

DESY M-82-22

Oktober 1982

Eigentum der Property of	DESY	Bibliothek library
Zugang: Accessions:	- 3. FEB. 1983	
Leihfrist: Loan period:	7	Tage days

POLARISATIONSUNTERSUCHUNGEN AM SPEICHERRING PETRA

Rüdiger Schmidt

DESY behält sich alle Rechte für den Fall der Schutzrechtserteilung und für die wirtschaftliche Verwertung der in diesem Bericht enthaltenen Informationen vor.

DESY reserves all rights for commercial use of information included in this report, especially in case of filing application for or grant of patents.

**“Die Verantwortung für den Inhalt dieses
Internen Berichtes liegt ausschließlich beim Verfasser“**

POLARISATIONSUNTERSUCHUNGEN AM SPEICHERRING PETRA

Dissertation
zur Erlangung der Doktorwürde
des Fachbereichs Physik
der Universität Hamburg

vorgelegt von
Rüdiger Schmidt
aus Geesthacht

Hamburg
1982

Gutachter der Dissertation: Prof. Dr. E. Lohrmann
Priv. Doz. Dr. R. Rossmannith

Gutachter der Disputation: Prof. Dr. E. Lohrmann
Prof. Dr. G.-A. Voss

Datum der Disputation: 2. November 1982

Sprecher des
Fachbereichs Physik und
Vorsitzender des
Promotionsausschusses: Prof. Dr. P. Stähelin

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Polarisationsaufbau im idealen Speicherring	3
3. Polarisation und Depolarisation am Einzelstrahl	14
3.1 Überblick	14
3.2 Berechnung der \vec{n} -Achse	15
3.3 Die Abweichung der \vec{n} -Achse von der vertikalen Richtung	17
3.4 Depolarisation durch reduzierten Polarisationsaufbau	18
3.5 Depolarisation durch Abstrahlung von Synchrotronstrahlung	19
3.6 Depolarisierende Resonanzen	23
3.7 Reduktion der depolarisierenden Effekte	25
3.8 Korrektur der \vec{n} -Achse	27
3.9 Korrektur der Orbitharmonischen am Speicherring PETRA	32
3.10 Simulationsrechnungen zum Test der Korrektur	35
4. Der Polarisationsmonitor	41
4.1 Problemstellung	41
4.2 Berechnung der Asymmetrie	42
4.3 Die Zählrate der gestreuten Photonen	48
4.4 Der Detektor	54
4.5 Durchführung der Messung	56
5. Experimentelle Untersuchungen der Strahlpolarisation an PETRA	60
5.1 Überblick	60
5.2 Polarisationsuntersuchungen am Einzelstrahl	61
5.3 Optimierung des Polarisationsgrades	62
5.4 Messung der Anstiegszeit der Polarisation	63
5.5 Depolarisation durch Solenoidmagnete	68
5.6 Depolarisation durch die Strahl-Strahl Wechselwirkung	70
5.7 Depolarisation durch magnetische Wechselfelder	75
6. Zusammenfassung	80
Anhang A Berechnung von $ \delta\vec{n} $ in störungstheoretischer Näherung	82
Anhang B Zur Berechnung der Harmonischenkorrektur	84
Anhang C Betrachtung der Wirkungsquerschnitte	87
Literaturverzeichnis	89
Danksagung	91

POLARIZATION AT PETRA

Abstract:

The results of the polarization measurements at PETRA are described: the natural small degree of polarization in PETRA increased up to 80 percent in a single beam by a special orbit correction program. It is also shown by measurements that a strong beam-beam interaction can depolarize the beam. At 16.5 GeV the luminosity for polarized beams in a given optics is limited by approximately $4 \cdot 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$. In addition the first measurements regarding the depolarization of solenoids and the first calibration of the beam energy by a depolarizer are described.

1. Einleitung

In den letzten Jahren haben die Untersuchungen der Strahlpolarisation an Elektron-Positron-Speicherringen aus verschiedenen Gründen zunehmend an Bedeutung gewonnen :

- Es werden Speicherringe geplant, bei denen die Strahlpolarisation für die Hochenergiephysik eine wesentliche Bedeutung hat (z.B. beim Elektron-Proton Speicherring HERA / 1/)
- Mit Hilfe von polarisierten Strahlen lassen sich Speicherringparameter messen, die vorher nicht oder nur mit wesentlich geringerer Genauigkeit gemessen werden konnten.

1963 wurde von Sokolov und Ternov vorhergesagt, dass sich in einem Speicherring durch die Abstrahlung von Synchrotronstrahlung die Spinrichtung der Elektronen nach und nach antiparallel zum Magnetfeld ausrichtet / 2/. Damit wird der Strahl polarisiert. Seitdem wurde dieser Effekt an verschiedenen Speicherringen beobachtet / 3/. Bei SPEAR wurde die Polarisation bei der Interpretation von Hochenergieexperimenten ausgenutzt und damit das Spin-1/2-Verhalten der Quarks nachgewiesen / 4/.

Durch verschiedene Effekte, z.B. durch Feldfehler und Fehlaufstellungen der Magnete, kann die Strahlpolarisation wieder zerstört werden. Die Stärke der depolarisierenden Effekte nimmt mit der Strahlenergie stark zu. Der Speicherring PETRA ist derjenige Speicherring mit der zur Zeit höchstmöglichen Strahlenergie. Experimente mit polarisierten Strahlen an diesem Speicherring sind für die Hochenergiephysik von besonderem Interesse. Ausserdem gewinnt man aus dem Polarisationsverhalten von PETRA wichtige Erkenntnisse für den geplanten Speicherring HERA.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde theoretisch und experimentell untersucht, unter welchen Bedingungen sich am Speicherring PETRA trotz der starken depolarisierenden Effekte ein hoher Polarisationsgrad erreichen lässt.

Im theoretischen Teil dieses Berichts wird zuerst der Polarisationsaufbau behandelt. Dann werden diejenigen Massnahmen theoretisch beschrieben, mit der die Depolarisation durch Fehlaufstellungen und Feldfehler der Magnete minimiert wird.

Zur experimentellen Untersuchung der Polarisation ist ein Polarimeter notwendig, das den Polarisationsgrad in einer möglichst kurzen Zeit misst. Aufbau und Wirkungsweise des Polarimeters werden in einem weiteren Abschnitt dieses Berichts beschrieben.

Im letzten Teil dieses Berichts wird über die Ergebnisse der Polarisationsmessungen an PETRA berichtet. Zuerst werden die Messungen zur Minimierung der Depolarisation durch Fehlaufstellungen und Feldfehler der Magnete beschrieben. Es wird gezeigt, dass sich der Polarisationsgrad mit Hilfe des Korrekturschemas optimieren lässt. Mit einem hohen, stabilen Polarisationsgrade liessen sich weitere experimentelle Untersuchungen durchführen :

- Die Untersuchung der depolarisierenden Wirkung longitudinaler Magnetfelder in den Solenoidmagneten, wie sie in den Experimenten eingebaut sind.
- Die Untersuchung der depolarisierenden Wirkung der Strahl-Strahl Wechselwirkung.

Abschliessend wird über die Ergebnisse einer künstlichen Strahldepolarisation mit Hilfe eines magnetischen Wechselfeldes berichtet. Damit lassen sich die Strahlenergie und der momentum-compaction-Faktor bestimmen.

2. Polarisationsaufbau im idealen Speicherring

Die Elektronen, 1) die in den Speicherring PETRA injiziert werden, sind unpolarisiert. In den Magnetfeldern, die die Elektronen auf der Kreisbahn halten, strahlen die Teilchen Synchrotronstrahlung ab. Sokolov und Ternov berechneten 1963 / 2/, dass sich in einem idealen Speicherring als Folge der Abstrahlung die Spins der Elektronen mit der Zeit antiparallel zum Magnetfeld ausrichten : Der Strahl wird polarisiert.

Um den Polarisationsaufbau im Speicherring zu verstehen, muss die Wahrscheinlichkeit für ein Umklappen des Spins der Elektronen bei Abstrahlung eines Synchrotronstrahlungsphotons berechnet werden. Diese Wahrscheinlichkeit wurde von Sokolov und Ternov durch Lösung der Dirac-Gleichung im äusseren Magnetfeld berechnet / 2/. Diese Berechnungen wurden von Derbenev und Kondratenko 1973 für Teilchen mit anderen magnetischen Momenten als Elektronen erweitert / 5/. Jackson veröffentlichte 1975 eine halbklassische Ableitung für den Polarisationsaufbau / 6/.

Im folgenden werden die Grundlagen dieser halbklassischen Ableitung beschrieben.

Ein Elektron geht bei der Abstrahlung eines Photons mit einer Energie zwischen hω und h(ω + dω) vom Zustand |i> in den Zustand |f> über. Die Übergangswahrscheinlichkeit für diesen Übergang ist / 5/ :

dp = |1/iħ ∫_{-∞}^{∞} <f|H_int(t)|i> dt|^2 * (2ω^2 dω) / (c^3 (2π)^2) (2.1)

c ... Lichtgeschwindigkeit

H_int(t) ist der Hamiltonoperator, der die Wechselwirkung des elektromagnetischen Strahlungsfeldes mit dem Elektron beschreibt. Dieser Operator wird im folgenden berechnet. Dazu werden zuerst Bahn- und Spinbewegung des Elektrons betrachtet.

1) Im folgenden wird immer von Elektronen gesprochen. Für Positronen gelten die gleichen Gesetzmäßigkeiten, wenn in den Gleichungen eine umgekehrte Elementarladung eingesetzt wird.

Die Bahnbewegung der Elektronen :

Es wird angenommen, dass das Elektron in einem homogenen Magnetfeld auf einer Kreisbahn mit konstantem Radius ρ umläuft. Die Bahnänderung durch die Abstrahlung wird vernachlässigt, da die abgestrahlte Energie wesentlich kleiner als die Energie des umlaufenden Elektrons ist. (Für den Speicherring PETRA : die Energie der abgestrahlten Photonen reicht von einigen Elektronenvolt bis zu einigen hundert Elektronenvolt.)

Der Geschwindigkeitsvektor β = v/c hat die Form (siehe Abb. 1):

β(t) = β(cos(βct/ρ), sin(βct/ρ), 0) (2.2)

c ... Lichtgeschwindigkeit

β ... |β|

v ... Geschwindigkeit des Elektrons

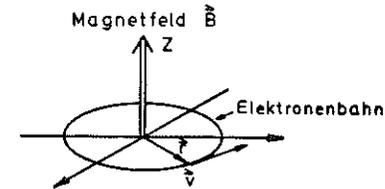


Abb.1 Koordinatensystem zur Beschreibung der Elektronenbahn

Für den Vektor vom Koordinatenursprung zum Elektron gilt (siehe Abb. 1) :

r(t) = ρ(sin(βct/ρ), -cos(βct/ρ), 0) (2.3)

Spinbewegung der Elektronen :

Die Bewegungsgleichung des Spins im Ruhesystem der Elektronen lautet / 7 / :

$$\frac{d\vec{s}}{dt} = \vec{\Omega}^{(R)} \times \vec{s} \quad (2.4)$$

mit $\vec{\Omega}^{(R)} = \frac{ge}{2m_0 c} \vec{B}^{(R)}$

$\vec{B}^{(R)}$.. Magnetfeld im Ruhesystem des Elektrons

\vec{s} Spin des Elektrons

g g-Faktor des Elektrons

e Elementarladung

dt Zeit im Ruhesystem der Elektronen

m_0 Ruhemasse des Elektrons

Diese Bewegungsgleichung wird in drei Schritten relativistisch verallgemeinert :

a) ersetzen der Zeit im Ruhesystem dt durch die Laborzeit dt. Es gilt : $d\tau = \frac{1}{\gamma} dt$, mit $\gamma = E/m_0 c^2$, wobei E die Energie und m_0 die Ruhemasse des Elektrons ist.

b) das Magnetfeld im Ruhesystem $\vec{B}^{(R)}$ wird durch im Laborsystem definierte Größen ersetzt / 7 / :

$$\vec{B}^{(R)} = \gamma(\vec{B} \times \vec{\beta}) \times \vec{\beta} + (\vec{\beta} \cdot \vec{B}) \vec{\beta} - \gamma \vec{\beta} \times \vec{E}$$

\vec{E}, \vec{B} elektrisches und magnetisches Feld im Laborsystem

c) das Inertialsystem des sich bewegenden Elektrons ist ein beschleunigtes System. Bei einer relativistischen Transformation eines beschleunigten Systems ergibt sich ein zusätzlicher Term in der Spinbewegungsgleichung. Dieser Term wurde erstmals von Thomas berechnet / 8/. Er lautet :

$$\vec{\omega}_T \times \vec{s}$$

mit $\omega_T = \frac{\gamma^2}{(\gamma+1)} (\vec{\beta} \times \dot{\vec{\beta}})$

Durch Einsetzen dieser Beziehungen in die Spinbewegungsgleichung (2.4) erhält man die relativistisch verallgemeinerte Formel, die als BMT-Gleichung bezeichnet wird. (BMT steht für Bargman, Michel und Telegdi / 9/):

$$\frac{d\vec{s}}{dt} = \vec{\Omega} \times \vec{s}$$

mit $\vec{\Omega} = -\frac{e}{m_0 c} \left[\left(a + \frac{1}{\gamma}\right) \vec{B} - \frac{a\gamma}{\gamma+1} \vec{\beta} (\vec{\beta} \cdot \vec{B}) - \left(a + \frac{1}{\gamma+1}\right) \vec{\beta} \times \vec{E} \right]$ (2.5)

a.... anomaler Teil des magnetischen Moments für Elektronen, $a = \frac{g-2}{2}$

Anmerkung : Für den Fall, dass das Elektron im homogenen Magnetfeld $\vec{B} = (0,0,B_z)$ in der x-y Ebene des Koordinatensystems umläuft, ist die Lösung von (2.5) eine Präzession des Spins um die Achse des Magnetfeldes :

$$s_x(t) = \sqrt{1-s_z^2} \sin(\omega_0 t + \alpha)$$

$$s_y(t) = -\sqrt{1-s_z^2} \cos(\omega_0 t + \alpha)$$

$$s_z(t) = s_z = \text{constant}$$

mit der Spinpräzessionsfrequenz $\omega_0 = \frac{|e| B_z}{m_0 c \gamma} (1 + a\gamma)$

α und s_z hängen von den Anfangsbedingungen ab. Die Bahnbewegung des Elektrons ist eine Kreisbahn mit der Umlauffrequenz : $\omega_c = \frac{|e| B_z}{m_0 c \gamma}$

Die Drehung des Spins relativ zur Elektronenrichtung ist

$$\omega = \omega_0 - \omega_c = \frac{|e| B_z}{m_0 c \gamma} \gamma a$$

Der Drehwinkel des Spins ist :

$\phi = \gamma a \alpha$, dabei ist α der Winkel, um den die Elektronen abgelenkt werden.

Der Hamiltonoperator

Betrachtet man die Wechselwirkung eines elektromagnetischen Feldes mit dem Spin $\vec{s}(t)$ des Elektrons, so gilt für den Hamiltonoperator im Ruhesystem des Elektrons /10/ :

$$H_{int}^{(R)} = -\vec{\mu} \cdot \vec{B} = \frac{q\hbar}{2m_0c} \vec{S}_{op} \cdot \vec{B}^{(R)} \quad (2.6)$$

dabei ist $\vec{\mu} = \frac{q\hbar}{2m_0c} \vec{S}_{op}$ der Operator für das magnetische Moment im Ruhesystem der Elektronen.

\vec{S}_{op} ist ein Operator, der auf den Spin der Elektronen wirkt. Aus der Dirac-Gleichung folgt, dass sich \vec{S}_{op} mit Hilfe der Pauli-Matizen darstellen lässt : $\vec{S}_{op} = \frac{1}{2} \vec{\sigma}$, mit $\vec{\sigma} = (\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z)$.

Mit Hilfe von Gleichung 2.4 folgt : $H_{int}^{(R)} = \hbar \vec{S}_{op} \cdot \vec{\Omega}^{(R)}$

Der relativistisch verallgemeinerte Hamiltonoperator lautet mit Hilfe der relativistischen Verallgemeinerung von $\vec{\Omega}$ (Gl. 2.5):

$$H_{int} = \hbar \vec{S}_{op} \cdot \vec{\Omega} = -\frac{\hbar e}{m_0c} \vec{S}_{op} \cdot \left[\left(a + \frac{1}{\gamma} \right) \vec{B} - \frac{a\gamma}{\gamma+1} \vec{\beta}(\vec{\beta} \cdot \vec{B}) - \left(a + \frac{1}{\gamma+1} \right) \vec{\beta} \times \vec{E} \right] \quad (2.7)$$

Für \vec{E} und \vec{B} werden die Felder einer ebenen elektromagnetischen Welle in den Operator H_{int} eingesetzt.

Eine auslaufende elektromagnetische Welle wird durch das Vektorpotential /10/

$$\vec{A}(\vec{r}, t) = \frac{\vec{\epsilon}}{c} \sqrt{2\pi\hbar c/k} \exp(i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})) \quad (2.8)$$

beschrieben, dabei ist \vec{k} der Wellenvektor, es gilt $k = |\vec{k}| = \omega/c$.

$\vec{\epsilon}$ ist ein zu \vec{k} senkrechter Vektor, der die Polarisationsrichtung beschreibt.

Für die Feldstärken gilt :

$$\begin{aligned} \vec{E} &= 1/c \frac{d\vec{A}}{dt} = -i \sqrt{2\pi\hbar\omega} \vec{\epsilon} \exp(i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})) \\ \vec{B} &= \vec{n} \times \vec{E} = -i \sqrt{2\pi\hbar\omega} (\vec{n} \times \vec{\epsilon}) \exp(i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})) \end{aligned} \quad (2.9)$$

dabei ist $\vec{n} = \vec{k}/k$ der Einheitsvektor in Ausbreitungsrichtung der Welle.

Damit gilt für den Hamiltonoperator :

$$H_{int} = i \frac{\hbar e}{m_0c} \sqrt{2\pi\hbar\omega} \vec{S}_{op} \cdot \left[\left(a + \frac{1}{\gamma} \right) \vec{n} \times \vec{\epsilon} - \frac{a\gamma}{\gamma+1} \vec{\beta} (\vec{\beta} \cdot (\vec{n} \times \vec{\epsilon})) - \left(a + \frac{1}{\gamma+1} \right) \vec{\beta} \times \vec{\epsilon} \right] \exp(i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})) \quad (2.10)$$

Berechnung der Übergangswahrscheinlichkeit

Die Übergangswahrscheinlichkeit (Gl.2.1) lautet:

$$dp = \left| \frac{1}{i\hbar} \int_{-\infty}^{\infty} \langle f | H_{int} | i \rangle dt \right|^2 \frac{2\omega^2 d\omega}{c^3 (2\pi)^2}$$

Der Hamiltonoperator (Gl. 2.10) wird in diese Gleichung eingesetzt. Mit der Annahme, dass die Bahn des Elektrons durch die Abstrahlung nicht geändert wird, kann der Geschwindigkeitsoperator \vec{v} aus $\langle f | H_{int} | i \rangle$ gezogen werden :

$$\begin{aligned} \langle f | H_{int} | i \rangle &= \frac{i\hbar e}{m_0c} \sqrt{2\pi\hbar\omega} \langle f | \vec{S}_{op} | i \rangle \cdot \left[\left(a + \frac{1}{\gamma} \right) \vec{n} \times \vec{\epsilon} - \frac{a\gamma}{\gamma+1} \vec{\beta} (\vec{\beta} \cdot (\vec{n} \times \vec{\epsilon})) - \right. \\ &\quad \left. \left(a + \frac{1}{\gamma+1} \right) \vec{\beta} \times \vec{\epsilon} \right] \exp(i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})) \end{aligned} \quad (2.11)$$

Es wird die folgende Abkürzung eingeführt :

$$M_{fi} = \frac{1}{i\hbar} \langle f | H_{int} | i \rangle dt \quad (2.12)$$

Die Übergangswahrscheinlichkeit wird in vier Schritten berechnet:

- Berechnung von $\langle f | \vec{S}_{op} | i \rangle$
- Summation über die Polarisationsrichtungen der abgestrahlten Photonen
- Ausführung der Integration über die Zeit
- Integration über die möglichen Frequenzen und Richtungen der abgestrahlten Photonen.

Berechnung von $\langle f | \vec{S}_{op}(t) | i \rangle$

Der Anfangszustand $|i\rangle$ des Spins wird durch

$$|i\rangle = \begin{bmatrix} \cos \varphi_0/2 \exp(-i\varphi_0/2) \\ \sin \varphi_0/2 \exp(i\varphi_0/2) \end{bmatrix} \quad (2.13)$$

beschrieben /11/. Dieser Zustand entspricht einer Spinrichtung entsprechend Abb. 2. Es soll die Wahrscheinlichkeit für diejenigen Übergänge berechnet werden, bei denen der Spin umklappt. Für einen umgeklappten Spinzustand gilt :

$$|f\rangle = \begin{bmatrix} -\sin \varphi_0/2 \exp(-i\varphi_0/2) \\ \cos \varphi_0/2 \exp(i\varphi_0/2) \end{bmatrix} \quad (2.14)$$

Diese beiden Zustände sind Eigenvektoren des Operators \vec{S}_{op} :

$$\begin{aligned} \vec{S}_{op} |i\rangle &= +|i\rangle \\ \vec{S}_{op} |f\rangle &= -|f\rangle \end{aligned}$$

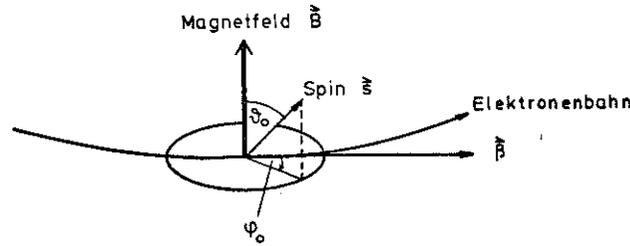


Abb.2 Beschreibung des Spins durch die Winkel ϑ_0 und φ_0

Die durch ϑ_0 und φ_0 definierte Raumrichtung wird durch den Einheitsvektor \vec{n} beschrieben. Für den so definierten Spinzustand gilt für \vec{S}_{op} : $\vec{S}_{op} = \vec{n} \cdot \vec{\sigma} \cdot \frac{1}{2}$

Für die zeitliche Änderung des Spinoperators \vec{S}_{op} gilt die Bewegungsgleichung (siehe Gl. 2.5). Für ein homogenes Magnetfeld $\vec{B} = (0, 0, B_z)$ gilt:

$$\frac{d\vec{S}_{op}}{dt} = \vec{S}_{op} \times \frac{e}{m_0 c \gamma} \vec{B} (1 + \alpha \gamma) \quad (2.15)$$

d.h. der Operator muss die BMT-Gleichung erfüllen. Der Operator \vec{S}_{op} wird mit Hilfe der Pauli-Matrizen konstruiert: Wenn zum Zeitpunkt $t=0$ der Operator $\vec{S}_{op}(t=0)$ durch die Pauli-Spinmatrizen gegeben ist (d.h. $\vec{S}_{op}(t=0) = \vec{\sigma}/2$), wird für den Operator $\vec{S}_{op}(t)$ der Ansatz gemacht:

$$\begin{aligned} S_{x_{op}}(t) &= 1/2 (\sigma_x \cos \omega_0 t - \sigma_y \sin \omega_0 t) \\ S_{y_{op}}(t) &= 1/2 (\sigma_x \sin \omega_0 t + \sigma_y \cos \omega_0 t) \\ S_{z_{op}}(t) &= 1/2 \sigma_z \end{aligned} \quad (2.16)$$

$\omega_0 \dots (e/m_0 c)(B_z/\gamma)(1 + \alpha \gamma)$

Durch Einsetzen in die BMT-Gleichung lässt sich zeigen, dass $\vec{S}_{op}(t)$ die BMT-Gleichung erfüllt.

Durch Ausmultiplikation ergibt sich für $\langle f | \vec{S}_{op} | i \rangle$:

$$\begin{aligned} \langle f | \vec{S}_{op} | i \rangle &= \frac{1}{2} [-\sin^2 \frac{\vartheta_0}{2} \exp(i(\varphi_0 + i\omega_0 t)) + \cos^2 \frac{\vartheta_0}{2} \exp(-i(\varphi_0 + \omega_0 t)), \\ &\quad i \sin^2 \frac{\vartheta_0}{2} \exp(i(\varphi_0 + \omega_0 t)) + i \cos^2 \frac{\vartheta_0}{2} \exp(-i(\varphi_0 + \omega_0 t)), \\ &\quad -\sin \vartheta_0] \end{aligned}$$

Summation über zwei orthogonale Polarisationsrichtungen der Photonen

Es wird $\sum_{\vec{\epsilon}} |M_{fi}|^2$ berechnet. (M_{fi} siehe Gl. 2.12). Mit Hilfe der Gl. 2.11 und 2.16 gilt:

$$\begin{aligned} M_{fi} &= \frac{e \hbar 2 \omega_0 \hbar}{2 m_0 c} \int_{-\infty}^{\infty} dt (-\sin^2 \frac{\vartheta_0}{2} \exp(i(\varphi_0 + i\omega_0 t)) + \cos^2 \frac{\vartheta_0}{2} \exp(-i(\varphi_0 + \omega_0 t)), \\ &\quad i \sin^2 \frac{\vartheta_0}{2} \exp(i(\varphi_0 + \omega_0 t)) + i \cos^2 \frac{\vartheta_0}{2} \exp(-i(\varphi_0 + \omega_0 t)), \\ &\quad -\sin \vartheta_0) ((a + \frac{1}{\gamma}) \vec{n} \cdot \vec{\epsilon} - \frac{a \gamma}{\gamma + 1} \vec{B}(\vec{B}(\vec{n} \times \vec{\epsilon}))) \\ &\quad - (a + \frac{1}{\gamma + 1}) \vec{B} \times \vec{\epsilon} \exp(i(\omega t - \vec{k} \vec{r})) \end{aligned} \quad (Gl. 2.17)$$

Der Polarisationsvektor der Strahlung $\vec{\epsilon}$ kann mit Hilfe der Beziehung $\vec{a}(\vec{B} \times \vec{c}) = \vec{c}(\vec{a} \times \vec{b})$ vor das Integral gezogen werden:

$$M_{fi} = \vec{\epsilon} \times \vec{I}$$

(\vec{I} steht als Abkürzung für das Überbleibende Integral)

Es gilt $(\vec{\epsilon}_1 \times \vec{I})^2 + (\vec{\epsilon}_2 \times \vec{I})^2 = (\vec{k} \times \vec{I})^2$

$$\text{also } \sum_{\vec{\epsilon}} |M_{fi}|^2 = (\vec{k} \times \vec{I})^2 \quad (2.18)$$

$\vec{\epsilon}_1$ und $\vec{\epsilon}_2$ sind dabei zwei orthogonale Einheitsvektoren, die die Polarisationsrichtung der Strahlung beschreiben. $\vec{\epsilon}_1$ und $\vec{\epsilon}_2$ stehen senkrecht auf \vec{k}

Ausführung der Integration über die Zeit

Das Integral I wird ausgeführt, indem über die Zeit t integriert wird. Für den Geschwindigkeitsvektor $\vec{B}(t)$ und den Vektor $\vec{r}(t)$ werden die Gleichungen (2.2) und (2.3) benutzt. Das Koordinatensystem wird so verschoben, dass das Elektron zur Zeit t = 0 durch den Ursprung geht:

$$\begin{aligned} \vec{r}(t) &= \rho (\sin \omega_0 t, 1 - \cos \omega_0 t, 0) \\ \vec{B}(t) &= B (\cos \omega_0 t, \sin \omega_0 t, 0) \end{aligned} \quad (2.19)$$

Der Wellenvektor \vec{k} ist (siehe Abb.3)

$$\vec{k} = |\vec{k}| (\sin \vartheta \cos \varphi, \sin \vartheta \sin \varphi, \cos \vartheta) \quad (2.20)$$

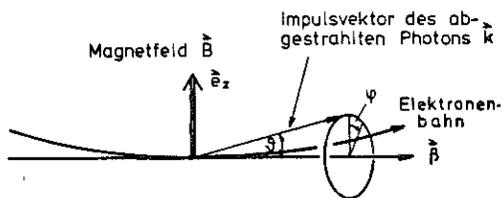


Abb.3 Erläuterung der Parameter bei der Abstrahlung eines Photons

ϑ ... Winkel zwischen den emittierten Photonen und dem Impulsvektor des Elektrons

φ ... Azimutalwinkel

Die Wechselwirkung mit dem Strahlungsfeld des emittierten Photons dauert nur eine Zeit, die klein gegenüber der Umlaufzeit ist. Daher kann $\vec{r}(t)$ und $\vec{B}(t)$ in einer Reihe entwickelt werden. Die Ausführung der Integration von Gl. 2.17 ist von Jackson beschrieben / 6/. Es ergibt sich eine Übergangsrate :

$$\frac{d^2w}{d\Omega d\omega} = \frac{3\sqrt{3}}{40\pi^2} \frac{v^3(1+t^2)}{\tau_0 \gamma^2 \omega_c} \left[\sin^2\vartheta_0 K_{1/3}^2(\eta) + 1/2(1+\cos^2\vartheta_0)(1+t^2) \times [K_{1/3}^2(\eta) + K_{2/3}^2(\gamma)] + 2\cos\vartheta_0 \sqrt{1+t^2} K_{1/3}(\eta)K_{2/3}(\eta) \right] \quad (2.21)$$

Es wurde die Näherung $g = 2$ gemacht. Um von der Übergangswahrscheinlichkeit zur Übergangsrate zu kommen, wurde die Übergangswahrscheinlichkeit mit der Umlauffrequenz multipliziert.

