



Bachelorarbeit in Physik

von
Florian Hinterkeuser

angefertigt am
Physikalischen Institut der Universität Bonn

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

Juli 2013

Thema: Störkörpermessung an einem PETRA-Resonator

1. Gutachter: Priv.-Doz. Dr. Wolfgang Hillert

2. Gutachter: Prof. Jochen Dingfelder

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	4
1.1	Die Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA	4
1.2	Motivation	4
2	Hohlraumresonatoren	6
2.1	Moden und Resonanzfrequenz	6
2.2	Shuntimpedanz und Koppelfaktor	7
2.3	Kreisgüte	7
2.4	Multibunchmoden und Strahlinstabilitäten	8
3	Methodik der Störkörpermessung	10
3.1	Resonante Störkörpermessung	11
3.2	Resonante Zwei-Störkörper-Messung	12
4	Störkörpermessung	14
4.1	Der Störkörpermessstand	14
4.2	Ablauf der Störkörpermessung	16
4.3	Auswertung der Ergebnisse	17
4.3.1	Resonante Störkörpermessung	17
4.3.2	Variation der Abstimmstempel	22
4.3.3	Messung der longitudinalen- und transversalen Shuntimpedanzen	25
5	Fazit	27
	Literaturverzeichnis	28
	Anhang	29
6	Anhang	29
6.1	Abbildungen	29
	Erklärung	42

1 Einleitung

1.1 Die Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA

Seit 1987 ist die Elektronen-Stretcher-Anlage **ELSA** (siehe Abb.1) am Physikalischen Institut der Universität Bonn in Betrieb. Diese ist in drei Stufen unterteilt.

Zwei Linearbeschleuniger speisen das Booster-Synchrotron, welches die Elektronenpakete auf 1,2 GeV beschleunigt. Diese werden dann in den Stretcherring injiziert, welcher für Strahlenergien von bis zu 3,5 GeV konzipiert ist. Es besteht hierbei die Möglichkeit, den Strahl zu den hadronenphysikalischen Experimenten zu extrahieren, oder für Synchrotronlichtexperimente zu speichern, wobei dieser Betriebsmodus nur noch für beschleunigerphysikalische Experimente verwendet wird. Ferner kann auch ein spinpolarisierter Elektronenstrahl für Experimente bereitgestellt werden.

1.2 Motivation

Aktuell befinden sich drei fünfzellige PETRA¹-Hohlraumresonatoren an ELSA, von denen zwei bereits im Stretcherring eingebaut sind. Zukünftige Experimente erfordern eine Erhöhung des im Stretcherring akkumulierten Strahlstromes von 20 mA auf 200 mA, die hierfür notwendige Hochfrequenz-Leistung soll durch Einbau des dritten Resonators bereitgestellt werden. Bei den geforderten Strahlströmen treten Effekte auf, die den maximal speicherbaren Strom begrenzen. Hierbei spielen vor allem die sogenannten Multibunchinstabilitäten eine wichtige Rolle, welche aus Wechselwirkungen des Strahlstroms mit der leitenden Vakuumkammer resultieren. Die verwendeten PETRA-Resonatoren stellen hierbei ein Störpotential dar, wenn Multibunchmoden durch eine Mode höherer Ordnung² resonant angeregt werden. Die hierbei entstehenden lokalen Felder lassen die Amplituden kohärenter³ Strahlschwingungen so anwachsen, dass eine Verschlechterung der Strahlqualität oder ein Verlust des Strahls erfolgt. Im Rahmen dieser Arbeit sollen am dritten PETRA-Resonator solche HOMs vermessen werden, um spätere Dämpfungen der Multibunchinstabilitäten zu erleichtern, welche im Rahmen des Einbaus in den Stretcherring notwendig werden.

¹Positron-Elektron-Tandem-Ring-Anlage

²Im weiteren auch HOMs (Higher Order Mode) genannt

³Kohärent bedeutet hierbei, dass ein Elektronenpaket diese Schwingungen mit seinem Ladungsschwerpunkt ausführt. Einzelne Elektronen sind dabei ununterscheidbar

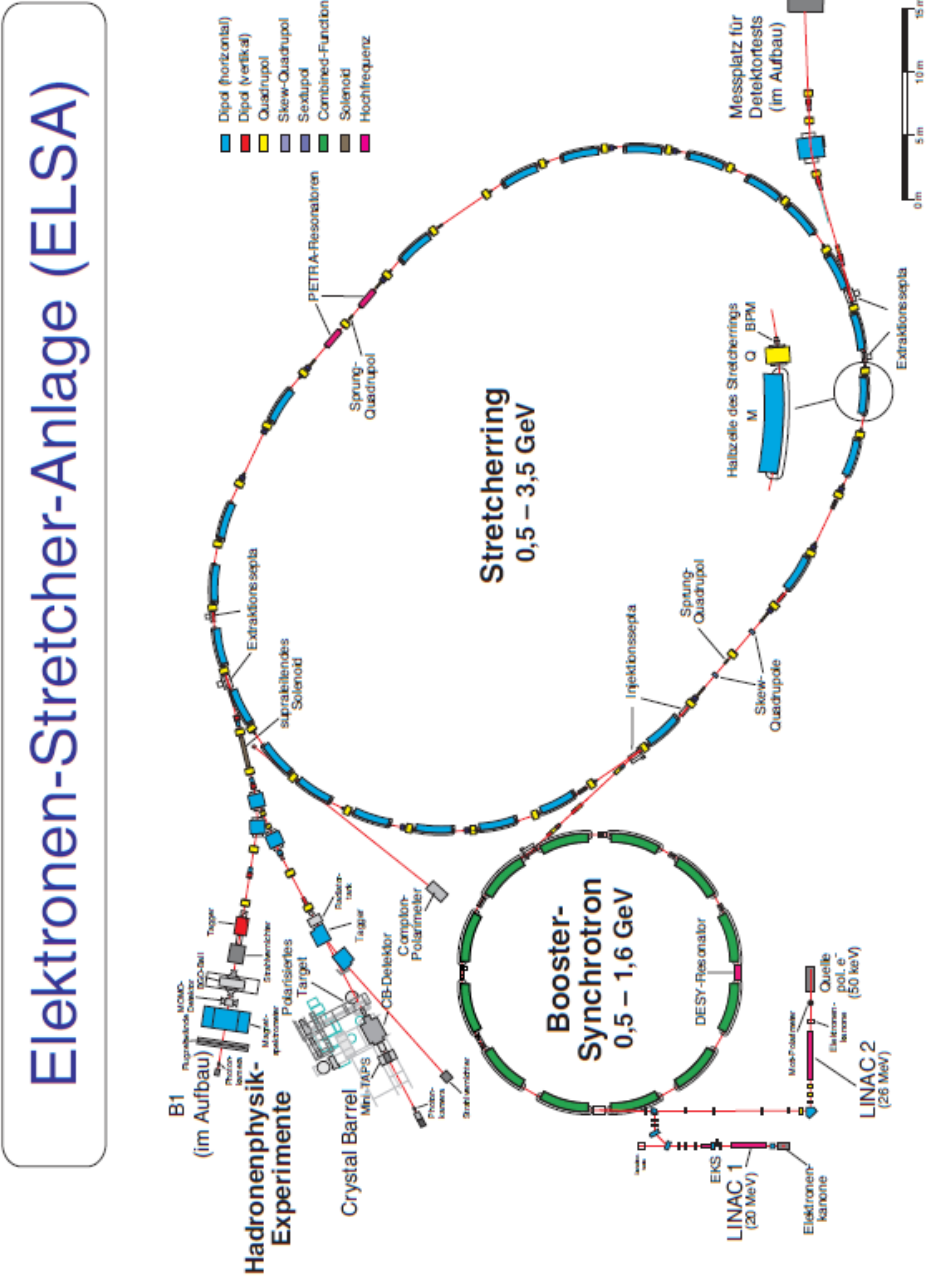


Abbildung 1: Die Elektronen-Stretcher-Anlage mit den aktuellen Experimenten im Überblick [ELS].

2 Hohlraumresonatoren

Bevor auf die Messtechnik, die Messungen und die Interpretation der Ergebnisse eingegangen wird, sollen an dieser Stelle die wichtigsten Eigenschaften der Hohlraumresonatoren zusammengefasst werden.

2.1 Moden und Resonanzfrequenz

Ein Hohlraumresonator (auch Cavity oder Hochfrequenzresonator genannt) ist ein Hohlkörper aus leitendem Material, beispielsweise Kupfer, in den ein Hochfrequenz-Signal eingespeist wird. Bei bestimmten Frequenzen, den Resonanzfrequenzen, kann sich im Resonator eine stehende (elektromagnetische) Welle ausbilden, wobei diese Frequenzen ausschließlich durch die Geometrie des Resonators bestimmt werden und Lösungen der MAXWELL-Gleichungen unter Berücksichtigung der Randbedingungen sind.

Diese Lösungen unterteilen sich in die sogenannten TM-⁴ sowie TE -⁵ Moden. Für einen rotationssymmetrischen Resonator der Länge L mit Radius R ergeben sie sich als Lösungen der BESSEL-Funktionen $J_m(x)$ der Ordnung m .

$$\mathbf{TE}_{mnp}\text{-Moden: } H_z = H_{mn} \cdot J_m(k_c r) \cdot \cos(m\varphi) \cdot \sin\left(\frac{p\pi}{L} \cdot z\right) \cdot \exp(i\omega_{mnp}t) \quad (2.1)$$

$$\mathbf{TM}_{mnp}\text{-Moden: } E_z = E_{mn} \cdot J_m(k_c r) \cdot \cos(m\varphi) \cdot \sin\left(\frac{p\pi}{L} \cdot z\right) \cdot \exp(i\omega_{mnp}t) \quad (2.2)$$

mit der Dispersionsrelation

$$k_c^2 + k^2 = \frac{\omega^2}{c^2}. \quad (2.3)$$

Hierbei bezeichnet k_c die kritische Wellenzahl und c die Lichtgeschwindigkeit. Die Resonanzfrequenzen ergeben sich dann zu

$$\omega_{mnp} = c \cdot \sqrt{\left(\frac{j_{mn}^{(\prime)}}{R}\right)^2 + \left(\frac{p\pi}{L}\right)^2}, \quad (2.4)$$

wobei $j_{mn}^{(\prime)}$ die n-te Nullstelle der n-ten BESSEL-Funktion respektive ihrer Ableitung bezeichnet.

⁴Transversal Magnetisch, das elektrische Feld ist in longitudinaler, also in Strahlrichtung, Richtung orientiert

⁵Transversal Elektrisch, das Magnetfeld ist in longitudinaler Richtung orientiert

2.2 Shuntimpedanz und Koppelfaktor

Wird nun eine Mode durch ein eingekoppeltes Hochfrequenzsignal angeregt, so ergibt sich nur dann die maximale Feldstärke $\propto U_{max}$, wenn die Frequenz der äußeren Anregung ω genau der Resonanzfrequenz ω_0 der entsprechenden Mode entspricht. In diesem Falle ergibt sich für die Spitzenspannung U_{max} im Resonator in Abhängigkeit der dissipierten Leistung P_V

$$P_V = \frac{U_{max}^2}{2R_S} \quad (2.5)$$

wobei hier R_S die Shuntimpedanz der Mode bezeichnet. Diese Shuntimpedanz ist der Proportionalitätsfaktor zwischen dem Quadrat des Strahlstroms und der dem Strahl entzogenen Leistung .

Idealerweise soll die externe Anregung reflexionsfrei in den Resonator eingekoppelt werden. Zu diesem Zwecke muss die Leitung vom Hochfrequenz-Generator zum Resonator mit ihrem Leitungswiderstand Z_0 , für Koaxialkabel typischerweise 50Ω , abgeschlossen werden, die Shuntimpedanz hat jedoch eine typische Größenordnung von einigen $M\Omega$. Erfolgt die Kopplung des äußeren Signals in den Resonator beispielsweise induktiv über eine Koppelschleife, wird also an das Magnetfeld gekoppelt, so lässt sich die Shuntimpedanz zu $Z_a = \frac{R_S}{n^2}$ herabtransformieren, was dem Prinzip eines Transformators mit Wicklungsverhältnis n entspricht. Für die Reflexion ist nun das Verhältnis aus Abschlusswiderstand und Leitungsimpedanz entscheidend, daher definiert man nun als Koppelfaktor

$$\kappa = \frac{Z_a}{Z_0} = \frac{R_S}{n^2 \cdot Z_0}. \quad (2.6)$$

2.3 Kreisgüte

Weicht nun die Frequenz der Anregung um $\Delta\omega$ von der Resonanzfrequenz ω_0 ab, so nimmt die erreichbare Feldstärke in Abhängigkeit der unbelasteten Kreisgüte Q_0 ab. Die unbelastete Güte einer Schwingungsmode ergibt sich zu (vgl. Abb. 2)

$$Q_0 = \frac{\omega_0}{\Delta\omega} = \frac{\omega_0 W}{P_V}, \quad (2.7)$$

wobei W die im Resonator gespeicherte Energie ist. Da der Resonator einer äußeren Anregung mit der externen Kreisgüte Q_{ext} unterliegt, entspricht die Kreisgüte des Gesamtsystems Q nicht der unbelasteten Kreisgüte. Stattdessen gilt

$$\frac{1}{Q} = \frac{1}{Q_{ext}} + \frac{1}{Q_0}. \quad (2.8)$$

Aus der messbaren Kreisgüte Q und dem Koppelfaktor κ lässt sich nun Q_0 bestimmen über

$$Q_0 = (1 + \kappa) \cdot Q. \quad (2.9)$$

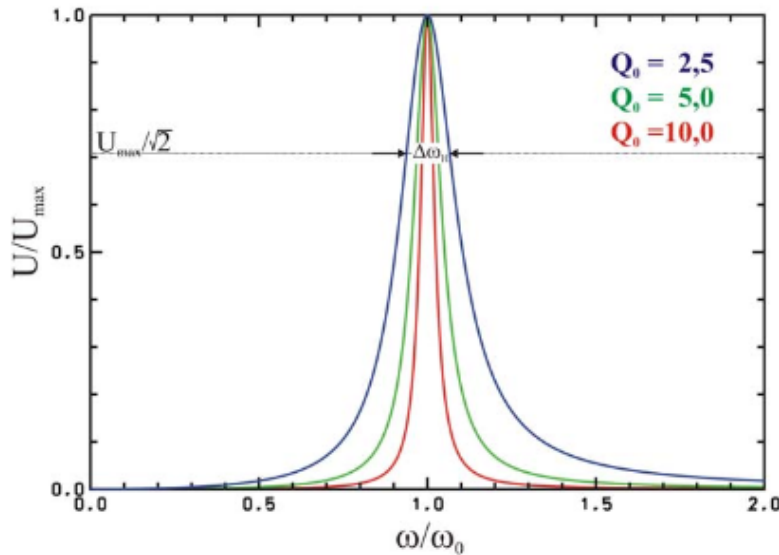


Abbildung 2: Zusammenhang zwischen voller Halbwertsbreite $\Delta\omega_H$ und Kreisgüte Q_0 [Hil06].

2.4 Multibunchmoden und Strahlinstabilitäten

Werden in einem Beschleuniger wie ELSA Elektronen gespeichert, so wechselwirken die Ladungsträger dieses Strahlstromes mit den leitenden Wänden der Vakuumkammer. Da sich die Elektronen in ELSA näherungsweise mit Lichtgeschwindigkeit bewegen, kann das von ihnen ausgehende elektromagnetische Feld in guter Näherung als ausschließlich transversal angenommen werden, einzelne Bunche⁶ können somit nicht direkt miteinander wechselwirken. Es sammeln sich jedoch aufgrund des transversalen Feldes Influenzladungen an den Wänden der Vakuumkammer oder des Resonators, welche mit dem erzeugenden Bunch mitgeführt werden. Aufgrund der endlichen Leitfähigkeit der Vakuumkammer, sowie insbesondere Änderungen ihrer Geometrie, wie sie in den PETRA-Resonatoren auftreten, können diese Influenzladungen dem erzeugenden Bunch nicht folgen und regen die sogenannten Kielwellenfelder (siehe Abb. 3) an, welche mit nachfolgenden Bunchen wechselwirken können.

