

**Entwicklung polarisierter Targets  
zur Messung der  
Gerasimov-Drell-Hearn-Summenregel  
an ELSA**

**Dissertation**

zur

Erlangung des Doktorgrades (Dr. rer. nat.)

der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

der

Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

vorgelegt von

Christian Rohlof

aus

Dorsten

Bonn 2003



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>5</b>
<b>2</b>	<b>Die GDH-Summenregel</b>	<b>7</b>
<b>3</b>	<b>Experimenteller Aufbau</b>	<b>11</b>
3.1	Polarisierte Photonen . . . . .	11
3.1.1	Polarisierte Elektronen . . . . .	11
3.1.2	Beschleunigung der Elektronen . . . . .	13
3.1.3	Strahlführung . . . . .	14
3.1.4	Erzeugung zirkular polarisierter Photonen . . . . .	14
3.1.5	Tagging-Spektrometer . . . . .	15
3.1.6	Møller-Polarimeter . . . . .	17
3.1.7	Kollimatoren . . . . .	17
3.2	GDH-Detektor . . . . .	17
<b>4</b>	<b>Polarisiertes Target</b>	<b>20</b>
4.1	Kernspinpolarisation . . . . .	20
4.1.1	Natürliche Polarisation . . . . .	20
4.1.2	Dynamische Polarisation . . . . .	21
4.2	Frozen-Spin-Target . . . . .	24
4.2.1	Kryostat . . . . .	26
4.2.2	Polarisationsmessung . . . . .	28
4.2.3	Polarisationsmagnet . . . . .	29
4.2.4	Interne Haltespule . . . . .	29
4.2.5	Mikrowellen . . . . .	32
4.3	Butanol als Protonentarget . . . . .	33
4.3.1	Probenherstellung . . . . .	34
4.4	Flächenbelegung . . . . .	36
4.5	Füllfaktor . . . . .	37
4.5.1	Messung des Füllfaktors . . . . .	37
4.5.2	Simulationsrechnungen . . . . .	38

<b>5</b>	<b>Polarisationsbestimmung</b>	<b>46</b>
5.1	Polarisation des Butanoltargets . . . . .	46
5.1.1	TE-Kalibration . . . . .	46
5.1.2	Messung der dynamischen Polarisation . . . . .	50
5.1.3	Polarisation im Frozen-Spin-Betrieb . . . . .	52
5.1.4	Optimierung der Polarisationszyklen . . . . .	54
5.1.5	Ergebnisse . . . . .	56
5.2	Polarisation des ${}^6\text{LiD}$ -Targets . . . . .	57
5.2.1	Nukleonenpolarisation im Deuteron . . . . .	57
5.2.2	Nukleonenpolarisation im Lithium . . . . .	60
5.2.3	Gültigkeit der EST-Theorie . . . . .	61
5.2.4	Effektive Nukleonenpolarisation . . . . .	61
5.2.5	Flächenbelegung des ${}^6\text{LiD}$ . . . . .	63
5.2.6	Messung der Deuteronenpolarisation . . . . .	64
5.2.7	Ergebnisse . . . . .	66
<b>6</b>	<b>Ergebnisse des GDH-Experiments</b>	<b>67</b>
6.1	Helizitätsabhängige Wirkungsquerschnitte am Proton . . . . .	68
6.1.1	Separate Betrachtung von $\sigma_{3/2}$ und $\sigma_{1/2}$ . . . . .	72
6.2	GDH-Integral . . . . .	72
<b>7</b>	<b>Weiterentwicklung des polarisierten Targets</b>	<b>75</b>
7.1	Höheres Haltefeld . . . . .	75
7.1.1	Auswahl des Spulendrahts . . . . .	75
7.1.2	Haltespule mit hohem Magnetfeld . . . . .	78
7.2	Interner Polarisationsmagnet . . . . .	79
7.2.1	Spule mit homogenem Feld . . . . .	79
7.2.2	Feldüberhöhung im Solenoiden . . . . .	82
7.2.3	Bau der Spule . . . . .	82
7.2.4	Teilchenabsorption . . . . .	84
7.2.5	Polarisieren bei einem Feld von 1,8 T . . . . .	84
7.2.6	Stromzuführung . . . . .	86
7.3	Neues Mikrowellensystem . . . . .	88
<b>8</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>90</b>
<b>A</b>	<b>Berechnung der Flächenbelegung</b>	<b>93</b>
<b>B</b>	<b>Wiegen des Butanoltargets</b>	<b>95</b>
<b>C</b>	<b>Messung des Füllfaktors mit Glaskugeln</b>	<b>97</b>

# Kapitel 1

## Einleitung

Die Kernbausteine Proton und Neutron (Nukleonen) gehören zur Teilchenfamilie der Baryonen und haben den Spin  $1/2$ . Wegen ihrer endlichen Ausdehnungen und ihrer Anregungsspektren sind sie nicht elementar, wie beispielsweise die Elektronen, sondern zusammengesetzte Systeme mit inneren Freiheitsgraden.

Nach heutiger Vorstellung besteht das Nukleon aus drei Valenzquarks, die seine Quantenzahlen festlegen, aus virtuellen Quark-Antiquark-Paaren (Seequarks) und Gluonen.

Die endliche Ausdehnung geht mit einem von Null verschiedenen anomalen magnetischen Moment einher. Dieses ist ein Maß für die Abweichung des tatsächlichen magnetischen Moments von dem eines punktförmigen Teilchens mit Spin  $1/2$ .

Hochenergetische Teilchenstrahlen aus Beschleunigern können das Nukleon in diverse Baryonresonanzen anregen. Aus dem Anregungsspektrum lassen sich Rückschlüsse auf seine Struktur ziehen.

Die Gerasimov-Drell-Hearn-Summenregel (GDH-Summenregel) stellt für Nukleonen mit ihrem halbzahligen Spin eine Beziehung zwischen statischen Größen, wie dem anomalen magnetischen Moment, und dynamischen Observablen her:

$$\underbrace{\int_0^{\infty} \frac{\sigma_{3/2}(\nu) - \sigma_{1/2}(\nu)}{\nu} d\nu}_{\text{dynamisch}} = \underbrace{\frac{2\pi^2\alpha}{m^2} \kappa^2}_{\text{statisch}} = \begin{cases} 204,8 \mu b & (\text{Proton}) \\ 232,8 \mu b & (\text{Neutron}) \end{cases} \quad (1.1)$$

Dabei beschreiben die Größen  $\sigma_{3/2}(\nu)$  und  $\sigma_{1/2}(\nu)$  die helizitätsabhängigen Wirkungsquerschnitte für totale Absorption zirkular polarisierter Photonen an longitudinal polarisierten Nukleonen bei der Photonenenergie  $\nu$ . Die Indizes  $3/2$  und  $1/2$  beziehen sich auf parallele respektive antiparallele Spinstellung. Statische Größen sind die Masse  $m$  des Nukleons, sein anomales magnetisches Moment  $\kappa$  (in Einheiten von  $\mu_N$ ) und die Kopplungskonstante der elektromagnetischen Wechselwirkung  $\alpha$ . Während die statischen Größen mit einer Unsicherheit  $< 10^{-6}$  bekannt sind, stand eine direkte experimentelle Bestimmung der helizitätsabhängigen Photoabsorptionswirkungsquerschnitte bislang noch aus. Das hängt mit den hohen Anforderungen eines solchen Experiments zusammen. Erst als es gelang, energiemarkierte, zirkular polarisierte Photonen zu erzeugen und polarisierte Targets so weit zu entwickeln, daß sie für den Nachweis der Reaktionsteilchen eine

Raumwinkelakzeptanz von fast  $4\pi$  erlaubten, wurde es möglich, die helizitätsabhängigen Photoabsorptionswirkungsquerschnitte zu messen.

Die 1993 gegründete GDH-Kollaboration [Ahr93] setzte sich zum Ziel, die GDH-Summenregel zu überprüfen. Dazu werden die hadronischen Wirkungsquerschnitte  $\sigma_{3/2}$  und  $\sigma_{1/2}$  gemessen (vgl. Gleichung 1.1). Um einen möglichst großen Photonenenergiebereich abzudecken, wird an zwei Teilchenbeschleunigern experimentiert:

- In Mainz wurde 1998 an MAMI<sup>1</sup> der GDH-Integrand im Energiebereich von der Pion-Schwelle bis  $800\text{ MeV}$  am Proton gemessen. Mit dem zum Hadronennachweis verwendeten Detektor DAPHNE [AUD91] konnten exklusiv Reaktionskanäle der Photoabsorption bestimmt werden.
- In den Jahren 2001 und 2002 wurde in Bonn an ELSA<sup>2</sup> die Messung zu höheren Energien (bis  $2900\text{ MeV}$ ) fortgesetzt. Auf die Auflösung einzelner Reaktionskanäle wurde bei der Konzeption des verwendeten Detektors verzichtet [HEL93]. Stattdessen bildete eine hohe Nachweiseffizienz des Detektors einen Schwerpunkt.

Zur Bereitstellung der geforderten longitudinal polarisierten Nukleonen wurde ein spezielles „Frozen-Spin-Target“ entwickelt, das sich in beide Detektorsysteme einbauen läßt. Der Schwerpunkt dieser Dissertation liegt auf der Weiterentwicklung des polarisierten Targets und seinem Einsatz im Experiment. Es galt, das Produkt aus Targetpolarisation und -flächenbelegung zu maximieren und mit höchstmöglicher Präzision zu messen. Zur Steigerung der Effizienz wird das Frozen-Spin-Target zu einem permanent dynamisch polarisierten Target ohne Einschränkung der Raumwinkelakzeptanz weiterentwickelt.

Die vorliegende Arbeit ist in acht Kapitel gegliedert:

In Kapitel 2 wird die GDH-Summenregel diskutiert und auf die für ihre Herleitung verwendeten Annahmen eingegangen. Kapitel 3 widmet sich dem Aufbau des Experiments an ELSA. Funktionsweise und Aufbau des polarisierten Festkörpertargets werden separat in Kapitel 4 behandelt, wobei besonderes Augenmerk auf der Bestimmung der Flächenbelegung am Butanoltarget liegt. Kapitel 5 befaßt sich mit der Messung der Targetpolarisation mit Hilfe des kernmagnetischen Resonanzverfahrens. Für die Messung der GDH-Summenregel am Neutron wurde erstmals  ${}^6\text{LiD}$  als Targetmaterial bei einem Photonenexperiment eingesetzt. Die Berechnung der Neutronenpolarisation aus der gemessenen Deuteronenpolarisation des  ${}^6\text{LiD}$ -Targets behandelt ein Unterabschnitt. Kapitel 6 zeigt die Ergebnisse des GDH-Experiments am Proton. Kapitel 7 befaßt sich mit den parallel zum GDH-Experiment vorgenommenen Weiterentwicklungen des polarisierten Targets.

---

<sup>1</sup>Mainzer Mikrotron

<sup>2</sup>Elektronen-Stretcher-Anlage

# Kapitel 2

## Die GDH-Summenregel

Dieses Kapitel geht kurz auf die Theorie der GDH-Summenregel ein. Es wird die dispersionstheoretische Herleitung dargestellt, die in den ersten Veröffentlichungen [GER65, DRE66] beschrieben worden ist. Dabei gehen wir von der Compton-Vorwärtsstreuamplitude  $f(\nu)$  aus, die sich als Linearkombination von Lorentz-Invarianten  $K_i$  schreiben läßt:

$$f(\nu) = \sum_{i=1}^{\infty} f_i(\nu) K_i \quad (2.1)$$

Die einzelnen  $f_i(\nu)$  sind skalar invariante Funktionen der Photonenergie  $\nu$ . Da in der weiteren Herleitung nur der Grenzwert für  $\nu \rightarrow 0$  benötigt wird, genügt eine Entwicklung von  $f(\nu)$  bis zur zweiten Ordnung:

$$f(\nu) = f_1(\nu) K_1 + f_2(\nu) K_2 \quad (2.2)$$

Die beiden Lorentz-Invarianten  $K_1$  und  $K_2$  lassen sich schreiben als

$$K_1 = \vec{e}_2^* \cdot \vec{e}_1 \quad \text{und} \quad K_2 = i \vec{\sigma} \cdot (\vec{e}_2^* \times \vec{e}_1) \quad (2.3)$$

Die Größen  $\vec{e}_1$  und  $\vec{e}_2$  beschreiben die Polarisation des einlaufenden bzw. auslaufenden Photons und  $\sigma$  den auf den Spinor des Nukleons wirkenden Vektor der drei Pauli-Matrizen. Wird das Koordinatensystem so gewählt, daß die Einfallrichtung des Photons in z-Richtung zeigt, lassen sich rechts- bzw. linkshändig polarisierte Photonen wie folgt darstellen:

$$\vec{e}_r = -\frac{1}{\sqrt{2}}(\vec{e}_x + i \vec{e}_y), \quad (2.4)$$

$$\vec{e}_l = +\frac{1}{\sqrt{2}}(\vec{e}_x - i \vec{e}_y) \quad (2.5)$$

Eingesetzt in Gleichung 2.3 ergibt sich für  $K_1$  und  $K_2$ :

$$K_i = \begin{cases} 1 : \vec{e}_1 = \vec{e}_2 = \vec{e}_r \\ 1 : \vec{e}_1 = \vec{e}_2 = \vec{e}_l \\ 0 : \text{sonst} \end{cases} \quad (2.6)$$

$$K_2 = \begin{cases} -\vec{\sigma} \cdot \vec{e}_z : \vec{e}_1 = \vec{e}_2 = \vec{e}_r \\ +\vec{\sigma} \cdot \vec{e}_z : \vec{e}_1 = \vec{e}_2 = \vec{e}_l \\ 0 : \text{sonst} \end{cases} \quad (2.7)$$

Daraus folgt für die Compton-Vorwärtsamplitude  $f_{3/2}(\nu)$  und  $f_{1/2}(\nu)$  bei paralleler bzw. antiparalleler Spinstellung von Nukleon und Photon:

$$f_{3/2}(\nu) = f_1(\nu) - f_2(\nu) \quad (2.8)$$

$$f_{1/2}(\nu) = f_1(\nu) + f_2(\nu) \quad (2.9)$$

Aus dem Kausalitätsprinzip folgen die Analytizität der Compton-Vorwärtsamplitude und ihre Fortsetzung in der oberen komplexen Halbebene [BJO65, HEL93], so daß der Cauchysche Integralsatz Anwendung finden kann:

$$f(\nu) = \frac{1}{2\pi i} \oint_C \frac{f(\nu')}{\nu' - \nu} d\nu' \quad (2.10)$$

Abbildung 2.1 zeigt einen möglichen Integrationsweg. Er führt entlang der reellen Achse, beschreibt einen Halbkreis  $K_+(0, \infty)$  mit unendlichem Durchmesser in der oberen komplexen Halbebene und einen Halbkreis mit dem sehr kleinen Durchmesser  $\epsilon$  um den Punkt  $(\nu, 0)$ . Das Ringintegral läßt sich somit als Summe aus vier Integralen schreiben:

$$\begin{aligned} f(\nu) = & \frac{1}{2\pi i} \lim_{\epsilon \rightarrow 0} \left\{ \int_{-\infty}^{\nu-\epsilon} \frac{f(\nu')}{\nu' - \nu} d\nu' + \int_{\nu+\epsilon}^{\infty} \frac{f(\nu')}{\nu' - \nu} d\nu' \right\} \\ & + \frac{1}{2\pi i} \left\{ \int_{K_-(\nu, \epsilon)} \frac{f(\nu')}{\nu' - \nu} d\nu' + \int_{K_+(0, \infty)} \frac{f(\nu')}{\nu' - \nu} d\nu' \right\} \end{aligned} \quad (2.11)$$

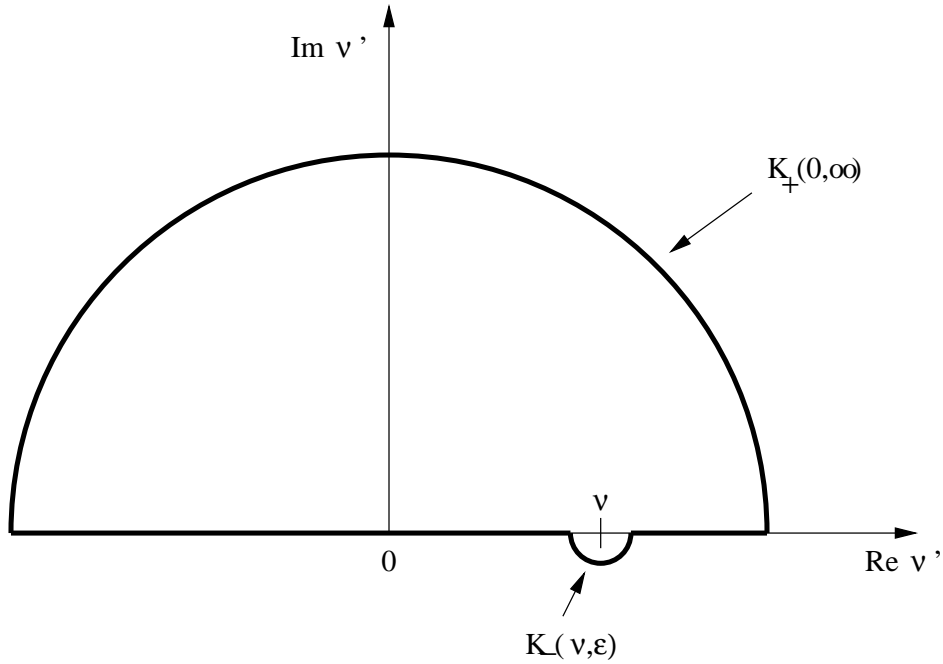
Das Integral entlang  $K_-(\nu, \epsilon)$  kann mit Hilfe des Residuensatzes vereinfacht werden:

$$\frac{1}{2\pi i} \int_{K_-(\nu, \epsilon)} \frac{f(\nu')}{\nu' - \nu} d\nu' = \frac{1}{2} f(\nu) \quad (2.12)$$

Die No-Subtraction-Hypothese besagt, daß das Integral entlang  $K_+(0, \infty)$  verschwindet. Dadurch reduziert sich Gleichung 2.11 zu:

$$f(\nu) = \frac{1}{\pi i} \lim_{\epsilon \rightarrow 0} \left\{ \int_{-\infty}^{\nu-\epsilon} \frac{f(\nu')}{\nu' - \nu} d\nu' + \int_{\nu+\epsilon}^{\infty} \frac{f(\nu')}{\nu' - \nu} d\nu' \right\} \quad (2.13)$$





**Abbildung 2.1:** Integrationsweg

An dieser Stelle wird die „Crossing Symmetrie“ ausgenutzt. Diese besagt, daß die Compton-Amplitude symmetrisch gegenüber der Substitution der Wellenzahl- sowie der Polarisations-Vierervektoren im Ein- und Ausgangskanal [BJO66] ist.

$$k, \epsilon \longleftrightarrow -k', \epsilon' \quad \Rightarrow \quad f(-\nu) = f^*(\nu) \quad (2.14)$$

Aus Gleichung 2.13 wird dann:

$$f(\nu) = \frac{1}{\pi i} \lim_{\epsilon \rightarrow 0} \left\{ \int_0^{\nu-\epsilon} \left( \frac{f(\nu')}{\nu' - \nu} + \frac{f^*(\nu')}{-\nu' - \nu} \right) d\nu' + \int_{\nu+\epsilon}^{\infty} \left( \frac{f(\nu')}{\nu' - \nu} + \frac{f^*(\nu')}{-\nu' - \nu} \right) d\nu' \right\} \quad (2.15)$$

Der Realteil beschreibt die sogenannte Kramers-Krönig-Dispersionsrelation:

$$\text{Re } f(\nu) = \frac{2}{\pi} \lim_{\epsilon \rightarrow 0} \left\{ \int_0^{\nu-\epsilon} \nu' \frac{\text{Im } f(\nu')}{\nu'^2 - \nu^2} + \int_{\nu+\epsilon}^{\infty} \nu' \frac{\text{Im } f(\nu')}{\nu'^2 - \nu^2} d\nu' \right\} \quad (2.16)$$

Mit Hilfe des optischen Theorems, das aus der Wahrscheinlichkeitsstromerhaltung hergeleitet werden kann, läßt sich ein Zusammenhang zwischen dem Imaginärteil der Compton-Vorwärtsamplitude und dem totalen Wirkungsquerschnitt aufschreiben:

$$\text{Im } f(\nu) = \frac{\nu}{4\pi} \sigma \quad (2.17)$$

Für das Niederenergieverhalten der Compton-Vorwärtsamplitude kann aus dem Low-Theorem [LOW54][GEL54] die folgende Beziehung hergeleitet werden:

$$f(\nu) = -\frac{\alpha}{m} \vec{e}_2^* \cdot \vec{e}_1 - i \frac{\alpha}{2m^2} \kappa^2 \nu \vec{\sigma} \cdot (\vec{e}_2^* \times \vec{e}_1) \quad (2.18)$$

Wird dieser Ausdruck mit Gleichung 2.2 verglichen, ergibt sich:

$$f_2(\nu) = \frac{\alpha}{2m^2} \kappa^2 \nu \quad (2.19)$$

Folgt:

$$\lim_{\nu \rightarrow 0} \frac{f_2(\nu)}{\nu} = \frac{\alpha}{2m^2} \kappa^2 \quad (2.20)$$

Ersetzen wir in Gleichung 2.16 auf der linken Seite  $f(\nu)$  durch  $f_2(\nu)/\nu$  und bilden den Grenzwert  $\nu \rightarrow 0$ , können wir sie mit Gleichung 2.20 gleichsetzen:

$$\lim_{\nu \rightarrow 0} \operatorname{Re} \frac{f_2(\nu)}{\nu} = \lim_{\nu \rightarrow 0} \left\{ \frac{2}{\pi} \int_0^{\nu-\epsilon} \frac{\operatorname{Im} f_2(\nu')}{\nu'^2 - \nu^2} d\nu' + \int_{\nu+\epsilon}^{\infty} \frac{\operatorname{Im} f_2(\nu')}{\nu'^2 - \nu^2} d\nu' \right\} \quad (2.21)$$

$$\implies -\frac{\alpha}{2m^2} \kappa^2 = \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\operatorname{Im} f_2(\nu')}{\nu'^2} d\nu' \quad (2.22)$$

Subtrahieren wir Gleichung 2.9 von 2.8 und nutzen Gleichung 2.17, erhalten wir:

$$\begin{aligned} f_2(\nu) &= \frac{1}{2} \{ f_{1/2}(\nu) - f_{3/2}(\nu) \} \\ \implies \frac{\operatorname{Im} f_2(\nu)}{\nu} &= \frac{1}{2} \frac{\nu}{4\pi} \left\{ \frac{\sigma_{1/2}}{\nu} - \frac{\sigma_{3/2}}{\nu} \right\} \\ &= -\frac{1}{8\pi} \{ \sigma_{3/2} - \sigma_{1/2} \} \end{aligned}$$

Setzen wir diese Beziehung in Gleichung 2.22 ein, erhalten wir die Gerasimov-Drell-Hearn Summenregel:

$$\int_0^{\infty} \frac{\sigma_{3/2} - \sigma_{1/2}}{\nu} d\nu = \frac{2\pi^2 \alpha}{m^2} \kappa^2 \quad (2.23)$$

# Kapitel 3

## Experimenteller Aufbau

In diesem Kapitel wird der experimentelle Aufbau des GDH-Experiments an ELSA beschrieben. Detaillierte Beschreibungen des Aufbaus an MAMI finden sich u. a. in [SEI99, PRE01, HOL01].

Der Aufbau des Experiments muß bestimmte Anforderungen erfüllen:

- Der Teilchenstrahl soll aus zirkular polarisierten Photonen bestehen, deren Energie und Polarisation bekannt sind.
- Der Detektor hat eine Raumwinkelakzeptanz nahe  $4\pi$  aufzuweisen sowie eine Effizienz nahe 100 % für den Nachweis hadronischer Ereignisse. Er soll hohe Raten verkraften und elektromagnetischen Untergrund verwerfen können.
- Das Target muß longitudinal polarisierte Nukleonen mit hoher Polarisation und großer Dichte für ein Optimum an Luminosität bereitstellen. Die Raumwinkelakzeptanz des Detektors soll nicht durch das Target beschnitten werden.

Abbildung 3.1 zeigt eine Übersicht der Beschleunigeranlage ELSA mit den zwei Experimenten der Hadronenphysik, dem GDH- und Crystal-Barrel-Experiment sowie den Experimenten mit Synchrotronlicht.

### 3.1 Polarisierte Photonen

#### 3.1.1 Polarisierte Elektronen

Die Quelle zur Erzeugung polarisierter Elektronen am 120 keV-Linac wurde von 1996 bis 2000 betrieben [NAK99]. Polarisationen von 64 % wurden erreicht [NAK98]. Mit dieser Quelle konnten erstmals an ELSA depolarisierende Resonanzen bei der Beschleunigung der Elektronen untersucht werden [NAK98, STE99, HOF01].

Inzwischen ist die alte Quelle durch eine neue an Linac 2 ersetzt worden [HIL00, GOW01]. Die polarisierten Elektronen werden an einem Be-InGaAs/Be-AlGaAs-Superlattice-Kristall erzeugt. Die maximale Polarisation an der Quelle beträgt 80 % und wird mit einem Mott-Polarimeter überprüft.

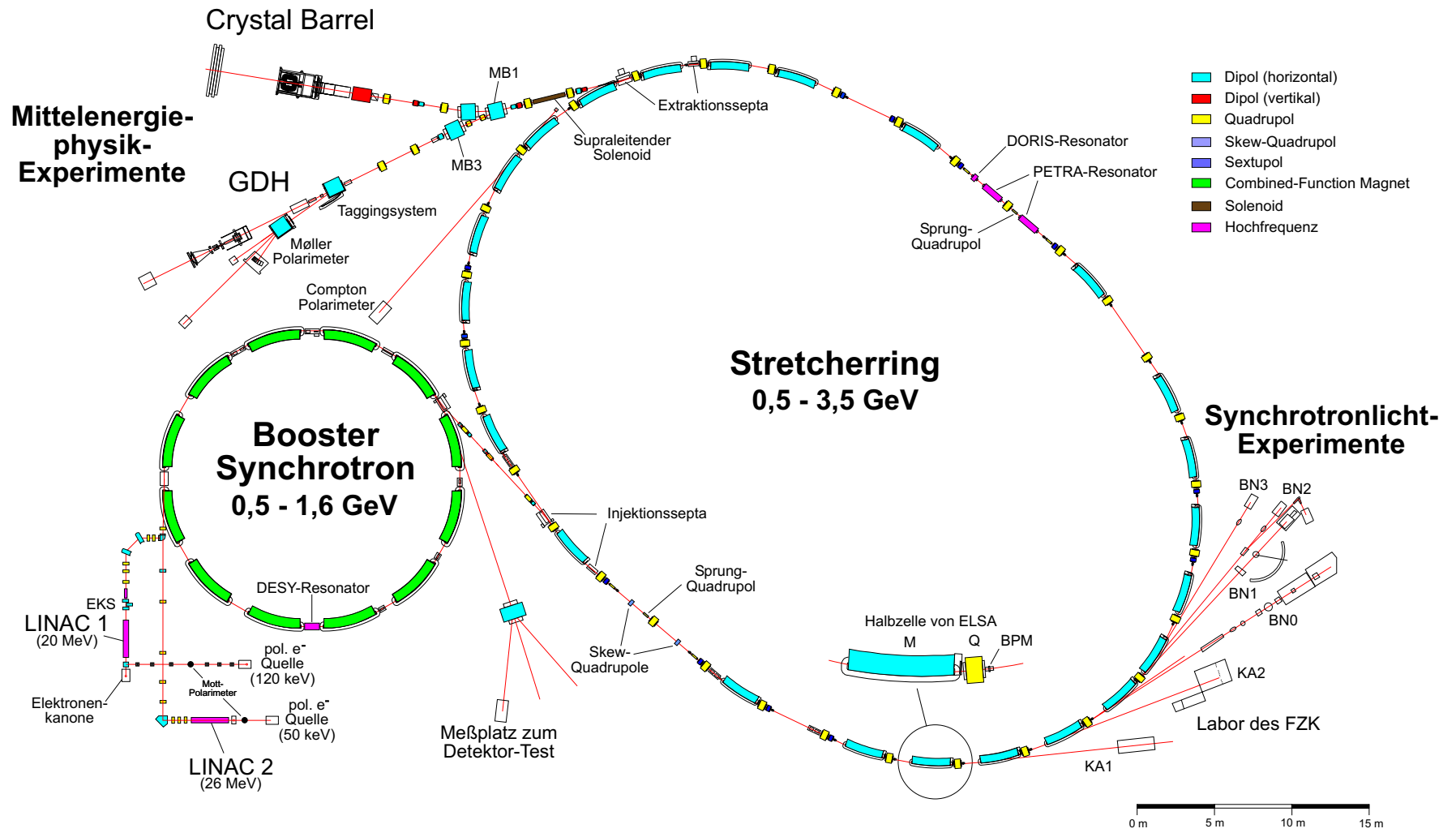
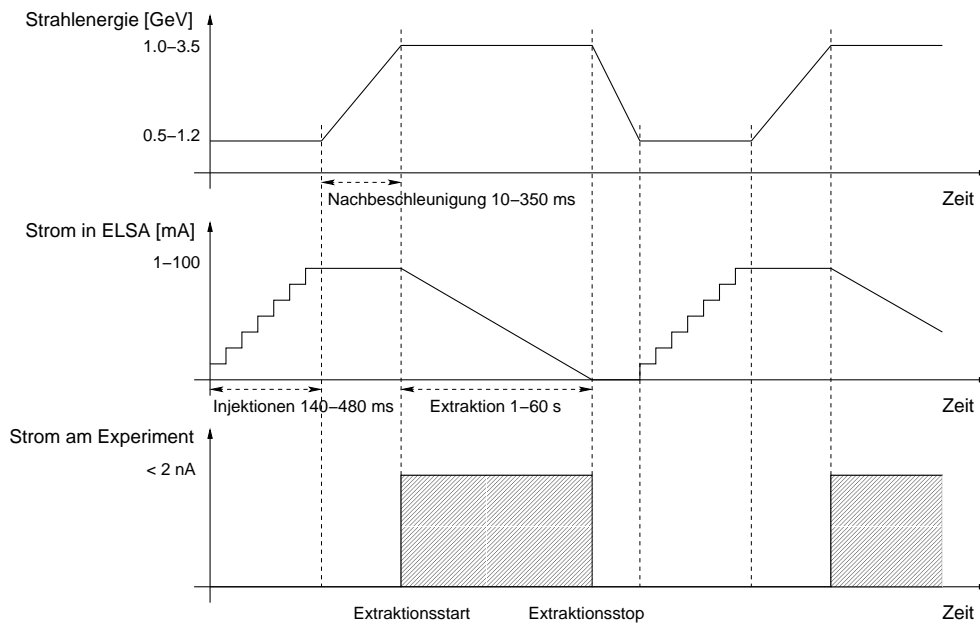


Abbildung 3.1: Die Beschleunigeranlage ELSA

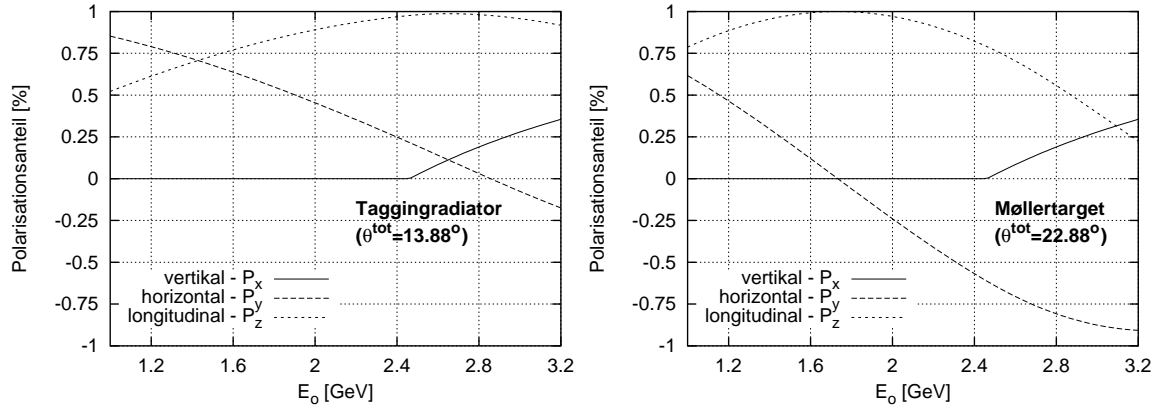
### 3.1.2 Beschleunigung der Elektronen

Die in der Quelle freigesetzten polarisierten Elektronen werden zunächst elektrostatisch auf  $50\text{ keV}$  in vertikaler Richtung beschleunigt. Durch einen elektrostatischen Deflektor wird der Strahl um  $90^\circ$  abgelenkt und im Linac 2 auf eine Energie von  $26\text{ MeV}$  gebracht. Im Booster-Synchrotron wird der Strahl mit einer Wiederholrate von  $50\text{ Hz}$  beschleunigt. Nach Erreichen der Transferenergie werden die Elektronen in den ELSA-Ring injiziert. Die Hauptaufgabe des Stretcherrings ist es, das Tastverhältnis<sup>1</sup> der aus dem Synchrotron extrahierten Elektronen zu erhöhen. Während des GDH-Experiments wird ELSA im sogenannten Nachbeschleunigungsmodus betrieben (s. Abb. 3.2). Dabei werden zwischen sieben und 28 Injektionsschüsse vom Synchrotron akkumuliert, um eine gleichmäßige Füllung des ELSA-Rings zu gewährleisten. Die im Ring gespeicherten Elektronen werden daraufhin auf die geforderte Endenergie (bei GDH maximal  $3,2\text{ GeV}$ ) nachbeschleunigt und dann gleichmäßig über Resonanzextraktion entnommen. Der in die externe Strahlführung transferierte Elektronenstrahl weist ein mikroskopisches Tastverhältnis von  $50\text{--}95\%$  auf. Die  $500\text{ MHz}$  Hochfrequenz-Resonatoren zur Beschleunigung der Elektronen bestimmen den Bunchabstand von  $2\text{ ns}$  bei einer typischen Bunchlänge von  $50\text{ ps}$ . Die Dauer der Extraktion kann in Abhängigkeit von der gewünschten Strahlintensität zwischen ein und 60 Sekunden eingestellt werden, woraus dann ein makroskopisches Tastverhältnis von  $50\%$  bis nahe  $100\%$  resultiert.



**Abbildung 3.2:** ELSA im Nachbeschleunigungsmodus

<sup>1</sup>Das Tastverhältnis ist der Quotient aus Extraktions- und Zykluszeit.



**Abbildung 3.3:** Aufteilung der Elektronenpolarisation auf die einzelnen Komponenten. Der Winkel  $\theta^{tot}$  gibt den Ablenkwinkel, verursacht durch die Dipolmagnete und (rechts) den Taggingmagneten, an [SPE02].

### 3.1.3 Strahlführung

Während der Beschleunigungsphase im Synchrotron und im Stretcherring müssen die Elektronenspins senkrecht zur Bewegungsrichtung und senkrecht zur Beschleunigerebene ausgerichtet sein, sonst wird die Polarisation zerstört. Für die Erzeugung zirkular polarisierter Photonen werden aber longitudinal polarisierte Elektronen gefordert (s. Abschnitt 3.1.4). Die Drehung des Spins in longitudinale Richtung geschieht in zwei Schritten:

Nach dem Extrahieren durchläuft der Strahl zunächst einen supraleitenden Solenoiden, der dafür sorgt, daß der Spin aus der vertikalen in die horizontale Ebene gedreht wird. Die eingestellte Feldstärke muß der jeweiligen kinetischen Energie des Elektronenstrahls angepaßt werden. Bei einer Energie von  $E_0 = 2,46 \text{ GeV}$  ist die maximale Feldstärke des Solenoiden erreicht. Bei höheren Energien wird die Drehung unvollständig, und eine vertikale Komponente bleibt erhalten (vgl. Abb. 3.3) [SPE02].

Hinter dem Solenoiden befinden sich zwei Dipolmagnete, die den Spin parallel zur Strahlrichtung drehen. Aus Abbildung 3.3 ist ersichtlich, daß dieser Prozeß bei hohen Energien am effektivsten ist. Dies ist sinnvoll, weil die Elektronenpolarisation in ELSA aufgrund depolarisierender Resonanzen bei hohen Energien geringer ist und somit in diesem Bereich die Polarisationsverluste durch das Drehen des Spins minimiert werden. Aus der am Møllertarget gemessenen Polarisation kann die an der Radiatorfolie (vgl. Abschnitt 3.1.4) vorhandene Polarisation berechnet werden [SPE02].

### 3.1.4 Erzeugung zirkular polarisierter Photonen

Die Elektronen treffen auf eine dünne sogenannte Radiatorfolie (s. Abb. 3.4), wo im elektromagnetischen Feld der Atomkerne Bremsstrahlprozesse auftreten [WEI02]. Die dabei erzeugten Bremsstrahlphotonen sind bei Verwendung longitudinal polarisierter Elektro-

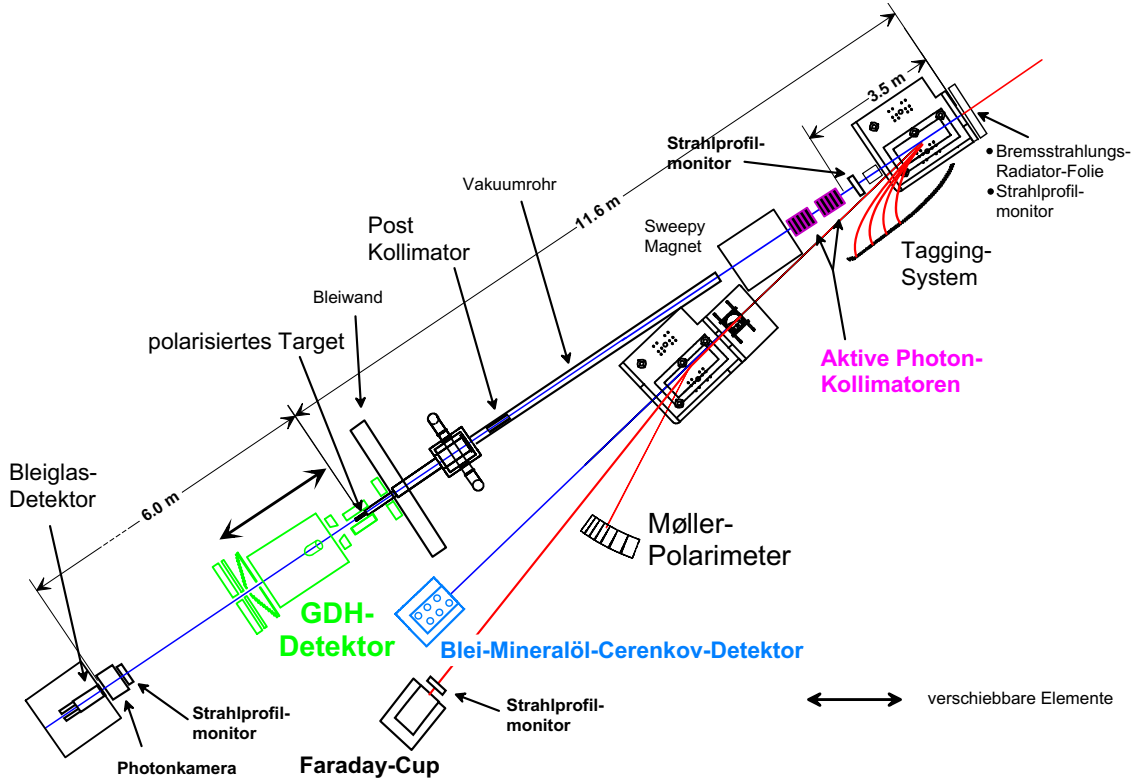


Abbildung 3.4: Übersicht des GDH-Experiments an ELSA

nen durch Helizitätstransfer zirkular polarisiert. Der Helizitätstransfer ist in der QED berechenbar [OLS59]:

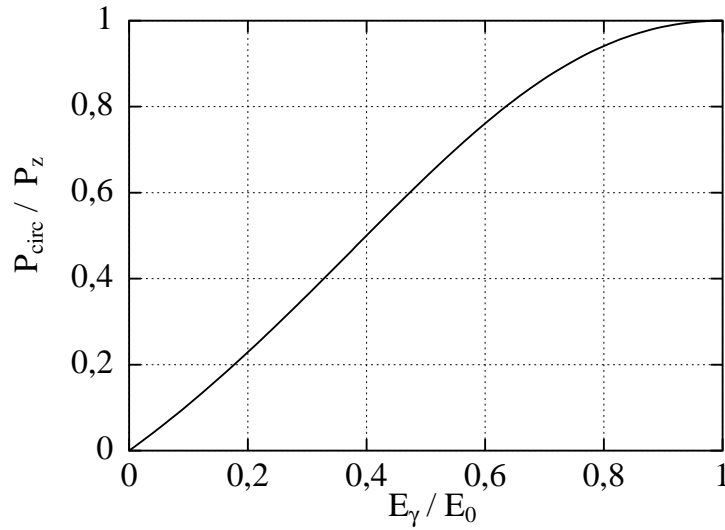
$$\frac{P_{circ}}{P_z} = \frac{E_\gamma}{E_0} \cdot \frac{1 + \frac{1}{3} \left(1 - \frac{E_\gamma}{E_0}\right)}{1 - \frac{2}{3} \left(1 - \frac{E_\gamma}{E_0}\right) + \left(1 - \frac{E_\gamma}{E_0}\right)^2} \quad (3.1)$$

- $P_{circ}$ : Zirkularpolarisation des Photons
- $P_z$ : Longitudinalpolarisation des Elektrons
- $E_\gamma$ : Energie des Photons
- $E_0$ : Energie des Elektrons

Abbildung 3.5 beschreibt den Verlauf des Helizitätstrfers nach Gleichung 3.1. Die zirkulare Photonenpolarisation hängt ab vom Anteil des Energieübertrags vom Elektron auf das erzeugte Photon und ist proportional zur longitudinalen Polarisation des Elektrons.

### 3.1.5 Tagging-Spektrometer

Mit Hilfe des Tagging-Systems werden Energie und Fluß der erzeugten Bremsstrahlphotonen bestimmt [NAU01, WEI02]. Bei Erzeugung des Photons ist die auf den Kern



**Abbildung 3.5:** Helizitätstransfer nach Gleichung 3.1

übertragene Energie vernachlässigbar klein, so daß sich die Photonenenergie  $E_\gamma$  aus der Differenz der Primärenergie des Elektrons  $E_0$  und der Energie des gestreuten Elektrons  $E'$  bestimmen läßt:

$$E_\gamma = E_0 - E' \quad (3.2)$$

Das Tagging-System hat also die Aufgabe, die Energie der gestreuten Elektronen zu bestimmen. Dazu separiert ein Dipolmagnet die Impulse der gestreuten Elektronen. In einer Anordnung von 65 sich überlappenden Szintillatoren werden die Elektronen in einem Bereich von 3% bis 32% der Primärenergie nachgewiesen [NAU01]. Die zugehörigen Photonenenergien liegen bei 68% bis 97% der Primärenergie, also in einer Region mit hohem Helizitätstransfer (vgl. Abb. 3.5). Um den gesamten Energiebereich von 0,7 GeV bis 2,9 GeV abzudecken, wird bei fünf verschiedenen Primärenergien gemessen.