$K_{1/3}$ und $K_{2/3}$ sind Besselfunktionen,

$d\Omega$... Raumwinkel, v ... $2\omega/3\gamma^2\omega_c$, t ... $\gamma\vartheta \sin\varphi$, η ... $\frac{v}{c}(1+t^2)^{3/2}$, ω_c ... Umlauffrequenz der Elektronen (Zyklotronfrequenz)

Die Zeitkonstante τ_0 ist : $\tau_0^{-1} = \frac{5\sqrt{3}}{8} \frac{e^2\hbar\gamma^5}{m_0^2c^4\rho}$,

dabei wurde angenommen, dass der Krümmungsradius ρ in allen Ablenkmagneten gleich ist.

Integration über die Frequenzen und Richtungen des abgestrahlten Photons :

Um die Wahrscheinlichkeit für ein Umklappen des Spins für Photonenemissionen mit beliebiger Richtung und Frequenz zu erhalten, wird Gleichung (2.21) über alle Frequenzen ω und den gesamten Raum integriert :

$$W = \frac{1}{2\tau_0} \left(1 - 1/9 \sin^2\vartheta_0 + \frac{8}{5\sqrt{3}} \cos\vartheta_0 \right) \quad (2.22)$$

ϑ_0 ... Winkel zwischen Spinstellung und Magnetfeldachse

Für ein Elektron, dessen Spin in Richtung des Magnetfeldes steht ($\vartheta_0 = 0^\circ$) ist die Wahrscheinlichkeit für ein Umklappen des Spins :

$$W_1 = \frac{1}{2\tau_0} \left(1 + \frac{8\sqrt{3}}{15} \right)$$

Im umgekehrten Fall ist die Wahrscheinlichkeit kleiner :

$$W_2 = \frac{1}{2\tau_0} \left(1 - \frac{8\sqrt{3}}{15} \right)$$

Zeitlicher Verlauf der Polarisation im idealen Speicherring :

Der Polarisationsgrad bezüglich der Richtung des Magnetfeldes wird definiert als :

$$P = \frac{N_a - N_p}{N_a + N_p}$$

N_a ... Anzahl der Elektronen mit Spin antiparallel zum Magnetfeld

N_p ... Anzahl der Elektronen mit Spin parallel zum Magnetfeld

Die Änderung der Elektronenanzahl mit antiparallelem Spin ist :

$$dN_a = (-N_a W_2 + N_p W_1) dt$$

Durch Lösung dieser Ratengleichung erhält man den zeitlichen Verlauf der Polarisation :

$$P(t) = \frac{W_1 - W_2}{W_1 + W_2} \left(1 - \exp(-(W_1 + W_2)t) \right) \quad (2.23)$$

Wegen $W_1 + W_2 = 1/\tau_0$ folgt :

$$P(t) = 0.924 (1 - \exp(-t/\tau_0)) \quad (2.23)$$

In einem Speicherring wie PETRA wirken nur auf einem Teil des Umfangs Ablenkmagnetfelder. Daher muss die Zeitkonstante τ_0 mit einem Faktor R/ρ multipliziert werden. ($R \dots$ Ringlänge/ 2π)

Damit gilt für PETRA :

$$\tau_0 [\text{min}] = 29.6 \left[\frac{15}{E[\text{GeV}]} \right]^5 \quad (2.24)$$

Die Voraussetzung für die Gültigkeit dieser Gleichung ist ein idealer Speicherring, d.h. ein Speicherring, in dem das Elektron ausschließlich in der horizontalen Ebene umläuft. Im nächsten Abschnitt wird das Polarisationsverhalten für einen realen Speicherring untersucht.

3.0 Polarisation und Depolarisation im Einzelstrahl

3.1 Überblick

In einem realen Speicherring (einem Speicherring mit unvermeidlichen Feldfehlern und Aufstellfehlern der Magnete) wird ein Teil der Polarisation durch diese Fehler zerstört. In diesem Abschnitt werden die wichtigsten depolarisierenden Mechanismen beschrieben, die auf einen Einzelstrahl in einem Speicherring ohne starke Solenoidfelder wirken.

In einem realen Speicherring wirken ausser den Ablenkmagneten Quadrupol- und Sextupolmagneten auf die Bahn und den Spin des Elektrons. Weiter verlieren die Teilchen in den Ablenkmagneten durch Synchrotronstrahlung Energie, die in den Beschleunigungsstrecken wieder zugeführt wird.

In einem so aufgebauten Speicherring gibt es genau eine Bahn, die ein Elektron mit Sollenergie bei jedem Umlauf wieder durchlaufen kann : den sogenannten Closed-Orbit. Dieser Closed-Orbit weicht als Folge von Feldfehlern und Fehlaufstellungen der Magnete von der idealen Bahn sowohl horizontal als auch vertikal ab. (Die ideale Bahn ist die Bahn durch die Mitte der Quadrupole.) Elektronen mit Sollenergie, die sich nicht auf dem Closed-Orbit befinden, führen um diesen Closed-Orbit sogenannte Betatronschwingungen aus.

Bei der Spinbewegung gibt es eine Analogie zum Closed-Orbit : Für ein Elektron, dass sich auf dem Closed-Orbit bewegt, kann entlang dieses Closed-Orbits ein Einheitsvektor $\vec{n}(s)$ definiert werden, um den der Spin des Teilchens bei jedem Umlauf präzediert.

In der Anmerkung (Seite 6) wird gezeigt, dass die \vec{n} - Achse beim idealen Speicherring der Achse des Magnetfeldes entspricht.

Nur die Spinkomponente in Richtung der \vec{n} - Achse trägt zur Polarisation bei. Die Komponenten senkrecht zur \vec{n} - Achse sind für eine Vielzahl von Elektronen statistisch verteilt und mitteln sich heraus.

In den folgenden Kapiteln werden zwei Effekte betrachtet, die den maximalen Polarisationsgrad reduzieren :

- Die Polarisation wird in Richtung des Ablenkmagnetfeldes aufgebaut. Wenn die \vec{n} - Achse von dieser Richtung abweicht, wird der Polarisationsgrad reduziert.

- durch Abstrahlung von Synchrotronstrahlung und die dadurch verursachte Änderung der Elektronenbahn wird die Komponente des Spins in Richtung der \vec{n} -Achse verringert. Das ist insbesondere dann der Fall, wenn die \vec{n} -Achse stark von der vertikalen Richtung abweicht.

Bevor diese beiden Effekte im einzelnen betrachtet werden, wird auf die Ermittlung der \vec{n} -Achse näher eingegangen.

3.2 Berechnung der \vec{n} -Achse

Bei einem auf dem Closed-Orbit umlaufenden Elektron transformiert sich der Spin von einem Punkt s_0 auf dem Closed-Orbit zu einem anderen Punkt s_1 entsprechend der Gleichung :

$$\vec{s}(s_1) = \Omega_M \cdot \vec{s}(s_0)$$

dabei ist Ω_M eine 3x3-Matrix. Die Elemente dieser Drehmatrix hängen von den Feldern auf dem Closed-Orbit ab /12/.

Die Eigenwertgleichung für eine Drehmatrix lautet :

$$\Omega_M \vec{x}_i = \lambda_i \vec{x}_i \quad i = 1, 2, 3$$

dabei sind \vec{x}_i die Eigenvektoren und λ_i die Eigenwerte. Aus der Theorie der Drehmatrizen folgt die Existenz von drei orthogonalen Eigenvektoren und Eigenwerten /13/. Einer der Eigenwerte ist $\lambda_1 = 1$, die anderen beiden sind zueinander komplex konjugiert :

$$\begin{aligned}
\Omega_M \vec{n} &= \vec{n} & (\lambda_1 = 1 &) \\
\Omega_M \vec{n} &= e^{i2\pi\phi} \cdot \vec{n} & (\lambda_2 = e^{i2\pi\phi} &) \\
\Omega_M \vec{n}^* &= e^{-i2\pi\phi} \cdot \vec{n}^* & (\lambda_3 = e^{-i2\pi\phi} &)
\end{aligned}
\tag{3.1}$$

Der Eigenvektor zum Eigenwert $\lambda_1 = 1$ entspricht der Drehachse, die als \vec{n} -Achse bezeichnet wird. Der Drehwinkel (Spinpräzessionswinkel) um diese Achse ist ϕ .

Fällt der Closed-Orbit mit dem idealen Closed-Orbit zusammen, sind Bahnablenkwinkel α und Spinpräzessionswinkel ϕ durch folgende Beziehung verknüpft : $\phi = \alpha\gamma$. Für einen gesamten Umlauf ist $\alpha = 2\pi$ und damit gilt :

$$\phi(\text{Umlauf}) = \gamma\alpha \cdot 2\pi$$

Die Anzahl der Drehungen pro Umlauf (der sogenannte Spin-Tune) ist : $\nu = \gamma\alpha$

Eine Berechnung der \vec{n} -Achse für den ganzen Ring lässt sich wie folgt durch führen :

Für jedes Magnetelement im Speicherring werden Drehmatrizen Ω_i berechnet :

$$\vec{s}_{i+1} = \Omega_i \vec{s}_i$$

\vec{s}_i ... Spinvektor vor dem Element i
 \vec{s}_{i+1} ... Spinvektor hinter dem Element i

Die Drehung für den ganzen Umlauf ergibt sich durch Multiplikation der Drehmatrizen für jedes Element :

$$\Omega_M = \Omega_N \times \Omega_{N+1} \dots \times \Omega_1$$

N ... Anzahl der Elemente

Durch Lösung der Eigenwertgleichung für Ω_M erhält man den Eigenvektor $\vec{n}(s_0)$. Durch Multiplikation von $\vec{n}(s_0)$ mit den Matrizen Ω_i ergibt sich der Verlauf von $\vec{n}(s)$ für den ganzen Ring. Diese Methode zur Berechnung der \vec{n} -Achse wird in dem in dieser Arbeit benutzten Simulationsprogramm SLIM verwandt, welches von A. Chao entwickelt wurde /14/.

3.3 Die Abweichung der \vec{n} -Achse von der vertikalen Richtung

Neben der im vorhergehenden Abschnitt beschriebenen Matrizenmethode zur Bestimmung der \vec{n} -Achse gibt es noch eine analytische Näherungsmethode [15,16]. Diese störungstheoretische Methode liefert im Gegensatz zu der Matrizenmethode anschauliche analytische Ausdrücke, die zum Verständnis der vorliegenden Arbeit wichtig sind. Die nachfolgenden Rechnungen beziehen sich auf einen Speicherring, der keine vertikale Ablenkmagneten enthält.

In der BMT-Gleichung enthält $\vec{\Omega}$ die auf das Elektron wirkenden Felder. $\vec{\Omega}$ wird in zwei Teile zerlegt :

$$\frac{d\vec{n}}{ds} = \frac{1}{c} (\vec{\Omega}_0 + \delta\vec{\Omega}) \times \vec{n} \quad \text{mit } \vec{\Omega} = \vec{\Omega}_0 + \delta\vec{\Omega} \quad (3.2)$$

dabei enthält $\vec{\Omega}_0$ die Felder auf der idealen Bahn, $\delta\vec{\Omega}$ beschreibt die zusätzlichen Felder auf dem Closed-Orbit. Die Zeit t ist durch $s = ct$ ersetzt worden.

Für die \vec{n} -Achse wird folgender Ansatz gemacht : $\vec{n} = \vec{n}_0 + \delta\vec{n}$. Mit der Voraussetzung, dass $|\delta\vec{n}| \ll |\vec{n}_0|$ ist, wird im Anhang A der Betrag der Abweichung $|\delta\vec{n}|$ berechnet :

$$|\delta\vec{n}(s)| = \frac{1/c^2}{2(1-\cos 2\pi\nu)} \left(\left[\int_s^{s+L} \delta\vec{\Omega} (\vec{e}_x \cos\phi + \vec{e}_y \sin\phi) ds \right]^2 + \left[\int_s^{s+L} \delta\vec{\Omega} (-\vec{e}_x \sin\phi + \vec{e}_y \cos\phi) ds \right]^2 \right) \quad (3.3)$$

dabei ist $\nu = \gamma a$.

$\phi(s)$ ist der Spinpräzessionswinkel auf der idealen Bahn.

Die Vektoren \vec{e}_x , \vec{e}_y und \vec{e}_z werden in Abb. 4 erläutert.

Je näher $\nu = \gamma a$ bei einer ganzen Zahl liegt, desto stärker weicht die \vec{n} -Achse von der Vertikalen ab.

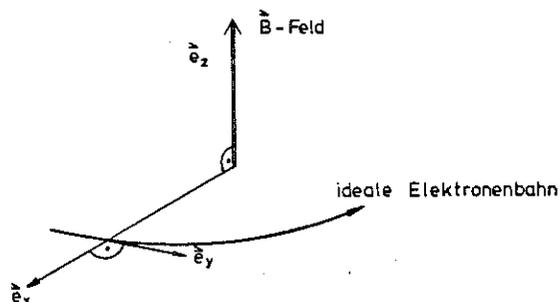


Abb.4 Erläuterung der Einheitsvektoren \vec{e}_x und \vec{e}_y

3.4 Begrenzung des Polarisationsgrades durch Abweichung der \vec{n} -Achse

Im vorigen Abschnitt wurde gezeigt, dass nur die Spinkomponenten in Richtung der \vec{n} -Achse erhalten bleiben. Der Polarisationsaufbau findet dagegen in Richtung der Ablenkmagnetfelder statt.

Die Wahrscheinlichkeit für ein Umklappen des Spins ist (Gl. 2.22):

$$W = \frac{1}{2\tau_0} \left(1 - \frac{1}{9} \sin^2 \vartheta_0 + \frac{8}{5\sqrt{3}} \cos \vartheta_0 \right)$$

ϑ_0 ... Winkel zwischen der \vec{n} -Achse und der Richtung des Ablenkmagnetfeldes

Die Polarisation ändert sich mit :

$$\frac{dP}{dt} = -1/\tau_0 \left(P - \frac{2}{9} \sin^2 \vartheta_0 - \frac{8}{5\sqrt{3}} \cos \vartheta_0 \right) \quad (3.4)$$

Die zeitliche Änderung geschieht in der Größenordnung von Minuten, daher kann bei der Berechnung von τ_0 für Speicherringe mit verschiedenen starken Ablenkmagneten über einen Umlauf gemittelt werden :

$$\frac{dP}{dt} = -\frac{5\sqrt{3}}{8} \frac{e^2 \hbar \gamma^5}{m_0^2 c^2 2\pi R} \left[P \oint ds \frac{1 - (2/9) \sin^2 \vartheta_0(s)}{|\rho(s)|^3} - \frac{8}{5\sqrt{3}} \oint ds \frac{\cos \vartheta_0(s)}{|\rho(s)|^3} \right] \quad (3.5)$$

Diese Beziehung gilt auch für Speicherringe mit unterschiedlich starken Ablenkmagneten.

Mit Hilfe des Programms SLIM [14] wurden Rechnungen zur Abweichung der \vec{n} -Achse von der vertikalen Richtung durchgeführt. Für Strahlenergien, bei denen $\gamma a = n + 1/2$ ist (n ... ganze Zahl), also genau zwischen zwei Resonanzen, ist der Winkel zwischen \vec{n} -Achse und der Vertikalen kleiner als 1° . (Mit einer mittleren Ablage des Closed-Orbits von 1 mm). Nur in der direkten Nähe der Resonanz $\gamma a = n$ weicht \vec{n} wesentlich von der Vertikalen ab.

Ausserhalb dieser Resonanz gilt in guter Näherung für den Polarisationsaufbau die gleiche Beziehung wie für die ideale Maschine :

$$\frac{dP}{dt} = \frac{5\sqrt{3}}{8} \frac{e^2 \hbar \gamma^5}{m_0^2 c^2 2\pi R} \left[-P(t) \oint ds \frac{1}{|\rho(s)|^3} + \frac{8}{5\sqrt{3}} \oint ds \frac{1}{|\rho(s)|^3} \right] \quad (3.6)$$

3.5 Depolarisation durch Abstrahlung von Synchrotronstrahlung

Der wesentliche Beitrag zur Depolarisation in einem Elektron-Positron Speicherring kommt von der Abstrahlung der Synchrotronstrahlung. Dieser Effekt wird im folgenden betrachtet.

Wenn ein Elektron auf dem Closed-Orbit umläuft, präzediert der Spin mit dem Präzessionswinkel ϕ um die \vec{n} -Achse. Die Projektion des Spin auf die \vec{n} -Achse ist zeitlich konstant. (Abb. 5a)

Es wird angenommen, dass das Elektron ein Synchrotronstrahlungsquant abstrahlt. Unmittelbar nach der Abstrahlung bleiben Bahn und Spinkoordinaten gleich. Durch die Abstrahlung ändert sich nur die Energie des Elektrons. (Dabei wird vernachlässigt, dass das Photon unter einem kleinen Winkel der Größenordnung $1/\gamma$ abgestrahlt wird).

Durch die geänderte Energie läuft das Elektron vom Ort der Abstrahlung an auf einer vom Closed-Orbit abweichenden Bahn. Die Felder entlang dieser Bahn wirken auf den Spin des Elektrons - der Spin dreht in einer komplizierten Weise.

(siehe Abb.5b)

Die Strahlungsdämpfung gleicht den Energiesprung langsam wieder aus. Das Elektron befindet sich nach einigen Dämpfungszeiten wieder auf dem Closed-Orbit. Die Dämpfungszeit liegt in der Größenordnung einiger Millisekunden. Der Spin präzediert dann wieder um die \vec{n} -Achse, doch die Projektion auf diese Achse ist kleiner geworden [17].

In störungstheoretischer Näherung wird die Änderung der Polarisation durch die Abstrahlung folgendermassen berechnet :

Die Bewegung des Spins wird durch die BMT-Gleichung

$$\frac{d\vec{s}(t)}{dt} = (\vec{\Omega}(t) + \vec{\omega}(t)) \times \vec{s}(t) \quad (3.7)$$

beschrieben.

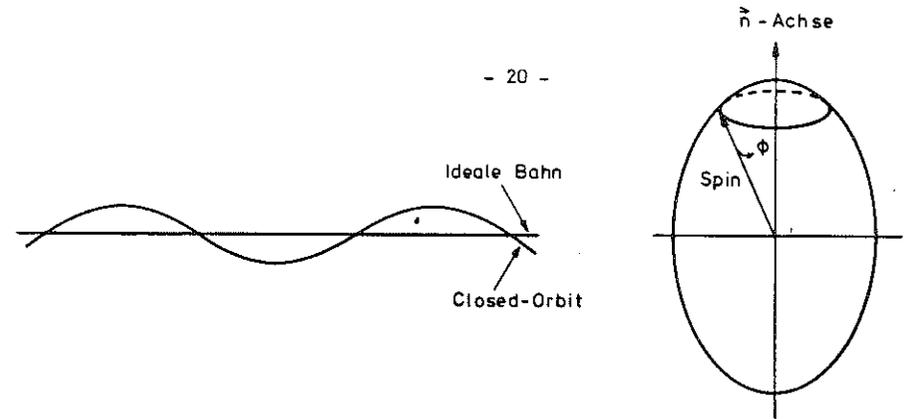


Abb.5a Spinbewegung eines Elektrons, welches auf dem Closed - Orbit umläuft

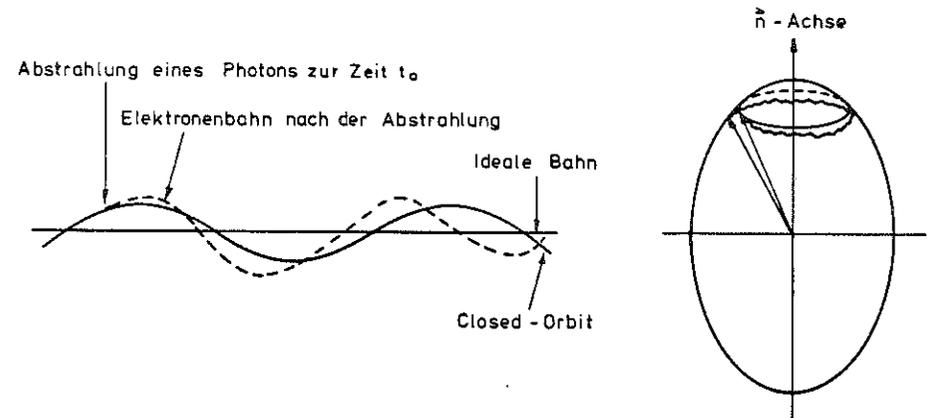


Abb.5b Spinbewegung eines Elektrons nach Abstrahlung eines Photons

$\vec{\omega}(t)$ enthält die periodischen Felder auf dem Closed-Orbit. Die Lösungsvektoren sind \vec{n} , $\vec{\eta}$, $\vec{\eta}^*$. (siehe Kapitel 3.2)

Das Photon wird zur Zeit t_0 am Ort s abgestrahlt. Von diesem Ort ab wirkt auf der vom Closed-Orbit abweichenden Bahn das (aperiodische) Störfeld $\vec{\omega}(t)$ auf das Elektron. Es wird angenommen, dass der Spin vor der Abstrahlung parallel zur \vec{n} -Achse steht. Durch das Störfeld $\vec{\omega}(t)$ baut sich eine dazu senkrechte Komponente auf. Diese Komponente wird als Summe von $\vec{\eta}$ und $\vec{\eta}^*$ mit den Koeffizienten $h(t)$ und $h^*(t)$ angesetzt.

$$\vec{\delta s}(t) = h^*(t)\vec{\eta}(t) + h(t)\vec{\eta}^*(t) \quad (3.8)$$

Berechnung von $h(t)$: Im Anhang A wird die Abweichung der \vec{n} -Achse von der Vertikalen berechnet. Dabei wird angenommen, dass die Felder $\vec{\delta\omega}$, die die Auslenkung der \vec{n} -Achse bewirken, klein gegenüber dem Führungsfeld sind. Die gleichen Rechnungsschritte lassen sich durchführen, da Gl. 3.7 formal identisch zur Gl. 3.2 ist. Dabei ist zu beachten, dass $\vec{\omega}(t)$ im Gegensatz zu $\vec{\delta\omega}$ nicht periodisch ist. Für $h(t)$ ergibt sich (vergleiche Gl. A8):

$$h(t) = i \int_{t_0}^t \vec{\omega}(t) \vec{\eta}^*(t) dt \quad (3.9)$$

Die Gesamdepolarisation als Folge des Quantensprungs beträgt /17/:

$$\Delta P/P = -1/2(\delta\vec{s})^2 = -1/2(\delta\vec{s}(t \rightarrow \infty))^2$$

Das Störfeld $\vec{\omega}(t)$ ist proportional zur Energie des abgestrahlten Photons, da die Änderung der Teilchenbahn durch die Abstrahlung proportional zur abgestrahlten Energie wächst. Damit ist auch $|\delta\vec{s}(t)|$ proportional dazu.

Es wird ein Vektor $\vec{d}(s)$ eingeführt:

$$\vec{d}(s) = E_0/\Delta E \delta\vec{s}(t \rightarrow \infty) = E_0/\Delta E (h^*(t \rightarrow \infty)\vec{\eta}(t) + h(t \rightarrow \infty)\vec{\eta}^*(t)) \quad (3.10)$$

ΔE ... Energie des abgestrahlten Photons

E_0 ... Strahlenergie

$\delta\vec{s}(t \rightarrow \infty)$.. Abweichung des Spin, nachdem die Bahnbewegung des Elektrons herausgedämpft ist.

(In der Literatur wird der Vektor \vec{d} häufig als $\gamma \frac{dn}{dy}$ bezeichnet.)

Zur Berechnung der gesamten Depolarisation muss über alle Emissionen pro Umlauf summiert werden /17/:

$$\frac{dP}{dt} = \frac{P(t)}{2\pi R} (-1/2) \left(\frac{\Delta E}{E_0}\right)^2 \frac{dN(t)}{dt} |\vec{d}(s)|^2 ds$$

$$\text{Mit } \frac{dN}{dt} \left(\frac{\Delta E}{E_0}\right)^2 = \frac{55}{24\sqrt{3}} \frac{\hbar e^2}{m_0^2 c^2} \frac{\gamma^5}{|\rho(s)|^2}, \quad /18/$$

$$\text{folgt: } \frac{dP}{dt} = \frac{P}{2\pi R} \frac{55}{24\sqrt{3}} \frac{\hbar e^2}{m_0^2 c^2} \gamma^5 \int [(-1/2) \vec{d}(s)^2 \frac{1}{|\rho(s)|^2}] ds$$

Polarisationsaufbau (siehe Gl. 3.5) und Depolarisation zusammen ergeben:

$$\frac{dP}{dt} = -\frac{5\sqrt{3}}{8} \frac{e^2 \gamma^5 \hbar}{m_0^2 c^2 2\pi R} \left[\left(P \int \frac{ds}{|\rho(s)|^2} \right) (1 - (2/9) \sin^2 \theta_0 + \frac{11}{18} \vec{d}^2) - \frac{8}{5\sqrt{3}} \int (\cos \theta_0 - \frac{\vec{v} \times \vec{v}}{|\vec{v}|}) \vec{d}(s) \frac{ds}{|\rho(s)|^2} \right] \quad (3.11)$$

\vec{v} und $\dot{\vec{v}}$ sind Geschwindigkeit und Beschleunigung des Elektrons.

Diese Beziehung wurde erstmals von Derbenev und Kondratenko abgeleitet /5/.

