

BESTIMMUNG DER STRAHLENERGIE DES
ANKA-SPEICHERRING MITTELS RESONANTER
ELEKTRON-SPIN-DEPOLARISATION

Tobias Bückle

DIPLOMARBEIT

AN DER FAKULTÄT FÜR PHYSIK
DER UNIVERSITÄT KARLSRUHE

Referent: Prof. Dr. T. Baumbach
Laboratorium für Applikationen der Synchrotronstrahlung

Korreferent: Prof. Dr. G. Quast
Institut für Experimentelle Kernphysik

02. SEPTEMBER 2008

Hiermit versichere ich, die vorliegende Arbeit selbstständig verfasst und nur die angegebenen Hilfsmittel verwendet zu haben.

Karlsruhe, den 02. September 2008

(Tobias Bückle)

Als Diplomarbeit akzeptiert: _____

Inhaltsverzeichnis

1. Einführung	5
2. Grundlagen	6
2.1. Synchrotrontechnologie und ANKA	6
2.2. Polarisation von Elektronen	9
2.3. Spin-Dynamik	11
2.4. Resonante Depolarisation	14
2.5. Messung des Polarisationsniveaus	18
2.6. Begriffe aus der Beschleunigerphysik	19
2.7. Andere Methoden der Energiebestimmung	22
3. Messaufbau	24
3.1. Konzept des Messaufbaus	24
3.2. Polarimeter	25
3.2.1. Bleiglaszähler	26
3.2.2. Diskriminator	28
3.2.3. Rauschunterdrückung	30
3.2.4. Wandlung in ein RS232-Signal	31
3.3. Depolarisation des Elektronenstrahls	33
3.3.1. Kicker-Anpassungsschaltung	36
3.3.2. Ansteuerung des Frequenzgenerators	38
4. Software	41
4.1. Konzeption	41
4.2. Aufgabenblöcke für die Messung	43
4.2.1. Depolarisator-Treiber	44
4.2.2. Datenerfassung über die serielle Schnittstelle	44
4.2.3. Socketverbindung zum ANKA-Kontrollsystem	44
4.3. Grafische Darstellung der Messdaten	45
5. Bestimmung der Strahlenergie	46
5.1. Datennahme	46
5.2. Resultate	48
5.2.1. Systematische und statistische Unsicherheiten	54

6. Strahlenergie in beschleunigerphysikalischen Parametern	55
6.1. Momentum Compaction Factor	55
6.1.1. Höhere Ordnungen des Momentum Compaction Factor	57
6.2. Zentrale Frequenz	60
6.2.1. Jahreszeitliche Änderung der zentralen Frequenz	60
6.3. Impedanzeffekte und Bunchverlängerung	61
7. Zusammenfassung	65
A. Normen	67
A.1. NIM-Pegel	67
A.2. TTL-Pegel	67
A.3. RS232-Pegel	67
B. Schaltplan und Platinenlayout	68
C. Befehlsreferenz GPIB	70
Abbildungsverzeichnis	71
Literaturverzeichnis	72

1. Einführung

Die Strahlenergie ist ein zentraler Parameter in der Beschleunigerphysik. Sie wird beispielsweise zur Berechnung der Magnetoptik benötigt und geht in viele weitere Parameter direkt und indirekt ein. Eine genaue Kenntnis der Energie ist außerdem wichtig für die Charakterisierung von Insertion Devices wie Wiggler und Undulatoren: Die Strahlenergie beeinflusst das Spektrum der Photonenenergien, eine Abweichung wirkt sich genauso aus wie ein Feldfehler. Die Entwicklung von supraleitenden Undulatoren ist eine wichtige Aufgabe an der Ångstroemquelle **K**ARlsruhe ANKA, die am Forschungszentrum Karlsruhe als Synchrotronstrahlungsquelle in Betrieb ist.

Die derzeit präziseste Bestimmung der Strahlenergie basiert auf der Methode der resonanten Depolarisation (RDP). Hierbei wird ausgenutzt, dass ein Elektronenstrahl, der Synchrotronstrahlungsphotonen emittiert, sich mit der Zeit selbst polarisiert. Diese Polarisation kann durch Anlegen eines geeigneten zeitabhängigen Magnetfeldes zerstört werden. Aus der Depolarisationsfrequenz kann die Strahlenergie sehr genau bestimmt werden, da beide Parameter direkt proportional zueinander sind. Dieser Proportionalitätsfaktor hängt vom g-Faktor des Elektrons ab und ist daher sehr genau bekannt. Zur Polarisationsbestimmung wird an ANKA ein Touschek-Polarimeter verwendet. Hierbei wird die polarisationsabhängige Touschek-Streuung benutzt, um über die Rate an gestreuten Elektronen auf den Polarisationsgrad zu schließen. Zur Verwendung dieses Verfahrens ist es notwendig ein Messsystem zu haben, das die Frequenz des Magnetfeldes mit der Verlustrate und damit mit der Polarisation in Zusammenhang bringt.

Der Aufbau eines solchen Systems und die Entwicklung der zugehörigen Messsoftware war Aufgabe der vorliegenden Diplomarbeit und soll hier zusammen mit den physikalischen Grundlagen beschrieben werden. Weiterhin werden Messergebnisse für die Energie und weitere beschleunigerphysikalische Parameter, die von der Präzision der resonanten Depolarisation profitieren, vorgestellt. Aus den Messungen ergab sich, dass die Strahlenergie des ANKA-Speicherrings auf den Wert $E = 2.48287 \pm 0.00008$ GeV mit einer Genauigkeit von $\Delta E/E = 2.88 \cdot 10^{-5}$ bestimmt werden kann.

2. Grundlagen

2.1. Synchrotrontechnologie und ANKA

Die Ångstromquelle **K**arlsruhe **A**NKA ist eine Synchrotronstrahlungsquelle, die sich auf dem Gelände des Forschungszentrums Karlsruhe (FZK) befindet. Synchrotronstrahlung entsteht, wenn Elektronen sich auf einer Kreisbahn bewegen und durch die Ablenkung in einem Magnetfeld eine Beschleunigung erfahren. Dieser Effekt wurde 1945 von Schwinger vorhergesagt und 1947 experimentell an einem Synchrotron nachgewiesen.

Im Laufe der Zeit wurden viele Vorteile der Synchrotronstrahlung erkannt. Sie hat ein breites und kontinuierliches Frequenzspektrum von THz- über Infrarot-Strahlung und sichtbarem Licht bis hin zur Röntgenstrahlung. Beispiele des Spektrums für verschiedene Elektronenenergien sind in Abbildung 2.1 gezeigt. Insbesondere Röntgen- und Infrarotstrahlung werden an Synchrotronstrahlungsquellen für verschiedenste Experimente benutzt, beispielsweise zur Materialforschung, im medizinischen Bereich zur Untersuchung lebender Zellen, zur Untersuchung biologischer Moleküle und geologischer Proben, aber auch in der Lithografiertechnik zur Herstellung von Bauteilen im Rahmen der Mikrosystemtechnik. Ein Vorteil der Synchrotronstrahlung gegenüber der Verwendung von anderen Quellen wie z.B. Lasern ist ihre hohe Strahlungsintensität, vor allem auch über größere Frequenzbereiche. Die Strahlung ist außerdem polarisiert und weist eine hohe Brillanz¹ und partielle Kohärenz auf.

Anfangs war Synchrotronstrahlung überwiegend ein unerwünschter Energieverlust bei Hochenergiemaschinen der Kernphysik, später wurde sie dort auch erstmals parasitär genutzt. Nachdem die Vorteile der Synchrotronstrahlung erkannt und vermehrt eingesetzt wurden, wurden Teilchenbeschleuniger gebaut, die speziell dafür ausgelegt sind Synchrotronstrahlung zu erzeugen. Diese Quellen werden als Synchrotronstrahlungsquellen der zweiten Generation bezeichnet, die erste derartige Anlage war 1968 *TANTALUS* [1]. ANKA gehört bereits zu

¹Photonen pro Fläche, Winkelbereich und Zeit in einem bestimmten Wellenlängenbereich

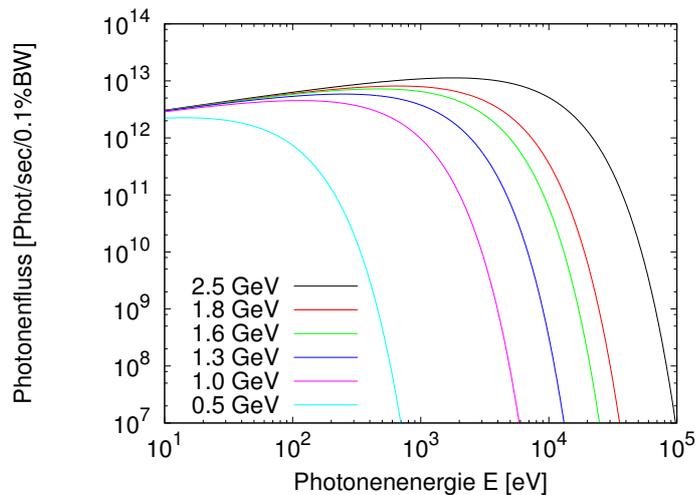


Abbildung 2.1.: Energiespektrum für ANKA bei verschiedenen Strahlenergien

den Quellen der dritten Generation, bei denen zusätzlich sogenannte Insertion Devices wie Wiggler und Undulatoren eingebaut sind, um eine höhere Strahlungsintensität bereitstellen zu können. Wiggler und Undulatoren bestehen aus einer Reihe von Magneten, deren Polung jeweils alterniert. Dadurch werden die Elektronen auf eine Wellenbahn gezwungen und emittieren so bei jeder Ablenkung Synchrotronstrahlung, die dann summiert kegelförmig in Flugrichtung abgestrahlt wird. Die Intensität ist ein Vielfaches der Strahlung, die an einem normalen Ablenkmagneten abgestrahlt wird. Bei der Undulatorstrahlung überlappen sich die Strahlungskegel und interferieren. Dadurch entsteht ein Linienspektrum, d.h. für bestimmte diskrete Energien ist der Photonfluss besonders hoch.

Das Projekt ANKA wurde 1997 am Forschungszentrum Karlsruhe (FZK) begonnen, bereits 1998 wurde die ANKA-Halle fertiggestellt und der erste Strahl im Microtron erzeugt. Anfang 2000 wurde der erste Strahl im Ring gespeichert, im Herbst wurden erste Experimente an den Beamlines durchgeführt. Seit März 2003 arbeitet ANKA im regulären Nutzerbetrieb, damals mit 7 Strahlrohren. Inzwischen befinden sich 13 Beamlines in Betrieb (Stand September 2008), weitere sind im Aufbau und in Planung.

ANKA besteht aus einer Elektronenkanone, die die Elektronen erzeugt und auf eine Energie von 70 keV beschleunigt. Diese werden dann zuerst in einem sogenannten Rennbahn-Mikrotron auf eine Energie von 52 MeV und anschließend im Booster auf eine Energie von 500 MeV beschleunigt. Nach dieser Vorbeschleunigung werden die Elektronen in den Spei-

2. Grundlagen

cherring injiziert und dort auf den gewünschten Strom, bis zu ca. 200 mA, akkumuliert. Dieser Strom ist in der Regel in zwei Bunchzügen gespeichert, die aus jeweils ca. 35 Elektronenbunchen bestehen. Wenn der Speicherring gefüllt ist, wird der gesamte Strom auf eine Endenergie von 2.5 GeV beschleunigt, indem das Feld der Ablenkmagneten hochgefahren und damit die Energie erhöht wird.

Der Booster hat einen Umfang von 26.4 m und wird mit einer Injektionsfrequenz in den Speicherring von 1 Hz betrieben. Der Speicherring selbst hat einen Umfang von 110.4 m. Die verwendeten Ablenkmagneten haben den Radius $\rho = 5.559$ m, ihr Magnetfeld kann bis zu 1.5 T erreichen. Neben den 16 Ablenkmagneten (Dipolmagnete), werden noch weitere Magnete zur Strahlführung benötigt. Quadrupolmagnete dienen der Strahlfokussierung, es gibt von ihnen fünf Familien mit jeweils acht Magneten an ANKA. Außerdem werden Sextupole verwendet, um Fokussierungsfehler zu korrigieren. Hiervon gibt es zwei Familien mit insgesamt 16 vertikalen und 8 horizontalen Sextupolen. Als Magnetanordnung kommt ein achtfacher **Double Bend Achromat (DBA)** zum Einsatz. Der Speicherring ist in vier Sektoren aufgeteilt, zwischen denen sich jeweils gerade Strecken befinden. Jeder Sektor besteht aus zwei DBA-Strukturen. Eine DBA-Struktur besteht aus zwei Dipolen, fünf Quadrupolen und drei Sextupolen. Zwischen den beiden Dipolen befindet sich ein fokussierender Quadrupolmagnet, am Anfang und am Ende der Sektion befinden sich jeweils zwei weitere Quadrupole. Die Sextupole befinden sich zwischen den beiden Dipolen und dem dort installierten Quadrupol.

Um die Energieverluste der Elektronen durch die Synchrotronstrahlung auszugleichen, die sich mit E^4 zur Energie verhält, muss gleichzeitig auch die Beschleunigungsspannung erhöht werden. Hierfür werden vier 500 MHz-Hochfrequenzhohlraumresonatoren verwendet, von denen jeweils zwei durch ein Klystron mit einer Leistung von 250 kW versorgt werden.

Wie bereits angedeutet, kann mit Wigglern und Undulatoren die Intensität der erzeugten Synchrotronstrahlung erhöht werden. Daher sind an ANKA derzeit drei dieser Insertion Devices eingebaut: Neben einem normalleitenden Undulator und einem Wiggler ist seit 2005 der erste supraleitende Undulator *SCUI4* an ANKA in Betrieb. Dieser ist Demonstrator für die weitere Entwicklung dieser Technologie. Ein weiterer Undulator ist derzeit in der Entwicklungsphase. Diese und viele weitere Angaben zum Aufbau und Betrieb von ANKA finden sich im *ANKA Instrumentation Book* [2].

2.2. Polarisation von Elektronen

Die Messung der Energie mit der hier vorgestellten Methode beruht auf der Polarisation des Elektronenstrahls. Polarisation bedeutet im Zusammenhang mit einem Elektronenstrahl, dass die Richtungen der Spins nicht isotrop verteilt sind und damit ihre Vektorsumme nicht verschwindet. Die Elektronen im ANKA-Speicherring befinden sich ca. 25 % ihrer Flugzeit in einem Magnetfeld, dem Feld der Ablenkmagneten. Seine Richtung ist vertikal, um eine radiale Ablenkung der Elektronen zu erreichen. Dieses Magnetfeld definiert die Quantisierungsachse für die Elektronenspins, sie können sich parallel zum Magnetfeld, auch als *Spin up* bezeichnet und üblicherweise mit einem + oder einem \uparrow dargestellt, und antiparallel zum Magnetfeld, *Spin down* mit der Darstellung – oder \downarrow , ausrichten.

Die Tatsache, dass die Emission eines Photons durch ein Elektron vom Spinzustand des Elektrons abhängt, wurde von Ternov, Lostukov und Korovina 1962 publiziert [3, 4]. Diese Entdeckung wurde kurz darauf von Sokolov und Ternov theoretisch nachvollzogen [3, 4, 5]. Die Emissionsrate für Photonen hängt davon ab, ob die Spins im Anfangs- und Endzustand gleich sind oder nicht, d.h. ob ein sogenannter Spin-Flip² stattfindet oder nicht. Aus Berechnungen ergibt sich, dass die Wahrscheinlichkeit für einen Spin-Flip sehr gering ist und ungefähr 10^{-12} beträgt. Das heißt, dass ein Großteil der Synchrotronstrahlung nicht in Zusammenhang mit einem Spin-Flip entsteht. Genau die Ereignisse mit Spin-Flip sind aber hier von Interesse, da nur durch die Änderung des Spins eine Änderung der Polarisation auftreten kann. Die Rate für Photonenemission bei einem Spin-Flip beträgt nach [3]

$$w(s_i, s_f) |_{s_i \neq s_f} = \frac{5\sqrt{3}}{6} \frac{e^2 c E}{\hbar c \rho m_0 c^2} \cdot \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{1}{6} \left(1 - s_f \frac{8\sqrt{3}}{15}\right) \xi^2 \quad (2.1)$$

$$= \frac{5\sqrt{3}}{16} \frac{e^2 \gamma^5 \hbar}{m_0^2 c^2 \rho^3} \cdot \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \left(1 - s_f \frac{8}{5\sqrt{3}}\right) \quad (2.2)$$

$$= 2.88 \cdot 10^{-3} \cdot (1 \mp 0.92) \frac{1}{s} \quad (2.3)$$

Hierbei steht s_i für den Spin des Anfangszustands, s_f für den Spin des Endzustands, jeweils mit den Werten $s_{i,f} = \pm 1$. Außerdem fließen als weitere Parameter von ANKA die Strahlenergie $E = 2.5$ GeV, der Ablenkradius $\rho = 5.559$ m und das Verhältnis von kritischer Photonenergie zur Strahlenergie $\xi = \frac{\hbar\omega_c}{E} = 2.49 \cdot 10^{-6}$ ein. Mit $\omega_c = \frac{3c\gamma^3}{2\rho}$ gilt an ANKA für eine

²Umkehrung des Spins des Elektrons

2. Grundlagen

Energie von 2.5 GeV der Wert $\hbar\omega_c = 6.23 \text{ keV}$ [6].

Zu sehen ist, dass es in der Gleichung für die Übergangswahrscheinlichkeit einen Term gibt, der von der Ausrichtung des Endzustands s_f abhängt. Die maximal erreichbare Polarisation P_{ST} , die sogenannte Sokolov-Ternov-Schwelle, ergibt sich aus den beiden Übergangswahrscheinlichkeiten für den Spin-Flip “up-down” und “down-up”:

$$P_{ST} = \frac{w_{\uparrow\downarrow} - w_{\downarrow\uparrow}}{w_{\uparrow\downarrow} + w_{\downarrow\uparrow}} = \frac{8}{5\sqrt{3}} \approx 0.9238 \quad (2.4)$$

Daraus lässt sich erkennen, dass die Wahrscheinlichkeit für die Ausrichtung des Spins antiparallel zum Feld der Ablenkmagneten sehr hoch ist. Es gibt zwar nur verhältnismäßig wenige Elektronen, deren Spin sich ändert, diese werden aber fast alle in den Zustand Spin down übergehen und so zur Polarisation beitragen.

Als Nächstes soll betrachtet werden, welches Verhalten und welche Dauer sich für den Aufbau der Polarisation ergibt. Die Polarisation ist definiert als

$$P = \frac{N_{\uparrow} - N_{\downarrow}}{N_{\uparrow} + N_{\downarrow}}, \quad (2.5)$$

wobei N_{\uparrow} und N_{\downarrow} die Zahl der Elektronen im Zustand Spin up bzw. Spin down angeben. Über eine Betrachtung der zeitlichen Ableitung der Polarisation und der Zeitentwicklung der Teilchenzahlen in den jeweiligen Zuständen in Zusammenhang mit den Raten für einen Spin-Flip ergibt sich ein exponentielles Verhalten für den Aufbau der Polarisation:

$$P(t) = P_{ST} \cdot \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau_p}}\right) \quad (2.6)$$

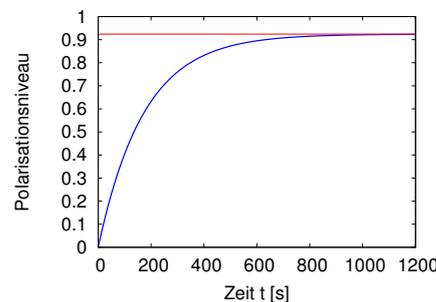


Abbildung 2.2.: Zeitlicher Aufbau der Polarisation als Beispiel für Elektronen im ANKA-Speicherring bei 2.5 GeV und die Asymptote der maximalen Polarisation.

Für die zugehörige Zeitkonstante τ_p gilt

$$\tau_p = (w_{\uparrow\downarrow} + w_{\downarrow\uparrow})^{-1} = \frac{8\sqrt{3}}{15} \frac{m_0^2 c^2 \rho^3}{e^2 \hbar \gamma^5} \cdot 4\pi\epsilon_0. \quad (2.7)$$

Für Elektronen im ANKA-Speicherring ergibt sich für die Energie 2.5 GeV ein Wert von $\tau_p = 173.5$ s. Um 95% der maximal möglichen Polarisation zu erreichen, müsste ca. 9 Minuten gewartet werden, danach wäre das Polarisationsniveau theoretisch 87.8 %. Im Allgemeinen erreicht es aber nicht das theoretische Maximum, da immer wieder depolarisierende Effekte (z.B. ein ungünstiger Orbit) auftreten. Im Vergleich dazu hat die Zeitkonstante bei der Energie 1.3 GeV den Wert $\tau_p = 4562.6$ s.

2.3. Spin-Dynamik

Der Spin ist eine quantenmechanische Größe, die in vielen Fällen klassisch behandelt werden kann. Der Polarisationsvektor \vec{P} ist in der quantenmechanischen Betrachtung der Mittelwert des Spin-Operators \hat{S} bezüglich eines reinen Zustands $|\Psi\rangle$ [3]:

$$\vec{P} = \frac{2}{\hbar} \langle \Psi | \hat{S} | \Psi \rangle \quad (2.8)$$

Diese Tatsache kann ausgenutzt werden, um die zeitliche Entwicklung der Polarisation als klassische Bewegung in einem elektromagnetischen Feld zu beschreiben. In dieser Betrachtung koppelt der Spin über das magnetische Moment $\vec{\mu} = \frac{ge}{2m_0} \vec{S}$ an ein magnetisches Feld \vec{B} . Aus dieser Kopplung ergibt sich für die Bewegungsgleichung des Spins

$$\frac{d\vec{S}}{dt} = \vec{\mu} \times \vec{B} = -\frac{ge}{2m_0} \vec{B} \times \vec{S} = \vec{\Omega}_L \times \vec{S}. \quad (2.9)$$

In der hier verwendeten Gleichung ist g der g-Faktor des Elektrons. Dieser Faktor beschreibt das Verhältnis zwischen magnetischem Moment (in Bohr-Magnetonen μ_B) und dem Spin (in der Einheit \hbar) und ist sehr genau und mit großer Übereinstimmung von Theorie und Experiment bekannt. Der Zahlenwert dieses g-Faktors ist ungefähr 2, daher wird manchmal auch die halbe Abweichung des Werts von 2 verwendet:

$$a := \frac{g-2}{2} = (1159.6521811 \pm 0.0000007) \cdot 10^{-6} [8]. \quad (2.10)$$

2. Grundlagen

In der Umformung wurde die Definition von $\vec{\mu}$ verwendet und der Term bestehend aus Vorfaktoren und Magnetfeld zu $\vec{\Omega}_L = -\frac{ge}{2m_0}\vec{B}$, der sogenannten Larmorfrequenz, zusammengefasst. Die Gleichung in dieser Form ist allerdings nur im Ruhesystem der Elektronen aufgestellt und gilt daher nur für nicht-relativistische Elektronen. Für relativistische Elektronen, wie sie an ANKA und Beschleunigern allgemein vorkommen (bei ANKA gilt $\gamma \approx 5000$), muss eine Transformation erfolgen, so dass sich äußeres Magnetfeld und Elektronen im gleichen System befinden. Die Transformation des Magnetfelds in das Ruhesystem des Elektrons wurde 1959 von Bargmann, Michel und Telegdi in [7] veröffentlicht. Aus diesen Berechnungen ergibt sich für die Präzessionsfrequenz $\vec{\Omega}_{BMT}$ [3]

$$\vec{\Omega}_{BMT} = -\frac{e}{\gamma m_0} \left[(1 + a\gamma) \vec{B}_\perp + (1 + a) \vec{B}_\parallel - \left(a + \frac{1}{1 + \gamma} \right) \gamma \vec{\beta} \times \frac{\vec{E}}{c} \right]. \quad (2.11)$$

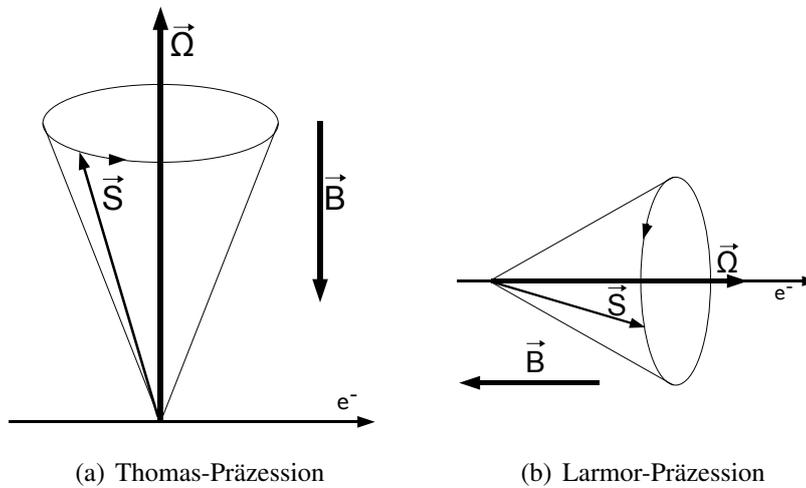
Das Magnetfeld ist in eine Komponente \vec{B}_\parallel parallel und eine Komponente \vec{B}_\perp senkrecht zur Flugbahn aufgeteilt mit $\vec{B} = \vec{B}_\parallel + \vec{B}_\perp$.