Um diese Wechselwirkung zu beschreiben, wird das Modell einer Kette gekoppelter Oszillatoren verwendet, wobei jeder Oszillator einen Bunch repräsentiert, dessen Os-

⁶Ein Bunch bezeichnet ein Paket von Teilchen, welches den Beschleuniger durchläuft

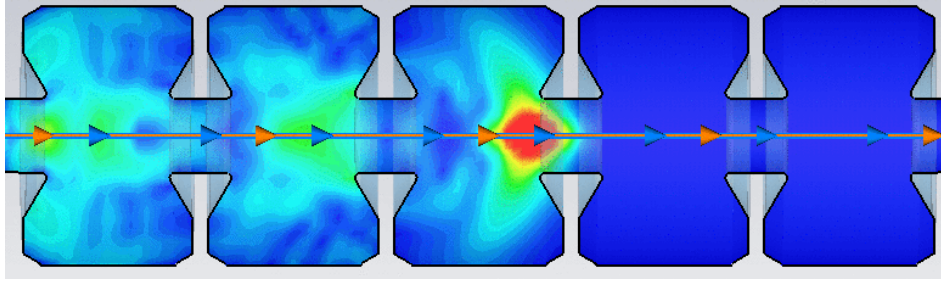


Abbildung 3: Simulation der elektrischen Feldverteilung eines Elektronenbunches bei Durchquerung einer Querschnittsänderung. Die Pfeile beschreiben die Propagationsrichtung eines Bunches [Sch13]

zillation wiederum die kohärente Betatron- und Synchrotronschwingungen⁷ um die Sollbahn. Für die durch die Kielwellenfelder gekoppelten Bunches ergeben sich nun eine Vielzahl an möglichen Schwingungsmoden, die sogenannten **Multibunchmoden**. Ist der Beschleuniger mit h Bunches vollständig befüllt, ergeben sich h Multibunchmoden mit einer Phasendifferenz

$$\Delta\psi_m = \frac{2\pi m}{h} \quad (2.10)$$

mit $0 \leq m < h$, genannt Multibunchmodennummer.

Liegt die Frequenz einer solchen Multibunchmode nahe der Resonanzfrequenz einer Mode eines Hohlraumresonators, so erreichen die Kielwellenfelder Feldstärken abhängig von der Shuntimpedanz der betreffenden Mode. Die Amplitude der kohärenten Oszillation nimmt zu, Strahlverlust kann die Folge sein.

Dies ist an ELSA beispielsweise für die Multibunchmode 252 der Fall, welche von einer Resonatormode bei 1456 MHz resonant angeregt wird und zu nicht vernachlässigbaren Instabilitäten führt.

Es müssen daher die Shuntimpedanzen solcher Resonatormoden vermessen werden, um Rückschlüsse auf deren störenden Einfluss auf den Strahl ziehen zu können. Weiter soll untersucht werden, ob und in welchem Umfang durch Veränderungen der Resonatortorgeometrie die Shuntimpedanz auf der Strahlachse beeinflusst werden kann.

⁷Bei den Betatronschwingungen handelt es sich um transversale Schwingungen, bei Synchrotronschwingungen um longitudinale (Energie)oszillationen

3 Methodik der Störkörpermessung

Möchte man nun die Shuntimpedanz einer Resonatormode bestimmen, so ist nach Abschnitt (2.2) die Kenntnis der elektrischen Felder $\propto U_{max}$ erforderlich.

Da hierzu keine Antennen verwendet werden sollten, deren (leitende) Zuleitungen das Feld im Resonator zu sehr beeinflussen, wird hierzu auf eine sogenannte Störkörpermessung zurückgegriffen.

Grundidee der Störkörpermessung ist es, durch Einbringen eines kleinen, dielektrischen (metallischen) Störkörpers die elektrischen (und magnetischen) Felder einer Mode im Resonator leicht zu stören, wodurch deren Resonanzfrequenz eine Verschiebung um $\Delta\omega$ erfährt.

Diese Störung resultiert aus der Tatsache, dass der Störkörper das ungestörte Feld

$$\vec{E}_0 \cdot \exp(i\omega_0 t) \text{ und } \vec{H}_0 \cdot \exp(i\omega_0 t), \quad (3.11)$$

welches bei der Resonanzfrequenz ω_0 angeregt wird, um eine zusätzliche Polarisation und Magnetisierung, welche aus den Materialeigenschaften des Störkörpers resultieren, ergänzt. Die gestörten Felder lassen sich nun beschreiben mit

$$\vec{D} \cdot \exp(i\omega t) = (\epsilon_0 \vec{E}_0 + \vec{P}) \cdot \exp(i\omega t) \quad (3.12)$$

$$\vec{B} \cdot \exp(i\omega t) = (\mu_0 \vec{H}_0 + \vec{M}) \cdot \exp(i\omega t) \quad (3.13)$$

mit der gestörten Resonanzfrequenz ω .

Die Änderung der im Resonator gespeicherten Energie ergibt sich, mit den komplex konjugierten ungestörten Feldern $(\vec{E}_0^*, \vec{H}_0^*)$, aus der sogenannten Slater-Formel [Pes95]

$$\frac{\omega_0^2 - \omega^2}{\omega^2} = \frac{\iiint_{V_S} (\vec{E}_0^* \cdot \vec{P} - \vec{H}_0^* \cdot \vec{M}) dV}{\epsilon_0 \iiint_V |E_0|^2 dV} \approx 2 \cdot \frac{\Delta\omega}{\omega_0}, \quad (3.14)$$

wobei die Annahmen einer hohen Kreisgüte ($\omega\omega_0 \approx \omega^2$) und eines kleinen Störkörpervolumens V_S ($\vec{E}_0^* \cdot \vec{E} \approx |E|^2$) gemacht wurden.

Im Folgenden soll auf die Techniken der Störkörpermessung eingegangen werden, die im Rahmen dieser Arbeit zum Einsatz gekommen sind, um die Shuntimpedanzen ausgewählter Resonatormoden zu bestimmen.

3.1 Resonante Störkörpermessung

Die direkte Vermessung der Frequenzverschiebung wird **resonante Störkörpermessung** genannt. Hierbei wird ein kugelförmiger dielektrischer Störkörper mit einer Permittivität $\epsilon_r \epsilon_0$, dessen Volumen V_s klein gegen die Dimensionierung des Resonators ist, entlang der Strahlachse z durch den Resonator geführt. Aus der hierbei messbaren Verschiebung der Resonanzfrequenz $\Delta\omega$ folgt für das elektrische Feld an der Stelle z

$$E(z)_{diel} = \sqrt{2 \cdot \frac{W}{\alpha_s} \cdot \frac{\Delta\omega(z)}{\omega_0}} \quad (3.15)$$

wobei α_s die Störkörperkonstante einer dielektrischen Kugel mit

$$\alpha_s = V_s \cdot \frac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r + 2} \cdot 3\epsilon_0 \quad (3.16)$$

ist. Desweiteren bezeichnen $(\epsilon_r) \epsilon_0$ die (relative) Permittivität und W die im Resonator gespeicherte Energie. Um noch mehr Informationen über die Feldverteilung einer Mode im Resonator zu erhalten, wird zusätzlich ein metallischer Störkörper verwendet, der neben dem elektrischem Feld auch das magnetische Feld stört. Hierfür folgt dann für das elektrische Feld [Kho92]

$$E(z)_{met} = \sqrt{2 \frac{W}{\alpha_s^{met}} \cdot \frac{\Delta\omega(z)}{\omega_0} + \frac{\mu_0}{\epsilon_0} \cdot H(z)^2} \quad (3.17)$$

Die zugehörige Störkörperkonstante folgt aus [Kho92]

$$\alpha_s^{met} = V_s \cdot \epsilon_0 3 \quad (3.18)$$

Da das magnetische Feld $H(z)$ ebenfalls eine Frequenzverschiebung $\Delta\omega$ bewirkt, eignet sich eine Einzelmessung mit einem metallischem Störkörper nicht zur Bestimmung der Feldverteilung einer Mode. Verwendet man jedoch beide Störkörper, ergeben sich Rückschlussmöglichkeiten zur Identifizierung der Mode, da der dielektrische Störkörper nur sensitiv für elektrische Felder ist. Bei der Betrachtung von TM-Moden stellt sich heraus, dass diese häufig im Bereich der Strahlachse ein maximales elektrisches Feld besitzen, während das magnetische Feld auf der Strahlachse verschwindet. Somit lässt sich (3.14) vereinfachen zu

$$E(z)^{\text{TM}} = \sqrt{2 \frac{W}{\alpha_s^{met}} \frac{\Delta\omega(z)}{\omega_0}} \quad (3.19)$$

Nun lässt sich aus dem Vergleich von (3.15) und (3.17) darauf schließen, ob es sich bei der vermessenen Mode um eine TM- oder eine TE-Mode handelt: liefern beide Gleichungen ein identisches Ergebnis, so ist (3.19) erfüllt und es handelt sich um eine

TM-Mode, andernfalls um eine TE-Mode.

Die für die Bestimmung der Shuntimpedanz benötigte Spannung U_{max} ergibt sich nun zu

$$U_{max} = \int_{-L/2}^{L/2} E_0(z) \cdot dz \quad (3.20)$$

Die Shuntimpedanz der Mode ist dann durch

$$R_S = \frac{U_{max}^2}{2P_V} \quad (3.21)$$

gegeben. Es ist aber zu beachten, dass das elektrische Feld, welches mit der Resonanzfrequenz ω_0 schwingt, sich während der Propagation eines Teilchens durch den Resonator ändert. Im Falle ultrarelativistischer Teilchen folgt somit für die Shuntimpedanz

$$R_S = \Lambda \frac{2Q_0}{\omega_0^2 \cdot \alpha_s} \cdot \left| \int_{-L/2}^{L/2} \sqrt{\Delta\omega(z)} \cdot dz \right|^2 \quad (3.22)$$

mit dem Laufzeitfaktor Λ

$$\Lambda = \left| \frac{\int_{-L/2}^{L/2} E_0(z) \cdot \cos\left(\frac{\omega z}{c}\right) \cdot dz}{\int_{-L/2}^{L/2} E_0(z) \cdot dz} \right|^2. \quad (3.23)$$

3.2 Resonante Zwei-Störkörper-Messung

Die resonante Störkörpermessung hat den Nachteil, dass diese nur Aussagen über den Betrag der (elektrischen) Feldstärke an einer Position im Resonator machen kann. Interessiert man sich jedoch für die Orientierung des Feldes, muss man die Messvorschrift erweitern.

Verwendet man so anstatt kugelförmiger Störkörper verschiedenartige Ellipsoide, so kann man zeigen, dass eine Unterscheidung zwischen den Raumrichtungen möglich wird [Pes95]. Die Störkörperkonstante wird nun zu einem Vektor

$$\vec{\alpha} = \frac{V_s}{2} \cdot (\varepsilon - \varepsilon_0) \cdot \begin{pmatrix} A_{11} \\ A_{22} \\ A_{33} \end{pmatrix} = \frac{2\pi}{3} \cdot abc \cdot (\varepsilon - \varepsilon_0) \cdot \begin{pmatrix} \frac{1}{1 + \frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{\varepsilon_0} \cdot L_a} \\ \frac{1}{1 + \frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{\varepsilon_0} \cdot L_b} \\ \frac{1}{1 + \frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{\varepsilon_0} \cdot L_c} \end{pmatrix} \quad (3.24)$$

wobei a, b und c die Halbachsen des Ellipsoiden sind. Im Falle der verwendeten Störkörper, bei denen die y - und z -Komponenten identisch sind und somit $b=c$, folgt für die L_a und L_b [Kho92]

$$L_a^{a>b} = \frac{1-e^2}{e^3} \left(\frac{1}{2} \ln \left(\frac{1+e}{1-e} \right) - e \right) \quad (3.25)$$

$$L_a^{a<b} = \frac{1+e^2}{e^3} (e - \arctan e) \quad (3.26)$$

$$L_b^{a>b} = \frac{1-e^2}{4e^3} \left(\frac{2e}{1-e^2} - \ln \left(\frac{1+e}{1-e} \right) \right) \quad (3.27)$$

$$L_b^{a<b} = \frac{1+e^2}{8e^3} \left(\arctan e - \frac{e - (1-e^2)}{(1+e^2)^3} \right) \quad (3.28)$$

wobei $e^{a>b} = \frac{1}{a} \sqrt{a^2 - b^2}$ und $e^{a<b} = \frac{1}{a} \sqrt{b^2 - a^2}$.

Schlussendlich folgt [Pes95]

$$\frac{|E_0^{\parallel}|}{\sqrt{P_V}} = \sqrt{\left(\mathbf{X}^{-1} \cdot \frac{1}{Q_0} \cdot \vec{\omega}^{\diamond} \right)^{\parallel}} \quad \text{sowie} \quad \frac{|E_0^{\perp}|}{\sqrt{P_V}} = \sqrt{\left(\mathbf{X}^{-1} \cdot \frac{1}{Q_0} \cdot \vec{\omega}^{\diamond} \right)^{\perp}} \quad (3.29)$$

wobei für \mathbf{X}^{-1} und $\vec{\omega}^{\diamond}$ gilt

$$\vec{\omega}^{\diamond} = \begin{pmatrix} \left(\frac{2 \cdot \Delta \omega}{\omega_0} \right)_1 \\ \left(\frac{2 \cdot \Delta \omega}{\omega_0} \right)_2 \end{pmatrix}, \quad \mathbf{X} = \begin{pmatrix} \alpha_1^{\parallel} & \alpha_1^{\perp} \\ \alpha_2^{\parallel} & \alpha_2^{\perp} \end{pmatrix} \quad (3.30)$$

Es ist zu beachten, dass zwei Messungen mit verschiedenen Störkörpern durchgeführt werden müssen, da sonst die Gleichungen (3.29) unterbestimmt sind. Die Indizes [1, 2] bezeichnen die Störkörper [1, 2], α^{\parallel} die longitudinale und α^{\perp} die transversale Empfindlichkeit des jeweiligen Störkörpers, gegeben durch die Komponenten des Störkörpervektors aus (3.24). Hiermit wurde die resonante Störkörpermethode nach [Pes95] zu einer Zwei-Störkörper-Methode erweitert.

4 Störkörpermessung

4.1 Der Störkörpermessstand

Der fünfzellige PETRA-Resonator ist an das Kühlwassersystem angeschlossen, um eine Temperaturstabilisierung auf $\pm 1^\circ\text{C}$ zu gewährleisten, dies soll thermische Drifts der HOMs minimieren. In den Zellen zwei und vier des Resonators sind Abstimmstempel eingebracht, die unabhängig voneinander mittels eines Gewindes verfahren und so zum Verstimmen des Resonators verwendet werden können.

Als Störkörper wurden eine Stahlkugel mit einem Radius $R = 5\text{ mm}$, eine Teflonkugel mit $R = 5\text{ mm}$ (für die Fundamentalmoden) und $R = 10\text{ mm}$ (für die HOMs) verwendet. Im Rahmen der Zwei-Störkörper-Methode wurde ein Teflonzylinder der Länge $L = 20\text{ mm}$ und Radius $R = 2\text{ mm}$ und eine Teflonschreibe mit Radius $R = 10\text{ mm}$ und Höhe $H = 0,5\text{ mm}$ verwendet. Die Dimensionierung folgt der Bedingung, dass der verwendete Störkörper nicht zu groß sein darf, damit das Feld in seinem Inneren als homogen angenommen werden kann. Gleichzeitig führt ein zu kleiner Störkörper bei geringen Feldstärken der zu untersuchenden Mode nicht zu ausreichenden⁸ Frequenzverschiebungen in der Resonanzfrequenz, weswegen die kleinere Teflonkugel für die Vermessung von HOMs nicht nutzbar ist. Sämtliche Störkörper besitzen eine Bohrung mit einem Durchmesser $D = 1\text{ mm}$, durch welche ein reißfester Nylonfaden geführt wird. An diesem Faden wird der Störkörper durch den Resonator gefahren (vgl. Abb. 4).