Der Term, in dem der Vektor \vec{d} linear auftritt, wird in dieser Arbeit nicht näher behandelt. Er kann bei komplizierten Magnetfeldkonfigurationen einen zusätzlichen Polarisationsaufbau bewirken /17/.

$$\text{Die Gl. 3.11 wird umgeschrieben in: } \frac{dP}{dt} = -\left(\frac{1}{\tau_p} + \frac{1}{\tau_d}\right) \cdot P + \frac{8}{5\sqrt{3}} \frac{1}{\tau_p}$$

$$\text{dabei ist } \tau_p^{-1} = \frac{5\sqrt{3}}{8} \frac{e^2 \hbar}{m_0^2 c^2} \frac{\gamma^5}{2\pi R} \int \frac{ds}{|\rho(s)|^2}, \quad \text{die Polarisationsaufbauzeit ohne Störungen}$$

$$\tau_d^{-1} = \frac{5\sqrt{3}}{8} \frac{e^2 \hbar}{m_0^2 c^2} \frac{\gamma^5}{2\pi R} \cdot \frac{11}{18} \int \frac{\vec{d}^2(s)}{|\rho(s)|^2} ds, \quad \text{die Depolarisationszeit} \quad (3.12)$$

Diese Gleichung gilt ausserhalb der Resonanz $\gamma a = n$

Die Polarisation eines anfangs unpolarisierten Strahls baut sich mit der Zeitkonstante $\tau = \tau_p \cdot \tau_d / (\tau_d + \tau_p)$ auf. (3.13)

Der maximal mögliche Polarisationsgrad ist in einer realen Maschine:

$$P = 0.924 \frac{\tau_d}{\tau_d + \tau_p} \quad (3.14)$$

Zur Berechnung von τ_d durch die Abstrahlung von Synchrotronstrahlung muss $d^2(s)$ berechnet werden:

$$\vec{d}^2(s) = \left(\frac{E_0}{\Delta E}\right)^2 2h(s)h^*(s) \quad (3.15)$$

$$\text{mit } h(s) = i \int_{s=ct_0}^{\infty} \vec{\omega}(t) \vec{\eta}^*(t) dt \quad (3.16)$$

(Dabei wurden die Gleichungen 3.8, 3.9 und 3.10 benutzt)

Im folgenden wird gezeigt, dass $\vec{d}^2(s)$ bei bestimmten Energien einen besonders grossen Wert annehmen kann.

3.6 Depolarisierende Resonanzen

Die Depolarisation ist bei solchen Energien besonders gross, bei denen gilt $\gamma a = k$:

$$\begin{aligned} \gamma a &= k \\ \gamma a &= k \pm Q_x \\ \gamma a &= k \pm Q_z \\ \gamma a &= k \pm Q_s \end{aligned} \quad (3.17)$$

(k ... ganze Zahl)

Dabei entsprechen $Q_{x/z/s}$ Eigenfrequenzen der Bahnbewegung. Q_x ist die Anzahl der horizontalen Schwingungen pro Umlauf, für Q_z gilt entsprechendes für die vertikalen Schwingungen. Q_s ist die Anzahl der longitudinalen (Synchrotron-)schwingungen.

Die Resonanzbedingung $\gamma a = k$ ist im Kapitel 3.4 erläutert worden: Auf dieser Resonanz weicht die \vec{n} -Achse so stark von der Vertikalen ab, dass der Polarisationsaufbau gestört ist.

Die anderen Resonanzen bewirken, dass nach einem Photonen-Emissions-Dämpfungszyklus der Vektor \vec{d} einen grossen Wert annimmt.

Für $\vec{d}^2(s)$ gilt Gl. 3.15: $\vec{d}^2(s) = \left[\frac{E_p}{\Delta E} \right]^2 h(s) h^*(s)$

Im weiteren wird eine Näherungsrechnung für $h(s)$ durchgeführt.

Bei einem Elektron, welches auf dem Closed-Orbit umläuft, dreht der Spin um die \vec{n} -Achse. Die Vektoren senkrecht zur \vec{n} -Achse werden mit \vec{e}_1 und \vec{e}_2 bezeichnet. Der Eigenvektor $\vec{\eta}^*$ der Drehmatrix lässt sich schreiben: (vergleiche Gl. A2)

$$\vec{\eta}^* = 1/\sqrt{2} (\vec{e}_1 + i\vec{e}_2) e^{-i\phi}$$

$\vec{\omega}(s)$ beschreibt die Störung nach einer Abstrahlung eines Photons. Wegen des Skalarproduktes $\vec{\omega}(s) \vec{\eta}^*$ tragen nur die Komponenten parallel zu $\vec{e}_{1/2}$ zu $h(s)$ bei (siehe Gl. 3.16). Diese Komponenten werden mit $\omega_{1/2}(s)$ bezeichnet.

$$h(s) = i \int_s^{\infty} (\omega_1(s) + \omega_2(s)) e^{-i\phi} ds$$

Zur Berechnung von $h(s)$ werden folgende Näherungen gemacht:

$$\phi(s) = \gamma a s/L \quad (L \dots \text{Ringlänge})$$

d.h. es wird angenommen, dass der Spin gleichmässig um die \vec{n} -Achse präzediert.

$$\omega_{1/2}(s) \approx (e^{-iQs/L} + e^{iQs/L}) f_{1/2}(s) \quad \text{mit } f_{1/2}(s) = f_{1/2}(s+L) \quad (3.18)$$

d.h. die Störung $\omega_{1/2}(s)$ wird als Produkt einer ringperiodischen Funktion f und einer Schwingung mit der Frequenz $\omega_p = Q c/L$ angesetzt. Dabei entspricht ω_p den Eigenfrequenzen der Elektronenbewegung.

Mit diesen Annahmen ergibt sich:

$$h(s) = i \int_s^{\infty} e^{-ivs/L} (e^{-iQs/L} + e^{iQs/L}) \sum_{k=-\infty}^{\infty} (c_{1k} + c_{2k}) e^{iks/L} ds$$

dabei ist $f_{1/2}(s)$ in einer Fourierreihe mit den Koeffizienten c_{1k} und c_{2k} entwickelt worden.

$$|h(s)| \approx \sum_k \frac{c_{1k} + c_{2k}}{v \pm Q + k} \quad (3.19)$$

Aus dieser Beziehung erhält man die Q-Resonanzen (Gl.3.17)

3.7 Reduktion der depolarisierenden Effekte

Die am Speicherring PETRA durchgeführten Polarisationsmessungen zeigen, dass der Polarisationsgrad nicht mehr als maximal 50 % beträgt und ausserdem sehr stark schwankt.

Mit Hilfe des Programms SLIM /14/ lassen sich die Messungen simulieren. Dazu werden in der Rechnung die unvermeidlichen Closed-Orbit-Abweichungen berücksichtigt. Bei der für PETRA typischen Abweichung des Closed-Orbits von im Mittel einem Millimeter wird der maximal mögliche Polarisationsgrad von 92,5 % nicht erreicht.

In Abb. 6 ist der berechnete Polarisationsgrad als Funktion der Strahlenergie im Bereich von 16,3 GeV und 16,74 GeV aufgetragen. Durch um den Ring verteilte Störfelder beträgt der mittlere Wert für den vertikalen Closed-Orbit $z_{rms} = 1.2$ mm. Es wird ein Polarisationsgrad von 55 % zwischen den Resonanzen erreicht. Die durch vertikale Betatronschwingungen erzeugten Resonanzen sind so schwach, dass sie keine Rolle spielen. ($\gamma_a = 61 - Q_x$ und $\gamma_a = 14 + Q_x$)

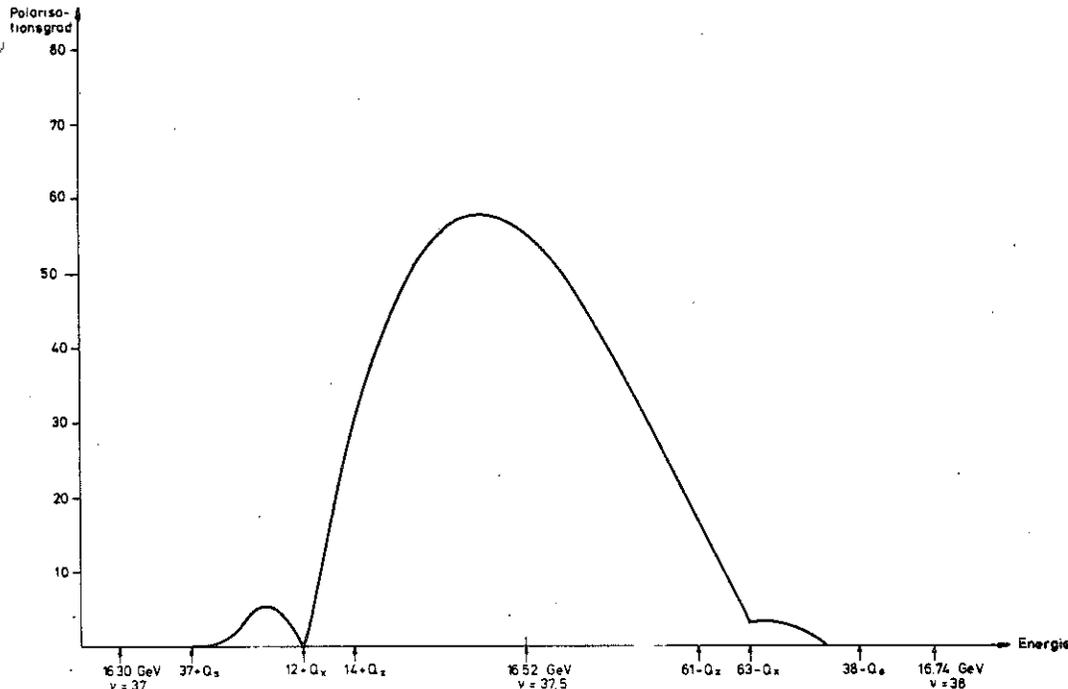


Abb.6 Polarisationsgrad als Funktion der Energie

Bei einer idealen, flachen Maschine mit senkrechter \vec{n} -Achse wirken keine depolarisierenden Mechanismen. Im folgenden wird gezeigt, dass es durch spezielle Korrekturen möglich ist, auch bei einem gestörten Closed-Orbit die \vec{n} -Achse in die vertikale Richtung zu bringen und dadurch die Depolarisation zu verringern :

- In der Gleichung 3.5, die den Polarisationsaufbau beschreibt, wird der Winkel ϑ_0 sehr klein und damit der maximal mögliche Polarisationsgrad gross.
- Die Depolarisation durch Abstrahlung von Photonen wird reduziert. Dieser Effekt wird im weiteren behandelt. Dazu wird \vec{d} in störungstheoretischer Näherung berechnet :

Mit den Gleichungen 3.10 und 3.16 folgt :

$$\vec{d}(s) = \frac{E_0}{\Delta E} (h^*(s)\vec{\eta}(s) + h(s)\vec{\eta}^*(s)) \text{ mit } h(s) = i \int_{s=ct_0}^{\infty} \vec{\omega}(t) \vec{\eta}(t) dt$$

Berechnung von $\vec{\omega}(t)$:

Im Ausdruck $\vec{\omega}(t)$ sind die Felder auf dem Closed-Orbit enthalten. In $\vec{\omega}(t)$ gehen die zusätzlichen Felder auf der Bahn nach der Abstrahlung ein. Bei Vernachlässigung aller longitudinalen Felder ist $\vec{\omega}(t)$ nur durch die Quadrupolfelder gegeben. Diese Felder sind proportional zum Abstand des Elektrons vom Closed-Orbit :

$$\vec{\omega}(t) = (1+\gamma_a) k(s) (\delta z(t)\vec{e}_x - \delta x(t)\vec{e}_z) \tag{3.20}$$

δx und δy ist der horizontale und vertikale Abstand des Teilchens vom Closed-Orbit. Die Einheitsvektoren $\vec{e}_{x/y/z}$ werden in Abb. 4 erläutert.

$k(s) = \frac{ec}{m_0} \frac{dB}{dx^2}$ beschreibt die Quadrupolfelder entlang der Bahn.

Damit ist

$$h(s) = i(1+\gamma\alpha) \int_s^{\infty} k(s) (\delta z \vec{e}_x - \delta x \vec{e}_z) \vec{\eta}^* ds \quad (3.21)$$

Aus dieser Beziehung lässt sich eine Möglichkeit zur Optimierung der Polarisation ableiten :

Der Vektor $\vec{\eta} = 1/\sqrt{2} (\vec{e}_1 + i\vec{e}_2) e^{-i\phi}$ steht senkrecht zu \vec{n} . Wenn \vec{n} keine Abweichung von der vertikalen Richtung hat, gilt :

$$\vec{\eta} = 1/\sqrt{2} (\vec{e}_x + i\vec{e}_y) e^{-i\phi}$$

Damit verschwindet der Ausdruck $\vec{e}_z \vec{\eta}^*$ in Gl. 3.21.

Für $h(s)$ gilt :

$$h(s) = i(1+\gamma\alpha) \int_s^{\infty} k(s) (\delta z \vec{e}_x) \vec{\eta}^* ds \quad (3.22)$$

Die durch die Abstrahlung verursachte horizontale Bahnbewegung tritt im Ausdruck $h(s)$ nicht auf. Falls die \vec{n} -Achse vollständig senkrecht steht, können diese Bewegungen keine Depolarisation verursachen. Yokoya kommt in einem von ihm veröffentlichten Bericht unabhängig von dieser Arbeit durch eine Berechnung von $\vec{d}(s)$ zu einem ähnlichen Resultat. /18a/

3.8 Korrektur der \vec{n} -Achse

Im folgenden wird der Zusammenhang zwischen der vertikalen Abweichung des Closed-Orbits vom idealen Closed-Orbit und der Abweichung der \vec{n} -Achse $|\delta\vec{n}|$ von der Vertikalen berechnet (Gl. 3.3).

$$|\delta\vec{n}(s)| = \frac{1/c^2}{2(1-\cos 2\pi\nu)} \left(\left[\int_s^{s+L} \delta\vec{n} (\vec{e}_x \cos\phi + \vec{e}_y \sin\phi) ds \right]^2 + \left[\int_s^{s+L} \delta\vec{n} (-\vec{e}_x \sin\phi + \vec{e}_y \cos\phi) ds \right]^2 \right) \quad (3.23)$$

Logitudinale Magnetfelder entlang des Closed-Orbits werden vernachlässigt. Diese Annahme ist gerechtfertigt, solange keine unkompenzierten Solenoidmagneten eingeschaltet sind. Sonstige longitudinale Felder sind viel kleiner und wirken ausserdem mit einem Faktor $\gamma\alpha$ schwächer auf den Spin als transversale Felder.

Bei Vernachlässigung der longitudinalen Felder verschwindet im Ausdruck für $|\delta\vec{n}|$ das Produkt $(\delta\vec{n}) \vec{e}_y$.

Vertikale Störfelder tragen nicht zum Integral in Gl. 3.23 bei, da das Skalarprodukt dieser Felder mit \vec{e}_x und \vec{e}_y verschwindet. Damit tragen nur noch radiale Felder zu $|\delta\vec{n}|$ bei :

$$|\delta\vec{n}| = \frac{1/c^2}{2(1-\cos 2\pi\nu)} \left[\left(\int_s^{s+L} \delta\Omega_x \cos\phi ds \right)^2 + \left(\int_s^{s+L} \delta\Omega_x \sin\phi ds \right)^2 \right] \quad (3.24)$$

Berechnung von ϕ : Drehungen des Spins um die z-Achse finden in den Ablenkmagneten statt. Der Drehwinkel ist proportional zum Ablenkwinkel der Teilchen :

$$\phi = \gamma\alpha \quad (\text{siehe Abb.7 und 9 sowie die Anmerkung auf Seite 6}).$$

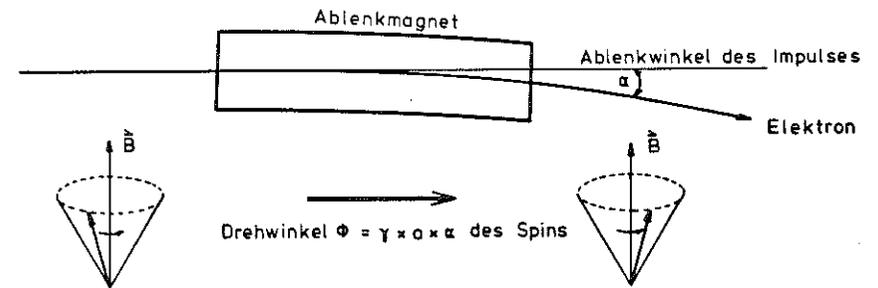


Abb.7 Zusammenhang zwischen Ablenkwinkel des Elektrons und des Drehwinkels des Spins

Berechnung von $\delta\Omega_x$: Die radialen Felder $\delta\Omega_x$ sind nur zwischen den Ablenkmagneten in Quadrupolmagneten und vertikal ablenkenden Dipolmagneten vorhanden :

$$\delta\Omega_x = \frac{e}{m_0 c \gamma} (1+\gamma\alpha) B_x \quad (3.25)$$

Aufgrund dieser Felder wird das Teilchen um den Winkel β abgelenkt, der Drehwinkel des Spins um die x-Achse ist :

$$\phi_x = \gamma\alpha\beta \quad (3.26)$$

Da $\phi(s)$ nur in den Ablenkmagneten fortschreitet, $\delta\Omega_x(s)$ nur zwischen den Ablenkmagneten einen Wert hat, lässt sich das Integral in $|\delta\vec{n}|$ (Gl.3.24) als Summe schreiben :

$$\int_s^{s+L} B_x(s) \frac{\sin(\phi)}{\cos(\phi)} ds = \sum_{i=0}^N \frac{\sin(\gamma\alpha\alpha_i)}{\cos(\gamma\alpha\alpha_i)} \int_{s_{2i}}^{s_{2i+1}} B_x(s) ds \quad (3.27)$$

(Erläuterung der Summationsindices siehe Abb. 9)

Das Integral $\int_{s_{2i}}^{s_{2i+1}} B_x(s) ds$ ist proportional zum Ablenkwinkel des Teilchens zwischen zwei Ablenkmagneten :

$$\frac{e}{m_0 c \gamma} \int_{s_{2i}}^{s_{2i+1}} B_x(s) ds = -\Delta z_i^1 \quad (3.28)$$

mit $\Delta z_i^1 = z_{2i+1}^1 - z_{2i}^1$ (siehe Abb. 8) (3.29)

Mit Gl. 3.27 und Gl. 3.28 ergibt sich für die Abweichung $|\delta \vec{n}|$:

$$|\delta \vec{n}| = \frac{1/c^2}{2(1-\cos 2\pi\nu)} (1+\gamma a) \left[\left(\sum_{i=1}^N \sin(\gamma a \alpha_i) \Delta z_i^1 \right)^2 + \left(\sum_{i=1}^N \cos(\gamma a \alpha_i) \Delta z_i^1 \right)^2 \right] \quad (3.30)$$

Mit einer Fourierzerlegung von Δz_i^1 lassen sich weitere Aussagen machen :

$$\Delta z_i^1 = \sum_{n=1}^{\infty} (a_n \cos n \alpha_i + b_n \sin n \alpha_i) \quad \text{mit} \quad \begin{bmatrix} a_n \\ b_n \end{bmatrix} = \frac{1}{N} \sum_{\text{Umfang}} \Delta z_i^1(\alpha_i) \begin{bmatrix} \cos n \alpha_i \\ \sin n \alpha_i \end{bmatrix} \quad (3.31)$$

Die Summe im Ausdruck für $|\delta \vec{n}|$ ist (mit Gl. 3.30) :

$$\sum_{\text{Umfang}} \frac{\sin(\gamma a \alpha_i)}{\cos(\gamma a \alpha_i)} \Delta z_i^1 = \sum_{\text{Umfang } n=1}^{\infty} \left(a_n \cos n \alpha_i \frac{\sin(\gamma a \alpha_i)}{\cos(\gamma a \alpha_i)} + b_n \sin n \alpha_i \frac{\sin(\gamma a \alpha_i)}{\cos(\gamma a \alpha_i)} \right) \quad (3.32)$$

Zur Summe tragen diejenigen Entwicklungsglieder der Fourierreihe besonders bei, in denen n und γa benachbart sind. (Bsp. : Für $\gamma a = 37.5$ tragen die 37-te und die 38-te harmonische Komponente besonders zur Summe bei.)

Aus dieser Tatsache lässt sich eine Möglichkeit zur Minimierung der Abweichung $|\delta \vec{n}|$ ableiten : Wenn diejenigen Fourierkomponenten der Funktion Δz_i^1 minimiert werden, die dem Spinphasenvorschub $\nu = \gamma a$ benachbart sind, wird damit die Abweichung $|\delta \vec{n}|$ ebenfalls wesentlich kleiner.

Der Zusammenhang zwischen den Fourierharmonischen des Closed-Orbits und der Depolarisation wurde zuerst von Derbenev und Kondratenko angegeben. Montague wies 1977 darauf hin, dass für den Speicherring PETRA eine Korrektur der Harmonischen den Polarisationsgrad verbessern könnte. /19/

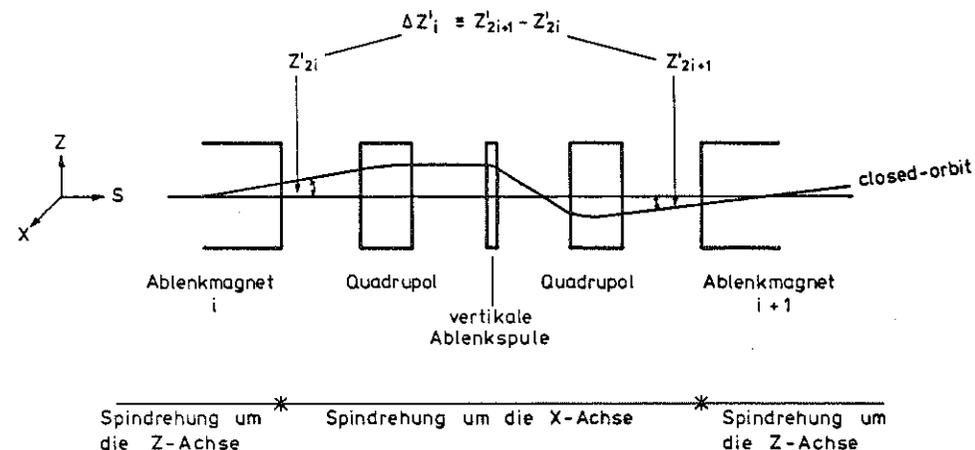


Abb. 8 Schematische Darstellung der Spinbewegung auf dem closed-orbit zwischen zwei Ablenkmagneten.

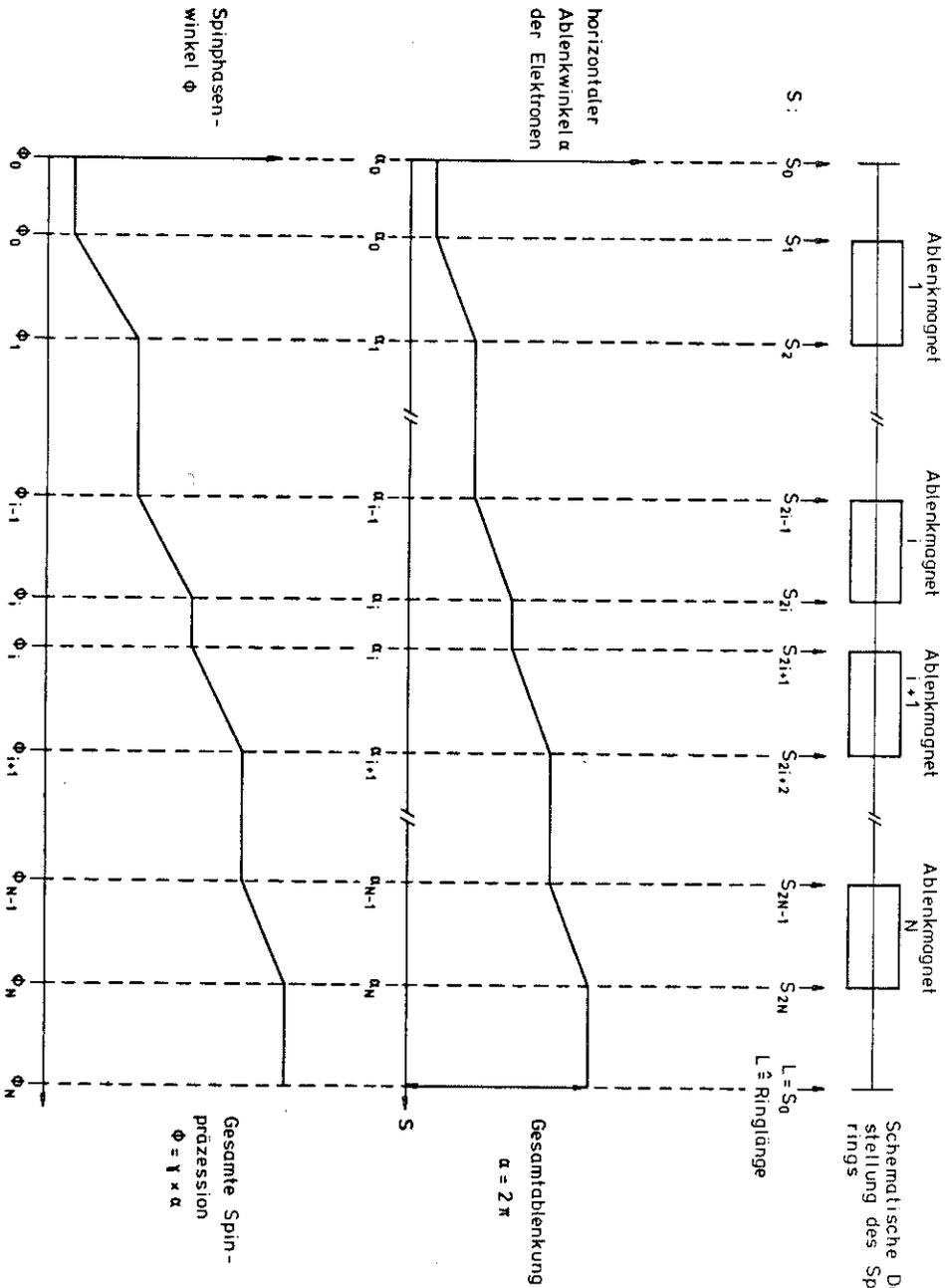


Abb. 9

Erläuterung der Summationsindizes

3.9 Korrektur der Orbitharmonischen am Speicherring PETRA

Die Abweichung der \vec{n} -Achse von der vertikalen Richtung kommt wie im vorigen Kapitel gezeigt im wesentlichen durch die dem Spinphasenvorschub benachbarten Fourierharmonischen des Orbits zustande. Die Stärke dieser Harmonischen ist durch die vier Entwicklungskoeffizienten a_- , b_- , a_+ , b_+ gegeben.

a_- , b_- ... Entwicklungskoeffizienten der Fourierkomponente unterhalb von γ
 a_+ , b_+ ... Entwicklungskoeffizienten der Fourierkomponente oberhalb von γ

Diese Koeffizienten sollen durch eine Korrektur zum Verschwinden gebracht werden.

Dazu wird dem Closed-Orbit eine Störung überlagert, deren Koeffizienten \tilde{a}_- , \tilde{b}_- , \tilde{a}_+ , \tilde{b}_+ die Fourierkoeffizienten des ungestörten Closed-Orbits kompensieren.

Der Abstand des Closed-Orbits von der Ringebene sei durch $z(s)$ gegeben. Eine Korrekturspule am Punkt s_1 lenkt den Strahl um den Winkel δ_1 ab.

