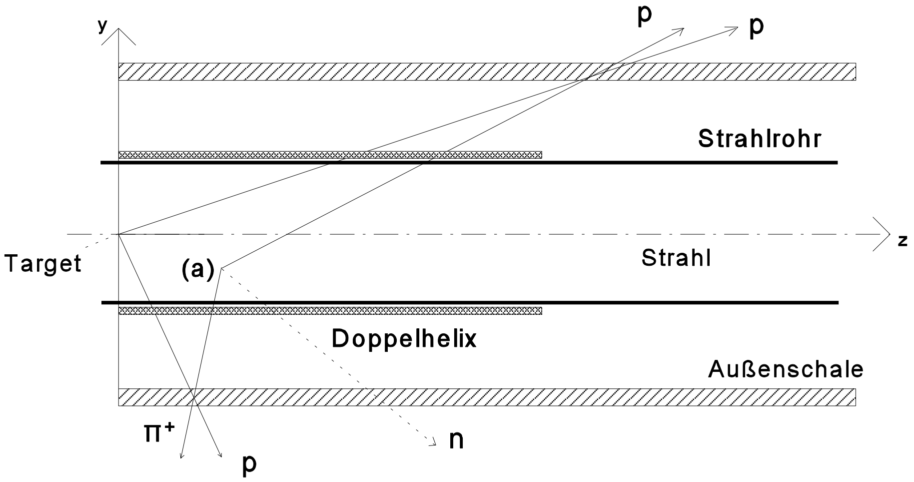
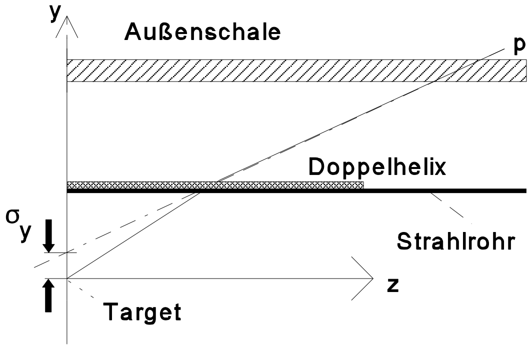


---

[1] Bei einem ca. 5 µm dicken Target wird die Größe der Wechselwirkungszone durch die Strahlbreite in x-Richtung,

elastischen pp-Ereignisses nicht nur in der Außenschale sondern auch in der Innenschale gemessen werden. Die Vertexrekonstruktion führt somit zu einer besseren Unterdrückung von Konkurrenzkanälen (wie z.B. pp->np

$$\mathrm{Eff}_D(\theta,\varphi) = \frac{N_A(\theta,\varphi)}{N_D(\theta,\varphi)} \tag{4.1}$$



(a) (b)

Abb. 4.2 (a) Der rekonstruierte Vertex weicht aufgrund der Kleinwinkelstreuung[2] im Strahlrohr und in der Doppelhelix um

---

[2] Um die Kleinwinkelstreuung klein zu halten, ist das Aluminium-Strahlrohr des EDDA-Detektors im Bereich der Doppelhelix von 5 mm Wandstärke auf 2 mm abgedreht. Der dabei entstehende Hohlraum wird mit 2 Plastikhalbschalen (PMMA) aufgefüllt, damit der größte Teil an Deltaelektronen, die im Fädchentarget entstehen, nicht in die Innen- und Außenschale gelangt (s. auch [GRO93]).

[3] In der Literatur als '**scintillating fiber**' bezeichnet; es handelt sich hierbei um beschichtete Plastikszintillatoren mit quadratischen oder rundem Querschnitt der Größe 0.25-2.5 mm (s. Abschnitt 4.5).