An den Enden des Resonators befinden sich hierfür Führungsschienen, sowie ein elektrischer Schrittmotor mit Antriebsrad, um eine automatisierte Messung zu ermöglichen. Um eine Abweichung des Störkörpers von der Strahlachse zu minimieren, wird der Faden durch verbinden der beiden Enden gespannt, Kreuzblenden an den Vakuumflanschen des Resonators ermöglichen eine genaue Positionierung des Störkörpers auf der Strahlachse.

Das Messsignal ist ein HF-Signal geringer Leistung und wird von einem VNA⁹ generiert und über eine Koppelschleife in der mittleren Zelle des Resonators eingekoppelt. Der VNA misst nun den Reflexionsfaktor dieses Signales in Abhängigkeit seiner Frequenz, aus dem im weiteren Verlauf alle benötigten Parameter abgeleitet werden können.

Mithilfe des in [Sch09] entwickelten LabVIEW¹⁰-Programms kann nun eine fast vollständig automatisierte Messung durchgeführt werden.

⁸Die Frequenzverschiebung muss so groß sein, dass sie deutlich von etwaigen Rauschen der Messgeräte unterscheidbar ist

⁹Vektorieller Netzwerkanalysator

¹⁰Laboratory Virtual Instrumentation Engineering Workbench, eine Plattform zum Systemdesign und Entwicklungsumgebung aufgebaut auf einer visuellen Programmiersprache der Firma National Instruments [ni]

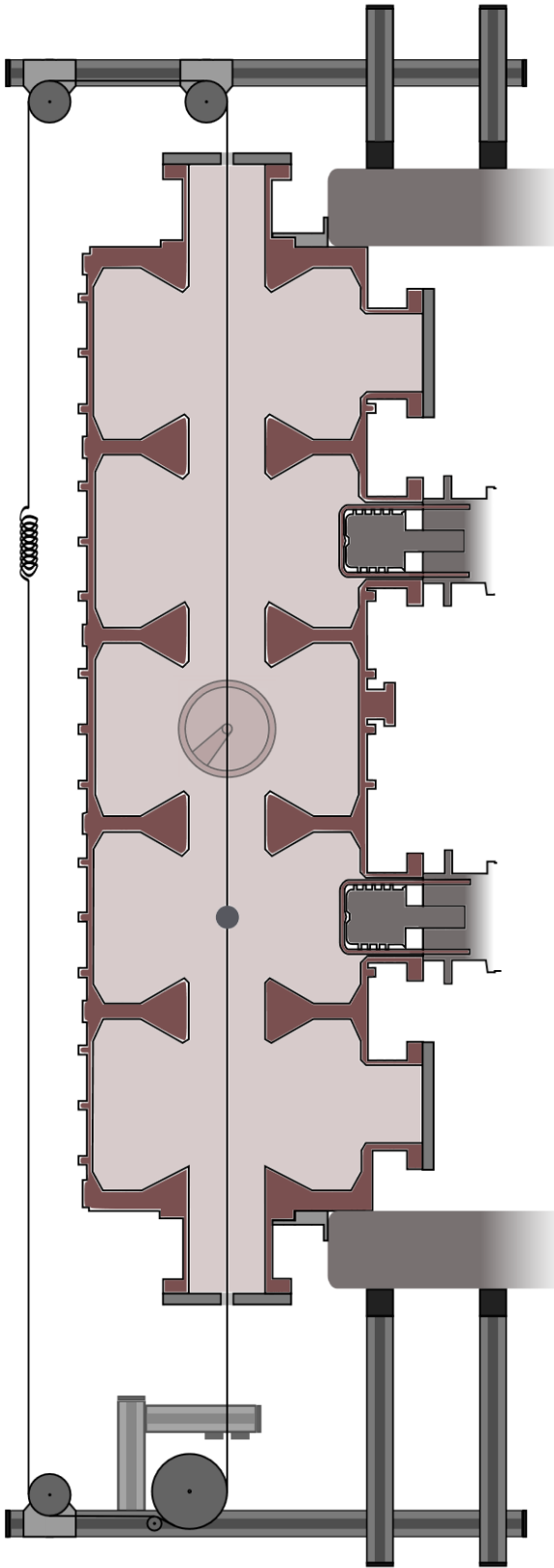


Abbildung 4: Schematische Darstellung des Störkörpermessstandes [Sau13]

4.2 Ablauf der Störkörpermessung

Die Steuerung des Schrittmotors wird direkt vom LABVIEW-Programm übernommen, Details zum Programm befinden sich in [Sch09]. Zu Beginn der Messung muss durch Vermessen des Reflexionsspektrums ein Frequenzbereich ermittelt werden, in dem die zu vermessende Mode liegt. Der Bereich sollte eine Breite von etwa 150 kHz besitzen, um die Resonanzkurve hinreichend gut aufzulösen.

In der nun automatisch ablaufenden Messung werden zuerst Koppelfaktor κ und unbelastete Güte Q_0 bestimmt. Hieraus errechnet das Programm die im Resonator gespeicherte Energie W . Da das Programm zwischen unter- und überkritischer Kopplung nicht unterscheiden kann, muss diese Unterscheidung manuell anhand des SMITH-Diagramms der Resonanzkurve erfolgen. Der Koppelfaktor wird dann über den vom VNA gemessenen Reflexionsfaktor ρ bestimmt nach

$$\text{Unterkritisch: } \kappa = \frac{1 - |\rho|}{1 + |\rho|} \quad (4.31)$$

$$\text{Überkritisch: } \kappa = \frac{1 + |\rho|}{1 - |\rho|} \quad (4.32)$$

Die unbelastete Güte ermittelt der VNA über die Halbwertsbreite der Resonanzkurve über

$$Q = \frac{Q_0}{(1 + \kappa)} = \frac{\omega_0}{\Delta\omega_H} \quad (4.33)$$

Die im Resonator gespeicherte Energie wird schließlich über das Stehwellenverhältnis

$$S = \frac{1 + |\rho|}{1 - |\rho|} \quad (4.34)$$

durch

$$P = \frac{4S}{(1 + S)^2} \cdot P_0 \quad (4.35)$$

ermittelt. Letztlich wird die gespeicherte Energie im LABVIEW-Programm bestimmt zu

$$W = \frac{P \cdot Q_0}{\omega_0} \quad (4.36)$$

Die bestimmten Parameter werden zusammen mit den Messdaten in eine Datei geschrieben und gespeichert.

Der Störkörper wird während der Feldmessung schrittweise durch den Resonator der Länge $L = 1780$ mm mit einer Schrittweite von 20 mm geführt. Nach jedem Schritt

wird die eingestellte Einschwingdauer abgewartet, um Fehler durch Nachschwingen des Störkörpers zu vermeiden. Es wird nun das Reflexionsspektrum der Mode und somit die Resonanzkurve vermessen. Anschließend wird ein im VNA Marker¹¹ auf die neue Resonanzfrequenz gesetzt und die Abweichung zwischen ungestörter und neuer Resonanzfrequenz ermittelt.

4.3 Auswertung der Ergebnisse

4.3.1 Resonante Störkörpermessung

Zu Beginn wurden drei der fünf Untermoden der Fundamentalmode zu Testzwecken mit dem Teflonstörkörper aus [Sau13] vermessen. Anschließend erfolgte eine neue Vermessung der HOMs bei 721 MHz, 727 MHz, 730 MHz, 1456 MHz, welche im Beschleunigerbetrieb die Multibunchmode 252 resonant anregt, und 1478 MHz, allerdings mit einer größeren Teflonkugel. Zum Vergleich wurden diese HOMs ebenfalls mit der Stahlkugel aus [Sau13] vermessen. Ziel dieser Messungen ist die genauere Bestimmung der Shuntimpedanzen dieser Moden, welche mit dem größeren Teflonstörkörper ermöglicht wird.

Für die Störkörperkonstanten der verwendeten Störkörper ergeben sich

$$\alpha_s^{diel,R=0,5\text{ cm}} = (3,477 \pm 0,209) \cdot 10^{-18} \text{ Asm}^2/\text{V} \quad (4.37)$$

$$\alpha_s^{diel,R=1\text{ cm}} = (27,816 \pm 0,834) \cdot 10^{-18} \text{ Asm}^2/\text{V} \quad (4.38)$$

$$\alpha_s^{met} = (13,908 \pm 0,834) \cdot 10^{-18} \text{ Asm}^2/\text{V}. \quad (4.39)$$

Die größere Teflonkugel ist aufgrund des geringeren relativen Fehlers der Störkörperkonstante zur Bestimmung der Shuntimpedanzen geeigneter. Zur Bestimmung der Magnetfeldanteile werden die Ergebnisse der Gleichungen 3.15 und 3.19 miteinander verglichen.

Die bestimmten Feldverteilungen für sämtliche Messungen sind im Anhang 6.1 zu sehen. Aus Gründen der Übersichtlichkeit werden die Messfehler nicht mit aufgetragen, werden aber in der weiteren Auswertung berücksichtigt.

¹¹Die Markerfunktion des VNA dient dazu, markante Messpunkte zu markieren und leichter verarbeiten zu können. In diesem Fall benutzt das LabVIEW-Programm die MIN-Funktion des VNA, womit die Marker auf das aktuelle Minimum des Reflexionsspektrums gesetzt werden.

Mode	ν_0 / MHz	Q_0	Z/Λ / $M\Omega$	Z / $M\Omega$	Λ
$TM_{010}^{R=0,5\text{ cm}}$	500,54	$18328,57 \pm 916,43$	$10,242 \pm 0,828$	$7,476 \pm 0,973$	0,73
$TM_{010}^{R=1\text{ cm}}$	500,54	$18997,40 \pm 949,85$	$8,662 \pm 0,524$	$6,583 \pm 0,775$	0,76
TM_{010}	502,24	$20316,50 \pm 1015,83$	$7,670 \pm 0,604$	$0,460 \pm 0,101$	0,06
TM_{010}	506,62	$11571,36 \pm 578,57$	$4,846 \pm 0,378$	$0,072 \pm 0,21$	0,015
TM_{011}	721,21	$2978,06 \pm 148,90$	$0,483 \pm 0,029$	$0,162 \pm 0,205$	0,337
TM_{011}	727,7	$22039,35 \pm 1101,97$	$2,379 \pm 0,146$	$1,213 \pm 0,149$	0,51
TM_{011}	730,17	$16310,11 \pm 815,51$	$1,803 \pm 0,108$	$0,486 \pm 0,061$	0,27
TM_{021}	1456,77	$11937,63 \pm 596,88$	$3,359 \pm 0,196$	$1,129 \pm 0,131$	0,336
TM_{021}	1478,11	$11169,21 \pm 558,46$	$0,093 \pm 0,006$	$0,016 \pm 0,003$	0,17

Tabelle 1: Tabelle der mit dem dielektrischem Störkörper vermessenen Moden. Die Fundamentalmode bei 500,54 MHz wurde mit beiden Teflonstörkörpern vermessen und ist daher doppelt aufgeführt. Der Laufzeitfaktor bezieht sich bei den Fundamentalmoden auf den tatsächlichen Laufzeitfaktor, bei den HOM auf den maximal erreichbaren Wert.

Mode	ν_0 / MHz	Q_0	Z/Λ / $M\Omega$	Z / $M\Omega$	Λ
TM_{011}	721,22	$2975,21 \pm 148,76$	$0,088 \pm 0,016$	$0,029 \pm 0,015$	0,337
TM_{011}	727,73	$25606,98 \pm 1280,35$	$1,826 \pm 0,201$	$0,931 \pm 0,185$	0,51
TM_{011}	730,17	$16306,25 \pm 815,31$	$1,597 \pm 0,134$	$0,431 \pm 0,134$	0,27
TM_{021}	1456,77	$12550,44 \pm 627,52$	$3,566 \pm 0,279$	$1,119 \pm 0,154$	0,336
TM_{021}	1478,1	$10193,87 \pm 508,69$	$0,091 \pm 0,009$	$0,015 \pm 0,005$	0,17

Tabelle 2: Tabelle der mit dem metallischen Störkörper vermessenen Moden. Der Laufzeitfaktor bezieht sich auf den maximal erreichbaren Wert.

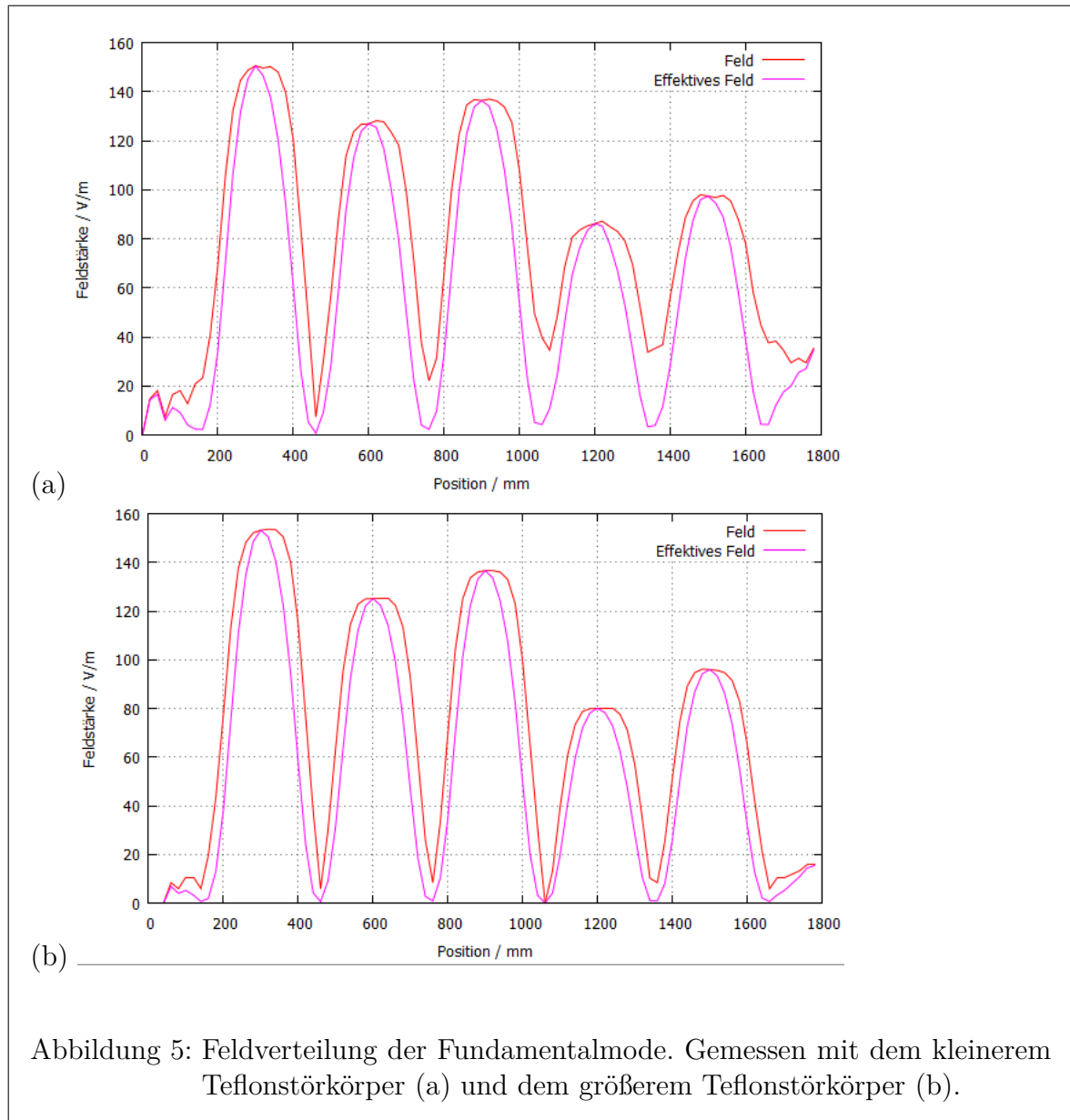
Zu Referenzzwecken wurden die 3 Untermoden der Fundamentalmode mit der kleineren Teflonkugel vermessen. Die ermittelten Shuntimpedanzen dieser Moden sind in Tabelle 1 gelistet.

