

FZR-227

Juli 1998

Dipl.-Phys. Peter vom Stein

**Hochfrequenz Elektroneninjektoren für
cw-Beschleuniger**

Archiv-Ex.:

Herausgeber:
FORSCHUNGSZENTRUM ROSSENDORF
Postfach 51 01 19
D-01314 Dresden
Telefon (03 51) 26 00
Telefax (03 51) 2 69 04 61

Als Manuskript gedruckt
Alle Rechte beim Herausgeber

Hochfrequenz Elektroneninjektoren für cw-Beschleuniger

Dissertation

zur Erlangung des akademischen Grades
Doctor rerum naturalium
(Dr. rer. nat.)

vorgelegt

der Fakultät Mathematik und Naturwissenschaften
der Technischen Universität Dresden

von

Dipl.-Phys. Peter vom Stein
geboren am 3. März 1966
in Wermelskirchen

Abstract

For today's applications of superconducting accelerators like Linear Colliders and Free Electron Lasers (FEL) there is an increasing demand for high brightness beams. To get a high luminosity or high average laser beam power, the accelerator has to operate in cw mode or with a high duty factor. Therefore, new injectors are needed, delivering a low emittance beam with high average currents compatible to the accelerator's macropulse structure. During the last 14 years the development of rf guns gained more and more importance for normal conducting accelerators. In this field they became the most advanced injector for high brightness beams. Nevertheless, because of the high rf losses they are, like normal conducting accelerators, limited to operation with low duty factors.

At Forschungszentrum Rossendorf two concepts were developed to transfer the merits of the rf gun design to injectors with high duty factors. The first project is a thermionic 1.3 GHz rf gun with two decoupled cavities. A combination of rf and dc acceleration allows to operate the copper cavities at low gradients in cw mode. The design parameters of the injector are a low bunch charge of 1 pC with an emittance less than 1π mm mrad. Because of the high repetition rate of 1.3 GHz an average current of $400 \mu\text{A}$ can be reached. A test stand for the injector with a beamline for emittance, energy and bunch length measurement was built up. At average beam currents up to $80 \mu\text{A}$ a normalized transverse emittance of 0.23π mm mrad was measured. The measured energy width of 8 keV and the bunch length of 8 ps (FWHM) is in a very good agreement with the simulation results.

The second project was realized in collaboration with the Budker Institute in Novosibirsk. The goal is the development of a photocathode rf gun with a superconducting cavity operating at high gradients in cw mode. A new design was worked out to solve the related rf and thermal problems. The beam dynamics of a superconducting $3\frac{1}{2}$ -cell rf gun were studied in detail by simulation. The resulting emittance of 5.3π mm mrad at a bunch charge of 200 pC opens a wide range of applications for high average power FELs. The fabrication of a half cell test cavity was finished in October 1997. First tests are scheduled for the middle of 1998 to prove the feasibility of our design.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	7
1.1	Grundlegende Parameter eines Elektronenstrahls	8
1.1.1	Emittanz	8
1.1.2	Brillanz	10
1.2	HF-Injektoren	12
1.2.1	HF-Resonatoren	15
1.2.2	Elektronenemitter	20
1.2.2.1	Glühemitter	21
1.2.2.2	Photoemitter	22
2	Die Glühkathoden RF-Gun	28
2.1	Die Optimierung der longitudinalen Strahlparameter	30
2.2	RF-Gun und Buncher	31
2.2.1	Feldverteilung und Strahldynamik im RF-Gun Resonator	31
2.2.2	Elektronenrückstreuung im RF-Gun Resonator	34
2.2.3	Immersionslinse und Buncher	36
2.2.4	Systemaufbau	38
2.2.4.1	Mechanik und Vakuum	38
2.2.4.2	Resonatoren und HF-Technik	41
2.3	Der Injektorversuchsstand	45
2.3.1	Systemaufbau	46
2.3.1.1	Hochspannungsversorgung	46
2.3.1.2	Strahlenschutz	46
2.3.1.3	Steuerung	46
2.3.1.4	Mechanik und Vakuum	47
2.3.1.5	Strahlführung	47
2.3.2	Emittanzmessung	48
2.3.2.1	Meßmethode	48
2.3.2.2	Strahlprofilmessung mittels optischer Übergangsstrahlung	49
2.3.2.3	Aufbau und Ergebnisse des OTR-Meßsystems	51
2.4	Messung der Energiebreite und Bunchlänge	56
2.4.1	Kickerresonator	57
2.4.2	Ablenksystem	62
2.4.3	Meßergebnisse	65
2.5	Zusammenfassung der Meßergebnisse	70

3 Die supraleitende Photokathoden RF-Gun	72
3.1 Aufbau einer supraleitenden RF-Gun	73
3.1.1 HF-technische Auslegung des Resonators	75
3.1.2 Thermische Belastung des Resonators	78
3.2 Strahldynamik	79
3.3 Zusammenfassung und Ausblick	82

Abbildungsverzeichnis

1.1	Definition der Emittanzellipse	9
1.2	Aufbau des TESLA-Collider	10
1.3	Prinzipieller Aufbau eines Oszillator FEL	11
1.4	Prinzipieller Aufbau eines RF-Gun Resonators	16
1.5	Definition der Pulslängen	18
1.6	Bandstruktur und Photoemission	23
2.1	Konzeptionsentwurf des ELBE-Beschleuniger	29
2.2	Aufbau der Glühkathoden RF-Gun	31
2.3	Phasenplot der RF-Gun	33
2.4	Feldverteilung in der RF-Gun	33
2.5	Feldverteilung an der Kathode	33
2.6	Strahlleistung in der RF-Gun	35
2.7	Long. Phasenraum hinter der RF-Gun (80% aller Teilchen)	36
2.8	Long. Phasenraum hinter dem Buncher (80% aller Teilchen)	36
2.9	Longitudinale Emittanz hinter dem Buncher	37
2.10	Feldverteilung im Buncher	37
2.11	Feldverteilung der Immersionslinse	37
2.12	Aufbau der Glühkathoden RF-Gun	39
2.13	Aufheizkurve des Buncherresonators	40
2.14	Tuningkurve des RF-Gun Resonators	42
2.15	Externe Güte der Schleifenkopplung	43
2.16	Blockschaltbild der HF-Versorgung	44
2.17	Aufbau des Injektorversuchsstandes	45
2.18	Schnittzeichnung Solenoidlinse	49
2.19	Magnetfeld der Solenoidlinse	49
2.20	Aufbau der OTR-Messung	50
2.21	Winkelverteilung der OTR-Strahlung	50
2.22	Strahlfleck aus OTR-Messung	52
2.23	Strahlprofil aus OTR-Messung	52
2.24	Polarisation der OTR-Strahlung	53
2.25	Anpassung der Strahlparameter	54
2.26	Prinzip der longitudinalen Phasenraummessung	56
2.27	Feldverteilung im Kickerresonator	58
2.28	Transversaler Impulsübertrag im Kickerresonator	59
2.29	Konstruktion des Kickerresonators	60
2.30	Aufbau des Meßsystems für den longitudinalen Phasenraum	62
2.31	Skizze des Dipols	63
2.32	Feldprofil des Dipolmagneten	63

2.33	Energiebreitenmessung RF-Gun	66
2.34	Eichung Beschleunigungsgradient des RF-Gun Resonators	67
2.35	Energiebreitenmessung RF-Gun und Buncher	68
2.36	Bunchlängenmessung	68
2.37	Vergleich der Bunchlängenmessung mit der PARMELA Simulation	69
2.38	Phasenjitter des Bunches	70
3.1	Halbzelliger supraleitender Testresonator	74
3.2	Neunzellige supraleitende TESLA-Beschleunigerstruktur	75
3.3	Filtertransmission	77
3.4	Supraleitende 1.3 GHz, $3\frac{1}{2}$ -Zellen RF-Gun	80
3.5	Schema eines Beschleunigeraufbaus mit supraleitender RF-Gun	80
3.6	Phasenraumplots (PARMELA) des supraleitenden Beschleunigers mit $3\frac{1}{2}$ - zelliger RF-Gun	81

Tabellenverzeichnis

1.1	Eigenschaften einiger metallischer Photoemitter	24
1.2	Eigenschaften in RF-Guns gebräuchlicher Halbleiter-Photoemitter	25
2.1	Strahlparameter ELBE	28
2.2	HF-Parameter der RF-Gun und des Bunchers	32
2.3	Modentabelle des Kickerresonators	61
2.4	Vergleich Meßergebnisse mit Simulationsergebnissen ELBE Injektor	71
3.1	HF-Parameter des Testresonators	77
3.2	Strahlparameter des Beschleunigeraufbaus mit supraleitender RF-Gun	82

Kapitel 1

Einleitung

Am Forschungszentrum Rossendorf befindet sich zur Zeit das Beschleunigerprojekt ELBE [1] im Aufbau. Kernstück der Anlage ist ein supraleitender Elektronenlinearbeschleuniger, der in seiner ersten Ausbaustufe eine Energie von 20 MeV erreichen soll. Der im kontinuierlichen Betrieb arbeitende Beschleuniger ist für ein breites Anwendungsspektrum im Bereich der Strahlungs- und Kernphysik, sowie der Materialforschung gedacht. Hauptnutzer wird ein Freie Elektronen Laser (FEL) Anwenderzentrum sein, daß die Nutzung von gepulster, kohärenter Infrarotstrahlung im Bereich zwischen $10\ \mu\text{m}$ und $200\ \mu\text{m}$ zum Ziel hat. Desweiteren ist der Betrieb des Beschleunigers für die Kernspektroskopie und zur Strahlungserzeugung mittels Elektron - Festkörper - Wechselwirkung über Channelingstrahlung und parametrische Röntgenstrahlung vorgesehen. Die Bauphase des Beschleunigers soll Ende 1999 abgeschlossen werden.

Die vorgenannten Experimente haben unterschiedliche Anforderungen bzgl. Bunchladung, Emittanz und Repetitionsrate des Elektronenstrahls, welche die Entwicklung eines an die jeweiligen Parameter angepaßten Injektors erfordern. Daher wurden im Rahmen dieser Arbeit theoretische und experimentelle Untersuchungen durchgeführt, die auf eine Optimierung des RF-Gun Prinzips für den cw Betrieb an supraleitenden Beschleunigern abzielen. Hierzu wurde am FZR eine Glühkathoden RF-Gun [2] entwickelt und getestet, die für den Betrieb der kern- und strahlungsphysikalischen Experimente optimiert ist. Die Anforderungen sind eine normierte Transversalemittanz $\epsilon_x \leq 1\ \pi\ \text{mm mrad}$ bei einem mittleren Strahlstrom von $200\ \mu\text{A}$.

Zur Erprobung des Injektors wurde am FZR ein Teststand errichtet, der in seiner ersten Ausbaustufe die Messung der transversalen Strahlparameter erlaubt. Hiermit konnte bei einem Strahlstrom von $80\ \mu\text{A}$ eine normierte Emittanz (rms) des Strahls von $\epsilon_{xn} = 0.23 \pm 0.08\ \pi\ \text{mm mrad}$ nachgewiesen werden. In einer zweiten Ausbaustufe wurde der Teststand zur Messung der longitudinalen Strahlparameter Energiebreite und Bunchlänge erweitert. Die gemessene maximale Energiebreite von 8 keV und eine Bunchlänge von $8 \pm 1\ \text{ps}$ (FWHM) befinden sich in sehr guter Übereinstimmung mit den theoretischen Erwartungen. Die Konzeption des Injektors konnte dadurch in vollem Umfang bestätigt werden.

Neben diesem Projekt wurde in Zusammenarbeit mit dem Budker Institut in Novosibirsk eine Konzeption für eine supraleitende RF-Gun entwickelt [3]. Hierzu wurde das Prinzip der Photokathoden RF-Gun [4] auf den Betrieb mit supraleitenden Beschleunigungsresonatoren erweitert. Ausgehend von den Ergebnissen des Wuppertaler SPEQ Experiments [5] wurde ein neuer konstruktiver Ansatz entwickelt, der einen Betrieb von Photokathoden innerhalb eines supraleitenden Resonators bei hohen Beschleunigungsfeldstärken erlaubt. Um die Einsatzmöglichkeiten eines solchen Injektors zu ermitteln, wurden Strahldynamiksimu-

lationen für eine $3\frac{1}{2}$ -zellige, 1.3 GHz RF-Gun durchgeführt. Die für den Injektor entwickelte Resonatorgeometrie bewirkt durch eine Hochfrequenzfokussierung des Elektronenbunches eine Reduzierung der raumladungsinduzierten Emittanz [6]. Die in der Simulation erzielte Transversalemittanz von $\epsilon_{nx} = 5.3 \pi$ mm mrad bei einer Bunchladung von 200 pC verspricht ein großes Anwendungspotential dieses Injektortyps für Infrarot FELs mit hoher mittlerer Strahlleistung. Um die Konzeption der supraleitenden RF-Gun im Experiment zu verifizieren, wurde ein halbzelliger, supraleitender Testresonator entwickelt. Die Fertigung wurde im Oktober 97 am Budker Institut abgeschlossen.

1.1 Grundlegende Parameter eines Elektronenstrahls

Das Gebiet der Elektroneninjektoren ist trotz der vermeintlich hohen fachlichen Spezifität des Begriffs ein weites Feld. Seit Erfindung der Elektronenstrahlröhre durch K. F. Braun 1897 werden Elektronenstrahlen in den unterschiedlichsten Anwendungsbereichen eingesetzt. Sie reichen von weitverbreiteten Geräten wie Fernseh- und Verstärkerröhren über Bestrahlungsgeräte in der Medizin und Industrie bis hin zu Hochenergiebeschleunigern in der Elementarteilchenphysik. Die Strahlenergien liegen zwischen einigen Elektronenvolt (eV) bis hin zu Teraelektronenvolt ($\text{TeV} = 10^{12}$ eV) und überstreichen somit 12 Größenordnungen. Strahlströme von Pikoampere ($\text{pA} = 10^{-12}$ A) bis hin zu Kiloampere (15 Größenordnungen), die als Gleichstrom oder in Elektronenpulsen mit einer zeitlichen Länge bis hinunter zu mehreren hundert Femtosekunden ($\text{fs} = 10^{-15}$ s) benötigt werden (13 Größenordnungen), illustrieren die unterschiedlichen Anwendungsfelder der Elektronenstrahltechnik. Dabei reicht das Anforderungsprofil von einer gleichmäßigen Bestrahlung von Objektgrößen im Meterbereich bis hin zu einer Fokussierung auf Strahlflecken mit Nanometer ($1 \text{ nm} = 10^{-9}$ m) Durchmesser (9 Größenordnungen).

Ausgangspunkt ist jedoch in allen Fällen der Injektor, d.h. die Erzeugung eines Strahles freier Elektronen, der je nach erforderlicher Energie weiteren Beschleunigerstufen zugeführt wird. Es ist klar, daß dieser gigantische Parameterraum aus Energie \times Stromstärke \times Zeit \times Ort sehr unterschiedliche Anforderungen an den Injektor stellt, die nicht mit nur einem Standardgerät abgedeckt werden können. Dabei übertragen sich einige Anforderungen wie Stromstärke oder die mit dem Strahldurchmesser verbundene Fokussierbarkeit auf Grund der Ladungserhaltung und des Liouville-Theorem direkt auf den Injektor. Die Zeitstruktur des Injektorstrahls ist dabei den Erfordernissen der nachgeschalteten Beschleunigungsstufen oder der jeweiligen Anwendung anzupassen.

1.1.1 Emittanz

Beim Elektronenstrahl handelt es sich um ein Ensemble wechselwirkender, geladener Teilchen. Ein Elektronenpuls, im folgenden mit dem englischen Fachausdruck Bunch bezeichnet, von 1 pC Ladung enthält schon $N=6.2 \cdot 10^6$ Elektronen. Da jedes dieser N Teilchen drei Freiheitsgrade in den jeweiligen Raumkoordinaten und drei in den Impulskoordinaten hat, ist der daraus resultierende $6 \times N$ dimensionale Phasenraum in seiner Gesamtheit zur Charakterisierung des Strahls denkbar unhandlich. Es ist daher notwendig, ihn auf einige experimentell zugängliche, statistische Größen zu reduzieren.

Da es bei einem Teilchenstrahl auf eine möglichst hohe Korrelation, sowohl des Ortes als auch des Impulses der Teilchen ankommt, ist das Phasenraumvolumen, das ein Bunch einnimmt, ein geeignetes Mass für die Strahlqualität. Hierbei variieren die Energieskalen

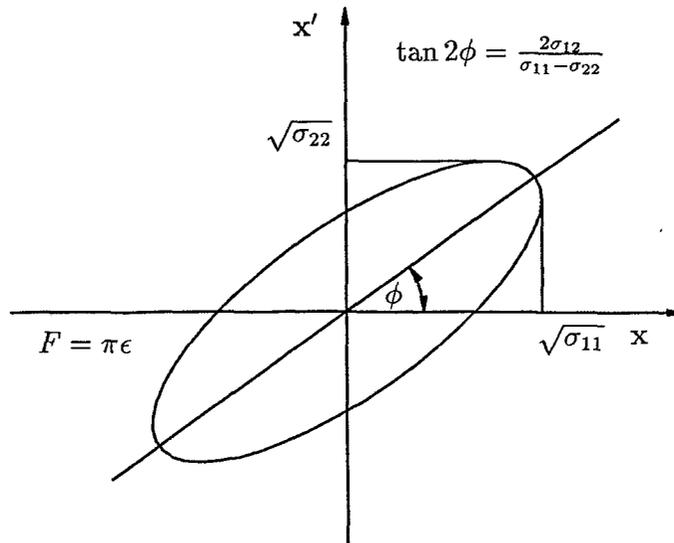


Abbildung 1.1: Definition der Emittanzellipse

zwischen Longitudinal- und Transversalimpuls für einen relativistischen Elektronenstrahl um mehrere Größenordnungen, so daß die entsprechenden Phasenräume im folgenden als entkoppelt betrachtet werden können. Die normierte Emittanz ist definiert durch:

$$\epsilon_n = \beta\gamma\sqrt{\langle x^2 \rangle \langle x'^2 \rangle - \langle xx' \rangle^2} \quad (1.1)$$

Hierbei sind $\beta = v/c$ die auf die Vakuumlichtgeschwindigkeit normierte Teilchengeschwindigkeit und $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$ der Einstein Faktor. x' ist die Ableitung der Transversalkoordinate nach z ($x' = dx/dz$). Mit dieser Definition ist die Emittanz proportional dem Phasenraumvolumen, wobei der Proportionalitätsfaktor von der jeweiligen Dichteverteilung abhängt.

In der Literatur sind eine Vielzahl unterschiedlicher Emittanzdefinitionen zu finden, wobei die zuvor gegebene als rms (root mean square) Emittanz bezeichnet wird. Neben dieser statistischen Definition ist vor allem die Definition über die Phasenraumellipse von großer praktischer Bedeutung. Hierbei wird die Emittanz über die minimale Fläche einer Ellipse definiert, die 90% (100%) der Teilchen im Phasenraum einhüllt. Der Strahl ist dann durch die Fläche und Hauptachsenlage der Ellipse im Phasenraum definiert. Diese Definition hat den Vorteil, daß die Ellipse durch wenige Parameter charakterisiert werden kann. Wie in Abbildung 1.1 dargestellt, kann die Emittanzellipse durch die Elemente der Strahlmatrix dargestellt werden. In dieser Arbeit wird für die Darstellung der Strahlmatrix die σ -Matrix verwendet.

$$\sigma = \begin{pmatrix} \sigma_{11} & \sigma_{12} \\ \sigma_{12} & \sigma_{22} \end{pmatrix} \quad (1.2)$$

Die Diagonalelemente definieren Radius und Divergenz des Strahls:

$$\sqrt{\sigma_{11}} = x_{max}, \quad \sqrt{\sigma_{22}} = x'_{max} \quad (1.3)$$

Durch das Element σ_{12} ist die Neigung der Emittanzellipse festgelegt. Die Emittanz ist nun als Determinante der σ -Matrix definiert:

$$\epsilon = \det(\sigma) = \sqrt{\sigma_{11}\sigma_{22} - \sigma_{12}^2} \quad (1.4)$$

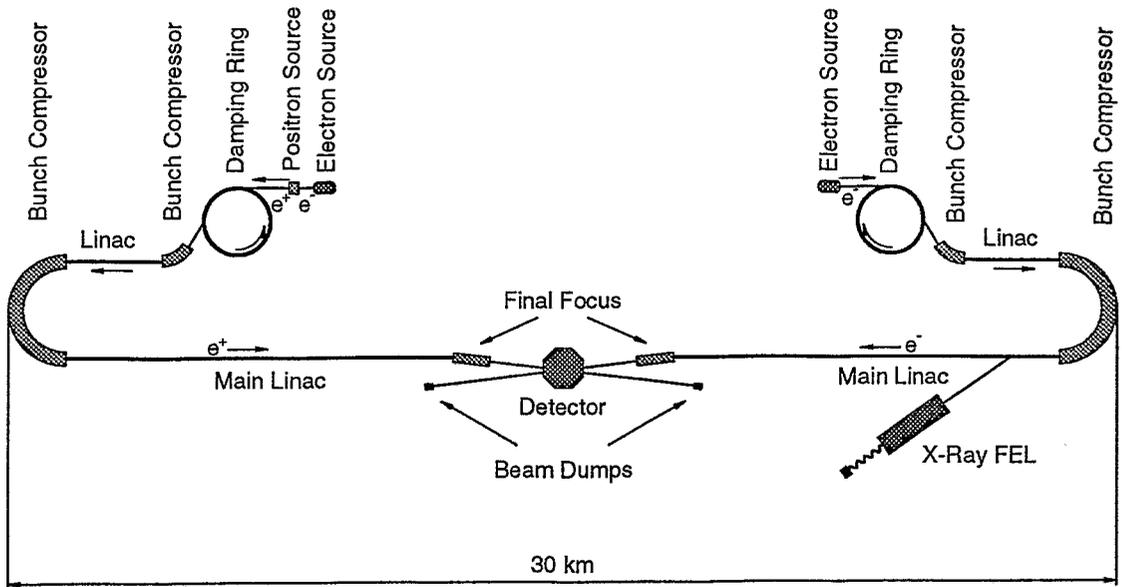


Abbildung 1.2: Prinzipieller Aufbau des TESLA-Colliders mit integriertem Röntgen FEL

Der Strahlradius hängt von der für das Strahlprofil geeigneten funktionalen Approximation ab. In dieser Arbeit sollen ausschließlich gaussförmige Strahlprofile betrachtet werden. Als Radius wird dabei der Halbwertsradius der Gaussfunktion verwendet, so daß innerhalb der Emittanzellipse 76.6% der Teilchen des Strahles liegen. Die verwendete Einheit ist π mm mrad. Hierbei zeigt der Faktor π an, daß die Emittanz gegenüber anderen Definitionen nicht der Fläche der Phasenraumellipse F gleichzusetzen ist. Diese ist laut Definition $F = \pi\epsilon$. Der Faktor π ist daher keine skalierbare Einheit [7].

1.1.2 Brillanz

Die Brillanz ist eine aus der Emittanz und dem Pulsstrom \hat{I} abgeleitete Größe. Analog zur Definition in der Optik charakterisiert sie die maximal im Fokus erreichbare Strahlintensität. Sie definiert sich zu:

$$B_n = \frac{2\hat{I}}{\pi^2 \epsilon_{nx} \epsilon_{ny}} \quad (1.5)$$

Der Pulsstrom \hat{I} ist im Beschleuniger nicht konstant. Er kann durch eine Bunchkompression abhängig von der longitudinalen Emittanz um mehr als eine Größenordnung erhöht werden. Z.B. sind in der Strahlführung des Beschleunigers zum TESLA Röntgen FEL [8] vier Dipolschikanen vorgesehen, die die Bunchlänge sukzessive um einen Faktor 80 verkürzen ([9], Bd.2, S.961). Dem entgegensetzt wirken Effekte wie Strahlverlust oder ein raumladungsbedingtes Auseinanderlaufen des Bunchs. Da der longitudinale und der transversale Phasenraum bei hohen Strahlenergien entkoppeln, bleibt die Emittanz in erster Ordnung von der Strahlkompression unbeeinflusst. Daher ist die Brillanz als Quotient aus Pulsstrom und Emittanz keine Erhaltungsgröße.

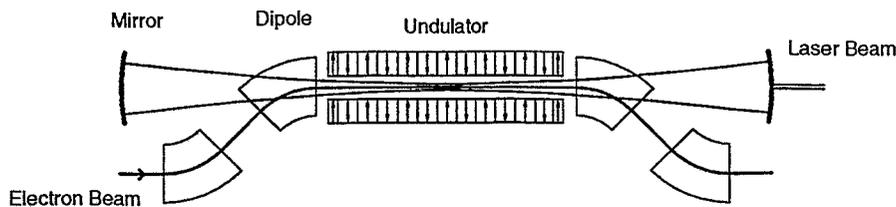


Abbildung 1.3: Prinzipieller Aufbau eines Oszillator FEL

Eine hohe Brillanz ist für solche Anwendungen wichtig, bei denen der Elektronenstrahl in einem eng begrenzten Volumen in Wechselwirkung mit einem anderen Teilchen gebracht wird. Dies ist u.a. bei den Collider-Experimenten in der Elementarteilchenphysik der Fall. Hier müssen die kollidierenden Teilchenstrahlen im Wechselwirkungspunkt am Detektor aufeinander fokussiert werden, wobei eine maximale Teilchendichte erreicht werden soll. Die Zählrate der untersuchten Teilchenreaktionen errechnet sich aus dem Produkt zwischen dem Wirkungsquerschnitt und der Luminosität. Die Luminosität L ist definiert durch [10]:

$$L = \frac{N_e^2 f_c}{4\pi\sigma_x\sigma_y} \quad (1.6)$$

Dabei ist N_e die Anzahl der Elektronen pro Bunch und σ_x bzw. σ_y der horizontale und vertikale Strahldurchmesser im Wechselwirkungspunkt. Die Bunchfolgefrequenz ist mit f_c bezeichnet. Da die minimalen Strahlradianen durch die Emittanz und die Bunchladung durch den Pulsstrom bestimmt werden, ist sofort ersichtlich, daß eine hohe Strahlbrillanz für eine hohe Wechselwirkungsrate von entscheidender Bedeutung ist.

Derzeit laufen verschiedene Projekte zur Realisierung eines Linear Colliders mit einer Schwerpunktsenergie von 1 TeV [11]. Hierzu gehören das TESLA (Abbildung 1.2) und das S-Band Projekt am DESY, das X-Band Projekt am SLAC und das CLIC Projekt am CERN. Sie alle zielen auf eine Luminosität im Bereich $5 - 6 \cdot 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Bei Bunchladungen von mehreren Nanocoulomb soll im Wechselwirkungspunkt ein Strahldurchmesser von 10 nm erreicht werden.

Eine andere wichtige Anwendung für Elektronenstrahlen hoher Brillanz sind FELs [12] (Abbildung 1.3). Dabei wird der Elektronenstrahl im alternierenden Magnetfeld eines Undulators in Wechselwirkung mit einem Laserstrahl gebracht. Die Wechselwirkung führt zu einer Mikropulsung des Elektronenstrahls im Bereich der optischen Wellenlänge des Lasers. Die Wellenlänge des Laserstrahls λ und die Periodenlänge des Undulators λ_u müssen dabei in Abhängigkeit von der Energie des Elektronenstrahls folgende Kohärenzbedingung erfüllen:

$$\lambda = \frac{\lambda_u}{2\gamma^2} \left(1 + \frac{K^2}{2} \right), \quad \text{mit } K = \frac{e\lambda_u B_u}{2\pi m_e c} \quad (1.7)$$

Dabei ist K der Undulatorparameter und B_u die magnetische Feldstärke des Undulators. Abhängig von der Phasenlage der Mikrobunche zum Laserfeld ist der Energietransfer zwischen Elektronenstrahl und Laserstrahl positiv. Der Laserstrahl wird somit verstärkt.

Als grundlegende Vorbedingung für eine Wechselwirkung zwischen Laser- und Elektronenstrahl müssen sich diese innerhalb des Undulators überlappen. Daher ist eine weitgehende Überdeckung der beiden Strahlenveloppen anzustreben. Aus einfachen geometrischen Überlegungen ergibt sich für den Zusammenhang zwischen der geometrischen Transversal-emittanz ($\epsilon_x = \beta\gamma\epsilon_{nx}$) des Elektronenstrahls und der Wellenlänge λ des Laserstrahls [12]:

$$\epsilon_x, \epsilon_y < \frac{\lambda}{4\pi} \quad (1.8)$$

Die geometrische Emittanz ϵ_x muß also im Bereich der Laserwellenlänge λ liegen.

Der Verstärkungsfaktor g eines FELs (Low Gain-Näherung [13]) ist wiederum proportional zum Pulsstrom \hat{I} im transversalen Überlappungsbereich Σ zwischen Laser- und Elektronenstrahl:

$$g \propto \hat{I}/\Sigma \quad (1.9)$$

Daher ist bei gegebener Laserwellenlänge λ die Kleinsignalverstärkung proportional zur Brillanz.

1.2 HF-Injektoren

Bei den Elektronenbeschleunigern geht die Entwicklung zu einer immer höheren Brillanz des Strahls. Hierbei reicht das Anwendungsspektrum vom Free Electron Laser (FEL) [14] bis hin zum Linear Collider [15] für die Hochenergiephysik, die bis zu Energien im TeV-Bereich projiziert sind. Extremenforderungen stellen FELs, die für kurze Wellenlängen bis in den weichen Röntgenbereich geplant sind. Dabei sind zur Zeit die Projekte am DESY [8] und SLAC [16] am weitesten fortgeschritten. Die Anforderungen an den treibenden Elektronenstrahl liegen für die normalisierte Emittanz im Bereich von $\epsilon_{nx} = 1 \pi \text{ mm mrad}$ bei Bunchladungen von 1 nC.

Da die normierte Emittanz im Linearbeschleuniger in erster Näherung erhalten bleibt, übertragen sich die Anforderungen direkt auf den Injektor. Methoden, die die Emittanz nach der Injektion verkleinern, sind entweder sehr aufwendig, wie z.B. Speicherringe, die eine Verringerung der Emittanz durch Strahlungsdämpfung bewirken, oder wirken sich nachteilig auf die Bunchladung aus, indem sie Teile desselben durch Kollimation ausblenden. Daher ist der Injektor der Ausgangspunkt zur Optimierung der Emittanz eines Beschleunigersystems.

Die heute noch gebräuchlichste Injektionsmethode ist die Extraktion aus einem Glühemitter mit einer elektrischen Gleichspannung. Diese Emittoren erreichen moderate Extraktionsstromdichten bis 100 A/cm^2 und haben einen hohen Grad an Zuverlässigkeit erreicht. Um die Energie des Strahls in einem Hochfrequenzbeschleuniger weiter zu erhöhen, muß diesem eine geeignete Pulsstruktur aufmoduliert werden. Da die Pulslänge des Bunches direkt mit der Energiebreite korreliert ist, sollte diese nicht mehr als 10° der Periodendauer der Beschleunigerfrequenz betragen. Für Frequenzen im L und S-Band Bereich (1 – 3 GHz) folgen damit Pulsängen in der Größenordnung 10 ps.

Die Pulsung erfolgt meist in mehreren Stufen. Der Emittor wird in einer Triodenkonfiguration mit einem Gitter zur Pulsmodulation geschaltet. Limitiert durch die Kapazität zwischen Gitter und Kathode lassen sich damit Pulsängen etwas unterhalb von 1 ns erreichen. Nachfolgend erhält der Strahl in einen speziellen Beschleunigerresonator, dem sogenannten Buncher, eine Modulation des longitudinalen Phasenraums. Anschaulich gesprochen bekommt der Bunch eine Geschwindigkeitsmodulation. Die ersten Teilchen des Bunches werden abgebremst und die letzten Teilchen beschleunigt, so daß die Geschwindigkeit der

hinteren Teilchen im Bunch größer ist als die der vorderen. Die Korrelation zwischen Teilchenposition im Bunch und dessen Geschwindigkeit muß hierbei möglichst linear sein. In einer darauf folgenden Driftstrecke holt der Schwanz des Bunches den Kopf ein, so daß eine Bunchkompression erfolgt.

Essentiell für die Funktionsweise dieses Verfahrens ist, daß ein genügend großer relativer Geschwindigkeitsunterschied $\Delta\beta/\beta$ mit $\beta = v/c$ im Bunch vorhanden ist, da sonst die Länge der Driftstrecke auf unpraktikable Größen anwächst. Hieraus folgt aber sofort, daß der Strahl noch nicht auf relativistische Energien beschleunigt sein darf, da sich sonst $\beta = \sqrt{1 - 1/\gamma^2}$ asymptotisch dem Wert 1 nähert. Hierbei ist der relativistische Faktor γ das Verhältnis von Gesamt- zur Ruheenergie. Für Elektroneninjektoren sind daher Energien im Bereich bis 300 keV gebräuchlich.

Der Wunsch nach einer höheren Brillanz macht immer größere Strahlströme bzw. Bunchladungen erforderlich. Durch die Erhöhung der Bunchladung wird die Ladungsdichte und damit die Coulombabstoßung der Elektronen untereinander erhöht. Dieser nichtlineare Effekt erzeugt eine effektive Emittanzvergrößerung und verringert die Brillanz des Strahls. Die Coulombabstoßung läßt sich wirksam unterdrücken, indem man den Strahl schnell auf relativistische Energien beschleunigt. Hierbei erhöht sich der Abstand der Teilchen in Beschleunigungsrichtung Δz im Ruhesystem des Bunches um den Faktor γ . Die radiale Entfernung r bleibt hingegen unbeeinflusst.

$$\Delta z' = \gamma \Delta z, \quad r' = r \quad (1.10)$$

Da die Coulombkraft umgekehrt proportional zum Abstandsquadrat der Teilchen im Bunch ist, wird sie durch die relativistische Längentransformation stark unterdrückt. Insgesamt skaliert die Coulombkraft mit $F_{Coul} \propto 1/\gamma^2$, wobei der Proportionalitätsfaktor vom Formfaktor des Bunches, d.h. seiner radialen Ladungsverteilung und dem Verhältnis Länge zu Breite abhängt [17]. Natürlich kann man auch klassisch nach den Maxwell-Gleichungen argumentieren. Hierbei kompensiert das vom Bunch erzeugte Magnetfeld die elektrostatische Coulombabstoßung gerade, wenn die Geschwindigkeit des Bunches c erreicht. Da die Maxwell-Gleichungen Lorentz kovariant sind, führt diese Betrachtung zum gleichen Ergebnis.

Aus dem zuvor gesagten wird die Entwicklung verständlich, die Feldstärke an der Kathode zu immer höheren Werten zu treiben. In der Praxis ist die Grenzfeldstärke durch die von Oberflächenverunreinigungen induzierte Feldemission für Gleichspannungen auf Werte im Bereich von 10 MV/m^1 begrenzt. Anders ist die Situation bei hochfrequenten Wechselfeldern. Hier lassen sich Spitzenfeldstärken bis einige hundert MV/m [18] erreichen. Für die Abhängigkeit zwischen Frequenz und erreichbarer Grenzfeldstärke gilt näherungsweise die Kilpatrick-Formel [19]:

$$f[\text{MHz}] = 1.643 E_k [\text{MV/m}] e^{-8.5/E_k} \quad (1.11)$$

Diese Gleichung gibt selbstverständlich nur einen Anhaltswert. Die Grenzfeldstärke ist abhängig von vielen Material- und HF-Parametern, wobei Oberflächenbeschaffenheit und HF-Pulsdauer nur einige sind. Durch Verbesserung der Oberflächenpräparation wird heute in normalleitenden Beschleunigungsresonatoren das Kilpatrick-Limit um einen Faktor 2 überschritten. Daher betrachtet man $2E_k$ als praktikable Grenzfeldstärke. Die implizite Gleichung 1.11 läßt sich auch in guter Näherung explizit schreiben [20]:

$$2E_k [\text{MV/m}] \leq 8.47 + 1.57 \sqrt{f[\text{MHz}]} \quad (1.12)$$

¹Zum Einfluß von Oberflächenverunreinigungen auf die Einsatzfeldstärke der Feldemission siehe auch Seite 26.

Aus dem Vorhergehenden wird deutlich, daß zur Erzeugung einer höheren Brillanz ein schnelle Beschleunigung zu relativistischen Energien und damit auch ein spezielles Konzept zur Pulsung des Elektronenstrahls erforderlich ist. Dies ist der Ausgangspunkt zur Entwicklung der Hochfrequenz-Injektoren, welche ich im folgenden mit dem englischen Fachausdruck *RF-Gun* bezeichnen werde. Im Jahr 1984 plazierten G. Westenskow und J. Madey eine LaB_6 Glühkathode direkt in das Beschleunigungsfeld eines im TM_{010} -Mode betriebenen 2.8 GHz Resonators [21] und bauten somit die erste Glühkathoden RF-Gun. Der Gradient an der Kathode betrug 40 MV/m und die Spitzenfeldstärke im Resonator 100 MV/m. Der Injektor diente dazu, den MARK III FEL an der Stanford Universität zu betreiben.

Die Pulsung des Elektronenstrahls erfolgt direkt über das Hochfrequenzfeld des Resonators, da nur in der positiven Halbwelle des HF-Feldes die Elektronen die Kathode verlassen können. Die Simulation zeigt, daß in der Tat nur die zwischen $0^\circ - 100^\circ$ der HF-Phase emittierten Elektronen den Resonator verlassen und die restlichen zwischen $100^\circ - 180^\circ$ zur Kathode zurückbeschleunigt werden. Eine Bunchlänge von 100° ist allerdings noch bei weitem zu lang, um sie in die weiteren Beschleunigerstufen einzuspeisen. Da der emittierte Strahl mit einer Energie um 1 MeV schon relativistisch ist, muß ein magnetisches Kompressionssystem verwendet werden. Hierbei wird ausgenutzt, daß Teilchen mit unterschiedlichem Impuls unterschiedliche Weglängen in einem dispersiven, magnetischen Transportsystem zurücklegen. Der von Westenskow und Madey benutzte Alpha-Magnet war dabei richtungsweisend für die weitere Entwicklung von Glühkathoden RF-Guns am SLAC [22], dem IHEP in Peking [23] oder der Duke Universität in Durham [24], von denen die letzten beiden ebenfalls als FEL Injektoren dienen.

Neben den offensichtlichen Vorteilen der Glühkathoden RF-Gun gibt es auch einige Nachteile, die ihre Verwendbarkeit einschränken. Dazu gehört, daß die Bunchlänge und Bunchfolge von der Resonatorfrequenz bestimmt wird. Der generierte Bunch ist daher relativ lang, bedarf einer weiteren Kompression und weist eine hohe Energieunschärfe von ca. 20% auf. Erst ein modifiziertes Design, wie es im Rahmen dieser Arbeit [2] und von anderen Gruppen [25] vorgeschlagen wurde, das auf mehreren in Phase und Amplitude unabhängig regelbaren Resonatoren aufbaut, schafft hier Abhilfe. Ebenso ist der zeitliche Bunchabstand im Makropuls gleich einer Hochfrequenzperiode. Dieser kurze Abstand bedeutet für einen FEL ein Problem, da sich dann mehrere Pulse gleichzeitig im Undulator befinden. Da auch in der Einschwingphase des Resonators Elektronen emittiert werden, ist die Energie der Bunches über einen Makropuls nicht zeitlich stabil. Überdies bewirken die rückbeschleunigten Elektronen eine Aufheizung der Kathode die zu Strominstabilitäten und einer reduzierten Kathodenlebensdauer führt.

Eine Lösung dieser Probleme bietet der Einsatz eines direkt pulsbaeren Elektronenemitters mit Schaltzeiten im Pikosekundenbereich. Dies ist durch die Verwendung von Photokathoden, die mit einem Pulslaser zur Elektronenemission angeregt werden, möglich. Eine solche Photokathoden RF-Gun wurde 1985 erstmalig von J.S. Fraser und R.L. Sheffield [26] vom Los Alamos National Laboratory vorgeschlagen. Die experimentellen Ergebnisse der zuerst mit einer Cs_3Sb , dann mit K_2CsSb Photokathoden betriebenen RF-Gun wurden 1987 veröffentlicht [27]. Dies leitete im folgenden eine rasante Entwicklung auf diesem Gebiet ein, so daß bis Anfang 1990 ein exponentielles Wachstum der Anzahl der eingereichten Projektvorschläge auf diesem Gebiet zu verzeichnen war [4, 28]. Es wurde seitdem eine Vielzahl unterschiedlicher Kathodenmaterialien untersucht, die den jeweiligen Anforderungen angepaßt sind. Dabei läßt sich grob zwischen Halbleiterkathoden unterscheiden, die eine hohe Quantenausbeute, aber auch eine hohe Sensivität zu den umgebenden Vakuumbedingungen aufweisen, und metallischen Kathoden, deren Quantenausbeute ca. 3 Größenordnungen

geringer ist, aber die geringe Anforderungen ans Vakuum haben.

