

Internal Report
DESY M 98-01
January 1998

**Die Hochfrequenz-Abschirmung
des HERA-*B* Vertexdetectors**

F. Klefenz

Deutsches Elektronen-Synchrotron DESY, Hamburg, Germany

Die Hochfrequenz - Abschirmung des HERA-*B* Vertexdetektors

Die Diplomarbeit wurde von Frank Klefenz ausgeführt am
Max-Planck-Institut für Kernphysik
Heidelberg
unter der Betreuung von
Herrn Prof. Dr. K.T. Knöpfle

Fakultät für Physik und Astronomie

Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg

Diplomarbeit
im Studiengang Physik

vorgelegt von
Frank Klefenz
aus Heidelberg

Heidelberg, Juni 1997

Zusammenfassung

Das im Aufbau befindliche HERA-*B* Experiment am HERA Protonspeicherring soll die *CP* - Verletzung im Zerfall neutraler *B*-Mesonen finden. Die Zerfallsvertices der *B*-Mesonen werden in einem Vertex-Detektor-System nachgewiesen, das in einen 2.6 m langen Vakuumtank eingebaut ist, der integraler Bestandteil des Protonspeicherrings ist. Der Protonenstrahl verläuft durch die Mitte des Tanks und erzeugt dabei hochfrequente elektromagnetische Streufelder (wake fields). Letztere müssen durch eine Hochfrequenz - Abschirmung unterdrückt werden, um Instabilitäten des Strahls bzw. einen zu großen Energieverlust zu vermeiden. Die nachzuweisenden Teilchen durchqueren diese Abschirmung streifend unter sehr kleinen Winkeln; daher sollte die Abschirmung mit möglichst wenig Material realisiert werden, um die Verschlechterung der Ortsauflösung infolge von Vielfachstreuungen möglichst gering zu halten. In der vorliegenden Arbeit werden die Hochfrequenz - Eigenschaften des Vertextanks und verschiedener Abschirmungen untersucht. Dazu wurden an einem 1 : 2 Modell Simulationen mit dem Programmpaket MAFIA und Impedanzmessungen mit der koaxialen Drahtmethode nach Vaccaro, durchgeführt. Es wird gezeigt, daß alle untersuchten Abschirmtypen den Anforderungen für einen ungestörten Maschinenbetrieb genügen. Diese Ergebnis wird durch Untersuchungen am Originaltank bestätigt, in denen mit einer Antenne das Spektrum der angeregten Resonanzen, für das im Jahr 1996 eingesetzte Aluminiumrohr mit 150 μm Wandstärke bzw. vier 5 μm dicke Stahlbänder, vermessen wurde. Den Anforderungen des Vertexdetektors kommt eine mit Drähten realisierte Abschirmung am nächsten.

The HERA-*B* Experiment, which is just built up at the HERA proton ring investigates the *CP*-violation in the *B*-system. The vessel of the Vertex Detektor System is an integral part of the proton storage ring and represents a very complex cavity. The HERA proton beam excites strong wake fields inside the vessel, which can be responsible for beam instabilities and unacceptable powerloss. Therefore a RF - shield surrounding the proton beam has to be found. To reduce multiple scattering close to the silicon detectors the shielding has to be as massless as possible. Calculations have been done for a half-size vertex model by using the MAFIA simulation software. The calculations in the frequency - and time domain lead to a better knowledge about the RF - properties of the vertex vessel and different RF - shieldings. Additionally the coupling impedance for all shielding models were measured by using an improved coaxial line method. Also some measurement at the original vertex vessel has been done, to optimize the RF - shield.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
1.1	Das HERA - <i>B</i> Experiment	3
1.1.1	Einführung und Überblick	3
1.1.2	Der Vertexdetektor	6
1.1.3	Die Hochfrequenz - Abschirmung	7
1.2	Die Hadron Elektron Ringanlage HERA	9
2	Wakefields und Impedanzen	11
2.1	Physikalische Grundlagen	11
2.2	Zur Beschreibung der Wakefields	14
2.3	Impedanzen	16
2.4	Analytische Rechnungen zum zylindrischen Hohlraumresonator	18
2.4.1	Berechnung der Eigenfrequenzen	18
2.4.2	Die Resonatorgüte	20
2.4.3	Berechnung der Shuntimpedanz	21
2.5	Das Meßprinzip der koaxialen Drahtmethode	22
3	Das Simulationsprogramm MAFFIA	26
3.1	Der modulare Aufbau	26
3.2	Finite - Integrations Theorie FIT	28
4	Untersuchungen am zylindrischen Hohlraumresonator	30
4.1	Simulation im Zeitbereich	31
4.2	Simulation im Frequenzbereich	35
4.3	Messungen am Zylinderresonator	38
4.3.1	Messung der Transmission	38
4.3.2	Impedanzmessung mit der koaxialen Drahtmethode	40
4.4	Diskussion	43
5	Untersuchungen am Modell des Vertexdetektors	45
5.1	Geometrie des Modells und Diskretisierung	45
5.2	Der Vertextank ohne HF - Abschirmung	47
5.3	Grenzen der zulässigen Impedanz	50
5.4	Der Vertextank mit HF - Abschirmungen	53

1 Einleitung

1.1 Das HERA - B Experiment

1.1.1 Einführung und Überblick

Am Deutschen Elektronen Synchrotron DESY in Hamburg wird zur Zeit in einer Wechselwirkungszone des HERA - Speicherrings das Experiment HERA - B aufgebaut [1]. In diesem Experiment soll die Verletzung der CP - Symmetrie im System der neutralen B - Mesonen gefunden und untersucht werden.

In der Physik galt die Erhaltung von diskreten Symmetrieeen in den fundamentalen Wechselwirkungen lange Zeit als grundlegende Tatsache der Natur, die weder theoretisch noch experimentell in Frage gestellt wurde. Für Prozesse in der Teilchenphysik sind besonders die diskreten Symmetrien entscheidend. Man nahm an, daß alle Prozesse bezüglich der Raumspiegelung oder Parität P , Ladungskonjugation C und Zeitumkehr T invariant sind. Jedoch haben 1956 Lee und Yang [2] theoretische Ansätze gefunden, welche die Nichterhaltung der Parität in der schwachen Wechselwirkung verursachen. Tatsächlich wurde dann auch wenig später die Paritätsverletzung im β - Zerfall von Co - Kernen experimentell nachgewiesen [3], später auch noch im Zerfall von π - Mesonen. Von nun an nahm man an, daß alle Prozesse in der schwachen Wechselwirkung bezüglich der Kombination von Ladungskonjugation und Raumspiegelung invariant sind. Doch auch die Verletzung dieser Symmetrie wurde 1964 durch eine kleine CP - verletzenden Effekt im Zerfall neutraler K^0 - Mesonen [4] entdeckt. Bisher hat man die Nichterhaltung dieser Symmetrie nur im System der neutralen K^0 - Mesonen gefunden.

Beim Experiment ARGUS hat man Hinweise für die Mischung zwischen B^0 und \bar{B}^0 analog zum K^0 - System entdeckt [5]. Es wird im System der neutralen B - Mesonen eine Verletzung der CP - Symmetrie durch die schwache Wechselwirkung erwartet. Die Ursache für die Verletzung dieser Symmetrie wird im Standardmodell der elektroschwachen Wechselwirkung auf eine komplexe Phase in der Cabbibo - Kobayashi - Maskawa - Matrix zurückgeführt [6] [7]. Aus der CKM - Phase läßt sich die CP - Verletzung im Zerfall und in der Mischung der Teilchen - Antiteilchenzustände $B^0 \leftrightarrow \bar{B}^0$ ableiten. Man erwartet, daß der symmetrieverletzende Effekt in der Mischung groß ist. Im HERA - B Experiment soll erstmals die CP - Verletzung im System der neutralen B - Mesonen gemessen, und letztendlich untersucht werden, ob die komplexe Phase tatsächlich den Ursprung dieser Symmetrieverletzung darstellt.

Die B - Mesonen werden im Experiment durch die Kollision von Protonen bei einer Energie von 820 GeV mit 8 Drahttargets erzeugt, die einzeln an den Protonstrahl

herangefahren werden können. Bei einer Taktfrequenz der Protonpakete von 10 MHz wird eine Wechselwirkungsrate von 40 MHz angestrebt.

Man erwartet, daß neben einem beträchtlichen hadronischen Untergrund in etwa einer Million Wechselwirkungen ein B^0 - Mesonpaar erzeugt wird. Etwa 1 cm nach der Produktion zerfällt das B - Meson mit einem Verzweungsverhältnis von $10^{-4} - 10^{-5}$ nach $B^0 \rightarrow f = J/\Psi K_S^0$. Eine Verletzung der CP - Symmetrie sollte sich durch den Unterschied der Produktionsraten $B^0 \rightarrow f$ und $\bar{B}^0 \rightarrow f$ bemerkbar machen. Aus dem Endzustand $f = J/\Psi K_S^0$ kann zunächst nicht entschieden werden, ob ein B^0 oder ein \bar{B}^0 zerfallen ist. Zur Identifikation nutzt man die Tatsache, daß die b - Quarks immer als $b - \bar{b}$ - Paar assoziiert produziert werden. Das zweite produzierte B - Meson, bzw. dessen Zerfall, wird als Markierung (Tagging) benutzt.

Auf diese Weise ist ein B^0 - Meson eindeutig bestimmt, wenn im zweiten Meson ein b - Quark enthalten war. Das J/Ψ zerfällt wiederum mit einem kleinen Verzweungsverhältnis in ein Leptonpaar ($e^+ e^-$, $\mu^+ \mu^-$) und das K_S^0 mit einer Wahrscheinlichkeit von ca. 60% in ein Paar geladener Pionen ($\pi^+ \pi^-$).

Um die Zerfallsvertices bei den hohen Datenraten möglichst effizient zu rekonstruieren, benutzt man im Experiment hochauflösende Detektorkomponenten. Die Spurrekonstruktion und die vorläufige Analyse soll bei HERA - B außerdem online verwirklicht werden.

Zum Nachweis der produzierten Teilchen dienen die in Abb. 1.1 gezeigten Detektorkomponenten [8]:

- Der Vertexdetektor enthält die Siliziumstreifenzähler mit hoher Ortsauflösung zur Rekonstruktion des B^0 - Zerfallsvertex.
- Ein großer Dipolmagnet enthält Detektoren zur Spurvermessung der geladenen Teilchen und bestimmt somit die Ladung und den Impuls der Zerfallsprodukte des J/Ψ Teilchens.
- Der ringabbildende Cherenkov Detektor (RICH) ermöglicht mit dem im Dipolmagneten gemessenen Impuls die Separation und Identifikation der π^\pm und K^\pm - Mesonen.
- In einem Übergangstrahlungs - Detektor (TRD) werden Elektronen in einem kleinen Winkelbereich um das Strahlrohr identifiziert.
- Im elektromagnetischen Kalorimeter wird die Energie der Elektronen und γ - Quanten gemessen.
- Der große dreistufige Eisenabsorber mit Drahtkammern dient zum Nachweis der Myonen aus dem Zerfall des J/Ψ - Teilchens.

Bei der Beschleunigung der Protonen auf 820 GeV werden die Betatronschwingungen adiabatisch gedämpft, wodurch sich auch die Amplituden verringern. In diesem Fall kann man die Detektormodule zur Datennahme bis zu 10 mm radial an den Strahl heranfahren.

Durch eine laterale Verschiebung läßt sich die Strahlenbelastung während einer Betriebsperiode verteilen. Man versucht damit, die Lebensdauer der Zähler zu vergrößern.

Die Streifenähler müssen zusammen mit der Ausleseelektronik gegenüber den elektromagnetischen Feldern, die der Protonstrahl erzeugt, abgeschirmt sein. Dies wird durch Aluminiumkappen mit einer Wandstärke von etwa $125\text{ }\mu\text{m}$ realisiert. Gleichzeitig trennen die Kappen das Ringvakuum im Vertextank ($\leq 10^{-8}\text{ mbar}$) vom Sekundärvakuum des Detektormoduls ($\approx 10^{-6}\text{ mbar}$).

1.1.3 Die Hochfrequenz - Abschirmung

Der HERA - B Vertexdetektor ist ein direkter Bestandteil des Protonringes. Dessen Geometrie stellt für den Protonstrahl eine komplexe Kavität dar. Es ist somit erforderlich den Einfluß des Vertextanks auf den Protonstrahl zu untersuchen.

In einem Speicherring wie HERA sind die Wechselwirkungen zwischen einem getakteten Teilchenstrahl und den Beschleunigerkomponenten theoretisch gut verstanden [9].

Je nach Reichweite und Art der Instabilität kann man die Effekte zwischen dem Protonstrahl und dem Vertextank folgendermaßen unterteilen:

- resonante langreichweitige Effekte \rightarrow Multi - Bunch - Instabilitäten
Durch sie kann der getaktete Protonstrahl beim Durchqueren des Tanks die Eigenmoden anregen. Die hohen Güten bewirken zusätzlich eine starke Kopplung, wobei die angeregten Eigenmoden nur langsam abklingen.

Auswirkungen:

- Multi - Bunch - Instabilitäten \Rightarrow Strahlverlust
- Erwärmung des Vertextanks

- transiente, kurzreichweitige Effekte \rightarrow Single - Bunch - Instabilitäten
Die Querschnittsprünge sind verantwortlich für die Erzeugung von Streufeldern, die an das erzeugende Teilchenpaket selbst wieder koppeln können.

Auswirkungen:

- Head - Tail - Instabilitäten
- Erwärmung innerhalb des Tanks

1.2 Die Hadron Elektron Ringanlage HERA

In Abb. 1.3 ist der unterirdische Beschleunigerkomplex des Deutschen Elektronen Synchrotrons in Hamburg gezeigt. Im gleichen Tunnel ist neben dem Protonenspeicherring noch ein zweiter Speicherring installiert, der Elektronen oder Positronen bis zu einer Energie von 27 GeV bereitstellt.

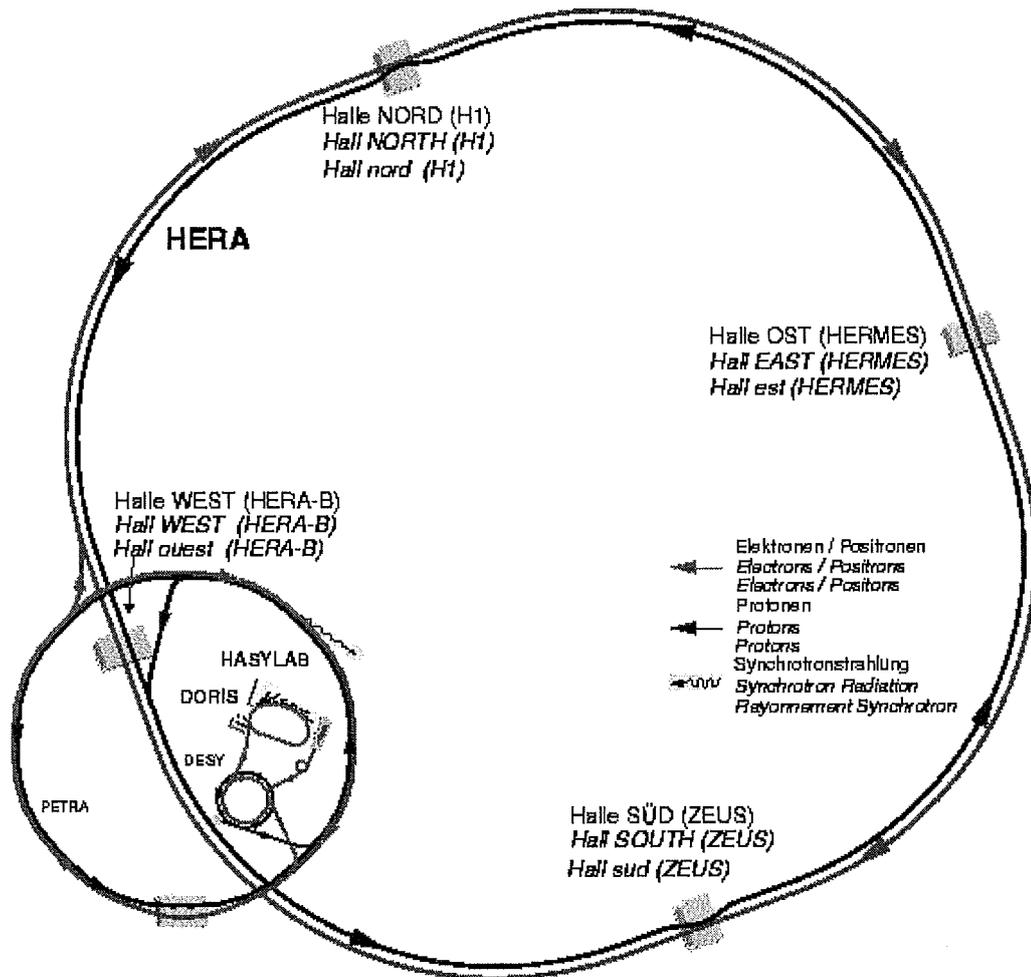


Abb. 1.3: Schematische Darstellung der Beschleuniger am DESY.

Die Synchrotrons DESY II/III, sowie die Proton Tandem Ring Anlage PETRA, sind Vorbeschleuniger für die Elektronen und Protonen. In PETRA werden die Protonen auf 40 GeV beschleunigt und in drei Zügen zu je 60 Teilchenpaketen in HERA eingefüllt. Derzeit werden im normalen Luminositätsbetrieb etwa 70 mA, in den HERA - Protonring eingefüllt und auf 820 GeV beschleunigt. Im HERA - B Experiment wird der

2 Wakefields und Impedanzen

2.1 Physikalische Grundlagen

Aufgrund der sehr kleinen Wirkungsquerschnitte bei Experimenten mit Elementarteilchen ist es erforderlich, die Luminosität des Beschleunigers bzw. des Speicherrings zu maximieren. So wurde schon in den fünfziger Jahren versucht, die Strahlintensitäten wesentlich zu steigern und die Länge der umlaufenden Teilchenpakete zu verkürzen. Dabei war man auf Instabilitäten gestoßen, die die Ladung pro Teilchenpaket und damit auch den Strahlstrom natürlich begrenzen [12].

Bei der Analyse hat sich herausgestellt, daß für das Auftreten von Instabilitäten neben den üblichen Raumladungseffekten vor allem Veränderungen im Querschnitt des Strahlrohres verantwortlich sind.

Im Ruhesystem besitzt eine freie Ladung q ein kugelsymmetrisches elektrisches Feld, das bei einer Geschwindigkeit v , nahe der Lichtgeschwindigkeit c , infolge der Lorentzkontraktion in eine Scheibe transversal zur Bewegungsrichtung komprimiert ist (Abb. 2.1).

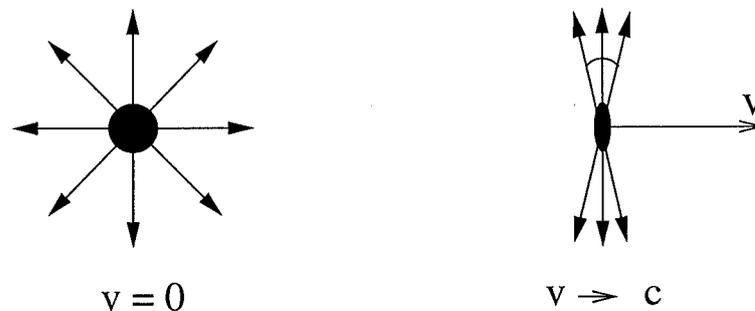


Abb. 2.1: Links ist das E - Feld einer ruhenden Ladung und rechts das E - Feld der Ladung bei einer Geschwindigkeit $v \approx c$ gezeichnet.

