

UNIVERSITÄT BONN

Physikalisches Institut

Aufbau eines breitbandigen Intensitätsmonitors
zur Messung, Überwachung und Optimierung
der ELSA-Füllstruktur

von
Joachim Keil

A beam-current monitor has been installed in the Electron Stretcher Accelerator ELSA of Bonn University for monitoring the filling structure with a bandwidth of 43 MHz and a dynamic range of 35 dB switchable over a range of 60 dB. The system comprises button electrodes, switchable amplification stages, homodyne detector and a digital storage oscilloscope used as a transient recorder under control by an VMEbus CPU via IEEE-488 interface. Operation software automatically acquires sampled traces and calculates figures of merit for homogenizing the filling structure. The system is used by the new timing and control-system to measure and optimize the filling structure of ELSA.

Post address:
Nussallee 12
53115 Bonn
Germany



BONN-IB-94-18
Bonn University
July 1994

UNIVERSITÄT BONN
Physikalisches Institut

**Aufbau eines breitbandigen Intensitätsmonitors
zur Messung, Überwachung und Optimierung
der ELSA-Füllstruktur**

von
Joachim Keil

Dieser Forschungsbericht wurde als Diplomarbeit von der Mathematisch - Naturwissenschaftlichen Fakultät der Universität Bonn angenommen.

Angenommen am: 24.3.1994
Referent: Prof. Dr. D. Husmann
Korreferent: Prof. Dr. B. Schoch

Inhalt

1	Einführung	1
1.1	Motivation für einen hochauflösenden Intensitätsmonitor	1
1.2	Anforderungen an den Monitor	6
1.3	Realisierung des Gesamtsystems	8
2	Das longitudinale Strahlspektrum	9
2.1	Single Bunch- und Multi Bunch-Modus	9
2.2	Endliche Bunchlänge	13
2.3	Synchrotronschwingungen	13
3	Der Knopfmonitor	17
3.1	Physikalisches Prinzip	17
3.2	Aufbau des Knopfmonitors	18
3.3	Signale des Knopfmonitors	19
4	Analoge Signalverarbeitung	25
4.1	Anforderungen an die Elektronik	25
4.2	Methoden der Amplituden-Demodulation	27
4.3	Realisierte Schaltung	34
5	Digitalisierung und Datentransport	39
5.1	Digitalisierung	39
5.2	Datentransport	40
6	Digitale Signalverarbeitung	44
6.1	Digitale Filterung	44
6.2	Veränderung der Abtastrate	47
7	Meßzyklus und graphische Darstellung	50
7.1	Automatische Messung der Füllstruktur	50
7.2	Probleme bei den Messungen	55
8	Messungen und Ergebnisse	57
8.1	Füllstrukturuntersuchungen im Zeitbereich	57
8.2	Füllstrukturuntersuchungen im Frequenzbereich	62
9	Zusammenfassung	70
	Literaturverzeichnis	71

1. Einführung

1.1 Motivation für einen hochauflösenden Intensitätsmonitor

Die 1987 in Betrieb genommene **Elektronen-Stretcher-Anlage** ELSA [HS88] des Physikalischen Instituts der Universität Bonn stellt eine Erweiterung des 1967 errichteten 2,5 GeV-Elektronensynchrotrons [A*68] dar. Ihre Aufgabe ist es, die vom Synchrotron nur für kurze Zeitspannen zur Verfügung gestellten Elektronenpakete zwischenspeichern und dann kontinuierlich als „Gleichstrom“ über einen längeren Zeitraum an verschiedene Experimente abzugeben. Dadurch kann die Zeit, in der Elektronen mit Sollenergie zur Verfügung stehen, von weniger als 5 % der gesamten Meßzeit beim Synchrotron auf nahezu 100 % bei ELSA ausgedehnt werden. Dieser „Stretchermodus“ ermöglicht zahlreiche Experimente der Mittelenergiephysik, die sonst aufgrund ihrer langen Meßzeiten am Synchrotron nicht zu realisieren gewesen wären. Insbesondere werden verschiedene Experimente mit polarisierten Elektronen und Targets (auch mit Mehrteilchen-Endzuständen) durch die sehr viel kürzeren Meßzeiten erst möglich. Ein Bild der Bonner Beschleunigeranlagen mit den an ELSA befindlichen Experimenten SAPHIR, PHOENICS und ELAN zeigt Abbildung 1.1. Zusätzlich wird die bei Elektronenmaschinen immer vorhandene Synchrotronstrahlung für Experimente verwendet.

Die Gleichmäßigkeit des extrahierten Strahls wird wesentlich durch die Homogenität der Füllung von ELSA beeinflusst: Sind die Elektronen nach der Injektionsphase schon räumlich inhomogen über den in ELSA zirkulierenden Strahl verteilt, so kann auch das Experiment keinen Gleichstrom erhalten. Zur Messung, Überwachung und Optimierung der Füllstruktur von ELSA ist deshalb ein zeitlich hochauflösendes Diagnoseinstrument erforderlich, um Daten für eine Optimierung der Injektion zu liefern. Diese Diplomarbeit beschreibt die Konzeption und den Aufbau eines solchen hochauflösenden Intensitätsmonitors, dessen Einbindung in das neue Kontroll- und Timingsystem von ELSA und die damit durchgeführten Untersuchungen der Füllstruktur.

Die Betriebsmoden von ELSA

Die verschiedenen Anforderungen der drei Mittelenergieexperimente SAPHIR, PHOENICS und ELAN sowie der Synchrotronstrahlungsnutzer an ELSA resultieren in unterschiedlichen Betriebsmoden der Beschleunigeranlage ELSA:

Für Experimente, die in erster Linie an einem hohen Tastverhältnis des extrahierten Strahls interessiert sind, wird ELSA im *Stretchermodus* betrieben. Hierbei werden die Elektronen periodisch alle 20 ms aus dem Synchrotron nach ELSA transferiert und dann mit möglichst konstanter Rate extrahiert, so daß ELSA zum Zeitpunkt der nächsten Injektion vollständig geleert ist. Damit kann das makroskopische Tastverhältnis Werte von nahezu 100 % erreichen.

Elektronen mit einer höheren Energie als die Maximalenergie des Synchrotrons können im *Nachbeschleunigungsmodus* zur Verfügung gestellt werden. Dazu wurde ELSA so ausgelegt, daß eine Nachbeschleunigung der Elektronen auf eine maximale Energie von 3,5 GeV möglich ist. Für diesen Modus erfolgen mehrere Injektionen aus dem Synchrotron, bis der in ELSA akkumulierte Strom den gewünschten Wert erreicht hat. Nach der Beschleunigung auf die Endenergie erfolgt wie im Stretchermodus die Extraktion mit konstanter Rate. Damit das makroskopische Tastverhältnis jedoch seinen hohen Wert beibehält, muß die verlängerte Injektionsphase und die Nachbeschleunigungsphase durch eine entsprechend längere Extraktionsphase kompensiert werden.

Im *Synchrotronstrahlungsmodus* wird ELSA über viele Injektionen bis zu einer oberen Grenze von ca. 100 mA gefüllt. Im Anschluß an die Nachbeschleunigung der Elektronen wird ELSA als reiner Speicherring ohne

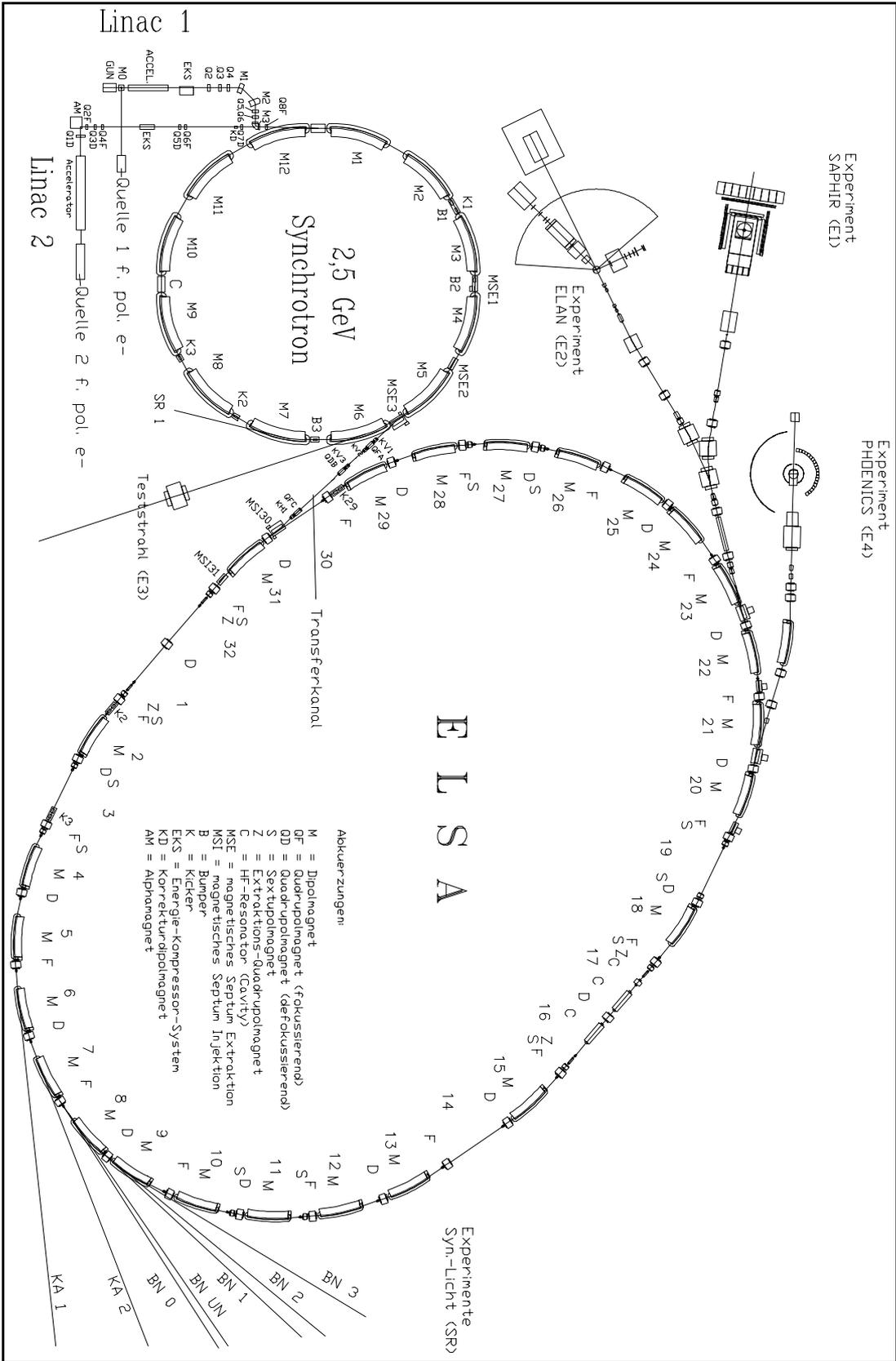


Abbildung 1.1: Die Beschleunigeranlage ELSA der Universität Bonn

Extraktion betrieben. Die Lebensdauern betragen bei einer Energie von 2,3 GeV 20 min bei 70 mA und 150 min bei 15 mA¹.

Für die Extraktion aus ELSA stehen zwei verschiedene Methoden zur Verfügung: Die sog. Resonanzextraktion verwendet die Anregung einer drittelzahligen Resonanz mittels Sextupolfeldern und das Fahren des Arbeitspunktes über diese Resonanz, um die Elektronen gezielt ausfallen zu lassen. Die Methode der stochastischen Resonanzextraktion erreicht eine gleichmäßige Extraktion aus ELSA durch Reduktion der HF-Amplitude während der Extraktionsphase und durch eine Arbeitspunktverschiebung in Richtung auf eine drittelzahlige Resonanz hin, die durch die Chromatizität bedingt wird. Diese Extraktionsmethode wird im Nachbeschleunigungsmodus für das Experiment SAPHIR eingesetzt.

Als ein besonderer Schwerpunkt der Mittlere Energieexperimente an ELSA ist es geplant, hochenergetische, polarisierte Elektronenstrahlen zu erzeugen. Dazu existiert eine 120 keV Quelle, die mit einem blitzlampengepumpten Hochleistungs-Titan-Saphir-Laser mit einer Wiederholrate von 50 Hz betrieben wird. Eine zweite 50 keV Quelle ist zusätzlich im Aufbau. Beide Quellen arbeiten nach dem Prinzip der laserinduzierten Photoemission aus GaAs-Kristallobereflächen um hohe Polarisationsgrade bei gleichzeitig hoher Effizienz zu erreichen. Die Streuung dieser polarisierten Elektronen nach einer Beschleunigung in ELSA an ebenfalls polarisierten Targets läßt dann die Bestimmung von Polarisationsobservablen zu.

Das neue Kontrollsystem von ELSA

Die Ansteuerung der verschiedenen Komponenten von ELSA wird von einem Anfang der achtziger Jahre entstandenen Kontrollsystem [Wer88] durchgeführt. Es zeigte sich jedoch, das dieses bestehende Kontrollsystem den in den letzten Jahren gestiegenen Anforderungen an Rechnerleistung und den zukünftigen Anforderungen des Beschleunigerbetriebes an ELSA nicht gewachsen ist. Dieses Kontrollsystem wird in Kürze von einem neuen Kontrollsystem ersetzt werden [Göt94][Pic94], das als verteiltes Rechnersystem aufgebaut ist. Das neue Kontrollsystem besteht aus insgesamt vier Ebenen:

- Die oberste Ebene des neuen Kontrollsystems wird von mehreren RISC-Workstations der Firma Hewlett-Packard gebildet und wird als die *Konsolenebene* gezeichnet. Von einer graphischen Benutzeroberfläche (basierend auf dem X11-Graphiksystem und der OSF/Motif-Fensteroberfläche) wird ELSA von diesen Konsolen aus gesteuert. Auf einer dieser Konsolen läuft das Steuerungssystem EPOS (s.u.) und ein Programm zur Simulation der linearen und nichtlinearen Strahldynamik an ELSA [Wen94].
- Zwei leistungsfähige RISC-Workstations bilden die *Kontrollebene*. Diese Rechner verwalten eine Online-Datenbank, die den aktuellen Zustand der Elemente des Beschleunigers enthält und über diese beiden Rechner verteilt ist. Jeder Rechner bearbeitet dabei ein Subsystem aus mehreren Komponenten der Beschleunigeranlage (z.B. die Ansteuerung der Magnete oder das Strahldiagnosesystem), so daß eine gleichmäßige Auslastung der beiden Maschinen ermöglicht wird.
- Die dritte Ebene des neuen Kontrollsystems wird *Prozeßebene* genannt. Hier werden VME-Rechner mit 68030/68040-Prozessoren der Firma Motorola eingesetzt, die die von den Geräten zur Steuerung und Überwachung der Beschleunigeranlage gelieferten Daten vorverarbeiten und eine Datenreduktion vornehmen, bevor sie an die Kontrollebene weitergeleitet werden. Diese Ebene ist über ein Netzwerk an die darüberliegende Ebene gekoppelt. Auf den VME-Rechnern kommt das Echtzeitbetriebssystem „Vx-Works“ zum Einsatz, das sich insbesondere durch seine guten Netzwerkeigenschaften auszeichnet. Die plattenlos betriebenen VME-Rechner laden ihre Programme von den darüberliegenden Kontrollrechnern, die die Aufgabe von File-Servern übernehmen. Für zeitkritische und rechenintensive Aufgaben der Strahldiagnose werden diese Rechner durch leistungsfähigere VME-Karten ergänzt.
- Die unterste Ebene des Kontrollsystems stellt die *Feldbusebene* dar; sie verbindet die Prozeßebene mit den Komponenten des Beschleunigers. Sie besteht aus dem MACS²-Feldbussystem des alten Kontrollsystems und speziellen VME-Komponenten, die die Verbindung zwischen der Prozeßebene und dem Feldbussystem ermöglichen. Die MACS-Prozessoren greifen über Schnittstellenkarten auf die einzelnen Komponenten des Beschleunigers — wie z.B. die Netzgeräte oder das Monitorsystem — zu. Die Feldbusebene und die Prozeßebene werden im neuen Kontrollsystem auch zusammengefaßt als das *Prozeßsystem* bezeichnet.

¹Stand: März 94

²Microprocessor Aided Control System

Die Philosophie des neuen Kontrollsystems ist es, daß die Kontrolle des Beschleunigers und die Strahldiagnose eine Einheit bilden. Während es im alten Kontrollsystem nicht vorgesehen war, die Strahldiagnose in das Kontrollsystem einzubeziehen, stellt dieses einen wesentlichen Punkt im neuen System dar. Daher sollte auch der „schnelle“ Intensitätsmonitor in das neue Kontrollsystem eingebunden werden und so mit den vom ihm gelieferten Daten zu einer Verbesserung des Maschinenzustandes dienen.

EPOS

Als Erweiterung des Kontrollsystems dient das interaktive Softwarepaket EPOS³, welches im Rahmen zweier Diplomarbeiten [Göt90][Pic91] entwickelt worden ist. Während das Kontrollsystem nur die Änderung einzelner Parameter erlaubt, ist mit EPOS eine einfache Programmierung von Steuersequenzen möglich, die gezielte Veränderungen der Maschineneinstellung durchführen, wie sie in den verschiedenen, zyklisch durchfahrenen Betriebsmoden von ELSA (wie z.B. dem Übergang zwischen dem Normalmodus und dem Akkumulationsmodus) erforderlich sind.

Neben der Abarbeitung von Befehlssequenzen zur Steuerung des Beschleunigers kann EPOS aber auch in einem interaktiven Modus zur Meßwertanalyse eingesetzt werden. Hierzu existiert eine Vielzahl von Operatoren, die auf verschiedenen Datentypen operieren können. Diese Datentypen reichen von elementaren Objekten bis hin zu Vektoren und Matrizen. Zusätzlich bietet EPOS die Möglichkeit, daß externe Meßinstrumente über einen Meßgerätebus ausgelesen und die Daten in EPOS-Variablen abgelegt und weiterverarbeitet werden können.

Das beschriebene Programmpaket wurde zunächst nur auf den Rechnern des alten Kontrollsystems entwickelt. Für die Umstellung auf das neue Kontrollsystem war es erforderlich, dieses Programmpaket auf die neuen Rechner des Kontrollsystems zu portieren [Göt94][Pic94]. Zusätzlich wurde der Funktionsumfang von EPOS durch zusätzliche Operatoren stark erweitert. So stellt das neue EPOS Werkzeuge zur Signalverarbeitung, zur Systemidentifikation, zur Bildverarbeitung und neue Möglichkeiten der graphischen Darstellung der Datenobjekte dar, die wegen der aufwendigen Algorithmen und der niedrigen Rechenleistung auf den Rechnern des alten Systems nicht zu realisieren gewesen sind.

Aufgrund dieser stark erweiterten Möglichkeiten des neuen EPOS sowohl bei der graphischen Darstellung von Datenobjekten als auch bei der Signal- und Bildverarbeitung konnten viele der Algorithmen und Datenanalysen für den „schnellen“ Intensitätsmonitor zunächst in EPOS getestet und teilweise implementiert werden, bevor sie später auf dem die Vorverarbeitung der Daten durchführenden VME-Rechner eingesetzt wurden.

Das Tastverhältnis

Wie schon erwähnt diente der Bau von ELSA hauptsächlich dem Zweck, einen externen Elektronenstrahl mit einem möglichst hohen Tastverhältnis zur Verfügung zu stellen. Das Tastverhältnis $dc(T, dt)$ bei einer Meßdauer T und einer zeitlichen Auflösung von dt wird definiert als

$$dc(T, dt) := \frac{\left(\frac{1}{T} \int_0^T I(t) dt\right)^2}{\frac{1}{T} \int_0^T I^2(t) dt} = \left(\frac{I_{\text{avg}}}{I_{\text{eff}}}\right)^2 = 1 - \left(\frac{\sigma}{I_{\text{eff}}}\right)^2 \quad (1.1)$$

d.h. als der quadratische Quotient aus Mittelwert und Effektivwert des extrahierten Stroms $I(t)$. Somit wird das Tastverhältnis um so schlechter, je größer das Verhältnis zwischen der dynamischen und der statischen Komponente (dargestellt durch die Standardabweichung σ bzw. den Effektivwert I_{eff}) im extrahierten Strom $I(t)$ ist.

Eine wichtige Eigenschaft des aus ELSA extrahierten Strahls stellen seine periodischen Strukturen auf unterschiedlichen Zeitskalen dar⁴: Diese entstehen durch den zyklischen Betrieb von ELSA im Zeitraster von Vielfachen von 20 ms, aufgrund der inhomogenen Füllung bei einer Umlaufzeit von 548 ns oder durch die Hochfrequenz bedingte, unvermeidbare Bunchstruktur des Strahls mit Abständen von 2 ns.

³ELSA Physics Operating System

⁴Eine 600 Hz-Struktur im extrahierten Strahl wurde durch die 12-polige Gleichrichtung in den Dipol- und Quadrupolnetzgeräten erzeugt und konnte durch den Einsatz von aktiven und passiven Filtern stark reduziert werden.

Die Auflösungszeit dt bestimmt nun, welche der Substrukturen für das Experiment sichtbar werden: Das Tastverhältnis verschlechtert sich sprunghaft jedesmal dann, wenn für den Detektor im extrahierten Strahl eine weitere Struktur sichtbar wird, wenn also dt kleiner als die charakteristische Zeitkonstante einer Struktur gewählt wird.

Die Ursache für diesen Effekt liegt in der Faktorierbarkeit des Tastverhältnisses, falls der Strom eine mehrfache Periodizität mit zeitlichen Längen von $\tau_1 \gg \tau_2 \gg \dots \gg \tau_n$ aufweist. Bei einer Meßzeit $T \gg \tau_1$ und einer Auflösungszeit $dt \ll \tau_n$ gilt [Bre89]:

$$dc(T, dt) = dc_1(T, \tau_1) \cdot dc_2(\tau_1, \tau_2) \cdot \dots \cdot dc_{n+1}(\tau_n, dt)$$

Das Tastverhältnis ist damit immer kleiner oder gleich dem kleinsten partiellen Tastverhältnis dieses Produktes und hängt entscheidend von der Meßauflösung dt und der Meßdauer T der Messung ab. Das mit dem in dieser Diplomarbeit beschriebenen Intensitätsmonitor bestimmbare partielle Tastverhältnis der Füllstruktur stellt darum nur eine obere Grenze für das erreichbare Gesamt-Tastverhältnis dar. Da die Auflösungszeit für den Ereignistrigger der Experimente zur Zeit im Bereich von 10 ns liegt, spielt nur das Tastverhältnis aufgrund des zyklischen Betriebs und der inhomogenen Füllung eine Rolle, dagegen spielt die 500 MHz Bunchstruktur keine Rolle. Sie werden im folgenden als das *makroskopische* bzw. das *mikroskopische* Tastverhältnis bezeichnet.

Das neue Timingsystem von ELSA

Das bisher in Verbindung mit dem alten Kontrollsystem von ELSA verwendete Injektionsschema ist nicht dafür geeignet, ein hohes mikroskopisches Tastverhältnis bei einem gleichzeitig hohen makroskopischen Tastverhältnis zu erzielen. Bei der Extraktion aus dem Synchrotron wird zur Zeit eine als „Shaving“-Extraktion bezeichnete Methode [Nuh88] verwendet, die die Elektronen über mehrere Umläufe aus dem Synchrotron extrahiert und nach ELSA transferiert. Dazu wird zunächst mit drei Bumpermagneten eine lokale Sollbahnbeule erzeugt, die den Strahl an die für die Extraktion benötigten Septa heranführt. Zur eigentlichen Extraktion werden Kickermagnete⁵ verwendet, die den Strahl in das als Strahlteiler bezeichnete erste Septum — mit besonders schmaler Septumsschneide zur Minimierung von Strahlverlusten — einlenken. Vom ersten Septum gelangen die Elektronen mit immer größer werdenden Winkeländerungen über das Hauptseptum zum Extraktionsmagneten und werden dann nach ELSA transferiert.

Ein Schuß mit Extraktion über einen Umlauf aus dem Synchrotron kann ELSA jedoch nicht vollständig füllen: Dies liegt an den unterschiedlichen Umfängen von ELSA mit 164,4 m und vom Synchrotron mit 69,6 m, was einem Verhältnis von rund 7/3 entspricht. Die mit einer größeren Transfereffizienz verbundene Methode der Extraktion über einen Synchrotronumlauf (die vor allem im Nachbeschleunigungsmodus Verwendung findet) führt zu einem mikroskopischen Tastverhältnis von weniger als 50 %, die über zwei Umläufe zu 70-75 %. Zur Erhöhung des Stroms erfolgen weitere Injektionen in einem 20 ms Raster, ohne auf eine Synchronisation mit der in ELSA schon vorhandenen Füllung zu achten. Dieses Injektionsprinzip führt zu einer Ladungsverteilung im zirkulierenden Strahl in ELSA, die vorwiegend dem Zufall überlassen bleibt. Nach vielen Injektionen kann aber mit einer „Glättung“ der Füllung gerechnet werden. Da für eine ausreichende Homogenisierung eine große Zahl an Injektionen und damit eine lange Injektionsphase erforderlich ist, sinkt das makroskopische Tastverhältnis, während das mikroskopische Tastverhältnis sich immer weiter verbessert⁶.

Eine Verbesserung dieser Situation wird das von T. Götz und M. Picard im Rahmen ihrer Dissertationen neu erstellte Kontroll- und Timingsystem⁷ bringen [Göt94][Pic94]. Die Abänderung des Injektionsschemas stellt die zur Zeit wohl am einfachsten zu realisierende Maßnahme zur gleichzeitigen Erhöhung des makroskopischen als auch des mikroskopischen Tastverhältnisses dar. Das neue Timingsystem wird in der Lage sein, mehrere Synchrotronfüllungen ohne Lücken hintereinander in ELSA abzulegen (s. Abb. 1.2).

Notwendig ist dazu die Kopplung der Injektionszeitpunkte an einen Umlaufstrigger, der eine feste Zeitmarke in der Füllung definiert. Dieser ELSA-Umlaufstrigger wird durch Teilung des 500 MHz-Ansteuerungssignals

⁵Dies sind gepulste Dipolmagnete mit besonders kurzen Anstiegszeiten.

⁶So werden im Synchrotronlicht-Modus zum Überschreiten eines Stroms von 80 mA so viele Injektionen benötigt, daß das mikroskopische Tastverhältnis der ELSA-Füllung Werte von über 99 % annimmt.

⁷Im folgenden als das neue Kontroll- und Timingsystem bezeichnet.

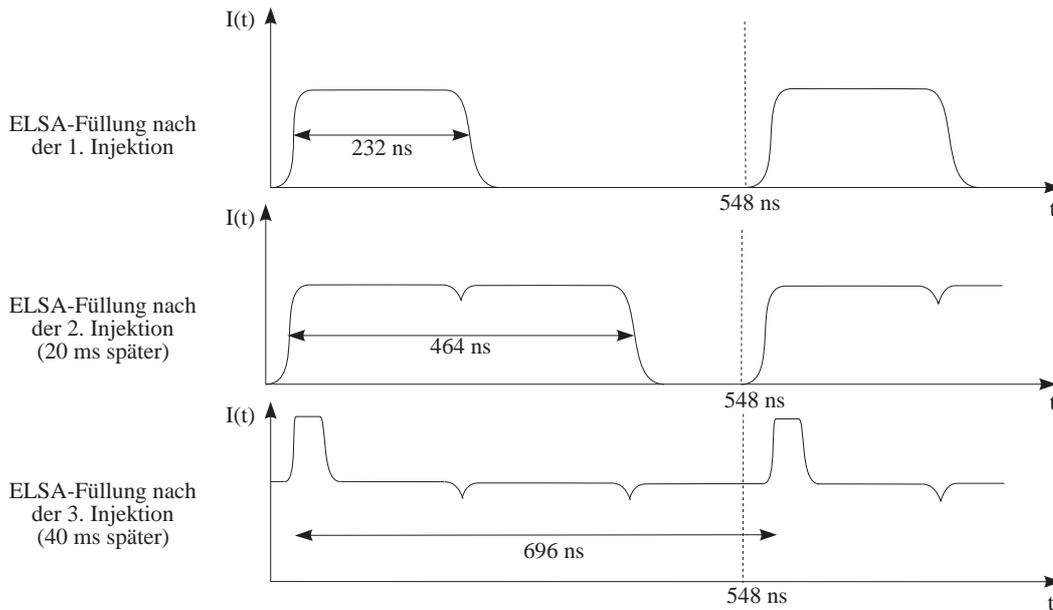


Abbildung 1.2: (Fast) optimale ELSA-Füllung aus 3 hintereinander gesetzten Synchrotronfüllungen

der beschleunigenden Hohlraumresonatoren durch die Harmonischenzahl $h = 274$ von ELSA generiert. Aufgrund des schon erwähnten Verhältnisses der Umfänge und damit der Umlaufzeiten von $T_{\text{ELSA}} = 548$ ns und $T_{\text{Sync}} = 232$ ns zueinander, sollte ELSA mit 3 Füllungen aus dem Synchrotron gut und mit 7 optimal zu homogenisieren sein. In Abbildung 1.2 ist schematisch dargestellt, wie sich eine fast homogene Füllung aus drei Synchrotronfüllungen bilden läßt. Verzögert man innerhalb einer Gruppe von 3 bzw. 7 Injektionen die Injektionszeitpunkte relativ zum Umlauftrigger um Vielfache von $T_{\text{ELSA}}/3$ bzw. $T_{\text{ELSA}}/7$, dann ist eine homogene Füllung erreichbar. Diese Aufgabe übernehmen Verzögerungsgeneratoren, die eine Auflösung im ps-Bereich besitzen und über den IEC-Bus⁸ — einen Meßgerätebus — ferngesteuert werden können. Durch das mehrfache Injizieren von Gruppen aus jeweils 3 bzw. 7 Füllungen kann der von Experiment gewünschte Strom in ELSA erreicht werden.

Das neue Timingsystem erfordert zur Verifikation seiner Funktion ein Diagnoseinstrument mit hoher zeitlicher Auflösung, welches den Einfluß der Änderungen der Injektionszeitpunkte auf die ELSA-Füllstruktur genau genug registrieren kann. Das aus den Daten bestimmbare Tastverhältnis kann als Güteparameter der Füllung dem Kontrollsystem zur Verfügung gestellt und rückwirkend zur Optimierung der Injektion verwendet werden. Durch eine entsprechende Steuerung der Injektionszeitpunkte kann eine optimale Füllung von ELSA in *jeder* Injektionsphase erzielt werden. Nach Einstellung der optimalen Werte könnte der Monitor zur Überwachung der Homogenität der Füllung während des laufenden Betriebes eingesetzt werden und bei Unterschreiten einer festzulegenden Schwelle einen Alarm im Kontrollsystem auslösen. Vorstellbar ist auch eine automatische Korrektur der Injektionszeitpunkte nach Auswertung von vielen Füllungen bei einer konstanten Einstellung der Zeitverzögerungen.

1.2 Anforderungen an den Monitor

Die Arbeitsweise des neuen Timing- und Kontrollsystems einerseits und die Betriebsmoden von ELSA andererseits führen zu unterschiedlichen Anforderungen an den Füllstruktur-Monitor, die in den folgenden Punkten zusammengefaßt werden sollen:

- Um anhand der gemessenen Ringfüllung die Injektionszeitpunkte optimal auszuwählen, ist die Registrierung der Füllstruktur mit einer *hohen zeitlichen Auflösung* erforderlich. Die dazu notwendige große Bandbreite der Elektronik des Füllstruktur-Monitors führt zu einem hohen Rauschpegel, der letztendlich die Empfindlichkeit der Schaltung bestimmt und somit die kleinsten Ströme festlegt, bei

⁸Der IEC-Bus ist auch unter den Namen HP-IB, GP-IB und IEEE-488 bekannt.

denen die Registrierung der Füllung noch möglich ist. Daher muß für die Bandbreite ein Kompromiß eingegangen werden.

- Die hohe zeitliche Auflösung erfordert den Einsatz eines breitbandigen Monitors mit einer konstanten Übertragungsfunktion zur Ankopplung an das elektromagnetische Feld des Strahls. Daß der Monitor *nicht strahlbeeinflussend* oder sogar strahlzerstörend wirken darf, ist selbstverständlich.
- Um noch Strukturen bei niedriger Intensität registrieren zu können, sollte der Monitor und die Elektronik *möglichst empfindlich* sein. Die kleinsten im ELSA-Betrieb auftretenden Ströme liegen im Bereich von wenigen $100 \mu\text{A}$ für die Tests des polarisierten Targets des Experiments ELAN. Für die Beschleunigung von polarisierten Elektronen ist zur Zeit noch keine untere Grenze des Stroms angebbbar, lediglich aus den an den Experimenten mindestens erforderlichen Stromstärken und der Extraktionseffizienz aus ELSA lassen sich Schätzwerte angeben, die im Bereich von wenigen Milliampere liegen.
- Andererseits treten im Synchrotronstrahlungslicht-Modus von ELSA Ströme von mindestens 80 mA auf, die während der Injektionsphase kurzfristig überschritten werden können. Möchte man daher auch bei hohen Strömen Untersuchungen der Füllstruktur durchführen, so ist ein *großer Dynamikumfang* unerlässlich, so daß die Linearität der Elektronik auch bei hohen Signalpegeln gewahrt bleibt.
- Die im Strahldiagnosesystem von ELSA verwendete Monitorelektronik ist aufgrund ihrer geringen Bandbreite ($B = 10 \text{ MHz}$) und ihrer niedrigen Abtastfrequenz (maximal $f_s = 10 \text{ MHz}$) nicht für diese Aufgabe einsetzbar. Die Abtastung mit der Frequenz f_s erfordert gemäß dem Abtasttheorem die Einschränkung der Bandbreite B auf mindestens die Hälfte der Abtastfrequenz. Ansonsten entstehen Digitalisierungsfehler, die sich nach der Datennahme nicht mehr korrigieren lassen. Bei der höchsten Abtastfrequenz muß die Bandbreite auf 5 MHz eingeschränkt werden und es stehen pro Umlauf ca. 5,5 Abtastwerte zur Verfügung. Damit läßt sich keine sinnvolle Untersuchung der Füllstruktur mit der oben geforderten Auflösung durchführen.

Im Fall der verwendeten Elektronik des ELSA-Monitorsystems [Sch91] mußten an vielen Stellen Kompromisse zwischen geringen Kosten, einfacher Realisierung und Wartbarkeit einerseits und einer hohen Leistungsfähigkeit andererseits eingegangen werden. Eine für die Erfordernisse eines hochauflösenden Intensitätsmonitors speziell angepaßte Elektronik ist daher einem Modul des ELSA-Strahldiagnosesystems in seinen Eigenschaften überlegen. Da nur ein hochauflösender Monitor erforderlich ist, bietet sich ein *Aufbau der Elektronik mit vorkonfektionierten HF-Bauteilen* an. Durch die Verwendung von höherwertigen HF-Komponenten kann die geringere Empfindlichkeit aufgrund der höheren Bandbreite und der damit verbundenen größeren aufgenommenen Rauschleistung gegenüber dem Strahldiagnosesystem von ELSA ausgeglichen werden.

Das zur Datenerfassung der Signale im Rahmen einer Diplomarbeit [Kie89] entwickelte Sample-Modul ist speziell für diese Elektronik entwickelt worden und stellt neben den Analog/Digital-Wandlern zur Digitalisierung der Lage- und Intensitätssignale diverse Kontrollspannungen und digitale Schaltsignale zur Verfügung. Für die Ansteuerung dieser Ausleseeinheiten werden MACS-Rechner eingesetzt, die nicht die für die Bearbeitung der Fülldaten erforderliche Rechenleistung besitzen. Da es langfristig geplant ist, auch die Monitordatenerfassung auf VMEbus-Komponenten umzustellen, erscheint der Einsatz des Sample-Moduls zusammen mit einer MACS-CPU für die Datenerfassung eines hochauflösenden Intensitätsmonitors als *nicht* sinnvoll.

- Die Bearbeitungskette aus Digitalisierung, Datentransport, Umrechnung und Analyse der Daten, Weitertransport zum Kontrollsystem und die Kalibration sollten *automatisch* und für den Benutzer transparent ablaufen. Eine *schnelle Verarbeitung* der Daten ist anzustreben. Da das neue Kontrollsystem für alle zeitkritischen Anwendungen VME-Rechner auf der Prozeßebene einsetzt, ist die *Verwendung von VME-Komponenten* für diesen Zweck ebenfalls naheliegend.
- Um die analysierten Meßdaten graphisch darstellen zu können, bietet sich die *Einbindung des Monitors in das neue Kontrollsystem* an. Von der graphischen Oberfläche des Kontrollsystems aus sollte aber auch eine Beeinflussung der Digitalisierung und der Meßdatenanalyse möglich sein, um zeitaufwendige, aber nicht immer benötigte Auswertungen abzuschalten. Da die Meßwerte dem Kontrollsystem zur Verfügung stehen, können sie innerhalb desselben zur Optimierung der Injektionszeitpunkte dienen.

1.3 Realisierung des Gesamtsystems

Das unter diesen Gesichtspunkten realisierte Gesamtsystem zeigt Abb. 1.3 und besteht aus folgenden Komponenten:

Zur Ankopplung an die Ladungsverteilung des zirkulierenden Strahls dient ein kapazitiv arbeitender Monitor, dessen vier Ausgangssignale zu einem Modul A in direkter Nähe des Monitors geführt werden. Nach einer dort stattfindenden Vorverarbeitung wird das Signal über ein Koaxialkabel zu einem zweiten Modul B transportiert, wo die Verstärkung und Detektion des Signals erfolgt. Die Elektronik liefert dann eine zur Füllstruktur von ELSA proportionale Spannung.

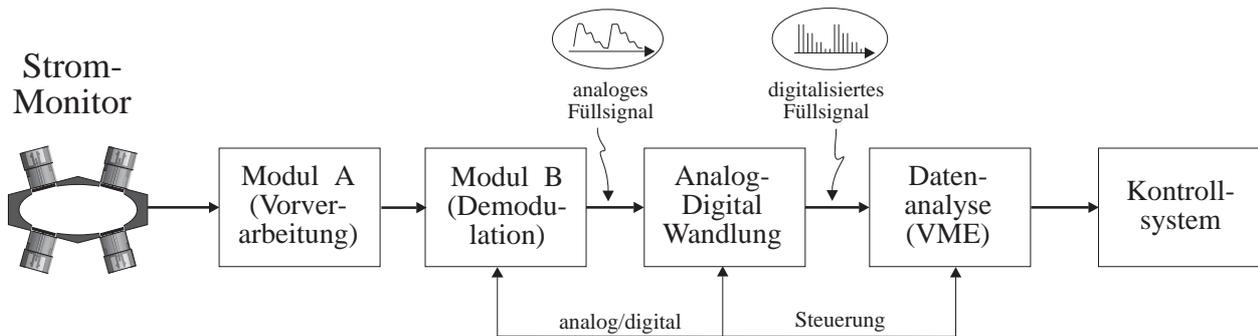


Abbildung 1.3: Blockdiagramm des Aufbaus

Die für die angestrebte zeitliche Auflösung benötigte hohe Digitalisierungsrate bei gleichzeitig großer Speichertiefe und der Möglichkeit der Triggerung der Datennahme wird u.a. von digitalen Speicheroszilloskopen geboten. Das für diesen Aufbau verwendete Speicheroszilloskop⁹ besitzt eine Echtzeit-Digitalisierungsrate von 100 MHz und 15 kByte Speicher pro Kanal. Damit stehen pro Umlauf 55 Datenpunkte zur Verfügung und das periodische Füllsignal kann über fast 300 Umläufe analysiert werden.

Die zyklische Datennahme und die Weiterverarbeitung der Daten erfordert den schnellen Transfer der digitalisierten Daten aus dem Speicher des Oszilloskops zu einem angeschlossenen Rechner. Hierzu bietet sich der IEC-Bus als Standardbus in der Meßgerätetechnik an. Zusätzlich erfordert das zweite Modul einige digitale und analoge Kontrollsignale zum Zuschalten von Verstärkern und zur Kalibration, die zur Verfügung gestellt werden müssen.

Für die Datenauslese und -analyse bieten sich VME-Rechner auf Basis der Mikroprozessorserie MC680x0 der Firma Motorola an, die Bestandteil des neuen Kontrollsystems sind und über eine gute Rechenleistung verfügen. Damit ist die Einbindung in das neue Kontrollsystem einfach zu realisieren und eine schnelle Vorverarbeitung der Daten gesichert. Auf dem VME-Rechner können nun Algorithmen zur Herausarbeitung des Füllstruktursignals, die Unterdrückung von störenden Signalkomponenten und die Berechnung von Güteparametern der Füllung erfolgen.

Die gemessenen Parameter werden dann von dem auf der VME-CPU ablaufenden Meßprozeß an das Kontrollsystem geschickt. Das Kontrollsystem speichert die Meßwerte in seiner Datenbank ab und stellt sie auf einer graphischen Oberfläche auf einer der Bedienungskonsolen dar. Durch die Einbindung in das Kontrollsystem bietet sich die Möglichkeit, daß aufwendigere Rechnungen wie z.B. das Umskalieren der Daten für eine logarithmische Darstellung eines Amplitudenspektrums oder die Fouriertransformation selbst von den leistungsfähigeren Kontrollrechnern durchgeführt werden können.

⁹Tektronix TDS-420

2. Das longitudinale Strahlspektrum

Die Aufgabe des in dieser Arbeit eingesetzten Intensitätsmonitors und der dazu entwickelten Elektronik ist es, ein zur Füllung von ELSA proportionales Spannungssignal zu liefern. In diesem Kapitel soll zunächst das longitudinale Strahlspektrum einer inhomogenen Füllung abgeleitet werden, welches ein Monitor registriert, dessen Ausgangssignal proportional zur Linienladungsdichte des Strahls ist [Lit83][Cha93]. Der Monitor sieht eine Folge von gaußförmigen Strompulsen im Abstand von $T_{\text{HF}} = 2$ ns, die aufgrund der angelegten Hochfrequenz von 500 MHz entsteht. Eine inhomogene Füllung führt zu einer periodischen Modulation der Amplitude dieser Pulse, da das vom Monitor registrierte Signal sich nach jeweils $T_0 = 548$ ns, der Umlaufzeit des Strahls in ELSA, wiederholt. Anhand des Spektrums dieses pulsamplitudenmodulierten Signals ist es dann möglich — unter Berücksichtigung des Übertragungsverhaltens des Monitors — eine geeignete Form der analogen Signalverarbeitung auszuwählen und das gesuchte Füllstruktursignal aus dem Monitorsignal zu extrahieren. Modifikationen dieses Spektrums durch den Monitor werden in Kapitel 3.3 behandelt.

