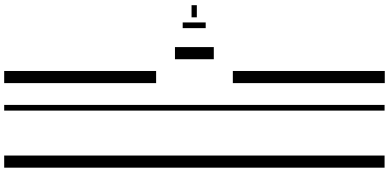

Elektromagnetische Strukturen von Jets am LHC

Electromagnetic structure of jets at the LHC

Bachelorarbeit

Julius Thomas Kinner

Westfälische Wilhelms-Universität Münster
Institut für Kernphysik
AG Andronic

Themensteller: Prof. Dr. Christian Klein-Bösing
Zweitgutachter: Prof. Dr. Anton Andronic

Münster, August 2022

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung **1**

2 Theoretische Grundlagen **2**
2.1 Relativistische Kinematik . . . 2
2.2 Standardmodell und starke Wechselwirkung . . . 3
2.3 Confinement . . . 4
2.4 Jets . . . 4
2.5 Lund-Ebene . . . 6

3 Methoden **8**
3.1 Large Hadron Collider . . . 8
3.2 Programme . . . 9
3.2.1 PYTHIA . . . 9
3.2.2 Root . . . 9
3.2.3 Fastjet . . . 9
3.3 Monte-Carlo-Ereignis-Generatoren . . . 10
3.4 Simulationen und Analyse . . . 11
3.4.1 Korrelationen direkter Photonen zu Jets . . . 12
3.4.2 Lund-Ebenen . . . 13

4 Ergebnisse **15**
4.1 Korrelationen direkter Photonen zu Jets . . . 15
4.1.1 Korrelationen in $\Delta\varphi$ . . . 15
4.1.2 Summen der korrelierten Photonen . . . 17
4.1.3 Verhältnis direkter Photonen zu allen Photonen . . . 20
4.2 Vergleich der Lund-Ebenen verschiedener Jets . . . 22

5 Zusammenfassung **27**

Literaturverzeichnis **29**

1 Einleitung

Ein zentrales Ziel der Physik ist es, den fundamentalen Aufbau und die fundamentalen Wechselwirkungen von Materie vollständig zu verstehen, mathematisch zu beschreiben und vorhersagen zu können. Beschleunigerexperimente zählen dabei zu den wichtigsten Experimenten, um experimentelle Daten zum Vervollständigen dieser Ziele zu erhalten.
Teilchenkollisionen mit den derzeit größten Energien werden am LHC (Large Hadron Collider) erzeugt. Zusätzlich ist es möglich, diese Kollisionen mithilfe von Monte-Carlo-Ereignis-Generatoren zu simulieren. Die Ergebnisse dieser Simulationen sind allerdings nicht gleichwertig mit den Daten aus Experimenten, da die Beschreibung nur näherungsweise und durch Modelle möglich ist.
Eine wichtige bei Kollisionen entstehende Struktur ist der Jet, eine Ansammlung von Teilchen in einem näherungsweise kegelförmigen Gebiet, welcher aus dem auslaufenden Parton einer hochenergetischen Interaktion innerhalb der Kollision entsteht.
In dieser Arbeit werden Proton-Proton Kollisionen mit PYTHIA bei $\sqrt{s} = 13\,\text{TeV}$ simuliert und die φ-Korrelationen von direkten Photonen zu Jets untersucht. Es wird näher betrachtet, ob die Photonen in Jetrichtung, entgegen der Jetrichtung oder unkorreliert zum Jet stehen. Zudem wird der Einfluss der Art des Teilchens, aus dem der Jet entsteht, untersucht und die Korrelationen direkter Photonen mit denen aller Photonen verglichen. Zusätzlich wurden im zweiten Teil der Arbeit die Lund-Ebenen von Jets untersucht, wobei verglichen wurde, wie sich die Ebenen unterscheiden, wenn nur geladene Teilchen bzw. geladene Teilchen und Photonen für die Jets betrachtet werden. In beiden Teilen der Arbeit wurden je zwei Parton-Schauer-Modelle aus PYTHIA verglichen.

2 Theoretische Grundlagen

In diesem Abschnitt werden zunächst die theoretischen Grundlagen zum Verständnis dieser Arbeit eingeführt.

2.1 Relativistische Kinematik

Zur Beschreibung der bei einer Proton-Proton Kollision entstehenden Teilchen werden relativistische Variablen verwendet. Wichtig ist hier insbesondere der Vierimpuls eines Teilchens

$$\boldsymbol{p} = (E, p_\mathrm{x}c, p_\mathrm{y}c, p_\mathrm{z}c) = (E, \vec{p}c) \tag{1}$$

mit dem Impuls

$$\vec{p} = \gamma m \vec{v} \tag{2}$$

und der Energie E. γ ist dabei der Lorentzfaktor

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} \quad \text{mit } \beta = \frac{v}{c}\,, \tag{3}$$

m die Masse und $\vec{v}$ die Geschwindigkeit des Teilchens.
Der Transversalimpuls $\vec{p}_\mathrm{T}$ ist als Impulsanteil orthogonal zur Strahlachse definiert, welche typischerweise in z-Richtung gewählt wird. Es gilt zudem

$$\boldsymbol{p}^2 = E^2 - p^2c^2 = m^2c^4\,. \tag{4}$$

Mit diesen Definitionen lässt sich die Energie (einer Kollision) von zwei Teilchen im Schwerpunktsystem

$$\sqrt{s} = (\boldsymbol{p}_1 + \boldsymbol{p}_2)^2 \tag{5}$$

berechnen. Diese Gleichung ist lorentzinvariant und gibt insbesondere die Energie an, welche in einer Kollision für die Produktion von Teilchen zur Verfügung steht [1].

Um besser mit Lorentztransformationen entlang der z-Achse (Strahlachse) umgehen zu können, ist es häufig sinnvoll, zusätzlich zu p_T (invariant gegenüber einer solchen Transformation) den Azimutalwinkel φ (ebenfalls invariant) und die Rapidität y zu betrachten. Die Rapidität ist definiert als

$$y = \frac{1}{2}\ln\left(\frac{E + p_\mathrm{z}c}{E - p_\mathrm{z}c}\right) = \frac{1}{2}\ln\left(\frac{1+\beta_\mathrm{z}}{1-\beta_\mathrm{z}}\right) \tag{6}$$

mit der Eigenschaft, dass eine Lorentztransformation in z-Richtung mit y_Lorentz die Rapidität folgendermaßen ändert:

$$y_\mathrm{neu} = y_\mathrm{alt} - y_\mathrm{Lorentz}\,. \tag{7}$$

Eine Differenz von Rapiditäten Δy ist somit lorentzinvariant. Im Grenzfall des Limes $pc \to E$

geht die Rapidität in die Pseudorapidität η über

$$\lim_{pc \to E} y = \frac{1}{2} \ln\left(\frac{p + p_z}{p - p_z}\right) = \frac{1}{2} \ln\left(\frac{1 + \cos(\theta)}{1 - \cos(\theta)}\right) = -\ln\left(\tan\left(\frac{\theta}{2}\right)\right) \equiv \eta\,, \tag{8}$$

welche vom Polarwinkel θ abhängt. Ein Teilchen kann so durch die Variablen p_T, φ und y (bzw. η) beschrieben werden [2].

2.2 Standardmodell und starke Wechselwirkung

Das Standardmodell ist ein Modell zur Beschreibung der elementaren Teilchen und ihrer Wechselwirkungen (elektromagnetische Wechselwirkung, starke Wechselwirkung und schwache Wechselwirkung). Ausgenommen ist hier die Gravitation, welche verglichen mit den anderen Kräften in den hier betrachteten Fällen sehr schwach ist und vernachlässigt werden kann.
Die elementaren Teilchen sind in Tabelle 1 und Tabelle 2 aufgelistet. Sie können in Quarks und Leptonen mit Spin 1/2 und Bosonen mit ganzzahligen Spin aufgeteilt werden. Zu jedem Lepton existiert zudem das jeweilige Antiteilchen.
Die Quarks und Leptonen wechselwirken über die Austauschbosonen der Kräfte miteinander. Sie interagieren dabei alle schwach durch die W und Z Bosonen und mit Ausnahme der elektrisch neutralen Neutrinos auch elektromagnetisch durch das Photon. Da nur die Quarks die sogenannte Farbladung tragen, interagieren nur sie durch die Gluonen auch mit der starken Wechselwirkung. Die Farbladung ist ein weiterer Freiheitsgrad der Teilchen mit den drei Grundfarben rot, grün und blau, sowie deren Antifarben. Quarks tragen dabei eine der drei Farben, Antiquarks eine der Antifarben und Gluonen eine Kombinationen aus den Farben und Antifarben.
Zusätzlich gibt es das Higgs Boson mit einer Masse von etwa $125\,\mathrm{GeV}/c^2$ und einem Spin von 0, welches den anderen Teilchen ihre Masse gibt [1, 3].

Leptonen				Quarks			
Teilchen		Q in e	m in GeV/c^2	Teilchen		Q in e	m in GeV/c^2
Elektron	(e^-)	-1	0,0005	Down	(d)	-1/3	0,003
Elektron-Neutrino	(ν_e)	0	$< 10^{-9}$	Up	(u)	+2/3	0,005
Muon	(μ^-)	-1	0,106	Strange	(s)	-1/3	0,1
Muon-Neutrino	(ν_μ)	0	$< 10^{-9}$	Charm	(c)	+2/3	1,3
Tau	(τ^-)	-1	1,78	Bottom	(b)	-1/3	4,5
Tau-Neutrino	(ν_τ)	0	$< 10^{-9}$	Top	(t)	+2/3	174

Tabelle 1: Aufgelistet sind die Leptonen und Quarks zusammen mit ihrer Ladung Q und Masse m. Sie besitzen den Spin 1/2 [1].

Wechselwirkung	Boson		m [GeV/c^2]
stark	Gluon	(g)	0
elektromagnetisch	Photon	(γ)	0
schwach	W Boson	($W^{\pm}$)	80,4
	Z Boson	(Z)	91,2

Tabelle 2: Aufgelistet sind die Austauschbosonen der Wechselwirkungen im Standardmodell zusammen mit ihrer Masse m. Sie besitzen alle den Spin 1 [1].

Die Stärke der starken Wechselwirkung wird durch die Kopplungskonstante α_S angegeben. Diese ist vom Impulsübertrag des betrachteten Prozesses abhängig (laufende Kopplung). Sie ist groß für geringe Impulsüberträge und klein für hohe Impulsüberträge, weshalb bei solchen Prozessen die Störungstheorie zur Beschreibung angewendet werden kann.
Da die Quarks aufgrund des Confinements (Abschnitt 2.3) nicht frei existieren können, sind sie in farbneutralen Hadronen als sogenannte Valenzquarks gebunden, welche in Baryonen mit halbzahligem Spin und Mesonen mit ganzzahligen Spin aufgeteilt werden können. Neben den Valenzquarks und Gluonen, welche als Austauschteilchen dienen, existieren in Hadronen virtuelle Quark-Antiquark Paare, die für kurze Zeit aus den Gluonen entstehen. Man nennt diese Quarks auch Seequarks, da man sich ein Baryon als die Valenzquarks und ein See von virtuellen Gluonen, virtuellen Quarks vorstellen kann.
Gluonen tragen ebenfalls eine Farbe, weshalb sie in Gegensatz zum Photon mit sich selbst wechselwirken und nicht als freie Teilchen existieren können [1, 4].

2.3 Confinement

Das Confinement bezeichnet die Hypothese, dass Teilchen, die eine Farbladung tragen, nicht als freie Teilchen existieren können, sondern in farbneutralen Zuständen gebunden sind. Die Hypothese wurde aufgestellt, da experimentell keine freien Teilchen mit Farbladung beobachtet werden können.
Grund für das Confinement ist die Gluon-Wechselwirkung mit sich selbst. Eine qualitative Erklärung ist die folgende: Die Wechselwirkung zwischen zwei Quarks kann als Austausch virtueller Gluonen betrachtet werden. Da die Gluonen selbst farbig sind und mit sich selbst interagieren, wird das Feld zwischen zwei Quarks in eine Röhre geformt, dessen Energiedichte konstant ist. Es ergibt sich ein Potential

$$V(r) \sim \kappa r \tag{9}$$

mit dem Abstand der Quarks r und $\kappa \sim 1\,\mathrm{GeV/fm}$. Die Energie zwischen den Teilchen steigt somit linear an und die benötigte Energie zur Separation zu freien Teichen ist unendlich [1].

