Experimentelle Physik

Numerische GEANT - Simulation eines Neutrino - Breitband - Strahls mit magnetischer Horn - und z - Pinch - Plasmalinsenfokussierung

Diplomarbeit
vorgelegt von
Rüdiger Weiß

Februar 1994

Fachbereich Physik der
Westfälischen Wilhelms-Universität Münster

Institut für Kernphysik

Inhaltsverzeichnis

Einleitung

Die Erzeugung eines Neutrinostrahls hoher Intensität erfordert die Fokussierung instabiler Teilchen, in deren Zerfallsmodi Neutrinos entstehen. Für die Fokussierung wurden bisher sehr häufig sogenannte magnetische Hörner als Magnetlinsen verwendet. Mit einem solchen Horn läßt sich der Neutrinofluß um einen Faktor 10 – 12 steigern. Die Fokussierung von hochenergetisch geladenen Teilchenstrahlen mit Hilfe von zylindersymmetrischen Hochstrom-Gasentladungen gewinnt seit den Entwicklungsarbeiten für eine Plasmalinse für das CERN[1] - ACOL[2] - Projekt zunehmend an Bedeutung, da aktive Plasmalinsen „ideale" magnetische Fokussierelemente mit großer Brechkraft sind.

So wird auch für das KAON-Projekt eine Plasmalinse zur Fokussierung der Neutrino-Elternteilchen in Erwägung gezogen. Mit dem 'proposal' für eine 'KAON Factory' wird vom TRIUMF[3] ein Projekt angestrebt, das mit dem Bau eines Protonensynchrotrons der Strahlenergie 30 GeV und einem Strom von 100 μA einen primären Protonenstrahl zur Verfügung stellt, der eine Steigerung der Intensität von zwei Größenordnungen im Vergleich zu bestehenden Beschleunigeranlagen in diesem Energiebereich bedeutet.

Dies stellt vor allem die Erzeugung intensiver hochenergetischer sekundärer Teilchenstrahlen in Aussicht, mit denen Experimente hoher Präzision zur Hochenergiephysik durchgeführt werden können. Auf diese intensiven Sekundärteilchenstrahlen bezieht sich das Akronym „KAON": '**K**aon, **A**ntiproton, **O**ther hadron and **N**eutrino factory'.

Neben den Experimenten zur CP-Verletzung, zu seltenen Zerfällen der Kaonen, zur Kaon-Nukleon Streuung, zur Mesonen- und Baryonen Spektroskopie sowie zur Spektroskopie an Hyperkernen sind auch Experimente mit niederenergetischen Myonen und Antiprotonen sowie mit Neutrinos im Energiebereich von 1 – 2 GeV vorgesehen.

In dieser Arbeit wird die Erzeugung intensiver Neutrinostrahlen behandelt. Die Produktion eines Neutrinostrahls geringer Divergenz erfordert die Fokussierung der „Elternteilchen" der Neutrinos — dies sind im wesentlichen Pionen und Kaonen — auf einen Zerfallstunnel. Es werden einige Beispiele an Fokussierungsmöglichkeiten, zu denen Systeme aus Quadrupollinsen, magnetischen Hörnern sowie Lithium- und Plasmalinsen zählen, mit ihren Vor- und Nachteilen dargestellt.

Der primäre Protonen-Energiebereich und der experimentelle Aufbau zur Erzeugung der Neutrinostrahlen ('neutrino beamline') des KAON-Projektes entspricht dem experimentellen Aufbau des Brookhaven BNL AGS[4], bei dem zur Erzeugung eines Neutrino-Breitband-Strahls eine Doppel-Neutrino-Horn-Anordnung als Fokussierungssystem verwendet wurde (Ahrens et al. 1986, 1990, TRIUMF 1985).

Zur Untersuchung der Fokussiereigenschaften einer z-Pinch-Plasmalinse und Bestimmung

[1] **C**onseil **E**uropéen de la **R**echerche **N**ucléaire
[2] **A**ntiproton **COL**limator
[3] **TRI** - **U**niversity **M**eson **F**acility in Vancouver/Kanada
[4] **B**rookhaven **N**ational **L**aboratory **A**lternating **G**radient **S**ynchrotron

der erforderlichen Linsenparameter sollen in dieser Arbeit GEANT[5]-Simulationen am Beispiel des experimentellen Aufbaus des Brookhaven BNL AGS durchgeführt werden.

Zu dem experimentellen Aufbau der Brookhaven 'beamline' ist für die Berechnung der Neutrino-Energiespektren das Programm NUBEAM entwickelt worden, das mir freundlicherweise von Dennis Wright vom TRIUMF zur Verfügung gestellt wurde. Dieses Programmpaket geht auf ein Programm zurück, das von C. Visser (1979) am CERN entwickelt und von R.D. Carlini (Los Alamos National Laboratory) für das Brookhaven-Experiment umfassend modifiziert und erweitert wurde.

In diesem Programm, das auf dem vom CERN entwickelten GEANT-Programmpaket zur Monte-Carlo-Simulation physikalischer Prozesse basiert, ist der experimentelle Aufbau des Brookhaven-Experimentes implementiert.

Dieses Programm wurde im Rahmen dieser Arbeit durch eine z-Pinch-Plasmalinse mit vorgebbarer Geometrie und einer Plasmalinse in Kombination mit einem magnetischen Horn erweitert. Die Ausgabe der Daten wurde über das sogenannte HBOOK-Interface auf die Analyse mit PAW[6] umgeschrieben. Dabei wurde auch eine Auswertung der Neutrinospektren in Bezug auf die Elternteilchen der Neutrinos implementiert. Anhand des Winkels der Neutrinos zur Strahlachse und des Auftreffortes auf der Detektorfrontfläche kann die Korrelation der Neutrinoenergie mit dem radialen Abstand zur Strahlachse überprüft werden. Zusätzlich wurde die graphische Darstellung des experimentellen Aufbaus zusammen mit den Teilchenbahnen ermöglicht.

Die Arbeit soll eine Motivation für das Interesse an der Neutrinophysik im Rahmen des Standardmodells und der Großen Vereinigungstheorien geben. Dazu werden die Eigenschaften und die offenen Fragen bezüglich der Neutrinos dargestellt.
Für die notwendigen Parameter einer Plasmalinse soll anhand der linearen Strahloptik eine Abschätzung vorgenommen werden. Die Charakteristik der Neutrino-Breitband-Strahlen in ihrer Komposition an Myon- und Elektron-Neutrinos sowie in ihrer „Herkunft" aus dem Zerfall der Neutrino-Elternteilchen soll am Beispiel der Doppel-Neutrino-Horn-Anordnung zum Brookhaven Experiment erfolgen. Die Fokussiereigenschaften dieses magnetischen Horn-Systems werden für den Strom I als Parameter dargestellt.

Für die Untersuchung der Fokussiermöglichkeiten einer Plasmalinse wurde eine z-Pinch-Plasmalinse und eine Plasmalinse mit wandstabilisierter Entladung in das Programm implementiert. Es wird die Variation verschiedener Linsenparameter dargestellt, wie beispielsweise des Linsenstroms und der geometrischen Abmessungen, die auf eine Maximierung des Neutrinoflusses optimiert werden müssen.

Die geplante hohe Protonenstrahlintensität stellt an das Target und die Fokussierelemente im Targetbereich zusätzliche Anforderungen. Die Magnetlinsen sind neben den hohen erforderlichen Stromstärken bis in den Megaampere-Bereich im Pulsbetrieb den radioaktiven Belastungen in der Targetzone ausgesetzt. Dies hat Einfluß auf die Auswahl der verwendbaren Materialien, da diese für Umbauarbeiten eine möglichst geringe Radioaktivität aufweisen sollten. Messungen bezüglich der Dosisrate einer z-Pinch-Plasmalinse und einer Lithiumlinse für das CERN-ACOL-Projekt werden vorgestellt.

[5] Die Bezeichnung stammt aus dem Französischen: *géant* = Riese.
[6] **P**hysics **A**nalysis **W**orkstation

1. Entwicklung der Neutrino- und Plasmalinsenphysik

1.1 Geschichtlicher Überblick

Experimente mit hochenergetischen Neutrinostrahlen, wie sie in den letzten Jahrzehnten vor allem am Brookhaven National Laboratory, am Fermilab und am CERN intensiv betrieben worden sind, haben einen wichtigen Beitrag zum Verständnis der Elementarteilchenphysik geleistet.

Die Geschichte der Neutrino-Physik begann mit dem oft zitierten Brief Wolfgang Pauli's (1930) an H. Geiger und L. Meitner im Dezember 1930. In diesem Brief hatte er die Existenz eines neuen Teilchens, des Neutrinos, postuliert, um das beobachtete kontinuierliche Elektronen-Spektrum des Kern-Beta-Zerfalls zu beschreiben. Zu dieser Zeit war die Struktur des Atomkerns noch nicht geklärt; so wurde das Neutron erst 1932 von C. Chadwick nachgewiesen. Pauli forderte die Existenz eines neutralen Leptons mit Spin 1/2, um die Erhaltung der Energie, der elektrischen Ladung und des Drehimpulses zu gewährleisten. Die Ruhemasse wurde als klein, aber nicht notwendig verschwindend angenommen. Damit einhergehend ist die Entwicklung der theoretischen Beschreibung der schwachen Wechselwirkung, zu der Fermi (1934) mit seiner Theorie zum Beta-Zerfall einen wesentlichen Grundstein legte.
G. Gamow und E. Teller zeigten die Existenz verschiedener Auswahlregeln für den Beta-Zerfall, E.P. Wigner bewies die mögliche Form der schwachen Wechselwirkung durch skalare, vektorielle, tensorielle, axial-vektorielle oder pseudoskalare Terme. Der erste experimentelle Nachweis einer neutrino-induzierten Wechselwirkung und zugleich Nachweis des Elektron-Neutrinos wurde von F. Reines und C.L. Cowan (1953) erbracht.

Die Tatsache, daß man bis zum Ende der fünfziger Jahre die Paritätserhaltung wie selbstverständlich von der starken und elektromagnetischen Wechselwirkung auch auf die schwache Wechselwirkung übertragen hatte, führte dazu, daß beharrlich Irrwege beschritten wurden, bis sich Ende der fünfziger Jahre herauskristallisierte, daß eine relativ einfache Erweiterung von Fermi's ursprünglichem Ansatz die richtige Beschreibung der schwachen Wechselwirkung liefert. Zweifel an der Paritätserhaltung kamen erst 1956 aufgrund der Untersuchungen des K^+-Zerfalls, dem sogenannten Θ-τ-Paradoxon auf. Das K^+-Meson war damals noch nicht unter diesem Namen bekannt. Aufgrund zweier Zerfallsmoden in zwei- und in drei π-Mesonen, welche sich eindeutig in der Parität des Endzustandes unterscheiden, nahm man vielmehr an, es mit zwei verschiedenen, Θ und τ genannten Teilchen, zu tun zu haben.

Eine eingehende Analyse der im Jahre 1956 bekannten Zerfallsdaten führte T.D. Lee und C.N. Yang (1956) zur Postulierung der Nichterhaltung der Parität, denn die beiden Teilchen Θ und τ waren durch keine weitere Eigenschaft, außer den unterschiedlichen Zerfallsmodi, zu unterscheiden. Endgültig wurde die Paritätsverletzung in dem Experiment von Wu et al. (1957) nachgewiesen, wobei, wie sich später zeigte, die schwache

Wechselwirkung im geladenen Strom die Raumspiegelungssymmetrie maximal verletzt, weil nur linkshändige Teilchen koppeln. Im neutralen Strom besitzt die schwache Kraft eine komplizierte Spinstruktur, die vom Wert des elektroschwachen Mischparameters $\sin^2\Theta_W$ abhängt (Quigg 1980, 1983).

Schließlich konnte von G. Danby et al. (1962) die unterschiedliche Natur der Myon- und Elektron-Neutrinos nachgewiesen werden. Die Existenz von zwei Neutrinoarten war zuerst von J. Schwinger im Jahre 1957 diskutiert worden. Für das Tau-Neutrino gibt es bislang experimentell nur indirekte Evidenz, nicht zuletzt durch die CERN und SLAC[1]-Experimente zur e^-e^+-Paarvernichtung in Fermion-Antifermion-Paare, die durch Messung der Z^0-Lebensdauer eine Bestimmung der Zahl der elementaren Fermionengenerationen zulassen. Die Generationenzahl wurde von der LEP[2]-Kollaboration (1992) auf

$$N_\nu = 3.00 \pm 0.05 \qquad \mathbf{[1.1]}$$

bestimmt.

Das Phänomen der Neutrino-Oszillationen wurde zuerst von Pontecorvo (1957) sowie Maki et al. (1962) diskutiert. Pontecorvo (1957, 1958) hatte bereits vorher die Möglichkeit von Neutrino-Antineutrino-Oszillationen erörtert.

In den Jahren 1961/68 haben Glashow, Weinberg und Salam für die schwache und die elektromagnetische Wechselwirkung eine gemeinsame Eichtheorie formuliert, die heute allgemein als sogenanntes Standardmodell (GWS-Modell) akzeptiert wird. Hierin werden die Fermionen als schwache, linkshändige Isospindublett-Zustände und rechtshändige Singulett-Zustände der Gruppe SU(2) beschrieben. Rechtshändige geladene Leptonen und Quarks koppeln nicht an die geladenen schwachen Ströme, sie können daher keinen schwachen Isospin als Generator der Gruppe SU(2) tragen. Die Weinberg-Salam-Hypothese besagt, daß über den Higgs-Mechanismus alle Massen durch eine spontane Symmetriebrechung dynamisch entstehen. Sie hat die Existenz geladener („charged current: CC“) und neutraler („neutral current: NC“) Ströme sowie die Massen der intermediären Vektorbosonen $W^\pm$ und des Z^0 unter Berücksichtigung von Strahlungskorrekturen (Vertex- und Box-Diagramme sowie Selbstenergie-Beiträge) in sehr guter Übereinstimmung mit den experimentellen Resultaten vorausgesagt.

Die Massen der Eichbosonen ergeben sich aus der Fermi-Kopplungskonstanten G_F, der Feinstrukturkonstanten α und dem Weinberg-Winkel Θ_W:

$$M_W^2 = \frac{\alpha\,\pi}{\sqrt{2}\,G_F\,\sin^2\Theta_W} \quad , \qquad M_Z = \frac{M_W}{\cos\Theta_W} \qquad \mathbf{[1.2]}$$

G_F konnte aus dem μ-Zerfall bestimmt werden, die Messung des elektroschwachen Mischparameters $\sin^2\Theta_W$ erfolgte u.a. in Neutrino-Elektron und Neutrino-Nukleon Streuexperimenten.

[1] **S**tanford **L**inear **A**ccelerator **C**enter

[2] **L**arge **E**lectron **P**ositron collider
LEP-Kollaboration:
ALEPH: **A**paratus for **LE**P **PH**ysics,
DELPHI: **DE**tector with **L**epton **P**hoton and **H**adron **I**dentification,
OPAL: **O**mni **P**urpose **A**pparatus for **L**EP,
L3: **L**ep experiment 3

Als 't Hooft (1971 a, b) zeigte, daß die Theorie von Weinberg und Salam eichinvariant und renormierbar ist, obwohl die Symmetrie spontan gebrochen wird, konnte er auch den Wirkungsquerschnitt der Neutrino-Elektron-Streuung berechnen. Der differentielle Wirkungsquerschnitt für den Energieübertrag $y = (E_e - m_e)/E_\nu$ von Neutrino auf das Elektron für einen rein leptonischen NC-Prozeß

$$\nu_\mu e \longrightarrow \nu_\mu e \quad \text{oder} \quad \bar{\nu}_\mu e \longrightarrow \bar{\nu}_\mu e \qquad \mathbf{[1.3]}$$

ist

$$\frac{d\sigma}{dy} = \frac{G_F^2\, m_e}{2\,\pi}\, E_\nu \sum_{i=1}^{3} A_i\, g_i \qquad \mathbf{[1.4]}$$

mit

$$g_1 = (g_V + g_A)^2\,, \quad g_2 = (g_V - g_A)^2\,, \quad g_3 = g_A^2 - g_V^2 \qquad \mathbf{[1.5]}$$

und

Prozeß	A_1	A_2	A_3
$\nu_\mu e \to \nu_\mu e$	1	$(1-y)^2$	$\frac{m_e y}{E_\nu}$
$\bar{\nu}_\mu e \to \bar{\nu}_\mu e$	$(1-y)^2$	1	$\frac{m_e y}{E_\nu}$

[1.6]

Der differentielle Wirkungsquerschnitt hängt damit nur von zwei Parametern ab, der Vektor- und Axialvektor-Kopplungskonstanten g_V und g_A, oder mit den Beziehungen des Standardmodells

$$\begin{aligned} g_V &= \varrho\,(I_3 - 2Q\sin^2\Theta_W) = \varrho\,(-\frac{1}{2} + 2\sin^2\Theta_W) \\ g_A &= \varrho I_3 = -\frac{\varrho}{2} \end{aligned} \qquad \mathbf{[1.7]}$$

von $\sin^2\Theta_W$ und ϱ, wobei I_3 den schwachen Isospin und Q die elektrische Ladung bezeichnet. Der Parameter ϱ gibt das Verhältnis der Kopplungsstärken der neutralen Ströme zu den geladenen Strömen an, wobei im Standardmodell $\varrho = 1$ gilt. Der Interferenzterm $A_3 g_3$ kann für $E_\nu \gg m_e$ vernachlässigt werden.

Diese Wirkungsquerschnitte gelten auch für die über geladene und neutrale Ströme ablaufenden

$$\nu_e e \longrightarrow \nu_e e \quad \text{und} \quad \bar{\nu}_e e \longrightarrow \bar{\nu}_e e \qquad \mathbf{[1.8]}$$

Streuprozesse, wenn g_V und g_A durch $g'_V = g_V + 1$ und $g'_A = g_A + 1$ ersetzt werden (Commins und Bucksbaum 1983).

Der Wirkungsquerschnitt wächst linear mit der Neutrinoenergie E_ν an, so daß sich für Neutrinoexperimente der Hochenergiebereich anbietet. Auf die Schwierigkeiten der Theorie der schwachen Wechselwirkung bezüglich der Verletzung der Unitarität bei großen Schwerpunktenergien muß an dieser Stelle auf die Literatur verwiesen werden (Aitchison und Hey 1982 a, b).

Diese lineare Zunahme gilt auch für die Wirkungsquerschnitte in der elastischen und inelastischen Neutrino- und Antineutrino-Nukleon-Streuung. Die inklusive Neutrino-Nukleon-Streuung kann Aufschluß über die Quark-Struktur der Hadronen geben.

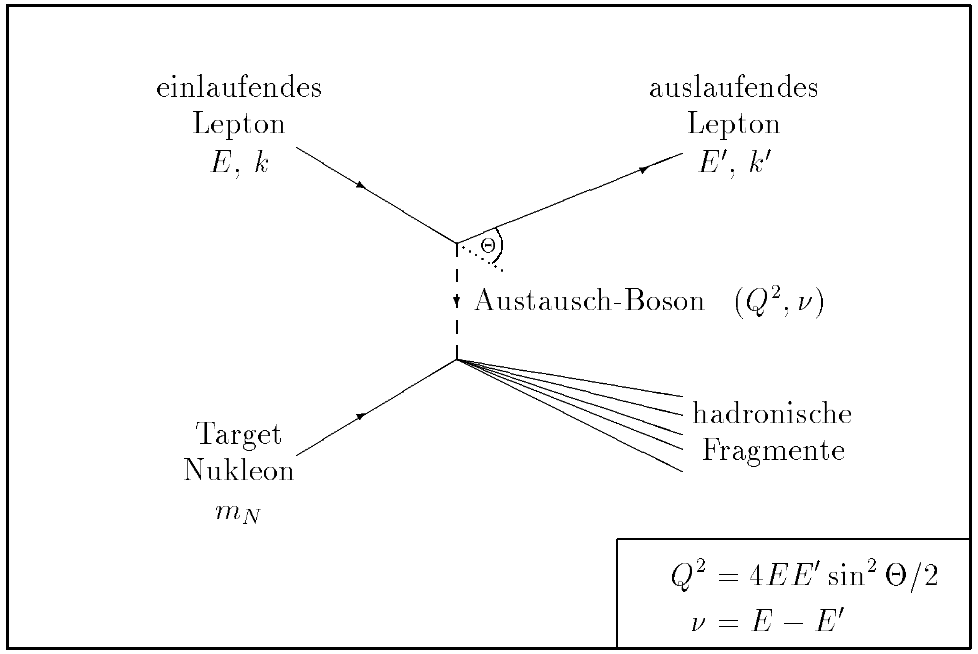


Abbildung 1.1: Feynman-Diagramm in niedrigster Ordnung für die tief inelastische Lepton-Nukleon-Streuung.

einlaufendes Lepton	auslaufendes Lepton	Wechselwirkung	Austausch-Boson
$\mu^{\pm}$	$\mu^{\pm}$	elektromagnetisch	γ
$e^{\pm}$	$e^{\pm}$		
ν_μ	μ^-	geladener	W^+
$\bar{\nu}_\mu$	μ^+	schwacher Strom	W^-
ν_μ	ν_μ	neutraler	Z^0
$\bar{\nu}_\mu$	$\bar{\nu}_\mu$	schwacher Strom	

Tabelle 1.1: Tief inelastische Lepton-Nukleon-Streuung.

Der Wirkungsquerschnitt wird analog zur tief-inelastischen Elektron-Nukleon-Streuung mit Strukturfunktionen beschrieben, die den hadronischen Vertex charakterisieren. Im Gegensatz zur Elektron- oder Myon-Nukleon-Streuung ist in der inklusiven Neutrino-Nukleon-Streuung eine dritte Strukturfunktion notwendig, da im Neutrinotensor noch ein paritätsverletzender Term auftritt. Die Viererimpulsvektoren des ein- und auslaufenden Leptons werden mit k und k', der des einlaufenden Nukleons mit p und der des auslaufenden hadronischen Zustandes X mit p' bezeichnet (Abbildung 1.1). Man definiert die kinematischen Größen

$$\begin{aligned} Q^2 &= 4EE'\sin^2\Theta/2 \\ \nu &= E - E' \end{aligned} \qquad \textbf{[1.9]}$$

sowie die Skalenvariablen nach Bjorken

$$\begin{aligned} x &= Q^2/2m_N\nu \qquad 0 \le x \le 1 \\ y &= \nu/E \qquad\qquad 0 \le y \le 1 \end{aligned} \qquad \textbf{[1.10]}$$

wobei E und E' die Energien des einfallenden Neutrinos bzw. des auslaufenden Leptons sind und Θ den Winkel zwischen beiden angibt. Der Wirkungsquerschnitt wird als die Summe dreier Strukturfunktionen beschrieben, die von der Variablen x abhängen (Leader und Predazzi 1982):

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sigma^{\nu,\bar\nu}}{dx\,dy} = \frac{G_F^2 m_N E}{\pi}\left(\frac{M^2}{M^2+Q^2}\right)\Bigg[xy^2F_1^{\nu,\bar\nu}(x) + \left(1 - y - \frac{xy\,m_N}{2E}\right)F_2^{\nu,\bar\nu}(x) \\ \pm\left(y - \frac{y^2}{2}\right)xF_3^{\nu,\bar\nu}(x)\Bigg] \end{aligned} \qquad \textbf{[1.11]}$$

wobei $M = M_W$ für CC-Reaktionen und $M = M_Z$ für NC-Reaktionen gilt. Der lineare Anstieg des Wirkungsquerschnitts mit der Neutrinoenergie E wird bis zu den höchsten untersuchten Neutrino-Energien beobachtet (Particle Data Group 1992).

Bei Neutrino-Nukleon-Wechselwirkungen mit $W^\pm$ Austausch mißt F_2 im Falle isoskalarer Targets die Summe von Quarks und Antiquarks, F_3 die Differenz. F_1 kann mit Hilfe der Callan-Gross-Relation $F_2(x) = 2x \cdot F_1(x)$ eliminiert werden.

Die Rate der hadronischen NC-Ereignisse

$$\nu_\mu N \longrightarrow \nu_\mu X\ , \qquad \bar\nu_\mu N \longrightarrow \bar\nu_\mu X\ , \qquad \textbf{[1.12]}$$

bei denen nur das hadronische System X beobachtet wird, liegt in dem vom GWS-Modell vorhergesagten Bereich (Schmüser 1988):

$$\begin{aligned} \sigma(\nu_\mu N \longrightarrow \nu_\mu X) : \sigma(\nu_\mu N \longrightarrow \mu^- X) \approx 0.25 \\ \sigma(\bar\nu_\mu N \longrightarrow \bar\nu_\mu X) : \sigma(\bar\nu_\mu N \longrightarrow \mu^+ X) \approx 0.45 \end{aligned} \qquad \textbf{[1.13]}$$

Im Jahre 1973 erfolgte der erste Nachweis einer NC-Reaktion in der inklusiven Streuung $\nu_\mu N \to \nu_\mu X$ in der Gargamelle-Blasenkammer am CERN. Von dieser Kollaboration wurde auch der rein leptonische Prozeß $\bar\nu_\mu e^- \to \bar\nu_\mu e^-$ beobachtet (Barish 1978). Der direkte Nachweis der W- und Z-Bosonen und deren Massenbestimmung erfolgte 1983 an den UA(1) und UA(2)[3] - Detektoren des CERN SPS[4] (Arnison et al. 1983, Banner et al. 1983, Bagnaia et al. 1983).

[3] **U**nderground **A**rea 1 bzw. 2
[4] **S**uper **P**roton **S**ynchrotron

Experimente mit hochenergetischen Neutrinostrahlen haben in den letzten Jahrzehnten einen wichtigen Beitrag zum Verständnis der Elementarteilchenphysik geleistet. Hier kann jedoch nur ein Überblick gegeben werden. Zu den wichtigsten Beispielen zählen:

- die Entdeckung der neutralen Ströme
- die Messung des Weinberg-Winkels
- die Untersuchung der schwachen Ströme und der daraus abgeleitete Test der elektroschwachen Theorie
- die Untersuchung der Quark-Struktur des Nukleons
- die Überprüfung der Quantenchromodynamik (QCD)
- die Messung der Strukturfunktionen von Proton und Neutron (siehe z.B. Mattison et al. 1990)
- die Messung elastischer und pseudoelastischer Wirkungsquerschnitte
- die Suche nach einer endlichen Neutrinomasse
- die Suche nach Neutrinooszillationen
- die Suche nach schweren Leptonen und anderen neuen Teilchen.

Die Wechselwirkungsrate eines Neutrinostrahls mit Materie ist extrem niedrig. Die Größenordnung des Wirkungsquerschnitts in der Neutrino-Elektron-Streuung ist gegeben durch

$$\frac{G_F^2}{\pi} m_e E_\nu = 8.62 \cdot 10^{-42} \left(\frac{E_\nu}{1\,\mathrm{GeV}}\right) \mathrm{cm}^2 \qquad \textbf{[1.14]}$$

und aufgrund des Verhältnisses der Nukleon- zur Elektron-Masse um einen Faktor 10^{-3} kleiner als der für Neutrino-Nukleon-Streuung. Im Gargamelle-Experiment wurde nur ein Ereignis der $\bar{\nu}_\mu e$-Streuung pro Jahr nachgewiesen (Sciulli 1979, Winter 1993 a). Aufgrund des extrem kleinen Wirkungsquerschnitts in Neutrinostreuexperimenten werden Nachweisgeräte großer Masse ebenso benötigt wie ein Neutrinostrahl hoher Intensität. Der CHARM[5]-Detektor (1978–1981) hatte eine Masse von 70 Tonnen und registrierte 200 Ereignisse (Winter 1993 a), der CHARM II - Detektor besaß eine Masse von 700 Tonnen und registrierte in den Jahren 1987 bis 1991 am Neutrino-Breitband-Strahl des CERN SPS insgesamt ca. 3 000 $\nu_\mu e$ und etwa 3 000 $\bar{\nu}_\mu e$ Ereignisse (Rädel 1993).

Simon van der Meer (1962) hatte das sogenannte magnetische (Neutrino-) Horn vorgeschlagen, in dem ein toroidales Magnetfeld energiereiche Pionen und Kaonen fokussiert, die in einem evakuierten Tunnel in ihren Hauptzerfallsmodus $\mu + \nu_\mu$ zerfallen. Der Neutrinofluß ließ sich dadurch um einen Faktor zehn erhöhen.

Plasmalinsenentwicklung

In diesen Zeitraum fällt auch der Beginn der Plasmalinsenentwicklung. In den fünfziger und sechziger Jahren gab es vereinzelte Versuche in den USA (Berkeley und Brookhaven),

[5] **C**ERN, **H**amburg, **A**msterdam, **R**ome, **M**oscow collaboration

Plasmalinsen zur Fokussierung von Protonenstrahlen (Panofsky und Baker 1950) und zum Einfang von Kaonen und Pionen (Forsyth, Lederman und Sunderland 1965) zu verwenden.

In diesen Tests wurde das Prinzip zwar erfolgreich demonstriert, doch gab man die Versuche später auf, da die für einen Beschleunigerbetrieb entscheidenden Kriterien hoher Zuverlässigkeit und stabiler Operation nicht erfüllt werden konnten. Der zweite Strahltest der am Brookhaven Columbia Laboratory auf der Basis einer dynamischen z-Pinchentladung betriebenen Linse führte zu einer Explosion im Beschleuniger, deren Ursachen nicht geklärt sind.

Die Idee, eine Plasmalinse zur Bündelung von Strahlen in Erwägung zu ziehen, wurde vor etwa zehn Jahren am CERN für das CERN-ACOL-Projekt mit einer systematischen Entwicklung dieses Linsentyps erneut aufgegriffen. Ziel war es, für die geplanten Collider-Experimente von Protonen mit Antiprotonen im Super-Protonen-Synchrotron SPS pro Zeiteinheit möglichst effektiv eine hohe Anzahl von Antiprotonen im Speicherring anzusammeln.

Die Fokussierung von hochenergetisch geladenen Teilchenstrahlen mit Hilfe von zylindersymmetrischen Hochstrom-Gasentladungen gewinnt seither zunehmend an Bedeutung, da aktive Plasmalinsen ideale magnetische Fokussierelemente mit großer Brechkraft sind, die gegenüber Quadrupollinsen und einem 'van der Meerschen Horn' viele Vorteile bieten.

Der hohe Entladestrom im Plasma kann durch die damit verbundenen starken Magnetfelder ein Zusammenziehen (engl. 'to pinch') des Entladungsplasmas in radialer Richtung bewirken. Da der Strom hierbei in $\hat{z}$-Richtung fließt, spricht man auch von einer „z-Pinch-Entladung“.

Bei der GSI[6] wird eine weitere Anwendung von Plasmenlinsen verfolgt. Durch Beschuß von Materie mit intensiven Schwerionenstrahlen sollen in Hinblick auf die schwerionengetriebene Trägheitskernfusion dichte heiße Plasmen erzeugt und untersucht werden. Dazu will man mit einer Plasmalinse von wenigen Zentimetern Brennweite den Schwerionenstrahl auf einen Brennfleckradius von ca. $100\,\mu$m auf ein Festkörpertarget fokussieren (Boggasch et al. 1991 a, 1992 b, Elfers 1991, 1992).

Am TRIUMF in Vancouver/Kanada wird für das KAON Projekt eine Plasmalinse zur Erzeugung eines intensiven Neutrinostrahls durch Fokussierung der Elternteilchen in Erwägung gezogen.

Zur Untersuchung der Fokussiereigenschaften einer z-Pinch-Plasmalinse und Bestimmung der erforderlichen Linsenparameter zur Erzeugung eines intensiven Neutrinostrahls sollen in dieser Arbeit GEANT-Simulationen einer 'neutrino beamline' am Beispiel des experimentellen Aufbaus am Brookhaven BNL AGS durchgeführt werden und mit den experimentellen Ergebnissen der verwendeten Doppel-Neutrino-Horn Anordnung sowie der Simulation dieses hornfokussierten Neutrinostrahls verglichen werden.

[6]**G**esellschaft für **S**chwer**I**onenforschung in Darmstadt

1.2 Neutrino-Eigenschaften und offene Fragen

Der experimentelle Nachweis neutraler Ströme sowie die Entdeckung der intermediären Vektorbosonen bestätigten die Vorhersagen des Standardmodells.

Dies ermöglicht die Beschreibung aller bekannten Experimente zur schwachen und elektromagnetischen Wechselwirkung, die mit den heute erreichbaren Energien an bestehenden Beschleunigern durchführbar sind.

Trotz des Erfolges des Standardmodells scheint eine Erweiterung unumgänglich, denn es bleibt eine Reihe offener Fragen. Diese werden im Zusammenhang mit den Neutrinoeigenschaften und den Zielen der Neutrinophysik im Rahmen der Großen Vereinigungstheorien in diesem Abschnitt dargestellt.

Experimentell steht der Nachweis des Higgs-Bosons und des top-Quarks als weiterer Grundstein des Standardmodells noch aus. Ihre Existenz wird aber kaum bezweifelt, zumal das bottom-Quark schwachen Isospin besitzt und daher der Partner im Isospin-Dublett existieren sollte.

„Leichte" Neutrinos, deren Generationenzahl auf 3 bestimmt wurde, besitzen als Projektile einige sehr wichtige Eigenschaften, die wiederum viele Vorteile bieten.

Das Neutrino nimmt, da es ein neutrales Lepton ist, weder an der starken Wechselwirkung noch an der elektromagnetischen Wechselwirkung teil. Es wechselwirkt einzig und allein über die geladenen und neutralen Ströme der schwachen Wechselwirkung und ermöglicht daher eine präzise Bestimmung elektroschwacher Parameter wie z.B. $\sin^2\Theta_W$, ϱ, g_V oder g_A.

Experimentell werden ausschließlich linkshändige Neutrinos mit Spin entgegen der Flugrichtung nachgewiesen, d.h. der Spin dreht sich wie eine Linksschraube um den Impulsvektor. Diese werden als ν_L bezeichnet. Rechtshändige Neutrinos (Spin in Flugrichtung) konnten dagegen bisher nicht gefunden werden. Beim Antineutrino verhält es sich genau umgekehrt. Experimentell kennt man nur rechtshändige Antineutrinos $\bar{\nu}_R$.

Der Wirkungsquerschnitt für Neutrino-Streuung nimmt linear mit der Energie im Laborsystem zu, wodurch trotz der schwachen Kopplung eine große Anzahl an Reaktionen bei hoher Energie erzielt werden kann. Dadurch können relativ seltene Prozesse wie z.B. Charm-Quark-Produktion detailliert untersucht werden. Weiterhin besitzen hochenergetische Neutrinos kleine de Broglie-Wellenlängen ($\sim 10^{-15}$ cm bei 20 GeV) und können daher eingesetzt werden, die Struktur des Nukleons bei kleinen Abständen zu untersuchen. Sehr vielversprechend für Experimente ist, daß Neutrinos ausschließlich polarisiert vorgefunden werden. Bei einer Wechselwirkung über geladene Ströme wird wegen des $V-A$ Charakters das linkshändige ν vorwiegend an Quarks und das rechtshändige $\bar{\nu}$ hauptsächlich an Antiquarks gestreut. Hierdurch kann die Komposition des $q\bar{q}$-Sees im Nukleon, beispielsweise die strange-Quark-Verteilung im Nukleon (Kolbe et al. zur Veröffentlichung, Frekers 1993 a), untersucht werden.

Daher sind Neutrinos ideal geeignete Projektile, um die Struktur des Nukleons zu untersuchen.

Neutrino-Ruhemasse

Eine genaue Untersuchung der Neutrino-Eigenschaften ist eine der wenigen Möglichkeiten zur Bestimmung der über das Standardmodell hinausgehenden Physik „beyond the standard modell“. Zu den interessantesten Aspekten der Neutrino-Physik zählt die Klärung einer möglichen Neutrino-Ruhemasse. Die Frage, ob Neutrinos, denen in der Gruppe $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)$ keine Masse zukommt, eine endliche Ruhemasse besitzen oder nicht, ist ein sehr wichtiger, aber noch offener Punkt. Eine endliche Neutrino-Masse wäre für die Balance zwischen Ruheenergie und kinetischer Energie im Universum von großer Bedeutung und möglicherweise auch für die quantitative Erklärung der Neutrinostrahlung der Sonne. Für die Masse des Neutrinos existieren bisher lediglich obere Grenzen, sie kann z.B. über die Form des β-Spektrums im Bereich der Grenzenergie bestimmt werden.

Bis heute ist nicht bekannt, weshalb die Masse der Neutrinos derart gering ist gegenüber der Masse der geladenen Leptonen. Es bleibt nur eine Spekulation, ob diesem Unterschied eine sehr fundamentale Symmetrie zugrunde liegt.

Eine Möglichkeit zur Erklärung besteht darin, daß Neutrinos Majorana-Teilchen sind, d.h. das Neutrino ist sein eigenes ladungskonjugiertes Teilchen und nicht von seinem Antiteilchen zu unterscheiden. Weitere Teilchen, welche ebenfalls unter Ladungskonjugation in sich selbst übergehen, sind z.B. das Photon und das π^0. Im Gegensatz dazu sind Dirac-Teilchen solche, die von ihren Antiteilchen unterschiedlich sind.

Im Falle eines Dirac-Neutrinos sind die ladungskonjugierten Teilchen zu ν_L bzw. zu $\bar{\nu}_R$ unabhängige, neue, experimentell bislang nicht nachgewiesene Teilchen.

Kleine Neutrinomassen werden in den Großen Vereinigungstheorien, einschließlich der starken Wechselwirkung zwischen den Quarks, über den GUT[7] 'see saw'-Mechanismus, beispielsweise innerhalb der SO(10), realisiert, indem das linkshändige Neutrinofeld (ν) des Standardmodells mit einem neuen superschweren rechtshändigen (Majorana) Neutrinofeld (ν^c) über Dirac-Massenterme wechselwirkt. Innerhalb dieser GUT-Modelle, bis hin zu den Superstringtheorien, werden neben den „leichten“ Neutrinos im Fermionsektor auch weitere, „schwere“ Neutrinos vorhergesagt, deren Masse auf $\mathrm{m}_\nu > \mathrm{M}_{Z^0}/2$ abgeschätzt werden kann.

In der einfacheren unitären Symmetriegruppe SU(5) dagegen kann ein Majorana-Massenterm für (ν^c) nicht erzeugt werden; zudem wird hier für $\sin^2\Theta_W$ sowie für die Proton-Lebensdauer ein Wert vorausgesagt, der nicht mit den heutigen Meßwerten übereinstimmt.

Neutrino-Oszillationen

Zur Klärung der Frage nach einer Neutrinoruhemasse wird die Messung möglicher Neutrino-Oszillationen diskutiert. Diese Neutrino-Oszillationen, d.h. Umwandlung zwischen den verschiedenen Neutrinoarten ν_e, ν_μ, ν_τ, können aufteten, wenn die in der Realität vorliegenden Neutrinos keine Flavour-Eigenzustände oder Wechselwirkungszustände der schwachen Wechselwirkung sind, wie im Standardmodell beschrieben, sondern eine Superposition der Eigenzustände der Massenmatrix, wie in theoretischen Modellen zur

[7]**G**rand **U**nified **T**heories

Großen Vereinigungstheorie vorhergesagt. Die Oszillationslänge kann dabei Aufschlüsse über die Massendifferenz liefern.

Für einen Überblick zu den im Aufbau befindlichen Oszillations-Experimenten CHORUS[8] und NOMAD[9] am CERN im Vergleich zu COBE[10] und GALLEX[11] siehe z.B. Ellis et al. 1992, Di Lella 1993, Winter 1993 b.

Der Doppel-Betazerfall

Sollte das Neutrino ein massives Majorana-Teilchen sein, so findet der neutrinolose Doppel-Betazerfall statt. $^2\beta(0\nu)$-Zerfall kann als beobachtbarer Effekt bei Isotopen auftreten, bei welchen aus energetischen Gründen keine anderen Zerfallsprozesse, also insbesondere kein einfacher β-Zerfall, möglich sind. Dies ist der Fall bei vielen g-g-Kernen, welche infolge der Paarungsenergie gegenüber ihren u-u-Nachbarn energetisch niedrigere Grundzustände besitzen.

Dieser Prozeß hat folgendes Reaktionsschema:

$$ {}^{A}_{Z}A \longrightarrow {}_{Z+2}^{\;\;A}C + 2e^- \qquad \textbf{[1.15]} $$

Der Kern A macht einen β-Zerfall und emittiert ein Elektron und ein Antineutrino, wobei das Antineutrino jedoch vom entstehenden Tochterkern absorbiert wird und einen weiteren β-Zerfall induziert.

$$ \begin{aligned} {}^{A}_{Z}A &\longrightarrow {}_{Z+1}^{\;\;A}B + e^- + \bar{\nu} \\ \nu + {}_{Z+1}^{\;\;A}B &\longrightarrow {}_{Z+2}^{\;\;A}C + e^- \end{aligned} \qquad \textbf{[1.16]} $$

Doppel-Betazerfall ist anschaulich als gleichzeitiger β-Zerfall zweier Neutronen (oder zweier Protonen beim $\beta^+\beta^+$-Zerfall) zu verstehen. Dabei werden zwei Elektronen emittiert. So ein Prozeß ist natürlich nur möglich, falls Antineutrino und Neutrino identische Teilchen sind. Diese Forderung führt dazu, daß das Neutrino eine Masse haben muß; denn wenn es nur linkshändige Neutrinos und rechtshändige Antineutrinos gibt, kann die Helizität nur bei massiven Teilchen umgekehrt werden.
Eine Suche nach diesem Prozeß wird heutzutage sehr intensiv durchgeführt (Boehm und Vogel 1987, Grotz und Klapdor 1989).

Magnetisches Moment

Ein weiterer unklarer Punkt sind die elektromagnetischen Eigenschaften der Neutrinos, denn bisher ist nicht bekannt, ob Neutrinos ein magnetisches Moment oder allgemein magnetische Übergangsmomente besitzen.

Ein von Null verschiedenes magnetisches Moment bewirkt eine elektromagnetische Wechselwirkung des Neutrinos mit geladenen Teilchen und magnetischen Feldern. Im Standardmodell wird für ein mögliches magnetisches Moment mit $\mu_\nu^{\rm SM} = 3.20\cdot 10^{-19}(m_\nu/1\,{\rm eV})\,\mu_{\rm Bohr}$

[8]**C**ERN **H**ybrid **O**scillation **R**esearch apparat**US**
[9]**N**eutrino **O**scillation **MA**gnetic **D**etector,
WA95 bzw. WA96-Experiment zu $\nu_\mu - \nu_\tau$ Oszillationen am CERN 450 GeV SPS Neutrino-Breitband-Strahl
[10]**COB**alt - **E**xperiment
[11]**GALL**ium - **EX**periment $^{71}Ga(\nu_e, e^-)^{71}Ge$, Gran Sasso-Tunnel, Italien

ein äußerst geringer Wert vorhergesagt, der zu sehr kleinen, gegenwärtig nicht nachweisbaren Wirkungsquerschnitten der Wechselwirkung führt (Krakauer et al. 1990).

Ein größerer Betrag für das magnetische Moment, der in den Erweiterungen des Standardmodells möglich wird, bietet zudem eine weitere Erklärungsmöglichkeit des solaren Neutrinoproblems. Demnach könnten nicht nur Neutrinooszillationen zwischen den drei Lepton-Generationen auftreten, sondern auch Präzessionen im Magnetfeld der Sonne in sogenannte sterile Neutrinos stattfinden, d.h. in rechtshändige Neutrinos oder linkshändige Antineutrinos.

Eine Übersicht zum gegenwärtigen Stand des Sonnenneutrinoproblems mit einem Ausblick zukünftiger Experimente wird u.a. von Bowles und Gavrin (1993) gegeben.

Experimentell kann in der elastischen $\nu_\mu e \to \nu_\mu e$ oder $\bar{\nu}_\mu e \to \bar{\nu}_\mu e$ -Streuung anhand einer möglichen $1/y$-Abweichung vom differentiellen Wirkungsquerschnitt des Standardmodells bei $y = 0$ auf ein magnetisches Moment des Neutrinos geschlossen werden. Dieser zusätzliche Term im Wirkungsquerschnitt, der vom Austausch eines Photons zwischen Neutrino und Elektron herrührt, wird möglich, wenn das Neutrino ein magnetisches Moment besitzt und stellt den dominierenden Prozeß in Reaktionen mit verschwindendem Impulsübertrag dar.

Experimente zur elastischen Neutrino-Elektron-Streuung, die mit niederenergetischen Neutrinos aus dem Zerfall gestoppter Pionen und Myonen am LAMPF[12] durchgeführt wurden, haben nach Krakauer et al. (1990) die obere Grenze für die magnetischen Momente auf

$$\mu_{\nu_e} \leq 10.8 \cdot 10^{-10} \mu_{\mathrm{Bohr}} \quad (90\,\%\ \text{Confidence Limit}) \qquad \textbf{[1.17]}$$

und

$$\mu_{\nu_\mu} \leq 7.4 \cdot 10^{-10} \mu_{\mathrm{Bohr}} \quad (90\,\%\ \text{Confidence Limit}) \qquad \textbf{[1.18]}$$

bestimmt.

Ein magnetisches Moment erfordert, da es an Masse gekoppelt ist, unmittelbar eine nichtverschwindende Masse des Neutrinos. Damit könnten die magnetischen Momente zwischen den drei Neutrino-Generationen unterschiedliche Werte haben, denn die GUT-Modelle stellen unter Vernachlässigung von Korrekturfaktoren folgende Massenhierarchie auf (Ellis et al. 1992):

$$m_{\nu_e} : m_{\nu_\mu} : m_{\nu_\tau} = m_e^2 : m_\mu^2 : m_\tau^2 \qquad \textbf{[1.19]}$$

oder

$$m_{\nu_e} : m_{\nu_\mu} : m_{\nu_\tau} = m_u^2 : m_c^2 : m_t^2 \qquad \textbf{[1.20]}$$

Dabei bedeuten u, c und t das up-, charm- und top-Quark.

Aus dem CHARM II - Experiment zur $\nu_\mu e \to \nu_\mu e$ und $\bar{\nu}_\mu e \to \bar{\nu}_\mu e$ -Streuung konnte die y-Verteilung, der Weinberg Winkel sowie ein Verhältnis der Kopplungskonstanten von

$$g_R^2/g_L^2 = 0.60 \pm 0.19_{\mathrm{stat}} \qquad \textbf{[1.21]}$$

[12]**L**os **A**lamos **M**eson **P**hysics **F**acility

bestimmt und die Existenz einer rechtshändigen Kopplung des Elektrons an das Z^0 bestätigt werden (Rädel 1993).

Die offenen Fragen bezüglich der Neutrinos und der schwachen Wechselwirkung sollen abschließend zusammengefaßt werden (Scheck 1990, Frekers 1993 b):

- Wie hoch ist der Grad an Lepton-Flavour-Verletzung ?
- Wie groß ist die Neutrinomasse ?
- Eng verknüpft mit der Neutrinomasse ist die Frage, ob es sich bei einem Neutrino um ein Dirac- oder ein Majorana-Teilchen handelt ?
- Besitzt das Neutrino ein magnetisches Moment, dynamische elektrische und magnetische Eigenschaften ?
- Sind rechtshändige Ströme Teil der schwachen Wechselwirkung ?
- Gibt es zusätzliche schwere Bosonen, die nicht vom Standardmodell vorausgesagt werden ?
- Wie rein ist die $V - A$ -Struktur der schwachen Wechselwirkung ?
- Welchen Anteil an schweren Quarks im Nukleon findet man in Experimenten zur Neutrino-Nukleon-Streuung ?

2. Ionenoptische Elemente in der Targetzone

Zur Sekundärteilchenstrahlerzeugung an einem Beschleuniger müssen zum einen die primären Teilchen auf einen möglichst kleinen Durchmesser auf dem Target als auch die divergent auslaufenden Teilchen fokussiert werden. Dazu werden Magnetlinsen hoher Brechkraft benötigt.
Ausgehend von den Beispielen der ionenoptischen Elemente im Targetbereich für das CERN-ACOL-Projekt zur Fokussierung der Antiprotonen sollen in diesem Kapitel in Hinblick auf die Erzeugung eines intensiven Neutrinostrahls durch Fokussierung der Elternteilchen die strahloptischen Eigenschaften dieser Magnetlinsen betrachtet werden.

2.1 Bewegung geladener Teilchen in einem magnetischen Feld

Die Bewegung eines Teilchens der Ladung e und Masse m mit der Geschwindigkeit $\boldsymbol{v} = \dot{\boldsymbol{r}}$ in einem elektrischen Feld $\boldsymbol{E}$ und in einem Magnetfeld $\boldsymbol{B}$ wird durch die Lorentzkraft

$$\frac{d}{dt}(m\boldsymbol{v}) = e(\boldsymbol{E} + \boldsymbol{v} \times \boldsymbol{B}) \qquad \textbf{[2.1]}$$

beschrieben. Bei der Strahlführung geladener Teilchen in einem Beschleuniger werden fast ausnahmslos Magnetfelder eingesetzt, da entsprechende elektrische Felder weit oberhalb einer technisch realisierbaren Stärke liegen. Elektrische Felder kommen nur bei sehr niedrigen Teilchenenergien zum Einsatz oder wenn Teilchen auf Grund ihrer unterschiedlichen Ladungen getrennt werden sollen; sie sollen im folgenden vernachlässigt werden.

Ausgehend von Gl. 2.1 soll das Differentialgleichungssystem, das die Bewegung eines Teilchens im Magnetfeld in kartesischen Koordinaten beschreibt, abgeleitet werden:
Für ein ortsfestes Koordinatensystem $\{x, y, z\}$ ist der Raumvektor des Teilchens sowie die erste und zweite zeitliche Ableitung gegeben durch

$$\begin{aligned} \boldsymbol{r} &= x\hat{\boldsymbol{x}} + y\hat{\boldsymbol{y}} + z\hat{\boldsymbol{z}} \\ \boldsymbol{v} = \dot{\boldsymbol{r}} &= \dot{x}\hat{\boldsymbol{x}} + \dot{y}\hat{\boldsymbol{y}} + \dot{z}\hat{\boldsymbol{z}} \\ \dot{\boldsymbol{v}} = \ddot{\boldsymbol{r}} &= \ddot{x}\hat{\boldsymbol{x}} + \ddot{y}\hat{\boldsymbol{y}} + \ddot{z}\hat{\boldsymbol{z}} \end{aligned} \qquad \textbf{[2.2]}$$

Einsetzen von $\boldsymbol{v}$ und $\dot{\boldsymbol{v}}$ in Gl. 2.1 ergibt, da die relativistische Masse nicht durch das Magnetfeld beeinflußt wird:

$$\begin{aligned} \ddot{x} &= \frac{e}{m}\left(\dot{y}B_z - \dot{z}B_y\right) \\ \ddot{y} &= \frac{e}{m}\left(\dot{z}B_x - \dot{x}B_z\right) \\ \ddot{z} &= \frac{e}{m}\left(\dot{x}B_y - \dot{y}B_x\right) \end{aligned} \qquad \textbf{[2.3]}$$

Beim Flug hochenergetischer Teilchen durch das Magnetfeld $\boldsymbol{B}$ ist zu jedem Zeitpunkt t die z-Koordinate im Bereich der räumlich beschränkten Magnetfeldstruktur eindeutig bestimmt. Daher kann man die zeitliche Ableitung durch eine Ableitung nach der Raumkoordinate z ersetzen in der Art

$$\dot{y} = \frac{dy}{dz}\dot{z} = y'\dot{z}\,; \qquad \ddot{y} = y''\dot{z}^2 + y'\ddot{z} \tag{2.4}$$

analog für x, mit

$$\dot{x}^2 + \dot{y}^2 + \dot{z}^2 = v^2\,; \qquad \frac{1}{\dot{z}} = \frac{1}{v}\sqrt{1 + x'^2 + y'^2} \tag{2.5}$$

Einsetzen der dritten Gleichung von 2.3 in die beiden ersten Gleichungen von 2.3 ergibt das Differentialgleichungssystem für die Teilchentrajektorien

$$\begin{aligned} x'' &= \frac{e}{p}\sqrt{1 + x'^2 + y'^2}\left[y'B_z - (1 + x'^2)B_y + x'y'B_x\right] \\ y'' &= -\frac{e}{p}\sqrt{1 + x'^2 + y'^2}\left[x'B_z - (1 + y'^2)B_x + x'y'B_y\right] \end{aligned} \tag{2.6}$$

mit dem Teilchenimpuls $p = mv$. Diese Gleichungen gelten streng für ein beliebiges Magnetfeld.

Setzt man verschwindenden Energieverlust der Teilchen voraus, so beschreibt die Teilchentrajektorie im feldfreien Raum eine geradlinige Bewegung und eine Helix im Falle eines homogenen Magnetfeldes. Für ein inhomogenes Magnetfeld kann die Trajektorie durch numerische Integration bestimmt werden. Sind die Positionen (x_n, y_n) und die Richtungen (x'_n, y'_n) für z_n bekannt, können die Werte für z_{n+1} anhand Gleichung 2.6 berechnet werden. Mit der Definition $h_n = z_{n+1} - z_n$ und einer Taylorentwicklung um z_n ist

$$\begin{aligned} x_{n+1} &= x_n + x'_n h_n + \frac{1}{2}x''_n h_n^2 \\ x'_{n+1} &= x'_n + h_n x''_n \end{aligned} \tag{2.7}$$

entsprechend für y_{n+1} und y'_{n+1}. Somit ist eine schrittweise Berechnung der Teilchentrajektorie in einem beliebigen Magnetfeld möglich (Hart und Saxon 1984).

2.1.1 Multipolentwicklung

Vereinfachend soll angenommen werden, daß sich die Teilchen im wesentlichen nur parallel zur $\hat{\boldsymbol{z}}$-Richtung bewegen, d.h. $\boldsymbol{v} = (0, 0, v_z)$ und das Magnetfeld nur transversale Komponenten in der Art $\boldsymbol{B} = (B_x, B_y, 0)$ besitzt. Aus dem Gleichgewicht zwischen der Lorentzkraft und der Zentrifugalkraft mv_z^2/R folgt die Beziehung

$$\frac{1}{R(x,y,z)} = \frac{e}{p}B_y(x,y,z) \tag{2.8}$$

in der horizontalen Ebene und entsprechend für die vertikale Ablenkung. Dabei ist R der Radius der Bahnkrümmung. Für relativistische Teilchen sind die transversalen Strahldimensionen klein gegen den Krümmungsradius der Teilchenbahn, und eine Entwicklung des Magnetfeldes in der Umgebung der Idealbahn ergibt:

$$B_y(x) = B_{y0} + \frac{dB_y}{dx}\,x + \frac{1}{2!}\frac{d^2B_y}{dx^2}\,x^2 + \frac{1}{3!}\frac{d^3B_y}{dx^3}\,x^3 + \ldots \tag{2.9}$$

Multipol	Definition	Wirkung
Dipol	$\frac{1}{R} = \frac{e}{p} B_{y0}$	Strahlablenkung
Quadrupol	$\kappa = \frac{e}{p}\frac{dB_y}{dx}$	Strahlfokussierung
Sextupol	$m = \frac{e}{p}\frac{d^2B_y}{dx^2}$	Kompensation der Chromatizität
Oktupol	$o = \frac{e}{p}\frac{d^3B_y}{dx^3}$	Feldfehler oder Feldkompensation
usw.		

Tabelle 2.1: Die wichtigsten Multipole zur Strahlführung und ihre hauptsächliche Wirkung auf den Verlauf des Strahls.

Multiplikation mit e/p liefert

$$\begin{aligned} \frac{e}{p}B_y(x) &= \frac{e}{p}B_{y0} + \frac{e}{p}\frac{dB_y}{dx}x + \frac{1}{2!}\frac{e}{p}\frac{d^2B_y}{dx^2}x^2 + \frac{1}{3!}\frac{e}{p}\frac{d^3B_y}{dx^3}x^3 + \dots \\ &= \frac{1}{R} + \kappa x + \frac{1}{2!}mx^2 + \frac{1}{3!}ox^3 + \dots \end{aligned} \qquad \textbf{[2.10]}$$

Das Magnetfeld um den Strahl kann also aus einer Summe von Multipolen gebildet werden, die bei der Strahlführung unterschiedliche Wirkungen auf den Verlauf der Teilchenbahn haben. Die wichtigsten Multipole und ihre Wirkungen sind zur Übersicht in Tabelle 2.1 aufgelistet.

Werden in einem Beschleuniger nur die beiden niedrigsten Multipole zur Strahlführung eingesetzt, spricht man von linearer Strahloptik, da nur Ablenkkräfte wirken, die entweder konstant sind (Dipolfeld, repräsentiert durch die Dipolstärke $1/R$) oder linear mit dem transversalen Abstand von der Idealbahn zunehmen (Quadrupolfeld, repräsentiert durch die Quadrupol- oder Fokussierstärke κ). Höhere Multipole (Sextupol, Oktupol, usw.) sind entweder unerwünschte Feldfehler oder sie werden gezielt zur Kompensation oder Feldkorrektur eingesetzt.

2.2 Magnetlinsen

Für die Fokussierung hochenergetischer Teilchenstrahlen durch Magnetlinsen sowie für die Phasenraumanpassung an das anschließende Strahlführungssystem ist im Prinzip eine große Anzahl an Feldkonfigurationen möglich, deren Grundlage die lineare Strahloptik ist. Hier sollen kurz einige Möglichkeiten zur Strahlfokussierung sowie deren Parameter für die erforderlichen Feldstärken dargestellt werden.

2.2.1 Näherung für dünne Magnetlinsen

Ausgehend von dünnen Linsen in der Optik soll eine Magnetlinse betrachtet werden, deren Länge l klein gegenüber der Brennweite f sei, und die einen parallelen Teilchenstrahl geringen Durchmessers bei verschwindender Emittanz in einen Punkt fokussiere (Abb. 2.1, Steffen 1965).

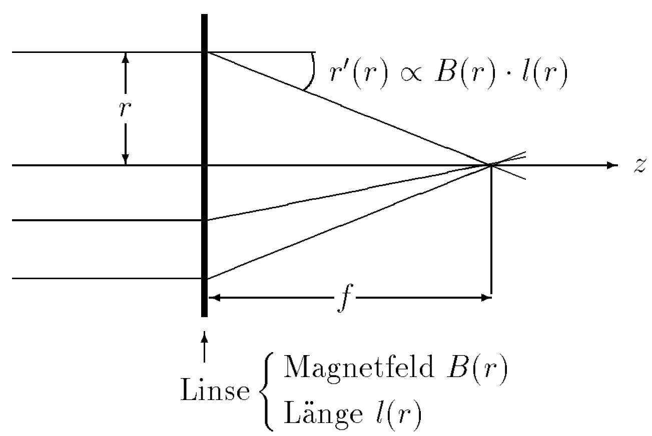


Abbildung 2.1: Fokallänge einer Magnetlinse

Um einen Fokalpunkt zu erhalten, muß die Ablenkung r' für jede Trajektorie innerhalb der Linse proportional zum Abstand r von der Achse anwachsen:

$$r' = -\frac{1}{f} r \qquad \textbf{[2.11]}$$

Die Fokallänge ergibt sich in dieser Näherung aus der Integration einer der Gleichungen 2.6 über z unter Vernachlässigung der Terme in x' und y' : $r' = \pm eB \cdot l/p$. Sie kann auch aus folgender Impulsnäherung für ein Teilchen mit Radius r abgeschätzt werden:

$$\frac{f}{r} \approx \frac{p_\parallel}{p_\perp} = \frac{\gamma m v_z}{e v_z B\,\Delta t} = \frac{\gamma m}{eBl/v_z} \qquad \textbf{[2.12]}$$

Die Brechkraft (oder inverse Fokallänge f) der Linse ist damit proportional zur Fokussierstärke κ:

$$\frac{1}{f} = \kappa\, l\,, \qquad \kappa = \frac{e}{p_\parallel}\, g \qquad \textbf{[2.13]}$$

und ist bei einem gegebenen Impuls der Teilchen nur von dem Magnetfeldgradienten $g = \partial B/\partial r$ abhängig.

Nach dieser Abschätzung ist für eine Fokallänge von $f = 1\,\mathrm{m}$, einer Linsenlänge von 1 m und einem Teilchenimpuls von $3\,\mathrm{GeV}/c$ ein Wert von $g = 10\,\mathrm{T/m}$ erforderlich. Bei einem Radius von $r = 20\,\mathrm{cm}$ muß die transversale Feldstärke daher einen Wert von 2 T am Rande der Linse annehmen.

Der Erzeugung hoher magnetischer Felder sind technisch Grenzen gesetzt; sie können nicht in beliebiger Stärke erzeugt werden. Werte von $B \approx 1.5\,\mathrm{T}$ bei normalleitenden und $B \approx 5\,\mathrm{T}$ bei supraleitenden Magneten markieren derzeit die technisch sinnvollen oberen Grenzen für Magnete im Dauerbetrieb.

Nach Gl. 2.13 bedingt ein großer Feldgradient eine geringe Brennweite, eine hohe magnetische Steifigkeit S dagegen eine geringe Brechkraft. S ist als Verhältnis aus Teilchenimpuls p zu Ladung q definiert und kann damit aus der magnetischen Energie E_k und der Ruheenergie E_0 berechnet werden:

$$S = B \cdot r = \frac{mv}{q} = \frac{\sqrt{E_k(E_k + 2E_0)}}{c\,q}\,. \qquad \textbf{[2.14]}$$

Da die Lage des Fokalpunktes vom Impuls der Teilchen abhängt, ergeben sich für dünne Linsen Fehler wie chromatische oder sphärische Aberration.

Hinsichtlich der benötigten hohen transversalen Feldstärken sollen im folgenden drei verschiedene Typen von Magnetlinsen betrachtet werden: die Quadrupollinse, das magnetische Horn und die Plasmalinse.

2.2.2 Magnetische Quadrupollinsen

Während in Dipolen eine homogene Feldverteilung vorherrscht, sind Quadrupole durch ein inhomogenes Vierpolfeld mit einen konstanten Magnetfeldgradienten charakterisiert.

$$\begin{aligned} &B_x = gy\,,\ B_y = gx\,,\ B_z = 0\,,\quad \text{mit } g = \frac{\partial B_x}{\partial y} = \frac{\partial B_y}{\partial x} = \text{ constant} \\ &\text{Länge:} \qquad l = l_0 = \text{ constant} \end{aligned} \qquad \textbf{[2.15]}$$

Das Quadrupolfeld $\boldsymbol{B}$ kann von dem Potential

$$\Phi = -gxy \qquad \text{mit} \qquad \boldsymbol{B} = -\operatorname{grad}\Phi \qquad \textbf{[2.16]}$$

abgeleitet werden. Ein Quadrupol wird durch Elektromagnete mit vier um 90° gedrehten hyperbelförmigen Polflächen gebildet. Je zwei gleichnamige Pole liegen sich gegenüber. Innerhalb des Quadrupols haben die magnetischen Feldlinien einen sattelförmigen Verlauf. Der Betrag des Magnetfeldes wächst linear mit dem Abstand r von der Achse an:

$$\boldsymbol{B}^2 = B_x^2 + B_y^2 = g^2(x^2 + y^2) = (gr)^2 \qquad \textbf{[2.17]}$$

Es werden zwei unabhängige, zueinander senkrechte Fokussierebenen festgelegt. In der einen kommt es zu einer Fokussierung, in der anderen dagegen zu einer Defokussierung eines geladenen Teilchenstrahls. Ein Strahl mit anfänglich rundem Querschnitt wird daher am Ausgang eines Quadrupols zu einem Strahl mit elliptischem Querschnitt gleicher Fläche verformt. Eine Fokussierung gelingt nur durch Hintereinanderschalten mehrerer um 90° um die Strahlachse gedrehter Quadrupollinsen zu „Dubletts“ oder „Tripletts“ unterschiedlicher Fokussierstärke, die den Strahl in jeweils einer Ebene nacheinander abwechselnd fokussieren und defokussieren. Deshalb und aufgrund der schwachen erreichbaren Magnetfeldgradienten der Quadrupole liegt ihre Brennweite im Meter-Bereich, was

dazu führt, daß der Fokus emittanzbedingt größer und der Fokussierwinkel sehr klein wird. Besonders am Beginn und am Ende eines Strahlführungssystems, wo entweder stark divergierende Strahlen umgelenkt bzw. parallele Strahlen auf einen sehr kleinen Punkt fokussiert werden müssen, macht sich diese Eigenschaft von Quadrupollinsen nachteilig bemerkbar. Hinzu kommt, daß die Apertur des folgenden Quadrupols aufgrund der Defokussierung des ersten größer werden muß, um eine ausreichende Winkelakzeptanz beizubehalten.
Zur Erzeugung eines intensiven Neutrino- oder Antineutrino-Strahls durch Fokussierung der Elternteilchen mit Hilfe eines Quadrupols ist eine selektive Fokussierung von Teilchen einer bestimmten elektrischen Ladung nicht möglich und ein solches System für diese Anwendung daher ungeeignet.

2.2.3 Magnetisches Horn

Eine im Gegensatz zu einem Quadrupol günstigere Feldlinienkonfiguration stellt ein rotationssymmetrisches Fokussierfeld dar. Die beiden folgenden Feldkonfigurationen (magnetisches Horn und Lithium- bzw. Plasmalinse) besitzen Zylindersymmetrie zur Strahlachse (z-Achse) und werden daher in Zylinderkoordinaten beschrieben:

$$r = \sqrt{x^2 + y^2} \qquad \text{und} \qquad \varphi = \arctan \frac{y}{x} \tag{2.18}$$

Das magnetische Horn ist eine Weiterentwicklung der „parabolic current sheet lens“[1]. Diese Linsen haben eine parabolisch geformte, koaxiale Struktur (Abb. 2.2).

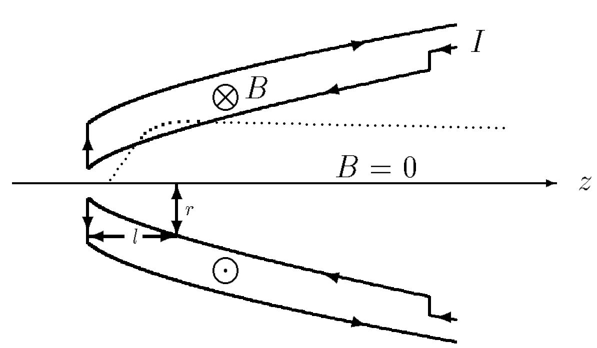


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung eines magnetischen Horns mit dem Verlauf einer Teilchentrajektorie. Im Magnetfeld zwischen Innen- und Außenleiter werden die Teilchen umgelenkt.

Hierbei wird das äußere mit $1/r$ abfallende toroidale Magnetfeld zweier stromdurchflossener Aluminiumleiter zur Fokussierung verwendet. Der Radius der inneren Alumi-

[1] Dieser in der ehemaligen UdSSR mit „Ha“ bezeichnete Linsentyp wurde nach Jones (1984) zuerst von H.G. Hereward und M. Hine beschrieben.

niumleiter hat einen parabolischen Verlauf als Funktion der z-Koordinate.

$$\begin{aligned} & B_r = 0 & & \\ & B_\varphi = \frac{c}{r} & & \text{mit } c = \text{constant} \\ \text{Länge:} \quad & l = dr^2 & & \text{mit } d = \text{constant} \end{aligned} \qquad \textbf{[2.19]}$$

Der Magnetfeldgradient g ist proportional zu $1/r^2$ und die Brechkraft $\propto gl$ ist unabhängig vom Radius:

$$\begin{aligned} g &\propto \frac{1}{r^2} \\ \frac{1}{f} &= \kappa l \propto gl \propto \frac{1}{r^2} l = \text{constant} \end{aligned} \qquad \textbf{[2.20]}$$

Der Strom I, der für ein Magnetfeld $B(r)$ erforderlich ist, ergibt sich aus der Integration der Maxwellgleichung

$$\operatorname{rot} \boldsymbol{B} = \mu_0 \boldsymbol{j} \qquad \textbf{[2.21]}$$

über einen geschlossenen Integrationsweg mit Radius r:

$$I = \oint \frac{\boldsymbol{B}}{\mu_0 \mu} \, d\boldsymbol{s} = \frac{2\pi r}{\mu_0 \mu} B_\varphi(r) \,, \qquad \textbf{[2.22]}$$

wobei $\boldsymbol{j}$ die Stromdichte angibt. Stromstärken von mehreren 100 kA sind erforderlich, um ausreichend starke Magnetfelder zu erzeugen.

Die Grundform und der konzeptionelle Aufbau eines magnetischen Horns[2] wurde 1962 von Simon van der Meer vorgeschlagen und entwickelt und noch im gleichen Jahr zur Erzeugung eines Neutrinostrahls am CERN verwendet (van der Meer 1962).

Der prinzipielle Aufbau eines magnetischen Horns soll am Beispiel des Horns für das CERN-ACOL-Projekt dargestellt werden (Abb. 2.3).

Es besteht im wesentlichen aus zwei ineinanderliegenden, aus einem Block gefertigten Aluminiumzylindern (Anticorodal A112) mit einem Durchmesser von ca. 45 mm am Strahleintritt und 40 mm am Austrittsende bei einer Gesamtlänge von 389 mm. Die genaue Form des Innenleiters wird durch Computersimulation der Teilchenbahnen berechnet (van der Meer 1980, Flynn 1981, Jones 1984), um die vom Target emittierten Sekundärteilchen für einen möglichst großen Produktionsraumwinkel und Impulsbereich zu fokussieren.

Durch die beiden Zylinder fließt ein gepulster Strom, wobei der äußere Zylinder als Rückleiter dient. Im Magnetfeld zwischen Innen- und Außenleiter werden die Teilchen umgelenkt. Die Linse hat keine linearen Abbildungseigenschaften. Sie ist auf eine Fokussierung der wahrscheinlichsten Produktionswinkel der Sekundärteilchen optimiert, um die Effizienz der Linse zu erhöhen. Die Linse sollte dazu möglichst nahe am Target positioniert sein. Der Wirkungsgrad der Linse (Yield = Zahl der auf den Transportkanal fokussierten Sekundärteilchen zur Zahl der einfallenden Protonen) ist proportional zur Erzeugungsrate der Sekundärteilchen und damit für kleine Produktionswinkel α proportional zum Raumwinkel $\Delta\Omega \propto \pi\alpha^2$. Dabei ist $\alpha < \alpha_{\max}$, wobei $\alpha_{\max}$ den Maximalwinkel innerhalb

[2]Der Name „Horn“ rührt daher, daß die äußere Zylinderform den langen Alphörnern ähnelt, die in der Schweiz verbreitet sind (Musset, Vialle 1977).

Abbildung 2.3: Das Magnetische Horn für das CERN-ACOL-Projekt (n. Tkotz 1992).

der Akzeptanz des nachfolgenden Transportkanals angibt (Jones 1984, Boggasch 1987 a). Die Erzeugungsrate an Pionen nimmt nach Palmer (1965), Carroll (1985) und Ong (1985) für Winkel größer 100 mrad stark ab.

Man erwartet eine quadratische Abhängigkeit des Wirkungsgrades vom maximalen Fokussierwinkel der Linse. Daher sollte ganz allgemein der Sammelwinkel einer Linse möglichst groß sein. Weiterhin muß der Durchmesser des näherungsweise parallelen Strahlenbündels r_e hinter der Linse kleiner oder gleich dem Durchmesser des nachfolgenden Transportkanals sein.

Magnetische Hörner sind für Anwendungen geeignet, die große Aperturen und Fokallängen zulassen und einen gepulsten Betrieb erlauben. Der Nachteil liegt darin, daß die Teilchenstrahlen durch die beiden Stromleiter hindurchtreten müssen (Dichte von Aluminium ca. $2.7\,\mathrm{g/cm^3}$). Durch diese Wechselwirkung wird die Charakteristik des Strahls beeinflußt.

Um möglichst wenige Teilchen zu absorbieren, muß die Wand des inneren Zylinders so dünn wie möglich gewählt werden.[3] Dies steht im Widerspruch zu den zu I^2/r^2 proportionalen magnetischen Kräften, die zwischen Innen- und Außenleiter auftreten und an den Stellen der kleinsten Radien r zu Materialproblemen führen. Das Horn muß diesen mechanischen Spannungen für mehrere Millionen Zyklen standhalten (alle 2.4 s wird am $26\,\mathrm{GeV}/c$ Protonenstrahl des CERN PS[4] ein Puls von 10^{13} Protonen als Paket von fünf Einzelpulsen (bunches) während 450 ns auf das Target geschossen). Diese Drücke treten jedoch in der Form sehr kurzer Impulse ($\sim 16\,\mu$s) auf, so daß sie bei einer ausreichenden Dicke des Materials nicht zur Zerstörung des Horns führen. Das Horn für das CERN-ACOL-Projekt wurde mit Strömen bis zu 400 kA betrieben und arbeitete in diesem Bereich überaus zuverlässig (Tkotz 1992). Der Betrieb dieses Horns mit einem

[3] Der Innenleiter des CERN-ACOL Horns hat eine Dicke von 1 mm und absorbiert ca. 10% der $\bar{p}$.

[4] **P**roton **S**ynchrotron

Gesamtstrom von 500 kA führte jedoch zur Zerstörung des Innenleiters.

Eine höhere Fokussierstärke kann erzielt werden, wenn man ein zweites Horn im Teilchenstrahl benutzt. Dies entspricht der Anordnung des Brookhaven-Experimentes, das in Kap. 3, Abb. 3.1, dargestellt wird. Das zweite Horn wird nach Musset und Vialle (1978) auch als Reflektor bezeichnet. In dieser Anordnung, die der Fokussierung der π- und K-Mesonen dient, werden die Teilchen mit einem zu geringen Impuls vom ersten Horn überfokussiert, was zu einem 'cross over' der Teilchenbahnen zwischen den beiden Hörnern führt. Diese Teilchen gehen dem Strahl verloren. Bei größeren Teilchenimpulsen wird die Divergenz des Strahls von jedem Horn reduziert.