Mit dem Lorentzfaktor $\gamma_L = (1 - (v/c)^2)^{-1/2}$ folgt aus der Lorentztransformation der elektromagnetischen Felder, daß das E - Feld in Bewegungsrichtung um den Faktor γ_L^{-2} verringert, und entsprechend in transversaler Richtung um den Faktor γ_L vergrößert wird [13]. Im HERA - Speicherring werden Protonen auf eine Energie von 820 GeV beschleunigt, was einem Lorentzfaktor von 870 entspricht.

Für die radiale Komponente des elektrischen Feldes E_r und die ϕ Komponente des

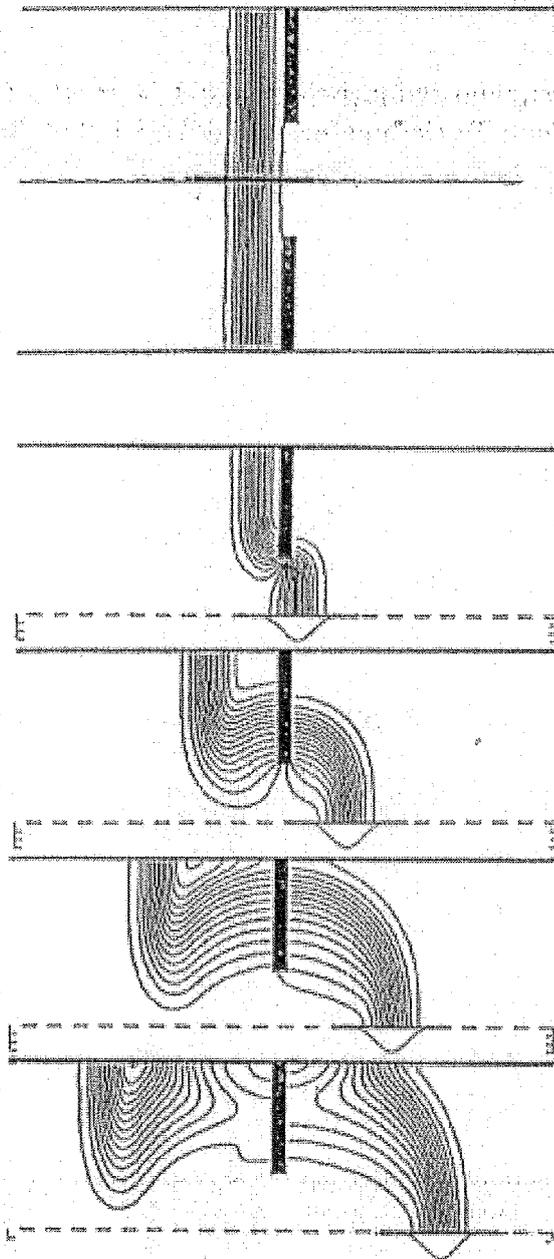


Abb. 2.3: Zeitentwicklung eines Wakefields, das eine gaussförmige Ladungsverteilung an einer Blende im Strahlrohr erzeugt [15]. Das obere Bild zeigt den Ausgangspunkt der Zeitentwicklung. In den restlichen Bildern hat man wegen der Symmetrie auf die Darstellung der unteren Rohrhälfte verzichtet.

Der transversale Anteil \mathbf{W}_\perp^δ des Wakepotentials

$$\mathbf{W}_\perp^\delta(\Delta\mathbf{r}, s) = \frac{1}{q_1} \int_0^L dz [\mathbf{E}_\perp(\Delta\mathbf{r}, z, t) + c \mathbf{e}_z \times \mathbf{B}_\perp(\Delta\mathbf{r}, z, t)]_{t=(s+z)/c} \quad (2.6)$$

bestimmt die Impulsänderung $\Delta\mathbf{p}_\perp$ in transversaler Richtung:

$$\Delta\mathbf{p}_\perp = -\frac{1}{c} q_1 q_2 \mathbf{W}_\perp^\delta \quad (2.7)$$

Im Speicherring HERA werden pro Teilchenpaket typischerweise bis zu 10^{11} Protonen eingefüllt. Mit der Länge σ und dem Schwerpunkt s_0 des Paketes wird die Verteilungsfunktion $\lambda(s)$ definiert:

$$\lambda(s) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{(s-s_0)^2}{2\sigma^2}\right) \quad \int_{-\infty}^{+\infty} ds \lambda(s) = 1 \quad (2.8)$$

Damit läßt sich das Wakepotential der Punktladung auf ein gaussförmiges Teilchenpaket übertragen.

$$\mathbf{W}(s) = \int_{-\infty}^{+\infty} ds' \lambda(s-s') \mathbf{W}^\delta(s') \approx \mathbf{W}(s) = \int_0^L ds' \lambda(s-s') \mathbf{W}^\delta(s') \quad (2.9)$$

Analog zur Punktladung läßt sich auch für das Teilchenpaket mit der Ladung q die Energieänderung ΔE sowie die Impulsänderung berechnen, indem man über die Verteilungsfunktion (2.8) integriert.

$$\Delta E = -q^2 \int_0^{+\infty} \lambda(s) W_\parallel(s) ds \quad (2.10)$$

$$\Delta\mathbf{p}_\perp = -\frac{q^2}{c} \int_0^{+\infty} \lambda(s) \mathbf{W}_\perp(s) ds \quad (2.11)$$

Mit dem Verlustparameter k_\parallel und dem Kickparameter k_\perp werden von der Ladung des Teilchenpaketes q unabhängige Größen zusätzlich eingeführt.

$$k_\parallel = \frac{\Delta E}{q^2} \quad (2.12)$$

$$\mathbf{k}_\perp = \frac{c \mathbf{p}_\perp}{q^2} \quad (2.13)$$

Das fundamentale Panofsky - Wenzel - Theorem [17] stellt einen Zusammenhang zwischen dem longitudinalen und transversalen Anteil des Wakepotentials her.

$$\frac{\partial}{\partial s} \mathbf{W}_\perp(\Delta\mathbf{r}, s) = -\nabla_\perp W_\parallel(\Delta\mathbf{r}, s) \quad (2.14)$$

Mit MAFIA (s. Kapitel 3) können die Impedanzen der Eigenmoden nicht nach (2.16) berechnet werden. Im Modul T3 muß die Integration bei der Berechnung des longitudinalen Wakepotentials wegen der wachsenden numerischen Fehler abgebrochen werden. Im Frequenzbereich wird zur Beschreibung der Wechselwirkung zwischen Strahl und Kavität noch die Resonatorgüte Q und die Shuntimpedanz R_S eingeführt. Im folgenden soll der Zusammenhang dieser Größen mit der in (2.16) definierten Impedanz gezeigt werden. Im Prinzip kann man jede Eigenschwingung eines Hohlraumresonators im Bereich der Resonanzfrequenz ω_0 durch einen äquivalenten elektrischen Parallelschwingkreis (Abb. 2.5) beschreiben. Neben einer Kapazität C und Induktivität L ist noch ein Parallelwiderstand vorhanden, der üblicherweise auch als Shuntimpedanz R_S bezeichnet wird.

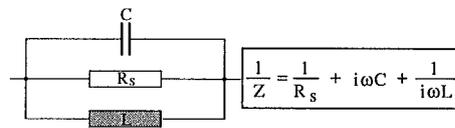


Abb. 2.5: Impedanz eines Parallelschwingkreises.

Im Schwingkreis wird die gespeicherte Energie im Parallelwiderstand verbraucht. Die Energie als Funktion der Frequenz ist nach (2.19) in der Umgebung der Eigenfrequenz eine Resonanzkurve, wobei die Halbwertsbreite $\delta\omega$ der Resonanz vom Gütefaktor Q abhängig ist.

Analog dazu induzieren die resonanten magnetischen Felder an den Begrenzungsflächen Oberflächenströme. Wegen der begrenzten Leitfähigkeit der betreffenden Flächen verliert eine angeregte Eigenmode Energie. Als Folge der Energieverluste nimmt die gespeicherte Energie mit der Zeit ab.

$$|E(\omega)|^2 \propto \frac{1}{(\omega - \omega_0)^2 + (\omega_0/2Q)^2} \quad \Rightarrow \quad Q = \frac{\omega_0}{\delta\omega} = \omega_0 R_S C \quad (2.19)$$

$$Q = \omega_0 \frac{\text{gespeicherte Energie } U_n}{\text{Energieverlust pro Schwingungsperiode } P} \quad (2.20)$$

Damit läßt sich die Impedanz des Parallelschwingkreises umformulieren:

$$Z_{\parallel}(\omega) = \frac{R_S}{1 + iQ \left(\frac{\omega_0}{\omega} - \frac{\omega}{\omega_0} \right)} \quad \omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}} \quad (2.21)$$

Mit dem Verlustfaktor $k_{z,n}$ (2.18) und der Resonatorgüte Q (2.20) folgt für die Shuntimpedanz R_S :

$$R_S = \frac{V_{z,n}^2}{P} \quad \Rightarrow \quad R_S = \frac{4 k_{z,n} Q}{\omega_0} \quad (2.22)$$

erhält man schließlich die Bessel'sche Differentialgleichung

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial r} + \left(\alpha^2 - \frac{m^2}{r^2} \right) E_z = 0 \quad (2.27)$$

die durch die Bessel - Funktionen n - ter Ordnung J_m gelöst wird.

$$E_z = E_0 J_m(\alpha r) e^{i(\omega t - m\phi - kz)} \quad (2.28)$$

Unter Einbeziehung der Randbedingung für stehende Wellen und der Randbedingung bei transversal magnetischen Moden ($E_z(R) = 0$) folgt $J_m(\alpha R) = 0$. Damit sind die Lösungen eindeutig bestimmt. Aus den Nullstellen $x_{m,n}$ der Besselfunktion läßt sich $\alpha_{m,n}$ bestimmen.

$$\alpha_{m,n} = \frac{x_{m,n}}{R} \quad (2.29)$$

Aus (2.26) und (2.29) ergeben sich die Eigenfrequenzen der **Transversal Magnetischen** Moden der Ordnung **TM** _{m,n,p} ($m, p = 0, 1, 2, \dots$ $n = 1, 2, 3, \dots$)

$$f_{TM} = \frac{c}{2\pi} \sqrt{\left(\frac{x_{m,n}}{R} \right)^2 + \left(\frac{p\pi}{L} \right)^2} \quad (2.30)$$

Für **Transversal Elektrischen** Moden ergibt sich analog aus den Nullstellen der 1. Ableitung von J_m mit den Nullstellen $x'_{m,n}$:

$$\alpha_{m,n} = \frac{x'_{m,n}}{R} \quad (2.31)$$

Damit sind nun auch die Eigenfrequenzen der **Transversal Elektrischen** Moden der Ordnung **TE** _{m,n,p} bestimmt ($n, p = 0, 1, 2, \dots$ $m = 1, 2, 3, \dots$)

$$f_{TE} = \frac{c}{2\pi} \sqrt{\left(\frac{x'_{m,n}}{R} \right)^2 + \left(\frac{p\pi}{L} \right)^2} \quad (2.32)$$

Im Zylinder - Resonator hat die transversale Grundmode $TM_{0,1,0}$ die besondere Eigenschaft unabhängig von der Resonatorlänge zu sein. Diese Eigenschwingung wird in den meisten Fällen zur Teilchenbeschleunigung ausgenutzt. In dem betrachteten Beispiel ist die $TE_{1,1,1}$ Mode aufgrund der großen Länge der Kavität die eigentliche Grundmode.

2.4.3 Berechnung der Shuntimpedanz

Aus dem Energieverlust durch Wandströme läßt sich bei resonanten Kavitäten noch ein weiterer Parameter, die Shuntimpedanz ableiten. Analog zum Gleichstromfall wird so aus der Verlustleistung P und der Spannung $V_z = \int E_z dz$ nach Gleichung (2.22) entlang der Resonatorachse die Shuntimpedanz R_S definiert.

Auf der Mittelachse der Kavität erhält man für die E_z - Komponente der $TM_{0,1,0}$ - Mode:

$$E_z = E_{z,(0,1,0)} J_0(2.405r/R) e^{i\omega_{0,1,0}t} \quad r = 0 \quad \Rightarrow \quad V_z = E_{z,(0,1,0)} L \quad (2.36)$$

Die totale Verlustleistung P bei der Eigenfrequenz ω_0 ist [22]:

$$P = \frac{\pi \epsilon_0 \omega \delta}{2} V_z^2 J_1^2(2.405) \frac{R(R+L)}{L^2} \quad (2.37)$$

Die Ladung ist beim Durchgang durch die Kavität infolge der Zeitabhängigkeit nur einer effektiven Feldstärke ausgesetzt. Dies wird durch den Laufzeitfaktor T berücksichtigt, der sich aus Gleichung (2.18) mit $\beta = 1$ ergibt.

$$T = \frac{2c^2}{\omega_0^2} \left(1 - \cos\left(\frac{\omega_0 L}{c}\right) \right) \quad (2.38)$$

Für die totale Verlustleistung ergibt sich dann

$$P = \frac{V_z^2}{R_S} T. \quad (2.39)$$

Aus den Gleichungen (2.37) und (2.39) erhält man für die $TM_{0,1,0}$ - Grundmode folgende Shuntimpedanz:

$$R_S = \frac{2}{\pi \epsilon_0 \omega_0 \delta} \frac{1}{J_1^2(2.405)} \frac{L^2}{R(R+L)} T \quad (2.40)$$

Bei Resonatoren, die zur Beschleunigung von Teilchen benutzt werden, bestimmen die eingekoppelte Leistung P und die Shuntimpedanz R_S die erreichbare Spitzenspannung.

Bei der Drahtmethode im Frequenzbereich wird mit einem Netzwerk - Analysator das Übertragungsverhalten der Kavität im Vergleich zu einer Referenzleitung gemessen (Abb. 2.7 links). Der Querschnitt A , der Drahtdurchmesser d und die Länge L müssen dabei übereinstimmen. Aus der Differenz der Messungen an der Kavität und dem Referenzrohr wird bei der Auswertung die longitudinalen Impedanzen $Z_{||}$ berechnet. Jede Koaxialleitung läßt sich im Prinzip wie ein Vierpol behandeln.

Das Ersatzschaltbild des Referenzrohrs (Abb. 2.7 rechts) mit dem Widerstand R_0 , der Kapazität C_0 und Induktivität L unterscheidet sich vom Ersatzschaltbild der Kavität durch eine zusätzliche Impedanz $Z_{||}$ (jeweils pro Einheitslänge l). Die Kavität enthält dabei einen unbekanntes zusätzlichen Beitrag $\zeta = R + iX$ zur longitudinalen Impedanz.

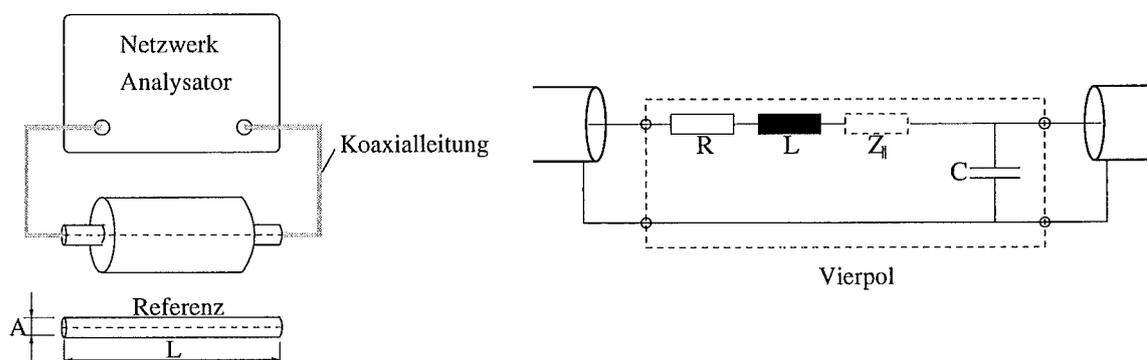


Abb. 2.7: links: Schema der Meßanordnung mit einer Kavität und einer Referenzleitung mit gleichem Querschnitt A und gleicher Länge L . Rechts: Ersatzschaltbild der Kavität die mit dem Draht auf der Mittelachse als Vierpol beschrieben werden kann.

In der Elektrotechnik beschreibt man das Reflexions- und Übertragungsverhalten von Vierpolen bei hohen Frequenzen mit den sogenannten Streuparametern S_{11} S_{12} , sowie S_{22} S_{21} [28].

Ein Netzwerkanalysator verfügt an jedem Eingang über einen Richtkoppler, der einlaufende und auslaufende Wellen mit hoher Genauigkeit trennt. Zur Messung der S -Parameter wird Tor 1 und Tor 2 des Vierpols mit den beiden Eingängen des Netzwerkanalysators verbunden. Über Koaxialleitungen wird wie in Abb. 2.7 der Kavität bzw. der Referenzleitung eine TEM - Welle zugeführt.

Die Welle kann in eine einlaufende und eine auslaufende Welle mit den Amplituden a_1 und b_2 zerlegt werden:

$$a = \frac{U_h}{\sqrt{Z_L}} = I_h \sqrt{Z_L} \quad b = \frac{U_r}{\sqrt{Z_L}} = I_r \sqrt{Z_L}. \quad (2.41)$$

In Abb. 2.8 sind die Streuparameter und Wellengrößen am Vierpol zusammengefaßt. Am Eingang 1 teilt sich die Welle a_1 auf, wobei der Streuparameter S_{11} die Reflexion am Eingang 2 kennzeichnet und S_{21} für den Anteil des übertragenen Signals steht.

Man definiert die Propagationskonstante γ :

$$YZ = (i\omega C)(R + i\omega L) = (\alpha + i\beta)^2 = \gamma^2. \quad (2.46)$$

Aus (2.46) folgt für die Propagationskonstante γ_T des Tanks und der Referenz γ_R :

$$\gamma_T = \omega \sqrt{\left(1 - i \frac{R_0 + \zeta}{\omega L_0}\right) C_0 L_0} \quad \gamma_R = \omega \sqrt{\left(1 - i \frac{R_0}{\omega L_0}\right) C_0 L_0}. \quad (2.47)$$

Weiter erhält man für die charakteristische Impedanz der Referenzleitung:

$$Z_R = \sqrt{\left(\frac{R_0 + i\omega L_0}{i\omega C_0}\right)}. \quad (2.48)$$

Für die longitudinale Impedanz Z_{\parallel} der Kavität gilt

$$Z_{\parallel} = iZ_R \frac{(\gamma_T^2 - \gamma_R^2) l^2}{\gamma_R l}. \quad (2.49)$$

Ziel ist es nun, aus den gemessenen Streuparametern zunächst die Propagationskonstanten (2.47) und damit nach Gleichung (2.49) die Impedanz Z_{\parallel} zu bestimmen. Die Streumatrix \mathbf{S} eines linearen Zweitors ist dann

$$\mathbf{S} = (\mathbf{Z} - Z_R \mathbf{1})(\mathbf{Z} + Z_R \mathbf{1})^{-1} \quad (2.50)$$

wobei Z_R die Impedanz des Referenzrohres und \mathbf{Z} die Impedanzmatrix des Zweitors ist. Die Matrix \mathbf{Z} verknüpft die Strom- und Spannungsvektoren miteinander.

$$\begin{pmatrix} U_1 \\ U_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Z_{11} & Z_{12} \\ Z_{21} & Z_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I_1 \\ I_2 \end{pmatrix} \quad (2.51)$$

Bei umkehrbaren passiven Netzwerken bzw. Zweitoren muß allgemein $Z_{12} = Z_{21}$ erfüllt sein. Weiterhin ist in symmetrischen Anordnungen $Z_{11} = Z_{22}$. In diesem Fall kann man eine charakteristische Impedanz $Z_0 = \sqrt{\det(\mathbf{Z})}$ definieren.

