

KfK 5400
Oktober 1994

Aufbau eines Meßsystems zur Bestimmung der Parameter des Millimeterwellen-Ausgangsstrahls von Hochleistungsgyrotrons

Ch. Semmlé
Institut für Technische Physik
Projekt Kernfusion

Kernforschungszentrum Karlsruhe

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

Institut für Technische Physik

Projekt Kernfusion

KfK 5400

**Aufbau eines Meßsystems zur Bestimmung der Parameter des
Millimeterwellen-Ausgangsstrahls von Hochleistungsgyrotrons ***

Ch. Semmle

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

* Dieser Veröffentlichung liegt eine am Institut für Höchstfrequenztechnik und Elektronik der Universität Karlsruhe durchgeführte Diplomarbeit zugrunde.

Als Manuskript gedruckt
Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH
Postfach 3640, 76021 Karlsruhe

ISSN 0303-4003

Aufbau eines Meßsystems zur Bestimmung der Parameter des Millimeterwellen-Ausgangsstrahls von Hochleistungsgyrotrons

Zusammenfassung:

Hochleistungsgyrotrons werden zur Plasmaheizung bei der experimentellen Erforschung der Energiegewinnung durch kontrollierte Kernfusion benötigt. Die verlustarme Übertragung der Gyrotronleistung kann in quasioptischen Spiegelleitungen in Form des Gaußschen Grundwellentyps ($TEM_{0,0}$) erfolgen.

In dieser Arbeit wird ein Meßverfahren vorgestellt, das es ermöglicht, den $TEM_{0,0}$ -Leistungsanteil im Ausgangsstrahl eines Gyrotrons und den Strahlradius entlang der Ausbreitungsachse zu bestimmen. Die Leistungsdichteverteilung des Strahles wird aus dem Temperaturprofil eines Targets ermittelt, das einen Teil der Hochfrequenzwelle absorbiert. Mit einer Infrarotkamera wird das Temperaturprofil aufgenommen und zur Auswertung an einen Rechner weitergegeben. An die Temperaturverteilungen werden hinsichtlich einer maximalen Leistungskopplung Normalverteilungen angepaßt, aus deren Koeffizienten der Strahlradius bestimmt wird.

Dieses Meßverfahren wurde an einem zur Zeit im KfK im Testbetrieb befindlichen $TE_{10,4}$ -Gyrotron mit quasioptischer Strahlauskopplung erprobt. Der $TEM_{0,0}$ -Leistungsanteil im Ausgangsstrahl wurde zu 94.5% bestimmt. Die ermittelten Strahlparameter erlauben eine nachträgliche Analyse des Strahlerzeugungssystems im Gyrotron und den Entwurf einer Anpassungsoptik, die die $TEM_{0,0}$ -Welle optimal an eine quasioptische Spiegelleitung ankoppelt.

Setup of a measuring system for determining the parameters of the millimeter wave output beam of high power gyrotrons

Abstract:

High power gyrotrons are needed for plasma heating in research experiments on generation of energy by controlled nuclear fusion. The low-loss transmission of the gyrotron output power can be performed using quasi-optical reflector lines in a fundamental Gaussian mode ($TEM_{0,0}$).

In this work a measuring technique is presented, which allows to determine the $TEM_{0,0}$ power content in the output beam of a gyrotron and the beam radius along the propagation axis. The distribution of the power density of the beam is deduced from the temperature profil of a target, which absorbs a portion of power of the high frequency wave. An infrared camera scans the temperature profil and transmits it to a computer for data processing. Gaussian distributions are fitted to the temperature profiles by maximization of the power coupling. The beam radius is evaluated from the coefficients of the Gaussian distributions.

This measuring technique has been applied to a $TE_{10,4}$ gyrotron with quasi-optical output beam, which presently is under test at the KfK. The $TEM_{0,0}$ power content has been measured to be 94.5%. The determined beam parameters allow a subsequent analysis of the beam generating system built into the gyrotron and the design of a matching optic, which optimally couples the $TEM_{0,0}$ wave into a reflector line.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Gyrotron.....	2
1.2	TE _{10,4} Gyrotron mit quasioptischer Auskopplung.....	4
1.3	Quasioptischer Wandler im TE _{10,4} Gyrotron.....	5
2	Gaußscher Strahl	8
3	Meßaufbau	15
3.1	Target.....	16
3.1.1	Targetgröße	16
3.1.2	Temperaturerhöhung	17
3.1.3	Wärmeleitung	19
3.1.4	Materialübersicht.....	23
3.2	Thermokamera	25
3.3	Absorber	26
3.4	Meßbox	28
4	Auswerteverfahren	32
4.1	Koordinatensystem	32
4.2	Methode der kleinsten Quadrate.....	33
4.3	Wirkungsgradverfahren	37
4.4	Meßwerteaufbereitung	40
4.4.1	Optische Verzerrung.....	41
4.4.2	Längenermittlung	44
4.4.3	Bestimmung des Koordinatenmittelpunktes	45

5 Ergebnisse	46
5.1 Meßergebnisse	46
5.2 Fehlerabschätzung	56
5.3 Niederleistungsmessung	61
6 Zusammenfassung.....	63
Literaturverzeichnis	65

1 Einleitung

Hochleistungsgyrotrons werden hauptsächlich als Energiequelle zur Aufheizung von magnetisch eingeschlossenen Plasmen bei der Erforschung der Energiegewinnung durch kontrollierte Kernfusion eingesetzt. Das für diesen Zweck zur Zeit am KfK entwickelte Gyrotron soll mehr als 1 MW Dauerstrichleistung bei einer Frequenz von 140 GHz abgeben.

Eine Teströhre bei der Entwicklung dieses Gyrotrons besitzt einen quasioptischen Modenwandler, der eine im Resonator erzeugte rotierende $TE_{10,4}$ -Mode in einen Freiraumstrahl umwandelt. Dieser Freiraumstrahl besteht im wesentlichen aus dem Grundmodus des Gaußschen Strahles. Um den Wirkungsgrad des quasioptischen Modenwandlers abschätzen und den Freiraumstrahl möglichst verlustarm an eine quasioptische Spiegelübertragungsleitung ankoppeln zu können, müssen der Leistungsanteil der Grundmode im Freiraumstrahl und deren geometrische Strahlparameter bekannt sein.

Die Aufgabe der Diplomarbeit war ein Meßsystem aufzubauen, mit dem diese Strahlparameter bestimmt werden können. Zu diesem Zweck wird eine dünne, schwach verlustbehaftete, dielektrische Scheibe (Target) an einer definierten Position quer zur Strahlachse z angeordnet und vom Hochleistungsstrahl durchstrahlt. Das Leistungsdichtenprofil des Strahles erzeugt auf der Scheibe ein Temperaturprofil, welches Gegenstand der Untersuchungen ist. Mit einer Infrarotkamera wird das Temperaturprofil aufgenommen und über einen IEC-Bus an einen Rechner weitergegeben. Auf dem Rechner soll mit Hilfe einer Fehlerminimierungsroutine dem Temperaturprofil eine Intensitätsverteilung der Gaußschen Grundmode angepaßt werden. Um die geometrischen Strahlparameter eindeutig bestimmen zu können, wird dieser Vorgang an mehreren Orten auf der Strahlachse z wiederholt.

Dieses Verfahren wurde in Anlehnung an Kuznezov und Malygin (1991) entwickelt.

Zu Beginn erfolgt eine kurze Einführung in den Aufbau und die Funktionsweise eines Gyrotrons, zur Vertiefung sei auf Liao (1988) und Borie (1991) verwiesen.