Die resultierende Bewegungsgleichung für relativistische Elektronen wird auch als Thomas-BMT-Gleichung bezeichnet und kann mit dieser Präzessionsfrequenz geschrieben werden als

$$\frac{d\vec{S}}{dt} = \vec{\Omega}_{BMT} \times \vec{S}. \quad (2.12)$$

Die Präzession des Spins um ein Magnetfeld senkrecht zur Flugbahn ist in Abbildung 2.3(a) gezeigt und wird als Thomas-Präzession bezeichnet [4]. Im Gegensatz hierzu wird die Präzession um ein Magnetfeld in Flugrichtung als Larmor-Präzession bezeichnet und ist in Abbildung 2.3(b) dargestellt.

Bei Beschleunigern kann der Term des elektrischen Felds \vec{E} in der BMT-Frequenz vernachlässigt werden. Der Term $\vec{\beta} \times \vec{E}$ verschwindet, da die üblicherweise auftretenden elektrischen Felder parallel zur Flugrichtung der Elektronen stehen [9]. Über $\vec{B} = \frac{\vec{E}}{c}$ lässt sich außerdem ableiten, dass ein elektrisches Feld sehr stark sein muss, um eine vergleichbare Wirkung wie mit einem Magnetfeld zu erreichen. Um ein Magnetfeld der Stärke 1.5 T wie es bei den Ablenkmagneten vorkommt, durch ein elektrisches Feld ersetzen zu können, müsste dieses eine Stärke von $4.5 \cdot 10^8 \frac{\text{V}}{\text{m}}$ haben. Weiterhin ist bei großen Strahlenergien das Magnetfeld parallel zur Strahlrichtung \vec{B}_\parallel invers zum Impuls \vec{p} der Elektronen [3] und damit zu ihrer Energie. Diese Tatsache wird in Gleichung 2.11 deutlich, da der Term mit \vec{B}_\parallel den Vorfaktor $\frac{1}{\gamma}$ hat und somit sein Einfluss mit steigender Energie stark abnimmt.



(a) Thomas-Präzession

(b) Larmor-Präzession

Abbildung 2.3.: a) Thomas-Präzession (für Magnetfelder senkrecht zur Bewegungsrichtung) und b) Larmor-Präzession (Magnetfelder parallel zur Bewegungsrichtung) im Vergleich

Mit diesen Näherungen ergibt sich für die Bewegungsgleichung des Spins

$$\frac{d\vec{S}}{dt} = -\frac{e}{\gamma m_0} (1 + a\gamma) \vec{B}_\perp \times \vec{S}. \quad (2.13)$$

Auch Gleichungen 2.11 bis 2.13 gelten nur im Ruhesystem der Elektronen. Es soll nun eine Transformation in das Bezugssystem vorgenommen werden, das der Bewegung der Elektronen folgt. Dieses Bezugssystem rotiert mit einer Frequenz, die gleich der (relativistischen) Zyklotron-Frequenz $\vec{\Omega}_c = -\frac{e}{\gamma m_0} \vec{B}_\perp$ ist. Sie ist die Frequenz für die Kreisbewegung eines elektrisch geladenen Teilchens im Magnetfeld [1]:

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = \vec{\Omega}_c \times \vec{v} \quad (2.14)$$

Die Transformation in dieses System erfolgt über

$$\vec{\Omega}_a = \vec{\Omega}_{BMT} - \vec{\Omega}_c = -\frac{e}{\gamma m_0} \vec{B}_\perp \cdot a\gamma = a\gamma \vec{\Omega}_c \quad \text{mit} \quad \vec{\Omega}_c = -\frac{e}{\gamma m_0} \vec{B}_\perp. \quad (2.15)$$

Aus dieser Gleichung ist zu erkennen, dass die Frequenz nicht mehr von der Energie abhängig ist, wenn vom Einfluss des Magnetfelds³ abgesehen wird. Außerdem ist zu sehen, dass die

³Das Magnetfeld der Ablenkmagneten muss mit zunehmender Energie steigen, um für die nötige Ablenkung zu sorgen. Es gilt $E \propto \int_{\text{Bahn}} \vec{B}_\perp d\vec{s}$

Frequenz für Spinpräzession ein Vielfaches der Umlauffrequenz ist. Darüber wird der Spin-Tune $\nu = a\gamma$ definiert als die Zahl der Spin-Oszillationen pro Umlauf auf der Beschleunigerbahn.

Aus der Messung des Spin-Tunes ν kann folglich die Strahlenergie $E = \gamma \cdot m_0 c^2$ direkt berechnet werden. Für einen festen Punkt auf der Kreisbahn gibt es eine feste, i.d.R. vertikale, Präzessionsachse, die sogenannte invariante Spinachse. Für die Präzession um diese Achse kann nur der nicht-ganzzahlige Anteil $[\nu]$ des Spin-Tunes⁴ beobachtet werden. Zur Energiebestimmung muss ν daher über diesen Anteil bestimmt werden.

2.4. Resonante Depolarisation

Verschiedene Effekte können die in Kapitel 2.2 beschriebene Polarisation reduzieren oder sogar zerstören. Beispielsweise können externe Felder wie z.B. von Quadrupolen und Sextupolen bei nicht-zentralem Durchgang der Elektronen depolarisierend wirken, wenn die Elektronen Synchrotron- oder Betatronschwingungen ausführen. Die Bedingung für diese natürlichen Resonanzen ist, dass der Spin-Tune ν gleich dem Resonanz-Tune ν_{res} wird [4, 9], der ein Vielfaches der Synchrotron- bzw. Betatron-Tunes ist mit

$$\nu = \nu_{res} = m + qQ_x + rQ_y + sQ_s . \quad (2.16)$$

Hierbei sind m , q , r und s ganze Zahlen, Q_x und Q_y die Betatron-Tunes in horizontaler und vertikaler Richtung und Q_s der Synchrotron-Tune.

Durch depolarisierende Effekte ändert sich das Verhalten des Polarisationsaufbaus (Gleichung 2.6). Zur Zeitkonstante τ_p kommt ein zusätzlicher Term τ_D , die neue Zeitkonstante ergibt sich zu

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_p} + \frac{1}{\tau_D} . \quad (2.17)$$

Für das maximal erreichbare Polarisationsniveau gilt damit

$$P'_{ST} = \frac{P_{ST}}{1 + \frac{\tau_p}{\tau_D}} . \quad (2.18)$$

⁴ $0 \leq [\nu] < 1$

Es ist ersichtlich, dass der Einfluss der depolarisierenden Effekte umso geringer wird, je größer τ_D ist.

Depolarisation ist nicht auf die oben beschriebenen natürlichen Resonanzen beschränkt, sondern kann auch künstlich herbeigeführt werden. Diese Tatsache wird zur Bestimmung der Energie ausgenutzt. Ein zeitabhängiges Magnetfeld verändert resonant den Öffnungswinkel und zerstört so die Polarisation. Dabei wird der Öffnungswinkel für den Kegel der Spinpräzession solange vergrößert, bis er schließlich den Wert $\frac{\pi}{2}$ erreicht. Dadurch nimmt die Gesamtpolarisation mit der Zeit ab. Dieser Vorgang ist in Abbildung 2.4 schematisch dargestellt.

Für die Präzession im Magnetfeld des Kickermagneten gilt wieder Gleichung 2.9 [5], wobei die Präzessionsfrequenz hier durch das Magnetfeld des Kickers \vec{B}_{Kicker} gegeben ist zu

$$\vec{\Omega}_K = -\frac{ea}{m_0} \vec{B}_{Kicker} . \quad (2.19)$$

Für den konkreten Fall eines radialen Feldes sind die x- und z-Komponenten des Magnetfelds 0, das Magnetfeld hat nur eine y-Komponente. Das Koordinatensystem ist hierbei so orientiert, dass x tangential zur Flugbahn gewählt wird, y in radialer Richtung und z aus der Ebene des Beschleunigers herauszeigt. Es gilt die Bewegungsgleichung

$$\frac{d\vec{S}}{dt} = \vec{\Omega}_K \times \vec{S} = -\frac{ea}{m_0} \begin{pmatrix} 0 \\ B_{Kicker} \\ 0 \end{pmatrix} \times \vec{S} \Leftrightarrow \begin{pmatrix} \frac{dS_x}{dt} \\ \frac{dS_y}{dt} \\ \frac{dS_z}{dt} \end{pmatrix} = -\frac{ea}{m_0} \begin{pmatrix} B_{Kicker} \cdot S_z \\ 0 \\ -B_{Kicker} \cdot S_x \end{pmatrix} \quad (2.20)$$

zu lösen. Eine Lösung hierfür ist:

$$S_x = A \cdot \cos(\omega \cdot t_K + \varphi) \quad (2.21)$$

$$S_y = \text{konst.} \quad (2.22)$$

$$S_z = A \cdot \sin(\omega \cdot t_K + \varphi) \quad (2.23)$$

mit $\omega = \frac{ea}{m_0} B_{Kicker}$ und dem Normierungsfaktor $A = \sqrt{1 - S_y^2}$. Die Zeit t_K ist die Zeit des Aufenthalts des Elektrons im Feld des Kickermagneten und hängt von der Kickerlänge l über

2. Grundlagen

$l = \beta c \cdot t_K$ ab. Damit gilt für den Spinvektor die Gleichung

$$\begin{pmatrix} S_x \\ S_y \\ S_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sqrt{1 - S_y^2} \cdot \cos\left(\frac{ea}{m_0} B_{Kicker} \cdot t_K + \varphi\right) \\ S_y = \text{konst.} \\ \sqrt{1 - S_y^2} \cdot \sin\left(\frac{ea}{m_0} B_{Kicker} \cdot t_K + \varphi\right) \end{pmatrix}. \quad (2.24)$$

Es ist deutlich zu erkennen, dass sich der Öffnungswinkel des Präzessionskegels mit jedem Durchlauf durch den Kicker vergrößert, und zwar jeweils um den Wert $\Delta\Theta = \frac{ea}{m_0} B_{Kicker} \cdot t_K = 3.09 \cdot 10^{-6}$ rad (bei einem Strom $I = 1$ A), der zum bereits vorhandenen Öffnungswinkel φ hinzukommt. Allerdings ist zu beachten, dass hier nicht der Spitzenwert der magnetischen Feldstärke, sondern der Mittelwert verwendet werden muss. Die Berechnung des Öffnungswinkels wird in Kapitel 3.3.1 in Gleichung 3.2 durchgeführt, da dort auch das Magnetfeld des Stripline-Kickers bestimmt wird.

Um die Polarisation vollständig zu zerstören sind viele Durchläufe durch das Kicker-Magnetfeld nötig. Um den gewünschten Effekt zu erhalten, muss das Magnetfeld bei jedem Durchgang die richtige Orientierung haben. Das ist der Fall, wenn die Frequenz der Änderung des Magnetfelds genau die Frequenz der Spinpräzession hat, außerdem ist die Resonanzbedingung erfüllt, wenn Vielfache der Umlauffrequenz addiert werden. Weiterhin hängt der Effekt des Kickermagneten auch davon ab, ob das Magnetfeld die richtige Phase hat. In Abbildung 2.4 ist schematisch für das Beispiel einer halbzahligten Resonanz dargestellt wie sich der Öffnungswinkel für die Spinpräzession bei jedem Durchgang weiter öffnet, wenn das Magnetfeld die dazu passende Orientierung hat. Im oberen Teil der Skizze ist der Präzessionskegel dargestellt. Bei Durchquerung des Kickers ist der Spinvektor wechselweise nach außen (im Bild links) oder innen (rechts) orientiert. In der Mitte ist die wechselnde Orientierung des Magnetfelds verdeutlicht. Diese ist so gewählt, dass das Magnetfeld den Öffnungswinkel jeweils vergrößert. Hierbei ist zu beachten, dass sich die Elektronen nur im Bereich der schwarzen Rechtecke im Kicker befinden, während in der übrigen Zeit das Kickerfeld nicht auf sie wirkt. Im unteren Teil sind zwei verschiedene Frequenzen dargestellt, die entsprechend orientiert sind. Durch die kurze Verweildauer im Kicker kann die Depolarisation durch mehrere Frequenzen (Vielfache der Grundfrequenz) erfolgen, da es entscheidend ist, dass das Feld ein Maximum hat, während es auf die Elektronen wirkt.

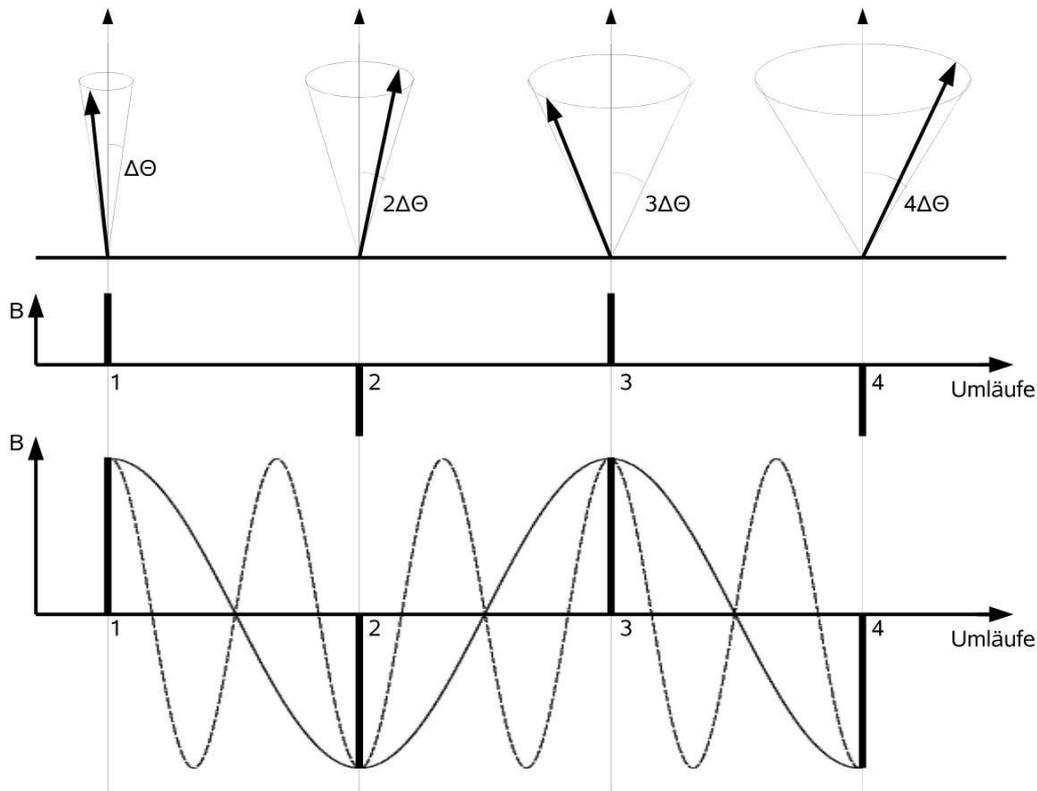


Abbildung 2.4.: resonante Depolarisation: langsames Öffnen des Präzessionswinkels durch ein phasenrichtig koppelndes Magnetfeld für eine halbzahlige Resonanz nach [10]; im oberen Teil ist der Präzessionskegel mit dem Spinvektor jeweils für eine Durchquerung des Kickers dargestellt. Die Durchquerung ist durch die schwarzen Rechtecke gekennzeichnet. Im unteren Bilddrittel sind zwei verschiedene Felder dargestellt, die bei Durchquerung der Elektronen durch den Kicker ein zur Depolarisation geeignetes Maximum aufweisen

Es gilt als Bedingung für Resonanz

$$\Omega_D = \Omega_a \pm m \cdot \Omega_c = (a\gamma \pm m) \Omega_c = ([\nu] \pm n) \Omega_c \quad \text{mit } n, m \in \mathbb{Z}, \quad (2.25)$$

wobei der ganzzahlige Anteil des Spin-Tunes in n eingeht.

Für das Verhältnis von Anregungsfrequenz zu Umlauffrequenz gilt damit

$$a\gamma = \nu = k + [\nu] = \frac{\Omega_D}{\Omega_c} = \frac{f_d}{f_{rev}}, \quad (2.26)$$

k ist hierbei der ganzzahlige Anteil des Spin-Tunes. Bei ANKA hat k den Wert 5. Dieser Anteil lässt sich leicht über den Sollwert für die Strahlenergie abschätzen. Für $E = 2.5$ GeV gilt $\gamma = 4892$ und damit $\nu = a\gamma = 5.67$ bzw. $k = 5$. Mit den verwendeten Messgeräten wird üblicherweise nicht die Kreisfrequenz angegeben, daher werden die Depolarisationsfrequenz $f_d = \frac{\Omega_D}{2\pi}$ und die Umlauffrequenz f_{rev} eingeführt, für die an ANKA gilt $f_{rev} = 2.716$ MHz. Eine Depolarisation kann außerdem auf einem Synchrotronseitenband erfolgen: Wie in Gleichung 2.16 gezeigt, kann eine Resonanz auch zustande kommen, wenn ganzzahlige Vielfache von Betatron- oder Synchrotron-Tunes zum Spin-Tune hinzukommen. Daher gilt für die Depolarisation auf dem Synchrotron-Seitenband die Bedingung

$$\frac{f_d}{f_{rev}} = k + [\nu] \pm s \cdot Q_s \quad \text{mit} \quad s \in \mathbb{Z}. \quad (2.27)$$

2.5. Messung des Polarisationsniveaus

Um das Polarisationsniveau zu bestimmen, kann der Touschek-Effekt verwendet werden. Dieser Effekt beschreibt Elektron-Elektron-Streuung in Speicherringen und wurde 1963 das erste Mal publiziert [11]. Für einen Strahl mit nur sehr wenigen Elektronen konnte nachgewiesen werden, dass die Lebensdauer von der Zahl der Elektronen abhängt. Dieser Effekt lässt sich durch die Betatron-Schwingungen erklären, die die Elektronen um die Gleichgewichtsbahn ausführen [4]. Durch die Strahlfokussierung haben transversale Phasenraumschwingungen mehr Energie als longitudinale, so dass es durch Stöße oder Coulomb-Streuprozesse häufig dazu kommt, dass ein Übertrag von transversalem in longitudinalen Impuls stattfindet. Durch die Relativistik führt das zu einer starken Energieänderung der Elektronen, es gilt $\Delta E = \gamma \Delta p_x$. Wenn der Energieunterschied zu groß ist und die Energieakzeptanz des Beschleunigers übersteigt, führt dies zum Verlust der Elektronen.

Grundlegend für die Streuprozesse, die den Touschek-Effekt hervorrufen, ist die Wechselwirkung zwischen zwei ununterscheidbaren Elektronen, die als Møller-Streuung bezeichnet wird. Beim Streuprozess wird dabei über ein Photon Impuls übertragen, so dass beide Elektronen nach dem Streuprozess den selben Impuls haben [12]. Der Wirkungsquerschnitt der Møller-

Streuung ist spinabhängig [5]

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = f_1(r_e, \beta, \Theta) - P^2 \cdot f_2(r_e, \beta, \Theta, \Phi). \quad (2.28)$$

Hierbei sind f_i Funktionen, die vom Elektronenradius r_e , ihrer Geschwindigkeit β und den Streuwinkeln Θ und Φ abhängen. Über Gleichung 2.28 ist die Rate der Verlustelektronen durch die Polarisation P gegeben. Je höher die Polarisation ist, desto kleiner ist der Møller-Wirkungsquerschnitt und damit die Rate der Verlustelektronen. Gleichzeitig steigt damit die Lebensdauer des Elektronenstrahls.

2.6. Begriffe aus der Beschleunigerphysik

In diesem Kapitel sollen einige grundlegende Begriffe der Beschleunigerphysik, die in dieser Arbeit von Bedeutung sind, erläutert werden.

- Die **Dispersion** D beschreibt die Änderung der Position Δu eines Teilchens mit Impulsabweichung $\Delta p/p_0$ von der Idealbahn [15]:

$$D_u(s) = \frac{\Delta u}{\Delta p/p_0} \quad (2.29)$$

Da die Ablenkung in den Dipolmagneten impulsabhängig ist, bewegen sich Teilchen mit abweichender Energie auf einer Bahn, die von der Sollbahn abweicht. Bei positiver Dispersion bewegen sich beispielsweise Teilchen mit größerer Energie ($\Delta p/p_0 > 0$) auf einer Bahn, die außerhalb der Sollbahn liegt, und solche mit niedrigerer Energie ($\Delta p/p_0 < 0$) weiter innen.

- Der **Momentum Compaction Factor** α_c ist definiert als das Verhältnis der relativen Bahnlängenänderung $\Delta L/L_0$ zur relativen Impulsabweichung $\Delta p/p_0$ [1]:

$$\alpha_c = \frac{\Delta L/L_0}{\Delta p/p_0} \quad \text{bzw.} \quad \frac{\Delta L}{L_0} = \alpha_c \frac{\Delta p}{p_0} \quad (2.30)$$

Er gibt die relative Veränderung der Bahnlänge für ein Teilchen an, das nicht den gleichen Impuls hat wie ein Referenzteilchen mit Impuls p_0 und sich auf der Sollbahn mit der Bahnlänge L_0 bewegt.