Im Falle einer optimalen Anpassung der Standard-Impedanz 50Ω des Netzwerkanalysators an die Impedanz des Tanks ergibt sich für den symmetrischen Fall

$$S_{12}^0 = \exp(-i\gamma l). \quad (2.52)$$

Nach Gleichung (2.49) erhält man damit die longitudinale Impedanz zu

$$Z_{\parallel} = Z_0 \ln \frac{S_{12}^{0R}}{S_{12}^{0D}} \left(1 + \frac{\ln S_{12}^{0D}}{\ln S_{12}^{0R}}\right) \quad (2.53)$$

Der Index D kennzeichnet den Transmissionsparameter des Testtanks und entsprechend der Index R die Transmission des Referenzrohres.

Der Gittergenerator **M**

Unabhängig von dem zu berechnenden Problem ist die Struktur in einzelne Gitterzellen zu diskretisieren. Das Modul **M** stellt dazu eine Auswahl von einfachen Grundkörpern wie Quader, Zylinder, Kugeln usw. zur Verfügung, aus denen das dreidimensionale Modell aufzubauen ist. Im dreidimensionalen Fall kann die Struktur neben dem üblichen kartesischen Koordinatensystem auch in Zylinderkoordinaten diskretisiert werden. In dieser Arbeit werden ausschließlich kartesische Koordinaten benutzt.

Ein sehr wichtiger Punkt ist die bestmögliche Anpassung des Gitters an die Struktur. Um z.B. Radien realitätsnah zu modellieren, gibt es die Option Gitterzellen diagonal zu unterteilen. Wenn der Feldverlauf in gewissen Bereichen schon bekannt ist, oder die Struktur sehr detailliert ist, kann man dies bei der Festlegung des Gitters ebenfalls berücksichtigen. Im Hinblick auf die Rechenzeit in den folgenden Modulen muß man das Optimum zwischen der maximalen Gitterauflösung und dem minimalen Diskretisierungsfehler finden. Außerdem sollte immer darauf geachtet werden, daß ein zu großer Unterschied zwischen der kleinsten und der größten Gitterzelle die Rechengenauigkeit beeinträchtigt.

Die einzelnen Grundkörper können mit Materialnummern (bis zu 64) belegt werden, mit denen in den folgenden Modulen physikalische Eigenschaften wie Leitfähigkeit, Permeabilität und die Dielektrizität zugeordnet werden. Die Eingabe ist durch eine zwei- und dreidimensionale Darstellung kontrollierbar. Je nach Problemstellung wird die diskretisierte Struktur in den Modulen **E** (Frequenzbereich) und **T3** (Zeitbereich) weiterverwendet.

Der Eigenwertlöser **E**

Mit Hilfe dieses Moduls können die Eigenmoden einer beliebigen Struktur berechnet werden. Da in diesem Modul die Rechenzeit, der Speicherplatzbedarf, und auch die Rechengenauigkeit empfindlich von der Zahl der Gitterpunkte abhängen [31], sollte man möglichst die Symmetrien, der zu untersuchenden Struktur, ausnutzen. Unter Angabe der Symmetrieebenen kann man daher die Berechnung auf Halb- oder Viertelstrukturen beschränken.

Durch die Angabe der Randbedingungen ist der Modentyp (Monopol, Dipol, Quadrupol) bestimmt. Mit diesen Informationen werden die Maxwellgleichungen in einem Eigenwertproblem gelöst. Man kann außerdem die Zahl der zu berechnenden Eigenmoden, den Grad der numerischen Genauigkeit, sowie die Zahl der Iterationen vorgeben. Das Resultat des Eigenwertlösers sind zum einen die Eigenwerte bzw. Resonanzen, sowie die Eigenvektoren, d.h. **E** und **B** Felder. Die Lösungen der gesamten Struktur werden zur späteren Verwendung im Postprozessor in einer MAFIA - Datei gespeichert. Wie noch speziell beim Zylinderresonator gezeigt wird, gibt das Modul an, wie gut die gefundenen Lösungen die Maxwellgleichungen erfüllen, oder kennzeichnet unphysikalische Lösungen (Geistermoden).

Mit den Informationen kann man entweder im Gittergenerator **M** versuchen, die Auflösung zu verbessern, oder im Modul **E** versuchen, durch eine geeignete Wahl der Rechenparameter bei festgelegten Gitter das Optimum der Genauigkeit zu finden.

Ausgangspunkt sind die Maxwellgleichungen in Integralform, wobei dies schon die geeignete Form ist, um den Finiten - Integrations - Algorithmus anzuwenden. Dazu sind die analytischen Gleichungen mit Hilfe zweier orthogonaler Gitter nach Abb. 3.2 zu diskretisieren, wobei die E - Felder an den Kantenmitten und die B - Felder an den Flächenmitten des Quaders definiert sind.

Die Bedingung, daß die tangentialen E -Felder und die normalen B - Felder an Materialgrenzen stetig sind, ist damit immer erfüllt. Man erhält für jede Gitterzelle die Maxwellgleichungen in diskretisierter Form.

Dabei werden die Feldstärken (\mathbf{E} , \mathbf{H}), die Flußdichten (\mathbf{D} , \mathbf{B}) sowie die Stromdichte (\mathbf{J}) als Vektoren (\mathbf{e} , \mathbf{h} , \mathbf{d} , \mathbf{b} , \mathbf{j}) dargestellt. Zusammen mit den Integral- und Differentialoperatoren ($C, \acute{C}, D_S, \acute{D}_S, D_A, \acute{D}_A$) lassen sich die Maxwellgleichungen in Matrixform überführen und unter Berücksichtigung der Randbedingungen numerisch lösen. Zur ausführlicheren Darstellung des FIT - Alogrithmus sei auf das MAFIA - Handbuch oder [33] verwiesen.

$$\text{Realer Raum} \Leftrightarrow \text{Gitterraum} \quad (3.1)$$

$$\int_{\partial A} \mathbf{E} ds = - \int_A \int \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} d\mathbf{A} \Leftrightarrow C D_S \mathbf{e} = - D_A \dot{\mathbf{b}} \quad (3.2)$$

$$\int_{\partial A} \mathbf{H} ds = \int_A \int \left(\frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \mathbf{J} \right) d\mathbf{A} \Leftrightarrow \acute{C} \acute{D}_S \mathbf{h} = D_A \dot{\mathbf{d}} + \mathbf{j} \quad (3.3)$$

$$\int_{\partial V} \mathbf{D} d\mathbf{A} = \int_V \int \int \rho dV \Leftrightarrow \acute{S} \acute{D}_A (\dot{\mathbf{d}} + \mathbf{j}) = 0 \quad (3.4)$$

$$\int_A \mathbf{B} d\mathbf{A} = 0 \Leftrightarrow S D_A \mathbf{b} = 0 \quad (3.5)$$

Zusätzlich gelten mit für die Materialgleichungen folgende Matrixgleichungen. Hier sind ϵ , μ , κ die Materialkonstanten und ρ die Ladungsdichte.

$$\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E} \Leftrightarrow \mathbf{d} = \acute{D}_\epsilon \mathbf{e} \quad (3.6)$$

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H} \Leftrightarrow \mathbf{b} = \acute{D}_\mu \mathbf{h} \quad (3.7)$$

$$\mathbf{J} = \kappa \mathbf{E} + \rho \mathbf{v} \Leftrightarrow \mathbf{j} = \acute{D}_\kappa \mathbf{e} + D_\rho \mathbf{v} \quad (3.8)$$

4.1 Simulation im Zeitbereich

Im Funktionsumfang von MAFIA besteht die Möglichkeit, mit dem Modul T3320 Simulationen im Zeitbereich für beliebig wählbare Ladungsverteilungen durchzuführen. Neben der Berechnung der E- und B-Felder, die ein Teilchenpaket mit gaussförmiger Linienladungsdichte erzeugt, stellt das Modul T3320 folgende Funktionen zur Verfügung:

- Berechnung des Wakepotentials für gaussförmige Ladungsverteilungen
- Bestimmung des totalen Verlustparameters k_{\parallel} aus dem Wakepotential [34]
- Berechnung des Kickparameters k_{\perp} aus dem Wakepotential

Die im Kapitel 2 dargestellte Theorie der Wakefields soll hier am Beispiel einer zylindrischen Kavität mit einer Länge $L = 1\text{ m}$ und einem Durchmesser $D = 30\text{ cm}$ zur Anwendung kommen.

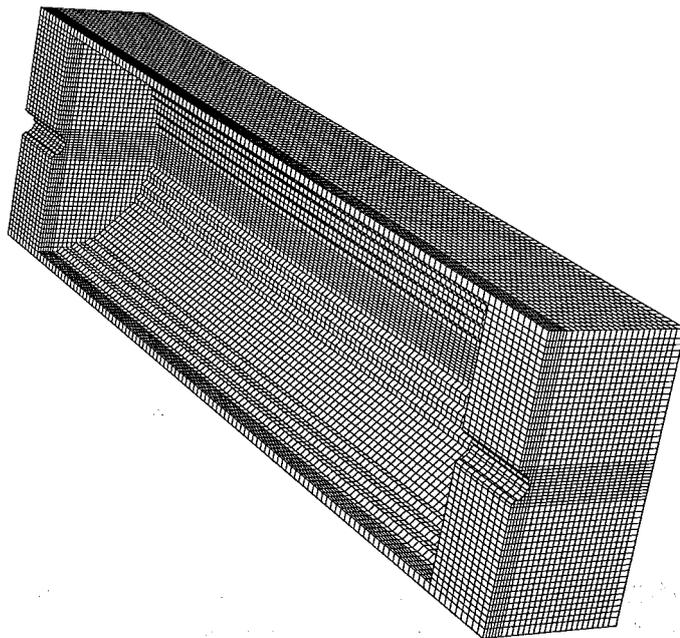


Abb. 4.2: Diskretisierung eines einfachen Zylinderresonators der Länge $L = 1\text{ m}$, Durchmesser $D = 30\text{ cm}$. An beiden Enden des Resonators sind noch die Ansätze der Strahlrohre hinzugefügt.

Zunächst ist eine Diskretisierung des Problems mit dem MAFIA - Modul M320 erforderlich. Dazu teilt man die ganze Struktur in einzelne Gitterzellen ein, auf denen die Maxwell Gleichungen mit Randbedingungen mittels der im 2. Kapitel beschriebenen Finite - Integrations - Technik gelöst werden.

die Verlustparameter und die Verlustleistung für die Abschirmungen aus Abb. 4.1 in Abhängigkeit von der Länge des Teilchenpaketes aufgetragen [35].

$$\Delta E = -q^2 k_{\parallel} \Rightarrow P = \frac{1}{N_b \cdot f_0} I_0^2 k_{\parallel} \quad (4.1)$$

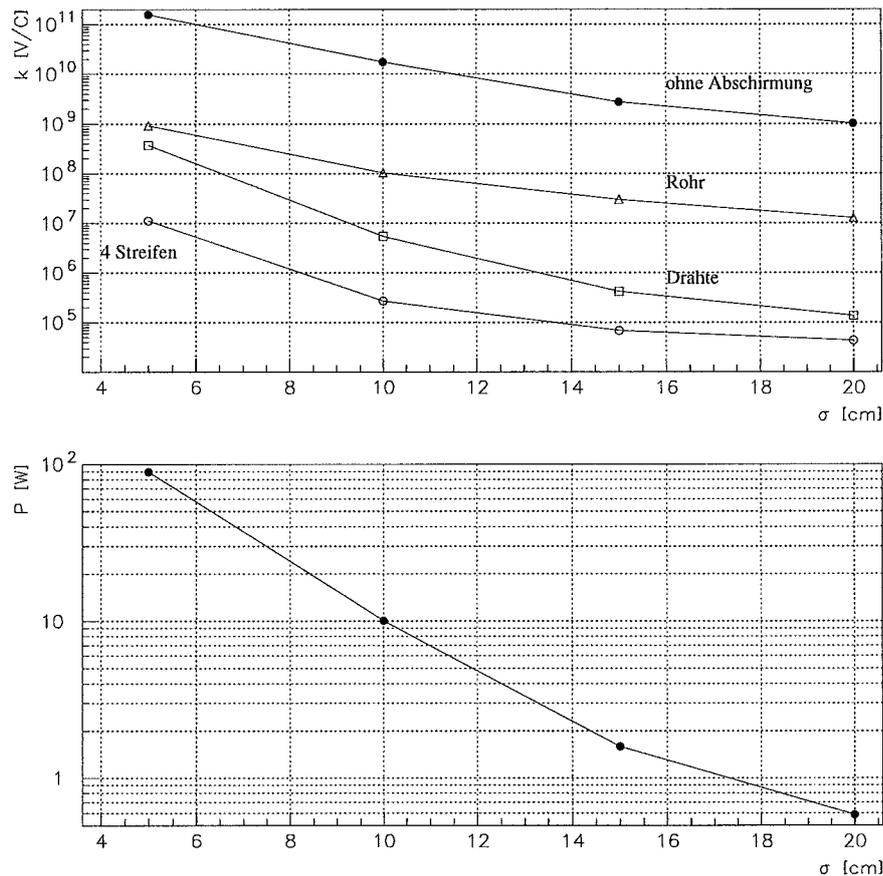


Abb. 4.4: Für die leere Kavität und die Abschirmungen aus Abb.4.1 ist der totale Verlustparameter k_{\parallel} (oben) und speziell für die Kavität ohne Abschirmung noch die Verlustleistung (unten) in Abhängigkeit von der Länge des Teilchenpaketes gezeichnet. Die Punkte kennzeichnen die simulierten Werte. Die Zwischenwerte sind interpoliert.

Es kann auch vorkommen, daß der Strahl außerhalb der Mittelachse durch die Kavität läuft. Bei einer Abweichung von 7 mm ergibt die Simulation einen transversalen Beitrag zum Wakepotential. In Abb.4.5 ist der Betrag des transversalen Wakepotentials W_{\perp} zu sehen. Entsprechend läßt sich mit (2.13) aus dem transversalen Wakepotential W_{\perp} der Kickparameter k_{\perp} bestimmen. In Abb. 4.6 ist der Betrag des Kickparameters in Abhängigkeit von der Länge des Teilchenpaketes gezeigt.

4.2 Simulation im Frequenzbereich

Bei Rechnungen im Frequenzbereich wird der Eigenwertlöser E320 auf die zylindrische Kavität angewendet. Tabelle 4.1 zeigt die Resultate des Eigenwertlösers für die ersten 10 gefundenen Moden. Für jede Lösung wird überprüft, wie gut die Maxwellgleichungen erfüllt sind. Zusätzlich gibt das Modul eine Information über die erreichte numerische Genauigkeit des Algorithmus an. Unphysikalische Lösungen sind dadurch leicht auszuschließen. Außerdem wurde die Information benutzt, um das Optimum zwischen der Rechengenauigkeit und der Zahl der verwendeten Gitterzellen zu finden.

Nr.	Theorie f_0 [MHz]	MAFIA f_0 [MHz]	max.Norm $\nabla \cdot \mathbf{E}$	max.Norm $\nabla \cdot \mathbf{B}$	l2 - Norm $\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E})$	numerische Genauigkeit
1	604.483	603.579	1.6E-06	8.0E-08	6.2E-05	2.0E-04
2	657.880	657.005	1.6E-06	9.3E-08	5.3E-05	2.0E-04
3	738.343	737.468	1.4E-06	1.7E-07	4.4E-05	1.8E-04
4	765.005	767.095	2.7E-06	1.4E-07	1.1E-04	3.1E-04
5	779.552	781.641	3.4E-06	1.8E-07	3.4E-05	2.2E-04
6	821.650	823.622	3.2E-06	1.2E-07	6.0E-05	3.0E-04
7	838.112	837.109	9.2E-07	2.0E-07	2.3E-05	9.0E-05
8	887.385	889.137	7.3E-06	1.5E-07	3.1E-05	1.8E-04
9	961.132	949.865	2.2E-06	1.3E-07	3.0E-05	8.1E-05
10	971.975	973.413	6.1E-06	1.3E-07	3.4E-05	2.0E-04

Tab. 4.1: Ausgabe des Moduls E320 : Zur Kontrolle der Genauigkeit wird jede Lösung in die Maxwellgleichungen eingesetzt und die Maximumsnorm bzw. l2 - Norm ausgegeben. Außerdem erhält man zusätzlich noch eine Information über die erreichte numerische Genauigkeit.

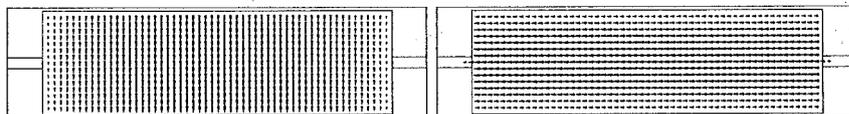


Abb. 4.7: E - Feldverteilungen der $TE_{1,1,1}$ Eigenmode (links) und der $TM_{0,1,0}$ (rechts).

Für die mit dem Eigenwertlöser E320 berechneten Moden kann man mit Hilfe des MAFIA - Postprozessors P320 aus den E - und B - Feldern für jede Eigenmode die

Für die Abschirmungen nach Abb.4.1 wurden ebenfalls Simulationen im Frequenzbereich durchgeführt. Durch das Einfügen der Abschirmung hat man in der Nähe der Mittelachse die zusätzliche Randbedingung $E \perp$ Leiteroberfläche. Damit sind die reinen TM - Moden praktisch kurzgeschlossen. Die TE - Moden der leeren Kavität sind noch vorhanden, jedoch in der Frequenz verstimmt. Zusätzlich sind stehende Wellen auf der jeweiligen Abschirmung mit den Frequenzen $f = 2nL/c = n \cdot 150 \text{ MHz}$ $n = 1,2,3,\dots$ zu beobachten. Die Abb. 4.8 zeigt zwei Beispiele solcher Stehwellen. Aufgrund der Randbedingung $E \perp$ Oberfläche spielen diese Stehwellen in Bezug auf die Shuntimpedanz keine Rolle. In der Tabelle 4.4 sind für die drei Abschirmungen die Ergebnisse der MAFIA - Rechnungen zusammengefasst.

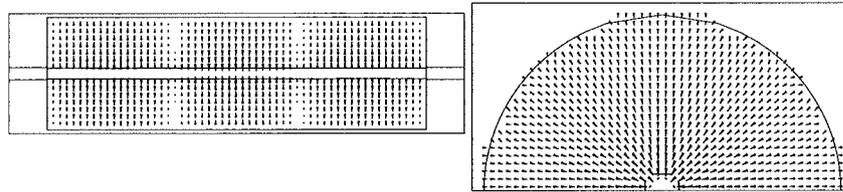


Abb. 4.8: Beispiel einer stehenden Welle bei 450 MHz, wie sie bei einer Abschirmung mit 4 Stahlstreifen auftritt. Links ist das E - Feld im Längsschnitt und rechts im Querschnitt (Mitte der Kavität) gezeigt.

