



Lehrstuhl Experimentelle Physik Vb  
Fakultät Physik  
Technische Universität Dortmund



# Neutrinoenergieentfaltung von Punktquellkatalogen mit IceCube

Lösung inverser Probleme bei kleinen Statistiken

## Dissertation

zur Erlangung des akademischen Grades eines  
**Doktors der Naturwissenschaften**  
(Doktor rerum naturalium)

vorgelegt von

Fabian Clevermann

Dortmund, November 2013



# Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Astroteilchenphysik	3
2.1. Der IceCube-Detektor	3
2.2. Teilchenbeschleunigung	5
2.2.1. Fermibeschleunigung 2. Ordnung	5
2.2.2. Fermibeschleunigung 1. Ordnung	6
2.3. Untersuchte Neutrinoquellen	7
2.3.1. Starburstgalaxien	7
2.3.2. Milagroquellen	8
2.3.3. Supernovaüberreste nahe Molekülwolken	8
2.3.4. Binärsysteme mit Wolf-Rayet-Sternen	8
3. Methoden	9
3.1. Stacking	9
3.2. Entfaltung	11
3.2.1. TRUEE	13
3.3. Berechnung von Limits	16
3.3.1. Feldman und Cousins	17
3.3.2. Rolke et al.	18
4. Fehlerberechnung mit Bootstrap	21
4.1. Fehlerbalken und Konfidenzbänder	21
4.1.1. Punktweise Konfidenzbereiche	22
4.1.2. Gleichmäßige Konfidenzbänder	22
4.1.3. Anwendbarkeit und Alternativen	23
4.2. Implementierung	24
4.3. Test auf Monte-Carlo-Simulationen	26
4.3.1. Anwendung der Methode	26
5. Analyse	33
5.1. Selektion der Ereignisse	33
5.2. Entfaltung	34
5.2.1. Wahl der Variablen	34

## Inhaltsverzeichnis

---

5.2.2. Wahl der Entfaltungparameter . . . . .	38
5.3. Sensitivitäten . . . . .	44
6. Ergebnisse . . . . .	51
6.1. Starburst . . . . .	51
6.2. Milagro . . . . .	54
6.3. Supernovaüberreste nahe Molekülwolken . . . . .	59
7. Variationen . . . . .	65
7.1. Binning . . . . .	65
7.1.1. Starburst . . . . .	69
7.2. Effektive Fläche . . . . .	73
7.2.1. Gleichungen . . . . .	73
7.2.2. Simulierte Ereignisse . . . . .	76
8. Diskussion und Ausblick . . . . .	79
A. TRUÉE test plots . . . . .	81
A.1. Starburst . . . . .	81
A.2. Milagro . . . . .	87
A.3. Supernovaüberreste . . . . .	93
B. Katalogtabellen . . . . .	99
Abbildungsverzeichnis . . . . .	105
Tabellenverzeichnis . . . . .	107
Literatur . . . . .	111

# 1. Einleitung

Die Hauptfrage der Astroteilchenphysik betrifft die Erzeugung der geladenen Strahlung mit hohen Energien bis in den EeV Bereich. Da die geladene Strahlung durch die Magnetfelder in und zwischen den Galaxien abgelenkt wird, kann damit nicht direkt auf den Produktionsort geschlossen werden. Dies lässt sich nur mit ungeladenen Teilchen bewerkstelligen.

Als erstes bietet sich das Photon an, welches in der Astronomie über viele verschiedene Energien beobachtet wird, was bereits zu hervorragenden Ergebnissen geführt hat. In dem Bereich der hohen Energien, ab einigen TeV, ist die Reichweite jedoch durch die kosmische Hintergrundstrahlung begrenzt. Außerdem sind die meisten Photonenquellen so dicht, dass Photonen nur aus den äußeren Bereichen entkommen können, ohne vorher zu interagieren.

Neutrinos haben diese Nachteile nicht, da sie nur schwach wechselwirken. Dadurch ist ihre Reichweite nicht begrenzt und sie können direkt aus dem Kern der Quelle bis zur Erde gelangen. Aber dieser Vorteil ist bei der Detektion dieser Neutrinos eine große Herausforderung. Um Neutrinos zu detektieren, sind riesige Volumen nötig, um die kleinen Wechselwirkungswahrscheinlichkeiten zu kompensieren.

Dazu wurde der IceCube-Detektor am Südpol gebaut. In seiner vollständigen Ausbaustufe instrumentiert dieser  $1 \text{ km}^3$  Eis und ist somit der derzeit größte Neutrinodektor der Welt. Schon in der Konstruktionsphase konnte der Detektor arbeiten und Daten nehmen. In dieser Arbeit werden die Daten von IC59, der Ausbaustufe mit 59 Strings, verwendet.

Das Ziel dieser Arbeit ist es, die Methode des Quellstackings aus der Punktquellenanalyse mit einer Energieentfaltung zu kombinieren. Durch diese Kombination können modellunabhängige Limits erstellt werden, bzw. nach der Entdeckung eines Signals dessen Energiespektrum. Die bisherigen Analysen nutzen immer ein Potenzgesetz, welches an die Daten gefittet wird, so dass andere Verteilungen nicht entdeckt werden können. Da bei diesen Analysen alle Ereignisse gemeinsam betrachtet werden, gilt das Ergebnis für eine geringe mittlere Energie. Nicht so jedoch bei dieser neuartigen Kombination. Durch die verschiedenen Energiebins werden auch höhere Energien erreicht. Zusätzlich kann durch die einzelne Betrachtung der Energiebereiche ein Überschuss in einem dieser Bereiche gesehen werden, auch wenn in der Gesamtheit keiner vorhanden ist.



## 2. Astroteilchenphysik

Nach der Entdeckung der kosmischen Strahlung 1912 [Hes12] und der Postulierung des Neutrinos 1934 gab es bereits in den 50er-Jahren des letzten Jahrhunderts Überlegungen zum Bau von astronomischen Neutrindetektoren [FR12]. Jedoch sind die erwarteten kontinuierlichen Flüsse von Neutrinos von außerhalb unseres Sonnensystems mit einem Fluss von ca.  $10^{-7} \text{ GeV}^{-1} \text{ sr}^{-1} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$  so gering, dass nur der Ausbruch der Supernova 1987A nachgewiesen werden konnte [Dre09]. Obwohl der IceCube-Detektor über ein instrumentalisierendes Volumen von  $1 \text{ km}^3$  verfügt, gibt es nach wie vor nur Hinweise auf einen Fluss von astrophysikalischen Neutrinos [Aar+13b].

Somit ist die Neutrinoastronomie noch immer ein spannendes Feld. Viele verschiedene Theorien, von der  $\gamma$ -Beschleunigung bis zur Dunklen Materie, nutzen den nach unten offenen freien Parameter „Neutrinofluss“, um ein Ergebnis zu erhalten, welches die Wirklichkeit beschreibt. Bei der Beschleunigung von Photonen zu hohen Energien wird zwischen leptonischer und hadronischer Beschleunigung unterschieden. Da nur bei der hadronischen Variante auch Neutrinos entstehen, sei diese im Folgenden erklärt. Weiterhin werden mögliche astrophysikalische  $\nu$ -Quellen sowie deren Detektion beschrieben.

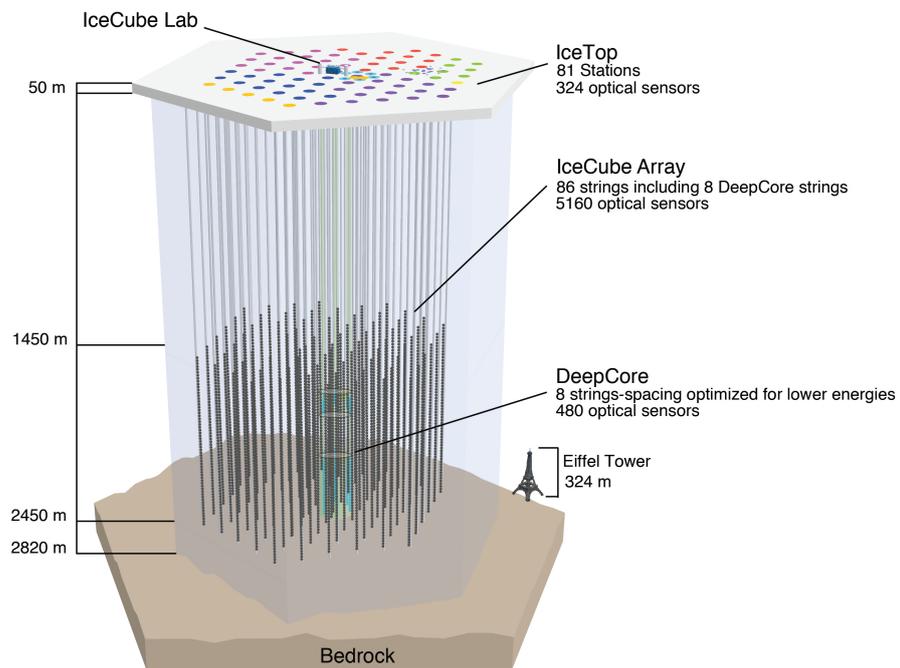
### 2.1. Der IceCube-Detektor

IceCube ist der erste Neutrindetektor mit einem instrumentierten Volumen von  $1 \text{ km}^3$  [Res13]. Im instrumentierten Eis in einer Tiefe von 1450 m bis 2450 m wird die Tscherenkowstrahlung von neutrinoinduzierten Sekundärteilchen gemessen [Gai11]. Aus diesen Signaturen lassen sich Rückschlüsse auf die Richtung des Neutrinos sowie dessen Energie ableiten [Ice+13; Aar+13a]. Der typische Energiebereich von IceCube startet bei ca. 100 GeV und reicht bis in den PeV-Bereich. Prinzipiell gibt es nach oben keine Beschränkung, jedoch sind die Flüsse bei hohen Energien zu klein, um genügend Ereignisse zu detektieren.

Mit der in IceCube integrierten Erweiterung DeepCore lassen sich Neutrinos mit kleineren Energien ab 10 GeV detektieren [Abb+12]. Im Schnee auf der Oberfläche steht das Luftschauerarray IceTop, es vermisst die geladene kosmische Strahlung. Im Zusammenhang mit IceCube lässt es sich als Veto gegen direkt von oben kommende Myonen nutzen [Abb+13].

## 2. Astroteilchenphysik

---



**Abbildung 2.1.:** Eine schematische Darstellung des IceCube-Detektors. Die Farben auf der Oberfläche repräsentieren das jeweilige Jahr der Fertigstellung. Die IceCube-59 Konfiguration beinhaltet weder die blau noch die gelb markierten Strings.

Als weitere Ausbaustufe für den Detektor ist derzeit PINGU (**P**recision **I**ceCube **N**ext **G**eneration **U**ppgrade) geplant, womit noch kleinere Neutrinoenergien gemessen werden könnten. Mit der hohen Anzahl an erwarteten Ereignissen im Bereich von 5 GeV bis 20 GeV soll die Massenhierarchie von Neutrinos bestimmt werden. Eine weitere Anwendung kann die Suche nach dem Protonzerfall sein. [IC13]

Um sensitiver auf Neutrinos mit höherer Energie zu werden, muss das instrumentierte Volumen vergrößert werden. Mit der Tscherenkow-Methode ist dies nicht mehr kosteneffizient machbar, deshalb nutzt das Hochenergieexperiment ARA den Askaryaneffekt. Von ARA sind zur Zeit 3 von 37 geplanten Stationen gebaut [AC12].

Für diese Arbeit wurde die Detektorkonfiguration mit 59 Strings genutzt. Die Daten wurden in der Zeit von Mai 2009 bis Mai 2010 gemessen. Wie in Abbildung 2.1 zu erkennen, ähnelt die Aufsicht einem Pacman. Bei Analysen dieser speziellen Detektorkonfiguration muss beachtet werden, dass Ereignisse, die

sich durch die Öffnung des Pacmans bewegen, weniger Informationen liefern als Ereignisse, die nicht durch die Öffnung gehen.

### 2.2. Teilchenbeschleunigung

Als kleiner Überblick seien hier die Standardmodelle der Beschleunigung nach Fermi kurz vorgestellt. Die Details der Rechnungen sowie weitergehende Modelle finden sich in [Lon02]. Beobachtungen zeigen, dass sowohl das Energiespektrum der diffusen kosmischen Strahlung als auch das Energiespektrum der hochenergetischen Photonen einem Potenzgesetz der Form  $\Phi = \Phi_0 \cdot E^{-\gamma}$  folgen [Lon02], wobei der spektrale Index immer einen Wert von  $\gamma \in [2, 3[$  aufweist [Lon02]. Eine gute Theorie sollte diesen Verlauf für unterschiedlichste Arten von Quellen reproduzieren können.

#### 2.2.1. Fermibesleunigung 2. Ordnung

Die Fermibesleunigung 2. Ordnung geht davon aus, dass Teilchen durch die Streuung an Magnetfeldern in sich bewegenden Plasmawolken beschleunigt werden. Dabei ist die Geschwindigkeit der Wolken klein gegenüber der Lichtgeschwindigkeit:  $V/c \approx 10^{-4}$ . Es muss zwischen zwei verschiedenen Szenarien unterschieden werden: Einerseits **head-on**, wobei die Geschwindigkeitsvektoren von Wolke und Teilchen antiparallel sind, andererseits **follow-up**, dort bewegen sich die beiden Akteure parallel.

Die Verteilung von head-on und follow-up Kollisionen sind proportional zu der Relativgeschwindigkeit zwischen Wolke und Teilchen. Dadurch ergibt sich eine Bevorzugung von head-on Kollisionen. Mittelt man über den kompletten Winkelbereich an Stößen, so erhält man für den durchschnittlichen Energiegewinn pro Stoß

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle = \frac{8 V^2}{3 c^2}. \quad (2.1)$$

Über die mittlere freie Weglänge  $L$  eines Teilchens erhält man die Rate, mit der die Energie erhöht wird:

$$\frac{dE}{dt} = \frac{4}{3} \left( \frac{V^2}{cL} \right) E = \alpha E. \quad (2.2)$$

Mit der Verweildauer  $\tau_{\text{esc}}$  kann über die Diffusionsverlustgleichung die Energieverteilung der Teilchen berechnet werden. Diese ist mit

$$N(E) = \text{const.} \cdot E^{-\gamma} \quad (2.3)$$

## 2. Astroteilchenphysik

---

wie erwartet ein Potenzgesetz. Jedoch ist  $\gamma$  nicht fest, sondern direkt von  $\alpha$  und  $\tau_{\text{esc}}$  abhängig. Somit ist  $\gamma$  indirekt auch von der Geschwindigkeit der Wolke und der freien Weglänge der Teilchen in dieser abhängig:

$$\gamma = \gamma(\tau_{\text{esc}}, \alpha) = 1 + (\alpha\tau_{\text{esc}})^{-1}. \quad (2.4)$$

Diese Art der Beschleunigung kann nicht der Hauptprozess sein, der Teilchen beschleunigt. Die kleinen Geschwindigkeiten der Wolken und die freie Weglänge im Bereich von Parsec resultieren in ca. einem Stoß pro Jahr und somit in einer langsamen Beschleunigung. Auch die Tatsache, dass das  $\gamma$  nicht fest in der Nähe von 2,5 liegt, sondern variabel ist, ist unbefriedigend. Dies passt nicht zu den Messungen von unterschiedlichen Quellen, die alle in diesem Bereich liegen.

### 2.2.2. Fermibesleunigung 1. Ordnung

Bei dieser Beschleunigungsart werden die vorherigen Überlegungen auf eine sich ausbreitende Schockfront angewendet. Die Energie eines Teilchens nach einem Stoß sei  $E = \beta E_0$ . Mit der Wahrscheinlichkeit  $P$ , dass ein Teilchen im Beschleunigungsgebiet bleibt, sind nach  $k$  Stößen  $N = N_0 P^k$  Teilchen mit  $E = E_0 \beta^k$  im Beschleunigungsgebiet. Löst man diese beiden Gleichungen nach  $k$  auf und setzt diese gleich, erhält man für die Energieverteilung ein Potenzgesetz:

$$N(E)dE = \text{const.} \cdot E^{-1+(\ln P/\ln \beta)} dE. \quad (2.5)$$

Kreuzt ein Teilchen eine solche Schockfront, so stößt es dahinter immer auf ein Medium, welches sich in entgegengesetzte Richtung bewegt. Es gibt somit nur head-on Prozesse. Der mittlere Energiegewinn ist somit

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle = \frac{4V}{3c} \quad (2.6)$$

$$\Rightarrow \beta = \frac{E}{E_0} = 1 + \frac{4V}{3c}. \quad (2.7)$$

Bestimmt man nun den Exponenten des Potenzgesetzes mit Hilfe von  $P$ , so erhält man zunächst:

$$\frac{\ln P}{\ln \beta} = -1. \quad (2.8)$$

Daraus ergibt sich für Formel (2.5)

$$N(E) = \text{const.} \cdot E^{-\gamma} \quad (2.9)$$

mit  $\gamma = 2$ .

Somit erhält man ein gleiches Energiespektrum für unterschiedlichste kosmische Objekte, da sich in allen Objekten Schockfronten ausbreiten. Das gilt insbesondere für Supernovae und deren Überreste. Somit kann diese Theorie erklären, weshalb verschiedene Quellen von Photonen alle ein ähnliches Energiespektrum aufweisen. Könnte zusätzlich noch das Energiespektrum von Neutrinos mit einem spektralen Index von  $\gamma = 2$  gemessen werden, wäre das ein weiterer Hinweis auf die Richtigkeit dieser Theorie.

### 2.3. Untersuchte Neutrinoquellen

Als mögliche Quellen für Neutrinos werden alle Objekte in Betracht gezogen, in denen auch Hadronen beschleunigt werden. Photonen können auch rein leptonisch beschleunigt werden, wobei jedoch keine Neutrinos entstehen.

Da die Entfaltung in dieser Arbeit eine Folgeanalyse zur tiefergehenden Untersuchung von Quellen ist, werden die zuvor schon in der üblichen IceCube-59 Punktquellanalyse untersuchten Quellkataloge weiter analysiert. Weitere mögliche Quellen, die für folgende Analysen in Betracht kommen könnten, sind Aktive Galaktische Kerne. Aber auch weitere galaktische Quellen bieten sich an, da deren Fluss aufgrund der relativen Nähe weniger stark abfällt.

#### 2.3.1. Starburstgalaxien

Bei Starburst Galaxien handelt es sich um Galaxien, in denen die Sternentstehungsrate sehr hoch ist. Pro Jahr entstehen neue Sterne mit der Gesamtmasse von  $10 M_{\odot}$  bis  $300 M_{\odot}$  [Dre09]. Daraus resultiert eine ebenfalls hohe Sterberate für Sterne, so dass es viele Supernovaüberreste gibt, welche Protonen in den umliegenden Staub beschleunigen. Die Rate der Gamma Ray Bursts (GRBs) ist ebenfalls erhöht. Bei GRBs handelt es sich um einen Kandidaten für die Erzeugung kosmischer Strahlung mit Energien größer  $10^9$  GeV.

Die Klassifikation von Starburstgalaxien ist nicht eindeutig definiert. Als guter Indikator wird in [GS04] das Verhältnis  $L_{\text{HCN}}/L_{\text{CO}}$  angegeben, der Quotient aus den Luminositäten der Cyanwasserstoff- und Kohlenstoffmonoxidlinien. Starburst Galaxien haben demnach einen Wert von  $L_{\text{HCN}}/L_{\text{CO}} > 0,06$ . Der in dieser Arbeit benutzte Katalog basiert auf der in [Bec+09] erstellten und in [Sch12] überarbeiteten Selektion. Die in dieser Analyse benutzten Quellen sind in Tabelle B.1 zusammengefasst.

## 2. Astroteilchenphysik

---

### 2.3.2. Milagroquellen

Bei diesem Katalog handelt es sich um 17 von Milagro als TeV- $\gamma$  Quellen identifizierte Objekte. Davon sind acht Quellen aus [Abd+07] und acht weitere aus der Veröffentlichung von Milagro und Fermi [Abd+09]. Als 17. Quelle wurde MGRO J1852+01 hinzugefügt, welche auch als signifikante Quelle bestätigt wurde. Die verwendeten Quellen sind im Anhang in Tabelle B.2 aufgeführt.

### 2.3.3. Supernovaüberreste nahe Molekülwolken

Der Beschleunigungsprozess bei diesen Quellen ist ähnlich zu dem der Starburst Galaxien. Die Supernova Überreste (SNRs) beschleunigen Protonen in die umgebenden Wolken, in denen hadronische Wechselwirkungen auch Neutrinos erzeugen. Im Anhang ist die Tabelle B.3 zu finden, welche die verwendeten Quellen auflistet.

### 2.3.4. Binärsysteme mit Wolf-Rayet-Sternen

Die kollidierenden Winde in Binärsternsystemen sind ein guter Ort sowohl für Teilchenbeschleunigung als auch die Interaktion zwischen den Teilchen. Diese Winde bilden eine Schockfront, welche die Protonen beschleunigt. Die Wasserdichte in diesen Gebieten ist mit bis zu  $10^9 \text{ cm}^{-3}$  groß. Das Binärsystem von Eta Carinae wurde von FermiLAT im GeV Licht beobachtet, aufgrund der gegebenen Protonendichte kann dieses Signal als von Pionen induzierte Photonen interpretiert werden [WFL10]. Eta Carinae ist zwar am Südhimmel, jedoch gibt es auch im Norden einige interessante Binärsysteme, wie WR140 und WR147. Ein Katalog, basierend auf den Röntgendaten des Einsteinsatelliten [Pol87], kann zur Analyse verwendet werden. Die Quellen sind in Tabelle B.4 aufgeführt.

## 3. Methoden

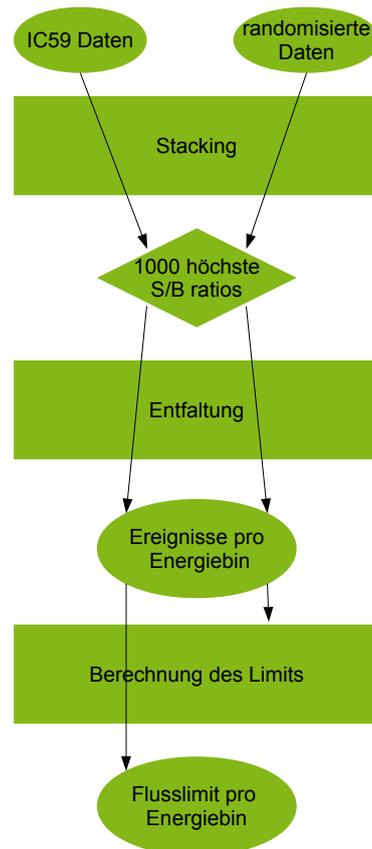
In diesem Kapitel werden die im Rahmen der Analyse kombinierten Methoden vorgestellt. Zunächst werden mehrere Quellen zusammengefasst, um mehr Ereignisse zur Verfügung zu haben. Dies geschieht mit Hilfe der Stackingmethode [Gro06]. Die daraus gewonnenen Ereignisse werden nun mit TRUEE [Mil+13] entfaltet, um eine Energieverteilung zu erhalten.

Dies wird sowohl für Daten als auch für den Untergrund gemacht. Der Untergrund wird durch im Azimut randomisierte Daten beschrieben. Aus den daraus gewonnenen Ereignissen pro Energieintervall lassen sich daraufhin Limits für einen astrophysikalischen Beitrag berechnen.

In Kapitel 4 wird zusätzlich eine alternative Möglichkeit zur Berechnung der Fehlerintervalle für die Energieverteilung vorgestellt. Diese wurde im Rahmen dieser Arbeit in Zusammenarbeit mit dem Sonderforschungsbereich 823 (SFB823) „Statistik nichtlinearer dynamischer Prozesse“ erarbeitet.

### 3.1. Stacking

Stacking beschreibt eine Methode, in der mehrere Quellen gleicher Art wie eine einzelne Quelle behandelt werden. Es wird angewendet, wenn einzelne Quellen nicht genug Signal liefern, um ein signifikantes Ergebnis zu erzeugen. Werden nun die Ereignisse addiert, die aus  $M$  verschiedenen Quellregionen kommen, so wächst das Signal proportional zu  $M$ , die Un-



**Abbildung 3.1.:** Im ersten Schritt wird mit dem Stacking ein  $s/B$  Wert ermittelt, um 1000 Events zu erhalten. Mit der Entfaltung werden die Ereignisse pro Energiebin sowohl für die Daten als auch den Untergrund bestimmt. Mit diesen Werten lässt sich ein Flusslimit berechnen.

### 3. Methoden

---

tergrundfluktuation jedoch nur mit  $\frac{1}{\sqrt{M}}$ . Somit steigt die Sensitivität bei mehreren Quellen.

Diese Methode wird schon seit längerem in der optischen Astronomie und Radioastronomie angewendet [Dre09]. In [Gro06] wurde diese Methode das erste Mal auf potentielle Neutrinoquellen angewendet. Dort wurde noch ein festes Bin um die Quellen definiert, Ereignisse innerhalb zählen als von der Quelle, Ereignisse außerhalb werden nicht weiter betrachtet. Die erste Anwendung auf Daten des IceCube-Detektor ist in [Dre09] zu finden. Für IceCube in der 40 Stringkonfiguration wurde zum ersten Mal eine Log-Likelihood Methode angewendet, in der kein festes Bin definiert werden muss [Abb+11].

Die Log-Likelihood Methode folgt prinzipiell der Methode für einzelne Quellen, wie in [Bra+08] beschrieben. Die Wahrscheinlichkeitsdichte (WDF) für das  $i$ -te von  $N$  Ereignissen ist demnach

$$\frac{n_s}{N} \mathcal{S}_i + \left(1 - \frac{n_s}{N}\right) \mathcal{B}_i. \quad (3.1)$$

Der Parameter  $n_s$  ist die unbekannte Anzahl an Signalereignissen. Die WDF für Signal  $\mathcal{S}_i$  und Untergrund  $\mathcal{B}_i$  sind abhängig von der Energie und der Richtung des jeweiligen Ereignisses. Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Ereignis mit der rekonstruierten Richtung  $\vec{x}_i = (\alpha_i, \delta_i)$  von einer Quelle mit der Position  $\vec{x}_S$  kommt, wird über eine zweidimensionale Gaußverteilung angenommen:

$$\mathcal{N}(\vec{x}_i) = \frac{1}{2\pi\sigma_i^2} \exp\left(-\frac{|\vec{x}_i - \vec{x}_S|^2}{2\sigma_i^2}\right). \quad (3.2)$$

Die Wahrscheinlichkeit, ein Myon mit der Energie  $E_i$  aus einer Quelle mit der Declination  $\delta_i$  zu messen, unter der Bedingung, dass die Energieverteilung einem Potenzgesetz  $E^{-\gamma}$  folgt, wird durch die Energie-WDF  $\mathcal{E}(E_i|\gamma, \delta_i)$  beschrieben.

Somit ergibt sich für die Verteilung des Signalterms

$$\mathcal{S}_i(x_i, E_i, \gamma) = \mathcal{N}(\vec{x}_i) \cdot \mathcal{E}(E_i|\gamma, \delta_i) \quad (3.3)$$

und für den Untergrundterm

$$\mathcal{B}_i(x_i, E_i) = \mathcal{N}_{\text{Atm}}(\vec{x}_i) \cdot \mathcal{E}(E_i|\text{Atm}, \delta_i). \quad (3.4)$$

Das „Atm“ kennzeichnet dabei, dass für den Untergrund die Wahrscheinlichkeiten aufgrund sowohl der räumlichen Verteilung als auch der Energieverteilungen in der Atmosphäre genutzt werden. Für die Likelihood Funktion für die Gesamtzahl der Ereignisse folgt somit

$$\mathcal{L}(n_s, \gamma) = \prod_{i=1}^N \left( \frac{n_s}{N} \mathcal{S}_i(x_i, E_i, \gamma) + \left(1 - \frac{n_s}{N}\right) \mathcal{B}_i(x_i, E_i) \right). \quad (3.5)$$

Für das Stacking wird die Signal-WDF nun modifiziert, so dass sie einen Term für die Detektoreffizienz  $R_j$  und ein Gewicht  $W_j$  für jede Quelle beinhaltet. Anschließend wird über alle Quellen summiert. Das Gewicht ergibt sich aus theoretischen Überlegungen, die in die Erstellung des Katalogs einfließen. Normalerweise ist dies der Fluss von Photonen in einem bestimmten Energiebereich, der proportional zum Neutrinofluss angenommen wird [Gro06]:

$$L(n_s, \gamma) = \prod_i \left[ \frac{\frac{n_s}{n_{\text{tot}}} \sum_{j=1}^M W_j R_j(\gamma) S_{i,j}(x_i, E_i, \gamma)}{\sum_{k=1}^M W_k R_k(\gamma)} + \left(1 - \frac{n_s}{n_{\text{tot}}}\right) B(x_i, E_i) \right]. \quad (3.6)$$

Da die Berücksichtigung der Energie in der Ereignisselektion via Stacking die resultierende Energieverteilung beeinflussen würde, wird die Energie für diese Analyse im Stacking nicht verwendet.

### 3.2. Entfaltung

Häufig sind die interessanten Eigenschaften von Teilchen nicht direkt messbar. Eine Federwaage misst z.B. eine Länge, um die eine Feder gestaucht wurde, und nicht direkt ein Gewicht. Bei komplexeren Messmethoden, wie sie in der Astroteilchenphysik auftreten, ist der Zusammenhang zwischen den messbaren Observablen und der zu messenden Eigenschaft häufig nicht uneindeutig. Hinzu kommt noch eine Faltung mit den Detektoreigenschaften und eine begrenzte Auflösung des Detektors. Durch die Messmethode können weitere Faltungen hinzu kommen.

Die in dieser Arbeit untersuchte Neutrinoenergie ist ebenfalls nicht messbar. Da Neutrinos nicht direkt nachgewiesen werden können, ist die gemessene Observable mit der Neutrino-Nukleon Wechselwirkung gefaltet. Hinzu kommen stochastische Energieverluste des Myons und die durch die Abmessungen des Detektors limitierte Auflösung. Je nachdem, ob ein Myon den Detektor ganz durchquert, innerhalb erzeugt wird oder in ihm zerfällt, kann das gemessene Ereignis sehr unterschiedliche Signaturen liefern, obwohl die Primärenergie des Neutrinos gleich ist. Im Detail ist die Entfaltung in [Mil+13] beschrieben, an dieser Stelle wird daher nur eine kurze Zusammenfassung gegeben.

Die Methode wird schon seit vielen Jahren auch in der Astroteilchenphysik angewendet. Vorherige Anwendungen des Algorithmus gab es z.B. schon auf Daten von AMANDA [Abb+10], MAGIC [Doe13] und IceCube [Mil12a; Ruh13].

### 3. Methoden

---

Mathematisch lässt sich das Problem mit einem Fredholm Integral der ersten Ordnung beschreiben. Die gesuchte Verteilung<sup>1</sup> ist  $f(x)$  und wird mit dem Kern  $A(y, x)$  gefaltet. Der Kern beschreibt sämtliche Effekte des Detektors, der Messsystematik und der  $\nu$ -N-Wechselwirkung. Letztendlich messbar ist lediglich die Verteilung  $g(y)$ , die sich aus der Faltung und dem Untergrund  $b(y)$  ergibt:

$$g(y) = \int_c^d A(y, x)f(x)dx + b(y). \quad (3.7)$$

Um mit Histogrammen der Daten zu arbeiten, ist eine diskrete Verteilung als Ergebnis ausreichend, darum wird diese Formel diskretisiert. Für Verteilungen, die nur von  $y$  abhängen, ist das recht simpel:

$$g(y) \rightarrow \vec{g} : \quad g_i = \int_{y_{i-1}}^{y_i} g(y)dy, \quad (3.8)$$

$$b(y) \rightarrow \vec{b} : \quad b_i = \int_{y_{i-1}}^{y_i} b(y)dy. \quad (3.9)$$

Da  $f(x)$  bestimmt werden muss und jegliche Form haben kann, bietet es sich an, diese als Superposition mehrerer Basisfunktionen  $p_j(x)$  mit den jeweiligen Koeffizienten  $a_j$  darzustellen:

$$f(x) = \sum_{j=1}^m a_j p_j(x). \quad (3.10)$$

Setzt man diese Parametrisierungen nun in die Gleichung (3.7) ein, so erhält man

$$g(y) = \sum_{j=1}^m a_j \int_c^d A(y, x)p_j(x)dx + b(y) \quad (3.11)$$

$$= a_j A_j(y) + b(y), \quad (3.12)$$

$$\text{mit } A_j(y) = \int_c^d A(y, x)p_j(x)dx. \quad (3.13)$$

---

<sup>1</sup>Mathematisch gesehen handelt es sich hierbei um die Dichte, diese wird vereinfacht als Verteilung bezeichnet.

Gleichung (3.13) kann nun analog zu  $g$  und  $b$  diskretisiert werden

$$A_{i,j} = \int_{y_{i-1}}^{y_i} A_j(y) dy, \quad (3.14)$$

so dass Gleichung (3.7) durch eine Matrixgleichung approximiert werden kann:

$$\vec{g} = A \cdot \vec{a} + \vec{b}. \quad (3.15)$$

Selbst wenn die Matrix  $A$  invertierbar sein sollte, ist die Inversion keine geeignete Methode, den Koeffizientenvektor  $\vec{a}$  zu berechnen. Da die Matrix aus Monte-Carlo-Simulationen bestimmt wird, sind ihre Einträge immer fehlerbehaftet. Die Eigenwerte und ihre Fehler fallen in der Regel klein aus. Dies führt bei der Inversen zu großen Fehlern und oszillierenden Lösungen, so dass die berechneten Ergebnisse keinerlei Aussagekraft haben [Blo96]. Aus diesem Grund wurde die Entfaltungssoftware TRUEE genutzt [Mil+13]. Das Programm benutzt eine Tihonov-Regularisierung, um die Oszillationen zu unterdrücken sowie kubische B-Splines ( $p_j$ ) als Basisfunktionen.