2.1 Single Bunch- und Multi Bunch-Modus

Die im Beschleuniger umlaufende Füllung besteht longitudinal aus h phasenstabilen Bereichen, die *Buckets* genannt werden. Die Größe $h = f_{\text{HF}}/f_0$ ist die Harmonisenzahl des Beschleunigers und ist das ganzzahlige Verhältnis aus Hochfrequenz f_{HF} und Umlauffrequenz f_0 . Es sei zunächst angenommen, daß lediglich ein Bucket mit N Elektronen der Ladung $q = -Ne$ gefüllt ist. Die lineare Ladungsdichte $\lambda(t)$ dieses Bunches sei als δ -pulsförmig angenähert. Da der Bunch auf einer Sollbahn der Länge C_0 in einer Zeit von T_0 umläuft, sieht der Monitor einen Impulszug¹ aus unendlich vielen δ -Funktionen

$$\lambda_1(t) = \frac{q}{c} \sum_{k=-\infty}^{\infty} \delta(t - kT_0) \quad (2.2)$$

in einem zeitlichen Abstand von T_0 , wobei der Index den Single Bunch-Modus bezeichnen soll. Da die Fouriertransformierte \mathcal{F} eines unendlich ausgedehnten Impulszuges im Frequenzraum ebenfalls periodisch ist [Sie86], besteht das Spektrum $\Lambda_1(f) \equiv \mathcal{F}[\lambda_1(t)]$ aus diskreten Linien im Abstand von $f_0 = 1/T_0$:

$$\Lambda_1(f) = \frac{q}{cT_0} \sum_{l=-\infty}^{\infty} \delta(f - lf_0) \quad (2.3)$$

Die Linienladungsdichte $\lambda_1(t)$ ist im Zeit- und Frequenzbereich in Abb. 2.1 schematisch dargestellt. Da ein realer Spektrumanalysator nicht zwischen positiven und negativen Frequenzen unterscheiden kann, sieht er die Linien bei f_0 und den Harmonischen von f_0 mit einer doppelt so hohen Amplitude wie die Linie bei $f = 0$ Hz. Das ergibt sich aus der Zerlegung von $\lambda_1(t)$ in eine Fourierreihe:

$$\lambda_1(t) = \frac{q}{T_0 c} \sum_{n=-\infty}^{\infty} e^{jn2\pi f_0 t} \quad (2.4)$$

$$= \frac{q}{T_0 c} \left\{ 1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} \cos(n2\pi f_0 t) \right\} \quad (2.5)$$

¹Die Normierung ist hier so gewählt, daß $\oint_{C_0} \lambda(s) ds \stackrel{!}{=} -Ne \equiv q$ ist.

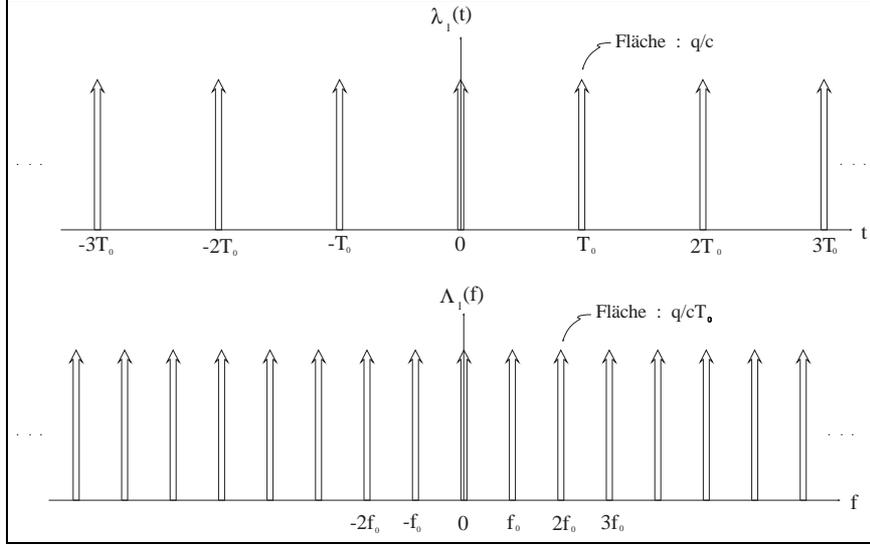


Abbildung 2.1: Linienladungsdichte im Zeit- und Frequenzraum beim Single Bunch-Modus

ELSA wird im Gegensatz zu dem eben behandelten Single Bunch-Modus in einem Multi Bunch-Modus betrieben, in dem alle h Buckets der Maschine mit Bunchen unterschiedlicher Ladung q_i gefüllt sind. In guter Näherung kann — zumindest über einige 100 ELSA-Umläufe betrachtet — davon ausgegangen werden, daß die inhomogene Füllstruktur stationär ist.

Zur analytischen Beschreibung des umlaufenden Strahls im Mikropartikel-Modell sei die Linienladungsdichte-Verteilung eines einzelnen Bunches wiederum durch eine δ -Funktion angenähert. Die vom Monitor registrierte Linienladungsdichte des zirkulierenden Strahls im Multi Bunch-Modus ergibt sich daher als

$$\lambda_h(t) = \frac{1}{c} \sum_{k=-\infty}^{\infty} q_k \delta(t - kT_{\text{HF}}) \quad , \quad (2.6)$$

wobei $q_k = q_{k+n h}$ gilt ($n \in \mathbb{Z}$), da $\lambda_h(t)$ periodisch mit der Umlaufzeit T_0 ist.

Für die Struktur des Spektrums $\Lambda_h(f)$ sind zwei Eigenschaften von $\lambda_h(t)$ wichtig: Aus der Zeitperiodizität des Signals folgt, daß das Frequenzspektrum aus diskreten Linien im Abstand von $f_0 = 1/T_0$ besteht. Die Zusammensetzung von λ_h aus δ -Pulsen im Abstand von T_{HF} führt dazu, daß sich das Spektrum im Frequenzabstand von $f_{\text{HF}} = 1/T_{\text{HF}}$ wiederholt. Das Spektrum dieses zeitperiodischen und -diskreten Signals läßt sich mit Hilfe der diskreten Fouriertransformation (DFT) aus den h Werten der Bunchladungen q_k berechnen

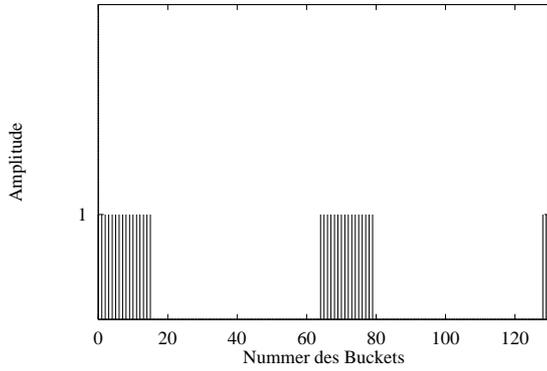
$$\Lambda_h(f) = \frac{1}{cT_{\text{HF}}} \sum_{l=-\infty}^{\infty} Q_l \delta(f - lf_{\text{HF}}) \quad , \quad (2.7)$$

wobei

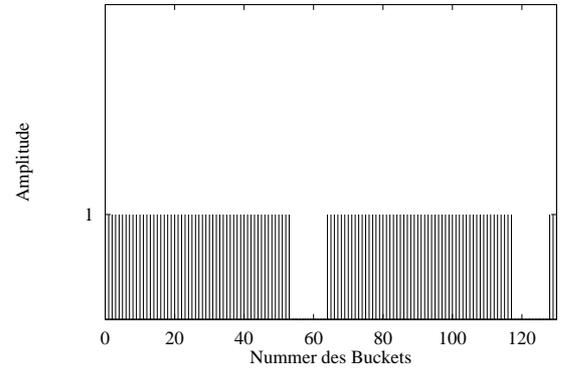
$$Q_l = \sum_{k=0}^{h-1} q_k e^{-j2\pi kl/N} \quad (2.8)$$

die Fourier-Koeffizienten der DFT sind, die die komplexen Amplituden der diskreten Linien darstellen. Die Periodizität kommt in der Eigenschaft $Q_l = Q_{l+n h}$ mit $n \in \mathbb{Z}$ zum Ausdruck. Da das Signal $\lambda_h(t)$ darüber hinaus reell ist, ist das Frequenzspektrum von $\Lambda_h(f)$ konjugiert-gerade [Sie86], d.h. es gilt $\Lambda_h(f) = \Lambda_h^*(-f)$. Das Spektrum ist daher durch die Amplituden und Phasen von $h/2$ Spektrallinien eindeutig bestimmt.

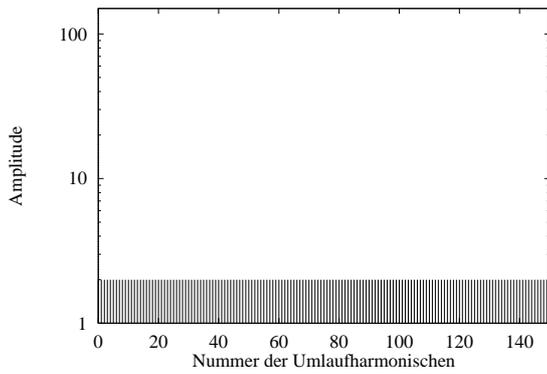
In Abbildung 2.2 sind theoretische Spektren dargestellt, die mit einer diskreten Fouriertransformation von EPOS berechnet wurden. Dabei wurde zwecks einfacher Rechnung und übersichtlicher Darstellung davon ausgegangen, daß es insgesamt $h = 64$ partiell gefüllte Buckets gibt, wobei die gefüllten Bunches jeweils die gleiche Ladung besitzen sollen (s. Abb. 2.2 (a) und (b) für das vom Monitor registrierte Zeitsignal). Dargestellt wird (zum besseren Vergleich mit Abbildung 2.4) die logarithmierte Amplitude als Funktion der Nummer der Umlaufharmonischen. Die Abbildungen (c)–(f) zeigen deutlich, daß die Hochfrequenzharmonischen immer stärker aus dem Spektrum heraustreten, je kleiner die Lücke in der Füllung ist, d.h. je homogener



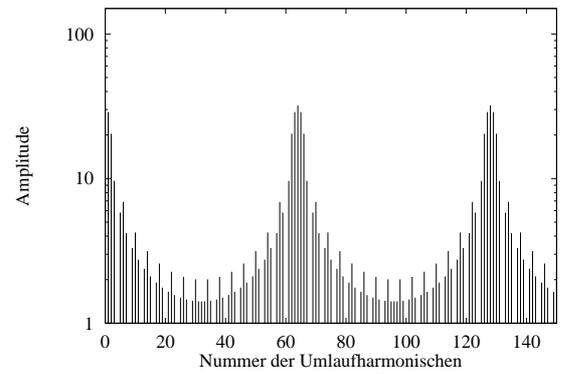
(a) 16 Buckets von 64 gefüllt (Zeitbereich)



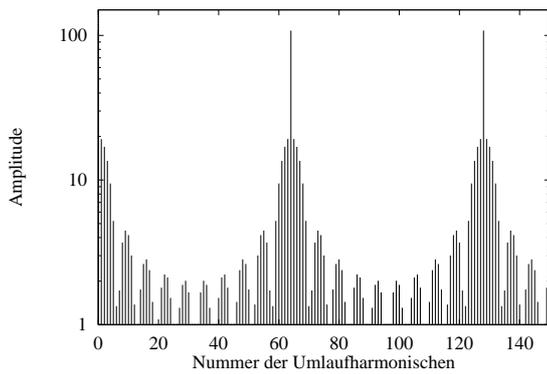
(b) 54 Buckets von 64 gefüllt (Zeitbereich)



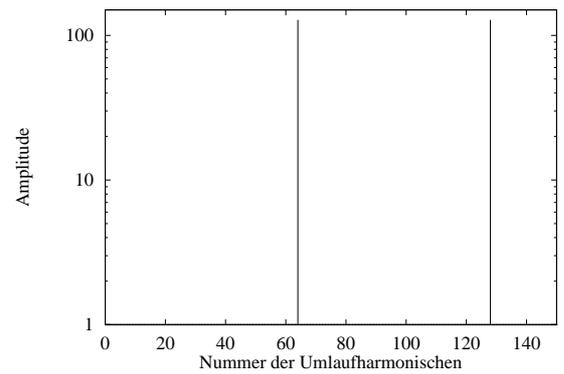
(c) 1 Bucket von 64 gefüllt (Frequenzbereich)



(d) 16 Buckets von 64 gefüllt (Frequenzbereich)



(e) 54 Buckets von 64 gefüllt (Frequenzbereich)



(f) 64 Buckets von 64 gefüllt (Frequenzbereich)

Abbildung 2.2: Theoretische longitudinale Strahlspektren bei einer partiellen Füllung

die Ringfüllung wird. Während im Extremfall (c) nur ein Bucket gefüllt war (dies entspricht dem Single Bunch-Modus) liegt in (f) eine homogene, vollständige Füllung vor. In (f) sind daher nur noch die Linien bei f_{HF} und die Harmonischen im Spektrum zu sehen, deren Amplituden h mal so hoch wie im Fall von (c) sind. In diesem Fall ist für den Monitor keine Periodizität des Signals mit der Umlaufdauer T_0 mehr feststellbar. In allen anderen Fällen (siehe z.B. Abb. (d) und (e)) zeigen die Spektren eine $\sin(x)/x$ -Modulation aufgrund der Annahme, daß die Form der Füllung eine Rechteckfunktion ist.

Man kann dieses Resultat auch auf eine andere Weise erhalten, in dem man Gleichung (2.6) als eine Amplitudenmodulation eines mit T_0 periodischen Signals² $m(t)$ auffaßt, welches einen Träger moduliert, der aus einer unendlichen Folge von äquidistanten δ -Pulsen mit dem zeitlichen Abstand von T_{HF} besteht

$$\lambda_h(t) = m(t) \cdot \sum_{k=-\infty}^{\infty} \delta(t - kT_{\text{HF}}) \quad , \quad (2.9)$$

wobei $m(kT_{\text{HF}}) = q_k/c$ ist. Das Spektrum ergibt sich nach Anwendung des Faltungstheorems als die Faltung des Füllsignalspektrums $M(f) = \mathcal{F}[m(t)]$ mit der Fouriertransformierten des Impulszuges aus δ -Funktionen (siehe Abb. 2.3 im Fall einer Füllung aus 8 ungleich gefüllten Buckets).

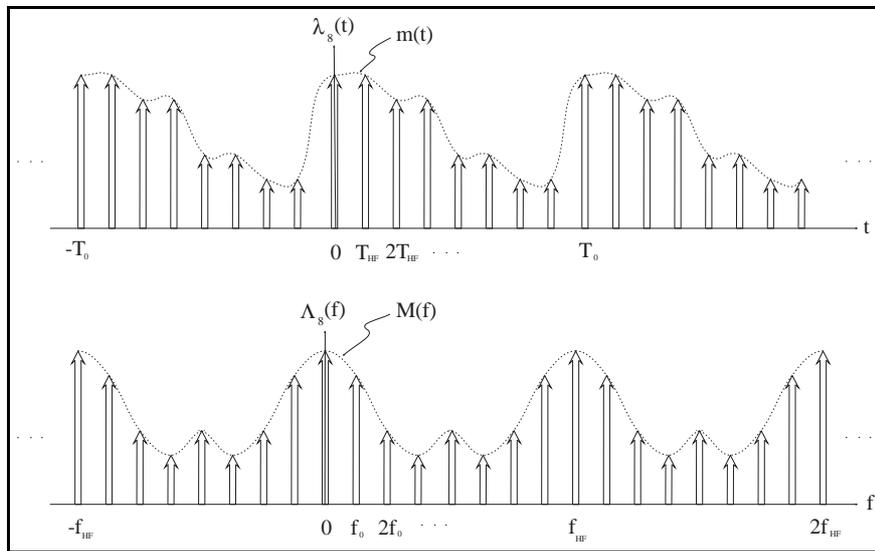


Abbildung 2.3: Linienladungsdichte im Zeit- und Frequenzraum beim Multi Bunch-Modus

Da die Fouriertransformierte des Impulszuges wiederum ein Impulszug aus δ -Funktionen im Frequenzabstand von $f_{\text{HF}} = 1/T_{\text{HF}}$ ist, erscheint daher das Spektrum $M(f)$ periodisch im Frequenzraum mit einem Abstand von f_{HF} :

$$\begin{aligned} \Lambda_h(f) &= \frac{1}{T_{\text{HF}}} M(f) * \sum_{l=-\infty}^{\infty} \delta(f - lf_{\text{HF}}) \\ &= \frac{1}{T_{\text{HF}}} \sum_{l=-\infty}^{\infty} M(f - lf_{\text{HF}}) \quad . \end{aligned} \quad (2.10)$$

Da $m(t)$ zusätzlich periodisch ist, besteht jedes der Spektren $M(f - lf_{\text{HF}})$ im Frequenzraum aus einzelnen Linien im Abstand von f_0 .

Das Gesamtspektrum von 0–2 GHz einer sehr homogenen Füllung im Speichermodus zeigt Abbildung 2.4 (a): Deutlich sieht man, wie die Spektrallinien bei f_{HF} und den Harmonischen das Spektrum dominieren³. Das diskrete Linienspektrum der ELSA-Füllung um die Frequenz f_{HF} zeigt Abbildung 2.4 (b). Der Abstand

²Die Funktion $m(t)$ wird im folgenden als die Füllstruktur bezeichnet werden.

³Der Frequenzbereich oberhalb von 1 GHz wird durch einen für diese Messung erforderlicher HF-Summierungsbaustein stärker gedämpft.

zwischen den einzelnen diskreten Linien beträgt $f_0 = f_{\text{HF}}/h = 1,8236$ MHz. Die benachbarten Umlaufharmonischen neben f_{HF} liegen mindestens 30 dB tiefer. Abbildung 2.4 (c) zeigt das Spektrum einer sehr inhomogenen Füllung beim ELSA-Betrieb für das Experiment ELAN: Hier liegen die benachbarten Umlaufharmonischen nur ca. 3 dB tiefer.

2.2 Endliche Bunchlänge

Die Resultate des letzten Abschnitts wurden unter der Annahme einer δ -pulsförmigen Ladungsverteilung im longitudinalen Phasenraum $(\tau, \dot{\tau})$ abgeleitet. Die Koordinate τ gibt dabei an, mit welcher Zeitdifferenz ein Teilchen hinter dem synchronen Teilchen (welches sich genau mit der Frequenz $f_0 = f_{\text{HF}}/274$ im Beschleuniger bewegt) im Ring umläuft; die $\dot{\tau}$ -Koordinate ist die zeitliche Ableitung davon. Stellt man die Bewegung der Elektronen im normalisierten longitudinalen Phasenraum dar und beschränkt man sich auf kleine Schwingungsamplituden $\dot{\tau}$, dann laufen sie auf Kreisbahnen mit unterschiedlichen Radien um den Ursprung des Koordinatensystems, wo das synchrone Teilchen ruht. Befinden sich sehr viele Teilchen im Bunch, dann kann bei Elektronenmaschinen von einer gaußförmigen Ladungsdichteverteilung im longitudinalen Phasenraum ausgegangen werden, die nur noch von der radialen Koordinate abhängt. Solche Verteilungen stellen sich nach Ablauf der Dämpfungszeit als Resultat aus Strahlungsanregung und Strahlungsdämpfung ein. Die Projektion dieser Verteilung auf die s -Koordinate des Beschleunigers [Lac87] führt zu einer ebenfalls gaußförmigen Verteilung der Linienladungsdichte

$$\tilde{\lambda}(t) = \frac{q}{\sqrt{2\pi}\sigma_s} \exp\left[-\frac{t^2}{2\sigma_s^2}\right] \quad (2.11)$$

bei einer Bunchlänge⁴ von σ_s . Die Berücksichtigung der endlichen Bunchlänge bzw. der gaußförmigen Verteilung ist bei einer unendlichen Folge von δ -Pulsen besonders einfach. Faltet man nämlich den Impulszug mit der Gaußfunktion $\tilde{\lambda}(t)$, die die Ladungsdichteverteilung eines Bunches darstellt, so ergibt sich als Resultat der Faltung

$$\lambda_g(t) = \lambda(t) * \tilde{\lambda}(t) \quad (2.12)$$

eine unendliche Folge von gaußförmigen Pulsen, die sich genau an den Stellen der δ -Funktionen befinden. Damit ist die Fouriertransformierte von $\lambda_g(t)$ aufgrund des Faltungstheorems gerade die Multiplikation

$$\Lambda_g(f) = \Lambda(f) \cdot \tilde{\Lambda}(f) \quad (2.13)$$

der Fouriertransformierten des Impulszuges mit der Fouriertransformierten des gaußförmigen Bunches $\tilde{\Lambda}(f)$. Da jedoch $\tilde{\Lambda}(f)$ selber wieder gaußförmig ist, verringern sich die Amplituden der Spektrallinien mit steigender Frequenz immer stärker. Für die oben angenommene gaußförmige Verteilung ergibt sich eine 3 dB-Grenzfrequenz von $f_g = 1/2\pi\sigma_s$.

Zur Abschätzung dieser Grenzfrequenz muß die Bunchlänge σ_s bestimmt werden. Im Grenzfall für Strahlstrom $I_B \rightarrow 0$ nimmt die Bunchlänge den Wert der natürlichen Bunchlänge [San70]

$$\sigma_0 = \frac{\alpha\sigma_\epsilon}{\Omega_s E_0} \quad (2.14)$$

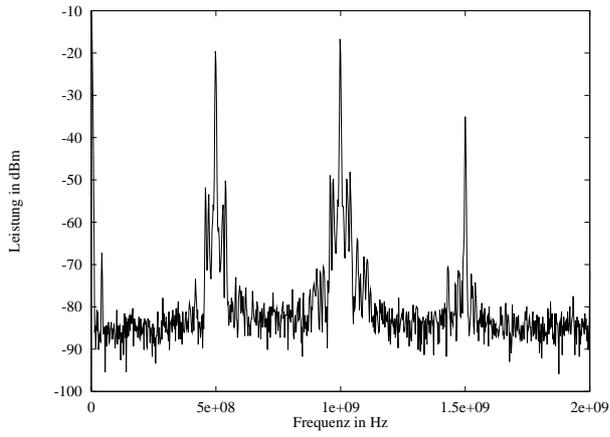
an, wobei $\Omega_s/2\pi$ die Synchrotronschwingungsfrequenz, E_0 die Energie, α der Momentum-Compaction-Faktor und σ_ϵ die Standardabweichung der Energieverteilung des Strahls ist. Damit ergibt sich⁵ für ELSA eine Länge von $\sigma_s \approx 3$ cm oder 100 ps bei einer Synchrotronschwingungsfrequenz von typischerweise $f_s \approx 60$ kHz sowie einer Energie von 2,2 GeV. Die 3 dB-Grenzfrequenz beträgt dann $f_g \approx 1,6$ GHz. Zur Demodulation sollte daher eine Arbeitsfrequenz unterhalb von f_g gewählt werden, um möglichst große Signalpegel zu erhalten und von Bunchlängenänderungen unabhängig zu sein.

2.3 Synchrotronschwingungen

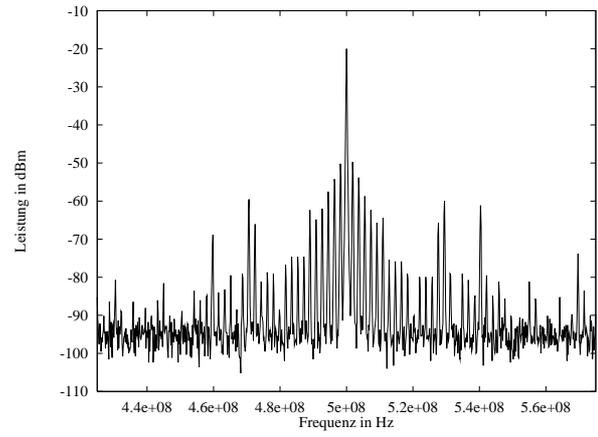
Bisher ist unberücksichtigt geblieben, daß sich die Bunche aus einzelnen Teilchen zusammensetzen, die sich in einem Potentialtopf befinden und Schwingungen um die Position des synchronen Teilchens durchführen.

⁴ Innerhalb der σ_s -Umgebung befinden sich 68 % aller Teilchen.

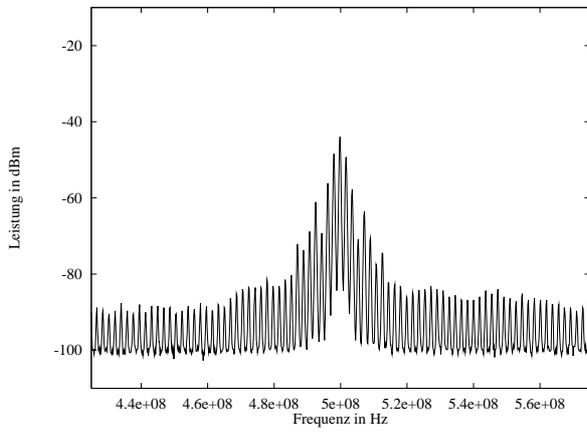
⁵ Es wurde $\alpha = 0,063$ und $\sigma_\epsilon/E_0 = 0,055$ % angenommen.



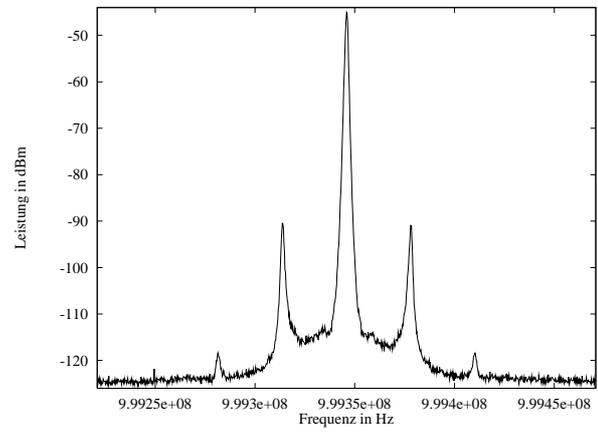
(a) Spektrum von 0–2 GHz



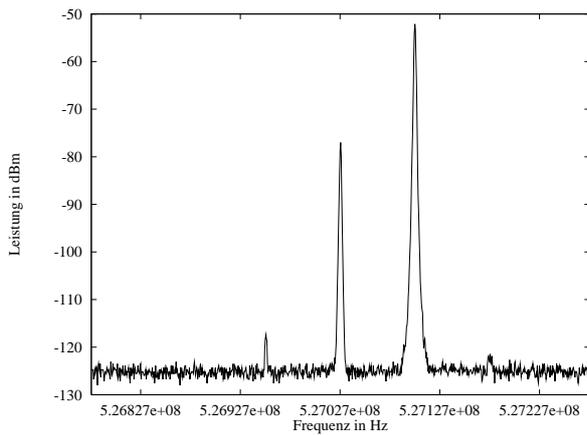
(b) Spektrum von 425–575 MHz (gute Füllung)



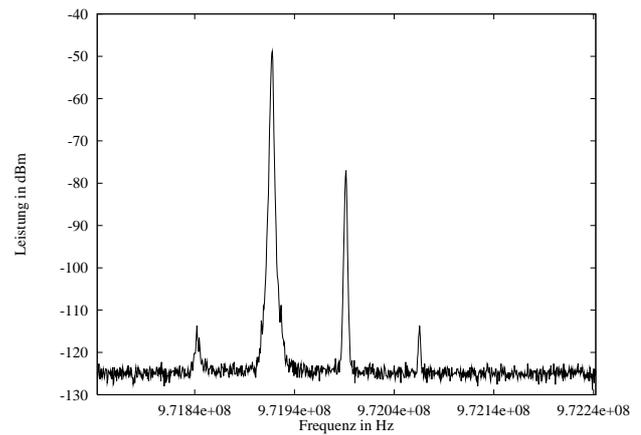
(c) Spektrum von 425–575 MHz (schlechte Füllung)



(d) Synchrotron Satelliten um 1 GHz



(e) Multi Bunch-Modus $p = 15$ um 527 MHz



(f) Multi Bunch-Modus $p = 15$ um 972 MHz

Abbildung 2.4: Longitudinale Strahlspektren von ELSA

Der Einfluß dieser Synchrotronschwingungen auf das Strahlspektrum soll kurz dargestellt werden [Cha93]. Ist die Amplitude der Synchrotronschwingungen klein, so können die rücktreibenden Kräfte aufgrund der Phasenfokussierung als linear angenommen werden, so daß die Schwingung eines Teilchens als harmonisch mit der Synchrotronschwingungsfrequenz $\Omega_s = 2\pi f_s$ angesetzt werden kann. Sei $\hat{\tau}$ die Amplitude der zeitlichen Abweichung bezüglich des synchronen Teilchens, dann gibt

$$\tau(t) = \hat{\tau} \cos(\Omega_s t + \psi) \quad (2.15)$$

die zeitliche Entwicklung von τ an. Durch diese periodische Änderung der Umlaufzeit T_0 wird die Linienladungsdichte des Teilchens phasenmoduliert

$$\lambda(t) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} \delta(t - kT_0 + \hat{\tau} \cos(\Omega_s t + \psi)) \quad (2.16)$$

und es ergibt sich nach der Fouriertransformation für das Spektrum [Cha93]

$$\Lambda(f) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} e^{i\omega[kT_0 - \hat{\tau} \cos(\Omega_s kT_0 + \psi)]} \quad (2.17)$$

Um Formel (2.17) in eine Form zu bringen, bei der man die Frequenzen und Amplituden der diskreten Linien im Frequenzraum besser ablesen kann, kann von der Eigenschaft der Besselfunktionen l -ter Ordnung $J_l(x)$

$$e^{-ix \cos \varphi} = \sum_{l=-\infty}^{\infty} i^{-l} J_l(x) e^{il\varphi} \quad (2.18)$$

Gebrauch gemacht werden, womit sich für das Spektrum eines *einzelnen* Teilchens

$$\Lambda(f) = \sum_{l=-\infty}^{\infty} \sum_{p=-\infty}^{\infty} i^{-l} J_l[(pf_0 + lf_s)\hat{\tau}] \delta(f - pf_0 - lf_s) \quad (2.19)$$

ergibt. Da es sich hierbei um eine Phasenmodulation handelt, entsteht das dafür typische Spektrum: Jede Umlaufharmonische pf_0 ist von unendlich vielen Satelliten umgeben, die sich im Abstand von Vielfachen der Synchrotronschwingungsfrequenz f_s befinden und üblicherweise als *Synchrotronsatelliten* bezeichnet werden. Allerdings fällt aufgrund der Besselfunktionen J_l die Amplitude der höheren Satelliten bei kleinen Frequenzen schnell ab, so daß nur wenige Seitenbänder sichtbar sind.

Nimmt man als gute Näherung eine stationäre gaußförmige Teilchenverteilung im longitudinalen Phasenraum an, dann wird aufgrund der Synchrotronschwingungen jedes Phasenraumvolumen durch gleich viele Teilchen aus einem anderen Phasenraumvolumen ersetzt. Der Monitor sieht also von Bunch- zu Bunchdurchgang keinerlei Synchrotronschwingungen, obwohl sie von jedem Teilchen im Bunch durchgeführt werden. Es sind daher nur kohärente Synchrotronschwingungen des *gesamten* Bunches erkennbar, bei der die Phase der meisten Teilchen im Bunch gleich ist. Solche kohärenten Effekte entstehen nach der Injektion, wenn der gesamte Bunch eine longitudinale Bewegung mit der Synchrotronschwingungsfrequenz f_s durchführt. Nach Ablauf der Landau-Dämpfungszeit ist die Kohärenz in der Bewegung verloren und die Satellitenlinien verschwinden.

Ein Beispiel für die Synchrotronsatelliten um $2f_{\text{HF}} = 1 \text{ GHz}$ bei der Injektion zeigt Abbildung 2.4 (d). Da man sich bei einer niedrigen Frequenz befindet, dominieren hier die Satellitenfrequenzen bei $2f_{\text{HF}} \pm f_s$.

Folgerungen

Aus der Zusammensetzung des longitudinalen Strahlspektrums können folgende Schlußfolgerungen für den Aufbau der Elektronik gezogen werden:

- Das Spektrum der Füllstruktur $M(f)$ ist zentriert um 0 MHz, $f_{\text{HF}} = 500 \text{ MHz}$ und den Harmonischen von f_{HF} im Spektrum. Jedes dieser Spektren besitzt denselben Informationsgehalt der Füllstruktur. Durch eine Bandpaßfilterung *einer* dieser Frequenzbänder und einer anschließenden Demodulation läßt sich das Füllstruktursignal $m(t)$ aus dem Spektrum zurückgewinnen. Wie im Kapitel 3 gezeigt werden wird, kann aufgrund der Hochpaßfunktion des Monitors das Band um die Frequenz $f = 0 \text{ Hz}$ nicht verwendet werden.

- Da das gesamte Spektrum noch mit der Fouriertransformierten der Bunchform multipliziert wird, ist es sinnvoll, sich das Band um die Grundfrequenz f_{HF} auszuwählen, da sonst eine Abhängigkeit des demodulierten Signals von der Bunchform resultiert.
- Die immer vorhandenen Energieschwingungen jedes einzelnen Elektrons, die zu einer Phasenmodulation des detektierten Signals *eines* Elektrons führen, bleiben aufgrund der im allgemeinen nicht kohärenten Bewegung des gesamten Bunches unsichtbar. Treten jedoch kohärente Effekte auf (z.B. während der Injektionsphase), dann werden im Spektrum an den Positionen der Umlaufharmonischen Seitenbänder aufgrund der Synchrotronschwingungen der Bunche sichtbar. Diese Linien besitzen Amplituden, die — zumindest bei kleinen Frequenzen — nur von der Amplitude der Phasenmodulation abhängig sind. Je homogener daher die Füllung ist, desto stärker stören solche Frequenzkomponenten das Füllstrukturspektrum $M(f)$.

3. Der Knopfmonitor

Zur Messung der im vorhergehenden Kapitel diskutierten Linienladungsdichte $\lambda(t)$ zur Bestimmung der Füllstruktur wird ein Instrument benötigt, welches an das den Strahl begleitende elektrische oder magnetische Feld ankoppelt. Hierzu dienen Monitore, die aus diesen Feldverteilungen sowohl direkt als auch indirekt über die in der Vakuumkammer fließenden Ströme die Intensität des Strahls bestimmen. Dieses Kapitel dient dazu, das dabei verwendete physikalische Prinzip zu erläutern und die verschiedenen für den Zweck eines hochauflösenden Intensitätsmonitors verwendbaren Methoden der Ankopplung an das Strahlsignal zu diskutieren. Anschließend wird der für diesen Anwendungsfall verwendete Knopf- oder Buttonmonitor eingehender behandelt.

3.1 Physikalisches Prinzip

Das elektrische Feld eines ruhenden Elektrons ist radial gerichtet, isotrop verteilt und besitzt keine magnetischen Anteile. Befindet es sich jedoch in einer ideal leitenden Vakuumkammer, so treten im Ruhesystem Verzerrungen der isotropen Feldverteilung auf, weil das elektrische Feld senkrecht auf der leitenden Kammerwand stehen muß. Das \vec{E} -Feld des Elektrons induziert eine Ladungsverteilung auf der Innenseite der Vakuumkammer, die — über die Oberfläche integriert — der Ladung $q = -e$ des Elektrons entsprechen muß. Der Bereich außerhalb der Kammer bleibt feldfrei.

Transformiert man das Feld des sich mit der Geschwindigkeit v bewegenden hochrelativistischen Elektrons aus dem Ruhesystem in das Laborsystem, so wird diese Feldverteilung zu einer flachen Scheibe in longitudinaler Richtung mit einem Öffnungswinkel $\Theta = \pm 1/\gamma$ kontrahiert, wobei $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$ und $\beta = v/c$ ist. Für eine typische Energie von 2,3 GeV bei ELSA ergibt sich ein Wert von $\gamma = E/m_e c^2 \approx 4500$. Damit ist das elektrische Feld rein transversal gerichtet und besitzt die Feldverteilung einer transversal-elektromagnetischen Welle (TEM¹-Welle) einer Koaxialleitung. Neben diesem transversalen elektrischen Feld existiert ein dazu senkrecht stehendes Magnetfeld.

Betrachtet man nun einen Bunch aus N Elektronen mit einer gaußförmigen longitudinalen Linienladungsdichteverteilung $\lambda(s)$, so bildet sich diese Strahlverteilung aufgrund des Superpositionsprinzips als Wandladungsdichte auf der Vakuumkammer ab. Diese positive Ladungsverteilung bildet einen azimuthal auf der Vakuumkammer verteilten Wandstrom $I_W(t) = -I_B(t)$, der sich mit den Bunchen mitbewegt und bis auf das Vorzeichen gleich dem Strahlstrom $I_B = \lambda(s)/\beta c$ ist. Befindet sich der Bunch nicht mittig in der Vakuumkammer, so führt das zu einer Asymmetrie der azimuthalen Stromverteilung auf der Kammeroberfläche, die sich zur Bestimmung der transversalen Strahlage ausnutzen läßt. Die Ladung auf der Kammerwand ist proportional zur Bunchladung und kann für eine Intensitätsmessung verwendet werden.

Monitorkonzepte zur Intensitätsbestimmung

Verschiedene Monitorkonzepte verwenden nun diese elektrischen und magnetischen Felder, um die Intensität des umlaufenden Strahls am Monitorort mit möglichst geringer strahlbeeinflussender Wirkung zu bestimmen. Die Diskussion in diesem Abschnitt soll hierbei auf nicht-strahlzerstörende Monitore für Elektronenmaschinen beschränkt werden, mit denen eine Strommessung möglich ist. Hierbei kommen im wesentlichen nur der *Stripline*-, der *Wandstrom*-, der *Button*- und der *Toroid-Monitor* in Frage.

¹ Für eine TEM-Welle gilt $E_z = B_z = 0$, wobei z die Ausbreitungsrichtung ist.

- Der *Wandstrom-Monitor* besteht aus einem Ring von parallel geschalteten Widerständen, die ein kurzes, isoliertes Stück der Vakuumkammer überbrücken und vom Wandstrom $I_W(t)$ durchflossen werden. Aus der azimuthalen Verteilung der Spannungsabfälle an den Widerständen kann sowohl die Position als auch die Intensität des Strahls bestimmt werden. Das besondere Merkmal des Wandstrom-Monitors liegt in seiner hohen Bandbreite. Er hat jedoch den Nachteil, daß er mechanisch sehr aufwendig ist.
- Die Ankopplung an das elektromagnetische Feld wird beim *Stripline-Monitor* durch vier zur Strahlrichtung parallel montierte Streifen erreicht, auf denen der Strahl Ladungen verschiebt. Diese Signale können an einer Seite der Streifen ausgekoppelt werden. Der Vorteil des Stripline-Monitors liegt in seiner 10-fach höheren Empfindlichkeit im Vergleich zum Button-Monitor. Er besitzt jedoch eine Kopplungsimpedanz $|Z_{||}(\omega)| \propto |\sin(\omega/l)|$, die zu periodischen Nullstellen in der Übertragungsfunktion führt. Der Frequenzabstand wird von der Streifenlänge l bestimmt. Der Stripline-Monitor ist daher weniger für breitbandige Anwendungen geeignet.
- Der *Toroid-Monitor* ist ein reiner Intensitätsmonitor und erzeugt ein zum Strahlstrom proportionales Signal, indem er an das den Strahl begleitende magnetische Feld ankoppelt. Hierzu dient ein Ferrit-Toroid, um den eine Spule gewickelt ist und der die Vakuumkammer umschließt. Die Anordnung bildet damit einen Transformator mit dem Strahl als „Primärspule“. Die leitfähige Verbindung der Vakuumkammer muß am Ort der Spule unterbrochen werden, damit an dieser Stelle keine Bildströme durch die Kammer fließen. Ansonsten würde der Monitor auch das durch die Bildströme verursachte Magnetfeld messen, was das Magnetfeld des Strahlstroms kompensieren würde. Der Toroid-Monitor besitzt den Vorzug, daß er ein fast lageunabhängiges Intensitätssignal liefert.
- Der *Knopfmonitor* wird am häufigsten in Elektronenmaschinen eingesetzt, da er besonders für kurze, gebunchte Strahlen geeignet ist und den Strahl nur wenig beeinflusst. Er besteht aus vier kleinen, runden Elektroden, auf denen Ladungen induziert werden. Die Verarbeitung der vier Elektrodensignale erlaubt die Bestimmung von Intensität und Lage des Strahls. Aufgrund seines einfachen Aufbaus und seiner kurzen Baulänge kann er an vielen Stellen im Beschleunigerring eingebaut werden.

Keiner der vier Monitortypen kann gleichzeitig die Forderung nach hoher Bandbreite, hoher Empfindlichkeit, Unabhängigkeit des Intensitätssignals von der Strahllage und einfacher Bauform erfüllen. Für die Anwendung als Intensitätsmonitor wurde ein Knopfmonitor ausgewählt, der sich besonders durch seine kurze Baulänge, seine mechanische Stabilität und seine geringe Strahlbeeinflussung auszeichnet. Allerdings ist seine Empfindlichkeit schlechter als die des Striplinemonitors; das Summensignal ist geringfügig ortsabhängig.

Für den schnellen Intensitätsmonitor wurde der Knopfmonitor ausgewählt, der auch im bestehenden Strahl-diagnosesystem von ELSA verwendet wird. Insbesondere die sofortige Verfügbarkeit und die schon vorhandenen praktischen Erfahrungen mit diesem Monitortyp waren für diese Entscheidung ausschlaggebend. Eine Alternative wäre der Kauf eines Toroidmonitors gewesen, der jedoch sehr teuer gewesen wäre. Der notwendige Aufbau einer geeigneten Verarbeitungselektronik bewegte sich im Rahmen der zu entwickelnden Elektronik für den Knopfmonitor und hätte somit keinen Vorteil gebracht.

3.2 Aufbau des Knopfmonitors

Der für das Strahl-diagnosesystem von ELSA [Sch91] verwendete Knopfmonitor (Abb. 3.1) besteht aus einem Gehäuse aus V2A-Stahl, in das vier runde Elektroden² mit vakuumdichten HF-Durchführungen eingelassen sind. Diese als Knöpfe oder „Buttons“ bezeichneten sensitiven Elemente schließen mit der Innenwand der Kammer glatt ab und sind in Richtung des Monitorzentrums gerichtet. Damit die Knöpfe nicht der direkten Synchrotronstrahlung ausgesetzt sind, befinden sie sich in einem Winkel von 75° zur horizontalen Ebene. Die durch die Geometrie der Vakuumkammer erzwungene ungünstige Lage der Knöpfe führt zu einer geringen vertikalen Sensitivität und zu stärkeren Nichtlinearitäten der Signale im Vergleich zu den Knopfmonitoren [Hei93] anderer Beschleuniger.