2.2.4 Lithium- und Plasmalinsen

2.2.4.1 Drahtlinsen

Legt man Zylindersymmetrie entlang der $\hat{\boldsymbol{z}}$-Achse zugrunde, sind Drahtlinsen, zu denen Lithium- und Plasmalinsen zählen, für einen in axialer $\hat{\boldsymbol{z}}$-Richtung fließenden Strom allgemein durch folgende azimutale Magnetfeldkonfiguration $\boldsymbol{B} = B(r)\hat{\boldsymbol{\varphi}}$ gekennzeichnet:

$$\begin{aligned} & B_r = 0 \\ & B_\varphi = g\, r \quad \text{mit } g = \frac{\partial B_\varphi}{\partial r} = \text{ constant} \\ \text{Länge:} \quad & l = l_0 = \text{ constant} \end{aligned} \qquad \textbf{[2.23]}$$

Das linear mit dem Radius des stromführenden Mediums ansteigende Magnetfeld ermöglicht eine simultane Fokussierung in der horizontalen und vertikalen Ebene. Ihre Fokussierwirkung ist räumlich isotrop.

Der Feldgradient liegt in einer Größenordnung über denen herkömmlicher Quadrupole, wodurch sich kürzere Brennweiten ergeben. Wegen der Selbstaufweitung von Teilchenstrahlen sind daher auch die Fokuslängen der Lithium- und Plasmalinsen kleiner als die der Quadrupollinsen. Desweiteren haben Drahtlinsen geringere Abmessungen als Quadrupollinsen und magnetische Hörner. Das Magnetfeld ergibt sich aus dem Ampéreschen-Gesetz unter Vernachlässigung des Verschiebungsstroms für niederfrequente Phänomene:

$$\boldsymbol{\nabla} \times \boldsymbol{B} = \mu_0 \boldsymbol{j} + \underbrace{\frac{1}{c^2}\frac{\partial \boldsymbol{E}}{\partial t}}_{0} \qquad \textbf{[2.24]}$$

oder

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left[r \cdot B_\varphi(r,t)\right] - \frac{1}{r}\frac{\partial B_r}{\partial \varphi} = \mu_0 j_z(r,t) \qquad \textbf{[2.25]}$$

d.h. für einen konstanten radialen Feldgradienten ist eine homogene axiale Stromdichteverteilung notwendig:

$$j_z(r,t) = \frac{2g}{\mu_0} \qquad \textbf{[2.26]}$$

Damit ergibt eine Integration im rein radial-abhängigen Fall

$$B(r) = \frac{\mu_0}{r}\int_0^r r j(r)\, dr \qquad \textbf{[2.27]}$$

Spezifiziert man $j(r)$ als: Konstant für $r < R$ und Null für $r > R$, so bestimmt die letzte Gleichung

$$\begin{aligned} B(r) &= \frac{\mu_0}{2\pi}\, I\, \frac{r}{R^2} \qquad &\text{für } 0 < r < R \\ B(r) &= \frac{\mu_0}{2\pi}\, I\, \frac{1}{r} \qquad &\text{für } r > R \end{aligned} \qquad \textbf{[2.28]}$$

Dies ist das Magnetfeld einer Plasmalinse mit I als Pinchstrom. Der Feldverlauf für die Komponenten B_x und B_y ist zusammen mit der Magnetfeldstärke $B(r)$ in Abbildung 2.4 dargestellt.

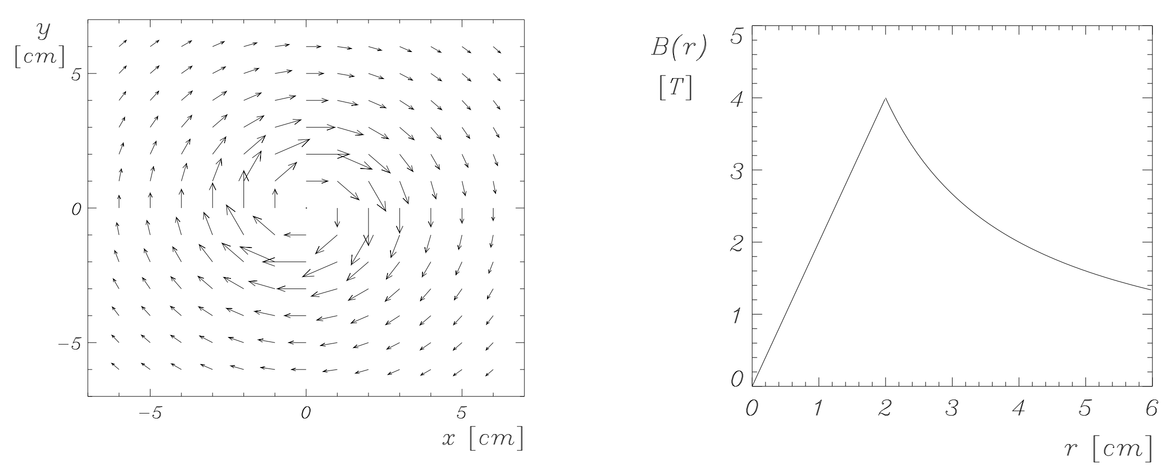


Abbildung 2.4: Vektorfeld B_x, B_y innerhalb der Linsenapertur und Magnetfeldstärke $B(r)$ als Funktion von $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ für $R = 2\,\mathrm{cm}$ und $I = 400\,\mathrm{kA}$.

Um eine Magnetfeldstärke von $1\,\mathrm{T}$ bei einem Radius von $r = 10\,\mathrm{cm}$ zu erzeugen, ist eine Stromdichte von $j \simeq 16\,\mathrm{A/mm^2}$ notwendig. Zur Erzeugung solcher und höherer Stromdichten ist ein gepulster Betrieb erforderlich. Sie lassen sich für kurze Zeitintervalle in einer schnellen Entladung von mit Hochspannung geladenen Kondensatorbänken erzeugen.

Damit die Linse weitgehend transparent für die zu fokussierenden Teilchen ist, muß ein stromtragendes Medium mit sehr geringen Absorptionseigenschaften verwendet werden.

Hierfür kommt Lithium als das leichteste Metall mit einer hohen elektrischen Leitfähigkeit und einer Dichte von ca. $0.534\,\mathrm{g/cm^3}$ oder ein Plasma mit um einige Größenordnungen geringeren Dichten von 10^{-7} bis $10^{-10}\,\mathrm{g/cm^3}$ in Betracht.

2.2.4.2 Lithiumlinse

Die Konstruktion einer Lithiumlinse erfordert die Berücksichtigung des geringen Schmelzpunktes von $453\,\mathrm{K}$ sowie hygroskopischer und chemischer Eigenschaften. Die erste Lithiumlinse wurde 1981 in Rußland entwickelt und getestet (Bayanov 1981). Die Weiterentwicklungen in Novosibirsk und am Fermilab führten 1985 auch zum Einsatz für die Fokussierung des Protonenstrahls auf das Target und als Sammellinse für die Antiprotonen bei dem CERN-ACOL-Projekt (Ijspeert 1985, Sievers 1985, Fiander 1985). Der schematische Aufbau der CERN Lithiumlinse ist in Abbildung 2.5 gezeigt.

Abbildung 2.5: Schnittbild der Lithiumlinse für das CERN-ACOL-Projekt (n. Tkotz 1992).

Diese besteht im Prinzip aus einem 100 mm langen und 20 mm im Durchmesser betragenden Lithiumzylinder, durch den ein gepulster Strom bis zu 480 kA und einer relativ langen Stromhalbwellendauer von 600 μs fließt. Aufgrund des Skineffektes dringt der Strom erst nach einigen 100 μs in den Metallstab ein und führt bis auf Störungen am Ein- und Ausgang der Linse zu einer homogenen Stromdichte. Die Lithiumlinse hat bei einem konstanten Gradienten von ca. 40 T/m lineare Abbildungseigenschaften. Die Linse ist durch die hohen Ströme starken thermischen Impulsen sowie hohen magnetischen Kräften ausgesetzt, die einen stabilen Metallzylinder und ein effizientes Kühlsystem notwendig machen. Form und Dauer der Stromimpulse müssen optimiert werden, um ein unnötiges Aufwärmen zu vermeiden. Das Lithium muß unter einem gewissen statischen Druck p_0 stehen, um Dichteschwankungen durch die magnetische Kompression des Lithiums zu verhindern.

Ein Nachteil ist jedoch die im Lithium sowie die im Metallzylinder und den dicken Fenstern aus Stahl oder Titan mit einer Dichte von ca. 4.5 g/cm^3 auftretende Absorption, die eine Beschränkung der Länge erforderlich macht und daher Auswirkungen auf die Fokussiereigenschaften der Linse hat.

2.2.4.3 Plasmalinse

Bei einer Plasmasäule als stromführendes Medium, die sich im Verlauf einer z-Pinchentladung ausbildet, kann die Absorption bei Dichten von 10^{-7} bis 10^{-10} g/cm^3 praktisch vernachlässigt werden. Eine Plasmalinse kann daher eine größere Baulänge besitzen und, um eine äquivalente Fokallänge zu erzielen, mit einem geringeren Strom betrieben werden als eine vergleichbare Lithiumlinse. So kann eine Lithiumlinse mit einer Länge von 10 cm, die mit einem Strom von 1 MA Amplitude gepulst wird, durch eine Plasmalinse gleichen Durchmessers und 30 cm Länge ersetzt werden, die mit 330 kA gepulst wird. Außerdem ist es möglich, bei typischen Gasdrücken von einigen 100 Pa, die Trennung der hochevakuierten Beschleuniger von der Gasstrecke durch ein differentielles Pumpsystem durchzuführen. Es müssen keine Fenster installiert werden (Stetter 1992, 1993). Weiterhin sind nur Stromhalbwellen mit einer Dauer im μs-Bereich erforderlich.

Da sich die Plasmasäule des Pinches aufgrund des magnetischen Kolbens (Abschnitt 2.3) im Vakuum befindet, wird auch das mit $1/r$ abfallende Magnetfeld außerhalb der Plasmasäule zur Fokussierung genutzt. Daher hat die Plasmalinse lineare Abbildungseigenschaften im Bereich der Plasmasäule und nichtlineare außerhalb.

Das Hauptproblem der Plasmalinse liegt in der mangelnden Stabilität und Linearität der Plasmasäule. Während die Kontraktionsphase meist reproduzierbar verläuft, entwickeln sich im späteren Verlauf einer Pinch-Entladung oft Instabilitäten, welche die Symmetrie zerstören und die zur Fokussierung nutzbare Zeitphase beschränken. Dennoch lassen sich für kurze Zeitintervalle, die in der Regel einige 100 ns betragen, relativ stabile Plasmasäulen erzeugen, durch die gleichzeitig ein hoher Strom von einigen 100 kA fließt. Die hierbei umgesetzten elektrischen Leistungen betragen einige Gigawatt.

Schäden an der Linse treten im wesentlichen durch eine Energiedissipation im Plasmazylinder auf, die durch Evaporation, Sputtering und Strahlungsschäden zur Zerstörung der Metallelektroden und zu einer Verschlechterung der Isolatorröhrenoberfläche führen. Die Konstruktion einer Plasmalinse erfordert zusätzlich die Kenntnis der Pinchdynamik und deren Kontrolle. Hierauf wird in Abschnitt 2.3 eingegangen.

Abbildung 2.6: Gemessene Äquivalentdosisrate einer Lithiumlinse und einer Plasmalinse nach dem Betrieb im Targetbereich (n. Christiansen et al. 1991 und Kowalewicz et al. 1991). Die Anzahl der primär auf das Target einfallenden Protonen beträgt für die z-Pinch-Plasmalinse insgesamt 10^{16}, während der Betrieb der Lithiumlinse mit 25 % weniger primärer Protonen erfolgte.

Mit der im Vergleich zu Lithiumlinsen und magnetischen Hörnern geringeren Teilchenabsorption weist eine Plasmalinse nach dem Betrieb im Targetbereich auch eine geringere „induzierte“ Radioaktivität auf. Ein Maß für die Intensität eines Strahlungsfeldes ist das Verhältnis einer in einem kleinen Zeitintervall freigesetzten Dosis zu der Größe des Zeitintervalls. Dieses Verhältnis bezeichnet man als Dosisrate, wofür auch der Begriff Dosisleistung gebräuchlich ist. In Abbildung 2.6 sind die gemessenen Äquivalentdosisraten, die für eine Lithiumlinse und eine Plasmalinse direkt nach dem Strahlbetrieb im Targetbereich des ACOL-Komplexes bestimmt wurden, aufgetragen (n. Christiansen et al. 1991 und Kowalewicz et al. 1991). Für die zu einer Entwicklung und Optimierung der Plasmalinse erforderlichen Umbauarbeiten ist der schnellere zeitliche Abfall der Dosisrate sehr vorteilhaft.

2.2.5 Gepulstes Target und supraleitende Fokussierelemente

Eine weitere Verbesserung der Sekundärteilchenausbeute kann dadurch erzielt werden, daß nach dem Prinzip der Drahtlinse auch das Target mit einem hohen Strom gepulst wird, um die Sekundärteilchen mit einer bestimmten elektrischen Ladung bereits im Target zu fokussieren. Hierdurch wird das Target neben den durch den Primärstrahl erzeugten radioaktiven und thermischen Belastungen auch den thermischen und magnetischen Belastungen durch den Stromfluß ausgesetzt. Dies stellt zusätzliche Anforderungen an das Targetmaterial und das Kühlsystem. Nach Hojvat et al. (1983 a, b) ist dieses Prinzip u.a. am Fermilab erfolgreich zur Anwendung gekommen, wobei das Target in mehrere Stücke aufgeteilt wurde, um eine Evaporation zu vermeiden. Auch am CERN wurde ein solches „aktives“ Target für das ACOL-Projekt in Erwägung gezogen. Die Entwicklungsarbeiten, die bei Eaton et al. (1985, 1986) dargestellt sind, wurden nach der Zerstörung des Targets nicht mehr weiter verfolgt.

Für das KAON-Projekt wurde weiterhin die Verwendung supraleitender Fokussierelemente, z.B. eines supraleitenden Quadrupoltripletts im DC[5]-Betrieb, eines ‘butterfly’ Dipols oder eines supraleitenden Solenoids diskutiert. Die Anwendungen der Supraleitung haben in den letzten Jahren durch die Entwicklung der sogenannten Hochtemperatursupraleiter entscheidende Fortschritte erfahren, aber es ist nicht geklärt, ob ein supraleitendes Fokussierelement in geringem Abstand zum Target in Betrieb genommen werden kann (TRIUMF 1985).

[5]direct current

2.3 z-Pinch-Entladung

Die Bezeichnung z-Pinch charakterisiert eine Erscheinung, die in Gasentladungen bei hoher Stromstärke zu beobachten ist. Der durch ein Plasma fließende elektrische Strom erzeugt ein Magnetfeld, das eine Kompression der stromleitenden Plasmasäule bewirkt, die dadurch zu einer dünnen Plasmaschnur bei gleichzeitiger Temperaturerhöhung zusammengedrückt wird. Man unterscheidet je nach Richtung des Magnetfeldes:

a) z-Pinch (longitudinaler Pinch)
Der in z-Richtung fließende Strom verursacht ringförmige Magnetfeldlinien B_φ, die das Plasma komprimieren und einschließen.

b) ϕ-Pinch (azimutaler Pinch)
Entlädt man eine Kondensatorbatterie über eine Ringelektrode, so erzeugt das rasch ansteigende Magnetfeld B_z ein azimutales elektrisches Feld, das im Plasma einen azimutalen Strom induziert (Impulsbetrieb). Die Kontraktion wird durch das äußere Magnetfeld B_z erzeugt. Das Magnetfeld ist meridional beim ϕ-Pinch, ϕ = Azimut.

Weiterhin kann in einer Plasmalinse bei Plasmaströmen von weniger als 100 kA neben den dynamischen Entladungen auch eine „wandstabilisierte“ Entladeform, die auch „normaler“ z-Pinch genannt wird, erfolgreich zur Anwendung kommen. Hiebei wird das Entladungsplasma gleich in einer dünnen Isolatorröhre gezündet, deren Querschnitt bereits mit dem Pinchquerschnitt vergleichbar ist. Das Plasma bleibt in Ruhe, und die Entladeenergie ist viel geringer als bei einer Pinch-Entladung, die hierbei vermieden wird. Eine Unterscheidung zwischen beiden Typen ist durch das Verhältnis V zwischen Skintiefe d_s und dem Radius des Entladungsgefäßes r_G möglich,

$$V = \frac{d_s}{r_G} \qquad \begin{cases} \approx 1 \ : & \text{normaler } z\text{-Pinch} \\ \ll 1 \ : & \text{dynamischer } z\text{-Pinch} \\ \gg 1 \ : & \text{Kapillarentladungen} \end{cases} \qquad \textbf{[2.29]}$$

wobei nach Artsimowitsch und Sagdejew (1983) für die Skintiefe, d.h. die Dicke der stromführenden Schicht, auf die der Strom auf e^{-1} abgefallen ist, gilt:

$$d_s = \sqrt{\frac{1}{\mu_0 \sigma \omega}} \quad \text{mit} \quad \begin{array}{l} \sigma \text{ Leitfähigkeit des vollionisierten Plasmas} \\ \omega \text{ Kreisfrequenz des Strompulses} \end{array} \qquad \textbf{[2.30]}$$

2.3.1 Phänomenologische Beschreibung einer z-Pinchentladung

In der folgenden Abbildung 2.7 ist der Ablauf einer z-Pinchentladung schematisch dargestellt. Die Entladung läßt sich in fünf Phasen unterteilen: Zündung, Skineffekt, Kontraktion, Pinch und Zerfall.

Das Entladegefäß besteht aus einer mit Gas gefüllten zylindersymmetrischen Isolatorröhre, z.B. aus Quarz oder Saphir, die an den Stirnflächen durch Elektroden abgeschlossen ist. Als Entladegase werden H_2, He, Ne, Ar oder ein $H_2 - He$ Gemisch verwendet.

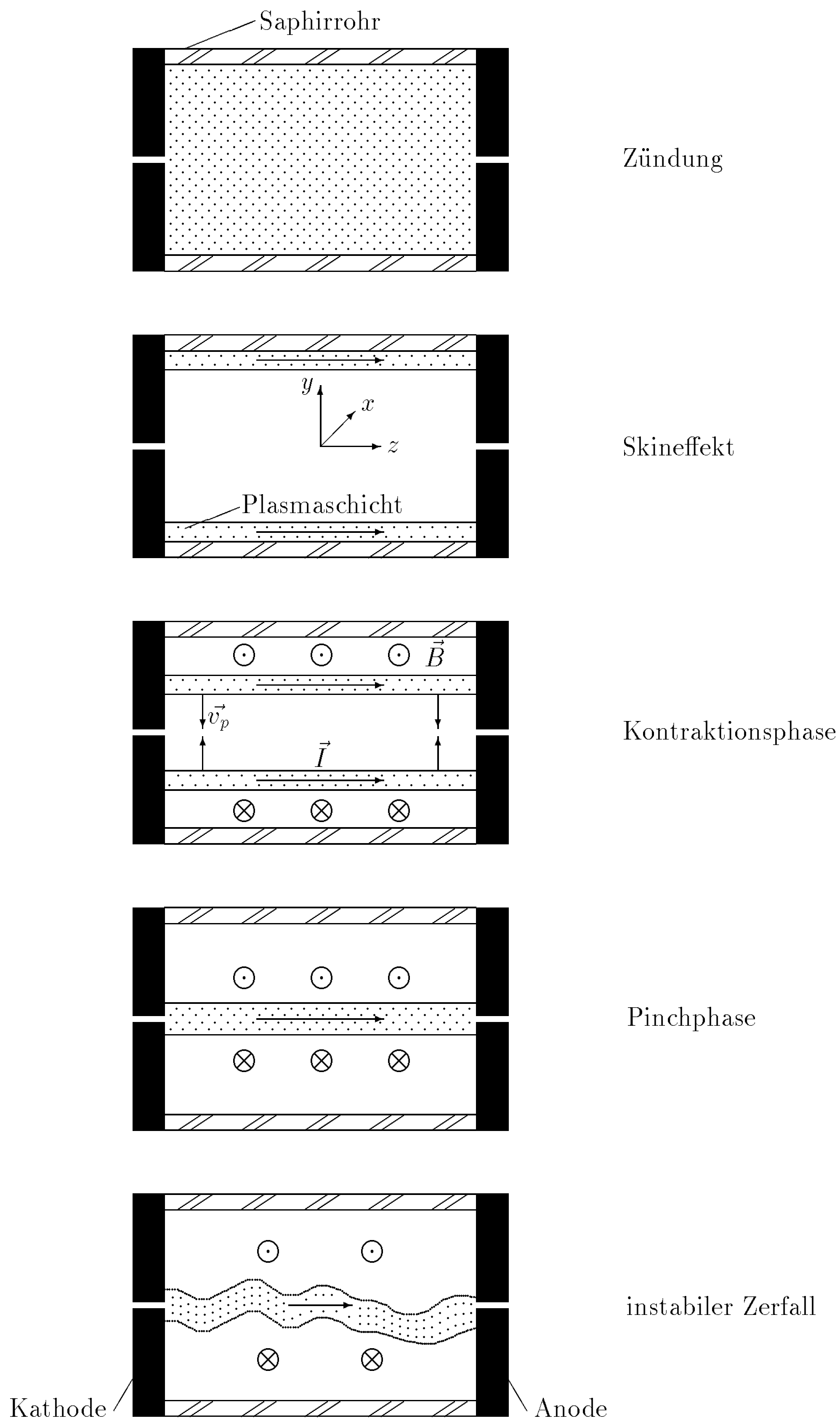


Abbildung 2.7: Schematiche Darstellung der z-Pinch-Entladung.

Als Energiequelle dienen im Fall des schnellen Pulsgenerators der CERN Linse vier parallelgeschaltete Kondensatorbänke, deren Spannung jeweils über einen Pseudofunkenschalter an die zentral installierte Gasentladungsstrecke angelegt wird (siehe Abb. 2.8). Die Stromzufuhr erfolgt über eine niederinduktive Streifenleitung von der Kondensatorbank zum Experiment.

Abbildung 2.8: Pulsgenerator (n. Boggasch und Grüb 1987).

Zur Erzeugung reproduzierbarer z-Pinche mit konstanten Magnetfeldgradienten ist eine homogene axiale Stromdichteverteilung bei einer homogenen Zündung notwendig. Um die Homogenität der Zündung zu verbessern, wird das Plasma häufig durch eine Vorentladung, VUV[6], Röntgenstrahlen oder Elektronenstrahlen vorionisiert. Dies hat auch den Vorteil, daß die Kondensatorspannung der Hauptentladung unterhalb der Zündspannung der Gasstrecke liegen kann. Instabilitäten während der Zündphase können auch dadurch vermieden werden, indem die Kathode zur Überhöhung des elektrischen Feldes am Rand mit einer Schneidkante versehen wird. In diesem Fall bricht bei der Zündung zuerst eine Gleitentladung von der Schneidkante zur Anode durch, wobei durch die innere Selbstinduktion im Plasma der Strom auf den Rand des Entladungsrohres gedrängt wird.

Durch den Entladestrom wird ein azimutales Magnetfeld induziert, welches das Plasma einschließt und komprimiert. Dieser stromtragende Hohlzylinder wird auf die Symmetrieachse beschleunigt, wobei von dieser Schicht, die auch magnetischer Kolben oder Piston genannt wird, alle Gasteilchen durch Lorentzkraft und Teilchenstöße aufgesammelt werden. Falls die Pistongeschwindigkeit v_p die Schallgeschwindigkeit v_s des ruhenden Gases überschreitet,

$$v_p \; > \; v_s = \sqrt{\frac{\gamma p}{\varrho}} \qquad \text{mit} \qquad \begin{array}{rl} \gamma = \dfrac{c_p}{c_v}: & \text{Verhältnis der spezifischen Wärmen}^{7} \\ p: & \text{Druck} \\ \varrho: & \text{Dichte} \end{array} \qquad \textbf{[2.31]}$$

[6] Vakuum Ultraviolett

d.h. bei einer Machzahl $M = v_p/v_s > 1$, so ruft die Entladung eine Stoßwelle hervor, die dem Piston voraus ins Innere des Zylinders läuft. Die Stoßwelle dissoziiert und ionisiert das Entladegas und heizt es zum Plasma auf. Es kommt dadurch zum Kollaps des Plasmazylinders, der bei gleichzeitiger Temperaturerhöhung immer stärker komprimiert wird und sich auf der Symmetrieachse zu einer Plasmasäule ausbildet (Pinch-Effekt).

Der Durchmesser der Plasmasäule ist durch das Gleichgewicht von Magnetfelddruck und kinetischem Gasdruck festgelegt. Der Magnetfelddruck wird durch die Stromstärke, der kinetische Gasdruck durch die Temperatur im Plasma bestimmt.

Für eine kinematische Beschreibung der dynamischen Plasmakontraktion, die seit 1954 diskutiert wird, sind eindimensionale Modelle aufgestellt worden, die Aussagen über die Pinchzeit und den Pinchradius sowie deren Abhängigkeit von äußeren Parametern, wie Druck, Gefäßradius und Strom ermöglichen (Cap 1972, Hübner 1982, Spatschek 1990).

- Für den Fall, daß die Machzahl M größenordnungsmäßig eins oder kleiner ist, kann die Dynamik der z-Pinchentladung durch das Schneepflugmodell, das auf der Lösung der magnetohydrodynamischen Gleichungen für Impuls- und Energieerhaltung beruht, beschrieben werden.

- Im Fall der Schockwellenmodelle muß das heiße und verdichtete Gas oder Plasma vor dem Piston in die Bewegungsgleichung einbezogen werden, wobei die Schockwelle auf der Achse reflektiert wird und die einlaufende Pistonbewegung stoppt.

- Im modifizierten Modell werden die Stoßwellengleichungen mit den Schneepfluggleichungen der Magnetohydrodynamik kombiniert. Zusätzlich bezieht es die Energieverluste durch die Ionisation des Gases mit ein.

Die Zeitdauer ist bestimmt durch den externen Stromkreis, der Dynamik des Pinchvorgangs und den Anwachszeiten von Plasmainstabilitäten. Auch die Stromanstiegszeit und die Pulsform des Pulsgenerators müssen an die gewünschten fokussierenden Eigenschaften der Linse angepaßt werden, da die Dynamik des Pinchvorgangs hiervon wesentlich bestimmt wird.

Der z-Pinch stellt einen elektrischen Schwingkreis mit einer Induktivität $L(t)$ und einer Kapazität C dar, der durch den Widerstand $R(t)$ des Plasmas und der metallischen Leiter gedämpft wird. Seine Schwingungsperiode ist $\omega = \sqrt{(1/LC) - (R/2L)^2}$. Die Induktivität und der Widerstand des Plasmas sind zeitabhängig. Daher weicht der tatsächliche Verlauf der Schwingung von der Sinusform ab.

Der Entladestromkreis ist möglichst niederinduktiv ausgelegt, um eine hohe Stromanstiegsrate zu erzielen. Dadurch und durch die symmetrische Anordnung der Kondensatoren und Funkenstrecken wird gewährleistet, daß die Gleitentladung im Entladegefäß an allen Stellen gleichzeitig durchbricht und damit ein homogener Plasmazylinder erzeugt

[7] z.B. ist $\gamma = 5/3 = 1.\overline{6}$ für ein ideales einatomiges Gas (He bei 20°C, $\gamma = 1.63$)
$\gamma = 7/5 = 1.4$ für ein ideales zweiatomiges Gas (H_2 bei 0°C, $\gamma = 1.41$)

wird. Durch die weitgehende Anpassung der Treiberimpedanz an die Plasmaimpedanz wird erreicht, daß die gespeicherte elektrische Energie möglichst vollständig in das Plasma eingekoppelt wird.

Derartige lineare z- und ϕ-Pinch Plasmalinsen wurden experimentell hergestellt. Es zeigte sich jedoch, daß sich das Plasma in einem instabilen Gleichgewicht (z-Pinch) bzw. in einem indifferenten Gleichgewicht (ϕ-Pinch mit geraden Feldlinien) befindet und der Pinch durch Instabilitäten zerstört wird. Solche Störungen sind grundsätzlich immer vorhanden und treten bei geringen Drücken schneller auf als bei hohen.

Abbildung 2.9: Deformationen des Plasmas durch a) Einschnürungen ('sausage'-Instabilität) und b) Biegungen ('kink'-Instabilität), c) Stabilisierung durch ein externes Magnetfeld B_z (n. Artsimowitsch 1983, Christiansen et al. 1984).

Die einfachsten Plasmaverformungen entwickeln sich in der Gestalt von Einschnürungen ('sausage') und Biegungen ('kink') (Abb. 2.9). Kink-Instabilitäten wurden mittels zweier kleiner Magnetspulen in zwei festen $\hat{\boldsymbol{z}}$ Positionen aufgrund ihrer unterschiedlich induzierten Signale nachgewiesen, Sausage-Instabilitäten mittels photographischer 'Streak'- und 'Framing'-Aufnahmen (Dothan 1987, Boggasch 1987 a). Durch Überlagerung eines hinreichend großen longitudinalen B_z-Feldes ist eine Stabilisierung unter der Kruskal-Shafranov-Bedingung

$$B_\varphi / B_z < 2\pi r_p / l \qquad \textbf{[2.32]}$$

möglich (Christiansen et al. 1984). Auf die Bestimmung des Radius r_p der stromführenden Schicht wird im folgenden Abschnitt 2.3.2 eingegangen.

2.3.2 Strom- und Spannungsmessungen am z-Pinch

Plasmaphysikalische Grundlagenexperimente mit einem Schwerpunkt in der Plasmadiagnostik sind je nach Zielsetzung in Erlangen, an der GSI in Darmstadt und am CERN durchgeführt worden. Diese sind ausführlich u.a. bei Boggasch (1987 a), Elfers (1992), Stetter (1992) oder Tkotz (1992) dargestellt. Hierzu sind unterschiedliche Diagnosemittel eingesetzt worden:

1. Magnetfeldmessungen mit kleinen induktiven Spulen
2. Druckmessung mit einer Piezosonde
3. kurzzeitphotographische Aufnahmen
4. spektroskopische Messungen
5. Strom- und Spannungsmessungen.

Anhand dieser Messungen konnten Untersuchungen zu den Pincheigenschaften durchgeführt werden, insbesondere bezüglich

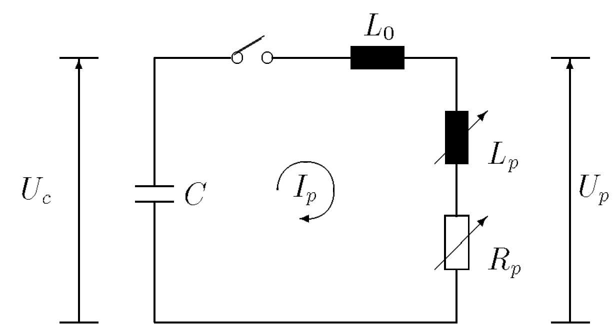
1. der Symmetrie der Entladung
2. der Ausbildung von Wandströmen durch intensive UV- und VUV-Strahlung
3. der Pinchdynamik für unterschiedliche Entladegase (H_2, He, Ne, Ar, H_2 − He Gemisch)
4. der Pinchzeiten für verschiedene Entladegasdrücke
5. der Reproduzierbarkeit der Magnetfelder bei fortlaufenden Entladungen
6. des Einflusses der Vorionisierung auf den Verlauf und der Stabilität der Entladung
7. der maximalen Feldgradienten
8. der Entladegeometrie
9. des Einsetzens des inversen Skineffektes (Boggasch et al. 1991 b).

Hier soll kurz der charakteristische Verlauf der Strom- und Spannungssignale an einer z-Pinchentladung dargestellt werden. Die Strom- und Spannungsmessungen besitzen je nach Induktivität des gesamten Systems eine unterschiedliche Sensitivität.

Der zeitliche Verlauf der Strom- und Spannungssignale haben je nachdem, ob die Induktivität des Gesamtsystems von der Induktivität L_0 der externen Zuleitungen oder der zeitabhängigen Induktivität $L_p(t)$ der Plasmalinse bestimmt wird, einen unterschiedlichen Verlauf. Ein Ersatzschaltbild für eine z-Pinchentladung ist in Abb. 2.10 dargestellt.

Die Strommessung ist in Erlangen mit Hilfe einer Stab-Rogowskispule in Linsennähe an der Streifenleitung durchgeführt worden. Dies liefert ein zu dB/dt proportionales Spannungssignal, das mit einem passiven RC-Integrator am Oszilloskop intergriert wird. Die Spannung wird differentiell über der Linse mit zwei niederohmigen Spannungsteilern gemessen.

Interpretation der Strom- und Spannungssignale



$$\frac{d}{dt}\left[(L_p + L_0)\, I_p\right] + R_p I_p = U_c$$

$$C\,\frac{dU_c}{dt} + I_p = 0$$

Abbildung 2.10: Ersatzschaltbild einer z-Pinchentladung. L_p und R_p sind die zeitabhängige Induktivität und der Widerstand der Plasmalinse, C steht für die Kondensatorbank des Pulsgenerators, der über einen schnellen Schalter in das Experiment entladen wird. L_0 bezeichnet die externe Induktivität der Zuleitungen.

Der Entladekreis wird durch die konstante Generatorimpedanz, die zeitlich veränderliche Induktivität und den zeitlich veränderlichen Widerstand der Plasmalinse bestimmt. Die Linseninduktivität ist aufgrund der Dynamik des Pinchvorganges nicht konstant. Sie berechnet sich analog zu der eines Koaxialkabels

$$L_p = \frac{\mu_0}{2\pi}\, l\, \ln\left(\frac{R_0}{r_p}\right) \qquad \textbf{[2.33]}$$

mit

$$\frac{d}{dt} L_p = \frac{\mu_0}{2\pi}\, l\, \frac{r_p}{R_0}\, \frac{d}{dt}\left(\frac{1}{r_p}\right) \qquad \textbf{[2.34]}$$

R_0 ist der Rückleiterradius, r_p der Radius der Plasmasäule, $\dot{r}_p = v_p$ die Pistongeschwindigkeit. Die zeitliche Ableitung $\dot{L}_p$ steht in Beziehung zur kinetischen Energie des Pistons, der Term $\dot{I}_p$ zur magnetischen Energie. Zur Leistungsanpassung muß die externe Energie $\frac{1}{2}CU_c^2$ vollständig in magnetische Energie $\frac{1}{2}L_p I_p^2$ konvertiert und die Zeitkonstante des elektrischen Gesamtsystems

$$t_c = \sqrt{(L_0 + L_p)C} \qquad \textbf{[2.35]}$$

an die Propagationszeit der Schockfront von der Isolatorwand zur Achse

$$t_A = R/v_A \quad \text{(Alfven-Zeit)} \qquad \textbf{[2.36]}$$

angepaßt werden. Die Schockfront bewegt sich mit der Alfven-Geschwindigkeit

$$v_A = \sqrt{\frac{B^2}{\mu_0\, \varrho}} \qquad \textbf{[2.37]}$$

In den Abbildungen 2.11 und 2.12 sind typische Strom- Spannungsmessungen dargestellt. In Abb. 2.11 wird der Entladekreis durch die externe Induktivität L_0 dominiert.

Abbildung 2.11: Zeitlicher Verlauf der Spannung über der Plasmalinse, des Gesamtstroms durch die Linse, des Stroms an der Wand des Isolators (Radius 70–75 mm) und des Stroms außerhalb des Pinches (Radius 30–75 mm) für He bei 590 Pa mit einer Pinchzeit $t_p = 3.3\,\mu$s und einer Auftreffzeit der Schockwelle auf der Achse $t_s = 2.85\,\mu$s (n. Stetter 1992).

Das Stromsignal zeigt keine starken Einbrüche und ist quasi sinusförmig. Der Spannungsverlauf läßt sich anhand des Spannungsabfalls über der Linse

$$U_p(t) = \frac{d}{dt}\,[L_p(t)I_p(t)] + R_pI_p(t) \qquad \textbf{[2.38]}$$

erklären.

Der Term $I \cdot dL_p/dt$ ist proportional zur Geschwindigkeit des magnetischen Kolbens dividiert durch den jeweiligen Radius. Da während der Kompression die Geschwindigkeit des Kolbens zu- und der Radius abnimmt, erhöht sich die induzierte Spannung. Die Plasmakontraktion ist mit einer Erhöhung der Plasmainduktivität verbunden. Die Spannung steigt bis zum Erreichen der maximalen Plasmakontraktion. Mit der Expansion der Plasmasäule, die einem Vorzeichenwechsel der induzierten Spannung entspricht, fällt die Spannung steil ab.

Ist die Impedanz des gesamten Systems durch die zeitlich veränderliche Linseninduktivität bestimmt, so wird der Gesamtstrom durch die Veränderung der Induktivität stark beeinflußt (Abb. 2.12).

Der Strom zeigt zum Pinchzeitpunkt einen starken Einbruch auf. In diesem Fall ist der induzierten Spannung der Term dI/dt entgegengesetzt überlagert, d.h. das Umdrehen der induktiv induzierten Spannung durch den Vorzeichenwechsel der Pistonbewegung ist nicht sehr ausgeprägt.

Abbildung 2.12: Zeitlicher Verlauf der Spannung über der Plasmalinse, des Gesamtstroms durch die Linse, des Stroms an der Wand des Isolators (Radius 70–75 mm) und des Stroms außerhalb des Pinches (Radius 30–75 mm) für Ne bei 137 Pa mit einer Pinchzeit $t_p = 3.1\,\mu$s und einer Auftreffzeit der Schockwelle auf der Achse $t_s = 2.85\,\mu$s (n. Stetter 1992).

Aus dem Strom- und dem Spannungssignal läßt sich der Radius der stromführenden Schicht berechnen. Umformen der Gleichung 2.38 ergibt:

$$L_p(t) \cdot I_p(t) = \int\limits_{t'=0}^{t} \left(U_p(t') - R_p I_p(t')\right)\, dt' \qquad \textbf{[2.39]}$$

Einsetzen der Gleichung 2.33 und Auflösen nach r_p ergibt:

$$r_p(t) = R_0 \exp\left(- \frac{\int_{t'=0}^{t} \left(U_p(t') - R_p I(t')\right) dt'}{(\mu_0/2\pi)\, l\, I_p(t)} \right) \qquad \textbf{[2.40]}$$

Erzielbare Werte für r_p werden zu Beginn des Kapitels 7 zu den Parametern der Plasmalinsen am CERN, der GSI und in Erlangen dargestellt.

Aus dem Produkt

$$P(t) = U_p(t)\, I_p(t) \qquad \textbf{[2.41]}$$

läßt sich die elektrische Leistung $P(t)$ zur Zeit t und aus dem Integral

$$\int\limits_{0}^{t} P(t')\, dt' = E_p(t) \qquad \textbf{[2.42]}$$

die in der Entladung bis zum Zeitpunkt t umgesetzte elektrische Energie $E_p(t)$ bestimmen.

2.3.2.1 Wandstabilisierte Entladung (normaler z-Pinch)

Im Fall einer wandstabilisierten Entladung wird durch den geringen Durchmesser des Entladungsgefäßes und durch den geringeren Strom eine Kompression des Plasmas vermieden. Die Linse weist somit keine zeitlich veränderliche Induktivität auf. Dies hat eine normale gedämpfte L-C-Schwingung des Entladekreises zur Folge.

Ein Beispiel einer Strom- und Spannungsmessung zu einem normalen z-Pinch ist in Abbildung 2.13 dargestellt.

Abbildung 2.13: Zeitlicher Verlauf der Strom- und Spannungkurve am Beispiel einer wandstabilisierten Entladung. Entladeparameter: Argon 270 Pa, Ladespannung 2.7 kV, Durchmesser des Isolatorrohres 32 mm (n. Stetter 1992).
Die leichte Deformation der Stromkurve zur Zeit $t = 1.47\,\mu$s wird als Folge des zu dieser Zeit minimalen mittleren Durchmessers der stromführenden Plasmasäule interpretiert.

Hier stimmt das gemessene Strom- und Spannungssignal in der Form mit einer durch den Plasmawiderstand gedämpften L-C-Schwingung überein. Der Strom löst sich in diesem Beispiel nicht von der Wand ab. Weitere Strom- und Spannungsmessungen und die Bestimmung des Plasmawiderstandes sind bei Stetter (1992) und Tkotz (1992) angegeben.

2.4 Lineare Strahloptik

Die Wirkungsweise einer idealen Plasmalinse als Fokussierlinse ist in Abb. 2.14 dargestellt. Geladene Teilchen, die abseits der Symmetrieachse axial in ein azimutales Magnetfeld eindringen, werden durch die Lorentzkraft zur Achse hin beschleunigt. In der Verlängerung ihrer Austrittsrichtungen aus dem Magnetfeld bildet sich ein Fokus. In einem azimutalen

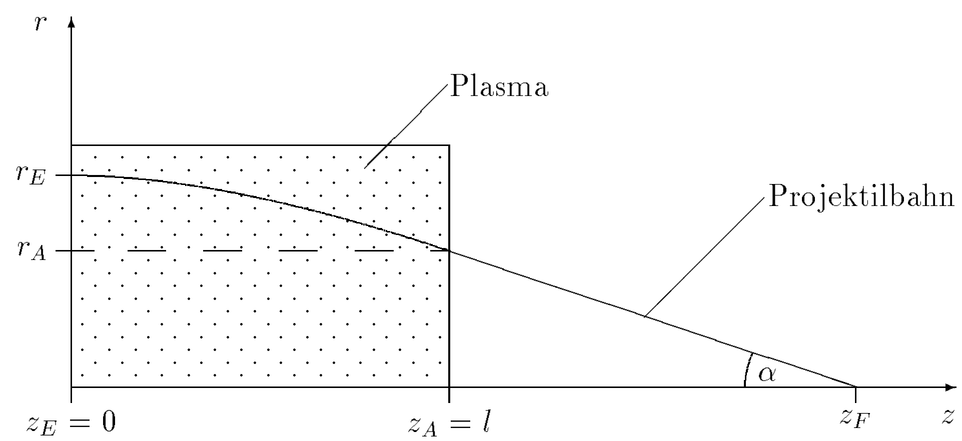


Abbildung 2.14: Prinzipielle Darstellung einer Fokussierlinse. r_E ist der Eintrittradius an der Stelle $z_E = 0$, r_A ist der Austrittradius an der Stelle $z_A = l$ und l ist die Länge der Plasmalinse. Die z-Achse ist die Symmetrieachse.

Magnetfeld der Gestalt

$$B(r) = \frac{\mu_0}{2\pi} I \frac{r}{R^2} \qquad \textbf{[2.43]}$$

wirkt auf eine Ladung e, die sich mit der Geschwindigkeit $\boldsymbol{v}$ senkrecht zu $\boldsymbol{B}$ bewegt, die Kraft:

$$F = e\,\frac{\mu_0}{2\pi}\frac{\beta c I}{R^2}\, r \qquad \textbf{[2.44]}$$

Die Ladung wird dadurch um einen Winkel α von ihrer ursprünglichen Richtung abgelenkt. Für kleine α hat die Geschwindigkeit der Ionen fast nur eine $\hat{\boldsymbol{z}}$-Komponente. Damit resultiert für r die Differentialgleichung:

$$\ddot{r} = -\,e\,\frac{\mu_0}{2\pi}\frac{\beta c I}{m_0 R^2}\sqrt{1-\beta^2}\; r \qquad \textbf{[2.45]}$$

oder

$$\ddot{r} + \omega^2\, r = 0\ , \ \text{mit} \ \ \omega = \sqrt{e\frac{\mu_0}{2\pi}\frac{\beta c I}{\gamma m_0 R^2}} \qquad \textbf{[2.46]}$$

Dabei bedeuten $\beta = v/c$ und $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$.
Die allgemeine Lösung dieser Gleichung lautet $r = A\sin(\omega t) + B\cos(\omega t)$. Mit dem Strahleintrittsradius r_E, den Randbedingungen $z_E = 0$, $r(z_E) = r_E$ und $t = z/v$ ergibt sich als Lösung für $r(z)$:

$$\begin{aligned} r(z) &= r_E\cos\left(\frac{\omega z}{v}\right) = r_E\cos\left(z\sqrt{e\,\frac{\mu_0}{2\pi}\frac{I}{\gamma m_0 R^2}\frac{1}{\beta c}}\right) \\ &= r_E\cos\left(z\sqrt{\frac{e}{p}\,g}\right) = r_E\cos\left(z\sqrt{\kappa}\right) \end{aligned} \qquad \textbf{[2.47]}$$

Die Phase ϕ nach Durchlaufen der Linse der Länge l beträgt:

$$\phi = \sqrt{\kappa}\, l = \sqrt{\frac{e}{p}\frac{\mu_0}{2\pi}\frac{I}{R^2}}\, l \qquad \textbf{[2.48]}$$

Die Brennweite einer Linse ist definiert als der Abstand des Fokus eines parallelen Strahles zur Hauptebene der Linse (Lawson 1988). Da diese Definition in der Ionenoptik wenig praktikabel ist, wird im folgenden der Abstand des Fokus zum Austrittsende der Plasmasäule definiert: $f = z_F - z_A = r_A/\tan\alpha$. Dabei sind $r_A = r_E \cos(\omega z_A/v)$ der Austrittsradius und α der Austrittswinkel. Mit $\tan\alpha = dr/dz$ an der Stelle $z = z_A = l$ berechnet sich aus Gleichung 2.47 die Brennweite zu:

$$f = \sqrt{\frac{2\pi}{e\mu_0}\frac{\gamma m_0 R^2}{I}\beta c} \cdot \cot\left(l\sqrt{e\,\frac{\mu_0}{2\pi}\frac{I}{\gamma m_0 R^2}\frac{1}{\beta c}}\right) \qquad \textbf{[2.49]}$$

oder allgemein

$$f = \frac{1}{\sqrt{\frac{g}{S}} \cdot \tan\left(l \cdot \sqrt{\frac{g}{S}}\right)} \qquad \textbf{[2.50]}$$

mit

$g = \frac{\partial B}{\partial r}$	Magnetfeldgradient der Plasmalinse
$z_A = l$	Länge der Plasmalinse
m_0	Ruhemasse des Projektils
S	magnetische Steifigkeit

Der Brennfleck r_s ergibt sich aus dem Quotienten

$$r \sim \frac{\varepsilon}{\alpha} \qquad \textbf{[2.51]}$$

Will man einen kleinen Strahldurchmesser auf dem Target erzielen, so ist eine möglichst kleine Emittanz ε, also eine hohe Strahlgüte, bei einem möglichst großen Konvergenzwinkel α nötig. Die Emittanz beschreibt bis auf einen Faktor π die Fläche der Phasenellipse. Bei gegebener Strahlenergie ist nach dem Liouville'schen Satz der Wert der Emittanz eines Strahles geringer Dichte konstant, ändert sich also auch bei einer linearen Fokussierung mit dem maximalen Winkel α nicht, solange Raumladungskräfte im Strahl aufgrund der Coulomb-Abstoßung untereinander vernachlässigbar bleiben.

Der in einer Plasmalinse benötigte Strom I skaliert quadratisch mit dem gewünschten maximalen Fokussierwinkel α und linear mit der magnetischen Steifigkeit S des Strahles

$$I \sim \alpha^2 S \qquad \textbf{[2.52]}$$

Damit ergibt sich

$$r_s \sim \varepsilon\sqrt{\frac{S}{I}} \qquad \textbf{[2.53]}$$

Den Brennfleckradius r_s, der bei einem bestimmten Linsenstrom I erhalten wurde, zu halbieren, erfordert also, bei unveränderten Strahlparametern ε und S, einen vierfach höheren Strom in der Plasmalinse.

Bei Verwendung der Plasmalinse als Sammellinse für Sekundärteilchen geben die Gleichungen 2.49 und 2.50 bei Umkehrung des Strahlenganges den effektiven Abstand Target – Linse an. Hierbei wird das Target als Punktquelle für die Sekundärteilchenerzeugung angesehen, wenn der Strahlradius am Target klein gegen den Linsenradius ist. Diese Berechnung der linearen Optik ermöglicht eine einfache Abschätzung der Linsenparameter, die hier mit Hilfe der Transfermatrizen erfolgen soll.

Abbildung 2.15: Darstellung der Teilchenbahnen in der Targetzone (n. Tkotz 1992).

r_t : Targetradius
α : Sammelwinkel
d_{eff}: Abstand effektiver Targetpunkt – Linse bzw. Driftstrecke zum Transportkanal
d : Abstand Target – Linse
l : Linsenlänge
r_p : Radius der Plasmasäule
r_e : Strahlradius nach der Linse

Allgemein muß für die Linse eine Transfermatrix für den Orts- und Impulsraum der Gestalt

$$\begin{pmatrix} 0 & f \\ -1/f & 0 \end{pmatrix} \qquad \textbf{[2.54]}$$

erfüllt sein. Mit der Transfermatrix für einen Quadrupol

$$Q = \begin{pmatrix} \cos\phi & (1/\sqrt{\kappa})\,\sin\phi \\ -\sqrt{\kappa}\sin\phi & \cos\phi \end{pmatrix} \qquad \textbf{[2.55]}$$

und für den Driftraum zwischen Target und Linse bzw. Linse und Transportkanal

$$D = \begin{pmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \qquad \textbf{[2.56]}$$

ist die Gleichung $DQD = \begin{pmatrix} 0 & f \\ -1/f & 0 \end{pmatrix}$ erfüllt, wenn gilt:

$$d = 1/\left(\sqrt{\kappa}\tan\phi\right) \quad \textbf{[2.57]}$$

und

$$f = 1/\left(\sqrt{\kappa}\sin\phi\right) \quad \textbf{[2.58]}$$

Zur Bestimmung der Parameter l, d, I_p, und R betrachte man die Phasenraumellipse an den Fokalpunkten als bekannt und die Phase ϕ als variabel. Mit $\phi = \sqrt{\kappa}\,l$ und $f = r_e/\alpha$ folgt

$$\begin{aligned} l &= (r_e/\alpha)\,\phi\sin\phi \\ d &= (r_e/\alpha)\cos\phi \end{aligned} \quad \textbf{[2.59]}$$

Aus Gleichung 2.59 folgt zusammen mit 2.48 für den Strom I_p

$$I_p = \left(\frac{r_p}{r_e}\right)^2 \frac{I_0}{\sin^2\phi} \quad \textbf{[2.60]}$$

Der Schwellenstrom I_0, der notwendig ist, ein geladenes Teilchen des Impulses p, das sich unter dem Winkel α zur optischen Achse bewegt, parallel zu dieser umzulenken, beträgt

$$I_0 = \frac{\alpha^2}{(e/p)(\mu_0/2\pi)} \quad \textbf{[2.61]}$$

Der Parameter R ergibt sich aus der Berechnung der maximalen Amplitude (Envelope) der Teilchenbahn, wobei für stark fokussierende Systeme die ortsabhängige Amplitude $\hat{A}(z)$ als Funktion der Strahlemittanz ε und der Amplituden- oder Betafunktion $\beta(z)$ beschrieben wird (Wille 1992).

$$\hat{A}(z) = \sqrt{\varepsilon\beta(z)} \quad \textbf{[2.62]}$$

Die Betafunktion $\beta(z)$ ist dabei von der mit dem Ort variierenden Strahlfokussierung abhängig. Sie ist ein Maß für den lokalen Strahlquerschnitt, während ε im gesamten Strahltransportsystem unverändert bleibt. $\beta(z)$ ist durch die transversale Strahldimension festgelegt und wird maximal für (Autin et al. 1987, 1988)

$$z = (l/2\Phi)\tan^{-1}\left\{\sin 2\Phi/[(r_t/r_e)^2 + \cos 2\Phi]\right\} \quad \textbf{[2.63]}$$

Der Radius R ist

$$R^2 = \frac{1}{2}(r_t^2 + r_e^2) + \sqrt{\frac{1}{4}(r_t^2 + r_e^2)^2 - r_t^2 r_e^2 \sin^2\phi} \quad \textbf{[2.64]}$$

In der Näherung einer Punktquelle wird die Betafunktion maximal für

$$\begin{aligned} R &= r_e \\ z &= l \\ I_p &= I_0/sin^2\phi \end{aligned} \quad \textbf{[2.65]}$$

Anhand dieser Gleichungen kann eine erste Abschätzung der Linsenparameter mittels der in Abb. 2.16 dargestellten Kurven $(l\alpha/r_e)$, $(d\alpha/r_e)$ und (I_p/I_0) als Funktion der Phase ϕ erfolgen.

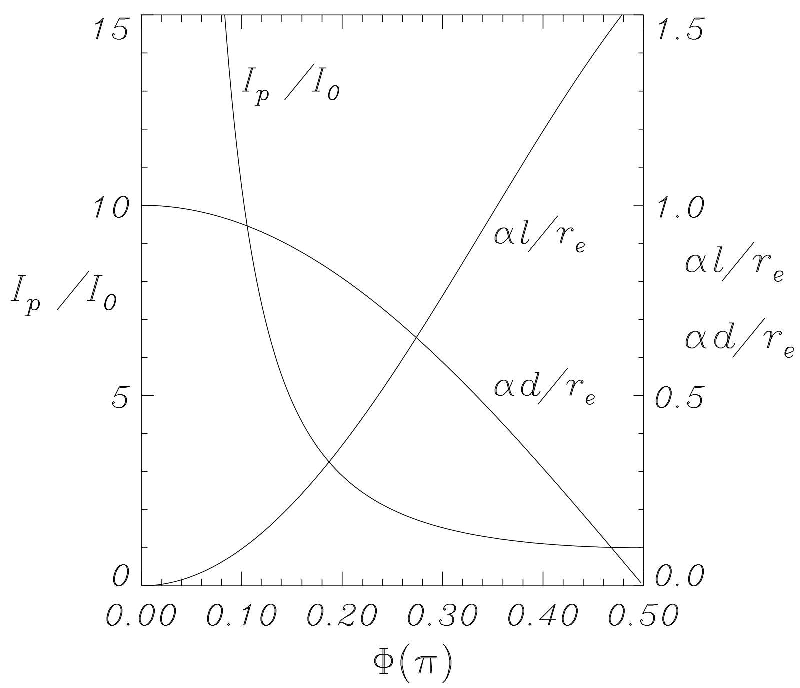


Abbildung 2.16: Normierter Strom, Linsenlänge und Abstand zum Target als Funktion der Phase ϕ.

Um den Strom zu minimieren, sollte die Linse möglichst bei $\pi/2$ betrieben werden, jedoch erfordert die praktische Konstruktion immer endliche Driftstrecken d und einen endlichen Wert des Verhältnisses l/d, aus dem die Phase abgeleitet werden kann.

Diese Berechnungen geben natürlich nur eine Abschätzung der Linsenparameter. Eine Berücksichtigung der Teilchenproduktion im gesamten Targetbereich, von Sekundärprozessen wie z.B. Coulombstreuung oder Kernprozesse im Target, den Driftstrecken und der Linse sowie der Teilchenproduktion mit einer Winkel- und Impulsverteilung nach experimentellen Wirkungsquerschnitten, erfordert Simulationsrechnungen, die hier nach dem Monte-Carlo-Verfahren realisiert werden.

Diese weiteren Effekte werden in den Simulationsrechnungen mit GEANT für das magnetische Horn und der Plasmalinse berücksichtigt. Die Eigenschaften des magnetischen Horns lassen sich ohnehin nur mit Hilfe der Berechnung der Teilchenbahnen bestimmen.

3. Erzeugung von Neutrino-Strahlen

Elektroschwache Experimente mit Neutrinos sind im Prinzip an Kernreaktoren, Mesonenfabriken, Hochenergie-Beschleunigern und mit Sonnenneutrinos möglich. Aufgrund der linearen Zunahme des Wirkungsquerschnitts mit der Energie bieten sich Beschleunigerexperimente im Hochenergiebereich an. Das grundlegende Prinzip der Erzeugung von Neutrinostrahlen soll in diesem Kapitel dargestellt werden.

Im Gegensatz zu den elektroschwachen Experimenten mit Elektronen oder Myonen treten bei Experimenten mit Neutrinos zusätzliche Schwierigkeiten auf. Elektronen- oder Myonenstrahlen können aufgrund ihrer Ladung annähernd monochromatisch mit wohlbekannter Energie erzeugt werden. Winkel und Energie der gestreuten Elektronen oder Myonen können mit einer hohen Auflösung sehr genau gemessen werden, so daß für jedes Ereignis ('event') die Energie E und der Viererimpulsübertrag Q^2 bekannt sind.
Hochenergetische Neutrinostrahlen sind niemals monochromatisch, sondern besitzen eine breite Energieverteilung. Nach einer neutralen Stromreaktion bleibt das Neutrino undetektiert, Energie und Impuls können nur indirekt über die Energie- und Impulsbilanz der Reaktionsprodukte bestimmt werden. Dies erfordert eine hohe Qualität der Detektoren.

3.1 Das Brookhaven-Experiment

Das Prinzip der Neutrinostrahl-Erzeugung soll am experimentellen Aufbau des in Abb. 3.1 gezeigten BNL-Experimentes verdeutlicht werden. Generell werden alle Neutrinostrahlen an hochenergetischen Protonenbeschleunigern als tertiäre Strahlen erzeugt.

Der primäre Protonenstrahl der Energie 28.3 GeV fällt auf ein Target. Bei der Wechselwirkung der Protonen mit den Konstituenten eines Targets T werden hauptsächlich geladene und neutrale Pionen und mit geringeren Multiplizitäten Kaonen und andere Hadronen produziert. Da das Target sehr starken transienten thermischen Belastungen und den radioaktiven Belastungen der Targetzone ausgesetzt ist, werden vorwiegend dünne Targets geringer Ordnungszahl Z verwendet, um eine Reabsorption der generierten π- und K-Mesonen zu vermeiden. In Abbildung 3.2 ist die Rate der erzeugten Pionen für diverse Targetmaterialien dargestellt.

Im nachfolgenden Magnetlinsensystem werden entweder positive oder negative Sekundärteilchen auf einen Zerfallstunnel fokussiert. Aufgrund der relativistischen Zeitdilatation und der dem Impuls proportionalen Zerfallslänge können bei einer Länge des Zerfallstunnels von 110 m ca. 30% der Pionen und Kaonen zerfallen. Die mittlere Energie der Pionen beträgt nach Palmer (1965), Carroll et al. (1985) und Ahrens et al. (1986) ca. 3 GeV, so daß die magnetischen Hörner auf diesen Impulsbereich optimiert sein müssen.

Mit der verwendeten Horn-Reflektor-Anordnung ergibt sich ein ν_μ-Strahl bei „positiver Horn-Fokussierung“, d.h. bei Fokussierung auf die positiv geladenen Pionen und Kaonen,

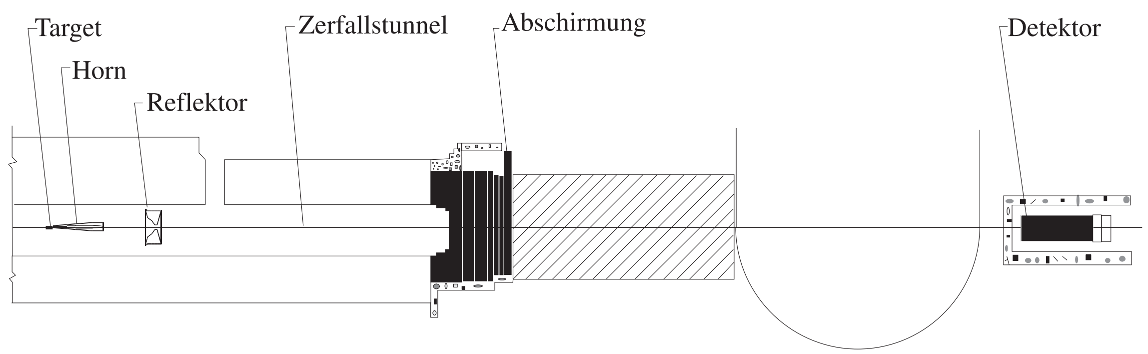


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung des Aufbaus des Brookhaven-Experimentes zu Erzeugung eines Neutrino-Breitband-Strahls.

Abbildung 3.2: Die Rate der erzeugten Pionen als Funktion der Protonenenergie für verschieden Targetmaterialien (n. Zeitnitz 1985).

und ein $\bar{\nu}_\mu$-Strahl bei „negativer Fokussierung“[1] der mittleren Energie von ca. 1 GeV. Der Durchmesser des Protonstrahls auf dem Target ist mit 2 mm angegeben (Ahrens et al. 1986). Als Produktionstarget dient ein Saphirzylinder (Al_2O_3) mit einem Durchmesser von 6.4 mm und einer Länge von 45 cm. Das sind ca. zwei Wechselwirkungslängen. Das Target ist auf der Strahlachse positioniert und wird vom ersten Horn vollständig umschlossen.

[1]Für die idiomatische und zum Teil recht piktureske englische Bezeichnung ‘positive’ bzw. ‘negative hornfocus’ soll an dieser Stelle die sinngemäße deutsche Übersetzung verwendet werden.

Das Targetmaterial wurde mit diesen Dimensionen auch für die Simulationsrechnungen benutzt.

Beide Hörner werden zusammen von einer Kondensatorbank gepulst betrieben. Für die Simulationsrechnungen bedeutet dies, daß das Magnetfeld innerhalb des Horns und des Reflektors aus derselben Stromamplitude berechnet wird.

Die Kondensatorbank besteht aus einer Modulanordnung von 20 Kondensatoren zu je $42\,\mu$F, an die während der 1.4 s zwischen den AGS-Pulsen eine Spannung von etwa 12 kV angelegt wird. Die Kondensatoren werden über Ignitrons in das Experiment entladen.

Die Hörner wurden im Experiment mit einem maximalen Strom von 250 kA betrieben. Die Zeitstruktur des Protonenstrahls bleibt bei der Extraktion der Protonen aus dem AGS-Synchrotron durch einen sehr schnell gepulsten Magneten — einen sogenannten Kickermagneten — erhalten, so daß der Strahl in 12 'bunches' mit einer jeweiligen Zeitdauer von 30 ns in Zeitintervallen von 224 ns auf das Target einfällt.

Die Ignitrons und der Kickermagnet werden gemeinsam über einen Impuls getriggert, der auf die AGS-Hochfrequenz des Beschleunigungsfeldes sychronisiert ist. Der Horn-Trigger ist bezüglich der Zeitstruktur des Protonstrahls auf einige ns stabil. Nach dem Triggerimpuls verhält sich das System wie ein serieller RLC-Kreis mit einer Zeitkonstanten von $32\,\mu$s. Über die jeweilige Aufladezeit der Kondensatoren kann die Kondensatorbank überwacht werden. Der Protonenstrahl trifft im Strommaximum auf das Target. Die zeitliche Abweichung zwischen dem Strommaximum und dem Protonenstrahl liegt in der Größenordnung von $0.1\,\mu$s und kann gegenüber der Zeitkonstanten des Systems von $32\,\mu$s vernachlässigt werden. Damit kann bezüglich der GEANT-Simulation die Stärke des Magnetfeldes für die Dauer der Sekundärteilchenfokussierung als zeitlich konstant angenommen werden.

Am Ende des Zerfallstunnels folgt eine 30 m lange Eisenabschirmung, deren Aufgabe es ist, die verbleibenden Myonen und Hadronen aus dem Strahl zu absorbieren. Die π- und K-Mesonen werden bis in eine Tiefe von ca. 3 m Eisen absorbiert. Da Myonen nicht hadronisch wechselwirken, muß die Reduktion der großen Myonenflüsse durch elektromagnetische Energieverlustmechanismen erfolgen, wozu lange Abschirmungen erforderlich sind. Zur Extinktion der bei einer primären Protonenenergie von 28 GeV erzeugten Myonen benötigt man ca. 22 m Eisen.

Die lange Abschirmung schwächt den Neutrinofluß aufgrund des kleinen Wirkungsquerschnitts praktisch nicht ab. Allerdings verbleibt ein geringer Untergrund an Hadronen sowie überwiegend Myonen, die durch Neutrinoreaktionen im Absorber produziert werden. Um Ereignisse dieser Myonen im Detektor bei der Datennahme auszuschließen, wird vor dem Neutrinodetektor oftmals ein Veto-Trigger benutzt. Für die Simulationsrechnungen zur Neutrino-Strahl-Erzeugung wird die Abschirmung mit Ausnahme der Neutrinos als völlig absorbierend betrachtet. Die Längen des Zerfallstunnels und der Abschirmung müssen auf einen maximalen Neutrinofluß bei vorgegebener Protonenenergie optimiert werden.

Myon-Neutrinos werden hauptsächlich in den Zwei-Körper-Zerfällen

$$\begin{aligned} \pi^+ &\longrightarrow \mu^+ + \nu_\mu \\ K^+ &\longrightarrow \mu^+ + \nu_\mu \end{aligned} \qquad \textbf{[3.1]}$$

erzeugt, die Antineutrinos in den entsprechend ladungskonjugierten Reaktionen der Antiteilchen π^- und K^-. Ein weiterer Anteil stammt aus dem Zerfall tertiärer Pionen aus folgendem Zerfallszweig

$$\begin{aligned} K^+ &\longrightarrow \pi^+ + \pi^0 \\ K^+ &\longrightarrow \pi^+ + \pi^+ + \pi^- \end{aligned} \qquad \textbf{[3.2]}$$

oder den entsprechend ladungskonjugierten Zerfällen der K^-. Der Beitrag anderer Hadronen zur ν_μ Erzeugung ist klein.

Elektronische Neutrinos werden in folgenden Drei-Körper-Zerfällen erzeugt:

$$\begin{aligned} K_L^0 &\longrightarrow \pi^+ + e^- + \bar{\nu}_e \qquad (19.35)\% \\ K_L^0 &\longrightarrow \pi^- + e^+ + \nu_e \qquad (19.35)\% \end{aligned} \qquad \textbf{[3.3]}$$

sowie

$$\begin{aligned} \mu^+ &\longrightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \\ \mu^- &\longrightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu \end{aligned} \qquad \textbf{[3.4]}$$

In Tabelle 3.1 sind einige für die Neutrinogenerierung wichtige schwache Zerfälle mit den dominierenden Verzweigungsverhältnissen Γ_i/Γ sowie den auf alle Zerfallsmodi bezogenen Lebensdauern nach der Particle Data Group (1992) zusammengefaßt.

Die Zerfallsmodi für π^-, K^- und μ^- ergeben sich in der Tabelle 3.1 durch Ladungskonjugation. Das K_S^0 zerfällt praktisch zu 100 % in 2 Pionen. Der im Prinzip mögliche Zerfall in 3π mit höheren Werten der relativen Bahndrehimpulse ist sehr stark unterdrückt. Die wichtigsten Zerfallsarten des K_L^0 sind die semileptonischen Kanäle $\pi e \nu$ und $\pi \mu \nu$. Das Pion zerfällt myonisch, da die Drehimpulserhaltung das Elektron oder Myon zwingt, die falsche Helizität anzunehmen. Zwar ist der Phasenraumfaktor für das Elektron größer als für das Myon, der Faktor $(1 - v/c)$ dagegen unterdrückt den Zerfall in das leichtere Lepton stark.

Der so erzeugte Neutrinostrahl enthält zu etwa 98 % Myon-Neutrinos, so daß Experimente mit ν_μ und $\bar{\nu}_\mu$ wesentlich einfacher auszuführen sind als mit Elektron-Neutrinos.

Die in der Zerfallskette der Kaonen und Pionen entstehenden Myonen liefern in einem Neutrinostrahl immer auch Myon-Neutrinos der „falschen Helizität“, d.h. bei Fokussierung auf einem ν_μ-Strahl sind aufgrund des Myon-Zerfalls ebenfalls $\bar{\nu}_\mu$-Neutrinos im Strahl vorhanden. Die μ^+ können in diesem Beispiel zur ν_μ-Fokussierung nicht defokussiert werden.

Das grundsätzliche Ziel ist es, einen möglichst reinen Myon- oder Elektron-Neutrino- oder Antineutrinostrahl mit einen möglichst geringen Untergrund an den jeweiligen Antineutrinos zu erzeugen.

Zur Erzeugung eines Elektron-Neutrinostrahls müssen die elektrisch geladenen Pionen und Kaonen, die in ihrem Zerfall im wesentlichen myonische Neutrinos erzeugen, direkt hinter dem Target durch ein Magnetlinsensystem defokussiert werden.

Zerfallsmodus	**Γ_i/Γ und Zerfallstyp**		**Lebensdauer** τ **(s)**
$\pi^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu$	99.99 %	semileptonisch	$2.6 \cdot 10^{-8}$
$\rightarrow e^+\nu_e$	$1.2 \cdot 10^{-4}$	semileptonisch	
$\rightarrow \mu^+\nu_\mu\gamma$	$1.2 \cdot 10^{-4}$	semileptonisch	
$K^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu$	63.5 %	semileptonisch	$1.2 \cdot 10^{-8}$
$\rightarrow \pi^+\pi^0$	21.1 %	schwach-hadronisch	
$\rightarrow \pi^+\pi^+\pi^-$	5.6 %	schwach-hadronisch	
$\rightarrow \pi^+\pi^0\pi^0$	1.7 %	schwach-hadronisch	
$\rightarrow \pi^0\mu^+\nu_\mu$	3.2 %	semileptonisch	
$\rightarrow \pi^0 e^+\nu_e$	4.8 %	semileptonisch	
$K_L^0 \rightarrow \pi^\pm e^\mp \nu_e$	38.7 %	semileptonisch	$5.2 \cdot 10^{-8}$
$\rightarrow \pi^\pm\mu^\mp\nu_\mu$	27.0 %	semileptonisch	
$\rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$	12.4 %	schwach-hadronisch	
$\rightarrow 3\pi^0$	21.6 %	schwach-hadronisch	
$K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$	68, 6 %	schwach-hadronisch	$0.89 \cdot 10^{-10}$
$\rightarrow \pi^0\pi^0$	31.4 %	schwach-hadronisch	
$\mu^+ \rightarrow e^+\nu_e\bar{\nu}_\mu$	98.6 %	leptonisch	$2.2 \cdot 10^{-6}$
$\rightarrow e^+\nu_e\bar{\nu}_\mu\gamma$	1.4 %	leptonisch	

Tabelle 3.1: Dominierende Zerfallsmodi der π- und K-Mesonen und des μ für die Erzeugung von ν-Strahlen. Die Zerfallsmodi für π^-, K^- und μ^- ergeben sich durch Ladungskonjugation.

In dieser Arbeit liegt der Schwerpunkt in der Erzeugung myonischer Neutrinostrahlen. Eine detaillierte Beschreibung zur Erzeugung eines Elektron-Neutrinostrahls findet sich u.a. bei Ong (1985).

Die absoluten Neutrino-Flüsse sind wichtig, um die identifizierten Neutrino-Ereignisse normieren zu können. Das Verhältnis der Neutrino- und Antineutrinoflüsse sollte dabei experimentell auf mehrere unabhängige Arten bestimmt werden, um systematische Fehler zu vermeiden. Zum einen kann das Verhältnis aus den Ereignisraten von Prozessen mit einem bekannten Verhältnis der Wirkungsquerschnitte für Neutrinos und Antineutrinos berechnet werden. Eine weitere Möglichkeit besteht in der Messung des Flusses der Zerfallsmyonen in der Eisenabschirmung. Dazu sind in dem Absorber Myonendetektoren angebracht. Diese Möglichkeit fand in dem BNL-Experiment keine Anwendung.

Die absolute Normierung der Neutrinoflüsse erfolgte beim BNL-Experiment anhand inklusiver Neutrino-Nukleon-Streuprozesse mit bekanntem Wirkungsquerschnitt.

Der Anteil an Elektron-Neutrinos und Antineutrinos wurde in diesem Experiment mit Hilfe von Monte-Carlo-Methoden bestimmt, da die ν_e-Flüsse im Vergleich zu den ν_μ-Flüssen um etwa einen Faktor 100 unterdrückt sind.

Zur Berechnung der Flüsse und der Energiespektren ist es auch für die in dieser Arbeit durchgeführten Simulationsrechnungen wichtig, das Verhältnis der Produktion $\langle n_K \rangle / \langle n_\pi \rangle$ bei der entsprechenden Protonenenergie zu kennen. Dieses Verhältnis ist für verschiedene Protonenenergien experimentell bestimmt, siehe Abb. 3.6 auf Seite 57 oder z.B. Eichten (1972). Ein empirischer Fit an die Impuls- und Winkelverteilungen der produzierten Pionen und Kaonen wird u.a. bei Wachsmuth (1979) angegeben, eine analytische Parametrisierung nach dem Sanford-Wang-Potential findet sich bei Ong (1985).

Bei einer Protonenenergie von 28.3 GeV beträgt das Verhältnis der Produktionsraten nach (Ahrens 1986) $\langle n_{K^+} \rangle$ zu $\langle n_{\pi^+} \rangle$ ca. 0.05 und das von $\langle n_{\pi^-} \rangle$ zu $\langle n_{\pi^+} \rangle$ ca. 0.5 .

Ahrens et al. (1986) geben daher einen Erwartungswert für die Kontamination von ν_μ in einem $\bar{\nu}_\mu$-Strahl an, der viermal so groß ist, wie die $\bar{\nu}_\mu$-Kontamination in einem ν_μ-Strahl.

3.1.1 Strahlcharakterisierung

Die Neutrinostrahlen können je nach Art des verwendeten Fokussierungssystems aufgrund der diversen Energiespektren charakterisiert werden. Generell kann eine Unterscheidung in einen sogenannten dichromatischen Schmalbandstrahl und einen achromatischen Breitbandstrahl vorgenommen werden.

- In einem Neutrino - Breitband - Strahl ('wideband beam': WBB) liegt das prinzipielle Ziel in einer hohen Neutrinointensität. Daher werden möglichst viele π-und K-Mesonen über einen großen Impuls- und Winkelbereich fokussiert. Der resultierende Strahl ist charakterisiert durch einen hohen Neutrino-Fluß und ein sehr breites Energie-Spektrum mit einem steilen und unerwünschten Abfall zu hohen Energien. Ein $\nu(\bar{\nu})$ Neutrino-Breitband-Strahl hat den Nachteil, daß ein signifikanter $\bar{\nu}(\nu)$ Untergrundfluß aus dem Zerfall defokussierter Mesonen existiert. Zur Fokussierung der π-und K-Mesonen finden die in Kapitel 2 dargestellten Magnetlinsen Anwendung.