### 3.2.1. TRUEE

TRUEE [Mil+13] basiert auf dem Programm  $\mathcal{RUN}$  [Blo02]. Es beinhaltet einige erhebliche Verbesserungen, welche die Auswahl der Entfaltungsparameter vereinfachen. Die Parameter, die variiert werden können, sind die Anzahl der Bins im finalen Histogramm, die Anzahl der Knoten und die Anzahl der Freiheitsgrade. Eine detaillierte Beschreibung findet sich in [Mil12b].

Die Breite der Bins sollte die Energieauflösung nicht unterschreiten, mehr Bins können jedoch auch mehr Details der Verteilung wiedergeben. Die Knoten bestimmen, wie viele B-Splines für die Entfaltung genutzt werden. Je mehr Splines summiert werden, desto besser lässt sich die Struktur der Verteilung rekonstruieren. Zu viele Splines können jedoch die Fluktuation begünstigen.

Um die Fluktuationen zu unterdrücken, wird eine Tihonov Regularisierung genutzt [Tih63]. Die Stärke der Regularisierung wird über die Freiheitsgrade gesteuert. Je weniger Freiheitsgrade genutzt werden, desto stärker ist die Regularisierung.

Der in TRUEE eingebaute Testmode ermöglicht es, über mehrere Einstellungen in den Parametern Bins, Knoten und Freiheitsgrade zu iterieren, so dass in einem Durchlauf mehrere Kombinationen getestet werden können. Dadurch bekommt man eine Übersicht über mögliche Kombinationen, welche im weiteren Verlauf im Pullmode genauer überprüft werden können.

### 3. Methoden

---

#### Testmode

Der Testmode entfaltet Monte-Carlo-Simulationen, von denen die wahre Verteilung bekannt ist. Die daraus entfaltete Verteilungen wird mit der bekannten Wahrheit verglichen. Dazu wird der Kolmogorov-Smirnow-Anpassungstest [Kol33; Smi48] verwendet. Zusätzlich wird aus der wahren  $N_{\text{wahr}}$  und der entfalteten  $N_{\text{entfaltet}}$  Anzahl der Ereignisse pro Bin der Wert

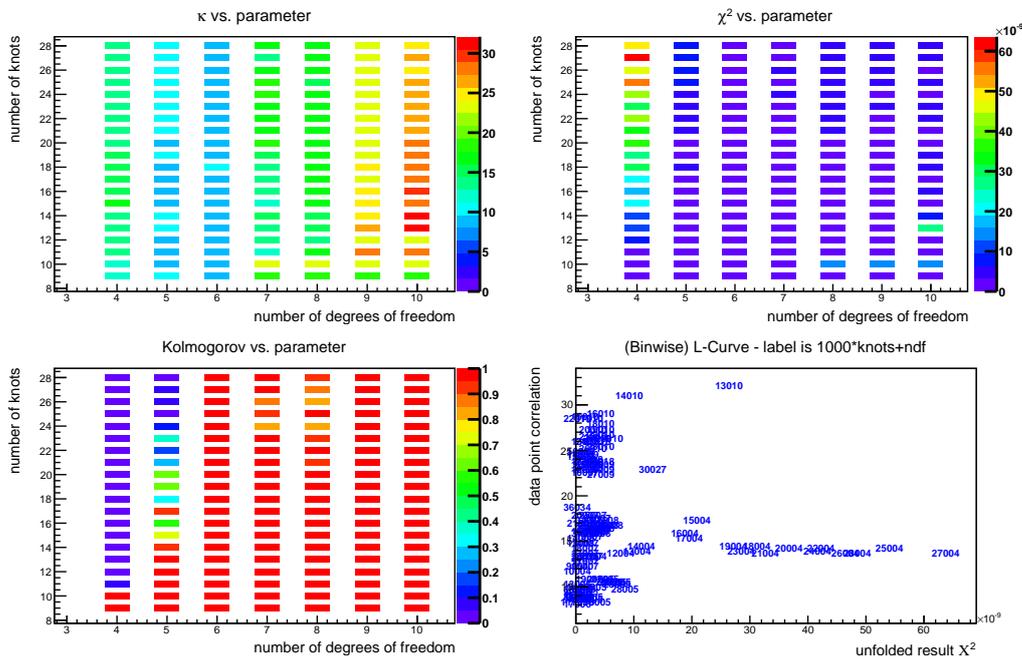
$$\chi^2 = \sum \frac{(N_{\text{wahr}} - N_{\text{entfaltet}})^2}{N_{\text{wahr}}} \quad (3.16)$$

berechnet, welcher möglichst klein sein sollte [Mil12b]. Außerdem wird, wie bei jeder Entfaltung, die Korrelation  $\kappa$  der Bins untereinander berechnet. Mit diesen drei Qualitätsparametern,  $\chi^2$ ,  $\kappa$  und dem K-S-Wert, kann nun eine Vorauswahl für gute Kombinationen getroffen werden,

Diese drei Qualitätsparameter werden jeweils in 2D-Histogrammen aufgetragen. Um Kombinationen zu finden, die in zwei der Qualitätsparameter gute Werte liefern, gibt es zusätzlich eine L-Kurve. Abbildung 3.2 zeigt eine Übersicht über die einzelnen Qualitätsparameter.

Der Kolmogorov-Test gibt eine Wahrscheinlichkeit an, ob die beiden Verteilungen aus der gleichen Grundverteilung stammen können, der Wert sollte somit möglichst groß sein. Der  $\chi^2$ -Test prüft ebenfalls auf die Ähnlichkeit, das Ergebnis sollte jedoch möglichst klein sein. TRUEE gibt an dieser Stelle für den K-S-Test den p-Wert zurück, für den  $\chi^2$ -Test jedoch die Teststatistik. Daher ergibt sich das unterschiedliche Verhalten. Wie in der Abbildung 3.2 zu sehen, korrelieren die beiden Verläufe des  $\chi^2$  und K-S-Tests entsprechend und werden mit zunehmender Anzahl an Freiheitsgraden besser. Dies liegt nicht ausschließlich an den entfalteten Werten, denn mit größeren Freiheitsgraden werden die Fehlerbalken ebenfalls größer, so dass die Verteilungen eher kompatibel sein können. Die Korrelation der Datenpunkte  $\kappa$  ist jedoch negativ mit den Freiheitsgraden korreliert, diese wird für eine höhere Anzahl an Freiheitsgrade schlechter. Zum Abwägen, welche Kombination sinnvoll ist, hilft die L-Kurve, dort sind  $\chi^2$  und  $\kappa$  gegeneinander aufgetragen, so dass die entsprechende Parameterkombination abgelesen werden kann.

Die Korrelation der Datenpunkte sollte möglichst klein sein. Jedoch gibt es keine festen Regeln bezüglich eines Wertes. Diese Korrelation wird im so genannten „Wäscheleineplot“ dargestellt. Das Histogramm sollte möglichst einer Gleichverteilung ähneln, so bestünde keine Korrelation der Bins untereinander und die Kovarianzmatrix wäre diagonal. Dies ist jedoch nie ganz möglich, so dass die mittleren Balken immer etwas niedriger sind. Ein Beispiel für dieses



**Abbildung 3.2.:** Übersicht aus dem Testmode in TRUEE, auf der x-Achse steht die Anzahl der Freiheitsgrade und auf der y-Achse die Anzahl der Knoten. **l.o.:** In der Korrelation der Datenpunkte gibt es häufig ein Minimum in Abhängigkeit der Freiheitsgrade. Für höhere Freiheitsgrade wird sie schlechter. **r.o. und l.u.:** Die Übereinstimmung verbessert sich mit der Anzahl der Freiheitsgrade. **r.u.:** Die L-Kurve zeigt  $\chi^2$  gegen  $\kappa$ , der Parameterraum im linken unteren Bereich liefert gute Ergebnisse.

Durchhängen einer sehr guten Wäscheleine ist in Abbildung 3.3 zu sehen. Aus dieser Verteilung wird wiederum der Wert

$$\kappa = \sum_{i=1}^{50} \frac{(\text{Bininhalt}_i - 100)^2}{50} \quad (3.17)$$

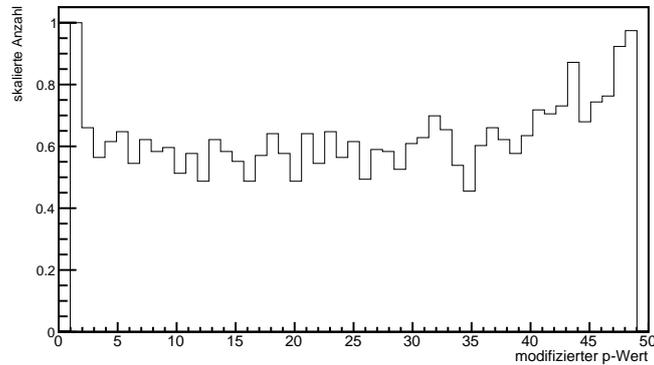
berechnet, wobei die 50 der Anzahl der Bins in dem Plot entspricht. Für die nach Gleichung (3.17) berechnete Datenpunktkorrelation hat sich ein Wert  $\kappa < 50$  als hinreichend klein erwiesen. Bei den in dieser Arbeit genutzten kleinen Statistiken sind jedoch auch Werte von  $\kappa < 70$  noch akzeptabel [Rho12].

#### Pullmode

Da der Testmode nur eine Entfaltung mit einem zufälligen Datensatz aus einer Monte-Carlo-Simulation testet, wurde der Pullmode implementiert. Die-

### 3. Methoden

---

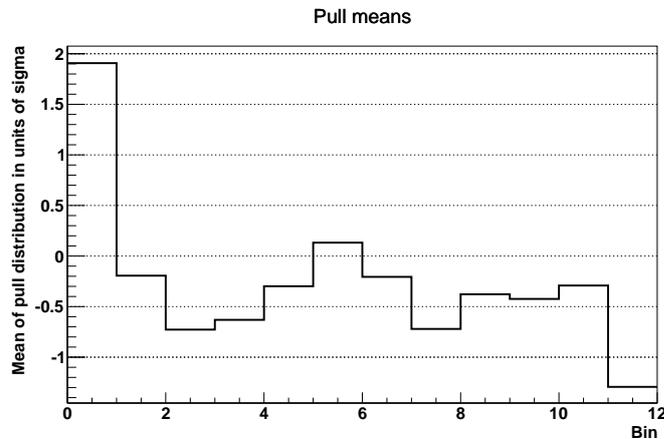


**Abbildung 3.3.:** Auf der x-Achse ist ein modifizierter p-Wert aufgetragen. Optimal wäre eine Gleichverteilung, charakteristisch für diese Art Plot ist jedoch der hohe Eintrag im ersten Bin, häufig kombiniert mit einem hohen Eintrag im letzten Bin. Hieraus wird der Qualitätsparameter  $\kappa$  berechnet, welcher ein Maß für die Korrelation der Datenpunkte ist. Je kleiner  $\kappa$  ist, desto mehr ähnelt diese Verteilung einer Gleichverteilung.

ser nutzt den Testmode in einem Bootstrapansatz mit  $N$  verschiedenen Monte-Carlo-Datensätzen. Damit kann sichergestellt werden, dass das Ergebnis aus dem Testmode nicht nur das Resultat einer statistischen Fluktuation ist. Zusätzlich zu den Histogrammen mit der Verteilung von  $\kappa$ ,  $\chi^2$  und der Teststatistik des Kolmogorov-Smirnow-Tests wird auch für jedes Bin die Abweichung von der wahren Verteilung, normiert auf den statistischen Fehler, berechnet. Diese Abweichung sollte einer Gaußverteilung um 0 entsprechen. Ist diese Gaußverteilung nicht um 0 verteilt, so über- oder unterschätzt die Entfaltung das entsprechende Bin systematisch, was wiederum in der weiteren Analyse berücksichtigt werden kann. Um auf einen Blick das Ergebnis für alle Bins sehen zu können, gibt es einen Übersichtsplot, welcher in Abbildung 3.4 dargestellt ist. Wenn die Einträge zwischen -1 und 1 liegen, so liegt die systematische Unsicherheit unter der statistischen und kann vernachlässigt werden.

### 3.3. Berechnung von Limits

Die einfachste Methode, einen Signalbeitrag in einer Messung zu schätzen, ist, den Untergrund von der Messung zu subtrahieren. Aus der Differenz von Messung und erwartetem Untergrund lässt sich mit dem  $1\sigma$  Konfidenzband ein oberes Limit angeben. Bei kleinen zu erwartenden Signalbeiträgen kann die Ereigniszahl jedoch negativ werden und somit unphysikalischen Lösungen entspre-



**Abbildung 3.4.:** Dieser Plot zeigt die Mittelwerte der Gaußverteilungen, die sich aus den verschiedenen Testentfaltungen ergeben. Idealerweise sollten diese zwischen -1 und 1 liegen, somit wären die statistischen Fehler größer als die systematischen Fehler aus der Entfaltung. Wenn dies nicht der Fall sein sollte, muss entweder die Entfaltung geändert werden oder die systematischen Fehler in der folgenden Analyse berücksichtigt werden. Dieses Beispiel zeigt im ersten und letzten Bin eine systematische Abweichung, die im Folgenden berücksichtigt werden kann.

chen. Aus diesem Grund wurden bessere Algorithmen entwickelt, welche im weiteren vorgestellt und auch für die Analyse benutzt wurden.

### 3.3.1. Feldman und Cousins

Bei der Methode nach Feldman und Cousins [FC97] wird die Berechnung eines oberen Limits mit der Berechnung eines Konfidenzbandes vereinigt. Dadurch entfällt der Einfluss der gemessenen Daten auf die Entscheidung, ob ein Band oder eine Grenze berechnet werden sollte. Die bei der separaten Berechnung von Band und Grenze entstehenden Sprungstellen in den Konfidenzen, die in zu kleinen Konfidenzbändern resultieren, sind somit kein Problem mehr.

Erreicht wird das durch eine neuartige Sortierung, nach welcher die möglichen Werte in das Konfidenzintervall aufgenommen werden. Anstatt direkt ein Poissonmodell mit der Berücksichtigung des Untergrunds  $b$

$$P(n|\mu) = \frac{(\mu + b)^n}{n!} \exp(-(\mu + b)) \quad (3.18)$$

zu nutzen, wird zunächst für jede Anzahl an Ereignissen  $n$  ein  $\mu_{\text{best}}$  berechnet, welches (3.18) maximiert. Anschließend wird nach

$$R = P(n|\mu)/P(n|\mu_{\text{best}}) \quad (3.19)$$

### 3. Methoden

---

sortiert und die Werte von (3.18) addiert, bis das gewünschte Konfidenzniveau  $\alpha$  erreicht ist. Durch die Quantisierung der Messwerte kann dies zu einer Überschätzung des Intervalls führen, so dass ein Ergebnis, welches mit Feldman und Cousins berechnet wurde, zu konservativ sein kann. Eine detailliertere Beschreibung samt Beispielrechnungen ist in [FC97] zu finden.

#### 3.3.2. Rolke et al.

Da der erwartete Untergrund jedoch nicht genau bekannt ist, bietet sich eine Methode an, die einen unbekanntem Untergrund berücksichtigen kann, wie in [RLC05] beschrieben. Diese Methode nutzt einen Profile Likelihood Ansatz. Mit einem Wahrscheinlichkeitsmodell, das auf den relevanten Parametern  $\vec{\pi}$  und auf den Störfaktoren  $\vec{\theta}$  basiert, und der Wahrscheinlichkeitsdichte  $f(x|\vec{\pi}, \vec{\theta})$  ergibt sich für die Likelihoodfunktion

$$L(\vec{\pi}, \vec{\theta}|\vec{X}) = \prod_{i=1}^n f(X_i|\vec{\pi}, \vec{\theta}), \quad (3.20)$$

wobei  $\vec{X}$  eine Anzahl von  $n$  unabhängigen Messungen darstellt. Die Teststatistik basierend auf der Profile Likelihoodfunktion benutzt man, wenn man auf eine Nullhypothese  $H_0 : \vec{\pi} = \vec{\pi}_0$  prüft:

$$\lambda(\vec{\pi}_0|\vec{X}) = \frac{\sup(L(\vec{\pi}_0, \vec{\theta}|\vec{X}); \vec{\theta})}{\sup(L(\vec{\pi}, \vec{\theta}|\vec{X}); \vec{\pi}, \vec{\theta})}, \quad (3.21)$$

diese Funktion wird auch Profile Likelihood genannt.

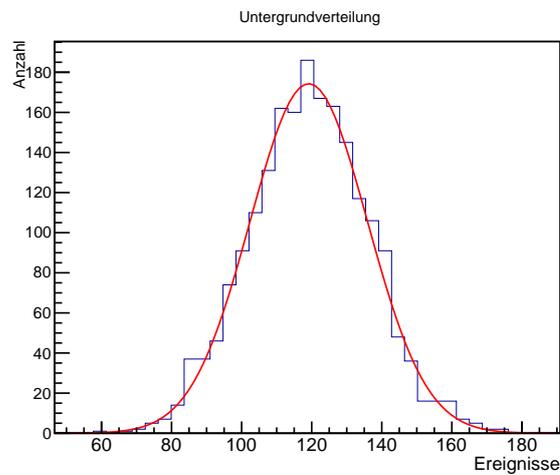
Diese Methode unterstützt verschiedene Modelle. Sowohl der Untergrund als auch die Effizienz können als exakt bekannt, normal-, poisson- oder binomialverteilt angenommen werden. Die Effizienz gilt bei IceCube bisher als exakt bekannt, da die Anzahl an Monte-Carlo-Ereignissen hinreichend groß ist. Untersuchungen der Verteilungen von Untergrunddatensätzen zeigen, dass die Verteilung des Untergrundes mit einer Normalverteilung beschrieben werden kann, siehe Abbildung 3.5.

Das verwendete Modell nutzt eine Poissonverteilung für das Signal  $X$  und eine Normalverteilung für den Untergrund  $Y$ :

$$X \sim \text{Pois}(\mu + b), \quad (3.22)$$

$$Y \sim \text{N}(b, \sigma_b). \quad (3.23)$$

Die Verteilung für das Signal  $X$  hängt von der Summe der Signalrate  $\mu$  und der Untergrundrate  $b$  ab. Die Gaußverteilung, die den Untergrund beschreibt, hat die Untergrundrate  $b$  als Mittelwert und  $\sigma_b$  als Standardabweichung.



**Abbildung 3.5.:** Gezeigt ist die Untergrundverteilung für ein Bin des Starburstkatalogs. Diese wurde aus 2001 Entfaltungen von verschiedenen Untergrunddatensätzen gewonnen. Die resultierenden Werte des Gaußfits werden zur Berechnung der Limits als Untergrundwert und -fehler genutzt.

Mit fixiertem  $\mu$  ergibt die Ableitung der Log-Likelihood

$$\frac{\partial}{\partial b} \log l(\mu, b|x, y) = \frac{x}{\mu + b} - 1 + \frac{y - b}{\sigma_b} \doteq 0, \quad (3.24)$$

welche analytisch lösbar ist, im Gegensatz zu einem Problem mit poissonverteiltem Untergrund.



## 4. Fehlerberechnung mit Bootstrap

Im Rahmen der Zusammenarbeit innerhalb des SFB 823 „Statistik nichtlinearer dynamischer Prozesse“ wurden, in Zusammenarbeit mit dem Lehrstuhl für Stochastik der Ruhr-Universität Bochum, mehrere Methoden entwickelt, um mit einem Bootstrapalgorithmus Fehler zu berechnen. Diese wurden in [Bis+] veröffentlicht. Die auf diese Weise errechneten Fehler werden im Weiteren mit den gut erprobten Fehlern aus TRUEE verglichen. Da die Größen der beiden Fehler übereinstimmen, kann die hier entwickelte Methode zur Fehlerberechnung auch auf andere Methoden zur Lösung von inversen Problemen angewendet werden. Dies bietet sich z. B. bei dem neuartigen Programm DSEA an [Ruh13; RS13].

In Abschnitt 4.3 wird die Methode auf Monte-Carlo-Daten angewendet um die Methode zu testen. Des Weiteren wird gezeigt, wie darüber hinaus mit mehreren Datensätzen weitere Fehlerabschätzungen betrieben werden können. Der Fehler aus einer Bootstrapmethode, bei der die Analyseschritte immer gleich angewendet werden, ist ein Maß für die Robustheit der Analyse.

### 4.1. Fehlerbalken und Konfidenzbänder

Um verlässliche Aussagen treffen zu können, muss zu jeder Messung ein Fehlerwert berechnet werden. In diesem Abschnitt werden die Konzepte von Fehlerbalken und Konfidenzbändern erklärt.

In der statistischen Anwendung ist ein Konfidenzintervall immer mit einer vorher definierten Wahrscheinlichkeit verbunden. Dies ist für gewöhnlich eine Zahl  $\alpha \in [0, 1]$ , welche das Niveau des Konfidenzintervalls bestimmt.  $1 - \alpha$  ist die minimale Wahrscheinlichkeit, dass der wahre Wert vom Konfidenzintervall eingeschlossen wird. Mit anderen Worten ist die Wahrscheinlichkeit, dass der wahre Wert außerhalb des angegebenen Intervalls liegt, maximal  $\alpha$ .

Bei der Wahl von  $\alpha$  muss stets zwischen der Sicherheit, den wahren Wert einzuschließen und der Fähigkeit, etwas ausschließen zu können, abgewogen werden. Physiker geben meist  $1\sigma$  Fehlerbalken um die Messwerte an, wohingegen Statistiker Werte von 0,01, 0,05 und 0,1 für  $\alpha$  nutzen.

Unter Annahme einer Normalverteilung für den Fehler entspricht die Spezifikation eines Konfidenzlevels  $\alpha$  einem Vielfachen von  $\sigma$  gemäß der Gleichung

#### 4. Fehlerberechnung mit Bootstrap

---

$\alpha = 2(1 - \Phi(k \cdot \sigma))$ , dabei ist  $\Phi$  die Gaußverteilungsfunktion. Ein Level von  $1 \sigma$  entspricht  $\alpha = 0,32$  und  $\alpha = 0,05$  entspricht  $1,96 \sigma$ .

##### 4.1.1. Punktweise Konfidenzbereiche

Bei der punktweisen Rekonstruktion eines Energiespektrums in  $n$  Bins kann ein Konfidenzintervall für jeden einzelnen Punkt  $E_i$  berechnet werden. An jedem der  $n$  Punkte besteht eine Chance  $\lesssim \alpha$ , dass der wahre Wert nicht in diesem Intervall liegt.

Je mehr Punkte zur Auswertung genutzt werden, desto höher ist die Wahrscheinlichkeit, dass das wahre Spektrum außerhalb mindestens eines Konfidenzintervalls liegt, für  $n \rightarrow \infty$  geht diese Wahrscheinlichkeit gegen 100 %. Das heißt, dass der wahre Fehler für den Verlauf des Spektrums unterschätzt wird. Als Konsequenz kann hier somit nur eine separate Betrachtung an den einzelnen Punkten  $E_i$  gemacht werden, jedoch keine für die gesamte Verteilung.

Es ist jedoch möglich, gleichmäßige Fehlerbänder zu berechnen, welche das komplette gemessene Spektrum mit einer Wahrscheinlichkeit von  $1 - \alpha$  einschließen. Das bedeutet, dass ein rekonstruierter spektraler Index  $\gamma$ , dessen Minimum und Maximum mit dem Band verträglich sind, den wahren Wert nur mit einer Wahrscheinlichkeit von  $\alpha$  nicht beinhaltet. Dies gibt eine sicherere Schätzung als über punktweise Konfidenzintervalle. Daher wird im Weiteren auch die Konstruktion von Konfidenzbändern thematisiert.

##### 4.1.2. Gleichmäßige Konfidenzbänder

Es gibt mehrere Standardansätze in der Literatur, um uniforme Konfidenzbänder zu berechnen. Sie basieren für gewöhnlich auf Grenzwertsätzen für die maximale Abweichung des rekonstruierten Spektrums  $\hat{f}$  vom wahren Spektrum  $f$  in einem Intervall  $[E_{\text{untere Grenze}}, E_{\text{obere Grenze}}]$ . Der Grenzwertsatz liefert somit eine Verteilung der eingeschränkten korrekt skalierten Größe

$$Z := \max_{E \in [E_{\text{untere Grenze}}, E_{\text{obere Grenze}}]} |f(E) - \hat{f}(E)|, \quad (4.1)$$

bei der das Limit aus der Anzahl  $N$  der Beobachtungen kommt, die genutzt wurden, um  $\hat{f}$  zu bestimmen, wobei  $N$  gegen  $\infty$  geht.

Die ersten Resultate dieser Art wurden in [Smi50] für Histogramme und in [BR73] für allgemeinere Kerndichteschätzer präsentiert. Für Regressionsprobleme wurde die Methode unter anderem von [Joh82] und [ES93] weiter untersucht. Jedoch berücksichtigt keines dieser Ergebnisse inverse Probleme. Es wird stets davon ausgegangen, dass die gesuchte Größe direkt messbar sei.

Die ersten Resultate dieser Art für inverse Probleme können in [Bis+07] im Kontext der Dichteentfaltung und in [BBH10] für inverse Regressionsprobleme gefunden werden.

Aus der Grenzverteilung  $Z$  ist es möglich, die Breite des gleichförmigen Konfidenzbandes  $C(\alpha)$  zu berechnen. Somit ist die Wahrscheinlichkeit, die wahre Verteilung  $f(x)$  nicht komplett mit dem Band, in dessen Zentrum der Schätzer  $\hat{f}(E)$  liegt, einzuschließen, maximal  $\alpha$ . Formell ausgedrückt:

$$P\left(\hat{f}(E) - C(\alpha) \leq f(E) \leq C(\alpha) + \hat{f}(E)\right) \geq 1 - \alpha \quad (4.2)$$

für alle  $E \in [E_{\text{untere Grenze}}, E_{\text{obere Grenze}}]$ .

Für geringe Stichprobengrößen, so wie sie tatsächlich verfügbar sind, sind Approximationsgenauigkeiten von Verteilungen, wie der von  $Z$ , gering. Deshalb sind Methoden, die auch in solchen Fällen verlässliche Resultate liefern, von Interesse. Zu diesen Methoden zählt z. B. die Bootstrapmethode [Efr79]. Diese haben üblicherweise dasselbe asymptotische Verhalten wie auf Grenzverteilungen basierende Methoden, jedoch liefern sie ein besseres Verhalten für endliche Stichprobenumfänge, d. h. sie sind verlässlicher bei der Datenanalyse.

Bootstrap bezeichnet im Allgemeinen Methoden basierend auf wiederholtem Ziehen von Beobachtungen, um Verteilungen statistischer Größen oder deren Charakteristika zu schätzen. Die Idee hierbei ist, aus einem Datensatz der Größe  $N$  viele neue Datensätze mit gleichen Eigenschaften zu erzeugen und diese auf dieselbe Weise zu analysieren. Durch diese wiederholte Durchführung der Analyse lässt sich die statistische Unsicherheit der Analysemethode bestimmen. Eine genaue Erklärung der hier verwendeten Methoden und Algorithmen befindet sich in Abschnitt 4.2.

#### 4.1.3. Anwendbarkeit und Alternativen

Die bisherigen Methoden und Resultate für uniforme Konfidenzbänder sind für inverse Probleme nur gültig, wenn eine Größe geschätzt wird, bei der die Fehler von Bin zu Bin nicht zu stark variieren. Die Energieverteilung der Neutrinos geht jedoch über mehrere Größenordnungen, so dass die absoluten Fehler der stark populierten Bins die der anderen komplett dominieren würden. Betrachtet man den relativen Fehler, ist das Verhalten umgekehrt. Im Kontext der Dichteschätzung beinhaltet die Standardisierung des Grenzwertsatzes die ursprüngliche Dichte  $g$ , siehe Gleichung (3.7). In den Bereichen, in denen die Dichte groß ist, können bessere Aussagen gemacht werden, weil dort mehr Daten verfügbar sind. In den Bereichen, in denen die Wahrscheinlichkeitsdichte jedoch klein

#### 4. Fehlerberechnung mit Bootstrap

---

ist, sind die Bänder breiter. Diese Methode kann nur genutzt werden, wenn die Dichte  $g$  aus Gleichung (3.7) gut genug geschätzt wird.

Aus diesem Grund wird hier eine weitere Methode genutzt, welche die Vorteile der Bänder und der punktwisen Konfidenzintervalle verbindet. In dieser werden punktwise Konfidenzintervalle genutzt, jedoch wird mit der Bonferroni Methode [Dun61] sichergestellt, dass die Wahrscheinlichkeit, die Bänder an mindestens einem Punkt zu verletzen, kleiner als  $\alpha$  ist.

Diese Bonferroni-korrigierten Bänder tendieren dazu, breiter zu sein als normale Konfidenzbänder, dies ist jedoch nur signifikant, wenn die Anzahl an Punkten, an denen die Energie geschätzt wird, groß ist [ES93], d. h.  $E_1, \dots, E_n$  mit  $n \gtrsim 200$ . Die Implementierung nutzt punktwise Intervalle mit dem Niveau  $\alpha' = \alpha/n$ . Dadurch ist das globale Niveau der Konfidenzen von oben durch  $\alpha$  limitiert, solch konstruierte Bonferroni-Bänder sind demnach konservativ. Wie zuvor schon erwähnt, werden die Bonferroni-Bänder mit der Anzahl der Datenpunkte breiter, bei der hier genutzten Anzahl von  $n = 9$  ist die Methode jedoch noch anwendbar.

#### 4.2. Implementierung

Im Folgenden wird der Bootstrapalgorithmus beschrieben, mit dem die Konfidenzintervalle bestimmt werden. Der Datensatz beinhaltet  $N$  Neutrinos und das finale Histogramm hat  $n$  Bins an den Stellen  $E_i$ . Die komplette Bootstrapschleife wird  $M$  mal wiederholt, wobei  $j$  die aktuelle Nummer des Durchgangs darstellt, d. h.  $j = 1, \dots, M$ . Die Größe  $M$  kann unabhängig von den Größen  $N$  und  $n$  gewählt werden.

Für alle in diesem Abschnitt beschriebenen Methoden zur Berechnung eines Konfidenzintervalls verlaufen die Schritte 0 bis 2 immer gleich. Lediglich Schritt 3 unterscheidet die Methoden voneinander.

**Schritt 0:** Datensatz mit  $N$  Ereignissen aufnehmen.

**Schritt 1:** Berechne  $\hat{f}(E)$ , die Entfaltung des Energiespektrums aus den  $N$  gemessenen Ereignissen an den Punkten  $E_1, \dots, E_n$ .

**Schritt 2:** Die folgenden Schritte beinhalten das eigentliche Bootstrapverfahren. Die Punkte (i) bis (iii) werden  $M$  mal wiederholt, wobei  $M$  hinreichend groß gewählt werden sollte.

- (i) Einen Datensatz mit  $N$  Ereignissen generieren, deren Energieverteilung der gemessenen Verteilung  $\hat{f}(E)$  entspricht. Die Anzahl  $N$  ist hier dieselbe wie in Schritt 1.

- (ii) Den erzeugten Datensatz so falten, dass er den Daten aus Schritt 0 entspricht.
- (iii) Diese Daten werden nun entfaltet, um das Energiespektrum  $\hat{f}_j^*(E)$  zu erhalten. Für jedes Energiebin  $E_i$  wird nun die Abweichung  $S_j^i$  zwischen  $\hat{f}(E)$  und  $\hat{f}_j^*(E)$  berechnet

$$S_j^i := |\hat{f}(E_i) - \hat{f}_j^*(E_i)|, \quad (4.3)$$

und die maximale Abweichung für diesen Durchlauf, wie in (4.1) beschrieben,

$$S_j := \max_{E_1, \dots, E_n} S_j^i. \quad (4.4)$$

**Schritt 3:** Aus den in Schritt 2 berechneten Abweichungen  $S_j^i$  und  $S_j$  werden nun die unterschiedlichen Konfidenzen zu dem Niveau  $\alpha$  berechnet.

**Punktweise Konfidenzintervalle für  $E_i$ :** Die  $1 - \alpha$ -Quantile  $q^{(i)}_{1-\alpha}$  aus der Menge  $S_1^i, \dots, S_M^i$  können für jedes  $i$  einzeln bestimmt werden.

- Man sortiere die Abstände  $S_j^i$  der Größe nach:  $S_{(1)}^i \leq S_{(2)}^i \leq \dots \leq S_{(M)}^i$ .
- Die Größe

$$q^{(i)}_{1-\alpha} = \begin{cases} S_{(M \cdot (1-\alpha))}^i & \text{wenn } M \cdot (1 - \alpha) \in \mathbb{N} \\ S_{(\lfloor M \cdot (1-\alpha) \rfloor + 1)}^i & \text{wenn } M \cdot (1 - \alpha) \notin \mathbb{N} \end{cases}$$

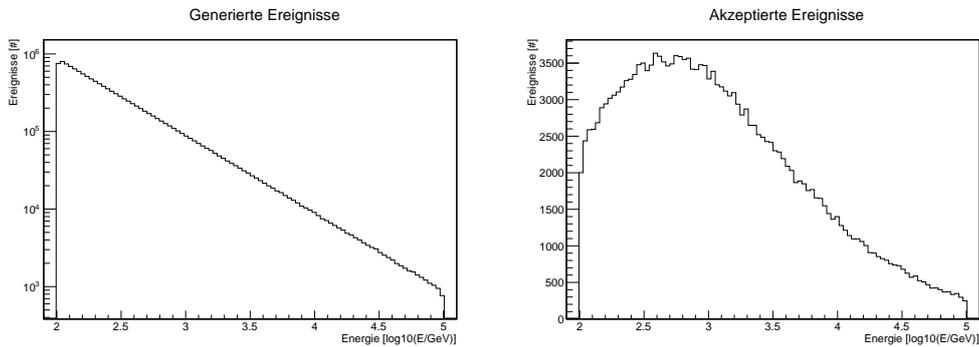
ist der üblicherweise gewählte Schätzer für das  $1 - \alpha$ -Quantil.