Zusätzlich zur Energie wird mit dem Tagging-System auch der Photonenfluß bestimmt. Die Gesamtzahl der registrierten Elektronen im Tagging-System ist dabei größer als die Zahl der Photonen, die das polarisierte Target treffen. Es wird daher für jeden Tagging-Kanal  $i$  ein Zusammenhang zwischen Elektronen- und Photonenfluß hergestellt, die sogenannte Photonendefinitionswahrscheinlichkeit  $P_\gamma^i$ :

$$P_\gamma^i = \frac{\dot{N}_\gamma^i}{\dot{N}_{e'}^i}$$

Die Photonenrate am polarisierten Target  $\dot{N}_\gamma$  wird mit dem Bleiglasdetektor gemessen (s. Abb. 3.4). Das Verhältnis aus  $\dot{N}_\gamma^i$  und der nachgewiesenen Elektronenrate  $\dot{N}_{e'}^i$  beschreibt die Wahrscheinlichkeit, daß zu einem Elektron im  $i$ -ten Tagging-Kanal ein Photon mit der entsprechenden Energie auf das polarisierte Target trifft. Dadurch ist eine präzise Flußnormierung möglich [ZEI02].



### 3.1.6 Møller-Polarimeter

Der Teil des Elektronenstrahls, der nicht mit der Radiatorfolie in Wechselwirkung tritt, dient zur Bestimmung der Elektronenpolarisation mittels elastischer Elektron-Elektron-Streuung (Møller-Streuung). Bei der Møller-Polarimetrie wird die Abhängigkeit des differentiellen Wirkungsquerschnitts von der relativen Spinorientierung der beteiligten Stoßpartner ausgenutzt. Eine detaillierte Beschreibung des GDH-Møller-Polarimeters findet sich in [SPE02]. Die Photonenpolarisation wird aus der Elektronenpolarisation nach Gleichung 3.1 berechnet.

### 3.1.7 Kollimatoren

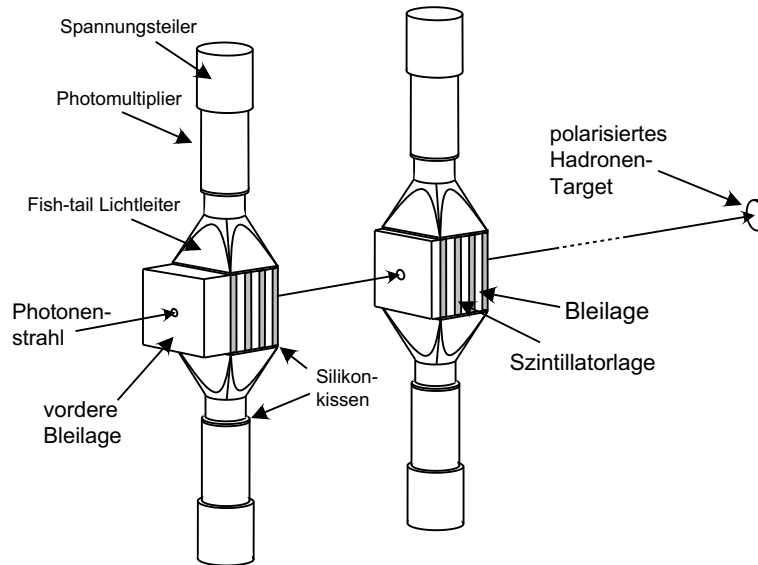
Die durch Bremsstrahlung erzeugten Photonen werden zwar unter kleinen Vorwärtswinkeln emittiert, dennoch wäre die Ausdehnung des Strahls am Ort des Targets größer als die des Targets selbst. Üblicherweise wird zur Kollimation eines Photonenstrahls Bleimaterial mit einer Bohrung entsprechend des gewünschten Strahldurchmessers verwendet. Durch die auf das Blei treffenden Photonen entstehen freie Elektronen, Positronen und niederenergetische Photonen, die ihrerseits weitere Sekundärprodukte erzeugen bzw. freisetzen können. Die meisten dieser Teilchen werden durch das Blei absorbiert, jedoch tritt ein Teil wieder aus dem Kollimatormedium aus. Die produzierten geladenen Teilchen werden durch ein Magnetfeld aus dem Strahl entfernt, während die (ungeladenen) Sekundärphotonen das polarisierte Target erreichen können.

Mit dem GDH-Detektor kann die Photonenenergie nicht unabhängig vom Tagging-System bestimmt werden. Wenn ein Sekundärphoton eine hadronische Reaktion erzeugt, wird diesem eine zu hohe Energie zugeordnet. Um solche Ereignisse verwerfen zu können, werden aktive Kollimatoren eingesetzt [ZEI98, ZEI01, ZEI02]. Hierbei wird das Blei durch eine Anordnung aus mehreren Blei- und Szintillatorlagen ersetzt (s. Abb. 3.6).

In den Bleilagen wechselwirken die Photonen, wobei die erzeugten geladenen Sekundärprodukte in den Szintillatorlagen nachgewiesen werden können. Das erste der beiden Module hat einen Lochdurchmesser von 5 mm und beschneidet den Photonenstrahl. Er hat dadurch am polarisierten Target eine Ausdehnung von  $\sigma \leq 4$  mm. Das zweite Modul hat einen Lochdurchmesser von 6 mm und dient zum Nachweis derjenigen Sekundärprodukte, bei denen im ersten Modul kein Nachweis gelang. Der Photonenstrahl wird dadurch nicht mehr beeinflusst.

## 3.2 GDH-Detektor

Die experimentelle Bestimmung des Integranden der GDH-Summenregel beruht auf der Messung der helizitätsabhängigen totalen Photoabsorptionsquerschnitte. In dem an ELSA abgedeckten Energiebereich führt die Photoabsorption zu einer Vielzahl an Endzuständen, so daß eine Identifikation der einzelnen Reaktionskanäle schwierig ist. Bei der Konzeption des GDH-Detektors wurde daher auf die Bestimmung partieller Wirkungsquerschnitte verzichtet und stattdessen die inklusive Bestimmung des totalen Photoabsorptionsquer-



**Abbildung 3.6:** Perspektivische Ansicht der beiden Module des aktiven Kollimators [ZEI01]

schnitts mit hoher Effizienz angestrebt [HEL02]. Abbildung 3.7 zeigt den schematischen Aufbau des Detektors.

### CAD-Module

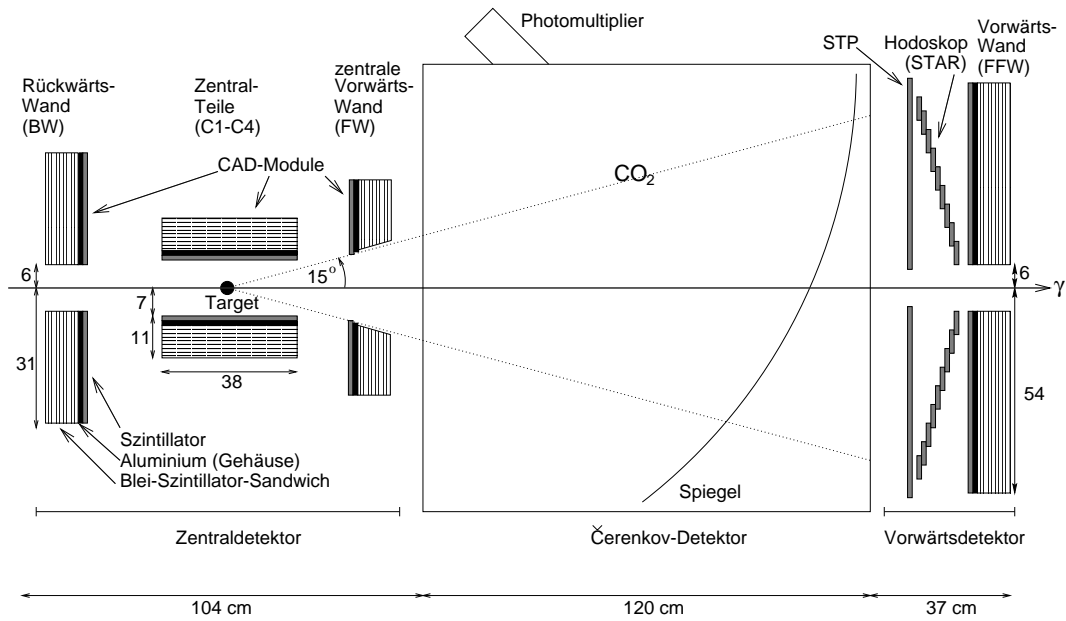
Die CAD-Module<sup>2</sup> dienen dem Nachweis geladener Reaktionsprodukte sowie der Zerfallsphotonen neutraler Mesonen. Die erste Szintillatorschicht (Triggerplatte) dient zum Nachweis der geladenen Hadronen (vgl. Abb. 3.7). Die Photonen werden in einem darunterliegenden „Blei-Szintillator-Sandwich“ nachgewiesen. Sie erzeugen in den Bleischichten einen Schauer von geladenen und ungeladenen Teilchen, wobei die geladenen Schauerteilchen in den Szintillatorschichten Licht erzeugen. Mit Hilfe der Wellenlängenschieber wird das blaue Szintillationslicht in grünes umgewandelt und von Photomultipliern ausgelesen [HEL02].

### Čerenkov-Detektor

Die Wechselwirkung der Strahlphotonen mit dem polarisierten Target erzeugt elektromagnetischen Untergrund, der mit Hilfe des Čerenkov-Zählers unterdrückt wird. Bei Photonenergien oberhalb von  $0,7 \text{ GeV}$  wird immer mindestens ein Elektron bzw. Positron unter einem Winkel von  $\vartheta < 15^\circ$  emittiert. Es genügt daher, einen relativ kleinen Raumwinkel abzudecken, um eine hohe Effizienz des Zählers zu erreichen.

Das im  $\text{CO}_2$ -Gas erzeugte Čerenkov-Licht wird über einen ellipsoiden Spiegel auf eine Photomultiplierkathode fokussiert.

<sup>2</sup>Charged particle and Decay photon counter



**Abbildung 3.7:** Schematische Darstellung des GDH-Detektors [HEL02]

### STAR-Detektor

Der STAR-Detektor<sup>3</sup> [SAU96] besteht aus einer Triggerplatte aus Szintillatormaterial und neun konzentrisch angeordneten Szintillaterringen. Diese Szintillatoren sind jeweils in zwei Halbringe unterteilt und decken einen Winkelbereich von  $2,8^\circ \leq \vartheta \leq 16,5^\circ$  ab. Dies ermöglicht einen winkelauflösenden Nachweis von Reaktionsprodukten in Vorwärtsrichtung, die zur Extraktion von partiellen Kanälen herangezogen werden können [MIC01, GOD02].

Zur Überprüfung der Funktionsfähigkeit des gesamten GDH-Detektorsystems sind unpolarisierte Testmessungen durchgeführt worden [HEL93, SAU98, MIC01, ZEI02]. Die an das GDH-Experiment gestellten Anforderungen hinsichtlich Raumwinkelakzeptanz, Nachweiseffizienz und Unterdrückung des elektromagnetischen Untergrunds werden voll erfüllt.

<sup>3</sup>Scintillators from Tübingen for Angular Reconstruction

# Kapitel 4

## Polarisiertes Target

### 4.1 Kernspinpolarisation

#### 4.1.1 Natürliche Polarisation

Wird ein Teilchen mit dem Spin  $\vec{s}$  einem Magnetfeld  $\vec{B}$  ausgesetzt, so tritt sein magnetisches Moment in Wechselwirkung mit dem äußeren Feld. Die Wechselwirkungsenergie lautet:

$$E = -\vec{\mu} \cdot \vec{B} = -g\mu \vec{s} \cdot \vec{B} \quad (4.1)$$

$g$ : Landé-Faktor

$\mu$ : Magneton des Teilchens

Bei einem Teilchenensemble wird dadurch die Energieentartung aufgehoben, und es bilden sich  $2s + 1$  Zeeman-Niveaus aus mit den potentiellen Energien:

$$E = -g\mu_0 m B \quad (4.2)$$

$$m = -s, -s + 1, \dots, +s$$

Im thermischen Gleichgewicht sind die Niveaus gemäß der Boltzmann-Verteilung besetzt:

$$\frac{N(E + \Delta E)}{N(E)} = \exp\left(-\frac{\Delta E}{kT}\right) \quad (4.3)$$

$N$ : Besetzungszahl

$\Delta E$ : Abstand der Energieniveaus

$k$ : Boltzmann-Konstante

$T$ : Gittertemperatur

Die unterschiedlichen Besetzungszahlen der einzelnen Energieniveaus führen zur Polarisation. Allgemein wird die Vektorpolarisation für Spin- $\frac{1}{2}$ -Teilchen wie folgt definiert:

$$P_{1/2} = \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-} \quad (4.4)$$

Analog dazu lautet die Vektorpolarisation für Teilchen mit Spin 1:

$$P_1 = \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_0 + N_-} \quad (4.5)$$

Aus dem Einsetzen der Gleichungen 4.4 und 4.5 in 4.2 und 4.3 resultiert die Vektorpolarisation für Spin- $\frac{1}{2}$ - und Spin-1-Teilchen:

$$P_{1/2} = \tanh \frac{g\mu B}{2kT} \quad (4.6)$$

$$P_1 = \frac{4 \tanh \frac{g\mu B}{2kT}}{3 + \tanh^2 \frac{g\mu B}{2kT}} \quad (4.7)$$

Die Konstanten  $g$  und  $\mu$  sind in nachfolgender Tabelle für Elektron, Proton und Deuteron aufgelistet:

Elektron	$g_e = 2$	$\mu_e = 9,2741 \cdot 10^{-24} J/T$
Proton	$g_p = 5,58$	$\mu_p = \mu_K = 5,0508 \cdot 10^{-27} J/T$
Deuteron	$g_d = 0,857$	$\mu_d = \mu_K$

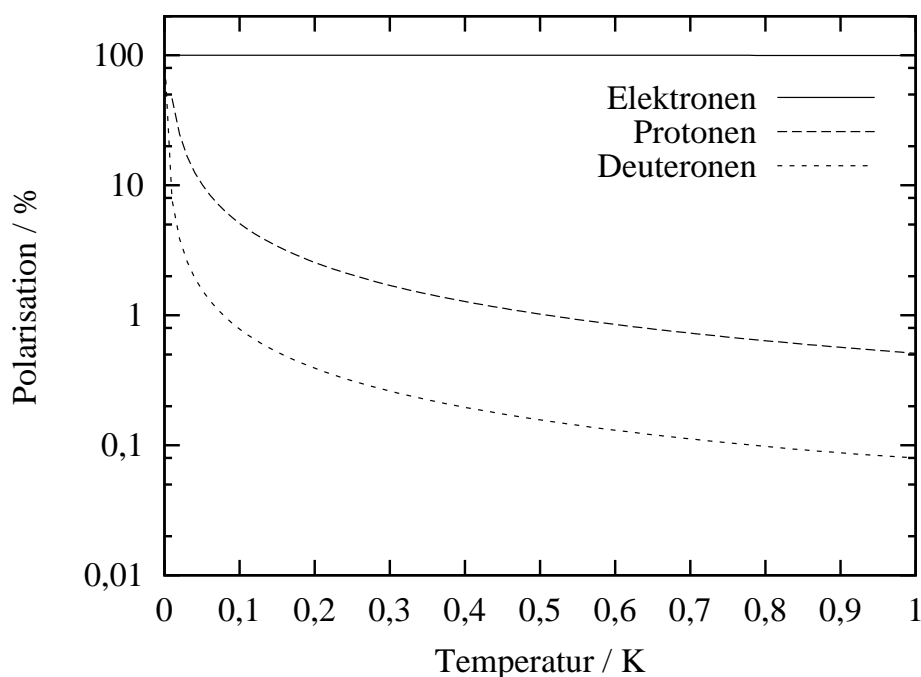
**Tabelle 4.1:** Landé-Faktor und Magneton von Elektron, Proton und Deuteron

Den Gleichungen 4.6 und 4.7 läßt sich entnehmen, daß die Polarisation mit wachsendem Magnetfeld bzw. fallender Temperatur ansteigt. Abbildung 4.1 zeigt die Verläufe bei einem konstantem Feld von  $B = 2,5 T$  in Abhängigkeit von der Temperatur.

Um eine Protonenpolarisation von 50 % zu erreichen bzw. eine Deuteronenpolarisation von 10 %, sind ein Magnetfeld von 10 T und eine Temperatur von 20 mK erforderlich. Bei derartig tiefen Temperaturen stellt sich das thermische Gleichgewicht so langsam ein, daß der Polarisationsaufbau mehrere Monate betragen kann („Brute-Force-Methode“). Asymmetriemessungen an Teilchenbeschleunigern verlangen nach einem Wechsel der Polarisation, um systematische Fehler zu minimieren. Aufgrund der langen Aufbauzeiten ist dies mit „Brute-Force-Targets“ nicht realisierbar.

### 4.1.2 Dynamische Polarisation

Da die Masse des Elektrons deutlich kleiner ist als die des Protons, hat es ein erheblich größeres magnetisches Moment. Dadurch ist die Polarisation der Elektronen schon bei moderaten Feldern und Temperaturen nahezu vollständig (vgl. Abb. 4.1). Mit Hilfe der Dynamischen Nukleonen Polarisation (DNP) kann die hohe Elektronenpolarisation teilweise auf die Protonen bzw. Deuteronen übertragen werden. Dazu werden den diamagnetischen Targetmaterialien polarisierbare Elektronen (paramagnetische Zentren) hinzugefügt, z. B. durch die Beimengung von chemischen Radikalen oder die Schädigung durch ionisierende Strahlung.

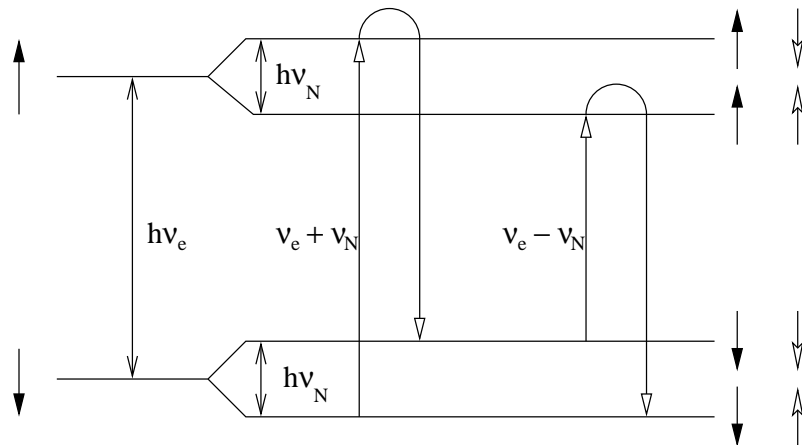


**Abbildung 4.1:** Polarisation von Elektronen, Protonen und Deuteronen im thermischen Gleichgewicht bei einem Magnetfeld von 2,5 T

Der Solid State Effekt (SSE) beschreibt auf einfache Weise den Mechanismus zur Übertragung der Elektronenpolarisation auf die Protonen. Die Dipol-Dipol-Wechselwirkung führt zu einer Kopplung zwischen den freien Elektronen und den Nachbarkernen im Targetmaterial. Durch Einstrahlen von Mikrowellen mit der Frequenz  $\nu = \nu_e \pm \nu_n$  kann ein simultaner Spinflip des Elektrons und des Protons induziert werden (siehe Abb. 4.2). Nach einem gekoppelten Übergang von Elektronen- und Nukleonenspin fällt das Elektron direkt in seinen Ausgangszustand zurück und steht für weitere Umklappprozesse zur Verfügung. Während die Relaxationszeit der Elektronen nur wenige Millisekunden beträgt, liegt sie für Protonen in der Größenordnung von Minuten. Bis das Nukleon wieder in seine Ausgangslage zurückkehrt, sind über das Elektron weitere Nukleonen in den gepumpten Zustand gebracht worden.

Simultane Spinflips, die zur Nukleonpolarisation führen, sind nur in unmittelbarer Nähe der paramagnetischen Zentren möglich. Die homogene Verteilung der Polarisation über die gesamte Probe erfolgt durch Dipol-Dipol-Übergänge der Nukleonen untereinander und wird als Spindiffusion bezeichnet.

Relaxationsvorgänge wirken der Spindiffusion entgegen, so daß die Maximalpolarisation nicht den Wert der Elektronenpolarisation erreichen kann. Die Maximalpolarisation hängt von der Effektivität der Spindiffusion und von der Relaxationswahrscheinlichkeit ab. Da Relaxation fast ausschließlich über Wechselwirkung mit paramagnetischen Zentren stattfindet, hängt ihre Wahrscheinlichkeit direkt mit der Konzentration der Zentren zusammen. Niedrige Radikalkonzentrationen vermindern also Relaxationsprozesse und



**Abbildung 4.2:** Termschema eines gekoppelten Elektron-Nukleon-Systems im Magnetfeld. Die Einstrahlung von Mikrowellen der Frequenz  $\nu_e + \nu_N$  führt zu negativer Polarisation,  $\nu_e - \nu_N$  polarisiert positiv (s. Glg. 4.4).

begünstigen den Spintransport, schmälern aber auch die Effektivität des DNP-Prozesses, so daß es gilt, ein Optimum für die Dotierung zu finden.

Für polarisierte Festkörpertargets werden zur Zeit hauptsächlich Alkohole, Ammoniak und Lithiumhydride verwendet. Der Prozeß des dynamischen Polarisierens dieser Materialien folgt nicht dem SSE, sondern der „Equal Spin Temperature“-Theorie (EST) [ABR78]. Die EST-Theorie berücksichtigt zusätzlich die Dipol-Dipol-Wechselwirkung der paramagnetischen Zentren untereinander, was zu einer Aufspaltung der Zeeman-Niveaus in Bändern mit quasikontinuierlichen Zuständen führt. Die EST-Theorie ordnet der Wechselwirkungsenergie der Elektronenspins eine Temperatur  $T_{SS}$  zu, ihrer Zeeman-Wechselwirkungsenergie die Temperatur  $T_{Ze}$  und analog für Nukleonen die Temperatur  $T_{ZN}$ . Im thermischen Gleichgewicht sind alle drei gleich der Gittertemperatur  $T_G$ :

$$T_{SS} = T_{Ze} = T_{ZN} = T_G$$

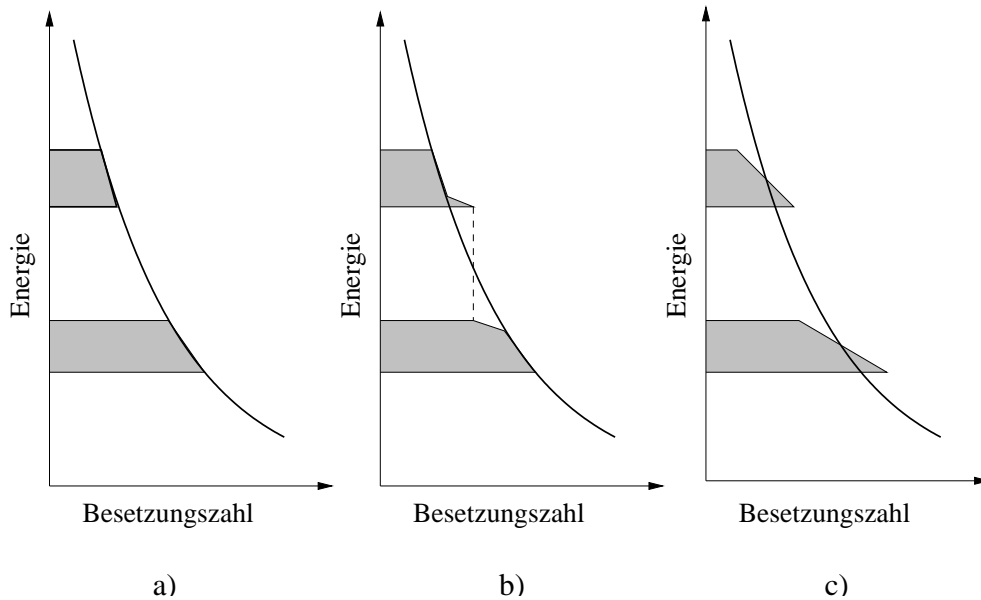
Mikrowellenstrahlung mit einer Frequenz, die geringfügig kleiner ist als die Elektronenlarmorfrequenz<sup>1</sup>  $\nu_e$ , induziert Elektronenspinflips. Es kommt zu Übergängen zwischen den zugehörigen Bereichen des Zeeman-Bandes bis hin zu einer partiellen Sättigung, bei der eine Gleichbesetzung dieser Bereiche erfolgt (vgl. Abb. 4.3b). Die dipolare Wechselwirkung der Elektronenspins untereinander führt durch Spin-Spin-Übergänge der Elektronen zu einer homogenen Temperatur  $T_{SS}$  (Abb. 4.3c). Das Spin-Spin-Wechselwirkungsreservoir der Elektronen muß den von der Resonanzenergie  $E = h\nu_e$  fehlenden Teil übernehmen, was zum Umordnen der Spins innerhalb des Bandes führt und damit zu einer Absenkung von  $T_{SS}$ . Letzteres ist mit positiver Elektronenpolarisation (Glg 4.4) gleichzusetzen.

Durch die Hyperfein-Wechselwirkung koppeln die Elektronen an die Nukleonen, so daß im EST-Bild ein Wärmekontakt vorliegt. Der Wärmeaustausch geschieht durch einen

<sup>1</sup>Bei Butanol ist die Reduzierung ca. 0,2%.

Flip-Flop zweier Elektronenspins zusammen mit einem Nukleonenspinflip. Die Elektronenpolarisation ändert sich dabei nicht, jedoch wird durch das erneute Umordnen die Temperatur  $T_{SS}$  erhöht. Dem Nukleonen-Zeeman-Reservoir wird mit jedem Flip Energie entzogen, so daß  $T_{ZN}$  sinkt. Es kommt also zu einem Temperatúrausgleich zwischen  $T_{SS}$  und  $T_{ZN}$ .

Um eine negative Nukleonenpolarisation zu erreichen, muß die Frequenz der eingestrahlten Mikrowellen geringfügig größer sein als  $\nu_e$ . Es stellt sich dann eine negative Temperatur  $T_{SS}$  ein. Das Spin-Spin-Wechselwirkungsreservoir nimmt dann die überschüssige Energie auf und wird geheizt, so daß der Betrag von  $T_{SS}$  sinkt. Der Temperatúrausgleich mit  $T_{ZN}$  führt dann zu einer negativen Nukleonenpolarisation.

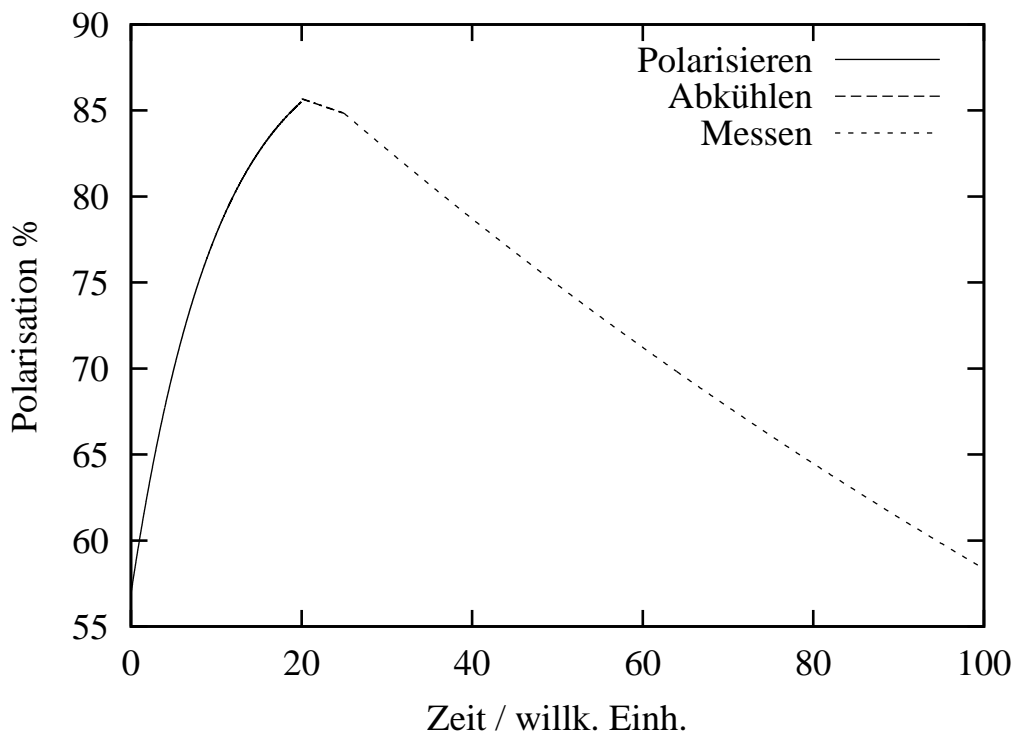


**Abbildung 4.3:** Verteilung der Elektronen auf die Zeeman-Niveaus; a) im thermischen Gleichgewicht; b) Einstrahlen von Mikrowellen kleinerer Elektronenlarmorfrequenz führt zu induzierten Spinflips zwischen den jeweiligen Bereichen der Bänder; c) wegen der dipolaren Wechselwirkung der Elektronenspins untereinander bildet sich eine homogene Temperatur  $T_{SS}$  aus.

## 4.2 Frozen-Spin-Target

Bei polarisierten Targets wird ein großer Raumwinkelbereich durch den benötigten Magneten abgedeckt. Für den Nachweis der Reaktionsprodukte geht dieser Raumwinkel verloren. Insbesondere beim GDH-Experiment soll aber der totale Absorptionswirkungsquerschnitt gemessen werden, so daß das Target eine Raumwinkelakzeptanz nahe  $4\pi$  ermöglichen muß.





**Abbildung 4.4:** Schematische Darstellung eines Frozen-Spin-Zyklus

Eine Lösung für dieses Problem bietet das Frozen-Spin-Target. In Abschnitt 4.1.1 wurde gezeigt, daß bei sehr tiefen Temperaturen und großen Magnetfeldern die natürliche Polarisation zwar relativ groß ist, es jedoch sehr lange dauert, bis sich das thermische Gleichgewicht einstellt. Diesen Effekt macht sich das Frozen-Spin-Target im umgekehrten Sinn zunutze. Das Targetmaterial wird zunächst dynamisch bis nahe am Maximalwert polarisiert. Nach Abschalten der Mikrowellenstrahlung kann die Temperatur drastisch gesenkt werden. Bei sehr tiefen Temperaturen stellt sich dann das Gleichgewicht der Polarisation sehr langsam ein, so daß für relativ lange Zeit hohe Polarisationen erhalten bleiben, selbst bei deutlich kleineren magnetischen Feldstärken. Dieser Effekt läßt sich im nächsten Schritt ausnutzen, indem das Magnetfeld abgesenkt und dann vom Polarisationsmagneten auf einen zweiten, sogenannten Haltemagneten, übertragen wird. Der Polarisationsmagnet kann daraufhin entfernt werden, so daß Raum entsteht, um ein geeignetes Detektorsystem um das Target herum zu plazieren.

Da der Haltemagnet allein dazu dient, den Zerfall der Polarisation hinauszuzögern, ist nicht nur die erforderliche Feldstärke kleiner, sondern auch die Anforderung an die Feldhomogenität wesentlich geringer (s. Abschnitt 5). Der Haltemagnet kann daher so konzipiert werden, daß die Akzeptanz nur geringfügig vermindert wird.

Im Frozen-Spin-Betrieb relaxieren nach und nach die Kernspins, so daß nach endlich langer Zeit das Target von neuem dynamisch polarisiert werden muß. Abbildung 4.4 zeigt schematisch den Polarisationsverlauf während eines kompletten Zyklus. Bei dem im GDH-Experiment eingesetzten Butanol-Target dauert ein Zyklus typischerweise zwei Tage. Seine Komponenten werden in den folgenden Unterabschnitten beschrieben.

### 4.2.1 Kryostat

Im vorigen Abschnitt wurde deutlich, daß für den Betrieb eines Frozen-Spin-Targets möglichst tiefe Temperaturen erzeugt werden müssen. Bei Verdampferkryostaten wird eine Abkühlung durch Erniedrigung des Dampfdrucks über der Flüssigkeit erreicht. Den Übergang von der flüssigen in die gasförmige Phase vollziehen bevorzugt Teilchen mit hoher kinetischer Energie. Das Abpumpen dieser Teilchen entzieht dem Gesamtsystem Energie, und die Temperatur fällt. Die Kühlleistung hängt dann von der Pumpleistung und dem Dampfdruck des Kühlmittels ab. Wird  $^4\text{He}$  als Kühlmittel verwendet, lassen sich Temperaturen in der Größenordnung von einem Kelvin erzeugen. Bei der Verwendung von  $^3\text{He}$  sind aufgrund des größeren Dampfdrucks Temperaturen von ca. 0,5 Kelvin möglich. Zum Betrieb eines Frozen-Spin-Targets sind diese Temperaturwerte noch zu groß. Die Verwendung eines  $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Mischkryostaten ist daher notwendig.

#### $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Mischkryostat

Die Funktion eines Mischkryostaten basiert auf den besonderen Eigenschaften der Heliumisotope. Reines  $^4\text{He}$  geht bei einer Temperatur von  $2,17\text{ K}$  – dem sogenannten  $\lambda$ -Punkt – vom flüssigen in den suprafluiden Zustand über. In Abbildung 4.5 ist das Phasendiagramm der  $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Mischung dargestellt. Der  $\lambda$ -Punkt verschiebt sich mit wachsender  $^3\text{He}$ -Konzentration hin zu tieferen Temperaturen. Bei einer Temperatur von  $0,867\text{ K}$  und einer  $^3\text{He}$ -Konzentration von  $67,5\%$  endet die  $\lambda$ -Linie im Separationspunkt. Oberhalb dieser Temperatur sind Mischungen der Isotope in jedem Verhältnis möglich; darunter jedoch kommt es zur Isotopentrennung. Es bilden sich zwei Phasen: eine  $^3\text{He}$ -reiche c-Phase und eine  $^3\text{He}$ -arme d-Phase<sup>2</sup>. Die c-Phase hat eine kleinere Dichte und schwimmt auf der d-Phase.

Beim Übergang von  $^3\text{He}$ -Atomen in die d-Phase wird dem System ähnlich wie beim Verdampfen Energie entzogen, und die Temperatur sinkt. Um diesen Prozeß zu fördern, werden bei einem Mischkryostaten  $^3\text{He}$ -Atome aus der d-Phase entfernt. Da selbst bei tiefsten Temperaturen noch  $6,4\%$   $^3\text{He}$ -Atome in der d-Phase vorhanden sind, ist es immer noch möglich, diese zu entziehen und damit das System zu kühlen.

Abbildung 4.6 zeigt die Funktionsweise eines Mischkryostaten. Die konzentrierte Phase ist mit der Verdampfungskammer verbunden. Dort erhöht eine Heizung die Flüssigkeitstemperatur auf ein Niveau, bei dem aufgrund der unterschiedlichen Dampfdruckkurven von  $^3\text{He}$  und  $^4\text{He}$  überwiegend  $^3\text{He}$  in den gasförmigen Zustand übergeht. Das  $^3\text{He}$ -Gas wird abgepumpt, in einem Kreislauf verflüssigt und der konzentrierten Phase wieder zugeführt. Der Wärmetauscher nutzt die aus der Mischkammer kommende sehr kalte Flüssigkeit, um die einströmende warme Flüssigkeit zu kühlen. Abbildung 4.7 stellt das Flußdiagramm des GDH-Kryostaten dar. Während des GDH-Experiments an ELSA konnte der Kryostat in einem Temperaturbereich von  $70\text{--}90\text{ mK}$  betrieben werden.

---

<sup>2</sup>Die Bezeichnungen stammen von concentrated und diluted und beziehen sich auf den  $^3\text{He}$ -Anteil.

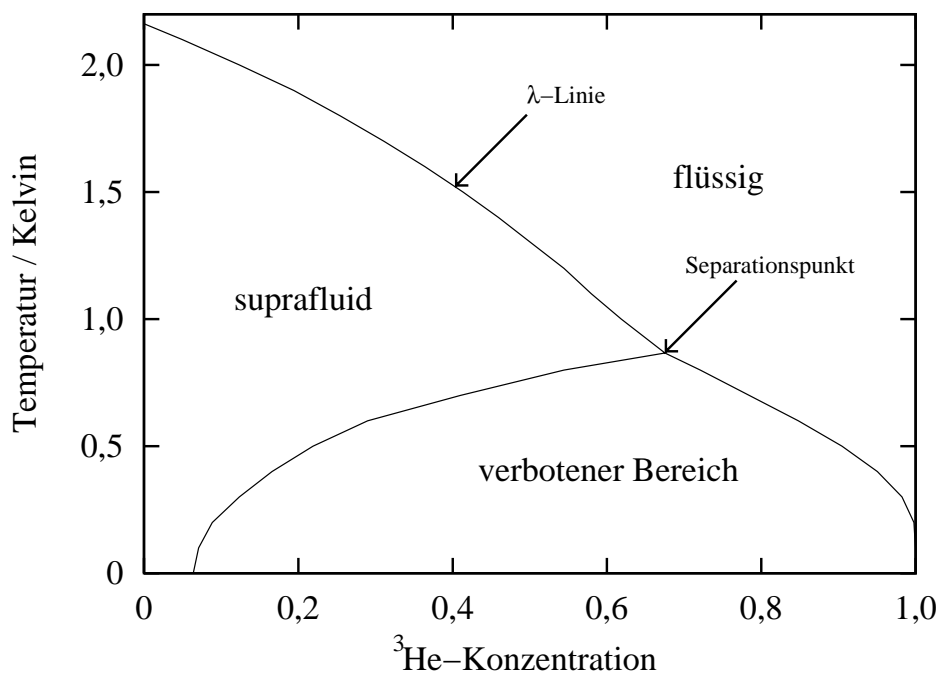


Abbildung 4.5: Phasendiagramm der  $^3\text{He}$ - $^4\text{He}$ -Mischung bei gesättigtem Dampfdruck

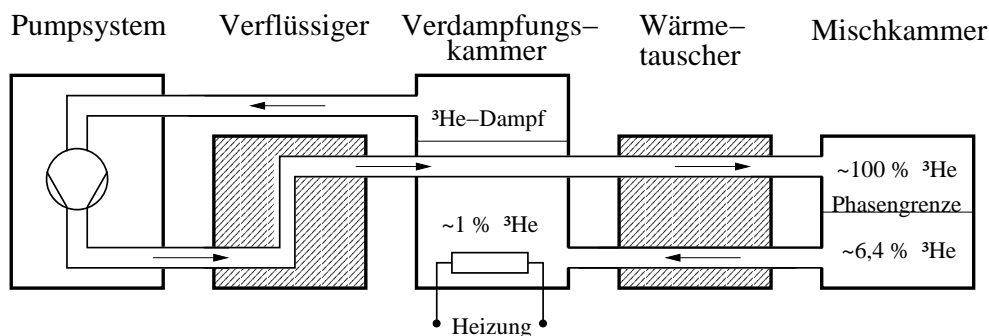


Abbildung 4.6: Schematische Darstellung der Funktionsweise eines  $^3\text{He}$ - $^4\text{He}$ -Mischkryostaten

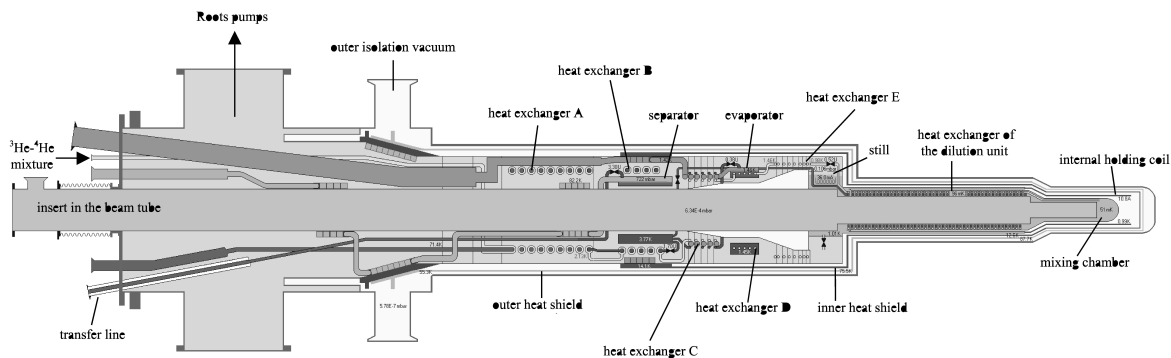


Abbildung 4.7: Flußdiagramm des GDH-Kryostaten [BRA00]

## 4.2.2 Polarisationsmessung

Die Polarisation beschreibt den Anteil der tatsächlich polarisierten Nukleonen an der Gesamtzahl der polarisierbaren Nukleonen. Sie wird mit Hilfe des kernmagnetischen Resonanzverfahrens (NMR)<sup>3</sup> gemessen.

Wie in Abschnitt 4.1 beschrieben, wird die Energieentartung durch das äußere Magnetfeld  $B$  aufgehoben, und es bilden sich  $2s + 1$  Unterniveaus aus. Die Energieverschiebung beträgt  $E_m = m\hbar\omega_L$ , wobei  $\omega_L$  für die Larmorfrequenz steht. Durch Einstrahlen eines Wechselfelds mit der Frequenz  $\omega_L$  senkrecht zum Feld  $B$  können Übergänge zwischen zwei Kern-Zeeman-Niveaus angeregt werden. Dazu wird eine Spule entsprechend in bzw. um den Targetcontainer gebaut (s. Abb. 4.21). Ein Kondensator wird mit der Spule in Reihe geschaltet, so daß ein Serienschwingkreis entsteht. Die Zahl der Übergänge ist proportional zur Besetzungszahldifferenz und damit zur Polarisation. Die Änderung der Besetzungszahlen im Material führt zu einer Änderung der makroskopischen Magnetisierung. Sie kann durch die komplexe Suszeptibilität beschrieben werden:

$$\chi(\omega) = \chi'(\omega) - i\chi''(\omega) \quad (4.8)$$

Die komplexe Induktivität der Spule ist dann

$$L(\omega) = L_0(1 + 4\pi\eta\chi) \quad (4.9)$$

Dabei beschreibt  $L_0$  die Induktivität der leeren Spule. Die Größe  $\eta$  hängt vom Spulenvolumen und dem in ihr vorhandenen Material ab und beschreibt die Kopplung zwischen Material und Spule. Die Impedanz der Spule ergibt sich zu

$$\begin{aligned} Z(\omega) &= R + i\omega L_0(1 + 4\pi\eta\chi) \\ Z(\omega) &= R + i\omega L_0[1 + 4\pi\eta(\chi' - i\chi'')] \\ Z(\omega) &= \underbrace{R + \omega L_0 \cdot 4\pi\eta\chi''}_{Z_R} + \underbrace{i\omega L_0(1 + 4\pi\eta\chi')}_{Z_L} \end{aligned} \quad (4.10)$$

Aus Gleichung 4.10 ist ersichtlich, daß der Realteil von  $\chi$  einen Beitrag zum induktiven und der Imaginärteil einen Beitrag zum Ohmschen Widerstand liefern. Durch die Erhöhung von  $Z_R$  wird die Güte des Schwingkreises herabgesetzt. Es kommt zu einem mittleren Leistungsverlust  $\bar{P}$ , der als Spannungsänderung in der stromdurchflossenen Spule gemessen werden kann:

$$\bar{P} = \frac{1}{2}(Z_R - R)I_0^2 = \frac{1}{2}\omega L_0 \cdot 4\pi\eta\chi''I_0^2 \propto \chi'' \quad (4.11)$$

Dieser Leistungsverlust wird durch die Besetzungszahländerung der Zeeman-Niveaus verursacht. Da diese wiederum proportional zur Besetzungszahl differenz ist, ist der gemessene Leistungsverlust proportional zur Polarisation. Aufgrund von Relaxationsprozessen im Festkörper hat die Resonanzlinie eine endliche Breite. Die gemessenen Spannungsänderungen müssen daher integriert werden, so daß für die Polarisation gilt:

$$P = K \int_0^{\infty} \chi''(\omega) d\omega \quad (4.12)$$

---

<sup>3</sup>Nuclear Magnetic Resonance

Bei einer NMR-Messung wird die Frequenz nur über einen kleinen Bereich um die Resonanzfrequenz variiert, der einige Halbwertsbreiten umfaßt:

$$P = K \int_{\omega_0 - \Delta}^{\omega_0 + \Delta} \chi''(\omega) d\omega = K F \quad (4.13)$$

Für den Nachweis kleiner Signale dient die „Signal-Average“-Methode. Dabei wird der zu beobachtende Frequenzbereich in Kanäle unterteilt und  $n$ -mal durchfahren. Die jeweiligen Kanalinhalt werden aufsummiert, so daß das Signal um den Faktor  $n$  anwächst, während das statistische Rauschen nur um den Faktor  $\sqrt{n}$  zunimmt. Das Signal-zu-Rausch-Verhältnis steigt damit um den Faktor  $\sqrt{n}$ .