- Wenn eine hohe Energieschärfe für den Strahl gefordert wird, werden die Mesonen zunächst nach Impulsen und der elektrischen Ladung selektiert, bevor sie auf den Zerfallstunnel fokussiert werden, so daß deren Zerfallsenergie im wesentlichen bekannt ist. Für den so erzeugten dichromatischen Schmalband-Strahl ('narrowband or dichromatic beam': NBB) resultiert eine geringere Intensität, so daß der Detektor sehr massiv sein muß. Der Vorteil liegt in der schmalen Energieverteilung der Neutrinos. Sie besitzen ein sehr viel steiferes Energie-Spektrum ($\sigma_E/E \sim 20\%$), dessen Intensitätsmaximum bei einer höheren Energie als bei einem Breitbandstrahl liegt, da der niederenergetische Anteil des Breitband-Strahls unterdrückt wird. Ein NBB-Strahl besitzt einen kleineren Untergrund an den jeweiligen Antineutrinos. Aus dem Zerfall von Mesonen vor der Impulsselektion stammt ein kleiner Anteil eines WBB-Neutrinoflusses. Wenn man voraussetzt, daß die Sekundärteilchenproduktion im Azimut isotrop erfolgt, kann eine Minimierung des WBB-Beitrages dadurch erfolgen, indem der Protonenstrahl unter einem Winkel von einigen Milliradian relativ zur Zerfallstunnel-Detektor-Achse auf das Target geschossen wird. Denn der WBB-Anteil setzt sich aus einem großen Impuls- und Winkelbereich zusammen, der in diesem Aufbau eingeschränkt wird. Eine experimentelle Bestimmung des WBB-Anteils kann aus den von Neutrinos induzierten Ereignissen erfolgen, wenn der Eintritt der Zerfallsregion durch einen sogenannten 'beam dump' abgeblockt wird.

- Besteht das Fokussiersystem aus Quadrupollinsen, die auf den hohen Impulsbereich der Mesonen ausgelegt sind, so kann eine Unterdrückung des niederenergetischen Anteils des Breitband-Strahls und eine Hervorhebung des hochenergetischen Flusses aus dem K-Zerfall erreicht werden. Ein solcher Strahl wird nach der Art der Fokussierung Quadrupol-Triplett - oder Hochband-Strahl bezeichnet ('quadrupole triplett beam', n. Fisk und Sciulli 1982, 'highband beam', n. Commins und Bucksbaum 1983). Aufgrund der Fokussiereigenschaften von Quadrupollinsen enthält ein solcher Neutrinostrahl einen recht hohen Anteil an Antineutrinos, da immer auch ein Anteil an π- und K-Mesonen der entgegengesetzten elektrischen Ladung fokussiert wird.

3.2 Korrelation der Neutrinoenergie mit dem Zerfallswinkel

Bei der π, K-Fokussierung durch ein Magnetlinsensystem liegt das Ziel in der Erzeugung eines annähernd parallelen Sekundärteilchenstrahls geringer Divergenz. Aufgrund des 'Lorentz-boost' besitzt dann auch der entstehende Neutrinostrahl eine geringe Divergenz. Dies bietet die Möglichkeit, aus dem Ort des Wechselwirkungspunktes im Neutrinodetektor die Neutrinoenergie zu bestimmen, da der Zerfallswinkel des Neutrinos mit dessen Energie korreliert ist.

In einem Zweikörperzerfall eines Pions oder Kaons wird das Neutrino im Ruhesystem des zerfallenden Mesons mit definierter Energie E_ν^0 und variablen Winkel ϑ_0 relativ zur Strahlachse emittiert. Der Zerfall ist isotrop im körpereigenen System. Eine Lorentztransformation ergibt eine Relation zwischen der Laborenergie E_ν des Neutrinos und dem Zerfallswinkel im Laborsystem ϑ

$$E_\nu = \frac{E_\nu^0}{\gamma(1-\beta\cos\vartheta)} \tag{3.5}$$

mit

$$\gamma = \frac{E_{\pi,K}}{m_{\pi,K}} \quad \text{und} \quad \gamma\beta = \sqrt{\gamma^2-1}\ ,\ c=1$$

wobei $m_{\pi,K}$, $E_{\pi,K}$ und β Masse, Energie und Geschwindigkeit der Mesonen angeben. Aus der Kenntnis von ϑ kann E bis auf eine Zweideutigkeit aufgrund der Unkenntnis, ob das Neutrino aus dem Zerfall eines π oder K stammt, bestimmt werden. Ein NBB-Strahl ist daher dichromatisch und hat zwei Intensitätsmaxima, die aus dem π- und K-Zerfall mit ihren unterschiedlichen Zerfallsenergien stammen.

Aufgrund des Energiebereiches und der geometrischen Dimensionen kann folgende Näherung gemacht werden: Für $\gamma \gg 1, \vartheta \ll 1$ ist

$$\begin{aligned} \beta = \sqrt{1-\frac{1}{\gamma^2}} \simeq 1 - \frac{1}{2\gamma^2} \\ \cos\vartheta \simeq 1 - \frac{1}{2}\vartheta^2 \end{aligned} \qquad \textbf{[3.6]}$$

$$E_\nu^0 = \frac{E_\nu}{2\gamma}(1+\gamma^2\vartheta^2) \qquad \textbf{[3.7]}$$

und damit

$$E_\nu = \frac{2\gamma E_\nu^0}{(1+\gamma^2\vartheta^2)} = \frac{E_\nu(\max)}{(1+\gamma^2\vartheta^2)} \qquad \textbf{[3.8]}$$

mit $E_\nu = \gamma E_\nu^0(1+\beta\cos\vartheta_0)$. Energie und Impulserhaltung ergeben für den Pionenzerfall im Schwerpunktsystem:

$$\left.\begin{aligned} E_\pi &= E_\mu + E_\nu^0 = m_\pi \\ E_\nu^0 &= |p_\nu| = |p_\mu| = p \\ E_\mu &= \sqrt{p_\mu^2 + m_\mu^2} \end{aligned}\right\} \qquad E_\nu^0 = \frac{(m_\pi^2 - m_\mu^2)}{2m_\pi} \qquad \textbf{[3.9]}$$

und daher

$$E_\nu = E_{\pi,K}\left(1 - \frac{m_\mu^2}{m_{\pi,K}^2}\right)\left(1+\gamma^2\vartheta^2\right)^{-1} \qquad \textbf{[3.10]}$$

$$\begin{aligned} E_\nu(\max) = E_{\pi,K}(1 - m_\mu^2/m_{\pi,K}^2) &= 0.42\, E_\pi \\ &= 0.96\, E_K \end{aligned} \qquad \textbf{[3.11]}$$

und

$$E(\min) \simeq 0 \qquad \textbf{[3.12]}$$

Neutrinos aus dem K-Zerfall erreichen also höhere Energien. Wenn die Energie des Pions oder Kaons bekannt ist, genügt eine Kenntnis des Winkels des Neutrinos, um seine Energie zu bestimmen.

Es bleibt eine inhärente Unsicherheit in der Bestimmung von ϑ aus dem Wechselwirkungspunkt R_I im Detektor, da der Zerfallsort im Zerfallstunnel nicht bekannt ist. Die Unsicherheit in der x- und y-Richtung senkrecht zur Strahlachse kann aufgrund der Strahldimensionen vernachlässigt werden.

Die Energieunsicherheit $\Delta E_\nu/E_\nu$ für Neutrinos, die den Detektor im Abstand R_I von der Strahlachse durchqueren, ist abhängig von der Impulsverteilung der Mesonen und der relativen Länge von Zerfallstunnel L_D und Absorber L_A. Für einen monoenergetischen Strahl ist nach Abbildung 3.3 (Commins und Bucksbaum 1983):

$$\frac{\Delta E_\nu}{E_\nu} \simeq \frac{1}{1+\gamma^2 R_I/(L_A+L_D)} - \frac{1}{1+\gamma^2 R_I/L_A} \qquad \textbf{[3.13]}$$

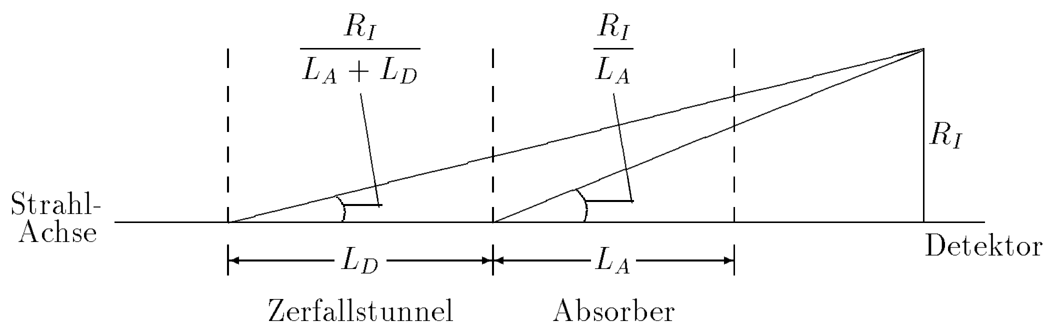


Abbildung 3.3: Geometrische Beziehung des Wechselwirkungsabstandes R_I zu den Längen des Zerfallstunnels und des Absorbers.

3.3 Neutrino - Detektoren

Die Probleme, die beim Nachweis der von Neutrinos induzierten Ereignisse auftreten, sollen in diesem Abschnitt über Neutrino-Detektoren kurz dargestellt werden. Als Beispiel soll der Detektor des BNL-Experimentes beschrieben werden.

Um genügend Neutrinoereignisse herbeiführen und nachweisen zu können, sind sehr intensive Neutrinostrahlen und Detektoren großer Masse erforderlich, in denen die Ionisierung, die von den in einem Streuprozeß produzierten Teilchen hinterlassen wird, ausreichend genau beobachtet werden kann.

In der im folgenden Kapitel dargestellten GEANT-Simulation ist der Detektor nicht integriert, da in dieser Arbeit die Erzeugung und Maximierung des Flusses und nicht der Nachweis von Neutrinoreaktionen behandelt wird. Von dem Detektor sind die Abmessungen von $4.2\,\mathrm{m}\times 4.2\,\mathrm{m}$ im Detektorquerschnitt und der Abstand von $147.8\,\mathrm{m}$ zum Target implementiert (Ahrens et al. 1990).

Die Anforderungen, die an einen Detektor zum Nachweis von Neutrinoreaktionen gestellt werden, ergeben sich aus den im folgenden dargestellten physikalischen Grundlagen.

Tief inelastische Neutrino-Nukleon-Streuung

Die Rekonstruktion von CC-Ereignissen erfordert aufgrund der breiten Energieverteilung des Neutrinostrahls die Notwendigkeit, nicht nur Winkel und Energie des auslaufenden Myons oder Elektrons zu messen, sondern auch die Gesamtenergie E_H oder besser den Gesamtimpuls $\vec{p}_H$ des hadronischen Schauers X. Ein Neutrinodetektor benötigt daher eine hohe Energie- und Winkelauflösung für kalorimetrische Messungen.

In NC-Reaktionen bleibt das gestreute Neutrino undetektiert, so daß die einzigen bekannten Größen Energie, Richtung und der Entstehungssort des hadronischen Schauers sind. Aus der Kenntnis von E_ν, E_H und $\vec{p}_H$ sind die in der tief-inelastischen Lepton-Nukleon-Streuung verwendeten Variablen $\nu = E - E'$, die Skalenvariablen nach Bjorken $y = \nu/E_\nu$ und $x = Q^2/2m_N\nu$ bekannt. Es ist nicht möglich, Verteilungen in x, die auf

$\vec{p}_H$ bezogen sind, aufzustellen. Mit $E_H = m_N + \nu = m_N + yE_\nu$ kann aus einer Verteilung in E_H die Abhängigkeit in y abgeleitet werden, wenn das Energiespektrum des Strahls bekannt ist.

Neutrino-Elektron-Streuung

Ist das Experiment auf die Messung von $\nu_\mu e \to \nu_\mu e$ Streuereignisse ausgelegt, muß das $\nu_\mu e$-Signal aus Untergrundprozessen mit elektromagnetischen Schauer im Endzustand identifiziert werden.

Von Neutronen ausgelöste Untergrundereignisse sowie Ereignisse, die durch Teilchen aus der Höhenstrahlung ausgelöst werden, können prinzipiell durch die Korrelation der Ereignisrate mit der Zeit- (bunch) Struktur des Beschleunigers und der Richtung des Schauers ausgeschlossen werden.

Zu den mit dem Neutrino-Strahl korrelierten Untergrund-Reaktionen tragen zwei Prozesse bei:

i) quasielastische Streuung von Elektron-Neutrinos aus der Strahlverunreinigung an Nukleonen: $\nu_e n \to pe^-$, $\bar{\nu}_e p \to ne^+$

ii) π^0-Produktion in NC-Reaktionen: $\nu(\bar{\nu})N \to \nu(\bar{\nu})\pi^0 N$

Diese Prozesse können durch die Winkelverteilung ausgeschlossen werden, auf die im folgenden eingegangen wird.

Elektromagnetische und hadronische Schauer

Die Teilchenidentifikation von Elektronen und Hadronen im Kalorimeter basiert auf den charakteristischen Unterschieden der Schauerentwicklung. Die longitudinale und laterale Schauerentwicklung von elektromagnetischen Kaskaden wird durch die Strahlungslänge X_0, diejenige von hadronischen Kaskaden durch die Wechselwirkungslänge λ_w bzw. Absorptionslänge λ_a bestimmt, die in üblichen Detektormaterialien größer als X_0 ist.

Ein hadronischer Schauer enthält aufgrund der π^0-Produktion immer auch elektromagnetische Anteile. Zur Elektron/Hadron-Separation dienen bei Sampling-Kalorimeter folgende Kriterien:

- Startpunkt der Schauerentwicklung:
  Weil für die in Kalorimetern verwendeten Materialien $\lambda_a \gg X_0$ gilt, liegt die erste Wechselwirkung, die die Schauerentwicklung auslöst, für Elektronen viel weiter im vorderen Teil des Kalorimeters, als bei Hadronen. So haben nach drei Strahlungslängen bereits 95% der Elektronen einen Schauer ausgelöst, während ein Großteil der Hadronen noch gar keine Wechselwirkung erlitten hat.
- Elektronen deponieren den größten Teil ihrer Energie im vorderen Teil eines Kalorimeters.
- Hadronische Schauer haben eine größere transversale Ausdehnung als elektromagnetische. Die transversale Ausdehnung eines elektromagnetischen Schauers wird

hauptsächlich durch Vielfachstreuung hervorgerufen. Die bei Kernwechselwirkungen übertragenen Transversalimpulse sorgen hingegen für eine viel breitere laterale Verteilung der hadronischen Schauerenergie.

- Als weiteres Kriterium kann der longitudinale Schauer-Schwerpunkt verwendet werden.

Winkelverteilung

Der Streuprozeß am Elektron kann kinematisch durch die Invariante $E_e\Theta_e^2$ selektiert werden; E_e ist die Rückstoßenergie des Elektrons und Θ_e der Winkel bezüglich des Neutrinostrahls:

$$\sin^2\Theta_e = \frac{2m_e}{E_e + 2m_e}\left(1 - y - \frac{m_e}{2E_\nu}y\right) \qquad \textbf{[3.14]}$$

und für $E_e \gg m_e$ und $E_\nu \gg m_e$:

$$\sin^2\Theta_e = \frac{2m_e}{E_e}(1-y) \qquad \textbf{[3.15]}$$

$$\Theta_e < \sqrt{2m_e/E_e} \qquad \textbf{[3.16]}$$

Für die Richtungsmeßgenauigkeit gilt folgende approximative Beziehung:

$$\sigma(\Theta) \sim \frac{\text{Schauerbreite}}{\text{Schauerlänge}} \sim Z \qquad \textbf{[3.17]}$$

Für Elemente mit kleiner Ordnungszahl Z sind die Schauer schmal und lang, die Richtungsmeßgenauigkeit ist gut.

Die Teilchenidentifikation erfolgt bei vielen Neutrino-Detektoren über Vielfachmessung der spezifischen Ionisation. Myonen lassen sich sowohl von Pionen als auch von Elektronen durch ihre geringe Energiedeposition im Kalorimeter unterscheiden.

Der Detektor muß also eine hohe Masse haben, Elektronen von Pionen unterscheiden und die Richtung der Rückstoßelektronen genau messen.

Der E 734 Detektor des BNL AGS

Der Detektor ist auf die Messung elastischer Neutrino-Elektron $\nu_\mu e \to \nu_\mu e$ und Neutrino-Proton $\nu_\mu p \to \nu_\mu p$ Streuung ausgelegt.

Um wichtige Bedingungen, wie Energiemessung mit einer hohen Auflösung, Teilchenidentifizierung und eine hohe Winkelauflösung zu gewährleisten, wurde für den BNL-Detektor (E 734) ein modularer Aufbau gewählt.

Energiemessung und Teilchenidentifikation erfolgen über Mehrfachmessung des spezifischen Energieverlustes dE/dx. Dazu besteht ein Modul zu 80% aus Flüssigszintillator mit Photomultiplier-Auslese. Dies dient als Neutrino-Target und hochauflösendes Kalorimeter mit einer guten Energie- und Zeitauflösung im ns-Bereich. Solch ein Modul, das in Abbildung 3.4 schematisch gezeigt ist, enthält auch eine x-y-Proportionaldriftkammer, die eine dE/dx und eine Ortsbestimmung mit 1.5 mm Auflösung ermöglicht. Die Abmessung in Strahlrichtung wurde zu 0.22 Strahlungslängen gewählt, um eine Mehrfachmessung der Ionisation und des Ortes von Elektronen und Protonen zu ermöglichen, bevor sich der Schauer signifikant entwickelt. Diese Anordnung aus 112 Modulen, von denen jedes aus 16 Szintillator-Zellen (25 cm Höhe, 4 m Breite, 8 cm Länge in Strahlrichtung) und 54 Driftkammerzellen (7.6 cm $\times$ 3.8 cm) mit einer P10 (90% Ar, 10 % Methan) Gasfüllung besteht, bilden ein total absorbierendes Kalorimeter mit einer Segmentierung in 1892 Szintillator-Zellen und 12 096 Driftkammern. Der Querschnitt beträgt 4.2 m $\times$ 4.2 m und die gesamte Detektormasse 170 t. Die Winkelauflösung beträgt bei einem Driftkammerabstand von 150 mm ca. 10 mrad. Bei einer Neutrinoenergie von 1 GeV beträgt der Maximalwinkel der Elektronen in der $\nu_\mu e \rightarrow \nu_\mu e$ Streuung 30 mrad.

Daran schließt sich eine weitere Kalorimeter-Komponente aus alternierenden Detektor- und Absorberlagen (Sampling-Kalorimeter) in der Form von Flüssig-Szintillator und Blei an, um elektromagnetische Schauer von Neutrino-Reaktionen, die im hinteren Teil des Detektors ausgelöst werden, zu messen. Dieses Elektron-Photon-Kalorimeter ist für die Analyse elastischer Neutrino-Proton Streuung nicht notwendig gewesen.

Abbildung 3.4: Der Brookhaven-Neutrino-Detektor (BNL-Brown-KEK-Osaka- Pennsylvania-Stony Brook) mit der schematischen Darstellung der Kalorimeterzellen und der Proportionaldriftkammern (n. Ahrens 1987 b).

Das nachfolgende Myon-Spektrometer (1.8 m $\times$ 1.8 m $\times$ 0.46 m) besteht aus einem Dipolmagneten sowie neun Driftkammern, von denen vier vor und fünf hinter dem Magneten positioniert sind.

Der Detektor zeichnete alle Ereignisse innerhalb eines 10 μs-Gates ab der AGS Proton-Strahl-Extraktion auf. Der Detektoraufbau ist in Abb. 3.4 dargestellt (Ahrens et al. 1987 a, b).

Kalorimeter haben den Vorteil, daß sich ihre Energieauflösung $\sigma(E)/E$ mit zunehmender Energie wie $1/\sqrt{E}$ verbessert, ganz im Gegensatz zu Impulsspektrometern, deren Auflösung sich linear mit wachsendem Impuls verschlechtert. Außerdem sind Kalorimeter auch für hohe Energien recht kompakt, denn die Schauerlänge wächst nur logarithmisch mit der Teilchenenergie.

3.4 Eigenschaften der Vielteilchenproduktion

Die Erzeugung der Sekundärteilchen erfolgt durch inelastische hadronische Prozesse. Ein Blick auf Abbildung 3.5 zeigt, daß für Energien ab etwa 5 GeV inelastische Prozesse in Proton-Proton-Stößen dominieren und der totale Wirkungsquerschnitt innerhalb von 10% konstant wird. Diese werden durch vielfache Erzeugung von sekundären Mesonen und Baryon-Antibaryon-Paaren charakterisiert.

Abbildung 3.5: Totaler (σ_{total}) und elastischer ($\sigma_{\mathrm{elastic}}$) Proton-Proton Wirkungsquerschnitt als Funktion des Laborimpulses p_{beam} bzw. der Schwerpunktenergie E_{cm} (n. Particle Data Group 1992).

Einem langsamen Abfall folgt ein Anstieg bei höheren Energien. Der elastische Teil des Wirkungsquerschnitts zeigt eine stärkere Energieabhängigkeit. Die Größe des totalen Wirkungsquerschnitts $\sigma_{\mathbf{total}}$ von 20–40 mb spiegelt dabei ungefähr die Reichweite der starken Wechselwirkung von $R \approx 1$ fm wider.

Unser heutiges Bild unelastischer Hadron-Hadron-Reaktionen ist im wesentlichen durch folgende Sachverhalte geprägt:

① Die Teilchenmultiplizität variiert nur schwach mit der Energie ($\sim \ln E$), und nur ein relativ kleiner Bruchteil der verfügbaren Energie wird zur Produktion sekundärer Teilchen verwendet.

② Den größten Anteil an den neu erzeugten Teilchen besitzen mit ungefähr 90% die Pionen. Dies ist verständlich, da Pionen mit Abstand die leichtesten Hadronen sind.

③ Für den mittleren Transversalimpuls der Sekundärteilchen gilt

$$\langle p_t \rangle \approx 0.35\,\mathrm{GeV}/c\,. \qquad \textbf{[3.18]}$$

Für Pionen ist der mittlere Transversalimpuls kleiner als der für Kaonen oder Antiprotonen. Der Mittelwert $\langle p_t \rangle$ von Pionen steigt mit wachsenden Schwerpunktenergien von 5 – 1000 GeV nur langsam von ca. 300 MeV/c auf ca. 400 MeV/c an.

④ Die Projektile verlieren im Mittel nur die Hälfte ihrer Energie und haben damit deutlich höhere Impulse ('leading particles') als die erzeugten Teilchen.

Die mittlere Multiplizität der verschiedenen Arten von Sekundärteilchen in pp-Kollisionen ist in Abbildung 3.6 gezeigt und weist einen langsamen Anstieg bei den höchsten Stoßenergien auf.

3.4.1 Simulation hadronischer Reaktionen

Die Zusammensetzung des Neutrino-Strahls an Myon- und Elektron-Neutrinos sowie den jeweiligen Antineutrinos hängt entscheidend von den Generatoren hadronischer Wechselwirkungen innerhalb von GEANT und dem erzeugten π/K-Verhältnis ab. Dazu stehen in GEANT die hadronischen Kaskade-Generatoren GHEISHA, FLUKA und TATINA zur Verfügung. Von diesen wurden für die Simulation GHEISHA und TATINA getestet, wobei TATINA signifikante Abweichungen in den Neutrino-Energie-Spektren im Vergleich zu den experimentellen Daten (Abe 1986, Ahrens 1987 a) im Hochenergiebereich zeigt, siehe Abbildungen 4.11, 4.13, 4.15 auf den Seiten 85, 86 und 87.

Für die weiteren Simulationen, deren Ergebnisse in den folgenden Kapiteln dargestellt sind, wurde das GHEISHA-Paket zur Berechnung hochenergetischer Proton-Nukleon Kollisionen verwendet. Das Modell soll an dieser Stelle kurz referiert werden (Brun et al. 1987, Lassila 1991, Azhgirey und Linn 1992).

Abbildung 3.6: Mittlere Multiplizität von $\pi^{\pm}, K^{\pm}, \bar{p}$ und p-Sekundärteilchen in der inklusiven pp-Streuung als Funktion des Quadrates der Schwerpunktenergie s, mit $s = E_{\mathrm{cm}}^2 = (E_1 + E_2)^2 - c^2(\boldsymbol{p}_1 + \boldsymbol{p}_2)^2$. Für die Streuung am ruhenden Target gilt $\boldsymbol{p}_2 = 0$ und $E_2 = m_2c^2$, also $E_{\mathrm{cm}}^2 = 2E_1m_2c^2 + m_1^2c^4 + m_2^2c^4$. Die totale Multiplizität geladener Teilchen $\langle n_{\mathrm{ch}} \rangle$ verändert sich ungefähr wie $\ln s$ bei hoher Energie (n. Fernow 1990).

3.4.1.1 GHEISHA

GHEISHA basiert auf der Parametrisierung experimenteller Daten. Im Gegensatz zum FLUKA Generator geht in diese Beschreibung nicht das Quark-Modell ein, grundlegend für GHEISHA ist das Fragmentationsmodell nach Field und Feynman (1978).

Die Reaktionen werden in vier Kategorien eingeteilt, siehe Tabelle 3.2 (Lassila 1991):

- kohärente elastische Streuung
- kohärente inelastische Streuung
- inkohärente elastische (quasielastische) Streuung
- inkohärente inelastische Streuung.

Die kohärente Streuung bezieht sich auf eine Wechselwirkung mit dem gesamten Kern,

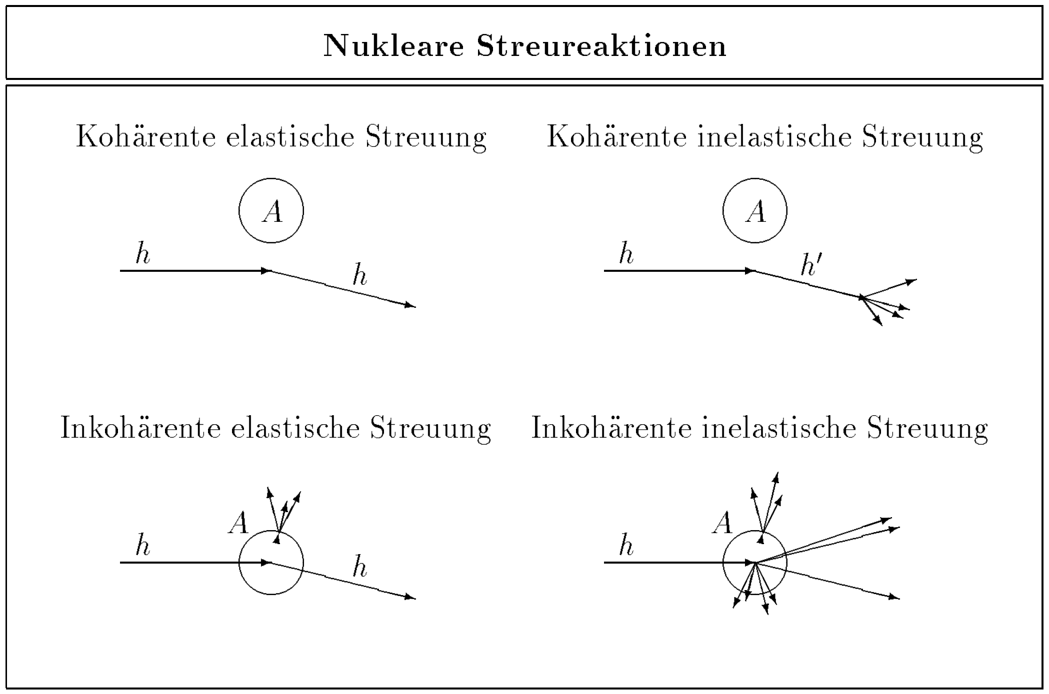


Tabelle 3.2: Klassifizierung nuklearer Streureaktionen.

die inkohärente auf eine Streuung an einzelnen Nukleonen. In der elastischen und quasi-elastischen Streuung behält das Hadron seine Identität bei, der Impulsübertrag ist klein.

Die Teilchenerzeugung innerhalb von GHEISHA wird auf hochenergetische Proton-Proton- oder Proton-Neutron-Stöße im Target zurückgeführt. Die erste Wechselwirkung mit einem Proton oder Neutron innerhalb eines Kerns erfolgt daher gemäß der Daten zur Streuung an freien Nukleonen.

Es werden jeweils der Wirkungsquerschnitt, die Multiplizitätsverteilung und die Vierervektoren der Teilchen im Endzustand berechnet.

3.4.1.2 Der totale Wirkungsquerschnitt

Maßgeblich für die inelastischen Prozesse, bei denen in der Kollision weitere stark wechselwirkende Teilchen erzeugt werden, ist die mittlere Absorptionslänge λ_a, die die Absorption von Hadronen in Materie gemäß $N = N_0 e^{-x/\lambda_a}$ beschreibt. λ_a errechnet sich aus dem inelastischen Teil des hadronischen Wirkungsquerschnitts zu

$$\lambda_a = \frac{A}{N_A \, \varrho \, \sigma_{\mathrm{inel}}} \qquad \mathbf{[3.19]}$$

Die Kernwechselwirkungslänge bezieht sich auf den totalen Wirkungsquerschnitt σ_{total}:

$$\lambda_w = \frac{A}{N_A \, \varrho \, \sigma_{\mathrm{total}}} \qquad \mathbf{[3.20]}$$

wobei A die Massenzahl [g/mol], σ den Wirkungsquerschnitt [$\mathrm{cm}^2 = 10^{27}\,\mathrm{mb}$], N_A die Avogadro-Zahl [mol^{-1}] und ϱ die Dichte des Materials [$\mathrm{g/cm}^3$] angibt.

Der totale elastische und inelastische Wirkungsquerschnitt für die Proton-Proton- und Proton-Neutron-Streuung ist in GHEISHA tabelliert. Während der Simulation wird dann in jedem Schritt für die beiden Energien, zwischen denen die aktuelle Teilchenenergie angesiedelt ist, in der Tabelle nachgeschlagen und zwischen beiden Werten linear interpoliert. Aus den Wirkungsquerschnitten lassen sich auf einfache Art die Wahrscheinlichkeiten λ^{-1} für eine Wechselwirkung errechnen.

Für den wahrscheinlicheren inelastischen Prozeß wird überprüft, ob es energetisch möglich ist, Pionen und Kaonen nach den in Tabelle 3.3 dargestellten Reaktionen zu erzeugen. Sollte dies energetisch nicht möglich sein, wird von einer Kernanregung ausgegangen und die Projektilenergie entsprechend reduziert. Falls der Kanal zur Teilchenproduktion offensteht, wird die Anzahl der sekundären Pionen, Protonen und Neutronen aus den tabellierten Werten interpoliert. Einige der erzeugten Pionen oder Nukleonen werden durch Kaonen oder andere Baryonen mit Strangeness ersetzt, worin das Verhältnis experimentell ermittelter Multiplizitäten eingeht (siehe z.B. Eichten et al. 1972). Für die erzeugten Antiteilchen müssen für die weitere Propagation Annihilationskanäle berücksichtigt werden.

Die hochenergetische Hadron-Nukleon-Kollision kann folgendermaßen zusammengefaßt werden:

1. Bestimmung der totalen elastischen und inelastischen Wirkungsquerschnitte durch Interpolation tabellierter experimenteller Werte.
2. Berechnung der Anzahl sekundärer Teilchen sowie Zuweisung der Masse, der Baryonenzahl und der Strangeness.
3. Bestimmung der Energie und der Emissionswinkel für die Teilchen im Endzustand.
4. Berechnung der Vierervektoren für die Teilchen aus nuklearer Evaporation oder Spallation.

Für gestoppte Teilchen wird die gesamte kinetische Energie im Material deponiert. Für negativ geladene Pionen und Kaonen existieren die Reaktionskanäle einer Wechselwirkung mit den Konstituenten des Atomkerns. Ein im Prinzip mögliches Einbinden niederenergetischer Mesonen in die Atomhülle mit der Bildung pionischer Atome wird vom Programm aufgrund der Energieschwellen vernachlässigt. Für Antiprotonen und Antineutronen müssen Annihilationskanäle berücksichtigt werden. Der Zerfall instabiler Teilchen wird von den entsprechenden Routinen von GEANT übernommen.

Weitere Wechselwirkungen der sekundären Hadronen h im Kern A werden für Impulse größer $2\,\mathrm{GeV}/c$ durch einen geometrischen Wirkungsquerschnitt

$$\sigma_{h-A} = 1.25\,\sigma_{h-p}\,A^{2/3} \qquad \mathbf{[3.21]}$$

parametrisiert, wobei der Wirkungsquerschnitt σ_{h-p} für π^-, π^+, K^-, K^+, K^0_L, p, und $\bar{p}$ tabelliert ist.

Damit ist das $\langle n_\pi\rangle/\langle n_K\rangle$-Verhältnis sowie die Charakteristik des Neutrinostrahls von dem p/n-Verhältnis des Targetkerns A abhängig. Einige Reaktionen sind in den Tabellen 3.3 und 3.4 aufgeführt.

Reaktion	**Schwellenenergie** (MeV)
$p + p \longrightarrow d + \pi^+$	287.52
$p + p \longrightarrow p + n + \pi^+$	292.30
$p + p \longrightarrow p + p + \pi^+ + \pi^-$	599.80
$p + p \longrightarrow d + \pi^+ + \pi^0$	587.10
$p + p \longrightarrow p + n + \pi^+ + \pi^0$	592.19
$p + p \longrightarrow n + n + \pi^+ + \pi^+$	605.74
$p + p \longrightarrow \Lambda^0 + K^+ + p$	1581.89
$p + n \longrightarrow p + p + \pi^-$	286.93
$p + n \longrightarrow n + n + \pi^+$	292.49
$p + n \longrightarrow n + n + \pi^+ + \pi^0$	592.57
$p + n \longrightarrow n + p + \pi^+ + \pi^-$	600.18
$p + n \longrightarrow p + p + \pi^- + \pi^0$	586.64
$p + n \longrightarrow d + \pi^+ + \pi^-$	595.07

Tabelle 3.3: Produktionsmechanismen mit der Schwellenenergie (n. TRIUMF 1987).

Reaktion	**Schwellenenergie** (MeV)
$\pi^+ + p \longrightarrow p + \pi^+ + \pi^0$	164.75
$\pi^+ + p \longrightarrow n + \pi^+ + \pi^+$	172.39
$\pi^- + p \longrightarrow n + \pi^+ + \pi^-$	172.39
$\pi^- + p \longrightarrow p + \pi^- + \pi^0$	164.75
$\pi^- + p \longrightarrow K^0 + \Lambda^0$	767.92
$\pi^+ + p \longrightarrow K^+ + \Sigma^+$	890.38
$K^+ + n \longrightarrow K^0 + p$	4.21
$K^- + p \longrightarrow \bar{K}^0 + n$	8.17
$K^- + p \longrightarrow K^+ + \Xi^-$	662.76
$K^- + p \longrightarrow K^0 + \Xi^0$	658.18

Tabelle 3.4: Sekundärprozesse in einem ausgedehnten Target (n. TRIUMF 1987).

3.5 Die numerische GEANT - Simulation

Die Berechnungen der linearen Optik ermöglichen für Lithium- und Plasmalinsen eine einfache Abschätzung der Linsenparameter. Die Eigenschaften des magnetischen Horns lassen sich dagegen nur mit Hilfe der iterativen Berechnung der Teilchenbahnen bestimmen, da das Magnetfeld auf den Bereich zwischen Innen- und Außenleiter beschränkt und damit eine Funktion von r und z ist.

Eine Kombination von magnetischen Hörnern und Plasmalinsen erfordert ebenfalls Monte-Carlo-Simulationen zur Bestimmung der Fokussiereigenschaften zu den wesentlichen Parametern des Magnetlinsensystems. In den Simulationsrechnungen können weitere Effekte berücksichtigt werden:

- Die Produktion der Sekundärteilchen über den gesamten Targetbereich.
- Hadronische Reaktionen hochenergetischer Protonen unter Berücksichtigung experimenteller Wirkungsquerschnitte.
- Hadronische und elektromagnetische Wechselwirkungen der erzeugten Sekundärteilchen im Targetbereich und den Driftstrecken.
- Der Zerfall instabiler Teilchen unter Berücksichtigung ihrer Winkelverteilung als auch der Impulsverteilung.

3.5.1 Das Programmpaket GEANT

Das Programmpaket GEANT ist für die Konzeption und Auswertung von Experimenten in der Hochenergiephysik entwickelt worden. Es ist in seiner Größe und seinen Möglichkeiten zur Simulation physikalischer Prozesse nach der Monte-Carlo-Methode sehr umfassend. Durch die Implementation elektromagnetischer, schwacher und hadronischer Wechselwirkungen, des Zerfalls instabiler Teilchen und der schrittweisen Berechnung der Teilchenbahnen ('tracking') unter Berücksichtigung von Materialeigenschaften ist es möglich, Detektoreigenschaften, experimentelle Aufbauten mit ihren speziellen Komponenten und Anforderungen zu simulieren, zu testen und zu vergleichen. (Für einen Überblick zum Tracking innerhalb dichter Materialien siehe z.B. Innocente et al. 1991, 1992.)

Aufgrund der zunehmenden Komplexität heutiger Experimente in der Hochenergiephysik werden Simulationsrechnungen zu den speziellen Komponenten mit ihren signifikanten Parametern bezüglich der Entwicklung und Optimierung sowie ihrer funktionellen Abhängigkeit im Gesamtaufbau immer bedeutender. Dies schließt auch die Entwicklung der Analyseprogramme mit ein, die an den synthetischen Daten getestet und für die Auswertung realer Daten optimiert werden können.

Um einen weitestgehend übereinstimmenden Vergleich mit experimentellen Daten leisten zu können, müssen zahlreiche Anforderungen an GEANT gestellt werden:

① Gestaltung der einzelnen Komponenten der Versuchsanordnung mit der Zuweisung von Materialien.

② Tracking der Teilchen durch den experimentellen Aufbau in Abhängigkeit elektrischer und magnetischer Felder.

③ Simulation der Wechselwirkungsprozesse in Abhängigkeit von den Materialeigenschaften.

④ Behandlung des Zerfalls instabiler Teilchen.

⑤ Möglichkeiten zum Einschluß der bei einer Reaktion entstehenden Sekundärteilchen in das Tracking durch den Versuchsaufbau.

⑥ graphische Ausgabemöglichkeit:

i) zur geometrischen Anordnung des experimentellen Aufbaus mit den dazugehörigen Komponenten

ii) der Teilchenspuren für einzelne 'events'

iii) der Wechselwirkungspunkte ('hits') mit den Reaktionsprodukten.

⑦ Die Möglichkeit, Wechselwirkungsprozesse durch verschiedene Modelle und Parametrisierungen berechnen zu können, wenn die in die Modelle eingehenden Näherungen nur in beschränkten Energie- und Impulsbereichen gültig sind. Dies ist besonders für die über die starke Wechselwirkung ablaufenden hadronischen Reaktionen wichtig.

⑧ Die Möglichkeit, die erzeugten Daten für die weitere Auswertung möglichst effizient und komprimiert zu speichern (Histogramme oder NTUPLE).

⑨ Eine interaktive Version, um Änderungen am Programm vornehmen und überprüfen zu können ('debugging').

Dazu stellt GEANT einen Rahmen zur Verfügung mit deren Hilfe ein Interface an Programmpakete wie

HBOOK	'Statistical Analysis and Histogramming'
COMIS	'COMpilation and Interpretation System'
HIGZ	'High level Interface to Graphics and ZEBRA'
CMZ	'Code Management system using ZEBRA'
KUIP	'Kit for a User Interface Package'
ZEBRA	'Data Structure Management System'
MINUIT	'Function Minimization and Error Analysis'
HPLOT	'The Plotting Package'
SIGMA	'System for Interactive Graphical Mathematical Applications'

sowie für das Einbinden weiterer Module und Programmeinheiten möglich ist.

Innerhalb von GEANT werden die einzelnen Aufgaben von Modulen übernommen, womit sich folgende Einordnung für die GEANT Version 3.15 ergibt:

GEANE: 'extrapolation and error propagation package'
: Dieses Paket macht Gebrauch von einer Reihe Routinen, die von der European-Myon-Collaboration entwickelt wurden und erlaubt die Berechnung von Teilchentrajektorien und Transport-Matrizen unter Berücksichtigung der Fehlerfortpflanzung.

GEANF: 'FLUKA hadron shower generator '
: Enthält modifizierte Routinen des FLUKA Programm-Paketes zur Einbeziehung hadronischer Wechselwirkungen in GEANT, wobei der Datenfile `BERTAF.DAT` zur Berechnung der Wirkungsquerschnitte benötigt wird.

GEANG: ‘geometry and drawing packages’
Gestaltung des geometrischen Aufbaus und dessen graphischer Darstellung sowie der Darstellung von Teilchen-Trajektorien.

GEANH: ‘hadron shower package’
Erzeugung hadronischer Schauer mit dem GHEISHA-Generator als Alternative zu FLUKA.

GEANT: ‘general physics and kinematics package’
Nach Vorgabe der zu behandelnden physikalischen Prozesse mit ihren jeweiligen Energieschwellen, der Debug und Ein/Ausgabe-Operationen, erfolgt die generelle Kontrolle über die Berechnung sowie der Benutzeranwendungen.

GEANX: ‘interactive interface’
Hauptprogramm (GXINT) zum interaktiven Eingriff um ein ‘debugging’ zu erleichtern und mögliche Fehler frühzeitig zu erkennen.

GCORR: Korrekturen zum GEANT-Programm.

Der Programmablauf des Programms Nubeam wird in folgendem Flußdiagramm, das eine Zusammenstellung der wesentlichen Routinen und ihrer Funktionen darstellt, verdeutlicht.

- MAIN — Hauptprogramm zur Strahlsimulation
  - GZEBRA — Speicherzuteilung für ZEBRA und HBOOK
  - UGINIT — Initialisierung der Neutrino-beam-line Simulation
    - GINIT .... Zuweisung der GEANT3 benannten COMMON Blöcke
    - GFFGO .... Einlesen der GEANT3 data records
    - GZINIT .... Initialisierung der Datenstrukturen
    - GDINIT .... Initialisierung der graphischen Ausgabe
    - GPART .... Definition der Teilcheneigenschaften
    - GMATE .... Definition der Standard - Materialeigenschaften
    - NEUGEOM .... Beschreibung des experimentellen Aufbaus
      - GSMIXT — Definition zusätzlicher Materialien, chemischer Verbindungen
      - GSTMED — Zuweisung der Parameter für die Tracking Medien (z.B. magnetischer Eigenschaften)
      - GPTMED — Parameterausgabe der Tracking Medien
      - GSVOLU — Definition der geometrischen Volumina
      - GSPOS — Positionierung der geometrischen Volumina
      - GSORD — Zeit- und Speicheroptimierung zum Auffinden der Volumina
      - GGCLOS — Abschluß des geometrischen Aufbaus
      - GPVOLU — Parameterausgabe der Volumina
    - GPHYSI .... Berechnung der Wirkungsquerschnitte, Energieverlustwerte für alle verwendeten Materialien
    - GBHSTA .... Initialisierung standard- und benutzerdefinierter Histogramme
  - GRUN — ...
  - ⋮
  - UGLAST — ...

⋮

Routine	Beschreibung
GRUN	‘processing phase’
GTRIGI	Reset verschiedener Flags
GTRIG	Steuerung der Eventberechnung
GUKINE	Kinematik zu Beginn des Prozesses
GUTREV	Aufruf der Standardroutine GTREVE
GTREVE	Kontrollroutine zur Berechnung sämtlicher Teilchenspuren
GUTRAK	Bestimmung des Richtungskosinus aus den Impulskomponenten
GTRACK	Steuerung des Trackings
GMEDIA	Bestimmung des gegenwärtigen Mediums
GTVOL	Tracking eines Teilchens durch ein physikalisches Volumen
GTGAMA/GTELEC/... GTHADR	Propagation des Teilchens, Bestimmung der Schrittweite
GUPHAD	Wahrscheinlichkeiten für hadronische Reaktionen
GUHADR GHEISH/FLUKA	Berechnung hadronischer Wechselwirkungen über GHEISHA, FLUKA oder TATINA
GDECAY	Zerfall eines Teilchens
GDRAY	Generierung von ‘delta-rays’
GUSWIM	Tracking bei Vorliegen eines Magnetfeldes
GRKUTA/GHELIX	Ablenkung geladener Teilchen im Magnetfeld
GUFLD	Magnetfeldform
GUSTEP	Entscheidung über Tracking der Sekundärteilchen, Speicherung der Hits in `JHITS` und der Raumkoordinaten in `JXYZ`
GUDIGI	Standardroutine zur Berechnung der Detektor-‘Responce’
GUOUT	Speicherung der relevanten Daten zum gegenwärtigen Event
GTRIGC	Freigabe des Speichers für das nächste Event
UGLAST	Beendigung der Simulation
GLAST	Standardbeendigung mit Ausgabe verschiedener Statistiken
HROUT	Ausgabe der Histogramme, NTUPLE
HREND	Schließen der Ausgabefiles

Mit der Ausführung des Programms wird in der Initialisierungsphase zunächst die Konfiguration des Programms, der Teilchen- und Materialeigenschaften mit der Berechnung der totalen und differentiellen Wirkungsquerschnitte und des spezifischen Energieverlustes dE/dx vorgenommen. Dazu zählt auch die Strukturierung des experimentellen Aufbaus und die Zuordnung der Materialien zu den einzelnen Volumina. Für die weitere Berechnungsphase ('processing phase') werden die entsprechenden Werte in benannte und unbenannte COMMON-Blöcke, den sogenannten 'constants banks', wie z.B. `VOLU`, `TMED`, `MATE` geschrieben. Das Programm generiert daraufhin eine bestimmte Anzahl an Events, zu denen jeweils die kinematischen Vorgaben zu den primären Protonen eingelesen werden. Die radiale Position der Protonen wird innerhalb eines Radius von 0.85 mm zufällig verteilt. Die Propagation der Sekundärteilchen wird je nach der Teilchenidentität von den GEANT-Routinen GTGAMA, GTELEC, GTHADR, GTNEUT, und GTMUON für Photonen, Elektronen, geladene und neutrale Hadronen sowie Myonen vorgenommen. Dazu wird in Abhängigkeit des Mediums die Schrittweite mit den dazugehörigen Orts- und Impulskoordinaten sowie die Wahrscheinlichkeit für eine Wechselwirkung berechnet.

Ein Tracking der Neutrinos findet aufgrund der sehr geringen Wechselwirkungswahrscheinlichkeit nicht statt, die Teilchenspur der Neutrinos wird daher auf den entsprechenden GEANT-Bildern nicht dargestellt. Von den in der Zerfallsroutine GDECAY erzeugten Neutrinos sind die Komponenten des Produktionsortes `VECT(1)`, `VECT(2)`, `VECT(3)`, die Impulskomponenten `GKIN(1,I)`, `GKIN(2,I)`, `GKIN(3,I)` sowie Energie `GKIN(4,I)` und Teilchenidentität `GKIN(5,I)` bekannt. Der Index `I` ist hier ein Laufindex für die `NGKINE` erzeugten Sekundärteilchen.

Die Teilchenspur der Neutrinos wird vom Entstehungsort auf die Frontfläche der Detektorebene projiziert. Liegt der projizierte Ort innerhalb der Querschnittsfläche des Detektors, werden innerhalb der Routine UNSTOR Daten zu den Neutrinos und den Elternteilchen in einen zehnkomponentigen Vektor geschrieben und in der Form sogenannter NTUPLE abgespeichert. Die Zahl der Informationen wurde auf zehn begrenzt, um die Größe des Ausgabefiles bei der Berechnung von ca. 75 000 Events in Grenzen zu halten. Der Speicherplatzbedarf liegt hierbei je nach Parameterwahl für den Strom zwischen 15 und 100 MBytes.

Zu den abgespeicherten Informationen zählen:

1. die Neutrinoenergie E_ν
2. die x-Komponente des Neutrinoimpulses p_x
3. die y-Komponente des Neutrinoimpulses p_y
4. die Teilchenidentität des zerfallenden Ursprungteilchens
5. die Gesamtenergie $E_{\rm parent}$ des Elternteilchens
6. der Transversalimpuls $p_{t_{\rm parent}}$ des Elternteilchens
7. die x-Komponente des Neutrinos auf der Detektorfrontfläche `XD`
8. die y-Komponente des Neutrinos auf der Detektorfrontfläche `YD`
9. die Neutrinoidentität ν_μ, $\bar{\nu}_\mu$, ν_e, $\bar{\nu}_e$
10. die magnetische Steifigkeit der Elternteilchen.

Konfiguration

Die Konfiguration der Simulation wird über sogenannte 'data cards' vorgenommen, die von der Routine GFFGO eingelesen werden. Hiermit können die von GINIT voreingestellten Werte überschrieben oder selbstdefinierte Datenstrukturen eingelesen werden. Dazu zählen Variable, die eine generelle Konfiguration der Simulation betreffen, Parameter der zu berücksichtigenden physikalischen Prozesse setzen oder Ein- und Ausgabeoperationen kontrollieren.

Die Bedeutung der Data Cards soll an folgendem Beispiel zur Simulation der Neutrino-Strahl-Erzeugung mittels der Horn-Reflektor-Anordnung erläutert werden:

```
$ RUN NUBEAM.EXE
  LIST
    HSTA  'TIME' 'MULT' 'NTRA' 'STAK'
    RUNG  20
    TIME  0.0 10.0 1
    TRIG  75000
    RNDM  123456 7890
    CUTS  0.25 0.01 0.25 0.25 0.01
    HADR  1
    LOSS  3
    MULS  2
    STAT  1
    SWIT  250 14000 1 3 1000 0 1 1 0 0
  END
```

Nach dem VAX/VMS DCL-Aufruf werden die zwischen `LIST` und `END` aufgeführten Data Cards eingelesen. Die generelle Konfiguration wird von `HSTA`, `RUNG`, `TIME`, `TRIG` und `RNDM` kontrolliert. Anhand der Parameter zu `HSTA` können Standardhistogramme zu Statistiken bezüglich Rechenzeit und Speichergröße eines Events mittels GBHSTA eingerichtet und durch GFHSTA gefüllt werden, `RUNG` ermöglicht die Spezifikation einer Berechnungsnummer ('run number') und der ersten Event-Nummer.

Mit Hilfe der drei Parameter zur Variable `TIME` werden die Zeiten angegeben, die
a) zwischen der Initialisierung und dem Beginn der Simulationsrechnung verbleibt (`TIMINT` = `0.0` sec),
b) für die Beendigung und Ausgabe zur Verfügung stehen soll (`TIMEND` = `10.0` sec, wichtig bei nicht interaktiven Batch-Läufen) sowie
c) die Anzahl der Events, nach denen die für `TIMEND` zur Verfügung stehende Zeit überprüft wird (`ITIME` = `1`).

Die Anzahl der zu berechnenden Events wird über `TRIG` eingelesen und der Variablen `NEVENT` zugewiesen. `RNDM` setzt die zwei Startwerte des Zufallszahlengenerators.

Die Verfolgung eines Teilchens ('tracking') mit gegebenem Ort, Impuls und Energie durch einen Raumbereich, in welchem es den verschiedensten Wechselwirkungen unterliegt, kann nur solange erfolgen, bis das Teilchen den Raumbereich verläßt, in andere Teilchen zerfällt oder unter eine Energieschwelle fällt und gestoppt wird.

Diese Energieschwellen (sogenannte energetische 'cuts') werden für Photonen, Elektronen, neutrale Hadronen, geladene Hadronen und Myonen separat gesetzt (`CUTGAM`, `CUTELE`, `CUTNEU`, `CUTHAD`, `CUTMUO`). Über `CUTGAM` werden zugleich die Cuts für Elektron-Bremsstrahlung sowie Bremsstrahlung durch Myonen und Hadronen zugewiesen.

Zur Kontrolle der physikalischen Prozesse zählen u.a. die Data Cards `HADR`, `LOSS`, `MULS`, `STAT`, `SWIT`. Mit `HADR 1` wird die Berechnung hadronischer Wechselwirkungen mit der Erzeugung von Sekundärteilchen durchgeführt, die Zuweisung `LOSS 3` betrifft den kontinuierlichen Energieverlust geladener Teilchen unter Berücksichtigung von Landau-Fluktuationen, d.h. der unsymmetrischen Energieverlustverteilung durch Ionisation und Anregung mit hohen Ausläufern zu großen Energieüberträgen. Nach der Zuweisung `MULS 1` wird für die Vielfachstreuung eines geladenen Teilchens in Materie die Streuwinkelverteilung nach der Molière-Theorie berechnet.

Mit Hilfe von `SWIT` können verschieden Parameter eingelesen werden, die im Programm dem zehnkomponentigen Vektor `ISWIT(10)` zugewiesen werden, wobei die wichtigsten Komponenten folgende Bedeutung haben:

- `ISWIT(1)` : Strom der beiden Hörner in kA: $-$ für ν-Fokussierung, $+$ für $\bar{\nu}$-Fokussierung.
- `ISWIT(2)` : Distanz der Frontfläche des Detektors zum Target (in cm).
- `ISWIT(4)` : Angabe der innerhalb von GEANT zugewiesenen Nummern der Volumina, bis zu denen das Tracking der Myonen durchgeführt wird.
- `ISWIT(5)` : Der Multiplizitätsfaktor `NMULT`, mit dem innerhalb der Zerfallsroutine GDECAY Teilchenzerfälle für $\pi^{\pm}, K^{\pm}, K_L^0$ durchgeführt werden. Dies dient zur Abkürzung der Rechenzeit. Dieser Faktor muß bei der Normierung der Neutrinoflüsse beachtet werden.
- `ISWIT(7)` : Anzahl der Events, zu denen physikalische und programmspezifische Größen ausgedruckt werden, wie beispielsweise die Identität des Teilchens, seine Energie, der Energieverlust, die Ortskoordinaten sowie die Namen der durchquerten geometrischen Volumina, die Schrittweite und die Art der Wechselwirkung zu einem Event.
- `ISWIT(8)` : Anzahl der bei einem Zerfall entstehenden Myonen. Der $\mu^{\pm}$-Zerfall wird von der Routine GDECAY mit einer Häufigkeit von `ISWIT(5)/ISWIT(8)` wiederholt.

Daten-Ausgabe

Die Datenausgabe von NUBEAM erfolgte ursprünglich in der Form von Histogrammen für eine Darstellung mit Hilfe von FIOWA. Das vom TRIUMF zur Verfügung gestellte Programmpaket FIOWA hätte zunächst installiert werden müssen, bietet aber für die Auswertung weitaus weniger Möglichkeiten, als das CERN-Programm PAW[2]. Daher wurde die Ausgabe in die Form von HBOOK-NTUPLE umgeschrieben. Weiterhin wurde

[2] **P**hysics **A**nalysis **W**orkstation

das Programm für die graphische Darstellung des geometrischen Aufbaus und der Teilchenbahnen zu einem Event erweitert.

NTUPLE bieten gegenüber Histogrammen den Vorteil, daß die Korrelationen der einzelnen Events nicht verloren gehen und daher verschiedene Verteilungen aufgestellt werden können.

Ein NTUPLE kann als eine Verteilung von Punkten in einem `NVAR` dimensionalen Raum aufgefaßt werden, wobei `NVAR` die Anzahl der Variablen zu jedem Event angibt. Gleichbedeutend damit kann ein NTUPLE als eine Tabelle aus `NVAR` Spalten angesehen werden, zu der die Events die Zeilen bilden. Der erforderliche Speicherplatz ist daher proportional zur Anzahl der Variablen zu einem Event.

Die Datenspeicherung der NTUPLE kann auf zwei Arten erfolgen.

In einem 'Row-Wise-Ntuple' (RWN) werden die Events mit ihren Variablen aufeinanderfolgend, d.h. zeilenweise in einen HBOOK-RZ-Datensatz geschrieben. Die Datentypen eines RWN sind auf Gleitkommazahlen beschränkt, die Anzahl der Variablen `NVAR` sollte nicht größer als 100 gewählt werden. Ein RWN wird mittels `HBOOKN` eingerichtet und mittels `HFN` gefüllt. Bei Verwendung von 'Memory Resident Ntuples' werden die Daten zunächst im allokierten Speicher des RAM[3] behalten und erscheinen beim Schreibvorgang auf die Festplatte als sehr großes logisches 'Record'. Für eine Auswertung beispielsweise mit PAW ist dann ebenfalls sehr viel Speicherplatz im RAM erforderlich.

Zur Vermeidung dieser Probleme wurden für die Datenausgabe von NUBEAM 'Disk resident Ntuples' verwendet, bei denen vor der Einrichtung des RWN ein HBOOK-RZ-File mittels des Befehls `HROPEN` geöffnet wird. Hierbei wird nur ein Buffer begrenzter Größe im Memory benutzt. Dieser wird bei Erreichen der Buffergröße in den HBOOK-RZ-Datensatz geschrieben und kann danach weiterverwendet werden.

In Abbildung 3.7 sind Aufteilung und Struktur der Datenspeicherung schematisch dargestellt. $\mathtt{x_i}$, $\mathtt{y_i}$, $\mathtt{z_i}$ und $\mathtt{t_i}$ bezeichnen die Variablen (Spalten) zum Event Nr. `i`. Die Größe des Speichers `NWBUFF` im Memory wird entsprechend der Größe des Parameters in der `HBOOKN`-Routine eingerichtet. Der Common-Block `/PAWC/` muß zuvor über `HLIMIT` ausreichend dimensioniert worden sein. Die Länge des Ein- und Ausgabe-Buffers `LRECL` wird als Argument in der Routine `HROPEN` spezifiziert.

In einem 'Column-Wise-Ntuple' (CWN) sind die Elemente zu einer Spalte sequenziell angeordnet. Der Datenzugriff kann sehr flexibel und gezielt erfolgen, wobei keine Beschränkung der Datentypen vorliegt und `real`, `integer`, `logical` oder `character` Datentypen verwendet werden können. Die Einrichtung eines CWN erfolgt durch die Routinen `HBNT` sowie `HBNAME` oder `HBNAMC`. `HFNT` und `HFNTB` lesen die Daten in einen CWN ein.

Abbildung 3.8 zeigt den Aufbau eines CWN NTUPLE. In der Darstellung ist die Buffergröße `NWBUFF` für die Variablen (Spalten) gleich der Länge eines 'Records' `LRECL` gesetzt. `LRECL` wird mit Hilfe von `HROPEN` definiert. Ein CWN erfordert die Dimensionierung des Common-Blocks `/PAWC/` in einer Größe, die das Produkt aus der Anzahl Spalten und des Wertes `NWBUFF` überschreiten sollte, d.h. $\mathtt{NWPAWC} > \mathtt{NWBUFF} \times \mathtt{NCOL}$.

[3] **R**andom **A**ccess **M**emory

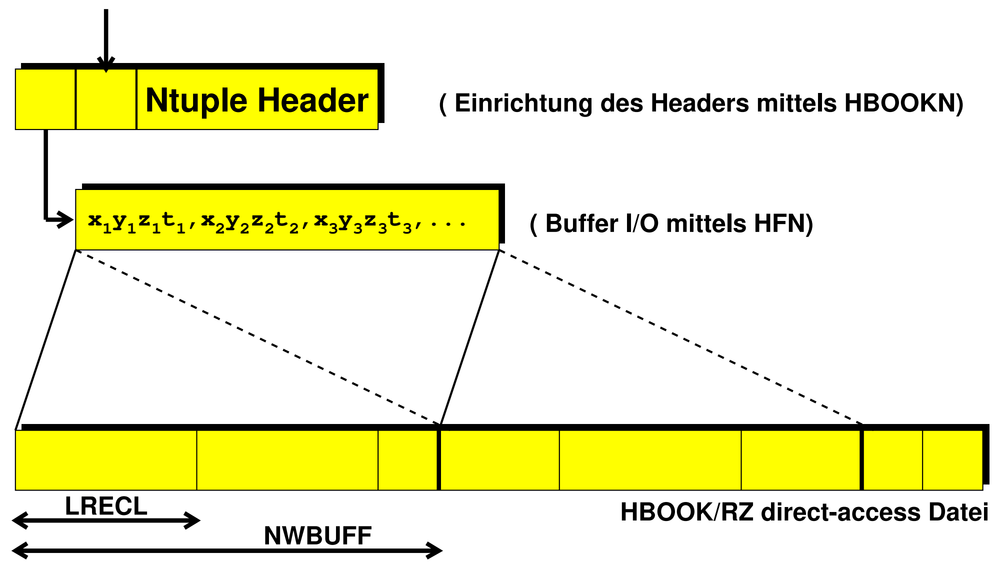


Abbildung 3.7: Schematische Darstellung der Struktur eines RWN NTUPLE. $\mathtt{x_i}$, $\mathtt{y_i}$, $\mathtt{z_i}$ und $\mathtt{t_i}$ bezeichnen die Variablen (Spalten) zum Event Nr. `i`.

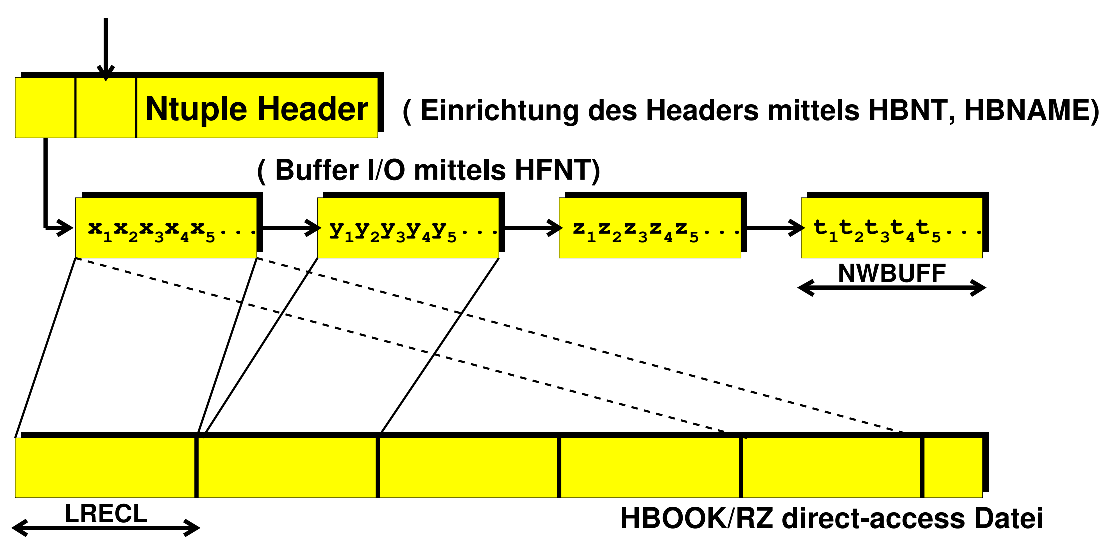


Abbildung 3.8: Schematische Darstellung der Struktur eines CWN NTUPLE. $\mathtt{x_i}$, $\mathtt{y_i}$, $\mathtt{z_i}$ und $\mathtt{t_i}$ bezeichnen die Variablen (Spalten) zum Event Nr. `i`.

Eine optimale Ausnutzung ergibt sich, wenn `NWBUFF` einem ganzzahligen Vielfachen von `LRECL` gesetzt wird.

CWN NTUPLE bieten gegenüber RWN NTUPLE den Vorteil, daß eine Daten-Kompression vorgenommen werden kann, und daß bei der Auswertung ein direkter Zugriff auf die einzelnen Spalten möglich ist.

Die Einsparung an Speicherplatz ist allerdings mit einem Performance-Verlust bei der Auswertung eines CWN Datensatzes verbunden. Das Lesen eines kompletten CWN-

Datensatzes erfordert aufgrund des Kompressionsmechanismus weitaus mehr CPU-Zeit.

3.5.2 Die Horn-Reflektor-Anordnung

Die Anordnung der magnetischen Hörner zum BNL-Horn-Dublett ist in Abbildung 3.9 auf Seite 72 gezeigt. Der Durchmesser des ersten Horns beträgt ca. 10.5 cm am Strahleintritt- und 37.8 cm am Austrittsende, bei einer Länge von 218.9 cm.

Der Reflektor hat folgende Abmessungen:
Der Durchmesser von ca. 90.0 cm am Strahleintritt nimmt auf einen Innendurchmesser von ca. 11.7 cm nach etwa 2/3 der Gesamtlänge ab. Am Strahlaustritt beträgt der Durchmesser ca. 87.6 cm und die Länge ca. 157.2 cm. Der Abstand der Strahleintrittsflächen von Horn – Reflektor beträgt 831.9 cm.

Die positive Horn-Fokussierung zur Erzeugung eines ν_μ-Strahls ergibt sich in den Beispielen bei einer negativen Stromrichtung zur Erzeugung des Magnetfeldes.

Dargestellt sind die Teilchenspuren des Protons, der erzeugten Pionen, Neutronen und Myonen. Die durchgezogenen Linien geben allgemein geladene Teilchen mit Ausnahme von Myonen an. In der Darstellung sind dies das Proton ('leading particle') und Pionen. Die strichpunktierten Linien deuten die Teilchenspuren von neutralen Hadronen an — in diesem Beispiel werden drei Neutronen erzeugt. Die gestrichelten Linien kennzeichnen die Trajektorien der Myonen, die — hier im Pionzerfall — mit einer Multiplizität von `ISWIT(8)` $= 10$ erzeugt und von dem Reflektor auf den Zerfallstunnel fokussiert werden.

Durch Angabe der Faktoren `ISWIT(5)` und `ISWIT(8)` kann die Rechenzeit für eine Simulation verkürzt werden. `ISWIT(5)` gibt den Multiplizitätsfaktor an, mit dem der Zerfall von $\pi^\pm$, $K^\pm$, K_L^0 im Phasenraum ausgeführt wird, `ISWIT(8)` gibt die Anzahl der Myonen an, die pro Zerfall in einen Zerfallszweig mit Myonen im Endzustand erzeugt werden. Diese Faktoren haben keine Auswirkung auf die Wahrscheinlichkeit mit der innerhalb von GDECAY ein Zerfall stattfindet. Auch das Verzweigungsverhältnis ('branching ratio' `BRATIO(I)`) in die Zerfallsmode `MODE(I)` bleibt hiervon unverändert.

Falls ein Myonzerfall stattfindet, so wird dieser mit einer Häufigkeit von `ISWIT(5)/ISWIT(8)` durchgeführt, da bei den vorhergehenden Pion- und Kaonzerfällen jeweils `ISWIT(8)` Myonen generiert wurden.

Über die Variable `NMULT` in GDECAY (`ISWIT(5)` im Falle von $\pi^\pm$, $K^\pm$ und K_L^0, `ISWIT(5)/ISWIT(8)` im Falle von $\mu^\pm$) werden die π, K und μ-Zerfälle auf diese Art und Weise gleichmäßig skaliert.

Der Faktor `NMULT` muß bei der Normierung der Neutrino-Energie-Spektren berücksichtigt werden. Hierauf wird im nächsten Kapitel eingegangen. Für die Simulationsrechnungen wurden die Zerfälle der $\pi^\pm$, $K^\pm$, K_L^0 und der $\mu^\pm$ mit demselben Verhältnis ausgeführt, d.h. `ISWIT(8)` $= 1$.

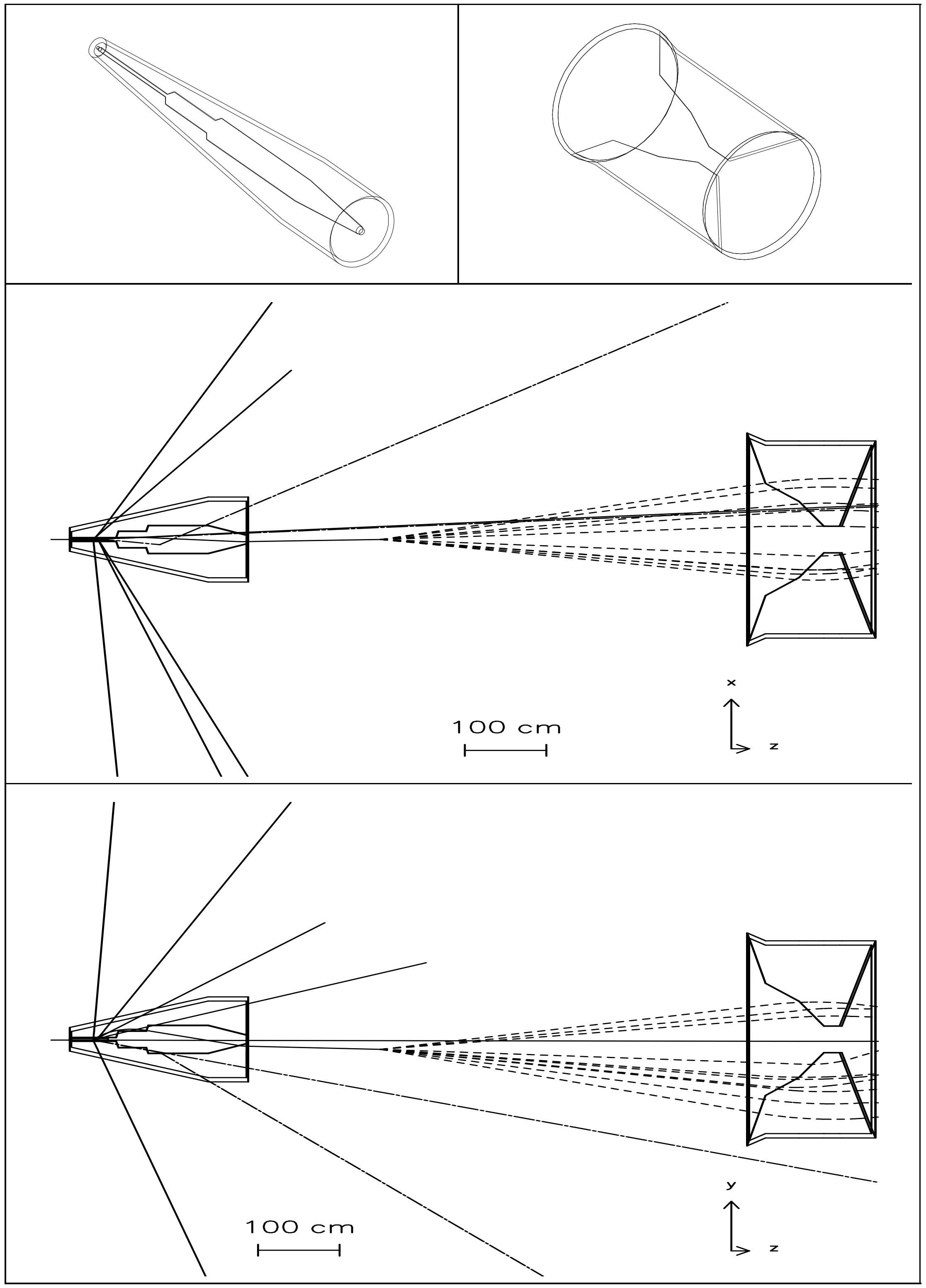


Abbildung 3.9: Die Anordnung der magnetischen Hörner zum BNL-Horn-Dublett mit der Darstellung der Teilchenbahnen. Die Skalierung der z zur x- bzw. y-Achse beträgt ca. 1:5. Signatur: [——] geladene Teilchen mit Ausnahme von Myonen, [– – –] Myonen, [–·–] neutrale Hadronen.

4. Normierung

Die Neutrino-Energie-Spektren werden auf eine bestimmte Anzahl primär auf das Target einfallender Protonen normiert — in der Regel erfolgt die Normierung auf 10^{13} Protonen, auf ein Energieintervall von 1 GeV sowie einer Detektorfrontfläche von $1\,\mathrm{m}^2$.

Zur GEANT-Simulation wird die Anzahl der zu berechnenden Events über die Data-Card-Variable `TRIG` vorgegeben. Zu jedem Event erfolgt die im vorhergehenden Kapitel beschriebene Simulation aller generierten Teilchen, die bei einem primär auf das Target einfallenden Proton entstehen. Der im Abschnitt 3.5.2 angesprochene Faktor `NMULT` bestimmt dabei die Multiplizität, mit der zur Verkürzung der Rechenzeit ein Zerfall sekundärer Pionen, Kaonen und Myonen erfolgt. Die Anzahl „wahrer" Protonen, auf denen die Normierung erfolgen muß, kann damit nicht einfach der Anzahl berechneter Events entsprechen. Die Protonenzahl *PROTONS*, die zur Normierung verwendet wird, muß sich aus der Anzahl berechneter Events und dem Multiplizitätsfaktor `NMULT` ergeben.

4.1 Der Multiplizitätsfaktor NMULT

In der einfachsten Annahme sollte ein linearer Zusammenhang zwischen der Anzahl berechneter Events und `NMULT` bestehen.

Es ist zu erwarten, daß die Anzahl berechneter Events und `NMULT` nicht in jedem beliebigen Verhältnis stehen dürfen, da mit zunehmenden Werten von `NMULT` der Fehler der Simulation schlechter werden wird.

Zur Überprüfung, inwieweit zur Skalierung auf die Anzahl „wahrer" Protonen ein Produktansatz

$$PROTONS = EVENTS \cdot \mathtt{NMULT} \qquad \textbf{[4.1]}$$

gerechtfertigt ist, wurden umfangreiche Simulationsrechnungen zur bekannten Horn-Reflektor-Anordnung mit `NMULT` als Parameter durchgeführt. Es sollte auch überprüft werden, in welchem Verhältnis die Anzahl berechneter Events *EVENTS* und `NMULT` stehen sollten.