Abschirmung	Q	$k_{z,n}[V/C]$	$R_s [\Omega]$
keine	≈ 40000	$5.0 \cdot 10^{10}$	$\approx 2 \cdot 10^{10}$
Rohr	≈ 35000	$7.0 \cdot 10^8$	≈ 5000
12 Drähte	≈ 40000	$2.0 \cdot 10^8$	≈ 3000
4 Streifen	≈ 30000	$1.0 \cdot 10^7$	≈ 200

Tab. 4.4: Vergleich der MAFIA - Ergebnisse für die Abschirmungen aus Abb. 4.1.

Zur Messung der Resonatorgüten wird ein Signal mit bekannter Leistung kapazitiv oder induktiv in den Resonator eingekoppelt und die Frequenz variiert. Mit einer zweiten Antenne wird die Resonanz vermessen. Aus dem Vergleich zwischen dem Sender- und Empfängersignal wird die Halbwertsbreite der Resonanz gemessen und nach (2.20) die Güte bestimmt. Je nach Meßgerät sind folgende Verfahren möglich.

- Bestimmung der Halbwertsbreite der Resonanz aus der Reduktion des Empfänger-Signals um $3dB$
- Messung der Phasenverschiebung $+\pi/2$ und $-\pi/2$ zwischen Sender- und Empfängersignal

Zur Messung der Resonatorgüten ist der verwendete Netzwerk - Analysator mit einer Funktion ausgestattet, mit der man die $3dB$ - Halbwertsbreite ermitteln kann. In der Tabelle 4.5 sind exemplarisch die gemessenen und die theoretischen Güten der $TE_{1,1,1}$ und $TM_{0,1,0}$ verglichen.

Mode	Messung	Theorie
$TE_{1,1,1}$	≈ 8000	31400
$TM_{0,1,0}$	≈ 15000	46583

Tab. 4.5: Vergleich der gemessenen und theoretischen Resonatorgüten Q der beiden Eigenmoden $TE_{1,1,1}$ und $TM_{0,1,0}$.

Für die Abweichung der experimentell bestimmten Güten gibt es mehrere Gründe. Es ist bekannt, daß neben der Leitfähigkeit der Resonatorwände die Qualität der Oberflächen einen wesentlichen Einfluß auf die Resonatorgüten hat. Aus diesem Grund sind beispielsweise die Oberflächen von normalleitenden Beschleunigerkavitäten mit Kupfer beschichtet und feinstpoliert.

Wie sich während der Messung herausstellte ist die Bauweise für eine zusätzliche Verschlechterung der Güten verantwortlich. So ist die Mantelfläche der Testkavität aus Aluminiumblech mit 3 mm Wandstärke gefertigt und mit den beiden Seitenteilen verschraubt. Aufgrund der Fertigungstoleranzen liegt die Mantelfläche nicht gleichmäßig auf den Seitenteilen auf. Daher ist kein optimaler Kontakt gewährleistet. Aus der elliptischen Deformation resultiert eine Aufspaltung, die vor allem bei den TE - Moden stark ausgeprägt ist.

Zusätzlich verursachen die eingebauten Schleifenantennen eine Störung, wodurch sich die Frequenz um einen kleinen Betrag verschiebt. Durch die Ankopplung der Antennen wird die Güte zusätzlich herabgesetzt.

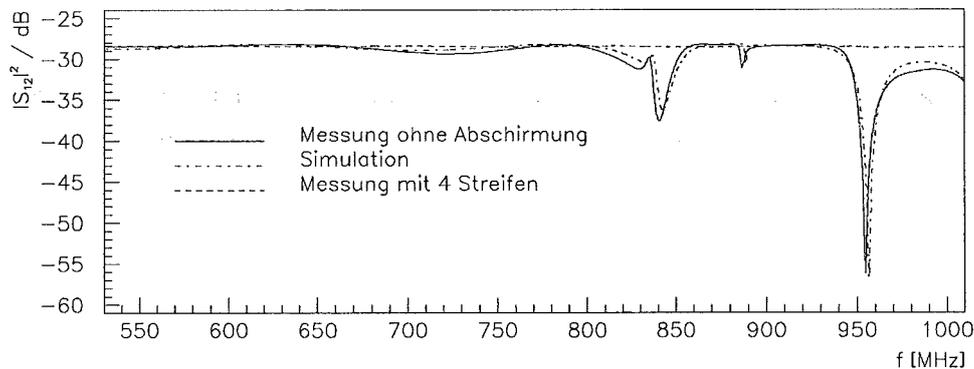


Abb. 4.11: Das Bild zeigt das Absolutquadrat des Streuparameters S_{12} im Frequenzbereich von 530 MHz - 1010 MHz. Die durchgezogene Linie ist die Messung der leeren Kavität, wobei das Ergebnis einer Simulation des Streuparameters S_{12} durch die strichpunktierte Linie wiedergegeben ist [37]. Zusätzlich ist noch das Meßergebnis mit eingebauter Streifenabschirmung nach Abb.4.1 eingezeichnet.

Grundsätzlich werden die TE - Moden des Zylinderresonators bei der Drahtmethode nicht berücksichtigt. Auf die Messung der longitudinalen Impedanz haben diese Moden durch die vernachlässigbaren E_Z - Komponenten keinen Einfluß. Die TM - Moden sind bei der Drahtmethode zu größeren Frequenzen verschoben, wobei die Verschiebung vom Durchmesser des Drahtes abhängig ist, da der Draht die Randbedingungen auf der Mittelachse der Kavität verändert. Die TM -Moden werden durch den Draht praktisch kurzgeschlossen und damit stark unterdrückt.

Für die zylindrische Kavität inklusive Draht gibt es Simulationsrechnungen des Streuparameters S_{12} ohne ohmsche Verluste, die zeigen, daß die Lage einer Resonanz vom Drahtdurchmesser abhängig ist und sich mit abnehmendem Durchmesser dem theoretischen Wert der Eigenfrequenz nähert [38].

In der Abb.4.12 ist das Resultat dieser Simulation gezeigt. Man erkennt deutlich die Frequenzverschiebung der Resonanzen in Abhängigkeit vom Drahtdurchmesser. Auffällig ist, daß sich die Halbwertsbreiten der Resonanzen bei größer werdendem Durchmesser erheblich verbreitern.

Bei einem Durchmesser von 100 μm ist die Abfolge der einzelnen Resonanzen am deutlichsten zu erkennen. Es bleibt aber trotz dieses kleinen und praktisch nicht zu realisierenden Durchmessers noch eine Verschiebung um etwa 20 MHz bestehen.

Die longitudinale Impedanz $Z_{||}$ wird nach der Formel (2.53) berechnet, ihr Realteil ist in Abb.4.13 gezeigt.

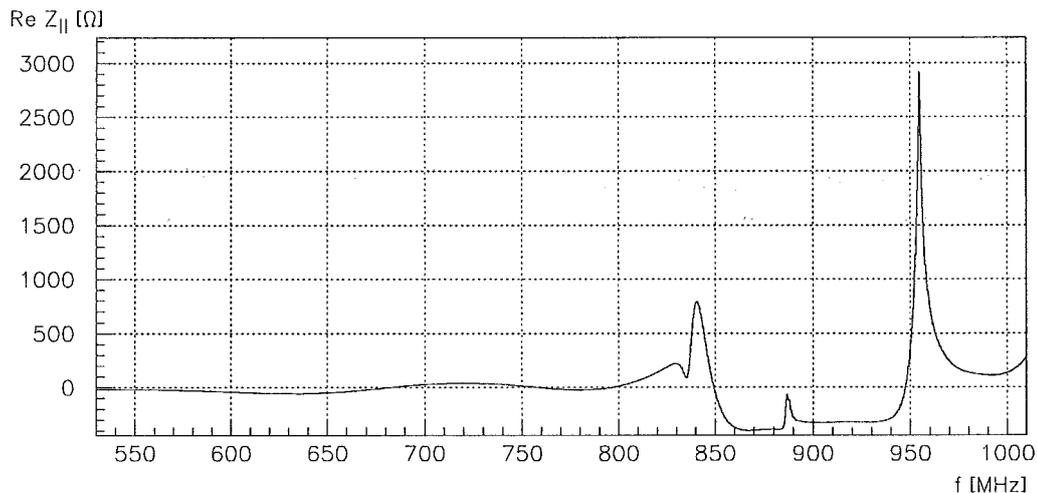


Abb. 4.13: Der Realteil der longitudinalen Impedanz $Z_{||}$, ausgewertet nach Formel (2.53) zeigt im Vergleich mit den Werten aus Tabelle 4.3 zu kleine Werte. Außerdem gibt es Bereiche in denen negative Beträge auftreten.

Wie zu erwarten, schlägt sich der oben beschriebene Verschiebungseffekt auch auf die Berechnung der Impedanz nieder. Im Vergleich zu den TM - Moden der leeren Kavität (Tabelle 4.3) sind die mit der Drahtmethode bestimmten Werte um einen Faktor 1000 zu klein. Warum nun bei der Auswertung der Formel negative Werte bei der Impedanz auftreten und die mit der Drahtmethode bestimmten Impedanzen eine große Abweichung von den theoretischen Werten zeigen, ist bis jetzt noch ungeklärt.

4.4 Diskussion

In diesem Kapitel konnten anhand des einfachen Beispiels eines zylindrischen Hohlraumresonators erste Erfahrungen mit dem Simulationsprogramm MAFIA im Zeitbereich und Frequenzbereich gewonnen werden. Bei der Umsetzung der Wakefieldtheorie und der Berechnung der Shuntimpedanzen konnte man die auch am Vertextankmodell benutzten MAFIA - Makros auf ihre Zuverlässigkeit testen. Außerdem hat man erste Erkenntnisse über verschiedene Möglichkeiten gewonnen, die von einem Teilchenpaket erzeugten Wakefields mit möglichst wenig Material abzuschirmen.

Die Simulationen im Zeitbereich zeigen, daß sich der totale Verlustparameter und damit auch die Verlustleistung mit einfachen Mitteln drastisch reduzieren lassen. Bei der Simulation im Zeitbereich zeigt sich für ein dünnwandiges Rohr mit Löchern im Vergleich zu einer Abschirmung mit Drähten oder dünnen Metallstreifen eine schlechtere Abschirmwirkung (Abb. 4.4, Tab. 4.4).

5 Untersuchungen am Modell des Vertexdetektors

In diesem Kapitel wird das Modell ohne Abschirmung sowie verschiedene Möglichkeiten einer massearmen Hochfrequenz - Abschirmung diskutiert. Dazu werden Ergebnisse aus MAFIA Simulationen im Frequenz- und Zeitbereich eines 1 : 2 Modells gezeigt, welches am Max - Planck - Institut für Kernphysik in Heidelberg zur Untersuchung der Hochfrequenz - Eigenschaften gebaut wurde.

Die Stärke der Wechselwirkung des Strahls mit dem Testtank wird durch die Shuntimpedanz R_S und den Verlustparameter $k_{||}$ charakterisiert.

Anschließend werden wie beim Zylinderresonator Ergebnisse aus Impedanzmessungen mit der koaxialen Drahtmethode nach Vaccaro gezeigt und mit den Ergebnissen der Simulation verglichen.

5.1 Geometrie des Modells und Diskretisierung

Der Originaltank des Vertexdetektors besteht aus Edelstahl und bildet als direkte Fortsetzung der Strahlrohrs eine Kavität mit einer Gesamtlänge von 2.6 m. Der Durchmesser des zylindrischen Teils beträgt ca. 0.5 m bzw. 1.0 m am Ende des kegelförmigen Teils.

In der Abb. 5.1 ist ein Schnitt durch das 1 : 2 Aluminium - Modell des Vertexdetektors dargestellt. Aus praktischen Gründen hat man bei der Herstellung auf einige Details verzichtet:

- Das nach innen gewölbte Austrittsfenster ist im Modell eben gestaltet.
- Die Targetgabeln und Drähte sind nicht an der vorgesehenen Stelle eingebaut.
- Der Targetkäfig ist zylindrisch gefertigt.
- Die Detektormodule sind vereinfacht.
- Die Membranbälge sind durch einfache Zylinder angenähert.
- Alle Pumpflansche sind mit einfachen Deckeln abgeschlossen.

5.2 Der Vertextank ohne HF - Abschirmung

In der Abb. 5.2 sind vier Momentaufnahmen einer Simulation im Zeitbereich zu sehen. Ein Protonpaket durchquert den Vertextank ohne Abschirmung. Die Erzeugung von Streufeldern ist deutlich zu beobachten. Die Felder und bleiben auch erhalten nachdem des Paket den Tank verlassen hat.

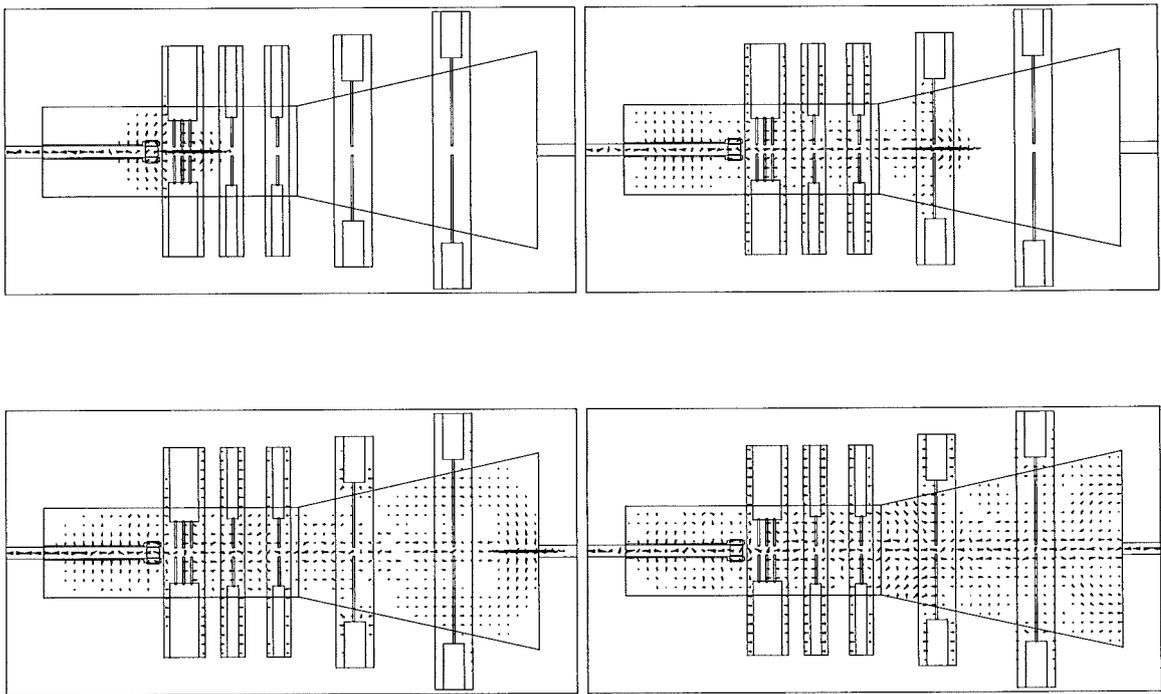


Abb. 5.2: T3320 Simulation eines Protonpaketes ($\sigma = 7.5 \text{ cm}$) im Zeitbereich, das durch das Modell des Vertextanks mit einer Strahlenergie von 820 GeV läuft. Die Bilder zeigen das E -Feld zu vier verschiedenen Zeitpunkten nach dem Eintritt des Teilchenpaketes in den Vertextank (2.1 ns , 3.6 ns , 5.0 ns , 5.7 ns). Zusätzlich ist die Position des Paketes eingezeichnet.

Um die Auswirkungen der im Vertextank entstehenden Wakefields auf den Protonstrahl zu untersuchen, bzw. die Hochfrequenzeigenschaften des Vertextanks besser zu verstehen, wurden wie beim Zylinderresonator Simulationen im Zeitbereich und im Frequenzbereich durchgeführt.

Die Rechnungen im Zeitbereich erfolgten mit dem Modul T3320. In der Tabelle 5.1 ist der Kickparameter k_{\perp} , der Verlustparameter k_{\parallel} sowie die Verlustleistung P für den Fall angegeben, wenn der Strahl durch die Mittelachse bzw. mit einer Abweichung von 3.5 mm durch den Tank läuft.

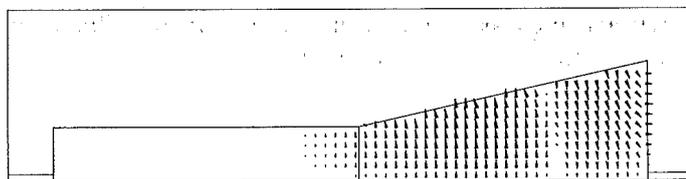


Abb. 5.3: Das Bild zeigt die E - Feldverteilung der Eigenmode Nr.5 aus Tabelle 5.2 im vereinfachten Modell, das aus dem zylindrischen und kegelförmigen Teil aufgebaut ist.

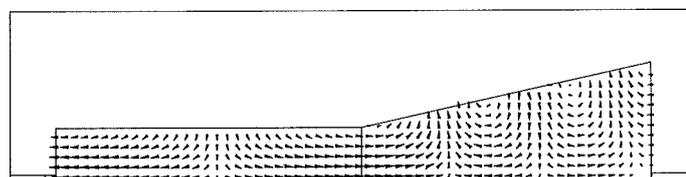


Abb. 5.4: Das Bild zeigt die E - Feldverteilung der Eigenmode Nr.7 aus Tabelle 5.2 im vereinfachten Modell, das aus dem zylindrischen und kegelförmigen Teil aufgebaut ist.

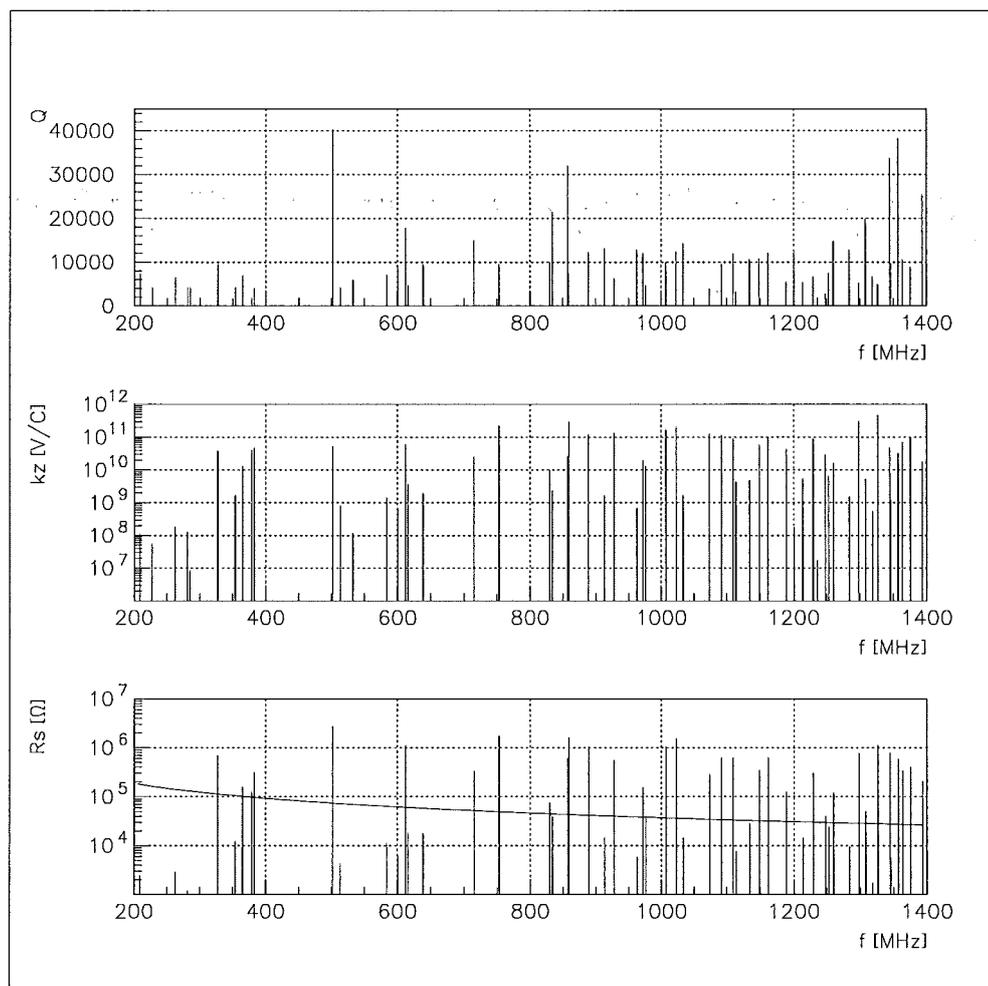


Abb. 5.5: Ergebnisse einer E320 Simulation des 1 : 2 Modells (Abb.5.1) ohne Abschirmung. Es sind die Resonatorgüten, Verlustfaktoren und Shuntimpedanzen der ersten 60 Eigenmoden eingetragen. Zusätzlich ist noch nach (5.2) die Grenze der erlaubten Impedanz eingezeichnet.