2. Grundlagen

Eine Besonderheit an ANKA ist, dass regelmäßiger Nutzerbetrieb mit einer sogenannten low α -Optik durchgeführt wird. Dies führt zu besonders intensiver Synchrotronstrahlung, der kohärent emittierten Synchrotronstrahlung CSER (coherent synchrotron edge radiation). Dabei wird der Momentum Compaction Faktor so weit reduziert, dass die Elektronenbahn annähernd unabhängig von ihrem Impuls wird. Eine Reduzierung von α_c führt zu einer reduzierten Bunchlänge mit $\sqrt{\alpha_c}$ [14]

- Der **(Betatron-) Tune** Q oder Arbeitspunkt gibt die Anzahl der Betatronschwingungen pro Umlauf an und ist definiert über [15]

$$Q = \frac{\Delta\Psi}{2\pi} = \frac{1}{2\pi} \int_0^L \frac{ds}{\beta(s)} = \frac{1}{2\pi} \oint \frac{ds}{\beta(s)} \quad (2.31)$$

mit der Betatronphase über einen vollständigen Umlauf $\Delta\Psi = \Psi(s+L) - \Psi(s)$. Wegen der Periodizität von $\beta(s)$ ist der Arbeitspunkt unabhängig vom Ort s [1]. Unter bestimmten Bedingungen wird die Bewegung instabil, die Resonanzbedingung hierfür ist

$$mQ_x + nQ_y = p \quad \text{mit} \quad m, n, p \in \mathbb{Z}. \quad (2.32)$$

- Die **Beta-Funktionen** β beschreiben den Verlauf der Einhüllenden der Betatronschwingung. Sie ist definiert über

$$\beta(s)\epsilon = \sigma(s)^2. \quad (2.33)$$

Hierbei ist $\sigma(s)$ die Strahlgröße und ϵ die Emittanz.

- Der **Synchrotron-Tune** Q_s wird in Zusammenhang mit Synchrotronschwingungen definiert. Diese beschreiben die longitudinalen Schwingungen, die bei der Phasenfokussierung auftreten. Elektronen, die sich auf der Sollbahn mit $\Delta p/p_0 = 0$ bewegen, haben beim Durchgang durch den Hochfrequenzhohlraumresonator (auch als Kavität bezeichnet) eine bestimmte Phase zur RF-Spannung und werden auf der Flanke dieser Spannung so beschleunigt, dass die Energieverluste ausgeglichen werden. Teilchen mit einer Impulsabweichung bewegen sich auf einer abweichenden Bahn und kommen daher früher bzw. später an der Kavität an und werden dementsprechend durch eine höhere bzw. niedrigere Spannung beschleunigt. Durch diese abweichende Beschleunigung ändert sich der Impuls der Teilchen. Sie gelangen auf eine andere Bahn, so dass es zu den erwähnten Schwingungen kommt [1]. Der Synchrotron-Tune ist definiert über

die Gleichung [15]

$$Q_s^2 = \left(\frac{f_s}{f_{rev}} \right)^2 = \frac{\alpha_c h}{2\pi E_0} \sqrt{e^2 U_{rf}^2 - U_0^2}. \quad (2.34)$$

In die Definition gehen die harmonische Zahl h (an ANKA gilt $h = 184$), die das Verhältnis von RF-Frequenz zu Umlauffrequenz beschreibt, die Strahlenergie E_0 , die RF-Spannung U_{rf} und der Energieverlust pro Umlauf U_0 (an ANKA gilt bei Energie $E_0 = 2.5$ GeV der Wert $U_0 = 0.6$ MeV) ein.

Der Synchrotron-Tune ist also eine einheitenlose Größe und wird als Quotient aus der Synchrotronfrequenz f_s und der Umlauffrequenz f_{rev} gebildet. Für den ANKA-Speicherring hat die Umlauffrequenz den Wert $f_{rev} = 2.716$ MHz. Zur Messung der Synchrotronfrequenz wird an ANKA die zeitliche Variation der Ankunftszeit des Strahl an einem BPM⁵ über eine Fouriertransformation ausgewertet. Es könnte auch ein Sinussignal über eine Kavität in den Strahl eingekoppelt und an einer anderen Stelle im Ring an einer Elektrode ein phasenmoduliertes Signal ausgekoppelt werden. Durch Veränderung der eingekoppelten Frequenz und Vergleich der beiden Signale kann die Resonanzfrequenz bestimmt werden, die gleichzeitig die Synchrotronfrequenz ist [1].

- Die **Chromatizität** Q' beschreibt die Auswirkung der durch Quadrupole veränderten Bahn für Teilchen mit abweichenden Impuls $\Delta p/p_0 \neq 0$. Dieser Quadrupolfehler ist zu $\Delta p/p_0$ proportional und bewirkt eine Veränderung der Tunes [1]. Die Chromatizität wird geschrieben als:

$$Q' = p_0 \frac{dQ}{dp} \approx \frac{\Delta Q}{\Delta p/p_0}. \quad (2.35)$$

Die Chromatizität kann in Kreisbeschleunigern groß werden, da ein Teilchen seine Impulsabweichung über viele Umläufe behält und so sehr häufig der Wirkung der Quadrupolfelder ausgesetzt ist. Um sie zu kompensieren, werden Sextupole verwendet, die im Speicherring an Stellen eingebaut sind, an denen die Dispersion von 0 abweicht [15].

Zur Messung der Chromatizität wird die Änderung der Tunes in Abhängigkeit von einer Impulsänderung, die durch Änderung der Hochfrequenz f_{rf} hervorgerufen wird, gemessen [1].

⁵Beam Position Monitor

2.7. Andere Methoden der Energiebestimmung

Für die Energiebestimmung gibt es verschiedene Methoden. Eine verhältnismäßig einfache Methode ist es, das Magnetfeld der Ablenkmagneten mittels Hall-Sonden zu messen, da die Energie proportional zum Integral über das Magnetfeld entlang der Ringbahn ist:

$$E \propto \int_{\text{Bahn}} \vec{B}_{\perp} d\vec{s}. \quad (2.36)$$

Dieses Verfahren kann aber höchstens so genau sein, wie die Bestimmung der Magnetfelder. Sie wird an ANKA verwendet, um im Betrieb die Strahlenergie permanent anzugeben. Allerdings wird dazu das Magnetfeld nicht direkt gemessen sondern aus dem Setzwert des Stroms, der durch die Ablenkmagneten fließt, abgeleitet. Wegen der Ungenauigkeit dieser Angaben kann dies nur als Richtwert verstanden werden. Genauere Analysen, zum Beispiel darüber, wie die Strahlenergie sich im Laufe der Zeit verändert, sind so nicht möglich.

Die Strahlenergie kann auch mit anderen Methoden bestimmt werden. Beispiele hierfür sind nach [16] die Bestimmung über:

- das Photonenspektrum: dieses und insbesondere die kritische Photonenergie $\hbar\omega_c$ hängen von der Energie E der Elektronen und dem Magnetfeld B der Ablenkmagneten ab:

$$\hbar\omega_c[\text{eV}] = 665 E^2[\text{GeV}^2] \cdot B[\text{T}]. \quad (2.37)$$

Die Genauigkeit dieser Methode ist von der Ordnung $\Delta E/E \approx 10^{-3}$.

- Compton-Streuung
- Energieverlust U_0 durch Synchrotronstrahlung. Diese ist proportional zu E^4 :

$$U_0 = \frac{4\pi}{3} \frac{r_c}{(mc^2)^3} \frac{E^4}{\rho}. \quad (2.38)$$

An ANKA gilt bei $E = 2.5 \text{ GeV}$ beispielsweise $U_0 = 0.6 \text{ MeV}$ (pro Umlauf).

Die Energiebestimmung mittels resonanter Depolarisation, wie sie hier vorgestellt wird, wird an vielen Beschleunigern eingesetzt, da sie die exakteste Methode ist und trotzdem mit verhältnismäßig geringem Aufwand umgesetzt werden kann. Voraussetzung ist, dass eine Möglichkeit zur Polarisationsbestimmung besteht. Dazu kann beispielsweise ein Touschek- oder ein

Compton-Polarimeter verwendet werden. Eingesetzt wird die resonante Depolarisation unter anderem an ELSA⁶ [4], BESSY⁷ [17], ALS⁸ [18], SLS⁹ [5] und an LEP¹⁰ [19].

⁶Elektronen-Stretcher-Anlage an der Universität Bonn

⁷2. Beschleuniger der Berliner Elektronenspeicherring-Gesellschaft für Synchrotronstrahlung

⁸Advanced Light Source am Berkeley Lab in Kalifornien (USA)

⁹Swiss Light Source in Villigen (Schweiz)

¹⁰Large Electron-Positron Collider am CERN in Genf (Schweiz)

3. Messaufbau

3.1. Konzept des Messaufbaus

Das Messsystem besteht aus zwei Hauptbestandteilen:

- dem Polarimeter zur Bestimmung der Polarisationsänderung, näheres in Kapitel 3.2
- dem Kicker zur Depolarisation, näheres dazu in Kapitel 3.3

Diese beiden Systeme werden durch den Messrechner, einen handelsüblichen PC, angesteuert bzw. ausgelesen. Das Schema des Aufbaus ist in folgender Skizze (Abbildung 3.1) dargestellt:

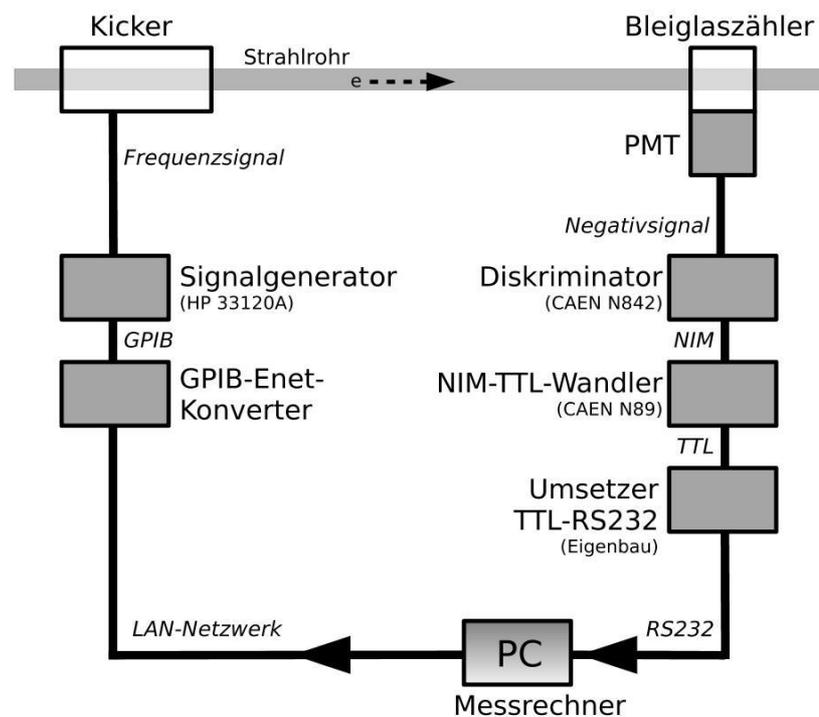


Abbildung 3.1.: Skizze des Messaufbaus. Links die Kickeransteuerung zur Depolarisation, rechts das Polarimeter mit Elektronik zur Pegelwandlung

Im Bild sind die beiden unabhängigen Stränge der Messelektronik zu erkennen. Links befindet sich die Ansteuerung für den Depolarisationskicker, rechts die Elektronik zur Messwerterfassung.

3.2. Polarimeter

Für die Messung der Polarisationsänderung ist wie beschrieben eine Messung der Zählrate der Verlustelektronen ausreichend. Hierzu wird ein Bleiglaszähler verwendet, dessen Ausgangssignal anschließend eine mehrstufige Signalwandlung durchläuft, um dann als Zählrate in den Messrechner eingelesen zu werden. Die einzelnen Stufen der an ANKA verwendeten Umwandlung sind dabei:

- Diskriminator zur Umwandlung der Spannungspulse in ein logisches Signal
- NIM-TTL-Wandler zur Unterdrückung des Rauschens
- Umsetzer TTL-RS232 (Eigenbau), um ein Signal zu erhalten, dass vom Messrechner verarbeitet werden kann.

Zum Einlesen in den Messrechner wird die serielle Schnittstelle verwendet.

Die Verwendung dieser verschiedenen Pegel ist zwar relativ aufwändig in Bezug auf die benötigte Hardware, lässt sich aber schwer umgehen, da für verschiedene Anwendungsbereiche verschiedene Standards gebräuchlich sind. Um die Signale des Photomultipliers in logische Signale umzuwandeln, bietet sich die Verwendung von Modulen aus dem Bereich der Kern- und Hochenergiephysik an, die normalerweise logische Signale im NIM¹-Standard erzeugen. Für logische Schaltungen (sogenannte Gatter) ist der TTL²-Pegel der übliche Standard, so dass eine Umwandlung vom NIM- in den TTL-Pegel nötig ist. Aus diesem Pegel kann das Signal wieder mit einem handelsüblichen Elektronik-Chip umgewandelt werden, so dass es für den Computer lesbar ist.

In Abbildung 3.2 sind die hier verwendeten Signalpegel im Vergleich dargestellt. Das TTL-Signal ist hierbei invertiert dargestellt. Invertieren bedeutet, dass eine logische 0 zu einer logischen 1 wird und umgekehrt.

¹NIM stand ursprünglich für Nuclear Instrumentation Standard, wurde aber inzwischen in National Instrumentation Methods umbenannt

²Transistor-Transistor-Logik

3. Messaufbau

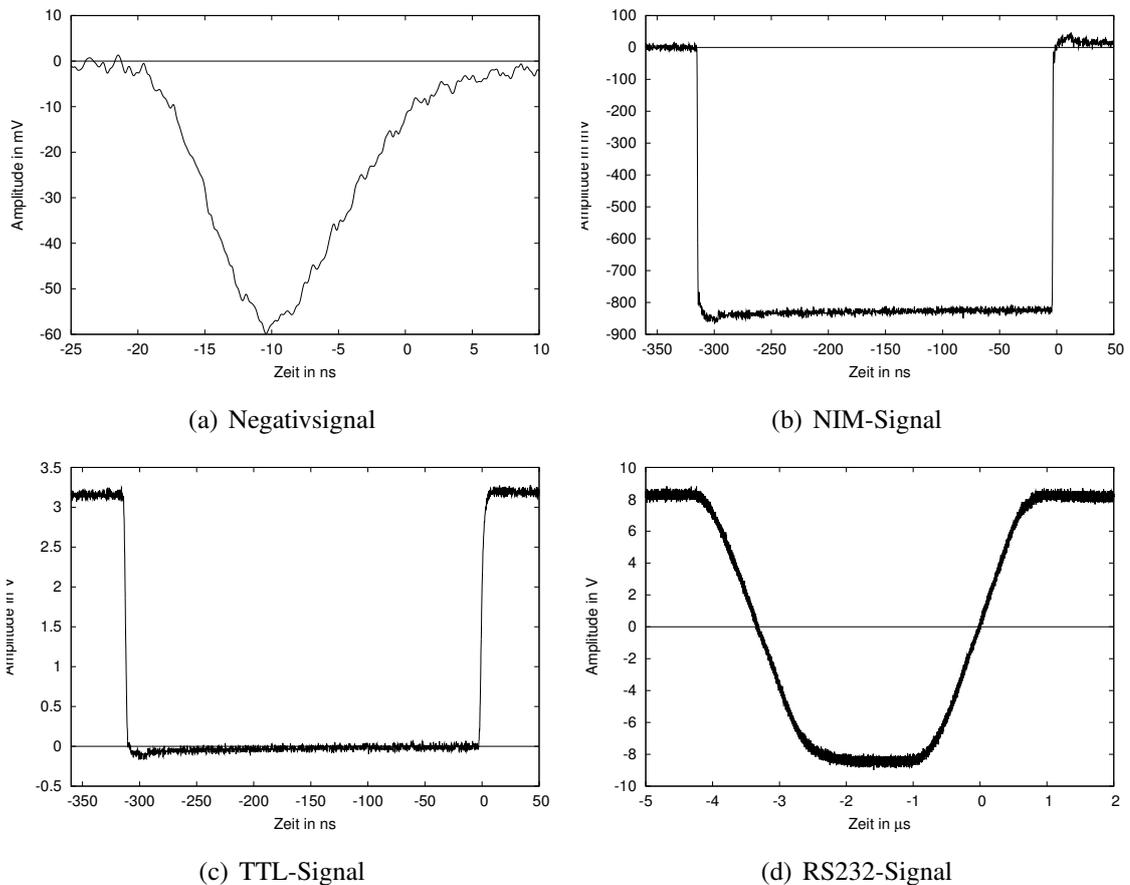


Abbildung 3.2.: Übersicht über die verschiedenen verwendeten Signalformen; Aus dem Negativsignal des Photomultipliers wird ein NIM-Signal. Dieses wird anschließend in ein TTL-Signal (hier als invertiertes Signal dargestellt) und zuletzt nach einer Signalverlängerung in ein Signal mit RS232-Pegel umgewandelt.

Weitere Details und Spezifikationen zu den Signalformen finden sich in Anhang A.

3.2.1. Bleiglaszähler

Der Bleiglaszähler zur Zählung der Verlustelektronen ist in Sektor 4 kurz hinter dem Stripline-Kicker eingebaut. Diese Position ist besonders gut für die Messung von Verlustelektronen geeignet, weil dort die Dispersion besonders groß ist und kurz vorher beide β -Funktionen ein Minimum haben [20] wie Abbildung 3.3 zeigt. Die Minima der β -Funktionen führen dazu, dass die Elektronen besonders dicht zusammen sind, so dass die Touschek-Streureate größer wird. Die große Dispersion begünstigt die Überschreitung der Energieakzeptanz durch den

3. Messaufbau

Abbildung 3.4 zeigt den Bleiglaszähler einmal allein und einmal eingebaut in seiner Halterung am Speicherring.

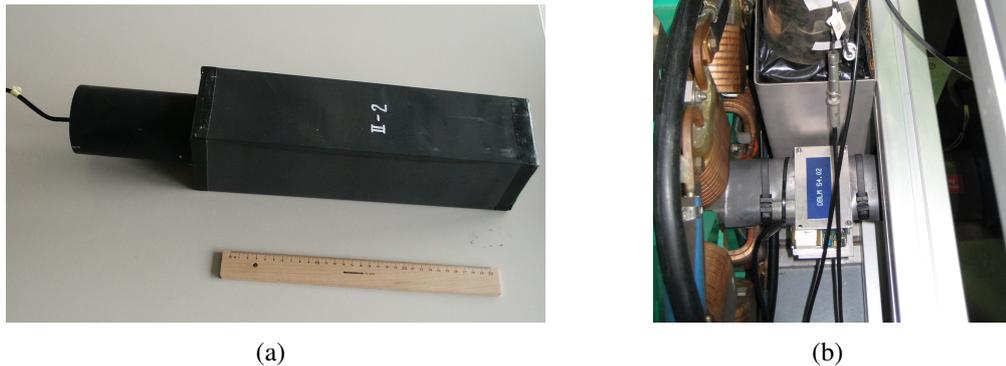


Abbildung 3.4.: Zwei Bilder des Bleiglaszählers mit Photomultiplier: a) allein mit einem Lineal zum Größenvergleich. Der Zylinder am linken Ende ist der Photomultiplier mit dem Signalkabel. b) eingebaut in seiner Halterung am Speicherring.

3.2.2. Diskriminator

Das Signal des Photomultipliers wird in der Diskriminatoreinheit (CAEN N842) in ein NIM-Signal umgewandelt. Der NIM-Standard hat ebenfalls einen negativen Pegel, eine logische 1 wird hier durch eine Spannung von ca. -800 mV dargestellt.

Am Diskriminator lassen sich der Schwellwert für das Eingangssignal und die Pulsdauer des Ausgangssignals festlegen. Der mögliche Einstellbereich der Schwelle geht dabei von 0 bis 255. Ein Skalenteil entspricht hierbei -10 mV , d.h. die Schwelle 2 entspricht einer Schwellspannung von -20 mV . Zur Festlegung eines geeigneten Schwellwerts wurde die Zählrate, angegeben in der Einheit Ereignisse pro Minute, für verschiedene Einstellungen bestimmt. Die Zählrate kann je nach Betriebsparametern des Speicherrings deutlich abweichen, für die Festlegung des Messbereichs ist aber der Absolutwert nicht relevant, so dass für die Auswertung in Abbildung 3.5 die y-Achse als willkürliche Einheit zu verstehen ist. Die Ergebnisse dieser Messung sind in Tabelle 3.1 aufgeführt. Der Fehler auf die Zählraten ergibt sich als

Wurzel der Zählrate $\Delta R = \sqrt{R}$, da die Zählraten eines Photomultipliers üblicherweise poissonverteilt sind.

Ein geeigneter Arbeitspunkt sollte so liegen, dass zwar einerseits möglichst wenig Rauschen einfließt, andererseits aber auch nicht zu viel vom Signal verloren geht. Daher wird versucht eine Stelle mit möglichst großer Steigung im Bereich mittlerer Zählraten zu finden. Für Schwellen im Bereich größer als 15 wurde die Zählrate sehr gering und die Änderung sehr flach. Dies zeigt, dass praktisch keine Elektronen genügend Energie haben, um eine entsprechend große Photonenzahl und damit einen genügend großen Spannungspuls auszulösen. Daher sind nur Schwellwerte niedriger als ca. 12 bis 15 überhaupt praktikabel. Eine grafische Darstellung der Messwerte ist in Abbildung 3.5 gezeigt. Eine relativ niedrige Schwelle im Bereich 2-4 erfüllt die Anforderungen am besten und wurde daher als Einstellung für die hier durchgeführten Messungen gewählt. Niedriger darf die Schwelle nicht eingestellt werden, da dann Rauschen ebenfalls als Signal gewertet wird, da es eine Amplitude von ungefähr ± 10 mV hat. Bei höheren Schwellwerten werden bereits einige Signalereignisse, die durch relativ niederenergetische Elektronen hervorgerufen werden, abgeschnitten.

Die Signallänge des NIM-Pegels, der bei einer logischen 1 ausgegeben wird, kann ebenfalls eingestellt werden. Hier wird die größtmögliche Länge von ca. 300 ns eingestellt, da für das Umwandeln in ein RS232-Signal und das Einlesen in den Messrechner verhältnismäßig lange Signale in der Größenordnung μs nötig sind, wie später noch dargestellt wird.