Der Button-Monitor wird hauptsächlich zur Messung der transversalen Position des Strahls bezüglich der Monitorachse verwendet. Dazu werden die vier Knopfelektrodensignale $U_1(t)$, $U_2(t)$, $U_3(t)$ und $U_4(t)$ in

²Für das Elektronensynchrotron DESY II entwickelt.

angeschlossen sind. Bei dieser Schaltung wird ein charakteristischer Wellenwiderstand von $R = 50 \Omega$ verwendet, was einen einfachen Aufbau der Schaltung in 50Ω -Technik unter Verwendung entsprechender HF-Bauteile und Koaxialkabel erlaubt. Da jede Elektrode eine kleine Streukapazität zwischen Antenne und Monitorgehäuse besitzt, kann das in Abbildung 3.2 gezeigte Ersatzschaltbild der Elektronik angenommen werden.

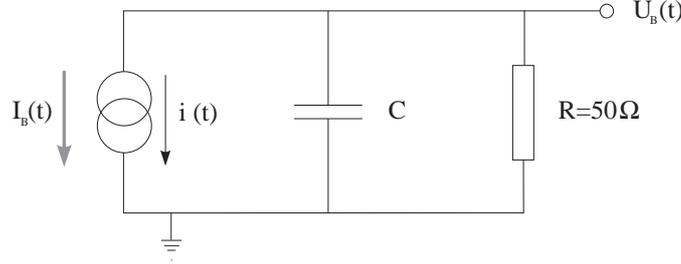


Abbildung 3.2: Ersatzschaltbild aus Antenne und Elektronik

Zunächst soll die oben erwähnte Transferimpedanz und die damit verbundene Monitorkonstante S_{Σ} als Funktion der Frequenz abgeleitet werden [Lam88]. Dazu sei für den Strom eines sich mit der Geschwindigkeit $v = \omega/k$ in s -Richtung bewegenden Strahls der Ansatz der ebenen Welle³

$$I_B(s, t) = I_0 e^{j(\omega t - ks)}$$

angenommen. Mit dieser Stromverteilung ergibt sich für die Linienladungsdichte

$$\lambda(s, t) = \frac{I_B(t)}{\beta c} \quad .$$

Die Ladungsdichte des Strahls induziert auf der als kreisförmig mit einer Fläche A in einer Vakuumkammer mit dem Radius r angenommen Elektrode die zeitabhängige Ladung

$$q(t) = \frac{A}{2\pi r} \frac{I_B(t)}{\beta c} = gl \frac{I_B(t)}{\beta c} \quad ,$$

wobei $g = A/2\pi r$ als Überdeckungsfaktor und l als effektive Länge der Knopfelektrode bezeichnet wird. Die sich zeitlich ändernde Elektrodenladung wirkt in der angeschlossenen Schaltung wie eine Stromquelle mit dem Strom

$$i(t) = \frac{dq(t)}{dt} = jkglI_B(t)$$

und ergibt am Widerstand R nach der äquivalenten Schaltung (Abb. 3.2) mit der Impedanz Z die Ausgangsspannung

$$U_B(t) = i(t)Z = \frac{jkglI_B(t)}{\frac{1}{R} + j\omega C} \quad .$$

Damit beträgt die longitudinale Transferimpedanz nach (3.22)

$$Z_{||}(\omega, v) = \frac{jklg}{\frac{1}{R} + j\omega C} \quad ,$$

so daß sich bei einem hochrelativistischen Teilchen ($v = c$) für den Betrag von $Z_{||}(\omega)$

$$|Z_{||}(\omega)| = \frac{kg l R}{\sqrt{1 + (\omega RC)^2}} = \frac{\omega g l R}{c \sqrt{1 + (\omega RC)^2}} \quad (3.23)$$

ergibt. Die Transferimpedanz $|Z_{||}(\omega)|$ zeigt damit ein typisches Hochpaß-Verhalten und besitzt eine untere 3 dB-Grenzfrequenz von $f_c = 1/2\pi RC$ (Abb. 3.3). Die Schaltung führt also eine Differentiation von $\lambda(t)$ durch und transformiert die gaußförmige Linienladungsdichte in einen bipolaren Puls. Oberhalb der Grenzfrequenz (d.h. falls $\omega RC \gg 1$ ist) nimmt die Transferimpedanz den konstanten Wert lg/cC an.

³Eine Frequenzkomponente des Stroms nach seiner Zerlegung in seine Fourierkoeffizienten.

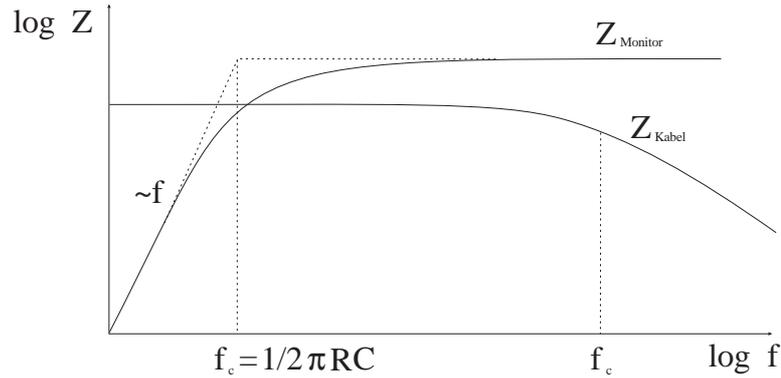


Abbildung 3.3: Transferimpedanz des Monitors und Dämpfung des Koaxialkabels als Funktion der Frequenz

Der Wert der Streukapazität einer Elektrode ist meist sehr klein und liegt im Bereich von wenigen pF. Bei einem Wert von z.B. $C = 10$ pF beträgt die 3 dB-Grenzfrequenz $f_c = 318$ MHz. Für Frequenzen oberhalb von f_c ist der Frequenzgang bis in das Gebiet von einigen GHz flach und bildet den Frequenzbereich, wo eine Demodulation sinnvoll durchgeführt werden kann. Die obige Ableitung mit Hilfe des Konzepts der Bildladungen und -ströme gilt jedoch nur für Wellenlängen, die groß im Vergleich zur Länge der Knopfelektrode sind. Oberhalb einiger GHz treten auf den Knopfelektroden Resonanzen auf [Bar92], die zu einer Verfälschung des registrierten Strahlspektrums führen.

Stromabhängigkeit

Um die zu erwartenden Signalpegel abzuschätzen und ein Maß für die Empfindlichkeit des Knopfmonitors und damit der gesamten Elektronik zu erhalten, wurde eine Messung der longitudinalen Transferimpedanz $Z_{||}$ des Monitors durchgeführt. Dabei wurden die Signale *aller* vier Knopfelektroden mit einem HF-Summierungsbaustein addiert und über ein Koaxialkabel aus dem ELSA-Tunnelbereich zu einem HF-Voltmeter geführt. Die Spannung der 500 MHz-Komponente des Summensignals als Funktion des Stroms zeigt Abb. 3.4. Da die Amplitude der 500 MHz-Komponente proportional zum mittleren Strom \bar{I}_B in ELSA und unabhängig von der Füllung ist, kann damit die Linearität des Monitors überprüft werden.

Die Anpassung einer Ausgleichsgeraden an die Daten liefert folgende Werte (r ist der Regressionskoeffizient):

$$\begin{aligned}
 U_{\Sigma}(\bar{I}_B) &= m\bar{I}_B + b \quad \text{mit} \\
 m &= (0,7252 \pm 0,0035) \text{ mV/mA} , \\
 b &= (-0,143 \pm 0,054) \text{ mV} , \\
 r &= 0,9998 .
 \end{aligned}$$

Damit ergibt sich für den absoluten Pegel des Summensignals bei einem Strom von 1 mA ein Wert⁴ von ca. -50 dBm (vergl. [Sch91]). Möchte man den Pegel eines Knopfes bestimmen, so müssen die verschiedenen Einfügungsdämpfungen von Kabeln und Summierungsbausteinen sowie die kohärente Summierung der vier Knopfelektrodensignale berücksichtigt werden. Die Rechnung ergibt, daß der Signalpegel *eines* Knopfes bei einem Strom von 1 mA ca. -51 dBm beträgt.

Eine Erhöhung des Stroms um einen Faktor 10 läßt das Summensignal um 20 dB ansteigen. Bei den an ELSA im Extremfall zu erwartenden Strömen von 0,1 mA bis 200 mA ergeben sich damit Signalpegel zwischen $-70 \dots -4$ dBm nach der Summierung.

Lageabhängigkeit

Neben der linearen Abhängigkeit vom Strahlstrom I_B ist das Summensignal U_{Σ} auch noch leicht von der transversalen Strahlage abhängig. Während das Signal eines Toroidmonitors unempfindlich gegenüber der

⁴Die Einheit dBm ist ein logarithmisches Maß für die absolute Signalleistung. 0 dBm entspricht einer Leistung von 1 mW in 50 Ω .

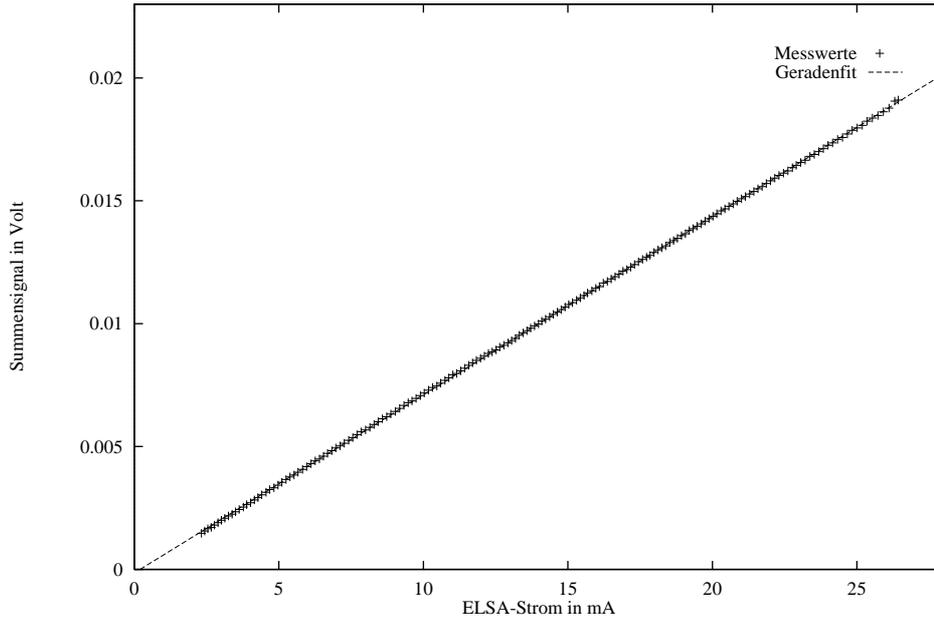


Abbildung 3.4: Pegel der 500 MHz-Komponente des Summensignals $U_{\Sigma}(I_B)$ als Funktion des ELSA-Stroms I_B

Strahlposition ist (typisch sind Variationen von maximal 0,2 %/mm entlang der horizontalen und vertikalen Achse [Ber89]), resultieren Lageabweichungen beim Knopfmonitor in absoluten Pegeländerungen des Summensignals.

Abbildung 3.5 zeigt das auf den Signalpegel im Monitormittelpunkt normierte Summensignal als Funktion der Strahlposition. Die horizontale bzw. vertikale Lage wurde dabei auf den mechanischen Mittelpunkt des Monitors bezogen. Die bei horizontalen Lageänderungen ansteigenden und bei vertikalen Änderungen abfallenden Signalpegel führen zu einer sattelförmigen Abhängigkeit des Summensignals von der Strahllage. Hierbei handelt es sich um die Kalibrationsdaten eines für das Strahl diagnosesystem von ELSA eingesetzten baugleichen Knopfmonitors [Sch91].

Falls der Strahl kohärente transversale Strahlschwingungen durchführt (so wie es bei der Injektion durch Anregung von kohärenten Betatronschwingungen zu erwarten ist) zeigen sich im Summensignal solange störende Signalanteile, bis die Kohärenz aufgrund der Filamentierung im transversalen Phasenraum abgeklungen ist. Die ebenfalls in den Graphen eingezeichneten Konturlinien⁵ auf der Basisfläche des Graphen zeigen, daß die geringsten Variationen von $U_{\Sigma}(x, y)$ im zentralen Bereich des Monitors auftreten. Um daher die entstehenden Meßfehlern möglichst gering zu halten, muß dafür gesorgt werden, daß der Strahl den Monitor möglichst zentral passiert.

Neben der Lageempfindlichkeit des Summensignals ist auch die Abhängigkeit von den Strahldimensionen und damit auch der Emittanz ϵ zu berücksichtigen. Dazu soll zunächst die Emittanz am Monitorort abgeschätzt werden. Unter der Annahme einer gaußförmigen Teilchenverteilung in den beiden transversalen Richtungen werden die Strahldimensionen durch die horizontale bzw. vertikale Enveloppe [Wie93] des Strahls

$$u_{\beta}(s) = \sqrt{\epsilon_u \beta_u(s)}$$

bestimmt, wobei ϵ_u die Gleichgewichtsemittanz, $\beta_u(s)$ die Betafunktion und $u = x$ oder z ist. In horizontaler Richtung erhöht sich die Strahlausdehnung aufgrund der Impulsverbreiterung $\sigma_{\delta} = \Delta p/p_0$ (wobei $c\Delta p$ die Energiebreite ist) und einer endlichen horizontalen Dispersionsfunktion $D_x(s)$ um

$$x_D(s) = D_x(s) \frac{\Delta p}{p_0} \quad ,$$

⁵Eine Änderung des (normierten) Summensignals um jeweils 5 % wird durch eine Konturlinie gekennzeichnet.

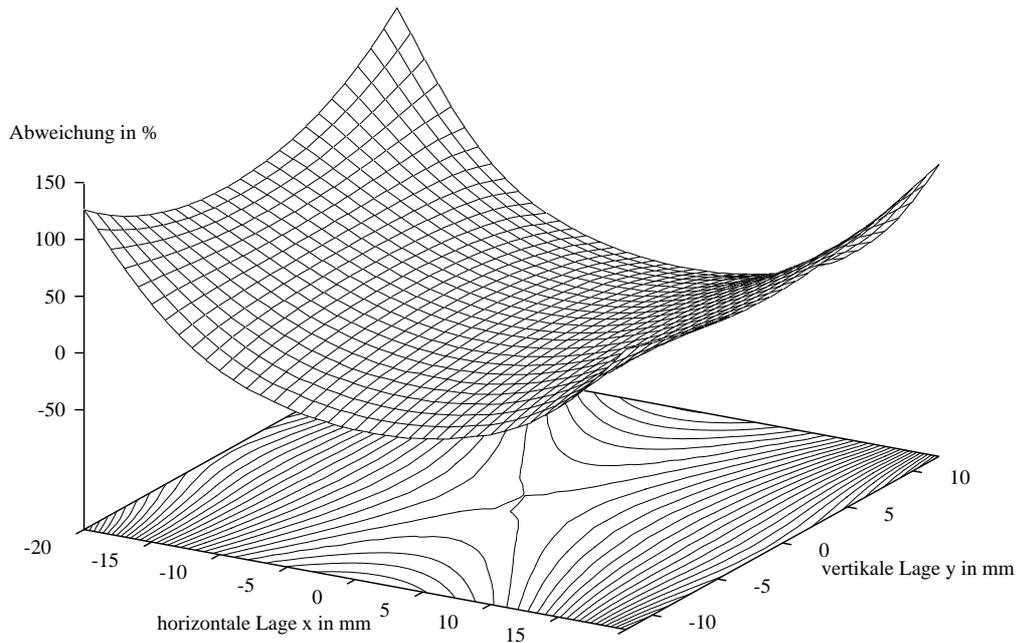


Abbildung 3.5: Summensignal $U_{\Sigma}(x, y)$ als Funktion des Strahlortes (x, y)

so daß sich für die Strahlausdehnungen

$$\sigma_{x, \text{ges}} = \sqrt{\epsilon_x \beta_x(s) + D_x^2(s) \sigma_\delta^2} \quad \text{und} \quad (3.24)$$

$$\sigma_{z, \text{ges}} = \sqrt{\epsilon_z \beta_z(s)} \quad (3.25)$$

ergeben. Während die Emittanzen und die Energieunschärfe durch den Gleichgewichtszustand zwischen Strahlungsanregung und -dämpfung festgelegt werden, sind die Betafunktionen $\beta_x(s)$ und $\beta_z(s)$ sowie die Dispersion $D_x(s)$ in erster Näherung nur Funktionen des Ortes und damit durch die Magnetoptik von ELSA fest vorgegeben. Man kann deshalb durch die geschickte Wahl des Ortes für den hochauflösenden Intensitätsmonitor im Ring dafür sorgen, daß dort die Strahlausdehnung aufgrund geringer Dispersion und Betafunktion relativ klein ist. Führt der Strahl kohärente Synchrotron-schwingungen und damit auch Energie-schwingungen um die Position des synchronen Teilchens durch, so führt dies neben einer Phasenmodulation zusätzlich zu einer Amplitudenmodulation des Summensignals.

Die Werte der optischen Funktionen am Ort des Monitors sind in Tabelle 3.1 zusammengefaßt. Sie wurden mit dem Simulations-Programm XSim berechnet, das von J. Wenzel im Rahmen seiner Dissertation geschrieben wurde [Wen94] und das u.a. die optischen Funktionen in ELSA berechnen kann. Damit ergeben sich die Strahldimensionen

$$\begin{aligned} \sigma_{x, \text{ges}} &= 2,3 \text{ mm} \quad \text{und} \\ \sigma_{z, \text{ges}} &\approx 0,6 \text{ mm.} \end{aligned}$$

Aufgrund der in vertikaler Richtung nicht vorhandenen Dispersion $D_z(s)$ und der fehlenden Strahlanregung durch die Emission von Synchrotronstrahlung sollte die vertikale Gleichgewichts-Emittanz bei ELSA idealerweise Null sein. Tatsächlich führen jedoch Kopplungen zwischen horizontaler und vertikaler Bewegung sowie Feldfehler zu einer endlichen Emittanz ϵ_z . Für diese Rechnung wurde ein Wert von $\epsilon_z \approx 0,1 \epsilon_x$ angesetzt, den man typischerweise bei Elektronenbeschleunigern und Speicherringen findet [Wie93].

⁶Der Nullpunkt liegt im D1-Quadrupol (s. Abb. 1.1).

Parameter	Wert
longitudinale Position ⁶ s	95,48 m
horizontale Betafunktion $\beta_x(s)$	7,65 m/rad
vertikale Betafunktion $\beta_z(s)$	6,85 m/rad
Dispersion $D_x(s)$	1,684 m
horizontale Emittanz ϵ_x	0,4613 mm·mrad
vertikale Emittanz $\epsilon_z \approx 0, 1\epsilon_x$	$\approx 0,05$ mm·mrad

Tabelle 3.1: Optische Funktionen und Emittanzen am Ort des Monitors bei einem Arbeitspunkt von $Q_x = 4,658$ und $Q_z = 4,617$ sowie einer Energie von 2,3 GeV.

Als Resultat obiger Rechnung ergibt sich, daß die Stahlausdehnung⁷ σ_z in vertikaler Richtung vernachlässigbar ist und die horizontale Ausdehnung σ_x nur einen geringen Einfluß auf das Summensignal hat. Allerdings führt ein Anwachsen der Emittanz zu einem Anstieg der Elektrodensignale, wie entsprechende Untersuchungen an einem ELSA-Monitor gezeigt haben [Hei93]. Solche Vergrößerungen treten jedoch nur während der Injektionsphase auf und dauern so lange, bis sich der Gleichgewichtszustand eingestellt hat.

Folgerungen

Aus der Diskussion in diesem Kapitel lassen sich für den Aufbau der Elektronik und die Analyse der Meßresultate folgende Schlußfolgerungen ziehen:

- Die Verwendung des Knopfmonitors zur Intensitätsmessung erfordert die kohärente vektorielle Summierung der vier Knopfelektrodensignale $U_i(t)$. Für den erforderlichen niederohmigen Aufbau der Elektronik bietet sich die 50 Ω -Technik an.
- Der hohe Dynamikumfang des Summensignalpegels von typischerweise -71 bis -11 dBm bei Strömen von 0,1 mA–200 mA muß durch den Einsatz von speziellen Detektoren mit hohem Dynamikumfang oder variabler Verstärkung ausgeglichen werden.
- Bei der Auswahl eines Trägers zur Demodulation des Füllstruktursignals muß die Hochpaßcharakteristik des Monitors beachtet werden. Bei der Wahl eines Modulationsbandes sprechen sehr viele Gründe für eine Verwendung des Bereichs um die Fundamentalfrequenz von $f_{\text{HF}} = 500$ MHz: Hierzu zählen das starke Anwachsen der Dämpfung der Koaxialkabel, die steigenden Kosten der HF-Elektronik und die allgemein schlechteren elektrischen Charakteristiken der HF-Bauteile bei hohen Frequenzen. Dazu kommt das Fehlen des Instrumentariums zur Simulation von Füllstruktursignalen im Bereich oberhalb von 1 GHz, aber auch das Auftreten von Resonanzen auf den Knöpfen, die die Übertragungscharakteristik des Monitors im Bereich von mehreren GHz nachteilig beeinflussen. Darüber hinaus wirken sich bei der Grundfrequenz Bunchlängenänderungen (s. Kapitel 2.2) am geringsten aus.
- Das Summensignal ist leicht von der transversalen Strahlage abhängig. Die nach der Injektion auftretenden transversalen kohärenten Schwingungen führen solange zu Meßfehlern, bis die Kohärenz aufgrund der Filamentierung abgeklungen ist. Aber auch die kohärenten Synchrotron-schwingungen und die damit verbundenen Energieschwingungen führen aufgrund der endlichen Dispersion zu einer Signalmodulation. Dieser Störungen lassen sich durch eine geschickte Wahl des Monitorortes minimieren, bzw. durch die Verwendung eines verzögerten Injektionstriggers für den Start der Datennahme vollständig verhindern.

⁷Innerhalb des Bereichs von $\pm 2\sigma_x$ und $\pm 2\sigma_z$ befinden sich 91 % aller Teilchen im transversalen Phasenraum.

4. Analoge Signalverarbeitung

Wie die Erläuterungen der Zusammensetzung des longitudinalen Strahlspektrums in Kapitel 2 gezeigt haben, ist das gesuchte Füllstruktursignal $m(t)$ in Form einer Amplitudenmodulation (AM) um Trägerfrequenzen vielfach im Frequenzraum vorhanden. Das Spektrum dominieren dabei Frequenzlinien um 0 MHz, 500 MHz und Vielfachen davon, die jeweils einen Modulationsträger für das Füllstrukturspektrum $M(f)$ bilden. Da für die Rückgewinnung des aufmodulierten Signals nur ein Frequenzband ausreicht und sich die Wahl des Bandes um die Fundamentalfrequenz als sinnvoll erweist, kann die Aufgabenstellung der Schaltung als die Demodulation eines amplitudenmodulierten Signals auf einer Trägerfrequenz von 500 MHz formuliert werden: Die HF-Elektronik stellt dann eine zum Füllsignal proportionale Spannung $U_d(t) \propto m(t)$ zur Verfügung, die in weiteren Verarbeitungsschritten digitalisiert und Analysen unterworfen werden kann.

Zunächst werden die im ersten Kapitel gestellten Anforderungen an die Elektronik genauer formuliert und die sich daraus ergebenden Konsequenzen für die Schaltung diskutiert. Anschließend erfolgt die Vorstellung von 3 Methoden der AM-Demodulierung [Gar92], die für diesen Monitor aufgebaut und getestet wurden. Nach steigendem Dynamikumfang geordnet handelt es sich um die Demodulation mittels HF-Detektordioden, den synchronen Detektor und den detektierenden logarithmischen Verstärker. Der letzte Teil beschreibt den realisierten Aufbau und das dazu notwendige Kalibrationsverfahren.

4.1 Anforderungen an die Elektronik

Zeitliche Auflösung

Das im ersten Kapitel beschriebene Verfahren der Homogenisierung der Ringfüllung ist ohne die Registrierung der Füllstruktur von ELSA mit einer möglichst hohen zeitlichen Auflösung nicht verifizierbar. Ein Maß für das Auflösungsvermögen der Elektronik stellt die Anstiegszeit¹ τ_r dar, mit der die Elektronik auf eine stufenförmige Änderung des Eingangssignals reagiert. Aus der zwischen Anstiegszeit τ_r und 3 dB-Bandbreite B eines Systems mit tiefpaßartiger Übertragungscharakteristik geltenden Beziehung [Gru87]

$$\tau_r = \frac{0,35}{B} \quad (4.26)$$

folgt daher, daß für eine hohe zeitliche Auflösung eine große Bandbreite anzustreben ist, die auch die hohen Frequenzanteile überträgt. Die Anstiegszeit τ_r ist damit auch mit der Zeitkonstante $\tau = RC = \tau_r/2$, verbunden. Aufgrund der gebunchten Struktur des umlaufenden Strahls gibt es eine sinnvolle obere Grenze für diese Auflösung, da für die Füllung des Rings lediglich die Anzahl der Elektronen pro Bunch, aber nicht die Bunchform oder der Bunchabstand wichtig ist. Diese Grenze liegt bei einer zeitlichen Auflösung von weniger als 2 ns.

Eine weitere Bandbreitenbeschränkung ist zwingend erforderlich, da das Ausgangssignal der Elektronik $U_d(t)$ mit einem digitalen Speicheroszilloskop zeitlich abgetastet und digitalisiert werden soll. Wie im nächsten Kapitel erläutert wird, muß dazu aufgrund des Abtasttheorems die Bandbreite auf mindestens 50 MHz eingeschränkt werden. Realisiert wurde eine 3 dB-Bandbreite von ca. 43 MHz, aus der sich eine Anstiegszeit der Elektronik von $\tau_r \approx 8$ ns ergibt. Bei einem räumlichen Abstand von 60 cm zwischen zwei Bunchen (was gerade dem zeitlichen Abstand von 2 ns entspricht) sind damit Änderungen der Füllstruktur über 4 Bunche oder weniger als 3 Meter erkennbar.

¹Definiert als die Zeitdifferenz zwischen 10 % und 90 % der maximalen Endamplitude einer Anstiegsflanke.

Empfindlichkeit

Die Registrierung der Füllstruktur bei besonders niedrigen Strömen wird durch das dem Nutzsignal überlagerte Rauschen begrenzt. Hierbei handelt es sich in erster Linie um das von der Brownschen Bewegung der Elektronen in Widerständen hervorgerufene thermische Rauschen. Daneben gibt es Rauschteile aufgrund der Variation der Zahl der Ladungsträger beim Stromfluß (Schrotrauschen) und durch Quanten-Effekte. Das bei kleinen Frequenzen dominierende $1/f$ -Rauschen aufgrund der Statistik des Leitermaterials (Funkelrauschen) kann oberhalb von 100 kHz gegenüber dem thermischen Rauschen vernachlässigt werden.

Die Abschätzung der Empfindlichkeit E der HF-Elektronik (die hier als die Signalleistung P_s definiert ist, bei der das Signal/Rausch-Verhältnis (SNR) $P_s/P_n = 3$ dB beträgt) sei hier nur auf das dominierende thermische Rauschen beschränkt. Im Frequenzbereich um 500 MHz kann die Rauschleistungsdichte als konstant angenommen werden („weißes Rauschen“), so daß die an eine angepaßte Last bei einer absoluten Temperatur T abgegebene Rauschleistung P_n

$$P_n = kT \Delta f \quad (4.27)$$

proportional zur Rauschbandbreite Δf [Sch81][Raf77], aber unabhängig vom Widerstandswert ist. Die erreichbare Empfindlichkeit E hängt damit wesentlich von der verwendeten Bandbreite B ab, die jedoch aufgrund der im letzten Abschnitt angeführten Gründe fest vorgegeben ist. Die Rauschleistung in dBm beträgt damit bei einer Temperatur von 300 K und einer äquivalenten Rauschbandbreite² von $\Delta f = 1,2 * 43$ MHz

$$P_n \text{ (dBm)} = -174 \text{ dBm/Hz} + 10 \log(\Delta f) \approx -97 \text{ dBm} .$$

Die Beziehung (4.27) berücksichtigt jedoch nicht, daß die Elektronik neben der Verstärkung von P_n und P_s mit einem zusätzlichen Anteil zum Rauschen beiträgt. Diese Verschlechterung des Signal/Rausch-Verhältnisses um einen Faktor F wird auch als Rauschfaktor bezeichnet, der logarithmische Rauschfaktor als Rauschzahl NF . Dieser kann aufgrund des Aufbaus der Elektronik und dem für das Rauschen dominierenden Vorverstärkers als $NF \approx 4,5$ dB angesetzt werden.

Das zur Definition der Empfindlichkeit E verwendete Signal/Rausch-Verhältnis von 3 dB ist jedoch zu schlecht, um eine sinnvolle Untersuchung der Signalforn durchzuführen: dazu sollte das SNR einen Wert von mindestens 20 dB besitzen, was eine Signalleistung von mindestens -70 dBm erfordert. Diese Signalleistung legt damit auch den geringsten ELSA-Strom fest, bei dem noch eine Untersuchung der Füllstruktur möglich ist. Anhand Abbildung 3.4 und dem Geradenfit läßt sich diese untere Grenze als ca. 0,1 mA abschätzen. Die praktischen Erfahrungen haben gezeigt, daß bei einem ELSA-Strom von nur 0,4 mA eine Füllstruktur des umlaufenden Strahls noch gut erkennbar ist.

Dynamikumfang

Während die untere Grenze der Signaldetektion durch das Rauschen festgelegt wird, wird die obere Grenze durch das Auftreten von Verzerrungsprodukten verursacht, die sich bei Annäherung der Eingangsleistung an den Sättigungsbereich der HF-Bauteile (insbesondere bei Verstärkern und bei Mischern) einstellen. Ein Maß für diesen Parameter stellt der 1 dB-Kompressionspunkt P_K dar, der als die Eingangsleistung definiert ist, bei der eine Abweichung von 1 dB des Ausgangssignals von der linearen Kennlinie im Kleinsignalbereich auftritt. Der Eingangsdynamikbereich D wird darum als die Differenz

$$D = P_K - E \quad (4.28)$$

definiert. Bei den nachfolgenden Detektionsverfahren kommt es jedoch auch bei einer zu kleinen Signalleistung zu einer Abweichung von der linearen Kennlinie. Man muß daher durch das Zuschalten von Verstärkern dafür sorgen, daß das Eingangssignal optimal im Dynamikbereich des Detektors zu liegen kommt.

Um den erforderlichen Dynamikbereich der Elektronik abzuschätzen, müssen die kleinsten und größten vorkommenden Ströme betrachtet werden. Die maximal im Betrieb von ELSA auftretenden Strahlströme können über 200 mA betragen; typischerweise wird jedoch eine Grenze von 100 mA im Synchrotronlichtmodus nur

²Unter der Annahme einer gaußförmigen Übertragungsfunktion des Filters.

bei der Injektion kurzfristig überschritten. Zu kleinen Strömen hin (mit denen insbesondere im Betrieb mit polarisierten Elektronen zu rechnen ist) existiert zur Zeit keine genau angebbare untere Grenze. Es wurde darum angestrebt, die momentan im ELSA-Strahldiagnosesystem bestehende Grenze von ca. 1 mA [Sch91] um einen Faktor 10 nach unten hin auszudehnen, was durch die Verwendung von rauscharmen Komponenten möglich ist. Da der Gleichspannungsanteil des Signal $U_d(t)$ (s. Kapitel 3.22) proportional zum Bunchstrom $I_B(t)$ ist, beträgt damit der maximale Dynamikumfang 1:1000 oder 60 dB. Dieser Dynamikbereich wird jedoch meist im zyklischen Betrieb von ELSA nicht ausgenutzt: So variierte der Strom im Speichermodus von ELSA zwischen ca. 100 mA und 25 mA, d.h. das Signal variiert um 14 dB.

4.2 Methoden der Amplituden-Demodulation

Diodendemodulation

Die Diodendemodulation stellt eine einfache Methode dar, ein amplitudenmoduliertes HF-Signal zu demodulieren. Ebenso wie im NF-Bereich wird dazu der nichtlineare Bereich der Strom-Spannungskennlinie ausgenutzt. Allerdings können die bei niedrigen Frequenzen verwendeten pn-Halbleiterdioden aufgrund ihrer langsamen Ladungstransporteigenschaften nicht im HF- und Mikrowellengebiet eingesetzt werden. Beim Übergang von Durchlaß- in den Sperfall sperren sie nicht sofort, sondern leiten noch einen kurzen Moment, da die Raumladungszone zunächst noch von Löchern und Elektronen leergeäumt werden muß. Man verwendet stattdessen spezielle Dioden, die den extrem rasch ablaufenden Tunneleffekt (Tunneldioden) ausnutzen oder Dioden mit Metall-Halbleiterübergang, bei denen das Verhalten nur von Ladungsträgern einer Polarität³ bestimmt wird (Schottky-Dioden). Diese Dioden behalten ihre nichtlineare Kennlinien auch noch im Mikrowellenbereich bei.

Mit Hilfe einer Taylorentwicklung kann die nichtlineare Kennlinie der Diode im Arbeitspunkt U_0 als

$$I(U_0 + \Delta U) = I(U_0) + f'|_{U_0} \Delta U + f''|_{U_0} \frac{\Delta U^2}{2!} + f'''|_{U_0} \frac{\Delta U^3}{3!} + \dots$$

angenähert werden. Legt man nun ein amplitudenmoduliertes⁴ Signal $U(t) = m(t) \cos(\omega t)$ zusätzlich zur Vorspannung U_0 an die Diode an, so ergibt sich für die Änderung des Strom als Funktion der Zeit

$$\begin{aligned} I(t) = & \left(I(U_0) + \frac{m(t)^2}{4} f'' \right) + \left(m(t) f' + \frac{m(t)^3}{8} f''' \right) \cos \omega t \\ & + \left(\frac{m(t)^2}{4} f'' \right) \cos 2\omega t + \left(\frac{m(t)^3}{24} f''' \right) \cos 3\omega t + \dots \end{aligned} \quad (4.29)$$

Der detektierte Strom besitzt darum außer den schon vorher vorhandenen Komponenten jetzt zusätzliche Anteile bei der Trägerfrequenz ω und deren Harmonischen. Der für die Demodulation verwendete Anteil $\frac{m(t)^2}{4} f''$ ist jedoch proportional zum Quadrat des modulierenden Signals $m(t)$.

Bei der zum Test verwendeten Diode handelt es sich um eine spezielle Art der Tunneldiode, die Rückwärts- oder Backward-Diode genannt wird. Durch eine geeignete Dotierung der p und n-Halbleiterschichten wird die charakteristische Kennlinie der Tunneldiode im Bereich des negativen differentiellen Widerstandes so modifiziert, daß die Diode für kleine positive Spannungen sperrt. Da der Strom beim Anlegen einer negativen Spannung aufgrund des Tunneleffektes sofort ansteigt, kann die Tunneldiode ohne Vorspannung zur Detektion besonders geringer HF-Signale verwendet werden. Sie besitzt damit die Kennlinie einer „rückwärts“ betriebenen Diode.

Ein für den Einsatz als Demodulator wichtiger Parameter stellt die Bandbreite des Ausgangs des Detektors dar. Die Abbildungen 4.1 und 4.2 zeigen den Aufbau bzw. die äquivalente Schaltung des coaxialen Tunneldetektors. Die vom Hersteller in das Gehäuse integrierte Kapazität C_V bildet mit dem Wechselstromwiderstand R_V der Diode einen Tiefpaß erster Ordnung zur Filterung der Frequenzen von $\omega, 2\omega, \dots$ aus

³Bei Metall-n Halbleiterübergang nur durch die Elektronen.

⁴Der bei der Amplitudenmodulation mit Träger immer vorhandene Gleichspannungsanteil ist im Füllsignal $m(t)$ enthalten.

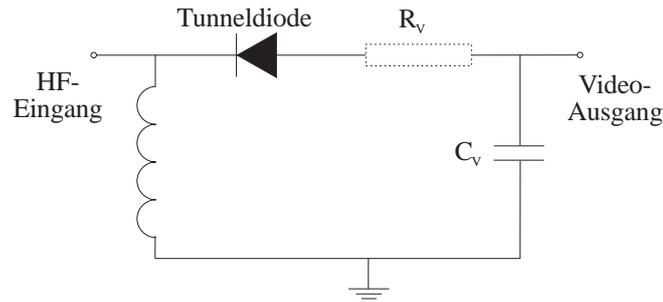


Abbildung 4.1: Blockschaltbild eines Mikrowellendetektors

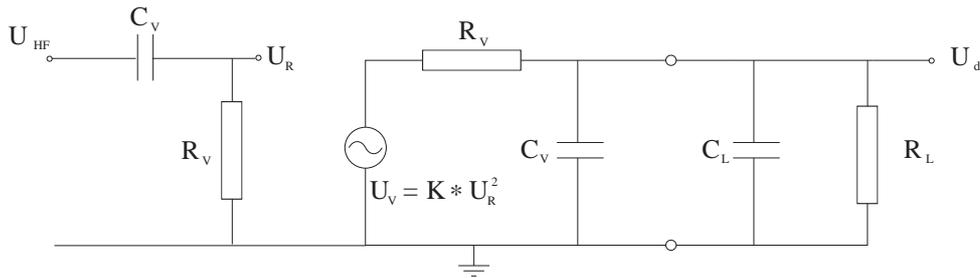


Abbildung 4.2: Äquivalent-Schaltung im quadratischen Bereich

dem Spektrum. Diese Kombination im Zusammenspiel mit dem Lastwiderstand R_L und der Lastkapazität C_L bestimmen damit die Anstiegszeit (vergl. Gleichung (4.26))

$$\tau_r = 2,2 \frac{R_V R_L}{R_V + R_L} (C_V + C_L) \quad .$$

Um eine hohe Bandbreite B zu erreichen, muß die Gesamtkapazität $C_V + C_L$ möglichst gering gehalten werden, und $R_V \approx R_L$ sein. Arbeitet man in einem System mit niedriger Impedanz (50Ω) muß R_V darum ebenfalls klein sein. Aus diesem Grund wurde bei der Wahl einer Gleicherichterdioden zur Demodulation der Tunnel diode mit dem sehr geringen Widerstand von $R_V \approx 75 - 125 \Omega$ der Vorzug gegeben. Im Vergleich dazu beträgt bei Schottky-Dioden $R_V \approx 1-3 \text{ k}\Omega$. Allerdings zeichnet sich die Schottky-Diode durch eine bessere Empfindlichkeit gegenüber der Tunnel diode aus.

Die Übertragungskurve des Detektors (s. Abb. 4.3) ist zweigeteilt: Man unterscheidet den Bereich mit quadratischer Beziehung zwischen Eingangsspannung und Ausgangsspannung bis zu einer Grenze⁵ von ca. -12 dBm , bei der eine Abweichung von ca. 1 dB von der quadratischen Kurve auftritt. Zu höheren Leistungen schließt sich das lineare Gebiet an, das bei hoher Leistung in den Sättigungsbereich übergeht. Die maximale anlegbare Leistung beträgt $+14 \text{ dBm}$. Der lineare bzw. quadratische Bereich der Tunnel diode zeigt sich in der doppellogarithmischen Darstellung in unterschiedlichen Steigungen der Übertragungskennlinie.

Die Methode der einfachen Diodendetektion ist aus mehreren Gründen wenig empfehlenswert: Zum einen erzeugt die Diodendetektion viele Intermodulationsprodukte⁶, die aus dem Spektrum herausgefiltert werden müssen und für die Detektion verloren sind. Zum anderen hat der quadratische Bereich der Kennlinie nur einen geringen Dynamikumfang. Die nichtlineare Übertragungscharakteristik macht eine nachträgliche Linearisierung aller Meßwerte erforderlich.

Synchroner Detektor

Einen größeren Dynamikumfang erhält man mit der Methode des synchronen Detektors [Sch91], der auch Produktdemodulator genannt wird. Den prinzipiellen Aufbau zeigt Abb. 4.4. Beim synchronen Detektor wird

⁵Dieser Wert hängt vom Lastwiderstand der Diode ab.

⁶Dies sind Spektrallinien mit Kombinationsfrequenzen aus den am Eingang anliegende Signalen.

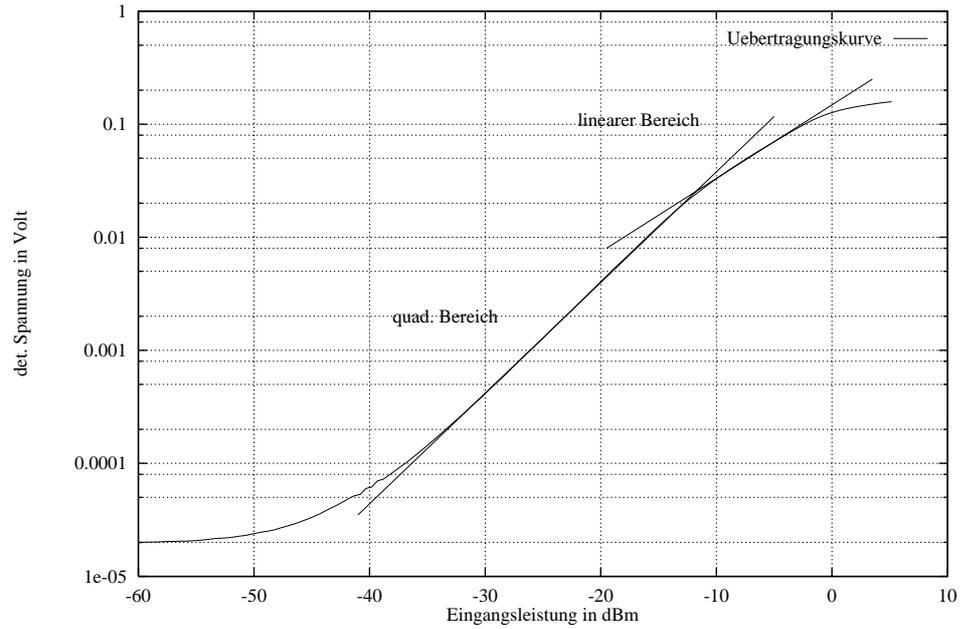


Abbildung 4.3: Statische Übertragungscharakteristik der Tunneldiode ACTP 1524N bei 500 MHz und $R_L = 50 \Omega$

das modulierte Signal mit einem Referenzsignal gleicher Trägerfrequenz multipliziert, was zu einer (phasenempfindlichen) Gleichrichtung führt. Dieses Detektorprinzip wird deswegen auch Homodyne-Detektion genannt.

