

Entwicklung und Optimierung einer Regelung für die Hochfrequenz - Photoelektronenquellen am TTF Linearbeschleuniger

von
Guido von Walter

Diplomarbeit in Physik

vorgelegt der
Fakultät für Mathematik, Informatik und Naturwissenschaften
der Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen

im Dezember 1999

angefertigt im
III. Physikalischen Institut A
bei Prof. Dr. M. Tonutti

Zusammenfassung

Um mit Elektronenlinearbeschleunigern eine Strahlqualität zu erreichen, wie sie für Colliderexperimente oder Freie Elektronen Laser benötigt wird, muss bereits in der Elektronenquelle eine ausreichend geringe Emittanz des Strahls gewährleistet sein. An der TESLA Test Facility am DESY wird eine Hochfrequenzphotoelektronenquelle betrieben, die diese Anforderungen erfüllen kann. Die Elektronenquelle besteht aus einem normalleitenden Kupferresonator mit einer Betriebsfrequenz von 1.3GHz. Sie wird mit Beschleunigungsgradienten von 35MV/m betrieben. Die durch die Anforderungen an die Strahlqualität vorgegebene Stabilität des Beschleunigungsfeldes wird durch eine digitale Regelung erzielt. Wichtigste Störquellen sind die Verstimmung des Resonators durch Temperaturdrift und die schwankende Hochspannungsversorgung des Klystrons. Bedingt durch die kurze Zeitkonstante des Resonators lassen sich mit einem Proportionalregler nur niedrige Verstärkungen erzielen. Die Anpassung an Verstimmung und wechselnde Klystronverstärkung erfolgt durch den Integralteil der Regelung, der langsame Veränderungen ausgleicht. Mit einer Einschwingzeit von $50\mu\text{s}$ können stabile Betriebsbedingungen garantiert werden.

Abstract

To generate electron beams that meet the requirements of linear accelerators used for Free Electron Lasers or collider experiments, the electron source must provide a sufficiently low emittance beam. At the TESLA Test Facility at DESY an RF electron gun is used that meets these requirements. The gun consists of a normal conducting L-band copper cavity that is operated at accelerating gradients of 35 MV/m. A digital control system regulates the stability of the accelerating field. The main sources for disturbances are detuning by temperature drifts and deviations in the klystron high voltage supply. Due to the short time constant of the cavity a simple proportional controller cannot reach sufficient amplification. An additional integrator corrects slow drifts and adapts to detuning and klystron amplification. A settling time of $50\mu\text{s}$ guarantees stable operation.

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	9
1.1. Der TTF-Linearbeschleuniger	9
1.2. Die Elektronenquelle	11
1.3. Pulsstruktur von Hochfrequenz und Strahl	13
1.4. Anforderungen an die Regelung	14
2. Hohlraumresonatoren	17
2.1. Resonatortheorie	17
2.2. Verstimmung	22
2.3. Strahlbelastung	26
3. Modellierung der Regelung	29
3.1. Mathematisches Modell	29
3.1.1. Übertragungsfunktionen	30
3.1.2. Zeitdiskrete Darstellung	30
3.2. Untersuchung der Regelung	31
3.2.1. Die Komponenten der Regelung	31
3.2.2. Stabilitätsbetrachtungen	33
3.2.3. Simulation	35
4. Aufbau der Regelung	39
4.1. Sensor	39
4.2. Regler	41
4.3. Stellglied	43
4.4. Software und Diagnose	44

5. Ergebnisse	45
5.1. Messungen	45
5.2. Betrieb der Regelung	47
5.2.1. Vorkompensation	47
5.2.2. Regelung mit Rückkopplung	50
5.3. Ein alternatives Resonator-Design	51
5.4. Mögliche Optimierungen	53
6. Zusammenfassung und Ausblick	55
A. Dokumentation und Bedienungsanleitung	57
A.1. Operator's Guide	57

1. Einleitung

Die moderne Hochenergiephysik benötigt für die Suche nach dem Higgs-Teilchen des Standardmodells und anderen neuen Teilchen und Effekten immer höhere Schwerpunktsenergien. Um Elektronen und Positronen bei höheren Schwerpunktsenergien kollidieren zu lassen, als mit heutigen Kreisbeschleunigern erreicht werden (LEP II am CERN mit 200GeV), muss man wegen der stark zunehmenden Energieverluste durch Synchrotronstrahlung auf Linearbeschleuniger ausweichen. Eine Alternative zur traditionellen Beschleunigertechnologie mit normalleitenden Resonatoren bieten supraleitende Beschleuniger, wie sie von der internationale Kollaboration TESLA geplant werden [CDR-500].

Die Anforderungen an Linearbeschleuniger dieser Größenordnung sind immens. Um eine ausreichend hohe Luminosität¹ bei akzeptablem Energieverbrauch zu erreichen, muss eine hohe Kollisionsrate von Teilchenpaketen mit hoher Ladung, also hoher Teilchenpopulation erreicht werden. Der Strahlquerschnitt im Kollisionspunkt darf nur wenige nm betragen.

Am DESY in Hamburg wird derzeit die TESLA Test Facility (TTF) betrieben, ein Linearbeschleuniger, mit dem die Technologie für den supraleitenden TESLA Beschleuniger erprobt werden soll, um die Machbarkeit des Projekts nachzuweisen [CDR-TTF]. Zudem soll bei der TTF auch ein Freier Elektronen Laser (FEL) nach dem SASE Prinzip („Self Amplified Spontaneous Emission“) aufgebaut werden [CDR-FEL]. Der Strahl des Testbeschleunigers wird genutzt, um eine Lichtquelle hoher Brillianz im Ultravioletten ($\lambda < 100\text{nm}$) für Materialuntersuchungen und Strukturforschung bereitzustellen. Ein solcher SASE-FEL soll mit höherer Leistung bei kürzeren Wellenlängen später auch an den TESLA Beschleuniger angeschlossen werden.

Die Anforderungen, die der FEL Betrieb an die Strahlqualität stellt, sind noch strenger als die Anforderungen an den TTF Strahl, der Schwerpunkt liegt auf niedriger Emittanz² und kürzeren Elektronenpaketen mit geringerer Ladung, aber hohem Spitzenstrom.

1.1. Der TTF-Linearbeschleuniger

Der TTF-Linearbeschleuniger beschleunigt in der jetzigen Ausbaustufe (Abbildung 1.1)

¹Die Luminosität ist ein Maß für die erreichbare Ereignisrate bei der Kollision von einzelnen Teilchen.

²Die Emittanz ist ein Maß für das Phasenraumvolumen des Elektronenpakets.

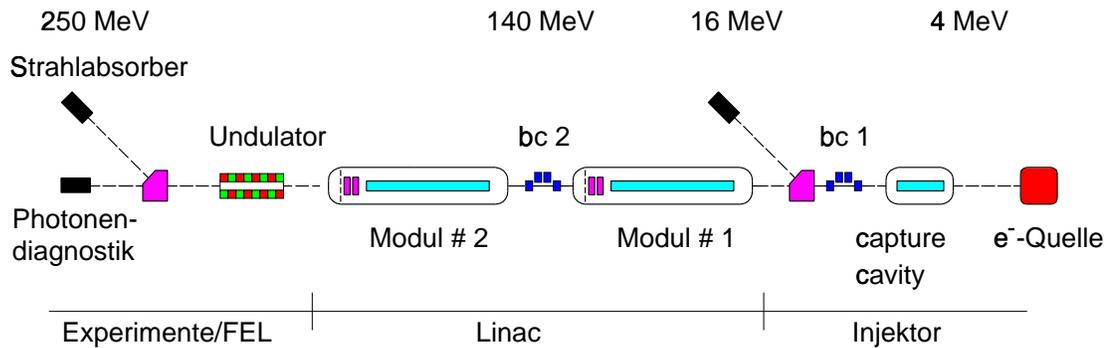


Abbildung 1.1.: Schematischer Überblick über TTF. Die Gesamtlänge des Beschleunigers beträgt etwa 100 m.

Elektronenpakete auf ca 250 MeV. Die Elektronenpakete werden in einer Hochfrequenz-Photoelektronenquelle erzeugt, die später noch detailliert beschrieben wird. An die Elektronenquelle schließt sich der Einfangresonator („Capture Cavity“) an, ein supraleitender neunzelliger Resonator vom TESLA-Typ, in dem die Elektronenpakete um etwa 12 MeV beschleunigt werden. Ein erster Bunchkompressor und eine optische Anpassungssektion aus Quadrupoldoublets und -triplets, die die Strahloptik an den eigentlichen Beschleuniger anpassen sollen vervollständigen den Injektor. Alternativ zu dieser Anpassungssektion kann der Strahl auch über einen Spektrometerdipolmagneten in eine dispersive Sektion abgelenkt werden („analysis section“), in der Energie und Energieverteilung gemessen werden können. Auf den Injektor folgt mit den supraleitenden Beschleunigungsmodulen der zentrale Teil des Beschleunigers. Jedes dieser Module besteht aus einem Kryostaten, in dem acht supraleitende TESLA-Resonatoren eingebaut sind. TESLA Resonatoren bestehen aus neun Zellen aus reinem Niob, mit einer Gesamtlänge von etwa einem Meter. Bei einem angestrebten Beschleunigungsgradienten von 25 MV/m bringt ein Modul also einen Energiegewinn von 200 MeV. Zum Zeitpunkt dieser Arbeit waren zwei Module installiert, die im Mittel mit einem Gradienten von etwa 15 MV/m betrieben wurden. Zwischen den beiden Modulen ist ein Bunchkompressor installiert, ein magnetischer Umweg aus vier Dipolmagneten. Durch Beschleunigung auf der Flanke des Hochfrequenzfeldes im Modul vor dem Bunchkompressor erhalten die hinteren Elektronen eines Pakets eine höhere Energie als die vorderen. Sie werden daher von den Dipolmagneten weniger stark abgelenkt und durchlaufen im Bunchkompressor eine kürzere Wegstrecke. Die Bunchlänge wird damit von anfänglich 1 mm auf $250 \mu\text{m}$ reduziert.

An die Beschleunigungssektion schließt sich ein Kollimator zur Strahlbegrenzung und direkt darauffolgend der Undulator an, in dem die Elektronen von einer großen Zahl alternierend gepolten Dipol-Permanentmagneten auf einer wellenförmigen Bahn geführt werden. Die dabei entstehende Synchrotronstrahlung baut sich zu einem kohärenten Laserstrahl nach dem SASE Prinzip auf. Das Ende des Linacs bildet eine weitere dispersive Sektion mit einem Spektrometerdipolmagneten zur Energiemessung und dem

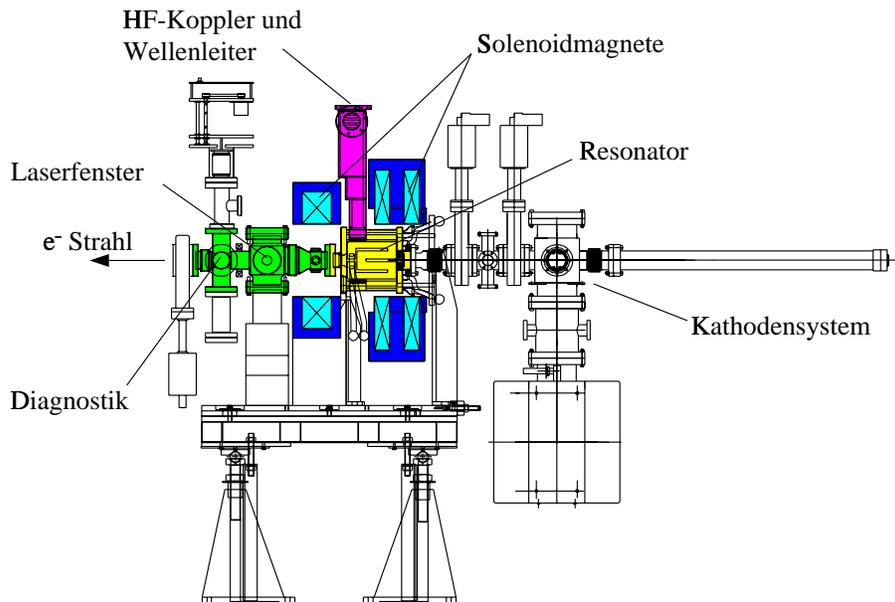


Abbildung 1.2.: Die wichtigsten Komponenten der Elektronenquelle in der Seitenansicht. Die gesamte Anordnung ist etwa 2.5m lang, die Solenoidspulen haben einen Durchmesser von 1m.

Strahlabsorber³. Das im Undulator entstehende Synchrotronlicht kann in einer Photodiagnostiksektion beobachtet werden.

1.2. Die Elektronenquelle

Zentraler Teil der Elektronenquelle ist ein am Fermilab entwickelter $1\frac{1}{2}$ -zelliger Kupferresonator (Abbildung 1.2). Dabei ist eine ganze Zelle (deren Länge der halben Wellenlänge der Betriebsfrequenz von 1.3GHz entspricht) über eine Iris an eine etwas verlängerte halbe Zelle ($5/16 \lambda$) gekoppelt. Der Resonatorkörper ist somit etwa 22 cm lang. Die Einspeisung der Hochfrequenzleistung erfolgt über einen an die ganze Zelle angeschlossenen Hohlleiter. In die Mitte der Rückwand der halben Zelle wird von aussen eine Cs_2Te -Kathode mit einem Durchmesser von 12mm eingesetzt. In Vorwärtsrichtung schließt sich an die ganze Zelle das Strahlrohr an.

Da die Halbleiterbeschichtung der Kathoden extrem empfindlich gegen Oxidation ist, muss die Kathode ständig unter Ultrahochvakuum gehalten werden. Dazu liegt hinter dem Resonator ein „Kathodenwechselsystem“, eine Anordnung von Vakuumventilen

³Der Strahlabsorber oder „Beamdump“ besteht aus einem wassergekühlten Aluminiumblock in einer Blei- und Betonabschirmung. Er gewährleistet ein sicheres und zerstörungsfreies Auffangen des Elektronenstrahls.

und Manipulatoren, mit denen die Kathode aus der Rückwand gezogen und durch eine Schleuse in einen Transportbehälter bewegt werden kann.

Der Resonator wird in axialer Richtung von zwei Solenoidmagneten umschlossen. Deren Anordnung ergibt sich aus der Position des Wellenleiters an der ganzen Zelle und aus der Forderung, am Ort der Kathode kein Magnetfeld zu haben. Dazu ist der erste, größere Solenoid symmetrisch mit einer zweiten Spule ausgestattet, die mit entgegengesetztem Strom betrieben wird und so angeordnet, dass die Symmetrieebene in einer Ebene mit der Rückwand des Resonators liegt. Der zweite Solenoid sitzt vor der ganzen Zelle und verlängert das axiale Feld nach vorne. Das Magnetfeld der Solenoiden bewirkt eine energieabhängige Fokussierung des Elektronenstrahls, wodurch eine Verschlechterung der Emittanz durch Raumladungseffekte kompensiert werden kann. Diese Möglichkeiten der Fokussierung durch Magnetfelder innerhalb des Resonators sind eines der Argumente gegen supraleitende Materialien für die Elektronenquelle, da durch die starken Felder die Supraleitung zusammenbrechen würde.

Zur Erzeugung der Elektronenpakete wird die Kathode mit Laserpulsen bestrahlt. Das verwendete Laserlicht liegt im Ultraviolett, die Wellenlänge beträgt 262nm. Die Energie eines Pulses beträgt etwa $5\mu\text{J}$, womit bei einer Quanteneffizienz der Kathode von etwa 1% eine Ladung von 8nC ausgelöst wird. Der Laserstrahl wird durch ein Quarzfenster im Strahlrohr, einige Zentimeter hinter dem Resonator, über einen Spiegel auf die Kathode gelenkt. Der Strahlfleck auf der Kathode und damit der anfängliche Durchmesser des Elektronenpakets kann über eine Blende und Linsen im Strahlweg vor dem Einkoppelfenster von 3 bis 10 mm variiert werden.

Vom Moment seiner Erzeugung an wird das Elektronenpaket durch Raumladungskräfte auseinandergetrieben. Es muss so rasch wie möglich beschleunigt werden, da die Coulomb-Abstoßung erst bei relativistischen Geschwindigkeiten durch anziehende magnetische Kräfte kompensiert wird. Ein hoher Feldgradient ist also von großer Bedeutung für die Strahlqualität. Dies ist ein weiteres Argument, eine normalleitende Struktur anstelle einer supraleitenden zu verwenden, da hier bisher höhere Gradienten erreicht werden können als bei supraleitenden Resonatoren.

Zur Beschleunigung wird der π -Mode verwendet, bei dem die Felder in den beiden Zellen mit einem Phasenunterschied von 180° , also gegeneinander schwingen. Die Elektronen werden in die ansteigende Flanke des beschleunigenden Feldes in der halben Zelle injiziert und passieren die Iris zwischen den Zellen etwa beim Nulldurchgang der Felder in beiden Zellen. Durch die Injektion in das ansteigende Feld werden später aus der Kathode gelöste Elektronen stärker beschleunigt als früher gestartete (Abbildung 1.3). Durch diesen Geschwindigkeitsunterschied zwischen Anfang und Ende des Elektronenpakets ergibt sich eine longitudinale Kompression, solange sich das Paket unterhalb relativistischer Geschwindigkeiten bewegt. Die Relativbewegung innerhalb des Pakets endet mit dem Erreichen relativistischer Geschwindigkeiten bereits in den ersten Zentimetern des Resonators.

Weitere Bestandteile der Elektronenquelle sind am Hohlleiter und unter der Vakuumkammer am Laserfenster angeschlossene Vakuumpumpen, Toroidspulen zur Messung des

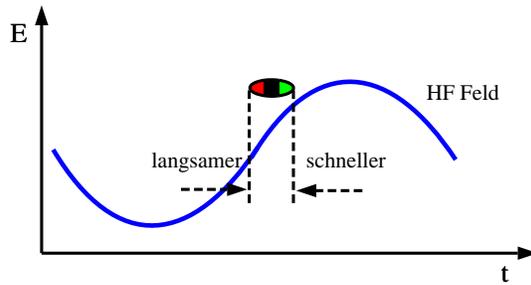


Abbildung 1.3.: Pulskompression durch Beschleunigung auf der zeitlich ansteigenden Flanke des HF-Feldes. Die später aus der Kathode austretenden Elektronen werden durch das Feld stärker beschleunigt als die früheren.

Strahlstroms sowie weitere diagnostische Bauteile wie ein Keramikschild zur optischen Darstellung des Strahlquerschnitts und ein „Faraday Cup“, ein Metallkörper zur Ladungsmessung.

1.3. Pulsstruktur von Hochfrequenz und Strahl

Die bei TESLA und TTF verwendete Pulsstruktur bedingt einen für normalleitende HF-Resonatoren ungewöhnlich langen Hochfrequenzpuls von etwa $800\mu\text{s}$. Da der Hauptteil des Beschleunigers aus supraleitenden Resonatoren besteht, in denen die Verlustleistung sehr gering ist, tragen längere Pulse wesentlich zur Wirtschaftlichkeit des Betriebs bei. Während des Pulses werden mit einer Taktrate von 1MHz Laserpulse von etwa 8ps Dauer auf die Kathode geschossen. Die dabei erzeugten Elektronenpakete („Bunche“) haben Ladungen von nominell 8nC , was einen mittleren Strahlstrom von 8mA ergibt (Abbildung 1.4). Ein Makropuls besteht also aus einem Bunchzug von 800 Paketen im Abstand von jeweils $1\mu\text{s}$. Diese Makropulse werden mit einer Wiederholrate („Repetition Rate“) von 1Hz bis 10Hz erzeugt.