Besonders auffällig ist hierbei die TM_{010} -Mode bei 500 MHz. Bei dieser Mode handelt es sich um die im Beschleunigerbetrieb zur Beschleunigung der Elektronen verwendeten π -Mode (vgl. Abb. 13 im Anhang). Sie besitzt die größte Shuntimpedanz mit $(7,476 \pm 0,973) M\Omega$, wobei hier der Laufzeitfaktor Λ mit 73% bereits berücksichtigt wurde. Die Feldverteilung dieser Mode ist in Abb. 5 zu sehen.

Dieses Ergebnis ist auffällig, da es um etwa 50% vom Designwert des Resonators mit $15 M\Omega$ abweicht [DES10]. Dies ist ebenfalls für die unbelastete Güte der Mode, welche linear in die Shuntimpedanz eingeht, der Fall ($Q_0=18328,57 \pm 916,43$ statt $Q_0=29500$ [DES10]). Da die Vermutung eines Fehlers im Messprogramm nahelag, wurde die Güte der Fundamentalmode zusätzlich manuell bestimmt, wobei die Messung mit dem LabVIEW-Programm bestätigt wurde. Es ist daher anzunehmen, dass die geringere Güte dieser Mode auf die Abstimmstempel zurückzuführen sind, welche so positioniert waren, dass eine asymmetrische Feldverteilung der Mode resultierte. Dies legt im Umkehrschluss die Überlegung nahe, den Einfluss der Variation der Stempelposition auf

die Shuntimpedanz zu untersuchen.

Die Shuntimpedanzen der beiden weiteren Untermoden ergeben sich zu $(0,460 \pm 0,054) \text{ M}\Omega$ und $(0,073 \pm 0,021) \text{ M}\Omega$.



Nun wurden unter Verwendung der größeren Teflonkugel, sowie der Metallkugel, die HOMs des Resonators vermessen. Es wurde ebenfalls eine Kontrollmessung für die Fundamentalmode durchgeführt, welche die bereits durchgeführte Messung innerhalb der Fehlertoleranz bestätigt.

Da solche HOMs wie in Abschnitt 2.4 beschrieben Strahlinstabilitäten hervorrufen können, wurde im Rahmen der Auswertung von der größtmöglichen Störung ausgegan-

gen. Dies bedeutet, dass die Laufzeitfaktoren dieser Moden so bestimmt wurden, dass die sich ergebende Shuntimpedanz maximal wird. Keinesfalls sind also die ermittelten Impedanzen, welche in Tabelle 1 einsehbar sind, mit den tatsächlichen Impedanzen gleichzusetzen, sie stellen vielmehr die erreichbare Obergrenzen der Impedanzen dar. Die Ergebnisse unter Verwendung der Metallkugel sind in Tabelle 2 zu sehen.

Für die Untermoden der TM_{011} -Mode ergeben sich Shuntimpedanzen von $(1,213 \pm 0,149) M\Omega$ sowie $(0,489 \pm 0,062) M\Omega$.

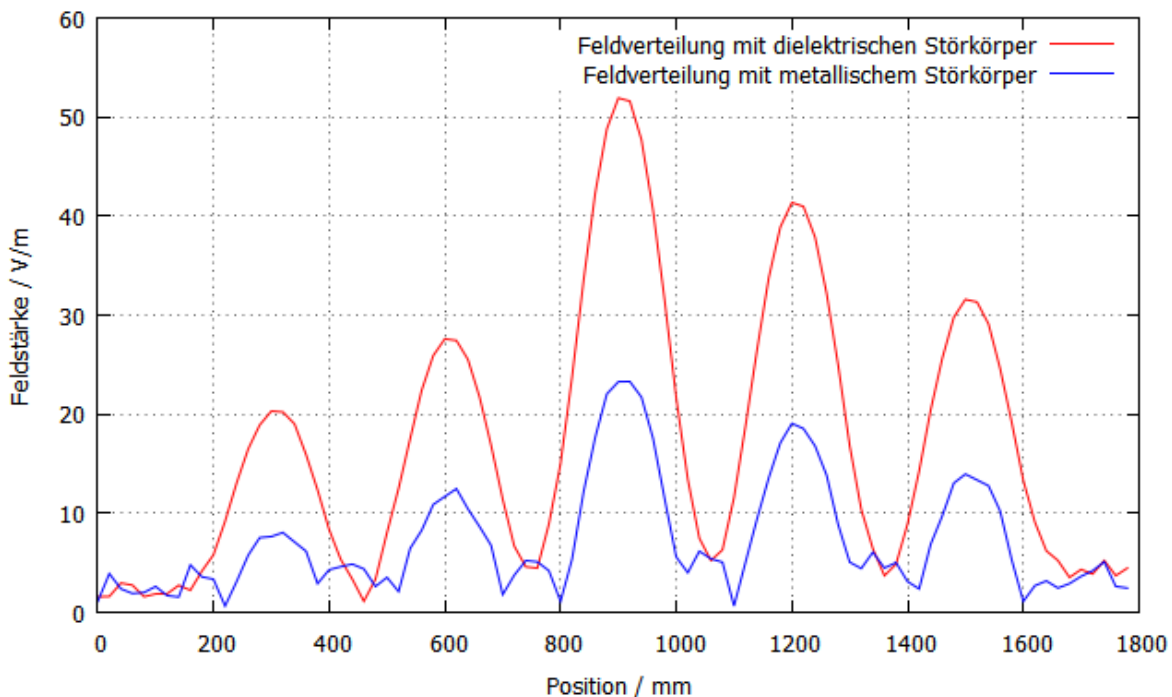


Abbildung 6: Feldverteilung der TE_{010} -Mode bei 721 MHz unter Verwendung des Teflon- und Metallstörkörpers.

Vergleicht man die Shuntimpedanzen und Feldverteilungen der HOM bei 721 MHz, so fällt die geringere Shuntimpedanz und Feldamplitude bei Verwendung des Metallstörkörpers auf (vgl. Abb 6). Nach [Kho92] entspricht dies einem Magnetfeld auf der Strahlachse. Da die vermessenen TM-Moden verschwindende Magnetfeldanteile auf der Strahlachse aufweisen, konnte von dem Vorliegen einer TE-Mode ausgegangen werden. Eine CST Microwave Studio Simulation dieser Mode bestätigte die Vermutung magnetischer Felder auf Strahlachse und der Identifizierung als TE-Mode. Vergleicht man die mit dem Teflonstörkörper gemessene Verteilung des elektrischen Feldes mit dem simulierten Magnetfeld (vgl. Abb. 7), so erklärt sich die verringerte Feldamplitude. Die gemessene Shuntimpedanz von $(0,483 \pm 0,029) M\Omega$ beziehungsweise $(0,088 \pm 0,016) M\Omega$ berücksichtigt nicht die Tatsache, dass es sich um eine TE-Mode¹² handelt.

¹²Im Fall einer TE-Mode wird die effektive, also longitudinale, Shuntimpedanz vernachlässigbar, da das elektrische Feld lediglich transversale Komponenten hat.

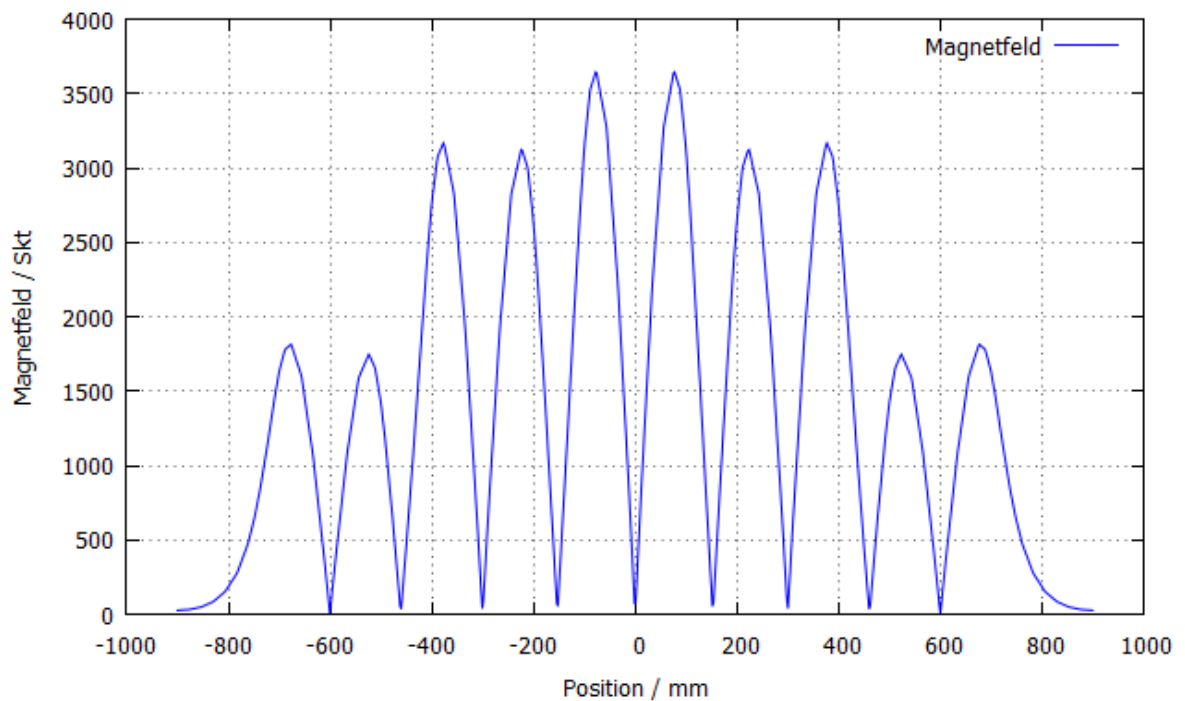


Abbildung 7: CST-Simulation des Magnetfeldes der TE_{010} -Mode bei 721 MHz [Sch13].

Insbesondere sollte die Untermode der TM_{021} -Mode bei 1456 MHz vermessen werden. Für diese Untermode ergab sich eine Shuntimpedanz von $(1,129 \pm 132) M\Omega$, welche gut mit den simulierten Werten aus [Rot12] korrespondiert. Desweiteren spielten Magnetfeldanteile bei dieser Mode keine Rolle.

4.3.2 Variation der Abstimmstempel

Mode	ν_0 / MHz	Q_0	Z/Λ / $M\Omega$	Z / $M\Omega$	Λ
TM_{010}^{\min}	499,68	$21360,11 \pm 1068,01$	$7,720 \pm 0,487$	$5,790 \pm 0,696$	0,75
TM_{010}^{med}	500,58	$19852,58 \pm 992,63$	$9,274 \pm 0,585$	$7,049 \pm 0,846$	0,76
TM_{010}^{\max}	500,56	$18303,62 \pm 915,18$	$8,646 \pm 0,532$	$6,571 \pm 0,779$	0,76
TM_{021}^{\min}	1458,21	$13870,78 \pm 693,54$	$3,219 \pm 0,198$	$0,986 \pm 0,130$	0,307
TM_{021}^{med}	1456,12	$5190,17 \pm 259,51$	$0,902 \pm 0,054$	$0,337 \pm 0,041$	0,374
TM_{021}^{\max}	1458,84	$7976,75 \pm 398,84$	$0,178 \pm 0,024$	$0,061 \pm 0,023$	0,343

Tabelle 3: Tabelle der vermessenen Moden unter Variation der Stempelposition. Der Index 'max' bezeichnet den in den Resonator eingefahrenen Stempel, 'min' den ausgefahrenen und 'med' die Zwischenposition.

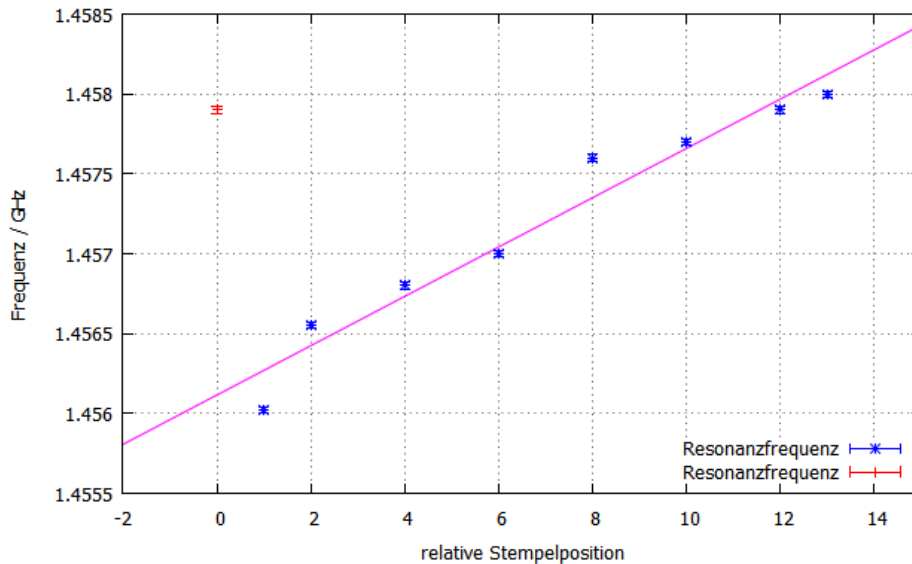


Abbildung 8: Abhängigkeit der Resonanzfrequenz der TM_{021} -Mode von der Stellung des Abstimmstempels. Die Position des Stempels ist in Drehungen des Gewindes aufgetragen. Der hervorgehobene Punkt beschreibt den komplett eingefahrenen Stempel und wird gesondert betrachtet.

Aus Abschnitt 2.1 folgt, dass die Resonanzfrequenz eines Resonators ausschließlich von der Geometrie des Resonators abhängig ist. Verstellt man die Abstimmstempel des Resonators, so verändert man ebenfalls die Geometrie der entsprechenden Zellen. Da die Zellen des PETRA-Resonators untereinander gekoppelt sind, lässt sich der Resonator verstimmen. Dies ist notwendig, um den Resonator auf der gewünschten Resonanzfrequenz zu halten, da unter anderem Fertigungsfehler den Resonator ebenfalls verstimmen können. Zu diesem Zweck ist ein einzelner Abstimmstempel ausreichend. Der zweite eingebaute Stempel dient dazu, nach eingestellter Resonanzfrequenz eine um die mittlere Zelle spiegelsymmetrische Feldverteilung zu erzielen. Es soll nun untersucht werden, ob eine gezielte Asymmetrie in der Feldverteilung die Shuntimpedanzen der

Resonatormoden beeinflussen kann. Zusätzlich wird die Abhängigkeit der Resonanzfrequenz der TM_{021} -Mode bei 1456 MHz von der Stempelposition untersucht.

Zu diesem Zweck wird der Stempel in Zelle 2 des Resonators gefahren. Die im untersuchten Resonator eingebauten Stempel sind unterschiedlich groß, wobei in Zelle 2 der kleinere Stempel eingebaut ist, was geringere Variationsmöglichkeiten in der Feldverteilung und Resonanzfrequenz bedeutet. Da die eingebauten Stempel im Zuge des Einbaus in den Stretcherring durch zwei identische Stempel ersetzt werden und eine Messung der Shuntimpedanz der Fundamentalmode bei symmetrischer Feldverteilung bereits in [Sau13] erfolgte, wurde davon abgesehen, eine solche Feldverteilung zu erreichen, wofür das Verfahren beider Stempel notwendig ist. Stattdessen wurde der Stempel sowohl komplett ein- [‘max’] wie auch ausgefahren [‘min’] sowie auf eine Zwischenposition [‘med’] gefahren. Die Ergebnisse sind in Tabelle 3, die Abhängigkeit der Resonanzfrequenz von der Stempelposition in Abb. 8 zu sehen. Die Feldverteilungen einer Mode für die verschiedenen Stempelpositionen sind in Abb. 9 und 10 zu sehen. Für die Änderung der Resonanzfrequenz pro Drehung des Gewindes ergab sich mittels Geradenanpassung $\Delta\omega = (0,00015 \pm 0,00001)$ GHz. Die Resonanzfrequenz bei komplett eingefahrenem Stempel wurde hierbei nicht berücksichtigt: Dieser Frequenzsprung wird durch die Kopplung zweier einzelner Moden bedingt, kommt also durch eine Überlagerung zweier Resonanzen zustande. Dies führt nicht zuletzt auch zu der geringen Güte der Mode für diese Stempelposition.