Die punktweisen Konfidenzintervalle für das Energiespektrum an den Punkten  $E_i$  sind somit gegeben als  $f(E_i) \mp q^{(i)}_{1-\alpha}$ .

**Gleichmäßige Konfidenzbänder:** Die Berechnung der gleichförmigen Bänder geschieht analog zu den punktweisen Intervallen, jedoch werden die Werte von  $S_j^i$  sortiert. Daraus ergibt sich schließlich das Quantil  $q_{1-\alpha}^u$ , so dass das Konfidenzband als  $f(E_i) \mp q_{1-\alpha}^u$  gegeben ist.

**Bonferroni-korrigierte Konfidenzbänder:** Bei der Bonferronikorrektur werden die Quantile für jeden einzelnen Punkt  $E_i$  bestimmt. Jedoch wird  $\alpha$  durch  $\alpha/n$  ersetzt, wie in Abschnitt 4.1.3 beschrieben. Die Quantile  $q^{(i)}_{1-\alpha/n}$  werden wie zuvor aus der Verteilung  $S_j^i$  berechnet. Das Bonferroniband zu dem Konfidenzlevel  $\alpha$  ist somit gegeben als  $f(E_i) \mp q^{(i)}_{1-\frac{\alpha}{n}}$ .

## 4. Fehlerberechnung mit Bootstrap



**Abbildung 4.1.:** Hier ist die Energieverteilung der Ereignisse zu sehen, die als Signal-Monte-Carlo genutzt werden. Auf der linken Seite sind die  $12 \cdot 10^6$  generierten Ereignisse aufgetragen. Auf der rechten Seite ist der Einfluss der Akzeptanzformel (4.5) zu sehen, es bleiben lediglich 196 724 Ereignisse zur Anwendung übrig.

### 4.3. Test auf Monte-Carlo-Simulationen

Um die Praktikabilität der Methode zu zeigen, wird sie auf Monte-Carlo-Daten angewendet. Die erzeugten Ereignisse folgen einem in der Astroteilchenphysik üblichen Potenzgesetz (Abbildung 4.1) und die Observablen, die von der Energie abhängen, folgen der gleichen Verteilung wie echte Daten, vergleiche Abbildung 4.2 mit [Mil+13]. Die mit dieser Methode berechneten Konfidenzen werden mit denen von TRUEE verglichen. Die Simulation beinhaltet auch eine Akzeptanz, um das Verhalten widerzuspiegeln, dass nicht alle Ereignisse tatsächlich gemessen werden. Die energieabhängige Akzeptanzwahrscheinlichkeit

$$P(E) = \left(1 - \exp\left(\frac{-\log_{10}(E)}{2}\right)\right)^{13} \quad (4.5)$$

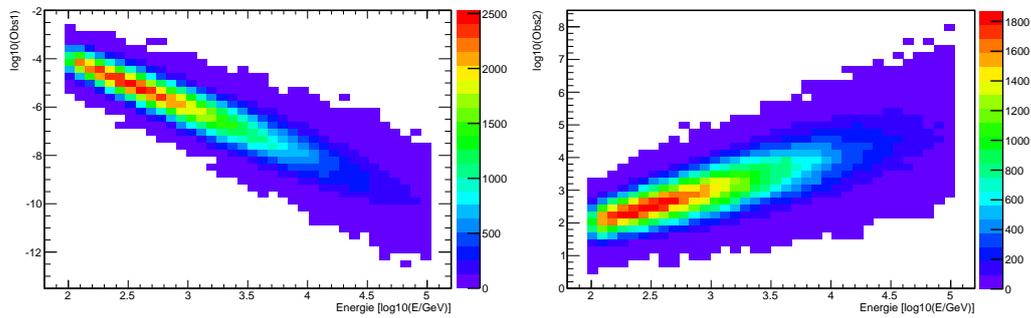
liefert ein Ergebnis wie es von Daten bekannt ist. Ihr Einfluss ist in Abbildung 4.1 zu sehen.

Die Ereignisse wurden mit einer Energieverteilung generiert, die einem Potenzgesetz der Form  $E^{-2}$  folgt. Als Pseudodaten wurden  $3 \cdot 10^6$  Ereignisse simuliert, so dass ca. 50 000 Ereignisse akzeptiert wurden. Für das Monte-Carlo wurden  $12 \cdot 10^6$  Ereignisse simuliert, was in ca. 200 000 akzeptierten Ereignissen resultiert. Die Ereignisse wurden alle in einem Energiebereich von  $10^2$  GeV bis  $10^5$  GeV erzeugt.

#### 4.3.1. Anwendung der Methode

Zunächst werden die Bonferroni-Bänder wie zuvor beschrieben berechnet und mit den Fehlern aus TRUEE verglichen. Dafür werden in  $M = 1000$  Wiederho-

### 4.3. Test auf Monte-Carlo-Simulationen



**Abbildung 4.2.:** Diese Abbildung zeigt die Abhängigkeit der beiden generierten Observablen von der Energie. Der Verlauf ist ähnlich dem in echten Daten (siehe [Mil+13]).

Binnummer	$E[\log_{10}(\text{GeV})]$
Bin 1	2,00 - 2,33
Bin 2	2,33 - 2,67
Bin 3	2,67 - 3,00
Bin 4	3,00 - 3,33
Bin 5	3,33 - 3,67
Bin 6	3,67 - 3,00
Bin 7	3,00 - 3,33
Bin 8	3,33 - 4,67
Bin 9	4,47 - 5,00

**Tabelle 4.1.:** Tabelle der Bingrenzen, die für den Test der Methode genutzt wurden

lungen 50 000 Ereignisse jeweils neu generiert und entfaltet. Dieses Ergebnis ist im folgenden Abschnitt Bootstrap zu sehen.

Als zweiter Test werden, anstatt die gemessene Verteilung neu zu generieren, aus den in Schritt 0 erhaltenen Daten  $N$  Ereignisse mit Zurücklegen gezogen. Danach wird der neu gezogene Datensatz entfaltet und die Abweichungen werden bestimmt. Dieser Prozess wird ebenfalls  $M = 1000$  mal wiederholt. Auf diese Weise kann ein Fehler auch dann abgeschätzt werden, wenn die Erstellung von Monte-Carlo-Simulationen zu zeitintensiv ist.

Die Wahl des Binnings ist in Tabelle 4.1 gezeigt. Diese ist für beide Anwendungstests identisch.

#### 4. Fehlerberechnung mit Bootstrap

---

##### Bootstrap

Wie zuvor beschrieben werden für diesen Anwendungstest ca. 50 000 Ereignisse in einem Energiebereich von  $10^2$  GeV bis  $10^5$  GeV 1000 mal neu generiert, entfaltet und die Abweichungen zur ursprünglichen Entfaltung berechnet.

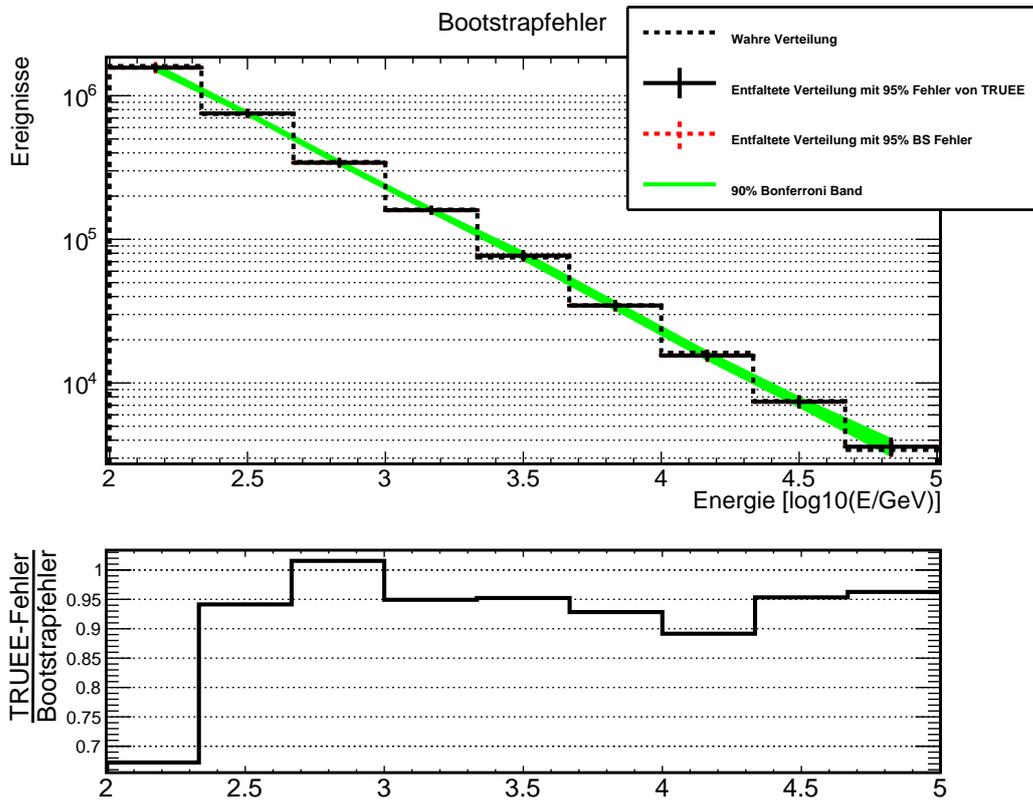
Abbildung 4.3 zeigt die Ergebnisse der Fehlerabschätzung. Die schwarz gestrichelte Linie zeigt die wahre Verteilung der Ereignisse, die in Schritt 1 entfaltet wurden. Die schwarze Linie zeigt das Entfaltungsergebnis mit den von TRUEE berechneten Fehlern, die auf ein Signifikanzniveau von  $\alpha = 0,05$  skaliert wurden. Die punktweise berechneten Konfidenzintervalle für das Niveau von  $\alpha = 0,05$  sind gestrichelt in Rot dargestellt. Da der Unterschied zwischen den beiden sehr klein ist, sind die Unterschiede in dem Plot kaum zu erkennen. Um die gute Übereinstimmung deutlich zu machen, ist in dem unteren Teil der Quotient der beiden punktweisen Konfidenzintervalle aufgetragen. Als grünes Band ist ein Bonferroni-korrigiertes Konfidenzband mit dem Signifikanzniveau  $\alpha = 0,1$  gezeigt. Tabelle 4.2 zeigt alle Werte dieser Abbildung.

Die abgeschätzten punktweisen Konfidenzintervalle stimmen gut mit denen aus TRUEE überein. Einzig im ersten Bin sind die Intervalle aus unserer Methode 49 % größer. Erfahrungsgemäß unterschätzt TRUEE den Fehler im ersten Bin häufig. Dies hat die langjährige Anwendung auf unterschiedlichsten Daten gezeigt. Ein Grund dafür ist die zu kleineren Energien abfallende Akzeptanz. Durch die Korrektur werden leichte Abweichungen vergrößert, dies scheint bei TRUEE nicht mit berücksichtigt zu sein.

Das mit der Bonferronimethode korrigierte Band ist trotz des kleineren Signifikanzniveaus breiter. Dies liegt an der zuvor schon beschriebenen Tatsache, dass hier die Wahrscheinlichkeit für die Verletzung des gesamten Bandes und nicht nur der einzelnen Punkte berechnet wird. Daher ist ein direkter Vergleich der Zahlen nicht möglich. Möchte man den Verlauf eines ganzen Spektrums und nicht nur der einzelnen Punkte testen, so ist die Bonferronikorrektur eine gute Methode.

##### Ziehen mit Zurücklegen

Für diesen Anwendungstest wurden nur einmal Ereignisse generiert, welche als Daten dienen. Im Fall der Anwendung auf Daten bedeutet das, dass kein Monte-Carlo-Datensatz erzeugt werden muss, um den Fehler abzuschätzen. Aus den  $N \approx 50\,000$  Ereignissen wird für jeden der  $M = 1000$  Durchläufe ein neuer Datensatz erzeugt, indem  $N$  Ereignisse mit Zurücklegen gezogen werden. Dadurch erhält man unterschiedliche Datensätze aus der gleichen Grundverteilung, ohne diese simulieren zu müssen.



**Abbildung 4.3.:** Die Abbildung zeigt die Ergebnisse der Entfaltung von ca. 50 000 Monte-Carlo-Ereignissen mit unterschiedlichen Fehlerabschätzungen. Die gestrichelte Linie stellt die wahre Verteilung dar, welche von dem Entfaltungsergebnis in Schwarz sehr gut getroffen wird. Die Fehlerbalken der Ergebnisse von TRUEE sind auf das Signifikanzniveau von  $\alpha = 0,05$  skaliert. In gestricheltem Rot sind die punktweise per Bootstrap berechneten Fehler eingetragen. Diese unterscheiden sich kaum, weshalb im unteren Teil der Abbildung der Quotient aus den beiden punktuellen Konfidenzintervallen aufgetragen ist. In Grün ist ein Bonferroni Band mit  $\alpha = 0,1$  eingezeichnet.

#### 4. Fehlerberechnung mit Bootstrap

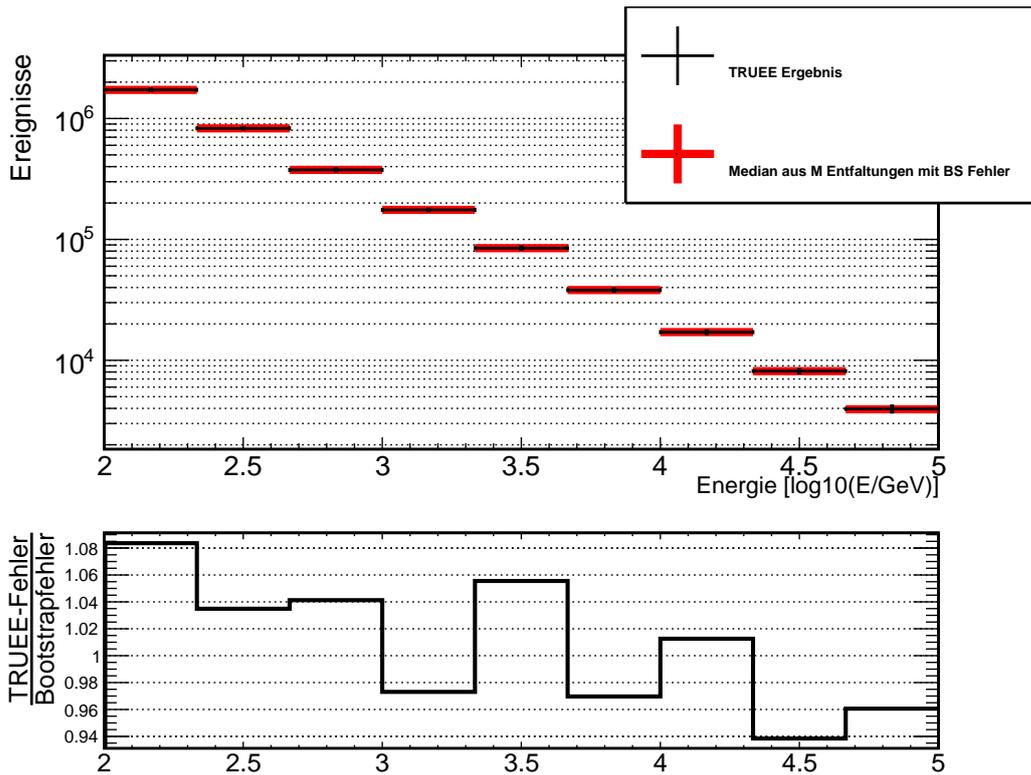
Bin	Wahrheit	TRUEE		punktweise	Bonferroni
		Ergebnis	95% Intervall	95% Intervall	90% Intervall
1	1 609 925	1 568 551	62 651	93 179	113 271
2	746 239	753 440	29 658	31 504	37 095
3	346 003	341 591	15 760	15 519	18 897
4	161 162	159 515	6391	6732	8480
5	74 781	76 981	4484	4709	6199
6	34 717	34 615	1968	2120	2863
7	16 258	15 535	962	1079	1321
8	7496	7403	541	568	705
9	3419	3599	427	444	554

**Tabelle 4.2.:** Die Tabelle zeigt die gute Übereinstimmung von sowohl der wahren Verteilung und des Entfaltungsergebnisses als auch von den auf unterschiedliche Weise berechneten punktweisen Konfidenzintervallen. Die Diskrepanz der Fehler im ersten Bin wird im Text genauer erörtert. Die Tatsache, dass die Werte des Bonferroni-Bandes größer sind, liegt in der Methode an sich begründet, wie zuvor erläutert.

Diese  $M$  Datensätze werden nun, wie zuvor auch, unabhängig von einander entfaltet. Aus den  $M$  Ergebnissen werden abermals die Abstände  $S_j^i$  berechnet, um die Quantile  $q(i)$  zu bestimmen. Des Weiteren wurde auch der Median der Entfaltungen gebildet, um zu zeigen, dass sich die Verteilung nicht ändert.

Die Ergebnisse sind in Abbildung 4.4 dargestellt. Die Entfaltung der ursprünglichen Daten ist in Schwarz abgebildet. In Rot sind die Mediane der  $M$  Entfaltungen mit den punktweisen Konfidenzintervallen zu dem Niveau  $\alpha = 0,32$  gezeigt. Die gute Übereinstimmung auch in nicht logarithmischer Darstellung ist in Tabelle 4.3 zu sehen.

Die gute Übereinstimmung mit den in TRUEE berechneten Konfidenzintervallen zeigt, dass es auch durch die wiederholte Anwendung der Entfaltung möglich ist, gleich gute Fehlerabschätzungen zu erhalten. Somit können für eine beliebige Methode zur Lösung inverser Probleme Konfidenzintervalle bestimmt werden, welche dem Qualitätsniveau derer von TRUEE berechneten entspricht.



**Abbildung 4.4.:** Die Abbildung zeigt das Ergebnis der ursprünglichen Entfaltung in Schwarz. Das Ergebnis aus der Methode mit Ziehen und Zurücklegen ist in Rot dargestellt. Im unteren Plot ist die gute Übereinstimmung der unterschiedlichen Fehler zu erkennen. Die Werte dieser Histogramme in Tabelle 4.3 zeigen, dass die gute Übereinstimmung nicht an der logarithmischen Darstellung liegt.

#### 4. Fehlerberechnung mit Bootstrap

---

Bin	TRUEE		Ziehen mit Zurücklegen	
	Ergebnis	1 $\sigma$ Intervall	Median	1 $\sigma$ BS Intervall
1	1 725 407	35 162	1 755 927	32 448
2	828 784	16 645	842 400	16 084
3	375 750	8845	382 402	8495
4	175 466	3587	178 458	3686
5	84 679	2517	85 883	2384
6	38 077	1105	38 686	1139
7	17 089	540	17 420	533
8	8143	304	8274	324
9	3959	240	4005	249

**Tabelle 4.3.:** Es liegt eine hervorragende Übereinstimmung der Ergebnisse aus TRUEE und der durch Ziehen mit Zurücklegen bestimmten Werte vor. Somit können mit dieser Methode für beliebige Lösungsprogramme von inversen Problemen Konfidenzen mit vergleichbarer Qualität wie sie TRUEE berechnet abgeschätzt werden.

## 5. Analyse

Für das Stacking der in Abschnitt 2.3 beschriebenen Quellkataloge wurde die gleiche Software genutzt wie für die gewöhnliche Stackinganalyse in IceCube. Um jedoch eine Beeinflussung der Entfaltung weitgehend auszuschließen, wird das Stacking ohne eine energieabhängige Variable durchgeführt. Die Analyse wurde bereits auf der ICRC 2013 in Rio vorgestellt und ist in den Proceedings veröffentlicht [TC13].

### 5.1. Selektion der Ereignisse

Bevor mit der Analyse begonnen werden kann, muss zunächst der Untergrund aus atmosphärischen Myonen und fehlrekonstruierten Ereignissen aus den Daten entfernt werden. Dazu gibt es einen gemeinsamen Datensatz der Punktquellen-Analysegruppe in IceCube [THE13]. Zur Trennung von Daten und Untergrund wurden zwei verschiedene Boosted Decision Trees (BDTs) kombiniert. Der erste wurde für ein  $E^{-2}$  Spektrum optimiert, während der andere für ein  $E^{-2,7}$  Spektrum optimiert wurde. Der finale Datensatz beinhaltet 43 339 Neutrinoereignisse und hat eine 4,7 %ige Verunreinigung durch Myonen, welche anhand von Monte-Carlo Studien abgeschätzt wurden. Die erzielten Resultate werden in Tabelle 5.2 mit den bis dahin üblichen Schnitten verglichen.

	BDT	Schnitte
$E^2$ Effizienz (zu L3 up-going)	58,4 %	48,0 %
Atm. $\nu$ Effizienz (zu L3 up-going)	27,8 %	20,3 %
Myonverunreinigung	4,7 %	4,5 %
Datenrate [ $s^{-1}$ ]	$1,4 \cdot 10^{-3}$	$1,1 \cdot 10^{-3}$
Atm. $\nu$ rate [ $s^{-1}$ ]	$1,5 \cdot 10^{-3}$	$1,1 \cdot 10^{-3}$

**Tabelle 5.1.:** Angaben zur Qualität des IC59 Punktquellen Datensatzes.

Um eine Verteilung entfalten zu können, wird eine gewisse Anzahl an Ereignissen benötigt. Dies gilt auch für die hier angestrebte Entfaltung des Energiespektrums. Diese Anzahl ist abhängig von der Größe des gewählten Energiebereichs, der Größe der Bins in diesem Bereich und der allgemeinen Energieauflö-

## 5. Analyse

---

sung des Detektors. Tests zeigten, dass für den IceCube-Detektor eine Mindestanzahl von 1000 Ereignissen benötigt wird, da Entfaltungen mit weniger Ereignissen deutlich schlechtere Ergebnisse lieferte. Die tatsächlich gewählte Breite der Bins liegt im Bereich der Energieauflösung des Detektors. Die Anzahl der Bins und somit der ganze Energiebereich wurde so gewählt, dass auch in den letzten Bins noch Ereignisse vorhanden sind.

Aus diesem Grund werden die 1000 Ereignisse zur Entfaltung genutzt, denen vom Stackingalgorithmus die höchsten  $S/B$ -Werte zugewiesen wurden. Um Daten, Monte-Carlo und Untergrund gleich zu behandeln, muss für jeden Katalog ein  $S/B$ -Wert bestimmt werden, der minimal erlaubt ist, um die gewünschte Anzahl Ereignisse zu erhalten. Dazu wurden 2000 verschiedene Untergrunddatensätze generiert, für die jeweils dieser  $S/B$ -Wert ermittelt wird. Aus diesen 2000  $S/B$ -Werten wurde der Median, als robuster Schätzer, genommen, um ihn sowohl für die Daten als auch Monte-Carlo zu verwenden.

Katalog	$S/B$ -Wert	Ereignisse	
		in Monte-Carlo	in Daten
Milagro 17	7,34	5228	937
Supernova Überreste	0,06	4126	1002
Starburst Galaxien	14,22	5762	1006
Wolfrayet Binärsterne	0,33	5700	934

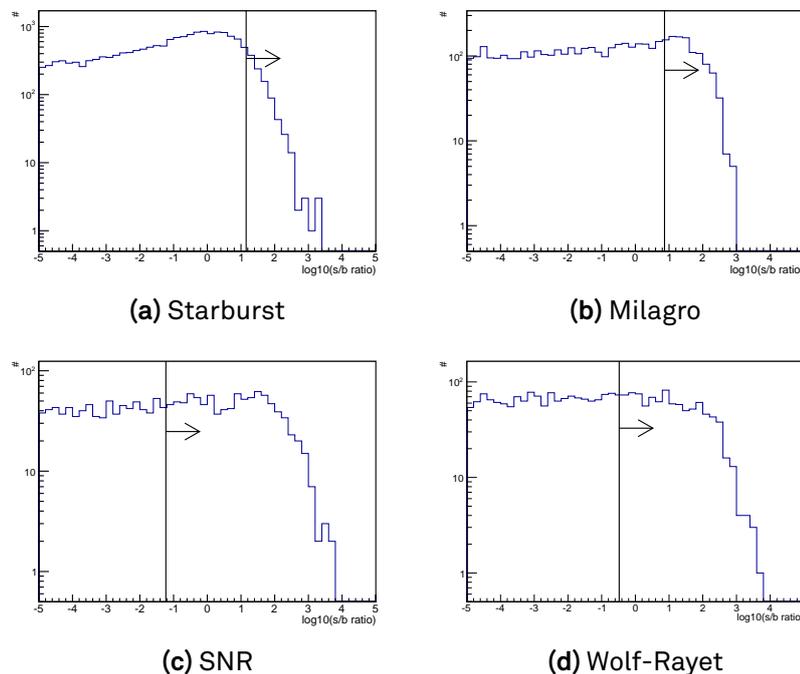
**Tabelle 5.2.:** Werte für den per Median über 2000 Untergrund Datensätze ermittelte  $S/B$ -Werte und die daraus resultierenden Ereigniszahlen in Daten und Monte-Carlo.

### 5.2. Entfaltung

Zunächst müssen für die Entfaltungen Observablen ausgewählt werden, welche von der Energie abhängen. Danach muss für jeden Katalog eine passende Parameterkombination gefunden werden, bevor aus dem Entfaltungsergebnis die Sensitivitäten berechnet werden können.

#### 5.2.1. Wahl der Variablen

Für die Entfaltung der Energie können bis zu drei Observablen genutzt werden, die von der Energie abhängig sein sollten. Um aus der Vielzahl der zur Verfügung stehenden Observablen drei geeignete zu wählen, wurde der Maximum Relevance Minimum Redundancy (MRMR) Algorithmus genutzt [DP05; PLD05]. Dieser Algorithmus sortiert Observablen nach ihrer Abhängigkeit zur Zielvariablen,



**Abbildung 5.1.:** Die Abbildungen zeigen für jeden Katalog eine Verteilung der  $s/B$ -Werte. Eingezeichnet ist der Wert, an dem geschnitten wird, um 1000 Ereignisse zu erhalten. Der SNR-Katalog benötigt einen sehr kleinen Wert zum Schneiden. Dies liegt an der geringen Anzahl an Quellen in diesem Katalog.

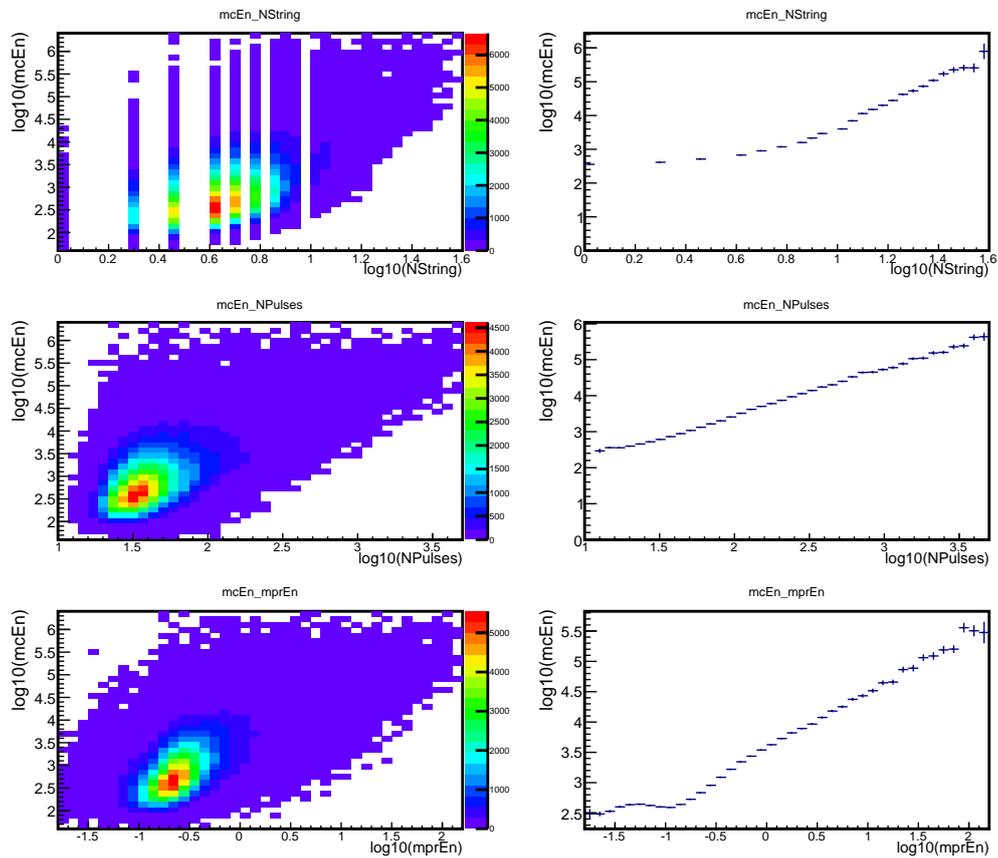
in diesem Fall Energie, und ihrer Unabhängigkeit untereinander. Dadurch sollen möglichst wenig redundante Observablen gewählt werden. Der MRMR Algorithmus wurde mit Hilfe von RapidMiner [Mie+06] auf die Daten angewendet.

Dabei kommt es vor, dass aufgrund der hohen Unabhängigkeit untereinander Observablen mit schwacher oder sogar keiner Abhängigkeit zur Zielvariablen gewählt werden. Um dies zu verhindern, wurde ein vorheriger Schnitt auf die Pearson-Korrelation angewendet, der gewährleistet, dass nur Observablen mit einer Korrelation von  $|\rho| > 0,7$  gewählt werden. Da die Abhängigkeiten von der Energie in verschiedenen Energiebereichen unterschiedlich sind, wurden die 10 besten von MRMR bewerteten Observablen analysiert und jene ausgewählt, die eine möglichst gleichmäßige Abhängigkeit über den gesamten Energiebereich aufzeigten.

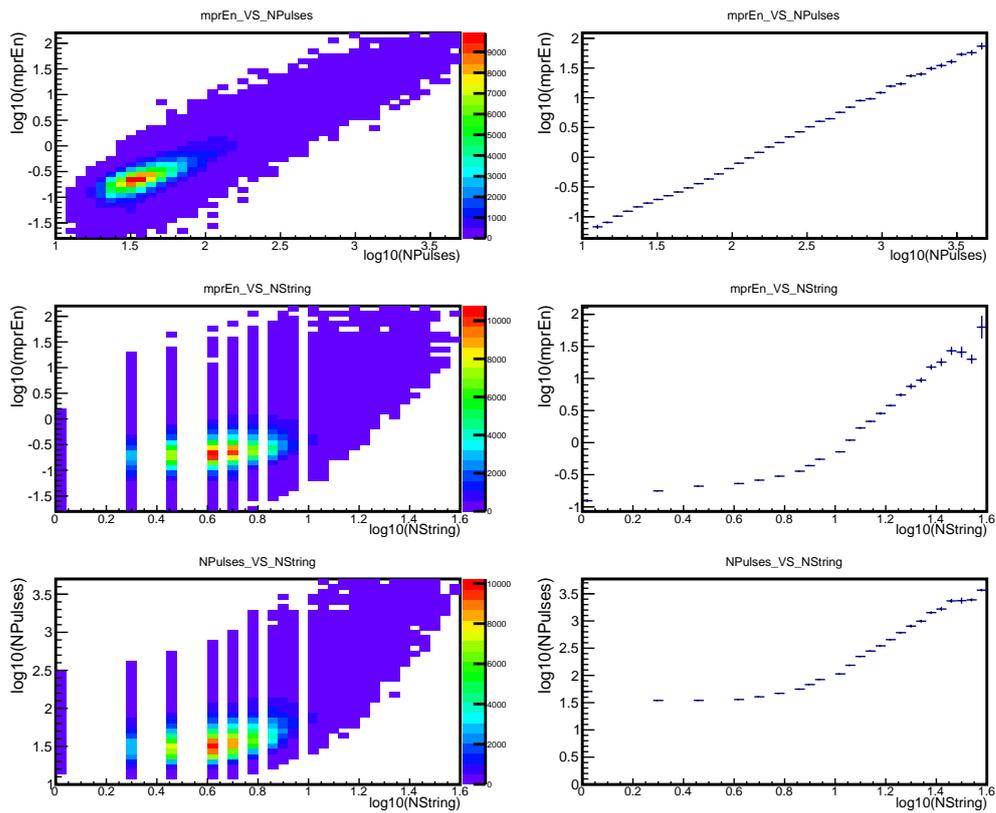
Die drei gewählten Attribute sind **MPEFitPhotorecEnergy\_dE/dx** (mprEn), eine Rekonstruktion des Energieverlusts pro Strecke; **NPulses**, die Anzahl der Pulse, die während eines Ereignisses aufgenommen wurden und **NString**, die

## 5. Analyse

Anzahl der getroffenen Strings des Detektors. Abbildung 5.2 zeigt die Abhängigkeit dieser drei Observablen von der Energie, Abbildung 5.3 zeigt die Abhängigkeiten untereinander.



**Abbildung 5.2.:** Diese Abbildung zeigt die Abhängigkeiten der gewählten Observablen von der Energie. Auf der rechten Seite sind die jeweiligen Profilplots zu sehen. Ideal wäre eine Eineindeutigkeit, dies ist jedoch nicht gegeben. Ein linearer Anstieg in den Profilplots, wie auch hier zu sehen, ist das Beste, was mit dem Detektor zu erreichen ist.



**Abbildung 5.3.:** Diese Abbildung zeigt die Abhängigkeiten der gewählten Observablen untereinander. Abhängigkeiten unter den Variablen lassen sich nicht komplett vermeiden. Die Verteilungen in Verbindung mit NString sind zumindest für kleine Anzahlen von NString flach. Auf der rechten Seite sind die jeweiligen Profilplots zu sehen.