Shuntimpedanzen aufgetragen. Die Grundmode der einfachen Geometrie bei ungefähr 502 MHz ist in dem Modenspektrum immer noch deutlich zu erkennen und ergibt ebenfalls einen großen Beitrag zur Impedanz. In Abb. 5.6 ist im y - z Schnitt (oben) die Verteilung des E - Feldes und im x - y Schnitt (unten) das B - Feld dieser Eigenmode mit einer Shuntimpedanz von 2.7 MΩ eingezeichnet. Zum Vergleich befindet sich im Anhang A eine Zusammenstellung der Shuntimpedanzen und Verlustfaktoren der 208 MHz - Kavitäten.

5.4 Der Vertextank mit HF - Abschirmungen

5.4.1 Rohrabschirmung

Die einfachste Realisierung einer HF - Abschirmung besteht in der Fortführung des Strahlrohres durch den Vertextank.

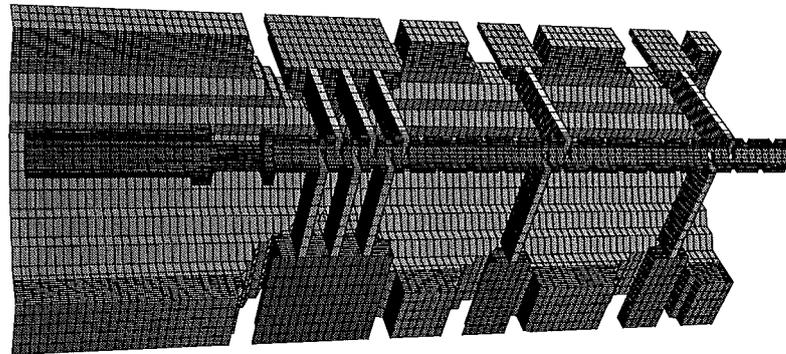
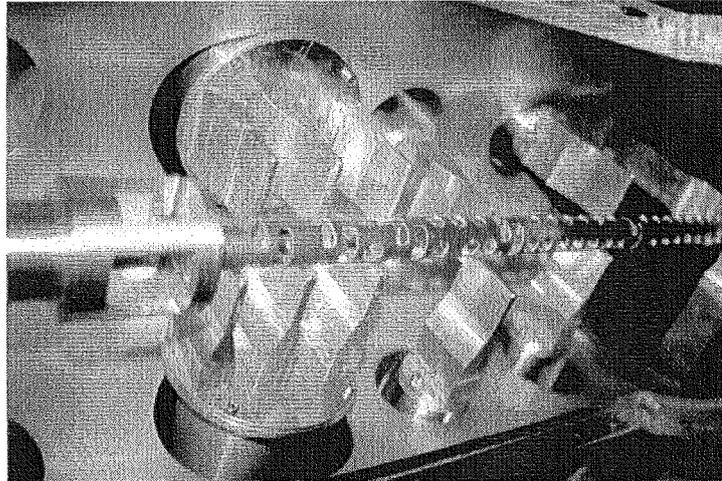


Abb. 5.7: oben: Blick in den geöffneten Teil des Modelltanks. Zu sehen ist die massive Fortführung des Strahlrohres bis zum Targetkäfing. Hier geht das Strahlrohr in ein dünneres Abschirmrohr über, das mit Entlüftungsbohrungen und Schlitzfenstern für die Detektormodule versehen ist. unten: Das Bild zeigt im wesentlichen den gleichen Ausschnitt wie oben, nun im diskretisierten MAFIA - Modell. Um Rechenzeit zu sparen und den Fehler der Numerik zu minimieren, wurde bei der Rechnung nur eine Viertelstruktur benutzt.

In der Abb. 5.8 sind die Güten, Verlustfaktoren und Shuntimpedanzen im Frequenzbereich zwischen 100MHz und 1000MHz aufgezeichnet. Im Vergleich zum Vertextank ohne Abschirmung ist eine Reduktion der Werte um einen Faktor 10 - 100 zu erkennen. Einige Resonanzen zeichnen sich jedoch durch große Shuntimpedanzen aus. Aus der Analyse der Feldverteilungen (5.9) und der jeweiligen Verlustparameter kann man folgern, daß ein stärker Durchgriff des Feldes an den vielen Rohröffnungen und an den Detektormodulen vorhanden ist.

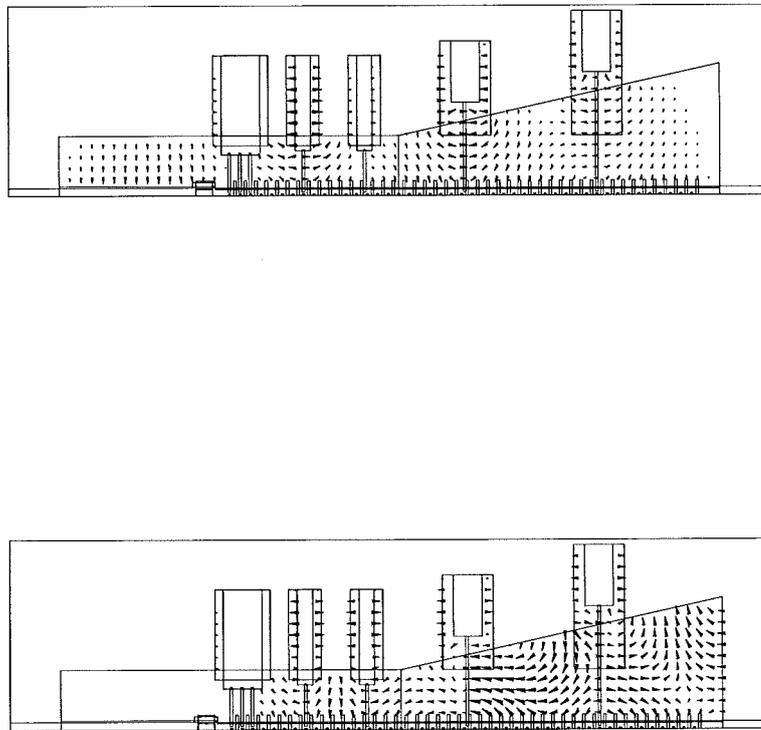


Abb. 5.9: E - Feldverteilungen von zwei Eigenmoden, die bei der Rohrabschirmung auftreten. Im oberen Bild ist eine Resonanz bei 200MHz gezeigt $R_S < 1\ \Omega$. Dagegen hat die stärkste Resonanz bei 624MHz im unteren Bild eine Shuntimpedanz $R_S = 11\ \text{k}\Omega$.

verwendet. Ansonsten besteht noch die Möglichkeit, Drähte als massive Stangen mit quadratischem Querschnitt bis zu einer Kantenlänge von 1 mm vernünftig zu diskretisieren. Es sind auf diese Weise nur Drahtdurchmesser bis etwa 1 mm zu modellieren, da der Größenunterschied der Gitterzellen bei einer Gesamtzahl von 650000 Zellen die Numerik verschlechtert. Um die Vertrauenswürdigkeit des Eigenwertlösers E320 bei der Modellierung der Drähte zu testen, ist in Abb. 5.11 die Abhängigkeit der berechneten Shuntimpedanzen vom jeweiligen Querschnitt der Drähte und für die eindimensionalen Filamente gezeigt. Deutlich erkennt man die jeweilige Verstimmung der Eigenfrequenz, wobei die Shuntimpedanz mit abnehmendem Durchmesser zunimmt.

Damit läßt sich folgern, daß bei der Modellierung der Drähte als massive Stangen mit 1 mm Durchmesser die Abschirmwirkung im Hinblick auf die im Original angestrebten Drahtdicken von $< 0.1\text{ mm}$ zu optimistisch dargestellt wird.

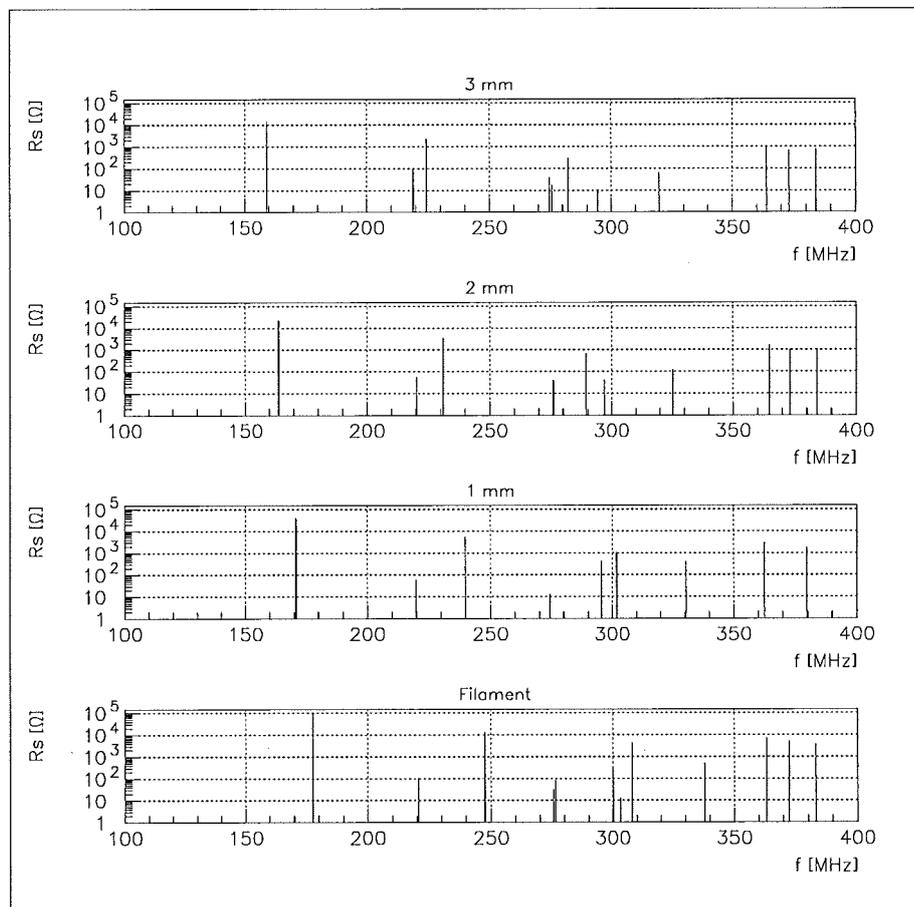


Abb. 5.11: Abhängigkeit der Shuntimpedanz R_s für eine aus 4 Drähten bestehende HF - Abschirmung (Abb. 5.12) vom Durchmesser der Drähte. Zum Vergleich sind auch die Shuntimpedanzen für eine aus 4 Filamenten bestehende Abschirmung gezeigt.

Die Analyse der Feldverteilungen zeigt, daß die größten Beiträge zur Shuntimpedanz jeweils an den Detektormodulen entstehen. Dazu ist für die Abschirmung 4 in Abb. 5.13 die E_z - Komponente in der Targetregion gezeigt. Die Resonanz hat eine Frequenz von 642 MHz und eine Shuntimpedanz von 10800 Ω .

Außerdem bilden sich neue Resonanzen aus, die stark an den Drähten lokalisiert sind und stehende Wellen bilden, analog wie bei einer kurzgeschlossenen Lecherleitung. In Abb. 4.8 ist für die Abschirmung 4 aus Tabelle 5.4 die E - Feld Verteilung einer solchen Stehwelle bei einer Frequenz von 298 MHz gezeigt.

Diese Resonanzen haben eher den Charakter einer TEM - Mode und zeichnen sich durch einen kleinen Verlustfaktor und eine vernachlässigbare Shuntimpedanz aus. Außerdem haben alle Stehwellen eine Güte über 20000.

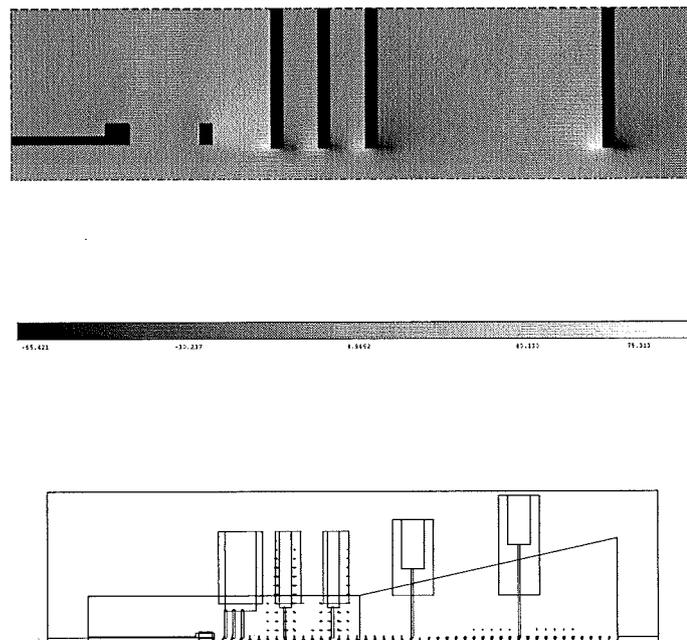


Abb. 5.13: oben: Die Graustufen zeigen die Größe der E_z - Komponente einer Resonanz bei 642 MHz im Bereich der Targetregion. Schwarz bedeutet eine große negative Feldstärke, weiß hingegen eine große positive Feldstärke. unten: Die E - Feldverteilung einer Stehwelle bei einer Frequenz von 298 MHz. Charakteristisch für diese Resonanz ist eine Güte über ≈ 20000 und eine vernachlässigbare Shuntimpedanz.

Mit dem Gittergenerator M320 von MAFIA besteht die Möglichkeit, analog zu den Filamenten, Flächen mit definierter Leitfähigkeit und vernachlässigbarer Materialdicke zu modellieren. Der Skin - Effekt wird bei den Berechnungen nicht berücksichtigt.

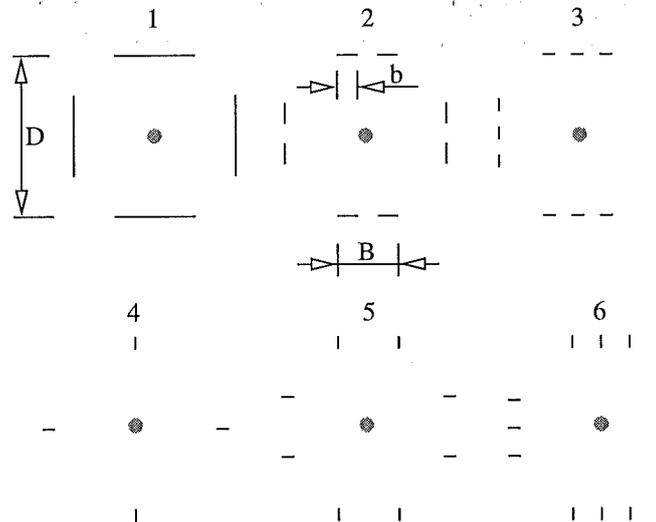


Abb. 5.15: Zusammenstellung der untersuchten Streifenabschirmungen. Der Protonenstrahl verläuft senkrecht zur Bildebene.

Nr.	D [mm]	b [mm]	B [mm]	k_z [V/C]	R_S [k Ω]	$k_{ }$ [V/C]	P [W]
1	28	14	14	$1 \cdot 10^8$	0.2 - 0.1	$4.9 \cdot 10^7$	0.03
	28	7	7	$4 \cdot 10^8$	3 - 1	$7.3 \cdot 10^8$	0.41
	28	3.5	3.5	$1 \cdot 10^9$	7 - 5	$2.5 \cdot 10^9$	1.44
1	28	7	7	$2 \cdot 10^8$	3 - 1	$7.3 \cdot 10^8$	0.42
	21	7	7	$4 \cdot 10^7$	0.5 - 1	$2.7 \cdot 10^8$	0.16
	14	7	7	$1 \cdot 10^7$	0.01	$2.1 \cdot 10^7$	0.01
2	28	1.75	7	$8 \cdot 10^7$	3 - 2	$8.7 \cdot 10^8$	0.50
	21	1.75	7	$5 \cdot 10^7$	1 - 2	$3.6 \cdot 10^8$	0.21
	7	1.75	7	$3 \cdot 10^7$	0.5 - 1	$6.1 \cdot 10^7$	0.04
3	28	1.75	14	$4 \cdot 10^7$	1 - 2	$7.9 \cdot 10^7$	0.05
4	28	1.75	14	$8 \cdot 10^9$	40 - 60	$6.3 \cdot 10^9$	3.62
5	28	1.75	14	$1 \cdot 10^9$	5 - 7	$8.1 \cdot 10^8$	0.47
6	28	1.75	14	$1 \cdot 10^8$	1 - 2	$1.1 \cdot 10^8$	0.06

Tab. 5.5: Ergebnisse des Moduls E320 für die Streifenanordnungen aus Abb. 5.15. In der letzten Spalte ist der totale Verlustparameter $k_{||}$ sowie die Verlustleistung aus der Rechnung mit dem Modul T320 eingetragen.

5.5 Experimenteller Vergleich der Abschirmungen

Im Mai 1996 wurde am INFN Neapel versucht, aus der schon beim Zylinderresonator benutzten koaxialen Drahtmethode die longitudinalen Impedanzen des Modells ohne bzw. mit den HF - Abschirmungen nach Abb. 4.1 experimentell zu bestimmen [43]. In Abb. 5.16 ist das Schema des Meßaufbaus gezeigt. Die Steuerung des Netzwerk - Analysators sowie die Auslese der Meßdaten erfolgte mit einem HP - 3000 Computer. Um die longitudinale Impedanz nach Gleichung 2.53 bestimmen zu können, sind jeweils die Streuparameter des Testtanks S_{12}^{0D} und eines Referenzrohres S_{12}^{0R} mit gleicher Länge ($L = 1483 \text{ mm}$) zu bestimmen. Der Innendurchmesser des Referenzrohres und der Anschlußstutzen des Testtanks ist identisch und beträgt 32 mm .