Die durch die Spule verursachte Änderung des Closed-Orbits für jeden Punkt des Rings ist gegeben durch $\Delta z(s)$:

$$\Delta z(s) = \frac{G_z(s_1) G_z(s)}{2 \pi \sin \pi Q_z} \cos(|\phi_z(s) - \phi_z(s_1)| - \pi Q_z) \delta_1 \quad (3.33)$$

$G_z(s)$... Betafunktion

Q_z ... vertikaler Q-Wert

$\phi_z(s)$... Phasenvorschub der vertikalen Betatronschwingung

Eine Fourierentwicklung dieser durch eine Korrekturspule verursachten Closed-Orbit-Störung $\Delta z_1'$ nach der Variablen α (siehe Gl. 3.31) habe die Fourierkoeffizienten:

$$\tilde{a}_-(1)\delta_1, \tilde{b}_-(1)\delta_1, \tilde{a}_+(1)\delta_1, \tilde{b}_+(1)\delta_1$$

Wenn vier Korrekturspulen den Strahl ablenken, ergibt sich für die Fourierkoeffizienten der gesamten Auslenkung:

$$\begin{bmatrix} a_{-}^2 \\ b_{-}^2 \\ a_{+}^2 \\ b_{+}^2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} a_{-}^2(1) & a_{-}^2(2) & a_{-}^2(3) & a_{-}^2(4) \\ b_{-}^2(1) & b_{-}^2(2) & b_{-}^2(3) & b_{-}^2(4) \\ a_{+}^2(1) & a_{+}^2(2) & a_{+}^2(3) & a_{+}^2(4) \\ b_{+}^2(1) & b_{+}^2(2) & b_{+}^2(3) & b_{+}^2(4) \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} \delta_1 \\ \delta_2 \\ \delta_3 \\ \delta_4 \end{bmatrix} \quad (3.34)$$

δ_i ... Ablenkwinkel der i-ten Spule

Durch die Wahl von vier verschiedenen Ablenkwinkeln δ_i lassen sich die Bedingungen zur Kompensation der Koeffizienten des Closed-Orbits erfüllen.

Ein Korrekturverfahren dieser Art bringt folgende Nachteile mit sich :

- die Entwicklungskoeffizienten des Closed-Orbits sind nicht genau bekannt, da der Closed-Orbit nicht mit hinreichender Präzision gemessen werden kann.
- durch die Korrektur kann sich der mittlere Closed-Orbit beträchtlich vergrößern. Insbesondere die Stärke der nächsten beiden Fourierharmonischen kann so anwachsen, dass die Korrektur wirkungslos wird.

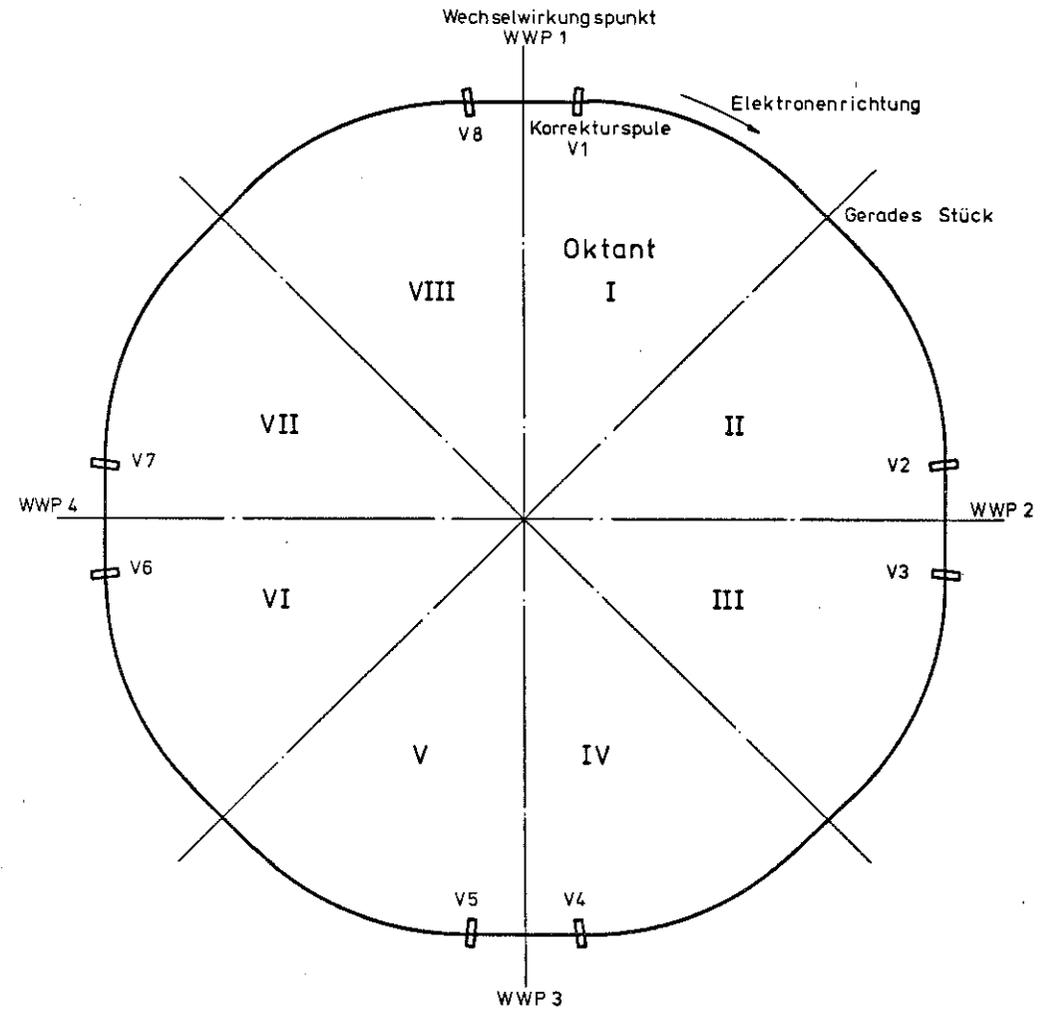
Daher wird im Speicherring PETRA ein Korrekturverfahren angewandt, bei dem 8 Korrekturspulen benutzt werden, in jedem Oktanten eine. (PETRA besteht aus 8 Oktanten, siehe Abb.10)

Die Betafunktion $\beta_z(s)$ und der Phasenvorschub $\phi_z(s)$ verlaufen in den Oktanten I, III, V, VII gleich. Die Optikfunktionen in den übrigen Oktanten erhält man durch Spiegelung der Optikfunktionen des benachbarten Oktanten.

Die Korrekturspulen werden so gewählt, dass sie jeweils an Positionen gleicher Betafunktion und Phase stehen. Die Stromstärken der Spulen werden so eingestellt, dass nur jeweils eine von 8 benachbarten Fourierkoeffizienten beeinflusst wird. (Berechnung der Stromstärken siehe Anhang B)

Beispiel : Mit einem bestimmten Stromstärkensatz werden die Koeffizienten $A(3)$, $A(7)$, $A(11)$, usw. beeinflusst. Alle anderen Koeffizienten bleiben unverändert.

In jedem Oktanten gibt es 13 Korrekturspulen. Durch die Wahl einer Spule im ersten Oktanten sind alle anderen Spulen ebenfalls festgelegt.



Schematische Darstellung der Symmetrie am Speicherring PETRA

Abb. 10

Daher gibt es für die Korrektur jedes Fourierkoeffizienten 13 mögliche Spulenkombinationen. Mit Hilfe eines Computerprogramms "FURIE" wird derjenige Spulensatz herausgesucht, der bei einer Korrektur den kleinsten Einfluss auf den mittleren Closed-Orbit hat.

3.10 Simulationsrechnungen zum Test der Korrektur

Der Einfluss der Fourierkomponenten auf den Polarisationsgrad und der verbesserte Polarisationsgrad nach Korrektur der gefährlichen Fourierkomponenten wurde mit Hilfe eines Programms getestet :

- Die Stärke der 104 vertikalen Korrekturspulen wird zufällig verteilt. Durch die Störungen kommt ein Closed-Orbit zustande, dessen mittlere Ablage auf 1 mm normiert wird.
- Die Fourierkoeffizienten dieses Closed-Orbits werden berechnet.
- Es werden diejenigen Spulensätze herausgesucht, die bei einer Korrektur bestimmter Fourierkomponenten den kleinsten Einfluss auf den mittleren Wert des Closed-Orbits haben.
- Mit Hilfe dieser Spulen wird der Closed-Orbit in solcher Weise geändert, dass die vier Fourierkoeffizienten in der Nähe des Spin-Tunes γ_a kompensiert werden.

Die Simulationsrechnungen wurden in der sogenannten MI-15-Optik durchgeführt (die vertikale Betafunktion am Wechselwirkungspunkt beträgt 15 cm). Der mittlere Wert des Closed-Orbits ändert sich bei den Korrekturen nur geringfügig, die Änderung beträgt weniger als 0.1 mm.

Die Fourierkomponenten des gewürfelten Orbits von 1 bis 60 sind in Abb. 11 wiedergegeben, sowohl vor und nach der Harmonischenkorrektur. Die Stärke der Fourierkomponenten ist durch $c_k = \sqrt{a_k^2 + b_k^2}$ gegeben. Bei der Korrektur wurden die 37-te und die 38-te Fourierharmonische korrigiert.

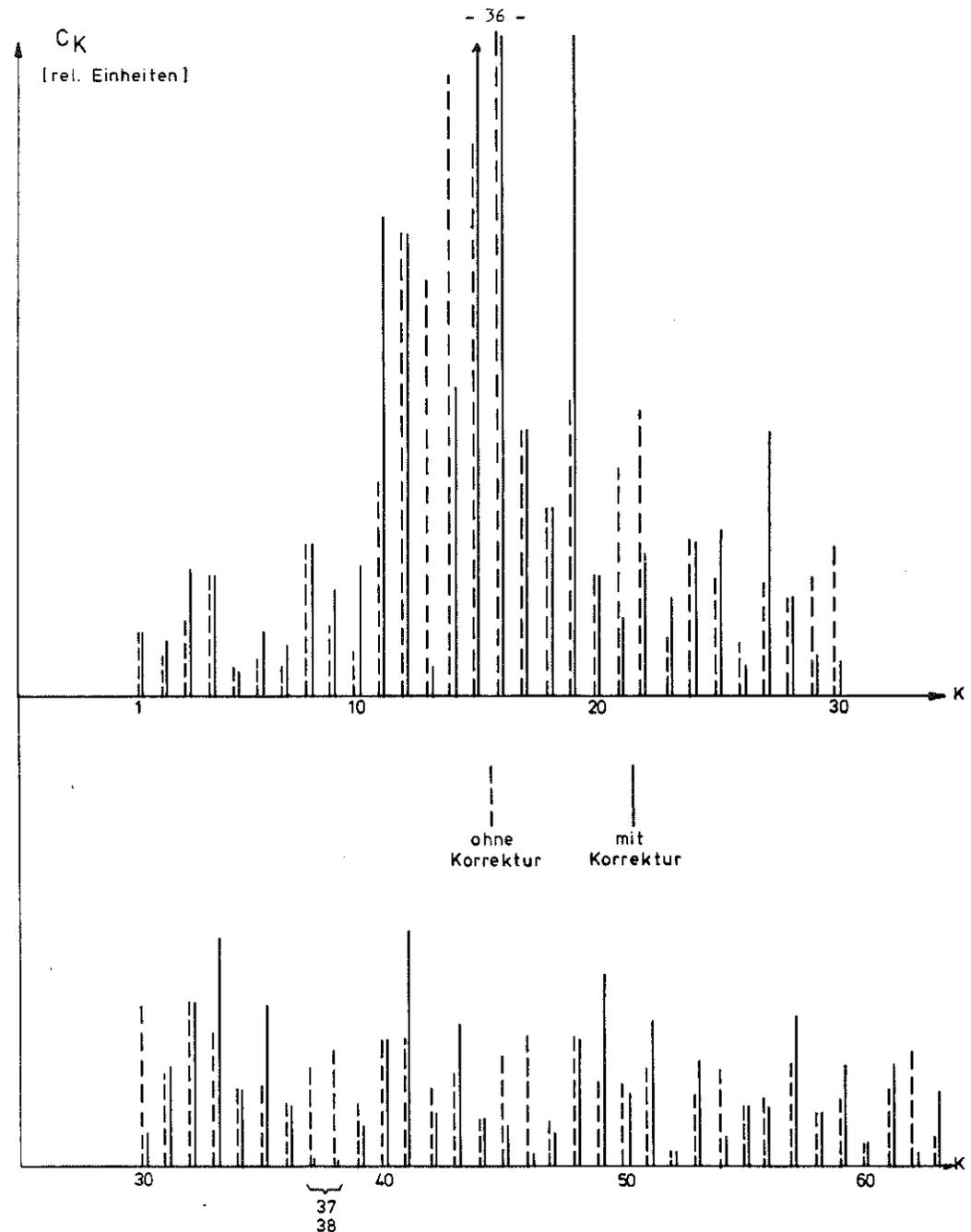


Abb.11 Stärke der ersten 60 Fourierkomponenten

Die Abweichung der \vec{n} -Achse von der Vertikalen ist für einen PETRA Ringabschnitt in Abb. 12 für den korrigierten und den unkorrigierten Fall wiedergegeben.

Mit Hilfe des Programms SLIM /14/ wurde der Polarisationsgrad als Funktion der Energie im Bereich zwischen $\gamma_a = 37$ und $\gamma_a = 38$ für den unkorrigierten sowie den korrigierten Orbit berechnet (Abb. 13). Ausserdem wurde in Abb. 14 das Verhältnis $\tau_D(\text{korrigiert}) / \tau_D(\text{unkorrigiert})$ aufgetragen.

Die Änderung des Polarisationsgrades als Funktion der Korrekturstärke ist in Abb. 15 aufgetragen. Dabei wurde eine Strahlenergie von 16.588 GeV gewählt (Spin-Tune $\gamma_a = 37.64$). Durch die Korrektur wurde der Koeffizient $B(38)$ geändert. Der Polarisationsgrad ändert sich zwischen 30 % und 80 %, ohne das sich der mittlere Wert des Closed-Orbits ändert.

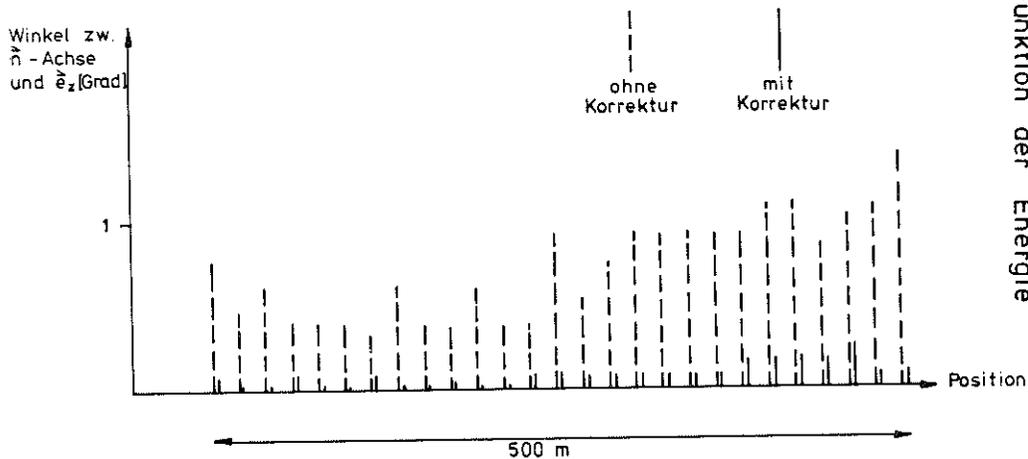


Abb.12 Abweichung der \vec{n} -Achse von der vertikalen Richtung

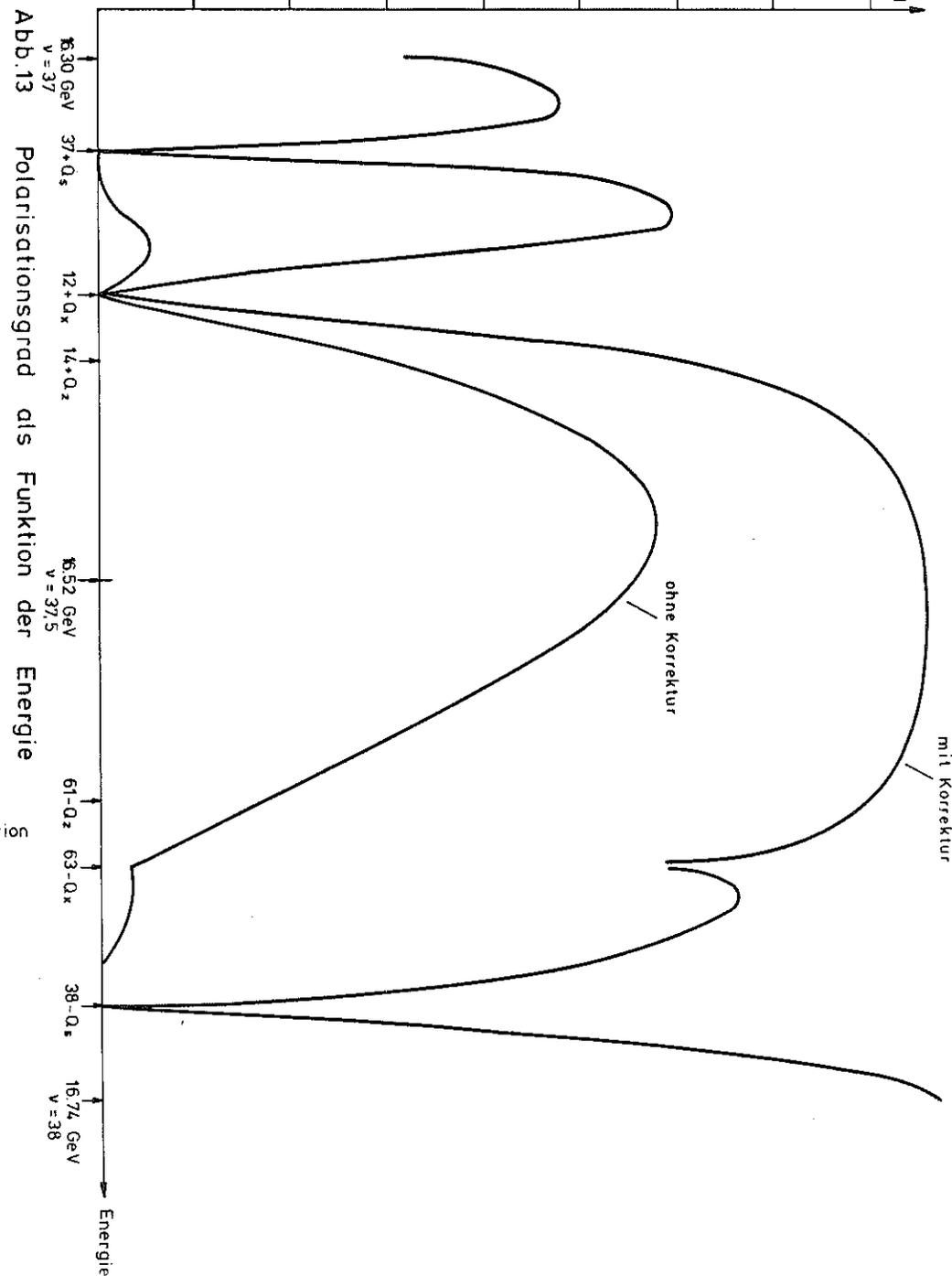


Abb.13 Polarisationsgrad als Funktion der Energie

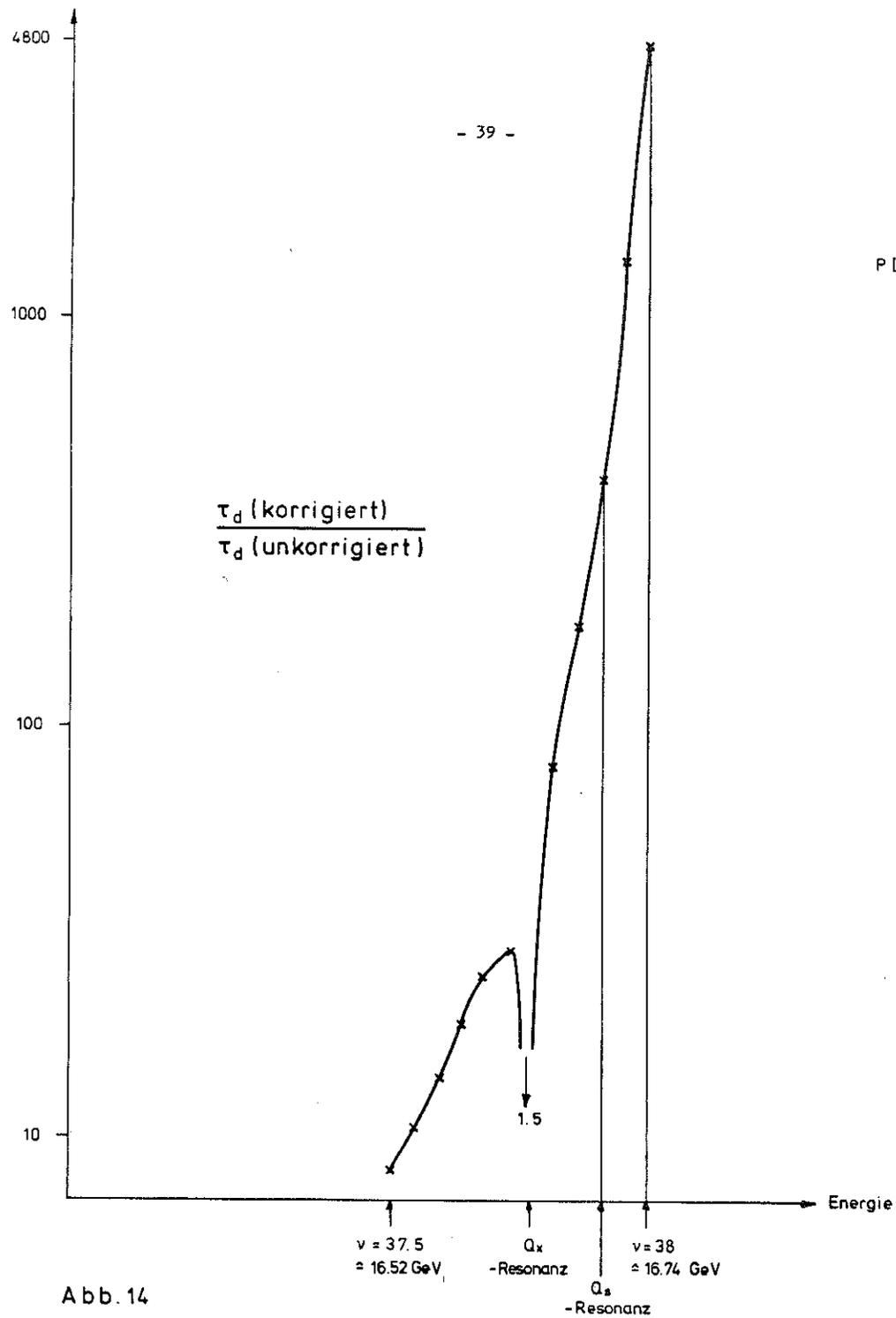


Abb. 14

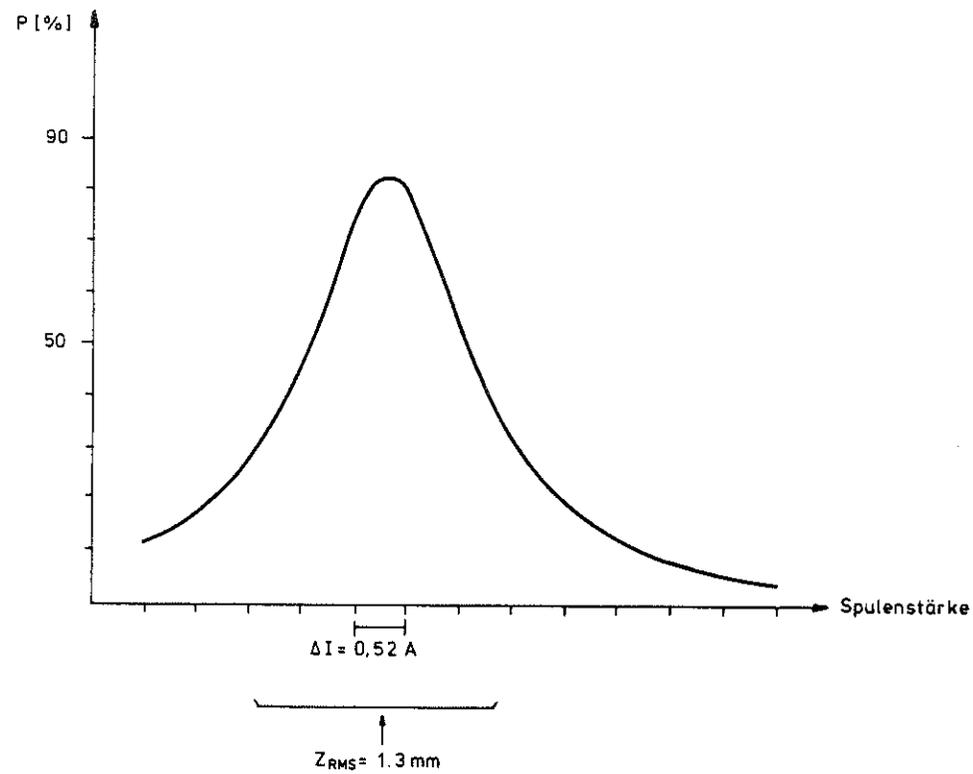


Abb. 15 Polarisation als Funktion des Fourierkoeffizienten B(38)

4. Der Polarisationsmonitor

4.1 Problemstellung

Zur experimentellen Untersuchung der Polarisation wird der in /21/ ausführlich beschriebene Polarisationsmonitor benutzt (Abb. 16):

Zirkularpolarisierte Lichtpulse hoher Leistung, die mit Hilfe eines Lasers erzeugt werden, werden frontal gegen den Elektronenstrahl gelenkt. Die Laserphotonen werden an den Elektronen gestreut (Compton-Streuung). Dabei erhalten die Photonen einen Energieübertrag von den Elektronen in der Größenordnung einiger GeV.

Der grösste Teil der Photonen läuft in einem kleinen Winkel ($\theta = 0 \dots 30$ rad) zum Elektronenstrahl in einen 45 m entfernt aufgestellten Detektor. Wenn der Elektronenstrahl polarisiert ist, laufen eine unterschiedliche Anzahl von Photonen in die untere- bzw. obere Halbebene (Abb. 17).

Es wird eine Asymmetrie definiert :

$$A(z) = \frac{N_+(z) - N_-(z)}{1/2(N_+(z) + N_-(z))} \quad (4.1)$$

dabei ist $N_{+/-}(z)$ die Anzahl der Photonen, die in einem Abstand z von der Mittelebene in den Detektor laufen.