Es fällt auf, dass die relative Änderung der Shuntimpedanz der Fundamentalmode geringer ausfällt, als die der HOM bei 1456 MHz. Stattdessen lässt sich durch eine Änderung der Stempelposition die Shuntimpedanz der HOM bei 1456 MHz verglichen mit den vorhergehenden Messungen zu $(61,161 \pm 23,134)$ k Ω bestimmen. Dieses Ergebnis ist jedoch mit einer gewissen Vorsicht zu betrachten, da der genaue Mechanismus, der zu dieser starken Abnahme der Shuntimpedanz führt, unbekannt ist. So ist es einerseits möglich, dass das Feld dieser Mode lediglich aus der mittleren Zelle des Resonators verdrängt wurde und bedingt durch die Bauweise des Resonators nicht mehr messbar wäre. Ebenfalls ist es möglich, dass das Feld lediglich von der Strahlachse verschoben wird, auf welcher die Störkörpermessung durchgeführt wurde. Dies wäre wünschenswert, da hohe, strahlachsenferne Feldstärken die Elektronenbunche weniger beeinflussen können. Weitere Untersuchungen am Resonator können darüber Aufschluss liefern, ob durch gezielte Asymmetrie der Feldverteilung der störende Einfluss dieser Mode verringert werden kann und in welchem Maße. Es ist aber dabei zu beachten, dass eine solche Asymmetrie offensichtlich auch dazu führt, dass die Shuntimpedanz der Fundamentalmode deutlich unterhalb des Designwertes liegt, ein geeigneter Kompromiss folglich gesucht ist.

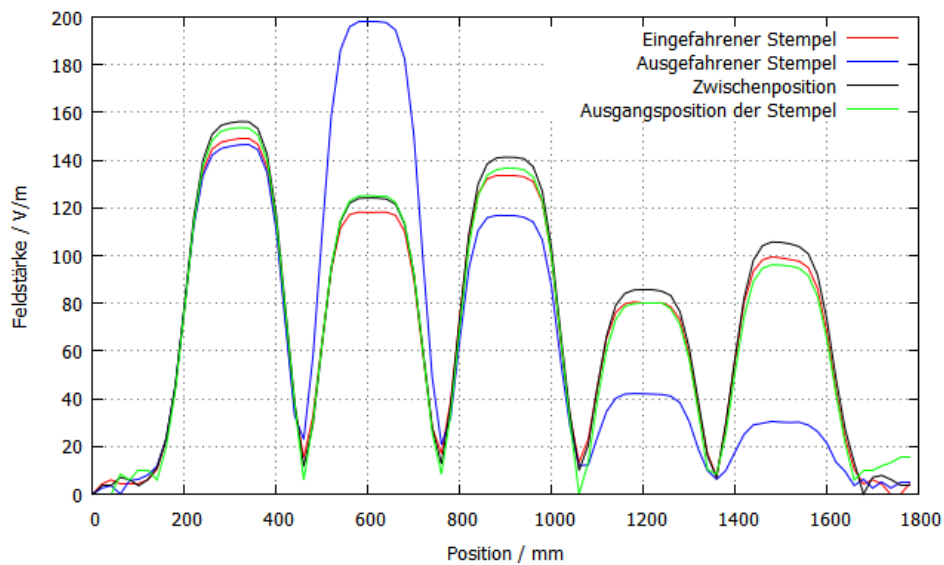


Abbildung 9: Feldverteilung der Fundamentalmode bei verschiedenen Stempelstellungen

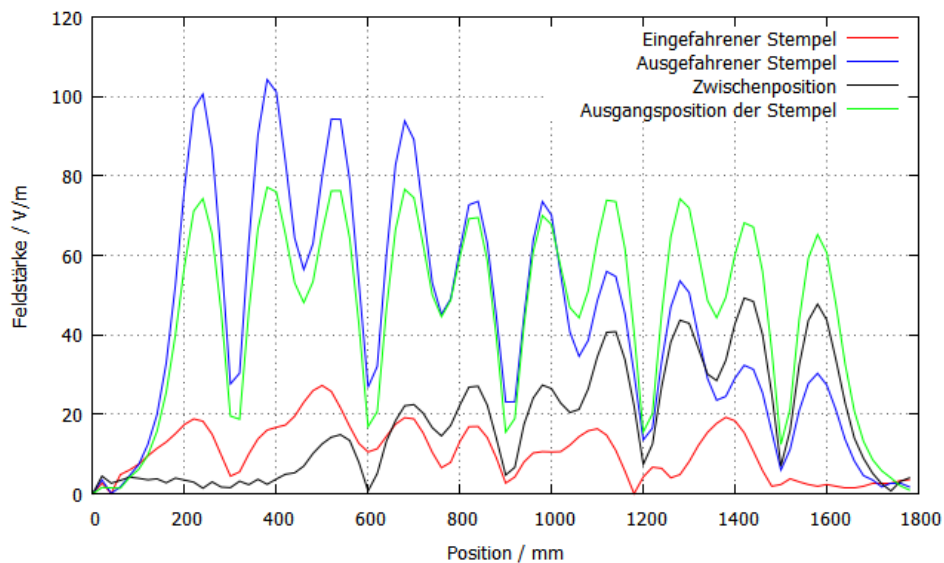


Abbildung 10: Feldverteilung der TM_{021} -Mode bei verschiedenen Stempelstellungen.

4.3.3 Messung der longitudinalen- und transversalen Shuntimpedanzen

Mode	ν_0 / MHz	Q_0	Z/Λ / $M\Omega$	Z / $M\Omega$	Λ
TM_{010}^{longi}	500,53	$19167,91 \pm 958,39$	$11,347 \pm 1,143$	$8,623 \pm 0,91$	0,76
TM_{010}^{trans}	500,53	$19167,91 \pm 958,39$	$(11 \pm 625) \cdot 10^{-5}$	$(7 \pm 545) \cdot 10^{-6}$	0,76
TM_{021}^{longi}	1456,75	$12737,18 \pm 636,86$	$3,721 \pm 0,24$	$1,254 \pm 0,140$	0,337
TM_{021}^{trans}	1456,75	$12737,18 \pm 636,86$	$(1,43 \pm 85,67) \cdot 10^{-6}$	$(5 \pm 497) \cdot 10^{-6}$	0,337

Tabelle 4: Tabelle der für die Zwei-Störkörper-Methode vermessenen Moden. Die transversalen Shuntimpedanzen liegen jeweils deutlich unter der Auflösungsgrenze und sind nur der Vollständigkeit halber aufgeführt.

Abschließend wird die in Abschnitt 3.2 beschriebene Zwei-Störkörper-Methode zur Bestimmung longitudinaler und transversaler Shuntimpedanzen anhand der Fundamentalmode bei 500 MHz sowie der HOM bei 1456 MHz erprobt.

Dazu wurde sowohl die Fundamentalmode als auch die HOM bei 1456 MHz sowohl mit der Teflonscheibe, als auch dem Zylinder vermessen.

Für die jeweiligen Störkörperkonstanten ergibt sich für den Zylinder

$$\alpha_1^{\parallel} = (1,32 \pm 0,07) \cdot 10^{-17} \text{ Asm}^2/\text{V} \quad (4.40)$$

$$\alpha_1^{\perp} = (7,71 \pm 1,47) \cdot 10^{-19} \cdot \text{Asm}^2/\text{V} \quad (4.41)$$

Für die Teflonscheibe folgt

$$\alpha_2^{\parallel} = (4,81 \pm 0,89) \cdot 10^{-19} \text{ Asm}^2/\text{V} \quad (4.42)$$

$$\alpha_2^{\perp} = (9,59 \pm 0,21) \cdot 10^{-17} \text{ Asm}^2/\text{V}. \quad (4.43)$$

Entsprechend der Erwartung besitzt also der Zylinder eine gesteigerte Empfindlichkeit für longitudinale elektrische Felder, die Scheibe für transversale. Die in Tabelle 4.3.3 einsehbaren Ergebnisse bestätigen offensichtlich die Messvorschrift: Es lässt sich direkt ablesen, dass es sich bei den vermessenen Moden tatsächlich um TM-Moden handelt, da die transversalen Felder und damit auch die transversale Shuntimpedanz vernachlässigbar sind. Desweiteren sind die ermittelten Shuntimpedanzen mit $(8,623 \pm 0,91) M\Omega$ für die Fundamentalmode sowie $(1,254 \pm 0,14) M\Omega$ für die TM_{021} -Mode im Rahmen der Messgenauigkeit konsistent mit den bereits ermittelten Impedanzen. In Abb. 11 und 12 sind die ermittelten Feldverteilungen sowie die bereits bekannten Felder aufgetragen. Es ist zu beachten, dass die ermittelten transversalen Felder nur zur Vollständigkeit angegeben sind, die ermittelten Messwerte liegen in der Größenordnung des Rauschens. Dies führt letztlich auch zu Fehlern, welche größer als die Messwerte sind. Ein optischer Vergleich bestätigt diese Erkenntnisse.

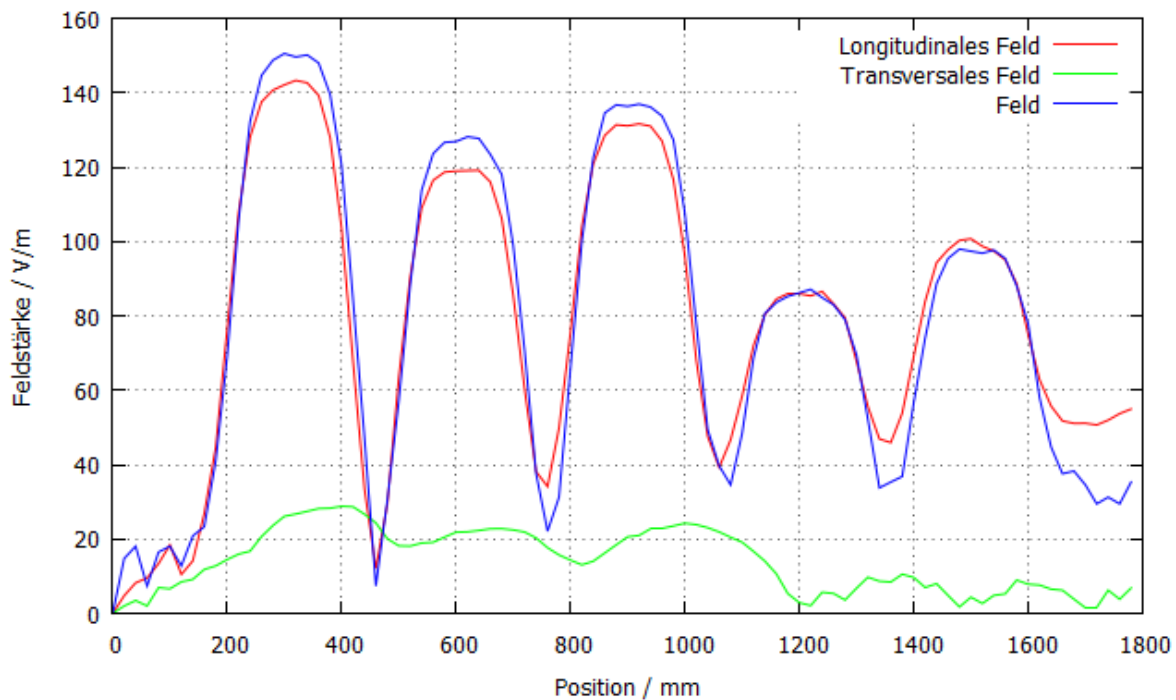


Abbildung 11: Über die Zwei-Störkörper-Methode bestimmte Feldverteilung der Fundamentalmode im Resonator

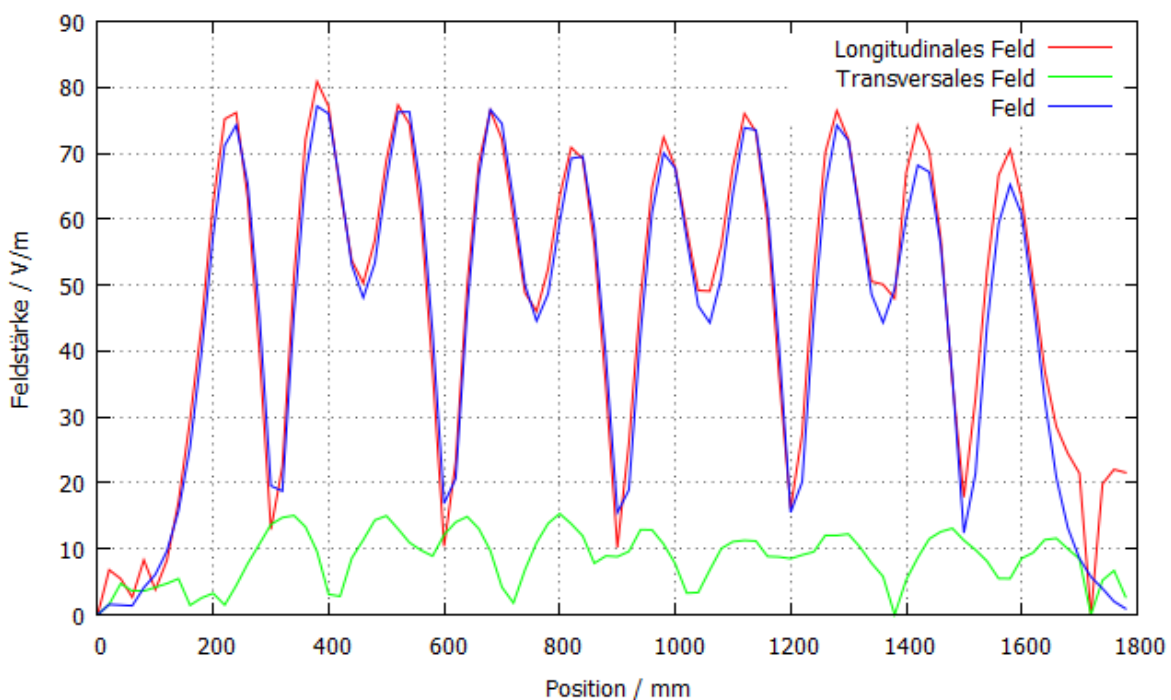


Abbildung 12: Über die Zwei-Störkörper-Methode bestimmte Feldverteilung der TM_{021} -Mode im Resonator

5 Fazit

Im Rahmen dieser Arbeit wurden einige Moden des PETRA-Resonators erneut vermessen, wobei hierfür auf einen neuen Störkörper zurückgegriffen wurde, um die Genauigkeit der Messung zu erhöhen. Hierbei erwies sich zudem, dass durch die Abstimmstempel die messbare Shuntimpedanz einer Resonatormode beeinflusst werden kann. Dieser Einfluss wurde exemplarisch für die TM_{021} -Mode, welche von der Multibunchmode 252 resonant angeregt wird, vermessen. Es ist nun Gegenstand zukünftiger Untersuchungen, ob die Problematik der Multibunchinstabilitäten durch diesen Ansatz verringert werden kann. Der Spielraum hierfür ist allerdings begrenzt, da die Fundamentalmode auf einer Frequenz von 499,669 MHz gehalten werden muss.

