
Dämpfung transversaler Multibunchinstabilitäten am Elektronenbeschleuniger ELSA

Masterarbeit in Physik
von
Manuel Schedler

angefertigt am
Physikalisches Institut der Universität Bonn

vorgelegt der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der
Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

August 2011

Inhaltsverzeichnis

1	Motivation	1
2	Transversale Teilchenbewegung in Kreisbeschleunigern	4
2.1	Betatronschwingungen	4
2.2	Strahlspektrum	6
3	Kohärente Multibunchinstabilitäten	8
3.1	Wakefelder und Impedanzen	8
3.2	Transversale Schwingungsmoden kohärenter Multibunchinstabilitäten	9
4	Das Multibunch-Feedback-System	14
4.1	Anforderungen an das Feedback-System	14
4.2	Prinzip und Aufbau des Feedback-Systems	14
4.3	Inbetriebnahme des Feedback-Systems	17
4.4	Anbindung an das ELSA-Kontrollsystem	17
5	Theoretische Grundlagen des Striplineckers	23
5.1	Wellenausbreitung in einem Koaxialleiter	23
5.2	Streumatrix und Impedanzanpassung	23
5.3	Shuntimpedanz und Bandbreite	24
6	Simulation und Design des Striplineckers	29
6.1	Simulation der Hochfrequenzeigenschaften mit CST Microwave Studio	30
6.2	Fertigung des Striplineckers	36
7	Einbau des Striplineckers	38
8	Zusammenfassung und Ausblick	42
A	Anhang	44
B	Konstruktionszeichnungen	48
	Abbildungsverzeichnis	60
	Literaturverzeichnis	62
	Danksagung	63

1. Gutachter: PD Dr. Wolfgang Hillert
2. Gutachter: Prof. Dr. Ulrike Thoma

1 Motivation

Das Physikalische Institut der Universität Bonn betreibt seit dem Jahre 1987 die **Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA** in ihrer jetzigen Bauform (vergleiche Abbildung 1.1). Seit 2004 ist ELSA Bestandteil des durch die Deutsche Forschungsgemeinschaft geförderten Sonderforschungsbereichs Transregio 16 „Elektromagnetische Anregung subnuklearer Systeme“ zur Untersuchung der Struktur der Materie [SFB10].

An den beiden Hadronenphysikexperimenten, dem Crystal Barrel- und dem BGO-OD-Experiment, werden spinpolarisierte Photonen an polarisierten Deuterium- oder Wasserstoffkernen gestreut. Die Photonen werden dabei durch Bremsstrahlung aus den in ELSA beschleunigten Elektronen erzeugt.

Die beiden Elektronenquellen stellen wahlweise einen Strahl spinpolarisierter oder thermisch erzeugter Elektronen bereit. In dem nachfolgenden Linearbeschleuniger LINAC 2 werden die Elektronenpakete auf 26 MeV vorbeschleunigt, um anschließend im Booster-Synchrotron eine Energie von 1,2 GeV zu erreichen [Hil06]. Dieser Elektronenstrahl wird aus dem Booster-Synchrotron extrahiert und in den anschließenden ELSA-Stretcherring gefüllt. Dabei unterscheiden sich drei Betriebsmodi:

Stretchermodus Der aus dem Booster-Synchrotron in den ELSA-Stretcherring injizierte Elektronenstrahl wird über bis zu 20 ms dem Experiment zugeführt. Somit erreicht man ein makroskopisches Tastverhältnis, dieses bezeichnet das Verhältnis zwischen Strahlzeit und gesamter Zykluszeit, von bis zu 100 %.

Boostermodus Dieser Modus ermöglicht es, mehrere Injektionen aus dem Synchrotron im Stretcherring auf Strahlströme von gegenwärtig 20 mA zu akkumulieren und diese auf bis zu 3,5 GeV nachzubeschleunigen. Anschließend wird der gespeicherte Strahl langsam zum Experiment extrahiert, wobei Extraktionszeiten von wenigen Sekunden bis zu Minuten möglich sind. Typischerweise wird dabei ein Tastverhältnis von circa 80 % erreicht.

Speicherringmodus Der sogenannte Speicherringmodus diente ursprünglich der Speicherung hoher Strahlströme zur Erzeugung von Synchrotronstrahlung zur Materialforschung. Heute wird dieser Betriebsmodus zur Untersuchung beschleunigerphysikalischer Eigenschaften des Stretcherrings genutzt. Dabei kann ein Strom von bis zu 100 mA akkumuliert und auf bis zu 3,5 GeV nachbeschleunigt werden und für mehrere Stunden im Beschleuniger gespeichert werden.

Gegenwärtig ist an ELSA¹ ein weiterer Messplatz in Aufbau. An diesem sollen zukünftig Detektoren der Teilchenphysik getestet werden (vergleiche Abbildung 1.1).

Zukünftige hadronenphysikalische Experimente erwarten eine Erhöhung des am Experiment bereitgestellten Strahlstromes um etwa eine Größenordnung. Um dies im Boostermodus bei gleichbleibendem Tastverhältnis erreichen zu können, ist ebenso eine interne Stromerhöhung bis 200 mA notwendig.

Dabei gewinnen zunehmend sogenannte Multibunchinstabilitäten an Einfluss. Diese entstehen durch die Wechselwirkung der Strahlteilchen mit der nicht perfekt leitenden und Querschnittsänderungen unterworfenen Vakuumkammer, wodurch elektromagnetische Felder in der Kammer zurückbleiben und mit nachfolgenden Elektronenbunchen² wechselwirken können. Dies kann zu kohärenten Schwingungen aller Elektronen eines Bunches um die Sollbahn und damit zur Verschlechterung der Strahlqualität oder sogar zum vollständigen Strahlverlust führen.

¹Im Folgenden wird mit ELSA insbesondere der Stretcherring bezeichnet.

²bunch, englisch für Teilchenpaket

Elektronen Stretcher Anlage (ELSA)



Abbildung 1.1: Die Beschleunigeranlage ELSA

Daher ist es zur Speicherung hoher Strahlströme erforderlich, diese Multibunchinstabilitäten zu dämpfen. Hierzu dient ein sogenanntes Multibunch-Feedback-System, um die Schwingung der Strahlteilchen zu detektieren, ein geeignetes Korrektursignal zu berechnen und dieses dem Strahl zu applizieren. Für Letzteres ist ein schneller Kicker erforderlich, der gezielt die Bewegung jedes einzelnen Bunches korrigieren kann. Die Entwicklung eines solchen Kickers zur Dämpfung der Schwingungen in den transversalen Ebenen, sowie die Inbetriebnahme des transversalen Multibunch-Feedback-Systems ist Bestand dieser Arbeit.

2 Transversale Teilchenbewegung in Kreisbeschleunigern

Um die Entstehung von Multibunchinstabilitäten und deren Korrekturmöglichkeiten zu verstehen, ist zunächst eine genauere Betrachtung der transversalen Strahldynamik in einem Kreisbeschleuniger erforderlich.

Die Bewegung eines Teilchens durch die Komponenten eines Kreisbeschleunigers wird im Bezug auf das mitbewegte Koordinatensystem des Sollteilchens definiert. Dabei lässt sich die Bewegung unterteilen in die longitudinale Komponente, die das Verhalten des Teilchens in Richtung des Geschwindigkeitsvektors des Sollteilchens beschreibt, diese wird typischerweise mit s bezeichnet, und die beiden transversalen Ebenen. Zu diesen zählt die Horizontale x , die in einem ebenen Kreisbeschleuniger als die Komponente definiert wird, in der die Ablenkung durch die Dipolmagnete stattfindet und die Vertikale z , die zur longitudinalen und horizontalen Ebene senkrecht steht (vergleiche Abbildung 2.1).

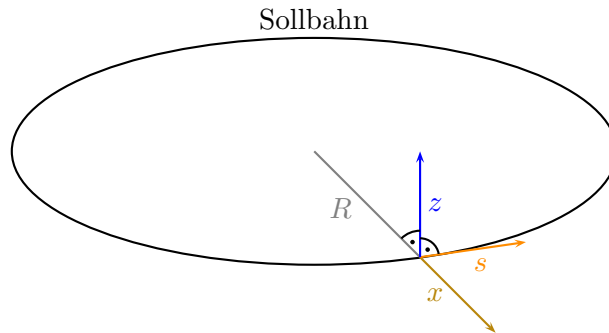


Abbildung 2.1: Mitbewegtes Koordinatensystem zur Beschreibung der Teilchenbewegung in einem Kreisbeschleuniger

2.1 Betatronschwingungen

Die transversale Teilchenbewegung in einem ebenen Kreisbeschleuniger, der lediglich Dipol- und Quadrupolmagnete aufweist, wird beschrieben durch die Hill'schen Differentialgleichungen

$$\begin{aligned} \eta_x''(s) + \left(\frac{1}{R^2(s)} - k(s) \right) \eta_x(s) &= \frac{1}{R(s)} \frac{\Delta p}{p} \\ \eta_z''(s) + k(s) \eta_z(s) &= 0. \end{aligned} \quad (2.1)$$

Hierbei fließt die Annahme ein, dass keine Dipolfelder in der vertikalen Ebene auftreten. Die gestrichelten Größen bezeichnen die Ableitung nach der longitudinalen Koordinate s , R ist der Ablenkradius der Dipolmagnete und k die Quadrupolstärke. Für ein Teilchen mit Sollimpuls $\Delta p/p = 0$ ergibt sich der pseudoharmonische Ansatz einer sogenannten Betatronschwingung

$$\eta_{x,z}(s) = \sqrt{\beta_{x,z}(s) \varepsilon_{x,z}} \cos(\Psi_{x,z}(s) + \Psi_{x,z}^0). \quad (2.2)$$

Hierbei steht $\beta_{x,z}(s)$ für die horizontale beziehungsweise vertikale Betafunktion, die bei Kenntnis der Magnetoptik durch einen geeigneten Matrixformalismus für jede Position berechnet werden kann [Wil92] und ein Maß für die Strahlbreite am Ort s ist. In Abbildung 2.2 sind die Betafunktionen des ELSA-Stretcherrings dargestellt [Bol11]. Die sogenannte Emittanz $\varepsilon_{x,z}$ bezeichnet die Fläche der Phasenraumellipse³, deren Halbachsen die Standardabweichungen der gaußförmigen

³Bei Elektronenbeschleunigern wird diese Fläche oft auf 4π normiert.

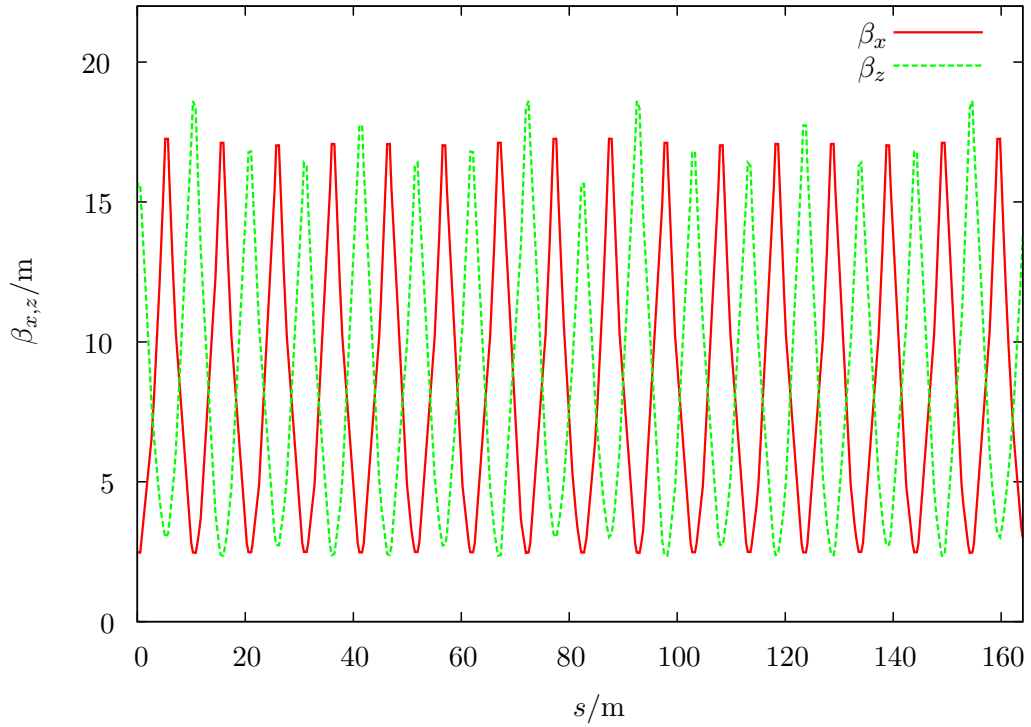


Abbildung 2.2: Horizontale und vertikale Betafunktionen des ELSA-Stretcherrings

Orts- und Winkelverteilung der Strahlteilchen darstellen und ist nach dem Satz von Liouville eine Erhaltungsgröße bei Vernachlässigung nichtkonservativer Kräfte. Der Phasenverschiebung der Betatronschwingung aus Gleichung 2.2 ergibt sich aus

$$\Psi_{x,z}(s) = \int_0^s \frac{1}{\beta_{x,z}(s')} ds', \quad (2.3)$$

wobei $\Psi_{x,z}^0$ die Anfangsphase bezeichnet. Hieraus definiert sich der Arbeitspunkt als Phasenverschiebung über einen Umlauf im Beschleuniger normiert auf 2π

$$Q_{x,z} := \frac{1}{2\pi} \oint \frac{ds}{\beta_{x,z}(s)}. \quad (2.4)$$

Aufgrund der Periodizität der Betafunktion ist $Q_{x,z}$ unabhängig vom Ort s . Anschaulich kann der Arbeitspunkt als Anzahl der Betatronoszillationen pro Umlauf interpretiert werden. Die typischerweise an ELSA eingestellten Arbeitspunkte betragen

$$Q_x = 4,612, \quad Q_z = 4,431. \quad (2.5)$$

Unter diesen Voraussetzungen ergibt sich folglich an einem festen Ort im Beschleuniger eine harmonische Schwingung jedes einzelnen periodisch umlaufenden Teilchens. Da diese Schwingung durch den Phasenverschiebung der Betatronschwingung nach einem vollen Umlauf charakterisiert ist, kann ein zusätzlicher Phasenverschiebung von ganzzahligen Vielfachen von 2π an einem festen Ort nicht detektiert werden. Insofern kann nur der Nachkommaanteil $Q_{x,z}^N$ des Arbeitspunktes aus der transversalen Ablage ermittelt werden.

Die Frequenz dieser Schwingung ergibt sich aus der Umlauffrequenz ω_0 , die am ELSA-Stretcherring $\omega_0 = 2\pi \cdot 1,82 \text{ MHz}$ beträgt, als [Ebe10]

$$\Omega_{x,z} = q_{x,z}\omega_0 = \begin{cases} Q_{x,z}^N \omega_0, & Q_{x,z}^N < 0,5 \\ (1 - Q_{x,z}^N)\omega_0, & Q_{x,z}^N > 0,5 \end{cases}. \quad (2.6)$$

Da jedes einzelne Teilchen in diesem Modell eine unabhängige Schwingung ausführt, die mit einer zufälligen Anfangsphase startet, ergibt sich nach Gleichung (2.2) im Mittel über alle Teilchen eines Bunches keine detektierbare Betatronfrequenz. Man bezeichnet diese Schwingung daher als inkohärente Betatronschwingung.

Im Gegensatz dazu kann unter bestimmten Bedingungen, welche in Kapitel 3 beschrieben werden, der gesamte Ladungsschwerpunkt eines Bunches um die Sollbahn schwingen. In diesem Fall kann die Betatronoszillation mittels eines BPMs⁴ detektiert werden. Diese Art der Schwingung bezeichnet man als kohärente Betatronschwingung.

2.2 Strahlspektrum

Das Strahlspektrum ergibt sich aus der zeitlichen Struktur des Elektronenstrahles, die mittels eines BPMs gemessen wird. Dabei detektiert ein BPM, dessen Elektroden so angeordnet sind, dass die transversale Strahlage detektiert werden kann, die eindimensionale Linienladungsdichte $j(t)$ eines Elektronenpakets an einer festen Position. Durch Fourier-Transformation ergibt sich das Strahlspektrum

$$J(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} j(t) e^{i\omega t} dt. \quad (2.7)$$

In einem Kreisbeschleuniger mit infinitesimal kurzen Bunchen werden dabei Frequenzen detektiert, die sich aus folgenden Komponenten zusammensetzen

$$\omega_{m,p}^{x,z} = ph\omega_0 + m\omega_0 + \Omega_{x,z}, \quad (2.8)$$

mit $p \in \mathbb{Z}, 0 < m < h$. h ist die Harmonischenzahl, die die maximale Anzahl an Bunchen im Kreisbeschleuniger angibt. Diese ergibt sich aus der Anzahl der stabilen Regionen im Hochfrequenzpotential, der sogenannten Buckets⁵. $ph\omega_0 = p\omega_{\text{HF}}$ bezeichnet die Hochfrequenzharmonischen, die mit dem zeitlichen Abstand zweier Bunches korrelieren, $m\omega_0$ die Umlaufharmonischen, die mit der Umlaufdauer eines Bunches zusammenhängen und $\Omega_{x,z}$ beschreibt die kohärenten Betatronschwingungen (vergleiche Gleichung (2.6)). Der Ursprung der einzelnen Frequenzkomponenten wird im Folgenden beschrieben.

In einem Beschleuniger mit nur einem stabilen⁶ Teilchenpaket besteht das Strahlspektrum lediglich aus einer unendlichen Anzahl von Linien bei $k\omega_0, k \in \mathbb{Z}$, den sogenannten Umlaufharmonischen (siehe Abbildung 2.3). Dabei ergeben sich im Spektrum sowohl positive als auch negative Frequenzen, wobei nur die positiven gemessen werden können. Führt dieser Bunch zusätzlich eine Betatronoszillation durch, so erhält jede Umlaufharmonische zwei Seitenbänder im Abstand $\pm\Omega$ (vergleiche Abbildung 2.4).

Füllt man nun den Beschleuniger vollständig mit h stabilen Bunchen, so treten im Frequenzspektrum Linien bei den Hochfrequenzharmonischen $ph\omega_0$ auf (vergleiche Abbildung 2.5). Betrachtet man zusätzlich kohärente Betatronschwingungen der Bunches, so treten wie im Fall eines Bunches Seitenbänder zu den Umlaufharmonischen auf (siehe Abbildung 2.6). Für eine genauere Betrachtung sei auf Kapitel 3.2 verwiesen.

⁴Beam Position Monitor: englisch für Strahllagemonitor

⁵bucket: englisch für Eimer

⁶Ein stabiles Teilchenpaket führt keine kohärente Betatronschwingung aus.

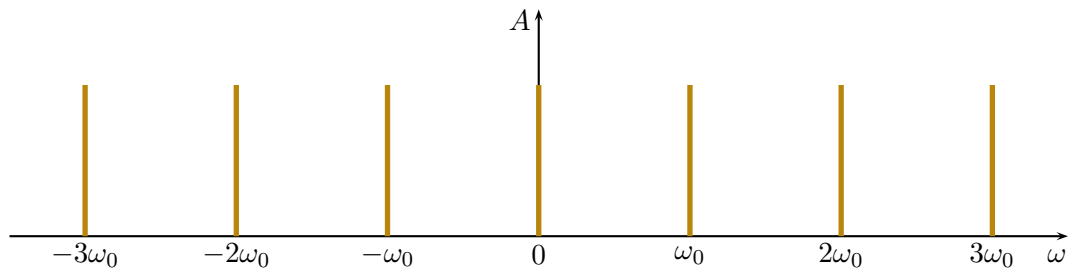


Abbildung 2.3: Frequenzspektrum eines stabilen Bunches im Kreisbeschleuniger

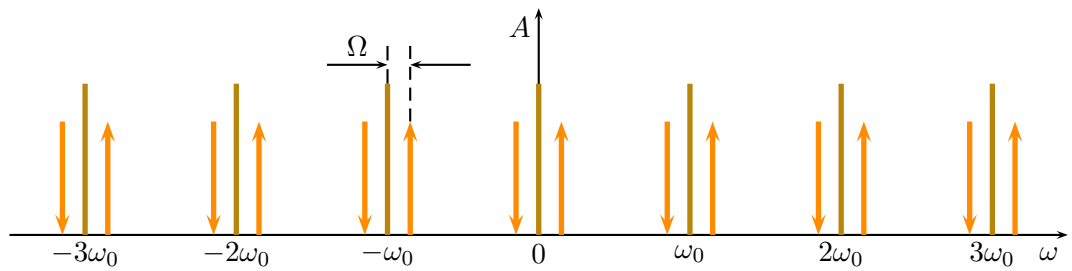


Abbildung 2.4: Frequenzspektrum eines oszillierenden Bunches im Kreisbeschleuniger, die oberen Seitenbänder sind durch einen Pfeil nach oben gekennzeichnet, die unteren zeigen nach unten

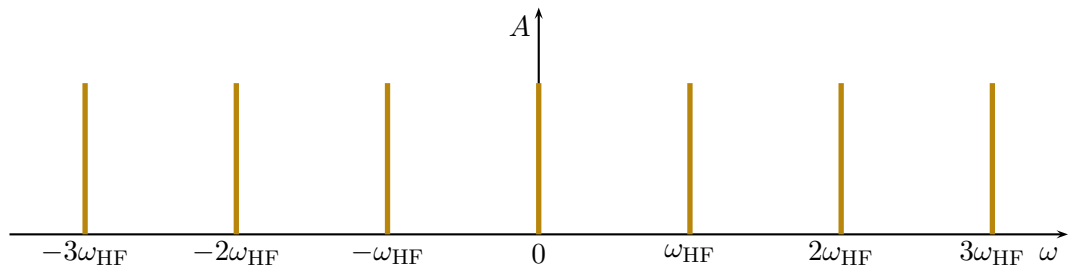


Abbildung 2.5: Frequenzspektrum eines stabilen Elektronenstrahls in einem vollständig gefüllten Kreisbeschleuniger

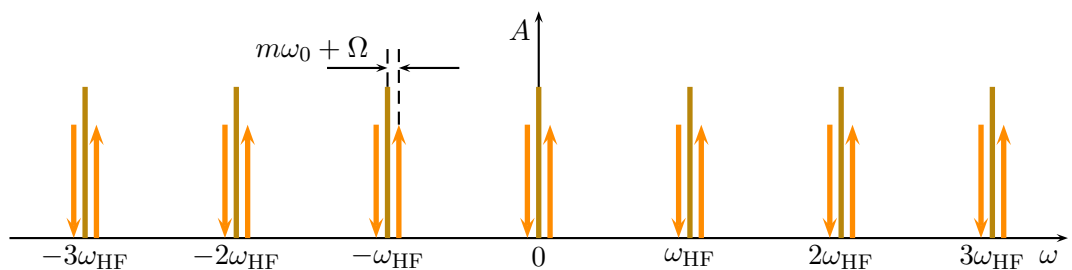


Abbildung 2.6: Frequenzspektrum eines Elektronenstrahls mit kohärenten Betatronschwingungen in einem vollständig gefüllten Kreisbeschleuniger, die oberen Seitenbänder sind durch einen Pfeil nach oben gekennzeichnet, die unteren zeigen nach unten

3 Kohärente Multibunchinstabilitäten

Die in Kapitel 2 beschriebene Strahloptik lässt sich bei niedrigen Strahlströmen anwenden, da hier lediglich die beschleunigende Hochfrequenz sowie die Dipol- und Quadrupolmagnete in die Rechnung einfließen. Bei steigendem Strahlstrom gewinnen zusätzliche Felder an Bedeutung. Diese entstehen durch die Wechselwirkung des elektromagnetischen Feldes des Elektronenstrahles mit der Vakuumkammer oder den Hochfrequenzresonatoren, wodurch zusätzliche Anregungen auf den Strahl wirken können.

3.1 Wakefelder und Impedanzen

Betrachtet man die elektromagnetische Feldverteilung eines ultrarelativistischen Teilchens im Laborsystem, so hat das Feld bedingt durch den relativistischen Lorentzboost aus dem mitbewegten Bezugssystem einen radialen Öffnungswinkel von

$$\alpha = \frac{1}{\gamma}, \quad (3.1)$$

wobei $\gamma \gg 1$ der Lorentzfaktor ist. Somit hat ein Teilchen im Grenzfall $v \rightarrow c$ kein longitudinales Feld, welches auf nachfolgende Elektronenpakete wirken kann.

Durch ihre endliche Ausbreitungsgeschwindigkeit bleiben jedoch Bildladungen, die auf der Kammer mit dem Elektronenpaket mitgeführt werden, bei Querschnittsänderung zurück und können nachfolgende Elektronenbunche beeinflussen. Eine dadurch entstehende Felddeformation ist in Abbildung 3.1 dargestellt. Betrachtet man ein Teilchen mit der Ladung q_1 und Ge-

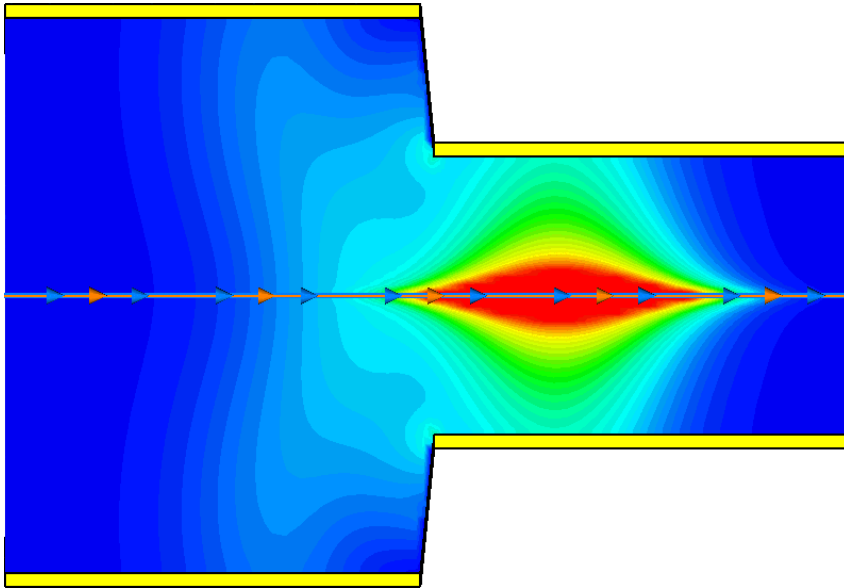


Abbildung 3.1: Elektrische Feldverteilung eines Elektronenpaketes bei Querschnittsänderung des Strahlrohres simuliert mit CST Microwave Studio

schwindigkeit $v \approx c$, welches sich durch eine Vakuumkammer endlicher Leitfähigkeit oder mit sich ändernder Geometrie in einem Abstand $\Delta \mathbf{u}$ von der Sollposition befindet, so wirkt auf eine Probeladung q_2 im zeitlichen Abstand τ die Lorentzkraft

$$\mathbf{F}(s, \Delta \mathbf{u}, \tau) = q_2 \{ \mathbf{E}(s, \Delta \mathbf{u}, \tau) + c \mathbf{e}_s \times \mathbf{B}(s, \Delta \mathbf{u}, \tau) \}. \quad (3.2)$$

Durch Zerlegung der Kraft in longitudinale und transversale Anteile lässt sich die transversale Wakefunktion definieren

$$w_{\perp}(\tau) = -\frac{1}{q_1 q_2 |\Delta \mathbf{u}|} \int_L F_{\perp} ds. \quad (3.3)$$

Diese ist ein Maß für den Energieverlust der Probeladung normiert auf das Dipolmoment $q_1 q_2 \Delta \mathbf{u}$ [Knu00]. Ersetzt man die punktförmige Ladung q_1 durch eine Ladungsverteilung $\rho(\tau)$, bestehend aus vielen Einzelladungen, mit

$$q_1 = \int_{-\infty}^{\infty} \rho(\tau) d\tau, \quad (3.4)$$

so erhält man das Wakepotential

$$W_{\perp}(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} w_{\perp}(\tau - t) \rho(t) dt. \quad (3.5)$$

Die Fourier-Transformierte der Wakefunktion

$$Z_{\perp}(\omega) = i \int_{-\infty}^{\infty} w_{\perp}(\tau) e^{-i\omega\tau} d\tau \quad (3.6)$$

besitzt die physikalische Einheit einer Impedanz und kann, so wie das Wakepotential, die Wechselwirkung mit dem Teilchenstrahl vollständig beschreiben. Die Spannung U , die ein Strahlstrom I durch das Wakepotential erfährt, ergibt sich in Anlehnung an das ohmsche Gesetz zu

$$U(\omega) = -Z(\omega)I(\omega). \quad (3.7)$$

Aus der zeitlichen Entwicklung des Wakepotentials lässt sich die Abklingzeit des induzierten Wakefeldes bestimmen. Ist diese wesentlich kürzer als der zeitliche Abstand zweier aufeinanderfolgender Bunche, so kann das Feld lediglich auf den es verursachenden Bunch zurückwirken. Diese Art der Wechselwirkung führt zu den sogenannten Singlebunchinstabilitäten.

