*. https://gitlab.cern.ch/atlas-physics/pmg/mcjoboptions/-/blob/master/525xxx/525945/mc.aMCPy8EG_GM_H5_ssWW_lvlv_L0_m1500.py. ATLAS Physics Modelling Group (PMG) Monte Carlo job options. 2024. (Besucht am 19.04.2026).

- [8] ATLAS Collaboration. *Monte Carlo simulation configuration for $pp \rightarrow H^{\pm\pm}jj \rightarrow W^{\pm}W^{\pm}jj \rightarrow \ell\nu\ell\nu jj$ in the Georgi–Machacek model (mass point $m_{H5} = 375 \text{ GeV}$)*. https://gitlab.cern.ch/atlas-physics/pmg/mcjoboptions/-/blob/master/525xxx/525932/mc.aMCPy8EG_GM_H5_ssWW_lvlv_L0_m375.py. ATLAS Physics Modelling Group (PMG) Monte Carlo job options. 2024. (Besucht am 19.04.2026).
- [9] Csaba Balazs u. a. “A primer on dark matter”. In: *Encyclopedia of Astrophysics*. Elsevier, 2026, S. 17–32. ISBN: 9780443214400. DOI: 10.1016/b978-0-443-21439-4.00070-5. URL: <http://dx.doi.org/10.1016/B978-0-443-21439-4.00070-5>.
- [10] Richard D. and Ball u. a. “Parton distributions for the LHC run II”. In: *Journal of High Energy Physics* 2015.4 (Apr. 2015). ISSN: 1029-8479. DOI: 10.1007/jhep04(2015)040. URL: [http://dx.doi.org/10.1007/JHEP04\(2015\)040](http://dx.doi.org/10.1007/JHEP04(2015)040).
- [11] Mats Bengtsson, Torbjorn Sjostrand und Maria van Zijl. “Initial State Radiation Effects on W and Jet Production”. In: *Z. Phys. C* 32 (1986). Hrsg. von S. C. Loken, S. 67. DOI: 10.1007/BF01441353.
- [12] Christian Bierlich u. a. “Robust Independent Validation of Experiment and Theory: Rivet version 3”. In: *SciPost Physics* 8.2 (Feb. 2020). ISSN: 2542-4653. DOI: 10.21468/scipostphys.8.2.026. URL: <http://dx.doi.org/10.21468/SciPostPhys.8.2.026>.
- [13] S. M. Bilenky. *Neutrino in Standard Model and beyond*. 2015. arXiv: 1501.00232 [hep-ph]. URL: <https://arxiv.org/abs/1501.00232>.
- [14] Enrico Bothmann u. a. *Event generation with Sherpa 3*. 2024. arXiv: 2410.22148 [hep-ph]. URL: <https://arxiv.org/abs/2410.22148>.
- [15] Oliver Sim Brüning u. a. *LHC Design Report*. CERN Yellow Reports: Monographs. Geneva: CERN, 2004. DOI: 10.5170/CERN-2004-003-V-1. URL: <https://cds.cern.ch/record/782076>.
- [16] Andy Buckley u. a. “General-purpose event generators for LHC physics”. In: *Physics Reports* 504.5 (2011), S. 145–233. ISSN: 0370-1573. DOI: 10.1016/j.physrep.2011.03.005. URL: <http://dx.doi.org/10.1016/j.physrep.2011.03.005>.
- [17] Jon Butterworth u. a. “PDF4LHC recommendations for LHC Run II”. In: *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics* 43.2 (Jan. 2016), S. 023001. ISSN: 1361-6471. DOI: 10.1088/0954-3899/43/2/023001. URL: <http://dx.doi.org/10.1088/0954-3899/43/2/023001>.
- [18] Matteo Cacciari, Gavin P. Salam und Gregory Soyez. “FastJet user manual: (for version 3.0.2)”. In: *The European Physical Journal C* 72.3 (März 2012). ISSN: 1434-6052. DOI: 10.1140/epjc/s10052-012-1896-2. URL: <http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-012-1896-2>.