1.1 Gyrotron

Gyrotrons sind Laufzeitröhren mit einem neuartigen Wechselwirkungsmechanismus. Im Gyrotron (Abb. 1.1) bewegen sich die Elektronen unter dem Einfluß eines axialen Magnet- und eines elektrostatischen Feldes auf einer Zykloidenbahn von der Kathode zum Kollektor. Da die Elektronen von einem ringförmigen Emittor ausgesendet werden, entsteht ein Elektronenhohlstrahl. In der Kompressionszone wird der Elektronenhohlstrahl durch das zum Resonator hin ansteigende Magnetfeld in seinem Durchmesser reduziert. In der Resonanzzone wird durch die Wechselwirkung mit dem Resonator ein mm-Wellen Ausgangsstrahl erzeugt.

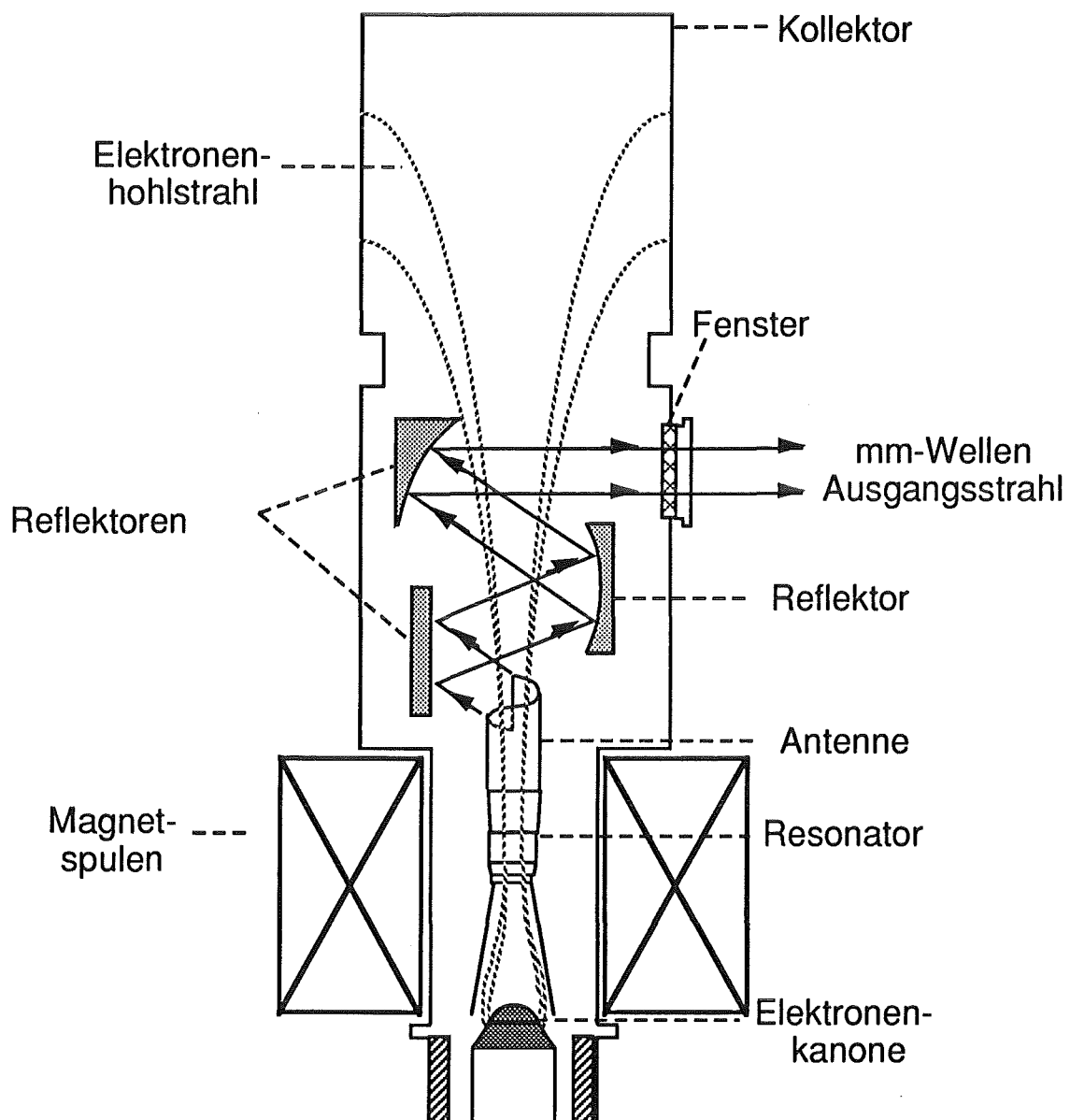


Abb. 1.1 Schema eines Gyrotrons mit quasi-optischer Auskopplung

Dadurch erfahren die Elektronen eine Erhöhung der Zyklotronfrequenz und ihrer transversalen kinetischen Energie. Im anschließenden Resonator extrahiert eine TE-Welle einen Teil der in der transversalen Elektronenbewegung steckenden Energie. Die Auskopplung der Hohlleiterwelle kann entweder axial in überdimensionierten Hohlleitern erfolgen oder wie in Abb. 1.1 radial als Gaußscher Millimeterwellen-Strahl. Dieser wird mit einem quasioptischen Wandler aus der Hohlleiterwelle erzeugt. Über das anschließende dielektrische Fenster wird der Strahl in den freien Raum geführt.

Das Gyrotron mit quasioptischer Auskopplung hat 3 entscheidende Vorteile gegenüber einem konventionellen mit axialer Auskopplung:

- HF-Welle und Elektronenstrahl sind entkoppelt, d.h. Kollektor und Wellenleiter können unabhängig voneinander optimiert werden.
- Der Millimeterwellen-Ausgangsstrahl ist ein Gaußscher Freiraumstrahl. Dieser ist bereits die Grundmode einer sich anschließenden quasioptischen Spiegelleitung, was eine weitere Umwandlung des HF-Strahles außerhalb des Gyrotrons nicht mehr notwendig macht.
- Der Gaußsche Freiraumstrahl erlaubt ein Verkippen des Fensters (z.B. um 1°), so daß Rückreflektionen vom Fenster in den Resonator weitgehend verhindert werden können. Das führt zu einer stabilen Arbeitsweise der Röhre.

Die Betriebsfrequenz f eines Gyrotrons ist etwas größer als die Elektronen-Zyklotronfrequenz f_c , die durch das statische Magnetfeld, parallel zur Elektronenachse, hervorgerufen wird:

$$f_c = \frac{1}{2\pi} \frac{eB}{\gamma_0 m_0} \quad (1.1)$$

In Gl. (1.1) kennzeichnet B die Induktion des Magnetfeldes, e die Elementarladung und m_0 die Ruhemasse eines Elektrons. Im Faktor γ_0 wird die relativistische Massenänderung der Elektronen berücksichtigt.

Für ein 140 GHz Gyrotron ist ein axiales Magnetfeld von 5.5 T notwendig, welches im Dauerbetrieb durch ein supraleitendes Magnetsystem erreicht wird.

