Messung der Stokes-Parameter am Laserstrahl des HERA-Polarimeters

Wissenschaftliche Arbeit im Fach Physik

von

Florian Burkart

aus Freiburg

Fakultät für Physik
der
Albert–Ludwigs–Universität
Freiburg im Breisgau

Juli 1996

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung

In der Enzyklopädie der Physik [Ler 81] findet man unter dem Stichwort „Polarisation“ die Polarisation von Teilchen sowie die Polarisation von Licht getrennt beschrieben.
Ein polarisierter Teilchenstrahl besteht aus einem Ensemble von Teilchen, deren Spins in einer bevorzugten Richtung orientiert sind. In gleicher Weise läßt sich Lichtpolarisation durch polarisierte Photonen beschreiben; in der Optik bevorzugt man jedoch die Darstellung von Licht als elektromagnetische Welle. Hierbei bezeichnet man die konstante Richtung der transversalen Schwingung des $\vec{E}$-Vektors als Lichtpolarisation. Die Messung von Lichtpolarisation ist Thema der vorliegenden Arbeit. Das dabei untersuchte Licht wird zur Bestimmung der Polarisation von Elektronen in einem Speicherring verwendet.

Beim Experiment HERMES am HERA-Speicherring des Deutschen Elektronen Synchrotrons DESY in Hamburg streut man polarisierte Elektronen an polarisierten Nukleonen, um die Spinstrukturfunktion von Neutron und Proton zu messen. Die Polarisation des HERA-Elektronenstrahls ist ein wichtiger Parameter für die Auswertung der HERMES-Messung. Die Comptonstreuung $e^- + \gamma \rightarrow e^- + \gamma$ stellt eine Möglichkeit zur Messung der Elektronenpolarisation dar. Das Meßprinzip beruht dabei auf dem spinabhängigen Wirkungsquerschnitt der Comptonstreuung von polarisierten Photonen an polarisierten Elektronen und wird bei den sogenannten „Compton-Polarimetern“ angewandt. Das im Winter 1995/96 aufgebaute sogenannte „Longitudinale“ Polarimeter des HERMES-Experiments arbeitet nach dieser Methode. Man mißt die Energie der in einem Kalorimeter deponierten rückgestreuten Comptonphotonen. Aus der Energieasymmetrie für links- und rechtszirkular polarisiertes Laserlicht wird die Elektronenpolarisation ermittelt.
Für die Bestimmung der Elektronenpolarisation ist das Maß der Zirkularpolarisation des einlaufenden Lichts ein wichtiger Parameter. Mittels einer Pockelszelle wird das linearpolarisierte Laserlicht vollständig in rechts- bzw. linkszirkular polarisiertes umgewandelt, danach wird es aber mit Hilfe von 3 Spiegelpaaren über eine Distanz von 70 m zum Wechselwirkungspunkt mit den Elektronen transportiert. Dabei kann der Polarisationszustand Veränderungen unterliegen. Die Kontrolle des Polarisationszustands geschieht durch Analyse des ungestreuten Laserlichts direkt hinter dem $e^-\gamma$-Wechselwirkungspunkt. Entwicklung, Aufbau und Test der hierfür bestimmten Lichtanalysebox sind Gegenstand dieser Arbeit.

Kapitel 2 behandelt den Hintergrund der Arbeit, die Elektronenpolarisation, deren Messung zunächst durch eine kurze Einführung in das HERMES-Experiment motiviert wird. Dann wird auf die Entstehung der Elektronenpolarisation im HERA-Speicherring sowie auf Meßprinzip und -aufbau des „Longitudinalen“ Comptonpolarimeters eingegangen. Dabei konzentriert sich die Darstellung auf das optische System, dessen Abschluß die Lichtanalysebox darstellt. Kapitel 3 beschreibt die Theorie polarisierten Lichts. Besonderes Gewicht liegt auf der Beschreibung des Polarisationszustands von Licht durch die Stokes-Parameter. In Kapitel 4 sind das Meßprinzip und der Aufbau der Lichtanalysebox beschrieben. In Kapitel 5 werden durchgeführte Testmessungen der Lichtpolarisation vorgestellt und im Anschluß diskutiert.

2 Elektronenpolarisation

2.1 Das HERMES-Experiment

Seit 1995 ist am HERA-Speicherring in der Halle Ost ein neuer Detektor namens HERMES in Betrieb, der eines der großen Rätsel des Protons lösen soll: Wie ist der Spin des Protons auf die einzelnen Konstituenten verteilt?
Daß dieser nicht einfach additiv durch die 3 Quarks gegeben ist, wurde 1987 von der Europäischen-Myon-Kollaboration (EMC) am CERN [EMC 86] nachgewiesen und stürzte das Quark-Parton-Modell in die sogenannte „Spin-Krise“. Seitdem gab es Fortschritte, sowohl im theoretischen Verständnis der Spinverteilung im Rahmen der Quantenchromodynamik (QCD), als auch im experimentellen Bereich durch neue Experimente am CERN (SMC) und SLAC (E-142, E-143). Es bleiben aber noch viele offene Fragen.
Ziel von HERMES ist es, mit neuartigen Technologien umfassende und präzise Einblicke in die innere Spinstruktur von Proton und Neutron zu bekommen, d.h. herauszufinden, welchen Anteil die restlichen Bestandteile, die Gluonen und die virtuellen Quark-Antiquark-Paare, am Spin des Protons übernehmen.

Das Experiment beruht auf folgender Eigenschaft der Quantenelektrodynamik: werden longitudinal polarisierte, hochenergetische Elektronen tiefunelastisch an polarisierten Nukleonen gestreut, so überträgt sich der Spin des Elektrons auf den Spin des ausgetauschten virtuellen Photons. Dieses wiederum kann aus Drehimpuls-Erhaltungsgründen nur von solchen Quarks absorbiert werden, deren Spin entgegengesetzt zum Spin des ausgetauschten Photons ist (vgl. Abb. 2.1). Im Experiment werden die Spins der Nukleonen ständig umgeklappt und die daraus entstehenden Zählratenasymmetrien sind proportional zu den Spinasymmetrien der Quarks im Nukleon [Dür 96].

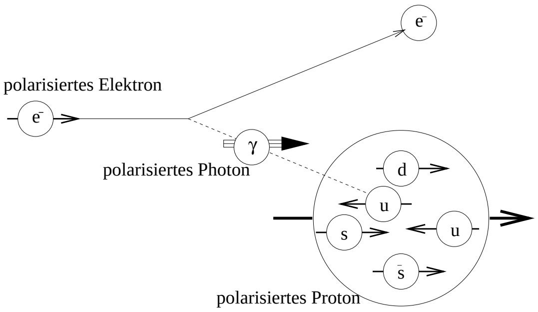

Abb. 2.1: *Das ausgetauschte virtuelle Photon kann nur mit Quarks entgegengesetzten Spins wechselwirken.*

Um dieses Ziel zu erreichen benutzt HERMES zwei neu entwickelte Technologien:

ein internes Gastarget mit kernspinpolarisierten H-, D-, oder ^3He-Atomen und den in HERA gespeicherten polarisierten, hochenergetischen Elektronenstrahl.

2.2 Elektronenpolarisation bei HERA

2.2.1 Der Speicherring HERA

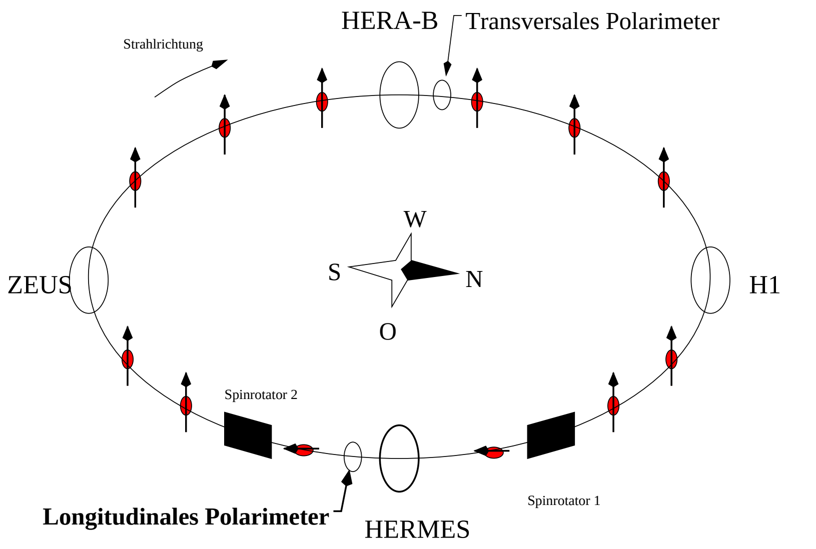

Abb. 2.2: *Eine Skizze des Speicherrings HERA mit den vier Experimenten HERA-B, H1, HERMES und ZEUS, den Spinrotatoren und den beiden Comptonpolarimetern.*

Die Hadron-Elektron-Ring-Anlage HERA ist ein Elektron-Proton-Collider am Deutschen Elektronen Synchrotron DESY in Hamburg. Der Beschleuniger besteht aus zwei evakuierten Röhren mit etwa 5 cm Durchmesser, eingehüllt von über 600 Ablenk- und Fokusiermagneten , die in einem 6,3 km langen Ringtunnel installiert sind [Phy 96]. Nach Injektion aus den Vorbeschleunigern DESY und PETRA kreisen in der einen Röhre Protonen mit einem Impuls von 820 GeV/c, in der anderen — in entgegengesetzter Richtung — Elektronen mit 27 GeV/c. Beide Strahlen werden dort für Stunden gespeichert.
Bei den Experimenten ZEUS und H1 werden die beiden Strahlen miteinander zur Kollision gebracht. Bei dem neuen Experiment HERA-B wird ein festes Drahttarget in die äußeren Bereiche des Protonenstrahls gefahren, während bei HERMES ein internes Gastarget im Elektronenstrahl verwendet wird.

Die gespeicherten Elektronen sind in 210 Pakete („Bunches") gebündelt, die 96 ns voneinander getrennt sind und die typisch jeweils $3,8 \times 10^{10}$ Elektronen enthalten und eine Länge von 27 ps haben [HER 93]. Aufgrund längerer Strahllebensdauern wird HERA zur Zeit mit Positronen anstatt mit Elektronen betrieben. Der Einheitlichkeit wegen wird hier durchgängig die Bezeichnung „Elektronen" verwendet.

2.2.2 Selbstpolarisation von Elektronen

In einem Speicherring werden die Elektronen durch ein homogenes Magnetfeld auf eine Kreisbahn gezwungen. Dieses äußere magnetische Führungsfeld führt in Wechselwirkung mit dem magnetischen Moment der Elektronen zur Emission von Synchrotronstrahlung in Form von magnetischer Dipolstrahlung und bewirkt damit das Umklappen des Spins in die andere Richtung und den Übergang auf ein anderes Energieniveau.
Bei dieser Emission besteht eine unterschiedliche Wahrscheinlichkeit für die beiden möglichen Umklapprichtungen des Spins, wobei die anschließende Orientierung des Spins parallel ($\uparrow$) oder antiparallel ($\downarrow$) zum äußeren Magnetfeld ist. Auf diese Weise baut sich ein Verhältnis der Anzahl der $\uparrow$-Zustände $N(\uparrow)$ und der $\downarrow$-Zustände $N(\downarrow)$ ungleich 1 auf.
Diese Besetzungszahlen werden für die Definition des Polarisationsgrades P des Elektronenstrahls herangezogen:

$$P = \frac{N(\uparrow) - N(\downarrow)}{N(\uparrow) + N(\downarrow)} \; . \tag{2.1}$$

Die sich bevorzugt einstellende Richtung ist die energetisch günstigere, bei der das magnetische Moment des Teilchens in die gleiche Richtung orientiert ist wie das ablenkende Magnetfeld. Bei HERA zeigt das Magnetfeld senkrecht zur Maschinenebene nach unten, der Spin der Elektronen daher nach oben und es stellt sich transversale Polarisation ein [Dür 95].

Die zunächst unpolarisiert injizierten Elektronen polarisieren sich also mit der Zeit nach dem von Sokolov und Ternov [Sok 63] vorhergesagten Mechanismus. Die Polarisation $P(t)$ steigt zeitabhängig gemäß

$$P(t) = P_{ST} \cdot (1 - \exp(-t/\tau_{ST})) \; , \tag{2.2}$$

wobei τ_{ST} die Aufbauzeit und P_{ST} die maximale theoretisch erreichbare Polarisation des Strahls ist. In einer idealen, flachen Maschine beträgt dieser Wert 0,924 . Aufgrund der eingebauten Spinrotatoren (vgl. Abschnitt 2.2.3 und Abb. 2.2) ist HERA keine flache Maschine mehr und dieser Wert ist auf 0,894 beschränkt [HER 95].

In einer realen Maschine gibt es außerdem noch depolarisierende Effekte, die dem Sokolov-Ternov-Effekt entgegenwirken. Abweichungen von der Sollbahn führen dazu, daß die Elektronen in Quadrupolmagneten einem inhomogenen Magnetfeld ausgesetzt sind, so daß sich der Spin aus der Vertikalen wegdreht. Dieser Effekt, der als Spindiffusion bezeichnet wird, kann in einer vergleichbaren Größenordnung depolarisierend auf den Strahl wirken, wie der Sokolov-Ternov-Effekt polarisierend. Die Stärke dieses Depolarisationsprozesses wird durch die Zeitkonstante τ_{d} ausgedrückt und die asymptotische Polarisation P_∞ ergibt sich aus der Stärke der beiden konkurrierenden Prozesse zu

$$P_\infty = P_{ST} \frac{\frac{1}{\tau_{ST}}}{\frac{1}{\tau_{ST}} + \frac{1}{\tau_d}} . \tag{2.3}$$

Die effektive Aufbauzeit τ_∞ zum Erreichen der Gleichgewichts-Polarisation P_∞ ergibt sich zu

$$\frac{1}{\tau_\infty} = \frac{1}{\tau_{\mathrm{ST}}} + \frac{1}{\tau_{\mathrm{d}}} , \tag{2.4}$$

und daraus folgt

$$P_\infty = \tau \frac{P_{\mathrm{ST}}}{\tau_{\mathrm{ST}}} . \tag{2.5}$$

2.2.3 Longitudinale Elektronenpolarisation

Im Gegensatz zu der sich einstellenden transversalen Polarisation werden beim HERMES-Experiment longitudinal polarisierte Elektronen benötigt. Im Mai 1994 gelang es bei HERA weltweit zum ersten Mal, einen hochenergetischen, im Speicherring umlaufenden Elektronenstrahl longitudinal zu polarisieren [Bar 95]. Um longitudinale Polarisation zu erhalten, wurden vor und hinter dem HERMES-Experiment Spinrotatoren eingebaut, die den Spin der Elektronen aus der vertikalen in die longitudinale und wieder zurück in die vertikale Richtung drehen.
Bei diesem in HERA eingebauten „Mini-Rotator“ [Buo 86] handelt es sich um eine Reihe nacheinander angeordneter, abwechselnd vertikal und horizontal ablenkender Dipolmagnete. Der Spinvektor wird nicht in einem Schritt um 90^o gedreht, sondern in jedem der Dipolmagnete um die jeweils horizontale bzw. vertikale Achse in mehreren Einzeldrehungen bis zur endgültigen longitudinalen Orientierung ausgerichtet (s. Abb. 2.3 unten). Hinter dem Experimentaufbau befindet sich ein zweiter, spiegelbildlich aufgebauter Rotator, mit dem der Spin wieder in die vertikale Richtung zurück gedreht wird. Der Arbeitsbereich der Rotatoren liegt in einem Intervall von 27 bis 35 GeV. Durch die vertikal ablenkenden Dipole erfährt nicht nur der Spin einen Einfluß, sondern auch die Bahn des Elektrons. Im Bereich der Rotatoren ist die Elektronenbahn daher um 20 cm ausgelenkt(s. Abb. 2.3 oben) [Dür 95]. Die Rotatormagneten und der von ihnen beeinflußte

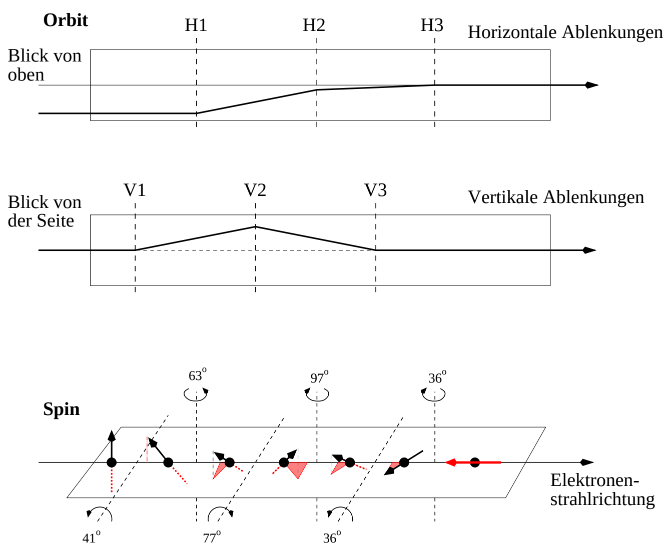

Abb. 2.3: *Die Bahn-Ablenkungen und das Rotieren des Spins.*

Teil des Rings sind beweglich gelagert, da eine Auslenkung von 20 cm viel zu groß ist, um innerhalb des Elektronenstrahlrohrs durchgeführt werden zu können. Beim Einschalten der Rotatoren wird daher auch das Strahlrohr selbst zusammen mit den Rotatordipolen entsprechend weit ausgelenkt. Dieser Vorgang wird durch bewegliche Übergänge und Bälge zwischen den Abschnitten des Strahlrohres ermöglicht.

2.3 Das Compton-Polarimeter

Zur Messung der Elektronenpolarisation bei HERA ist seit 1991 in der HERA-Halle West das sogenannte „Transversale“ Polarimeter in Betrieb. Es mißt die sich gemäß dem Sokolov-Ternov-Effekt senkrecht zur Maschinenebene einstellende transversale Elektronenpolarisation. Die Funktionsweise des Transversalen Polarimeters ist ausführlich in [Bar 93] beschrieben. Da die Elektronenpolarisation direkt in die Auswertung der HERMES-Messungen der Spinstrukturfunktion eingeht, ist es entscheidend, sie mit möglichst geringem systematischem Fehler zu messen. Das wird durch eine unabhängige Messung mit dem zum Transversalen komplementären Longitudinalen Polarimeter in der Halle Ost erreicht. Dieses mißt hinter dem HERMES-Detektor die durch die Spinrotatoren bewirkte longitudinale Elektronenpolarisation.