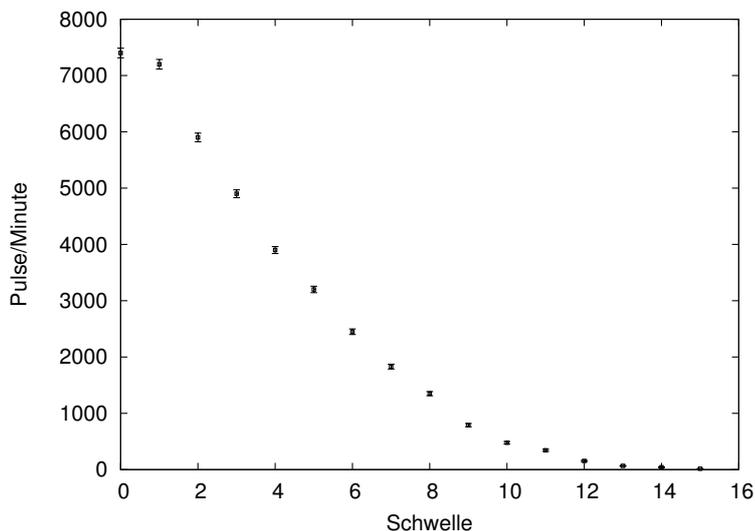


Abbildung 3.5.: Messwerte der Zählrate zur Arbeitspunktbestimmung für den Diskriminator CAEN N842. Der optimale Arbeitspunkt liegt im Bereich einer großen Steigung, in diesem Fall bei einem Schwellwert von ca. 2 bis 4

Schwellwert	Zählrate	Fehler
0	7400	86.0
1	7200	84.9
2	5900	76.8
3	4900	70.0
4	3900	62.5
5	3200	56.6
6	2450	49.5
7	1830	42.8
8	1350	36.7
9	790	28.1
10	478	21.9
11	343	18.5
12	154	12.4
13	66	8.1
14	41	6.4
15	15	3.9

Tabelle 3.1.: Messwerte der Zählrate zur Arbeitspunktbestimmung des Diskriminators CAEN N842

3.2.3. Rauschunterdrückung

Um das vorliegende NIM-Signal in ein TTL-Signal umzuwandeln, wird das Modul CAEN N89 verwendet. Dieses bietet gleichzeitig auch die Möglichkeit das Signal zu invertieren, was im vorliegenden Fall genutzt wird. Aus Abbildung 3.2 wird deutlich, dass die Signallänge bei dieser Umwandlung unverändert bleibt und sich nur der Spannungspegel ändert. Ohne Invertierung würde der Bereich ohne PMT-Puls in beiden Fällen durch eine Spannung von 0 V dargestellt werden, der Bereich mit Signal beim TTL-Pegel durch die Spannung +3 V. Durch Invertierung kann gleichzeitig Rauschen unterdrückt werden. Während auf den bisher verwendeten Pegeln von 0 V das Rauschen schon als Signal gewertet werden könnte, wenn es stark genug ausfällt, hat das invertierte Signal den Vorteil, dass das Rauschen, das bisher um die logische 0 (mit Pegel 0 V) lag nun auf einem hohen Pegel (bei TTL ca. 3 V) liegt und dort wesentlich weniger ins Gewicht fällt.

3.2.4. Wandlung in ein RS232-Signal

Die letzte Umwandlung dient dazu, das TTL-Signal in ein RS232-Signal umzuwandeln, um es über die serielle Schnittstelle in den Messrechner einlesen zu können. Die dazu nötige Schaltung wurde selbst entworfen und gebaut. Sie beruht auf zwei handelsüblichen ICs. Die Schaltung erfüllt zwei Aufgaben: Zuerst wird das Signal auf eine Länge von ca. $3 \mu\text{s}$ gestreckt (mit dem ersten Chip), technisch bedingt erfolgt hier gleichzeitig eine Invertierung. Auf diese Weise liegt nach der Verlängerung im ersten Chip ein doppelt-invertiertes Signal vor, das damit wieder dem Ursprungssignal entspricht. Diese Verlängerung des Signals ist nötig, damit das Signal wenigstens so lange wie die Anstiegszeit des zweiten IC ist. Dieser wird für die Wandlung des Signals auf den RS232-Pegel der seriellen Schnittstelle benötigt.

Theoretisch ist es zur Umwandlung des Signals in eines der RS232-Norm ausreichend im Grundzustand eine positive Spannung auszugeben und nur bei einer logischen 1 im Eingangssignal eine negative Spannung zu erzeugen. In ersten Versuchen wurde dies mit einem Transistor gelöst, der die Spannung einer nicht verwendeten Steuerleitung der RS232-Schnittstelle wieder an diese zurückgab. Diese Lösung war aber auf Dauer nicht befriedigend, da beispielsweise die bereitgestellte Spannung bei verschiedenen Rechnern unterschiedlich groß ist und so unterschiedliche Ergebnisse auftraten oder die Schaltung sogar gar nicht funktionierte. Ziel war es eine unabhängige Signaltransformation zu finden und zu verwenden.

Genau für diese Umwandlung gibt es einen Pegelumsetzer-Chip *MAX232* [23]. Er stellt jeweils zwei Kanäle für die Umsetzung TTL - RS232 und umgekehrt zur Verfügung. Bestückt werden muss er nur mit Kondensatoren. Diese werden benötigt, um aus der Versorgungsspannung von $+5 \text{ V}$ die von der RS232-Norm geforderten Pegel von ca. 8 V zu erzeugen. Bei ersten Versuchen zeigte sich, dass die Spannungspegel eine Anstiegszeit in der Größenordnung $2 - 3 \mu\text{s}$ aufweisen und damit deutlich länger sind als die maximale Signallänge von 300 ns , die die Diskriminatoreinheit bereitstellen kann. Aus diesem Grund wird vor den Pegelumsetzer noch ein Chip zur Verlängerung des TTL-Signals benötigt. Hierfür wird der Standard-Timerbaustein *NE555* [24] verwendet.

In dem in Abbildung 3.6 gezeigten vereinfachten Schaltplan sind nur die notwendigen ICs eingetragen. Auf der letztendlich gefertigten Platine wurde zusätzlich ein Netzteil integriert, um die Versorgungsspannung von 5 V unabhängig von anderen Niederspannungsquellen bereitstellen zu können. Weiterhin fehlen verschiedene Kondensatoren zur Spannungsstabilisierung

3. Messaufbau

und Netzentkopplung. Ein ausführlicher Schaltplan mit Platinenlayout befindet sich im Anhang B (Abbildung B.1).

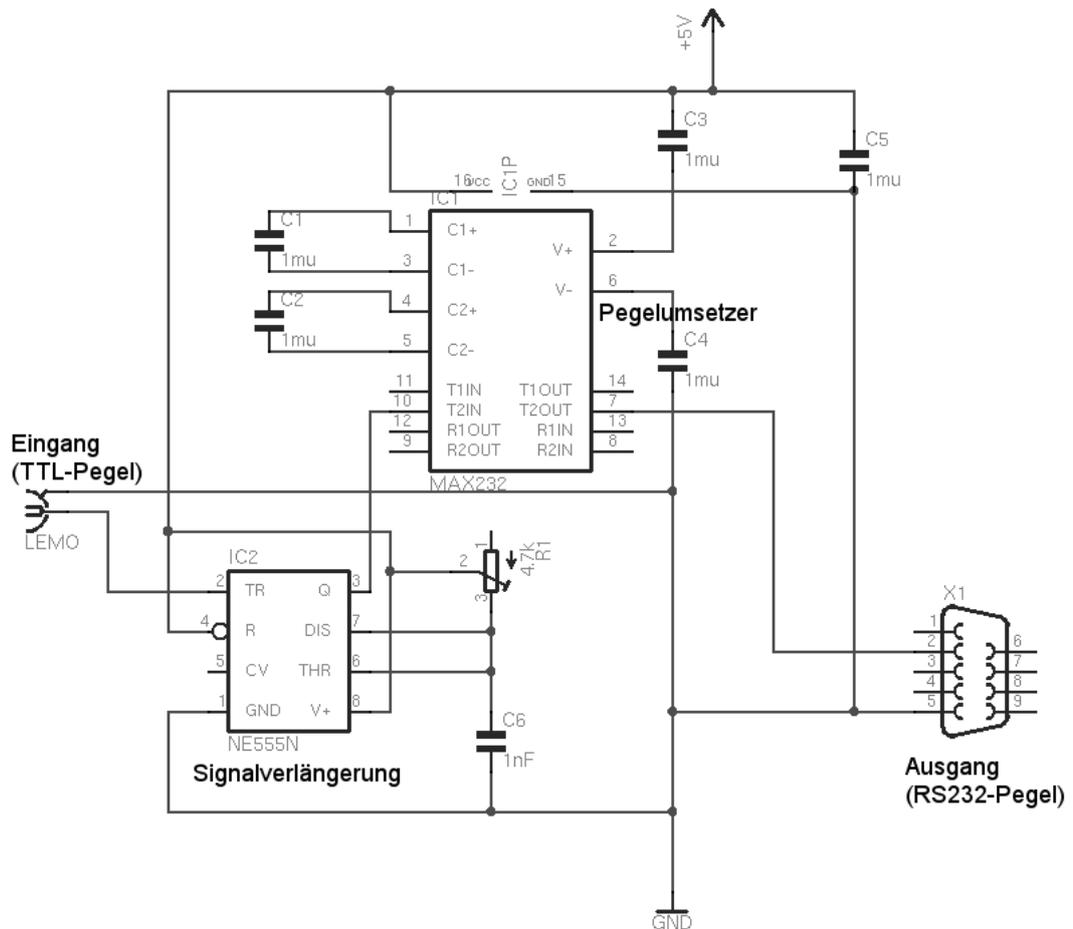


Abbildung 3.6.: vereinfachter Schaltplan des Pegelumsetzers mit dem Chip zur Signalverlängerung (links unten) und dem Pegelumsetzer (Mitte)

Nach dieser Wandlung liegt an der seriellen Schnittstelle eine Folge von logischen 0 und 1, sogenannten Bits, an. Die Aufgabe der Messsoftware ist es, aus dem an der Schnittstelle anliegenden Signal die Zählrate zu ermitteln. Dabei wird das übliche Protokoll für Datenübertragung über die serielle Schnittstelle nicht benötigt, da nur Folgen aus 0 (kein Signal am Photomultiplier) und 1 (Signal anliegend) übertragen werden, aber keine Steuerzeichen, wie sie für eine protokollgerechte Datenübertragung nötig wären. Dies ist auch nicht beab-

sichtigt oder nötig, es reicht wenn die Information über die Anzahl der anliegenden Bits (bzw. Bytes) verwendet werden kann. Dazu liest die Software in regelmäßigen Intervallen die Zahl der eingegangenen Bytes aus, wertet aber nur ihre Anzahl aus. Dies ist die gewünschte Zählrate.

3.3. Depolarisation des Elektronenstrahls

Zur Depolarisation des Elektronenstrahls wird ein Stripline-Kicker mit einem zeitlich variierenden Magnetfeld verwendet. Dazu wird mit einem Signalgenerator und einem Verstärker eine Wechsellspannung erzeugt und in die Stripline eingebracht. Dieser Stromfluss führt zu einem Magnetfeld. Die Frequenz der Wechsellspannung wird kontinuierlich verändert. Dieser Vorgang wird als “Frequenzsweep” bezeichnet. Dabei wird die Frequenz eines periodischen Signals nach und nach von der Start- zur Zielfrequenz variiert. Die Zeitdauer für diesen Vorgang kann ebenfalls vorgegeben werden.

Für den Sweep wurden Versuche mit zwei verschiedenen Signalgeneratoren und unterschiedlichen Methoden zur Frequenzänderung durchgeführt. Beide Geräte haben gemeinsam, dass sie über einen GPIB³-Bus angesprochen werden können. Dazu werden die Befehle im Messrechner an den GPIB-Treiber übergeben, dann über Ethernet an einen GPIB-Ethernet-Converter übertragen und dort in GPIB-Signale übersetzt, die das jeweilige Gerät verarbeitet. Die Signalgeneratoren, und daher auch der GPIB-Ethernet-Konverter, befinden sich im Kontrollraum, da die Geräte auch für andere Messungen verwendet werden und von dort Leitungen zu den einzelnen Diagnostik-Elementen innerhalb des Speicherrings geführt sind.

Das Frequenzsignal wird an einen Verstärker im Speicherring übertragen. Dessen Ausgangssignal wird in den Stripline-Kicker eingespeist. Anfangs war mit diesem Aufbau nur in wenigen Fällen eine Depolarisation zu beobachten. Als mögliche Ursache wurde in Betracht gezogen, dass das Magnetfeld nicht phasenrichtig ist oder die in den Strahl eingekoppelte Leistung nicht stark genug ist. Daher wurde eine Anpassung für den Kicker entworfen, die auf die Stripline abgestimmt ist und so eine bessere Einkopplung des Feldes in den Strahl ermöglicht und Verluste deutlich reduziert [25]. Auf diese Anpassung und Details wird später in diesem Kapitel noch näher eingegangen. Abbildung 3.7 zeigt die Stripline, links ist der horizontale, rechts der vertikale Teil zu sehen.

³Standard IEEE-488; GPIB = **G**eneral **P**urpose **I**nterface **B**us, früher auch HPIB = **H**ewlett-**P**ackard **I**nterface **B**us

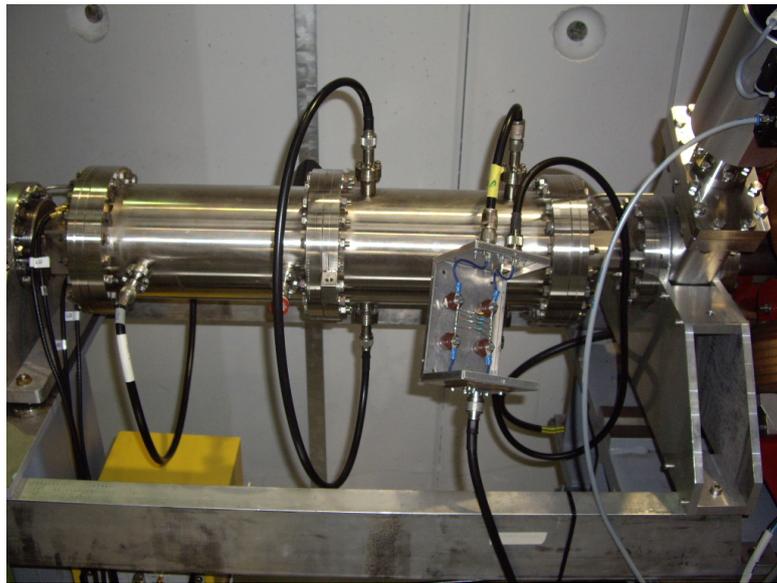


Abbildung 3.7.: Die Stripline in Sektor 4, die aus zwei Einzelteilen besteht. Links ist die horizontale, rechts die vertikale Stripline zu sehen. An der vertikalen Stripline ist die angehängte Kicker-Anpassung zu sehen. Die Elektronen durchfliegen die Stripline im Bild von links nach rechts.

Der Frequenzsweep muss relativ langsam erfolgen, da die Depolarisation wie in Kapitel 2.4 gezeigt erst nach und nach erfolgt. Der Öffnungswinkel für den Präzessionskegel kann über die Stärke des Magnetfelds im Kicker bestimmt werden. Hierzu wird zu Grunde gelegt, dass ohne Kickeranpassung ein Strom von 0.625 A durch die Stripline fließt. Mit diesem Wert kann die Größenordnung des durch den Stripline-Kicker erzeugten Magnetfelds abgeschätzt werden.

Der Stripline-Kicker besteht aus zwei Metallstreifen im Strahlrohr, die sich gegenüberliegen. Durch diese Leiter fließt ein Strom und erzeugt dadurch ein magnetisches Feld \vec{B} . Diese Streifen haben eine Breite von 58 mm und sind im Abstand $r = 14$ mm von der Sollbahn der Elektronen angebracht. Zur Vereinfachung der Abschätzung wird das Magnetfeld eines stromdurchflossenen Leiters ausgerechnet und die Ausdehnung der Streifen vernachlässigt. Eine Skizze der Stripline ist in Abbildung 3.8 dargestellt. Die an ANKA eingebaute Stripline besteht aus zwei unabhängigen Striplines, je einer horizontalen und einer vertikalen. Für die Energiekalibrierung ist aber nur die vertikale nötig, da sie ein horizontales \vec{B} -Feld erzeugt, wie es für die Depolarisation benötigt wird. Dieses \vec{B} -Feld koppelt wie in Kapitel 2.4 beschrieben an die Spins der Elektronen und ist für die Depolarisation verantwortlich.

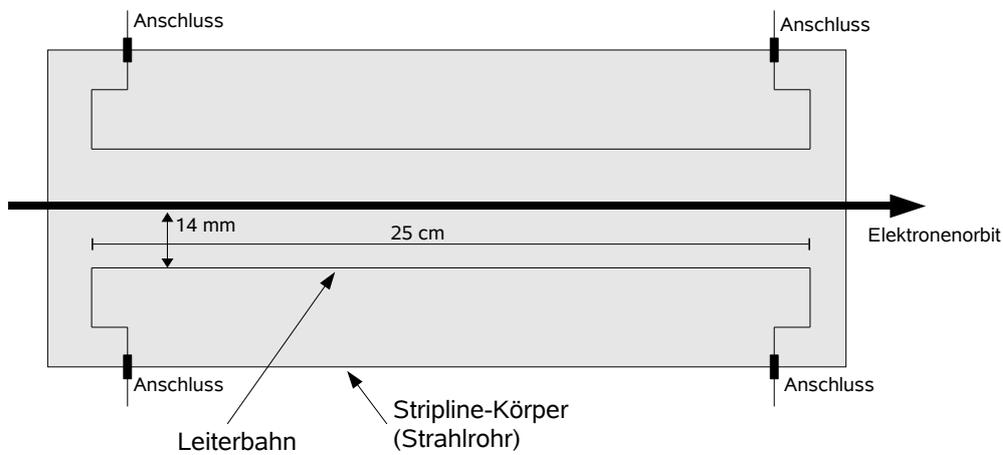


Abbildung 3.8.: Schematische Darstellung der vertikalen Stripline: Im aufgeweiteten Strahlrohr befinden sich Leiterbahnen, durch die Strom fließt und so ein Magnetfeld erzeugt.

Das erzeugte Magnetfeld kann über das Ampèresche Gesetz berechnet werden:

$$B_{Kicker} = 2 \cdot \frac{\mu_0 I}{2\pi r} = 2.86 \cdot 10^{-5} \frac{\text{T}}{\text{A}} \cdot I. \quad (3.1)$$

Neben der vereinfachten Geometrie geht als weiterer Parameter für die Feldberechnung nur der Strom I ein, der durch den Leiter fließt. In Gleichung 3.1 wird durch den Faktor 2 außerdem berücksichtigt, dass die Stripline aus zwei Leiterplatten besteht.

Für die Berechnung des Öffnungswinkel des Präzessionskegels wird das Produkt aus Magnetfeld B_{Kicker} und Kickerlänge l benötigt wie in Kapitel 2.4, Gleichung 2.24 dargestellt. Der Öffnungswinkel errechnet sich über die Gleichung

$$\Delta\Theta = \frac{ea}{m_0} B_{Kicker} \cdot t_K = \frac{ea}{m_0 \beta c} B_{Kicker} \cdot l. \quad (3.2)$$

3. Messaufbau

Damit ergeben sich für verschiedene Stromstärken folgende Werte für das effektiv wirkende Feld $B \cdot l$ und den daraus resultierenden Öffnungswinkel:

Strom $I[\text{A}]$	effektives Feld $B_{\text{Kicker}} \cdot l[\text{T} \cdot \text{m}]$	Winkel [rad]
0.625	$4.46 \cdot 10^{-6}$	$1.93 \cdot 10^{-6}$
1.0	$7.14 \cdot 10^{-6}$	$3.09 \cdot 10^{-6}$
2.5	$1.79 \cdot 10^{-5}$	$7.73 \cdot 10^{-6}$
3.0	$2.14 \cdot 10^{-6}$	$9.28 \cdot 10^{-6}$

Selbst für den Strom von 0.625 A sollte weniger als eine Sekunde benötigt werden, um den Spinvektor zu rotieren, da bei einer Umlauffrequenz von 2.7 MHz der Kicker entsprechend häufig durchfliegen wird und sein Magnetfeld an den Spinvektor koppelt. Allerdings muss beachtet werden, dass dafür das Magnetfeld jeweils genau phasenrichtig koppeln müsste. Ein weiterer Effekt, der dafür sorgt, dass die Depolarisation länger dauert, ist die Tatsache, dass die Energie der Elektronen einer bestimmten Verteilung unterliegt und daher bei unterschiedlichen Frequenzen des Magnetfelds die Depolarisation auftritt.

3.3.1. Kicker-Anpassungsschaltung

Bei den ersten Messungen hat sich gezeigt, dass bei der üblichen Verkabelung der Stripline in der Reihenfolge *Verstärker - vertikale Stripline - Abschlusswiderstand* die Leistung, die in den Strahl eingekoppelt wird, nicht für eine Depolarisation ausreicht. Daraufhin wurde eine Anpassung entworfen, die dieses Problem beseitigen soll.

Die verwendete Stripline ist für eine Resonanzfrequenz von 350 MHz ausgelegt, so dass sie im verwendeten Frequenzbereich von ca. 1.6 – 1.8 MHz fast keine Leistung abstrahlt und daher einfach als stromdurchflossener Leiter betrachtet werden kann. Aus diesem Grund wird die gesamte Leistung im 50 Ω -Abschlusswiderstand in Wärme umgewandelt. Die Striplines selbst haben jeweils einen reellen Widerstand von ca. 6 m Ω , hinzu kommt noch der Widerstand für die Anschlüsse und Kabel (ca. 200 m Ω), insgesamt ist der ohmsche Widerstand der Stripline aber sicher kleiner als 1 Ω [25]. Der imaginäre Anteil des komplexen Widerstands ist insgesamt deutlich größer als der reelle Anteil ($z \approx i\omega L$), was zu einer großen Phase führt und somit eine Fehlanpassung für den Verstärker darstellt. Die Anpassungsschaltung beruht

auf der Tatsache, dass eine Reihenschaltung von (Serien-) Widerstand R_r und Induktivität L auch durch eine Parallelschaltung mit Parallelwiderstand R_p repräsentiert werden kann. Es gilt für den ohmschen Widerstand der Zusammenhang

$$R_p = \frac{Z^2}{R_r} \quad (3.3)$$

gilt, da R_r wie beschrieben sehr klein ist. Ein kleiner Reihenwiderstand wird mit dieser Umwandlung durch einen großen Parallelwiderstand dargestellt. Es wird zusätzlich ein Kondensator C mit Parallelwiderstand R_p und Spule L parallel geschaltet, so dass ein Schwingkreis vorliegt. Wird dieser Schwingkreis annähernd in Resonanz betrieben, addieren sich Phase von kapazitivem und induktivem Widerstand zu 0 auf. Dies führt zu zwei Effekten: Der Verstärker "sieht" nur noch den reellen Parallelwiderstand, außerdem wird durch den Schwingkreis der Strom, der durch die Induktivität (also die Stripline) fließt, um den Gütefaktor der Anpassungsschaltung vergrößert. Als Resonanzbedingung muss gelten:

$$-\frac{1}{i\omega C} = i\omega L \quad \Rightarrow \quad \omega^2 = \frac{1}{LC} . \quad (3.4)$$

Im Fall unserer Anpassung wurde als Kapazität $C = 7.6 \text{ nF}$ verwendet, damit ergibt sich für den Parallelwiderstand ein Wert von ungefähr 30Ω , was als Abschlusswiderstand für den Verstärker ausreichend gut ist. Es hat sich gezeigt, dass damit der Stromfluss um einen Faktor 4-5 zunimmt und so auch das Magnetfeld entsprechend stärker wird. Eine Auswertung der Wirksamkeit für verschiedene Frequenzen wird später in diesem Kapitel vorgestellt.