1.2 TE_{10,4} Gyrotron mit quasioptischer Auskopplung

Bei dem in dieser Diplomarbeit zu untersuchenden Gyrotron handelte es sich um ein 140 GHz Gyrotron mit quasioptischer Auskopplung. Die Arbeitsmode dieser in Abb. 1.2 dargestellten Röhre ist die TE_{10,4}-Welle. Der hier verwendete quasioptische Wandler ist aus einer Antenne und drei Reflektoren aufgebaut. Auf ihn wird im nächsten Abschnitt gesondert eingegangen. Eine umfassende Beschreibung der verschiedenen Wandlerprinzipien ist bei Möbius und Thumm (1993) zu finden.

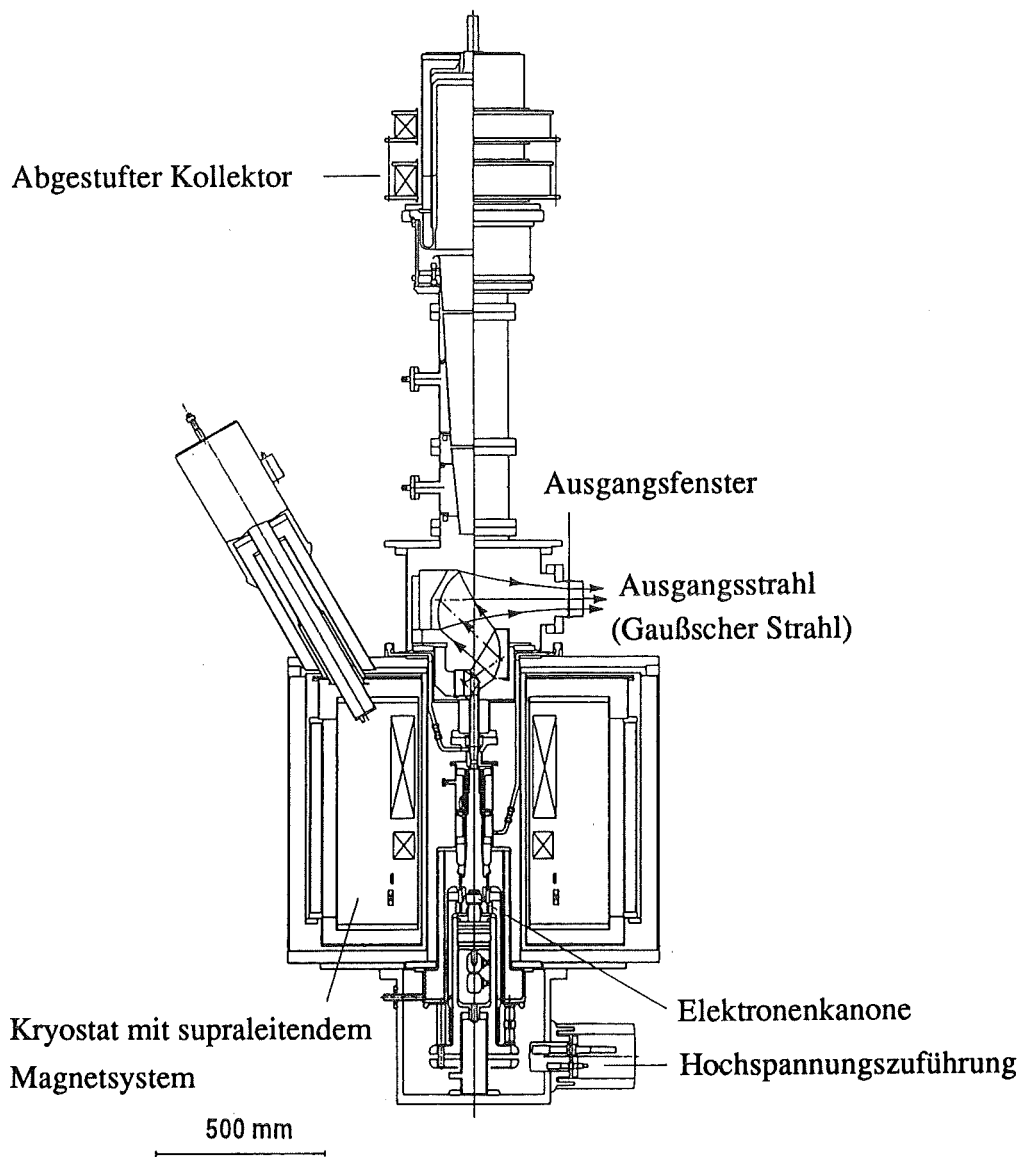


Abb. 1.2 TE_{10,4} Gyrotron mit quasioptischer Auskopplung

Bei der Aufnahme der Thermobilder wurde das Gyrotron mit den folgenden Parametern betrieben:

Beschleunigungsspannung $U_B = 76 \text{ kV}$

Modulationsspannung $U_M = 23 \text{ kV}$

Elektronenstrahlstärke $I_S = 20 \text{ A}$

Pulslänge $t_p = 0.3 \text{ ms}$

Dies ergab eine gesamte Hochfrequenzleistung von 370 kW. Sie wurde direkt hinter dem Ausgangsfenster kalorimetrisch bestimmt.

1.3 Quasioptischer Wandler im $TE_{10,4}$ Gyrotron

Wie schon erwähnt, läßt sich der Wandler bei dem hier untersuchten Gyrotron in zwei Abschnitte unterteilen, der Antenne und den 3 Reflektoren. Die Aufgabe des quasioptischen Wandlers ist es eine rotierende $TE_{10,4}$ -Mode in einen linear polarisierten fundamentalen Gaußschen Strahl umzuwandeln. Die rotierende $TE_{10,4}$ -Mode wird in Gedanken in unendlich viele ebene Wellen zerlegt. Verschwindend kleine Wellenlängen ($\lambda \rightarrow 0$) erlauben, den Wandler mit den Gesetzen der geometrischen Optik betrachten zu können:

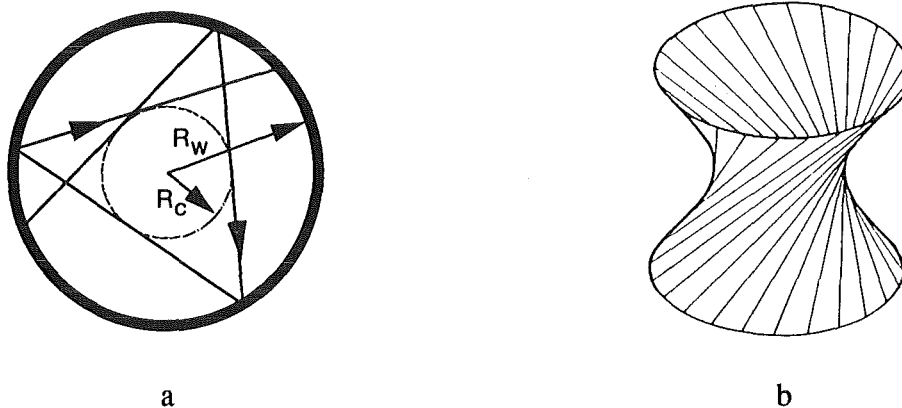


Abb. 1.3 Geometrisch-optische Darstellung einer rotierenden TE-Mode
a: im 2-dimensionalen; b: im 3-dimensionalen

Die Strahlen in Abb. 1.3 stellen die k -Vektoren der ebenen Wellen dar. Sie werden entlang der Wellenleiterwände mit Radius R_w reflektiert und legen sich tangential an eine Kaustikfläche mit dem Radius R_c . Der Strahlenpfad hat im 2-dimensionalen die Form einer polygonalen Helix, im 3-dimensionalen eines Hyperboloiden. Innerhalb der Kaustik steigt die Amplitude der Feldstärke langsam exponentiell von innen nach außen an, außerhalb oszilliert sie. Um die komplexe Feldlinienstruktur der hohen TE-Mode mit möglichst hohem Wirkungsgrad in einen linear polarisierten Gaußschen Strahl umzuwandeln, wurde von Vlasov *et al.* (1975) eine spezielle Rohrantenne vorgestellt (Abb. 1.4).