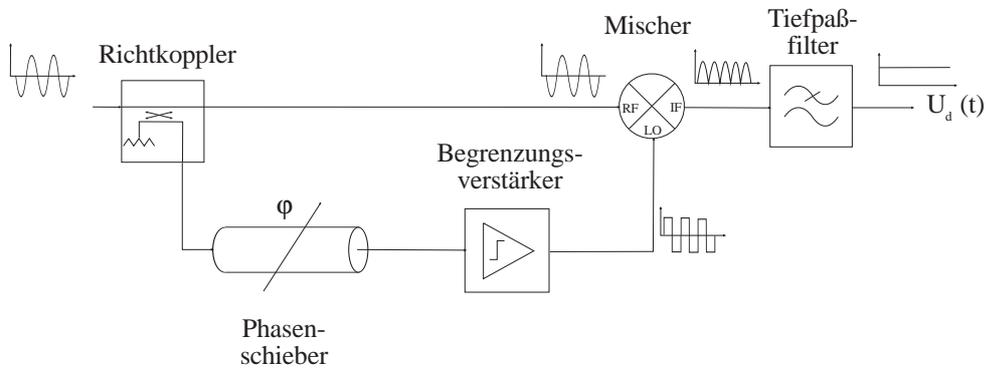


Abbildung 4.4: Aufbau des synchronen Detektors und Signale für den Fall $m(t) = 1$

Sei $U(t) = m(t) \cos(\omega t)$ wieder das amplitudenmodulierte Signal auf der Trägerfrequenz ω , wobei $m(t)$ das in Kapitel 2.1 definierte Füllsignal darstellt. Eine Multiplikation mit dem Träger $U_T(t) = \hat{U}_T \cos(\omega t + \varphi)$ (wobei φ die relative Phase zwischen $U(t)$ und $U_T(t)$ ist) ergibt:

$$\begin{aligned}
 U_d(t) &= \hat{U}_T m(t) \cos(\omega t) \cos(\omega t + \varphi) \\
 &= \frac{\hat{U}_T}{2} m(t) [\cos(\varphi) + \cos(2\omega t + \varphi)] \quad .
 \end{aligned} \tag{4.30}$$

Werden die spektralen Anteile um 2ω durch eine Tiefpaßfilterung aus dem Spektrum entfernt, so ist die Ausgangsspannung proportional zum $m(t)$:

$$U_d(t) = \frac{\hat{U}_T}{2} m(t) \cos(\varphi) \tag{4.31}$$

Um die maximale Ausgangsspannung zu erhalten, muß die relative Phasenverschiebung zwischen den beiden Signalpfaden auf $\varphi = 0^0$ geregelt werden. Darüberhinaus muß die Amplitude des zugesetzten Trägersignals \hat{U}_T konstant gehalten werden.

Bei der in Abbildung 4.4 gezeigten Variante wird das Trägersignal $U_T(t)$ aus dem Signalpfad von $U_d(t)$ ausgekoppelt. Die konstante Trägeramplitude kann dann mit einem Begrenzungsverstärker realisiert werden, der jedoch keine von der Eingangsleistung abhängige Phasenverschiebung besitzen darf. Sein Sättigungsbereich schränkt damit den Dynamikumfang des synchronen Detektors ein: um diesen Bereich vollständig auszunutzen zu können, muß das Signal mittels zuschaltbarer Verstärker in geeigneter Weise angehoben werden.

Während der Mischer den Dynamikbereich nach oben hin einschränkt, legt die Kaskade der Begrenzungsverstärker ihn nach unten fest. Die untere Grenze des Dynamikumfangs wird genau dann erreicht, wenn die Leistung im Referenzpfad gerade nicht mehr ausreicht, um den konstanten Pegel am LO-Eingang des Mixers zu halten. Durch Verwendung eines Richtkopplers mit einem höheren Koppelfaktor ist es möglich, den Dynamikumfang auf Kosten der Empfindlichkeit noch weiter zu erhöhen.

Für die Testschaltung ist ein Begrenzungsverstärker verwendet worden, der einen Verstärkung von 12 dB und eine maximale Phasenverschiebung von weniger als $\pm 5^0$ bei einer Frequenz von 500 MHz besitzt. Durch eine Kaskadierung von drei Begrenzungsverstärkern ist ein Dynamikumfang von über 30 dB erreichbar (s. Abb. 4.5). Zusätzlich wurde hier das Ausgangssignal mit einem Verstärker um 21 dB nachverstärkt. Die Anpassung einer Gerade zwischen der Spannung des HF-Eingangssignals U_{HF} und der demodulierten und verstärkten Ausgangsspannung U_d im Bereich zwischen -3 und -36 dBm ergibt:

$$\begin{aligned}
 U_d(U_{HF}) &= mU_{HF} + b \quad \text{mit} \\
 m &= (6,563 \pm 0,003) \text{ mV/V} , \\
 b &= (5,7 \pm 0,2) \text{ mV} , \\
 r &= 0,999995 .
 \end{aligned}$$

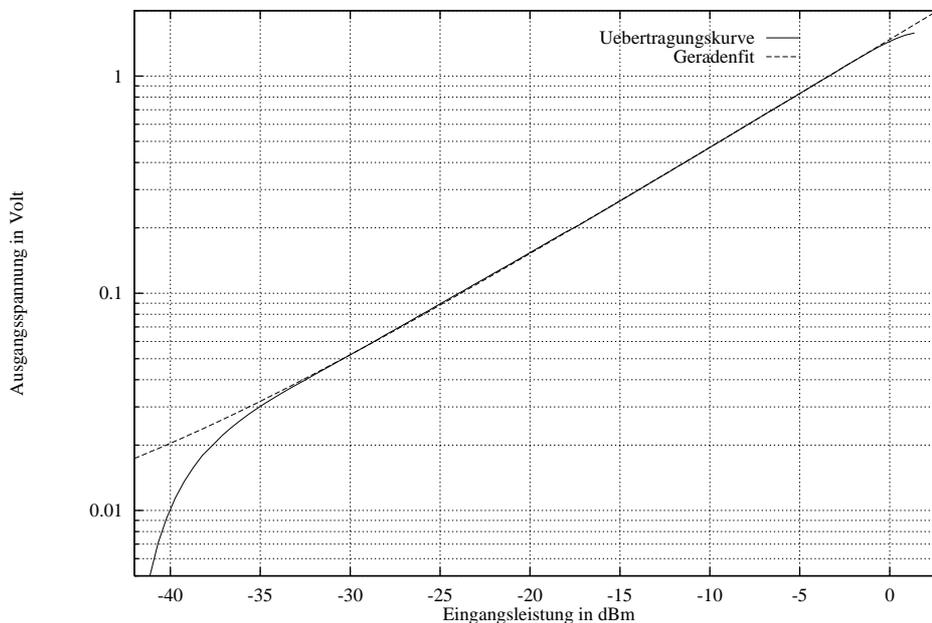


Abbildung 4.5: Statische Übertragungscharakteristik des synchronen Detektors bei einer Frequenz von 500 MHz

Die wesentliche Komponente des synchronen Detektors stellt der Mischer zur Realisierung der Multiplikation dar. Am häufigsten wird dazu der sogenannte doppelsymmetrische Mischer oder Ringmischer verwendet,

dessen schematischen Aufbau die Abb. 4.6 zeigt. Der Ringmischer besteht aus einem Diodenring mit Ankopplung der HF-Signale mit breitbandigen Impulstransformatoren.

Das an den LO⁷-Eingang anzulegende Signal sollte im Idealfall die Form einer bipolaren Rechtecks besitzen. Die positive Halbwelle schaltet das Diodenpaar D1/D2 durch und läßt an Punkt B einen Nullpunkt entstehen. Koppelt man am Eingang (RF) das modulierte Signal phasensynchron zum LO-Signal ein, dann liegt am Zwischenfrequenz-Ausgang IF die positive Halbwelle von RF an. Eine halbe Periode später wird A durch die negative Halbwelle von LO zu einem Nullpunkt. Das jetzt ebenfalls negative RF-Signal erscheint darum am IF-Ausgang mit positiver Amplitude. Somit werden alle negativen Halbwellen des RF-Signals vom LO-Signal in den positiven Bereich umgeklappt. Durch diese Vollwellengleichrichtung ist der synchrone Detektor effektiver als die einfache Diodengleichrichtung.

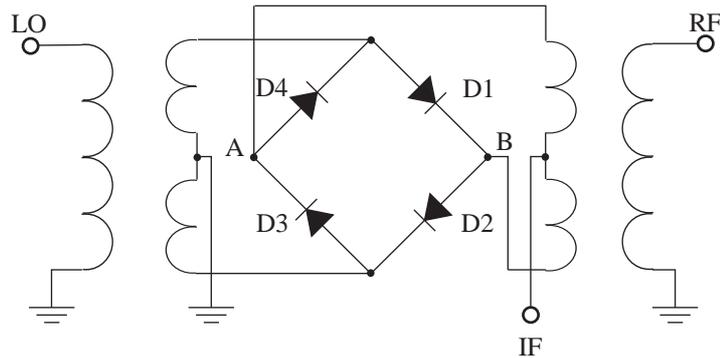


Abbildung 4.6: Aufbau eines HF-Ringmischers

Der synchrone Detektor hat jedoch den Nachteil, daß zum Abgleich auf maximale Phase ein Kalibrationssignal konstanter Frequenz und Amplitude benötigt wird. Das verkompliziert den Aufbau um die Signalein- speisung und macht ein Kalibrationsverfahren zur Justierung des Phasenschiebers auf maximale Spannung am Mischerausgang notwendig.

Bei der oben erwähnten Implementierung des synchronen Detektors (siehe Abb. 4.5) wurde ein Teil der Leistung des modulierenden Signals für den Referenzpfad ausgekoppelt um ein Signal gleicher Trägerfrequenz zu erhalten. Dazu könnte man aber auch ein direkt aus den beschleunigenden Resonatoren ausgekoppeltes 500 MHz-Signal verwenden. Aber auch in diesem Fall müssen Begrenzungsverstärker wegen des immer schwankenden Signalpegels eingesetzt werden. Aufgrund der langen Signalwege besteht die Gefahr, daß sich die Phase aufgrund thermischer Einfüsse langsam verschiebt. Es wurde daher der einfacheren Variante den Vorzug gegeben.

Logarithmischer Verstärker

Den größten Dynamikumfang bei der Demodulation bietet der detektierende logarithmische Verstärker [Gar92]. Er liefert ein demoduliertes Ausgangssignal $U_d(t)$, welches linear zum Logarithmus der HF-Ein- gangsleistung P_{in} ist. Damit können große Variationen des Eingangssignals zu relativ kleinen Änderungen in der detektierten Spannung komprimiert werden. Es kann darum auf jegliche schaltbare Verstärker im Signalpfad verzichtet werden, was für den Aufbau und die Steuerung der Elektronik eine nicht unwesentliche Vereinfachung darstellen würde. Das Funktionsprinzip des für die Testschaltung verwendeten logarithmi- schen Verstärkers (im folgenden kurz SDLA⁸ genannt) beruht auf der stückweisen Approximation der loga- rithmischen Übertragungskennlinie mittels sukzessiver Detektion (s. Abb. 4.7).

Solche SDLA werden in letzter Zeit häufiger zur Bestimmung der transversalen Lage des Strahls benutzt [AM92][WGS91], da sie einen großen Dynamikumfang besitzen und durch die in der Elektronik schwer zu real- isierende Division aufgrund des Logarithmierens auf eine einfach zu bewerkstellende Subtraktion zurückführen [AM92][WGS91]. Ihre Anwendung wurde bis dato durch einen großen logarithmischen Fehler der Elektronik

⁷local oscillator

⁸successive detection logarithmic amplifier

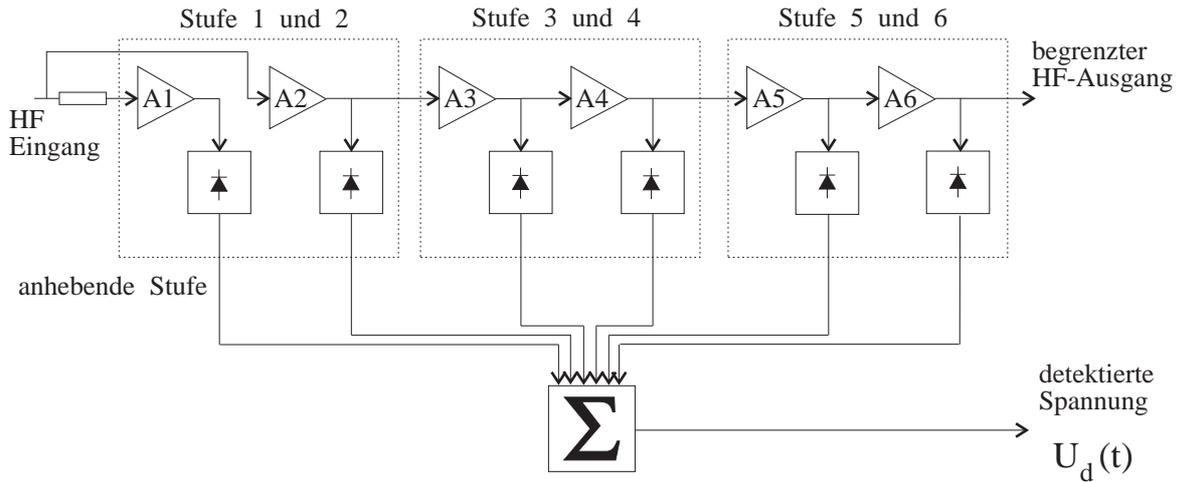


Abbildung 4.7: Konfiguration des SDLA SL2524C aus 6 linearen/begrenzenden Verstärkern und 6 Detektoren

behindert, der eine genaue Messung des Strahlortes bis auf wenige Mikrometer nicht zuließ. Im Zuge der fortgeschrittenen Halbleitertechnologie konnte dieser Fehler jedoch in den letzten Jahren unter ein halbes dB gesenkt werden, so daß der logarithmische Verstärker für die Anwendung in BPM-Systemen interessant wurde (siehe z.B. [Sha89][AM92]). Wegen seines großen Dynamikumfangs bietet der logarithmische Verstärker auch für die Messung der Füllstruktur eine Alternative.

Der SDLA besteht intern aus einer Kaskade von linearen, begrenzenden Verstärkern mit zugehörigen Vollwellendetektoren. Die detektierten Signale jeder Stufe werden kohärent zu einem Gesamtsignal summiert, und bilden das gewünschte Ausgangssignal, welches linear in Volt/dB ist. Jeder Detektor trägt mit einem festen Segment zum Dynamikbereich bei. Das Prinzip der quasi-logarithmischen Detektion soll nun am Beispiel eines zweistufigen SDLA erläutert werden.

Wesentliche Voraussetzung ist dabei, daß die Stufenverstärkung und der Dynamikumfang einer Stufe gleich ist. Zur Vereinfachung sei von idealen Verhältnissen einer Stufe ausgegangen, die innerhalb eines kleinen Dynamikbereiches eine logarithmische Übertragungskennlinie besitzt. Liegt am Eingang einer Stufe eine Leistung von P_{in} an, so ist die detektierte Spannung U_d am Gleichrichterausgang bei einem Dynamikumfang von 10 dB (U_0 und P_0 sind Konstanten):

$$U_d^1(P_{in}) = \begin{cases} 0 & \text{für } P_{in} \leq P_0, \\ U_0 \log\left(\frac{P_{in}}{P_0}\right) & \text{für } P_0 \leq P_{in} \leq 10P_0, \\ U_0 & \text{für } 10P_0 \leq P_{in}. \end{cases} \quad (4.32)$$

Kaskadiert man zwei Stufen und summiert die detektierten Signale, so ist:

$$\begin{aligned} U_d^2(P_{in}) &= U_d^1(P_{in}) + U_d^1(10P_{in}) \\ &= \begin{cases} 0 & \text{für } P_{in} \leq 0, 1P_0, \\ U_0 \log\left(\frac{P_{in}}{P_0}\right) & \text{für } 0, 1P_0 \leq P_{in} \leq P_0, \\ U_0 \log\left(\frac{P_{in}}{P_0}\right) & \text{für } P_0 \leq P_{in} \leq 10P_0, \\ U_0 & \text{für } 10P_0 \leq P_{in}. \end{cases} \end{aligned} \quad (4.33)$$

Die Kaskade besitzt damit im Bereich von $0, 1 P_0$ bis $10 P_0$ eine logarithmische Übertragungsfunktion mit einem Dynamikumfang von 20 dB. Nach diesem Prinzip lassen sich Dynamikbereiche von bis zu 100 dB erzielen.

Für die Testschaltung wurde ein logarithmischer Verstärker der Firma GEC Plessey Semiconductors [GPS91] bestehend aus drei monolithischen ICs (SL2524C) in SMD⁹-Technik aufgebaut, der bei einer Frequenz von 500 MHz einen Dynamikumfang¹⁰ von 64 dB besitzt. Das Verhältnis zwischen der größten und der kleinsten

⁹Surface Mountable Device

¹⁰Der Dynamikumfang des logarithmischen Verstärkers wird hier als der Bereich der Eingangsleistung definiert, innerhalb dem die U_d -Abweichung von der logarithmischen Kennlinie kleiner als ± 1 dB ist.

noch detektierbaren Leistung beträgt somit über eine Million. Jede der 6 Stufen besitzt eine Verstärkung von ca. 11 dB, der logarithmische Bereich der gesamten Kaskade liegt zwischen -60 und +5 dBm (s. Abb. 4.8). Die Rauschzahl des SDLA von 14 dB erfordert einen Vorverstärker, der das vom Monitor gelieferte Signal in den logarithmischen Bereich anhebt. Die Bandbreite von 600 MHz des Ausgangs ist sehr viel größer als die geforderten 50 MHz und ermöglicht auch die Detektion schnell ansteigender Signale. Dieser SDLA hat gegenüber anderen detektierenden logarithmischen Verstärkern [WGS91] den Vorteil, daß er über einen Frequenzbereich von 0,35 bis 1 GHz betrieben werden kann. Er kann darum bei $f_{\text{HF}} = 500$ MHz ohne eine Heruntermischung auf eine Zwischenfrequenz benutzt werden. Wegen des großen Frequenzbereichs ist die Möglichkeit einer Mischung auf eine niedrigere Zwischenfrequenz immer noch gegeben, falls eine bessere Linearität (s.u.) des SLDA gewünscht wird.

Ein wesentliches Qualitätsmerkmal des SDLAs stellt die Linearität der logarithmischen Übertragungsfunktion dar. Aufgrund der Approximation durch Teilstücke kommt es zu einem Ripple der Kurve, der bei den zur Zeit produzierten SDLAs typischerweise im Bereich¹¹ von $\pm 0,2 - 1$ dB liegt. Bei 500 MHz konnte durch einen sorgfältigen Aufbau ein logarithmischer Fehler von $\pm 0,3$ dB erreicht werden (s. Abb. 4.9).

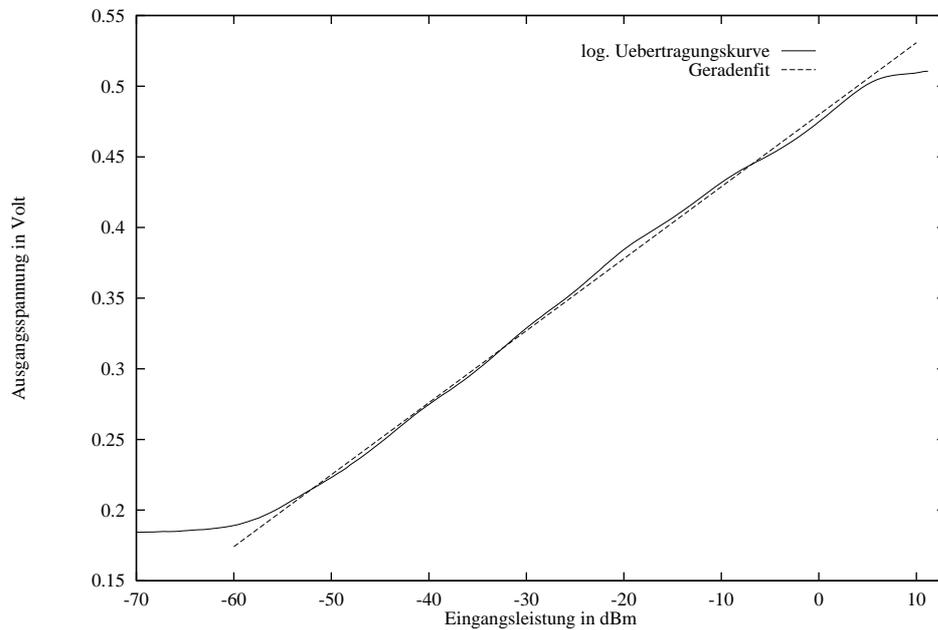


Abbildung 4.8: Statische logarithmische Übertragungskennlinie des SDLA für 500 MHz

Der für die Ermittlung der Kennlinie verwendete Aufbau bestand aus einem HF-Synthesizer, dessen Ausgangssignal über einen 3 dB-Leistungsteiler an den SDLA-Eingang bzw. an ein HF-Leistungsmeßgerät angeschlossen wurde. Die detektierte Gleichspannung wurde mit einem digitalen Voltmeter gemessen. Ein Meßprogramm unter EPOS steuerte dabei über den in Kapitel 5 beschriebenen VxWorks-Treiber die am IEC-Bus angeschlossenen Instrumente bei verschiedenen Frequenzen und Leistungen an und las die Voltmeter aus. Eine lineare Regression ergibt im Bereich von -50 bis 0 dBm bei einer Frequenz von 500 MHz:

$$\begin{aligned}
 U_d^6(P_{in}[\text{dBm}]) &= mP_{in}[\text{dBm}] + b \quad \text{mit} \\
 m &= (5,145 \pm 0,022) \text{ mV/dB} , \\
 b &= (481,4 \pm 0,6) \text{ mV} , \\
 r &= 0,99909 .
 \end{aligned}$$

Mit dieser Art der Detektion sind allerdings auch Nachteile verbunden, da eine große Schwankung in der Eingangsleistung zu einer kleinen Änderung im Spannungssignal $U_d(t)$ komprimiert wird. So ist die Peak-Peak-Spannung des detektierten Signals im Synchrotronlicht-Modus — bei dem aufgrund der zahlreichen

¹¹ Diese Werte sind von der Bandbreite und der Arbeitsfrequenz abhängig.

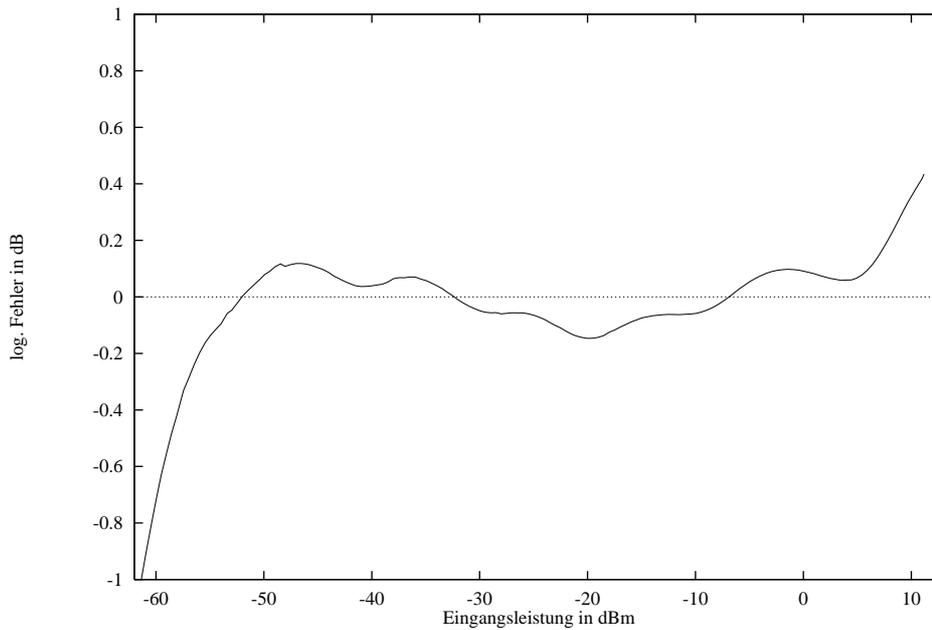


Abbildung 4.9: Logarithmischer Fehler des SDLA bei einer Frequenz von 500 MHz

Injektionen nur eine kleine Schwankung in der Füllung besteht — in der Größenordnung von wenigen 10 mV bei einem Spannungsoffset von ca. -400 mV. Eine Nachverstärkung mit Kompensation des Spannungsoffsets ist darum notwendig, soll der Monitor mit den wahren Stromwerten geeicht werden. Darüberhinaus ist die verzerrende logarithmische Darstellung nur bei kleinen Schwankungen in der Füllstruktur geeignet für eine visuelle Einschätzung der Güte.

Auswahl eines Detektionsprinzips

Die bei der Auswahl eines Detektionsprinzips zu berücksichtigenden Kriterien sind der Dynamikbereich, die Form der Abhängigkeit des Ausgangssignals vom Stromsignal und die Empfindlichkeit der Schaltung. Die Diodendetektion ist zwar einfach und benötigt keine Kalibration, besitzt aber wie der logarithmische Verstärker einen nichtlinearen Zusammenhang zwischen der Eingangsleistung und der detektierten Spannung. Damit wird eine Offline-Verarbeitung zur Linearisierung der digitalisierten Daten notwendig, die den Zyklus von Datenaufnahme und graphischer Darstellung verlangsamt. Die Diodendetektion und der logarithmische Verstärker erzeugen negative Ausgangsspannungen, die zunächst invertiert werden müssen. Der logarithmische Verstärker ist zwar am einfachsten zu realisieren, komprimiert aber die wichtigen Strukturen der Füllung in einen kleinen Spannungsbereich zusammen. Bei einem konstanten Bit-Fehler bei der Digitalisierung bleibt der relative Fehler beim logarithmischen Verstärker konstant. Damit können schwache Strukturen bei hohen Strömen nicht mehr so gut registriert werden. Im Gegensatz dazu besitzt der synchrone Detektor einen konstanten absoluten Fehler. Der Dynamikbereich des synchronen Detektors ist mit ca. 30 dB ausreichend hoch und erfordert nur in Fällen mit besonders niedrigem Strom das Hinzuschalten von Verstärkern. Es wurde daher für die Lösung der gestellten Aufgabe das Prinzip des synchronen Detektors gewählt.

4.3 Realisierte Schaltung

Abbildung 4.10 zeigt den Aufbau des Gesamtsystems und Abbildung 4.12 die Elektronik der Module A und B. Der in Kapitel 3 beschriebene Knopfmonitor befindet sich in Halbzelle 19 in unmittelbarer Nähe (s. Abb. 4.11) zum HF-Raum der Beschleunigeranlage. Da dort die Demodulation und Digitalisierung erfolgt, kann aufgrund der kurzen Kabellänge die notwendige Verstärkung des Monitorsignals gering gehalten werden,

die sonst aufgrund der relativ hohen Dämpfung der Koaxialkabel bei einer Frequenz von 500 MHz erforderlich wäre. Darüberhinaus braucht das Kabel nicht an Beschleunigerkomponenten vorbeigeführt werden, die (wie z.B. Kicker) starke Störsignale aussenden.

Die Signale der vier Monitorelektroden werden über vier elektrisch gleichlange Kabel zu dem in direkter Nähe zum Monitor aufgebauten Modul A geführt und dort vektoriell addiert (s. Abb. 4.12). Da die Empfindlichkeit der Schaltung wesentlich durch das Rauschen begrenzt wird, muß möglichst frühzeitig im Signalpfad eine Vorverstärkung des Signals erfolgen. Der dazu verwendete Vorverstärker besitzt eine Verstärkung von ca. 15 dB und einer Rauschzahl von 3,6 dB. Dieser Verstärker wurde speziell nach seinem hohen Kompressionspunkt P_K (vergl. 4.28) ausgesucht, so daß auch Füllstrukturuntersuchungen bei Intensitäten von mindestens 100 mA durchgeführt werden können. Nach der Summierung und Verstärkung wird das Summensignal über ein 20 m langes, doppelt abgeschirmtes Koaxialkabel zu Modul B geführt, welches sich im HF-Raum der Beschleunigeranlage befindet. Beide Module A und B befinden sich in HF-dichten Aluminiumgehäusen, um ein Einkoppeln von Störungen über nicht HF-dicht abgeschirmte Komponenten zu verhindern. Zur Unterbindung von Erdschleifen sind darüberhinaus die Module A und B durch Koppelkondensatoren voneinander getrennt.

In Modul B wird das Signal zunächst mit einem Bandpaßfilter auf eine Bandbreite von 100 MHz um eine Zentralfrequenz von 500 MHz beschränkt. Damit ist sichergestellt, daß lediglich die zum Füllstruktursignal beitragenden Frequenzanteile des Spektrums um 500 MHz detektiert werden und das Ausgangssignal nicht durch andere spektrale Komponenten um 1 GHz, 1,5 GHz usw. negativ beeinflusst wird. Vor der eigentlichen Detektion muß jedoch eine Anpassung der Signalleistung an die Erfordernisse des synchronen Detektors erfolgen. Durch das Hinzuschalten von einem oder zwei Verstärkern in den Signalpfad mit einer Verstärkung von 9 bzw. 30 dB kann der gesamte Dynamikbereich des ELSA-Stroms abgedeckt werden.

Das bestimmende Element für den Dynamikbereich des synchronen Detektors stellt der Ringmischer dar. Wird an seinem HF-Eingang eine Leistung von 0 dBm überschritten, zeigt der Mischer ein zunehmend nichtlineares Verhalten und geht bei noch höheren Signalpegeln in Sättigung. Die Verstärkung wurde daher so berechnet, daß der Mischer bei den höchsten zu erwartenden Stromstärken und keiner zusätzlichen Verstärkung noch nicht in Sättigung geht. Als Schalter werden absorptive PIN-Dioden-Schalter eingesetzt, bei denen die offenen Ein-/Ausgänge mit dem Wellenwiderstand von 50 Ω terminiert sind, so daß störende Reflektionen vermieden werden. Die Ansteuerung der Schalter erfolgt über eine digitale Ein-/Ausgabeschnittstelle einer VMEbus-Karte, deren TTL-Signale insgesamt 8 Optokoppler schalten. Diese legen die Schaltspannungen an die PIN-Dioden.

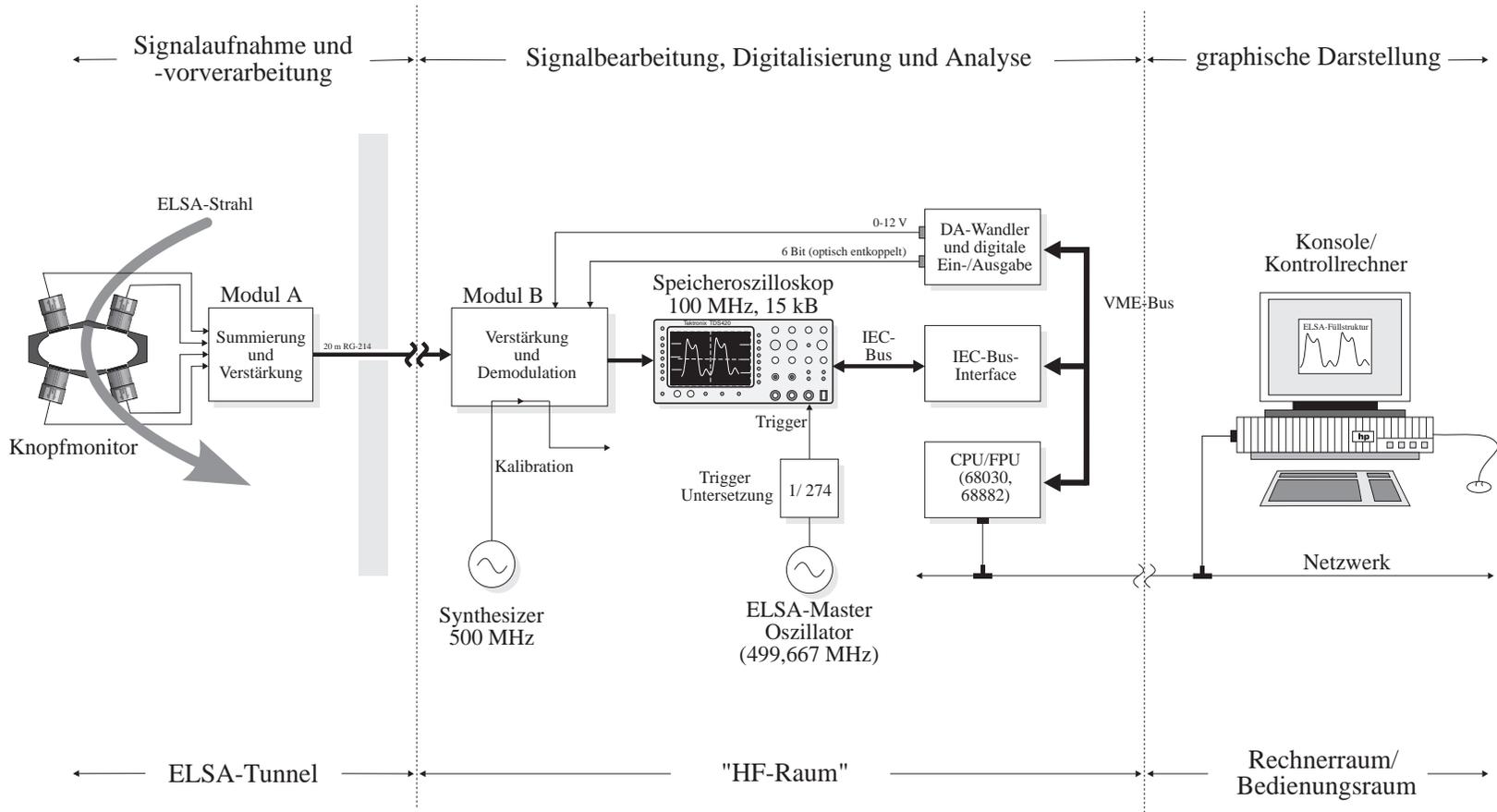
Den wichtigsten Teil des Moduls B bildet der synchrone Detektor (s. Abb. 4.12). Das für den Mischer des synchronen Detektors benötigte Referenzsignal wird mit einem 15 dB-Richtkoppler aus dem Hauptsignalpfad ausgekoppelt. Als erstes Element befindet sich im Referenzzweig ein elektrisch steuerbarer 360⁰-Phasenschieber, der zum Abgleich der beiden Signalpfade auf eine Phasenverschiebung von Null Grad verwendet wird. Die Steuerspannung wird von einem 12-Bit DA-Wandler auf einer VMEbus-Karte erzeugt. Fast der gesamte Bereich an Phasenverschiebung kann durch die vom DA-Wandler gelieferte Spannung im Bereich von 0–10 Volt abgedeckt werden und erlaubt daher die Verschiebung der relativen Phase mit einer Schrittweite von weniger als 0,1⁰. Da an den Eingang des elektrischen Phasenschiebers eine Leistung von maximal –10 dBm angelegt werden darf, muß er sich direkt hinter dem Richtkoppler im Referenzpfad befinden, wo der Signalpegel am geringsten ist.

Der zur Mischung verwendete Standard-Mischer benötigt einen konstanten Pegel von +7 dBm an seinem LO-Eingang, damit die HF-Mischer-Dioden im linearen Teil ihrer Kennlinie betrieben werden. Daher muß der Signalpegel mittels Begrenzungsverstärkern angehoben werden, die ein Eingangssignal innerhalb ihres Dynamikbereiches auf eine feste Amplitude verstärken. Diese Verstärker dürfen jedoch nicht eine von der Eingangsleistung abhängige Phasenverschiebung aufweisen. Die hierzu verwendeten Begrenzungsverstärker¹² besitzen bei einer Frequenz von 500 MHz bis zu Eingangspegeln von +10 dBm eine Phasenverschiebung von weniger als 3⁰ und können zur Erhöhung des Dynamikumfangs kaskadiert werden. Mit einem zusätzlichen Verstärker vor der Kaskade ist damit ein Dynamikumfang von mehr als 30 dB zu erreichen (s. Abb. 4.5). Zur Verbesserung des Stehwellenverhältnisses des LO-Eingangs und zur Anpassung des Signalpegels wird das LO-Signal um 3 dB auf die geforderten +7 dBm abgeschwächt.

Der Ausgang des Mixers liefert nach der Demodulation ein Spannungssignal von maximal 100 mV. Dieses wird zunächst von einem breitbandigen, gleichspannungsgekoppelten Verstärker ($B \approx 100$ MHz) um 21 dB

¹²Watkins-Johnson CLA-17

Abbildung 4.10: Blockdiagramm des schnellen Intensitätsmonitors zur Füllstrukturanalyse



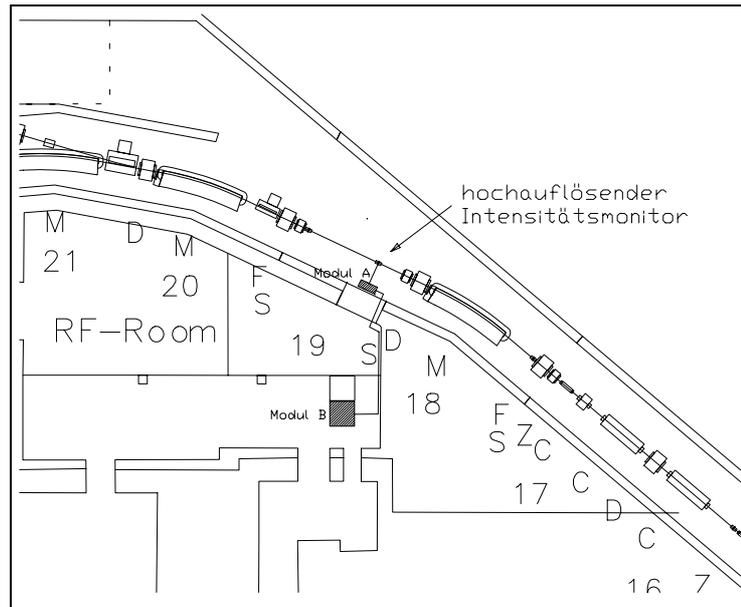


Abbildung 4.11: Position des schnellen Intensitätsmonitors im Ring

verstärkt. Vor der Digitalisierung durch das Oszilloskop müssen alle Frequenzanteile oberhalb von 50 MHz aus dem Spektrum herausgefiltert werden. Die höheren Umlaufharmonischen und insbesondere die durch die Mischung entstandenen Intermodulationsprodukte mit Frequenzen von 500 MHz und 1 GHz würden sonst zu Digitalisierungsfehlern aufgrund von *Aliasing* führen. Damit steht am Ausgang von Modul B ein zur Füllstruktur $m(t)$ proportionales Signal $U_d(t)$ zur Verfügung.

Kalibrationsverfahren

Zur Kalibration des synchronen Detektors, d.h. zur Justierung auf maximale Ausgangsspannung, ist nach Kapitel 4.2 eine Signaleinspeisung mit konstantem HF-Pegel erforderlich. Dieses Signal erzeugt ein Synthesizer, welcher über eine Ringleitung alle Module des Monitor-systems von ELSA mit einem Eichsignal versorgt. Ein Teil dieses durch Modul B durchgeschleiften Signals wird mit einem Richtkoppler ausgekoppelt und kann über einen PIN-Dioden-Schalter an den Eingang des synchronen Detektors gelegt werden. Zur eigentlichen Kalibration wird der Pegel und die Frequenz des Synthesizers über den IEC-Bus eingestellt und dann das Eichsignal über den Schalter an den synchronen Detektor angelegt.

Der erste Teil der Kalibrationsprozedur besteht in einer groben Lokalisierung der Maxima der Ausgangsspannung U_d als Funktion der Phasenverschiebung φ . Dazu wird die durch den 12-Bit DA-Wandler erzeugte Steuerspannung des Phasenschiebers in 16 Schritten konstanter Schrittweite (dies entspricht Phasenschritten von ca. 20°) durchfahren und das Ausgangssignal U_d vom Speicheroszilloskop gemessen. Für jeden Meßwert wird eine Spur mit einer Länge von 500 Punkten ausgelesen und gemittelt, um die auf lediglich 8 Bit begrenzte Auflösung des AD-Wandlers des Oszilloskops auszugleichen. Im zweiten Teil wird das Maximum durch ein Bisektionsverfahren [Pre86] so weit eingegrenzt, bis das Suchintervall, innerhalb dessen sich das Maximum befinden muß, kleiner als ein Digitalisierungsschritt ist. Nach jeder Halbierung des Suchintervalls werden Verstärkung und Spannungsoffset geeignet angepaßt, so daß eine hohe Amplitudenauflösung gewahrt bleibt.

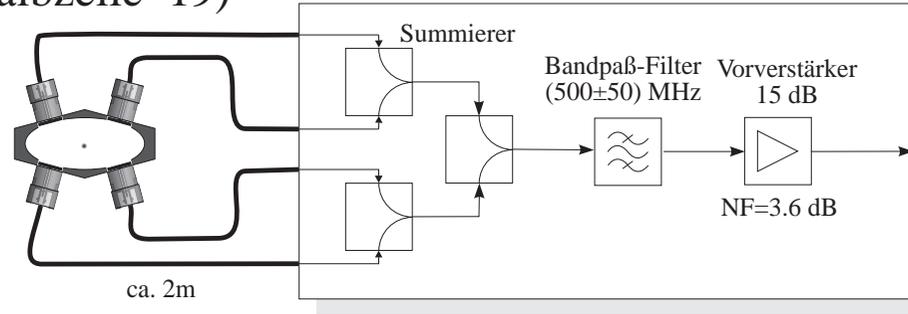
Dieses Verfahren wird sowohl zur Bestimmung des Maximums $U_{\max} = U_d(i_{\max})$ als auch das Minimum der Ausgangsspannung $U_{\min} = U_d(i_{\min})$ angewendet. Aus diesen beiden Werten wird der Spannungsoffset des Mischerausgangs

$$U_{\text{off}} = \frac{U_{\max} - U_{\min}}{2}$$

bestimmt und zur Korrektur der detektierten Spannung verwendet. Solche Spannungsoffsets entstehen aufgrund der niemals exakt gleichen Eigenschaften der 4 Dioden des Ringmischers.