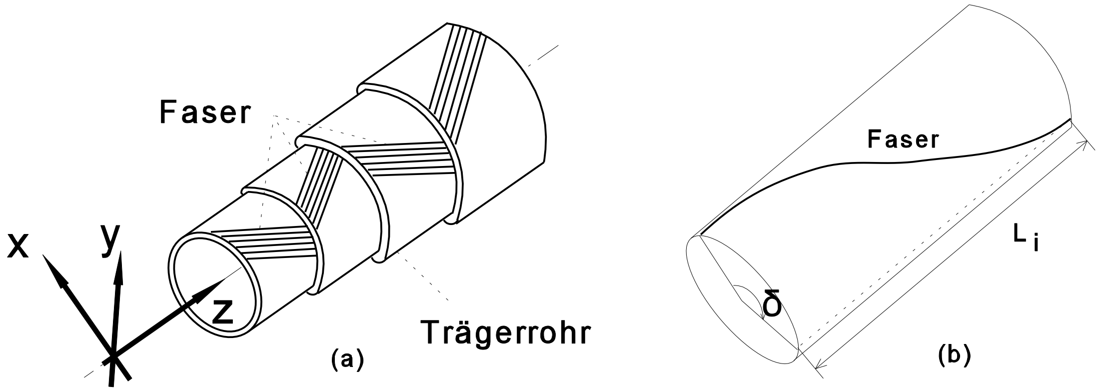
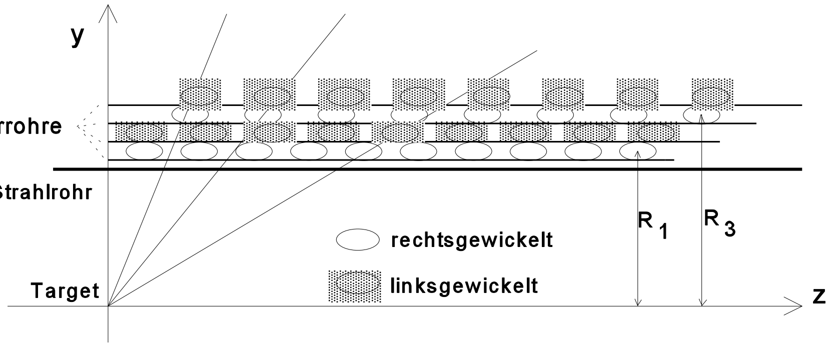


Abb. 4.3 (a) Schematische Darstellung der Doppelhelix; die 4 Lagen sind zur Veranschaulichung des alternierenden Wicklungssinns längs der z-Richtung versetzt; jede Lage besteht aus einem Trägerrohr mit insgesamt 160 Fasern

(b) Der Wicklungswinkel

---

[4] Dies gilt sowohl für Fasern mit rundem als auch quadratischem Querschnitt, da der Szintillatorkern einer Faser mit einer ca. 30 µm dünnen Acrylschutzschicht überzogen ist.



$$\tan(\theta_{\min}) = \frac{R_i}{L_i} \qquad \text{für} \quad i = 1,2,3,4$$

$$\frac{\delta_1 \quad R_1}{L_1} = \frac{\delta_2 \quad R_2}{L_2}$$

$$\frac{\delta \quad R_i}{L_i} = const = q \qquad \text{für} \quad i = 1,2,3,4$$

Es sei hier angenommen, daß der Verlauf der Lücke bei z = 0 mm den Wert

$$\theta = acot\left[\frac{360^\circ}{N}\left(\frac{L_i}{\delta\, R_i}\, l - \frac{L_j}{\delta\, R_j}\, r\right)\right] = acot\left[\frac{360^\circ}{q\, N}\,(l - r)\right] \text{ für } l - r \geq 0 \qquad (4.5)$$

$$\theta = acot\left[\frac{360^\circ}{q\, N}\,(l - r + N)\right] \quad \text{für} \quad l - r < 0 \qquad (4.6)$$

$$\varphi = \frac{360^\circ}{N}\,(l + r) \qquad \text{für} \quad l - r \geq 0 \qquad (4.7)$$

$$\varphi = \frac{360^\circ}{N}\,(l + r + N) \qquad \text{für} \quad l - r < 0 \quad l + r < N \qquad (4.8)$$

$$\varphi = \frac{360^\circ}{N}\,(l + r - N) \qquad \text{für} \quad l - r < 0 \quad l + r \geq N \qquad (4.9)$$

mit r - Nummer der Faser der rechtsgewickelten Lagen
l - Nummer der Faser der linksgewickelten Lagen
2·N - Gesamtzahl der Fasern aller 4 Lagen