Im gewünschten Hochstrombetrieb an ELSA sind diese allerdings klein gegenüber Wakepotentials mit langen Abklingzeiten, welche die sogenannten Multibunchinstabilitäten verursachen. Hierbei werden Wakefelder in schwingfähigen Bauteilen hoher Güten, wie zum Beispiel den Hochfrequenzresonatoren⁷ angeregt. Diese Felder können die einzelnen Elektronenpakete zu gekoppelten Schwingungen anregen, die sich in unterschiedliche Schwingungsmoden unterteilen lassen.

3.2 Transversale Schwingungsmoden kohärenter Multibunchinstabilitäten

Zur Beschreibung der durch langreichweitige Wakefelder induzierte Multibunchschwingungen dient das Modell einer linearen Kette gekoppelter Oszillatoren. Dabei steht jeder Oszillator für einen Bunch, der kohärente Betatronschwingungen um die Sollbahn durchführt, sodass nicht nur die einzelnen Teilchen im Elektronenpaket sondern der Ladungsschwerpunkt mit der Betatronfrequenz oszilliert.

Die unterschiedlichen Schwingungsmoden, die sich in diesem Modell ausbilden können, definieren sich über die Phasenbeziehung benachbarter Oszillatoren. Betrachtet man einen Beschleuniger mit vollständig gefüllten Buckets, so ergibt sich aus den periodischen Randbedingungen

⁷An ELSA werden zwei fünfzellige 500 MHz-Resonatoren des PETRA-Typs zur Beschleunigung verwendet.

für den Phasenvorschob der Bunche

$$\Delta\Psi_m = \frac{2\pi m}{h}, \quad (3.8)$$

mit $0 \leq m < h$, auch Multibunchmodennummer genannt, die die Schwingungsmoden definiert. Damit erhält man für die transversale Auslenkung des i -ten Bunches der Mode m

$$\eta_{x,z;i}(t) = \eta_{x,z;i}^0 \cos(\Omega_{x,z}t + \Delta\Psi_m \cdot i), \quad (3.9)$$

wobei $\Omega_{x,z}$ die Betatronfrequenz und $\eta_{x,z;i}^0$ die Schwingungsamplitude bezeichnet [HHH⁺].

Für einen fiktiven Kreisbeschleuniger, der Einfachheit halber mit der Harmonischenzahl $h = 4$, lassen sich die auftretenden Moden wie in Abbildung 3.2 darstellen, vergleiche [Sch]. In

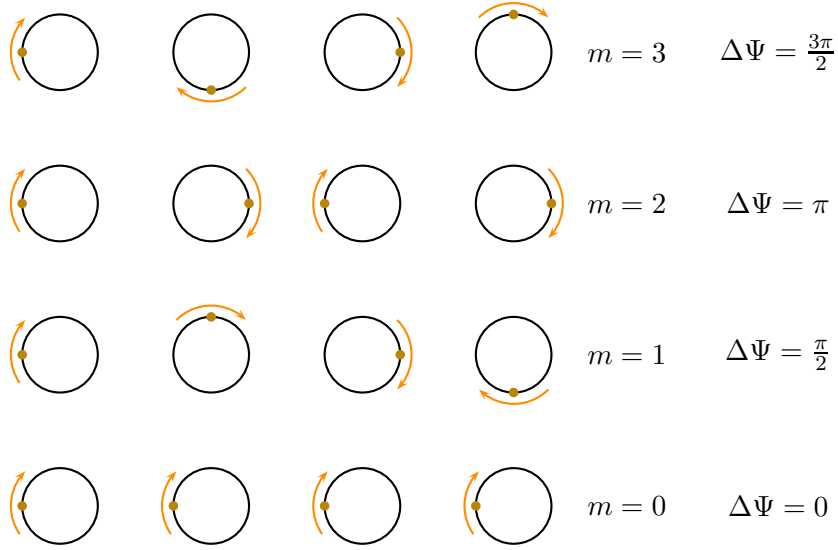


Abbildung 3.2: Veranschaulichung der komplexen Schwingungsphase der Multibunchmoden eines fiktiven Kreisbeschleunigers mit $h = 4$

Abbildung 3.3 sind diese im Frequenzraum dargestellt [Lon07]. Gezeigt ist der Bereich $[0, \omega_{\text{HF}}]$ mit der Hochfrequenz, den Umlaufharmonischen und der jeweiligen Multibunchschwingungsmoden. Die Modennummer m nummeriert dabei die Umlaufharmonische, neben der die Multibunchschwingungsfrequenz als Seitenband auftritt.

Wie bereits in Kapitel 2.2 eingeführt, ergeben sich aus diesen Schwingungsmoden mit einem BPM detektierbare Signale, deren Frequenz durch

$$\omega_{x,z}^m = m\omega_0 + \Omega_{x,z} \quad (3.10)$$

gegeben ist. Die Mode mit der größten Frequenz ist dabei die π -Mode. In diesem Fall schwingen alle Bunche gegenphasig bezüglich ihrer Nachbarn und die maximale Schwingungsfrequenz beträgt

$$\omega_{x,z}^{\text{max}} = \frac{h\omega_0}{2} = \frac{\omega_{\text{HF}}}{2}. \quad (3.11)$$

Diese entspricht der halben Hochfrequenz der Beschleunigungsresonatoren. Somit sind alle möglichen Frequenzen der Multibunchoszillationen durch die Betrachtung des Frequenzintervalls $[0, \omega_{\text{HF}}/2]$ abgedeckt.

Dies ergibt sich auch aus Abbildung 3.3. Hier ist zu erkennen, dass aufgrund der Periodizität des Spektrums jede Mode ein Seitenband im Frequenzbereich $[0, \omega_{\text{HF}}/2]$ besitzt und somit durch dieses Intervall vollständig definiert ist.

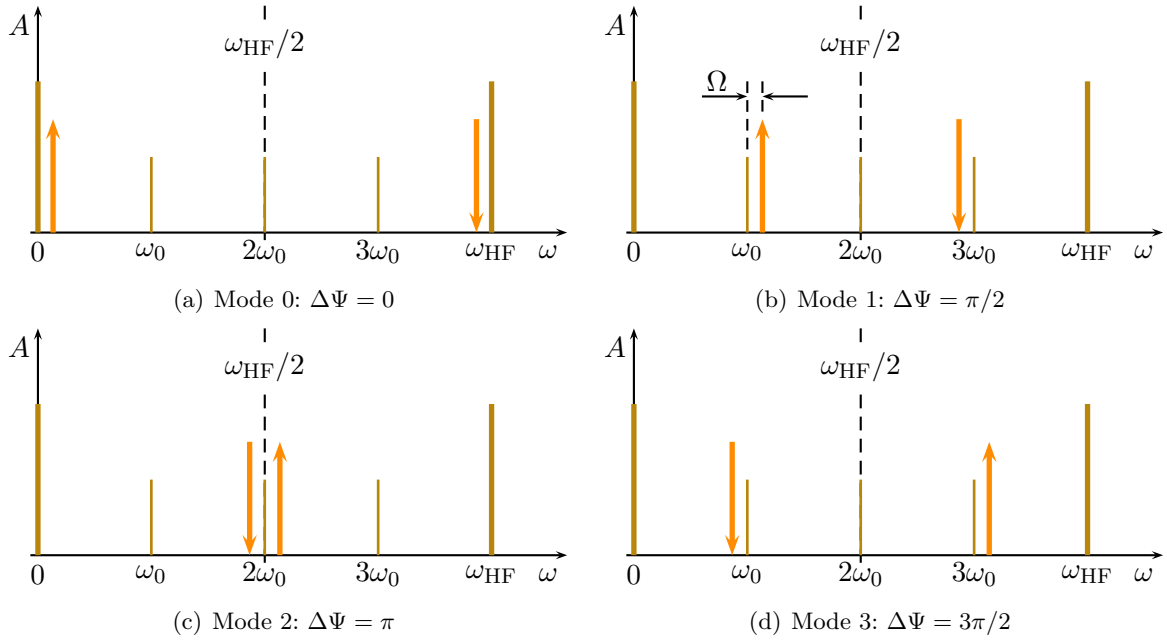


Abbildung 3.3: Multibunchmoden eines vollständig gefüllten Kreisbeschleunigers mit $h = 4$, die Richtung der Pfeilspitzen charakterisiert obere und untere Seitenbänder

Diese Ergebnisse lassen sich durch Anpassen der Harmonischenzahl auch auf ELSA anwenden, dies wird allerdings aufgrund der Komplexität der Darstellung von 274 Moden hier nicht gezeigt. Mit der an ELSA verwendeten Hochfrequenz von $\nu_{\text{HF}} \approx 499,67 \text{ MHz}$ ergibt sich somit das Frequenzintervall $[0, 250 \text{ MHz}]$, in welchem alle Multibunchschwingungsmoden liegen.

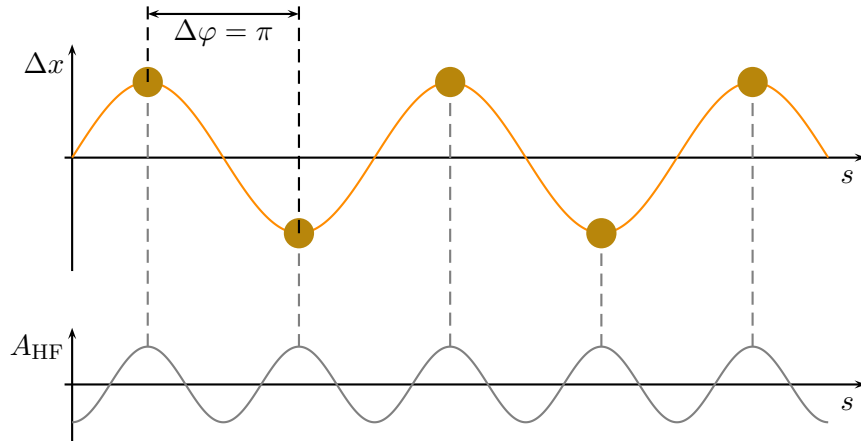


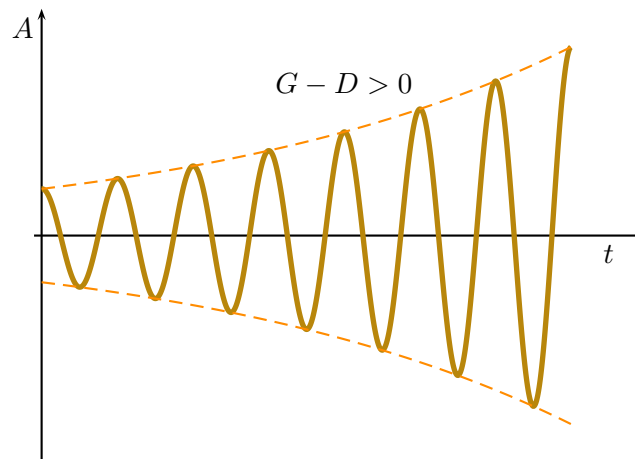
Abbildung 3.4: Schwingungsmode mit größtem Phasenverschub $\Delta\varphi = \pi$

Der zeitliche Verlauf der Amplitude der Multibunchoszillation ergibt sich aus den anregenden und dämpfenden Effekten. Die Differentialgleichung einer gedämpften harmonischen Multibunchschwingung ist gegeben durch

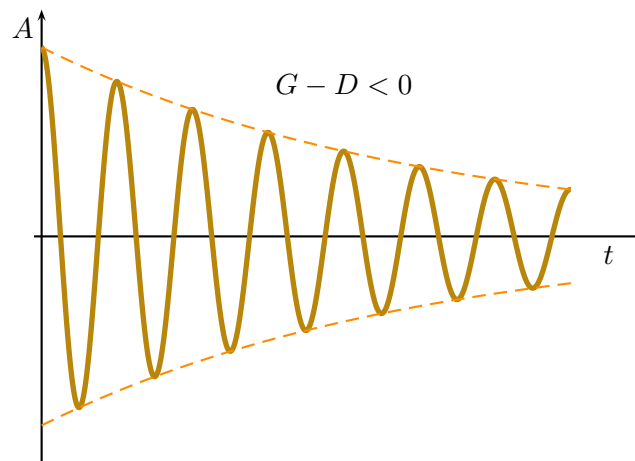
$$\ddot{\eta}_{x,z} + 2(D - G)\dot{\eta}_{x,z} + \Omega_{x,z}^2 \eta_{x,z} = 0. \quad (3.12)$$

Dabei bezeichnet D die natürliche Dämpfungsrate und G die Wachstumsrate der Multibunchinstabilitäten. Ein Ansatz zur Lösung der Differentialgleichung (3.12) lautet

$$\eta_{x,z;i}(t) = \eta_{x,z;i}^0(t) e^{(G-D)t} \cos(\Omega_{x,z}t + \Delta\Psi_m \cdot i). \quad (3.13)$$



(a) Entdämpfte harmonische Schwingung



(b) Gedämpfte harmonische Schwingung

Abbildung 3.5: Zeitliche Entwicklung von gedämpfter und entdämpfter harmonischer Schwingung

Das Verhältnis von D und G entscheidet dabei, ob die Schwingungsamplitude mit der Zeit wächst oder ob die Schwingung zeitlich gedämpft wird.

Die natürliche Dämpfung entstammt in einem Elektronenbeschleuniger der Abstrahlung von Synchrotronlicht beim Durchqueren der Dipolfelder und der anschließenden Nachbeschleunigung in den Hohlraumresonatoren. Dabei wird transversaler und longitudinaler Impuls abgestrahlt, in den Cavities aber lediglich longitudinaler Impuls nachgeliefert, wodurch der Gesamteffekt dämpfend auf die Betatronoszillationen wirkt.

In diesem Modell sind alle Elektronen eines Bunches unabhängig voneinander und geben die gleiche Rate an Synchrotronstrahlung ab, erfahren also unabhängig vom Strahlstrom die gleiche Dämpfung. Die Anregung hingegen, die durch die Wakefelder verursacht wird, ist wesentlich vom Strahlstrom abhängig, da die Amplitude der Wakefelder mit der Anzahl der Strahlteilchen zunimmt. Übersteigt der Strahlstrom den Wert, ab dem die Dämpfung der Anregung entspricht, so ist die Betatronoszillation jedes Elektronenbunches entdämpft und die Amplitude steigt exponentiell an, was zu Strahlverlust führen kann (vergleiche Abbildung 3.5).

Durch Einführen einer zusätzlichen Dämpfung D' , die durch ein Multibunch-Feedback-System hervorgerufen wird, kann der maximale Strahlstrom, bis zu dem der Strahl stabil im Be-

schleuniger umläuft, erhöht werden, solange

$$G - D - D' < 0 \tag{3.14}$$

erfüllt ist. Die Funktionsweise und der Aufbau des Feedback-Systems wird in Kapitel 4 beschrieben.

4 Das Multibunch-Feedback-System

Das Multibunch-Feedback-System besteht aus mehreren Komponenten zur Detektion, Analyse und Dämpfung von Multibunchinstabilitäten, deren Funktionsweise in diesem Kapitel erläutert wird.

4.1 Anforderungen an das Feedback-System

Um Multibunch-Schwingungen detektieren zu können, ist ein breitbandiges System bestehend aus BPM und Elektronik erforderlich, das ein zur transversalen Ablage des Ladungsschwerpunktes proportionales Signal liefert. Ein typischer an ELSA verwendeter BPM ist in Abbildung 4.2 dargestellt, eine genauere Beschreibung des BPMs findet sich in [Kei00].

Wie in Kapitel 3.2 gezeigt, ist das Frequenzspektrum der Instabilitäten durch das Intervall $[0, 250 \text{ MHz}]$ vollständig beschrieben. Somit muss ein Multibunch-Feedback-System Korrektursignale in diesem Frequenzbereich erzeugen können, um jede mögliche Multibunch-Mode dämpfen zu können. Da das Spektrum sich bei höheren Frequenzen reproduziert, kann analog jeder Frequenzbereich $[k \cdot \omega_{\text{HF}}, (k + 1/2) \cdot \omega_{\text{HF}}]$, $k \in \mathbb{N}$ beziehungsweise $[(k + 1/2) \cdot \omega_{\text{HF}}, (k + 1) \cdot \omega_{\text{HF}}]$ verwendet werden.

Weiterhin muss, um jedem einzelnen Bunch das entsprechende Korrektursignal applizieren zu können, der Zeitpunkt des Signals mit einer Genauigkeit von $\Delta t \ll t_{\text{HF}}$ einstellbar sein, wobei $t_{\text{HF}} = 2 \text{ ns}$ den zeitlichen Abstand zweier Bunche bezeichnet.

4.2 Prinzip und Aufbau des Feedback-Systems

Das Grundprinzip des Feedback-Systems ist in Abbildung 4.1 dargestellt.

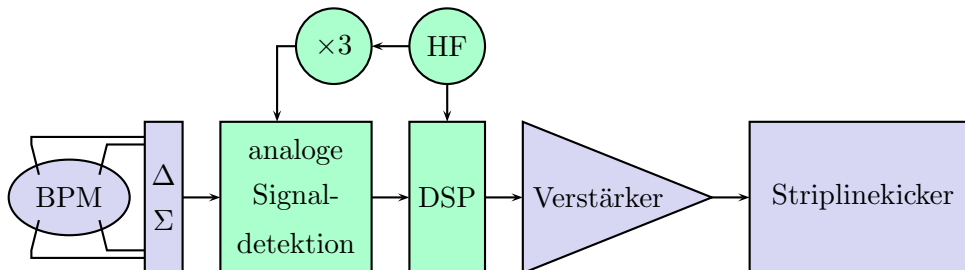


Abbildung 4.1: Grundprinzip des Feedback-Systems

Durch geeignetes Kombinieren der vier Signale des BPMs ergibt sich eine zur horizontalen beziehungsweise vertikalen Ablage proportionale Signalamplitude, die enthaltenen Frequenzen ergeben sich aus dem Spektrum des Elektronenstrahls. Durch Mischen dieses Signals mit der dreifachen Hochfrequenz und einem nachgeschalteten Tiefpass, kann die Schwingungsfrequenz der Multibunchinstabilitäten isoliert werden. Dadurch erhält man zur Weiterverarbeitung für jeden Bunch ein mit der Betatronfrequenz oszillierendes Signal. Dieses wiederum wird einem digitalen Signalprozessor (DSP) mittels eines ADCs⁸ zugeführt. Ein digitaler Filter beschränkt das zur Korrektur betrachtete Spektrum auf Frequenzen nahe der Betatronfrequenz [Lon07]. Daraus kann für jeden Bunch ein geeignetes, das heißt phasenrichtiges, Korrektursignal berechnet werden, das über einen Hochfrequenzverstärker auf einen breitbandigen, sogenannten Striplinekicker gegeben wird. Die Funktionsweise dieses Striplinekickers ist in Kapitel 5 beschrieben.

⁸ADC: Analog to Digital Converter, englisch für Analog-Digital-Wandler

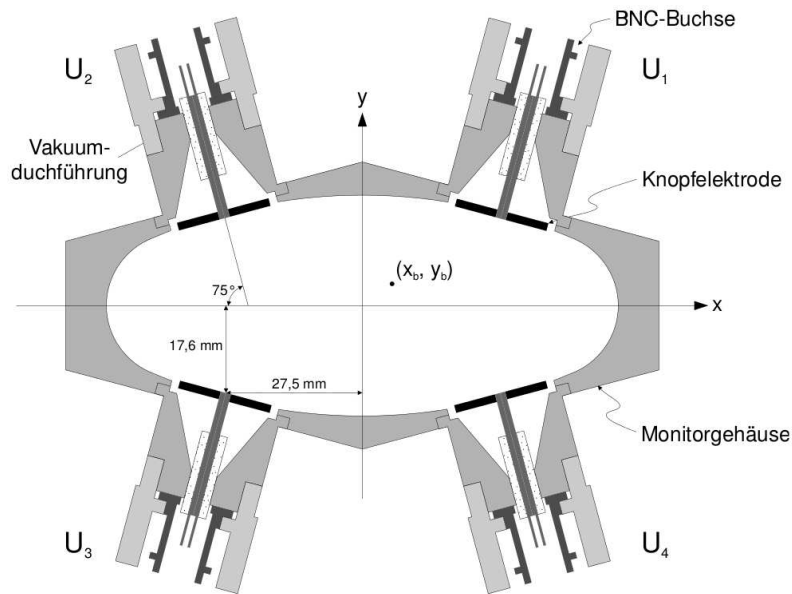


Abbildung 4.2: Aufbau eines an ELSA verwendeten Beam-Position-Monitors

Der digitale Signalprozessor ist durch einen sogenannten iGp⁹ auf FPGA-Basis¹⁰ realisiert [dim11] (siehe Abbildung 4.3). Dieser kann Daten mit einer Rate von 500 MHz einlesen und verarbeiten, was der Frequenz entspricht, mit der Bunche den BPM passieren.

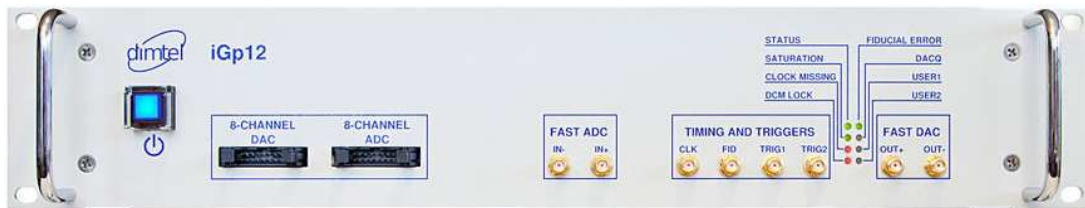


Abbildung 4.3: Digitaler Signalprozessor zur Berechnung des Korrektursignals [dim11]

Das Korrektursignal, das durch den DSP generiert wird, besitzt eine maximale Amplitude von 800 mV [Tey10]. Um eine ausreichend große Ablenkspannung am Striplineekicker zu erreichen, muss dieses Signal daher mit Hilfe eines Hochfrequenzverstärkers (Amplifier Research, Model 100A250A) mit ausreichend großer Bandbreite von (0,01 – 250) MHz [amp11] auf eine Leistung von bis zu 100 W verstärkt werden. Der Frequenzgang der Verstärkung ist in Abbildung 4.4 dargestellt. Im angegebenen Frequenzbereich ist die Verstärkung annähernd konstant bei $(51,5 \pm 0,5)$ dB.

Die Phasenbeziehung zwischen Ein- und Ausgangssignal des Verstärkers wurde mithilfe eines Oszilloskops gemessen. Dazu wird das Korrektursignal, das durch die iGp erzeugt wird und das verstärkte Signal gleichzeitig dargestellt. In Abbildung 4.5 ist das Korrektursignal für einen Bunch und für die Anregung aller Bunche bei der Maximalfrequenz von 250 MHz dargestellt. Zu erkennen ist eine Deformation des nahezu rechteckförmigen Eingangssignals aufgrund der endlichen Bandbreite des Verstärkers. Die begrenzte Bandbreite verursacht zusätzlich das Nachschwingen des verstärkten Signals nach Abfallen des Eingangssignals. Dennoch ist zu erkennen, dass die Maxima von Ein- und Ausgangssignal im zweiten Fall zur Deckung kommen.

⁹iGp: integrated Gigasample processor

¹⁰FPGA: Field Programmable Gate Array, englisch für Feld programmierbare (Logik-)Gatter-Anordnung

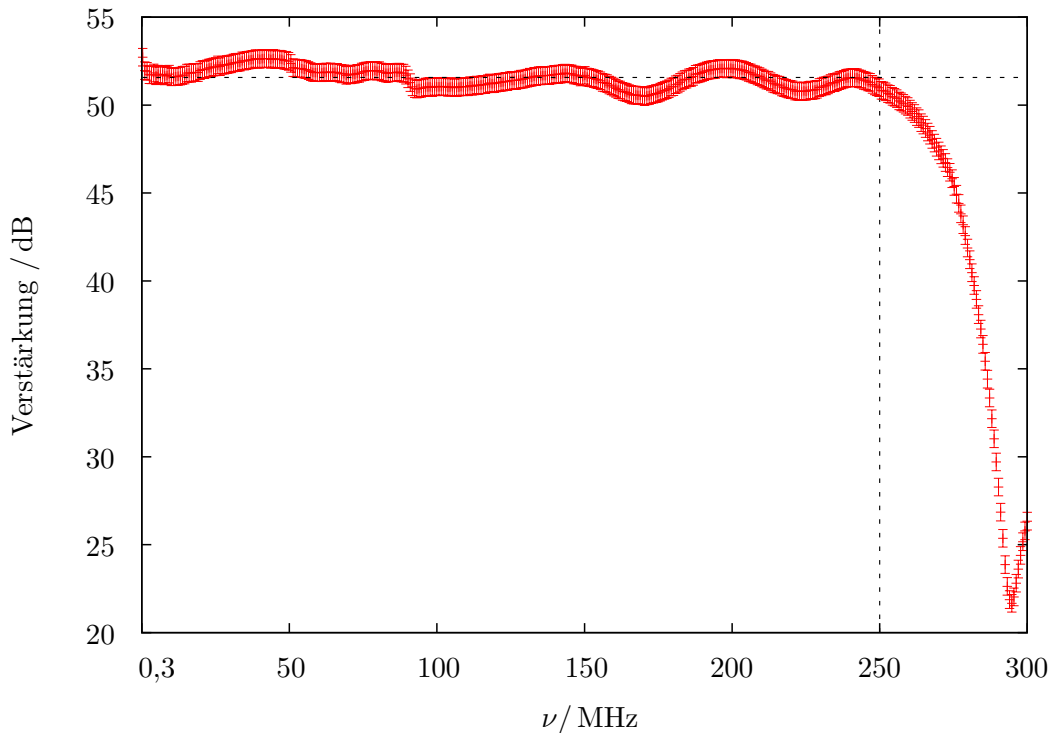


Abbildung 4.4: Verstärkung des 100 W-Verstärkers in Abhängigkeit der Frequenz

Die Ansteuerung des Striplineickers erfolgt über einen 180° -Splitter [spl10] (vergleiche Abbildung 4.6). Dieser teilt das verstärkte Korrektursignal in zwei Anteile gleicher Amplitude und unterschiedlicher Vorzeichen, die auf jeweils gegenüberliegende Elektroden des Kickers gegeben werden. Der Elektronenstrahl durchläuft dabei den Kicker entgegen der Ausbreitungsrichtung der Hochfrequenzwelle (vergleiche Kapitel 5.3). Durch diese 180° -Einkopplung erhöht sich die Ablenkspannung zwischen den Striplines um einen Faktor $\sqrt{2}$ im Vergleich zur Einkopplung an nur einer Elektrode. Eine genauere Beschreibung der Funktionsweise des Striplineickers befindet sich in Kapitel 5.3. Hat das Korrektursignal den Striplineicker durchlaufen, wird es ausgekoppelt und mit einem $50\ \Omega$ -Abschlusswiderstand reflektionsfrei abgeschlossen. Damit ist gewährleistet, dass ein Korrektursignal lediglich einen Elektronenbunch korrigieren kann und nicht durch Mehrfachreflexionen auf nachfolgende Bunche wirkt.