Photokathoden RF-Guns werden typisch mit Feldstärken zwischen 20 – 100 MV/m betrieben. Insbesondere bei hohen Feldstärken erweist sich der enorme HF-Leistungsbedarf als limitierender Faktor. Die bisher ausschließlich mit normalleitenden Resonatoren betriebenen RF-Guns arbeiten mit HF-Pulsängen von einigen μs Dauer. Die TESLA RF-Gun [9] hat mit einer Kathodenfeldstärke von 50 MV/m einen HF-Leistungsbedarf von 4.5 MW, sodaß man sich bei hohen Gradienten, um den Leistungsbedarf nicht noch weiter zu steigern, auf eine geringe Anzahl von Beschleunigungsresonatoren, hier $1\frac{1}{2}$, beschränken muß.

Der Pulsbetrieb der RF-Guns stellt für die konventionellen Beschleuniger keine Begrenzung dar, da sie meistens, ebenfalls mit normalleitenden Beschleunigungsresonatoren ausgestattet, gepulst betrieben werden. Mit dem zunehmenden Interesse an supraleitenden Beschleunigern mit einem Strahl hoher Brillanz, die im Dauerstrichbetrieb oder wenigstens mit hohen Makropulsängen arbeiten, besteht ein Bedarf an Injektoren, die die erforderlichen Strahlparameter bereitstellen und analog zur Beschleunigerstruktur im Dauerstrichbetrieb arbeiten können. Potentielle Anwendungen hierfür sind FELs mit hoher mittlerer Leistung wie der Jefferson Laboratory IR-FEL [29], der ELBE IR-FEL [1] oder auch kernphysikalische Anwendungen wie das geplante europäische Elektronenlabor ELFE [9] am TESLA-Beschleuniger. Sicherlich könnte die Aufrüstung vieler bestehender supraleitender Beschleuniger durch einen Injektor mit hoher Brillanz das Anwendungsspektrum erweitern.

1.2.1 HF-Resonatoren

Wie schon erwähnt, sind bei der Beschleunigung im Hochfrequenzfeld sehr viel höhere elektrische Feldstärken möglich als bei Gleichspannungen. An dieser Stelle möchte ich, um einige Größen zu definieren, die für die weitere Arbeit wichtig sind, einige grundlegende Parameter der Hochfrequenzbeschleunigung erläutern.

HF-Beschleunigerstrukturen bestehen aus Hohlraumresonatoren, in deren HF-Feld die Elektronen auf Grund der Lorentzkraft beschleunigt werden. Es existiert eine unendliche Anzahl von HF-Moden, die die Maxwell'schen Gleichungen mit den durch die Resonatorwand bestimmten Randbedingungen erfüllen [30]. Dabei gilt für einen idealen Leiter, daß der elektrische Feldvektor senkrecht zur Oberfläche und der magnetische parallel zurselben steht. Für die Teilchenbeschleunigung sind allerdings nur solche Moden interessant, die ein elektrisches Feld in Beschleunigungsrichtung aufweisen, da nur solche zum Energiegewinn des Elektrons beitragen. Diese Moden mit longitudinalem elektrischen Feld und daher auf Grund der Orthogonalität von \vec{E} und \vec{B} -Feld mit transversalem magnetischen Feld, werden gewöhnlich als *TM-Moden* bezeichnet. In rotationssymmetrischen Resonatoren ist für die Beschleunigerzwecke der Grundmode, der TM_{010} -Mode, der wichtigste. Hierbei gibt der Index die Harmonischenanzahl des Modes in den Zylinderkoordinaten z , r und ϕ an.

Ein grundlegender Parameter zur Charakterisierung eines Resonators ist die unbelastete Güte Q_0 . Sie gibt das Verhältnis der im Resonator gespeicherten Energie W_s zur im Resonator dissipierten Leistung P_d je Schwingungsperiode τ an. Mit $\omega = 2\pi/\tau$ gilt:

$$Q_0 = \frac{\omega W_s}{P_d}. \quad (1.13)$$

Hierbei ist die im Resonator gespeicherte Energie gleich dem Integral der magnetischen bzw. elektrischen Feldenergiedichte über dem Resonatorvolumen.

$$W_s = \frac{\mu}{2} \int_V dV \vec{H}^2 = \frac{\epsilon}{2} \int_V dV \vec{E}^2 \quad (1.14)$$

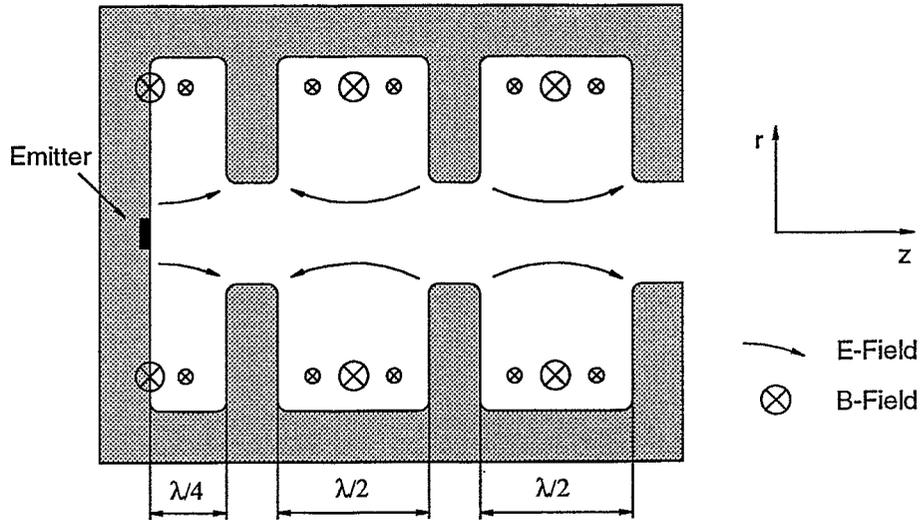


Abbildung 1.4: Prinzipieller Aufbau eines RF-Gun Resonators

Bei rein ohmschen Verlusten bestimmt sich die in der Resonatorwand umgesetzte Wärmeleistung zu:

$$P_d = \frac{R_s}{2} \int_S dS \vec{H}^2 \quad (1.15)$$

Dabei ist R_s der frequenzabhängige Oberflächenwiderstand des Resonatormaterials. Üblicherweise verwendet man zur Berechnung der Güte den Geometriefaktor G , so daß gilt:

$$Q_0 = G/R_s \quad (1.16)$$

mit $G = \omega\mu_0 \frac{\int_V dV \vec{H}^2}{\int_S dS \vec{H}^2}$

Hierbei definiert sich G als Quotient aus dem Volumen- und dem Oberflächenintegral von \vec{B}^2 . Diese Größe ist somit nur von der Resonatorgeometrie und nicht von Materialparametern abhängig. Für gängige Beschleunigerresonatoren liegt G im Bereich von 200 bis 300Ω.

Für normalleitende Beschleunigerresonatoren ist das Standardmaterial geglühtes Reinkupfer mit einem spezifischen Widerstand bei Raumtemperatur von $\rho = 1.7241\mu\Omega \text{ cm}$. Der Oberflächenwiderstand bestimmt sich nach:

$$R_s = \frac{1}{\sigma\delta} = \sqrt{\frac{\mu\omega}{2\sigma}} \quad (1.17)$$

mit der Skintiefe $\delta = \sqrt{\frac{2}{\mu\sigma\omega}}$

Hierbei ist $\sigma = 1/\rho$ die spezifische Leitfähigkeit. Für Kupfer ergibt sich damit bei einer Frequenz von 1.3 GHz ein Oberflächenwiderstand von 9.4 mΩ.

Eine grundlegende Größe für Beschleunigungsresonatoren ist die Shuntimpedanz r .

$$r = \frac{U_{acc}^2}{P} \quad (1.18)$$

mit $U_{acc} = \int_0^l dz E_z(z)$

Sie bestimmt die zur Erhaltung der Beschleunigungsspannung U_{acc} notwendige Hochfrequenzleistung P und ist somit ein Maß für den Wirkungsgrad einer Beschleunigerstruktur. Hierbei ist $E_z(z)$ elektrische Feldkomponente in Beschleunigungsrichtung. Daraus abgeleitet ist die normierte Shuntimpedanz r/Q (oder im Beschleunigerjargon als 'r über Q Wert' bezeichnet).

$$\frac{r}{Q} = \frac{U_{acc}^2}{\omega W_s} \quad (1.19)$$

Dieser Wert ist wie G rein von der Resonatorgeometrie bestimmt und ebenso wie dieser für Beschleunigerresonatoren, die auf Teilchen mit der gleichen Geschwindigkeit β optimiert sind, in erster Näherung unabhängig von der Resonanzfrequenz ω .

Die eigentlich zu minimierende Größe ist die Verlustleistung pro Längeneinheit P/l bei gegebener Beschleunigungsspannung U_{acc} .

$$\frac{P}{l} = \frac{U_{acc}^2 * R_s}{\frac{r}{Q} * G * l} \propto \frac{1}{\sqrt{\omega}} \quad (1.20)$$

Eine Betrachtung der eingehenden Größen zeigt [31, 32], daß P/l mit $1/\sqrt{\omega}$ skaliert. Daraus, wie auch aus dem Kilpatrick-Kriterium (Gleichg. 1.11), erklärt sich, daß man bei normalleitenden Beschleunigern versucht, zu immer höheren Frequenzen zu gelangen. Eine einseitige Optimierung des longitudinalen Parameters Shuntimpedanz wird allerdings durch die transversale Wechselwirkung des Coulombfeldes des Bunches mit dem Resonator begrenzt [33]. Diese sogenannten 'Wake Fields' führen zu nichtlinearen Transversalkräften auf den Bunch und somit zu einer Emittanzvergrößerung.

Um die Verlustleistungen weiter zu verringern, bleibt nach den Gleichungen 1.17 und 1.20 nur die Möglichkeit, die Leitfähigkeit σ zu erhöhen. Als einziges Material mit einer besseren Leitfähigkeit als Kupfer böte sich Silber an. Der Gewinn wäre aber mit einem spezifischen Widerstand von $\rho_{Ag} = 1.59 \mu\Omega \text{ cm}$ nur 8% höher und damit marginal. Eine sehr viel höherer Reduzierung des Widerstandes ergäbe sich durch die Verwendung von Reinstkupfer und die Abkühlung auf tiefe Temperaturen. Allerdings wird eine Abnahme des Oberflächenwiderstandes durch den anomalen Skineneffekt limitiert. Wird die mittlere freie Weglänge der Elektronen im Leiter größer als die Eindringtiefe des Hochfrequenzfeldes, ist der Oberflächenwiderstand unabhängig von der Leitfähigkeit und skaliert mit $\omega^{2/3}$. Somit läßt sich eine Verringerung des Oberflächenwiderstandes um den Faktor 5 erreichen, welcher niemals den gesteigerten Aufwand zur Abkühlung der Beschleunigerstrukturen auf kryogene Temperaturen rechtfertigen würde.

Anders ist die Situation bei Verwendung von Supraleitern als Resonatormaterial. Zwar ist der Hochfrequenzwiderstand bei Supraleitern nicht wie der Gleichstromwiderstand gleich Null, da die Hochfrequenzfelder innerhalb ihrer Eindringtiefe einen Strom sowohl von gebundenen Cooper-Paaren, als auch von ungepaarten, normalleitenden Elektronen induzieren, aber er liegt um Größenordnungen unter dem von Normalleitern. Nach der Bardeen-Cooper-Schrieffer (BCS) Theorie und dem Zwei-Flüssigkeitsmodell der Supraleitung läßt sich der Oberflächenwiderstand eines Supraleiters berechnen ([9], Bd. 1, S. 299 und dort angegebene Referenzen).

$$R_{BCS} = A(\lambda_L, \xi) \frac{\omega^2}{T} \exp(-1.76T_c/T) + R_{res} \quad (1.21)$$

Hierbei ist $A(\lambda_L, \xi)$ eine Funktion die von von Materialparametern, wie der mittleren freien Weglänge der Elektronen im normalleitenden Zustand und der Kohärenzlänge ξ der

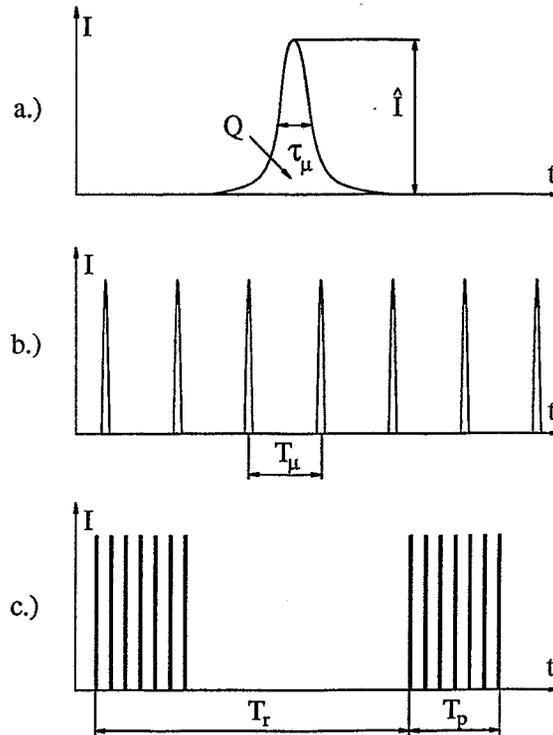


Abbildung 1.5: Definition der verschiedenen Pulslängen im Elektronenstrahl [35]

Cooperpaare, abhängt. Der Boltzmannfaktor $\exp(-1.76T_c/T)$ gibt das temperaturabhängige Dichteverhältnis von gepaarten zu ungepaarten Elektronen wieder. Diese Gleichung gilt näherungsweise für Temperaturen kleiner als der halben Sprungtemperatur T_c und für Frequenzen die sehr viel geringer als die Paarungsenergie der Cooperpaare sind ($\hbar\omega \ll 1.76kT_c$). Nach dem ersten Term in Gleichung 1.21 erwartet man eine exponentielle Abnahme von R_{BCS} für $T \rightarrow 0$ K. Dies wird allerdings durch den Restwiderstand R_{res} limitiert, der im wesentlichen auf Oberflächenverunreinigungen, eingefrorenen magnetischen Fluß oder auch auf im Resonatormaterial interstitiell gelöste Gase (Wasserstoff) zurückzuführen ist [34]. An der TESLA Test Facility wurden für sehr gut präparierte 1.3 GHz-Resonatoren Restwiderstände von $R_{res} = 3$ n Ω gemessen [9].

Für den in der Beschleunigertechnik am weitesten verbreiteten Supraleiter Niob mit einer Sprungtemperatur $T_c = 9.28$ K ist der Oberflächenwiderstand $R_{BCS}(2$ K, 1.3 GHz) = 15 n Ω und liegt damit fast 6 Größenordnungen unter dem entsprechenden Wert von Kupfer bei Raumtemperatur. Wichtig ist, daß der Oberflächenwiderstand R_{BCS} mit ω^2 skaliert. Daher ist die die Verlustleistung pro Längeneinheit P/l in einem Beschleunigermodul nach Gleichung 1.20 nicht mehr wie bei Normalleitern proportional zu $1/\sqrt{\omega}$ sondern zu ω . Man bevorzugt folglich bei supraleitenden Beschleunigern geringere Frequenzen, was einer Verringerung transversaler Strahlinstabilitäten, insbesondere bei hohen Strahlströmen, zu Gute kommt.

Die sehr viel geringeren Verlustleistungen in supraleitenden Resonatoren sind vor allem dann vorteilhaft, wenn es um hohe mittlere Strahlleistungen geht. So liegen die Verlustleistungen in einem normalleitenden Beschleunigermodul mit einer Frequenz von 500 MHz und einem Gradienten von $E_{acc} = 5$ MV/m schon bei 1 MW/m. Da solch hohe Leistungen

beträchtliche Energiekosten verursachen und die im Resonator anfallende Wärme schwerlich durch Kühlung abgeführt werden kann, werden normaleitende Beschleuniger bei hohen Gradienten gepulst betrieben. Da insbesondere bei der Angabe von Strahlströmen die unterschiedlichen Definitionen der Pulsdauern zu Mißverständnissen führen, möchte ich diese hier definieren. In Abbildung 1.5 sind die unterschiedlichen Pulsformen dargestellt. Der Peakstrom \hat{I} eines Bunches definiert sich als Quotient aus Bunchladung Q durch die Pulsdauer τ_μ , wobei bei annähernd rechteckiger Pulsform die Halbwertsbreite genommen wird. Bei gaussförmigen Pulsen nimmt man üblicherweise die rms-Breite, womit der Peakstrom sich definiert durch:

$$\hat{I} = \frac{Q}{\tau_{rms}\sqrt{2\pi}} \quad (1.22)$$

Viele solcher Mikropulse sind zeitlich äquidistant in einer Pulsfolge zum sogenannten Makropuls zusammengefaßt. Hierbei ist der Abstand zwischen den einzelnen Mikropulsen T_μ und die zeitliche Dauer des Makropulses T_p . Der Makropuls wiederholt sich mit einer Folgezeit von T_r . Im Beschleunigerbetrieb ist der Resonator nur während der Makropulsdauer T_p mit dem HF-Feld gefüllt (zzgl. Ein- und Ausschwingzeit) und während der Zeit T_r kann die induzierte Verlustleistung abgeführt werden.

Folglich können in normaleitenden Beschleunigern auch bei hohen Gradienten sehr hohe Makropulsströme erzielt werden. Dieser definiert sich zu (s. Abb. 1.5 b) :

$$I_p = \hat{I} \frac{T_\mu}{T_p} = \frac{Q}{T_p} \quad (1.23)$$

Allerdings ist das Tastverhältnis (engl. duty factor) T_p/T_r in normaleitenden Beschleunigern typischerweise im Bereich $< 10^{-3}$, so daß sich der mittlere $\langle I \rangle$ Strom um eben diesen Faktor verringert (s. Abb. 1.5 c).

$$\langle I \rangle = I_p \frac{T_p}{T_r} \quad (1.24)$$

Kommt es daher auf hohe mittlere Ströme $\langle I \rangle$ an, sind supraleitende Beschleuniger im Vorteil. Aufgrund ihrer geringen HF-Verluste können sie auch bei hohen Gradienten im *continuous wave* (cw) Mode betrieben werden, d.h. die Resonatoren sind kontinuierlich mit HF-Feld gefüllt und das Tastverhältnis ist gleich eins.

Für eine korrekte Energiebilanz muß man allerdings berücksichtigen, daß die thermischen Verluste der supraleitenden Resonatoren bei tiefen Temperaturen anfallen. Daher ist zusätzlich zu den HF-Verlusten noch der thermodynamische Wirkungsgrad der Kühlmaschine mit einzubeziehen. Dieser ist im Carnot-Prozeß maximal proportional zu $T_1/(T_2 - T_1)$, wobei T_1 die Kühltemperatur und T_2 das Temperaturniveau ist, auf dem die Wärme abgeführt wird, also Umgebungstemperatur. Berücksichtigt man noch den maschinellen Wirkungsgrad, kann man von ca. 800 W elektrischer Leistung für ein Watt anfallender Verlustleistung auf einem Temperaturniveau von 2 K ausgehen. Damit ist der Wirkungsgrad aber immer noch um 3 Größenordnungen besser als die entsprechenden Werte für normaleitende Kupferresonatoren. Im TESLA-Projekt, wo die supraleitenden Resonatoren mit Gradienten von 25 MV/m projiziert sind, erfordern die hohen Kühllasten allerdings einen gepulsten Betrieb. Jedoch sind bei einem derart hohen Gradienten die hohen Makropulsdauern von 1 ms und einem Tastverhältnis von 1% niemals mit normaleitenden Beschleunigern erreichbar.

1.2.2 Elektronenemitter

Ausgangspunkt für einen Elektroneninjektor ist die Erzeugung eines freien Elektrons, das dann im elektrischen Beschleunigungsfeld auf eine höhere Energie gebracht wird. Daher muß das Elektron aus seinem im Festkörper gebundenen Zustand gelöst werden. Dabei muß die Energiedifferenz zwischen dem Vakuumniveau und den sich im Festkörper auf dem Fermi-niveau befindlichen Elektronen überbrückt werden. Hierzu steht eine Anzahl unterschiedlicher Methoden zur Verfügung, wobei ich mich auf die Glühemission und die Photoemission beschränken möchte. Bei diesen wird das Elektron durch Zuführung von Energie über Wechselwirkung mit Phononen oder Photonen auf das Vakuumenergieniveau gebracht. Neben diesen spielt die Feldemission für Elektroneninjektoren eine wichtige Rolle. Hierbei wird durch ein starkes äußeres elektrisches Feld die Energiedifferenz zwischen Vakuumniveau und dem Fermi-niveau soweit erniedrigt, daß die Elektronen direkt aus dem Festkörper tunneln können. Da bei Elektroneninjektoren die Emitter sich in der Regel im äußeren Beschleunigungsfeld befinden, tritt eine Mischung der verschiedenen Effekte auf, bei denen sowohl die Energieanregung des Elektrons durch Phonon bzw. Photonwechselwirkung, als auch die Herabsetzung des Vakuumniveaus durch das äußere elektrische Feld berücksichtigt werden müssen.

Neben diesen drei Mechanismen existieren noch eine Reihe anderer, die aber in der praktischen Anwendung für Elektronenbeschleuniger bisher kaum eine Bedeutung haben. Hierbei ist z.B. die Elektronenextraktion aus einem Plasma oder auch die Sekundärelektronenemission zu nennen. Eine neuere Entwicklung in der Beschleunigertechnik ist die Anwendung der ferroelektrischen Emission [36]. Die Elektronenemission wird dort durch einen Polarisationswechsel der Elementardipole in einem Ferroelektrikum induziert. Das daraus resultierende Raumladungsfeld ist so groß, daß es die spontane Emission von Oberflächenelektronen erlaubt. Im Jahr 1987 wurde am CERN erstmals die starke ferroelektrische Emission mit Stromdichten über 100 A/cm^2 beobachtet.

Schon der Emissionsprozess beeinflusst die Emittanz des Elektronenstrahls. Betrachtet man die einzelnen Emittanzbeiträge in einem Hochfrequenzinjektor, so lassen sie sich wie folgt separieren:

$$\epsilon_n = \sqrt{\epsilon_{th}^2 + \epsilon_{sc}^2 + \epsilon_{rf}^2} \quad (1.25)$$

Dabei ist ϵ_{th} die thermische Emittanz, die durch die Energieverteilung der Elektronen bei der Emission hervorgerufen wird. ϵ_{sc} und ϵ_{rf} sind die durch Raumladungskräfte bzw. durch das Hochfrequenzfeld hervorgerufen Emittanzbeiträge.

Betrachtet man nun die Emittanz direkt an der Kathode, so gilt $\epsilon_{th} = \langle x \rangle \langle \beta_x \rangle$. Für einen gleichverteilten Elektronenstrom von einem kreisförmigen Emitter ist die Emittanz dann:

$$\epsilon_{th} = \frac{r_c}{2} \left\langle \frac{2W_{kin}}{mc^2} \right\rangle^{1/2} \quad (1.26)$$

Hierbei ist r_c der Kathodenradius und W_{kin} die kinetische Energie der emittierten Elektronen. Bei gegebenen Strahlstrom I und Emissionsstromdichte J_c ist der Kathodenradius $r_c = \sqrt{I/\pi J_c}$. Daraus bestimmt sich die Emittanz zu:

$$\epsilon_{th} = \left(\frac{I}{2\pi J_c} \right)^{1/2} \left\langle \frac{2W_{kin}}{mc^2} \right\rangle^{1/2} \quad (1.27)$$

Gleichung 1.27 zeigt, daß die thermische Emittanz umgekehrt proportional zur Wurzel der Emissionsstromdichte ist. Daher haben Emitter mit hohem J_c eine geringere intrinsische

Emittanz. Setzt man typische Zahlenwerte ein, so liegt die Emissionsstromdichte für Glühemitter bis 100 A/cm^2 und für Photoemitter bis 1000 A/cm^2 . Da die Emissionsenergien für Glühemitter und Photoemitter, die in der Nähe der Grenzfrequenz betrieben werden, ungefähr gleich sind, ist ϵ_{th} bei gleichem Strahlstrom für Photoemitter um einen Faktor 3 geringer.

Betrachtet man allerdings die absoluten Beträge für ϵ_{th} , so liegen diese für beide Emittertypen deutlich unter $1 \pi \text{ mm mrad}$. Die Gesamtemittanz wird nach Gleichung 1.25 dann bei raumladungsdominierten Elektronenstrahlen durch ϵ_{sc} und ϵ_{rf} bestimmt. Dies Beiträge liegen um ca. eine Größenordnung über dem von ϵ_{th} . Neue Entwicklungen auf dem Gebiet der Photokathoden RF-Guns haben das Bild allerdings gewandelt. Durch die Möglichkeit, den linearen, korrelierten Term der raumladungsinduzierten Emittanz durch magnetische Fokussierung zu kompensieren [37], und durch ein sorgfältiges HF-Design der Beschleunigungsresonatoren, wurde der Beitrag von ϵ_{sc} und ϵ_{rf} verringert. Insbesondere durch die aktuelle Entwicklung, Elektronenstrahlen mit einer Emittanz von $1 \pi \text{ mm mrad}$ und einer Bunchladung von 1 nC für Röntgen FELs zu generieren, kommt dem Beitrag ϵ_{th} eine signifikante Bedeutung zu.

1.2.2.1 Glühemitter

Bei der Glühemission muß die thermische Energie der Elektronen im Festkörper soweit erhöht werden, daß sie die Differenz zwischen ihrer Bindungsenergie zum Vakuumniveau überwinden können. Betrachtet man ein Metall, so ist dies die Energiedifferenz zwischen dem Leitungsband und dem Vakuumniveau. Da die Energieverteilung der Elektronen einer Fermi-Dirac-Verteilung

$$P_F = \frac{1}{1 + e^{(E_{kin} - E_F)/k_B T}} \quad (1.28)$$

folgt, kann bei einer Erwärmung des Festkörpers der hochenergetische Teil der Elektronen, der sogenannte Maxwell-Schwanz, das Metall verlassen. Dabei ist E_{kin} die kinetische Energie der Leitungselektronen und E_F die Fermienergie des Metalls. Der Zahlenwert der Boltzmannkonstanten k_B beträgt $1.38066 \cdot 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$. Berücksichtigt man nur die Elektronen im Maxwell-Schwanz, d.h. die e-Funktion im Nenner von Gleichung 1.28 wird groß gegen Eins, so gilt für die Emissionsstromdichte J die Richardson-Dushman Gleichung:

$$J = A_0 T^2 e^{-W/kT} \quad (1.29)$$

mit $A_0 = \frac{4\pi e m_e k_B^2}{h^3}$

Dabei ist J nur von der Austrittsarbeit W des Metalls abhängig. Die Mengenkostante A_0 ist in dieser Idealisierung nur von den Naturkonstanten Elektronenladung e und -masse m_e , der Boltzmannkonstanten k_B und dem Planckschen Wirkungsquantum h abhängig. Daraus ergibt sich für A_0 der materialunabhängige Wert $120 \text{ A/cm}^2 \text{ K}^2$. Die experimentellen Daten zeigen, daß dieser Wert bei realen Kathoden um ca. einen Faktor 2 geringer ist und zwischen 40 bis 60 A/(cm K)^2 liegt. Nach Gleichung 1.29 gibt es zwei Wege, die Emissionsstromdichte zu erhöhen. Erstens kann die Austrittsarbeit W erniedrigt oder zweitens die Arbeitstemperatur T erhöht werden. Das Heraufsetzen der Arbeitstemperatur ist natürlich durch den Schmelzpunkt des Materials begrenzt. Bei einem hochschmelzenden Metall wie Wolfram mit einer Schmelztemperatur von 3660 K werden Arbeitstemperaturen von 2550 K gefahren. Die Emissionsstromdichte erreicht dabei gerade 0.5 A/cm^2 . Ein weiteres Erhöhen

der Arbeitstemperatur bedeutet allerdings eine höhere Abdampftrate des Emitters und verkürzt somit dessen Lebensdauer. Überdies wird durch eine höhere Temperatur die mittlere Transversalenergie der Elektronen erhöht, die in der Größenordnung $k_B T$ liegt.

Der effektivere Weg zu höheren Emissionsstromdichten liegt in der Verwendung von Materialien mit geringer Austrittsarbeit. Dabei ist heute eine Vielzahl unterschiedlicher Kathodentypen gebräuchlich. Die beiden wichtigen Gruppen sind die Atomfilm- und die Oxidkathoden. Bei beiden wird ein hochwärmefestes Trägermetall, in der Regel Wolfram, im Hochvakuum durch eine Material geringerer Austrittsarbeit benetzt. Dazu wird bei Atomfilmkathoden z.B. Thorium verwendet, das zusammen mit dem Wolframträgermaterial als Thoriumoxid gepreßt wird. Beim Ausheizvorgang wird das Thorium reduziert und überzieht als atomarer Film das poröse Wolframträgermaterial. Die Kathodenoberfläche hat gegenüber elementarem Wolfram, das eine Austrittsarbeit von $W=4.5\text{ eV}$ aufweist, nur noch ein $W=2.6\text{ eV}$.

Ähnlich arbeiten die Oxidkathoden, in denen der atomare Metallfilm durch eine Schicht eines Strontium-Barium-Mischoxids ersetzt wird. Hier sind die Materialien als Carbonate in der Kathodenmatrix gespeichert und diffundieren beim Erhitzen zur Oberfläche. Dabei werden sie in einem Redoxvorgang mit dem Kathodenmaterial von ihrer carbonierten Form ins Oxid umgewandelt. Diese Kathoden weisen je nach Trägermaterial eine Austrittsarbeit von 1.0 bis 1.6 eV auf. Die Betriebstemperaturen liegen zwischen 1100 K und 1400 K. Vorteil bei beiden Kathodenarten ist, daß das Kathodenmaterial als Vorratsspeicher für die emissionsfördernde Substanz dient. Somit können Materialverluste, die durch Abdampfen entstehen, kompensiert werden. Daher erreichen diese Kathoden Lebensdauern, die im Bereich von 10^4 bis 10^5 Stunden liegen. Die maximalen Emissionsstromdichten liegen allerdings bei immer noch moderaten 20 A/cm^2 .

Höhere Emissionsstromdichten lassen sich mit Lanthanhexaboridkathoden (LaB_6) erzielen. Die Austrittsarbeit beträgt beim Einkristall 2.69 eV ($\langle 110 \rangle$ -Orientierung der Oberfläche). Bei Kathoden mit Spitzengeometrie wird durch die lokale Feldüberhöhung an der Kathode die effektive Austrittsarbeit vermindert (Schottky-Effekt, siehe S.34). Bei einer Kathodentemperatur von 1900 K werden Emissionstromdichten bis 100 A/cm^2 erreicht [38]. Die Lebensdauer der Kathode liegt bei einem Vakuumdruck kleiner $1 \cdot 10^{-7}$ Torr bei ca. 5000 Stunden.

1.2.2.2 Photoemitter

Bei der Photoemission erfolgt die Anregung des Elektrons bekanntlich durch die Energieübertragung eines Photons. Für die kinetische Energie W_{kin} des emittierten Elektrons gilt die Einsteinrelation:

$$W_{kin} = h\nu - \Phi \quad (1.30)$$

W_{kin} bestimmt sich somit aus der Differenz zwischen der Photonenergie $h\nu$ und der Austrittsarbeit Φ . Das Photon muß also seine gesamte Energie an das Elektron übertragen. Die Grenzfrequenz für das Photon zur Auslösung eines Elektrons wird daher durch die Austrittsarbeit W festgelegt. Diese reicht bei gebräuchlichen Photoemittern von ca. 1.4 eV für Halbleiter bis zu mehreren eV für metallische Kathoden. Die erforderlichen Lichtwellenlängen liegen also im Bereich zwischen nahem Infrarot und Ultraviolett.

Nach der Energieübertragung diffundiert das Elektron zur Oberfläche und muß die Potentialbarriere zum Vakuumniveau überwinden. Für eine Photokathode als gepulsten Emittor ist die Verzögerungszeit τ des emittierten Elektronpulses bzgl. des einfallenden Photonenpulses eine wichtige Größe. Da die Diffusionsgeschwindigkeit des Elektrons in der Photo-

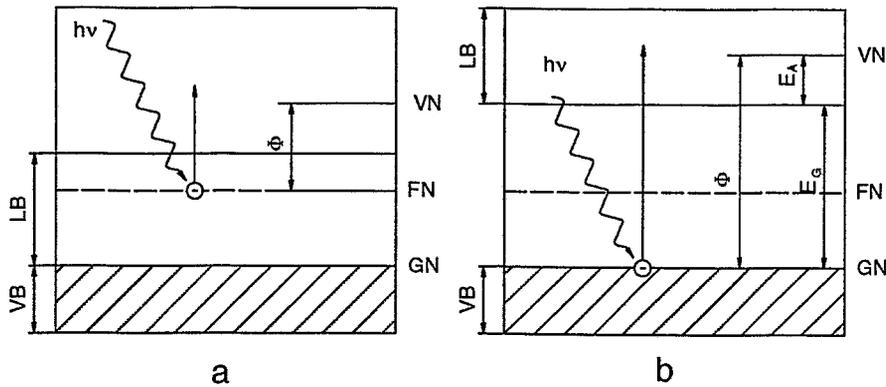


Abbildung 1.6: Bandstruktur und Photoemission in Metallen (a) und Halbleitern (b)
 VB: Valenzband, LB: Leitungsband, GN: Grundniveau, FN: Fermi-Niveau, VN: Vakuumniveau,
 E_G : Energielücke, E_A : Elektronenaffinität, Φ : Austrittsarbeit

kathode in der Größenordnung der Fermigeschwindigkeit liegt, muß die Absorption nahe an der Oberfläche erfolgen. Für den HF-Beschleuniger sind Bunchlängen in der Größenordnung 10 Pikosekunden mit einer Stabilität von wenigen ps erforderlich. Daher wird klar, daß in der Regel Verzögerungszeiten im Pikosekundenbereich erforderlich sind. Diese Bedingung wird von allen metallischen Kathoden erfüllt. Hier erfolgt die Lichtabsorption in den ersten Atomlagen der Photokathode (für Alkalimetalle 10 bis 20 Atomlagen) und τ liegt im Bereich von weniger als 100 Femtosekunden. Bei Halbleiterkathoden können Austrittstiefen von einigen 10 Nanometern erreicht werden, wodurch die Verzögerungszeit in den Pikosekundenbereich reicht. Für alle gebräuchlichen Halbleiter ist τ allerdings hinreichend gering (wenige ps), um ihre Einsetzbarkeit innerhalb einer RF-Gun zu gewährleisten.

Der wohl wichtigste Parameter für die Charakterisierung einer Photokathode ist die Quantenausbeute:

$$\eta = \frac{n_e}{n_{ph}} \quad (1.31)$$

Sie gibt das Verhältnis der Anzahl der emittierten Elektronen n_e zur Anzahl der einfallenden Photonen n_{ph} an. Zusammen mit der Frequenz des Photons bestimmt sie bei gegebenen Elektronenstrom I_e den Leistungsbedarf der Lichtquelle.

$$P_{\text{Laser}} = \frac{h\nu}{e} * \frac{I_e}{\eta} \quad (1.32)$$

Als Lichtquelle werden bei Photokathoden RF-Guns ausschließlich Puls laser verwendet. Insbesondere bei hohem mittlerem Strahlstrom (einige mA) und Wellenlängen im UV werden sehr schnell mittlere Laserleistungen im Wattbereich notwendig, was aufwendige Entwicklungen in diesem Bereich erfordert.

Betrachtet man die Materialabhängigkeit der Quantenausbeute, so läßt sich prinzipiell zwischen Metallen und Halbleitern unterscheiden. Bei Metallen muß das Elektron die Energiedifferenz zwischen dem Leitungsband und dem Vakuumniveau überwinden. Da die Leitungselektronen als quasi freies Elektronengas betrachtet werden können, ist die Wahrscheinlichkeit für einen vollen Energieübertrag beim Photon-Elektron Stoß sehr gering. Dies liegt daran, daß das Photon bei diesen geringen Energien eine sehr viel kleinere Masse als das

Material	Φ (eV)	Quantenausbeute	@ E_γ (eV)	Referenz
Kupfer	4.65	$1.4 * 10^{-4}$	4.66	[41]
		$2.2 * 10^{-6}$	4.66	[42]
		$0.9 - 1.3 * 10^{-4}$	4.66	[43]
Niob	4.33	$8.5 * 10^{-7}$	4.69	[44]
		$3.2 * 10^{-6}$	5.00	[44]
		$4.5 * 10^{-4}$	6.42	[44]
Magnesium	3.66	$5 * 10^{-4}$	4.66	[39]
Yttrium	3.1	$5.0 * 10^{-4}$	4.66	[41]
		$1.8 * 10^{-4}$	4.66	[42]
Al/Li-Legierung	2.0	$6 * 10^{-4}$	4.66	[40]

Tabelle 1.1: Eigenschaften einiger metallischer Photoemitter

Elektron hat und somit eher gestreut wird, wodurch sich die hohe Reflektivität der Metalle erklärt. Auf der anderen Seite ist die Elektronendichte im Leitungsband sehr groß, wodurch ein angeregtes Elektron durch Wechselwirkung mit anderen Elektronen seine Energie sehr schnell abgeben kann. Das Zusammenwirken beider Effekte bewirkt eine geringe Quantenausbeute bei Metallen, die im UV-Bereich um 10^{-4} beträgt.

Anders ist die Situation bei Halbleitern, hier muß das Elektron zuerst die Energielücke E_G zwischen Valenzband und Leitungsband überwinden. Dazu kommt die Energiedifferenz zwischen Leitungsband und Vakuumniveau, die sogenannte Elektronenaffinität E_A . Da die Elektronen im Valenzband noch einer Wechselwirkung mit den Gitterpotential unterliegen, ist die Energieübertragung zwischen Photon und Elektron sehr viel effektiver (analog zum inelastischen Stoß in der Mechanik). Zusätzlich ist die Besetzungsdichte des Leitungsbandes sehr viel geringer als in Metallen und somit auch die Anzahl der möglichen Stoßpartner eines angeregten Elektrons. Beide Effekte resultieren in einer hohen Quantenausbeute, die bei Multialkalikathoden bis 35% betragen kann.

Bei der Nutzung in einer RF-Gun sind neben der Quantenausbeute weitere, mehr technische Parameter von Bedeutung. Dazu gehören der Herstellungsaufwand und die Handhabbarkeit als auch vor allem die Lebensdauer. Der Vorteil von metallischen Photokathoden liegt hier auf der Hand. Soweit man nicht die äußerst reaktiven Alkalimetalle betrachtet, sind sie unempfindlich gegen die sie umgebenden Vakuumbedingungen und einfach zu handhaben. Die einfachste Lösung ist hierbei, das Resonatormaterial als Photokathode zu verwenden. Dies wurde z.B. mit Kupferkathoden an der Accelerator Test Facility am Brookhaven National Laboratory durchgeführt. Eine Weiterentwicklung sind Materialien wie z.B. Magnesium [39], Yttrium oder binäre Legierungen aus Aluminium und Lithium [40], die alle eine wesentlich geringere Austrittsarbeit als Kupfer aufweisen.

Wie Tabelle 1.1 zeigt, ist die Quantenausbeute keinesfalls eine einfach zu bestimmende Materialkonstante. Sie hängt selbst bei solch passiven Materialien empfindlich von der Oberflächenpräparation ab. So konnte am CERN eine Steigerung der Quantenausbeute an Kupfer nach einer Plasmareinigung um einen Faktor 3 bis 7 beobachtet werden [42]. Jedoch ist die geringe Quantenausbeute im 10^{-4} Bereich aufgrund der erforderlichen Laserleistung ein limitierender Faktor, wenn hohe Bunchladungen bzw. hohe mittlere Strahlströme gefordert sind. Der eindeutige Vorteil metallischer Kathoden ist die lange Lebensdauer. So wurden an der ATF mit Magnesium Kathoden Lebensdauern von über 5000 Stunden erreicht [39]. Dies bedeutet in der Praxis, daß die Kathodenlebensdauer kein limitierender

Material	Φ (eV)	Quantenausbeute	bei E_γ (eV)	Lebensdauer	Referenz
Cs ₃ Sb	2.05	4%	2.35	<4h	[45]
K ₂ CsSb	2.1	8%	2.35	<4h	[45]
Cs ₂ Te	3.5	13%	4.71	>100h	[45]
GaAs:Cs ₂ O	1.4	30%	2.35		
Cs-K-Te		22.5%	4.78	ähnlich Cs ₂ Te	[46]

Tabelle 1.2: Eigenschaften in RF-Guns gebräuchlicher Halbleiter-Photoemitter

Faktor für die Leistungsfähigkeit einer RF-Gun ist.