Um Absolutwerte der Polarisation zu erhalten, muß in Gleichung 4.12 der Proportionalitätsfaktor  $K$  bestimmt werden. Dies geschieht bei der sogenannten TE-Kalibration<sup>4</sup> (s. Abschnitt 5.1.1).

Eine detaillierte Beschreibung der Bonner NMR-Apparatur findet sich in [REI94].

### 4.2.3 Polarisationsmagnet

Bei dem Polarisationsmagneten handelt es sich um einen supraleitenden Solenoiden mit einer Länge von 560 mm und einer warmen Bohrung von 95 mm. Dadurch ist es möglich, ihn so über den Kryostaten zu schieben, daß sich das Targetmaterial im Zentrum des Solenoiden befindet. Das Maximalfeld im Zentrum beträgt 6,5 T. Aufgrund seiner Länge ist die erlaubte maximale Feldinhomogenität von  $\frac{\Delta B}{B} < 10^{-4}$  über das Targetvolumen deutlich unterschritten. Eine detaillierte Beschreibung des Magneten findet sich in [WEN97].

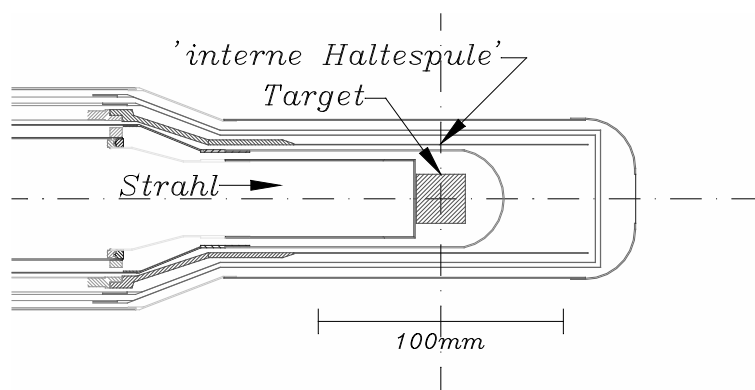
### 4.2.4 Interne Haltespule

In der Vergangenheit wurde das Haltefeld durch Magnete erzeugt, die sich außerhalb des Kryostaten befanden. Um die Raumwinkelakzeptanz eines Experiments nicht wesentlich zu verkleinern, befanden sich diese in einiger Entfernung vom Target. Dieser Aufbau bringt eine Reihe von Nachteilen mit sich:

- Die Magnetspulen sind sehr groß, so daß sich auch das Feld über ein relativ großes Volumen erstreckt. Dadurch kann die Funktion von Detektorkomponenten, z. B. Photomultipliern, beeinträchtigt werden.
- Die Spurrekonstruktion der geladenen Ausgangskanäle wird ebenfalls durch die Streufelder erschwert.
- Da sich das Target nicht im Spulenzentrum befindet, ist das Magnetfeld nicht ausreichend homogen, um die Polarisation messen zu können.

---

<sup>4</sup>Die Abkürzung TE steht für Thermal Equilibrium.



**Abbildung 4.8:** Targetregion des GDH-Kryostaten mit interner Haltespule

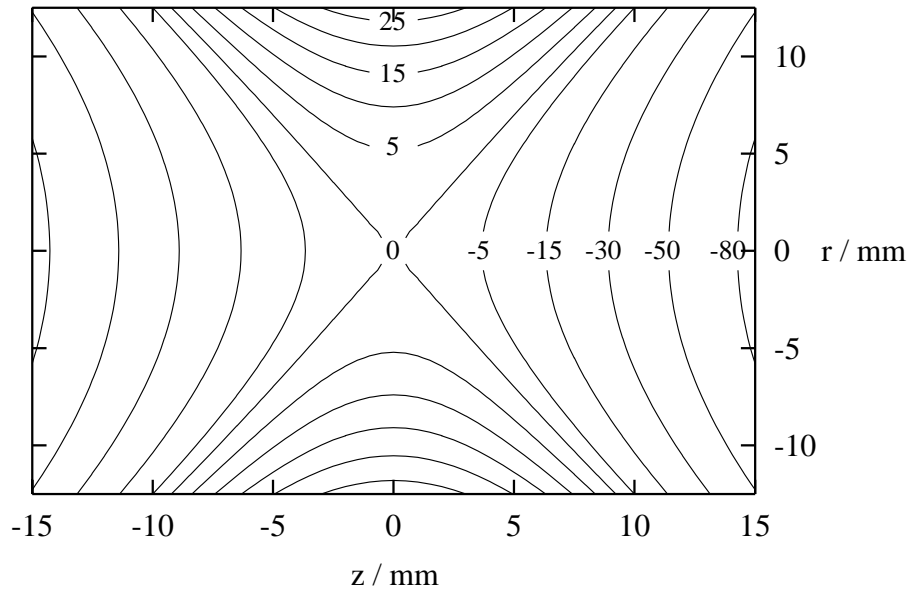
Im Hinblick auf das GDH-Experiment ist eine supraleitende Haltespule mit dem Ziel entwickelt worden, sie in einen Kryostaten zu integrieren [GEH93]. Die Testergebnisse dieses ersten internen Haltemagneten motivierten den Bau einer Haltespule, speziell abgestimmt auf das Design des Targets für das GDH-Experiment. Abbildung 4.8 zeigt einen Schnitt des vorderen Targetbereichs. Die Haltespule befindet sich nicht in einem Heliumbad, sondern im Isoliervakuum und ist thermisch über Wärmeleitung an die Verdampfungskammer gekoppelt. Ihre Temperatur wird daher auch nicht durch den Siedepunkt des flüssigen Heliums ( $4,2\text{ K}$ ) bestimmt. Sie beträgt stattdessen ca.  $1,2\text{ K}$ , so daß die kritische Stromdichte des Supraleiters<sup>5</sup> höher liegt als bei konventioneller Kühlung. In Tabelle 4.2 sind die Parameter der Spule aufgelistet.

Länge	127 mm
Innendurchmesser	44,6 mm
Zahl der Lagen	4
Windungszahl	4 175
Drahtdurchmesser	0,1 mm
Wandstärke des Trägers	0,3 mm
Zentralfeld	0,428 T
Strom	10,86 A

**Tabelle 4.2:** Parameter der Haltespule für das GDH-Summenregel-Experiment in Mainz und Bonn

Die Feldstärke außerhalb des Kryostaten beträgt maximal 560 Gauß und fällt mit zunehmender Entfernung steil ab. Abbildung 4.9 zeigt die Inhomogenität des Feldes

<sup>5</sup>Der Spulendraht ist ein 54-Filament-NbTi-Supraleiter in einer Kupfermatrix.

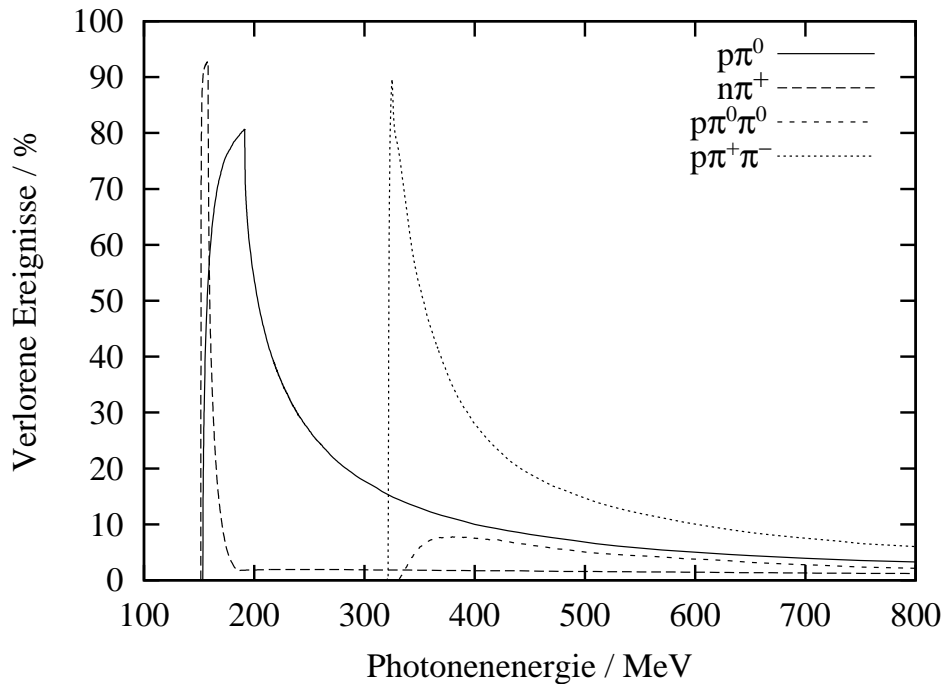


**Abbildung 4.9:** Inhomogenität der internen Haltespule über das Targetvolumen, angegeben in  $\frac{\Delta B}{B} \cdot 10^{-4}$ . Der Photonenstrahl erstreckt sich in  $z$ -Richtung;  $r$  gibt den Abstand von der Strahlachse an.

im Spulenzentrum. Über das Volumen des Targetmaterials ist sie kleiner als 1%. Das ermöglicht Polarisationsmessungen mit dem Haltefeld.

Die Dicke der Spulenwand beträgt ca.  $0,7 \text{ mm}$ . In der Nähe der Schwellen können die Teilchen nicht ausreichend kinetische Energie haben, um die Spulenwand zu durchstoßen. Dies ist von besonderer Relevanz beim GDH-Experiment an MAMI, da hier in der Nähe der Pionenschwelle gemessen wird.

Die Teilchenabsorption durch die Haltespule ist für eine Reihe von Reaktionen berechnet worden. Dazu wurden mit dem Event-Generator FOWL Reaktionen simuliert. Aus den Impulsvektoren der geladenen Teilchen kann mit Hilfe der Bethe-Bloch-Gleichung der Energieverlust pro Wegstrecke im Material berechnet werden. Dabei ist zu beachten, daß die Laufstrecke innerhalb der Spulenwand vom Azimutalwinkel abhängt. Mitunter reicht die kinetische Energie der Teilchen nicht aus, die Spulenwand zu durchstoßen. Ein Ereignis wurde als verloren gewertet, sobald mindestens ein geladenes Teilchen im Ausgangskanal von der Spule absorbiert wurde. Ebenfalls als verloren gelten Teilchen, die das Target unter einem Azimutalwinkel größer als  $159^\circ$  verlassen. Abbildung 4.10 zeigt den Anteil der verlorenen Ereignisse als Funktion der Photonenenergie. Durch den Nachweis ungeladener Teilchen kann die Effizienz gesteigert werden. Bei der Reaktion  $\gamma p \rightarrow p\pi^0$  beispielsweise kann das Pion über den Nachweis seiner Zerfallsphotonen ermittelt werden. Unterhalb der Doppel-Pion-Schwelle ist das Ereignis auch ohne Nachweis des Protons eindeutig rekonstruiert.



**Abbildung 4.10:** „Verlorene Ereignisse“ in Abhängigkeit von der Strahlenergie für einige hadronische Reaktionen des Photons am Proton (s. Text).

#### 4.2.5 Mikrowellen

Für das dynamische Polarisieren bei einem Magnetfeld von  $B = 2,5 T$  werden Mikrowellen mit einer Frequenz von  $70 GHz$  benötigt. Um das Target in beide Richtungen polarisieren zu können, muß der Oszillator um ca.  $300 MHz$  durchstimmbar sein. Im GDH-Experiment wurde als Generator ein Carcinotron<sup>6</sup> eingesetzt [MEI68].

Abbildung 4.11 zeigt das Blockschaltbild des Mikrowellenaufbaus. Hinter dem Ausgang des Carcinotrons befindet sich ein Isolator. Er verhindert, daß reflektierte Strahlung den Generator schädigt. Der Richtkoppler zweigt  $0,01\%$  der Leistung für die Frequenzmessung ab; der Abschwächer dient der Leistungsregelung.

Das Ein- und Ausschalten des Carcinotrons ist verhältnismäßig aufwendig. Unmittelbar nach dem Einschalten ist die Frequenz der kalten Röhre für einige Minuten sehr instabil. Gelangt Strahlung mit der „falschen“ Frequenz auf das Target, führt dies zu Depolarisation. Das kann mit Hilfe der Weiche verhindert werden. Sie ermöglicht es, die Strahlung entweder auf das Target oder in den Wellensumpf zu leiten.

Die Wände der Mischkammer dienen als Resonator, so daß sich das komplette Targetmaterial in einem gleichmäßigen Strahlungsfeld befindet. Eine Frequenzanpassung der Mischkammer an die Mikrowellen ist aufgrund ihrer Überdimensionierung nicht notwendig.

<sup>6</sup>Das Carcinotron wird auch als Rückwärtswellenröhre bezeichnet.



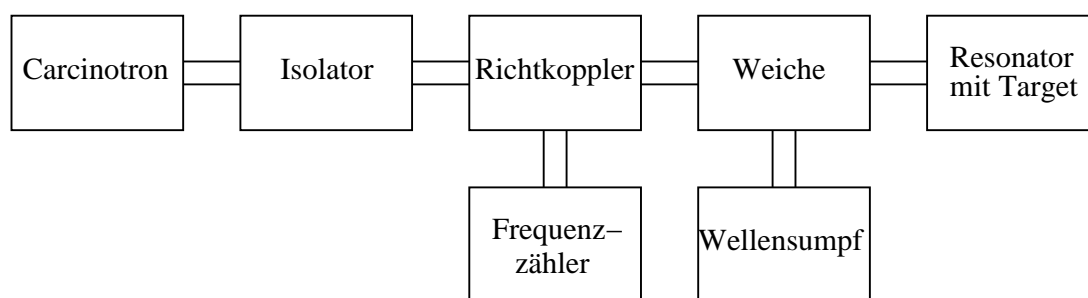


Abbildung 4.11: Blockschaltbild des Mikrowellenaufbaus

### 4.3 Butanol als Protonentarget

Für die Messung der GDH-Summenregel am Proton wurde Butanol als Targetmaterial gewählt. Es gehört zur Gruppe der einwertigen Alkohole und hat die Summenformel  $C_4H_9OH$  (vgl. Abb. 4.12). Die Wasserstoffkerne sind spinbehaftet und damit polarisierbar. Dagegen bleiben die Kerne von Kohlenstoff und Sauerstoff unpolarisiert.

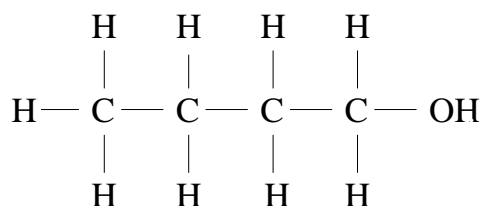


Abbildung 4.12: Chemischer Aufbau des Butanolmoleküls

Die für die Dynamische Nukleonen Polarisation benötigten paramagnetischen Zentren werden durch Zufügen des chemischen Radikals Porphyrexid erzeugt. Es dient bereits seit mehr als 30 Jahren als chemisches Radikal für die Dotierung organischer Targetmaterialien.

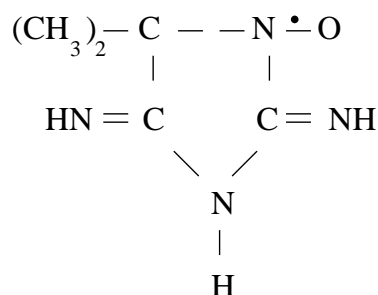


Abbildung 4.13: Chemischer Aufbau des Radikals Porphyrexid

Abbildung 4.13 zeigt den chemischen Aufbau von Porphyrexid. Träger des Radikals ist die ungesättigte Stickstoff-Sauerstoff-Bindung. Das in kristalliner Form vorliegende rötliche Pulver ist bei Zimmertemperatur instabil. Es muß daher gekühlt ( $\approx 4^\circ\text{C}$ ) gelagert werden.

### 4.3.1 Probenherstellung

Porphyrexid ist nur schwer in Butanol löslich. Es wird deshalb zunächst in einer geringen Menge Wasser aufgelöst. Es empfiehlt sich zuvor, das Pulver zur besseren Auflösung in einem Mörser zu zerstäuben. Die Lösung wird dann mit Butanol aufgefüllt. Frühere Studien haben gezeigt, daß durch die Zugabe von Wasser auch höhere Maximalpolarisationen erreicht werden können [MAN69]. Die Probe hat folgende Zusammensetzung:

- 1 Teil Porphyrexid
- 10 Teile Wasser
- 200 Teile Butanol

Die Angaben beziehen sich auf die Massen der einzelnen Bestandteile. Nach dem Zusammenmengen wird die Flüssigkeit noch ca. 20 Minuten geschüttelt [MAN69]. Da die Lösung nicht gesättigt ist, löst sich das Pulver komplett auf. Eine Filtration zum Entfernen von eventuell ungelösten Kristallen ist nicht erforderlich und empfiehlt sich im Hinblick auf die Genauigkeit der Flächenbelegung auch nicht (vgl. Abschnitt 4.4).

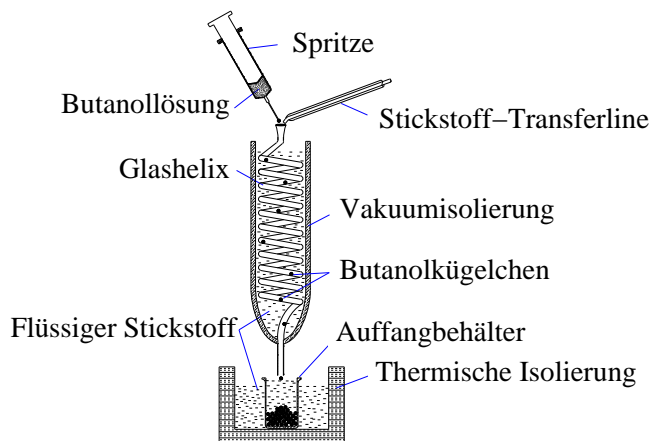
Im letzten Schritt wird die Probe eingefroren. In Blockform ist die Dichte maximal, jedoch wird dann die Kühlung im Frozen-Spin-Betrieb problematisch. Da bei tiefen Temperaturen die Wärmeübertragung zwischen Festkörper und Flüssigkeit sehr klein ist (Kapitza-Widerstand), kann die Wärme aus dem Target nicht in ausreichendem Maß an das Heliumbad abgeführt werden. Es kommt zu einer inhomogenen Temperaturverteilung über das Targetvolumen und damit auch zu einer inhomogenen Verteilung der Polarisation.

Um eine gleichmäßig tiefe Temperatur zu gewährleisten, muß die Probe eine größere Oberfläche haben. Daher wurde für das GDH-Experiment die Flüssigkeit in kleinen Kügelchen eingefroren. Das Verhältnis aus Oberfläche zu Volumen ist bei einer Probe bestehend aus Kügelchen ca. siebenmal größer als bei einem Blocktarget.

In der Vergangenheit wurde ein Standardverfahren zur Herstellung der Kugeln verwendet [MEY85]. Dabei wurde das Butanol mit Hilfe einer Spritze<sup>7</sup> in einen Strom aus flüssigem Stickstoff getropft, der eine Glasspirale durchfließt (s. Abb. 4.14). Diese wurde von außen ebenfalls durch flüssigen Stickstoff gekühlt. Am unteren Ende der Glasspirale wurden die Kügelchen in einem Behälter aufgefangen. Die auf diese Art und Weise hergestellten Kügelchen sind für das GDH-Experiment allerdings unbrauchbar, da sie stark in ihrem Durchmesser schwanken. Bei diesem Verfahren ist nämlich der Stickstoffstrom für das Abreißen des Tropfens von der Injektionsnadel verantwortlich. Allerdings schwankt die

---

<sup>7</sup>Es sollten auf keinen Fall Spritzen aus Kunststoff verwendet werden, da die Flüssigkeit mit dem Kunststoff reagiert. Dabei werden die Radikale abgebaut, und die Probe läßt sich nicht mehr dynamisch polarisieren. Bei Verwendung von Glasspritzen ist dies nicht beobachtet worden.



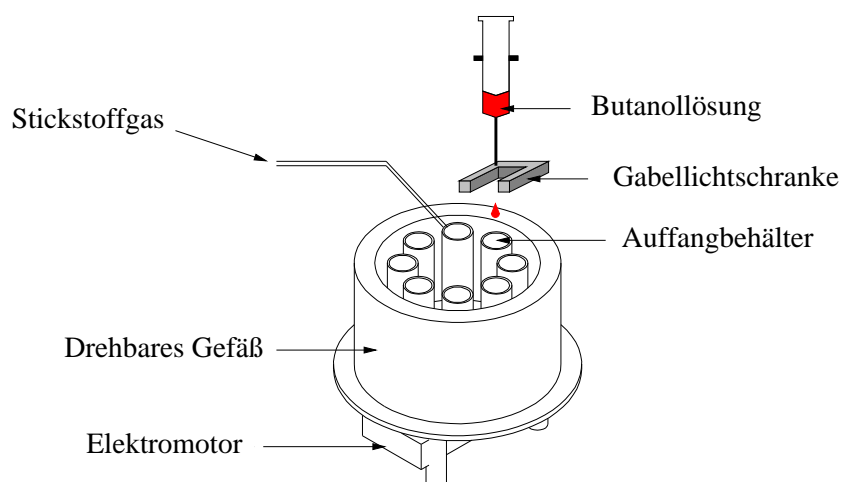
**Abbildung 4.14:** Glaswendel zur Herstellung von Butanolkügelchen

Intensität des Stroms sehr stark und damit auch die Durchmesser der Kügelchen. Ferner weisen die Kügelchen Gaseinschlüsse auf, die durch das plötzliche Eintauchen der noch flüssigen Kugeln in den Auffangbehälter entstehen. Dabei geht auch die gleichmäßige Kugelgestalt verloren.

Wird auf die Glashelix und auf den Stickstoffstrom verzichtet und stattdessen das Butanol direkt von der Spritze in den Auffangbehälter getropft, so schwimmt der Butanoltropfen auf der Oberfläche des flüssigen Stickstoffs. Butanol hat zwar eine größere Dichte als Stickstoff, der Tropfen wird allerdings von der Oberflächenspannung am Absinken gehindert. Nach ca. zehn Sekunden ist der Tropfen eingefroren. Durch eine Störung an der Oberfläche des Stickstoffs kann die Oberflächenspannung überwunden werden, und die feste Kugel sinkt zu Boden. Auf diese Art und Weise hergestellte Kugeln weisen keine Gaseinschlüsse auf. Der Kugeldurchmesser wird allein durch den Durchmesser der Injektionsnadel bestimmt. Für die Probe, die im GDH-Experiment an ELSA eingesetzt worden ist, wurde eine Nadel mit einem Innendurchmesser von  $0,4\text{ mm}$  eingesetzt, was zu einem mittleren Kugeldurchmesser von  $1,87\text{ mm}$  führte.

Wenn der Butanoltropfen absinkt, bevor er eingefroren ist, treten wieder die bekannten Gaseinschlüsse und Verformungen auf. Um ein vorzeitiges Absinken zu verhindern, ist es hilfreich, den Auffangbehälter seinerseits in flüssigem Stickstoff zu kühlen. Dadurch siedet der Stickstoff innerhalb des Behälters nur sehr schwach. Das führt wiederum zu einer sehr glatten Oberfläche.

Die zuletzt beschriebene Methode zur Probenherstellung nimmt ca. zehn Stunden in Anspruch, bis die für das GDH-Experiment benötigte Menge hergestellt ist, denn für jede Kugel müssen zehn Sekunden zum Einfrieren abgewartet werden. Abbildung 4.15 zeigt eine Apparatur, mit deren Hilfe der Vorgang beschleunigt werden konnte. Anstelle eines Auffangbehälters sind acht vorhanden. Sie befinden sich in einem Kryogeß, das auf einer drehbaren Unterlage steht. Reißt ein Tropfen von der Nadel ab und fällt in einen Behälter, so wird dies von einer Gabellichtschranke registriert. Eine Steuerelektronik weist den Elektromotor an, das Kryogeß um  $45^\circ$  (im Uhrzeigersinn) zu drehen, so daß der nächste Behälter bereitsteht, einen weiteren Butanoltropfen aufzufangen. Der



**Abbildung 4.15:** Neue Apparatur zur Herstellung von Butanolkügelchen

Vorgang wiederholt sich. Nach einer  $7/8$ -Drehung ist soviel Zeit vergangen, daß die Kugel eingefroren ist. Dann sorgt ein feiner Gasstrom für die Störung an der Oberfläche, damit die Kugel absinken kann.

Weil jedes einzelne Butanoltröpfchen durch die Lichtschanke registriert wird, kann mit Hilfe eines angeschlossenen Zählers vergleichsweise einfach die Anzahl der Kugeln exakt bestimmt werden.

## 4.4 Flächenbelegung

Für die Messung des GDH-Integranden muß die zur Verfügung stehende Zahl von polarisierten Nukleonen bekannt sein. Dafür wird die Flächenbelegung des Targets definiert (s. Anhang A):

$$A_t = \rho \cdot l \cdot N_A \cdot d \cdot f \quad (4.14)$$

- $\rho$ : Dichte
- $l$ : Länge
- $N_A$ : Avogadro-Konstante
- $d$ : Dilutionfaktor<sup>8</sup>
- $f$ : Füllfaktor

Die Flächenbelegung gibt demnach die Anzahl der polarisierbaren Nukleonen pro Querschnittsfläche des Targets an.

---

<sup>8</sup>Dilution: engl. Verdünnung

Die Dichte des Targetmaterials bei tiefen Temperaturen beträgt  $\rho = (0.94 \pm 0.01) g/cm^3$  [ROB90]. Die effektiven Längen der Targetbehälter sind  $l = (18,8 \pm 0,15) mm$  für die Messung an MAMI und  $l = (28,77 \pm 0,25) mm$  für die Messung an ELSA.

Der Dilutionfaktor  $d$  berechnet sich aus dem Quotienten der polarisierbaren Nukleonen und der molaren Masse der Verbindung. In früheren Veröffentlichungen [BRA99, BRA00] wurde immer der Dilutionfaktor für reines Butanol ( $d = 0,135$ ) angegeben. Korrekterweise muß aber das Gemisch aus Butanol, Wasser und Porphyrexid betrachtet werden, woraus sich eine Abweichung von 1,3 % ergibt:

$$d = 0,9479 \cdot \frac{10}{M_{but}} + 0,04739 \cdot \frac{2}{M_{H_2O}} + 0,004739 \cdot \frac{9}{M_{porph}} = 0,1334 \frac{mol}{g} \quad (4.15)$$

$M_x$ : Molare Masse

Die Zahlenwerte vor den Brüchen geben die relativen Massenanteile der einzelnen Bestandteile an; die Zähler entsprechen der jeweiligen Anzahl der polarisierbaren Protonen im betrachteten Molekül (vgl. Anhang A).

Im nächsten Abschnitt wird die Bestimmung des Füllfaktors  $f$  ausführlich beschrieben.

## 4.5 Füllfaktor

Während des Experiments befindet sich das Targetmaterial in einem zylinderförmigen Behälter. Da das Target aus Kugeln besteht, wird nicht das komplette Zylindervolumen ausgefüllt. Der Füllfaktor  $f$  beschreibt die daraus resultierende Verminderung der Flächenbelegung. In erster Näherung ist er definiert als Quotient aus dem Volumen, das die Targetkugeln einnehmen, und dem Zylindervolumen:

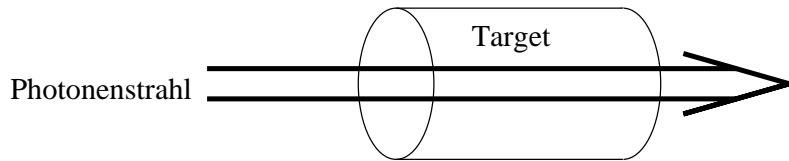
$$f_{int} = \frac{V_{Butanol}}{V_{Zylinder}} \quad (4.16)$$

$f_{int}$ : Integraler Füllfaktor

### 4.5.1 Messung des Füllfaktors

Da der Photonenstrahl das Target nicht gleichmäßig ausleuchtet, muß die Verteilung der Kugeln über die Querschnittsfläche berücksichtigt werden. Es wird angenommen, daß die Kugeln in der Nähe der Zylinderwände weniger dicht liegen als im Zentrum. Aufgrund dieser Verdünnung an den Rändern ist der Effektivwert im Zentrum größer als der Integralwert.

Da der integrale Füllfaktor wesentlich leichter zu messen ist als der effektive, wurde ein Weg gesucht, den effektiven Füllfaktor aus der Messung des integralen zu bestimmen. Das Verhältnis von Zylinderoberfläche zu -volumen ist ein Maß für den Unterschied. Je kleiner dieses Verhältnis ist, desto kleiner sollte auch der Unterschied zwischen effektivem und



**Abbildung 4.16:** Der Photonenstrahl trifft nur das Zentrum des Targets.

integrale Füllfaktor sein. Im mathematischen Grenzfall von unendlichem Durchmesser und unendlicher Länge verschwindet der Unterschied. Messungen des integralen Füllfaktors von größeren Targetvolumen führen also zum effektiven hin.

Abbildung 4.16 verdeutlicht, daß dabei zwischen der Mantelfläche und den Stirnflächen des Zylinders unterschieden werden muß. Während die verdünnten Zonen nahe den Stirnflächen voll vom Strahl getroffen werden, wird die Zone nahe der Mantelfläche überhaupt nicht getroffen. Darum darf nur die Verdünnung nahe der Mantelfläche herauskorrigiert werden, nicht aber diejenige an den Stirnflächen. In Gleichung 4.17 wird das Verhältnis von Oberfläche  $O$  zu Volumen  $V$  berechnet:

$$\frac{O}{V} = \frac{\text{Stirnflächen} + \text{Mantelfläche}}{\text{Volumen}}$$

$$\frac{O}{V} = \frac{2 \cdot \pi R^2 + 2\pi R h}{\pi R^2 h} = \frac{2}{h} + \frac{2}{R} \quad (4.17)$$

Wird bei konstanter Länge  $h$  der Radius  $R$  immer weiter erhöht, verringert sich der Einfluß der Mantelfläche. Er verschwindet im Grenzfall  $R \rightarrow \infty$ . Auf den Füllfaktor bezogen bedeutet dies, daß  $f_{int}$  sich dem gesuchten  $f_{eff}$  mit wachsendem Radius annähert. Es gilt der Zusammenhang:

$$f_{int}(R) = f_{eff} - \frac{k}{R}, \quad k = \text{const} \quad (4.18)$$

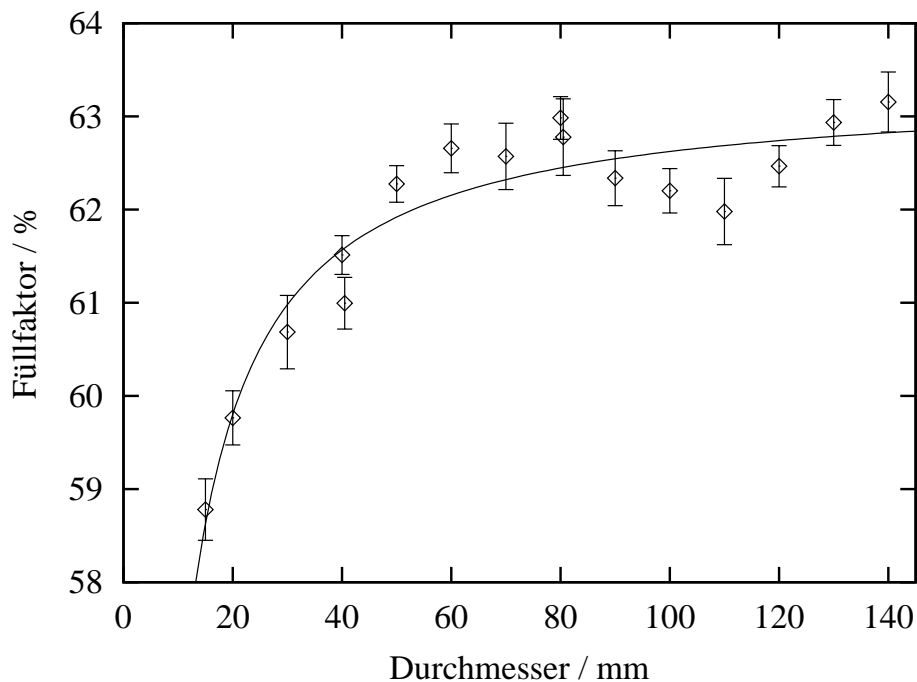
Abbildung 4.17 zeigt das Ergebnis einer Messung von  $f_{int}(R)$ . Um das Meßverfahren zu vereinfachen, wurden für diese Meßreihe keine Butanol-, sondern Glaskugeln verwendet. Für jeden Durchmesser wurden zehn Messungen von  $f_{int}$  vorgenommen. Dem statistischen Fehler ist ein systematischer Fehler überlagert, der aus der Dichtebestimmung des Glases und des mittleren Kugeldurchmessers herrührt (s. Anhang C). Dieser systematische Fehler beträgt 0,36 % relativ und wird von der Volumenmessung der Glaskugeln dominiert.

Die in Abbildung 4.17 eingezeichnete Ausgleichskurve ist nach Gleichung 4.18 angefitet worden. Der gesuchte effektive Füllfaktor ist ein Parameter der Fitfunktion und bestimmt sich zu:

$$f_{18,8} = (63,3 \pm 0,7) \%$$

## 4.5.2 Simulationsrechnungen

Im Inneren des Targets befindet sich eine Meßsonde für die Polarisationsbestimmung. Sie besteht aus einem dünnen Draht, der in einen Teflonschlauch eingebettet ist (s. Abb. 4.21).



**Abbildung 4.17:** Gemessener Füllfaktor als Funktion des Containerdurchmessers. Die Containerlänge ist auf das Target an MAMI abgestimmt.

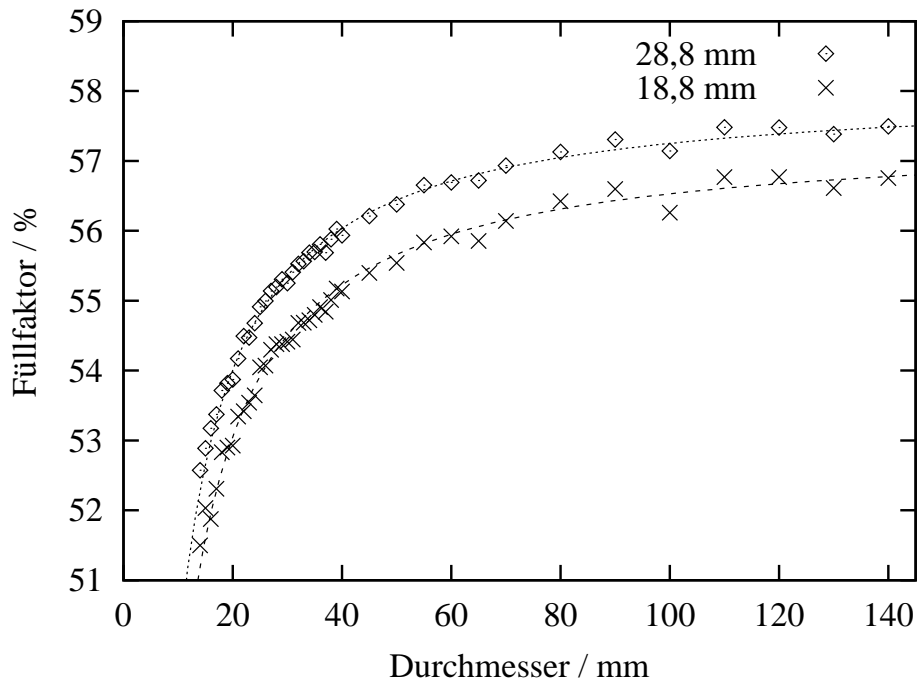
Dieser Meßdraht verdrängt Targetmaterial und vermindert somit den Füllfaktor. Bei der Messung in Abschnitt 4.5.1 konnte diese Verminderung nicht berücksichtigt werden.

Ferner trifft der gemessene Wert nur bei einer festen Targetlänge von  $18,8\text{ mm}$ , wie sie beim Experiment an MAMI eingesetzt worden ist, zu. Bei der Messung an ELSA hatte das Target eine Länge von  $28,8\text{ mm}$ , so daß hier ein größerer Füllfaktor zu erwarten war. Mit Hilfe von Simulationsrechnungen kann sowohl der Einfluß des Drahtes wie auch die Erhöhung des Füllfaktors aufgrund der vergrößerten Targetlänge bestimmt werden.

In der Rechnung haben alle Kugeln exakt den gleichen Durchmesser. Die erste wird auf dem Boden des Zylinders plaziert und fixiert. Daraufhin wird um sie herum der gesamte Boden aufgefüllt. Jede weitere Kugel wird an der jeweils vorhandenen tiefsten Stelle im Zylinder deponiert, so lange bis der Behälter komplett gefüllt ist.

Das Ergebnis der Rechnung liefert kleinere Werte als die Messung. Bei letzterer wurde der Behälter nach dem Auffüllen geschüttelt, so daß die Kugeln als Gesamtheit das Minimum der potentiellen Energie finden konnten. Bei der Rechnung wird jede Kugel direkt fixiert, so daß der Effekt des Schüttelns unterbleibt.

Abbildung 4.18 zeigt die berechneten Werte für unterschiedliche Durchmesser analog zur Messung (Abb. 4.17). Die Absolutwerte sind zwar kleiner als bei der Messung, der qualitative Kurvenverlauf wird aber bestätigt. Die berechneten Werte unterscheiden sich also nur durch einen konstanten Faktor von den gemessenen. Der Quotient aus den beiden berechneten Werten bestimmt den Korrekturfaktor, mit dem das Meßergebnis multipliziert wer-



**Abbildung 4.18:** Berechneter Füllfaktor als Funktion des Containerdurchmessers für zwei verschiedene Längen des Zylinders. Die Längen von 18,8 und 28,8 cm beziehen sich auf die Targets an MAMI und ELSA. Offensichtlich führt ein längeres Target zu einem größeren Füllfaktor

den muß, um den Wert für das längere Target zu erhalten:

$$f_{28,8} = 64,1 \%$$

### Verteilung der Kugeln

Bei allen bisherigen Studien wurde immer der integrale Füllfaktor bestimmt. Simulationsrechnungen bieten zusätzlich die Möglichkeit, auf die lokale Verteilung der Kugeln einzugehen.

Ursprünglich wurde angenommen, daß der Füllfaktor im Inneren mehr oder weniger konstant ist und lediglich nahe der Containerwände eine Verkleinerung auftritt. Die Abbildungen 4.19 und 4.20 zeigen Verteilungen des Füllfaktors für das Targetdesign an MAMI. Die z-Achse entspricht dabei der Achse des Photonenstrahls. Bei Abb. 4.19 werden nur die Kugeln im Zylinder ohne Berücksichtigung des NMR-Drahtes simuliert. Interessanterweise ist der Füllfaktor im Zentrum nicht – wie vermutet – konstant, sondern es treten lokal erhebliche Unterschiede auf.

In Abb. 4.20 ist auch der NMR-Draht mitberücksichtigt. Er verläuft quer durch das Target in Höhe der y-Achse (vgl. Abb. 4.21). Die Verminderung des Füllfaktors ist dort deutlich zu erkennen.



