

Systematische Studie der Peakextraktion neutraler Pionen in pp-Kollisionen bei $\sqrt{s} = 13$ TeV mit Hilfe von Templates

Bachelorarbeit

vorgelegt von

Marvin Hemmer

am Institut für Kernphysik



dem Fachbereich Physik

der Goethe Universität Frankfurt am Main

Januar 2019

Inhaltsverzeichnis

1	Theoretische Grundlagen	2
1.1	Standardmodell der Elementarteilchenphysik	2
1.2	Starke Wechselwirkung und das Quark-Gluon-Plasma	3
1.3	Messung neutraler Mesonen	5
2	Experimenteller Aufbau	5
2.1	ALICE	5
2.2	elektromagnetische Kalorimeter	5
3	Analyse	5
3.1	Daten	5
3.1.1	Datensatz	5
3.1.2	Clusterauswahlkriterien	5
3.2	Rekonstruktion neutraler Pionen	5
3.3	Abschätzung des unkorrelierten Untergrunds	8
3.4	Peak Extraktion mit Hilfe von Parametrisierungen von Funktionen	10
3.4.1	Abschätzung des korrelierten Untergrunds	10
3.5	Peak Extraktion mit Hilfe von Parametrisierungen von Templates	10
3.5.1	Template des Signals	10
3.5.2	Template des korrelierten Untergrunds	10
3.5.3	Parametrisierungsmethode	10
3.5.4	Abzug des korrelierten Untergrunds und Integration des Signals	10
4	Korrigierter Yield	10
4.1	Korrekturen	10
4.2	Variationen	10
5	Zusammenfassung und Ausblick	10

Einleitung

1 Theoretische Grundlagen

1.1 Standardmodell der Elementarteilchenphysik

Es gibt vier Fundamentale Wechselwirkungen: die schwache Wechselwirkung, die starke Wechselwirkung, die elektromagnetische Wechselwirkung und die Gravitation. Das Standardmodell der Elementarteilchenphysik vereint alle bis auf die Gravitation und ist in der Lage die Physik der elementarsten Teilchen damit zu Beschreiben.

Elementarteilchen sind der Grundbaustein jeglicher Materie die bekannt ist und zeichnen sich dadurch aus, dass sie nach aktuellem Wissensstand die kleinsten Teilchen sind. Anders ausgedrückt, Elementarteilchen sind nicht weiter teilbar in andere Teilchen.

Diese Elementarteilchen wechselwirken miteinander aufgrund ihrer Ladung(en). Das Elektron z.B. hat eine elektrische Ladung von -1 . Durch die elektrische Ladung ist es in der Lage an elektromagnetischer Wechselwirkung teilzunehmen. Wenn zwei Teilchen miteinander wechselwirken, dann geschieht das unter Austausch eines sogenannten Austauschteilchens, im Falle der elektromagnetischen Wechselwirkung durch Austausch eines Photons.

Die Elementarteilchen kann man nun entsprechend ihrer elektrischen Ladung und der Generation unterteilen. Ebenso lassen sich die Austauschteilchen ihrer entsprechenden Wechselwirkung zuordnen, wobei diese ebenfalls zu den Elementarteilchen zählen. Dies wurde in den beiden Tabellen 1 und 2 gemacht. Es gibt also sechs Quarks und sechs Leptonen, mit jeweils ihren entsprechend Antiteilchen.

Generation	I	II	III	el. Ladung
Quarks	up (u)	charm (c)	top (t)	$+2/3$
	down (d)	strange (s)	bottom (b)	$-1/3$
Leptonen	Elektron (e)	Myon (μ)	Tau (τ)	-1
	Elektron-Neutrino (ν_e)	Myon-Neutrino (ν_μ)	Tau-Neutrino (ν_τ)	0

Tabelle 1: Tabelle der Elementarteilchen

Wechselwirkung	elektromagnetisch	stark	schwach
Austauschteilchen	Photon (γ)	Gluon (g)	W^\pm, Z^0 - Bosonen

Tabelle 2: Tabelle der Austauschteilchen

Zusätzlich zu den bisher genannten Größen lassen sich den Elementarteilchen noch weitere Eigenschaften zuschreiben. So haben alle drei Austauscheteilchen einen Spin von 1 und gehören somit zu den Bosonen. Quarks und Leptonen tragen hingegen einen Spin von $1/2$ und gehören entsprechend zu den Fermionen.