Der Ausweg zu höheren Quantenausbeuten sind Halbleiterphotokathoden. Sie erlauben Quantenausbeuten, die in nicht aktive gepumpten Vakuumröhren bis zu 0.35 erreichen können. Unter der Vielzahl der möglichen Photohalbleiterschichten haben sich für den Gebrauch in RF-Guns vor allem die ersten drei aus Tabelle 1.2 verbreitet. Die Tabelle enthält einige typische Beispiele für die Quantenausbeuten der verschiedenen Halbleitermaterialien. In einem noch stärkeren Maße als für Metalle gilt die Abhängigkeit der Quantenausbeute vom Produktionsprozess. Für eine ausführlichere Auflistung der erzielten Resultate sei auf Referenz [47] verwiesen.

Ein grundlegendes Problem bei der Verwendung von Photokathoden hoher Quantenausbeute ist ihre hohe Reaktivität mit Restgasen. Da es sich um instabile Verbindungen mit Alkalimetallen, insbesondere Cäsium handelt, sind zur Erhaltung der photoemissiven Eigenschaften Umgebungsdrücke im Bereich 10^{-10} mbar (UHV) notwendig. Bei cäsiumaktivierten Galliumarsenid sollte der Druck sogar noch geringer sein, also im VUHV liegen. Da der Druck in Elektronenbeschleunigern im Bereich von 10^{-7} und schlechter liegt, muß das Vakuum in der RF-Gun durch differentiell Pumpen oder die zusätzliche Einführung von Gettermaterialien in Kathodennähe verbessert werden. Diese Möglichkeiten sind allerdings begrenzt, da die Zuführung hoher HF-Leistungen in die RF-Gun zur Oberflächenerwärmung der Resonatoren und dadurch verursachten Gasdesorptionen führt. Ionisierte Restgasionen können überdies auf die Kathode rückbeschleunigt werden.

Daraus folgt, daß die Lebensdauer der Photoemitter in RF-Guns sehr begrenzt ist. Daher muß der ständige Zugriff auf die Photokathode zum Austausch unter UHV-Bedingungen möglich sein. Folglich besteht eine direkte Vakuumbedingung zwischen RF-Gun und Präparationskammer oder einem Vakuumgefäß, daß als Vorratsbehälter für Photokathoden dient. Die historische Entwicklung von Photokathoden für RF-Guns startete mit Cs₃Sb am Los Alamos National Laboratory im Jahr 1986 [27]. Hiermit ließen sich Lebensdauern im Bereich weniger Stunden erzielen. Auf Grund der höheren Quantenausbeute und der besseren Vakuumstabilität wurde dann auf K₂CsSb übergegangen. Einen Sprung in punkto Lebensdauer brachte die Verwendung von Cs₂Te. Dieser in RF-Guns erstmals am CERN eingesetzte Photoemitter erlaubt Betriebsdauern bis mehr als 100 Stunden.

Cs₂Te unterscheidet von den Alkali-Antimonid Kathoden in seiner Austrittsarbeit. Diese liegt mit mit 3.5 eV nahezu eineinhalbfach so hoch wie bei den vorhergenannten. Daher ist ein Laser im UV-Bereich notwendig gegenüber sichtbarem, grünem Licht für Cs₃Sb und K₂CsSb Kathoden. Da als Laserquellen gewöhnlich im Infrarotbereich arbeitende Nd:YAG oder Nd:YLF Laser [48] verwendet werden, muß das Licht durch Frequenzvervielfachung in nichtlinearen optischen Medien auf die benötigte Wellenlänge gebracht werden. Dabei erhöht sich die notwendige Laserleistung um den Wirkungsgrad des Frequenzvervielfachers. So reicht für Cs₃Sb und K₂CsSb eine Frequenzverdopplung aus, für Cs₂Te ist jedoch eine Ver-

vierfachung notwendig. Dies muß als Nachteil für Cs₂Te gewertet werden. Hinzu kommt, daß UV-Licht teurere, UV-durchlässige Linsensysteme benötigt und, da es für das menschlichen Auge unsichtbar ist, schwieriger in der Handhabung ist.

Der Nachteil der höheren Austrittsarbeit für das optische System erweist sich als Vorteil für die elektronenoptischen Eigenschaften. Eine kritische Größe für den Elektronenstrahl sind die sogenannten Dunkelströme. Dies sind Elektronen, die sich außerhalb des Elektronenbunchs befinden und sich aus parasitären Elektronen zusammensetzen, die durch Emission in den Beschleunigerstrukturen auf der Strahlachse eingefangen wurden. Beim Photoemitter ist die Elektronenemission außerhalb des Laserpulses für eine Erhöhung des Dunkelstroms verantwortlich. Diese kann auf der Photokathode durch Feldemission verursacht werden. Der Feldemissionsstrom wird durch die Fowler-Nordheim-Gleichung beschrieben [49, 50]:

$$I_F[A] = 1.54 * 10^{-10} \frac{A[cm^2](\beta E_c[V/m])^2}{\Phi[eV]} \exp\left(-\frac{6.83 * 10^9 (\Phi[eV])^{3/2}}{\beta E_c[V/m]}\right) \quad (1.33)$$

Hiebei ist A die Emitterfläche und E_c die elektrische Feldstärke an der Kathode. Φ ist die Austrittsarbeit und β der sogenannte Feldüberhöhungsfaktor. Von besonderem Einfluß auf die Kathode sind die letzten beiden Faktoren. Wie Gleichung 1.33 zeigt, bewirkt eine niedrige Austrittsarbeit eine Erhöhung des Feldemissionsstroms. Somit ist eine Halbleiterkathode mit niedriger Austrittsarbeit auch ein potentiell guter Feldemitter. Dies wurde durch Dunkelstrommessungen am Los Alamos National Laboratory bestätigt. Hier zeigten Cs₂Te Kathoden bei $E_{cath}=20$ MV/m einen vernachlässigbaren Dunkelstrom (< 0.4 mA/cm²) und liegen damit unter den mit K₂CsSb Kathoden erzielten Werten [51].

Durch den Feldüberhöhungsfaktor β wird der Einfluß mikroskopischer Emitter auf großflächigen Kathoden beschrieben. Betrachtet man Gleichung 1.33, so würde man bei $\beta = 1$ das Eintreten der Feldemission bei Feldstärken in der Größenordnung ab 10^9 V/m erwarten. Typischerweise geht die Feldemission nicht von großflächigen Kathodenbereichen aus, sondern von mikroskopischen Defekten (Partikel, Spitzen, Kratzern), die die Einsatzfeldstärke auf ca. 10^7 V/m verringern. Daher beschreibt β die lokale Feldüberhöhung im Bereich solcher Oberflächenirregularitäten und liegt in der Praxis in der Größenordnung 10^2 . Hierbei besteht auch heute noch eine Diskrepanz zwischen den aus der Defektgeometrie gewonnenen β -Werten, die in der Größenordnung 10 liegen, und den experimentellen Werten, die diese wiederum um einen Faktor 10 überschreiten ([34], S.23 und darin enthaltene Referenzen).

Daher ist es notwendig, bei der Kathodenherstellung äußerst glatte Oberflächen zu erzielen. Folgerichtig werden die mit der Emitterschicht zu bedampfenden Substrate poliert. Am APLE Experiment in Los Alamos wurde eine Abnahme des Dunkelstroms um den Faktor 40 beobachtet, nachdem das Substratmaterial durch Feinstpolieren behandelt wurde. Die anfängliche Substratrauhigkeit wurde dabei von $> 4 \mu\text{m}$ auf ca. 2 nm herabgesetzt. Der erzielte Dunkelstrom im Makropuls betrug 0.04 mA bei einer Kathodenfeldstärke von 25 MV/m [52].

Betrachtet man den derzeitigen Entwicklungsstand, so haben sich Cs₂Te Kathoden für die Verwendung in RF-Guns durchgesetzt. Die Vorteile der hohen Lebensdauer und der relativen Einfachheit der Präparation überwiegen die Nachteile, die aus dem Betrieb im UV-Bereich erwachsen. Ein weiterer Vorteil ist, daß sich dieser Kathodentyp durch Erhitzung auf 220°C und gleichzeitiger Beleuchtung mit UV-Licht reaktivieren läßt [53]. Eine aktuelle Weiterentwicklung auf diesem Gebiet ist die Cs-K-Te-Photokathode [46]. Sie weist bei gleicher Wellenlänge eine nahezu doppelt so hohe Quantenausbeute wie Cs₂Te auf. Die Vakuumstabilität scheint vergleichbar der von Cs₂Te zu sein, ein Test im Beschleunigerbetrieb steht aber noch aus. Andere Kathodentypen wie cäsiumaktiviertes Gallimarsenid

haben ihre Anwendung in der Erzeugung polarisierter Elektronen. Obwohl ihre Photosensitivität im Infraroten den Aufwand für das Lasersystem deutlich reduziert, macht ihre hohe Empfindlichkeit gegenüber Restgas den Betrieb im Beschleuniger problematisch. Bisher wurde nur ein auf GaAs Kathoden basierender Photoinjektor für den Betrieb an einem FEL gebaut [54].

Kapitel 2

Die Glühkathoden RF-Gun

Für das Beschleunigerprojekt ELBE wurde am Forschungszentrum Rossendorf ein Glühkathoden RF-Gun entwickelt, die beim Betrieb der kern- und strahlungsphysikalischen Experimente als Injektor dienen soll. Die kernphysikalischen Experimente zielen auf die Erforschung kollektiver Anregungsmoden der Kerne im niederenergetischen Bereich bis 20 MeV hin. Desgleichen sollen im gleichen Energiebereich strahlungsphysikalische Untersuchungen zur Elektronenstrahl-Festkörper Wechselwirkung durchgeführt werden. Hierzu zählen Channeling- und parametrische Röntgenstrahlung sowie Smith-Purcell Strahlung. Die beiden physikalischen Bereiche benötigen hohe mittlere Strahlströme zur Erzeugung der notwendigen Zählraten, können aber auf hohe Bunchladungen verzichten. Eine zusätzliche Bedingung der kernphysikalischen Experimente ist eine hohe Energieauflösung des Elektronenstrahls von $\Delta E/E = 5 * 10^{-4}$. Daraus folgt eine Energieschärfe von 10 keV bei einer Gesamtenergie von 20 MeV. Die strahlungsphysikalischen Experimente erfordern hingegen eine Emittanz $< 1 \pi$ mm mrad, um ein paralleles Durchdringen des Elektronenstrahls durch die Gitterebenen des Festkörpers zu gewährleisten.

Die Strahlparametervorgaben erlauben es, den mittleren Strahlstrom auf eine hohe Repetitionsrate zu verteilen. Da der ELBE-Beschleuniger bei einer Grundfrequenz von 1.3 GHz arbeitet, wurde diese auch für den Beschleunigungsresonator der Glühkathoden RF-Gun verwendet, um so an dem bestehenden Potential an HF-Generatoren und Elektronik zu partizipieren. Der Injektor arbeitet im cw-Betrieb und besetzt jede HF-Periode mit einem Elektronenbunch. Die daraus resultierende Bunchladung $Q = I_{av}/f_{rep}$ liegt damit selbst bei 1 mA Strahlstrom noch deutlich unter 1 pC. Somit sind Raumladungskräfte zu vernachlässigen. Dies vereinfacht es, die Anforderungen nach einer geringen Emittanz zu erfüllen.

Die Forderung eines relativ hohen mittleren Strahlstroms bei cw-Betrieb wirft einige grundlegende Fragen zum Maschinendesign auf. Die konventionelle RF-Gun Strategie, den Elektronenbunch innerhalb weniger Resonatoren auf relativistische Energien zu beschleunigen, läßt sich im cw-Betrieb aufgrund des HF-Leistungsbedarfs im Megawatt-Bereich mit normalleitenden Resonatoren nicht durchführen. Allerdings ist bei den gegebenen Strahlpa-

Endenergie	20 MeV
mittl. Strahlstrom	200 μ A (1 mA)
norm. Emittanz	$< 1 \pi$ mm mrad
Energieschärfe	10 keV

Tabelle 2.1: Strahlparameter des Elbe-Beschleunigers für die Kern- und Strahlungsphysik

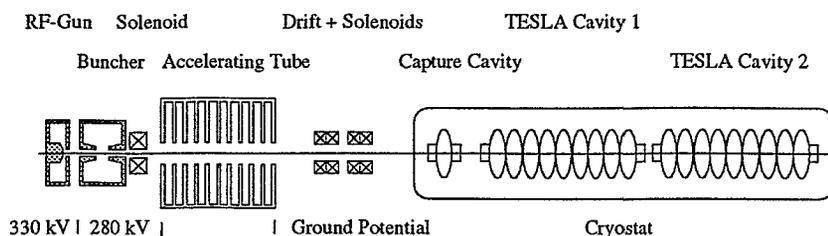


Abbildung 2.1: Konzeptionsentwurf des ELBE-Beschleunigers

rametern mit ihren geringen Bunchladungen und daher vernachlässigbaren Raumladungskräften die Beschleunigung im Injektorbereich auf solch hohe Energien gar nicht notwendig. Daher wurde der Injektor so konzipiert, daß die Elektronenbunche bei einer Energie von 340 keV direkt in den Hauptbeschleuniger eingeschossen werden können.

Zur Erzielung des Strahlstroms wurde der Injektor soweit optimiert, daß mehr als 50% der von der Kathode emittierten Elektronen dem Beschleuniger zugeführt werden. Konventionelle Shopper, die mittels eines deflektierenden Resonators einen Elektronenstrahl über ein Blendensystem wecheln, schneiden die gewünschte Phasenlänge aus dem DC-Strahl heraus. Der Strahlverlust kann daher mehr als 90% betragen. Durch den geringen Strahlverlust können die Anforderungen an die Kathode verringert werden, sodaß vom Einsatz großflächiger Dispenserkathoden abgesehen werden konnte.

Die Konzeption des cw-Injektors besteht aus einer Kombination sowohl von HF-Beschleunigungsresonatoren als auch von Hochspannungsbeschleunigungsstrecken. In Abbildung 2.1 ist eine schematische Skizze sowohl der RF-Gun als auch der nachfolgenden Hauptbeschleunigersektion gegeben. Die eigentliche Elektronenquelle bildet der 1.3 GHz RF-Gun Resonator. Darauf folgt eine elektrostatische Immersionslinse, die den Elektronenpuls auf eine mittl. Energie von ca. 55 keV beschleunigt. Neben dem Energiegewinn bewirkt diese Linse eine transversale Fokussierung, die den Strahldurchmesser innerhalb der Apertur der Resonatoren hält. Direkt darauf folgt der Buncher, der für die longitudinale Phasenfokussierung des Bunches sorgt. Hinter dem Buncher ist eine Solenoidlinse angebracht, die den Strahl wiederum fokussiert, so daß er das nachfolgende elektrostatische Beschleunigungsrohr passieren kann. Hier durchläuft der Strahl nochmals eine Spannungsdifferenz von 250 bis 300 kV. Die Hauptbeschleunigersektion besteht aus zwei supraleitenden, neunzelligen Resonatoren, deren Design ursprünglich für das TESLA Projekt entwickelt wurde. Zwischen Injektor und den neunzelligen Resonatoren liegen Solenoidlinsen und ein einzelliger Resonator. Dieser Resonator bewirkt nochmals eine Modulierung des longitudinalen Phasenraums um die Anforderungen der relativen Energiebreite bei 20 MeV Endenergie erfüllen zu kön-

nen. Beim derzeitigen Entwicklungsstand steht noch offen, ob der Resonator als einzelliger, supraleitender Resonator oder als mehrzellige, normaleitende Struktur realisiert wird.

2.1 Die Optimierung der longitudinalen Strahlparameter

Zur Optimierung der longitudinalen Strahlparameter kann man sich auf die eindimensionale Dynamik mit wenigen Teilchen entlang der Achse beschränken. Durch diese Beschränkungen werden die Bahnverfolgungsrechnungen entlang des Beschleunigers sehr schnell. Das erlaubt es, die Endergebnisse wiederum als Input einer numerischen Optimierungsroutine zu verwenden und sich so durch Variation der Eingangsparameter dem Optimum zu nähern. Diese Optimierungsrechnungen wurden mit dem Programm TEGUN [55] durchgeführt. Als zu optimierende Größe wurde die rms-Energiebreite gewählt.

$$\Delta E = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{n=1}^N (\bar{E} - E_n)^2} \quad (2.1)$$

Dabei ist allerdings darauf zu achten, daß diese Definition bei einem instabilen Verhalten des Elektronenbunchs eine Konvergenz auf das Optimum verhindern kann. Sollte der Bunch einen langezogenen Schwanz haben, so haben diese wenigen Teilchen im Schwanz einen sehr hohen Einfluß auf die Energiebreite. Daher wurde zur Optimierung nur 90% der Teilchen verwendet, die die geringste Abweichung von der mittleren Energie haben. Dieser Prozentsatz ist für unsere Anwendung rein heuristisch ermittelt. Neben der Energiebreite läßt sich natürlich auch die Phasenbreite als Optimierungsparameter verwenden, was für Anwendungen die einen kurze Bunchlänge erfordern von Interesse ist. Hierzu wurden Rechnungen unternommen, um festzustellen, ob am ELBE Beschleuniger die Erzeugung kohärenter Undulatorstrahlung möglich ist.

Als Variationsparameter stehen prinzipiell die Amplituden, Phasen und Abstände der einzelnen Resonatoren zu Verfügung. Dabei ist eine Randbedingung, daß die geforderte Endenergie erreicht wird, wobei die Gradienten in den Beschleunigungsresonatoren innerhalb realisierbarer Werte bleiben müssen. Die axiale Feldverteilung der einzelnen HF-Beschleunigersegmente wurden im ersten Schritt durch einfache cosinusförmige Funktionen approximiert.

$$E_z = E_0 * \cos \frac{\pi z}{d} \quad (2.2)$$

Hierbei ist d die Spaltweite des Beschleunigungsresonators. In der zweiten Stufe wurden dann die realen Resonatorgeometrien zugrunde gelegt. Dabei wurden die Feldverteilungen mittels des elektromagnetischen Feldberechnungsprogramms SUPERFISH [56] berechnet.

Die auf diese Weise ermittelten Werte der Resonatoren dienten als Ausgangspunkt für $2\frac{1}{2}$ -dimensionale Strahldynamikrechnungen mittels des Programms PARMELA. Dieses erlaubt es, reale dreidimensionale Feldverteilungen mit einer Symmetrieachse zu berücksichtigen. Somit können die rotationssymmetrischen Feldverteilungen der HF-Resonatoren aus den Feldberechnungsprogrammen direkt in PARMELA übernommen werden.

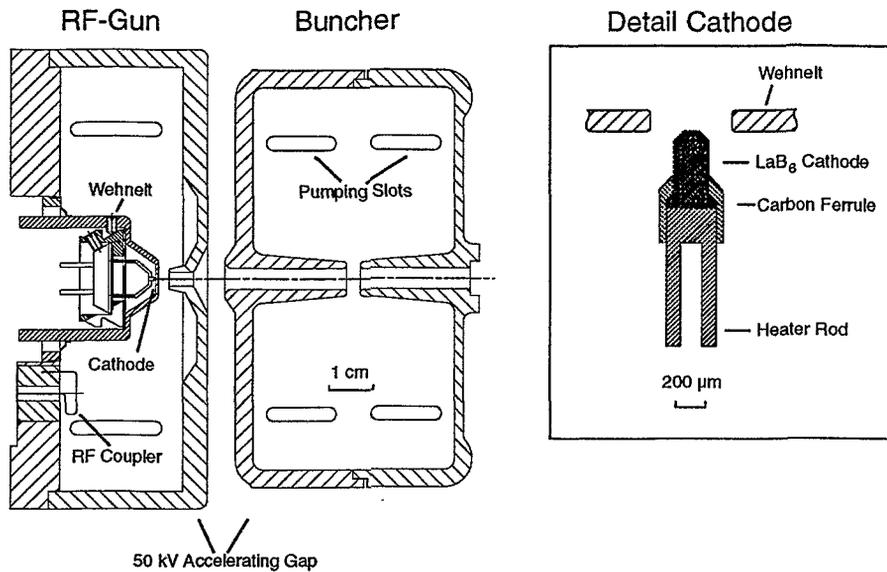


Abbildung 2.2: Aufbau der Glühkathoden RF-Gun

2.2 RF-Gun und Buncher

Wie schon zuvor erwähnt, basiert die Konzeption des Injektors auf einer Kombination aus DC- und HF-Beschleunigungselementen. Durch die Verwendung einer elektrostatischen Beschleunigungsstrecke befinden sich sowohl der RF-Gun Resonator als auch der Buncher auf einer Hochspannungsplattform. Da dadurch die zur Verfügung stehende HF-Leistung und Kühlkapazität sehr limitiert ist, muß das Design der Resonatoren durch eine hohe Shunt Impedanz daran angepaßt werden. Daher wurde für beide Resonatoren eine sogenannte Reentrant-Geometrie gewählt (siehe Abbildung 2.2), bei der sich die Beschleunigungsstrecke des Resonators zwischen zwei in den Resonatorinnenraum ragenden Nasen auf einen kleinen Spalt reduziert. Der Leistungsbedarf für den RF-Gun Resonator beschränkt sich für eine integrale Beschleunigungsspannung von 10 kV auf 60 W. Die lokale Feldstärke an der Kathode beträgt dabei 3 MV/m. Desgleichen liegt der Leistungsbedarf des Bunchers für eine integrale Beschleunigungsspannung von 13.5 kV bei ca. 80 W. Hierbei beträgt die vom Strahl dissipierte Leistung ca. 2 W und läßt sich gegenüber der thermischen Verlustleistung im Resonator vernachlässigen.

Der geringe HF-Leistungsbedarf ermöglicht es, die HF-Verstärker direkt auf der Hochspannungsplattform zu betreiben. Dafür werden zwei Halbleiterverstärker eingesetzt, die eine Ausgangsleistung bis je 100 W erlauben. Da RF-Gun und Buncher aufgrund der dazwischengeschalteten Immersionslinse sich auf unterschiedlichen Potentialen befinden, muß die Phasensynchronisation über Lichtwellenleiter erfolgen.

2.2.1 Feldverteilung und Strahldynamik im RF-Gun Resonator

Im Gegensatz zur Photokathoden RF-Gun erfolgt die Pulsung des Elektronenstrahls nicht direkt durch einen externen Laserpuls, sondern indirekt durch das Hochfrequenzfeld des

	RF-Gun	Buncher
Frequenz	1300 MHz	1300 MHz
Shuntimpedanz	1.3 M Ω	2.3 M Ω
unbel. Güte (SUPERFISH)	11160	11700
unbel. Güte (gemessen)	7220 \pm 210	9960 \pm 82
Leistungsbedarf	60 W	80 W
Durchmesser	122 mm	110 mm
Spaltweite	3.0 mm	4.0 mm
Strahlrohrweite	4.0 mm	6.0 mm

Tabelle 2.2: HF-Parameter der RF-Gun und des Bunchers

RF-Gun Resonators. Die von der Glühkathode emittierten Elektronen werden nur in der positiven Halbwelle des sinusförmig oszillierenden Beschleunigungsfeldes von der Kathode extrahiert. Von diesen zwischen 0° und 180° der HF-Phase extrahierten Elektronen können allerdings nicht alle den RF-Gun Resonator verlassen. Die im Phasenbereich zwischen 117° und 180° ausgelösten Elektronen werden wieder zur Kathode zurückbeschleunigt. In Abbildung 2.3 ist die Abhängigkeit der Austrittsphase von der Startphase der Elektronen wiedergegeben. In der Nähe des Umkehrpunktes bei 117° steigt die Austrittsphase der Elektronen sprunghaft an. Da dies nur einen kleinen Phasenintervall von ca. 20° betrifft, bildet sich so ein langgestreckter Schwanz am Elektronenbunch aus, der allerdings nur einen geringen Anteil an der Gesamtladung hat. Diese Elektronen in der Nähe des Umkehrpunktes bewirken die zuvor erwähnten Probleme bei der numerischen Optimierung der longitudinalen Strahldynamik. Sie haben zwar nur einen geringen Anteil an der Gesamtladung des Bunches, wirken sich aber proportional $(\bar{E} - E)^2$ bei der Berechnung der rms-Energiebreite aus. Im Beschleuniger werden solche Elektronen in den darauffolgenden Beschleunigungsresonatoren aufgrund ihrer Abweichung von der Sollphase stark defokussiert und am Strahlrohr abgestreift.

Die Kathode selbst ist innerhalb eines Wehneltzylinders angeordnet (Abb.2.2). Dabei ist sie von ihrer Umgebung isoliert und kann auf ein separates Gleichspannungspotential zwischen 0-500 V gelegt werden. Dieses Potential erzeugt einen negativen Gradienten gegenüber dem Wehneltzylinder und bewirkt somit eine Strahlfokussierung. Daher sind für die Strahldynamik zwei unterschiedliche Felder an der Kathode zu berücksichtigen. Ersten das DC-Feld zwischen der Kathode und dem Wehneltzylinder und zweitens das HF-Feld des Resonators. Dies wirft bei der Feldberechnung einige Probleme auf. So braucht für die numerische Feldberechnung des DC-Feldes nur ein eng begrenztes Volumen um die Kathode im Wehneltzylinder berücksichtigt werden. Der Einfluß der äußeren Resonatorgeometrie auf das DC-Feld an der Kathode ist gering und kann durch die Wahl geeigneter Randbedingungen vereinfacht werden. Bei der Berechnung des HF-Feldes wird dessen Wellenlänge und damit die Eindringtiefe in die Bohrung des Wehneltzylinder durch den umgebenden Resonator bestimmt. An der Kathodenspitze mit einem Durchmesser von nur $100 \mu\text{m}$ kommt es dabei zu einer lokalen Feldüberhöhung. Da der Resonatordurchmesser mit 122 mm mehr als 3 Größenordnungen größer als der der Kathodenspitze ist, muß die Maschenweite des Gitters bei der numerischen Feldberechnung in eben diesem Maße variiert werden.

Dieses Problem brachte das nach der finiten Differenzen Methode arbeitende Programm SUPERFISH an die Grenze seines Auflösungsvermögens. Daher wurden die Ergebnisse mit dem finiten Elemente Programm MARIA [57] verifiziert. Es konnte eine gute Übereinstim-

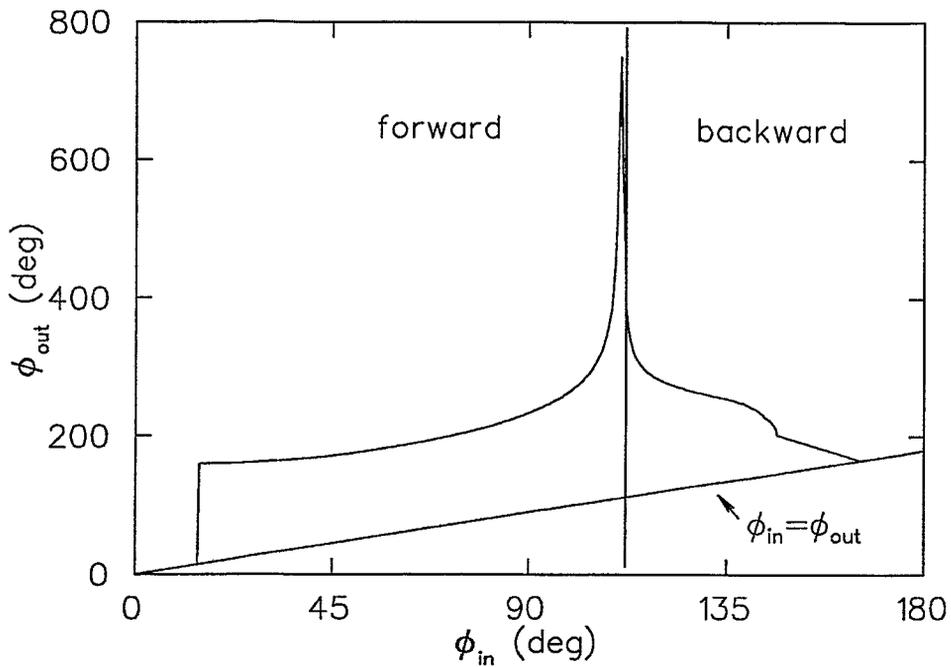


Abbildung 2.3: Austrittsphase Φ_{out} der Elektronen aus der RF-Gun in Abhängigkeit von ihrer Startphase Φ_{in}

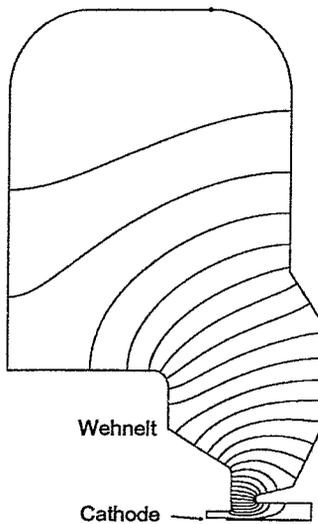


Abbildung 2.4: Elektrische HF-Feldverteilung TM_{010} -Mode im RF-Gun Resonator

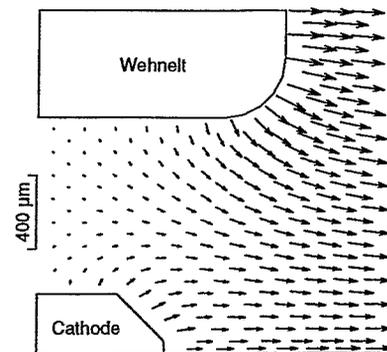


Abbildung 2.5: Elektrisches HF-Feld TM_{010} -Mode an der Kathode

mung der berechneten Felder festgestellt werden, nachdem nichtphysikalische Diskontinuitäten in der Feldverteilung bei SUPERFISH durch eine sorgfältige Festlegung der Gitterstützstellen minimiert wurden. In Abbildung 2.5 ist das HF-Feld an der Kathode dargestellt. Es zeigt sich, daß bei positiven Gradienten das Feld am Rand des Wehneltzylinders ebenso wie das DC-Feld eine fokussierende Ausrichtung hat. Um dies zu erreichen, wurde die Kathodenspitze um 0.5 mm hinter die Öffnung des Wehneltzylinders zurückgezogen, da sonst der defokussierende Einfluß der radial nach außen gerichteten Feldvektoren an der Kathode überwogen hätte.

Die Überlagerung des DC- und HF-Feldes hat auch Auswirkungen auf die longitudinale Strahldynamik. So ist bei einem kleinen Phasenwinkel der Hochfrequenz der Gradient der addierten Feldkomponenten an der Kathode negativ, da das in Sperrichtung liegende DC-Feld größer ist als das momentane HF-Feld. Dieser Einfluß läßt sich in Abbildung 2.3 erkennen. Zwischen 0° und ca. 15° Startphase treten keine Elektronen aus dem Resonator aus, da sie nicht von der Kathode extrahiert werden können. Bei dieser Rechnung beträgt die DC-Spannung 165 V. Dieser Effekt bewirkt eine signifikante Reduzierung in der longitudinalen Emittanz. Experimentell konnte dies allerdings noch nicht verifiziert werden. Insbesondere war der Einfluß der DC-Spannung geringer als erwartet. So hätte man bei Spannungen von ca. 300 V eine totale Unterdrückung der Elektronenemission erwartet. Dies konnte allerdings bei Spannungen bis zu 500 V nicht beobachtet werden. Eine mögliche Erklärung ist neben der Dejustierung der Kathodenspitze durch thermische Ausdehnung beim Aufheizen, daß der feldüberhöhende Einfluß an den Kathodenkanten außerhalb des Auflösungsvermögens des verwendeten Feldberechnungsprogrammes lag.

2.2.2 Elektronenrückstreuung im RF-Gun Resonator

Ein weiterer untersuchter Effekt ist die Aufheizung der Kathode durch rückbeschleunigte Elektronen. In Abbildung 2.6 ist die Strahlleistung sowohl der vorwärts-, als auch der rückwärtsbeschleunigten Elektronen in Abhängigkeit vom Gradienten an der Kathode dargestellt. Bei der Simulation wurde die Richardson-Dushman Gleichung unter Berücksichtigung des Schottky Effekts zugrunde gelegt. Für die Stromdichte J an der Kathode in Abhängigkeit von deren Temperatur T und der Extraktionsfeldstärke E gilt:

$$J = A_0 T^2 \exp \left(\sqrt{\frac{eE}{4\pi\epsilon_0 k^2 T^2}} - \frac{e\Phi}{kT} \right) \quad (2.3)$$

Die materialabhängige Mengenkonzstante A_0 und die Austrittsarbeit Φ wurden für LaB_6 mit $A_0=30 \text{ A}/(\text{cm}^2\text{K}^2)$ und $\Phi=2.7 \text{ eV}$ angesetzt [58]. Der effektive Kathodenradius wurde zu $150 \mu\text{m}$ und die Kathodentemperatur zu 1800 K angesetzt. Die Berechnung der Strahlparameter erfolgte mit dem Programm *track*, welches es erlaubt, die einzelnen Feldstärken (HF und DC) in kleinen Schrittweiten über einen weiten Bereich zu variieren.

Die Rechnungen zeigen, daß bei einer Kathodenfeldstärke von 3 MV/m , welche einer integralen Beschleunigungsspannung von 10 kV entspricht, die Strahlleistung der rückbeschleunigten Elektronen 0.2 W beträgt. Der mittlere Strahlstrom bei diesen Parametern beträgt $208 \mu\text{A}$. Der Einfluß der rückbeschleunigten Elektronen auf den Emissionsstrom ist schwierig zu berücksichtigen. Die thermischen Auswirkungen lassen sich anhand der vom Hersteller [59] angegebenen Heizkurve der Kathode abschätzen. Danach ist die elektrische Heizleistung bei $T=1800 \text{ K}$ gleich 5 W mit einer lokalen Steigung von 100 K/W . Danach sollte die Temperaturerhöhung durch den Elektronenstrom $\leq 50 \text{ K}$ betragen.

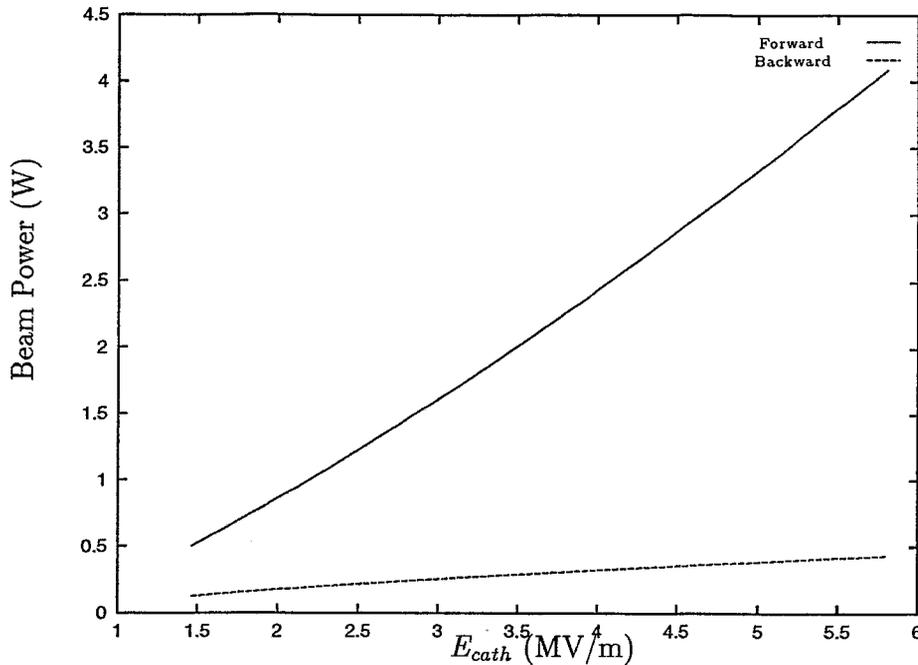


Abbildung 2.6: Strahlleistung der vor- und rückbeschleunigten Elektronen im RF-Gun Resonator

Eine Schwierigkeit besteht allerdings darin, daß die Erhitzung durch die rückgestreuten Elektronen den Emissionsstrom wiederum erhöht und somit eine verstärkende Rückkopplung verursacht. Abgeschwächt wird dieser Effekt durch die Wärmeleitung über die Kathodenhalterung und die Wärmestrahlung der Kathode, die sich proportional zu T^4 verhält. Eine exakte Simulation dieses Effekts ist schwierig, da sie die Emissivität der Kathode und die Temperaturverteilung auf dem sie umgebenden Resonator berücksichtigen müßte. Daher wäre eine thermische Simulationsrechnung des Resonators notwendig, die aber den Rahmen dieser Arbeit sprengen würde.

Die experimentellen Ergebnisse zeigten, daß sich bei Strahlströmen bis $50 \mu\text{A}$ keine nennenswerte Verstärkung des Emissionsstroms durch die rückbeschleunigten Elektronen zeigte. Bei Strömen bis ca. $100 \mu\text{A}$ stabilisierte sich der Strom durch die erhöhte Wärmestrahlung. Bei höheren Strömen kommt es zu einem selbstverstärkendem, monotonen Ansteigen des Strahlstroms, das schließlich zu einem Auslösen des Sicherheitssystems am Beschleunigerteststand führt. Dabei wird dann der Kathodenheizstrom und die Beschleunigungsspannungen auf Null gefahren, um Schäden an der Apparatur, insbesondere der Kathode, zu vermeiden. Um den Strahlstrom auch über $100 \mu\text{A}$ fahren zu können, wurde ein Regelsystem installiert, das den Strahlstrom durch Variation des Kathodenheizstroms konstant hält. Hierbei wurde der Strahlstrom über den Spannungsabfall am Netzteil der Immersionslinse gemessen. Da das System computergesteuert ist, wurde eine reine Softwarelösung implementiert. Ein Nachteil dieser Lösung ist die sich aus der geringen Datentransferrate der verwendeten SIMATIC Prozeßsteuerung [60] ergebende hohe Zeitkonstante der Regelung im Bereich von mehreren 100 ms. Hierdurch ließen sich die Ströme bis ca. $160 \mu\text{A}$ stabilisieren. Eine daraufhin eingesetzte schnellere, analoge Strombegrenzung ließ eine Stabilisierung bis $400 \mu\text{A}$ zu. Um den Injektor bei noch höheren Strahlströmen stabil zu betreiben, scheint die Verwendung einer analogen PID-Regelung angeraten zu sein.

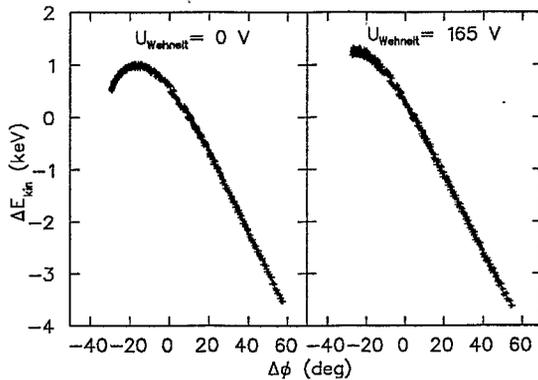


Abbildung 2.7: Long. Phasenraum hinter der RF-Gun (80% aller Teilchen)

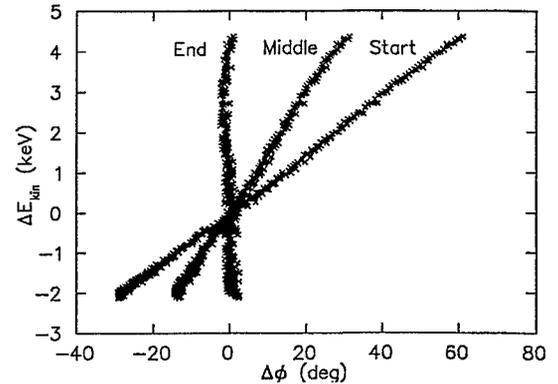


Abbildung 2.8: Long. Phasenraum hinter dem Buncher (80% aller Teilchen)

2.2.3 Immersionslinse und Buncher

Der den RF-Gun Resonator verlassende Elektronenstrahl weist eine große Phasenbreite von über 100° und eine starke Divergenz auf. Daher muß der Bunch, um einen Strahlverlust zu vermeiden, möglichst dicht hinter der RF-Gun transversal fokussiert werden. Dazu befindet sich direkt hinter der RF-Gun eine Immersionslinse. Der daran anschließende Buncher bewirkt eine lineare Fokussierung des longitudinalen Phasenraumes. Hierbei wird die Krümmung, die der Bunch im longitudinalen Phasenraum am Ausgang der RF-Gun hat, vermindert (Abbildung 2.7. Zusätzlich erhält der Bunch im Phasenraumdiagramm eine positive Neigung (Abbildung 2.8). Dies bedeutet, daß die vorderen Teilchen im Bunch einen geringeren Impuls als die hinteren haben. Daher bewegen sich die Elektronen in ihrer z -Koordinate während der nachfolgenden Drift aufeinander zu. Die maximale Komprimierung der Bunchlänge hängt von der linearen Korrelation zwischen Teilchenimpuls und z -Position ab. Aufgrund seiner großen Phasenlänge hat der Elektronenbunch durch die sinusförmige Oszillation des HF-Feldes eine starke Krümmung des long. Phasenraumes, nachdem er den RF-Gun Resonator verlassen hat (Abbildung 2.7). Diese Nichtlinearität kann durch den Buncher teilweise wieder kompensiert werden. Da die Güte dieser Kompensation von der Amplitude, Phase und Beschleunigungsspaltweite des Bunchers und der Eingangsenergie des Bunches abhängt, wurden diese Parameter mit dem zuvor beschriebenen Verfahren numerisch optimiert. Die eindimensionalen Rechnungen, die später durch $2\frac{1}{2}$ -dimensionale PARMELA Rechnungen verifiziert wurden, zeigen, daß eine Komprimierung der Bunchlänge auf 5° rms-Breite möglich ist. Abbildung 2.9 zeigt ein deutliches Minimum der longitud. Emittanz bei 323° Phasendifferenz zwischen Buncher und RF-Gun. Ebenso ist der große Einfluß des Bunchschwanzes auf die longitudinale Emittanz zu erkennen. Die Prozentzahlen im Diagramm stehen für den relativen Anteil der zur Emittanzberechnung berücksichtigten Teilchen. Hierbei sind die Teilchen nach ihrem Abstand vom Schwerpunkt des Bunches geordnet. Es zeigt sich, daß zwischen der 80%- und der 100%-Emittanz eine Differenz von 2 Größenordnungen liegt.