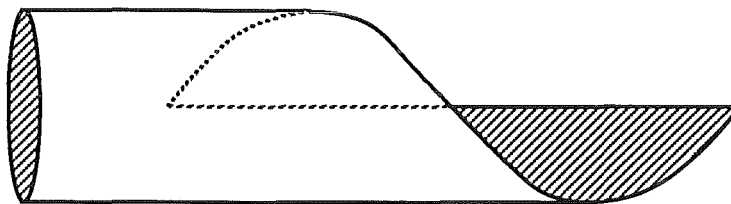


Abb. 1.4 Vlasov-Antenne

Das Rohr ist an seinem rechten Ende, Abb. 1.4, durch einen axialen und einen schraubenförmigen Schnitt abgeschlossen. Die HF-Welle wird zunächst im Rohr parallel zum schraubenförmigen Schnitt "abgewickelt" und dann über die axiale Schnittkante in azimuthaler Richtung abgestrahlt. Der Wirkungsgrad bei der Umwandlung der Hohlleiterwelle in den fundamentalen Gaußschen Strahl beträgt bei der einfachen Vlasov-Antenne etwa 80 %.

Zur Verbesserung des Wirkungsgrades der Vlasov-Antenne wurden mehrere Methoden entwickelt (siehe Möbius und Thumm 1993). Beim hier untersuchten $TE_{10,4}$ Gyrotron wurde eine Verbesserungsmöglichkeit nach Pretterebner *et al.* (1992) angewandt. Durch konstruktive Maßnahmen auf der Innenseite der Antenne kann der Wirkungsgrad auf einen theoretischen Wert von 98 % (Möbius 1994) erhöht werden.

Die von der Antenne ausgestrahlte HF-Welle kann noch nicht als Gaußscher Strahl bezeichnet werden, da sie keine ebene Phasenfront in der Strahltaille besitzt. Mit dem ersten Reflektor, dem sogenannten quasiparabolischen Reflektor, wird dies korrigiert. Die beiden folgenden Reflektoren formen den astigmatischen Strahl in einen stigmatischen um. Der Wirkungsgrad des quasioptischen Wandlers wird in hohem Maße durch

Beugungsverluste und die Leistungsanteile in den Nebenzipfeln der abgestrahlten HF-Welle bestimmt.

2 Gaußscher Strahl

Wie bereits im Kapitel 1.1 erwähnt, soll das zur Zeit im KfK gebaute Gyrotron einen Gaußschen Strahl emittieren. In den folgenden Ausführungen wird allein die Grundmode TEM_{0,0} des Gaußschen Strahlensystems betrachtet. Dieser Strahl ist eine Lösung der skalaren Wellengleichung:

$$\nabla^2\Psi + k^2\Psi = 0 \quad (2.1)$$

Dabei ist Ψ die skalare Feldkomponente, $k = 2\pi/\lambda_0$ die Ausbreitungskonstante und ∇ der Nabla-Operator. Der Lösungsansatz für Ψ in kartesischen Koordinaten (x',y',z') ist

$$\Psi = u(x',y',z') \cdot \exp(-jk(z'-z'_0)) \cdot \exp(j2\pi ft) \quad (2.2)$$

Unter der Annahme, daß sich $u(x',y',z')$ in Ausbreitungsrichtung z' innerhalb einer Wellenlänge nur wenig ändert (paraxiale Näherung), erhält man als Lösung für die Grundmode (Goldsmith 1982)

$$\Psi_0 = A \frac{w_0}{w(z')} \exp\left(-\frac{x'^2+y'^2}{w^2(z')}\right) \exp\left(-jk\left[z'-z'_0 + \frac{x'^2+y'^2}{2R(z')}\right] + j\phi_0\right) \quad (2.3)$$

mit den Konstanten A und w_0 . Die Bezeichnung Gaußscher Strahl läßt sich auf die gleichnamige Amplitudenverteilung der elektrischen und magnetischen Felder senkrecht zur Ausbreitungsrichtung z' zurückführen. Wichtigster Parameter ist der Strahlradius $w(z')$. Er ist definiert als Abstand zu der Strahlachse z' , bei dem die Amplitude der Feldstärke auf den e -ten Teil des Achsenwertes abgefallen ist.

Folgende Beziehung beschreibt den Verlauf des Radius entlang der Achse z' :

$$w^2(z') = w_0^2 \left[1 + \left(\frac{\lambda_0(z'-z'_0)}{\pi w_0^2} \right)^2 \right] \quad (2.4)$$

Diese Kurve entspricht einer Hyperbel. Bei $z' = z'_0$ besitzt $w(z')$ seinen kleinsten Wert w_0 , auch Strahltaillenradius genannt. Für wachsende z' überwiegt ab einem bestimmten Wert der zweite Summand der Gl. (2.4), so daß der Strahl mit dem Fernfeldwinkel

$$\theta = \frac{\lambda_0}{\pi w_0} \quad (2.5)$$

divergiert. Dieser Öffnungswinkel verhält sich umgekehrt proportional zu w_0/λ_0 , d.h. für große w_0/λ_0 divergiert der Strahl nur schwach, für kleine jedoch stark. Die Flächen konstanter Phasen sind sphärisch gekrümmt. Sie sind durch den Phasenfrontradius

$$R(z') = (z' - z'_0) \left[1 + \left(\frac{\pi w_0^2}{\lambda_0 (z' - z'_0)} \right)^2 \right] \quad (2.6)$$

gekennzeichnet. In der Strahltaile kann von einer ebenen Wellenfront gesprochen werden, da der Phasenfrontradius unendlich groß ist. Mit wachsendem z' verringert sich R zunächst. Bei der konfokalen Distanz

$$z'_c - z'_0 = \frac{\pi w_0^2}{\lambda_0} \quad (2.7)$$

erreicht der Phasenfrontradius sein Minimum und nimmt dann wieder zu, um sich schließlich für $z' \rightarrow \infty$ asymptotisch an die Gerade $R = z' - z'_0$ anzunähern. In der Phasenanomale in Gl. (2.3)

$$\phi_0 = \arctan \left(\frac{\lambda_0 (z' - z'_0)}{\pi w_0^2} \right) \quad (2.8)$$

kommt der Phasenunterschied zwischen einer ebenen Welle und einem Gaußschen Strahl zum Ausdruck. Für große w_0/λ_0 und für $z' \approx z'_0$ kann dieser Term vernachlässigt werden.

Fundamentale Gaußsche Strahlen lassen sich in 3 Kategorien unterteilen:

- den stigmatischen Gaußschen Strahl,
- den einfach astigmatischen Gaußschen Strahl,
- und den allgemein astigmatischen Gaußschen Strahl.

Bei dieser Einteilung ist die vorangehende Kategorie ein Sonderfall der nachfolgenden.