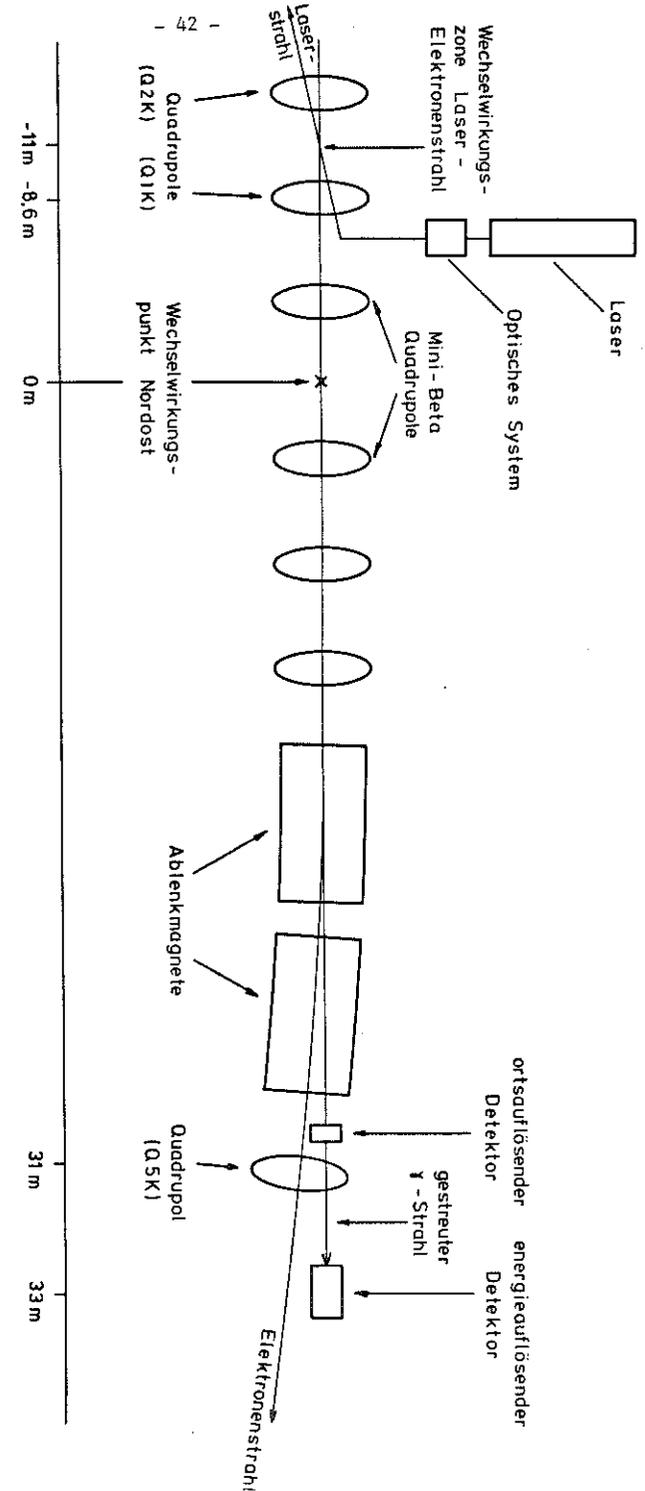
N_+ bezieht sich auf die Streuung von rechtszirkularpolarisiertem Licht, N_- auf die Streuung von linkszirkularpolarisiertem Licht.

An den Polarisationsmonitor werden folgende Anforderungen gestellt :

Die Messung des Polarisationsgrades muss in einer so kurzen Zeit möglich sein, dass der Polarisationsanstieg mitverfolgt werden kann. Für 17 GeV beträgt die Anstiegszeit 15.5 min. Falls depolarisierende Effekte den maximalen Polarisationsgrad begrenzen, ist diese Zeit kleiner (für $P = 50\%$ beträgt die Anstiegszeit 8 min). Die genaue Messung der Anstiegszeit ist deshalb wichtig, weil daraus auf den Polarisationsgrad geschlossen werden kann (siehe auch Kap. 5.4)

Eine Messung mit einer Genauigkeit von $\Delta P = 5\%$ sollte in einer Minute möglich sein.

Abb. 16 Überblick über den Aufbau des Polarisationsmonitors



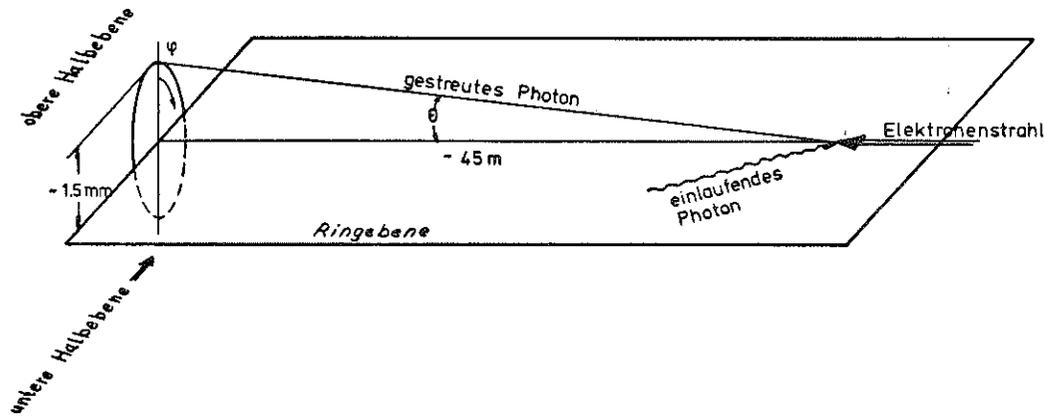


Abb.17 Schematische Darstellung der Comptonstreuung

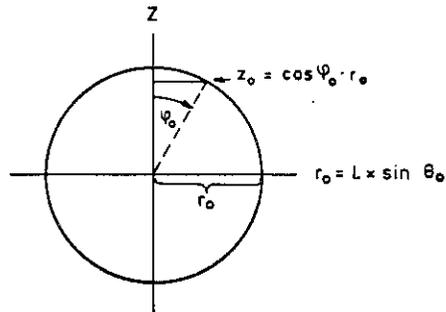


Abb.18 Zusammenhang zwischen z , φ und θ

Die Messzeit ist durch zwei Faktoren bestimmt :

- durch die Grösse der Asymmetrie
- durch die Zählrate der gestreuten Photonen, mit der die Asymmetrie gemessen wird.

4.2 Berechnung der Asymmetrie

Der Wirkungsquerschnitt für die Streuung von polarisiertem Licht an polarisierten Elektronen wird von Lipps und Tolhoek angegeben /22/. Falls das Licht zirkular polarisiert ist und die Elektronen vertikal polarisiert sind, hängt der Wirkungsquerschnitt vom Azimutwinkel φ ab. (Erläuterung von φ siehe Abb. 17).

Die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts vom Winkel φ ist für diejenigen Photonen am grössten, die im Winkel $\theta = 1/\gamma$ zu den Elektronen gestreut werden. (das sind diejenigen Photonen, die im Ruhesystem des Elektrons um den Winkel $\phi = 90^\circ$ gestreut werden.)

Im Anhang C wird berechnet, dass für diese Photonen gilt :

$$\frac{d\sigma(\varphi)}{d\varphi} \approx 1 + (k_0 - k) \pm P k \cos \varphi \quad (4.2)$$

Die Energie der Photonen mit einem Streuwinkel $\theta = 1/\gamma$ ist :

$$E = \frac{k_0 \gamma}{1+k_0} \quad (4.3)$$

Die Vorzeichen beziehen sich auf rechts-bzw. linkszirkularpolarisiertes Licht.

k_0 ... Energie des einlaufenden Photons im Ruhesystem der Elektronen in Einheiten der Elektronenmasse

k ... Energie des gestreuten Photons

P ... Polarisation der Elektronen ($P = 1$ für einen voll polarisierten Strahl)

Berechnung der Asymmetrie im idealen Fall :

Ein Photon, dass mit den Winkeln θ_0 und φ_0 gestreut wird, trifft am Ort des Detektors im Abstand z_0 von der Mittelebene auf (Abb. 18) :

$$z_0 = \sin \theta_0 \cdot \cos \varphi_0 \cdot L \quad (4.4)$$

L ... Abstand Wechselwirkungspunkt - Detektor

Mit $d\varphi = \frac{dz}{\sqrt{r_0^2 - z^2}}$ ($r_0 \dots \sin\theta_0 L$)

folgt : $\frac{d\sigma(z)}{dz} = [1 + (k_0 - k) \pm Pk \frac{z}{r_0}] \frac{1}{\sqrt{r_0^2 - z^2}}$ (4.5)

(diese Beziehung gilt für $z = -r_0 \dots r_0$)

Die Asymmetrie $A(z)$ ist :

$A(z) = \frac{\sigma_+(z) - \sigma_-(z)}{(\sigma_+(z) + \sigma_-(z))0.5}$ (4.6)

dabei sind $\sigma_{+/-}$ die Wirkungsquerschnitte für die Streuung von rechts-bzw. linkszirkularpolarisiertem Licht.

Der Wirkungsquerschnitt (Gl. 4.5) wird in Gl. 4.6 eingesetzt :

$A(z) = 2 \cdot P \cdot k \cdot \frac{z}{r_0} \cdot \frac{1}{1 + (k_0 - k)}$ (4.7)

Der Verlauf von $A(z)$ ist in Abb. 19 dargestellt. Der maximale Wert von $A(z)$ ist bei $z = r_0$ erreicht : $A(r_0) = 0.42$.

(dabei ist eine Strahlenergie von 15 GeV angenommen worden, daraus ergibt sich für r_0 ein Wert von 1.5 mm)

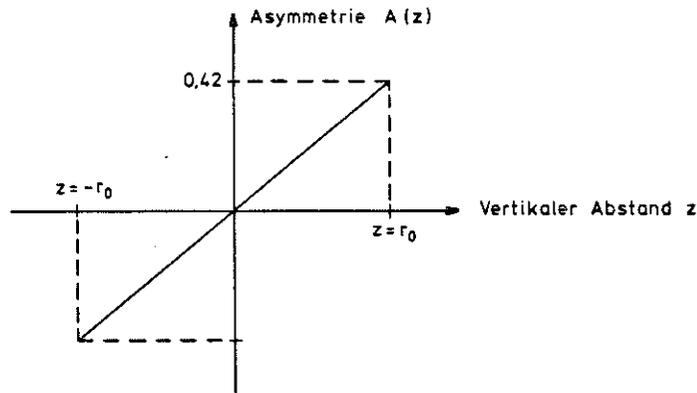


Abb.19 Asymmetrie als Funktion vom Abstand z (idealer Fall)

Die so berechnete Asymmetrie wird durch verschiedene Effekte reduziert :

- a) Die gestreuten Photonen werden in einem Energieintervall $E \dots E + \Delta E$ nachgewiesen. Die oben berechnete Asymmetrie gilt für Photonen mit dem Streuwinkel $\theta = 1/\gamma$ und der Energie $E = \gamma k_0 / (1 + k_0)$.
Wenn dagegen alle Photonen zwischen 2 und 4 GeV berücksichtigt werden, erreicht die Asymmetrie noch einen Wert von 30 %, bei allen Photonen zwischen 1.5 und 4.5 GeV noch 25 %. (Diese Werte wurden mit Hilfe eines Simulationsprogramms berechnet.)
- b) Alle Photonen zwischen z und $z + \Delta z$ werden nachgewiesen.
- c) Der Elektronenstrahl, an dem die Photonen gestreut werden, hat eine gewisse Ausdehnung und Divergenz. Im folgenden wird beschrieben, wie es dadurch zu einer Verringerung der Asymmetrie kommt.

Zuerst wird ein fadenförmiger Elektronenstrahl angenommen. Alle Photonen, die bei einem Streuwinkel von $\theta = 1/\gamma$ unter einem Winkel φ gestreut werden, fallen in den Detektor in einem vertikalen Abstand von der Mittelebene $z = 1.5 \text{ mm} \cos\varphi$ (Abb. 20)

Durch Ausdehnung und Divergenz des Elektronenstrahls werden diese Photonen gaussverteilt um diesen Abstand gestreut (Abb. 20).

Je grösser die Breite σ_z dieser Gaussverteilung ist, umso stärker wird das Profil verschmiert und die Asymmetrie verringert.

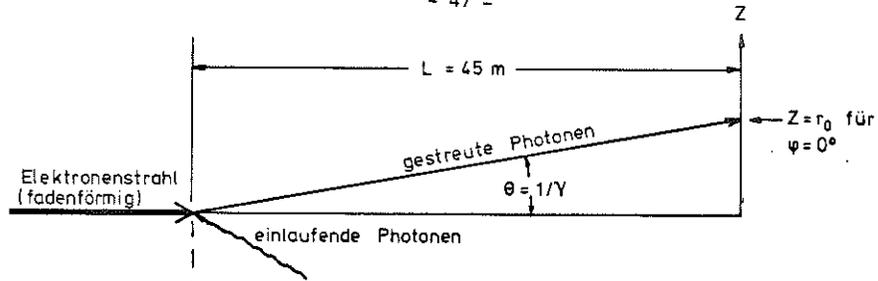
Diejenigen Photonen, die die höchste Energie haben, werden tangential zur Elektronenbahn gestreut ($\theta = 0^\circ$). Bei Streuung an einem Strahl mit Ausdehnung und Divergenz treffen sie gaussverteilt um $z = 0$ auf, die Breite der Verteilung ist σ_z . σ_z hängt von den Parametern des Elektronenstrahls ab /21/ :

$\sigma_z = \sqrt{(\beta_0 - 2L\alpha_0 + L^2\gamma_0) \epsilon_x \kappa}$ (4.8)

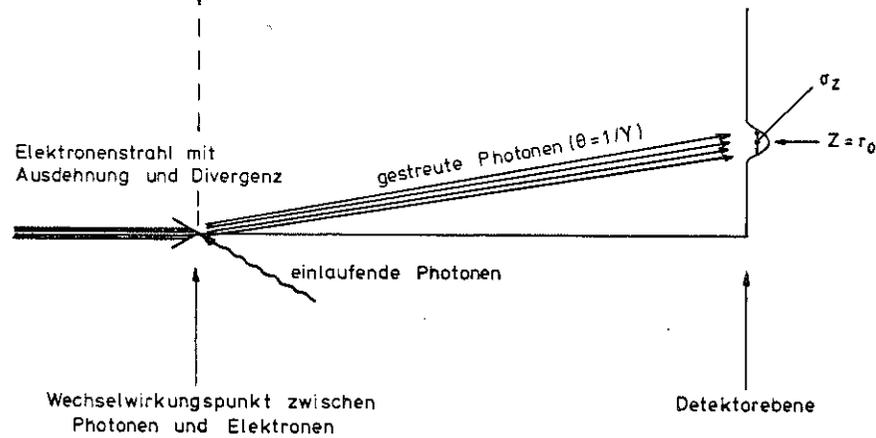
$\beta_0 \dots$ Betafunktion am Streuzentrum

$\alpha_0 \dots -1/2 \frac{d\beta_0}{ds}$

$\gamma_0 \dots (1 + \alpha_0^2)/\beta_0$



Streuung an einem fadenförmigen Elektronenstrahl



Streuung an einem Elektronenstrahl mit Ausdehnung und Divergenz

Abb. 20

ϵ_x ... horizontale Emittanz des Elektronenstrahls
 κ ... Kopplungskonstante für die Kopplung zwischen horizontaler und vertikaler Betatronschiwingung.

β_0 , α_0 , γ_0 und ϵ_x werden aus Optikrechnungen berechnet [23], dagegen hängt κ von den Störungen in der Maschine ab und lässt sich nicht genau berechnen. Durch eine Messung von σ_z kann auf κ geschlossen werden. Für einen divergenten Strahl ($\alpha < 0$) ist σ_z grösser als für einen konvergenten Strahl ($\alpha > 0$). Die Wechselwirkung sollte daher im Bereich eines konvergenten Strahls stattfinden.

In Abb. 21 ist die zu erwartende Asymmetrie für volle Elektronenpolarisation als Funktion von σ_z bzw. der Kopplungskonstante κ aufgetragen. Die Strahlenergie beträgt 15 GeV, ein Energiefenster von 1.5 - 4.5 GeV wird angenommen.

4.3 Die Zählrate der gestreuten Photonen

Wie oben beschrieben, geht in die Messzeit ausser der Grösse der Asymmetrie die Zählrate der Photonen ein, mit der die Asymmetrie gemessen wird. Wie gross muss die Zählrate sein, damit die Forderung bezüglich der Messzeit erfüllt wird?

Von der Gesamtzahl der gestreuten Photonen, die in den Detektor fallen, wird nur ein Teil zur Messung der Asymmetrie ausgenutzt:

- Die Asymmetrie ist am grössten für die Photonen mit der Energie $E_0 = \gamma k_0 / (1 + k_0)$. Ein Energiefenster um die Energie E_0 wird so gesetzt, dass 30% - 40% aller Photonen nachgewiesen werden.
- Die Asymmetrie ist am grössten für Photonen, die im Abstand von $z = 1.5$ mm von der Mittelebene auftreffen. Es werden jedoch alle Photonen gezählt, die in den Raumbereich $\Delta z = 0.5 - 2.5$ mm fallen. Das sind etwa 30 - 40% aller Photonen.

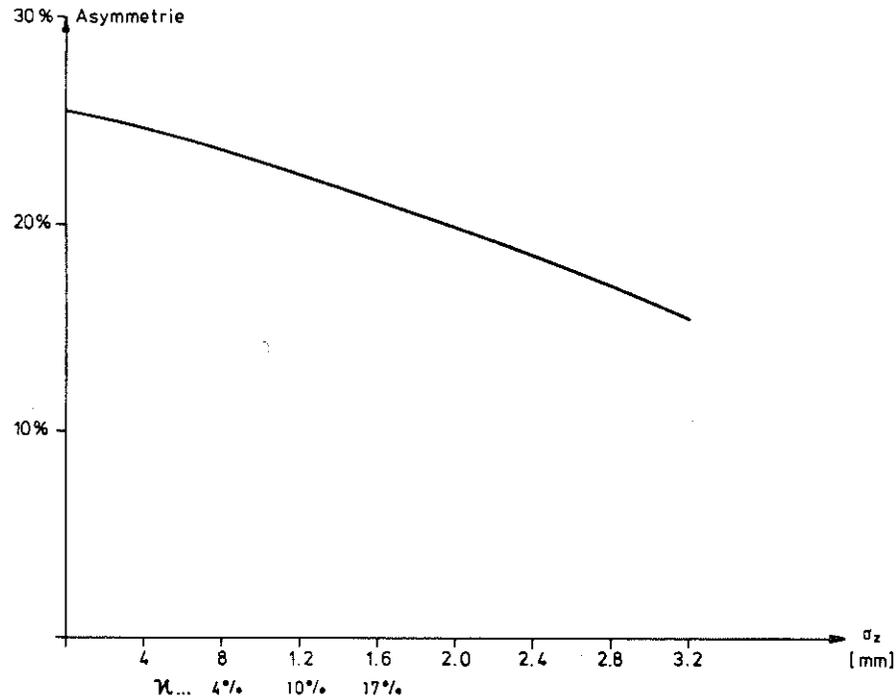


Abb.21 Asymmetrie als Funktion von σ_z

Insgesamt werden etwa 15 % aller gestreuten Photonen zur Asymmetriemessung ausgenutzt. Bei einer Asymmetrie von etwa 20 % für volle Polarisation entspricht eine Unsicherheit im Polarisationsgrad von 5 % einer Unsicherheit in der Asymmetrie von 1 %. Die Asymmetrie ist gegeben durch

$$A = \frac{N_+ - N_-}{1/2(N_+ + N_-)} \quad (4.9)$$

der statistische Fehler ist :

$$A = \frac{2 \sqrt{N_+ + N_-}}{N_+ + N_-}$$

$N_{+/-}$... Anzahl der Photonen, die in das Energiefenster und den Schlitz fallen.

Die Vorzeichen stehen für die Lichtpolarisation.

Damit der statistische Fehler $\Delta A < 1\%$ ist (d.h. $\Delta P < 5\%$), muss $N = N_+ + N_- = 40000$ sein. Um in einer Minute die Polarisation auf 5 % genau zu messen, ist eine Zählrate von $f = 40000/60 \text{ s}^{-1}$ (670 Hz) notwendig. (Dabei ist der Untergrund durch Gas- und Einzelbremsstrahlung vernachlässigt worden.)

Etwa 15 % aller gestreuten Photonen werden zur Asymmetriemessung ausgenutzt. Die Gesamtzählrate muss mindestens 5 kHz betragen.

Nach den ersten Messungen mit dem Polarimeter betrug die Zählrate 800 Hz /21/. Wie lässt sich eine Erhöhung der Zählrate erreichen ?

Die Zählrate der gestreuten Photonen ist proportional

- zur Stromstärke der umlaufenden Elektronen
- zur Pulsleistung des Laserpulses
- zum Wirkungsquerschnitt der Compton-Streuung

Ausserdem hängt die Zählrate von geometrischen Grössen (Strahlquerschnitte der Strahlen, Länge der Wechselwirkungszone) ab.

Unter der Annahme eines vertikalen Kreuzungswinkel α wurde in /21/ berechnet :

$$f(\text{Hz}) = 0.11 \frac{P(\text{Watt}) I(\text{mA})}{\sigma_x(\text{cm}) \sin \alpha} \quad (4.10)$$

- f ... Frequenz der gestreuten Photonen
- P ... Laserleistung in Watt
- I ... Stromstärke der Elektronen in mA
- σ_x .. Breite des Elektronenstrahls (die Breite des Laserstrahls wird als klein gegenüber der Elektronenstrahlbreite angenommen.)

Daraus lassen sich folgende Möglichkeiten zur Erhöhung der Zählrate ableiten :

- Erhöhung der Pulsleistung des Lasers
- Verringerung des Kreuzungswinkels α , damit wird die Wechselwirkungszone länger

Von beiden Möglichkeiten wurde Gebrauch gemacht :

a) Zur Erhöhung der Pulsleistung am Wechselwirkungspunkt.

Der Laserstrahl wird mit Hilfe von zwei Spiegeln gegen den Elektronenstrahl gelenkt (Abb. 22). Die anfangs benutzten Nickelspiegel (Reflektivität 60 %) wurden gegen Aluminiumspiegel (Reflektivität 90 %) ersetzt.

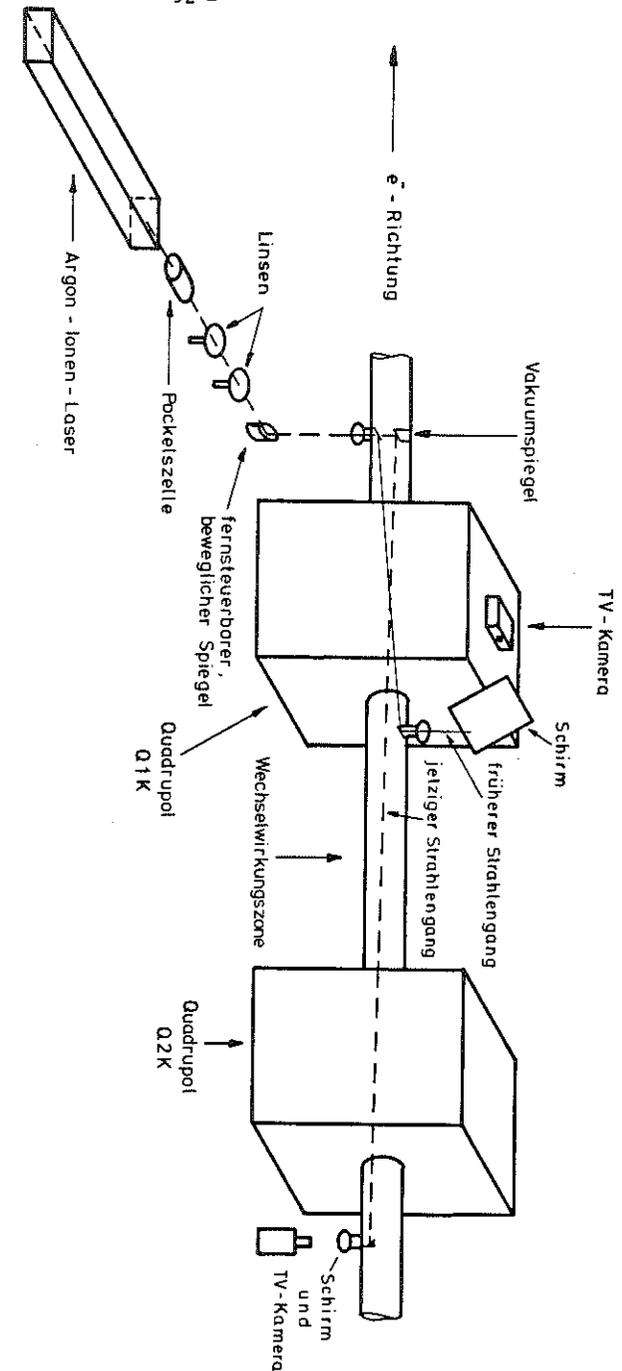
Das Lasersystem erreichte bei einer Wellenlänge von 514 nm Spitzenleistungen von 70 Watt. Die im Mittel erreichten Leistungen betragen jedoch nur 40 Watt. Durch einen Staubschutz aller Komponenten, einer Gas-spülung der Austrittsfenster des Laserrohres und durch eine vibrationsfreie Aufstellung der optischen Komponenten werden jetzt Leistungen von 90 W erzielt, im Mittel lassen sich Leistungen von 80 W erreichen. Durch einen Betrieb des Lasers auf mehreren Wellenlängen zwischen 488 nm und 514 nm lässt sich diese Leistung noch um 40 % steigern.

Gegenüber Laserleistungen am Wechselwirkungspunkt von 10 - 20 W werden durch die beschriebenen Verbesserungen 60 - 70 W erreicht.

b) Verlängerung der Wechselwirkungszone

Anfang 1981 wurden in PETRA die sogenannten Mini-Beta-Quadrupole installiert. Diese Quadrupole sind etwa 4 m vom Elektron-Positron Wechselwirkungspunkt entfernt eingebaut (siehe auch Abb. 16). Dadurch werden die Strahlen am Wechselwirkungspunkt auf eine kleinere Strahlhöhe gebracht und die Luminosität um etwa 100 % erhöht. Dieser Einbau hat eine Änderung der Ringoptik zur Folge.

Abb. 22



Im Quadrupol Q1K (Abb. 22), in dem vor dem Einbau der Mini-Beta-Quadrupole die Wechselwirkung zwischen Laserlicht und Elektronen stattfand, ist der Elektronenstrahl stark divergent und die Asymmetrie wird verwischt.

Im Bereich zwischen den Quadrupolen Q1K und Q2K verlaufen die Elektronenbahnen leicht konvergent. Für die sogenannte MI-15-Optik berechnet sich mit Gl. 4.8 :

$$\sigma_z = 3.8 \cdot \sqrt{\kappa} \quad [\text{mm}]$$

wobei κ die Kopplung ist.

Ein typischer Wert für κ ist 0.05, für diesen Wert von κ ist $\sigma_z = 0.85 \text{ mm}$.

Die Parameter der Optik α und β wurden mit Hilfe eines Optikrechnungsprogramms berechnet /23/.

Die Elektronenbahnen zwischen den beiden Quadrupolen verlaufen geradlinig, daher ist der Wert für σ_z von der Position der Wechselwirkung unabhängig. Dagegen ändert sich bei einer Wechselwirkung in einem Quadrupol die Bahn der Elektronen stark. Bei Verschiebung des Wechselwirkungspunktes im Quadrupol ergibt sich eine starke Änderung von σ_z . Die Wechselwirkungszone in einem Quadrupol darf daher nicht länger als 20 cm sein. Bei einer Strahlhöhe von 2 mm beträgt der Kreuzungswinkel α dabei 5° , die nicht unterschritten werden dürfen.

Diese Einschränkung gilt für den Bereich zwischen zwei Quadrupolen nicht, der Kreuzungswinkel kann beträchtlich verringert werden. Durch den Einbau eines fahrbaren und kippbaren Spiegels lassen sich sowohl die Position des Wechselwirkungspunktes als auch der Kreuzungswinkel variieren: Der Laserstrahl wird durch ein Glasfenster in die Vakuumkammer gespiegelt. Der in der Kammer eingebaute Spiegel (Abb. 22) kann einerseits in Richtung des Elektronenstrahls gefahren werden, andererseits um die radiale Achse kippen. Der Kreuzungswinkel α wird wie folgt minimiert:

- Der Spiegel wird so nahe an den Elektronenstrahl gefahren, daß noch keine Lebensdauerverluste des Strahls auftreten.
- Durch die Kippung des Spiegels wird erreicht, daß der Laserstrahl den Elektronenstrahl zwischen den beiden Quadrupolen trifft.

Der Abstand zwischen Spiegel und Wechselwirkungspunkt beträgt 3.50 m, der Abstand zwischen Spiegel und Elektronenstrahl etwa 5 cm.

Der Kreuzungswinkel α hat einen Wert von $\alpha = 0.8^\circ$. Mit einer Laserleistung von 70 W, einem Elektronenstrom von 6 mA und einer Strahlbreite von $\sigma_x = 0.2 \text{ cm}$ ergibt sich nach Gl.(4.10) eine Rückstreureate von 16 kHz. Im Experiment sind bei 10 mA maximale 22 kHz gemessen worden. Im Mittel lassen sich bei Strömen von 5 mA Rückstreuraten von 5-10 kHz erreichen.