Da der Bunch den RF-Gun Resonator mit einer mittleren Energie von nur 6 keV verläßt, ist eine Erhöhung der Teilchenenergie vor dem Eintritt in den Buncher notwendig. Diese erfolgt ebenfalls durch die Immersionslinse. Die eindimensionalen Optimierungsrechnungen ergeben, daß mit der Verringerung der mittleren Teilchenenergie eine kleinere Beschleunigungsspaltweite des Bunchers notwendig wird, um eine optimale Strahlkompression

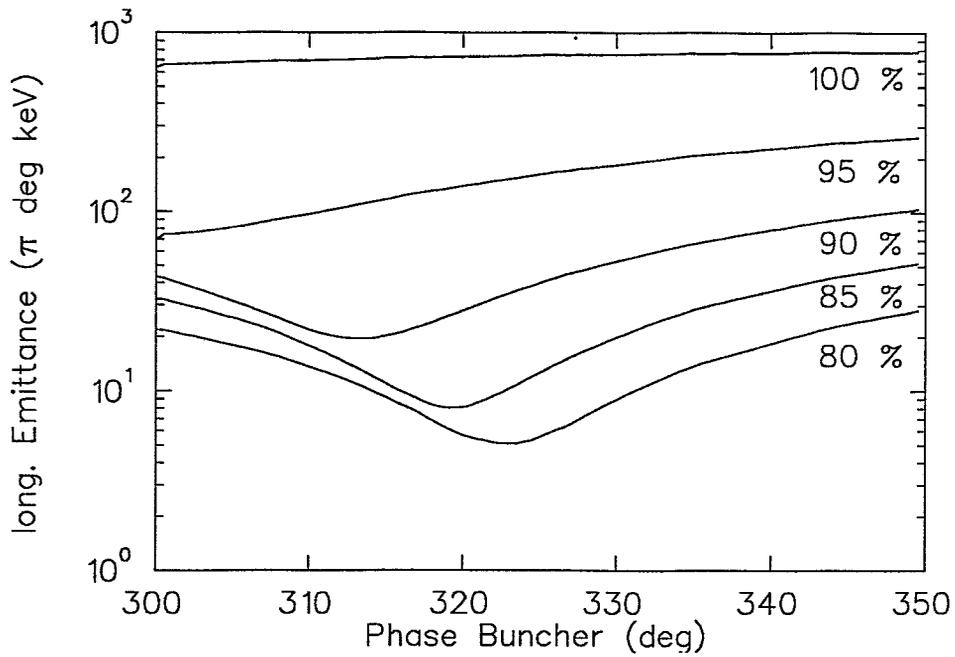


Abbildung 2.9: Longitudinale Emittanz hinter dem Buncher in Abhängigkeit von der Phase

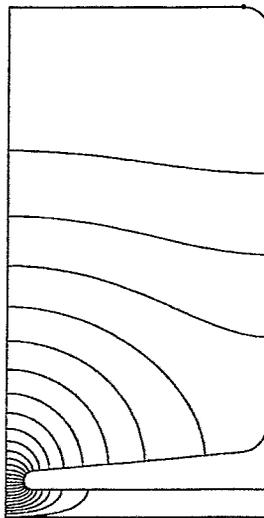


Abbildung 2.10: Elektrische HF-Feldverteilung TM_{010} -Mode im Buncherresonator

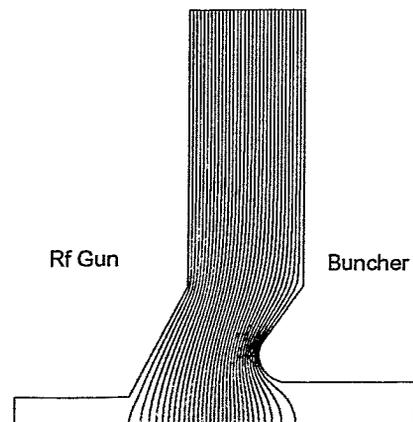


Abbildung 2.11: Äquipotentiallinien in der Immersionslinse

zu ermöglichen. Daher wurden die Randbedingungen für die Beschleunigungsspannung der Immersionslinse und die Spaltweite des Bunchers durch die technisch realisierbaren Werte bestimmt. Hierbei wurde eine Spaltweite des Bunchers von 4 mm gewählt und die Beschleunigungsspannung der Immersionslinse auf maximal 55 kV festgesetzt. Die Beschleunigungsstrecke der Immersionslinse beträgt 8 mm. Die maximale Oberflächenfeldstärke liegt bei ca. 7 MV/m, welcher bei einer Politur der Elektrodenoberflächen als unkritisch anzusehen ist.

Neben dem Energiegewinn liefert diese Linse die notwendige transversale Fokussierung, um den Strahl ohne Verluste durch die Strahlrohröffnung des Bunchers zu führen. Die bildseitige Brennweite beträgt 20.8 mm und die gegenstandsseitige Brennweite 48.8 mm. Die Formgebung der Linse erfolgte unter dem Gesichtspunkt, Fehler durch sphärische Aberration zu minimieren. Als eine weitere Linse ist hinter dem Buncher ein gekapseltes Solenoid angebracht, um eine weitere transversale Fokussiermöglichkeit vor dem elektrostatischen Beschleunigungsrohr zu haben.

2.2.4 Systemaufbau

Ein großer Teil der Entwicklungsarbeit in der Beschleunigertechnik besteht darin, die grundlegenden physikalischen Ideen und Ergebnisse numerischer Simulationen auf die Stufe der technischen Realisierbarkeit zu überführen. Obwohl schon in die eindimensionalen Optimierungsberechnungen technische Parameter wie Leistungsbedarf und Feldüberschlagslimit in Form der maximalen Beschleunigungsgradienten als Randbedingungen eingegangen sind, sind bei der Konstruktion der Glühkathoden RF-Gun weitere Restriktionen zu berücksichtigen. Hierbei gehen eine Vielzahl unterschiedlicher Einflüsse aus den Bereichen Mechanik, Vakuum- und HF-Technik und der Hochspannungstechnik ein. Abbildung 2.12 zeigt die konstruktiven Details der Einheit RF-Gun und Buncher. Einen dominierenden Einfluß auf die Auslegung dieser beiden Resonatoren hat die elektrostatische Beschleunigungsstrecke. Der daraus resultierende Betrieb auf Hochspannungsniveau begrenzt, wie schon diskutiert, die zur Verfügung stehende Hochfrequenzleistung. Darüber hinaus sind aber noch weitere Größen, wie Platzbedarf, Kühlleistung und Vakuumpumpleistung davon betroffen.

2.2.4.1 Mechanik und Vakuum

Die höchsten Vakuumanforderungen entstehen durch einen langzeitstabilen Betrieb der LaB₆ Kathode. Dazu muß auf der Hochspannungsplattform ein Vakuumenddruck kleiner $1 \cdot 10^{-8}$ mbar erreicht werden. Hierbei ist der Partialdruck der oxidierenden Restgaskomponenten (O, H₂O, CO, CO₂ usw.), die mit der Kathode reagieren, für die Lebensdauer entscheidend. Für den zuvor genannten Enddruck ist mit einer maximalen Lebensdauer der Kathode von über 5000 Stunden [59] bei einer Betriebstemperatur von 1850 K zu rechnen. Da das Anbringen einer aktiven Vakuumpumpe auf der Hochspannungsplattform aus Platzgründen ausscheidet, erfolgt die Evakuierung durch das elektrostatische Beschleunigungsrohr. Dazu ist hinter dem Beschleunigungsrohr auf Erdpotential eine Ionenzerstäuberpumpe mit einer Pumpleistung von 240 l/s installiert. Das Vorvakuum wird mittels eines verfahrbaren Pumpstands erzeugt, welcher mit einer ölfreien Turbomolekular- und Membranpumpe arbeitet.

Wie bereits erwähnt, sind die RF-Gun und der Buncher Resonator auf eine hohe Shuntimpedanz optimiert. Daraus ergeben sich sehr geringe Strahlrohrdurchmesser im Bereich weniger Millimeter (s. Tabelle 2.2). Die Pumpleistung durch ein Rohr mit dem Durchmesser d und der Länge l ist bei der in diesem Druckbereich anzunehmenden Molekularströmung

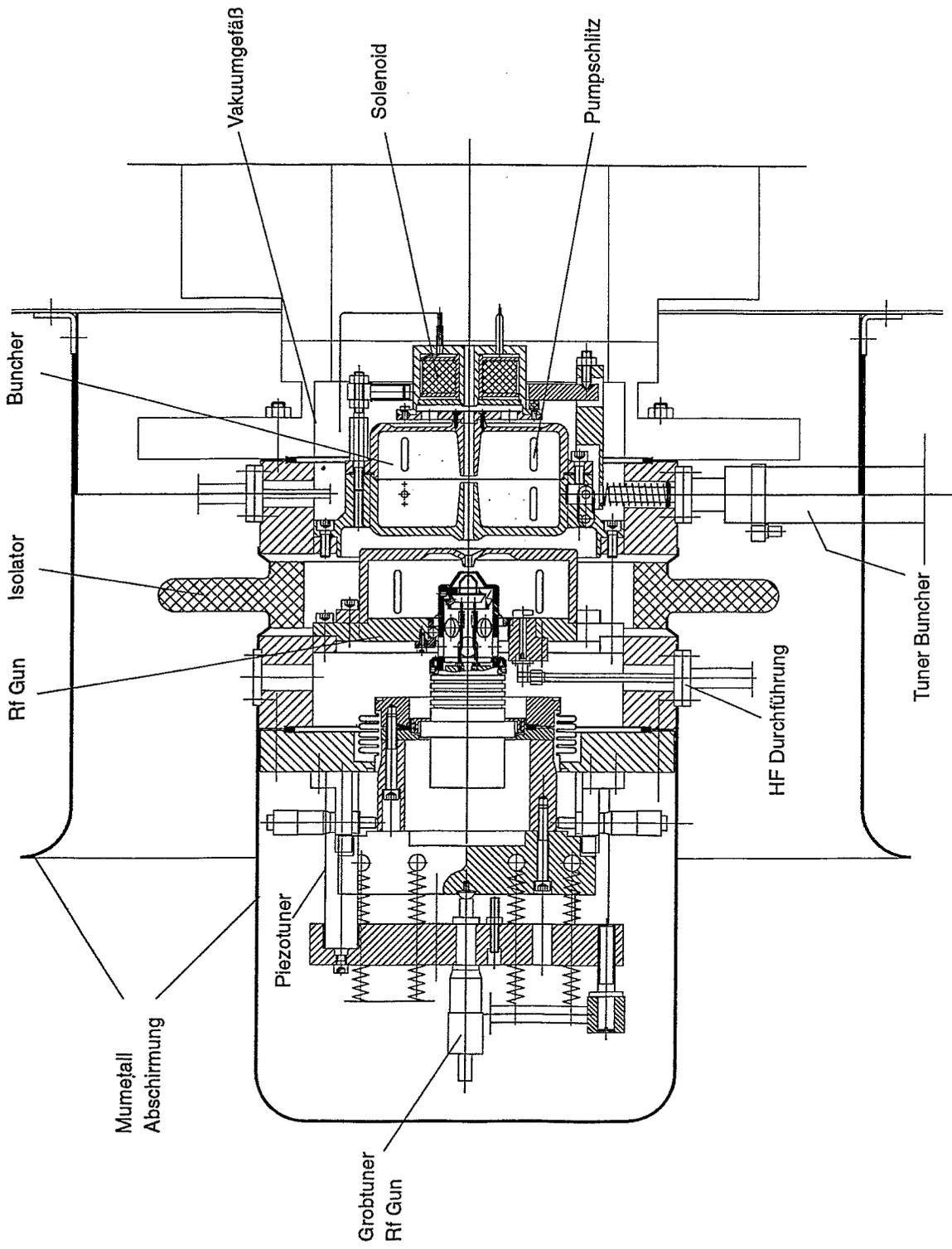


Abbildung 2.12: Aufbau der Glühkathoden RF-Gun

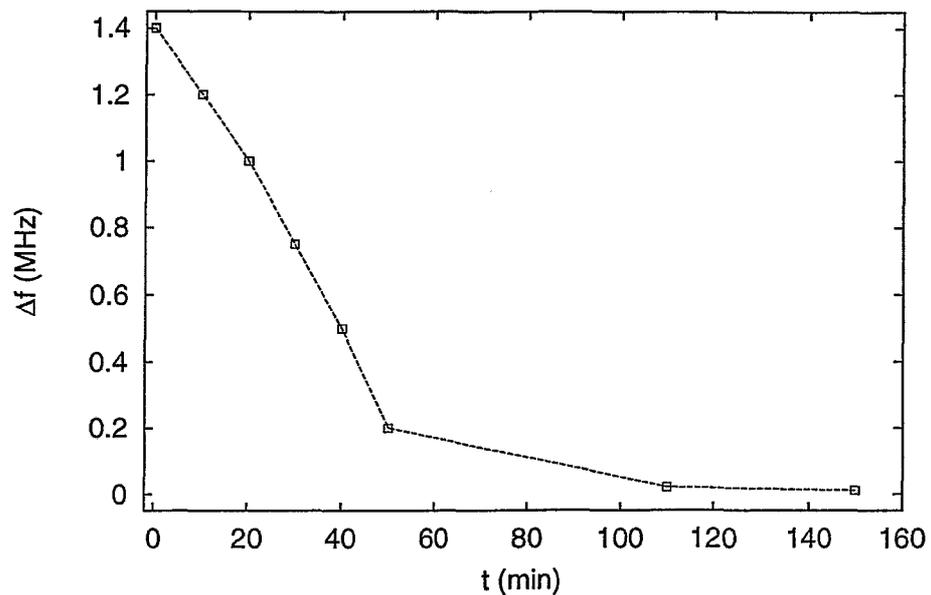


Abbildung 2.13: Frequenzverschiebung des Buncherresonators nach dem Einschalten der HF-Leistung ($P_{HF} = 50$ W)

proportional d^3/l . Da der Durchmesser des Beschleunigerrohres ca. 10 cm beträgt, bedeutet dies eine Reduktion der Pumpleistung am Strahlrohr der Resonatoren von mehr als drei Zehnerpotenzen. Folglich konnte der konventionelle Weg, das Resonatorvolumen ausschließlich durch das Strahlrohr zu pumpen, nicht beschritten werden. Die Resonatoren sind daher in einem sie umgebenden Vakuumpfäß montiert, daß eine Verlängerung des Querschnitts des Beschleunigungsrohres darstellt. Um die Pumpleistung zu erhöhen wurden in die einzelnen Resonatoren Schlitze eingefügt, die den gesamten Pumpquerschnitt im Resonatorinnenraum auf 4-5 cm² erhöhen. Der resultierende Leitwert zwischen Kathode und Pumpe beträgt grob abgeschätzt 5-10 l/s ([1], Abschn. II 3.4-5). Störungen des Resonatorfeldes wurden durch die Ausrichtung der Schlitze parallel zum magnetischen HF-Feld vermieden. Eine Verschlechterung der Resonatorgüte durch parasitäre Ankopplung ist nicht zu erwarten, da die Tiefe der Schlitze ein mehrfaches der Eindringtiefe des Grundmodes beträgt.

Das umgebende Vakuumpfäß wirft allerdings Probleme bei der Kühlung der Resonatoren auf. Die anfallende Wärmelast von RF-Gun und Buncher beträgt zusammen zwar nur 150 W, sie kann aber nur durch Konvektion am Außengefäß zur Umgebungsluft abgeführt werden. Die Wärmeleitung zwischen Resonator und Außengefäß wird dadurch erschwert, daß diese nur an vier Aufhängungspunkten miteinander in Kontakt sind (Kontaktfläche 11.2 cm²). Überdies ist der Werkstoff des Außenbehälters Edelstahl, der mit einer Wärmeleitfähigkeit von ca. 1 W/cm K ein vierzig mal schlechterer Wärmeleiter als Kupfer ist. Daraus resultiert, daß die Resonatoren trotz der niedrigen HF-Leistung eine Betriebstemperatur von 120°C erreichen. Der Einfluß der Temperaturerhöhung auf das Vakuum durch verstärkte Ausgasung ist zwar minimal, aber die Wärmeausdehnung der Resonatoren bedingt eine Frequenzdrift der Resonatoren. In Abbildung 2.13 ist die Frequenzdrift des Buncherresonators in Abhängigkeit von der Betriebszeit nach Einschalten der HF-Leistung dargestellt. Die gesamte Frequenzerniedrigung beträgt ca. 1,4 MHz, wobei hier die vorlau-

fende HF-Leistung 50 W betrug. Auffallend an der Kurve ist, daß ihre Steigung $|df/dt|$ nicht mit zunehmender Betriebszeit monoton kleiner wird, wie man bei einer Verlangsamung des Temperatenausgleichs aufgrund der sich anpassenden Temperaturdifferenz erwarten würde. Vielmehr nimmt die Steigung zu, um dann in einen sehr flachen Verlauf zu münden. Dies läßt sich durch den Aufbau mechanischer Spannungen am Resonator erklären, die sich diskontinuierlich entlasten.

Wie im Folgenden noch besprochen wird, ist die Frequenzdrift größer als der Tuningbereich des Bunchers. Somit muß der Resonator unter Berücksichtigung der Frequenzdrift vorgestimmt werden, um nach Einschalten der HF-Leistung über einen Zeitraum von ca. 2 Stunden auf seine Endfrequenz zu kommen. Dies kann natürlich nur eine vorläufige Lösung sein, da die Vorabstimmung des Resonators durch unkalkulierbare mechanische Spannungen sehr fehlerträchtig ist. Eine Erweiterung des Tuningbereichs scheint die beste Lösung zu sein. Eine Temperaturstabilisierung durch aktive Kühlung wurde diskutiert, ist aber aufgrund des hohen Aufwandes (Durchführungen für Kühlmedium, Platzmangel etc.) nicht weiter verfolgt worden.

2.2.4.2 Resonatoren und HF-Technik

Als Resonatormaterial wurde für den RF-Gun und den Buncherresonator sauerstoffarmes (OFHC) Kupfer verwendet. Dieses Material wurde vor allem aus vakuumtechnischen Gründen gewählt, da hierdurch die Ausgasung von oxidieren Restgasen von vornherein minimiert wird. Der negative Einfluß dieser Gase auf die Kathodenlebensdauer wurde schon zuvor diskutiert. Die Fertigung der Resonatorhalbzellen erfolgte durch Drehen aus dem Vollmaterial. Um die erforderliche Oberflächenrauigkeit zu erreichen wurden Diamantwerkzeuge verwendet. Die maximal erlaubte Rauigkeit wird durch die Skintiefe des HF-Feldes bestimmt und beträgt für Kupfer bei einer Frequenz von 1.3 GHz ca. $1.8 \mu\text{m}$.

Da die Verbindungsstellen der Resonatorhalbzellen einen guten elektrischen Kontakt, aber keine Vakuumdichtigkeit gewährleisten müssen, wurden diese als Presspassung ausgelegt. Die Fügestelle einer Resonatorhalbzelle ist dabei als Schneidekante geformt, um die Kontaktpunkte zwischen beiden Halbzellen bei der Zusammenfügung nahe der Resonatorinnenseite zu plazieren. Gegenüber der bei Kupferresonatoren gebräuchlichen Lötung im Vakuumofen hat diese Verbindungstechnik den Vorteil, keinen Glühvorgang zu benötigen. Dieser bedeutet stets eine beträchtliche Reduzierung des Elastizitätsmoduls des Materials. Da aufgrund der mechanischen Konstruktion des Tuners der Buncherresonator eine elastische Rückstellkraft gegenüber dem Tuner aufbringen muß, verringert ein Glühvorgang den maximalen Tuningbereich. Die Verbindungstechnik selbst erwies sich als zuverlässig. Es konnte keine signifikante Reduktion in der Resonatorgüte beobachtet werden, die sich auf diese Nahtstelle zurückführen ließe.

Das Frequenztuning des RF-Gun Resonators erfolgt durch Verschiebung des Wehneltzylinders innerhalb des Resonators. Die Verstellung erfolgt zweistufig. Erstens durch eine grobe manuelle Voreinstellung mittels einer Mikrometerschraube mit einem Stellweg von 3 mm und zweitens durch eine automatisierte Feineinstellung mittels eines Piezostellglieds mit $100 \mu\text{m}$ Stellweg. Wie Abbildung 2.14 zeigt, läßt sich somit der Resonator manuell in einem Frequenzbereich von mehr als 200 MHz verstimmen. Bei der Sollfrequenz von 1.3 GHz beträgt die lokale Steigung $df/dz = 52 \text{ MHz/mm}$. Somit kann der Resonator durch das Piezostellglied um 5.2 MHz in seiner Resonanzfrequenz verstellt werden.

Die Verwendung des Wehneltzylinders als Tuner mit seinem großen Anteil an der Resonatoroberfläche und dem damit verbundenen große Tuningbereich erklärt sich aus dem

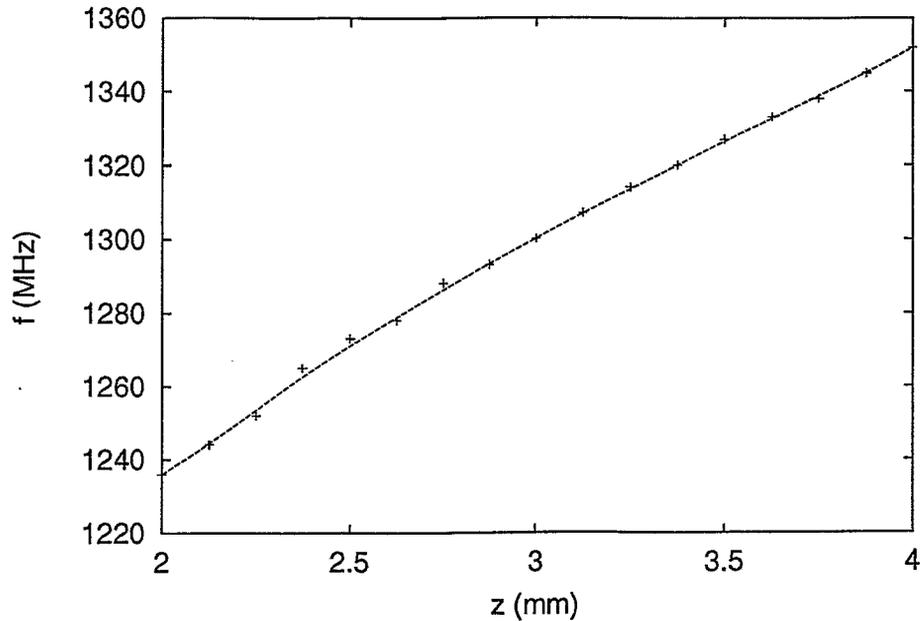


Abbildung 2.14: Tuningkurve des RF-Gun Resonators

ursprünglichen Entwicklungskonzept des RF-Gun Resonators. Dieses sah eine Gleichspannungsbeschleunigungsstrecke bis 5 kV zwischen Wehneltzylinder und der gegenüberliegenden Resonatorwand vor, um so die Elektronenenergie neben der HF-Beschleunigung weiter zu erhöhen. Allerdings ist diese Konzeption schwierig zu realisieren, da es eine im HF-Bereich leitende Verbindung zwischen dem Wehneltzylinder und dem restlichen Resonator mit gleichzeitiger Gleichspannungsisolation erfordert. Lösungen, die eine Choke-Flansch Verbindung zwischen beiden Resonatorteilen vorsahen, wurden untersucht. Der Vorteil für die longitudinalen Strahlparameter konnte allerdings nicht die konstruktiven Schwierigkeiten aufwiegen, so daß diese Lösung verworfen wurde. Die schon in weiten Teilen fertige Konstruktion des Resonators wurde so modifiziert, daß der Wehneltzylinder mit dem übrigen Resonator durch Federkontakte aus Kupfer-Beryllium elektrisch leitend verbunden wurde.

Diese Federkontaktierung erwies sich in der Praxis allerdings als unvorteilhaft. So konnte im RF-Gun Resonator eine unbelastete Güte von $Q_0 = 7220$ erreicht werden, was etwa 65% des berechneten Wertes entspricht (siehe Tabelle 2.2). Zudem ist diese Güte nicht stabil und hat sich nach längerem Betrieb auf einen Wert von $Q_0 = 5700$ reduziert. Eine Demontage des Resonators zeigte, daß sich die Kontaktfedern verbiegen und Schleifspuren auf dem Wehneltzylinder hinterlassen. Im einem Fall waren die Kontaktfedern nach längerem Betrieb sogar mit dem Wehneltzylinder verlötet. Dies deutet auf einen hohen lokalen Widerstand an den Kontaktstellen hin. Die dadurch entstehenden thermischen Verluste erklären auch die gemessene Gütereduktion. Der Buncher Resonator hingegen erreichte eine Güte von $Q_0 = 9960$, was 85% des Designwertes entspricht.

Das Tuning des Bunchers erfolgt durch eine axiale Verformung des Resonators. Dieses Verfahren ist sonst bei supraleitenden Resonatoren gebräuchlich. Der Vorteil besteht darin, daß keine elektrischen Kontaktstellen im feldbelasteten Bereich des Resonators notwendig sind. Somit entfallen Schleifkontakte oder Choke-Flanschverbindungen. Durch das Tunen

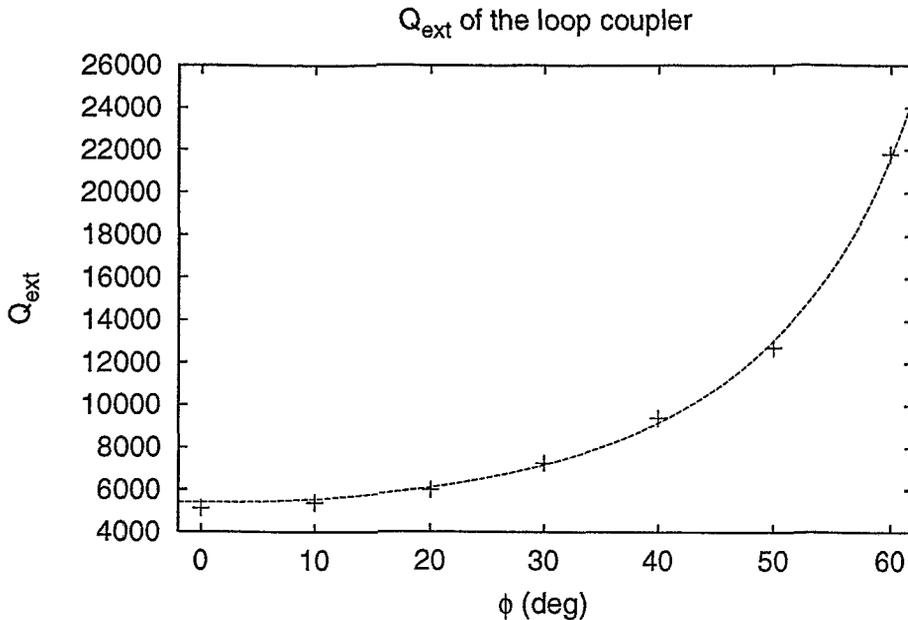


Abbildung 2.15: Externe Güte der Schleifenkopplung in Abhängigkeit vom Anstellwinkel Φ , Fitfunktion: $a/\cos^2(\Phi)$

wird primär die Spaltweite des Bunchers variiert. Da hier die Feldkonzentration im Resonator maximal ist, ist die relative Frequenzänderung bei Änderung des Abstandes sehr groß (Slater-Theorem [61]). Die SUPERFISH Rechnungen zeigen eine relative Frequenzänderung von 108 MHz/mm axiale Verformung. Die komprimierende Kraft wird außerhalb des Vakuumbehälters durch einen Kniehebel auf den Buncher übertragen. Die Verstellung wird durch einen Gleichstromgetriebemotor bewirkt. Die Verformung des Resonators bleibt im Elastizitätsbereich, so daß die Rückstellkraft von Resonator selbst aufgebracht wird.

Der maximale Tuningbereich des Bunchers beträgt 250 kHz und liegt somit weit unter der thermischen Frequenzdrift beim Warmfahren des Resonators. Daher ist ein Vortuning des Bunchers erforderlich. Zudem zeigt der Frequenzverlauf beim Tunen starke Hystereseeffekte. Zur Vergrößerung des Tuningbereichs ist es geplant, den Resonator bis in den plastischen Bereich zu deformieren [62]. Dazu muß das System sowohl Druck- als auch Zugkräfte auf den Buncher ausüben können. Gleichzeitig soll das ganze System so vorgespannt werden, daß die durch mechanisches Spiel bedingte Hysterese vermieden wird. Das gleiche Tuningprinzip ist ebenfalls für den RF-Gun Resonator vorgesehen. Dazu soll ein neuer Resonator gefertigt werden, bei dem der Wehneltzylinder in die Resonatorrückwand integriert ist. Durch eine Verjüngung der Resonatorrückwand wird analog zum Buncher eine elastische Deformation des Resonators möglich. Ziel dieser Modifikation ist es, ähnlich hohe Güten wie beim Buncher zu erreichen.

RF-Gun und Buncher sind als zweifach gekoppelte Resonatoren ausgelegt. Hierbei ist der Hauptkoppler auf kritische Ankopplung ($Q_{\text{ext}} = Q_0/2$) ausgelegt, um einen maximalen Leistungstransfer in den Resonator zu gewährleisten. Der zweite Koppler mit sehr viel schwächerer Ankopplung ($Q_{\text{ext}} \approx 1 \cdot 10^5$) dient zur Aufnahme eines Referenzsignals, mit dem Frequenz, Amplitude und Phase des Resonators stabilisiert werden können. Zudem erhöht

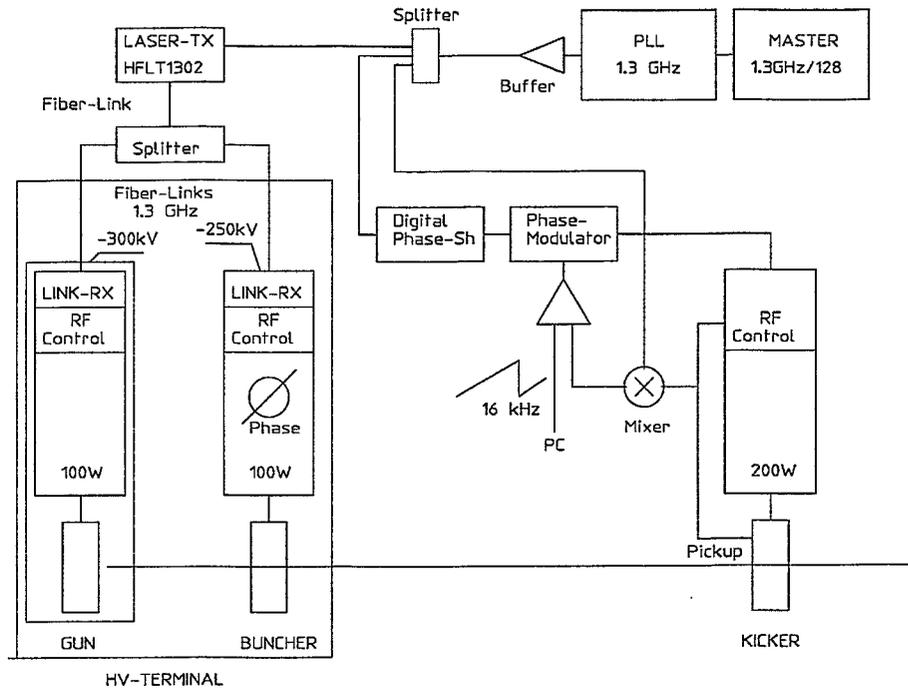


Abbildung 2.16: Blockschaltbild der HF-Versorgung

sich durch eine zweifache Kopplung die Genauigkeit bei der Messung der HF-Parameter. Die geringe übertragene HF-Leistung erlaubt es, auf eine aktive Kühlung der Koppelemente zu verzichten. Bei den Versuchen wurden als mögliche Kopplerarten sowohl eine kapazitive Ankopplung an das Resonatorfeld über eine Stabantenne, als auch eine induktive Ankopplung über eine Koppelschleife verwendet.

Beide Arten der Ankopplung verhielten sich im Dauerbetrieb stabil. Als Nachteil der kapazitiven Ankopplung sind die hohen elektrischen Feldstärken an der Antennenspitze anzusehen. Diese können durch Feldemission zur Zündung einer Bogenentladung führen. In einem Fall führte dies während des Versuchsbetriebes zum Abbrennen der Antenne. Zudem ist bei Schleifenantennen ein einfaches Anpassen der externen Güte durch Verdrehen der Öffnungsfläche der Schleife zum Resonatorfeld möglich. Abbildung 2.15 zeigt den weiten Variationsbereich der externen Güte. Der Fit liefert die erwartete funktionale Abhängigkeit $a/\cos^2(\Phi)$. In den Parameter a geht die Induktivität der Koppelschleife und der magnetische Fluß des HF-Feldes durch die Öffnungsfläche ein. Dies läßt sich anhand der Schleifengeometrie und der numerischen Ergebnisse der Feldberechnungen auch analytisch nachrechnen. Allerdings liegen der experimentelle und der theoretische Wert um eine Größenordnung auseinander. Dies kann man durch durch Impedanzsprünge im direkten Zuleitungsbereich der Antenne erklären.

Abbildung 2.16 zeigt das Blockschaltbild der HF-Versorgung. Wie schon erwähnt, werden beide Resonatoren durch je eine HF-Verstärker gespeist. Diese Verstärker bestehen jeweils aus acht parallel geschalteten Halbleiterverstärkermodulen und liefern eine Ausgangsleistung von je 100 W. Das Eingangssignal der Verstärker wird von einem Masteroszillator über ein phasenstabiles Glasfaserkabel auf die Hochspannungsplattform geleitet [63]. Die Phasenlage zwischen RF-Gun Resonator und Buncher kann dann durch einen spannungskontrollierten

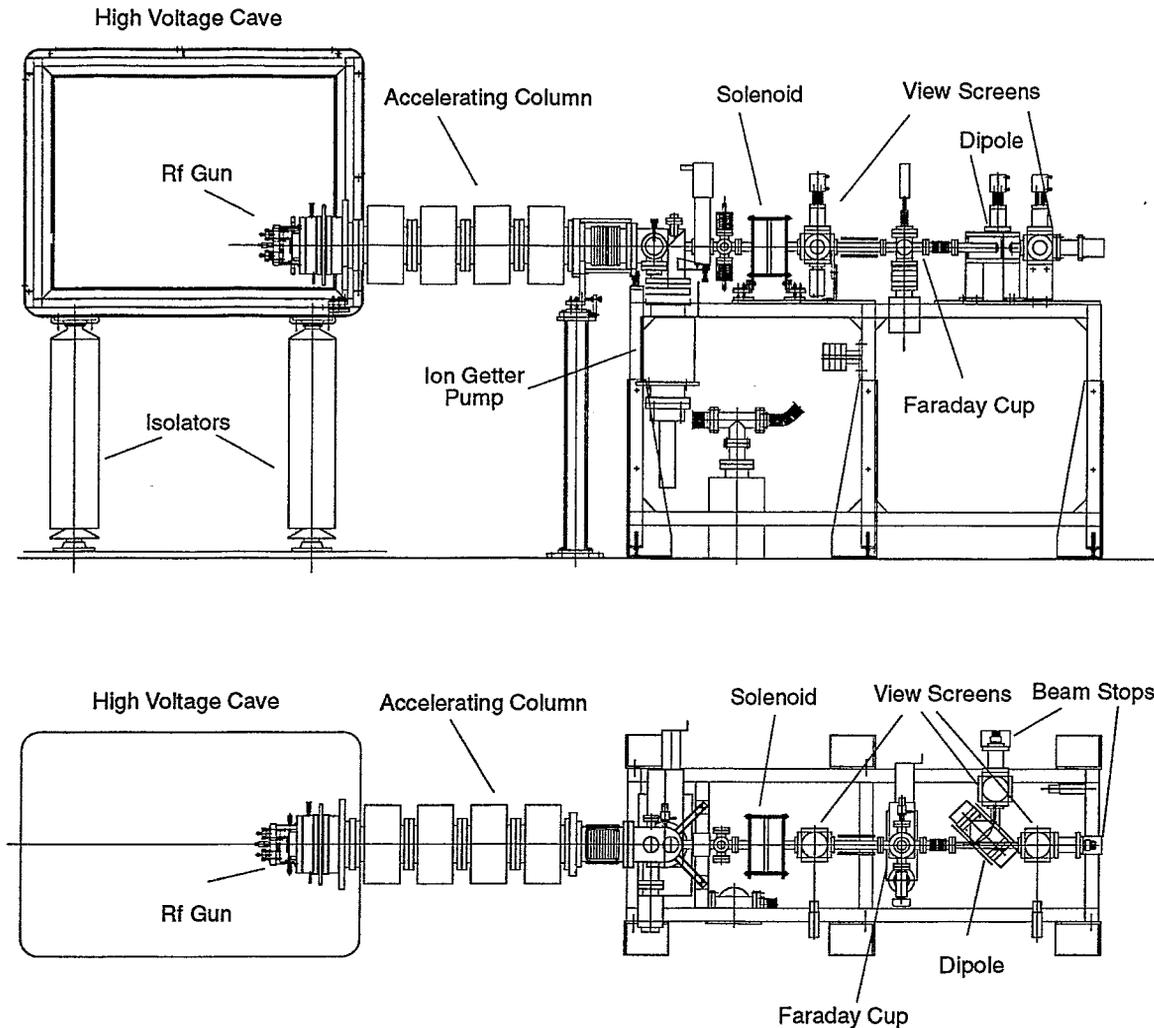


Abbildung 2.17: Aufbau des Injektorversuchsstandes

Phasenschieber im Bereich zwischen 0° und 360° variiert werden. Das Diagramm zeigt auch die Anbindung des später behandelten Resonators für die Bunchlängenmessung.

2.3 Der Injektorversuchsstand

Um die Strahlparameter der Glühkathoden RF-Gun messen zu können und die Ergebnisse der Simulationsrechnungen zu verifizieren, wurde am FZR ein Injektorversuchsstand aufgebaut. Dieser entspricht dem späteren Injektor für dem Einsatz am Beschleuniger, so daß die ermittelten Ergebnisse unmittelbar auf den späteren Betrieb übertragen werden können. Der Versuchstand besteht aus der Glühkathoden RF-Gun mit elektrostatischem Beschleunigungsrohr und einem darauf folgenden Strahlführungssystem, das die Strahl diagnose zur Messung der Emittanz, Energiebreite und Strahlstrom enthält. In einer weiteren Ausbaustufe wurde das System um eine Bunchlängenmesseinrichtung erweitert. Somit konnten alle für den späteren Beschleunigerbetrieb relevanten Strahlparameter bestimmt werden.