Damit ein Korrektursignal das richtige Elektronenpaket korrigieren kann, muss die Laufzeit des Korrektursignals durch die Elektronik und die Anschlussleitungen berücksichtigt und über einen einstellbare Verzögerung im DSP angepasst werden. Dieser Verzögerer besitzt eine Genauigkeit von $\Delta t \approx 10\ \text{ps}$ [Tey10]. Zusätzlich müssen die Signallaufzeiten zu den gegenüberliegenden Elektroden identisch sein, damit ein maximaler Verstärkungsprozess der phasenverschobenen Wellen auftritt.

Das Korrektursignal, das durch den DSP erzeugt wird, ist ein Rechteckpuls mit einer Länge von 2 ns und einer Höhe, die proportional zum Eingangssignal des DSP und somit zur Ablage des Teilchenpaketes ist.

Mit diesem Prinzip lassen sich Strahlenschwingungen im Horizontalen und Vertikalen mit je einem separaten Aufbau aus BPM, Signalverarbeitung, DSP und Verstärker analysieren und aktiv dämpfen. Lediglich der Striplineicker verfügt über Korrektorelektroden für beide transversale Ebenen. Für die transversalen Ebenen existiert an ELSA bereits ein Striplineicker, dieser verfügt allerdings nicht über die nötige Bandbreite und eine unbekannte Shuntimpedanz. Da-

her wurde im Rahmen dieser Arbeit die Konstruktion eines neuen, an die an ELSA gegebenen Anforderungen angepassten Kickers übernommen.

Auf gleiche Weise können longitudinale Schwingungen detektiert und korrigiert werden, allerdings arbeitet das longitudinale System im Frequenzbereich (1 – 1,25) GHz. Hier wird ein Kickercavity zum Korrigieren der longitudinalen Strahlschwingungen genutzt, dessen Geometrie und Funktionsweise in [Zim10] beschrieben ist.

Insgesamt sind somit drei BPMs zum Detektieren der Schwingungen in den drei Strahlebenen vorhanden. Jede Ebene verfügt über eine separate Datenverarbeitung und kann über einen Kicker unabhängig zu den jeweils anderen Ebenen den Strahl beeinflussen.

4.3 Inbetriebnahme des Feedback-Systems

Die zur Ablage des Bunches proportionalen Signale aus der analogen Signalverarbeitung werden durch Mischen mit der dreifachen Hochfrequenz demoduliert. Dabei variiert der Ausgangspegel des Signals in Abhängigkeit der eingestellten Phasenbeziehung zwischen BPM-Signal und verdreifachter Hochfrequenz. Um eine große Empfindlichkeit auf transversale Schwingungsamplituden zu erreichen, wird die Amplitude dieses Ausgangssignals maximiert. Dazu wird für verschiedene Phaseneinstellungen die Amplitude des detektierten Signals gemessen und das Maximum ermittelt (siehe Abbildung 4.7).

Zusätzlich muss der Zeitpunkt des Korrektursignales angepasst werden. Dazu wird durch die Drive-Funktion¹¹ des DSP ein einzelner Bunch resonant mit der Betatronfrequenz angeregt. Aus der gemessenen Amplitudenverteilung der im Beschleuniger oszillierenden Bunche kann rückgeschlossen werden, welcher Bunch durch das Signal zu Betatronschwingungen angeregt wird. Daraus lässt sich eine geeignete Verzögerung (zur Grobeinstellung (0 – 548) ns in 2 ns Schritten) einstellen, sodass eine gemessene Ablage und die daraus berechnete Korrektur dem richtigen Bunch appliziert wird. Die Feineinstellung erfolgt dabei durch Variation der Verzögerung, sodass die Amplituden der beiden zum angeregten benachbarten Bunche identisch sind (zur Feineinstellung (0 – 2) ns in 10 ps Schritten). Somit ist gewährleistet, dass das Korrektursignal symmetrisch um den Ladungsschwerpunkt liegt.

Damit das Korrektursignal dämpfend auf die Betatronoszillation wirkt, muss zusätzlich zum Zeitpunkt auch die Phase des Korrektursignals optimiert werden. Wirkt das Signal mit der falschen Phase auf den Elektronenbunch, so kann die Dämpfung geringer sein, beziehungsweise kann das Signal sogar anregend auf die Schwingung wirken. Zur Optimierung der Phase wird daher die Amplitude der Betatronschwingung in Abhängigkeit der eingestellten Korrekturphase betrachtet. Bei optimaler Einstellung wirkt das Feedback-System dämpfend auf die durch Multibunchinstabilitäten auftretenden Betatronschwingungen und die Betatronseitenbänder verschwinden in der Fouriertransformierten des BPM-Signals.

In Abbildung 4.8 ist dies für den longitudinalen Phasenraum dargestellt. Deutlich zu erkennen ist die Synchrotronfrequenz, die Eigenfrequenz longitudinaler Strahlschwingungen, bei ca. 90 kHz und deren Harmonische bei ausgeschaltetem Feedback-System. Durch Zuschalten des Korrektursignals können diese kohärenten Synchrotronschwingungen fast vollständig gedämpft werden.

4.4 Anbindung an das ELSA-Kontrollsystem

Um im Normalbetrieb der Beschleunigeranlage das Verhalten des Feedback-Systems überwachen und kontrollieren zu können, wurde eine Schnittstelle zum ELSA-Kontrollsystem der Anlage entwickelt. Der Großteil dieser Schnittstelle wurde dabei von Dennis Proft entworfen und im

¹¹drive, englisch für antreiben

Rahmen dieser Arbeit an die Betriebsparameter angepasst sowie ins ELSA-Kontrollsystem integriert.

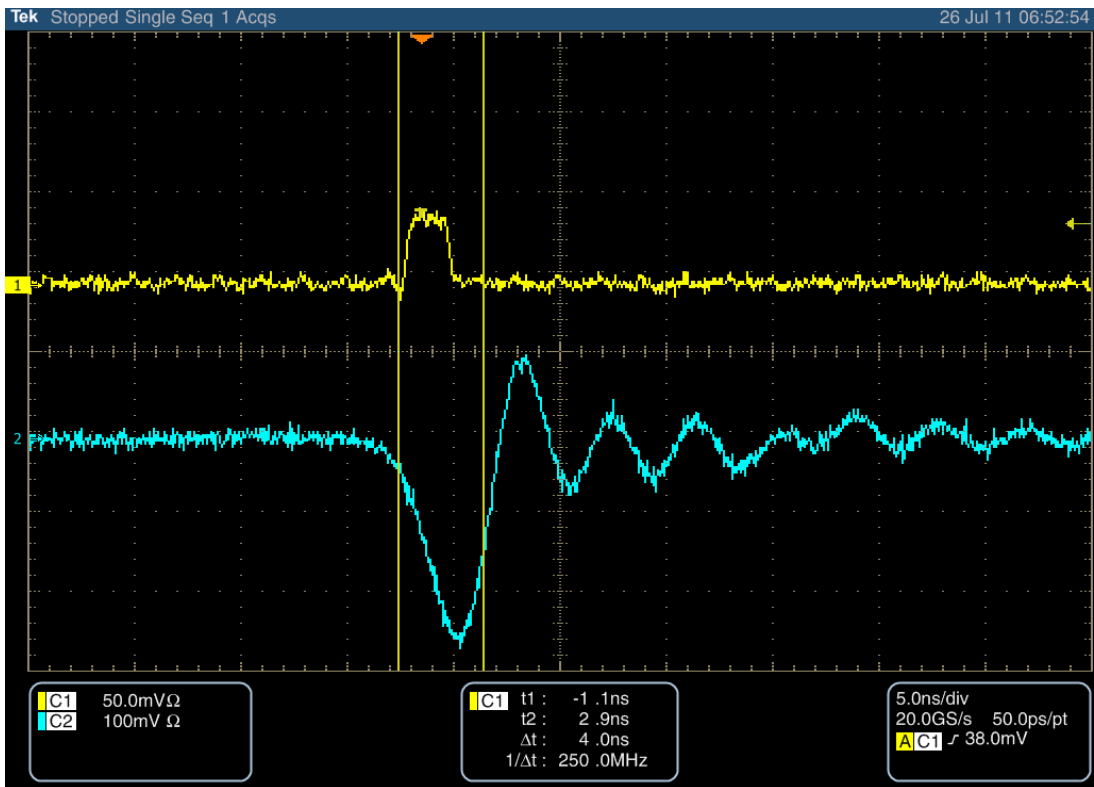
Das Feedback-System arbeitet mit einer auf EPICS¹² basierenden Schnittstelle zur Hardware der iGp, in welcher intern Status- und Datenparameter verwaltet werden. Über eine Schnittstelle zur Programmiersprache C ist es möglich, diese Parameter mit dem ebenfalls in C entwickelten ELSA-Kontrollsystem zu synchronisieren.

Da sich die Kalibrationsparameter im laufenden Betrieb nicht ändern, dient diese Schnittstelle der Überwachung und Steuerung der Grundfunktionen des Feedback-Systems. In Abbildung 4.9 ist die graphische Benutzerschnittstelle des ELSA-Kontrollsystems dargestellt, in der die wichtigsten Zustandsparameter aller drei Ebenen des Feedback-Systems zusammengefasst sind.

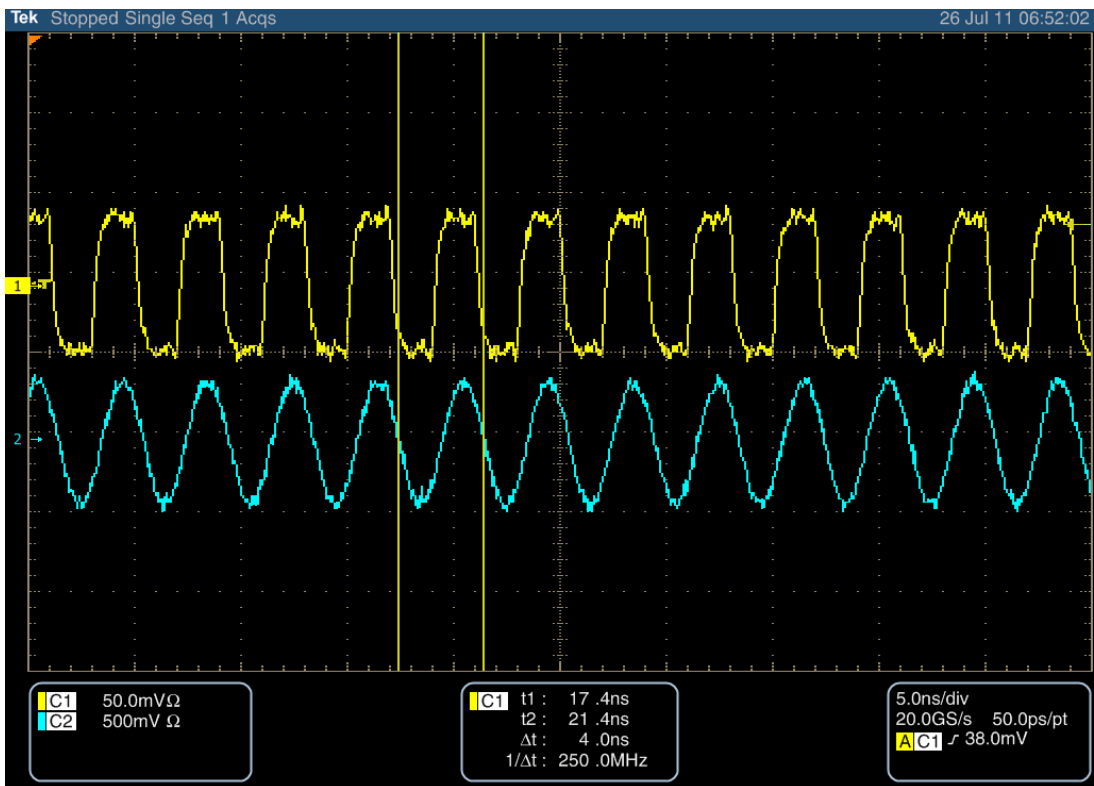
Zusätzlich existieren für jede Ebene Detailansichten, die die Steuerung der grundlegenden Funktionen wie zum Beispiel der Verstärkerleistung erlauben und dem Benutzer wichtige diagnostische Informationen bereitstellen (vergleiche Abbildung 4.10). Im Plot links oben ist die Schwingungsamplitude jedes einzelnen Bunches dargestellt, gemittelt über mehrere Umläufe im Beschleuniger. Rechts davon sieht man den zeitlichen Verlauf der Schwingungsamplitude des Bunches mit der größten Auslenkung. Unten links ist der RMS¹³-Wert der Schwingungsamplituden der einzelnen Bunche dargestellt, rechts daneben das fouriertransformierte, über alle Bunche gemittelte, Spektrum der Amplitudenwerte. Ebenso können die Vor- und Rücklaufleistungen des Hochfrequenzsignals, die an den Richtkopplern gemessen werden, ausgegeben werden.

¹²EPICS: **E**xperimental **P**hysics and **I**ndustrial **C**ontrol **S**ystem, englisch für Kontrollsystem für Experimentalphysik und Industrie

¹³RMS: **R**oot **M**ean **S**quare, englisch für Effektivwert



(a) Korrektursignal bei Anregung eines Bunches mit 250 MHz vor (gelb) und hinter (blau) dem Hochfrequenzverstärker



(b) Korrektursignal bei Anregung mit 250 MHz vor (gelb) und hinter (blau) dem Hochfrequenzverstärker

Abbildung 4.5: Korrektursignale vor und hinter dem Hochfrequenzverstärker

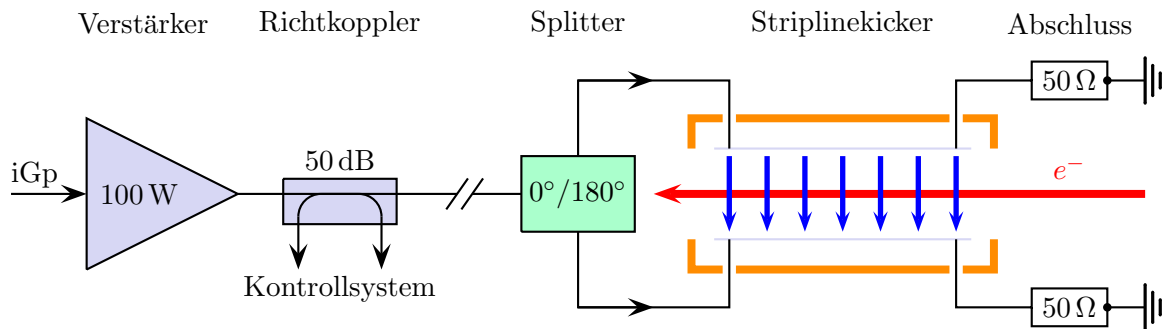


Abbildung 4.6: Hochfrequenz-Ansteuerung des Striplinekickers

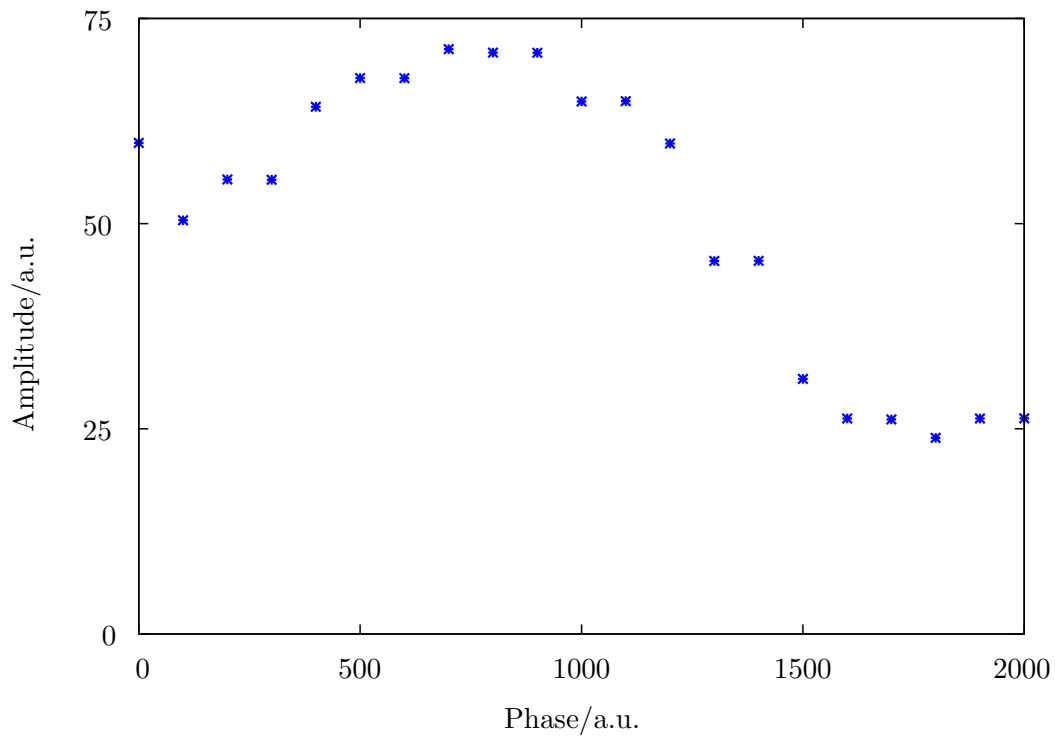
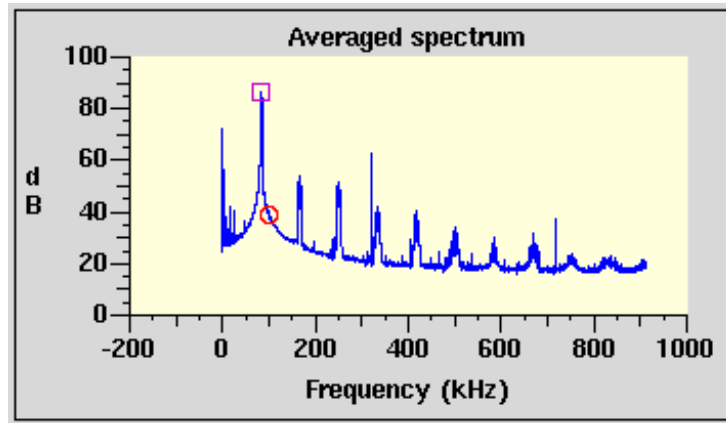
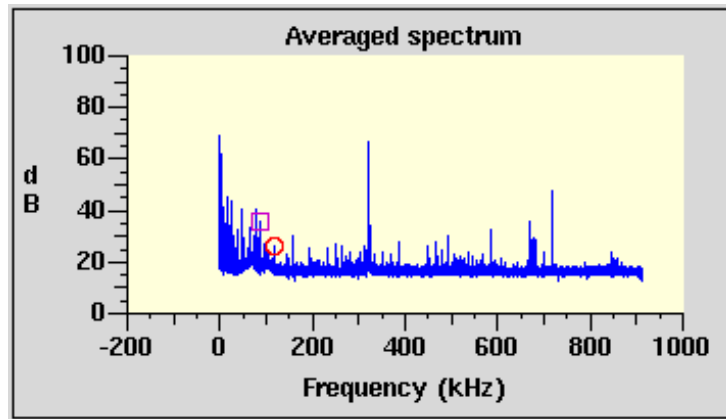


Abbildung 4.7: Amplitude des demodulierten BPM-Signals in Abhängigkeit der Phasenbeziehung der Hochfrequenzwellen



(a) Spektrum der Multibunchinstabilitäten bei ausgeschaltetem Feedbacksystem



(b) Spektrum der Multibunchinstabilitäten bei eingeschaltetem Feedbacksystem

Abbildung 4.8: Strahlspektrum bei aus- und eingeschaltetem Feedback-System bei 2,35 GeV und 60 mA Strahlstrom im longitudinalen Phasenraum

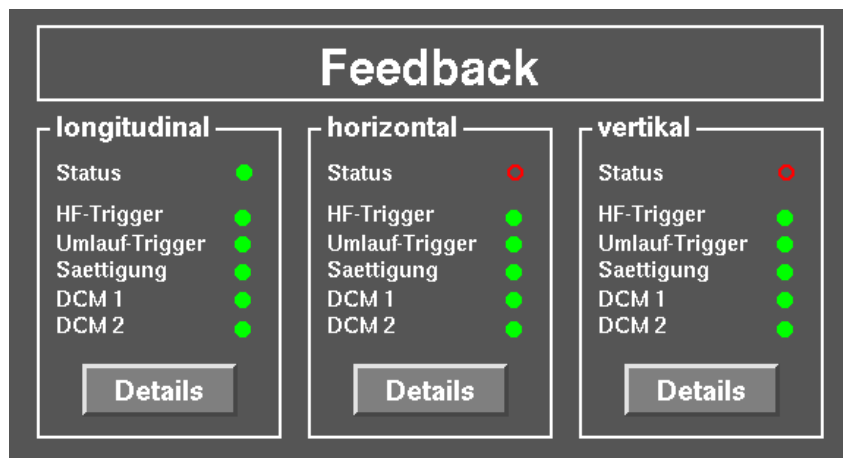


Abbildung 4.9: Graphische Benutzerschnittstelle des Feedback-Systems im ELSA-Kontrollsystem zur Zustandsüberwachung aller drei Ebenen

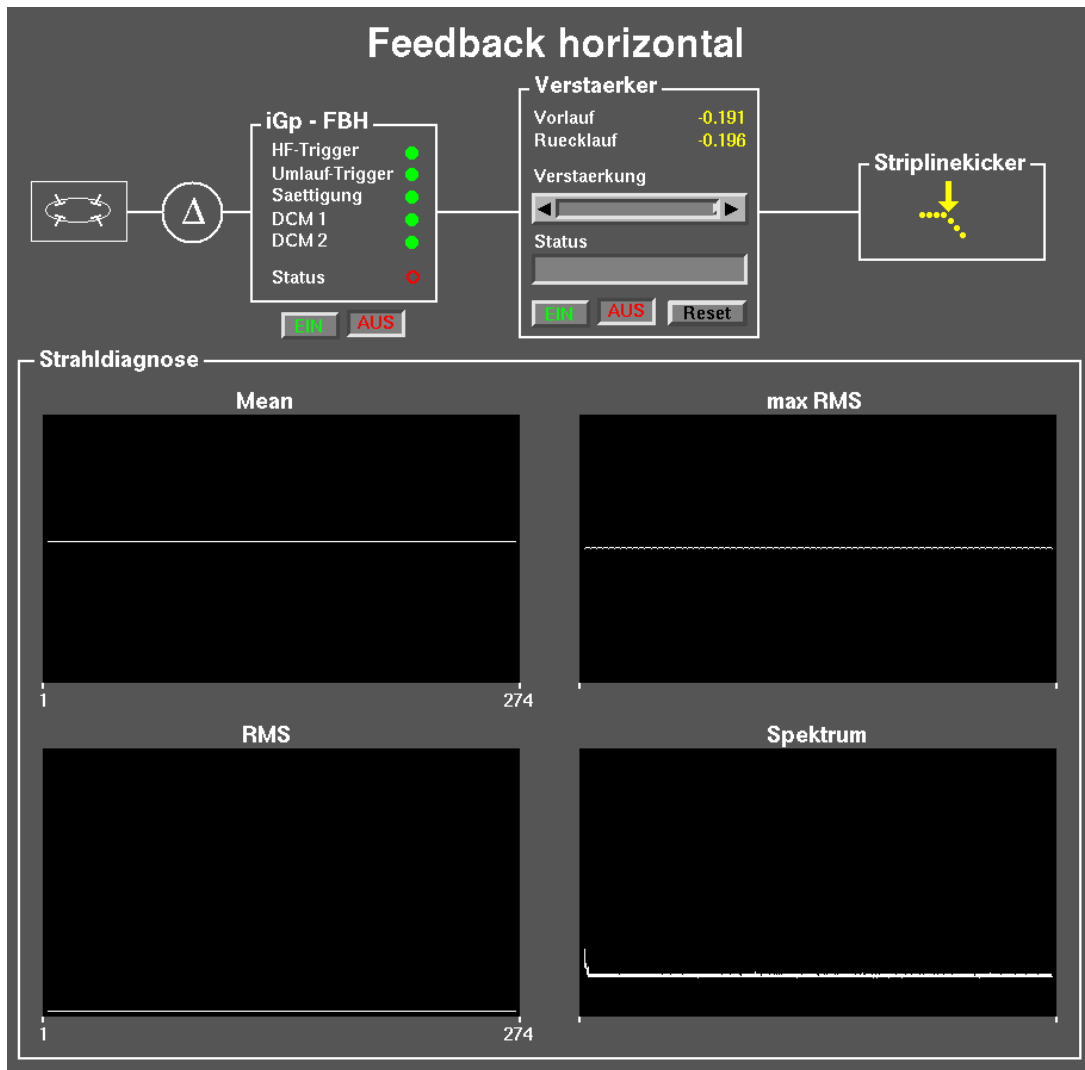


Abbildung 4.10: Graphische Benutzerschnittstelle des horizontalen Feedback-Systems im ELSA-Kontrollsystem bei ausgeschaltetem Feedback-System

5 Theoretische Grundlagen des Striplineickers

5.1 Wellenausbreitung in einem Koaxialleiter

Grundlage der Ausbreitung elektromagnetischer Wellen bilden die Maxwellgleichungen. Zum besseren Verständnis der Funktionsweise eines Striplineickers werden im Folgenden die Eigenschaften eines Koaxialleiters näher beschrieben. Ein Koaxialleiter besteht im Allgemeinen aus einem Innen- und einem Außenleiter, die durch ein nichtleitendes Dielektrikum voneinander getrennt sind (vergleiche Abbildung 5.1).

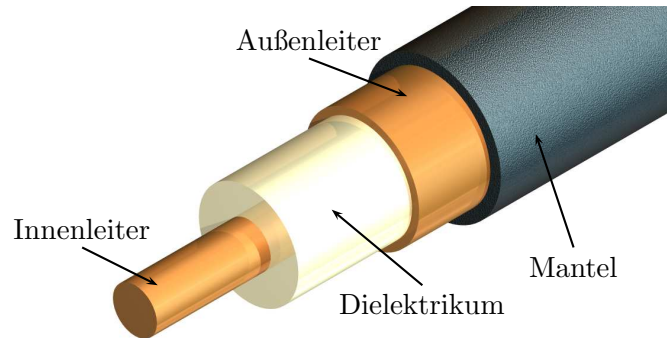


Abbildung 5.1: Aufbau eines Koaxialleiters bestehend aus Innenleiter, Dielektrikum, Außenleiter und Ummantelung

Eine wichtige Kenngröße eines solchen Leiters ist sein Wellenwiderstand, der das Verhältnis zwischen Strom- und Spannungsamplitude einer laufenden Welle angibt. Aus den Maxwellgleichungen folgt für den Wellenwiderstand

$$Z = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_r \varepsilon_0}} \ln \left(\frac{R}{r} \right). \quad (5.1)$$

Hierbei bezeichnet R den Innenradius des Außenleiters, r den Radius des Innenleiters, μ_0 die magnetische Feldkonstante, ε_0 die elektrische Feldkonstante und ε_r die relative Permittivität des Dielektrikums. Die typische Leitungsimpedanz für Hochfrequenzanwendungen beträgt $Z = 50 \Omega$. Daraus ergibt sich unter Verwendung von Luft oder Vakuum als Dielektrikum mit $\varepsilon_r \approx 1$ ein Radienverhältnis von

$$\left(\frac{R}{r} \right)_{Z=50 \Omega} \approx 2,3. \quad (5.2)$$

In Abbildung 5.2 ist der Wellenwiderstand in Abhängigkeit des Radienverhältnisses gezeigt.