Wie oben bereits erwähnt koppeln Kräfte an die Ladung von Teilchen. Um die elektromagnetische Kraft zu Beschreiben gibt es die Quantenelektrodynamik (QED). Für die starke Wechselwirkung gibt es entsprechend die Quantenchromodynamik (QCD). Der Name kommt daher, dass die Ladung, die zur starken Wechselwirkung gehört, die Farbladung ist (chroma ist griechisch für Farbe). Die Farbladung hat dabei nichts mit der äußeren Erscheinung der Quarks zu tun.

1.2 Starke Wechselwirkung und das Quark-Gluon-Plasma

Die starke Wechselwirkung ist für die Bindung von Quarks verantwortlich. Durch die starke Wechselwirkung gebundene Zustände heißen Hadronen. Dabei gibt es zwei Möglichkeiten, wie sich Quarks binden können. Zum einen bilden drei Quarks (qqq) ein Baryon und ein Quark mit einem Anti-quark ($q\bar{q}$) ein Meson. Neben Baryonen gibt es auch entsprechende Antiteilchen, welche aus drei Antiquarks bestehen ($\bar{q}\bar{q}\bar{q}$).

Die zwei bekanntesten Baryonen heißen Proton (uud) und Neutron (udd). Protonen und Neutronen die den Atomkern bilden sind also anders als die Elektronen, die um den Atomkern kreisen, nicht elementar.

Wie bereits zuvor angesprochen tragen Quarks eine gewisse Farbladung. Die gängigste Benennung der drei (Anti-)Farben ist rot, blau und grün, in Anlehnung an die Farblehre, da eine Kombination aller drei Farben weiß ergibt. Ebenso ergibt Farbe und entsprechende Antifarbe auch weiß. Mesonen oder Baryonen sind jedoch farbneutral nach außen hin. Anders als in der elektromagnetischen Wechselwirkung die Photonen, tragen die Gluonen als Austauscheteilchen ebenfalls Farbladung und können somit auch selbst wechselwirken.

Die Kraft die auf farbgeladene Teilchen wirkt folgt aus einem Potential $V(r)$. Für dieses Potential gilt:

$$V(r) = -\frac{4}{3} \frac{\alpha_s}{r} + kr \quad (1)$$

α_s bezeichnet die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung. Der anziehende Teil des Poten-

tials ist also proportional zum Abstand der beiden farbgeladenen Teilchen, während der abstoßende Teil mit zunehmendem Abstand kleiner wird. Anders als in der QED wird die Anziehung zweier Teilchen also immer stärker je weiter man sie von einander entfernt. Die Feldlinien verdichten sich und durch die zuvor angesprochene Möglichkeit von Gluonen miteinander zu wechselwirken, verbinden sich die Feldlinien. Eine solche Kette von Feldlinien bezeichnet man auch als *string*.

Wenn man zwei Teilchen weit genug von einander entfernt ist die benötigte Energie um sie weiter voneinander zu entfernen so groß, dass es zum sogenannten *stringbreaking* kommt und ein neues Teilchen Antiteilchen Paar entsteht. Dies ist möglich nach der Äquivalenz von Masse und Energie wie sie 1905 von Albert Einstein entdeckt wurde.

Das hat zur Folge, dass es in der Natur keine freien Teilchen mit Farbladung gibt. Dieses Verhalten nennt man *confinement*.

Um die starke Wechselwirkung und die Quarks und Gluonen untersuchen zu können muss dieses confinement aufgebrochen werden. Dabei spielt die Kopplungskonstante α_s eine Rolle. Anders als die Bezeichnung vermuten lässt ist sie nämlich nicht konstant. Stattdessen hängt α_s vom Impulsübertragsquadrat Q^2 zwischen zwei Teilchen ab. Aufgrund dieses Zusammenhangs nennt man die Wechselwirkung auch *running coupling*.

Das Impulsübertragsquadrat Q^2 , bzw. der Impulsübertrag Q hängt dabei selbst über die De-Broglie-Wellenlänge mit dem Abstand r zusammen. Es gilt $Q = \frac{h}{\lambda}$, wobei λ die räumliche Auflösung beschreibt. Für eine genau Auflösung, also für sehr kleine r muss Q groß sein. Zusammengefasst hängt α_s also von r an. Dabei ist $\alpha_s(r)$ klein für kleine r , bzw. große Q . Wenn α_s klein genug wird können Quarks und Gluonen theoretisch frei beobachtet werden. Dieser Verlauf von α_s wird Asymptotische Freiheit genannt. Einen Zustand in dem Quarks und Gluonen sich quasi frei bewegen können nennt man Quark-Gluonen-Plasma.