- [19] Matteo Cacciari, Gavin P. Salam und Gregory Soyez. “The anti-kt jet clustering algorithm”. In: *Journal of High Energy Physics* 2008.04 (Apr. 2008), S. 063. DOI: 10.1088/1126-6708/2008/04/063. URL: <https://doi.org/10.1088/1126-6708/2008/04/063>.
- [20] S Chatrchyan u. a. “The CMS experiment at the CERN LHC”. In: *JINST* 3 (2008). Also published by CERN Geneva in 2010, S08004. DOI: 10.1088/1748-0221/3/08/S08004. URL: <https://cds.cern.ch/record/1129810>.
- [21] S. Chatrchyan u. a. “Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC”. In: *Physics Letters B* 716.1 (2012), S. 30–61. ISSN: 0370-2693. DOI: 10.1016/j.physletb.2012.08.021. URL: <http://dx.doi.org/10.1016/j.physletb.2012.08.021>.
- [22] Neil D. Christensen und Claude Duhr. “FeynRules – Feynman rules made easy”. In: *Computer Physics Communications* 180.9 (2009), S. 1614–1641. ISSN: 0010-4655. DOI: 10.1016/j.cpc.2009.02.018. URL: <http://dx.doi.org/10.1016/j.cpc.2009.02.018>.
- [23] John C. Collins, Davison E. Soper und George Sterman. *Factorization of Hard Processes in QCD*. 2004. arXiv: hep-ph/0409313 [hep-ph]. URL: <https://arxiv.org/abs/hep-ph/0409313>.
- [24] Céline Degrande u. a. “UFO – The Universal FeynRules Output”. In: *Computer Physics Communications* 183.6 (2012), S. 1201–1214. ISSN: 0010-4655. DOI: 10.1016/j.cpc.2012.01.022. URL: <http://dx.doi.org/10.1016/j.cpc.2012.01.022>.
- [25] Richard Keith Ellis, William James Stirling und Bryan R Webber. *QCD and collider physics*. Cambridge monographs on particle physics, nuclear physics, and cosmology. Photography by S. Vascotto. Cambridge: Cambridge University Press, 2003. DOI: 10.1017/CB09780511628788. URL: <https://cds.cern.ch/record/318585>.
- [26] Lyndon Evans und Philip Bryant. “LHC Machine”. In: *Journal of Instrumentation* 3.08 (Aug. 2008), S08001. DOI: 10.1088/1748-0221/3/08/S08001. URL: <https://doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/S08001>.
- [27] Stephane Fartoukh u. a. *LHC Configuration and Operational Scenario for Run 3*. Techn. Ber. Geneva: CERN, 2021. URL: <https://cds.cern.ch/record/2790409>.
- [28] H. Fritzsch, Murray Gell-Mann und H. Leutwyler. “Advantages of the Color Octet Gluon Picture”. In: *Phys. Lett. B* 47 (1973), S. 365–368. DOI: 10.1016/0370-2693(73)90625-4.
- [29] Murray Gell-Mann. “A Schematic Model of Baryons and Mesons”. In: *Phys. Lett.* 8 (1964), S. 214–215. DOI: 10.1016/S0031-9163(64)92001-3.
- [30] Howard Georgi und Marie Machacek. “DOUBLY CHARGED HIGGS BOSONS”. In: *Nucl. Phys. B* 262 (1985), S. 463–477. DOI: 10.1016/0550-3213(85)90325-6.