5.2 Streumatrix und Impedanzanpassung

Durchläuft eine elektromagnetische Welle einen Leiter der Impedanz Z_0 und trifft am Ende auf ein Bauelement mit der Eingangsimpedanz Z_1 , so wird im Falle $Z_1 \neq Z_0$ ein Teil der Welle reflektiert, siehe Abbildung 5.3. Das Amplitudenverhältnis der Spannungen von rück- und hinlaufender Welle bezeichnet man als Reflexionsfaktor ρ [CKM]. Dieser kann dargestellt werden als

$$\rho = \frac{Z_0 - Z_1}{Z_0 + Z_1} \quad (5.3)$$

und ist im Allgemeinen komplexwertig mit $|\rho| \leq 1$. Nur im Falle $Z_1 = Z_0$ tritt keine Reflexion am Leitungsende auf. Insbesondere ist die reflektierte Leistung proportional zu ρ^2 , weshalb eine Impedanzanpassung zur Maximierung der übertragenen Leistung zwingend notwendig ist.

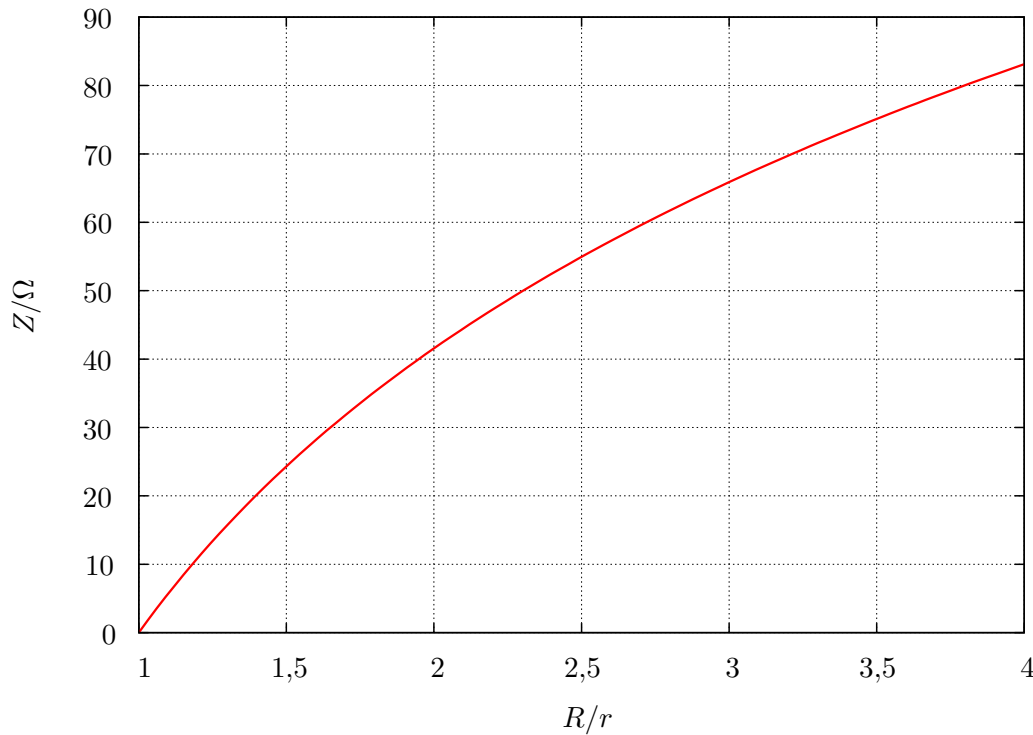


Abbildung 5.2: Impedanz eines Koaxialleiters in Abhängigkeit des Radienverhältnisses von Außen- zu Innenleiter

Für einen Striplinekicker bedeutet ein falsch abgeschlossenes Leitungsende, dass die Korrekturfelder im Kicker nach Durchgang des zu beeinflussenden Bunches reflektiert werden und nachfolgende Bunche beeinflussen können.

Im Falle eines Systems mit n Ein- und Ausgängen können weitere dieser sogenannten Streuparameter definiert werden. Betrachtet man das ausgekoppelte Signal am Ausgang j , hervorgerufen durch die Einspeisung eines Signals am Eingang i , so entspricht das Verhältnis der beiden Spannungssignale dem Streuparameter S_{ji} . Der im vorherigen Fall vorgestellte Reflexionsfaktor entspricht daher im Allgemeinen den Diagonaleinträgen S_{ii} der Streumatrix $S \in \mathbb{C}^{n \times n}$, welche die Eigenschaften des Systems vollständig charakterisiert.

5.3 Shuntimpedanz und Bandbreite

Die wesentliche Größe, die die Leistungsfähigkeit eines Striplinekickers zur Strahlablenkung charakterisiert, ist die sogenannte Shuntimpedanz. Diese stellt einen Zusammenhang zwischen eingespeister Hochfrequenzleistung P und resultierender Ablenkspannung U am Elektronenstrahl dar und ist definiert als

$$R_S = \frac{U^2}{2P}. \quad (5.4)$$

Die Kraft, die auf ein relativistisches Teilchen der Geschwindigkeit βc und der Ladung e in einem elektrischen Feld der Stärke \mathbf{E} beziehungsweise magnetischem Feld der Stärke \mathbf{B} wirkt, ist gegeben durch die Lorentzkraft

$$\mathbf{F} = e\mathbf{E} + ec\boldsymbol{\beta} \times \mathbf{B}. \quad (5.5)$$

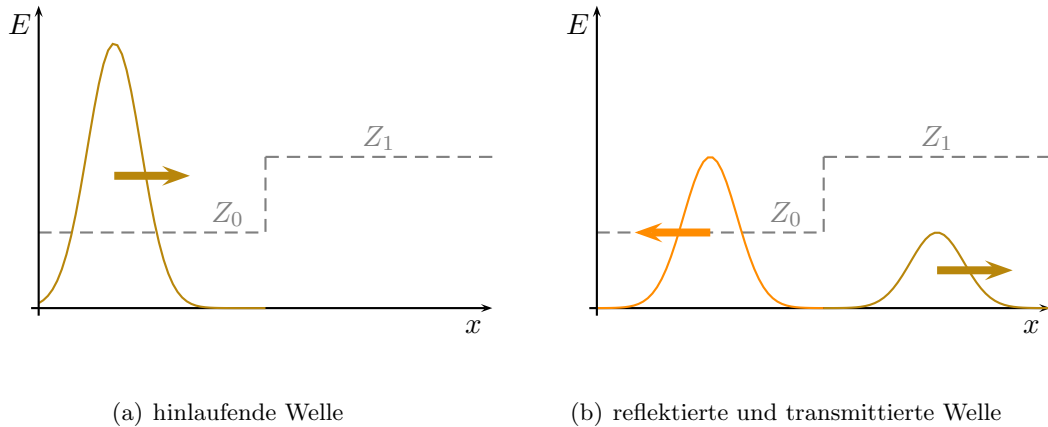


Abbildung 5.3: Reflexion einer elektromagnetischen Welle bei Fehlanpassung der Leitungsimpedanz

Die effektive transversale Ablenkspannung, die der Teilchenstrahl erfährt, ergibt sich durch Integration über die Länge der Striplines

$$U_{x,y}^{\text{eff}} = \int_{-L/2}^{L/2} \{E_{x,y}(s) + c\beta B_{y,x}(s)\} ds. \quad (5.6)$$

Da der Wellenwiderstand des Striplineekickers, wie die eines Koaxialleiters, rein reel ist, sind Strom und Spannung der ihn durchlaufenden Welle und damit elektrisches und magnetisches Feld in Phase. Damit wirken die aus diesen Feldern resultierenden elektrischen und magnetischen Kräfte zur gleichen Zeit auf den Teilchenstrahl. Das Vorzeichen des elektrischen Feldes auf der Strahlachse ist dabei unabhängig von der Ausbreitungsrichtung der Hochfrequenzwelle, das Vorzeichen des magnetischen Feldes hingegen ändert sich mit der Stromrichtung beim Vertauschen der Ein- und Ausgänge. Damit sind die durch die Lorentzkraft gegebenen Kräfte, die durch das elektrische beziehungsweise magnetische Feld hervorgerufen werden parallel beziehungsweise antiparallel zueinander. Dies führt zu einer Abschwächung der resultierenden Kraft, falls die Hochfrequenzwelle und der Teilchenstrahl die gleiche Ausbreitungsrichtung besitzen und zu einer Verstärkung, falls Hochfrequenz und Teilchenstrahl einander entgegen laufen.

Durch die in Kapitel 4.2 gezeigte 180°-Einspeisung der Hochfrequenzwelle ergibt sich eine Verdopplung der Shuntimpedanz, wie im Folgenden gezeigt wird. Führt man jeder Elektrode die Hälfte der Leistung zu, so ergibt sich jeweils eine Spannung von

$$U_{1,2} = \sqrt{2 \frac{P}{2} R_S}. \quad (5.7)$$

Die führt zu einer gesamten Ablenkspannung von

$$U^{\text{ges}} = U_1 + U_2 = \sqrt{2} \sqrt{2PR_S}. \quad (5.8)$$

Die Spannung ist also um einen Faktor $\sqrt{2}$ größer als im Falle einer Einkopplung. Dies lässt sich auch schreiben als

$$U^{\text{ges}} = \sqrt{2P(2R_S)} \quad (5.9)$$

und führt zur effektiven Shuntimpedanz

$$R_S^{\text{eff}} = 2R_S. \quad (5.10)$$

Um die Frequenzabhängigkeit der Shuntimpedanz zu bestimmen, müssen zunächst die frequenzabhängigen Wechselfelder betrachtet werden. Ein Teilchenstrahl mit der Geschwindigkeit $\beta \rightarrow 1$ sieht dabei eine räumliche Feldverteilung, die sich aus dem Ansatz

$$\begin{aligned} E_{\perp}(s) &= E_0 \cos\left(\frac{2\omega}{c} s\right) \\ B_{\parallel}(s) &= B_0 \cos\left(\frac{2\omega}{c} s\right) \end{aligned} \quad (5.11)$$

ergibt. Damit ergibt sich die Shuntimpedanz in Abhängigkeit der Frequenz und Länge der Elektroden nach Gleichung (5.6) zu

$$R_S \propto \frac{\sin^2(kL)}{k^2}, \quad (5.12)$$

mit $k = 2\pi\nu/c = \omega/c$, wobei ν die Frequenz bezeichnet. Anschaulich ergibt sich dies bei Betrachtung der Beschleunigungsspannung, die ein Elektronenpaket beim Durchlaufen des Kickers erfährt. Im statischen Fall $\nu = 0$ erfährt ein Elektron eine konstante Kraft und die Shuntimpedanz ist maximal. Es folgt nach Gleichung (5.6)

$$U(\nu = 0) = (E_0 + cB_0) \cdot L. \quad (5.13)$$

Betrachtet man den Fall $kL = n \cdot \pi$, $n \in \mathbb{N}$, so ergibt sich eine Feldverteilung wie in Abbildung 5.5. Die Elektronen durchlaufen hierbei eine Spannung, die in periodischen Abständen ihr Vorzeichen ändert, wobei das Integral über die Länge des Kickers verschwindet. Damit ist die resultierende Spannung Null und es tritt keine Ablenkung der Teilchen auf.

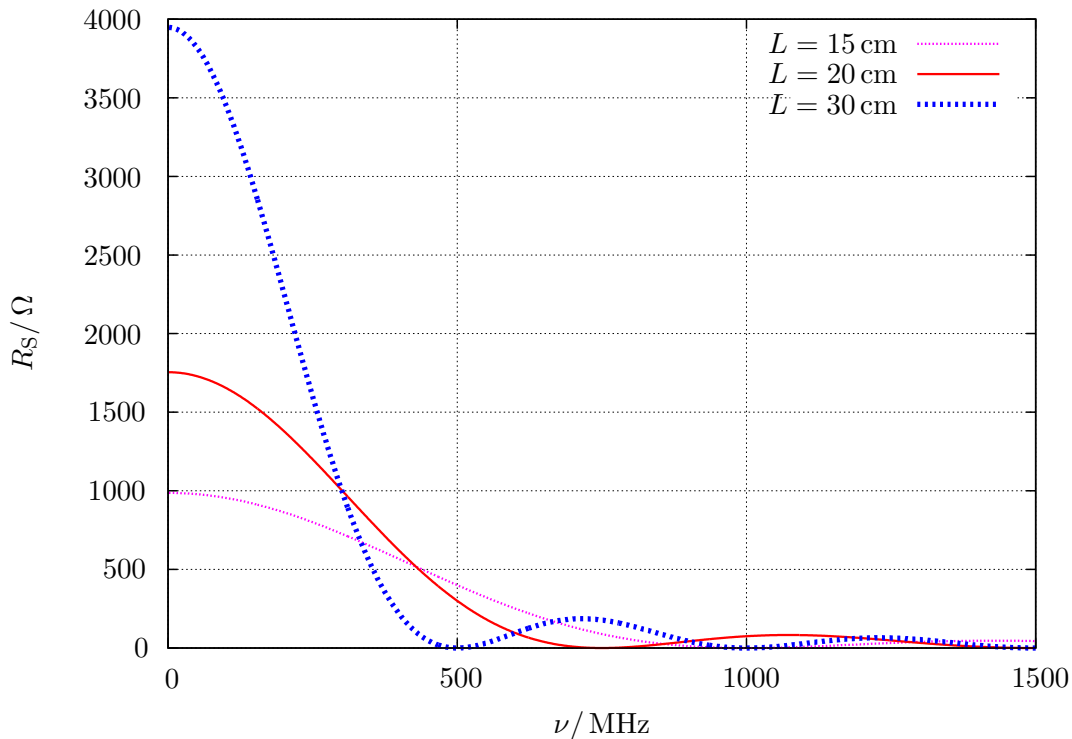


Abbildung 5.4: Frequenzabhängigkeit der Shuntimpedanz des Striplinekickers für verschiedene Elektrodenlängen, die Kurve für $L = 30$ cm zeigt die Shuntimpedanz für die gewählte Elektrodenlänge

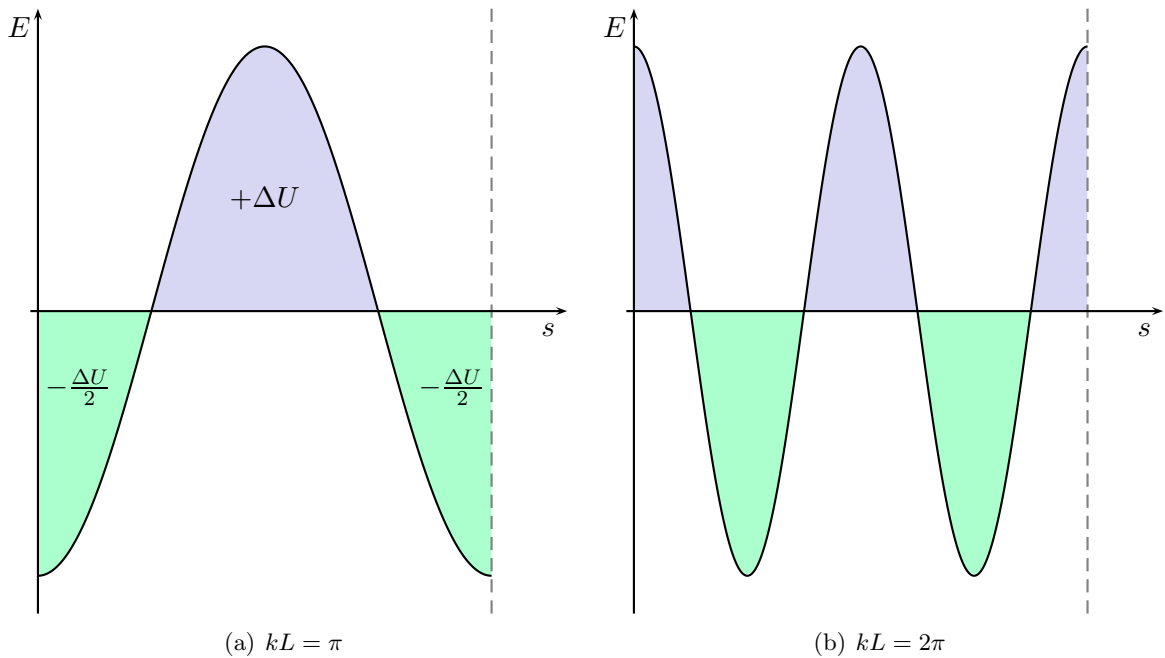


Abbildung 5.5: Feldverteilung im Striplineikicker auf der ersten und zweiten Nullstelle der Shuntimpedanz

Unter Berücksichtigung der Kickergeometrie und der resultierenden Feldverteilung, ergibt sich nach [GL92] für die frequenzabhängige Shuntimpedanz eines idealen Striplineickers

$$R_S(\nu) = \frac{8Z_L c^2}{\pi^2 r^2 \nu^2} \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \sin^2\left(\frac{2\pi\nu}{c} L\right). \quad (5.14)$$

Hierbei bezeichnet Z_L den Wellenwiderstand, r den Radius der Elektroden und θ deren polaren Öffnungswinkel, siehe Abbildung 5.6. Diese Beziehung gilt unter der Annahme einer konstanten Feldamplitude im Bereich $[0, L]$ und unter Vernachlässigung der Randfelder. In Abbildung 5.4 ist die frequenzabhängige Shuntimpedanz für verschiedene Elektrodenlängen dargestellt.

Die Bandbreite des Kickers, die durch die Position der ersten Nullstelle der Shuntimpedanz bestimmt ist, ergibt sich also direkt aus der Länge der Elektroden. Um Frequenzen bis zur halben Hochfrequenz dämpfen zu können, muss die erste Nullstelle daher bei einer Frequenz größer der halben Hochfrequenz liegen. Somit ergibt sich eine maximale Länge von $L < \lambda_{HF}$, was bei der an ELSA verwendeten Hochfrequenz einer maximalen Länge von $L < 60$ cm entspricht.

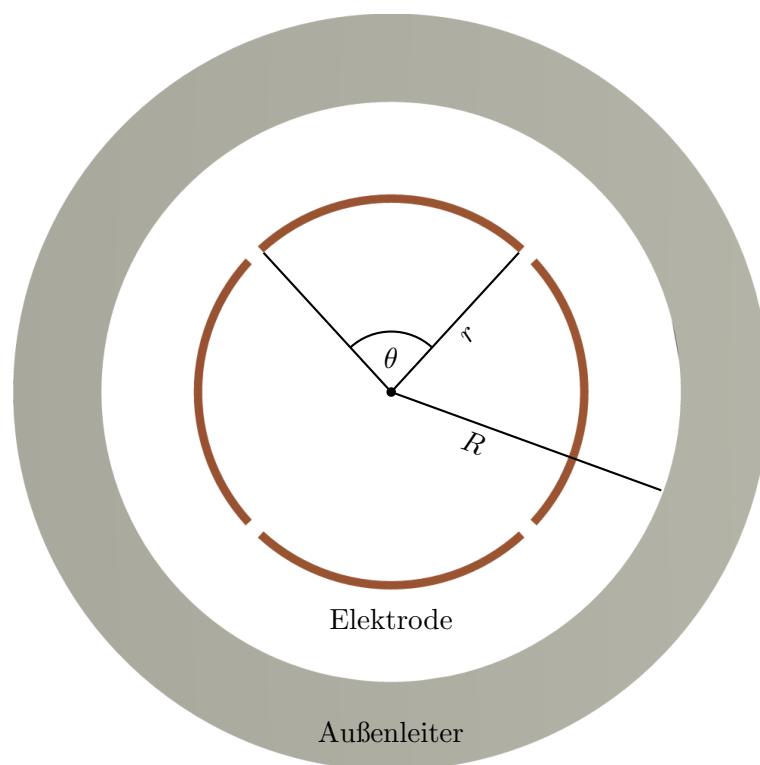


Abbildung 5.6: Geometrie der Elektroden des Striplinekickers

6 Simulation und Design des Striplineekickers

Um jedem Elektronenpaket, die im Abstand von 2 ns den Striplineekicker passieren, ein individuelles Korrektursignal zuführen zu können, ergeben sich folgende Anforderungen an das Design des Striplineekickers. Wie bereits in Kapitel 5.2 erklärt, sollte der Reflexionsfaktor der Kickerstruktur minimal werden, um das Abklingen der Ablenkfelder nach dem Abfallen des Korrektursignals zu gewährleisten. Zusätzlich ist eine möglichst große Shuntimpedanz erwünscht (siehe Kapitel 5.3), da diese die Korrekturstärke definiert. Damit jedem Bunch unabhängige Korrektursignale appliziert werden können, ist eine Bandbreite von mindestens 250 MHz erforderlich.

Zur Simulation der Feldverteilung und der Hochfrequenzeigenschaften des Striplineekickers diente das Programm CST Studio Suite¹⁴ [CST11] mit den enthaltenen Paketen CST Microwave Studio sowie CST Particle Studio zur Simulation der Eigenschaften im Strahlbetrieb. Dieses Softwarepaket erlaubt das Erstellen einer dreidimensionalen Geometrie mit definierbaren Materialeigenschaften. Diese Geometrie wird anschließend auf einem dreidimensionalen Gitter¹⁵ mit variabler Genauigkeit angenähert (vergleiche Abbildung 6.1), um anschließend über die Methode der finiten Elemente numerisch die Maxwellgleichungen auf den Gitterpunkten zu lösen [Wu07]. Dabei lassen sich sowohl zeitabhängige als auch statische Fälle betrachten. Das CST Particle Studio erlaubt darüber hinaus das Einbringen einer räumlich ausgedehnten Ladungsverteilung mit vordefiniertem Geschwindigkeitsvektor, wodurch sich ein Strahl geladener Teilchen simulieren lässt. Dies dient zum Beispiel der Untersuchung der Erwärmung der Kickerbauteile durch die vom Strahl induzierten elektromagnetischen Felder, sowie der Abschätzung der Wakepotentiale der Kickergeometrie.

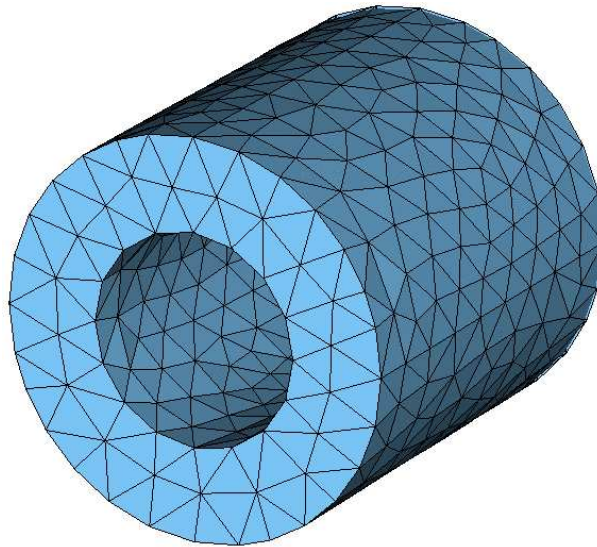


Abbildung 6.1: Beispiel eines in CST erzeugten dreidimensionalen Gitters, auf dem die Maxwellgleichungen durch die Methode finiter Elemente gelöst werden

Das standardmäßig in der Simulation verwendete Material ist das sogenannte PEC¹⁶ mit dem sich zwar die grundlegenden Hochfrequenzeigenschaften der eingegebenen Geometrie simulieren lassen, nicht aber die Verluste oder die Erwärmung aufgrund der endlichen Leitfähigkeit des verwendeten Materials und des daraus resultierenden ohmschen Widerstands. Hierzu lassen sich

¹⁴CST: Computer Simulation Technology

¹⁵im Englischen auch als **Mesh** bezeichnet

¹⁶PEC: Perfect Electric Conductor, englisch für perfekter elektrischer Leiter

jedoch Materialien mit definierbarer Leitfähigkeit und Dichte einführen, wodurch ein optimales Material für einen Anwendungszweck gefunden werden kann.

6.1 Simulation der Hochfrequenzeigenschaften mit CST Microwave Studio

Als Ausgangspunkt der Kickersimulation dient die Geometrie eines Koaxialleiters (vergleiche Kapitel 5.1). Aufgrund von Symmetriegründen und fertigungstechnischen Schwierigkeiten wurde die Idee des Baus einer elliptischen Geometrie, die dem Strahlprofil an ELSA angepasst wäre, verworfen. Durch die runde Anordnung ist zusätzlich die Shuntimpedanz in beiden Ebenen identisch, wodurch gleiche Dämpfungsstärken erreicht werden können.

Da die Leitungsimpedanz des Koaxialleiters nicht vom inneren Aufbau des Innenleiters sondern lediglich von dessen Radius abhängt, kann als Innenleiter ein Hohlzylinder verwendet werden. Das Innere dieses Hohlzylinders ist aufgrund des konstanten elektrischen Potentials an dessen Oberfläche stets feldfrei. Durch Auftrennen des Hohlzylinders in vier gleich große Schalen (siehe Abbildung 5.6), kann jede Schale auf ein unterschiedliches elektrisches Potential gelegt werden, wodurch sich eine nicht verschwindende Feldkomponente im Innenraum ergibt. Im Folgenden werden die Schalen als Striplines¹⁷ bezeichnet.

Der Radius der Striplines hat nach Kapitel 5.3 direkten Einfluss auf die Shuntimpedanz und muss daher minimiert werden. Die begrenzende Größe stellt hierbei der Elektronenstrahl dar, da dieser mit seiner endlichen Ausdehnung die Striplines passieren muss. Die Strahlbreite am Ort des späteren Einbaus lässt sich berechnen nach

$$\sigma_{x,z} = \sqrt{\varepsilon_{x,z} \beta_{x,z}(s) + \left[D_{x,z}(s) \frac{\Delta p}{p} \right]^2} \quad (6.1)$$

und beträgt $\sigma_x = 2,11$ mm beziehungsweise $\sigma_z = 1,07$ mm [Pre10, Pre07]. Hierbei bezeichnet $D_{x,z}(s)$ die Dispersion, wobei $D_z(s)$ im Falle eines ebenen Kreisbeschleunigers verschwindet. $\Delta p/p$ steht für die relative Impulsunschärfe des Teilchenstrahls. Diese Strahlbreite bezeichnet die 1σ -Standardabweichung des gaußförmigen Elektronenstrahls. Um Strahlverluste zu minimieren und die für ELSA typische Strahllebensdauer nicht zu verkürzen, gilt als Richtwert für den minimalen Kammerradius

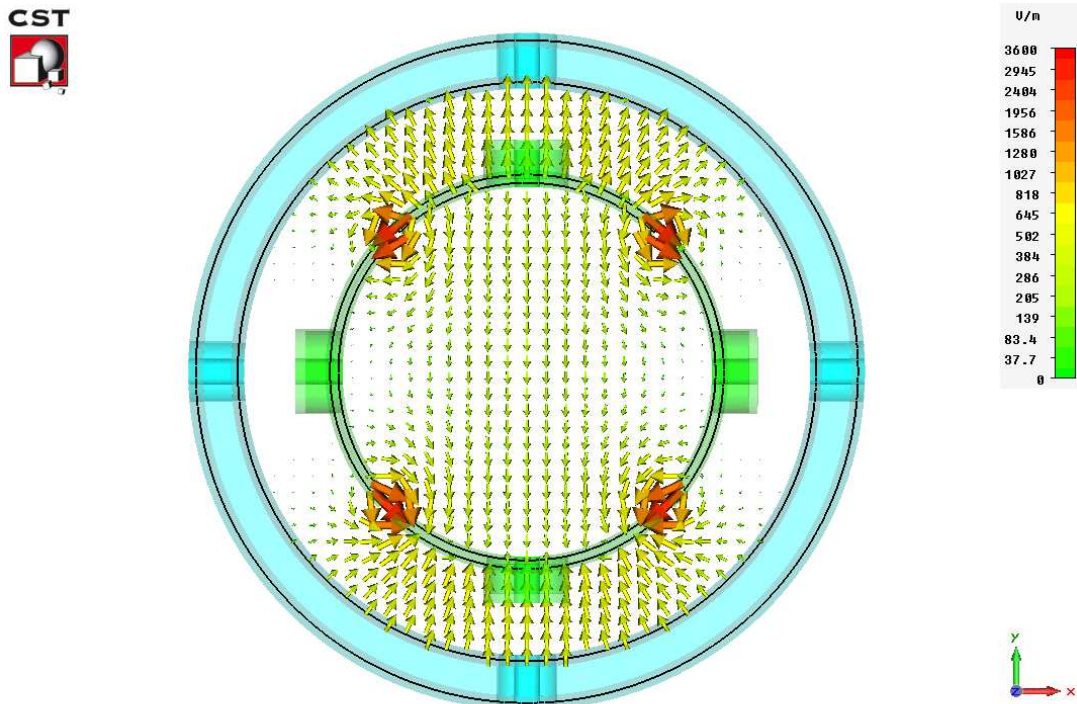
$$r_{\min} \approx 10 \cdot \sigma_{x,z}. \quad (6.2)$$

Um dieses Kriterium zu erfüllen, wurde der Radius der Striplines mit 22,5 mm gewählt.