1.3 Messung neutraler Mesonen

2 Experimenteller Aufbau

2.1 ALICE

2.2 elektromagnetische Kalorimeter

3 Analyse

3.1 Daten

3.1.1 Datensatz

3.1.2 Clusterauswahlkriterien

3.2 Rekonstruktion neutraler Pionen

Messungen mit dem EMCal liefern Information über Ort und Energie von unter anderem Photonenkandidaten. Mit diesen Informationen können π^0 rekonstruiert werden, da ein π^0 zu $(98,823 \pm 0,034) \%$ [QUELLE PDG] in zwei Photonen zerfällt. Ein π^0 zerfällt nach einer mittleren Weglänge von $c\tau = 25,5\text{nm}$ vom primären Vertex. Der primäre Vertex wird mit Hilfe des ITS bestimmt.

Mit dem Wissen, wo sich der primäre Vertex befindet, sowie der Ortsmessung des EMCals, kann der Zerfallswinkel $\theta_{\gamma\gamma}$ zwischen zwei Photonenkandidaten, die mit dem EMCal detektiert wurden, bestimmt werden.

Um die invariante Masse m_{inv} zu berechnen, sind die Energien $E_{\gamma 1}$ und $E_{\gamma 2}$ der beiden Photonenkandidaten, sowie der Zerfallswinkel $\theta_{\gamma\gamma}$ erforderlich.

Die Zahlen in den Indizes beziehen sich dabei auf die Nummerierung der beiden Photonen. Die Indizes x und y beziehen sich auf die Raumrichtungen. Für diese gilt:

$$m_{\text{inv}} = \sqrt{2E_{\gamma 1}E_{\gamma 2}(1 - \cos(\theta_{\gamma\gamma}))} \quad (2)$$

Außerdem kann die Aufteilung des Impulses der Photonenkandidaten bestimmt werden, die wiederum notwendig ist, um den Transversalimpuls p_T des π^0 zu Berechnen. Es gilt:

$$p_{T\pi^0} = \sqrt{(p_{x1} + p_{x2})^2 + (p_{y1} + p_{y2})^2} \quad (3)$$

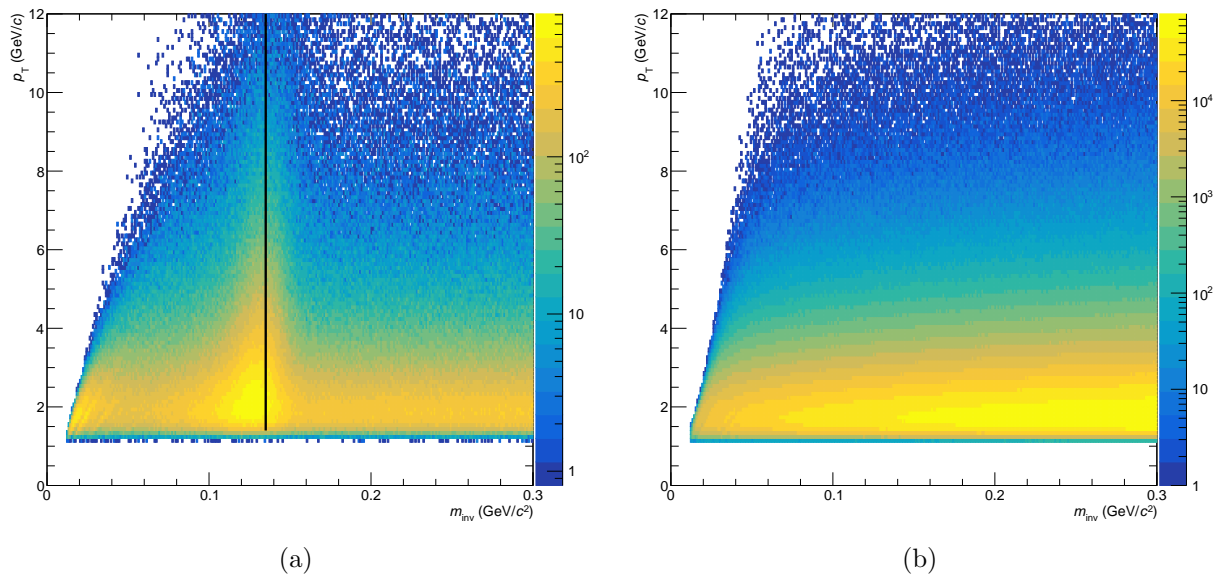


Abbildung 1:

(a): p_T und m_{inv} als Funktion von der Anzahl von rekombinierten Cluster-Paaren aus der gleichen Kollision. Die schwarze Linie liegt bei $m_{\text{inv}} = 0,135 \text{ GeV}/c^2$, was der π^0 Masse entspricht, wo eine deutliche Peakstruktur zu Erkennen ist.

(b): p_T und m_{inv} als Funktion von der Anzahl von rekombinierten Cluster-Paaren aus unterschiedlichen Kollision.

Aus dem in Abschnitt 3.1.1 erwähnten Datensatz werden alle möglichen Kombinationen von zwei Photonenkandidaten aus der gleichen Kollision benutzt, um m_{inv} nach Gleichung 2 zu berechnen. Diese Methode wird auch als *same event* bezeichnet. Außerdem wird p_{T,π^0} nach Gleichung 3 berechnet um aus den m_{inv} und p_{T,π^0} Wertepaaren eine invariante Massenverteilung zu erhalten. In Abbildung 1a) ist die invariante Massenverteilung des Datensatzes zu sehen. In dieser Verteilung sticht eine Häufung der Datenpunkte bei $m_{\text{inv}} \approx 0,135 \text{ GeV}/c^2$ heraus. Abbildung 1b zeigt die invariante Massenverteilung bei der Photonenkandidaten aus unterschiedlichen Kollisionen miteinander kombiniert werden. Diese Methode wird als *mixed event* bezeichnet. Auf die Verteilung wird in Kapitel 3.3 genauer eingegangen.

Um π^0 s in einzelnen p_T -Intervallen zählen zu können wird die Verteilung in entsprechende Abständen auf die Y-Achse projiziert. Die Intervalle werden so gewählt, dass sie möglichst klein sind, während die statistischen Unsicherheiten nicht zu groß werden. Man erhält Verteilungen der invarianten Masse, die aus Signal, sowie korreliertem und unkorreliertem Untergrund bestehen (vgl. Abbildung 2). Dennoch ist ein deutlicher Peak im Bereich der Pionenmasse von ca. $135 \text{ MeV}/c^2$ zu erkennen. Um das Signal zu extrahieren werden im Folgende die beiden Komponenten des Untergrunds präsumiert.