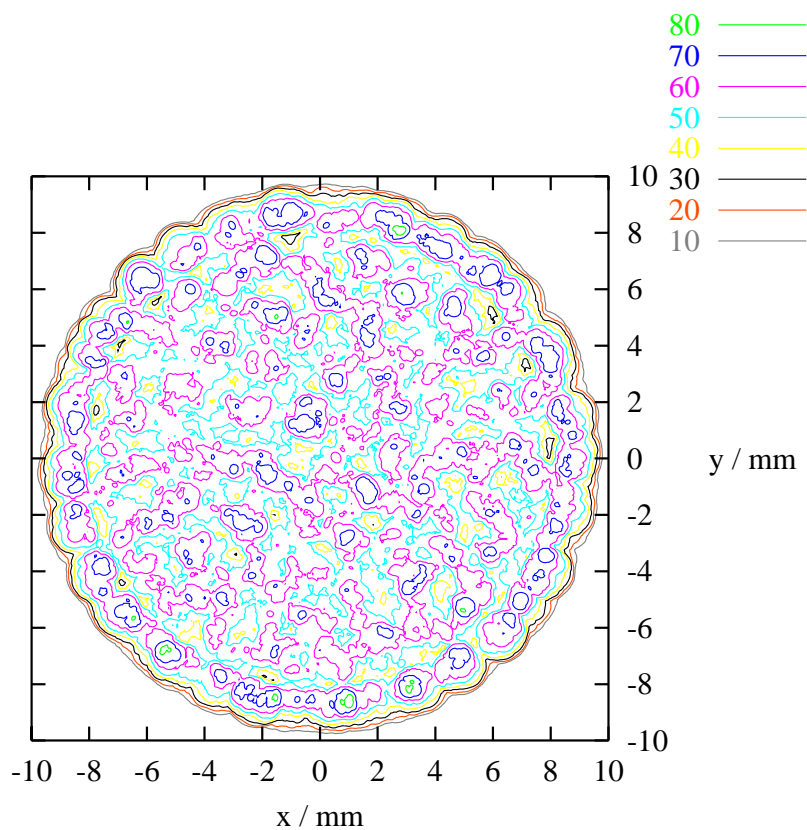


Abbildung 4.19: Differentieller Füllfaktor ohne Berücksichtigung des NMR-Drahtes

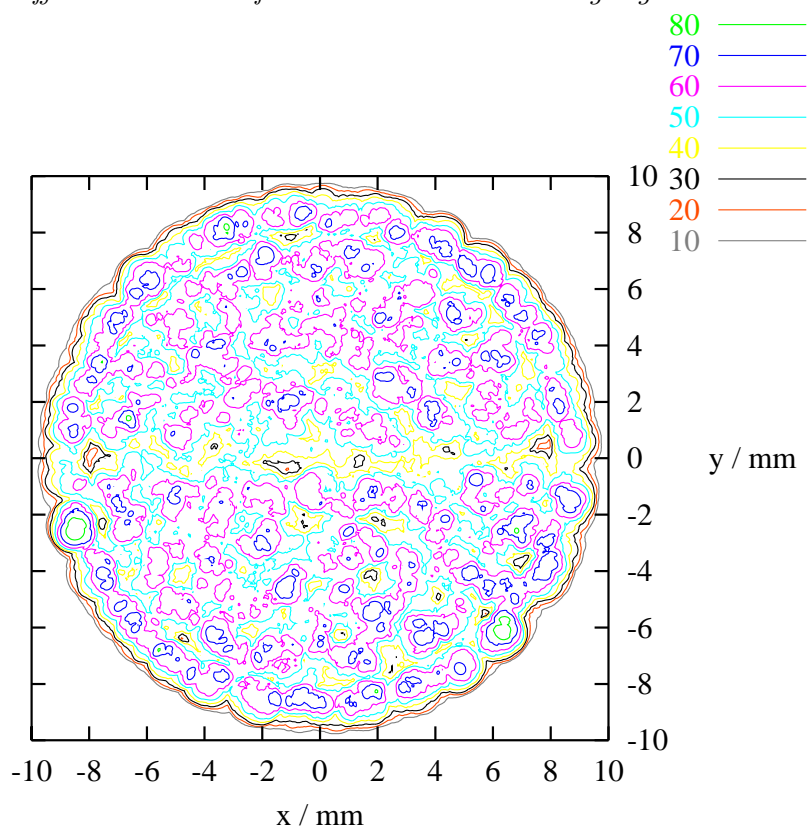
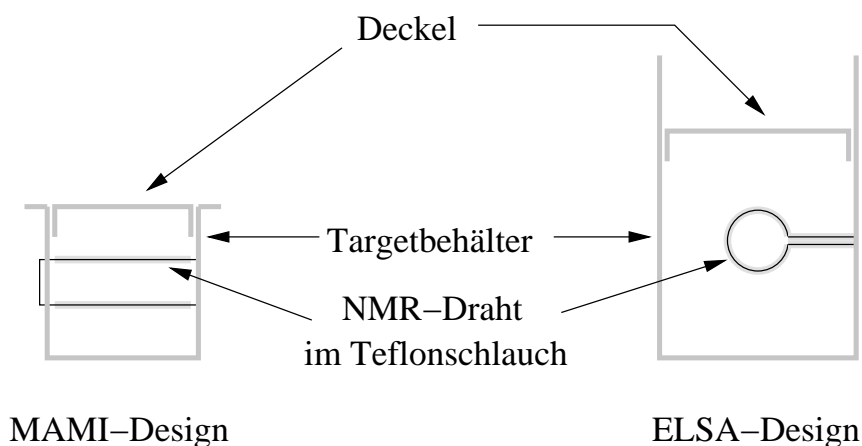


Abbildung 4.20: Differentieller Füllfaktor mit Berücksichtigung des NMR-Drahtes



**Abbildung 4.21:** Seitenansicht der zylindrischen Targetbehälter und NMR-Draht

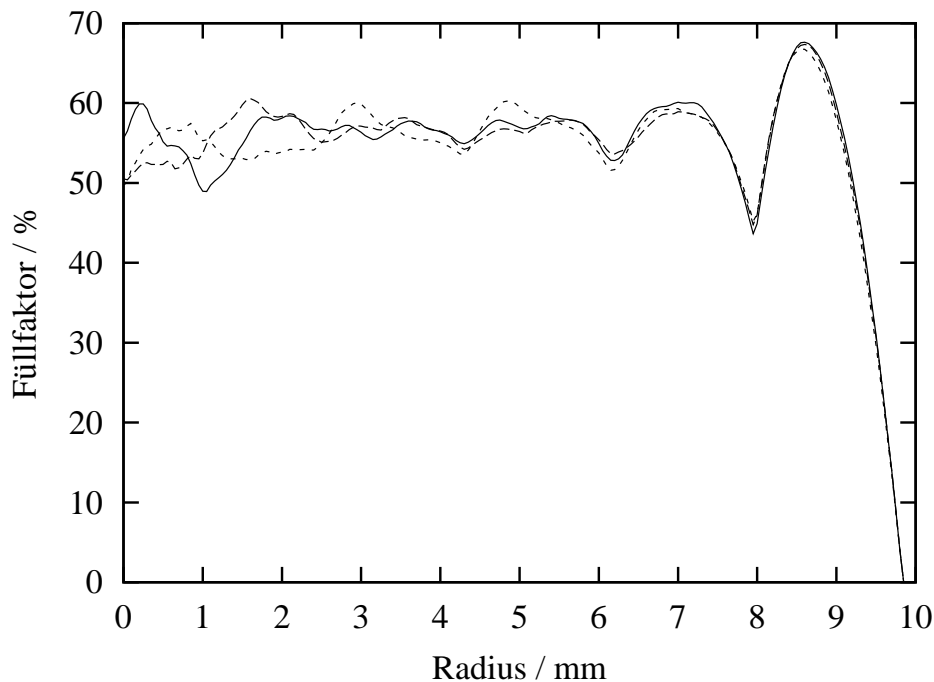
Wie aus beiden Abbildungen ersichtlich, wird der Füllfaktor in der Nähe der Mantelfläche nicht einfach kleiner. Im Gegenteil, eine Erhöhung ist zu beobachten. Die Kugeln sammeln sich also am Rand. Abbildung 4.22 zeigt dieses Verhalten besonders deutlich. Der Füllfaktor ist dort als Funktion des Abstandes von der Strahlachse aufgetragen. Die drei Graphen stammen aus Rechnungen mit verschiedenen Anfangsbedingungen<sup>9</sup>. Durch die Konzentration der Kugeln am Zylinderrand entsteht daneben ( $r \approx 8 \text{ mm}$ ) eine verdünnte Zone, weil sich dort keine Kugelzentren befinden können. Diese verdünnte Zone bei  $r \approx 8 \text{ mm}$  verschafft Raum für eine dichtere Packung bei  $r \approx 7 \text{ mm}$  und so weiter. Das lokale Maximum bei  $r \approx 7 \text{ mm}$  ist aber schwächer ausgeprägt, weil die Ordnung des Systems mit zunehmender Entfernung von der Wand abnimmt.

Die Simulationen zeigen also, daß der Füllfaktor im Inneren des Targets keinesfalls als konstant betrachtet werden kann. Es ist zu erwarten, daß er von der Strahlbreite, vom -profil und von der individuellen Verteilung der Kugeln abhängt. Um dies genauer zu untersuchen, wurden 100 Targetfüllungen mit verschiedenen Anfangsbedingungen simuliert. Die Abbildungen 4.24 und 4.25 zeigen die Mittelwerte des Füllfaktors in Abhängigkeit von der Strahlbreite. Dabei wurden die Werte mit dem Strahlprofil gewichtet. Bei kleinem Strahldurchmesser wirkt sich die Verdünnung, die durch den NMR-Draht hervorgerufen wird, besonders stark aus. Mit zunehmender Strahlbreite werden immer mehr Regionen ausgeleuchtet, die nicht vom NMR-Draht durchzogen werden. Zusätzlich sind Datenpunkte eingezeichnet, bei denen der NMR-Draht nicht berücksichtigt wurde. Sie zeigen dementsprechend auch nicht die Verminderung bei kleinen Strahldurchmessern.

Die eingezeichneten Fehlerbalken entsprechen den Standardabweichungen der 100 Werte. Da der Füllfaktor lokal sehr stark schwankt (vgl. Abb. 4.19 und 4.20), streuen die Einzelwerte um so mehr, je kleiner der Strahldurchmesser ist. Bei größeren Durchmessern integriert der Strahl über eine größere Fläche. Dadurch fallen die lokalen Schwankungen nicht mehr ins Gewicht.

Wird also in einem Experiment mit sehr dünnem Teilchenstrahl ein Target, das aus

<sup>9</sup>Die Anfangsbedingungen werden durch die jeweilige Position der ersten Kugel bestimmt.



**Abbildung 4.22:** Füllfaktor als Funktion des Abstands von der Strahlachse

Kügelchen besteht, eingesetzt, so sind der Füllfaktor und damit die Flächenbelegung mit einem sehr großen Fehler behaftet.

Das Strahlprofil von MAMI ist in Abbildung 4.23 dargestellt. Der Strahl von ELSA ist gaußförmig mit einer Breite von  $\sigma \leq 4 \text{ mm}$ . In beiden Fällen wird über einen so großen Bereich integriert, daß die individuelle Verteilung der Kugeln keine wesentliche Rolle mehr spielt.

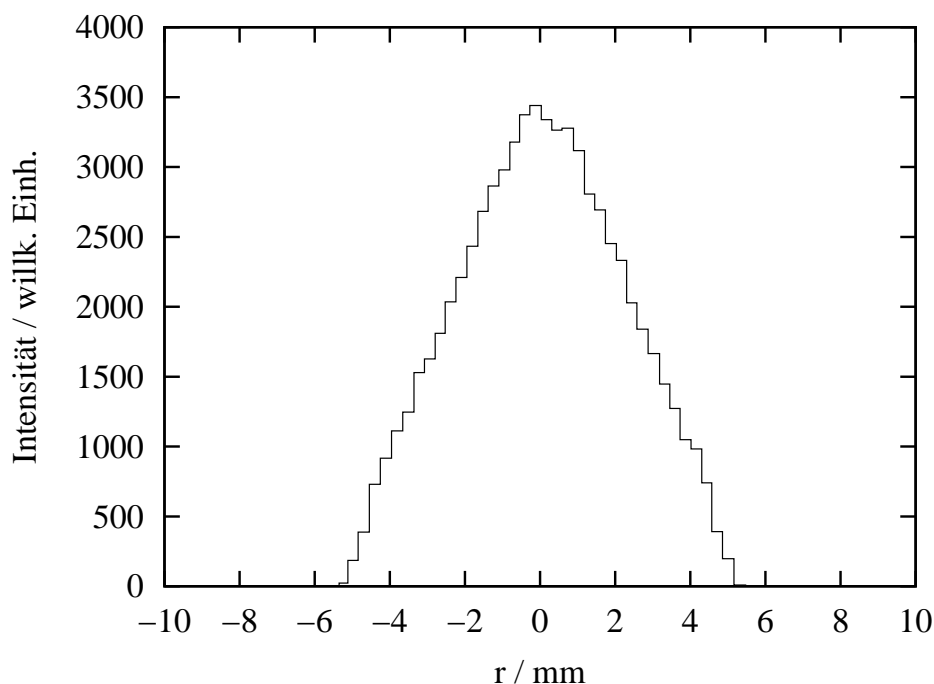
Aus dem Quotienten der berechneten Werte ohne und mit NMR-Draht ergibt sich ein Korrekturfaktor  $k$ . Damit kann der gemessene Füllfaktorwert aus Abschnitt 4.5.1 multipliziert werden, um so die Verminderung durch den NMR-Draht zu berücksichtigen. Der Wert von  $k$  unterscheidet sich für die verschiedenen Targetdesigns. Da an ELSA das Target wesentlich größer ist, wirkt sich der NMR-Draht weniger auf den Füllfaktor aus, und die Korrektur ist kleiner (vgl. Abb. 4.24 und 4.25):

$$MAMI : k_{MAMI} = 0,9513$$

$$ELSA : k_{ELSA} = 0,9976$$

### Zerbrochene Kugeln

Beim Befüllen des Containers mit Butanolkugeln läßt sich das Zerbrechen einiger Kugeln nicht vermeiden. Die Bruchstücke setzen sich in die Zwischenräume und erhöhen so den Füllfaktor. Um dies genauer zu untersuchen, wurde ein Targetbehälter angefertigt, der



*Abbildung 4.23: Strahlprofil am Ort des Targets an MAMI*

auf die Größe der Glaskugeln abgestimmt war und einen NMR-Draht enthielt. Tatsächlich war die Anzahl der Glaskugeln kleiner als die der Butanolkugeln. Da das Target an MAMI nicht ausgewogen wurde, wird angenommen, daß der Anteil der zerbrochenen Kugeln genauso groß war. Aufgrund der fehlenden Meßgröße wird die Unsicherheit heraufgesetzt. Es ist davon auszugehen, daß sich die Bruchstücke gleichmäßig auf das Zylindervolumen verteilen. Es ergeben sich folgende Werte:

$$f_{\text{MAMI}} = (60,7 \pm 1,5) \% \quad (4.19)$$

$$f_{\text{ELSA}} = (64,4 \pm 1,2) \% \quad (4.20)$$

### Flächenbelegung

Mit diesen Ergebnissen ist es möglich, die Flächenbelegung der Targets (Abschnitt 4.4) auszurechnen:

$$\begin{aligned} \text{MAMI} : A_{t_{\text{MAMI}}} &= (8,62 \pm 0,24) \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-2} \\ \text{ELSA} : A_{t_{\text{ELSA}}} &= (1,399 \pm 0,032) \cdot 10^{23} \text{ cm}^{-2} \end{aligned}$$

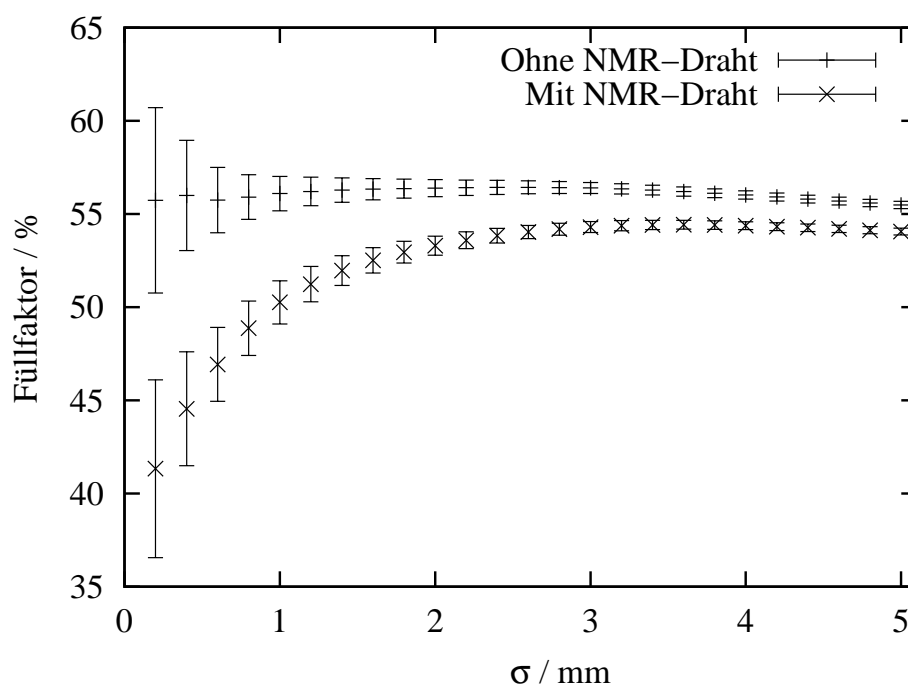


Abbildung 4.24: Füllfaktor in Abhängigkeit von der Strahlbreite für das MAMI-Design

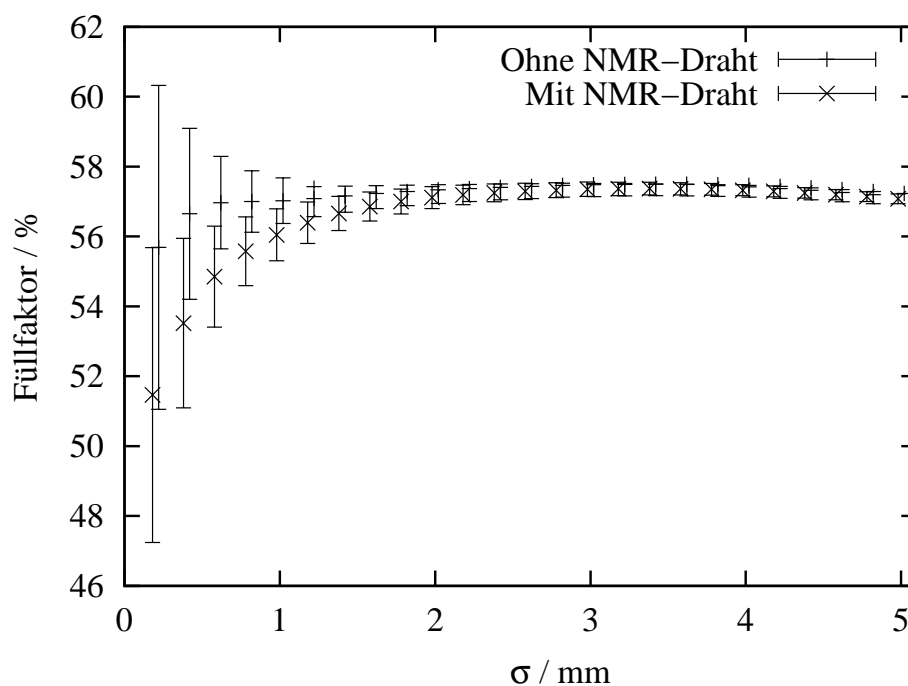


Abbildung 4.25: Füllfaktor in Abhängigkeit von der Strahlbreite für das ELSA-Design

# Kapitel 5

## Polarisationsbestimmung

In der Zeit von Januar 2001 bis März 2002 ist an ELSA der GDH-Integrand für das Proton im Photonenenergiebereich 0,68 *GeV* bis 2,9 *GeV* gemessen worden. Im Mai 2002 wurde eine zusätzliche Meßreihe am Neutron mit <sup>6</sup>LiD als Targetmaterial vorgenommen. Kapitel 5 beschreibt die Datenanalyse zur Polarisationsbestimmung.

### 5.1 Polarisation des Butanoltargets

#### 5.1.1 TE-Kalibration

Die Flächeneinheiten des NMR-Signals sind proportional zur Polarisation. Die TE-Kalibration soll die Proportionalitätskonstante  $K$  aus Gleichung 4.12 (S. 28) bestimmen. Das Proton hat den Spin  $s = 1/2$ . Im thermischen Gleichgewicht läßt sich die Polarisation nach Gleichung 4.6 berechnen und mit den durch die NMR gemessenen Flächeneinheiten gleichsetzen:

$$P_{TE} = \tanh \frac{g\mu B}{2kT} \equiv K F_{TE} \quad (5.1)$$

Der Wert von  $K$  kann zur Bestimmung der dynamischen Polarisation verwendet werden:

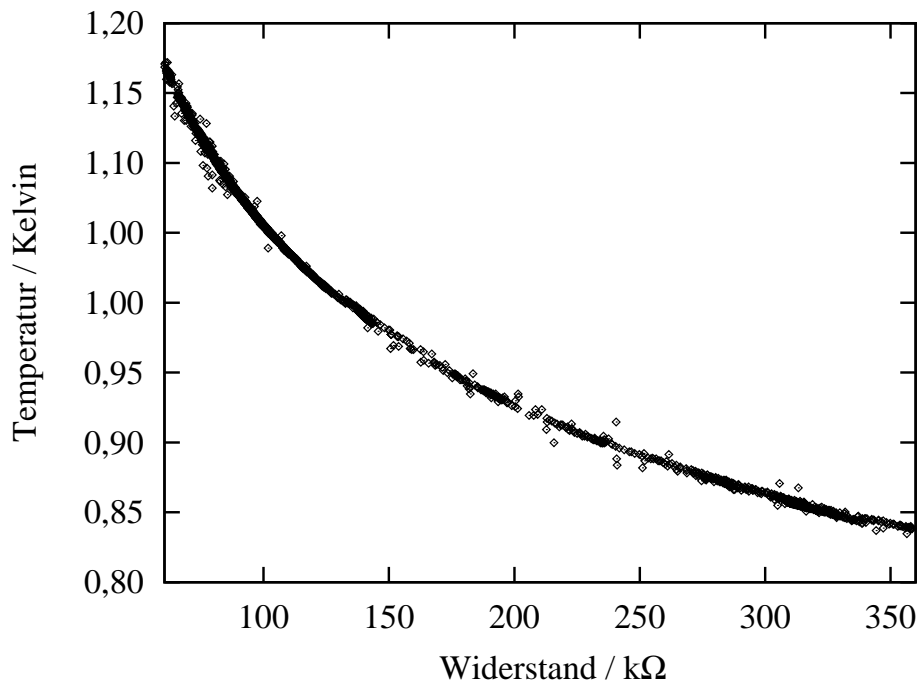
$$P_{dyn} = K F_{dyn}$$

Aus Gleichung 5.1 ist ersichtlich, daß für eine präzise TE-Eichung nicht nur eine genaue NMR-Messung notwendig ist, sondern daß auch das Magnetfeld  $B$  und die Temperatur  $T$  so exakt wie möglich bekannt sein müssen.

Die Bestimmung des Magnetfeldes geschieht über die Larmorfrequenz der Protonen. Die Unsicherheit  $\frac{\Delta B}{B}$  ist kleiner als  $10^{-4}$  und damit vernachlässigbar.

#### Temperaturmessung

Bei extrem tiefen Temperaturen dauert es sehr lange, bis sich die Gleichgewichtspolarisation einstellt. Darum wird bei der TE-Kalibration der Kryostat im <sup>4</sup>He-Verdampfermodus mit einer Temperatur von ca. einem Kelvin betrieben. Die Temperatur wird über den



**Abbildung 5.1:** Gemessene Kennlinie des Allen-Bradley-Widerstands

Druck in der Verdampfungskammer geregelt. Bei maximaler Pumpleistung ist der Druck am kleinsten und somit die Temperatur am niedrigsten (ca.  $850\text{ mK}$ ). Durch Reduktion der Pumpleistung können entsprechend höhere Drücke und damit höhere Temperaturen eingestellt werden.

Als Temperatursensor dient ein Kohlewiderstand der Firma Allen-Bradley (AB)<sup>1</sup>. Der Widerstand wird mit Hilfe einer kalibrierten Widerstandsmeßbrücke<sup>2</sup> bestimmt (Fehler  $< 0,02\%$ ).

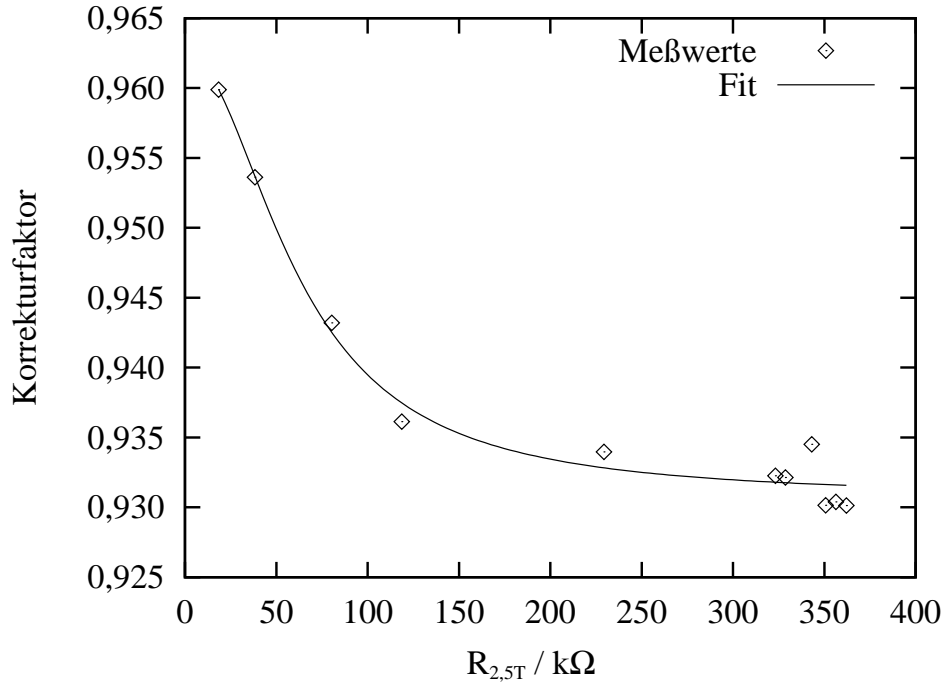
Da sich die Temperaturkennlinie mit jedem Kaltfahren leicht verändern kann [POB96], wird sie zu Beginn einer Meßzeit stets neu vermessen. Dazu wird ein geeichter  $\text{RuO}_2$ -Widerstand verwendet. Um zu verhindern, daß seine Kennlinie durch große Magnetfelder dauerhaft verändert wird, befindet sich der Eichwiderstand auf dem „Dummy-Target-Einschub“. Dieser wird nur während des Einkühlens des Kryostaten verwendet und später durch den Einschub mit Target, Mikrowellen- und NMR-Leitern ersetzt. So ist gewährleistet, daß der  $\text{RuO}_2$ -Widerstand nicht dem Magnetfeld ausgesetzt wird.

In Abbildung 5.1 ist die gemessene Kennlinie des AB-Widerstands aufgetragen. Eine signifikante Drift durch die Abkühl- und Aufwärmprozesse ist während der GDH-Messung an ELSA nicht beobachtet worden.

Der elektrische Widerstand ändert sich bei eingeschaltetem Magnetfeld. Die Abweichung hängt von der Stärke des Feldes und der Temperatur ab. Das Magnetfeld beträgt stets  $B = 2,5\text{ T}$ , so daß zur Quantifizierung der Abweichung nur Wertepaare mit und ohne Ma-

<sup>1</sup>Allen-Bradley,  $100\ \Omega$ ,  $1/8\text{ W}$

<sup>2</sup>AVS-47 der Firma RV-Elektroniikka, Finnland



**Abbildung 5.2:** Magnetfeldbedingte Korrektur des AB-Widerstands

gnatfeld gemessen werden müssen. Der daraus für die Temperatur resultierende Korrekturfaktor  $k$  muß mit dem gemessenen Widerstand bei eingeschaltetem Feld multipliziert werden, bevor aus der Kennlinie (Abb. 5.1) die Temperatur bestimmt werden kann:

$$R_0 = k \cdot R_{2,5T} \quad (5.2)$$

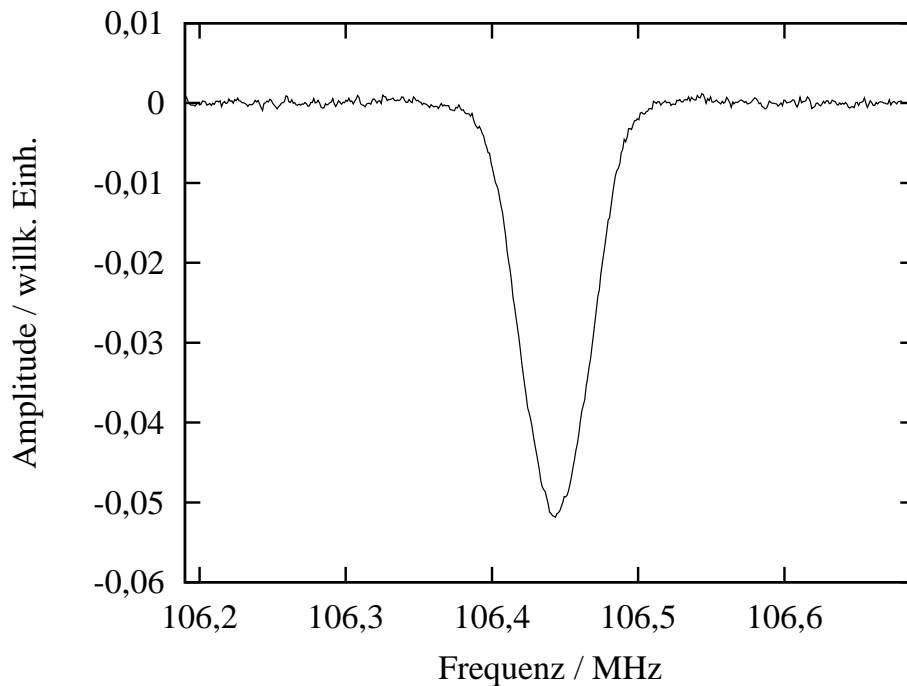
Abbildung 5.2 zeigt den Korrekturfaktor in Abhängigkeit vom Widerstand bei angelegtem Magnetfeld. Der eingezeichnete Fit ist empirisch ermittelt worden und berechnet sich zu

$$k = 0,930672 + \frac{1,21771 \cdot 10^8}{3,82684 \cdot 10^9 + \left(\frac{R}{\Omega}\right)^2} \quad (5.3)$$

Abhängig von der Temperatur und den damit verbundenen Aufbauzeiten der Polarisation dauert eine TE-Meßreihe mitunter mehrere Stunden. Der AB-Widerstand wird dabei ungefähr einmal pro Minute gemessen, so daß in der Regel weit mehr als 100 Temperaturmessungen vorliegen. Der statistische Fehler der Messung ist daher zu vernachlässigen. Aus der Eichung des AB-Widerstands ergibt sich ein systematischer Fehler. Bei einer Temperatur von  $T = 1 \text{ K}$  liegt er bei 1%.

Während der Datenaufnahme muß die Temperatur durch das Kryosystem konstant gehalten werden. Die gemessenen Temperaturschwankungen während einer Meßreihe waren kleiner als  $1 \text{ mK}$  und sind somit auch zu vernachlässigen.





**Abbildung 5.3:** Protonensignal von Butanol im TE

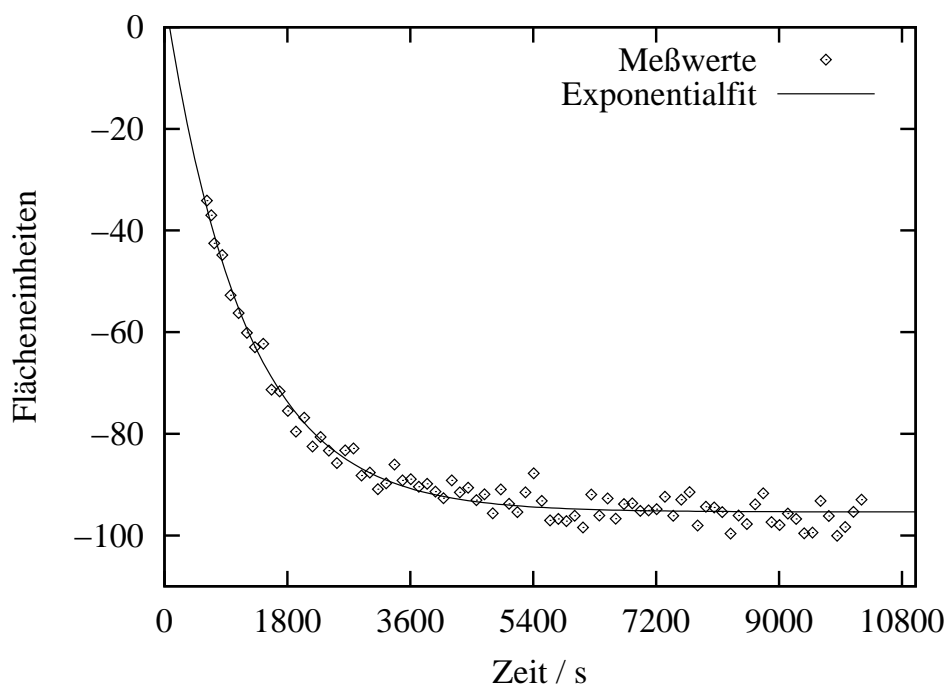
### TE-Signale

Bei der Aufnahme von TE-Signalen wurde der definierte Frequenzbereich 200mal durchfahren, um das Signal-zu-Rausch-Verhältnis zu erhöhen (vgl. Abschnitt 4.2.2). Abbildung 5.3 zeigt ein natürliches NMR-Signal des Butanoltargets. Die Fläche unter der Absorptionskurve ist proportional zur Polarisierung. Die Messung des NMR-Signals wurde während der TE-Kalibration alle zwei Minuten wiederholt. In Abbildung 5.4 sind die Flächeneinheiten der einzelnen Messungen gegen die Zeit aufgetragen. Es ergibt sich die Aufbaukurve der natürlichen Polarisierung.

Der exponentielle Fit liefert die Flächeneinheiten  $F_{max}$  des Signals in Sättigung:

$$F(t) = F_{max} \left\{ 1 - \exp\left(\frac{-(t - t_0)}{\tau}\right) \right\} \quad (5.4)$$

Der Parameter  $\tau$  gibt die temperaturabhängige Zeitkonstante für den Polarisationsaufbau an. Aus der Streuung der einzelnen Meßpunkte läßt sich der statistische Fehler der NMR-Messung bestimmen. Die Größe des Fehlers hängt von der Signalhöhe und der Meßzeit ab. Bei der hier gezeigten typischen Aufbaukurve beträgt der statistische Fehler 0,4%. Für die Bestimmung des NMR-Parameters  $K$  ist eine einzige Meßreihe ausreichend. Um den Fehler zu verkleinern, wurden vor bzw. nach jeder Strahlzeit wenigstens drei Meßreihen bei verschiedenen Temperaturen aufgenommen. Wird die berechnete Polarisierung gegen die gemessenen Flächeneinheiten aufgetragen, so ergibt sich eine Ursprungsgerade, deren Steigung gerade der gesuchte Parameter  $K$  ist.



**Abbildung 5.4:** Polarisationsaufbaukurve von Butanol im TE ( $T = 0,85\text{ K}$ )

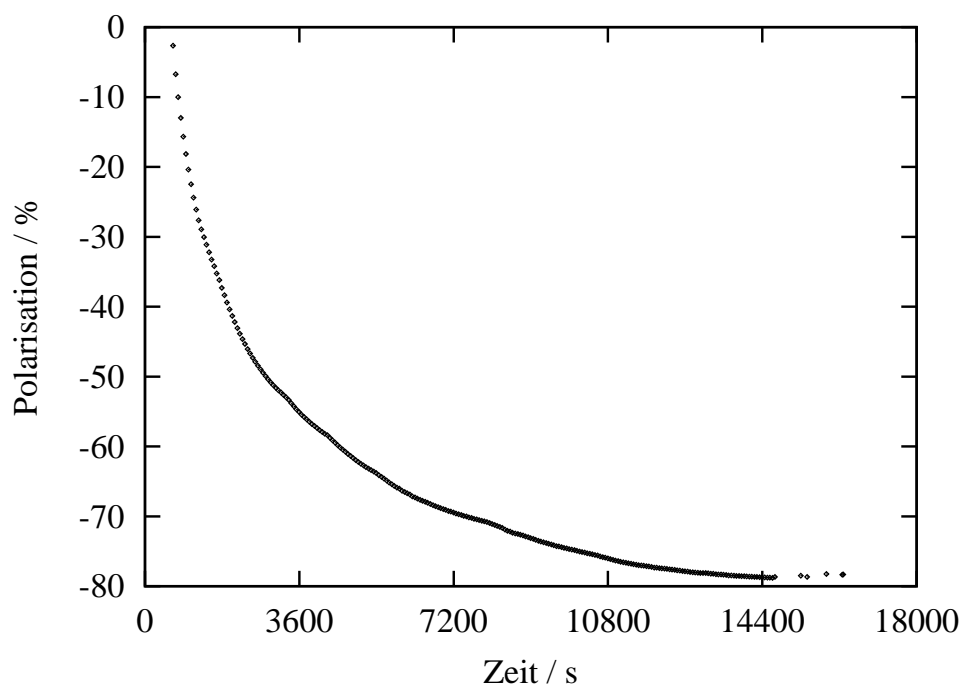
Die Unsicherheit der TE-Kalibration setzt sich aus dem systematischen Fehler bei der Temperatureichung und dem statistischen bei der NMR-Messung zusammen. Für die Datenauswertung muß der Gesamtfehler als systematischer behandelt werden. Er berechnet sich für jede Strahlzeit neu und liegt typischerweise bei 1 %.

### 5.1.2 Messung der dynamischen Polarisation

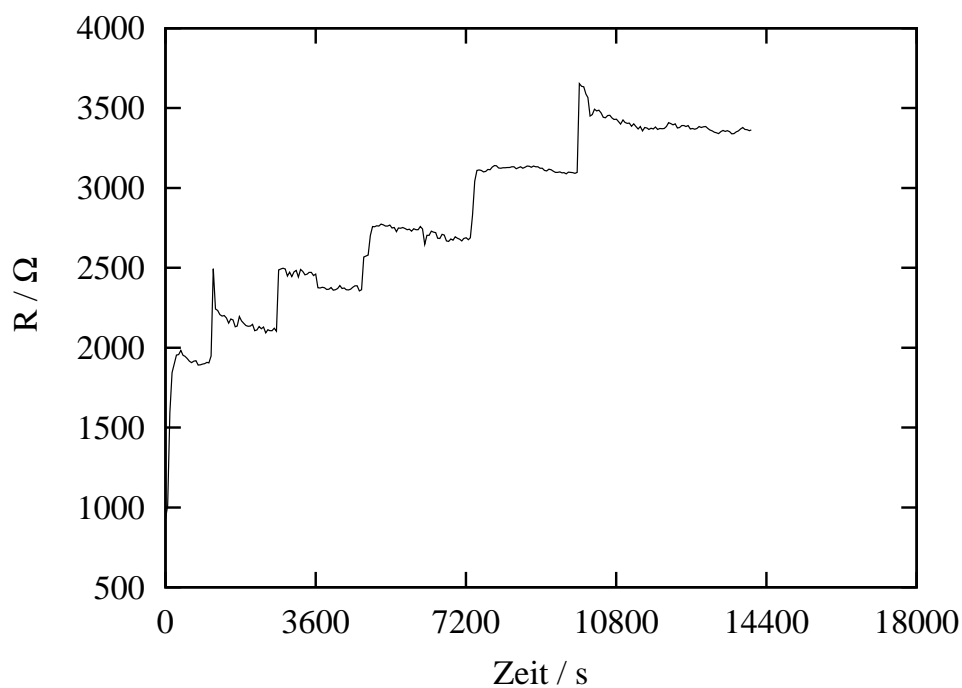
Während des dynamischen Polarisierens wurde ein NMR-Meßwert pro Minute aufgenommen. In Abbildung 5.5 ist eine Aufbaukurve dargestellt. Das Vorzeichen der Polarisation hängt von der Frequenz der eingestrahlten Mikrowellen ab (vgl. Abschnitt 4.1.2). Der Allen-Bradley-Widerstand in der Mischkammer, der zur TE-Kalibration verwendet wurde, absorbiert ebenfalls Mikrowellenleistung und übernimmt während des Polarisierens die Funktion eines Bolometers. Der Widerstandswert sinkt mit steigender Mikrowellenleistung. Abbildung 5.6 zeigt die zur Aufbaukurve gehörigen Widerstandswerte.

Bei höheren Polarisationen mußte die Mikrowellenleistung nach und nach reduziert werden, um noch einen Anstieg zu erhalten. Dies hängt damit zusammen, daß die Mikrowellen auch das Targetmaterial aufheizen, was zu einer Verkürzung der Relaxationszeit führt. Mit zunehmenden Polarisationswerten wird der Verlust durch Relaxation größer und der Gewinn durch die DNP kleiner. Eine Reduktion der Mikrowellenleistung vermindert die Targettemperatur und erhöht damit die Relaxationszeit, so daß die Polarisation weiter ansteigen kann.

Der systematische Fehler der NMR-Messung setzt sich im Wesentlichen aus Nichtlinea-



*Abbildung 5.5: Polarisationsaufbaukurve des Butanoltargets*



*Abbildung 5.6: AB-Widerstand während des Polarisierens; große Widerstandswerte entsprechen kleiner Mikrowellenleistung. Für maximalen Polarisationszuwachs muß die Leistung nach und nach reduziert werden.*

ritäten der Verstärker, Temperaturdrift der Elektronik und Änderung der elektrischen Länge des  $\frac{\lambda}{2}$ -Kabels zusammen. Er beträgt 0,3 % [REI02]. Der statistische Fehler liegt in der Größenordnung von 0,1 %.

### 5.1.3 Polarisation im Frozen-Spin-Betrieb

Während der Datenaufnahme im GDH-Experiment befindet sich anstatt des Polarisationsmagneten der GDH-Detektor über dem Target. Die Polarisation wird durch den internen Haltemagneten aufrechterhalten. Das Target ist dann im Frozen-Spin-Modus.

Beim GDH-Experiment an MAMI wurde erstmals eine NMR-Messung im Frozen-Spin-Betrieb vorgenommen. Dies war möglich, weil die Homogenität des Haltefelds größer war als bei konventionellen Frozen-Spin-Targets.

Für die Messungen an ELSA lieferte diese „Online-NMR“ keine sinnvollen Ergebnisse. Dies ist wahrscheinlich auf elektromagnetische Strahlung des Synchrotrons zurückzuführen, das sich sehr nah am polarisierten Target befand (s. Seite 12)<sup>3</sup>.

Zur Polarisationsbestimmung dienen somit die Meßwerte vor und nach dem Datenaufnahmezyklus. Im Frozen-Spin-Modus nimmt die Polarisation exponentiell mit der Zeit ab. Im konstanten Haltefeld von  $B = 0,428 T$  variiert die Relaxationszeit nur mit der Targettemperatur. In Abbildung 5.7 sind die Relaxationszeiten gegen die gemessenen Temperaturen aufgetragen. Aus den Meßwerten ist zwar zu erkennen, daß die Relaxationszeiten hin zu tieferen Temperaturen zunehmen, jedoch besteht kein funktionaler Zusammenhang zwischen gemessener Temperatur und Relaxationszeit.

Dieses anomale Verhalten kann zwei verschiedene Ursachen haben:<sup>4</sup>

1. Polarisationsverluste bei der Feldübergabe
2. Fehler bei der Temperaturbestimmung.

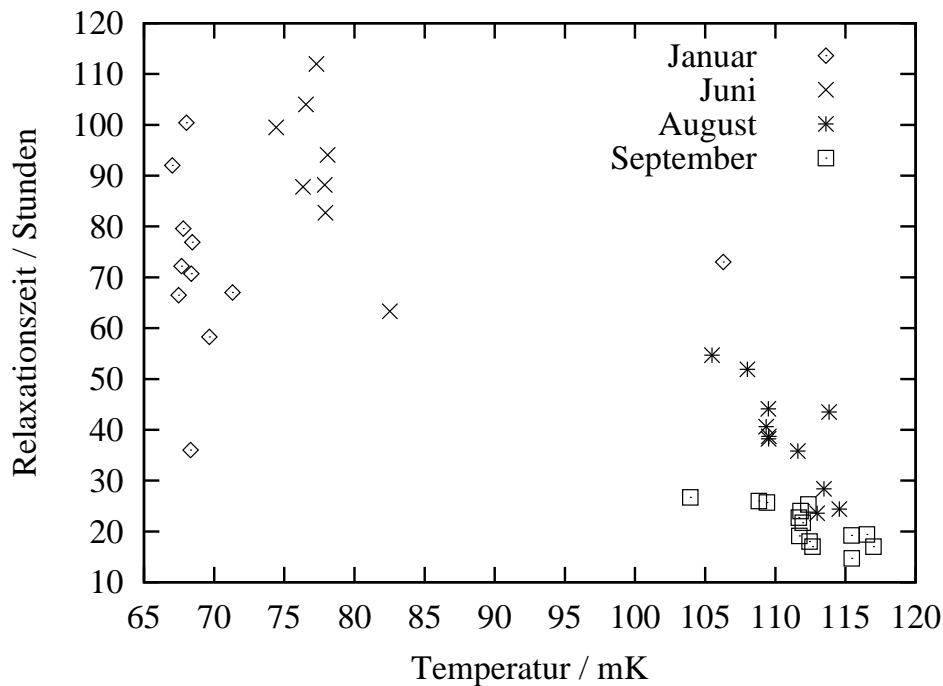
#### Feldübergabe

Nach dem dynamischen Polarisieren und der darauffolgenden Abkühlphase wird das Magnetfeld vom Polarisationsmagneten auf den supraleitenden Haltemagneten übertragen. Dabei ist zu beachten, daß die kritische Stromdichte des Supraleiters durch das angelegte Magnetfeld vermindert wird. Es wird daher in mehreren Schritten das Feld des Polarisationsmagneten vermindert und das Haltefeld erhöht. Bei dieser Prozedur ist das resultierende Feld stets größer als  $0,4 T$ . Am Ende einer Frozen-Spin-Periode muß umgekehrt das Haltefeld nach und nach verkleinert werden, während das Polarisationsfeld erhöht wird.

Um zu überprüfen, ob bei dieser Feldübergabe ein Teil der Polarisation verloren geht, wurde die Prozedur mehrfach wiederholt und die Polarisation gemessen. Es ist dabei kein Polarisationsverlust beobachtet worden.

<sup>3</sup>Während der Messungen mit der „Offline-NMR“ war das Synchrotron abgeschaltet.