Das Meßprinzip der Polarimeter basiert auf dem spinabhängigen Wirkungsquerschnitt der Comptonstreuung von polarisierten Photonen an polarisierten Elektronen. Von der für rechts- und linkszirkulares Licht gemessenen Asymmetrie kann auf die Elektronenpolarisation geschlossen werden.

Für die Betrachtungen zur Comptonstreuung wird das folgende Koordinatensystem zugrundegelegt (vgl. Abb. 2.4): die x-Achse zeigt zum Mittelpunkt des Ringes, die y-Achse ist parallel zu der bevorzugten Polarisationsrichtung der Elektronen (orthogonal zur Maschinenebene) und die z-Achse zeigt entgegen der Fortbewegungsrichtung der Elektronen.

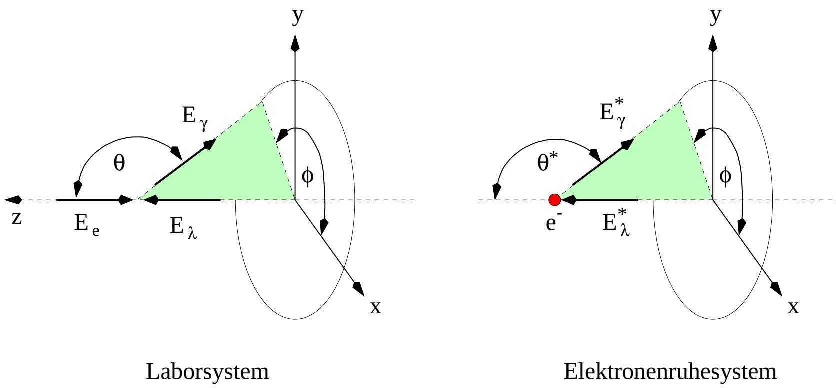

Abb. 2.4: *Die Kinematik der Comptonstreuung.*

Hierbei bezeichnen:

β	:	Elektronengeschwindigkeit in z-Richtung/c
c	:	Lichtgeschwindigkeit
γ	:	Lorentzfaktor $E_e/m_e c_0^2 = 27551/0.511 = 53915.9$
θ	:	Streuwinkel im Laborsystem
α	:	Winkel zwischen einlaufendem Photon und Elektronenstrahl (z-Richtung)
θ^*	:	Streuwinkel im Elektronenruhesystem
E_λ	:	Energie der einlaufenden Photonen im Laborsystem (das gestreute Photon wird entsprechend mit E_γ bezeichnet)
E_λ^*	:	Energie der einlaufenden Photonen im Elektronenruhesystem (das gestreute Photon wird entsprechend mit E_γ^* bezeichnet).

Mittels relativistischer Viererimpulskinematik und unter Annahme der Kolinearität des Elektrons, des einlaufenden Photons und des comptongestreuten Photons, berechnet sich die Energie des in Rückwärtsrichtung gestreuten Photons E_γ zu [Kön 96]:

$$E_\gamma \approx \frac{E_e}{1 + m_e^2 c^2 / 4 E_\lambda E_e} \; . \tag{2.6}$$

Das Laserlicht wird von einem gepulsten Nd:YAG-Laser geliefert, der bei einer Wellenlänge von 532 nm im betrieben wird. Damit ist $E_\lambda = 2,33$ eV und bei einer Energie der Elektronen von 27,5 GeV ist die Energie der unter 180^o rückgestreuten Photonen unter Verwendung von Gl. (2.6) $E_\gamma \approx \frac{E_e}{2{,}02} \simeq 13{,}6$ GeV.
Berücksichtigt man die Nichtkolinearität des unter einem Winkel $\alpha \simeq 6$ mrad einlaufenden Photons und Streuwinkel $\neq 180^o$, so betrachtet man den Streuprozeß im Ruhesystem des Elektrons. Die Energie E_λ wird folgendermaßen aus dem Laborsystem in das Elektronenruhesystem transformiert:

$$E_\lambda^* = \gamma \, (1 + \; \beta \cos \alpha) \, E_\lambda \; . \tag{2.7}$$

Für $\alpha \simeq 6$ mrad und $\beta \simeq 1$ ergibt sich eine Energie des einlaufenden Photons im Elektronenruhesystem von $E_\lambda^* \simeq 251$ keV. Für die Berechnung der Energie des gestreuten Photons wird die Energie- und Impulserhaltung zugrundegelegt und es gilt

$$E_\gamma^* = \frac{E_\lambda^*}{1 + \frac{E_\lambda^*}{m_e c^2}(1 - \; \cos \theta^*)} \; . \tag{2.8}$$

Für unter $\theta^* = 180^o$ rückgestreuten Photonen ergibt sich eine Energie von $E_\gamma^* \simeq 127$ keV. Bei der Rücktransformation ins Laborsystem ergibt sich folgende Abhängigkeit der Photonenenergie E_γ vom Streuwinkel θ^*,

$$E_\gamma = \gamma (1 - \; \beta \cos \theta^*) E_\gamma^* \; , \tag{2.9}$$

und die Energie der unter $\theta^* = 180^o$ rückgestreuten Photonen ist maximal und berechnet sich zu 13,6 GeV, d.h. es handelt sich um harte Gammastrahlung. Der Streuwinkel θ im Laborsystem ist für $\theta^* = 180^o$ ebenfalls 180^o und allgemein wird der Streuwinkel θ^* im Elektronenruhesystem folgendermaßen zu einem Winkel θ im Laborsystem transformiert:

$$\tan(\pi - \theta) = \frac{1}{\gamma \tan \theta^* / 2} \; . \tag{2.10}$$

Die detektierbaren Photonen werden also in einem schmalen Kegel zwischen $\theta = 180^o = \pi$ (entsprechend $\theta^* = 180^o$ und $E_\gamma = 13,6$ GeV) und $\theta = \pi - 19\,\mu$rad ($\theta^* = 90^o$, $E_\gamma = 9,1\; GeV$) um die Richtung des einlaufenden Elektronenimpulses rückgestreut [HER 95].

Der Wirkungsquerschnitt für die Streuung von polarisierten Photonen (mit linearer Polarisation ξ_1 und zirkularer Polarisation ξ_3 †) an Elektronen der Polarisation $\vec{P} = (P_x, P_y, P_z)$ wurde erstmals von Lipps und Tolhoek [Lip 54] beschrieben. Danach ergibt sich im Ruhesystem der Elektronen die bekannte Formel für den Comptonwirkungsquerschnitt und zusätzliche, durch die Polarisation bedingte Terme:

$$\frac{d\sigma_c}{d\Omega}(\vec{\xi}, \vec{P}) = \frac{1}{2} r_0^2 \left(\frac{E_\gamma^*}{E_\lambda^*} \right)^2 (\Sigma_0 + \Sigma_1 \xi_1 + \Sigma_2 \xi_3 \vec{P}) \; . \tag{2.11}$$

Die einzelnen Summanden sind definiert als

$$\begin{aligned} \Sigma_0 &= (1 + \cos^2 \theta^*) + (E_\lambda^* - E_\gamma^*)(1 - \cos \theta^*) \\ \Sigma_1 &= \cos(2\phi) \sin^2 \theta^* \\ \Sigma_2 &= -(1 - \cos \theta^*)(E_\lambda^* \cos \theta^* + E_\gamma^*) \vec{P} \end{aligned}$$

wobei

$r_0 = 2.82 \cdot 10^{-15}$ m : klassischer Elektronenradius,
ϕ : Azimutwinkel der Streuebene.

Die Polarisation der Elektronen kann in eine transversale Komponente P_y und eine longitudinale Komponente P_z separiert werden. Der Wirkungsquerschnitt wird dann in der folgenden Weise ausgedrückt:

$$\frac{d\sigma_c}{d\Omega}(\vec{\xi}, \vec{P}) = \frac{1}{2} r_0^2 \left(\frac{E_\gamma^*}{E_\lambda^*} \right) (\Sigma_0 + \Sigma_1 \xi_1 + (P_y \Sigma_{2,y} + P_z \Sigma_{2,z}) \xi_3) \tag{2.12}$$

mit den Summanden

$$\begin{aligned} \Sigma_{2,y} &= -E_\gamma^* \sin \phi \sin \theta^* (1 - \cos \theta^*) \\ \Sigma_{2,z} &= -(1 - \cos \theta^*)(E_\gamma^* + E_\lambda^*) \cos \theta^* \; . \end{aligned}$$

Die Polarisationskomponente P_x fällt bei der Herleitung von Gl.(2.12) weg, da man implizit über x integriert [Bar 92].

Da man E_γ genauer messen kann als den Streuwinkel θ^*, ist es sinnvoll den Wirkungsquerschnitt als Funktion der Energie E_γ der gestreuten Photonen zu schreiben und nicht als Funktion des Winkel θ^* im Ruhesystem. Dies ist möglich, da es sich bei der Comptonsteuung um einen elastischen Streuprozeß handelt und die beiden Größen direkt miteinander verknüpft sind (vgl. Gl. (2.9)).

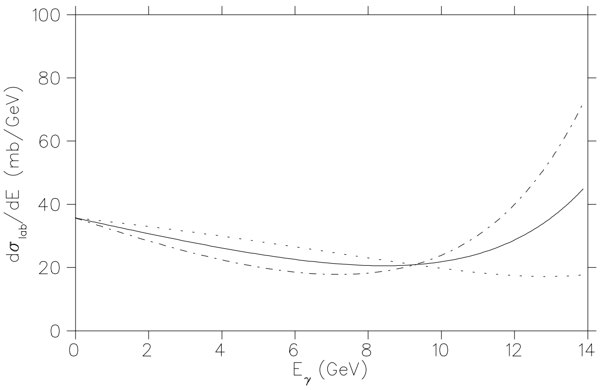

Abb. 2.5: *Die Energiespektren(durchgezogene Linie = unpolarisierte Photonen, gepunktet = rechtszirkular, gestrichelt = linkszirkular).*

Das Energiespektrum $d\sigma/dE_\gamma$ — das ist der differentielle Wirkungsquerschnitt integriert über ϕ — ist in Abb. 2.5 für die Comptonstreuung zirkularpolarisierter Laserphotonen an unpolarisierten Elektronen gezeigt (durchgezogene Linie). Nur Σ_0 trägt in diesem Falle zum Spektrum bei.
Sind die Elektronen longitudinal polarisiert so ergibt sich ein zusätzlicher Beitrag von $\Sigma_{2,z}$. Die Beiträge der Integrale von Σ_1 und $\Sigma_{2,y}$ verschwinden bei der Integration über ϕ (vgl. Gl. (2.12)). Die Energiespektren für $\xi_3 P_z = \pm 1$ sind ebenfalls in Abb. 2.5 gezeigt. Genau diese Energieabhängigkeit nutzt man zur Messung der longitudinalen Elektronenpolarisation P_z.
Die allgemeine Form der Asymmetrie der Energiespektren kann geschrieben werden als

$$\begin{aligned} A(E_\gamma) &= \frac{\frac{d\sigma}{dE_\gamma}(\xi_3 = +1) - \frac{d\sigma}{dE_\gamma}(\xi_3 = -1)}{\frac{d\sigma}{dE_\gamma}(\xi_3 = +1) + \frac{d\sigma}{dE_\gamma}(\xi_3 = -1)} \\ &= \xi_3 P_z \frac{\Sigma_{2,z}}{\Sigma_0} \,. \end{aligned} \tag{2.13}$$

Die Energieasymetriefunktion $\Sigma_{2,z/0} := \Sigma_{2,z}/\Sigma_0$ ist in Abb. 2.6 wiedergegeben. Für $\theta^* = 0$ ($E_\gamma = 0$) bzw. $\theta^* = 90^o$ ($E_\gamma =$ 9,1 GeV) ist $\Sigma_{2,z/0} = 0$, für $\theta^* = 180^o$ ($E_\gamma =$ 13.6 GeV) ist der Betrag von $\Sigma_{2,z/0}$ maximal.

Wegen des hohen Bremsstrahlungsuntergrundes hinter dem HERMES-Target wird beim Longitudinalen Polarimeter die Multiphotonenmethode angewandt (im Gegensatz zur Einzelphotonenmessung beim Transversalen Polarimeter). Dabei wird die Energie

[†] Der Polarisationszustand von Licht wird durch den Stokesvektor $\vec{\xi}$ beschrieben, vgl. Abschnitt 3.2

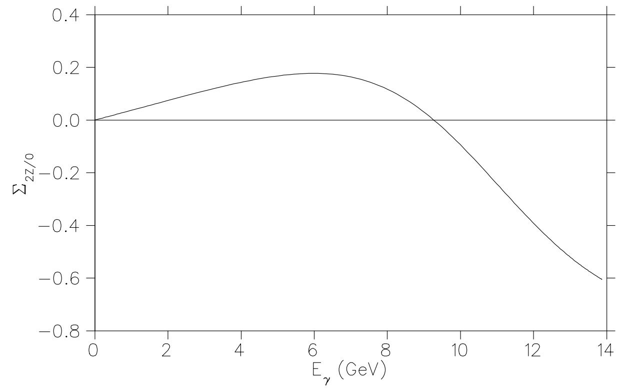

Abb. 2.6: *Energie-Asymmetrie in Abhängigkeit von der Photonenenergie* E_γ.

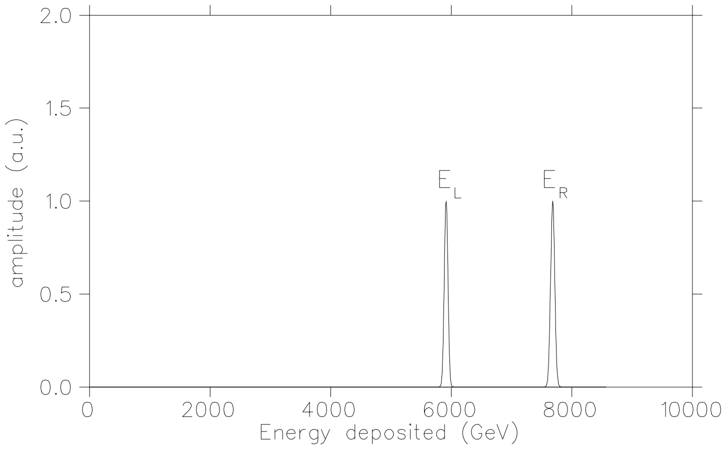

Abb. 2.7: *Integrierte Energiespektren für 1000 gestreute Photonen für* $\xi_3 P_z = +0,70$ *(linker Peak) und* $\xi_3 P_z = -0,70$ *(rechter Peak). Der Abstand der beiden Peaks beträgt 1770 GeV.*

von jeweils von N = 10^3 bis 10^4 im Kalorimeter deponierten Photonen gemessen. Die energiegewichtete Asymmetrie ist

$$A(NE_\gamma) = \xi_3 P_z \Sigma_{z,lr} \; , \tag{2.14}$$

mit

$$\Sigma_{z,lr} = \frac{\Sigma_l - \Sigma_r}{\Sigma_l + \Sigma_r} \; , \tag{2.15}$$

$$\Sigma_i = \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \left(\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}E}\right)_i E \mathrm{d}E \; ; \quad i = l, r \; . \tag{2.16}$$

Für zwei verschiedene Helizitäten werden im Energiespektrum zwei Peaks beobachtet (vgl. Abb. 2.7). Die Lage dieser Peaks hängt von der Luminosität, von der Laser- und Elektronenpolarisation und von der Anzahl N der deponierten Photonen ab. Die Asymmetrie wird aus der Differenz der Peaks hergeleitet.

Für den statistischen Fehler einer Polarisationsmessung ergibt sich [HER 95]

$$\delta P_z = \frac{1}{\xi_3 \langle \Sigma_{z,lr} \rangle} \frac{1}{\sqrt{N}} \; . \tag{2.17}$$

In der folgenden Tabelle sind einige systematische Fehlerquellen und ihre erwarteten Beiträge aufgeführt [HER 95]:

Fehlerquellen	erwarteter Beitrag
Laserpolarisation	1%
Stabilität der Strahllage innerhalb des Lasers	0,5%
Intensitätsschwankungen des Lasers	0,1%
Optisches System und Positionierung des Lasers	0,1%
Stabilität der Elektronenbahn	0,5%
Linearität und Stabilität der Photomultiplier	1%
Elektronenstrahlstrom	0,1%
insgesamt ca.	2,5%

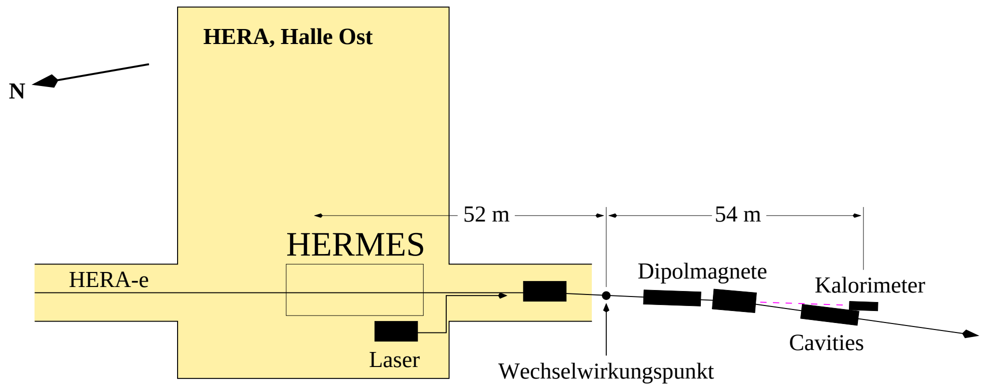

Abb. 2.8: *Aufbau des Longitudinalen Polarimeters.*

In Abbildung 2.8 ist der Aufbau des Longitudinalen Polarimeters schematisch dargestellt. Der Laser befindet sich im 6. Stockwerk der HERA-Halle Ost. Das Lasertransportsystem lenkt das aus dem parallel zum Elektronenstrahl ausgerichteten Laser emittierte Licht mit Hilfe von 3 Spiegelpaaren hinab zum Wechselwirkungspunkt im HERA-Tunnel. Der Wechselwirkungspunkt der Elektronen und Photonen befindet sich 52 m strahlabwärts hinter dem HERMES-Target zwischen dem ersten Dipolmagneten und dem Anfang der Beschleunigungskavitäten. Die durch die Ablenkung um $1,8^o$ verursachte Reduzierung der gemessenen longitudinalen Polarisation ist kleiner als $0,1\% = \cos(1,8^o)$. Die rückgestreuten Photonen und der Elektronenstrahl fliegen danach in dieselbe Richtung und werden in dem zweiten Dipolmagneten voneinander getrennt. Der Detektor befindet sich 54 m hinter dem Wechselwirkungspunkt, wo der Abstand der beiden Strahlen schließlich 4,2 cm beträgt. Der Detektor besteht aus 4 $NaBi(WO_4)_2$ Kristallen einer Größe von $2,2 \times 2,2 \times 20$ cm^3 [HER 95].