Monitor
(Halbzelle 19)

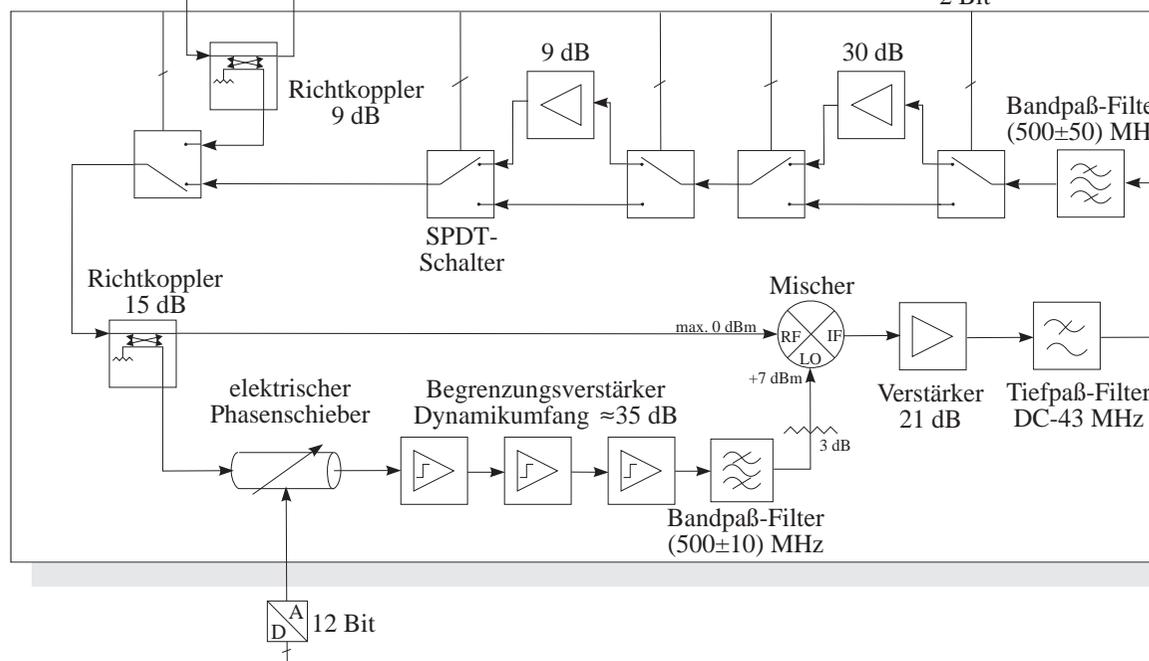
Modul A (ELSA-Tunnel)



ca. 2m

Kalibrationssignal
500 MHz

Modul B (HF-Raum)



ca. 20 m RG-214
Koaxialkabel

zum AD-Wandler
(digitales Speicher-
oszilloskop)

Abbildung 4.12: Blockschaltbild der Elektronik des synchronen Detektors

5. Digitalisierung und Datentransport

Nach der analogen Verarbeitung des Summensignals in den Modulen A und B muß die Signalstruktur einer umfassenden Analyse unterworfen werden, um die charakteristischen Parameter der Füllung zu bestimmen. Dazu zählt die Berechnung des mikroskopischen Tastverhältnisses als Maß für die Homogenität der Füllung oder die Bestimmung von Synchrotron- und Umlauffrequenz aus dem Spektrum. Letztere wird zur Berechnung der horizontalen und vertikalen Arbeitspunkte benötigt. Diese Größen könnten zwar auch analog bestimmt werden, die digitale Verarbeitung ist hier jedoch vorzuziehen, da sie ohne Hardwareaufwand durchgeführt werden kann. Mit der Zeit- und Amplitudenquantisierung bei der Digitalisierung sind jedoch Meßfehler verbunden, die sich als Aliasing und als Quantisierungsrauschen im digitalisierten Signal zeigen können. Der Einfluß der beiden Effekte soll im ersten Teil dieses Kapitels näher diskutiert werden.

Digitale Speicheroszilloskope mit entsprechend hohen Abtastraten erfüllen alle in Kapitel 1 gestellten Forderungen nach Bandbreite, Digitalisierungsrate, Speichertiefe und Triggermöglichkeiten. Da Speicheroszilloskope in der Regel über eine standardisierte Meßgeräteschnittstelle — den IEC-Bus — verfügen, bietet es sich an, die digitalisierten Werte aus dem Speicher eines Oszilloskops über den IEC-Bus zu einem daran angeschlossenen VME-Rechner zu transferieren, der die weitere Verarbeitung der Daten übernimmt. Eine Einzelentwicklung würde sich für diese sehr spezielle Anwendung nicht lohnen.

Die Kommunikation des VME-Rechners mit einem Meßgerät erfordert eine VMEbus-Schnittstellenkarte, an die der IEC-Bus angeschlossen wird und die die Steuerung des IEC-Busses übernimmt. Für den Einsatz dieser Karte im Echtzeitbetriebssystem *Vx Works* war jedoch ein Softwaretreiber erforderlich, der im Rahmen dieser Diplomarbeit entworfen und geschrieben wurde. Die Spezifikationen dieses Treibers wurden dabei zur einfachen Anbindbarkeit an das Kontrollsystem von [Göt94][Pic94] vorgegeben. Teil zwei dieses Kapitels beschreibt die Funktionen und den Aufbau dieses Treibers.

5.1 Digitalisierung

Aliasing

Ein mit der Zeitquantisierung verbundener Meßfehler stellt das schon im letzten Kapitel erwähnte *Aliasing* dar. Es entsteht, falls das Eingangssignal $U_d(t)$ Frequenzkomponenten enthält, die oberhalb der halben Abtastfrequenz f_S , der Nyquistfrequenz $f_n = f_S/2$, liegen. Erfolgt eine Bandbreitenreduzierung des Signals auf weniger als f_n , dann kann aufgrund des Abtasttheorems von Nyquist [Sie86] das bandbreitenbegrenzte Signal *exakt* aus den abgetasteten Werten rekonstruiert werden.

Ein Verstoß gegen die Bedingung des Abtasttheorems hat zur Folge, daß Anteile mit Frequenzen größer als f_n in den Bereich des Nyquistintervalls von 0 Hz bis f_n zurückgefaltet werden und als störende Frequenzen im Spektrum auftreten. Diese Aliasingfrequenzen lassen sich nur durch eine geeignete analoge Tiefpaßfilterung *vor* der Digitalisierung unterdrücken: Alle Signale mit Frequenzen $f > f_n$ besitzen im Nyquistintervall ein Signal gleicher Amplitude aber anderer Frequenz, das abgetastet die gleichen Werte besitzen würde. Damit scheidet auch eine digitale Filterung zur Unterdrückung dieser Frequenzkomponenten aus.

Für die Signalabtastung des schnellen Intensitätsmonitors mit einer Frequenz von 100 MHz muß darum das Spektrum auf mindestens 50 MHz bandbreitenbegrenzt werden. Dieses würde ein Filter mit einer rechteckigen Übertragungsfunktion erfordern, was jedoch physikalisch nur angenähert realisiert werden kann. Die Filter-Bandbreite muß aus diesem Grund noch weiter eingeschränkt werden, damit das Filter im Bereich oberhalb der Nyquistfrequenz eine ausreichende Sperrdämpfung besitzt. Das in der Elektronik verwendete steiflankige Chebycheff-Tiefpaßfilter (siehe auch Abb. 4.12) besitzt eine 3 dB-Grenzfrequenz von 43 MHz und unterdrückt damit die Aliasingfrequenzen mit mehr als 40 dB ausreichend.

Quantisierungsrauschen

Neben der Zeitquantisierung des Füllstruktursignals $U_d(t)$ führt das digitale Speicheroszilloskop auch eine Amplitudenquantisierung durch. Das digitale Speicheroszilloskop verwendet hierzu 8-Bit Flash-Analog/Digital-Wandler, die jede Signalamplitude in eine der $2^8 = 256$ möglichen diskreten Amplitudenwerte $U_i = i * \Delta U$ von 0 bis U_{\max} umwandeln, wobei $\Delta U = U_{\max}/(2^N - 1)$ die Größe eines Digitalisierungsschritts ist. Damit ergibt sich jedoch bei jeder Digitalisierung ein kleiner Fehler, der maximal $\pm\Delta U/2$ betragen kann. Diese Fehler äußern sich in einem Amplitudenfehler, der als ein "fiktives" Rauschen mit einer konstanten Rauschleistungsdichte modelliert werden kann. Wird der Analog-Digital-Wandlerbereich U_{\max} vollständig ausgenutzt, so ergibt sich bei einer N -Bit-Quantisierung ein Quantisierungsrauschen von [Gru87]

$$U_q = \frac{\Delta U}{2\sqrt{3}} \quad ,$$

das zu einem Signal/Rausch-Verhältnis (SNR) von¹

$$SNR[\text{dB}] = 20 \log\left(\frac{U_{\text{eff}}}{U_q}\right) = (6 * N + 1,76) \quad \text{dB} \quad (5.34)$$

führt und im Falle von $N = 8$ ein $SNR[\text{dB}] = 49,8$ dB ergibt. Jedes Bit vergrößert damit den Signal/Rausch-Abstand um weitere 6 dB. Bei der hier geforderten Digitalisierungsrate von 100 MHz werden aber aufgrund der Kosten nur 8-Bit Quantisierer eingesetzt. Daher kann der Dynamikumfang des logarithmischen Verstärkers mit über 60 dB ohne eine Anpassung der Verstärkung nicht vollständig ausgenutzt werden. Eine Verschlechterung des Signal/Rausch-Verhältnisses tritt zusätzlich ein, falls die Amplitude des Eingangssignals nicht richtig an den Amplitudenbereich des AD-Wandlers angepaßt wird.

5.2 Datentransport

Der IEC-Bus

Der IEC-Bus stellt einen seit längerer Zeit in der Meßtechnik etablierten Bus dar, der zur schnellen Übertragung von Daten zwischen Meßinstrumenten und Computern in automatisch arbeitenden Meßsystemen dient. Es ist aber nicht nur eine rein bidirektionale Datenübertragung möglich, sondern auch der Transport von benutzervorgebbaren Steuersequenzen zur Einstellung der Meßgeräte. Dabei kann es sich um eine gemeinsame Triggerung aller am Bus angeschlossenen Instrumente handeln oder auch um das Einstellen einer bestimmten Eingangsverstärkung oder Zeitbasis bei einem Oszilloskop. Es lassen sich damit alle von Hand am Meßinstrument möglichen Einstellungen über diesen Meßgerätebus auch ferngesteuert vornehmen.

Physikalisch besteht der IEC-Bus aus 8 bidirektionalen Leitungen, auf denen die Daten bitparallel und byteseriell vom Sender, der auch als *Talker* bezeichnet wird, an den *Listener* (als den Abnehmer der Daten) übermittelt werden. Bei einer Datenübertragung können im allgemeinen Fall mehrere *Listener*, aber immer nur ein *Talker*, beteiligt sein. Die vor der eigentlichen Datenübertragung festzulegende Konfiguration des beteiligten *Talkers* und der zugehörigen *Listener* wird von einer als *Controller* bezeichneten Kontrollinstanz durchgeführt, die meist ein am IEC-Bus angeschlossener Computer ist, der über eine spezielle Schnittstelle auf den Bus zugreifen kann. In der hier verwendeten Konfiguration handelt es sich bei dem Computer um einen VME-Rechner, die über ein spezielle VMEbus-Schnittstellen-Karte auf den IEC-Bus zugreift. Die Übersetzung der auf den IEC-Bus gelegten Befehle erfolgt durch den Controller-Baustein TMS9914A der Firma Texas-Instruments [TI83], der schon über gewisse Fähigkeiten zur Abwicklung des IEC-Bus Protokolls verfügt.

Der Aufbau des Treibers

Der Treiber ist in mehreren Ebenen aufgebaut, die im folgenden näher beschrieben werden sollen (Eine Abbildung der Hierarchieebenen des Treibers zeigt Abb. 5.1):

¹Bezogen auf den Effektivwert $U_{\text{eff}} = U_{\max}/2\sqrt{2}$ eines Sinussignals.

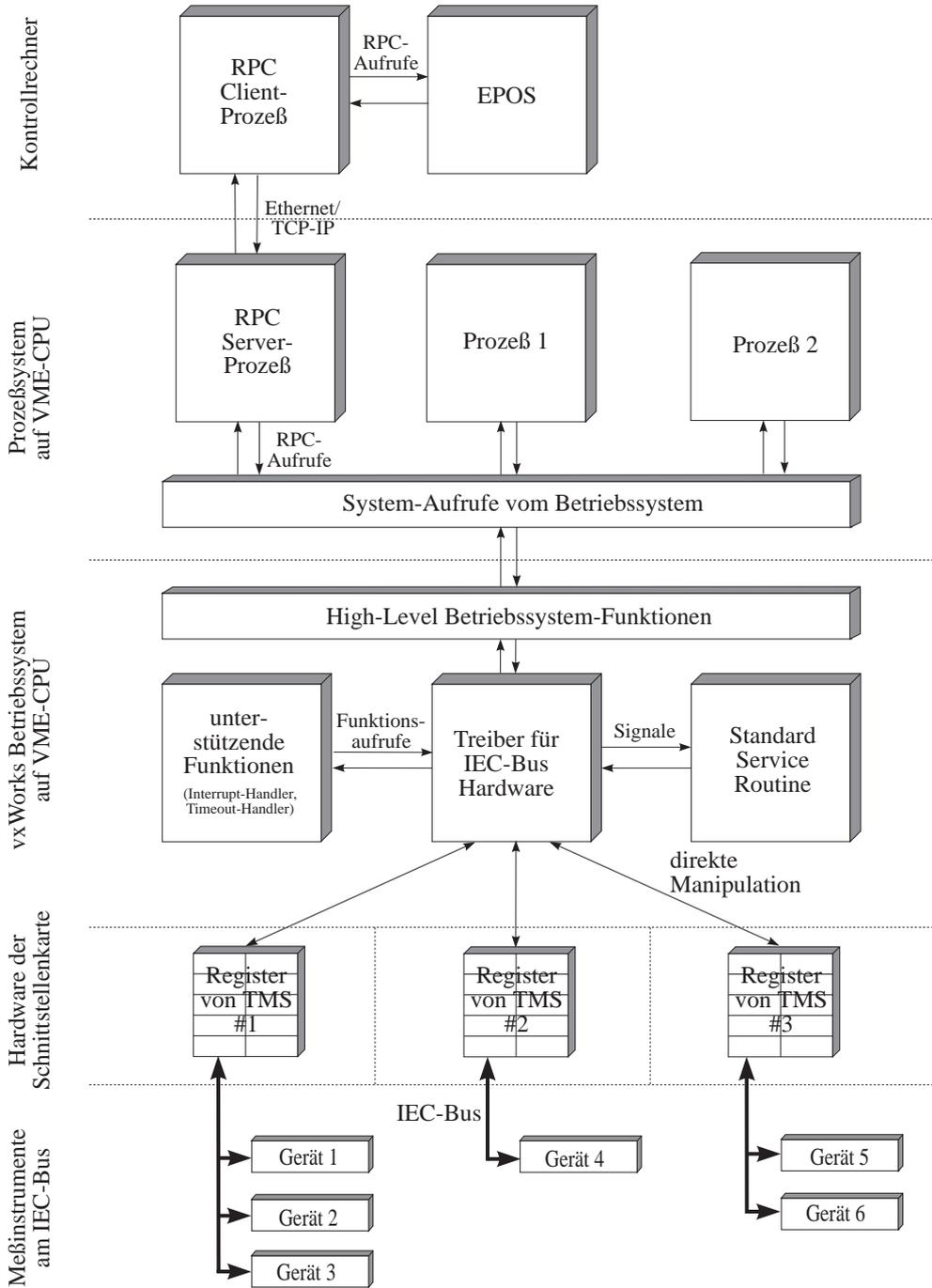


Abbildung 5.1: Hierarchieebenen bei Zugriff auf ein IEC-Bus Gerät

- Auf der obersten Ebene, der Prozeßebe, können mehrere Prozesse gleichzeitig Anforderungen an die Instrumente richten. Ob diese Anforderungen auch gleichzeitig abgearbeitet werden, hängt davon ab, ob sich die Instrumente, auf die zugegriffen werden sollen, an einem IEC-Bus-Strang befinden. Das Echtzeitbetriebssystem *VxWorks* ermöglicht dabei nicht nur lokal auf dem Rechner ablaufenden Prozessen den Zugriff auf die Treiberrouinen, sondern erlaubt dies auch Prozessen auf externen Rechnern des Kontrollsystems, die über eine Netzwerkverbindung die Treiberrouinen aufrufen können. Hierbei spielt es keine Rolle, ob es sich dabei um einen Kontrollrechner handelt oder um einen anderen VME-Rechner. Über solche Aufrufe ist es daher möglich, daß das auf einer der Bedienungskonsolen laufende EPOS IEC-Bus-Geräte auslesen kann.
- Die Anforderungen von der Prozeßebe werden über das Betriebssystem weiter an die Treiberbe gereicht. Der Treiber lenkt die Anforderungen und ist für die Einleitung der dazu erforderlichen Manipulationen der am VMEbus angeschlossenen Schnittstellenkarten zuständig. Darüberhinaus muß er dafür sorgen, daß Rückmeldungen von den Instrumenten (wie eine abgeschlossene Datennahme) an die aufrufenden Prozesse weitergeleitet werden.
- Auf der untersten Ebene, der Hardwareebene, werden die vom Treiber angeordneten IEC-Bus-Befehle in das vom IEC-Bus genormte Protokoll umgesetzt. Viele dieser Funktionen können schon vom Controllerbaustein TMS9914A durchgeführt werden, während andere vom Treiber selbst vorgenommen werden müssen.

Zur bidirektionalen Datenübertragung zwischen Meßinstrument und VME-Rechner gibt es die in Tabelle 5.1 aufgelisteten elementaren Routinen des Treibers. Die Routine *IEC_open* stellt den exklusiven Zugriff auf das gewählte Gerät sicher und setzt es in den Fernsteuerungszustand. Dieser Zustand wird nach der Übertragung durch den Aufruf der Routine *IEC_close* wieder rückgängig gemacht. Damit kann verhindert werden, daß mehrere Prozesse gleichzeit versuchen, auf dem IEC-Bus Daten zu übertragen. Zur Übermittlung der Daten gibt es die beiden Routinen *IEC_read* und *IEC_write* im Treiber. Die dabei an die Instrumente zu übermittelnden Daten sind zumeist herstellerabhängige Zeichenketten. Schließlich erlaubt die Routine *IEC_ioctl* die Konfiguration des Treibers und die Übermittlung von speziellen IEC-Bus-Kommandos wie das Zurücksetzen einzelner Schnittstellen von Instrumenten oder aller Instrumente.

Routine	Funktion
<i>IEC_open</i>	Öffnen des Geräts
<i>IEC_read</i>	Daten aus dem Gerät einlesen
<i>IEC_write</i>	Daten zum Gerät senden
<i>IEC_ioctl</i>	Spezielle IEC-Bus-Befehle und Treiberkonfiguration
<i>IEC_close</i>	Schließen des Gerätes

Tabelle 5.1: Elementare Funktionen des IEC-Bus-Treibers

Zusätzlich wird zur Vereinfachung von Zugriffen in einer modifizierbaren Datenbank auf dem VME-Rechner die aktuell angeschlossene Konfiguration der Geräte am IEC-Bus gehalten. Damit benötigen Prozesse, die auf Geräte am IEC-Bus zugreifen wollen keine hardware-spezifischen Informationen mehr. Der Mechanismus des An- und Abmeldens von Geräten bietet einen einfachen Schutz vor der Benutzung gleicher IEC-Bus-Adressen für unterschiedliche Geräte. Während der Initialisierungsphase des VME-Rechners kann eine Tabelle mit der angeschlossenen Konfiguration geladen werden, deren Inhalt auch von extern auf den VME-Rechner zugreifenden Prozessen abgerufen werden kann. Diese Art der Konfigurationsverwaltung wurde speziell für den Zugriff von EPOS aus auf die Treiberrouinen entwickelt und wurde von [Pic94] festgelegt.

Anforderung an die Implementierung

Nachdem der Aufbau und die Funktionsweise des IEC-Bus-Treibers erklärt worden ist, sollen nun die an den Treiber gestellten Anforderungen und deren Lösungen diskutiert werden.

- **Universeller Einsatz im neuen Kontrollsystem**
Das Einsatzgebiet des vorgestellten Treibers ist nicht auf die Ansteuerung und Auslesung eines speziellen Speicheroszilloskops beschränkt. Der Treiber wird an vielen Stellen des neuen Kontrollsystems

zur Auslesung und Ansteuerung von Meßgeräten dienen: So werden die Triggerverzögerungseinheiten für das schnelle Timingsystem über diesen Treiber angesteuert aber auch verschiedene digitale Voltmeter, die den ELSA-Strom, die Synchrotron-Energie oder auch die Leistungen für Vor- und Rücklauf der HF-Sender messen, werden ausgelesen und ihre Werte an das Kontrollsystem weitergegeben. Der Treiber mußte daher so flexibel gestaltet werden, daß eine Anpassung an die herstellerabhängigen Endkennungen für die Datenübertragung möglich ist.

- **Multiprozeßfähigkeit**

Da es sich bei dem auf den VME-Rechnern eingesetzten Betriebssystem *Vx Works* um ein Multiprozeßbetriebssystem handelt, kann immer die Möglichkeit bestehen, daß mehrere Prozesse gleichzeitig auf den IEC-Bus zugreifen möchten. Zusätzlich besteht die Gefahr, daß die von zwei Prozessen gleichzeitig aufgerufenen Treiberroutinen zu inkonsistenten Zuständen im Treiber selbst führen. Solche Konflikte werden im Treiber durch die Verwendung von sogenannten Semaphoren gelöst, die den Zugriff auf den IEC-Bus oder das Betreten einer kritischen Stelle im Treiber nur genau einem Prozeß erlaubt. Alle anderen Prozesse müssen solange warten, bis die Semaphore vom gerade auf den Bus zugreifenden Prozeß wieder freigegeben wird. Damit werden parallel angeforderte Zugriffe auf Instrumente seriell abgearbeitet. Diese Multiprozeßfähigkeit des Treibers wurde mit mehreren Prozessen getestet, die über einen IEC-Bus auf ihr jeweiliges Instrument gleichzeitig zugreifen wollten.

- **Unterstützung von „Service Requests“**

Über eine Leitung des IEC-Busses ist es möglich, daß Instrumente z.B. nach einer abgeschlossenen Datennahme oder einer Bereichsüberschreitung den Controller benachrichtigen und eine weitere Behandlung der Daten anfordern können. Diese Möglichkeit des sog. „Service Requests“ (SRQ) wurde im Treiber implementiert. Erfolgt eine solche Benachrichtigung, dann versucht der Treiber über die Liste der angemeldeten Geräte das entsprechende Instrument ausfindig zu machen und benachrichtigt dann den Prozeß, der das Instrument geöffnet hatte. Hierzu erhält eine beim Öffnen des Gerätes anzugebende Routine ein Software-Signal zugesandt, die dann die weiteren Schritte vornehmen kann. Wird diese Routine nicht angegeben, so wird eine treiberinterne Routine verwendet.

- **Unterstützung von „Timeouts“**

Zur Verhinderung von Blockierungen des IEC-Busses durch Instrumente, die nach einer Anforderung keine Daten senden wollen, verwendet der Treiber sogenannte „Watchdog-Timer“. Nach Ablauf des Timers wird der IEC-Bus vom Treiber für andere Prozesse wieder freigegeben. So kann verhindert werden, daß solche Instrumente den IEC-Bus aufgrund einer falschen Programmierung oder einer nicht erfolgten Triggerung für weitere Interaktionen blockieren und alle anderen Prozesse zum Anhalten zwingen.

- **Hohe Auslesegeschwindigkeit**

Die mit diesem Treiber erreichbaren Datenübertragungsraten wurden mit Hilfe eines Speicheroszilloskops und einem VME-Rechner² ermittelt, indem der gesamte 100 kBytes umfassende Datenspeicher einer Spur übertragen wurde. Dabei ergaben sich Übertragungszeiten von ungefähr 660 ms einschließlich der Konfiguration des Instrumentes am IEC-Bus, so daß für die eigentliche Datenübermittlung von einer Rate von mindestens 150 kB/sec ausgegangen werden kann. Wie Tests gezeigt haben, kann diese Übertragungsrate durch Verwendung einer leistungsfähigeren CPU vom Typ MC68040 auf ca. 230 kB/sec weiter gesteigert werden.

Auch im alten Kontrollsystem existierte schon die Möglichkeit, einige Meßinstrumente über MACS-Prozessoren und spezielle Schnittstellenkarten auszulesen und die Daten weiter zu EPOS zu transferieren. Hier bietet sich der Vergleich der Übertragungsraten an. Um den Speicher eines Kanals eines LeCroy-Speicheroszilloskops von einem MACS-Prozessor auszulesen (25000 Punkte) und zu der angeschlossenen VAX-Workstation zu transportieren ist eine Zeit von mindestens 4–5 Sekunden nötig. Damit ergibt sich eine Übertragungsrate von höchstens 5,5 kB/sec. Es traten jedoch unter ungünstigen Umständen auch Übertragungszeiten von bis zu einer Minute auf.

²Verwendet wurde eine CPU-30ZBE mit einem MC68030-Prozessor der Firma FORCE.

6. Digitale Signalverarbeitung

Das analoge Signal der Monitorelektronik ist aus mehreren Komponenten zusammengesetzt: Den dominierenden Anteil bildet das während der kurzen Zeitspanne der Digitalisierung¹ als periodisch anzunehmende Füllstruktursignal $m(t)$ (vgl. Kapitel 2.1). Die gesamte Information über die Form der Füllung liegt darin in den Amplituden und Phasen der diskreten Linien des Spektrums $M(f) = \mathcal{F}[m(t)]$. Überlagert wird $m(t)$ vom thermischen „weißen“ Rauschen mit einer konstanten Rauschleistungsdichte sowie von diskreten Linien aufgrund der kohärenten Synchrotron- und Betatronschwingungen der Bunche im Strahl. Wie im Kapitel 2.3 hergeleitet worden ist, befinden sich die Synchrotronsatelliten im Abstand der Synchrotronschwingungsfrequenz von $f_s=30\text{--}120$ kHz jeweils um die Fundamentalfrequenz f_0 und deren Harmonischen im Spektrum. Es bietet sich darum an, diese Signale in weiteren Schritten so zu verarbeiten, daß eine Trennung der Füllstruktur von den störenden Komponenten möglich ist. Eine Verbesserung des Signal/Rausch-Verhältnisses und eine Verminderung der Signalverzerrungen kann durch eine schmalbandige Kammfilterung der Frequenzen $f = nf_0$ mit $n \in \mathbb{Z}$ aus dem Spektrum erreicht werden. Die Frequenzen der Grund- und Oberwellen sind aufgrund der fest eingestellten HF-Frequenz und der konstanter Harmonischenzahl der HF genauestens bekannt.

Der Einsatz einer analogen Bandpaßfilterbank ist wegen der immensen Kosten und der schwierigen Realisierung von kleinen Bandbreiten $B \leq 2f_s$ im MHz-Bereich nicht sinnvoll. Stattdessen bietet sich für diesen Zweck die digitale Kammfilterung geradezu an. In den folgenden zwei Abschnitten werden darum zwei digitale Filter vorgestellt und im Hinblick auf Effizienz in der Anwendung und ihre Filtereigenschaften diskutiert.

6.1 Digitale Filterung

Während die analogen Filter auf *zeitkontinuierliche* Signale angewendet werden, führen digitale Filter diese Funktion auf *zeitdiskrete* Signale durch. Bei digitalen Filtern handelt es sich um Algorithmen, die auf einen Wertesatz $\{f[n]\}$ von diskreten Werten arbeiten und daraus einen neuen Wertesatz $\{g[n]\}$ erzeugen, der entsprechend im Frequenzraum gefiltert ist. Die Vielzahl der möglichen digitalen Filter lassen sich in zwei Klassen einteilen: In die sogenannten „rekursiven“ Filter oder IIR-Filter², die zur Berechnung eines Wertes von $g[n]$ die vergangenen Werte von $f[n]$ und die schon berechneten Werte der $g[n]$ verwenden:

$$g[n] = \sum_{k=0}^N b[k] f[n-k] - \sum_{k=1}^M a[k] g[n-k] \quad , \quad (6.35)$$

und die „nichtrekursiven“ Filter oder FIR-Filter³, die zur Berechnung eines Wertes von $g[n]$ lediglich die vergangenen Werte von $f[n]$ verwenden:

$$g[n] = \sum_{k=0}^N b[k] f[n-k] \quad . \quad (6.36)$$

Der endliche Satz der N Koeffizienten $b[k]$ (und bei den IIR-Filtern zusätzlich noch der Koeffizientensatz $a[k]$ der Länge M) legt dabei das Verhalten des Filters im Frequenzraum vollständig fest.

¹Bei einer Abtastfrequenz von 100 MHz und einer Speichertiefe von 15000 Punkten erfolgt die Datennahme innerhalb eines Zeitraums von $150 \mu\text{s}$ oder rund 300 ELSA-Umläufen

²Infinite Impulse Response-Filter

³Finite Impulse Response-Filter

Zwischen den FIR- und IIR-Filtern besteht ein wesentlicher Unterschied: Wegen der endlichen Dauer der Impulsantwort besitzen die FIR-Filter Übertragungsfunktionen $H(z)$, die mit analogen Filtern nicht zu realisieren sind, z.B. solche mit linearem Phasengang, d.h. also mit konstanter Gruppengeschwindigkeit. Auf der anderen Seite besitzen die IIR-Filter (wegen der Rekursion in den $b[k]$ -Koeffizienten) eine unendlich lange Impulsantwort. Mit ihnen läßt sich eine vorgegebene Frequenzcharakteristik im Vergleich zu FIR-Filtern mit sehr viel weniger Koeffizienten erreichen, so daß IIR-Filter effektiver in der Anwendung sind. Sie besitzen jedoch keinen linearen Phasengang.

Genauso wie bei analogen Filtern kann das Verhalten des digitalen Filters am besten im Frequenzraum charakterisiert werden. Das zur Beschreibung des Frequenzverhalten von analogen Filtern verwendete Hilfsmittel der Laplacetransformation besitzt bei digitalen Filtern sein Analogon in der sog. z -Transformation [PM88] eines diskreten Wertesatzes. Mit Hilfe dieser z -Transformation ist es dann möglich, das Frequenzverhalten des digitalen Filters zu bestimmen.

Für die komplexwertige Übertragungsfunktion $H(z)$ liefert die z -Transformation den allgemeinen Ausdruck

$$H(z) = \frac{\sum_{k=0}^N b_k z^{-k}}{1 + \sum_{k=1}^M a_k z^{-k}} \quad , \quad (6.37)$$

bei dem im Fall der FIR-Filter der Nenner gleich 1 ist. Diese Übertragungsfunktion beschreibt lineare, zeitinvariante Systeme [PM88].

Alle diese oben beschriebenen Filter sind mit EPOS-Operatoren konstruier- und anwendbar [Pic94] und wurden im Rahmen dieser Diplomarbeit zunächst unter EPOS entwickelt und getestet, bevor die Filter-Algorithmen auf dem VME-Rechner eingebaut wurden. Da in dieser Arbeit keine Ableitung der systemtheoretischen Grundlagen und der Entwicklung von digitalen Filtern durchgeführt werden kann, sei hier auf die entsprechende Literatur zu diesem Thema verwiesen (siehe z.B. [PM88][Ste79][Sie86]).

Kammfilter auf Basis der summierende Mittelung

Gegeben sei ein mit T_0 periodisches, zeitkontinuierliches Signals $m(t) = m(t + lT_0)$, $l \in \mathbb{Z}$, was durch Abtastung in einem Intervall T_S zeitlich diskretisiert als $m[k] = m(kT_S)$ vorliegt. Eine einfache Realisierung einer Kammfilterstruktur erhält man, indem man nicht die benachbarten Abtastwerte zum gleitenden Mittelwert heranzieht, sondern nur jeden M -ten abgetasteten Wert. Damit bei der Filterung jeweils digitalisierte Abtastwerte im Abstand von Vielfachen von T_0 zusammengefaßt werden, ist $T_S = T_0/M$ zu fordern, was i.a. nicht erfüllt ist und einer Vorverarbeitung bedarf (siehe dazu Kapitel 6.2). Es gelte also $m[l] = m[l + mT_S]$, $l \in \mathbb{Z}$.

Aus der Formel zur Berechnung des N -Punkte-Mittels des zeitdiskreten Signals $m[k]$ unter Verwendung nur jedes M -ten Abtastwertes

$$\bar{m}[k] = \frac{1}{N} \sum_{k=0}^{N-1} m[k - nM] \quad (6.38)$$

ist im Vergleich mit (6.36) erkennbar, daß es sich hierbei um ein FIR-Filter handelt. Genau wie bei den analogen Filtern wird das Verhalten des digitalen Filters im Zeitraum vollständig durch seine Impulsantwort charakterisiert, d.h. durch die Ausgangsfolge des digitalen Filters, falls am Eingang ein Einheitspuls angelegt wird. Diese lautet bei diesem Filter:

$$h[i] = \begin{cases} 1/N & \text{für } i = nM, n \in 0, 1, \dots, N-1 \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \quad .$$

Auch die Bestimmung der Übertragungsfunktion des Filters und die Berechnung der Amplitudenantwort erfolgt bei den digitalen Filtern in analoger Weise. Während bei den analogen Filtern die Laplace-Transformation die Übertragungsfunktion des Filters charakterisiert, handelt es sich im Fall der zeitdiskreten Systeme um die z -Transformation. Sie ist definiert als [Ste79]

$$H(z) = \sum_{k=0}^{\infty} h[k] z^{-k} \quad , \quad (6.39)$$

so daß sich für die z -Transformierte der Ausdruck

$$H(z) = \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N-1} z^{-Mn}$$

ergibt. Nach Umformung mittels der Summenformel für die geometrische Reihe ist anhand

$$H(z) = \frac{1}{N} \frac{1 - z^{-MN}}{1 - z^{-M}} = \frac{1}{N} \frac{z^{MN} - 1}{z^{M(N-1)}(z^M - 1)}$$

zu erkennen, daß sich $M \cdot N$ Nullstellen äquidistant verteilt auf dem Einheitskreis befinden. Von den $M \cdot N$ Polstellen liegen M äquidistant auf dem Einheitskreis verteilt und werden gerade durch die Nullstellen kompensiert, so daß die Struktur stabil bleibt, d.h. daß eine beschränkte Eingangsfolge zu einer beschränkten Ausgangsfolge führt. Die restlichen $M(N - 1)$ Pole sitzen im Ursprung der z -Ebene.

Die Amplitudenantwort $|H(\omega)|$ erhält man, indem man die z -Transformierte auf dem Einheitskreis der komplexen Ebene auswertet [Ste79], d.h. indem man $z = e^{i\omega}$ in $H(z)$ einsetzt:

$$|H(\omega)| = |H(z)|_{z=e^{i\omega}} = \frac{1}{N} \left| \frac{\sin(\pi MNfT_S)}{\sin(\pi MfT_S)} \right| .$$

Die Übertragungsfunktion ist in Abb. 6.1 für verschiedene Werte von N dargestellt. Die Phasenverschiebung dieses Filters kann leicht durch Erweiterung von Gl. 6.38 auf eine beidseitige Summation kompensiert werden.

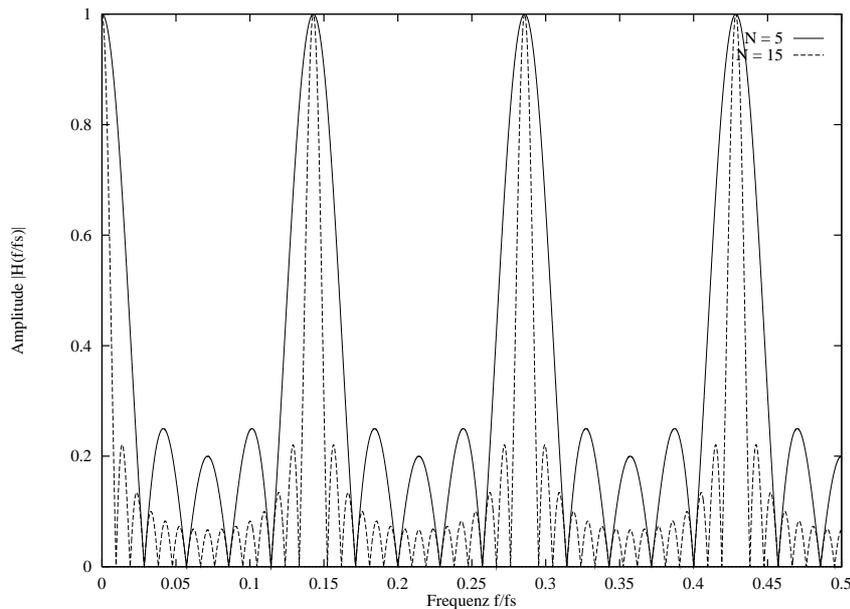


Abbildung 6.1: Amplitudenfunktion $|H(f/f_s)|$ für $M = 7$ sowie $N = 5$ und 15

Deutlich erkennt man die Bandpaßwirkung: $|H(\omega)|$ nähert sich für $N \rightarrow \infty$ einer periodischen δ -Funktion im Frequenzraum an und besitzt bei 0 Hz, bei $f_0 = f_s/M$ und Vielfachen von f_0 schmale Durchlaßbereiche. Dazwischen befinden sich jeweils $N - 1$ Nullstellen der Übertragungsfunktion.

Durch die geschickte Wahl von N ist es also möglich, symmetrisch zu f_0 liegende Frequenzkomponenten und deren Harmonische aus dem Spektrum herauszufiltern was sich im Falle der Synchrotronsatelliten als nützlich erweist. Damit die Nullstellen von $|H(\omega)|$ auf den Synchrotronsatelliten mit den Frequenzen $\Omega_s = 2\pi f_s$ und Vielfachen davon zu liegen kommen, muß $N = f_0/f_s$ gewählt werden. Die 3 dB-Bandbreite B dieses Verfahrens ergibt sich im Grenzfall für $N \gg 1$ zu

$$B \approx \frac{0,88 f_0}{N}$$

und wurde numerisch bestimmt. Für eine typische Synchrotronschwingungsfrequenz von $f_s = 90$ kHz und eine Umlauffrequenz der Bunche in ELSA von $f_0 = 1,8236$ MHz muß $N \simeq 19$ oder ein Vielfaches sein. Die Bandbreite B beträgt dann ca. 83 kHz. Da jedoch die Synchrotronschwingungsfrequenz nicht konstant ist, muß N entsprechend angepaßt werden, was weniger günstig ist.

Der Vorteil der Filterstruktur des Mittelwertfilters liegt darin, daß nur Additionen, aber keine Multiplikationen verwendet werden und sie darum im Zeitbereich extrem einfach anzuwenden ist. Für eine ausreichende Selektivität muß jedoch N sehr groß gewählt werden. Im Bereich der ersten Nebenmaxima der Übertragungsfunktion werden Frequenzanteile lediglich um ca. -13 dB gedämpft. Im nächsten Abschnitt wird daher ein Kammfilter vorgestellt werden, das diesen Nachteil nicht besitzt, jedoch mit einer größeren Komplexität in der Berechnung verbunden ist.

Kammfilterung auf Basis eines digitalen Allpasses

Aus einem digitalen Allpaß⁴ mit der Übertragungsfunktion $A(z)$ läßt sich in einfacher Weise ein Bandpaß konstruieren, indem man für die Übertragungsfunktion $H(z)$

$$H(z) = \frac{1}{2} [1 - A(z)]$$

ansetzt [RMV88]. Eine besonders nützliche Realisierung eines Allpasses zweiter Ordnung stellt die Übertragungsfunktion

$$A(z) = \frac{k_2 + k_1(1 + k_2)z^{-1} + z^{-2}}{1 + k_1(1 + k_2)z^{-1} + k_2z^{-2}}$$

dar [RMV88], da man dann über die Konstanten k_1 und k_2

$$k_1 = -\cos(\omega_0) \quad \text{und} \quad (6.40)$$

$$k_2 = \frac{1 - \tan(\Omega/2)}{1 + \tan(\Omega/2)} \quad (6.41)$$

die Mittenfrequenz des Bandpasses ω_0 und die 3 dB-Bandbreite Ω jeweils unabhängig voneinander variieren kann. Nach (6.35) handelt es sich also um ein IIR-Filter. Die Amplitudenübertragungsfunktion ist in Abb. 6.2 für verschiedene Werte von Ω und ω_0 aufgetragen.

Nimmt man nur jeden M -ten Abtastwert, d.h. ersetzt man z^{-1} durch z^{-M} , so gibt es Durchlaßgebiete bei den Frequenzen

$$\omega = \frac{2\pi n \pm \omega_0}{M} \text{rad}, \quad n = 0, 1, \dots, M-1 \quad .$$

Eine Kammfilterstruktur kann man durch die spezielle Wahl von $\omega_0 = 0$ d.h. $k_1 = 1$ erreichen, da dann M Polstellen innerhalb des Einheitskreises in direkter Nähe zum Einheitskreis liegen. Über Ω kann die gesamte Durchlaßbreite beeinflusst werden, d.h. die Bandbreite eines der M Bandpässe beträgt Ω/M .

Diese Form der Realisierung benötigt (falls man die Terme mit z^{-1} und z^{-2} zusammenfaßt) lediglich 2 Multiplikationen und 5 Additionen.

In Abbildung 6.3 ist die Wirkung des Kammfilters auf ein reales ELSA-Füllstruktur-Signal zu sehen. Dazu wurde zu einem digitalisierten Füllsignal (siehe Abb. (a)) ein Rauschsignal (siehe Abb. (b)) addiert, so daß das verrauschte Signal in Abbildung (c) resultierte. Nach Anwendung des Kammfilters auf dieses Signal (Abbildung (d)) kann das Original-Signal wieder rekonstruiert werden.

6.2 Veränderung der Abtastrate

Die Anwendung der in den beiden letzten Abschnitten vorgestellten Kammfilter auf periodische, diskrete Signale setzte voraus, daß das Abtastintervall T_s ein Vielfaches der Periodendauer T_0 beträgt. Man kann diese Forderung durch eine entsprechende Taktung des Oszilloskops erreichen, was jedoch in den meisten Fällen technisch nicht möglich ist. Es muß darum zunächst eine Interpolation und eine Neuabtastung vorausgehen, bevor das Filter angewandt werden kann.