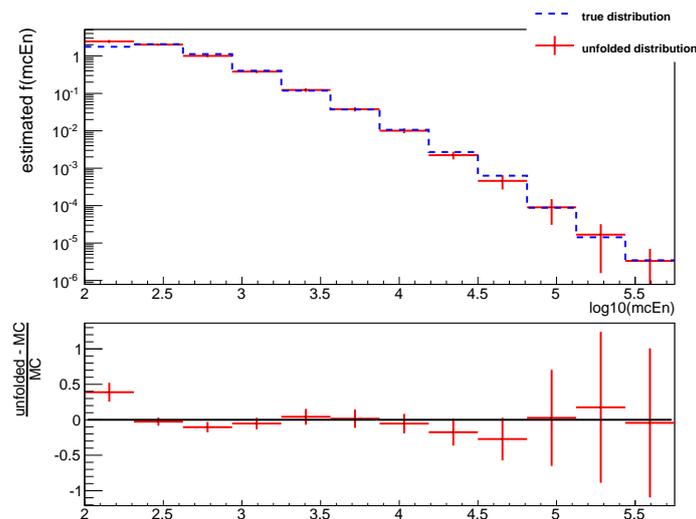
## 5. Analyse

### 5.2.2. Wahl der Entfaltungsparemeter

Die Wahl der Entfaltungsparemeter ergibt sich aus den Ergebnissen der Kontrollmechanismen von TRUÉE, welche in Abschnitt 3.2 beschrieben sind. Dieses Kapitel zeigt nur die wichtigsten Plots aus diesen Mechanismen, die übrigen Abbildungen finden sich in Anhang A.

#### Starburst

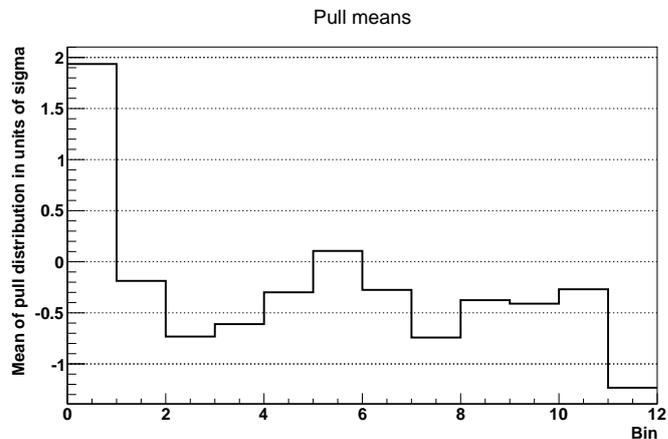
Abbildung 5.4 zeigt eine Testentfaltung von Monte-Carlo-Daten. Im unteren Teil ist die sehr gute Übereinstimmung der Monte-Carlo-Wahrheit mit den entfalten Ergebnissen zu sehen. Allein im ersten und dritten Bin schließt der Fehlerbalken der Entfaltung die Monte-Carlo-Wahrheit nicht mit ein. Es ist bei einer Anzahl von 12 Bins zu erwarten, dass nicht alle Ergebnisse innerhalb von  $1\sigma$  liegen.



**Abbildung 5.4.:** Im oberen Teil ist das Ergebnis einer Testentfaltung für den Starburstkatalog gezeigt. Auf der y-Achse ist die Anzahl der entfalten Ereignisse pro Binbreite aufgetragen, während auf der x-Achse der Zehnerlogarithmus der Monte-Carlo-Energie aufgetragen ist. Im unteren Teil ist die Differenz der Wahrheit und des entfalten Ergebnisses normiert auf die Wahrheit dargestellt.

Der Pullmode zeigt systematische Abweichungen von mehr als  $1\sigma$  im ersten und letzten Bin (siehe Abbildung 5.5). Dies wird im weiteren Verlauf der Analyse berücksichtigt, indem für die schlussendliche Berechnung nicht der gemessene Wert  $N$ , sondern der Wert  $N \pm \sigma$  verwendet wird, je nachdem ob systematisch

über- oder unterschätzt wird. Für die Entfaltung wurden 4 Freiheitsgrade und 12 Knoten gewählt.



**Abbildung 5.5.:** Mittelwerte aus dem Pullmode von TRUEE für den Starburstkatalog. Im ersten und letzten Bin ist die systematische Abweichung größer als  $1\sigma$ , deshalb wird zur weiteren Berechnung der Limits für den ersten Bin  $N - \sigma$  und für den letzten Bin  $N + \sigma$  verwendet.

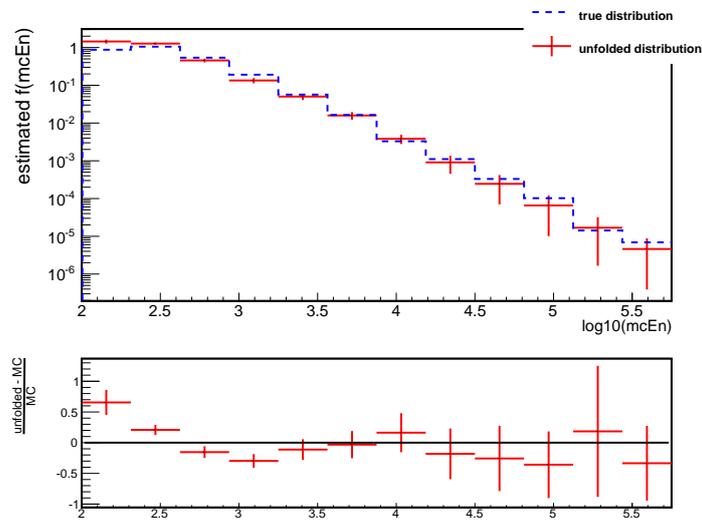
### Milagro

Abbildung 5.6 zeigt eine Testentfaltung des Milagrokatalogs für die gewählten Parameter von 4 Freiheitsgraden und 10 Knoten. Die Übereinstimmung ist sowohl beim Test als auch beim Pullmode nicht mehr so gut wie beim Starburst Katalog, jedoch sind die für die Sensitivität wichtigeren Hochenergiebins gut rekonstruiert.

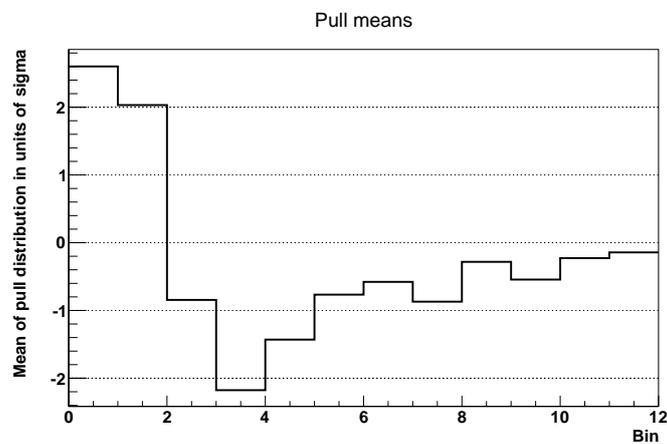
Die schlechtere Qualität der Entfaltung resultiert aus der Form des Detektors. Da die galaktischen Quellen vorwiegend bei flachen Zenitwinkeln liegen, fehlen durch die Anisotropie des Detektors Informationen für einige Ereignisse.

Der Pullmode zeigt für vier der Bins eine Abweichung von mehr als  $1\sigma$ , auch diese werden für die folgenden Berechnungen korrigiert. Da die Abweichung zusätzlich noch in den niedrigen Energien auftaucht, spielt sie für die Berechnung eines Limits für ein einfaches Potenzgesetz nur eine untergeordnete Rolle.

## 5. Analyse



**Abbildung 5.6.:** Im oberen Teil ist das Ergebnis einer Testentfaltung für den Milagro-katalog gezeigt. Auf der y-Achse ist die Anzahl der entfalteten Ereignisse pro Binbreite aufgetragen, während auf der x-Achse der Zehnerlogarithmus der Monte-Carlo-Energie aufgetragen ist. Im unteren Teil ist die Differenz der Wahrheit und des entfalteten Ergebnisses normiert auf die Wahrheit dargestellt.

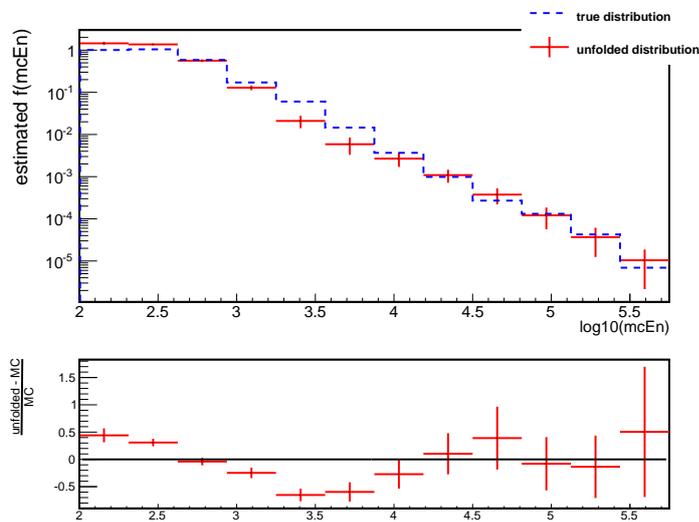


**Abbildung 5.7.:** Mittelwerte aus dem Pullmode von TRUEE für den Milagro-katalog. Vier der 12 Bins zeigen größere Abweichungen. Diese werden für die weitere Berechnung ebenfalls korrigiert.

## Supernova Überreste nahe Molekülwolken

Passende Parameter für diesen Katalog zu finden, erwies sich als hochgradig nichttrivial. Die Quellen liegen in diesem Katalog bei noch niedrigeren Zenitwinkeln als die Milagroquellen. Dadurch gehen bei noch mehr Ereignissen Informationen im noch nicht vollständigen Detektor verloren. Das beste Ergebnis wurde bei vier Freiheitsgrade und 11 Knoten erzielt.

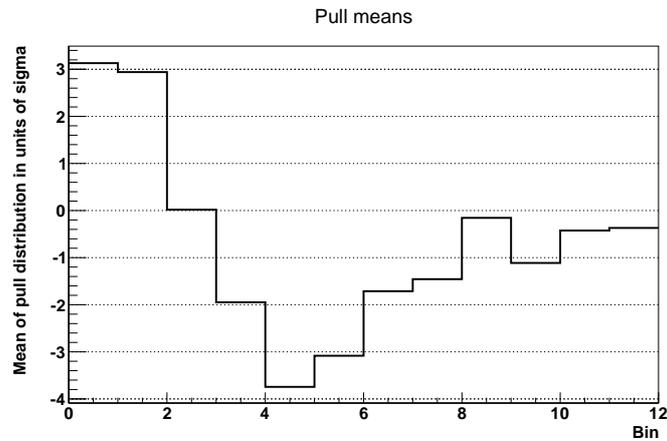
Wie bereits in Abbildung 5.8 zu sehen ist, deutet sich eine größere Abweichung von wahren Wert und entfaltetem Ergebnis an. Der Pullmode bestätigt dies und zeigt systematische Abweichung in mehreren Bins. Wieder sind jedoch die Hochenergiebins nicht betroffen. Somit ist eine weitere Auswertung mit der Korrektur auch hier bereits möglich.



**Abbildung 5.8.:** Im oberen Teil ist das Ergebnis einer Testentfaltung für den SNR-Katalog gezeigt. Auf der y-Achse ist die Anzahl der entfalteten Ereignisse pro Binbreite aufgetragen, während auf der x-Achse der Zehnerlogarithmus der Monte-Carlo-Energie aufgetragen ist. Im unteren Teil ist die Differenz der Wahrheit und des entfalteten Ergebnisses normiert auf die Wahrheit dargestellt.

## 5. Analyse

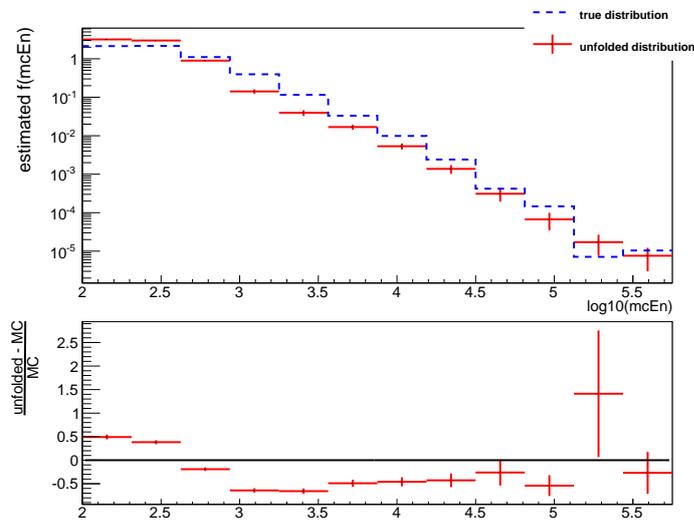
---



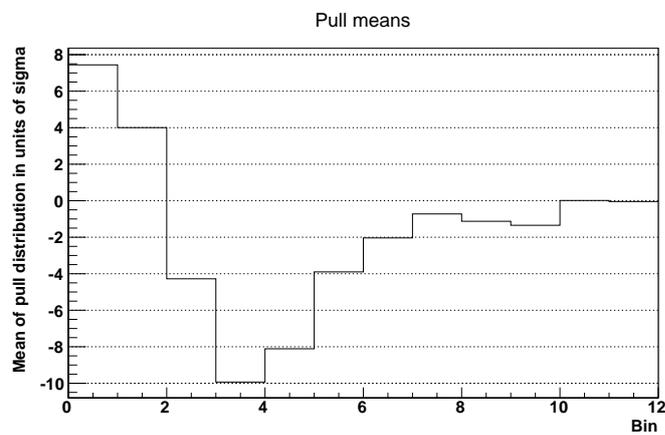
**Abbildung 5.9.:** Mittelwerte aus dem Pullmode von TRUEE für den SNR-Katalog. Die Bins mit Abweichungen werden für die weitere Berechnung ebenfalls korrigiert.

### Wolf-Rayet-Sternsysteme

Für den Katalog der Wolf-Rayet-Sternsysteme konnten keine Parameter gefunden werden, um eine zufriedenstellende Entfaltung zu garantieren. Die meisten der Quellen liegen am Südhimmel und konnten deshalb nicht betrachtet werden. Die übrigen Quellen liegen so, dass Ereignisse vermehrt durch den noch nicht fertig gestellten Teil des Detektors gehen. Somit geht Information verloren, welche für die Entfaltung nötig wäre. Sowohl im Testmode als auch im Pullmode sieht man eine sehr große Abweichung zwischen der tatsächlichen Energie und der entfalteten Energie.



**Abbildung 5.10.:** Im oberen Teil ist das Ergebnis einer Testentfaltung für den WR-Katalog gezeigt. Auf der y-Achse ist die Anzahl der entfaltenen Ereignisse pro Binbreite aufgetragen, während auf der x-Achse der Zehnerlogarithmus der Monte-Carlo-Energie aufgetragen ist. Im unteren Teil ist die Differenz der Wahrheit und des entfaltenen Ergebnisses normiert auf die Wahrheit dargestellt.

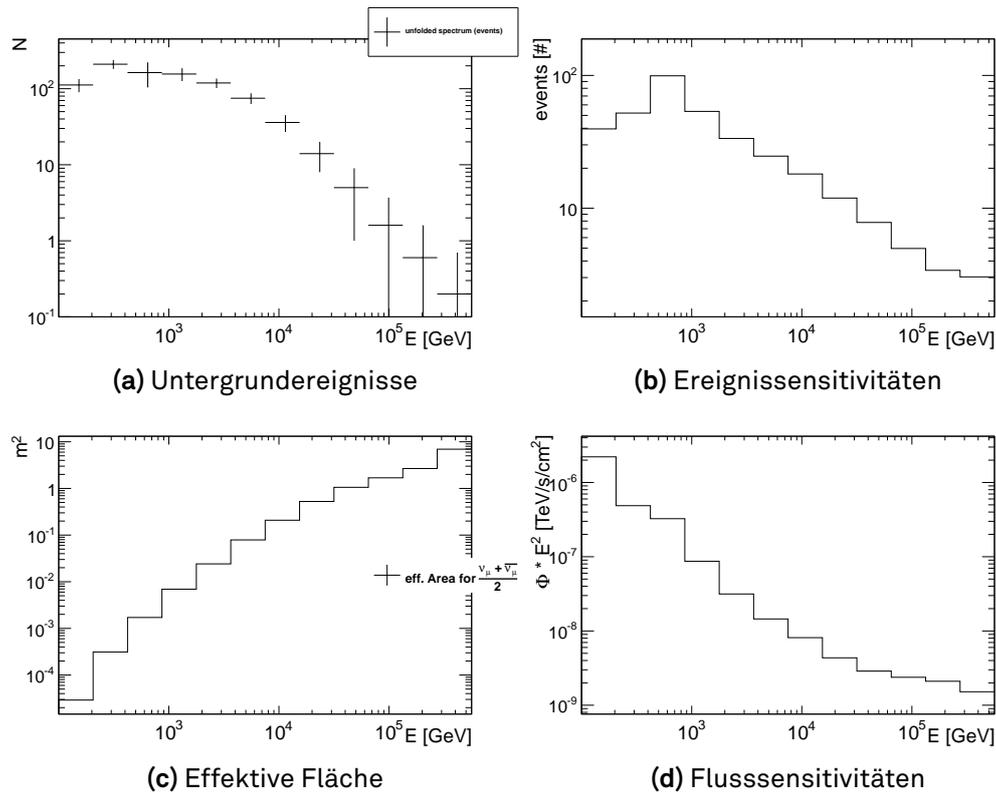


**Abbildung 5.11.:** Mittelwerte aus dem Pullmode von TRUEE für den WR-Katalog. Die Bins mit Abweichungen werden für die weitere Berechnung ebenfalls korrigiert.

## 5. Analyse

### 5.3. Sensitivitäten

Als Sensitivität wird im Folgenden das Ergebnis einer reinen Untergrundmessung bezeichnet. Um den erwarteten Untergrund zu bestimmen, wurde der Azimutwinkel für jedes Ereignis im Datensatz gewürfelt, um eine Gleichverteilung zu erhalten. Da im Azimut eine Gleichverteilung der Untergrundereignisse erwartet wird, ist somit sichergestellt, dass kein Signal, d.h. eine Häufung von Ereignissen von einem ausgezeichneten Ort in den Daten verbleibt.

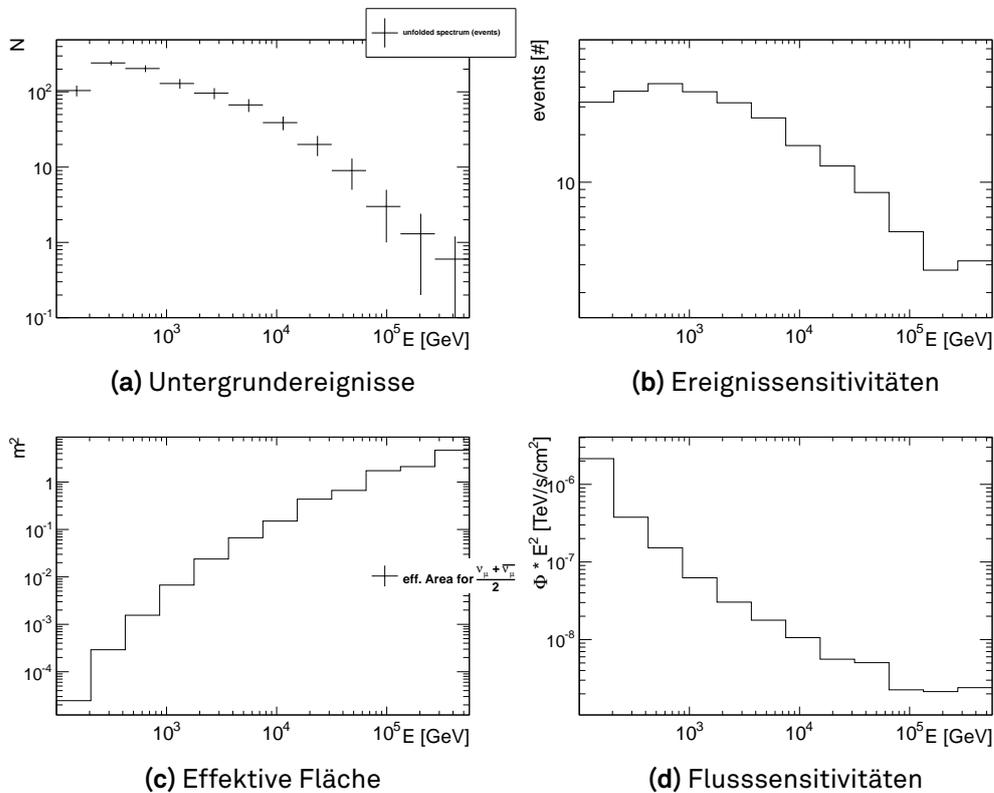


**Abbildung 5.12.:** Ergebnisse aus der Untergrundanalyse des Starburstkatalogs. **(a)** zeigt das Ergebnis der Untergrundstudie. In **(b)** sind die daraus resultierenden Ereignissensitivitäten zum 90 % Niveau berechnet. Mit der effektiven Fläche **(c)** wurde daraus die Sensitivität auf einen Fluss berechnet **(d)**.

Der so erhaltene neue Datensatz wurde daraufhin wie die echten Daten entfaltet. Auf diese Weise erhält man eine Untergrundabschätzung für jedes Energiebin. Um einen robusten Wert zu erhalten, wurde dieser Prozess 2000 mal wiederholt. Dies ist eine in IceCube übliche Anzahl an randomisierten Datensätzen. Sollte sich im späteren Verlauf zeigen, dass es größere Abweichungen

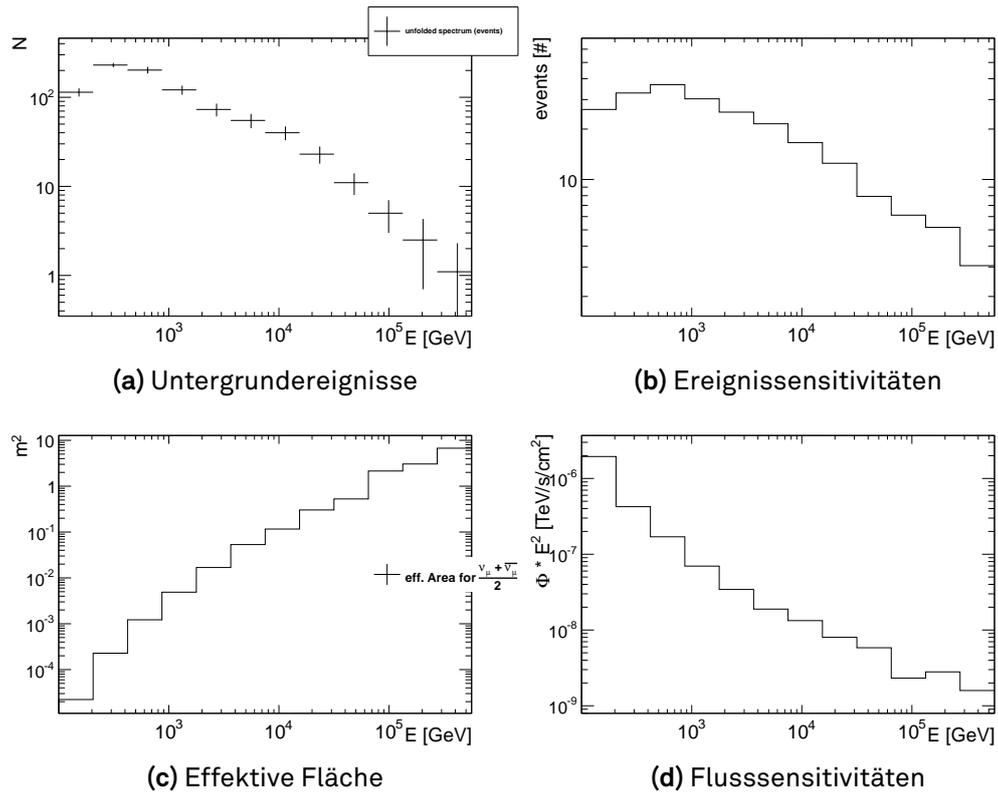
zu der gefundenen Untergrundverteilung gibt, so werden mehr randomisierte Datensätze erzeugt, um auch Abweichungen von  $5\sigma$  zu berücksichtigen. In die Verteilung dieser Bininhalte wurde eine Gaußfunktion gefittet. Der Mittelwert dieser Gaußfunktion wurde als erwarteter Untergrund genutzt und das  $\sigma$  als dessen Fehler. Abbildung 3.5 zeigt eine dieser Verteilungen samt Fit.

Nutzt man nun den erwarteten Untergrund als Signal so wie als Untergrund in der in Abschnitt 3.3 beschriebenen Methode, so erhält man eine Sensitivität zu dem gewünschten Signifikanzniveau für Ereignisse in jedem Bin. Als Signifikanzniveau wurde 90 % gewählt. Diese Ereignisse müssen mit der effektiven Fläche und der Zeit, die der Detektor gemessen hat, in einen Fluss umgerechnet werden. Die Ergebnisse dieser Untergrunduntersuchung sowie die Zwischenergebnisse bis hin zur Sensitivität sind in den Abbildungen 5.12-5.14 gezeigt.



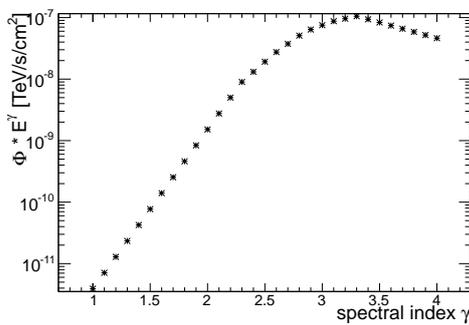
**Abbildung 5.13.:** Ergebnisse aus der Untergrundanalyse des Milagrokatalogs. (a) zeigt das Ergebnis der Untergrundstudie. In (b) sind die daraus resultierenden Ereignissensitivitäten zum 90 % Niveau berechnet. Mit der effektiven Fläche (c) wurde daraus die Sensitivität auf einen Fluss berechnet (d).

## 5. Analyse

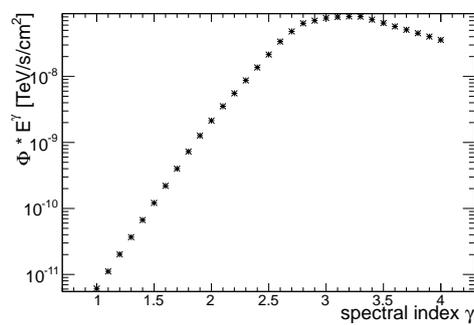


**Abbildung 5.14.:** Ergebnisse aus der Untergrundanalyse des SNR-Katalogs. (a) zeigt das Ergebnis der Untergrundstudie. In (b) sind die daraus resultierenden Ereignissensitivitäten zum 90 % Niveau berechnet. Mit der effektiven Fläche (c) wurde daraus die Sensitivität auf einen Fluss berechnet (d).

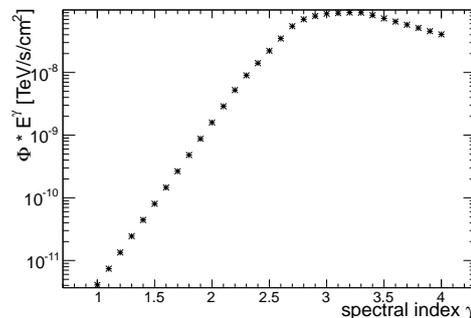
Viele vorhergesagte Neutrinflüsse folgen einem ungebrochenem Potenzgesetz in der Form  $\Phi = \Phi_0 \cdot E^{-\gamma}$ . Aus den hier erhaltenen modellunabhängigen Sensitivitäten lassen sich leicht die Sensitivitäten für unterschiedliche spektrale Indizes  $\gamma$  für ein solches Potenzgesetz errechnen. Diese sind in den Abbildungen 5.15a-5.15c aufgetragen. Diese Sensitivitäten sind für eine Wichtung mit  $E^\gamma$  jeweils der Wert des niedrigsten Bins der modellunabhängigen Sensitivitäten. Für flache Verläufe des hypothetischen Flusses ist das letzte Bin jenes, welches am sensitivsten auf einen zusätzlichen Beitrag ist. Für steilere Verläufe ist jedoch das erste Bin das sensitivste. Diesen Übergang sieht man sehr gut an der Extremstelle in den Abbildungen 5.15 bei  $\gamma \approx 3, 2$ .



(a) SB



(b) M17



(c) SNR

**Abbildung 5.15.:** Die Graphen zeigen die unterschiedlichen Sensitivitäten in Abhängigkeit des spektralen Index  $\gamma$  für ein einfaches Potenzgesetz. Bei der Extremstelle bei  $\gamma \approx 3, 2$  wechselt das limitierende Bin vom letzten zum ersten.

Da die Energieverteilung des Untergrunds der des atmosphärischen Flusses entspricht, kann ein Vergleich mit den Werten anderer Analysen [Ruh13] zeigen, dass alle Berechnungen korrekt verlaufen sind. Die Abbildungen 5.16 zeigen sowohl den Fluss der atmosphärischen Neutrinoanalyse als auch den Fluss,

## 5. Analyse

---

der von den einzelnen Katalogen in dieser Arbeit gemessen wurde. Zusätzlich zu den Flüssen ist auch ein einfaches Potenzgesetz an die Ergebnisse dieser Arbeit gefittet. Somit lässt sich quantitativ der Unterschied im spektralen Index von erwartetem Untergrund und gemessenen Daten untersuchen.

Abbildung 5.16a zeigt eine gute Übereinstimmung mit dem globalen Ergebnis. Ein Fit an ein Potenzgesetz der verschiedenen Flüsse ergab:

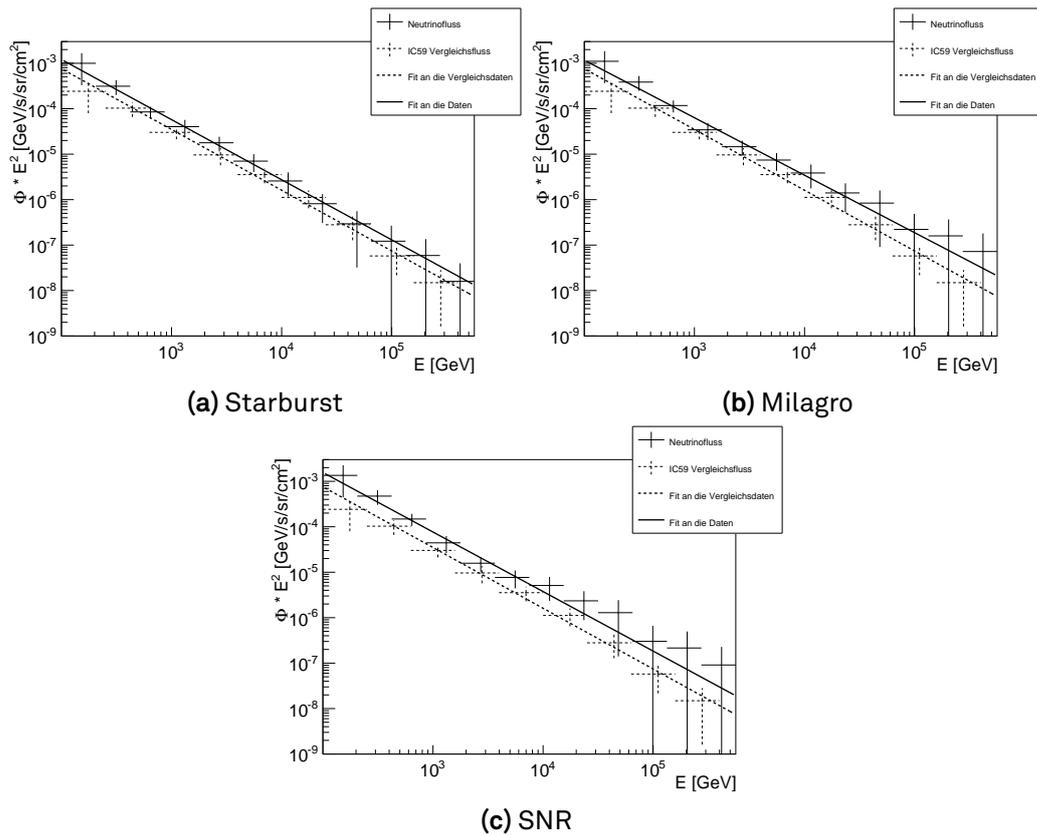
$$\Phi_{\text{Vergleich}} \cdot \left(\frac{E}{\text{GeV}}\right)^2 = (0,31 \pm 0,15) \cdot \left(\frac{E}{\text{GeV}}\right)^{-(1,34 \pm 0,06)} \quad (5.1)$$

$$\Phi_{\text{Starburst}} \cdot \left(\frac{E}{\text{GeV}}\right)^2 = (0,50 \pm 0,32) \cdot \left(\frac{E}{\text{GeV}}\right)^{-(1,32 \pm 0,08)} \quad (5.2)$$

$$\Phi_{\text{Milagro}} \cdot \left(\frac{E}{\text{GeV}}\right)^2 = (0,37 \pm 0,40) \cdot \left(\frac{E}{\text{GeV}}\right)^{-(1,26 \pm 0,14)} \quad (5.3)$$

$$\Phi_{\text{SNR}} \cdot \left(\frac{E}{\text{GeV}}\right)^2 = (0,61 \pm 0,80) \cdot \left(\frac{E}{\text{GeV}}\right)^{-(1,31 \pm 0,18)} \quad (5.4)$$

Bei den Katalogen mit den galaktischen Quellen zeigt sich ein Trend zu höheren Flüssen bei höheren Energien. Dies liegt an der Tatsache, dass die Quellen vornehmlich nah am Horizont liegen, insbesondere im SNR Katalog. Der Wirkungsquerschnitt zwischen Neutrino und Nukleon ist energieabhängig, dadurch sinkt für hochenergetische Neutrinos die Wahrscheinlichkeit, absorbiert zu werden, wenn sie vom Horizont kommen. Dadurch steigt die Anzahl an hochenergetischen Neutrinos im Vergleich zu Betrachtungen des gesamten Himmels.