2.4 Das optische System

Das optische System des Longitudinalen Polarimeters besteht aus einem Nd:YAG-Laser, Optik zur Strahlformung und Polarisation, dem Strahltransportsystem und abschließend einer Analysebox zur Bestimmung von Intensität und Polarisation des ungestreuten Lichts.

2.4.1 Der Laser

Der Laser, ein frequenzverdoppelter Klasse 4 Nd:YAG-Laser (Coherent, Infinity 40-100) liefert Pulse einer Länge von 3 ns mit einer Energie von 0-250 mJ und einer Wiederholungsfrequenz von 1-100 Hz. Die Wellenlänge des emittierten Lichts beträgt 532 nm.
Die gesamte Oszillatoroptik ist in einem eigenen Gehäuse aufgebaut und temperatursta-

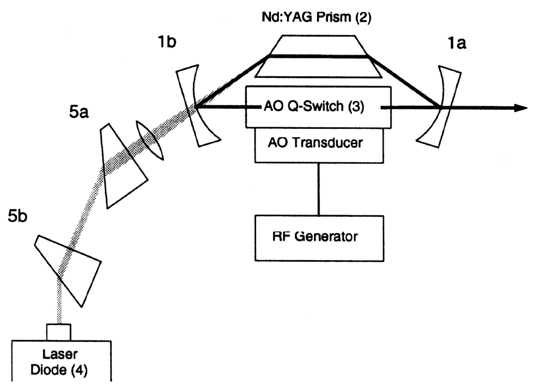

Abb. 2.9: *Der Aufbau des Laser-Oszillators [Coh 95].*

bilisiert. Der Oszillator (vgl. Abb. 2.9), bestehend aus zwei Konkavspiegeln(1a,b), einem trapezförmigen Nd:YAG-Prisma(2) und einem Akusto-Optischen-Modulator(3), ist als

Ring-Resonator angeordnet. Das Nd:YAG-Prisma ist das aktive Medium und wird kontinuierlich von einer Laserdiode(4) bei einer Wellenlänge von 810 nm gepumpt. Durch Verwendung einer Laserdiode ist der Oszillator sehr klein und robust und entsprechend unempfindlich gegen Vibrationen. Der Akusto-Optische Modulator wirkt als Gütemodulator (Q-switch) und ermöglicht den Pulsbetrieb. Die vom Oszillator emittierten Pulse sind 8-10 nsec lang, haben eine Energie von 30 mJ und einen Durchmesser von 60 μm.

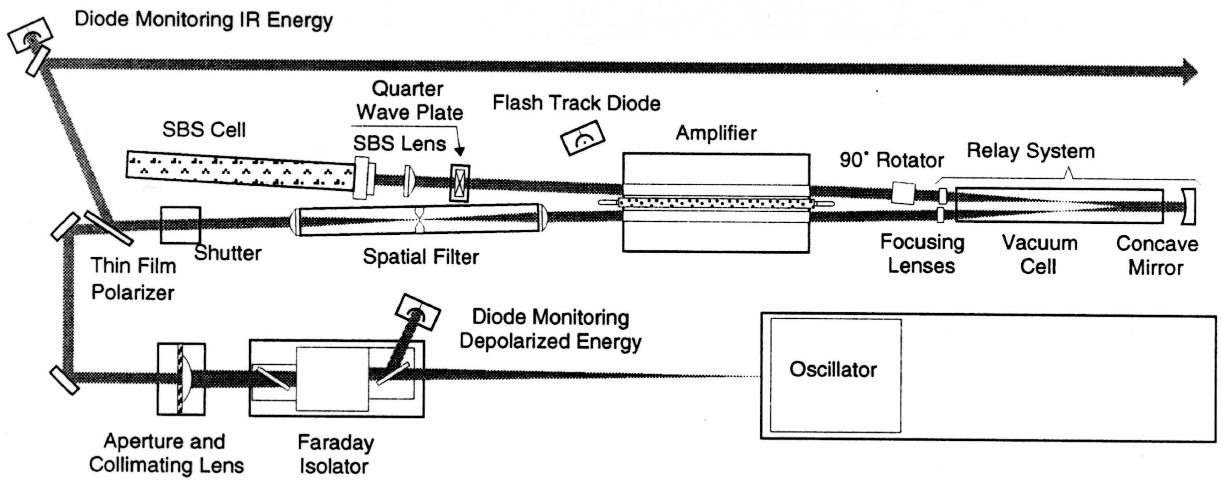

Abb. 2.10: *Der Aufbau des Nd:YAG-Lasers Infinity 40-100 von Coherent [Coh 95].*

Nachdem der Puls den Oszillator verlassen hat, wird er durch eine Konkavlinse aufgeweitet und geht dann durch einen Faraday-Isolator, der als optische Diode wirkt und den Oszillator vor zurückgespiegeltem Licht schützt (vgl. Abb. 2.10). Ein Kollimator mit einer Apertur von 5,5 mm, deren Beugungseffekte in dem darauffolgenden Ortswellenfilter unterdrückt werden, legt den Strahldurchmesser fest. Daran schließt sich die Verstärkungseinheit, bestehend aus einer Blitzlampe und zwei Nd:YAG-Stäben an. Nachdem der Strahl den ersten Stab durchlaufen hat, wird er durch ein 1:1 Abbildungssystem („Relay System“), dessen reale Brennpunkte zur Vermeidung von Luftüberschlägen in einem evakuierten Glasröhrchen liegen, auf den zweiten Nd:YAG-Stab abgebildet. Ein phasenkonjugierender Spiegel („Phase Conjugate Mirror=PCM“ realisiert durch eine „Stimulated Brillouin Scattering“=SBS-Cell) reflektiert den Strahl und beim erneuten Durchlaufen der Nd:YAG-Stäbe wird er weiter verstärkt. Im Gegensatz zu einem herkömmlichen Spiegel findet bei der Reflexion an einem PCM auch eine Zeitumkehroperation statt, die bewirkt, daß die Teile der Wellenfront, die den PCM zuerst erreichen, als letzte wieder aus diesem herauslaufen. Verzerrungen der Wellenfront, die sich aufgrund von Inhomogenitäten der Nd:YAG-Stäbe ergeben, werden so beim erneuten Durchlauf durch den Verstärker nahezu kompensiert. Damit erreicht der Infinity 40-100 über seinen ganzen Frequenzbereich stabile Moden. Die Polarisationsebene des Strahls wird bei der oben beschriebenen Verstärkung um $\pi/2$ gedreht und der Strahl mit einen Dünnfilmpolarisator ausgekoppelt. Er durchläuft dann einen frequenzverdoppelnden Kristall, der nicht in Abb. 2.10 eingezeichnet ist. Das infrarote Laserlicht ($\lambda = 1064$ nm) wird in einem Beam Dump absorbiert, während das gewünschte frequenzverdoppelte Laserlicht ($\lambda = 532$ nm) durch dichroitische Spiegel abgetrennt wird und das Gehäuse durch die Austrittsapertur verläßt [Coh 95].

2.4.2 Die Optik des Strahlführungssystems

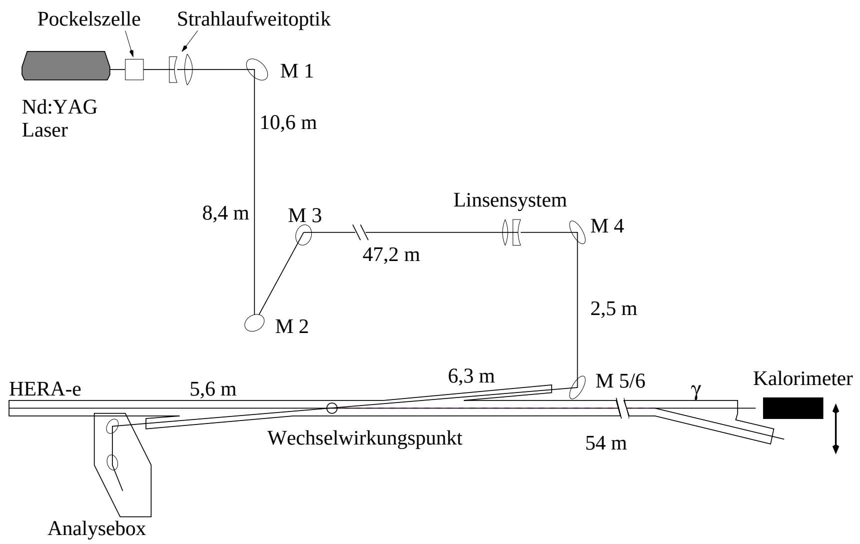

Abb. 2.11: *Das optische System des Longitudinalen Polarimeters.*

Der Laser befindet sich in einer klimatisierten Hütte auf einem Fundamentsockel im 6. Stockwerk der HERA-Halle Ost, ungefähr 20 m über dem Hallenboden. An den Laser anschließend sind auf einem optischen Tisch („Breadboard") weitere optische Komponenten montiert: ein Spiegelpaar zum Feinjustieren des Laserstrahls, eine Pockelszelle, sowie eine 1:2 Strahlaufweitungsoptik bestehend aus einer Plankonkav- und einer Plankonvexlinse mit Brennweiten von $f = -50$ mm bzw. $f = 100$ mm. Das vom Laser emittierte Licht ist linear polarisiert. Am Wechselwirkungspunkt benötigt man dagegen in einem Zufallsmuster zwischen rechts- und linkszirkularem Zustand umgeschaltetes Licht. Die Pockelszelle ist ein elektrooptisches Element, mit dem man ein schnelles Umschalten der Polarisation realisiert. Sie besteht aus einem zu 95% deuteriertem Kaliumdiphosphat-

Kristall mit ringförmigen Elektroden. Durch Anlegen einer Hochspannung hebt man die Kristallsymmetrie teilweise auf und induziert neue optische Achsen, so daß der Kristall doppelbrechend wird und wie eine spannungsabhängige Verzögerungsplatte wirkt.

Hinter einem Strahlverschluß („Beamshutter") tritt der Strahl durch das Eintrittsfenster des 70 m langen Lasertransportsystems, das in Abb. 2.11 skizziert ist. Zur Verbesserung der Strahlstabilität verläuft der gesamte Transportweg in einem evakuierten Edelstahlrohr, wodurch Brechungseffekte an turbulenten Luftschichten unterdrückt werden. In einer ersten Umlenkbox wird der Strahl 2 m hinter der Laserhütte in einem Kabelschacht von Spiegel M1 senkrecht nach unten abgelenkt. Nach 10,6 m befindet sich auf Tunneldeckenniveau der zweite Spiegel M2, der den Strahl horizontal 8,4 m seitlich in den Tunneleingang hineinlenkt. Spiegel M3 lenkt den Strahl parallel zum Elektronenstrahlrohr über 47,2 m an der Tunneldecke entlang. Vor Spiegel M4 befindet sich ein Linsensystem mit variabler Brennweite, das den Strahl auf den Wechselwirkungspunkt fokussiert. M4 lenkt den Strahl 2,5 m nach unten auf das Spiegelpaar M5/6, von wo er schließlich durch ein Eintrittsfenster in das Ultrahochvakuum des Elektronenstrahlrohrs eintritt. Obwohl die Abbildungsfunktion von M5/6 auch mit einem einzigen Spiegel hätte realisiert werden können, wurde dieser bewußt als Paar ausgeführt. Damit besteht das gesamte beschriebene Strahltransportsystem aus Paaren von Spiegeln mit jeweils orthogonalen Normalenvektoren der Reflexionsebenen. Diese Anordnung soll die Erhaltung der Polarisation bei der Reflexion an den insgesamt 8 Spiegeln bewirken, bei denen Phasenunterschiede zwischen der s- und p-Welle* auftreten können. Durch die beschriebene Anordnung wird die Rolle von s- und p-Welle am jeweiligen Spiegelpaar vertauscht und eine Phasenverschiebung somit kompensiert.

Zum Durchfädeln des Strahls sind in den Rohrsektionen nach den ersten vier Spiegeln als Justierhilfe sogenannte Schirmmonitore installiert, die in Abb. 2.11 nicht eingezeichnet sind. Mit Hilfe einer Pneumatik werden Metallschirme, auf denen ein Fadenkreuz eingraviert ist, im Vakuum unter 45° in den Strahlengang gefahren. Eine im rechten Winkel zum Strahlengang außerhalb des Vakuums montierte CCD-Kamera registriert den Auftreffpunkt des Laserstrahls auf den Metallschirm. So kann die Strahlposition von außen kontrolliert und die Spiegel gegebenenfalls nachjustiert werden. So wird zum Beispiel beim Anpumpen des Lasertransportsystems durch ständiges Nachjustieren vermieden, den Strahl zu verlieren.

Das ganze Strahlführungssystem ist lichtdicht gebaut und durch ein Interlocksystem überwacht, so daß die Lasersicherheit auch bei Tunnelzugang gewährleistet ist. Der La-

*Senkrecht zur Einfallsebene linear polarisiertes Licht wird als s-Welle, parallel zur Einfallsebene linear polarisiertes Licht als p-Welle bezeichnet. Dabei ist die Einfallsebene als die Ebene definiert, die den Normalenvektor der Reflexionsebene und die Richtung des einfallenden Strahls enthält.

serstrahl, der den Wechselwirkungspunkt passiert hat, tritt durch ein Austrittsfenster aus dem Vakuum der Elektronenmaschine aus und wird in der Analysebox, die Intensität und Polarisation zur Kontrolle der Stokes-Parameter mißt, schließlich vollständig absorbiert.

3 Beschreibung von polarisiertem Licht

3.1 Polarisation von Licht

In seiner Vorlesung 1931 beschreibt Sir William Bragg die Polarisation von Licht als eine Eigenschaft, die zwar nicht mit dem Auge wahrgenommen werden kann, der man aber Rechnung tragen muß [Bra 59]. In der Tat hat Lichtpolarisation eine wichtige Rolle in der Entwicklung des heutigen Verständnisses der elektromagnetischen Strahlung gespielt.
Untersuchungen der Doppelbrechung ließen Thomas Young 1871 als ersten postulieren, daß es sich bei Licht um eine transversale Schwingung handelt, und daß die Richtung dieser Schwingung der Polarisation entspricht.
1864 entwickelte James Maxwell eine Theorie, die Licht und Elektrizität vereinigt. Die Maxwell-Gleichungen beschreiben Licht als elektromagnetische Welle bestehend aus elektrischen und magnetischen Feldern, die senkrecht aufeinander und senkrecht zur Ausbreitungsrichtung stehen. Die Polarisationsrichtung wird durch den elektrischen Feldstärkevektor gegeben [Ler 81]. Diese Wahl ist in der Tatsache begründet, daß die Kraft des elektrischen Feldes auf die Elektronen der Materie, mit der das Licht wechselwirkt, stärker ist, als die des magnetischen Feldes.

Für monochromatisches Licht kann die Lösung der Maxwell-Gleichung, die einer sich im Vakuum in z-Richtung ausbreitenden Lichtwelle entspricht, als

$$\begin{aligned}
\vec{E}_x(t) &= \vec{x}\, E_{0,x}\, \cos(\omega t - kz + \delta_x) \\
\vec{E}_y(t) &= \vec{y}\, E_{0,y}\, \cos(\omega t - kz + \delta_y)
\end{aligned} \tag{3.1}$$

geschrieben werden, wobei

ω	: die Kreisfrequenz,
$k = \omega/c$	: Wellenzahl, (c : die Lichtgeschwindigkeit),
$\vec{E}_x(t)$, $\vec{E}_y(t)$	: Elektrische Feldstärkevektoren in x- bzw. y-Richtung,
$E_{0,x}$, $E_{0,y}$	: maximale Amplituden in x-bzw. y-Richtung und
δ_x, δ_y	: die Phasen

bezeichnen.

Die Spitze des elektrischen Feldvektors $\vec{E}(t) = \vec{E}_x(t) + \vec{E}_y(t)$ beschreibt eine Lissajous-Figur. Für den hier gegebenen Fall gleicher Frequenz der beiden Teilschwingungen, sind die Lissajous-Figuren Ellipsen, deren Exzentrizität von der Phasendifferenz $\delta = \delta_y - \delta_x$ abhängt. In Abb. 3.1 ist gezeigt, wie die Lissajous-Figur aus den beiden harmonischen Bewegungen entlang der x- bzw. y-Achse geometrisch konstruiert wird [Gue 90]. Im Falle,

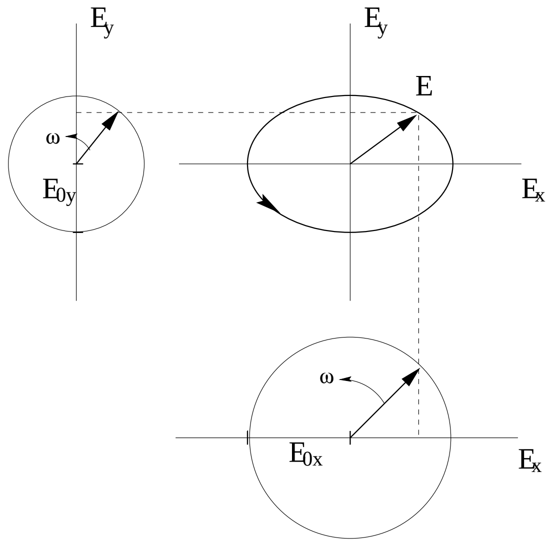

Abb. 3.1: *Die geometrische Konstruktion der Lissajous-Figuren durch Projektion der beiden harmonischen Bewegungen.*

daß $\delta = n\pi$ $(n \in N)$, ergibt sich eine Gerade und Gl.(3.1) beschreibt linear polarisiertes Licht, d. h. die Polarisationsrichtung ist konstant. Für gerades n ist die Gerade nach rechts, für ungerades n nach links geneigt (vgl. Abb. 3.2). Für $0 < \delta < \frac{\pi}{2}$ ergibt sich eine

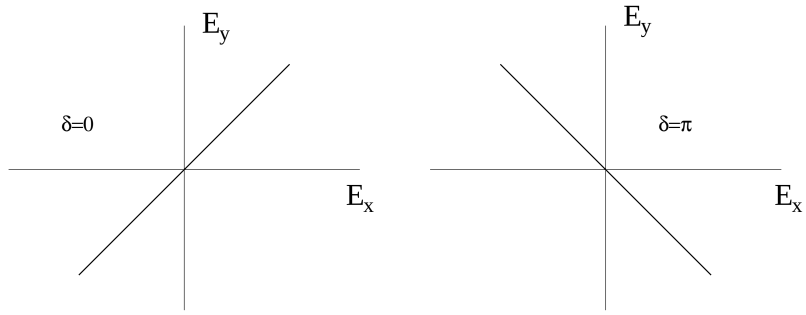

Abb. 3.2: *Für $\delta = 0$ und $\delta = \pi$ sind die Lissajous-Figuren Geraden.*

nach rechts, für $\frac{\pi}{2} < \delta < \pi$ eine nach links geneigte Ellipse (vgl. Abb. 3.3) und Gl.(3.1) beschreibt elliptisch polarisiertes Licht.