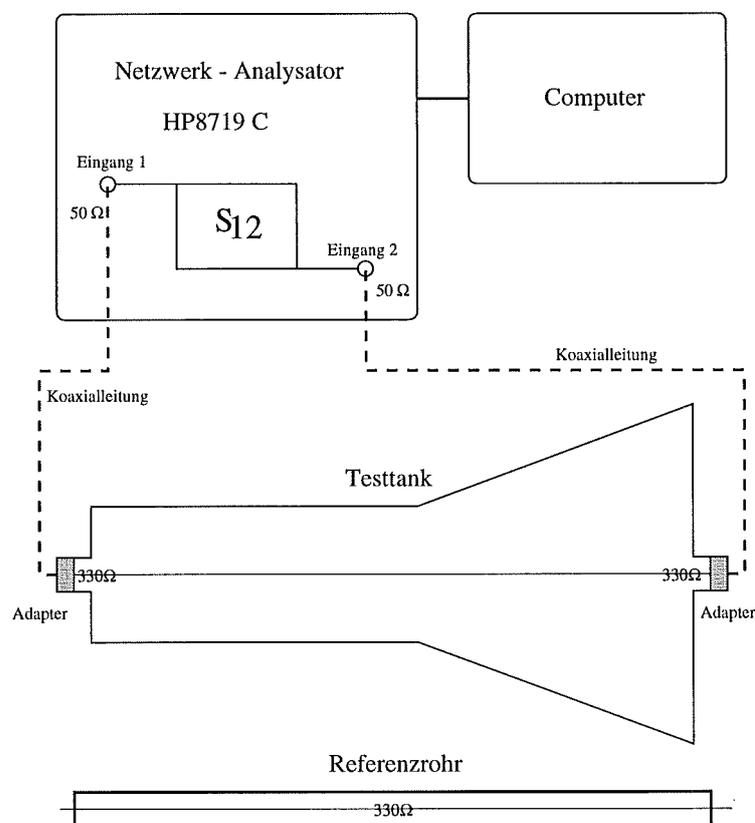


Abb. 5.16: Schematische Darstellung des Meßaufbaus in Neapel. Die beiden Eingänge des Netzwerkanalysators waren mit dem Testtanks bzw. der Referenzleitung verbunden, wobei die 50Ω Impedanz durch eine Anpassungsschaltung (Abb. 4.9) an die Eingangsimpedanz von 330Ω angepaßt ist.

Zur Anpassung an die Standard - Impedanz 50Ω wurden die gleichen Adapter wie bei der zylindrischen Testkavität aus Kapitel 4 benutzt. Der Meßbereich erstreckt sich von $50 \text{ MHz} - 1970 \text{ MHz}$ und deckt somit im Original den Frequenzbereich bis zu 1 GHz ab.

ist als nach MAFIA erwartet. Die weitere Analyse bestätigt die Erfahrungen mit der zylindrischen Testkavität:

- Verschiebung des Frequenzspektrums zu größeren Frequenzen durch den Einfluß des Meßdrahtes. Die Resonanz bei 540 MHz entspricht der von MAFIA gefundenen Resonanz bei 505 MHz.
- Aus MAFIA bekannte Resonanzen mit transversal elektrischem Charakter werden bei der Messung nicht beobachtet. Im Vergleich zu den Simulationen zeigt das Meßergebnis weniger Resonanzen, vor allem im Frequenzbereich bis zu 1 GHz.
- Die Stärken der Resonanzen stehen nicht in Einklang mit den aus der Simulation erwarteten Werten. Die Resonanz bei 505 MHz sollte laut Simulation die größte Impedanz zeigen.

Nach Gleichung (2.53) ergeben sich für den Realteil der longitudinalen Impedanz die in Abb. 5.18 gezeigten Werte. Wie bei der zylindrischen Testkavität, sind die mit der koaxialen Drahtmethode bestimmten Impedanzen etwa um einen Faktor 500 - 1000 kleiner als die in der Simulation berechneten Shuntimpedanzen.

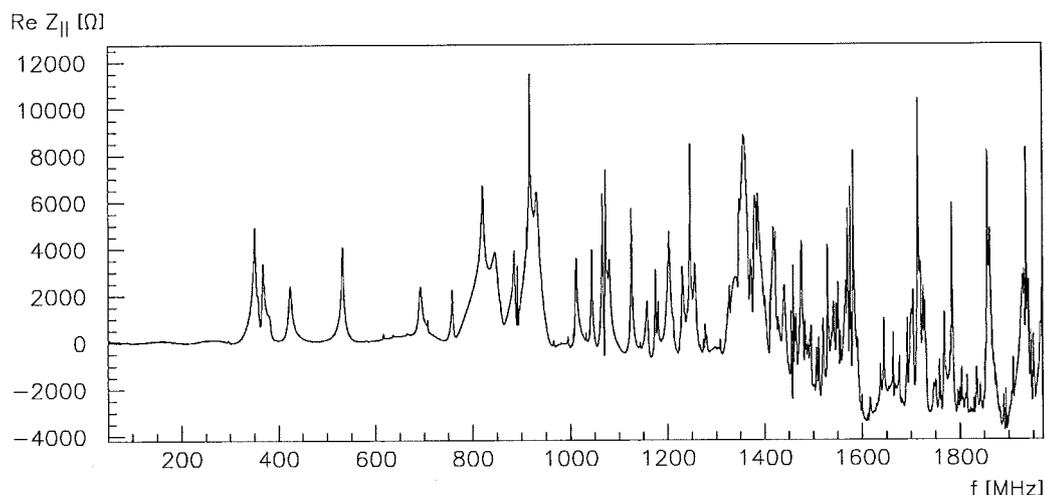


Abb. 5.18: Der Realteil der longitudinalen Impedanz $Z_{||}$ des Testtanks ohne Abschirmung, ausgewertet nach Gleichung (2.53). Aus den Streuparametern S_{12} des Testtanks und der Referenzleitung kann man nach Formel (2.53) die longitudinale Impedanz berechnen.

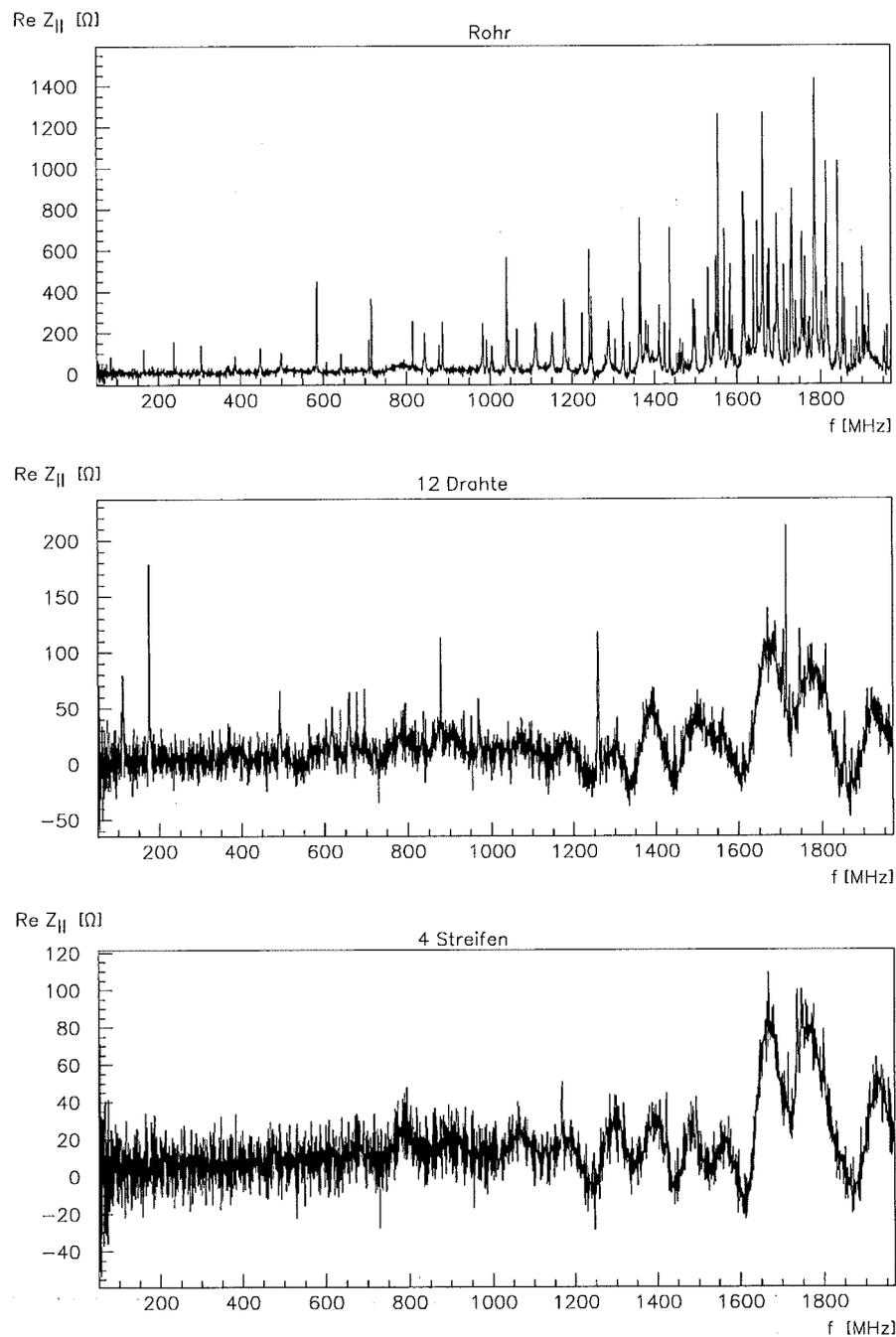


Abb. 5.20: Aus der Formel 2.53 lassen sich die longitudinalen Impedanzen für die Abschirmungen aus Abb. 4.1 berechnen. Zur Auswertung werden die in Abb. 5.19 aufgezeichneten Streuparameter S_{12} benutzt.

In Abb. 5.19 sind die Messergebnisse der Streuparameter S_{12} sowie und in Abb. 5.20 die daraus folgende longitudinale Impedanz für die verschiedenen HF - Abschirmungen dargestellt, die auch bei der zylindrischen Testkavität in Kapitel 4 ausgemessen wurden.

6 HF - Abschirmung im Originalaufbau

In diesem Kapitel werden die Hochfrequenz - Abschirmungen für den Originaltank aus den Jahren 1996 und 1997 vorgestellt. Zwischen den HERA Betriebsperioden 1995 und 1996 hat man den Vertextank erstmalig an seinem endgültigen Standort in der Halle West installiert. Ab diesem Zeitpunkt war der Vakuumtank praktisch ein Bestandteil des HERA - Protonringes mit allen in dieser Arbeit vorgestellten Konsequenzen.

Um einen störungsfreien Betrieb des Beschleunigers zu gewährleisten und die Gefahr einer Erwärmung der Detektorkomponenten zu vermeiden, war es notwendig, bereits zu diesem Zeitpunkt eine Abschirmung einzubauen.

Zunächst wurde ein Aluminiumrohr mit Entlüftungsbohrungen und Öffnungen für die Detektormodule eingebaut. Dieses stellte den effizienten Transport der Spiegelströme und eine ausreichende Abschirmung sicher. Die Wandstärke von 0.15 mm ist jedoch in Bezug auf die Vielfachstreuung äußerst ungünstig. Da nun aber eine weitere Verringerung der Wandstärke die mechanische Stabilität dramatisch verschlechtert, ist die Rohrabschirmung als endgültige Lösung unbrauchbar.

Aufgrund der Simulationsergebnisse bzw. Impedanzmessungen hatte man sich dafür entschieden, für die Betriebsperiode 1997 eine Abschirmung mit vier dünnen Edelstahl - Streifen zu installieren. Wie beim Modelltank werden auch für den Originalaufbau die Hochfrequenz - Eigenschaften anhand von Simulationen im Zeit- und Frequenzbereich diskutiert.

Zur Charakterisierung der beiden verschiedenen Versionen diente zusätzlich eine Messung des Leistungsspektrums der vom HERA Protonstrahl angeregten Resonanzen.

6.1 Simulationen für den Originalaufbau

Wie bei dem Modell des Vertextanks wurden auch beim Original die Hochfrequenz - Eigenschaften durch MAFIA - Simulationen im Zeit- und Frequenzbereich untersucht. In der Abb. 6.1 ist das Rechenmodell ohne Abschirmung zu sehen. In den Betriebsperioden 1996/97 waren zu Testzwecken drei Detektormodule, alle vier Targetmodule und die noch im einzelnen zu besprechende Abschirmung eingebaut.

Um das Optimum zwischen der bestmöglichen Gitterauflösung und der Rechengenauigkeit zu erhalten, mußten auch bei diesem Modell im Hinblick auf die Modellierung einige Kompromisse gemacht werden. So sind beispielsweise die Detektormodule durch einfache Zylinder und Quader repräsentiert und das nach innen gewölbte Austrittsfenster ist nur flach modelliert. Auch die zahlreichen nichtbenutzten Flansche sind in dem Modell nicht berücksichtigt. Die ganze Struktur ist aus ca. 700000 Gitterzellen

von Strahlinstabilitäten unmittelbar nach der Injektion. Außerdem deponiert der Protonstrahl zuviel Energie in den Vakuumtank, was eine unakzeptable Erwärmung der Detektorkomponenten zur Folge hat.

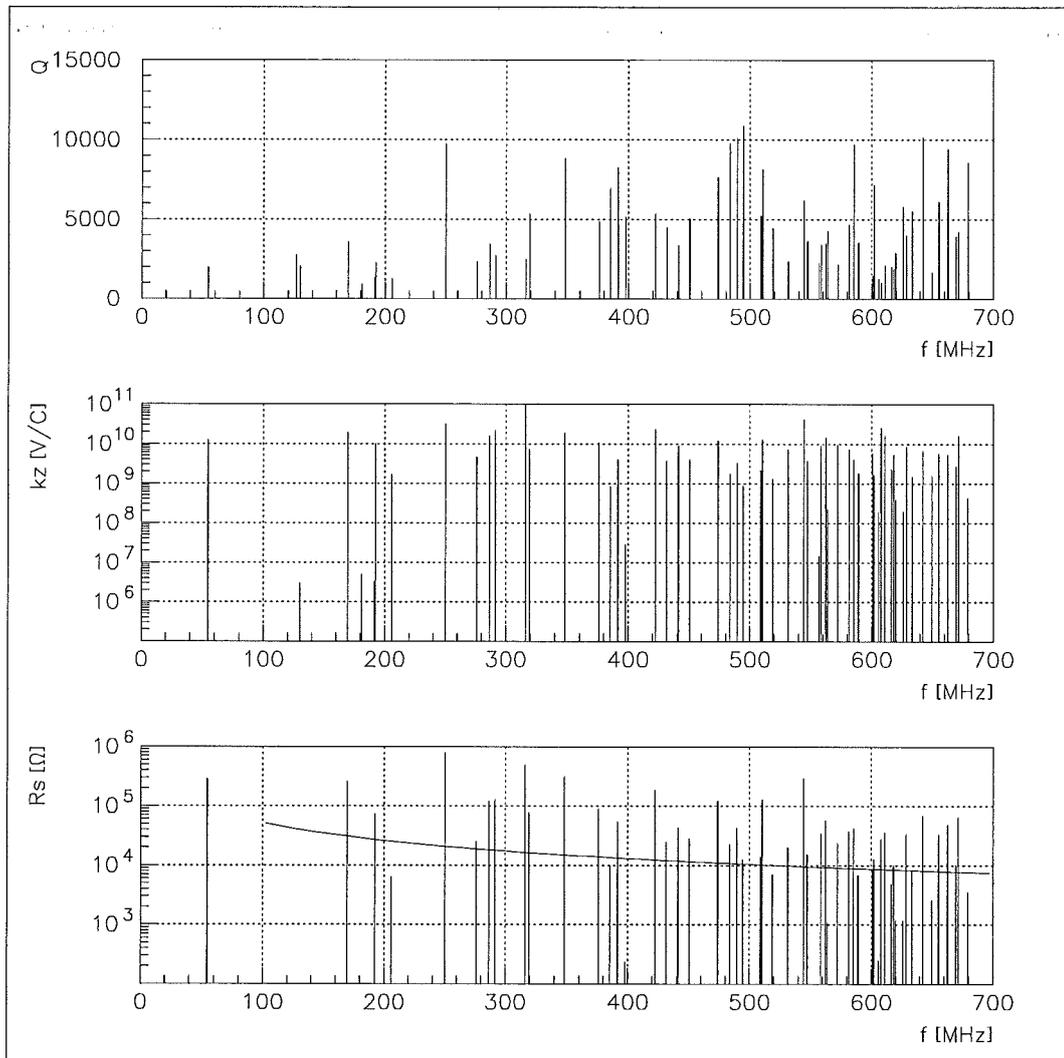


Abb. 6.2: Ergebnisse einer E320 Simulation des Vertextanks ohne Abschirmung. Es sind die Resonatorgüten Q , die Verlustfaktoren k_z , sowie die Shuntimpedanzen R_s der ersten 60 Eigenmoden (Monopolmoden) aufgetragen.

Zwischen dem Abschirmrohr und dem Targetkäfig bzw. dem Austrittsfenster wird der elektrische Kontakt durch spezielle HF - Federn hergestellt, die gleichzeitig das Rohr zentrieren.

Dieses im Jahr 1996 benutzte Aluminiumrohr ist, in Bezug auf die oben gestellten Anforderungen, als endgültige Version nicht akzeptabel.

- Die Wandstärke von $150\ \mu\text{m}$ ist noch zu groß.
- Eine weitere Materialreduktion verschlechtert die mechanische Stabilität.
- Im Endausbau ist ein durchgängiges Rohr an den Detektormodulen nur schwer realisierbar.

In den Simulationen für den Modelltank zeigte die Rohrabschirmung gegenüber der Lösung mit vier Streifen auch eine schlechtere Abschirmwirkung. Als Konsequenz wurde eine neue HF - Abschirmung aus vier Stahlstreifen konstruiert und gebaut. In der Abb. 6.4 ist die Geometrie bzw. in Abb. 6.5 die eingebaute Streifenabschirmung zu sehen.

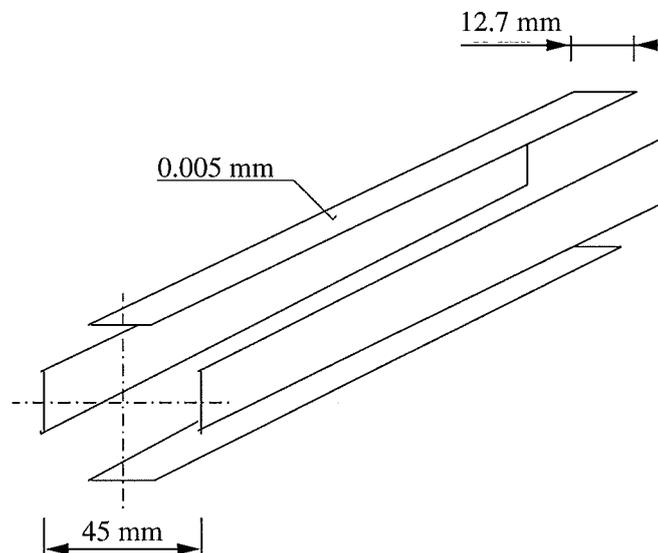


Abb. 6.4: Geometrie der Streifen - Abschirmung im Jahr 1997.