Die Nummerierung liegt in folgender Weise fest:
1. rechtsgewickelte Lage: r = 0, 2, ..., N-2 ; 2. rechtsgewickelte Lage: r = 1, 3, ..., N-1
1. linksgewickelte Lage : l = 0, 2, ..., N-2 ; 2. linksgewickelte Lage : l = 1, 3, ..., N-1

Die Gesamtzahl aller Fasern der Doppelhelix beträgt 640, d.h. 160 Fasern/Lage bzw. N = 320. Der Wicklungswinkel werden können.

4.3 Die Simulation der Doppelhelix

Simulationen sind bei komplexeren Detektorentwicklungen ein unverzichtbares Hilfsmittel, da innerhalb kürzester Zeit z.B. wichtige Fragen zur Detektorgeometrie beantwortet werden können. Bei der Entwicklung der Doppelhelix basierten die Simulationsrechnungen einerseits auf dem Programmpaket GEANT [GEA92] und andererseits auf einem selbstentwickelten Programm. Der Vorteil eines selbstentwickelten Programms liegt bei einfacheren, die Geometrie des Detektors betreffenden Fragestellungen in den deutlich kürzeren Rechenzeiten[6]. Die Resultate sollten aber durch andere, ausgereifte Programme, wie es z.B. GEANT darstellt, überprüft werden. Für diesen Test wurde mit beiden Programmen der Energieverlust elastisch gestreuter Protonen in den Fasern der Doppelhelix gerechnet, was zu übereinstimmenden Ergebnissen führte. Um möglichst realistische Resultate zu erzielen, wurden in beiden Programmen wichtige Parameter, wie z.B. die Abschwächungslänge von Fasern und Lichtverluste an den gebogenen Stellen der Fasern (s. Abschnitt 4.4), aus experimentell gemessenen Daten übernommen.

Das Ziel der Simulationen war die Untersuchung der Effizienz einer nach Gleichung 4.4 optimierten Doppelhelix. Für einen vorgegebenen Faserdurchmesser von 2.5 mm und einen Wicklungswinkel

---

[6] In dem selbstentwickelten Programm wurden außer dem mittleren Energieverlust pro Wegstrecke und der Kleinwinkelstreuung keine weiteren physikalischen Prozeße berücksichtigt. Im Vergleich zu dem an die Helixgeometrie angepaßten Programm GEANT, in dem keine hadronischen Ereignisse erzeugt wurden, war das selbstentwickelte Programm um einen Faktor 5-10 schneller.

diesem Fall, daß die Lichtverluste an dem Übergang Faser-Lichtleiter bei ca. 40 % liegen, so daß auch dieser Wert als experimentell bestimmter Faktor in den Simulationen berücksichtigt

Abb. 4.5 Verteilung der zu erwartenden Photoelektronenzahlen einer nach Gl. 4.4 konzipierten Doppelhelix für elastisch gestreute Protonen. Die Strahlenergie beträgt 2.5 GeV und die Targetausdehnung

Abb. 4.6 Integrale Effizienz der Doppelhelix für elastische gestreute Protonen in Abhängigkeit der Diskriminatorschwelle (PE = Photoelektronen).
(a) Der Fall, daß die Fasern strahlaufwärts ausgelesen werden, vgl. Abb. 4.5a
(b) Der Fall, daß die Fasern strahlabwärts ausgelesen werden, vgl. Abb. 4.5b

überwiegt der Lichtverlust aufgrund des längeren Lichtweg zum Photomultiplier, so daß dort die Photoelektronenzahl auf 15 abnimmt.