2.4 Jets

Wenn es in einer Teilchenkollision zu einem harten Prozess (d.h. großem Impulsübertrag) zwischen zwei Partonen wie beispielsweise $q\bar{q} \to q\bar{q}$ kommt, bewegen sich diese danach im

Schwerpunktsystem der Kollision mit relativistischen Geschwindigkeiten in etwa entgegengesetzte Richtungen. Dabei sind sie nur in φ entgegengesetzt und nicht in η, da die Partonen einen variablen Impulsanteil des Gesamtteilchens besitzen und eine mögliche Impulsdifferenz in z-Richtung nach dem Prozess erhalten bleibt, welche sich in η widerspiegelt. Die Impulsdifferenzen in der xy-Ebene sind dabei vernachlässigbar klein, weil das Gesamtteilchen nur einen Impuls in z-Richtung hat. Da die Patronen (d.h. Quarks und Gluonen) aufgrund des Confinements nicht einzeln existieren können, erzeugen sie in einem Prozess, welcher Hadronisierung oder Fragmentation genannt wird, Quark-Antiquark Paare und Gluonen und es entsteht eine Anhäufung von Teilchen in einem näherungsweise kegelförmigen Gebiet, ein Jet. Die Summe aller Viererimpulse der Teilchen im Jet kann somit stellvertretend für den Viererimpuls des ursprünglichen Partons angesehen werden [1, 2].
Eine qualitative Skizze des beschriebenen Prozesses ist in Abbildung 1 gezeigt.

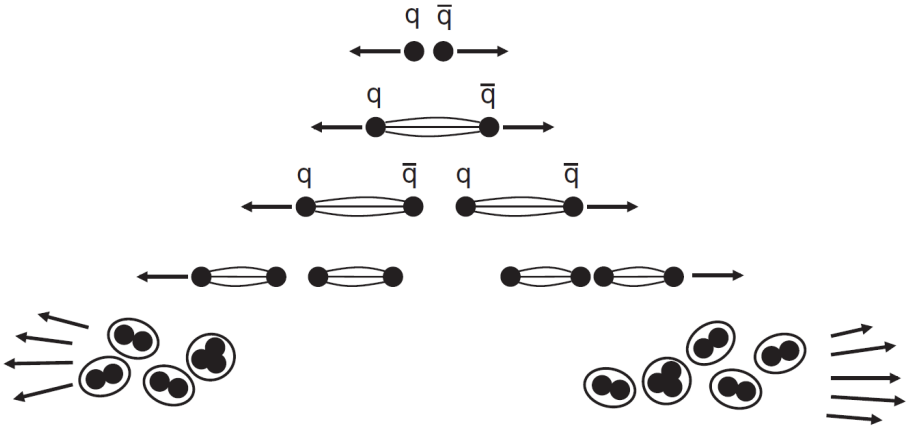

Abbildung 1: Gezeigt ist eine qualitative Skizze, welche die Entstehung eines Jets durch Trennung eines Quark-Antiquark Paares darstellt. Ab einer gewissen Separation der Quarks ist die Energie zwischen ihnen (Gleichung 9) groß genug, um ein Quark-Antiquark Paar zu erzeugen. Im letzten Schritt der Abbildung bilden die Quarks Hadronen [1].

In einem Experiment ist es nicht möglich, alle Informationen über alle Prozesse nach einer Teilchenkollision zu messen. Demnach muss auf Algorithmen zurückgegriffen werden, um Jets näherungsweise aus einer Liste bekannter (finaler) Teilchen zu bestimmen. Im erstem Teil dieser Arbeit wird der iterative **Anti-$\mathbf{k_t}$ Algorithmus** zum Finden von Jets verwendet. Hier sind die folgenden Variablen für zwei Teilchen i und j von Relevanz:

$$d_{i,j} = \min(p_{\mathrm{T}i}^{-2}, p_{\mathrm{T}j}^{-2}) \frac{\Delta R_{ij}^2}{R^2} \qquad \text{mit} \quad \Delta R_{ij}^2 = (y_i - y_j)^2 + (\varphi_i - \varphi_j)^2 \tag{10}$$

$$d_{i\mathrm{B}} = p_{\mathrm{T}i}^{-2} \,. \tag{11}$$

$R = \sqrt{(\Delta y)^2 + (\Delta\varphi)^2}$ ist dabei der Jetradius und ein variabler Parameter. Im Algorithmus werden für die Liste finaler Teilchen folgende Schritte durchlaufen:

1. Berechne alle $d_{i,j}$ und $d_{i\mathrm{B}}$.

2. Finde das Minimum von $d_{i,j}$ und $d_{i\mathrm{B}}$.

3. Falls das Minimum $d_{i,j}$ ist, ersetze Teilchen i und j durch ein aus ihnen zusammengesetztes Teilchen (Pseudojet) durch Addieren ihrer Viererimpulse und gehe zu Schritt 1..

4. Falls das Minimum $d_{i\mathrm{B}}$ ist, erkläre Teilchen i zu einem Jet und lösche es aus der Liste von Teilchen. Falls noch Teilchen vorhanden sind gehe zu Schritt 1..

5. Falls keine Teilchen mehr vorhanden sind, ist der Algorithmus beendet.

Die so gefundenen Jets sind vergleichsweise kegelförmig und invariant gegenüber einer parallelen Aufspaltung eines harten Teilchens in mehrere Teilchen (collinear safety) und dem Zufügen von Gluonen mit sehr geringer Energie zur Liste finaler Teilchen (infrared safety) [5].
Der im zweiten Teil dieser Arbeit zusätzlich verwendete **Cambridge/Aachen Algorithmus (C/A-Algorithmus)** funktioniert identisch, verwendet jedoch die Variablen [6]

$$d_{i,j} = \frac{\Delta R_{ij}^2}{R^2} \qquad \text{mit} \quad \Delta R_{ij}^2 = (y_i - y_j)^2 + (\varphi_i - \varphi_j)^2 \tag{12}$$

$$d_{i\mathrm{B}} = 1\,. \tag{13}$$

2.5 Lund-Ebene

Die Lund-Ebene ist ein Phasenraum in dem die Struktur von Jets dargestellt werden kann. Um einen Jet in der Lund-Ebene abzubilden, wird folgendermaßen vorgegangen:

1. Zerlege mithilfe des C/A-Algorithmus den aktuellen (Pseudo-)Jet, indem die Teilchen des (Pseudo-)Jets mit dem C/A-Algorithmus zu einem Jet zusammengesetzt und die Pseudojets vor dem letzten Zusammenfassen betrachtet werden.

2. Ordne die beiden Pseudojets durch $p_{\mathrm{T,a}} > p_{\mathrm{T,b}}$ und bestimme die Variablen $\ln(1/\Delta)$ mit $\Delta^2 = (y_\mathrm{a} - y_\mathrm{b})^2 + (\varphi_\mathrm{a} - \varphi_\mathrm{b})^2$ und $\ln(k_t\, c/\mathrm{GeV})$ mit $k_t = p_{\mathrm{T,b}}\Delta$. $p_{\mathrm{T,a}} + p_{\mathrm{T,b}}$ wird als Emitter von $p_{\mathrm{T,b}}$ angesehen.

3. Gehe mit Jet a zu Schritt 1.).

Alle so entstehenden Punkte $(\ln(1/\Delta), \ln(k_t\, c/\mathrm{GeV}))$ können in die Lund-Ebene eingetragen werden, welche die Achsen $\ln(1/\Delta)$ und $\ln(k_t\, c/\mathrm{GeV})$ hat. Es entsteht eine dreieckige Fläche in der sogenannten primären Lund-Ebene. Es ist möglich, die nicht weiter betrachteten Pseudojets b nach dem selben Prinzip zu zerlegen, um sekundäre, tertiäre, etc. Lund-Ebenen zu erhalten. Alle Aufspaltungen können in einem Lund-Diagramm (Abbildung 2) dargestellt werden. In dieser Arbeit wird jedoch nur die primäre Lund-Ebene betrachtet. Eine anschauliche Darstellung des beschriebenen Prozesses ist in Abbildung 2 abgebildet [7].

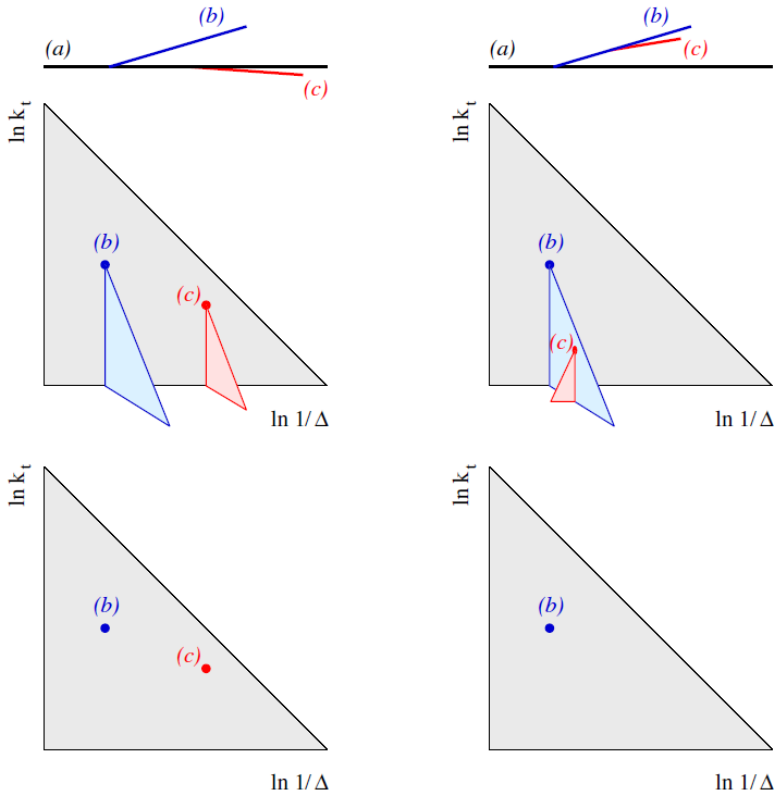

Abbildung 2: Gezeigt sind die Ebenen, welche aus dem Aufspalten eines Jets, wie in den obersten Abbildungen gezeigt, entstehen (Mitte: Lund-Diagramm, unten: primäre Lund-Ebene). Links ist das Abspalten von zwei Pseudojets abgebildet. Diese formen zwei weitere Lund-Ebenen und führen zu zwei Punkten in der primären Lund-Ebene. Rechts ist die Abspaltung eines Pseudojets mit einer weiten Abspaltung von diesem abgebildet. Die zweite Abspaltung ist nur im Lund-Diagramm zu sehen und nicht in der primären Lund-Ebene [7].

Mithilfe der so gebildeten Struktur können Rückschlüsse auf die Struktur der Jets gezogen werden. Insbesondere im Grenzfall $p_{\mathrm{T,a}} \gg p_{\mathrm{T,b}}$ und $\Delta \ll 1$ wird k_t zum transversalen Impuls von Jet b relativ zu Jet a.
Zur Beschreibung der Ebene kann die Punktdichte

$$\rho = \frac{1}{N_{\mathrm{jet}}} \frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}\ln(1/\Delta)\mathrm{d}\ln(k_t\, c/\mathrm{GeV})} \tag{14}$$

eingeführt werden, welche die Anzahl der Punkte N pro Fläche in der Lund-Ebene und pro zerlegtem Jet (N_{jet} ist die Anzahl der zerlegten Jets) angibt [7].

3 Methoden

In diesem Abschnitt werden die Techniken zum Erhalt von Daten und Vorgehensweisen zur Simulation und Auswertung beschrieben.

3.1 Large Hadron Collider

Protonkollisionen bei $\sqrt{s} = 13\,\text{TeV}$, wie sie in dieser Arbeit analysiert werden, können experimentell am Large Hadron Collider (LHC) erzeugt werden. Dieser ist ein unterirdisch gebautes Synchrotron mit etwa 27 km Umfang, welches Protonen und Ionen beschleunigt und zur Kollision bringt. Es ist Teil des CERN Beschleuniger Komplexes, in dem aufeinanderfolgende Beschleuniger die Teilchen auf immer höhere Energien bringen (Abbildung 3). Der LHC ist der letzte Beschleuniger dieser Reihe und die Teilchen erreichen hier die größten Energien. Um Kollisionen zu erzeugen, werden die Teilchen in entgegengesetzte Richtungen beschleunigt und die Strahlachsen an bestimmten Punkten gekreuzt.