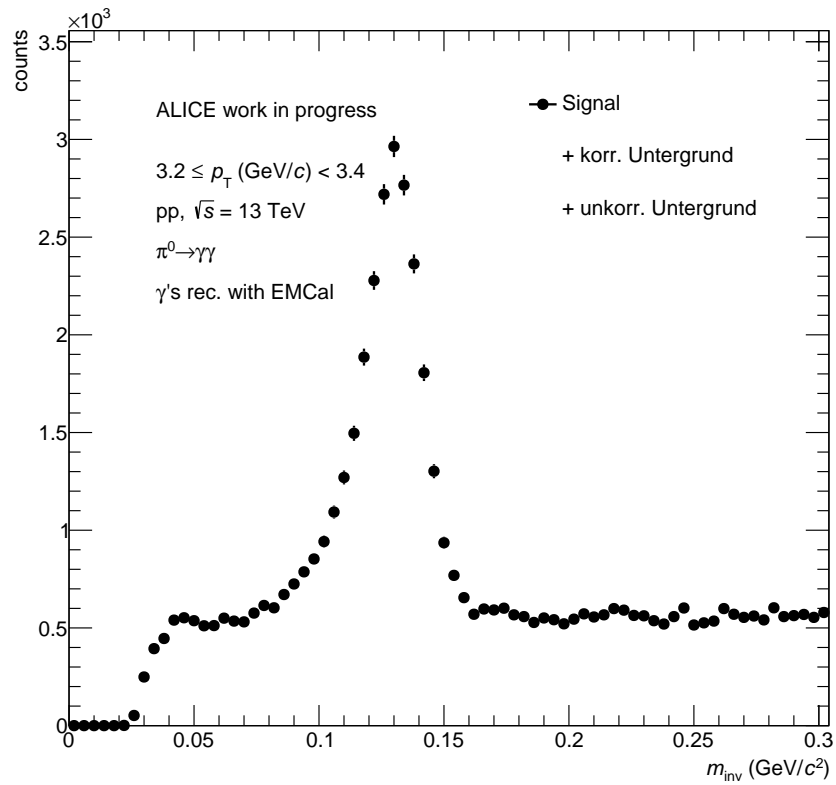


Abbildung 2: Projektion von Abbildung 1a im p_T -Intervall (3.2 - 3.4) (GeV/c). Es ist ein deutlicher Peak um $m_{\pi^0} \approx 0,135 \text{ GeV}/c^2$ zu erkennen, aber auch Untergrund, da das Signal zu höheren Massen gaußförmig abklingen sollte. Bei $m_{\text{inv}} < m_{\pi^0}$ kann Signal vorliegen, das aus konvertierten Photonen besteht, weshalb eine Aussage über die Form, bzw. den Untergrund dort schwer möglich ist.

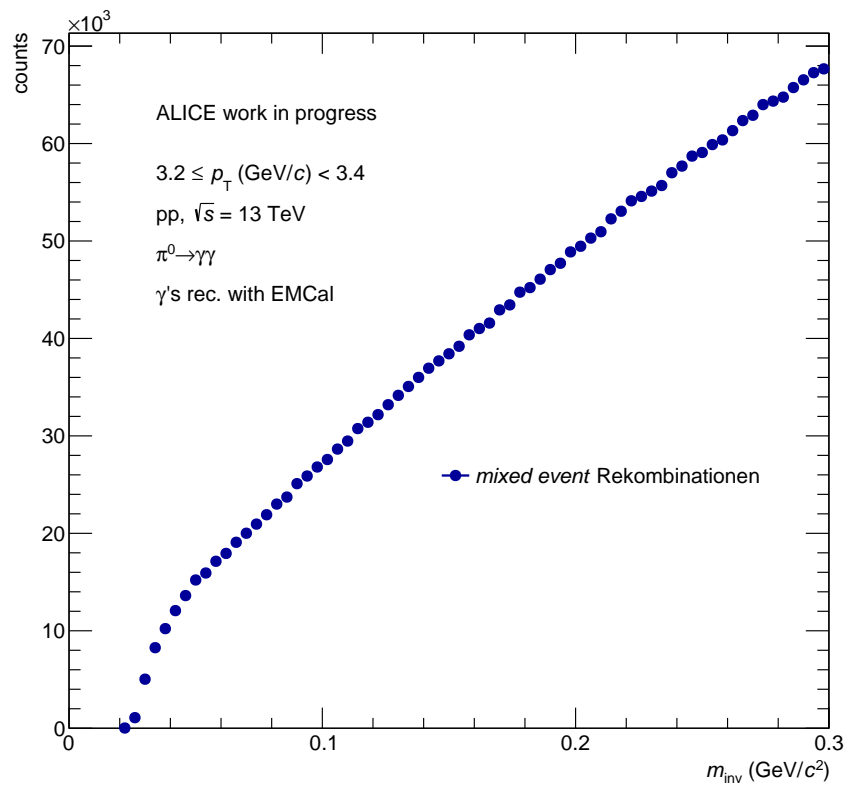


Abbildung 3: Kombinationen von Photonenkandidaten aus unterschiedlichen Kollisionen, die keine Korrelationen zueinander haben, weshalb auch kein Peak im Bereich der π^0 -Masse zu sehen ist. Dies dient als Grundlage zur Bestimmung des unkorrelierten Untergrunds.

3.3 Abschätzung des unkorrelierten Untergrunds

Durch das kombinieren aller Photonenkandidaten ist ein großer Anteil der rekonstruierten Massen aus nicht korreliert Paaren, da die beiden Photonenkandidaten nicht zusammenhängen über beispielsweise einen Zerfall. Um diesen unkorrelierten Untergrund abzuwägen kombiniert man im sogenannten Eventmixing Photonenkandidaten aus unterschiedlichen Events zusammen, da so sicher keine Verbindung zwischen den beiden Photonenkandidaten besteht. Abbildung 3 stellt das Ergebnis des Eventmixings für einen gewählten Bereich dar.