Zu diesem Zweck wurden insgesamt $1.5 \cdot 10^6$ Events mit einer Zerfallsmultiplizität von `NMULT` = 1 berechnet, so daß jeder Zerfall genau einmal stattfindet. Die Fokussierung erfolgt bei +250 kA auf Antineutrinos. Mit diesem „Idealfall" der Simulation, die allerdings sehr viel CPU-Rechenzeit erfordert, sollen die mit größeren Multiplizitätsfaktoren erzielten Ergebnisse verglichen werden.

Zunächst sollen zur Abschätzung des Fehlers die Abweichungen der Simulation aus einem Berechnungslauf mit jeweils 160 000 berechneten Events gegenüber der Gesamtanzahl betrachtet werden. Die Ergebnisse dreier Simulationsrechnungen Nr. 1 bis Nr. 3 sind in den Abbildungen 4.1 – 4.3 auf den Seiten 75 – 77 dargestellt. Die Spektren aus einem Berechnungslauf ('run', gestrichelter Linientyp) sind dabei auf $1.5 \cdot 10^6$ Events normiert.

Die Differenz beider Kurven gibt den bei einem Berechnungslauf auftretenden statistischen

Fehler im Vergleich zum Mittel an. Die absoluten Differenzen zeigen im hohen Energiebereich ab ca. 3 GeV die Tendenz verschwindender Amplitudenabweichungen. Aufgrund geringer Zählraten im Hochenergiebereich und der Normierung auf $1.5 \cdot 10^6$ Events können die in der Abbildung 4.4 auf Seite 78 dargestellten relativen Abweichungen für Energien > 4 GeV mehrere einhundert Prozent betragen. Die relativen Abweichungen im Bereich des maximalen Neutrinoflusses bei ca. 0.8 GeV liegen im Bereich 0 % bis 20 % und können als Fehler der Simulationsrechnungen angesehen werden.

Bei einer Erhöhung des Multiplizitätsfaktors auf `NMULT` = 10, oder 100 (Abb. 4.5, S. 79 und Abb. 4.6, S. 80) und 150 000 bzw. 15 000 berechneten Events (bei $EVENTS \cdot$`NMULT` = constant), treten keine signifikanten Abweichungen gegenüber den Rechnungen mit `NMULT` = 1 auf.

Bei einem kleiner werdenden Verhältnis der Anzahl berechneter Events zu `NMULT` auf 5 (Abb. 4.7 auf S. 81) oder 1.5 (Abb. 4.8 auf S. 82) sind die Abweichungen gegenüber dem „Idealfall“ der Simulationsrechnung vor allem im Hochenergiebereich sehr gravierend. Diese Fehler rühren daher, daß bei einer relativ geringen Anzahl berechneter Events die Teilchenmultiplizitäten der generierten Pionen und Kaonen nicht im richtigen Verhältnis erzeugt werden.

Die hochenergetischen Neutrinos stammen im wesentlichen aus dem Kaonzerfall. Die bei einem Kaonzerfall erzeugten Pionen zerfallen dann wiederum mit einer Häufigkeit von `NMULT` und tragen zum hochenergetischen Neutrinofluß bei.

Abbildung 4.9 auf S. 83 zeigt das $\bar{\nu}_\mu$-Energie-Spektrum bei einer Multiplizität von 1 000 und 58 500 berechneten Events. Hierbei liegen die absoluten und relativen Abweichungen in der Größenordnung, die in den Beispielen der Abbildungen 4.1 – 4.3 bei einem Berechnungslauf im Vergleich zum Scharmittel auftreten. Für eine ausreichend große Zahl berechneter Events können die erzeugten Pionen und Kaonen im Verhältnis experimentell ermittelter Teilchenmultiplizitäten erzeugt werden.

Aufgrund dieser Ergebnisse kann unter der Voraussetzung, daß für eine ausreichende Statistik die Anzahl berechneter Events groß ist gegenüber dem Multiplizitätsfaktor `NMULT`, der Ansatz 4.1 bestätigt werden.

Ein Verhältnis von $EVENTS/$`NMULT` ≥ 50 hat sich dabei als ausreichend herausgestellt. Für die im weiteren durchgeführten Simulationsrechnungen zur Horn-Reflektor-Anordnung wurden jeweils 75 000 Events bei einer Zerfallsmultiplizität von 1 000 berechnet. Die Anzahl der pro Zerfall entstehenden Myonen wurde dabei auf 1 gesetzt.

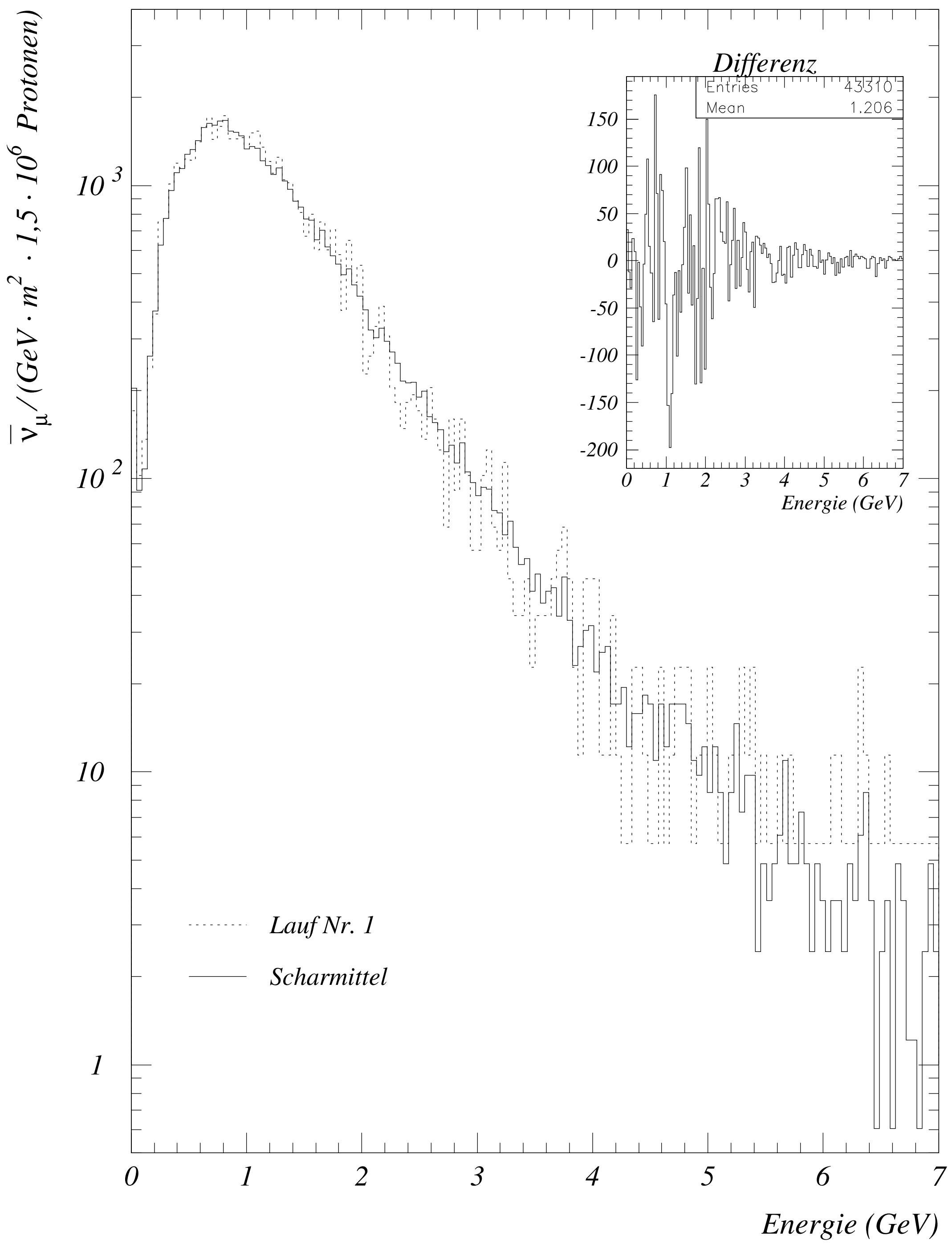


Abbildung 4.1: Vergleich des mit 160 000 Events berechneten Neutrino-Energiespektrums aus einer Simulationsrechnung (Nr. 1) mit der Multiplizität 1 zum aufgestapelten Energiespektrum aus $1.5 \cdot 10^6$ primären Protonen. Die Fokussierung erfolgt bei $+250$ kA auf $\bar{\nu}_\mu$.

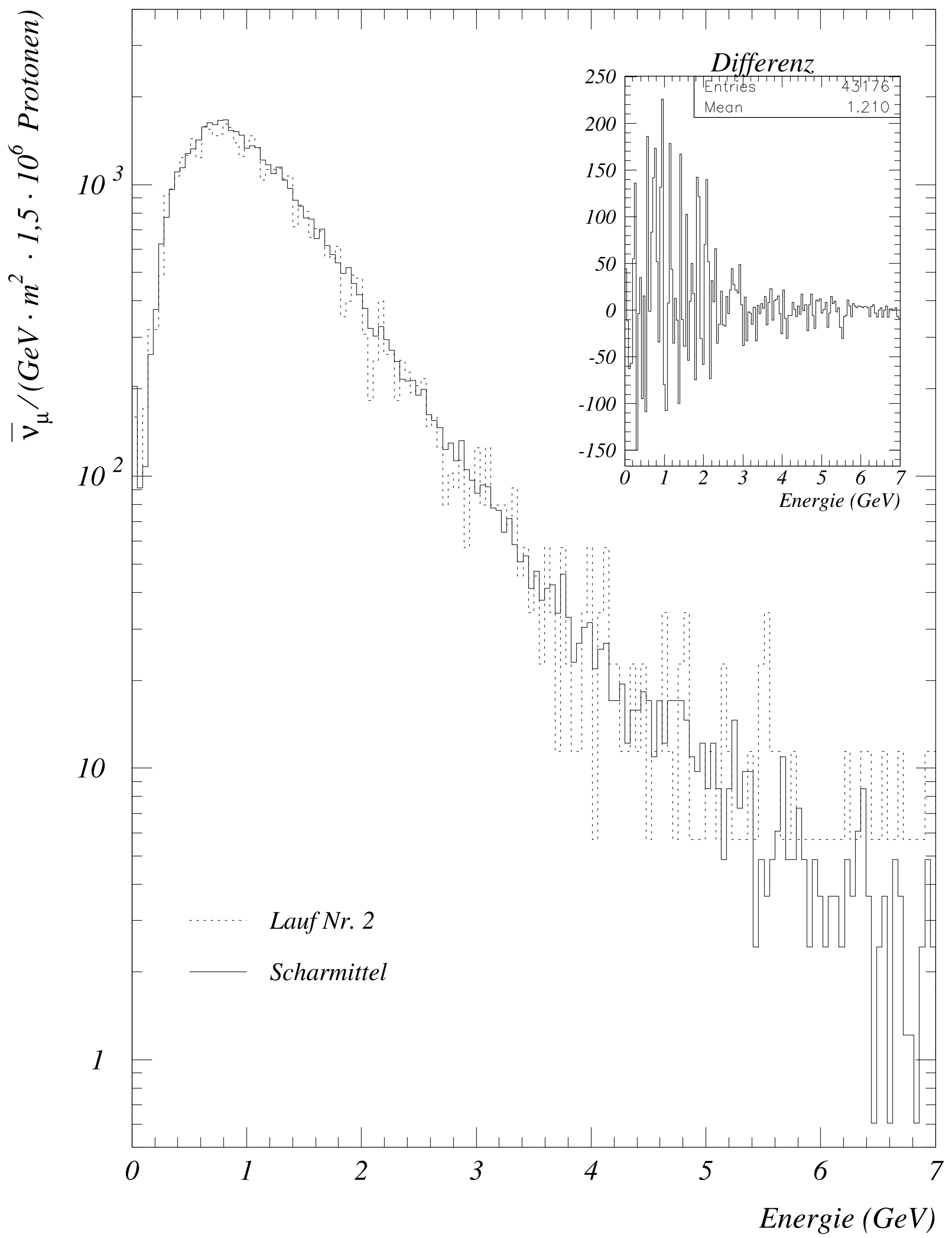


Abbildung 4.2: Vergleich des mit 160 000 Events berechneten Neutrino-Energiespektrums aus einer Simulationsrechnung (Nr. 2) mit der Multiplizität 1 zum aufgestapelten Energiespektrum aus $1.5 \cdot 10^6$ primären Protonen. Die Fokussierung erfolgt bei $+250\,\mathrm{kA}$ auf $\bar{\nu}_\mu$.

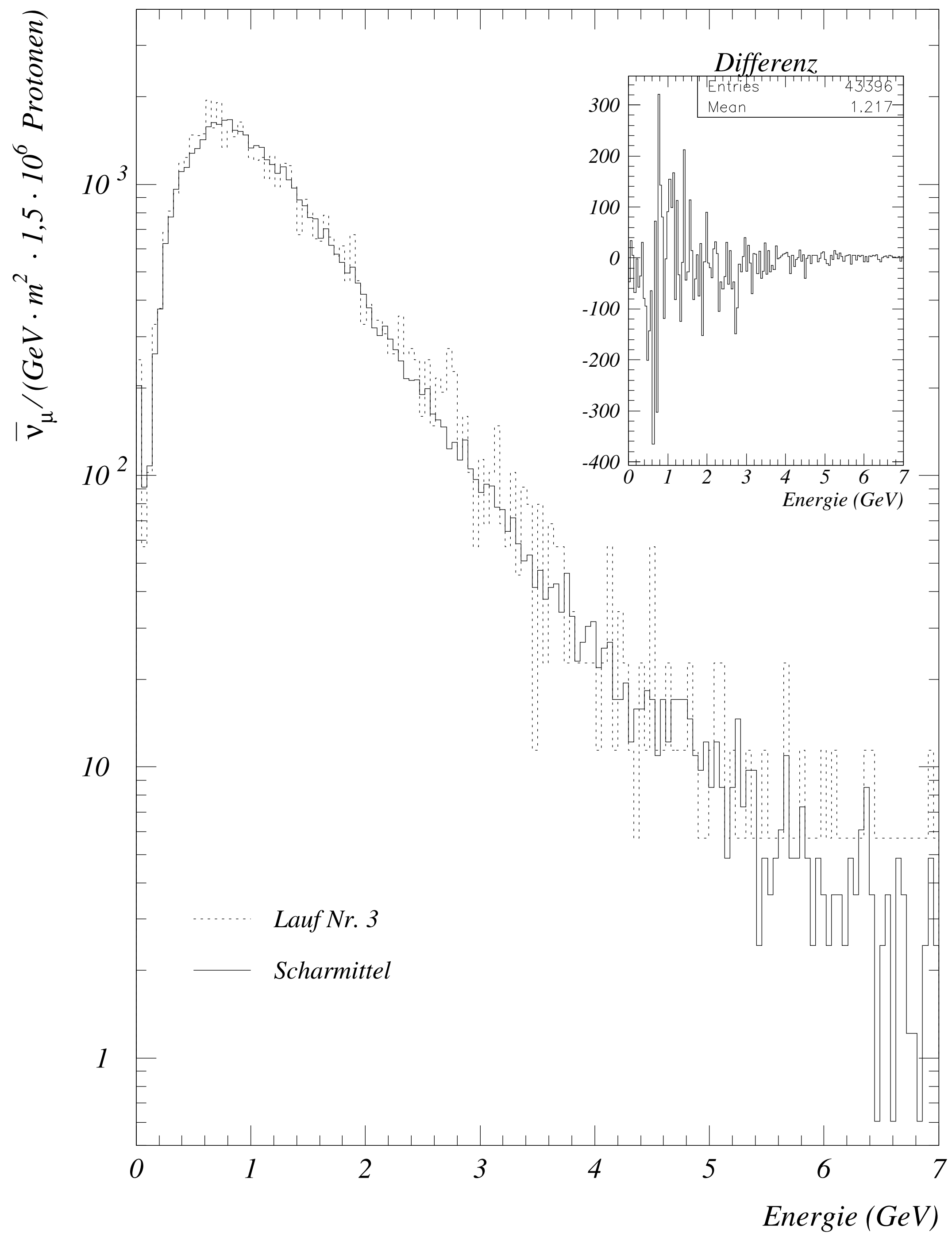


Abbildung 4.3: Vergleich des mit 160 000 Events berechneten Neutrino-Energiespektrums aus einer Simulationsrechnung (Nr. 3) mit der Multiplizität 1 zum aufgestapelten Energiespektrum aus $1.5 \cdot 10^6$ primären Protonen. Die Fokussierung erfolgt bei $+250$ kA auf $\bar{\nu}_\mu$.

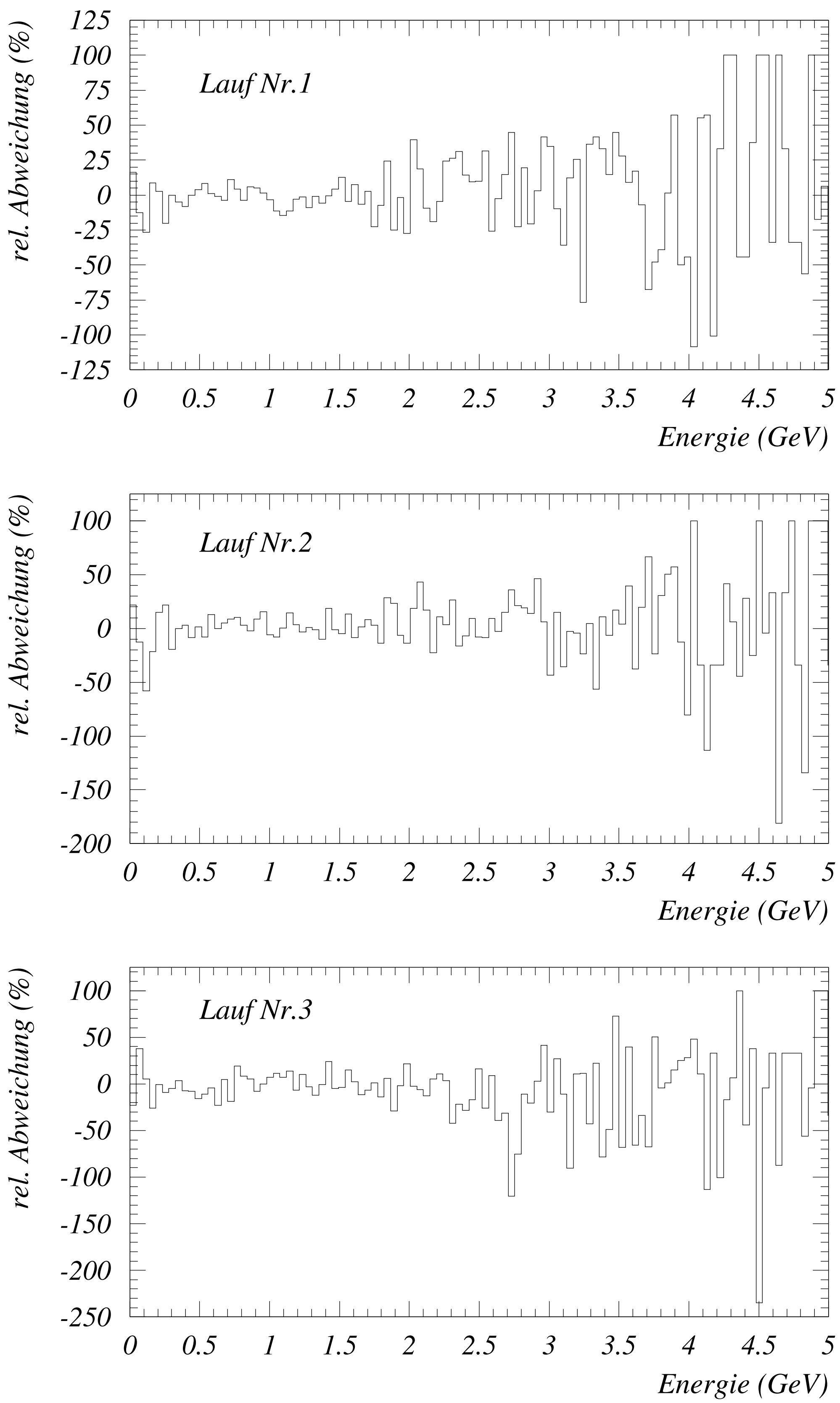


Abbildung 4.4: Relative Abweichung der Spektren aus einem Berechnungsrun mit der Multiplizität `NMULT` = 1 zum Scharmittel.

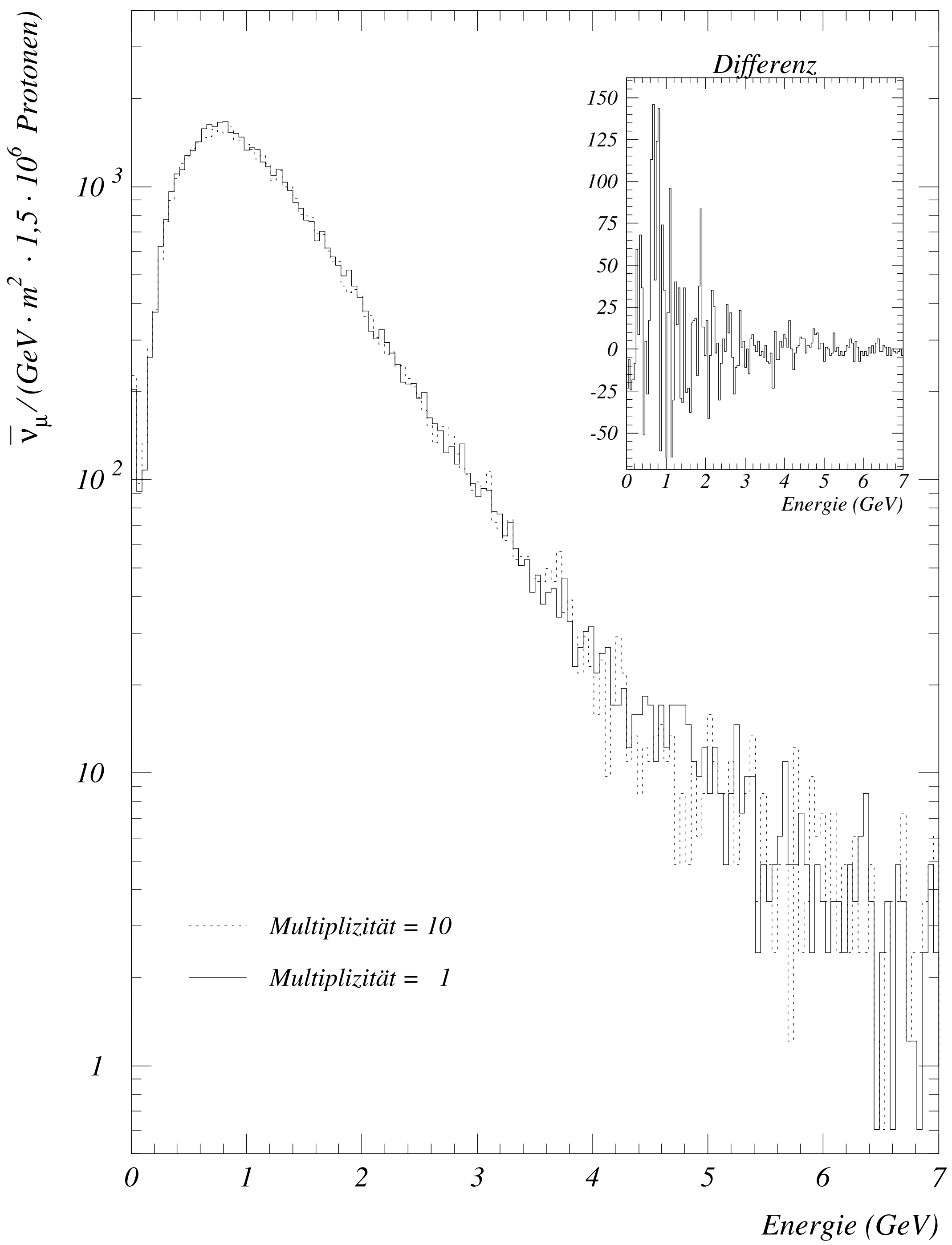


Abbildung 4.5: $\bar{\nu}_\mu$ -Fluß des mit einer Multiplizität von 1 und 1 500 000 berechneten Events erhaltenen Spektrums im Vergleich zu dem mit einer Multiplizität von 10 und 150 000 berechneten Events erzeugten Spektrum. Die Fokussierung erfolgt bei +250 kA auf $\bar{\nu}_\mu$.

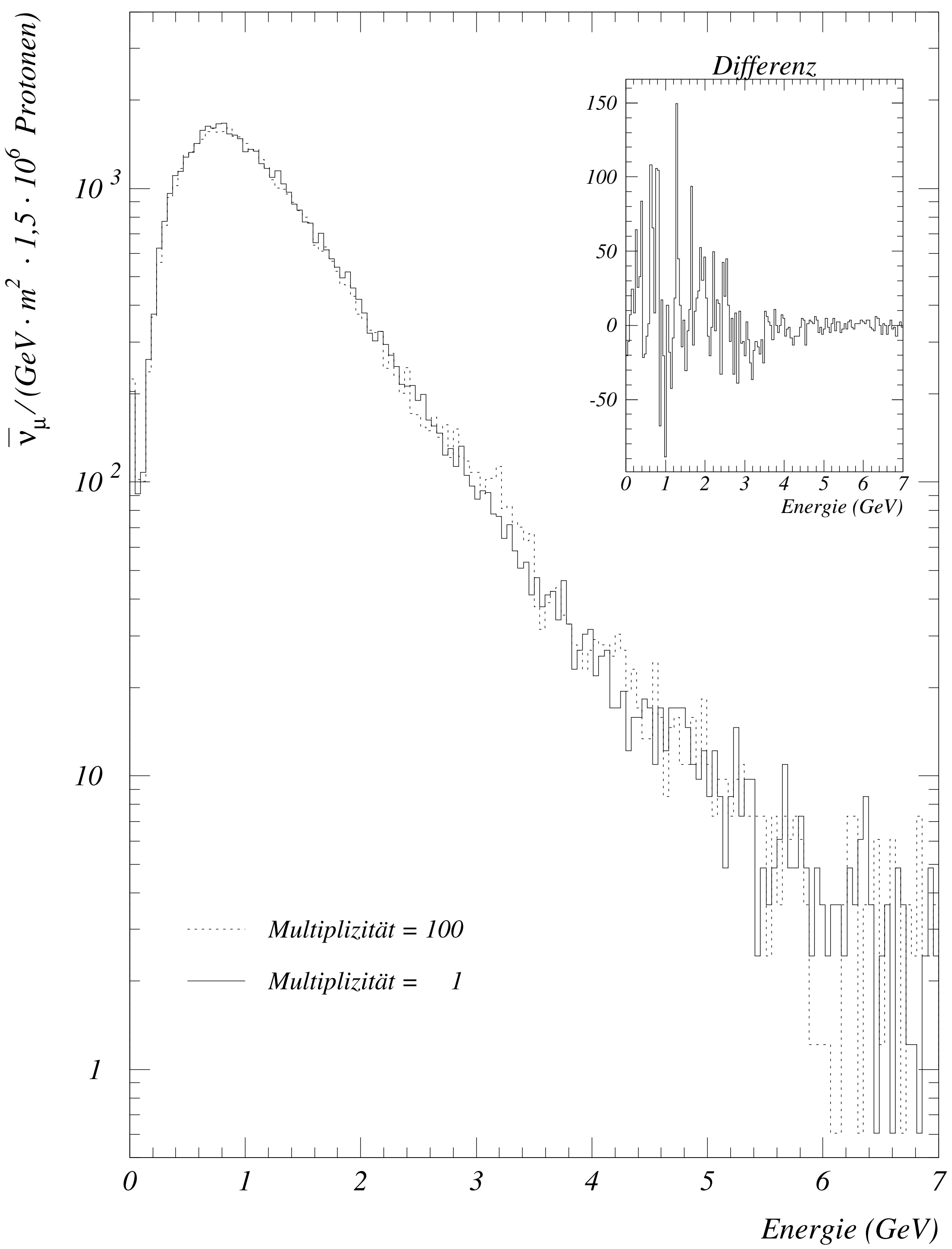


Abbildung 4.6: $\bar{\nu}_\mu$ -Fluß des mit einer Multiplizität von 1 und 1 500 000 berechneten Events erhaltenen Spektrums im Vergleich zu dem mit einer Multiplizität von 100 und 15 000 berechneten Events erzeugten Spektrum bei einer Fokussierung von +250 kA.

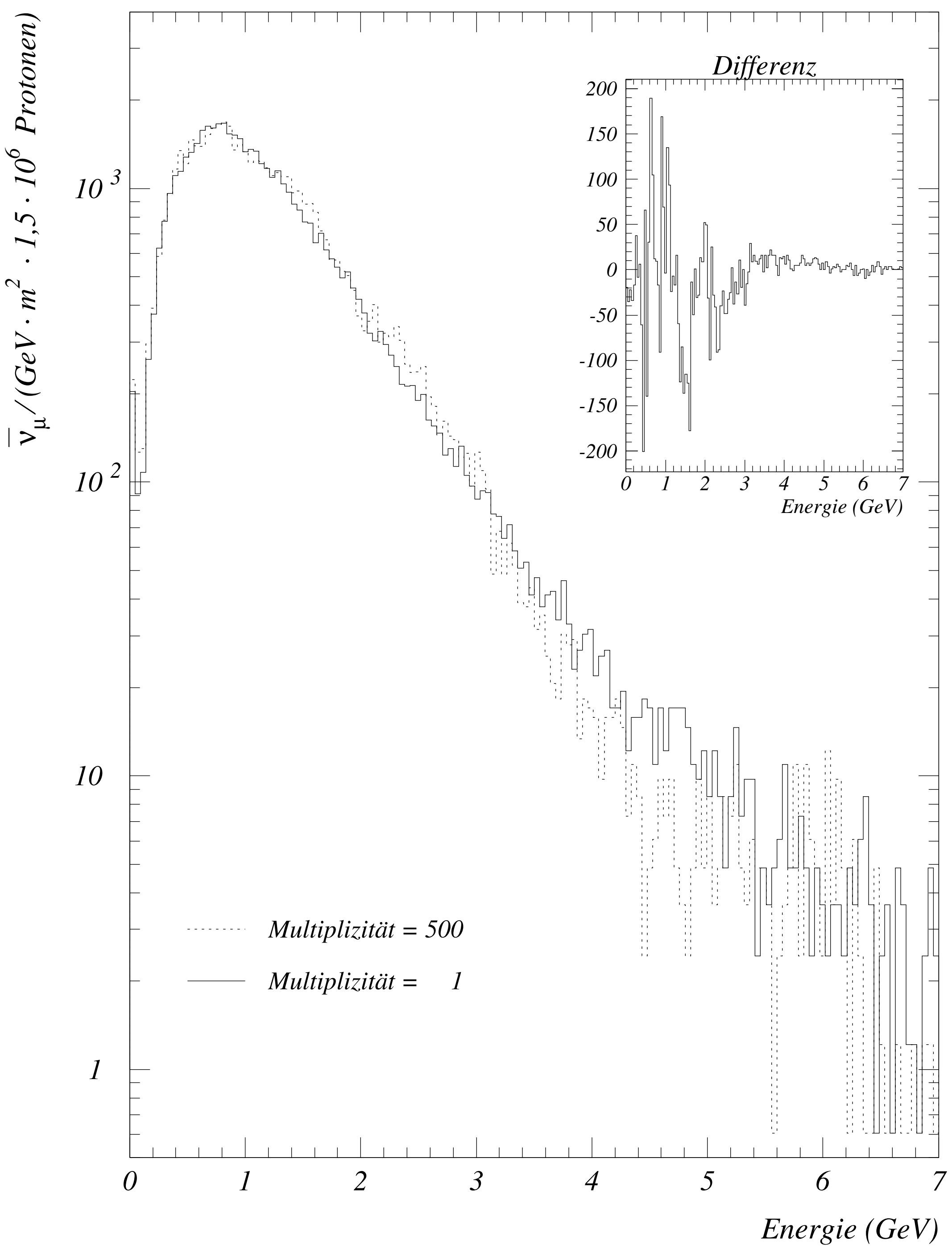


Abbildung 4.7: $\bar{\nu}_\mu$ -Fluß des mit einer Multiplizität von 1 und 1 500 000 berechneten Events erhaltenen Spektrums im Vergleich zu dem mit einer Multiplizität von 500 und 3 000 berechneten Events erzeugten Spektrum.

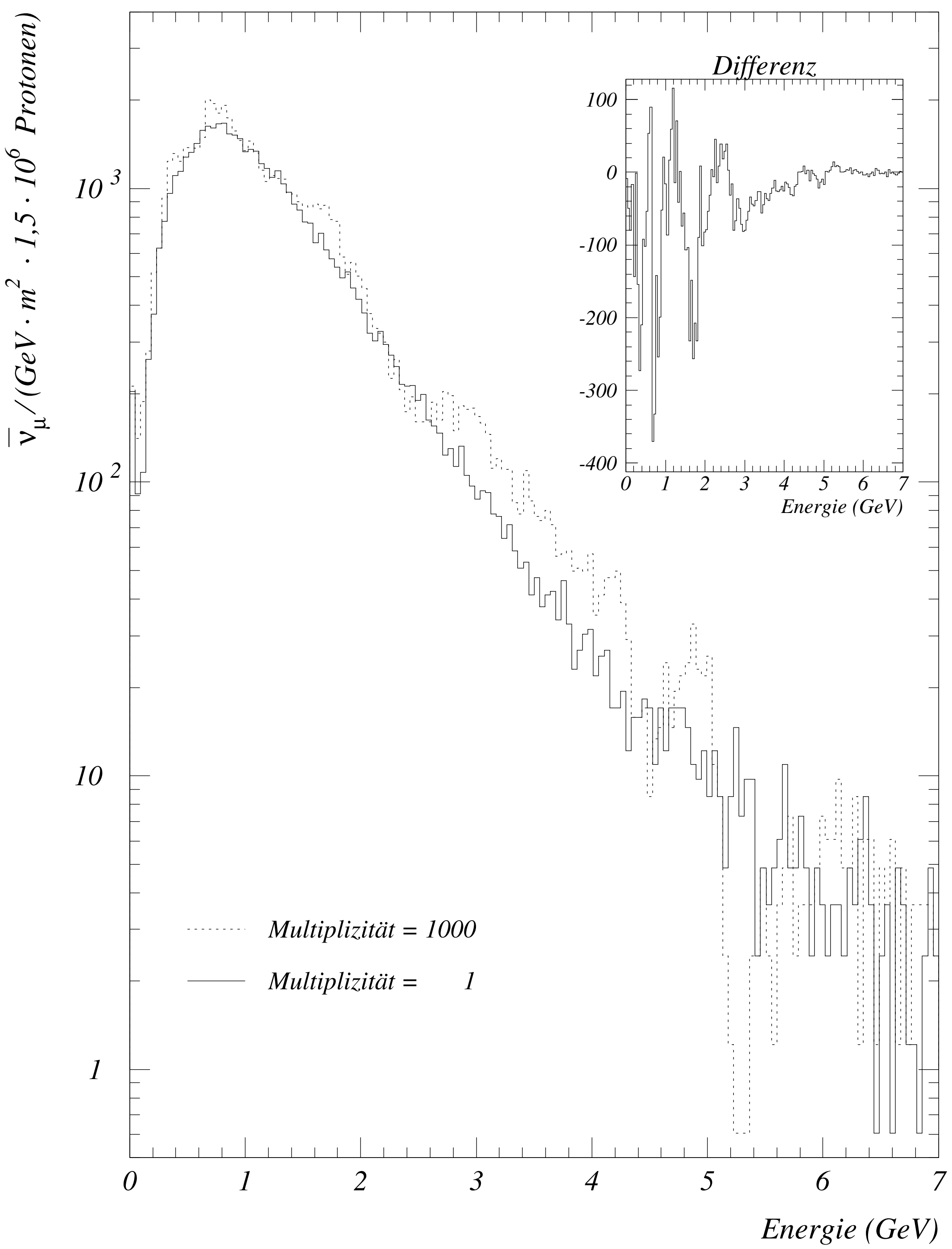


Abbildung 4.8: $\bar{\nu}_\mu$ -Fluß des mit einer Multiplizität von 1 und 1 500 000 berechneten Events erhaltenen Spektrums im Vergleich zu dem mit einer Multiplizität von 1000 und 1 500 berechneten Events erzeugten Spektrum.

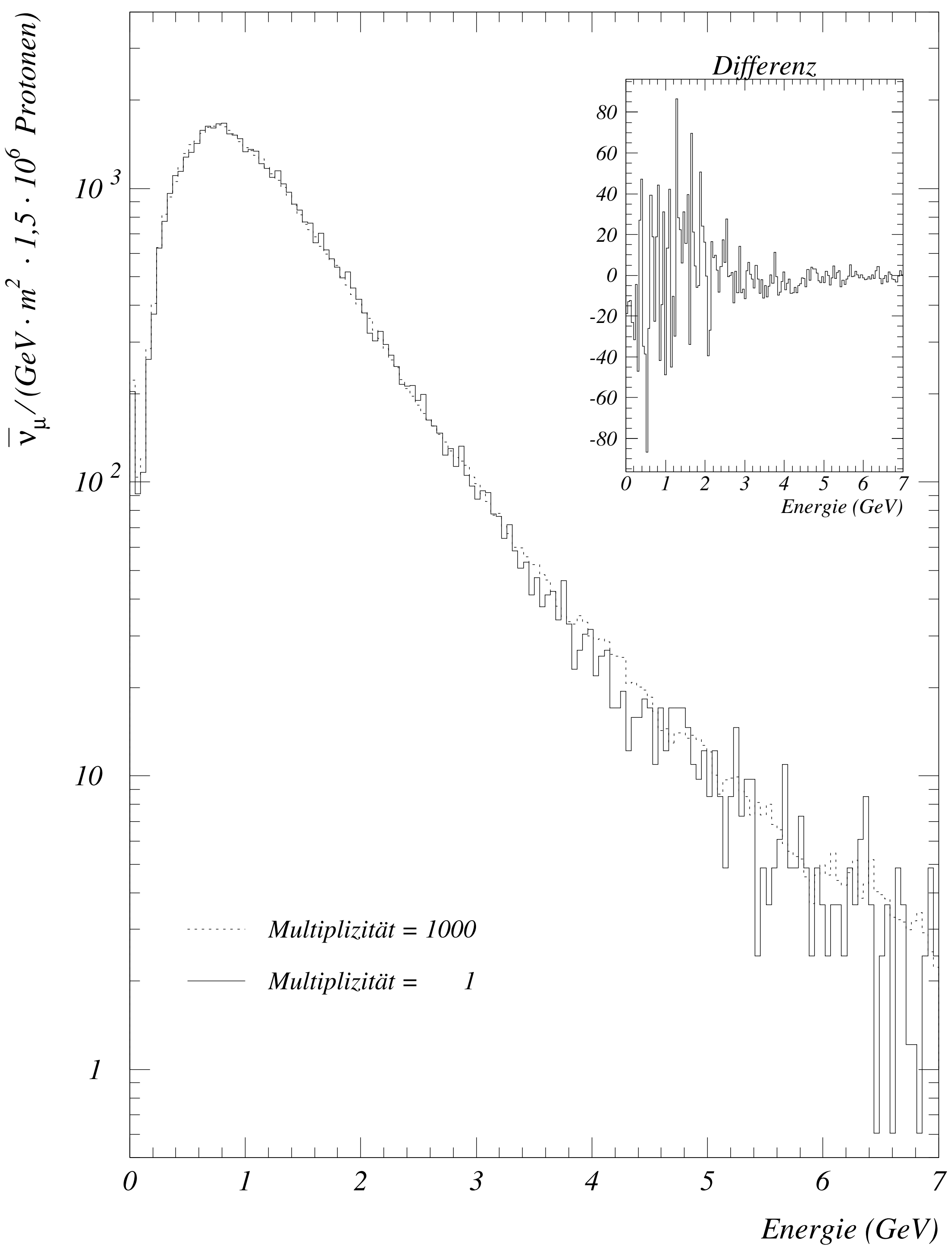


Abbildung 4.9: $\bar{\nu}_\mu$ -Fluß des mit einer Multiplizität von 1 und 1 500 000 berechneten Events erhaltenen Spektrums im Vergleich zu dem mit einer Multiplizität von 1000 und 58 500 berechneten Events erzeugten Spektrum.

4.2 Vergleich der synthetischen Daten mit den Meßwerten des Brookhaven-Experimentes

Zum Test des Programms soll ein Vergleich der Neutrino-Energie-Spektren zu den Meßwerten des Brookhaven-Experimentes nach Ahrens et al. (1987 a) erfolgen. Die Fokussierung erfolgt jeweils bei ± 250 kA. Zu beachten ist, daß in den Abbildungen 4.11, 4.13 und 4.15 auf den Seiten 85, 86 und 87 nach Ahrens et al. die Ergebnisse der Monte-Carlo-Simulationen mit einem Faktor 1.3 für die ν_μ- und $\bar{\nu}_\mu$-Spektren sowie 1.1 für das ν_e-Spektrum korrigiert wurden, um sie an die Meßwerte anzufitten.

Ein wesentlicher Fortschritt der durchgeführten Simulationsrechnungen besteht darin, daß keine Korrekturfaktoren zur Anpassung der synthetischen Daten an die realen Daten benötigt werden.

So zeigt ein Vergleich der ν_μ-Energie-Spektren anhand der Abbildungen 4.10 und 4.11 auf Seite 85 zwischen den synthetischen Daten und den Meßwerten innerhalb der Unsicherheit in der Simulationsrechnung bzw. innerhalb der Meßunsicherheit eine gute Übereinstimmung in dem Bereich von 0.8 GeV bis 3.5 GeV. Hier können die Meßwerte mit einer verschwindenden Abweichung reproduziert werden.

Für die Meßunsicherheit ist nach Ahrens et al. (1986, 1987 a) ein relativer Fehler von 15% angegeben.

Sowohl die in dieser Arbeit durchgeführten Simulationsrechnungen als auch die Modellrechnungen nach Ahrens zeigen einen übereinstimmenden Anstieg des ν_μ-Flusses im Energiebereich von 0.1 GeV bis 0.3 GeV.

Allerdings haben die Meßwerte eine breitere Verteilung im Maximum von 0.4 GeV bis 0.8 GeV. Hier sind die eigens berechneten Daten kleiner. Die angefitteten Daten nach Ahrens zeigen nach Abb. 4.11 keinen Peak im Spektrum bei ca. 30 MeV. Auf die Verteilung niederenergetischer Neutrinos aus dem Zerfall gestoppter π^+ wird im Kapitel 5, Abb. 5.5 und Abb. 5.6 genauer eingegangen.

Im höherenergetischen Bereich ab ca. 3.5 GeV zeigen die durchgeführten Simulationsrechnungen die Tendenz kleinerer Neutrinoflüsse. Die Abweichungen liegen hier im Bereich von 20 – 30 %. Das gemessene Energie-Spektrum zeigt einen flacheren Abfall zu höheren Energien.

Eine bessere Übereinstimmung in der Steifheit des Spektrums zeigt der $\bar{\nu}_\mu$-Fluß. Die Abbildungen 4.12 und 4.13 auf Seite 86 zeigen fast über den gesamten dargestellten Energiebereich ein hohes Korrelationsmaß.

Hier liegen die synthetischen Daten der durchgeführten Simulation in dem Energiebereich von ca. 0.4 GeV bis 1.2 GeV um ca. 3 % – 5 % unter den Meßwerten und damit im Bereich der Meßunsicherheit. Der Abfall des Spektrums konnte bis in den Hochenergiebereich bei ca. 4.5 GeV sehr genau reproduziert werden. Für größere Energiewerte sind keine Meßwerte angegeben.

Größere Abweichungen zu den Meßwerten zeigt das ν_e-Spektrum im Vergleich der Abbildungen 4.14 und 4.15 auf Seite 87.

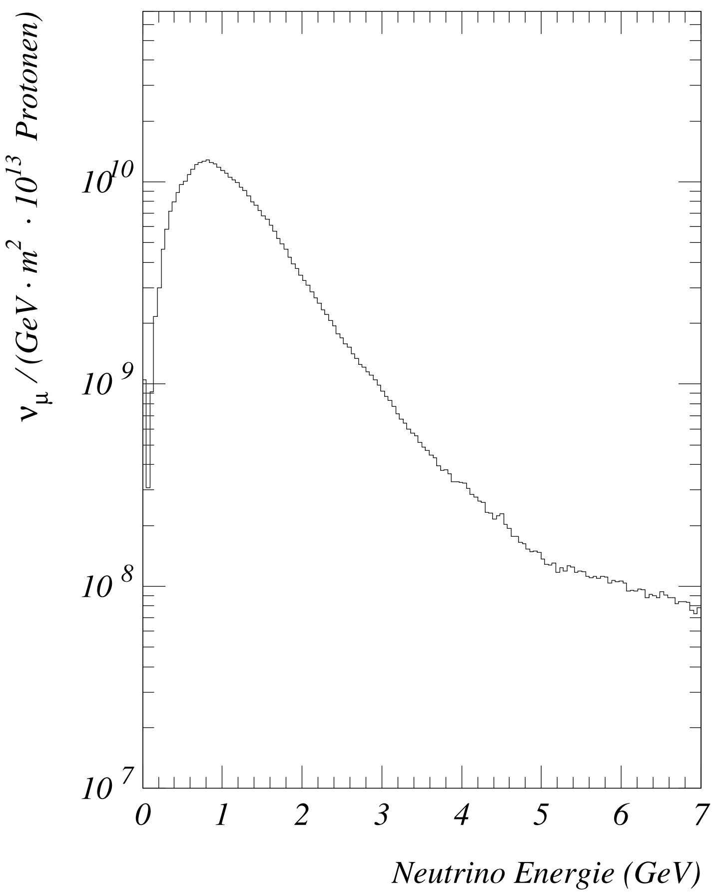


Abbildung 4.10:
Neutrino-Energie-Spektrum bei -250 kA ν_μ-Fokussierung.

Abbildung 4.10:

Abbildung 4.11:

Abbildung 4.11:
Der gemessene ν_μ-Fluß normiert auf 10^{13} ‘protons on target’ POT (n. Ahrens et al. 1987 a).
Die synthetischen Daten der Monte-Carlo-Simulation n. Ahrens et al. (1987 a) wurden mit einem Faktor 1.3 an die Meßwerte angepaßt.

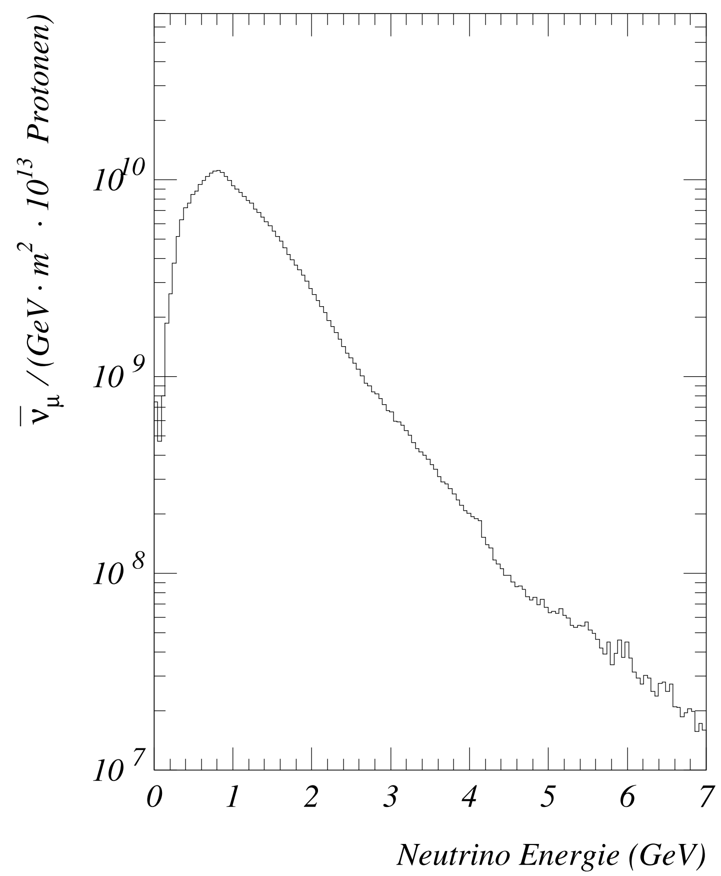


Abbildung 4.12:
Neutrino-Energie-Spektrum bei +250 kA $\bar{\nu}_\mu$-Fokussierung.

Abbildung 4.13:
Der gemessene $\bar{\nu}_\mu$-Fluß normiert auf 10^{13} 'protons on target' POT (n. Ahrens et al. 1987 a).
Die synthetischen Daten der Monte-Carlo-Simulation n. Ahrens et al. (1987 a) wurden mit einem Faktor 1.3 an die Meßwerte angepaßt.

Abbildung 4.12:

Abbildung 4.13:

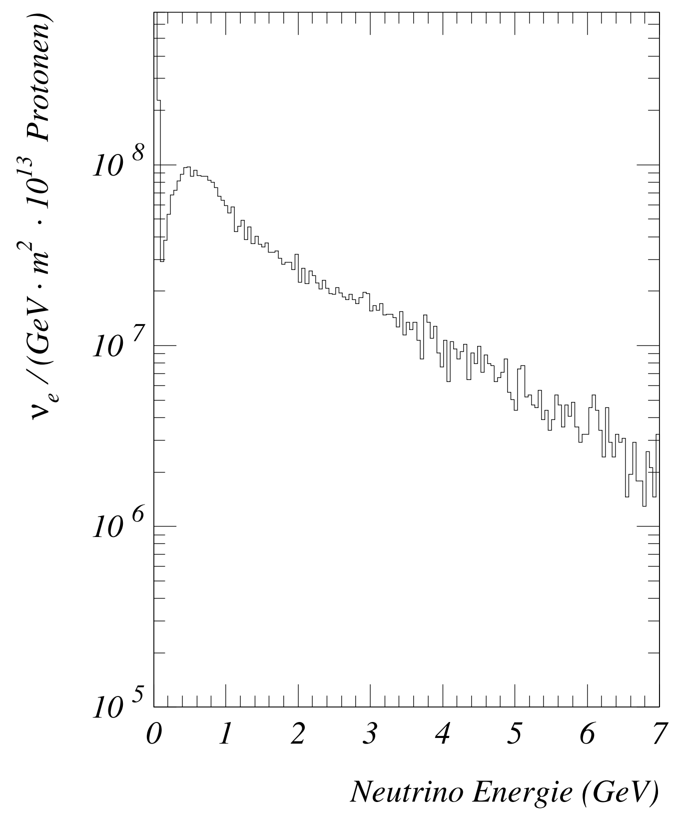


Abbildung 4.14:
Neutrino-Energie-Spektrum bei $-250\,\mathrm{kA}$ ν_e-Fokussierung.

Abbildung 4.14:

Abbildung 4.15:

Abbildung 4.15:
Der gemessene ν_e-Fluß normiert auf 10^{13} 'protons on target' POT (n. Ahrens et al. 1987 a).
Die synthetischen Daten der Monte-Carlo-Simulation n. Ahrens et al. (1987 a) wurden mit einem Faktor 1.1 an die Meßwerte angepaßt.

Der niederenergetische Peak in Abb. 4.14 stammt aus dem Zerfall gestoppter Myonen. Dieser Anteil fehlt in der in Abb. 4.15 angegebenen Darstellung zum berechneten ν_e-Fluß. Auf die Herkunft der Neutrinos aus dem Zerfall der Elternteilchen und die Zusammensetzung der Neutrino-Energie-Spektren wird in dem folgenden Kapitel 5 eingegangen.

Die Erzeugung von Elektron-Neutrinos aus dem Myon- und Kaon-Zerfall ist gegenüber der Produktion myonischer Neutrinos, die im wesentlichen aus dem Pion-Zerfall stammen, um etwa einen Faktor 90 bei der Fokussierung auf Antineutrinos und um einen Faktor 140 bei der Fokussierung auf Neutrinos bei einem Strombetrag von jeweils $|\pm 250\,\mathrm{kA}|$ unterdrückt. Damit ist der experimentelle Nachweis des Elektron-Neutrino-Flusses aus der Rate der von Neutrinos induzierten Ereignisse im Vergleich zum Myon-Neutrino-Fluß mit einer größeren Meßunsicherheit behaftet (Abb. 4.11, 4.13 und 4.15).

Innerhalb dieser Unsicherheit konnten die Meßwerte zum ν_e-Fluß in dem Bereich von 1 GeV bis 2.5 GeV in der durchgeführten Simulationsrechnung reproduziert werden. Aus dem Experiment wurde der Neutrinofluß für größere Energiewerte im Bereich von 2.5 GeV bis 5 GeV zu höheren Werten bestimmt.

Die in Abb. 4.15 dargestellten Werte der Monte-Carlo-Simulation geben für das Flußmaximum im Energiebereich von ca. 0.4 GeV bis 0.8 GeV einen geringeren ν_e-Fluß im Vergleich zu Abb. 4.14 an.

Zum experimentell ermittelten absoluten $\bar{\nu}_e$-Fluß liegen keine Literaturangaben vor, es wird nur das Verhältnis zu den anderen Neutrinoflüssen angegeben.

Eine Übersicht zur Strahlkontamination an Antineutrinos und Elektronneutrinos in einem ν_μ- und $\bar{\nu}_\mu$-Strahl, die sich aus dem Gesamtfluß der in dieser Arbeit durchgeführten Simulationen ergibt, zeigt Tabelle 4.1 am Beispiel einiger Fokussierströme I.

Strahlkontamination

$\boldsymbol{\nu}$-Strahl		$\bar{\boldsymbol{\nu}}$-Strahl	
I [kA]	$\nu_\mu : \bar{\nu}_\mu : \nu_e : \bar{\nu}_e$	I [kA]	$\bar{\nu}_\mu : \nu_\mu : \bar{\nu}_e : \nu_e$
0	1.00 : 0.8287 : 0.0475 : 0.0171	+50	1.00 : 0.3344 : 0.0208 : 0.0133
−250	1.00 : 0.0349 : 0.0112 : 0.0007	+250	1.00 : 0.0497 : 0.0071 : 0.0041
−400	1.00 : 0.0286 : 0.0092 : 0.0007	+400	1.00 : 0.0410 : 0.0061 : 0.0038
−500	1.00 : 0.0323 : 0.0096 : 0.0008	+500	1.00 : 0.0375 : 0.0037 : 0.0065

Tabelle 4.1: Strahlverunreinigung an myonischen und elektronischen Neutrinos bzw. Antineutrinos.

In einem Antineutrinostrahl ist die Kontamination an Neutrinos größer, da positiv geladene Hadronen mit einer größeren mittleren Teilchenmultiplizität und einer größeren mittleren Energie produziert werden.

In den Abbildungen 4.16 und 4.17 ist die Strahlverunreinigung an $\bar{\nu}_\mu$-Neutrinos in einem ν_μ-Strahl bzw. die Strahlverunreinigung an ν_μ-Neutrinos in einem $\bar{\nu}_\mu$-Strahl im Bereich 0 kA bis ±1250 kA gezeigt. Ein minimaler Untergrund wird in dem Bereich maximaler Fokussierung mit | ±300kA | bis | ±400kA | Stromstärke erzielt. Bei größeren Stromparametern nimmt der Neutrinofluß aufgrund der Überfokussierung der Kaonen und vorwiegend der Pionen ab. Eine Fokussierung der gleichzeitig vorhandenen Myonen im Strahl läßt die Verunreinigung an jeweiligen Antineutrinos größer werden, vgl. hierzu Kapitel 6.

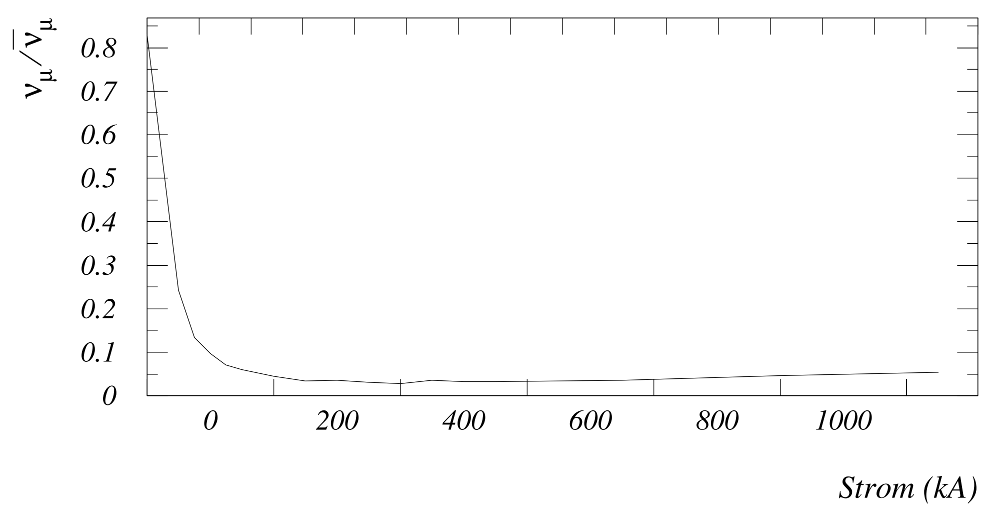


Abbildung 4.16: Verhältnis des absoluten $\nu_\mu/\bar{\nu}_\mu$-Flusses bei $\bar{\nu}_\mu$-Fokussierung als Funktion des Stromes I.

Die Strahlkontamination des Brookhaven-Neutrino-Strahls wurde nach Ahrens et al. (1990) experimentell auf 0.043 ± 0.007 $\bar{\nu}_\mu/\nu_\mu$ in einem Neutrinostrahl und 0.103 ± 0.015 $\nu_\mu/\bar{\nu}_\mu$ in einem Antineutrinostrahl bestimmt. Die Verunreinigung an Elektronneutrinos ist mit $\nu_e/\nu_\mu = (7.3 \pm 1.4) \cdot 10^{-3}$ und $2.8 \cdot 10^{-3} < \bar{\nu}_e/\bar{\nu}_\mu < 6.1 \cdot 10^{-3}$ angegeben.

Die im Verhältnis größere ν_μ-Kontamination in einem $\bar{\nu}_\mu$-Strahl kann experimentell dadurch reduziert werden, indem das Target vor dem ersten Horn positioniert wird und ein sogenannter 'stopper' zwischen Target und Horn implementiert wird. Für das CHARM II Experiment wurde nach Winter[1] und Wilquet et al. (1989) ein Beryllium-Zylinder der Länge 118 cm und 16 mm Durchmesser als 'stopper' verwendet, der einen Anteil der positiv geladenen Mesonen, die unter kleinem Winkel produziert und nicht vom Horn defokussiert werden, absorbiert.

Größenordnungen zur Strahlverunreinigung des hornfokussierten CERN-SPS Neutrino-Breitband-Strahls zum CHARM II Experiment sind u.a. bei Bergsma et al. (1985)

[1] in der Veröffentlichung ist K. De Winter angegeben

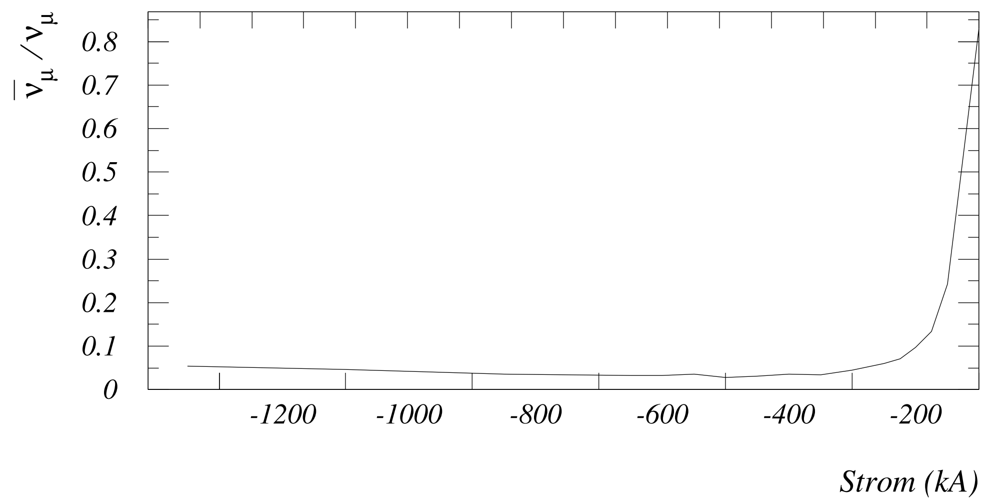


Abbildung 4.17: Verhältnis des absoluten $\bar{\nu}_\mu/\nu_\mu$-Flusses bei ν_μ-Fokussierung als Funktion des Stromes I.

angegeben:

$$\nu\text{-Strahl: } \nu_\mu : \bar{\nu}_\mu : \nu_e : \bar{\nu}_e = 1.00 : 0.04 : 0.009 : 0.002$$
$$\bar{\nu}_\mu\text{-Strahl: } \bar{\nu}_\mu : \nu_\mu : \bar{\nu}_e : \nu_e = 1.00 : 0.12 : 0.008 : 0.005$$

Hier muß die Energieabhängigkeit der mittleren Teilchenmultiplizitäten $\langle n_{\pi^+}\rangle/\langle n_{\pi^-}\rangle$ und $\langle n_{K^+}\rangle/\langle n_{K^-}\rangle$ bei einer größeren primären Protonenenergie von 400 GeV berücksichtigt werden (Abb. 3.6, S. 57).

5. Charakterisierung der Neutrino-Energie-Spektren

5.1 Neutrinos aus dem π-, K- und μ-Zerfall

Die Zusammensetzung der Neutrino-Energie-Spektren in ihrer Komposition an Myon- und Elektron-Neutrinos sowie den jeweiligen Antineutrinos wird in diesem Kapitel zusammen mit der Komponentenverteilung der Elternteilchen bei einer Fokussierung durch das BNL-Horn-Dublett für positive und negative Hornfokussierung dargestellt.

Der Beitrag an ν_μ, $\bar{\nu}_\mu$, ν_e und $\bar{\nu}_e$-Neutrinos zum Gesamtspektrum ist in den Abbildungen 5.1 und 5.2 auf Seite 93 und 94 gezeigt. In Abbildung 5.1 erfolgt die Fokussierung durch das BNL-Horn-Dublett auf ν_μ und ν_e bei einem Fokussierstrom von $-250\,\mathrm{kA}$, in Abb. 5.2 entsprechend auf die Antineutrinos bei $+250\,\mathrm{kA}$.

Für die positive Hornfokussierung beträgt im dargestellten Energiebereich der Abb. 5.1 der Anteil der ν_μ-Neutrinos 95.51 % vom Gesamtneutrinofluß. Die $\bar{\nu}_\mu$-Neutrinos werden bis auf einen restlichen Anteil von 3.34 % defokussiert, während der Beitrag an Elektron-Neutrinos 1.07 % an ν_e und 0.08 % an $\bar{\nu}_e$ beträgt.

Bei negativer Hornfokussierung auf Antineutrinos setzt sich das Gesamtspektrum der Abb. 5.2 zu 94.26 % aus $\bar{\nu}_\mu$ und zu 4.69 % aus ν_μ-Neutrinos zusammen, $\bar{\nu}_e$-und ν_e-Neutrinos tragen mit 0.67 % bzw. 0.38 % zum Gesamtfluß bei.

Die Abbildungen 5.3 auf Seite 95 und 5.4 auf S. 96 zeigen die Kontribution der Elternteilchen $\pi^\pm$, $K^\pm$, K_L^0 und $\mu^\pm$ zum $\bar{\nu}_\mu$- bzw. ν_μ-Energiespektrum.

Der $\bar{\nu}_\mu$-Neutrinofluß der Abb. 5.3 setzt sich im dargestellten Energiebereich von 0 GeV – 7 GeV zu 98.57 % aus dem π^--Zerfall zusammen. Der Beitrag aus dem K^--Zerfall liegt mit 1.09 % vorwiegend im hochenergetischen Bereich. Der K_L^0-Zerfall liefert mit 0.05 % einen verschwindend geringen Anteil zum $\bar{\nu}_\mu$-Fluß.

Der niederenergetische $\bar{\nu}_\mu$-Fluß stammt vorwiegend aus dem Zerfall gestoppter Myonen, die zum Teil wiederum aus dem Zerfall gestoppter Pionen stammen. Das Energie-Spektrum aus dem μ^+- und π^--Zerfall ist in dem vergrößert darstellten Ausschnitt der Abbildung 5.3 im Energiebereich 0.0 GeV – 0.3 GeV gezeigt. Der Gesamtanteil an $\bar{\nu}_\mu$-Neutrinos aus dem μ^+-Zerfall liegt bei 0.28 %, die Maximalenergie beträgt 52.83 MeV; sie ergibt sich aus den Grenzen des Dalitz-Plots für masselose Teilchen im 3-Körperzerfall. Der Zerfall wird von GEANT über den kinematischen Phasenraum berechnet. Eine korrekte Berechnung müßte innerhalb der $V\!-\!A$ -Theorie unter Berücksichtigung der Spins erfolgen.

Die Energieverteilungen der $\bar{\nu}_\mu$ und ν_e werden in der $V - A$ -Theorie beschrieben durch (Zeitnitz 1985):

$$N(\varepsilon)\,d\varepsilon = 4\varepsilon^2\left[3(1-\varepsilon)+\frac{2}{3}\varrho(4\varepsilon-3)\right]\,d\varepsilon \qquad \textbf{[5.1]}$$

$$\varepsilon = \frac{E_\nu}{E_{\mathrm{max}}}\,; \qquad E_{\mathrm{max}} = 52.83\,\mathrm{MeV}$$

ϱ ist der sogenannte Michel Parameter:

$$\varrho = \begin{cases} \frac{3}{4} \text{ für } \bar{\nu}_\mu \\ 0 \text{ für } \nu_e \end{cases} \tag{5.2}$$

Das Spektrum, das sich hieraus ergibt, ist in Abbildung 5.6 dargestellt.

Zum $\bar{\nu}_\mu$-Fluß der Abbildung 5.3 ist kein Beitrag von Neutrinos der Energie 30 MeV aus dem Zerfall gestoppter π^- zu erkennen. Dies ist darauf zurückzuführen, daß die π^- in Materie (Horn, Reflektor, Abschirmung sowie die Wände des Zerfallstunnels) abgestoppt werden, durch die Bildung pionischer Atome an Atomkerne gebunden werden und schließlich mit den Nukleonen des Kerns hadronisch wechselwirken.

Abbildung 5.4 auf S. 96 zeigt das Energiespektrum der ν_μ-Neutrinos aus dem Zerfall der π^+, K^+, K_L^0 und μ^-. Der dominierende Anteil stammt mit 96.65 % aus dem π^+-Zerfall. Der Kaonzerfall trägt mit 3.30 % aus dem K^+- und mit 0.04 % aus dem K_L^0-Zerfall bei. Der Anteil aus dem μ^--Zerfall liegt bei 0.002 % und trägt auch für Neutrinoenergien größer 52.83 MeV zum Neutrinofluß bei, wie der vergrößerte Ausschnitt der Abbildung 5.4 zeigt.

Abbildung 5.5 auf S. 97 zeigt das Neutrinospektrum aus dem π^+-Zerfall im Energiebereich von 0.0 GeV bis 0.4 GeV. Der Peak bei ca. 30 MeV stammt aus dem Zweikörperzerfall gestoppter Pionen. Die im Zerfall erzeugten Myonen und Neutrinos sind beide monochromatisch. Deren Impuls ist nach Gleichung 3.9 abhängig von der Pion-Masse m_π und der Myon-Masse m_μ und beträgt 29.79 MeV. Bei den π^+ verhindert die elektromagnetische Wechselwirkung die Bildung eines pionischen Atoms, vielmehr könnte das π^+ ein Elektron einfangen, so daß das π^+ schließlich „frei“ zerfällt und einen Anteil monochromatischer Neutrinos im Spektrum erzeugt.

Auch in dem ν_e-Energiespektrum der Abbildung 5.7 auf Seite 98, die den ν_e-Fluß aus dem μ^+- und K^+-Zerfall im Energiebereich 0.0 GeV – 0.5 GeV bei einer Fokussierung mit -250 kA zeigt, tritt das Maximum bei einer Grenzenergie von $E_{\max} = 52.83$ MeV auf. Dieser niederenergetische Anteil im ν_e-Spektrum stammt aus dem Zerfall gestoppter μ^+, müßte nach Gleichung 5.1 allerdings den in Abbildung 5.6 dargestellten Verlauf aufweisen.

In der Simulation wird auch der aus dem Myon-Zerfall stammende ν_e-Fluß entsprechend zum $\bar{\nu}_\mu$-Energiespektrum berechnet, da der $\mu^\pm$-Zerfalls von der Routine `GDECAY` im kinematischen Phasenraum und nicht nach der $V-A$ -Theorie erfolgt.

In Abb. 5.8 auf S. 99 ist der ν_e-Fluß aus dem μ^+-Zerfall bei einer Defokussierung mit $+250$ kA im Energiebereich 0.0 GeV – 0.5 GeV dargestellt. Der ν_e-Fluß über den gesamten Energiebereich von 0 GeV bis 7 GeV ist in Abbildung 5.9 (S. 100) bei -250 kA ν-Fokussierung mit der Herkunft der Neutrinos aus dem μ^+-, K^+- und K_L^0-Zerfall gezeigt. Die Abbildungen 5.10 und 5.11 auf den Seiten 101 und 102 zeigen die Herkunft der $\bar{\nu}_e$-Neutrinos aus dem μ^--, K_L^0- und K^--Zerfall bei $+250$ kA $\bar{\nu}$-Fokussierung.

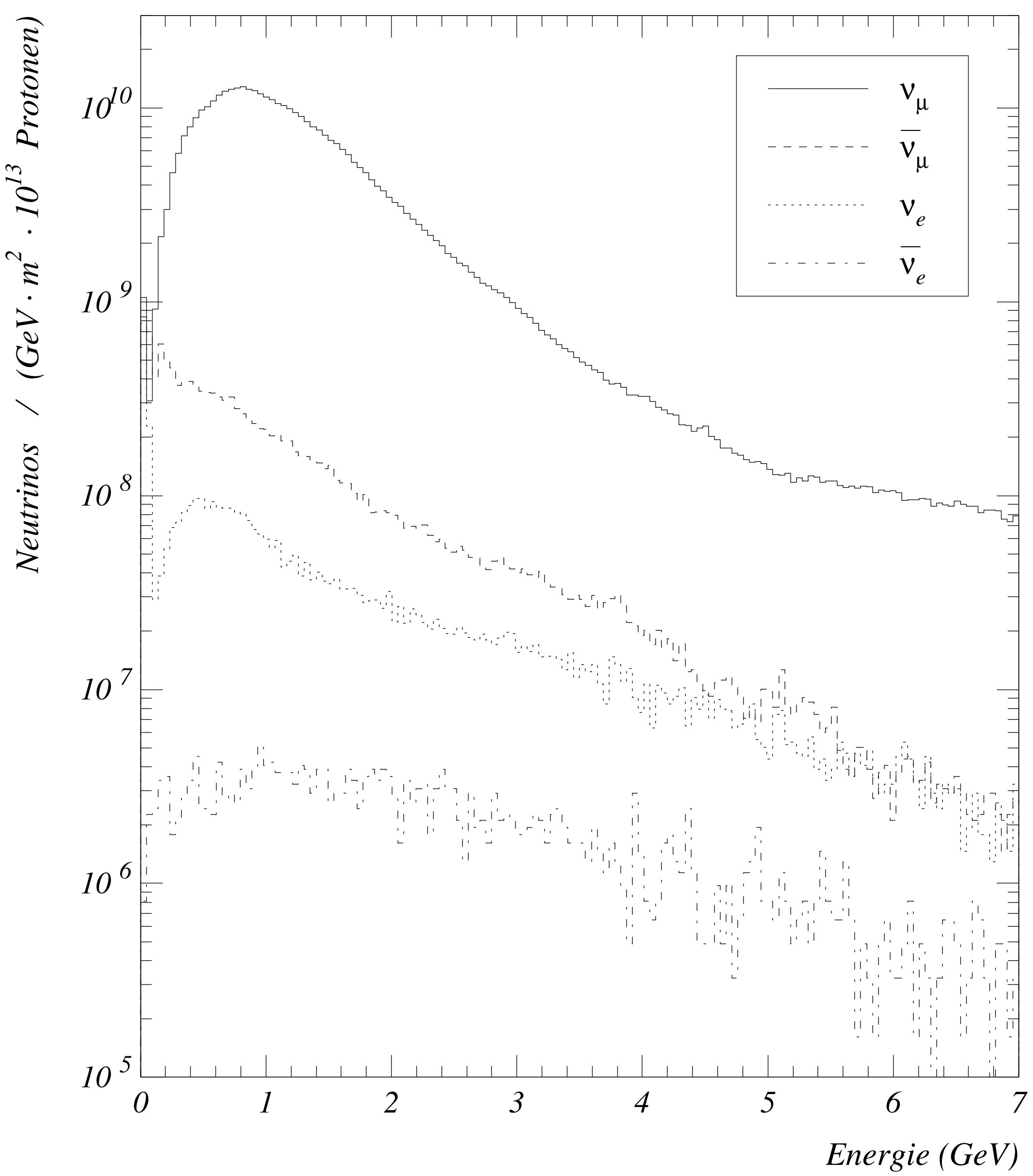


Abbildung 5.1: Beitrag an ν_μ, $\bar{\nu}_\mu$, ν_e und $\bar{\nu}_e$-Neutrinos zum Gesamtspektrum bei einer Fokussierung durch das BNL-Horn-Dublett auf ν_μ und ν_e bei einem Fokussierstrom von $-250\,\mathrm{kA}$.