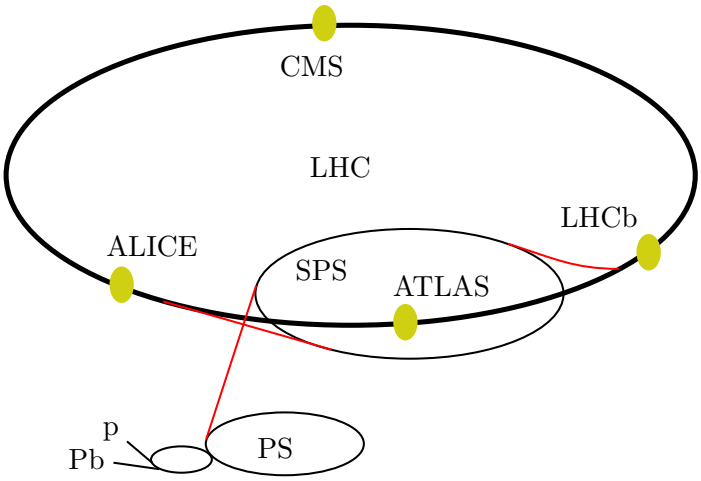

Abbildung 3: Gezeigt ist eine Skizze des LHC zusammen mit den Vorbeschleunigern und vier Detektoren [8].

Am LHC gibt es sieben Experimente: ALICE (A Large Ion Collider Experiment), ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS), CMS (Compact Muon Solenoid), LHCb (Large Hadron Collider beauty experiment), LHCf (Large Hadron Collider forward experiment), TOTEM (TOTal Elastic and diffractive cross section Measurement experiment) und MoEDAL (Monopole and Exotics Detector at the LHC). Dabei sind ALICE, ATLAS, CMS und LHCb die Größeren dieser Experimente und in Abbildung 3 eingezeichnet. Der ALICE Detektor untersucht Blei Kollisionen und das dabei entstehende Quark-Gluon-Plasma. ATLAS und CMS sind zwei Detektoren, welche eine Vielzahl an Phänomenen untersuchen, darunter Messungen zum Higgs Boson. Auch wird nach nach Physik außerhalb des Standardmodells gesucht. LHCb erforscht die geringe Asymmetrie zwischen Materie und Antimaterie und Teilchen, welche das Bottom-Quark enthalten [9, 10].

3.2 Programme

Die in dieser Arbeit verwendeten Programme zur Simulation und Auswertung werden im Folgenden beschrieben.

3.2.1 PYTHIA

PYTHIA ist ein in C++ geschriebenes Programm zur Simulation von hochenergetischen Teilchenkollisionen (Monte-Carlo-Ereignis-Generator (Abschnitt 3.3)). Dabei wird die Entwicklung vom Anfangs- zum Endzustand durch verschiedene physikalische Modelle beschrieben, welche sowohl auf theoretischen Berechnungen als auch auf phänomenologischen Modellen basieren [11].
Um Kollisionen zu simulieren, werden zunächst Einstellungen vorgegeben, mit denen simuliert wird. Dazu zählen in dieser Arbeit die Art der kollidierenden Teilchen, die Schwerpunktsenergie, das Parton-Schauer-Modell und die Prozesse, welche in der Kollision ablaufen sollen. Diese Prozesse sind hier harte Prozesse wie z.B. $qq \to qq$, also Prozesse mit großen Impulsübertrag $p_T > 1\,\mathrm{GeV}/c$. Zusätzlich lässt sich angeben, mit welchem Impulsübertrag $\hat{p}_T$ diese Prozesse stattfinden, wobei die Angabe eines Maximums und eines Minimums möglich ist. Sind diese Einstellungen getroffen, wird die Simulation initialisiert.
Nun kann eine beliebige Zahl an Ereignissen generiert werden. Für jedes Ereignis wird eine Liste von Teilchen erzeugt, welche während der Kollision entstehen. Dazu zählen auch die Teilchen, welche nicht in Endzustand, sondern nur in einem Zwischenzustand existieren. Für jedes dieser Teilchen lassen sich Informationen wie Art, Impuls, Prozess der Entstehung, Mutter- und ggf. Tochterteilchen abfragen. Insbesondere lässt sich abfragen, ob es sich um ein finales Teilchen handelt, also ein Teichen, welches nicht weiter von PYTHIA entwickelt wird. Zusätzlich können Informationen über das Ereignis selbst, wie beispielsweise der Generationswirkungsquerschnitt σ_{gen}, ausgegeben werden.
In Normalfall geschieht all dies in Form von C++ Code.
PYTHIA bietet zudem die Möglichkeit, zusammen mit Root und Fastjet genutzt zu werden.

3.2.2 Root

Root [12] ist ein in C++ geschriebenes Programm zur Analyse von Daten. Insbesondere bietet es die Möglichkeit, Histogramme zu erstellen, zu verarbeiten und graphisch darzustellen, wobei Unsicherheiten automatisch berechnet werden.

3.2.3 Fastjet

Fastjet [6] ist ein in C++ geschriebenes Programm zum Finden und zur Analyse von Jets. Obwohl die Implementation der in Abschnitt 2.4 beschriebenen Algorithmen nicht besonders aufwändig wäre, ist der Zeitaufwand einer simplen Form der Algorithmen für eine Liste aus N Teilchen $\mathcal{O}(N^3)$. Die Implementation in Fastjet hingegen erreicht für diese Algorithmen einen Zeitaufwand von $\mathcal{O}(N \ln(N))$ [6].

3.3 Monte-Carlo-Ereignis-Generatoren

Mithilfe eines Monte-Carlo-Ereignis-Generators wie PYTHIA können Kollisionen von Teilchen bei hohen Energien simuliert werden. Um beispielsweise Proton-Proton Kollisionen zu erzeugen, teilt sich die Simulation in die Bereiche: [13]

- Harter Prozess
- Parton-Schauer
- Hadronisierung
- Unterliegendes Ereignis
- Teilchenzerfälle.

Harter Prozess

Der harte Prozess ist ein Prozess mit einem großen und dem gleichzeitig größtem Impulsübertrag in einem (Kollisions-)Ereignis. Da diese Prozesse in Kollisionen zum Teil sehr selten sind, ist es sinnvoll, die Simulation um diese Prozesse aufzubauen. Beispiele sind z.B. der Stoß zweier Quarks mit denselben Quarks im Endzustand $\mathrm{qq} \to \mathrm{qq}$ oder der Stoß eines Quarks mit einem Antiquark mit zwei Gluonen im Endzustand $\mathrm{q\bar{q}} \to \mathrm{gg}$.
Da der Impulsübertrag nach Definition sehr groß ist, lässt sich die Störungstheorie anwenden. Der Wirkungsquerschnitt für einen Prozess $ab \to n$ kann in kollinearer Faktorisierung durch

$$\sigma = \sum_{a,b} \int_0^1 \mathrm{d}x_a \mathrm{d}x_b \int f_\mathrm{a}(x_a, \mu_\mathrm{F}) f_b(x_b, \mu_\mathrm{F})\, \mathrm{d}\hat{\sigma}_{ab\to n}(\mu_\mathrm{F}, \mu_\mathrm{R}) \tag{15}$$

angegeben werden. Dabei sind x die Impulsanteile der Partonen im Hadron, μ_F und μ_R die Faktorisierungs- und Rekombinationsskalen, f_m die Parton-Verteilungs-Funktionen, welche die Verteilung der Partonen im Abhängigkeit von x im Hadron angegeben und $\hat{\sigma}_{\mathrm{ab}\to\mathrm{n}}$ der Wirkungsquerschnitt für die Entstehung des finalen Zustands n aus den Partonen a und b. Dieser ergibt sich aus der Störungstheorie, wohingegen die Parton-Verteilungs-Funktionen aus Messungen hervorgehen [13, 14, 2].

Parton-Schauer

Der Parton-Schauer beschreibt die Entwicklung der Teilchen aus dem harten Prozess. Da diese typischerweise eine Farbladung tragen, emittieren sie Gluonen (ähnlich wie elektrisch geladene Teilchen Photonen), welche selbst wieder Gluonen abstrahlen und Quark-Antiquark Paare produzieren können. So entsteht ein Schauer aus Quarks und (größtenteils) Gluonen mit geringen Energien. Dieser Prozess kann schrittweise, ausgehend vom harten Prozess zu geringen Energien, simuliert werden, bis die Energieskala zu gering für eine störungstheoretische Beschreibung ist. Zusätzlich wird die Strahlung der Partonen vor dem harten Prozess und die Abstrahlung von Photonen beschrieben [13, 14].
In dieser Arbeit werden zwei Parton-Schauer (Simple und Vincia aus PYTHIA [15]) verglichen. Der Simple-Schauer ist der Standardschauer in PYTHIA, welcher auf einer p_T geordneten Entwicklung und einem Dipolbild basiert. In diesem bilden ein geladenes Teilchen

zusammen mit einem bestimmten mit der Antifarbe geladenen Teilchen einen Farbdipol. Wenn eines der Teilchen strahlt, wird der Impuls vom anderen Teilchen absorbiert, um Impulserhaltung zu gewährleisten. Vincia ist ebenfalls ein p_{T} geordneter Schauer, welcher einen antennenbasierten Ansatz wählt. Eine Antenne stellt ein Partonpaar dar, welches einen $2 \to 3$ Prozess durchläuft. Im Gegensatz zum Simple-Schauer wird hier nicht ein Teilchen als Emitter angesehen, wobei das andere den Impuls absorbiert, sondern beide Teilchen werden zusammen betrachtet und können beide einen Teil des Impulses aufnehmen. Simple und Vincia implementieren Photonabstrahlung, wobei Vincia diese durch vollständig kohärente Multipol-Behandlung beschreibt [16, 17, 18].

Hadronisierung

Die Hadronisierung beschreibt den Übergang der farbigen Partonen zu farblosen Hadronen. Dieser Prozess kann aufgrund der geringen Energien der Partonen nach dem Parton-Schauer nicht störungstheoretisch behandelt werden, weshalb er modellhaft beschrieben wird. Die meist verwendeten Modelle sind String-Modelle und Cluster-Modelle. Das in PYTHIA verwendete Modell ist das Lund-String-Modell, welches auf dem linearen Potential zwischen zwei farbigen Teilchen (Gleichung 9), dargestellt durch Fäden (engl. string) basiert [14, 16].

Unterliegendes Ereignis

Als unterliegendes Ereignis wird der Teil der Kollision bezeichnet, der nicht auf dem harten Prozess basiert. Es stammt aus Interaktionen zwischen den weiteren Partonen der kollidierenden Teilchen und produziert auslaufende Teilchen mit geringerem Transversalimpuls als die Teilchen aus dem harten Prozess. Die ursprünglichen Interaktionen können jedoch störungstheoretisch berechnet und die auslaufenden Teilchen mithilfe des Parton-Schauers beschrieben werden [14, 13].

Teilchenzerfälle

Nach der Hadronisierung sind viele der Teilchen in instabilen Zuständen und zerfallen entsprechend in stabilere Zustände. Einer dieser Zerfälle ist der Zerfall des π^0 in zwei Photonen

$$\pi^0 \to 2\gamma\,.$$

Dieser Prozess ist für die meisten entstehenden Photonen in einer Proton-Proton Kollision verantwortlich.

3.4 Simulationen und Analyse

Alle Proton-Proton Kollisionen wurden mithilfe von *PYTHIA 8.307* bei $\sqrt{s} = 13\,\mathrm{TeV}$ und mit dem Monash 2013 Tune sowohl mit dem Parton-Schauer-Modell Simple als auch mit Vincia simuliert. Falls nicht angegeben, wurden die Standardeinstellungen von PYTHIA genutzt. Zudem wurden *Root 6.24/02* und *Fastjet 3.4.0* als externe Pakete zusammen mit

PYTHIA angewendet.
Zur Auswertung der Daten wurde Root verwendet.