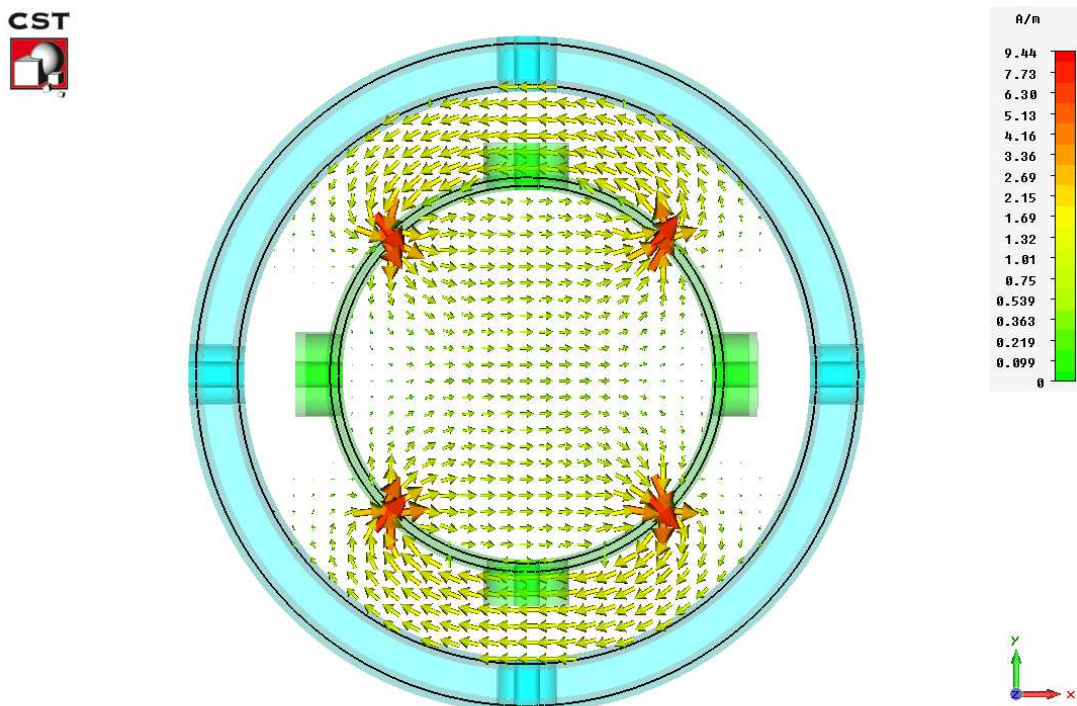
Durch Ansteuern der jeweils gegenüberliegenden Striplines mit einem Spannungspuls umgekehrter Polarität kann ein elektrisches Feld erzeugt werden, das eine starke Feldkomponente in jeweils einer der beiden Ebenen besitzt. Diese Feldkonfiguration wird im Folgenden als Dipolfeld bezeichnet. In Abbildung 6.2 ist diese Feldverteilung bei Ansteuerung der oberen und unteren Stripline mit einem Hochfrequenzsignal umgekehrter Polarität dargestellt. Zu erkennen ist das elektrische Feld, das im Inneren eine starke Komponente in y -Richtung besitzt, sowie das magnetische Feld, das über die Lorentzkraft ebenfalls eine Ablenkung in y -Richtung erzeugt.

Um die Stärke des Dipolfeldes im Mittelpunkt des Geometrie, welche im Folgenden auch als Strahlachse bezeichnet wird, zu maximieren, wird zunächst der Aufspannwinkel θ (vergleiche Abbildung 5.6) optimiert. Durch Variation des Aufspannwinkels ändert sich die Feldgeometrie und somit die Amplitude der transversalen Felder auf der Strahlachse. Wie in Abbildung 6.3 zu erkennen ist, steigt die Feldamplitude mit dem Öffnungswinkel, daher wurde hier ein Winkel von $\theta = 85^\circ$ gewählt. Ein größerer Winkel ist nicht sinnvoll, da bei zu kleinem Abstand der Elektroden die Spannungsfestigkeit nicht mehr gegeben ist. Zusätzlich muss die Kickergeometrie durch die Öffnungen zwischen den Striplines angepumpt werden. Um ein für ELSA typisches

¹⁷stripline, englisch für Streifenleitung



(a) Elektrische Feldverteilung des Dipolfeldes im Innenraum der Striplines



(b) Magnetische Feldverteilung des Dipolfeldes im Innenraum der Striplines

Abbildung 6.2: Elektrische und magnetische Feldverteilung des Dipolfeldes im Innenraum der Striplines

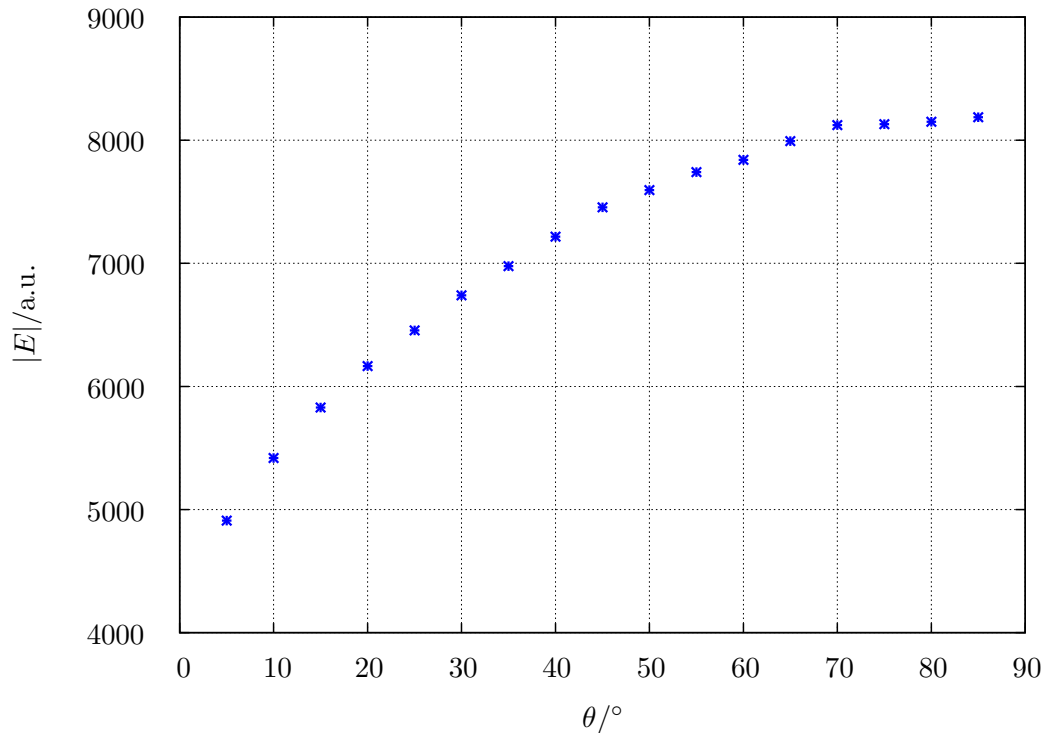


Abbildung 6.3: Einfluss des Aufspannwinkels θ der Striplines auf die Feldamplitude im Inneren

Vakuum von etwa 10^{-8} mbar zu erzielen, muss ein Gasfluss durch die Öffnungen zwischen den Striplines stattfinden können.

Die Länge der Striplines ist durch die gewünschte Bandbreite festgelegt (vergleiche Kapitel 5.3). Um zusätzlich eine verschwindende Shuntimpedanz bei den Hochfrequenzharmonischen des Strahlspektrums zu erreichen (vergleiche Kapitel 2.2), wird eine Länge von $L = 30$ cm gewählt. Damit verschwindet nach Abbildung 5.4 die Shuntimpedanz bei Vielfachen von 500 MHz und der Elektronenstrahl, dessen Spektrum durch die Hochfrequenzharmonischen dominiert wird, kann nicht an den Kicker koppeln. Somit wird die dem Strahl unerwünscht entzogene Leistung minimiert. Die erforderliche Bandbreite von 250 MHz ist durch diese Länge ebenfalls gewährleistet.

Unter diesen Bedingungen wird nun der Wellenwiderstand der Geometrie auf 50Ω angepasst. Dazu wird der Außenleiter konzentrisch um die Striplines gesetzt und dessen Radius variiert. Eine eingespeiste Hochfrequenzwelle läuft jetzt im Zwischenraum zwischen Außenleiter und den Striplines.

Zur Übertragung der elektromagnetischen Welle ins Innere des Kickers wird eine Koaxialdurchführung verwendet. Dabei wird der Außenleiter der Durchführung elektrisch leitend mit dem Außenleiter des Kickers und entsprechend der Innenleiter der Durchführung mit je einer Stripline verbunden. Abbildung 6.4 zeigt einen Schnitt durch eine der verwendeten Koaxialdurchführung, deren Innen- und Außenleiter sowie die Verbindungen mit dem Kicker. In der Simulation erfolgt die Einspeisung einer Hochfrequenzwelle durch die Koaxialdurchführung durch definieren eines sogenannten Waveguide Ports¹⁸. Dieser Port wird senkrecht zur Ausbreitungsrichtung der Welle in der Koaxialdurchführung angebracht. Der Solver errechnet anschließend die Feldverteilung und Impedanz der Geometrie auf der Ebene des Ports und erzeugt anschließend eine Welle gleicher Eigenschaften.

¹⁸waveguide port, englisch für Wellenleiteranschluss

Mithilfe des Transition Solvers des CST Microwave Studios kann das zeitliche Durchlaufen eines Hochfrequenzpulses durch die Kickerstruktur simuliert werden. Dazu werden je am Anfang und am Ende einer Stripline ein Koaxialübergang und ein Waveguide Port eingerichtet. Diese Ports können sowohl eine Hochfrequenzwelle erzeugen als auch absorbieren, wodurch sich aus deren Signalen direkt die Streumatrix aufstellen lässt. Wie bereits in Kapitel 5.2 dargestellt, ist eine Minimierung der reflektierten Leistung erforderlich. Durch Variation des Radius des Außenleiters ergibt sich damit eine Impedanzanpassung an die Koaxialdurchführung. Das Ergebnis dieser Optimierung ist in Abbildung 6.5 dargestellt. Der optimale Durchmesser des Außenleiters beträgt demnach $R = 34,5\text{ mm}$. Mit diesem Wert liegt die Impedanz der Striplinekickers im gesamten Frequenzbereich $[0, 250\text{ MHz}]$ zwischen $50\ \Omega < Z < 55\ \Omega$. Gezeigt ist der Streuparameter S_{11} . Aufgrund der Symmetrie haben alle Diagonaleinträge der Streumatrix S_{ii} den gleichen Wert und sind damit durch den S_{11} -Parameter vollständig bestimmt.

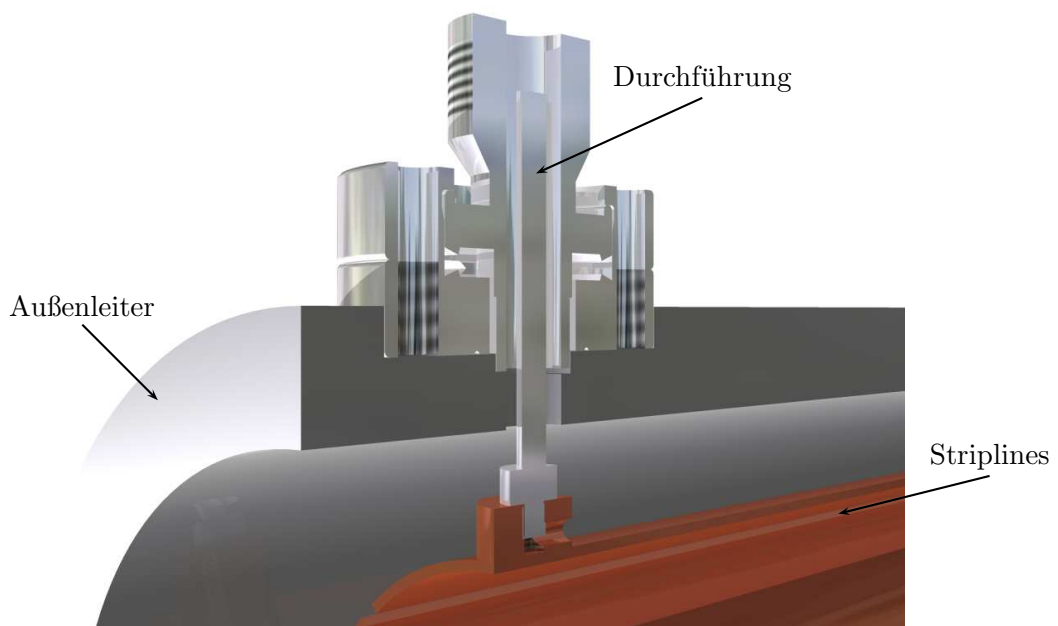


Abbildung 6.4: Schnitt durch die Hochfrequenzeinspeisung mittels Koaxialdurchführungen

Bei der Berechnung der Shuntimpedanz ist nicht nur die Länge der Striplines von Bedeutung, sondern auch die longitudinale Feldverteilung auf der Strahlachse. Die Feldstärke auf der Strahlachse ist im Bereich der Striplines annähernd konstant und fällt außerhalb nicht sofort auf Null ab. Um dies zu korrigieren, wurde der Radius des Außenleiters im Randbereich auf den Radius der Striplines reduziert, vergleiche Abbildung 6.6. So wird das Feld durch das auf dem Außenleiter liegenden Potential verdrängt und die effektive Länge stimmt annähernd mit der Länge der Striplines überein (siehe Abbildung 6.7). Zusätzlich ergibt sich hierdurch keine signifikante Querschnittsänderung der Vakuumkammer, wodurch die Stärke der entstehenden Wakefelder reduziert wird.

Da jede Querschnittsänderung des Strahlrohres zur Ausbildung von Wakefeldern führen kann, wurden mit Hilfe des Wakefield Solvers des CST Particle Studios die Auswirkung eines Teilchenstrahles auf die Feldverteilung im Inneren des Kickers und die daraus resultierenden Impedanzen untersucht. In Abbildung A.3 sind die Komponenten des Wakepotentials des Striplinekickers dargestellt. Zur Einordnung dienen als Vergleich die Impedanzen der Monopolmoden höherer Ordnung der PETRA-Resonatoren, die typischerweise longitudinale Impedanzen von einigen $M\Omega$ besitzen [Rot11]. Aus der Fouriertransformation der Wakepotentiale erhält man für den Stripline-

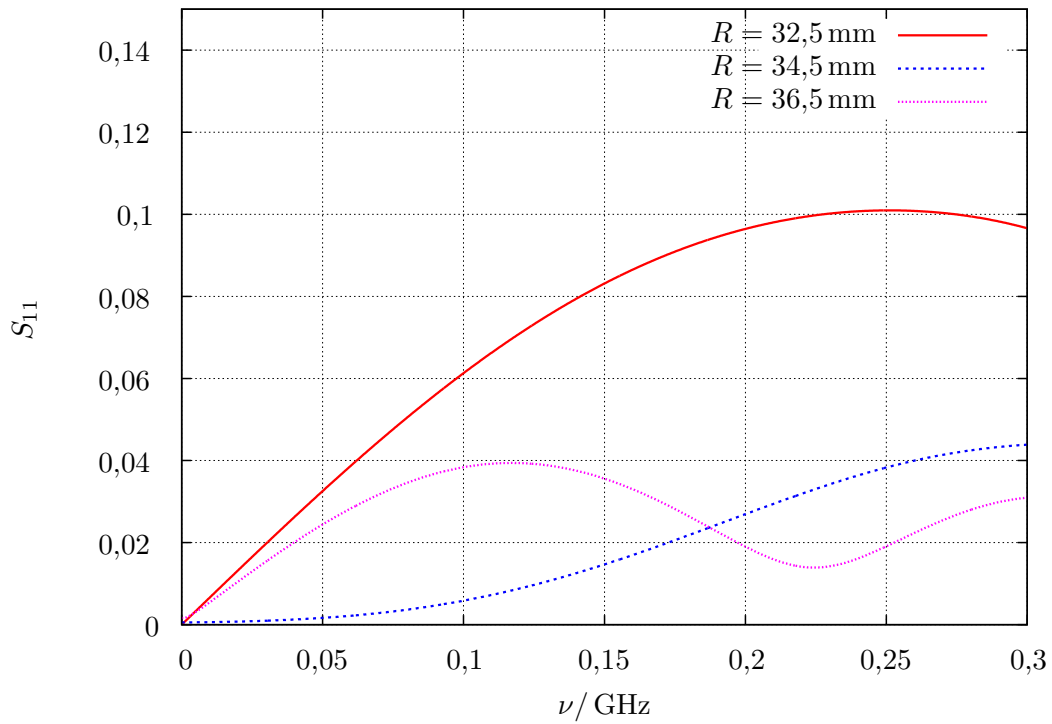


Abbildung 6.5: S_{11} -Parameter für verschiedene Radien des Außenleiters des Striplinekickers

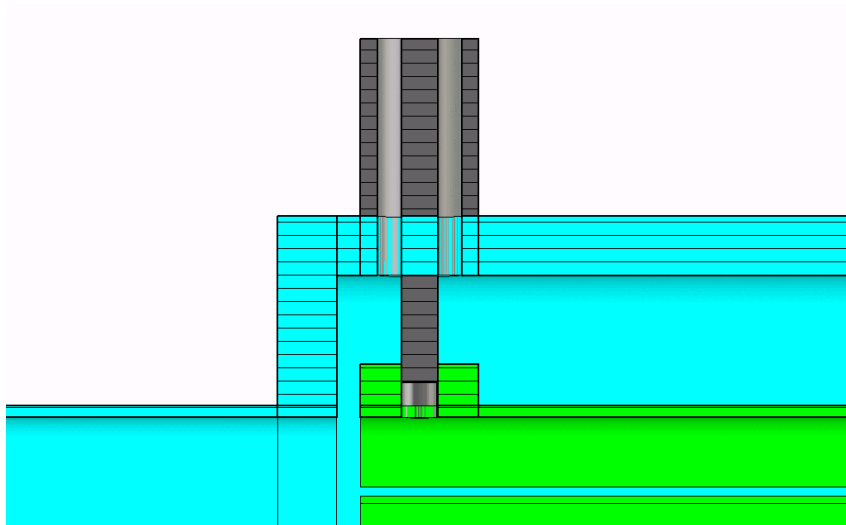


Abbildung 6.6: Übergang des Radius des Außenleiters auf den Radius der Striplines

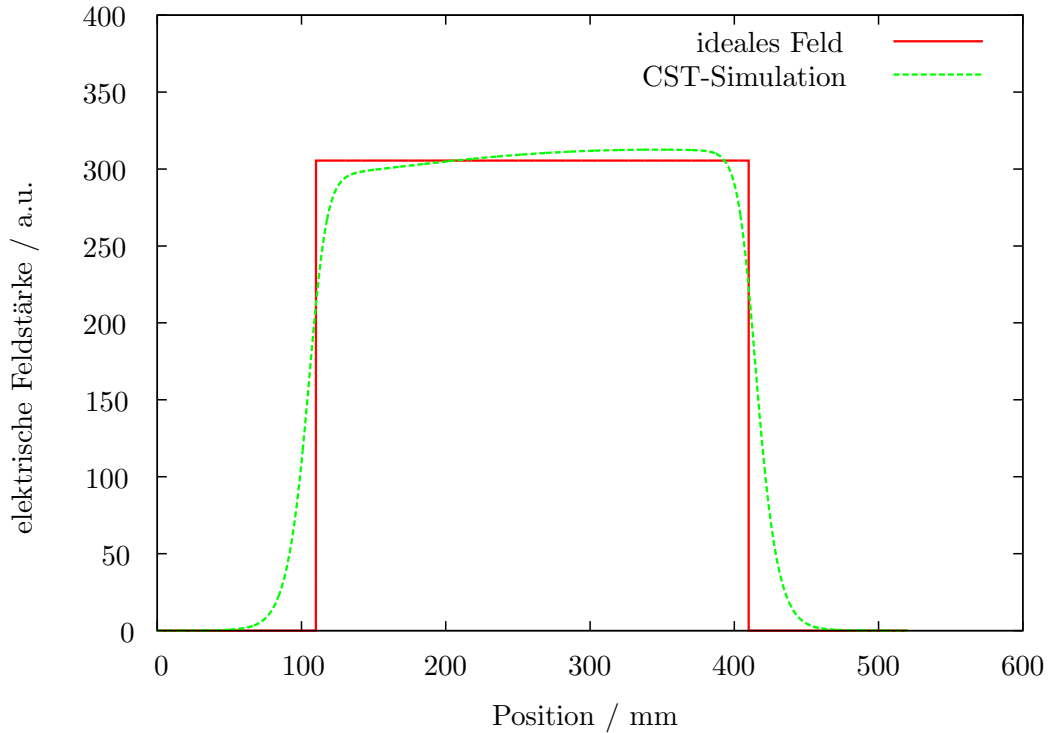


Abbildung 6.7: Elektrische Feldstärke auf der Strahlachse

kicker dabei Impedanzen von wenigen Ω im Transversalen und einigen $100\ \Omega$ im Longitudinalen. Demnach sind die Auswirkungen der Impedanzen des Striplinekickers auf die Strahldynamik vernachlässigbar.

Zusätzlich lässt sich mit diesem Solver die Leistung abschätzen, die durch den Strahl im Kicker deponiert wird und damit zur Erwärmung der Struktur führt. Im späteren Betrieb sollen Strahlströme von bis zu $200\ \text{mA}$ gefahrlos die Struktur passieren können während eine Hochfrequenzleistung von maximal $200\ \text{W}$ auf die vier Eingänge der Struktur gegeben wird. Die damit verbundenen ohmschen Verluste im Material führen zu einer Erwärmung der Geometrie. Daher ist die Wahl eines geeigneten Materials mit großer Leitfähigkeit von entscheidender Bedeutung. In Abbildung A.4 ist das Ergebnis der thermischen Untersuchung dargestellt. Die größte Erwärmung findet aufgrund des kleinen Volumens in den Striplines statt, der Außenleiter wird durch seine große Wandstärke kaum erwärmt. Daher wurde als Material für die Striplines Kupfer gewählt, das mit einer Leitfähigkeit von circa $58\ \text{MS/m}$ [kup11] eine sehr geringe Erwärmung durch ohmsche Verluste erfährt, wohingegen die übrige Kickergeometrie aus Edelstahl mit einer Leitfähigkeit von etwa $0,8\ \text{MS/m}$ [ede11] gefertigt werden kann. Damit liegt die Erwärmung durch die vom Strahl induzierte Leistung bei maximal $1\ ^\circ\text{C}$, die Hochfrequenzeinspeisung von $200\ \text{W}$ erwärmt den Kicker um maximal $9\ ^\circ\text{C}$ und führt damit nicht zu signifikanten Verformungen der Geometrie aufgrund verschiedener Ausdehnungskoeffizienten.

Mit den in diesem Kapitel motivierten Parametern lässt sich der Ablenkwinkel des Elektronenstrahles berechnen, der durch den Striplinekicker erreicht werden kann. Dieser ergibt sich aus der durch den Kicker zugeführten transversalen Bewegungsenergie E_{\perp} und der Strahlenergie E_{\parallel} als

$$\tan \alpha \stackrel{\beta \rightarrow 1}{=} \frac{E_{\perp}}{E_{\parallel}}. \quad (6.3)$$

Mit der Ablenkspannung, die sich aus der Shuntimpedanz von etwa $4\ \text{k}\Omega$ und der eingespeisten

Hochfrequenzleistung P ergibt, folgt damit

$$\alpha \approx \tan \alpha = \frac{e\sqrt{2PR_S}}{E_{\parallel}}. \quad (6.4)$$

In Abbildung 6.8 ist dieser für verschiedene Strahlenergien im statischen Fall $\nu = 0$, das heißt bei maximaler Shuntimpedanz, dargestellt.

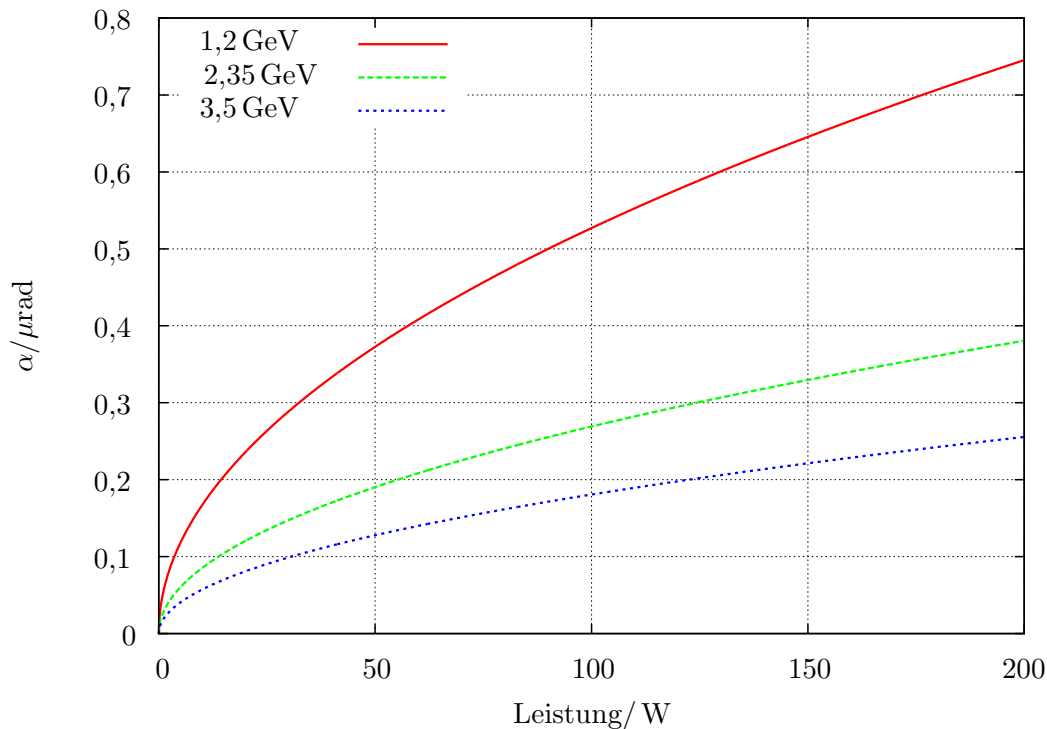


Abbildung 6.8: Ablenkwinkel des Elektronenstrahles durch den Striplinekicker für verschiedene Energien und Hochfrequenzleistungen im statischen Fall $\nu = 0$

6.2 Fertigung des Striplinekickers

Anhand der Simulationsergebnisse wurden im Rahmen dieser Arbeit Konstruktionszeichnungen zur Fertigung der einzelnen Bauteile angefertigt. Eine Sammlung dieser Zeichnungen findet sich in Anhang B.