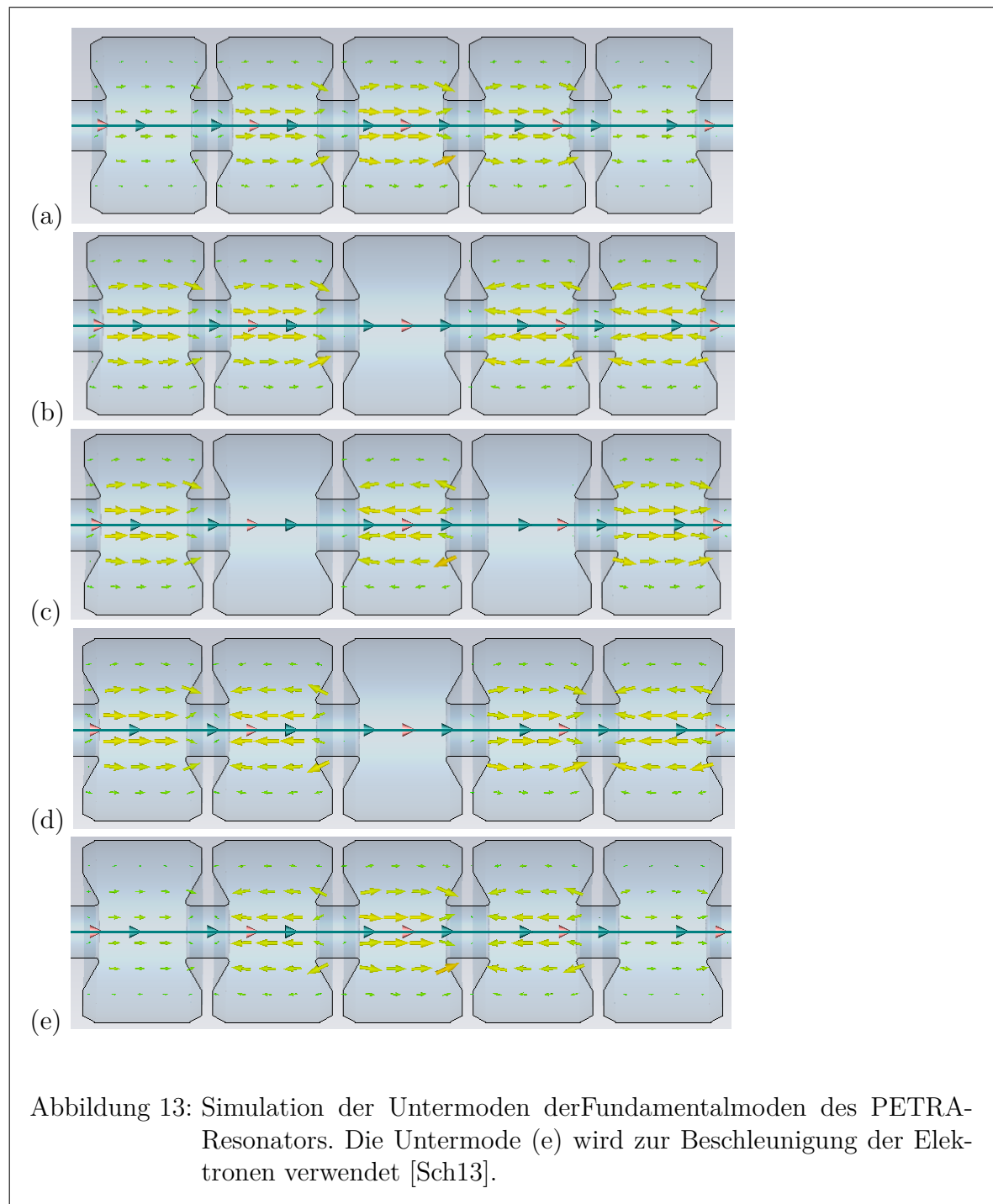
Desweiteren wurde der Störkörpermessstand um die Möglichkeit einer Zwei-Störkörper-Methode erweitert, die in Zukunft eine Identifizierung beliebiger Resonatormoden deutlich erleichtert, da die Orientierung des elektrischen Feldes durch eine wenig aufwändige Messung ermittelt werden kann.

Literaturverzeichnis

- [DES10] DESY, MHFe: *500 MHz, 5-Cell Cavity*. 2010
- [ELS] *Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA*. <http://www-elsa.physik.uni-bonn.de/>,
- [Hil06] HILLERT, Wolfgang: *E 106 Hohlraumresonatoren / Cavities, Ergänzende Informationen zur Versuchsdurchführung*. 2006
- [Kho92] KHOE, T.: *The Effect of Small Ellipsoidal Material on the Resonant Frequency of a Cavity*. 1992
- [ni] *Systemdesignsoftware NI LabVIEW*. <http://www.ni.com/labview/>,
- [Pes95] PESCHKE, Claudius: *Messungen und Berechnungen zu longitudinalen und transversalen Shuntimpedanzen einer Elektronen-Positronen-Linearbeschleuniger-Struktur*. 1995
- [Rot12] ROTH, André: *Breitbandige Feedback-Systeme zur Dämpfung kohärenter Strahlinstabilitäten am Stretcherring ELSA*. 2012
- [Sau13] SAUERLAND, Dennis: *Amplituden-, Phasen- und Temperaturstabilisierung des Hochfrequenzsystems an ELSA*. 2013
- [Sch09] SCHEDLER, Manuel: *Optimierung von Hochfrequenz-Intensitätsmonitoren am Elektronenbeschleuniger ELSA*. 2009
- [Sch13] SCHEDLER, Manuel: *Persönliche Mitteilung*. 2013
- Logo der Universität Bonn - <http://www.uni-bonn.de/>
ELSA-Logo - <http://www-elsa.physik.uni-bonn.de/>
LaTeX-Vorlage einer Bachelorarbeit - <http://studi-lektor.de/lektorat/latex-vorlagen.html>

6 Anhang

6.1 Abbildungen



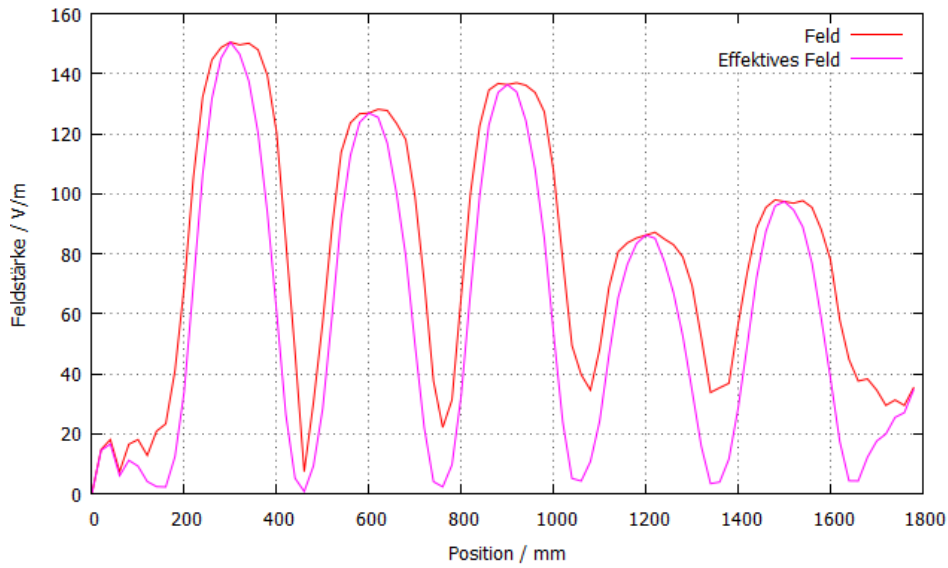


Abbildung 14: Feldverteilung der Fundamentalmode bei 500 MHz, sowie das auf einen passierenden Bunch wirkende effektive Feld. Gemessen mit dem kleinerem Störkörper.

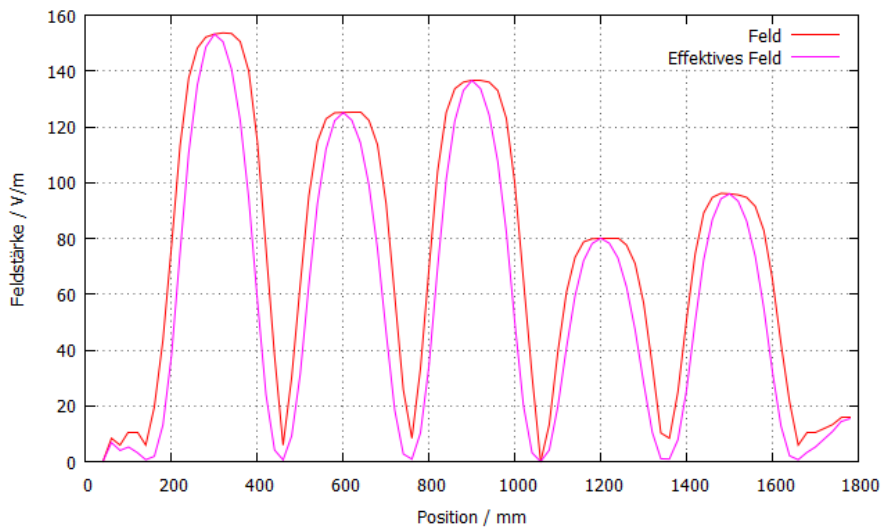


Abbildung 15: Feldverteilung der Fundamentalmode bei 500 MHz, sowie das auf einen passierenden Bunch wirkende effektive Feld. Gemessen mit dem größeren Störkörper.

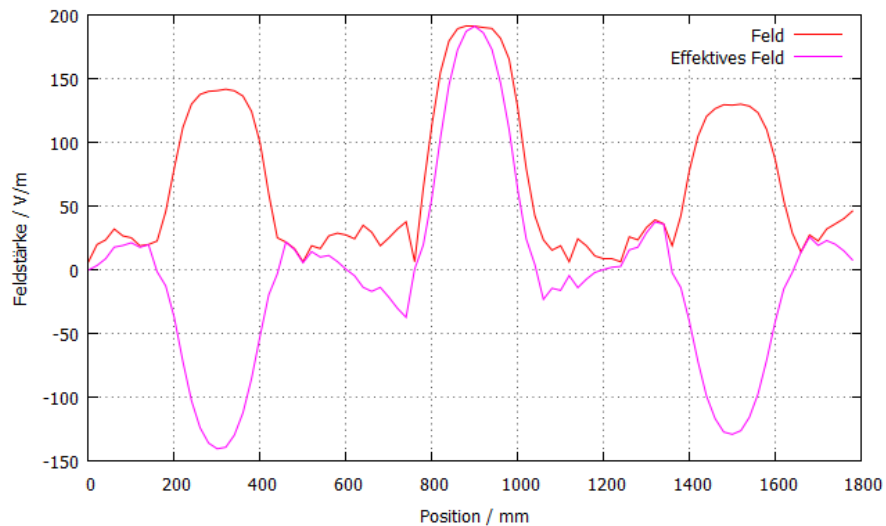


Abbildung 16: Feldverteilung der Fundamentalmode bei 502 MHz, sowie das auf einen passierenden Bunch wirkende effektive Feld. Gemessen mit dem kleineren Störkörper.

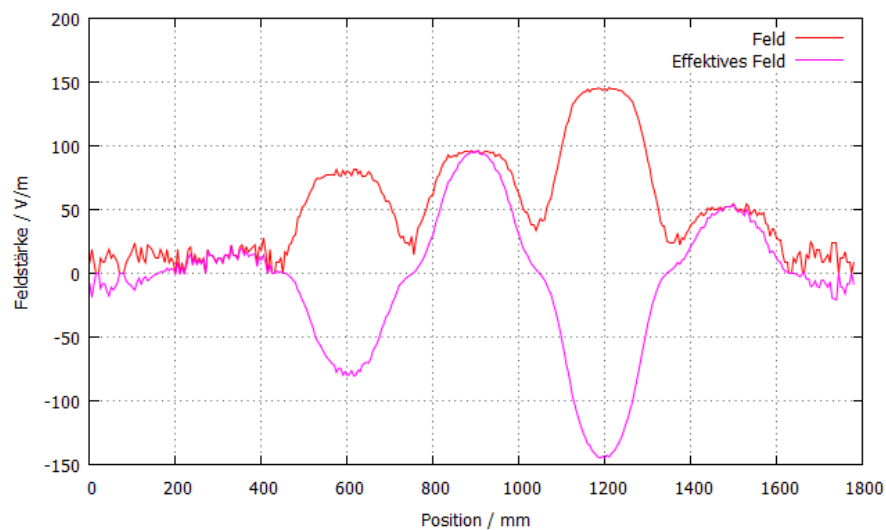


Abbildung 17: Feldverteilung der Fundamentalmode bei 506 MHz, sowie das auf einen passierenden Bunch wirkende effektive Feld. Gemessen mit dem kleineren Störkörper.

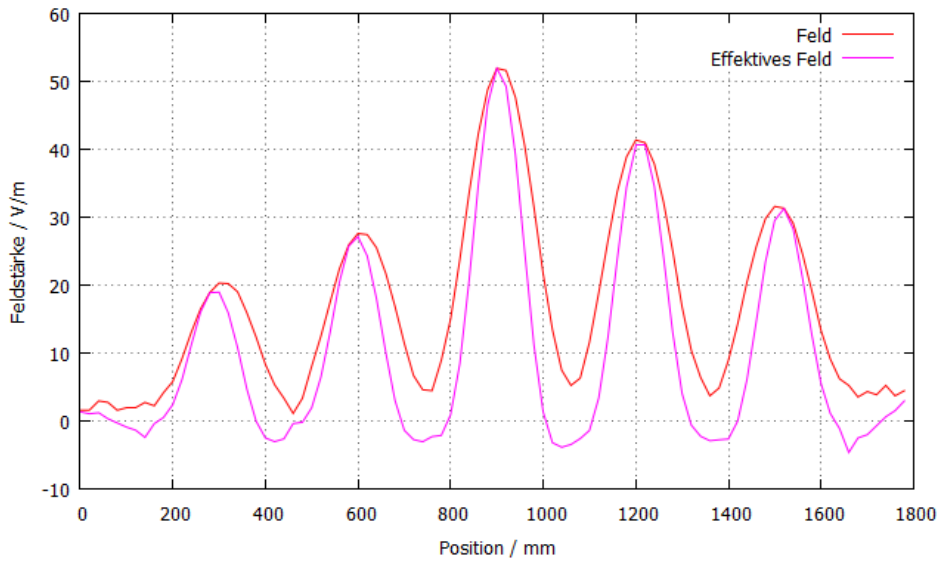


Abbildung 18: Feldverteilung der TE_{010} -Mode bei 721 MHz, sowie das auf einen passierenden Bunch wirkende effektive Feld. Gemessen mit einem Teflonstörkörper.

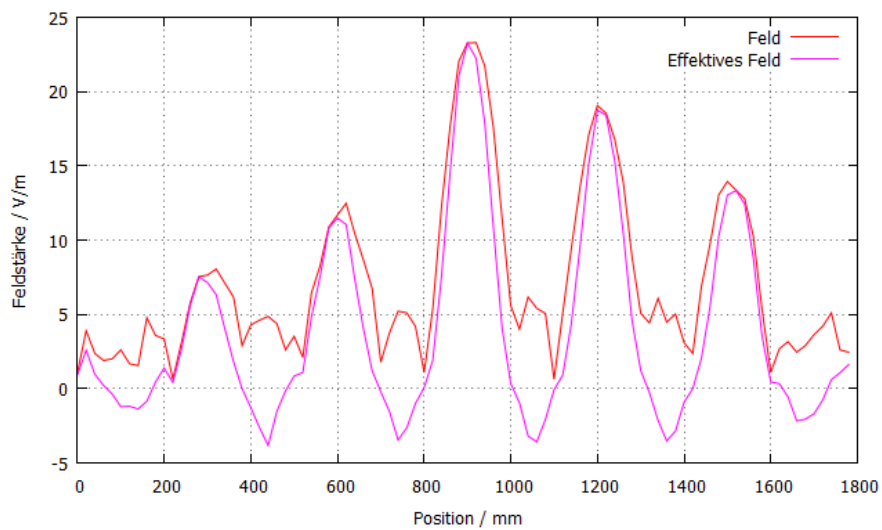


Abbildung 19: Feldverteilung der TE_{010} -Mode bei 721 MHz, sowie das auf einen passierenden Bunch wirkende effektive Feld. Gemessen mit einem Metallstörkörper.