⁴Ein digitaler Allpaß wird durch die Eigenschaft $|A(\omega)|^2 = 1$ definiert.

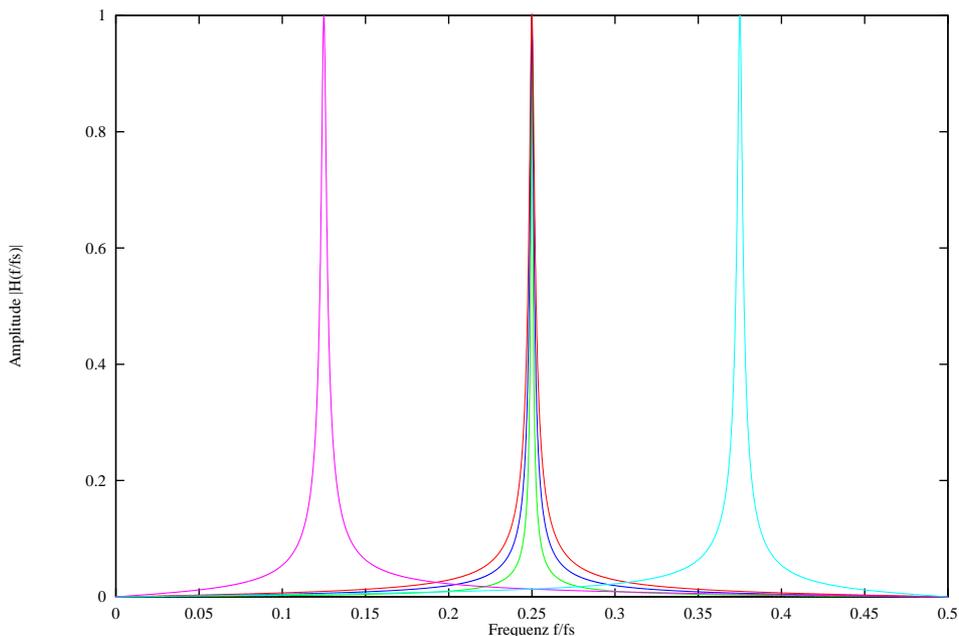


Abbildung 6.2: Bandpaß mit unabhängig voneinander änderbarer Bandbreite ($\omega_0 = 1,571$ rad; $\Omega = 0,006$ rad, $0,013$ rad, $0,019$ rad) und Mittenfrequenz ($\Omega = 0,019$ rad; $\omega_0 = 0,785$ rad, $1,571$ rad, $3,927$ rad)

Eine Methode, wie diese Aufgabe *exakt* durchgeführt werden kann, wird vom Abtasttheorem von Nyquist geliefert. Da das abgetastete Signal $m(t)$ frequenzbandbreitenbegrenzt ist, läßt es sich gemäß

$$m(t) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} m_k \frac{\sin(\omega_c t - k\pi)}{\omega_c t - k\pi}$$

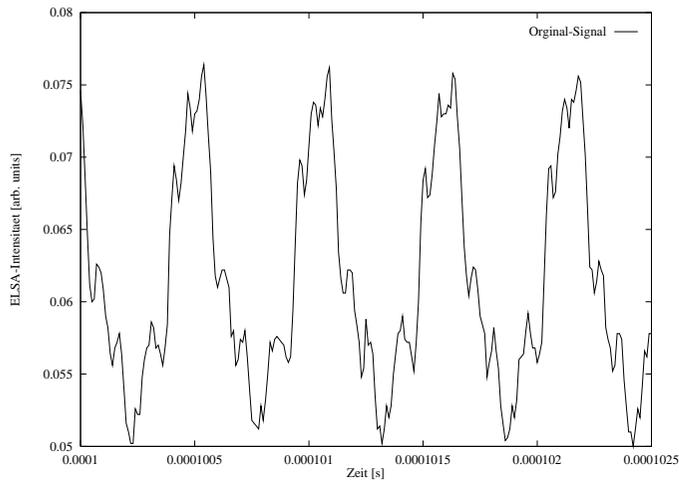
exakt darstellen, wobei $m_k = m(k\pi/\omega_c)$ die Abtastwerte und ω_c die Nyquist-Frequenz ist. Für eine Approximation im Intervall $-T \leq t \leq T$ kann man sich bei der Auswertung auf die $2N = 2T\omega_c/\pi$ Terme beschränken, und es gilt dann näherungsweise für $m(t)$ [Rin78]:

$$\tilde{m}(t) = \frac{\sin(\omega_c t)}{\omega_c t} m_0 + \frac{\sin(\omega_c t)}{\pi} \sum_{k=1}^N (-1)^k \frac{(m_k + m_{-k})\omega_c t/\pi + (m_k - m_{-k})k}{(\omega_c t/\pi)^2 - k^2} \quad (6.42)$$

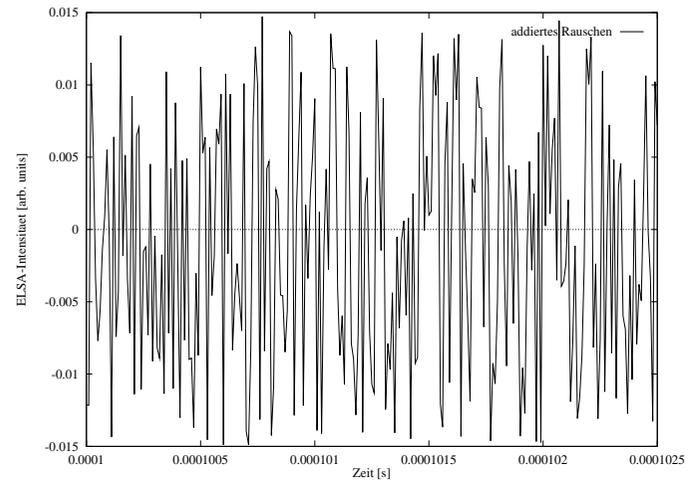
Ein Option des Segmentverarbeitungs-Operators unter EPOS benutzt diese Approximationsformel (6.42), um einen langen abgetasteten Datenzug eines periodischen Signals in einzelne Segmente mit der Länge einer Periode aufzuspalten. In jedem Segment werden die Daten wiederum so neu abgetastet, daß Punkte gleicher Phase an derselben Position zu liegen kommen. Dieser Segmentverarbeitungs-Operator wurde in den Abbildungen 8.5 und 8.7 verwendet, um die Veränderung der Füllstruktur für jeden Umlauf während der Injektionsphase aufzuzeichnen.

Die Anwendung dieser Approximationsformel wird jedoch für große N sehr rechenintensiv. Auf der Seite der VME-CPU wird daher nur eine lineare Interpolation zur Neuabtastung verwendet. Die im neuen Kontrollsystem verwendeten RISC-Workstations können aber diese Berechnung für einen 50000 Punkte umfassenden Datenzug in wenigen Sekunden durchführen.

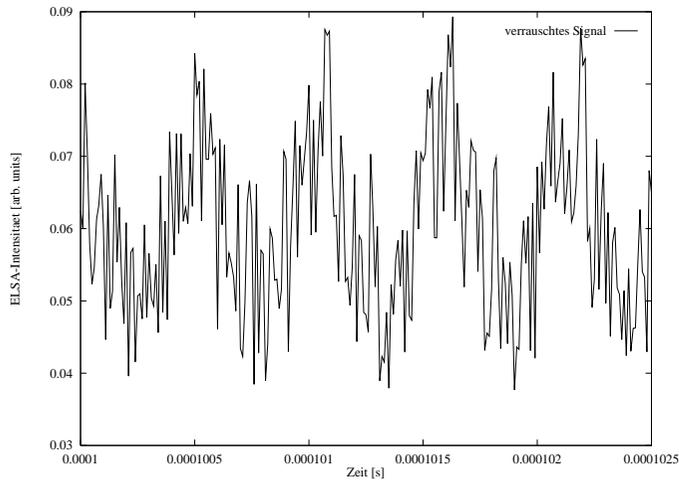
Abbildung 6.3: Anwendung des digitalen Kammerfilters



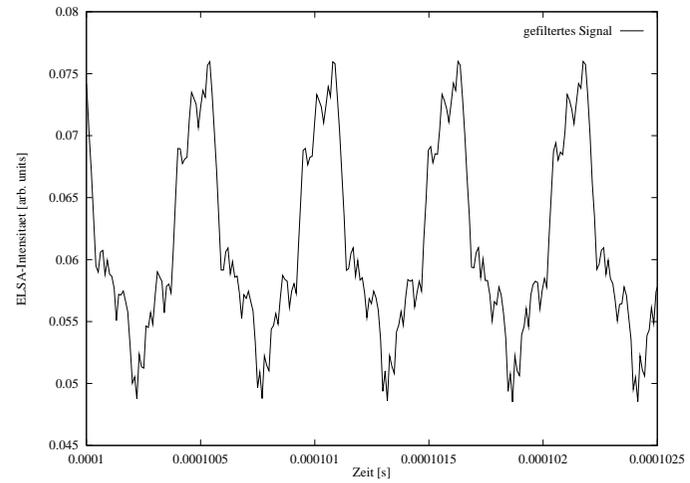
(a) Original Füll-Signal von ELSA



(b) addiertes Rauschen



(c) künstlich verrauschtes Original-Signal vor der Filterung



(d) rekonstruiertes Füll-Signal nach der Filterung

7. Meßzyklus und graphische Darstellung

Der Meßprozeß zur Analyse und Messung der Füllstruktur hat mehrere grundlegende Anforderungen zu erfüllen. Neben einer vollständigen Automatisierung der Meß- und Steueraufgaben ist es erforderlich, daß das System in das neue Kontrollsystem eingebunden wird. Damit ist eine einfache Bedienbarkeit und die Möglichkeit der Visualisierung der Daten gegeben. Eine schnelle Vorverarbeitung der Daten ist anzustreben.

Um diesen Anforderung Genüge zu leisten, wurde ein Meß- und Steuerprogramm entwickelt, das mit dem neuen Kontrollsystem von ELSA zusammenarbeitet und über eine graphische Benutzeroberfläche des Kontrollsystems gesteuert wird. Dort können die Resultate der Berechnungen graphisch dargestellt und der Meßablauf gesteuert werden. Dieses in der Programmiersprache „C“ geschriebene Programm läuft auf einem VME-Recher unter dem Echtzeitbetriebssystem *VxWorks* und führt die erforderlichen Schritte der Datennahme, -verarbeitung und -weiterleitung an das Kontrollsystem automatisch durch. Im Rahmen der Entwicklung der notwendigen digitalen Verarbeitungsschritte zur Aufbereitung und Analyse des Intensitätssignals wurde die gesamte Verarbeitungskette in EPOS getestet und simuliert, bevor sie dann im VME-Rechner implementiert wurde.

Die Einbindung dieses Systems in das neue Kontrollsystem war nahezu problemlos möglich und konnte innerhalb von wenigen Stunden abgeschlossen werden. Diese schnelle Integration wäre im alten Kontrollsystem nicht möglich gewesen.

7.1 Automatische Messung der Füllstruktur

Im folgenden soll nun der Ablauf der Meßschleife des Programms IMON beschrieben werden, welches im Rahmen dieser Diplomarbeit entwickelt worden ist. Nach dem Starten des VME-Rechners wird das Meßprogramm automatisch als eigener Prozeß im Kontext des Echtzeit-Betriebssystem *VxWorks* gestartet. In einer Vorbereitungsphase sichert sich der Prozeß das exklusive Zugriffsrecht auf das für diese Messungen verwendete Oszilloskop. Damit ist sichergestellt, daß andere Prozesse keine Veränderungen der Einstellung des Oszilloskops während der Meßschleife vornehmen können. Zunächst wird das Oszilloskop für die Bedürfnisse des Intensitätsmonitors ferngesteuert über den IEC-Bus konfiguriert. Die Werte für die Abtastfrequenz von 100 MHz, die Triggerbedingungen, die Verstärkungen, die Spannungs-Offsets, die Eingangsimpedanzen der Kanäle u.ä. werden automatisch gesetzt und schaffen damit definierte Ausgangsbedingungen.

In der eigentlichen Meßschleife ist eine enge Kopplung des Prozesses IMON an das Kontrollsystem vorhanden: Am Anfang jedes Verarbeitungszyklus werden die vom Benutzer angewählten Optionen abgefragt und beeinflussen damit, welche Parameter in welcher Darstellung an das Kontrollsystem weitergegeben werden. Ist die Messung vom Benutzer gestoppt worden, so deaktiviert sich der Prozeß, fragt aber im Sekundenabstand die lokale Datenbank des VME-Rechners ab, ob die Messung wieder aktiviert werden soll. Damit kann ein unnötiger Datentransfer über das Netzwerk verhindert werden.

Die Analysekette gliedert sich in folgende Schritte:

- **Datennahme und Datentransport**

Die Triggerung der Datennahme mit dem ELSA-Umlauftrigger ermöglicht es, die zeitliche Entwicklung der Teilchenzahl eines Punktes in der in ELSA umlaufenden Füllung zu verfolgen. Dieses Triggersignal mit der Umlauffrequenz f_0 von ELSA wird durch Teilung des Master-Oszillatorsignals f_{HF} durch die Harmonischenzahl $h = 274$ erzeugt. Nach der Digitalisierung eines Datenzuges¹ werden die Füllstrukturdaten von dem in Kapitel 5 beschriebenen Treiber aus dem Speicheroszilloskop über IEC-Bus-Kommandos zum VME-Rechner transferiert, und dort zunächst aus dem Binärformat in ein für

¹Es können maximal 15000 Punkte oder ca. 270 ELSA-Umläufe digitalisiert werden.

die weiteren Berechnungen erforderliches Fließkommaformat konvertiert. Die Füllstrukturdaten liegen dann als zeitdiskrete Werte m_i im Speicher des VME-Rechners vor.

- **Digitale Filterung und Summierung**

Bevor die Daten summiert werden können, muß eine Neuabtastung des Signals nach der in Kapitel 6.2 beschriebenen Methode erfolgen. Anschließend wird das in Kapitel 6.1 beschriebene Kammfilter auf die Daten angewendet. Unter der Annahme eines periodischen Füllstruktursignals kann damit das Signal-Rausch-Verhältnis verbessert werden. Das summierte Signal eines Umlaufs stellt damit die Füllstruktur dar und wird an das Kontrollsystem geschickt, wo es graphisch dargestellt wird.

- **Bestimmung des Tastverhältnisses**

Die Bestimmung des Tastverhältnisses nach Gl. 1.1 als Maß für die Güte der Füllung wird sowohl für den gesamten Datenzug als auch für die summierte Füllung durchgeführt. Diese beiden Tastverhältnisse sind in den meisten Fällen bis auf wenige Zehntelprozent gleich, und unterscheiden sich nur dann signifikant, wenn sich innerhalb des Datenzuges größere Änderungen der Füllstruktur ergeben haben, wenn z.B. die Datennahme während der Injektionsphase gestartet wurde.

Die Berechnung des Tastverhältnisses eines periodischen Signals mit der Periodizität T_0 kann nicht nur im Zeitraum, sondern auch im Frequenzraum durchgeführt werden. Wie in Kapitel 2 abgeleitet worden ist, besteht das Spektrum der Füllung im wesentlichen aus diskreten Linien bei den Frequenzen $k f_0$ mit Amplituden S_k und Phasen ψ_k mit $k \in \mathbb{N}$. Da die Amplitude S_0 gleich dem Mittelwert I_{avg} der Füllung über eine Periode ist

$$I_{\text{avg}} := \frac{1}{T_0} \int_{t=0}^{T_0} I(t) dt = S_0$$

und sich aus den Amplituden der diskreten Linien S_k mit Hilfe des Parsevalschen Theorems [Sie86] der Effektivwert I_{eff} des Füllsignals

$$I_{\text{eff}}^2 := \frac{1}{T_0} \int_{t=0}^{T_0} I^2(t) dt = \sum_{k=-\infty}^{\infty} |S_k|^2$$

bestimmen läßt, ergibt sich damit im Frequenzraum für das Tastverhältnis

$$dc(T, dt) := \left(\frac{I_{\text{avg}}}{I_{\text{eff}}} \right)^2 = \frac{|S_0|^2}{|S_0|^2 + 2 \sum_{k=1}^{\infty} |S_k|^2} \quad (7.43)$$

Diese Formel gibt ein alternatives Kriterium zur Optimierung der Füllstruktur an, welches im Frequenzraum angewendet werden kann.

- **Schnelle diskrete Fouriertransformation**

Die diskrete Fouriertransformation (DFT) des zeitdiskreten Füllstruktursignals m_i wird mit einer schnellen Fouriertransformation (FFT²) aus dem reellen Datenfeld bestimmt. Dieser von Cooley und Tukey 1965 veröffentlichte Algorithmus [CT65] benötigt für die Berechnung der DFT lediglich $N \log_2 N$ komplexe Multiplikationen im Gegensatz zu einer konventionell durchgeführten DFT, die N^2 komplexe Additionen und Multiplikationen erfordert. Die Berechnung der FFT des realen Feldes der Länge $N = 2^{12} = 4096$ dauert auf dem VME-Rechner weniger als eine Sekunde, und erfordert bei noch größeren ausgelesenen Datenzügen den Hauptteil der Rechenzeit eines Meß- und Auswertezyklus.

- **Bestimmung des Amplituden- und Phasenspektrums**

Das Resultat der Fouriertransformation des realen Feldes $\{m_i\}$ der Länge N liegt in Form eines komplexwertigen Feldes $\{F_i\}$ der Länge $N/2$ vor, wobei $i = 0, 1, \dots, N/2 - 1$ ist. Daraus wird das Amplitudenspektrum und das Phasenspektrum über die Beziehungen

$$A_i = \sqrt{\text{Re}(F_i)^2 + \text{Im}(F_i)^2} \quad ,$$

$$\varphi_i = \arctan \left\{ \frac{\text{Re}(F_i)}{\text{Im}(F_i)} \right\}$$

bestimmt. Da die DFT eine informationstreue Transformation ist, liegen auch nach der Transformation wiederum N reelle Zahlen vor, die das Signal vollständig beschreiben. Das Spektrum kann auf

²Fast Fourier Transform

der graphischen Benutzeroberfläche wahlweise in einer linearen oder einer logarithmischen Skalierung dargestellt werden. Die Umrechnung der Amplitudenwerte A_i in die logarithmische Darstellung erfolgt lokal durch die VME-Rechner in jedem Meßzyklus.

- **Bestimmung der Spektrallinien der Umlaufharmonischen**

Die Information über die Füllung steckt in den Amplituden S_k und Phasen ψ_k der diskreten Linien der Umlauffrequenz f_0 und deren Oberwellen. Im Frequenzbereich von 0 bis 50 MHz sind neben dem Gleichspannungsanteil 27 Linien der Umlaufstruktur enthalten. Zur vollständigen Charakterisierung der Füllung im Frequenzraum reicht es daher aus, die 28 Amplituden und 28 Phasen der diskreten Linien zu übertragen, um einen unnötigen Datentransfer über das Netzwerk zu vermeiden. Das Meßprogramm verwendet zu Lokalisierung dieser diskreten Linien im Spektrum eine speziell auf *VxWorks* angepaßte und erweiterte Version der von T. Götz im Rahmen seiner Diplomarbeit geschriebenen „Peaksearch“-Routine [Göt90] mit einer Frequenz-, Phasen- und Amplitudenkorrektur der diskreten Linien.

- **Spectral-Leakage-Korrektur**

Eine Eigenschaft der diskreten Fouriertransformation ist der Effekt der Spektralverbreiterung oder des „Spectral-Leakage“, der immer dann entsteht, wenn die Länge des Datenzuges kein ganzzahliges Vielfaches der Periodenlänge T_0 des digitalisierten Signals ist. Dieser Effekt führt zu einer Verbreiterung von diskreten Linien im Spektrum, da sich ein Teil der spektralen Energie auf die Nachbarbins dieser Linien verteilt. Der Grund ist darin zu suchen, daß die diskrete Fouriertransformation nur von einem Signal endlicher Länge berechnet wird. Damit ist das Resultat der DFT die Fouriertransformation des mit einer Rechteckfunktion multiplizierten Signals, so daß im Frequenzraum aufgrund des Faltungstheorems jede (als δ -Funktion anzunehmende) diskrete Spektrallinie mit der Fouriertransformierten einer Rechteckfunktion (Dirichletkern) gefaltet wird. Dieser Effekt läßt sich jedoch rückgängig machen, indem zwischen dem beiden höchsten Bins im Bereich der zu korrigierenden Spektrallinie eine Interpolation mit der bekannten Funktion des Dirichletkerns durchgeführt wird [Ass85][Göt90]. Diese Korrektur erfolgt wie schon erwähnt in der „Peaksearch“-Routine und korrigiert jeweils Frequenz, Phase und Amplitude jedes gefundenen Umlaufpeaks.

- **Bestimmung der Umlauffrequenz**

Die durch die Korrektur der Spektralverbreiterung ermittelte Umlauffrequenz f_0 wird für jeden Durchlauf der Meßschleife dem Kontrollsystem zur Verfügung gestellt und kann zur Berechnung des Arbeitspunktes $Q_{x,z} = f_{x,z}/f_0$ verwendet werden. Zusätzlich werden periodisch nach einigen Messungen die vergangenen Werte der gemessenen Umlauffrequenzen an das Kontrollsystem übermittelt. Damit können eventuelle langfristige Frequenzdrifts der HF-Master-Oszillatoren im Hertz-Bereich (die auf einen bevorstehenden Ausfall des Gerätes hindeuten können) frühzeitig erkannt werden. Da der relative Fehler bei der Spectral-Leakage-Korrektur konstant ist [Göt90], ist es gleichgültig, welche der Umlaufharmonischen zur Bestimmung der Umlauffrequenz f_0 herangezogen wird. Es bietet sich jedoch an, hierzu die Grundfrequenz f_0 zu verwenden, da bei ihr das Signal/Rausch-Verhältnis aufgrund der hohen Amplitude dieser Linie am größten ist.

Zur Abschätzung, welche Verbesserungen durch die Spectral-Leakage-Korrektur zu erreichen sind, wurden sowohl Synthesizersignale als auch reale Strahlsignale verwendet. Um die maximale Frequenzauflösung zu erhalten, ist es erforderlich, bei einer festen Abtastrate einen möglichst langen Datenzug zu digitalisieren. Als Kompromiß zwischen einer einfachen Berechenbarkeit der FFT und einer großen Anzahl an Datenpunkten wurde für die nachfolgend beschriebenen Messungen die Anzahl der ausgelesenen Punkte auf $N = 8192$ beschränkt. Der hier verwendete Algorithmus zur Berechnung der FFT [Pre86] arbeitet für eine Datenlänge, die eine Zweierpotenz ist, besonders schnell. Damit beträgt bei der festen Digitalisierungsrate von 100 MHz der Frequenzabstand zwischen zwei Bins rund $f_S/N \approx 12,2$ kHz.

Das Resultat von 1000 Spectral-Leakage-Korrekturen einer Fouriertransformation eines reinen Sinussignals mit einer eingestellten Frequenz von 1823600 Hz ist in Abbildung 7.1 dargestellt. Bei einer Binbreite von 1 Hz ergibt die Anpassung einer Gaußfunktion mit der Mittenfrequenz f_0 und der Standardabweichung σ an die histogrammierten Frequenzen die Werte

$$\begin{aligned} f_0 &= 1823579 \text{ Hz} \quad , \\ \sigma &= 3,2 \text{ Hz} \quad . \end{aligned} \tag{7.44}$$

Abbildung 7.2 zeigt die histogrammierten Werte³ von 1000 Messungen der Umlauffrequenz f_0 , die nach der Datenauslese des Oszilloskops, der Fouriertransformation und der Spektralverbreiterungskorrektur ermittelt wurden. Als Signal wurde in diesem Fall das demodulierte Summensignal des Intensitätsmonitors während des Speicherbetriebs von ELSA verwendet. Zum Vergleich wurde zuvor die Umlauffrequenz f_0 durch eine genaue Messung der HF-Frequenz des umlaufenden Strahls aus dem Spektrum des Knopfmonitors zu $f_{\text{HF}} = (499673127 \pm 50)$ Hz d.h. zu $f_0 = f_{\text{HF}}/274 = (1823624,5 \pm 0,2)$ Hz ermittelt. Die Parameter für die Gaußkurve lauten in diesem Fall

$$\begin{aligned} f_0 &= 1823600 \text{ Hz} \quad , \\ \sigma &= 24 \text{ Hz} \quad . \end{aligned} \tag{7.45}$$

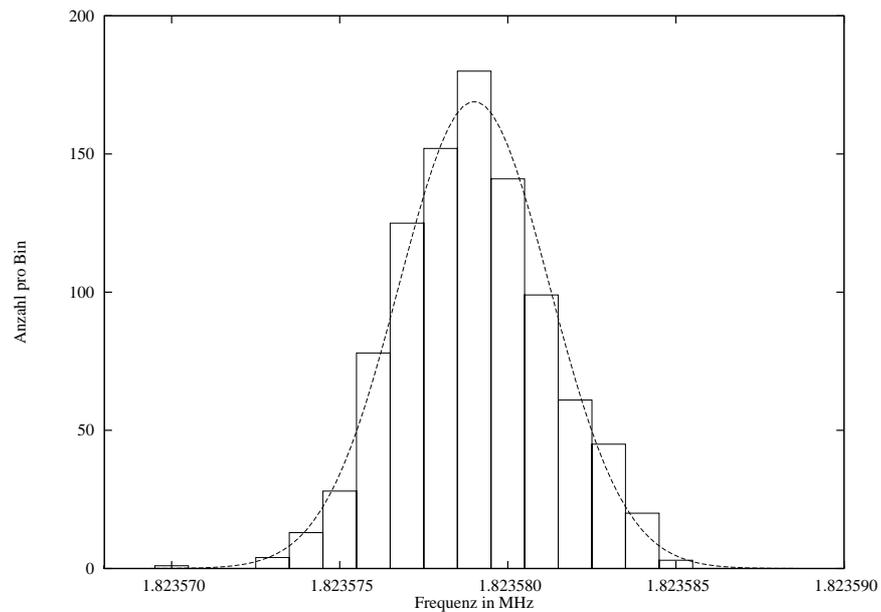


Abbildung 7.1: Histogramm der Spectral-Leakage korrigierten Frequenzen eines Sinussignals mit einer Frequenz von 1823600 Hz und einer Binbreite von 1 Hz.

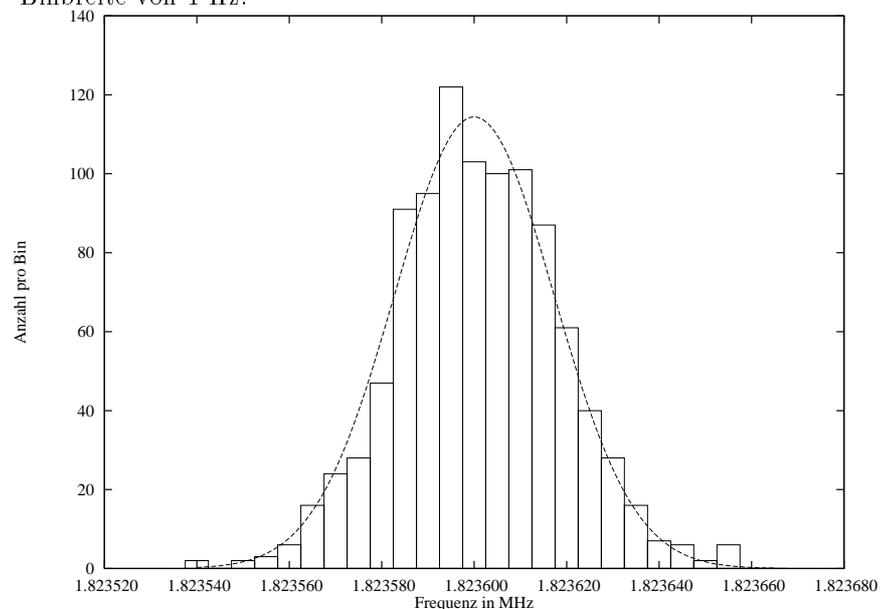


Abbildung 7.2: Histogramm der Spectral-Leakage korrigierten Frequenzen des Füllsignals von ELSA und einer Binbreite von 5 Hz.

³Als Binbreite wurde hier ein Wert von 5 Hz gewählt.

Es ist somit möglich, die Umlauffrequenz bis auf einen Frequenzfehler von wenigen 10 Hz genau zu bestimmen, obwohl der Binabstand rund 12 kHz beträgt: Bei den oben angegebenen Daten für die Fits ergibt sich ein relativer Frequenzfehler von $|\Delta f/f| = 1,3 \cdot 10^{-5}$ für die Messungen der ELSA-Umlauffrequenz und $|\Delta f/f| = 1,8 \cdot 10^{-6}$ für ein reines Sinussignal. Dies entspricht der in [Göt90] ermittelten Genauigkeit dieses Verfahrens.

- **Bestimmung der Synchrotronschwingungsfrequenz**

Die Synchrotronschwingungsfrequenz der Maschine kann ebenfalls aus dem Spektrum bestimmt werden, falls sich Synchrotronsatelliten im Strahlspektrum zeigen. Als Signatur wird dazu nach zwei symmetrisch um f_0 liegenden Satelliten mit fast gleichen Frequenzen und Amplituden gesucht. Zusätzlich werden nach jeweils 10 Messungen der Synchrotronschwingungsfrequenz diese Meßwerte dem Kontrollsystem übermittelt. Allerdings bedarf es dazu wie in Kapitel 2 abgeleitet einer kohärenten Schwingung aller Bunche in longitudinaler Richtung, damit die Synchrotronsatelliten im Spektrum überhaupt zu beobachten sind. Solche Oszillationen entstehen bei der Injektion, falls die HF-Phase oder die Energie zwischen Synchrotron und ELSA nicht richtig aufeinander abgestimmt sind. Trotzdem ist die Bestimmung der Synchrotronschwingungsfrequenz auch nach der Injektionsphase möglich, wie die Abbildung 7.3 zeigt⁴, die im Speichermodus von ELSA aufgenommen wurde. Man sieht, daß die Synchrotronschwingungsfrequenz nach der Injektion (nach 700 Messungen) aufgrund von *Beam-Loading* niedriger ist als vor der Injektion. Eine Nachmessung der Synchrotronschwingungsfrequenz mit einem Spektrumanalysator kurz nach der letzten in Abbildung 7.3 dargestellten Messung ergab eine Frequenz von 71 kHz in guter Übereinstimmung mit diesen Ergebnissen.

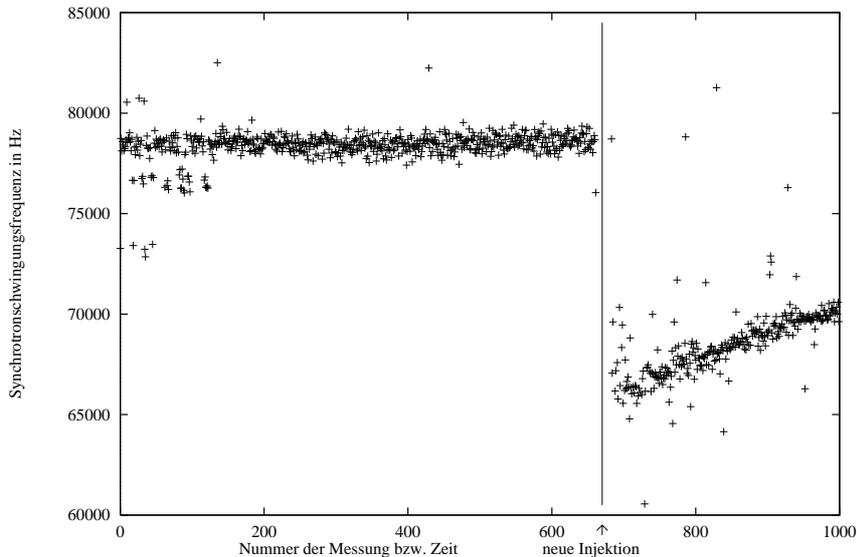


Abbildung 7.3: Änderung der Synchrotronschwingungsfrequenz im Speichermodus nach einer neuen Füllung von ELSA ($\Delta t \approx 4 \text{ sec}$, $T_{\text{ges}} \approx 70 \text{ min}$).

Graphische Darstellung und Steuerung des Monitors

Abbildung 7.4 (a) zeigt das Hauptmenu des Füllstrukturmonitors⁵. Angezeigt werden in unterschiedlichen Graphen die Füllstruktur über einen Umlauf, das Amplituden- und Phasenspektrum, das über verschiedene Methoden bestimmte Tastverhältnis der Füllstruktur, sowie die Synchrotronschwingungs- und Umlauffrequenz. Die Skalierung der Graphen kann durch Anklicken von Knöpfen von der linearen Darstellung

⁴Die während der ersten 100 Messwerte auftretenden Schwankungen von wenigen kHz können möglicherweise auf eine zu beobachtende Variation der HF-Leistung im Bereich von $\pm 5 \%$ zurückgeführt werden.

⁵Dargestellt sind die Verhältnisse während des Synchrotronstrahlungsmodus von ELSA.

auf eine logarithmische bzw. von einer relativen auf eine absolute Darstellung geändert werden. Zusätzlich stehen verschiedene Knöpfe zum Start bzw. Stop der Messung, zum Verbinden mit dem VME-Rechner und zu dessen Neustart zur Verfügung. In Untermenues kann das gesamte Frequenzspektrum, ein Ausschnitt des nicht summierten Datenzuges der Füllung und die vergangenen Meßwerte der Umlauf- und Synchrotronschwingungsfrequenz angezeigt werden. Für die Ansteuerung der Elektronik (Zuschalten von HF-Verstärkern, Veränderung von Verstärkung und Spannungsoffset des Oszilloskops, Einstellung des elektrischen Phasenschiebers, Start der Kalibration) existiert eine weitere graphische Oberfläche, die eine technische Sicht des Systems bietet (siehe Abbildung 7.4 (b)). Diese Menues konnten innerhalb kurzer Zeit mit Hilfe eines Menüeditors erstellt werden [Göt94][Pic94], der vom neuen Kontrollsystem zur Verfügung gestellt wird.

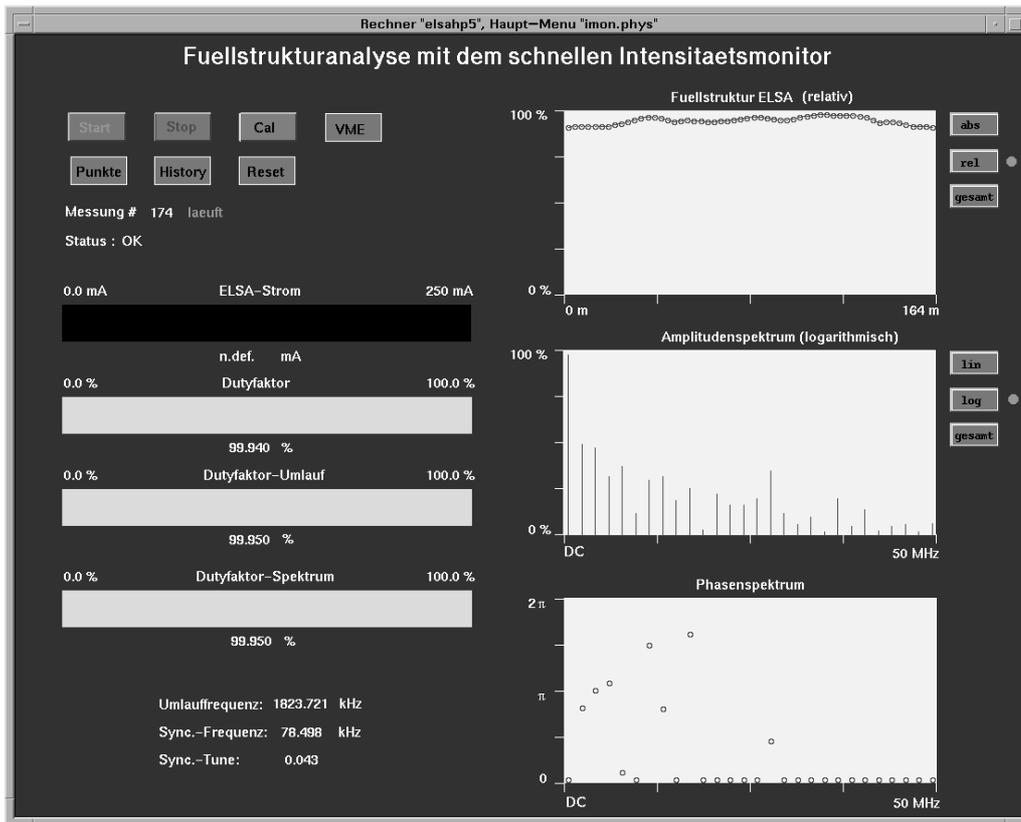
Die Dauer eines Meß- und Analysezyklus beträgt knapp 2 Sekunden zur Auswertung einer 4096 Punkte umfassenden Datenspur und vergrößert sich nur unwesentlich, wenn zusätzlich das gesamte Amplitudenspektrum an das Kontrollsystem geschickt wird. Der Hauptteil der Rechenzeit wird durch das Auslesen des Oszilloskops über den IEC-Bus und durch die Fouriertransformation verbraucht (jeweils 1/3 der Zeit eines Meßzyklus), das restliche Drittel an Rechenzeit wird zur Lokalisierung der Umlaufharmonischen im Spektrum und die darauffolgende Spectral-Leakage-Korrektur aufgewendet. Die gesamte Dauer eines Auswertezyklus wird von der Länge N des abgetasteten Datenzuges bestimmt, die von der graphischen Benutzeroberfläche verändert werden kann. Da eine Verkürzung der Länge des Datenzuges zu einem stärkeren Spectral-Leakage-Effekt und zu einer geringeren Frequenzauflösung führt, ist eine Fourieranalyse des Datenzuges nach Unterschreiten einer gewissen Punktzahl nicht mehr sinnvoll und wird deshalb nicht mehr durchgeführt. Bei einer Länge von $N = 100$ Punkten ergibt sich eine Zykluszeit von rund 250 ms.

7.2 Probleme bei den Messungen

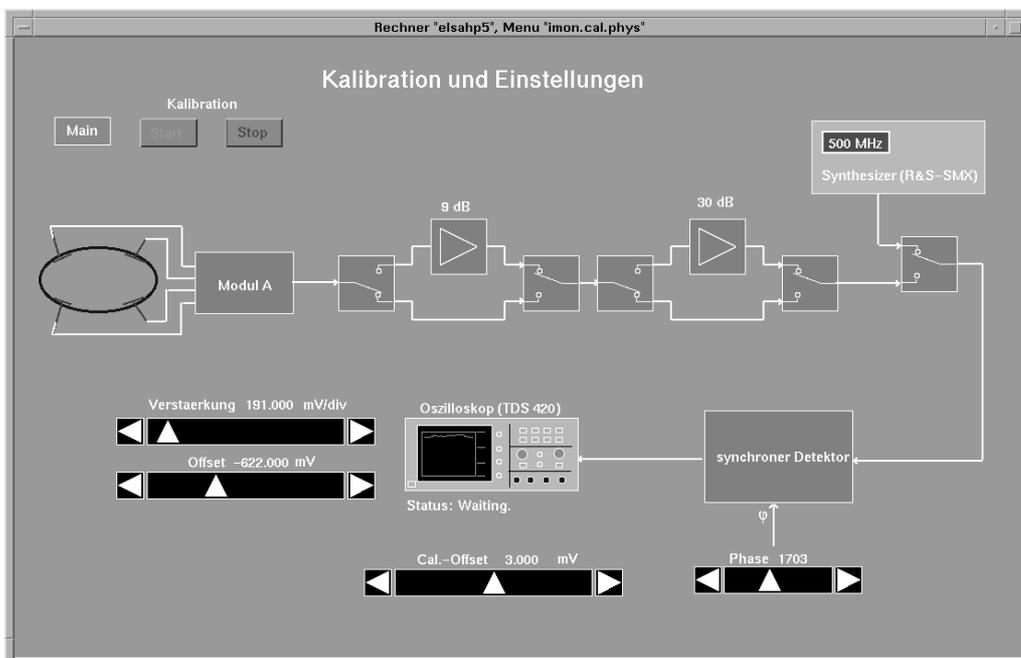
Um die 8 Bit-Auflösung des AD-Wandlers vollständig auszunutzen, muß die Amplitude des Eingangssignals optimal an den Wandelbereich angepaßt werden. Daher wurde ein Algorithmus implementiert, um aus den beiden letzten gemessenen Füllstrukturen auf die zeitliche Entwicklung zu schließen und aufgrund dieser Voraussage die Verstärkung und den Spannungsoffset des Oszilloskops einzustellen. Es hat sich jedoch gezeigt, daß diese Methode bei schnell variierenden Füllstrukturen wegen der häufigen Änderungen von Parametern des Oszilloskops zu langsam ist, um in akzeptablen Zeitabständen Füllstrukturdaten zu liefern. Es wird daher als Kompromiß zwischen Aufwand an Schaltoperationen des Oszilloskops und einer schneller Datenauslese eine feste Einstellung von Verstärkung und Spannungsoffset gewählt.

Die Bestimmung der Synchrotronschwingungsfrequenz aus dem Spektrum hat sich als schwierig herausgestellt. Dies liegt daran, daß aufgrund der geringen Anzahl an Datenpunkten und der festen Abtastrate von 100 MHz nur eine geringe Frequenzauflösung zu erreichen ist. Der Binabstand beträgt bei einer diskreten Fouriertransformation eines reellen Feldes der Länge $N = 8192$ lediglich 12 kHz. Da die typischen Werte für Synchrotronschwingungsfrequenzen zwischen 30 und 100 kHz je nach Betriebsmodus, Energie und Überspannungsfaktor liegen, befinden sich die Synchrotronsatelliten sehr nah an der durch Spectral-Leakage verbreiterten Umlaufharmonischen. Das Verfahren der Spectral-Leakage-Korrektur setzt jedoch voraus, daß die Spektralverbreiterung von einer einzigen Spektrallinie stammt. Liegen daher zwei Spektrallinien sehr nah beieinander — wie im Fall der Synchrotronsatelliten — dann entstehen größere Frequenzfehler bei der Spectral-Leakage-Korrektur. Hier würde ein tieferer Speicher eine Abhilfe schaffen, da durch die größere Länge des registrierten Datenzuges auch die Spektralverbreiterung geringer wird.