<sup>4</sup>Ein Einfluß des Photonenstrahls auf die Targettemperatur ist aufgrund des kleinen Photonenflusses auszuschließen.



**Abbildung 5.7:** Relaxationszeiten des Butanols in Abhängigkeit von der Temperatur. Die vier Strahlzeiten im Jahr 2001 werden separat betrachtet. Haltefeld:  $B = 0,428 T$

### Temperaturmessung im Frozen-Spin-Betrieb

Im Frozen-Spin-Betrieb wird ein weiterer Kohlewiderstand<sup>5</sup> zur Temperaturmessung eingesetzt, dessen Kennlinie unterhalb von  $100 mK$  besonders steil ist, aber im erlaubten Bereich der Widerstandsmeßbrücken bleibt. Aus technischen Gründen befindet er sich nicht direkt am Targetort, sondern einige Zentimeter davon entfernt. Dadurch kann die dort gemessene Temperatur von der tatsächlichen Targettemperatur abweichen<sup>6</sup>. Die von Fall zu Fall unterschiedliche Stärke der Abweichung läßt sich dadurch erklären, daß sich mit jedem Abkühlen nach dem Polarisieren die Verhältnisse in der Mischkammer neu einstellen müssen. So kann z. B. die Position der Phasengrenze variieren oder sich ein geringfügig anderer  $^3He$ -Fluß einstellen.

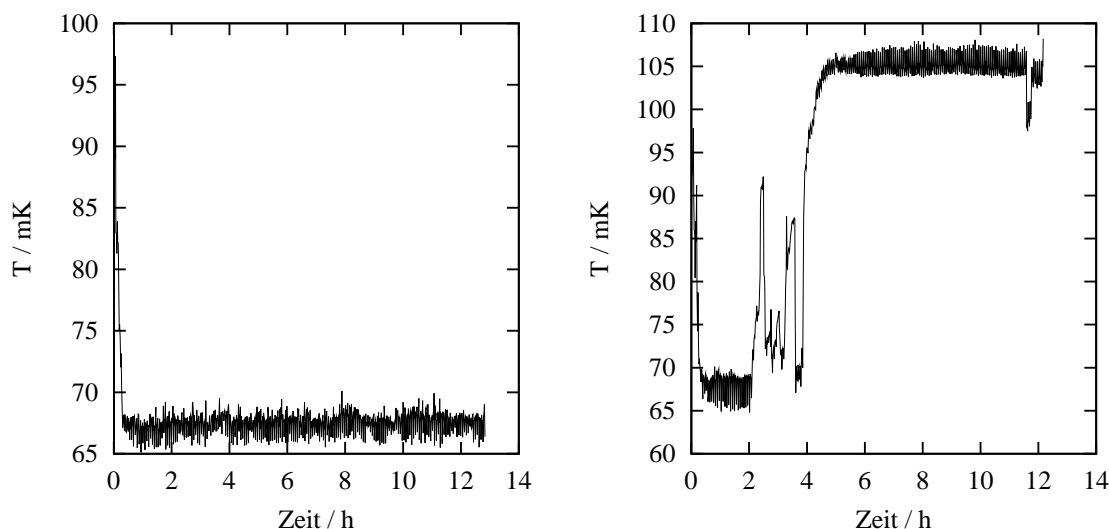
Die in Abbildung 5.7 zu beobachtenden scheinbaren Widersprüche sind somit auf die Abweichung der gemessenen von der tatsächlichen Temperatur im Targetmaterial zurückzuführen.

Während einer Frozen-Spin-Periode läßt sich daher nur sehr vage die zu erwartende Relaxationszeit aus der gemessenen Temperatur abschätzen. Es ist überhaupt nicht möglich, aus dem Temperaturverlauf auf die Zerfallskurve der Polarisation zu schließen.

Wenn allerdings alle Parameter – insbesondere die gemessene Temperatur in der Mischkammer – in einer Frozen-Spin-Periode konstant bleiben, so läßt sich folgern, daß dann

<sup>5</sup>Speer,  $100 \Omega$

<sup>6</sup>Dies gilt nicht für die TE-Kalibration, weil dabei das reine  $^4He$  suprafluide ist und damit kein Temperaturgradient in der Mischkammer vorliegt.



**Abbildung 5.8:** Temperaturverlauf im Frozen-Spin-Betrieb; üblicherweise bleibt die Temperatur konstant (links). In einigen Fällen variiert die Temperatur während einer Periode (rechts).

auch die Targettemperatur konstant ist und die Polarisation exponentiell mit der Zeit abnimmt. Dies war auch normalerweise der Fall. Abbildung 5.8 (links) zeigt einen typischen Temperaturverlauf. Zu Beginn scheint die Temperatur immer einige Minuten erhöht, weil durch das Fahren des Magnetfeldes Wirbelströme in die Meßwiderstände induziert werden, die zu einer Aufheizung führen. Die Targettemperatur ist davon aber nicht beeinflusst.

In einigen seltenen Fällen hat sich die Temperatur während des Frozen-Spin-Betriebs geändert (s. Abb. 5.8, rechts). In einem solchen Fall wurde die Periode in zwei Zeitintervalle geteilt, denen verschiedene Relaxationszeiten zugeordnet wurden. Da diese Relaxationszeiten nicht genau bestimmbar waren, wurde eine entsprechende Unsicherheit miteinkalkuliert. Dies führt dazu, daß der Fehler der Polarisation in diesen Fällen wesentlich größer ist als in den „normalen“ Meßperioden.

Um die Relaxationszeiten zu erhöhen, wird seit 2002 ein neu entwickelter Haltemagnet eingesetzt. Während der Datenaufnahme wurde dieser Magnet mit einem Feld von  $B = 0,64 T$  betrieben. Bei Temperaturen von ca.  $100 mK$  wurden Relaxationszeiten von ca. 180 Stunden erreicht. Kapitel 7 geht detailliert auf diese Weiterentwicklungen ein.

#### 5.1.4 Optimierung der Polarisationszyklen

Abbildung 4.4 (S. 25) stellt einen kompletten Frozen-Spin-Zyklus schematisch dar. Er setzt sich aus der Service-Zeit  $t_s$ , bei der das Target polarisiert wird, und der Meßzeit zusammen. Je länger das Target dynamisch polarisiert wird, desto größer ist die Anfangspolarisation  $P_0$ . Jedoch ist der zeitliche Polarisationszuwachs irgendwann so klein, daß es effektiver ist, die Datenaufnahme zu starten, anstatt mit dem Polarisieren fortzufahren. Zu Beginn der Datenaufnahme stellt sich die Frage, wie lang Service- und Meßzeit

sein sollen, damit die zur Verfügung stehende Strahlzeit optimal ausgenutzt wird. Theoretische Überlegungen [BRA00] sind zur Klärung dieser Frage ungeeignet. Es müssen stattdessen die Bedingungen des realen Experimentes berücksichtigt werden:

- Aus Gründen der Praktikabilität soll die Dauer eines kompletten Frozen-Spin-Zyklus  $T$  ein ganzzahliges Vielfaches von 24 Stunden sein.
- Die Parameter für die Festlegung der Periodendauer  $T$ , wie z. B. die Relaxationszeit, können sich auch während einer Strahlzeitperiode ändern, so daß  $T$  von Zyklus zu Zyklus neu bestimmt wird.
- Die Polarisationsaufbaukurve ist nur näherungsweise exponentiell. Die Zeitkonstante für den Aufbau nimmt mit zunehmenden Polarisationswerten drastisch zu. Der Zeitpunkt zum Umstellen in den Frozen-Spin-Modus wird daher durch die Erfahrung des Experimentators bestimmt.
- Die Servicezeit hängt nicht nur vom Target ab. Abhängig von der Photonenenergie dauert es unterschiedlich lange, bis der Strahl nach der Unterbrechung wieder zur Verfügung steht.
- Aufgrund der Komplexität des Experimentes treten immer wieder Probleme auf, die zu längeren Unterbrechungen oder gar zum Abbruch der Strahlzeit führen können.

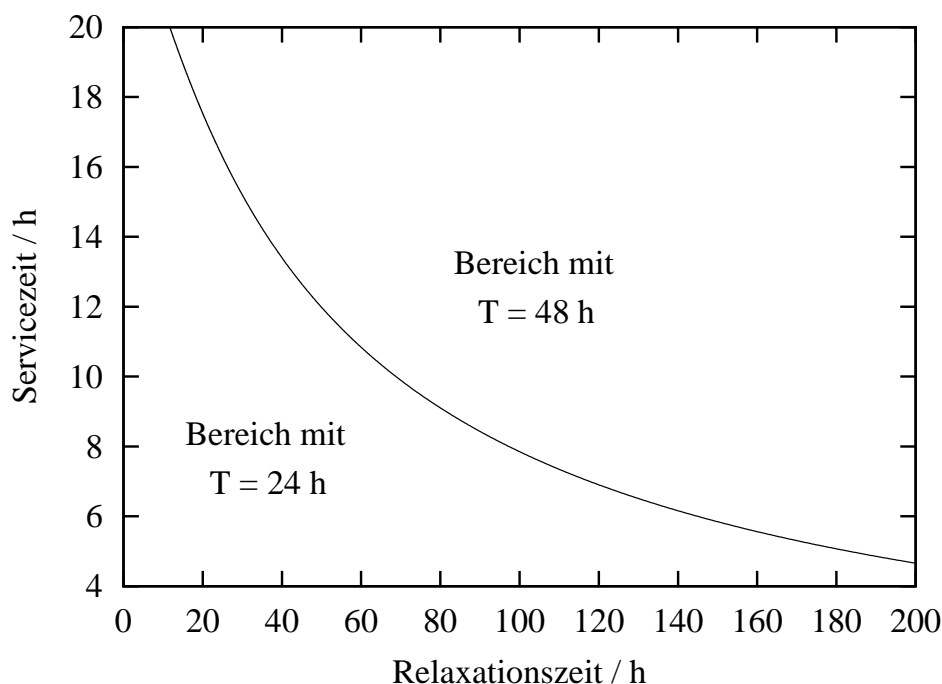
Die optimale Periodendauer  $T$  muß also immer wieder an die vorliegenden Verhältnisse angepaßt werden. Ein Maß für die Effektivität der Strahlzeitausnutzung ist das Quadrat der Polarisation, integriert über die Zeit der Datenaufnahme:

$$M = \int_0^{T-t_s} P(t)^2 dt = \int_0^{T-t_s} P_0^2 \exp\left(\frac{-2(T-t_s)}{\tau}\right) dt \quad (5.5)$$

$$= \frac{1}{2} P_0^2 \tau \left\{ 1 - \exp\left(\frac{-2(T-t_s)}{\tau}\right) \right\} \quad (5.6)$$

Die Anfangspolarisation  $P_0$  wird für jeden Zyklus gleich angenommen. Wenn die Gesamtzeit  $T$  entweder 24 oder 48 Stunden beträgt, kann in Abhängigkeit von der Relaxationszeit  $\tau$  und der Servicezeit  $t_s$  entschieden werden, nach welcher Zeit die Polarisation aufgefrischt werden soll. In Abbildung 5.9 sind die Bereiche dargestellt, in denen jeweils eine Periodendauer von einem oder zwei Tagen effektiver ist.

Während des Experimentes lagen die Relaxationszeiten im Bereich von ca. 15 bis zu 200 Stunden. Das Auffrischen der Polarisation dauerte ca. fünf Stunden. Die Zeit für das Einschalten des Photonenstrahls mußte hinzuaddiert werden. Abhängig von der Energie konnte dies bis zu mehrere Stunden betragen. Die Periodendauer  $T$  wurde für eine optimale Ausnutzung der vorhandenen Strahlzeit jeweils der Situation angepaßt.



**Abbildung 5.9:** Darstellung der Bereiche, in denen ein Auffrischen der Polarisation nach einem bzw. zwei Tagen sinnvoller ist.

### 5.1.5 Ergebnisse

In der Zeit von Januar 2001 bis März 2002 ist der GDH-Integrand für das Proton im Energiebereich von 0,7 bis 2,9  $GeV$  gemessen worden. Für diese Messungen stand das polarisierte Target insgesamt 1433 Stunden bei einer mittleren Protonenpolarisation von  $\bar{P} = 59,1\%$  zur Verfügung. In Tabelle 5.1 sind die Werte für die einzelnen Strahlzeitperioden separat aufgeführt.

In der zweiten Jahreshälfte 2001 lagen die Targettemperaturen höher als zuvor. Dies führte zu kürzeren Relaxationszeiten und damit zu kleineren mittleren Polarisationen. Durch den Einsatz der neuen Haltespule mit dem größeren Magnetfeld konnte dies mehr als kompensiert werden.

Strahlzeit	Meßzeit / h	$P$ / %	$\bar{\tau}$ / h
Januar 2001	339	61,7	77,8
Juni 2001	269	60,5	90,4
August 2001	202	59,1	38,3
September 2001	250	48,0	20,1
März 2002	373	63,0	167,5

**Tabelle 5.1:** Mittlere Polarisationen und Relaxationszeiten



### Fehlerbetrachtung

In Tabelle 5.2 sind die Fehlerquellen bei der Polarisationsbestimmung im einzelnen aufgeführt. Die Unsicherheit bei der Kalibration des AB-Widerstands ist dominant. Im TE ist der statistische Fehler der NMR-Messung größer, weil die Signale wesentlich kleiner sind als beim dynamisch polarisierten Target. Der systematische Fehler bezieht sich auf die NMR-Apparatur und wird u. a. durch die Nichtlinearität der Verstärker hervorgerufen.

Kalibration des AB-Widerstands	1 % bei 1 K
Stat. Fehler des AB-Widerst.	zu vernachlässigen
Magnetfeld	$< 10^{-4}$
NMR in TE, stat.	0,3 %
NMR dyn., stat.	0,1 %
NMR dyn., syst.	0,3 %
Gesamtfehler	1,1 %

**Tabelle 5.2:** Liste der Fehler bei der Polarisationsbestimmung

## 5.2 Polarisation des ${}^6\text{LiD}$ -Targets

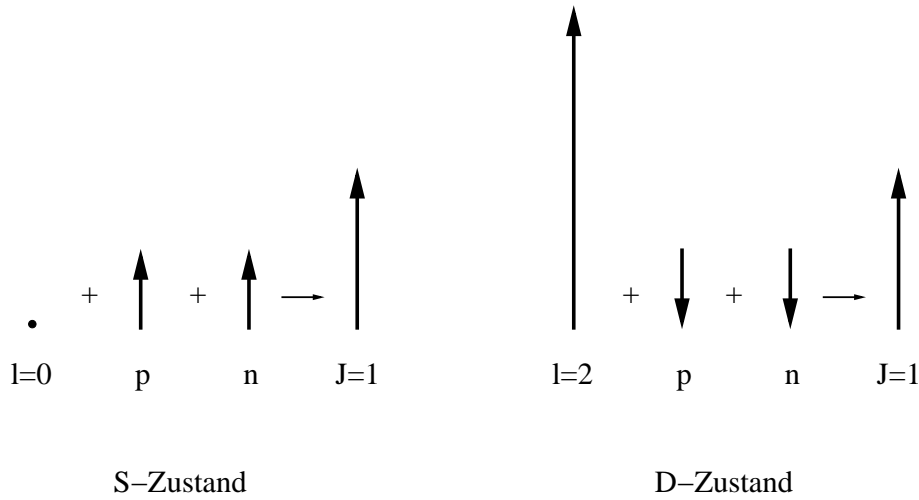
Nach Beendigung der Messung am Proton bot sich Gelegenheit, noch einige Tage den GDH-Integranden am Neutron zu messen.

In Experimenten an polarisierten Neutronen werden Deuterontargets verwendet. Für die Messung der GDH-Summenregel am Neutron wurde strahlendotiertes  ${}^6\text{LiD}$  eingesetzt<sup>7</sup>. Die verwendete NMR-Apparatur kann nur die gesamte Kernmagnetisierung messen und wurde auf den Deuteriumkern abgestimmt. In den folgenden Unterabschnitten wird beschrieben, wie sich aus der gemessenen Polarisation des Deuterons die gesamte Nukleonenpolarisation berechnen läßt.

### 5.2.1 Nukleonenpolarisation im Deuteron

Das Deuteron ist ein gebundener Zustand aus Proton und Neutron und hat den Gesamtspin  $S = 1$ . Sein magnetisches Moment beträgt  $\mu = 0,8574 \mu_K$  und ist damit etwas kleiner als die Summe der magnetischen Momente von Proton und Neutron. Das bedeutet, daß der Grundzustand kein reiner  ${}^3\text{S}_1$ -Zustand ist, sondern Zustände mit höherem Bahndrehimpuls beigemischt sind. Aufgrund der positiven Parität des Deuterons ist der Zustand mit  $l = 1$  verboten, so daß eine Beimischung des D-Zustands vorliegt.

<sup>7</sup>Die für die dynamische Polarisation benötigten freien Elektronen werden nicht durch Beimengen eines chemischen Radikals erzeugt, sondern durch Bestrahlung des Probenmaterials mit beschleunigten Elektronen [MEI01].



**Abbildung 5.10:** Grundzustand des Deuterons

Im S-Zustand sind Proton- und Neutronspin parallel ausgerichtet und koppeln zum Gesamtspin  $J = 1$ . Damit sich im D-Zustand ein Gesamtspin von  $J = 1$  ergibt, müssen sich die Nukleonenspins antiparallel zum Bahndrehimpuls ausrichten (s. Abb. 5.10).

Die Beimischung des D-Zustands führt zu einer Abweichung von der kugelsymmetrischen Wellenfunktion des Deuterons im reinen S-Zustand, wodurch ein Quadrupolmoment erzeugt wird.

Verschiedene Kernmodelle führen zu Beimischungen des  ${}^3D_1$ -Zustands zwischen 4% und ca. 6,5%, woraus sich ein Mittelwert von  $w_D = (4,90 \pm 1,04)\%$  ergibt [RON99].

Im externen Magnetfeld spalten sich die Deuteronzustände in ein Triplet auf:

$$|JM\rangle = |11\rangle, |10\rangle, |1-1\rangle$$

Mit Hilfe der Clebsch-Gordan-Koeffizienten lassen sie sich als Kopplung des Bahndrehimpuls und der Nukleonenspins beschreiben:

$$\begin{aligned} |11\rangle &= \sqrt{\frac{3}{5}}|22\rangle|1-1\rangle - \sqrt{\frac{3}{10}}|21\rangle|10\rangle + \sqrt{\frac{1}{10}}|20\rangle|11\rangle \\ |10\rangle &= \sqrt{\frac{3}{10}}|21\rangle|1-1\rangle - \sqrt{\frac{2}{5}}|20\rangle|10\rangle + \sqrt{\frac{3}{10}}|2-1\rangle|11\rangle \\ |1-1\rangle &= \sqrt{\frac{1}{10}}|20\rangle|1-1\rangle - \sqrt{\frac{3}{10}}|2-1\rangle|10\rangle + \sqrt{\frac{3}{5}}|2-2\rangle|11\rangle \end{aligned}$$

Die Zustände  $|S m_S\rangle = |11\rangle, |10\rangle, |1-1\rangle$  ergeben sich aus der Summe der einzelnen Nukleonenspins:

$$\begin{aligned} |11\rangle &= \left| \frac{1}{2} \frac{1}{2} \right\rangle \left| \frac{1}{2} \frac{1}{2} \right\rangle \\ |10\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left| \frac{1}{2} \frac{1}{2} \right\rangle \left| \frac{1}{2} -\frac{1}{2} \right\rangle + \frac{1}{\sqrt{2}} \left| \frac{1}{2} -\frac{1}{2} \right\rangle \left| \frac{1}{2} \frac{1}{2} \right\rangle \end{aligned}$$

$$|1 -1\rangle = \left| \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \right\rangle \left| \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \right\rangle$$

Die Quadrate der Clebsch-Gordan-Koeffizienten beschreiben die Wahrscheinlichkeit, einen bestimmten Nukleonenzustand in einem gegebenen Deuteronenzustand anzutreffen:

$$|1 1\rangle : \left( \sqrt{\frac{3}{5}} \right)^2 + \left( \sqrt{\frac{3}{10}} \cdot \sqrt{\frac{1}{2}} \right)^2 + \left( \sqrt{\frac{1}{10}} \cdot 0 \right)^2 = 0,75$$

$$|1 0\rangle : \left( \sqrt{\frac{3}{10}} \right)^2 + \left( \sqrt{\frac{2}{5}} \cdot \sqrt{\frac{1}{2}} \right)^2 + \left( \sqrt{\frac{3}{10}} \cdot 0 \right)^2 = 0,50$$

$$|1 -1\rangle : \left( \sqrt{\frac{3}{5}} \right)^2 + \left( \sqrt{\frac{3}{10}} \cdot \sqrt{\frac{1}{2}} \right)^2 + \left( \sqrt{\frac{3}{5}} \cdot 0 \right)^2 = 0,75$$

Befinden sich  $N_1$  Deuteronen im Zustand  $|1 1\rangle$ , so sind davon 4,9% im D-Zustand. Darin sind 75% der Nukleonen antiparallel und 25% parallel zum Deuteronenspin ausgerichtet. Für die  $N_0$  Deuteronen im Zustand  $|1 0\rangle$  ist dieser Anteil 50%, für die  $N_{-1}$  Deuteronen im Zustand  $|1 -1\rangle$  75%. Daraus lassen sich die Besetzungszahlen der Nukleonen berechnen:

$$N_{\frac{1}{2}} = 0,951 N_1 + 0,049 (0,75 N_{-1} + 0,25 N_1) + 0,5 N_0 \quad (5.7)$$

$$N_{-\frac{1}{2}} = 0,951 N_{-1} + 0,049 (0,75 N_1 + 0,25 N_{-1}) + 0,5 N_0 \quad (5.8)$$

Die Polarisierungen der Nukleonen und Deuteronen werden nach Gleichungen 4.4 und 4.5 definiert:

$$P_d = \frac{N_1 - N_{-1}}{N_1 + N_0 + N_{-1}}, \quad P_N = \frac{N_{\frac{1}{2}} - N_{-\frac{1}{2}}}{N_{\frac{1}{2}} + N_{-\frac{1}{2}}}$$

Einsetzen von 5.7 und 5.8 in obige Gleichungen führt zu einer einfachen Abhängigkeit der Nukleonenspinpolarisation von der gemessenen Deuteronenspinpolarisation:

$$\begin{aligned} P_p = P_n &= x_d \cdot P_d \\ &= [ (1 - w_D) - 0,5 \cdot w_D ] P_d \\ &= [(1 - 0,049) - 0,5 \cdot 0,049] P_d \\ &= 0,927 P_d \end{aligned} \quad (5.9)$$

Die Größe  $x_d$  gibt also die Wahrscheinlichkeit dafür an, daß ein Nukleonenspin im Deuteron in Polarisationsrichtung ausgerichtet ist. Die Beimischung des  ${}^3\text{D}_1$ -Zustands  $w_D$  hat eine relative Unsicherheit von 21%. Da  $x_d$  aber hauptsächlich durch den S-Zustand bestimmt wird, macht sich dies im Fehler von  $x_d$  nur schwach bemerkbar:

$$x_d = 0,927 \pm 0,015 \quad (5.10)$$

### 5.2.2 Nukleonenpolarisation im Lithium

Der  ${}^6\text{Li}$ -Kern wird in einem gebräuchlichen Modell als zusammengesetztes System aus  $\alpha$ -Teilchen plus Neutron plus Proton beschrieben. Das  $\alpha$ -Teilchen bleibt unpolarisiert, so daß sich der Kernspin des  ${}^6\text{Li}$  aus den Spins des Protons und des Neutrons zusammensetzt. Ähnlich wie beim Deuteron kann für die „freien“ Nukleonen im  ${}^6\text{Li}$  eine Wahrscheinlichkeit  $x_{6Li}$  berechnet werden, mit der die Richtung ihrer Spins mit der Polarisationsrichtung des Kerns übereinstimmt. In [SCH93] wird die Nukleonenpolarisation über verschiedene Modelle im Dreikörpersystem berechnet. Darin sind auch Zustände des Protons und Neutrons mit ungeradem Drehimpuls erlaubt, so daß S-, P- und D-Zustände auftreten. Analog zur Beschreibung des Deuterons läßt sich mit Hilfe der Clebsch-Gordan-Koeffizienten der Anteil der Nukleonenspins parallel bzw. antiparallel zum Kernspin ausrechnen, wobei hier zusätzlich der P-Zustand berücksichtigt werden muß:

$$\begin{aligned} P_p = P_n &= x_{6Li} \cdot P_{6Li} \\ &= (w_S + 0,5 \cdot w_P - 0,5 \cdot w_D) P_{6Li} \end{aligned} \quad (5.11)$$

Die Wahrscheinlichkeiten  $w_i$  für die Besetzung des S-, P- oder D-Zustands werden in [SCH93] für neun verschiedene Kernmodelle berechnet. Die Ergebnisse werden in [MEI01] besprochen und führen zu dem Ergebnis:

$$x_{6Li} = 0,866 \pm 0,012 \quad (5.12)$$

Das im GDH-Experiment eingesetzte Lithium besteht nur zu 95,35% aus dem Isotop  ${}^6\text{Li}$ . Die restlichen 4,65% bestehen aus  ${}^7\text{Li}$  und müssen bei der Berechnung der Nukleonenpolarisation ebenfalls berücksichtigt werden.

${}^7\text{Li}$  kann als  $\alpha$ -Teilchen plus Proton plus zwei gepaarte Neutronen beschrieben werden [RON99]. Ein anderes Modell behandelt  ${}^7\text{Li}$  als Zusammensetzung aus  $\alpha$ -Teilchen und Tritium [WAL85], was zu anderen Ergebnissen führt [BÜL99][PUD97].

Proton:	$x_{7Lip} = 0,57$	[RON99]
	$x_{7Lip} = 0,59$	[PUD97]
	$x_{7Lip} = 0,63$	[BÜL99]
Neutron:	$x_{7Lin} = -0,02$	[RON99]

**Tabelle 5.3:** Anteil der Nukleonenpolarisation an der  ${}^7\text{Li}$ -Polarisation für verschiedene Kernmodelle

Für die Datenauswertung wurden folgende Werte verwendet:

$$x_{7Lip} = 0,596 \pm 0,03 \quad (5.13)$$

$$x_{7Lin} = -0,02 \pm 0,02 \quad (5.14)$$

### 5.2.3 Gültigkeit der EST-Theorie

Die Equal-Spin-Temperature-Theorie (EST) sagt voraus, daß in einem verbundenen System alle Kerne die gleiche Spintemperatur  $T_S$  annehmen. Die Polarisation der verschiedenen Kerne kann daher aus der Brillouin-Funktion [KOP86] berechnet werden, indem die Temperatur durch die Spintemperatur ersetzt wird:

$$P_s = \mathcal{B}_s(x) = \frac{2s+1}{2s} \coth\left(\frac{2s+1}{2s}x\right) - \frac{1}{2s} \coth\left(\frac{1}{2s}x\right), \quad x = \frac{g\mu_s B}{kT_S} \quad (5.15)$$

Für Teilchen mit Spin  $s = \frac{1}{2}$  und  $s = 1$  gelten die Gleichungen 4.6 und 4.7. Für das <sup>7</sup>Li mit dem Spin  $s = \frac{3}{2}$  ergibt sich:

$$P_{3/2} = \frac{1}{3} \cdot \frac{\tanh^3 x + 5 \tanh x}{1 + \tanh^2 x} \quad (5.16)$$

Bei der Berechnung der Polarisation von <sup>2</sup>H, <sup>6</sup>Li und <sup>7</sup>Li sind die jeweiligen Kernspins, Landé-Faktoren und magnetischen Momente zu berücksichtigen. Sie sind in Tabelle 5.4 aufgelistet.

Kern	Spin	g-Faktor
<sup>2</sup> H	1	0,857438
<sup>6</sup> Li	1	0,822051
<sup>7</sup> Li	3/2	2,170961

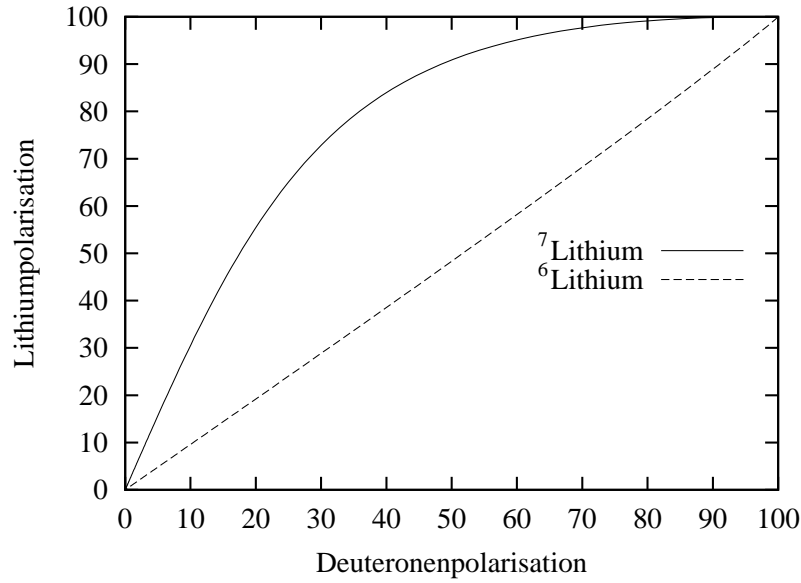
**Tabelle 5.4:** Spins und g-Faktoren von <sup>2</sup>H, <sup>6</sup>Li und <sup>7</sup>Li

Die Gültigkeit des Konzepts gleicher Spintemperaturen wurde überprüft und bestätigt [BAL03]. Dort wurde an einem <sup>6</sup>LiD-Target nacheinander die Polarisation von <sup>2</sup>H, <sup>6</sup>Li und <sup>7</sup>Li gemessen. Es zeigte sich eine gute Übereinstimmung der Meßwerte mit der EST-Vorhersage.

Für das GDH-Experiment folgte daraus, daß die Messung der Magnetisierung nur an einer Kernsorte vorgenommen werden mußte. Es wurde immer nur die Polarisation des Deuteriumkerns  $P_D$  bestimmt, woraus sich dann  $P_{^6\text{Li}}$  und  $P_{^7\text{Li}}$  berechnen ließen (s. Abschnitt 5.2.6). In Abbildung 5.11 ist die Polarisation der Lithiumisotope in Abhängigkeit von der Deuteronenpolarisation aufgetragen.

### 5.2.4 Effektive Nukleonenpolarisation

Die Anwesenheit des <sup>7</sup>Li bricht die Symmetrie, so daß sich für Protonen und Neutronen leicht unterschiedliche Polarisationen ergeben, die separat berechnet werden müssen. Für eine exakte Bestimmung ist noch zu berücksichtigen, daß das Deuterium 0,3% Wasserstoff enthält. Das Targetmaterial setzt sich damit aus vier Bestandteilen zusammen: <sup>6</sup>LiD, <sup>7</sup>LiD, <sup>6</sup>LiH und <sup>7</sup>LiH. Der Dilutionfaktor  $d$  (vgl. Abschnitt 4.4) ist für alle Bestandteile



**Abbildung 5.11:** Polarisation von  ${}^6\text{Li}$  und  ${}^7\text{Li}$ , aufgetragen gegen diejenige von  ${}^2\text{H}$

unterschiedlich, so daß es sich empfiehlt, diesen aus der Flächenbelegung (Gl. 4.14) herauszunehmen und in der effektiven Polarisation der Einzelbestandteile zu berücksichtigen. Die effektive Polarisation eines Bestandteils wird dann folgendermaßen definiert:

$$P_{m,n}^{eff_i} = a_m a_n \left\{ d_m^i(m, n) \cdot x_m^i \cdot P_m + d_n(m, n) \cdot x_n \cdot P_n \right\} \quad (5.17)$$

- $a_{m,n}$ : Anteil des betrachteten Lithium- bzw. Wasserstoffisotops
- $d_{m,n}$ : Dilutionfaktor
- $x_{m,n}$ : Wahrscheinlichkeit für parallelen Nukleonen- und Kernspin
- $P_{m,n}$ : Kernpolarisation

Die Indizes  $m$  und  $n$  beziehen sich auf die jeweils zwei vorhandenen Isotope des Lithiums bzw. Wasserstoffs. Aufgrund der Asymmetrie des  ${}^7\text{Li}$  und des Vorhandenseins von  ${}^1\text{H}$  muß zwischen Neutronen- und Protonenpolarisation unterschieden werden, was in Gleichung 5.17 durch den hochgestellten Index  $i$  gekennzeichnet ist.

Der Dilutionfaktor  $d$  ist der Quotient aus der Zahl der polarisierbaren Nukleonen  $\alpha$  und der Molaren Masse  $M$ . Gleichung 5.17 wird dann zu:

$$P_{m,n}^{eff_i} = a_m a_n M_{mn}^{-1} \left\{ \alpha_m^i \cdot x_m^i \cdot P_m + \alpha_n \cdot x_n \cdot P_n \right\} \quad (5.18)$$

Die effektive Polarisation für Neutron und Proton berechnet sich dann wie folgt:

$$\begin{aligned} \text{Neutron: } P_n^{eff} = & a_{6\text{Li}} a_D M_{6\text{Li}D}^{-1} (1 \cdot x_{6\text{Li}} P_{6\text{Li}} + 1 \cdot x_d P_d) \\ & + a_{7\text{Li}} a_D M_{7\text{Li}D}^{-1} (2 \cdot x_{7\text{Li}}^n P_{7\text{Li}} + 1 \cdot x_d P_d) \\ & + a_{6\text{Li}} a_H M_{6\text{Li}H}^{-1} (1 \cdot x_{6\text{Li}} P_{6\text{Li}} + 0) \\ & + a_{7\text{Li}} a_H M_{7\text{Li}H}^{-1} (2 \cdot x_{7\text{Li}}^n P_{7\text{Li}} + 0) \end{aligned} \quad (5.19)$$

$$\begin{aligned}
\text{Proton: } P^{eff_p} = & a_{6Li} a_D M_{6LiD}^{-1} (1 \cdot x_{6Li} P_{6Li} + 1 \cdot x_d P_d) \\
& + a_{7Li} a_D M_{7LiD}^{-1} (1 \cdot x_{7Li}^p P_{7Li} + 1 \cdot x_d P_d) \\
& + a_{6Li} a_H M_{6LiH}^{-1} (1 \cdot x_{6Li} P_{6Li} + 1 \cdot P_p) \\
& + a_{7Li} a_H M_{7LiH}^{-1} (1 \cdot x_{7Li}^p P_{7Li} + 1 \cdot P_p) \quad (5.20)
\end{aligned}$$

Eine Protonenpolarisation  $P_p$  ist beobachtet worden [MEY02]. Weil der Anteil des <sup>1</sup>H so gering ist, sind die NMR-Signale sehr klein. Eine TE-Kalibration konnte daher nicht durchgeführt werden, so daß auch keine Absolutwerte für die  $P_p$  meßbar waren. Unter der Annahme, daß die Protonen ebenfalls die EST-Polarisation annehmen, liegt diese nahe 100 %, fällt aber wegen der geringen <sup>1</sup>H-Konzentration nicht ins Gewicht.

Die für die Auswertung verwendeten Konstanten sind in folgender Liste zusammengefaßt:

$$\begin{array}{lll}
a_{6Li} = 0,9535 \pm 0,0010, & x_d = 0,927 \pm 0,015, & M_{6LiD} = 8,02922 \frac{g}{mol} \\
a_{7Li} = 1 - a_{6Li}, & x_{6Li} = 0,866 \pm 0,012, & M_{7LiD} = 9,03010 \frac{g}{mol} \\
a_D = 0,997, & x_{7Li}^p = 0,596 \pm 0,03, & M_{6LiH} = 7,02294 \frac{g}{mol} \\
a_H = 1 - a_D, & x_{7Li}^n = -0,02 \pm 0,02, & M_{7LiH} = 8,02382 \frac{g}{mol}
\end{array}$$

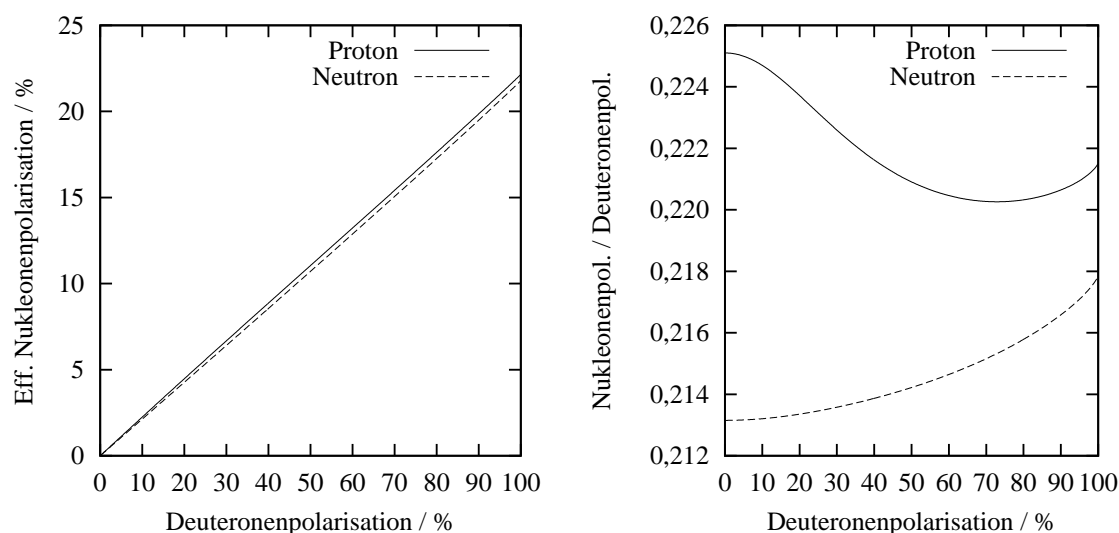
Für die Berechnung der Fehler von  $P^{eff_n}$  und  $P^{eff_p}$  ist zu beachten, daß die Fehler von  $P_{6Li}$  und  $P_{7Li}$  mit der Meßgröße  $P_d$  korreliert sind und daher nicht unabhängig voneinander behandelt werden dürfen. In Abbildung 5.12 sind die effektiven Polarisationen als Funktion der gemessenen Deuteronenpolarisation aufgetragen. Das Verhältnis aus Nukleonen- zu Deuteronenpolarisation entspricht wieder dem Dilutionfaktor aus Gleichung 4.14. Im Unterschied zum Butanoltarget ist er aber keine Materialkonstante, sondern variiert mit der Polarisation.

### 5.2.5 Flächenbelegung des <sup>6</sup>LiD

Die Flächenbelegung des <sup>6</sup>LiD berechnet sich analog zu derjenigen des Butanoltargets (Gl. 4.14) mit Ausnahme des Dilutionfaktors, der jetzt in der effektiven Polarisation eingebunden ist:

$$A_t = \rho \cdot l \cdot N_A \cdot f \quad (5.21)$$

Die Dichte des <sup>6</sup>LiD beträgt  $\rho = 0,820 \text{ g/cm}^3$ , die Targetlänge ist  $l = (25,90 \pm 0,25) \text{ mm}$ . Der integrale Füllfaktor wurde durch Wiegen der Probe zu 52,3 % bestimmt. Da das Material nicht in Kugeln vorliegt, sondern in kleinen Brocken mit einer Kantenlänge von ein bis vier Millimetern, greifen die Überlegungen zur Bestimmung des effektiven Füllfaktors aus Abschnitt 4.5 nicht. Es ist davon auszugehen, daß der Füllfaktor im Zentrum ebenfalls größer ist als am Rand des Behälters. Unter der Annahme, daß die Verteilung der Brocken ähnlich der Verteilung der Kugeln ist, ergibt sich ein Füllfaktor von  $f = 54,5 \%$ . Die Unsicherheit kann nur geschätzt werden und wird auf 3 % (relativ) gesetzt.



**Abbildung 5.12:** Nukleonpolarisation als Funktion der gemessenen Deuteronenpolarisation (links). Der Zusammenhang ist nicht linear, was in der rechten Abbildung deutlich wird. Das Verhältnis aus Nukleonen- zu Deuteronenpolarisation wird üblicherweise als „dilution factor“ des  ${}^6\text{LiD}$  bezeichnet.

### 5.2.6 Messung der Deuteronenpolarisation

Die Messung der Deuteronenpolarisation erfolgt analog zur Messung der Protonenpolarisation am Butanoltarget. Aufgrund des kleineren magnetischen Moments sind die NMR-Signale der Deuteronen schwächer als die der Protonen. Um dies teilweise zu kompensieren, wurde die NMR-Spule als Sattelspule konzipiert, die das gesamte Targetmaterial umschließt.

#### TE-Kalibration

In Abbildung 5.13 ist ein TE-Signal dargestellt. Aus apparativen Gründen ist das Signal invertiert. Obwohl die Resonanzkurve 1000mal (statt zuvor 200mal) durchfahren wurde, zeigt ein Vergleich mit dem Protonensignal (S. 49), daß das Signal-zu-Rausch-Verhältnis hier wesentlich kleiner und somit ein größerer statistischer Fehler zu erwarten ist.

Um die Flächeneinheiten des ausgewachsenen Signals zu bestimmen, wird üblicherweise die Aufbaukurve der natürlichen Polarisation gemessen. Da die Deuteronensignale so klein sind, wurde die Probe zunächst ein wenig dynamisch polarisiert und dann die Relaxationskurve aufgenommen (s. Abb. 5.14).

Ein Vergleich von Abbildung 5.14 mit der Aufbaukurve des Butanoltargets (Seite 50) bestätigt, daß die Meßwerte an  ${}^6\text{LiD}$  mit einem deutlich größeren statistischen Fehler behaftet sind.