In den supraleitenden Resonatoren ist der HF-Puls deutlich länger, da wegen der hohen belasteten Güte eine Füllzeit von $500\mu\text{s}$ benötigt wird. Im normalleitenden Resonator der Elektronenquelle beträgt die Füllzeit nur einige Mikrosekunden (s. Kapitel 2.1), entsprechend ist der HF-Puls nur wenig länger als die Dauer des eigentlichen Bunchzuges.

In der jetzigen Ausbaustufe des TTF Linacs ist die Länge der Bunchzüge auf $30\mu\text{s}$ beschränkt, um im experimentellen Stadium die Strahlenbelastung durch unerwünschten Strahlverlust gering zu halten. Die Elektronenquelle wurde entsprechend mit HF-Pulsen von weniger als $100\mu\text{s}$ Dauer betrieben.

Für den FEL-Betrieb wird mit Bunchladungen von nur 1nC gearbeitet, was wegen der geringeren Raumladungskräfte eine niedrigere Emittanz verspricht. In einer späteren Ausbaustufe sollen die 1nC Pakete dann mit einer Wiederholrate von 9MHz erzeugt werden.

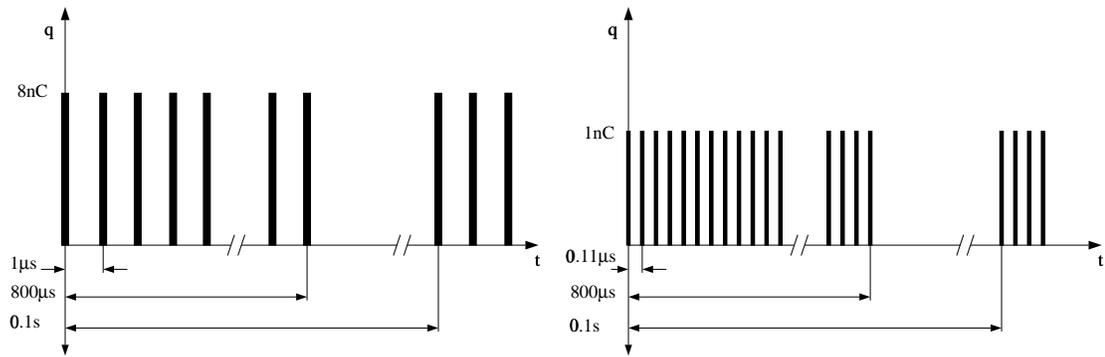


Abbildung 1.4.: Zeitstruktur des Elektronenstrahls bei TTF, links der Betriebsmodus für TTF und TESLA, rechts für FEL-Betrieb.

1.4. Anforderungen an die Regelung

Da in einem Elektronenlinearbeschleuniger im Gegensatz zu Kreisbeschleunigern keine Dämpfung durch Synchrotronstrahlung stattfindet und die (normierte) Emittanz nicht reduziert werden kann, muss bereits in der Elektronenquelle eine möglichst niedrige Emittanz erreicht werden.

Die Anforderungen an die Regelungsqualität ergeben sich aus den benötigten Strahlparametern. Der Testbetrieb für den TESLA-Collider sieht eine Emittanz von $11\pi\text{mm mrad}$ im Injektor vor, die zum Ende des Beschleunigers bis auf $26\pi\text{mm mrad}$ anwachsen darf [CDR-TTF]. Für den FEL Betrieb ist eine normierte Emittanz von weniger als $2\pi\text{mm mrad}$ im Undulator nötig [CDR-FEL]. Dies bedingt eine Emittanz von etwa $1\pi\text{mm mrad}$ im Injektor.

Die Energieunschärfe am Ende des Injektors trägt wenig zur Energieunschärfe des gesamten Beschleunigers bei, da die Gesamtenergie noch gering ist (1% der Energie nach dem dritten Beschleunigungsmodul). Dennoch haben Amplitude und Phase des Beschleunigungsfeldes in der Elektronenquelle große Auswirkungen auf die Einschussbedingungen in den Linac, da kleine Energieänderungen sich durch die Bewegung mit nichtrelativistischen Geschwindigkeiten im Resonator als Phasenfehler niederschlagen. Ebenso sind die Kompensation der Raumladungskräfte durch die fokussierenden Solenoidmagnete und die Pulskompression von der Phase zwischen HF-Feld und Strahleinschuss abhängig.

Eine zentrale Fehlerquelle ist die Verstimmung der Resonanzfrequenz des Resonators. Mögliche Ursachen sind Temperaturschwankungen, die zu Ausdehnung oder Kontraktion des Resonators führen, und äußere (mechanische) Einflüsse, zum Beispiel Erschütterungen des Hallenbodens oder Unregelmäßigkeiten des Kühlwasserdurchflusses. Diese mechanischen Schwingungen nennt man Mikrophonie. Die Folgen der Verstimmung beeinflussen Amplitude und Phase des HF-Feldes (Kapitel 2.2).

Die zweite wichtige Quelle für Störungen sind Unregelmäßigkeiten beim Betrieb des Kly-

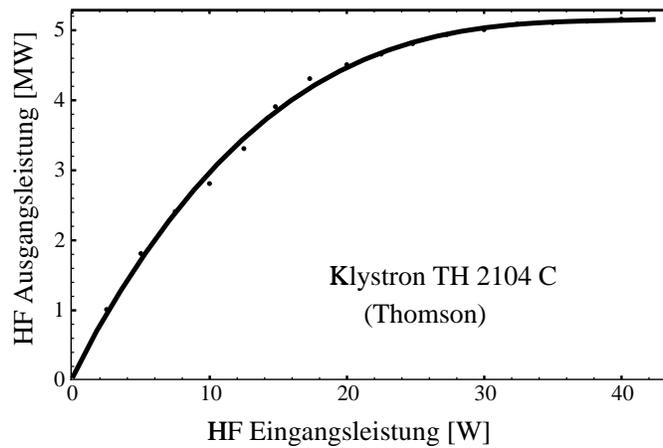


Abbildung 1.5.: Kennlinie des Klystrons Thomson TH2104C. Die inkrementelle Verstärkung nimmt mit höherer Ausgangsleistung ab.

strons. Geringe Schwankungen in der Hochspannungsversorgung des Klystrons haben Amplituden- und Phasenfehler in der generierten HF-Welle zur Folge. Die Hochspannung wird von primärseitigen Spannungs- und Phasenfluktuationen beeinflusst.

Durch die Mess- und Regelelektronik selber werden auch Störungen induziert, insbesondere Rauschen der Verstärker und Signalübersprechen. Messungen während des Betriebes haben gezeigt, dass die Quelle für solche Störungen vornehmlich Abstrahlungen mit 1.3GHz aus Klystron oder Wellenleiter sind. Die Einstreuung wirkt sich nicht nur auf die Messungen aus, sondern beeinflusst auch die Ansteuerung des Klystrons selbst.

Die Störungen lassen sich in langsame und schnelle Einflüsse klassifizieren. Langsame Störungen sind kontinuierliche Veränderungen von Systemparametern, deren Auswirkungen während eines Makropulses relativ klein sind, die aber Auswirkungen von Puls zu Puls haben können. Schnelle Störungen bewirken Sprünge innerhalb weniger Mikrosekunden. Beispiele für schnelle Störungen sind Messrauschen oder Signalübersprechen. Bei der hier verwendeten Messung der Hochfrequenzsignale entsteht zusätzlich ein systematisches 250kHz Störsignal (Abschnitt 4.1). Dieser Anteil ist repetitiv, d.h. in jedem Puls in identischer Form vorhanden, und kann korrigiert werden (Abschnitt 4.2).

Die Störungen durch Mikrophonie entsprechen mechanischen Schwingungen des Resonatorkörpers, die im Bereich von einigen zehn kHz liegen, also im Vergleich mit der Zeitkonstante des Resonators von etwa $3\mu\text{s}$ (Abschnitt 2.1) klein und auch als langsam einzuordnen sind.

Eine weitere Schwierigkeit ergibt sich aus der nichtlinearen Verstärkungskurve des Klystrons (Abbildung 1.5). Um das Klystron möglichst effizient zu nutzen ist es erstrebenswert, es in der Nähe der Sättigung zu betreiben. Das hat aber zur Folge, dass der Regelung wenig zusätzliche Leistung zum Ausgleich der auftretenden Störungen zur Verfügung steht, da die inkrementelle Verstärkung geringer ist.

2. Hohlraumresonatoren

2.1. Resonatortheorie

Das elektrische Verhalten der Felder eines Hohlraumresonators lässt sich als Schwingkreis modellieren, in dem Kondensator, Spule und Widerstand parallelgeschaltet sind (Abbildung 2.1). Der Generatorstrom teilt sich wie folgt auf:

$$\mathbf{I}(t) = C\dot{\mathbf{U}} + \frac{\int \mathbf{U} dt}{L} + \frac{\mathbf{U}}{R} \quad (2.1)$$

(Die fettgedruckten Bezeichner stehen für komplexe Zahlen)

Differenzieren ergibt

$$\frac{\dot{\mathbf{I}}}{C} = \ddot{\mathbf{U}} + \frac{\omega_0 \dot{\mathbf{U}}}{CR} + \omega_0^2 \mathbf{U} \quad (2.2)$$

mit der Resonanzfrequenz $\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$. Die Verlustleistung im Schwingkreis ist $P_{\text{verl}} = \frac{U^2}{2R}$, die gespeicherte Energie $W = \frac{CU^2}{2}$.

Als wichtige Größe zur Charakterisierung eines Hohlraumresonators definiert man die Güte

$$Q_0 = \omega_0 \frac{W}{P_{\text{verl}}} = \omega_0 RC. \quad (2.3)$$

Die Impedanz des Resonators ist

$$\mathbf{Z}_c = \frac{R}{1 - iR\left(\frac{1}{\omega L} - \omega C\right)}. \quad (2.4)$$

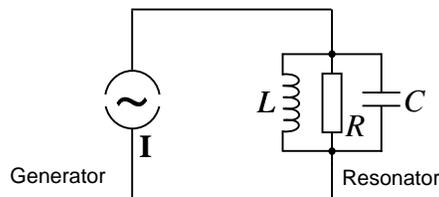


Abbildung 2.1.: Ersatzschaltbild des einfachen Resonatormodells

2. Hohlraumresonatoren

Die stationäre Lösung erhalten wir mit $\mathbf{I}(t) = I_0 e^{i\omega t}$ und $\mathbf{U}(t) = U_0 e^{i(\omega t + \phi)}$, wobei ϕ der Winkel zwischen Generatorstrom und Resonatorspannung ist:

$$\mathbf{U}(t) = \frac{RI_0 e^{i(\omega t + \phi)}}{\sqrt{1 + \tan^2 \phi}} \quad (2.5)$$

mit

$$\tan \phi = R \left(\frac{1}{\omega L} - \omega C \right) = Q_0 \left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right). \quad (2.6)$$

Wir definieren $\Delta\omega = \omega_0 - \omega$, für $\omega_0 \gg \Delta\omega$ gilt in dann guter Näherung

$$\tan \phi \simeq \frac{2Q_0 \Delta\omega}{\omega_0}. \quad (2.7)$$

Als Bandbreite $\omega_{\frac{1}{2}}$ definiert man die Verstimmung, bei der die aufgenommene Leistung auf die Hälfte bzw. die Resonatorspannung um $\sqrt{2}$ abgesunken ist, also

$$\tan \phi = 1 \Rightarrow \omega_{\frac{1}{2}} = \frac{\omega_0}{2Q_0}. \quad (2.8)$$

Die allgemeine Lösung von Gleichung 2.2 lautet

$$\mathbf{U}(t) = e^{-\frac{\omega_0 t}{2Q}} (c_1 e^{i\omega_1 t} + c_2 e^{-i\omega_1 t}) + \frac{RI_0 e^{i(\omega t - \phi)}}{\sqrt{1 + \tan^2 \phi}}, \quad (2.9)$$

wobei c_1 und c_2 von den Randbedingungen abhängige Konstanten sind und

$$\omega_1 = \omega_0 \sqrt{1 - \frac{1}{(2Q_0)^2}}.$$

Mit $Q_0 \gg 1$ ist $\omega_1 \simeq \omega_0$. Mit $c_1 = c_2 = -\frac{RI_0}{2}$ finden wir dann bei Resonanz mit

$$Re \{ \mathbf{U}(t) \} = RI_0 (1 - e^{-\frac{t}{\tau}}) \cos \omega_0 t \quad (2.10)$$

das Füllverhalten, wenn bei $t = 0$ der Generatorstrom eingeschaltet wird. Die Zeitkonstante τ des Resonators ist gegeben durch $\tau = \frac{2Q_0}{\omega_0}$. Nach Ablauf von mehreren Zeitkonstanten nähert sich das System der stationären Lösung. Entsprechend verläuft der Abklingprozess nach dem Abschalten des Generatorstroms:

$$Re \{ \mathbf{U}(t) \} = RI_0 e^{-\frac{t}{\tau}} \cos(\omega_0 t + \delta), \quad (2.11)$$

wobei δ eine beliebige Phase ist, die vom Abschaltzeitpunkt abhängt.

Der Resonator des TTF Injektors wird bei einer Frequenz von 1.3GHz betrieben wie die supraleitenden TESLA Strukturen, und hat eine unbelastete Güte von etwa $Q_0 = 22000$. Die Zeitkonstante des unbelasteten Resonators ist also $\tau = 5.4 \mu s$.

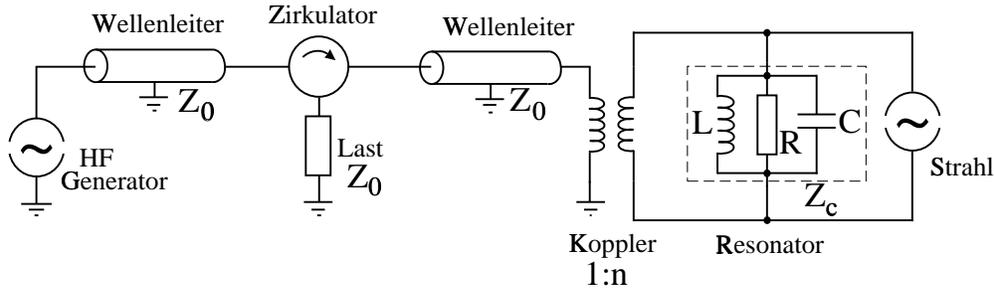


Abbildung 2.2.: Ersatzschaltbild mit Klystron, Zirkulator, Koppler und Resonator.

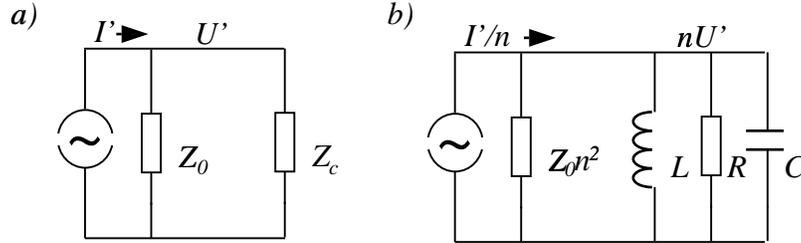


Abbildung 2.3.: Ersatzschaltbild von Generator und Resonator mit der Transformation auf die Generatorseite (a) und die Resonatorseite (b).

Eine genauere Beschreibung muss die Impedanzen und Kopplungen von Klystron, Wellenleiter und Koppler in das Modell einbeziehen (Abbildung 2.2). Zwischen Resonator und Klystron ist ein Zirkulator eingebaut, der die aus dem Resonator reflektierte Leistung in eine Last umlenkt, um das Klystron zu schützen. Dadurch ist die Leitung sowohl vom Klystron als auch vom Resonator aus gesehen reflektionsfrei abgeschlossen. Der Koppler zwischen Wellenleiter und Resonator verhält sich wie ein idealer Transformator. Um diesen Transformator aus der Rechnung zu eliminieren, werden alle Größen auf die Resonatorseite transformiert. Um die bisherigen Formeln übernehmen zu können, bezeichnen die gestrichenen Größen die externe (Generator-)Seite, die ungestrichenen die Resonatorseite:

$$\mathbf{U} = n\mathbf{U}', \quad \mathbf{I} = \frac{\mathbf{I}'}{n} \quad (2.12)$$

Mit $C' = n^2 C$, $L' = \frac{L}{n^2}$ und $R' = \frac{R}{n^2}$ folgt die Gesamtimpedanz:

$$\mathbf{Z}'_c = \frac{\mathbf{Z}_c}{n^2} = \frac{1}{i\omega C n^2 + \frac{n^2}{i\omega L} + \frac{n^2}{R}}. \quad (2.13)$$

Entsprechend sind die gespeicherte Energie $W = \frac{n^2 C U'^2}{2}$ und die Verlustleistung $P_{verl} = \frac{n^2 U'^2}{2R}$. Die Leistung in der externen Last beträgt $P_{ext} = \frac{U'^2}{2Z_0}$, daraus ergibt sich die

externe Güte:

$$Q_{ext} = \frac{\omega_0 U}{P_{ext}} = \omega_0 n^2 Z_0 C. \quad (2.14)$$

Die gesamte Verlustleistung ist $P = P_{vert} + P_{ext}$, daraus folgt die sog. belastete Güte „loaded Q“:

$$Q_L = \frac{\omega_0 U}{P}. \quad (2.15)$$

Offensichtlich ist $\frac{1}{Q_L} = \frac{1}{Q_0} + \frac{1}{Q_{ext}}$.

Die Ankopplung zwischen Wellenleiter und Resonator wird nicht wie im Ersatzschaltbild über das Wicklungsverhältnis im Transformator beschrieben, sondern über ein Kopplungsverhältnis β :

$$\beta = \frac{P_{ext}}{P_c} = \frac{Q_0}{Q_{ext}} = \frac{R}{n^2 Z_0}. \quad (2.16)$$

Für die Transformation der Größen folgt $R' = \beta Z_0$, $C' = \frac{RC}{\beta Z_0}$ und $L' = \frac{\beta Z_0 L}{R}$. Bei kritischer Kopplung ist $\beta = 1$, und es gilt $Q_{ext} = Q_0$ und $Q_L = \frac{Q_0}{2}$. Einsetzen ergibt

$$Q_L = \frac{Q_0}{1 + \beta}. \quad (2.17)$$

Die Spannung, die bei einem Generatorstrom \mathbf{I}' im Resonator abfällt, ist $\mathbf{U}' = \mathbf{Z}'_c \mathbf{I}'$, wobei die Impedanz des Resonators aus Sicht des Generators hier von Kopplung und Verstimmung abhängt:

$$\mathbf{Z}'_c = \frac{R'_L e^{i\phi}}{\sqrt{1 + \tan^2 \phi}}. \quad (2.18)$$

Mit den parallelen Widerständen R und $n^2 Z_0$ ist

$$R'_L = \frac{R}{1 + \beta} \quad (2.19)$$

und wieder

$$\tan \phi = Q_L \left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right) \simeq 2Q_L \frac{\Delta\omega}{\omega_0}. \quad (2.20)$$

Für das Verhalten des Systems Koppler/Resonator ist also die belastete Güte Q_L entscheidend. Die Zeitkonstante des System ist dann

$$\tau = \frac{2Q_L}{\omega_0}. \quad (2.21)$$

Die Zeitkonstante des belasteten Resonators in der hier betrachteten Elektronenquelle beträgt $2.91\mu\text{s}$.