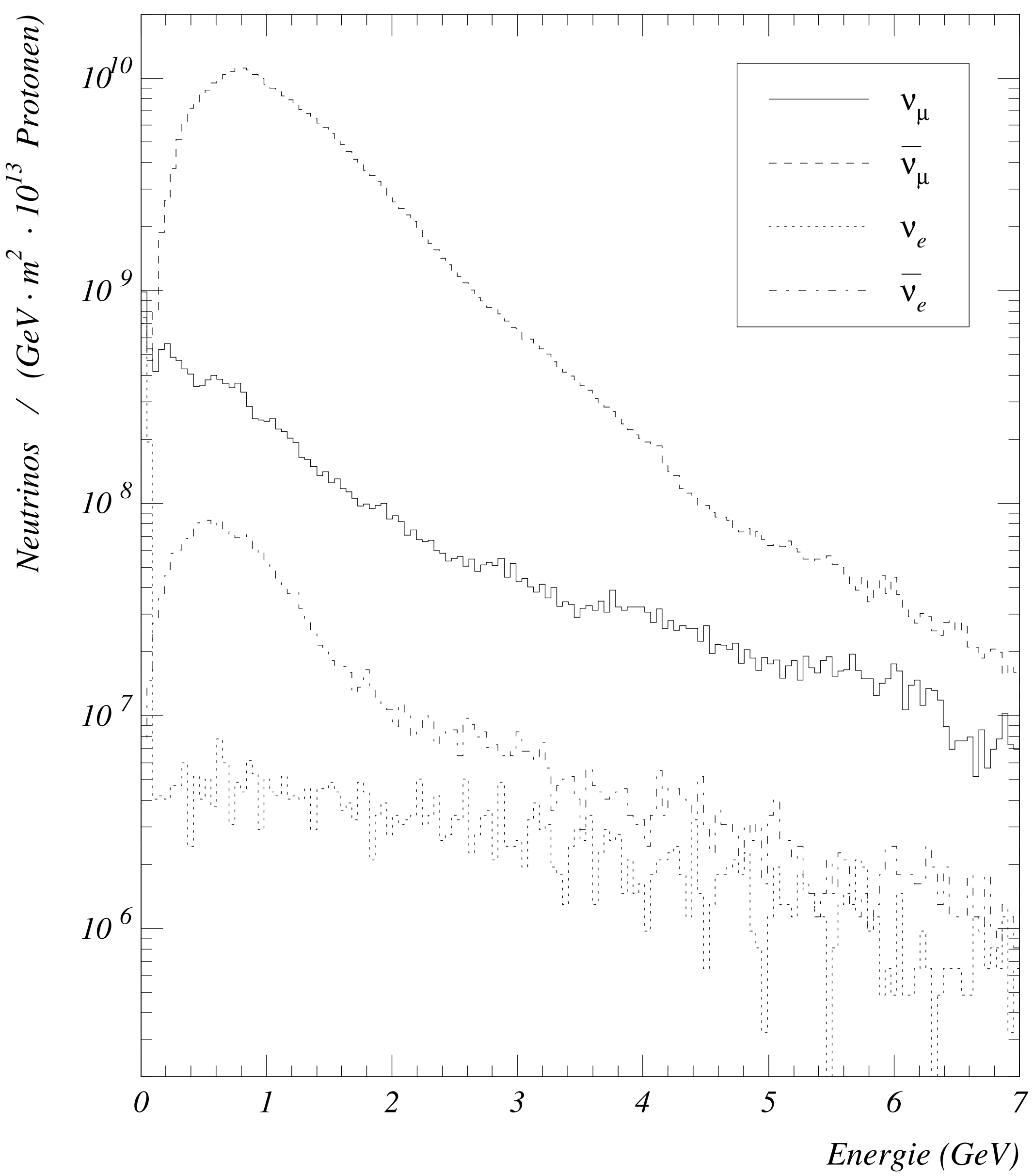


Abbildung 5.2: Beitrag an ν_μ, $\bar{\nu}_\mu$, ν_e und $\bar{\nu}_e$-Neutrinos zum Gesamtspektrum bei einer Fokussierung durch das BNL-Horn-Dublett auf $\bar{\nu}_\mu$ und $\bar{\nu}_e$ bei einer Stromstärke von $+250\,$kA.

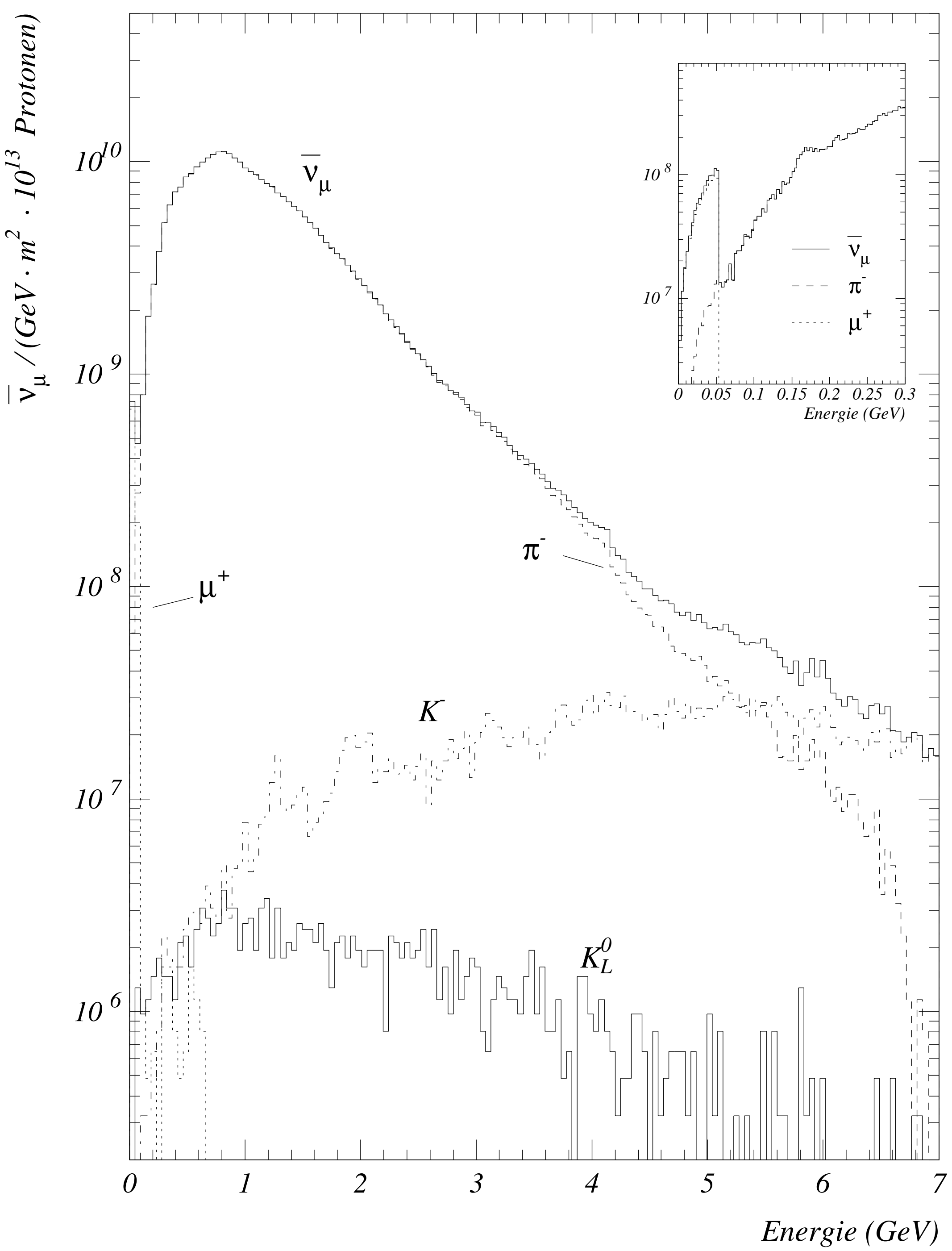


Abbildung 5.3: Absoluter $\bar{\nu}_\mu$-Fluß mit der Komponentenverteilung der Elternteilchen bei einer Fokussierung mit + 250 kA. Im Inset der Abbildung ist der Bereich bis 0.3 GeV vergrößert dargestellt.

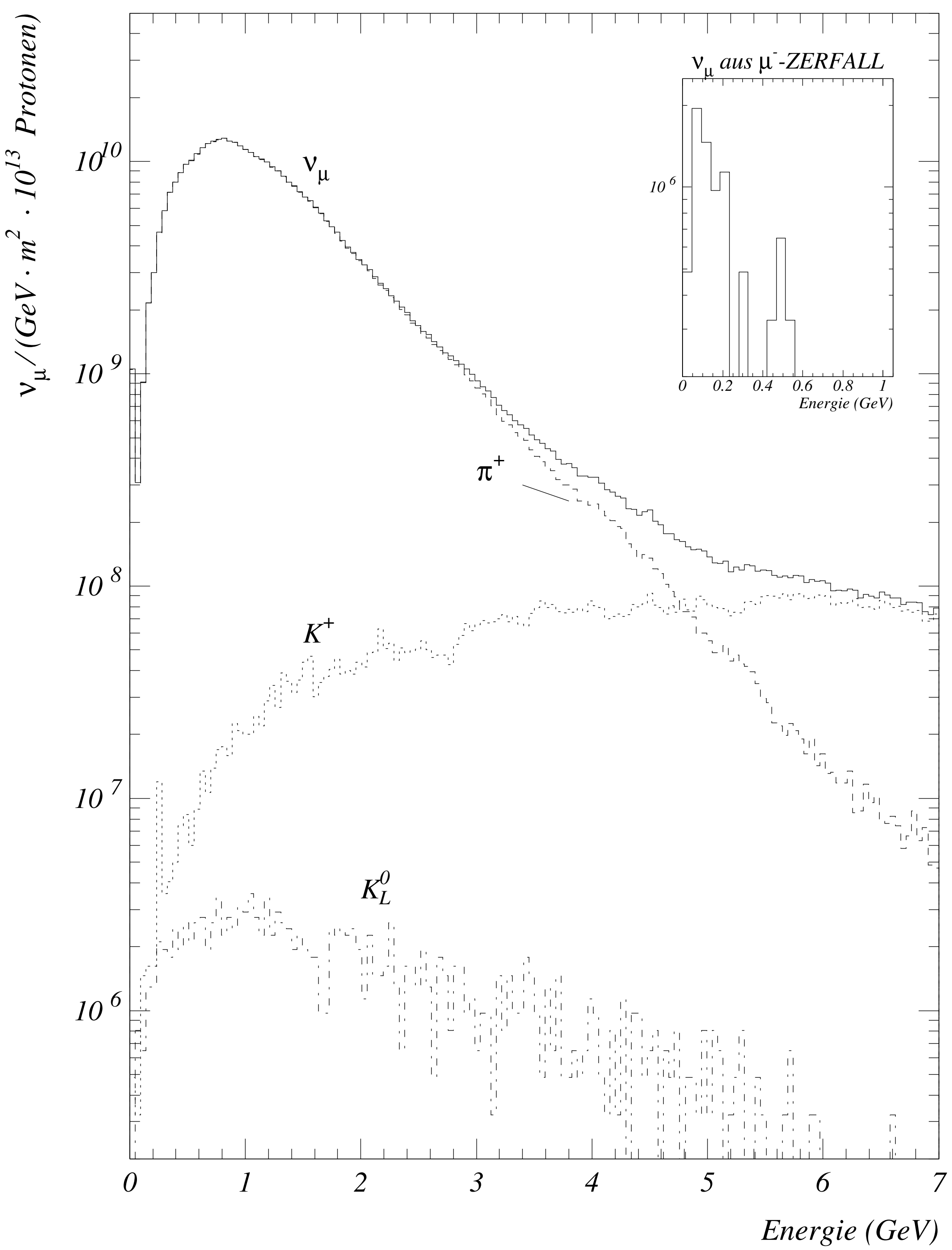


Abbildung 5.4: Absoluter ν_μ-Fluß mit der Komponentenverteilung der Elternteilchen bei einer Fokussierung mit $-250\,$kA. Im oberen Bild ist der Beitrag aus dem Myonzerfall dargestellt.

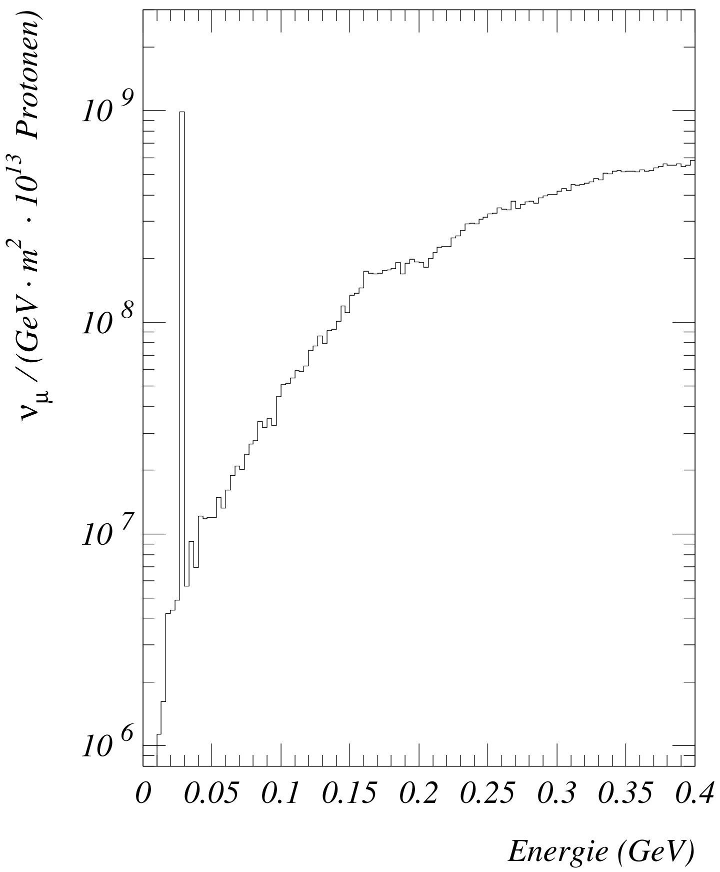


Abbildung 5.5: ν_μ-Fluß mit 30 MeV Neutrinos aus dem π^+-Zerfall bei einer Fokussierung mit -250 kA.

Abbildung 5.6: Das Neutrino-Energie-Spektrum gestoppter π^+ und μ^+ nach Boehm und Vogel (1987) zum Vergleich mit den Abbildungen 5.3, 5.5 und 5.7.

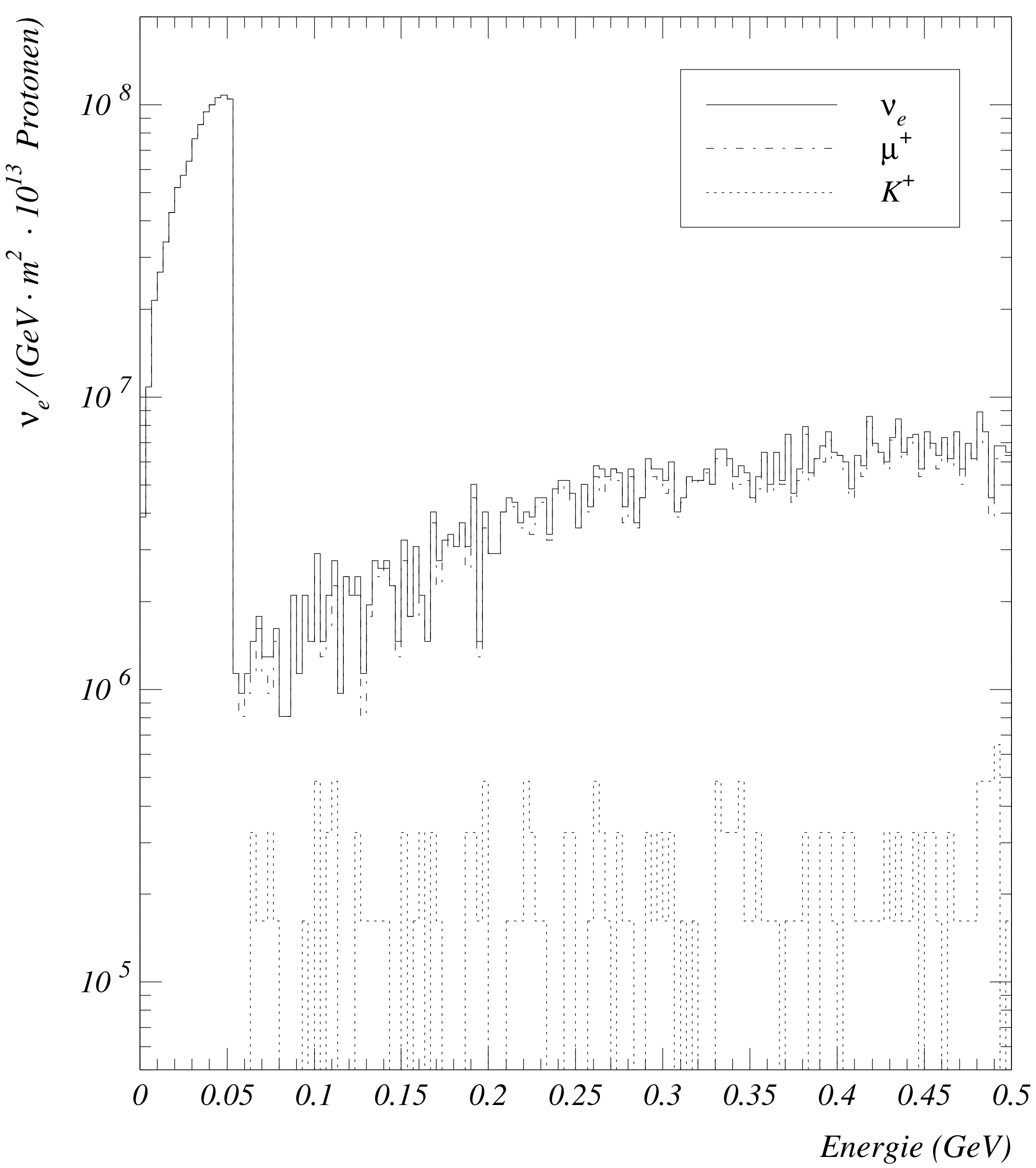


Abbildung 5.7: ν_e-Fluß aus dem μ^+- und K^+-Zerfall bei einer Fokussierung mit -250 kA. Der ν_e-Fluß wird hier im kinematischen Phasenraum berechnet, nach der $V-A$ -Theorie ist der Fluß aus dem μ^+-Zerfall bei $E_{\max} = 52.83$ MeV gleich null. (Die durchgezogene und strichpunktierte Kurve sind im Bereich 0.0 GeV – 0.1 GeV deckungsgleich.)

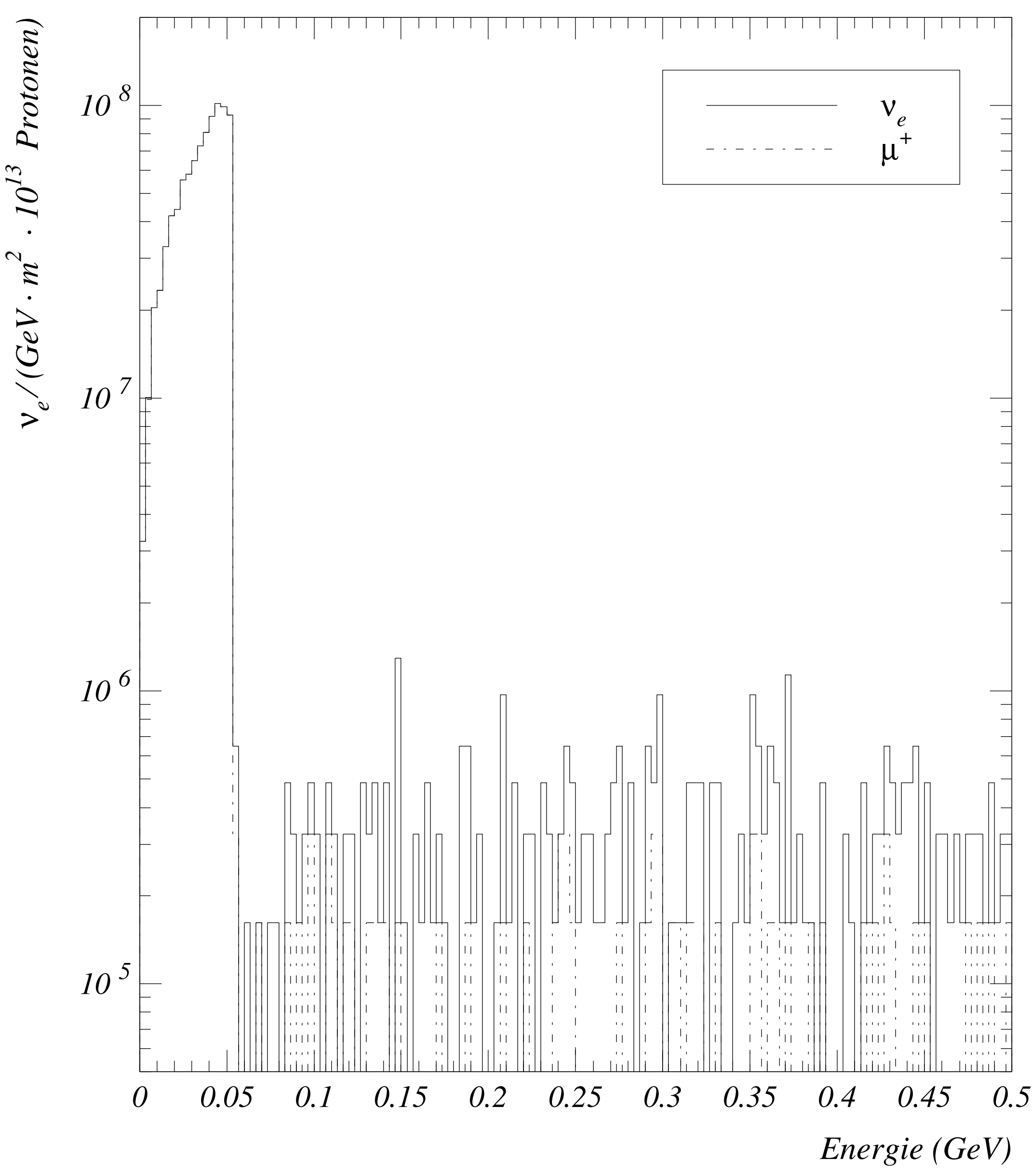


Abbildung 5.8: ν_e-Fluß aus dem μ^+-Zerfall bei einer Fokussierung mit $+250\,$kA.

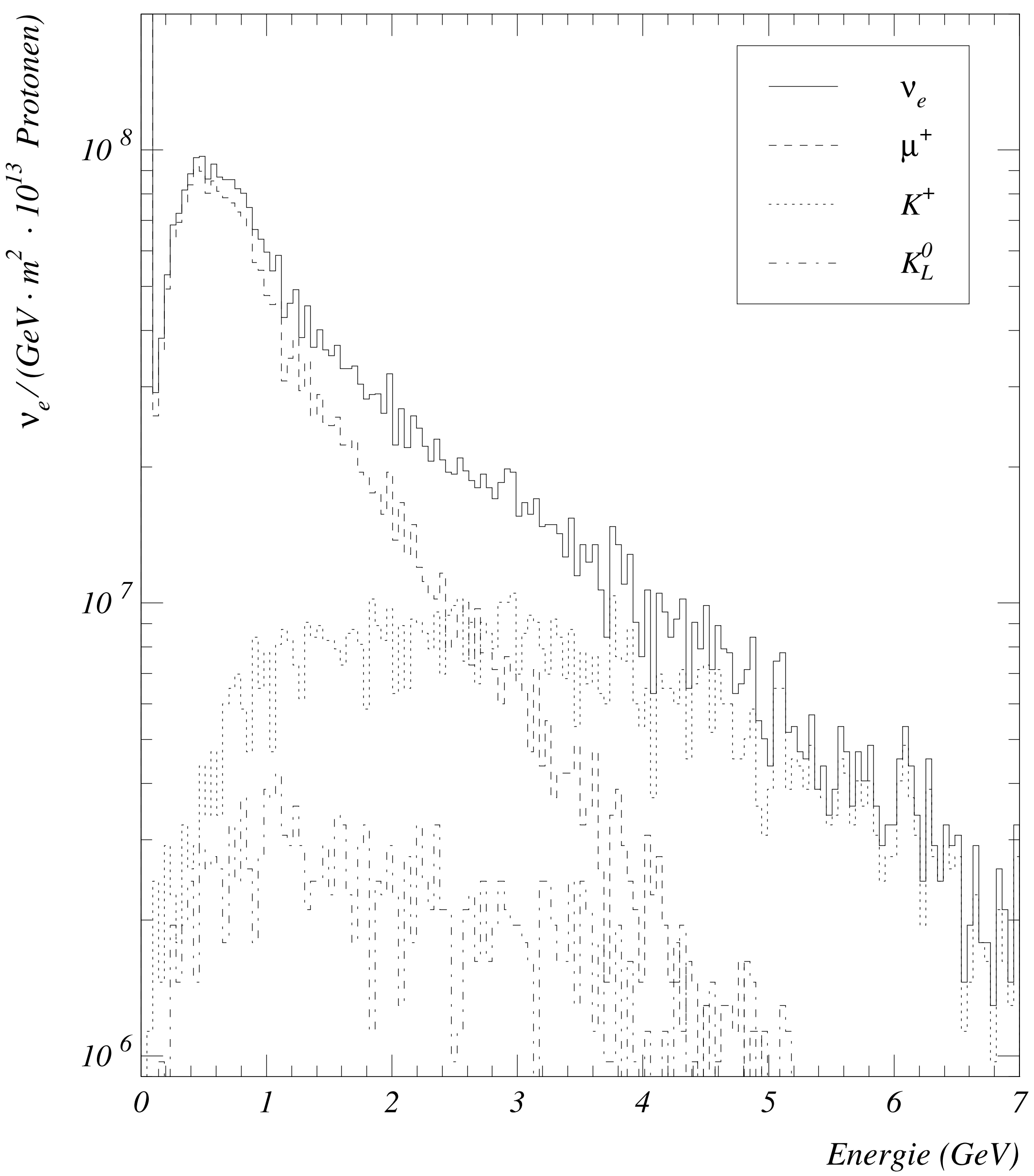


Abbildung 5.9: ν_e-Fluß aus dem μ^+, K^+ und K_L^0 -Zerfall bei einer ν-Fokussierung mit $-250\,$kA.

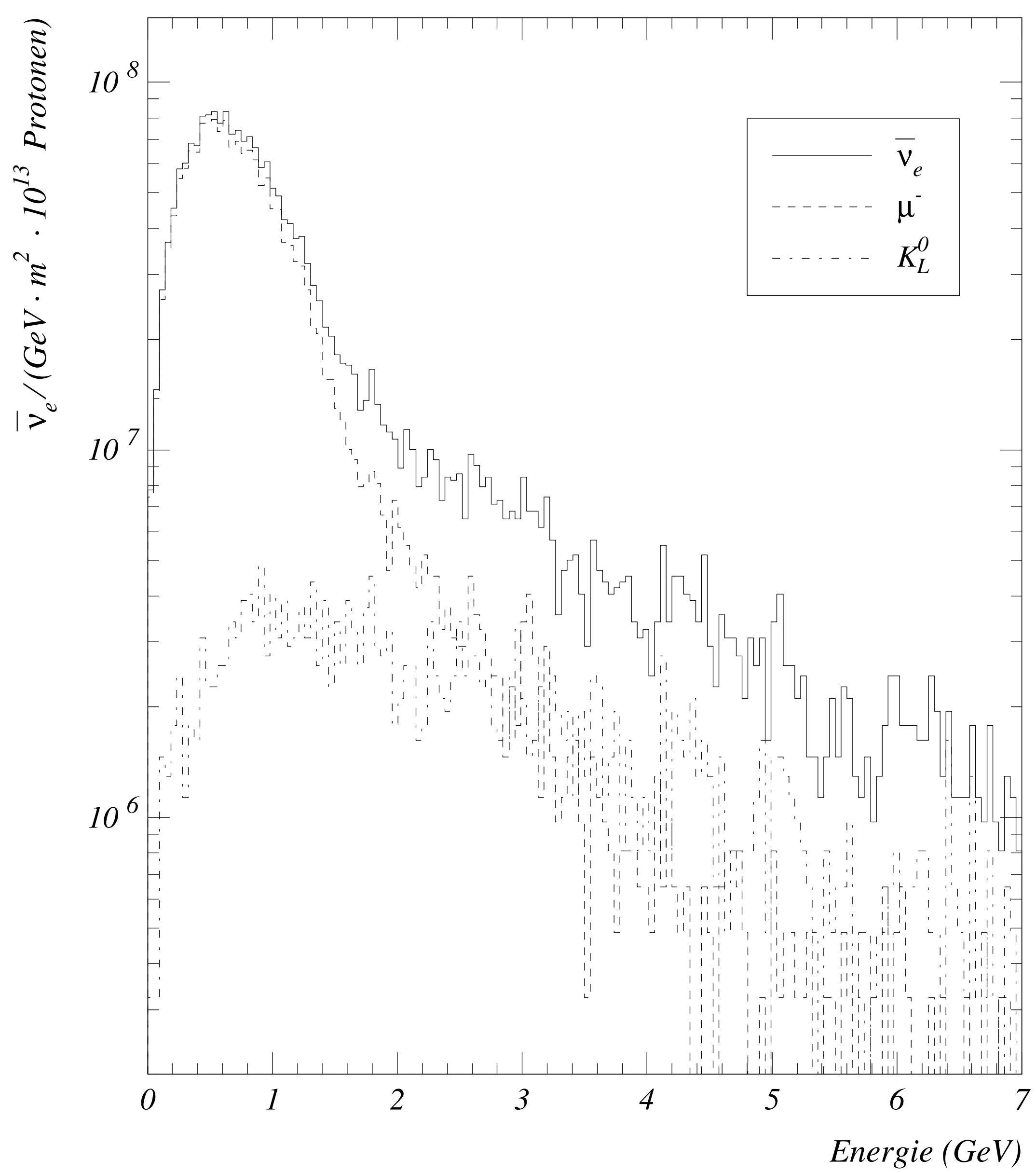


Abbildung 5.10: $\bar{\nu}_e$-Fluß aus dem μ^-- und K_L^0-Zerfall bei einer $\bar{\nu}$-Fokussierung mit $+250$ kA. Der Beitrag aus dem K^--Zerfall ist in Abb. 5.11 dargestellt.

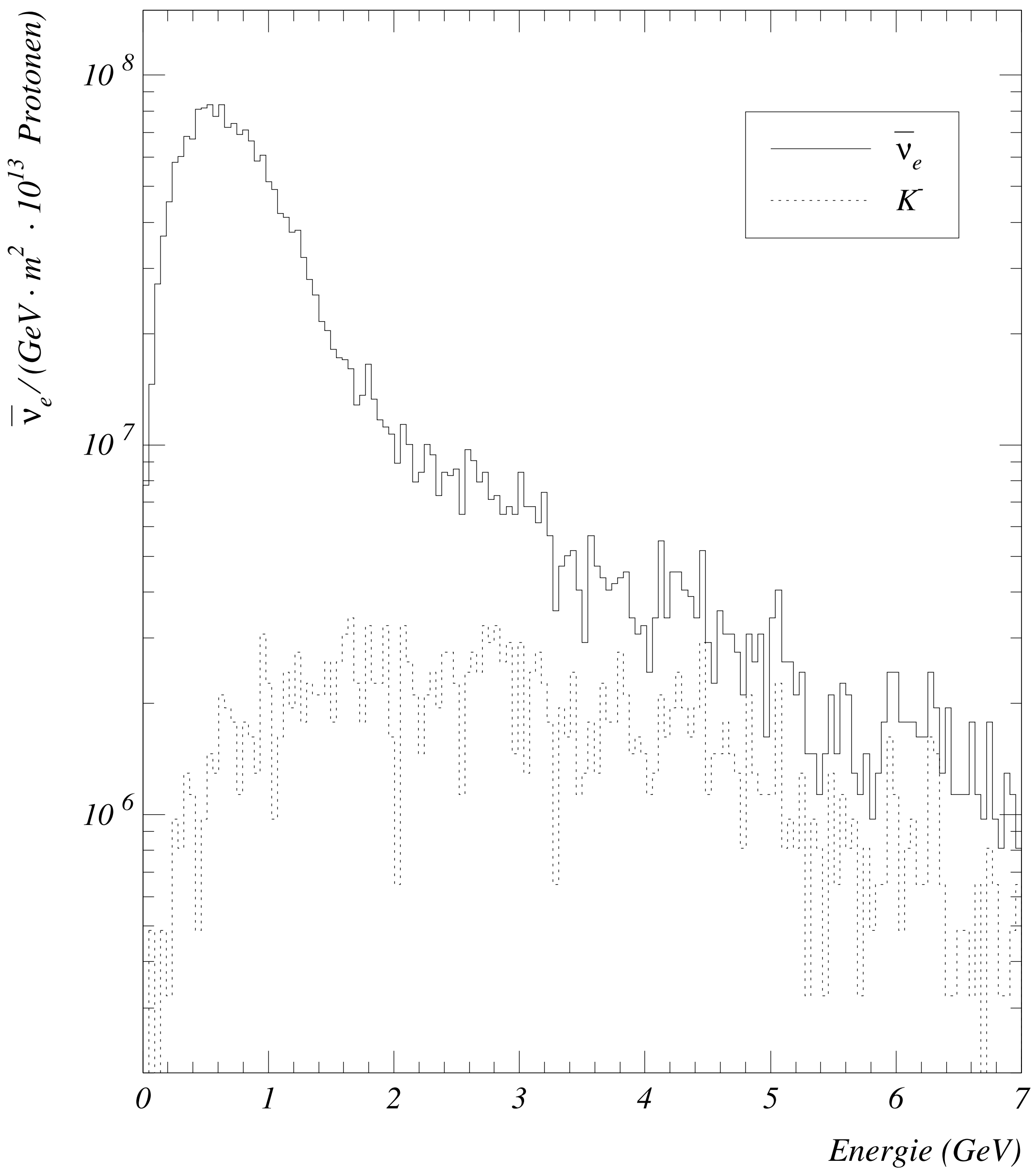


Abbildung 5.11: $\bar{\nu}_e$-Fluß aus dem K^--Zerfall bei einer $\bar{\nu}$-Fokussierung mit $+250\,$kA. Der Beitrag aus dem μ^-- und K_L^0-Zerfall ist in Abb. 5.10 dargestellt.

5.2 Korrelation der Neutrinoenergie mit der radialen Position im Detektor

Die Verteilung der Neutrinoenergie aus den Zweikörperzerfällen der $\pi^{\pm}$, $K^{\pm}$ und K_L^0-Mesonen ist in den Abbildungen 5.12 und 5.13 für ν_μ-Neutrinos und in den Abbildungen 5.14 und 5.15 für $\bar{\nu}_\mu$-Neutrinos dargestellt.

Die Energieverteilungen der Neutrinos aus dem Pion- und Kaon-Zerfall liegen in dem nach Gleichung 3.10 erwarteten Bereich. Die aus dem $K^{\pm}$ und K_L^0-Zerfall stammenden Neutrinos tragen nach Abschnitt 5.1 mit ca. 3.35 % zum ν_μ- und mit ca. 1.15 % zum $\bar{\nu}_\mu$-Neutrinofluß bei. Daher rühren die geringen Einträge der Abbildungen 5.13 und 5.15. Auf der Ordinatenachse der Abbildungen 5.12 b), 5.13 b), 5.14 b) und 5.15 b) ist jeweils das Quadrat des radialen Abstandes von der Strahlachse aufgetragen. Die radiale Verteilung ist im Detektorabstand von 140 m zum Target berechnet.

ν_μ-Fokussierung

Abbildung 5.12: Verteilung der Energie der aus dem π^+-Zerfall stammenden ν_μ a) bzgl. des Winkels zur Strahlachse, b) bzgl. des quadratisch aufgetragenen radialen Abstandes von der Strahlachse bei einer Fokussierung mit -250 kA.

Abbildung 5.13: Verteilung der Energie der aus dem K^+ und K_L^0-Zerfall stammenden ν_μ a) bzgl. des Winkels zur Strahlachse, b) bzgl. des quadratisch aufgetragenen radialen Abstandes von der Strahlachse bei einer Fokussierung mit -250 kA.

Nach den Abbildungen 5.12 a), 5.13 a), 5.14 a) und 5.15 a) und aufgrund des dominierenden Beitrages der Neutrinos aus dem $\pi^{\pm}$-Zerfall kann eine sehr scharfe Neutrinoenergie für Zerfallswinkel $\vartheta > 40\,$mrad erhalten werden. Die niedrige Neutrinoenergie und die hohe Schärfe des Strahls ist für mögliche Oszillationsexperimente von besonderem Interesse, da damit eine hohe Sensitivität auf geringe Massendifferenzen (Δm^2) erreicht werden kann. In einem 'Long-Baseline Experiment' sollte deshalb ein Detektor unter einem endlichen Winkel zur Strahlachse positioniert werden. Inwieweit der Flußverlust hier begrenzend wirkt, bedarf eines weiteren eingehenden Studiums.

$\bar{\nu}_\mu$ -Fokussierung

Abbildung 5.14: Verteilung der Energie der aus dem π^--Zerfall stammenden $\bar{\nu}_\mu$ a) bzgl. des Winkels zur Strahlachse, b) bzgl. des quadratisch aufgetragenen radialen Abstandes von der Strahlachse bei einer Fokussierung mit $+250\,$kA.

Abbildung 5.15: Verteilung der Energie der aus dem K^- und K_L^0-Zerfall stammenden $\bar{\nu}_\mu$ a) bzgl. des Winkels zur Strahlachse, b) bzgl. des quadratisch aufgetragenen radialen Abstandes von der Strahlachse bei einer Fokussierung mit $+250\,$kA.

6. Fokussierungseigenschaften der Horn-Reflektor-Anordnung

6.1 Die Fokussierungseigenschaften des Horn-Dubletts

Die Fokussierungs- und Defokussierungseigenschaften der Horn-Reflektor-Anordnung sollen in diesem Kapitel anhand der Neutrino-Energie-Spektren, der Flußverteilung der Neutrinos als Funktion des Detektorradius und anhand der Winkelverteilung der Neutrinos untersucht werden. Es sollen zunächst die Fokussierungseigenschaften betrachtet werden.

Der Parameterbereich, in dem synthetische Daten erzeugt wurden, umfaßt die Werte:

$$\begin{array}{lllllll} [\quad 0\,\mathrm{kA}, & \pm 50\,\mathrm{kA}, & \pm 75\,\mathrm{kA}, & \pm 100\,\mathrm{kA}, & \pm 125\,\mathrm{kA}, & \pm 150\,\mathrm{kA}, & \pm 200\,\mathrm{kA}, \\ \pm 250\,\mathrm{kA}, & \pm 300\,\mathrm{kA}, & \pm 350\,\mathrm{kA}, & \pm 400\,\mathrm{kA}, & \pm 450\,\mathrm{kA}, & \pm 500\,\mathrm{kA}, & \pm 550\,\mathrm{kA}, \\ \pm 750\,\mathrm{kA}, & \pm 1000\,\mathrm{kA}, & \pm 1250\,\mathrm{kA} \quad] & & & & \end{array}$$

Generell beobachtet man mit zunehmendem Fokussierstrom eine Verschiebung des maximalen Neutrinoflusses zu höherer Energie (Abbildungen 6.1, 6.2, 6.3, 6.4 auf den Seiten 107, 108, 109, 110) von ca. 0.6 GeV bei -100 kA zu ca. 1.4 GeV bei -1000 kA. Die Verschiebung des Maximums ist darauf zurückzuführen, daß mit steigendem Fokussierstrom zunehmend Pionen mit größerer Energie und mit großem Transversalimpuls fokussiert werden. Sowohl in der ν_μ- als auch in der $\bar{\nu}_\mu$-Fokussierung findet man das absolute Flußmaximum bei einem Betrag von ± 400 kA.

Es sollen zunächst die Energiespektren zur ν_μ-Fokussierung betrachtet werden (Abb. 6.1 und 6.2). Bei positiver Hornfokussierung beobachtet man im Strombereich von 0 kA bis -250 kA eine zunehmende Steifigkeit des Spektrums. Die Intensitätssteigerung von 10^9 auf über 10^{10} im Maximum ist in diesem Parameterbereich sehr ausgeprägt. Sie ist auf die Fokussierung der Pionen zurückzuführen, während der Wirkungsgrad in der Kaonfokussierung geringer ist.

Im Bereich -250 kA bis -400 kA ist die Intensitätssteigerung in dem Energiebereich von 0 GeV bis ca. 2 GeV geringer. Hier wird eine Sättigung in der Pionfokussierung erreicht. Im höherenergetischen Bereich kann der Neutrinofluß durch Fokussierung der Kaonen weiter gesteigert werden.

Bei einem Strom von -400 kA wird sowohl das absolute Maximum im Neutrinofluß bei ca. 0.8 GeV als auch im Gesamtfluß über den vollen Energiebereich erreicht.

Nach Erreichen des Maximums beginnt für die Parameter -450 kA bis -550 kA eine allmähliche Abnahme in der Neutrino-Energieverteilung im niederenergetischen Bereich. Dies ist auf die Überfokussierung der Pionen zurückzuführen. Man beobachtet in diesem Parameterbereich eine weitere Zunahme des Neutrinoflusses im hochenergetischen Bereich. Dieser Anteil stammt aus der Kaonfokussierung, die mit einer geringeren mittleren Energie und einem größeren Transversalimpuls produziert werden.

Bei größeren Strömen von -750 kA, -1000 kA, und -1250 kA tritt ebenfalls eine Überfokussierung der Kaonen mit einer Abnahme des Flusses im hochenergetischen Bereich auf.

Ähnliche Fokussierungseigenschaften zeigen sich in der $\bar{\nu}_\mu$-Fokussierung (Abb. 6.3 und 6.4). Hier ist das Spektrum aufgrund der geringeren K^--Produktion steifer. Die Fokussierungseigenschaften des BNL-Horn-Dubletts können hier analog für die negative Hornfokussierung bestätigt werden.

Bei Fokussierung auf einen $\bar{\nu}_\mu$-Strahl werden die π^+- und K^+-Mesonen defokussiert. Abbildung 6.5 (S. 111) zeigt die Defokussierung der ν_μ am Beispiel der Ströme 0 kA, $+100$ kA, $+500$ kA. Abbildung 6.6 auf Seite 111 zeigt die entsprechende Defokussierung der $\bar{\nu}_\mu$ bei positiver Hornfokussierung.

Der ν_μ- und $\bar{\nu}_\mu$-Neutrinofluß bei Fokussierung durch das BNL-Horn-Dublett kann in den Abbildungen 6.7 und 6.8 (S. 112 und 113) als Funktion der Neutrinoenergie E_ν und des Fokussierstromes I zusammengefaßt werden. Für die 'shaded surface'-Darstellung wurden die Werte zwischen den Stützstellen für den Strom I, zu denen die Daten mittels GEANT simuliert wurden, über eine numerische Spline-Interpolation fortgesetzt. Die Darstellung der Intensitätslinien des 'Contour'-Plots ist in den Intervallschritten $1 \cdot 10^{10}$, $5 \cdot 10^9$, $1 \cdot 10^9$, $5 \cdot 10^8$ und $1 \cdot 10^8$ $\nu_\mu / (m^2 \cdot \mathrm{GeV} \cdot 10^{13}$ Protonen) angegeben.

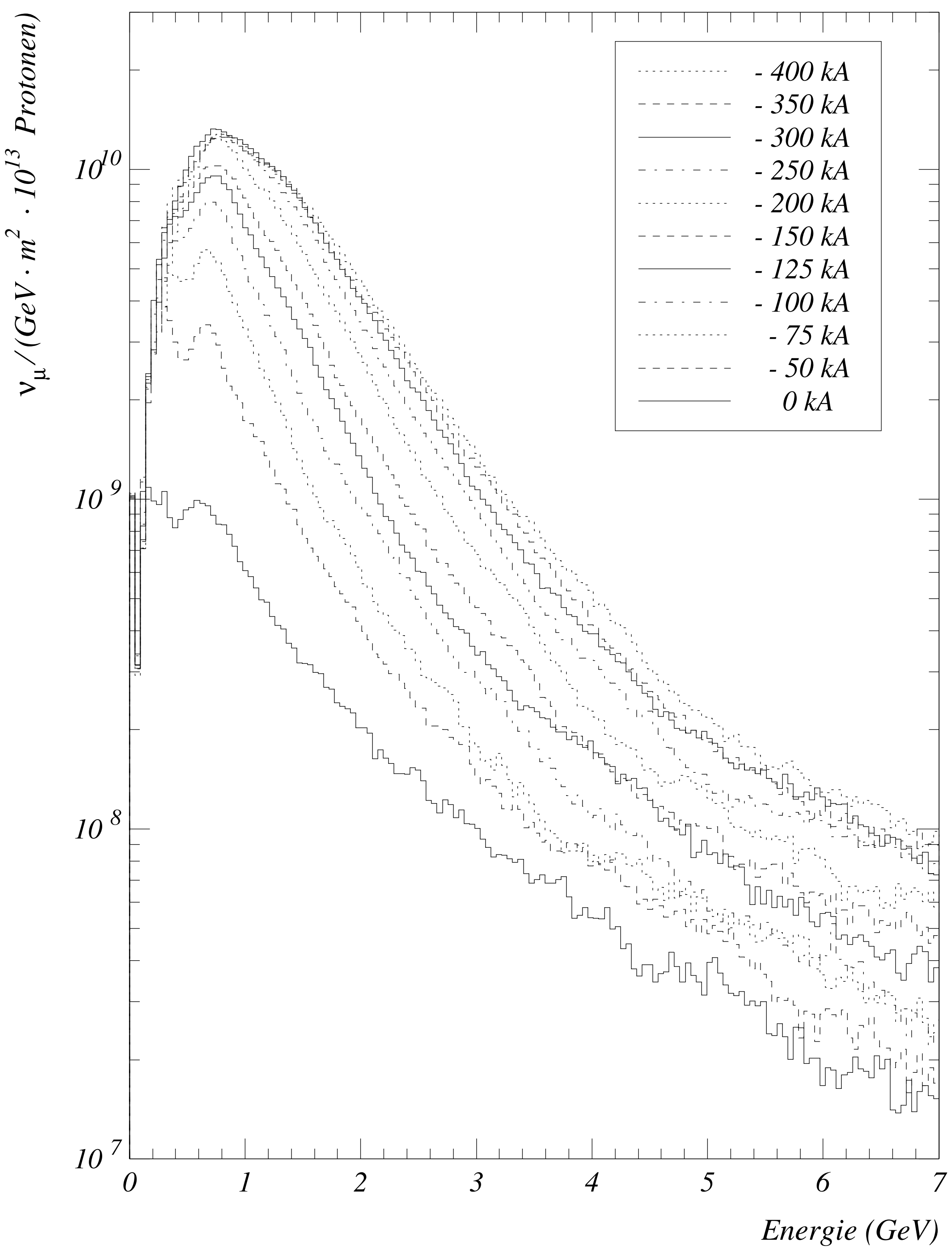


Abbildung 6.1: Zunahme des ν_μ-Flusses bei Fokussierung durch das BNL-Horn--Dublett im Parameterbereich 0 kA bis −400 kA.

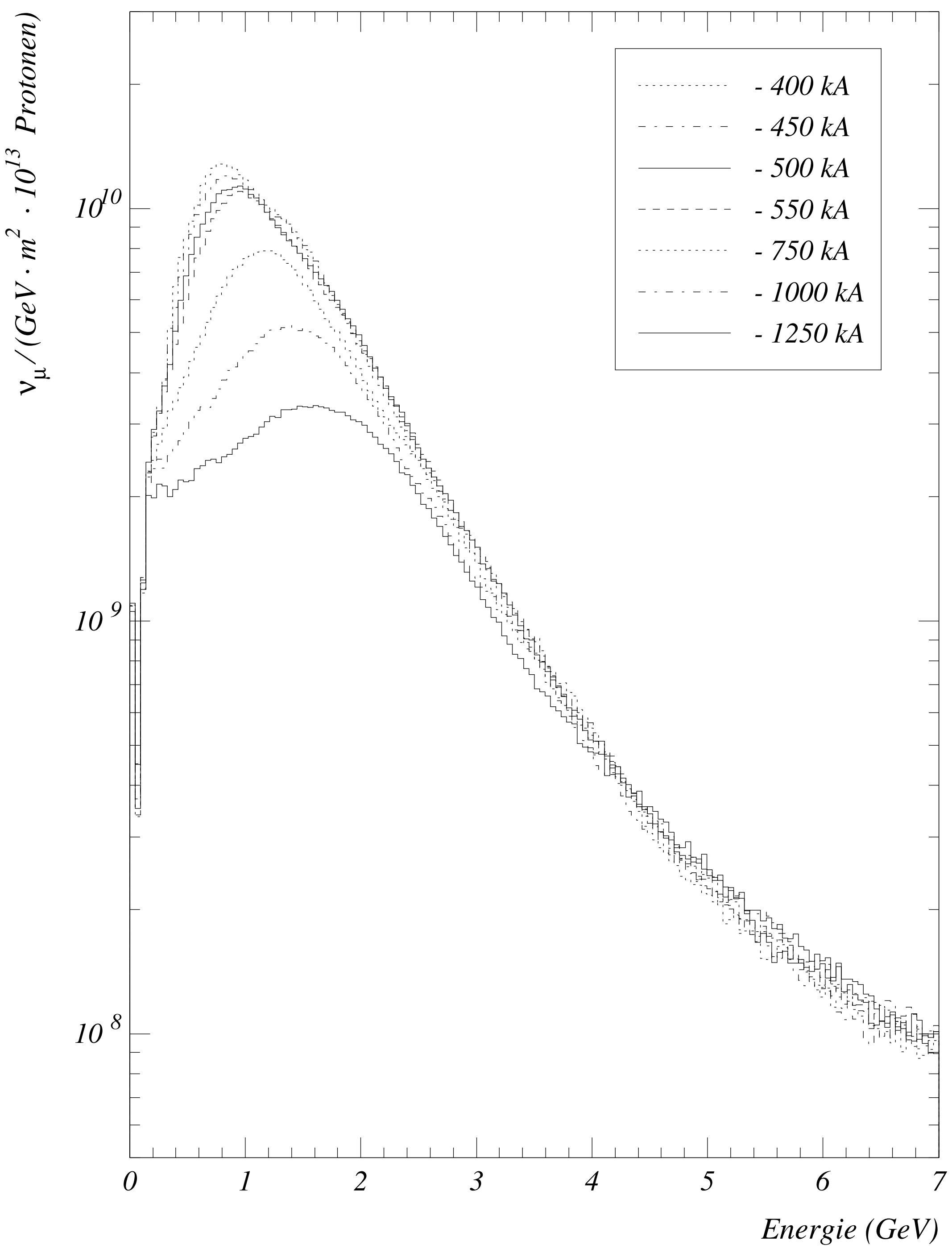


Abbildung 6.2: Abnahme des ν_μ-Flusses durch Überfokussierung der Pionen und Kaonen im Parameterbereich $-400\,$kA bis $-1250\,$kA.

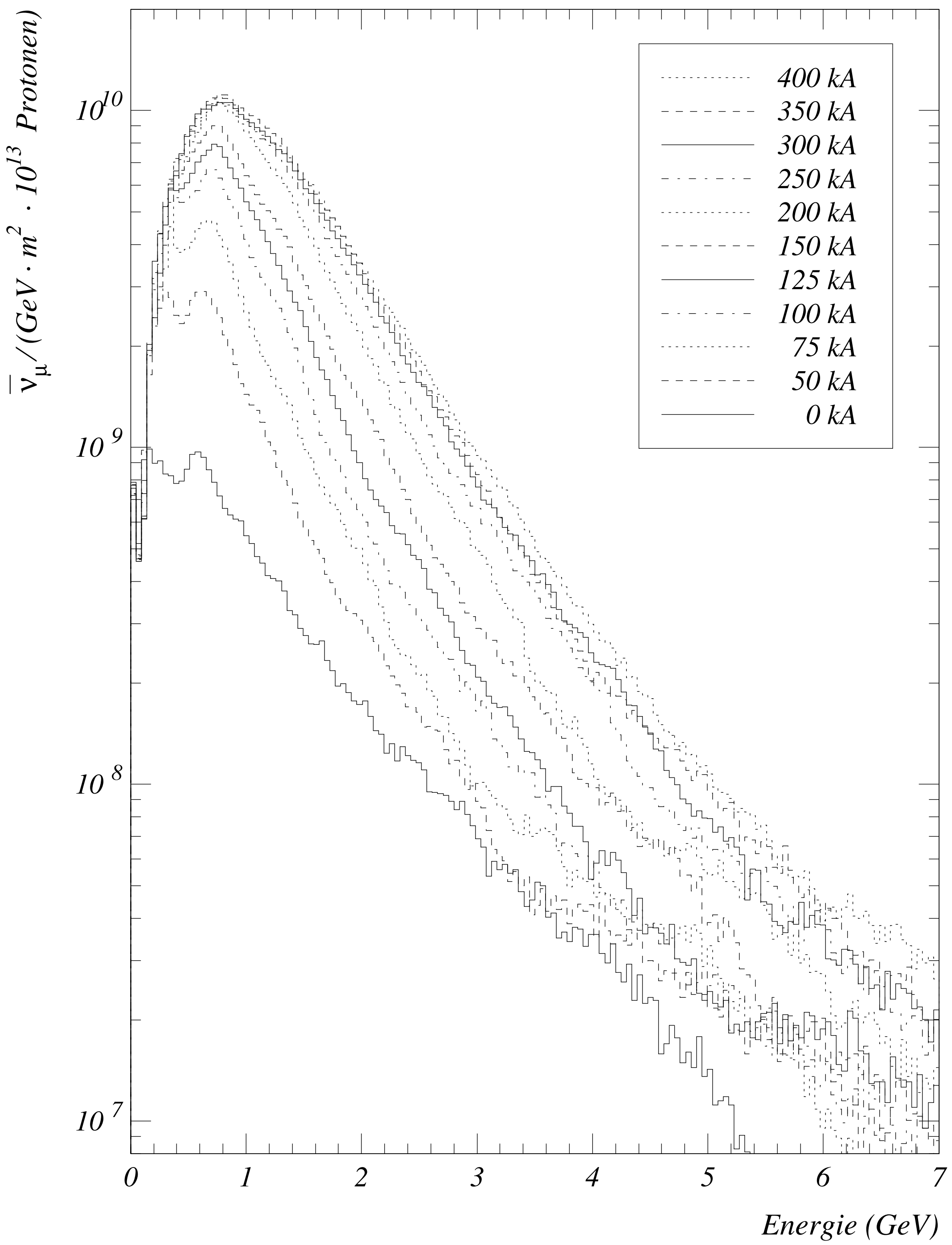


Abbildung 6.3: Zunahme des $\bar{\nu}_\mu$-Flusses bei Fokussierung durch das BNL-Horn--Dublett im Parameterbereich 0 kA bis + 400 kA.

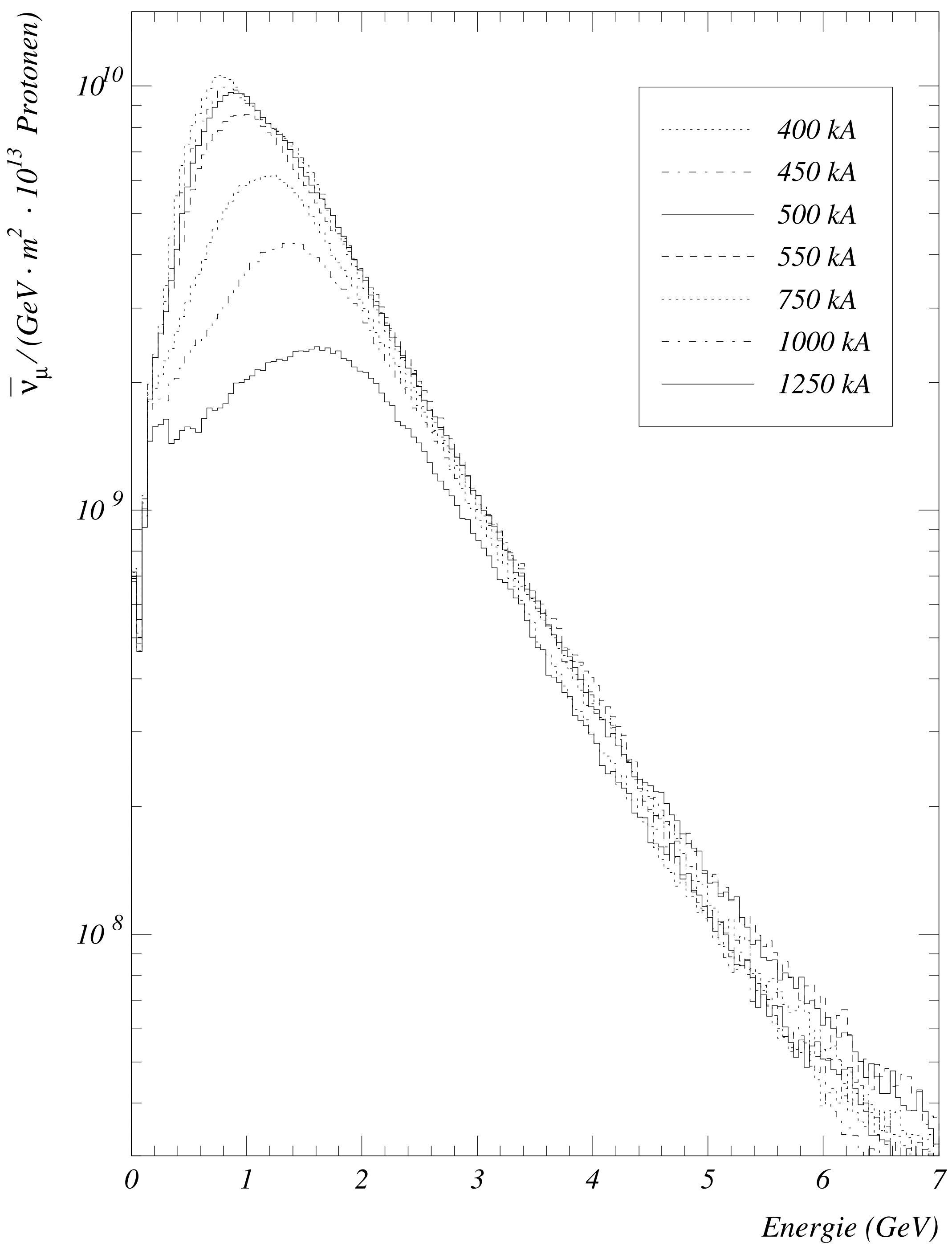


Abbildung 6.4: Abnahme des $\bar{\nu}_\mu$-Flusses durch Überfokussierung der Pionen und Kaonen im Parameterbereich +400 kA bis + 1250 kA.

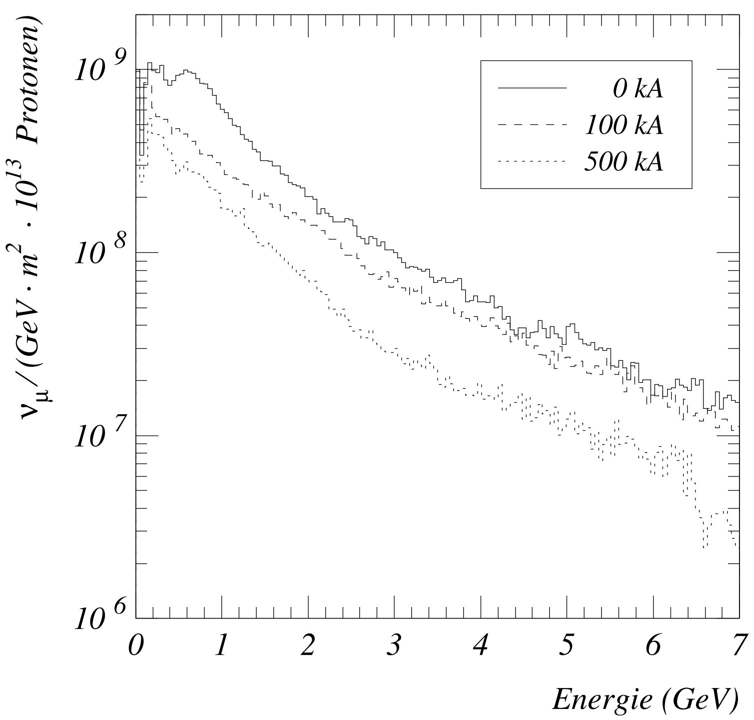


Abbildung 6.5: Defokussierung der ν_μ bei Fokussierung auf $\bar{\nu}_\mu$ bei den Strömen 0 kA, + 100 kA, + 500 kA.

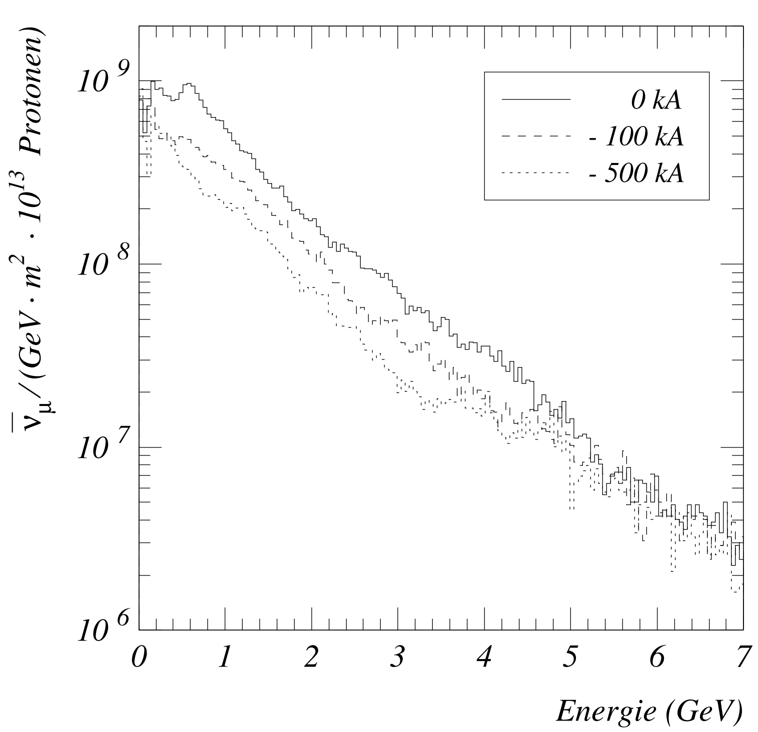


Abbildung 6.6: Defokussierung der $\bar{\nu}_\mu$ bei Fokussierung auf ν_μ bei den Strömen 0 kA, − 100 kA, − 500 kA.

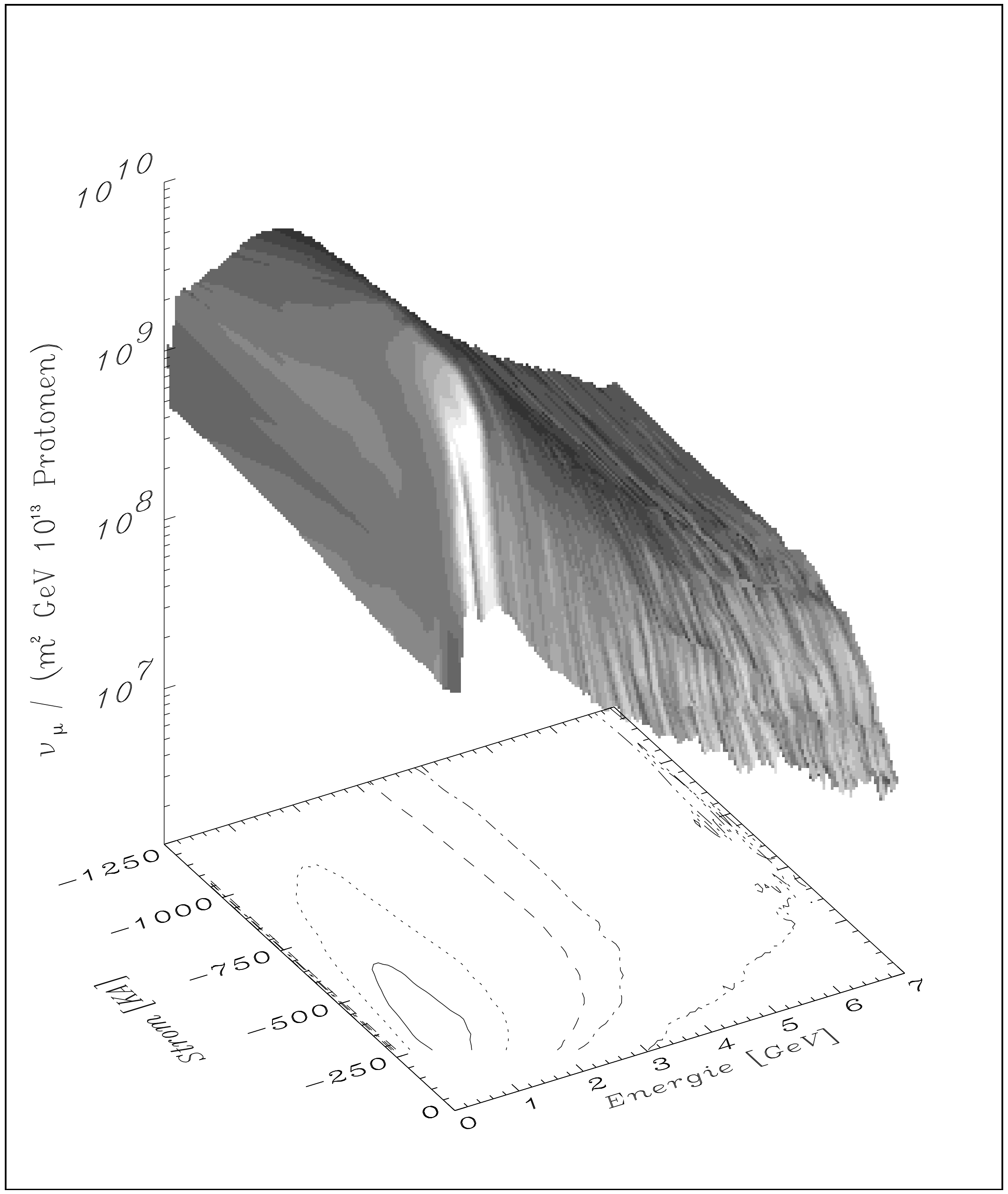


Abbildung 6.7: Neutrinofluß ν_μ bei Fokussierung durch das BNL-Horn-Dublett als Funktion der Neutrinoenergie und des Fokussierstromes. Die Darstellung des Contour-Plots ist in den Intervallschritten $1 \cdot 10^{10}$, $5 \cdot 10^{9}$, $1 \cdot 10^{9}$, $5 \cdot 10^{8}$ und $1 \cdot 10^{8}$ $\nu_\mu / (m^2 \cdot \mathrm{GeV} \cdot 10^{13}$ Protonen) angegeben.

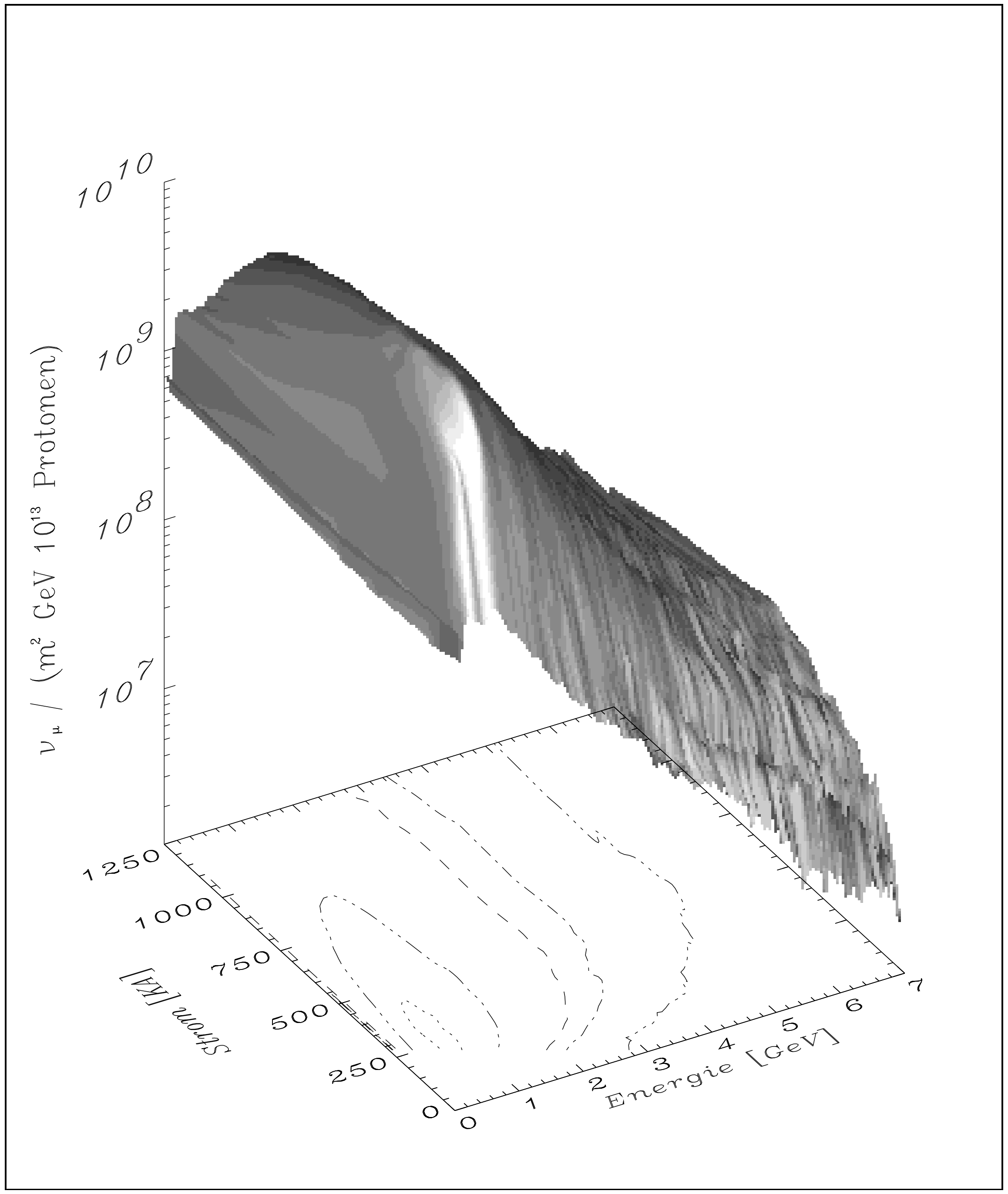


Abbildung 6.8: Neutrinofluß $\bar{\nu}_\mu$ bei Fokussierung durch das BNL-Horn-Dublett als Funktion der Neutrinoenergie und des Fokussierstromes. Die Darstellung des Contour-Plots ist in den Intervallschritten $1 \cdot 10^{10}$, $5 \cdot 10^9$, $1 \cdot 10^9$, $5 \cdot 10^8$ und $1 \cdot 10^8$ $\bar{\nu}_\mu / (m^2 \cdot \mathrm{GeV} \cdot 10^{13}\,\mathrm{Protonen})$ angegeben.

6.2 Orts- und Winkelverteilung eines fokussierten Neutrinostrahls

Die Fokussierungseigenschaften des BNL-Horn-Dubletts ergeben sich auch aus der Ortsverteilung der Neutrinos. Dazu ist in der Abbildung 6.9 a) auf Seite 115 die Zunahme des ν_μ-Flusses als Funktion des quadratisch aufgetragenen Radius R^2 auf der Detektorfrontfläche angegeben. Der maximale Neutrinofluß ergibt sich hieraus wieder zu -400 kA. In Abbildung 6.9 b) ist die Abnahme des Neutrinoflusses im Bereich der Überfokussierung dargestellt.

Die größte Neutrinoflußdichte ist auf der Strahlachse vorhanden, mit zunehmendem radialen Abstand fällt der Neutrinofluß ab. Der starke Abfall in der Abbildung bei ca. 44100 cm^2 kennzeichnet den Radius einer Detektorfrontfläche von 210 cm. Der Querschnitt des Detektors beträgt 4.2 m$\times$4.2 m.

Die Abbildungen 6.10 a) und b) auf S. 116 zeigen die Winkelverteilung der Neutrinos im Laborsystem. Die Beschriftungen der Kurven bezüglich der Stromparametern sind in der Reihenfolge der Intensitätssteigerung bzw. Intensitätsabnahme angeordnet. Die Positionen dieser Angaben erfolgt allerdings nicht bezüglich der Schnittpunkte der entsprechenden Kurven mit der Ordinatenachse bei 0°.

Der Neutrinowinkel wird aus dem Transversal- und Longitudinalimpuls berechnet. In Abb. 6.10 a) ist der Neutrinowinkel in dem Bereich der Zunahme des Neutrinoflusses für die Stromparameter 0 kA, -50 kA, -75 kA, -100 kA, -125 kA, -150 kA, -200 kA, -250 kA, -300 kA, -350 kA und -400 kA dargestellt. In Abb. b) ist die Abnahme des Neutrinoflusses aufgrund der Überfokussierung der Elternteilchen zu erkennen, wobei die Abnahme in dem Bereich -400 kA, -450 kA, -500 kA und -550 kA sehr klein ist.

Der Neutrinofluß nimmt in beiden Abbildungen a) und b) für Winkel größer 0.86° stark ab. Dies ist der geometrische Öffnungswinkel des Detektors mit einem Querschnitt von 4.2 m $\times$ 4.2 m im Abstand von 140 m zum Target.

In den Abbildungen 6.11 a), b), und 6.12 a), b) (S. 117 und 118) sind die entsprechenden Verteilungen in der $\bar{\nu}_\mu$-Fokussierung dargestellt.

In der ν_μ- und der $\bar{\nu}_\mu$-Fokussierung zeigt sich bei einem Strom von $\pm$ 400 kA (strichpunktierte Linie) in der quadratisch aufgetragenen radialen Verteilung ein Abfall für Radien $>$ 5000 cm^2 gegenüber $\pm$ 350 kA.