**Abbildung 5.16.:** Die Vergleiche der gemessenen Untergrundflüsse mit der Vergleichsanalyse zeigen gute Übereinstimmung. Zu beachten ist, dass die Fehlerbalken auch systematische Fehler beinhalten und dadurch größer sind als in den Abbildungen zuvor.



## 6. Ergebnisse

Nachdem in Kapitel 5 das Vorgehen beschrieben und die Sensitivitäten berechnet wurden, werden hier nun die Ergebnisse auf den tatsächlichen Daten von IceCube in der 59-Stringkonfiguration vorgestellt.

### 6.1. Starburst

Die Ergebnisse der Analyse mit den echten Daten sind in Abbildung 6.1 dargestellt. In keinem der Energiebins ist ein Exzess zu sehen. Abbildung 6.1a zeigt den Vergleich der erwarteten Ereignisse für eine Untergrundmessung und die der tatsächlichen Datennahme. In jedem Bin liegen die Werte innerhalb der Fehlerbalken. Daraus resultiert, dass die Limits den Sensitivitäten im Verlauf und in der Größe stark ähneln, siehe Abbildung 6.1b.

Die daraus resultierenden Flusslimits sind in Abbildung 6.1c aufgetragen. Abbildung 6.1d zeigt die modellabhängigen Flusslimits für ein einfaches Potenzgesetz mit unterschiedlichen spektralen Indizes, deren Berechnung im Kapitel 5.3 beschrieben ist.

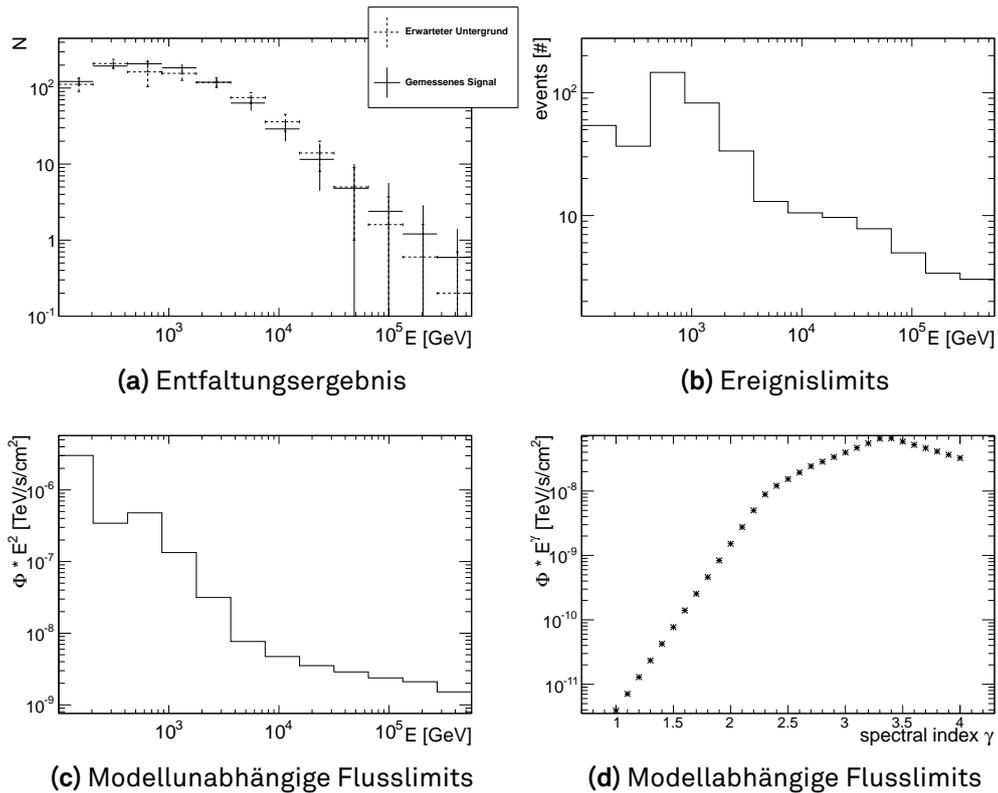
Auch der Unterschied in den Fitparametern ist vernachlässigbar. Gleichung (6.1) zeigt das Fitergebnis eines einfachen Potenzgesetzes für die Untergrundmessung, Gleichung (6.2) das Fitergebnis für das gemessene Signal. Die Parameter liegen alle innerhalb der Fehlerintervalle, ebenso wie die Einträge der Energiebins, siehe Abbildung 6.2. Die aufgetragenen Fehler sind die systematischen Fehler für eine Entfaltung mit IC59 [Ruh13].

$$\Phi_{\text{Untergrund}} \cdot \left(\frac{E}{\text{GeV}}\right)^2 = (0,50 \pm 0,32) \cdot \left(\frac{E}{\text{GeV}}\right)^{-(1,32 \pm 0,08)} \quad (6.1)$$

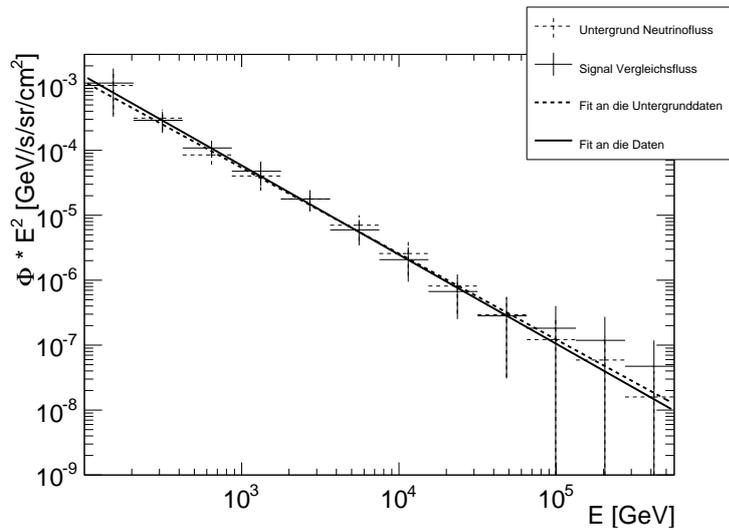
$$\Phi_{\text{Signal}} \cdot \left(\frac{E}{\text{GeV}}\right)^2 = (0,77 \pm 0,54) \cdot \left(\frac{E}{\text{GeV}}\right)^{-(1,37 \pm 0,09)} \quad (6.2)$$

Die schlussendlich ermittelten Limits zu einem Signifikanzniveau von 90 % sind in Tabelle 6.1 aufgetragen. Bei Bins, in denen die Daten kleinere Limits als die Sensitivität ergeben, wurde die Sensitivität verwendet. Dies verhindert, dass eine Unterfluktuation im Untergrund das Ergebnis künstlich verbessert. Abbildung 6.3 zeigt die Limits skaliert auf eine Quelle des Katalogs.

## 6. Ergebnisse



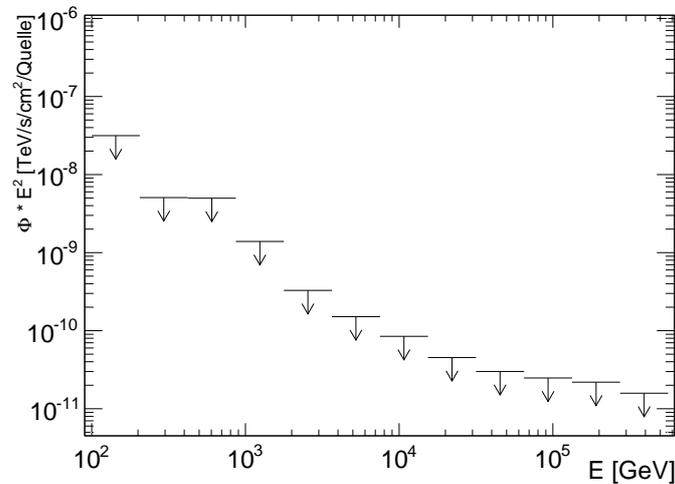
**Abbildung 6.1.:** Ergebnisse der echten Daten des Starburstkatalogs. (a) zeigt das Ergebnis der Entfaltung. In (b) sind die daraus resultierenden Ereignislimits zum 90 % Niveau berechnet. Die Flusslimits wurden auf die gleiche Weise wie zuvor berechnet (c). Die Limits für Potenzgesetze mit unterschiedlichen spektralen Indizes sind in (d) abgebildet.



**Abbildung 6.2.:** Der erwartete Untergrundfluss und der in den Starburstdaten gesehene Fluss im Vergleich. Sowohl die Datenpunkte als auch die Fits an ein Potenzgesetz zeigen nur kleine Unterschiede.

Bin	Ereignisse [#]		Fluss [TeV/s/cm <sup>2</sup> ]	
	unteres Limit	oberes Limit	unteres Limit	oberes Limit
1	0	54,1	0	$3,0 \cdot 10^{-6}$
2	0	52,1	0	$4,9 \cdot 10^{-7}$
3	0	146,0	0	$4,8 \cdot 10^{-7}$
4	0	82,3	0	$1,3 \cdot 10^{-7}$
5	0	33,5	0	$3,1 \cdot 10^{-8}$
6	0	24,7	0	$1,5 \cdot 10^{-8}$
7	0	18,1	0	$8,1 \cdot 10^{-9}$
8	0	11,9	0	$4,3 \cdot 10^{-9}$
9	0	7,8	0	$2,9 \cdot 10^{-9}$
10	0	5,0	0	$2,4 \cdot 10^{-9}$
11	0	3,4	0	$2,1 \cdot 10^{-9}$
12	0	3,0	0	$1,5 \cdot 10^{-9}$

**Tabelle 6.1.:** Die Tabelle zeigt die Limits in unterschiedlichen Einheiten für den Starburstkatalog. Mit einer Wahrscheinlichkeit von 90 % kann ein zusätzlicher Beitrag größer bzw. kleiner als das angegebene Limit ausgeschlossen werden. Für Bins, die aufgrund einer Unterfluktuation ein kleineres Limit liefern als die Sensitivität, wurde die Sensitivität als Limit gewählt.



**Abbildung 6.3.:** Gezeigt sind die Flusslimits für eine durchschnittliche Quelle des Starburstkatalogs. Mit einer Wahrscheinlichkeit von jeweils 90 % liegt ein zusätzlicher Beitrag zum atmosphärischen Neutrinofluss unterhalb der eingezeichneten Limits.

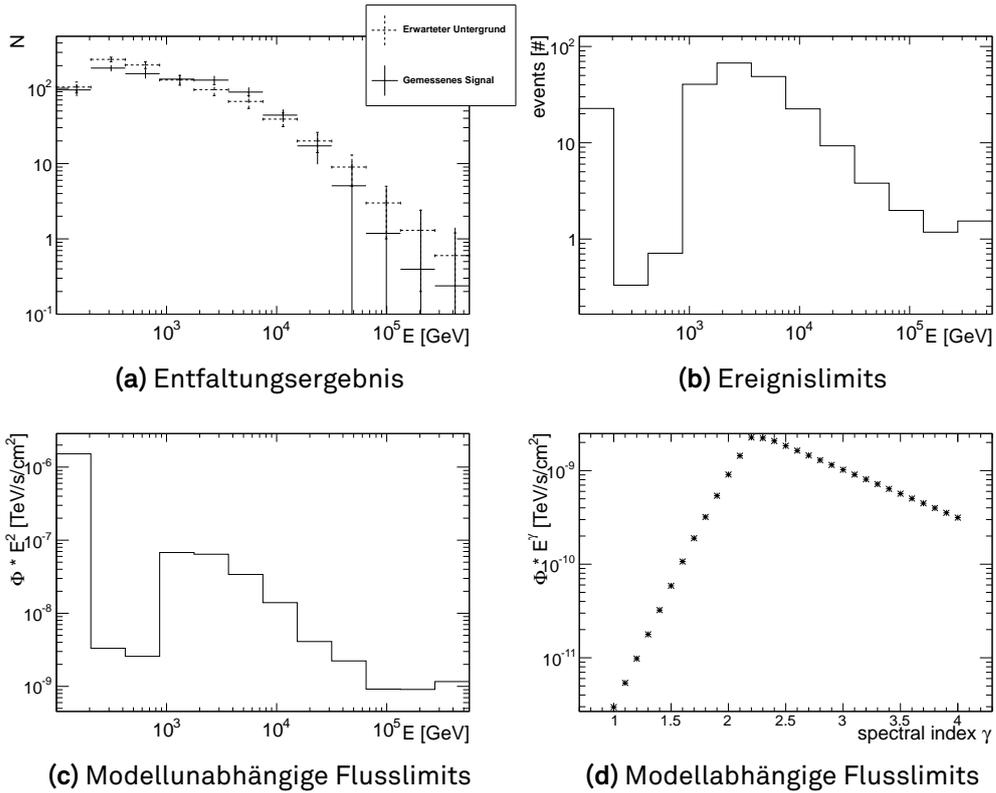
### 6.2. Milagro

Die Entfaltungsergebnisse für den Milagrokatalog sind in Abbildung 6.4 dargestellt. Es fällt auf, dass in Bin 2 und Bin 3 weniger Ereignisse gemessen wurden als vom Untergrund erwartet, siehe Abbildung 6.4a. Dies spiegelt sich auch in den in Abbildung 6.4b dargestellten Limits wider. Vorherige Analysen von IceCube zeigten bereits, dass dieser Datensatz eine Unterfluktuation ist. Interessant ist es zu sehen, dass diese Fluktuation vor allem bei Energien kleiner 1 TeV liegt.

In Bin 5 ist ebenfalls eine Abweichung von der Untergrunderwartung zu erkennen. In diesem Fall jedoch nach oben, so dass sich auch ein unteres Limit für dieses Bin ergibt. Dieses ist in Tabelle 6.2 aufgetragen. Es sei an dieser Stelle noch einmal auf das verwendete Konfidenzniveau von 90 % hingewiesen. Das gesehene Signal in diesem Bin ist daher in keiner Weise signifikant.

Die resultierenden Flusslimits sind in Abbildung 6.4c aufgetragen. An dieser Stelle erkennt man deutlich, weshalb bei einer Unterfluktuation die Sensitivität als Limit herangezogen werden sollte. Um auf natürliche Weise eine Verbesserung von zwei Größenordnungen zu erhalten, wären sonst wesentlich mehr Daten nötig. Mit IceCube ist das in absehbarer Zeit jedoch nicht zu erreichen.

Der Unterschied zwischen dem erwarteten Untergrundfluss und dem Fluss von den Quellen des Milagrokatalogs ist minimal. Die Gleichungen (6.3) und (6.4) zeigen die gefitteten Potenzgesetze. Sowohl die Normierung als auch der spek-



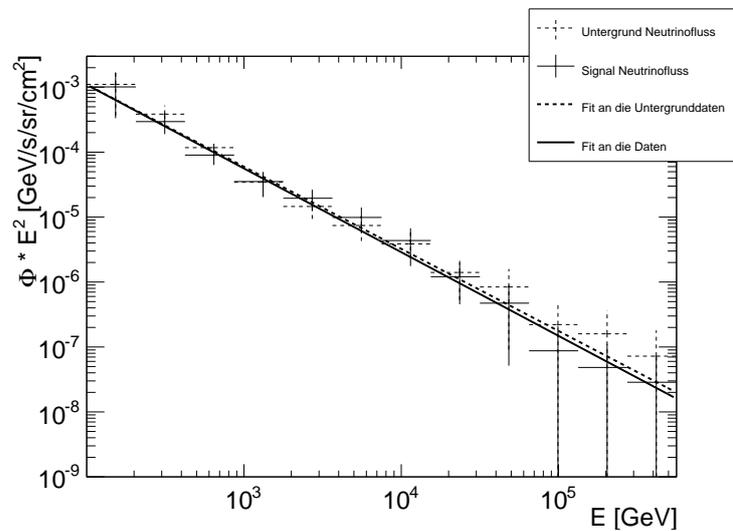
**Abbildung 6.4.:** Ergebnisse der echten Daten des Milagrocatalogs. **(a)** zeigt das Ergebnis der Entfaltung. In **(b)** sind die daraus resultierenden oberen Ereignislimits zum 90 % Niveau berechnet. Die oberen Flusslimits wurden auf die gleiche Weise wie zuvor berechnet **(c)**. Die Limits für Potenzgesetze mit unterschiedlichen spektralen Indizes sind in **(d)** abgebildet.

## 6. Ergebnisse

trale Index stimmen im Bereich der Fehler überein. Die Übereinstimmung ist auch in der Abbildung 6.5 zu sehen. Die aufgetragenen Fehler sind die systematischen Fehler für eine Entfaltung mit IC59 [Ruh13].

$$\Phi_{\text{Untergrund}} \cdot \left(\frac{E}{\text{GeV}}\right)^2 = (0,37 \pm 0,40) \cdot \left(\frac{E}{\text{GeV}}\right)^{-(1,26 \pm 0,14)} \quad (6.3)$$

$$\Phi_{\text{Signal}} \cdot \left(\frac{E}{\text{GeV}}\right)^2 = (0,41 \pm 0,26) \cdot \left(\frac{E}{\text{GeV}}\right)^{-(1,29 \pm 0,08)} \quad (6.4)$$



**Abbildung 6.5.:** Der erwartete Untergrundfluss und der in den Milagrodaten gesehene Fluss im Vergleich. Sowohl die Datenpunkte als auch die Fits an ein Potenzgesetz zeigen Unterschiede nur im Bereich der Fehler.

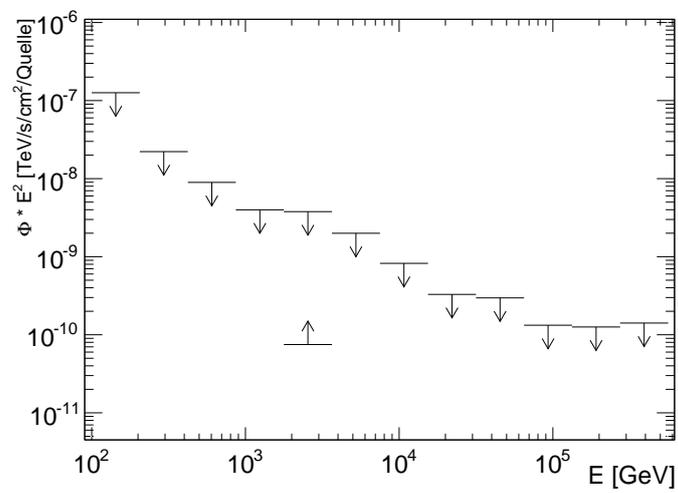
Die um die Unterfluktuationen bereinigten Limits sind in Tabelle 6.2 dargestellt. Abbildung 6.6 zeigt diese 90 % Limits graphisch. Durch das untere Limit in Bin 5 ist ein  $E^{-2}$  Fluss nur mit einer Normierung von  $1,3 \cdot 10^{-9} \text{ TeV s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$  bis  $2,1 \cdot 10^{-9} \text{ TeV s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$  für den gesamten Katalog erlaubt. Für eine einzelne Quelle aus dem Katalog ergibt sich daraus eine erlaubte durchschnittliche Normierung von  $7,5 \cdot 10^{-11} \text{ TeV s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$  bis  $1,3 \cdot 10^{-10} \text{ TeV s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$  für ein  $E^{-2}$  Fluss. Wobei diese Angabe aufgrund der Kombination der Limits nicht mehr für ein 90 % Niveau gilt, wie in Kapitel 4.1 beschrieben.

Bin	Ereignisse [#]		Fluss [TeV/s/cm <sup>2</sup> ]	
	unteres Limit	oberes Limit	unteres Limit	oberes Limit
1	0	32,1	0	$2,1 \cdot 10^{-6}$
2	0	37,7	0	$3,8 \cdot 10^{-7}$
3	0	42,1	0	$1,5 \cdot 10^{-7}$
4	0	40,5	0	$6,8 \cdot 10^{-8}$
5	1,3	67,3	$1,3 \cdot 10^{-9}$	$6,4 \cdot 10^{-8}$
6	0	48,7	0	$3,4 \cdot 10^{-8}$
7	0	22,5	0	$1,4 \cdot 10^{-8}$
8	0	12,7	0	$5,6 \cdot 10^{-9}$
9	0	8,6	0	$5,0 \cdot 10^{-9}$
10	0	4,9	0	$2,3 \cdot 10^{-9}$
11	0	2,8	0	$2,1 \cdot 10^{-9}$
12	0	3,2	0	$2,4 \cdot 10^{-9}$

**Tabelle 6.2.:** Die Tabelle zeigt die Limits in unterschiedlichen Einheiten für den Milagro-katalog. Mit einer Wahrscheinlichkeit von 90 % kann ein zusätzlicher Beitrag größer bzw. kleiner als das angegebene Limit ausgeschlossen werden. Für Bins, die aufgrund einer Unterfluktuation ein kleineres Limit liefern als die Sensitivität, wurde die Sensitivität als Limit gewählt.

## 6. Ergebnisse

---

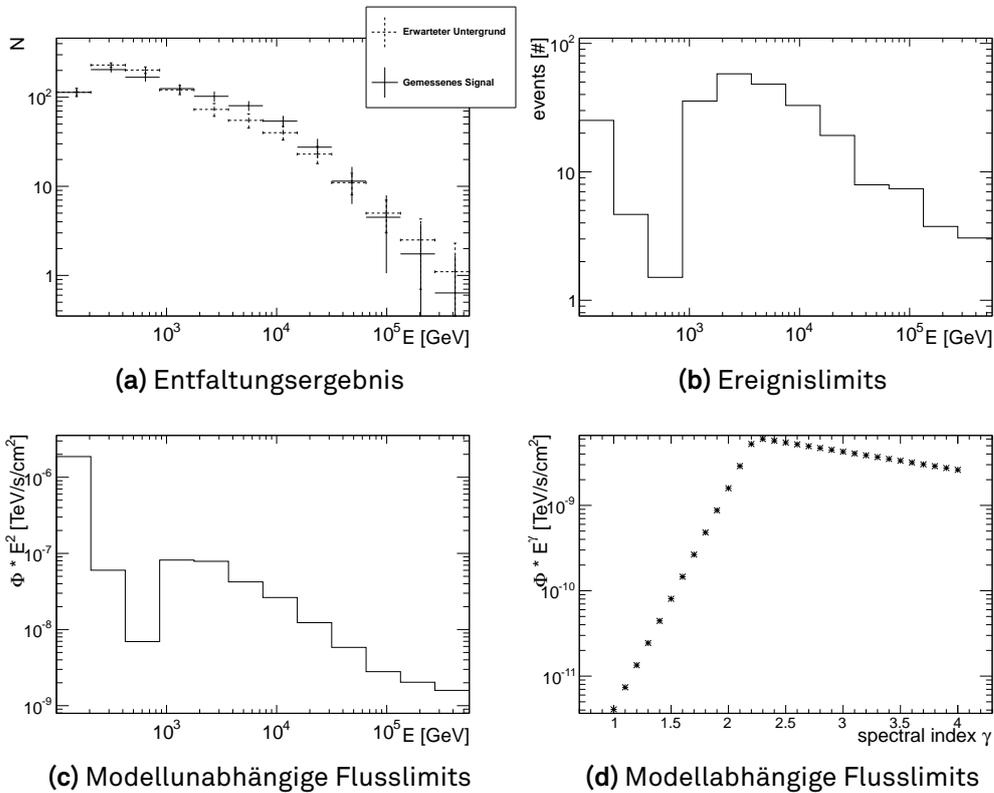


**Abbildung 6.6.:** Gezeigt sind die Flusslimits für eine durchschnittliche Quelle des Milagrokatalogs. Mit einer Wahrscheinlichkeit von jeweils 90 % liegt ein zusätzlicher Beitrag zum atmosphärischen Neutrinofluss unterhalb bzw. zwischen der eingezeichneten Limits.

### 6.3. Supernovaüberreste nahe Molekülwolken

Der Vergleich der Entfaltungsergebnisse in Abbildung 6.7a zeigt einige Abweichungen von Signal und Untergrund. Bin 2 und Bin 3 zeigen, wie schon bei dem Milagro-katalog, weniger Ereignisse im Signal als vom Untergrund erwartet wird. Diese sind jedoch nicht ganz so stark wie zuvor, was auch in den Limits in Abbildung 6.7b zu sehen ist.

In den Bins 5 bis 8 sind deutlich mehr Ereignisse zu erkennen als aus der Untergrundmessung erwartet wurden. Dies resultiert jedoch nur in Bin 5 und Bin 6 in einem unteren Limit. Diese sind in Tabelle 6.3 aufgetragen. Auch hier sei nochmal auf das Konfidenzniveau von 90 % hingewiesen.



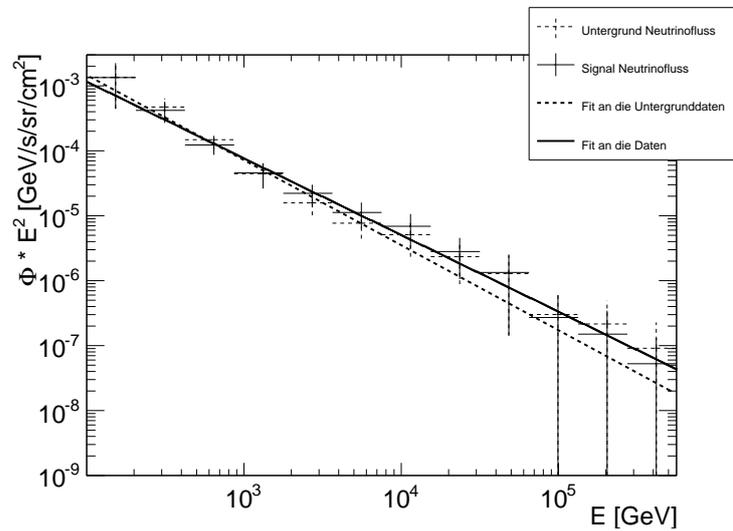
**Abbildung 6.7.:** Ergebnisse der echten Daten des SNR-Katalogs. (a) zeigt das Ergebnis der Entfaltung. In (b) sind die daraus resultierenden Ereignislimes zum 90 % Niveau berechnet. Die Flusslimits wurden auf die gleiche Weise wie zuvor berechnet (c). Die Limits für Potenzgesetze mit unterschiedlichen spektralen Indizes sind in (d) abgebildet, diese berücksichtigen nicht die unteren Limits.

## 6. Ergebnisse

Der Vergleich des spektralen Index von der Untergrundmessung und der Signalmessung zeigt einen leichten Unterschied, der auch in Abbildung 6.8 zu erkennen ist. Doch auch dieser Unterschied liegt noch im Bereich der Fehler, so wie auch der Unterschied in der Normierung. Die aufgetragenen Fehler sind die systematischen Fehler für eine Entfaltung mit IC59 [Ruh13].

$$\Phi_{\text{Untergrund}} \cdot \left(\frac{E}{\text{GeV}}\right)^2 = (0,61 \pm 0,80) \cdot \left(\frac{E}{\text{GeV}}\right)^{-(1,31 \pm 0,18)} \quad (6.5)$$

$$\Phi_{\text{Signal}} \cdot \left(\frac{E}{\text{GeV}}\right)^2 = (0,26 \pm 0,20) \cdot \left(\frac{E}{\text{GeV}}\right)^{-(1,18 \pm 0,10)} \quad (6.6)$$



**Abbildung 6.8.:** Der erwartete Fluss aus der Untergrundmessung und der Fluss aus der Signalregion im Vergleich. Der leichte Unterschied, der in der Steigung zu erkennen ist, liegt noch im Bereich der Fehler.

Auch hier werden die Limits von Unterfluktuationen bereinigt und das Resultat ist in Tabelle 6.3 aufgetragen. Hier ist zu erkennen, dass ein  $E^{-2}$  über den ganzen Energiebereich nicht erlaubt ist. Das untere Limit in Bin 5 und die oberen Limits in den letzten 4 Bins stehen dazu im Konflikt. Die Daten favorisieren ein steileres Spektrum.

Unter der Annahme, dass pro Photon ein Neutrino aus der Quelle kommt, lässt sich das errechnete Limit einfach mit bekannten Photonenflüssen vergleichen. Als prominente Photonenquelle und SNR bietet sich der Krebsnebel an, auch wenn dieser keine der untersuchten Quellen ist.

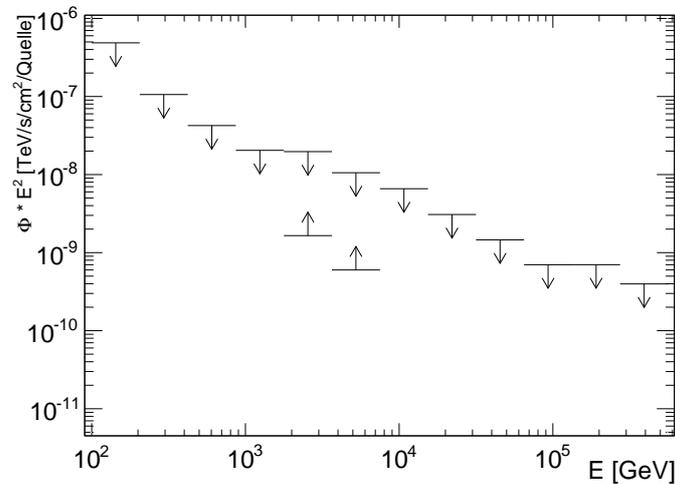
### 6.3. Supernovaüberreste nahe Molekülwolken

Bin	Ereignisse [#]		Fluss [TeV/s/cm <sup>2</sup> ]	
	unteres Limit	oberes Limit	unteres Limit	oberes Limit
1	0	26,2	0	$1,9 \cdot 10^{-6}$
2	0	32,8	0	$4,2 \cdot 10^{-7}$
3	0	36,8	0	$1,7 \cdot 10^{-7}$
4	0	35,5	0	$8,2 \cdot 10^{-8}$
5	4,9	57,9	$6,6 \cdot 10^{-9}$	$7,9 \cdot 10^{-8}$
6	2,7	48,1	$2,4 \cdot 10^{-9}$	$4,2 \cdot 10^{-8}$
7	0	32,9	0	$2,6 \cdot 10^{-8}$
8	0	19,2	0	$1,2 \cdot 10^{-8}$
9	0	7,9	0	$5,8 \cdot 10^{-9}$
10	0	7,4	0	$2,8 \cdot 10^{-9}$
11	0	5,2	0	$2,8 \cdot 10^{-9}$
12	0	3,1	0	$1,6 \cdot 10^{-9}$

**Tabelle 6.3.:** Die Tabelle zeigt die Limits in unterschiedlichen Einheiten für den SNR-Katalog. Mit einer Wahrscheinlichkeit von 90 % kann ein zusätzlicher Beitrag größer bzw. kleiner als das angegebene Limit ausgeschlossen werden. Für Bins, die aufgrund einer Unterfluktuation ein kleineres Limit liefern als die Sensitivität, wurde die Sensitivität als Limit gewählt.

## 6. Ergebnisse

---

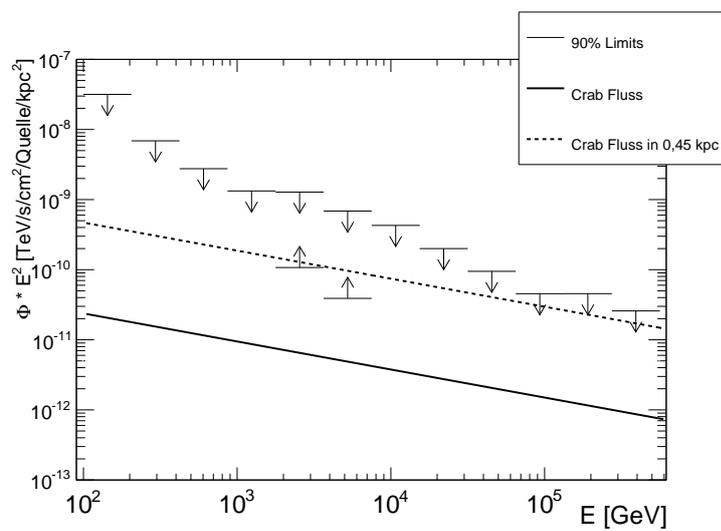


**Abbildung 6.9.:** Gezeigt sind die Flusslimits für eine durchschnittliche Quelle des SNR-Katalogs. Mit einer Wahrscheinlichkeit von jeweils 90 % liegt ein zusätzlicher Beitrag zum atmosphärischen Neutrinofluss unterhalb bzw. zwischen der eingezeichneten Limits.

Abbildung 6.10 zeigt die Limits des SNR-Katalogs auf das Quadrat der gewichteten mittleren Entfernung normiert. Zusätzlich ist ein Potenzgesetzfit [Alb+08] des Photonenflusses des Krebsnebels eingezeichnet, welches ebenfalls normiert ist. Gestrichelt ist ein Potenzgesetz aufgetragen, welches dem Fluss einer Quelle wie des Krebsnebels mit einem Abstand von 0,45 kpc zur Erde entspricht.

Die Signifikanz der unteren Limits ist zwar nur 90 %, es zeigt jedoch die Möglichkeit mit dieser Analysemethode interessante Ergebnisse zu erzielen. So lassen sich bei hinreichender Signifikanz zu flache spektrale Indizes ausschließen.

### 6.3. Supernovaüberreste nahe Molekülwolken



**Abbildung 6.10.:** Die Abbildung zeigt die 90 % Limits für den SNR-Katalog, skaliert auf das gemittelte Entfernungsquadrat der Quellen. Im Vergleich dazu ist als durchgezogene Linie der Fluss des Krebsnebels eingetragen, der ebenfalls auf das Entfernungsquadrat skaliert wurde. Der Fluss einer hypothetischen Quelle der Stärke des Krebsnebels in der Entfernung von 0,45 kpc ist gestrichelt aufgetragen.



## 7. Variationen

Bei umfangreichen Analysen gibt es immer Einstellungsmöglichkeiten, die zu anderen Ergebnissen führen. Einige dieser alternativen Wege sollen in diesem Kapitel vorgestellt werden.