3.4.1 Korrelationen direkter Photonen zu Jets

Im ersten Teil der Arbeit wurden die Korrelationen zwischen direkten Photonen, d.h. Photonen, die nicht als Zerfallsprodukt entstanden sind und Jets analysiert. Dazu werden zunächst die Azimutalwinkeldifferenzen $\Delta\varphi$ zwischen den Photonen und Jets in einem Histogramm dargestellt.
Zum einen wurden die Einstellungen

```
HardQCD:gg2qqbar = on
HardQCD:qq2qq = on
HardQCD:qqbar2qqbarNew = on
```

für Quarks im Endzustand und zum anderen

```
HardQCD:gg2gg = on
HardQCD:qqbar2gg = on
```

für Gluonen im Endzustand des harten Prozesses verwendet. Die Jets wurden mithilfe des Anti-k$_t$ Algorithmus ($R = 0,4$) aus geladenen Teilchen gefunden, wobei je die Jets mit größtem p_T und zweitgrößtem p_T in zwei getrennten Analysen betrachtet werden. Es wurden nur Jets verwendet, welche in einem Bereich $|\eta| < 2$ liegen, und Photonen, welche eine Differenz der Pseudorapidität von $|\Delta\eta| < 2$ zum Jet hatten.
Die Simulation wurde zudem in $\hat{p}_\mathrm{T}$-Bins durchgeführt, um die Statistik bei hohen Photontransversalimpulsen zu verbessern. Es wurde in vier Bereichen ein Intervall für den möglichen Impulsübertrag des harten Prozesses vorgegeben ([10 GeV/c, 20 GeV/c], [20 GeV/c, 50 GeV/c], [50 GeV/c, 80 GeV/c], [80 GeV/c, 100 GeV/c]) und eine bestimmte Anzahl an Ereignissen (siehe Tabelle 3) simuliert.

	Simple	Vincia
Quarks im Endzustand	$1 \cdot 10^8$ Ereignisse	$1 \cdot 10^7$ Ereignisse
Gluonen im Endzustand	$5 \cdot 10^6$ Ereignisse	$5 \cdot 10^5$ Ereignisse

Tabelle 3: Anzahl der simulierten Ereignisse pro Bin für die verschiedenen Einstellungen.

Im erzeugten Histogramm werden die aufgenommenen Daten entsprechend dem Generationswirkungsquerschnitt σ_gen und der Trials N_Trials (deutsch Versuche, entspricht in etwa der Anzahl der generierten Ereignisse) gewichtet. Das heißt die gewichtete Anzahl an Photonen N_σ berechnet sich aus den Anzahlen der Photonen N_i aus den vier Bereichen i durch

$$N_\sigma = \sum_{i=1}^{4} N_i \frac{\sigma_\mathrm{gen,i}}{N_\mathrm{Trials,i}} \,. \tag{16}$$

Im Histogramm wird zudem mit der Anzahl an gefundenen Jets und der Binbreite skaliert, wobei die Anzahl der Jets $N_{\mathrm{jet},\sigma}$ wie in Gleichung 16 berechnet wird. Die im Histogramm

aufgetragene Größe ist damit

$$\rho_\varphi = \frac{1}{N_{\text{jet},\sigma}} \frac{\mathrm{d}N_\sigma}{\mathrm{d}\Delta\varphi} \,. \tag{17}$$

Diese Analyse wurde mit Quarks im Endzustand für den Fall, dass alle Photonen betrachtet werden, wiederholt. Hier wurden $5 \cdot 10^4$ Ereignisse mit dem Simple-Schauer und $5 \cdot 10^3$ Ereignisse mit dem Vincia-Schauer pro Bin erzeugt.

Es ergeben sich Histogramme wie in Abbildung 4. Dessen charakteristischen Bereiche sind gekennzeichnet. In den generierten Histogrammen können verschiedene p_T-Bereiche der direkten Photonen betrachtet werden und der Inhalt kann über die verschiedenen Bereiche summiert werden.

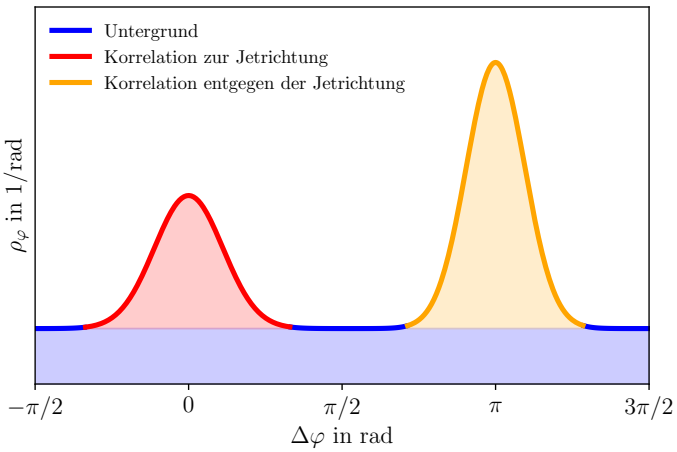

Abbildung 4: Gezeigt ist eine Skizze der Form der entstehenden Histogramme. Zusätzlich sind die in dieser Arbeit untersuchten Bereiche (Untergrund und die beiden Peaks) markiert.

3.4.2 Lund-Ebenen

Für den zweiten Teil der Analyse wurden Lund-Ebenen untersucht. Dazu wurden in PYTHIA die Einstellungen

```
PhaseSpace:pTHatMin = 10.
PhaseSpace:pTHatMax = 200.
HardQCD:all = on
```

verwendet und einmal der Jet mit größtem p_T und einmal zweitgrößtem p_T eingeschränkt auf den Bereich $|\eta| < 2$ betrachtet (in Folgenden Jet 1 und Jet 2), wobei sie mit dem Anti-k$_t$ Algorithmus ($R = 0,4$) aus geladenen finalen Teilchen (bzw. geladenen finalen Teilchen und finalen Photonen) gefunden wurden. Zusätzlich wurden für Jet 2 nur solche Jets verwendet, welche im Azimutalwinkel etwa entgegengesetzt zum ursprünglichen Jet stehen ($|\Delta\varphi - \pi| < 0,4$). Die Jets wurden mit dem C/A-Algorithmus wie in Abschnitt 2.5 zerlegt und nach Gleichung 14 skaliert. Da hier nur ein Bin mit $\hat{p}_\mathrm{T} \in [10\,\mathrm{GeV}/c, 200\,\mathrm{GeV}/c]$ simu-

liert wird, kann die Normierung mit $\frac{\sigma_{\mathrm{gen,i}}}{N_{\mathrm{Trials,i}}}$ vernachlässigt werden, da sie sich über N und N_{jet} herauskürzt. Für beide Schauer wurden $2 \cdot 10^5$ Ereignisse simuliert.

4 Ergebnisse

Im Folgenden werden die Ergebnisse dieser Arbeit dargestellt.

4.1 Korrelationen direkter Photonen zu Jets

Im erstem Teil der Arbeit werden die Korrelationen direkter Photonen zu Jets untersucht. Die Ergebnisse der Untersuchungen werden in diesem Abschnitt präsentiert.

4.1.1 Korrelationen in $\Delta\varphi$

Die $\Delta\varphi$-Histogramme der direkten Photonen für die Simulationen mit Quarks im Endzustand sind in Abbildung 5 gezeigt. Es lässt sich erkennen, dass Peaks um $\Delta\varphi = 0$ und $\Delta\varphi = \pi$ entstehen, also Korrelationen zwischen den Richtungen der direkten Photonen und Jets existieren und diese (in φ) bevorzugt in Jetrichtung oder entgegen diese gerichtet sind. Für Jet 1 ist der Peak um π mit Ausnahme der Photonen mit $p_\mathrm{T} < 5\,\mathrm{GeV}/c$ höher und breiter als der Peak um Null. Für Jet 2 zeigt sich das Gegenteil, wobei der Peak um Null nicht unbedingt breiter ist als der Peak um π und der Untergrund größer ist als bei Jet 1.
Bei zunehmenden Transversalimpuls werden die Peaks zudem enger, d.h. die Photonen stehen enger zu der Jetachse.
Die beiden Schauer Simple und Vincia zeigen grob ähnliche Bilder. Unterschiede zeigen sich jedoch darin, dass bei Vincia die Peaks im Allgemeinen weniger breit und sowohl der Untergrund als auch die Peaks um ein Vielfaches höher sind als bei Simple.
Zusätzlich ist auffällig, dass möglicherweise auf der zur Jetrichtung korrelierten Seite bei $p_\mathrm{T} \in [0\,\mathrm{GeV}/c, 5\,\mathrm{GeV}/c]$ bei Simple eine Art Minimum im Peak und bei Vincia eine Art Maximum im Peak zu erkennen ist. Bei Betrachtung der Unsicherheiten (insbesondere bei Simple) könnte es sich hier allerdings auch um statistische Schwankungen handeln.

Die Histogramme für die Simulationen mit Gluonen im Endzustand sind in Abbildung 6 und Abbildung 7 gezeigt. Hier lässt sich aufgrund der hohen Unsicherheiten weniger erkennen als in Abbildung 5.
Es ist jedoch anhand der ρ_φ-Skalen ersichtlich, dass weniger Photonen, insbesondere bei hohen p_T entstehen. Dies liegt vermutlich daran, dass Gluonen elektrisch ungeladen sind und damit keine Photonen abstrahlen. Zudem scheint der Peak von Jet 1 entgegengesetzt der Jetrichtung bei hohen p_T im Gegensatz zur Simulation mit Quarks im Endzustand nicht viel größer zu sein als der gleiche Peak von Jet 2. Die im Vergleich höhere Photonenanzahl bei Vincia bleibt erhalten.

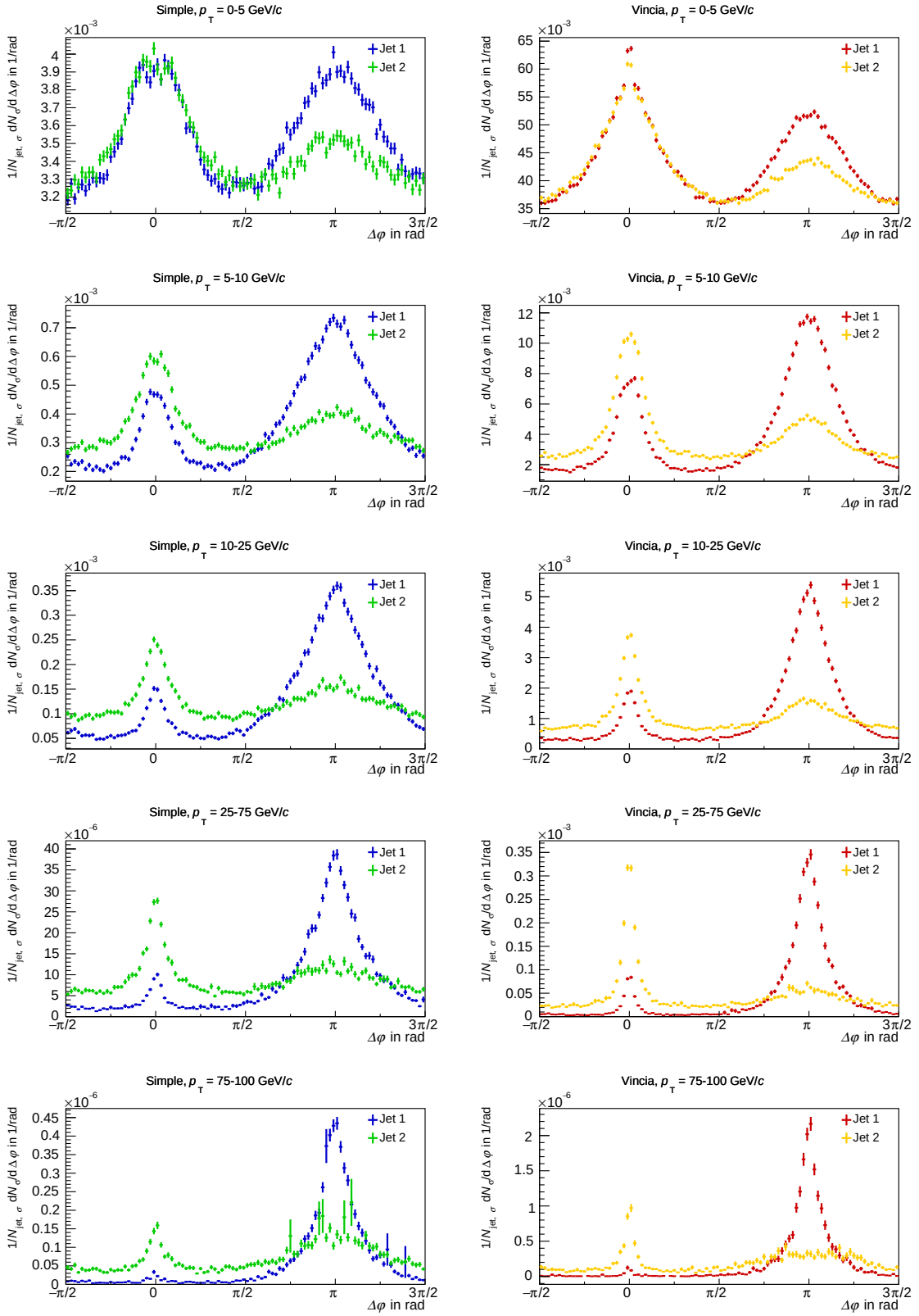

Abbildung 5: Gezeigt sind für die Histogramme aus den Simulationen mit Quarks im Endzustand zusammen mit Unsicherheiten für verschiedene p_T-Bereiche der direkten Photonen. Es ist rechts der Simple-Schauer und links der Vincia-Schauer je mit den Histogrammen von Jet 1 und Jet 2 abgebildet.