2.3.1 Systemaufbau

Der Injektorversuchsstand besteht aus einer Reihe von Subsystemen, die im folgenden kurz beschrieben werden sollen. Dabei geht es oft um mehr technische als primär physikalische Problemstellungen. So sind beim Systemaufbau grundlegend zuerst der Platzbedarf, die notwendige Infrastruktur und für den Testbetrieb notwendige Sicherheitsfragen in puncto Hochspannung und Strahlenschutz zu klären. Danach folgen die eigentlich zum Experiment gehörenden Komponenten, wie Vakuum, Steuerung und Strahlenschutz. Da der Gesamtplatzbedarf des Experimentes mit ca. 25 m^2 nicht die Größe gewöhnlicher Experimentierräume überschreitet, konnte der Versuchsstand in einem ehemaligen Generatorraum des Rossendorfer U120-Zyklotrons untergebracht werden. Dies bietet den Vorteil, daß durch die Nähe zu einem anderen Beschleuniger sämtliche betriebsnotwendige Infrastruktur vorhanden ist. Neben ausreichender elektrischer Leistungsversorgung, was bei diesem Experiment allerdings einfach zu erfüllen ist, betrifft das insbesondere die notwendige Druckluft und Kühlwasserversorgung.

2.3.1.1 Hochspannungsversorgung

Die Hochspannungsbeschleunigungsstrecke bestimmt in einem hohen Maß den Platzbedarf des Experimentes. Der Mindestabstand vom Hochspannungskäfig zu Wand und Boden beträgt 1 m, wobei die nahegelegenen Wandsegmente mit geerdeten Metallblechen verkleidet sind. Die Spannungsversorgung erfolgt über einen gekapselten Hochspannungstransformator mit einer Ausgangsleistung von 300 kV bei 10 mA. Die Hochspannung wird über ein Isolationskabel auf die Plattform übertragen, sodaß der Transformator räumlich getrennt im Untergeschoß des Versuchsraumes untergebracht ist. Daraus ergibt sich ein zusätzlicher Raumgewinn für die eigentlichen Experimente. Die elektrische Leistungszuführung erfolgt über einen Trenntransformator mit 250 kV Potentialtrennung, der die übliche Netzspannung auf Hochspannungsniveau zur Verfügung stellt. Die Beschleunigungsspannung zwischen RF-Gun und Buncher wird durch einen 60 kV Transformator mit einem Maximalstrom von 3 mA erzeugt. Dieses zusätzliche Potentialniveau macht den Aufbau einer eigenen isolierten Plattform innerhalb des Hochspannungskäfigs notwendig. Die Leistungsübertragung zu dieser Plattform erfolgt wiederum durch einen Isolationstransformator mit 60 kV Potentialtrennung.

2.3.1.2 Strahlenschutz

Der Versuchsstand ist außerhalb der Hochspannungsplattform von auf Schienen verfahrbaren Abschirmsegmenten umgeben. Diese sind zur Strahlungsabschirmung mit 6 mm dicken Bleiplatten bewehrt. Bei der Dimensionierung der Abschirmdicke wurde eine Strahlenergie von 250 keV bei einem mittleren Strahlstrom von $200\text{ }\mu\text{A}$ zugrundegelegt [64]. Die Dosisleistung im unmittelbaren Umgebungsbereich hinter der Abschirmung beträgt maximal $10\text{ }\mu\text{Sv/h}$.

2.3.1.3 Steuerung

Da während des Veruchsbetriebes alle Teile des Experimentes entweder unter Hochspannung stehen oder aus Gründen des Strahlenschutzes nicht zugänglich sind, müssen nahezu sämtliche Elemente fernbedienbar sein. Daher sind die Netzteile der Strahlführungselemente wie Linsen, Dipole und Steerer über die SIMATIC Prozeßsteuerung geregelt. Die Steuerung der sich auf der Hochspannungsplattform befindlichen Netzteile und HF-Verstärker erfolgt durch

das gleiche System. Dabei muß die Datenübertragung potentialgetrennt über ein Glasfaserkabel erfolgen. Dieses aus der industriellen Prozeßsteuerung stammende System erwies sich während des Betriebes als zuverlässig. Lediglich die Übertragungsgeschwindigkeit des Bussystems erlaubt keine softwaremäßige Steuerung von Prozessen, deren Zeitkonstante unter ca. 100 ms liegen. Limitierend wirkte sich auch die Verwendung von 10 Bit D/A-Wandlern zur Ansteuerung der Dipolnetzteile aus. Da hierdurch die maximale Auflösung der Winkelablenkung des Elektronenstrahls gegeben ist, war die präzise Ausrichtung des Strahls auf Kollimatorblenden schwierig und schränkte die maximale Auflösung bei der Energiebreitenmessung ein.

2.3.1.4 Mechanik und Vakuum

Die Strahlführung außerhalb des Hochspannungsbereiches wurde auf einem Experimentiertisch aus legierten Aluminiumfertigungselementen aufgebaut. Wichtig ist, daß eine ausreichende mechanische Stabilität zur Justage der strahloptischen Baugruppen gewährleistet wird. Die Linsen, Dipole, Kollimatoren und Leuchtschirme sind mit optischen Justiermarken versehen und werden mittels eines Theodoliten mit einer Genauigkeit von 0.1 mm positioniert. Die auf der Hochspannungsplattform befindliche Elektronenquelle wurde nach der gleichen Methode coaxial zur Strahlmitte ausgerichtet. Die weniger kritischen Elemente wie Faradaybecher und Strahlrohr sind durch ihre mechanische Verbindung mit den vorgenannten Baugruppen mit einer Genauigkeit von ca. 0.5 mm justiert.

Der Basisdruck des Strahlführungssystems wird durch die Vakuumanforderungen an der Kathode bestimmt. Da zur Erreichung der maximalen Kathodenlebensdauer ein Totaldruck $< 10^{-8}$ mbar notwendig ist, wurden die Vakuumbauteile für eine Ausheizbarkeit bis 200°C ausgelegt. Insbesondere bei der Wahl des Beschleunigerrohrs wurde einer ausheizbaren, aus Keramik gefertigten Variante, der kostengünstigeren Alternativlösung aus Kunststoff der Vorzug gegeben.

2.3.1.5 Strahlführung

Da auf die eigentlichen strahloptischen Elemente später noch näher eingegangen wird, sollen hier nur die für die Führung des Strahles auf der Sollachse notwendigen Systeme beschrieben werden. Diese sind notwendig, da der niederenergetische Strahl empfindlich auf externe Störfelder reagiert. Betrachtet man die transversale Abweichung Δ eines Elektrons von seiner Sollbahn bei Durchlaufen eines homogenen Magnetfelds B der Länge l , senkrecht zur Strahlachse, so berechnet sich diese zu:

$$\Delta \simeq \frac{l^2 B c}{2\sqrt{E_{kin}^2 + 2E_{kin}E_0}} \quad (2.4)$$

Hierbei sind E_{kin} und E_0 die kinetische Energie bzw. Ruheenergie des Elektrons in eV. Der dominante Störfaktor ist das Erdmagnetfeld, welches am Ort des Experimentes eine Feldstärke von $30 \mu\text{T}$ hat und mit einem Winkel von ca. 70° zur Erdoberfläche ausgerichtet ist. Nach Gleichung 2.4 ergibt sich damit für 300 keV Elektronenergie eine Strahlablenkung von $\Delta = 7 \text{ mm}$ auf 1 m durchlaufener Strecke. Daraus wird sofort die Notwendigkeit einer Lagekorrektur des Elektronenstrahles ersichtlich.

Auf der Hochspannungsplattform ist das Erdmagnetfeld durch Abschirmbleche aus einer hochpermeablen Eisenlegierung abgeschirmt. Auf Erdpotential ist das Strahlrohr von

einem vertikal montierten Helmholtzspulenpaar umgeben, wodurch die senkrechte Komponente des Erdmagnetfeldes kompensiert werden kann. Aufgrund der geringen Feldstärke, sind die elektrischen Leistungsanforderungen an die Spule mit 50 Amperewindungen gering. Die Querschnittsfläche der Rechteckspule beträgt ca. $2\text{ m} \times 0.75\text{ m}$. Zusätzlich wurden an drei Punkten weitere Steerer eingebaut, um eine Richtungskorrektur sowohl in horizontaler als auch vertikaler Strahlrichtung zu ermöglichen. Dabei handelt es sich um einfache Helmholtzspulenpaare. Der erste Steerer befindet sich direkt an der Hochspannungsplattform am Eingang des elektrostatischen Beschleunigungsrohres, die beiden anderen vor den Solenoiden und dem Dipol. Der erste Steerer ist auf 120 A Wdg. ausgelegt, Steerer 2 und 3 auf je 40 A Wdg. Die größere Amperewindungszahl von Steerer 1 ist durch den einzuhaltenen Mindestabstand zum elektrostatischen Beschleunigerrohr bedingt. Dieser beträgt aus Gründen der Überschlagsfestigkeit ca. 10 cm.

2.3.2 Emittanzmessung

2.3.2.1 Meßmethode

Die Messung der Emittanz erfolgt nach der Drei-Gradienten-Methode. Dazu wird der Strahlradius hinter einer Linse bei mindestens drei verschiedenen Einstellungen der Linsenbrennweite gemessen. Die Transformation der Strahlmatrix σ durch die Linse ergibt sich durch Anwendung der Transportmatrix \mathbf{R} :

$$\dot{\sigma} = \mathbf{R} \times \sigma \times \mathbf{R}^T \quad (2.5)$$

Die Transportmatrix der verwendeten Solenoidlinse ist definiert durch:

$$\mathbf{R} = \begin{pmatrix} R_{11} & R_{12} \\ R_{21} & R_{22} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{L+Z_H}{f} & L + Z_H \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{pmatrix} \quad (2.6)$$

Hierbei ist L die Länge der Driftstrecke zwischen der Mittelebene der Linse und der Ort der Strahlmessung. Z_H ist die Lage der Linsenhauptebene und f die Brennweite. Aus der Anwendung von Gleichung 2.5 folgt unter Berücksichtigung der Symmetrie der σ Matrix der Strahlradius r :

$$r^2 = \dot{\sigma}_{11} = R_{11}^2 \sigma_{11} + 2R_{11}R_{12}\sigma_{12} + R_{12}^2 \sigma_{22} \quad (2.7)$$

Da die Werte der Transportmatrix bekannt sind, können bei Messung des Radius r für wenigstens drei verschiedene Einstellungen der Linse die Komponenten der σ Matrix ermittelt werden. Die Emittanz berechnet sich dann nach:

$$\epsilon = \sqrt{\sigma_{11}\sigma_{22} - \sigma_{12}^2} \quad (2.8)$$

Die Linse im Injektorversuchsstand ist ein sogenannter Doppelsolenoid, welcher aus einer Kombination von zwei hintereinandergeschalteten Spulen mit umgekehrtem Wicklungssinn besteht. Da die Änderung der Elektronentrajektorien im Feldbereich der Linse nicht vernachlässigbar ist, kann die Brennweite nicht mit der für dünne Linsen üblichen Näherung beschrieben werden. Daher wurde die Bewegungsgleichung explizit für die am Magneten gemessene Feldverteilung integriert. Für die radiale Bewegung eines Elektrons im axialen Magnetfeld gilt die paraxiale Bewegungsgleichung [65]:

$$r'' + k^2 r = 0 \quad (2.9)$$

mit

$$k^2 = \left(\frac{eB}{2mc\gamma\beta} \right)^2 \quad (2.10)$$

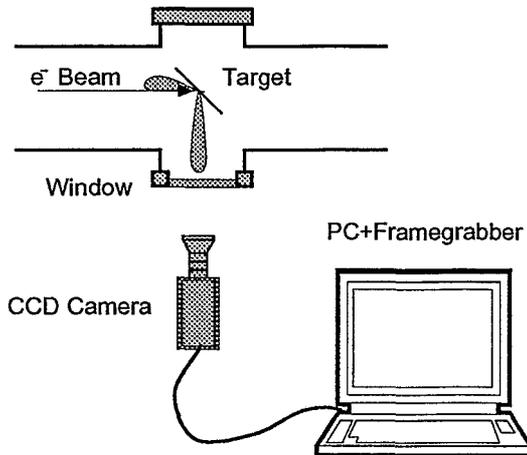
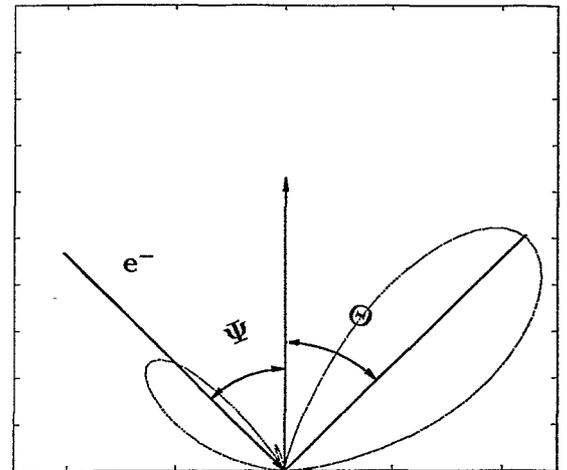


Abbildung 2.20: Aufbau der OTR-Messung

Abbildung 2.21: Winkelverteilung der optischen Übergangsstrahlung in Vorwärtsrichtung $\beta \approx 0.7$

Raum gefunden werden. Eine Integration über den Pointingvektor liefert die Frequenz und Richtungscharakteristik der in die beiden Halbsphären emittierten Strahlung. Betrachtet man anstatt zweier unterschiedlicher Dielektrika den spezielleren, aber für die Anwendung in der Strahldiagnose sehr wichtigen Fall des Übergangs Vakuum zu einem Metall, so kann auch die Methode der Spiegelladungen zur Lösung des Problems herangezogen werden [68].

Eine wichtige Eigenschaft der OTR ist, daß die Lichtemission instantan erfolgt. Das heißt, daß die emittierte Strahlung dieselbe zeitliche Charakteristik aufweist wie der erzeugende Elektronenstrahl. Das Frequenzspektrum ist proportional der Fouriertransformierten des Elektronenstroms.

$$I_{Ph}(\omega) \propto \int_{-\infty}^{\infty} I_e(t) e^{i\omega t} dt \quad (2.12)$$

Das Emissionsspektrum umfaßt zwei Anteile. Einen extrem breitbandigen Anteil, der aus der inkohärenten Emission des einzelnen Elektrons herrührt. Hier kann man den Elektronenstrom als Deltafunktion $I_e(t) = \delta(t - z\beta/c)$ ansetzen und man erhält durch Fouriertransformation ein gleichverteiltes Frequenzspektrum. Dies gilt natürlich nur in der materialunabhängigen mathematischen Idealisierung. Die Strahlungsintensität dieser inkohärenten Strahlung ist proportional zur Anzahl N der Teilchen im Bunch.

Der zweite Anteil ist die kohärente Strahlung, die sich aus der räumlichen Korrelation der Teilchen zueinander im Elektronenbunch ergibt. Hier ist für den Elektronenstrom in Gleichung 2.12 der Momentanstrom im Bunch anzusetzen. Die emittierte Strahlung hat somit ihr spektrales Maximum in einem Wellenlängenbereich, der der räumlichen Bunchlänge entspricht. Da die Emission kohärent erfolgt, ist ihre Intensität proportional $N(N-1)$. Liegt die Bunchlänge im Millimeterbereich, so kann das Frequenzspektrum mit Infrarotspektrometern detektiert werden und die longitudinale Ladungsverteilung im Bunch rekonstruiert werden. Diese Methode wird zur Zeit an verschiedenen Elektronenbeschleunigern verwendet [68, 69].

Die Winkelverteilung der Strahlungsintensität der OTR weist eine dipolartige Charakteristik auf. Die Strahlintensität in Vorwärtsrichtung pro Raumwinkelelement $d\Omega$ und Frequenzintervall $d\omega$ beim Übergang vom Vakuum in ein Medium mit der Dielektrizitätskon-

stanten $\epsilon(\omega)$ ist gegeben durch [70]:

$$\frac{d^2W}{d\Omega d\omega} = \frac{e^2\beta^2 \sin^4 \theta \cos^2 \theta |1 - \epsilon|^2}{\pi^2 c (1 - 2\beta \sin \theta \cos \theta)^2} * \left(\frac{\sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta} (\beta^2 \cos \theta - \beta \sin \theta) + 1 - \beta^2 \sin \theta \cos \theta}{(1 - \beta \cos \theta \sin \theta - \beta \sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta}) (\sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta} + \epsilon \cos \theta)} \right)^2 \quad (2.13)$$

Hierbei ist in Gleichung 2.13 der Winkel zwischen einfallendem Elektronenstrahl Ψ und dem Emissionsmaximum Θ so gewählt, daß $\Psi + \Theta = \pi/2$ (siehe Abbildung 2.21). Diese Randbedingung vereinfacht die technische Realisierung des OTR-Meßaufbaus, da für das Strahlrohr und die Vakuumkammer mit dem Sichtfenster Standardkreuzstücke mit 90° Abzweigwinkeln gewählt werden können. Der freie Parameter ist der Winkel zwischen der Oberflächennormalen des Targets und dem Maximum der Emissionskeule Θ . Bei Strahlenergien zwischen 200 keV und 300 keV, das entspricht $\beta = 0.69$ bis $\beta = 0.78$, liegt der Winkel des Emissionsmaximums Θ zwischen 49.3° und 47.8° . Da die Emissionskeule sehr breit ist, wurde das Target in einem Winkel von 45° zum Strahl ausgerichtet, da so ein ausreichender Lichteinfall auf die Kamera gewährleistet ist.

Der geringere Teil der OTR wird bei niedrigen Energien in Einfallrichtung des Strahls emittiert. Er ist daher für die Kamera nicht sichtbar. Bei höheren Energien wandern beide Emissionskeulen in einem Winkel von 90° zur Strahlrichtung aufeinander zu. Der Öffnungswinkel zwischen den Maxima ist dann im hochrelativistischen Fall proportional $2/\gamma$. Da dann beide Strahlungskeulen im Sichtbereich der Kamera sind, kann durch Bestimmung der Winkel zueinander oder zur Sollachse die Strahlenergie [71] oder auch der Einfallswinkel des Strahls zum Target [72] bestimmt werden. Dabei ist die Brennweite der Kamera auf ∞ auszurichten. Im Gegensatz dazu liegt der Brennpunkt bei der Bestimmung des Strahlprofils auf dem Target. Die Vielzahl der bestimmbar Parameter machen die OTR zu einem wichtigen Instrument der Strahldiagnostik.

2.3.2.3 Aufbau und Ergebnisse des OTR-Meßsystems

Das OTR-Meßsystem besteht, wie in Abbildung 2.20 dargestellt, aus den Baugruppen Targetsystem und Kamera. Der Aufbau lehnt sich an das für den supraleitenden Linearbeschleuniger DALINAC verwendete System an [73]. Das Targetsystem besteht aus einer Vakuumkammer, in der das Target über einen Transfermechanismus in den Bereich des Elektronenstrahls eingefahren wird. Die OTR kann durch ein Vakuumsichtfenster von der außerhalb der Kammer positionierten Kamera detektiert werden.

Der überwiegende Teil der Experimente wurde mit Aluminiumfolie als Targetmaterial durchgeführt. Diese wird auf einem Spannrahmen aufgezogen, so daß eine plane Targetoberfläche entsteht. Die Foliendicke beträgt $20 \mu\text{m}$, was der Dicke gewöhnlicher Aluminium Haushaltsfolie entspricht. Der maximal nutzbare Targetdurchmesser liegt bei 4 cm. Ein Problem ist die Stromfestigkeit des Targets. So wurde im Energiebereich bis 300 keV bei Strömen größer $80 \mu\text{A}$ das Target durch Einbrennen von Löchern zerstört. Versuche, Aluminiumfolie mit einer geringeren Stärke ($5 \mu\text{m}$) einzubauen, scheiterten daran, daß die Folie eine sehr geringe mechanische Stabilität aufwies und im Spannrahmen riß. In einem weiteren Versuch wurde mit Aluminium bedampftes Silizium als OTR-Target eingesetzt. Hierbei wurde der Siliziumträger lokal auf eine Dicke von $5 \mu\text{m}$ geätzt und mit $1 \mu\text{m}$ Aluminium bedampft. Bei diesem Material konnten Ströme bis $160 \mu\text{A}$ ohne eine Schädigung des Targets gefahren werden. Ein weiterer Vorteil des Siliziumtargets ist, daß in diesem die Rahmenstruktur zur

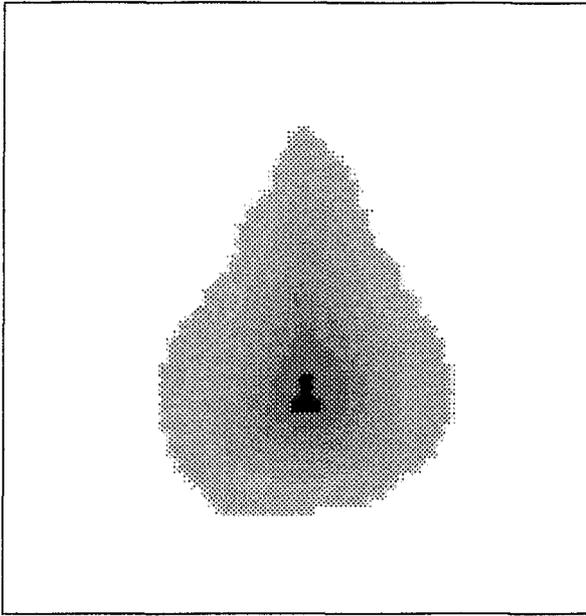


Abbildung 2.22: Falschfarbendarstellung eines Strahlflecks aus OTR-Messung

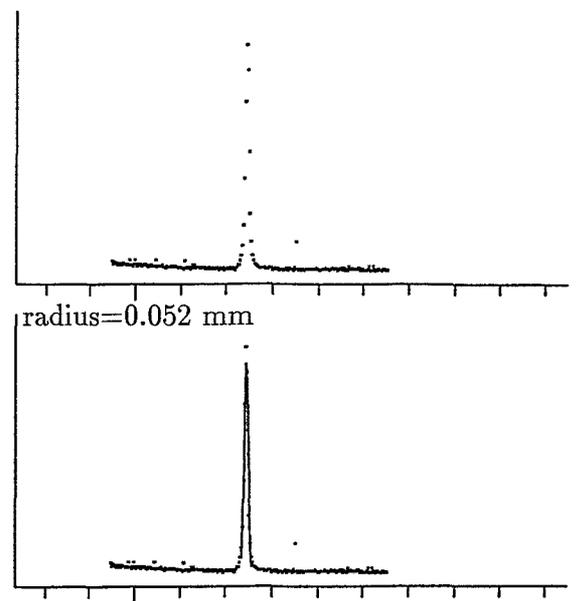


Abbildung 2.23: Strahlprofil in x-Richtung, mit und ohne Gaussfit

Halterung direkt integriert werden kann, was die Handhabung sehr vereinfacht. Das Target wird über einen pneumatischen Stellantrieb verfahren. Die Translationsbewegung wird dabei durch einen Membranbalg auf das sich im Strahlrohrvakuum befindliche Target übertragen. Dieser Antrieb läßt zwar nur zwei festgelegte Endpositionen des Targets zu, ist aber sehr schnell, so daß sich der OTR-Schirm innerhalb von ca. 0.5 Sekunden in den Strahl einfahren läßt.

Da das emittierte OTR-Spektrum im sichtbaren Bereich liegt, kann Standardglas als Material für die Sichtfenster eingesetzt werden. Als ein Problem stellte sich die Streuung der Elektronen am Target heraus. Die gestreuten Elektronen treffen auf das Sichtfenster und führen dort zu statischen Aufladungen. Diese verursachen wiederum Entladungen, die die Glasoberfläche beschädigen. Überdies führen die Entladungsvorgänge im Vakuum zur Desorption von Gasen und erhöhen den Vakuumdruck im Strahlrohr. Deshalb wurden die Fenster mit einer elektrisch leitenden Schicht aus amorphem Kohlenstoff überzogen, sodaß die Ladungen an der Glasoberfläche direkt zur geerdeten Vakuumkammer abfließen konnten.

Als Kamera wurde eine schwarzweiß CCD-Kamera (EHDkam02c [74]) verwendet. Diese mit einem 1/2" CCD-Chip ausgestattete Kamera erreicht eine Auflösung von 752*582 Pixeln. Der entsprechende sensitive Pixelbereich auf dem Chip beträgt $8.6\mu\text{m} * 8.3\mu\text{m}$. Die Lichtempfindlichkeit von 0.02 Lux erwies sich für unsere Experimente als vollkommen ausreichend. Das Videosignal der Kamera wurde über eine Framegrabber-Karte in einem Computer weiterverarbeitet.

Zur Vermessung des Strahlflecks sind auf dem Target vier Referenzmarken in Form der Eckpunkte eines Quadrats mit 1 cm Kantenlänge angebracht. Der bekannte Abstand der Referenzpunkte läßt eine einfache Skalierung der Bildpunkte zur realen Position auf dem OTR-Target zu. In Abbildung 2.22 ist ein typisches Bild eines Strahlflecks dargestellt. Zur Kontrastverstärkung wurde eine Falschfarbendarstellung verwendet. Das Schnittprofil in horizontaler Richtung (Abbildung 2.23) zeigt einen Halbwertsradius von $r=0.052\text{ mm}$. Hierbei wurde ein gaußförmiges Strahlprofil zugrunde gelegt. Die Pixelauflösung in horizontaler

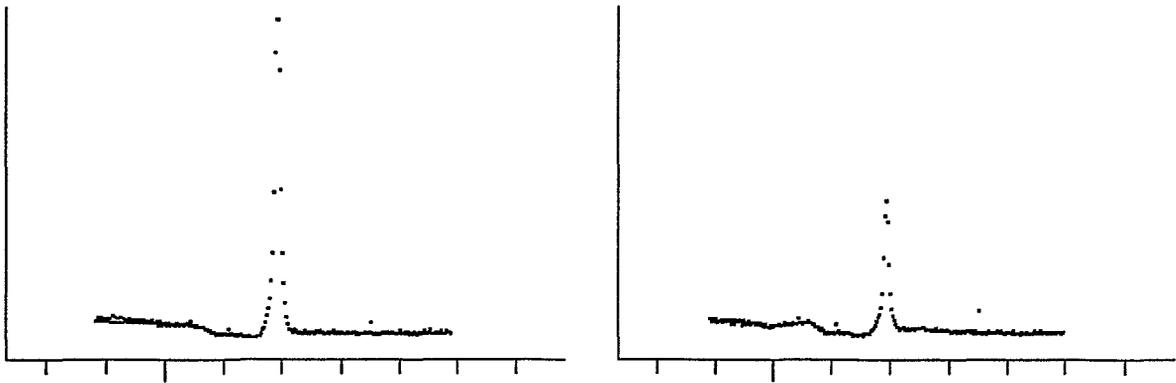


Abbildung 2.24: Schnittbild des Strahlflecks auf einer $20\ \mu\text{m}$ Aluminiumfolie bei zwei zueinander senkrechten Ausrichtungen des Polarisationsfilters

Richtung entspricht $14\ \mu\text{m}$ pro Pixel, so daß innerhalb von zwei Halbwertsbreiten im horizontalen Schnitt noch ca. 15 Bildpunkte liegen. Somit ist das optische Auflösungsvermögen nahezu erreicht. Sollte es sich als notwendig erweisen, noch kleinere Strahlflecken zu vermessen, müßte ein stärker vergrößerndes Objektiv gewählt werden.

Um eine Bestätigung des Erzeugungsmechanismus der von der Kamera detektierten Strahlung zu haben, wurden die Polarisationsseigenschaften der Strahlung untersucht. Da nur ein einfacher, handelsüblicher Polarisationsfilter ohne quantifizierte optische Eigenschaften zur Verfügung stand, wollen wir uns auf eine qualitative Diskussion beschränken. Bei optischer Übergangsstrahlung erwartet man eine Polarisation des OTR-Lichtes in der durch die Normale der Targetoberfläche und den Sichtvektor zwischen Kamera und Target aufgespannten Ebene. Da der Öffnungswinkel der Kamera bzgl. des Target ca. $0.25\ \text{rad}$ beträgt und die OTR-Strahlung (s. Abb. 2.21) bei kleinen Elektronenenergien stark aufgeweitet ist, erfährt die Kamera nur einen kleinen Sektor der Strahlungskeule. Diese ist daher linear polarisiert. Abbildung 2.24 zeigt die relative Abschwächung des Amplitudenmaximums um einen Faktor 2.3 bei zwei zueinander senkrechten Ausrichtungen eines linearen Polarisationsfilters, der vor dem Objektiv der OTR-Kamera installiert wurde. Dies zeigt zumindest qualitativ einen hohen Anteil linear polarisierter OTR-Strahlung

Überraschenderweise konnte an der mit Aluminium beschichteten Siliziumscheibe keine Polarisation der Strahlung festgestellt werden. Eine rein thermische Herkunft der Strahlung ist allerdings auszuschließen. So zeigte sich bei Elektronenbeschuß einer nicht mit Aluminium beschichteten Stelle des Targets keine optische Strahlung. Ist der Strahl jedoch auf die Aluminiumschicht gerichtet, zeigte sich das von den Aluminiumfolien bekannte Strahlfleckenbild mit vergleichbarer Intensität. Sollte die detektierte Strahlung thermisch bedingt sein, so müßte die Erhitzung des Targets allein durch den Energieverlust des Strahls in der Aluminiumschicht erklärt werden. Diese weist allerdings mit $1\ \mu\text{m}$ nur ein fünftel der Dicke der Siliziumträgerschicht auf. Da in dem Energiebereich von $300\ \text{keV}$ die Ionisation der dominante Energieverlustmechanismus für das Elektron im Targetmaterial ist, gilt für den Energieverlust pro Längeneinheit dE/dx ([75], S.133):

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right) = \frac{e^4 n_e}{4\pi\epsilon_0 m_e v^2} \ln \left\{ \frac{m_e v^2}{2 \langle E_B \rangle} \right\} \quad (2.14)$$

Hierbei ist n_e die Elektronendichte und $\langle E_B \rangle$ die mittlere Ionisierungsenergie des Mate-

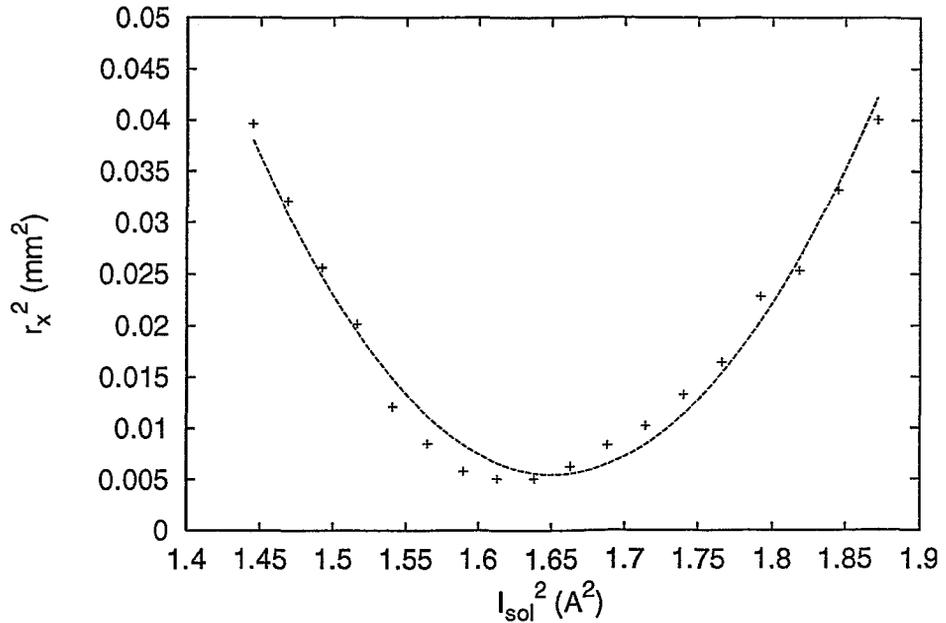


Abbildung 2.25: Abhängigkeit des Strahlradius vom Strom der Solenoidlinse

rials. Da Aluminium und Silizium mit Kernladungszahlen von $Z=13$ bzw. $Z=14$ in diesen beiden Materialparametern nahezu identisch sind, kann eine Aufheizung des Targets nicht durch die zusätzlichen Ionisationsverluste im Aluminium erklärt werden.

Für das Ausbleiben der Polarisierung können bisher nur Hypothesen aufgestellt werden. So ist die Dicke der Aluminiumschicht mit $1 \mu\text{m}$ im Bereich der Wellenlänge der emittierten Strahlung. Da der Elektronenstrahl zwei Übergänge durchläuft (Vakuum–Aluminium, Aluminium–Silizium) wird an beiden Übergängen OTR-Strahlung emittiert. Die Aluminiumschicht ist auf Grund ihrer geringen Dicke für die Strahlung des zweiten Übergangs nahezu transparent. Daher könnte es zur Überlagerung zweier OTR-Strahlungskeulen mit unterschiedlicher Phasenlage kommen, die die lineare Polarisierung zerstört. Die Überlagerung zweier linear polarisierter OTR-Keulen mit einer Phasendifferenz von $(2 * n + 1)\lambda/4$ würde eine zirkuläre Polarisierung der OTR-Strahlung hervorrufen. Eine Klärung des Problems erfordert allerdings eingehendere Messungen mit zirkulären Polarisationsfiltern. So sollte die Transmissionscharakteristik der Polarisationsfilter kalibriert und die spektrale Empfindlichkeit der OTR-Kameras vermessen werden.

Zur Messung der Emittanz wird der Strahlradius in Abhängigkeit von der Brennweite der Solenoidlinse gemessen. Nach den Gleichungen 2.6 und 2.7 ergibt sich unter Vernachlässigung der Hauptebenenverschiebung:

$$r^2 = \sigma_{11} + 2L\sigma_{12} - (\sigma_{11} + \sigma_{12})\frac{2L}{f} + \frac{\sigma_{22}}{f^2} \quad (2.15)$$

Da in der Näherung einer dünnen Solenoidlinse die Brennweite f umgekehrt proportional zum Quadrat des Spulenstroms I ist, ergibt Gleichung 2.15 eine biquadratische Abhängigkeit. In Abbildung 2.25 sind die entsprechenden Meßwerte $r^2(I^2)$ dargestellt. Als Fitfunktion wurde folglich ein Polynom zweiten Grades angenommen. Die erwartete funktionale Abhängigkeit ist damit bestätigt. Allerdings wurde für die Berechnung der Emittanz, wie schon

erwähnt, eine numerische Berechnung der Transfermatrixelemente verwendet. Da diese auf einer numerischen Integration der Bewegungsgleichung basiert, werden neben den aus der endlichen Linsendicke resultierenden Effekten auch chromatische Fehler berücksichtigt.

Die daraus resultierende Emittanz ergibt für einen Strahlstrom von $80 \mu\text{A}$ und einer Energie von 320 keV eine normierte transversale Emittanz von $0.23 \pm 0.08 \pi \text{ mm mrad}$. Dieses Ergebnis wurde mit einer LaB_6 Kathode mit einem Durchmesser von $150 \mu\text{m}$ erzielt. Die Ergebnisse liegen leicht über den mit PARMELA errechneten Werten. Diese ergeben für einen Strahlstrom von $80 \mu\text{A}$ eine normierte Emittanz von $0.12 \pi \text{ mm mrad}$. Trotz dieser Differenz können die Meßergebnisse als gute Bestätigung der Simulationsergebnisse gewertet werden, da in diese zwangsläufig einige Idealisierungen eingehen. Die Simulation zeigt, daß der Hauptbeitrag zur Emittanz direkt beim Emissionsprozeß im RF-Gun Resonator entsteht. Die normierte Emittanz am Ausgang der RF-Gun beträgt $0.11 \pi \text{ mm mrad}$, so daß der Emittanzanstieg bis zum Ende des Injektors marginal ist. In der Simulation wird die Kathode als gleichförmig emittierende Scheibe idealisiert. Effekte, die sich durch die Feldüberhöhung am Kathodenrand ergeben und zu einer Erhöhung der effektiven Emissionsfläche führen, werden nicht berücksichtigt. Setzt man den Kathodendurchmesser in den Rechnungen mit $200 \mu\text{m}$ anstatt mit $150 \mu\text{m}$ an, erhöht sich die transversale Emittanz auf $0.15 \pi \text{ mm mrad}$ und liegt dann knapp innerhalb der Fehlergrenzen der Messung. Diese Erhöhung des effektiven Kathodenradius kann durch eine radiale Emission der Elektronen im Bereich der Kanten an der Kathodenspitze erklärt werden.

Messungen bei höheren Strömen wurden nicht durchgeführt, da zum damaligen Zeitpunkt keine OTR-Targets mit höherer Stromfestigkeit zur Verfügung standen. Für niedrigere Strahlströme ergibt sich keine signifikante Änderung der Emittanz, da diese schon im Bereich der unteren Meßauflösung liegt. Dies ist zum einen durch das Auflösungsvermögen der Kameraoptik bedingt, zum anderen aber durch elektronenoptische Abbildungsfehler. Diese Hauptfehlerquelle ergibt sich aus einem nichtaxialen Verlauf des Elektronenstrahls durch die Solenoidlinse.

Dieser wird durch eine zu kleine Ablenkung des Steerer 1 auf der Hochspannungsplattform verursacht. Da der Steerer aus Gründen der Überschlagsfestigkeit nicht direkt am Strahlrohr positioniert werden kann, ist seine Wirkung auf den Elektronenstrahl recht gering. Eine weitere Verstärkung des Steerers scheint wenig sinnvoll, da dies auch die negative Einwirkung durch Streufelder vergrößern würde. Daher hat der Strahl an der Position von Steerer 2 eine transversale Ablage. Durch diesen Steerer kann dann zwar eine Winkelkorrektur erfolgen, was aber einen nicht coaxialen Strahldurchgang durch die Solenoidlinse bedeutet. Daraus ergeben sich astigmatische Bildfehler. Im weiteren Ausbau soll daher Steerer 1 durch eine elektrostatische Ablenkung innerhalb des Strahlrohrs ersetzt werden.

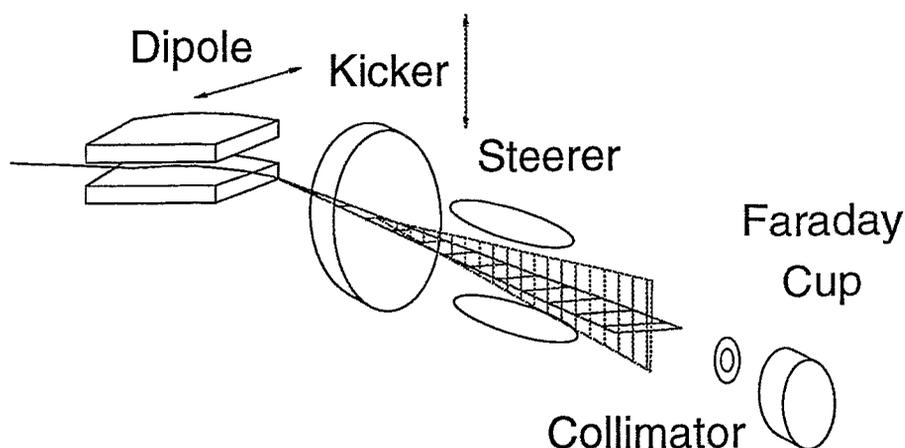


Abbildung 2.26: Prinzip der longitudinalen Phasenraummessung

2.4 Messung der Energiebreite und Bunchlänge

Neben der transversalen Emittanz sind die longitudinalen Strahlparameter Energiebreite und Bunchlänge die entscheidenden Größen zur Charakterisierung eines Elektronenstrahls. Aus diesem Grund wurde der Gun Versuchsstand erweitert, um diese beiden Parameter messen zu können. Für die Energiebreitenmessung wird die Dispersion eines Dipolmagneten ausgenutzt, die eine energieabhängige Aufweitung des Strahls in der Ablenkebene verursacht. So kann die Teilchenenergie durch eine Strahlprofilmessung hinter dem Dipol oder durch die Messung des Strahlstroms eines eng kollimierten Teilstrahls bei Variation des Dipolfeldes gemessen werden.

Etwas problematischer ist die Wahl eines geeigneten Systems zur Messung der Bunchlänge. Die Simulationen mit PARMELA lassen am Injektor eine Bunchlänge von weniger als 10 ps Halbwertsbreite erwarten. Andererseits muß das System natürlich auch in der Lage sein, bei nicht optimaler Einstellung Bunchlängen zu messen, die diesen Wert um ein mehrfaches übertreffen. Eine zeitabhängige Strommessung mittels eines koaxialen Faraday Bechers [76] scheidet aus, da diese nur für Bunchlängen größer 1 ns eine brauchbare Lösung darstellt (Dispersion des HF-Pulses im Wellenleiter). Die schon zuvor erwähnte interferometrische Untersuchung der OTR-Strahlung [68, 69] ist bei Bunchlängen über 5 ps problematisch. Da nach Gleichung 2.12 die emittierte kohärente OTR-Strahlung dann Wellenlängen von mehr als 1 mm aufweist, liegt sie am Übergang zwischen Infrarot- und Mikrowellenbereich. Die Bunchlänge könnte somit im möglichen Variationsbereich nicht mit einem einzelnen Interferometer gemessen werden. Die Optik (Fenster, Spiegel, Strahlteiler) müßte an den jeweiligen Wellenlängenbereich angepaßt werden.