Eine wichtige Größe für den Beschleunigerbetrieb ist die verfügbare Leistung. Bei optimaler Anpassung ($\beta = 1$) und Resonanz ($Z_c = R$) verteilt sich der Generatorstrom zu gleichen Teilen auf Koppler und Resonator (Abbildung 2.3a). Dann ist der Generatorstrom durch Koppler und Resonator jeweils $\frac{I'}{2}$ und die maximale Spannung $U' = \frac{I'Z_0}{2}$. Mit $P = \frac{1}{2}UI$ (im Wellenleiter sind Strom und Spannung in Phase, die Leistung kann also durch Multiplikation der Beträge bestimmt werden) folgt die Leistung der vorwärtslaufenden Welle

$$P_v = \frac{I'^2 Z_0}{8} \quad (2.22)$$

Das Ergebnis wird auf die Resonatorseite transformiert (mit $I = \frac{I'}{n} = I' \sqrt{\frac{\beta Z_0}{R}}$):

$$P_v = \frac{I^2 R}{8\beta} \quad (2.23)$$

Die Resonatorspannung (die an den parallelen Widerständen R und $n^2 Z_0$ abfällt) ist dann im stationären Zustand

$$U = \frac{IR}{1 + \beta} = \sqrt{P_v 2R} \frac{2\sqrt{\beta}}{1 + \beta} \quad (2.24)$$

Der Reflektionskoeffizient am Koppler (Resonator auf Resonanz, $R' = Z_0\beta$) ist

$$\Gamma = \frac{Z_0\beta - Z_0}{Z_0\beta + Z_0} = \frac{\beta - 1}{\beta + 1} \quad (2.25)$$

Bei kritischer Kopplung ist die Impedanz angepasst, mit $\beta \rightarrow 0$ geht $\Gamma \rightarrow -1$, was einem Kurzschluss entspricht und mit $\beta \rightarrow \infty$ geht $\Gamma \rightarrow 1$, entsprechend einem offenen Ende. Am Koppler wird Leistung reflektiert:

$$P_r = P_v \Gamma^2 = P_v \left(\frac{\beta - 1}{\beta + 1} \right)^2. \quad (2.26)$$

Aus der Energieerhaltung folgt die Leistung, die im Resonator ‘‘ankommt’’:

$$P_c = P_v(1 - \Gamma^2) = P_v \frac{4\beta}{(1 + \beta)^2} \quad (2.27)$$

Die Transmission in den Resonator ist also bei kritischer Kopplung ($\beta = 1$) maximal.

Mit der Vorwärtsleistung $P_v = \frac{U_v^2}{2Z_0}$ bei konstantem U_v und der Reflektion an Koppler und Resonator $U_r = \frac{\beta-1}{\beta+1}U_v$ im stationären Fall folgt die Gesamtspannung am Koppler:

$$U = n(U_v + U_r) = \frac{2\beta n}{\beta + 1} U_v = \sqrt{P_v 2R} \frac{2\sqrt{\beta}}{1 + \beta}. \quad (2.28)$$

Um nun das Einschaltverhalten des Resonators zu betrachten, erhält man mit Gleichung 2.9

$$U(t) = (1 - e^{-\frac{t}{\tau}}) \sqrt{P_v 2R} \frac{2\sqrt{\beta}}{1 + \beta}, \quad (2.29)$$

wobei der hochfrequente Teil $\cos \omega t$ abgespalten wurde und nur die Einhüllende betrachtet wird. Dies ist möglich, da die Zeitkonstante des Resonators wesentlich grösser als die Periode der Resonanzfrequenz ist.

Die Amplitude der reflektierten Welle ist

$$U_r(t) = \frac{U(t)}{n} - U_v = U_v \left(\left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}\right) \frac{2\beta}{1 + \beta} - 1 \right). \quad (2.30)$$

Die reflektierte Leistung erhält man mit

$$\frac{P_r(t)}{P_v} = \left(\frac{U_r(t)}{U_v} \right)^2 = \left(\left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}\right) \frac{2\beta}{1 + \beta} - 1 \right)^2$$

$$P_r(t) = P_v(t) \left(\frac{U_r(t)}{U_v} \right)^2 = P_v \left(\left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}\right) \frac{2\beta}{1 + \beta} - 1 \right)^2 \quad (2.31)$$

Die reflektierte Welle ist eine Überlagerung aus einem am Koppler reflektierten Teil und der aus dem Resonator ausgekoppelten Leistung. Bei kritischer Kopplung interferieren diese beiden Anteile zu 0.

Die in den Resonator transportierte Leistung ist demnach

$$P_c(t) = P_v \left(1 - \left(\frac{U_r(t)}{U_v} \right)^2 \right) = P_v \left(1 - \left(\left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}\right) \frac{2\beta}{1 + \beta} - 1 \right)^2 \right) \quad (2.32)$$

Im Moment des Einschaltens ist $P_r(0) = P_v(0)$ und $P_c(0) = 0$. Der Resonator stellt also einen Kurzschluss dar. Während des Füllens nähert sich das Ergebnis dann dem stationären Zustand, wobei der erreichte Wert von der Kopplung abhängig ist (Abbildung 2.4). Im stationären Zustand verschwindet bei optimaler Anpassung die reflektierte Leistung, $P_r = 0$.

2.2. Verstimmung

Die für Feldamplitude und -phase entscheidenden Faktoren sind nach den Ergebnissen des letzten Abschnitts die Verstimmung des Resonators und die Kopplung zwischen Wellenleiter und Resonator. Die Kopplung β ist durch die Konstruktion des Resonators

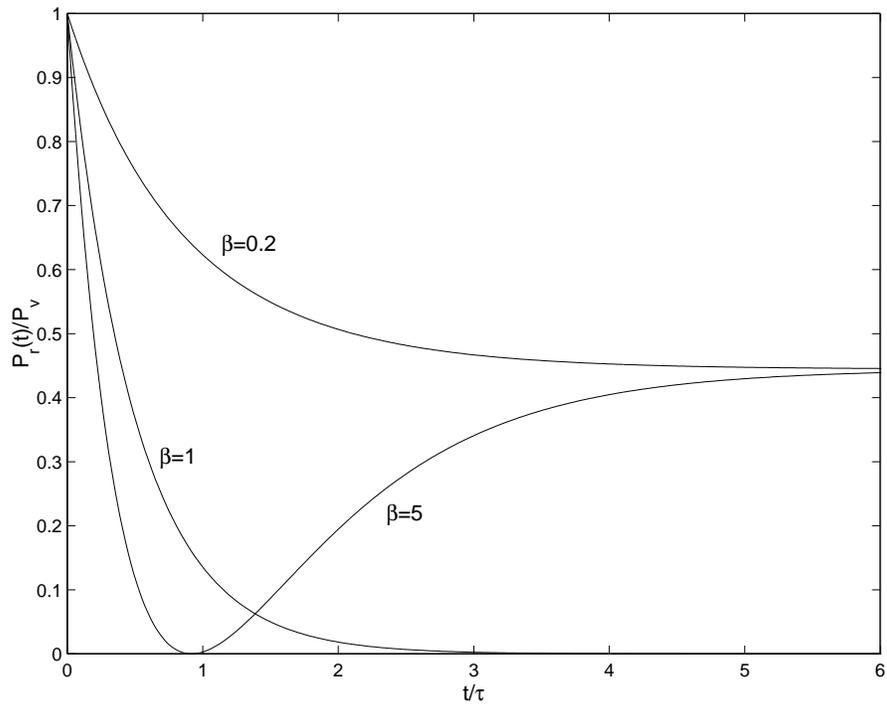


Abbildung 2.4.: Die reflektierte Leistung während des Einschaltens für verschiedene Kopplungen.

gegeben und konstant (zur Wahl der Kopplung siehe Abschnitt 2.3). Die Verstimmung hingegen variiert während des Betriebes. Mikrophonie erzeugt kleinere Abweichung, die dynamisch ausgeglichen werden müssen. Den größten Einfluß auf die Verstimmung hat die Temperatur des Resonators. Mit der Kühlwassertemperatur wird die Resonanzfrequenz des Resonators eingestellt (tuning). Dabei ist die Sensitivität der Kupferstruktur bezüglich Verstimmung durch Temperaturänderungen [Colby]

$$\frac{\partial f}{\partial T} = -\frac{k_{01} c \kappa_T}{2\pi R} \approx 21.8 \frac{\text{kHz}}{\text{K}}, \quad (2.33)$$

k_{01} ist die erste Nullstelle der Besselfunktion nullter Ordnung J_0 , $\kappa_T = 16.92 \cdot 10^{-6} \text{K}^{-1}$ ist der thermische Ausdehnungskoeffizient für Kupfer und R der Radius des Resonators.

Um die angestrebte Phasengenauigkeit von $\Delta\phi < 0.5^\circ$ zu halten, müsste eine Verstimmung um

$$\Delta f < \frac{f \tan \Delta\phi}{2Q_L} = 520 \text{Hz}$$

und damit eine Temperaturabweichung von

$$\Delta T < 0.04 \text{K}$$

eingehalten werden. Die derzeit verwendete Regelung der Kühlwassertemperatur ist aber lediglich in der Lage, die Betriebstemperatur auf 0.3 - 0.5K genau zu halten. Die aus diesen Schwankungen resultierende Drift in Phase und Amplitude muss durch die Regelung der zugeführten Hochfrequenz aufgefangen werden.

Die thermische Ausdehnung während eines Pulses ist von der Kühlung unabhängig, da sie sehr viel schneller erfolgt, als der Tempuraustausch mit dem Kühlwasser. Die Auswirkungen während des Pulses sind jedoch so gering, dass bei den derzeit verwendeten Pulslängen von maximal $100\mu\text{s}$ kein Effekt beobachtet wurde. Bei voller Pulslänge von $800\mu\text{s}$ wird eine Verstimmung von weniger als 6kHz erwartet [Colby], deren Effekt durch die Regelung ausgeglichen werden kann (Abschnitt 3.2.2).

Um die Auswirkungen der Verstimmung auf die benötigte Klystronleistung sowie auf die Phase zu ermitteln, betrachten wir die am Resonator abfallende Spannung (auf die Generatorseite transformiert):

$$\mathbf{U}'_c = \mathbf{Z}'_c \cdot \mathbf{I}'_c$$

Strom und Spannung setzen sich aus den Anteilen der vorwärts laufenden und der reflektierten Welle zusammen:

$$\mathbf{U}'_c = \mathbf{U}'_v + \mathbf{U}'_r \quad (2.34)$$

$$\mathbf{I}'_c = \mathbf{I}'_v + \mathbf{I}'_r = \frac{\mathbf{U}'_v}{Z_0} - \frac{\mathbf{U}'_r}{Z_0} \quad (2.35)$$

Einsetzen und eliminieren von \mathbf{U}'_r ergibt

$$\mathbf{U}'_c = \frac{\mathbf{Z}'_c}{Z_0 + \mathbf{Z}'_c} 2\mathbf{U}'_v. \quad (2.36)$$

Nach Einsetzen von Gleichung 2.4 mit $\mathbf{Z}'_c = \frac{\beta Z_0}{R} \mathbf{Z}_c$ folgt

$$\mathbf{U}'_c = \frac{2\beta}{\beta + 1} \mathbf{U}'_v \cos^2 \phi (1 + i \tan \phi). \quad (2.37)$$

Um einen Feldgradienten von $\mathbf{U}'_c = \mathbf{U}_c \sqrt{\frac{\beta Z_0}{R}}$ bei einem Verstimmungswinkel ϕ im Resonator aufrecht zu halten, ist also

$$\mathbf{U}'_v = \frac{\beta + 1}{2\beta} \mathbf{U}'_c (1 - i \tan \phi) \quad (2.38)$$

in der vorwärts laufenden Welle einzustellen. Die vom Klystron abzugebende Leistung ist dann

$$\begin{aligned} P'_v &= \frac{1}{2} \operatorname{Re} \{ \mathbf{U}'_v \mathbf{I}'_v{}^* \} \\ &= \frac{|\mathbf{U}'_v|^2}{2Z_0} \\ &= \frac{(\beta + 1)^2}{4\beta} \frac{|\mathbf{U}_c|^2}{2R} (1 + \tan^2 \phi) \end{aligned} \quad (2.39)$$

Bei einer erwarteten Temperaturabweichung von 0.5K, entsprechend einer Verstimmung um 10.9kHz, erhält man mit Gleichung 2.20 $\tan \phi = 0.196$. Die Vorwärtsleistung muss also um 4% erhöht, die Phase der einfallenden Welle um 11° korrigiert werden.

Um eine effektive Vorkompensation der durch die Verstimmung auftretenden Fehler zu ermöglichen, muss diese Verstimmung während des Betriebes möglichst genau gemessen werden. Nach dem Abschalten der Vorwärtsleistung am Ende des Pulses schwingt der Resonator mit seiner (verstimmten) Resonanzfrequenz. Der Feldabfall erfolgt exponentiell (Gleichung 2.11) mit der Zeitkonstante $\tau = \frac{2QL}{\omega_0}$. Eine Frequenzmessung während dieses kurzen Zeitraums ergibt zwar nur die Verstimmung zu diesem Zeitpunkt, aber da der größte Anteil der Verstimmung durch die langsam driftende Temperatur verursacht wird, wird man keine großen Änderungen bis zum nächsten Puls erwarten. Diese Vorhersage wird natürlich besser, wenn weniger Zeit bis zum nächsten Puls vergeht, also bei höherer Wiederholfrequenz als 1Hz.

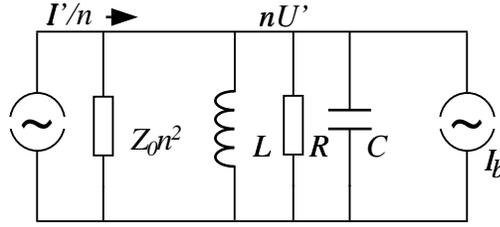


Abbildung 2.5.: Ersatzschaltbild mit Strahl

2.3. Strahlbelastung

Elektronenpakete, die den Resonator durchqueren, entziehen dem Beschleunigungsfeld Energie. Da sie aber auch andere als die Beschleunigungsmoden anregen, wird der Strahl im Ersatzschaltbild nicht als zusätzlicher Widerstand, sondern als zusätzlicher Strom auf der Resonatorseite dargestellt (Abbildung 2.5).

Die Fourierkomponente des Strahlstroms bei der Betriebsfrequenz ist doppelt so groß wie die Gleichstromkomponente, wenn die Bunchlänge klein gegenüber dem Abstand der Elektronenpakete ist:

$$I_s = 2I_{s0}.$$

Der hier betrachtete Strahlstrom ist $\mathbf{I}_s = I_s e^{i\theta}$, θ ist die Phase der HF beim Strahleinschuss.

Um die Leistung zu berechnen, die benötigt wird, um die Verluste durch Strahlbelastung auszugleichen, wird die in Abschnitt 2.2 vorgestellte Rechnung um den Term des Strahlstroms erweitert. Die Größen werden wieder auf die Generatorseite transformiert. Dann ist der Gesamtstrom im Koppler

$$\mathbf{I}'_c = \mathbf{I}'_v + (\mathbf{I}'_r + \mathbf{I}'_s) = \frac{\mathbf{U}'_v}{Z_0} + \left(-\frac{\mathbf{U}'_r}{Z_0} + \mathbf{I}'_s\right) \quad (2.40)$$

und damit

$$\mathbf{U}'_c = \frac{\mathbf{Z}'_c}{\mathbf{Z}'_c + Z_0} (2\mathbf{U}'_v + Z_0 \mathbf{I}'_s). \quad (2.41)$$

Einsetzen von \mathbf{Z}'_c und auflösen nach \mathbf{U}'_v ergibt

$$\mathbf{U}'_v = \frac{1}{2} \left(\frac{1 + \beta}{\beta} \mathbf{U}'_c (1 - i \tan \phi) - Z_0 \mathbf{I}'_s \right). \quad (2.42)$$

Die Generatorleistung ist dann

$$\begin{aligned} P'_v &= \frac{1}{8Z_0} \left| \frac{1 + \beta}{\beta} \mathbf{U}'_c \frac{e^{-i\phi}}{\cos \phi} - Z_0 \mathbf{I}'_s \right|^2 \\ &= \frac{(1 + \beta)^2}{4\beta} \frac{U_c^2}{2R} (1 + \tan^2 \phi) - \frac{1 + \beta}{4\beta} \frac{U_c}{\cos \phi} I_s \cos \theta + \frac{I_s^2 R}{8\beta} \end{aligned} \quad (2.43)$$

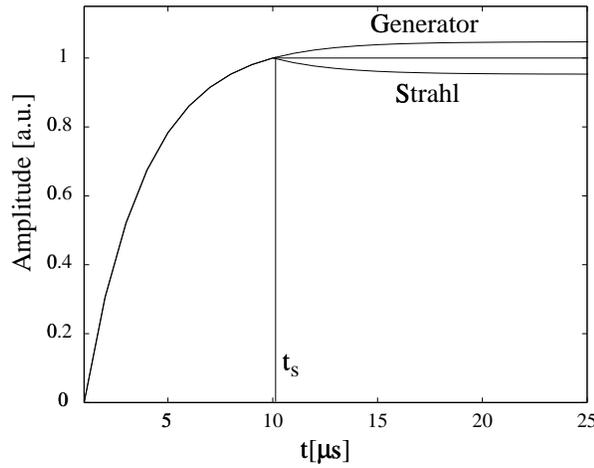


Abbildung 2.6.: Amplitude des Resonatorfeldes und die von Strahl und Generator induzierten Transienten. Bei konstanter Vorwärtsleistung kann die Strahlbelastung durch geeignete Wahl des Strahleinschusszeitpunktes t_s ausgeglichen werden.

Bei den derzeitigen Betriebsparametern von $P'_v = 2.2\text{MW}$, $U_c = 7\text{MV}$ (entsprechend einem Gradienten von 35MV/m), $I_{s0} = 8\text{mA}$ und einem Phasenwinkel zwischen HF und Strahleinschuss von $\theta = 50^\circ$ beträgt die Strahlbelastung etwa 36kW , also etwa 1.6% der einfallenden Leistung oder 1.25% der Resonatorspannung. Die restliche Generatorleistung wird im Resonator dissipiert und in Form von Wärme vom Kühlsystem abgeführt. Die Werte beziehen sich auf den mittleren Strahlstrom. Tatsächlich wird dem Resonatorfeld in dem Moment Energie entzogen, in dem ein einzelner Bunch den Resonator passiert. Bis zum Eintreffen des folgenden Elektronenpakets ist das Feld nach Gleichung 2.10 wieder angestiegen. Durch das Anheben der Generatorleistung (Gleichung 2.43) wird sichergestellt, dass alle Pakete mit der gleichen Spannung beschleunigt werden.