Sowohl in der ν_μ- als auch in der $\bar{\nu}_\mu$-Fokussierung läßt sich gegenüber dem unfokussierten Strahl eine integrale Flußsteigerung um einen maximalen Faktor 12 erreichen.

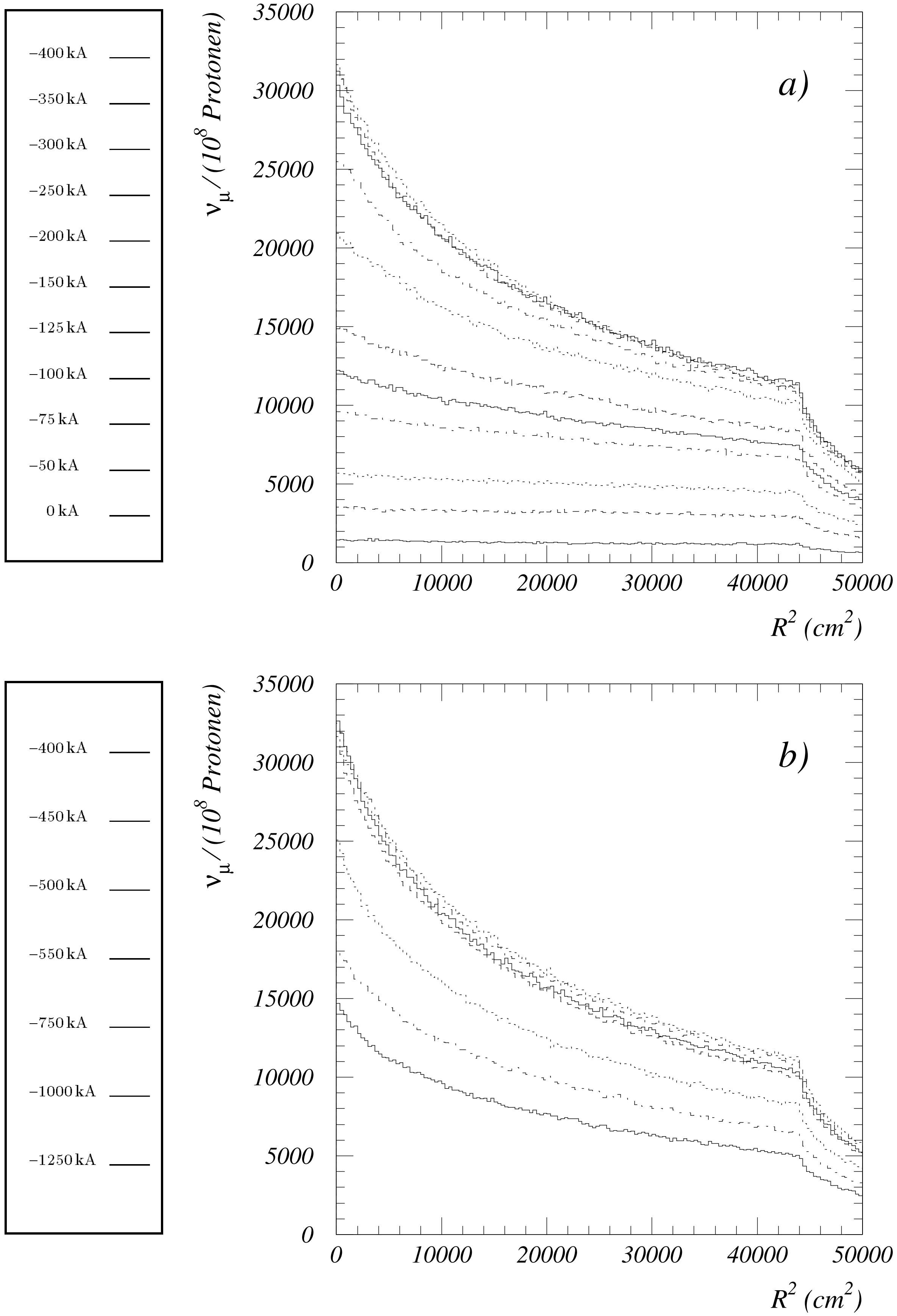


Abbildung 6.9: Verteilung des ν_μ-Flusses bezüglich des Quadrates des radialen Abstandes von der Strahlachse. In a) ist die Zunahme des Flusses für die Stromparameter 0 kA bis −400 kA zu erkennen, in b) die Abnahme des Flusses im Bereich der Überfokussierung −400 kA bis −1250 kA.

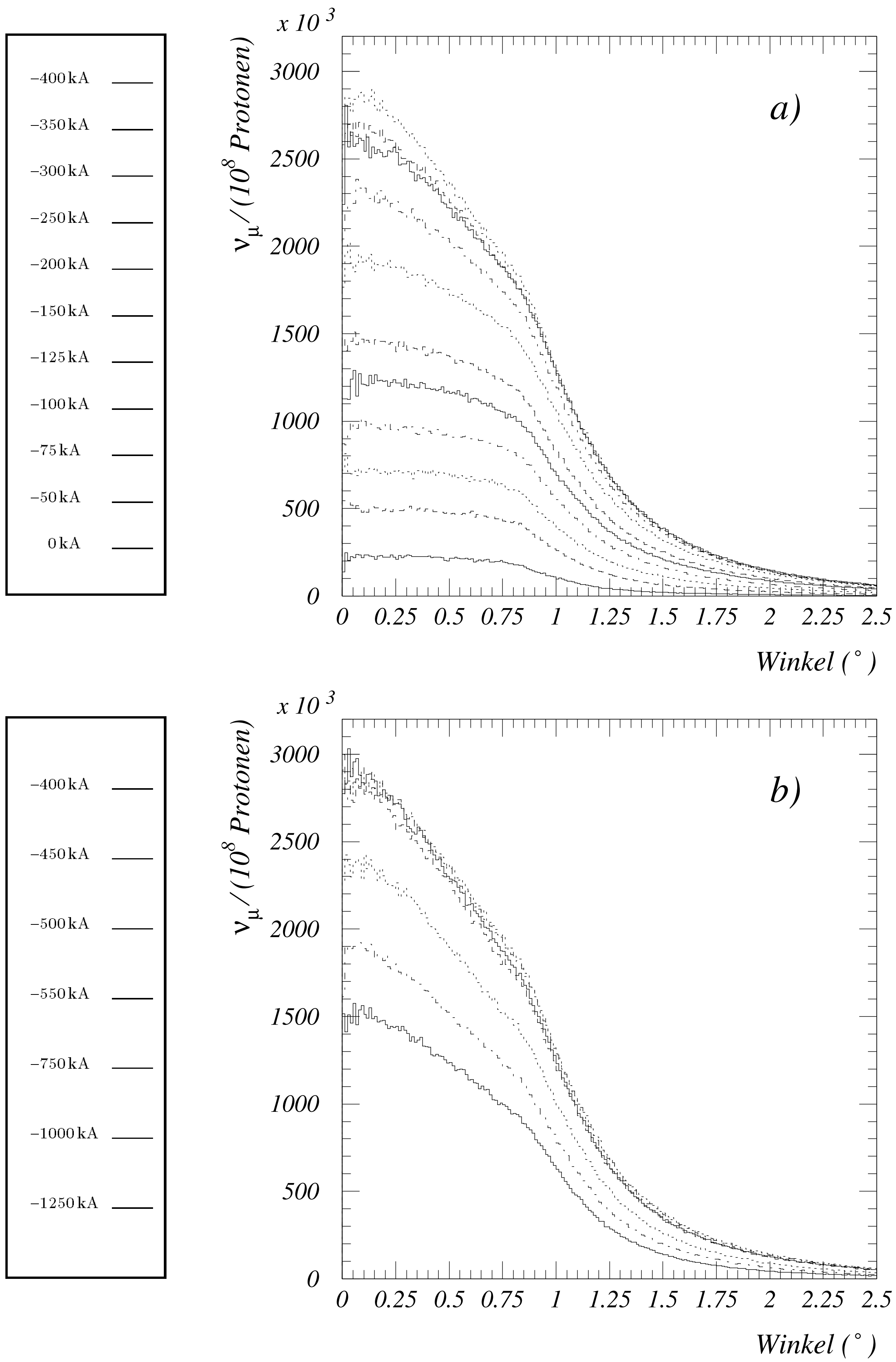


Abbildung 6.10: Winkelverteilung der ν_μ bezüglich der Strahlachse. In a) ist die Zunahme des Flusses für die Stromparameter 0 kA bis −400 kA zu erkennen, in b) die Abnahme des Flusses im Bereich der Überfokussierung −400 kA bis −1250 kA.

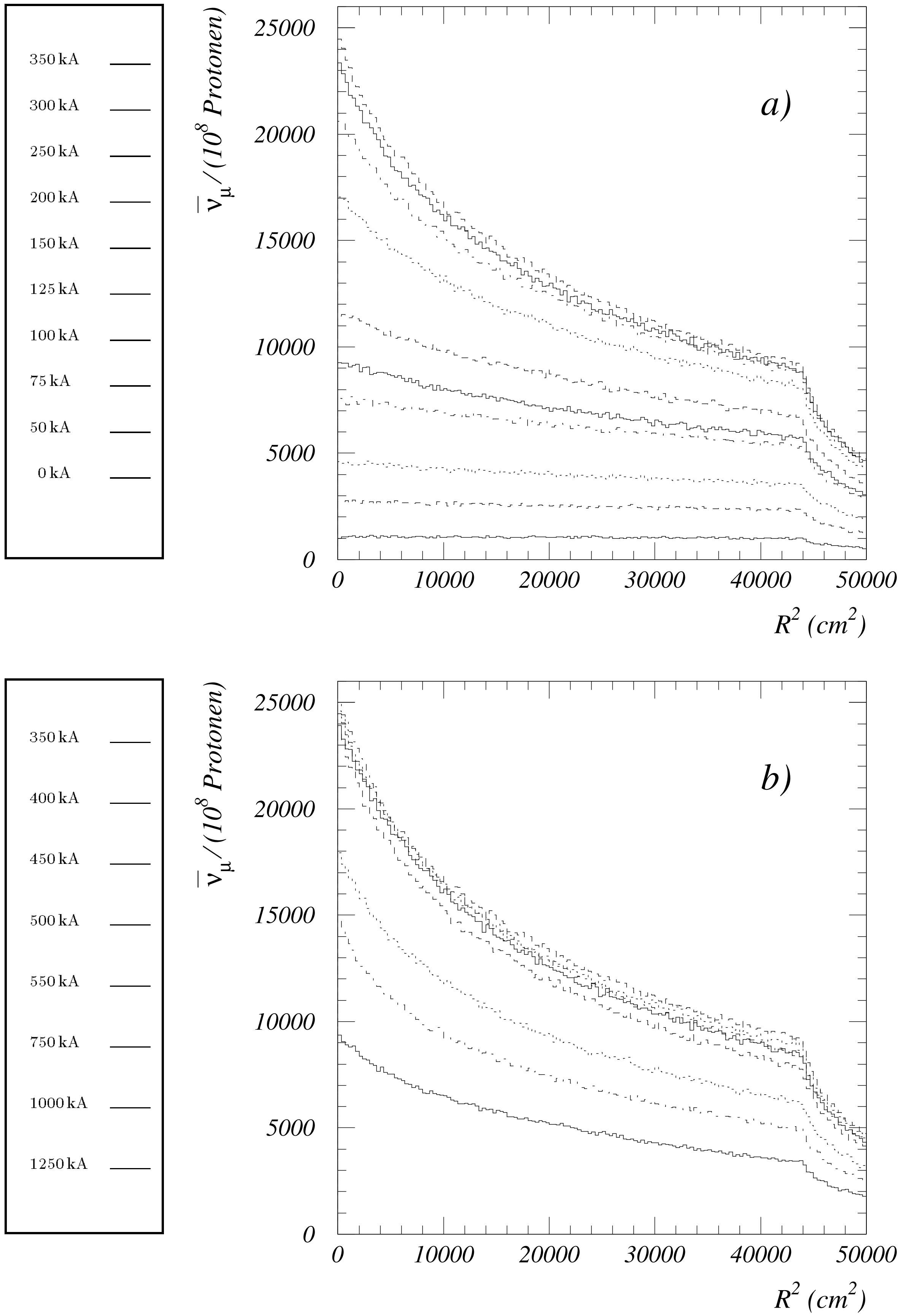


Abbildung 6.11: Verteilung des $\bar{\nu}_\mu$-Flusses bezüglich des Quadrates des radialen Abstandes von der Strahlachse. In a) ist die Zunahme des Flusses für die Stromparameter 0 kA bis 350 kA zu erkennen, in b) die Abnahme des Flusses im Bereich der Überfokussierung von 350 kA bis 1250 kA.

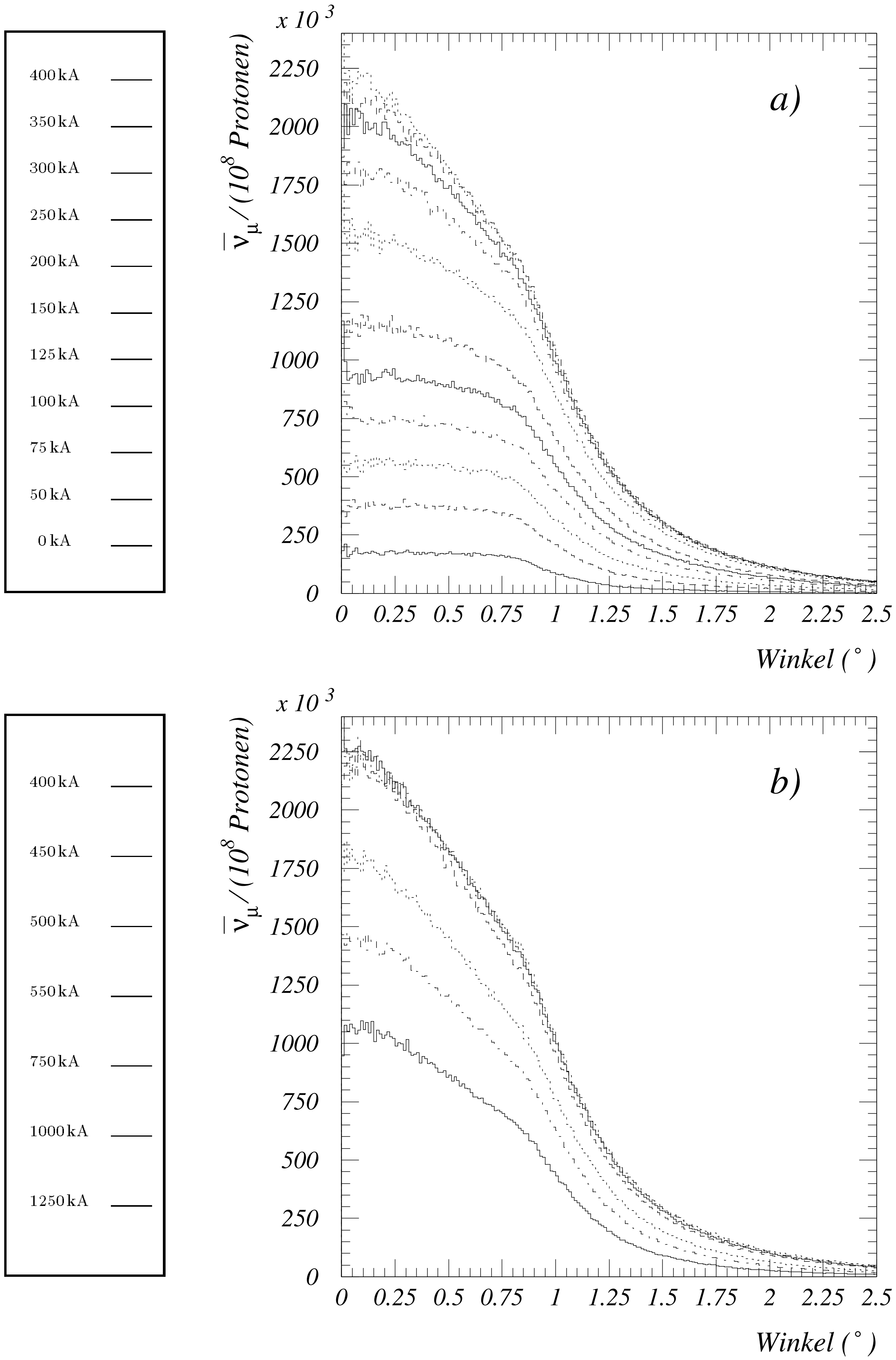


Abbildung 6.12: Winkelverteilung der $\bar{\nu}_\mu$ bezüglich der Strahlachse. In a) ist die Zunahme des Flusses für die Stromparameter 0 kA bis 400 kA zu erkennen, in b) die Abnahme des Flusses im Bereich der Überfokussierung von 400 kA bis 1250 kA.

6.3 Die Fokussierungseigenschaften des Horn-Singuletts

Die Simulation der Neutrinospektren zum Horn-Singulett wurde ohne den Reflektor durchgeführt. Hierbei umfaßt der Parameterbereich die Werte:

[$\pm$100 kA, $\pm$200 kA, $\pm$250 kA, $\pm$300 kA, $\pm$400 kA, $\pm$500 kA, $\pm$600 kA, $\pm$750 kA, $\pm$1000 kA, $\pm$1250 kA]

Für den unfokussierten Strahl mit 0 kA wurden die Berechnungen zum Horn-Dublett verwendet. Das absolute Maximum des Neutrinoflusses in der ν-Fokussierung ergibt sich aus den simulierten Daten zu -300 kA bei ca. $1 \cdot 10^{10}\, \nu_\mu / (m^2 \cdot \mathrm{GeV} \cdot 10^{13}$ Protonen) bei ca. 0.8 GeV. Im Energiebereich über 1 GeV wird mit einer Fokussierung eines Stromes von -400 kA eine höhere Intensität im Neutrinofluß erzielt.

Im Parameterbereich von -200 kA bis -400 kA kann eine Intensitätssteigerung im Energiebereich von 1.5 GeV bis 4.5 GeV erzielt werden. Eine Zunahme des Stromes von -300 kA auf -400 kA ergibt eine Abnahme des Neutrinoflusses im niedrigen Energie bereich von 0.6 GeV bis 0.8 GeV durch Überfokussierung der Pionen. Durch die Kaonfokussierung kann eine weitere Intensitätssteigerung in diesem Energiebereich erreicht werden. Bei einem Strom von 500 kA ist noch ein ausgepägtes Maximum bei 1.0 GeV vorhanden, mit höheren Strömen bildet sich eine breite flache Verteilung aus. Bei einem Strom von -1250 kA findet auch eine Überfokussierung der K^- statt.

Die Neutrino-Energie-Spektren sind in den Abbildungen 6.13 und 6.14 auf den Seiten 120 und 121 zur ν_μ-Fokussierung dargestellt. Die entsprechenden Abbildungen zur $\bar{\nu}_\mu$-Fokussierung sind in den Abbildungen 6.15 und 6.16, S. 122 und 123 dargelegt.

Anhand dieser Abbildungen zeigt sich, daß das zweite magnetische Horn eine weitere Steigerung im Neutrinofluß ermöglicht. Die Abmessungen des Reflektors senkrecht zur Strahlrichtung sind im Vergleich zum ersten Horn sehr groß. Durch diesen Aufbau können die vom Target divergent auslaufenden sekundären Teilchen durch das ersten Horn auf den Reflektor fokussiert werden. Aufgrund der relativistischen Zeitdilatation zerfällt innerhalb dieser Distanz von 8.3 m nur ein Bruchteil von ca. 2 % der Pionen und Kaonen. Der Reflektor ermöglicht eine weitere Fokussierung auf den Detektor. Ohne den Reflektor gingen dem Neutrinostrahl durch die Divergenz des Sekundärteilchenstrahls ca. 25 % – 50 % der Neutrinos verloren. Abbildung 6.17 zeigt die Intensitätssteigerung durch den Reflektor für den ν_μ- und $\bar{\nu}_\mu$-Strahl bei einer jeweiligen Fokussierung von $\pm$400 kA im Energiebereich von 0 GeV bis 7 GeV.

Die Abbildungen 6.18 und 6.19 auf den Seiten 125 und 126 zeigen den ν_μ- bzw. $\bar{\nu}_\mu$-Neutrinofluß bei Fokussierung durch das Horn-Singulett als Funktion der Neutrinoenergie und des Fokussierstromes.

Wie ein Vergleich der Abbildungen 6.7 und 6.18 sowie 6.8 und 6.19 zeigt, kann durch den Reflektor vor allem im Parameterbereich der Stromamplituden größer $\pm$400 kA eine Intensitätssteigerung erwartet werden.

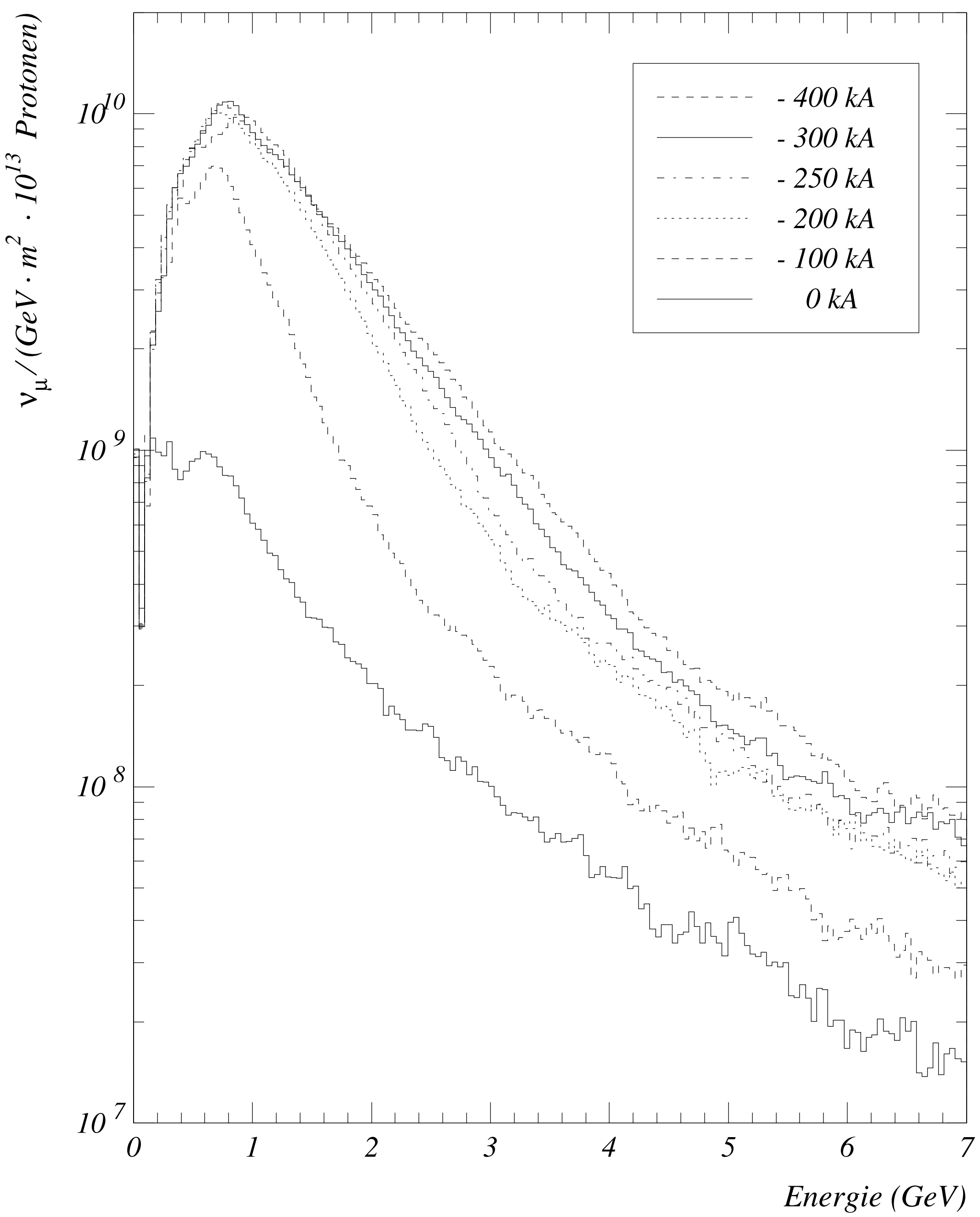


Abbildung 6.13: Zunahme des ν_μ-Flusses bei Fokussierung durch das BNL-Horn-- Singulett im Parameterbereich 0 kA bis −400 kA.

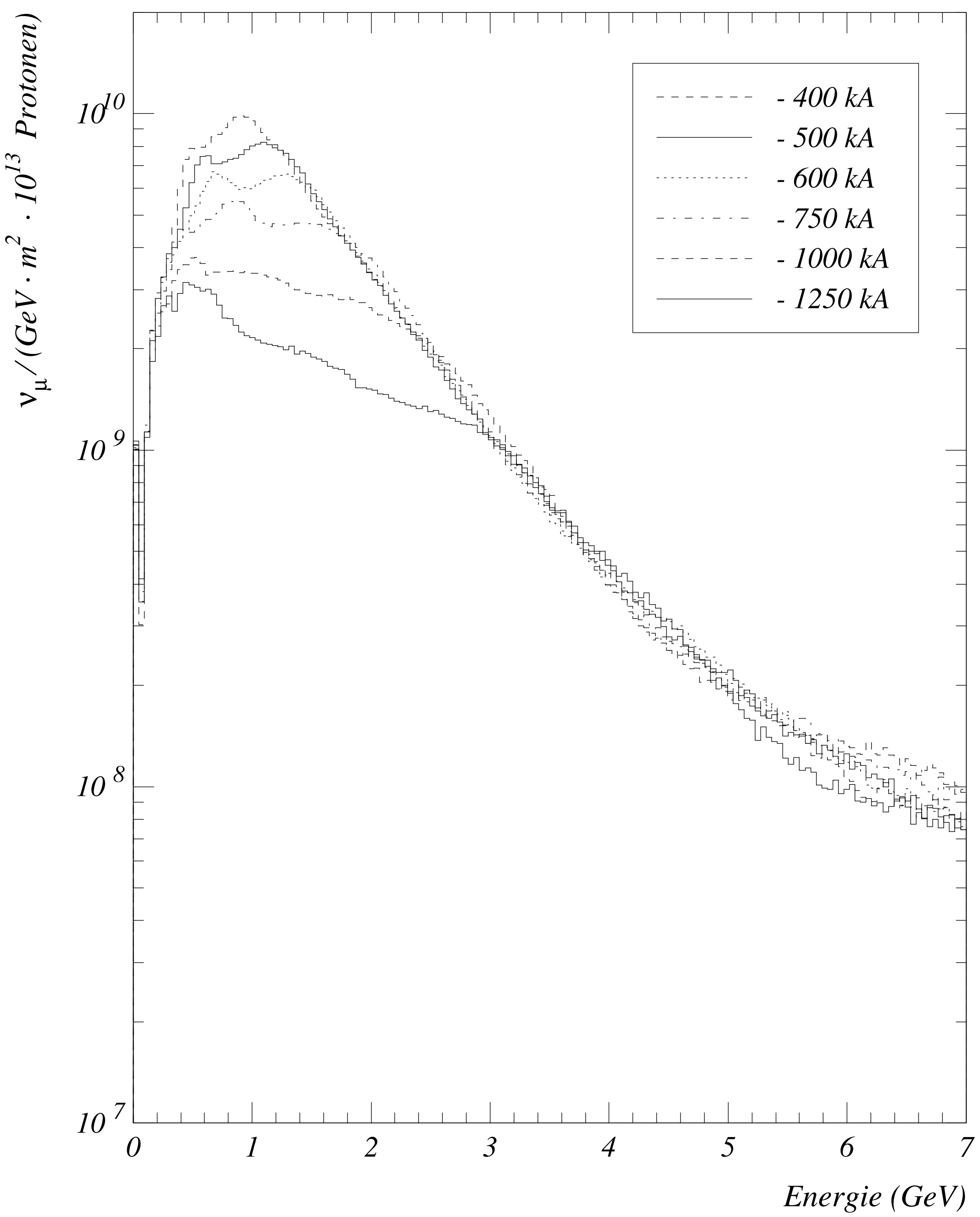


Abbildung 6.14: Abnahme des ν_μ-Flusses bei Fokussierung durch das BNL-Horn--Singulett im Parameterbereich $-400\,\mathrm{kA}$ bis $-1250\,\mathrm{kA}$.

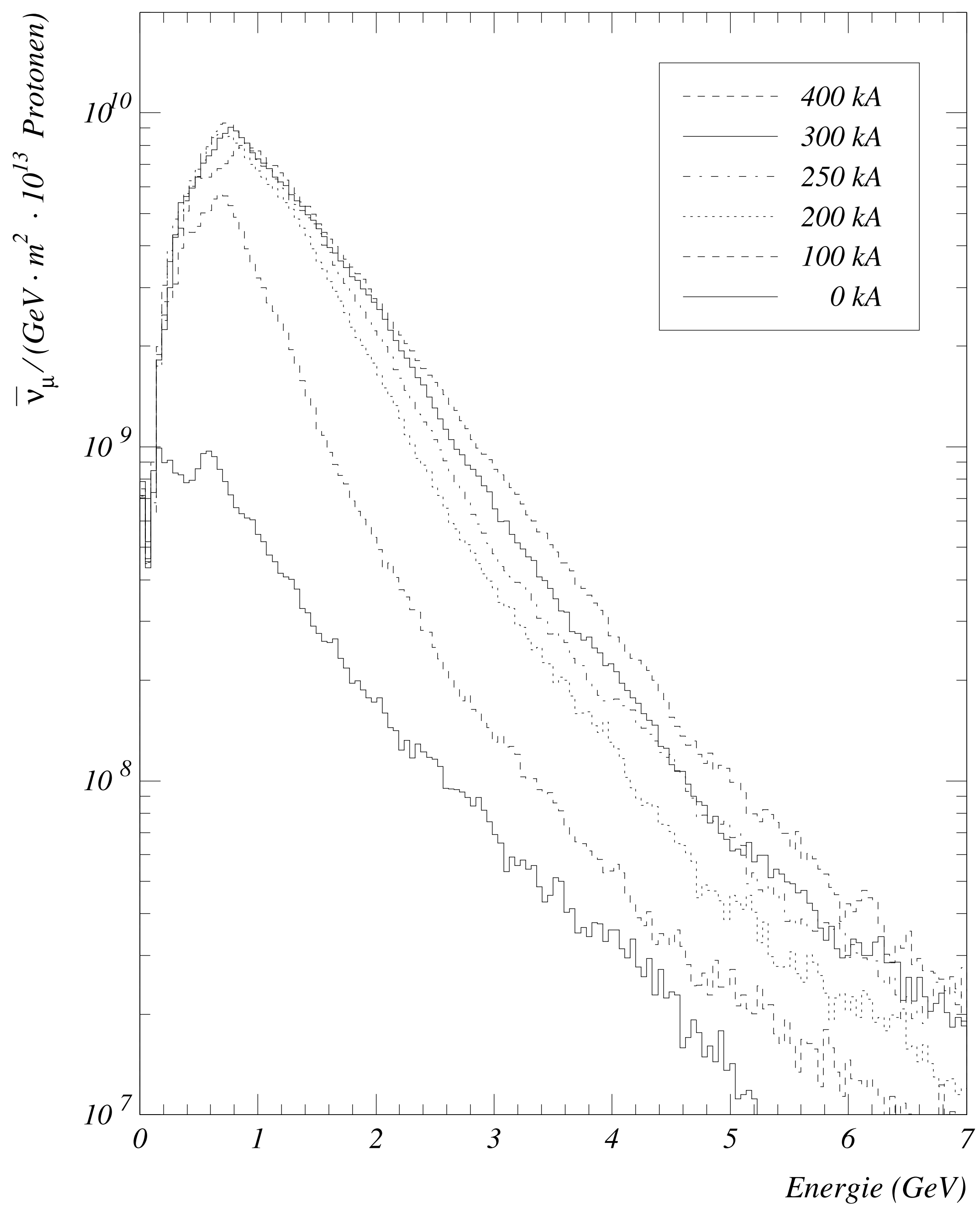


Abbildung 6.15: Zunahme des $\bar{\nu}_\mu$-Flusses bei Fokussierung durch das BNL-Horn--Singulett im Parameterbereich 0 kA bis +400 kA.

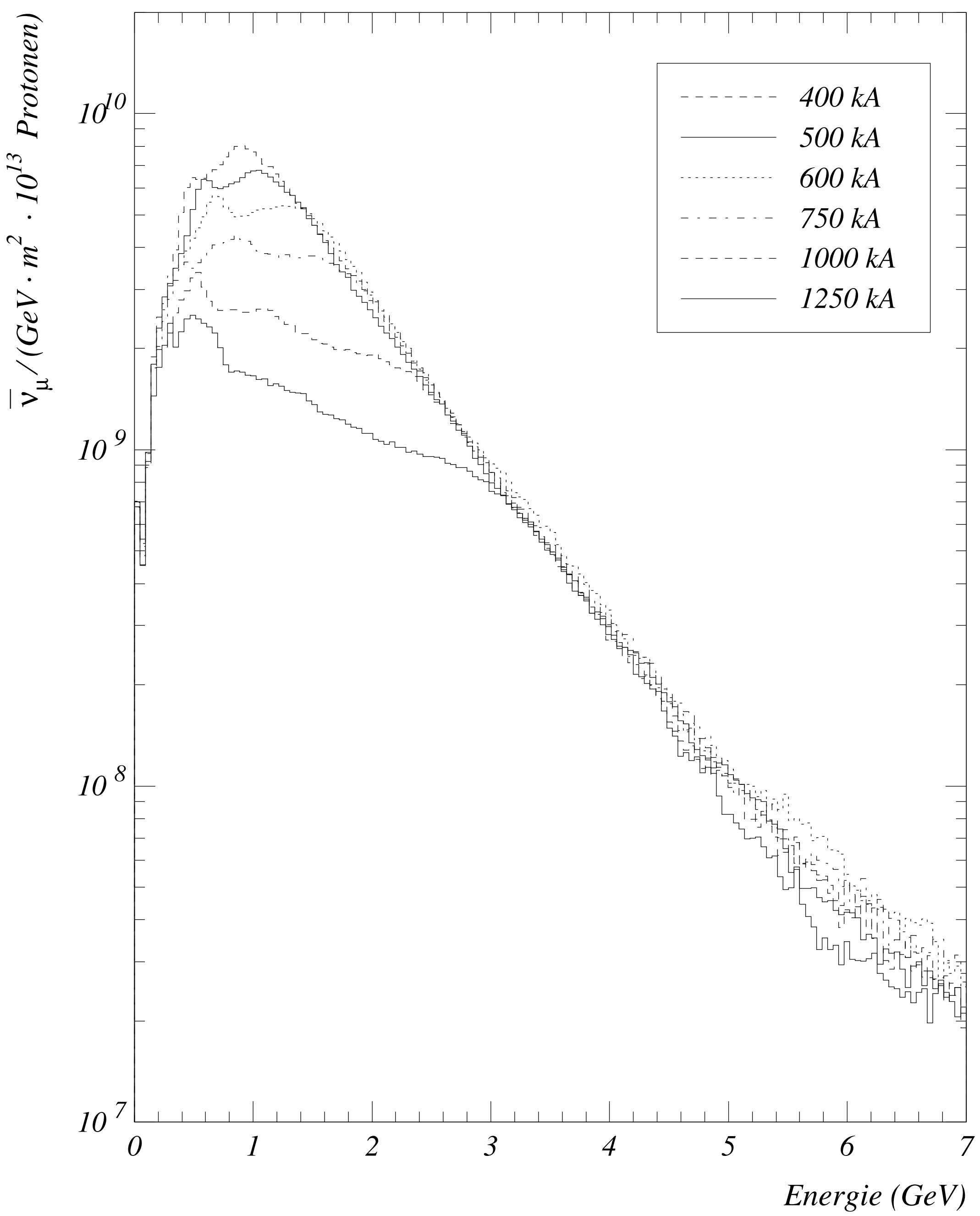


Abbildung 6.16: Abnahme des $\bar{\nu}_\mu$-Flusses bei Fokussierung durch das BNL-Horn--Singulett im Parameterbereich +400 kA bis +1250 kA.

Die Intensitätssteigerung des Neutrinoflusses durch den Reflektor im Horn-Dublett gegenüber der Fokussierung durch das Horn-Singulett ist in der folgenden Abbildung 6.17 für die ν_μ-Fokussierung in Bild a) und für die $\bar{\nu}_\mu$-Fokussierung in Bild b) bei einem jeweiligen Strom von $|\pm 400\mathrm{kA}|$ gezeigt.

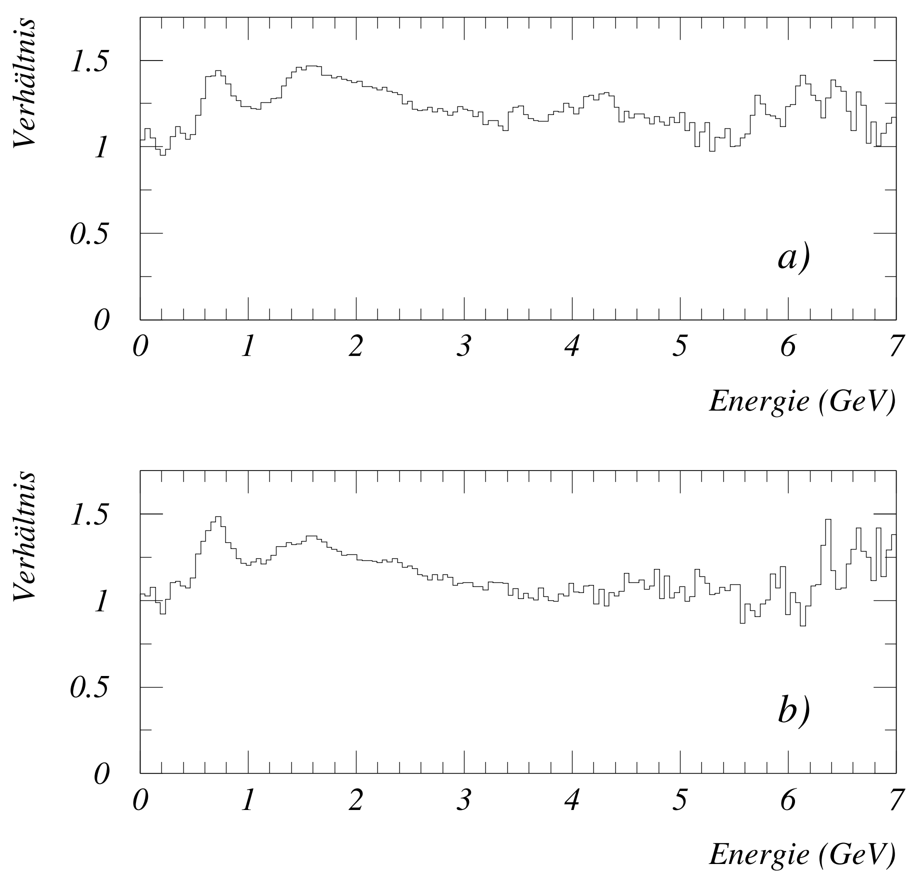


Abbildung 6.17: a) das Verhältnis des ν_μ-Flusses aus der Fokussierung mit dem Horn-Dublett zum ν_μ-Fluß aus der Fokussierung mit dem Horn-Singulett bei einem jeweiligen Strom von -400 kA.
b) das entsprechende Verhältnis der $\bar{\nu}_\mu$-Flüsse im Intensitätsmaximum bei einer Fokussierung mit $+400$ kA.

Die Verteilungen der Neutrinoflüsse bezüglich des Quadrates des radialen Abstandes von der Strahlachse R^2 sowie die Winkelverteilungen sind in den Abbildungen 6.20, 6.21, 6.22 und 6.23 auf den Seiten 127 bis 130 für die positive und negative Hornfokussierung dargestellt.

Die Beschriftungen geben in der angegebenen Reihenfolge die Stromparameter zu den Abbildungen an, die für die Parameterbereiche der Flußzunahme und Flußabnahme getrennt dargestellt sind.

Die Verteilungen bezüglich R^2 verlaufen nach den Abbildungen 6.9, 6.11, 6.20 und 6.22 für die Fokussierung durch das Horn-Singulett flacher als in der Horn-Dublett-Fokussierung.

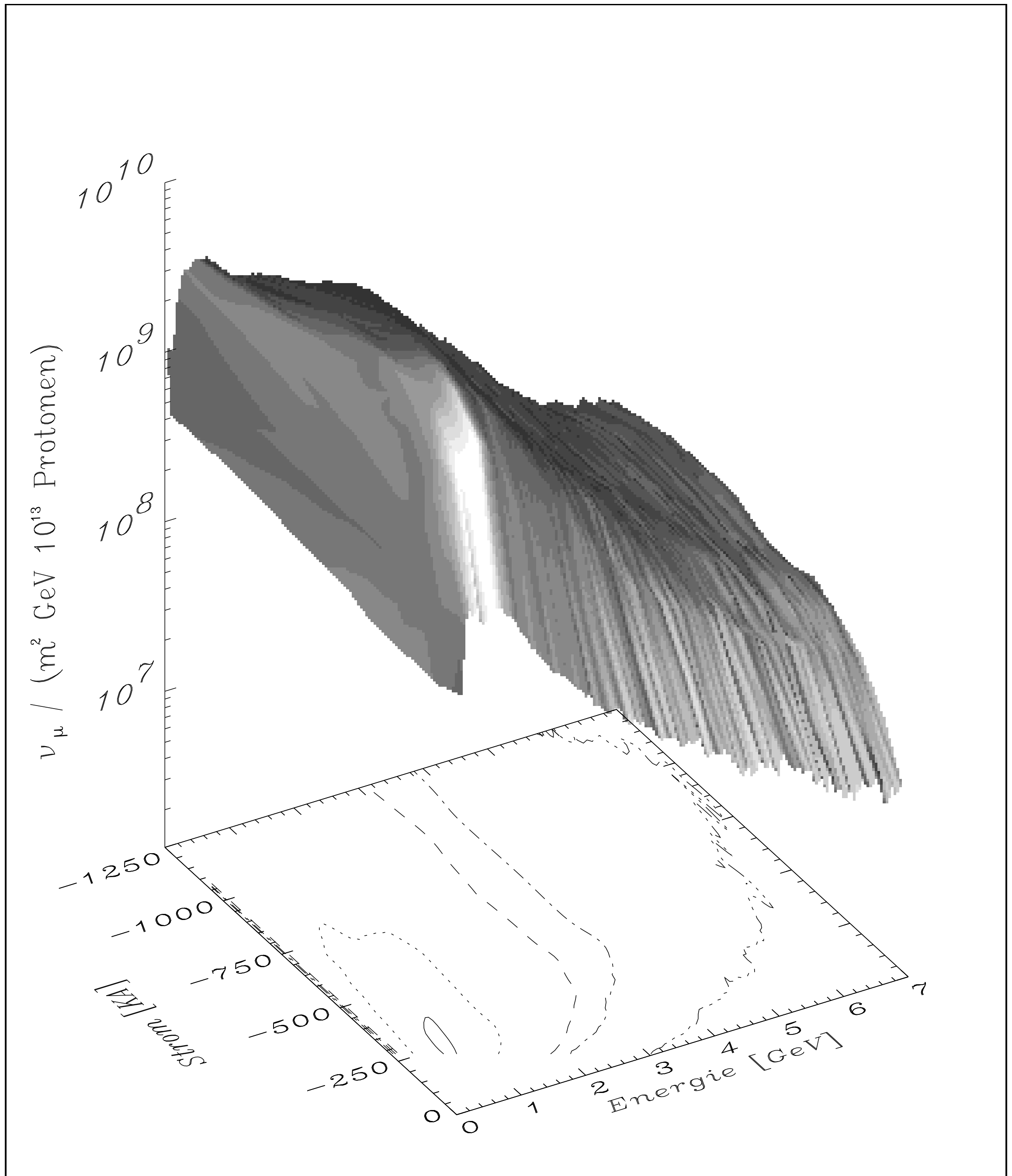


Abbildung 6.18: Neutrinofluß ν_μ bei Fokussierung durch das BNL-Horn-Singulett als Funktion der Neutrinoenergie und des Fokussierstromes. Die Darstellung des Contour-Plots ist in den Intervallschritten $1 \cdot 10^{10}$, $5 \cdot 10^9$, $1 \cdot 10^9$, $5 \cdot 10^8$ und $1 \cdot 10^8$ $\nu_\mu / (m^2 \cdot \mathrm{GeV} \cdot 10^{13}\,\mathrm{Protonen})$ angegeben.

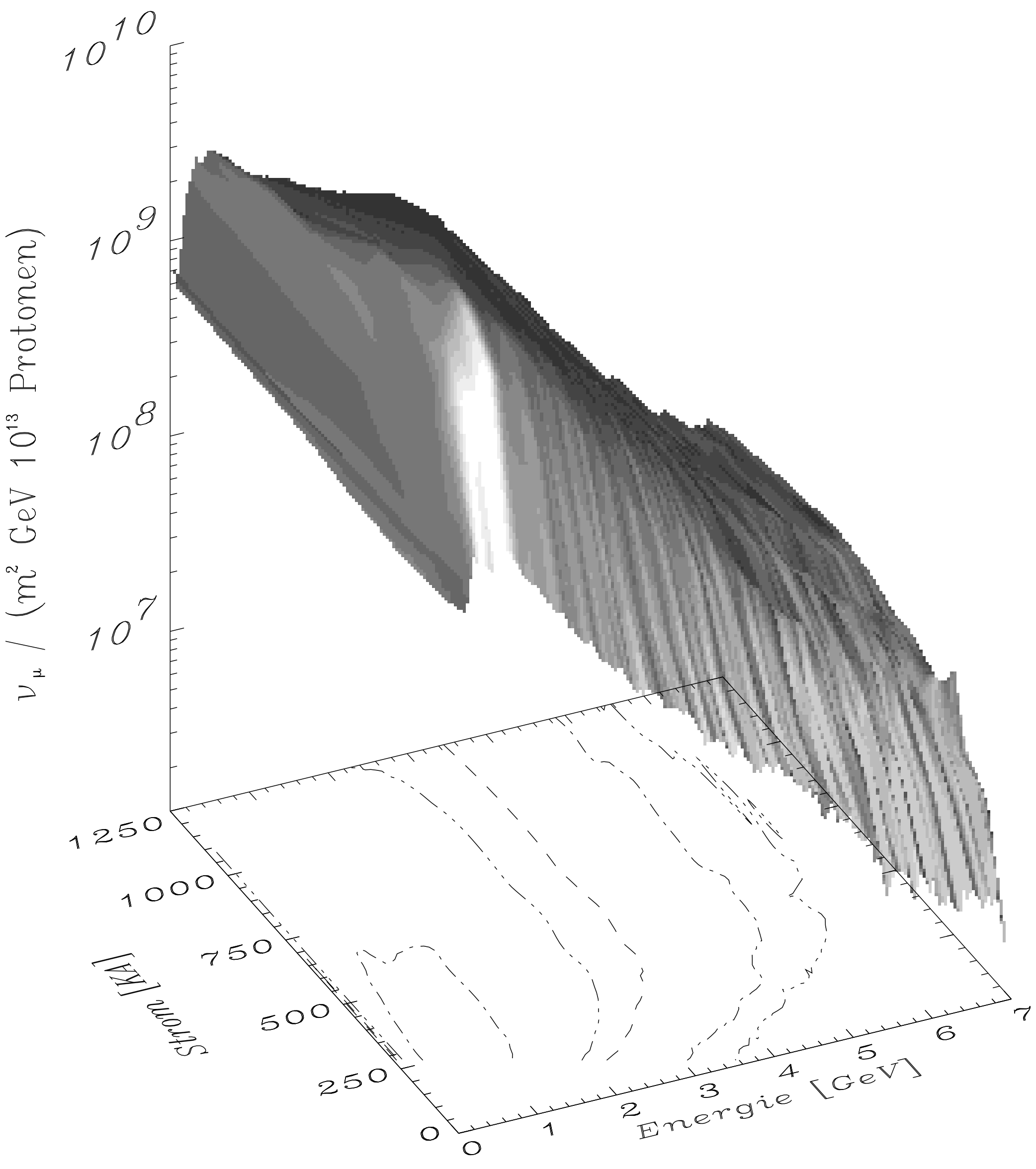


Abbildung 6.19: Neutrinofluß $\bar{\nu}_\mu$ bei Fokussierung durch das BNL-Horn-Singulett als Funktion der Neutrinoenergie und des Fokussierstromes. Die Darstellung des Contour-Plots ist in den Intervallschritten $5 \cdot 10^9, 1 \cdot 10^9, 5 \cdot 10^8, 1 \cdot 10^8$ und $5 \cdot 10^7$ $\bar{\nu}_\mu / (m^2 \cdot \mathrm{GeV} \cdot 10^{13}\,\mathrm{Protonen})$ angegeben.

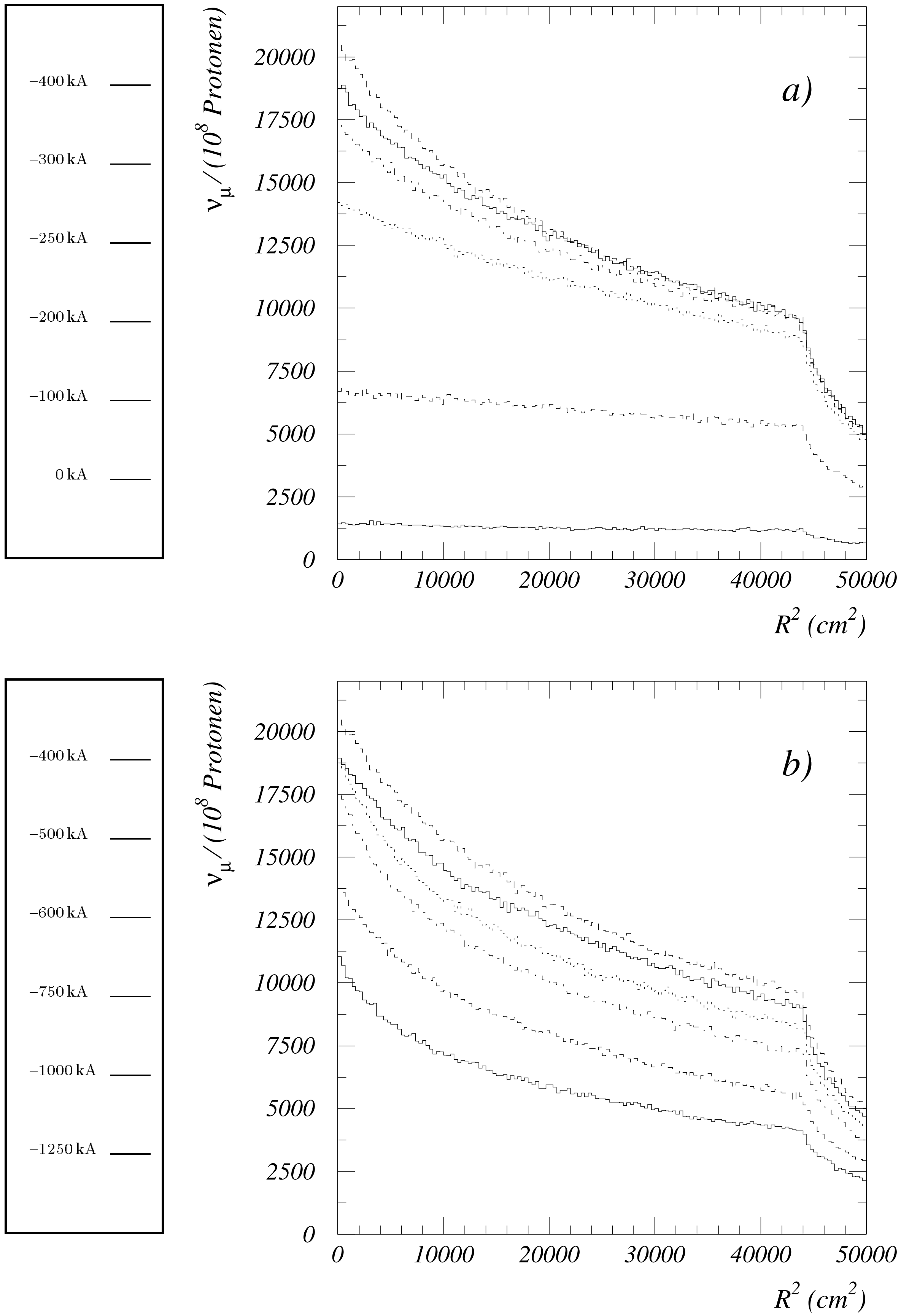


Abbildung 6.20: Verteilung des ν_μ-Flusses bezüglich des Quadrates des radialen Abstandes von der Strahlachse. In a) ist die Zunahme des Flusses für die Stromparameter 0 kA bis −400 kA zu erkennen, in b) die Abnahme des Flusses im Bereich der Überfokussierung −400 kA bis −1250 kA.

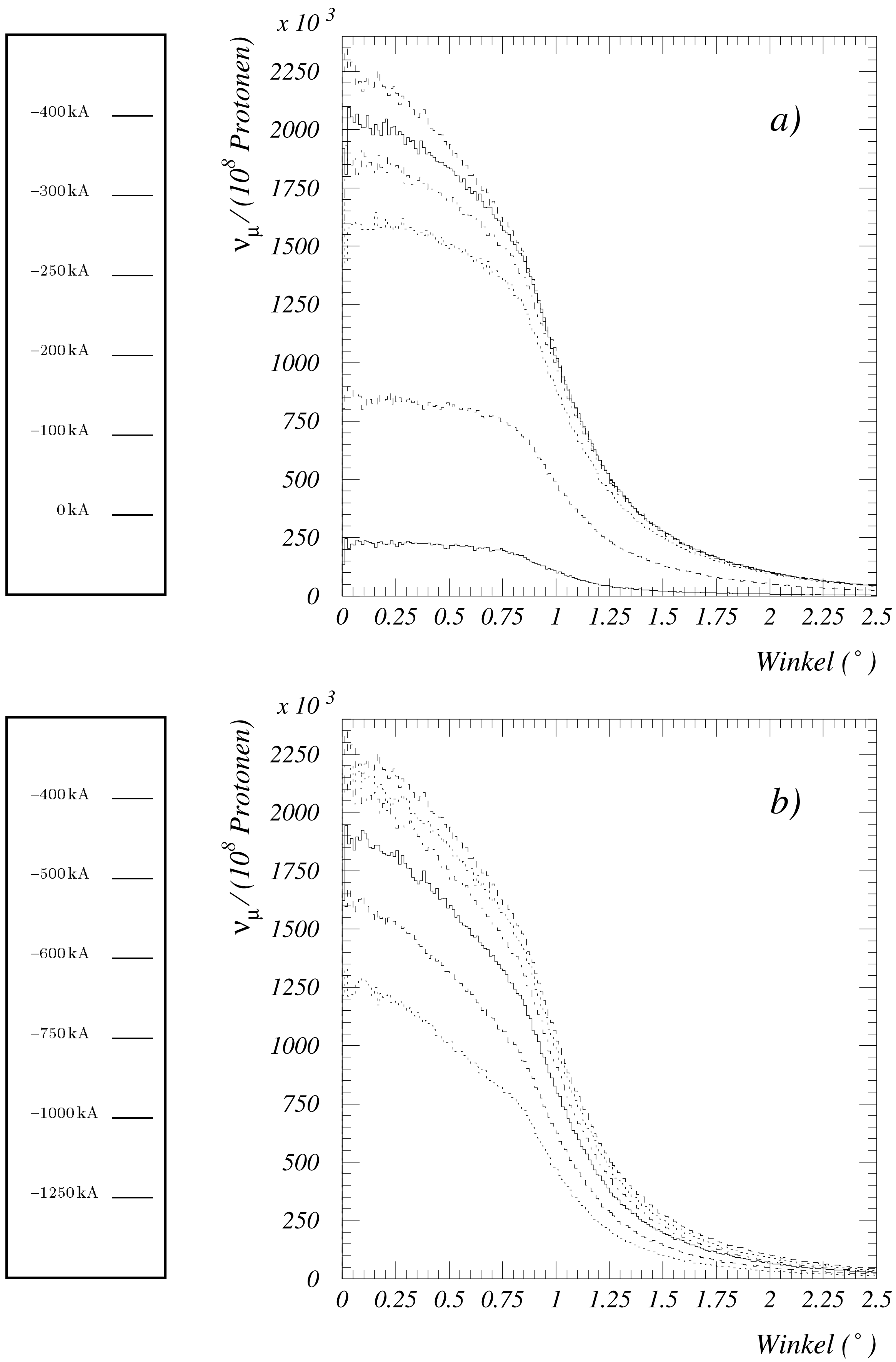
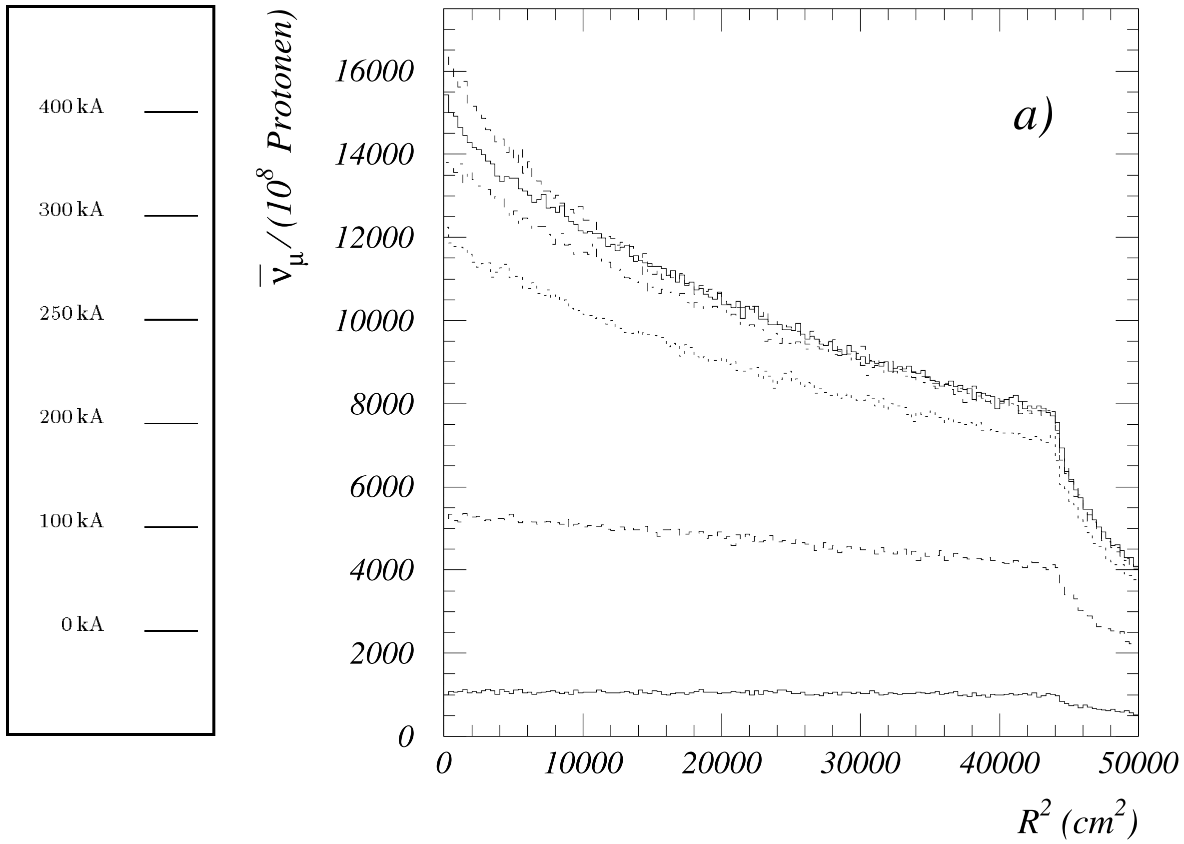


Abbildung 6.21: Winkelverteilung der ν_μ bezüglich der Strahlachse. In a) ist die Zunahme des Flusses für die Stromparameter 0 kA bis −400 kA zu erkennen, in b) die Abnahme des Flusses im Bereich der Überfokussierung −400 kA bis −1250 kA.



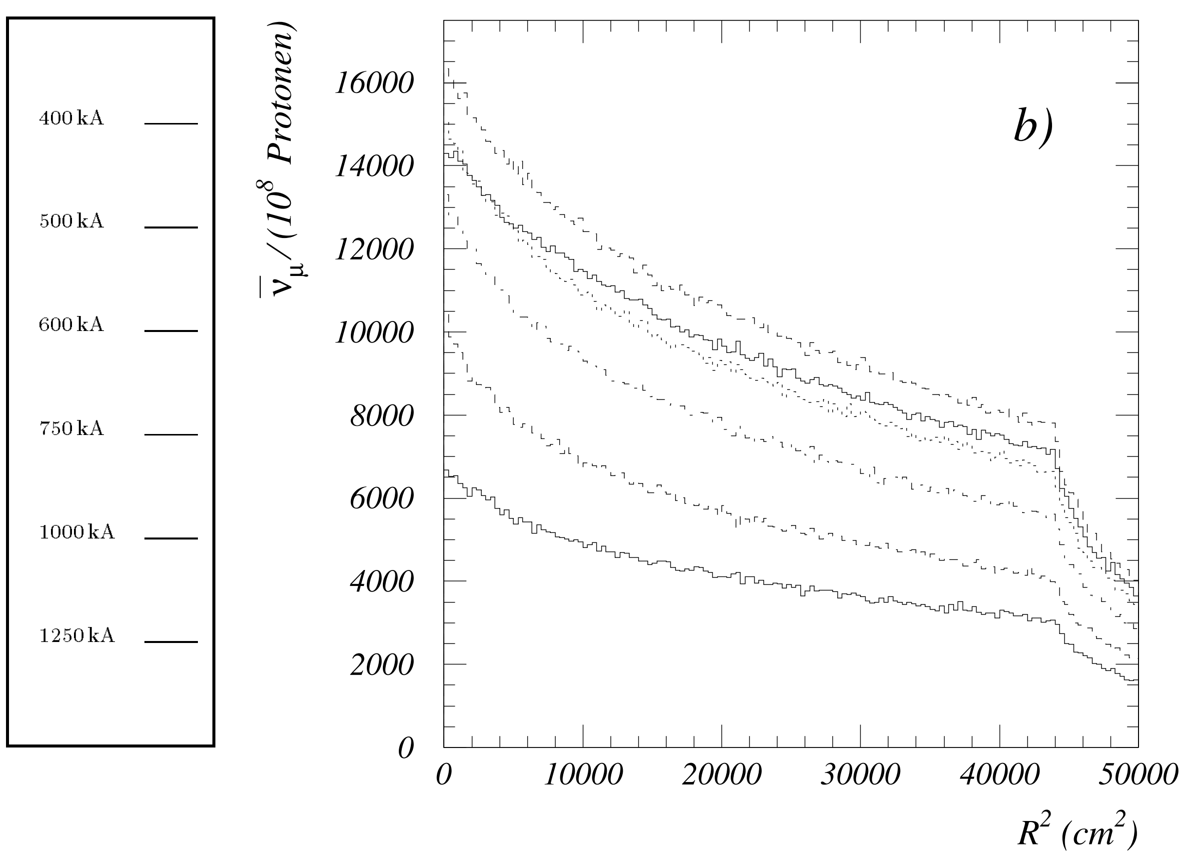


Abbildung 6.22: Verteilung des $\bar{\nu}_\mu$-Flusses bezüglich des Quadrates des radialen Abstandes von der Strahlachse. In a) ist die Zunahme des Flusses für die Stromparameter 0 kA bis 400 kA zu erkennen, in b) die Abnahme des Flusses im Bereich der Überfokussierung von 400 kA bis 1250 kA.

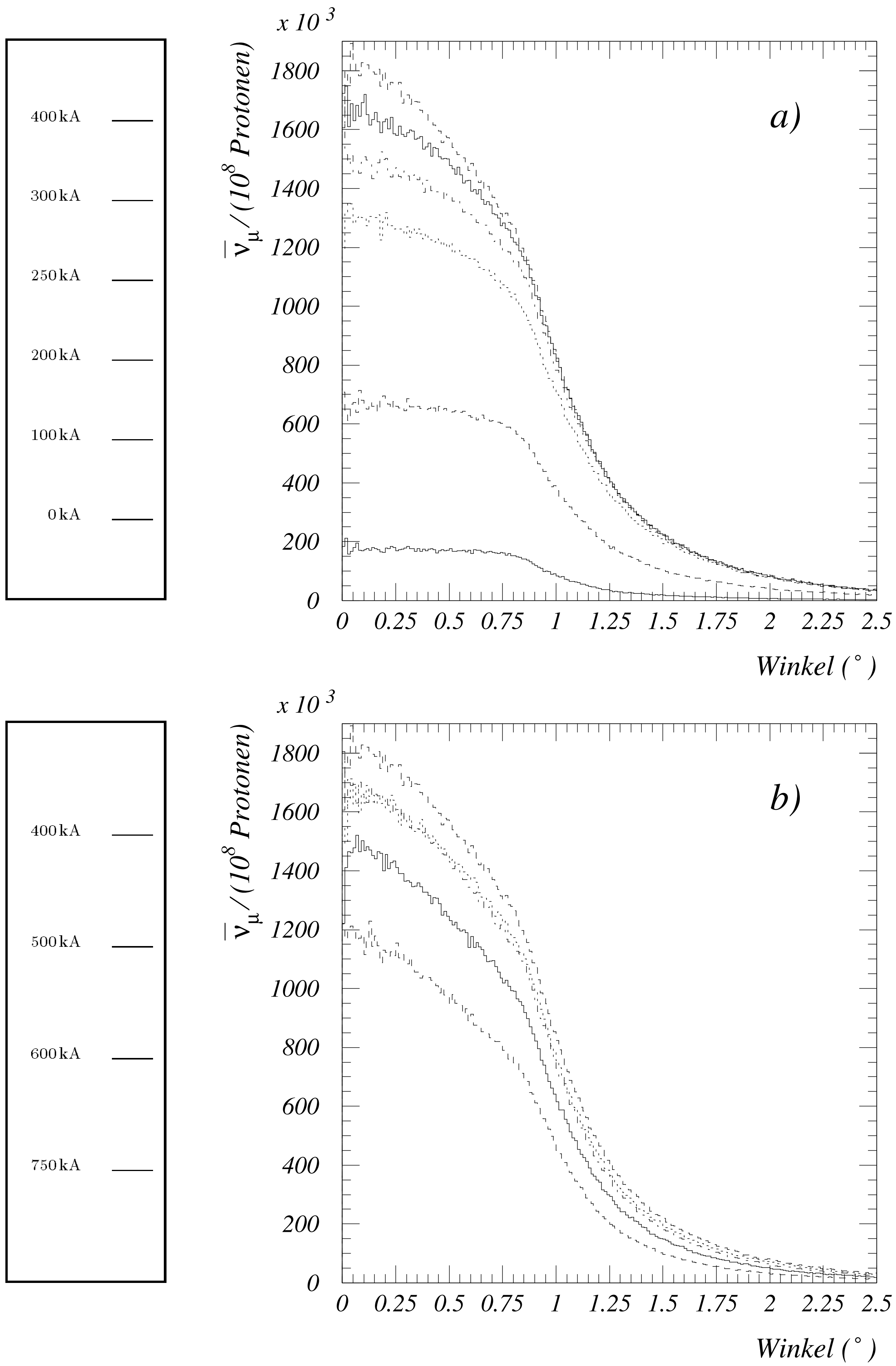


Abbildung 6.23: Winkelverteilung der $\bar{\nu}_\mu$ bezüglich der Strahlachse. In a) ist die Zunahme des Flusses für die Stromparameter 0 kA bis 400 kA zu erkennen, in b) die Abnahme des Flusses im Bereich der Überfokussierung von 400 kA bis 750 kA.

7. Fokussierung durch eine z -Pinch-Plasmalinse

In diesem Kapitel sollen die Möglichkeiten einer z-Pinch-Plasmalinse und einer wandstabilisierten Plasmalinse zur Fokussierung der Pionen und Kaonen zur Erzeugung eines intensiven Neutrinostrahles untersucht werden.

7.1 Der Parameterraum dynamischer und normaler z-Pinch-Plasmalinsen

Dynamische z-Pinch-Plasmalinsen zeichnen sich durch

– hohe Magnetfeldgradienten
– große Durchmesser
– einen besseren Energiewirkungsgrad

aus, wandstabilisierte Entladungen haben die Vorteile

– sehr guter Abbildungseigenschaften
– langer Magnetfelddauern,

wie nach Stetter (1992) und Tkotz (1992) die Experimente in Erlangen und an der GSI gezeigt haben.

Der Idealfall einer wandstabilisierten Entladung, in der keine Kompression des Plasmas auftritt, bietet aufgrund der Stabilität der Plasmasäule experimentelle Vorteile. In der GEANT-Simulation bleibt die Dynamik des Pinchvorgangs allerdings unberücksichtigt. Es wird angenommen, daß das Magnetfeld in Stärke und Form für die Zeitdauer der Fokussierung konstant ist.

Wesentlich für die Simulation sind der Energieverlust und die Absorption der Pionen und Kaonen in dem Material des Entladungsgefäßes, des Isolatorrohres, der Elektroden und Fenster sowie die Fokussierung der Neutrino-Elternteilchen in dem zu r proportionalen Magnetfeld innerhalb der stromführenden Plasmasäule und in dem zu $1/r$ proportionalen Magnetfeld außerhalb. Die Fokallänge der Linse wird durch die Linsenlänge l und die Fokussierstärke κ bestimmt. Die Fokussierstärke, die als Verhältnis des Magnetfeldgradienten g zur magnetischen Steifigkeit S definiert wird, ist damit abhängig von dem Strom zum Pinchzeitpunkt und dem Durchmesser der Plasmasäule.

In diesen Punkten weist ein dynamischer z-Pinch aufgrund der geometrischen Dimensionen und der erreichbaren Stromstärken gegenüber einem normalen z-Pinch deutliche Vorteile auf (Tabelle 7.1, Tab. 7.2 und Tab. 7.7 des Abschnitts 7.3 auf Seite 152).

Es ist daher zu erwarten, daß die Simulationsrechnungen für die z-Pinch-Plasmalinse im Vergleich zu einer wandstabilisierten Entladeform einen größeren Neutrinofluß ergeben.

Um zu einer Abschätzung der experimentell erzielbaren Werte der Entladungs- und Plasmaparameter zu gelangen, sind in den Tabellen 7.1 und 7.2 die Linsenparameter für einige Prototypen der CERN-ACOL-Plasmalinse aufgeführt.

Die Fokussierungseigenschaften der Linse auf die Pionen und Kaonen sollen anhand des Neutrinoflusses für folgende Parameter untersucht werden:

- Länge des Entladegefäßes l
- Radius R des Entladegefäßes
- Pinchradius r_p
- Strom zum Pinchzeitpunkt I
- Abstand zum Target.

Zu weiteren bekannten Plasmaparametern von z-Pinchen zählen:
Die Ladekapaziät und die Ladespannung, die gespeicherte elektrische Energie, die Induktivität der Linse und des externen Stromkreises, der Anfangsgasdruck, die Pinchzeit, die Temperatur, die Teilchendichte sowie die Elektronen- und Ionendichte.

Einige der für die Fokussierung wesentlichen Linsenparameter, wie z.B. die Pinchzeit und der Pinchradius, können experimentell nicht definiert vorgegeben werden, sondern hängen wiederum von anderen Plasmaparametern ab.

Die Konstruktionsparameter für die CERN-ACOL-Plasmalinse

magnetische Steifigkeit der $\bar{p}$	11.7 Tm
Länge der Plasmasäule	300 mm
Durchmesser der Plasmasäule	40 mm
Strom in der Plasmasäule	400 kA
Magnetfeldstärke im Radius 20 mm	4 T
Magnetfeldgradient	200 T/m
Magnetfelddauer	> 500 ns
Wiederholrate	4.8 s
Lebensdauer	$> 1.5 \cdot 10^6$ Entladungen
Abstand Target – Linse	7 cm

Tabelle 7.1: Design-Daten der CERN-ACOL-Plasmalinse (n. Boggasch 1991 b, Stetter 1992.)

Charakteristische Parameter zu den Prototypen der ACOL-Plasmalinse

PL Prototyp-Nr.	I	II	III	IV	V	VI
Länge [mm]	200	250	250	250	250	250
Innendurchmesser des Isolatorrohres r_0 [mm]	40	236	190	185	190	180
Isolatormaterial	Silica	Silica oder Silica mit Metall Ringe	Silica	Al_2O_3 oder Al_2O_3 mit Graphit	BN	ALN
Elektroden-Material	Stahl	Stahl	Wolfram	Wolfram	Wolfram	Wolfram

Tabelle 7.2: Charakteristische Größen der Parameter zu den Prototypen der ACOL-Plasmalinse (n. Autin 1987).