Die von uns favorisierte Methode ist die Bunchlängenmessung mittels eines Kickerresonators. Dabei passiert der Bunch das transversal deflektierende Feld eines HF-Resonators (Kicker). Hierin erfahren die einzelnen Elektronen eine von ihrer longitudinalen Position im Bunch abhängige Ablenkkraft. Dadurch wird die Zeitstruktur des Bunches in eine proportionale transversale Ablenkung umgesetzt. Setzt man hinter den Kicker auf der Strahlachse eine Blende, so können nur diejenigen Teilchen passieren, deren Transversalimpuls nahe

Null ist. Dies sind die Teilchen, die die Mitte des Kickerresonators im Nulldurchgang des HF-Feldes passieren. Variiert man nun die HF-Phase des Kickerresonators und mißt den Strahlstrom hinter der Kollimatorblende, so kann direkt der Momentanstrom des Bunches in Einheiten der HF-Phase des Kickerresonators gemessen werden.

Eine Kombination aus Dipolmagnet und Kickerresonator kann dazu benutzt werden, um neben den Einzelgrößen Energie- und Phasenbreite auch ihre Korrelation zueinander, also den longitudinalen Phasenraum zu messen. Die Prinzipskizze eines solchen Aufbaus ist in Abbildung 2.26 dargestellt. Hinter dem Dipol, der den Strahl proportional zu seiner Energiebreite aufweitet, ist der Kickerresonator angeordnet, dessen Deflektionsebene senkrecht auf der des Dipolmagneten steht. Als Detektor wird eine Faraday Cup mit einer davor angebrachten Blende verwendet. Die Spaltweiten der Blende in beiden Transversalrichtungen betragen 0.1-0.2 mm. Um ein Bild des longitudinalen Phasenraums zu gewinnen, muß der Strahl in beiden Ablenkrichtungen über die Blende bewegt werden. Dies kann in der Ablenkebene des Dipols durch eine Variation der Magnetfeldstärke geschehen. Aufgrund der hohen Induktivität des Dipolmagneten, ist eine solche Ablenkung langsam. Daher wird eine Luftspule dazu verwendet, welche hinter dem Kicker angebracht ist. Diese kann mit Frequenzen bis 50 Hz betrieben werden.

Die Variation in der Ablenkebene des Kickerresonators erfolgt durch einen Phasensweep der eingespeisten HF-Leistung. Die Abtastung des longitudinalen Phasenraumes erfolgt nun analog zu der Bildabtastung eines Fernsehmonitors. Hierbei sind die Abtastvorgänge in beiden Ablenkebenen synchronisiert, wobei die langsamere magnetische Ablenkung die vertikale Bildabtastung bewirkt und die schnellere Phasenvariation des Kickers (13 kHz) die horizontale. Der gemessene Strom am Faraday Cup in Abhängigkeit von den beiden Ablenkparametern liefert die gesuchte Abbildung des longitudinalen Phasenraums. Ein solches Meßsystem [77] wurde zur Strahlanalyse am Injektor des Mainzer Mikrotron MAMI [78] eingesetzt. Daher wurden die Erfahrungen an diesem System soweit als möglich für unseren Versuchsaufbau adaptiert. Da das Mainzer System auf eine Elektronenenergie von 2.1 MeV ausgelegt ist, muß die Strahloptik der wesentlich geringeren Energien des Gun Versuchstands angepaßt werden.

2.4.1 Kickerresonator

Um eine zeitabhängige, transversale Ablenkung des Elektronenbunchs zu erreichen, muß der Kickerresonator im Gegensatz zu normalen Beschleunigungsresonatoren eine deflektierende Feldkomponente auf der Strahlachse aufweisen. Aus den verschiedenen in Betracht kommenden Resonatortypen [79] wurde ein rotationssymmetrischer TM_{110} -Mode Resonator gewählt. Neben den guten strahloptischen Eigenschaften sind insbesondere die geringe HF-Leistungsdichte und die gegenüber Rechteckresonatoren einfachere Fertigung Hauptgründe für die Wahl dieses Resonatortyps gewesen [80].

Abbildung 2.27 zeigt die Feldverteilung des Kickerresonators im TM_{110} -Mode. Die Ablenkung des Bunches erfolgt durch die magnetische Feldkomponente auf der Strahlachse. Der Resonatorradius ist durch die Resonanzfrequenz festgelegt. Sie berechnet sich für einen idealen Topfresonator (Strahlrohreinflüsse werden vernachlässigt) zu:

$$\omega_{110} = \frac{c}{\mu\epsilon} \frac{\chi_{11}}{r} \quad (2.16)$$

Hierbei ist χ_{11} die erste Nullstelle der Besselfunktion 1.ter Ordnung und r der Resonatorradius. Um den Aufwand für die HF-Technik möglichst gering zu halten, wurde als Resonanz-

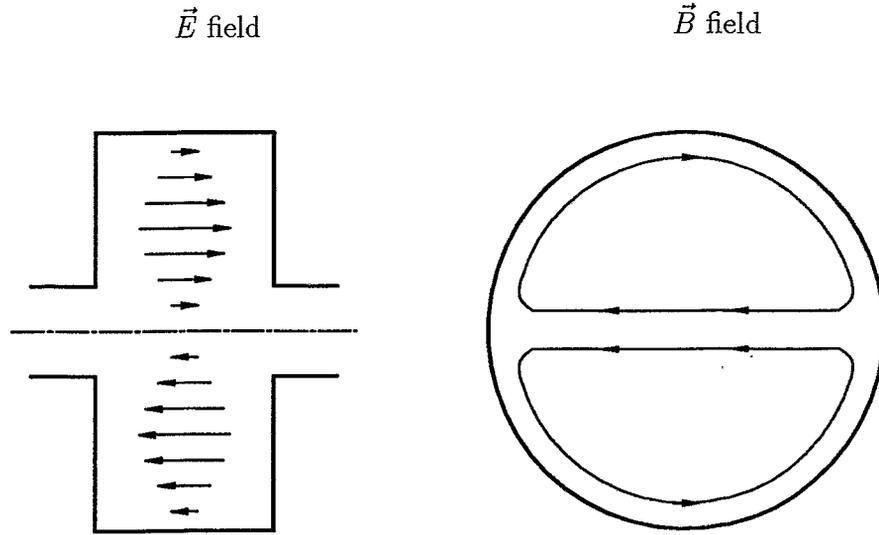


Abbildung 2.27: Elektrische und magnetische Feldverteilung im Kickerresonator

frequenz die Beschleunigergrundfrequenz von 1.3 GHz gewählt. Eine Harmonische dieser Frequenz würde zwar die Abmessungen des Resonators verringern und die Zeitauflösung erhöhen aber auch zusätzlichen Aufwand für Beschaffung der notwendigen HF-Generatoren bedeuten.

Die Resonatorlänge h wird durch die Geschwindigkeit des Elektronenbunches bestimmt. Wie Gleichung 2.16 zeigt, ist die Frequenz unabhängig von h . Daher kann die Resonatorlänge auf eine maximale Ablenkung des Strahls hin optimiert werden. Der maximale Impulsübertrag p_{\perp} auf ein Elektron durch das HF-Feld des Resonators ergibt sich aus der Lorentzkraft:

$$p_{\perp} = e \int dt \vec{v} \times \vec{B} = e\beta c \int_{-\tau/2}^{\tau/2} dt B_0 \cos(\omega t) \quad \text{mit} \quad \tau = \frac{h}{\beta c} \quad (2.17)$$

Hierbei wurde für das Magnetfeld auf der Achse eine Rechteckform mit $B(z) = B_0$ für $-h/2 \leq z \leq h/2$ angenommen. Die Eintrittsphase des durchfliegenden Elektrons wurde so gewählt, daß dieses sich bei $\cos(\omega t) = 1$ in der Mitte des Resonators befindet.

Die eigentlich zu maximierende Größe ist der Quotient aus Transversalimpuls und der in den Resonator eingespeisten HF-Leistung P_{HF} . Die benötigte HF-Leistung wird durch die Verlustleistung im Resonator bestimmt, da der Energieübertrag auf den Strahl vernachlässigbar ist. Sie ergibt sich somit aus dem Geometriefaktor des Resonators und dem Amplitudenquadrat der Feldstärke. Nach [79] gilt für einen zylindrischen TM_{110} -Mode Resonator:

$$P_{HF} \propto B_0^2 (r + h) \quad (2.18)$$

Die Integration von Gleichung 2.17 unter Berücksichtigung von Gleichung 2.18 ergibt:

$$\frac{p_{\perp}^2}{P_{HF}} = \frac{\sin^2\left(\frac{k}{2\beta}h\right)}{\left(\frac{k}{2\beta}\right)^2 (r + h)} \quad \text{mit} \quad k = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (2.19)$$

Da die Wellenzahl k und der Radius r des Resonators durch die Resonanzfrequenz festgelegt sind, ist Gleichung 2.19 nur von der Teilchengeschwindigkeit β abhängig. In Abbildung 2.28

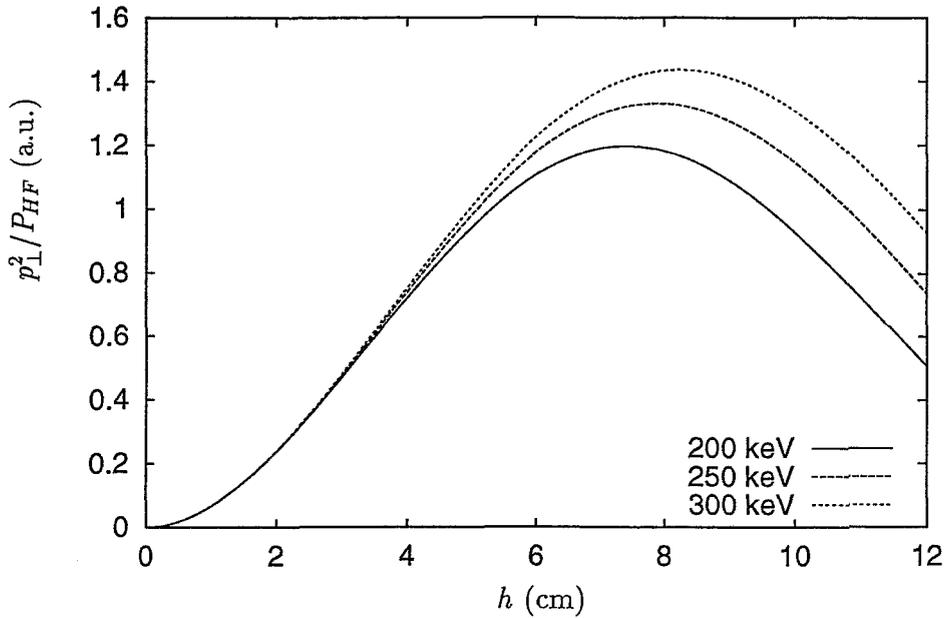


Abbildung 2.28: Der auf die HF-Leistung normierte Transversalimpuls in Abhängigkeit von der Resonatorlänge

ist p_{\perp}^2 / P_{HF} für den relevanten Energiebereich des Elektronenstrahls zwischen 200 keV und 300 keV aufgetragen. Es zeigt sich ein breites Maximum bei einer Resonatorlänge von ca. 8 cm, die für den zu bauenden Resonator gewählt wurde. Für $\beta = 1$ wird die optimale Länge h , wie zu erwarten, gleich der halben Resonatorwellenlänge.

Der maximale Deflektionswinkel α des Kickers ergibt sich dann aus dem Quotienten $p_{\perp} / p_{\parallel}$, wobei $p_{\parallel} = \gamma m_0 \beta c$ der longitudinale Impuls des Elektrons ist.

$$\alpha = \frac{p_{\perp}}{p_{\parallel}} = \frac{2e}{\gamma m_0 \omega} B_0 \sin\left(\frac{k}{2\beta} h\right) \quad (2.20)$$

Um den HF-Leistungsbedarf des Kickerresonators zu berechnen, braucht man noch den Feld-eichfaktor für die deflektierende Magnetfeldkomponente B_0 . Dieser läßt sich näherungsweise analytisch oder mittels eines geeigneten Feldberechnungsprogramms numerisch ermitteln. Da in der numerischen Lösung auch der Einfluß der Strahlrohre berücksichtigt werden kann, wurde diese Variante gewählt. Anstelle des bisher verwendeten Programms SUPERFISH wurde das Programmpaket MAFIA [33] verwendet, welches es erlaubt, auch nicht rotati-onssymmetrische Moden und dreidimensionale Resonatorgeometrien zu berechnen. Aus den Berechnungsergebnissen ergibt sich für den Zusammenhang zwischen der Feldkomponente B_0 und der Verlustleistung im Resonator P_d :

$$B_0 = 4.27 \cdot 10^{-7} \text{ (Tesla)} \sqrt{P_d \text{ (Watt)} Q_0} \quad (2.21)$$

Die mit MAFIA ermittelte unbelastete Güte Q_0 beträgt 27780. Zusammen mit Gleichung 2.20 folgt daraus für den Winkel α bei einer Teilchenenergie von 250 keV:

$$\alpha = 1.23 \cdot 10^{-5} \sqrt{P_d \text{ (Watt)} Q_0} \text{ (rad)} \quad (2.22)$$

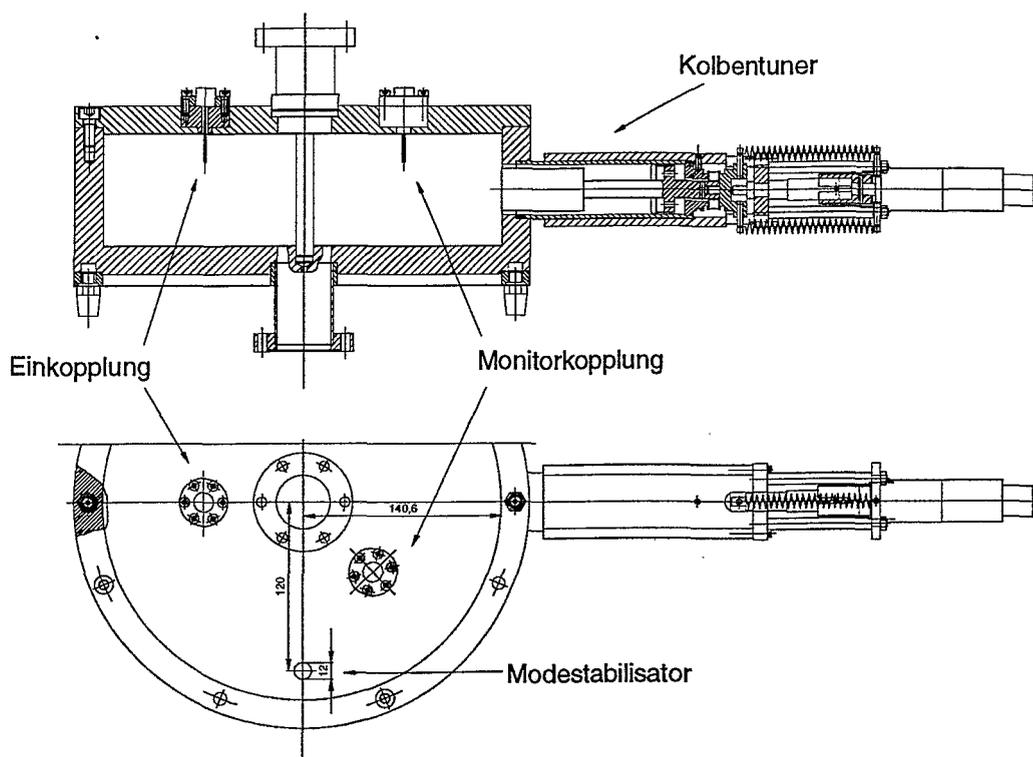


Abbildung 2.29: Konstruktion des Kickerresonators

Das zeitliche Auflösungsvermögen $\Delta\vartheta$ des Kickers bestimmt sich aus dem Verhältnis des Strahlradius am Kollimator $r \approx 0.1\text{mm}$ zur maximalen transversalen Ablenkung, mit $\Delta\vartheta = r/\alpha L$. Hierbei ist L die Länge der Driftstrecke zwischen Kicker und Kollimator ($L=60\text{cm}$). Setzt man in die Parameter die Werte des Versuchstandes ein, kommt man bei einer zeitlichen Auflösung von 0.5° bzw. 1ps auf einen HF-Leistungsbedarf von ca. 100Watt . Somit kann für die HF-Leistungsversorgung ein Halbleiterverstärker verwendet werden. Die geringen anfallenden HF-Verluste machen die Konstruktion und Kühlung des Resonators unproblematisch.

Ein prinzipielles Problem bei der HF-technischen Auslegung des Kickerresonators ist die Entartung des TM_{110} -Modes. Dies bedeutet, daß zu derselben Eigenfrequenz zwei orthogonale Eigenmoden existieren. Diese sind in Tabelle 2.3 mit TM_{110}^a und TM_{110}^b bezeichnet. Die Linearkombination dieser beiden Eigenmoden läßt eine beliebige azimuthale Orientierung des TM_{110} -Modes bzgl. der Symmetrieachse des Resonators zu. Um die Deflektionsebene des Kickers festzulegen, muß die Rotationssymmetrie des Resonators gebrochen und somit die Resonanzfrequenz des senkrecht zur Deflektionsebene gelegenen Eigenmodes verschoben werden. Wie beim Vorbild MAMI Kicker [80] wurden dazu zwei metallische Zylinder in der Symmetrieebene des gewünschten Eigenmodes (TM_{110}^a) eingefügt. Da hier sowohl elektrisches als auch magnetisches Feld des deflektierenden Modes nahezu Null sind, bewirken sie nur eine geringe Frequenzverschiebung des TM_{110}^a -Modes. Der dazu orthogonale TM_{110}^b -Mode wird hingegen stark gestört und die Entartung der beiden TM_{110} -Modes somit aufgehoben. Um eine möglichst stabile Anregung des TM_{110}^a -Mode zu erreichen, wurde eine

Mode	Frequenz (MHz)	
	MAFIA	Meßwert
TM ₀₁₀	841.5	838.9
TM ₁₁₀ ^a	1298.8	1292.7
TM ₁₁₀ ^b	1360.0	1357.0
	1797.2	1793.3
	1943.5	1941.9
	2172.1	2163.9
	2369.1	2359.7
	2648.1	2642.2
	2907.1	2896.9
	2986.2	2984.1

Tabelle 2.3: Modentabelle des Kickerresonators

elektrische Einkopplung nahe dem Feldmaximum dieses Modes gewählt. Da die elektrische Feldstärke des TM₁₁₀^b-Mode hier einen Nulldurchgang hat, ist die Ankopplung an diesen Mode äußerst schwach, wodurch eine zusätzliche Modestabilisierung erreicht wird.

Die MAFIA Rechnungen zeigen eine Frequenzverschiebung des TM₁₁₀^b-Mode um +60 MHz (s. Tabelle 2.3). Da dies mehr als 10³ Resonanzbreiten sind, kann ein Übersprechen der beiden Moden ausgeschlossen werden. Die mit dem Programmpaket MAFIA ermittelte Güte des TM₁₁₀-Modes beträgt $Q_0 = 27760$. Am Resonator wurde ein Wert von $Q_0 = 26630$ gemessen, was 95% des rechnerischen Wertes entspricht. Dieser hohe Grad an Übereinstimmung spricht für die gute Fertigungsqualität des Resonators. Im Gegensatz zu den RF-Gun- und Buncherresonatoren wurden an diesem Resonator sämtliche Fügestellen im Vakuumofen hartgelötet, wodurch sich die bessere Entsprechung zwischen theoretischen und experimentellen Gütewert gegenüber diesen Resonatoren erklären läßt.

Problematisch ist allerdings die große Abweichung der gemessenen Resonanzfrequenzen von den errechneten Werten. Die Meßwerte liegen systematisch 2-10 MHz zu niedrig. Im Vergleich dazu stimmten die SUPERFISH Rechnungen im Grundmode mit einer Differenz von weniger als 1 MHz mit den an den Resonatoren gemessenen Werten überein. Da ein Fertigungsfehler nicht festgestellt werden konnte, muß auf eine erhöhte Ungenauigkeit in den Rechnungen geschlossen werden. Eine mögliche Erklärung besteht darin, daß mit MAFIA im Gegensatz zu SUPERFISH dreidimensionale Rechnungen durchgeführt wurden. Die Anzahl der Gitterpunkte betrug dabei 45000. Betrachtet man einen Schnitt durch die r,z-Ebene liegen dort ca. 750 Gitterpunkte. Zum Vergleich dazu wurden bei den SUPERFISH Rechnungen von rotationssymmetrischen Resonatoren 18000 Gitterpunkte in der r,z-Ebene genutzt, woraus sich die höhere Genauigkeit der erzielten Ergebnisse erklären läßt. Eine Erhöhung der Punktzahl in den MAFIA Rechnungen war aufgrund der zur Verfügung stehenden Rechenzeit nicht möglich.

Das Frequenztuning des Kickerresonators erfolgt über einen Kolbentuner. Das Design wurde ebenfalls vom MAMI Kicker übernommen und skaliert. Der Tuningbereich beträgt 1 MHz. Aufgrund der Abweichung der Resonanzfrequenz des Kickers von der Beschleunigergrundfrequenz 1.3 GHz liegt diese außerhalb des Tuningbereichs. Eine mögliche Nachbearbeitung des Resonators wurde nicht ins Auge gefaßt, um den weiteren zeitlichen Ablauf der Messungen nicht zu gefährden. Da der Tuningbereich des RF-Gun Resonators weitaus größer ist, wurde dieser für die Bunchlängenmessung auf eine Frequenz von 1292 MHz eingestellt. Der Buncher wurde durch plastische Deformation auf diese Sollfrequenz eingestellt.

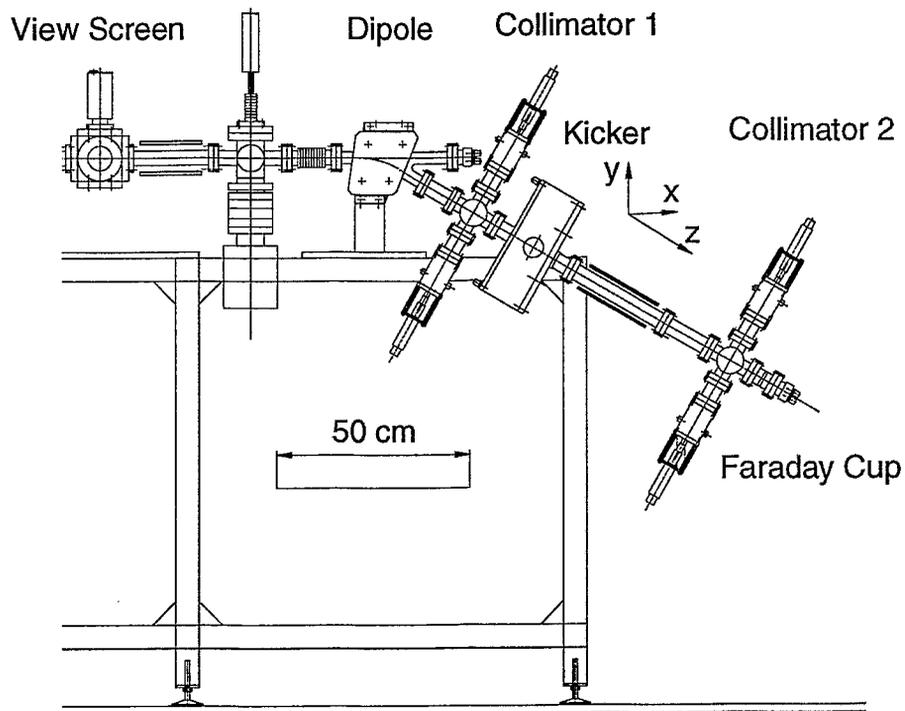


Abbildung 2.30: Aufbau des Meßsystems für den longitudinalen Phasenraum

2.4.2 Ablenssystem

Bei der Wahl eines geeigneten Ablenkmagneten zur Energiebreitenmessung sind verschiedene Randbedingungen zu beachten. Zum einen muß die Dispersion groß genug sein, um eine genügend hohe Auflösung des Energiespektrums zu erreichen. Dies ist relativ einfach möglich. Da die erwartete absolute Energiebreite im Bereich $\Delta E = 10 \text{ keV}$ liegt und die Gesamtenergie des Strahl am Injektor zwischen 200 und 300 keV beträgt, erreicht die relative Energiebreite $\Delta E/E$ Werte im Bereich von 3-5%. Somit werden an das Auflösungsvermögen des Ablenssystems keine hohen Anforderungen gestellt.

Eine weitere Anforderung an das strahloptische System ist, daß der Strahlfokus in beiden Transversalebene auf den Doppelkollimator vor dem Faradaybecher (Collimator 2, siehe Abbildung 2.30) ausgerichtet sein muß. Da als Fokussierelement vor der Ablenkung nur eine Solenoidlinse zur Verfügung steht, deren Brennweite in beiden transversalen Richtungen gleich ist, muß für die Strahlablenkung die gleiche Bedingung gelten. Daraus folgernd wurde ein doppelfokussierender Dipol für die Strahlablenkung benutzt. Alternativ könnte man die Forderung nach Doppelfokussierung aufgeben, um die Brennweite in x,y-Richtung unabhängig zu verändern. Dies würde allerdings den Einbau eines zusätzlichen Quadrupols bedingen oder den Einbau zweier unabhängiger Kollimatoren für die x,y-Richtung an unterschiedlichen z-Positionen. Da dies die Beschaffung eines zusätzlichen Magneten bzw. einen erhöhten Platzbedarf bedeutet, wurden diese Möglichkeiten nicht weiter verfolgt.

Der doppelfokussierende Ablenkmagnet ist ein Dipol mit symmetrischer Kantenfokussierung [81]. Der Ablenkwinkel θ beträgt 30° , der Kantenwinkel $\Psi = 7.63^\circ$. Da für die

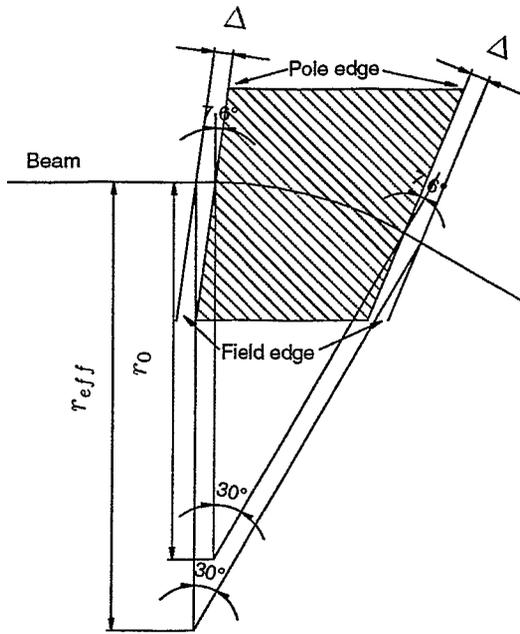


Abbildung 2.31: Geometrie des Dipols für Energiebreitenmessung $r_0=200.0$ mm, $r_{eff}=247.5$ mm

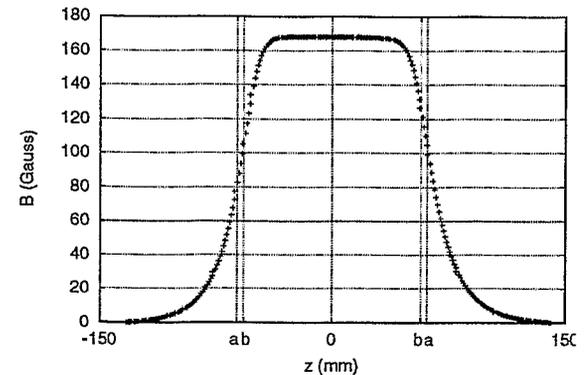


Abbildung 2.32: Feldprofil des Dipolmagneten, a: effektive Feldkante, b: Polschuhkante

relativ geringen Strahlenergien das erforderliche Magnetfeld mit 15 mT recht gering ist, sind die Anforderungen an die Stromversorgung moderat. Die Feldspulen wurden auf 300 Amperewindungen ausgelegt. Aufgrund der großen Spaltweite des Magneten von 25 mm bei relativ kurzer Polschuhlänge hat das Randfeld einen großen Einfluß auf den Ablenkradius des Magneten. Die effektive Feldlänge bestimmt sich nach $l_{eff} = \int dz B(z)/B_{max}$. Die Auswertung der gemessenen Feldprofile des Dipols ergibt, daß die effektive Feldlänge um einen Wert $2\Delta = 24.38$ mm länger ist als die Polschuhlänge des Magneten (siehe Abbildungen 2.31, 2.32). Daraus resultiert wiederum eine Vergrößerung des effektiven Ablenkradius auf $r_{eff} = 247.5$ mm.

Neben dem Feldprofil wurde ebenfalls die Erregungskurve des Dipols gemessen. Für einen Bereich zwischen 0 und 2000 mA Spulenstrom ergibt sich für das Dipolfeld $B(I)$:

$$B(I) = (0.822 \pm 0.001) \text{ mT} + (16.291 \pm 0.021) * 10^{-3} I - (2.43 \pm 0.10) * 10^{-8} I^2 \quad (2.23)$$

Hierbei ist B das Magnetfeld in mT und I der Spulenstrom in mA. Unklar ist der Ursprung der hohen Remanzfeldstärke von 0.82 mT. Da für den Magneten kohlenstoffarmes, weichmagnetisches Eisen verwendet wurde [82], sollte die Remanenzfeldstärke wenigstens einen Faktor 10 unter der gemessenen liegen. Ein systematischer Fehler, der diese Diskrepanz erklären würde, ist auszuschließen. Zudem konnten mit der gemessenen Erregungskurve die erwarteten absoluten Energiewerte reproduziert werden, was für die Zuverlässigkeit der Messung spricht. Für den Fehler bei der Messung der relativen Energiebreite ist die Remanenzfeldstärke als Fehlerquelle sekundär. Dieser wird durch den linearen Term in der Erregungskurve dominiert, der sich mit hoher Genauigkeit bestimmen läßt.

Durch den Kanten- und Ablenkwinkel und den effektiven Ablenkradius des Dipols sind die Transfermatrizen erster Ordnung in den beiden transversalen Strahlebenen vollständig

definiert. Für die Transfermatrix in der Ablenkebene (x-Ebene) gilt [13,35]:

$$\begin{aligned}
 M_x &= M_{Edge} \times M_{Dipol} \times M_{Edge} = \\
 &\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{\tan \Psi}{r} & 1 \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} \cos \theta & r \sin \theta \\ -\frac{1}{r} \sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{\tan \Psi}{r} & 1 \end{pmatrix} = \\
 &\begin{pmatrix} \frac{\cos(\theta-\Psi)}{\cos \Psi} & r \sin \theta \\ -\frac{\sin(\theta-2\Psi)}{r \cos^2 \Psi} & \frac{\cos(\theta-\Psi)}{\cos \Psi} \end{pmatrix} \quad (2.24)
 \end{aligned}$$

Entsprechend gilt für die transversale y-Ebene:

$$\begin{aligned}
 M_y &= M_{Edge} \times M_{Drift} \times M_{Edge} = \\
 &\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{\tan \Psi}{r} & 1 \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} 1 & r\theta \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{\tan \Psi}{r} & 1 \end{pmatrix} = \\
 &\begin{pmatrix} 1 - \theta \tan \Psi & r\theta \\ \frac{\tan \Psi}{r}(\theta \tan \Psi - 2) & 1 - \theta \tan \Psi \end{pmatrix} \quad (2.25)
 \end{aligned}$$

Unter Berücksichtigung der Dispersion des Dipols erhält man für die Bewegung eines Teilchens in der x,y-Ebene:

$$\begin{aligned}
 \begin{pmatrix} x \\ x' \\ \Delta p/p \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} M_{11}^x & M_{12}^x & r(1 - \cos \theta) \\ M_{21}^x & M_{22}^x & \sin \theta \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_0 \\ x'_0 \\ \Delta p/p \end{pmatrix} \\
 \begin{pmatrix} y \\ y' \\ \Delta p/p \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} M_{11}^y & M_{12}^y & 0 \\ M_{21}^y & M_{22}^y & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} y_0 \\ y'_0 \\ \Delta p/p \end{pmatrix} \quad (2.26)
 \end{aligned}$$

Durch Einsetzen der Parameter des Dipols folgt für die Transfermatrizen in den beiden Transversalebene:

$$\begin{aligned}
 M_x &= \begin{pmatrix} 0.9330 & 0.1237 m & 33.16 * 10^{-3} m \\ -1.04642 \frac{1}{m} & 0.9330 & 0.5 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \\
 M_y &= \begin{pmatrix} 0.9298 & 0.1296 m & 0 \\ -1.04451 \frac{1}{m} & 0.9298 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (2.27)
 \end{aligned}$$

Die relative Differenz der Matrizen M_x und M_y beträgt in den Elementen M_{11} , M_{12} und M_{22} weniger als 0.3% und ist damit für unsere Anordnung hinreichend gering. Der relative Unterschied im Element M_{12} von 5%, der aus der Differenz zwischen θ und $\sin \theta$ bei großen Winkeln resultiert (siehe Gleichungen 2.24, 2.25) und somit prinzipiell für jeden doppelfokussierenden Dipolmagneten besteht, transformiert sich am Ort des Strahlwaists zu:

$$M'_{12} = l M_{11} + M_{12} \quad (2.28)$$

Hierbei ist l die Länge der Driftstrecke von ca. 1000 mm. Die daraus resultierende Abweichung in der Komponenten M'_{12} beträgt 0.25%.

Das Auflösungsvermögen δ der Energiemessung läßt sich nun aus der Dispersion am Ort des Kollimators ermitteln. Diese beträgt $D(l) = r(1 - \cos \theta) + l \sin \theta$. Hierbei ist l die Länge der Driftstrecke zwischen Dipol und Kollimator ($l = 972 \text{ mm}$). δ ist durch das Verhältnis des Strahldurchmessers am Kollimator zur dispersiven Strahlaufweitung bestimmt. Der Radius des Strahlwaists r_w am Kollimator beträgt für einen Strahl mit einer Emittanz von $0.3 \pi \text{ mm mrad}$ ca. 0.25 mm . Daraus folgt:

$$\delta \geq \frac{2r_w}{D} = 1 * 10^{-3} \quad (2.29)$$

Bei einer Strahlenergie von 300 keV beträgt die Energieauflösung also 300 eV .

2.4.3 Meßergebnisse

Die im folgenden dargestellten Meßergebnisse zeigen die ersten Resultate der Inbetriebnahme der Meßapparatur. Sie beschränken sich auf getrennte Messungen der longitudinalen Phasenraumparameter Energiebreite und Bunchlänge. Dies hat im wesentliche zwei Gründe. Zum ersten muß bei einer getrennten Messung der beiden Phasenraumparameter der Strahl nur in jeweils einer Richtung am Kollimator 2 (siehe Abbildung 2.30) kollimiert werden. Daher ist der Strom am Faraday Cup wesentlich höher als bei gleichzeitiger Kollimation in beiden Transversalebene. Wie sich herausstellte, war das hohe Untergrundrauschen der Strommessung ($I \approx 100 \text{ nA}$) ein limitierender Faktor der Messungen. Dieses Problem kann in einem zweiten Optimierungsschritt der Apparatur durch einen rauscharmen Vorverstärker beseitigt werden.

Zum zweiten weist die Strahlführung eine Kreuzkorrelation zwischen den beiden Strahlenebenen auf, d.h., daß die Optimierung der Strahllage durch die Steerer nicht unabhängig in den beiden Transversalebene möglich ist. Dies ist eine Fortpflanzung des Problems der zu kleinen Maximalablenkung durch Steerer 1, wie es schon bei der Emittanzmessung diskutiert wurde. Daraus folgt eine unvollkommene Korrektur von Nullage und Winkel durch den Steerer 3 am Eintritt in den Dipol. Aufgrund dieses Problems ließ sich der Fokus in beiden Ebenen nicht gleichzeitig auf die Mittelposition des Kollimators ausrichten. Dieses Problem sollte mit dem Umbau von Steerer 1 behoben werden. Wünschenswert wäre darüber hinaus eine Möglichkeit zur Strahlpositionsmessung (OTR-Schirm) am Eingang des Dipols. Trotz dieser Beschränkungen konnten alle relevanten Strahlparameter zur Funktionsprüfung der RF-Gun erfaßt werden. Insbesondere erlaubt die Messung von Energiebreite und Bunchlänge einen Vergleich mit den entsprechenden Ergebnissen aus den PARMELA Simulationen.

Zur Messung des Energiespektrums des Strahls wurde der Strom am Faradaybecher in Abhängigkeit vom Strom des Dipols gemessen. Der Kollimator vor dem Faradaybecher ist dabei auf eine Spaltweite von $500 \mu\text{m}$ eingestellt. Zwischen der kinetischen Energie E_{kin} der im Faradaycup gemessenen Elektronen und der Magnetfeldstärke im Dipol gilt die Beziehung:

$$E_{kin}(eV) = \sqrt{(r_{eff} B c)^2 + E_0^2} - E_0 \quad (2.30)$$

Hiebei ist B die Magnetfeldstärke des Dipols in Tesla und E_0 die Ruheenergie des Elektrons in eV. Die Magnetfeldstärke folgt aus dem Spulenstrom und der Erregungskurve des Dipols (Gleichung 2.23).

Abbildung 2.33 zeigt eine Messung des Energiespektrums des Strahls bei maximaler vorlaufender HF-Leistung im RF-Gun Resonator und abgeschalteten Buncher. Hierdurch läßt sich die Beschleunigungsfeldstärke im RF-Gun Resonator näherungsweise bestimmen. Dabei

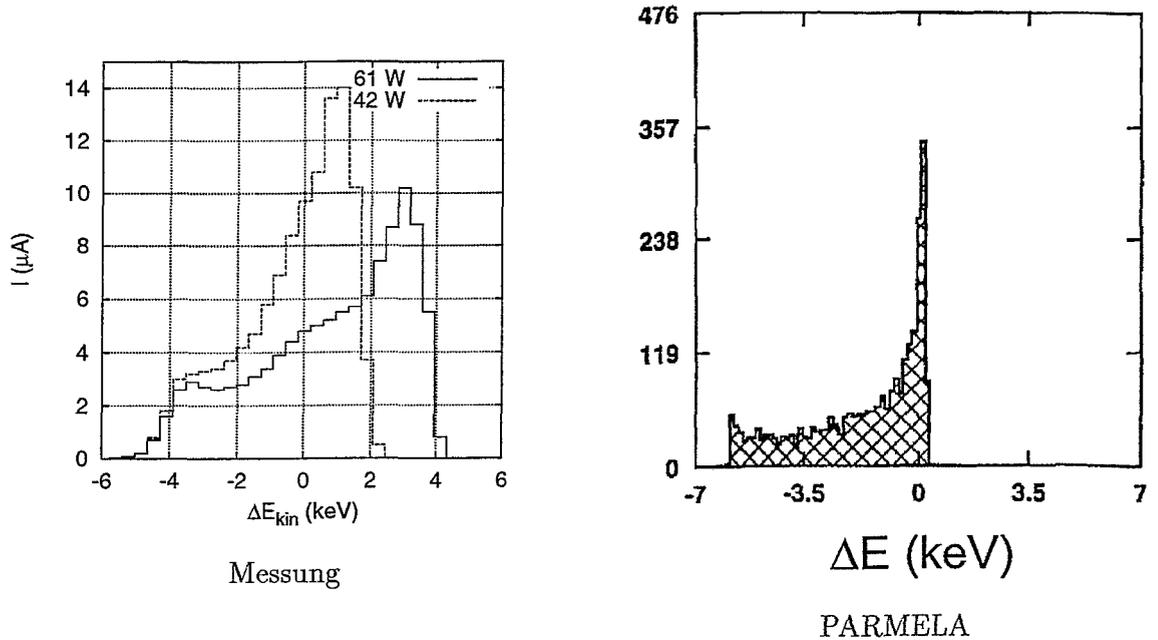


Abbildung 2.33: Energiebreitenmessung des RF-Gun Resonators ($\bar{E} = 290 \text{ keV}$)

kann die Energiebreite der Beschleunigungsfeldstärke im Resonator gleichgesetzt werden. Ein Vergleich mit der nebenstehenden PARMELA Simulation zeigt eine gute qualitative Übereinstimmung der beiden Spektren. Hierbei beträgt die integrale Beschleunigungsfeldstärke $\int dz E(z)$ der RF-Gun in der Simulation 7.5 keV , was 70% des Designwertes von 10.7 keV entspricht.