In der Beschleunigertechnik ist es üblich, die Abschwächung des Resonatorfeldes auszugleichen, indem der Strahl während des Füllens zu einem Zeitpunkt eingeschossen wird, an dem sich der strahlinduzierte Transient und die zusätzlich zugeführte Generatorleistung exakt ausgleichen (Abbildung 2.6). Dadurch kann die Generatorleistung konstant gehalten werden. Dieses Verfahren funktioniert in dieser einfachen Form nur bei „on-crest“ Beschleunigung, also einer Strahlphase von $\theta = 0^\circ$, da sonst im Moment des Strahleinschusses die Phase der einfallenden HF-Welle verändert werden muss.

Die Kopplung zwischen Wellenleiter und Resonator wird so gewählt, dass im Betrieb mit Strahlbelastung die maximale Leistung für die Strahlbeschleunigung zur Verfügung steht. Dies ist der Fall, wenn

$$\beta = 1 + \frac{P_s}{P_c}, \quad (2.44)$$

wobei P_s die dem Strahl zugeführte Leistung ist [z.B. [Wangler]]. Wählt man zusätzlich einen Verstimmungswinkel mit

$$\tan \phi = \frac{P_s \tan \theta}{P_c(1 + \beta)}, \quad (2.45)$$

so wird die reflektierte Leistung minimiert, im Idealfall zu Null. Das bedeutet nicht, dass keine Leistung aus dem Resonator ausgekoppelt wird, sondern dass sich die Reflektion am Einkoppler und die Auskoppelung aus dem Resonator durch Interferenz auslöschen.

Bei dem hier betrachteten Resonator ist die Kopplungskonstante $\beta = 1.02$ [Colby]. Mit den oben angegebenen Parametern ergibt sich ein Verstimmungswinkel von 2.6° , also eine Verstimmung von $\Delta f = 2.7\text{kHz}$. Dieser Wert ist deutlich geringer als die durch Temperaturschwankungen hervorgerufene Drift der Resonanzfrequenz, wird also im Betrieb nicht explizit berücksichtigt. Die Betriebstemperatur und damit die Verstimmung wird ermittelt, indem die reflektierte Leistung durch Verstellen des Temperatursetzwertes minimiert wird.

3. Modellierung der Regelung

3.1. Mathematisches Modell

Um das Verhalten der Regelstrecke und des Reglers zu untersuchen, sucht man ein mathematisches Modell. Dynamische Systeme lassen sich durch Differentialgleichungen darstellen, eine mögliche Form ist die Darstellung im Zustandsraum:

$$\begin{aligned}\dot{\vec{x}} &= \mathbf{A} \cdot \vec{x} + \mathbf{B} \cdot \vec{u} \\ \vec{y} &= \mathbf{C} \cdot \vec{x} + \mathbf{D} \cdot \vec{u}\end{aligned}\quad (3.1)$$

dabei ist \vec{u} der Vektor der Ausgänge, \vec{y} der Vektor der Eingänge des Systems und \vec{x} ein Vektor, der den Zustand des Systems beschreibt. Die vier Matrizen \mathbf{A} , \mathbf{B} , \mathbf{C} und \mathbf{D} beschreiben das System. Aus dieser Notation lässt sich die Lösung der Gleichung direkt ablesen:

$$\vec{x}(t) = e^{\mathbf{A}t} \vec{x}(0) + \int_0^t e^{\mathbf{A}\tau} \mathbf{B} \vec{u}(t - \tau) d\tau \quad (3.2)$$

Aus der Differentialgleichung für den Schwingkreis im Ersatzschaltbild (Gleichung 2.2) lässt sich eine Differentialgleichung erster Ordnung für die Einhüllende des Hochfrequenzfeldes ableiten, wenn man annimmt, dass der Resonator in der Nähe seiner Resonanzfrequenz betrieben wird ($\frac{\omega_0}{\omega} \simeq 1$), und ein schwach gedämpftes System darstellt ($\frac{\omega_0}{Q_L} \ll \omega_0$) [Schilcher]:

$$\begin{aligned}\dot{U}_r + \omega_{\frac{1}{2}} U_r + \Delta\omega U_i &= R_L \omega_{\frac{1}{2}} I_r \\ \dot{U}_i + \omega_{\frac{1}{2}} U_i - \Delta\omega U_r &= R_L \omega_{\frac{1}{2}} I_i\end{aligned}$$

Dabei sind U_r , U_i , I_r und I_i Real- und Imaginärteil des komplexen Spannungs- bzw. Stromvektors. Die Darstellung dieser Gleichung im Zustandsraum ist

$$\frac{d}{dt} \begin{pmatrix} U_r \\ U_i \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\omega_{\frac{1}{2}} & -\Delta\omega \\ \Delta\omega & -\omega_{\frac{1}{2}} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} U_r \\ U_i \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} R_L \omega_{\frac{1}{2}} & 0 \\ 0 & R_L \omega_{\frac{1}{2}} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} I_r \\ I_i \end{pmatrix}. \quad (3.3)$$

Im Folgenden wird entsprechend von zweikomponentigen Vektoren und 2×2 Matrizen ausgegangen.

3.1.1. Übertragungsfunktionen

Eine Beschreibung eines komplexen Regelungssystems im Zustandsraum erfordert eine Kombination der Zustandsraumdarstellungen der einzelnen Komponenten. Die Analyse solcher Systeme vereinfacht sich durch eine Transformation der einzelnen Komponenten in den Frequenzraum mittels der Laplacetransformation:

$$F(s) = \int_0^{\infty} e^{-st} f(t) dt = \mathcal{L}\{f(t)\}(s) \quad (3.4)$$

mit $s = \sigma + i\omega$ heißt Laplacetransformierte der (komplexen) Funktion $f(t)$, wenn $f(t)$ für $t \geq 0$ definiert ist und nicht stärker als exponentiell wächst ($|f(t)| \leq K e^{kt}$).

Die Übertragungsfunktion eines Systems nennt man den Quotienten aus den Laplacetransformierten der Ausgangs- und Eingangsgrößen des Systems:

$$\mathbf{H}(s) = \frac{\mathbf{Y}(s)}{\mathbf{U}(s)} \quad (3.5)$$

Durch Umstellen sieht man, dass die Übertragungsfunktion die Reaktion der Ausgangsgrößen auf ein Eingangssignal beschreibt:

$$\mathbf{Y}(s) = \mathbf{H}(s) \cdot \mathbf{U}(s) \quad (3.6)$$

Die Funktion $\mathbf{H}(i\omega)$ auf der imaginären Achse gibt die Antwort des Systems (im eingeschwungenen Zustand) auf ein Eingangssignal der Frequenz ω an.

Die Verknüpfung einzelner Komponenten eines Systems, beispielsweise Regler und Regelstrecke, geschieht durch Multiplikation der einzelnen Übertragungsfunktionen, da ja der Ausgang eines Subsystems wieder der Eingang des nächsten Subsystems ist.

Aus der Zustandsraumdarstellung einer Differentialgleichung (nach Gleichung 3.1) läßt sich die Übertragungsfunktion berechnen:

$$\mathbf{H}(s) = \mathbf{C}(s\mathbf{I} - \mathbf{A})^{-1}\mathbf{B} + \mathbf{D} \quad (3.7)$$

3.1.2. Zeitdiskrete Darstellung

Digitale Regelungen arbeiten zeitdiskret, Berechnungen werden in diskreten Zeitschritten ausgeführt. Die kontinuierliche Funktion $f(t)$ wird zu diskreten Zeitpunkten t_k abgetastet, wobei im Folgenden angenommen wird, dass die Messung in äquidistanten Zeitschritten erfolgt, also $t_k = kT$ mit der Abtastrate $1/T$. Aus der Eingabefunktion $f(t)$ wird also eine Zahlenfolge

$$f_k = f(t_k).$$

Analog zur Laplacetransformation definiert man nun die Z-Transformierte der Zahlenfolge f_k :

$$F(z) = \sum_{n=0}^{\infty} f_n z^{-n} = \mathcal{Z}\{f_k\}(z) \quad (3.8)$$

Die Z-Transformation gilt mit den gleichen Voraussetzungen an $f(t_k)$ wie bei der Laplacetransformation und hat auch ähnliche Eigenschaften wie diese, z.B. die Linearität oder die Möglichkeit der Operatorschreibweise. Anstelle von Differentialgleichungen betrachtet man nun Differenzgleichungen.

Die diskrete Zustandsraumbeschreibung lautet

$$\begin{aligned} \vec{x}_{k+1} &= \mathbf{A} \cdot \vec{x}_k + \mathbf{B} \cdot \vec{u}_k \\ \vec{y}_k &= \mathbf{C} \cdot \vec{x}_k + \mathbf{D} \cdot \vec{u}_k \end{aligned} \quad (3.9)$$

Der Übergang von kontinuierlicher zu diskreter Schreibweise geschieht durch die Repräsentation des Abtastvorganges mit einem Halteglied nullter Ordnung („zero order hold“). Das Halteglied stellt das Abtasten des Resonatorfeldes zu diskreten Zeitpunkten sT_s dar. Die Übertragungsfunktion ist

$$\mathbf{H}_{ZOH}(s) = \frac{1 - e^{-T_s s}}{s} \mathbf{I}, \quad (3.10)$$

wobei $\frac{1}{T_s}$ die Abtastrate ist. Die Einheitsmatrix \mathbf{I} dient als Platzhalter für die Matrix, auf die der Operator angewandt wird.

Um eine zeitdiskrete Darstellung zu erhalten, wendet man die Z-Transformation auf das Produkt aus Halteglied und kontinuierlicher Übertragungsfunktion an:

$$\mathbf{H}_{dis}(z) = \mathcal{Z} \left\{ \frac{1 - e^{-T_s s}}{s} \mathbf{H}_{kont}(s) \right\} \quad (3.11)$$

Eine Multiplikation mit $e^{-T_s s}$ im Laplaceraum entspricht einer Zeitverzögerung um eine Abtastperiode, was im Z-Raum als Division durch z dargestellt wird:

$$\mathbf{H}_{dis}(z) = \frac{z-1}{z} \mathcal{Z} \left\{ \mathcal{L}^{-1} \left\{ \frac{\mathbf{H}_{kont}(s)}{s} \right\} \Big|_{t=kT_s} \right\}. \quad (3.12)$$

3.2. Untersuchung der Regelung

3.2.1. Die Komponenten der Regelung

Das Blockdiagramm von Regelung und Regelstrecke zeigt die Aufteilung in einzelne Subsysteme (Abbildung 3.1). Die Subsysteme werden jeweils durch Übertragungsfunktionen beschrieben, die miteinander multipliziert das Verhalten des Gesamtsystems wiedergeben. Die verschiedenen Zeitverzögerungen können zu einem einzigen Block zusammengefasst werden. Die Übertragungsfunktionen sind im Einzelnen:

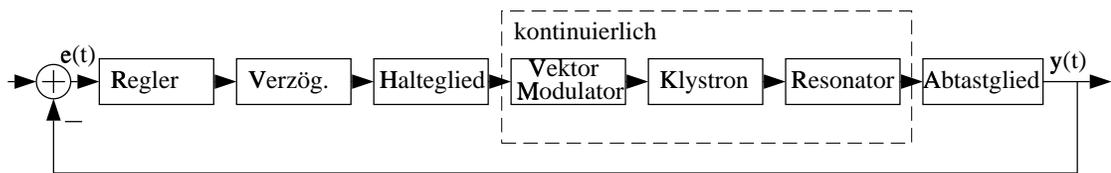


Abbildung 3.1.: Blockdiagramm der Komponenten der Regelungsschleife. Vektormodulator, Klystron und Resonator werden kontinuierlich behandelt, die anderen Teile zeitdiskret.

- Der Regler besteht in der bisherigen Form der Regelung aus einem Proportionalglied mit einem digitalen Tiefpassfilter, der hier aber nicht betrachtet wird. In der zeitdiskreten Darstellung ist die Übertragungsfunktion

$$\mathbf{H}_P(z) = k_p \cdot \mathbf{I}, \quad (3.13)$$

wobei k_p die Verstärkung ist.

Um die Regelung für die Bedingungen des normalleitenden Resonators zu optimieren, wurde ein Integralteil eingeführt, dessen Übertragungsfunktion ist

$$\mathbf{H}_I(z) = k_I \frac{z + 1}{z - 1} \mathbf{I} \quad (3.14)$$

mit der Verstärkung des Integrators k_I .

Zusammengefasst ist die Übertragungsfunktion des Reglers

$$\mathbf{H}_{reg}(z) = (k_P + k_I \frac{z + 1}{z - 1}) \mathbf{I}. \quad (3.15)$$

- Die Zeitverzögerungen durch Signallaufzeiten in Kabeln und dem Wellenleiter sowie durch die Umwandlung in ADC und DAC und die Rechenzeit im Regler selber beträgt etwa $4\mu s$. Mit der Abtastfrequenz vom 1MHz ergibt das im Modell einen Faktor z^{-4} . Damit ergibt sich für den gesamten diskreten Teil der Schleife die Übertragungsfunktion

$$\mathbf{H}_{dis}(z) = \frac{1}{z^4} (k_P + k_I \frac{z + 1}{z - 1}) \mathbf{I}. \quad (3.16)$$

- Vektormodulator und Klystron können als Tiefpassfilter betrachtet werden. Die Bandbreite des Vektormodulators beträgt etwa 10MHz, die des Klystrons 4MHz. Die Übertragungsfunktion eines Tiefpassfilters ist

$$\mathbf{H}(s) = \frac{\omega}{s + \omega} \mathbf{I}. \quad (3.17)$$

Der Einfluss dieser beiden Elemente ist jedoch so gering, dass sie im folgenden vernachlässigt werden.

- Der Resonator wird kontinuierlich dargestellt. Nach [Schilcher] ist die Übertragungsfunktion

$$\mathbf{H}_{res}(s) = \frac{\omega_{\frac{1}{2}}}{\Delta\omega^2 + (s + \omega_{\frac{1}{2}})} \begin{pmatrix} s + \omega_{\frac{1}{2}} & -\Delta\omega \\ \Delta\omega & s + \omega_{\frac{1}{2}} \end{pmatrix} \quad (3.18)$$

- Nach Abschnitt 3.1.2 wird mit einem Halteglied der Übergang von der kontinuierlichen zur diskreten Beschreibung berechnet:

$$\mathbf{H}_{res}(z) = \frac{z-1}{z} \mathcal{Z} \left\{ \mathcal{L}^{-1} \left\{ \frac{\mathbf{H}_{res}(s)}{s} \right\} \Big|_{t=kT_s} \right\}. \quad (3.19)$$

Insgesamt erhält man mit offener Regelschleife

$$\mathbf{H}_{ges,ol}(z) = \mathbf{H}_{reg}(z) \cdot \mathbf{H}_{res}(z) \quad (3.20)$$

und bei geschlossener Regelschleife

$$\mathbf{H}_{ges,cl}(z) = (1 + \mathbf{H}_{reg}(z) \cdot \mathbf{H}_{res}(z))^{-1} \cdot \mathbf{H}_{reg}(z). \quad (3.21)$$

3.2.2. Stabilitätsbetrachtungen

Zur Stabilitätsanalyse des Systems betrachtet man die Antwort auf Eingangs- oder Störsignale bei verschiedenen Frequenzen. Die logarithmische Darstellung von Betrag und Phasenverschiebung der Übertragungsfunktion über der Frequenz des Eingangssignals nennt man Bodediagramm.

Stabilität ist nicht mehr gegeben, wenn bei einer Verstärkung größer eins -180° Phasenverschiebung erreicht wird. Unter diesen Bedingungen wird aus negativer Rückkopplung, also der Unterdrückung von Störsignalen, positive Rückkopplung, also die Verstärkung der Störung. Das System wird instabil. Bei einem einfachen Proportionalregler (mit $k_I = 0$) ist diese kritische Verstärkung bereits bei $k_P = 2.5$ erreicht (Abbildung 3.2). In der Praxis sind Werte deutlich unterhalb der kritischen Verstärkung verwendbar, zur Grenze bei -180° muss ein Phasenrand bleiben, um Stabilität zu garantieren. In der Regelungstechnik wird für einen stabilen Proportionalregler üblicherweise eine Verstärkung von $0.45 \cdot k_{krit}$ gewählt.

Die Einführung eines Integralteils im Regler hebt die Verstärkung für kleine Frequenzen (unterhalb der Eckfrequenz des Resonators) an (Abbildung 3.3). Damit kann für diesen Bereich eine deutlich bessere Störunterdrückung erwartet werden, als mit dem reinen Proportionalregler. Die Einheit der Verstärkung des Integrators ist $1/\text{Zeit}$, da sie die Geschwindigkeit der Sollwertfolge angibt. Die kritische Verstärkung des Integralteils ist auch hier erreicht, wenn bei einem Phasenverschiebung größer -180° positive Verstärkung auftritt.

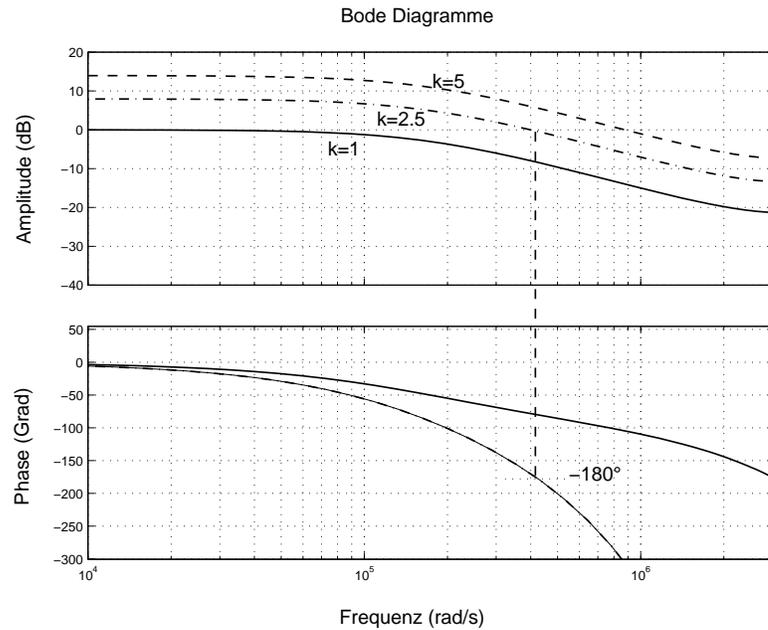


Abbildung 3.2.: Bodediagramm der Übertragungsfunktion des einfachen Proportionalreglers mit geöffneter Regelschleife. Die untere Kurve im Phasendiagramm berücksichtigt eine Verzögerung von $4\mu\text{s}$ durch die Regelung. Bei der kritischen Verstärkung von $k=2.5$ wird die Regelung instabil, der Phasenverlauf erreicht -180° bei 0dB.