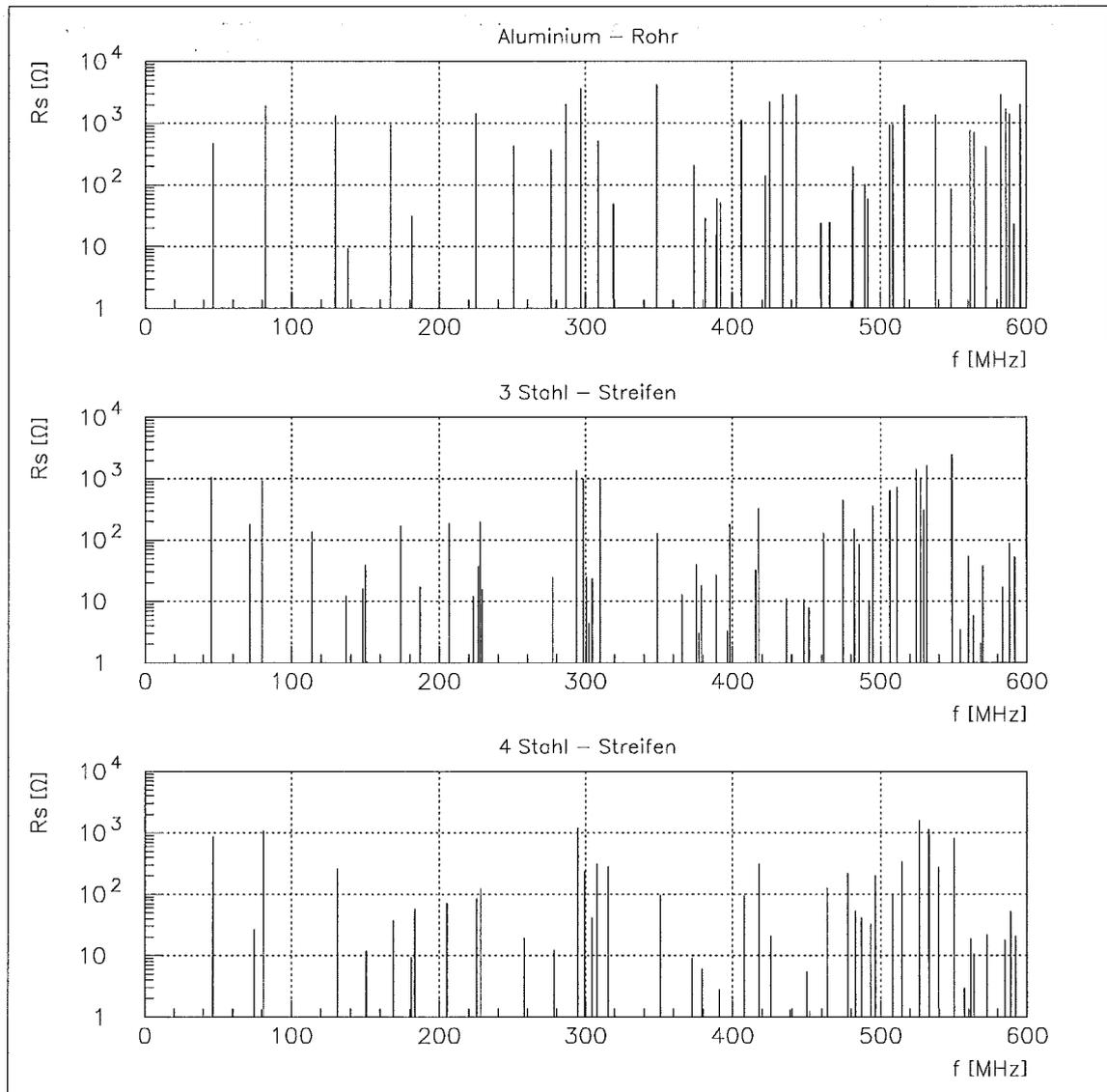


Abb. 6.6: Vergleich der Rohrabschirmung im Jahr 1996 und der Streifenabschirmung im Jahr 1997, bezüglich der Shuntimpedanz aus einer E320 Simulation des Vertextanks im Frequenzbereich. Zusätzlich sind noch die Shuntimpedanzen der Version mit 3 Bändern vom Dezember 1996 gezeigt.

6.2 Hochfrequenzmessungen

6.2.1 Das Leistungsspektrum

Im normalen Luminositätsbetrieb werden derzeit im HERA - Protonring typischerweise 180 Protonpakete bis auf eine Energie von 821 GeV beschleunigt und gespeichert. Die Beschleunigung der Protonen erfolgt durch Resonatoren in den geraden Stücken des Speicherrings unmittelbar vor und nach den vier Experimentierzonen, wobei die reinen Beschleunigerkavitäten auf 52 MHz abgestimmt sind. Außerdem sind im Protonring zusätzliche Kavitäten zur longitudinalen Kompression der Protonpakete installiert, die bei einer Frequenz von 208 MHz betrieben werden. Die beiden Frequenzen bestimmen die Einfüllstruktur der Protonpakete.

Der Abstand der Teilchenpakete entspricht genau 5 HF - Perioden und somit einem Zeitabstand von 96 ns. Es wird in der Regel in drei Zügen zu je 60 Paketen aus dem PETRA - Ring injiziert, wobei nach zehn Paketen ein Platz, und nach je 60 Zügen 5 Plätze leer bleiben. Die Abb. 6.8 zeigt eine idealisierte Füllung.

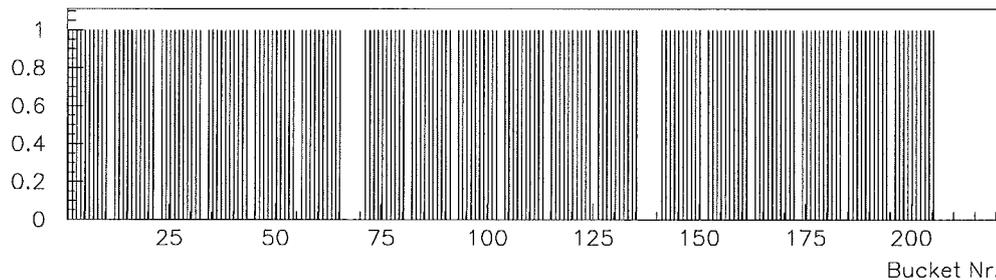


Abb. 6.8: Normierte Intensitäten einer idealen Füllung mit 180 Protonpaketen.

Die Protonen sind in jedem Teilchenpaket näherungsweise gaussförmig, sowohl in longitudinaler als auch in transversaler Richtung verteilt. Die anschließende Darstellung folgt [44]

Für die Zeitabhängigkeit des Strahlstroms eines Paketes gilt mit der Länge σ_t

$$I_0(t) = q_0 \frac{1}{\sigma_t \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{1}{2} \left(\frac{t}{\sigma_t}\right)^2\right), \quad (6.1)$$

wobei die Fourier - Transformierte durch

$$\tilde{I}_0(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} I_0 e^{-i\omega t} dt = \frac{1}{\sigma_\omega \sqrt{2\pi}} q_0 \exp\left(-\frac{1}{2} (\omega \sigma_t)^2\right) \quad (6.2)$$

gegeben ist.

Im oberen Teil der Abb. 6.9 ist nach Gleichung (6.10) das berechnete Leistungsspektrum bis zu 1 GHz zu sehen. Auffallend ist der charakteristische Abfall zu größeren Frequenzen, der von der Länge des Teilchenpaketes abhängig ist. In der Ausschnittsvergrößerung im unteren Teil sind äquidistante Linien mit einem Frequenzabstand, der genau der HERA-Umlauffrequenz von 47.317 kHz entspricht und einer vom Einfüllmodus abhängige Einhüllende zu sehen.

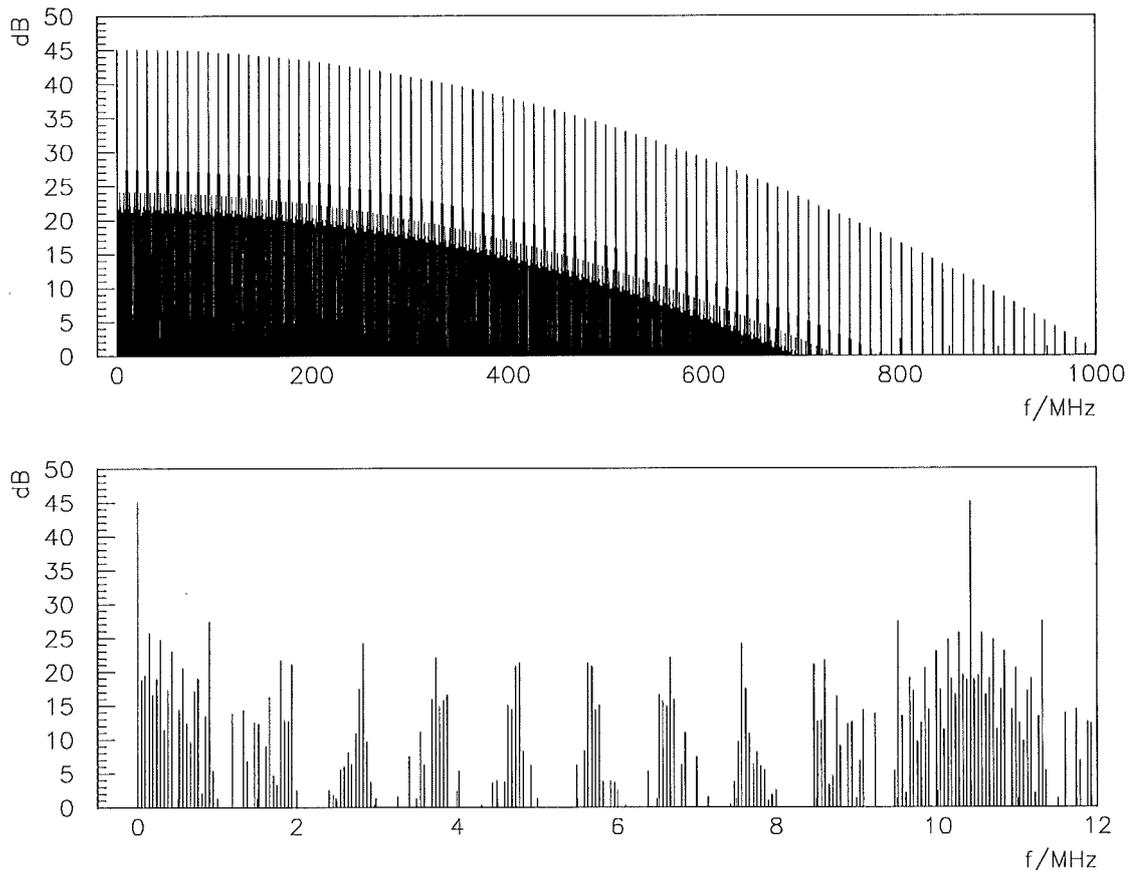


Abb. 6.9: HERA - p Leistungsspektrum der idealisierten 180 Bunch Füllung.

6.2.2 Messungen

Zur Analyse der vom HERA Protonstrahl angeregten Resonanzen und der Abschirm Eigenschaften ist im kegelförmigen Teil des Vertex tanks eine Schleifen - Antenne (Abb. 6.10) eingebaut. Die Antenne ist in eine zylindrische Hülse mit Keramikdeckel eingefaßt und beliebig um die Längsachse drehbar.

Bei den Messungen hat man die Antenne so gedreht, daß die TM - Moden induktiv ankoppeln konnten.

Die Abb. 6.11 zeigt eine Messung des Leistungsspektrums vom November 1996, wobei die oben beschriebene Rohrabschirmung installiert war. Zu diesem Zeitpunkt waren 180 Protonenpakete mit einem Strahlstrom von 65 mA und einer Strahlenergie von 821 GeV gespeichert. Die Länge der umlaufenden Teilchenpakete betrug $\sigma_t = 0.51\text{ ns}$.

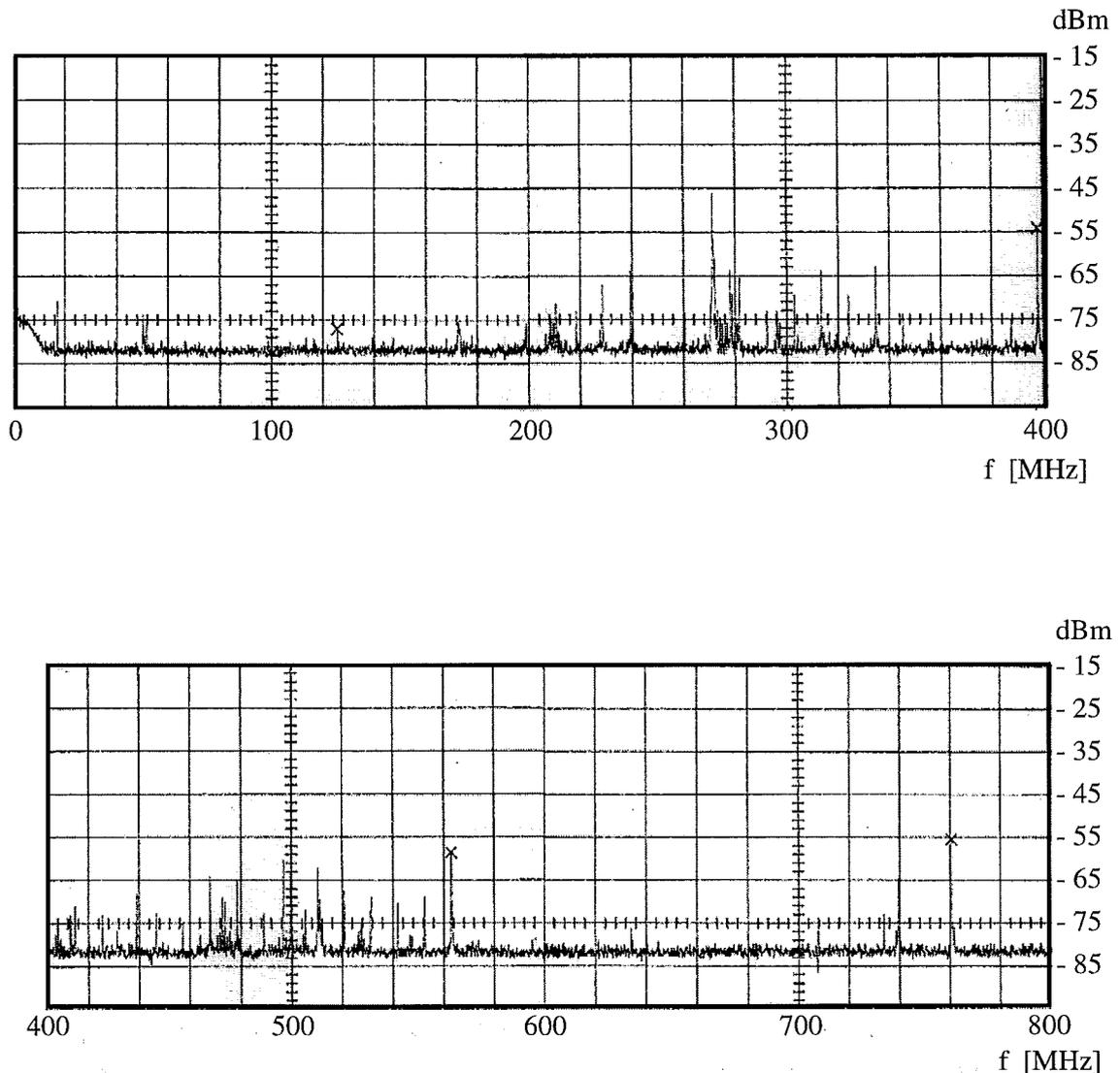


Abb. 6.11: Übersichtsplot des Leistungsspektrums mit der Rohrabschirmung des Jahres 1996. Es ist der Frequenzbereich von 0 MHz bis 400 MHz (oben) und 400 MHz bis 1000 MHz (unten) gezeigt.

Es sind deutlich Resonanzen bei 271 MHz , 395 MHz , 563 MHz und 760 MHz zu erkennen. Die Struktur im Bereich unterhalb von 20 MHz ist als ein vom Strahl unabhängiger Artefakt zu interpretieren.

In Abb. 6.13 ist eine Messung mit 4 Streifen wiedergegeben. Hier waren 50 mA eingefüllt. Die Resonanzen sind vor allem im niederen Frequenzbereich deutlich abgeschwächt.

Auffällig ist aber die Verstärkung der Resonanz bei 322 MHz was einer Wellenlänge von 0.931 m entspricht. Dies ist genau die Hälfte der Gesamtlänge der Streifen bzw. des Abschirmrohres aus dem Jahr 1996.

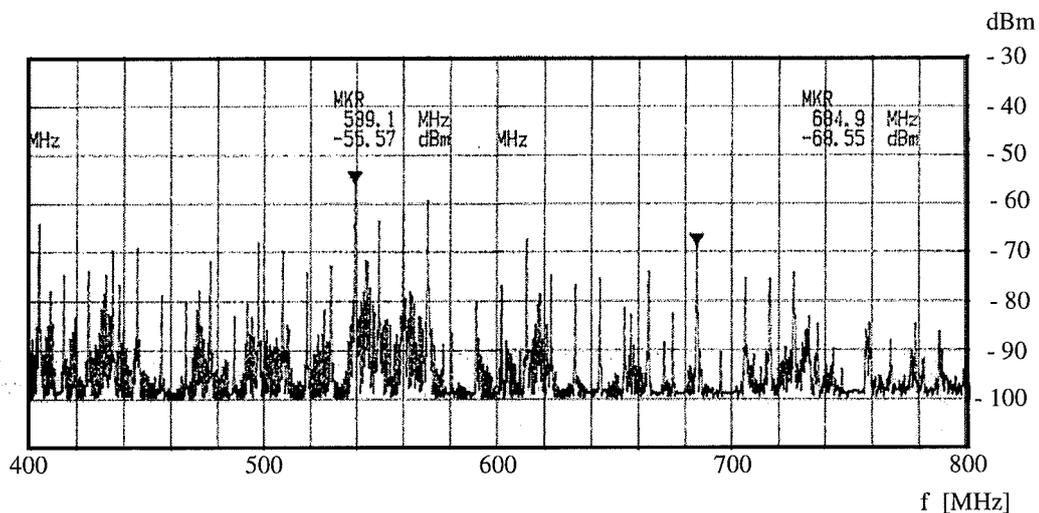
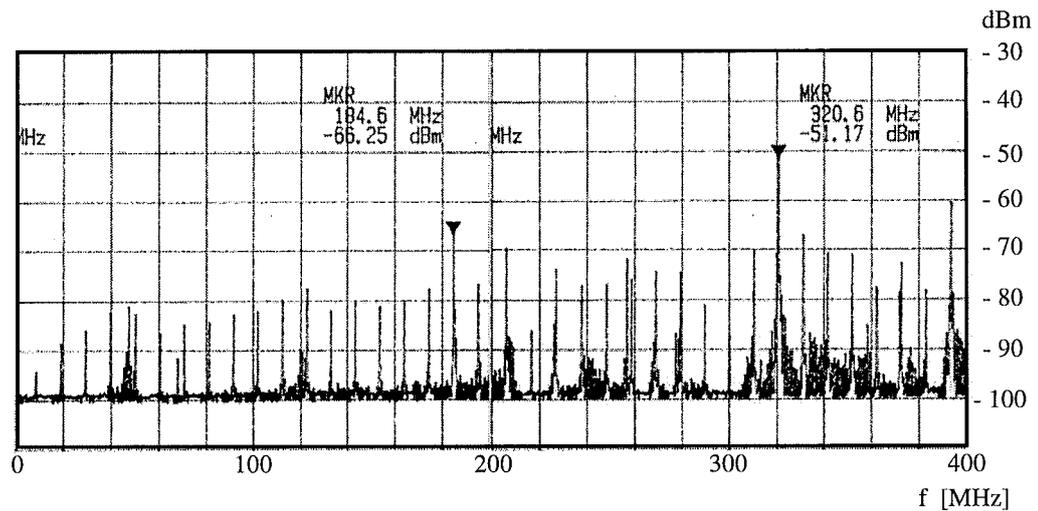


Abb. 6.13: Übersichtsplot des Leistungsspektrums mit der Abschirmung aus 4 Streifen aus nichtrostendem Stahl, entsprechend der (Abb. 6.5). Es ist der Frequenzbereich von 0 MHz bis 400 MHz (oben) und 400 MHz bis 800 MHz (unten) zu sehen.