Die Targettemperatur während der TE-Kalibration betrug  $T = 1,34\text{ K}$ . Sie ist deutlich höher als bei der Messung am Butanol und ließe sich problemlos absenken, um höhere



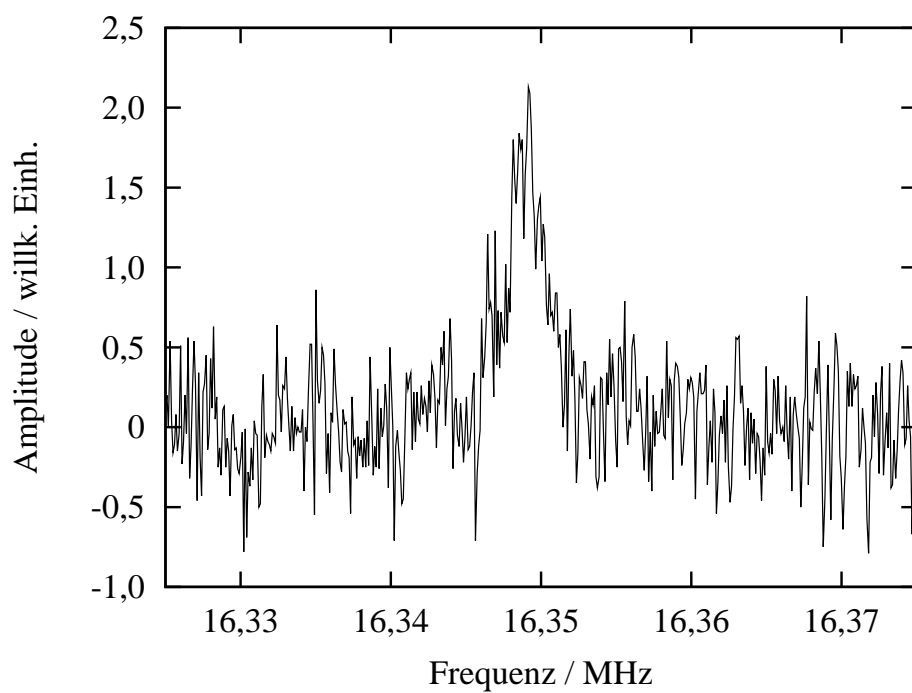


Abbildung 5.13: Deuteronensignal von  ${}^6\text{LiD}$  im TE

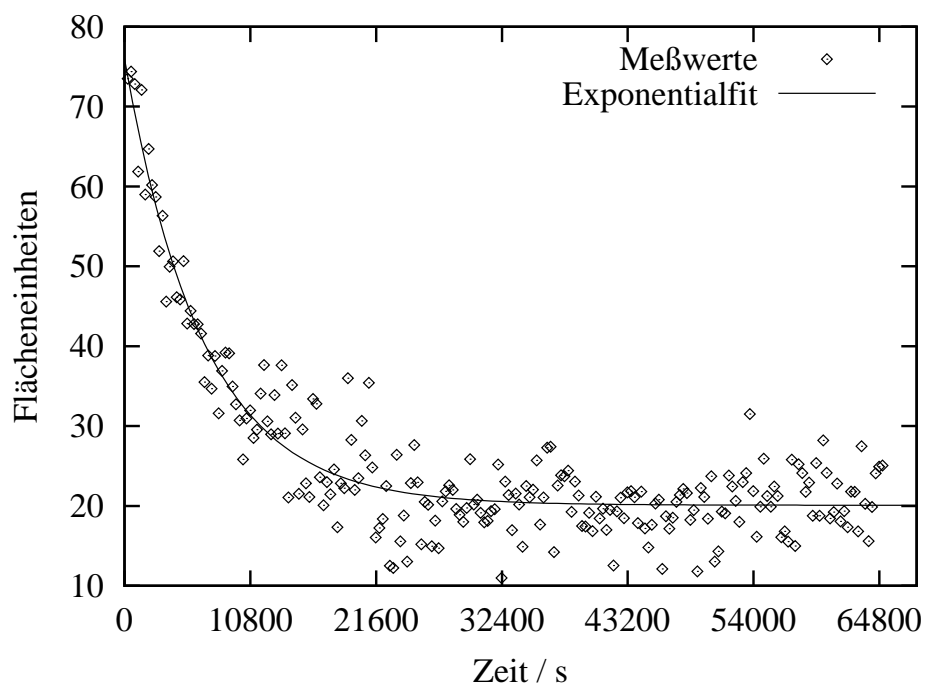


Abbildung 5.14: Polarisationskurve von  ${}^6\text{LiD}$  im TE (s. Text)

Polarisationwerte für eine exaktere NMR-Messung zu erreichen. Andererseits ist aber auch die Zeitkonstante für das Einstellen der Gleichgewichtspolarisation deutlich größer. Ein Absenken der Temperatur führte dazu, daß sich in absehbar langer Zeit kein Gleichgewicht einstellte.

### Dynamisches Polarisieren

Die maximal erreichbare Polarisation hängt wesentlich von der Präparation des Targetmaterials ab. Kriterien sind z. B. die Isotopenreinheit des  ${}^6\text{Li}$ , die Bestrahlungsdosis im Elektronenstrahl oder auch die Temperatur während der Bestrahlung. Es sind Deuteronenpolarisationen von über 50 % erzielt worden [MEI01].

Das im GDH-Experiment eingesetzte  ${}^6\text{LiD}$  wurde von der Arbeitsgruppe Polarisiertes Target (Ruhr-Universität Bochum) zur Verfügung gestellt. Mit ihm wurde eine Maximalpolarisation von  $P_d = 29,7\%$  erzielt.

### Frozen-Spin-Betrieb

Im Frozen-Spin-Betrieb wurde das Haltefeld auf  $B = 0,64 T$  eingestellt. Die Targettemperatur betrug ca.  $85 mK$ . Nach jeweils zwei Tagen wurde die Polarisation gemessen. Der Verlust an Polarisation war bei allen Messungen so gering, daß er kleiner als der Fehler der NMR-Messungen war.

## 5.2.7 Ergebnisse

Nach Beendigung der Messungen am Proton wurde an ELSA vom 10. bis 21. Mai 2002 die Wirkungsquerschnittsdifferenz am Neutron bei Primärelektronenenergien von 1,2 und 1,9  $GeV$  gemessen. Das polarisierte Target stand ca. 230 Stunden bereit mit einer mittleren Deuteronenpolarisation von 27,2 %.

### Fehlerbetrachtung

Die Fehler bei der Polarisationsmessung setzen sich genauso wie bei der Messung am Proton zusammen (s. Tab. 5.2, S. 57). Wegen der kleineren Signale ist jedoch der statistische Fehler bei der TE-Kalibration 1,5 %. Dies erhöht den Gesamtfehler auf 1,8 %.

Die für die Datenauswertung relevante Größe ist das Produkt aus Flächenbelegung und Polarisation (vgl. Gl. 6.1, S. 67). Der Gesamtfehler beträgt 4 % relativ und wird durch die Unsicherheit des Füllfaktors (Abschnitt 5.2.5) und den statistischen Fehler bei der TE-Kalibration dominiert.

# Kapitel 6

## Ergebnisse des GDH-Experiments

Die Analyse der beim GDH-Experiment gewonnenen Daten hat zum Ziel, die helizitätsabhängige Wirkungsquerschnittsdifferenz  $\sigma_{3/2}(\nu) - \sigma_{1/2}(\nu)$  zu bestimmen.

Neben der Photoabsorption an den polarisierten Nukleonen finden auch Wechselwirkungen an unpolarisierten Bestandteilen des Targets und des Kryostaten statt, so daß die Wirkungsquerschnitte  $\sigma_{3/2}$  und  $\sigma_{1/2}$  nicht separat meßbar sind. Die nachgewiesene Ereignisrate aus hadronischer Wechselwirkung der Photonen mit unpolarisierten Nukleonen ist aber unabhängig von der Helizitätsrichtung, so daß sie sich in der Differenz  $\sigma_{3/2} - \sigma_{1/2}$  gegenseitig aufheben.

### Proton

Die Wirkungsquerschnittsdifferenz der Messung am Proton berechnet sich folgendermaßen:

$$\sigma_{3/2}(\nu) - \sigma_{1/2}(\nu) = \left( \frac{\dot{N}_{3/2}(\nu)}{\Phi_{3/2}(\nu)} - \frac{\dot{N}_{1/2}(\nu)}{\Phi_{1/2}(\nu)} \right) \cdot \frac{1}{A_t P} \cdot \frac{1}{P_{circ}(\nu)} \quad (6.1)$$

$\dot{N}_{3/2}, \dot{N}_{1/2}$ : Gemessene hadronische Ereignisrate

$\Phi_{3/2}, \Phi_{1/2}$ : Photonenfluß

$A_t$ : Flächenbelegung des Targets

$P$ : Targetpolarisation

$P_{circ}$ : Strahlpolarisation

Eine ausführliche Beschreibung zur Bestimmung der Ereignisrate  $\dot{N}$ , des Photonenflusses  $\Phi$  und der Photonenpolarisation  $P_{circ}$  befindet sich in [SPE02, ZEIO2]. Zur Vereinfachung kann die normierte Ereignisrate  $X = \frac{\dot{N}(\nu)}{\Phi(\nu)}$  eingeführt werden. Gleichung 6.1 wird dann zu:

$$\sigma_{3/2}(\nu) - \sigma_{1/2}(\nu) = \left( X_{3/2}(\nu) - X_{1/2}(\nu) \right) \cdot \frac{1}{A_t P} \cdot \frac{1}{P_{circ}(\nu)} \quad (6.2)$$

## Neutron

Bei der Datenanalyse der Messung mit dem  ${}^6\text{LiD}$ -Target ist zu beachten, daß sowohl polarisierte Protonen als auch polarisierte Neutronen vorhanden sind. Aus Gleichung 6.2 wird dann:

$$\begin{aligned} \sigma_{3/2}^p(\nu) - \sigma_{1/2}^p(\nu) &= \left( X_{3/2}^p(\nu) - X_{1/2}^p(\nu) \right) \cdot \frac{1}{A_t' P^p} \cdot \frac{1}{P_{circ}(\nu)} \\ \text{kurz: } \quad \Delta\sigma^p &= \Delta X^p \cdot \frac{1}{A_t' P^p} \cdot \frac{1}{P_{circ}} \end{aligned} \quad (6.3)$$

$$\begin{aligned} \sigma_{3/2}^n(\nu) - \sigma_{1/2}^n(\nu) &= \left( X_{3/2}^n(\nu) - X_{1/2}^n(\nu) \right) \cdot \frac{1}{A_t' P^n} \cdot \frac{1}{P_{circ}(\nu)} \\ \text{kurz: } \quad \Delta\sigma^n &= \Delta X^n \cdot \frac{1}{A_t' P^n} \cdot \frac{1}{P_{circ}} \end{aligned} \quad (6.4)$$

Die Größen  $P^p$  und  $P^n$  entsprechen den in Abschnitt 5.2.4 berechneten effektiven Polarisationen  $P^{eff_p}$  und  $P^{eff_n}$ .

Der GDH-Detektor differenziert nicht zwischen einer hadronischen Reaktion am polarisierten Proton oder Neutron. Die Größen  $\Delta X^p$  und  $\Delta X^n$  lassen sich damit nur als Summe bestimmen.

$$\Delta X = \Delta X^p + \Delta X^n \quad (6.5)$$

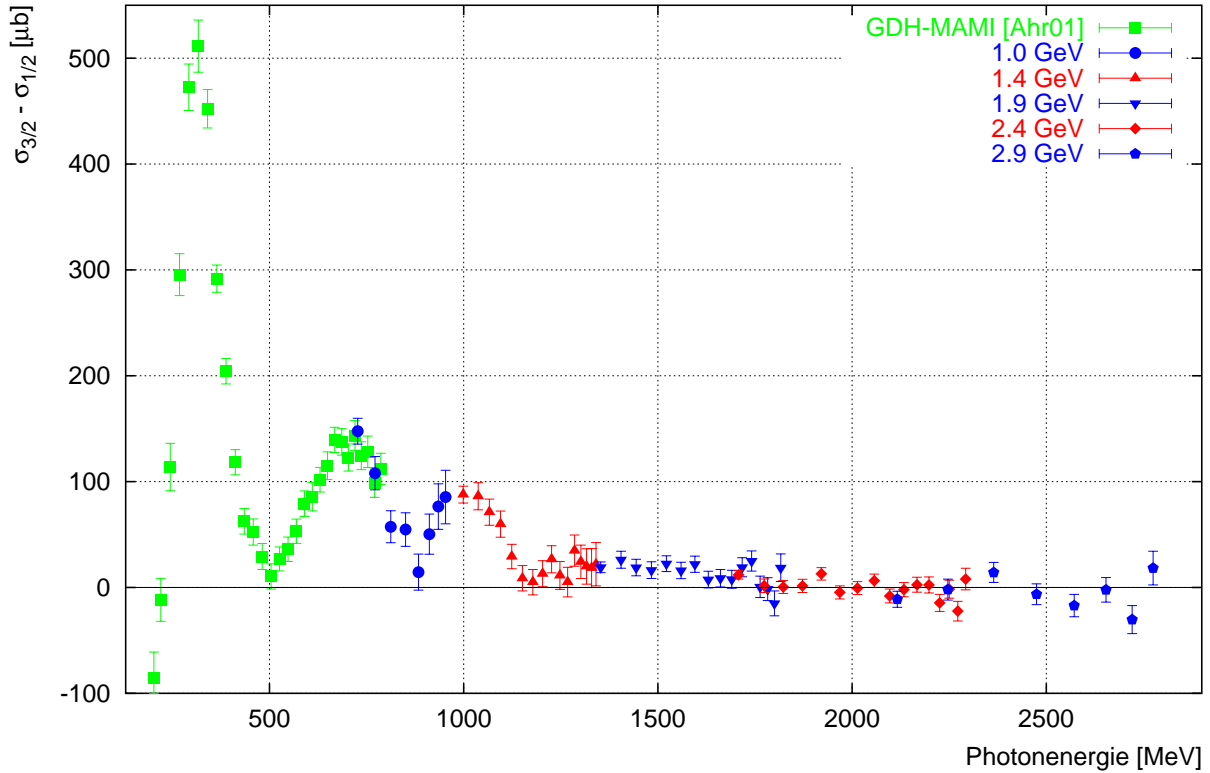
Die drei Gleichungen 6.3 bis 6.5 beinhalten zunächst vier unbekannte Größen:  $\Delta\sigma^p$ ,  $\Delta\sigma^n$ ,  $\Delta X^p$  und  $\Delta X^n$ . Damit ist das Gleichungssystem unterbestimmt und läßt sich nicht nach  $\Delta\sigma^n$  auflösen. Da allerdings die Messung am Proton bereits abgeschlossen ist und die Daten weitgehend ausgewertet sind (s. Abschnitt 6.1), kann die Größe  $\Delta\sigma^p$  eingesetzt werden. Das Gleichungssystem ist dann eindeutig lösbar:

$$\Delta\sigma^n(\nu) = \Delta X(\nu) \cdot \frac{1}{P_{circ}(\nu)} \cdot \frac{1}{A_t' P^n} - \frac{P^p}{P^n} \cdot \Delta\sigma^p(\nu) \quad (6.6)$$

Die vom Detektorsystem gelieferten Daten dienen zur Bestimmung der hadronischen Ereignisraten, des Photonenflusses und der Photonenpolarisation. Th. Speckner und G. Zeitler haben diese Daten ausgewertet. Ihre Analyse basiert u. a. auf die Ergebnisse der Messungen am polarisierten Target (Kap. 4 und 5).

## 6.1 Helizitätsabhängige Wirkungsquerschnitte am Proton

Die Differenz der polarisierten totalen Photoabsorptionswirkungsquerschnitte am Proton ist in Abbildung 6.1 dargestellt [SPE02, ZEI02]. Neben den an ELSA gemessenen Daten im Photonenenergiebereich von 0,7 bis 2,8 GeV sind auch die an MAMI erzielten Ergebnisse eingezeichnet [Ahr01].



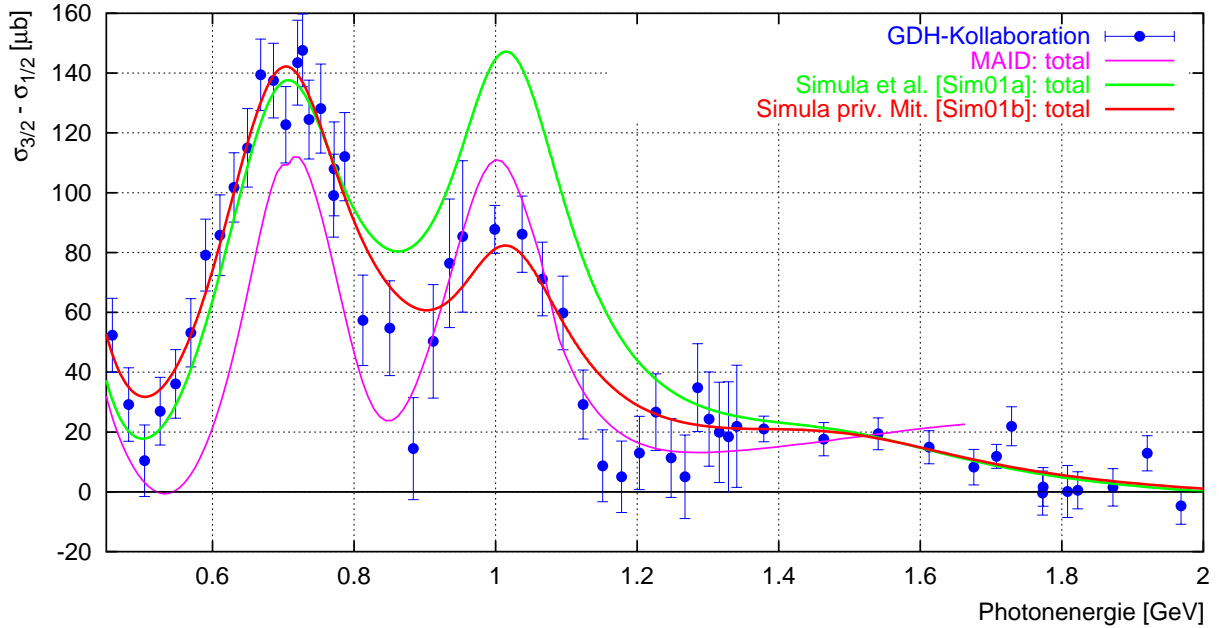
**Abbildung 6.1:** *Polarisierte totale Photoabsorptionswirkungsquerschnittsdifferenz*

Am Übergang zwischen den an MAMI und ELSA genommenen Daten stimmen die Ergebnisse überein. Dies gilt ebenfalls für die Übergänge zwischen den verschiedenen Primärelektronenenergien an ELSA.

Die zweite und dritte Nukleonresonanz ( $D_{13}(1520)$  und  $F_{15}(1680)$ ) sind im Photonenenergiebereich  $E_\gamma = 0,5 \dots 1,2 \text{ GeV}$  zu erkennen. Sie sind deutlich stärker ausgeprägt als im unpolarisierten Wirkungsquerschnitt (vgl. Abb. 6.3). Im Bereich zwischen  $1,3$  und  $1,7 \text{ GeV}$  ist die Differenz nochmals positiv. Es kann dort die  $F_{35}(1905)$ - und  $F_{37}(1950)$ -Resonanz angeregt werden. Mit zunehmender Photonenergie wird die Wirkungsquerschnittsdifferenz immer kleiner und erscheint schließlich leicht negativ.

In Abbildung 6.2 ist der Bereich der zweiten und dritten Resonanz zusammen mit den Vorhersagen des Unitary-Isobar-Model's (UIM bzw. MAID) [DRE99, DRE01] und der Parametrisierung von Simula et al. [Sim01a, Sim01b] dargestellt. Das UIM beschreibt die Resonanzbeiträge zu den Amplituden mittels unitarisierter Breit-Wigner-Kurven. Der Untergrund wird durch Born-Terme und Vektor-Meson-Austausch mit Hilfe effektiver Lagrange-Dichten behandelt. In der dritten Resonanz besteht Übereinstimmung mit den Meßdaten, jedoch ist die Vorhersage für die zweite Resonanz ( $D_{13}(1520)$ ) zu klein.

Simula et al. führten eine auf Regge-Überlegungen basierende Anpassung an tiefinelastische Streudaten durch [Sim01a]. Zur Beschreibung des nichtresonanten Beitrags zur Wirkungsquerschnittsdifferenz extrapolierten sie ihre Funktion zu  $Q^2 = 0$ . Die resonan-



**Abbildung 6.2:** Polarisierter Wirkungsquerschnittsdifferenz in der zweiten und dritten Resonanz. Zusätzlich sind die Ergebnisse der Vorhersage des UIM und die Parametrisierung von Simula et al. eingezeichnet [SPE02, ZE102].

ten Beiträge werden durch inkohärente Addition aller 4-Sterne-Resonanzen [PDG00] bis  $W = 2,0 \text{ GeV}$  berücksichtigt. Im Gegensatz zum UIM sind auch die Resonanzen  $F_{35}$  und  $F_{37}$  miteinbezogen. Die Beschreibung in [Sim01a] stimmt in der zweiten Resonanz zwar gut mit den Meßergebnissen überein, jedoch wird die dritte Resonanz überschätzt. Die Breite der  $P_{33}(1232)$ -Resonanz wurde daraufhin an die Ergebnisse der Messung an MAMI angepaßt. Ferner wurde eine Anpassung an die Stärke und Breite der  $D_{13}(1520)$ - und  $F_{15}(1680)$ -Resonanzen aus den ELSA-Ergebnissen vorgenommen [Sim01b]. Dies führte zu einer besseren Übereinstimmung der Parametrisierung mit den Meßdaten.

Aus Abbildung 6.3 wird deutlich, daß die Resonanzen  $F_{35}$  und  $F_{37}$  im unpolarisierten Wirkungsquerschnitt nicht hervortreten, während sie in der Wirkungsquerschnittsdifferenz deutlich zu erkennen sind. Deshalb wurden sie in der angepaßten Parametrisierung [Sim01b] mitberücksichtigt.

Das Hochenergieverhalten ist in Abbildung 6.4 zu sehen. Nach Simula et al. wechselt bei  $2,1 \text{ GeV}$  das Vorzeichen, was durch den negativen Beitrag der Regge-Parametrisierung des nichtresonanten Untergrunds verursacht wird. Im Rahmen des statistischen Fehlers stimmt dieser Vorzeichenwechsel mit den gemessenen Daten überein.

In Abbildung 6.4 ist zusätzlich die Vorhersage von Bianchi und Thomas [Bia99] eingezeichnet. Ähnlich wie bei Simula et al. basiert ihre Parametrisierung auf tiefinelastischen Streudaten, die zum reellen Photonenpunkt extrapoliert wurden. Im Bereich zwischen  $2,0$  und  $3,0 \text{ GeV}$  ist die Abweichung von Null allerdings wesentlich stärker.

Im Rahmen des statistischen Fehlers bestätigen die an ELSA gemessenen Daten die Ergeb-

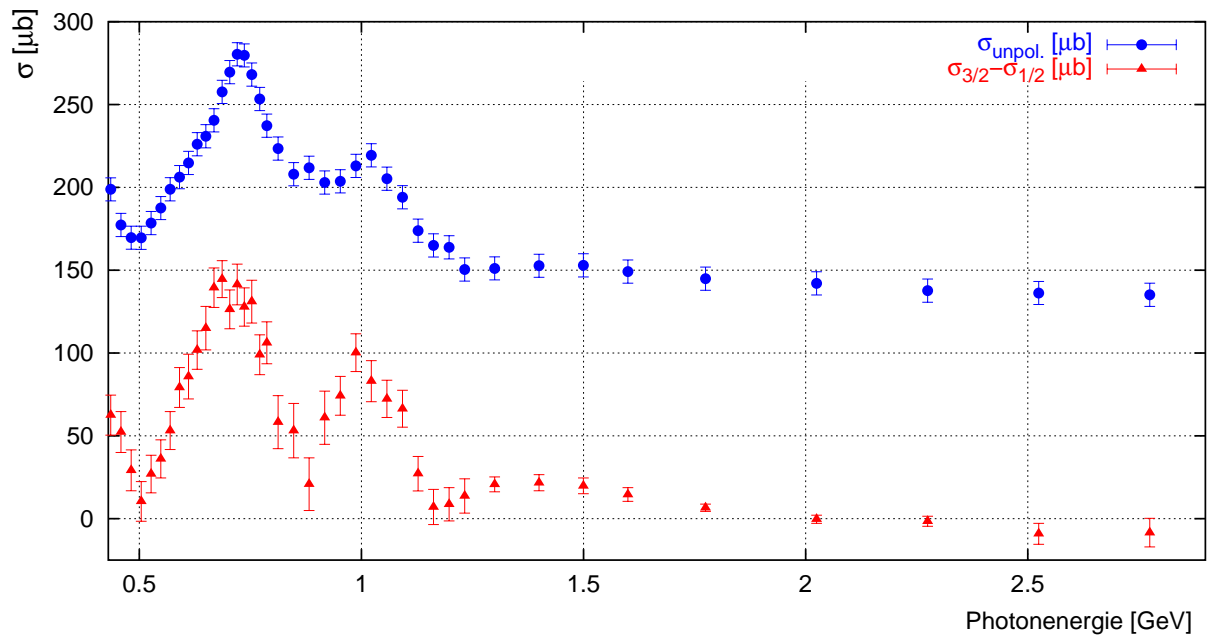


Abbildung 6.3: Polarisierte totale Photoabsorptionswirkungsquerschnittsdifferenz am Proton [SPE02, ZE102] und unpolarisierter Wasserstoff-Wirkungsquerschnitt [PDG00]

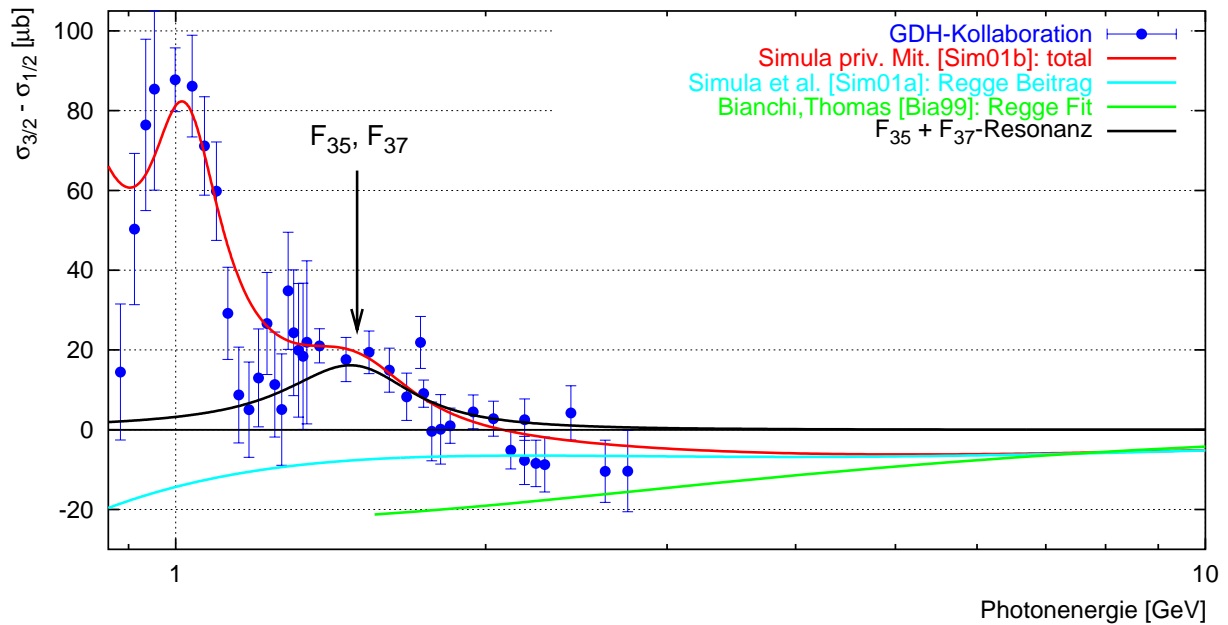


Abbildung 6.4: Polarisierte Wirkungsquerschnittsdifferenz bei hohen Energien [SPE02, ZE102]. Zusätzlich sind die Vorhersagen von Simula et al. und Bianchi und Thomas eingezeichnet.

nisse von Simula et al. sowie die zugrunde liegende Regge-Parametrisierung für hohe Photonenergien.

### 6.1.1 Separate Betrachtung von $\sigma_{3/2}$ und $\sigma_{1/2}$

Wegen der unpolarisierten Bestandteile des Butanoltargets ist die direkte Messung der Wirkungsquerschnitte  $\sigma_{3/2}$  und  $\sigma_{1/2}$  nicht möglich. Sollen diese trotzdem betrachtet werden, so muß zu ihrer Bestimmung der unpolarisierte Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{tot}$  der Literatur [PDG00] entnommen werden. Es gilt:

$$\sigma_{tot} = \frac{1}{2}(\sigma_{3/2} + \sigma_{1/2}) \quad (6.7)$$

Gleichung 6.7 kann so umgestellt werden, daß sich  $\sigma_{3/2}$  und  $\sigma_{1/2}$  aus der Wirkungsquerschnittsdifferenz und  $\sigma_{tot}$  berechnen lassen:

$$\sigma_{3/2} = \sigma_{tot} + \frac{1}{2}(\sigma_{3/2} - \sigma_{1/2}) \quad (6.8)$$

$$\sigma_{1/2} = \sigma_{tot} - \frac{1}{2}(\sigma_{3/2} - \sigma_{1/2}) \quad (6.9)$$

In Abbildung 6.5 sind die helizitätsabhängigen Wirkungsquerschnitte  $\sigma_{3/2}$  und  $\sigma_{1/2}$  dargestellt. Für den Helizitätszustand  $1/2$ , also für antiparallelen Photon- und Nukleonspin, ist die dritte Resonanz nicht mehr ausgeprägt. Hingegen ist sie für den Zustand  $3/2$  stärker betont als in der Wirkungsquerschnittsdifferenz.

## 6.2 GDH-Integral

Die an ELSA gemessene und in Abschnitt 6.1 diskutierte Wirkungsquerschnittsdifferenz ( $\sigma_{3/2} - \sigma_{1/2}$ ) ermöglicht erstmals die experimentelle Bestimmung des GDH-Integrals oberhalb von  $800 \text{ MeV}$ . Der Beitrag zum GDH-Integral im Energiebereich von  $0,68$  bis  $2,8 \text{ GeV}$  beträgt:  $(49,6 \pm 2,6 \text{ (stat.)} \pm 2,2 \text{ (syst.)}) \mu b$  [SPE02, ZEI02].

Mit Hilfe dieses Beitrags kann das auf der Messung an MAMI basierende GDH-Integral als Funktion der oberen Integrationsgrenze („Running GDH-Integral“) erweitert werden:

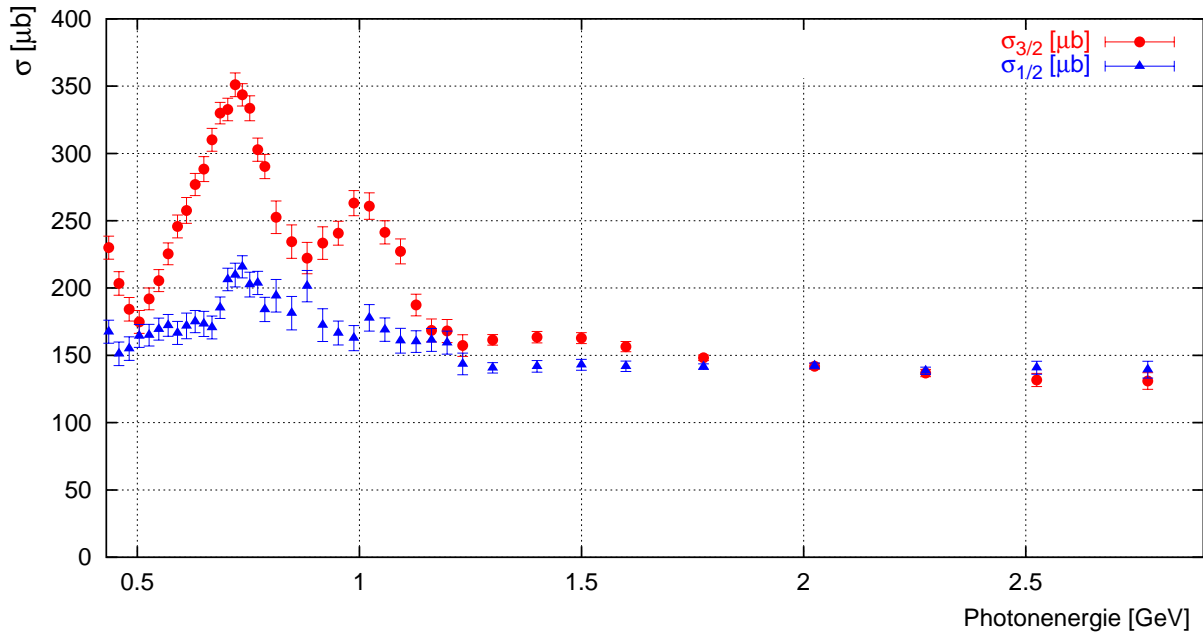
$$I_{GDH}^{run} = \int_0^{E_\gamma} \left( \frac{\sigma_{3/2} - \sigma_{1/2}}{\nu} \right) d\nu \quad (6.10)$$

Den Verlauf des „Running GDH-Integrals“ zeigt Abbildung 6.6. Der Beitrag der Messung an MAMI liegt zwischen  $0,2$  und  $0,8 \text{ GeV}$  und beträgt:  $(226 \pm 5 \text{ (stat.)} \pm 12 \text{ (syst.)}) \mu b$  [Ahr01].

Der Bereich zwischen der Pion-Schwelle und  $0,2 \text{ GeV}$  ist schwer zu messen. Er stammt daher aus dem phänomenologischen Modell MAID und beträgt  $(-30 \pm 3) \mu b$  [DRE99, DRE01].

Daraus kann der Wert des Integrals von der Pion-Schwelle bis  $2,8 \text{ GeV}$  zu  $225 \mu b$  bestimmt werden.





**Abbildung 6.5:** Helizitätsabhängige Photoabsorptionsquerschnitte  $\sigma_{3/2}$  und  $\sigma_{1/2}$  am Proton [SPE02, ZE102]

Der von der GDH-Summenregel vorhergesagte Wert von  $205 \mu\text{b}$  wird deutlich überschritten. Die Daten deuten allerdings auf einen Vorzeichenwechsel des Integranden oberhalb von  $2 \text{ GeV}$  hin, so daß der Wert des Integrals zu höheren Energien reduziert wird. In Abbildung 6.6 sind zusätzlich die Vorhersagen von Bianchi, Thomas und Simula et al. [Sim01b] eingezeichnet. Dabei wurde das Integral als Funktion der Untergrenze unter der Annahme berechnet, daß die GDH-Summenregel für das Proton erfüllt ist. Oberhalb von  $2,8 \text{ GeV}$  sagen die Modelle von Bianchi, Thomas und Simula et al. Beiträge von  $-15 \mu\text{b}$  bzw.  $-13 \mu\text{b}$  voraus. Dies führt zu einem evaluierten Wert von ca.  $210 \mu\text{b}$  und verbessert die Übereinstimmung mit der GDH-Summenregel.

In Tabelle 6.1 sind die Beiträge zur GDH-Summenregel im einzelnen aufgelistet.

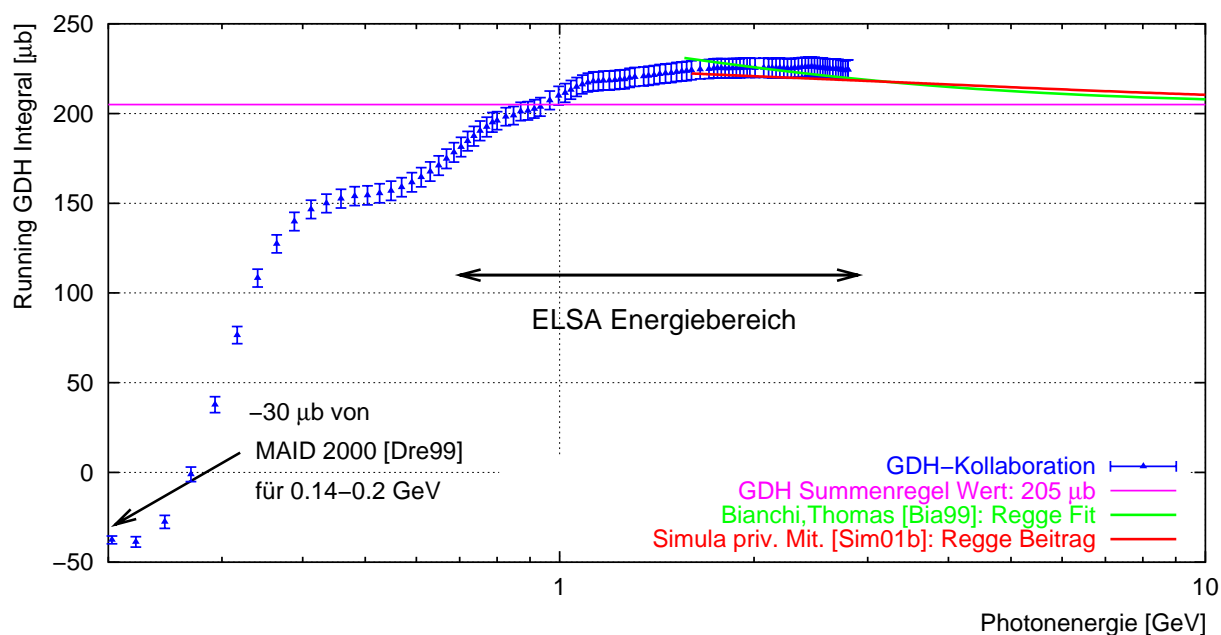


Abbildung 6.6: „Running GDH-Integral“

	$E_\gamma / \text{MeV}$	$I_{GDH} / \mu\text{b}$
Experiment:		
ELSA [SPE02, ZE102]	680–2800	$49,6 \pm 2,6 \pm 2,2$
ELSA [SPE02, ZE102]	800–2800	$28,5 \pm 2,1 \pm 1,2$
MAMI [Ahr01]	200–800	$226 \pm 5 \pm 12$
GDH-Kollaboration	200–2800	$255 \pm 5 \pm 12$
Niederenergiebeiträge:		
MAID 2000 [DRE99]	140–200	$-30 \pm 3$
Regge-Beiträge:		
Bianchi, Thomas [Bia99]	$> 2800$	-15
Simula et al. [Sim01a]	$> 2800$	-13

Tabelle 6.1: Liste der experimentellen und theoretischen Beiträge zum GDH-Integral

# Kapitel 7

## Weiterentwicklung des polarisierten Targets

### 7.1 Höheres Haltefeld

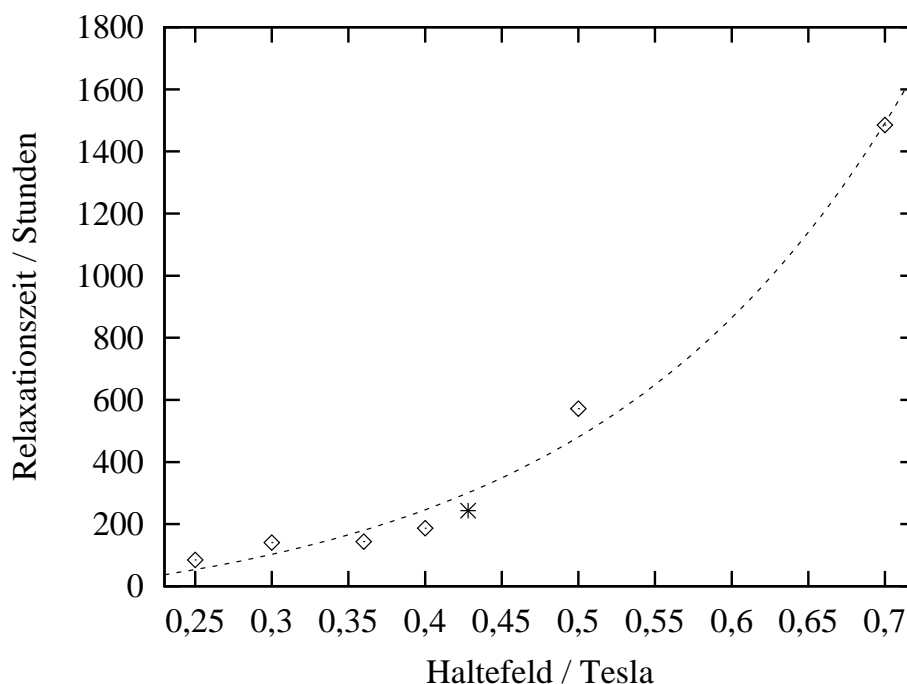
Ein Nachteil des Frozen-Spin-Targets besteht darin, daß während einer Strahlzeit immer wieder die Datenaufnahme unterbrochen werden muß, um die Targetpolarisation aufzufrischen. Bei Relaxationszeiten in der Größenordnung von  $\tau = 200$  Stunden und einer Servicezeit von ca. fünf Stunden beträgt die optimale Zykluszeit zwei Tage (s. Abb. 5.9). Wenn es gelänge, entweder die Temperatur weiter abzusenken oder das Haltefeld zu erhöhen, würde sich die Relaxationszeit vergrößern, und Unterbrechungen wären dementsprechend seltener.

Aus technischen Gründen ist eine Targettemperatur unterhalb von  $T = 50 \text{ mK}$  nur schwer realisierbar. Als Option bleibt nur die Erhöhung des Haltefelds. Abbildung 7.1 zeigt Ergebnisse einer Meßreihe, bei der die Relaxationszeit in Abhängigkeit vom Haltefeld gemessen wurde. Das Magnetfeld wurde vom Polarisationsmagneten erzeugt, so daß auch bei größeren Feldern als dem Maximalfeld der internen Haltespule gemessen werden konnte.

Offensichtlich steigen die Relaxationszeiten bei Magnetfeldern, die nur wenig größer sind als das der internen Haltespule von  $B = 0,428 \text{ T}$ , rapide an. Diese Tatsache ermutigte die Entwicklung einer neuen Haltespule.

#### 7.1.1 Auswahl des Spulendrahts

Die interne Haltespule soll eine möglichst kleine Masse haben, damit die im Experiment erzeugten Reaktionsteilchen nicht absorbiert werden. Also muß ein Supraleiter mit höchstmöglicher kritischer Stromdichte bei entsprechendem Magnetfeld gefunden werden. Es boten sich zwei verschiedene Drähte an, die laut Herstellerangaben eine deutlich höhere kritische Stromdichte aufweisen als der zuvor verwendete Draht. Bei diesen Produkten ist der Supraleiter nicht in einer Kupfermatrix eingebettet, sondern in einer Matrix aus Kupfer-Nickel. Die beiden Drähte unterscheiden sich in ihrem Aufbau dadurch, daß bei dem ersten nur ein einziger NbTi-Schlauch in die Matrix eingelassen ist, während der



**Abbildung 7.1:** Relaxationszeit in Abhängigkeit vom Magnetfeld. Die Temperatur betrug während der Messung ca. 63 mK, der Wert „\*“ entspricht dem Feld der internen Haltespule.

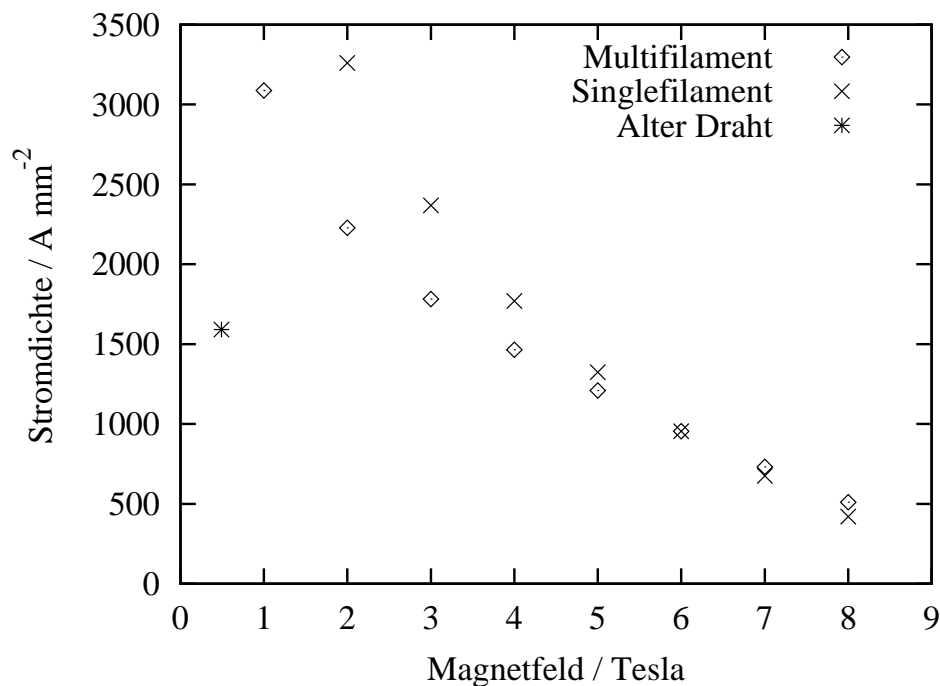
zweite aus 54 Filamenten aufgebaut ist (s. Abb.7.2). Motivation für die Herstellung von Multifilamentleitern ist, die Stabilität des supraleitenden Zustands entscheidend zu erhöhen: Beim Betrieb einer supraleitenden Spule kommt es immer wieder vor, daß an einer Stelle der supraleitende Zustand in den normalleitenden übergeht. An dieser Stelle wird aufgrund des vorhandenen elektrischen Widerstands Joulesche Wärme erzeugt; die normalleitende Zone breitet sich von dort aus. In kurzer Zeit ist die gesamte Spule normalleitend. Wenn sich dies bei einem Multifilamentleiter anbahnt, dann in der Regel nur



**Abbildung 7.2:** Vergleich von Single- und Multifilamentleitern. Die Aufnahmen stammen von der Firma Supercon, Boston MA.