Die verschiedenen Komponenten des Striplinekickers wurden von zwei Firmen gefertigt. Die 50-Ω-Hochfrequenz-Vakuumdurchführungen wurden durch die Firma Hositrad Vacuum Technology [hos11] auf Basis bereitgestellter Konstruktionszeichnungen gefertigt. Eine dieser Durchführungen ist in Abbildung 6.9 dargestellt. Diese Durchführungen werden mittels Gewinde mit den Striplines verbunden. Die dazu notwendigen Halterungen in den Striplines sind in Abbildung 6.10 dargestellt.

Die Fertigung der Komponenten des Striplinekickers wurde von der Firma Reuter Technologie [reu11] übernommen. Eine Zusammenstellung des Striplinekickers findet sich in den Abbildungen A.2 und B.1. Abbildung A.1 zeigt einen Blick in den Striplinekicker. Hier sind nur drei der vier Striplines montiert. Zu Erkennen sind außerdem der Außenleiter und die Vakuumdurchführungen, die in den Halterungen der Striplines enden.



Abbildung 6.9: 50 Ω -Hochfrequenz-Vakuumdurchführungen der Firma Hositrad

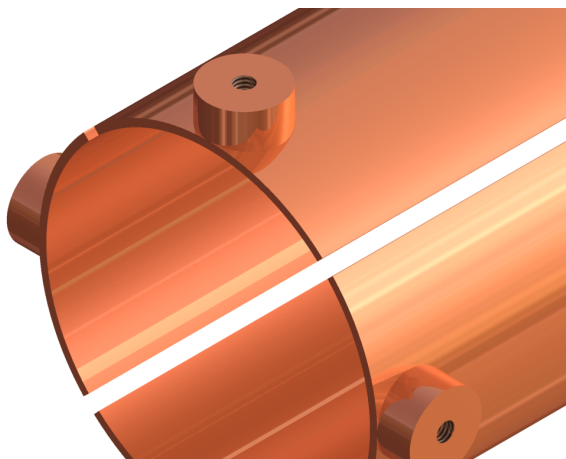


Abbildung 6.10: Halterungen der Hochfrequenzdurchführungen in den Striplines

7 Einbau des Striplineickers

Zum Einbau des neuen Striplineickers in den ELSA-Stretcherring müssen einige zur Zeit installierte Vakuumkomponenten ersetzt werden. Die Einbaustelle befindet sich zwischen einem der PETRA-Resonatoren und dem Sprungquadrupol (siehe Abbildung 7.1). Die Aperturen in diesem Bereich sind nicht konstant, der PETRA-Resonator besitzt eine Apertur von 100 mm, der Sprungquadrupol 45 mm. Diese Stufen im Kammerdurchmesser rufen starke Wakefelder hervor, die Multibunchinstabilitäten anregen können. Aus diesem Grund wurde der gesamte Bereich zwischen den beiden Bauteilen neu konzipiert. Die Apertur des Striplineickers wurde an die des Sprungquadrupols angepasst und wird unmittelbar vor diesem eingebaut. Daher treten in diesem Bereich keine Wakefelder auf. Die Apertur des Striplineickers muss allerdings auf die Apertur der Pumpstation vor dem Resonator von 100 mm adaptiert werden. Damit kein Sprung im Kammerdurchmesser entsteht, wurde hierzu ein sogenannter Taper¹⁹ konstruiert, dieser ist in Abbildung 7.2 dargestellt und führt die einzelnen Kammerdurchmesser über eine Steigung von 15° zusammen, wodurch ein beinahe stufenloser Übergang und eine Reduktion der Wakefelder erreicht wird.

Das derzeit eingebaute T-Stück zum Anschließen der Vakuumpumpen weist eine Öffnung am abzweigenden Rohr mit einem Durchmesser von 100 mm auf. Die dadurch entstehende abrupte Querschnittsänderung kann ebenfalls zu starken Wakefeldern führen. Wie bereits durch [Aqr07] untersucht, wird das neue Strahlrohr durch mehrere kleinere Bohrungen mit 5 mm Durchmesser versehen (siehe Abbildung 7.3), durch die zwar ein molekularer Fluss stattfinden kann, die aber von Hochfrequenzfeldern mit einer typischen Wellenlänge von 60 cm nicht passiert werden können und somit keine signifikanten Wakefelder hervorrufen. Der Leitwert dieser Anordnung errechnet sich aus der Formel für eine Blende für molekularen Fluss

$$L = 11,6 \text{ l/cm}^2\text{s} \cdot \pi r^2, \quad (7.1)$$

wobei r den Radius der Blende bezeichnet. Damit ergibt sich aus den 109 Bohrungen im Vakuumrohr ein Leitwert von

$$L_{\text{ges}} \approx 250 \text{ l/s}, \quad (7.2)$$

was deutlich über der Pumpleistung der angeschlossenen Vorpumpe liegt und somit zum Anpumpen der Resonatoren ausreichend ist.

In Abbildung 7.4 ist der Gesamtaufbau zur Reduktion der Wakefelder dargestellt. Eine Gesamtübersicht des neu entworfenen Abschnitts des Beschleunigers mit T-Stück, Taper und Striplineicker zeigt Abbildung 7.5.

¹⁹Taper, englisch für Kegel

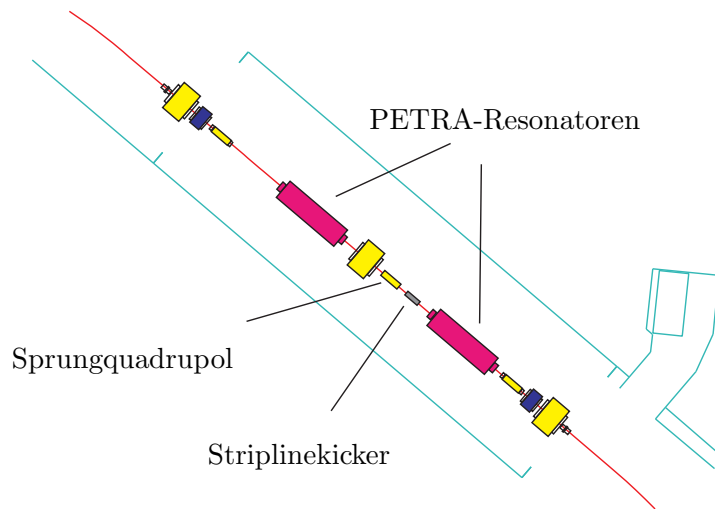
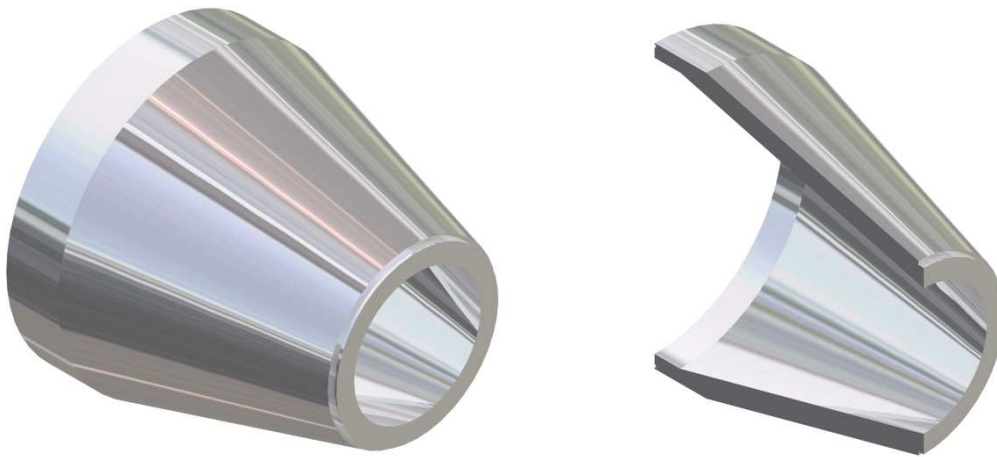


Abbildung 7.1: Position für den Einbau des Kickers im ELSA-Stretcherring



(a) Gesamtansicht des Tapers

(b) Schnitt durch den Taper, zu erkennen ist der Übergang zwischen den Kammerradien

Abbildung 7.2: Taper zur Adaption der Kammerdurchmesser und Reduktion der Wakeimpedanzen



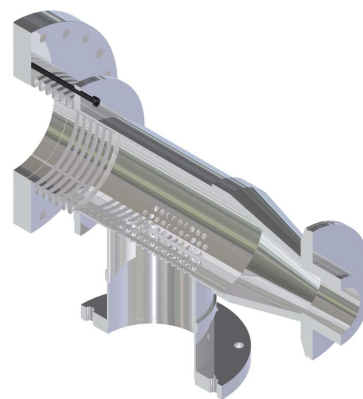
(a) Gesamtansicht des neuen T-Stücks



(b) Schnitt durch das neue T-Stück, zu erkennen sind die einzelnen Bohrungen zur Reduktion der Wakefelder

Abbildung 7.3: Neues T-Stück zur Reduktion der Wakeimpedanzen am Pumpstand

(a) Gesamtansicht aus T-Stück und Taper



(b) Schnitt durch T-Stück und Taper

Abbildung 7.4: Gesamtansicht aus T-Stück und Taper

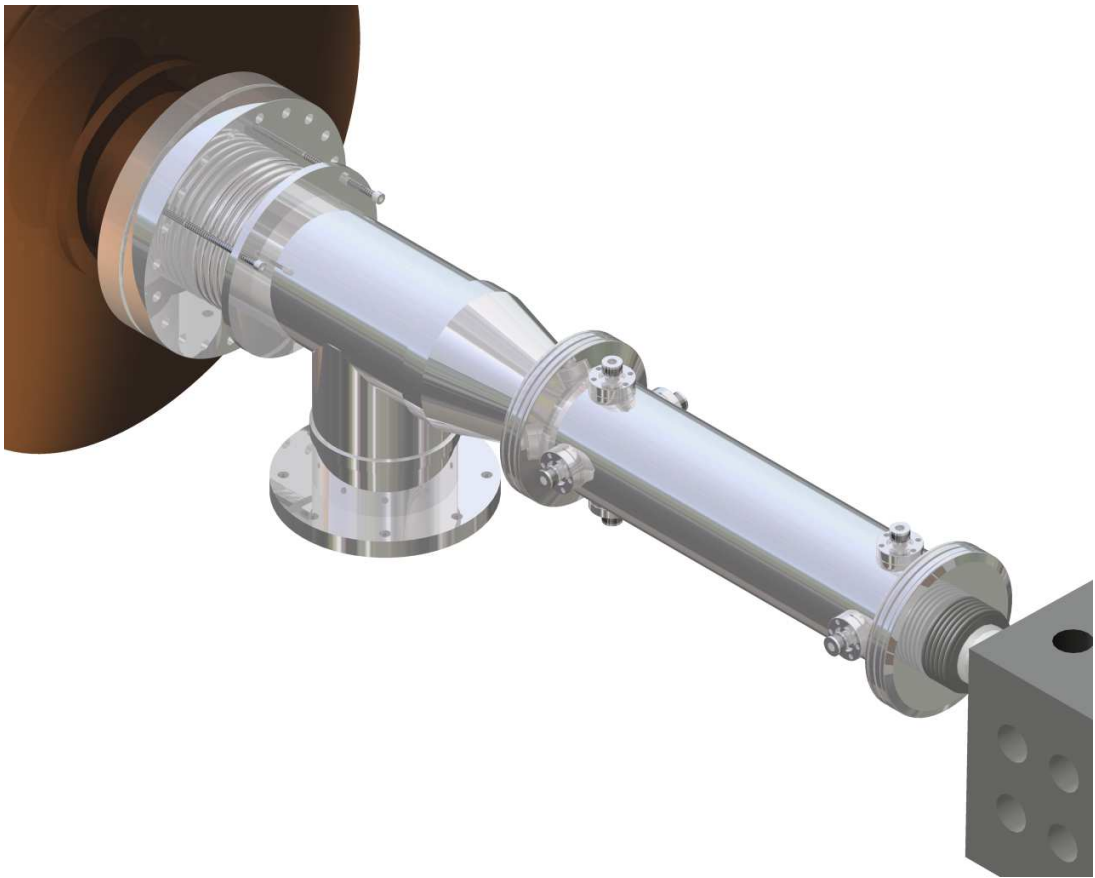


Abbildung 7.5: Gesamtübersicht des neu aufgebauten Abschnitts in ELSA, links ist das PETRA-Cavity zu sehen, rechts schließt der Sprungquadrupol an den Striplinekicker an

8 Zusammenfassung und Ausblick

Zur Erhöhung des extrahierten Strahlstromes an den Experimentierplätzen bei gleichbleibendem makroskopischem Tastverhältnis soll der interne im ELSA-Stretcherring gespeicherte Strahlstrom um etwa eine Größenordnung auf bis zu 200 mA erhöht werden. Die dabei auftretenden Multibunchinstabilitäten verhindern einen stabilen Betrieb in diesem Strombereich, weshalb ein aktives Feedback-System zum Einsatz kommt. Dieses beinhaltet die Detektion der Multibunch-Schwingungen, die Berechnung einer Korrektur über einen schnellen Prozessor und die Übertragung des Korrektursignals auf den Strahl. Letzteres übernimmt ein Striplinekicker, der im Rahmen dieser Arbeit konzipiert wurde, da der vorhandene Striplinekicker nicht die gewünschte Bandbreite von 250 MHz besitzt und seine Shuntimpedanz nicht bekannt ist. Die Anforderungen an einen Striplinekicker ergeben sich aus den Eigenschaften der zu dämpfenden Multibunch-Schwingungen. Diese können mit Frequenzen bis zu 250 MHz auftreten, wodurch der Kicker eine große Bandbreite von $[0, 250 \text{ MHz}]$ besitzen muss. Damit über diesen Frequenzbereich eine nichtverschwindende Kickstärke vorhanden ist, darf die Länge der Striplines nicht länger als die Wellenlänge der beschleunigenden Hochfrequenz sein. Aus diesem Grund wurde die Länge auf $\lambda_{\text{HF}}/2 = 30 \text{ cm}$ festgelegt. Um eine möglichst große Shuntimpedanz bei gleichzeitiger Erhaltung der typischen Strahllebensdauer zu erreichen, ist der Radius der Striplines auf die 10σ -Strahlbreite an der Einbaustelle angepasst.

Der Hauptteil dieser Arbeit widmete sich der Anpassung der Impedanz des Striplinekickers als Hochfrequenzbauteil an die typische Leitungsimpedanz von 50Ω . Dies ist erforderlich, damit eine eingespeiste Hochfrequenzwelle nicht zwischen den Ausgängen des Kickers oszilliert und somit eine große Zahl von Elektronenbunchen beeinflussen kann. Stattdessen soll die Welle reflexionsfrei über einen Abschlusswiderstand abgeschlossen werden. Um dies zu erreichen wurde der Wellenwiderstand mittels des Radius des Außenleiters optimiert. Damit ist sichergestellt, dass nur je ein einzelner Bunch von dem eingespeisten Korrektursignal beeinflusst wird.

Da sowohl durch den Elektronenstrahl als auch durch die eingespeiste Hochfrequenz große Leistungen im Kicker deponiert werden, wurden die dünnen Striplines aus Kupfer hoher elektrischer und thermischer Leitfähigkeit gefertigt, die restliche Geometrie besteht aus Edelstahl.

Durch Minimierung von Querschnittsänderungen der Vakuumkammer sind die durch den Kicker entstehenden Wakefelder minimal. Damit wird eine Anregung der Multibunch-Schwingungen minimiert. Da dies am Ort des Einbaus nicht für alle Komponenten gegeben ist, wurde sowohl ein neues T-Stück für die angeschlossene Pumpstation und ein Taper zum Übergang zwischen den verschiedenen Kammerdurchmessern konstruiert.

Ebenso wurde im Rahmen dieser Arbeit ein Teil des Feedback-Systems mit dem bereits in ELSA integrierten Striplinekicker in Betrieb genommen. Dazu musste sowohl das Timing zum Applizieren des Korrektursignals auf den richtigen Bunch als auch dessen Phase angepasst werden. Zum Detektieren der Schwingung ist die Einstellung der Amplitudendemodulation erforderlich. Hierbei hängt die Amplitude des gemischten Signals von der Phasenbeziehung der Eingangssignale ab. Um möglichst sensitiv auf die Multibunch-Schwingungen zu sein, wurde diese Amplitude maximiert.

Zusammen mit dem entwickelten Striplinekicker sollte es zukünftig möglich sein, höhere Strahlströme im ELSA-Stretcherring stabil zu speichern und den Experimentierplätzen einen höheren extrahierten Strahlstrom zur Verfügung zu stellen.

Desweiteren erlaubt das Feedback-System das Anregen einzelner Bunche durch eine Phasenumkehr des Korrektursignals und damit die Vergrößerung der Amplitude der Betatronschwingung. Aufgrund der endlichen Breite der Vakuumkammer reduziert sich dadurch die Lebensdauer der angeregten Bunche, wodurch die Strahlintensität durch kontrolliertes Entfernen von Elektronenpaketen auf sehr geringe Ströme reduziert werden kann. Dies wird vor allem für Detektortests

in der sich im Aufbau befindlichen Strahlführung Anwendung finden, da dort möglichst kleine Intensitäten gefordert werden.

Der Einbau des Striplineekickers war im Rahmen dieser Arbeit aufgrund von Problemen mit der gelieferten Hardware nicht möglich. Im nächsten Schritt ist daher die Montage des Kickers im Stretcherring und die anschließende Inbetriebnahme des transversalen Feedback-Systems vorgesehen. Anschließend kann der Beschleuniger zur Speicherung und Extraktion hoher Strahlströme optimiert werden. Alternativ kann die Extraktionszeit und somit das Tastverhältnis bei gleichem Strahlstrom am Experiment vergrößert werden, um somit die Messzeit zu verkürzen.

A Anhang

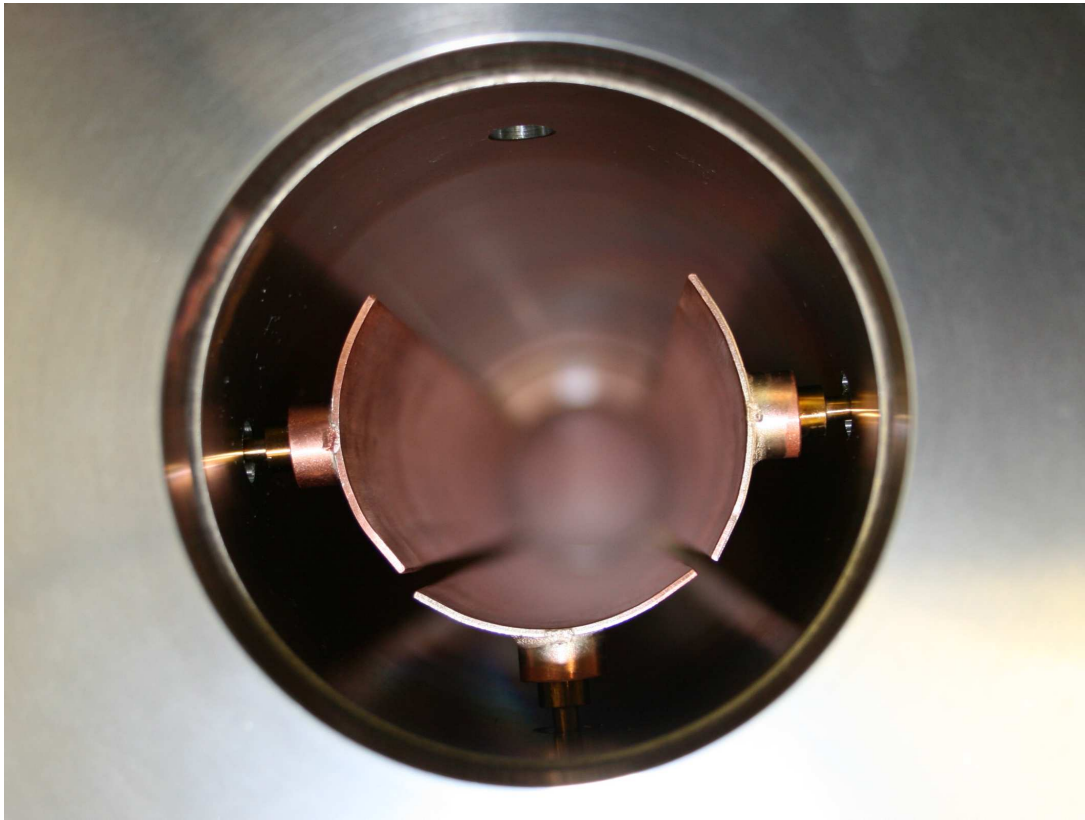


Abbildung A.1: Blick in den Stripline kicker. Zu Erkennen sind drei der vier Striplines, die Vakuumdurchführungen und der Außenleiter.

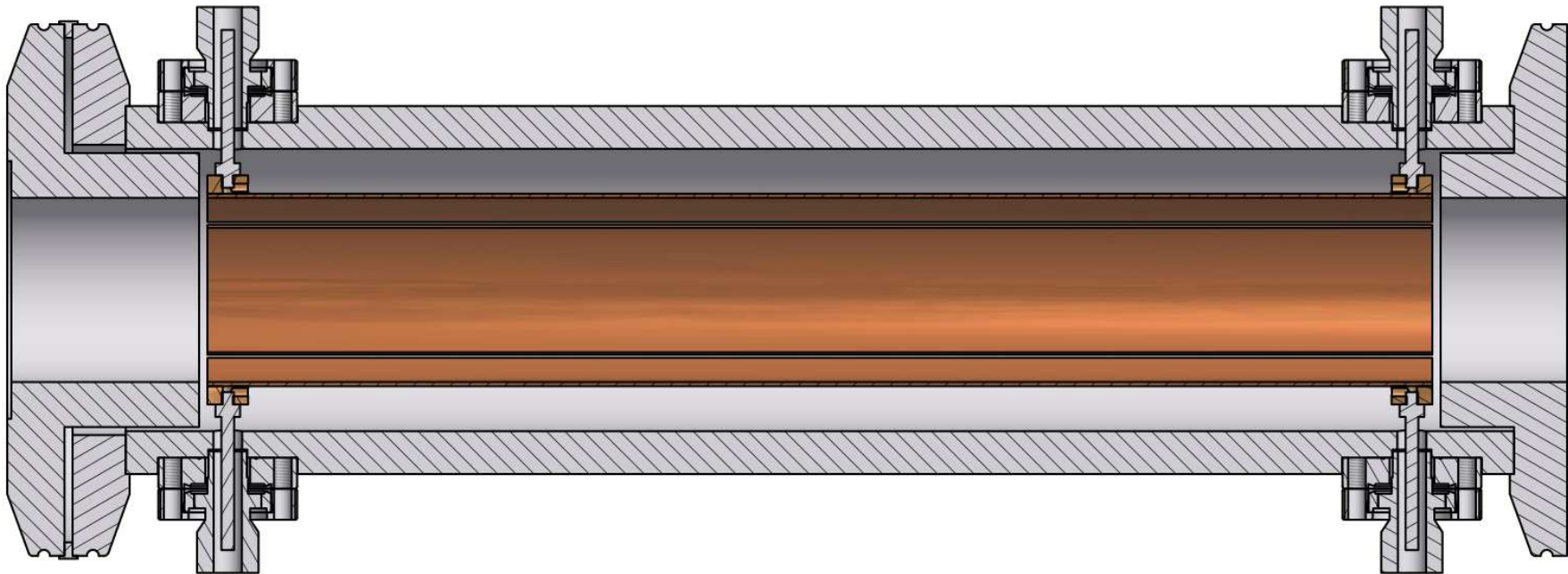
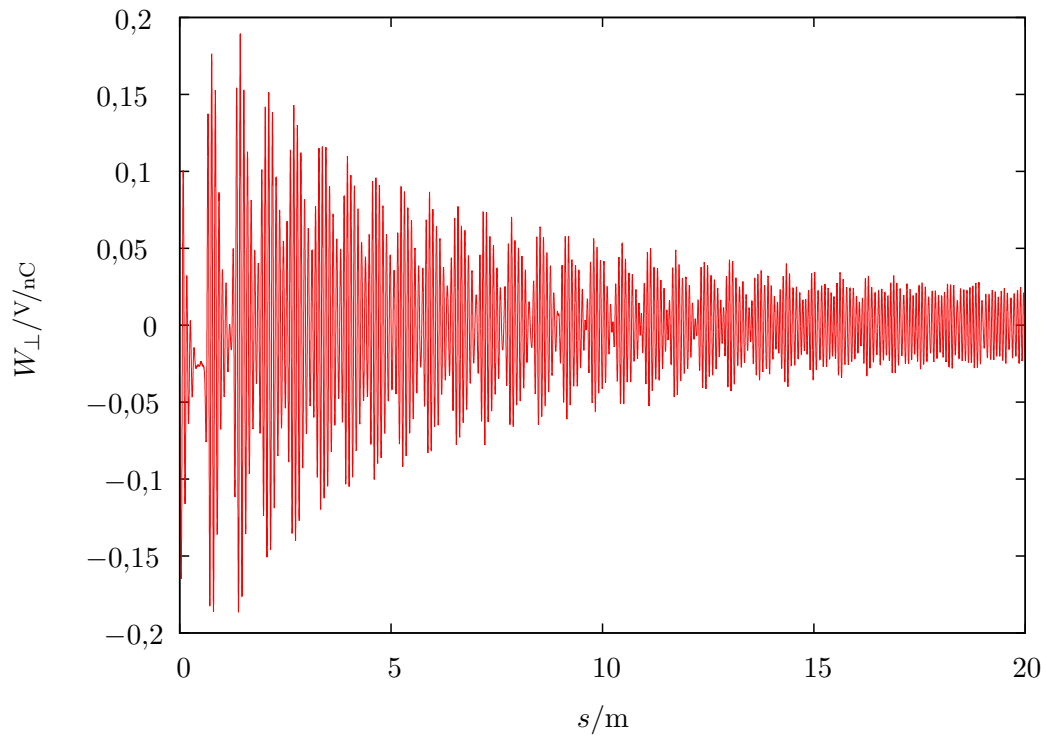
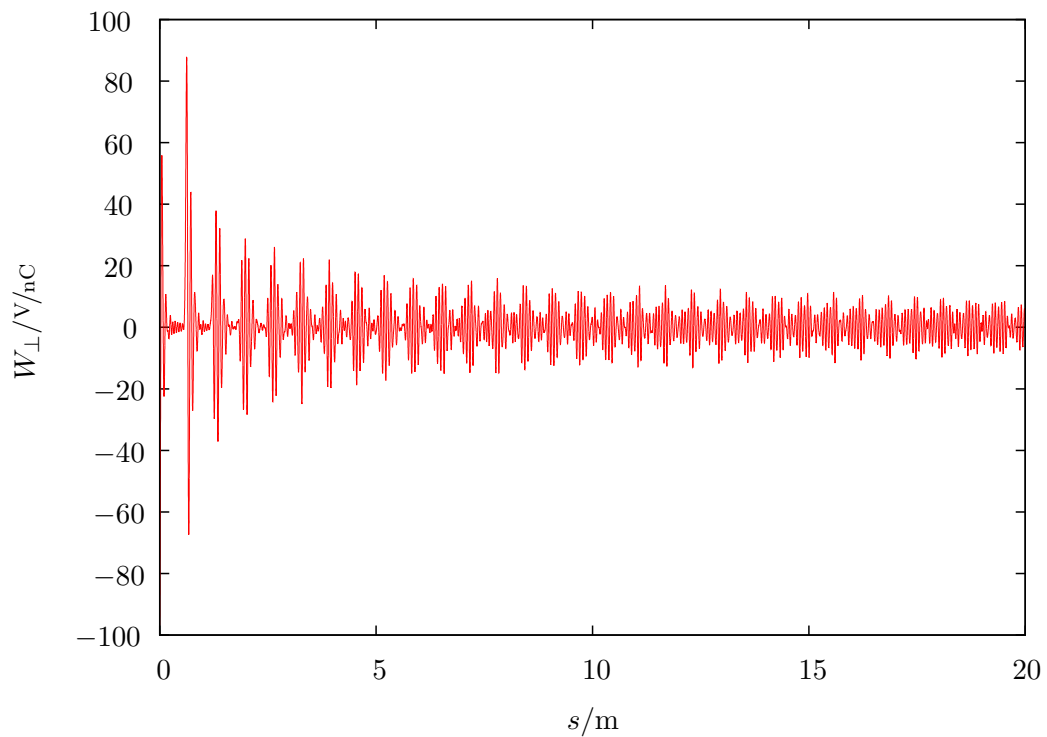
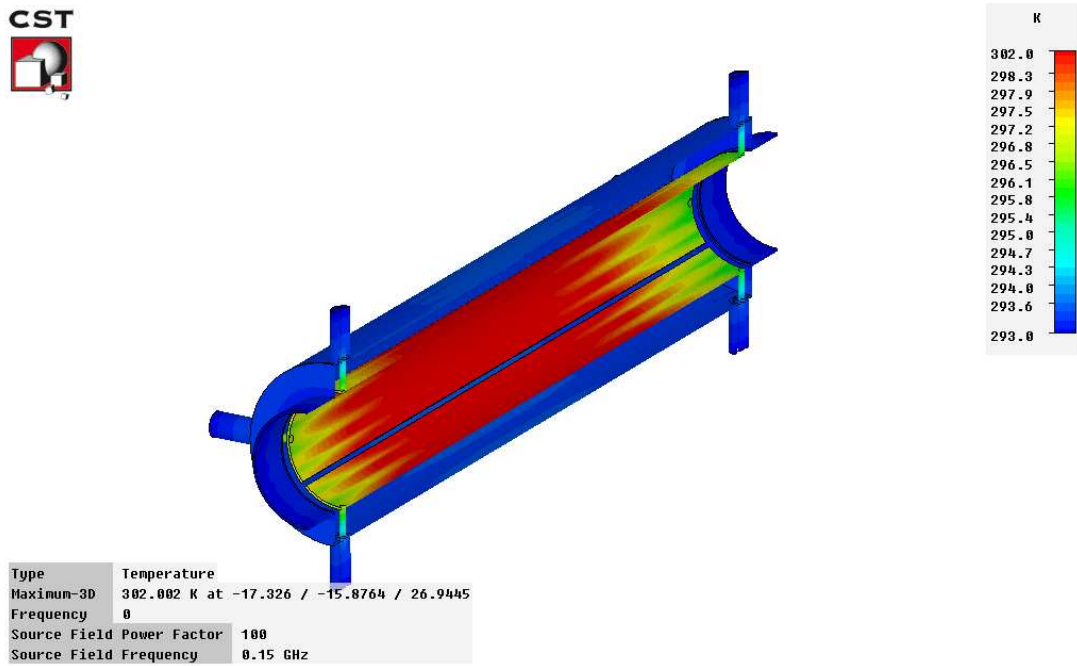
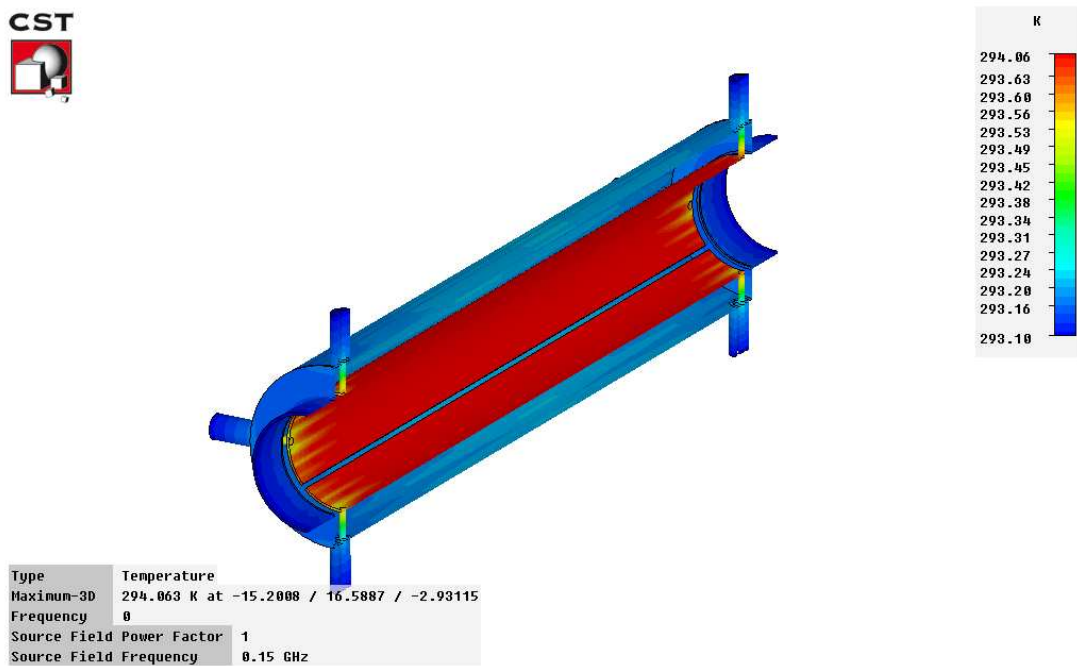