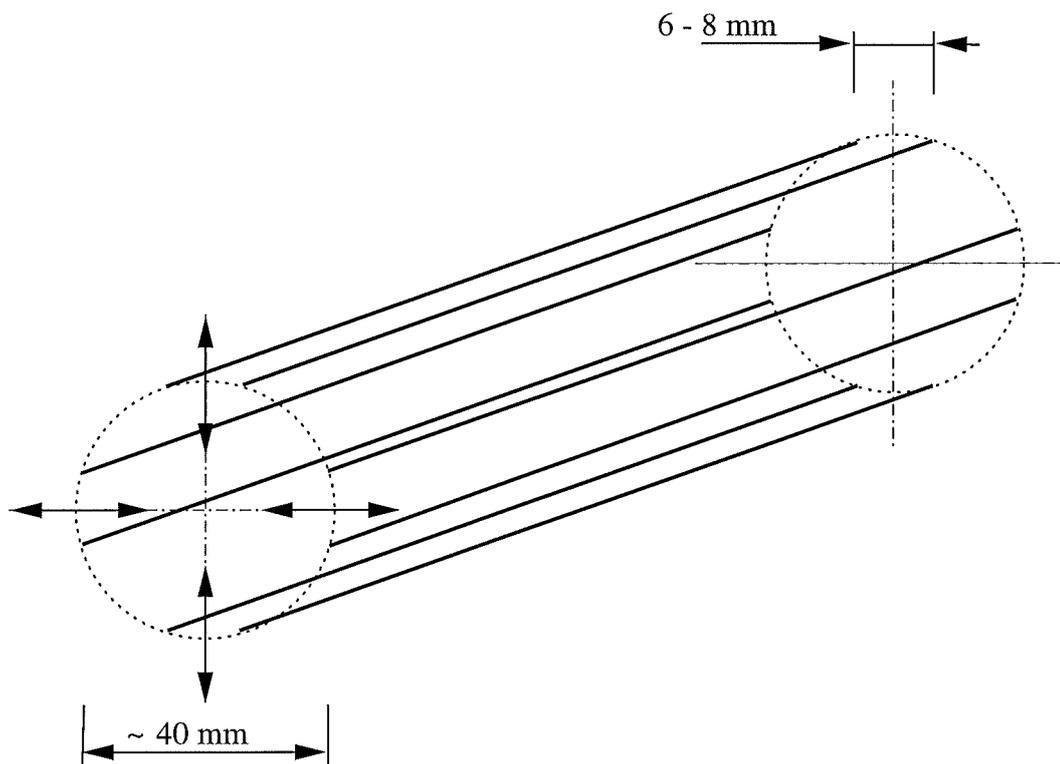


Abb. 6.14: Geometrie der Abschirmung mit 8 Drähten. Die Anordnung der Drähte gewährleistet dabei die radiale Verfahbarkeit.

- Die Geometrie der Drahtanordnung (Abb. 6.14) gewährleistet die radiale Verfahbarkeit.
- Es ist vorgesehen die Drähte am Austrittsfenster federnd zu montieren und im Targetbereich an eine Mechanik zu befestigen, wobei die radiale Positionierung letztendlich passiv mit den Detektormodulen erfolgt.

7 Zusammenfassung

Am Deutschen Elektronen Synchrotron DESY in Hamburg wird zur Zeit das Experiment HERA - *B* zur Untersuchung der *CP* - Verletzung im System der neutralen *B* - Mesonen aufgebaut. Der Vertexdetektor wird mit doppelseitigen Sizium - Streifendetektoren ausgestattet, die in 7 Superlagen längs der Strahlrichtung quadrantweise den Akzeptanzbereich (160 mrad vertikal und 250 mrad horizontal) abdecken. Der Vakuumtank des Vertexdetektors ist ein direkter Bestandteil des HERA - Protonringes. Im Endausbau stellt dessen Struktur für den getakteten Protonstrahl eine recht komplexe Kavität dar. Hauptgegenstand dieser Arbeit ist die Untersuchung der Hochfrequenz - Eigenschaften des Vertextanks sowie dessen Wechselwirkung mit dem Protonstrahl. Innerhalb der Beschleunigerkomponenten und insbesondere im Vertextank erzeugen die 820 GeV Protonpakete Streufelder, auch Wakefields genannt, die mit den Teilchenpaketen in Wechselwirkung treten, wobei dadurch die Qualität des Strahls bzw. der Betrieb des Protonringes durch verstärkte Instabilitäten negativ beeinflußt werden kann und der Strahl Energie in den Vertexdetektor deponiert.

Um akzeptable Bedingungen für den Betrieb des Beschleunigers und des Vertexdetektors zu schaffen muß der Protonstrahl effektiv abgeschirmt werden. Die einfachste Lösung wäre eine Fortführung des Strahlrohres durch den Vertextank. Jedoch sollte innerhalb der Detektorakzeptanz soviel Material wie möglich eingespart werden, um die Auflösung des *B* - Zerfallsvertex durch die Vielfachstreuung und Sekundärreaktionen nicht wesentlich zu verschlechtern. Ziel der Arbeit war es verschiedene Versionen massearmer Hochfrequenz - Abschirmungen zu vergleichen und ein Optimum zwischen Materialreduktion und Abschirmwirkung zu finden. Dazu wurden an einer einfachen zylindrischen Kavität und an einem 1 : 2 Modell des Vertextanks Simulationen mit dem Programmpaket MAFIA und Impedanzmessungen mit der von Vaccaro vorgeschlagenen koaxialen Drahtmethode durchgeführt.

Es wird gezeigt, daß alle untersuchten Abschirmversionen, wie z. B. ein dünnwandiges Aluminiumrohr mit zahlreichen Entlüftungsöffnungen, Stahlbänder in Anordnungen von 4 bis 12 Drähten, den Anforderungen für einen ungestörten Betrieb des Protonringes genügen. So ergibt sich aus der Simulation des Vertextankmodells eine Reduktion der Shuntimpedanzen und des Verlustparameters um einen Faktor ≈ 100 .

Bei der Anwendung der Koaxialen Drahtmethode konnten die Abschirmwirkungen nur qualitativ bestätigt werden. Die nach der Vaccaro - Methode bestimmten Impedanzen der zylindrischen Kavität sind um einen einen Faktor ≈ 1000 kleiner als die berechneten. Bei einem Drahtdurchmesser von $130\text{ }\mu\text{m}$ sind die gemessenen Resonanzen alle zu größeren Frequenzen verschoben. Simulationsrechnungen zeigen, daß der Draht bei der Messung nicht vernachlässigbar ist.

Anhang A Die 208 MHz Kavität

Für die 208 MHz Kavität ist in der Tabelle A.1 die Grundmode (Monopol) und Eigen der Tabelle A.1 aufgelistet. Die Werte sind Resultate einer MAFIA Rechnung [47].

Für den totalen Verlustparameter k_{\parallel} wurde folgender Wert berechnet:

$$k_{\parallel} = 1.15 \cdot 10^{11} V/C. \quad (\text{A.1})$$

Bei einer Abweichung des Strahls um 69 mm hat der Kickparameter k_{\perp} den Wert:

$$k_{\perp} = 1.45 \cdot 10^{12} V/(Cm). \quad (\text{A.2})$$

f [MHz]	k_z [V/nC]	Q	R_s [M Ω]
208.1	107.6	52300	17.22
316.5	19.2	43600	1.68
450.6	8.9	46200	0.58
543.8	12.8	45300	0.67
602.7	19.6	113700	2.35
727.5	3.4	55500	0.16
809.3	30.9	93400	2.27
849.8	0.02	101800	0.001
861.8	0.07	57900	0.003
993.5	12.2	84100	0.657
994.8	8.37	66300	0.355

Tab. A.1: Die Güten, Verlustparameter und Shuntimpedanzen der 208 MHz Kavitäten im Frequenzbereich bis 1 GHz Die Monopolmoden wurden sind mit MAFIA berechnet. In der der Praxis werden die höheren Moden bedämft.

B.2 Berechnung der Eigenmoden

Dieses Makro wird im Modul E320 aufgerufen mit:

```
&resolver mtestcavity 3 0 1e-5 20 20 1
```

und berechnet die ersten 20 Monopolmoden in 3 Iterationen.

```

$----- profe.com 22.07.96 -----
$
$-----
#macro name=resolver action=define collect
$
#general lossy=no
#file name=sys1 action=open status=old type=mafia execute
#boundary
  xboundary=magnetic,electric
  yboundary=electric,electric
  zboundary=electric,electric
#material
  material=0 type=normal epsilon=1 mu=1
  material=1 type=electric
show
#solver
  action=matrix execute
  action=solver iterations=sys2 estimation=sys3 accuracy=sys4
  modes=sys5 maximumsave=sys6 firstsavemode=sys7
  execute
  show
end
..
execute
$-----

```

B.3 Berechnung der Güte, des Verlustfaktor und der Shuntimpedanz

Dieses Makro berechnet im Modul P die Reonatorgüte Q , den Verlustfaktor k_z und die Shuntimpedanz R_S mit folgendem Befehl gestartet [48]:

```
&mfile mtestcavity #qfactor_xyz modehigh=20 sexecute
```

```

$----- profp.com 30.08.96 -----
$
$-----
$
$      --> Macro zur Berechnung
$          Guete Q
$          Verlustfaktors kz
$          Shuntimpedanz Rs
$          fuer resonante Moden in einem 3d-Modell
$
$      Name der Tabelle: kzloss
$      Name der Macros : kz_xyz_mac
$                      kzhhelp_xyz_mac
$

```

B.3 BERECHNUNG DER GÜTE, DES VERLUSTFAKTOR UND DER SHUNTIMPEDANZ

```

ex
$-----
#macro name=qfactor_xyz action=define collect
store noprintscreen noprompt nomessages
if (@geometry.eq.'xyz') then

$----- set symmetry conditions
#general
symm=symxlow_xyz,symxhig_xyz,symylow_xyz,symyhig_xyz,symzlow_xyz,symzhig_xyz

$----- material setting
#material conductivity=0 3.6e7 3.6e7 3.6e7 3.6e7 3.6e7
material=0 kappa=0
material=1 kappa=3.6e7

$----- dimension of arrays

dimension f(modehigh_xyz)
dimension q(modehigh_xyz)
dimension kz(modehigh_xyz)
dimension rs(modehigh_xyz)
dimension rq(modehigh_xyz)

$----- for loop over all modes
for ijkmode=modelow_xyz,modehigh_xyz
noprintscreen
makesymbol eemode 'e' ijkmode ' '
makesymbol bbmode 'b' ijkmode ' '
define lokemode="inquiresymbol(eemode)"
define lokbmode="inquiresymbol(bbmode)"
if (lokemode.and.lokbmode) then

$----- field energy and losses conductors
#energy symbol=eemode
$ .... e-field
resetwindow
symbol=eemode quantity=e solution=ijkmode
material=all factor=automatic
closses=yes density=yes plosses=epsloss_xyz
execute
define totalene=@totalenergy
$ .... b-field
symbol=bbmode quantity=b solution=ijkmode
plosses=muloss_xyz
execute
define totalene="(@totalenergy+totalene)/2"

$----- wall losses
#losses material=all outsymbol=automatically density=yes execute

$----- total losses
define totalloss=0
if (walloss_xyz.eq.'yes') define totalloss="totalloss+@metapower"
if (epsloss_xyz.eq.'yes') define totalloss="totalloss+@epspower"
if (muloss_xyz.eq.'yes') define totalloss="totalloss+@mupower"

$----- final calculation for Q
if (totalloss.ne.0) then
define zqvalue="2*pi*@frequency*totalene/totalloss"
else
echo 'ERROR: power loss zero, no Q-value can be computed'
endif

$----- do the integration:
#ldintegral symbol=eemode

```

```

fwrite(zzz3,'(e13.6)')      kz(ijkmode)
fwrite(zzz4,'(1x,f10.2)')  rs(ijkmode)
fwrite(zzz5,'(f13.6)')    rq(ijkmode)
echo '* ',zzz1,zzz2,zzz3,zzz4,zzz5,'*'
noprntscreen
endifor
$----- final steps
prntscreen
echo '*****'
echo '* X-Offset(used)      :      ',@vxatz,'          *'
echo '* Y-Offset(used)      :      ',@vyatz,'          *'
echo '*****'
echo ' '
echo ' '
echo ' '
$
undefine zqvalue
undefine fnowmhz
undefine totalloss
undefine totalene
undefine lokemode
undefine lokbmode
undefine zzz1
undefine zzz2
undefine zzz3
undefine zzz4
undefine zzz5
undefine eemode
undefine bbmode
undefine ijkmode
undefine modelow_xyz
undefine modehigh_xyz
undefine xoffset_xyz
undefine symxlow_xyz
undefine symxhig_xyz
undefine symylow_xyz
undefine symyhig_xyz
undefine symzlow_xyz
undefine symzhig_xyz
#qfactor_xyz
restore
else
store prntscreen
echo '>>>> ERROR <<<< Macros needs XYZ-Geometry'
restore
endif
..
execute
#qfactor_xyz
restore
$-----

```

B.4 . BERECHNUNG DES TOTALEN VERLUSTPARAMETERS

```
p1      ="isigma*sigma/@c0"  
p2      ="sigma/@c0"  
execute  
show  
$ -----  
#monitor  
type wake  
sym = wz  
window= range  
component= z  
xlow = sys6 xhigh = sys6  
ylo  = sys7 yhigh = sys7  
slow = 0.0 shigh = sys8  
execute  
show  
#time  
define nnend=@integer00  
nend=nnend  
?  
$ -----  
#control  
dumpsave =yes  
$ window = beam  
usebuffer=yes  
mapstep =2  
check  
execute  
$ -----  
..  
execute  
$ -----
```

- [15] T. Weiland, R. Wanzenberg, Wakefields and Impedances, **DESY M-91-06**, May 1991
- [16] L. Palumbo, V. G. Vaccaro, M. Zobov Wakefields and Impedance, INFN - Report **LNF 94/041 (P)**
- [17] W. K. H. Panofsky, W. A. Wenzel, Some Considerations Concerning the Transverse Deflection of Charged Particles in Radio - Frequency Fields, *Rev. Sci. Instrum.* **27**(1956)947
- [18] H. Wiedemann, Particle Accelerator Physics 2, Springer Verlag (1995)
- [19] H. Wiedemann, Particle Accelerator Physics 1, Springer Verlag (1995)
- [20] K. Wille, Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen Teubner Verlag, Stuttgart 1992
- [21] J. D. Jackson, Klassische Elektrodynamik 2.Auflage, de Gryter 1982, S.422.
- [22] H. Wiedemann, Particle Accelerator Physics 2, Springer Verlag (1995), S.176
- [23] L. C. Maier, J. C. Slater, Field Strength Measurements in Resonant Cavities, *Journal of Applied Physics*, Volume 23, S. 68, (1952)
- [24] F. Caspers, G. Dome, Precise Perturbation Field Measurements of Resonant Cavities Higher Order Mode Identification **CERN SPS/85-46** (1985)
- [25] M. Sands, J. Rees, A Bench Measurement of the Energy Loss of a Stored Beam to a Cavity **PEP-95**(1974)
- [26] V. G. Vaccaro, Coupling Impedance Measurements: An Improved Wire Method **INFN-TC-94-23**, November 1994
- [27] L. S. Walling et al. Transmission Line Impedance Measurements for an Advanced Hadron Facility, *Nuclear Instruments and Methods of Physics Research*, A281(1989), 433-447
- [28] B. Stadler, Grundlagen der Hochfrequenztechnik, Skriptum zur Vorlesung im SS 1993
- [29] MAFIA Kollaboration, CST GmbH, Lautschlagerstr. 38, 64289 Darmstadt
- [30] T. Weiland, On the Numerical Solution of Maxwell's Equations and Applications in the Field of Accelerator Physics, *Particle. Accelerators* 15 (1984), 245 - 292
- [31] T. Weiland, High Precision Eigenmode Computation, *Particle Accelerators* **56** (1996) 61 - 82
- [32] MAFIA V3.20 user guide, CST GmbH, Lautschlagerstr. 38, 64289 Darmstadt

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei Herrn Prof. Dr. K. T. Knöpfle für eine, im wahrsten Sinne das Wortes, spannende Aufgabenstellung bedanken, die mir einen Einblick in die Welt der Teilchenbeschleuniger und Detektoren gewährt hat.

Bei Herrn Prof. Dr. W. Hofmann möchte ich mich für die Übernahme des Zweitgutachtens bedanken.

Dr. Bernhard Schwingenheuer gilt ein besonderer Dank. Er stand mir bei Problemen stets mit Rat und Tat zur Seite. Die zahlreichen Diskussionen und Anmerkungen waren für mich immer gewinnbringend.

Den übrigen Mitgliedern der Arbeitsgruppe, Dr. Michael Schmelling Dr. Christian Bauer, Dr. Andreas Hüpper, Dr. Georg Leffers, Dr. Rick St. Denis, Lothar Seybold, Mathias Eberle, Thomas Perschke danke ich für die angenehme Zusammenarbeit.

Es seien auch noch meine Ansprechpartner am DESY erwähnt. Bei Dr. Rainer Wanzenberg bedanke ich mich für die Einführung in die Wakefields und Impedanzen, und die Hilfe bei den Impedanzmessungen. Dipl. Ing. Manfred Wendt hat mir durch die Bereitstellung der Adapter und des Netzwerk - Analysators und während der Messungen sehr weitergeholfen. Susan G. Wipf und Martin Dohlus haben mir den Einstieg in MAFIA wesentlich erleichtert und nie die Unterstützung verweigert.

Prof. V. G. Vaccaro und den Mitgliedern seiner Arbeitsgruppe am INFN (Neapel) gilt ein Dank für die freundliche Aufnahme und die Unterstützung bei der Auswertung der Impedanzmessungen.

Den Mitarbeitern des Max-Planck-Instituts für Kernphysik, die mir beim Bau der Hochfrequenz - Abschirmung geholfen haben, sei auf diesem Wege gedankt.

Meine Eltern und Freunde haben mich während der Arbeit stets unterstützt. Abschließend möchte ich mich noch bei Barbara Schöbinger und Esther Wittemann-Haas für die Hilfe bei der Korrektur des Textes bedanken.