Aufbauend auf diesen Rechnungen wird nun die integrale Effizienz der Doppelhelix in Abhängigkeit der Diskriminatorschwelle untersucht (s. Abb. 4.6). Man erkennt, daß man für kleine Schwellen, d.h. bis 10 Photoelektronen (PE), eine integrale Effizienz von 100% erreicht. Der flache Verlauf der Effizienz bei niedrigen Schwellen ist für die Funktion der Doppelhelix besonders wichtig, da sich z.B. kleine Schwankungen von Diskriminatorschwellen nicht als Effizienzverluste bemerkbar machen. Für die Fasern, die strahlaufwärts ausgelesen werden, nimmt die Effizienz erst bei Schwellen von 15 PE ab (Abb. 4.6a). Die Schwelle kann also so groß gewählt werden, daß das Photomultiplierrauschen[7] unterdrückt wird ohne dabei elastische Proton-Proton Ereignisse zu verwerfen.

Neben der hohen Effizienz ist eine hohe Orts- bzw. Winkelauflösung eine weitere Anforderung an die Doppelhelix. Die Ortsauflösung läßt sich in 1. Näherung analytisch aus dem Überlappungsbereich von 2 gekreuzten Fasern bestimmen. Die Standardabweichung der Ortsauflösung für 2.5 mm große Fasern mit einem Wicklungswinkel von

---

[7] Das Rauschen eines Photomultipliers entsteht hauptsächlich durch die thermische Emission einzelner Elektronen aus der Photokathode. Eine Schwelle von 2 Photoelektronen kann deshalb die meisten Rauschpulse unterdrücken.

Will man jedoch wissen, wie gut sich der Streuwinkel

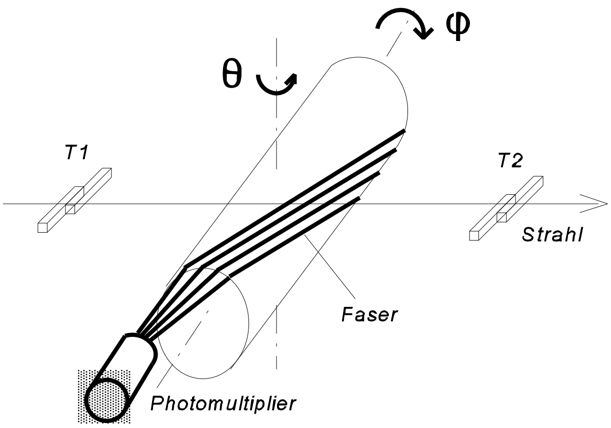
---

[8] Am EDDA-Detektor gibt es aufgrund von 4 Stutzen im Bereich des Targets noch für bestimmte Azimutwinkelbereiche Raumwinkelverluste, die in diesen Rechnungen nicht berücksichtigt werden.

---

[9] Dementsprechend erhöht sich der Untergrund von nicht koplanaren Konkurrenzkanälen (z.B. 3-Teilchen im Ausgangskanal) besonders in den Azimutwinkelbereichen bei

Zusammenfassend läßt sich feststellen, daß in der 2. Phase des EDDA-Experiments die Bestimmung von



Möglichkeit bestand, einen extrahierten Strahl parasitär zu nutzen. Der Hauptanteil des Strahls (ca. 83%) waren Protonen. Das Spektrometer wurde auf einen Impuls von 989 MeV/c eingestellt, so daß der Energieverlust der Protonen in der Helix um einen Faktor 1.7 über dem von minimalionisierenden Teilchen lag. Über eine Koinzidenz von insgesamt 4 Stabszintillatoren wurden die Durchstoßpunkte der Protonen auf der Helix mit einer Genauigkeit von 6·6 mm^2 festgelegt. Da die Richtung des Strahls fest vorgegeben war, wurde die Helix radial und axial drehbar gelagert, so daß der Winkel

---

[10] Unter dem Begriff 'zufälliger Koinzidenz' wird auch das Auftreten von 2 Untergrundereignissen bezeichnet, die dieselbe Signifikanz wie die der elastischen pp-Streuung aufweisen. Diese Art von zufälligen Koinzidenzen werden in diesem Abschnitt nicht behandelt, da die Unterdrückung solcher Untergrundereignisse von der speziellen Wahl der Triggerbedingungen abhängt.