4.4 Der Detektor

Der Detektor des Polarimeters mißt zwei Größen:

- a) die Energie der gestreuten Photonen
- b) den Auftreffort der gestreuten Photonen.

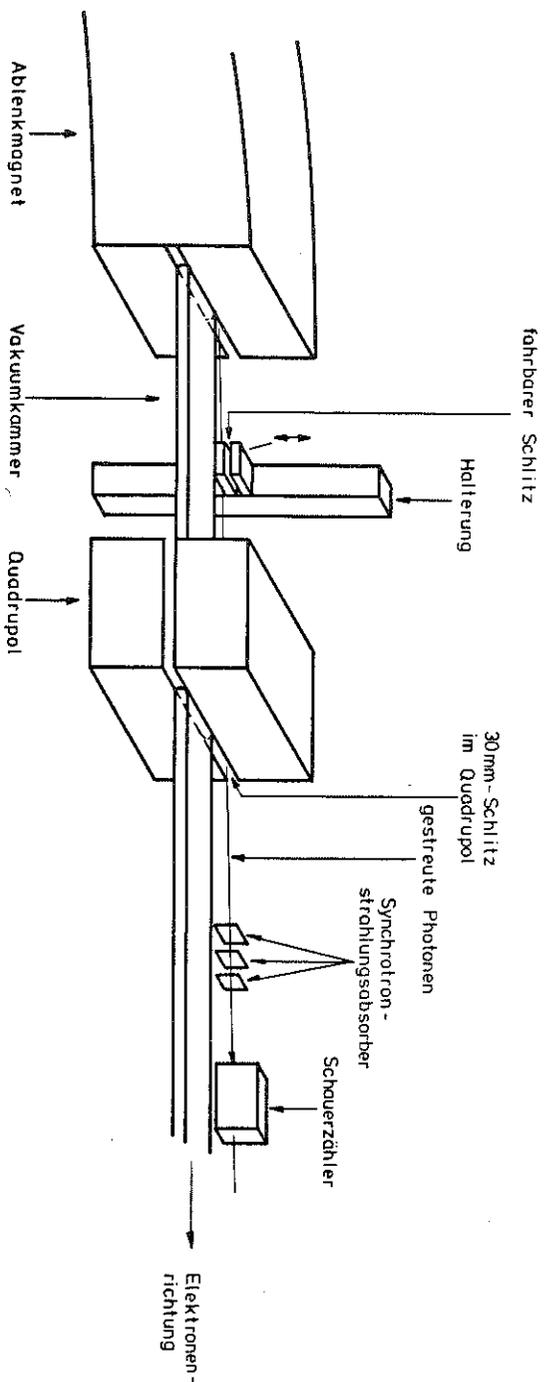
Der Detektor steht 45 m von der Wechselwirkungszone zwischen Elektronen und Photonen entfernt (Abb. 23). Im Ablenkmagneten verlassen die Photonen die Vakuumkammer durch ein Aluminiumfenster. Hinter dem Quadrupol treffen die Photonen in einen Schauerzähler, der ihre Energie mißt. Zwischen dem Ablenkmagneten und dem Quadrupol befindet sich ein Kollimator mit Schlitzen von 0,5 mm, 1 mm und 2 mm. Dieser Kollimator läßt sich mit Hilfe eines Computers vertikal bewegen. Nur diejenigen Photonen, die in den Schlitzbereich treffen, erreichen den Schauerzähler. Durch Verschiebung des Schlitzes wird das Profil der Elektronen aufgenommen.

Durch diesen Aufbau des Detektors wird eine Unempfindlichkeit gegenüber der vorhandenen Untergrundstrahlung erreicht:

Der niederenergetische Untergrund (Synchrotronstrahlung aus den Magneten) hat eine Energie von einigen eV bis zu einigen hundert keV. Das Energiespektrum der Synchrotronstrahlung verschiebt sich mit der Strahlenergie stark nach oben. Durch die Energieselektion des Schauerzählers läßt sich die Synchrotronstrahlung unterdrücken.

Der hochenergetische Untergrund: Gasbremsstrahlung mit einer Zählrate von 3-20 kHz entsteht entlang der Elektronenbahn durch Kollision von Elektronen mit Gasatomen in der Vakuumkammer. Einzelbremsstrahlung mit einer Zählrate von bis zu 200 kHz entsteht durch das Zusammentreffen von Elektronen und Positronen am Wechselwirkungspunkt.

Abb. 23



Die Energie der Quanten reicht bis zur Strahlenergie. Nur ein kleiner Teil fällt durch den Schlitz in den Schauerzähler. Die Zählrate der gestreuten Laserphotonen liegt weit über der Zählrate der Gasbremsstrahlung. Die Zählrate des Einzelbremsstrahls kann höher sein und damit eine starke Untergrundquelle darstellen. In /21/ wird dargestellt, daß sich durch gezielte Bahnänderungen des Elektronenstrahls der Auftreffort der gestreuten Laserphotonen vom Auftreffort der Einzelbremsstrahlung räumlich trennen läßt. Die Photonen der Einzelbremsstrahlung fallen danach nicht mehr in den Schlitzbereich und werden dadurch unterdrückt.

4.5 Durchführung der Messung

Die Verarbeitungselektronik und die Programme des benutzten Minicomputers sind so aufgebaut, daß einerseits die Verteilung der gestreuten Photonen gemessen werden kann, andererseits die Asymmetrie.

Die Signale des Schauerzählers werden mit Hilfe von drei Diskriminatoren in zwei Pulshöhenfenster sortiert (Abb. 24). Pulshöhe und Energie der Teilchen sind proportional. Daher entsprechen die Pulshöhenfenster zwei Energiefenstern.

Für die Profilmessung: der Laser wird mit etwa 30 Hz an- und ausgeschaltet. Die Pulse mit eingeschaltetem Laser werden für beide Energiebereiche in zwei Zählern gezählt, die Untergrundrate bei ausgeschaltetem Laser in zwei weiteren Zählern. Die Differenz entspricht der Anzahl der gestreuten Laserphotonen. Ein Profil wird aufgenommen, indem der Schlitz schrittweise von oben nach unten gefahren wird und an jeder Position die Zählraten registriert werden. Eine Profilmessung dauert etwa 15 sec.

Messung der Asymmetrie: Damit wird der Polarisationsgrad bestimmt. Um die Meßzeit möglichst kurz zu machen, wird die Messung in folgender Weise durchgeführt: Die Meßzeit ist durch die Größe der Asymmetrie und die Anzahl der nachgewiesenen Photonen bestimmt. Je größer der Schlitz ist, desto größer ist die Anzahl der nachgewiesenen Photonen. Andererseits sinkt die Asymmetrie bei größer werdendem Schlitz.

Für die Asymmetriemessung ist ein 2 mm-Schlitz optimal. Die Messung läuft in folgenden Schritten ab:

- durch eine Profilmessung wird die Mitte des Profils bestimmt.
- die maximale Asymmetrie ist bei einem Abstand von 1,5 mm von der Mitte erreicht. Der Schlitz wird 1.5 mm unterhalb der Mitte positioniert. An dieser Position wird die Zählrate mit rechtszirkularpolarisiertem, linkszirkularpolarisiertem Licht und ohne Laserlicht gemessen (Abb. 25). Die Meßzeit beträgt 20 sec.

Die Asymmetrie für diese Schlitzposition ist :

$$A_u = \frac{(N_+ - N_-) \cdot 2}{N_+ + N_- - 10N_{GB}} \quad (4.11)$$

N_{GB} ... Zählrate der Untergrundphotonen

Die gleiche Messung wird 1.5 mm oberhalb der Mittelebene durchgeführt und A_o entsprechend Gl 4.11 berechnet. Durch eine Mittelung beider Werte ergibt sich die Asymmetrie A.

$$A = 1/2(A_u - A_o)$$

(Falls der Elektronenstrahl polarisiert ist, haben die beiden Asymmetriewerte unterschiedliche Vorzeichen.)

Ausserdem kontrolliert der Computer die Zählrate $N = N_+ + N_- - 10 N_{GB}$. Die Zählrate ist nur dann für beide Positionen gleich, wenn die Positionen symmetrisch zur Mitte liegen. Bei unterschiedlichen Zählraten wird der Schlitz bei der nächsten Messung anders positioniert. Durch diese Methode ist gewährleistet, dass auch bei Profilverchiebungen des gestreuten Strahls die Asymmetrie 1.5 mm ober- bzw. unterhalb der Mitte gemessen wird. Solche Profilverchiebungen können durch leichte Änderungen der Elektronenbahn hervorgerufen werden.

Ausser der Messung der Asymmetrie auf diese Weise kann auch die gesamte Kurve $A(z)$ gemessen werden. Diese Messung dauert wesentlich länger, man kann die gemessene Kurve allerdings einfacher mit der durch die Simulationsrechnungen berechneten Kurve vergleichen. Das Ergebnis einer solchen Messung ist in Abb. 26 dargestellt.

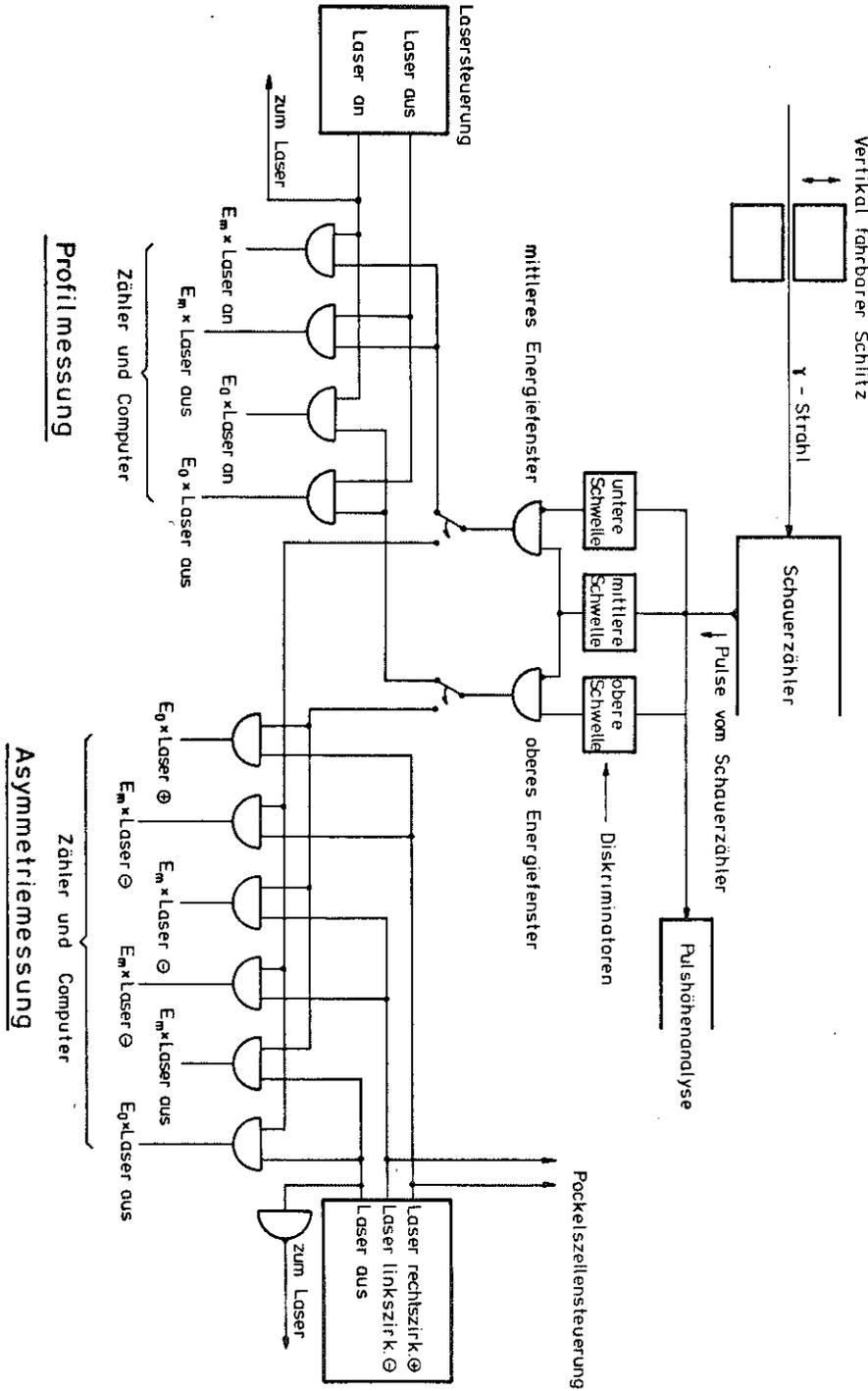


Abb. 24

Schaltbild der Signal - Verarbeitungselektronik

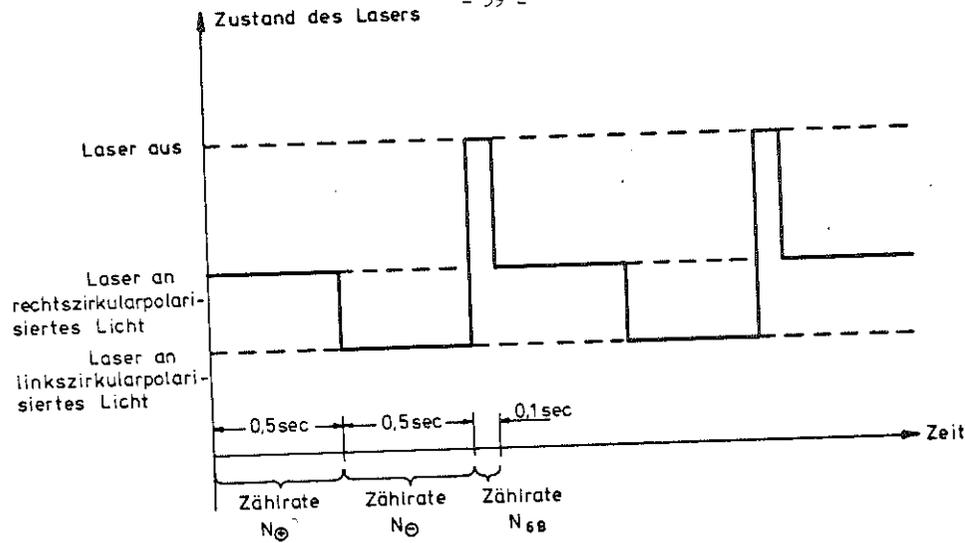


Abb.25 Pulsverlauf zur Steuerung des Lasers und der Pockelszelle

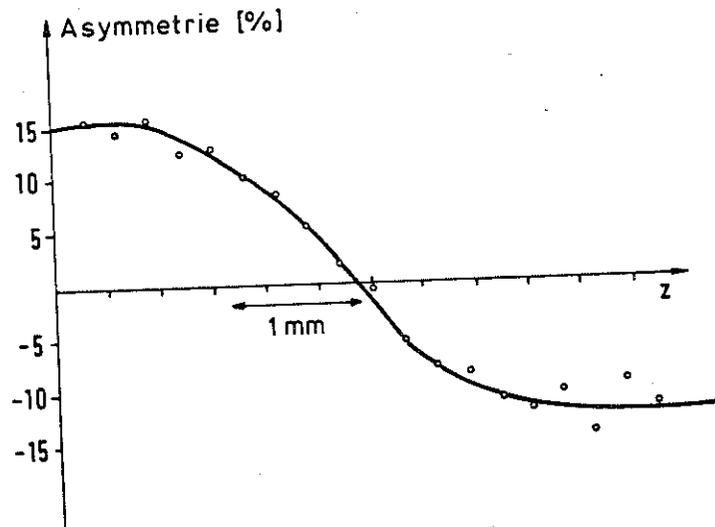


Abb.26 Asymmetrie als Funktion der vertikalen Position

5. Experimentelle Untersuchung der Strahlpolarisation an PETRA

5.1 Überblick

Wie in der Einleitung beschrieben, kann die Polarisation durch verschiedene Mechanismen zerstört werden :

- durch die Fehlaufstellungen der Magnete und Feldfehler kann schon im Einzelstrahl die Polarisation zerstört werden
- durch Solenoidfelder
- durch die Strahl-Strahl-Wechselwirkung

Im Normalbetrieb läuft der Speicherring für Hochenergieexperimente. Alle drei aufgeführten Depolarisationsmechanismen wirken. Alle gemachten Messungen der Polarisation unter diesen Bedingungen führten zu einem negativen Resultat: Die Polarisation wird voll zerstört.

Daher geht die Untersuchung der Polarisation von einem Zustand aus, in dem :

- nur der Elektronenstrahl im Speicherring umläuft
- alle Solenoidmagnete ausgeschaltet sind
- zusätzliche Hochfrequenzfelder (wie das sogenannte Feedback zur Dämpfung der Teilchenschwingungen) ebenfalls ausgeschaltet sind.

Wenn in diesem Zustand der Strahl polarisiert ist, kann die Depolarisation durch die Strahlkollision beider Strahlen, durch Solenoidmagnete und durch elektromagnetische Wechselfelder unabhängig voneinander experimentell untersucht werden.

5.2 Polarisationsuntersuchungen am Einzelstrahl

Das Ziel der Untersuchung der Einzelstrahlpolarisation ist, eine reproduzierbare Maschineneinstellung mit einem Polarisationsgrad von mindestens 50 % zu finden.

Wahl des Arbeitspunktes

Im Speicherring SPEAR wurde gemessen, daß außerhalb der depolarisierenden Resonanzen die Polarisation fast den maximal möglichen Wert erreicht. Außer den theoretisch vorhergesagten Resonanzen (Kap. 3.6) werden auch nichtlineare Resonanzen beobachtet (z.B. $\gamma_a - Q_x \pm 2 Q_s = 3$). /24/

Um einen möglichst hohen Polarisationsgrad zu bekommen, wird der Arbeitspunkt von PETRA möglichst weit von den Resonanzen entfernt gewählt. Das ist bei denjenigen Energien der Fall, bei denen $\gamma_a = n + 0.5$ ist. Je kleiner die Q-Werte sind, desto weiter sind die Q-Resonanzen $\gamma_a = n \pm Q_{x/z/s}$ vom Arbeitspunkt entfernt. Die Q-Werte liegen in den benutzten Optiken bei $Q_x = 25.2$, $Q_z = 23.3$ und $Q_s = 0.07$.

Closed Orbit: Je größer die Abweichung des Closed-Orbit von der idealen Bahn ist, desto größer ist die Abweichung der \vec{n} -Achse von der vertikalen Richtung und damit die Depolarisation (siehe Kap. 3.3). In PETRA wird der Abstand des Closed-Orbits von der idealen Bahn durch ein Computerverfahren minimiert /25/. Es lassen sich durch die Orbitkorrektur problemlos Werte für den mittleren Orbit von $z_{rms} = 1$ mm erreichen.

Optik: Die bei PETRA hauptsächlich benutzten sogenannten M-Optiken unterscheiden sich im wesentlichen durch die Strahlhöhe am Wechselwirkungspunkt. Die Strahlhöhe ist durch die β -Funktion gegeben: $\sigma = \sqrt{\epsilon_x \beta_x}$

ϵ_x ... horizontale Emittanz

x Kopplung zwischen horizontalen und vertikalen Betatronschwingungen.

Die M-15-Optik hat eine vertikale β -Funktion am Wechselwirkungspunkt von 15 cm (für die anderen Optiken gilt entsprechendes). Je kleiner β_z am Wechselwirkungspunkt ist, desto stärker werden die Strahlen auf den Wechselwirkungspunkt fokussiert, - desto größer ist die β -Funktion in den benachbarten Quadrupolen.

Es wurden bei den Polarisationsuntersuchungen drei Optiken benutzt: M-120, MI-15 und MI-8. (Dabei bezieht sich das MI auf Optiken, die nach dem Einbau der sogenannten Mini-Beta-Quadrupole benutzt werden. Vergleiche Kap. 4.3).

Der Einfluß von Störungen (wie z.B. Fehlaufstellungen von Magneten) nimmt mit der Größe der β -Funktion zu. Die ersten Polarisationsmessungen wurden mit der MI-120-Optik durchgeführt (diese Optik hat die kleinste Beta-Funktion in den Quadrupolen, die den Wechselwirkungspunkten benachbart sind).

Die gewählte Energie war $E = 14.86$ GeV ($\gamma_a = 33.5$) und $E = 15.2$ GeV ($\gamma_a = 34.5$). Bei diesem Zustand wurde gemessen, daß der Polarisationsgrad maximal 50 % beträgt. Der Polarisationsgrad ändert sich bei gleicher Strahlenergie und Optik von Füllung zu Füllung. /26/

Bei Messungen mit der MI-15-Optik wurde ein ähnliches Verhalten festgestellt: Der Polarisationsgrad ändert sich von Füllung zu Füllung zwischen 10 und 50 %.

Die beschriebenen Maßnahmen (Wahl der Optik, Energie und Korrektur des Closed-Orbits auf $z_{rms} = 1$ mm) reichen nicht aus, um einen hohen reproduzierbaren Polarisationsgrad zu erreichen.

5.3 Optimierung des Polarisationsgrades

Der unterschiedliche Polarisationsgrad bei sonst gleichen Maschinenbedingungen läßt sich darauf zurückführen, daß der Closed-Orbit bei gleichem Mittelwert unterschiedliche Fourierkomponenten besitzt.

Im Kapitel 3.8 wurde gezeigt, daß im wesentlichen die 2 Fourier-Harmonischen des Closed-Orbit in der Nachbarschaft des Spin-Tunes $\nu = \gamma_a$ die Abweichung der \vec{n} -Achse von der Vertikalen bewirken. Mit der in Kapitel 3.9 beschriebenen Korrekturmethode werden die 4 Koeffizienten dieser Harmonischen korrigiert.

Die Stärke dieser Koeffizienten ist nicht bekannt. Dem Closed-Orbit wird mit Hilfe von 8 Korrekturspulen eine Störung überlagert, die jeweils nur einen der Koeffizienten erzeugt. Die Stärke der Störung (und damit die Stärke eines Koeffizienten) wird variiert und der Polarisationsgrad gemessen. /27/

Das Ergebnis einer solchen Korrektur ist in Abb. 27 dargestellt. Die Korrektur wurde bei einer Energie von 16.588 GeV durchgeführt (Spin-Tune $\gamma_a = 37.644$). Die 38-te Fourierharmonische hat bei dieser Energie den stärksten Einfluß auf die n-Achse. In Abb. 27 ist die gemessene Asymmetrie als Funktion der Stärke der Korrekturspulen, die die Orbitstörung erzeugen, aufgetragen. Der maximale Polarisationsgrad ist da erreicht, wo die Fourierkoeffizienten der Störung die Koeffizienten des Closed-Orbit kompensieren.

Der damit erreichte Polarisationsgrad lag bei etwa 60 %. (Zur Berechnung des Polarisationsgrad aus der Asymmetrie siehe Kapitel 5.4)

Durch Änderung der Maschinenenergie auf 16,52 GeV ($\gamma_a = 37,5$, genau zwischen den Resonanzen) und durch zusätzliche Optimierung der 37-ten Harmonischen wurde ein Polarisationsgrad von 75-80 % erreicht. Mit der so optimierten Polarisation lassen sich systematische Untersuchungen durchführen. Die Reproduzierbarkeit des Polarisationsgrades : Es wurde bei Messungen in einigen Wochen Abstand jedesmal ohne erneute Korrektur ein Polarisationsgrad von mindestens 60 % erreicht.

Die Polarisation als Funktion der Strahlenergie ist in Abb. 28 dargestellt. In einem Bereich von etwa 150 MeV ist der Polarisationsgrad größer als 50 %.

Außerhalb dieses Bereiches läßt sich keine Polarisation nachweisen.

5.4 Messung der Anstiegszeit der Polarisation

Beim Vorhandensein depolarisierender Mechanismen wird der Polarisationsaufbau folgendermassen beschrieben:

$$P(t) = 0,92 \frac{\tau_d}{\tau_p + \tau_d} \left(1 - e^{-\left(\frac{1}{\tau_p} + \frac{1}{\tau_d}\right) \cdot t} \right) \quad (5.1)$$

Diese Beziehung erhält man aus Gl. 3.12.

Der Polarisationsaufbau verläuft mit der Zeitkonstanten

$$\tau_{ex} = \frac{\tau_p \cdot \tau_d}{\tau_p + \tau_d} \quad (5.2)$$

Aus der gemessenen Anstiegszeit τ_{ex} kann auf den Polarisationsgrad geschlossen werden :

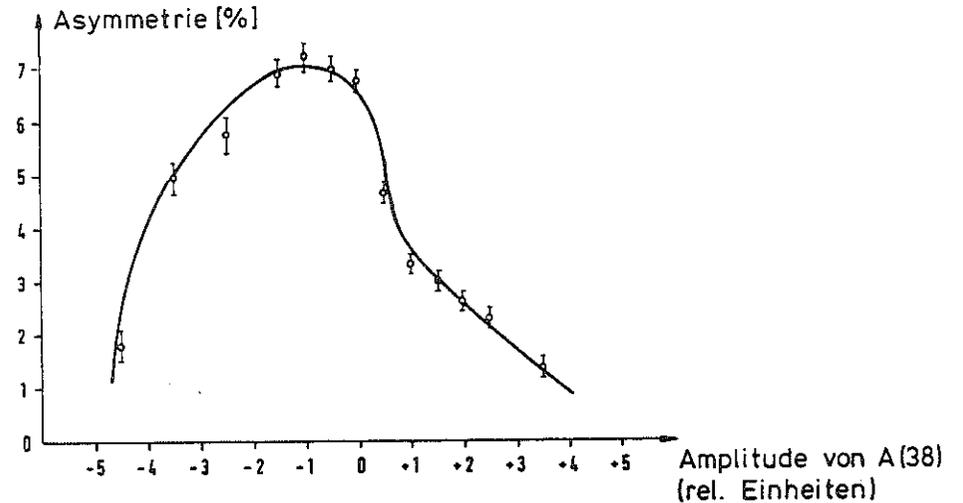


Abb. 27a

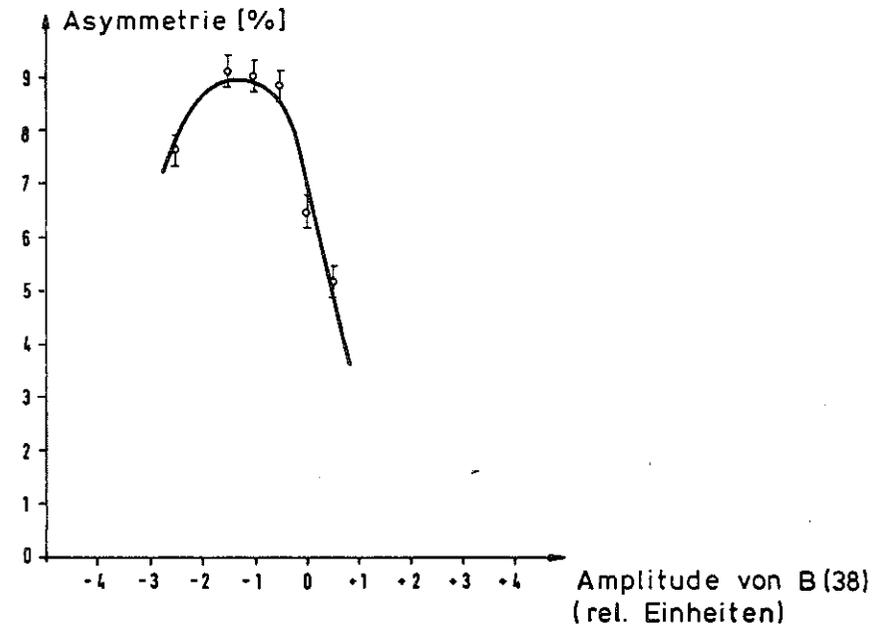


Abb.27b Korrektur der 38-ten Fourierharmonischen

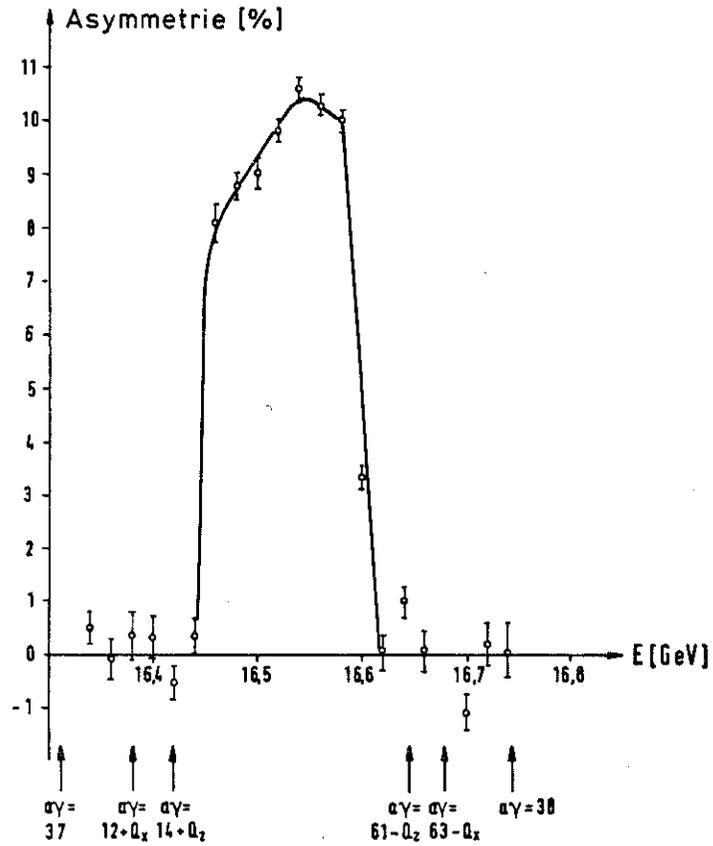


Abb.28 Polarisation als Funktion der Strahlenergie

$$P(t \rightarrow \infty) = P_0 \cdot \frac{\tau_{ex}}{\tau_p} \tag{5.3}$$

τ_p wird mit Hilfe von Gl. 3.12 aus der Strahlenergie berechnet.