Wenn $\delta = \pi/2$ ist, stimmen die Hauptachsen der Ellipse mit den Achsen des Koordinatensystems überein (vgl. Abb. 3.1). Bei gleichen Amplituden $|E_x| = |E_y|$ ergibt sich ein Kreis (vgl. Abb. 3.4) und Gl.(3.1) beschreibt zirkular polarisiertes Licht. Dabei gibt es zwei Fälle zu unterscheiden, je nach dem Umlaufsinn, in dem der Kreis durchlaufen wird. Im Gegensatz zur Teilchenphysik bezieht man den Drehsinn des Lichtes in der Optik nicht auf die Fortpflanzungsrichtung, sondern auf die entgegengesetzte, die Blick-

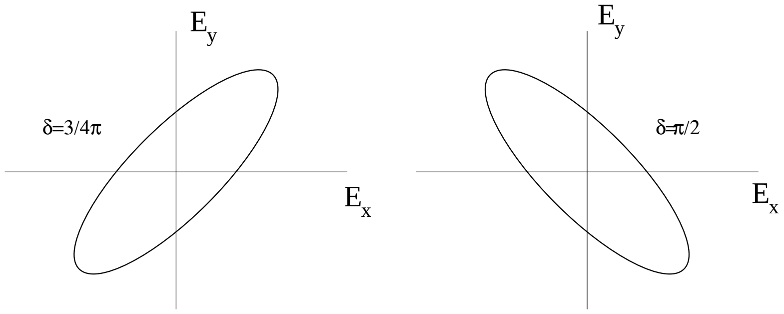

Abb. 3.3: *Lissajous-Figuren für elliptisch polarisiertes Licht.*

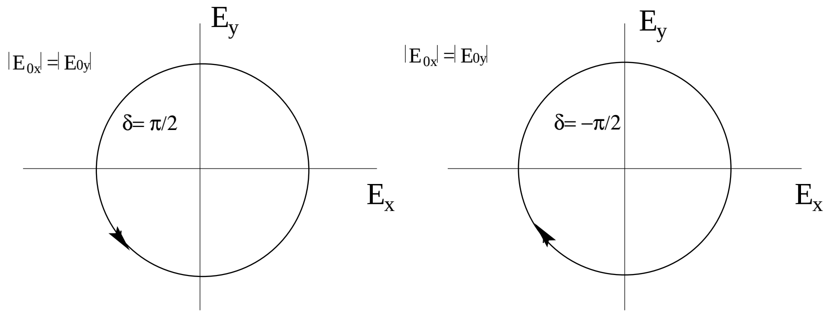

Abb. 3.4: *Für $\delta = \pi/2$ und $\delta = -\pi/2$ sind die Umlaufrichtungen umgekehrt.*

richtung auf die Lichtquelle. Für $\delta = \pi/2$ eilt die y-Komponente der x-Komponente um eine Viertelperiode voraus, so daß sich $\vec{E}$ entgegen dem Uhrzeigersinn dreht und man das Licht als rechtszirkular bezeichnet. Dreht sich $\vec{E}$ im Uhrzeigersinn so spricht man von linkszirkularem Licht [Bor 59].
Es gilt allgemein, daß der Umlaufsinn der Lissajous-Figuren für $0 < \delta < \pi$ und $-\pi < \delta < 0$ umgekehrt ist und man unterscheidet zwischen rechts- und linkshändig polarisiertem Licht.

3.2 Theorie der Stokes-Parameter

Der britische Physiker Sir George Stokes zeigte im Jahre 1852, daß der allgemeinste Polarisationzustand von Licht durch vier Größen, den nach ihm benannten Stokes-Parametern bestimmt ist [Sto 52].
Die Stokes-Parameter haben die Dimension von Intensitäten und können als Komponenten eines vierdimensionalen Vektors $\vec{\xi}$ betrachtet werden. Diese Beschreibung von Polarisation ist vollständig und zugleich vielseitig anwendbar. Optische Elemente können durch 4x4-Matrizen beschrieben werden (siehe Abschnitt 3.3), deren Auswirkung auf polarisiertes Licht sich durch die Multiplikation dieser Matrizen mit dem Vektor $\vec{\xi}$ ergibt.

Um den Inhalt der Stokes-Parameter intuitiv zu erfassen, empfiehlt sich — im Gegensatz zur elektromagnetischen Theorie — der operative Zugang [Shu 66]. Dabei betrachtet man vier Filter F_0, F_1, F_2, F_3 mit folgenden Eigenschaften:
F_0 sei isotrop, d.h. nicht polarisierend, F_1 sei durchlässig für horizontal linear polarisiertes Licht, F_2 sei durchlässig für 45^o linear polarisiertes Licht und F_3 sei durchlässig für rechtszirkular polarisiertes Licht. Durchlässig bedeutet, daß die gesamte Lichtintensität der entsprechenden Polarisation transmittiert wird. Für unpolarisiertes Licht, d.h. Licht in einem falschen Polarisationszustand, habe jeder Filter außerdem eine Transmittanz von 0,5. Zur Analyse des einfallenden Lichtes detektiert man nun die Intensitäten H_0, H_1, H_2 und H_3 hinter den einzelnen Filtern, multipliziert mit 1/0,5 und erhält so I_0, I_1, I_2 und I_3.
Die vier Stokes-Parameter sind dann wie folgt definiert:

$$\begin{aligned} \xi_0 &= 2H_0 = I_0 \, , \\ \xi_1 &= (I_1 - I_0) \, , \\ \xi_2 &= (I_2 - I_0) \, , \\ \xi_3 &= (I_3 - I_0) \, . \end{aligned} \tag{3.2}$$

ξ_0 entspricht der Gesamtintensität des einfallenden Lichtes, während ξ_1, ξ_2 und ξ_3 den Polarisationszustand festlegen. Gewöhnlich wird der Stokes-Vektor daher gemäß $\xi_0 := 1$ normiert. Für $\xi_1 \to 1$ nähert sich das Licht einem horizontal linear polarisierten Zustand an, für $\xi_1 \to -1$ dem entsprechend orthogonalen, einem vertikal polarisierten. Analog beschreibt ξ_2 den linear polarisierten Zustand bezüglich 45^o und ξ_3 die Zirkularpolarisation: für $\xi_3 = 1$ handelt es sich um rechtszirkulare, für $\xi_3 = -1$ um linkszirkulare Polarisation.

Man möchte nun diese über direkt beobachtbare Intensitäten definierten Stokes-Parameter mit den in Gl.(3.1) gegebenen elektrischen Feldgleichungen einer monochromatischen Lichtwelle in Verbindung bringen.
Die Intensität des einfallenden Lichtes ist gegeben durch:

$$\begin{aligned} I_0 = \epsilon_0 c \langle \vec{E}^2(t) \rangle \quad &\propto \quad \langle \vec{E}_x^2(t) \rangle + \langle \vec{E}_y^2(t) \rangle \\ &=: \quad \langle E_x^2 \rangle + \langle E_y^2 \rangle \, , \end{aligned} \tag{3.3}$$

wobei die spitzen Klammern Zeitmittelung andeuten.
Den Stokes-Parameter ξ_1 ermittelt man aus der hinter Filter F_1 gemessenen Intensität H_1. Der transmittierte Anteil des elektrischen Feldstärkevektors ist $\vec{x} \cdot \vec{E}$ und damit

$$H_1 = \langle E_x^2 \rangle$$

und

$$\xi_1 = I_1 - I_0 = \langle E_x^2 \rangle - \langle E_y^2 \rangle \ .$$

Um ξ_2 zu ermitteln, benötigt man H_2, die von F_2 transmittierte Intensität. Die entsprechende Komponente des elektrischen Feldes ist

$$E_{45^o} = \sqrt{\frac{1}{2}}(\vec{x} + \vec{y})\vec{E}$$

und damit $H_2 = \langle E_{45^o}^2 \rangle$. Setzt man ein und mittelt, so ergibt sich

$$H_2 = \frac{1}{2}(\langle E_x^2 \rangle + \langle E_y^2 \rangle + \langle 2E_x E_y \cos\delta \rangle)$$

und

$$\xi_2 = \langle 2E_x E_y \cos\delta \rangle \ , \delta = \delta_y - \delta_x \ .$$

Im Unterschied dazu eilt für rechtszirkulares Licht die y- der x-Komponente um eine Viertelperiode voraus, so daß $\delta_{45^o} = \delta_{rechtszirk} - \pi/2$ und damit δ im vorigen Fall zu $(\delta - \pi/2)$ wird. Da $\cos(\delta - \pi/2) = \sin(\delta)$ gilt:

$$\xi_3 = \langle 2E_x E_y \sin\delta \rangle \ , \delta = \delta_y - \delta_x \ .$$

Unter Verwendung von Gl. (3.1) lauten die Stokes-Parameter also:

$$\begin{aligned} \xi_0 &= \langle E_x^2 + E_y^2 \rangle \ , \\ \xi_1 &= \langle E_x^2 - E_y^2 \rangle \ , \\ \xi_2 &= \langle 2E_x E_y \ \cos\delta \rangle \ , \\ \xi_3 &= \langle 2E_x E_y \ \sin\delta \rangle \ . \end{aligned} \tag{3.4}$$

Für unpolarisiertes Licht ändert sich der elektrische Feldstärkevektor $\vec{E}$ ständig und zufällig in Betrag, Richtung und Phase, so daß ξ_0 der gemessenen Intensität entspricht und sich ξ_1, ξ_2 und ξ_3 zu null mitteln:

$$\vec{\xi}_{\text{unpol}} = \begin{pmatrix} E_x^2 + E_y^2 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \ .$$

Für linear polarisiertes Licht gilt $\delta = \delta_x - \delta_y = n\pi$ und ξ_3 ist damit null ($\sin(n\pi) = 0, \forall n \in N$).
Definiert man horizontal parallel zur x-Achse und vertikal parallel zur y-Achse, so ist für entsprechend polarisiertes Licht die jeweils senkrechte Komponente null und damit auch ξ_2:

$$\vec{\xi}_{\text{horiz}} = \begin{pmatrix} E_x^2 \\ E_x^2 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \qquad \vec{\xi}_{\text{vertik}} = \begin{pmatrix} E_y^2 \\ -E_y^2 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}.$$

Für unter 45^o linear polarisiertes Licht sind E_x und E_y dem Betrag nach gleich und daher ist neben ξ_3 auch ξ_1 gleich null:

$$\vec{\xi}_{45^o} = \begin{pmatrix} 2E_x^2 \\ 0 \\ 2E_x^2 \\ 0 \end{pmatrix}.$$

Für zirkular polarisiertes Licht gilt $|E_x| = |E_y|$ und $\delta = \pi/2$. Es folgt, daß ξ_1 und ξ_2 beide gleich null sind:

$$\vec{\xi}_{\text{zirk}} = \begin{pmatrix} 2E_x^2 \\ 0 \\ 0 \\ 2E_x^2 \end{pmatrix}.$$

Für elliptisch polarisiertes Licht ändert sich der Betrag des $\vec{E}$-Vektors ständig, aber das Verhältnis E_x/E_y und δ bleiben konstant. In diesem Fall entspricht ξ_0 der gemessenen Intensität und ξ_1, ξ_2, ξ_3 haben konstante Werte:

$$\vec{\xi}_{\text{ellipt}} = \begin{pmatrix} E_x^2 + E_y^2 \\ E_x^2 - E_y^2 \\ 2E_xE_y \cos\delta \\ 2E_xE_y \sin\delta \end{pmatrix}.$$

Für rein monochromatisches Licht gilt:

$$< E_x^2 > = \frac{1}{2}E_{0,x}^2 \quad \text{bzw.} \quad < E_y^2 > = \frac{1}{2}E_{0,y}^2 .$$

Daraus folgt:

$$
\begin{aligned}
\xi_0 &= E_{0,x}^2 + E_{0,y}^2 \ , \\
\xi_1 &= E_{0,x}^2 - E_{0,y}^2 \ , \\
\xi_2 &= 2E_{0,x}E_{0,y}\ \cos\delta \ , \\
\xi_3 &= 2E_{0,x}E_{0,y}\ \sin\delta \ .
\end{aligned}
\tag{3.5}
$$

Man sieht leicht, daß für vollkommen polarisiertes Licht gilt:

$$\xi_1^2 + \xi_2^2 + \xi_3^2 = \xi_0^2 \ . \tag{3.6}$$

Es wird außerdem deutlich, daß der allgemeinste Polarisationszustand von vollkommen polarisiertem Licht durch elliptisch polarisiertes Licht gegeben ist. Eine solche Ellipse entsteht, wie bereits dargelegt, durch rechtwinklige Überlagerung folgender beiden harmonischen Bewegungen:

$$
\begin{aligned}
\vec{x} &= E_{0,x}\ \cos\left(\omega t + \delta_x\right) \ , \\
\vec{y} &= E_{0,y}\ \cos\left(\omega t + \delta_y\right) \ .
\end{aligned}
$$

Man kann jetzt die Funktionen in Gl.(3.5) durch die Parameter der Ellipse ausdrücken

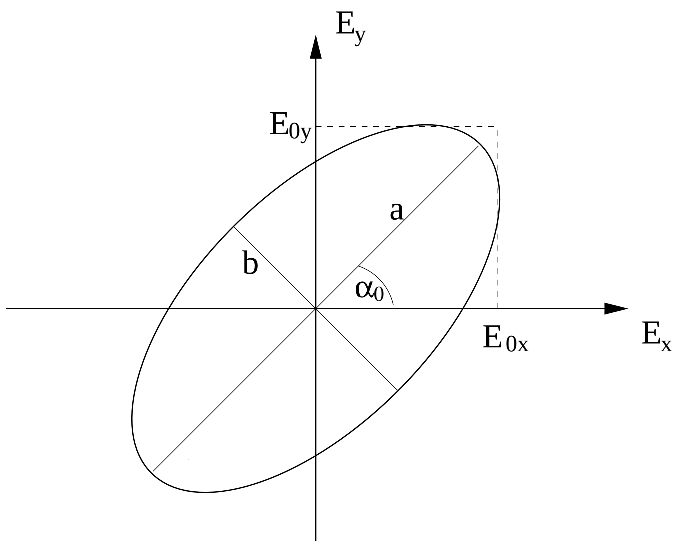

Abb. 3.5: *Ellipsenparameter.*

(vgl.[Bor 59], S.24-31):

$$
\begin{aligned}
\xi_0 &= E_{0,x}^2 + E_{0,y}^2 &&= I_0 \;, \\
\xi_1 &= E_{0,x}^2 - E_{0,y}^2 &&= I_0 \cos 2\beta_0 \cos 2\alpha_0 \;, \\
\xi_2 &= 2E_{0,x}E_{0,y}\,\cos\delta &&= I_0 \cos 2\beta_0 \sin 2\alpha_0 \;, \\
\xi_3 &= 2E_{0,x}E_{0,y}\,\sin\delta &&= I_0 \sin 2\beta_0 \;. \qquad (3.7)
\end{aligned}
$$

wobei $\tan\beta_0 := b/a$ das Verhältnis großer Halbachse zu kleiner Halbachse und α_0 der Neigungswinkel der Ellipse gegen die x-Achse sind.
Gerade in dieser engen Verknüpfung mit den Parametern der Polarisationsellipse liegen die Vorteile bei der Charakterisierung des Polarisationszustandes von vollkommen polarisiertem Licht durch die Stokes-Parameter.

Mit Hilfe der Stokes-Parameter kann die Lichtintensität in folgende Komponenten unterteilt werden:

$$\text{unpolarisierte Komponente} \;:\; \xi_{unpol} = \xi_0 - \sqrt{\xi_1^2 + \xi_2^2 + \xi_3^2} \qquad (3.8)$$

$$\text{polarisierte Komponente} \;:\; \xi_{pol} = \sqrt{\xi_1^2 + \xi_2^2 + \xi_3^2} \qquad (3.9)$$

$$\text{lineare Komponente} \;:\; \xi_{lin} = \sqrt{\xi_1^2 + \xi_2^2} \qquad (3.10)$$

$$\text{zirkulare Komponente} \;:\; \xi_{zirk} = |\xi_3| \qquad (3.11)$$

Das Licht des beim Polarimeter eingesetzten Lasers ist nahezu vollständig polarisiert und die zirkulare und die lineare Komponente sind über

$$\xi_{\text{lin}}^2 + \xi_{\text{zirk}}^2 = 1 \qquad (3.12)$$

direkt miteinander verknüpft. Insbesondere folgt mit den Ellipsenparametern

$$
\begin{aligned}
\xi_{\text{lin}} &= \cos(2\beta_0) \\
\xi_{\text{zirk}} &= \sin(2\beta_0) \;. \qquad (3.13)
\end{aligned}
$$

In der Anwendung dienen die Stokes-Vektoren dazu, Vorhersagen über die Wirkung von Polarisatoren oder Verzögerungsplättchen auf einen gegebenen Lichtstrahl zu machen.
Der bei Überlagerung zweier inkohärenter Lichtstrahlen entstehende Lichtstrahl kann durch Addition der beiden Stokes-Vektoren ermittelt werden. Da die Stokes-Parameter Intensitäten entsprechen, kann die Addition bei kohärentem Licht zu falschen Ergebnissen führen.