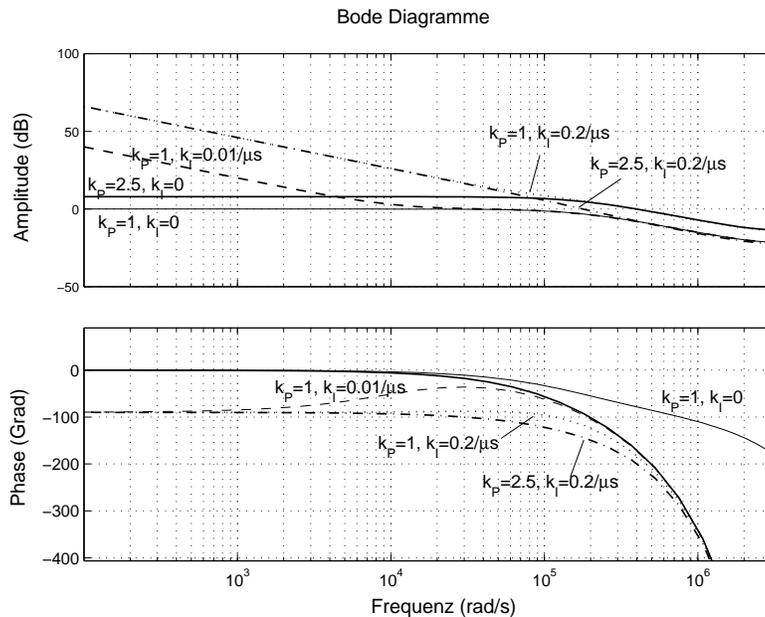


Abbildung 3.3.: Bodediagramm der Übertragungsfunktion des PI-Reglers. Bei einer Verstärkung von $0.2/\mu\text{s}$ im Integralteil wird der 0dB-Punkt mit -180° Phasenvorschub erreicht.

Bei einem Proportionalregler bleibt immer eine Regelabweichung, die um so größer ist, je kleiner die mögliche Verstärkung ist. Ein Vorteil eines Integralteils im Regler ist die Tatsache, dass diese Regelabweichung korrigiert wird, sie geht asymptotisch gegen Null.

Die Geschwindigkeit der Sollwertfolge und die exponentielle Abklingkurve der Überschwinger, die nach Sprüngen des Eingangssignals auftreten, bewirken, dass ein stationärer Zustand erst nach einem Einschwingvorgang erreicht wird.

Das Verhalten des Systems mit geschlossener Regelschleife wird aus Abbildung 3.4 deutlich. Die Resonanzüberhöhung im Bereich der Eckfrequenz entspricht den mit zunehmender Verstärkung stärker werdenden Überschwingern während des Einschwingvorganges zu Beginn des Pulses. Im instabilen Bereich jenseits der kritischen Verstärkung ist im Phasendiagramm ein Sprung zu positivem Phasenvorschub zu beobachten.

3.2.3. Simulation

Zur Simulation des Verhaltens von Regelung und Resonator wurde ein Modell des Systems mit „Simulink“, einer Erweiterung des Mathematik-Programmpaketes „Matlab“, erstellt (Abbildung 3.5). Abbildung 3.6 zeigt den Einschwingvorgang eines Pulses in der Simulation. Die Einhüllende der Überschwinger bildet eine exponentiell abfallende Kurve, die sich dem Sollwert annähert. Zur Untersuchung der Dauer des Einschwingens wurden Pulse mit verschiedenen Anfangsbedingungen untersucht. Bei den im Betrieb zu

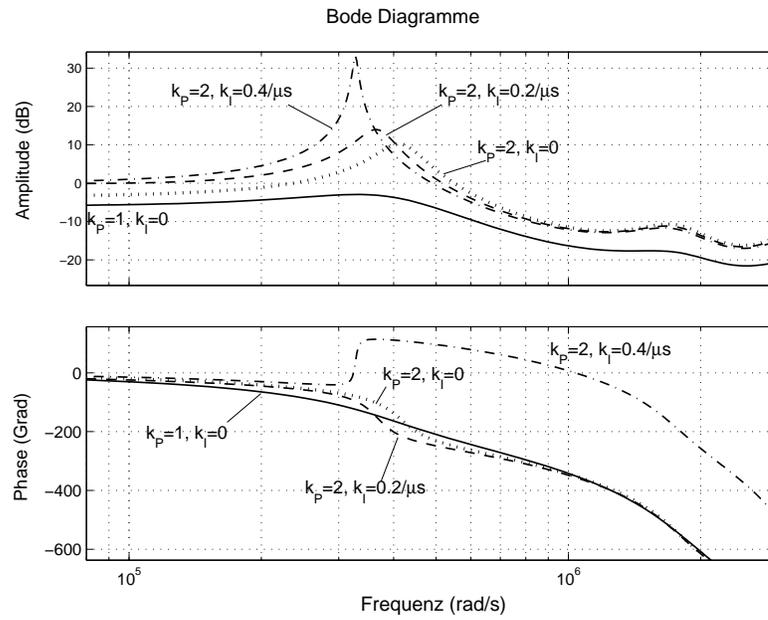


Abbildung 3.4.: Bodediagramm der Übertragungsfunktion mit geschlossener Rückkopplungsschleife. Erkennbar ist die mit wachsender Verstärkung ansteigende Überhöhung der Frequenz der Überschwinger und im Phasendiagramm der Wechsel zu positivem Phasenvorschub jenseits der kritischen Verstärkung.

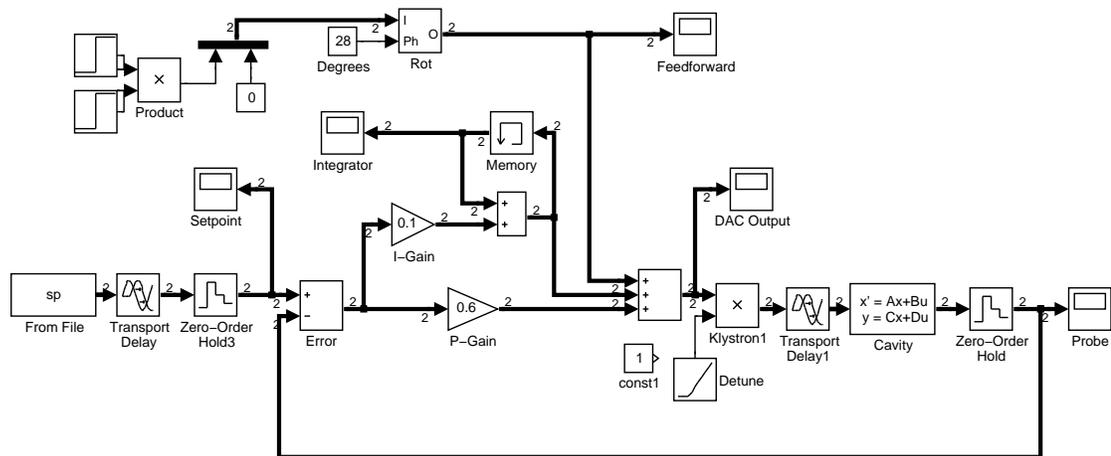


Abbildung 3.5.: Simulink Modell von Regelung und Resonator

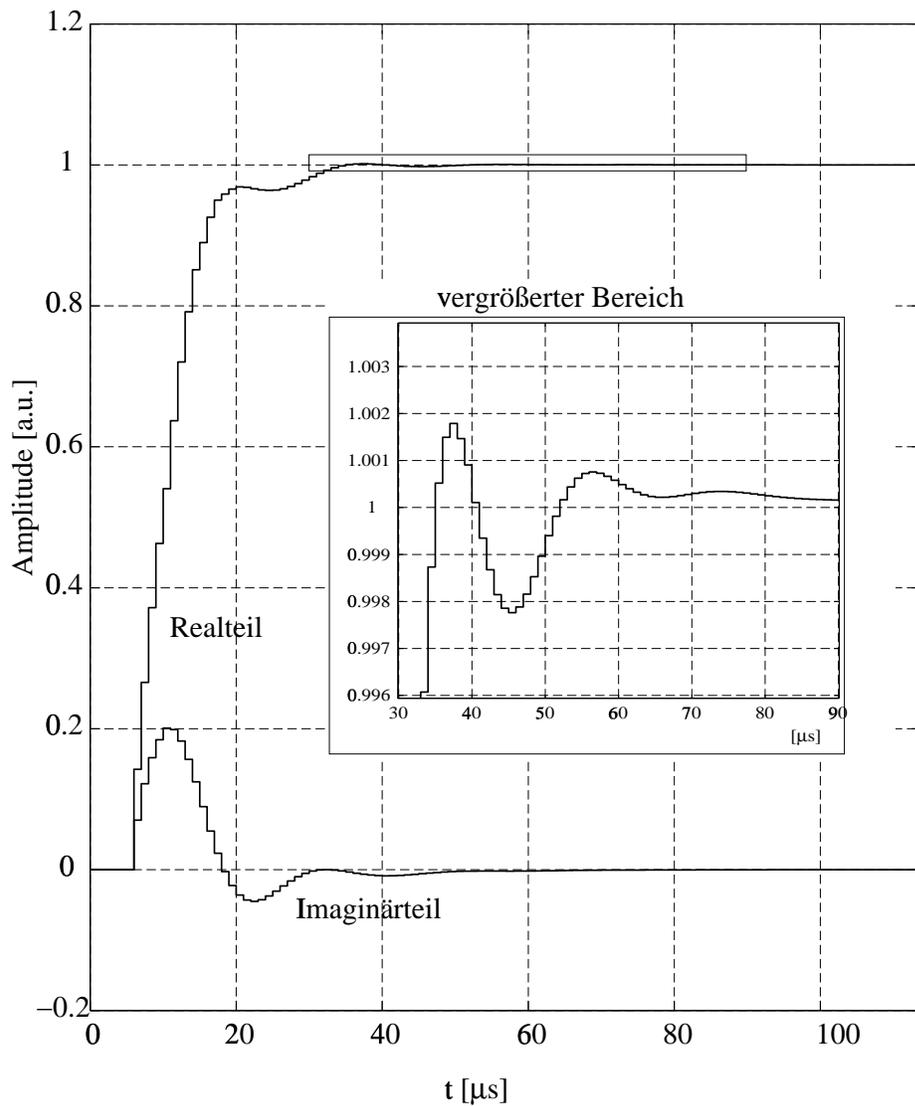


Abbildung 3.6.: Einschwingvorgang in der Simulation bei einer Verstimmung um 10kHz. Nach $50\mu\text{s}$ ist die Abweichung kleiner als 10^{-3} . Die Proportionalverstärkung beträgt hier 1.2, die des Integrators $0.1/\mu\text{s}$

erwartenden Verstimmungen wird mit den im vorigen Abschnitt vorgeschlagenen Verstärkungen die Abweichung vom Sollwert bereits nach $50\mu\text{s}$ auf $5 \cdot 10^{-3}$ reduziert. Weichen die Anfangsbedingungen zu stark von den Sollwerten ab, beispielsweise durch extrem starke Verstimmung oder starke Schwankungen in der Klystronspannung, so ist eine höhere Verstärkung notwendig, um die Zeitkonstante des Integrators abzusenken. Mit höherer Verstärkung wachsen aber auch die Überschwinger, und selbst wenn das System stabil bleibt, dauert das Abklingen der Oszillationen länger. Die Zeit, die zum sicheren Einschwingen benötigt wird, ist also von der Stabilität der Betriebsbedingungen abhängig.

4. Aufbau der Regelung

Die in Kapitel 3 vorgeschlagene Regelung des Feldes im Resonator wurde am TTF Beschleuniger als vollständig digitale Regelung umgesetzt. Die Komponenten hierzu wurden größtenteils für die Vektorsummenregelung supraleitender Resonatoren entwickelt [Schilcher] und hier den speziellen Bedingungen der normalleitenden Elektronenquelle angepasst.

Im Folgenden wird die Regelungsschleife in ihren Komponenten Sensor, Regelungsglied und Stellglied besprochen.

4.1. Sensor

Die zur Regelung und für erweiterte Diagnostik nötigen Messdaten werden als 1.3GHz Hochfrequenzsignale gemessen. Dies sind an erster Stelle das Hochfrequenzfeld im Resonator, das mit einer magnetisch koppelnden Messschleife im Resonator selber gemessen wird. Vier solcher Antennen („Pickups“) sind im Resonator in den beiden Zellen jeweils in der horizontalen und vertikalen Ebene am Äquator angeordnet. Dadurch ist es möglich, Feldinhomogenitäten zwischen den Zellen und überlagerte Dipolmoden zu messen. In der Praxis ist dieses jedoch schwierig, da keine absolute Kalibration der Pickupantennen vorhanden ist. Es kann also nur eine relative Messung vorgenommen werden, um zeitliche Veränderungen zu messen. Im Wellenleiter zwischen Klystron und Resonator können mit einem Richtkoppler die vorwärts laufende und die reflektierte Welle getrennt abgegriffen werden. Die Messgenauigkeit wird dabei durch Übersprechen der Kanäle aufeinander (Direktivität des Richtkopplers¹) eingeschränkt.

Da die Hochfrequenzsignale sich nicht zur direkten Messung eignen (da man Analog-Digital-Wandler nicht mit 1.3GHz takten kann), müssen sie in Signale niedrigerer Frequenz konvertiert werden. Dazu werden sie mit einem lokalen Oszillator (L.O.) multipliziert („gemischt“) und die Signale mit der entstehenden Zwischenfrequenz weiterverarbeitet (Abbildung 4.1). Einen solchen Frequenzkonverter nennt man Mischer.

$$U_{HF}(t) = U_{HF} \cdot \sin(\omega_{HF}t + \phi_{HF}), \quad U_{LO}(t) = U_{LO} \cdot \sin(\omega_{LO}t + \phi_{LO}) \quad (4.1)$$

¹Bei dem verwendeten Richtkoppler wird das Signal einer Komponente mit jeweils 40dB Dämpfung auf die andere übertragen.

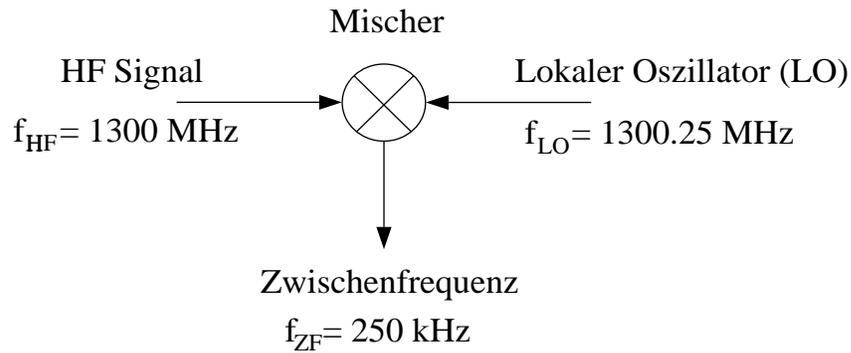


Abbildung 4.1.: Frequenzkonversion im HF-Mischer

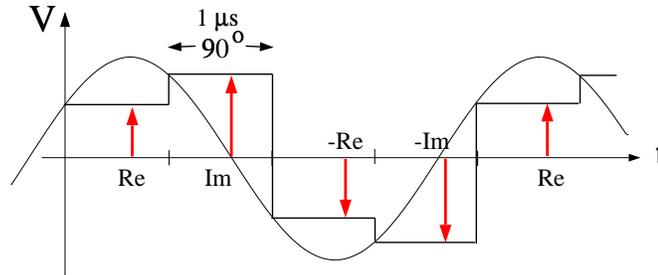


Abbildung 4.2.: HF-Messung durch Abtasten des Zwischenfrequenzsignals. Aufeinanderfolgende Messwerte werden jeweils als Real- und Imaginärteil des Feldvektors interpretiert.

Das Ausgangssignal des Mixers ist dann eine Überlagerung aus der Summenfrequenz und der Differenzfrequenz.

$$U_{ZF}(t) = \frac{U_{HF}U_{LO}}{2} (\cos((\omega_{HF} + \omega_{LO})t + (\phi_{HF} - \phi_{LO})) - \cos((\omega_{HF} - \omega_{LO})t + (\phi_{HF} + \phi_{LO}))) \quad (4.2)$$

Der entscheidende Anteil ist dabei die Differenzfrequenz, der höherfrequente Anteil sowie eventuell zum Ausgang durchkoppelnde Anteile der hochfrequenten Oszillationen (f_{HF} und f_{LO}) werden von einem Tiefpassfilter abgeschnitten. Das Zwischenfrequenzsignal enthält die relevante Amplituden- und Phaseninformation des zu messenden HF Signals.

Zur Erzeugung des lokalen Oszillators wird mit einem Vektormodulator die Phase des 1.3GHz-Signals des Referenzoszillators in 90° Schritten geschaltet, was dem Aufmodulieren eines stufenförmigen 250kHz-Signals entspricht. Es wird also ein L.O.-Signal mit 1300.25MHz erzeugt. Das Ausgangssignal des Mixers ist daher die Differenzfrequenz von 250kHz.

Die Analog-Digital-Wandler (ADC, „analog digital converter“) werden mit einem Takt von 1MHz betrieben, dem Vierfachen der Zwischenfrequenz. Zwischen zwei Messpunkten

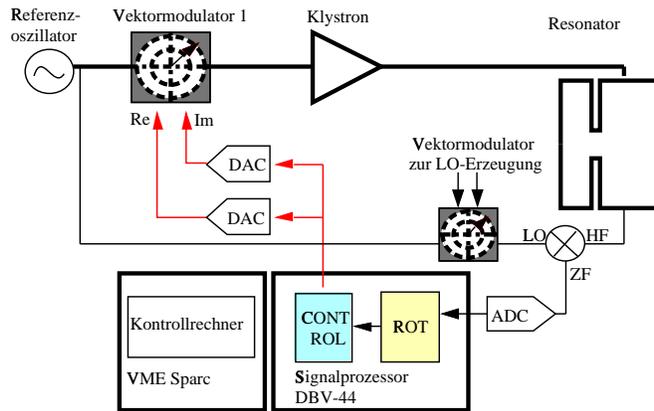


Abbildung 4.3.: Schematische Darstellung der Bestandteile der Regelung. In der Ansteuerung wird das Signal des Referenzoszillators durch den Vektormodulator moduliert und vom Klystron verstärkt. Das im Resonator gemessene Signal wird auf eine Zwischenfrequenz von 250kHz konvertiert und abgetastet. Der digitale Teil des Reglers besteht aus der Kette ADC, Signalprozessoren und DAC.

liegt also ein Phasenvorschub von 90° . Interpretiert man aufeinanderfolgende Messwerte als Realteil, Imaginärteil, negativer Realteil, negativer Imaginärteil, Realteil, usw., so kann man aus der Messung direkt den Feldvektor rekonstruieren (Abbildung 4.2). Allerdings liegt die volle Information nur nach jeder zweiten Messung vor, die effektive Abtastrate liegt also nur bei 500kHz. Durch die Verwendung eines Rechtecksignals anstelle einer 250kHz Sinusschwingung wird sichergestellt, dass die ADCs während der Abtastzeit ein weitgehend konstantes Signal registrieren und kein schnell veränderliches. Kleinere Abweichungen der Abtastzeitpunkte sind daher unkritisch.

Offsetfehler des Vektormodulators zur L.O.-Erzeugung bewirken, dass jeder der vier um 90° verschobenen Abtastpunkte mit einem (konstanten) Fehler behaftet ist. Der Vorschub zwischen zwei Messpunkten beträgt also nicht immer exakt 90° , und es gibt einen Amplitudenfehler, der zur Folge hat, dass die Beträge der Komponenten des Feldvektors nicht konstant sind. Im Ergebnis erscheint ein zusätzliches Störsignal mit einer Frequenz von 250kHz, das das Messsignal überlagert. Diese Störungen sind in hohem Masse repetitiv, treten also in jedem Puls in gleicher Weise auf. Es ist daher möglich, während des Betriebes durch Mittelung über mehrere Pulse (zur Vermeidung von Fehlern durch statistisches Rauschen) und Glättung eine Korrekturtabelle zu berechnen, die dann vom Signalprozessor auf das gemessene Signal angewandt wird (Abbildung 5.5).