Abbildung A.2: Schnitt durch den Stripline kicker. Zu erkennen sind die aus Kupfer gefertigten Striplines, der Außenleiter aus Edelstahl sowie die Hochfrequenzvakuumdurchführungen.

(a) x -Komponente des Wakepotentials des Striplinekickers(b) z -Komponente des Wakepotentials des Striplinekickers**Abbildung A.3:** Wakepotential des Striplinekickers



(a) Erwärmung durch Hochfrequenzeinspeisung von 50 W an je vier Ports



(b) Erwärmung durch strahlinduzierte Leistung bei 200 mA Strahlstrom

Abbildung A.4: Erwärmung der Kickergeometrie durch Einspeisung von Hochfrequenz und durch strahlinduzierte Leistung

B Konstruktionszeichnungen

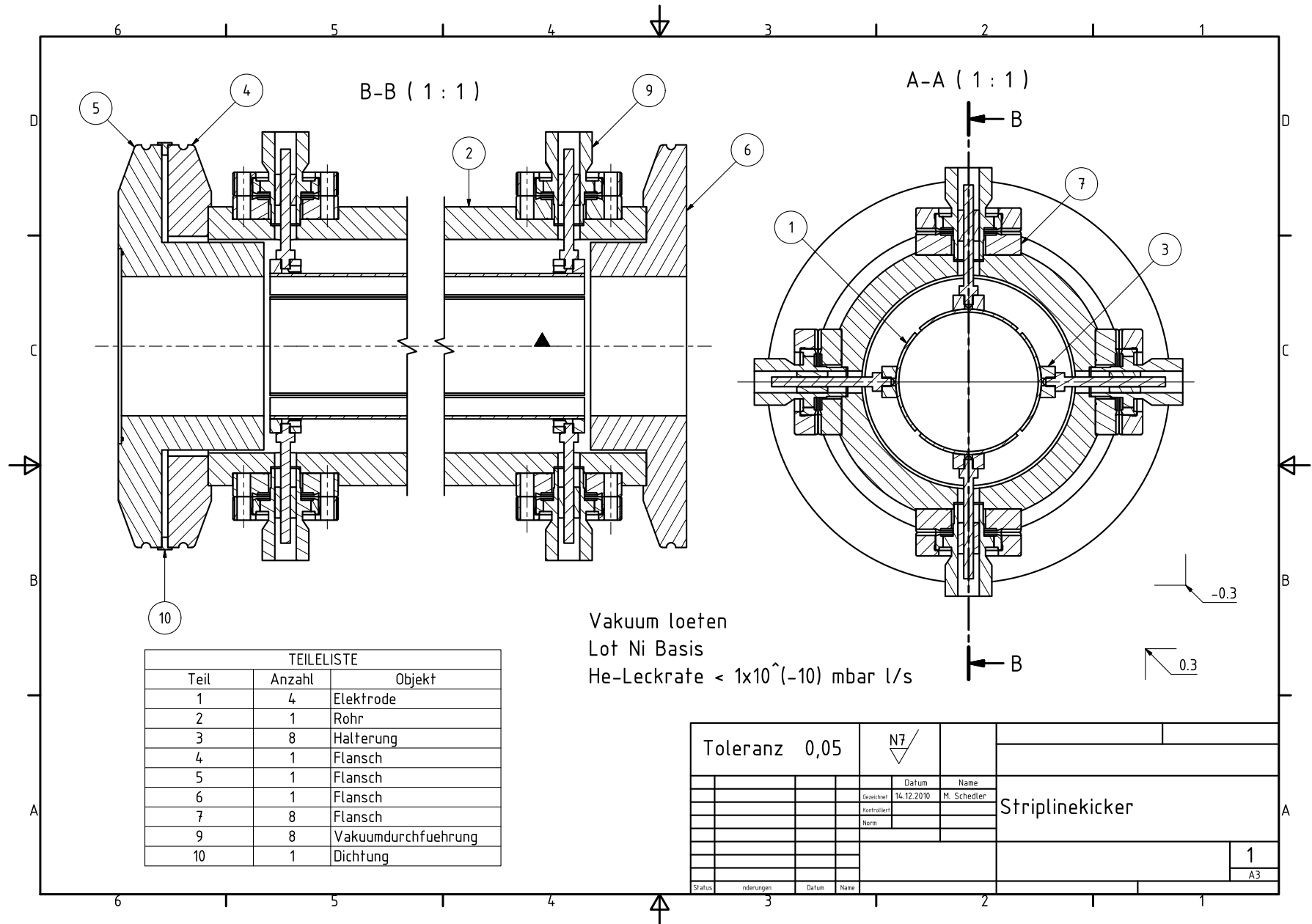


Abbildung B.1: Zusammenstellung des Striplinekickers

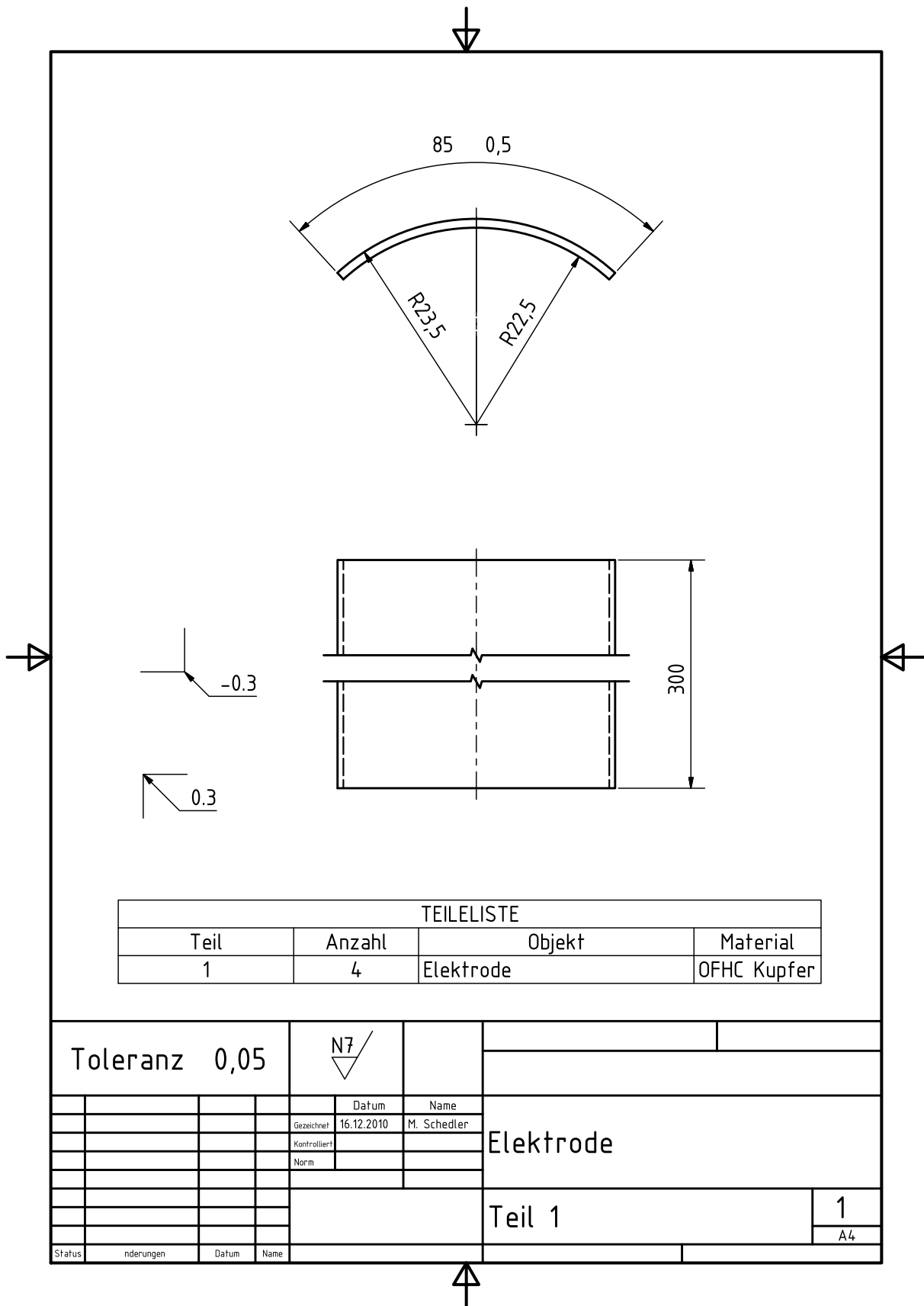


Abbildung B.2: Konstruktionszeichnung der Striplines

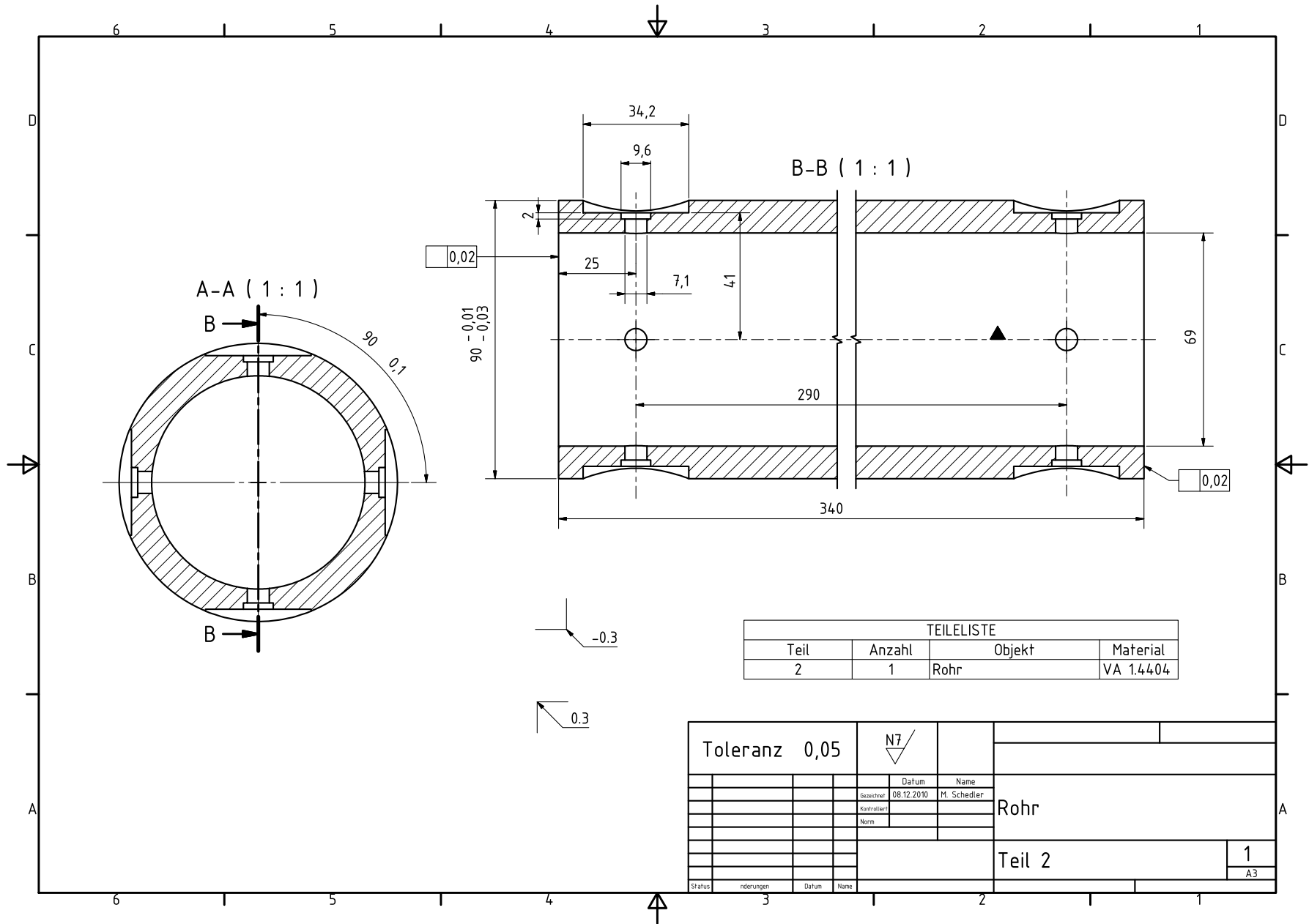


Abbildung B.3: Konstruktionszeichnung des Außenleiters

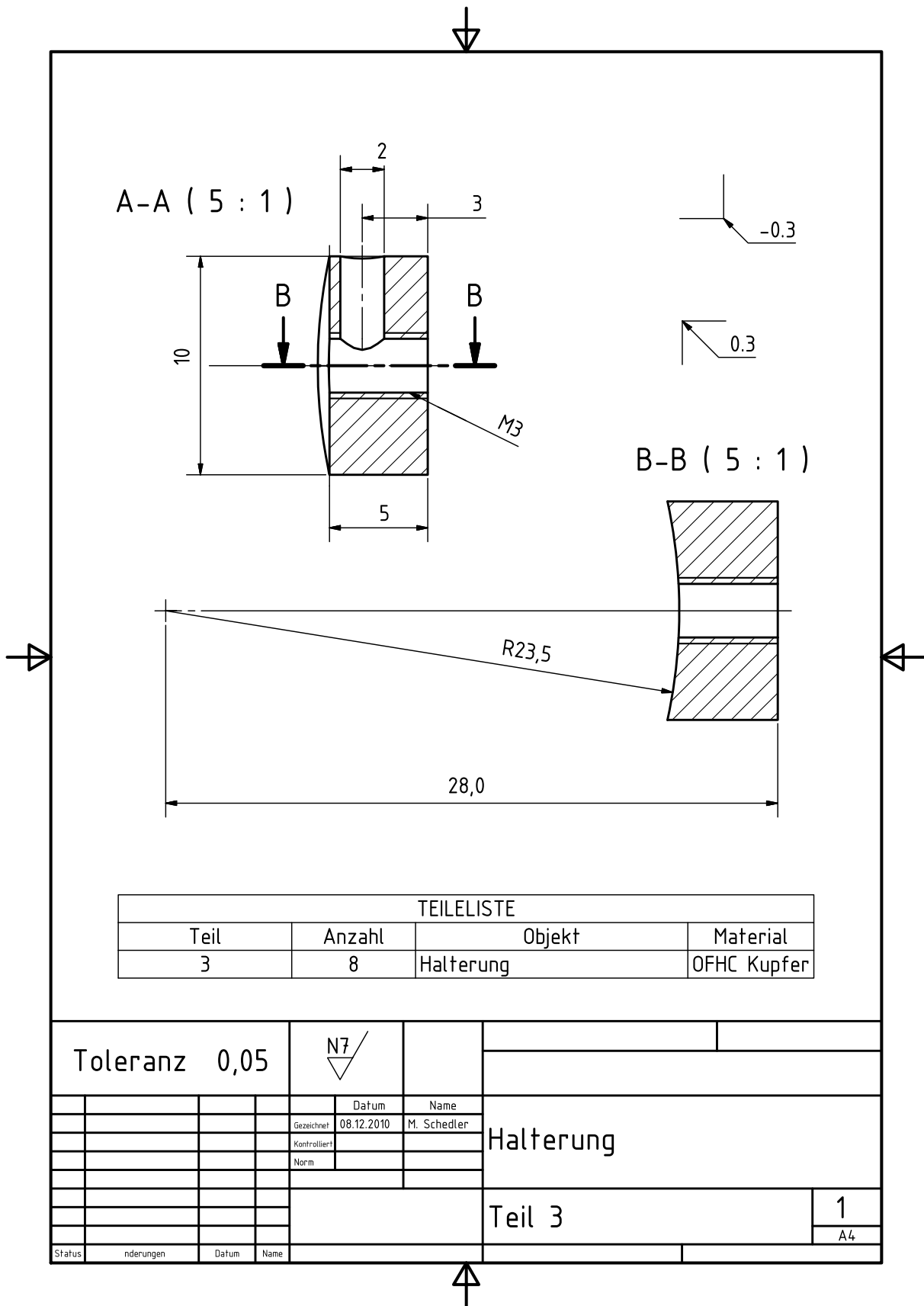


Abbildung B.4: Konstruktionszeichnung der Halterungen der Striplines

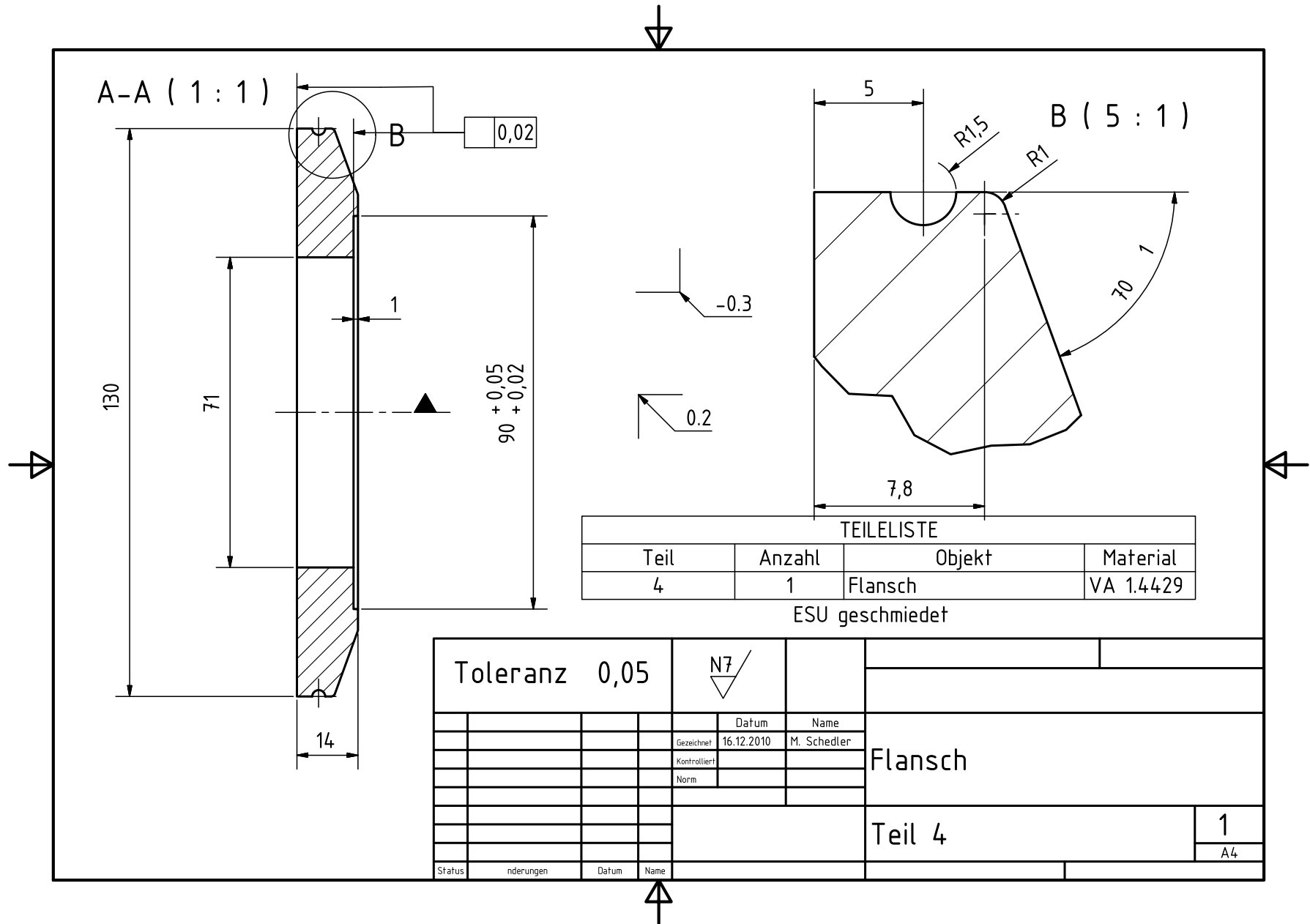


Abbildung B.5: Konstruktionszeichnung des ELSA-Flanschs 1

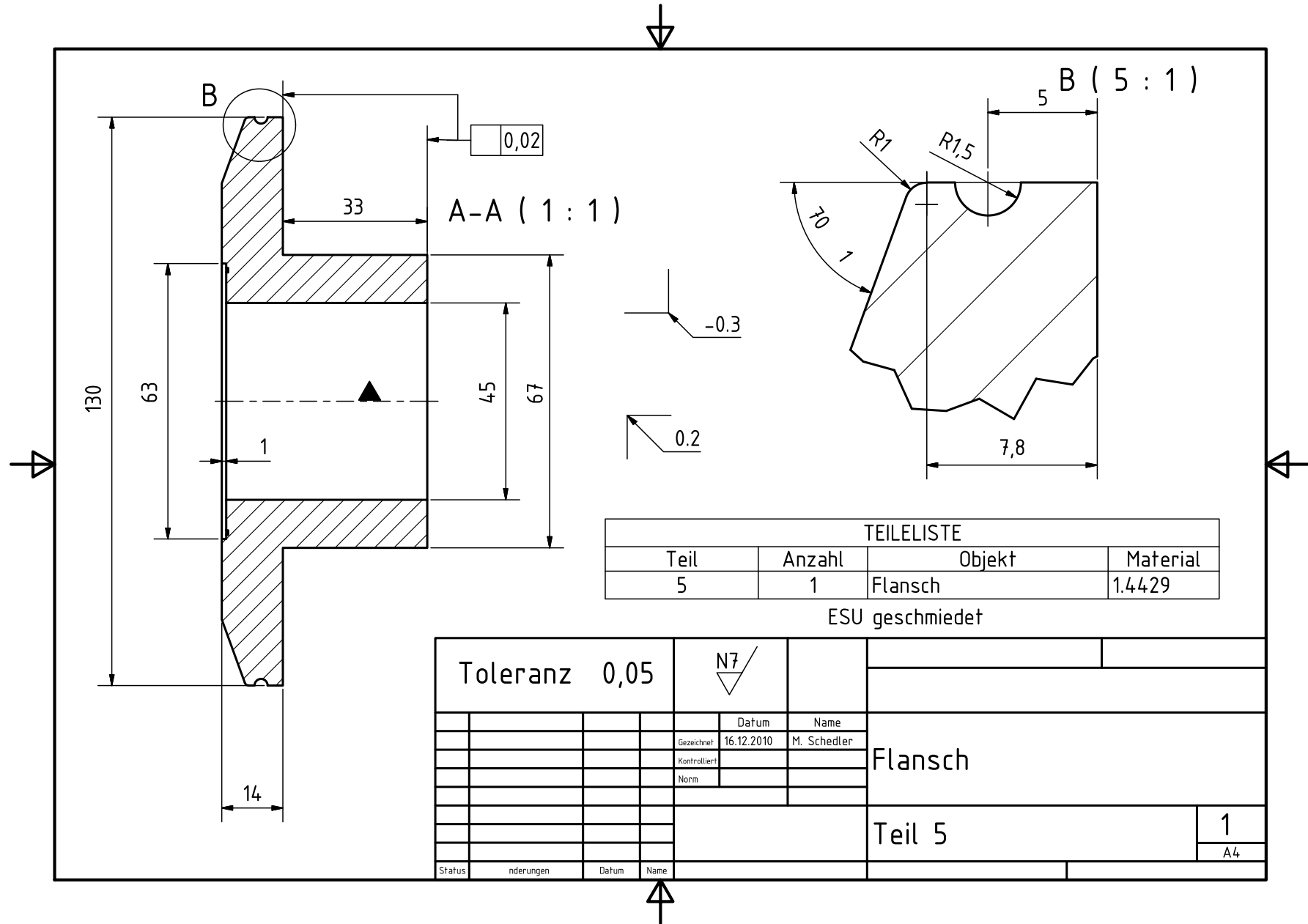


Abbildung B.6: Konstruktionszeichnung des ELSA-Flanschs 2

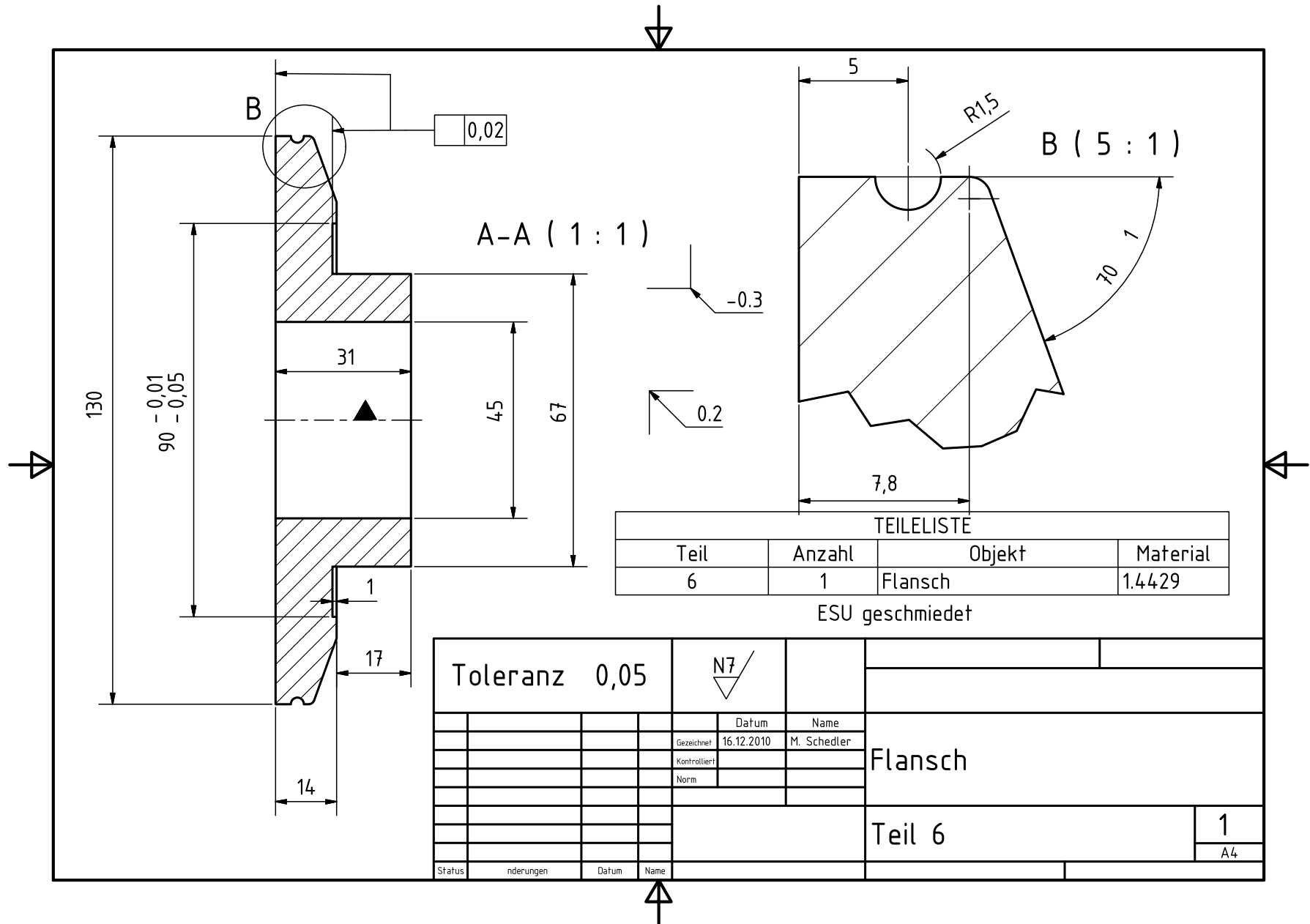


Abbildung B.7: Konstruktionszeichnung des ELSA-Flanschs 3

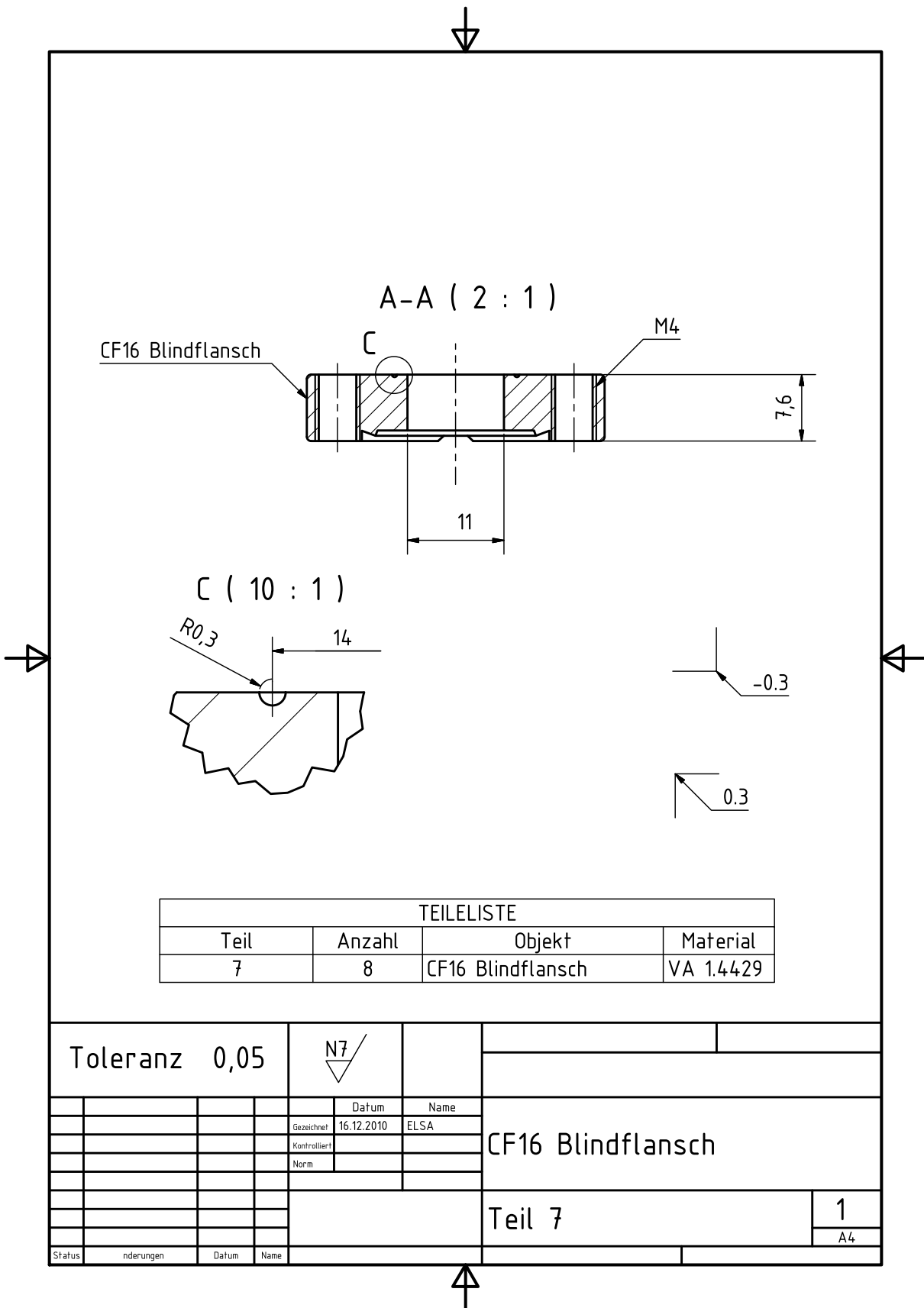


Abbildung B.8: Konstruktionszeichnung des CF16-Blindflanschs

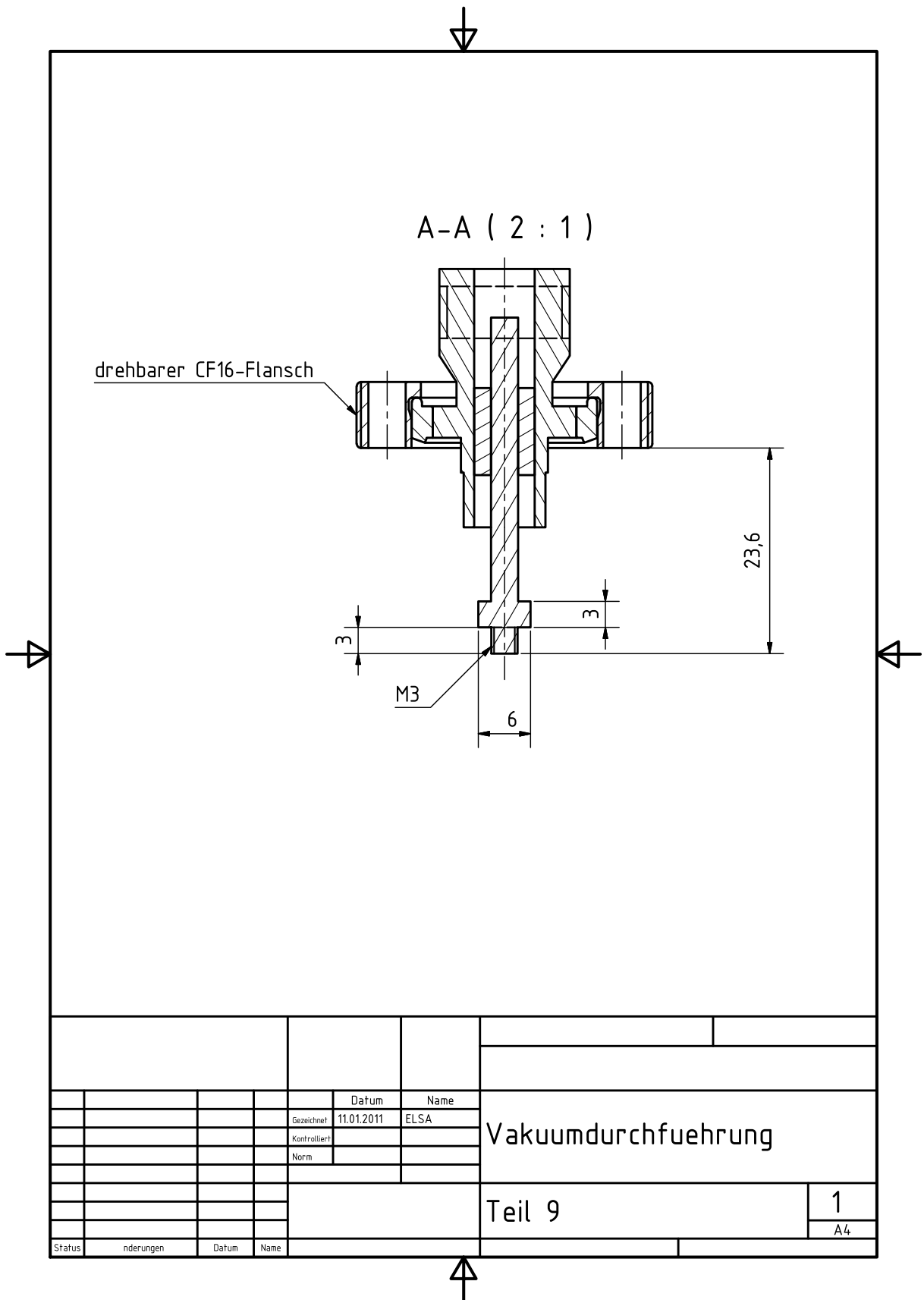
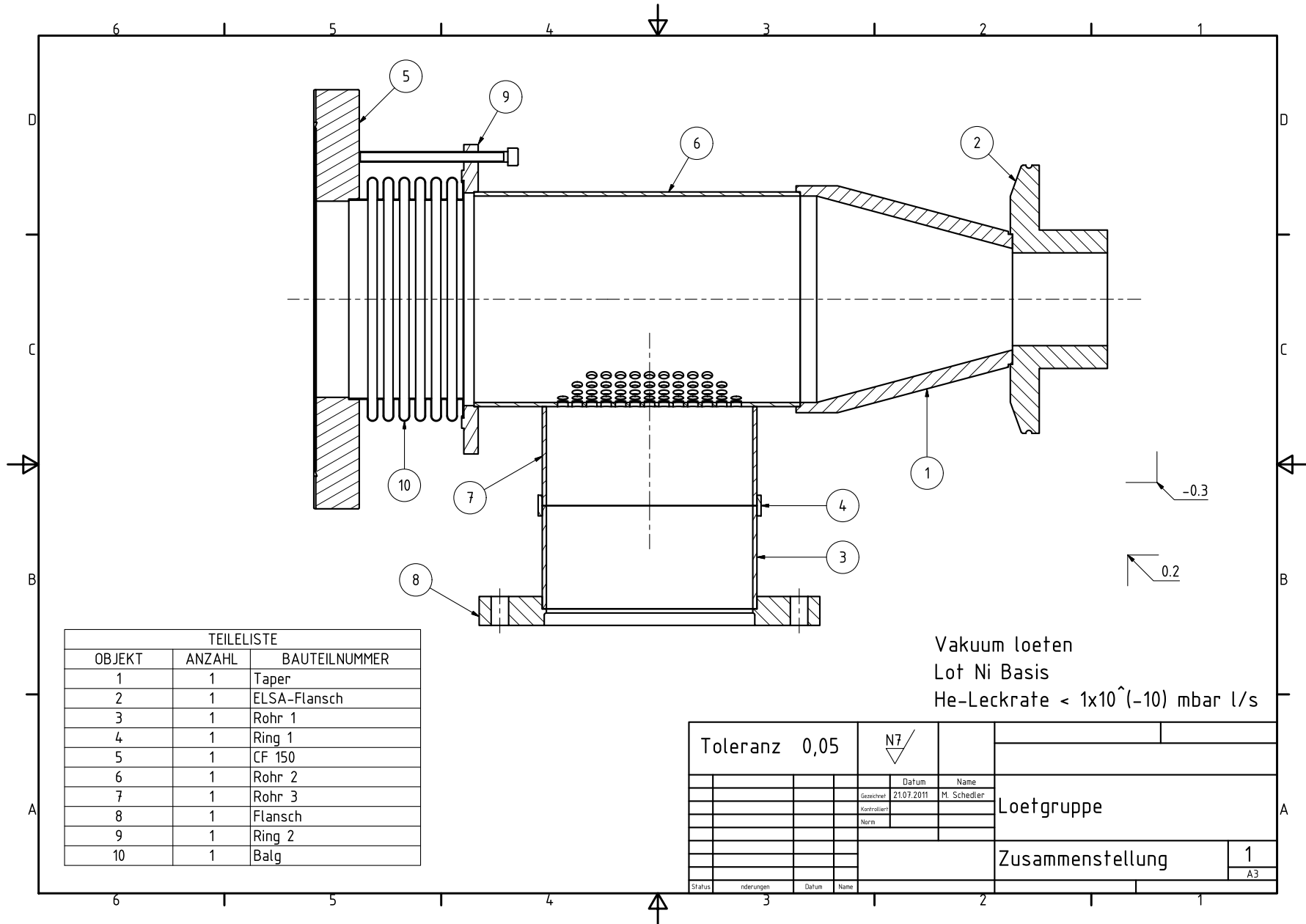


Abbildung B.9: Konstruktionszeichnung der Vakuumdurchfuehrungen



TEILELISTE		
OBJEKT	ANZAHL	BAUTEILNUMMER
1	1	Taper
2	1	ELSA-Flansch
3	1	Rohr 1
4	1	Ring 1
5	1	CF 150
6	1	Rohr 2
7	1	Rohr 3
8	1	Flansch
9	1	Ring 2
10	1	Balg

Toleranz	0,05	N7		
		Datum	Name	
		Gezeichnet	21.07.2011	M. Schedler
		Kontrolliert		
		Norm		
Loetgruppe				
Zusammenstellung				1
				A3
Status	nderungen	Datum	Name	

Abbildung B.10: Zusammenstellung der Aperturanpassung und des T-Stücks

Abbildungsverzeichnis

1.1	Die Beschleunigeranlage ELSA	2
2.1	Koordinatensystem zur Beschreibung der Teilchenbewegung im Kreisbeschleuniger	4
2.2	Horizontale und vertikale Betafunktionen des ELSA-Stretcherrings	5
2.3	Frequenzspektrum eines stabilen Bunches im Kreisbeschleuniger	7
2.4	Frequenzspektrum eines oszillierenden Bunches im Kreisbeschleuniger	7
2.5	Frequenzspektrum eines stabilen Elektronenstrahls	7
2.6	Frequenzspektrum eines Elektronenstrahls mit Betatronschwingungen	7
3.1	Feldverteilung bei Querschnittsänderung des Strahlrohres	8
3.2	Multibunchmoden eines fiktiven Kreisbeschleunigers mit $h = 4$	10
3.3	Multibunchmoden eines gefüllten Kreisbeschleunigers mit $h = 4$	11
3.4	Schwingungsmoden mit größtem Phasenvorschub $\Delta\varphi = \pi$	11
3.5	Zeitliche Entwicklung von gedämpfter und entdämpfter harmonischer Schwingung	12
4.1	Grundprinzip des Feedback-Systems	14
4.2	Aufbau eines an ELSA verwendeten Beam-Position-Monitors	15
4.3	Digitaler Signalprozessor zur Berechnung des Korrektursignals [dim11]	15
4.4	Verstärkung des 100 W-Verstärkers in Abhängigkeit der Frequenz	16
4.5	Korrektursignale vor und hinter dem Hochfrequenzverstärker	19
4.6	Hochfrequenz-Ansteuerung des Striplinekickers	20
4.7	Amplitude des demodulierten BPM-Signals	20
4.8	Strahlspektrum bei aus- und eingeschaltetem Feedback-System	21
4.9	Benutzerschnittstelle im ELSA-Kontrollsystem des Feedback-Systems	21
4.10	Benutzerschnittstelle im ELSA-Kontrollsystem des horizontalen Feedback-Systems	22
5.1	Aufbau eines Koaxialleiters	23
5.2	Impedanz eines Koaxialleiters	24
5.3	Reflexion einer Welle bei Fehlanpassung der Impedanz	25
5.4	Frequenzabhängigkeit der Shuntimpedanz	26
5.5	Feldverteilung im Striplinekicker auf der Nullstelle	27
5.6	Geometrie der Elektroden des Striplinekickers	28
6.1	In CST erzeugtes dreidimensionales Gitter	29
6.2	Feldverteilung und Potential im Innenraum der Striplines	31
6.3	Einfluss des Aufspannwinkels θ der Striplines auf die Feldamplitude im Inneren	32
6.4	Schnitt durch die Hochfrequenzeinspeisung mittels Koaxialdurchführungen	33
6.5	S_{11} -Parameter für verschiedene Radien des Außenleiters des Striplinekickers	34
6.6	Übergang des Radius des Außenleiters auf den Radius der Striplines	34
6.7	Elektrische Feldstärke auf der Strahlachse	35
6.8	Ablenkwinkel des Elektronenstrahles durch den Striplinekicker	36
6.9	50 Ω -Hochfrequenz-Vakuumdurchführungen der Firma Hositrad	37
6.10	Halterungen der Hochfrequenzdurchführungen in den Striplines	37
7.1	Position für den Einbau des Kickers im ELSA-Stretcherring	39
7.2	Taper zur Adaption der Kammerdurchmesser	39
7.3	Neues T-Stück zur Reduktion der Wakefelder	40
7.4	Gesamtansicht aus T-Stück und Taper	40
7.5	Gesamtübersicht des neu aufgebauten Abschnitts in ELSA	41
A.1	Blick in den Striplinekicker	44
A.2	Schnitt durch den Striplinekicker	45
A.3	Wakepotential des Striplinekickers	46
A.4	Erwärmung der Kickergeometrie	47