Bezeichnung	FK54/0,1	SKN1/0,1	FKN54/0,2
Supraleiter	NbTi	NbTi	NbTi
Matrix	Cu	CuNi	CuNi
Verhältnis Matrix:NbTi	1,35:1	0,9:1	1,35:1
Filamente	54	1	54
Durchmesser / mm	0,1	0,1	0,2

**Tabelle 7.1:** Parameter einiger supraleitender Drähte



**Abbildung 7.3:** Kritische Stromdichten als Funktion des Magnetfeldes bei einer Temperatur von 4,2 K

bei einem der Filamente. In dem Moment können die übrigen Filamente den Strom des einen normalleitenden Filaments übernehmen, und die Spule bleibt supraleitend.

In Tabelle 7.1 sind die Parameter der neuen sowie die des alten Drahts aufgelistet. Abbildung 7.3 zeigt die Herstellerangaben<sup>1</sup> für die kritische Stromdichte in Abhängigkeit vom Magnetfeld bei einer Temperatur von  $T = 4,2 \text{ K}$ . Zusätzlich ist der kritische Arbeitspunkt der „alten“ Haltespule eingezeichnet.

Der Singlefilamentleiter weist bei moderaten Feldern eine deutlich höhere kritische Stromdichte auf als der Multifilamentleiter. Die zu erwartende geringere Betriebsstabilität könnte also dadurch kompensiert werden, daß der Magnet in einiger Entfernung

<sup>1</sup>Hersteller ist die Firma Vacuumschmelze, Hanau

von den kritischen Parametern betrieben wird. Für den Singlefilamentdraht spricht weiterhin sein Durchmesser von  $0,1\text{ mm}$  im Vergleich zu  $0,2\text{ mm}$  beim Multifilamentdraht. Der halb so große Durchmesser bedeutet, daß bei gleicher Massenbelegung und gleichem Magnetfeld nur ein Viertel des Stroms benötigt wird.

Aus diesen Gründen wurden zunächst zwei Spulen mit dem Singlefilamentdraht gebaut. Bei Testmessungen konnte jedoch selbst fern der kritischen Parameter kein stabiler Betrieb realisiert werden.

Eine Testspule, bei der der Multifilamentdraht verwendet wurde, ermöglichte einen stabilen Betrieb mit einem Strom von  $I = 86\text{ A}$  (entspricht:  $j = 2740\text{ A mm}^{-2}$ ) bei einem Magnetfeld von ca.  $B = 1,3\text{ T}$ . Dieses Ergebnis stimmt mit den Herstellerangaben überein und ermutigte den Bau einer Haltespule, bei der der Multifilamentdraht in einer Kupfer-Nickel-Matrix Verwendung fand.

### 7.1.2 Haltespule mit hohem Magnetfeld

In Tabelle 7.2 sind die Parameter der neuen Haltespule aufgelistet. Der Spulenträger ist dabei baugleich mit dem der alten Spule.

Die neue Spule hat eine Wandstärke von ca.  $1,1\text{ mm}$ , verglichen mit  $0,7\text{ mm}$  der alten. Das Magnetfeld hingegen ist fast viermal so groß. Ein Betrieb im Experiment verspricht eine deutlich effizientere Strahlzeitausnutzung, da Unterbrechungen zum Auffrischen der Polarisation wesentlich seltener vorkämen. Wegen der zu erwartenden längeren Relaxationszeiten ändert sich die Polarisation im Frozen-Spin-Betrieb nur geringfügig. Dadurch ist auch ihre Unsicherheit kleiner.

Die Feldstärke von  $1,5\text{ T}$  liegt bereits in einer Größenordnung, bei der ein dynamisches Polarisieren denkbar ist. In Abschnitt 7.2 werden Entwicklungsarbeiten beschrieben, die zu einem permanent dynamisch polarisierten Target führen, bei dem die interne Spule als Polarisationsmagnet dient. Die Akzeptanz von nahezu  $4\pi$  bleibt dabei erhalten.

Länge	$127\text{ mm}$
Innendurchmesser	$44,6\text{ mm}$
Zahl der Lagen	4
Windungszahl	2 032
Drahtdurchmesser (blank)	$0,2\text{ mm}$
Wandstärke des Trägers	$0,3\text{ mm}$
Zentralfeld	$1,51\text{ T}$
krit. Strom bei $T = 4,2\text{ K}$	$80,0\text{ A}$
Stromdichte	$2550\text{ A mm}^{-2}$

**Tabelle 7.2:** Parameter der Haltespule mit hohem Feld

## 7.2 Interner Polarisationsmagnet

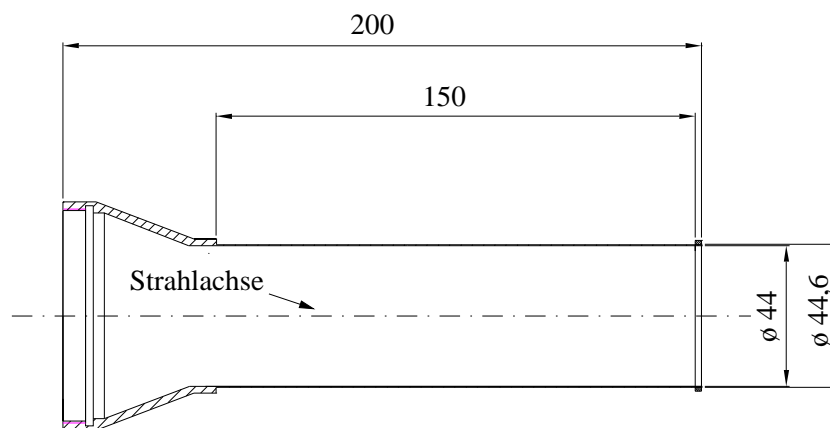
Gelingt es mit Hilfe eines internen Magneten, dynamisch zu polarisieren, bedeutete dies einen großen Schritt in der Entwicklung polarisierter Festkörpertargets:

- Unterbrechungen zum Auffrischen der Targetpolarisation entfallen komplett.
- Ein externer Polarisationsmagnet wird überflüssig.
- Das Schienensystem, über das wechselweise der Polarisationsmagnet und der Teilchendetektor fahren, entfällt. Dadurch wird auch zusätzlicher Platz frei für andere Komponenten eines Experiments.
- Die Polarisation kann permanent mit hoher Präzision gemessen werden. Beim Frozen-Spin-Target ist dies gerade während der Datenaufnahme nicht möglich.
- Die Targettemperatur braucht nicht mehr so tief zu sein wie beim Frozen-Spin-Target. Bei höheren Temperaturen ist die Kühlleistung größer, so daß auch deutlich höhere Strahlströme erlaubt sind.

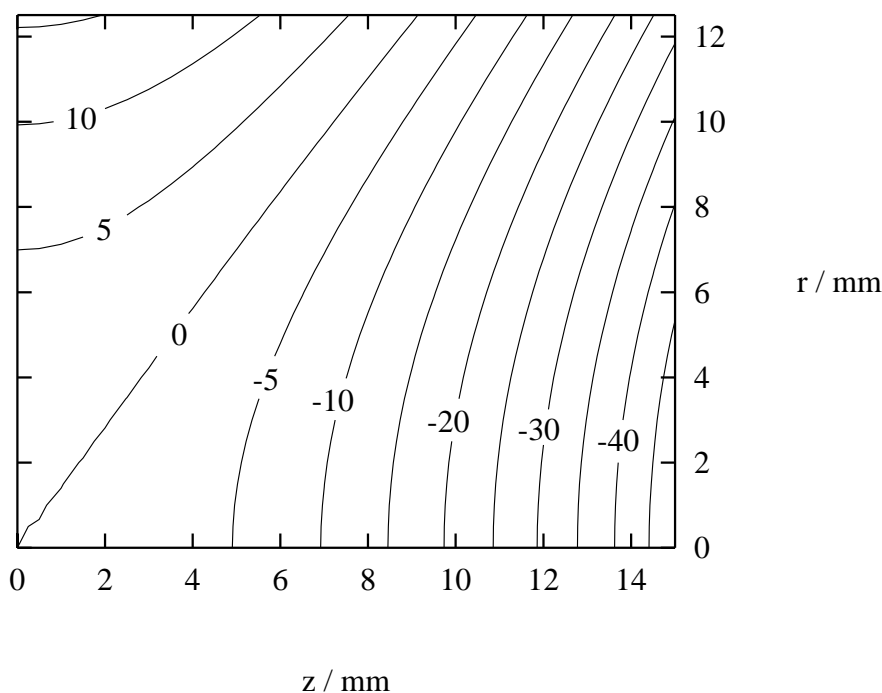
Durch die Weiterentwicklung wird nicht nur die vorhandene Strahlzeit effektiver ausgenutzt, der Aufbau des Experiments wird ebenfalls vereinfacht. Das wiederum führt zu einer höheren Betriebsstabilität.

### 7.2.1 Spule mit homogenem Feld

Die Homogenität des Magnetfeldes im Inneren eines Solenoiden vergrößert sich, wenn seine Länge zunimmt. Das Design des Spulenträgers erlaubt es, den Solenoiden von  $127\text{ mm}$  auf  $150\text{ mm}$  zu verlängern, ohne den Spulenträger zu vergrößern. Ein Vergleich von Abbildung 7.4 und Abbildung 4.8 (S. 30) zeigt, daß dazu lediglich der auf eine Wandstärke von  $0,3\text{ mm}$  abgedrehte Bereich strahlauwärts verlängert werden muß.



**Abbildung 7.4:** Design des neuen Spulenträgers (Angaben in mm)



**Abbildung 7.5:** Berechnete Inhomogenität der längeren Haltespule ohne Korrekturwindungen, angegeben in  $\frac{\Delta B}{B} \cdot 10^{-4}$

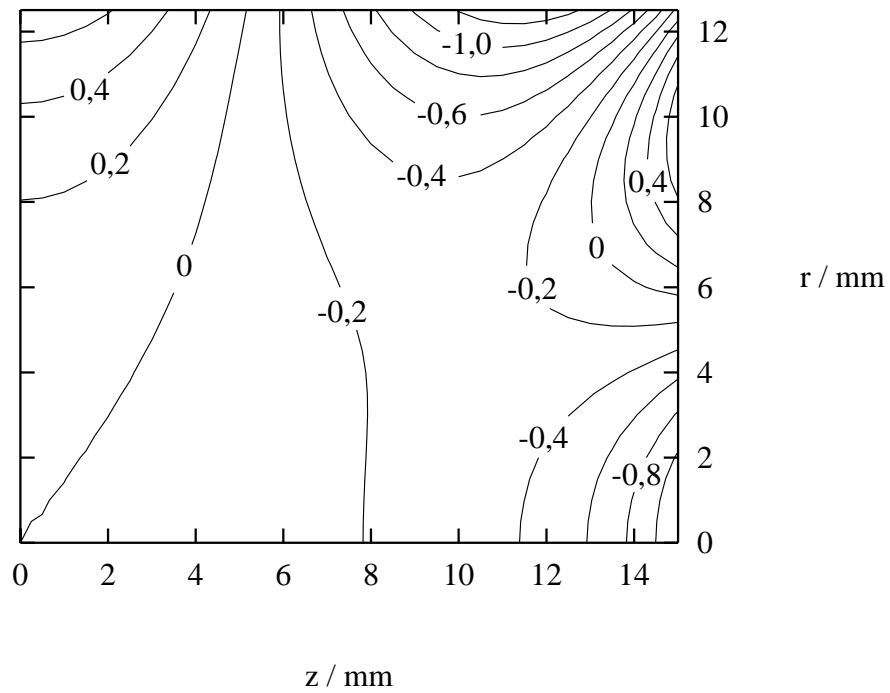
In Abbildung 7.5 ist die Inhomogenität einer längeren Spule über das Targetvolumen aufgetragen. Aus Symmetriegründen genügt es, sich auf einen Quadranten zu beschränken (vgl. Abb. 4.9, S. 31). Die Inhomogenität ist zwar nur ungefähr halb so groß wie bei der alten Haltespule, aber noch immer viel zu groß, um in ihrem Feld dynamisch zu polarisieren.

Zur Erreichung der geforderten Homogenität von  $\Delta B/B \leq 10^{-4}$  müssen also Korrekturwindungen angebracht werden. Damit der Betrieb im Kryostaten nicht zu kompliziert wird, sollte für die Korrekturwindungen derselbe Draht wie für den Solenoiden verwendet werden. Außerdem sollte der Strom in den Korrekturwindungen genauso groß sein, so daß keine zusätzlichen Zuleitungen verlegt werden müssen.

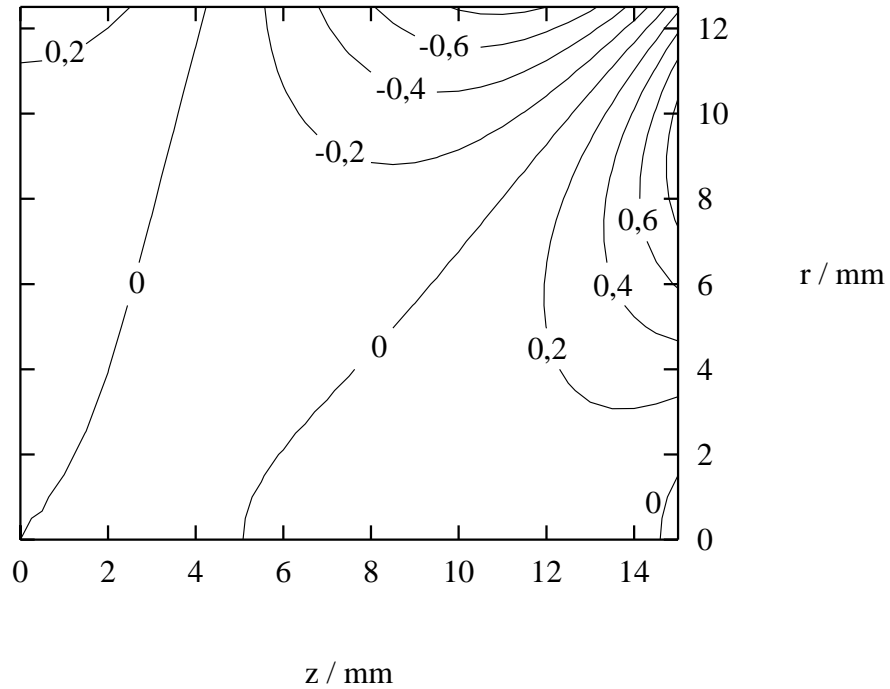
Bei Verwendung eines längeren Solenoiden muß die Position des Targets angepaßt werden. Dadurch vermindert sich die Akzeptanz geringfügig. Es wurden daher für beide Längen (127 mm und 150 mm) Konfigurationen gesucht, bei denen die Inhomogenität über das Targetvolumen minimiert wird.

Für  $l = 127 \text{ mm}$  fand sich eine Konfiguration mit  $2 \times 37$  Korrekturwindungen. Sie werden in zwei Lagen symmetrisch zur Mitte auf die vierte Lage des Solenoiden gewickelt. Analog konnte für die Spule mit  $l = 150 \text{ mm}$  eine Anordnung gefunden werden, bei der allerdings nur  $2 \times 19$  Korrekturwindungen notwendig sind. In den Abbildungen 7.6 und 7.7 sind die Inhomogenitäten über das Targetvolumen dargestellt.





**Abbildung 7.6:** Berechnete Inhomogenität der Haltespule mit 74 Korrekturwindungen, angegeben in  $\frac{\Delta B}{B} \cdot 10^{-4}$ ,  $l = 127 \text{ mm}$

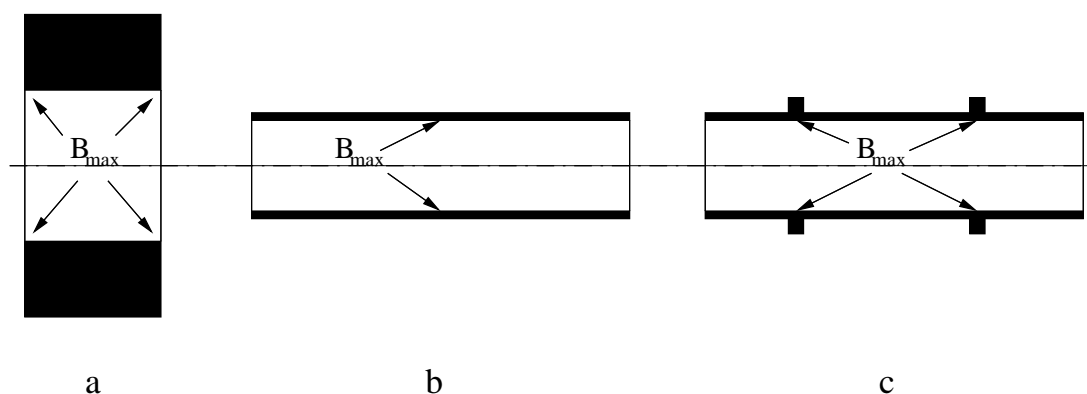


**Abbildung 7.7:** Berechnete Inhomogenität der längeren Haltespule mit 38 Korrekturwindungen, angegeben in  $\frac{\Delta B}{B} \cdot 10^{-4}$ ,  $l = 150 \text{ mm}$

Die Spule mit einer Länge von  $150\text{ mm}$  erfüllt demnach die Anforderungen für das dynamische Polarisieren. Bei der Länge von  $127\text{ mm}$  ist die erreichbare Inhomogenität ein wenig größer. Außerdem haben die Feldrechnungen ergeben, daß kleine Wickelfehler die Homogenität stark beeinträchtigen können. Darum wurden die weiteren Studien auf die Spule mit einer Länge von  $150\text{ mm}$  konzentriert.

### 7.2.2 Feldüberhöhung im Solenoiden

Bei der Abhängigkeit des kritischen Stroms vom Magnetfeld ist nicht das Feld im Zentrum der Spule maßgebend, sondern das maximale Feld im Inneren des Supraleiters. Abbildung 7.8 zeigt schematisch die Orte im Magneten, an denen das Feld maximal wird. Es werden dabei drei Fälle unterschieden: a) kurze dicke Spule, b) lange dünne Spule, c) lange dünne Spule mit Korrekturwindungen. Bei kurzen dicken Spulen befindet sich das Feldmaximum an den Unterkanten der Enden. Es ist dort beträchtlich höher als im Zentrum.

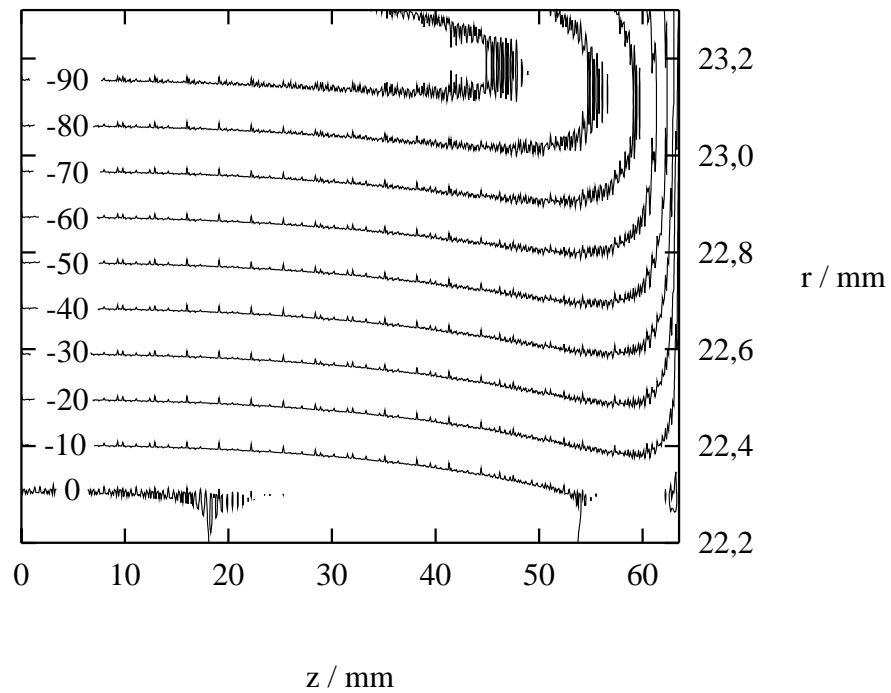


**Abbildung 7.8:** Orte der Maximalfelder im Inneren einer Spule, a) kurze dicke Spule b) lange dünne Spule c) lange dünne Spule mit Korrekturwindungen

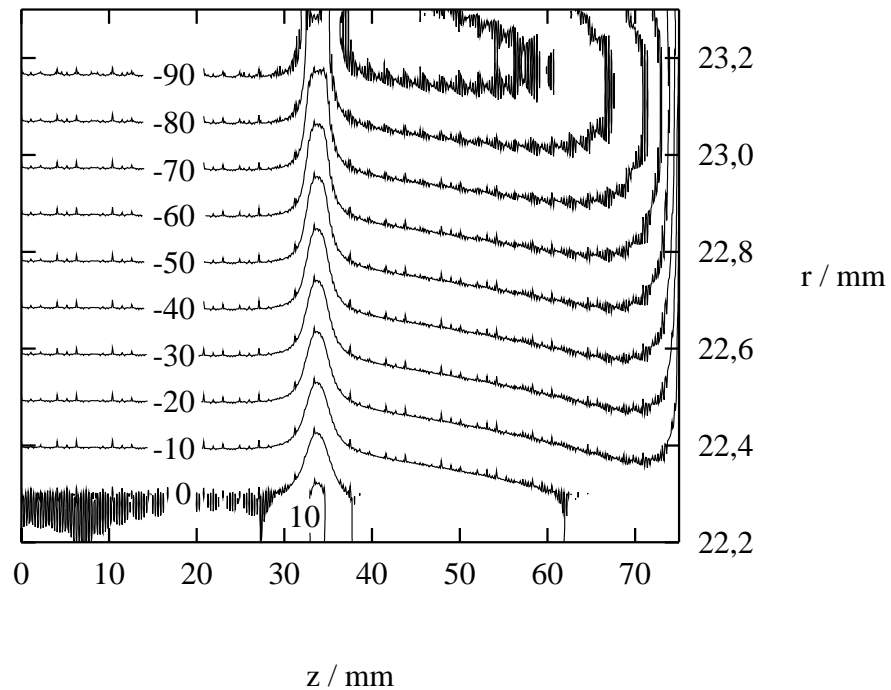
Die Abbildungen 7.9 und 7.10 zeigen den Feldverlauf im Inneren der Windungen. Dabei hat die Haltespule ohne Korrekturwindungen den Charakter einer langen dünnen Spule. Bei ihr befindet sich das Maximalfeld zentral an der Unterkante. Die Feldüberhöhung ist nur gering und wurde zu  $2\%$  berechnet. Bei der Spule mit Korrekturwindungen befindet sich das Maximum im Bereich der zusätzlichen Windungen. Das Magnetfeld ist dort etwa  $12\%$  höher als im Zentrum. Es ist daher zu erwarten, daß der kritische Strom geringfügig kleiner sein wird. Die zusätzlichen Windungen liefern aber einen gesonderten Beitrag zum Zentralfeld. Daher sollte die Verminderung durch den kleineren Strom zumindest teilweise kompensiert werden können.

### 7.2.3 Bau der Spule

Es wurde eine Spule mit einer Länge von  $150\text{ mm}$  und  $2 \times 19$  Korrekturwindungen gebaut. Abbildung 7.11 zeigt das Wicklungsschema. Die Korrekturwindungen wurden nicht se-



**Abbildung 7.9:** Feldstärke im Inneren der Spulenwand (ohne Korrekturwindungen). Die Werte geben die prozentuale Erhöhung bezogen auf das Zentralfeld an. Aus Symmetriegründen genügt die Betrachtung eines Quadranten.

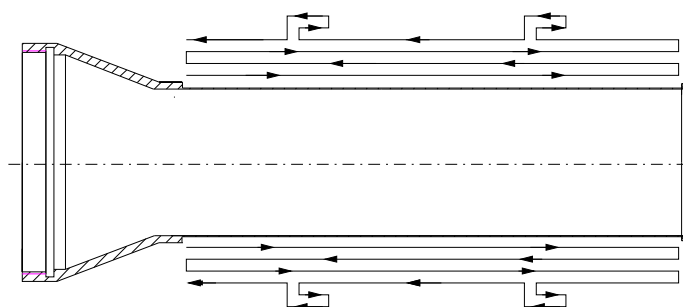


**Abbildung 7.10:** Feldstärke im Inneren der Spulenwand (mit Korrekturwindungen). Die angegebenen Werte geben die prozentuale Erhöhung bezogen auf das Zentralfeld an.

parat angebracht, sondern in die vierte Lage integriert. Für den Betrieb sind somit keine zusätzlichen Stromzuführungen nötig.

Die Windungszahl der Spule beträgt 2412.

Vor Einbau in den Kryostaten wurde die Spule getestet. Bei einer Temperatur von  $4,2\text{ K}$  ist ein stabiler Betrieb mit einem Strom von  $78\text{ A}$  möglich. Dies entspricht einem Zentralfeld von  $B = 1,52\text{ T}$ . Der durch die Feldüberhöhung herabgesetzte Maximalstrom wird demnach durch die höhere Windungszahl voll kompensiert.



**Abbildung 7.11:** Wicklungsschema der neuen Haltespule. Die Korrekturwindungen sind in die vierte Lage integriert worden.

## 7.2.4 Teilchenabsorption

Die neue Spule hat eine größere Masse, so daß von ihr mehr niederenergetische Teilchen absorbiert werden. In den Abbildungen 7.12 und 7.13 sind die verlorengegangenen Ereignisse in Abhängigkeit von der Photonenenergie aufgetragen. Ein Vergleich mit Abbildung 4.10 (S. 32) zeigt, daß die Nachweisschwellen jetzt höher liegen. In diese Berechnungen geht wieder die konservative Annahme ein, daß ein Ereignis als verloren gilt, sobald ein geladenes Teilchen von der Spule absorbiert wird.

Durch die Verlängerung der Haltespule um  $23\text{ mm}$  verschiebt sich das Zentrum des Targets um  $11,5\text{ mm}$  strahlaufwärts. Dies hat eine Verminderung der Akzeptanz zur Folge. Der maximale Azimutalwinkel reduziert sich somit von  $\vartheta_{alt} = 159^\circ$  auf  $\vartheta_{neu} = 157^\circ$ . Dies wurde bei der Berechnung der Absorption ebenfalls berücksichtigt, spielt aber eine untergeordnete Rolle.

## 7.2.5 Polarisieren bei einem Feld von $1,8\text{ T}$

Während des GDH-Experimentes an ELSA ist am Butanoltarget eine Maximalpolarisation von ca.  $80\%$  bei einem Magnetfeld von  $2,5\text{ T}$  erreicht worden. Wird bei einem kleineren Magnetfeld dynamisch polarisiert, ist eine entsprechend kleinere Maximalpolarisation zu erwarten.

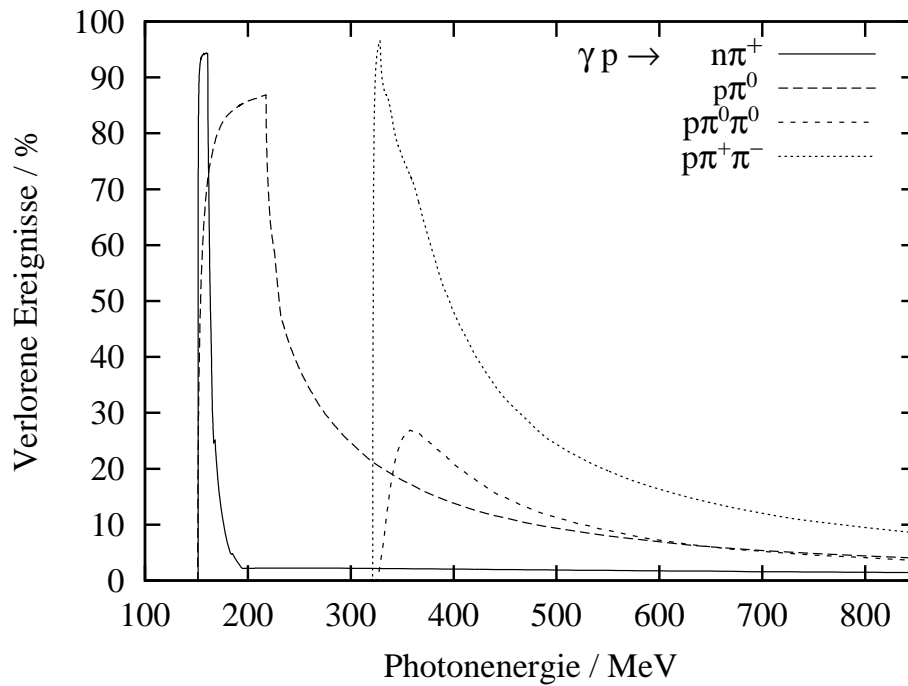


Abbildung 7.12: Absorption in der neuen Haltespule für einige Reaktionen am Proton

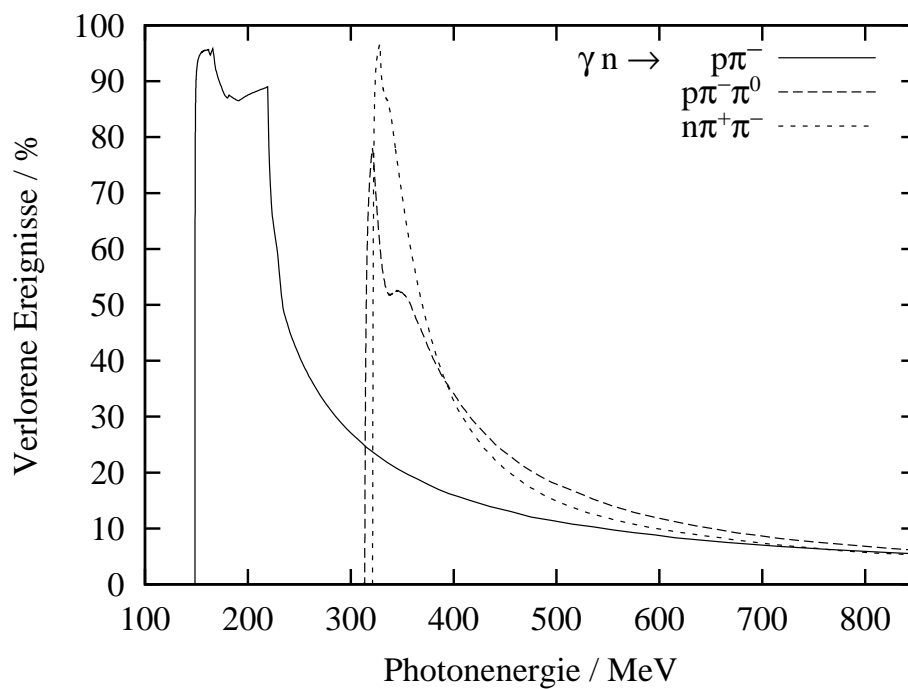
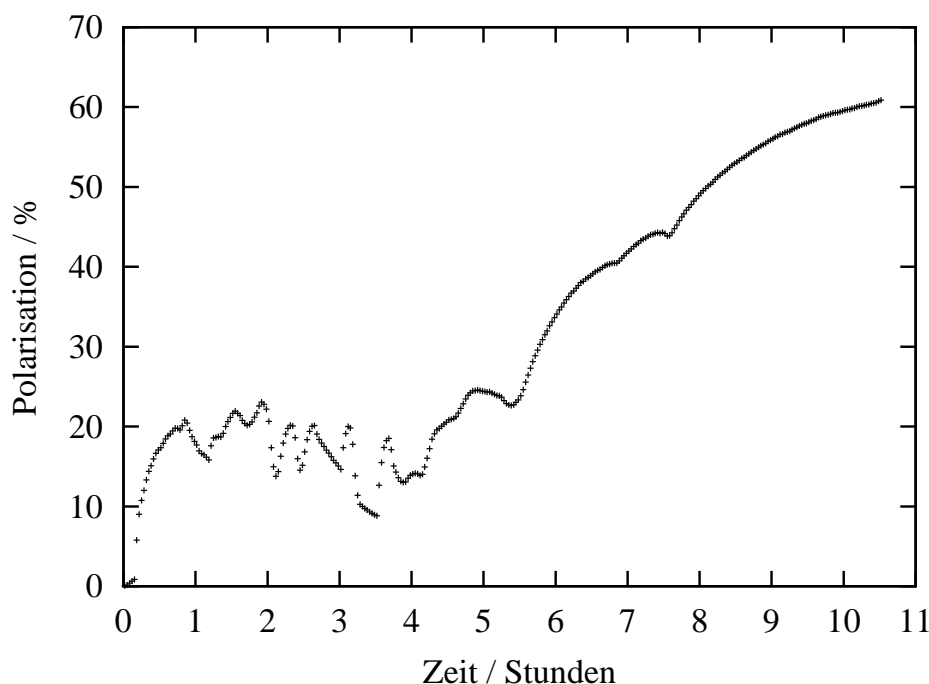


Abbildung 7.13: Absorption in der neuen Haltespule für einige Reaktionen am Neutron



**Abbildung 7.14:** Polarisationsaufbaukurve bei einem Magnetfeld von 1,8 T

Das Maximalfeld von 1,52 T bei einer Temperatur von 4,2 K läßt darauf schließen, daß im Kryostaten aufgrund der tieferen Temperatur ( $\approx 1,2 K$ ) ein höheres Feld erzeugt werden kann.

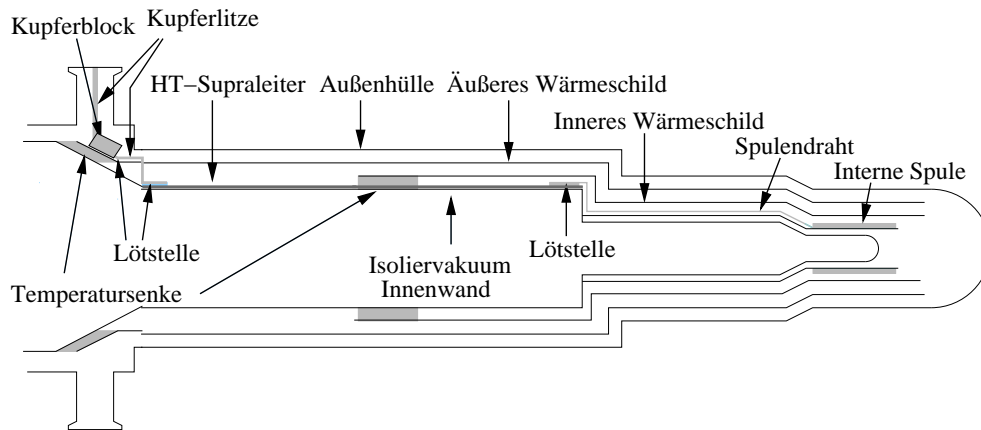
Es wurde daher das Butanoltarget bei einem Magnetfeld von 1,8 T dynamisch polarisiert. Das Feld erzeugte der Polarisationsmagnet. Die Mikrowellenfrequenz wurde entsprechend von 70 GHz auf 50 GHz angepaßt. Als Generator diente eine Impatt-Diode<sup>2</sup>. Abbildung 7.14 zeigt die Polarisationsaufbaukurve.

### 7.2.6 Stromzuführung

Die neue Spule mit Korrekturwindungen ist seit März 2002 in den Kryostaten eingebaut. Da die Zuleitungen innerhalb des Kryostaten nur für einen moderaten Strom ausgelegt waren, mußten diese komplett umgebaut werden.

In Abbildung 7.15 ist der Außenbereich des Kryostaten schematisch dargestellt. Im Bereich des Pumpanschlusses für das Isoliervakuum (vgl. Abb. 4.7, S. 27) befinden sich die Außenanschlüsse. Die Kupferzuleitungen mit einem Querschnitt von  $20 mm^2$  (früher  $2,5 mm^2$ ) münden auf einen massiven Kupferblock, der auf den konischen Teil des äußeren Wärmeschilds aufgeschraubt ist. Durch die thermische Ankopplung an die Temperatursenke hat der Kupferblock eine Temperatur von ca. 70 K. Die Kupferlitze am anderen Ende des Kupferblocks ist nur angeklemt. Sie muß durch ein Loch im äußeren Wärmeschild geführt werden, weil sich der Kryostat sonst nicht mehr montieren ließe.

<sup>2</sup>Siehe dazu auch Abschnitt 7.3.



**Abbildung 7.15:** Schematische Darstellung der Zuleitungen im Kryostaten

Würde die Kupferlitze bis an die Spule herangeführt, ließen sich aufgrund des hohen Wärmeeintrags durch Joulesche Wärme und Wärmeleitung keine tiefen Temperaturen mehr erreichen. Eine mögliche Lösung für dieses Problem verspricht die Verwendung von Hochtemperatur-Supraleitern (HTSL).

Der Abstand zwischen dem inneren Wärmeschild und der Innenwand des Isoliervakuums beträgt nur ca.  $1,5\text{ mm}$ . Darum wurden HTSL-Bänder<sup>3</sup> verwendet. Diese Bänder zeichnen sich durch ihre extrem flache Bauweise aus. Der Leiterquerschnitt ist rechteckig mit den Maßen  $4,28\text{ mm} \times 0,21\text{ mm}$ . Pro Band befinden sich 85 Filamente des HT-Supraleiters in einer Matrix aus einer Silber-Magnesium-Legierung. Der kritische Strom bei  $T = 77\text{ K}$  beträgt nach Herstellerangaben  $75\text{ A}$  und nimmt mit abnehmender Temperatur zu. Bei einer Temperatur von  $60\text{ K}$  liegt er bereits bei  $150\text{ A}$ .

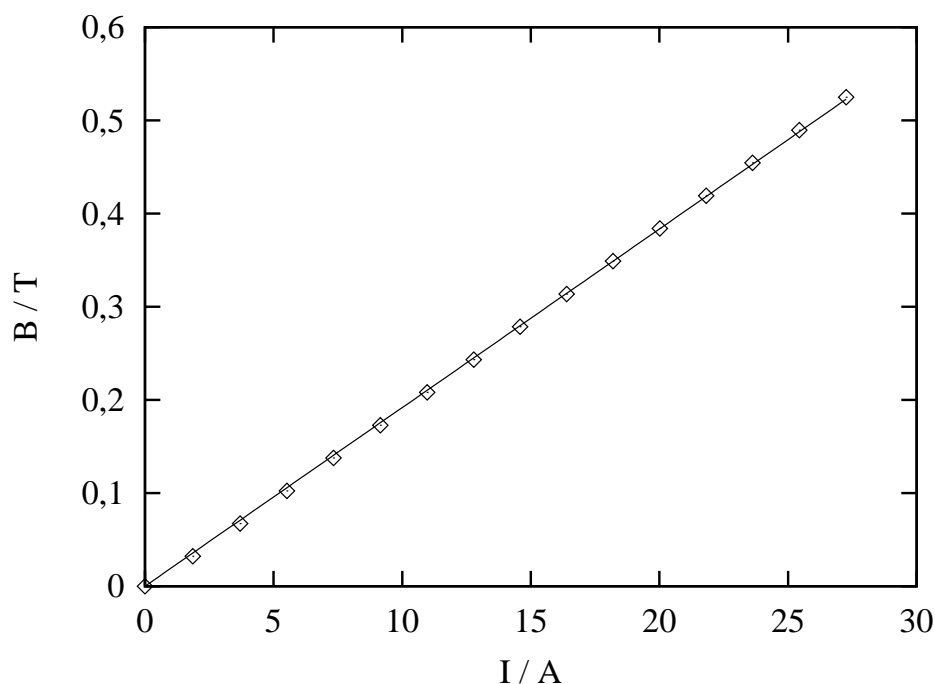
Da im Bereich links von der Temperatursenke des inneren Wärmeschildes radial mehr Platz vorhanden ist, sind hier zwei Bänder übereinander angebracht.

Am rechten Ende des Bandes ist direkt der lang abgeschnittene Draht der internen Spule angelötet, so daß auf dem Spulenträger keine weiteren Anschlüsse mehr nötig sind.

### Feldeichung

Das Feld des Polarisationsmagneten wird mit Hilfe der NMR über die Larmor-Frequenz exakt bestimmt. Wird das Feld ein wenig verkleinert, so verschiebt sich entsprechend der Schwerpunkt des NMR-Signals. Durch einen bestimmten Strom in der Haltespule kann das resultierende Feld am Ort des Targets wieder den ursprünglichen Wert annehmen. Das NMR-Signal wandert dann zurück an die ursprüngliche Position. Wenn gleichzeitig der Strom in beiden Magneten gemessen wird, kann darüber das Feld der internen Spule geeicht werden. In Abbildung 7.16 sind die Meßwerte für die neue Spule aufgetragen. Die Steigung der Eichgeraden beträgt  $0,0192\text{ T/A}$ . Dies entspricht einem Strom von  $94\text{ A}$  zur Erzeugung eines Feldes von  $1,8\text{ T}$ .

<sup>3</sup>Bi-2223 HTSL 85-2.1 der Firma Vacuumschmelze, Hanau.



*Abbildung 7.16: Eichgerade der internen Spule mit Korrekturwindungen*

### Strombetrieb im Kryostaten

Im Kryostaten wurde bisher ein maximaler Strom von  $45\text{ A}$  erreicht. Dies liegt weit hinter den Erwartungen von  $I \approx 100\text{ A}$  zurück. Aus dem Quench-Verhalten läßt sich schließen, daß der Strom durch die Zuleitungen begrenzt wird. Wahrscheinlich liegt das Problem im Bereich der Verdampfungskammer. Dort wird der Spulendraht vom kleinen Kryostatdurchmesser auf den großen geführt und dann an das HTSL-Band angelötet. Vermutlich bildet sich von dort der Quench aus.

In naher Zukunft wird an der Lösung dieses Problems gearbeitet. Kann dann schließlich mit der internen Spule ein Feld von  $1,8\text{ T}$  erzeugt werden, läßt sich anhand der NMR-Signale auch die Homogenität der Spule messen.

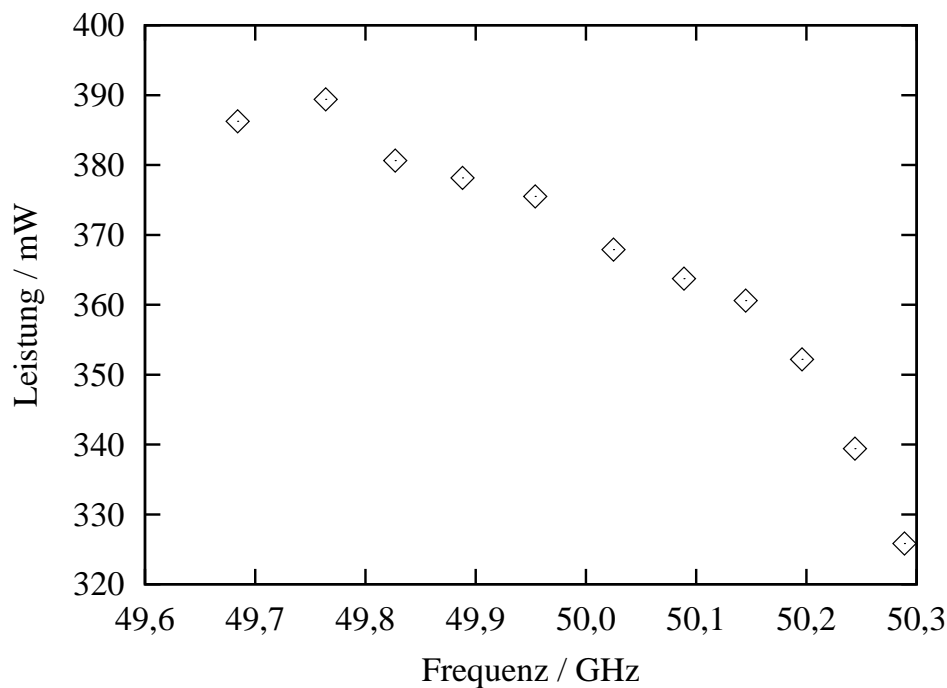
## 7.3 Neues Mikrowellensystem

Während des Strahlbetriebs ist es wegen der Strahlenbelastung nicht gestattet, sich am Ort des polarisierten Targets aufzuhalten. Darum ist der Betrieb des Targets weitestgehend automatisiert. Die meisten Betriebsparameter lassen sich extern verändern.