Als Alternative bietet es sich an, aus der HF-Elektronik einen Teil des Summensignals auszukoppeln und mit einer HF-Diode zu detektieren. Dieses Signal könnte nach entsprechender schmalbandiger Filterung auf einen anderen Kanal des Oszilloskops gelegt werden und dort mit einer sehr viel niedrigeren Frequenz abgetastet werden, so daß eine höhere Frequenzauflösung zu erreichen wäre. Eine Reduzierung der Abtastfrequenz um einen Faktor M erhöht die Frequenzauflösung eben um diesen Faktor. Zur Registrierung der Synchrotronsatelliten um die Grundfrequenz von $f_0 = 1,8236$ MHz würde eine Abtastfrequenz von z.B. $f_S = 5$ MHz ausreichen. Damit wäre eine Verbesserung der Frequenzauflösung um einen Faktor 10 zu erzielen. In diesem Fall müßte aber immer zwischen zwei Abtastfrequenzen des Oszilloskops hin- und her geschaltet werden.



(a) Hauptmenu



(b) Kalibrationsmenu

Abbildung 7.4: Graphische Oberflächen des schnellen Intensitätsmonitors im neuen Kontrollsystem

8. Messungen und Ergebnisse

Die in diesem Kapitel vorgestellten Untersuchungen der zeitlichen Entwicklung der Füllstruktur bei verschiedenen ELSA-Betriebsmoden wurden mit dem neu entwickelten schnellen Intensitätsmonitor sowohl im Zeit- als auch im Frequenzbereich durchgeführt. Für die Messungen im Zeitbereich wurde die Demodulatorschaltung des synchronen Detektors verwendet und dessen Signale von einem Speicheroszilloskop digitalisiert. Bei den Untersuchungen im Frequenzbereich wurde die zeitliche Entwicklung der Spektren mit einem direkt an den Knopfmonitor angeschlossenen Spektrumanalysator aufgezeichnet. Neben der Vorstellung und Diskussion der Meßergebnisse dient dieses Kapitel zur Demonstration der Leistungsfähigkeit des im Rahmen dieser Diplomarbeit geschriebenen Treibers und seine Anbindung an das neue ELSA-Kontrollsystem. Viele dieser Auswertungen und zum Teil zeitkritischen Messungen wären im alten Kontrollsystem unter dem dort laufenden alten EPOS nicht möglich gewesen.

8.1 Füllstrukturuntersuchungen im Zeitbereich

Vorbemerkungen

Der Versuchsaufbau für die in den nachfolgenden Abschnitten vorgestellten Messungen bestand aus dem im Kapitel 4 beschriebenen synchronen Detektor, der vom neuen Timingsystem zur Optimierung der Füllung von ELSA eingesetzt werden wird. Da die Ausgangsspannung des synchronen Detektors proportional zum ELSA-Strom ist, kann die zeitliche Entwicklung der Füllstruktur direkt aufgezeichnet werden, ohne weitere linearisierende Umrechnungen vorzunehmen. Der Dynamikbereich des Eingangssignals wurde durch Zuschalten von Verstärkern dem Dynamikbereich des synchronen Detektors angepaßt und ein Phasenabgleich durchgeführt, so daß eine maximale Empfindlichkeit gewährleistet war.

Möchte man Untersuchungen der Füllstruktur mit einem digitalen Speicheroszilloskop bei einer hohen zeitlichen Auflösung über längere Zeiträume durchführen, so ergibt sich das Problem, das Monitorsignal mit einer hohen Abtastrate zu digitalisieren und gleichzeitig über einen möglichst langen Zeitraum Daten zu nehmen. Dies ist bei Speicheroszilloskopen ein hoffnungsloses Unterfangen: Bei der erforderlichen Abtastrate von 100 MHz wäre ein Speicher mit z.B. 50000 Punkten innerhalb von 500 μ s also ca. 1000 ELSA-Umläufen gefüllt. Andererseits ändert sich die Füllung innerhalb dieser 1000 Umläufe kaum: Neujjektionen, die zu signifikanten Änderungen der Füllstruktur führen, erfolgen aufgrund des netzsynchronen Betriebs des 2,5 GeV-Synchrotrons nur in Zeitabständen von 20 ms oder Vielfachen davon.

Als Lösung dieses Problems bieten sich spezielle digitale Speicheroszilloskope an, die durch Segmentierung ihres Erfassungsspeichers in der Lage sind, jeweils ein Speichersegment nach einem externen Triggerpuls bei höchster Abtastrate mit dem am Eingang anliegenden Signal zu füllen. Bei dem für diese Messungen verwendeten Speicheroszilloskop¹ wurde darum der Speicher so partitioniert, daß bei der fest vorgegebenen Abtastrate von 100 MHz ein Speichersegment mindestens einen Umlauf aufnehmen konnte, um die größtmögliche Anzahl an Segmenten bereitzustellen. Damit ergab sich eine Konfiguration von 200 Segmenten bei einer Segmentlänge von 200 Punkten. Jedes Speichersegment enthält damit ca. 4 aufeinander folgende Umläufe.

Um die zu verschiedenen Zeitpunkten aufgenommenen Füllungen richtig zeitlich und damit auch räumlich zueinander zuzuordnen, ist für jedes Segment eine Synchronisation des Datennahmestarts mit der in ELSA umlaufenden Füllung nötig. Das Oszilloskop wurde dabei in entsprechender Weise getriggert, wie es für das neue Injektions-Timingsystem der Injektion realisiert ist: Ein externer Trigger, der die ungefähren

¹LeCroy 9424E

Zeitpunkte der Datennahme definiert, wurde von einem Funktionsgenerator mit frei einstellbarer Periode erzeugt. Die Datennahme für ein einzelnes Speichersegment darf jedoch erst mit einem Trigger starten, der einen festen Ort in der umlaufenden ELSA-Füllung definiert. Dieses Triggersignal wurde durch Teilung des Hochfrequenz-Signals von ELSA durch die Harmonischenzahl $h = 274$ gewonnen. Um die „ereignis-abhängige“ Verknüpfung der beiden Triggersignale durchzuführen, muß das Oszilloskop über diese spezielle Triggermöglichkeit verfügen.

Nach Füllung aller Segmente wurden die Daten vom neuen EPOS ausgelesen. Anschließend erfolgte die Konvertierung der Segmente in eine EPOS-Matrix und die graphische Darstellung. Das neue EPOS besitzt dazu einen Operator [Göt94][Pic94], der das Auslesen des segmentierten Speichers des Oszilloskops erlaubt. Die Daten gelangen zunächst über den IEC-Bus und den in Kapitel 5 beschriebenen Treiber zu einem VME-Rechner, von dem sie weiter über eine Netzwerkverbindung zu dem Rechner transferiert werden, auf dem EPOS läuft.

In den Abbildungen dieses Kapitels ist die Füllung² von ELSA über einen Umlauf als Funktion der Segmentnummer aufgetragen. Da die Segmente in äquidistanten Zeitschritten aufgenommen wurden, können Veränderungen der Füllstruktur in der dreidimensionalen Darstellung gut verfolgt werden. Zusätzlich sind auf den Basisflächen der Graphen die Projektionen der Konturlinien, d.h. die Linien gleicher Höhe, eingetragen.

Füllstruktur im Stretchermodus für das SAPHIR-Experiment

Die in Abbildung 8.1 bis 8.5 dargestellten Füllstrukturen wurden während eines SAPHIR-Runs am 21.11.1993 aufgezeichnet. Bei diesem Betriebsmodus wurden zunächst 35 Synchrotronfüllungen in ELSA akkumuliert, innerhalb einer Sekunde von der Injektionsenergie 1,2 GeV auf die Endenergie von 1,7 GeV hochbeschleunigt und dann langsam über einen längeren Zeitraum aus ELSA extrahiert. Die Abbildung 8.1 und 8.2 zeigen die Entwicklung der Füllung während der Extraktionsphase eines SAPHIR-Zyklus. Dazu wurde in einem äquidistanten Abstand von 200 ms die Füllung aufgezeichnet und jeweils in ein Segment des Speicheroszilloskops geschrieben. Da insgesamt 200 Segmente zur Verfügung stehen, kann damit die zeitliche Entwicklung der Füllstruktur über einen Zeitraum von 40 Sekunden registriert werden.

Diese beiden Abbildungen sind Beispiele für eine besonders schlechte bzw. gute Füllung von ELSA. Bei einer Zykluszeit von ca. 33 Sekunden, ergibt sich ein *makroskopisches* Tastverhältnis³ von knapp 91 %. Man erkennt jedoch auch, daß das *mikroskopische* Tastverhältnis von Zyklus zu Zyklus schwanken kann. Während es bei Abb. 8.2 rund 99 % beträgt, ist er bei Abb. 8.1 mit 94 % deutlich kleiner. Nach Inbetriebnahme des neuen Timingsystems sollte es solche starken Schwankungen, wie sie in Abbildung 8.1 zu sehen sind, nicht mehr geben.

Zur Extraktion der Elektronen aus ELSA wurde bei diesem Run eine als stochastische Resonanzextraktion bezeichnete Methode verwendet. Hierbei wird der stabile Bereich des longitudinalen Phasenraums durch gezielte Reduzierung der HF-Amplitude so verringert, daß eine konstante Extraktionsrate mit möglichst gleichmäßigem Spill resultierte (vergl. die Erläuterungen in Kapitel 1). Daher nimmt die Anzahl der Teilchen im Ring und damit der Strom $I_B(t)$ linear mit der Zeit ab.

Der Teilchenverlust ist jedoch nicht für jeden Punkt im Ring gleich groß, wie man in Abbildung 8.1 deutlich erkennen kann. In den Gebieten, wo die Bunche viele Teilchen enthalten, ist der Teilchenverlust sehr viel größer, als in Gebieten mit wenigen Teilchen. Aus diesem Grund wird die absolute Differenz zwischen dem maximalen und minimalen Strom im Ring im Verlauf der Extraktionsphase immer kleiner. Da eine Verdoppelung der Anzahl der Teilchen im Bunch lediglich die Dichte verdoppelt aber nicht zu einer generellen Veränderung der Teilchenverteilung im longitudinalen Phasenraum führt, bedeutet das, daß eine Verkleinerung des phasenstabilen Bereichs bei der hier verwendeten stochastischen Extraktion auch doppelt so viele Teilchen instabil werden läßt und aus dem Bunch verloren gehen. In der Tat ergibt die Analyse der Entwicklungen der Teilchenzahl $N(t)$ für verschiedene Punkte in der Füllung, daß $\dot{N}(t) \propto N(t)$ ist.

Die Abbildung 8.3 zeigt die Injektionsphase bei SAPHIR aus einem anderen Blickwinkel. Dabei wurde die Zeitspanne zwischen der Datennahme zweier Segmente auf 5 ms verkürzt. In dieser zeitlich besser

²Aufgetragen ist die Ausgangsspannung des synchronen Detektors.

³Angenommen wurde eine Injektionsdauer von 0,7 sec und eine Dauer von insgesamt 2×1 sec für das Hoch- und Runterrampen der Energie.

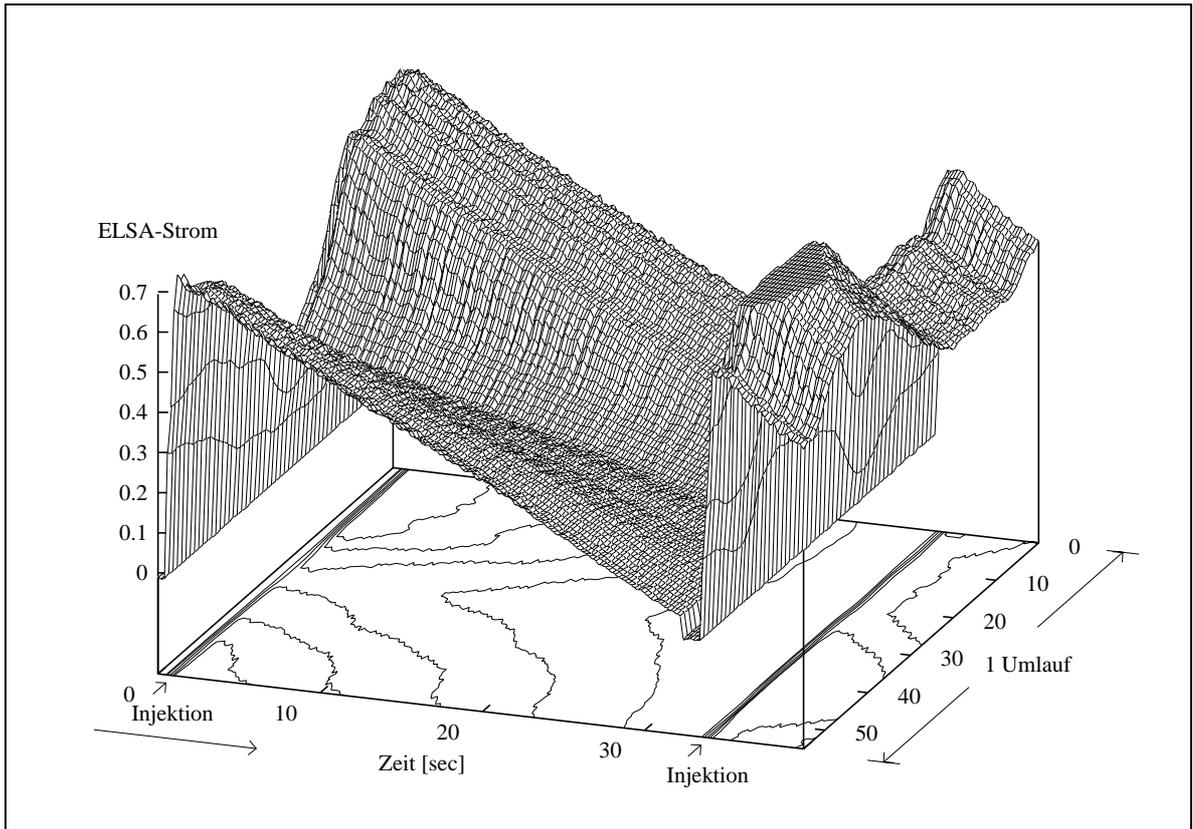


Abbildung 8.1: Schlechte ELSA-Füllung im SAPHIR-Betrieb ($\Delta t = 200$ ms, $T_{ges} = 40$ s)

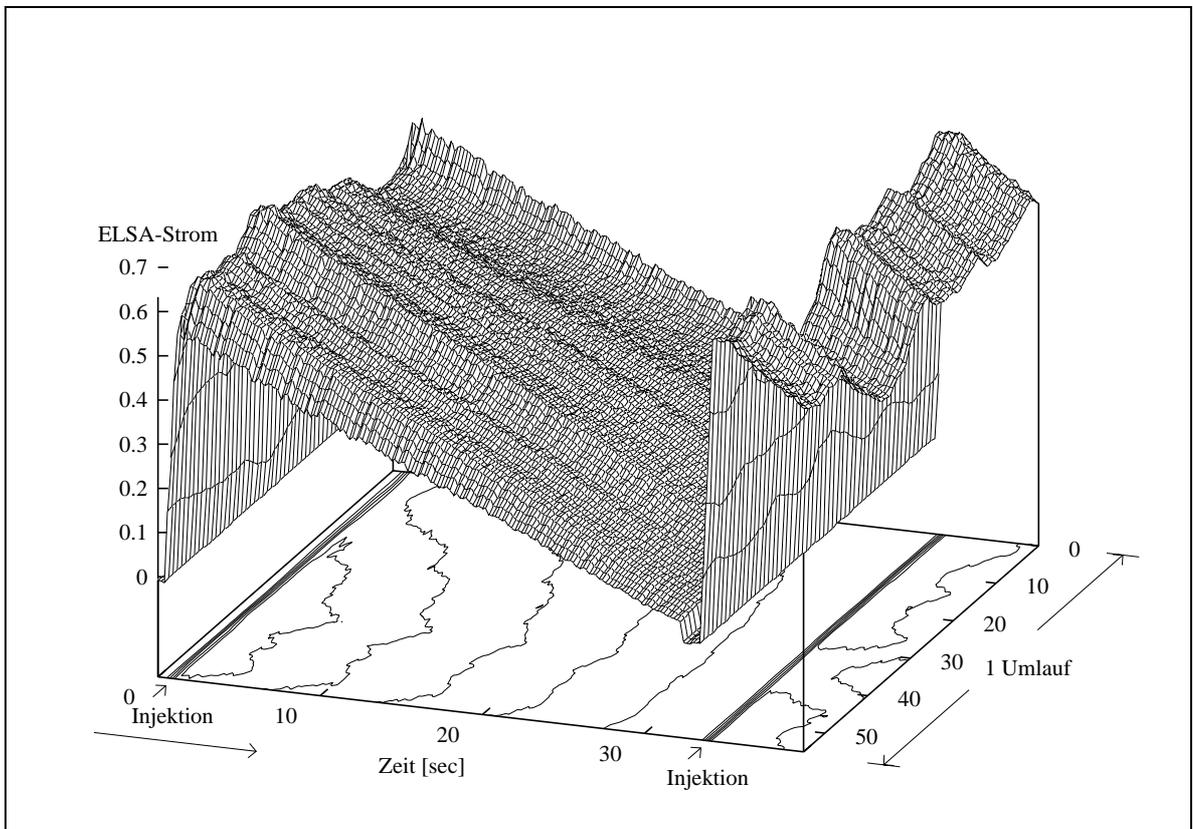


Abbildung 8.2: Gute ELSA-Füllung im SAPHIR-Betrieb ($\Delta t = 200$ ms, $T_{ges} = 40$ s)

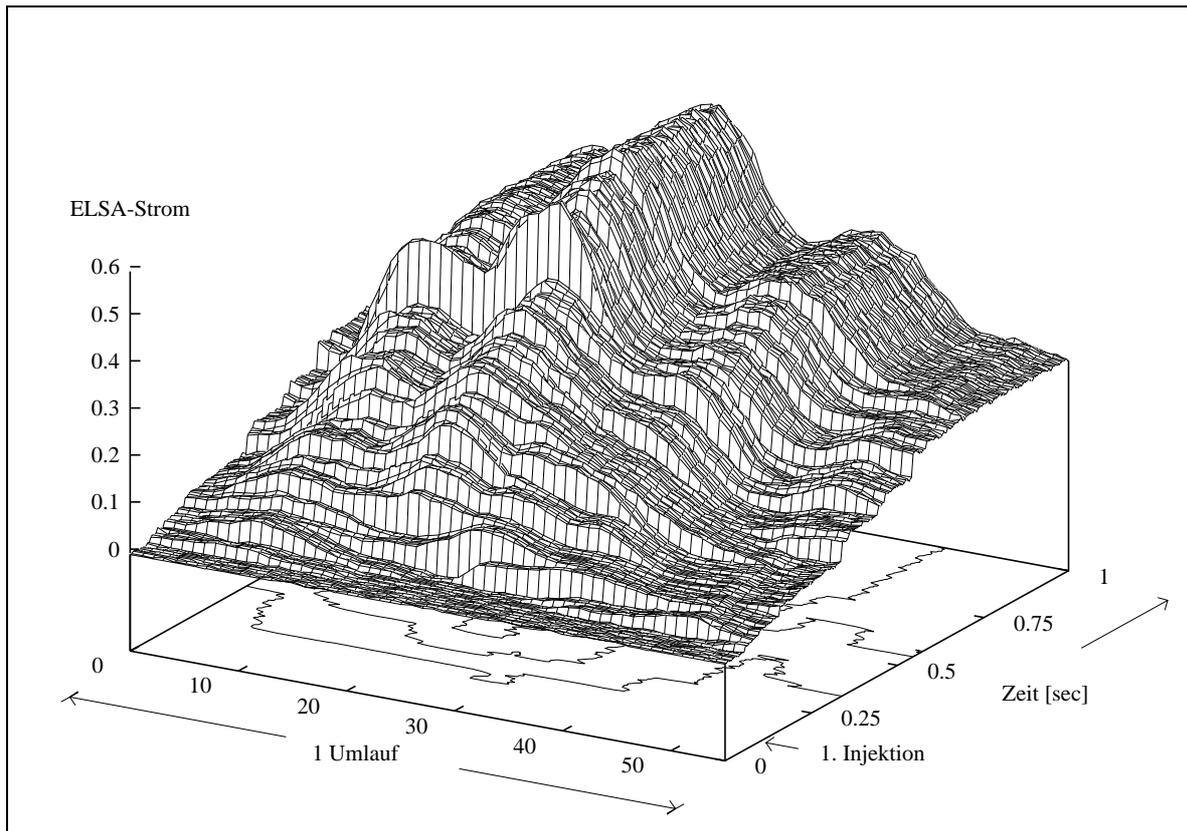


Abbildung 8.3: Injektionsphase im SAPHIR-Betrieb (35 Injektionen, $\Delta t = 5$ ms, $T_{ges} = 1$ s)

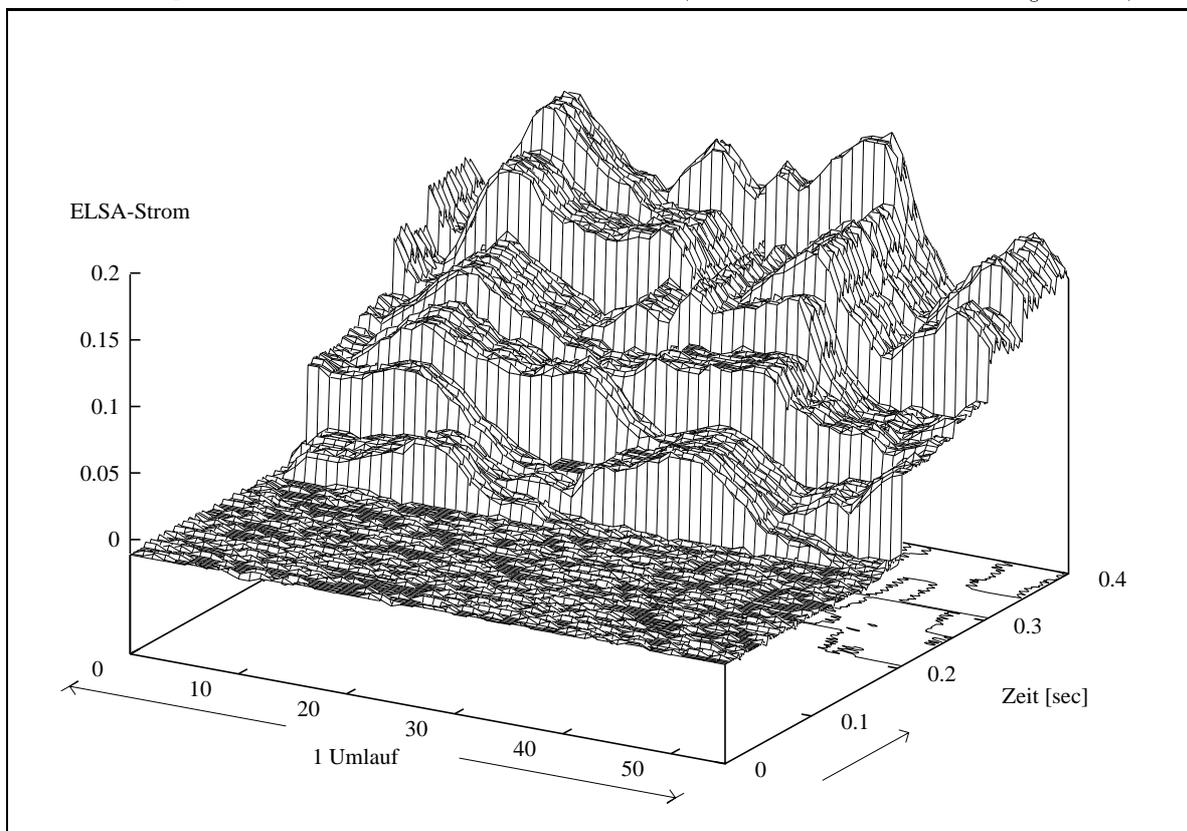


Abbildung 8.4: Die ersten 12 Injektionen im SAPHIR-Betrieb ($\Delta t = 2$ ms, $T_{ges} = 0,4$ s)

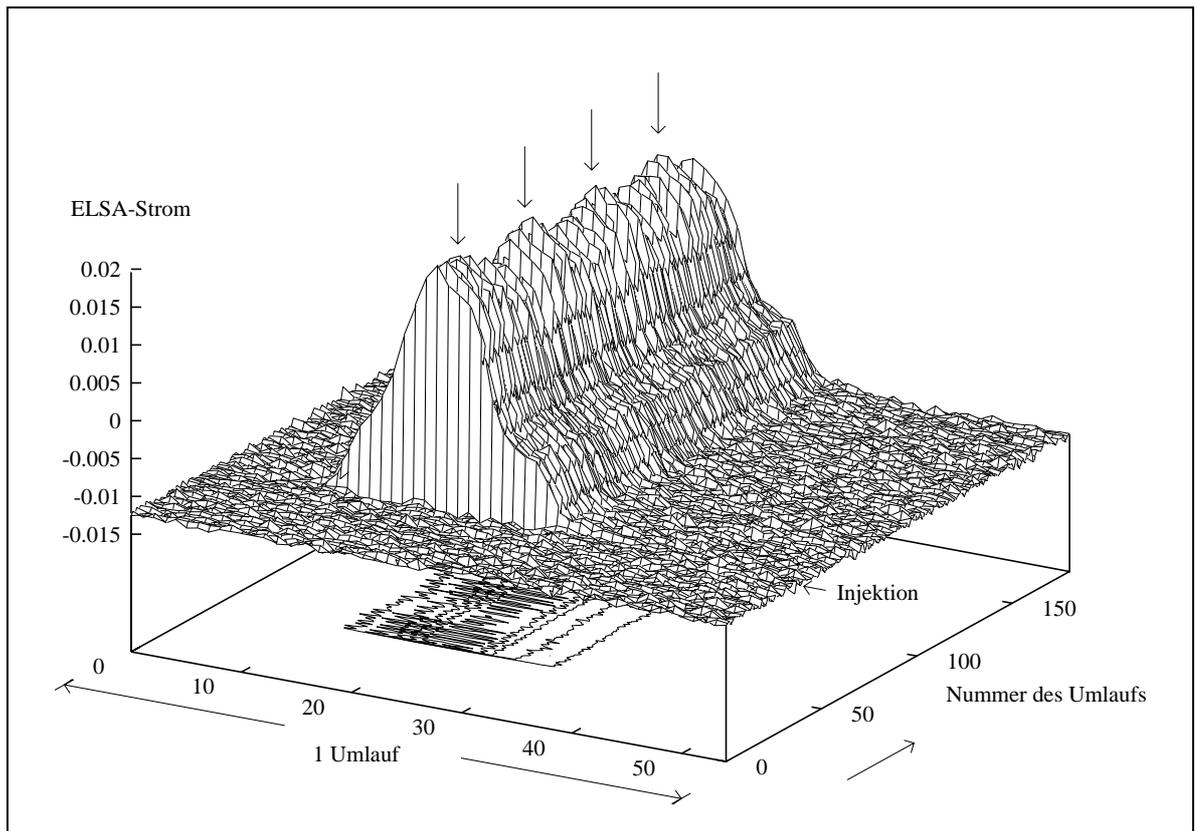


Abbildung 8.5: Erste Injektion nach ELSA im SAPHIR-Betrieb ($\Delta t = 548 \text{ ns}$, $T_{\text{ges}} \approx 100 \text{ } \mu\text{s}$)

aufgelösten Darstellung der Injektionsphase sind die 35 injizierte Synchrotronfüllungen und die sich daraus aufbauende ELSA-Füllung dargestellt. Nach der Injektionsphase bleibt die Struktur der Füllung unverändert. Offensichtlich ist der Grund für die z.T. recht inhomogenen Füllungen (siehe z.B. Abb. 8.1), daß sich die Injektionsorte der Synchrotron-Füllungen manchmal wider Erwarten nicht gleichmäßig über den Umfang von ELSA verteilen aber auch, daß Schwankungen des aus dem Synchrotron extrahierten Stroms auftreten. Als Extraktionsverfahren wurde in diesem Run die effiziente Methode der Extraktion über einen Umlauf aus dem Synchrotron verwendet. Damit hat jedes injizierte Strahlstück eine Länge von rund 232 ns.

Eine noch kleinere Zeitdifferenz zwischen der Datennahme zweier Segmente wurde in Abbildung 8.4 gewählt: Sie beträgt hier 2 ms und zeigt die ersten 12 Injektionen nach ELSA. Man kann deutlich erkennen, daß zwischen zwei Injektionen die Füllung im wesentlichen unverändert bleibt.

In Abbildung 8.5 ist die zeitliche Entwicklung der Füllstruktur während der ersten Injektion (von insgesamt 35 Injektionen) Umlauf für Umlauf dargestellt. Diese Messung erfordert die Datennahme an einem Stück. Das zur Digitalisierung verwendete Speicheroszilloskop kann die zeitliche Entwicklung über ca. 1000 Umläufe registrieren. Davon ist jedoch nur ein Ausschnitt über ca. 200 Umläufen (also ca. 100 μs) dargestellt, in dem die erste Injektion stattfand. Die auch hier notwendige Segmentierung des Datenzuges führte der in Kapitel 6 beschriebene Operator zur Segmentierung in festen Zeitabständen durch.

In dieser Abbildung sind sehr deutlich die mit dem Knopfmonitor verbundenen Meßfehler zu sehen (vergl. Kapitel 3.3). Die Anregung einer kohärenten Synchrotronsschwingung führt aufgrund der horizontalen Dispersion am Monitorort und der Ortsabhängigkeit des Summensignals zu einer Amplitudenmodulation mit einer Periode von rund 35 Umläufen⁴ (Siehe die Position der Pfeile). Diese Kohärenz verschwindet aufgrund der Landau-Dämpfung nach einigen 100 μs fast vollständig (in diesem Bild nicht zu sehen). Aber auch die kohärenten Betatronschwingungen zeigen sich in einer Modulation der Amplitude des Summensignals mit einer Periode von 4–5 Umläufen (aufgrund der Arbeitspunkte $Q_x, Q_z \approx 4,5$), die am besten an der Projektion der Konturlinien auf die Basisfläche des Graphen zu erkennen ist.

⁴Damit beträgt der Synchrotronsschwingungs-Arbeitspunkt von ELSA $Q_s \approx 1/35$.

Füllstruktur im Extraktionsmodus für das PHOENICS-Experiment

Die Füllstrukturen in Abbildung 8.6 und 8.7 wurden während des PHOENICS-Runs am 12.12.1993 aufgezeichnet. Das PHOENICS-Experiment verwendet zur Extraktion einen in den Strahl gestellten Draht aus Beryllium, an dem die Elektronen gestreut werden und in das PHOENICS-Extraktionsseptum gelangen. Im PHOENICS-Betrieb wird alle 20 ms eine Synchrotron-Füllung nach ELSA transferiert und auf die schon in ELSA umlaufende Füllung gesetzt, ohne daß der schon umlaufende Strahl verlorengelht. PHOENICS wird somit in einer Mischung aus Stretcher- und Akkumulationsmodus betrieben. Da die Zeitpunkte der Injektionen nicht an die umlaufende Füllung gekoppelt sind, ergibt sich ein hohes Tastverhältnis der Füllstruktur.

Abbildung 8.6 zeigt die Entwicklung der Füllung über einen Zeitraum von 4 Sekunden. Als Trigger wurde der ELSA-Injektionstrigger verwendet, der die Datennahme mit dem nächsten Triggerimpuls des ELSA-Umlauftriggers aktivierte. Die Darstellung zeigt, daß die Füllung von Injektion zu Injektion wie erwartet recht unterschiedlich aussieht. Trotzdem können sich Strukturen über Zeiträume von mehreren Sekunden halten, da neue Injektionen bevorzugt auf schon vorhandenen Maxima treffen. Die hier beschriebene Erscheinung ist kein Sonderfall, sondern konnte auch bei anderen PHOENICS-Runs beobachtet werden.

Einen typischen Injektionsvorgang bei PHOENICS zeigt Abbildung 8.7, wo auf die schon in ELSA umlaufende Füllung eine neue Füllung aus dem Synchrotron gesetzt wird. Diesmal ist die Füllstruktur von Umlauf zu Umlauf dargestellt, wobei insgesamt ca. 140 Umläufe über eine Zeitspanne von rund $70 \mu\text{s}$ zu sehen sind. Nach der Injektion ist sowohl an der Füllung selbst, aber auch an den Konturlinien zu sehen, daß der Strahl kohärente Betatron- und Synchrotronschwingungen durchführt und dies zu einer periodischen Modulation des Signalpegels des Knopfmonitors kommt, wie es in Abschnitt 3.3 erläutert wurde (vergl. Abbildung 8.5). Erstaunlicherweise ist auch hier zu sehen, daß eine Neuinjektion auf den Teil des umlaufenden Stroms erfolgt, der schon gut gefüllt ist.

Füllstruktur im Synchrotronlicht-Modus

Die höchsten Anforderungen werden an die HF-Elektronik im Synchrotronstrahlungslicht-Betrieb (SR-Betrieb) von ELSA gestellt, da die SR-Experimente einen hohen Strom in ELSA benötigen, der viele Injektionen erfordert. Das führt zu einer sehr homogenen Füllung von ELSA und das mikroskopische Tastverhältnis beträgt im SR-Betrieb meist über 99 %. Da das Summensignal während der Speicherzeit über einen großen Bereich variiert, wird bei einer festen Verstärker- und Spannungsoffset-Einstellung des Oszilloskops nur ein geringer Teil vom Amplitudenbereich des Analog-Digital-Wandlers ausgenutzt. Das führt zusätzlich zur einem schlechten Signal/Rausch-Verhältnis aufgrund des Quantisierungsrauschens bei der Digitalisierung (siehe Kapitel 5).

Abbildung 8.8 zeigt die Füllung über einen Zeitraum von 6 Stunden, in dem die Maschine periodisch bis zu einem Strom von ca. 85 mA gefüllt, und dann der umlaufende Strom über einen Zeitraum von 1,35 Stunden gespeichert wurde. Nach Unterschreiten einer Schwelle von 20 mA wurde ELSA wieder neu gefüllt. Eine Struktur ist trotzdem in manchen Speicherzeiten zumindest bei hohen Strömen erkennbar. Bei allen Speicherzeiten zeigt sich mehr oder weniger eine hochfrequente Modulation der Füllung. Die Ursache dafür wird im nächsten Kapitel erläutert werden.

Einen Speicherzyklus mit einer Dauer von rund 45 Minuten zeigt Abbildung 8.9. Es ist eine schwache Struktur der Füllung erkennbar, die sich über den gesamten Zeitraum hält und deren absolute Amplitude im Laufe der Speicherzeit immer weiter abnimmt. Aber auch hier ist anhand der Konturlinien zu erkennen, daß der Füllung eine hochfrequente Struktur überlagert ist.

8.2 Füllstrukturuntersuchungen im Frequenzbereich

Vorbemerkungen

Die Untersuchung des Füllstruktursignals $m(t)$ kann nicht nur im Zeit-, sondern auch im Frequenzbereich durchgeführt werden. Wie in Kapitel 2 hergeleitet worden ist, besteht das Spektrum $M(f) = \mathcal{F}\{m(t)\}$ aus einzelnen diskreten Linien, deren Amplituden bei kleinen Frequenzen nur von der Füllstruktur bestimmt werden. Eine Veränderung der Füllung bedeutet daher, daß sich *alle* Amplituden der Umlaufharmonischen von f_0 und der Gleichspannungsanteil ändern. Die spektrale Untersuchung läßt aber auch erkennen, welche

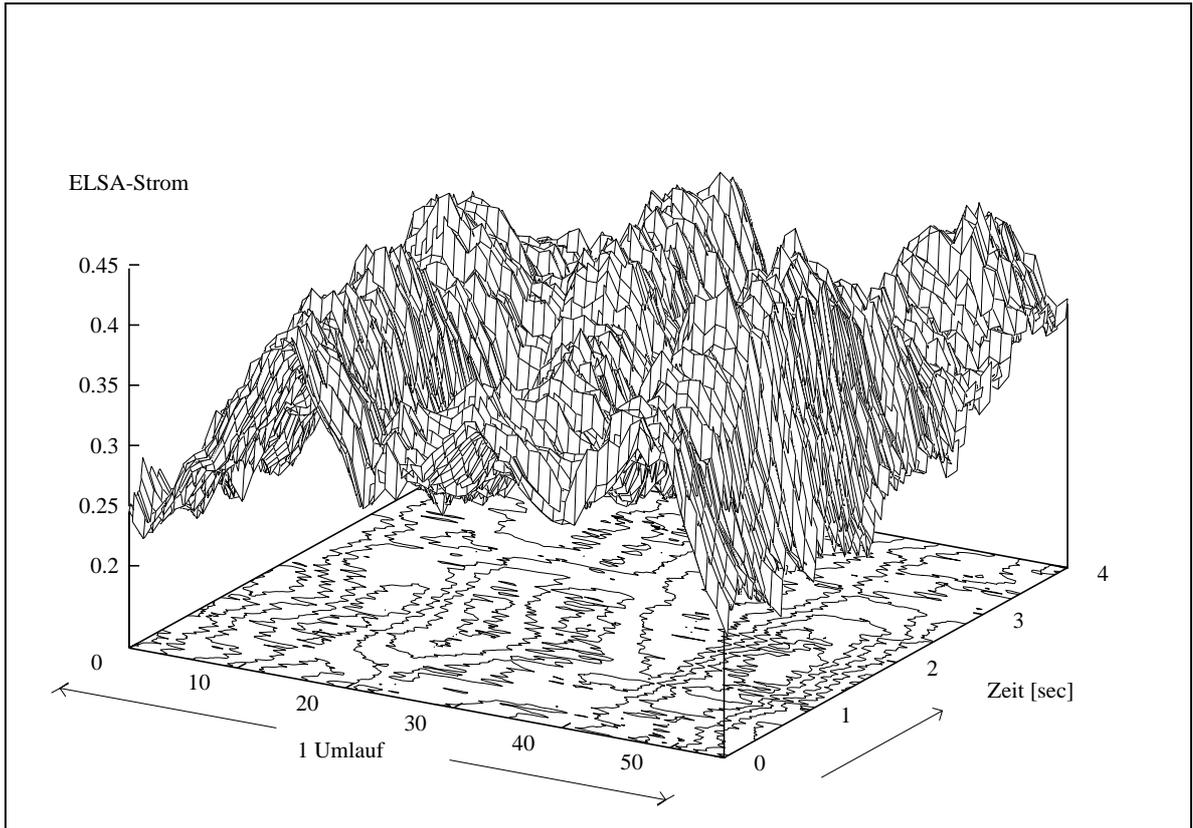


Abbildung 8.6: ELSA-Füllung im PHOENICS-Betrieb ($\Delta t = 20$ ms, $T_{ges} = 4$ s)

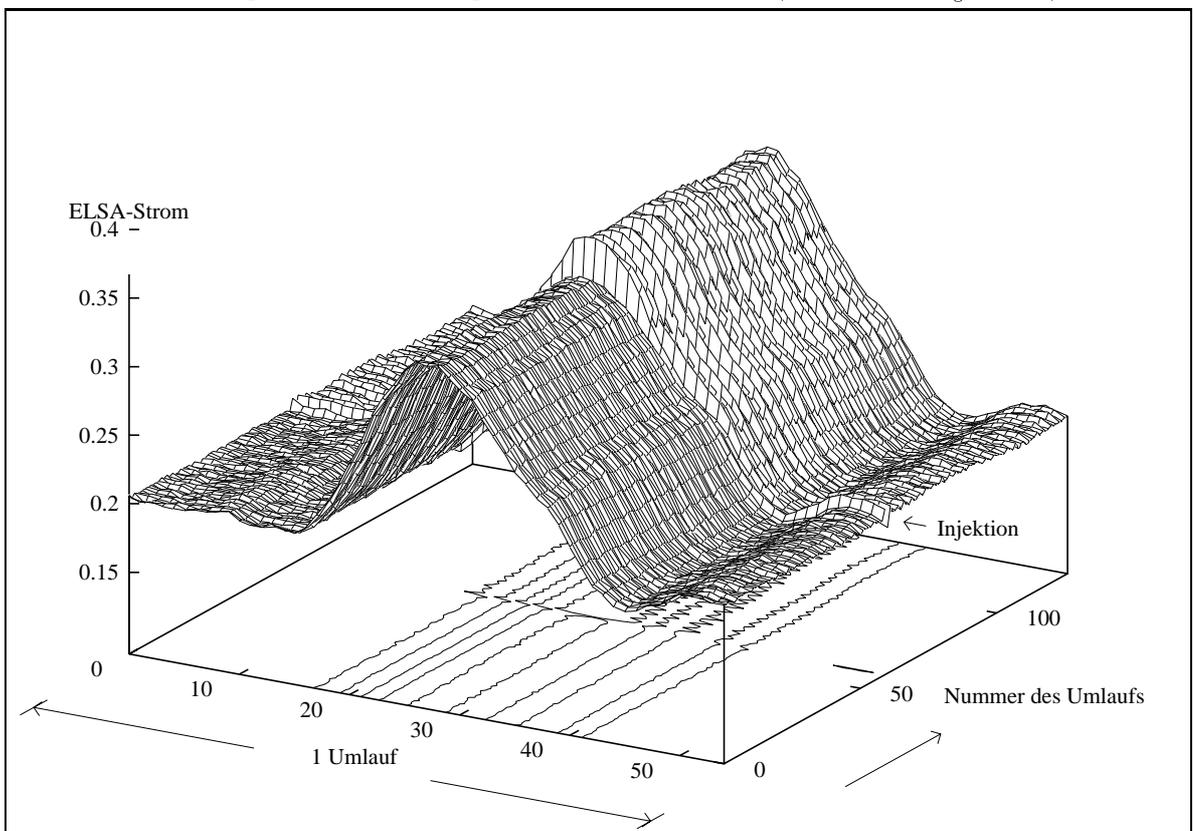


Abbildung 8.7: Akkumulierte Injektion im PHOENICS-Betrieb ($\Delta t = 548$ ns, $T_{ges} \approx 70$ μ s)

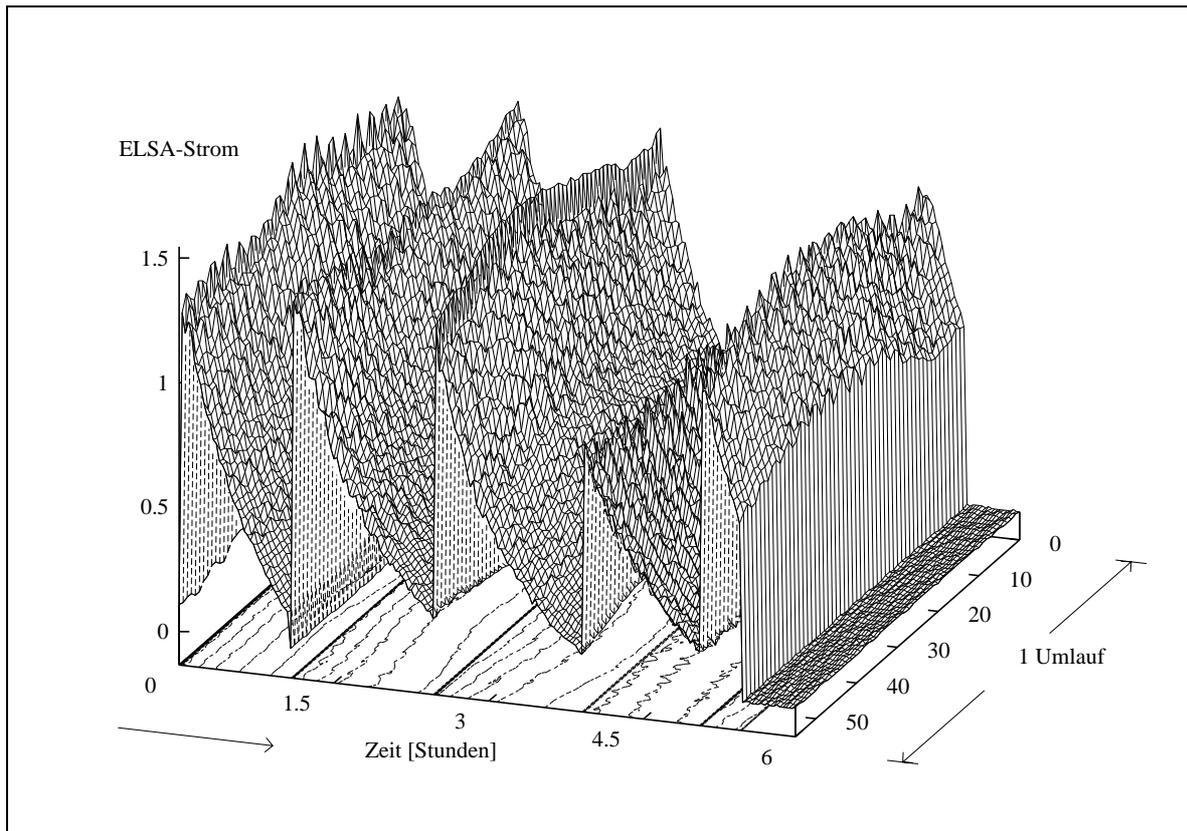


Abbildung 8.8: Füllung im Speichermodus ($\Delta t = 1,8 \text{ min}$, $T_{\text{ges}} \approx 6 \text{ Stunden}$)

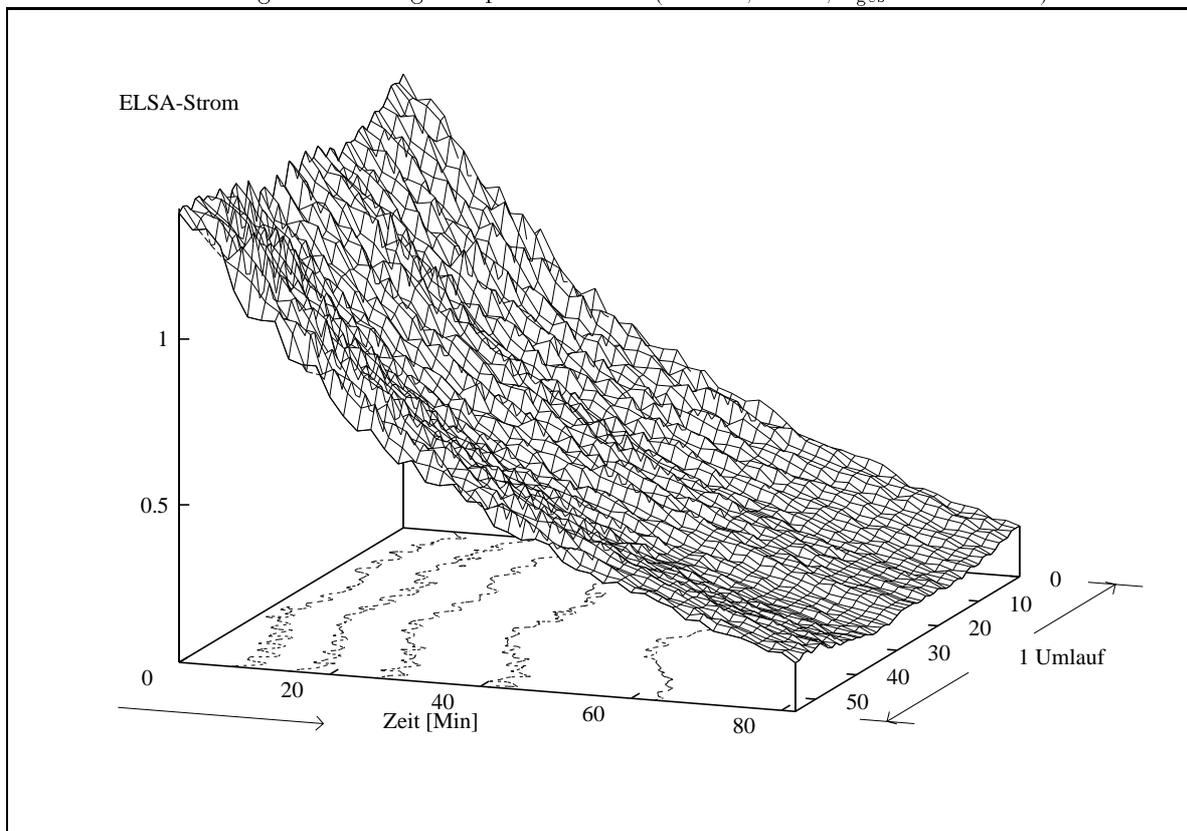


Abbildung 8.9: Füllung im Speichermodus ($\Delta t = 1,8 \text{ min}$, $T_{\text{ges}} \approx 81 \text{ min}$)

störenden Spektrallinien dem Füllstrukturspektrum überlagert sind und unter welchen Umständen diese Linien zu einer signifikanten Beeinflussung des demodulierten Füllsignals führen. Anhand ihrer charakteristischen Frequenzen und eventueller Frequenzverschiebungen ist es dann möglich, auf Entstehung und Ursache dieser Linien zu schließen.