4.2. Regler

Der Regelungsalgorithmus ist in zwei digitalen Signalprozessoren (DSP, Texas Instruments TMS 320C40, 60MHz Taktfrequenz) implementiert, die über ein digitales Bus-

system („Com-port“) miteinander und mit den ADCs und DACs verbunden sind (Abbildung 4.3).

Die digitalisierten Messwerte werden von einem DSP eingelesen, jeweils zwei aufeinanderfolgende Werte werden zu einem Paar aus Real- und Imaginärteil zusammengefügt (\mathbf{U}_{ADC}) und mit einer Dreh-Streckmatrix \mathbf{M} normiert. Die Streckung kalibriert das gemessene Feld in MV/m (Faktor g), mit der Rotation um den Winkel ϕ werden zum einen die 90° -Schritte aus dem Abtasten korrigiert, zum anderen der Phasenvorschub aus Kabel- und Hohlleiterlängen und Verstärkern so ausgeglichen, dass der Winkel des Feldvektors der Strahlphase entspricht.

$$\mathbf{U}_{ROT,k} = \mathbf{U}_{ADC} \cdot \mathbf{M}_k \quad (4.3)$$

$$\mathbf{M}_0 = g \begin{pmatrix} \cos \phi & -\sin \phi \\ \sin \phi & \cos \phi \end{pmatrix} \quad (4.4)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{M}_1 &= \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix} \cdot \mathbf{M}_0; & \mathbf{M}_2 &= \begin{pmatrix} -1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \cdot \mathbf{M}_0; \\ \mathbf{M}_3 &= \begin{pmatrix} 0 & -1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \cdot \mathbf{M}_0; & \mathbf{M}_4 &= \mathbf{M}_0 \dots \end{aligned} \quad (4.5)$$

Der (repetitive) Fehler aus dem Mischen und Abtasten der Zwischenfrequenz wird durch Addition der Korrekturtabelle \mathbf{R} („Rippletabelle“) minimiert. Diesen Fehler mit einem Tiefpassfilter zu korrigieren hätte die Zeitkonstante der Regelung zu sehr vergrößert und die mögliche Verstärkung stark eingeschränkt.

$$\mathbf{U}_k = \mathbf{U}_{ROT,k} + \mathbf{R}_k \quad (4.6)$$

Das so aufbereitete Messsignal \mathbf{U} wird dann an den zweiten Signalprozessor weitergeleitet. Dieser errechnet die momentane Abweichung vom Sollwert, indem der Wert in der Sollwerttabelle („Setpoint“) abgezogen wird ($\mathbf{SP} - \mathbf{U}$). Das Fehlersignal wird dann einerseits mit dem Verstärkungsfaktor des Proportionalteils k_P multipliziert, andererseits mit der Verstärkung des Integrators k_I multipliziert und zum akkumulierten Wert des Integrators \mathbf{U}_I addiert. Die beiden Anteile werden zusammen mit dem Wert der Vorkompensation \mathbf{FF} („Feedforward“) addiert und das Ergebnis \mathbf{U}_{DAC} zum DAC gesandt.

$$\begin{aligned} \mathbf{U}_{I,k} &= \mathbf{U}_{I,k-1} + k_I (\mathbf{SP}_k - \mathbf{U}_k) \\ \mathbf{U}_{DAC,k} &= k_P (\mathbf{SP}_k - \mathbf{U}_k) + \mathbf{U}_{I,k} + \mathbf{FF}_k \end{aligned} \quad (4.7)$$

„Setpoint“, „Feedforward“ und „Ripple“ sind als Tabellen mit jeweils 2048 Einträgen für Real- und Imaginärteil ausgelegt. Jeder Eintrag entspricht einem Abtastzyklus, bei einer

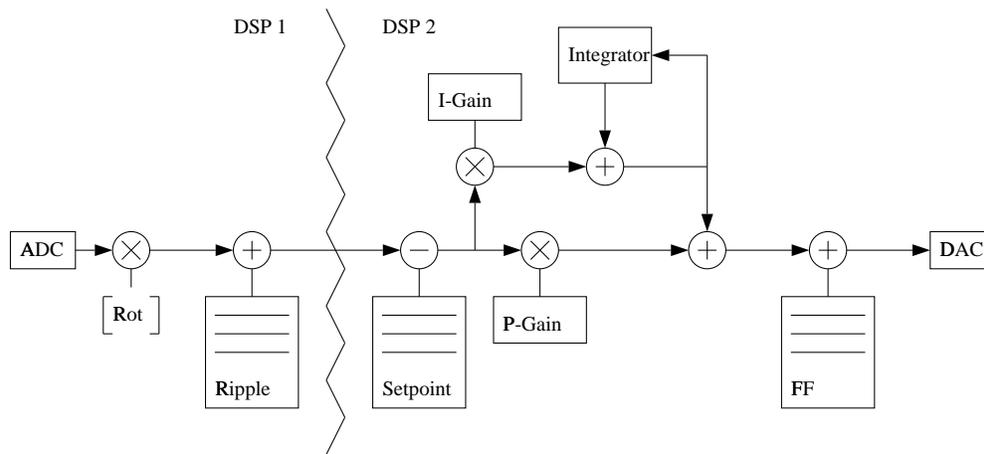


Abbildung 4.4.: Der Regelungsalgorithmus. Im ersten Prozessor (linke Seite) wird das gemessene Signal normiert und geglättet, im zweiten Prozessor läuft der eigentliche Regelungsalgorithmus ab. Das Fehlersignal wird im Proportionalteil direkt auf den Ausgang addiert, im Integralteil wird der aus vorigen Zyklen akkumulierte und gespeicherte Wert des Integrators zusätzlich addiert.

Frequenz von 1MHz können also Pulslängen bis etwa 2ms verwendet werden. Der Takt der Berechnung wird durch die Abtastrate des ADCs vorgegeben, die Signalprozessoren arbeiten also datengesteuert. Mit dieser Tabellenstruktur ist es beispielsweise möglich, die „Feedforward“-Tabelle so zu programmieren, dass zum Zeitpunkt des Strahleinschusses die Generatorleistung angehoben wird, um die Strahlbelastung auszugleichen.

Das Ergebnis der Berechnung des Feldvektors \mathbf{U}_k im ersten Signalprozessor wird in einer Tabelle abgespeichert, die vom Kontrollrechner zu Diagnosezwecken ausgelesen werden kann.

4.3. Stellglied

Die errechneten Setzwerte für Real- und Imaginärteil werden über zwei 16 Bit Digital-Analog Wandler (DAC, „digital-analog-converter“) ausgegeben. Diese Wandler verwenden kein Taktsignal, sondern werden durch das Eintreffen der neuen Setzwerte am Kommunikationsbus getaktet. Der Ausgangssignalpegel wird jeweils gehalten, bis der nächste Wert anliegt. Ein Vektormodulator moduliert mit diesen Signalen die 1.3GHz Ansteuerung des Klystrons. Schnelle HF-Schalter, die vom Taktgeber oder, im Fehlerfalle, vom Interlocksystem² gesteuert werden, schalten das Ansteuerungssignal dann zu den Vorverstärkern des Klystrons durch.

²Das Interlocksystem überwacht Betriebsparameter wie Vakuum, Wassertemperatur oder Lichterscheinungen durch Entladungen am Koppler. Im Fehlerfalle wird die Zufuhr der Hochfrequenzleistung unterbrochen.

4.4. Software und Diagnose

Ähnlich wie die DSPs arbeiten auch die ADCs mit Tabellen, in die für jeden Makropuls 2048 Messwerte aufgenommen werden, so dass ein kompletter HF-Puls abgespeichert werden kann. Die Messdaten stehen dann dem Kontrollrechner zu Diagnosezwecken zur Verfügung.

Der direkte Zugriff des Kontrollrechners auf Messdaten ermöglicht die Automatisierung von Kalibrationsabläufen. So wird beim Justieren der Parameter der Regelung das Klystron mit geöffneter Regelschleife angesteuert und das im Resonator erzeugte Feld gemessen. Aus Phase und Amplitude dieses Signals werden die Parameter ϕ und g der Normierungsmatrix aus Gleichung 4.4 berechnet.

5. Ergebnisse

5.1. Messungen

Neben der Messung des Resonatorfeldes über die Antennenschleifen („Pickups“) im Inneren des Resonators, die als Eingangssignal für die Regelung verwendet wird, gibt es noch weitere Messungen zu diagnostischen Zwecken. Die Feldvektoren der vorwärts und rückwärts laufenden Wellen im Hohlleiter werden mit einem Richtkoppler ausgekoppelt. Diese Signale werden über Mischer auf eine Zwischenfrequenz von 250kHz konvertiert und wie die Pickup-Signale von ADCs gemessen und digitalisiert (Abschnitt 4.1).

Die Messung der Resonanzfrequenz während des Feldabfalls geschieht indirekt, über das zeitliche Verhalten der Phase des abgetasteten Zwischenfrequenzsignals. Da diese Messung einen „Vergleich“ mit der festen Frequenz des Referenzoszillators darstellt, äußert sich eine abweichende Frequenz in einer zeitlich anwachsenden Phasenverschiebung. Die Ableitung beschreibt die Verstimmung des Resonators. Ist der Resonator auf die Betriebsfrequenz abgestimmt, so bleibt die Phase konstant.

Durch die kurze Zeitkonstante des Resonators fällt das Feld allerdings innerhalb weniger Mikrosekunden so stark ab, dass eine genaue Phasenmessung nicht mehr möglich ist (Abbildung 5.5). Mit der Abtastrate von 1MHz und der vollständigen Messung des Feldvektors in zwei Mikrosekunden ist es derzeit nur möglich, die Tendenz der Verstimmung zu erkennen. Die hierbei gewonnene Information kann also nicht zur Verbesserung der Vorkompensation verwendet werden.

Abbildung 5.1 zeigt die Auswirkungen der wichtigsten Störungen im unregelmäßigen Betrieb. Die Schwankungen der Hochspannungsversorgung des Klystrons bewirken eine Änderung der Verstärkung. Die Folge sind Abweichungen in der Amplitude der vorwärts laufenden Welle um etwa 2% und ein Phasenfehler von 3°. Diese Schwankungen spiegeln sich in der Resonatorspannung in Amplitude und Phase wider. Die Einflüsse der Temperaturschwankungen auf das Feld im Resonator sind deutlich stärker. Eine Temperaturdifferenz von 0.5°C bewirkt einen Verstimmungswinkel von etwa 15°, erkennbar in der Phase von U_c . Auf die Amplitude von U_c wirkt sich die Verstimmung nicht so stark aus ($\sim \tan^2 \phi$), daher sind hier die Klystronschwankungen besser zu erkennen, die in der gleichen Größenordnung liegen. Die Amplitude der reflektierten Leistung wird minimal, wenn die Resonanzfrequenz des Resonators gleich der Betriebsfrequenz von 1.3GHz ist. Die schnellen Schwankungen sind eine Folge der elektrischen Heizung im Kühlkreislauf. Wird diese Heizung mit weniger als 100% Leistung betrieben, so sorgt eine Puls-Pause-

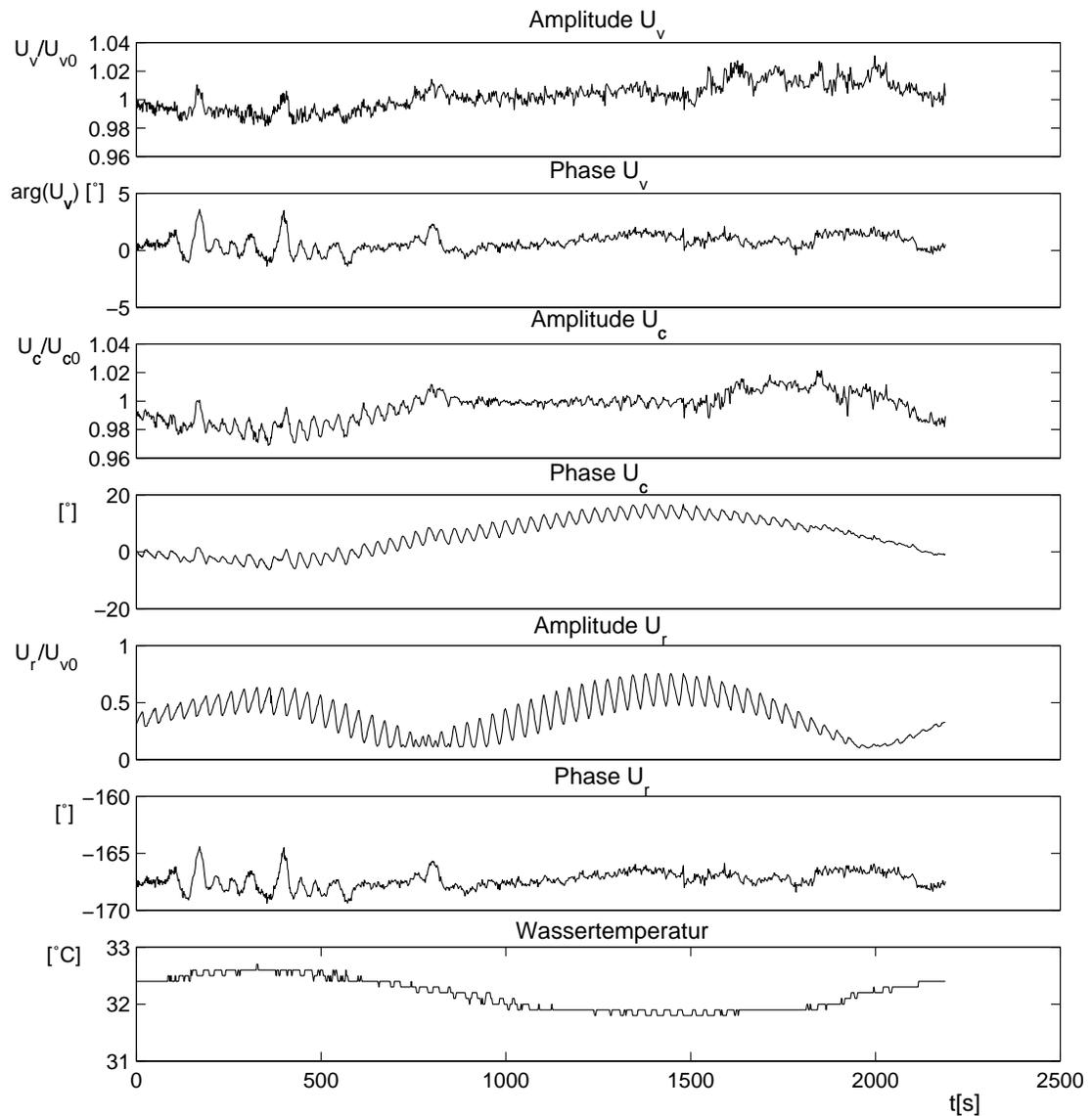


Abbildung 5.1.: Stabilitätsmessung ohne Regelung (Februar 1999). Die Amplitude der vorwärtslaufenden Welle (U_v) zeigt die Klystronfluktuationen von ca. 2% in der Amplitude und die daraus resultierenden 3° in der Phase. Die Resonatorspannung U_c und die Amplitude U_r der reflektierten Leistung folgen dem Verlauf der Wassertemperatur. Die Temperaturdifferenz von $0,5^\circ\text{C}$ bewirkt einen in der Phase der Resonatorspannung erkennbaren Verstimmungswinkel von etwa 15° . Die Messungen sind Mittelwerte über Pulse von $40\mu\text{s}$ Länge.

Modulation für die Leistungsreduzierung. Diese Schwankungen sind für die Temperaturmessung der Regelung kaum nachzuweisen, bewirken aber eine deutliche Änderung der Verstimmung des Resonators. In der Phase sind wiederum die Schwankungen der Vorwärtsleistung zu sehen, eine Folge der endlichen Direktivität des Richtkopplers. Je nach Phasenlage zwischen den vorwärts und rückwärts laufenden Wellen wirkt sich dieses Übersprechen auf Phase oder Amplitude des schwächeren Signals der reflektierten Welle aus.

5.2. Betrieb der Regelung

5.2.1. Vorkompensation

In einer Vorstufe zum Betrieb der eigentlichen Regelung wurde im Januar/Februar 1999 ein „angepasstes Feedforward“ verwendet. Dabei wird das Klystron nur über die Feedforwardtabelle angesteuert, die Regelschleife bleibt geöffnet. Während des stationären Teils jedes Pulses wird aus dem Signal des Resonator-Pickups der Mittelwert der HF-Phase bestimmt und mit dem Sollwert verglichen. Im darauffolgenden Puls wird die Feedforwardtabelle um diese Abweichung korrigiert. Dadurch lässt sich die langsame Drift der Verstimmung durch die Resonatortemperatur bis auf etwa 1.5° in der Phase korrigieren. Die Abweichungen in der Amplitude durch Verstimmung sind gering, bei einem Verstimmungswinkel von maximal etwa 10° sinkt die Spannung um etwa 4%. Schwieriger sind die Folgen aus einer Nichtlinearität des Vektormodulators, mit dem die Klystronansteuerung moduliert wird. Hier bewirkt eine Phasenänderung gleichzeitig eine Amplitudenänderung. Die erwähnten 10° Phasenänderung können so bis zu 10% Amplitudenfehler zur Folge haben. Eine Korrektur der Amplitude zwischen den Pulsen, analog zur Phasenkorrektur war zwar möglich, wegen der nichtlinearen Verstärkung des Klystrons aber weniger erfolgreich.

In Abbildung 5.2 ist das Ergebnis dieser Methode erkennbar. Die DSP-Korrekturwerte geben die für die Vorkompensation berechnete Korrektur an. Die Phasenkorrektur variiert erwartungsgemäß um etwa 15° , die Amplitudenkorrektur um etwa $\pm 4\%$. Die schnellen Schwankungen durch den Pulsbetrieb der Heizung können nur unzureichend korrigiert werden, da die Temperaturänderung zwischen zwei aufeinanderfolgenden Pulsen zu groß ist. Dieses Verhalten konnte verbessert werden, indem die Temperaturregelung so umprogrammiert wurde, dass die Heizung immer mit 100% Leistung läuft und die Regelung über die Kühlwasserventile erfolgt. Durch weitere Optimierung der Regelparаметer des Kühlkreislaufs konnte erreicht werden, dass sich die Temperatur langsamer ändert. Die Veränderung zwischen aufeinanderfolgenden Pulsen wird dadurch kleiner und die Vorkompensation präziser.