Das Mikrowellensystem war davon bislang ausgenommen. Während des Nachpolarisierens können ohnehin keine Daten aufgenommen werden; deshalb bestand auch keine Notwendigkeit, diesen Zustand zu ändern.

Im Hinblick auf die Weiterentwicklung zu einem permanent dynamisch polarisierten Target muß auch das Mikrowellensystem automatisiert werden. Der Betrieb eines Car-





**Abbildung 7.17:** Leistung der 50 GHz-Impatt-Diode als Funktion der Frequenz

cinotrons ist relativ aufwendig. Es werden zwei Hochspannungsversorgungen (6 kV und 2 kV) sowie zwei weitere Stromversorgungen für die Heizung und die Wehnelt-Röhre benötigt. Außerdem ist eine Wasserkühlung notwendig, die überwacht werden muß.

Impatt-Dioden sind verhältnismäßig einfach zu betreiben. Sie werden mit einer festen Betriebsspannung zwischen 30 und 40 V bei einem Strom von ca. 300 mA betrieben. Zur Steuerung der Frequenz dient eine variable Regelspannung von 0 bis 25 V.

Für den Betrieb des polarisierten Targets sind zwei Impatt-Dioden mit den Frequenzen 50 GHz und 70 GHz angeschafft worden. Sie werden demnächst für die Messung der GDH-Summenregel am Neutron eingesetzt [KUH03].

Die Diode mit  $\nu = 50$  GHz wurde bereits zum Polarisieren bei  $B = 1,8$  T eingesetzt. In Abbildung 7.17 ist die gemessene Leistung in Abhängigkeit von der Frequenz aufgetragen. Die Frequenz läßt sich über einen Bereich von ca. 600 kHz einstellen. Der Hub reicht aus, um das Butanoltarget in beide Richtungen zu polarisieren.

# Kapitel 8

## Zusammenfassung und Ausblick

Die GDH-Summenregel basiert auf wenigen physikalischen Prinzipien und Annahmen: der Lorentz- und Eichinvarianz, der Kausalität, der No-Subtraction-Hypothese, der Crossing-Symmetrie und der Unitarität. Mit Ausnahme der No-Subtraction-Hypothese gelten diese Annahmen als gesichert. Eine experimentelle Überprüfung der GDH-Summenregel gibt daher einen Hinweis auf die Gültigkeit der No-Subtraction-Hypothese, die letztlich mit der Energieabhängigkeit der Compton-Vorwärtsstreuamplitude zusammenhängt.

Mit Hilfe der GDH-Summenregel wird eine Verknüpfung zwischen statischen Eigenschaften des Nukleons – Masse und anomalem magnetischem Moment – und dynamischen Observablen, dem energiegewichteten Integral über dem helizitätsabhängigen totalen Photoabsorptionswirkungsquerschnitt hergestellt.

Während die statischen Größen mit hoher Genauigkeit bekannt sind, wurden die dynamischen Observablen bisher nicht bestimmt. Die GDH-Kollaboration machte es sich zur Aufgabe, den GDH-Integranden über einen weiten Energiebereich zu messen. An MAMI in Mainz wurden 1998 das Experiment am Proton bei Photonenenergien von der Pion-Schwelle bis  $800\text{ MeV}$  abgeschlossen. Erste Ergebnisse sind bereits veröffentlicht [Ahr00, Ahr01, Ahr02].

Die vorliegende Dissertation entstand im Rahmen von Doppelpolarisationsmessungen, die am Bonner Beschleuniger ELSA in den Jahren 2001 und 2002 vorgenommen wurden. Bei diesen Messungen wurde ein Photonenenergiebereich von  $0,68$  bis  $2,9\text{ GeV}$  abgedeckt. Dadurch besteht einerseits ein Überlapp mit den Daten an MAMI, andererseits wird bis in den Regge-Energiebereich gemessen, so daß Aussagen über die Konvergenz des GDH-Integranden möglich sind.

Die Analyse der Daten von beiden Experimenten (MAMI und ELSA) führt für das GDH-Integral zu einem Wert von  $(255 \pm 5\text{ (stat.)} \pm 12\text{ (syst.)})\mu\text{b}$  in einem Photonenenergiebereich von  $200$  bis  $2800\text{ MeV}$ . Für den Niederenergiebereich, beginnend bei der Pion-Schwelle bis  $200\text{ MeV}$ , werden Parametrisierungen (MAID 2000) herangezogen, die zu einem Beitrag von  $(-30 \pm 3)\mu\text{b}$  führen. Insgesamt ergibt sich für das Proton ein Wert von  $225\mu\text{b}$ , der die Vorhersage aus der GDH-Summenregel von  $205\mu\text{b}$  übersteigt. Die an ELSA gewonnenen Daten deuten aber darauf hin, daß bei hohen Energien negative Beiträge zu erwarten sind und bestätigen damit die Vorhersagen aus Regge-Modellen. Werden diese Regge-Beiträge im Hochenergiebereich hinzugezogen, ergibt sich ein Gesamtwert

von ca.  $210 \mu b$ , der mit der Vorhersage der GDH-Summenregel verträglich ist.

Schwerpunkte dieser Arbeit sind der Betrieb und die Weiterentwicklung des polarisierten Festkörpertargets als zentralem Bestandteil des Experiments. Es wurde als Frozen-Spin-Target in einem horizontalen Mischkryostaten realisiert. Durch die in den Kryostaten integrierte Haltespule gelang es erstmals, die Raumwinkelakzeptanz des Detektors von fast  $4\pi$  voll auszunutzen.

Da die Flächenbelegung des Targets linear in die Berechnung der Wirkungsquerschnitte eingeht, wurde besonderes Augenmerk auf ihre exakte Bestimmung gelegt. Durch intensive Studien und Simulationsrechnungen konnte die Flächenbelegung des Butanol-Targets mit einer relativen Unsicherheit von 2,3 % bestimmt werden.

Die Polarisation des Butanoltargets wurde mit dem kernmagnetischen Resonanzverfahren (NMR) gemessen. Bei einer mittleren Protonenpolarisation von 59,1 % betrug der relative Fehler 1,1 %.

Für die anschließende Messung des GDH-Integranden am Neutron wurde erstmals  ${}^6\text{LiD}$  als Targetmaterial bei einem Photonexperiment eingesetzt. Die mittlere Polarisation betrug 27,2 % mit einem relativen Fehler von 1,8 %.

Die Neutronenpolarisation kann nicht direkt gemessen werden, sondern nur die gesamte Kernmagnetisierung. Daraus muß mit Hilfe von Kernmodellen des Lithiums und des Deuterons die effektive Neutronenpolarisation berechnet werden. Dies führt zu einer zusätzlichen Unsicherheit, so daß die effektive Neutronenpolarisation einen relativen Fehler von 2,3 % aufweist. Zur Zeit werden die aufgenommenen Daten dieser Meßreihe noch ausgewertet, so daß noch keine Ergebnisse für die Wirkungsquerschnittsdifferenz vorliegen.

Die am polarisierten  ${}^6\text{LiD}$ -Target erzielten hohen Werte durchschnittlicher Nukleonpolarisation, die auf den hohen Dilutionfaktor und die langen Relaxationszeiten zurückzuführen sind, ermutigen den Einsatz von  ${}^6\text{LiD}$  für zukünftige Messungen der GDH-Summenregel am Neutron. Im Jahr 2003 wird das polarisierte Target wieder in Mainz aufgebaut, um an MAMI die Wirkungsquerschnittsdifferenz am Neutron bei Photonenenergien unterhalb von  $800 \text{ MeV}$  zu bestimmen.

Parallel zur Messung des GDH-Integranden wurde das polarisierte Target weiterentwickelt. Ziel ist, das Frozen-Spin-Target durch ein dynamisch polarisiertes Target mit internem Polarisationsmagneten zu ersetzen. Dadurch kann die Effizienz der vorhandenen Experimentierzeit sprunghaft gesteigert werden. Außerdem wird der Betrieb des Targets wesentlich einfacher und damit weniger störanfällig.

Es ist gelungen, einen dünnen Magneten zu bauen, der eine Feldstärke von mehr als 1,5 Tesla bei einer Temperatur von 4,2 Kelvin erreicht. Durch das Anbringen von Korrekturwindungen konnte die Feldinhomogenität von  $10^{-2}$  auf  $< 10^{-4}$  reduziert werden. Ebenfalls wurde gezeigt, daß bei einem Feld von 1,8 Tesla eine Protonenpolarisation von über 60 % erreicht werden kann.

Im Inneren des Kryostaten konnten mit dem neuen Magneten nicht die gleichen Feldstärken wie bei den Tests erreicht werden.<sup>1</sup> Da die Temperatur des Magneten im Kryostaten sogar nur  $1,1 \text{ K}$  beträgt, sind eigentlich Felder von weit mehr als  $1,5 \text{ T}$  zu

---

<sup>1</sup>Die maximale Feldstärke im Inneren des Kryostaten betrug  $0,86 \text{ T}$ .

erwarten. Die Begrenzung des Maximalfeldes ist daher auf die Stromzuführungen im Kryostaten zurückzuführen.

In Zukunft wird der GDH-Kryostat so umgebaut, daß unter Verwendung von Hochtemperatur-Supraleitern auch mit der internen Spule Magnetfelder von  $1,8 T$  erreicht werden können und damit der Schritt hin zum dynamisch polarisierten Target mit einer möglichen Raumwinkelakzeptanz von  $4\pi$  vollzogen werden kann.

# Anhang A

## Berechnung der Flächenbelegung

Die Flächenbelegung gibt die Zahl der polarisierbaren Nukleonen pro Target-Querschnittsfläche an. Dazu werden hier die Gleichungen 4.14 und 4.15 hergeleitet. Für die Mischung aus Butanol, Wasser und Porphyrexid gilt:

$$\rho = \frac{m_{mix}}{V} = \frac{m_{mix}}{A l}$$
$$\Leftrightarrow \rho l = \frac{m_{mix}}{A} = \text{Massenbelegung der Mischung}$$

- $\rho$ : Dichte der Mischung
- $m_{mix}$ : Masse der Mischung
- $V$ : Targetvolumen
- $A$ : Querschnittsfläche des Targets
- $l$ : Targetlänge

Um von der Massenbelegung der Mischung zu derjenigen des Butanols  $m_{but}$  zu gelangen, muß der linke Teil der Gleichung mit dem relativen Anteil des Butanols multipliziert werden (s. Tabelle A.1).

$$\rho l \cdot 0,9479 = \frac{m_{but}}{A} = \text{Massenbelegung des Butanols} \quad (\text{A.1})$$

Bestandteil	Massenteile	Massenanteil / %	Mol. Masse / $\frac{g}{mol}$	Polb. Prot.
Butanol	200	94,79	74,123	10
Wasser	10	4,739	18,015	2
Porphyrexid	1	0,4739	141,154	9

**Tabelle A.1:** Zusammensetzung des Targetmaterials

Mit Hilfe der Avogadro-Konstante  $N_A$  und der molaren Masse  $M_{but}$  ergibt sich der Zusammenhang zwischen Masse und Anzahl der Moleküle  $N_{but}$ :

$$m_{but} = N_{but} \frac{M_{but}}{N_A}$$

Einsetzen in Gleichung A.1 ergibt:

$$\rho l N_A \cdot \frac{0,9479}{M_{but}} = \frac{N_{but}}{A}$$

Die Zahl der Moleküle muß noch durch die der polarisierbaren Protonen  $N_{pbut}$  ersetzt werden. Entsprechend Tabelle A.1 gilt für Butanol:  $N_{pbut} = 10 \cdot N_{but}$ . Daraus folgt:

$$\rho l N_A \cdot 0,9479 \cdot \frac{10}{M_{but}} = \frac{N_{pbut}}{A}$$

Analog zum Butanol muß auch für Wasser und Porphyrexid die Zahl der polarisierbaren Protonen pro Fläche ausgerechnet werden. Die Flächenbelegung ergibt sich dann aus der Summe der drei Bestandteile:

$$\rho l N_A \left( 0,9479 \frac{10}{M_{but}} + 0,047 \frac{2}{M_{H_2O}} + 0,0047 \frac{9}{M_{porph}} \right) = \frac{N_{pbut} + N_{pH_2O} + N_{pporph}}{A}$$

Der Ausdruck in den Klammern ist gerade der Dilutionfaktor  $d$  aus Gleichung 4.15; die rechte Seite der Gleichung entspricht der Flächenbelegung eines Blocktargets  $A'_t$ :

$$d = \left( 0,9479 \frac{10}{M_{but}} + 0,047 \frac{2}{M_{H_2O}} + 0,0047 \frac{9}{M_{porph}} \right)$$

$$A'_t = \frac{N_{pbut} + N_{pH_2O} + N_{pporph}}{A}$$

$$\implies A'_t = \rho l N_A \cdot d$$

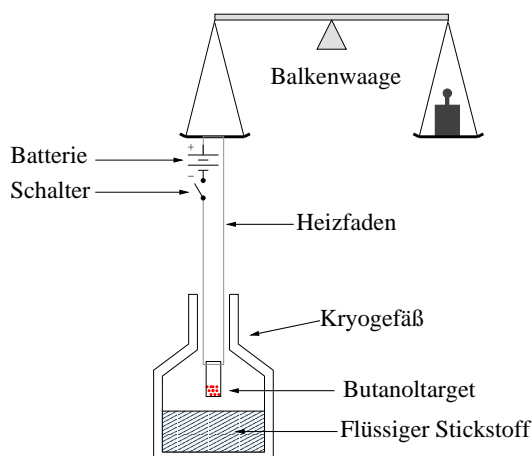
Um auf die gesuchte Flächenbelegung  $A_t$  für das aus Kügelchen bestehende Target zu gelangen, muß noch mit dem Füllfaktor  $f$  multipliziert werden (vgl. Abschnitt 4.5). Daraus folgt dann Gleichung 4.14:

$$A_t = A'_t \cdot f = \rho \cdot l \cdot N_A \cdot d \cdot f$$

# Anhang B

## Wiegen des Butanoltargets

Das Targetmaterial wurde in der Vergangenheit immer am Ende einer Strahlperiode gewogen, weil dabei die Probe schmolz und damit zerstört war. Während der Strahlzeit ist aber nicht auszuschließen, daß durch Fehlfunktionen des Kryostaten die Probe schmilzt. Darum ist es ratsam, schon vor Beginn einer Strahlzeit die Masse des Targets zu bestimmen. Dafür wurde eine Methode entwickelt, die es erlaubt, das Target auszuwiegen, ohne es zu schmelzen. Abbildung B.1 zeigt schematisch die dafür verwendete Apparatur:



*Abbildung B.1: Aufbau zum Wiegen des festen Butanols*

Die Grundidee besteht darin, das Target im Abgas eines mit flüssigem Stickstoff gefüllten Kryogefäßes auszuwiegen. Da das Material in flüssigem Stickstoff gelagert wird, muß die Probe so lange im Abgas hängen bleiben, bis der gesamte Stickstoff abgelaufen bzw. verdampft ist. Dieser Prozeß dauert ca. 30 Minuten. Der Faden, an dem die Probe aufgehängt ist, wird natürlich auch durch das Abgas gekühlt. Das führt dazu, daß oberhalb der Öffnung des Kryogefäßes Wasserdampf aus der Luft am Faden kondensiert, was das Ergebnis verfälscht. Um dieses Kondensieren zu unterbinden, wird als Haltefaden ein stromdurchflossener Widerstandsdraht benutzt. Die Stromversorgung in Form einer Batterie wird mit aufgehängt.

### Korrektur des Auftriebs

Die Dichte des kalten Stickstoffs, in dem sich das Targetmaterial während des Wiegens befindet, ist größer als die Dichte von Luft bei Raumtemperatur. Dies führt dazu, daß das Targetmaterial einen erhöhten Auftrieb erfährt und dadurch leichter erscheint. Die Größe des Auftriebs wurde bestimmt, indem ein Körper mit dem gleichen Volumen wie das Butanol einmal bei Raumtemperatur und einmal im Stickstoffabgas ausgewogen wurde. Die Korrektur beträgt ca. 0,5 %.

### Ergebnis

Mit Hilfe der Apparatur aus Abschnitt 4.3.1 ist es möglich, die Kugeln direkt bei der Herstellung zu zählen. Das Target, das für die Messung an ELSA verwendet wurde, bestand aus 2 600 Kugeln. Ihre Masse wurde mit oben beschriebener Methode bestimmt und beträgt:

$$m = (8,424 \pm 0,050) g$$

Mit der Dichte des Materials von  $\rho = 0,94 g/cm^3$  ergibt sich ein mittleres Kugelvolumen:

$$V_k = \frac{1}{2600} \cdot \frac{m}{\rho} = (3,447 \pm 0,057) mm^3$$

Daraus berechnet sich der mittlere Kugeldurchmesser zu:

$$d = \sqrt[3]{\frac{6V}{\pi}} = (1,874 \pm 0,010) mm$$



# Anhang C

## Messung des Füllfaktors mit Glaskugeln

In Abschnitt 4.5 wurden die Messungen nicht mit Butanolkugeln, sondern aus praktischen Gründen mit Glaskugeln durchgeführt. Die Glaskugeln haben natürlich nicht den exakt gleichen Durchmesser wie die Butanolkugeln, so daß die Zylinderhöhe des Targetbehälters entsprechend angepaßt werden muß. Da der Füllfaktor über die Masse der Kugeln berechnet wird, muß auch die Dichte des Materials gemessen werden. Dieser Abschnitt beschreibt, wie die Dichte des Glases und der mittlere Kugeldurchmesser bestimmt worden sind.

Für den Zusammenhang zwischen Masse  $m$ , Dichte  $\rho$  und Volumen  $V$  gilt:

$$\rho = \frac{m}{V} \quad (\text{C.1})$$

Mit Hilfe einer Balkenwaage wurde die Masse ermittelt. Das Volumen wurde mit verschiedenen Steigrohren gemessen. Da die Werte von Masse und Volumen einer einzigen Kugel sehr klein sind, wurden die Größen immer für mehrere Kugeln gemessen. Abbildung C.1 zeigt die Ergebnisse der Wägungen.

Es sind immer 100 Kugeln abgezählt, dem Ensemble hinzugefügt und abgewogen worden bis die Zahl 500 erreicht war. Die Messung wurde mehrfach wiederholt. Aus der Steigung der Ausgleichsgeraden läßt sich die mittlere Masse einer einzelnen Glaskugel bestimmen:

$$m_k = (10,3692 \pm 0,0008) \text{ mg}$$

Für die Messung des Volumens wurden 2000 Kugeln vorsichtig in ein mit Wasser gefülltes Steigrohr gegeben. Ungenauigkeiten bei der Fertigung der Büretten führten zu systematischen Fehlern. Um diese zu vermindern, wurden drei verschiedene Steigrohre verwendet. In Abbildung C.2 sind die Ergebnisse dieser Messungen dargestellt. Auch hier ergibt sich das mittlere Volumen einer Kugel aus der Steigung der Ausgleichsgeraden:

$$V_k = (4,042 \pm 0,014) \text{ mm}^3$$

Aus dem Volumen läßt sich direkt der mittlere Kugeldurchmesser berechnen:

$$d = \left( \frac{6V}{\pi} \right)^{\frac{1}{3}} = (1,9763 \pm 0,0024) \text{ mm}$$

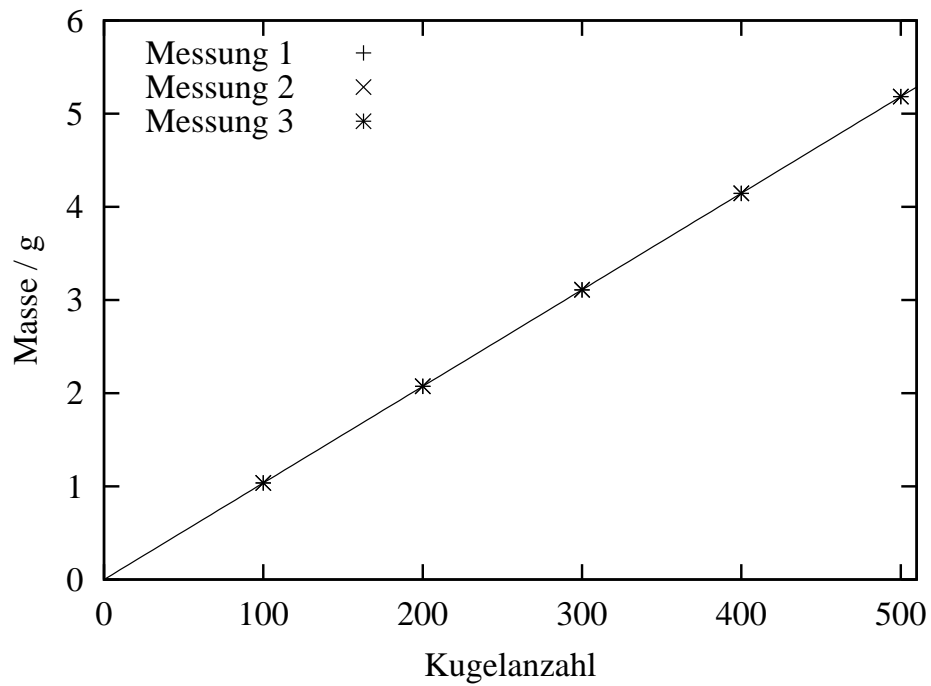


Abbildung C.1: Massenbestimmung der Glaskugeln

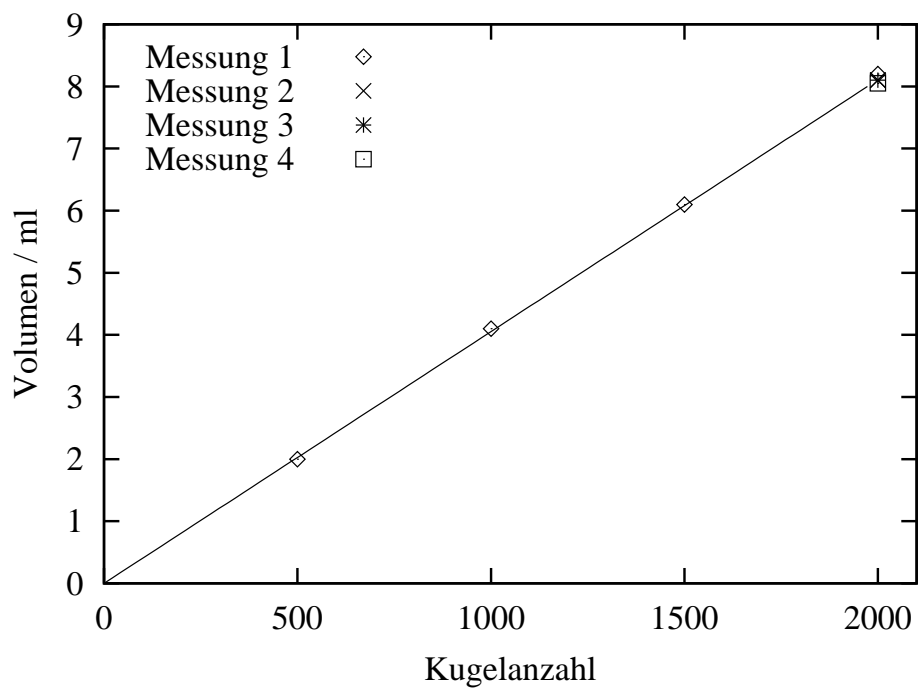


Abbildung C.2: Volumenbestimmung der Glaskugeln

Das Verhältnis der Durchmesser von Glaskugeln und Butanolkugeln gibt den Proportionalitätsfaktor an, mit dem die Länge des Zylinders für die Füllfaktormessung mit Glaskugeln multipliziert werden muß. Diese Länge beträgt:

$$l_{zyl} = \frac{d_{glas}}{d_{Butanol}} \cdot l_{target} = \frac{1,98}{1,87} \cdot 18,8 \text{ mm} = 19,9 \text{ mm}$$

Für die Dichte des Glases ergibt sich:

$$\rho_{Glas} = \frac{m_k}{V_k} = (2,566 \pm 0,009) \frac{g}{cm^3}$$

Die Füllfaktorwerte in Abbildung 4.5 berechnen sich dann folgendermaßen:

$$f = \frac{V_{Glas}}{V_{Zyl}} = \frac{m}{\rho_{Glas}} \cdot \frac{1}{\pi R^2 h} \quad (C.2)$$

# Literaturverzeichnis

- [ABR78] A. Abragam, M. Goldman  
Principles of dynamic nuclear polarisation  
*Reports on Progress in Physics* **41**, 395 (1978)
- [Ahr93] J. Ahrens et al.  
Proposal to measure the Gerasimov-Drell-Hearn Sum Rule, (1993)
- [Ahr00] J. Ahrens et al.  
Helicity dependence of  $\gamma p \rightarrow N\pi$  below 450 MeV and contribution to the Gerasimov-Drell-Hearn sum rule  
*Physical Review Letters* **84**, 5950 (2000)
- [Ahr01] J. Ahrens et al.  
First Measurement of the Gerasimov-Drell-Hearn Integral for  $^1\text{H}$  from 200 to 800 MeV  
*Physical Review Letters* **87**, 022003 (2001)
- [Ahr02] J. Ahrens et al.  
Helicity Amplitudes  $A_{1/2}$  and  $A_{3/2}$  for the  $D_{13}(1520)$  Resonance Obtained from the  $\vec{\gamma}p \rightarrow p\pi^0$  Reaction  
*Physical Review Letters* **88**, 232002 (2002)
- [AUD91] G. Audit et al.  
DAPHNE: a large-acceptance tracking detector for the study of photoreactions at intermediate energies  
*Nuclear Instruments and Methods* **A301**, 473 (1991)
- [BAL03] J. Ball et al.  
First results of the large COMPASS  $^6\text{LiD}$  polarized target  
*Nuclear Instruments and Methods* **A498**, 101 (2003)
- [Bia99] N. Bianchi, E. Thomas  
Parameterisation of  $[\sigma_{1/2} - \sigma_{3/2}]$  for  $Q^2 \geq 0$  and non-resonance contribution to the GDH sum rule  
*Physics Letters* **B450**, 439 (1999)
- [BJO65] J. D. Bjorken, S. D. Drell  
Relativistic Quantum Fields  
*McGraw-Hill*, (1965)

- [BJO66] J. D. Bjorken, S. D. Drell  
Relativistische Quantenmechanik  
*Bibliographisches Institut, Mannheim* (1966)
- [BRA99] C. Bradtke et al.  
A new frozen-spin target for  $4\pi$  particle detection  
*Nuclear Instruments and Methods A* **436**, 430 (1999)
- [BRA00] C. Bradtke  
A New Frozen-Spin Target for the Measurement of the Helicity Asymmetry of the Total Photoabsorption Cross-Section  
Doktorarbeit, Bonn 2000
- [BÜL99] S. Bültmann et al.  
A study of lithium deuteride as a material for a polarized target  
*Nuclear Instruments and Methods A* **425**, 23 (1999)
- [DRE66] S. Drell, A. Hearn  
Exact Sum Rule for Nucleon Magnetic Moments  
*Physical Review Letters* **16**, 908 (1966)
- [DRE99] D. Drechsel, O. Hanstein, S. S. Kamalov, L. Tiator  
A unitary isobar model for pion photo- and electroproduction on the proton up to 1 GeV  
*Nuclear Physics A* **645**, 145 (1999)
- [DRE01] D. Drechsel, S. S. Kamalov, L. Tiator  
Gerasimov-Drell-Hearn sum rule and related integrals  
*Physical Review D* **63**, 114010 (2001)
- [GEH93] R. Gehring  
Bau und Test einer supraleitenden Haltespule für ein Frozen-Spin-Target,  
Diplomarbeit, Bonn 1993
- [GEL54] M. Gell-Mann, M. L. Goldberger  
Scattering of Low-Energy Photons by Particles of Spin  $\frac{1}{2}$   
*Physical Review* **96**, 1433 (1954)
- [GER65] S. B. Gerasimov  
Sum Rule for Magnetic Moments and the Damping of the Nucleon Magnetic Moment in Nuclei  
*Yad. Fiz.* **2**, 598 (1965), *Sov. J. Nucl. Phys.* **2**, 430 (1966)
- [GOD02] M. Godó  
Messung der Polarisationsasymmetrie der Eta-Photoproduktion am Proton am GDH-Experiment an ELSA  
Diplomarbeit, Erlangen 2002

- [GOW01] M. Gowin  
Optimierung der laserinduzierten Photoemission zur Erzeugung polarisierter Elektronenstrahlen an der 50 keV-Quelle der Bonner Beschleunigeranlage ELSA  
Doktorarbeit, Bonn 2001
- [HEL93] K. Helbing  
Konzeption eines Detektors zur Überprüfung der Drell-Hearn-Gerasimov Summenregel  
Diplomarbeit, Bonn 1993
- [HEL02] K. Helbing et al.  
The GDH-Detector  
*Nuclear Instruments and Methods* **A484**, 1 (2002)
- [HIL00] W. Hillert  
Erzeugung eines Nutzstrahls spinpolarisierter Elektronen an der Beschleunigeranlage ELSA  
Habilitationsschrift, Bonn 2000
- [HOF01] M. Hoffmann  
Beschleunigung polarisierter Elektronen in der Bonner Elektronen-Beschleunigeranlage ELSA  
Doktorarbeit, Bonn 2001
- [HOL01] H. Holvoet  
Study of the helicity dependence of double pion photoproduction on the proton  
Doktorarbeit, Gent 2001
- [KEI00] J. Keil  
Messung, Korrektur und Analyse der Gleichgewichtsbahn an der Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA  
Doktorarbeit, Bonn 2000
- [KIE96] B. Kiel  
Untersuchungen zur Strahlführung des Gerasimov-Drell-Hearn-Experimentes  
Diplomarbeit, Bonn 1996
- [KOP86] K. Kopitzki  
Einführung in die Festkörperphysik  
Teubner-Verlag, Stuttgart 1986
- [KUH03] A. Kuhn  
Diplomarbeit in Vorbereitung

- [LOW54] F. E. Low  
Scattering of Light of Very Low Frequency by Systems of Spin  $\frac{1}{2}$   
*Physical Review* **96**, 1428 (1954)
- [MAN69] S. Mango et al.  
A Butanol Polarized Proton Target  
*Nuclear Instruments and Methods* **72**, 45 (1969)
- [MEI68] H. Meinke, F. W. Gundlach  
Taschenbuch der Hochfrequenztechnik  
Springer-Verlag (1968)
- [MEI01] A. Meier  
 $^6\text{LiD}$  für das Polarisierete Target des COMPASS-Experiments  
Doktorarbeit, Bochum 2001
- [MEY85] W. Meyer  
15 Jahre Polarisieretes Target am Bonner 2.5 GeV Elektronensynchrotron  
*Bonn-IR-85-41* (1985)
- [MEY02] W. Meyer  
Persönliche Mitteilung
- [MIC01] T. Michel  
Messung von totalen Photoabsorptionsquerschnitten als Vorbereitung des GDH-Experiments an ELSA  
Doktorarbeit, Erlangen 2001
- [NAK98] S. Nakamura et al.  
Acceleration of polarized electrons in ELSA  
*Nuclear Instruments and Methods* **411**, 93 (1998)
- [NAK99] S. Nakamura  
Production and acceleration of polarized electrons at ELSA  
Doktorarbeit, Nagoya 1999
- [NAU01] J. Naumann  
Tagging-System, Datennahme und Strahlüberwachung des GDH-Experiments an ELSA  
Doktorarbeit, Erlangen 2001
- [OLS59] H. Olsen, L. C. Maximon  
Photon and Electron Polarization in High-Energy Bremsstrahlung and Pair Production with Screening  
*Physical Review* **114** **3**, 887 (1959)
- [PDG00] Particle Data Group, D. E. Groom et al.  
Review of Particle Physics  
*European Physical Journal* **C15**, 1 (2000)

- [POB96] F. Pobell  
Matter and Methods at Low Temperatures  
Springer-Verlag, Berlin Heidelberg (1996)
- [PRE01] I. Preobrajenski  
Untersuchung der Helizitätsabhängigkeit der Einpionphotoproduktion am Proton  
Doktorarbeit, Mainz 2001
- [PUD97] B. S. Pudliner et al.  
Quantum Monte Carlo calculations of nuclei with  $A \leq 7$   
*Physical Review* **C56**, 1720, (1997)
- [REI94] G. Reicherz  
Kontroll- und NMR-System eines polarisierten Festkörpertargets  
Doktorarbeit, Bonn 1994
- [REI02] G. Reicherz  
Persönliche Mitteilung
- [ROB90] S. Robinson et al.  
Density measurement of solid butanol by  $\gamma$ -ray attenuation  
*Proceedings of High Energy Spin Physics*, 385 (1990)
- [RON99] O. A. Rondon  
Corrections to nucleon spin structure asymmetries measured on nuclear polarized targets  
*Physical Review* **C60**, 35201 (1999)
- [SAU96] M. Sauer et al.  
The ring shaped plastic scintillator detector STAR for forward angle reconstruction  
*Nuclear Instruments and Methods* **A378** 143 (1996)
- [SAU98] M. Sauer  
Inklusive Messung von Wirkungsquerschnitten der totalen Photoabsorption am Proton und Neutron als Vorbereitung für das GDH-Experiment  
Doktorarbeit, Tübingen 1998
- [SCH93] N. W. Schellingerhout et al.  
Nucleon polarization in three-body models of polarized  ${}^6\text{Li}$   
*Physical Review* **C48**, 2714 (1993)
- [SEI99] B. Seitz  
Helizitätsabhängigkeit der Photoproduktion neutraler Mesonen im Energiebereich 150 MeV bis 780 MeV  
Doktorarbeit, Göttingen 1999



- [Sim01a] S. Simula et al.  
Leading and higher twists in the proton polarized structure function  $g_1^p$  at large Bjorken  $x$   
*Physical Review* **D65**, 034017 (2002)
- [Sim01b] S. Simula  
Private Mitteilung zitiert nach [SPE02, ZEI02]
- [SPE02] T. Speckner  
Møller-Polarimetrie am GDH-Experiment sowie Bestimmung helizitätsabhängiger Photoabsorptionswirkungsquerschnitte an ELSA  
Doktorarbeit, Erlangen 2002
- [STE99] Ch. Steier  
Polarisierte Elektronen in der Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA  
Doktorarbeit, Bonn 1999
- [WAL85] H. Walliser, T. Fliessbach  
Cluster picture of  ${}^7\text{Li}$   
*Physical Review* **C31**, 2242 (1985)
- [WEI02] W. Weihofen  
Apparative Entwicklungen zur experimentellen Überprüfung der Gerasimov-Drell-Hearn-Summenregel am Elektronenbeschleuniger ELSA in Bonn  
Doktorarbeit, Göttingen 2002
- [WEN97] M. Wennesheimer  
Inbetriebnahme und Test eines supraleitenden Polarisationsmagneten für die Messung der Gerasimov-Drell-Hearn-Summenregel  
Diplomarbeit, Mainz 1997
- [ZEI98] G. Zeitler  
Simulation, Konzeption, Bau und Test eines aktiven Kollimatorsystems sowie von Detektoren für das GDH-Experiment an ELSA  
Diplomarbeit, Erlangen 1998
- [ZEI01] G. Zeitler  
An active collimator system for a high-energy photon beam  
*Nuclear Instruments and Methods* **A459** 6 (2001)
- [ZEI02] G. Zeitler  
Messung helizitätsabhängiger Photoabsorptionswirkungsquerschnitte zur experimentellen Überprüfung der GDH-Summenregel an ELSA  
Doktorarbeit, Erlangen 2002

# Abbildungsverzeichnis

2.1	Integrationsweg . . . . .	9
3.1	Die Beschleunigeranlage ELSA . . . . .	12
3.2	ELSA im Nachbeschleunigungsmodus . . . . .	13
3.3	Polarisationskomponenten des Elektronenstrahls . . . . .	14
3.4	Übersicht des GDH-Experiments an ELSA . . . . .	15
3.5	Helizitätstransfer . . . . .	16
3.6	Ansicht der beiden Module des aktiven Kollimators . . . . .	18
3.7	GDH-Detektor . . . . .	19
4.1	Polarisation im thermischen Gleichgewicht . . . . .	22
4.2	Termschema eines gekoppelten Elektron-Nukleon-Systems im Magnetfeld . . . . .	23
4.3	Verteilung der Elektronen auf die Zeeman-Niveaus . . . . .	24
4.4	Schematische Darstellung eines Frozen-Spin-Zyklus . . . . .	25
4.5	Phasendiagramm der $^3\text{He}$ - $^4\text{He}$ -Mischung bei gesättigtem Dampfdruck . . . . .	27
4.6	Schematische Darstellung der Funktionsweise eines $^3\text{He}$ - $^4\text{He}$ -Mischkryostaten . . . . .	27
4.7	Flußdiagramm des GDH-Kryostaten . . . . .	27
4.8	Interne Haltespule innerhalb des Kryostaten . . . . .	30
4.9	Inhomogenität im Zentrum der Haltespule . . . . .	31
4.10	Verlorene Ereignisse in Abhängigkeit von der Strahlenergie . . . . .	32
4.11	Blockschaltbild des Mikrowellenaufbaus . . . . .	33
4.12	Chemischer Aufbau des Butanolmoleküls . . . . .	33
4.13	Chemischer Aufbau des Radikals Porphyrexid . . . . .	33
4.14	Glaswendel zur Herstellung von Butanolkügelchen . . . . .	35
4.15	Neue Apparatur zur Herstellung von Butanolkügelchen . . . . .	36
4.16	Photonenstrahl . . . . .	38
4.17	Füllfaktor als Funktion des Durchmessers . . . . .	39
4.18	Berechneter Füllfaktor als Funktion des Containerdurchmessers . . . . .	40
4.19	Berechneter differentieller Füllfaktor ohne NMR-Draht . . . . .	41
4.20	Berechneter differentieller Füllfaktor mit NMR-Draht . . . . .	41
4.21	Seitenansicht der Targetbehälter . . . . .	42
4.22	Füllfaktor als Funktion des Abstands von der Strahlachse . . . . .	43
4.23	Strahlprofil am Ort des Targets an MAMI . . . . .	44
4.24	Füllfaktor in Abhängigkeit von der Strahlbreite (MAMI) . . . . .	45
4.25	Füllfaktor in Abhängigkeit von der Strahlbreite (ELSA) . . . . .	45

5.1	Gemessene Kennlinie des Allen-Bradley-Widerstands . . . . .	47
5.2	Magnetfeldbedingte Korrektur des AB-Widerstands . . . . .	48
5.3	Protonensignal von Butanol im TE . . . . .	49
5.4	Polarisationsaufbaukurve von Butanol im TE . . . . .	50
5.5	Polarisationsaufbaukurve des Butanoltargets . . . . .	51
5.6	AB-Widerstand während des Polarisierens . . . . .	51
5.7	Relaxationszeiten des Butanols in Abhängigkeit von der Temperatur . . . . .	53
5.8	Temperaturverlauf im Frozen-Spin-Betrieb . . . . .	54
5.9	Bereiche, in denen Nachpolarisieren nach einem bzw. zwei Tagen sinnvoll ist. . . . .	56
5.10	Grundzustand des Deuterons . . . . .	58
5.11	Polarisation von ${}^6\text{Li}$ und ${}^7\text{Li}$ , aufgetragen gegen diejenige von ${}^2\text{H}$ . . . . .	62
5.12	Dilutionfaktor des ${}^6\text{LiD}$ -Targets . . . . .	64
5.13	Deuteronensignal von ${}^6\text{LiD}$ im TE . . . . .	65
5.14	Polarisationskurve von ${}^6\text{LiD}$ im TE . . . . .	65
6.1	Polarisierte totale Photoabsorptionswirkungsquerschnittsdifferenz . . . . .	69
6.2	Wirkungsquerschnittsdifferenz und Modellvorhersagen . . . . .	70
6.3	Pol. Wirkungsquerschnittsdifferenz und unpol. H-Wirkungsquerschnitt . . . . .	71
6.4	Wirkungsquerschnittsdifferenz bei hohen Energien . . . . .	71
6.5	Helizitätsabhängige Photoabsorptionsquerschnitte am Proton . . . . .	73
6.6	„Running GDH-Integral“ . . . . .	74
7.1	Relaxationszeit in Abhängigkeit vom Magnetfeld . . . . .	76
7.2	Vergleich von Single- und Multifilamentleitern . . . . .	76
7.3	Kritische Stromdichten als Funktion des Magnetfeldes . . . . .	77
7.4	Design des neuen Spulenträgers . . . . .	79
7.5	Inhomogenität der längeren Spule ohne Korrekturwindungen . . . . .	80
7.6	Inhomogenität der Spule mit 74 Korrekturwindungen . . . . .	81
7.7	Inhomogenität der längeren Spule mit 38 Korrekturwindungen . . . . .	81
7.8	Maximale Felder im Inneren einer Spule . . . . .	82
7.9	Feldverlauf im Inneren der Spulenwand (ohne Korrekturwindungen) . . . . .	83
7.10	Feldverlauf im Inneren der Spulenwand (mit Korrekturwindungen) . . . . .	83
7.11	Wicklungsschema der Haltespule mit Korrekturwindungen . . . . .	84
7.12	Absorption in der neuen Haltespule für einige Reaktionen am Proton . . . . .	85
7.13	Absorption in der neuen Haltespule für einige Reaktionen am Neutron . . . . .	85
7.14	Polarisationsaufbaukurve bei einem Magnetfeld von $1,8T$ . . . . .	86
7.15	Schematische Darstellung der Zuleitungen im Kryostaten . . . . .	87
7.16	Eichgerade der internen Spule mit Korrekturwindungen . . . . .	88
7.17	Leistung der $50\text{ GHz}$ -Impatt-Diode als Funktion der Frequenz . . . . .	89
B.1	Aufbau zum Wiegen des festen Butanols . . . . .	95
C.1	Massenbestimmung der Glaskugeln . . . . .	98
C.2	Volumenbestimmung der Glaskugeln . . . . .	98

# Tabellenverzeichnis

4.1	Landé-Faktor und Magneton von Elektron, Proton und Deuteron . . . . .	21
4.2	Parameter der Haltespule für das GDH-Experiment in Mainz und Bonn . .	30
5.1	Mittlere Polarisationen und Relaxationszeiten . . . . .	56
5.2	Fehler bei der Polarisationsbestimmung . . . . .	57
5.3	Anteil der Nukleonenpolarisation an der ${}^7\text{Li}$ -Polarisation . . . . .	60
5.4	Spins und g-Faktoren von ${}^2\text{H}$ , ${}^6\text{Li}$ und ${}^7\text{Li}$ . . . . .	61
6.1	Beiträge zum GDH-Integral . . . . .	74
7.1	Parameter einiger supraleitender Drähte . . . . .	77
7.2	Parameter der Haltespule mit hohem Feld . . . . .	78
A.1	Zusammensetzung des Targetmaterials . . . . .	93