Der einfachste Typ ist der stigmatische. Es ist ein Strahl mit kreisförmigem Strahlquerschnitt. Die beiden senkrecht zueinander stehenden Strahlradien in transversaler Koordinatenrichtung (z.B. x',y' -Ebene) sind für alle z' gleich groß. Es gilt $w_x(z') \equiv w_y(z')$, siehe Gl. (2.4). Für die Phase erhält man sphärisch gekrümmte Wellenfronten. Die Phasenfrontradien sind für alle z' ebenfalls gleich, $R_x(z') \equiv R_y(z')$, es gilt Gl. (2.6). In

Abb. 2.1 ist ein stigmatischer Strahl dreidimensional durch seinen Strahlradius $w(z')$ über z' dargestellt. Man erkennt deutlich die Kreisgestalt der einzelnen Schnittebenen.

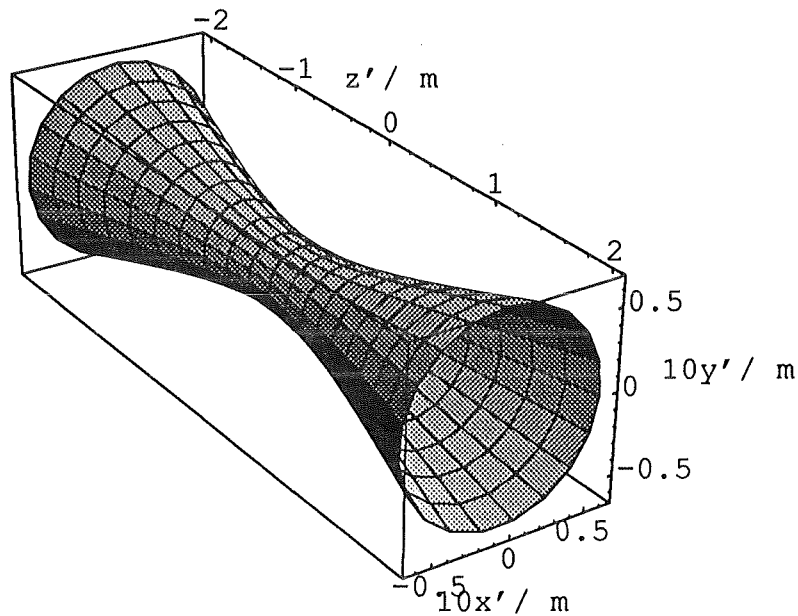


Abb. 2.1 Stigmatischer Gaußscher Strahl

Findet man Bereiche in einem Gaußschen Strahl, in denen der Strahlquerschnitt keine Kreisform, sondern eine Ellipsengestalt besitzt, so spricht man von einem einfach astigmatischen Gaußschen Strahl. Alle Ellipsen sind bezüglich der x',y' -Ebene gleichorientiert. In den Schnittebenen mit Ellipsenform gilt dann für die Strahlradien $w_x(z') \neq w_y(z')$.

Der einfach astigmatische Gaußsche Strahl kann in unterschiedlichen Formen auftreten. Betrachtet man Schnitte durch die x',z' - und y',z' -Ebene, so sind folgende Kombinationen in Gl. (2.4) bei festem λ_0 möglich:

- Unterschiedliche Strahltaillenorte $z'_{0x} \neq z'_{0y}$ bei gleichen Strahltaillenradien $w_{0x} = w_{0y}$, siehe Abb. 2.2
- gleiche Strahltaillenorte $z'_{0x} = z'_{0y}$ bei unterschiedlichen Strahltaillenradien $w_{0x} \neq w_{0y}$, siehe Abb. 2.3

- Unterschiedliche Strahltaillenorte $z'_{0x} \neq z'_{0y}$ bei unterschiedlichen Strahltaillenradien $w_{0x} \neq w_{0y}$
- Bei allen oben genannten Möglichkeiten kann die Ellipse zusätzlich um einen konstanten Winkel $\varphi' \neq 0$ um die Strahlachse z' gedreht sein.

Die aufwendigste Form, unterschiedliche Strahltaillenorte $z'_{0x} \neq z'_{0y}$, unterschiedliche Strahltaillenradien $w_{0x} \neq w_{0y}$ und Drehwinkel $\varphi' \neq 0$, ist in Abb. 2.4 dargestellt. Erzeugen läßt sich diese Form, indem ein stigmatischer Strahl durch eine astigmatische Linse geschickt wird. Die Brennweiten dieser Linse sind in der Transversalebene nicht identisch und gegenüber dem Koordinatensystem des Strahles verkippt.

Die Phasenfrontradien können ebenfalls ungleich sein, $R_x(z') \neq R_y(z')$, und bilden eine ellipsoidische oder gar hyperbolische Phasenfront.

Beim einfach astigmatischen Strahl besitzt sowohl die Ellipse für konstante Feldstärke als auch die für konstante Phase dieselbe Orientierung, die sich entlang der Ausbreitungsrichtung nicht ändert.

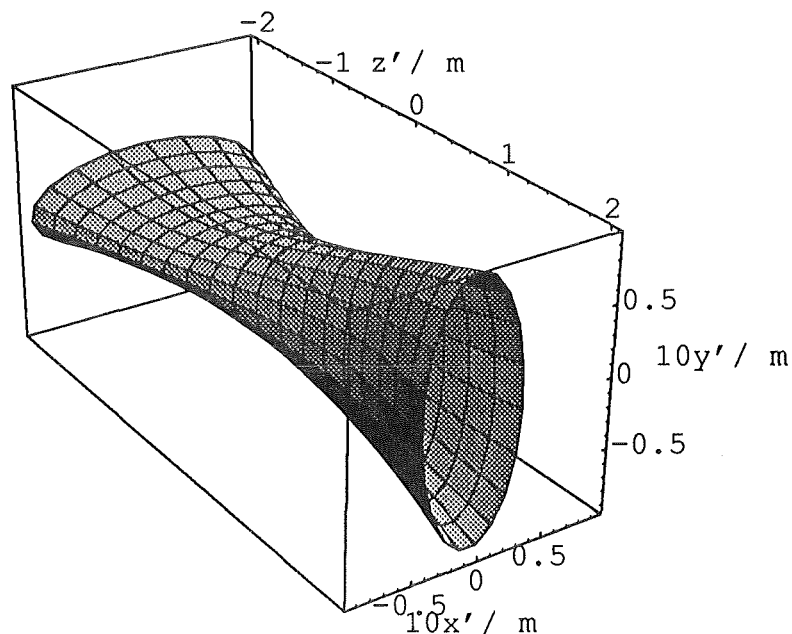


Abb. 2.2 Einfach astigmatischer Gaußscher Strahl mit $z'_{0x} \neq z'_{0y}$ und $w_{0x} = w_{0y}$

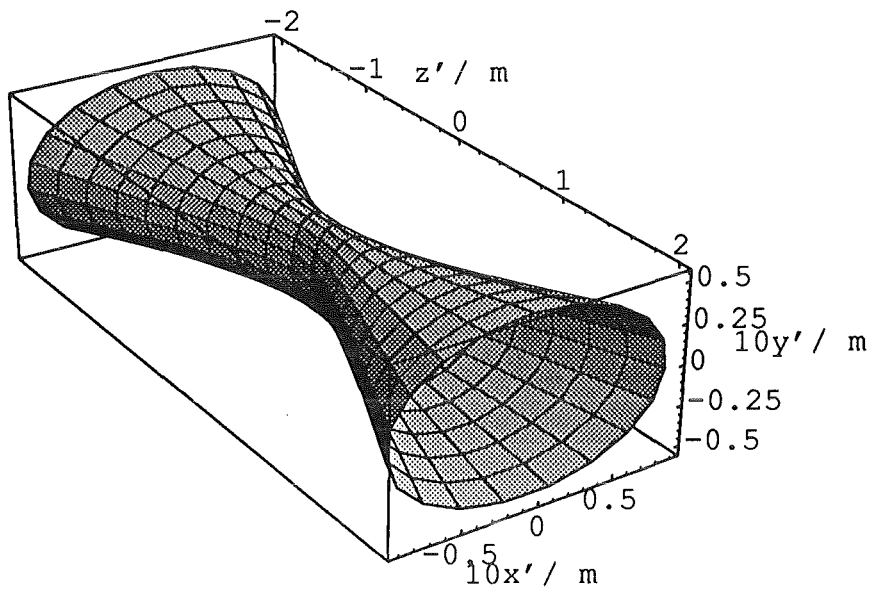


Abb. 2.3 Einfach astigmatischer Gaußscher Strahl mit $w_{0x} \neq w_{0y}$ und $z'_{0x} = z'_{0y}$