Da die Fasern durchgehend szintillierend sind, ist auch der Bereich

Strahlenergie	pp -> pp	pp -> $X_{inelast}$	p ^{12}C -> X	p+e^- -> p+e^-
0.8 GeV	$31 \cdot 10^3$ s^{-1}	$24 \cdot 10^3$ s^{-1}	$300 \cdot 10^3$ s^{-1}	·/·
1.5 GeV	$26 \cdot 10^3$ s^{-1}	$25 \cdot 10^3$ s^{-1}	$282 \cdot 10^3$ s^{-1}	$118 \cdot 10^3$ s^{-1}
2.0 GeV	$22 \cdot 10^3$ s^{-1}	$28 \cdot 10^3$ s^{-1}	$282 \cdot 10^3$ s^{-1}	$262 \cdot 10^3$ s^{-1}
2.5 GeV	$20 \cdot 10^3$ s^{-1}	$30 \cdot 10^3$ s^{-1}	$269 \cdot 10^3$ s^{-1}	$401 \cdot 10^3$ s^{-1}

Tabelle 4.1 Zu erwartende Einzelzählraten in der Doppelhelix bei einer Ringfüllung von $5 \cdot 10^7$ Protonen; dies entspricht bei einem 5µm dicken CH_2-Fädchen einer Luminosität pro Nukleon von $1 \cdot 10^{31}$ cm^{-2} s^{-1} und für die Deltaelektronen einer Luminosität von $8.34 \cdot 10^{30}$ cm^{-2} . Bei einer Strahlenergie von 0.8 GeV werden alle Deltaelektronen im Strahlrohr gestoppt. Die Zählraten der Reaktion p ^{12}C -> X wurden aus dem Wirkungsquerschnitt von

besondere Bedeutung. Positioniert man die Photomultiplier vom Target aus gesehen strahlabwärts, so werden die Fasern in Richtung kleiner Streuwinkel ausgelesen.

Abb. 4.11 Gemessene Einzelzählraten für ein 14 µm dickes CH_2-Target und bei einer Strahlenergie von 747 MeV. Die Luminosität pro Nukleon betrug $1 \cdot 10^{31}$ cm^{-2} s^{-1}.

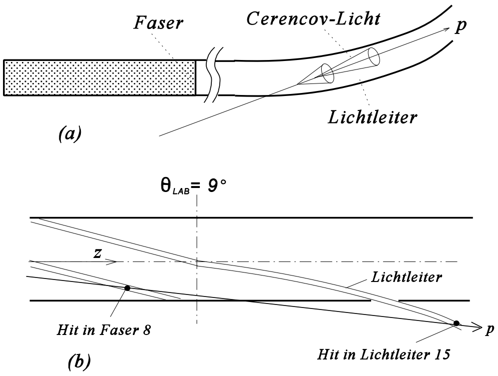


Abb. 4.12 (a) Liest man die Fasern zu kleinen Streuwinkeln

---

[12] STESALIT AG Kunststoffwerk, CH-4234 Zullwil/SO, Schweiz
Die CFK-Rohre setzen sich zusammen aus: C: 71% O: 17% H: 6% N: 6%; über die Dichte liegen folgende Angaben vor:

	Trägerrohr 1	Trägerrohr 2	Trägerrohr 3	Trägerrohr 4
Innenradius	80.2 mm	83.8 mm	87.4	91.0 mm
Nuten / Wicklungssinn	160 /rechts	160 / links	160 / rechts	160 / links
Länge der Nuten bzgl. der z-Achse	20.0 mm - 517.7 mm	20.0 mm - 540.5 mm	20.0 mm - 563.2 mm	20.0 mm - 585.9 mm
Länge L_i der Rohre	680 mm	630 mm	630 mm	630 mm
Wicklungswinkel