Statistische Schwankungen der Klystronhochspannung von Puls zu Puls verschlechtern das Ergebnis, da sie nicht vorhersagbar sind. Da bei der Messung der Verstimmung nicht zwischen den Ursachen des gemessenen Fehlers unterschieden werden kann, haben

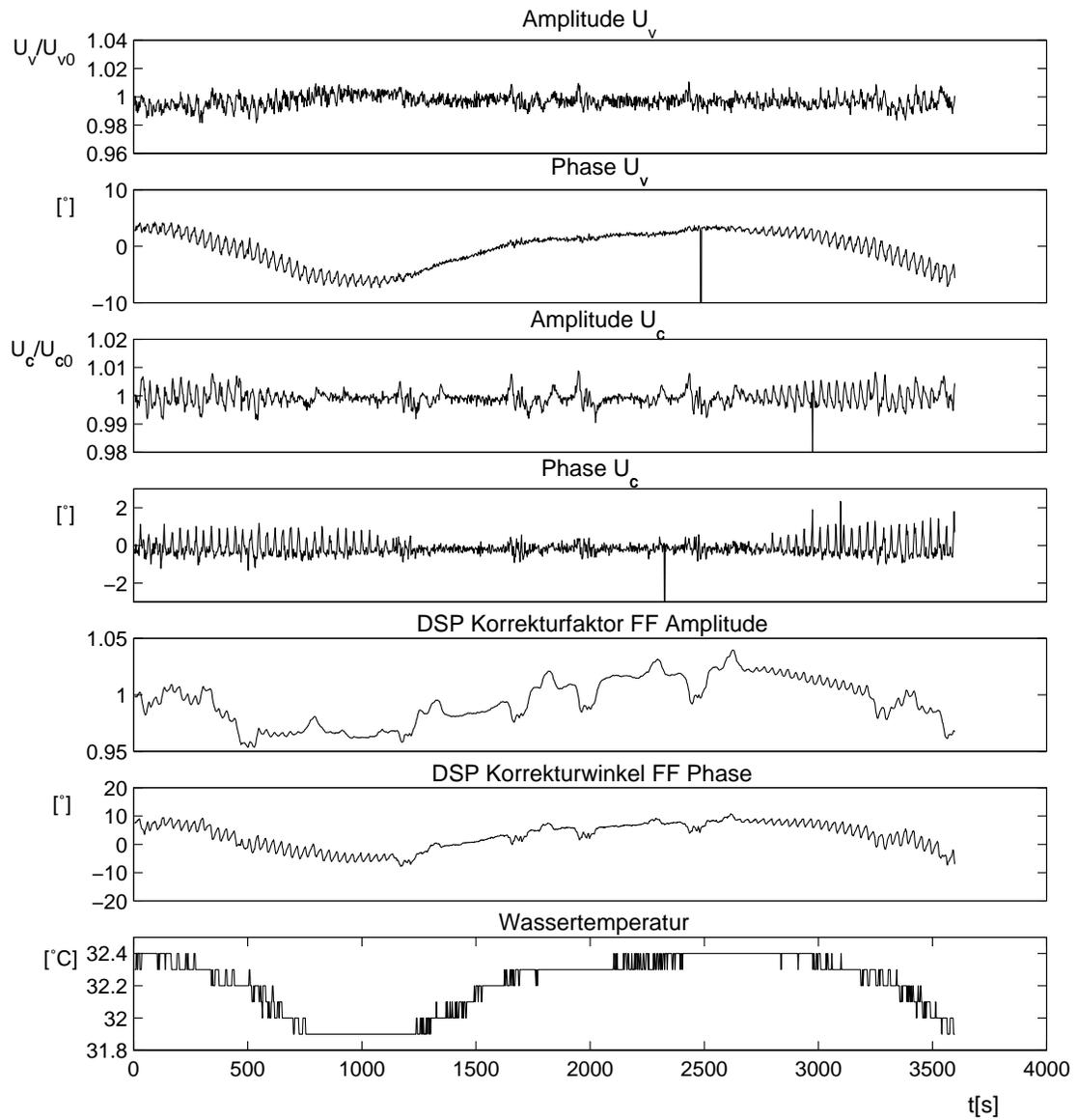


Abbildung 5.2.: Messung mit eingeschalteter Vorwärtskompensation. Der Amplitudenfehler des Feldes im Resonator konnte auf ca. 1% reduziert werden, der Fehler der Phase auf 1.5° . Phasenfehler aufgrund von schnellen Temperaturschwankungen werden praktisch nicht korrigiert.

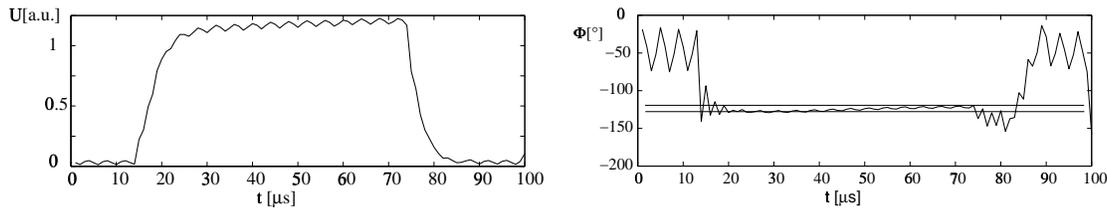


Abbildung 5.3.: Resonatorfeld in Amplitude und Phase bei ungeregeltem Betrieb. Die über die Dauer des Pulses ansteigende Klystronhochspannung bewirkt einen Anstieg in der Amplitude und einen Fehler in der Phase von bis zu 10° .

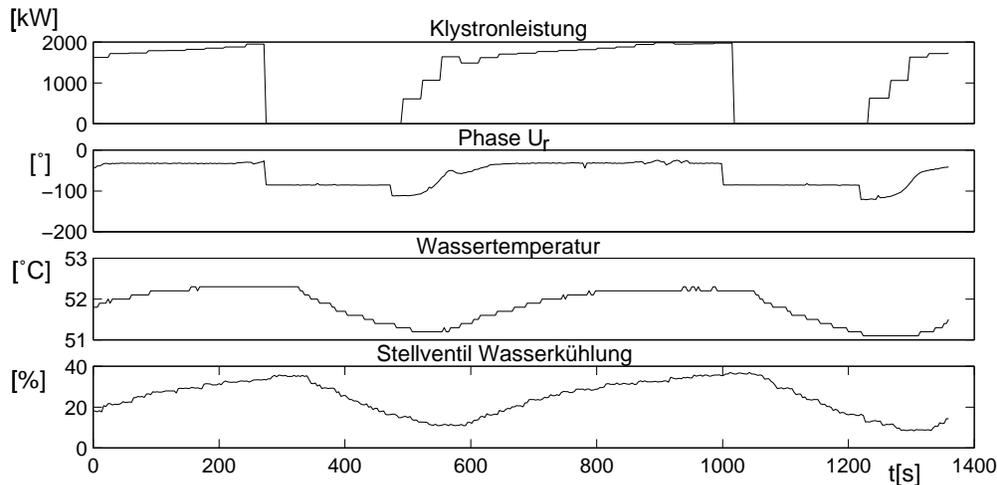


Abbildung 5.4.: Temperaturregelung bei $500\mu\text{s}$ Pulslänge und 5Hz Betrieb. Die lange Verzögerungszeit durch Rohrleitungen zwischen Kühlwasserzufluss und Resonator bewirkt beim Abschalten der Vorwärtsleistung einen Temperaturabfall von etwa 1°C .

die statistischen Schwankungen auch Auswirkungen auf die folgenden Pulse, da auch die unkorrelierten Störungen eine Kompensation auslösen.

Schwankungen in Phase und Amplitude während des HF-Pulses lassen sich mit dieser Methode natürlich nicht korrigieren. Eine Quelle für solche Störungen sind auch hier Schwankungen der Klystronhochspannung (Abbildung 5.3). Die Stabilisierung der Hochspannung ist im Frühjahr 1999 allerdings auf wenige 100V verbessert worden.

Ein zusätzliches Problem wurde während des Konditionierungsbetriebs¹ eines neu entwickelten Resonators (Abschnitt 5.3) beobachtet. Dieser Resonator wurde mit Pulsen von bis zu $500\mu\text{s}$ Dauer bei einer Wiederholrate von 5Hz betrieben. Die mittlere Lei-

¹Hochfrequenzresonatoren müssen für den Betrieb mit hohen Feldstärken konditioniert werden. Dabei wird die Leistung schrittweise erhöht, wobei Unebenheiten in der Oberfläche des Resonators durch Feldemission erhitzt und abgetragen werden.

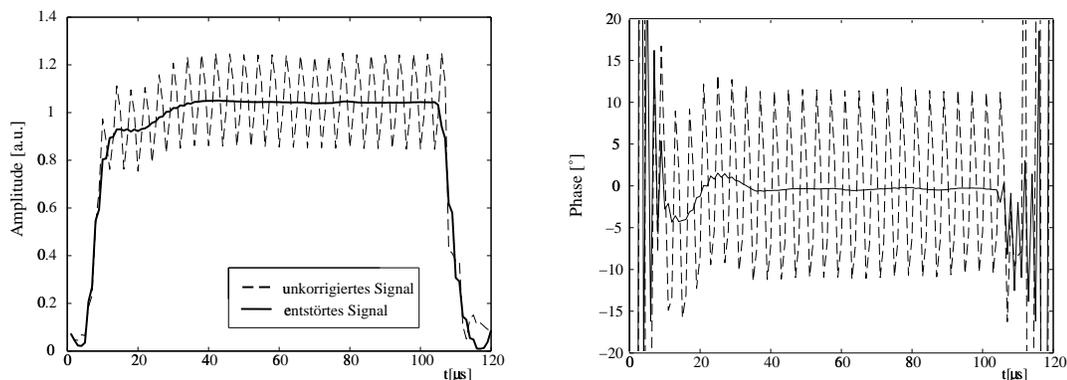


Abbildung 5.5.: $100\mu\text{s}$ Puls mit geschlossener Rückkopplungsschleife. Die unterbrochene Linie zeigt die Messwerte mit dem 250kHz Störsignal, die durchgezogene Linie das per „Rippletable“ korrigierte Signal.

stung war demnach 25 mal höher als bei Strahlbetrieb, betrug allerdings immer noch nur etwa ein Drittel der Leistung, die im Betrieb mit $800\mu\text{s}$ Pulslänge und 10Hz erwartet wird. Unter diesen Bedingungen arbeitet die Regelung der Kühlwassertemperatur mit ausgeschalteter Heizung und weitgehend geöffneten Kühlwasserventilen. Bei konstanter eingestrahelter Leistung ist die Regelung stabil und die Qualität vergleichbar mit den bisherigen Bedingungen. Wird die Leitung jedoch abgeschaltet, schließen die Ventile wegen der langen Rohrleitungen zwischen Ventil und Resonator erst nach einer Verzögerungszeit von einigen Sekunden. Die Kaltwasserzufuhr dauert also nach dem Wegfall der Leistung noch an und der Resonator wird um bis zu 1°C unter den Sollwert gekühlt. Die Korrektur dieses Temperaturabfalls dauert einige Minuten. Dieser Effekt soll in Zukunft dadurch vermieden werden, dass die mittlere eingestrahelte Leistung im HF-System gemessen und bei der Wasserregelung berücksichtigt wird. Beim Abschalten der Leistung können die Ventile dann rechtzeitig geschlossen werden.

5.2.2. Regelung mit Rückkopplung

Der Signalprozessorcode für die Rückkopplungsregelung mit Integrator wurde im August 1999 in Betrieb genommen. Mit manuell eingestellten Verstärkungsfaktoren wurden Ergebnisse erzielt, die den Erwartungen aus Theorie und Simulation entsprechen. Da der Einschwingvorgang zuverlässig innerhalb der ersten $50\mu\text{s}$ des Pulses erfolgt, ist die Korrektur der Vorkompensation nicht mehr notwendig. Abbildung 5.5 zeigt einen $100\mu\text{s}$ langen Puls mit geschlossener Rückkopplungsschleife. Über- und Unterschwinger sind fast nur während des Füllens des Resonators sichtbar, der Strahleinschuss erfolgt bei $70\mu\text{s}$. Nach dem Einschwingvorgang sind die Abweichungen in der Phase kleiner als 0.5° . Die Abweichungen der Amplitude vom Sollwert liegt im Bereich der Messgenauigkeit von

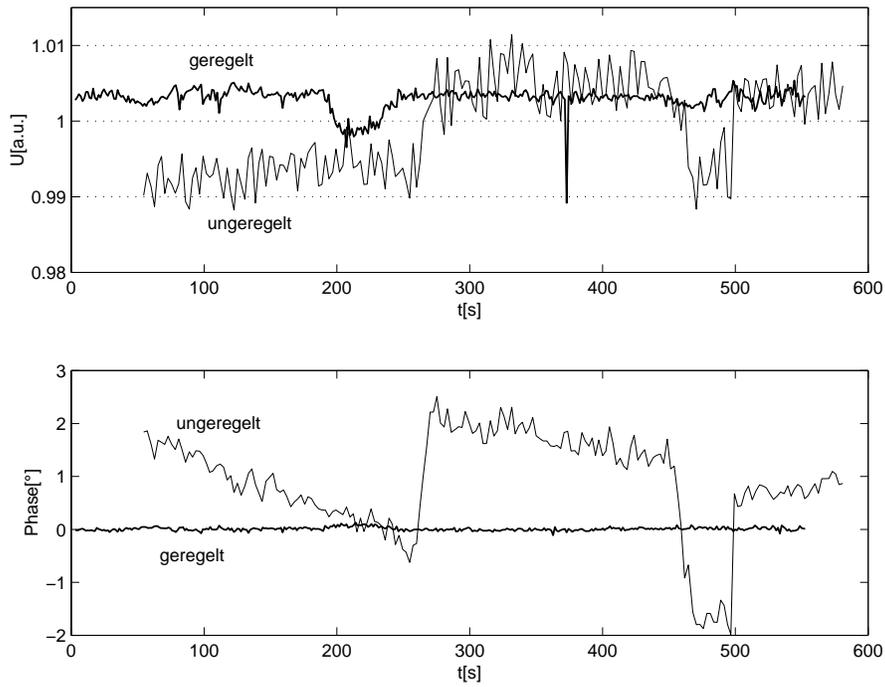


Abbildung 5.6.: Amplitude und Phase des Feldvektors über einen Zeitraum von 10 Minuten mit offener und geschlossener Regelschleife. Die einzelnen Messpunkte sind Mittelungen über 30 Mikrosekunden während des Zeitfensters für den Strahleinschuss.

etwa 0.5%. Die Höhe der Überschwinger hängt von der eingestellten Proportional- und Integralverstärkung und der Verstärkung des Klystrons ab. Da die inkrementelle Klystronverstärkung mit zunehmender Leistung abnimmt (die Verstärkungskurve wird flacher, Abbildung 1.5), müssen die Verstärkungsfaktoren der Regelung für den gewünschten Arbeitspunkt justiert werden. Wird eine zu hohe Verstärkung mit entsprechend starken Überschwingern gewählt, kann es zu Spannungsspitzen und Überschlägen in Resonator und Koppler kommen.

Abbildung 5.6 zeigt die Stabilität des geregelten Resonatorfeldes im Vergleich mit dem unregulierten Zustand über einen Zeitraum von 10 Minuten. Da die einzelnen Messpunkte Mittelungen über $30\mu\text{s}$ nach dem Einschwingvorgang des jeweiligen Pulses sind, erscheinen die Schwankungen geringer als die tatsächlichen Abweichungen während des Pulses.

5.3. Ein alternatives Resonatordesign

Als Weiterentwicklung der bisherigen Elektronenquelle mit besonderer Berücksichtigung der Anforderungen des FEL-Betriebs wird derzeit am DESY eine ähnlich aufgebaute Hochfrequenzkanone entwickelt, die sich allerdings in einigen Details vom bisherigen

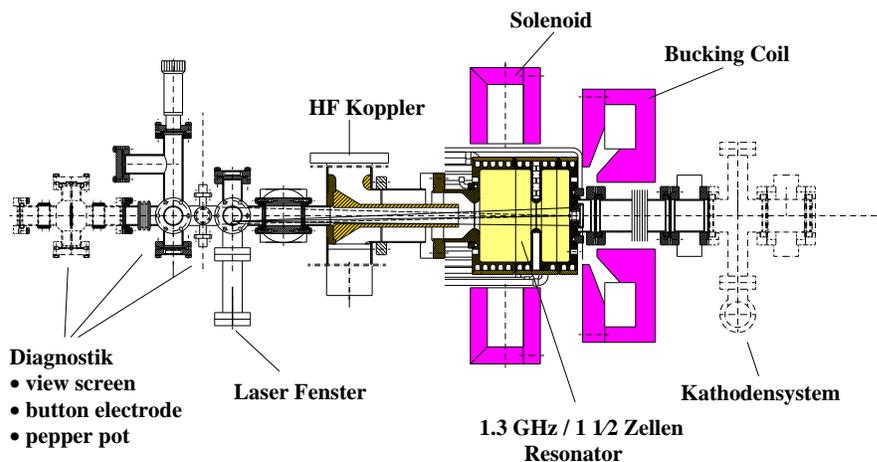


Abbildung 5.7.: Die DESY-Elektronenkanone. Gut erkennbar ist die Anordnung des fokussierenden Solenoiden an zentraler Stelle um die volle Resonanzzelle und der koaxiale Hochfrequenzkoppler.

Fermilab-Design unterscheidet ([CDR-FEL], Abbildung 5.7). Ein erster Prototyp wurde 1998 getestet, ein zweiter Resonator im Frühjahr 1999 in Betrieb genommen.

Bei der Entwicklung des Resonators wurde großer Wert auf axiale Symmetrie gelegt, um Dipolmoden, die sich negativ auf die transversale Emittanz auswirken zu vermeiden. Auffälligste Folge dieses Designs ist der koaxiale Einkoppler, der an der vorderen Iris der vollen Zelle ansetzt und das Strahlrohr umschließt. Diese Anordnung schafft außerdem Platz, um den Hauptsolenoiden nach vorne zu bewegen, er befindet sich auf Höhe der vollen Zelle. Um das Feld an der Kathode auszugleichen wird dann nur noch ein kleinerer Solenoidmagnet („Bucking coil“) hinter der halben Zelle benötigt.

Größere Auswirkungen auf die Regelung hat die Entscheidung, zur Wahrung der Symmetrie keine Pickup-Antennen im Resonator anzubringen. Es ist also nicht möglich, das Feld im Resonator direkt zu messen, die oben vorgestellte Regelung kann nicht ohne weiteres angewendet werden.

Die für eine korrekte Vorauskompensation entscheidende Messung der Verstimmung des Resonators kann auch ohne Pickup-Antennen im Resonator erfolgen. Nach dem Abschalten der Vorwärtsleistung ist die rücklaufende Welle nicht mehr die am Koppler reflektierte Generatorwelle, sondern wird über den Koppler direkt aus dem Resonator ausgekoppelt. Zumindest während des Feldabfalls am Ende des Pulses ist also eine direkte Messung des Resonatorfeldes möglich. Da ohne Vorwärtsleistung auch die Einschränkungen der Messgenauigkeit durch die endliche Direktivität des Richtungskopplers entfällt, ist diese Messung auch ausreichend genau. Allerdings gilt auch hier die Einschränkung, dass das derzeitige System in der kurzen Zeit nicht genug Messpunkte aufnehmen kann.

Um die Störungen in der Vorwärtsleistung durch Schwankungen der Hochspannungsversorgung des Klystrons zu minimieren, könnte die hier vorgestellte Regelung verwendet

werden, um lediglich das Klystron zu regeln. Als Eingangssignal dient in diesem Fall die am Richtungskoppler gemessene vorwärtslaufende Welle. Da die Zeitkonstante der Klystrons mit etwa 40ns erheblich kürzer ist als die des Resonators, ist die verwendbare Verstärkung gering. Die Schwankungen sollten sich aber durch den Integralteil des Reglers ausgleichen lassen. Es bleiben die Fehler durch die Drift der Verstimmung seit der letzten Messung. Bei 1Hz Wiederholrate und einer angenommenen Temperaturänderung von 0.1°C in 1 Minute, also etwa 0.002K zwischen aufeinanderfolgenden Pulsen, liegt der daraus folgende Verstimmungswinkel noch im Rahmen der Unsicherheit der Messung. Die Verstimmung des Resonators während des Pulses zu bestimmen, um sie in der Vorkompensation zu berücksichtigen, ist nur näherungsweise möglich, beispielsweise durch Messung der Verstimmung nach Pulsen unterschiedlicher Länge.