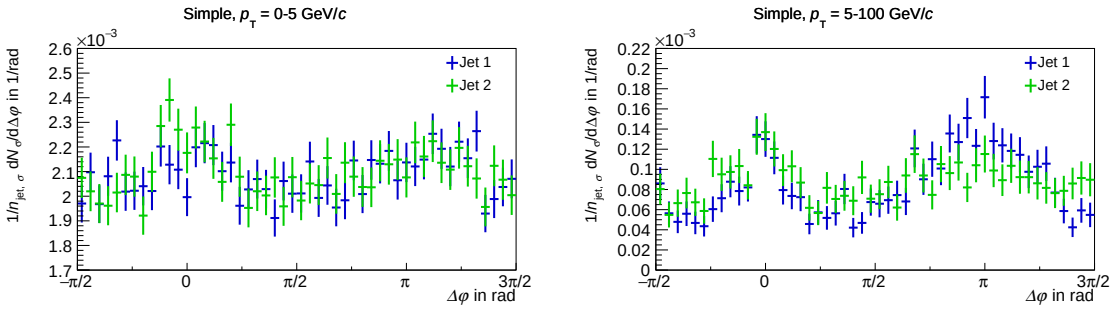

Abbildung 6: Gezeigt sind die Histogramme aus den Simulationen mit Gluonen im Endzustand zusammen mit Unsicherheiten für verschiedene p_{T}-Bereiche der direkten Photonen. Es ist nur der Simple-Schauer mit den Histogrammen von Jet 1 und Jet 2 abgebildet.

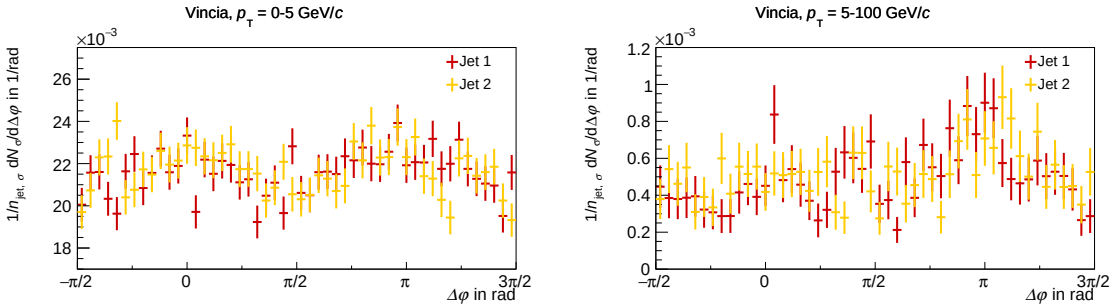

Abbildung 7: Gezeigt sind die Histogramme aus den Simulationen mit Gluonen im Endzustand zusammen mit Unsicherheiten für verschiedene p_{T}-Bereiche der direkten Photonen. Es ist nur der Vincia-Schauer mit den Histogrammen von Jet 1 und Jet 2 abgebildet.

4.1.2 Summen der korrelierten Photonen

In Abbildung 8, Abbildung 9 und Abbildung 10 sind die Summen über den Inhalt der in Abbildung 4 beschriebenen Bereiche als Funktion des Transversalimpulses der direkten Photonen eingezeichnet. Es wurden die Ergebnisse der Simulationen mit Quarks im Endzustand verwendet. Dabei wurden die Summen in bestimmten p_{T}-Intervallen bestimmt und mit der Breite des Intervalls skaliert. Die Datenpunkte sind mit Linien verbunden, welche der Erkennbarkeit und Übersichtlichkeit dienen und keinen analytischen oder gemessenen Verlauf darstellen sollen. Der Untergrund wurde durch die Bininhalte in den Bereichen, welche in Abbildung 4 dunkelblau markiert sind, approximiert.

In Abbildung 8 sind die Summen des Untergrunds abgebildet. Es ist zu erkennen, dass der Untergrund bei Vincia bei $0\,\mathrm{GeV}/c$ zunächst um etwa eine Größenordnung höher ist als bei Simple und die Differenzen zwischen Jet 1 und Jet 2 in beiden Schauern mit steigendem p_{T} zunehmen. Dabei fällt Jet 1 stärker ab als Jet 2, bis die Summen von Jet 2 bei beiden Schauern höher sind als die von Jet 1. Dies geschieht bei etwa $p_{\mathrm{T}} > 30\,\mathrm{GeV}/c$ und deutet

darauf hin, dass Jet 2 nicht zuverlässig passend zum harten Prozess der Kollision und entgegengesetzt zu Jet 1 gefunden wird, sondern zum Teil unkorreliert dazu verteilt ist. Dies kann zum Beispiel daran liegen, dass der Jet, welcher aus dem harten Prozess stammt und den zweitgrößten Transversalimpuls hat, über eine große Fläche in φ und y verteilt ist und vom Jetalgorithmus nicht gefunden wird.
In Abbildung 9 sind die Summen des zur Jetrichtung korrelierten Ereignisses dargestellt. Die Summen von Jet 1 und 2 liegen für die Schauer zunächst bei ähnlichen Werten, wobei die Summen der Verteilungen des Vincia-Schauers etwas über eine Größenordnung höher sind als bei Simple. Auch hier laufen die Summen von Jet 1 und Jet 2 auseinander, bis ab $p_\mathrm{T} > 50\,\mathrm{GeV}/c$ die Summen von Jet 2 höher als die von Jet 1 liegen.
In Abbildung 10 sind die Summen des entgegen der Jetrichtung korrelierten Ereignisses dargestellt. Es ist zu erkennen, dass sich alle Verläufe mit steigendem p_T annähern, jedoch die Reihenfolge der Höhen der Summen (Vincia > Simple und Jet 1 > Jet 2) für niedrige und hohe p_T identisch ist.

Alle Entwicklungen der Summen sind abfallend. Dies liegt an der allgemein abfallenden Anzahl an entstehenden direkten Photonen bei zunehmendem Transversalimpuls. Beim Vergleich aller Abbildungen ist auffällig, dass die Verläufe von Vincia mit Ausnahme eines Datenpunkts in Abbildung 8 immer größer sind als die entsprechenden Verläufe (d.h. gleicher Jet-Typ) von Simple. Demnach werden in Vincia insgesamt mehr direkte Photonen produziert. Des Weiteren laufen mit zunehmendem p_T die Datenpunkte der zusammengehörenden Verläufe (d.h. wieder gleicher Jet-Typ) von Simple und Vincia zusammen (in Abbildung 9 nur annähernd erkennbar), wobei sie bei niedrigem p_T immer mindestens eine Größenordnung auseinanderliegen.
Auch ist die Summe des entgegen der Jetrichtung korrelierten Ereignisses bei hohen p_T für Jet 1 größer als beim zur Jetrichtung korrelierten Ereignis. Dies ist bei Jet 2 umgekehrt der Fall, da dieser der Erwartung nach häufig entgegengesetzt zu Jet 1 gerichtet ist. Allerdings ist ab etwa $p_\mathrm{T} > 80\,\mathrm{GeV}/c$ auch bei Jet 2 die Summe des entgegen der Jetrichtung korrelierten Ereignisses größer. Eine mögliche Erklärung ist, dass Jet 1 als Jet mit höchstem Transversalimpuls definiert ist und per Definition nur Jets aus geladenen Teilchen betrachtet werden. Falls zwei inklusive Jets in entgegengesetzte Richtungen entstehen und im Schnitt den gleichen Transversalimpuls tragen, würden (ungeladene) Photonen mit hohem Transversalimpuls im Jet zu einem geringeren Transversalimpuls des gefundenen geladenen Jets führen. Jet 1 wäre somit mit hoher Wahrscheinlichkeit entgegengesetzt zu den Photonen gerichtet. Für Jet 2 kann ähnlich argumentiert werden: Ein Photon mit sehr großem Transversalimpuls, welches aus einem Jet stammt, verringert die Wahrscheinlichkeit, dass Jet 2 in dieselbe Richtung wie das Photon gefunden wird.

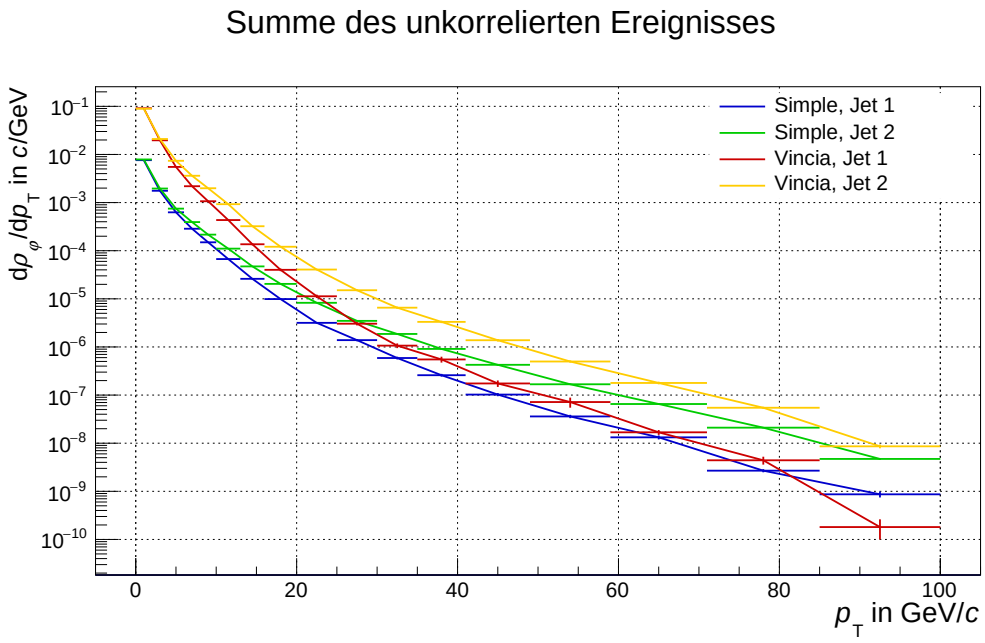

Abbildung 8: Gezeigt ist die Summe des unkorrelierten Ereignisses bzw. des Untergrunds aus den Simulationen mit Quarks im Endzustand in Abhängigkeit des Transversalimpulses der direkten Photonen.

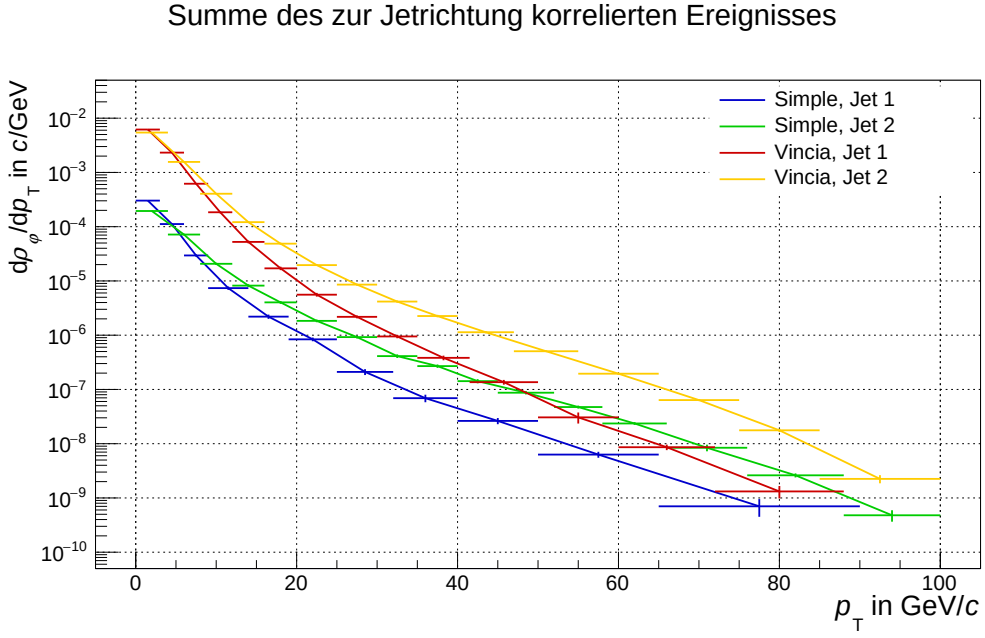

Abbildung 9: Gezeigt ist die Summe des zur Jetrichtung korrelierten Ereignisses aus den Simulationen mit Quarks im Endzustand in Abhängigkeit des Transversalimpulses der direkten Photonen.