Die Anpassungsschaltung besteht wie beschrieben nur aus Kondensatoren, die für die kapazitive Anpassung benötigt werden. Aus diesem Grund ist der Schaltplan der Anpassung auch sehr übersichtlich, wie in Abbildung 3.9 deutlich wird. Die Schaltung wird so an die Stripline angeschlossen, dass das Signal vom Ausgang durch beide Streifen der vertikalen Stripline läuft und am zweiten Ausgang der Anpassung wieder ankommt, um so die Parallelschaltung von Induktivität und Kapazität zu realisieren. Aus diesem Grund muss die Signalleitung eines Ausgangs auch auf die Masse des Eingangs gelegt werden. Den Anschluss über zwei Kabel an die beiden Enden der Striplines und die Verbindung zwischen den jeweils anderen Enden ist auf dem weiter oben gezeigten Foto der Stripline zu erkennen (siehe Abbildung 3.7). Ein Foto der Anpassungsschaltung selbst ist in Abbildung 3.10 gezeigt.

Zur Bestimmung der Eigenschaften der Anpassungsschaltung wurde der Strom, der durch die Stripline fließt, bei verschiedenen Frequenzen gemessen. Ohne Anpassungsschaltung wurde

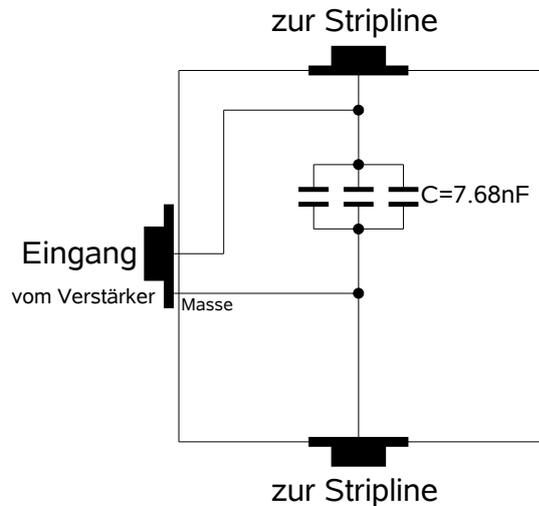


Abbildung 3.9.: Aufbauplan der Anpassungsschaltung. Links der Eingang vom Verstärker, oben und unten die Ausgänge zur Stripline. Die Kondensatoren dienen der kapazitiven Anpassung des Widerstands.

bei einer Leistung von 20 W über den gesamten Frequenzbereich 1.4 – 1.8 MHz ein Strom von $I_0 = 0.632$ A gemessen, das entspricht der Erwartung bei Berechnung aus dem Abschlusswiderstand von 50Ω . Mit dieser Anpassung ergaben sich folgende Werte:

Frequenz f [MHz]	1.4	1.5	1.6	1.7	1.8
Strom I [A]	2.64	3.08	3.1	2.97	2.47
Stromverstärkung $\frac{I}{I_0}$	4.18	4.87	4.91	4.70	3.91

Bei den Messungen ist zu beachten, dass die Angabe der Leistung einen recht großen Fehler von bis zu ca. 30% haben könnte, da das Leistungsmessgerät für den Frequenzbereich 2 – 30 MHz ausgelegt ist. Es wird aber sofort deutlich, dass durch die Anpassung der Stromfluss stark zunimmt, ungefähr um einen Faktor 4 bis 5, und damit eine deutliche Verbesserung eintritt. Diese Verstärkung findet sich auch im erzeugten \vec{B} -Feld wieder.

3.3.2. Ansteuerung des Frequenzgenerators

Für die Erzeugung des zeitlich variierenden Stroms im Kicker wurden verschiedene Signalgeneratoren getestet.

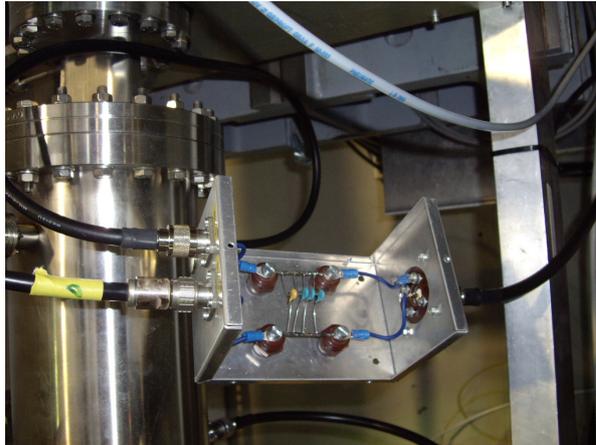


Abbildung 3.10.: Foto der Stripline-Anpassung. Im Bild oben befinden sich die beiden Ausgänge zur Stripline, unten den Eingang vom Verstärker

Überwiegend kam eine Kombination aus einem Spectrum Analyzer *HP8560E* und einem Tracking Generator *HP85640A* zum Einsatz. Am Spectrum Analyzer werden dabei die Messparameter Sweepdauer und das Frequenzintervall eingestellt, am *HP85640A* die Amplitude. Sobald der Sweep gestartet wird (manuell oder per Triggerpuls über GPIB) wird ein Durchlauf durch den Frequenzbereich durchgeführt. Der verwendete Spectrum Analyzer hat aber das Problem, dass ein Sweep ca. 1% länger dauerte als eingestellt, bei einer Dauer von 1800 s konnten Abweichungen nach oben von ca. 20 s festgestellt werden. Dies führt zu einem Fehler in der Frequenzbestimmung für die Depolarisationskante, da es leider keine geeignete Rückmeldung der aktuellen Frequenz gibt und die Frequenz aus der Zeit seit dem Start des Sweeps bestimmt wird. Derzeit gibt es noch kleinere Probleme mit dem Start des Frequenzsweeps über einen GPIB-Befehl, so dass dieser zu Beginn der Messung noch manuell gestartet werden muss. Die Amplitude des Frequenzsignals muss in jedem Fall am Tracking Generator manuell eingestellt werden.

Außerdem wurde zeitweise ein Function Generator *HP33120* getestet, bei dem die Frequenz softwareseitig in Intervallen von 0.1 s neu gesetzt wurde, weil die maximal mögliche Sweepdauer nur 450 s beträgt. Mit dieser Methode hätte das Problem umgangen werden können, dass bei der oben beschriebenen Gerätekombination ein Frequenzsweep länger dauert als eingestellt, außerdem ist die aktuelle Frequenz direkt bekannt und kann durch die Messsoftware verwendet und gespeichert werden. Die Verwendung des *HP33120A* war aber insofern nicht erfolgreich, da vermutlich die Frequenzintervalle zu groß waren, um eine Depolarisa-

3. Messaufbau

tion herbeizuführen. Bei einer typischen Messdauer von 1800 s und einem Frequenzintervall von 40 kHz bedeutet die oben genannte Schreibrate, dass sich die Frequenz in Schritten von 2.22 Hz ändert. In kleineren Zeitabständen konnte die Frequenz nicht gesetzt werden, da bedingt durch die Ansteuerung über den GPIB-Bus eine Zeit von ca. 70–90 μs für das Schreiben und vor allem das Rücklesen des ok-Status benötigt wird. Um Zeit zu gewinnen, wäre es auch möglich einfach nur die Frequenz zu schreiben und nicht den Status des Geräts zurückzulesen, da die reine Schreiboperation nur ca. 3 μs benötigt. Allerdings traten bei den Tests vermehrt Probleme auf Grund von Systemausfällen auf. Der Frequenzgenerator reagierte dann weder auf Befehle über den GPIB-Bus noch auf Bedienhandlungen direkt am Gerät. Eine Erklärung für das Problem konnte auch nach Rücksprache mit dem Herstellerkundendienst (inzwischen Agilent) nicht gefunden werden. An dieser Stelle soll allerdings erwähnt werden, dass auch mit Abfrage des Status⁴ das Problem nicht vollständig in den Griff bekommen wurde und es gelegentlich zu Gerätefehlern kam. Diese Fehler können jetzt aber zuverlässiger durch die Messsoftware erkannt und dementsprechend berücksichtigt werden. Da mit diesem Signalgenerator und der damit möglichen Ansteuerung eine größeren Genauigkeit bei der Angabe der Frequenz erzielt werden kann, wird weiter daran gearbeitet ihn verwenden zu können.

Optimal für die Messung wäre somit ein Frequenzgenerator, dessen Frequenzsweep eine deutlich höhere Genauigkeit bezüglich der Sweep-Dauer aufweist als der hier verwendete. Außerdem wäre es wünschenswert, wenn die Amplitude ebenfalls über einen Bus vom Messrechner aus geändert werden könnte, um in den Pausen zwischen zwei Messdurchläufen, die dem erneuten Aufbau der Polarisation dienen, das Signal und damit das Magnetfeld ausschalten zu können, so dass es nicht zur Reduzierung der Polarisation führen kann.

⁴der GPIB-Befehl *OPC? - für operation complete - liefert eine 1 zurück, wenn der gesendete Befehl fertig abgearbeitet ist

4. Software

4.1. Konzeption

Mit der Messsoftware werden die Signale, die an der seriellen Schnittstelle ankommen, ausgelesen und in Messwerte für die Zählrate umgewandelt. Diese Werte können auch grafisch auf dem Bildschirm ausgegeben werden. Außerdem können mit der Software über GPIB die Signalgeneratoren für die Depolarisation angesteuert werden, sofern das mit den verwendeten Geräten keine Probleme bereitet (siehe Problembeschreibung in Kapitel 3.3.2).

Als Programmiersprache wurde C++ verwendet. Um eine grafische Darstellung und benutzerfreundliche Bedienung zu ermöglichen, wurde das Programmpaket *Qt* von Trolltech verwendet. Qt ist eine Klassenbibliothek, die für die Entwicklung nicht-kommerzieller Software kostenlos über das Internet von [26] heruntergeladen werden kann. Die Bibliotheken sind für verschiedene Betriebssysteme erhältlich, auf der Unix-Variante beruht beispielsweise die Linux Arbeitsumgebung *KDE*.

Das für die Energiekalibrierung geschriebene Programm hat zwei Hauptaufgaben:

- die Durchführung der Messung
- die Online-Darstellung der Messdaten

Die Funktionalität des Programms mit seinen wichtigsten Bestandteilen ist in Abbildung 4.1 dargestellt.

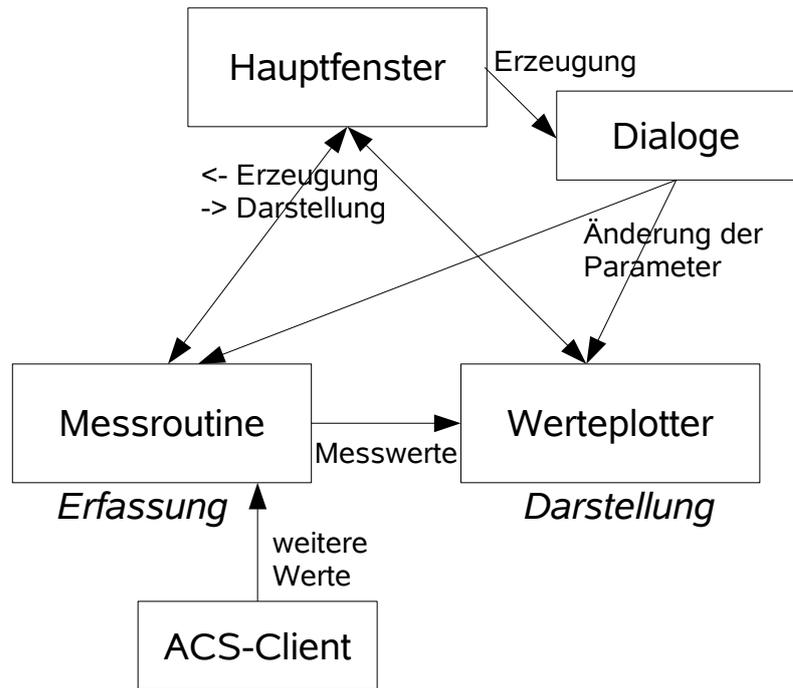


Abbildung 4.1.: Schematische Darstellung der wichtigsten Programmteile und ihrer Verbindungen

Der Programmteil für das Hauptfenster stellt die grafische Oberfläche und die Menüleisten zur Verfügung. In der entsprechenden Klasse werden die verschiedenen Elemente verwaltet, neben der Menüleiste sind das der Plotter, die Messroutine und die Dialoge. Die Dialoge sind in ihrer Funktion schnell erklärt: Sie lesen aus den Klassen die aktuellen Parameter aus und erlauben deren Änderung. Es gibt einen Dialog für die Messoptionen, einen Dialog für die Darstellungsparameter des Plotters und einen zusätzlichen Dialog für interne Einstellungen wie Geräte-Adressen.

Das Hauptfenster ist in zwei Teile aufgeteilt: Oben befindet sich der Werteplotter zur Darstellung der gemessenen Zählrate, seine Funktion ist in Kapitel 4.3 genauer beschrieben. In der unteren Fensterhälfte wird die Messroutine aufgerufen, die auf Grafikebene aus relativ wenigen Elementen besteht. Ihre eigentliche Aufgabe, die Erfassung der Zählrate und gegebenenfalls das Setzen der Frequenz für den Depolarisator über GPIB, läuft im Hintergrund ab. Auch die Funktionsweise dieses Programmteils wird in einem eigenen Kapitel, Kapitel 4.2, genauer beschrieben. Für die Messung wird nicht nur die Zählrate von der seriellen Schnittstelle ein-

gelesen, sondern auch Betriebsparameter wie der Strahlstrom aus dem ANKA-Kontrollsystem ACS (Advanced Control System [29] bzw. ALMA Common Software [30]) ausgelesen und mitgeschrieben. Hierzu dient der ACS-Client.

Ein Screenshot des Programms ist in Abbildung 4.2 dargestellt.

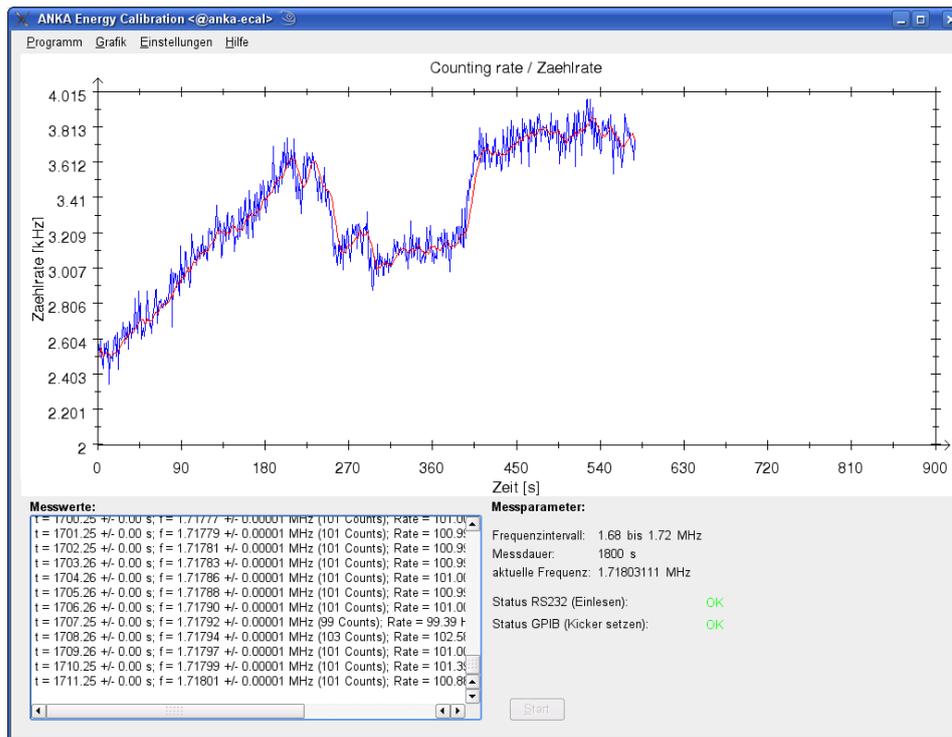


Abbildung 4.2.: Screenshot der Messsoftware: oben befindet sich der Wertepplotter für die Messwerte der Zählrate, unten sind Kontrollelemente für die Erfassung der Zählrate und die Kickeransteuerung platziert.

4.2. Aufgabenblöcke für die Messung

Die Messroutine ist für die Koordinierung der Messung verantwortlich. Das heißt, dass von diesem Programmteil aus über zeitabhängige Aufrufe, sogenannte Timer, in regelmäßigen Intervallen die Zählrate an der seriellen Schnittstelle eingelesen und die Frequenz für den Depolarisator über GPIB gesetzt wird. Die eingelesenen Messwerte werden zusammen mit den Werten aus dem ANKA-Kontrollsystem, die über die später beschriebene Socket-Verbindung

eingelezen werden, zwischengespeichert, an den Plotter übergeben und nach Ende der Messung in einer Datei exportiert.

4.2.1. Depolarisator-Treiber

Um den Frequenzgenerator zur Erzeugung des Kickermagnetfelds anzusteuern, wird ein GPIB-Treiber [27] von National Instruments verwendet. Dieser Treiber stellt eine Bibliothek zur Verfügung, die in eigene C++-Programme eingebunden werden kann. In ihr werden dann die nötigen Befehlssätze zur Ansteuerung implementiert. Nach Aufbau der Verbindung können einzelne Befehle an das Gerät geschickt werden, beispielsweise um Parameter wie Frequenz oder Spannung zu setzen. Im Anschluss daran wird der Befehl `*OPC?` geschickt und sein Rücklesewert abgefragt. Wird eine 1 zurückgeliefert, ist der Befehl erfolgreich abgearbeitet worden. Die reine Schreiboperation über GPIB dauert nicht sehr lange, ca. $3 \mu\text{s}$, während für das Rücklesen durchschnittlich ca. $90 \mu\text{s}$ benötigt werden. Durch diese Zeiten wird die maximal mögliche Rate der Frequenzänderung festgelegt.

Eine Referenz der verwendeten Befehle ist in Anhang C zusammengestellt.

4.2.2. Datenerfassung über die serielle Schnittstelle

Wie bereits in Kapitel 3.2 beschrieben, liegen an der seriellen Schnittstelle logische Werte 1 und 0 ohne Datenübertragungsprotokoll an. Eine 1 bedeutet, dass am Photomultiplier ein Signal registriert wurde und steht daher für ein Elektron. Um diese Informationen auszuwerten, muss die Messsoftware die Anzahl der 1 in einem bestimmten Zeitintervall bestimmen. Zum Auslesen der seriellen Schnittstelle wird *QExtSerialPort* verwendet. Dieser Treiber ist für Qt entwickelt und kann von [28] heruntergeladen werden. Durch diese Klasse wird ein Befehl zur Verfügung gestellt, der angibt wie viele Bytes an der seriellen Schnittstelle anliegen, und kann diese auslesen. Wird diese Ausleseoperation nun jeweils in festen Abständen durchgeführt, kann daraus die Zählrate bestimmt werden. In der Regel wird für die Zählratenbestimmung ein Intervall von 1 s verwendet.

4.2.3. Socketverbindung zum ANKA-Kontrollsystem

Dieser Programmteil dient dazu, Werte aus dem Beschleunigerkontrollsystem ACS auszulesen. Für die Messung zur Energiekalibration werden Strahlstrom und -lebensdauer ausgelesen

und zusammen mit den anderen Messwerten abgespeichert. Das Programm selbst ist sehr einfach gehalten: Über eine Socket-Verbindung verbindet sich der im Messprogramm integrierte Client mit dem Server des Kontrollsystems. Anschließend kann er über diese Verbindung Anfragen an den Server senden und erhält als Antwort den Wert des jeweiligen Parameters zurück. Dieser Rückgabewert wird der Messroutine zur Verfügung gestellt.

4.3. Grafische Darstellung der Messdaten

Die gemessene Zählrate wird in der oberen Fensterhälfte dargestellt. Dazu wurde ein Wertepplotter entworfen, der die Zählrate von der Messroutine übergeben bekommt und sie dann entweder über der Frequenz oder der Zeitachse darstellt. Zusätzlich kann ein gleitender Mittelwert über die Zählrate gelegt werden, um deren Rauschen etwas auszumitteln und es dem Betrachter so einfacher zu machen, Trends zu erkennen. Die aktuelle Darstellung kann in verschiedenen Formaten gespeichert oder direkt ausgedruckt werden.

5. Bestimmung der Strahlenergie

5.1. Datennahme

Die Messungen zur Bestimmung der Strahlenergie wurden in gesonderten Messzeiten für Beschleunigerstudien, die an ANKA ungefähr einmal monatlich zur Verfügung steht, durchgeführt. Dies ist nötig, da der Speicherring hierbei nicht mit den üblichen Parametern des Nutzerbetriebs betrieben wird. Im Nutzerbetrieb wird der Elektronenstrahl zweimal täglich mit ca. 200 mA in zwei Bunchzügen komplett neu injiziert. Jede Füllung wird mit einer sogenannten Fill-Nummer durchnummeriert und kann so für Aufschreibungen und Auswertungen eindeutig identifiziert werden. Im Gegensatz zur normalen Füllung, konnten wir uns den Strahl flexibel bereitstellen und außerdem die Füllung auf nur einen Bunchzug beschränken, der so weit wie möglich gefüllt wurde. Dadurch wird der Strom pro Bunch höher, so dass die Touschek-Streuung, die zur Polarisationsbestimmung nötig ist, stärker wird. In der ersten Zeit konnte die Füllung für die Energiebestimmung bis zu ca. 180 mA enthalten, während ab April 2008 durch Umbauten im Bereich des SUL-Wigglers mit einem kleineren Strahlrohr (Apertur nur noch 11 mm) im Normalfall maximal 150 mA möglich waren. Es hat sich im Laufe der Zeit auch gezeigt, dass unterhalb von ca. 100 mA nur noch sehr schwach ausgeprägte Depolarisationskanten nachgewiesen werden können und die Messung somit signifikant ungenauer wird.

Ein weiterer Punkt, der für eine Messung im Rahmen gesonderter Schichten spricht, ist die Tatsache, dass zur Depolarisation die Verkabelung am Stripline-Kicker verändert werden muss. Im Normalbetrieb sind die vertikale und die horizontale Stripline in Reihe geschaltet und enden an einem Abschlusswiderstand (50Ω). Auf diese Weise können durch Anregung des Strahls mit weißem Rauschen über die so verkabelten Striplines horizontaler Tune Q_x und vertikaler Tune Q_y gemessen werden. Für die Energiekalibrierung dagegen wird nur die vertikale Stripline benötigt und wie in Kapitel 3.3.1 gezeigt auch mit einem abweichenden Anschlusschema betrieben.

Die Durchführung der Energiebestimmung gestaltet sich folgendermaßen: Nachdem der Elektronenstrahl für die Nutzung bereit steht, d.h. die Endenergie erreicht ist und der Orbit korrigiert wurde, muss ca. 10 Minuten gewartet werden, damit sich die Polarisation aufbauen kann. Nach dieser Zeit wird der Frequenz-Sweep am Signalgenerator und gleichzeitig die Datenaufnahme gestartet. Hierzu ist zu sagen, dass der Start von Sweep und Datennahme auf Grund der in Kapitel 3.3 dargestellten Probleme mit der Ansteuerung des Frequenzgenerators i.d.R. durch gleichzeitiges Drücken der Start-Tasten an Signalgenerator und Messrechner erfolgte. Es ist aber weiterhin geplant den Start von Sweep und Datenaufnahme synchron durch die Messsoftware durchführen zu lassen.