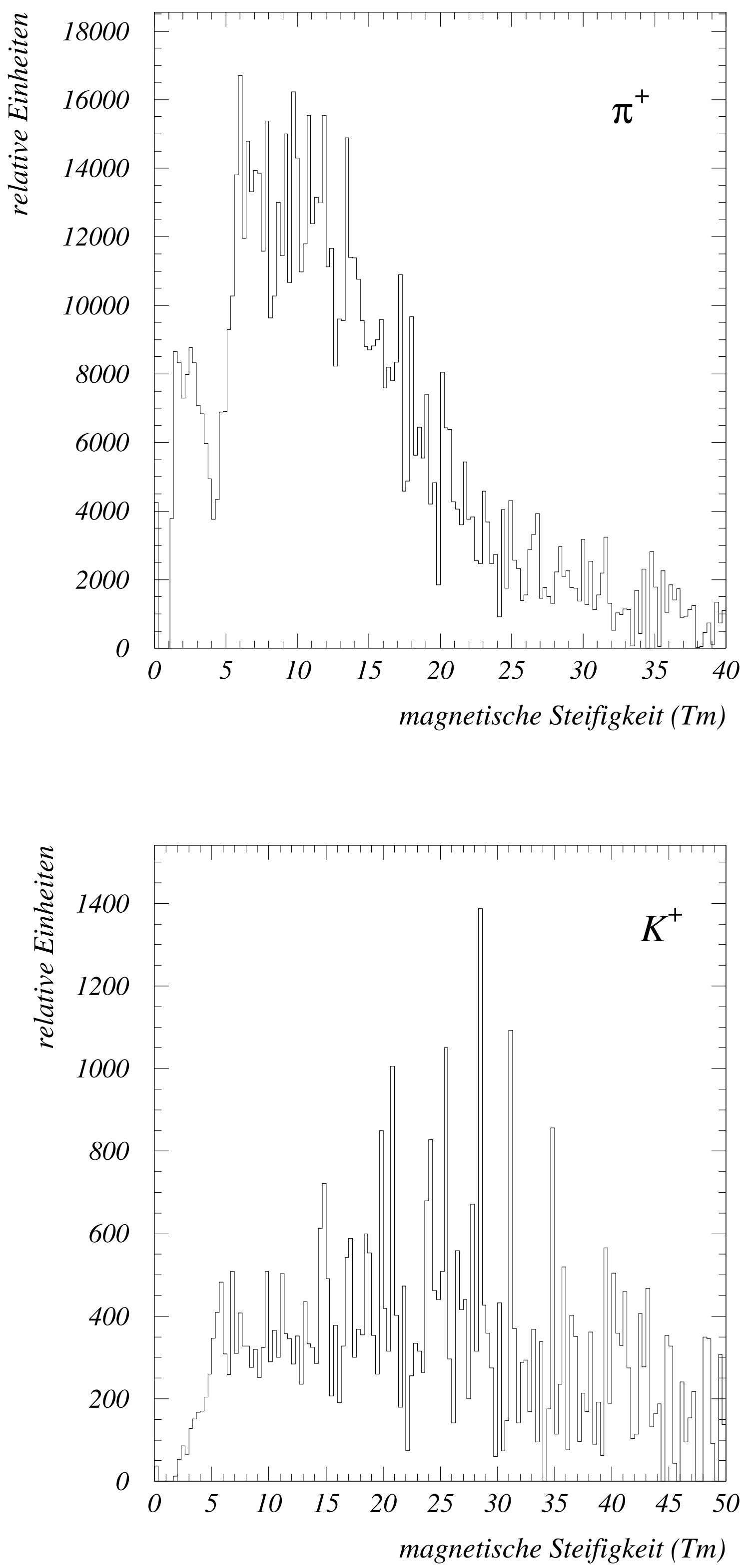


Abbildung 7.1: Magnetische Steifigkeit der π^+ und K^+.

7.1.1 Die magnetische Steifigkeit der Pionen und Kaonen

Da die ν_μ-Neutrinos in dem Protonenenergiebereich von 28 GeV zu über 90 % aus dem Pionzerfall stammen, muß die magnetische Steifigkeit der Pionen zur Bestimmung der Linsenparameter berücksichtigt werden. Die Verteilung ist in relativen Einheiten für π^+ und K^+ in der obigen Abbildung 7.1 dargestellt. Bei einem mittleren Impuls von ca. 3 GeV der produzierten Pionen ergibt sich eine magnetische Steifigkeit von etwa 10 Tm.

7.1.2 Der konzeptionelle Aufbau einer dynamischen z-Pinch-Plasmalinse

Der konzeptionelle Aufbau und ein Beispiel für die Wirkungsweise einer z-Pinch-Plasmalinse soll anhand der Abb. 7.2 auf S. 135 erfolgen.

Das Programm ist so aufgebaut, daß die geometrischen Abmessungen der Linse bei der Initialisierung des Programms über die Data-Card Variable `PDIM` vorgegeben werden können. Anhand dieses Vektors werden folgende Werte eingelesen:

- der Innenradius des Isolatorzylinders
- der Außenradius des Isolatorzylinders
- die halbe Länge der Plasmalinse
- die halbe Länge der zylinderförmigen Elektroden
- der Radius der stromführenden Plasmasäule
- der Innenradius der Elektroden
- der Abstand vom Ende des Targets bis zur Frontfläche der ersten Elektrode für die Positionierung der Linse.

Sämtliche geometrische Abmessungen werden dabei in der Einheit cm angegeben.

Der Außenradius der Elektroden stimmt mit dem Außenradius des Isolatorzylinders überein. Als Materialien werden Graphit für die Elektroden und Saphir für den Isolator verwendet. Aus Saphir wird auch das Target mit einer Länge von 45 cm und 0.64 cm Durchmesser vorgegeben, um mit den Daten bei Fokussierung mit dem magnetischen Horn vergleichen zu können. Der Magnetfeldgradient wird aus dem vorgegebenen Strom (`ISWIT(1)`) und dem Radius der Plasmasäule berechnet, während für das magnetische Horn ein Maximalwert vorgegeben wurde. Die Komponenten des Magnetfeldes werden zu den jeweiligen Koordinaten der Teilchentrajektorie bestimmt.

Für das Füllgas wird Helium in der Dichte $1 \cdot 10^{-5}\,\mathrm{g/cm^3}$ für die stromführende Plasmasäule verwendet. Hinter dem Piston bleibt bei dem Pinchvorgang ein Vakuum zurück.

Für die Simulationsrechnungen wurde der Abstand des Detektors zum Target entsprechend zu den Berechnungen mit den magnetischen Hörnern auf 140 m gesetzt. Die Multiplizität der Teilchenzerfälle beträgt 1 000, die Anzahl berechneter Events 75 000.

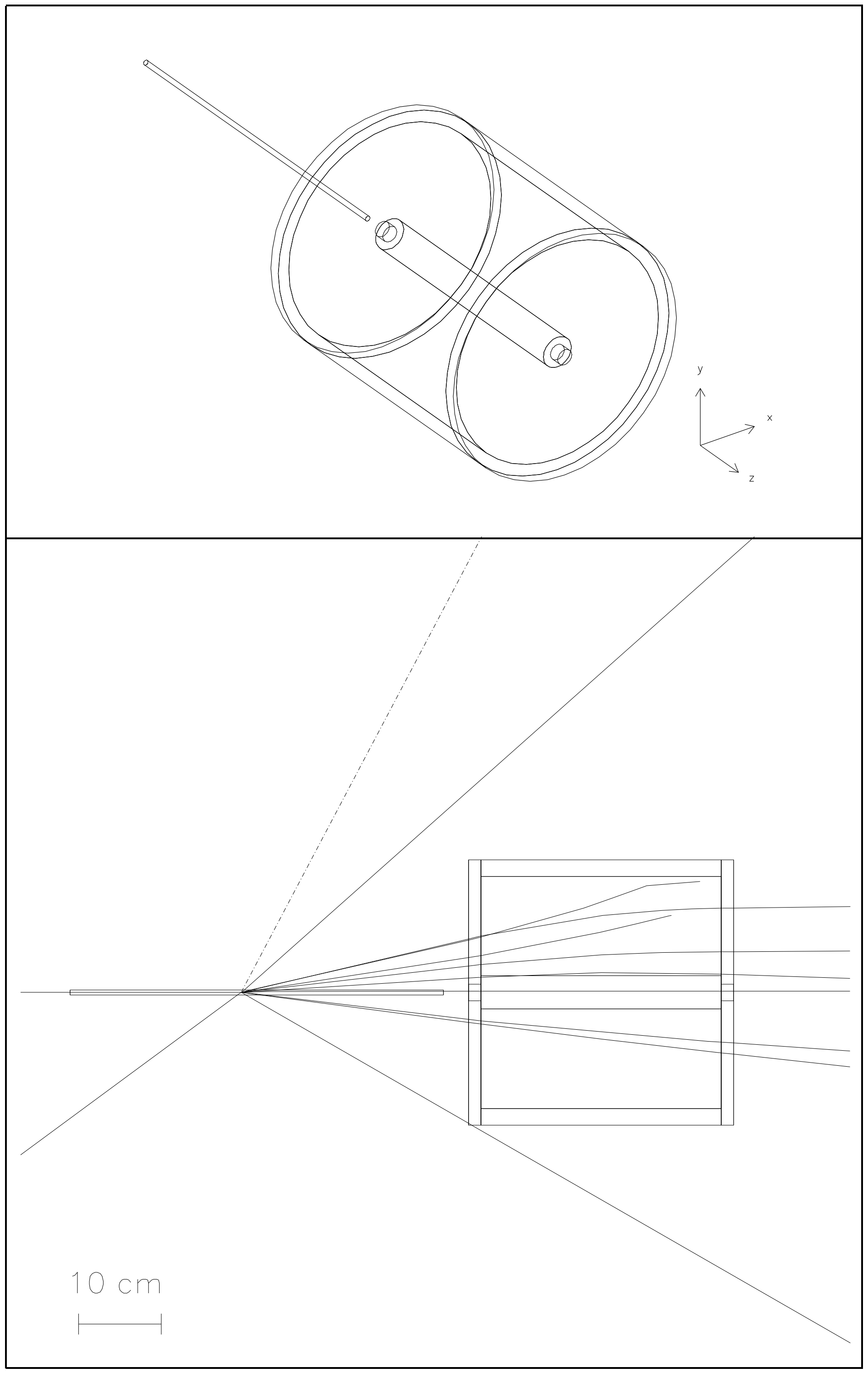


Abbildung 7.2: Der konzeptionelle Aufbau der implementierten z-Pinch--Plasmalinse mit den Elektroden, dem Isolatorzylinder (Al_2O_3), der stromführenden Plasmasäule und dem Vakuum-Bereich mit den zu r bzw. zu $1/r$ proportionalen Magnetfeldern. Ein Beispiel für die Fokussierwirkung auf die Teilchentrajektorien ist in der unteren Abbildung gegeben. Die Skalierung der z zur x- bzw. y-Achse beträgt 1:1. Signatur: [——] geladene Teilchen mit Ausnahme von Myonen, [−−−] Myonen, [−·−] neutrale Hadronen.

7.2 Variation der Linsenparameter am dynamischen z-Pinch

7.2.1 Pinchstrom I

Für zwei verschiedene z-Pinch-Plasmalinsen, die entsprechend Abbildung 7.2 aufgebaut sind, soll der Neutrinofluß für die ν_μ-Fokussierung dargestellt werden.

Die Parameter bezüglich der geometrischen Dimensionierung sind in den Tabellen 7.3 und 7.4 aufgeführt.

Die geometrischen Abmessungen der Plasmalinse A

Innenradius des Saphirzylinders	14.0 cm
Außenradius des Saphirzylinders	16.0 cm
Länge der Plasmasäule	20.0 cm
Radius der Plasmasäule	2.0 cm
Abstand Target – Linse	3 cm
Länge der Elektroden	1.5 cm

Tabelle 7.3: Die Dimensionierung der Plasmalinse A.

Die geometrischen Abmessungen der Plasmalinse B

Innenradius des Saphirzylinders	15.0 cm
Außenradius des Saphirzylinders	16.0 cm
Länge der Plasmasäule	30.0 cm
Radius der Plasmasäule	2.5 cm
Abstand Target – Linse	3 cm
Länge der Elektroden	1.5 cm

Tabelle 7.4: Die Dimensionierung der Plasmalinse B.

Für die Linse A ergibt sich nach Abbildung 7.3 bei einem Strom von -400 kA eine Steigerung im Neutrinofluß um einen Faktor von ca. 6 im Flußmaximum und eine integrale Flußsteigerung von ca. 5.3 gegenüber dem unfokussierten Strahl im dargestellten Energiebereich. Für einen Vergleich zu der Hornfokussierung sind in Abb. 7.3 die Neutrino-Energiespektren des Horn-Dubletts und des Horn-Singuletts jeweils für die Stromparameter -250 kA angegeben. Mit dieser Stromstärke wurden die magnetischen Hörner in den Experimenten am BNL betrieben.

Mit einem Horn-Singulett kann im Flußmaximum bei ca. 0.8 GeV eine Intensitätssteigerung um einen Faktor von ca. 12 bei einem Strom von -250 kA gegenüber dem unfokussierten Strahl erzielt werden. Die integrale Flußsteigerung im dargestellten Energiebereich beträgt ca. 9.3.

Die Intensitätssteigerung des Neutrinoflusses bei Fokussierung durch a) das Horn-Dublett mit einem Strom von -250 kA, b) durch das Horn-Singulett mit einem Strom von

-250 kA und c) durch die Plasmalinse A mit einem Strom von -400 kA gegenüber dem unfokussierten Neutrinostrahl ist im Energiebereich von 0 GeV bis 7 GeV in Abb. 7.4 auf S. 139 dargestellt.

Die größte Intensitätssteigerung gegenüber dem unfokussierten Strahl wird nach Abb. 7.4 sowohl für das Horn-Dublett und das Horn-Singulett als auch für die Plasmalinse bei einer Energie $E_\nu = 1.4$ GeV erzielt. Allerdings geht in diese Abbildungen nicht die Verschiebung des Flußmaximums zu höherer Energie bei der Fokussierung ein.

Im Vergleich zur Hornfokussierung zeigen die Simulationsrechnungen für die Plasmalinse A eine geringere Fokussierung der Pionen, die zum Neutrinofluß bei einer Neutrinoenergie im Energiebereich von ca. 0.2 GeV bis ca. 2.5 GeV beitragen.

Im Energiebereich ab ca. 2.5 GeV kann mit der Plasmalinse eine vergleichbare Intensitätssteigerung erzielt werden.

Die Verteilung des Neutrinoflusses als Funktion des radialen Abstandes auf der Detektorfrontfläche R^2 ist in Abb. 7.5 a) auf S. 140 für die Fokussierung durch die Plasmalinse A für die Stromparameter 0 kA bis -600 kA dargestellt. Abb. 7.5 b) zeigt die Winkelverteilung der Neutrinos bezüglich der Strahlachse.

Für die z-Pinch-Plasmalinse B ist in Abb. 7.6 auf S. 141 das Energiespektrum und in Abb. 7.7 auf S. 142 die R^2- und Winkelverteilung dargestellt.

Im Parameterbereich -400 kA und -500 kA ist die Steigerung im Neutrinofluß durch die Plasmalinse B im Energiebereich von ca. 0.2 GeV bis ca. 2.0 GeV gering. Bei der Fokussierung mit -400 kA wird im dargestellten Energiebereich im Vergleich zur Horn-Singulett-Fokussierung ein geringerer Neutrinofluß erzielt. Bei der Fokussierung mit -500 kA kann für Energien $E_{\nu_\mu} > 2.4$ GeV der durch das Horn-Singulett erhaltene Neutrinofluß geringfügig übertroffen werden. Für eine weitere Steigerung der Stromstärke auf -600 kA und -700 kA zeigt sich in einem Abfall im Maximum des Neutrinoflusses bei ca. 0.9 GeV die Überfokussierung der Pionen. Bei diesen Stromwerten setzt noch keine Überfokussierung der Kaonen ein, so daß im Energiebereich größer 1.6 GeV eine weitere Steigerung im Neutrinofluß erreicht werden kann.

Wie Abb. 7.8 bezüglich der Intensitätssteigerung des Neutrinoflusses gegenüber des unfokussierten Strahls zeigt, kann mit der Plasmalinse B mit einem Strom $I = -500$ kA im Energiebereich von ca. 2.6 GeV bis 4.4 GeV der Neutrinofluß, der durch das Horn Singulett mit einem Strom von -250 kA erzielt wird, geringfügig übertroffen werden. Abb. 7.8 b) gibt das Verhältnis der Neutrinoflüsse an, die in der ν_μ-Fokussierung durch das Horn-Singulett mit -250 kA und in der Fokussierung durch die Plasmalinse B mit -500 kA erhalten werden.

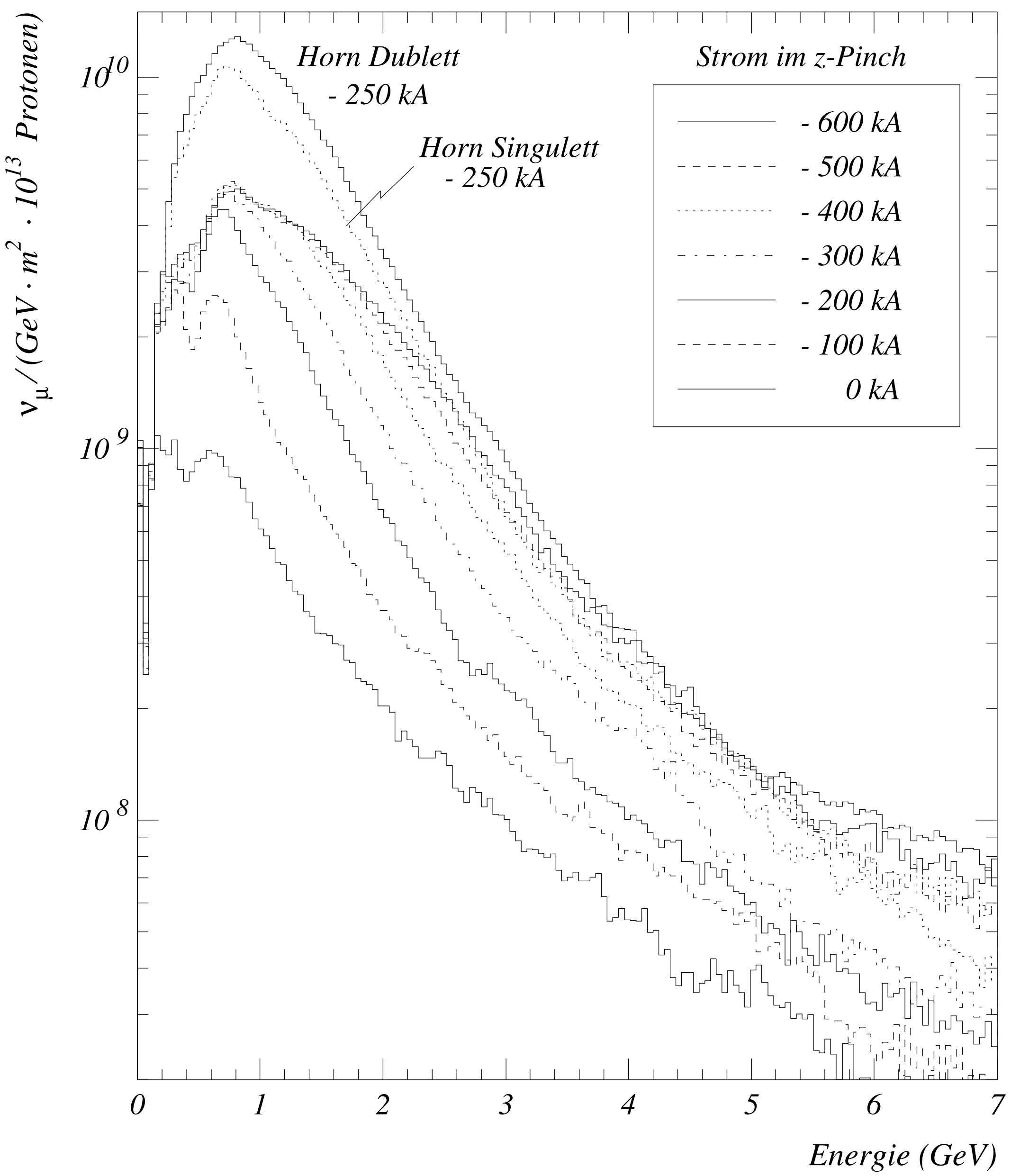


Abbildung 7.3: z-Pinch Plasmalinse A: ν_μ-Fluß für die Stromparameter 0 kA, −100 kA, −200 kA, −300 kA, −400 kA, −500 kA und −600 kA.

konstante Plasmalinsenparameter	
Innenradius des Saphirzylinders	14.0 cm
Außenradius des Saphirzylinders	16.0 cm
Länge der Plasmasäule	20.0 cm
Radius der Plasmasäule	2.0 cm
Abstand Target – Linse	3 cm
Länge der Elektroden	1.5 cm

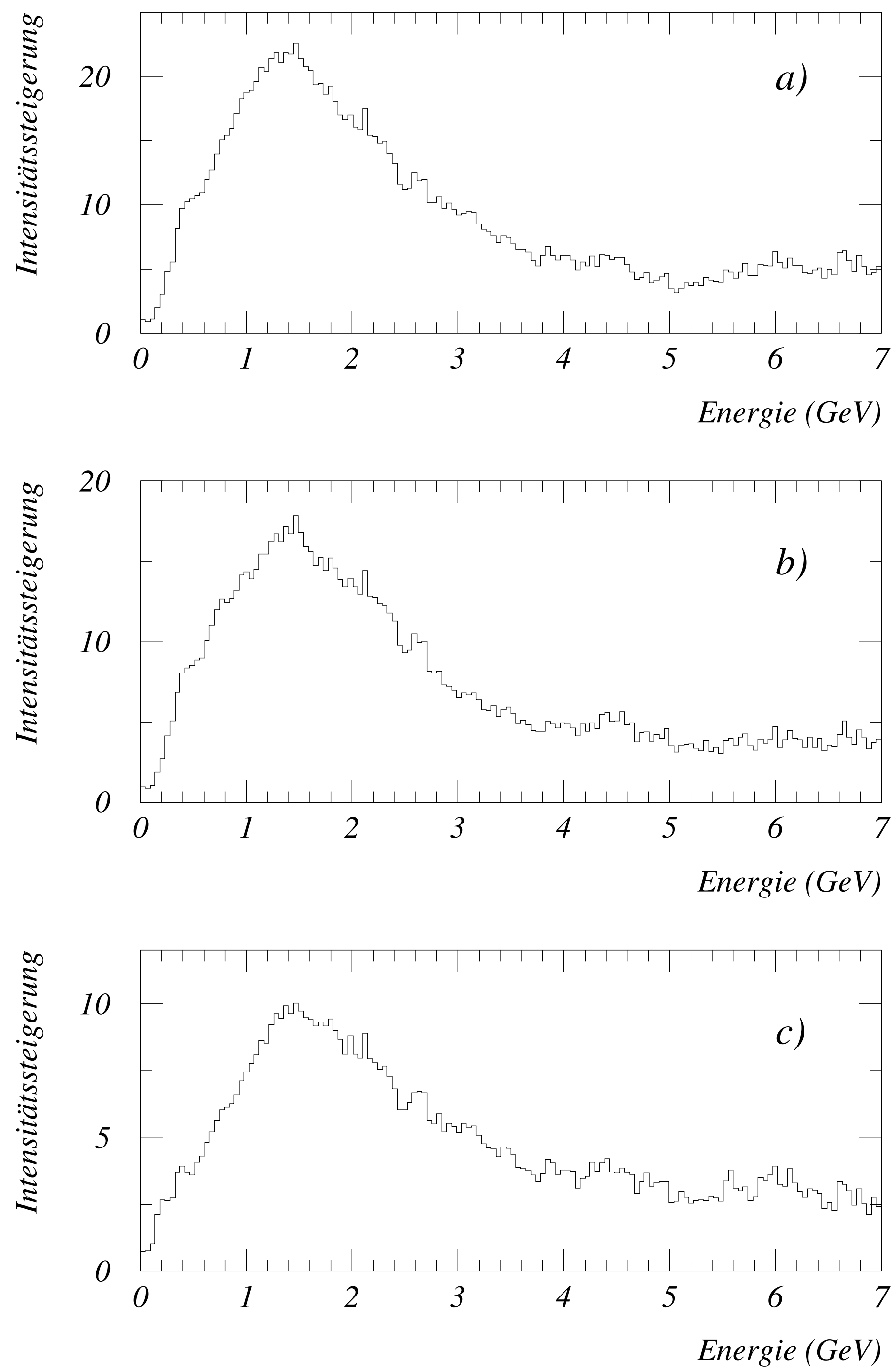


Abbildung 7.4: Die Intensitätssteigerung des Neutrinoflusses bei Fokussierung durch a) das Horn-Dublett mit einem Strom von -250 kA, b) durch das Horn-Singulett mit einem Strom von -250 kA und c) durch die Plasmalinse A mit einem Strom von -400 kA gegenüber dem unfokussierten Neutrinostrahl.

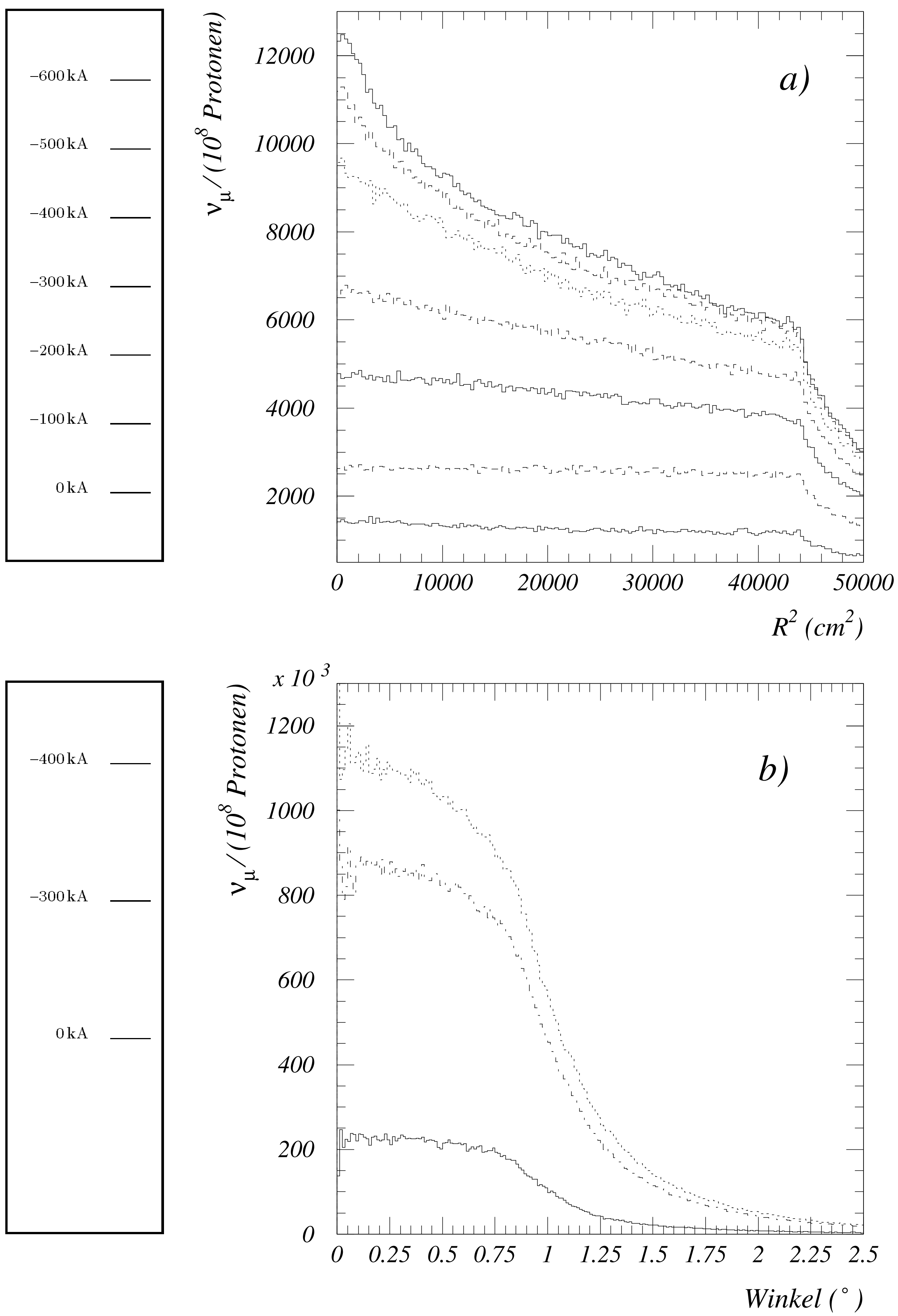


Abbildung 7.5: z-Pinch Plasmalinse A:
a) Die Verteilung des ν_μ-Flusses als Funktion des Quadrates des radialen Abstandes von der Strahlachse R^2 für die Stromparameter 0 kA bis −600 kA
b) Winkelverteilung für die Stromparameter 0 kA, −300 kA und −400 kA.

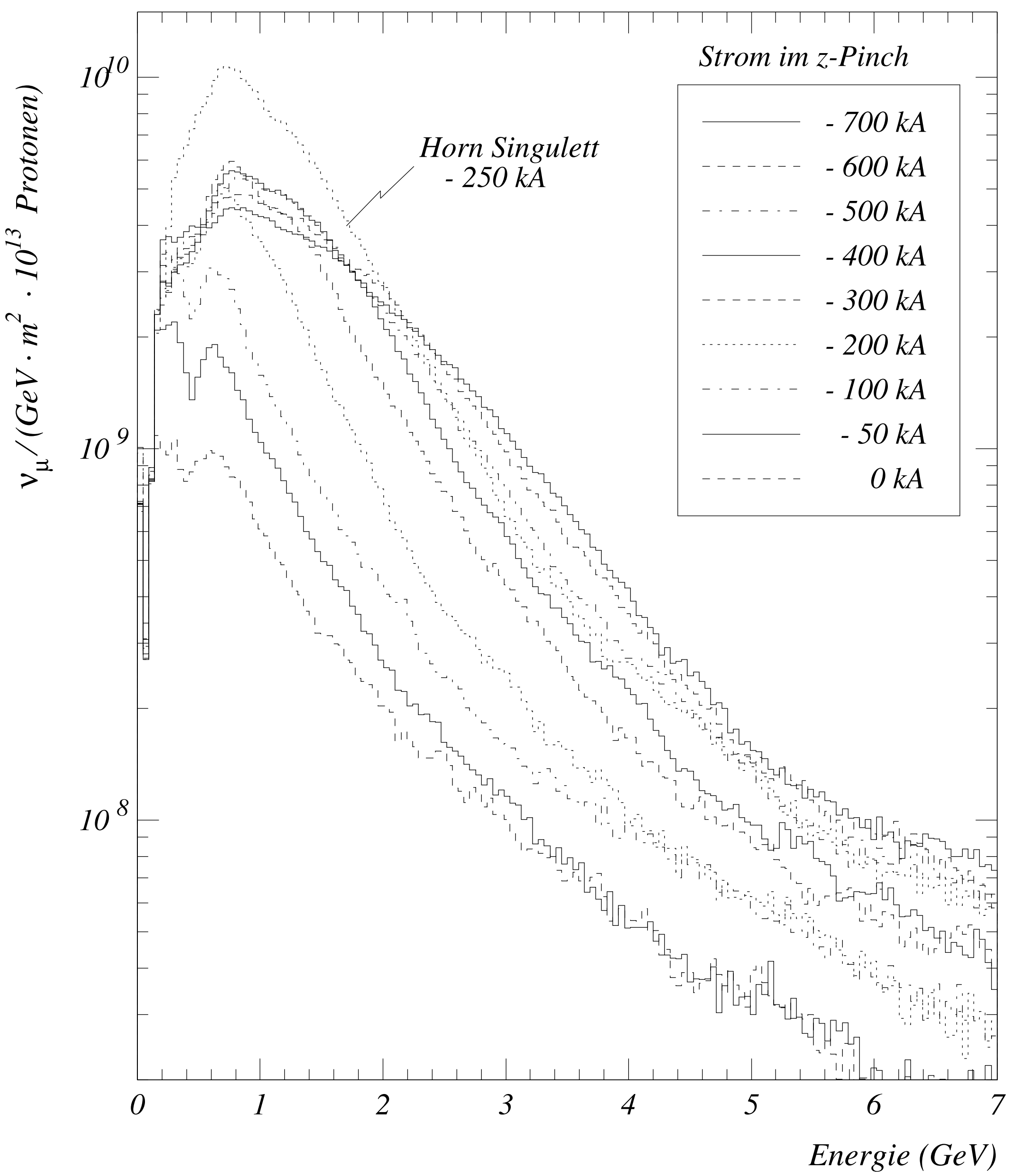


Abbildung 7.6: z-Pinch Plasmalinse B: ν_μ-Fluß für die Stromparameter 0 kA, −50 kA, −100 kA, −200 kA, −300 kA, −400 kA, −500 kA, −600 kA und −700 kA. Der Neutrinofluß, der bei der Fokussierung mit dem Horn-Singulett erhalten wird, ist für -250 kA aufgetragen.

konstante Plasmalinsenparameter

Innenradius des Saphirzylinders	15.0 cm
Außenradius des Saphirzylinders	16.0 cm
Länge der Plasmasäule	30.0 cm
Radius der Plasmasäule	2.5 cm
Abstand Target – Linse	3 cm
Länge der Elektroden	1.5 cm

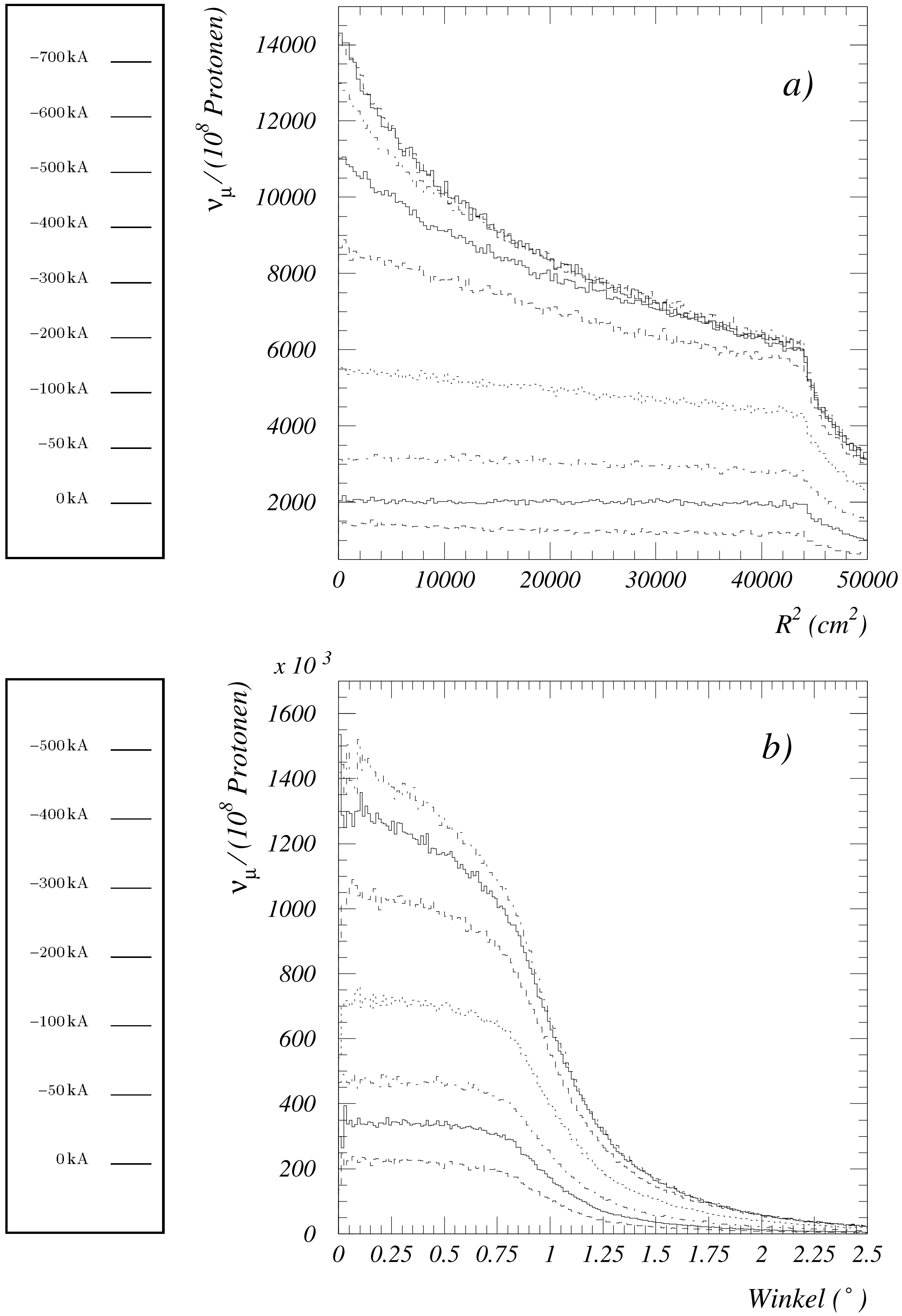


Abbildung 7.7: z-Pinch Plasmalinse B:
a) Die Verteilung des ν_μ-Flusses als Funktion des Quadrates des radialen Abstandes von der Strahlachse R^2 für die Stromparameter 0 kA bis −700 kA
b) Winkelverteilung für die Stromparameter 0 kA bis −500 kA.

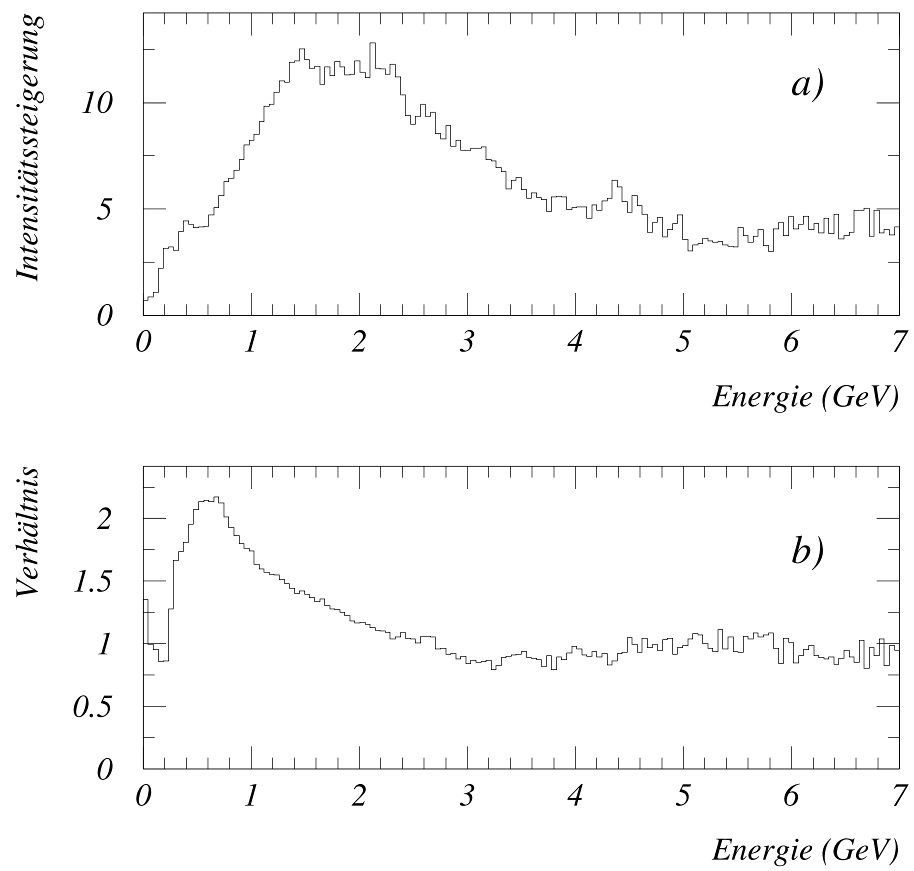


Abbildung 7.8: a) Die Intensitätssteigerung des Neutrinoflusses bei Fokussierung durch die Plasmalinse B mit einem Strom von -500 kA gegenüber dem unfokussierten Neutrinostrahl. b) Das Verhältnis der Neutrinoflüsse, die durch das Horn-Singulett (Abb. 7.4 a) und durch die Plasmalinse B in der obigen Abb. a) erzielt werden.

7.2.2 Länge der z-Pinch Plasmalinse

In diesem Abschnitt sollen die Ergebnisse der Simulationsrechnungen bezüglich der Länge der Plasmalinse dargestellt werden.

Die geometrischen Dimensionen zur dynamischen z-Pinch Plasmalinse C sind in der Bildunterschrift der Abbildung 7.9 aufgeführt.

In Abbildung 7.9 ist das Neutrino-Energiespektrum bei ν_μ-Fokussierung für verschiedene Längen l der Plasmalinse C dargestellt. Mit zunehmender Linsenlänge von 20 cm bis 40 cm wird eine Intensitätssteigerung im Neutrinofluß beobachtet. Mit der Linsenlänge variiert nach Gleichung 2.48 auch die Phase ϕ der Teilchen, die eine Linse der Länge l durchlaufen haben.

Die Abbildungen 7.10 a) und b) auf S. 145 zeigen die Verteilungen des Neutrinoflusses bezüglich des radialen Abstandes und des Winkels der Neutrinos zur Strahlachse.

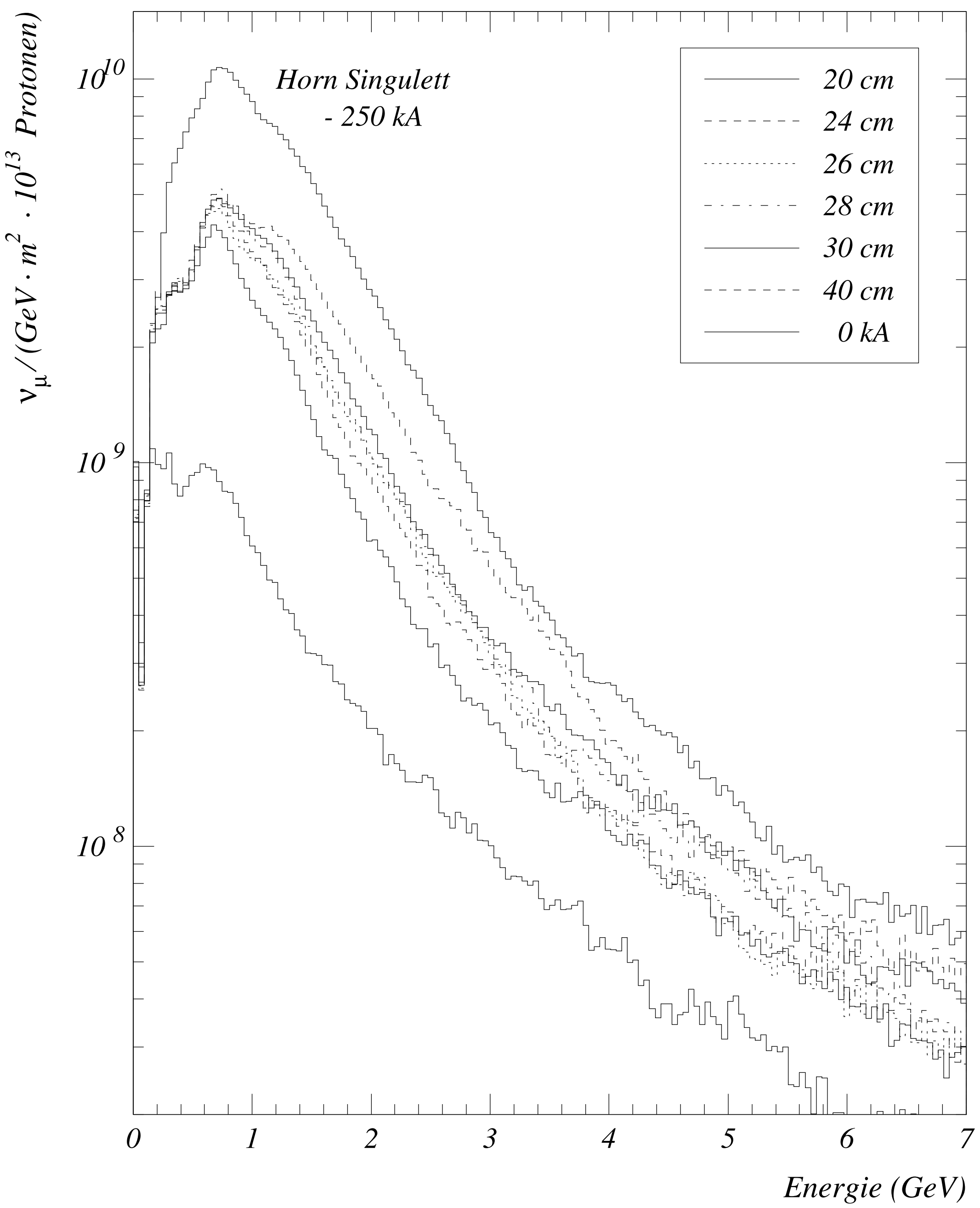


Abbildung 7.9: ν_μ Fluß für verschiedene Längen der Plasmalinse C.

konstante Plasmalinsenparameter	
Innenradius des Saphirzylinders	14.0 cm
Außenradius des Saphirzylinders	16.0 cm
Radius der Plasmasäule	2.0 cm
Stromstärke I	$-$ 200 kA ν-Fokussierung
Abstand Target – Linse	3 cm
Länge der Elektroden	1.5 cm

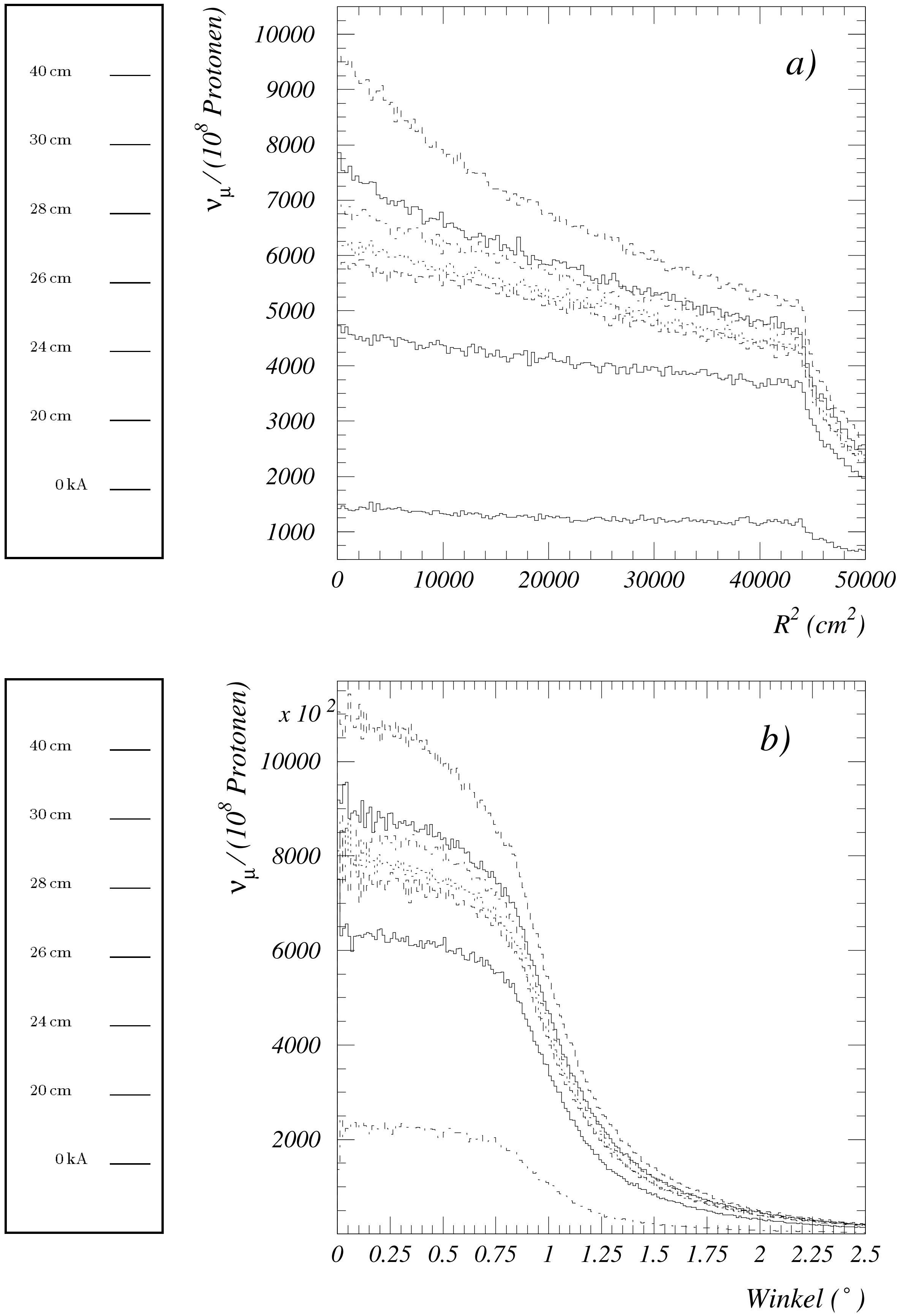


Abbildung 7.10: z-Pinch Plasmalinse C:
a) Die Verteilung des ν_μ-Flusses als Funktion des Quadrates des radialen Abstandes von der Strahlachse R^2 b) Winkelverteilung. Dargestellt ist die Zunahme des Flusses für die Linsenlängen 20 cm, 24 cm, 26 cm, 28 cm, 30 cm, und 40 cm bei einem Strom von -200 kA sowie des unfokussierten Strahls bei 0 kA.

7.2.3 Radius der stromführenden Plasmasäule

In diesem Abschnitt sollen die Ergebnisse der Simulationsrechnungen bezüglich der Radien der gepinchten Plasmasäule mit dem zu r proportionalen Magnetfeld am Beispiel der $\bar{\nu}_\mu$-Fokussierung dargestellt werden.

Die geometrischen Dimensionen zur dynamischen z-Pinch-Plasmalinse R sind in der folgenden Tabelle 7.5 aufgeführt.

Die geometrischen Abmessungen der Plasmalinse D	
Innenradius des Saphirzylinders	14.0 cm
Außenradius des Saphirzylinders	15.0 cm
Länge der Plasmasäule	30.0 cm
Stromstärke I	+400 kA $\bar{\nu}$-Fokussierung
Abstand Target – Linse	3 cm
Länge der Elektroden	1.5 cm

Tabelle 7.5: Die Linsenparameter der Plasmalinse D.

Der Pinchradius r_p ist ein Parameter, der experimentell nicht mit einem definierten Wert fest vorgegeben werden kann. Zudem sollte die gepinchte Plasmasäule eine möglichst homogene Stromdichteverteilung besitzen, damit die Plasmalinse lineare Abbildungseigenschaften hat. Der Durchmesser der Plasmasäule ist durch das Gleichgewicht von Magnetfelddruck und dem kinetischen Gasdruck festgelegt. Da der Magnetfelddruck durch die Gesamtstromstärke beeinflußt wird, muß hier die komplette Dynamik der z-Pinchentladung berücksichtigt werden.

Die Resultate aus den Simulationsrechnungen können also nur auf das Experiment übertragen werden, wenn für r_p reproduzierbare Werte erzielt werden. Die Ergebnisse der Simulation mit dem Pinchradius r_p als Parameter sind in den Abbildungen 7.11 und 7.12 auf den Seiten 148 und 149 aufgeführt. Dabei ist die Stromstärke $I = 400\,\text{kA} = \text{constant}$ und $B_{\text{max}} \cdot R = 0.08\,\text{Tm} = \text{constant}$.

Anhand der Abbildungen ist zu erkennen, daß der Neutrinofluß entscheidend vom Pinchradius r_p abhängt. Mit zunehemenden Werten für r_p von 0.5 cm auf 1.5 cm wird zunächst für Neutrinoenergien $E_\nu > 0.7\,\text{GeV}$ eine Zunahme im Neutrinofluß erreicht, während die Intensitätssteigerung im Flußmaximum klein ist. Für $r_p \geq 2.0\,\text{cm}$ wird dagegen eine zunehmende Steifigkeit des Spektrums beobachtet. Die Intensitätszunahme im Neutrinofluß beschränkt sich dabei auf das Flußmaximum, dagegen fällt der Neutrinofluß im höherenergetischen Bereich ab.

Der Abfall im Neutrinofluß zu größeren Energien übersteigt bei den Parametern der Plasmalinse D für Pinchradien größer 3.0 cm den Abfall des Neutrinoflusses bei Fokussierung durch das Horn-Dublett.

Mit zunehemenden Werten der Pinchradien r_p wird das Neutrino-Energiespektrum steifer.

Dieser Effekt ist auch in den Abbildungen 7.13 a), b) auf der Seite 150 zur radialen Ortsverteilung der Neutrinos auf der Detektorfrontfläche und der Winkelverteilung der Neutrinos bezüglich der Strahlachse zu erkennen.

7.2.4 Abstand der Elektrode zum Target

Abbildung 7.14 auf Seite 151 zeigt die Simulationsrechnungen zu den Neutrinoflüssen für diverse Elektroden – Target Abstände. Die Fokussierung erfolgt bei $-400\,\mathrm{kA}$ auf ν_μ-Neutrinos. Dargestellt sind die Neutrinoflüsse für die Abstände 0.5 cm, 1.0 cm, 2.0 cm, 3.0 cm, 4.0 cm, 10.0 cm, 15.0 cm, 20.0 cm und 25.0 cm, wobei die letzten Werte über einen in Frage kommenden Anwendungsbereich hinausgehen. Diese Abstände werden vom Ende des Targets bis zum Beginn der Elektrode auf der Strahleintrittsseite gemessen.

In der Abbildung sind zum Vergleich die Neutrinoflüsse angegeben, die bei der Fokussierung durch das Horn-Dublett mit $-250\,\mathrm{kA}$, durch das Horn-Singulett mit $-250\,\mathrm{kA}$ erhalten werden.

Die geometrischen Abmessungen der Plasmalinse E

Innenradius des Saphirzylinders	14.0 cm
Außenradius des Saphirzylinders	16.0 cm
Länge der Plasmasäule	25.0 cm
Radius der Plasmasäule	2.0 cm
Stromstärke I	-400 kA
Länge der Elektroden	1.5 cm

Tabelle 7.6: Die Dimensionierung der Plasmalinse E.

Der Neutrinofluß ist bei der Fokussierung durch die Plasmalinse E, deren weitere Parameter in Tabelle 7.6 aufgeführt sind, für kleine Abstände maximal und fällt für größere Abstände erwartungsgemäß ab. Für kleine Variationen des Elektroden-Target-Abstandes im Parameterbereich von 0.5 cm bis 4.0 cm weist der Neutrinofluß nur geringe Schwankungen auf. Für größere Abstände (10 cm bis 25 cm) ist die Abnahme im Neutrinofluß größer.

Um gute Fokussierungseigenschaften mit der Plasmalinse zu erzielen, sollte der Abstand zum Target möglichst gering gewählt werden. Hierzu kann das Fenster auf der Targetseite stark in die Linse gewölbt werden, um das Target möglichst nahe an die Plasmasäule zu bringen (Le Dallic 1990, Kowalewicz 1991).

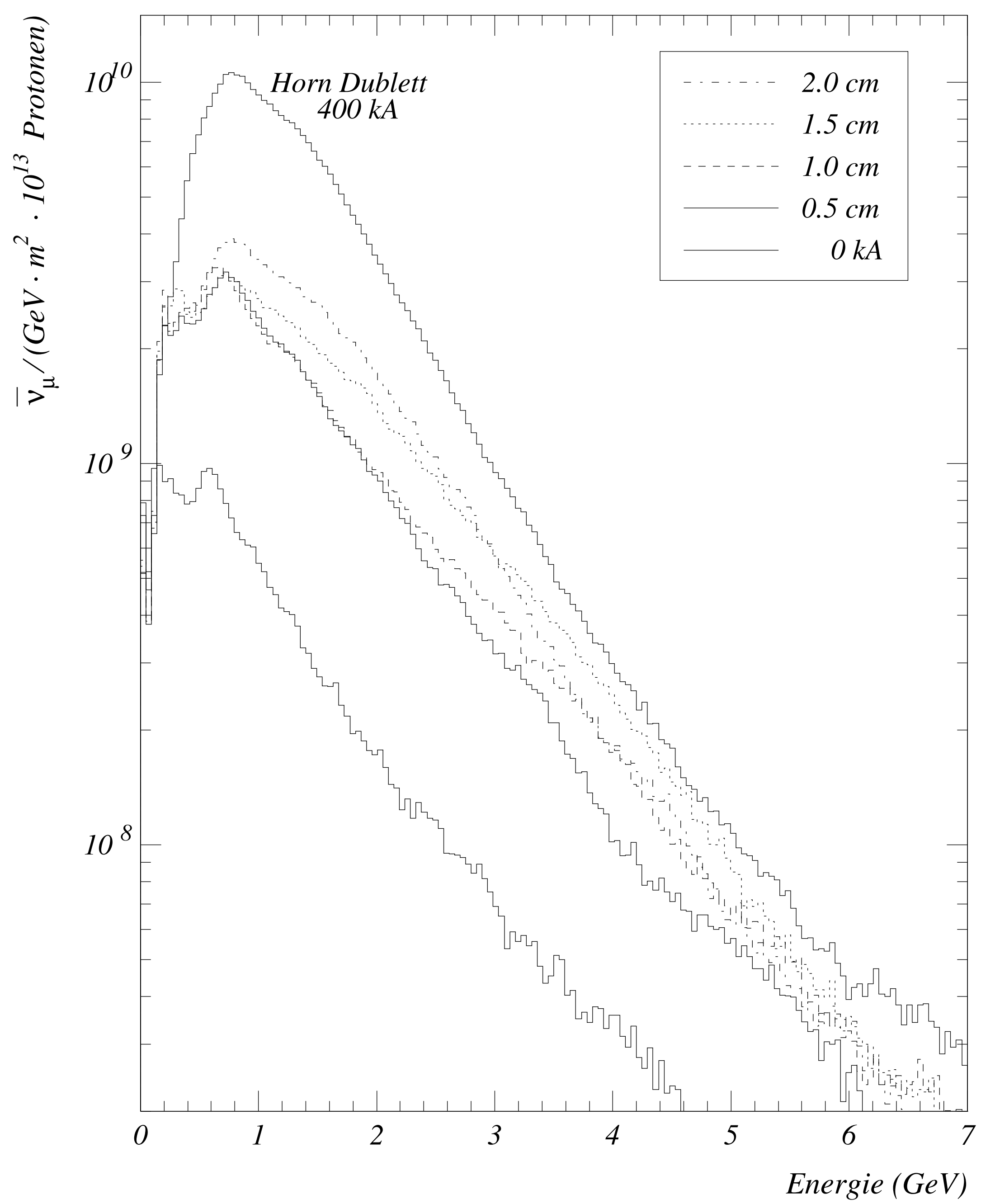


Abbildung 7.11: $\bar{\nu}_\mu$ Flußzunahme für die Pinchradien 0.5 cm, 1.0 cm, 1.5 cm und 2.0 cm der Plasmalinse D.

konstante Plasmalinsenparameter	
Innenradius des Saphirzylinders	14.0 cm
Außenradius des Saphirzylinders	15.0 cm
Länge der Plasmasäule	30.0 cm
Stromstärke I	+ 400 kA $\bar{\nu}$-Fokussierung
Abstand Target – Linse	3 cm
Länge der Elektroden	1.5 cm

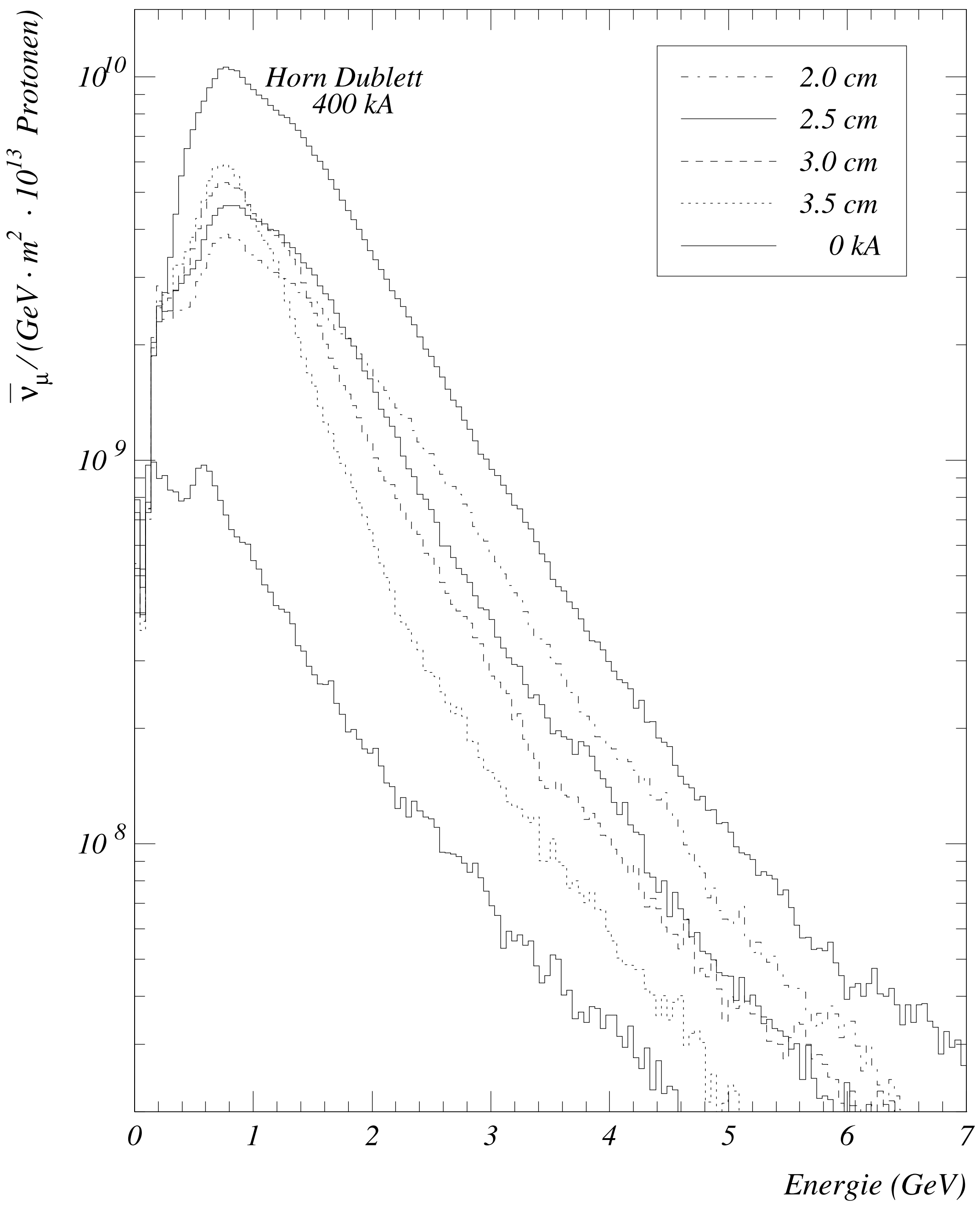


Abbildung 7.12: $\bar{\nu}_\mu$ Flußabnahme für die Pinchradien 2.0 cm, 2.5 cm, 3.0 cm und 3.5 cm der Plasmalinse D.

konstante Plasmalinsenparameter	
Innenradius des Saphirzylinders	14.0 cm
Außenradius des Saphirzylinders	15.0 cm
Länge der Plasmasäule	30.0 cm
Stromstärke I	+ 400 kA $\bar{\nu}$-Fokussierung
Abstand Target – Linse	3 cm
Länge der Elektroden	1.5 cm

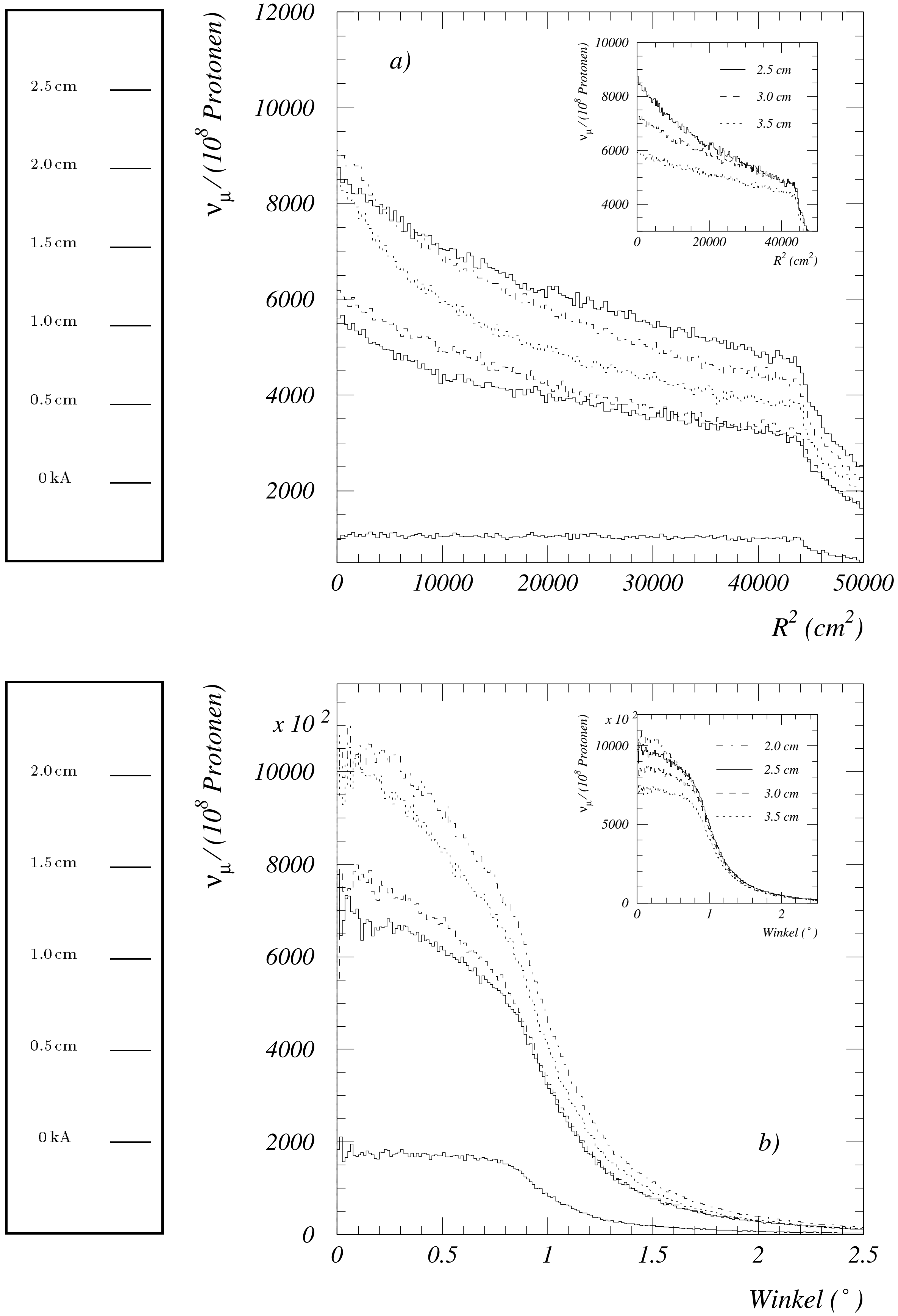


Abbildung 7.13: z-Pinch Plasmalinse D:
a) Die Verteilung des ν_μ-Flusses als Funktion des Quadrates des radialen Abstandes von der Strahlachse R^2 b) Winkelverteilung

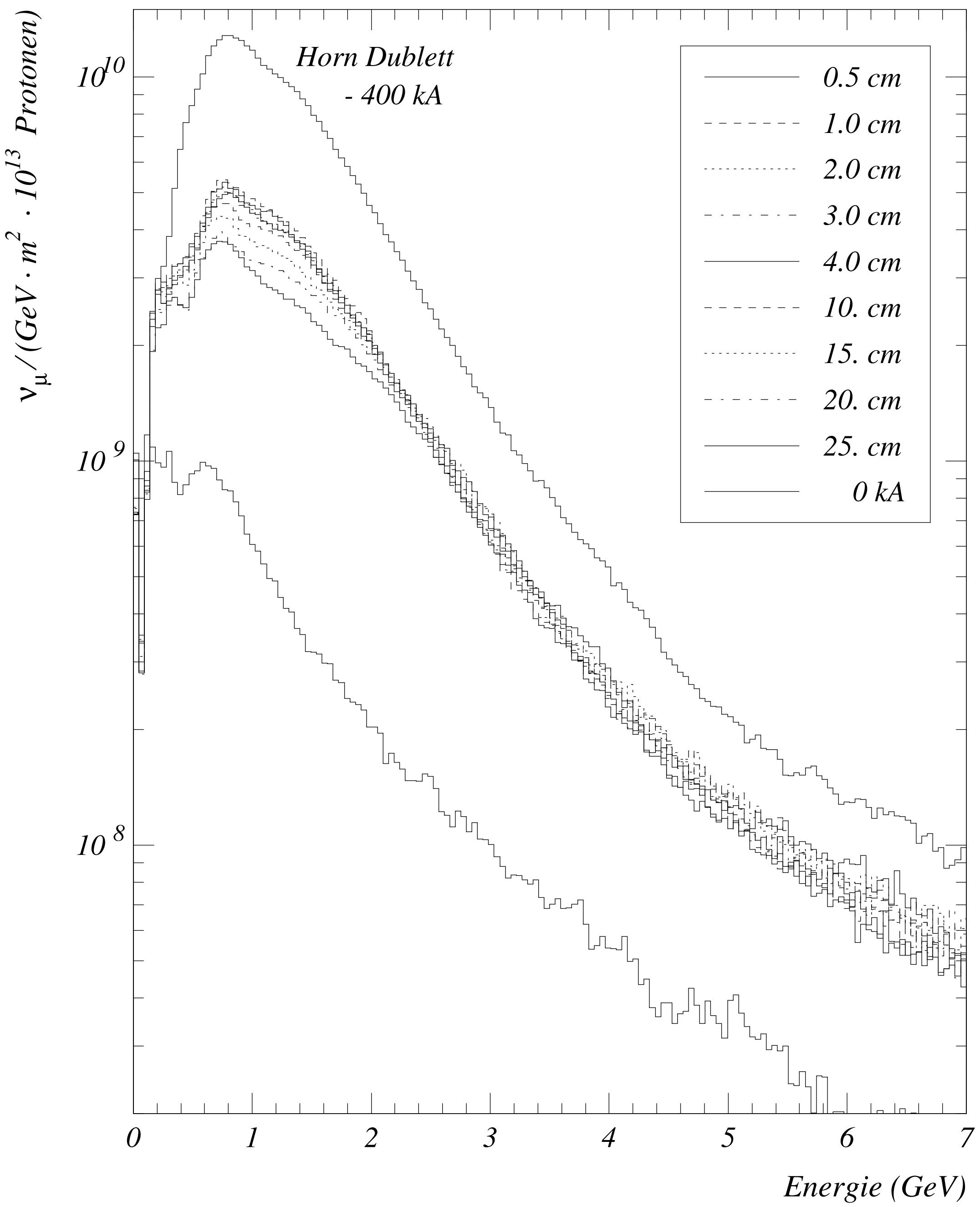


Abbildung 7.14: Fokussierung durch eine z-Pinch-Plasmalinse mit dem Abstand der Elektrode zum Target als Parameter. Dargestellt sind die Neutrinoflüsse für die Abstände 0.5 cm, 1.0 cm, 2.0 cm, 3.0 cm, 4.0 cm, 10.0 cm, 15.0 cm, 20.0 cm und 25.0 cm sowie für die Horn-Dublett- und Horn-Singulett- Fokussierung.

konstante Plasmalinsenparameter	
Innenradius des Saphirzylinders	14.0 cm
Außenradius des Saphirzylinders	16.0 cm
Länge der Plasmasäule	25.0 cm
Radius der Plasmasäule	2 cm
Stromstärke I	-400 kA ν-Fokussierung
Länge der Elektroden	1.5 cm

7.3 Eine Plasmalinse mit wandstabilisierter Entladung

Bei einem normalen z-Pinch ist der Innendurchmesser der Isolatorröhre mit dem Pinchquerschnitt vergleichbar. Das experimentelle Ziel im Aufbau einer wandstabilisierten Entladung besteht darin, die Dynamik der Kompression durch geeignete Wahl von Entladegas, Isolatorduchmesser und Druck so weit wie möglich zu verhindern. In Tabelle 7.7 ist ein Beispiel für den Aufbau einer wandstabilisierten Plasmalinse an der GSI zur Fokussierung von Schwerionenstrahlen aufgeführt.

Für die Simulationsrechnungen wird die Plasmasäule als stabil betrachtet. Die Parameter bezüglich der geometrischen Dimensionierung der für die Simulationsrechnungen verwendeten Linse sind in der Tabelle 7.8 aufgelistet.

Normaler z-Pinch	
Strom in der Plasmasäule	22 kA
Magnetfeldgradient	120 T/m
Radius	5 mm
Länge	100 mm
Fokussierdauer	0.3 μs
Fokussierwinkel	36 mrad
'spot' Radius	150 μm

Tabelle 7.7: Beispiel einer wandstabilisierten Plasmalinse an der GSI zur Fokussierung von Schwerionenstrahlen (n. Stetter 1993).

Wandstabilisierte Entladung	
Innenradius des Saphirzylinders	1.0 cm
Außenradius des Saphirzylinders	2.0 cm
Länge der Plasmasäule	20.0 cm
Radius der Plasmasäule	1.0 cm
Abstand Target – Linse	3 cm
Länge der Elektroden	1.5 cm

Tabelle 7.8: Die Dimensionierung der Plasmalinse mit wandstabilisierten Entladung.

In der Abbildung 7.16 ist der Neutrinofluß für verschiedene Ströme in der Plasmasäule dargestellt. Ein normaler z-Pinch wird im Vergleich zum dynamischen z-Pinch mit geringeren Strömen gepulst. Nach Stetter (1993) kommen hierzu Ströme im Bereich von 50 kA bis 200 kA in Betracht, so daß eine stabile Plasmasäule erhalten wird. Für das Maximum des Neutrinoflusses läßt sich nach den Abbildungen 7.15 und 7.16 ein vierfach größerer Neutrinofluß im Vergleich zum unfokussierten Strahl erzielen.

In Abbildung 7.15 ist die Intensitätssteigerung des ν_μ-Flusses bei Fokussierung mit -200 kA gegenüber dem unfokussierten Strahl aufgeführt. Über den gesamten Energiebereich wird für diesen Stromparameter eine Steigerung im Neutrinofluß um einen Faktor 3.8 erreicht.