Diesen Nachteil hat der 1941 vom amerikanischen Physiker R. Clark Jones [Jon 41] eingeführte Jones-Vektor nicht, der hier der Vollständigkeit halber erwähnt wird: er ist auf kohärentes Licht anwendbar und außerdem ist er kompakter. Allerdings kann er kein unpolarisiertes oder teilweise polarisiertes Licht beschreiben.
Nehmen wir wieder ein Koordinatensystem an, in dem sich die Lichtwelle in z-Richtung ausbreitet, so kann jeder Polarisationszustand in zwei zueinander senkrechte $\vec{E}$-Vektoren aufgeteilt werden. Der Jones-Vektor ist dann als zweidimensionaler Vektor definiert, bestehend aus den komplexen Komponenten in x- und y-Richtung:

$$\vec{J} = \begin{pmatrix} E_{0,\mathrm{x}} \exp\left(i\left(\omega t - \vec{k}\vec{r} + \delta_x\right)\right) \\ E_{0,\mathrm{y}} \exp\left(i\left(\omega t - \vec{k}\vec{r} + \delta_y\right)\right) \end{pmatrix} . \tag{3.14}$$

In der Praxis sind die Stokes-Parameter jedoch angenehmer, da sie direkt meßbaren Intensitäten entsprechen. Ein weiterer Vorteil ergibt sich durch die auf die Stokes-Parameter anwendbaren Müller-Matrizen, die im folgenden Abschnitt beschrieben werden.

3.3 Müller-Matrizen

Die Wirkung von polarisationsoptischen Elementen auf die Polarisation eines Lichtstrahls, wird durch die um 1940 von Hans Müller eingeführten Müller-Matrizen beschrieben [Mue 48]. Der Müller-Matrizen-Formalismus wird auf durch Stokes-Vektoren beschriebene Polarisationszustände angewandt. Das optische Element wird durch eine reelle 4×4-Matrix $\mathbf{M}$ repräsentiert, in der alle das optische Element festlegenden Parameter enthalten sind. Denn während man die Transmittanz mehrerer hintereinandergeschalteter einfacher Filter noch leicht direkt berechnen kann, wird eine entsprechende Rechnung für Polarisatoren mit orientierungsabhängiger Transmittanz oder für Verzögerungsplättchen ungleich schwieriger.

Der Stokes-Vektor des aus dem optischen System austretenden Lichtstrahls ist durch Rechtsmultiplikation des Stokes-Vektors des eintretenden Lichtstrahls an die das optische Element repräsentierende Matrix zu ermitteln:

$$\vec{\xi}_{\mathrm{aus}} = \mathbf{M}\, \vec{\xi}_{\mathrm{ein}} \; . \tag{3.15}$$

Entsprechendes gilt für ein aus mehreren hintereinandergeschalteten Elementen bestehendes optisches System:

$$\vec{\xi}_{\mathrm{aus}} = \mathbf{M_n} ... \mathbf{M_2 M_1}\, \vec{\xi}_{\mathrm{ein}} \; .$$

Die Müller-Matrizen werden nicht aus der elektromagnetischen Theorie des Lichts abgeleitet, sondern man ermittelt sie rein phänomenologisch [Shu 66].
Ein Linearpolarisator mit horizontaler Transmissionsachse erzeugt aus einem unpolarisierten Lichtstrahl einen horizontal polarisierten:

$$\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} .$$

Das wird offensichtlich durch die folgende Matrix erreicht:

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} 1 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} .$$

Bei einem $\lambda/2$-Plättchen, auch doppelbrechende Wellenplatte oder Verzögerungsplättchen genannt, macht man sich die doppelbrechende Eigenschaft von Kristallen ohne einfache Symmetrie zunutze. Der Kristall ist parallel zu seiner optischen Achse geschnitten und beim Durchtritt wird, wegen der unterschiedlichen Brechungindizes für ordentlichen und außerordentlichen Strahl, ein Gangunterschied zwischen beiden induziert. Bringt man ein $\lambda/2$-Plättchen mit horizontal orientierten optischen Achse in einen 45^o linear polarisierten Lichtstrahl, so zeigt das Experiment, daß die Polarisationsebene um $\pi/2$ gedreht wird. Das bedeutet, daß sich die Vorzeichen von ξ_1 und ξ_2 umdrehen. Das entspricht der Wirkung folgender Matrix auf den entsprechenden Stokes-Vektor:

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

In gleicher Weise ermittelte Müller-Matrizen [Shu 66] für weitere optische Elemente sind in der folgenden Tabelle angegeben:

Optisches Element	Müller-Matrix
Linearpolarisator mit horizontaler Transmissionsachse	$\begin{pmatrix} 1 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$
Linearpolarisator mit vertikaler Transmissionsachse	$\begin{pmatrix} 1 & -1 & 0 & 0 \\ -1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$
Linearpolarisator mit Transmissionsachse in $+45^o$	$\begin{pmatrix} 1 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$
Linearpolarisator mit Transmissionsachse in -45^o	$\begin{pmatrix} 1 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$
$\lambda/4$-Verzögerungsplättchen mit horizontaler optischer Achse	$\begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}$
$\lambda/4$-Verzögerungsplättchen mit horizontaler optischer Achse	$\begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \end{pmatrix}$
Zirkularpolarisator (rechts)	$\begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$
Zirkularpolarisator (links)	$\begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$

Um die Matrix $\mathbf{M}_\theta$ für ein um den Winkel θ gegen die horizontale Achse verdrehtes Element zu finden, benutzt man die bekannte Drehmatrix $\mathbf{D}$:

$$\mathbf{D}_{+\theta} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos(+2\theta) & \sin(+2\theta) & 0 \\ 0 & -\sin(+2\theta) & \cos(+2\theta) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} .$$

Aus der Matrix $\mathbf{M}$ mit horizontaler Transmissionsachse folgt für $\mathbf{M}_\theta$

$$\mathbf{M}_\theta = \mathbf{D}_- \mathbf{M} \mathbf{D}_+ ,$$

d.h. man transformiert den Stokes-Vektor in das Koordinatensystem des optischen Elements und den nach der Multiplikation entstandenen Stokes-Vektor wieder zurück in das Referenzsystem.
Für die Jones-Vektoren gibt es den Müller-Matrizen entsprechende Jones-Matrizen.

4 Meßaufbau

Über das Lasertransportsystem des Polarimeters werden abwechselnd rechts- und linkszirkulare Laserphotonen zum Wechselwirkungspunkt mit dem Elektronenstrahl gelenkt. Die nicht gestreuten Photonen treten aus dem Elektronenstrahlrohr aus, und werden in einer das optische System abschließenden Box analysiert. Diese Analysebox soll 8 m hinter dem Wechselwirkungspunkt die Stokes-Parameter des Laserlichts messen, d. h. die Intensität kontrollieren und eine Überprüfung der Polarisation ermöglichen. Als Abschluß des optischen Systems muß die Analysebox außerdem den Laserstrahl absorbieren, d. h. einen sogenannten „Beam Dump“ bereitstellen. Randbedingungen für die Konstruktion der Box sind geringer Platzbedarf, da hinter dem Austrittsfenster nur 33 cm in der Tiefe zur Verfügung stehen, sowie Lichtdichtigkeit, um die Lasersicherheit zu gewährleisten.

4.1 Das Meßkonzept

Der Polarisationszustand wird im allgemeinen gemessen, indem man optische Funktionselemente in den zu untersuchenden Strahl bringt und die dabei auftretende Änderung der Intensität analysiert.

Abbildung 4.1 gibt einen instruktiven qualitativen Blick auf die Nachweismöglichkeiten der verschiedenen Polarisationszustände. Dabei wird zum Beispiel deutlich, daß ein Polarisator alleine nicht ausreicht, da er nicht in der Lage ist, zwischen unpolarisiertem und maximal zirkular polarisiertem Licht zu unterscheiden, denn in jeder Orientierung des Polarisators bleibt die Intensität jeweils gleich groß. Daher benötigt man zusätzlich ein $\lambda/4$-Plättchen um sich dieser Unsicherheit zu entledigen.

Zumal ein Zuschalten von optischen Elementen mechanisch schwierig zu realisieren ist, tritt das oben dargelegte Problem in diesem speziellen Fall nicht auf, da das zu untersuchende Laserlicht einen vernachlässigbaren unpolarisierten Anteil besitzt (vgl. Kapitel 3). Daher reicht es hier aus, einen drehbaren Polarisator vorzusehen. Zeigt sich beim Drehen des Analysators keine Änderung der Intensität, so handelt es sich beim untersuchten Licht um maximal zirkular polarisiertes, zeigt die Intensität einen kosinusartigen Verlauf, so handelt es sich um elliptisch polarisiertes Licht; ergibt sich dabei völlige Auslöschung im Minimum des Kosinus, so handelt es sich um linear polarisiertes Licht.

Das erste Meßkonzept (s.Abb. 4.2), das sich an einen Aufbau am SLAC anlehnt [Lat 94], sah daher zur Polarisationsbestimmung ein drehbares Glan-Laser-Prisma vor. Ein Glan-Laser-Prisma ist eine Sonderausführung eines Glan-Thompson-Prismas, das wie ein Linearpolarisator wirkt. Der Spiegel M7 reflektiert den aus dem Austrittsfenster parallel zum Elektronenstrahlrohr verlaufenden Laserstrahl vertikal nach unten. Spiegel M8 lenkt

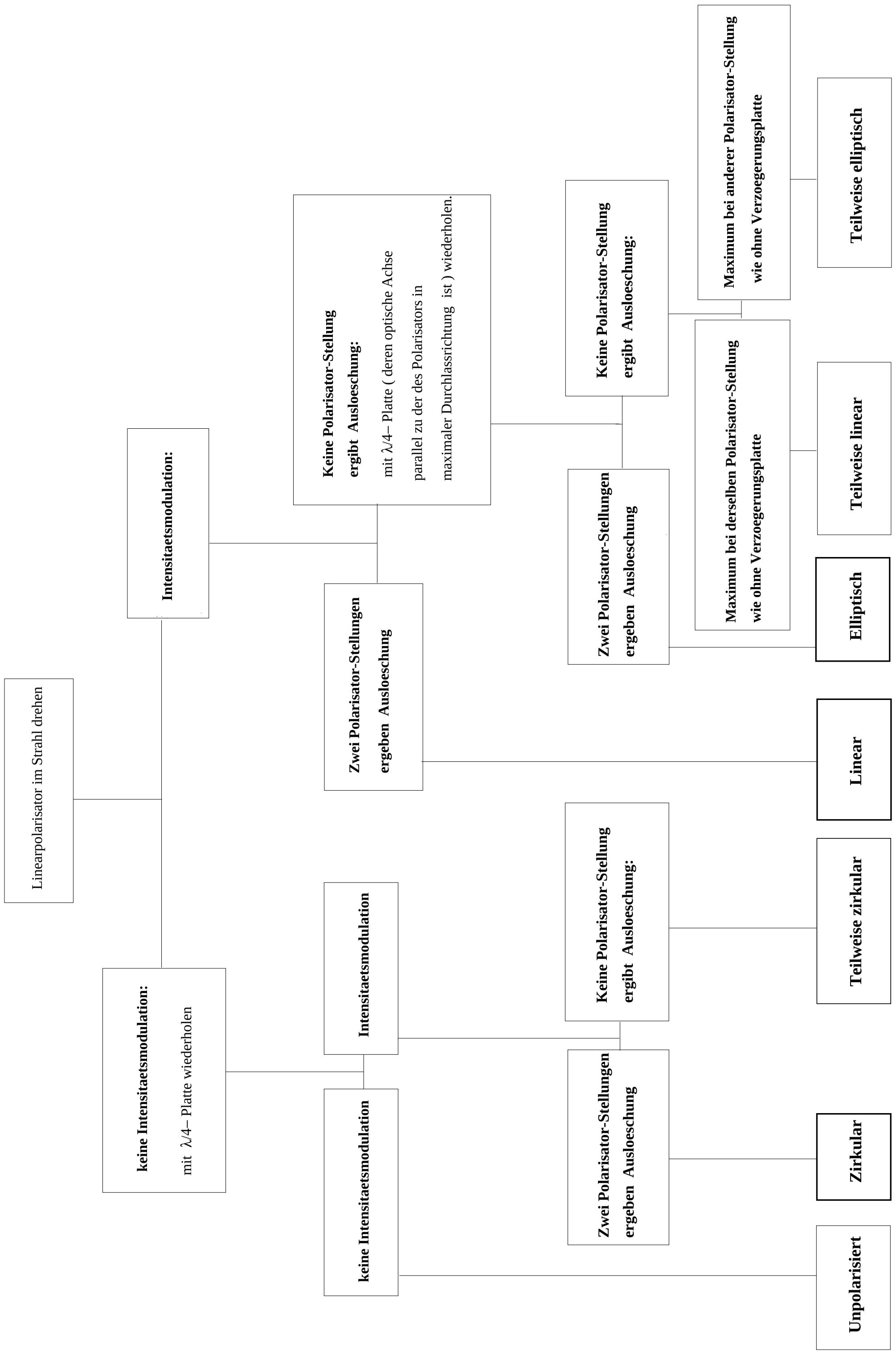

Abb. 4.1: *Nachweismöglichkeiten der verschiedenen Polarisationszustände.*

den Strahl horizontal zur Seite auf einen Joulemetermeßkopf, der somit direkt die gesamte Intensität aufnimmt. Der kleine Anteil (bei den verwendeten Spiegeln ca. $0,3\%$), der von M8 transmittiert wird, dient nun zur Polarisationsbestimmung. Ein weiterer Spiegel M9 lenkt den um $99,7\%$ abgeschwächten Strahl auf einen weiter abschwächenden Neutralfilter, hinter dem sich ein Strahlkompressor und das Glan-Laser-Prisma befinden. Hinter dem drehbaren Glan-Laser-Prisma wird dann mit einer Photodiode das intensitätsmodulierte Signal aufgenommen. M7 und M9 wirken dabei als phasenkompensierendes Spiegelpaar (vgl. Abschnitt 2.4.2). Wegen der hohen Intensität des verwendeten Laserlichts, ist es zur Messung mit einer Photodiode nötig, den Strahl auf $\sim 1/1000$ abzuschwächen. Der Trick, das von M8 transmittierte Licht zu nutzen, ist eine elegante Möglichkeit, Licht derart hoher Leistungdichte abzuschwächen – ein einfacher Neutralfilter würde der großen aufgenommenen Leistung nicht standhalten.

Allerdings ergaben Testmessungen mit linear und zirkular polarisiertem Licht eines

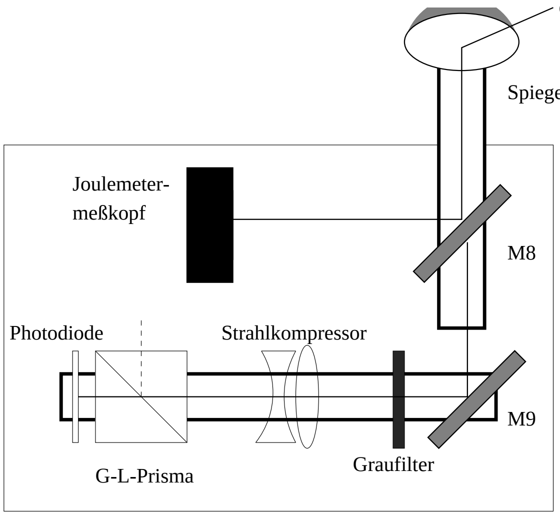

Abb. 4.2: *Das erste Meßkonzept.*

Argonionenlasers, daß bei Reflexionswinkeln von 90^o der transmittierte Anteil stark polarisationsabhängig ist. Erst bei Reflexionswinkeln unter 5^o war dieser Effekt vernachlässigbar klein. Diesem Effekt könnte prinzipiell Rechnung getragen werden. Es ist aber wünschenswert, die Polarisation möglichst direkt zu messen, um unempfindlich gegen Änderungen der Transmissionseigenschaft auf die Polarisation mit dem Einfallswinkel oder durch Alterung zu sein.

Daher wurde ein zweites Meßkonzept (s.Abb. 4.3) vorgeschlagen, das sich an der Analysebox des bestehenden Transversalen Polarimeters orientiert [Häu 95]. Hierbei wird

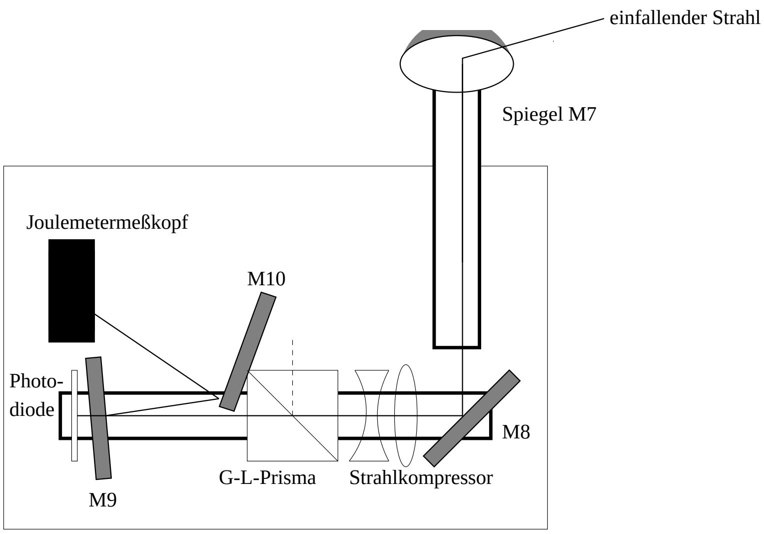

Abb. 4.3: *Das zweite Meßkonzept.*

der von M8 horizontal abgelenkte Strahl komprimiert und dann direkt auf das Glan-Laser-Prisma gelenkt. Der Spiegel M9 reflektiert um $\sim 5^o$ (auch der reflektierte Anteil ist polarisationsabhängig) auf einen seitlich hinter dem Glan-Laser-Prisma angebrachten Spiegel M10 und dieser schließlich auf den Joulemetermeßkopf. Man mißt hierbei sowohl mit dem Joulemeter, als auch mit der Photodiode das intensitätsmodulierte Signal hinter dem Glan-Laser-Prisma. Der von M9 transmittierte Anteil wird von einer Photodiode detektiert. Wegen des kleinen Reflexionswinkels sind weder s- noch p-Welle ausgezeichnet und die Transmission ist nahezu polarisationsunabhängig. Allerdings liegt bei diesem Konzept die volle Laserleistung am Glan-Laser-Prisma, das für diese hohen Leistungen ausgelegt ist, indem es den ordentlichen Strahl seitlich austreten läßt. Dieser Strahl, der bei Auslöschungsstellung des Glan-Laser-Prismas die volle Laserleistung besitzt, muß absorbiert werden. Dazu müßte ein Strahlabsorber entweder einen Winkel von 2π abdecken, da der austretende Strahl mit dem Glan-Laser-Prisma rotiert wird, oder der Strahlabsorber dreht sich mit. Letzterer Fall setzt aber einen leichten und kompakten Aufbau des Absorbers voraus, da das Drehmoment des Präzisionsdrehmeßtisches begrenzt ist.