Eine typische Messung dauert 15 oder 30 Minuten, hierbei wird ein Frequenzintervall von 20 kHz bzw. 40 kHz durchfahren. Die Messsoftware nimmt während dieser Zeit die Zählrate der Verlustelektronen auf und stellt sie grafisch auf dem Bildschirm dar. Wenn der Strahl depolarisiert wird, zeigt sich das durch ein (langsameres) Ansteigen der Zählrate. Der Grund für den langsamen Anstieg ist, dass die Depolarisation nicht auf einmal erfolgt, sondern ein Einteilcheneffekt ist. Nicht alle Elektronen im Strahl haben die gleiche Energie, sie unterliegt stattdessen einer Verteilung. Über den grundlegenden Zusammenhang zwischen Energie und Depolarisationsfrequenz (Gleichung 2.26) ergibt sich, dass es für jede Energie genau eine Depolarisationsfrequenz gibt, so dass die Elektronen mit großer Energieabweichung auch zuerst bzw. zuletzt ihre Spinausrichtung ändern.

Sofern die Energie regelmäßig gemessen wird und daher gut bekannt ist, ist nur eine Messung im entsprechenden Frequenzbin erforderlich, die Depolarisationskante liefert dann die Energie. Da an ANKA die letzte umfangreiche Energiebestimmung aber schon länger zurücklag, bestand die Aufgabe auch darin, zu verifizieren, dass die gefundene Depolarisation auch wirklich durch die Energie und nicht durch ein Synchrotron-Seitenband hervorgerufen wird. Dazu muss die Messung im gleichen Frequenzbin für verschiedene RF-Spannungen U_{rf} durchgeführt werden. Wenn es sich um die Energie handelt, dann verändert sich die Depolarisationsfrequenz bei verschiedenen U_{rf} nicht, während sie sich bei einem Q_s -Seitenband verschiebt, da der Synchrotron-Tune Q_s von der RF-Spannung abhängt und sein Quadrat proportional zur Spannung ist: $Q_s^2 \propto U_{rf}$.

5.2. Resultate

Es wurden an mehreren Tagen Messungen durchgeführt. Bei den ersten Messungen ergaben sich verschiedene Probleme, beispielsweise war die Depolarisation des Elektronenstrahls bis zur Fertigstellung der Kickeranpassung scheinbar nicht immer vollständig, so dass die Sprünge in der Zählrate nicht oder nur schwer feststellbar bzw. vom normalen Rauschen zu unterscheiden waren. Im Folgenden soll daher vor allem auf die beiden Messzeiten am 27.05.2008 und 17.06.2008 eingegangen werden. Am 27.05.2008 wurde zuerst die Kickeranpassung getestet, anschließend wurden fünf Messungen bei gleicher RF-Spannung und im gleichen Frequenzintervall, aber mit verschiedenen RF-Frequenzen durchgeführt. Diese Messung dient zur Bestimmung des Momentum Compaction Factor α_c und wird in Kapitel 6.1 weiter beschrieben.

Am 17.06.2008 wurde dann die Energie systematisch untersucht, d.h. neben der Energie-Depolarisation auch die Q_s -Seitenbänder betrachtet und durch Veränderung der RF-Spannung verifiziert, dass es sich um solche handelt.

Ein typisches Ergebnis für die Auftragung der Zählrate gegen Zeit- bzw. Frequenzachse ist in Abbildung 5.1 dargestellt: Über die gesamte Zeit gesehen nimmt die Zählrate ab, da der Strom sinkt und damit die Wechselwirkungsrate der Touschek-Streuung geringer wird. Dieser Zusammenhang wird anhand der ebenfalls eingetragenen Kurve für den Strahlstrom (durchgezogene Linie) verdeutlicht. Ungefähr in der Mitte des Zeit- bzw. Frequenzintervalls nimmt in diesem Beispiel die Zählrate innerhalb kurzer Zeit kontinuierlich zu. In diesem Zeitraum wird der Elektronenstrahl durch das eingekoppelte Magnetfeld nach und nach depolarisiert.

Die Berechnung der Energie erfolgt über die Frequenz, bei der depolarisiert wird. Da die Frequenz nicht als Online-Parameter zur Verfügung steht, muss sie über die Parameter des Sweeps berechnet werden. Aus dem linearen Zusammenhang zwischen Zeit und Frequenz durch den Frequenz-Sweep ergibt sich aus der Depolarisationszeit t_d direkt die Depolarisationsfrequenz f_d über

$$f_d = f_1 + \frac{f_2 - f_1}{t_{sweep}} \cdot (t_d - t_0) . \quad (5.1)$$

Hierbei sind f_1 und f_2 die begrenzenden Frequenzen für den Sweep, t_{sweep} die Dauer des Sweepdurchlaufs und t_0 eine eventuelle Verschiebung zwischen Beginn des Sweepdurchlaufs und der Datenerfassung. Dieser Zeitversatz t_0 ist durch den manuellen Start von Sweep und

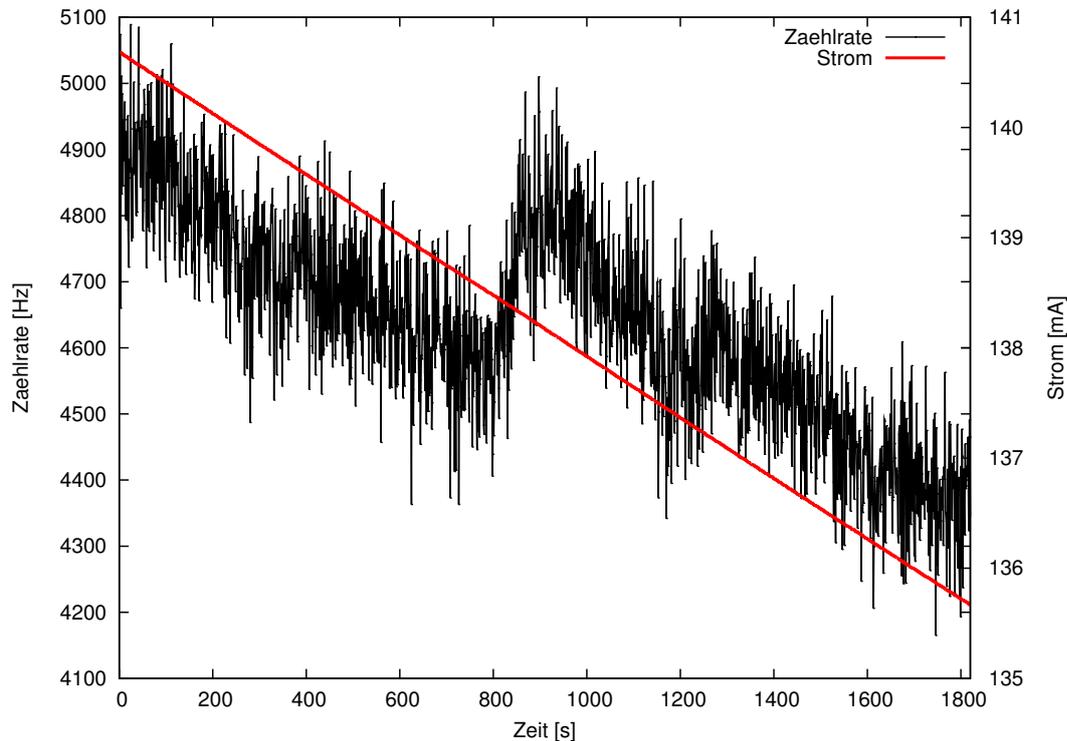


Abbildung 5.1.: Beispieldarstellung der Messdaten: Frequenzintervall 1.68 – 1.72 MHz, Sweepldauer 1800 s, in der Mitte ist deutlich ein Sprung in der Zählrate zu erkennen; Neben der Zählrate wurde noch der Strahlstrom eingezeichnet, deutlich sichtbar der parallele Abfall

Messung bedingt.

Aus den Messdaten wird durch einen Fit mit einer abgewandelten Froissart-Stora-Funktion [31, 32]

$$r(t) = a - b \cdot t + \frac{\Delta r}{1 + \exp\left(-\frac{t-t_d}{\sigma_d}\right)} \quad (5.2)$$

die Zeit der Depolarisation bestimmt. Hier ist $r(t)$ die zeitabhängige Zählrate. Die Parameter a und b beschreiben den linearen Abfall der Zählrate durch den sinkenden Strahlstrom. Δr gibt die Größe der Änderung der Zählrate durch den Sprung an, t_d ist der Zeitpunkt der Depolarisation und σ_d ihre Breite, also die Zeit, die zur Depolarisation benötigt wird. Wird der lineare Zusammenhang des Stromverlaufs nicht betrachtet, sondern nur der Term mit der Exponentialfunktion im Nenner, ist zu sehen, dass diese Funktion einen Anstieg mit oben genannten Parametern zeigt, wie in Abbildung 5.2 deutlich wird. Die Funktion hat Ähnlichkeit

5. Bestimmung der Strahlenergie

mit einer Fermi-Funktion, die vergleichbare Eigenschaften hat und im Extremfall eine Stufe beschreibt.

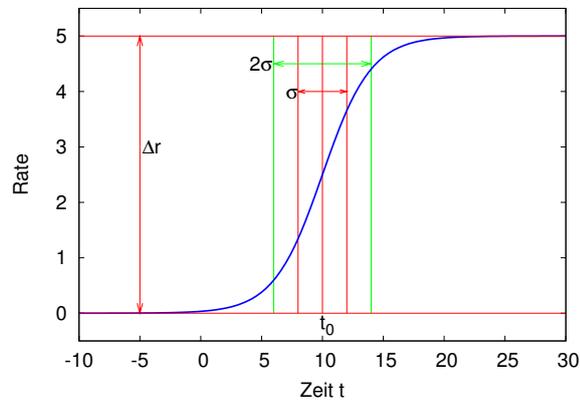


Abbildung 5.2.: Darstellung der Sprungfunktion: $t_0 = 10$ ist der Zeitpunkt des Sprung, der die Breite $\sigma = 2$ und die Höhe $\Delta r = 5$ hat. Außerdem ist die 2σ -Ausdehnung eingezeichnet.

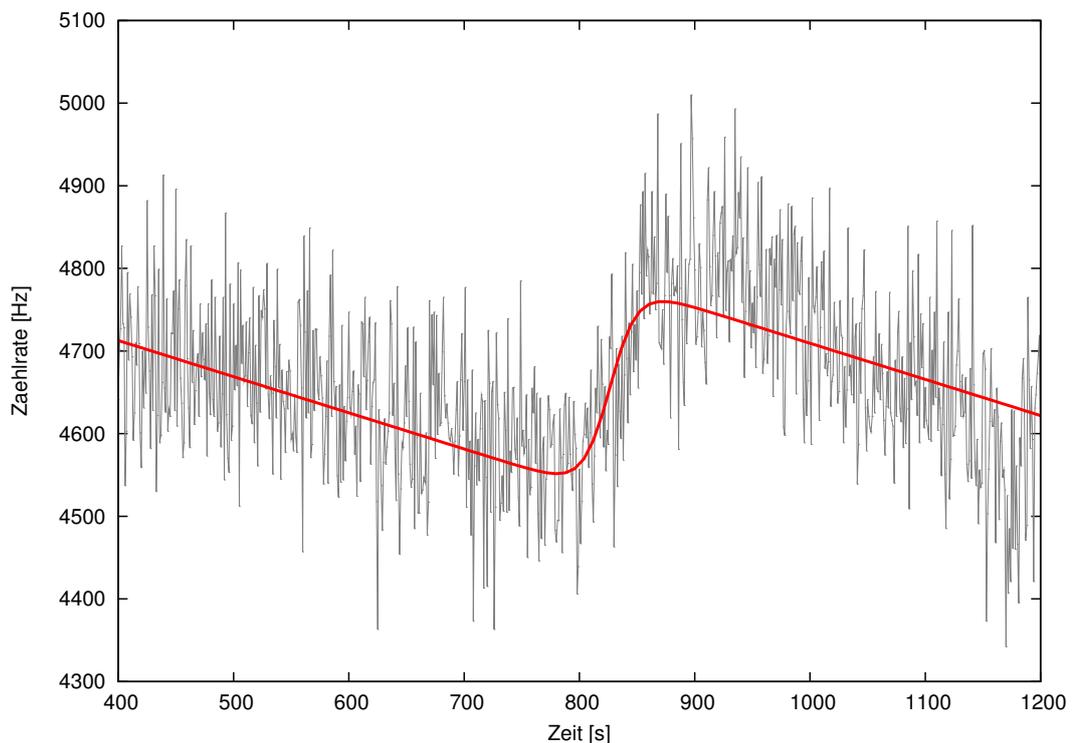


Abbildung 5.3.: Ausschnitt der Zählratenänderung mit der gefitteten Sprungfunktion

Die Fits wurden mit root durchgeführt, für die oben bereits beispielhaft dargestellte Messung sind die Messwerte mit der daran angepassten Funktion 5.2 in Abbildung 5.3 dargestellt. Daraus ergeben sich folgende Parameter:

Depolarisationszeitpunkt	$t_d [s]$	826.4 ± 3.6
Dauer der Depolarisation	$\sigma_d [s]$	11.8 ± 2.7
Änderung der Zählrate	$\Delta r [Hz]$	259.2 ± 11.7
Ordinate	$a [Hz]$	4887.7 ± 6.9
neg. Steigung	$b [Hz/s]$	0.438 ± 0.014

Tabelle 5.1.: Parameter der Anpassung von Funktion 5.2 an die in Abbildung 5.3 beispielhaft dargestellten Messdaten.

Aus diesen Messwerten ergibt sich nach Umrechnung auf die Frequenzskala für die Depolarisationsfrequenz

$$f_d = 1.7284 \pm 0.0005 \text{ MHz} \quad (5.3)$$

Für die Messung am 17.06.2008 wurde der Speicherring zweimal gefüllt. Für die Einzelmessungen wurden dabei unterschiedliche RF-Spannungen eingestellt: 350 kV (derzeitige Standardeinstellung beim Betrieb mit 2.5 GeV), 300 kV und 375 kV. Als RF-Frequenz wurde bei allen Messungen die zentrale Frequenz verwendet, die beim 1. Fill (Nr. 2366) den Wert $f_{rf} = 499.68542 \text{ MHz}$ und beim 2. Fill (Nr. 2367) $f_{rf} = 499.68529 \text{ MHz}$ hatte.

Die Messungen wurden mit den in den folgenden Tabellen angegebenen Parametern durchgeführt. f_1 , f_2 und t_{sweep} geben wieder die Parameter für den Frequenz-Sweep an, U_{rf} ist die eingestellte RF-Sollspannung für die Kavitäten in Sektor 2 und Sektor 4, f_s ist der zu Beginn der Messung bestimmte Synchrotron-Tune. Bei allen Messungen war der SUL-Wiggler auf 50 mm geschlossen.

- 1. Füllung (Fill 2366), $f_{rf} = 499.68542 \text{ MHz}$

Nr.	$f_1 [\text{MHz}]$	$f_2 [\text{MHz}]$	$t_{sweep} [s]$	$U_{rf} [\text{kV}]$	$f_s [\text{kHz}]$	$f_d [\text{MHz}]$
M11	1.69	1.71	900	350	31.8	1.6960 ± 0.0011
M12	1.69	1.71	900	375	33.0	1.6960 ± 0.0005
M13	1.69	1.71	900	300	29.4	1.6992 ± 0.0011
M14	1.71	1.75	1800	350	31.8	1.7284 ± 0.0005

5. Bestimmung der Strahlenergie

- 2. Füllung (Fill 2367), $f_{rf} = 499.68529$ MHz

Nr.	f_1 [MHz]	f_2 [MHz]	t_{sweep} [s]	U_{rf} [kV]	f_s [kHz]	f_d [MHz]
M21	1.74	1.78	1800	350	31.9	1.7602 ± 0.0006
M22	1.74	1.78	1800	300	29.3	1.7573 ± 0.0005
M23	1.71	1.75	1800	300	29.4	1.7267 ± 0.0018
M24	1.78	1.80	900	350	31.0	1.7901 ± 0.0017
M25	1.66	1.68	900	350	31.9	1.6643 ± 0.0004
M26	1.72	1.74	900	350	31.9	1.7273 ± 0.0011

In der letzten Spalte der Tabelle ist bereits der aus dem Fit bestimmte Wert für die Depolarisationsfrequenz angegeben.

Um Vergleiche anstellen zu können und festzustellen, welche Depolarisation die Energie und welche ein Q_s -Seitenband widerspiegelt, wird die Tabelle nach den Frequenzen der Depolarisation gruppiert und die Auswirkung unterschiedlicher RF-Spannungen betrachtet.

Nr.	f_d [MHz]	E [MeV]	U_{rf} [kV]	Klassifizierung
M25	1.6643 ± 0.0004	2472.53 ± 0.06	350	$-2Q_s$
M13	1.6992 ± 0.0011	2478.19 ± 0.18	300	$-1Q_s$
M11	1.6960 ± 0.0011	2477.66 ± 0.17	350	$-1Q_s$
M12	1.6960 ± 0.0005	2477.66 ± 0.08	375	$-1Q_s$
M23	1.7267 ± 0.0018	2482.65 ± 0.29	300	Energie
M14	1.7284 ± 0.0005	2482.92 ± 0.09	350	Energie
M26	1.7273 ± 0.0011	2482.74 ± 0.18	350	Energie
M22	1.7573 ± 0.0005	2487.61 ± 0.09	300	$+1Q_s$
M21	1.7602 ± 0.0006	2488.08 ± 0.09	350	$+1Q_s$
M24	1.7901 ± 0.0017	2492.93 ± 0.27	350	$+2Q_s$

Tabelle 5.2.: Auswertung der Messungen vom 17.06.2008 bezüglich der Depolarisationsfrequenz bei unterschiedlichen RF-Spannungen mit Klassifizierung der Depolarisation

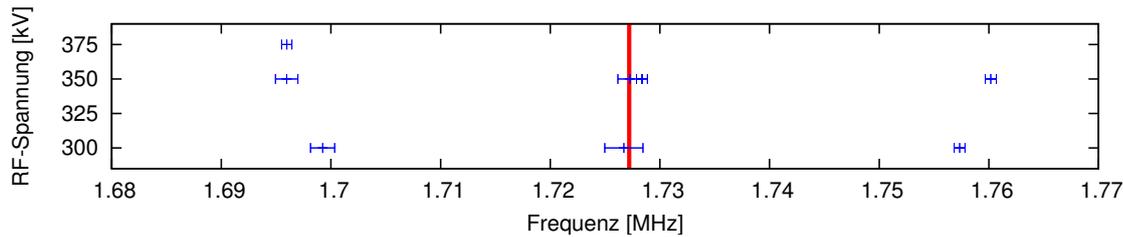


Abbildung 5.4.: gemeinsame Darstellung der Energie mit den Q_s -Seitenbändern 1. Ordnung für verschiedene RF-Spannungen U_{rf}

Zur Klassifizierung ist es entscheidend, an welcher Stelle die Frequenz unabhängig von der RF-Spannung ist und wie groß die Differenz der Frequenzen ist. Als Energie kommen der zweite und der dritte Block in obiger Tabelle in Frage. In Abbildung 5.4 sind die Frequenzen im Bereich von 1.68 MHz bis 1.77 MHz zusammen mit dem Fehler aus dem Fit für die Depolarisationsfrequenz aufgetragen. Bei genauerer Betrachtung ist zu sehen, dass für den dritten Block die Messpunkte im Rahmen des Fehlers bei einer Frequenz liegen, während die Frequenzen des zweiten Blocks für 300 kV und 350 kV doch deutlich voneinander abweichen, auch wenn die Werte für 350 kV und 375 kV sehr nahe beieinander liegen. Damit ergibt sich, dass die Energie im normalen Betriebsmodus und einem Energie-Sollwert von 2.5 GeV bei 2482.870 ± 0.072 MeV liegt und damit ca. 0.69% unter dem aus dem Strom erwarteten Wert, der sich aus der Feldstärke der Ablenkmagneten ergibt. Ein Grund für diese Abweichung ist darin zu finden, dass die Magneten sich für die Nominalenergie bereits nahe der Sättigung befinden. Die relative Genauigkeit für diese Energie ist $\Delta E/E = 2.88 \cdot 10^{-5}$ und liegt damit in der erwarteten Größenordnung von 10^{-5} .

Weiterhin werden die Seitenbänder höherer Ordnung betrachtet. Wir haben zusätzlich zu den Seitenbändern 1. Ordnung mit $\pm 1Q_s$ auch die Seitenbänder 2. Ordnung mit $\pm 2Q_s$ aufgenommen, diese allerdings nur bei der Spannung $U_{rf} = 350$ kV. Wie bereits erläutert ist die Depolarisation ein Einteilcheneffekt, so dass der über Gleichung 2.27 bestimmte Synchrotron-Tune der inkohärente Synchrotron-Tune ist. Im Gegensatz dazu kann und wird der kohärente Synchrotron-Tune für den gesamten Elektronenstrahl mit einem Spektrum-Analyzer gemessen, wie in Kapitel 2.6 beschrieben wurde. Eine Darstellung der Energiekante mit den Seitenbänder ist in Abbildung 5.5 gezeigt. Auf das Verhältnis von kohärentem zu inkohärentem Synchrotron-Tune wird in Kapitel 6.3 noch genauer eingegangen.

5. Bestimmung der Strahlenergie

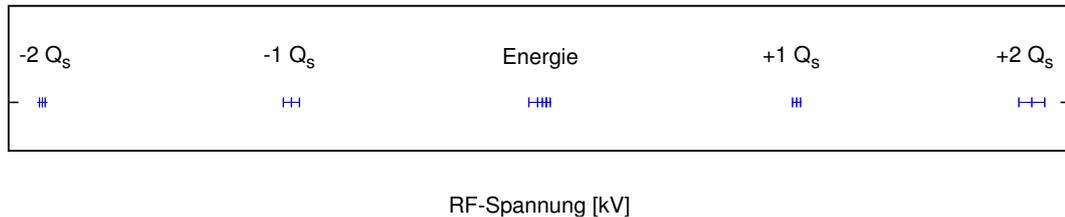


Abbildung 5.5.: gemeinsame Darstellung der Energie mit den Q_s -Seitenbändern 1. und 2. Ordnung für $U_{rf} = 350$ kV

5.2.1. Systematische und statistische Unsicherheiten

Für die Messung müssen verschiedene Unsicherheiten berücksichtigt werden. Diese kommen einerseits durch die Charakteristik des Messaufbaus zustande (beispielsweise der manuelle Start des Frequenzsweeps), sind aber auch statistisch bedingt (beispielsweise durch den Fit der Sprungfunktion zur Bestimmung der Depolarisationszeit).