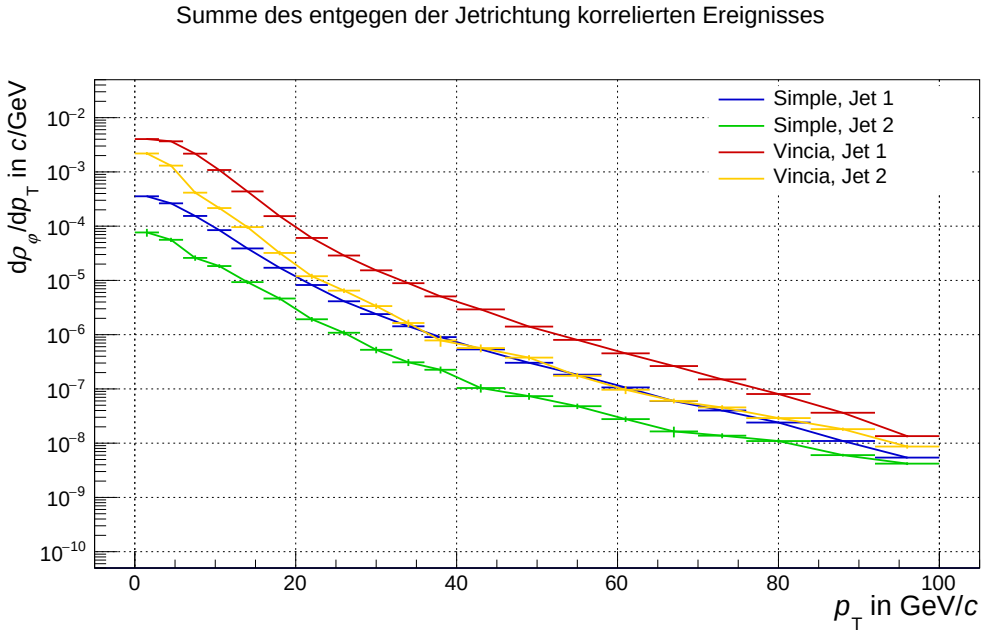

Abbildung 10: Gezeigt ist die Summe des entgegen der Jetrichtung korrelierten Ereignisses aus den Simulationen mit Quarks im Endzustand in Abhängigkeit des Transversalimpulses der direkten Photonen.

4.1.3 Verhältnis direkter Photonen zu allen Photonen

Die Histogramme für die Korrelationen aller Photonen für die gleiche Simulation wie für direkte Photonen mit Quarks im Endzustand (Abbildung 5) sind in Abbildung 11 gezeigt. Es ist zu erkennen, dass die Photonen bevorzugt in Richtung der Jetachse stehen und bei größerem p_T enger zu dieser korreliert sind. Vincia und Simple zeigen dabei ein ähnliches Bild, allerdings ist anhand der Achsen ersichtlich, dass bei Vincia weniger Photonen entstehen.

Das Verhältnis zwischen direkten Photonen (Index d: $\rho_{\varphi,d}$) und allen Photonen (Index a: $\rho_{\varphi,a}$) ist in Abbildung 12 gezeigt. Allgemein entstehen bei $p_\mathrm{T} < 5\,\mathrm{GeV}/c$ aufgrund des Verhältnisses im Größenbereich 10^{-3} entsprechend wenig direkte Photonen im Vergleich zu Zerfallsphotonen. Bei höheren Photonenergien hingegen wird das Verhältnis größer. Bei niedrigen p_T werden bei Simple im Verhältnis wenig direkte Photonen eng in Richtung der Jetachse gebildet, wohingegen bei Vincia dort und entgegengesetzt dazu im Verhältnis mehr direkte Photonen entstehen. Dies zeigt erneut die bereits beobachteten größeren Unterschiede zwischen den beiden Schauern bei direkten Photonen und niedrigen p_T. Bei $p_\mathrm{T} > 5\,\mathrm{GeV}/c$ hingegen besteht zwischen Simple und Vincia eine Übereinstimmung in der Form der Histogramme, wobei die Verhältnisse von Vincia aufgrund der größeren Produktionsraten direkter Photonen etwa eine Größenordnung höher ist. Hier werden im Verhältnis sehr wenig direkte Photonen in Richtung der Jetachse gebildet bzw. die Zerfallsphotonen sind enger um die Jetachse korreliert. Entgegen der Jetrichtung zeigt sich ebenfalls ein (geringeres) Minimum im Verhältnis.

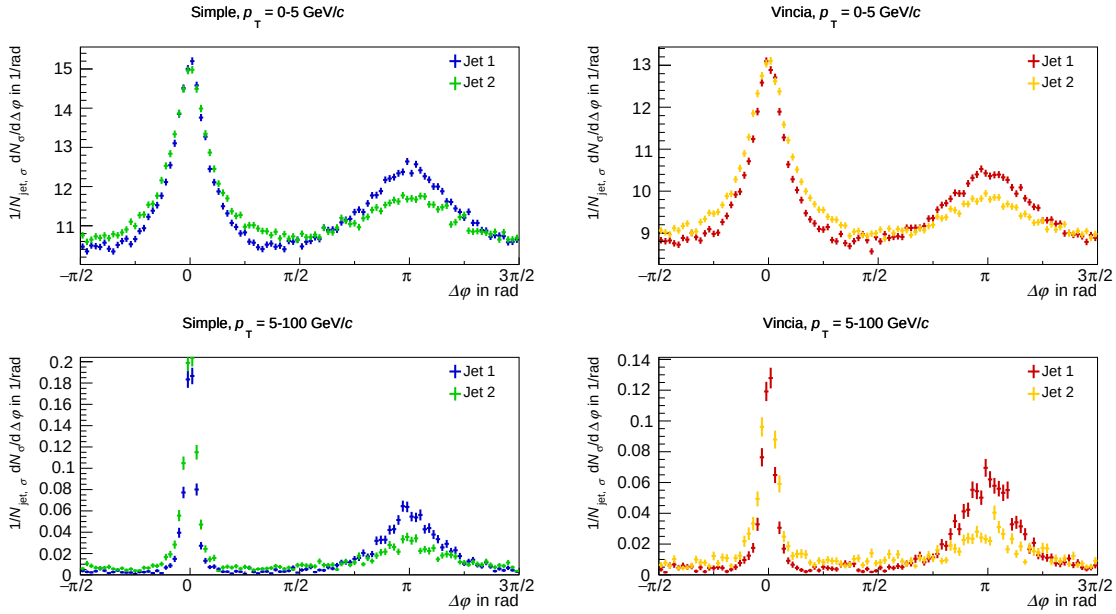

Abbildung 11: Gezeigt sind die Histogramme bei Betrachtung aller Photonen aus Simulationen mit Quarks im Endzustand zusammen mit Unsicherheiten für verschiedene p_T-Bereiche der Photonen. Links ist der Simple und rechts der Vincia-Schauer abgebildet.

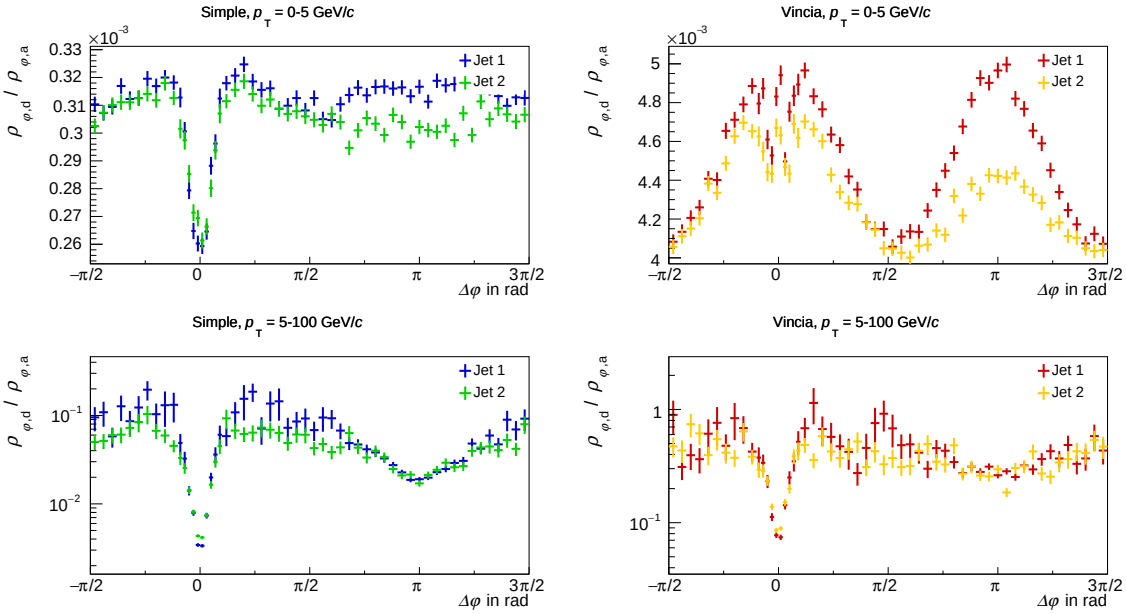

Abbildung 12: Gezeigt sind die Verhältnisse der direkten Photonen zu allen Photonen $\rho_{\varphi,d}/\rho_{\varphi,a}$ aus Simulationen mit Quarks im Endzustand zusammen mit Unsicherheiten für verschiedene p_T-Bereiche der Photonen, links für den Simple und rechts für den Vincia-Schauer. Die unteren Histogramme für große Transversalimpulse sind dabei mit logarithmischer y-Achse aufgetragen.

4.2 Vergleich der Lund-Ebenen verschiedener Jets

Die Lund-Ebenen, welche nach Abschnitt 2.5 und Abschnitt 3.4.2 gefunden wurden, sind in Abbildung 13 und Abbildung 14 abgebildet.
Es zeigt sich kein erkennbarer Unterschied zwischen Simple und Vincia (geringe Unterschiede werden später diskutiert). Jet 1 und Jet 2 zeigen ebenfalls ein ähnliches Bild, wobei die Statistik für Jet 2 aufgrund der Eingrenzung auf einen φ-Bereich entgegen Jet 1 verringert ist.

Es zeigt sich ein Maximum bei hohen Δ, welches in einem breiten Verlauf zu niedrigeren Δ abfällt und für hohe Δ steil auf fast Null sinkt.