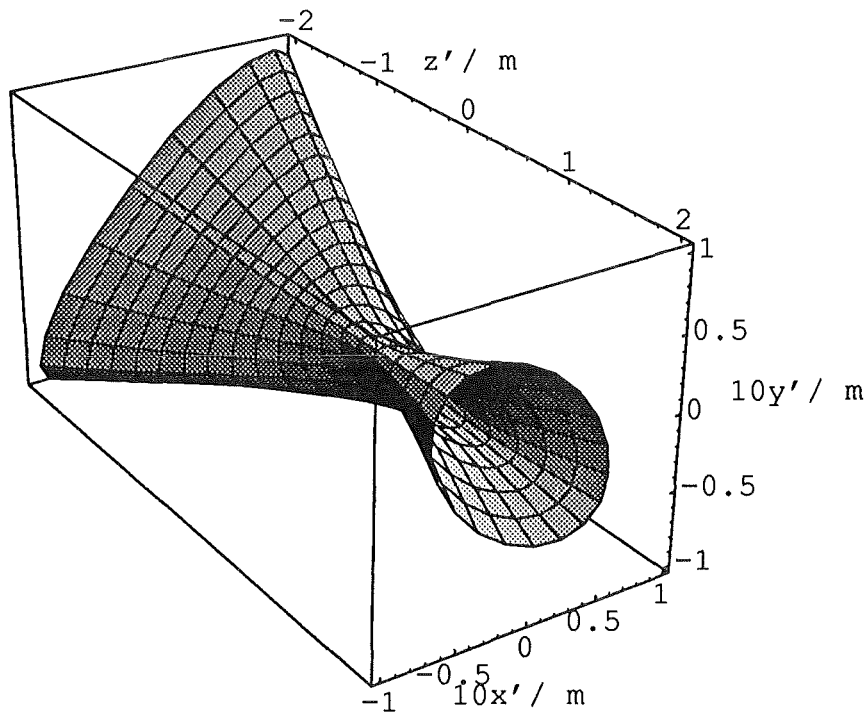


Abb. 2.4 Einfach astigmatischer Strahl mit $z'_{0x} \neq z'_{0y}$, $w_{0x} \neq w_{0y}$ und Drehwinkel $\varphi' \neq 0$

Zur Beschreibung des allgemein astigmatischen Gaußschen Strahles wird der Übergang zur komplexen Darstellung notwendig. Die Lösung der skalaren Wellengleichung (2.1) in komplexer Schreibweise lautet nach Arnaud und Kogelnik (1969):

$$u(x', y', z') = (q_1 q_2)^{-\frac{1}{2}} \left\{ \exp \left[-j \frac{k}{2} \left(\frac{x'^2}{q_1} + \frac{y'^2}{q_2} \right) \right] \right\} \quad (2.9)$$

q_1 und q_2 in Gl. (2.9) bezeichnet man als die komplexen Strahlparameter für die x', z' - und y', z' -Ebene. Sie sind definiert durch

$$q_1(z') = q_{01} + z' \quad (2.10)$$

$$q_2(z') = q_{02} + z'. \quad (2.11)$$

Dabei sind q_{01} und q_{02} komplexe Konstanten, die die Strahlradien und den Ort der Strahltaile in x' - und y' -Richtung beschreiben. Der Strahl, der durch Gl. (2.9) beschrieben wird, ist einfach astigmatisch. Für $q_1 = q_2$ erhält man einen rotations-symmetrischen Strahl, den stigmatischen. Wird der Strahl um einen Winkel φ' um seine Strahlachse z' gedreht, erhält man die folgende Darstellung des Strahles:

$$u(x', y', z') = (q_1 q_2)^{-\frac{1}{2}} \left\{ \exp \left[-j \frac{k}{2} \left(\frac{\cos^2 \varphi'}{q_1} + \frac{\sin^2 \varphi'}{q_2} \right) x'^2 \right] \right\} \cdot \left\{ \exp \left[\left(\frac{\sin^2 \varphi'}{q_1} + \frac{\cos^2 \varphi'}{q_2} \right) y'^2 \right] \right\} \cdot \left\{ \exp \left[\sin 2\varphi' \left(\frac{1}{q_2} - \frac{1}{q_1} \right) x' y' \right] \right\} \quad (2.12)$$

Die Einführung eines komplexen Drehwinkels $\varphi' = \beta + j\alpha$ führt zu einem Strahl mit allgemeinem Astigmatismus. Für reelle Werte von φ' erhält man wieder einen einfach astigmatischen Strahl. Daher wird bei den weiteren Ausführungen allein $\varphi' = j\alpha$ betrachtet. Ein allgemein astigmatischer Gaußscher Strahl kann aus einem einfach astigmatischen erzeugt werden, wenn dieser durch eine astigmatische Linse geschickt wird, deren Achsen gegenüber dem Achsensystem des einfachen astigmatischen Strahles verkippt ist. Da bei allgemeinem Astigmatismus sowohl die Ellipse konstanter Feldstärke als auch die konstanter Phase ihre Orientierung entlang der Strahlachse ändert, werden neue sich drehende Koordinatensysteme (ξ_w, η_w, z') und (ξ_R, η_R, z') für Feldstärke und Phase eingeführt¹.

$$x' = \xi_w \cos \varphi_w - \eta_w \sin \varphi_w = \xi_R \cos \varphi_R - \eta_R \sin \varphi_R \quad (2.13)$$

¹Index w steht für Strahlradius, Index R für Phasenfrontradius.

$$y' = \xi_w \sin \varphi_w + \eta_w \cos \varphi_w = \xi_R \sin \varphi_R + \eta_R \cos \varphi_R \quad (2.14)$$

Die neuen Koordinatenachsen stimmen mit den Achsen der jeweiligen Ellipsen überein. Die Winkel φ_w und φ_R ergeben sich aus den komplexen Strahlparametern q_1 und q_2 und dem Drehwinkel α . Wird Gl. (2.13) und (2.14) in Gl. (2.12) eingesetzt, ergibt sich:

$$u(x', y', z') = \lambda (q_1 q_2)^{-\frac{1}{2}} \left\{ \exp \left[- \left(\frac{\xi_w^2}{w_\xi^2} + \frac{\eta_w^2}{w_\eta^2} \right) - j \frac{k}{2} \left(\frac{\xi_R^2}{R_\xi} + \frac{\eta_R^2}{R_\eta} \right) \right] \right\} \quad (2.15)$$

Beim allgemeinem Astigmatismus können die Ellipsen für konstante Feldstärken und Phasen nur dann die gleiche Orientierung besitzen, wenn

- $\alpha = 0$ (einfach astigmatischer Strahl) oder
- $q_1 = q_2$ (stigmatischer Strahl) ist.