Als statistische Fehler fließen die Unsicherheiten beim Fit der Sprungfunktion und die Schwankungen der Zählrate, die sich ebenfalls in der Bestimmung der Fit-Parameter widerspiegeln, ein. Ebenso fällt der Fehler bei der Berechnung des Mittelwerts in diese Kategorie. Besonders ins Gewicht fallen hier die Fehler bei der Bestimmung der Depolarisationszeit bzw. -frequenz. Da der Anstieg der Zählrate teilweise relativ langsam erfolgt kann der Fehler bis zu 100 Sekunden betragen, was ca. 1 – 2 kHz entspricht.

Der wichtigste systematische Fehler ist die Abweichung bei der Bestimmung der aktuellen Frequenz durch die größere Dauer des Frequenzsweeps in der Realität gegenüber dem als Parameter eingestellten Wert und die Zeitverzögerung zwischen Start von Frequenzsweep und Datenerfassung. Diese Fehler addieren sich auf und führen zu einem Fehler in der Zeit von $\Delta t_d^{(syst)} = 10$ s bzw. in der Frequenz von $\Delta f_{sweep}^{(syst)} = 0.3$ kHz.

Die verschiedenen Werte für die Energie aus den Messreihen werden in einem gewichteten Mittelwert zum Ergebnis der Strahlenergie zusammengefasst.

6. Strahlenergie in beschleunigerphysikalischen Parametern

6.1. Momentum Compaction Factor

Wie in Gleichung 2.30 bereits dargestellt, gibt der Momentum Compaction Factor α_c das Verhältnis der relativen Bahnlängenänderung $\Delta L/L_0$ zur relativen Impulsabweichung $\Delta p/p_0$ an. Durch die Umlauffrequenz f_{rf} ist bei (praktisch) konstanter Geschwindigkeit der Elektronen die Bahnlänge gegeben. Die zentrale Frequenz f_{rf}^c korrespondiert hierbei mit der Sollbahn L_0 für zentralen Durchgang durch die Quadrupole. Damit gilt:

$$\frac{\Delta L}{L_0} = -\frac{\Delta f_{rf}}{f_{rf}^c} \quad \text{mit} \quad \Delta f = f_{rf} - f_{rf}^c. \quad (6.1)$$

Für relativistische Elektronen gilt der Zusammenhang

$$E \approx pc \quad (6.2)$$

Da die Elektronen mit einem γ -Faktor von $\gamma \approx 5000$ hochrelativistisch sind, gilt dies für die Elektronen im ANKA-Speicherring.

Damit kann der Momentum Compaction Factor auch geschrieben werden als

$$\alpha_c = -\frac{f_{rf} - f_{rf}^c}{f_{rf}^c} \cdot \frac{E_c}{E - E_c} = -\frac{\Delta f_{rf}}{f_{rf}^c} \cdot \frac{E_c}{\Delta E}. \quad (6.3)$$

Zur Bestimmung muss zuerst die Energie E_c für die zentrale Frequenz f_{rf}^c bestimmt werden. Anschließend wird die RF-Frequenz (und damit die Umlauffrequenz) verändert und für die

6. Strahlenergie in beschleunigerphysikalischen Parametern

geänderte Frequenz wieder die Energie bestimmt.

Eine entsprechende Messung wurde am 27.05.2008 durchgeführt, allerdings wurde das 1. Q_s -Seitenband ($-1Q_s$) zur Depolarisation verwendet. Dies macht keinen nennenswerten Unterschied zu einer Messung an der Energie-Depolarisation, da bei konstanter RF-Spannung gemessen wurde und damit das Q_s -Seitenband immer gleichmäßig zur Energie verschoben ist. Für die verschiedenen RF-Frequenzen f_{rf} ergaben sich folgende Werte für die Energien. Hierbei ist M11 die Messung bei zentraler Frequenz. Als Ungenauigkeit für die Angabe der Frequenz wurde $\Delta f = 0.1$ kHz unter Berücksichtigung der Genauigkeit der zur Verfügung stehenden Daten angenommen.

Nr.	f_{rf} [MHz]	E [MeV]	$\Delta E/E_c$	$\Delta f_{rf}/f_{rf}^c$
M11	499.6870	2477.5212 \pm 0.0909	$0 \pm 0.52 \cdot 10^{-4}$	$0 \pm 2.83 \cdot 10^{-7}$
M12	499.6860	2477.9658 \pm 0.0503	$(1.79 \pm 0.42) \cdot 10^{-4}$	$(-2.00 \pm 2.83) \cdot 10^{-7}$
M13	499.6850	2478.3423 \pm 0.0918	$(3.31 \pm 0.52) \cdot 10^{-4}$	$(-4.00 \pm 2.83) \cdot 10^{-7}$
M14	499.6880	2476.7440 \pm 0.1019	$(-3.14 \pm 0.55) \cdot 10^{-4}$	$(2.00 \pm 2.83) \cdot 10^{-7}$
M15	499.6890	2476.2598 \pm 0.1878	$(-5.09 \pm 0.84) \cdot 10^{-4}$	$(4.00 \pm 2.83) \cdot 10^{-7}$

Tabelle 6.1.: Messwerte für die aus der Depolarisationsfrequenz bestimmten Energiewerte für verschiedene Umlauffrequenzen

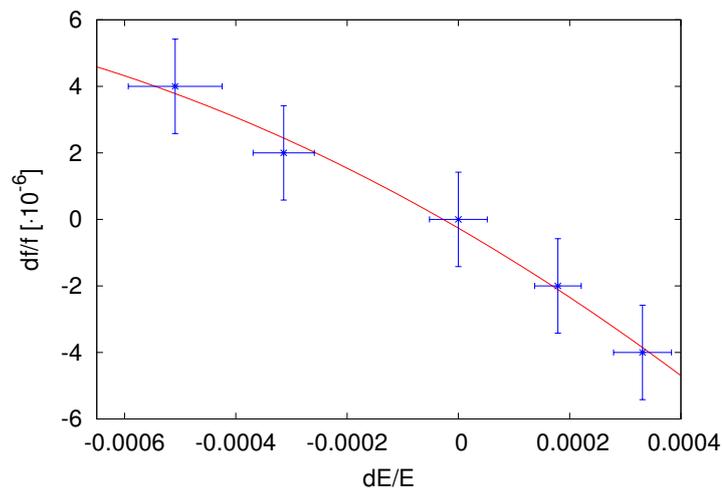


Abbildung 6.1.: Auftragung der Werte für $\Delta f_{rf}/f_{rf}$ über $\Delta E/E_c$ und der angepassten Funktion für den Momentum Compaction Factor α_c

Da das jeweilige Verhältnis von $\Delta f_{rf}/f_{rf}$ über $\Delta E/E_c$ als Konstante erwartet wird, wird eine Funktion 2. Ordnung an diese Werte gefittet, wie in Abbildung 6.1 dargestellt. Für die Funktion der Form $\frac{\Delta f_{rf}}{f_{rf}} = a \cdot \left(\frac{\Delta E}{E_c}\right)^2 + b \cdot \frac{\Delta E}{E_c} + c$ ergeben sich folgende Parameter:

$$\begin{aligned} a &= -3.45 \pm 2.73 \\ b &= -0.00970 \pm 0.00079 \\ c &= (-2.63 \pm 3.07) \cdot 10^{-7} . \end{aligned}$$

Bei der Auswertung ist zu beachten, dass hier $\Delta f_{rf}/f_{rf}$ über $\Delta E/E_c$ aufgetragen wurde, der Momentum Compaction Factor aber als $\alpha = -\frac{\Delta f_{rf}/f_{rf}}{\Delta E/E_c}$ definiert ist. Die Ergebnisse des Fits zeigen somit den negativen Wert des Ergebnisses. Der lineare Anteil ergibt den Momentum Compaction Factor, in diesem Fall $\alpha_c = (9.77 \pm 0.79) \cdot 10^{-3}$.

6.1.1. Höhere Ordnungen des Momentum Compaction Factor

Im Vergleich zur bereits vorgestellten Messung des Momentum Compaction Factors, muss der Zusammenhang zwischen Bahnlänge und Impulsabweichung nicht immer so linear sein. In der an ANKA ebenfalls im Nutzerbetrieb verwendeten sogenannten low α -Optik, bei der der Momentum Compaction Factor α_c deutlich reduziert ist, ist dieser dort nicht linear, sondern hat signifikante Anteile höherer Ordnung.

Zur Bestimmung des Momentum Compaction Factor, wurde die Synchrotronfrequenz f_s bei verschiedenen RF-Frequenzen f_{rf} gemessen. Aus diesen Werten werden der Momentum Compaction Factor α_c und die Impulsabweichung $\frac{\Delta p}{p_0}$ über

$$\alpha_c = \alpha_c^0 \left(\frac{f_s}{f_0}\right)^2 \quad (6.4)$$

$$\frac{\Delta p}{p_0} = -\frac{1}{\alpha_c} \frac{\Delta f}{f_0} \quad (6.5)$$

bestimmt. Hierzu wird ein kleines Programm [33] verwendet, das anschließend eine Funktion der Form

$$\alpha_c = \alpha_c^{(0)} + \alpha_c^{(1)} \cdot \frac{\Delta p}{p_0} + \alpha_c^{(2)} \cdot \left(\frac{\Delta p}{p_0}\right)^2 + \alpha_c^{(3)} \cdot \left(\frac{\Delta p}{p_0}\right)^3 + \alpha_c^{(4)} \cdot \left(\frac{\Delta p}{p_0}\right)^4 + \alpha_c^{(5)} \cdot \left(\frac{\Delta p}{p_0}\right)^5 \quad (6.6)$$

6. Strahlenergie in beschleunigerphysikalischen Parametern

an die errechneten Wertepaare anpasst.

Am 20.03.2008 haben wir eine Messreihe für verschiedene RF-Frequenzen und die dazugehörigen Synchrotrontunes f_s durchgeführt. Die gemessenen Daten für Fill-Nr. 2240 sind in Abbildung 6.2 als Wertepaare für die Synchrotronfrequenz f_s über der Abweichung der RF-Frequenz $\frac{\Delta f_{rf}}{f_{rf}^c}$ gezeigt. In Abbildung 6.3 sind die berechneten Werte für $\frac{\Delta p}{p_0}$ und α_c zusammen mit der angepassten Funktion 6.6 dargestellt.

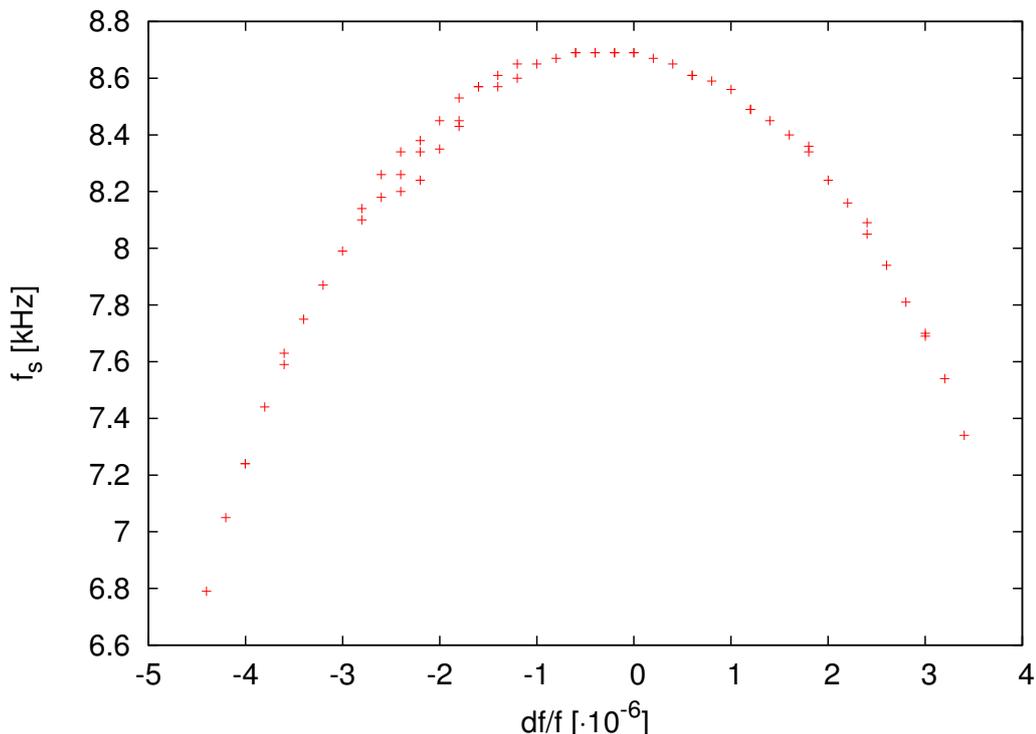


Abbildung 6.2.: gemessene Werte für den Synchrotrontune f_s bei verschiedenen Frequenzen (dargestellt relativ zur zentralen Frequenz) für Fill-Nr. 2240.

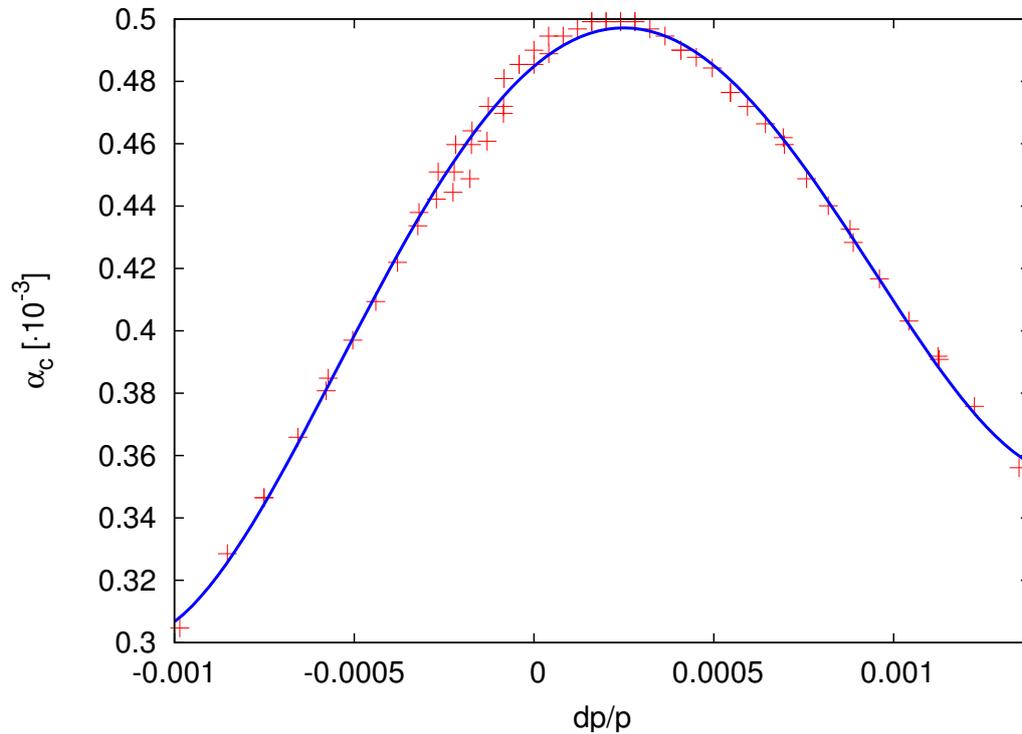


Abbildung 6.3.: Die aus den Werten in Abbildung 6.2 berechneten Werte für $\frac{\Delta p}{p_0}$ und α_c mit der angepassten Funktion für α_c .

Aus dieser Messung ergeben sich für die verschiedenen Ordnungen der Entwicklung des Momentum Compaction Factor folgende Werte:

$$\begin{aligned}\alpha_c^{(0)} &= (4.84 \pm 0.01) \cdot 10^{-4} \\ \alpha_c^{(1)} &= (9.81 \pm 0.25) \cdot 10^{-2} \\ \alpha_c^{(2)} &= -187.49 \pm 5.00 \\ \alpha_c^{(3)} &= (-4.53 \pm 0.69) \cdot 10^4 \\ \alpha_c^{(4)} &= (6.08 \pm 0.55) \cdot 10^7 \\ \alpha_c^{(5)} &= (-1.40 \pm 5.07) \cdot 10^9\end{aligned}$$

Neben dem führenden Term $\alpha_c^{(0)}$ sind die Koeffizienten 1., 2., 3. und 4. Ordnung signifikant von 0 verschieden und belegen, dass der Momentum Compaction Factor deutlich nicht-linear ist. Dabei sind die Koeffizienten $\alpha_c^{(0)}$ bis $\alpha_c^{(2)}$ dominant, die Anderen tragen wegen der höheren Ordnungen von $\frac{\Delta p}{p_0}$ kaum bei.

6.2. Zentrale Frequenz

Auch wenn die Messung der zentralen Frequenz nicht auf der Depolarisation beruht, ist es wichtig diese gut zu kennen, da sie z.B. zur Bestimmung des Momentum Compaction Factor verwendet wird. Daher sollte untersucht werden, ob die Beschleunigungsfrequenz f_{rf} , die durch die Orbitkorrektur eingestellt wird, wirklich die zentrale Frequenz ist. Das Vorgehen hierzu ist relativ einfach:

Für verschiedene Einstellungen der Sextupole werden der horizontale Tune Q_x und der vertikale Tune Q_y als Funktion der Energie aufgenommen. Eine einzelne Kurve der Tunes, üblicherweise über $\Delta p/p$ aufgetragen, zeigt die Auswirkungen einer veränderten Strahlposition und -energie, die Chromatizität.

Zur Auswertung der Messung werden alle Kurven für einen Tune (in Abbildung 6.4 Q_x) über $\Delta f/f$ gemeinsamen dargestellt. Wie in Kapitel 6.1 beschrieben, ist die Auftragung über $\Delta f/f$ äquivalent zu der über $\Delta p/p$, da zwischen Ihnen ein linearer Zusammenhang über α_c besteht. Es ist zu sehen, dass sich die verschiedenen Tune-Kurven in einem Punkt auf der Frequenzachse schneiden. Dieser Punkt gibt die zentrale Frequenz an, da die Elektronen bei dieser Frequenzeinstellung auf dem Sollorbit laufen und damit die Wirkung der Sextupole nicht spüren, da deren Feld im Zentrum 0 ist und nach außen hin quadratisch anwächst. Durch die Änderung der Umlauffrequenz wandern die Elektronen auf eine andere Bahn, bei größeren Frequenzen nach innen, bei kleineren nach außen und werden so durch die Sextupole beeinflusst. Dieser Effekt wird beispielsweise in [34] als geschickte Messmethode aufgeführt.

Die in Abbildung 6.4 dargestellte Messung wurde am 22.01.2008 aufgenommen und zeigt, dass die durch die Orbitkorrektur vorgegebene Frequenz ($dp/p = 0$) mit sehr guter Genauigkeit die zentrale Frequenz ist. Damit kann diese Frequenz jeweils verwendet werden, wenn die zentrale Frequenz für eine Messung benötigt wird. Für die vorliegende Messung gilt $f_{rf}^c = 499.6924$ MHz.

6.2.1. Jahreszeitliche Änderung der zentralen Frequenz

An LEP wurde nachgewiesen, dass die Umlauffrequenz sich im Laufe eines Tages durch Einfluss der Gezeiten verändert [35]. Dies verdeutlicht, wie empfindlich die Umlauffrequenz auf kleine Größenveränderungen des Beschleunigers reagiert. An ANKA sollte der Einfluss der Temperatur in der ANKA-Halle auf die Frequenz des Speicherrings betrachtet werden. Dazu wurden die RF-Frequenz aus der Beschleunigerdatenbank und die Werte eines Temperatur-

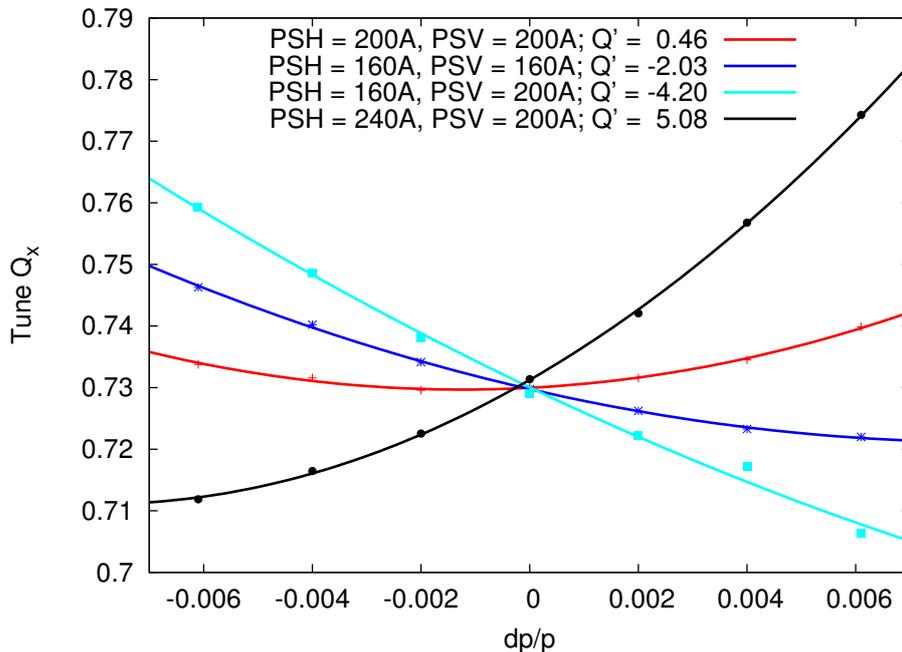


Abbildung 6.4.: Auftragung des horizontalen Tunes Q_x für verschiedene Einstellungen der Sextupole. Die Kurven schneiden sich alle in einem Punkt auf der Frequenzachse, der Wert dieses Schnittpunkts ist die zentrale Frequenz.

sensors, der ungefähr in der Mitte des Speicherrings im Doppelboden der ANKA-Halle liegt, verglichen. Man sieht in Abbildung 6.5 deutlich, dass es eine Antikorrelation gibt und bei steigender Temperatur und einer damit verbundenen Ausdehnung des Speicherrings wie erwartet die RF-Frequenz und damit auch die Umlauffrequenz sinkt. Würde der Einfluss der Temperatur auf den Umfang des Speicherrings nicht durch die automatische Orbitkorrektur korrigiert, würde sich diese in einer Änderung der Energie auswirken.

6.3. Impedanzeffekte und Bunchverlängerung

Wie in Kapitel 5.2 und Gleichung 2.27 bereits angesprochen, kann die Depolarisation des Elektronenstrahls auch auf Synchrotronseitenbändern erfolgen und, da die Elektronen nicht alle gleichzeitig ihren Spin ändern, auf diese Art der inkohärente Synchrotron-Tune Q_s^{inc} bestimmt werden. Der kohärente Synchrotron-Tune Q_s^{coh} dagegen wird durch Auswertung von zeitlich aufgelösten Signalen im Speicherring bestimmt.