### 7.1. Binning

Wie in Kapitel 5.1 beschrieben benötigt man eine hinreichende Anzahl von Ereignissen, um eine Verteilung entfalten zu können. Um im oberen Energiebereich eine große Anzahl von Ereignissen zu erhalten, wurde zunächst der Ansatz gewählt, den Bereich von  $10^{4.5}$  GeV bis  $10^6$  GeV zu einem Bin zusammenzufassen. Dies kann jedoch zu einem großen Sprung in den Sensitivitäten zwischen dem vorletzten und letzten Bin führen. Dafür gibt es drei Gründe:

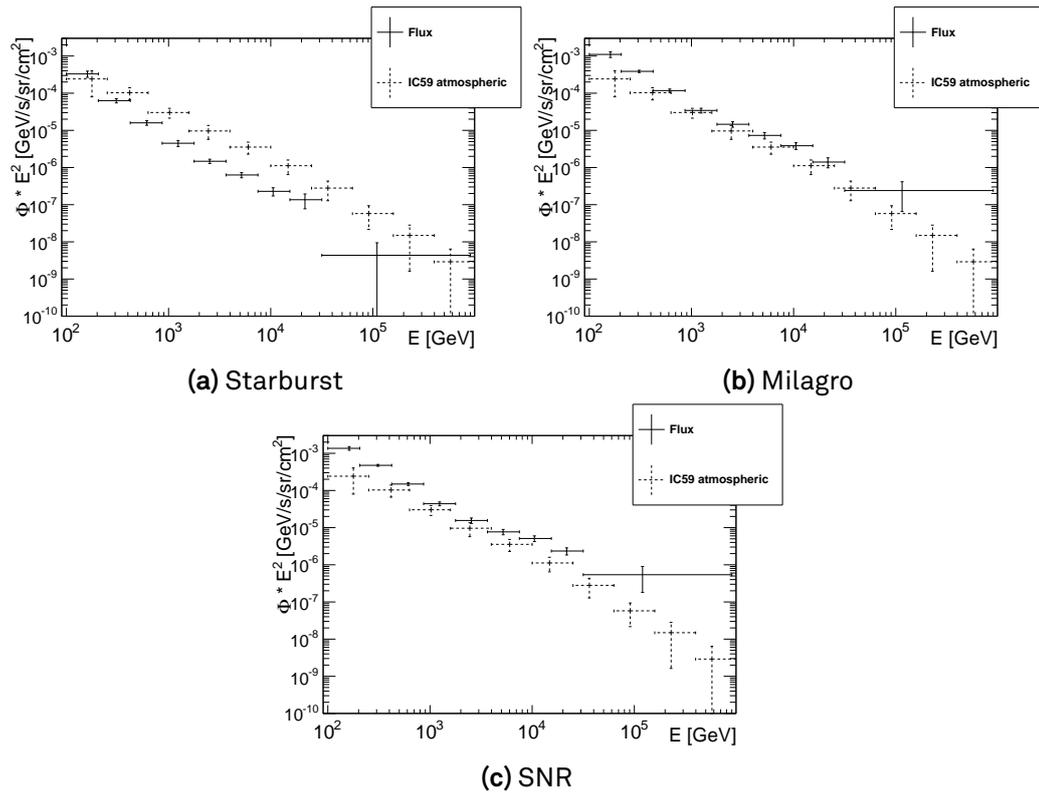
1. Die effektive Fläche steigt mit der Energie, dadurch wird diese durch den Beitrag nahe  $10^6$  GeV dominiert.
2. Die Verteilung der Ereignisse folgt in diesem Bin einem Potenzgesetz. Dies hat zur Folge, dass der Schwerpunkt, welcher für die  $E^2$  Gewichtung genutzt wird, zu kleineren Energien verschoben wird.
3. Bei der Division durch die Binbreite von über einer Größenordnung sinkt die Sensitivität viel stärker als in den kleineren Bins.

Vergleiche mit der IC59 Atmosphärenanalyse zeigen auch bei diesem Binning noch Übereinstimmungen, wobei der Vergleich bei solch großen Unterschieden in der Binbreite schwierig ist (siehe Abbildung 7.1). Durch die Breite des Bins wird dieses immer von mindestens einem der Vergleichbins geschnitten, jedoch nicht an der Energie, an der der Schwerpunkt der Ereignisse in dem großen Bin liegt.

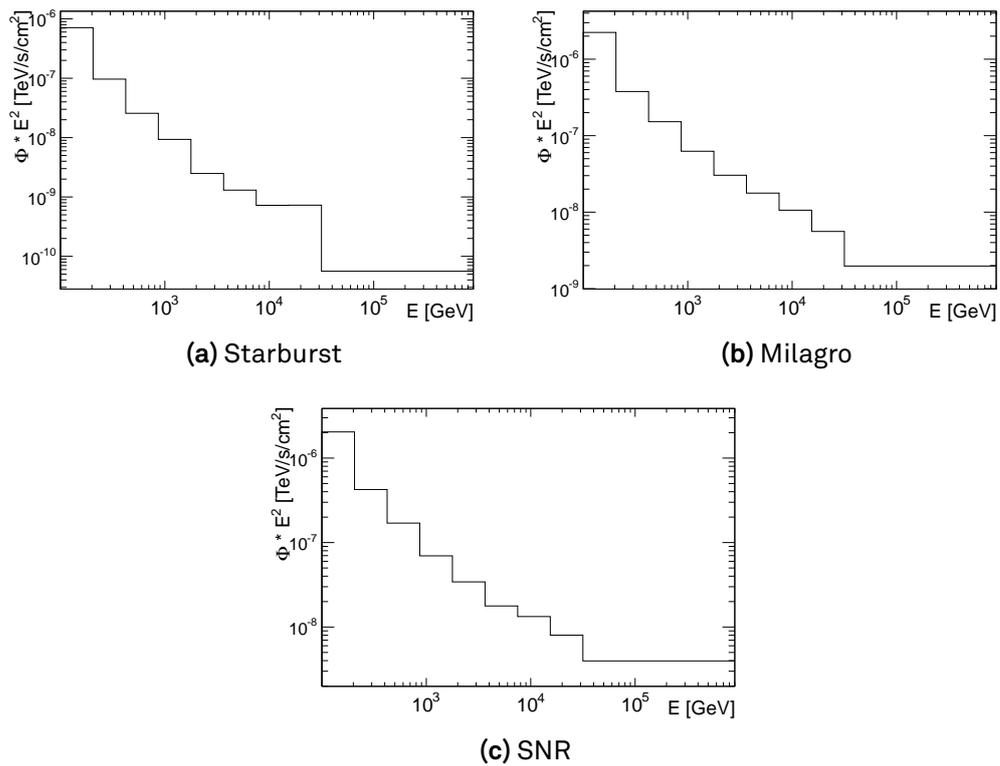
Die mit dieser Methode erhaltenen Sensitivitäten sind in den Abbildungen 7.2 zu sehen. Beim Starburstkatalog ist das erwartete Abfallen stärker zu sehen als bei den anderen beiden Katalogen, dies liegt an der effektiven Fläche. Durch die Inhomogenität des Detektors, von der die Kataloge der galaktischen Quellen stärker betroffen sind, können dort weniger Ereignisse in diesem Energiebereich gesehen werden als bei den extragalaktischen Quellen.

## 7. Variationen

---



**Abbildung 7.1.:** Im Vergleich mit dem gesamten atmosphärischen Fluss zeigt sich für den Starburstkatalog (a) eine deutliche Diskrepanz. Beim Milagrokatalog (b) ist die Übereinstimmung besser, jedoch ist das große Hochenergiebin nur im hinteren Bereich kompatibel, nicht jedoch beim Schwerpunkt. Bei dem SNR-Katalog (c) ist die Übereinstimmung des Verlaufs nicht zu erkennen.

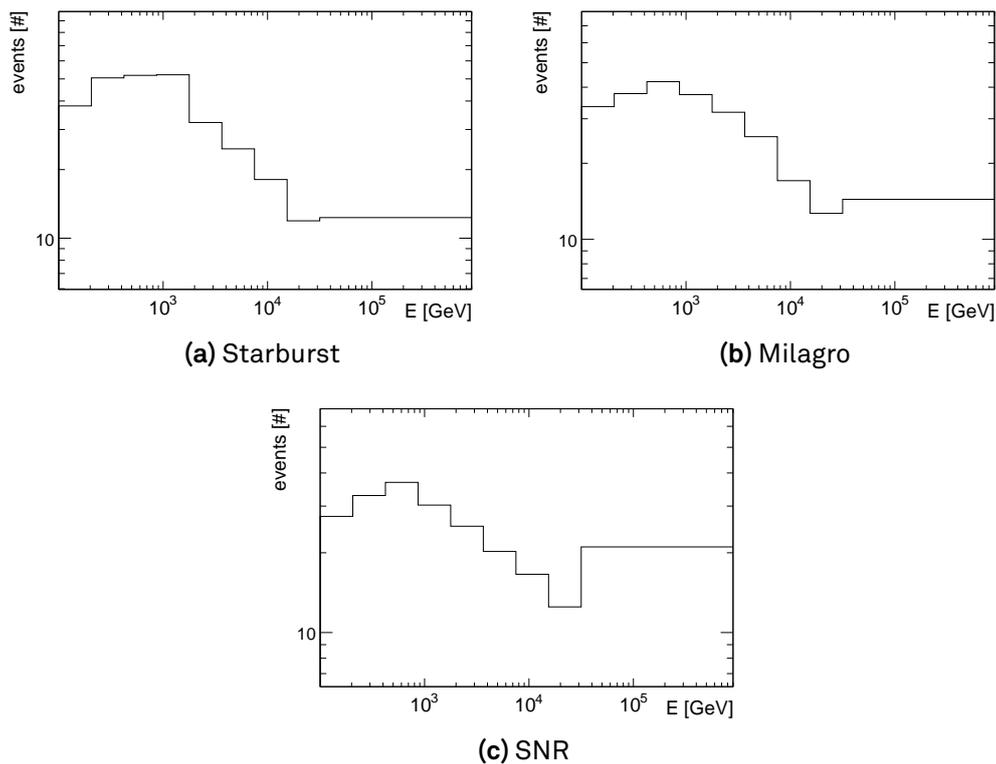


**Abbildung 7.2.:** Die Sensitivität in den letzten Bins ist beim Starburstkatalog deutlich besser als in dem Bin davor (a). Bei den anderen beiden Katalogen fällt der Abfall schwächer aus als erwartet. Dies liegt an den unterschiedlichen effektiven Flächen und den Unsicherheiten der Untergrundabschätzung.

## 7. Variationen

---

Die anderen beiden Gründe für das erwartete Abfallen sind für alle Kataloge identisch. Der Effekt fällt jedoch kleiner aus als erwartet. Dies liegt an den größeren Fehlern, die aus der Entfaltung kommen. Da diese für die Berechnung der Sensitivität verwendet wird, verschlechtert dies sogar die errechnete Ereignissensitivität im Vergleich zum Bin davor, siehe Abbildung 7.3. Die verkleinernden Effekte sind daher nicht so wirksam wie erwartet.



**Abbildung 7.3.:** Die Ereignislimes steigen im letzten Bin an. Dies liegt an den größeren Unsicherheiten in der Untergrundabschätzung.

Entfaltungen von Untergrunddaten mit mehr kleineren Bins zeigen, dass in den Bins bei hohen Energien noch genügend Ereignisse sind. Auch haben die Sensitivitäten die gleiche Größe, wie mit dem einzelnen Bin. Lediglich der Starburstkatalog zeigt für das große Bin eine bessere Sensitivität, diese wird im folgenden noch untersucht. Darum wurden für die tatsächliche Analyse mehrere kleine Bins gewählt. Dies entspricht einer besseren Energieauflösung und umgeht auch die anderen Probleme, die in diesem Kapitel thematisiert wurden.

## 7.1.1. Starburst

Da die Sensitivität im letzten Bin für den Starburstkatalog besser ist als im Vergleich zu den kleineren Bins, wird hier das Ergebnis auf Daten präsentiert. Da der Vergleich der Untergrundmessung mit der Referenzmessung des atmosphärischen Flusses eine Diskrepanz aufweist, soll hier nur der Einfluss des anderen Binnings diskutiert werden.

Abbildung 7.4a zeigt das Entfaltungsergebnis für Daten und Untergrundmessung im Vergleich. Wie schon zuvor sind auch hier alle Bins mit der Untergrundmessung verträglich. Das letzte Bin zeigt eine leichte Abweichung nach oben, jedoch ist auch diese verträglich mit den Unsicherheiten.

Der verhältnismäßig große Fehler bei der Entfaltung des letzten Bins resultiert, wie schon bei den Sensitivitäten, zu einem höheren Wert für das obere Limit. Dieser Effekt ist in Abbildung 7.4b zu sehen.

Die resultierenden Flusslimits sind in Abbildung 7.4c aufgetragen. Diese sind im letzten Bin über eine Größenordnung besser als die Limits mit dem konventionellen Binning. Dies bedeutet jedoch nicht, dass die Methode mit dem großen Bin die bessere Wahl wäre. Wie schon erwähnt ist im Vergleich des Untergrundflusses mit der Referenzmessung des atmosphärischen Flusses eine Diskrepanz zu sehen, Abbildung 7.1a. Der Unterschied der beiden Verteilungen liegt im Bereich des Schwerpunkts des Bins ebenfalls bei einer Größenordnung. Somit zeigt sich wiederum die schlechte Vergleichbarkeit.

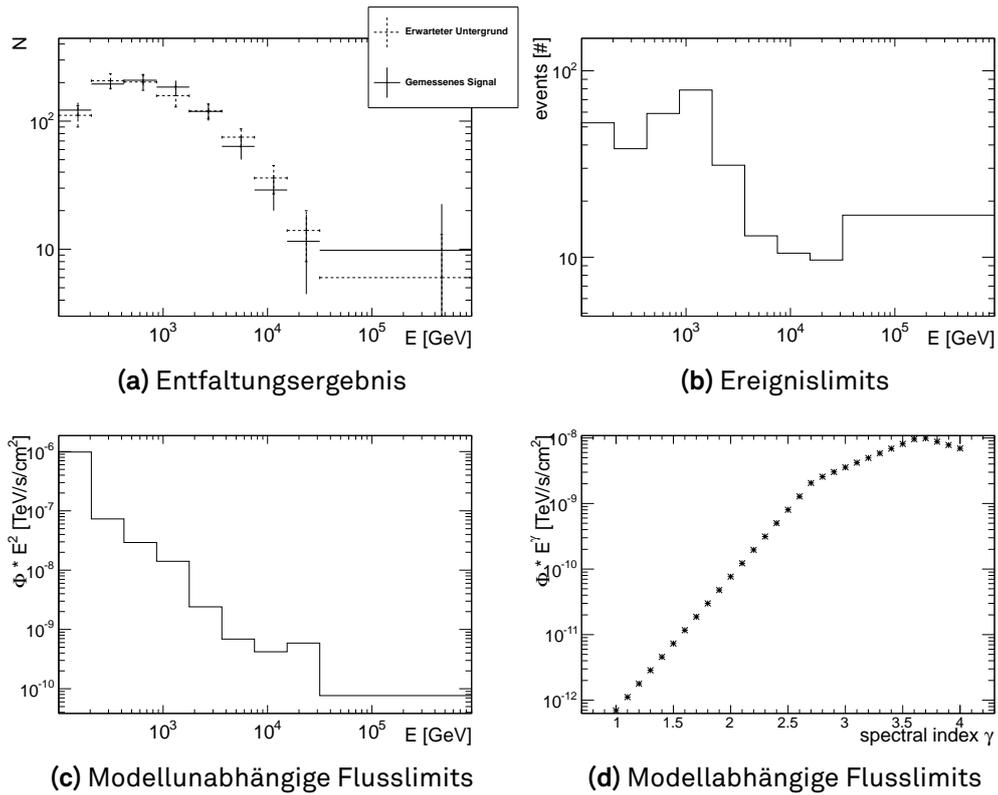
Entsprechend der Übereinstimmung der Entfaltungsergebnisse sind auch die Fitparameter für ein Potenzgesetz im Rahmen der Unsicherheiten verträglich. Gleichung (7.1) zeigt das Ergebnis für die Untergrundmessung, Gleichung (7.2) das Fitergebnis für das gemessene Signal. Die Übereinstimmung von Normierung und spektralem Index sind in Abbildung 7.5 ebenfalls zu erkennen.

$$\Phi_{\text{Untergrund}} \cdot \left( \frac{E}{\text{GeV}} \right)^2 = (0,32 \pm 0,39) \cdot \left( \frac{E}{\text{GeV}} \right)^{-(1,54 \pm 0,17)} \quad (7.1)$$

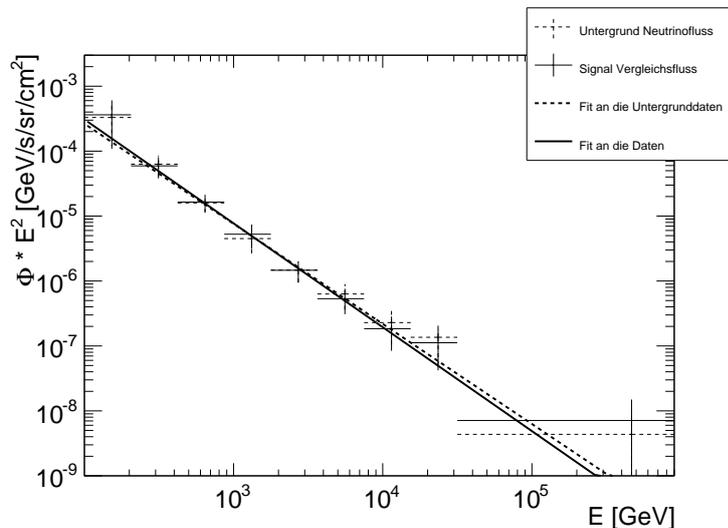
$$\Phi_{\text{Signal}} \cdot \left( \frac{E}{\text{GeV}} \right)^2 = (0,49 \pm 0,53) \cdot \left( \frac{E}{\text{GeV}} \right)^{-(1,60 \pm 0,15)} \quad (7.2)$$

Als finales Limit wird wiederum das Maximum aus Sensitivität und Limit genommen, um den Effekt von Unterfluktuationen im Untergrund zu vermeiden. Die Werte in Tabelle 7.1 zeigen diese Limits. Der Vergleich mit Tabelle 6.1 zeigt die Unterschiede zu dem konventionellen Binning. Die ersten acht Bins, deren Grenzen identisch sind, weisen Unterschiede von einem Faktor drei bis fünf auf. Dies ist auf den schon in Abbildung 7.1a zu erkennenden Unterschied zurück zu führen.

## 7. Variationen



**Abbildung 7.4.:** Ergebnisse der echten Daten des Starburstkatalogs mit dem variierten Binning. (a) zeigt das Ergebnis der Entfaltung. In (b) sind die daraus resultierenden Ereignislimits zum 90 % Niveau berechnet. Die Flusslimits wurden auf die gleiche Weise wie zuvor berechnet (c). Die Limits für Potenzgesetze mit unterschiedlichen spektralen Indizes sind in (d) abgebildet.



**Abbildung 7.5.:** Die Abbildung zeigt den erwarteten Untergrundfluss so wie den in den Starburstdaten gesehenen Fluss im Vergleich. Sowohl die Datenpunkte als auch die Fits an ein Potenzgesetz zeigen nur kleine Unterschiede.

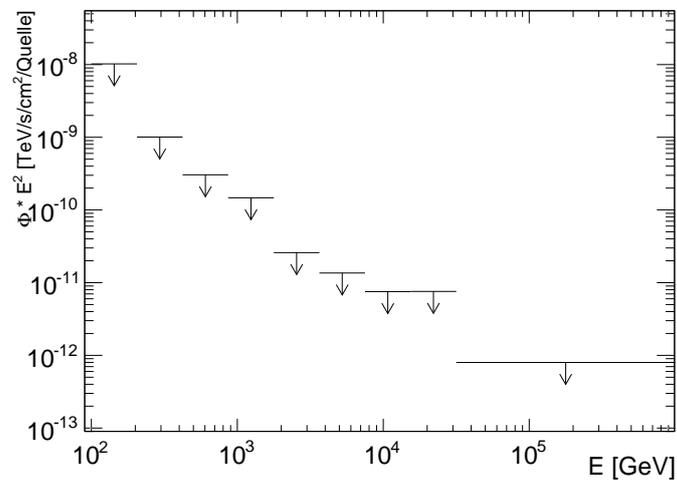
Dort liegen die Werte unterhalb der Referenz, bei dem gleichen Vergleich für das konventionelle Binning liegt die Entfaltung leicht über der Referenz. Ein Vergleich des letzten Bin mit den vier Bins, die es von der Breite her einschließt, zeigt einen Unterschied von einem Faktor 20 bis 38. Auch dieser Unterschied ist schon in dem Vergleich der beiden Binningvarianten mit dem Referenzfluss zu erkennen. Hinzu kommt jedoch noch die wachsende effektive Fläche.

Wie schon bei der Betrachtung der Untergrundmessung gesehen, liefert das Zusammenfassen der letzten vier Bins eine Verbesserung in den Werten. Diese Verbesserung ist jedoch durch einen Unterschied zwischen der Untergrundmessung und der Referenz erkaufte. Dies könnte eventuell durch eine spezielle Optimierung der Entfaltung auf das andere Binning verbessert werden.

## 7. Variationen

Bin	Ereignisse [#]		Fluss [TeV/s/cm <sup>2</sup> ]	
	unteres Limit	oberes Limit	unteres Limit	oberes Limit
1	0	52,6	0	$9,8 \cdot 10^{-7}$
2	0	50,5	0	$9,7 \cdot 10^{-8}$
3	0	59,0	0	$2,9 \cdot 10^{-8}$
4	0	78,8	0	$1,4 \cdot 10^{-8}$
5	0	32,2	0	$2,5 \cdot 10^{-9}$
6	0	24,7	0	$1,3 \cdot 10^{-9}$
7	0	18,1	0	$7,2 \cdot 10^{-10}$
8	0	11,9	0	$7,3 \cdot 10^{-10}$
9	0	16,8	0	$7,7 \cdot 10^{-11}$

**Tabelle 71.:** Die Tabelle zeigt die Limits in unterschiedlichen Einheiten für den Starburstkatalog. Mit einer Wahrscheinlichkeit von 90 % kann ein zusätzlicher Beitrag größer bzw. kleiner als das angegebene Limit ausgeschlossen werden. Für Bins, die aufgrund einer Unterfluktuation ein kleineres Limit liefern als die Sensitivität, wurde die Sensitivität als Limit gewählt.



**Abbildung 7.6.:** Gezeigt sind die Flusslimits für eine durchschnittliche Quelle des Starburstkatalogs. Mit einer Wahrscheinlichkeit von jeweils 90 % liegt ein zusätzlicher Beitrag zum atmosphärischen Neutrinofluss unterhalb der eingezeichneten Limits.

## 7.2. Effektive Fläche

Die effektive Fläche des Detektors lässt sich auf verschiedene Art und Weise berechnen. Zum einen durch unterschiedliche Monte-Carlo-Datensätze, die zur Berechnung genutzt werden, zum anderen durch die Gleichung, mit der die Fläche berechnet wird.

### 7.2.1. Gleichungen

Innerhalb der IceCube-Kollaboration gibt es verschiedene Implementierungen zur Berechnung der effektiven Fläche. Da die Neutrinos in der Simulation zur Interaktion in der Nähe des Detektors gezwungen werden, wurde die Variable **OneWeight** eingeführt [Fin07]. Diese beinhaltet die Wahrscheinlichkeit, dass diese Interaktion tatsächlich stattfindet. Die Variable **BinBreite** beschreibt die Breite der Bins in der Einheit  $\log_{10}$  (Energie), dies impliziert eine konstante Binbreite über den gesamten Energiebereich. Weiterhin steht die Variable  $\Omega$  für einen Winkelbereich in Steradian, dieser ist jedoch nicht überall gleich definiert. Im Beispiel zu (7.4) ist  $\Omega = 4\pi$  fest, bei (7.5) ist  $\Omega = [2\pi, 4\pi]$  basierend auf dem simulierten Winkelbereich, in (7.3) ist der Winkelbereich ebenfalls  $\Omega = [2\pi, 4\pi]$ , jedoch basierend auf dem tatsächlich genutzten Winkelbereich. Bei allen Gleichungen wird über die Anzahl der generierten Ereignisse  $N$  summiert.

$$\frac{1}{N \cdot \Omega} \sum_{i=1}^N \frac{\text{OneWeight}_i}{E_i} \quad (7.3)$$

$$\frac{1}{N \cdot \Omega \cdot \text{BinBreite}} \sum_{i=1}^N \text{OneWeight}_i \quad (7.4)$$

$$\frac{1}{N \cdot \Omega \cdot \text{BinBreite}} \sum_{i=1}^N \frac{\text{OneWeight}_i}{E_i} \quad (7.5)$$

Das Ergebnis aus Gleichung (7.4) unterscheidet sich bereits in den Einheiten von den anderen beiden, da nicht durch eine Energie geteilt wird. Gleichungen (7.5) und (7.3) liefern die gleichen Einheiten. Der Unterschied zwischen den beiden besteht darin, dass (7.5) vom Binning abhängt. Unterschiedlich breite Bins sind nicht möglich und durch das Hinzufügen weiterer Bins ändert sich auch der Wert der anderen. Darum wurde für die Analyse Gleichung (7.3) genutzt. Diese Gleichung wurde unter anderem in der IC40 Analyse des atmosphärischen Neutrinoenergiespektrums genutzt und in der IC59 Analyse von Natalie Milke verwendet [Mil12a].

Die Ergebnisse von Gleichung (7.5) sind um einen Faktor 3,2 größer als die von Gleichung (7.3). Die Werte, die mit (7.4) berechnet wurden, sind einen Faktor

## 7. Variationen

---

≈1,3 größer als die von Gleichung (7.3). Somit sind die Sensitivitäten aus Kapitel 5 und die Ergebnisse aus Kapitel 6 die konservativsten der drei möglichen Variationen. Dies gilt für alle drei Kataloge, wie in Tabelle 7.5 bis 7.4 ersichtlich. Die tatsächlich verwendeten Werte wurden mit der Gleichung (7.3) berechnet und sind in der ersten Spalte aufgeführt.

	eff. Fläche $A_{\text{eff}}$ [m <sup>2</sup> ] nach Gleichung		
	(7.3)	(7.5)	(7.4)
Bin 1	$2,9 \cdot 10^{-5}$	$9,3 \cdot 10^{-5}$	$3,6 \cdot 10^{-5}$
Bin 2	$3,1 \cdot 10^{-4}$	$10,0 \cdot 10^{-4}$	$4,1 \cdot 10^{-4}$
Bin 3	$1,7 \cdot 10^{-3}$	$5,5 \cdot 10^{-3}$	$2,3 \cdot 10^{-3}$
Bin 4	$6,9 \cdot 10^{-3}$	$2,2 \cdot 10^{-2}$	$9,4 \cdot 10^{-3}$
Bin 5	$2,4 \cdot 10^{-2}$	$7,7 \cdot 10^{-2}$	$3,3 \cdot 10^{-2}$
Bin 6	$7,9 \cdot 10^{-2}$	$2,5 \cdot 10^{-1}$	$1,1 \cdot 10^{-1}$
Bin 7	$2,1 \cdot 10^{-1}$	$6,7 \cdot 10^{-1}$	$2,9 \cdot 10^{-1}$
Bin 8	$5,3 \cdot 10^{-1}$	1,7	$7,2 \cdot 10^{-1}$
Bin 9	1,1	3,4	1,4
Bin 10	1,7	5,4	2,4
Bin 11	2,7	8,6	3,8
Bin 12	6,9	$2,2 \cdot 10^1$	9,3

**Tabelle 7.2.:** Vergleich der unterschiedlichen effektiven Flächen für den Starburstkatalog.

	eff. Fläche $A_{\text{eff}}$ [m <sup>2</sup> ] nach Gleichung		
	(7.3)	(7.5)	(7.4)
Bin 1	$2,5 \cdot 10^{-5}$	$7,9 \cdot 10^{-5}$	$3,1 \cdot 10^{-5}$
Bin 2	$2,9 \cdot 10^{-4}$	$9,3 \cdot 10^{-4}$	$3,8 \cdot 10^{-4}$
Bin 3	$1,6 \cdot 10^{-3}$	$5,0 \cdot 10^{-3}$	$2,1 \cdot 10^{-3}$
Bin 4	$6,7 \cdot 10^{-3}$	$2,2 \cdot 10^{-2}$	$9,0 \cdot 10^{-3}$
Bin 5	$2,4 \cdot 10^{-2}$	$7,6 \cdot 10^{-2}$	$3,2 \cdot 10^{-2}$
Bin 6	$6,7 \cdot 10^{-2}$	$2,1 \cdot 10^{-1}$	$9,1 \cdot 10^{-2}$
Bin 7	$1,5 \cdot 10^{-1}$	$4,8 \cdot 10^{-1}$	$2,1 \cdot 10^{-1}$
Bin 8	$4,4 \cdot 10^{-1}$	1,4	$6,0 \cdot 10^{-1}$
Bin 9	$6,7 \cdot 10^{-1}$	2,1	$9,5 \cdot 10^{-1}$
Bin 10	1,7	5,6	2,2
Bin 11	2,1	6,8	3,1
Bin 12	4,7	$1,5 \cdot 10^1$	6,7

**Tabelle 7.3.:** Vergleich der unterschiedlichen effektiven Flächen für den Milagro-Katalog.

	eff. Fläche $A_{\text{eff}}$ [m <sup>2</sup> ] nach Gleichung		
	(7.3)	(7.5)	(7.4)
Bin 1	$2,2 \cdot 10^{-5}$	$7,1 \cdot 10^{-5}$	$2,8 \cdot 10^{-5}$
Bin 2	$2,3 \cdot 10^{-4}$	$7,3 \cdot 10^{-4}$	$3,0 \cdot 10^{-4}$
Bin 3	$1,2 \cdot 10^{-3}$	$3,9 \cdot 10^{-3}$	$1,6 \cdot 10^{-3}$
Bin 4	$4,9 \cdot 10^{-3}$	$1,6 \cdot 10^{-2}$	$6,4 \cdot 10^{-3}$
Bin 5	$1,7 \cdot 10^{-2}$	$5,4 \cdot 10^{-2}$	$2,2 \cdot 10^{-2}$
Bin 6	$5,3 \cdot 10^{-2}$	$1,7 \cdot 10^{-1}$	$7,2 \cdot 10^{-2}$
Bin 7	$1,2 \cdot 10^{-1}$	$3,7 \cdot 10^{-1}$	$1,6 \cdot 10^{-1}$
Bin 8	$3,0 \cdot 10^{-1}$	$9,7 \cdot 10^{-1}$	$4,2 \cdot 10^{-1}$
Bin 9	$5,3 \cdot 10^{-1}$	1,7	$7,1 \cdot 10^{-1}$
Bin 10	2,1	6,9	2,9
Bin 11	3,0	9,8	4,1
Bin 12	6,7	$2,2 \cdot 10^1$	9,9

**Tabelle 7.4.:** Vergleich der unterschiedlichen effektiven Flächen für den SNR-Katalog.

## 7. Variationen

---

### 7.2.2. Simulierte Ereignisse

Im Allgemeinen sollte man Monte-Carlo und Daten immer gleich behandeln. Dadurch ergibt sich auch, welcher Monte-Carlo-Datensatz zur Berechnung der effektiven Fläche genutzt werden muss. Nämlich den, der die gleiche Art von Ereignisselektion durchlaufen hat wie die letztendlich genutzten Daten.

Diskussionen mit anderen Kollaborationsmitgliedern über die Vergleichbarkeit verschiedener Analysemethoden legten die Vermutung nahe, dass bei deren Analyse dies nicht der Fall sei. Stattdessen wird das komplette Zenitband um eine betrachtete Quelle genutzt, bzw. die Summe derer für einen Katalog mit mehreren Quellen. Dies führt zu größeren effektiven Flächen und somit zu kleineren Flüssen und kleineren Sensitivitäten. Die Tabellen 7.5-7.7 zeigen die errechneten Flächen mit der in der Analyse verwendeten Methode für die ganzen Zenitbänder  $A_{\text{Band}}$  und den Quotienten zu den verwendeten Flächen  $A_{\text{eff}}$ .

Beim Starburstkatalog, dargestellt in Tabelle 7.5, ist der Zuwachs in der effektiven Fläche besonders groß. Durch die große Anzahl an Quellen und deren Verteilung über den ganzen Himmel decken die Zenitbänder um die Quellen beinahe den ganzen Himmel ab. Mit der Verwendung des Datensatzes mit den kompletten Zenitbändern könnte die Sensitivität um bis zu 3500 % verbessert werden.

	Starburst	
	$A_{\text{Band}} [\text{m}^2]$	$A_{\text{Band}}/A_{\text{eff}}$
Bin 1	$7,86 \cdot 10^{-4}$	27,0
Bin 2	0,00937	30,0
Bin 3	0,0537	31,3
Bin 4	0,233	33,6
Bin 5	0,837	34,7
Bin 6	2,62	33,3
Bin 7	7,02	33,7
Bin 8	16,4	31,1
Bin 9	32,5	30,7
Bin 10	59,9	35,5
Bin 11	95,4	35,7
Bin 12	149	21,5

**Tabelle 7.5.:** Der große Unterschied in den effektiven Flächen für den Starburstkatalog resultiert aus der Verteilung der Quellen am Himmel. Dadurch, dass die Quellen über den ganzen Himmel verteilt sind, ist der Zuwachs durch die Verwendung des ganzen Zenitbandes besonders groß.

Da es sich bei dem Milagrokatolg um galaktische Quellen handelt, sind diese nicht so stark verteilt wie die Starburstgalaxien. Dadurch ist der Himmelsbereich, der von den Zenitbändern um die Quellen abgedeckt wird, nicht so groß. Daraus resultiert auch der kleinere Zugewinn bei der Verwendung der ganzen Zenitbänder, die Sensitivitäten würden sich noch um bis zu 1500 % verbessern.