Es wurden zwei Ansätze der Realisierung verfolgt: Zunächst erschien ein Stapel Rasierklingen geeignet. 100 aufeinandergeschraubte Rasierklingen ergeben ein etwa 1 cm hohes Bündel, dessen Schneidenfläche das gesamte auffallende Licht absorbiert, so daß auch kleinste Verunreinigungen der Oberfläche deutlich sichtbar werden. Wie bei einem Versuchsaufbau ermittelt wurde, stellt diese Anordnung für das Laserlicht eines Argonionenlasers mit Wellenlänge 514 nm und einer Dauerstrichausgangsleistung von 12 W einen

geeigneten Strahlabsorber dar. Bei dem verwendeten gepulsten Nd:YAG Laser reichten dagegen nur wenige Pulse bei voller Energie (250 mJ, 532 nm) aus, um die Rasierklingen zum Glühen zu bringen und einen deutlichen Brandfleck zu hinterlassen. Ebenso erwies sich ein von der Herstellerfirma des Lasers vorgeschlagener Beam Dump aus Styropor als auf Dauer ungeeignet.
Als einzig sichere Lösung stellte sich nach Versuchsreihen ein Absorber dar, wie er auch im Nd:YAG Laser zum Abblocken des Infrarotstrahls verwendet wird. In einem massiven Aluminium-Gehäuse mit einer Eintrittsapertur von ca. 6×8 mm^2 ist ein schräger First aus zwei Keramik-Plättchen montiert, an denen der Strahl aufgefächert und vollständig gestreut wird. Dieser Absorber ist allerdings zu groß und zu schwer um mit dem rotierenden Glan-Laser-Prisma bewegt zu werden.
Dieses Problem wurde durch ein völlig neuartiges Konzept gelöst, bei dem man anstel-

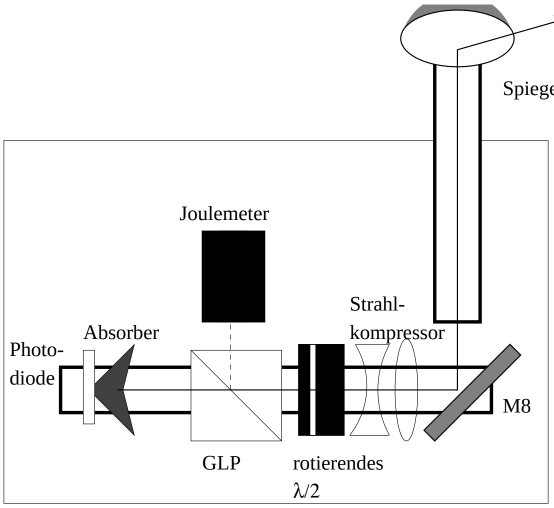

Abb. 4.4: *Das endgültige Meßkonzept.*

le des Glan-Laser-Prismas die Polarisationsebene des zu untersuchenden Lichtes dreht (s.Abb. 4.4). Das Glan-Laser-Prisma kann dann fest installiert werden und der ordentliche Strahl wird seitlich in einer fest definierten Richtung ausgeblendet. Das Drehen der Polarisationsebene wird durch ein drehbares $\lambda/2$-Plättchen realisiert. Dreht man das $\lambda/2$-Plättchen um einen Winkel ϕ, so rotiert die Polarisationsebene um den doppelten Winkel 2ϕ. Im Gegensatz zum vorigen Konzept sind neben M7 und M8 keine weiteren Spiegel nötig, da das im Beam Dump gestreute Licht nach weiterer Abschwächung durch einen Neutralfilter von einer Photodiode detektiert wird, die an der offenen Rückseite des Absorbers montiert ist. Die Nutzung des Streulichtes anstatt des von einem Spiegel transmittierten Anteils stellt eine konstruktionstechnisch wesentlich vereinfachte

Möglichkeit der Abschwächung dar. Der Joulemetermeßkopf nimmt direkt den aus dem Glan-Laser-Prisma seitlich austretenden ordentlichen Lichtstrahl auf. Als weiteren Vorteil hat man keinen bewegten Strahlanteil und die Justage wird vereinfacht.

Die Meßprozedur kann folgendermaßen zusammengefaßt werden:
Das zu untersuchende Laserlicht mit der Polarisation $\vec{\xi}$ passiert ein $\lambda/2$-Plättchen, dessen Hauptachse einen Winkel ϕ mit der x-Achse des die Stokes-Parameter festlegenden Koordinatensystems bildet, dann einen Linearpolarisator (hier das Glan-Laser-Prisma), dessen Hauptachse entsprechend um einen Winkel γ verdreht ist. Setzt man voraus, daß diese optischen Elemente ideal sind, so kann man mit dem vorher eingeführten Müller-Formalismus die Stokes-Parameter des austretenden Lichtes vorhersagen. Da man die Intensitätsmodulation bei Drehung des $\lambda/2$-Plättchen detektiert, reicht es aus, ξ_0 zu berechnen.
Das zu untersuchende Laserlicht nimmt man ganz allgemeinen als elliptisch polarisiertes an:

$$\vec{\xi}_{ein} = I_0 \begin{pmatrix} 1 \\ \cos 2\beta_0 \cos 2\alpha_0 \\ \cos 2\beta_0 \sin 2\alpha_0 \\ \sin 2\beta_0 \end{pmatrix} .$$

Dabei ist α_0 der Winkel zwischen großer Hauptachse der Ellipse und x-Achse, also ein Maß für die Verdrehung, und $\beta_0 = \arctan(\frac{a}{b})$ ein Maß für die Form der Ellipse (vgl. Kapitel 3).
Die Müller-Matrix für ein $\lambda/2$-Plättchen, dessen Hauptachse einen Winkel ϕ mit der x-Achse bildet, ist gegeben durch:

$$[\lambda/\mathbf{2 - Plättchen}] = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos^2(2\phi) - \sin^2(2\phi) & 2\cos(2\phi)\sin(2\phi) & 0 \\ 0 & 2\cos(2\phi)\sin(2\phi) & \sin^2(2\phi) - \cos^2(2\phi) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix} .$$

Die Müller-Matrix für einen Linearpolarisator, dessen Hauptachse entsprechend um einen Winkel γ verdreht ist, ist gegeben durch:

$$[\mathbf{Glan - Laser - Prisma}] = \begin{pmatrix} 1 & \cos(2\gamma) & \sin(2\gamma) & 0 \\ \cos(2\gamma) & \cos^2(2\gamma) & \cos(2\gamma)\sin(2\gamma) & 0 \\ \sin(2\gamma) & \cos(2\gamma)\sin(2\gamma) & \sin(2\gamma) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} .$$

Die Stokes-Parameter des austretenden Lichts ergeben sich zu:

$$\vec{\xi} = [\mathbf{GLP}][\lambda/\mathbf{2}]\vec{\xi}_{ein} \; .$$

Für die Intensität des austretenden Lichts gilt:

$$\begin{aligned}
\xi_0 = {} & \frac{1}{2} I_0 (1 \\
& + (\cos(2\gamma)\cos 2\beta_0 \cos 2\alpha_0 - \sin(2\gamma)\cos 2\beta_0 \sin 2\alpha_0)(\cos^2(2\phi) - \sin^2(2\phi)) \\
& + (\cos(2\gamma)\cos 2\beta_0 \sin 2\alpha_0 + \sin(2\gamma)\cos 2\beta_0 \cos 2\alpha_0)(2\cos(2\phi)\sin(2\phi)) \\
& + 0) \\
= {} & \frac{1}{2} I_0 (1 + \cos 2\beta_0 \cos(2(\gamma - \alpha_0 + 2\phi)) \; .
\end{aligned}$$

Die Winkel α_0 und β_0 sind als Parameter der Ellipse fest vorgegeben. Sie charakterisieren das einfallende Licht. Insbesondere ist der Grad der Zirkularpolarisation durch β_0 festgelegt und soll daher bestimmt werden. Das Glan-Laser-Prisma ist fest installiert und γ hat einen konstanten Wert. Man sieht an dieser Gleichung deutlich, daß im Prinzip ein Drehen des Glan-Laser-Prismas ausreicht, um die gewünschte Intensitätsmodulation zu erhalten, und daß das $\lambda/2$-Plättchen nur aus konstruktiontechnischen Gründen Bestandteil des Analysators ist. Der Winkel ϕ ist also der einzig variable Parameter der Anordnung und es ergibt sich somit die Intensität als Funktion von ϕ. Faßt man dabei die konstanten Winkel α_0 und γ zu einer Phase δ zusammen, gilt:

$$I(\phi) = I_K + I_A \cos(4\phi + \delta) \; , \tag{4.1}$$

wobei

$I_K = \frac{1}{2} I_0 = \xi_{0ein}$	: die halbe Intensität des einfallenden Lichtes,
$I_A = \frac{1}{2} I_0 \cos(\beta_0) = \xi_{linein}$	: der linearpolarisierte Anteil des einfallenden Lichtes.

Es ergibt sich also eine Kosinusfunktion, die mit einer vom Grad der Linear- bzw. Zirkularpolarisation abhängigen Amplitude $I_A = \xi_{linein}$ um die halbe Lichtintensität $I_K = \frac{1}{2} I_0$ oszilliert. Für rein linearpolarisiertes Licht erhält man ein Maximum der gesamten Lichtintensität und ein Minimum mit völliger Auslöschung. Für maximal zirkularpolarisiertes Licht ist die Amplitude $I_A = 0$ und man mißt in jeder Stellung des $\lambda/2$-Plättchens konstant die halbe Lichtintensität.

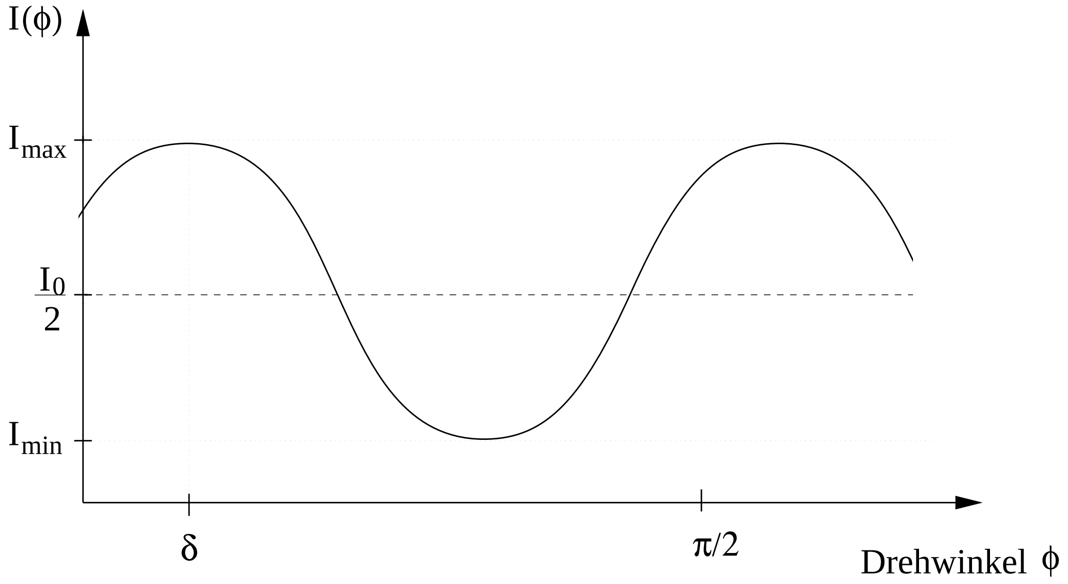

Abb. 4.5: *Die Intensitätsmodulation beim Drehen des $\lambda/2$-Plättchens entspricht einer Kosinusfunktion (vgl. Gl. (4.1)).*

Zur Bestimmung der Polarisation wird nun an die während einer Drehung des $\lambda/2$-Plättchens um $\pi/2$ aufgenommenen Intensitätswerte eine Kosinusfunktion angenähert. Aus der Differenz von Maximum und Minimum ergibt sich β_0:

$$I_{max} = \frac{1}{2} I_0 (1 + \cos 2\beta_0) , \tag{4.2}$$

$$I_{min} = \frac{1}{2} I_0 (1 - \cos 2\beta_0) , \tag{4.3}$$

$$\Delta I = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_0} = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} = \cos(2\beta_0) , \tag{4.4}$$

$$\beta_0 = \arccos(\Delta I) . \tag{4.5}$$

Und mit (3.13) folgt:

$$\xi_{zirk} = |\xi_3| = \sin(\arccos(\Delta I)) = \sqrt{1 - \Delta I^2} , \tag{4.6}$$

$$\xi_{lin} = \cos(2\beta_0) = \Delta I . \tag{4.7}$$

In Abb. 4.6 ist die Abhängigkeit zwischen Grad der Linearpolarisation und Zirkularpolarisation veranschaulicht: es wird klar, daß trotz einer hohen Zirkularpolarisation ($\xi_3 \approx 1$) die lineare Komponente nicht notwendigerweise identisch null ist.
Durch die Bestimmung von γ ist es möglich, aus der Phase δ der Kosinusfunktion, d. h.

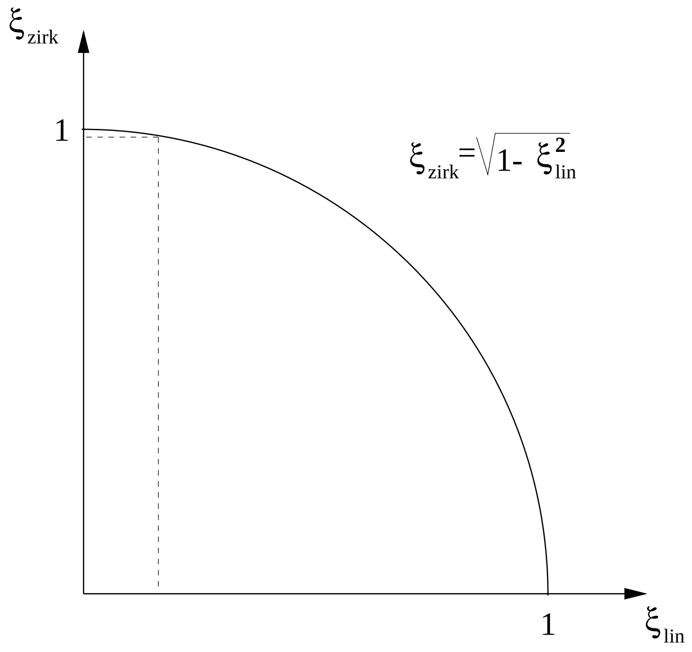

Abb. 4.6: ξ_{zirk} *als Funktion von* ξ_{lin} *für vollkommen polarisiertes Licht.*

der Lage des Maximums, α_0 zu ermitteln und damit die Stokes-Parameter ξ_1 und ξ_2.

4.2 Die optischen Komponenten

Der Laserstrahl verläßt das Austrittsfenster hinter dem Wechselwirkungspunkt mit einem Abstand von 23 mm zur Unterkante des HERA-Elektronenstrahlrohrs. Die Vorgabe der Lasersicherheit, die Analysebox lichtdicht zu halten, ist nur zu erfüllen, indem sich die gesamte Box unterhalb des Strahlrohrs befindet, das Strahlrohr also nicht umfaßt. Durch die Wandstärke der Box (3 mm ± 2 mm) reduziert sich der Abstand des Laserstrahls zur Unterkante der Box auf etwa 18 mm. Um den Spiegel M7, der nach der Austrittsapertur den Strahl in die vertikale Breadboard-Ebene umlenkt, mittig treffen zu können und beweglich zu halten, muß dieser um 45^o angefast (vgl. Abb. 4.7) und in einer entsprechend modifizierten Halterung installiert werden. Zusammen mit dem Spiegel M8, in einer kardanischen Spiegelhalterung, ergibt sich wie im gesamten Lasertransportsystem ein phasenkompensierendes Spiegelpaar.