Problematisch ist die Ermittlung der realen Energiebreite des Strahls aus den gemessenen Werten. Das für zwei verschiedene Beschleunigungsfeldstärken gemessene Spektrum in Abbildung 2.33 zeigt gegenüber dem theoretisch erwarteten einen breiten Verlauf an den Rändern. Als Randbereich sei der Abfall des Spektrums von den beiden lokalen Maxima links und rechts zum Wert Null definiert. Aus dem Auflösungsvermögen des Spektrometers ließe sich eine Aufweitung bis 0.3 keV erklären, wogegen der gemessene Verlauf im niedereenergetischen Bereich mit 1 keV erheblich breiter ist. Eine mögliche, aber nicht quantitative Erklärung, ist die schon zuvor erwähnte nicht optimale Justierung des Strahls im Dipol. Zieht man zur Bestimmung der Energiebreite den Abstand der beiden Maxima heran, so gelangt man zu einem Wert von $6.8 \pm 0.4 \text{ keV}$, was 63% des Designwertes entspricht.

Dies läßt sich mit den aus den HF-Parametern resultierenden Werten vergleichen. Die integrale Beschleunigungsfeldstärke im Resonator beträgt bei kritischer Einkopplung und vernachlässigbarer Strahlleistung:

$$\int dz E(z) \approx 13.05 \cdot 10^{-3} \text{ kV} \sqrt{P_{\text{vor}} (\text{Watt}) Q_0} \quad (2.31)$$

Bei einem Q_0 des RF-Gun Resonators von 5700 und einer vorlaufenden HF-Leistung von 60 W ergibt sich daraus eine Beschleunigungsfeldstärke von 7.6 kV . Dieser Wert liegt um 12% über dem gemessenen Wert. Betrachtet man die vielen bei der HF-Messung eingehenden Unsicherheiten, insbesondere daß der Resonator ohne Amplitudenstabilisierung läuft, so können die Resultate der HF-Messung als Bestätigung der Energiespektren gewertet werden.

In Abbildung 2.34 ist die Energiebreite des Strahls in Abhängigkeit von der vorlaufenden HF-Leistung P_{for} dargestellt. Es zeigt sich der erwartete lineare Zusammenhang

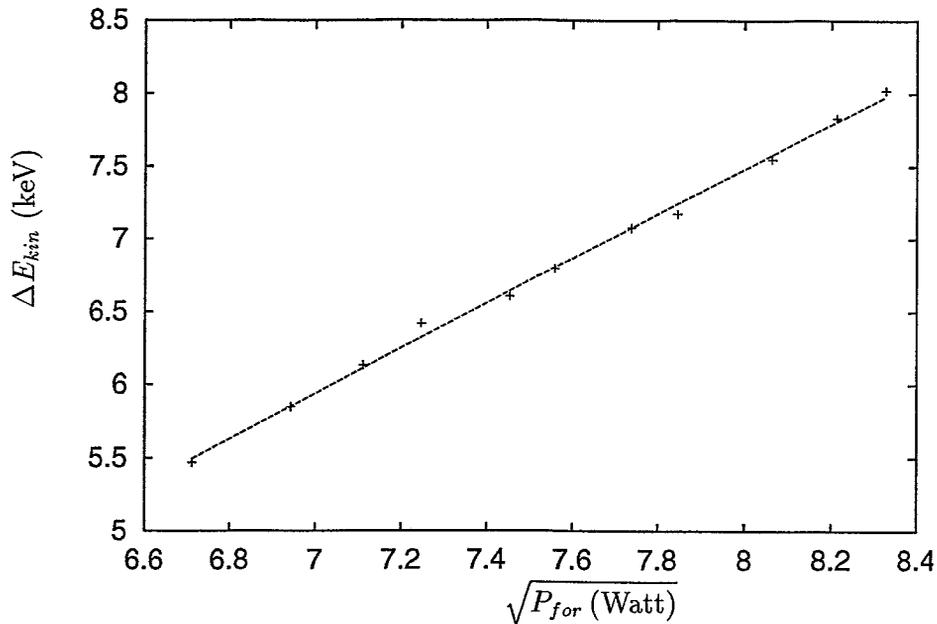


Abbildung 2.34: Energiebreite des Strahls nach dem RF-Gun Resonator in Abhängigkeit von der vorlaufenden Leistung P_{for}

zwischen ΔE und $\sqrt{P_{for}}$. Trotz der guten linearen Korrelation ist die Absoluteichung des Beschleunigungsgradienten im RF-Gun Resonator nach dieser Methode problematisch. Bei der Messung der Energiebreite ΔE wurde der Abstand zwischen den beiden lokalen Maxima im Spektrum zugrundegelegt. Diese Definition ist willkürlich und daher mit einem großen systematischen Fehler behaftet. Setzt man für diesen Fehler die Breite des Übergangsbereiches des Spektrums an, so muß bei der Eichung des Beschleunigungsgradienten in der RF-Gun mit einem Fehler von ± 1 keV gerechnet werden.

Betrachtet man das Energiespektrum nach durchlaufen des Bunchers (Abbildung 2.35), so zeigt sich eine absolute Energiebreite von 8 keV. Allerdings wurde der Resonator mit einer vorlaufenden Leistung von 20 W betrieben. Dies entspricht 25% des Designwertes oder 50% des optimalen Beschleunigungsgradienten. Die Amplituden und Phasenwerte des Bunchers wurden auf eine minimale Bunchlänge hin optimiert. Bei der Bewertung des Energiespektrums muß in Betracht gezogen werden, daß der Buncher zu dieser Zeit aufgrund der schon beschriebenen mechanischen Probleme ohne Tuner betrieben werden mußte. Daher sind die Amplituden und Phaseneinstellungen nicht langzeitstabil.

Gegenüber den aus den Optimierungsrechnungen erhaltenem Energiespektrum weist die Messung aus Abbildung 2.35 einen signifikant flacheren Verlauf auf. Die optimale Energieverteilung im Bunch wird also nicht erreicht. Trotz dieses Problems konnte eine Bunchlänge von 8 ps gemessen werden. Hierbei bezieht sich dieser Wert auf die gemessene Halbwertsbreite. Die in den Abbildungen 2.36 und 2.37 dargestellten Ergebnisse zeigen eine gute Übereinstimmung mit der PARMELA Simulation (Abbildung 2.37 rechts). Jedoch zeigt sich, daß der Bunch gegenüber den Simulationsergebnissen einen unverhältnismäßig langen Schwanz hat, welcher sich bis 50 ps hinter dem Maximum fortsetzt (Abbildung 2.36 links).

Dies ist offenbar eine Folge des zu niedrigen Beschleunigungsgradienten des RF-Gun

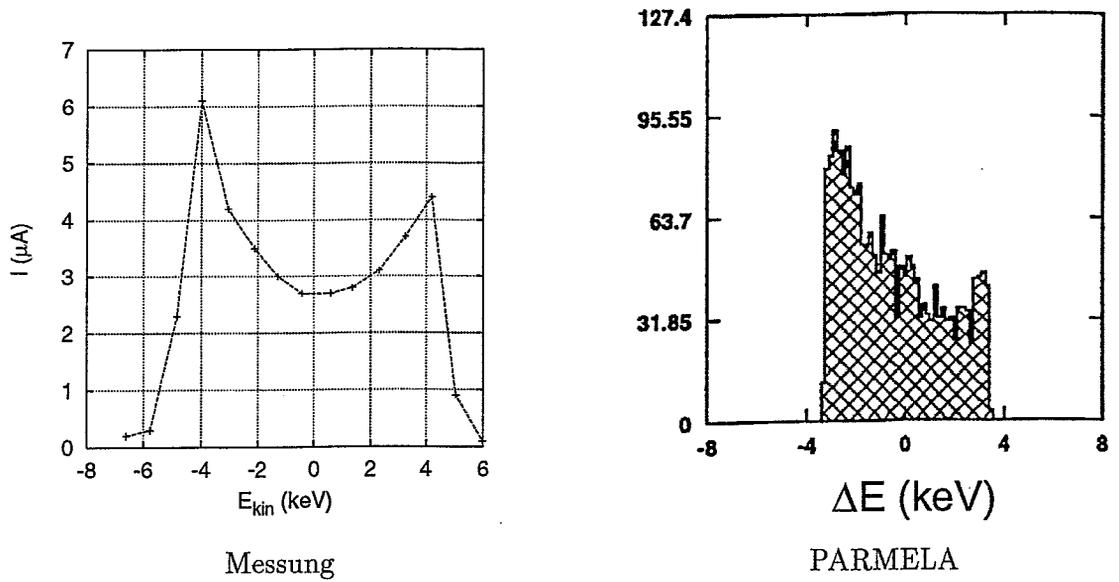


Abbildung 2.35: Energiebreitenmessung RF-Gun und Buncher Resonator ($\bar{E} = 290$ keV)

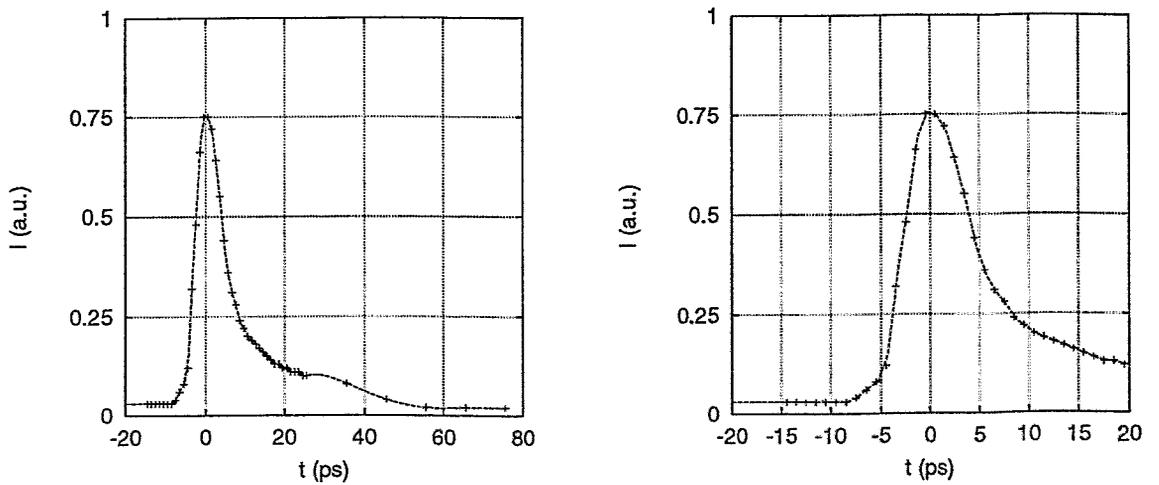


Abbildung 2.36: Ergebnisse der Bunchlängenmessung (rechts Ausschnitt)

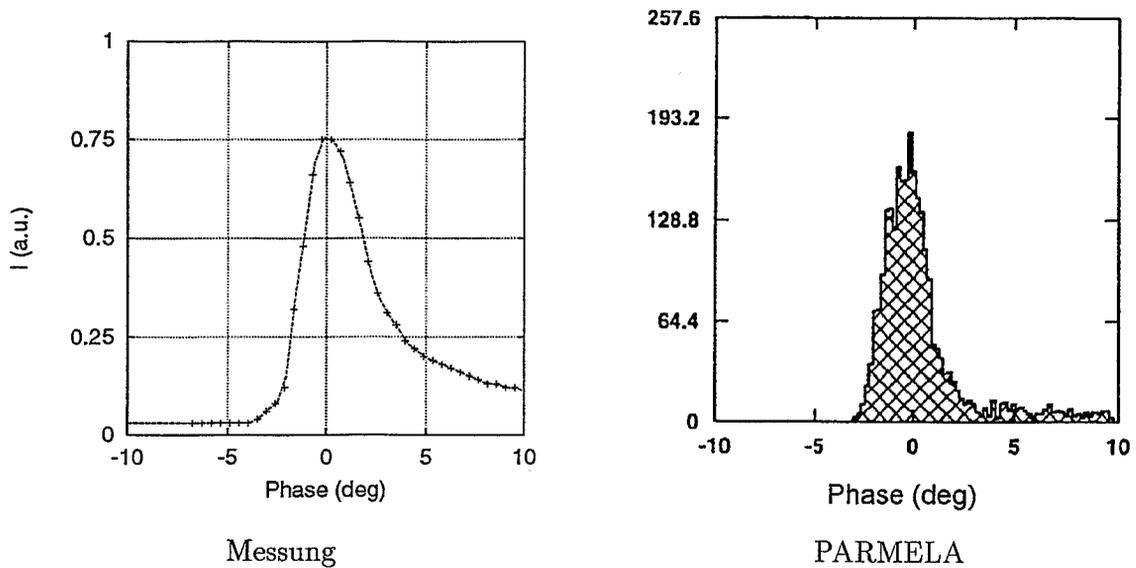


Abbildung 2.37: Vergleich der Bunchlängenmessung mit der PARMELA Simulation

Resonators. Dadurch kann der longitudinale Phasenraum nicht mehr optimal für die nachfolgende Bunchkompression in der Driftstrecke angepaßt werden. Zwar kann durch eine geeignete Einstellung der Amplitude und Phase des Buncherresonators das aus den Optimierungsrechnungen folgende Energiespektrum nahezu reproduziert werden, allerdings beträgt die Beschleunigungsfeldstärke im Buncher bei dieser Einstellung nur ca. 50% des aus den Optimierungsrechnungen erhaltenen Designwertes. Somit differieren die Einstellungen beider Resonatoren in ihren Beschleunigungsfeldstärken noch erheblich von den numerisch erhaltenen Optimalwerten.

Zur Lösung dieses Problems ist eine Neuanfertigung des RF-Gun Resonators zur Verbesserung des Gütewertes angeraten. Daß mit vakuumgelöteten Kupferresonatoren ohne weiteres 95% des Designgütewertes erreicht werden können, haben die Ergebnisse am Kickerresonator gezeigt. Zusammen mit einer verlustarmen Zuleitung und Einkopplung in den Resonator (z.Z. betragen die Leitungsverluste $\approx 25\%$) sollte die erforderliche Beschleunigungsfeldstärke von 10.6 kV im RF-Gun Resonator erreichbar sein. Alternativ dazu könnte die Bunchlänge mittels eines Strahlschoppers verkürzt werden. Hierbei könnte der schon zur Bunchlängenmessung vorhandene TM_{110} -Resonator mitsamt HF-Versorgung benutzt werden. Da der größte Teil des Bunches innerhalb der Halbwertsbreite von 8 ps komprimiert ist, kann dies ohne einen großen Verlust an Strahlstrom geschehen.

Ein weiteres Problem ist ein Phasenjitter, der sich bei der Bunchlängenmessung gezeigt hat. Abbildung 2.38 zeigt eine Projektion von 128 Bunchlängenmessungen, die über einen Zeitraum von ca. 1 min aufgenommen wurden. Hierbei auf der y-Achse die Zeitskala (ungeeicht) abgetragen und der Grauwert ist proportional dem am Faradaycup gemessenen Strom. Deutlich zeigt sich eine sinusförmige Schwankung des Bunchmaximums auf der Zeitskala. Die zeitliche Verschiebung zwischen zwei Extrema beträgt ca. 2-4 ps. Dieser Phasenjitter konnte auf den automatischen Tuner des RF-Gun Resonators zurückgeführt werden. Ein kurzzeitiges Abschalten des Tuners, was bei thermischer Stabilisierung des Resonators möglich ist, konnte den Phasenjitter beseitigen.

Bisher ist der physikalische Zusammenhang zwischen Tunerbewegung und Phasenjitter nicht vollständig geklärt. Einen möglichen Beitrag liefert die durch den Tuner verursachte

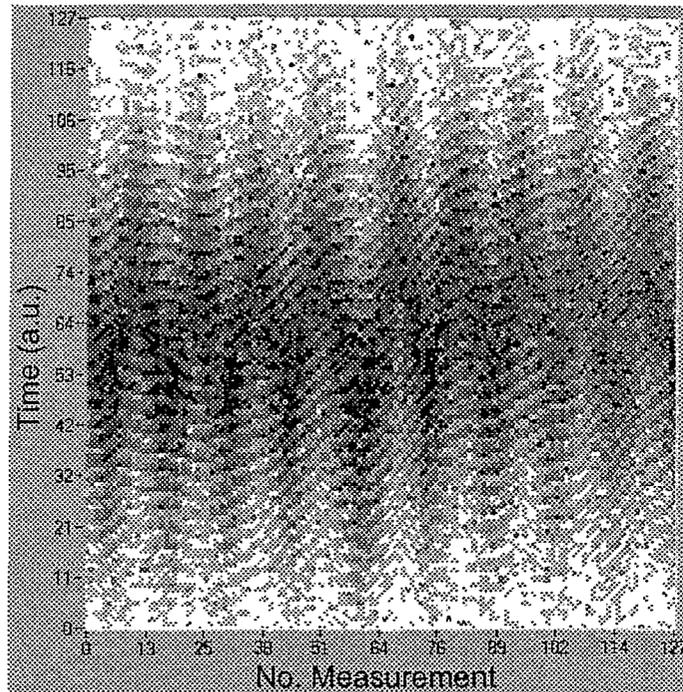


Abbildung 2.38: Phasenjitter des Bunches

Längenänderung des Beschleunigungsspalt zwischen Kathode und Iris des RF-Gun Resonators. Diese kann mit ca. $5 \mu\text{m}$ abgeschätzt werden. Die mittlere Geschwindigkeit v der Elektronen im RF-Gun Resonator beträgt ca. $v = L_{\text{gap}}/(\tau/2) = 7.8 \cdot 10^6 \text{ m/s}$, wobei die Spaltweite $L_{\text{gap}} = 3 \text{ mm}$ beträgt und τ die Periodendauer der HF-Schwingung ist. Daraus folgt, daß die Tunerbewegung schon eine Laufzeitdifferenz von 0.6 ps verursacht. Dies ist allerdings noch zu gering, um den gemessenen Effekt völlig zu erklären.

2.5 Zusammenfassung der Meßergebnisse

Die bisher erzielten Meßergebnisse zeigen, daß die Glühkathoden RF-Gun die Vorgaben für den ELBE cw Injektor [2] in den Punkten Emittanz, Energiebreite und Bunchlänge bei mittleren Strahlströmen bis $120 \mu\text{A}$ erreicht. Die erzielte Emittanz beträgt $0.23 \pm 0.08) \pi \text{ mm mrad}$ bei einem mittleren Strahlstrom von $80 \mu\text{A}$. Messungen bei höheren Strahlströmen stehen aufgrund der begrenzten thermischen Belastbarkeit des zur Verfügung stehenden OTR-Targets noch aus. Die Messungen ergaben eine Energiebreite von $8 \pm 1 \text{ keV}$ und eine Bunchlänge von $8 \pm 1 \text{ ps}$ (FWHM). Bei diesen Messungen konnten, begrenzt durch die maximal erlaubte Dosisleistung im Versuchsraum, Strahlströme bis $120 \mu\text{A}$ gefahren werden. Der Vergleich mit den Designwerten des ELBE cw Injektors ist in Tabelle 2.4 zu finden.

Als kritisch erwies sich die Stabilisierung des Strahlstroms bei $I \geq 150 \mu\text{A}$. Aufgrund der Aufheizung der Kathode durch rückbeschleunigte Elektronen kommt es zu einem selbstverstärktem Anwachsen des Strahlstroms, der eine aktive Regelung des Kathodenheizstroms in Abhängigkeit vom Strahlstrom notwendig macht. Mit einer einfachen analogen Begrenzungsregelung konnte ein stabiler Strahlstrom bis $I = 400 \mu\text{A}$ erreicht werden. Messungen

	Meßwert	ELBE Injektor
rms Emittanz (π mm mrad)	0.23 ± 0.08 @ $80 \mu\text{A}$	0.2 @ $200 \mu\text{A}$
Energiebreite (keV)	8 ± 1 @ $120 \mu\text{A}$	8
Bunchlänge (ps)	8 ± 1 @ $120 \mu\text{A}$	9

Tabelle 2.4: Vergleich der Meßwerte mit den Designwerten des ELBE cw-Injektors

der transversalen und longitudinalen Strahlparameter konnten bei Strömen $\geq 120 \mu\text{A}$ wegen der zuvor genannten Gründe nicht durchgeführt werden. Allerdings zeigen die Ergebnisse der PARMELA Simulationen bei einem Strahlstrom von $400 \mu\text{A}$ nur ein geringes Anwachsen der Transversalemittanz auf 0.4π mm mrad. Der zu erwartende Einfluß eines höheren Strahlstroms auf die longitudinalen Strahlparameter ist ebenfalls gering. Die vom Strahlstrom dissipierte HF-Leistung liegt selbst bei Strömen von 1 mA unterhalb 10% der gesamten HF-Verluste im Resonator. Dadurch ist eine starke Rückkopplung zwischen HF-Versorgung und Elektronenstrahl und dadurch verursachten Instabilitäten unwahrscheinlich.

Da die Güte des RF-Gun Resonators mit $Q_0 = 5700$ nur 65% des Sollwertes beträgt, konnte nicht die volle Beschleunigungsfeldstärke im Resonator erreicht werden. Die Energiebreite des Strahls hinter der RF-Gun liegt daher nur bei 6.8 ± 0.4 keV anstatt der angestrebten 10.6 keV. Trotz dieser Differenz konnte die Phase des Bunchers so angepaßt werden, daß bei einer Beschleunigungsspannung im Buncher von ca. 7 kV (50% der Sollfeldstärke), eine minimale Bunchlänge von 8 ps (Halbwertsbreite) erreicht werden konnte. Allerdings weist der Strahl einen signifikanten Ladungsanteil im Schwanz des Bunches auf, der sich bis 50 ps nach dem Bunchmaximum erstreckt (Abbildung 2.36). Dies ist eine Folge der geringen Beschleunigungsfeldstärke im RF-Gun Resonator, da hierdurch der Strahl nicht mehr optimal bebuncht werden kann. Die Fertigung eines verbesserten Resonators mit höherer Güte sollte dieses Problem beheben.

Die bisherigen Meßergebnisse zeigen, daß die RF-Gun die grundlegenden Strahlparameter für den Einsatz als cw Injektor des Beschleunigers ELBE liefern kann. Für den praktischen Einsatz sind allerdings noch technische Aufrüstungsarbeiten durchzuführen. Dies betrifft den schon angesprochenen RF-Gun Resonator mit einer höheren Güte. Desweiteren muß ein neuer Tuner für den Buncher entworfen werden, da der z.Z im Einsatz befindliche nur einen Tuningbereich von 250 kHz erreicht, was unterhalb der thermischen Frequenzdrift des Resonators liegt. Eine Amplitudenstabilisierung der Beschleunigungsfeldstärke in den einzelnen Resonatoren über einen Regelkreis zwischen Pick-up Antennen und HF-Versorgung ist für einen stabilen Dauerbetrieb der RF-Gun als Injektor unerlässlich. Zusätzlich sollte die magnetische Ablenkung am Steerer 1 durch elektrostatische Ablenkplatten innerhalb des Strahlrohrs ersetzt werden. Nach diesen Modifikationen steht nach den bisherigen Ergebnissen dem Einsatz der RF-Gun als cw Injektor für den Beschleuniger Elbe nichts mehr im Wege.

Kapitel 3

Die supraleitende Photokathoden RF-Gun

Nachdem in den vorangehenden Kapiteln der Aufbau und die Messungen an einer Glühkathoden RF-Gun vorgestellt wurden, wird im folgenden die Konzeption einer supraleitenden Photokathoden RF-Gun behandelt. Ziel unserer Arbeiten auf diesem Gebiet ist es, die mit Photokathoden RF-Guns erzielten hohen Brillanzen und geringen Emittanzen für im cw-Betrieb arbeitende Beschleuniger nutzbar zu machen.

Photokathoden RF-Guns gehören heute zu dem am weitesten entwickelten wie auch technisch anspruchvollstem Injektortyp für Elektronenbeschleuniger [4]. Speziell für Anwendungen, bei denen es auf hohe Peakströme und geringe transversale Emittanzen ankommt, wie Free Electron Laser (FEL) und Linear Collider [15], gewinnen Photokathoden RF-Guns eine immer größere Bedeutung. Gegenüber supraleitenden Beschleunigern, die im cw-Betrieb oder wenigstens mit hohen Makropulslängen arbeiten, weisen normaleitende RF-Guns jedoch ein sehr viel geringeres Tastverhältnis im Bereich von $10^{-6} - 10^{-5}$ [4] auf. Durch die hohen HF-Verluste der Beschleunigungsresonatoren sind für sie dieselben thermischen Begrenzungen ausschlaggebend wie für andere normaleitende Beschleunigerstrukturen.

Um diese Barriere zu überwinden, werden z.Z. zwei Ansatzpunkte verfolgt. Der erste basiert auf der Weiterentwicklung konventioneller RF-Guns mit normaleitenden Resonatoren. Da sich die HF-Verluste des Resonatormaterials Kupfer kaum verringern lassen, muß die Abfuhr der entstehenden Verlustwärme verbessert werden. Dieser Weg wird von den Projekten bei Grumman [83], Boeing [84] und an der TESLA Test Facility [15] eingeschlagen. Hierbei ist der mechanische Entwurf der Resonatoren auf die thermische Ausdehnung, Stabilität und einen hohen Durchfluß durch die Kühlkanäle hin zu optimieren. Bei der Verwendung von Druckwasser als Kühlmedium liegen die erzielten Tastverhältnisse im Bereich von $10^{-3} - 10^{-2}$ (TESLA, Grumman). Der bisherige Rekordwert wurde im Boeing Experiment mit einem Tastverhältnis von 0.25 erreicht [84]. Es ist jedoch zu bezweifeln, daß sich dieser Wert im normalen Beschleunigerbetrieb auf Grund der großen Kühlprobleme über einen längeren Zeitraum aufrecht erhalten läßt [85]. Überdies ist der Wirkungsgrad bei normaleitenden RF-Guns gering, da der weitaus größte Teil der HF-Leistung in Wärme und nicht in kinetische Energie des Elektronenstrahls umgesetzt wird. Daraus folgt neben den hohen Energiekosten vor allem ein hoher Investitionsaufwand für die erforderlichen HF-Generatoren.

Der zweite Ansatzpunkt ist die direkte Synthese einer Photokathoden RF-Gun mit supraleitenden Beschleunigungsresonatoren. Dieser Weg verspricht die Vorteile beider Technologien miteinander zu vereinen und somit einen cw Elektroneninjektor hoher Brillanz zu

ermöglichen. Eine Projektstudie für einen solchen Injektor wurde erstmalig von H. Piel et al. [86] im Jahr 1988 vorgestellt. Diese supraleitende RF-Gun bestand aus einem 500 MHz Reentrantresonator aus Niob, in dem eine Cs₃Sb-Photokathode betrieben werden sollte. Nach dieser Studie folgten eine Reihe weiterer Veröffentlichungen anderer Autoren zu diesem Thema [87–90], die sich allerdings kaum mit den konstruktiven Details beschäftigten. Einzig die erstgenannte Studie führte zu einem Experiment an der Universität Wuppertal [5, 91], um die konstruktive Problematik näher zu studieren.

Basierend auf den Ergebnissen dieses Experiments wurde Anfang 96 die Drossel Kollaboration zwischen dem Forschungszentrum Rossendorf und dem Budker Institut in Novosibirsk ins Leben gerufen, um die Entwicklung einer supraleitenden RF-Gun voranzutreiben. Die ersten Meilensteine dieser Kollaboration sind die Entwicklung eines neuartigen Entwurfs, der den speziellen thermischen, kryogenischen und hochfrequenztechnischen Problemen eines solchen Injektors Rechnung trägt. Diesem Entwurf folgte die Fertigung eines halbzelligen Niobresonators, der im Oktober 97 fertiggestellt wurde. Ziel ist es, an diesem Testresonator die Durchführbarkeit unseres Entwurfskonzeptes experimentell zu verifizieren.

3.1 Aufbau einer supraleitenden RF-Gun

Die Idee, eine Photokathoden RF-Gun mit einem supraleitenden Resonator zu versehen, impliziert eine Reihe von Problemen aber auch Entwicklungsmöglichkeiten, die ausführlicher diskutiert werden müssen. Ein zentrales Problem, das gelöst werden muß, ist die Halterung der Photokathode im supraleitenden Resonator. Hierbei muß die Kathode beweglich im Resonator gehalten sein, um den Transfer der Kathode unter Vakuum zwischen dem Resonator und der Photokathodenpräparationskammer zu ermöglichen. Bei der Konstruktion sind die besonderen Umgebungsbedingungen im supraleitenden Resonator bzgl. HF-Feld und Tieftemperatur zu beachten. Neben diesen Problemen, muß die Wechselwirkung der Photokathode mit dem supraleitenden Resonator bei hohen Beschleunigungsfeldstärken in Betracht gezogen werden. Diese Punkte können in vier zentralen Problemstellungen zusammengefaßt werden:

1. Die im supraleitenden Resonator durch die Photokathode verursachte Wärmelast
2. Die durch die Kathode und Halterung verursachten HF-Verluste im Resonator
3. Die mögliche Kontamination des Resonators durch das Photokathodenmaterial
4. Die Stabilität der Photokathode bei hohen Feldstärken im cw-Betrieb

Zur Lösung der ersten beiden Punkte wurde eine Kathodenhalterung entwickelt, die die Kathode vom übrigen Resonator thermisch isoliert. Abbildung 3.1 zeigt eine schematische Zeichnung des in Zusammenarbeit mit dem Budker Institut in Novosibirsk entwickelten halbzelligen supraleitenden Testresonators. Hier erkennt man, daß die Kathode in einem Miniaturkryostaten innerhalb der rückwärtigen Zuführungsleitung zur Präparationskammer gehalten wird. Sie wird durch einen unabhängigen Kühlkreislauf von außen gekühlt, so daß die an der Kathode anfallende Wärmelast nicht auf Tieftemperaturniveau abgeführt werden muß.

Die an der Kathode anfallende Wärmelast wird bestimmt durch die dielektrischen HF-Verluste im Photokathodenmaterial. Das Wuppertaler SPEQ-Experiment [5] hat gezeigt, daß die spezifische Leitfähigkeit von Cs₃Sb $\sigma = \omega \epsilon' \tan(\delta) = 0.045 \text{ A/Vm}$ beträgt. Dieser

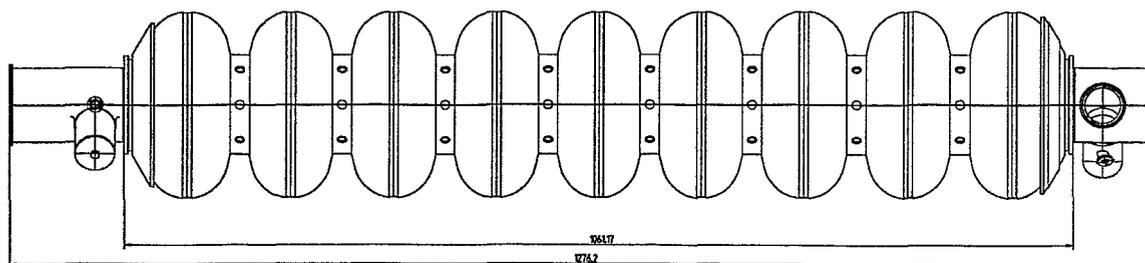


Abbildung 3.2: Neunzellige supraleitende TESLA-Beschleunigerstruktur

Stempel und den ihn umgebenden Resonatorteilen anzulegen. Dadurch soll eine resonante Elektronenvervielfachung (Multipacting) [92] in der Koaxialleitung vermieden werden.

Die beiden letztgenannten Punkte der Aufzählung wurden schon zu weiten Teilen durch das Wuppertaler SPEQ Experiment untersucht. In den Untersuchungen konnte keine dauerhafte Kontamination des Resonators durch das Photokathodenmaterial (Cs_3Sb) festgestellt werden. Dies betrifft sowohl eine Reduzierung der Resonatorgüte als auch mögliche durch Photokathodenmaterial induzierte Feldemitter. Nach dem Betrieb von Cs_3Sb Photokathoden konnten maximale Oberflächenfeldstärken bis 18 MV/m im Resonator erreicht werden. Dieser noch recht beschränkte Wert muß vor dem Hintergrund gesehen werden, daß keine Reinraummontage des Resonators in den Kryostaten möglich war. Ein größeres Problem des Experiments war der stabile Betrieb der Photokathode bei hohen Feldstärken. Durch Feldemission an der Kathode waren die maximalen Kathodenfeldstärken auf $5\text{-}7 \text{ MV/m}$ begrenzt. Dies ist auf die hohe Oberflächenrauigkeit des verwendeten unpolierten Substrats zurückzuführen. Die zu einem späteren Zeitpunkt durchgeführten Experimente an der Photokathoden RF-Gun des APLE Beschleunigers [84] ergaben eine maximale Kathodenfeldstärke von 26 MV/m mit einer K_2CsSb Kathode und einem Tastverhältnis von 25%. Insgesamt können diese Resultate als positiv für die Realisierbarkeit einer supraleitenden RF-Gun gewertet werden.

Die Konstruktion des halbzelligen supraleitenden Testresonators (Abbildung 3.1) berücksichtigt die bisherigen Ergebnisse des SPEQ-Experiments. Zugleich bietet die neu konstruierte Kathodenhalterung eine Lösung der thermischen und HF-technischen Probleme bei Betrieb einer Halbleiterphotokathode innerhalb eines supraleitenden Resonators. Die Resonatorform ist allerdings noch nicht auf die Erzeugung eines Elektronenstrahls hoher Brillanz ausgelegt. Bei der Konstruktion war die Verfügbarkeit bereits vorhandener supraleitender Resonatortechnologie ein wichtiger Gesichtspunkt, da ein schnelle Realisierbarkeit eines Experiments zum Test der Konstruktion im Vordergrund stand. Daher wurde bei der Resonatorform auf das Design des für das TESLA-Projekt [9] entwickelten supraleitenden Resonatoren zurückgegriffen. Somit besteht die Möglichkeit, bereits vorhandene oder in Planung befindliche Infrastruktur zum Bau und zur Präparation des Resonators zu nutzen.

3.1.1 HF-technische Auslegung des Resonators

Der Testresonator basiert auf der Form einer Endhalbzelle der neunzelligen TESLA Beschleunigerstruktur (Abbildung 3.2). Diese wurde am Zellenäquator verkürzt und über einen

elliptischen Bogen mit einer konischen Rückwand versehen. Dadurch konnte die für RF-Guns typische halbzellige Struktur bei Beibehaltung der Beschleunigergrundfrequenz von 1.3 GHz erhalten werden. Das Verhältnis zwischen maximaler Oberflächenfeldstärke und Kathodenfeldstärke beträgt 1.07, wobei das Feldmaximum an der der Kathode gegenüberliegenden Iris erreicht wird. Der supraleitende Koaxialfilter zur Reduzierung der Transmissionsverluste über den Kathodenstempel ist mittels eines Übergangsstückes mit der Resonatorrückwand verbunden. Beide Baugruppen sind aus hochwärmeleitfähigem Niob mit einem Restwiderstandsverhältnis von $RRR \approx 300$ gefertigt. Der Kathodenstempel besteht aus sauerstoffarmem Kupfer und sitzt vom supraleitenden Resonator thermisch und elektrisch isoliert in einer mit einem separaten Kühlkreislauf versehenen Halterung.

Für ein besseres Verständnis der HF-technischen Auslegung des Resonators müssen die einzelnen HF-Verlustbeiträge gesondert betrachtet werden. Die belastete Güte Q_l des Resonators ohne Strahl- und Einkopplungsverluste setzt sich aus vier Beiträgen zusammen:

$$\begin{aligned} \frac{1}{Q_l} &= \sum_i \frac{P_i}{\omega W} = \sum_i \frac{1}{Q_i} \\ &= \frac{1}{Q_{wall}} + \frac{1}{Q_{stem}} + \frac{1}{Q_{pl}} + \frac{1}{Q_{trans}} \end{aligned} \quad (3.2)$$

Hierbei sind P_i die einzelnen HF-Verlustbeiträge, die sich wiederum als Summe der reziproken Partialgüten Q_i darstellen läßt. Q_{wall} und Q_{stem} wird durch die resistiven HF-Verluste im supraleitenden Resonator einschließlich Filter und dem Kathodenstempel bestimmt. Q_{pl} beschreibt die dielektrischen Verluste im Photokathodenmaterial. Q_{trans} wiederum beinhaltet die Transmissionverluste durch die von Kathodenstempel und Resonator gebildete Koaxialleitung. Wie man aus Gleichung 3.2 erkennen kann, verhält sich die belastete Güte Q_l zu den Partialgüten analog wie der Gesamtwiderstand eines Parallelwiderstandnetzwerks zu seinen Teilwiderständen. Ziel ist es, Q_l zu maximieren, d.h., daß die belastete Güte von der kleinsten Partialgüte bestimmt wird. Für die Partialgüten Q_{wall} und Q_{stem} gilt:

$$Q_{wall} = \frac{G_{wall}}{R_s(\text{Nb}, 1.3 \text{ GHz}, 2 \text{ K})} \quad (3.3)$$

$$Q_{stem} = \frac{G_{stem}}{R_s(\text{Cu}, 1.3 \text{ GHz}, 77 \text{ K})} \quad (3.4)$$

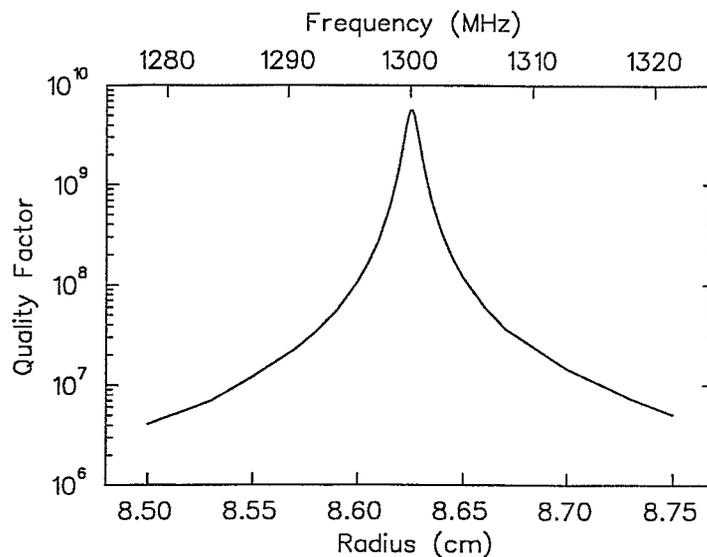
Hierbei ist R_s der spezifische Oberflächenwiderstand und G der Geometriefaktor des Resonators bzw. des Kathodenstempels (siehe Gleichung 1.16). Q_{pl} bestimmt sich wiederum aus den dielektrischen Verlusten in der Photokathode.

$$Q_{pl} = \frac{\frac{1}{2}\omega\epsilon_0 \int_V dV E^2}{\frac{1}{2}\omega\epsilon \tan(\delta) \int_S dS E^2} \approx \frac{2\omega}{\sigma\pi r^2 d} \frac{W}{E_{cath}^2} \quad (3.5)$$

Die verschiedenen HF-Parameter wurden mittels der Feldberechnungsprogramme SUPERLANS [93] und SUPERFISH [56] ermittelt. Die Resultate sind in Tabelle 3.1 wiedergegeben. Von besonderer Wichtigkeit für die Konstruktion des Testresonators ist der hohe Geometriefaktor des Kathodenstempels von $3.5 \text{ M}\Omega$. Dieser resultiert daraus, daß in der Region des Stempels fast ausschließlich elektrische und wenig magnetische Feldkomponenten vorhanden sind. Daher sind die resistiven HF-Verluste durch induzierte Wandströme gering. Trotz des um fünf Größenordnungen höheren Oberflächenwiderstandes von Kupfer ($R_s(\text{Cu}, 1.3 \text{ GHz}, 77 \text{ K}) = 2 \text{ m}\Omega$) gegenüber dem des Niobs ($R_s(\text{Nb}, 1.3 \text{ GHz}, 2 \text{ K}) = 30 \text{ n}\Omega$) kann für diesen

HF-Parameter	
Frequenz	1300 MHz
Mode	TM ₀₁₀
G_{wall}	187 Ω
G_{stem}	3.5 M Ω
E_{cath}^2/W	715 (MV/m) ² /J
E_{peak}/E_{cath}	1.07
E_{cath}/H_{peak}	$4.51 * 10^{-4} \frac{MV/m}{A/m}$

Tabelle 3.1: HF-Parameter des Testresonators

Abbildung 3.3: Filtertransmission: $Q = Q_{wall}Q_{trans}/(Q_{wall} + Q_{trans})$

Resonatorteil ein Normalleiter verwendet werden, ohne die belastete Güte Q_l zu stark zu erniedrigen. Die sich aus den vorgenannten Werten ergebenden Partialgüten betragen für $Q_{wall} = 6 * 10^9$ und $Q_{stem} = 1.7 * 10^9$. Die größte Gütebelastung wird durch die Photokathode selbst verursacht. Ihre Partialgüte beträgt bei den genannten Schichtparametern (Durchmesser: 5 mm, Dicke: 50 nm, $\sigma=0.045$ A/Vm) $Q_{pl} = 5.2 * 10^8$.