Die Verteilung aus den *mixed events* weist keinen Peak auf und hat eine größere Anzahl Einträge, als die Verteilung aus dem selben Events (vgl. Abbildung 2 und 3), weshalb die mixed Event Verteilung an die der same Events skaliert werden muss. Die Skalierung erfolgt im rechten Bereich außerhalb des π^0 -Peaks und es ergibt sich für den Skalierungsfaktor:

$$\alpha = \frac{\sum_{i \neq j} \sum_n m_{\text{inv}} \left(\gamma_i^{(n)}, \gamma_j^{(n)} \right)}{\sum_{i,j} \sum_{n \neq m} m_{\text{inv}} \left(\gamma_i^{(n)}, \gamma_j^{(m)} \right)} \quad (4)$$

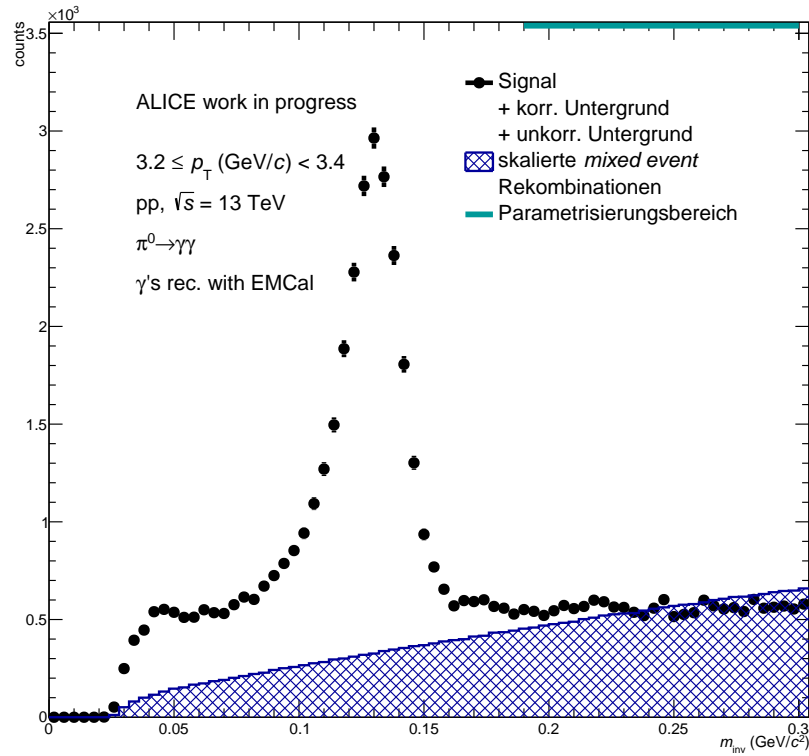


Abbildung 4: Nach Gleichung 4 skalierte *mixed event* Rekombinationen aus Abbildung 3 als Abschätzung des unkorrelierten Untergrunds zusammen aufgetragen mit Signal zuzüglich beiden Untergrundkomponenten (Abbildung 2).

Die oberen Indizes stehen hierbei für das Event, aus dem ein Photon kommt.

Das Resultat der Skalierung ist in Abbildung 4 zu sehen, wo zusätzlich noch das Signal inklusiver beider Untergründe eingezeichnet ist, um besser erkennen zu können, wie sich der abgeschätzte korrelierte Untergrund relativ zum gesamten Signal verhält. Dass es sich hierbei nur um eine Abschätzung handelt kann daran ausmachen werden, dass um $m_{inv} = 0,3(\text{GeV}/c)$ der unkorrelierte Untergrund größer ist, als das Signal mit beiden Untergrundkomponenten, was bedeutet, dass nach Abzug des unkorrelierten Untergrunds das Signal mit korreliertem Untergrund dort negativ wäre, was physikalisch nicht sinnvoll ist.

3.4 Peak Extraktion mit Hilfe von Parametrisierungen von Funktionen

3.4.1 Abschätzung des korrelierten Untergrunds

3.5 Peak Extraktion mit Hilfe von Parametrisierungen von Templates

3.5.1 Template des Signals

3.5.2 Template des korrelierten Untergrunds

3.5.3 Parametrisierungsmethode

3.5.4 Abzug des korrelierten Untergrunds und Integration des Signals

4 Korrigierter Yield

4.1 Korrekturen

4.2 Variationen

5 Zusammenfassung und Ausblick