Milagro		
	$A_{\text{Band}} [\text{m}^2]$	$A_{\text{Band}}/A_{\text{eff}}$
Bin 1	$2,00 \cdot 10^{-4}$	8,14
Bin 2	0,002 35	8,07
Bin 3	0,0141	9,05
Bin 4	0,0633	9,40
Bin 5	0,226	9,49
Bin 6	0,733	11,0
Bin 7	2,04	13,5
Bin 8	4,77	10,9
Bin 9	10,4	15,6
Bin 10	19,1	11,0
Bin 11	31,0	14,6
Bin 12	48,5	10,3

**Tabelle 7.6.:** Der Zuwachs bei dem Milagrokatolog ist schon nicht mehr so groß. Die Quellen liegen alle in der galaktischen Ebene und sind damit stärker gehäuft. Dadurch sind die Überschneidungen der Zenitbänder der einzelnen Quellen größer.

Auch der SNR-Katalog beinhaltet nur galaktische Quellen. Diese liegen zudem noch alle dicht am Horizont, so dass durch die Zenitbandmethode nicht so viel gewonnen werden kann wie bei den anderen beiden Katalogen. Bei diesem Katalog kann maximal ein Faktor sieben in den Sensitivitäten erreicht werden.

Mit der in diesem Abschnitt vorgestellten Methode ließe sich zwar eine nominelle Verbesserung der Sensitivitäten erreichen, jedoch zeigen die Vergleiche mit dem erwarteten Fluss, dass dies keine korrekten Ergebnisse liefert.

## 7. Variationen

---

	SNR	
	$A_{\text{Band}} [\text{m}^2]$	$A_{\text{Band}}/A_{\text{eff}}$
Bin 1	$6,22 \cdot 10^{-5}$	2,80
Bin 2	$8,41 \cdot 10^{-4}$	3,69
Bin 3	0,004 76	3,90
Bin 4	0,0213	4,36
Bin 5	0,0821	4,87
Bin 6	0,258	4,84
Bin 7	0,758	6,52
Bin 8	2,04	6,73
Bin 9	3,74	7,09
Bin 10	7,89	3,68
Bin 11	12,3	4,03
Bin 12	27,6	4,10

**Tabelle 7.7.:** Die SNRs liegen alle sehr dicht am Horizont, dadurch ist die Überschneidung der Zenitbänder der einzelnen Quellen besonders hoch und der Zugewinn an effektiver Fläche entsprechend klein.

## 8. Diskussion und Ausblick

Die Analyse konnte kein signifikantes Signal in einer der untersuchten Quellkataloge entdecken. Angesichts der bereits existierenden Analysen dieses Datensatzes ist dies allerdings nicht überraschend, da diese Analysen weniger Signale als erwarteten Untergrund gesehen haben. In dieser Hinsicht ist die Erkenntnis, die durch diese Arbeit erlangt wurde, dass diese Unterfluktuation in den Energiebereichen kleiner einem TeV liegen, äußerst interessant.

Bei dem verwendeten Signifikanzniveau von 90 % zeigen sich bereits die Möglichkeiten dieser Methode. Obwohl die Gesamtzahl der Ereignisse gleich oder sogar weniger sind als vom Untergrund erwartet, können die Ereignisse in einigen Bins trotzdem die Untergrunderwartungen übertreffen. Dies führt bei dem SNR-Katalog dazu, dass das von der Theorie häufig vorgeschlagene  $E^{-2}$  Spektrum nicht über den ganzen Energiebereich erlaubt ist. Dies bestätigt die Motivation zu der Analyse, Signalexzesse in einzelnen Energiebereichen zu sehen, obwohl die Ereignisse über den ganzen Energiebereich nicht mehr sind als erwartet.

Die Methode der Fehlerberechnung mit der Hilfe von Bootstrapalgorithmen erweist sich ebenfalls als sehr praktikabel. Es können ohne großen Einsatz von Rechenzeit zuverlässige Konfidenzintervalle bestimmt werden. Diese sind sogar auf inversen Problemen, deren Daten über mehrere Größenordnungen gehen, verlässlich.

Für die zukünftigen Anwendungen dieser Analysemethoden bieten sich noch Verbesserungen an. Durch die Inhomogenität, die aus der Konstruktion des Detektors resultiert, ist die Rekonstruktion von hoch energetischen Ereignissen stark eingeschränkt. Mit der Vervollständigung des Detektors wird dies für neue Datensätze jedoch kein Problem mehr sein.

Eine weitere kleine Verbesserung wäre eine Methode zur Limitberechnung, die nicht nur ganze Zahlen als Signal nutzt. Dadurch könnten in dem Bereich, der auf 1 gerundet werden muss, Rundungsfehler bis zu 100 % vermieden werden.

Eine weitere Überlegung ist die Wahl der Quellkataloge. Da die Methode nun getestet und dokumentiert ist, können weitere Kataloge einfach analysiert werden. Ebenfalls möglich ist die Anwendung neuartiger Entfaltungsmethoden, welche das Entfalten von kleineren Ereigniszahlen ermöglichen.

## 8. Diskussion und Ausblick

---

Zusammengefasst lässt sich sagen, dass die in dieser Arbeit entwickelte Analysemethode eine gute Erweiterung der bisherigen Punktquellenanalyse ist. Sie liefert auch bei Nullmessungen weitere Erkenntnisse über die Energieverteilung der Neutrinos. Anwendungen in der Zukunft versprechen ein noch besseres Ergebnis durch den besseren Detektor sowie bessere Rekonstruktionsmethoden.

# A. TRUEE test plots

## A.1. Starburst

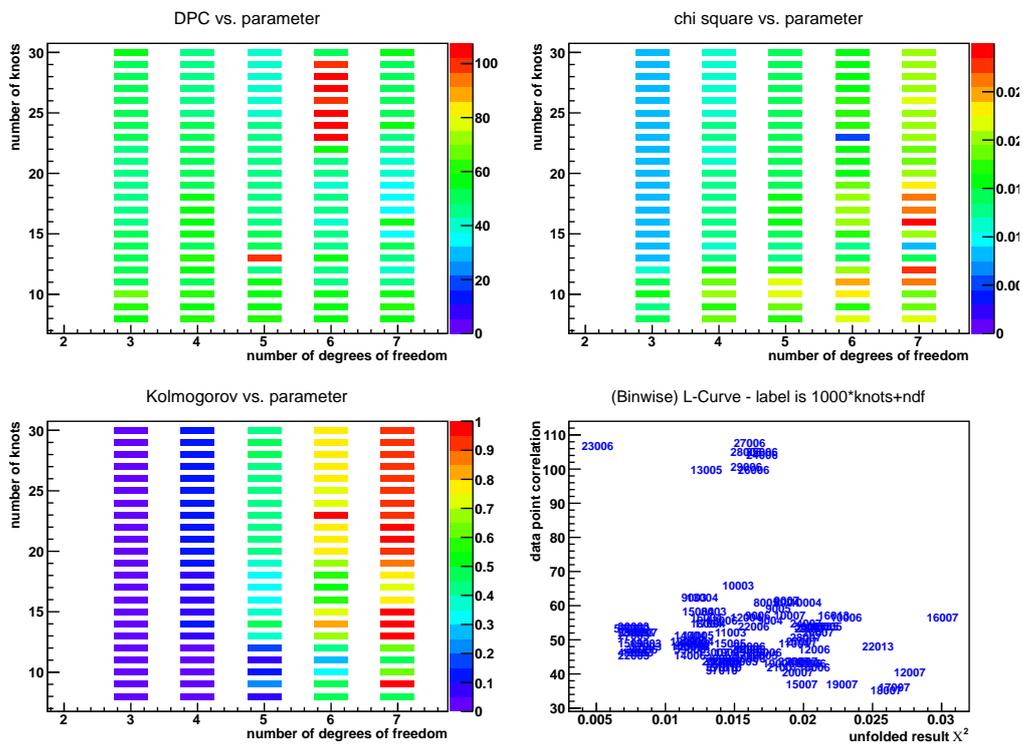


Abbildung A.1.: Starburst Testmode Überblick

## A. TRUEE test plots

---

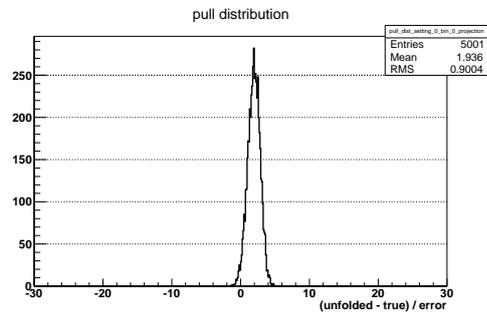


Abbildung A.2.: Starburst Pullergebnis Bin 1

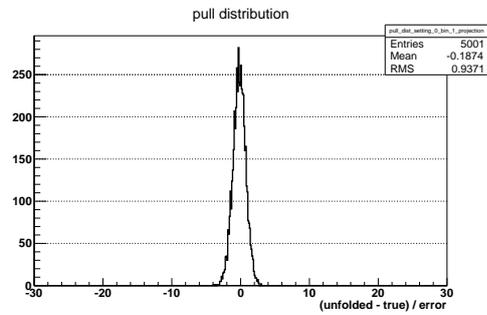


Abbildung A.3.: Starburst Pullergebnis Bin 2

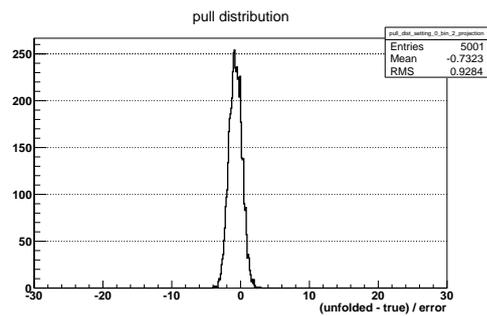


Abbildung A.4.: Starburst Pullergebnis Bin 3

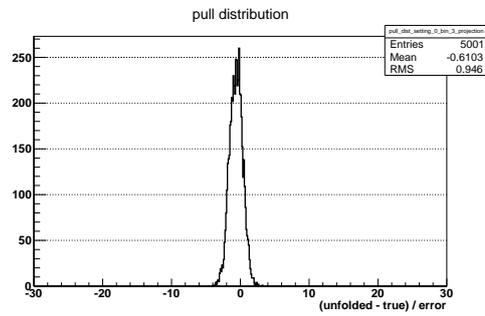


Abbildung A.5.: Starburst Pullergebnis Bin 4

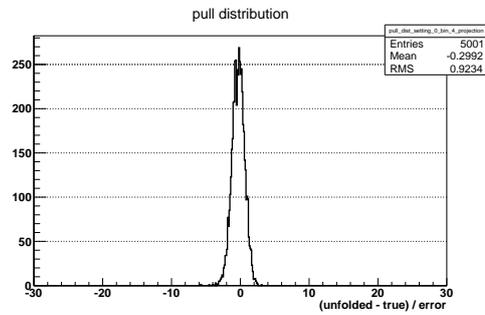


Abbildung A.6.: Starburst Pullergebnis Bin 5

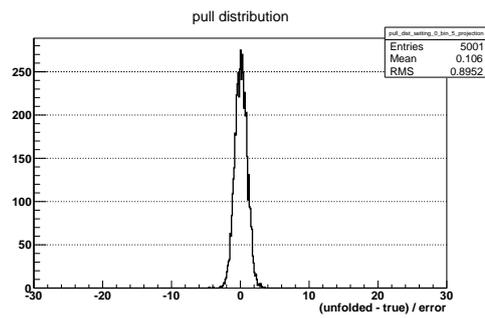


Abbildung A.7.: Starburst Pullergebnis Bin 6

## A. TRUUE test plots

---

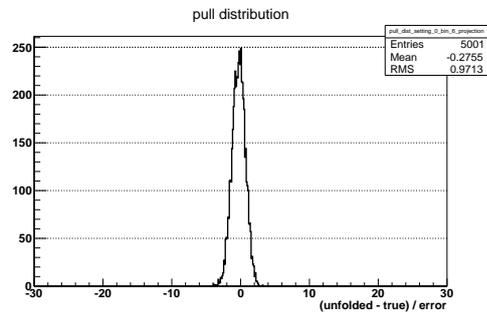


Abbildung A.8.: Starburst Pullergebnis Bin 7

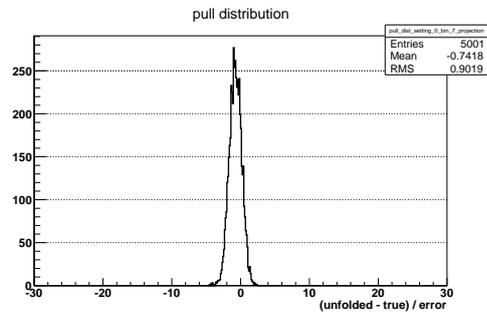


Abbildung A.9.: Starburst Pullergebnis Bin 8

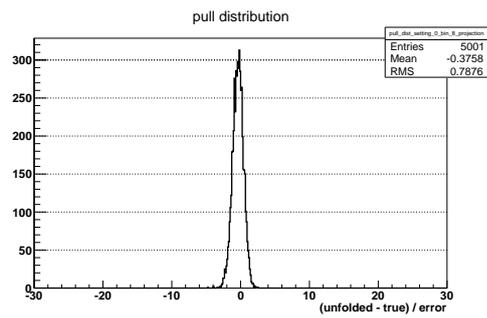


Abbildung A.10.: Starburst Pullergebnis Bin 9

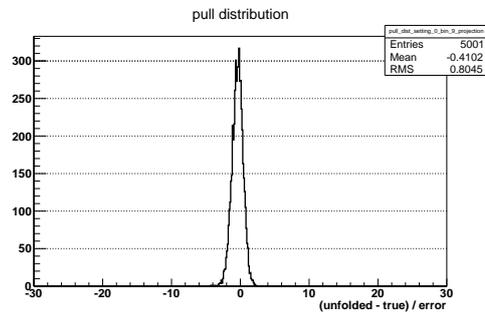


Abbildung A.11.: Starburst Pullergebnis Bin 10

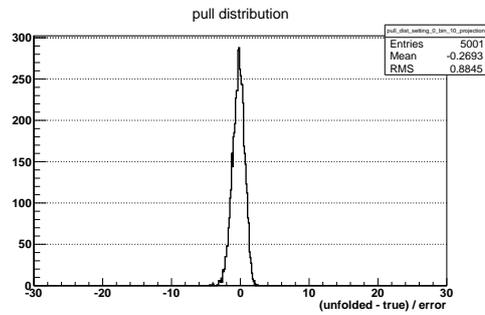


Abbildung A.12.: Starburst Pullergebnis Bin 11

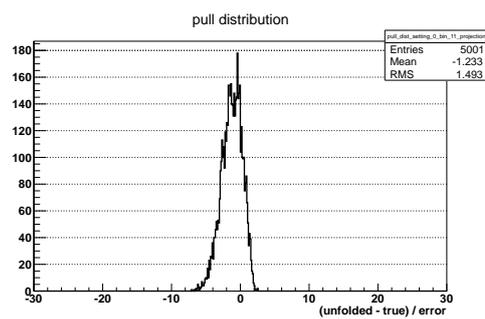


Abbildung A.13.: Starburst Pullergebnis Bin 12

## A. TRUEE test plots

---

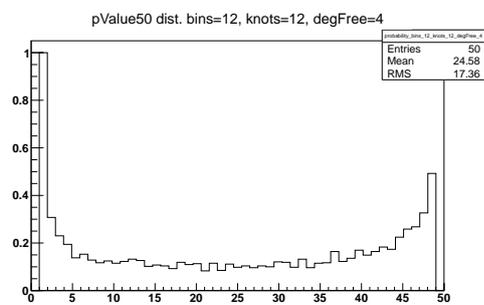


Abbildung A.14.: Starburst Datenpunktkorrelation

A.2. Milagro

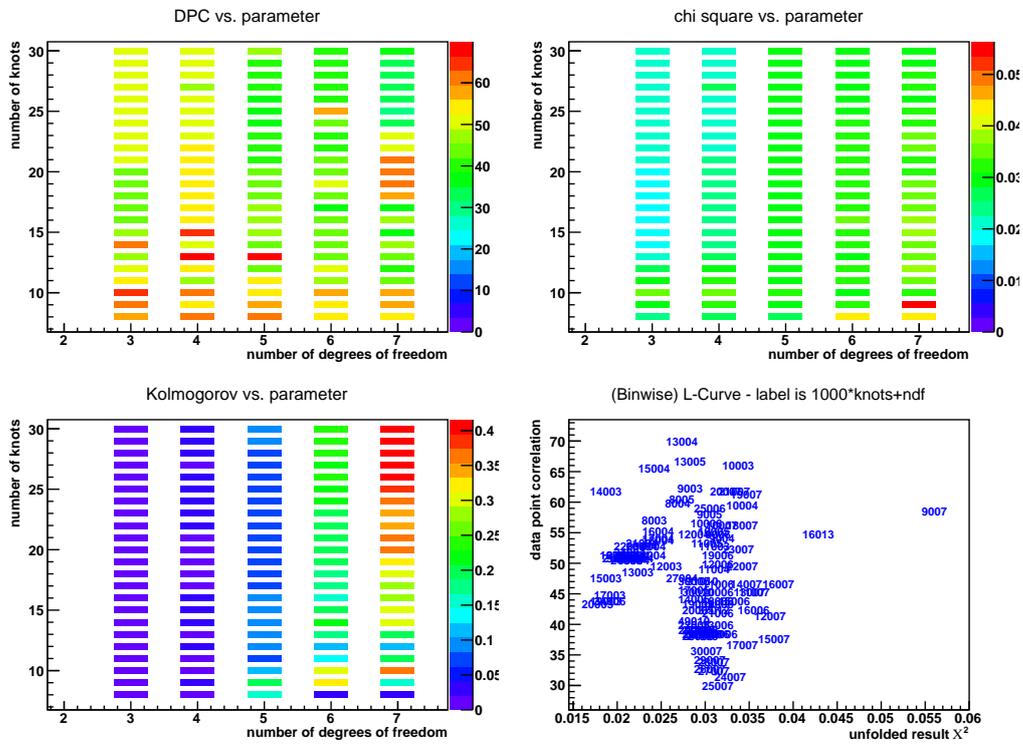


Abbildung A.15.: Milagro Testmode Überblick

## A. TRUEE test plots

---

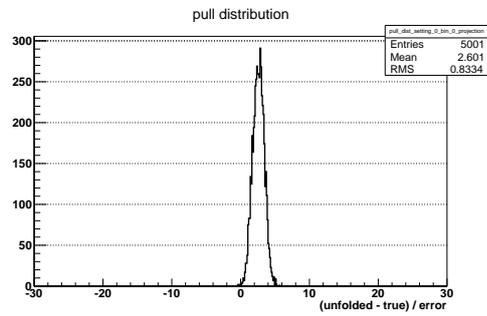


Abbildung A.16.: Milagro Pullergebnis Bin 1

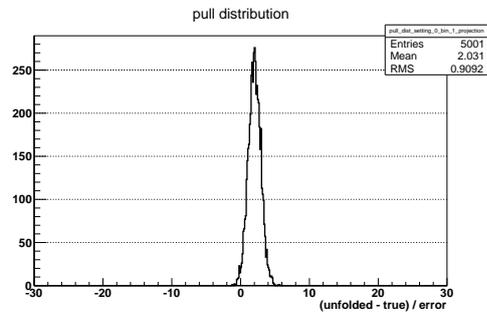


Abbildung A.17.: Milagro Pullergebnis Bin 2

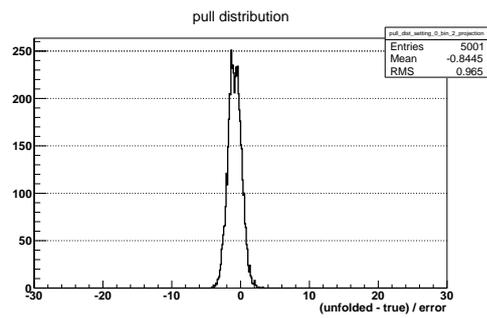


Abbildung A.18.: Milagro Pullergebnis Bin 3

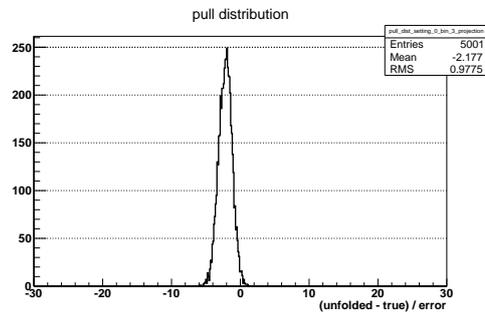


Abbildung A.19.: Milagro Pullergebnis Bin 4

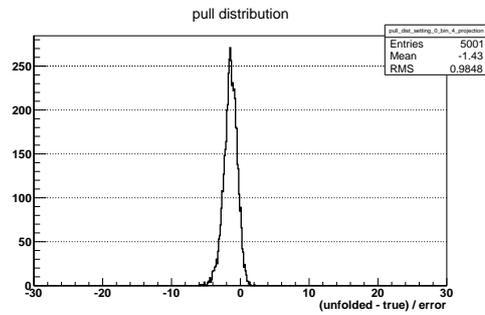


Abbildung A.20.: Milagro Pullergebnis Bin 5

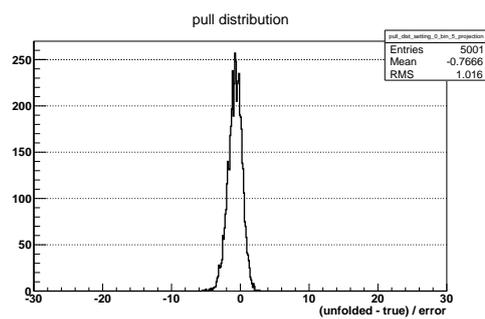


Abbildung A.21.: Milagro Pullergebnis Bin 6

## A. TRUEE test plots

---

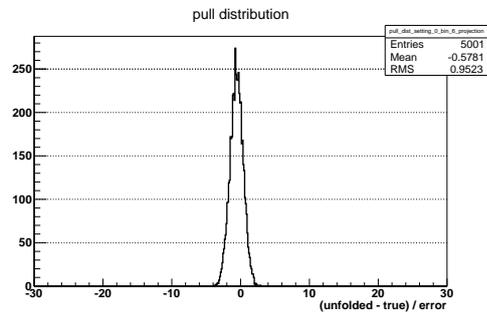


Abbildung A.22.: Milagro Pullergebnis Bin 7

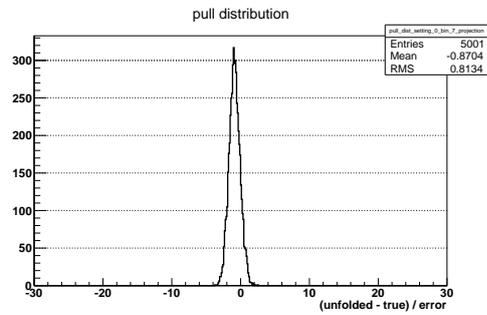


Abbildung A.23.: Milagro Pullergebnis Bin 8

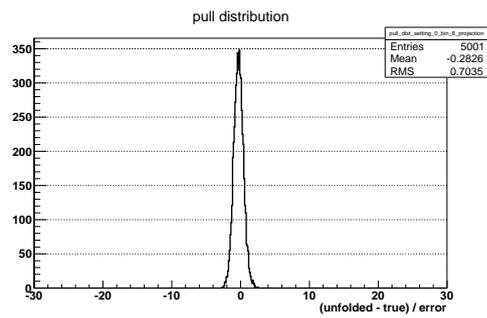


Abbildung A.24.: Milagro Pullergebnis Bin 9

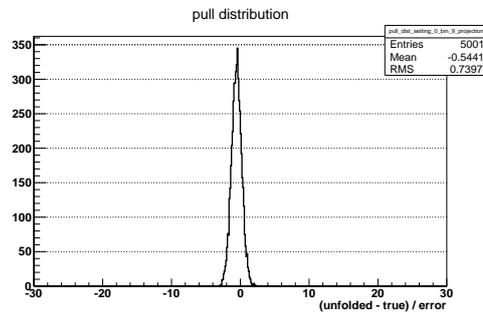


Abbildung A.25.: Milagro Pullergebnis Bin 10

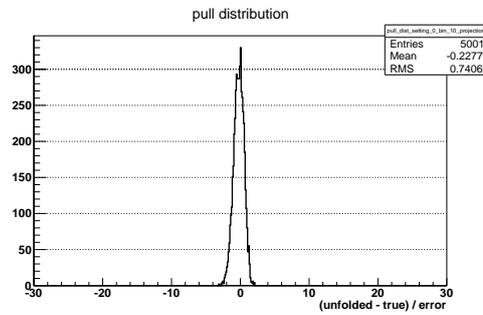


Abbildung A.26.: Milagro Pullergebnis Bin 11

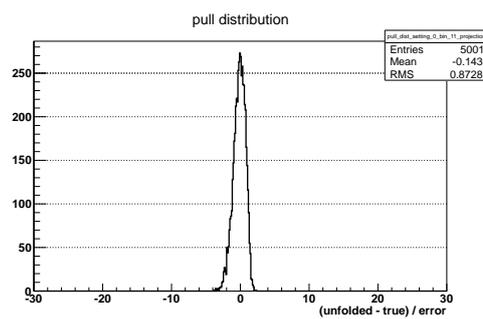


Abbildung A.27.: Milagro Pullergebnis Bin 12

## A. TRUEE test plots

---

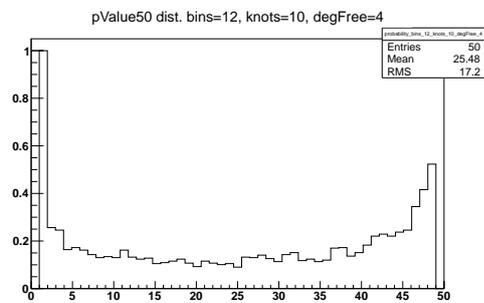


Abbildung A.28.: Milagro Datenpunktkorrelation

A.3. Supernovaüberreste

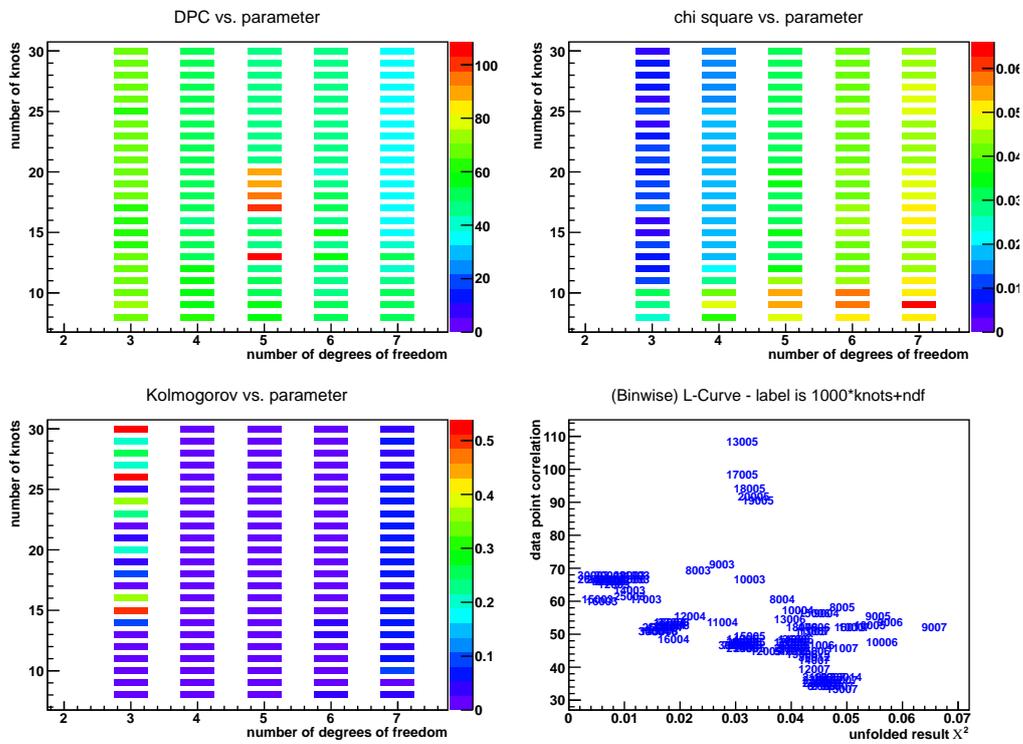


Abbildung A.29.: SNR Testmode Überblick

## A. TRUEE test plots

---

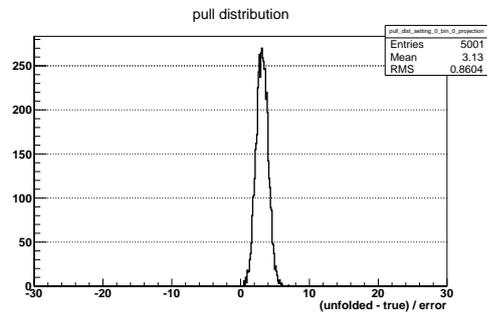


Abbildung A.30.: SNR Pullergebnis Bin 1

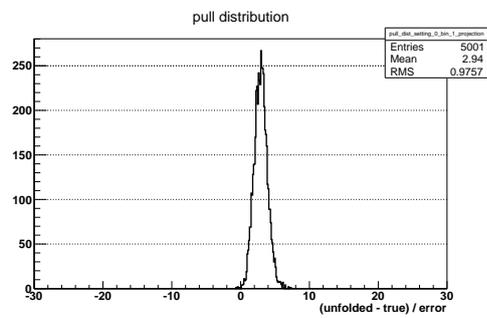


Abbildung A.31.: SNR Pullergebnis Bin 2

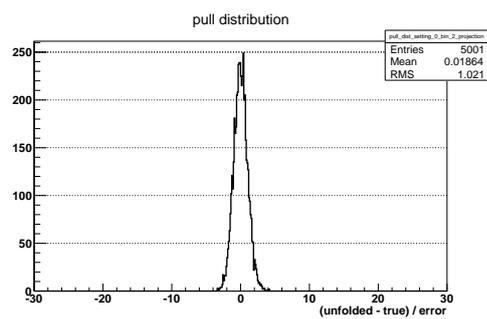


Abbildung A.32.: SNR Pullergebnis Bin 3

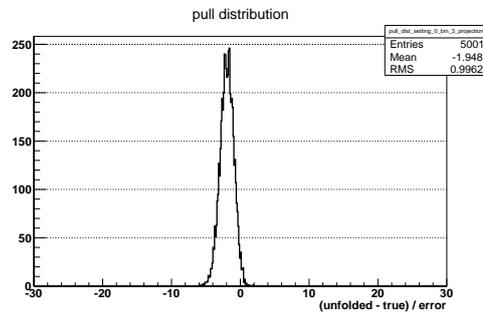


Abbildung A.33.: SNR Pullergebnis Bin 4

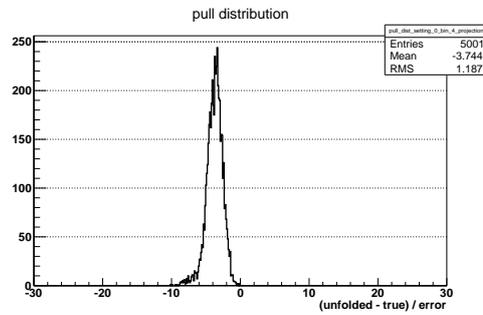


Abbildung A.34.: SNR Pullergebnis Bin 5

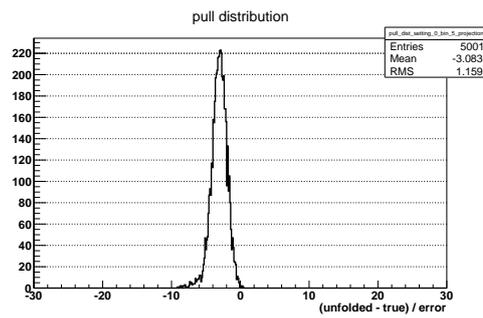


Abbildung A.35.: SNR Pullergebnis Bin 6

## A. TRUEE test plots

---

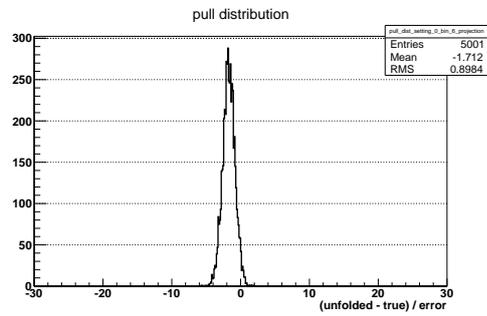


Abbildung A.36.: SNR Pullergebnis Bin 7

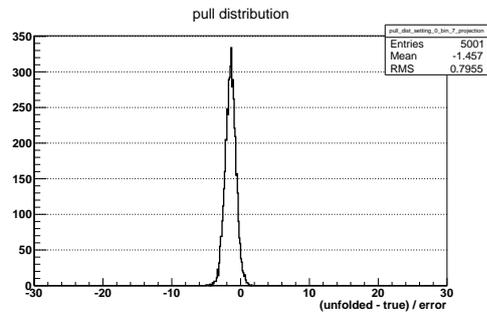


Abbildung A.37.: SNR Pullergebnis Bin 8

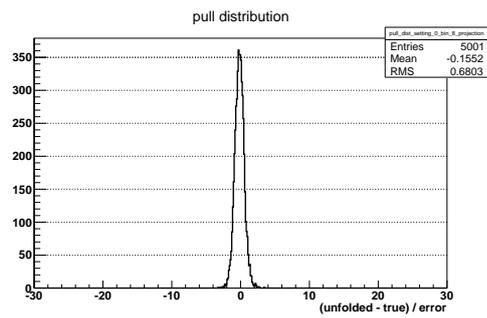


Abbildung A.38.: SNR Pullergebnis Bin 9

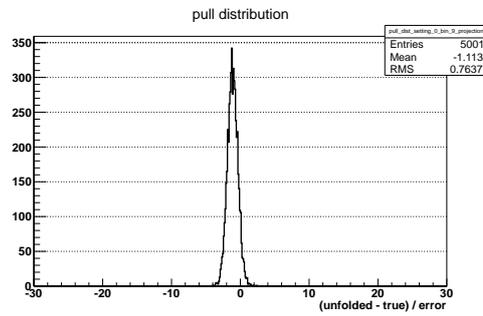


Abbildung A.39.: SNR Pullergebnis Bin 10

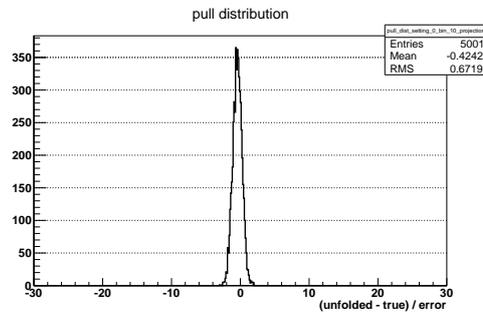


Abbildung A.40.: SNR Pullergebnis Bin 11

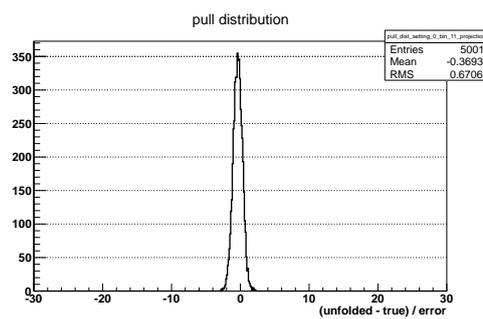


Abbildung A.41.: SNR Pullergebnis Bin 12

## A. TRUEE test plots

---

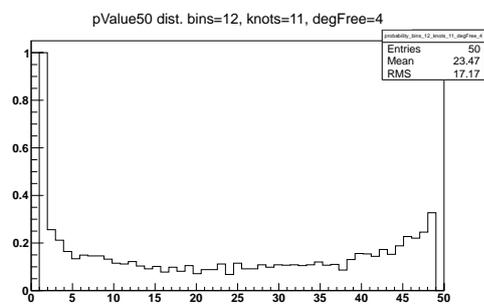


Abbildung A.42.: SNR Datenpunktkorrelation

## B. Katalogtabellen

**Tabelle B.1.:** Liste der verwendeten Quellen im Starburstkatalog, das Gewicht entspricht dem Photonenfluss bei  $60\ \mu\text{m}$