B.1	Zusammenstellung des Striplineickers	49
B.2	Konstruktionszeichnung der Striplines	50
B.3	Konstruktionszeichnung des Außenleiters	51
B.4	Konstruktionszeichnung der Halterungen der Striplines	52
B.5	Konstruktionszeichnung des ELSA-Flanschs 1	53
B.6	Konstruktionszeichnung des ELSA-Flanschs 2	54
B.7	Konstruktionszeichnung des ELSA-Flanschs 3	55
B.8	Konstruktionszeichnung des CF16-Blindflanschs	56
B.9	Konstruktionszeichnung der Vakuumdurchführungen	57
B.10	Zusammenstellung der Aperturanpassung und des T-Stücks	58

Literatur

- [amp11] Amplifier Research: *Model 100A250A*. Februar 2011
- [Aqr07] AQRAWI, Alan: *Wakefelder, Impedanzen und Strahlinstabilitäten am Elektronenbeschleuniger ELSA*, Bonn, Diplomarbeit, Februar 2007
- [Bol11] BOLDT, Oliver: *persönliche Mitteilung*. 2011
- [CKM] CASPERS, F. ; KROYER, T. ; MCINTOSH, P.: *RF ENGINEERING - BASIC CONCEPTS*
- [CST11] CST. <http://www.cst.com/>. Version: Mai 2011
- [dim11] Dimtel Inc. <http://www.dimtel.com/>. Version: Mai 2011
- [Ebe10] EBERHARDT, Maren: *Messung und Korrektur der Arbeitspunkte während der Energierampe am Stretcherring von ELSA*, Bonn, Diss., 2010
- [ede11] Euro Inox. <http://www.euro-inox.org/>. Version: Mai 2011
- [GL92] GOLDBERG, D. A. ; LAMBERTSON, G. R.: Dynamic devices. A primer on pickups and kickers. In: *AIP Conference Proceedings* 249 (1992), Nr. 1, S. 537–600
- [HHH⁺] HEINE, R. G. ; HARTMANN, P. ; HUCK, H. ; SCHMIDT, G. ; WEIS, T.: *Investigation of Cavity Induced Longitudinal Coupled Bunch Mode Instability Behaviour and Mechanism*
- [Hil06] HILLERT, Wolfgang: The Bonn Electron Stretcher Accelerator ELSA: Past and future. In: *Eur. Phys. J. A* 28 (2006), S. 139–148
- [hos11] Hositrad Vacuum Technology: *Konstruktionszeichnung*. persönliche Mitteilung, Januar 2011
- [Kei00] KEIL, Joachim: *Messung, Korrektur und Analyse der Gleichgewichtsbahn an der Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA*, Bonn, Diss., Juli 2000
- [Knu00] KNUTH, Thomas: *Auslegung, Entwicklung und Inbetriebnahme eines longitudinalen und transversalen Feedbacksystems zur Dämpfung gekoppelter Teilchenpaket-Instabilitäten im BESSY-II-Speicherring*, Humboldt-Universität zu Berlin, Diss., 2000
- [kup11] Deutsches Kupferinstitut. <http://www.kupfer-institut.de>. Version: Mai 2011
- [Lon07] LONZA, Marco: Multi-bunch feedback systems. In: *CAS – "Digital Signal Processing"* (2007), Juni
- [Pre07] PREISNER, Oliver: *Studien zur Magneto-optik am Bonner Elektronenbeschleuniger ELSA bei Energien bis 5 GeV*. Bonn, Physikalisches Institut, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, Diplomarbeit, 2007
- [Pre10] PREISNER, Oliver: *persönliche Mitteilung*. 2010
- [reu11] Reuter Technologie. <http://www.reuter-technologie.de/>. Version: Mai 2011
- [Rot11] ROTH, André: *Installation of Multibunch-Feedback Systems at ELSA*. DPG spring time conference Karlsruhe, März 2011

- [Sch] SCHINDL, K. ; CERN (Hrsg.): *Instabilities*. CH-1211. Geneva 23: CERN
- [SFB10] *Sonderforschungsbereich SFB / TR 16*. <http://sfb-tr16.physik.uni-bonn.de>.
Version: Dezember 2010
- [spl10] MUNICOM (Hrsg.): *2-Way(180 Deg.)Combiner/Divider*. persönliche Mitteilung, November 2010
- [Tey10] TEYTELMAN, Dimtry: *iGp12-274F Signal Processor*. 2.1, Oktober 2010
- [Wil92] WILLE, Klaus: *Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen*. Teubner Studienbücher, 1992
- [Wu07] WU, Ge: *Analyse und Optimierung von ebenen frequenzselektiven Flächen*, Bergische Universität Wuppertal, Diss., Februar 2007
- [Zim10] ZIMMERMANN, Rebecca: *Ein Kickercavity für ein longitudinales Feedbacksystem an ELSA*, Bonn, Diplomarbeit, September 2010

Danksagung

Ohne die Unterstützung vieler Personen wäre die Erstellung dieser Arbeit nicht möglich gewesen, weshalb ich mich an dieser Stelle für deren Einsatz und ihre Hilfsbereitschaft bedanken möchte. Leider können hier nicht alle Personen aufgeführt werden, da dies den Rahmen dieser Arbeit sprengen würde. Deshalb seien die nun genannten Personen stellvertretend auch für alle nicht genannten. Mein besonderer Dank richtet sich an

- Herrn PD Dr. Hillert für die Vergabe des interessanten Themas. Er stand jederzeit zur Beantwortung von Fragen und zur Hilfestellung zur Verfügung.
- Frau Prof. Thoma für die Übernahme des Koreferats.
- Herrn Bernhard Neff für die technische Unterstützung.
- André Roth für die Betreuung meiner Arbeit.
- Dennis Proft für die umfangreiche Programmierarbeit.
- meine Bürokollegen Thorsten Pusch und Dominik Heiliger, die sehr viel Zeit und Geduld in physikalische Diskussionen und in die Unterstützung meiner Arbeit investiert haben.
- meine Eltern für die Unterstützung in meinem bisherigen Leben, die mir das Studium erst möglich gemacht hat.
- Dominik Heiliger und André Roth für das Korrekturlesen dieser Arbeit.
- die ganze Arbeitsgruppe ELSA, für eure Hilfestellung und die tolle Zeit bei euch.

Auch allen, die ich nicht erwähnt habe, ein herzliches Dankeschön.

Danke!