Nach [36] kann das Verhältnis von kohärentem und inkohärentem Synchrotron-Tune mit dem

6. Strahlenergie in beschleunigerphysikalischen Parametern

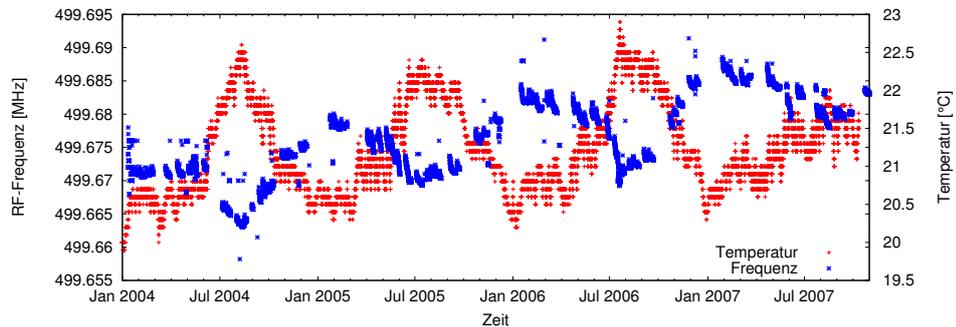


Abbildung 6.5.: Einfluss der Temperatur (gemessen im Doppelboden der ANKA-Halle) auf die Umlauffrequenz des Speicherrings: bei steigender Temperatur dehnt sich der Speicherring aus und die Umlauffrequenz sinkt.

Bunchstrom I_{bunch} eines einzelnen Elektronenpakets in Zusammenhang gebracht werden:

$$\frac{Q_s^{coh}}{Q_s^{inc}} = 1 - \lambda \cdot I_{bunch} \quad (6.7)$$

Aus der in Tabelle 5.2 bereits ausgewerteten Messung vom 17.06.2008 konnte der inkohärente Synchrotron-Tune bei verschiedenen Beschleunigungsspannungen und damit auch verschiedenen kohärenten Synchrotron-Tunes gemessen werden. Letztere wurden wie üblich am Spectrum Analyzer abgelesen, während erstere aus der Differenz der Depolarisationsfrequenz für die Energie und das Seitenband bestimmt werden musste. Die Ergebnisse dieser Berechnung sind in Tabelle 6.3 dargestellt.

U_{rf} [kV]	f [MHz]	Q_s^{inc} [kHz]	Q_s^{coh} [kHz]	$\frac{Q_s^{coh}}{Q_s^{inc}}$
300	1.6992 ± 0.0011	28.8 ± 1.6	29.4 ± 0.5	1.02
300	1.7573 ± 0.0005	29.3 ± 1.0	29.4 ± 0.5	1.00
350	1.6960 ± 0.0011	32.1 ± 1.5	31.7 ± 0.5	0.99
350	1.7602 ± 0.0006	32.1 ± 1.0	31.7 ± 0.5	0.99
375	1.6960 ± 0.0005	32.1 ± 1.0	33.0 ± 0.5	1.03

Tabelle 6.2.: Bestimmung der inkohärenten Synchrotron-Tunes für verschiedene RF-Spannungen

An diese Werte wurde eine Gerade

$$Q_s^{inc} = a + b \cdot Q_s^{coh} \quad (6.8)$$

angepasst. Die Auftragung der Werte und die angepasste Gerade sind in Abbildung 6.3 gezeigt. Aus der Anpassung ergeben sich folgende Werte:

$$a = 0.20 \pm 6.33$$

$$b = 0.989 \pm 0.201$$

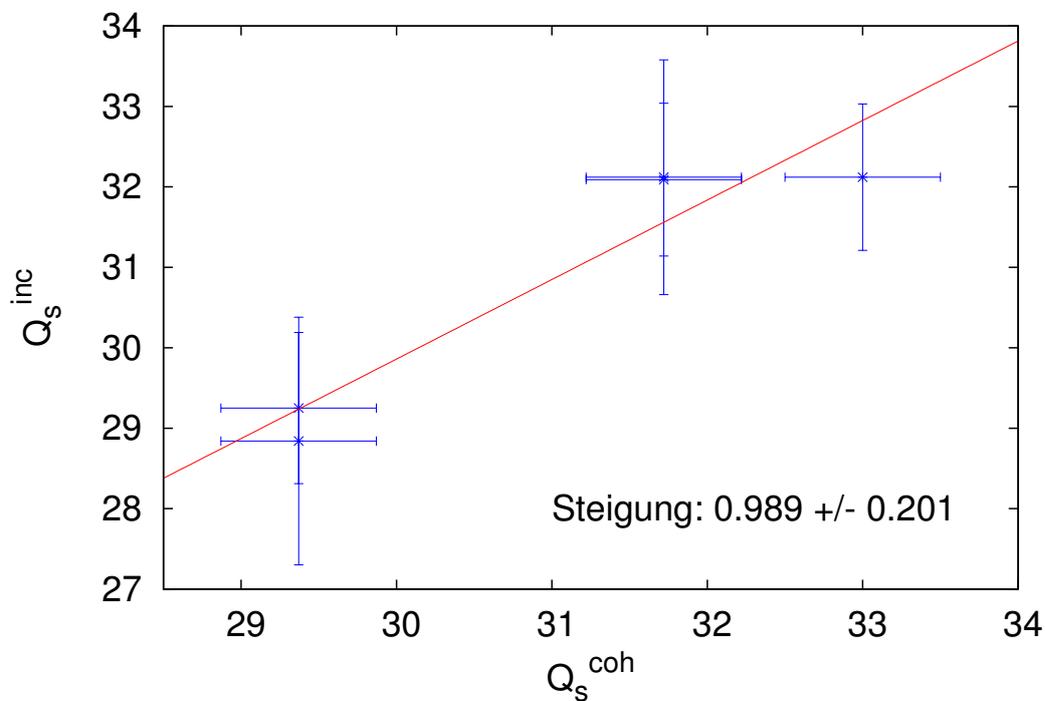


Abbildung 6.6.: Das Verhältnis von inkohärentem zu kohärentem Synchrotron-Tune lässt sich gut mit einer Gerade der Steigung 1 beschreiben. Diese Steigung lässt den Rückschluss zu, dass die Bunchlänge nicht vom Strom abhängt.

Das Verhältnis 6.7 ergibt sich damit zu

$$\frac{Q_s^{coh}}{Q_s^{inc}} = 1.012 \pm 0.197 \quad (6.9)$$

6. Strahlenergie in beschleunigerphysikalischen Parametern

Man sieht also, dass sich die Werte gut mit einer Geraden der Steigung 1 beschreiben lassen, wobei aber zu bemerken ist, dass der Fehler auf die Bestimmung groß ist. Allerdings stimmt der Wert für das Verhältnis sehr gut mit früheren Messungen überein [37]. Damals ergab sich $\frac{Q_s^{coh}}{Q_s^{inc}} = 1.02 \pm 0.03$. Ein Zusammenhang von Bunchlänge und Strom konnte also ebenfalls nicht festgestellt werden.

7. Zusammenfassung

In der vorliegenden Diplomarbeit wird der Aufbau eines System zur Bestimmung der Strahlenergie an ANKA beschrieben, das auf der Methode der resonanten Depolarisation beruht. Dabei wird auf den Messaufbau selbst und die zur Messung benötigte Software eingegangen und die zugrundeliegende Theorie vorgestellt. Anschließend werden Messergebnisse für die Strahlenergie und andere Parameter, die sich mit dieser Methode bestimmen lassen, gezeigt.

Das System zur Bestimmung der Strahlenergie besteht aus einem Touschek-Polarimeter zur Bestimmung der Polarisation in Form eines Bleiglaszählers und verschiedenen Modulen zur Signalumwandlung bis hin zu einer selbstgebauten Schaltung, mit der das Signal in den PC eingelesen werden kann, und einem Depolarisator, mit dem die Polarisation des Elektronenstrahls zerstört werden kann. Die Depolarisation des Elektronenstrahls erfolgt, wenn ein an die Elektronen koppelndes magnetisches Feld die Orientierung der Elektronen-Spins resonant vergrößert. Diese Frequenz steht in direktem Zusammenhang mit der Strahlenergie und ermöglicht eine sehr präzise Bestimmung.

Im Rahmen der Messungen wurde getestet, wie gut die durch die Orbitkorrektur vorgegebene Umlauffrequenz zur zentralen Frequenz passt und ihre Temperaturabhängigkeit untersucht. Über die resonante Depolarisation wurde der Momentum Compaction Factor α_c für die derzeit verwendete Optik im Nutzerbetrieb bestimmt. Er hat den Wert $\alpha_c = (9.77 \pm 0.79) \cdot 10^{-3}$. Vergleichend wurde er auch für die sogenannte low α -Optik, die für die Erzeugung hochintensiver kohärenter THz-Strahlung bei einer Strahlenergie von $E = 1.3 \text{ GeV}$ verwendet wird, bestimmt. Hierfür ergab sich ein Wert von $\alpha_c = (4.84 \pm 0.01) \cdot 10^{-4}$. In dieser Optik zeigt α_c als Funktion der relativen Impulsabweichung $\Delta p/p$ ein deutlich nichtlineareres Verhalten als in der regulären Nutzeroptik.

Nach Auswertung verschiedener Messungen konnte die Strahlenergie von ANKA für die Nominalenergie von 2.5 GeV bestimmt werden, sie liegt mit $E = 2482.870 \pm 0.072 \text{ MeV}$ ca. 0.69% unter dem erwarteten Wert. Die Genauigkeit dieser Bestimmung ist in der erwarteten Größenordnung und beträgt $\Delta E/E = 2.88 \cdot 10^{-5}$ und zeigt wie exakt die Methode der resonanten Depolarisation ist.

7. Zusammenfassung

A. Normen

A.1. NIM-Pegel

Die Spezifikation für NIM-Signale [38] definiert für schnelle Signale, die sogenannten “fast logic levels” mit folgender Spezifikation:

logische 0	Strom -1 bis +1 mA	$\hat{=}$ -50 bis +50 mV bei 50 Ω
logische 1	Strom -14 bis -18 mA	$\hat{=}$ -700 bis -900 mV bei 50 Ω

A.2. TTL-Pegel

Dieser Pegel wird wie die meisten Pegel, aber im Gegensatz zum NIM-Pegel, über Spannungen definiert. Die logische 1 wird in diesem Fall durch eine positive Spannung repräsentiert [39, 40]:

logische 0	Spannung < 0.5 V
logische 1	Spannung 1.5 bis 5 V

A.3. RS232-Pegel

Die RS-232-Norm wird inzwischen als EIA-232 bezeichnet. Der Pegel für die serielle Schnittstelle arbeitet mit positiven und negativen Spannungen gemäß folgender Definition [41]:

logische 0	Spannung +3 bis +15 V
logische 1	Spannung -15 bis -3 V

B. Schaltplan und Platinenlayout

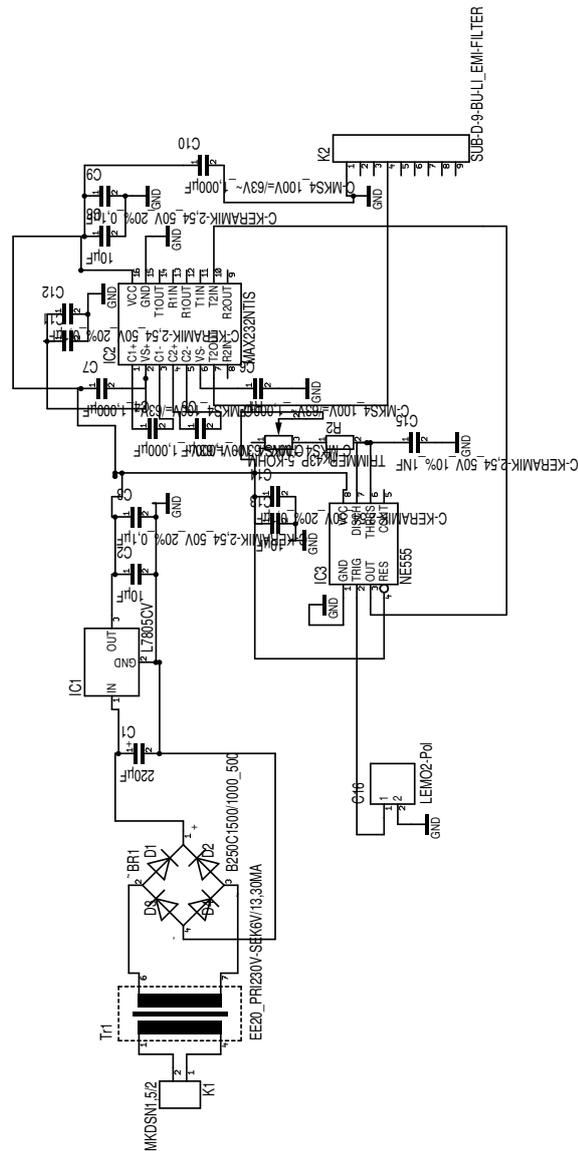
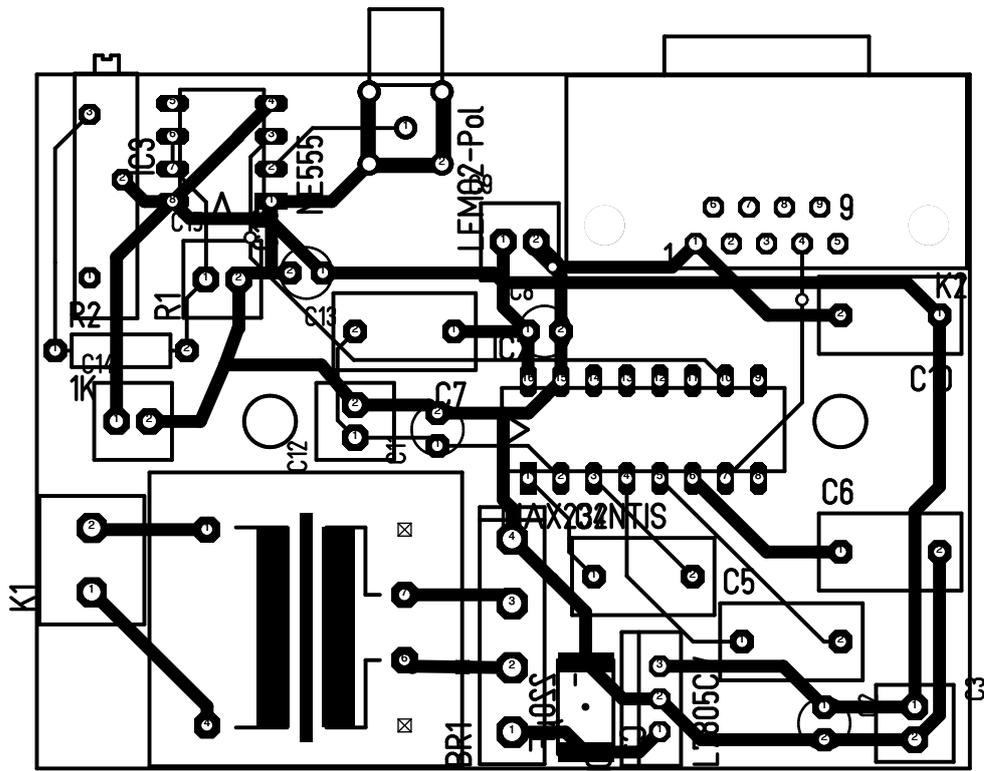


Abbildung B.1.: Schaltplan für den Signalwandler



Tr1

Abbildung B.2.: Platinenlayout für den Signalwandler

C. Befehlsreferenz GPIB

Für die Ansteuerung der Geräte über GPIB sind einige wenige Befehle nötig, die hier kurz aufgeführt und erläutert werden sollen:

- `ibdev`: Parameter: Board, primäre und sekundäre Adresse, Timeout-Zeit
Öffnet die Verbindung zum Gerät mit der vorgegebenen Adresse (die Sekundäradresse ist i.d.R. 0), das am Controller mit der entsprechenden Board-Nummer angeschlossen ist; Rückgabewert ist ein Integer für die geöffnete Verbindung
- `ibclr`: setzt die internen Geräteeinstellungen zurück
- `ibwrt`: sendet den angegebenen Befehl an das Gerät
- `ibrdr`: liest die in Arraylänge angegebene Anzahl Bytes in das Char-Array ein
- `ibonl`: versetzt das Gerät in den Zustand an (= 1) oder aus (= 0)

Für die Ansteuerung des Signalgenerators *HP 33120A* können folgende Befehle über `ibwrt` gesendet werden:

- `*RST`: Reset
- `*CLS`: setzt den Status zurück
- `*OPC?`: Anfrage, ob die vorherige Operation vollständig ausgeführt ist
- `*WAI`: Warten bis zum Ende der vorherigen Operation
- `FREQ`: setzt die Frequenz auf den angegebenen Wert (Einheit muss mit angegeben werden)
- `VOLTAGE`: setzt die Amplitude auf den angegebenen Wert (Einheit muss mit angegeben werden)

Quelle: [42]

Abbildungsverzeichnis

2.1. Energiespektrum	7
2.2. Aufbau der Polarisierung	10
2.3. Thomas- und Larmorpräzession	13
2.4. Prinzip der resonanten Depolarisation	17
3.1. Messaufbau	24
3.2. Vergleich verschiedener Signalformen	26
3.3. Optikfunktionen	27
3.4. Bleiglaszähler	28
3.5. Arbeitspunktbestimmung Diskriminator	29
3.6. Vereinfachter Schaltplan des Pegelumsetzers	32
3.7. Stripline	34
3.8. Skizze der Stripline	35
3.9. Schaltplan der Stripline-Anpassung	38
3.10. Bild der Stripline-Anpassung	39
4.1. Schema der Messsoftware	42
4.2. Screenshot der Messsoftware	43
5.1. Beispieldarstellung von Messdaten	49
5.2. Sprungfunktion	50
5.3. Messdaten mit gefitteter Sprungfunktion	50
5.4. Depolarisationsfrequenzen für verschiedene Beschleunigungsspannungen	53
5.5. Lage der Seitenbänder	54
6.1. Momentum Compaction Factor	56
6.2. RF-Frequenz und Synchrotrontune	58
6.3. Impulsabweichung und Momentum Compaction Factor	59
6.4. Bestimmung der zentralen Frequenz	61
6.5. Temperaturabhängigkeit der Umlauffrequenz	62
6.6. Bunchverlängerung	63
B.1. Schaltplan Signalwandler	68
B.2. Platinenlayout Signalwandler	69

Literaturverzeichnis

- [1] K. Wille: *Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen*, 2. Auflage; Teubner Studienbücher; 1996; ISBN 3-519-13087-4
- [2] ANKA Angstroemquelle Karlsruhe: *ANKA Instrumentation Book*; ANKA/ISS am Forschungszentrum Karlsruhe; 2007
- [3] J. Buon, J.P. Koutchouk: *Polarization of electron and proton beams*, Proceedings Cern Accelerator School (CAS) 1993, Rhodos
- [4] M. Hoffmann: *Beschleunigung polarisierter Elektronen in der Bonner Elektronen-Beschleunigeranlage ELSA*, Dissertation Universität Bonn, 2001, ISSN-0172-8741 und darin enthaltene Referenzen
- [5] S. Leeman: *Precise Energy calibration measurement at the SLS storage ring by means of resonant spin depolarization*, Diplomarbeit ETH Zürich, 2002 und darin enthaltene Referenzen
- [6] F.M. Schöck: *Bestrahlungsanlage MARTA an der Synchrotronstrahlungsquelle ANKA*, Diplomarbeit 2006
- [7] V. Bargmann, L. Michel, V.L. Telegdi: *Precession of the polarization of particles moving in a homogeneous electromagnetic field*; Physical Review Letters, Volume 2, Number 10; 1959
- [8] C. Amsler et al (Particle Data Group): *Particle Data Book*; PL B667, 1 (2008) (<http://pdg.lbl.gov>)
- [9] M.G. Minty, F. Zimmermann: *Measurement and Control of Charged Particle Beams*, Springer, 2003, ISBN 3-540-44187-5
- [10] R. Neumann, R. Rossmanith: *A fast depolarizer for large electron-positron storage rings*, Nuclear Instruments and Methods 204; 1982
- [11] C. Bernardini, B. Touschek et al.: *Lifetime and beam size in a storage ring*; Physical Review Letters, Volume 10, Number 9; 1963
- [12] J. Mnich: *Elementarteilchenphysik*; Vorlesungsskript RWTH Aachen; 2004

- [13] L. Akasoy: *Polarimetrie*; Vortrag im Seminar zum Fortgeschrittenen-Praktikum, Universität Mainz; 2006
- [14] A.-S. Müller et al.: *Far infrared coherent synchrotron edge radiation at ANKA*, Proceedings PAC 2005, Knoxville, Tennessee
- [15] A.-S. Müller: *Physik der Teilchenbeschleuniger*; Vorlesung Universität Karlsruhe; 2007
- [16] A.-S. Müller: *Measurements of Beam Energy*; Proceedings CAS 2008, Dourdan/F
- [17] P. Kuske et al.: *High precision determination of the energy at BESSY II*, Proceedings EPAC 2000, Wien
- [18] C. Steier et al.: *Energy calibration of the electron beam of the ALS using resonant depolarization*, Proceedings EPAC 2000, Wien
- [19] R. Assmann et al.: *Energy calibration with resonant depolarization at LEP in 1993*, CERN-Veröffentlichung, 1994
- [20] I. Birkel et al.: *Loss Monitors Observations*, ANKA-AP Note 2003-02; Forschungszentrum Karlsruhe; 2003
- [21] H. Büsching: *Azimutale Photonen-Korrelationen in ultrarelativistischen p+A-, Pb+Pb- und Au+Au-Reaktionen*, Dissertation Universität Münster; 2002
- [22] A.-S. Müller, private Kommunikation
- [23] Texas Instruments: *Datenblatt MAX232, MAX232I*; 2004
- [24] Texas Instruments: *Datenblatt NE555, SA555, SE555*; 2002
- [25] Ralf Weigel, private Kommunikation
- [26] <http://trolltech.com/>
- [27] <http://joule.ni.com/nidu/cds/view/p/id/980/lang/de>
- [28] <http://qextserialport.sourceforge.net/>
- [29] <http://cosylab.com/solutions/ICT/ACS/>
- [30] <http://www.eso.org/gchiozzi/AlmaAcs/index.html>
- [31] M. Frossart, R. Stora: *Depolarisation d'un faisceau de protons polarises dans un synchrotron*, Nuclear Instruments and Methods 7; 1960
- [32] A.-S. Müller et al.: *Energy Calibration of the ANKA storage ring*, Proceedings EPAC 2004, Luzern

- [33] A.-S. Müller: C++-Programm zur Bestimmung des Momentum Compaction Factors; 2005
- [34] H. Schmickler: *Highlights from Beam Diagnostics*, Proceedings EPAC 1996, Barcelona
- [35] L. Arnaudon et al.: *Effects of tidal forces on the Beam Energy in LEP*, Proceedings PAC 1993, Washington, DC
- [36] Albert Hofmann: *Minutes of the LEP Energy Calibration Working Group*, 18.02.1994
- [37] A.-S. Müller et al.: *Studies of current dependent effects at ANKA*, Proceedings EPAC 2004, Luzern
- [38] U.S. NIM committee: *Standard NIM Instrumentation System*; U.S. NIM committee; 1990
- [39] Ortec: *Electronics Standards and Definitions*; www.ortec-online.com
- [40] P. Horowitz, W. Hill: *The Art of Electronics*, Cambridge University Press; 1980
- [41] Texas Instruments: *Interface Circuits for TIA/EIA-232-F, Design Notes*; Texas Instruments; 2002
- [42] National Instruments: *Quick Reference Card*; Dokumentation zum Treiberpaket