Name	RA	DEC	Gewicht
ARP193	200,15	34,14	17,04
ARP220	233,74	23,50	104,09
IC342	56,70	68,10	180,80
IC5298	349,00	25,56	9,06
Maffei2	40,48	59,60	135
MRK1088	73,66	3,27	6,61
MRK1194	77,94	5,20	6,69
MRK1365	208,63	15,04	4,20
MRK1466	182,05	2,88	6,27
MRK188	176,89	55,97	4,58
MRK319	349,66	25,23	4,27
MRK33	158,13	54,40	4,77
MRK332	359,86	20,75	4,87
MRK534	352,19	3,51	7,40
MRK545	2,47	25,92	9,20
MRK708	145,55	4,67	5,36
MRK759	182,66	16,03	4,12
NGC1055	40,44	0,44	23,37
NGC1134	43,42	13,01	9,09
NGC1530	65,86	75,30	9,88
NGC1569	67,70	64,85	54,36
NGC2146	94,66	78,36	146,69
NGC2276	111,81	85,75	14,29
NGC2403	114,21	65,60	41,47
NGC2415	114,24	35,24	8,75
NGC2782	138,52	40,11	9,17
NGC2785	138,81	40,92	8,40
NGC2798	139,35	42,00	20,60

## B. Katalogtabellen

---

**Tabelle B.1.:** Liste der verwendeten Quellen im Starburstkatalog, das Gewicht entspricht dem Photonenfluss bei  $60\ \mu\text{m}$

Name	RA	DEC	Gewicht
NGC2903	143,04	21,50	60,54
NGC3034(M82)	148,97	69,68	1480,42
NGC3079	150,49	55,68	50,67
NGC3147	154,22	73,40	8,17
NGC3310	159,69	53,50	34,56
NGC3367	161,65	13,75	6,44
NGC3448	163,66	54,31	6,64
NGC3504	165,80	27,97	21,43
NGC3556(M108)	167,88	55,67	32,55
NGC3627(M66)	170,06	12,99	66,31
NGC3628	170,07	13,59	54,80
NGC3683	171,88	56,88	13,87
NGC3690	172,13	58,56	113,05
NGC3893	177,16	48,71	15,57
NGC3994	179,40	32,28	4,98
NGC4041	180,55	62,14	14,15
NGC4102	181,60	52,71	46,85
NGC4194	183,54	54,53	23,20
NGC4214	183,91	36,33	17,57
NGC4273	184,98	5,34	9,38
NGC4303(M62)	185,48	4,47	37,27
NGC4414	186,61	31,22	29,55
NGC4527	188,54	2,65	31,40
NGC4536	188,61	2,19	30,26
NGC4631	190,53	32,54	85,40
NGC4793	193,67	28,94	12,42
NGC4826(M64)	194,18	21,68	36,70
NGC5005	197,73	37,06	22,18
NGC5020	198,17	12,60	5,58
NGC5055(M63)	198,96	42,03	40
NGC5104	200,35	0,34	6,78
NGC5194(M51)	202,47	47,20	97,42
NGC520	21,15	3,79	31,52
NGC5218	203,04	62,77	7,01
NGC5256	204,57	48,28	7,25
NGC5257	204,97	0,84	8,10

---

**Tabelle B.1.:** Liste der verwendeten Quellen im Starburstkatalog, das Gewicht entspricht dem Photonenfluss bei 60  $\mu\text{m}$

Name	RA	DEC	Gewicht
NGC5430	210,19	59,33	10,10
NGC5676	218,20	49,46	12,04
NGC5678	218,02	57,92	9,67
NGC5775	223,49	3,54	23,59
NGC5900	228,77	42,21	7,51
NGC5936	232,50	12,99	8,73
NGC5962	234,13	16,61	8,93
NGC5990	236,57	2,42	9,59
NGC6181	248,09	19,83	8,94
NGC6217	248,16	78,20	11,35
NGC6240	253,25	2,40	22,94
NGC6286	254,63	58,94	9,24
NGC632	24,32	5,88	4,89
NGC660	25,76	13,65	65,52
NGC6701	280,80	60,65	10,05
NGC6764	287,07	50,93	6,62
NGC6946	308,72	60,15	129,78
NGC7331	339,27	34,42	45
NGC7469	345,82	8,87	27,33
NGC7479	346,24	12,32	14,93
NGC7541	348,68	4,53	20,08
NGC7591	349,57	6,59	7,87
NGC7673	351,92	23,59	4,98
NGC7678	352,12	22,42	6,98
NGC7679	352,19	3,51	7,58
NGC7714	354,06	2,16	11,16
NGC7771	357,85	20,11	19,67
NGC828	32,54	39,19	11,46
NGC891	35,64	42,35	66,46
UGC02982	63,09	5,55	8,39
UGC2238	41,57	13,10	8,17
UGC8739	207,31	35,26	5,79

## B. Katalogtabellen

---

Name	RA	DEC
MGRO J2019+37	304,68	36,70
MGRO J1908+06	286,68	5,83
MGRO J2031+41	307,93	40,67
MGRO J2043+36	310,98	36,30
MGRO J2032+37	307,75	36,52
MGRO J1852+01	283,12	0,51
J0534.6+2201	83,68	22,11
J0617.4+2234	94,36	22,57
J0631.8+1034	97,95	10,57
J0634.0+1745	98,15	17,37
J1844.1-0335	281,04	-3,59
J1900.0+0356	285,01	3,95
J1923.0+1411	290,77	14,19
J1954.4+2838	298,61	28,65
J1958.1+2848	299,53	28,80
J2021.5+4026	305,40	40,44
J2229.0+6114	337,18	61,17

**Tabelle B.2.:** Liste der verwendeten Quellen im Milagro-katalog, alle Quellen haben das gleiche Gewicht

Name	RA	DEC	Gewicht
W51C	290,96	14,10	0,42
W44	284,00	1,37	0,28
IC443	94,25	22,57	0,23
W49B	287,78	9,10	0,07

**Tabelle B.3.:** Liste der verwendeten Quellen im SNR-Katalog, das Gewicht berechnet sich aus den integrierten Photonentrömen über 1 TeV

---

Name	RA	DEC	Gewicht
AS431	20,61	40,35	1,04
MR93	19,47	19,56	0,31
V444Cygni	20,33	38,73	0,21
MR112	20,60	41,38	0,19
AS422	20,54	40,81	0,17
HD193077	20,28	37,42	0,11
CQ Cep	22,61	56,91	0,09
HD191765	20,17	36,18	0,08
NaSt1	22,27	1,00	0,06
HD192641	20,24	36,66	0,04
HD192163	20,20	38,35	0,01
M1-67	19,19	16,86	0,01
HD213049	22,45	56,25	0,01
HD192103	20,20	36,20	0,01

**Tabelle B.4.:** Liste der Quellen im Binärsystem-Katalog, das Gewicht berechnet sich aus den integrierten Photonenflüssen im Röntgenbereich



# Abbildungsverzeichnis

2.1. IceCube Piktogramm . . . . .	4
3.1. Ablaufdiagramm der Analyse . . . . .	9
3.2. Beispiel einer Übersicht aus dem Testmode . . . . .	15
3.3. Beispiel einer Wäscheleine . . . . .	16
3.4. Beispiel eines Pullüberblicks . . . . .	17
3.5. Untergrundverteilung für ein Bin . . . . .	19
4.1. Energieverteilung der generierten und akzeptierten Ereignisse . . . . .	26
4.2. Abhängigkeiten der erzeugten Observablen zur Energie . . . . .	27
4.3. Ergebnisse der Fehlerabschätzungen . . . . .	29
4.4. Ergebnis der Fehlerabschätzung beim Ziehen mit Zurücklegen . . . . .	31
5.1. Verteilung von $S/B$ . . . . .	35
5.2. Abhängigkeiten der gewählten Observablen mit der Energie . . . . .	36
5.3. Abhängigkeiten der gewählten Observablen untereinander . . . . .	37
5.4. Testentfaltung für den Starburstkatalog . . . . .	38
5.5. Mittelwerte des Pullmodes für den Starburstkatalog . . . . .	39
5.6. Testentfaltung für den Milagro Katalog . . . . .	40
5.7. Mittelwerte des Pullmodes für den Milagro Katalog . . . . .	40
5.8. Testentfaltung für den SNR-Katalog . . . . .	41
5.9. Mittelwerte des Pullmodes für den SNR-Katalog . . . . .	42
5.10. Testentfaltung für den WR-Katalog . . . . .	43
5.11. Mittelwerte des Pullmodes für den WR-Katalog . . . . .	43
5.12. Untergrundergebnisse für Starburst . . . . .	44
5.13. Untergrundergebnisse für Milagro . . . . .	45
5.14. Untergrundergebnisse für SNR . . . . .	46
5.15. Gammalimits . . . . .	47
5.16. Flussvergleiche . . . . .	49
6.1. Ergebnisse für den Starburstkatalog . . . . .	52
6.2. Vergleich von Signal und Untergrund für den Starburstkatalog . . . . .	53
6.3. Flusslimits für Quellen aus dem Starburstkatalog . . . . .	54
6.4. Ergebnisse für den Milagro Katalog . . . . .	55

6.5. Vergleich von Signal und Untergrund für den Milagrokatalog . . .	56
6.6. Flusslimits für Quellen aus dem Milagrokatalog . . . . .	58
6.7. Ergebnisse für den SNR-Katalog . . . . .	59
6.8. Vergleich von Signal und Untergrund für den SNR-Katalog . . . .	60
6.9. Flusslimits für Quellen aus dem SNR-Katalog . . . . .	62
6.10. SNR-Crab Vergleich . . . . .	63
7.1. Vergleichsplots für ein Hochenergiebin . . . . .	66
7.2. Sensitivitäten für ein Hochenergiebin . . . . .	67
7.3. Ereignissensitivitäten für ein Hochenergiebin . . . . .	68
7.4. Ergebnisse für den Starburstkatalog mit Binvariation . . . . .	70
7.5. Vergleich von Signal und Untergrund für den Starburstkatalog mit Binvariation . . . . .	71
7.6. Flusslimits für Quellen aus dem Starburstkatalog mit Binvariation	72
A.1. Starburst Testmode Überblick . . . . .	81
A.2. Starburst Pullergebnis Bin 1 . . . . .	82
A.3. Starburst Pullergebnis Bin 2 . . . . .	82
A.4. Starburst Pullergebnis Bin 3 . . . . .	82
A.5. Starburst Pullergebnis Bin 4 . . . . .	83
A.6. Starburst Pullergebnis Bin 5 . . . . .	83
A.7. Starburst Pullergebnis Bin 6 . . . . .	83
A.8. Starburst Pullergebnis Bin 7 . . . . .	84
A.9. Starburst Pullergebnis Bin 8 . . . . .	84
A.10. Starburst Pullergebnis Bin 9 . . . . .	84
A.11. Starburst Pullergebnis Bin 10 . . . . .	85
A.12. Starburst Pullergebnis Bin 11 . . . . .	85
A.13. Starburst Pullergebnis Bin 12 . . . . .	85
A.14. Starburst Datenpunktkorrelation . . . . .	86
A.15. Milagro Testmode Überblick . . . . .	87
A.16. Milagro Pullergebnis Bin 1 . . . . .	88
A.17. Milagro Pullergebnis Bin 2 . . . . .	88
A.18. Milagro Pullergebnis Bin 3 . . . . .	88
A.19. Milagro Pullergebnis Bin 4 . . . . .	89
A.20. Milagro Pullergebnis Bin 5 . . . . .	89
A.21. Milagro Pullergebnis Bin 6 . . . . .	89
A.22. Milagro Pullergebnis Bin 7 . . . . .	90
A.23. Milagro Pullergebnis Bin 8 . . . . .	90
A.24. Milagro Pullergebnis Bin 9 . . . . .	90
A.25. Milagro Pullergebnis Bin 10 . . . . .	91
A.26. Milagro Pullergebnis Bin 11 . . . . .	91

A.27.Milagro Pullergebnis Bin 12 . . . . .	91
A.28.Milagro Datenpunktkorrelation . . . . .	92
A.29.SNR Testmode Überblick . . . . .	93
A.30.SNR Pullergebnis Bin 1 . . . . .	94
A.31.SNR Pullergebnis Bin 2 . . . . .	94
A.32.SNR Pullergebnis Bin 3 . . . . .	94
A.33.SNR Pullergebnis Bin 4 . . . . .	95
A.34.SNR Pullergebnis Bin 5 . . . . .	95
A.35.SNR Pullergebnis Bin 6 . . . . .	95
A.36.SNR Pullergebnis Bin 7 . . . . .	96
A.37.SNR Pullergebnis Bin 8 . . . . .	96
A.38.SNR Pullergebnis Bin 9 . . . . .	96
A.39.SNR Pullergebnis Bin 10 . . . . .	97
A.40.SNR Pullergebnis Bin 11 . . . . .	97
A.41.SNR Pullergebnis Bin 12 . . . . .	97
A.42.SNR Datenpunktkorrelation . . . . .	98



# Tabellenverzeichnis

4.1. Tabelle der für den Test der Methode genutzten Bingrenzen . . . . .	27
4.2. Ergebnisse der Fehlerabschätzungen . . . . .	30
4.3. Ergebnis der Fehlerabschätzung beim Ziehen mit Zurücklegen . . .	32
5.1. Angaben zur Qualität des IC59 Punktquellen Datensatzes. . . . .	33
5.2. $s_B$ -Werte und Ereignisszahlen für die unterschiedlichen Kataloge	34
6.1. 90 % Limits für den Starburstkatalog . . . . .	53
6.2. 90 % Limits für den Milagrokatlog . . . . .	57
6.3. 90 % Limits für den SNR-Katalog . . . . .	61
7.1. 90 % Limits für den Starburstkatalog mit Binvariation . . . . .	72
7.2. Vergleich der unterschiedlichen effektiven Flächen für den Starburstkatalog. . . . .	74
7.3. Vergleich der unterschiedlichen effektiven Flächen für den Milagrokatlog. . . . .	75
7.4. Vergleich der unterschiedlichen effektiven Flächen für den SNR-Katalog. . . . .	75
7.5. Eff. Flächen mit unterschiedlichen Monte-Carlo-Datensätzen für den Starburstkatalog . . . . .	76
7.6. Eff. Flächen mit unterschiedlichen Monte-Carlo-Datensätzen für den Milagrokatlog . . . . .	77
7.7. Eff. Flächen mit unterschiedlichen Monte-Carlo-Datensätzen für den SNR-Katalog . . . . .	78
B.1. Starburstquellen . . . . .	99
B.1. Starburstquellen . . . . .	100
B.1. Starburstquellen . . . . .	101
B.2. Milagroquellen . . . . .	102
B.3. SNR-Quellen . . . . .	102
B.4. WR-Quellen . . . . .	103



## Literatur

- [Aar+13a] M. G. Aartsen u. a. „Energy Reconstruction Methods and Performance in the IceCube Neutrino Detector“. In: **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment** (2013) (siehe S. 3).
- [Aar+13b] M. G. Aartsen u. a. „First Observation of PeV-Energy Neutrinos with IceCube“. In: **Physical Review Letters** 111.2 (Juli 2013), S. 021103. ISSN: 0031-9007. DOI: 10.1103/PhysRevLett.111.021103. arXiv: 1304.5356. URL: <http://arxiv.org/abs/1304.5356> (siehe S. 3).
- [Abb+10] Rasha Abbasi u. a. „The energy spectrum of atmospheric neutrinos between 2 and 200TeV with the AMANDA-II detector“. In: **Astroparticle Physics** 34.1 (Aug. 2010), S. 48–58. ISSN: 09276505. DOI: 10.1016/j.astropartphys.2010.05.001. arXiv: 1004.2357. URL: <http://arxiv.org/abs/1004.2357> (siehe S. 11).
- [Abb+11] Rasha Abbasi u. a. „TIME-INTEGRATED SEARCHES FOR POINT-LIKE SOURCES OF NEUTRINOS WITH THE 40-STRING IceCube DETECTOR“. In: **The Astrophysical Journal** 732.1 (Mai 2011), S. 18. ISSN: 0004-637X. DOI: 10.1088/0004-637X/732/1/18. arXiv: 1012.2137. URL: <http://arxiv.org/abs/1012.2137> (siehe S. 10).
- [Abb+12] R. Abbasi u. a. „The design and performance of IceCube DeepCore“. In: **Astroparticle Physics** 35.10 (Mai 2012), S. 615–624. ISSN: 09276505. DOI: 10.1016/j.astropartphys.2012.01.004. arXiv: 1109.6096. URL: <http://arxiv.org/abs/1109.6096> (siehe S. 3).
- [Abb+13] R. Abbasi u. a. „IceTop: The surface component of IceCube“. In: **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment** 700 (Feb. 2013), S. 188–220. ISSN: 01689002. DOI: 10.1016/j.nima.2012.10.067. arXiv: 1207.6326v2. URL: <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S016890021201217X> (siehe S. 3).
- [Abd+07] A. A. Abdo u. a. „TeV Gamma-Ray Sources from a Survey of the Galactic Plane with Milagro“. In: **The Astrophysical Journal** 664.2 (Aug. 2007), S. L91–L94. ISSN: 0004-637X. DOI: 10.1086/520717. arXiv: 0705.0707. URL: <http://arxiv.org/abs/0705.0707> (siehe S. 8).

- [Abd+09] A. A. Abdo u. a. „MILAGRO OBSERVATIONS OF MULTI-TeV EMISSION FROM GALACTIC SOURCES IN THE FERMI BRIGHT SOURCE LIST“. In: **The Astrophysical Journal** 700.2 (Apr. 2009), S. L127–L131. ISSN: 0004-637X. DOI: 10.1088/0004-637X/700/2/L127. arXiv: 0904.1018. URL: <http://arxiv.org/abs/0904.1018> (siehe S. 8).
- [AC12] Sebastian Böser for the ARA und IceCube Collaborations. „Prospects for a radio air-shower detector at South Pole“. In: **Proceedings of the ARENA 2012 workshop (Erlangen, Germany)**. Okt. 2012, S. 5. arXiv: 1211.0026. URL: <http://arxiv.org/abs/1211.0026> (siehe S. 4).
- [Alb+08] J. Albert u. a. „VHE  $\gamma$  Ray Observation of the Crab Nebula and its Pulsar with the MAGIC Telescope“. In: **The Astrophysical Journal** 674.2 (Feb. 2008), S. 1037–1055. ISSN: 0004-637X. DOI: 10.1086/525270. arXiv: 0705.3244. URL: <http://arxiv.org/abs/0705.3244> (siehe S. 62).
- [BBH10] Melanie Birke, Nicolai Bissantz und Hajo Holzmann. „Confidence bands for inverse regression models“. In: **Inverse Problems** 26.11 (Nov. 2010), S. 115020. ISSN: 0266-5611. DOI: 10.1088/0266-5611/26/11/115020. URL: <http://stacks.iop.org/0266-5611/26/i=11/a=115020?key=crossref.4b36a7aaa53d2fe2290c954250ba9ee3> (siehe S. 23).
- [Bec+09] Julia K. Becker, Peter L. Biermann, Jens Dreyer und Tanja M. Kneiske. „Cosmic Rays VI - Starburst galaxies at multiwavelengths“. In: **ArXiv e-prints** (Jan. 2009), S. 27. arXiv: 0901.1775. URL: <http://arxiv.org/abs/0901.1775> (siehe S. 7).
- [Bis+] Nicolai Bissantz, Fabian Clevermann, Katharina Proksch und Wolfgang Rhode. „Error limits on reconstructions of the high astro particle energy spectrum reconstructed from astro particle MC data using bootstrap methods“. In: **in preparation** () (siehe S. 21).
- [Bis+07] Nicolai Bissantz, Lutz Dümbgen, Hajo Holzmann und Axel Munk. „Non-parametric confidence bands in deconvolution density estimation“. In: **Journal of the Royal Statistical Society: Series B (Statistical Methodology)** 69.3 (Juni 2007), S. 483–506. ISSN: 1369-7412. DOI: 10.1111/j.1467-9868.2007.599.x. URL: <http://doi.wiley.com/10.1111/j.1467-9868.2007.599.x> (siehe S. 23).
- [Blo02] Volker Blobel. „An Unfolding Method for High Energy Physics Experiments“. In: (Aug. 2002), S. 10. arXiv: 0208022 [hep-ex]. URL: <http://arxiv.org/abs/hep-ex/0208022> (siehe S. 13).

- 
- [Blo96] Volker Blobel. „The RUN Manual-Regularized Unfolding for High-Energy Physics Experiments“. In: **OPAL Technical Note TN361** (1996), S. 24. URL: <http://www.desy.de/~blobel/opalnote.ps> (siehe S. 13).
- [BR73] P. J. Bickel und M. Rosenblatt. „On Some Global Measures of the Deviations of Density Function Estimates“. In: **The Annals of Statistics** 1.6 (1973), S. 1071–1095. URL: <http://www.jstor.org/stable/2958266> (siehe S. 22).
- [Bra+08] Jim Braun u. a. „Methods for point source analysis in high energy neutrino telescopes“. In: **Astroparticle Physics** 29.4 (Mai 2008), S. 299–305. ISSN: 09276505. DOI: 10.1016/j.astropartphys.2008.02.007. arXiv: 0801.1604. URL: <http://arxiv.org/abs/0801.1604> (siehe S. 10).
- [Doe13] Marlene Doert. „The talkative AGN next door“. Diss. TU Dortmund, 2013, S. 119 (siehe S. 11).
- [DP05] Chris Ding und Hanchuan Peng. „Minimum redundancy feature selection from microarray gene expression data.“ In: **Journal of bioinformatics and computational biology** 3.2 (Apr. 2005), S. 185–205. ISSN: 0219-7200. URL: <http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pubmed/15852500> (siehe S. 34).
- [Dre09] Jens Dreyer. „Neutrinos from Starburst-Galaxies“. Dissertation. TU Dortmund, 2009, S. 121 (siehe S. 3, 7, 10).
- [Dun61] Olive Jean Dunn. „Multiple Comparisons among Means“. In: **Journal of the American Statistical Association** 56.293 (März 1961), S. 52–64. ISSN: 0162-1459. DOI: 10.1080/01621459.1961.10482090. URL: <http://www.tandfonline.com/doi/abs/10.1080/01621459.1961.10482090> (siehe S. 24).
- [Efr79] B. Efron. „Bootstrap Methods: Another Look at the Jackknife“. In: **The Annals of Statistics** 7.1 (1979), S. 1–26. URL: <http://www.jstor.org/stable/2958830> (siehe S. 23).
- [ES93] R. L. Eubank und P. L. Speckman. „Confidence Bands in Nonparametric Regression“. In: **Journal of the American Statistical Association** 88.424 (Dez. 1993), S. 1287–1301. ISSN: 0162-1459. DOI: 10.1080/01621459.1993.10476410. URL: <http://www.tandfonline.com/doi/abs/10.1080/01621459.1993.10476410> (siehe S. 22, 24).

- [FC97] Gary J. Feldman und Robert D. Cousins. „A Unified Approach to the Classical Statistical Analysis of Small Signals“. In: **Physical Review D** 57.7 (Nov. 1997), S. 40. ISSN: 0556-2821. DOI: 10.1103/PhysRevD.57.3873. arXiv: 9711021 [physics]. URL: <http://arxiv.org/abs/physics/9711021> (siehe S. 17, 18).
- [Fin07] C Finley. **Weighting NeutrinoGenerator Events with OneWeight in IceSim 2.0 General Form of the Weight Term**. Techn. Ber. 2007, S. 1–3 (siehe S. 73).
- [FR12] Brigitte Falkenburg und Wolfgang Rhode, Hrsg. **From Ultra Rays to Astroparticles**. Dordrecht: Springer Netherlands, 2012. ISBN: 978-94-007-5421-8. DOI: 10.1007/978-94-007-5422-5. URL: <http://www.springerlink.com/index/10.1007/978-94-007-5422-5> (siehe S. 3).
- [Gai11] Thomas K. Gaisser. „IceCube: Status and Results“. In: **Proceedings of the XIV International Workshop on Neutrino Telescopes, Venice, March, 2011**. Venice, Aug. 2011, S. 16. arXiv: 1108.1838. URL: <http://arxiv.org/abs/1108.1838> (siehe S. 3).
- [Gro06] Andreas Groß. „Search for High Energy Neutrinos from Generic AGN classes with AMANDA-II“. Diss. Universität Dortmund, 2006, S. 138 (siehe S. 9–11).
- [GS04] Yu Gao und Philip M. Solomon. „The Star Formation Rate and Dense Molecular Gas in Galaxies“. In: **The Astrophysical Journal** 606.1 (Mai 2004), S. 271–290. ISSN: 0004-637X. DOI: 10.1086/382999. arXiv: 0310339 [astro-ph]. URL: <http://arxiv.org/abs/astro-ph/0310339v3> (siehe S. 7).
- [Hes12] V.F. Hess. „Über Beobachtungen der durchdringenden Strahlung bei sieben Freiballonfahrten“. In: **Physikalische Zeitschrift** 13 (1912), S. 1084–1091 (siehe S. 3).
- [IC13] The IceCube und PINGU Collaboration. „PINGU Sensitivity to the Neutrino Mass Hierarchy“. In: **ArXiv e-prints** (Juni 2013). arXiv: 1306.5846. URL: <http://arxiv.org/abs/1306.5846> (siehe S. 4).
- [Ice+13] IceCube Collaboration u. a. „Observation of the cosmic-ray shadow of the Moon with IceCube“. In: **ArXiv e-prints** (Mai 2013). arXiv: 1305.6811. URL: <http://arxiv.org/abs/1305.6811> (siehe S. 3).

- [Joh82] Gordon J. Johnston. „Probabilities of maximal deviations for non-parametric regression function estimates“. In: **Journal of Multivariate Analysis** 12.3 (Sep. 1982), S. 402–414. ISSN: 0047259X. DOI: 10.1016/0047-259X(82)90074-4. URL: <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/0047259X82900744> (siehe S. 22).
- [Kol33] A. N. Kolmogorov. „Sulla Determinazione Empirica di una Legge di Distribuzione“. In: **Giornale dell’Istituto Italiano degli Attuari** 4 (1933), S. 83–91 (siehe S. 14).
- [Lon02] Malcolm S. Longair. **High Energy Astrophysics: Volume 2, Stars, the Galaxy and the Interstellar Medium**. second edi. Cambridge: Cambridge University Press, 2002. ISBN: 0-521-43584-6 (siehe S. 5).
- [Mie+06] Ingo Mierswa u. a. „YALE: rapid prototyping for complex data mining tasks“. In: **Proceedings of the 12th ACM SIGKDD international conference on Knowledge discovery and data mining - KDD ’06**. New York, New York, USA: ACM Press, 2006, S. 935–940. ISBN: 1595933395. DOI: 10.1145/1150402.1150531. URL: <http://portal.acm.org/citation.cfm?doid=1150402.1150531> (siehe S. 35).
- [Mil+13] N. Milke u. a. „Solving inverse problems with the unfolding program TRUEE: Examples in astroparticle physics“. In: **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment** 697 (Jan. 2013), S. 133–147. ISSN: 01689002. DOI: 10.1016/j.nima.2012.08.105. URL: <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S016890021201008X> (siehe S. 9, 11, 13, 26, 27).
- [Mil12a] N. Milke. „Unfolding of the atmospheric neutrino flux spectrum with the new program TRUEE and IceCube“. Dissertation. TU Dortmund, 2012, S. 89 (siehe S. 11, 73).
- [Mil12b] Natalie Milke. **TRUEE Manual**. 2012. URL: <http://app.tu-dortmund.de/TRUEE/TrueeDocu.pdf> (siehe S. 13, 14).
- [PLD05] H Peng, F Long und C Ding. „Feature selection based on mutual information criteria of max-dependency, max-relevance, and min-redundancy“. In: **Pattern Analysis and Machine ...** 27.8 (2005), S. 1226–1238. URL: [http://ieeexplore.ieee.org/xpls/abs%5C\\_all.jsp?arnumber=1453511](http://ieeexplore.ieee.org/xpls/abs%5C_all.jsp?arnumber=1453511) (siehe S. 34).
- [Pol87] A. M. T. Pollock. „The Einstein view of the Wolf-Rayet stars“. In: **The Astrophysical Journal** 320 (Sep. 1987), S. 283–295. ISSN: 0004-637X. DOI: 10.1086/165539. URL: <http://adsabs.harvard.edu/doi/10.1086/165539> (siehe S. 8).

- [Res13] E. Resconi. „Results from IceCube“. In: **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment** (Apr. 2013). ISSN: 01689002. DOI: 10.1016/j.nima.2013.04.002. URL: <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S016890021300380X> (siehe S. 3).
- [Rho12] Prof. Dr. Dr. Wolfgang Rhode. **Private Kommunikation**. 2012 (siehe S. 15).
- [RLC05] Wolfgang A Rolke, Angel M. López und Jan Conrad. „Limits and confidence intervals in the presence of nuisance parameters“. In: **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment** 551.2-3 (Okt. 2005), S. 493–503. ISSN: 01689002. DOI: 10.1016/j.nima.2005.05.068. arXiv: 0403059 [physics]. URL: <http://arxiv.org/abs/physics/0403059> (siehe S. 18).
- [RS13] Tim Ruhe und Martin Schmitz. „D-SEA: A Data Mining Approach to Unfolding“. In: **33RD INTERNATIONAL COSMIC RAY CONFERENCE, RIO DE JANEIRO 2013 THE ASTROPARTICLE PHYSICS CONFERENCE**. 2013 (siehe S. 21).
- [Ruh13] Tim Ruhe. „Data Mining on the Rocks“. Dissertation. TU Dortmund, 2013, S. 118 (siehe S. 11, 21, 47, 51, 56, 60).
- [Sch12] Sebastian Schöneberg. „Classification of Starburst galaxies for source stacking analyses“. Diplom. TU Dortmund, 2012 (siehe S. 7).
- [Smi48] N. Smirnov. „Table for Estimating the Goodness of Fit of Empirical Distributions“. In: **The Annals of Mathematical Statistics** 19.2 (1948), S. 279–281 (siehe S. 14).
- [Smi50] N. V. Smirnov. „On the construction of confidence regions for the density of distribution of random variables“. In: **Doklady Akad. Nauk SSSR** 74 (1950), S. 189–191 (siehe S. 22).
- [TC13] The IceCube Collaboration und Fabian Clevermann. „Calculating energy-dependent limits on neutrino point source fluxes with stacking and unfolding techniques in IceCube“. In: **33RD INTERNATIONAL COSMIC RAY CONFERENCE, RIO DE JANEIRO 2013 THE ASTROPARTICLE PHYSICS CONFERENCE**. 2013 (siehe S. 33).

- [THE13] THE ICECUBE COLLABORATION. „IceCube : latest results on point and extended neutrino source searches“. In: **33RD INTERNATIONAL COSMIC RAY CONFERENCE, RIO DE JANEIRO 2013 THE ASTROPARTICLE PHYSICS CONFERENCE**. 2013 (siehe S. 33).
- [Tih63] A. N. Tihonov. „On the regularization of ill-posed problems“. In: **Doklady Akademii Nauk SSSR** 153 (1963), S. 49–52 (siehe S. 13).
- [WFL10] R. Walter, C. Farnier und J. -C. Leyder. „ $\eta$  Carinae: a very large hadron collider“. In: **Astronomy & Astrophysics** 526 (Aug. 2010), A57. ISSN: 0004-6361. arXiv: 1008.2533. URL: <http://arxiv.org/abs/1008.2533> (siehe S. 8).