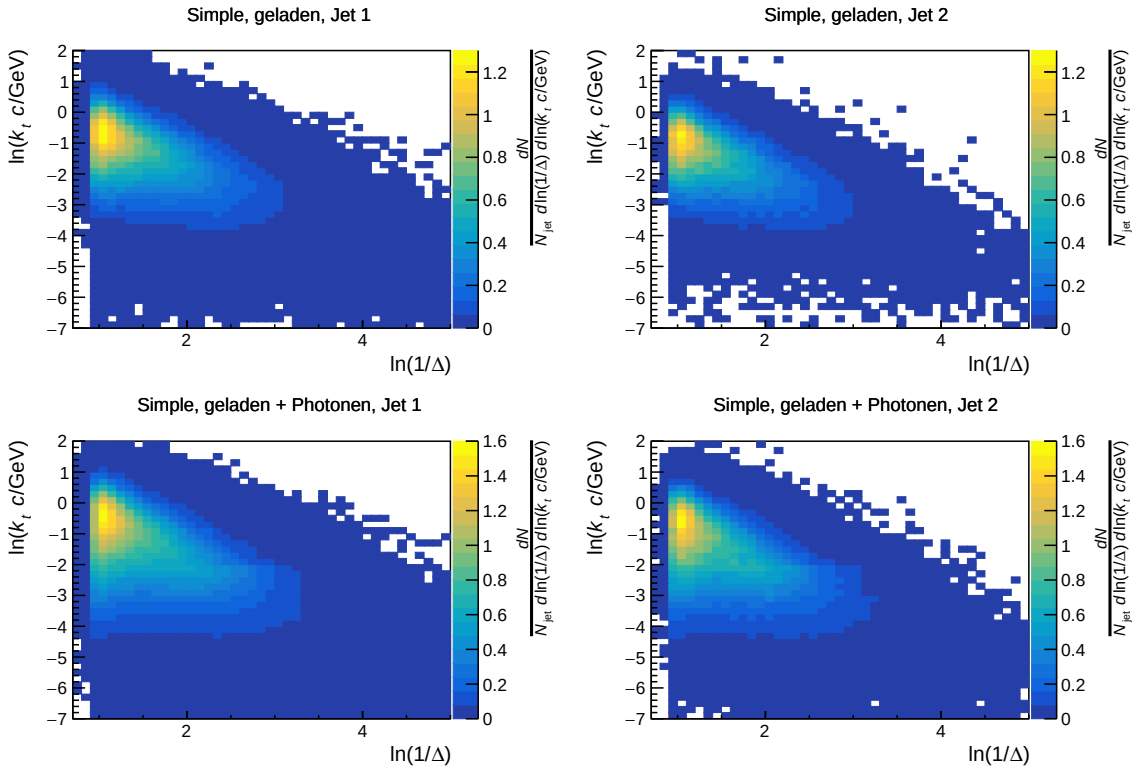

Abbildung 13: Gezeigt sind die Lund-Ebenen von Jet 1 und Jet 2 aus geladenen Teilchen und geladenen Teilchen + Photonen, welche mit dem Simple-Schauer erzeugt wurden.

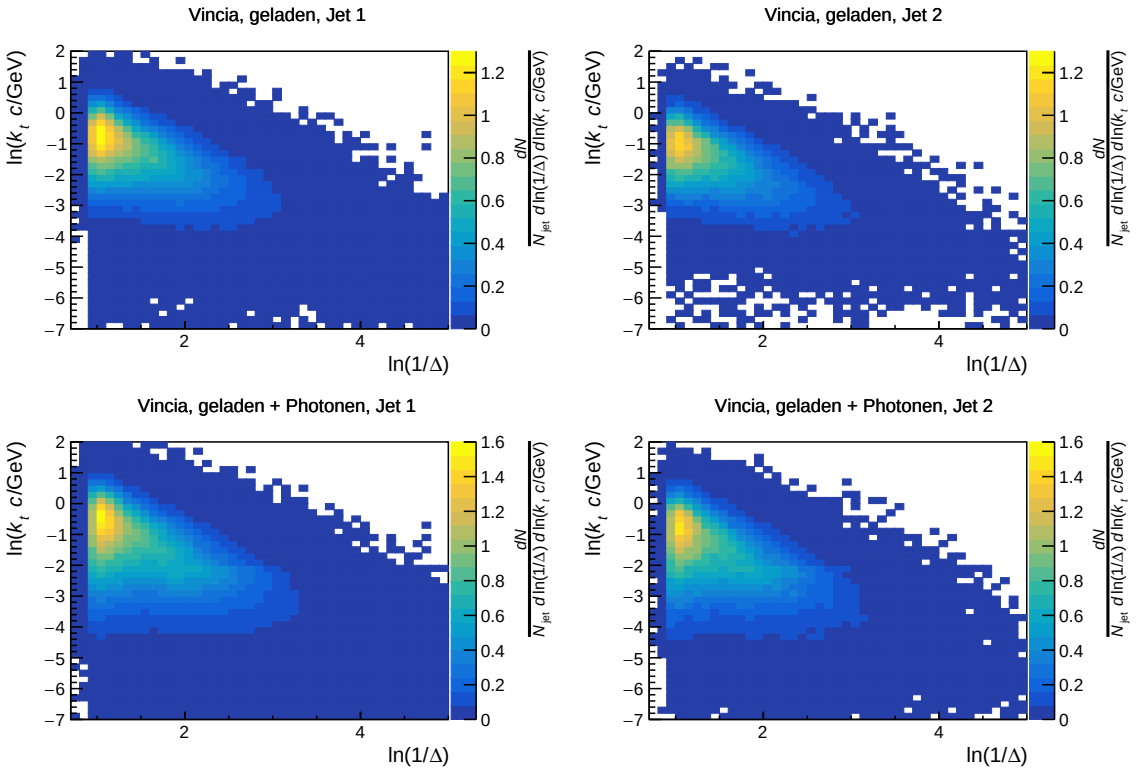

Abbildung 14: Gezeigt sind die Lund-Ebenen von Jet 1 und Jet 2 aus geladenen Teilchen und geladenen Teilchen + Photonen, welche mit dem Vincia-Schauer erzeugt wurden.

In Abbildung 15 sind die Differenzen zwischen den Lund-Ebenen geladener Teilchen + Photonen (Punktdichte $\rho_{\mathrm{c+p}}$) und den Lund-Ebenen geladener Teilchen (Punktdichte ρ_{c}) abgebildet. Auch hier zeigt sich kein erkennbarer Unterschied zwischen Simple und Vincia und Jet 1 und Jet 2.
Es ist ein Maximum zu erkennen, welches höher liegt als das Maximum in der Ebene der geladenen Jets. Dies stammt vermutlich daher, dass die Aufspaltungen, welche in der Ebene der geladenen Jets das Maximum gebildet haben, nun zusätzlich die entstehenden Photonen beinhalten, so der Transversalimpuls erhöht wird und sich das Maximum nach oben verschiebt. Bei niedrigeren k_t zeigt sich zudem ein breiter Bereich, in dem mehr Aufspaltungen in den Jets mit Photonen stattfinden. Da in der gesamten Ebene keine negativen Werte vorkommen, werden allgemein mehr Aufspaltungen bei Betrachtung der Jets mit Photonen gefunden.

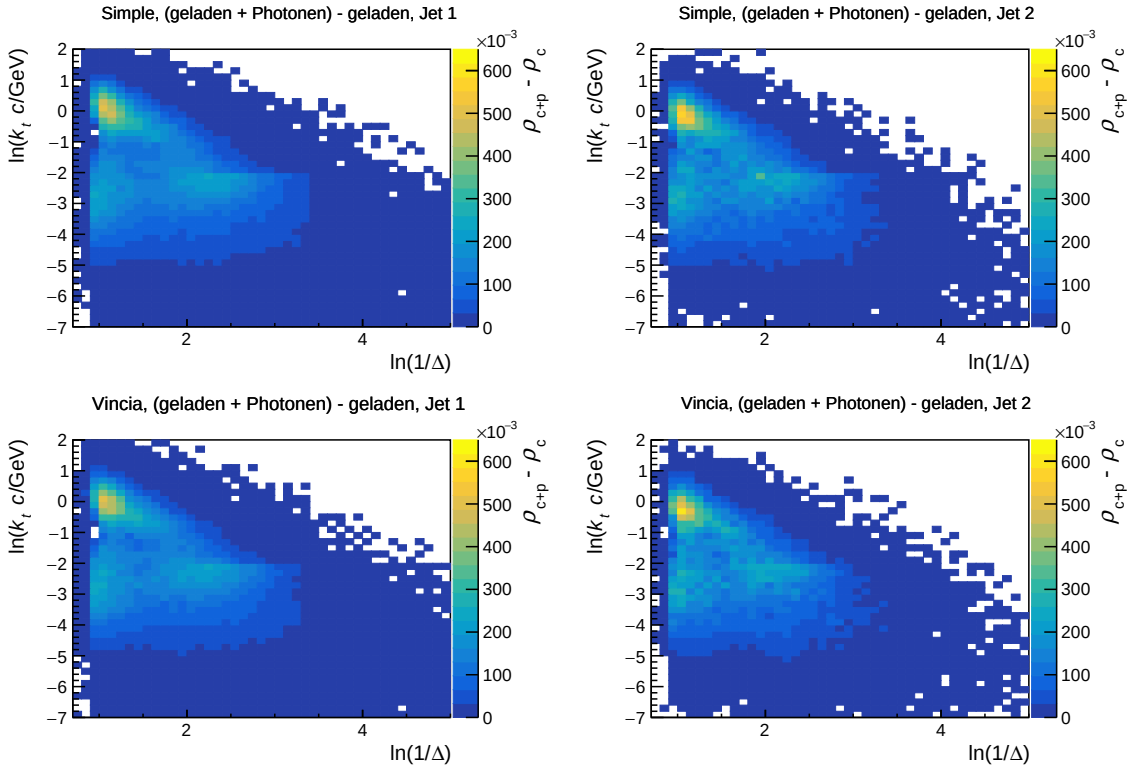

Abbildung 15: Gezeigt ist die Differenz zwischen den Lund-Ebenen aus geladenen Teilchen + Photonen und aus geladenen Teilchen.

In Abbildung 16 sind das Verhältnis der Lund-Ebenen aus geladenen Teilchen + Photonen (Punktdichte $\rho_{\mathrm{c+p}}$) zu den aus geladenen Teilchen (Punktdichte ρ_{c}) abgebildet. Wieder zeigt sich kein Unterschied zwischen Simple, Vincia, Jet 1 und Jet 2.
Im Bereich des Maximums der ursprünglichen Lund-Ebenen sind relativ geringe Unterschiede der Ebenen zu erkennen. Das Maximum aus der Differenz Ebene ist beispielsweise kaum zu erkennen, da der relative Unterschied hier nicht viel größer ist als Eins. Außerhalb dieses Bereichs zeigen sich jedoch zum Großteil Verhältnisse von Zwei oder mehr. Besonders auffällig ist ein Bereich bei sehr geringen k_t mit Verhältnissen von etwa Zehn. Eine Erklärung hierfür könnte sein, dass bei den Jets mit Photonen im letzten Schritt der Zerlegung zum Teil ein einzelnes Photon geringem k_t gefunden wird, welches in diesen Bereich fällt. Weiterhin ist auffällig, dass bei etwa $\ln(k_t\, c/\mathrm{GeV}) = -2$ und $\ln(1/\Delta) \in [2, 4]$ ein geringes Maximum erkennbar ist, welches für größere $\ln(k_t\, c/\mathrm{GeV})$ sehr schnell abfällt.

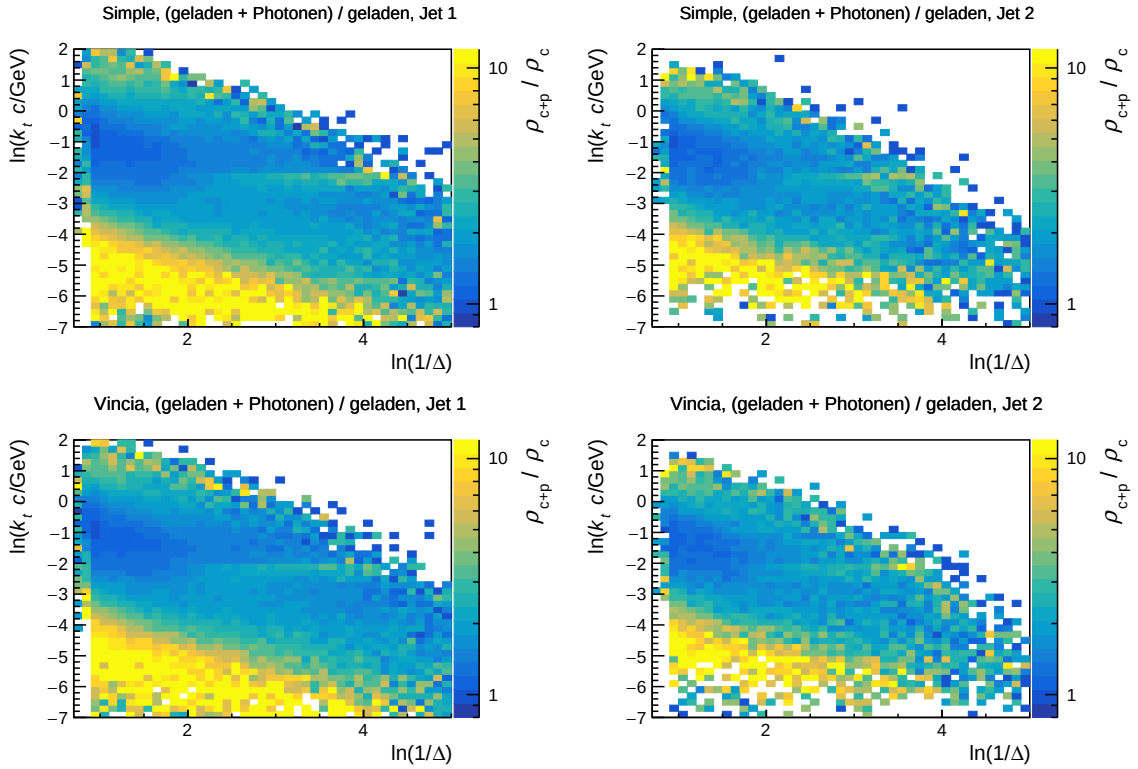

Abbildung 16: Gezeigt ist das Verhältnis zwischen den Lund-Ebenen aus geladenen Teilchen + Photonen und aus geladenen Teilchen.