Die Methode, jeden Puls mit Messdaten aus dem vorigen Puls zu korrigieren bringt beim ersten Puls nach einer längeren Pause offensichtlich ein Problem mit sich. Um einen stabilen Strahl zu garantieren, müssen erst ein oder mehrere Pulse mit Hochfrequenz ohne Strahleinschuss erfolgen, um die Vorkompensation einzustellen.

Da die zurücklaufende Welle eine Überlagerung aus Reflektion am Koppler und Auskopplung aus dem Resonator ist, lässt sich auf das Feld im Resonator schliessen, wenn die Vorwärtsleistung in Amplitude und Phase sowie die relativen Phasen an Einkoppler und Richtkoppler ausreichend genau bekannt sind. Ein Algorithmus, der aus der Messung der vorwärtslaufenden und der reflektierten Welle das Resonatorfeld berechnet, könnte ein Eingangssignal für eine geeignete Regelung liefern. Wegen der Komplexität dieser Berechnung sind die derzeit verwendeten Signalprozessoren dazu nicht in der Lage, eine neue Generation könnte aber ausreichend leistungsfähig sein.

Die genaue Messung der reflektierten Leistung ist in der Praxis äußerst schwierig. Bei korrekter Verstimmung und Ankopplung ist die reflektierte Leistung sehr klein, im Idealfall null (Abschnitt 2.3). Die Phase des Resonatorfeldes ist dann praktisch nicht bestimmbar. Im Richtkoppler dominiert der Anteil der vorwärtslaufenden Welle, selbst bei einer Direktivität von 40dB. Dieses Übersprechen ist in Abbildung 5.1 deutlich zu erkennen. Mit den derzeit möglichen Messungen wäre also bei einer solchen Regelung der Fehler der Messung deutlich größer als die angestrebte Stabilität des Resonatorfeldes.

Es bleibt also fraglich, ob der Gewinn an Feldsymmetrie durch das Weglassen der Antennen im Resonator die eingeschränkten Mess- und damit Regelungsmöglichkeiten aufwiegen kann.

5.4. Mögliche Optimierungen

Auch nach dem erfolgreichen Betrieb der Regelung bleibt Raum für Verbesserungen. Erster Ansatz ist eine Optimierung des Systems aus lokalem Oszillator und Mischer, um den Abtastfehler zu verringern. Mit dem schon am Klystron betriebenen neuen Vektormodulator und einem verbesserten Mischer, der mit niedrigeren Signalpegeln arbeitet

sind deutliche Verbesserungen zu erwarten. Die Störungen durch Einstreuungen sollten sich mit sorgfältiger Abschirmung ebenfalls reduzieren lassen.

Unabdingbar ist eine deutliche Verbesserung der Temperaturregelung des Kühlwasserkreislaufs, um die Schwankungen der Temperatur bei wechselnder HF-Last zu beherrschen. Hierzu muss entweder die Totzeit des Systems durch eine Plazierung der Stellventile näher am Resonator verkürzt werden, oder die Regelung muss vom HF-System Informationen über die tatsächlich eingebrachte Leistung erhalten. Denkbar ist auch ein Zugriff des Hochfrequenzregelungssystems auf die Stellventile des Kühlwasserkreislaufs, um Änderungen in der eingestrahlten Leistung im voraus zu kompensieren.

Eine Verbesserung der Messungen durch höhere Abtastfrequenzen erlaubt grundsätzlichere Optimierungen. Derzeit befindet sich ein 10MHz ADC in der Entwicklung, der in Zukunft auch an einen leistungsfähigeren Signalprozessor angeschlossen werden soll. Die genaue Messung der Verstimmung aus dem Feldabfall wird dadurch erst möglich, entsprechend kann man große Verbesserungen gerade im Zusammenhang mit dem neuen Resonatordesign erwarten. Bei der für den TTF-FEL vorgesehenen Wiederholfrequenz von 5Hz kann man eine recht präzise Vorhersage der Verstimmung erwarten, wenn die Resonatortemperatur sehr gut konstant gehalten wird.

6. Zusammenfassung und Ausblick

Für die Hochfrequenzelektronenquelle des TTF-Linearbeschleunigers wird ein normalleitender Resonator an einem 5MW Klystron mit einer digitalen Regelung betrieben. Die Stabilität des Hochfrequenzfeldes ist für die geforderte niedrige Emittanz des Elektronenstrahls von großer Bedeutung. Die wichtigsten Störeinflüsse sind die Verstimmung des Resonators durch Temperaturdrifts und Schwankungen in der Hochspannungsversorgung des Klystrons. Rechnungen zeigen, dass der Einfluss der Strahlbelastung vernachlässigbar ist. Die Störungen müssen durch die Regelung ausgeglichen werden, damit über die volle Pulslänge von $800\mu\text{s}$ stabile Bedingungen herrschen. Stabilitätsbetrachtungen zeigen, dass ein einfacher Proportionalregler nicht mit einer Verstärkung über 2.5 betrieben werden kann, da die Zeitkonstante des Resonators im Vergleich mit der Latenzzeit des Reglers zu kurz ist. Dadurch ist eine Korrektur der auftretenden Abweichungen nicht möglich. Abhilfe schafft ein Integralteil, der langsame Störeinflüsse ausgleicht und mit einer geeignet gewählten Einschwingzeit stabile Bedingungen sicherstellt.

Im bisherigen Betrieb konnte die Stabilität des geregelten Feldes mit Hochfrequenzpulsen von $100\mu\text{s}$ Dauer und $30\mu\text{s}$ Strahl gezeigt werden. Die Phasenfehler liegen unter 0.5° , die Abweichungen der Amplitude unter 0.5%. Die Anforderungen an die Feldqualität, die sich durch die angestrebte Strahlqualität ergeben, werden damit erfüllt. Untersuchungen bei den für TESLA geplanten Betriebsbedingungen mit $800\mu\text{s}$ Pulslänge stehen noch aus.

Die angestrebten Optimierungen der Messanordnung werden die Feldstabilität weiter verbessern. ADCs und Signalprozessoren mit höheren Taktraten versprechen neben genaueren Messungen für die Vorkompensation auch die Option, komplexere Regelalgorithmen zu implementieren.

Ein neu entwickelter Resonator, der speziell auf die Anforderungen des FEL-Betriebs angepasst ist, stellt eine weitere Herausforderung an das HF-Kontrollsystem. Ob es möglich ist, die angestrebte Feldqualität mit den eingeschränkten Diagnosemöglichkeiten dieser Elektronenquelle zu erreichen, muss untersucht werden. Beim heutigen Stand der Messtechnik ist es zu empfehlen, in den Resonator Antennen einzubauen.

Eine vielversprechende Option, die das vollständig digitale Kontroll- und Regelungssystem bietet, ist die automatische Steuerung des gesamten Hochfrequenzsystems. Ein Programm, das das leistet, befindet sich derzeit in der Entwicklung. Es wird als Zustandsautomat implementiert, der anhand der Daten des Kontrollsystems den Zustand der Maschine erkennt und über Prozeduren verfügt, mit denen die Anlage in einen anderen Zustand überführt werden kann. Damit kann die Inbetriebnahme und Kalibration

sowie die Überwachung des laufenden Betriebs automatisiert werden.

A. Dokumentation und Bedienungsanleitung

A.1. Operator's Guide

Der „Operator's Guide“ ist eine auf Englisch verfasste Bedienungsanleitung, die den Operateuren bei TTF, die nicht notwendigerweise Hochfrequenzexperten sind, einen Überblick über die im täglichen Betrieb des Hochfrequenzsystems anfallenden Arbeiten geben soll.

RF GUN

Introduction for Operators

0. Introduction

The RF gun of Injector 2 at TTF consists of a normal conducting copper cavity driven by a 5MW 1.3GHz Klystron. Pulse shaping and control are performed by a digital control system similar to the DSP system used in the TTF Linac system.

This document gives a short introduction to the operation of the RF gun. Basic knowledge about the TTF RF system, DOOCS usage and the location of hardware in DESY Hall 3 is assumed.

1. DOOCS Panels

From the main panel, the 'RF' button displays an overview over the RF controls. Select the green 'Gun Control' Button. This panel displays the controls most frequently used for gun operation.

2. Switching on

required: personal interlock ok

a) Solenoids

Switch both gun solenoids (SOLENOID_1 and SOLENOID_2) on and set to 165 and 90 amps respectively (Values for 2.2MW, subject to change. Your local injector expert may recommend different settings).

- Note: wrong settings can cause multipacting at very low power levels! Do not turn on the Klystron if Solenoid 1 does not work.

b) Klystron and Modulator

- check the SF6 pressure in injector interlock rack (>70mbar or > 4V)
- switch klystron on (Main switch, Start switch)
- reset technical interlock in injector rack (or by software)
- flip charge switch to 'on' and press reset. Now all LEDs should be green!
- Adjust HV knob to 8.3 (-114 kV). You can check the pulse on the scope (-6.08V)
- check that DSP Setpoint is zero (see below)
- disable BIS (press 'Beam Stop' in the control room)
- switch preamplifier to Operation

Klystron Troubleshooting:

- Use the scope at the modulator to check HV and RF pulses. A useful setting is saved as setting #1.
 - RF Gate: three green LEDs should flash with the 1Hz machine trigger.
- Inputs to the gate that must be ok are
- BIS (check DOOCS Panel)
- RF Enable Klystron signal, is on if sufficient HV is applied
- timing (RF Start and Stop signals on Klystron timing panel)
- Preamp: switching on takes 5min, if the red trouble led is on, try reset

c) DSP

- If the DSP system has not been running previously, boot with the sequence 'RELEASE', 'INIT' and 'WAKEUP'.
- Load settings with S+R tool, files are in the 'llrf' directory (/usr/ttfsvr2/ttflinac/sr/llrf).
- set the gradient setpoint to zero

DSP Troubleshooting

- Use the watchdog panel (button 'Server' on the main_select panel) to check if the DSP server is running on host vmegun1
- to check pulses: switch off beam (BIS), set gradient, check DAC output with ADC channels INJ2.ADC3/CH00 and CH01, compare with DSP 'total current' table
- The ADC board in the DSP crate has a green LED that should be flashing with the 1Hz repetition rate.
- If the DSP cannot be reset, check the server log file in /usr/vmegun1/doocs/server/log/dsp.log
- Serguei Goloborodko and Andrei Kholodnyi are DSP experts in case of problems.

d) Enable RF Power

- switch off Feedback on the Gun Control panel
- reset the BIS
- turn on Feedforward mode
- set gradient

e) startup conditioning

When the gun has been off for several hours it may be necessary to do some (manual) conditioning before full power can be applied. For the first pulses on startup apply only about 200kW and check the vacuum (TTF.VAC/ION_PUMP/GUN/P). A steep rise in pressure shows that conditioning is required. If the vacuum interlock fires, reduce the power and try again when the vacuum peak has settled. Check in the reflected power display that there is enough power in the gun to overcome total reflection (two distinct peaks for at the begin and end of the pulse must be visible!) Once the gun is running, vacuum pressure will slowly decrease. Carefully increase power, keeping the vacuum below $1e-9$. This procedure may take up to 20 minutes before 2.2 MW can be applied. Valeri Ayvazyan has a matlab tool that automates conditioning.

f) Phase scan

Once the gun is running, the phase relative to the laser pulse must be measured and adjusted. This is done by putting the BIS to Gun Mode (use the Gun Faraday cup) and measuring the charge in the cup for different RF phases.

For this operation the bunch charge should be very low, well below 1 nC. Using higher charge will invalidate the result due to space charge effects.

Reduce the 'BeamPhase' until there is no signal on the Faraday cup, the increase until a 'flat top' is reached. The middle of the slope plus 40° is the target phase.

g) Closing Loops

After the gun has been adjusted to the desired operating power and phase in Feedforward Mode, you need to calibrate the measured RF signal. This is done with the 'Calibrate' button on the Gun Control panel. Note that this function will change loop properties, it should only be used for this initial calibration.

Now enable Feedback mode and set the P gain to 1 and the I gain to 0.5. Check the probe signal for field flatness: there should be no significant overshoot and the signal must be flat after 40 microseconds of pulse. The required gain depends on the klystron settings, use the maximum gain possible without overshoot.

During operation, the feedback loop can stay enabled, switching the beam on and off (using the BIS) and the occasional Klystron reset are no problem.

Small drifts in klystron gain (and phase) can be corrected with the 'Adjust Loop' tool. This will calibrate the driving side of the system without affecting the measurement. This optimizes pulse quality for closed-loop operation.

When phase or amplitude setpoints are changed by more than a few percent, or if changes in gun parameters will be used for longer periods of time, it may be advisable to open the feedback loop, set to the desired parameters and run the 'Calibrate' tool.

Notes:

Please use the 'Trouble' tool on the RF main panel to report any problems with the system. This ensures that the LLRF group can help solving any difficulties.

The powermeter that is used to measure the peak forward power from the klystron is connected to the control system via a GPIB interface. To read values and copy them to a doocs server a Labview tool called 'pwr2doocs' is used. This program is usually visible on ttfcons1. It must be started on host ttfproc with '/usr/teslaha/ttf/bin/pwr2doocs'. Press Ok a few times for the correct labview libraries and enter the calibration factor (82.57 dB). Note that this program should only run once.

TTFRF/DSP/RFGUN/

Gun Gradient

▲▲▲▲ + **35.00** MV/m ▼▼▼▼

Beam Phase

▲▲▲▲ + **0.00** ▼▼▼▼

Gain

P ▲▲▲ 1.500 ▼▼▼

I ▲▲▲ 2.500 ▼▼▼

Mode

Feedforward

Feedback

Tables

Vector Sum

Set Point

DAC Output

Startup

RELEASE

INIT

Wake up

Start

Klystr. 3

2205.0 kW

Safety

Kly Ready

Mod. on

Show Reset

Gun Voltage: -127.19 V

TTF Gun

Solenoids: 180.00 92.99

Water: 31.3 °C

DSP Settings

Laser

Reset

[V] 3.5 2. 1. 0. 10.11.99 22 h 11.11.99 Res= 1, Buf=16

[mbar] 1e-08 1e-09 1e-10 1e-11 11.11.99 16:21 17:01 11.11.99 11.11.99

TTF.VAC/ION_PUMP/GUN/P

Probe: [MW/m] Amplitude 45. 35. 30. 25. 20. 15. 10. 0. 680. 740. 840. 860. Res= 4, Buf=25

ADC [] Amplitude 180. 140. 120. 100. 80. 60. 40. 0. 640. 720. 860. Res= 4, Buf=25

[BITS] 2200. 1400. 800. 0. 0. 20. 60. 100. 140. Res= 1, Buf= 0

ADC [] Amplitude 6. 5. 4. 3. 2. 1. 0. 640. 700. 760. 860. Res= 4, Buf=25

Probe: [°] Phase -40. -80. -100. -120. -140. -160. -180. 660. 740. 860. Res= 4, Buf=16

ADC [] Phase 180. 120. 80. 40. 0. -40. -80. -120. -180. 640. 720. 860. Res= 4, Buf=16

ADC [] Phase 180. 120. 80. 40. 0. -40. -80. -120. -180. 640. 720. 860. Res= 4, Buf=16

ADC [] Phase 180. 120. 80. 40. 0. -40. -80. -120. -180. 640. 720. 860. Res= 4, Buf=16

Literaturverzeichnis

- [CAS] S. Turner (Ed.):
RF Engineering for Particle Accelerators,
Vol I + II, CERN Accelerator School Proceedings 1991, CERN 92-03
- [CDR-500] The TESLA Collaboration:
Conceptual Design Report of a 500 GeV e^+e^- Linear Collider with Integrated X-ray Laser Facility,
Editors R. Brinkmann, G. Materlik, J. Rossbach, A. Wagner, DESY 1997-048, ECFA 1997-182
- [CDR-FEL] *A VUV Free Electron Laser at the TESLA Test Facility at DESY, Conceptual Design Report*,
DESY Print June 1995, TESLA-FEL 95-03
- [CDR-TTF] *TESLA Test Facility Design Report*
Editor: D. A. Edwards, DESY Print March 1995, TESLA 95-01
- [Colby] E. Colby:
Design, Construction and Testing of a Radiofrequency Electron Photoinjector for the Next Generation Linear Collider,
UCLA 1997
- [Flöttmann] K. Flöttmann, C. Stolzenburg:
Multi Bunch Effects in a 1 1/2 Cell RF Gun,
DESY Print April 1996, TESLA-FEL 96-08
- [Imsieke] H. Imsieke:
Optimierung der digitalen Regelung des Hochfrequenzfeldes in TESLA Kavitäten,
Diplomarbeit an der Universität Hamburg, August 1999
- [Ludyk] G. Ludyk:
Theoretische Regelungstechnik,
Band 1+2, Springer 1995
- [Lunze] J. Lunze:
Regelungstechnik,
Band 1+2, Springer 1997

- [Hüning] M. Hüning:
Selbstoptimierende Parametersteuerung der Hochfrequenz des supraleitenden Linearbeschleunigers TESLA Test Facility,
Diplomarbeit an der RWTH-Aachen, Juni 1998 PITHA 98/7
- [Liepe] M. Liepe:
Regelung Supraleitender Resonatoren mit Strahlbelastung am TESLA-Test-Linearbeschleuniger,
Diplomarbeit an der Universität Hamburg, August 1998
- [Schilcher] T. Schilcher:
Vector-sum Control of Pulsed Accelerating Fields in Lorentz Force detuned Superconducting Cavities,
DESY Print March 1998, TESLA 98-05
- [Wangler] T. Wangler:
Principles of RF Linear Accelerators,
Wiley Series in Beam Physics and Accelerators, John Wiley & Sons, 1998
- [Wolff] E. A. Wolff, R. Kaul:
Microwave Engineering and Systems Application,
John Wiley & Sons, 1988

Danksagung

Ich danke meinen Betreuern Prof. Dr. M. Tonutti und Prof. Dr. P. Schmüser für ihre Unterstützung meiner Arbeit.

Mein besonderer Dank gilt Dr. S. Simrock, der mit zahllosen Antworten, Tipps und Ideen maßgeblich zum Gelingen beigetragen hat.

Ich möchte V. Ayvazyan, S. Goloborodko, O. Hensler, J. Kahl, V. Katelev, A. Kholodnyi, T. Plawski, K. Rehlich und Y. Tchernousko für die tatkräftige Hilfe in vielen Details danken.

Bei H. Edwards, K. Flöttmann, M. Hüning, H. Imsieke, S. Schreiber, D. Sertore, F. Stephan und den vielen anderen Kollegen bei TTF bedanke ich mich für die gute Zusammenarbeit. Die Mitarbeit an TTF war stets interessant und fordernd.

Einen besonders herzlichen Dank auch an Ina Kraayvanger, ohne sie hätte ich diese Arbeit wohl noch nicht einmal begonnen.