Hinter Spiegel M8 wird der Strahl zunächst auf den halben Strahldurchmesser (ca. 3,5 mm) komprimiert. Als Strahlkompressor dienen eine Plankonvexlinse mit Brennwei-

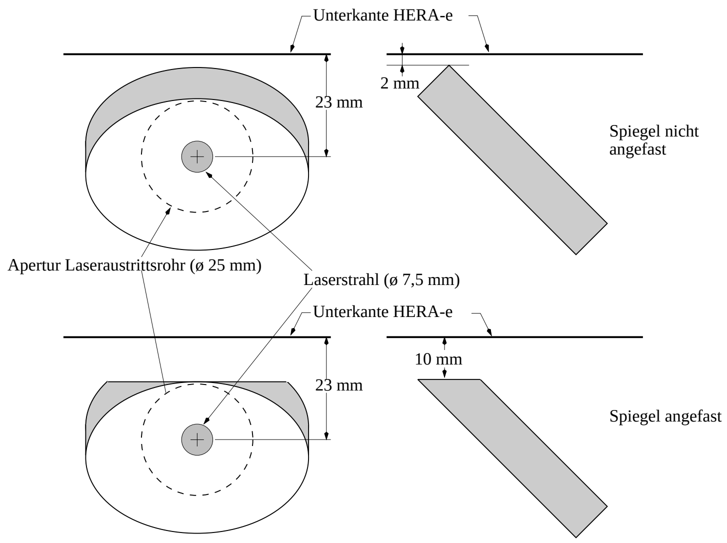

Abb. 4.7: *Geometrie des Spiegels M7 [Bec 96].*

te $f_1 = +100$ mm und eine Plankonkavlinse mit $f_2 = -50$ mm im Abstand $d = f_1 + f_2 =$ 50 mm, mit einer Antireflexbeschichtung (HE/AR, Melles Griot) für 532 nm.
In einem schrittmotorgesteuerten Drehmeßtisch (DMT 65 mit Schrittmotor, OWIS) wird das $\lambda/2$-Plättchen gehaltert. Im Aufbau wird ein antireflex-beschichtetes Quarz-Verzögerungsplättchen 1. Ordnung für 532 mm (02WRQ027/532, Melles Griot) verwendet. 1. Ordnung bedeutet, daß das $\lambda/2$-Plättchen nicht nur eine effektive, sondern eine reale Phasenverschiebung von $\lambda/2$ induziert. Derart dünne Plättchen sind weder herstellbar, noch anwendbar. Daher kombiniert man zwei Plättchen, deren Verzögerungen sich gerade bis auf $\lambda/2$ gegenseitig aufheben. Die beiden Plättchen haben orthogonale optische Hauptachsen, so daß die Rollen von ordentlichem und außerordentlichem Strahl beim Übertritt von einem Plättchen in das andere gerade vertauscht werden. Dadurch ist die Phasenverschiebung nicht temperaturabhängig, da sich die beiden kombinierten Plättchen gleichermaßen ausdehnen oder zusammenziehen und die Netto-Verzögerung bleibt damit annähernd gleich.
Das Glan-Laser-Prisma (03PGL303/A, Melles Griot) ist für die hohe Leistungsdichte des verwendeten Lasers konzipiert. Es besteht aus einem Kalkspat-Prismenpaar mit Luftspalt, das in ein zylindrisches Aluminium-Gehäuse mit zwei Austrittsfenstern montiert ist. Das durch eine Endfläche einfallende Licht ($*$) wird in einen ordentlichen ($\equiv$) und einen außerordentlichen ($||||$)) Strahl aufgespalten (s. Abb. 4.8).
Dabei wird der ordentliche Strahl stärker gebrochen als der außerordentliche. Der unter einem flacheren Winkel auf die Grenzfläche Kalkspat—Luft auftreffende ordentliche Starhl wird an dieser totalreflektiert und nach unten aus dem Prisma ausgeblendet. Der

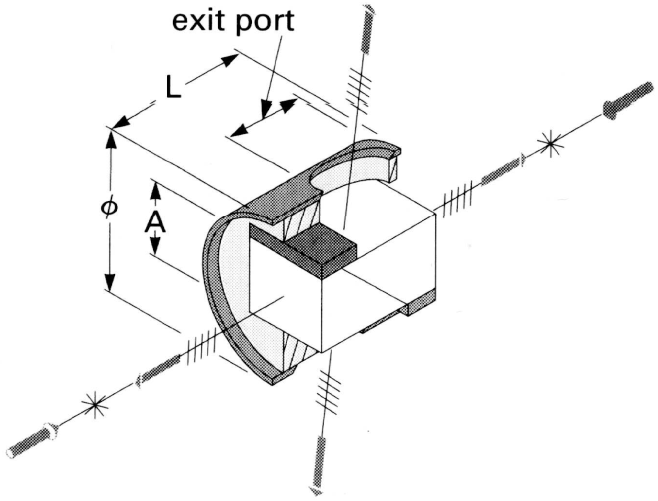

Abb. 4.8: *Skizze des verwendeten Glan-Laser-Prismas.*

nicht gebrochene außerordentliche Starhl tritt unabgelenkt durch das Prismenpaar.

Der ausgeblendete Strahl verläßt das Prisma unter einem Winkel von 67^o zur Strahlachse aus einem der Austrittsfenster, ohne vom Gehäuse oder dem schwarzen Kitt absorbiert zu werden, wodurch ein Abdampfen dieser Materialien verhindert wird. Daher ist die Zerstörschwelle alleine durch die des Kalkspat-Kristalls gegeben. Bei Kalkspat können dabei Oberflächenschäden entstehen und Fehlstellen im Kristall, die sich bei jedem Puls ausweiten. Der Hersteller gibt für das verwendete Glan-Laser-Prisma eine Leistungsdichte zwischen 430 und 630 MW/cm^2 bei 20 nsec Pulsen und einer Wellenlänge von 1064 nm an [MeG 95].

4.3 Die Detektoren

Der seitlich aus dem Glan-Laser-Prisma austretende Strahl wird von einem Joulemetermeßkopf absorbiert. Das Herz eines Joulemeters ist das pyroelektrische Element. Dieses Element besteht aus einem temperaturempfindlichen Kristall, der eine Spannung proportional der auftreffenden Energie des Laserlichtes abgibt. Der pyroelektrische Detektor (P 25, LASER 2000) besitzt ein schwarzes Coating und ist bis zu einer Pulsfolgefrequenz von 100 Hz anwendbar [LAS 95]. Um die maximale Energiedichte von 10^{-2} J/cm^2 bei einer Pulsweite von 3 nsec nicht zu überschreiten, wird zusätzlich eine Aufweitungsoptik verwendet, die das einfallende Licht um den Faktor 110 abschwächt. Das Anzeigemeßgerät (S 200, LASER 2000) wird über eine RS-232 Schnittstelle angesprochen und fernausgelesen. Außerdem verfügt es über zwei Analogausgänge. An einem Ausgang kann der vorverstärkte Eingangsimpuls, am anderen der gemessene Energiewert analog abgegriffen werden.

Der direkt aus dem Glan-Laser-Prisma austretende Strahl wird im Beam Dump absorbiert und das Streulicht von einer Photodiode detektiert. Die elektrischen Eigenschaften von Photodioden versteht man am besten bei Betrachten des in Abb. 4.9 gezeigten Ersatzschaltbildes. Eine ideale Photodiode kann man als eine zu einer Halbleiterdiode parallelgeschaltete Stromquelle ansehen. Die Stromquelle entspricht dem Photostrom der durch Lichteinfall ausgelösten Elektronen, während die Diode das Verhalten der Sperrschicht ohne Lichteinfall repräsentiert. Bei einer realen Photodiode wird der p-n-Übergang durch eine intrinsische, hochohmige Schicht getrennt, was einem parallelgeschalteten Kondensator entspricht. Die effektive Kapazität C_j ist ebenso wie der Nebenschlußwiderstand R_{sh} und der zu vernachlässigende Serienwiderstand R_s im Ersatzschaltbild abgebildet. Nebenschlußwiderstand und Kapazität der Photodiode sind die entscheiden-

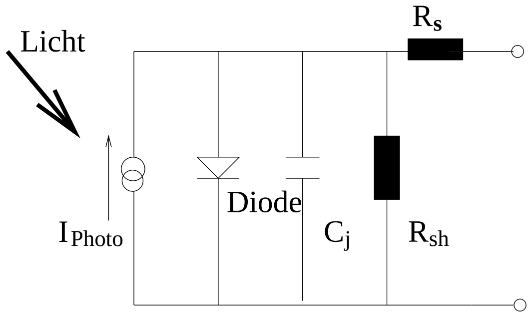

Abb. 4.9: *Das Ersatzschaltbild einer Photodiode [New 95].*

den Größen im Hinblick auf Linearitätsbereich und Schaltzeiten. Aus Widerstand und Kapazität wird die Ansprechzeitkonstante τ berechnet. C_j wächst mit der aktiven Fläche der Photodiode. Da eine große Kapazität C_j die Ansprechzeit des Schaltkreises verringert, sind Photodioden mit kleiner aktiver Fläche schneller als Photodioden mit großer aktiver Fläche.

Die Messung des im Absorber gestreuten Lichtes stellt nicht alleine einen Trick zur Abschwächung des Laserlichtes dar, sondern ermöglicht den Einsatz einer Photodiode mit kleiner aktiver Fläche. Bei direkter Messung, z. B. nach Abschwächung hinter einem Spiegel, müßte man eventuellen Schwankungen des Auftreffpunkts durch eine Photodiode mit entsprechend großer aktiver Fläche Rechnung tragen. Der bestehende Aufbau ist nicht empfindlich auf ein Wandern des Laserstrahls, da die Photodiode das Streulicht mißt, solange nur der Laser die Eintrittsapertur des Absorbers trifft. Das Streulicht wird durch einen Neutralfilter weiter abgeschwächt, bevor es auf eine mit 3 V vorgespannte Silizium-Photodiode (818-BB-20, NEWPORT) trifft, die aufgrund ihrer kleinen aktiven Fläche von 6×10^{-3} mm^2 über eine sehr günstige Empfindlichkeit und Impulsverhalten verfügt. So erstreckt sich ihre Linearität über den ganzen Intensitätsbereich des Lasers und ermöglicht eine Aufnahme der Pulsform.

4.4 Steuerung und Auslese

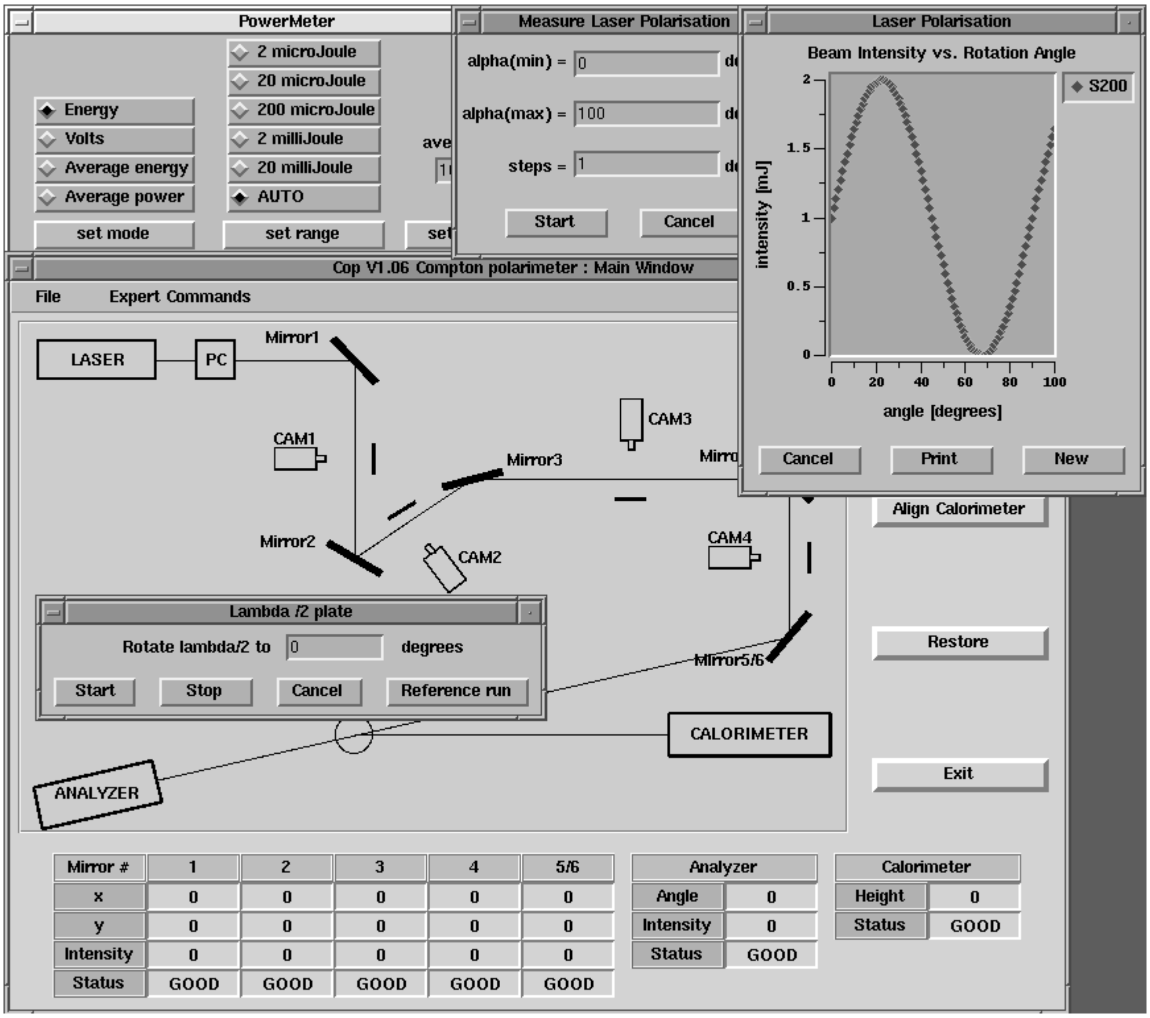

Abb. 4.10: *Die Oberfläche von COP mit aktivierter Analysebox.*

Alle nicht in Echtzeit zu erfassenden und steuernden Vorgänge des Longitudinalen Polarimeters werden von einem Steuerprogramm COP (**CO**mpton **P**olarimeter) übernommen, das in die standardisierte Client/Server Struktur der sogenannten „Slow-Control“ Software des HERMES-Experiments integriert ist. Die graphische Oberfläche basiert auf dem Programmpaket PinK [Ack 95] und ist in Abb. 4.10 exemplarisch gezeigt. Für die Analysebox können dabei die Position des Drehmeßtisches mit dem $\lambda/2$-Plättchen gelesen und verfahren werden, sowie das Joulemeter über eine serielle Schnittstelle ausgelesen werden.

Ein Meßzyklus zur Überprüfung der Lichtpolarisation findet zwischen den Füllungen des HERA-Elektronenstrahls statt und sieht wie folgt aus: Zunächst wird der Drehmeßtisch und damit das $\lambda/2$-Plättchen um eine bestimmte Gradzahl gedreht. Dann wird das Joulemeter angewiesen, eine festgelegte Anzahl von Pulsen aufzunehmen, deren mittlere Energie und Standardabweichung vom Meßgerät ermittelt und über die serielle Schnittstelle ausgelesen werden. Zusammen mit der ausgelesenen Position des Drehmeßtisches werden diese Daten in einer ADAMO-Datenbank [CER 94] abgelegt. Diese Prozedur wiederholt sich bis das $\lambda/2$-Plättchen um insgesamt $\pi/2$ gedreht wurde und damit eine vollständige Kosinusfunktion aufgenommen wurde. Der gesamte Prozeßablauf wird vollautomatisch von dem low-level Client gesteuert. Dann kann mit einer Analyseroutine auf die Daten zugegriffen werden und die ermittelte Polarisation wird wieder in einer ADAMO-Tabelle abgelegt bzw. auf der COP-Oberfläche ausgegeben. Im regulären Polarimeter-Betrieb (d.h. mit HERA-Elektronenstrahl) kann die absolute Intensität durch von der Slow-Control gesteuertes Auslesen des Joulemeters angezeigt werden. Die Signale der Photodiode werden direkt einem ADC verarbeitet und dienen zum Messen der relativen Einzelpulsintensitäten und zum Triggern.

5 Meßergebnisse

5.1 Testmessungen

Da sich das ganze Longitudinale Polarimeter noch in der Inbetriebnahme befindet und im Zeitraum dieser Arbeit noch viele Probleme auftraten, sowohl im Laserbetrieb und mit dem Strahlführungssystem, als auch aufgrund des beschränkten Zugangs zum HERA-Tunnel, waren Polarisationsmessungen des Laserlichts in der Analysebox nur erschwert möglich.

Bei einem Tunnelzugang ergab sich, nachdem der Strahl bis in die Analysebox durchgefädelt war, eine Möglichkeit der Polarisationsmessung direkt am Aufbau. Es konnte kontrolliert werden, daß sich die Strahllage beim Drehen des $\lambda/2$-Plättchen nicht ändert. In Abb. 5.1 ist diese erste Messung gezeigt, bei der das $\lambda/2$-Plättchen manuell in 2^o-Schritten um insgesamt 110^o gedreht wurde. Es ist ein Ablesefehler von $0,5^o$ für jede Winkelstellung ϕ angenommen. Die Photodiodensignale wurden vor Ort mit einem Oszilloskop aufgenommen und visuell über ca. 100 Signale gemittelt. Dabei ist ein Ablesefehler von 20 mV berücksichtigt (vgl. Abb. 5.1 oben). Mit dem Joulemeter (S200) wurden über jeweils 20 Pulse gemittelte Energiewerte aufgenommen (vgl. Abb. 5.1 unten). Es wurde linear polarisiertes Laserlicht einer Energie von ca. 10 mJ analysiert [†]. Wie in Abb. 5.1 zu sehen ist, ergab sich qualitativ der für vollständig linear polarisiertes Licht erwartete Intensitätsverlauf. Die großen Fehler werden von den starken Energiefluktuationen bei niedriger Laserleistung dominiert (bei 40 mJ IR-Energie ca. 10%) und sind proportional zum durch das Glan-Laser-Prisma transmittierten Anteil.

In einer zweiten Messung, die in Abb. 5.2 gezeigt ist, wurde der Laser daher mit einer IR-Energie von 100 mJ betrieben — das entspricht einer Energie von ca. 33 mJ des sichtbaren Strahls — da die Energiefluktuationen dort wesentlich geringer sind (nur ca. 2%). Die Photodiodensignale wurden außerhalb des Tunnels in der Laserhütte mit einem Speicheroszilloskop aufgenommen. Aufgrund des großen Kabelwegs von ca. 200 m ist das Diodensignal trotz der dreifachen Energie des untersuchten Lichts etwa in der gleichen Größenordnung wie bei der in Abb. 5.1 gezeigten Messung.

Das $\lambda/2$-Plättchen wurde mit der Steuersoftware COP in 5^o-Schritten um insgesamt 200^o gedreht. Dabei ist aufgrund mangelnder Betriebserfahrung mit der Genauigkeit des Drehmeßtisches ein sehr konservativer Fehler von 1^o angenommen. Bei jeder Winkelstellung wurde mit einem Speicheroszilloskop N=100 Photodiodensignale aufgenommen und deren Mittelwert und Fehler ermittelt. Die Lage der Minima und Maxima dieser Meßkurve stimmt nicht mit der in Abb. 5.1 gezeigten Messung überein, da das $\lambda/2$-Plättchen

[†]Die Messung wurde bei einer am Laser eingestellten IR-Energie von 40 mJ durchgeführt; das entspricht einer Energie von ca. 10 mJ des frequenzverdoppelten sichtbaren Strahls.