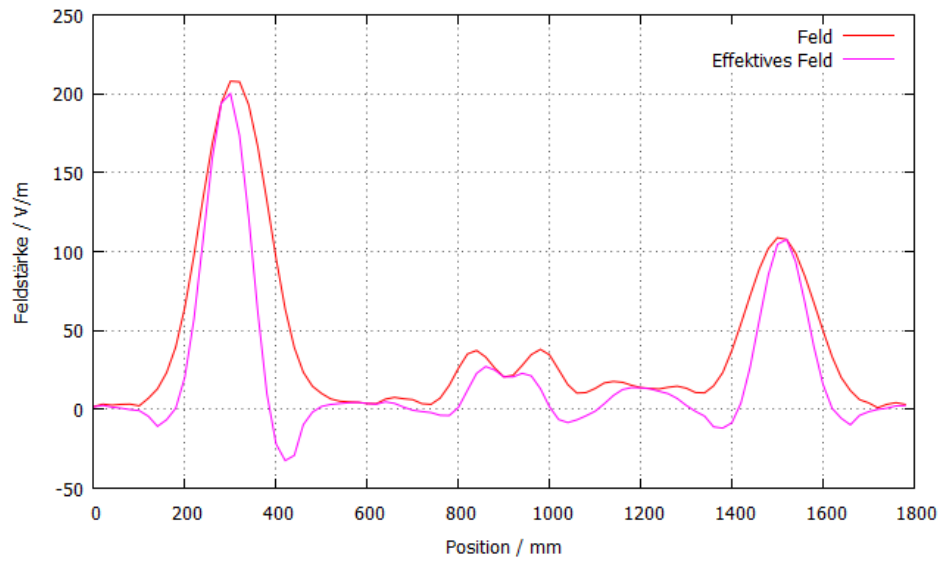


Abbildung 20: Feldverteilung der TM_{011} -Mode bei 727 MHz, sowie das auf einen passierenden Bunch wirkende effektive Feld. Gemessen mit einem Teflonstörkörper.

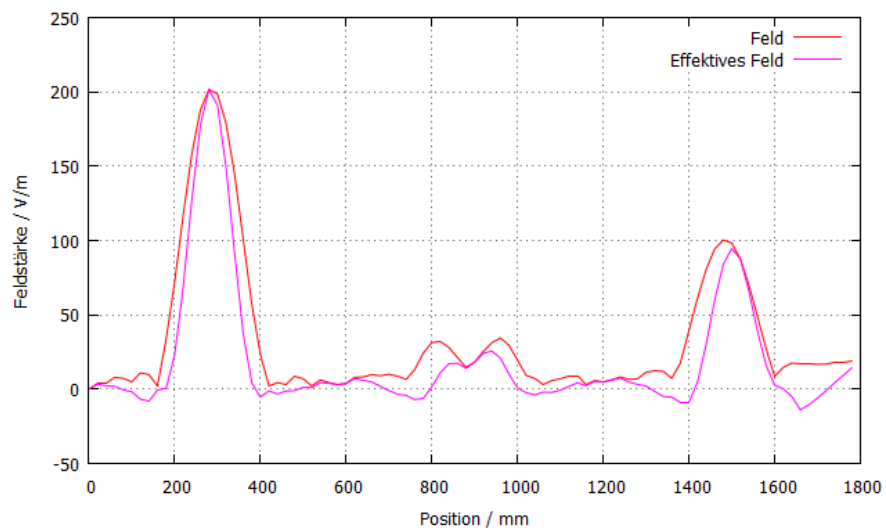


Abbildung 21: Feldverteilung der TM_{011} -Mode bei 727 MHz, sowie das auf einen passierenden Bunch wirkende effektive Feld. Gemessen mit einem Metallstörkörper.

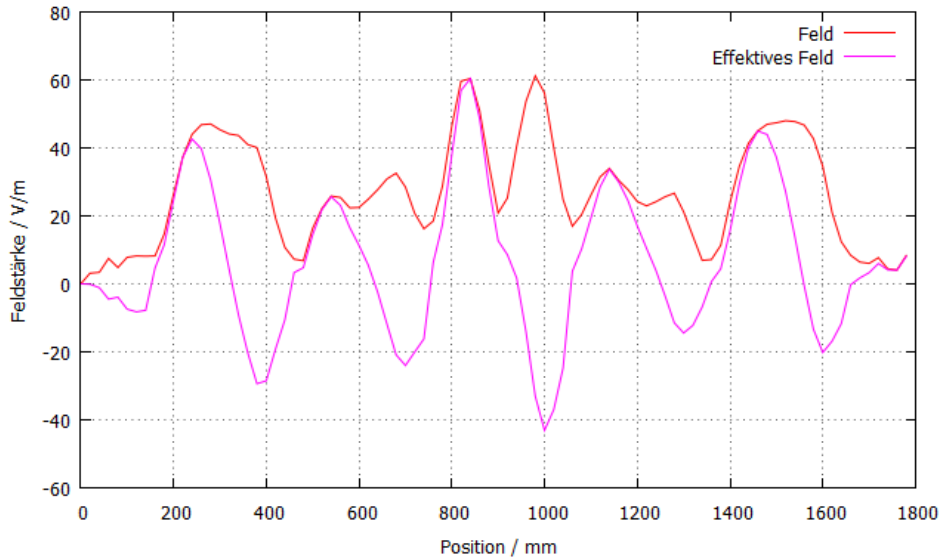


Abbildung 22: Feldverteilung der TM_{011} -Mode bei 730 MHz, sowie das auf einen passierenden Bunch wirkende effektive Feld. Gemessen mit einem Teflonstörkörper.

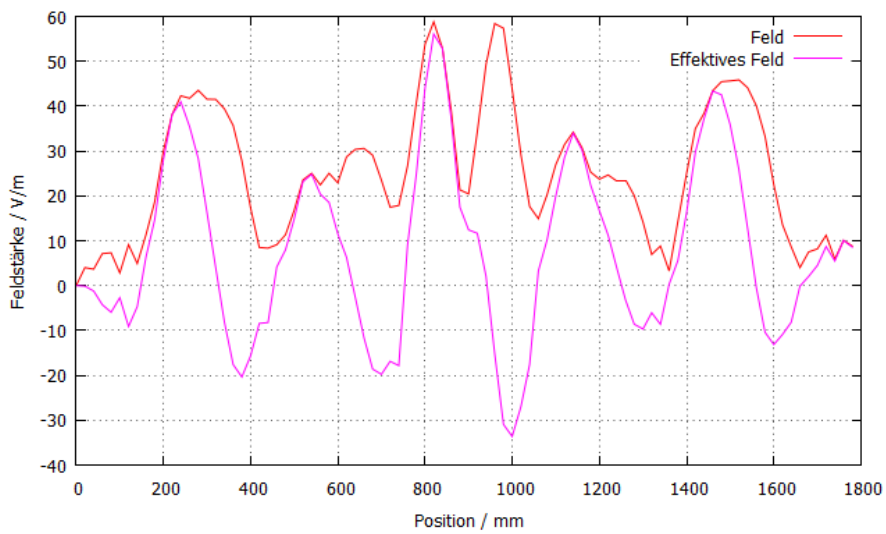


Abbildung 23: Feldverteilung der TM_{011} -Mode bei 730 MHz, sowie das auf einen passierenden Bunch wirkende effektive Feld. Gemessen mit einem Metallstörkörper.

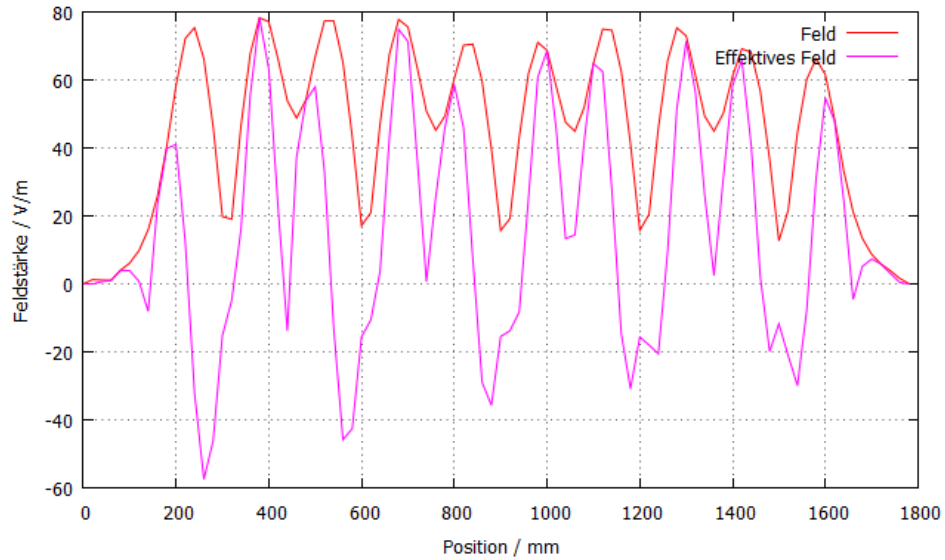


Abbildung 24: Feldverteilung der TM_{021} -Mode bei 1456 MHz, sowie das auf einen passierenden Bunch wirkende effektive Feld. Gemessen mit einem Teflonstörkörper.

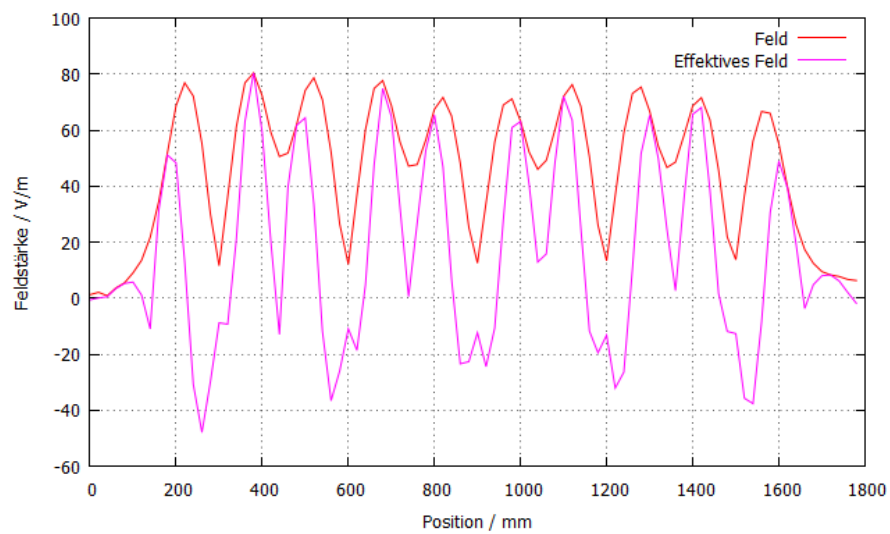


Abbildung 25: Feldverteilung der TM_{021} -Mode bei 1456 MHz, sowie das auf einen passierenden Bunch wirkende effektive Feld. Gemessen mit einem Metallstörkörper.

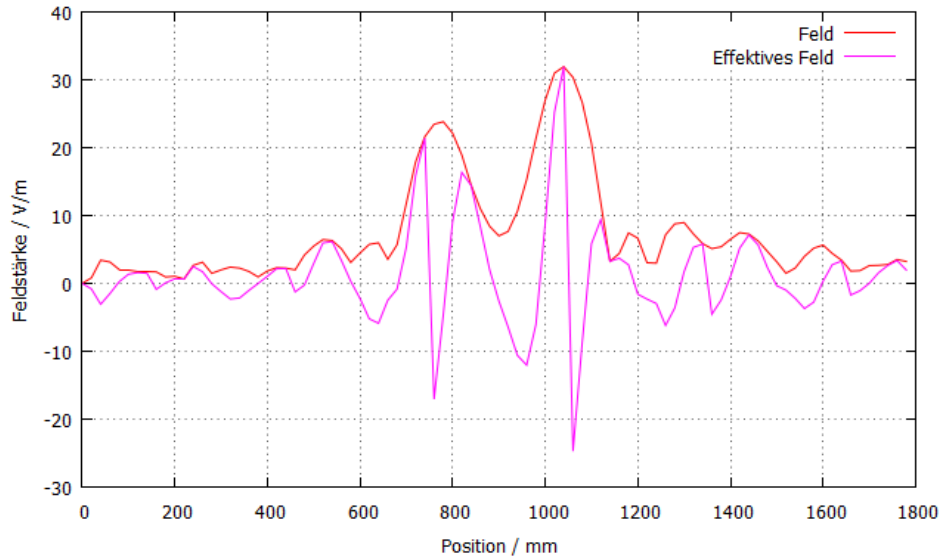


Abbildung 26: Feldverteilung der TM_{012} -Mode bei 1478 MHz, sowie das auf einen passierenden Bunch wirkende effektive Feld. Gemessen mit einem Teflonstörkörper.

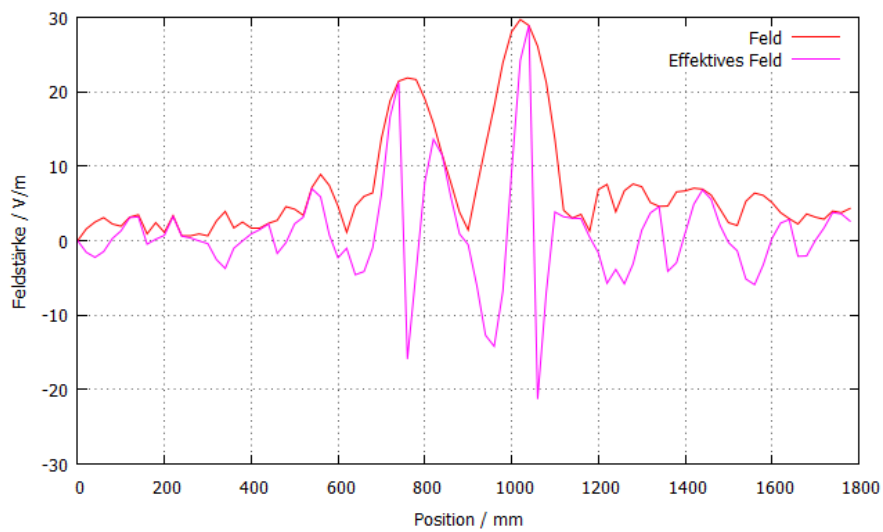


Abbildung 27: Feldverteilung der TM_{021} -Mode bei 1456 MHz, sowie das auf einen passierenden Bunch wirkende effektive Feld. Gemessen mit einem Metallstörkörper.

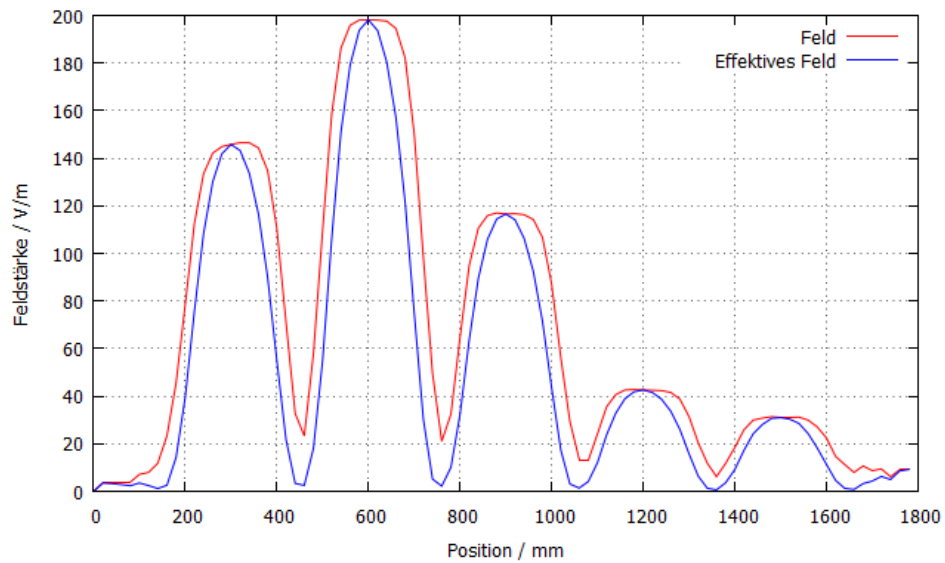


Abbildung 28: Feldverteilung der Fundamentalmode bei komplett ausgefahrenem Stempel, sowie das effektiv wirkende Feld. Gemessen mit dem größeren Störkörper.