Um bei den hier durchgeführten Untersuchungen den Einfluß der Elektronik auf das Signalspektrum so gering wie möglich zu halten, wurden die vier Knopfelektrodensignale lediglich von einem passiven Leistungssummierer in Phase kombiniert und dieses Summensignal über ein längeres Koaxialkabel zu einem Spektrumanalysator⁵ geführt. Ebenso wie verschiedene digitale Speicheroszilloskope kann auch der Spektrumanalysator unter EPOS angesprochen und ausgelesen werden. Hierfür existiert im neuen EPOS ein Operator [Göt94][Pic94], der die Daten des Spektrums über den IEC-Bus-Treiber, den VME-Rechner und über das Netzwerk zu EPOS transferiert und in einer EPOS-Variable ablegt. In EPOS können sich dann vielfältige Operationen zur Weiterbearbeitung der Signale anschließen, wie die Konvertierung der hintereinandergesetzten Spektren aus ihrer Matrixform in eine Darstellung mit Graustufen oder Falschfarben oder die genaue Frequenzbestimmung von einzelnen Linien mit Hilfe des „Peaksearch“-Befehls.

Die bei den Untersuchungen im Zeitbereich verwendete Form der graphischen Darstellung ist im Fall von Spektren wegen ihrer großen Zahl an dicht nebeneinanderliegenden Linien sehr unübersichtlich. In den Abbildungen dieses Kapitels wurde daher die logarithmierte spektrale Leistung in einer dazu proportionalen Schwärzung kodiert. Trägt man die so konvertierten Spektren Zeile für Zeile untereinander auf⁶, dann erscheinen die diskreten Spektrallinien als zusammenhängende vertikale schwarze Streifen in der Abbildung.

Zeitliche Untersuchungen des Strahlspektrums

Abbildung 8.10 zeigt ein solches Spektrogramm, welches im Speichermodus von ELSA am 28.10.1993 aufgenommen wurde. Die Frequenz ist in horizontaler Richtung aufgetragen und die Zeit läuft von oben nach unten. Insgesamt sind rund 900 Spektren in einem zeitlichen Abstand von 2 Sekunden ausgelesen worden (vergl. Abb. 2.4 (b)), wobei ein Frequenzbereich von 0,9–1,1 GHz fest eingestellt worden war. Damit kann die Veränderung der Füllstruktur über einen Zeitraum von rund 30 Minuten (beginnend bei der Injektion am oberen Bildrand) verfolgt werden. Deutlich ist die starke 1 GHz Frequenzlinie als durchlaufender dunkler Streifen zu erkennen, daneben gruppieren sich die Umlaufharmonischen im Abstand von jeweils $f_0 = 1,82$ MHz als dicht nebeneinanderliegende Linien. Während der Zeit der Datennahme fiel der Strom von anfänglich 120 mA nach einem plötzlichen Strahlausfall auf 85 mA und sank dann kontinuierlich bis auf 28 mA ab.

Wie erwartet besitzen die 1 GHz-Linie und die in direkter Nähe liegenden Harmonischen der Umlauffrequenz f_0 aufgrund der sehr homogenen Füllung im SR-Betrieb eine große Amplitude, so wie es in Kapitel 2 abgeleitet wurde (siehe Abb. 2.4 (a)). Zusätzlich treten jedoch Umlaufharmonische mit deutlichen Amplitudenschwankungen aus dem Spektrum hervor, die teilweise verschwinden und nach wenigen Minuten wieder erscheinen. In diese Modulation sind auch die benachbarten Linien einbezogen. Da die Amplituden dieser Linien fast so hoch wie die Umlaufharmonischen neben der 1 GHz-Linie im Spektrum sind, stören und verfälschen sie das demodulierte Signal. Die Modulation der Füllstruktur, die in Abbildung 8.8 zu sehen ist, kann auf diese Frequenzen im Spektrum zurückgeführt werden.

Eine besonders hohe Amplitude weisen die 15. und die 22. Umlaufharmonische relativ zu 1 GHz-Linie auf. Unterhalb einer Schwelle von ca. 40 mA dominieren in Abbildung 8.10 die Spektrallinien bei einer Frequenz von 1027 MHz und 972 MHz d.h. mit einem relativen Abstand von 27 MHz zur 1 GHz-Linie im Spektrum. Diese stark hervortretenden Linien beschränken sich nicht nur auf den Frequenzbereich um 1 GHz, sondern treten um f_{HF} und den Harmonischen von f_{HF} auf (s. Abb. 2.4 (a)). Die Untersuchung der Linien mit einer höheren spektralen Auflösung zeigt, daß nicht die Umlaufharmonischen selbst, sondern *genau ein Synchrotronsatellit* im Abstand der Synchrotronschwingungsfrequenz f_s für die hohe Amplitude verantwortlich ist (die Abbildungen 2.4 (e) und (f) zeigen den Frequenzbereich um 527 MHz und 972 MHz):

⁵Rhode & Schwarz Modell FSAS

⁶Diese Form der Darstellung der zeitlichen Entwicklung des Spektrums wird Spektrogramm genannt.

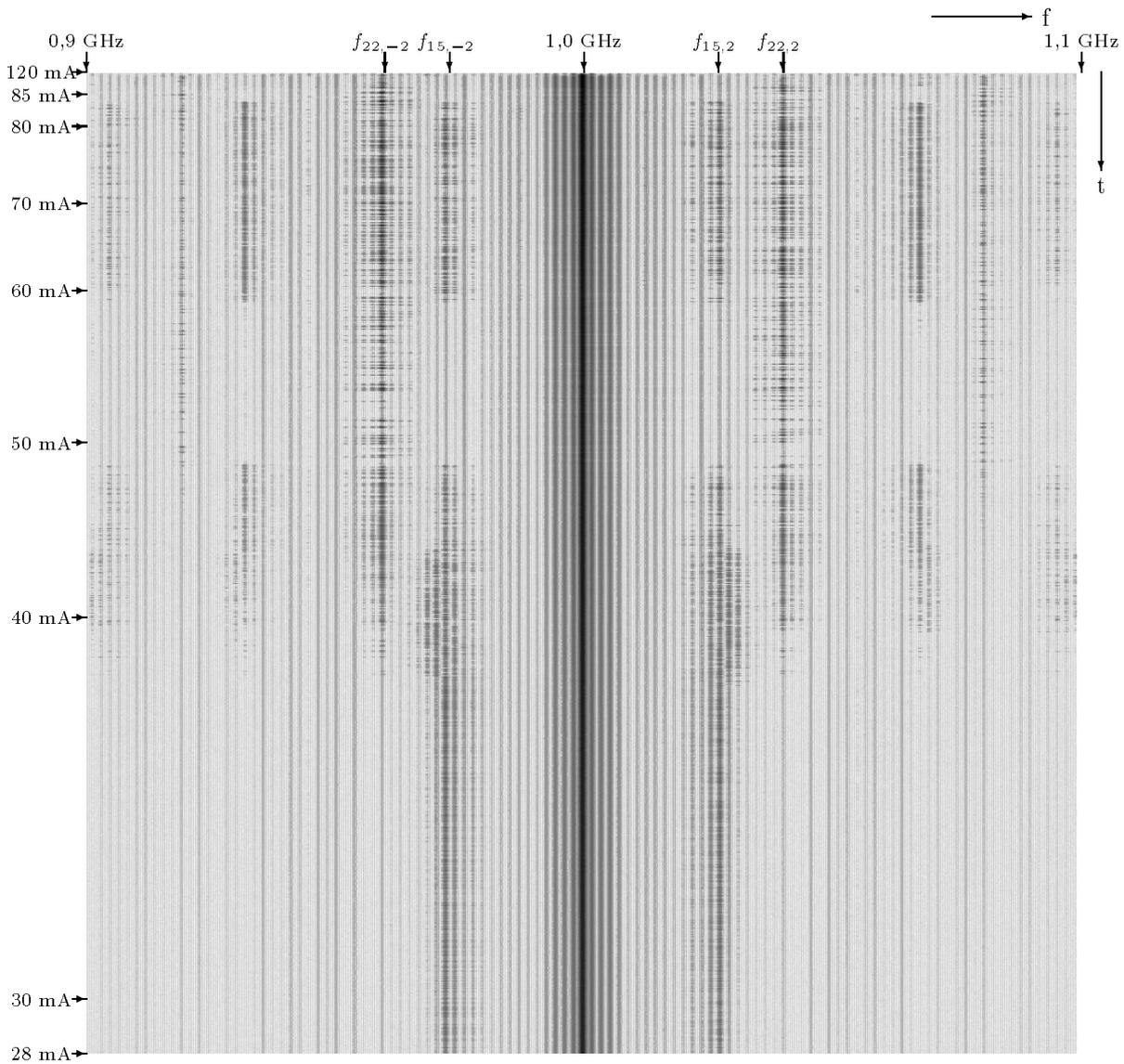
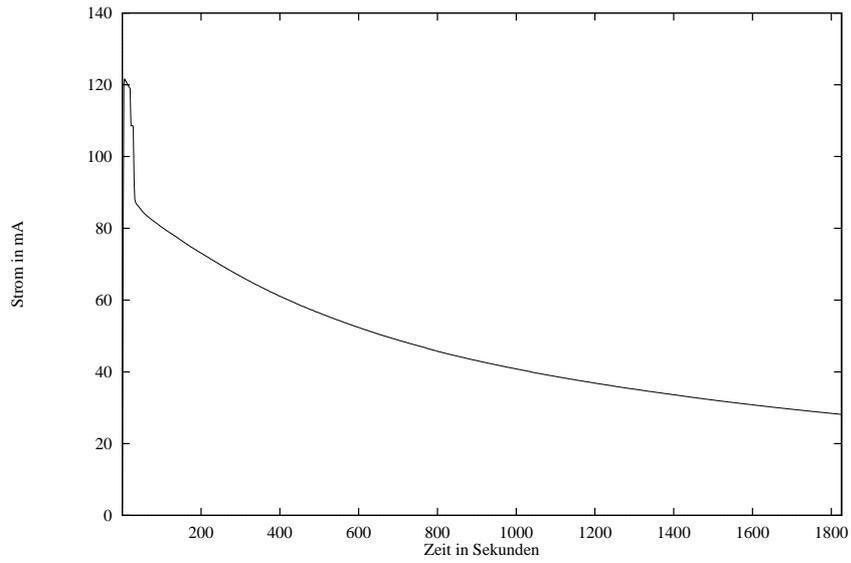


Abbildung 8.10: Stromverlauf und Füllspektrogramm im Speichermodus ($\Delta t = 2$ s, $T_{ges} = 30$ min)

Im Frequenzbereich von 0–2 GHz⁷ und Strömen unterhalb von 40 mA dominiert bei den Umlaufharmonischen

- bei 27,3 MHz, 527,0 MHz, 1026,7 MHz und 1526,4 MHz jeweils der obere Synchrotronsatellit und
- bei 472,3 MHz, 972,0 MHz, 1471,6 MHz und 1971,3 MHz jeweils der untere Synchrotronsatellit.

Diese Frequenzen der Synchrotronsatelliten lassen sich durch folgende empirische Formel

$$f_n = |nf_{\text{HF}} + 15f_0 + f_s| \quad (8.46)$$

parametrisieren, wobei die unteren Synchrotronsatelliten durch die Bildung des Betrags der negativen Frequenzen entstehen und n für die beobachteten Linien die Werte $-4, -3, \dots, 3$ annimmt.

Untersucht man das Amplitudenverhalten der Satelliten im Bereich kleiner Intensitäten, so existiert eine Stromschwelle⁸ I_T von ca. 6–8 mA, unterhalb der die Satelliten verschwinden und die nur von der mittleren Stromstärke des umlaufenden Strahls abhängt. Die Abbildung 8.11 zeigt dazu das Spektrogramm im Frequenzbereich um die Umlaufharmonische bei 527,0 MHz. Bei der ersten im Bild liegenden Injektion war die Stromstärke um ca. 2 mA höher als bei der zweiten Injektion, so daß die Zeitspannen, in denen die oberen Satelliten zu sehen sind, unterschiedlich sind. Mit im Bild sind die beiden benachbarten Umlaufharmonischen zu sehen, die ein ähnliches Verhalten zeigen. Die Daten wurden im Nachbeschleunigungsmodus (SAPHIR-Betrieb) aufgezeichnet, wobei die Zykluslänge ca. 27 Sekunden betrug. Diese Schwelle scheint von der Energie abhängig zu sein. Bei der höheren Energie von 2,3 GeV konnte sie bei 15 mA beobachtet werden. Zur Überprüfung müßten allerdings noch weitere Untersuchungen bei anderen Energien durchgeführt werden.

Multibunch-Instabilitäten

Das Auftreten von Synchrotronsatelliten neben bestimmten Umlaufharmonischen im Spektrum läßt sich nicht von der in Kapitel 2 abgeleiteten Theorie erklären und erfordert eine kohärente longitudinale Bewegung der Bunche. Aufgrund der Tatsache, daß die durch Gleichung (8.46) beschriebenen Frequenzlinien jeweils symmetrisch zu nf_{HF} liegen, kann man diesen Effekt (bei niedrigen Strömen) als eine Modulation des Strahls mit der Frequenz $pf_0 + f_s$ mit $p = 15$ erklären. Eine solche Modulation kann nur dann entstehen, falls jeder Bunch kohärente longitudinale Oszillationen mit der Frequenz f_s durchführt und eine Phasenverschiebung von $\Delta\psi = 2\pi p/M$ zwischen den Schwingungen jeweils zweier Bunche vorliegt. Die feste Phasenverschiebung zwischen den Bunchen macht eine Kopplung der Bunchbewegungen notwendig. Solche Kopplungen können durch Elemente mit großer Güte entstehen, die in die Vakuumkammer eingebaut sind und in denen ein Bunch longitudinale Felder anregt, die wegen ihrer langen Dämpfungszeit auf den nächsten Bunch rückwirken. Insbesondere die Hohlraumresonatoren besitzen höhere longitudinale Schwingungsmoden, die vom Strahl angeregt werden können und so die Bewegungen aller Bunche koppeln.

Zur mathematischen Beschreibung der gekoppelten Bewegung soll von einer vereinfachten Situation ausgegangen werden, in der M Bunche mit gleicher Ladung äquidistant entlang des Ringumfang verteilt sind. Dies stellt für den Speichermodus eine gute Näherung dar. Für die gekoppelten kohärenten longitudinalen Schwingungen werden zwei verschiedene Moden-Zahlen eingeführt [Ped92][Lac87][Hof80]:

- Die Modenzahl m beschreibt die Anzahl der Perioden der Dichtemodulation im longitudinalen Phasenraum $(\tau, \dot{\tau})$ pro 2π -Synchrotronschwingungs-Phasenvorschub. Zusätzlich zur stationären, gaußförmigen Phasenraumverteilung können Dichtemodulationen entstehen, die sich in einer Störungsreihe nach Multipolmomenten entwickeln lassen. Diese Modenzahl kann die Werte $m = 1$ (Dipolmode), $m = 2$ (Quadrupolmode), $m = 3$ (Sextupolmode), usw. annehmen. Beschränkt man sich auf den Dipolmode, dann führt der gesamte Bunch eine kohärente Schwingung um die Position des synchronen Teilchens mit der Synchrotronschwingungsfrequenz f_s durch.
- Die Modenzahl p beschreibt die Anzahl der Schwingungen der kohärenten Bewegung pro Umlauf. Diese Modenzahl ist verbunden mit der Phasendifferenz $\Delta\psi$ zwischen den Oszillationen zweier benachbarter Bunche. Aufgrund der Bedingung, daß die Summe der Phasenvorschübe aller M Bunche in Zirkularbeschleunigern ein Vielfaches von 2π betragen muß, kann der Phasenvorschub $\Delta\psi$ nur die diskreten Werte von $\Delta\psi = 2\pi p/M$ mit $p = 0, 1, \dots, M - 1$ annehmen.

⁷Dies ist der Frequenzbereich des verwendeten Spektrumanalysators.

⁸bei einer Energie von 1,7 GeV

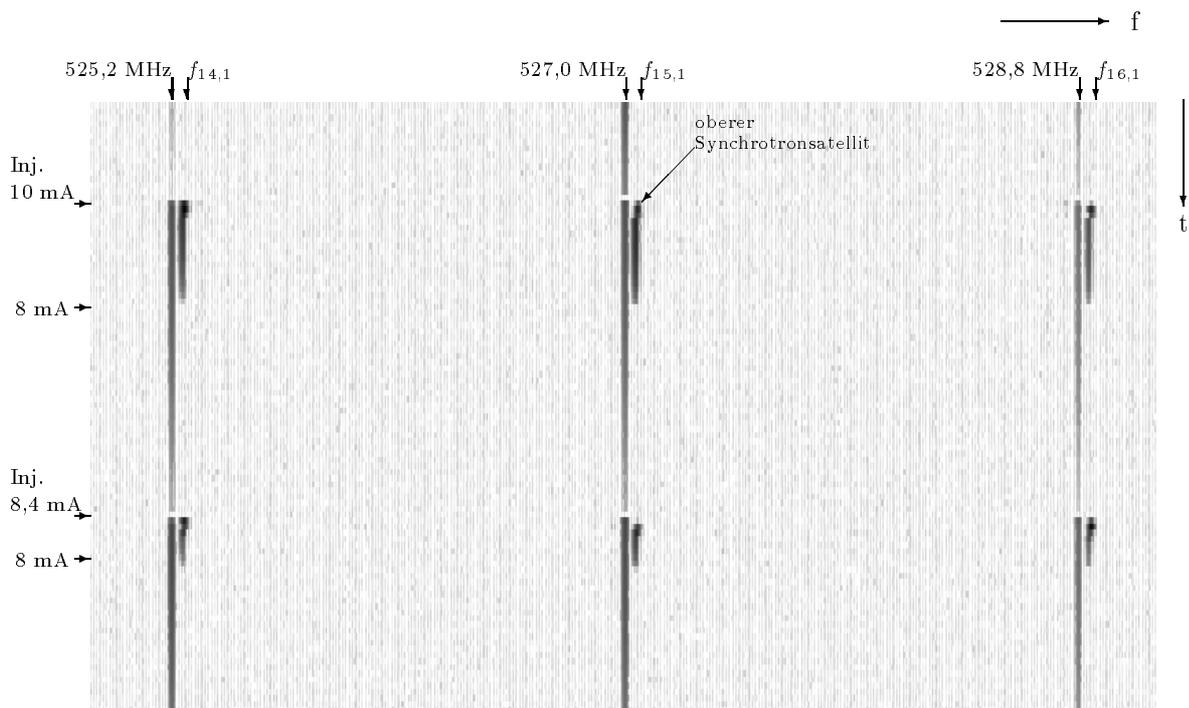
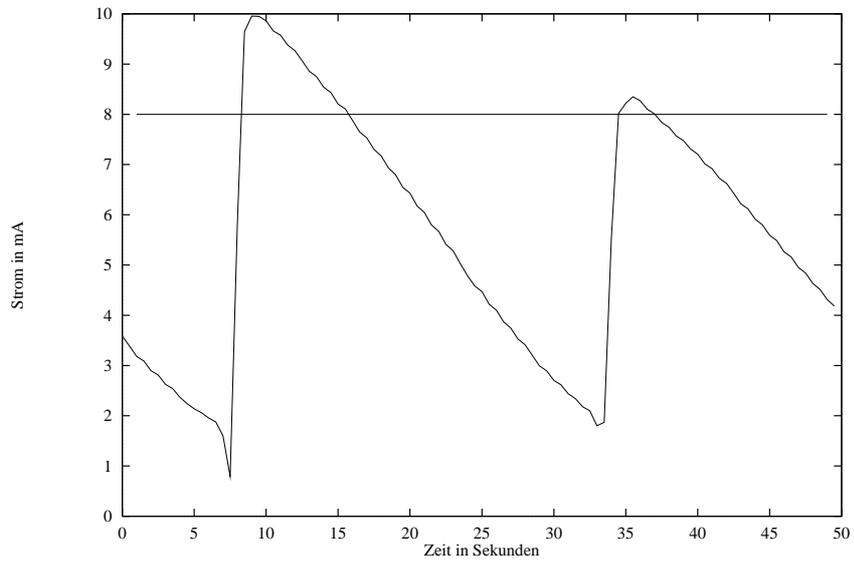


Abbildung 8.11: Stromverlauf und Spektrogramm der Spektrallinien um 527 MHz über ca. 2 Zyklen im Nachbeschleunigungsmodus (SAPHIR) ($\Delta t = 500 \text{ ms}$, $T_{\text{ges}} = 50 \text{ s}$)

Berechnet man die Fouriertransformation dieser zeitabhängigen Linienladungsdichte für einen Mode mit den Modenzahlen p und m , so ergibt sich ein Linienspektrum mit den Frequenzen [Hof80][Lac87]

$$f_{p,n} = n f_{\text{HF}} + p f_0 + m f_s \quad , \quad (8.47)$$

wobei $n \in \mathbb{Z}$, $f_{\text{HF}} = M f_0$, f_0 die Umlauffrequenz und f_s die Synchrotronschwingungsfrequenz ist.

Das daraus resultierende Spektrum zeigt Abbildung 8.12. Da ein Spektrumanalysator die negativen Frequenzen nicht von den positiven Frequenzen unterscheiden kann, werden die *oberen* Synchrotronsatelliten im negativen Frequenzbereich in den positiven Frequenzbereich gespiegelt und erscheinen dort als *untere* Synchrotronsatelliten, d.h. der Spektrumanalysator sieht $|f_{p,n}|$. Solche Effekte im longitudinalen Spektrum werden auch bei anderen Beschleunigern bei höheren Strömen beobachtet insbesondere auch das Erscheinen dieser Linien oberhalb eines bestimmten Schwellenstroms [KYK83][W*85]. Das Auftreten einer solchen longitudinalen Multibunch-Instabilität führt im Gegensatz zu den transversalen Multibunch-Instabilitäten in der Regel nicht zum Strahlausfall, sondern reduziert lediglich die Lebensdauer des gespeicherten Strahls.

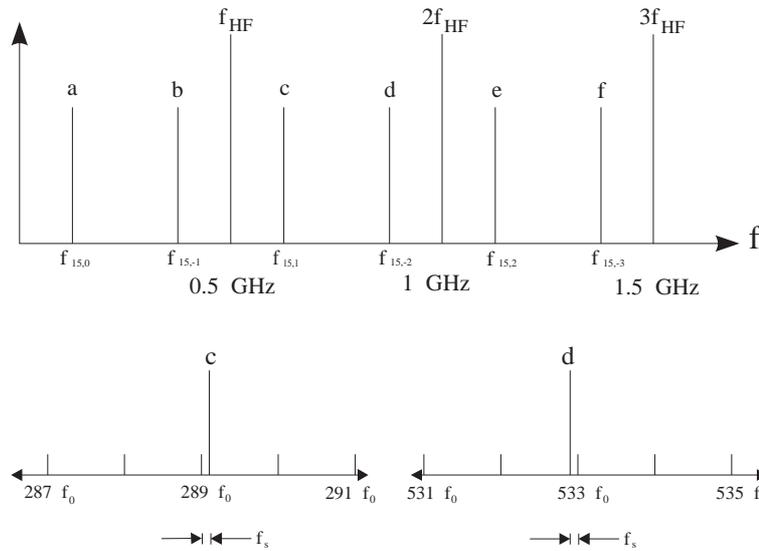


Abbildung 8.12: Schematisches Spektrum für eine longitudinale, gekoppelte Bunch-Oszillation mit dem Mode $p = 15$.

Sollte es sich hierbei wie vermutet um eine Multibunchschwingung im Dipolmode handeln, so sind meistens höhere parasitäre Schwingungsmoden der beschleunigenden Hohlraumresonatoren dafür verantwortlich [Lac87]. Es wurden daher Untersuchungen an der DORIS-Resonator und den PETRA-Resonatoren während des laufenden Betriebes angestellt. Tatsächlich zeigte es sich, daß während des Betriebs des DORIS-Resonator das ausgekoppelte Signal der PETRA-Resonatoren bei Strömen oberhalb von ca. 7 mA neben der beschleunigenden TM_{010} -Mode bei 500 MHz und deren Harmonischen nur noch eine Linie bei ca. 1473 MHz eine große Amplitude besitzt. Nach Unterschreiten des Schwellenstroms I_T verschwand diese Linie vollständig aus dem Resonatorsignal. Ein ähnliches Spektrum zeigt das ausgekoppelte Signal des DORIS-Resonator im Betrieb mit den PETRA-Resonatoren. Das könnte darauf hindeuten, daß es tatsächlich einen höheren Mode bei dieser Frequenz in einem der Resonatoren oder der Vakuumkammer gibt, der oberhalb der Stromschwelle I_T die Schwingungen der Bunche koppelt. Es müssen allerdings noch weitere Untersuchungen angestellt werden, um diese Hypothese zu verifizieren.

9. Zusammenfassung

Im Rahmen der Neuerrichtung des Kontrollsystems für die **EL**ektronen-**St**retcher-**A**nlage ELSA wird ein neues Timingsystem implementiert, welches unter anderem eine Optimierung der ELSA-Füllung erlaubt. Zur Verifikation des Verfahrens ist ein breitbandiger, mit einem großen Dynamikumfang versehener Intensitätsmonitor erforderlich, der die Füllstruktur von ELSA hochaufgelöst registrieren kann. Für den zukünftigen Betrieb mit polarisierten Elektronen ist eine möglichst hohe Empfindlichkeit anzustreben.

Der in dieser Arbeit realisierte hochauflösende Monitor benutzt zur elektromagnetischen Ankopplung an den Strahl einen Knopfmonitor mit einer kapazitiven Funktionsweise. Die nachgeschaltete Elektronik verwendet ein schmalbandiges Hochfrequenz-Signalverarbeitungssystem bei einer Frequenz von 500 MHz, das aus einem Vorverarbeitungsmodul zur gleichphasigen Summierung und Vorverstärkung besteht. Im Hauptmodul wird dieses Signal durch zuschaltbare Verstärker geeignet angehoben und in einem Demodulator — der nach dem Prinzip des synchronen Detektors arbeitet — detektiert. Durch zuschaltbare Verstärker kann der Dynamikbereich von 35 dB in einem Gesamtumfang von 60 dB verändert werden. Das System besitzt eine Bandbreite von 100 MHz am Eingang und 43 MHz am Ausgang des demodulierten Signals. Es wurden zur Demodulation der Mikrowellendetektor, der logarithmische demodulierende Verstärker und der synchrone Detektor aufgebaut und getestet.

Ein digitales Speicheroszilloskop mit einer Auflösung von 8 Bit, einer Echtzeit-Abtastfrequenz von 100 MHz und einer Speichertiefe von max. 15 kByte pro Kanal digitalisiert die Füllstruktur. Die Triggerung der Datennahme erfolgt durch einen Umlauftrigger, der durch Teilung des Masterszillatorsignals von ELSA durch die Harmonischenzahl erzeugt wird. Der asynchrone Datentransport wird über den IEC-Bus und eine VMEbus-Schnittstellenkarte durchgeführt, die von einem VME-Rechner angesteuert wird. Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde eine universeller Treiber für den IEC-Bus-Interface-Controller TMS-9914A von Texas Instruments geschrieben, der unter dem im neuen Kontrollsystem verwendeten VME-Echtzeitbetriebssystem *VxWorks* arbeitet. Eine über dem Treiber befindliche Konfigurationsverwaltung ermöglicht die einfache Kommunikation des Beschleunigerkontrollsystems mit den lokalen Ressourcen der CPU, wie es z.B. für die Anbindung an das **ELSA Physics Operating System** (EPOS) erforderlich ist.

Nach der Datennahme und dem -transport werden die digitalisierten Füllstruktursignale einer umfassenden Signalanalyse unterworfen: Dies beinhaltet die Verbesserung des Signal/Rausch-Verhältnisses durch summierende Mittelung und Verfahren der digitalen Signalverarbeitung unter Verwendung von digitalen Kammfiltern und Tiefpässen. Die Synchrotron-schwingungs- und Umlauffrequenz von ELSA wird aus dem Spektrum des Füllstruktursignals durch eine schnellen Fouriertransformation (FFT) ermittelt. Zusätzlich wird eine Spectral-Leakage-Korrektur der Frequenzen, Amplituden und Phasen der Harmonischen der Umlauffrequenz angebracht. Des weiteren wird zwecks Optimierung des Injektion eine periodische Bestimmung von Güteparametern der Füllung — Tastverhältnis, Homogenität der Füllung — vorgenommen. Die Einbindung in das neue Kontrollsystem ermöglicht die graphische Darstellung der Meßparameter und die Steuerung der Datennahme.

Als physikalische Anwendung und zur Demonstration der Funktionstüchtigkeit des Systems wurden in den verschiedenen Betriebsmoden des Stretcherrings ELSA Füllstrukturen und deren Frequenzinhalt in Hinblick auf ihre zeitliche Entwicklung innerhalb eines Zyklus und über längere Zeiträume untersucht.

Literaturverzeichnis

- [A*68] K.-H. Althoff et al. *The 2.5 GeV Electron Synchrotron of Bonn University*, volume 61. Nuclear Instruments and Methods, 1968.
- [AM92] R. Aiello und M. Mills. Log-Ratio Technique for Beam Position Monitor Systems. In J. Hinkson und G. Stover (Hrsg.), *AIP Conference Proceedings No. 281: Accelerator Instrumentation*, Seite 301 ff., New York, Oktober 1992.
- [Ass85] E. Asseo. Causes et corrections des erreurs dans la mesure des caracteristiques des oscillations betatroniques obtenues a partir d'une transformation de fourier, 1985. CERN PS 85-9 (LEA).
- [Bar92] W. Barry. Broad-Band Characteristics of Circular Button Pickups. In J. Hinkson und G. Stover (Hrsg.), *AIP Conference Proceedings No. 281: Accelerator Instrumentation*, Seite 175 ff., New York, Oktober 1992.
- [Ber89] J. Bergoz. *Parametric Current Transformer Bonn*. Bergoz, 1989.
- [Bre89] A. Breest. *Analyse und Optimierung des extrahierten ELSA-Strahls am Bonner ELAN-Experiment*. Diplomarbeit, Universität Bonn, September 1989.
- [Cha93] A. Chao. *Physics of Collective Beam Instabilities in High Energy Accelerators*. John Wiley & Sons, Inc., New York, 1993.
- [CT65] J. Cooley und J. Tukey. An Algorithm for the Machine Computation of Complex Fourier Series. *Math. Comp.*, 19(4):297–301, 1965.
- [Gar92] R. Garoby. Low level RF building blocks. In S. Turner (Hrsg.), *RF Engineering for Particle Accelerators, Vol. II*, Seite 428 ff., Genf, April 1992.
- [Göt90] T. Götz. *Vollautomatische Messung des ELSA-Arbeitspunktes mit "EPOS"*. Diplomarbeit, Universität Bonn, November 1990.
- [Göt94] T. Götz. Dissertation in Vorbereitung, 1994.
- [GPS91] GPS. *Professional Products IC-Handbook*. GEC Plessey Semiconductors, Mai 1991.
- [Gru87] W. Gruhle. *Elektronisches Messen*. Springer-Verlag, Berlin Heidelberg New York, 1987.
- [Hei93] R. Heisterhagen. *Entwicklung eines neuartigen Emittanzmonitors mit elektrostatischen Elektroden*. Dissertation, Universität Dortmund, August 1993.
- [Hof80] A. Hoffmann. Diagnostics and Cures for Beam Instabilities. In *Proceedings of the XI-th International Conference on High Energy Accelerators*, Seite 540 ff., Genf, Juli 1980.
- [HS88] D. Husmann und W. Schwill. ELSA — die neue Bonner Elektronen-Stretcher-Anlage. *Physikalische Blätter*, 44(2), 1988.
- [Kie89] M. Kiesheyer. *Entwicklung und Test eines Datenerfassungsmoduls für das ELSA-Kontrollsystem*. Diplomarbeit, Universität Bonn, Mai 1989.
- [KYK83] H. Koboyakawa, Y. Yamazaki und Y. Kamiya. A Longitudinal Coupled Bunch Oscillation Observed in the KEK-PF Electron Storage Ring, 1983. Tsukuba KEK-83-08.

- [Lac87] J. L. Laclare. Bunched Beam Coherent Instabilities. In S. Turner (Hrsg.), *CERN Accelerator School — Advanced Accelerator Physics, Vol. I*, Seite 264 ff., Genf, April 1987.
- [Lam88] G. R. Lambertson. Electromagnetic Detectors. In M. Month und S. Turner (Hrsg.), *Lecture Notes in Physics 343: Frontiers of Particle Beams: Observation, Diagnosis and Correction*, Seite 100 ff., 1988.
- [Lit83] R. Littauer. Beam Instrumentation. In M. Month (Hrsg.), *AIP Conference Proceedings No. 105: Physics of High Energy Particle Accelerators*, Seite 869 ff., New York, Oktober 1983.
- [Nuh88] H. D. Nuhn. *Schnelle Extraktion aus dem Bonner 2.5 GeV-Elektronensynchrotron und Strahltransfer zur neuen Stretcheranlage ELSA*. Dissertation, Universität Bonn, März 1988.
- [Ped92] F. Pederson. Multibunch Instabilites. In D. Dienes Month und B. Strasser (Hrsg.), *Lecture Notes in Physics 425: Frontiers of Particle Beams: Factories with e^+e^- Rings*, Seite 269 ff., 1992.
- [Pic91] M. Picard. *Das Steuer- und Strahldiagnosesystem EPOS und dessen Anwendung zur Messung des transversalen Phasenraums an ELSA*. Diplomarbeit, Universität Bonn, Februar 1991.
- [Pic94] M. Picard. Dissertation in Vorbereitung, 1994.
- [PM88] J. Proakis und D. Manolakis. *Introduction to Digital Signal Processing*. Macmillan Publishing Company, New York, 1988.
- [Pre86] W. Press. *Numerical Recipes*. Cambridge University Press, Cambridge, 1986.
- [Raf77] S. Raff. *Microwave System Engineering Principles*. Pergamon Press, New York, 1977.
- [Rin78] C. Rint. *Handbuch für Hochfrequenz- und Elektro-Techniker, Band 2*. Hüthig & Pflaum Verlag, München Heidelberg, 1978.
- [RMV88] P. Regalia, S. Mitra und P. Vaidyanathan. The Digital All-Pass Filter: A Versatile Signal Processing Building Block. *Proceedings of the IEEE*, 76(1), 1988.
- [San70] M. Sands. *The Physics of Electron Storage Rings — An Introduction*. SLAC, Mai 1970. SLAC Report No. 121.
- [Sch81] W. Schleifer. *Hochfrequenz- und Mikrowellen-Meßtechnik in der Praxis*. Hüthig Verlag, Heidelberg, 1981.
- [Sch91] M. Schillo. *Das Strahldiagnosesystem für ELSA*. Dissertation, Universität Bonn, Oktober 1991.
- [Sha89] R. Shafer. Beam Position Monitoring. In E. Beadle und V. Castillo (Hrsg.), *AIP Conference Proceedings No. 212: Accelerator Instrumentation*, Seite 26 ff., New York, Oktober 1989.
- [Sie86] W. McC. Siebert. *Circuits, Signals, and Systems*. MIT Press/McGraw-Hill Book Company, Cambridge Massachusetts, 1986.
- [Ste79] S. Stearns. *Digitale Verarbeitung analoger Signale*. R. Oldenbourg Verlag, München Wien, 1979.
- [TI83] Texas Instruments. TMS9914A General Purpose Interface Bus (GPIB) Controller, 1983.
- [W*85] G. Wehreter et al. Instability Studies and double RF-System Operation at BESSY. In Ada Strathdee (Hrsg.), *IEEE Particle Accelerator Conference 85*, Seite 2317–2319, Vancouver, 1985.
- [Wen94] J. Wenzel. Dissertation in Vorbereitung, 1994.
- [Wer88] C. Wermelskirchen. *Das Kontroll- und Steuersystem der Bonner 3.5-GeV-Elektronen-Stretcheranlage ELSA*. Dissertation, Universität Bonn, 1988.
- [WGS91] F. D. Wells, J. D. Gilpatrick und R. E. Shafer. Log-ratio Circuit For Beam Position Monitoring. In L. Lizama (Hrsg.), *IEEE Particle Accelerator Conference 91*, Seite 1139–1141, San Francisco, 1991.
- [Wie93] H. Wiedemann. *Particle Accelerator Physics: Basic Principles and Linear Beam Dynamics*. Springer Verlag, Berlin Heidelberg New York, 1993.