Für die Berechnung der Transmissionsverluste werden die komplexen Feldberechnungsfunktionen der vorgenannten Programme benötigt. Um die Transmission durch den Filter zu simulieren, wurde hinter diesem ein koaxiales Leitungsstück mit ideal angepaßtem Abschlußwiderstand eingefügt. Die Frequenzänderung des Filters wurde dadurch simuliert, daß der Filterradius variiert wurde. Damit läßt sich die gekoppelte Güte $Q = Q_{wall} * Q_{trans}/(Q_{wall} + Q_{trans})$ des Systems aus Filter und Resonator inklusive der Transmissionsverluste berechnen. Die Resultate sind in Abbildung 3.3 wiedergegeben. Diese beschränken sich auf die erste supraleitende Filterstufe. Setzt man als Richtwert der gekoppelten Güte einen Wert von $Q \geq 1 * 10^9$ an, um in den Bereich der anderen Partialgüten zu kommen, so erreicht man eine Filterbandbreite von 2.2 MHz. Die nachfolgenden normalleitenden Filterstufen wurden analytisch berechnet und erhöhen die Bandbreite auf 10 MHz [94]. Legt man für den Tunigbereich einer supraleitenden RF-Gun den Wert der neunzelligen TESLA-Beschleunigerstrukturen von 0.6 MHz zugrunde ([9], Bd.1, S.304), so beträgt die Bandbreite

der ersten supraleitenden Filterstufe das 3.6 fache und die des gesamten Filtersystems das 16.6-fache des Tuningbereichs des Resonators. Der Tuningbereich des Resonators bewegt sich also immer innerhalb der Filterbandbreite. Ein aufwendiges separates Tuningsystem für den Filter kann also entfallen.

Aus den zuvor berechneten Partialgüten folgt eine belastete Güte des Resonators von $Q_l = 2.8 \cdot 10^8$. Bei einer Kathodenfeldstärke von $E_{cath} = 30 \text{ MV/m}$ betragen die gesamten HF-Verluste im Resonator 20 W. Hiervon fallen allerdings nur 1.7 W als resistive Wandverluste im Resonator an, die über den Flüssig-Helium Kühlkreislauf abgeführt werden müssen. Der Hauptanteil wird im Kathodenstempel absorbiert und kann über den getrennten Kühlkreislauf bei einer Temperatur von 77 K und daher mit sehr viel geringeren Verlusten abgeführt werden.

3.1.2 Thermische Belastung des Resonators

Die Erhitzung des Kathodenstempels erfolgt durch zwei Wärmequellen. Dies ist zum einen die schon zuvor beschriebene Erwärmung durch HF-Verluste und zum anderen die Erwärmung durch absorbiertes Laserlicht. Der erste Punkt wurde zuvor ausführlich behandelt. Der zweite Punkt läßt sich relativ einfach abschätzen. Für die von der Photokathode absorbierte Laserleistung P_{CL} gilt:

$$\begin{aligned} P_{CL} &= P_{\text{Laser}}(1 - R - \eta_Q) \\ &= \frac{h\nu}{e} I_e \frac{1 - R - \eta_Q}{\eta_Q} \leq \frac{h\nu}{e} * \frac{I_e}{\eta_Q} \end{aligned} \quad (3.6)$$

Hierbei ist I_e der mittlere Elektronenstrahlstrom und $h\nu/e$ die Photonenergie des Lasers in eV. Für den letzten Schritt der Abschätzung wurde angenommen, daß die Reflektivität R und die Quantenausbeute η_Q der Photoschicht sehr viel kleiner als 1 sind. Setzt man die typischen Parameter einer Cs_2Te Photokathode ($h\nu/e = 4.5 \text{ eV}$, $\eta_Q = 5\%$) ein, so erhält man bei einem mittleren Strahlstrom von $I_e = 5 \text{ mA}$ eine absorbierte Laserleistung von 0.45 W. Folglich ist dieser Wert selbst bei einem hohem Strahlstrom gegenüber den HF-Verlusten von ca. 17 W zu vernachlässigen.

Für die Berechnung der Temperatur an der Kathodenoberfläche kann man davon ausgehen, daß der Kathodenstempel an der Halterung die Temperatur des Kühlmediums flüssig Stickstoff von 77 K annimmt. In der Näherung, daß die Wärmefähigkeit des Kupfers im betrachteten Temperaturbereich konstant bleibt, berechnet sich der Temperaturgradient ΔT auf dem Kathodenstempel zu:

$$\Delta T = \frac{P * l}{A * \lambda_{Cu}} \quad (3.7)$$

Hierbei ist l die Länge und A die Querschnittsfläche des Kathodenstempels. Für die Wärmeleitfähigkeit des Kupfers wurde bei einer Temperatur von 77 K ein Wert von $\lambda_{Cu} = 390 \text{ W/Km}$ angenommen. Für eine dissipierte Leistung von 20 W ergibt sich bei der gegebenen Kathodengeometrie (l : 5 cm, Radius: 0.5 cm) ein Temperaturgradient von 30 K und somit einer Temperatur an der Kathodenoberfläche von 107 K. Diese Rechnung beinhaltet eine Reihe von Vereinfachungen. So ist der Wärmeübergangswiderstand zwischen der Photokathodenschicht und dem Stempel wie auch zwischen Stempel und Halterung nicht berücksichtigt worden. Allerdings zeigt das Resultat, daß in erster Näherung an der Photokathode keine Temperaturen erreicht werden, die zu einer Schädigung der Photoschicht führen könnten.

Die Wärmelast des Resonators durch die Kathodenhalterung ist sehr gering. Beim Wärmeübertrag zwischen diesen beiden Komponenten sind sowohl die Wärmestrahlung als auch die Wärmeleitung zu berücksichtigen. Zur Verminderung der Wärmeleitung ist die Halterung mittels eines dünnwandigen Edelstahlrohrs mit dem umgebenden Vakuumrohr verbunden. Die Wärmeleitung über das Rohr beträgt ca. 0.3 W [94]. Andere Lösungen, die eine hohe mechanische Stabilität bei gleichzeitig geringem Wärmeübertrag gewährleisten, wurden untersucht. Diese Alternativen (Lagerung mittels Glaskugeln bzw. dünner Edelstahldrähte) wurden aufgrund von konstruktiven Problemen nicht weiterentwickelt.

Eine obere Grenze der durch Wärmestrahlung übertragenen Leistung \dot{Q}_{12} ist durch die Stefan-Boltzmann-Gleichung gegeben:

$$\dot{Q}_{12} = \frac{\sigma_b A}{\frac{1}{\epsilon_1} + \frac{1}{\epsilon_2} - 1} (T_1^4 - T_2^4) \quad (3.8)$$

Dabei ist T_1 das Temperaturniveau der Halterung (77 K) und T_2 das des Resonators (2 K). Die Stefan-Boltzmannkonstante σ_B beträgt $5.67 \cdot 10^{-8} \text{ W/m}^2\text{K}^2$. Die höchst mögliche Wärmeabstrahlung ergibt sich für den Fall, daß beide Materialemissivitäten $\epsilon_1, \epsilon_2 = 1$ betragen. Typische Werte für die Emissivität polierter Metalloberflächen liegen im Bereich $\epsilon \approx 0.1$. Die emittierende Oberfläche A beträgt weniger als 200 cm^2 . Die abgestrahlte Wärmeleistung beträgt mit den vorgenannten Parametern im schlimmsten Fall 40 mW und ist somit vernachlässigbar.

3.2 Strahldynamik

Über die Strahldynamik in einer supraleitenden RF-Gun sind bereits eine Reihe von Arbeiten veröffentlicht worden [86, 88]. Der Hauptunterschied zu gepulsten, normalleitenden RF-Guns sind die geringeren maximalen Beschleunigungsfeldstärken von supraleitenden Resonatoren im cw-Betrieb. Um die Einsatzmöglichkeiten einer supraleitenden RF-Gun auszuloten, wurde eine Konzeption für einen Injektor mit optimierten Strahleigenschaften erarbeitet. Hierzu wurden Feldberechnungen und Strahldynamiksimulationen für den Injektor und einen sich daran anschließenden supraleitenden Linearbeschleuniger mit einer Energie bis 55 MeV durchgeführt. Bei diesen Rechnungen stand immer die Realisierbarkeit des Gesamtkonzeptes im Vordergrund. So wurde, wie schon bei der Entwicklung des Testresonators, für die Resonatorgeometrie auf die für das TESLA Projekt entwickelten Strukturen zurückgegriffen. Hierdurch kann bei der benötigten Infrastruktur (Resonatorfertigung und Präparation, HF- und Kryosysteme) von schon vorhandene Erfahrungen profitiert werden.

Abbildung 3.4 zeigt eine Zeichnung des Resonators der supraleitenden RF-Gun. Sie beinhaltet einen $3\frac{1}{2}$ -zelligen Beschleunigungsresonator mit daran anschließendem Koaxialfilter. Die Grundfrequenz beträgt im TM_{010} -Mode 1.3 GHz. Da die Frequenz identisch mit der des Testresonators ist, kann die Filterstruktur baugleich übernommen werden. Daher ist in Abbildung 3.4 nur die direkt zum Resonator gehörige supraleitende Filterstufe dargestellt. Die ersten drei Beschleunigerzellen entsprechen denen einer 9-zelligen TESLA Struktur.

Bei der Konstruktion einer supraleitenden RF-Gun ist die Formgebung der ersten Halbzelle von besonderer Bedeutung. Da hier der Elektronenstrahl noch niederenergetisch ist, sind die Raumladungseinflüsse besonders hoch. Der Strahl weitet sich bei Bunchladungen $\geq 50 \text{ pC}$ stark auf, und es kommt zum unerwünschten Anwachsen der Emittanz. Ein Kompensation dieses Effekts durch eine fokussierende Solenoidspule, wie sie bei normalleitenden RF-Guns üblich ist [37], scheidet in supraleitenden Resonatoren aufgrund der Verdrängung

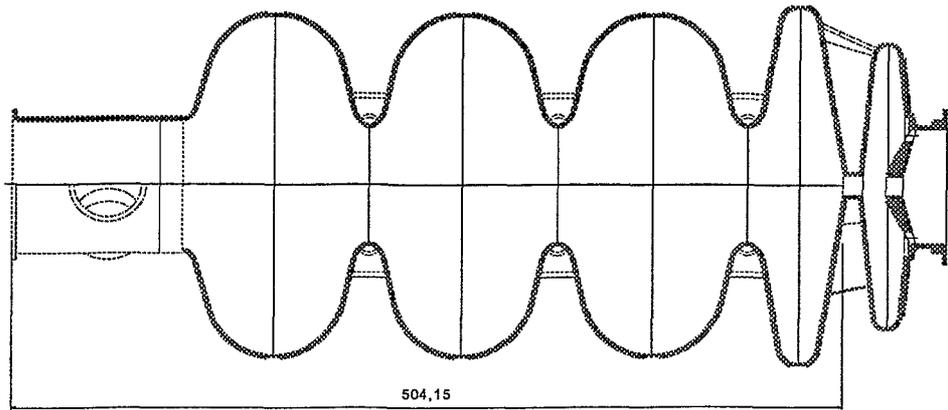
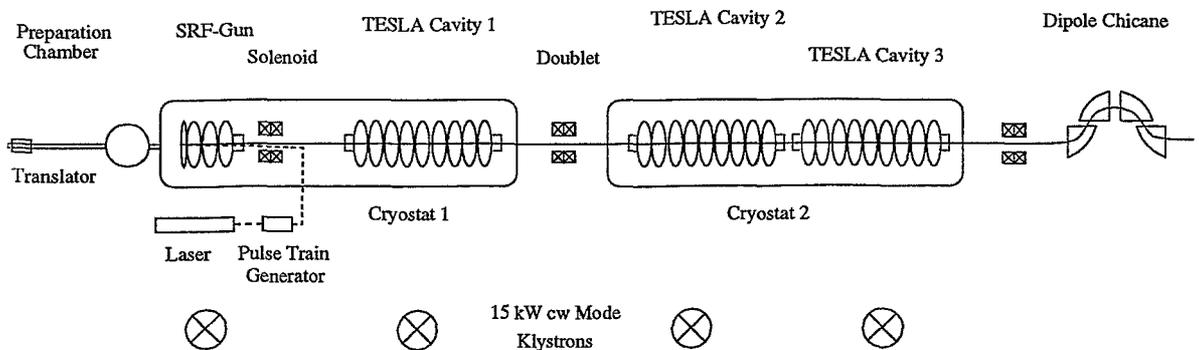
Abbildung 3.4: Supraleitende 1.3 GHz, $3\frac{1}{2}$ -Zellen RF-Gun

Abbildung 3.5: Schema eines Beschleunigeraufbaus mit supraleitender RF-Gun

des Magnetfeldes durch den Meissner-Ochsenfeld-Effekt [95] aus. Daher weist die Halbzelle, in der die Photokathode plziert ist, eine konische Rückwand auf. Dadurch wird eine fokussierende, radiale Komponente des elektrischen Feldes im Bereich der Kathode erzeugt. Diese Fokussierung verhindert eine zu große Strahlaufweitung innerhalb der RF-Gun bei Bunchladungen bis 500 pC [6].

Bei der Wahl der maximalen Kathodenfeldstärke wurde bewußt nicht bis an die Grenze der zur Zeit in supraleitenden Resonatoren erzielten Spitzenfeldstärken herangegangen. So wurden in TESLA Strukturen schon Beschleunigungsfeldstärken von 30 MV/m erreicht [96], was einer maximalen Oberflächenfeldstärke von 60 MV/m entspricht. Für die $3\frac{1}{2}$ -zellige RF-Gun wurde eine Kathodenfeldstärke von $E_{cath} = 19.6$ MV/m angesetzt. Daraus resultiert bei einem Feldüberhöhungsfaktor von $E_{peak}/E_{cath} = 1.53$ eine maximale Oberflächenfeldstärke von $E_{peak} = 30$ MV/m. Dieser Designwert kann gemessen an den vorigen Resultaten als sehr konservativ angesehen werden. Allerdings wird dadurch auch die Wahrscheinlichkeit erhöht, das gesteckte Ziel wirklich zu erreichen.

In Abbildung 3.5 ist der schematische Aufbau des den Strahlsimulationen zugrunde liegenden Beschleunigers gezeigt. Dieser basiert wiederum auf den TESLA Beschleunigerstrukturen und entspricht in der Modularisierung der Resonatoren innerhalb der Kryostate der Auslegung des ELBE-Beschleunigers [1]. Dabei wurde im ersten Kryostaten ein 9-Zeller durch die supraleitende RF-Gun ersetzt, wodurch ein sehr kompakter Aufbau des Beschleunigers ermöglicht wird. Für die 9-zelligen Resonatoren wurde von einer maximalen Beschleunigungsfeldstärke von $E_{acc} = 15$ MV/m ausgegangen. Dies erfordert gegenüber dem

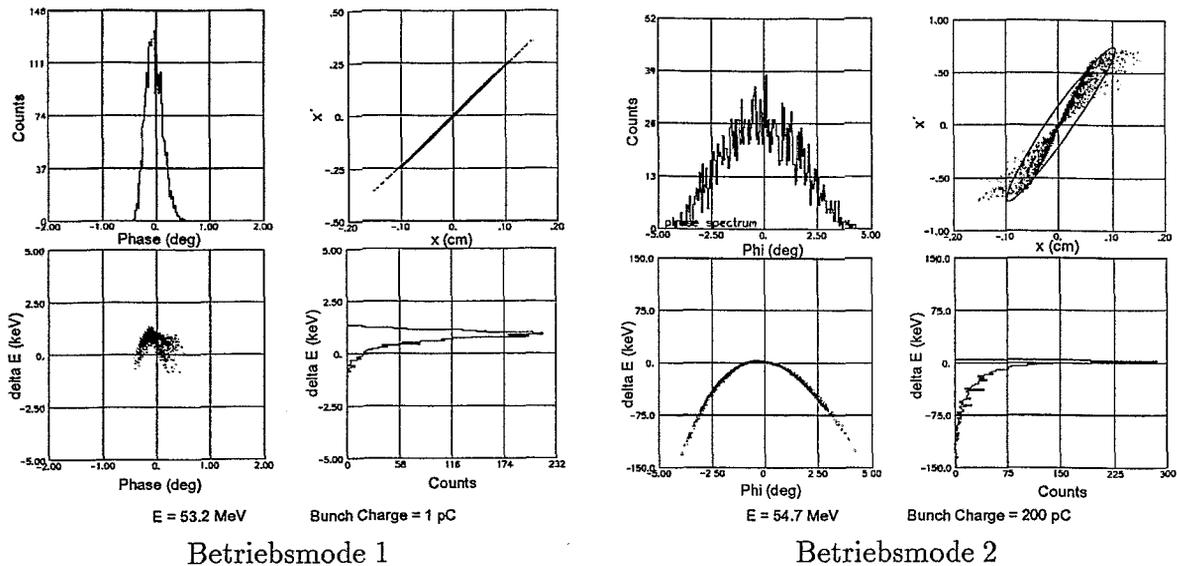


Abbildung 3.6: Phasenraumplots (PARMELA) des supraleitenden Beschleunigers mit $3\frac{1}{2}$ -zelliger RF-Gun

Designwert für ELBE von $E_{acc} = 10$ MV/m eine Verstärkung der HF-Leistungsversorgung auf 15 kW HF-Leistung, um einen mittleren Strahlstrom bis 1 mA zu erreichen. Die am Beschleuniger stehende Dipolschikane ermöglicht eine Bunchkompression, um so den Peakstrom des Beschleunigers weiter zu erhöhen. Die Simulation der Schikane geht allerdings noch nicht in die hier gezeigten Ergebnisse mit ein.

In Abbildung 3.6 sind die Projektionen des longitudinalen und transversalen Phasenraums am Ende des Beschleunigers aufgetragen. Dabei zeigen die nebeneinanderliegenden Plots die Ergebnisse zweier unterschiedlicher Betriebsmoden des Beschleunigers. Der erste Betriebsmode ist bei niedriger Bunchladung für eine geringe Energiebreite und Emitanz des Elektronenstrahls ausgelegt. Dabei wird mit einer Kathodenfeldstärke von $E_{cath} = 14.5$ MV/m gearbeitet. Die Startphase Φ beträgt 5° , so daß die momentane Kathodenfeldstärke zum Zeitpunkt der Emission nur $E_{cath} \cdot \sin \Phi = 1.2$ MV/m beträgt. Bei dieser Kathodenfeldstärke können nur geringe Ladungen (mehrere pC) von der Kathode extrahiert werden, so daß zur Erzeugung eines mittleren Strahlstroms $\geq 100 \mu\text{A}$ eine Repetitionsfrequenz des Laserpuls ≥ 100 MHz notwendig ist. Die niedrige Startphase bewirkt eine große relative Impulsbreite $\Delta p/p$ des Bunches in der ersten Halbzelle. Da der Strahl hier noch nicht relativistisch ist, führt die resultierende Geschwindigkeitsdifferenz zu einer Bunchkompression um einen Faktor 4. Der Bunch wird mit einem Laserpuls von 5 ps Länge (FWHM, gaußförmiges Profil) gestartet und verläßt die Halbzelle mit einer Länge von 1.25 ps.

Durch die geringe Bunchladung von 1 pC sind Raumladungseffekte vernachlässigbar. Daher kann eine normierte Transversalemittanz von $\epsilon_x = 0.2 \pi$ mm mrad erreicht werden. Durch den beschriebenen longitudinalen Kompressionseffekt wird am Ausgang der RF-Gun eine extrem geringe Energiebreite $\Delta E/E$ von $1 \cdot 10^{-4}$ erreicht (siehe Tabelle 3.2). Diese vermindert sich am Ausgang des Beschleunigers noch auf $2 \cdot 10^{-5}$. In der Praxis heißt das, daß die resultierende Energiebreite nicht von strahldynamischen Effekten, sondern von der Amplitudenstabilität des Beschleunigungsgradienten bestimmt wird. Somit ist der letztendlich erzielte Wert mehr ein Problem der Regelungsstabilität der HF-Versorgung des Beschleunigers, die in die Simulationen nicht mit eingeht.

	Betriebsmode 1	Betriebsmode 2
<i>Injektionsparameters</i>		
E_{peak} @ Kathode	14.5 MV/m	19.6 MV/m
Bunchladung	1 pC	200 pC
Startphase ϕ	5.0 deg	34.6 deg
Laserpulslänge (FWHM)	5 ps	10 ps
Laserstrahlradius	3 mm	3 mm
<i>Ausgang RF-Gun</i>		
mittl. Energie	4.2 MeV	5.7 MeV
Energiebreite (rms)	$1 * 10^{-4}$	$3 * 10^{-3}$
trans. norm. Emittanz (rms)	0.20π mm mrad	5.3π mm mrad
long. Emittanz (rms)	0.040 deg keV	6.1 deg keV
<i>Ausgang Beschleuniger</i>		
E_{acc} @ TESLA Cavities	15 MV/m	15 MV/m
mittl. Energie	53.2 MeV	54.7 MeV
Energiebreite (rms)	$2 * 10^{-5}$	$5 * 10^{-4}$
trans. norm. Emittanz (rms)	0.20π mm mrad	5.3π mm mrad
long. Emittanz (rms)	0.055 deg keV	45.2 deg keV

Tabelle 3.2: Strahlparameter des Beschleunigeraufbaus mit supraleitender RF-Gun

Der zweite Betriebsmode arbeitet mit einer Kathodenfeldstärke von $E_{cath} = 19.6$ MV/m und einer Startphase von $\phi = 34.6^\circ$. Die Laserpulslänge wurde gegenüber dem vorigen Betriebsmode um einen Faktor 2 auf 10 ps verlängert. Hierdurch kann die Raumladungsdichte im Bunch auf Kosten einer etwas erhöhten Energiebreite reduziert werden. Positiv wirkt sich dies durch eine Verminderung der raumladungsinduzierten Emittanz aus. Bei einer Strahlladung von 200 pC wird eine normierte Transversalemittanz von $\epsilon_x = 5.3 \pi$ mm mrad hinter der RF-Gun erreicht. Die mittlere Strahlenergie ist mit 5.7 MeV bereits groß genug, um ein weiteres Anwachsen der Emittanz wirksam zu unterdrücken ($1/\gamma^2$ -Effekt). Sie bleibt daher bis zum Beschleunigerende nahezu unverändert. Der transversale Phasenraum (Abbildung 3.6 rechts) zeigt die für eine korrelierte, raumladungsinduzierte Emittanz typische propellerförmige Aufweitung [37].

Die niedrige Emittanz und eine geringe relative Energiebreite von $3 * 10^{-3}$ machen diesen Betriebsmode für FEL Anwendungen interessant. Die Emittanz ist schon hinreichend, um einen FEL im kurzwelligen Bereich des Infrarots ($\lambda \approx 1 \mu$) zu betreiben, wobei die Frage nach der notwendigen Pulsstromstärke noch untersucht werden muß. Durch die geringe Energiebreite von $5 * 10^{-4}$ wäre auch dem Betrieb langer Undulatoren mit einem hohen Wirkungsgrad zur Erzeugung von IR-Strahlung hoher Intensität keine prinzipielle Begrenzung gesetzt [97].

3.3 Zusammenfassung und Ausblick

Aufbauend auf den Ergebnissen des Wuppertaler SPEQ-Experiments [5,86] konnte im Rahmen dieser Arbeit eine rasche Weiterentwicklung der Konzeption einer supraleitenden RF-Gun durchgeführt werden. Das neue Prinzip einer thermisch isolierten Kathodenhalterung

verspricht einen stabilen Betrieb einer Halbleiterphotokathode innerhalb des supraleitenden Resonators. Neuere Ergebnisse, die aus dem Betrieb von normalleitenden Photokathoden RF-Guns stammen [84], zeigen, daß Photokathoden bei Kathodenfeldstärken bis 26 MV/m mit einem hohem Tastverhältnis bis 25% ohne Feldemission betrieben werden können. Die im Rahmen dieser Arbeit erstellten HF-technischen und thermischen Berechnungen zeigen keine prinzipiellen Beschränkungen der Realisierungsmöglichkeiten einer supraleitenden RF-Gun.

Aufgrund dieser Ergebnisse wurde in Zusammenarbeit mit dem Budker Institut in Novosibirsk die Konstruktion und Fertigung eines supraleitenden Testresonators in Angriff genommen. Die Fertigstellung erfolgte im Oktober 97. Erste HF-Messungen des Resonators zur Bestimmung der maximalen Feldstärken und zum Test des Filters sind für Mitte 98 am DESY geplant. Diese werden allerdings noch nicht mit einer Photokathode durchgeführt werden. Die konsequente Einhaltung eines zum TESLA-Projekt kompatiblen Designs ermöglicht die Nutzung bereits vorhandener Infrastruktur bei der Fertigung und Präparation des Resonators.

Für die Realisierung eines Injektors sind umfangreiche Strahldynamiksimulationen durchgeführt worden. Sie zeigen das hohe Potential einer supraleitenden RF-Gun bei Anwendungen in den Bereichen FEL und Strahlungsphysik. Hervorzuheben ist hierbei die Flexibilität des Injektors, welche es ermöglicht, mit einer Maschine verschiedene Anwendungen mit sehr unterschiedlichen Anforderungen in den Parametern Energiebreite und Emittanz zu betreiben.

Für den Aufbau eines solchen Injektors sind allerdings noch umfangreiche Infrastrukturarbeiten zu leisten. Diese konnten bisher zum Teil in Angriff genommen werden. So befindet sich z.Z. eine Photokathodenpräparationskammer am Budker Institut in Fertigung. Die Fertigstellung der dazugehörigen Vakuumkammer soll Mitte 98 erfolgen. Die Konzeption eines synchronisierbaren Pulslasers wird vom Max-Born Institut in Berlin erarbeitet. Der umfangreichste Teil ist die Bereitstellung eines geeigneten Testlabors mit entsprechender Strahlungsabschirmung und der Kryoversorgung. Um ein rasches Fortschreiten der Arbeiten zu ermöglichen, scheint hier die Kollaboration mit anderen Beschleunigerlabors (DESY, CEBAF) angeraten zu sein.

Literaturverzeichnis

- [1] F. Gabriel. Elbe-Quelle. Technical report, Forschungszentrum Rossendorf, Dresden, 1995.
- [2] D. Janssen and P. vom Stein. A low emittance cw- electron injector for the ELBE accelerator. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 380:497–504, 1996.
- [3] P. vom Stein et al. The Drossel Project for the Development of a Superconducting RF Gun. In *Proc. of the Particle Accelerator Conference*, Vancouver, 1997.
- [4] Chr. Travier. Rf guns: bright injectors for FEL. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 304:285–296, 1991.
- [5] A. Michalke. *Photocathodes inside Superconducting Cavities*. PhD thesis, University of Wuppertal, 1993. WUB-DIS 92-5.
- [6] V. Volkov et al. Beam dynamics in a RF gun cavity with a modified first cell. In *Proc. of the Particle Accelerator Conference*, Vancouver, 1997.
- [7] O. R. Sander. Transverse emittance: its definition, application and measurement. In *AIP Conf. Proc. 212 on Accelerator Instrumentation*, page 127, 1989.
- [8] J. Rossbach. Ein FEL im weichen Röntgenbereich bei DESY. *Phys. Bl.*, 51:283–285, 1995.
- [9] G. Materlik et al. R. Brinkmann. Conceptual Design of a 500 GeV e^+e^- Linear Collider with Integrated X-ray Laser Facility. Technical report, DESY, Hamburg, 1997.
- [10] P. Schmüser. TESLA, ein supraleitender Elektron-Positron-Linearcollider mit integriertem Röntgen-Laser. *Phys. Bl.*, 54:219–222, 1998.
- [11] G. A: Loew ed. International Linear Collider Technical Review Committee Report. Technical report, SLAC, Stanford, 1995.
- [12] C. A. Brau. *Free Electron Lasers*. Academic Press, Boston, 1989.
- [13] K. Wille. *Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen*. B. G. Teubner, Stuttgart, 1992.
- [14] J. M. J. Madey. Stimulated emission of Bremsstrahlung in a periodic magnetic field. *J. Appl. Phys.*, 42:1906, 1971.

- [15] D. A. Edwards. TESLA Test Facility - Design Report. Technical report, DESY, Hamburg, 1995.
- [16] G. Materlik et al. J. Arthur. *Rev. Sci. Instr.*, 66:1987–1989, 1995.
- [17] Kwang-Je Kim. Rf and space-charge effects in laser-driven rf electron guns. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 275:201–218, 1989.
- [18] E. Tanabe. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 30:3351, 1983.
- [19] W. D. Kilpatrick. A Criterion for Vacuum Sparking to Include both R.F. and D.C. *Rev. of Sci. Instr.*, 28, 1957.
- [20] Chr. Travier. An introduction to photo-injector design. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 340:26–39, 1994.
- [21] G. A. Westenskow and J. M. J. Madey. Microwave electron gun. *Laser and Particle Beams*, 2:223–225, 1984.
- [22] M. Borland. *A High-Brightness Thermionic Microwave Electron Gun*. PhD thesis, Stanford Linear Accelerator Center, 1991. SLAC-402.
- [23] J. Gao and J.L. Xie. Rf gun development at IHEP for BFELP. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 304:357–363, 1991.
- [24] C. B. McKee and J. M. J. Madey. Optimisation of a thermionic microwave electron gun. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 304:386–391, 1991.
- [25] R. H. Pantell J. W. Lewellen, J. Feinstein. A thermionic-cathode RF gun for compact FEL use. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 393, 1997.
- [26] R. L. Sheffield et al. J. S. Fraser. High-Brightness Photoemitter Injector for Electron Accelerators. In *Proc. of the 1985 IEEE Particle Accelerator Conference*, page 1791, Vancouver, Canada, 1985.
- [27] R. L. Sheffield et al. J. S. Fraser. Photocathodes in accelerator applications. In *Proc. of the 1987 IEEE Particle Accelerator Conference*, pages 1705–1709, 1987.
- [28] Chr. Travier. Rf Guns: A Review. In *Proc. of the ICFA Workshop on Short Pulse, High Current Cathodes*, pages 105–141, Bendor, France, 1990.
- [29] H. F. Dylla. A high-average power FEL for industrial applications. In *Proceedings of the 1995 Particle Accelerator Conference*, Dallas, 1995.
- [30] J. D. Jackson. *Classical Electrodynamics*. John Wiley & Sons, New York, 2nd edition, 1975.
- [31] H. Piel. Fundamental Features of Superconducting Cavities for High Energy Accelerators. *CERN Accelerator School*, 1986.
- [32] H. Piel. Superconductivity, an introduction to the fundamentals. Lecture given at the University of Wuppertal and the College of William and Mary, 1989.

- [33] Th. Weiland. Die Diskretisierung der Maxwell-Gleichungen. *Phys. Bl.*, 42:191–201, 1986.
- [34] D. Reschke. *Feldbegrenzungen und Verlustmechanismen in supraleitenden 3 GHz-Beschleunigungsresonatoren aus Niob*. PhD thesis, University of Wuppertal, 1995. WUB-DIS 95-5.
- [35] H. Wiedemann. *Particle Accelerator Physics*, volume 1. Springer-Verlag, Berlin, 1993.
- [36] H. Riege. Electron emission from ferroelectrics – a review. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 340:80–89, 1994.
- [37] B. D. McVey B. E. Carlsten, R. L. Sheffield. Photoelectric injector designs at Los Alamos National Laboratory. In *Proc. of the Workshop on Short Pulse High Current Cathodes*, page 165, Bendor, France, 1990.
- [38] Kimball Physics Inc. *Kimball Physics ES-423E LaB₆ Cathode Style 60-06*. Wilton, NH, 1991.
- [39] X. J. Wang et al. Measurements on photoelectrons from a magnesium cathode in a microwave electron gun. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 356:159–166, 1995.
- [40] F. Sbaray et al. L. Septier. A binary Al/Li alloy as a new material for the realisation of high intensity pulsed photocathodes. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 304:392–395, 1991.
- [41] T. Srinivasan-Rao et al. *J. Appl. Phys.*, 69:3291, 1991.
- [42] J. Dourand et al. E. Chevally. Photocathodes tested in the dc gun of the CERN photoemission laboratory. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 340:146, 1994.
- [43] G. Hairapetian et al. P. Davis. In *Proceedings of the 1993 Particle Accelerator Conference*, page 2976, Washington, 1993.
- [44] L. N. Hand and U. Happek. Photoelectric quantum efficiency of niobium at $\lambda = 193$ nm and $\lambda = 248$ nm. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 372:335–338, 1996.
- [45] S. H. Kong et al. Photocathodes for free electron lasers. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 358:272–275, 1995.
- [46] B. M. van Oerle et al. D. Bisero. High efficiency photoemission from Cs-K-Te. *Appl. Phys. Lett.*, 70:1491, 1997.
- [47] P. Michelato. Photocathodes for RF photoinjectors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 393:445–459, 1997.
- [48] W. Brunner. *Lasertechnik*. Hüthig, Heidelberg, 1984.
- [49] L. Nordheim R. H. Fowler. *Proc. Roy. Soc. Lond. A*, 119, 1928.

- [50] R. V. Latham. *High Voltage Vacuum Insulation: The Physical Basics*. Academic Press, London, 1981.
- [51] S. H. Kong et al. Performance of cesium telluride photocathodes as an electron source for the Los Alamos Advanced FEL. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 358:284–286, 1995.
- [52] Los Alamos National Laboratory. private communication.
- [53] S. H. Kong et al. *J. Appl. Phys.*, 77:6031, 1995.
- [54] C. Sinclair. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 318:410, 1992.
- [55] Dietmar Janssen. FZ-Rossendorf, private communication.
- [56] J. H. Billen and L. M. Young. POISSON / SUPERFISH on PC compatibles. In *Proceedings of the 1993 Particle Accelerator Conference, Vol. 2*, pages 790–792, 1993.
- [57] J. Sekutowicz. DESY, private communication.
- [58] J. Eichmeier. *Moderne Vakuumelektronik*. Springer-Verlag, Berlin, 1981.
- [59] Kimball Physics Inc. *ES-423E Extended Life LaB₆ Cathode User Information*. Wilton, NH, 1991.
- [60] Siemens AG. *Siemens Industrielle Kommunikationsnetze, Katalog IK 10*, 1994.
- [61] H.-G. Unger. *Elektromagnetische Theorie für die Hochfrequenztechnik*. Hüthig Verlag, Heidelberg, 1984.
- [62] B. Wustmann. FZ-Rossendorf, private communication.
- [63] St. Scheurer. Aufbau und Optimierung einer Hochfrequenzübertragungsstrecke mittels Glasfaserkabel zur phasenstarrten Synchronisierung verschiedener 1.3 GHz HF-Systeme eines Beschleunigers, 1996.
- [64] H. Guratzsch. Errichtung und Betrieb einer Versuchsanlage für die Entwicklung einer cw-Thermionic-Elektronenquelle im Zyklotrongebäude. Technical report, Forschungszentrum Rossendorf, Dresden, 1996.
- [65] M. Reiser. *Theory and Design of Charged Particle Beams*. John Wiley & Sons, Inc., New York, 1994.
- [66] W. H. Press et al. *Numerical Recipes in C*. Cambridge University Press, Cambridge, 2nd edition, 1992.
- [67] I. M. Franck V. L. Ginzburg. *JETP*, 16:15, 1946.
- [68] W. Barry. An autocorrelation technique for measuring sub-picosecond bunch length using coherent transition radiation. Technical report, CEBAF, Newport News, 1991. CEBAF PR-91-012.
- [69] P. Kung et al. H. Lihn. Measurement of sub-picosecond electron pulses. Technical report, SLAC, Stanford, 1995. SLAC-PUB-95-695.

- [70] M. L. Ter-Mikaelian. *High-Energy Electromagnetic Processes in Condensed Media*. John Wiley & Sons, Inc., New York, 1972.
- [71] L. Wartski et al. Interference phenomenon in optical transition radiation and its application to particle beam diagnostics and multiple-scattering measurements. *J. Appl. Phys.*, 46:3644–3653, 1975.
- [72] K. Saeki et al. E. Nishimura. Electron beam diagnostics for an FEL using optical transition radiation. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 358:ABS 89, 1995.
- [73] St. Döbert. Extraktion des Elektronenstrahls am S-DALINAC und Messung der transversalen Strahlparameter mit optischer Übergangsstrahlung, 1995.
- [74] *EHD Catalogue*. Damme, Germany, 1997.
- [75] G. Musiol et al. *Kern- und Elementarteilchenphysik*. VCH Verlagsgesellschaft, Weinheim, 1988.
- [76] P. Strehl. Beam Diagnostics. Technical report, CERN Accelerator School, Aarhus, 1987. Cern 87-10.
- [77] K. W. Nilles. Die Apparatur zur schnellen Diagnostik des longitudinalen Phasenraums am Injektorlinac des Mainzer Mikrotrons, 1989.
- [78] H. Herminghaus et al. The design of a cascaded 800 MeV, normal conducting cw race track microtron. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 138:1–12, 1976.
- [79] J. Haimson. Optimisation criteria for standing wave transverse deflection cavities. In *Proceedings of the 1966 Linear Accelerator Conference*, page 303, 1966.
- [80] H. Schöler H. Euteneuer. Das Diagnose-Deflektorvcvity. Technical report, University of Mainz, Mainz, 1988. MAMI 6/88.
- [81] J. J. Livingood. *The Optic of Dipole Magnets*. Academic Press, New York, 1969.
- [82] H. Hauck. FZ-Rosendorf, private communication.
- [83] I. S. Lehrman et al. Design of a high-brightness, high-duty factor photocathode electron gun. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 318:247–253, 1992.
- [84] D. H. Dowell et al. Results from the average power laser experiment photocathode injector test. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 356:167–176, 1995.
- [85] A. Schwettmann. Stanford University, private communication.
- [86] H. Piel et al. A proposed superconducting photoemission source of high brightness. In *Proceedings of the 10th FEL Conference*, Jerusalem, 1988.
- [87] W. Donaldson. Superconducting RF gun. In *Proc. of the 3rd Workshop on Advanced Accelerator Concepts*, 1992.

- [88] C. Pagani et al. Proposal of a superconducting rf gun for TESLA. Technical report, DESY, Hamburg, 1992.
- [89] C. Pagani et al. High brightness, long pulse, electron beam production with sc photoinjectors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 340:17–25, 1994.
- [90] J. Edighoffer and K.-J. Kim et al. A path towards a compact, CW FEL using superconducting rf accelerator technology. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 358:18–19, 1995.
- [91] A. Michalke et al. First operation of a high-quantum efficiency photocathode inside a superconducting rf cavity. In *Proceedings of the 3rd European Particle Accelerator Conference*, Berlin, 1992.
- [92] E. Somersalo et al. Electron Multipacting in RF Structures. Technical report, DESY, Hamburg, 1994. TESLA 94-14.
- [93] D. G. Myakishev and V. P. Yakovlev. An interactive code SuperLANS for evaluation of rf cavities and acceleration structures. In *Proceedings of the 1991 Particle Accelerator Conference, Vol. 5*, pages 3002–3004, 1991.
- [94] A. Tribendis. Budker Institute, private communication.
- [95] W. Buckel. *Supraleitung*. Wiley-VCH, Weinheim, 1993.
- [96] M. Pekeler. Test results on the 9-cell 1.3 GHz superconducting RF cavities for the TESLA Test Facility Linac. In *Proc. of the Particle Accelerator Conference*, Vancouver, 1997.
- [97] Kwang-Je Kim ed. An Infrared Free-Electron Laser for the Chemical Dynamics Research Laboratory. Technical report, Lawrence Berkeley Laboratory, Berkeley, CA, 1992.

Versicherung

Hiermit versichere ich, daß ich die vorliegende Arbeit ohne unzulässige Hilfe Dritter und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Hilfsmittel angefertigt habe. Die aus fremden Quellen direkt oder indirekt übernommenen Gedanken sind als solche kenntlich gemacht. Die Arbeit wurde bisher weder im Inland noch im Ausland in gleicher oder ähnlicher Form einer anderen Prüfungsbehörde vorgelegt.

Diese Arbeit wurde am Forschungszentrum Rossendorf unter der wissenschaftlichen Betreuung von Herrn Dr. habil. D. Janssen angefertigt. Hiermit erkenne ich die Promotionsordnung der Fakultät Mathematik und Naturwissenschaften der Technischen Universität Dresden vom 27. September 1994 an.

Peter vom Stein

Dresden, den 11. Juli 1998