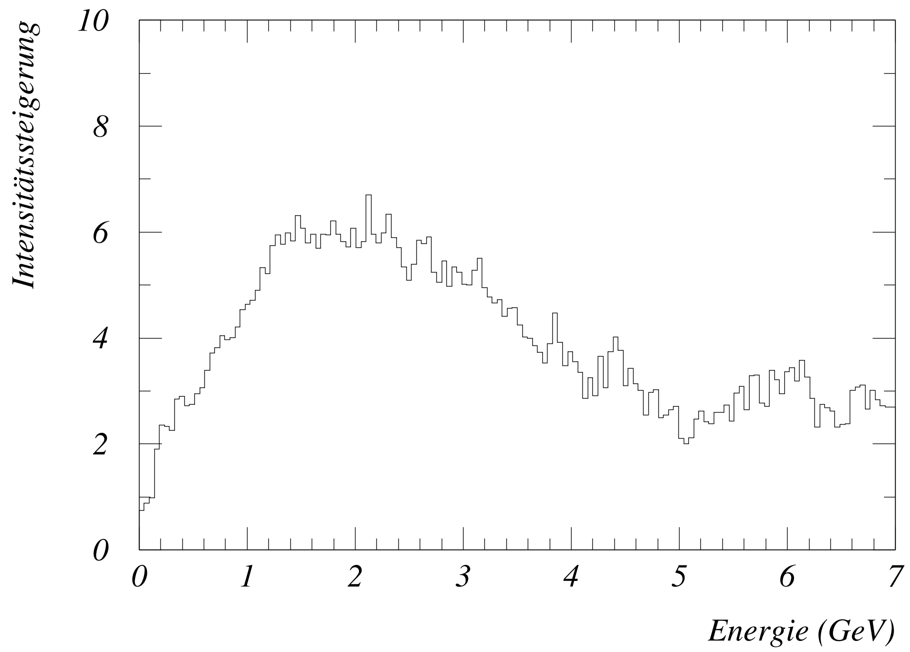


Abbildung 7.15: Intensitätssteigerung des Neutrinoflusses durch eine normale z-Pinch-Plasmalinse bei Fokussierung mit -200 kA gegenüber dem unfokussierten Strahl.

Aufgrund der kleineren Durchmesser der stromführenden Plasmasäule und der kleineren anwendbaren Stromstärken werden mit einer normalen z-Pinch-Plasmalinse im Vergleich zu einem dynamischen z-Pinch geringere Neutrinoflüsse erhalten.

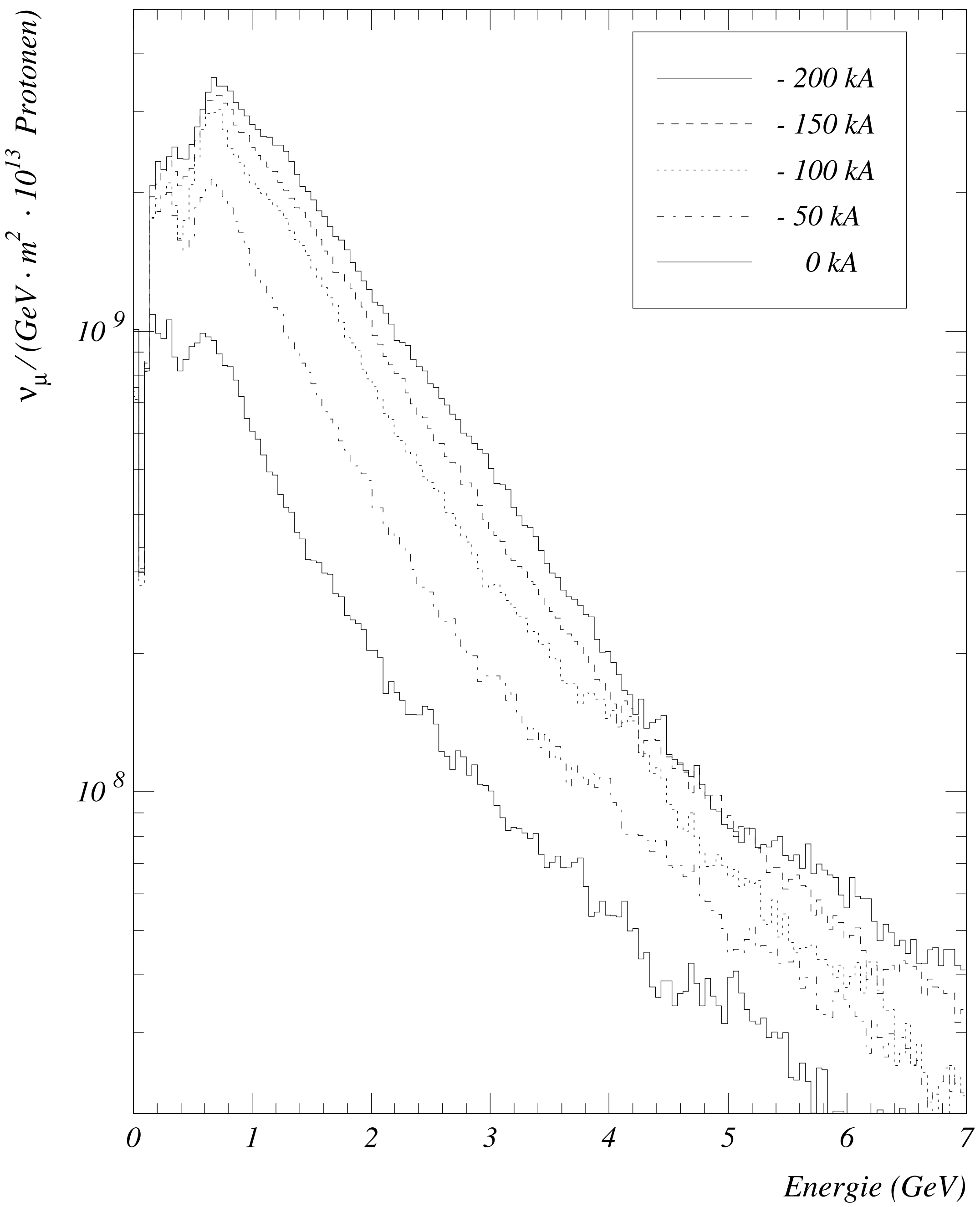


Abbildung 7.16: Wandstabilisierte Entladung: ν_μ-Fluß für verschieden Ströme.

konstante Plasmalinsenparameter	
Innenradius des Saphirzylinders	1.0 cm
Außenradius des Saphirzylinders	2.0 cm
Länge der Plasmasäule	20.0 cm
Radius der Plasmasäule	2.0 cm
Abstand Target – Elektrode	3.0 cm
Länge der Elektroden	1.5 cm

8. Plasmalinse in Kombination mit einem magnetischen Horn

Zur Erzeugung eines intensiven Neutrinostrahls kann für die Fokussierung der Pionen und Kaonen auch ein kombinierter Aufbau aus einer z-Pinch-Plasmalinse und einem magnetischen Horn verwendet werden. Die Plasmalinse sollte aufgrund ihrer linearen Abbildungseigenschaften das erste dem Target direkt nachfolgende Fokussierelement sein.

Für den konzeptionellen Aufbau der magnetischen Hörner werden in diesem Kapitel der Reflektor des Brookhaven-Experimentes sowie zwei weitere parabolisch geformte Stromleiter verwendet.

8.1 Anordnung aus z-Pinch-Plasmalinse und Reflektor

Die Simulationen für einen Aufbau bestehend aus einer z-Pinch-Plasmalinse und dem verwendeten Reflektor des Brookhaven-Experimentes werden bezüglich des Abstandes des magnetischen Horns zur Plasmalinse durchgeführt. Für die Plasmalinse werden die geometrischen Abmessungen der Plasmalinse B nach Tabelle 7.4, Seite 136 verwendet, für den Reflektor das zweite magnetische Horn des BNL-Experimentes.

Die Ergebnisse sind in Abbildung 8.1 auf Seite 157 dargestellt. Der Fokussierstrom beträgt sowohl für die Plasmalinse als auch für das magnetische Horn $I = -300\,\mathrm{kA}$. Der Abstand umfaßt die Parameterwerte 50.0 cm, 100.0 cm, 200.0 cm, 300.0 cm, 400.0 cm, 500.0 cm, 600.0 cm und 831.9 cm, wobei der letzte Wert den Abstand des Reflektors zum ersten magnetischen Horn im BNL-Aufbau entspricht. Die Simulationsrechnungen zum Horn-Dublett und Horn-Singulett sowie zum unfokussierten Strahl sind als Referenz angegeben.

Es ist auffallend, daß die Neutrinoflüsse der z-Pinch-Reflektor-Anordnung dicht beieinander liegen. Im Abstand von 50 cm wird der geringste Neutrinofluß in der dargestellten Kurvenschar zur z-Pinch-Reflektor-Anordnung erhalten. Für größere Abstände auf 100 cm und 200 cm wird vor allem im Energiebereich des Flußmaximums um 0.8 GeV eine Steigerung im Neutrinofluß erzielt. Für Neutrinoenergien $E_\nu > 5\,\mathrm{GeV}$ können nur geringe Unterschiede im Neutrinofluß festgestellt werden.

Für die Parameter 300 cm, 400 cm und 500 cm sind die Unterschiede im Neutrinofluß über den gesamten Energiebereich gering. Für einen Abstand von 400 cm wird das absolute Flußmaximum der z-Pinch-Plasmalinsen-Reflektor-Anordnung sowohl bei einer Neutrinoenergie von 0.8 GeV als auch in der Gesamtanzahl der auf den Detektor treffenden Neutrinos beobachtet. Der Neutrinofluß kann für den dargestellten Energiebereich um einen Faktor 7.9 gegenüber dem unfokussierten Strahl erhöht werden, im Flußmaximum bei 0.8 GeV beträgt die Steigerung 11.0.

Für größere Abstände auf 500 cm und 831.9 cm fällt der Neutrinofluß im Bereich des Flußmaximums ab.

Es ist davon auszugehen, daß bei einer Erhöhung des Stromes eine weitere Intensitätssteigerung des Neutrinoflusses erzielt werden kann. Es bleibt zu untersuchen, bei welchem Stromparameter das Maximum im Neutrinofluß durch diese Anordnung erreicht wird.

Die Intensitätssteigerung, die mit dieser Anordnung im Abstand von 400 cm gegenüber dem unfokussierten Strahl im Energiebereich von 0 GeV bis 7 GeV erhalten wird, ist in Abbildung 8.2 zusammen mit den Verhältnissen zur Horn-Dublett- und Horn-Singulett-Fokussierung dargelegt. Abb. 8.2 a) gibt das Verhältnis der Neutrinoflüsse an, die bei Fokussierung durch die Plasmalinsen-Reflektor-Anordnung gegenüber dem unfokussierten Strahl erhalten werden, b) gibt das Verhältnis der Neutrinoflüsse an, die bei Fokussierung durch das Horn-Dublett mit -400 kA gegenüber der Plasmalinsen-Reflektor-Anordnung erzielt werden und c) gibt das entsprechende Verhältnis zur Horn-Singulett-Fokussierung mit einem Strom von -250 kA an.

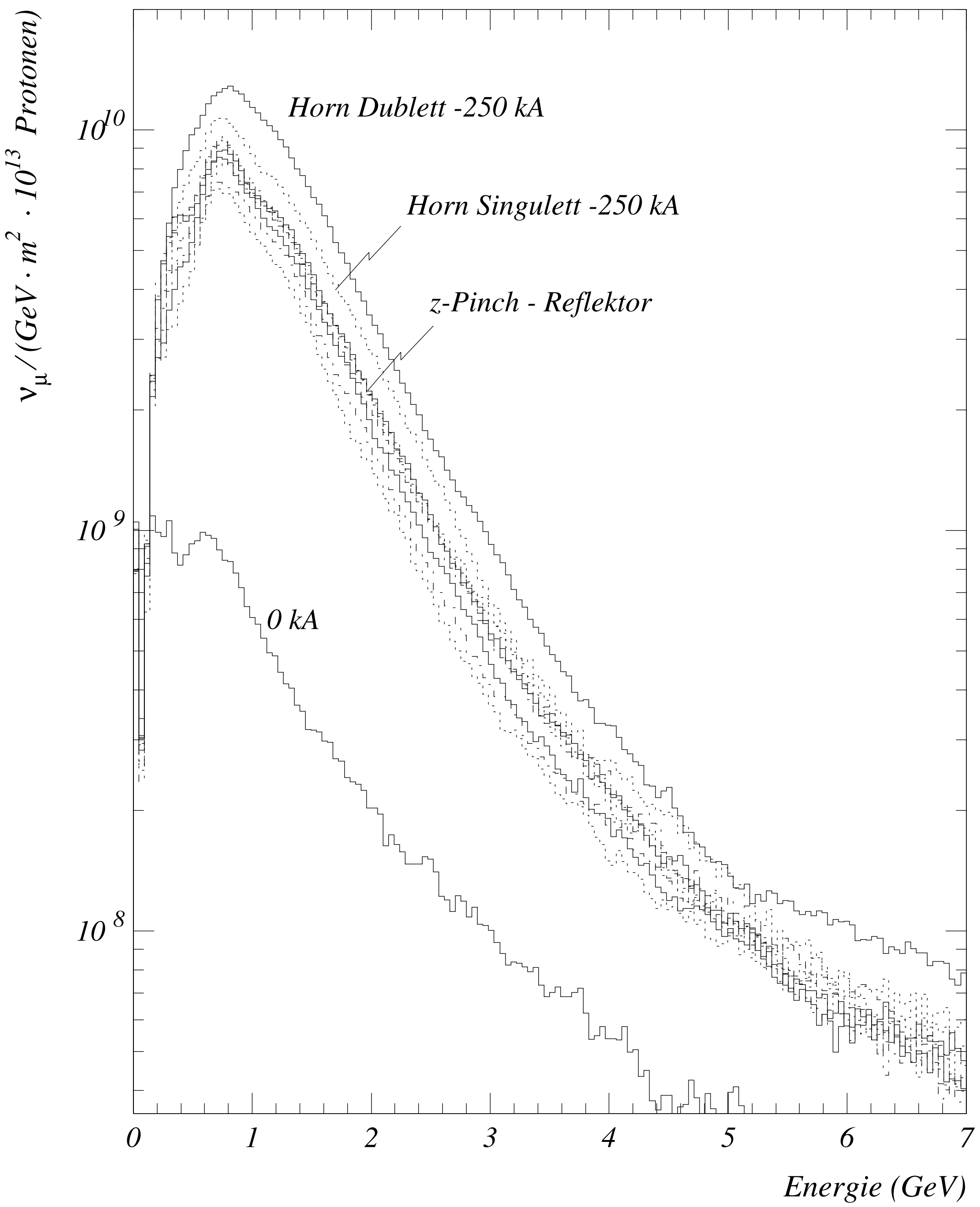


Abbildung 8.1: z-Pinch Plasmalinse B in Kombination mit dem BNL-Reflektor für diverse Abstände des Reflektors zur Plasmalinse: 50.0 cm, 100.0 cm, 200.0 cm, 300.0 cm, 400.0 cm, 500.0 cm, 600.0 cm und 831.9 cm.

Die Abmessungen der Plasmalinse B

Fokussierstrom	-300 kA
Innenradius des Saphirzylinders	15.0 cm
Außenradius des Saphirzylinders	16.0 cm
Länge der Plasmasäule	30.0 cm
Radius der Plasmasäule	2.5 cm
Abstand Target – Linse	3 cm

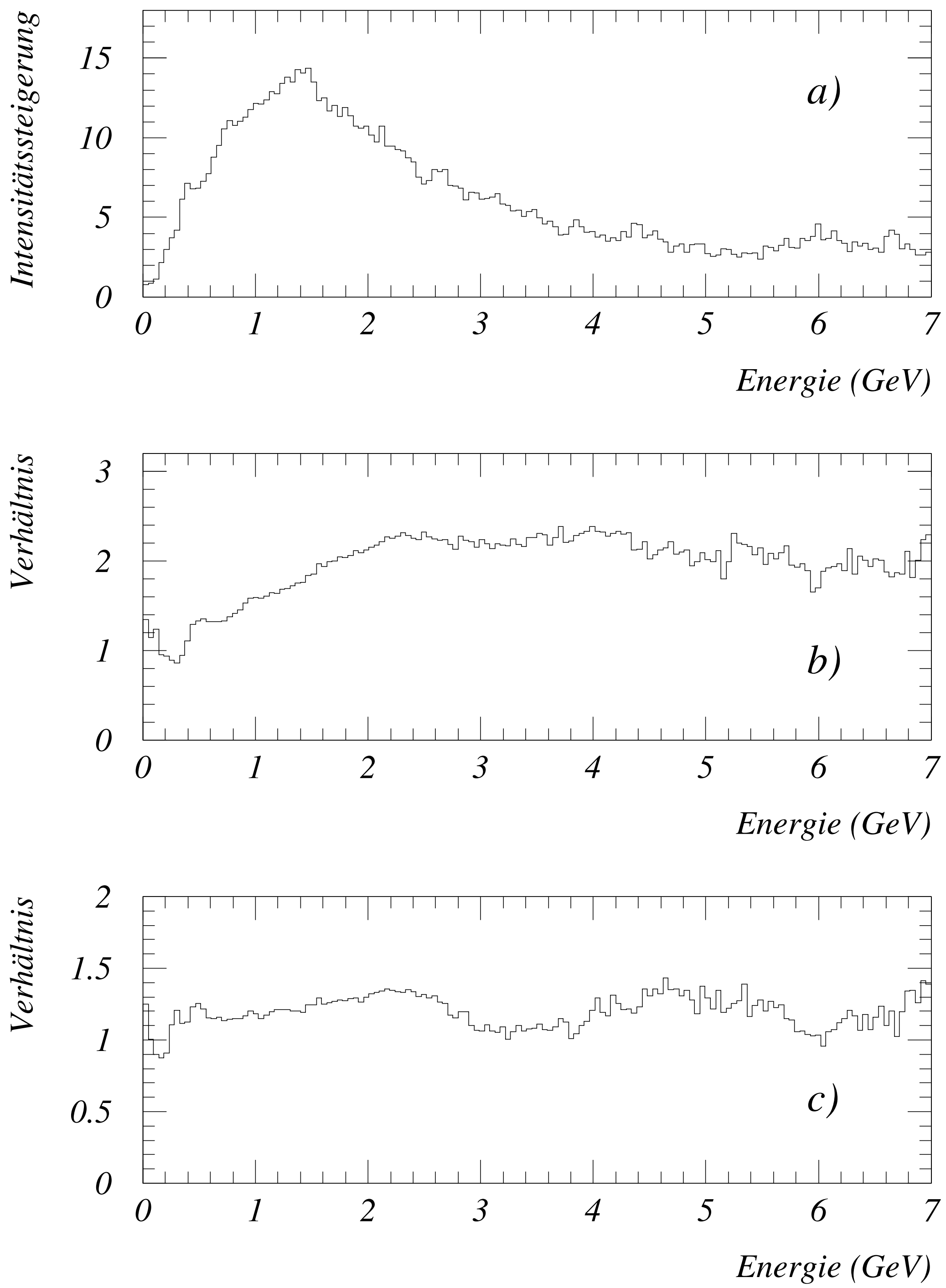


Abbildung 8.2: a) Intensitätssteigerung des Neutrinoflusses bei Fokussierung durch die z-Pinch-Plasmalinsen-Reflektor Anordnung im Abstand von 400 cm und einem Strom von −300 kA gegenüber dem unfokussierten Strahl, b) Verhältnis der Neutrinoflüsse bei Fokussierung durch das Horn-Dublett mit einem Strom von −400 kA zur z-Pinch-Plasmalinsen-Reflektor Anordnung im Abstand 400 cm b) Verhältnis der Neutrinoflüsse bei Fokussierung durch das Horn-Singulett mit einem Strom von −250 kA zur z-Pinch-Plasmalinsen-Reflektor-Anordnung im Abstand 400 cm.

8.2 Anordnung aus z-Pinch-Plasmalinse und magnetischem Horn

8.2.1 Die Kombination aus einer z-Pinch-Plasmalinse und einem parabolisch geformten Stromleiter

Die Kombination aus einer z-Pinch-Plasmalinse und einem parabolisch geformten Stromleiter mit Zylindersymmetrie ist in Abbildung 8.3 dargelegt. Das Horn ist direkt der Plasmalinse nachfolgend angeordnet. Die Länge des Horns beträgt 40 cm, der Radius der Strahleintrittsfläche 2.8 cm und der Radius der Strahlaustrittsfläche 12.9 cm. Für die Plasmalinse wird die in Kapitel 7 unter Tabelle 7.3 aufgeführte Plasmalinse A verwendet. Beide Fokussierelemente werden von einem Strom gleicher Amplitude gepulst.

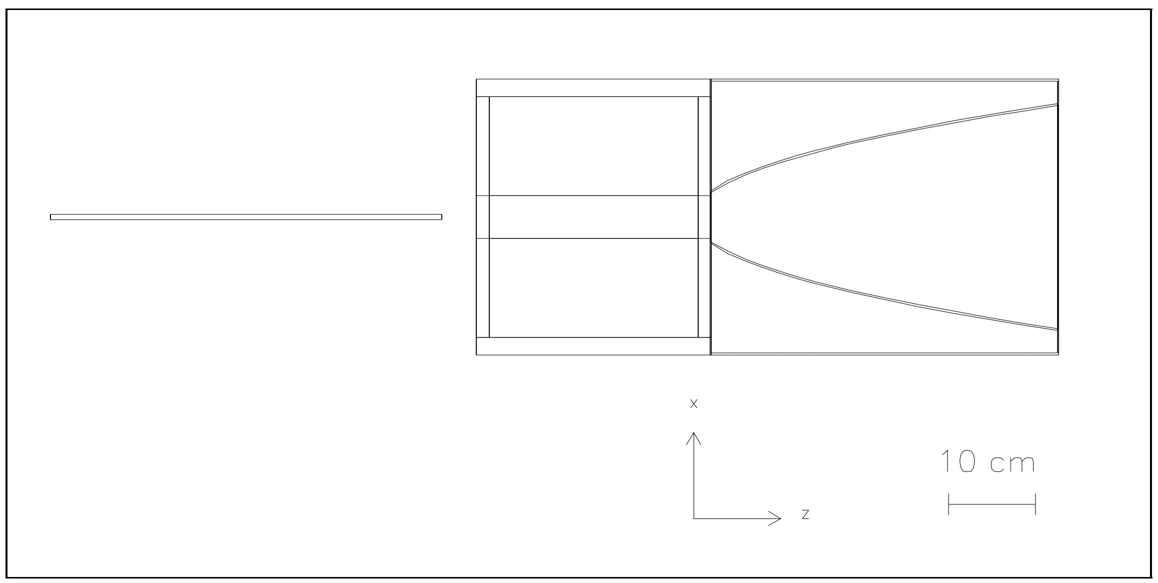


Abbildung 8.3: Anordnung einer z-Pinch-Plasmalinse und eines magnetischen Horns.

Die Resultate der Simulationsrechnungen zu diversen Fokussierströmen sind in der Abbildung 8.4 dargestellt. Mir dieser Anordnung läßt sich in der Fokussierung mit -500 kA im Flußmaximum bei 0.8 GeV eine Steigerung der Neutrinointensität um etwa einen Faktor 7 erreichen, die Steigerung für den gesamten Energiebereich beträgt 6.2 im Neutrinofluß.

Zu diesem Aufbau wurde bei gleichbleibenden Dimensionen des magnetischen Horns auch die Länge der Plasmalinse variiert. Die Fokussierung erfolgt bei -450 kA auf ν_μ-Neutrinos. Wie aus der Abbildung 8.5 ersichtlich, wird bei einer Länge von 24 cm der maximale Neutrinofluß bei 0.8 GeV erzielt. Bei einer größeren Linsenlänge von 28 cm wird im Energiebereich von ca. 0.2 GeV bis 1.2 GeV ein geringfügig kleinerer Neutrinofluß erhalten. Dagegen kann der Neutrinofluß für Energien größer 1.2 GeV weiter gesteigert werden.

Wird das magnetische Horn in einigem Abstand zur Plasmalinse angeordnet, kann für diesen Aufbau nur eine geringfügige Steigerung im Neutrinofluß erhalten werden, wie Abbildung 8.6 zeigt. Allerdings wurden für diese Simulationsrechnung andere Parameter für die Plasmalinse gewählt. Daraus ist das steifere Neutrino-Energie-Spektrum zu erklären.

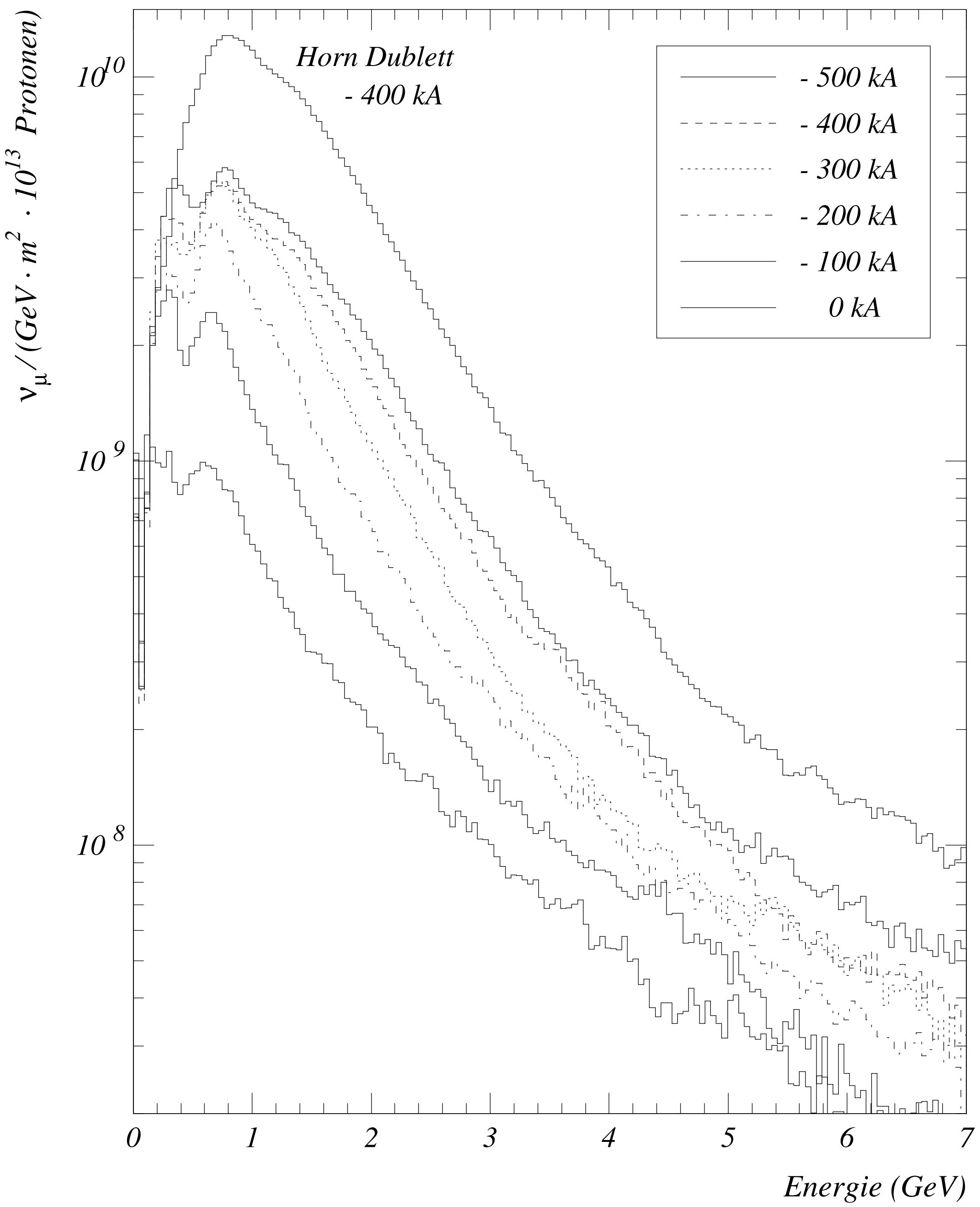


Abbildung 8.4: Neutrinofluß für diverse Stromstärken bei Fokussierung mit einer Anordnung aus einer z-Pinch-Plasmalinse und einem magnetischem Horn der Abb. 8.3. Die Daten zum Horn sind im Programmanhang A angegeben.

Plasmalinsenparameter	
Innenradius des Saphirzylinders	14.0 cm
Außenradius des Saphirzylinders	16.0 cm
Länge der Plasmasäule	20.0 cm
Radius der Plasmasäule	2.0 cm
Abstand Target – Linse	3 cm

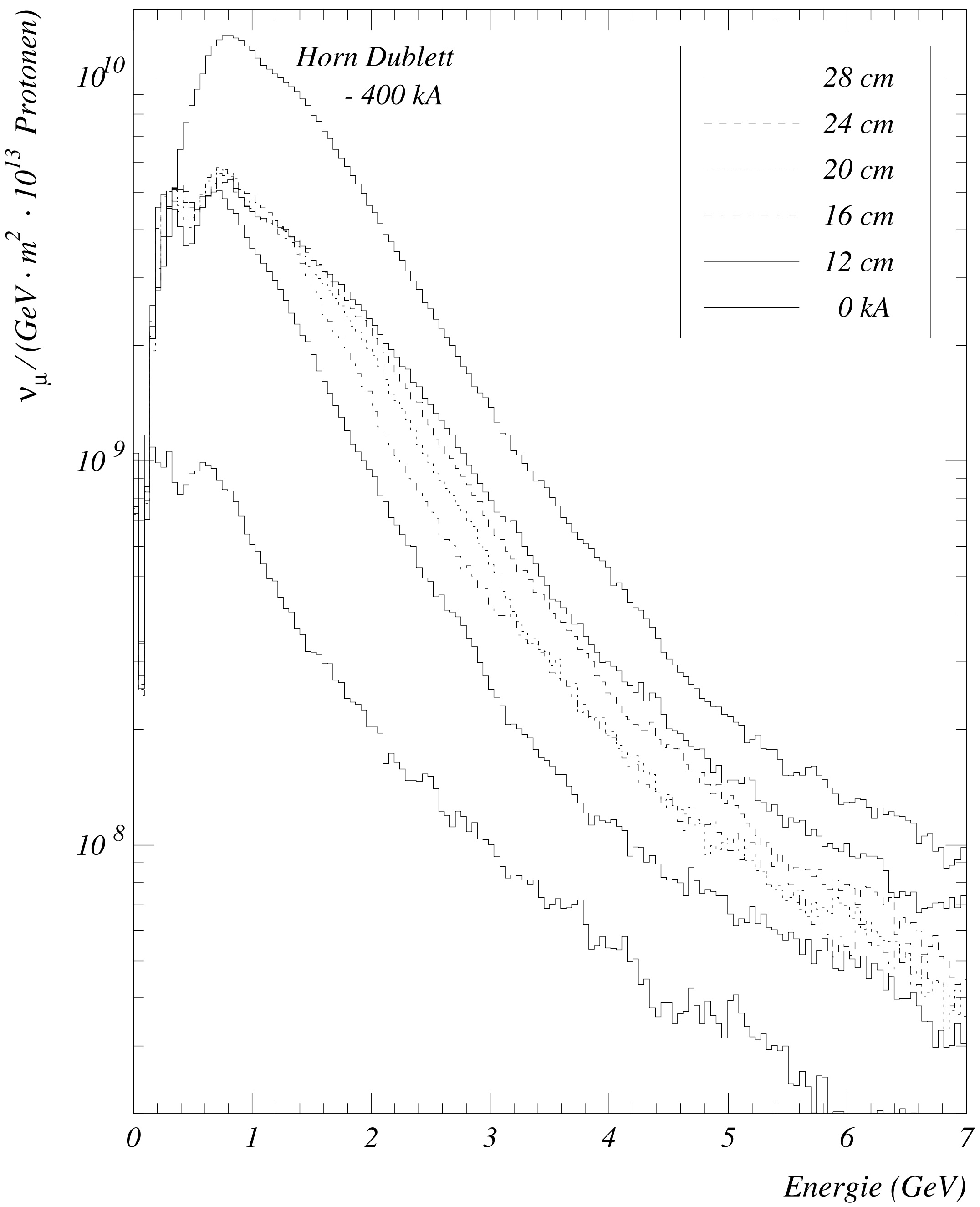


Abbildung 8.5: Neutrinofluß für verschiedene Linsenlängen der Fokussierungsanordnung der Abb. 8.3.

Plasmalinsenparameter	
Innenradius des Saphirzylinders	14.0 cm
Außenradius des Saphirzylinders	16.0 cm
Radius der Plasmasäule	2.0 cm
Fokussierstrom	– 450 kA
Abstand Target – Linse	3 cm

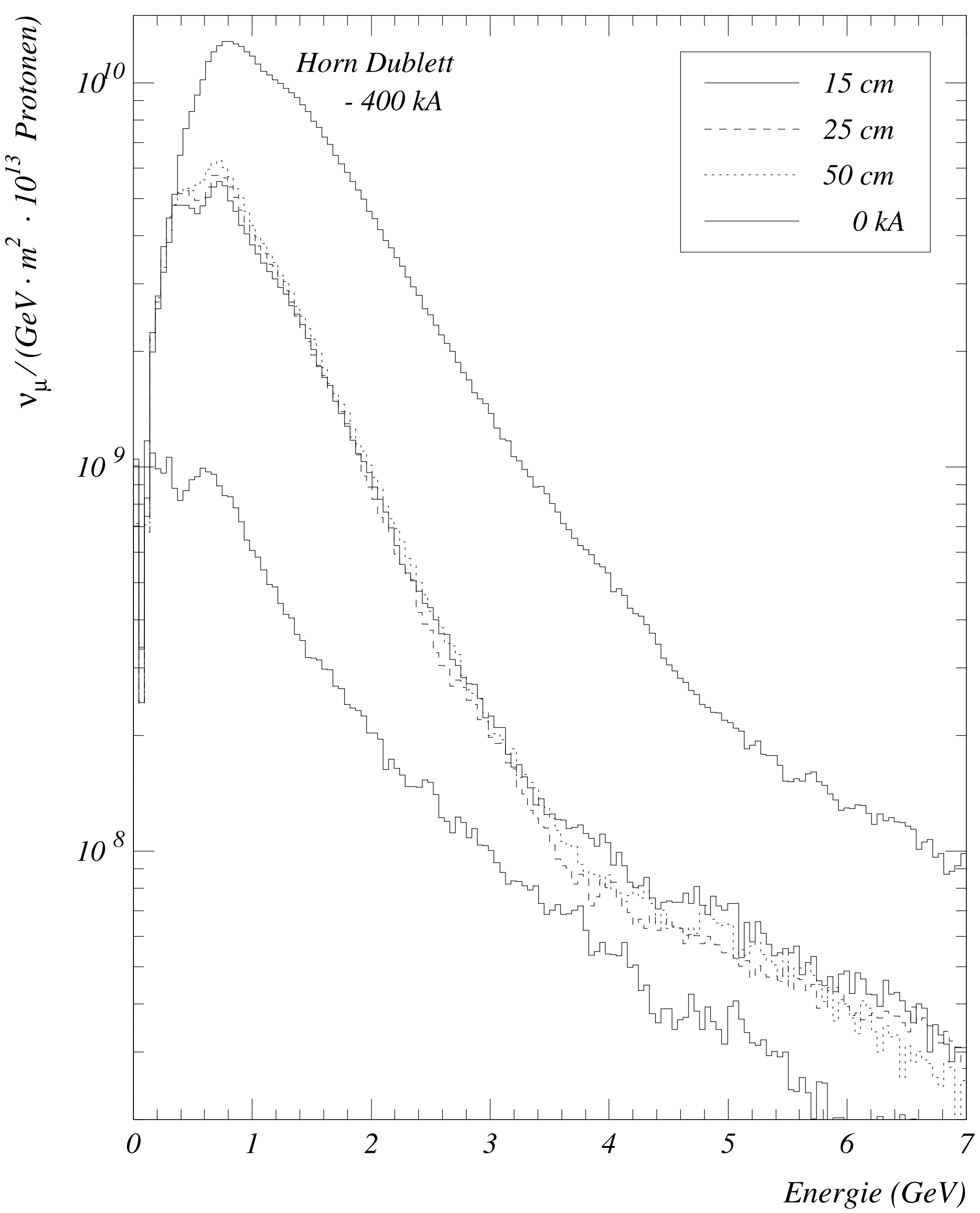
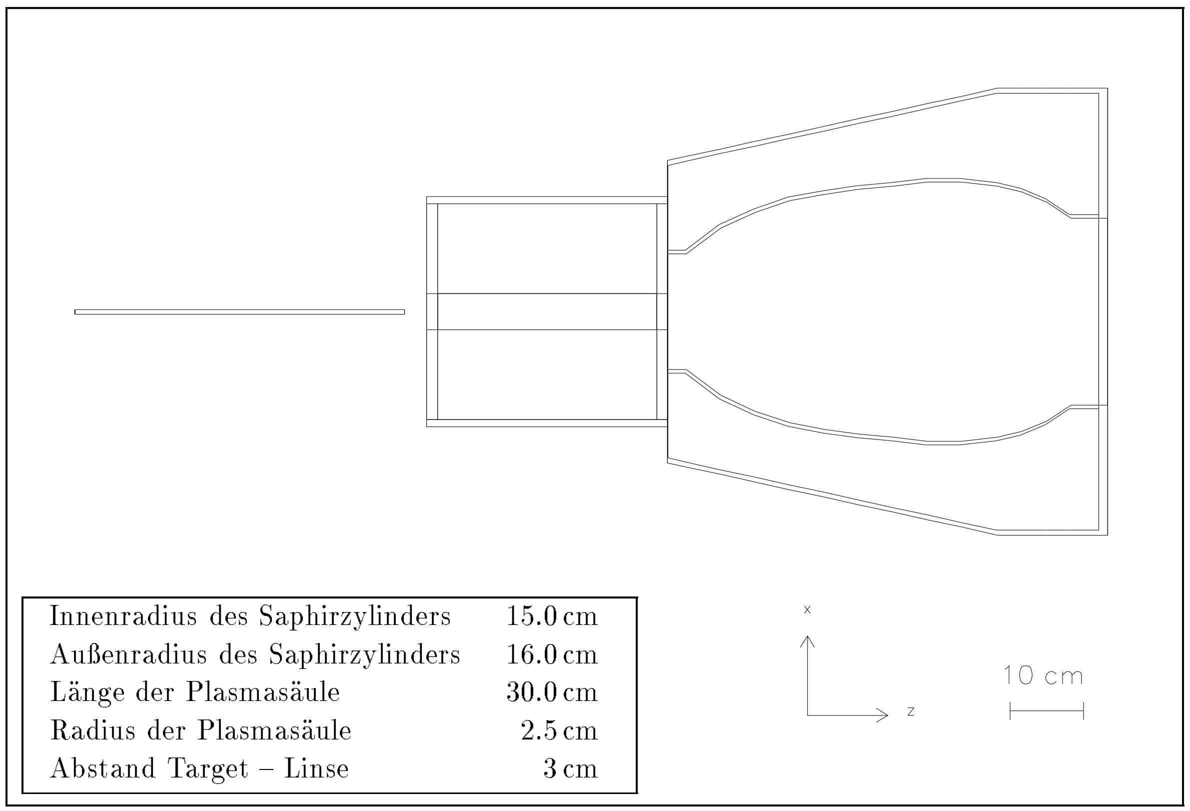


Abbildung 8.6: Neutrinofluß für verschiedene Parameter des Horn – Plasmalinsenabstandes.

Plasmalinsenparameter	
Innenradius des Saphirzylinders	15.0 cm
Außenradius des Saphirzylinders	16.0 cm
Länge der Plasmasäule	26.0 cm
Radius der Plasmasäule	2.0 cm
Abstand Target – Linse	2.5 cm
Fokussierstrom	– 400 kA

8.2.2 Die Kombination aus einer z-Pinch-Plasmalinse und einem magnetischen Horn

Die Anordnung mit einem weiteren magnetischen Horn wird aus Abbildung 8.7 ersichtlich. Die Länge des Horns beträgt 60 cm, die Stärke der Zylinderwand ca. 6 mm, der Innen- bzw. Außenradius in der Strahleintrittsfläche beträgt 8.0 cm bzw. 21.0 cm, in der Strahlaustrittsfläche 13.0 cm bzw. 31.0 cm. Die Parameter zur dynamischen z-Pinch-Plasmalinse sind im Bild 8.7 angegeben.



Innenradius des Saphirzylinders	15.0 cm
Außenradius des Saphirzylinders	16.0 cm
Länge der Plasmasäule	30.0 cm
Radius der Plasmasäule	2.5 cm
Abstand Target – Linse	3 cm

Abbildung 8.7: Anordnung einer z-Pinch-Plasmalinse und eines magnetischen Horns.

Auch diese Anordnung wird mit einem gemeinsamen Strom gepulst betrieben. Die Ergebnisse der Simulationen bezüglich der Stromparameter sind in Abbildung 8.8 dargestellt.

Bei -400 kA wird für diese Fokussieranordnung der maximale Neutrinofluß bei 0.8 GeV beobachtet. Der Neutrinofluß läßt sich im gesamten Energiebereich um einen Faktor 6.2 gegenüber dem unfokussierten Strahl steigern.

Im Vergleich dazu ist im Flußmaximum bei 0.8 GeV die Fokussierung durch das Horn-Dublett um einen Faktor 2.6 und die Fokussierung durch das Horn-Singulett um einen Faktor 2.1 größer. Eine Erhöhung des Stromes auf -500 kA bewirkt einen geringfügigen Abfall im Flußmaximum im Bereich von 0.4 GeV bis 1.2 GeV, wobei für größere Neutrinoenergien eine weitere Flußzunahme durch Fokussierung hochenergetischer Pionen und Kaonen erzielt wird.

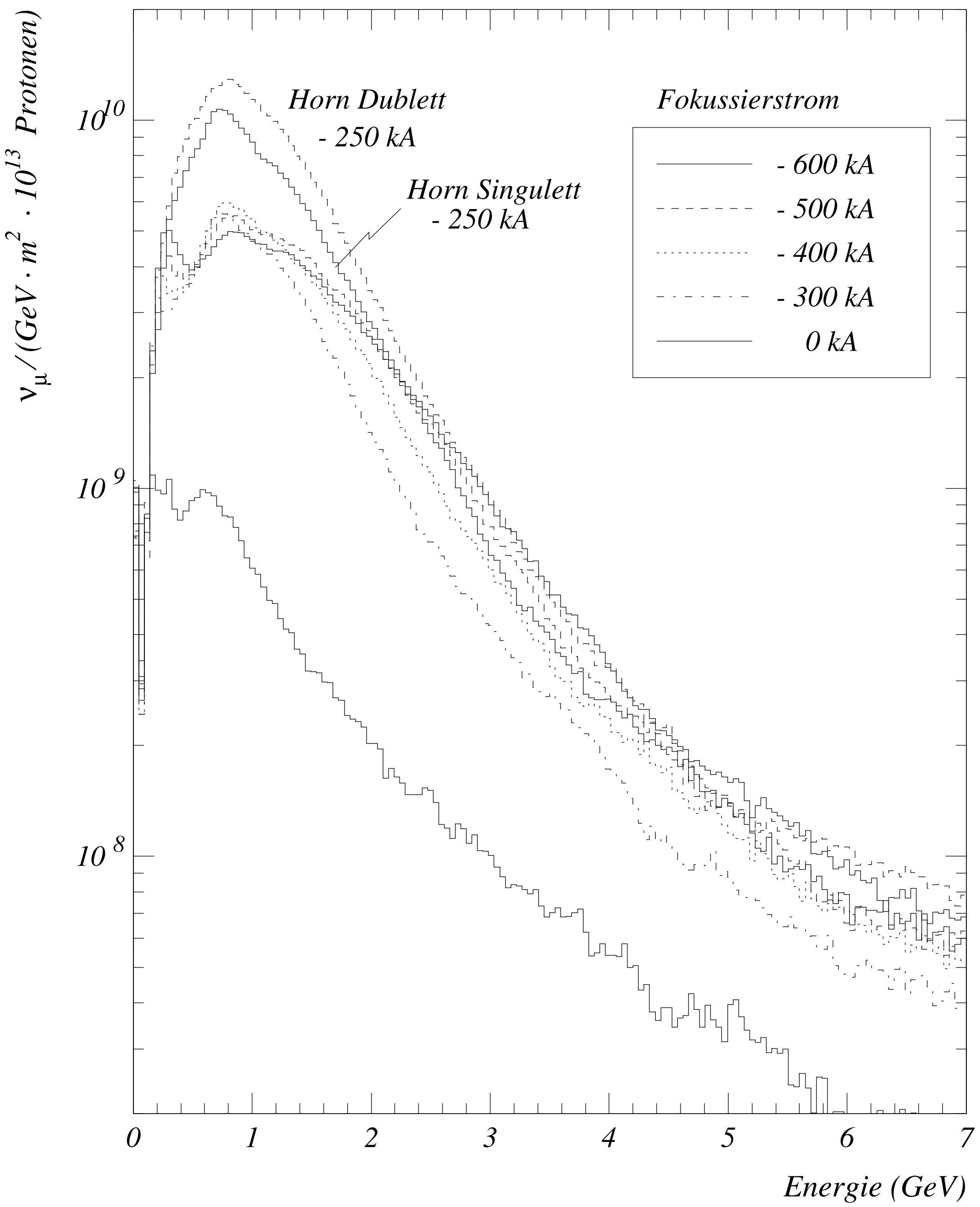


Abbildung 8.8: Neutrinofluß bei Fokussierung mit einer Anordnung aus einer z-Pinch-Plasmalinse und einem magnetischem Horn der Abb. 8.7 für diverse Stromstärken.

Plasmalinsenparameter

Innenradius des Saphirzylinders	15.0 cm
Außenradius des Saphirzylinders	16.0 cm
Länge der Plasmasäule	30.0 cm
Radius der Plasmasäule	2.5 cm
Abstand Target – Linse	3 cm

Diese Verschiebung der Neutrinoflüsse setzt sich bei Erhöhung des Stromes auf -600 kA fort. Der Neutrinofluß ist im Energiebereich von 0.4 GeV bis 1.6 GeV bei Fokussierung mit -600 kA (durchgezogene Linie der Abb. 8.8) kleiner als bei der Fokussierung mit -500 kA.

Bei der Fokussierung mit -600 kA kann für größere Neutrinoenergien der Fluß durch die Fokussierung der Kaonen und hochenergetischen Pionen weiter erhöht werden. Im Energiebereich von 2.4 GeV bis 5.6 GeV wird der Neutrinofluß, der in der Horn-Singulett-Fokussierung mit -250 kA erzielt wird, geringfügig übertroffen. Im Energiebereich von 2.8 GeV bis 5.4 GeV wird auch der durch das Horn-Dublett bei einer Fokussierung mit -250 kA erzielte Neutrinofluß erreicht.

Insgesamt zeigt sich, daß für die untersuchten Beispiele aus einer Kombination aus einer dynamischen z-Pinch-Plasmalinse und einem magnetischen Horn die Anordnung mit dem Reflektor des BNL-Experimentes die größten Neutrinoflüsse ergeben hat. Mit dieser Anordnung kann eine Steigerung um einen Faktor 7.9 in der Gesamtzahl der auf den Detektor auftreffenden Neutrinos erzielt werden.

9. Zusammenfassung und Ausblick

Die sowohl am CERN als auch bei der GSI durchgeführten Experimente mit Plasmalinsen zeigen, daß dieses unkonventionelle, aber sehr effektive Fokussierverfahren über das Stadium der Erprobung hinaus in Beschleunigeranlagen sinnvolle Anwendung finden kann. Ähnlich wie für die Fokussierung von Antiprotonen am CERN kann auch beim Aufsammeln anderer Sekundärteilchen, wie Pionen oder Kaonen eine wesentliche Steigerung der auf den Transportkanal fokussierten Teilchen erwartet werden.

So sollten im Rahmen dieser Arbeit in Hinblick auf den geplanten Bau einer 'KAON-Factory' am TRIUMF die Fokussierungseigenschaften einer z-Pinch-Plasmalinse zur Erzeugung eines intensiven Neutrino-Breitband-Strahls im Vergleich zur herkömmlichen Fokussierung mit Hilfe eines magnetischen Horns anhand numerischer Simulationsrechnungen untersucht werden.

Dazu wurde das Programm NUBEAM mit dem charakteristischen Aufbau und den fokussierenden Eigenschaften sowohl für eine z-Pinch-Plasmalinse mit einer dynamischen Entladung als auch für eine Plasmalinse mit einer wandstabilisierten Entladung erweitert. Dabei wurde auch eine Datenausgabe implementiert, die eine weitergehende Analyse mit dem Programmpaket PAW ermöglicht.

Die Simulationsrechnungen wurden zu dem experimentellen Aufbau der Anordnung des Brookhaven National Laboratory durchgeführt, da dieser Energiebereich der vorgesehenen Strahlenergie des primären Protonenstrahls des KAON-Projektes entspricht. Zudem konnten die Ergebnisse der Simulationsrechnungen zur Fokussierung der Neutrino-Eltern-Teilchen mit dem BNL-Horn-Dublett mit den experimentellen Daten aus dem BNL-Experiment verglichen werden.

Ein wesentlicher Fortschritt der durchgeführten Simulationsrechnungen besteht darin, daß keine Korrekturfaktoren zur Anpassung der synthetischen Daten an die realen Daten benötigt werden, wie die Rekonstruktion der Meßwerte des BNL-Experimentes bei Fokussierung durch das Horn-Dublett gezeigt hat.

Die Neutrino-Energie-Spektren wurden in ihrer Zusammensetzung an elektronischen und myonischen Neutrinos sowie ihren Antineutrinos dargestellt. Der Neutrinofluß konnte in Bezug auf die Beiträge der Neutrinos aus dem Zerfall der Eltern-Teilchen untersucht werden.

Für eine verbesserte Berechnung der Neutrino-Energiespektren aus dem Zerfall gestoppter Myonen sollte vor allem in Hinsicht auf die ν_e-Spektren eine Berechnung nach der $V - A$ -Theorie in GDECAY implementiert werden.

Für die Plasmalinse war aufgrund der ionenoptischen Eigenschaften ein gutes Fokussiervermögen zur Erzeugung eines intensiven Neutrinostrahls erwartet worden. So bietet die Plasmalinse gegenüber der zum Vergleich ebenfalls simulierten magnetischen Hörner aufgrund der geringen Materialdichte den Vorteil geringer Absorption der Sekundärteilchen. Zudem handelt es sich bei Plasmalinsen um lineare Fokussierelemente.

Die maximalen Flüsse, die mit dem BNL-Horn-Dublett erzielt werden können, sind mit einer singulären Plasmalinse nicht erreicht worden. Dabei muß berücksichtigt werden, daß die Form beider Hörner in aufwendigen Simulationsrechnungen bereits optimiert wurde. Das magnetische Horn des BNL-Experimentes stellt sowohl im Einzelbetrieb, als auch in der Kombination mit dem Reflektor aufgrund der sehr großen geometrischen Abmessung ein sehr effektives Fokussierelement dar.

Die Simulationsrechnungen haben gezeigt, daß sich mit einer z-Pinch-Plasmalinse der Neutrinofluß um einen Faktor $5-8$ steigern läßt. Da dynamische z-Pinch Entladungen gegenüber wandstabilisierten Entladungen den Vorteil hoher Magnetfeldgradienten und großer Durchmesser bieten, sind mit z-Pinch-Plasmalinsen im Vergleich zu normalen Plasmalinsen größere Intensitätssteigerungen im Neutrinofluß erzielt worden. Die Vorteile der langen Magnetfelddauern bei wandstabilisierten Entladungen konnten nicht in den Simulationsrechnungen berücksichtigt werden.

Mit wandstabilisierten Entladungen sind nach Stetter (1992) und Tkotz (1992) bei den Experimenten in Erlangen sehr gute Abbildungseigenschaften erzielt worden.

Die Simulationsrechnungen zu einer Fokussieranordnung aus einer z-Pinch-Plasmalinse und einem magnetischen Horn haben gezeigt, daß durch diese kombinierte Anordnung eine weitere Steigerung in der Neutrinointensität erzielt werden kann.

Plasmalinsen bieten gegenüber konventionellen Fokussierelementen wie Quadrupollinsen und magnetischen Hörnern weiterhin den Vorteil, daß sie nach einem Betrieb im Targetbereich eine geringere Radioaktivität aufweisen. Die schnellere Abklingzeit darf für erforderliche Umbauarbeiten an der Linse für den Beschleunigerbetrieb nicht vernachlässigt werden.

Auch eine Anwendung als starke Zerstreuungslinse für hochintensive, ultrarelativistische Teilchenstrahlen, wie sie beispielsweise am geplanten europäischen großen Hadronenkollider LHC des CERN vorgesehen sind, wird diskutiert. Um diese Strahlen, etwa bei einer Fehlfunktion, kontrolliert aus dem Beschleuniger in einen Graphitblock einschießen und abbremsen zu können (engl. „to dump“), muß die Strahldichte durch Aufweitung stark verringert werden, um eine Zerstörung des ‘beamdump’ zu vermeiden. Für diese Aufgabe sind zahlreiche konventionelle Quadrupollinsen erforderlich, die, permanent in Betrieb, erhebliche Stromkosten verursachen. Eine gepulste Plasmalinse könnte dieses Problem besser und kostengünstiger lösen.

Sicherlich werden Plasmalinsen aufgrund ihrer Vorzüge verstärkt Anwendung in der Beschleunigertechnologie finden.

A. Programmanhang

Die Übersicht über die entwickelten und verwendeten Programme in diesem Programmanhang beschränkt sich auf die Angabe einer Auswahl von Unterprogrammen, die für die GEANT NUBEAM Simulation entwickelt oder erweitert wurden. Für die Berechnung der Teilchenzerfälle wurde die von der Standardlibrary abweichende Routine GDECAY verwendet.
Das Profile zur 3-dimensionalen Darstellung des Neutrinoflusses als Funktion der Neutrinoenergie und des Stromes der magnetischen Hörner wurde mit PV~WAVE 3.1 und 4.01 unter VAX/VMS 4.0 und 5.5 getestet.

Literaturverzeichnis

Abe K. et al., (1986): Phys. Rev. Lett. **56**, 1107–1111, Precise Determination of $\sin^2 \Theta_W$ from Measurements of the Differential Cross Sections for $\nu_\mu p \to \nu_\mu p$ and $\bar{\nu}_\mu p \to \bar{\nu}_\mu p$

Aitchison I.J.R., Hey A.J.G., (1982 a): *Gauge Theories in Particle Physics*, Adam Hilger Ltd, Bristol

Aitchison I.J.R., Hey A.J.G., (1982 b): *An Informal Introduction to Gauge Field Theories*, Cambridge University Press

Ahrens L.A. et al., (1985): Phys. Rev. D **31**, 2732–2736, New limit on the strength of mixing between ν_μ and ν_e

Ahrens L.A. et al., (1986): Phys. Rev. D **34**, 75–84, Determination of the neutrino fluxes in the Brookhaven wide-band beams

Ahrens L.A. et al., (1987 a): Phys. Rev. D **35**, 785–809, Measurement of neutrino-proton and antineutrino-proton elastic scattering

Ahrens L.A. et al., (1987 b): Nucl. Inst. Meth. A **254**, 515–528, A massive, fine-grained detector for the elastic reactions induced by neutrinos in the GeV energy region

Ahrens L.A. et al., (1987 c): Phys. Rev. D **36**, 702–706, Comparison of narrow-band and wide-band neutrino beams in the search for $\nu_\mu \longrightarrow \nu_e$ oscillations

Ahrens L.A. et al., (1990): Phys. Rev. D **41**, 3297–3316, Determination of electroweak parameters from the elastic scattering of muon neutrinos and antineutrinos on electrons

Arnison G. et al., (1983): Phys. Lett. B **122**, 103–116, Experimental observation of isolated large transverse energy electrons with associated missing energy at $\sqrt{s} = 540\,\mathrm{GeV}$

Artsimowitsch L.A., Sagdejew R.S., (1983): *Plasmaphysik für Physiker*, B.G. Teubner, Stuttgart

Autin B. et al., (1987): IEEE Trans. Plasma Sci. **15**, 226–237, A z-Pinch Plasma Lens for Focusing High-Energy Particles in an Accelerator

Autin B. et al., (1988): CERN/PS/88-34 (AR), A z-Pinch Plasma Lens for Focusing High-Energy Particles in an Accelerator

Autin B. et al., (1989): CERN/PS/89-25 (AR), A Plasma Lens for the CERN Antiproton Collector scaled from Model and Experiment

Azhgirey I., Linn S., (1992): Nucl. Inst. Meth. B **66**, 437–440, A comparison of MARS and GEANT/GHEISHA for SSC beam dump calculations

Bagnaia P. et al., (1983): Phys. Lett. B **129**, 130–140, Evidence for $Z^0 \to e^+e^-$ at the CERN $\bar{p}p$ collider

Banner M. et al., (1983): Phys. Lett. B **122**, 476–485, Observation of single isolated electrons of high transverse momentum in events with missing transverse energy at the CERN $\bar{p}p$ collider

Barish B.C., (1978): Phys. Rep. **39**, 279–360, Experimental Aspects of High Energy Neutrino Physics

Bayanov B., et al., (1981): Nucl. Inst. Meth. **190**, 9–14, A lithium lens for axially symmetric focusing of high energy particle beams

Bellone R., Sievers P., (1979): CERN/SPS/ABT/79-5 A Collimator for High Intensity Operation of the CERN Narrow Band Neutrino Beam

Bellone R., et al., (1980): CERN/SPS/80-9/ABT, The Design and Prototype Tests of the CERN Antiproton Production Target

Bellone R., Ijspeert A., Sievers P., (1983): IEEE Trans. Nuc. Sci **30** No. 4, 2841–2843, Recent developments of beam dumps and targets at the SPS

Bergsma F. et al., (1985): Phys. Lett. B **157**, 469–474, Measurement of the cross section of coherent π^0 production by muon neutrino and antineutrino neutral-current interactions on nuclei

Boehm F., Vogel P., (1987): *Physics of Massive Neutrinos*, Cambridge University Press

Boggasch E., (1987): *Die Plasmalinse, eine stromstarke z-Pinch-Entladung zur Fokussierung geladener Teilchen in Hochenergiebeschleunigern*, Dissertation an der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg

Boggasch E.P., Grüb R., (1987): Rev. Sci. Instrum. **58**, 1382–1386, Differentiating measuring coils for pulsed currents in the MA/MHz range

Boggasch E.P. et al., (1991 a): Phys. Rev. Lett. **66**, 1705–1708, z-Pinch Plasma Lens Focusing of a Heavy-Ion Beam

Boggasch E.P. et al., (1991 b): IEEE Trans. Plasma Sci. **19**, 866–871, z-Pinch Current Enhancement by the Inverse Skin Effect

Boggasch E.P. et al., (1992): Appl. Phys. Lett. **60**, 2475–2477, Plasma lens fine focusing of heavy-ion beams

Bowles T.J., Gavrin V.N., (1993): Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **43**, 117–164, The Status of the Solar Neutrino Problem

Brun R., et al., (1987): GEANT 3 User's Guide, CERN DD/EE/84-1 Data Handling Division, Revised (1987)

Cap F., (1972): *Einführung in die Plasmaphysik II: Wellen und Instabilitäten*, Wissenschaftliche Taschenbücher Vieweg + Sohn, Braunschweig

Carroll A. et al., (1985): IEEE Trans. Nucl. Sci. **32**, 3054–3056, Large acceptance magnetic focussing horns for production of a high intensity narrow band neutrino beam at the AGS

Commins E.D., Bucksbaum P.H., (1983): *Weak interactions of leptons & quarks*, Cambridge University Press

Christiansen J., et al., (1984): CERN/PS/84-10 (AA), Studies of a Plasma Lens with Pseudo-Spark Geometry for Application in High Energy Particle Accelerators

Christiansen J. et al., (1991): PS/AR/ME Note 90, First Beam Test of the CERN Plasma Lens

Danby G. et al., (1962): Phys. Rev. Lett. **9**, 36–44, Observation of High-Energy Neutrino Reactions and the Existence of two Kinds of Neutrinos

De Winter K., Wilquet G. et al., (1989): Nucl. Inst. Meth. A **278**, 670–686, A Detector for the study of neutrino-electron scattering

Di Lella L., (1993): Nuc. Phys. B (Proc. Suppl.) **31**, 319–325, Neutrino 92: Proceedings of the 15th International Conference on Neutrino Physics and Astrophysics, Granada, Spain 7-12 June 1992, Prospects for neutrino oscillation experiments at the CERN SPS

Dothan F., Riege H., Boggasch E., Frank K., (1987): J. Appl. Phys. **62**, 3585–3591, oder CERN PS/87-63 (AA), Dynamics of a z-Pinch for Focusing High-Energy Charged Particles

Eaton T.W., et al., (1985): IEEE Trans. Nuc. Sci. **32** No. 5, 3060–3062, Conducting targets for $\bar{p}$ production of ACOL, Past experience and prospects

Eaton T.W., Johnson C.D., Jones E., (1986): CERN/PS/86-15 (AA), Recent Work on the Production of Antiprotons from Pulsed Current Targets

Eichten T., et al., (1972): Nuc. Phys. B **44**, 333–343, Particle Production in Proton Interactions in Nuclei at 24 GeV $/c$

Elfers M., et al., (1991): Z. Phys. D **18**, 207–208, z-Pinch used as a Plasma Lens for heavy Ion Beams

Elfers M., (1992): *Der z-Pinch als Plasmalinse zur Fokussierung von Schwerionenstrahlen*, Dissertation an der Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen, Fakultät für Maschinenwesen

Ellis J., Lopez J.L., Nanopoulos D.V., (1992): Phys. Lett. B **292**, 189–194, The prospects of CHORUS and NOMAD in the light of COBE and GALLEX

Fermi E., (1934): Z. Physik, **88**, 161

Fernow R.C., (1990): *Introduction to experimental particle physics*, Cambridge University Press

Fesefeldt H., Hamacher T., Schug J., (1990): Nucl. Inst. Meth. A **292**, 279–312, Tests of punch-through simulations.

Fiander D.C., et al., (1985): IEEE Trans. Nuc. Sci. **32** No. 5, 3063–3065, Beam tests of a 2 cm diameter lithium lens

Field R.D., Feynman R.P., (1978): Nucl. Phys. B **136**, No. 1, 1–76, A Parametrization of the Properties of Quark Jets

Fisk H.E., Sciulli F., (1982): Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **32**, 499–573, Charged-Current Neutrino Interactions

Flynn J.M., (1981): CERN/EF/BEAM 81-5, Magnetic Horn Focusing for a low-energy Neutrino Beam

Forsyth E.B., Lederman L.M., Sunderland J., (1965): CERN Report No. 65-32, The Brookhaven-Columbia Plasma Lens, Proceedings of an Informal Conference on Experimental Neutrino Physics, edited by C. Franzinetti

Frekers D., (1993 a): persönliche Mitteilungen

Frekers D., (1993 b): Nuc. Phys. B (Proc. Suppl.) **31**, 334–340, Neutrino 92: Proceedings of the 15th International Conference on Neutrino Physics and Astrophysics, Granada, Spain 7-12 June 1992, High Intensity Neutrino Beams at KAON

Grotz K., Klapdor H.V., (1989): *Die schwache Wechselwirkung in Kern-, Teilchen- und Astrophysik*, B.G.Teubner, Stuttgart

Hart J., Saxon D., (1984): Nucl. Instr. Meth. **220**, 309–326, Track and vertex fitting in an inhomogeneous magnetic field

Hojvat C., Biallas G., Hanson R., Heim J., Lange F., (1983 a): IEEE Trans. Nucl. Sci. **30** No. 4, 2815–2817, The Fermilab Tevatron I project target station for antiproton production

Hojvat C., van Ginneken A., (1983 b): Nucl. Inst. Meth. **206**, 67–83, Calculation of antiproton yields for the Fermilab antiproton source

Hojvat C. et al., (1988): Phys. Rev. Lett **60** No. 21, 2121–2124, Nuclear target effects in J/Ψ production in $125\,GeV/c$ antiproton and π^- interactions

Hübner K., (1982): *Einführung in die Plasmaphysik*, Wissenschaftliche Buchgesellschaft Darmstadt

Ijspeert A., Bellone R., Sievers P., (1981): IEEE Trans. Nuc. Sci **28** No. 3, 3062–3064, The new internal beam dump at the SPS. Temperature and stress calculations and its design

Ijspeert A., Sievers P., (1985): CERN - SPS Division CERN/SPS 85-10 (Abt) Computations of the Design Parameters for the ACOL Lithium Lenses

Innocente V., Maire M., Nagy E., (1991): GEANE: Average Tracking and Error Propagation Package, CERN Program Library W 5013-E

Innocente V., Nagy E., (1993): Nuc. Instr. Meth. A **324**, 297–306, Trajectory fit in presence of dense materials

Jones E., (1984): Yellow Report CERN 84-15, 79–89, $\bar{p}$ Production and Collection

Kolbe E., Krewald S., Langanke K., Frekers D., zur Veröffentlichung, Neutrino-induced knock-out reactions as a sensitive tool to study strange quark contributions in the nuclear form factor

Kowalewicz R. et al., (1991): CERN PS 91-24 (AR), Performance of the CERN Plasma Lens in Laboratory and Beam Tests at the Antiproton Source

Krakauer D.A. et al., (1990): Phys. Lett. B **252**, 177–180, Limits on the neutrino magnetic moment from a measurement of neutrino-electron elastic scattering

Lassila K., (1991): CERN Computing and Networks Division CN/91/13 Hadronic Cascade Simulation in GEANT

Lawson J.D., (1988): *The Physics of Charged-Particle Beams*, Oxford University Press

Le Dallic G. et al., (1990): CERN/PS 90-30 (AR), First Test Results from the new CERN Plasma Lens

Leader E., Predazzi E., (1982): *An Introduction to Gauge Theories and the 'New Physics'*, Cambridge University Press

Lee T.D., Yang C.N., (1956): Phys. Rev. **104**, 254

LEP-Kollaboration: ALEPH, DELPHI, L3, OPAL, (1992): Phys. Lett. B **276**, 247–253, Electroweak parameters of the Z^0 resonance and the standard model

Maki Z. et al., (1962): Prog. Theor. Phys. B **28**, 870

Mattison T.S. et al., (1990): Phys. Rev. D **42**, 1311–1330, Nucleon Neutral-Current Structure Functions

Musset P., Vialle J.P., (1978): Phys. Rep. **39**, 1–130, Neutrino Physics with Gargamelle

Palmer R.B., (1965): CERN Report No. 65-32, Magnetic Fingers, Proceedings of an Informal Conference on Experimental Neutrino Physics, edited by C. Franzinetti

Panofsky W.K.H., Baker W.R., (1950): Rev. Sci. Instrum. **21**, 445–447, A Focusing Device for the External 350 MeV proton beam of the 184-Inch Cyclotron at Berkeley

Particle data group, (1992): Phys. Rev. D **45** Review of Particle Properties

Pauli W., (1930): Brief an die Physikalische Gesellschaft in Tübingen, unveröffentlicht; abgedruckt in L.M. Brown, Physics Today, **31**, Nr.9, 23

Pontecorvo B., (1957): Zh. Eksp. Theor. Fiz. **33**, 549

Pontecorvo B., (1958): Sov. Phys. JETP **6**, 429

Pontecorvo B., (1967): Zh. Eksp. Theor. Fiz. **53**, 1717

Quigg C., (1980): *Introduction to Gauge Theories of the Strong, Weak and Electromagnetic Interactions*, St.Croix Lectures

Quigg C., (1983): *Gauge Theories of the Strong, Weak and Electromagnetic Interactions*, Benjamin/Cummings Publishing Company

Rädel G., (1993): Neutrino-Electron Scattering with CHARM II Recent Results, pp. 415–420, The Fermilab Meeting DPF 1992 (vol 1), (eds. Albright C.H., Kasper P.H., Raja R., Yoh J.), World Scientific Publishing

Reines F., Cowan C.L., (1953): Phys. Rev. **90**, 492

Reutens P.G. et al., (1990): Z. Physik C **45**, 539–550, A measurement of the neutral current electroweak parameters using the Fermilab narrow band neutrino beam

Riege H., Stetter M., Tkotz R., (1989): CERN/PS/89-30 (AR), Plasma Lens Optimization and Theoretical Comparison with Lithium Lens

Sciulli F., (1979): Prog. Part. Nuc. Phys. **vol 2**, 41–87, An Experimenter's History of Neutral Currents

Scheck F., (1990): Frekers, Gill, Speth (eds.), Proceedings of the International Meeting, Bad Honnef, 7–9 June 1989, Physics at KAON, pp. 73–79, *Problems in neutrino physics*, Springer-Verlag

Schmüser P., (1988): *Feynman-Graphen und Eichtheorien für Experimentalphysiker*, Springer-Verlag

Sievers P., Bellone R., Ijspeert A., Zanasco P., (1985): IEEE Trans. Nuc. Sci. **32** No. 5, 3066–3068, Development of lithium lenses at CERN

Silvestrov G., et al., (1981): IEEE Trans. Nuc. Sci. **28**, No. 3, 2785–2790, Pulsed high current optics for $\bar{p}$ production at 5.4 GeV $/c$

Spatschek K.H., (1990): *Theoretische Plasmaphysik*, B.G. Teubner, Stuttgart

Steffen K.G., (1965): *High Energy Beam Optics*, Interscience Publishers, New York

Stetter M., (1992): *Untersuchungen an verschiedenen z-Pinchentladungen für die Fokussierung geladener Teilchen in der modernen Beschleunigertechnologie*, Dissertation an der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg

Stetter M., (1993): private Mitteilungen

Su J.J., Katsouleas T., Dawson J.M., Fedele R., (1990): Phys. Rev. A **41**, 3321–3331, Plasma lenses for focusing particle beams

't Hooft G., (1971 a): Nucl. Phys. B **35**, 167–188, Renormalizable Lagragians for massive Yang-Mills fields

't Hooft G., (1971 b): Phys. Lett. B **37**, 195–196, Prediction for Neutrino – Elektron Cross Sections in Weinberg's Model of Weak Interactions

Tkotz R., (1992): *Entwicklung einer z-Pinch Plasmalinse zur Fokussierung von Antiprotonen für das CERN ACOL Projekt*, Dissertation an der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg

TRIUMF, (1985): *KAON Factory Proposal*, prepared by TRIUMF with assistance of Crippen Consultants Limited, DSMA Atcon Ltd., Reid Crowther & Partners Ltd., Stewart EBA Consulting Ltd., Underwood McLellan Ltd., Universal Dynamics Ltd.

TRIUMF, (1987): TRIUMF Kinematics Handbook, 2 nd edition, Greeniaus L.G. (ed.)

van der Meer S., (1962): CERN 62-16, Nuclear Physics Apparatus Division, The Beam Guide, a Device for the Transport of Charged Particles

van der Meer S., (1980): CERN/PS/AA/80-12, Improved Collection of Secondaries from a long, narrow Target by a Horn Doublet

Visser C., (1979): CERN-Programm NUBEAM, Hydra Application Library, CERN

Vsevolozskaya T.A., (1981): Nucl. Inst. Meth. **190**, 479–486, The optimisation and efficiency of antiproton production within a fixed acceptance

Wachsmuth H., (1979): *Physics of Neutrino Beams*, Proceeding of the international School of Physics „Enrico Fermi“, Course *LXXI*, Week interaction, ed.: Ceolin M.B., North-Holland Publishing Company, Amsterdam – New York – Oxford, pp. 143–163

Watrous J.J., Ottinger P.F., (1989): Phys. Fluids B Vol. **1** No. 12, 2470–2478, Final focusing of intense ion beams with radially nonuniform current density z discharges

Wille K., (1992): *Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen*, B.G. Teubner Stuttgart

Winter K., (1993 a): Phys. Blätter **7/8**, 621–625, Vom Betazerfall zur vereinigten Kraft

Winter K., (1993 b): CERN-PPE/93-122, Neutrino oscillation at accelerators

White D.H., (1988): Slansky R., West G. (eds.), The Santa Fe TASI-87, Proceedings of the 1987 Theoretical Advanced Study Institute in Elementary Particle Physics, vol. 1, Santa Fe, New Mexico July 5 – August 1, 1987, pp. 438–467, *Intermediate Energy Neutrino Physics*, World Scientific Publishing

Wu S. et al., (1957): Phys. Rev. **105**, 1413

Zeitnitz B., (1985): Prog. Part. Nuc. Phys. vol **13**, chapt 15, 445–478, Low Energy Neutrino Physics at High Intensity Pulsed Proton Accelerators

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Danksagung

Zum Schluß möchte ich allen, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben, herzlich danken.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. D. Frekers für seine intensive wissenschaftliche Betreuung, seine stete Gesprächsbereitschaft zu vielen aufschlußreichen Diskussionen und Anregungen sowie für sein Interesse am Fortgang dieser Arbeit.

Herrn Dipl.-Phys. M. Hartig danke ich für das stets rege Interesse und die Anteilnahme am Gelingen der Arbeit und für die vielen interessanten und hilfreichen Diskussionen, die viel zur Klärung offener Fragen — nicht zuletzt bei der Einarbeitung in das Programmpaket GEANT — beigetragen haben.

Mein Dank gilt allen Mitarbeitern des Instituts für Kernphysik, insbesondere M. Geldermann und Dipl.-Phys. D. Rondeshagen für die gute Atmosphäre innerhalb der Münsteraner Arbeitsgruppe.

Für die kritische Durchsicht dieser Arbeit danke ich Dipl.-Phys. D. Rondeshagen und Dipl.-Phys. R. Völkert.

Nicht zuletzt möchte ich Dipl.-Geophys. C.-P. Rückemann für seine wertvollen Hinweise meinen Dank ausdrücken.

Ganz besonders danken möchte ich meinen Eltern Inge und Alfred Weiß, die mir das Studium der Physik erst ermöglicht haben.

DANKE

Ich versichere, diese Arbeit selbständig und nur unter
Verwendung der angegebenen Hilfsmittel angefertigt zu haben.

Münster, im Februar 1994