- [31] Tanju Gleisberg und Stefan Höche. “Comix, a new matrix element generator”. In: *Journal of High Energy Physics* 2008.12 (Dez. 2008), S. 039–039. ISSN: 1029-8479. DOI: 10.1088/1126-6708/2008/12/039. URL: <http://dx.doi.org/10.1088/1126-6708/2008/12/039>.
- [32] David J. Gross und Frank Wilczek. “Ultraviolet Behavior of Non-Abelian Gauge Theories”. In: *Phys. Rev. Lett.* 30 (26 Juni 1973), S. 1343–1346. DOI: 10.1103/PhysRevLett.30.1343. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.30.1343>.
- [33] Particle Data Group. *Review of Particle Physics*. 2024. URL: <https://pdg.lbl.gov>.
- [34] Katy Hartling, Kunal Kumar und Heather E. Logan. *GMCALC: a calculator for the Georgi-Machacek model*. 2014. arXiv: 1412.7387 [hep-ph]. URL: <https://arxiv.org/abs/1412.7387>.
- [35] Peter W. Higgs. “Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons”. In: *Phys. Rev. Lett.* 13 (16 Okt. 1964), S. 508–509. DOI: 10.1103/PhysRevLett.13.508. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.13.508>.
- [36] Fred James. “Monte Carlo theory and practice”. In: *Reports on Progress in Physics - REP PROG PHYS* 43 (Sep. 1980), S. 1145–1189. DOI: 10.1088/0034-4885/43/9/002.
- [37] S. Navas u. a. “Review of Particle Physics”. In: *Phys. Rev. D* 110 (3 Aug. 2024), S. 030001. DOI: 10.1103/PhysRevD.110.030001. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.110.030001>.
- [38] Michael E Peskin und Daniel V Schroeder. *An introduction to quantum field theory*. Includes exercises. Boulder, CO: Westview, 1995. URL: <https://cds.cern.ch/record/257493>.
- [39] Tilman Plehn, David Rainwater und Dieter Zeppenfeld. “Probing the MSSM Higgs sector via weak boson fusion at the LHC”. In: *Physics Letters B* 454.3–4 (Mai 1999), S. 297–303. ISSN: 0370-2693. DOI: 10.1016/S0370-2693(99)00408-6. URL: [http://dx.doi.org/10.1016/S0370-2693\(99\)00408-6](http://dx.doi.org/10.1016/S0370-2693(99)00408-6).
- [40] H. David Politzer. “Reliable Perturbative Results for Strong Interactions?” In: *Phys. Rev. Lett.* 30 (26 Juni 1973), S. 1346–1349. DOI: 10.1103/PhysRevLett.30.1346. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.30.1346>.
- [41] M Schönherr und F Krauss. “Soft photon radiation in particle decays in SHERPA”. In: *Journal of High Energy Physics* 2008.12 (Dez. 2008), S. 018–018. ISSN: 1029-8479. DOI: 10.1088/1126-6708/2008/12/018. URL: <http://dx.doi.org/10.1088/1126-6708/2008/12/018>.
- [42] T. Sjöstrand u. a. “An Introduction to PYTHIA 8.2”. In: *Comput. Phys. Commun.* 191 (2015), S. 159–177. DOI: 10.1016/j.cpc.2015.01.024. arXiv: 1410.3012 [hep-ph].

- [43] Torbjörn Sjöstrand, Stephen Mrenna und Peter Skands. “A brief introduction to PYTHIA 8.1”. In: *Computer Physics Communications* 178.11 (2008), S. 852–867. ISSN: 0010-4655. DOI: 10.1016/j.cpc.2008.01.036. URL: <http://dx.doi.org/10.1016/j.cpc.2008.01.036>.
- [44] The Sherpa Team. *Sherpa User Manual*. Version 3.0. Hepforge. 2024. URL: <https://hepforge.org> (besucht am 19.04.2026).
- [45] Giulia Ventagli, Paolo Pani und Thomas P. Sotiriou. “Incompatibility of gravity theories with auxiliary fields with the standard model”. In: *Phys. Rev. D* 109 (4 Feb. 2024), S. 044002. DOI: 10.1103/PhysRevD.109.044002. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.109.044002>.
- [46] Steven Weinberg. “A Model of Leptons”. In: *Phys. Rev. Lett.* 19 (21 Nov. 1967), S. 1264–1266. DOI: 10.1103/PhysRevLett.19.1264. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.19.1264>.
- [47] C. N. Yang und R. L. Mills. “Conservation of Isotopic Spin and Isotopic Gauge Invariance”. In: *Phys. Rev.* 96 (1 Okt. 1954), S. 191–195. DOI: 10.1103/PhysRev.96.191. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.96.191>.

Erklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich diese Arbeit im Rahmen der Betreuung am Institut für Kern- und Teilchenphysik ohne unzulässige Hilfe Dritter verfasst und alle Quellen als solche gekennzeichnet habe.

Robert Blume

Dresden, April 2026