Das bedeutet, daß die Querschnitte für konstante Feldstärke und Phase nie deckungsgleich sind und die Querschnitte nie zu Kreisen entarten können. Zusätzlich steigen beide Winkel mit wachsendem z' an und überspannen von $z' = -\infty$ bis $z' = +\infty$ einen Winkelbereich gleich π .

Um Strahlösungen für den allgemeinem Astigmatismus zu erhalten, deren Feldstärken mit wachsendem Abstand von der Strahlachse z' sinken, muß die Forderung nach reellwertigen Strahlradien w_ξ und w_η aufgestellt werden. Dies drückt sich in der folgenden Einschränkung für α aus:

$$\cosh 2\alpha \leq \left| \frac{q_1 - q_2^*}{q_1 - q_2} \right| \quad (2.16)$$

Bei der anschließenden Auswertung des Millimeterausgangsstrahles des Gyrotrons beschränkte man sich auf eine Untersuchung hinsichtlich eines einfachen Astigmatismus. Die Phasenbeziehungen im Ausgangsstrahl lassen sich mit der hier verwendeten Meßmethode nicht erfassen und werden deshalb nicht berücksichtigt.

3 Meßaufbau

Bei der Ermittlung der Parameter des Gaußschen Millimeterwellen-Strahles ist der Grundgedanke, ein Target in den Strahlengang des Gyrotrons zu bringen, auf dem dieser über seine Leistungsdichteverteilung ein Wärmebild erzeugt. In Abb. 3.1 ist der prinzipielle Meßaufbau dargestellt.

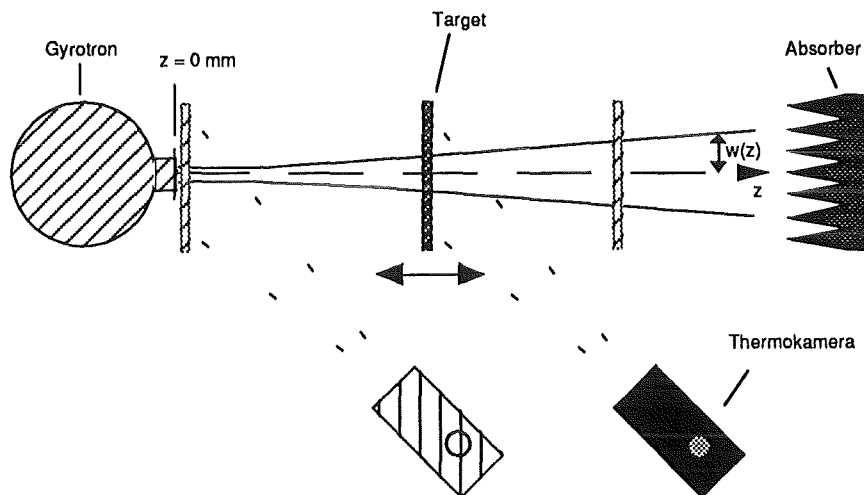


Abb. 3.1 Darstellung des prinzipiellen Meßaufbaus

Bei der Messung wird ein kartesisches Koordinatensystem (x,y,z) verwendet, dessen Nullpunkt in der Mitte des Ausgangsfensters liegt (siehe Kapitel 4.1). In den ausgesendeten Strahl, der durch seinen Strahlradiusverlauf $w(z)$ dargestellt ist, wird senkrecht ein Target eingebracht. Die senkrechte Anordnung der Scheibe erlaubt es, sie an das Fenster zu bewegen. Mit Hilfe einer seitlich angeordneten Thermokamera wird das auf dem Target erzeugte Wärmebild aufgenommen. Die seitliche Position schützt die Kamera vor der HF-Strahlung und vermeidet Mehrfachreflexionen im Infrarotbereich. Die vom Target transmittierte Strahlleistung (ca. 92% der Gesamtleistung nach Gl. (3.2) bei $\epsilon_r = 4.3$ und $\tan\delta = 0.02$) wird vom Absorber aufgefangen. Um die Strahlparameter genau zu ermitteln, wird die Anordnung aus Target und Kamera an verschiedene Orte auf der Achse z bewegt. Der Meßaufbau wurde für Thermoaufnahmen bis zu einer Distanz von 1500 mm vom Fenster ausgelegt.

In den folgenden Kapiteln werden die einzelnen Elemente Target, Thermokamera und Absorber genauer erläutert.

3.1 Target

Im ersten Abschnitt werden die Anforderungen an die geometrischen Größe des Targets veranschaulicht. Wie groß die Erwärmung des Targets ist und wie stark sich das entstandene Temperaturprofil innerhalb der Aufnahmezeit der Thermokamera verändert, wird in Kapitel 3.1.2 und 3.1.3 beschrieben.

3.1.1 Targetgröße

Will man einen stigmatischen Gaußschen Strahl nahezu vollständig erfassen, so muß man nach Goldsmith (1982) den Mindestradius $r(z)$ einer transversalen Abbildungsfläche 2 mal so groß wählen wie den Strahlradius $w(z)$. Ausgehend von dem Soll-Strahl des Gyrotrons mit $w_0 = 22.4$ mm, $z_0 = 120$ mm und $f = 140$ GHz ergibt sich nach Gl. (2.4) für die Mindestgröße des Targets bei $z = 1500$ mm der Radius 95 mm.

Um bei der Messung einen gewissen Spielraum zu besitzen, wurde das Target im Meßaufbau mit einer quadratischen Größe von 480 mm x 480 mm gefertigt. Bedingt durch den weit ausladenden Kryostaten mit den supraleitenden Magnetspulen des Gyrotrons konnte das Target nicht bis an das Fenster herangefahren werden. Deshalb wurde ein zweites Target mit den Maßen 190 mm x 190 mm angefertigt.

Bei der senkrechten Anordnung des Targets im Strahlengang darf der Arbeitspunkt des Gyrotrons nicht durch Reflexionen am Target beeinflusst werden. Deshalb muß das Target auf eine resonante Dicke d abgestimmt werden, die einem ganzzahligen Vielfachen (N) der halben Wellenlänge λ_0 im Dielektrikum entspricht:

$$d = \frac{N \cdot \lambda_0}{2 \cdot \sqrt{\epsilon_r}} \quad (3.1)$$

Im Gegensatz zur Abbildungsfläche ist, wie man in Gl. (3.1) sieht, die Berechnung der Dicke d nicht mehr materialunabhängig. Da die Wahl des Materials auch von seinem Temperatur- und Wärmeleitverhalten abhängig ist, kann die Dicke erst später angegeben werden.

3.1.2 Temperaturerhöhung

Für die Auswahl des Targetmaterials ist es notwendig zu wissen, wieviel eingestrahlte Leistung erforderlich ist, um eine definierte Temperaturerhöhung im Targetmaterial zu erhalten. Sinnvoll ist eine größtmögliche Temperaturerhöhung bei kleinster eingestrahelter Leistung. So kann die Energieabgabe durch das Gyrotron in die Meßanordnung so niedrig wie nur möglich gehalten werden.

Ausgangspunkt bei der Berechnung der Temperaturerhöhung im Targetmaterial ist das Verhältnis von der absorbierten zur eingestrahlten Leistung (Nickel 1994):

$$\frac{P_{abs}}{P_{in}} = \pi \cdot d \cdot f \cdot \tan \delta \cdot \frac{(\epsilon_r + 1)}{c_0} \quad (3.2)$$

Gl. (3.2) stellt eine Näherung erster Ordnung für die Absorption in Targets mit resonanter Dicke d dar. Die Variable c_0 bedeutet die Lichtgeschwindigkeit. Für die weitere Berechnung ist zu beachten, daß der Verlustwinkel $\tan \delta$ örtlich, zeitlich und auch bezüglich Temperaturänderungen als konstant angenommen wird.