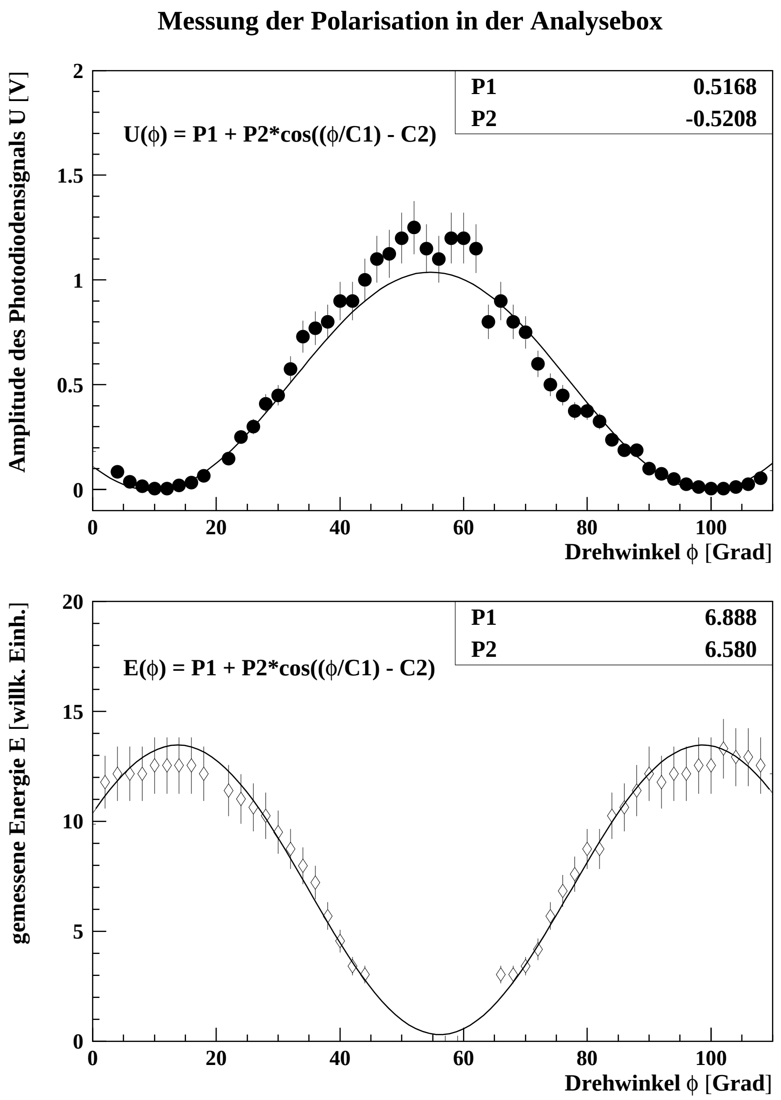

Abb. 5.1: *Erste qualitative Polarisationsmessung in der Analysebox. Die Drehung des $\lambda/2$-Plättchen erfolgte bei dieser Messung manuell und die Auslese der Signale vor Ort.*

zwischenzeitlich ausgebaut war und in einer neuen Orientierung in den Drehmeßtisch eingesetzt wurde.
An die beiden rechten Maxima läßt sich eine Kosinusfunktion annähern, die auch mit den beiden Minima eine gute Übereinstimmung zeigt. Im oberen Teil von Abb. 5.2 ist ein Fit an die Meßwerte zwischen 45^o und 190^o gezeigt. Die durchgezogene Linie kennzeichnet dabei den Bereich, der in der Anpassung berücksichtigten Meßpunkten, außerhalb ist die angenäherte Funktion gestrichelt weitergeführt. Im unteren Teil von Abb. 5.2 ist eine

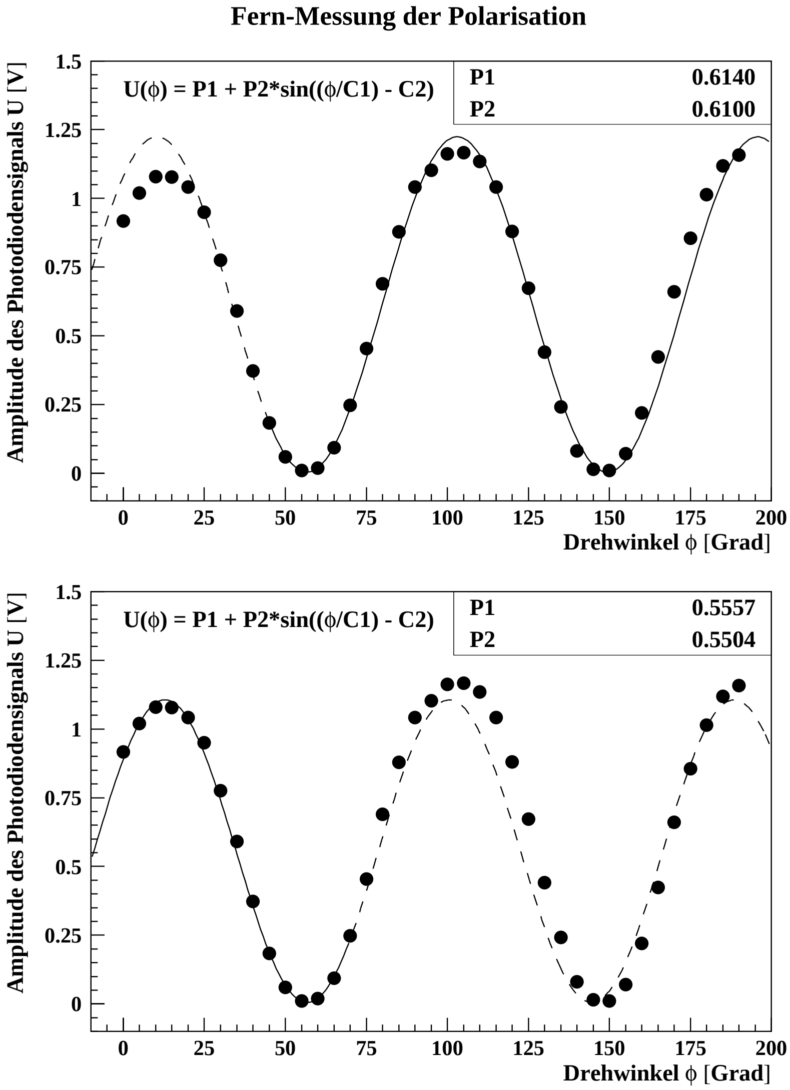

Abb. 5.2: *Messung der Linearpolarisation mit dem vollständig ferngesteuerten und ausgelesenen System.*

entsprechend gekennzeichnete Näherung für das etwas zu kleine linke Maximum gezeigt. Die Fernjustage des Laserstrahls erfolgte nach folgender Methode: trifft man die Apertur des Absorbers nicht, so sieht man kein Signal; trifft man auf den Rand der Apertur, so beobachtet man Signale mit sehr großen Fluktuationen, da aufgrund kleiner Schwankungen der Strahllage mehr oder weniger Intensität in den Absorber und damit auf die Photodiode fällt. Bei gewünschtem mittigem Treffen der Apertur stellt sich ein stabiles, maximales Signal ein.

Diese Abflachung ist sehr wahrscheinlich auf ein Wandern des Laserstrahls während der Aufnahme der Meßdaten zurückzuführen. Da vor dieser Messung nur eine sehr grobe Justage nach der oben beschriebenen Methode erfolgte, konnte sich die Position des Laserstrahls mit der Zeit so verändern, daß der Strahl die Apertur des Absorbers besser traf. Bei entprechenden Messungen mit exakter Justage auf maximales Photodiodensignal wurde ausschließlich eine Abnahme der Amplitude des Photodiodensignals mit der Zeit beobachtet.
Die gemessene Linearpolarisation ξ_{lin} ergibt sich aus den Fitparametern $P1 = \frac{1}{2}I_0$ und $P2 = \frac{1}{2}I_0 - I_{min}$ zu (vgl. Gl. 4.5):

$$\begin{aligned} \xi_{lin} &= \Delta I = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_0} \\ &= \frac{I_0 - 2I_{min}}{I_0} \\ &= \frac{P2}{P1} \,. \end{aligned}$$

Für die obere Kurve ergibt sich $\xi_{lin} = 0,994 \pm 0,002$ in guter Übereinstimmung mit $\xi_{lin} = 0,990 \pm 0,004$ für die untere Kurve. Der Fehler des zweiten Fits ist größer, da deutlich weniger Meßpunkte für die Näherung verwendet wurden.
Wichtet man die beiden Messungen nach der Anzahl der verwendeten Meßpunkte so ergibt sich:

$$\bar{\xi}_{lin} = 0,993 \pm 0,002 \,,$$

und damit eine ausgezeichnete Stabilität der Linearpolarisation des über ca. 70 m und insgesamt 8 Spiegel transportierten Laserlichts.

5.2 Zusammenfassung und Ausblick

Die im Rahmen der vorliegenden Arbeit am Longitudinalen Polarimeter des HERMES-Experiments aufgebaute Lichtanalysebox erlaubt die Messung der Stokes-Parameter des polarisierten Laserlichts hinter dem Wechselwirkungspunkt mit den Elektronen.
In Kapitel 2 wurde das Comptonpolarimeter und seine Funktionsweise vorgestellt und damit die Messung der Lichtpolarisation motiviert. Mit der Beschreibung des Polarisationszustands von Licht durch die Stokes-Parameter in Kapitel 3 wurden die theoretischen Vorraussetzungen für die Entwicklung eines Analysators geschaffen. In Kapitel 4 ist das Meßkonzept, sowie dessen technische Realisierung beschrieben. Dabei wurde die Entwicklung anhand dreier Konzepte aufgezeigt. Bei dem ersten Meßkonzept konnte in einem Testaufbau nachgewiesen werden, daß es nicht dazu geeignet ist, die Polarisation direkt und absolut zu messen. Dieser Mangel wurde im zweite Messkonzept behoben, das jedoch wegen technischer Probleme, die sich vor allem aus den hohen Leistungsdichten des eingesetzten Lasers ergaben, wieder verworfen wurde. Das gegenwärtige Konzept wird durch einen neuartigen Analysatoraufbau den vorgegebenen Aufgabestellungen und Randbedingungen gerecht. In Kapitel 5 sind abschließend die ersten Testmessungen vorgestellt.

Der gegenwärtige Aufbau der Lichtanalysebox erlaubt es, die Intensität und Polarisation des Laserlichts zu bestimmen. Durch den Einsatz eines drehbaren $\lambda/2$-Plättchens war es möglich, den optischen Aufbau vergleichsweise einfach zu halten, da man keine beweglichen Strahlanteile hat. Wegen der hohen Leistungsdichten des gepulsten Nd:YAG-Lasers erscheint dieses Konzept als einzig praktikables. Um den Betrieb der Lichtanalysebox auch bei höheren Pulsenergien zu gewährleisten, ist eine genaue Justage der optischen Elemente nötig, um Inhomogenitäten des Strahlprofils zu vermeiden. Da zu Beginn des Aufbaus noch Platz für einen, den gesamten Raumwinkel abdeckenden Absorber reserviert wurde, ist die derzeitige Strahlhöhe ca. 70 mm über dem Breadboard. Diese niedrige Strahlhöhe konnte nur durch beschränkt bewegliche Halterungen realisiert werden. Sollte sich das gegenwärtige Konzept ohne bewegliche Strahlanteile bewähren, so wäre es möglich die Strahlhöhe auf ca. 150 mm zu erhöhen und mit komfortablen Säulen und Stiften die Feinjustage zu vereinfachen.

Danksagung

In nur einem halben Jahr eine Wissenschaftliche Arbeit in Physik durchzuführen, ist kein leichtes Unternehmen, vor allem, wenn man dabei auch noch an zwei verschiedenen Orten arbeitet. Die Offenheit und das freundliche Entgegenkommen sowohl bei der HERMES- und Polarimetergruppe am DESY in Hamburg als auch in der Abteilung in Freiburg, haben die Durchführung der Arbeit sehr erleichtert.
Dafür, daß sie wesentlichen Anteil am Entstehen der Arbeit hatten, danke ich herzlich:

- Herrn Prof. K. Königsmann für die Vergabe und Betreuung der Arbeit,
- Herrn Dr. Horst Fischer für die Anregung zur Aufnahme dieses Themas und seiner verlässlichen Hilfsbereitschaft bei Problemen aller Art,
- Marc Beckmann, der mit einer sehr guten Betreuung und vielen kritischen Anmerkungen zum Gelingen dieser Arbeit und auch wesentlich zur angenehmen Arbeitsatmosphäre bei „Tag und Tunnel“ beigetragen hat,
- Stephan Brauksiepe, Wolfgang Lorenzon, Andreas Most und Michael Spengos für anregende Diskussionen und tatkräftige Unterstützung „vor Ort“ ,
- Den mechanischen und elektronischen Werkstätten der Fakultät für Physik und für die immer zur vollen Zufriedenheit durchgeführten Arbeiten,
- Allen Mitgliedern der Abteilung Königsmann für die vielen Ratschläge und die gute Zusammenarbeit — insbesondere Bernd Moll, der mich zum richtigen Zeitpunkt „eingeschleppt“ hat,
- Meinen Eltern für die vielfältige Unterstützung meines gesamten Studiums,
- Ela für ihr Verständnis für ausgefallene gemeinsame Tage, insbesondere während der „Hamburger Zeit“.

Literaturverzeichnis

[Ack 95] **K. Ackerstaff, M.-A. Funk** ,*PinK(PinK is not KUIP) - an interface between Tcl/Tk, ADAMO and DAD* , Proc. of CHEP95, Rio de Janeiro, (1995).

[Bar 92] **D. P. Barber et al.**, *The HERA Polarimeter and the first Observation of Electron Spin Polarization at HERA*, DESY 92-136, (1992).

[Bar 93] **D. P. Barber et al.**, Nucl. Instr. Meth. **A329**(1993) 79.

[Bar 95] **D. P. Barber et al**, Phys. Lett. **B343** (1995) 436.

[Bec 96] **M. Beckmann**, *Private Mitteilung*, (1996).

[Bor 59] **M. Born, E. Wolf**, *Principles of Optics*, Pergamon Press, New York, (1959).

[Bra 59] **W. Bragg**, *The Universe of Light*, Dover, New York, (1959) .

[Buo 86] **J. Buon; K. Steffen**, *HERA variable-energy "Mini" Spin rotator and head-on ep collision scheme with choice of electron helicity*, Nucl. Inst. & Meth., **A245** (1986) 248.

[CER 94] **Programming Techniques Group, ECP Division**, *ADAMO – Entity-Relationship Programming System, Version 3.3*, CERN, Genf, (1994).

[Coh 95] **Coherent**, *Infinity 40-100 Nd:YAG Laser Operator's Manual*, Coherent, (1995).

[Dür 96] **M. Düren**, *HERMES — ein neues HERA-Experiment zur Klärung des Spinrätsels*, Phys. Bl.52 , (1996) Nr.3 .

[Dür 95] **M. Düren**, *The HERMES Experiment: From the Design to the First Results*, DESY HERMES-95-02, (1995) .

[EMC 86] **EMC, J.J. Aubert et al.**, Phys. Lett. **B272** (1986) 158.

[Gue 90] **R. D. Guenther**, *Modern Optics*, John Wiley & Sons, New York, (1990).

[Häu 95] **O. Häusser; W. Lorenzon**, *HERA Polarimeter: Proposed Optics Modifications*, DESY, (1995).

[HER 93] **HERMES Kollaboration**, *HERMES Technical Design Report*, DESY–PRC 93/06, MPIH–V20–1993, (1993).

[HER 95] **HERMES Kollaboration**, *Proposal for a Longitudinal Electron Polarimeter at HERA-east section*, DESY HERMES-95-023, 23rd May 1995.

[Jon 41] **R. C. Jones**, J. Opt. Soc Am. **31**, 488, 500, (1941).

[Kön 96] **K. Königsmann**, *Private Mitteilung*, (1996).

[Lan 92] **L. D. Landau; E. M. Lifschitz**, *Lehrbuch der theoretischen Physik II*, Akademie Verlag, Berlin, 1992

[Lat 94] **A. Lath, M. Woods**, *Compton Laser Analysis: Determination of Polarization and Systematic Errors*, SLD Note: 236, (1994).

[LAS 95] **LASER 2000 GmbH**, *Meßtechnik für die Laser- und Optoelektronik*, Weßling, (1995) .

[Ler 81] **R. G. Lerner; G. L. Trigg** , *Encyclopedia of Physics*, Addison-Wesley, New York, (1981).

[Lip 54] **F. W. Lipps; H. A. Tolhoek**, *Polarization Phenomena of Electrons and Photons I/II*, Physica XX (1954) 395.

[MeG 95] **Melles Griot**, *Gesamtkatalog 1995/96*, Bensheim, (1995).

[Mue 48] **H. Mueller**, J. Opt. Soc. Am. **38**, 661(1948).

[New 95] **Newport**, *1995 Newport Catalog*, Irvine, (1995).

[OWIS 95] **OWIS**, *Katalog 1995: Feinmechanische und optische Systemtechnik*, Staufen im Brsg., (1995).

[Phy 96] **E. Lohrmann, I. Baur**, *Mit HERA an die Grenzen des Standardmodells*, **Physik** in unserer Zeit, 27.Jahrgang 1996, Nr.1, (1996).

[Shu 66] **W. A. Shurcliff**, *Polarized Light*, Harvard Univ. Press, Cambridge, Mass., (1966).

[Sok 63] **A. A. Sokolov; I. M. Ternov**, *On Polarization and Spin effects in the Theory of Synchrotron Radiation*, Sovjet Physics Doklady 8 (1964) 1203, (1964).

[Sto 52] **G. G. Stokes**, *Trans. Camb. Phil. Soc., 9 (1852) 399; reprinted in: Stokes, G. G., Mathematical and Physical Papers, Vol. III*, Cambridge University Press (1901) 233, (1901).

[Ter62] **I. M. Ternov; Y. M. Loskutov; L. I. Korovina** , *Possibility of polarizing an electron beam by relativistic radiation in a magnetic field*, Sov. Phys. JETP 14 (1962) 921.