Abb. 29 zeigt den Aufbau der Polarisation (die durchgezogene Linie stellt einen Least-Square-Fit dar). Für τ_{ex} ergibt sich:

$$\tau_{ex} = 13.6 \pm 0.8 \text{ min} \tag{5.4}$$

Diese Messung wurde bei einer Strahlenergie von 16.52 GeV durchgeführt. Dabei gilt

$$\tau_p = 17.9 \text{ min}$$

Aus Gl. 5.3 ergibt sich:

$$P(t \rightarrow \infty) = 70 \pm 4 \%$$

Auch aus der Größe der Asymmetrie läßt sich mit dem im Kapitel 4 beschriebenen Simulationsprogramm auf den Polarisationsgrad schließen. Außer der Asymmetrie wird die Profilhöhe der in den Detektor gestreuten hochenergetischen Laserphotonen gemessen, daraus läßt sich auf die Auflösung des Polarimeters schließen.

Der asymptotische Wert für die Asymmetrie von 12 % (Abb. 29) entspricht nach den Simulationsrechnungen einem Polarisationsgrad von 62 % (gegenüber einem aus dem Polarisationsanstieg berechneten Wert von $P = 70 \%$). Der Unterschied läßt sich dadurch erklären, daß im Simulationsprogramm davon ausgegangen wird,

- daß das Laserlicht vollständig zirkular-polarisiert ist,
- daß die Energie der gestreuten Photonen ohne Fehler gemessen wird (in einem Bereich von 1.0 - 4.8 GeV).

Beide Voraussetzungen sind bei der Messung nicht voll erfüllt.

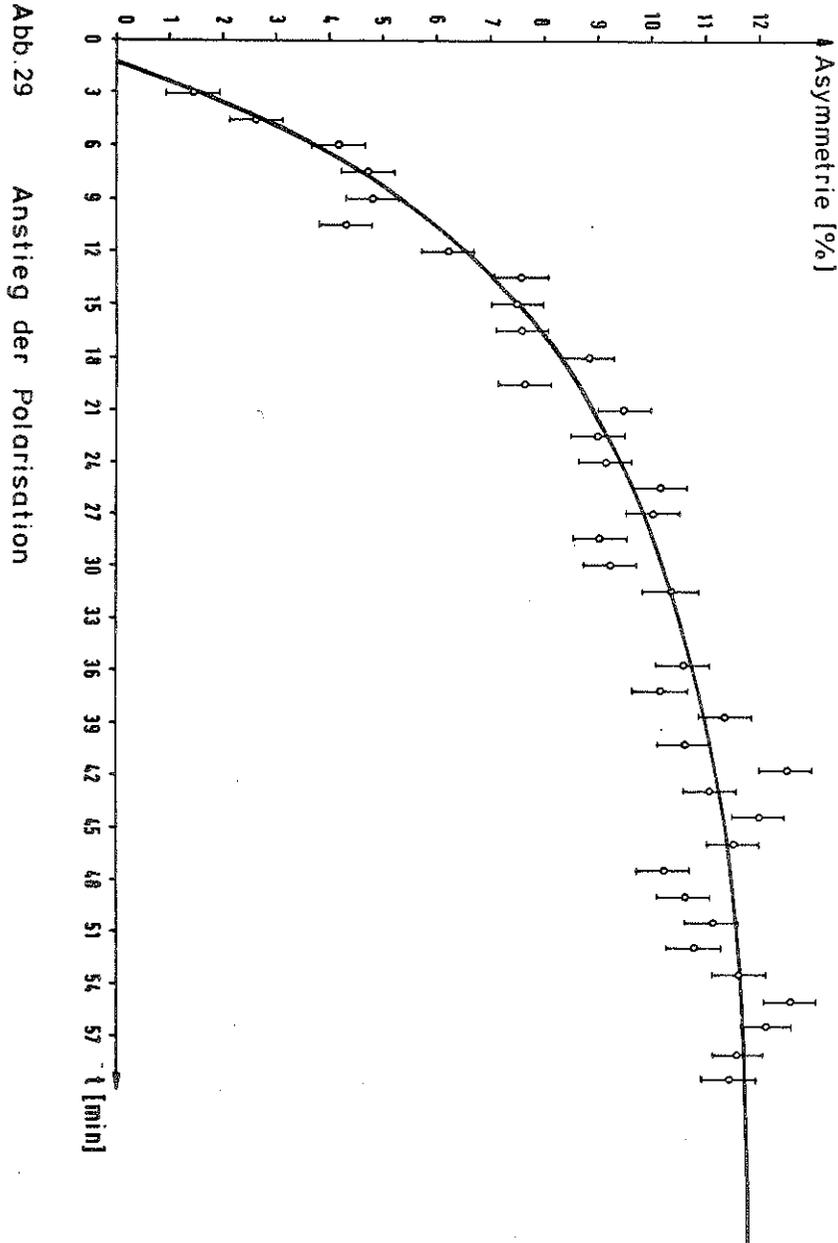


Abb. 29 Anstieg der Polarisation

5.5 Depolarisation durch Solenoidmagneten

In der störungstheoretischen Berechnung der \vec{n} -Achse wurde davon ausgegangen, daß keine starken longitudinalen Magnetfelder auf das Elektron wirken.

Solenoiden stellen solche longitudinalen Felder dar. Sie bewirken eine Drehung des Spins um die Feldrichtung. Bei einer typischen Feldstärke von einem Tesla und einer Länge von 2 m beträgt der Drehwinkel des Spins bzw. der \vec{n} -Achse etwa 2° (bei einer Strahlenergie von 15 GeV).

Wenn der Closed-Orbit der idealen Bahn entspricht, durchläuft das Elektron auf der restlichen Bahn nur vertikale Ablenkmagnetfelder, die die \vec{n} -Achse um die vertikale Richtung drehen. Der Winkel zwischen der \vec{n} -Achse und der Vertikalen bleibt dabei ungeändert.

Die durch ein Solenoid verursachte Abweichung der \vec{n} -Achse ist grösser als die durch einen gestörten Closed-Orbit verursachte Abweichung (wenn ein $z_{RMS} = 1$ mm angenommen wird, dabei hängt die durch den Closed-Orbit verursachte Abweichung allerdings stark von der Harmonischenstruktur des Closed-Orbits ab). Durch Solenoiden kommt es daher schon bei der idealen Maschine zur Depolarisation.

Der Einfluß der Solenoiden auf die Polarisation wurde gemessen, indem der Polarisationsgrad vor und nach Einschalten der Solenoiden gemessen wurde (Abb. 30). Es wurden die Solenoidmagnete vom Experiment PLUTO (15 kGm) und TASSO (19.5kGm) eingeschaltet. Der Solenoidmagnet von PLUTO ist supraleitend und benötigt 15 min, um die volle Feldstärke zu erreichen.

Die Polarisation wird zum größten Teil zerstört, der Polarisationsgrad fällt von etwa 55 % auf 10 - 15 %.

Eine Möglichkeit der Korrektur der Solenoidfelder ist der Einbau von sogenannten Anti-Solenoid-Magneten. Das sind Solenoiden außerhalb der Experimente, die ein Feld mit umgekehrtem Vorzeichen zum Solenoidmagneten im Experiment erzeugen. Die \vec{n} -Achse wird dadurch wieder in die Ausgangsstellung zurückgekippt. Wenn zwei dieser Korrekturspulen den Solenoiden direkt benachbart sind, verschwindet der Einfluß der Solenoiden auf die Polarisation. Bei PETRA läßt der geometrische Aufbau der Experimente und der Magneten in den Wechselwirkungszonen einen solchen Einbau allerdings nicht zu.

Aus der Maschinenphysik ist bekannt, daß bei einer Kollision eines schwachen mit einem starken Strahl der schwache Strahl aufweitet. Daher wurden ausserdem eine Anzahl von Messungen durchgeführt, bei denen ein starker Positronenstrahl mit einem schwachen Elektronenstrahl kollidiert.

Ausgangspunkt bei den Messungen ist ein Polarisationsgrad im Einzelstrahl von 60-80 %, der nach einer Korrektur der Orbitharmonischen in der MI-15-Optik erreicht wurde. Die Strahlenergie betrug 16.52 GeV, die Q-Werte $Q_x = 25.18$, $Q_z = 23.28$ und $Q_s = 0.069$.

Stabilität des Arbeitspunktes: Bei leichten Verschiebungen der Q-Werte durch die sogenannten Q-Regler (das sind Quadrupole, deren Strom und damit die Fokussierung geändert werden können), wurde keine Änderung des Polarisationsgrades im Einzelstrahl festgestellt. Die Verschiebung betrug $\Delta Q = \pm 0.015$.

Die Messungen der Strahl-Strahl-Depolarisation wurden folgendermaßen durchgeführt:

Zuerst wird mit Hilfe des Polarimeters die Asymmetrie (und damit der Polarisationsgrad) im Einzelstrahl gemessen. Dann werden Elektronen und Positronen injiziert und bei sonst gleichen Bedingungen die Asymmetrie mit Strahl-Strahl-Wechselwirkung gemessen. Die Reduktion der Asymmetrie ist :

$$R = \frac{\text{Asymmetrie (mit Strahl-Strahl-Wechselwirkung)}}{\text{Asymmetrie im Einzelstrahl}}$$

Es muß berücksichtigt werden, daß durch die Aufweitung des Elektronenstrahls die Auflösung des Polarimeters sinkt (siehe Kapitel 4.2) und die gemessene Asymmetrie bei gleichem Polarisationsgrad kleiner wird. Außer der Asymmetrie wurde die Profilhöhe der in den Detektor gestreuten hochenergetischen Laserphotonen gemessen. Diese Höhe wird durch die Aufweitung des Elektronenstrahls größer.

Es wurden maximale Änderungen der Profilhöhe um 15-20 % beobachtet. Mit Hilfe des Computersimulationsprogramms (Kap. 4.2) wurde berechnet, daß die Asymmetrie bei gleichem Polarisationsgrad dabei um weniger als 10 % reduziert wird.

Der Reduktionsfaktor R berechnet sich aus den Asymmetriemessungen zwischen zwei aufeinanderfolgenden Füllungen des Speicherrings. Dabei kann sich durch leichte Änderungen der Maschinenparameter (insbesondere des Orbits) der Polarisationsgrad ändern. Solche Schwankungen des Polarisationsgrades wurden in der Größenordnung von $\pm 5-10\%$ beobachtet.

Beide Effekte (Schwankungen des Polarisationsgrades und Reduktion der Asymmetrie durch Strahlaufweitung) wurden bei der Abschätzung des Fehlers in den im folgenden beschriebenen Messungen berücksichtigt.

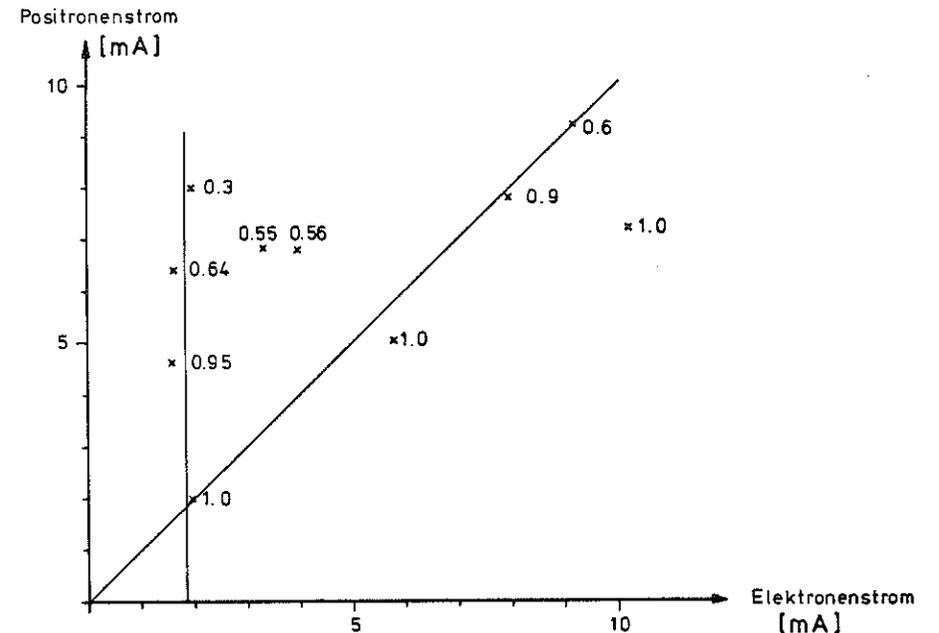


Abb.31 Depolarisation durch Strahl - Strahl - Wechselwirkung: Reduktionsfaktor R als Funktion des Elektronen- und Positronenstroms

Die bei den PETRA-Messungen gewonnenen Ergebnisse zur Depolarisation durch Strahl-Strahl-Wechselwirkung sind in Abb. 31 aufgetragen.

Drei Fälle werden betrachtet:

1. Beide Strahlen sind gleichstark.

Das gilt für alle Meßpunkte, die auf der Diagonalen (Abb. 31) liegen. Diese Meßwerte sind in Abb. 32 herausgezeichnet. Eine Reduktion des Polarisationsgrades tritt ab einem Strahlstrom von etwa 8 mA ein. Die Messung bei I = 10 mA zeigt eine deutliche Aufweitung des Elektronenstrahls. Die Luminositätsgrenze, bei der die Polarisation voll erhalten bleibt, liegt bei etwa $L = 35 \cdot 10^{29} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

2. Schwacher Elektronenstrahl gegen starken Positronenstrahl.

Die Meßpunkte, die auf der Geraden in Abb. 31 liegen, sind in Abb. 33 aufgetragen. Der Elektronenstrom liegt bei 1.6-2.0 mA. Die Strahl-Strahl-Wechselwirkung wirkt ab einem Positronenstrom von etwa 5 mA depolarisierend. Gleichzeitig weitet der Elektronenstrahl vertikal auf.

3. Schwacher Positronenstrahl gegen starken Elektronenstrahl

Es wurden weder eine Depolarisation noch eine Aufweitung des Elektronenstrahls gemessen.

Fazit: Die Depolarisation durch die Strahl-Strahl-Wechselwirkung setzt bei gleichen Strahlströmen bei einer Luminosität von $35 \cdot 10^{29} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ein (bei den genannten Maschinenbedingungen). Wenn ein schwacher Elektronenstrahl und ein starker Positronenstrahl kollidieren, setzt eine Aufweitung und gleichzeitiger Polarisationsverlust des Elektronenstrahls bei viel kleineren Strömen ein.

In allen Fällen eines merklichen Polarisationsverlustes wurden eine deutliche Strahlaufweitung beobachtet.

Diese Aussagen gelten für die bei den Messungen eingestellten Maschinenbedingungen d.h. bei einer MI-15-Optik und den genannten Q-Werten.

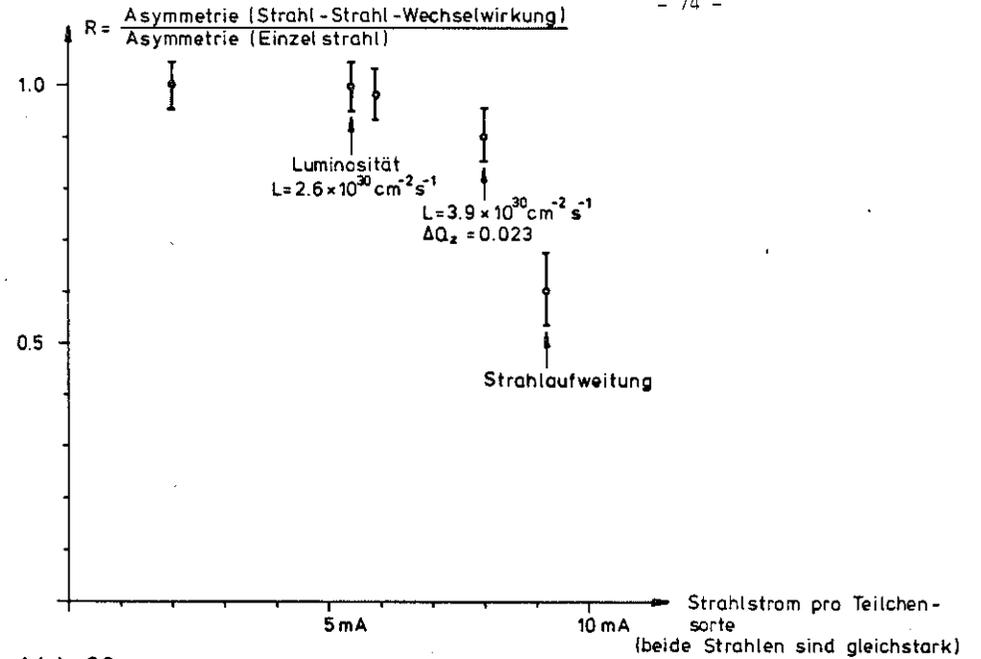


Abb. 32

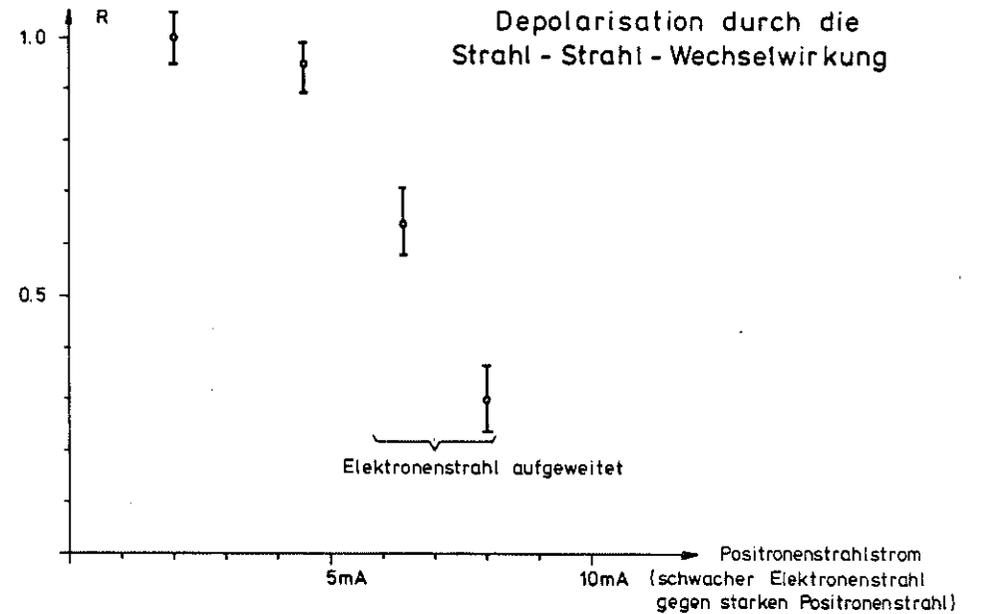


Abb. 33

5.7 Depolarisation durch magnetische Wechselfelder

Aus verschiedenen Gründen ist es wünschenswert, den Strahl depolarisieren zu können, ohne die Strahlparameter zu ändern.

- Nach der Depolarisation lässt sich die Anstiegszeit und damit der absolute Grad der Polarisation bestimmen.
- durch die Resonanzdepolarisation mit der Frequenz ν_d lässt sich die Strahlenergie bestimmen.
- Wenn beide Teilchenarten umlaufen, lässt sich die Polarisation eines umlaufenden Strahls zerstören.

Der am Speicherring PETRA benutzte Depolarisator funktioniert nach folgendem Prinzip /12/ : Es wird ein zeitlich variables schwaches radiales Magnetfeld erzeugt. Durch das Feld werden die Elektronen bei einer Feldstärke von 0.1 Gaussmeter nur um einen Winkel von 10^{-5} Grad vertikal abgelenkt. Der Ablenkwinkel ist so klein, dass die Auswirkung auf die Bahn in erster Näherung vernachlässigt werden kann.

Der Spin der Elektronen dreht beim Durchgang durch das Feld um einen Winkel von $\gamma a = (\text{Ablenkwinkel}) \cdot \gamma a = 3.6 \cdot 10^{-4}$ um die radiale Richtung (Abb. 34). Im übrigen Teil des Ringes dreht der Spin um die vertikale Richtung. (Diese Aussagen gelten für Elektronen auf der idealen Bahn). Bei einer Strahlenergie, bei der $\gamma a = n + 0.5$ ist, steht der Spin des Elektrons beim Durchgang durch den Depolarisator gegenüber dem vorherigen Durchgang um 180° phasenverschoben. Wenn das Magnetfeld das umgekehrte Vorzeichen hat, kippt der Spin weiter in die horizontale Ebene. Die Umlauffrequenz der Elektronen beträgt 130 kHz, die für das depolarisierende Magnetfeld notwendige Frequenz ist $\nu_d = 65$ kHz. Um den Spin um 90° in die horizontale Ebene zu kippen, sind im Rahmen dieser Abschätzung 250000 Umläufe erforderlich (das entspricht einer Zeit von 2 sec). Die horizontalen Komponenten der Polarisation mitteln sich heraus und die Polarisation wird zerstört.

Diese einfachen Überlegungen müssen modifiziert werden :

- das Elektron führt horizontale und vertikale Betatronsoschwingungen aus.

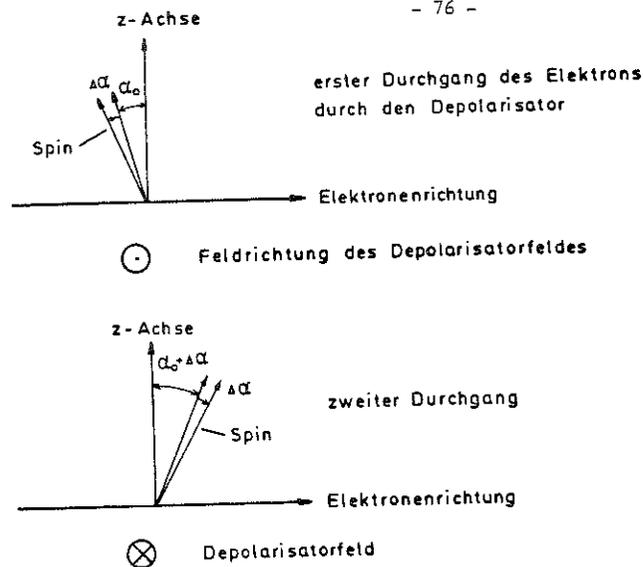


Abb.34 Depolarisation durch ein magnetisches Wechselfeld

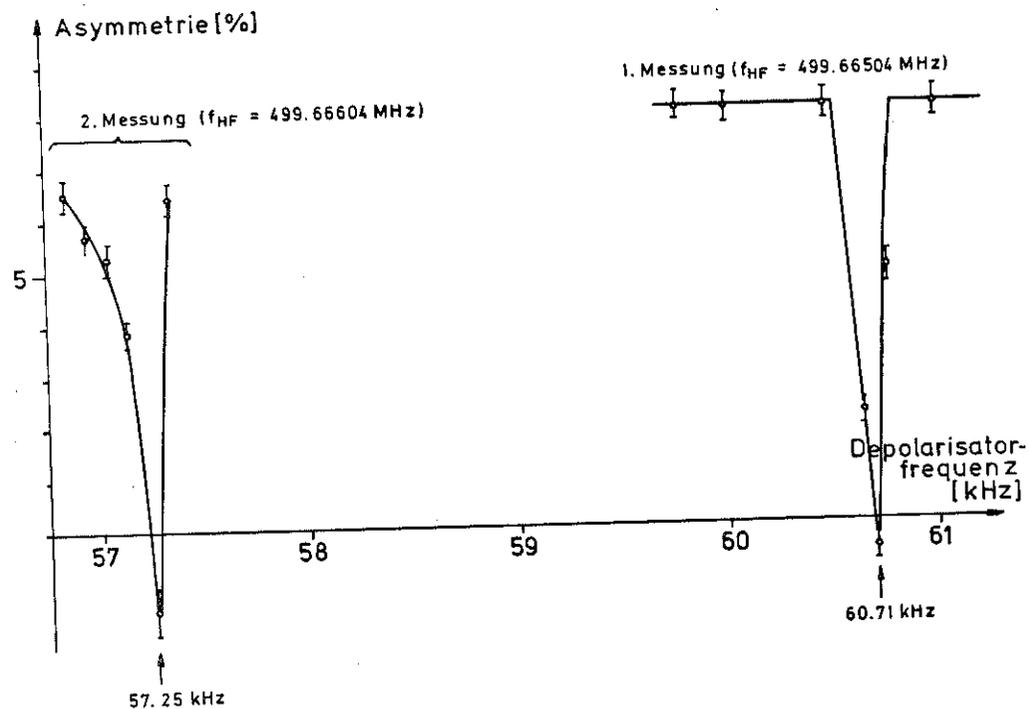


Abb.35 Depolarisation durch ein zeitlich variables Magnetfeld

- das Elektron führt Synchrotronoscillierungen aus.
- das Elektron strahlt laufend Synchrotronstrahlung ab.

In /12/ wurde ein Rechenprogramm entwickelt, welches die Betatronschwingungen berücksichtigt. Im wesentlichen wurde eine Übereinstimmung zwischen dem einfachen Modell und den Ergebnissen der Rechnungen festgestellt.