In Abbildung 17 ist die Differenz der Lund-Ebenen zwischen Vincia (Punktdichte ρ_V) und Simple (Punktdichte ρ_S) gezeigt. Das Bild für Jet 1, Jet 2, geladenen Teilchen und geladenen Teilchen + Photonen ist ähnlich. Die Differenzen sind kleiner als etwa 0,2, weshalb sie nicht direkt erkennbar sind.

Beim Simple-Schauer gibt es mehr Aufspaltungen in einem Bereich über dem Peak der originalen Ebenen, welcher mit abnehmendem Δ in $\ln(k_t\, c/\mathrm{GeV})$ und Größe abfällt und geringfügig weniger Aufspaltungen in einem Bereich darunter.

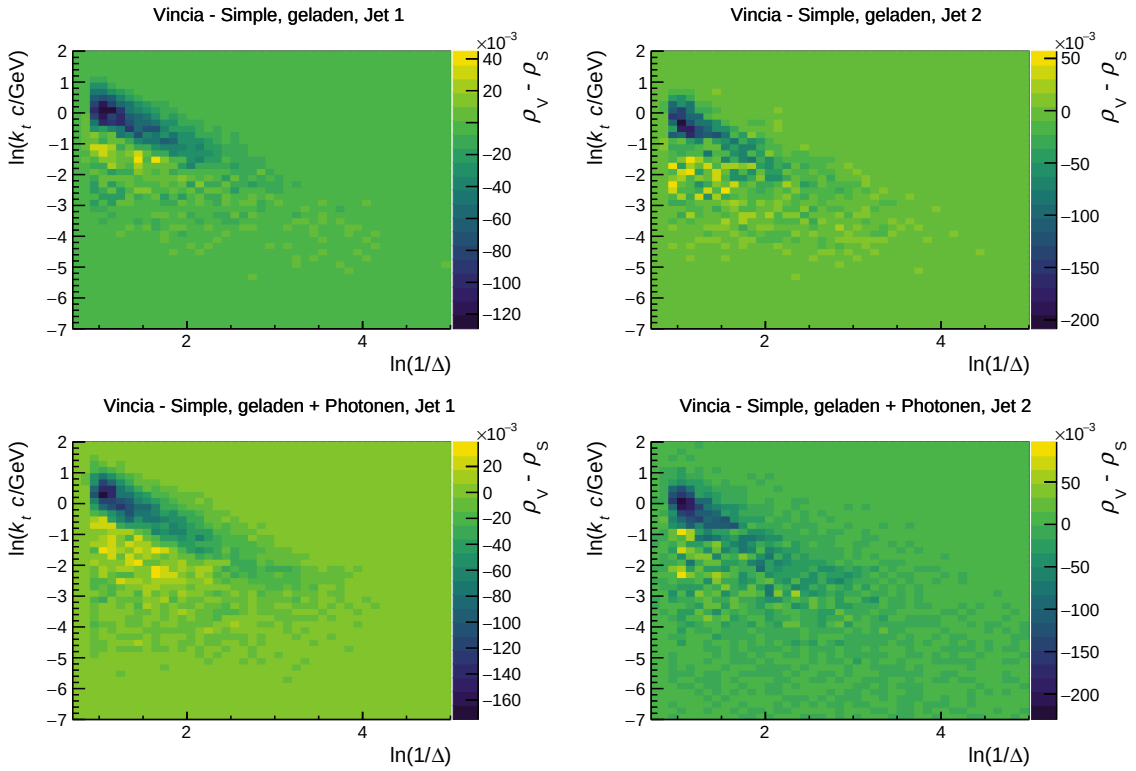

Abbildung 17: Gezeigt ist die Differenz zwischen den Lund-Ebenen von Vincia und von Simple

5 Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurden simulierte Proton-Proton Kollisionen bei $\sqrt{s} = 13\,\mathrm{TeV}$ untersucht und dabei die Parton-Schauer Simple und Vincia aus PYTHIA verglichen. Dabei wurden zunächst die $\Delta\varphi$-Verteilungen von direkten Photonen zum Jet mit größtem und zweitgrößtem p_T eines Ereignisses bestimmt und die Summen der in Jetrichtung, entgegen der Jetrichtung und nicht zum Jet korrelierten Photonen in Abhängigkeit des Transversalimpulses berechnet. Es wurden getrennte Simulationen für Quarks und Gluonen im Endzustand des harten Prozesses durchgeführt, wobei bei Quarks im Endzustand mehr direkte Photonen entstanden sind. Die direkten Photonen waren bei Quarks im Endzustand insbesondere bei hohen p_T bevorzugt entgegen dem Jet mit größtem Transversalimpuls gerichtet. Zudem zeigten sich in diesen Untersuchungen eindeutige Unterschiede zwischen den beiden für die Simulationen verwendeten Parton-Schauern, insbesondere darin, dass bei Verwendung des Vincia-Schauers zum Teil über Zehn mal mehr direkte Photonen entstehen als beim Simple-Schauer. Weiterhin wurde das Verhältnis der Verteilungen der direkten Photonen zu den Verteilungen aller entstehenden Photonen bestimmt. Hieraus wurde ersichtlich, dass die direkten Photonen bei $p_\mathrm{T} > 5\,\mathrm{GeV}/c$ nicht so eng um die Jetachse korreliert sind, wie die Zerfallsphotonen bzw. bei anderer Betrachtung der Untergrund der direkten Photonen deutlich höher ist.

Im zweiten Teil dieser Arbeit wurden die Lund-Ebenen von Jets aus geladenen Teilchen und Jets aus geladenen Teilchen + Photonen verglichen. Es zeigen hierbei nur geringe Unterschiede zwischen dem größten und zweitgrößten Jet und den beiden Parton-Schauern. Der Vergleich der Ebenen zeigt, dass allgemein mehr Aufspaltungen gefunden werden, wenn geladene Teilchen + Photonen betrachtet werden. Das heißt in keinem Bereich dieser Lund-Ebene ist die Punktdichte kleiner der Ebene für geladene Jets. Insbesondere zeigt sich, dass das Verhältnis der Punktdichte zwischen den Ebenen ($\rho_{\mathrm{c+p}}/\rho_\mathrm{c}$) in den äußeren Bereichen der Ebene recht groß (>2) ist.

Als weiterführende Untersuchung könnten die hier gefundenen Ergebnisse, soweit möglich, mit experimentellen Daten vergleichen werden und die gefunden Unterschiede zwischen dem Simple- und Vincia-Schauer näher untersucht werden.

Literaturverzeichnis

[1] Mark Thomson. *Modern Particle Physics*. Cambridge University Press, 2013. DOI: 10.1017/CBO9781139525367.

[2] H. Poppenborg. *NLO Calculations of Direct Photons and Measurement of Neutral Pions with the ALICE Experiment*. Westfälische Wilhelms-Universität Münster, 2019. URL: https://books.google.de/books?id=rfnRzQEACAAJ.

[3] Christoph Berger. *Elementarteilchenphysik : Von den Grundlagen zu den modernen Experimenten*. Springer Berlin Heidelberg, 2014. ISBN: 9783642417535. DOI: 10.1007/978-3-642-41753-5.

[4] Wolfgang Demtröder. *Experimentalphysik 4 - Kern-, Teilchen- und Astrophysik*. Berlin Heidelberg New York: Springer-Verlag, 2017. ISBN: 978-3-662-52884-6.

[5] Gavin P. Salam. "Towards jetography". In: *The European Physical Journal C* 67.3-4 (Mai 2010), S. 637–686. DOI: 10.1140/epjc/s10052-010-1314-6. URL: https://doi.org/10.1140%2Fepjc%2Fs10052-010-1314-6.

[6] Matteo Cacciari, Gavin P. Salam und Gregory Soyez. "FastJet user manual". In: *The European Physical Journal C* 72.3 (März 2012). DOI: 10.1140/epjc/s10052-012-1896-2. URL: https://doi.org/10.1140%2Fepjc%2Fs10052-012-1896-2.

[7] Frédéric A. Dreyer, Gavin P. Salam und Grégory Soyez. "The Lund jet plane". In: *Journal of High Energy Physics* 2018.12 (Dez. 2018). DOI: 10.1007/jhep12(2018)064. URL: https://doi.org/10.1007%2Fjhep12%282018%29064.

[8] Arpad Horvath. *Skizze LHC*. https://en.wikipedia.org/wiki/Large_Hadron_Collider. Abgerufen: 22.06.2022.

[9] *Facts and figures about the LHC*. https://home.cern/resources/faqs/facts-and-figures-about-lhc. Abgerufen: 22.06.2022.

[10] Ana Lopes und Melissa Loyse Perrey. "FAQ-LHC The guide". Jan. 2022. URL: http://cds.cern.ch/record/2809109.

[11] Torbjörn Sjöstrand u. a. "An introduction to PYTHIA 8.2". In: *Computer Physics Communications* 191 (Juni 2015), S. 159–177. DOI: 10.1016/j.cpc.2015.01.024. URL: https://doi.org/10.1016%2Fj.cpc.2015.01.024.

[12] R. Brun und F. Rademakers. "ROOT: An object oriented data analysis framework". In: *Nucl. Instrum. Meth. A* 389 (1997). Hrsg. von M. Werlen und D. Perret-Gallix, S. 81–86. DOI: 10.1016/S0168-9002(97)00048-X.

[13] Michael H. Seymour und Marilyn Marx. *Monte Carlo Event Generators*. 2013. DOI: 10.48550/ARXIV.1304.6677. URL: https://arxiv.org/abs/1304.6677.

[14] Andy Buckley u. a. "General-purpose event generators for LHC physics". In: *Physics Reports* 504.5 (Juli 2011), S. 145–233. DOI: 10.1016/j.physrep.2011.03.005. URL: https://doi.org/10.1016%2Fj.physrep.2011.03.005.

[15] *Partonschauer Simple und Vincia*. https://pythia.org/latest-manual/PartonShowers.html. Abgerufen: 20.07.2022.

[16] Christian Bierlich u. a. *A comprehensive guide to the physics and usage of PYTHIA 8.3*. 2022. DOI: 10.48550/ARXIV.2203.11601. URL: https://arxiv.org/abs/2203.11601.

[17] N. Fischer u. a. "VINCIA for hadron colliders". In: *The European Physical Journal C* 76.11 (Okt. 2016). DOI: 10.1140/epjc/s10052-016-4429-6. URL: https://doi.org/10.1140%2Fepjc%2Fs10052-016-4429-6.

[18] *online manual für PYTHIA 8.3*. https://pythia.org/latest-manual/Welcome.html. Abgerufen: 07.07.2022.

Plagiatserklärung des Studierenden

Hiermit versichere ich, dass die vorliegende Arbeit über *Elektromagnetische Strukturen von Jets am LHC* selbstständig verfasst worden ist, dass keine anderen Quellen und Hilfsmittel als die angegebenen benutzt worden sind und dass die Stellen der Arbeit, die anderen Werken – auch elektronischen Medien – dem Wortlaut oder Sinn nach entnommen wurden, auf jeden Fall unter Angabe der Quelle als Entlehnung kenntlich gemacht worden sind.

_____

(Datum, Unterschrift)

Ich erkläre mich mit einem Abgleich der Arbeit mit anderen Texten zwecks Auffindung von Übereinstimmungen sowie mit einer zu diesem Zweck vorzunehmenden Speicherung der Arbeit in eine Datenbank einverstanden.

_____

(Datum, Unterschrift)