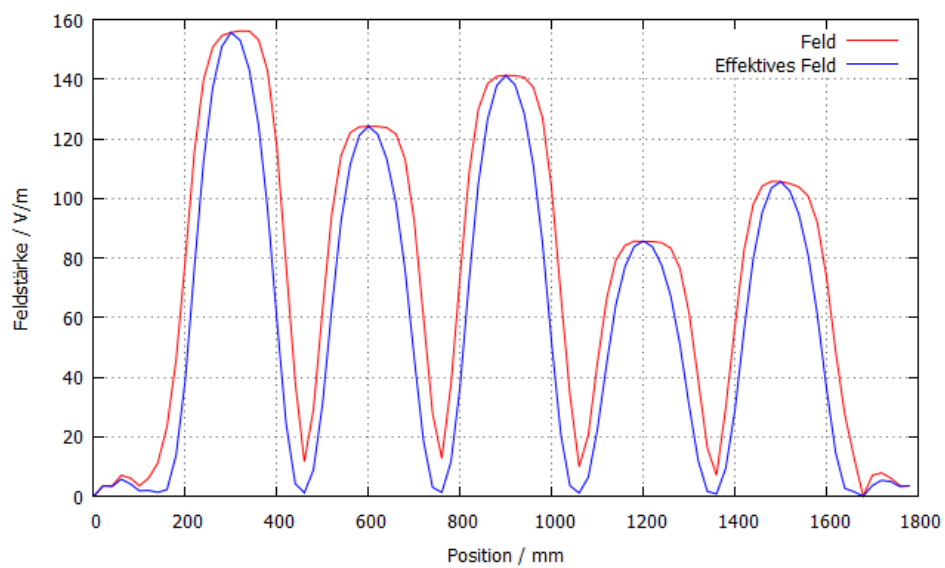


Abbildung 29: Feldverteilung der Fundamentalmode bei mittlerer Stempelposition, sowie das effektiv wirkende Feld. Gemessen mit dem größeren Störkörper.

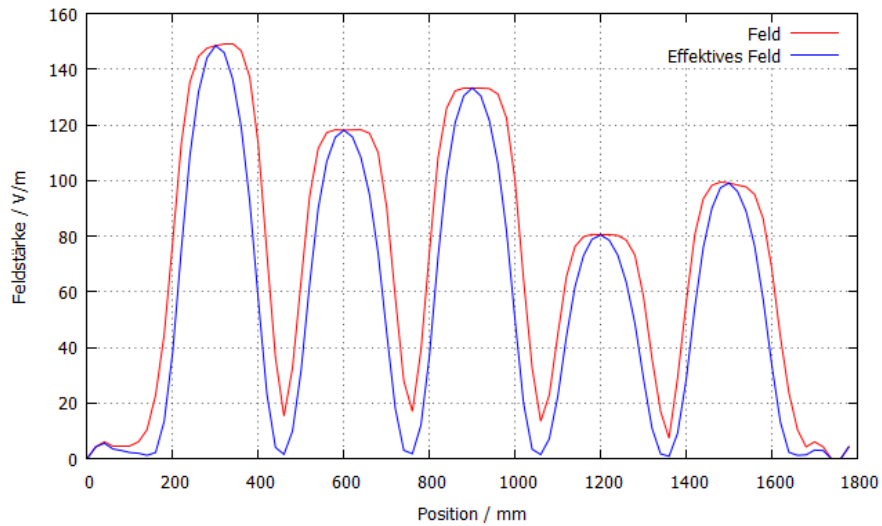


Abbildung 30: Feldverteilung der Fundamentalmode bei komplett hineingefahrenem Stempel, sowie das effektiv wirkende Feld. Gemessen mit dem größeren Störkörper.

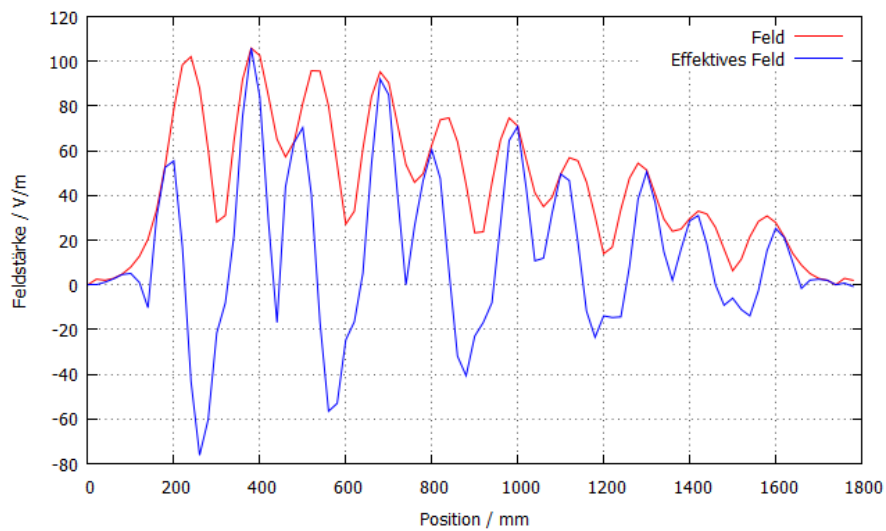


Abbildung 31: Feldverteilung der TM_{021} -Mode bei 1456 MHz bei komplett ausgefahrenem Stempel, sowie das effektiv wirkende Feld. Gemessen mit dem größeren Störkörper.

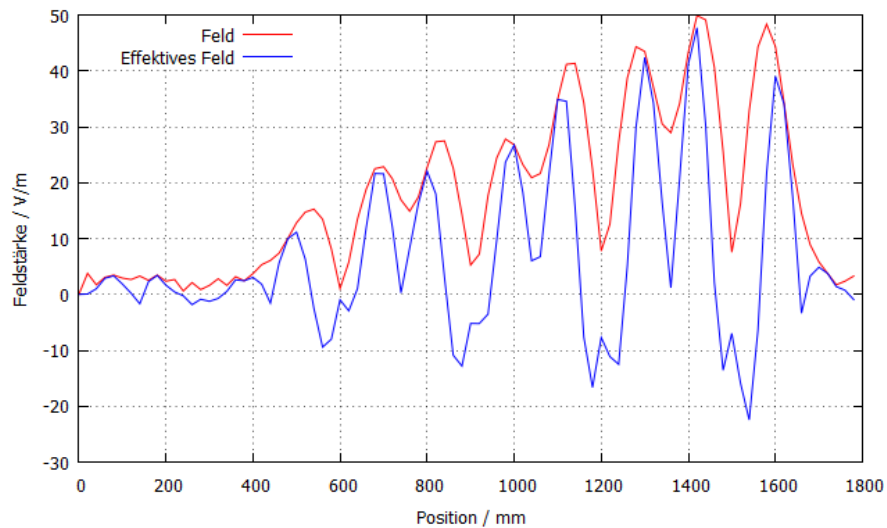


Abbildung 32: Feldverteilung der TM_{021} -Mode bei 1456 MHz bei mittlerer Stempelposition, sowie das effektiv wirkende Feld. Gemessen mit dem größeren Störkörper.

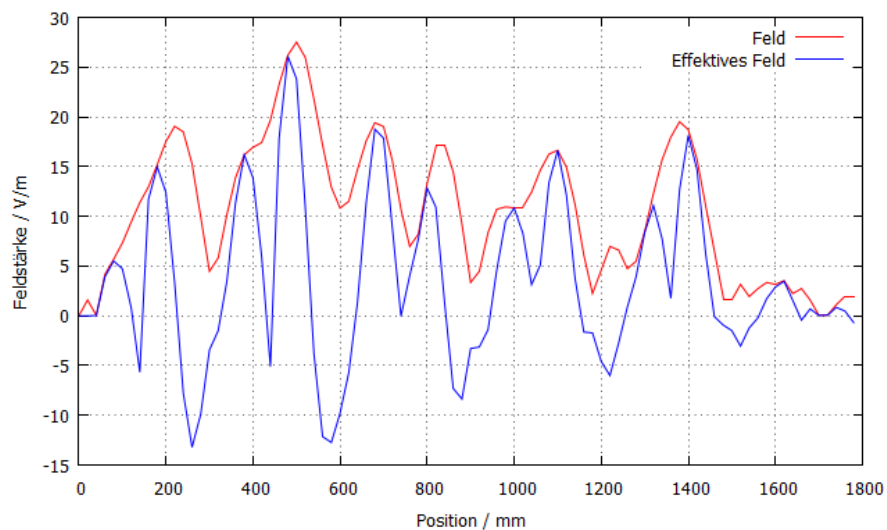


Abbildung 33: Feldverteilung der TM_{021} -Mode bei 1456 MHz bei komplett hineingefahrenem Stempel, sowie das effektiv wirkende Feld. Gemessen mit dem größeren Störkörper.

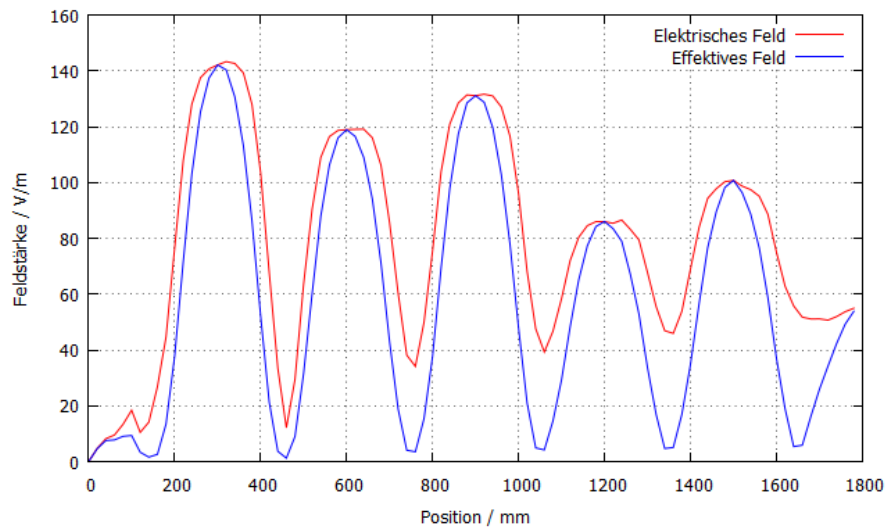


Abbildung 34: Longitudinale Feldverteilung der Fundamentalmode, sowie das effektiv wirkende Feld.

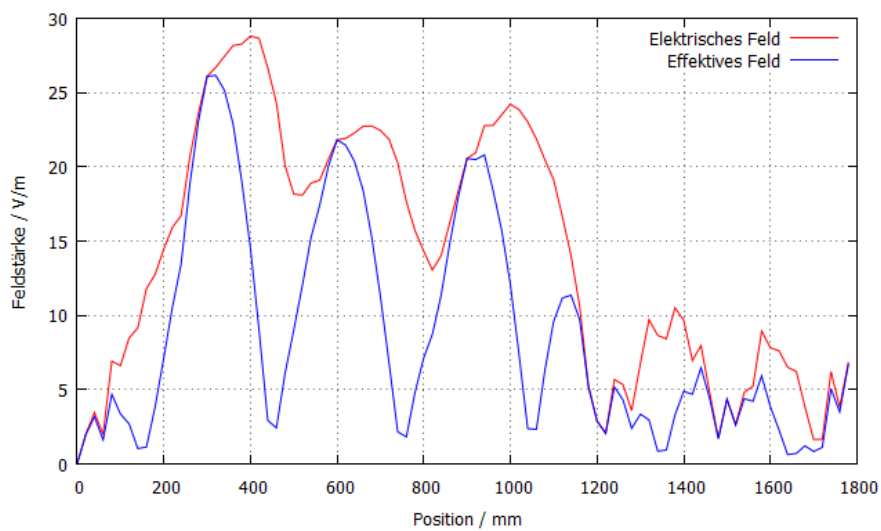


Abbildung 35: Transversale Feldverteilung der Fundamentalmode, sowie das effektiv wirkende Feld.

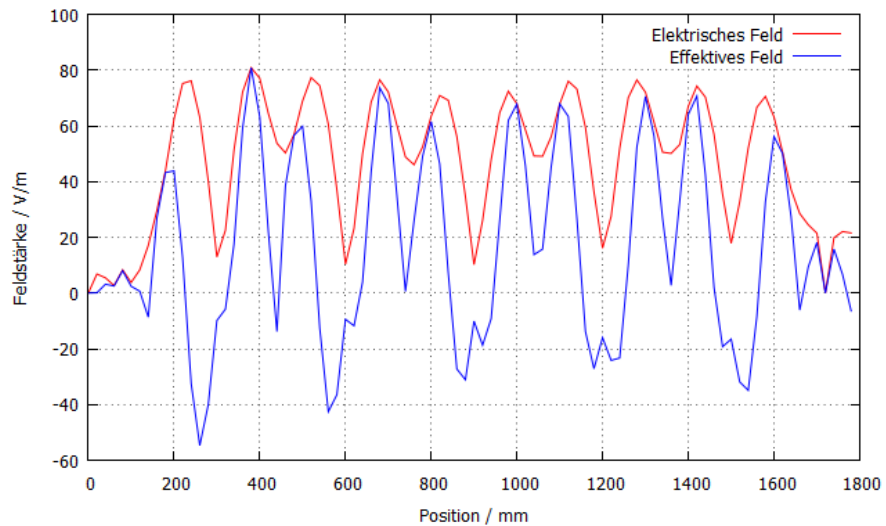


Abbildung 36: Longitudinale Feldverteilung der TM_{021} -Mode bei 1456 MHz, sowie das effektiv wirkende Feld.

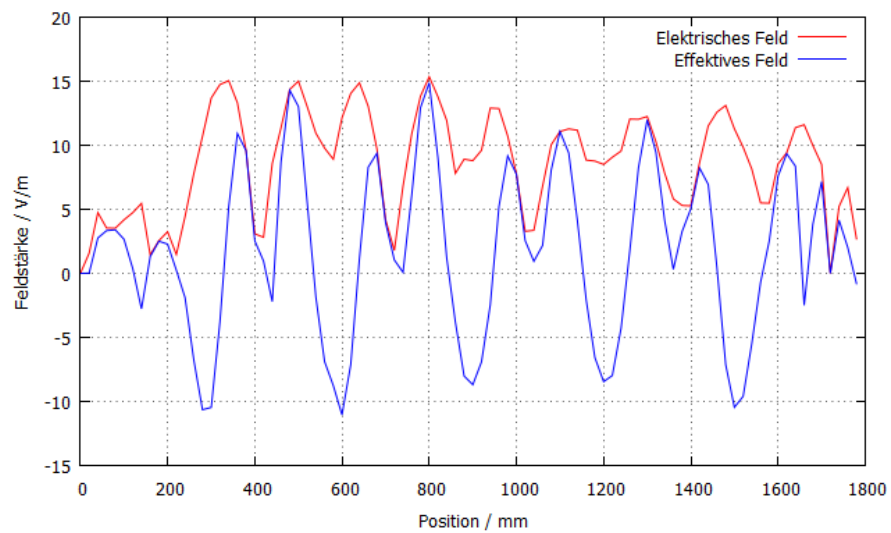


Abbildung 37: Transversale Feldverteilung der TM_{021} -Mode bei 1456 MHz, sowie das effektiv wirkende Feld.

Erklärung

Ich versichere , dass ich diese Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt sowie die Zitate kenntlich gemacht habe.

Ort, Datum :

Unterschrift :

Danksagungen

Ich möchte mich an dieser Stelle bei allen bedanken, ohne die die Erstellung dieser Arbeit nicht möglich gewesen wäre. Mein besonderer Dank richtet sich an

- Herrn PD Dr. Wolfgang Hillert, der mir die Möglichkeit gab, diese Arbeit anzufertigen und jederzeit für Fragen und Hilfestellungen zur Verfügung stand
- Herrn Prof. Jochen Dingfelder für die Übernahme des Koreferats
- Meinen Bürokollegen Oliver Boldt, Sven Zander und Michael Switka für die stets gute Atmosphäre und fachlichen Diskussionen
- Manuel Schedler und Dennis Sauerland, für die unzähligen Hilfestellungen und Korrekturen dieser Arbeit
- Jens-Peter-Thiry und David Maluski, die mir geholfen haben, mich etwas besser in die Programmiersprache C einzuleben
- die ganze Arbeitsgruppe ELSA, es war eine wundervolle Zeit!
- meine Eltern, meine Großmutter und Werner, ohne die mein Studium gar nicht möglich wäre

Auch an alle, die nicht erwähnt wurden, nochmal ein herzliches

DANKE!