Bei einer Strahlenergie, bei der $\gamma_a = n + 0.5$ ist, wird der Strahl mit einer Frequenz von $\nu_d = \nu_{Petra} \cdot \bar{\gamma}_a = 65 \text{ kHz}$ depolarisiert. Bei anderen Strahlenergien gibt es zwei Frequenzen zur Depolarisation :

$$\begin{aligned} \nu_{dep-1} &= \bar{\gamma}_a \cdot \nu_{Petra} \\ \nu_{dep-2} &= (1 - \bar{\gamma}_a) \cdot \nu_{Petra} \end{aligned} \tag{5.5}$$

$\bar{\gamma}_a$... nichtganzzahliger Teil von γ_a

Experimentelle Ergebnisse : In Abb. 35 ist die mit dem Polarimeter gemessene Asymmetrie als Funktion der Depolarisationsfrequenz ν_d aufgetragen.

Zuerst wird das Ergebnis von Messung 1 betrachtet. Die Frequenz, bei der der Strahl depolarisiert wird, beträgt 60.71 kHz. Nach Gl. 5.5 ist

$$\begin{aligned} \bar{\gamma}_a &= \nu_{dep} / \nu_{Petra} = 0.4665 \quad \text{oder} \\ 1 - (\nu_{dep} / \nu_{Petra}) &= 0.5335 \end{aligned}$$

Die Strahlenergie beträgt entweder 16.509 GeV oder 16.539 GeV.

Um zu entscheiden, welche Energie der Strahlenergie entspricht, wird die Hochfrequenz für die Beschleunigung der Teilchen von 499.66504 MHz auf 499.66604 MHz verschoben. Dabei erwartet man eine leichte Verringerung der Strahlenergie. Wenn die Strahlenergie 16.539 GeV betrug ($\gamma_a = 0.5335$) verschiebt sich durch die kleinere Strahlenergie γ_a nach unten auf Richtung $\gamma_a = 0.5$. Damit verschiebt sich zur Depolarisation notwendige Frequenz von 60.71 kHz in Richtung 65 kHz.

Im umgekehrten Fall (Strahlenergie bei 16.508 GeV) erfolgt die Verschiebung in die andere Richtung.

Das Ergebnis der zweiten Messung (Abb. 35) zeigt eine Verschiebung der zur Depolarisation notwendigen Frequenz nach unten. Damit ist die Strahlenergie für beide Fälle festgelegt :

$$\begin{aligned} E_1 &= 16509.57 \pm 0.13 \text{ MeV} \\ E_2 &= 16497.92 \pm 0.20 \text{ MeV} \end{aligned}$$

Aus beiden Messungen zusammen lässt sich der momentum-compaction-Faktor bestimmen. Diese Grösse gibt an, wie sich die Energie der Teilchen bei Änderungen der Beschleunigungsfrequenz ändert :

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{1}{\alpha} \cdot \frac{\Delta f}{f}$$

Der gemessene Wert für α beträgt : $\alpha = 0.0283 \pm 0.0006$

Der aus der Optik berechnete momentum-compaction-Faktor von 0.0300 stimmt gut mit dem gemessenen Wert überein /23/.

Ausser den bisher beschriebenen Resonanzen bei einer Depolarisationsfrequenz $\nu_{dep} = 60.71 \text{ kHz}$ (Messung 1) wurde bei einer weiteren Frequenz ($\nu_d = 59.86 \text{ kHz}$) eine Strahldepolarisation beobachtet. Da aus diesen beiden Messungen allein nicht ersichtlich ist, welche der beiden Frequenzen der Frequenz $\nu_{dep} = \bar{\gamma}_a \nu_{Petra}$ (Gl.5.5) entspricht, wurde die Synchrotronfrequenz des Strahls von $Q_s = 9 \text{ kHz}$ auf 10 kHz verschoben. Durch diese Verschiebung verschob sich die zweite Resonanz von 59.86 kHz auf 58.86 kHz, während die Resonanz bei 60.71 kHz nicht beeinflusst wurde.

Dieses Ergebnis lässt sich folgendermassen deuten :

Depolarisierenden Resonanzen im Speicherring werden bei denjenigen Energien erwartet, bei denen gilt (Kapitel. 3.6) :

$$\gamma_a = n \quad \text{und} \quad \gamma_a = n \pm Q_{x,z,s}$$

Die Q_s -Resonanzen erwartet man im Abstand von $Q_s = 9$ (bzw. 10) kHz von der ganzzahligen Resonanz.

Auch bei einer Depolarisation durch ein magnetisches Wechselfeld lässt sich der Strahl ausser mit der Frequenz $\nu_d = \bar{\gamma} \alpha \nu_{\text{Petra}}$ (bzw. $\nu_d = (1-\bar{\gamma} \alpha) \nu_{\text{Petra}}$) mit Frequenzen im Abstand Q_s depolarisieren. Diese Frequenzen betragen :

$$\nu_d = \bar{\gamma} \alpha \nu_{\text{Petra}} \pm Q_s \quad \begin{array}{l} 69.71 \text{ kHz } (Q_s = 9 \text{ kHz}) \text{ und } 70.71 \text{ kHz } (Q_s = 10 \text{ kHz}) \\ 51.71 \text{ kHz} \qquad \qquad \qquad 50.71 \text{ kHz} \end{array}$$

$$\nu_d = (1-\bar{\gamma} \alpha) \nu_{\text{Petra}} \pm Q_s \quad \begin{array}{l} 78.29 \text{ kHz } (Q_s = 9 \text{ kHz}) \text{ und } 79.29 \text{ kHz } (Q_s = 10 \text{ kHz}) \\ 60.29 \text{ kHz} \qquad \qquad \qquad 59.29 \text{ kHz} \end{array}$$

Die gemessenen Resonanzen liegen bei 59.86 kHz und bei 58.86 kHz, diese Resonanzen liegen dicht bei den berechneten Resonanzen von 60.29 kHz und 59.29 kHz. Diese Differenz lässt sich dadurch erklären, dass verschiedene Messmethoden zur Messung der Synchrotronfrequenz benutzt werden. Bei der herkömmlichen Messmethode wird der Strahl durch ein elektromagnetisches Feld kohärent angeregt und somit die kohärente Synchrotronfrequenz gemessen. Bei der Messung mit Hilfe des Depolarisators erfolgt keine Strahlanregung und somit wird die inkohärente Synchrotronfrequenz gemessen.

6. Zusammenfassung

Bei den Polarisationsmessungen am Speicherring PETRA wird eine Strahlpolarisation durch den Sokolov-Ternov Effekt beobachtet. Die depolarisierenden Mechanismen sind allerdings so stark, dass ohne zusätzliche Massnahmen der Polarisationsgrad kleiner als 50 % ist und ausserdem stark schwankt.

Im Einzelstrahl, d.h. mit ausgeschalteten Solenoidmagnetfeldern und ohne Strahl-Strahl-Wechselwirkung oszillieren die Teilchen bei einer idealen Maschine ohne Aufstellfehler und Feldfehler der Magnete um eine Bahn, die in der Maschinenebene liegt. Durch die unvermeidbaren Fehler weicht diese Bahn (der sogenannte Closed-Orbit) jedoch von der Maschinenebene vertikal ab. Dadurch kommt es im Gegensatz zur idealen, flachen Maschine zu Depolarisation des Strahls.

Im theoretischen Teil dieser Arbeit wird gezeigt, dass insbesondere bestimmte Fourierkomponenten des Closed-Orbits die Depolarisation bewirken. Daher wurde ein Korrekturschema entwickelt und getestet, welches diese Fourierharmonischen reduziert. Mit Hilfe dieses Verfahrens gelang es, zwischen den depolarisierenden Resonanzen einen Polarisationsgrad von 80 % zu erreichen. Der absolute Wert des Polarisationsgrades wurde durch eine Messung der Anstiegszeit der Polarisation bestimmt. Daraus lässt sich der Polarisationsgrad berechnen.

Die Strahl-Strahl-Wechselwirkung beeinflusst die Polarisation dann, wenn die Strahlen durch die Kollision vertikal aufweiten. Bei den durchgeführten Messungen setzte diese Aufweitung bei Luminositäten von über $3.6 \cdot 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ein. Unterhalb dieser Luminosität wurde bei den Messungen mit gleichstarken Strahlen kein Polarisationsverlust beobachtet.

Beim Einschalten der Solenoidmagnete sinkt der Polarisationsgrad auf unter 20 %. Diese Depolarisation liesse sich durch Korrektursolenoiden verhindern, die bei PETRA zur Zeit nicht eingebaut sind.

Eine künstliche Strahldepolarisation lässt sich durch ein magnetisches Wechselfeld erreichen. Damit wird der Strahl in einigen Sekunden depolarisiert, ohne dass die Teilchenbahnen geändert werden. Mit Hilfe dieses Depolarisators lassen sich verschiedene Speicherringparameter messen : die Energie des Strahls, der momentum-compaction-Faktor und die inkohärente Synchrotronfrequenz.

Die bisherigen Ergebnisse der Polarisationsuntersuchungen an PETRA zeigen, dass die wichtigsten Voraussetzungen für Experimente mit polarisierten Strahlen erfüllt sind. Insbesondere folgende Fragen müssen noch weiter untersucht werden :

- Kompensationsschemata für Solenoidmagneten
- Weiterentwicklung der Korrekturschemata mit dem Ziel, in einem möglichst grossen Energiebereich einen hohen Polarisationsgrad zu erreichen
- Erhöhung der Luminosität bei einem gleichbleibenden hohen Polarisationsgrad

Anhang A : Berechnung von $|\delta\vec{n}|$ in störungstheoretischer Näherung

$\delta\vec{n}$ wird als Summe der Lösung für die ungestörte \vec{n}_0 -Achse und der dazu senkrechten Vektoren \vec{e}_x und \vec{e}_y geschrieben :

$$\delta\vec{n} = a\vec{n}_0 + f\vec{e}_x + g\vec{e}_y \quad (A1)$$

\vec{e}_x und \vec{e}_y werden durch Abb. 4 erläutert. a, f und g sind Koeffizienten, die im weiteren berechnet werden.

Die drei Eigenvektoren von Ω_M sind \vec{n}_0 , \vec{n}_0^* und \vec{n}_0 . \vec{n}_0 , \vec{e}_x und \vec{e}_y bilden ein orthogonales Basissystem. Da \vec{n}_0 und \vec{n}_0^* senkrecht zu \vec{n}_0 stehen, lässt sich schreiben :

$$\begin{aligned} \vec{n}_0 &= 1/\sqrt{2} (\vec{e}_x + i\vec{e}_y) e^{-i\phi} \\ \vec{n}_0^* &= 1/\sqrt{2} (\vec{e}_x - i\vec{e}_y) e^{i\phi} \end{aligned} \quad (A2)$$

dabei ist ϕ der Spinpräzessionswinkel auf der idealen Bahn.

Umgekehrt gilt :

$$\begin{aligned} \vec{e}_x &= 1/\sqrt{2} (\vec{n}_0 e^{i\phi} + \vec{n}_0^* e^{-i\phi}) \\ \vec{e}_y &= 1/\sqrt{2} (-\vec{n}_0 e^{i\phi} + \vec{n}_0^* e^{-i\phi}) \end{aligned} \quad (A3)$$

\vec{e}_x und \vec{e}_y aus Gl. A3 werden in Gl. A1 eingesetzt :

$$\delta\vec{n} = a\vec{n}_0 + 1/\sqrt{2}(f-ig)e^{i\phi}\vec{n}_0 + 1/\sqrt{2}(f+ig)e^{-i\phi}\vec{n}_0^* \quad (A4)$$

Als Abkürzung wird definiert :

$$b(s) = (f-ig)e^{i\phi} ; \quad b^*(s) = (f+ig)e^{-i\phi}$$

$$\text{damit ist } \delta\vec{n} = a\vec{n}_0 + 1/\sqrt{2}b\vec{n}_0 + 1/\sqrt{2}b^*\vec{n}_0^* \quad (A5)$$

$\vec{n} = \vec{n}_0 + \delta\vec{n}$ muss die BMT-Gleichung erfüllen :

$$\frac{d(\vec{n}_0 + \delta\vec{n})}{ds} = \frac{1}{c}(\vec{\Omega}_0 + \delta\vec{\Omega}) \times (\vec{n}_0 + \delta\vec{n}) \quad (A6)$$

Bei Vernachlässigung des quadratischen Terms $\delta\vec{\Omega} \times \delta\vec{n}$ folgt :

$$\begin{aligned} \frac{db}{ds} &= \frac{1}{c} \sqrt{2} \vec{n}_0^* (\delta\vec{\Omega}_0 \times \vec{n}_0) \\ \frac{db^*}{ds} &= \frac{1}{c} \sqrt{2} \vec{n}_0 (\delta\vec{\Omega}_0 \times \vec{n}_0^*) \end{aligned} \quad (A7)$$

(Es wurde $\delta\vec{n}$ aus Gl. A5 in die BMT-Gleichung eingesetzt und mit $\vec{n}_0(s)$, bzw. \vec{n}_0^* multipliziert. In dieser Näherung ist $a(s) = 0$)

Die Integration von Gl. A7 ergibt :

$$b(s) = \frac{i\sqrt{2}}{c} \int \delta\vec{\Omega}(s) \vec{n}_0^*(s) ds \quad (A8)$$

dabei wurde die Beziehung $\vec{n}_0^* (\delta\vec{\Omega}_0 \times \vec{n}_0) = i\delta\vec{\Omega}_0 \vec{n}_0^*$ benutzt.

$\vec{\Omega} = \vec{\Omega}_0 + \delta\vec{\Omega}$ ist ringperiodisch, daher sind auch die Achsen $\vec{n}(s)$ und $\delta\vec{n}(s)$ ringperiodisch. Daher gilt $b(s+L) = e^{-i2\pi\nu} b(s)$ ($\nu \dots \gamma a$).

Aus dem Integral (Gl. A8) erhält man $b(s) - b(s-L) = \frac{i\sqrt{2}}{c} \int_{s-L}^s \delta\vec{\Omega} \vec{n}_0^* ds$

(L ... Ringlänge)

Beide Gleichungen zusammen ergeben :

$$b(s) = \frac{i\sqrt{2}/c}{e^{-2\pi i\nu} - 1} \int_s^{s+L} \delta\vec{\Omega} \vec{n}_0^* ds$$

Die Abweichung $|\delta\vec{n}|$ von der vertikalen Richtung ist :

$$|\delta\vec{n}| = \sqrt{(\delta\vec{n})^2} = 1/2 \cdot \delta\vec{n}^2 = b \cdot b^* =$$

$$\begin{aligned} |\delta\vec{n}(s)| &= \frac{1/c^2}{2(1-\cos 2\pi\nu)} \left(\left[\int_s^{s+L} \delta\vec{\Omega} (\vec{e}_x \cos\phi + \vec{e}_y \sin\phi) ds \right]^2 \right. \\ &\quad \left. + \left[\int_s^{s+L} \delta\vec{\Omega} (-\vec{e}_x \sin\phi + \vec{e}_y \cos\phi) ds \right]^2 \right) \end{aligned} \quad (A9)$$

Anhang B : Zur Berechnung der Harmonischenkorrektur

Im ersten Oktanten befindet sich die Korrekturspule V1. Die Fourierkoeffizienten einer Orbitstörung durch diese Spule werden im folgenden berechnet :

Der Abstand der durch die Spule verursachten Orbitstörung von der Mittelebene ist durch Gl. 3.33 gegeben :

$$\delta z(s) = \frac{\sqrt{\beta_z(s_1)\beta_z(s)}}{2 \sin\pi Q_z} \cos(|\phi_z(s) - \phi_z(s_1)| - \pi Q_z) \delta_1$$

Diese Funktion wird mit Hilfe eines Computerprogramms berechnet. Ausserdem werden die Koeffizienten von Δz_1 (siehe Gl. 3.31) zur n-ten Harmonischen a_{n1} und b_{n1} ermittelt. (Die 1 bezieht sich auf die Koeffizienten der ersten Spule) Die Fourierkoeffizienten der Spulen V3, V5, V7 lassen sich unter Ausnutzung der Ringsymmetrie aus den Koeffizienten der ersten Spule berechnen :

$$a_{ni} = \cos\frac{(i-1)}{8} 2\pi n a_{n1} - \sin\frac{(i-1)}{8} 2\pi n b_{n1}$$

$$b_{ni} = \sin\frac{(i-1)}{8} 2\pi n a_{n1} + \cos\frac{(i-1)}{8} 2\pi n b_{n1}$$

(i = 3, 5, 7)

Für die Spulen V2, V4, V6 und V8 gilt : Die Koeffizienten der Spulen V8 sind die gleichen wie der Spule V1, wenn der Ring um die Achse vom WWP 1 zum WWP 2 gespiegelt wird. (Entsprechendes gilt für die anderen Spulen). Aus dieser Überlegung lässt sich ableiten :

$$a_{ni} = \cos\frac{(8-i)}{8} 2\pi n a_{n1} - \sin\frac{(8-i)}{8} 2\pi n b_{n1}$$

$$b_{ni} = -\sin\frac{(8-i)}{8} 2\pi n a_{n1} - \cos\frac{(8-i)}{8} 2\pi n b_{n1}$$

(i = 2, 4, 6, 8)

Es wird angenommen, dass alle 8 Spulen mit einer bestimmten Stärke eingeschaltet werden. Die Fourierkoeffizienten der Spule VI werden wie beschrieben berechnet. Die Koeffizienten der anderen Spulen sind dann :

MATRIX DER FOURIERKOEFFIZIENTEN DER 8 SPULEN

Index der Fourierharmonischen		n = 1, 2, 3, ...							
		a(4n)	b(4n)	a(4n+1)	b(4n+1)	a(4n+2)	b(4n+2)	a(4n+3)	b(4n+3)
Spule		a ₀	b ₀	a ₁	b ₁	a ₂	b ₂	a ₃	b ₃
1		a ₀	-b ₀	b ₁	a ₁	-a ₂	b ₂	-b ₃	-a ₃
2		a ₀	b ₀	-b ₁	a ₁	-a ₂	-b ₂	b ₃	-a ₃
3		a ₀	-b ₀	-a ₁	b ₁	a ₂	-b ₂	-a ₃	b ₃
4		a ₀	b ₀	-a ₁	-b ₁	a ₂	b ₂	-a ₃	-b ₃
5		a ₀	-b ₀	-b ₁	-a ₁	-a ₂	b ₂	b ₃	a ₃
6		a ₀	b ₀	b ₁	-a ₁	-a ₂	-b ₂	-b ₃	a ₃
7		a ₀	-b ₀	a ₁	-b ₁	a ₂	-b ₂	a ₃	-b ₃
8		a ₀	b ₀	a ₁	-b ₁	a ₂	-b ₂	a ₃	-b ₃

(dabei ist a₀ der Fourierkoeffizient a(4n) der ersten Spule
a₁ der Fourierkoeffizient a(4n+1) der ersten Spule usw.)

Wenn nur der Fourierkoeffizient a(4n) erzeugt werden soll, gilt für die Stromstärken der 8 Spulen :

$$I(1) = I_0, I(2) = I_0, I(3) = I_0, I(4) = I_0$$

$$I(5) = I_0, I(6) = I_0, I(7) = I_0, I(8) = I_0$$

Mit diesen Stromstärken gilt für den Koeffizienten a(4n) = 8 · I₀ · a₀(4n)
Alle anderen Koeffizienten sind null.

TABELLE DER STROMSTÄRKEN; UM EINEN BESTIMMTEN FOURIERKOEFFIZIENTEN ZU ERZEUGEN

Fourierkoeffizient, der erzeugt werden soll

Spule	A(4N)	B(4N)	A(4N+1)	B(4N+1)	A(4N+2)	B(4N+2)	A(4N+3)	B(4N+3)
1	I	I	I	I	I	I	I	I
2	I	-I	a ₃ /b ₃ I	b ₃ /a ₃ I	-I	I	-a ₁ /b ₁ I	b ₁ /a ₁ I
3	I	I	-a ₃ /b ₃ I	b ₃ /a ₃ I	-I	-I	a ₁ /b ₁ I	-b ₁ /a ₁ I
4	I	-I	-I	I	I	I	-I	-I
5	I	I	-I	-I	I	I	-I	-I
6	I	-I	-a ₃ /b ₃ I	-b ₃ /a ₃ I	-I	I	a ₁ /b ₁ I	b ₁ /a ₁ I
7	I	I	a ₃ /b ₃ I	-b ₃ /a ₃ I	-I	-I	-a ₁ /b ₁ I	b ₁ /a ₁ I
8	I	-I	I	-I	I	-I	I	-I

Anhang C : Betrachtung der Wirkungsquerschnitte

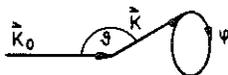
Im Ruhesystem der Elektronen lautet der Wirkungsquerschnitt für die Compton-Streuung von zirkular polarisiertem Licht an vertikal polarisierten Elektronen /22/ :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r_0^2}{2} \left[\frac{k}{k_0} \right] (\phi_0 + \phi_1 + \phi_2)$$

mit $\phi_0 = (1 - \cos^2 \vartheta) + (k_0 - k)(1 - \cos \vartheta)$

$$\phi_1 = \lambda_1 \sin^2 \vartheta$$

$$\phi_2 = \lambda_3 P (1 - \cos \vartheta) \sin \vartheta \cos \varphi$$



r_0 klassischer Elektronenradius

ϑ ... Streuwinkel im Ruhesystem der Elektronen Abb. A1

φ ... Azimutwinkel

$\vec{\lambda} = (\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3)$ charakterisiert den Polarisationszustand des Lichts. Für zirkularpolarisiertes Licht ist $\vec{\lambda} = (0, 0, \pm 1)$, die Vorzeichen stehen für rechtszirkularpolarisiertes bzw. linkszirkularpolarisiertes Licht.

P ... Polarisation der Elektronen

\vec{k}, \vec{k}_0 ... Impulsvektoren des gestreuten und des einlaufenden Photons. (Abb. A1)

Der Betrag der Vektoren $|\vec{k}|$ und $|\vec{k}_0|$ entspricht der Photonenenergie in Einheiten der Elektronenruhemasse

$$|\vec{k}_0| = k_0 = 2 \gamma \frac{E_{\text{phot}}}{m_0 c^2}, \text{ dabei ist } E_{\text{phot}} \text{ die Energie der Laserphotonen im Laborsystem und } c \text{ die Lichtgeschwindigkeit}$$

Die Energie des gestreuten Photons beträgt :

$$|\vec{k}| = k = \left(1 - \cos \vartheta + \frac{1}{k_0} \right)^{-1}$$

Im Laborsystem berechnet sich die Energie der gestreuten Photonen zu :

$$E = \gamma \frac{(1 - \cos \vartheta)}{1 - \cos \vartheta + 1/k_0}$$

Der Winkel zum Elektronenstrahl ist : $\Theta = \frac{1}{\gamma} \cdot \frac{\sin \vartheta}{1 - \cos \vartheta}$

Photonen, die im Ruhesystem um $\vartheta = 90^\circ$ gestreut werden, haben im Laborsystem eine Energie $E = \gamma k_0 / (1 + k_0)$ und einen Winkel $\Theta = 1/\gamma$.

Für eine Strahlenergie von 15 GeV ist $E(\vartheta = 90^\circ) = 3.4 \text{ GeV}$ und $\Theta = 33 \mu\text{rad}$. Bei diesem Streuwinkel nimmt der polarisationsabhängige Teil des Wirkungsquerschnitts ϕ_2 den grössten Wert an :

$$\phi_2 = P \cos \varphi k$$

Literaturverzeichnis

- 1) Study on the Proton-Electron Storage Ring Project HERA, ECFA 80/42, DESY HERA 80/01
- 2) A.A. Sokolov und I.M. Ternov, Sov. Phys. Dokl. 8(1964), 1203
- 3) R.F. Schwitters : Exp. Review of Beam Polarization
in : High Energy Physics with polarized Beams and Targets (ARGONNE 1978),91
- 4) R.F. Schwitters et al., Phys.Rev.Lett. 35(1975), 1320
G. Hanson et al., Phys.Rev.Lett. 35(1975), 1320
- 5) Y.S. Derbenev und A.M. Kondratenko, Sov.Phys.-JETP 37(1973), 968
- 6) J.D. Jackson, Rev.Mod.Phys. 48(1976), 417
- 7) R.P. Sard : Relativistic Mechanics, New York 1970
- 8) L.T. Thomas, Phil.Mag.3(1927), 1
- 9) V. Bargmann, L. Michel, V.L. Teledgi, Phys.Rev.Lett. 2(1959), 435
- 10) L.I. Schiff, Quantum Mechanics Mc. Graw Hill /New York 1970
- 11) J.Kessler : Polarized Electrons, Springer-Verlag 1976
- 12) R. Neumann : Depolarisation des Strahls am Speicherring PETRA... ,
Int.Bericht DESY M-81/21(1981)
- 13) H. Goldstein : Classical Mechanics, Addison-Wesley-Publishing-Company
- 14) A.W. Chao, Nucl.Inst.Meth. 180(1981), 29-36
- 15) Y.S. Derbenev, A.M. Kondratenko, A.N. Skrinski, Soviet Phys.Doklady
15(1970), 583
- 16) K. Takikawa : Depolarization in Tristan Storage Ring, KEK-Report 76/12 (1976)
- 17) A.W. Chao : Polarization of a stored Electron Beam, SLAC-PUB-2781 (1981)
- 18) V.N. Baier, Sov.Phys. Uspekhi 14(1972), 695
- 18a) K. Yokoya: Improvement of radiative Polarization in plane storage rings,
KEK 81-19 (1982) TRISTAN(A)
- 19) Y.S. Derbenev and A.M. Kondratenko, Sov. Phys. JETP 35 (1972), 230
B.W. Montague: Depolarization effects in PETRA, DESY 77/31 (1977)
- 20) M. Sands : The Physics of electron storage rings, SLAC-121 (1970)
- 21) R. Schmidt : Aufbau und Test des Polarisationsmonitors an PETRA, DESY
M-80/04
- 22) F.W. Lipps und H.A. Tolhoek, Physica XX, 85-98, 395-405
- 23) J. Kewisch : Berechnung der linearen gekoppelten Optik und
der Strahlparameter in Elektronenbeschleunigern..., Diplomarbeit
Fachbereich Physik Hamburg (1978)
- 24) Polarized Electron Acceleration and Storage, (Workshop DESY)
DESY-M82/09 (1982)
- 25) A.Wrulich, private Mitteilung
- 26) H.D. Bremer et. al : First Results from the PETRA-Polarimeter, DESY 80/76
(1980)
- 27) H.D. Bremer et.al. : Optimizing the Degree of Polarization in PETRA,
DESY 82/26 (1982)
- 28) verschiedene Artikel zur Beam-Beam-Wechselwirkung in : Nonlinear Dynamics
and the Beam-Beam-Interaction, BNL 1979, AIP-Conf.Proc. 55

Danksagung

Diese Arbeit wurde durch die gute Zusammenarbeit innerhalb der Arbeitsgruppe ermöglicht, die die Polarisationsuntersuchungen am Speicherring PETRA durchführt. Dafür danke ich allen Mitgliedern dieser Gruppe :

Herrn Dr. R. Rossmann für die wissenschaftliche Betreuung dieser Arbeit in einer Weise, wie ich sie mir nicht besser hätte wünschen können.

Herrn J. Kewisch und Herrn Dr. H. Mais für zahlreiche hilfreiche Diskussionen und Herrn D. Bremer und Herrn H.-C. Lewin für die Unterstützung beim experimentellen Aufbau und bei den Messungen.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. G.-A. Voss für die Ermöglichung dieser Arbeit und für sein Interesse für ihren Fortgang sowie zahlreiche wertvolle Anregungen.

Bei der Realisierung der technischen Komponenten haben viele Kollegen mitgewirkt. Besonders danken möchte ich dabei Herrn W. Cirsovius, Herrn R. Fischer, Herrn A. Grell, Herrn H. Jürgensen, Herrn S. Pätzold und Herrn B. Sarau.

Für die Unterstützung bei der technischen Anfertigung dieses Berichts möchte ich mich abschliessend bei Frau Lückemann, Frau Nikodem und Frau Schulz herzlich bedanken.