Der erste Hauptsatz der Thermodynamik beschreibt den Zusammenhang zwischen absorbierter Leistung und der Temperaturerhöhung im Targetmaterial:

$$P_{abs} \cdot t_p = c \cdot \rho \cdot V \cdot \Delta T \quad (3.3)$$

Ein Körper mit der spezifischen Wärmekapazität c , der spez. Dichte ρ und dem Volumen V erfährt eine Temperaturerhöhung ΔT bei einer Energiezufuhr aus der absorbierten Leistung P_{abs} mal der Impulslänge t_p des Gyrotrons.

Um die ortsabhängige Erwärmung im Target angeben zu können, ist es notwendig, den Übergang von der Leistung auf die flächenbezogene Leistungsdichte zu vollziehen:

$$\frac{P_{abs}}{P_{in}} = \frac{S_{abs}(x, y)}{S_{in}(x, y)} \quad (3.4)$$

Die Leistung läßt sich durch ein Flächenintegral über der Leistungsdichte errechnen:

$$P_{in} = \iint_F S_{in}(x, y) dx dy = \int_0^{\infty} \int_0^{2\pi} S_{in}(r, \varphi) r d\varphi dr \quad (3.5)$$

Aus den Gln. (3.2) bis (3.5) erhält man nun die örtliche Temperaturerhöhung in einem Target in Abhängigkeit von der eingestrahlten Leistungsdichte:

$$\Delta T(x, y) = \frac{\pi \cdot f \cdot \tan \delta \cdot (\epsilon_r + 1) \cdot t_p}{c \cdot \rho \cdot c_0} \cdot S_{in}(x, y) \quad (3.6)$$

Bemerkenswert an diesem Ergebnis ist, daß die örtliche Erwärmung unabhängig von der Dicke d des Targets geworden ist (Nur gültig bei Targets mit resonanter Dicke!). Ebenfalls ist eine lineare Beziehung zwischen der Leistungsdichte und der Temperaturerhöhung erkennbar.

Beim fundamentalen Gaußschen Millimeterwellen-Strahl ist, wie im Kapitel 2 erwähnt, die Amplitude der elektrischen Feldstärke in der Transversalebene gaußverteilt. Folgedessen ist auch die Leistungsdichte gaußverteilt. Sie läßt sich für einen stigmatischen Strahl folgendermaßen in Polarkoordinaten darstellen:

$$S_{in}(r, z) = S_0 e^{-\frac{2r^2}{w(z)^2}} = 2 \frac{P_{in}}{\pi \cdot w^2} e^{-\frac{2r^2}{w^2}} \quad (3.7)$$

Für diesen Fall erhält man :

$$\Delta T(r, z) = 2 \cdot P_{in} \cdot \frac{f \cdot \tan \delta \cdot (\epsilon_r + 1) \cdot t_p}{w(z)^2 \cdot c \cdot \rho \cdot c_0} \cdot e^{-\frac{2r^2}{w(z)^2}} \quad (3.8)$$

In Abb. 3.2 ist nun $\Delta T(0, z)$ mit den Materialparametern für Mylar und für einen Strahl mit $w_0 = 22.4$ mm, $z_0 = 0$ mm und $f = 140$ GHz aufgetragen. Für eine Temperaturerhöhung bei $z = 0$ mm von ungefähr 4.4 K ist bei dem Werkstoff Mylar gerade ein Energieaufwand von 100 J nötig. Das bedeutet, daß bei einer Strahlungsleistung von 500 kW das Gyrotron eine Pulslänge von 0.2 ms benötigt. Für eine ähnliche Temperaturerhöhung benötigt dagegen der verlustärmere Materialwerkstoff Teflon die 31-fache Energiemenge oder bei gleicher Strahlungsleistung des Gyrotrons eine Pulslänge von 6.2 ms. Die Pulslänge von 0.2 ms entspricht einem realistischen Wert, dagegen ist 6.2 ms für das untersuchte Gyrotron eine relativ lange Pulsdauer. Durch die geringere erforderliche Energiemenge und die daraus resultierende günstigere Pulslänge erweist sich Mylar als das geeignetere Targetmaterial.

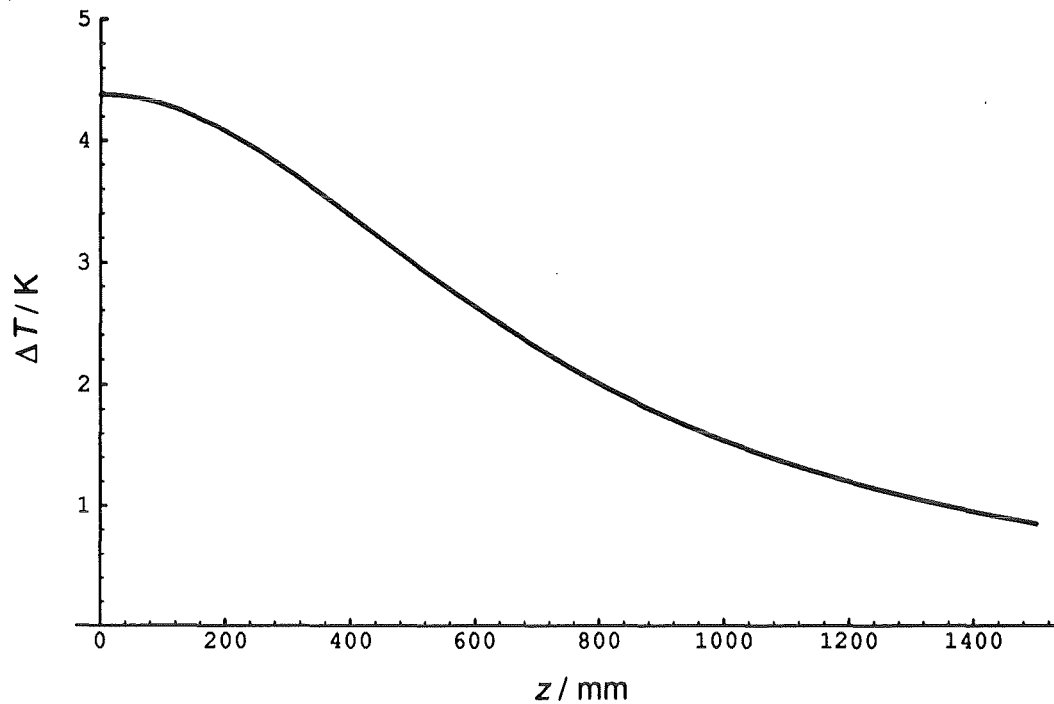


Abb. 3.2 $\Delta T(0,z)$ von Mylar bei einer Erwärmung durch einen stigmatischen Strahl mit $w_0 = 22.4$ mm, $z_0 = 0$ mm und $f = 140$ GHz. Die eingestrahelte Energie beträgt 100 J.

3.1.3 Wärmeleitung

Die Thermokamera benötigt bei der Aufnahme der Wärmebilder eine gewisse Zeitspanne Δt . Im folgenden wird untersucht, inwieweit sich die Wärmebilder auf dem Target während dieser Aufnahmezeit verändern. Ziel ist es, ein Material zu finden, bei dem ein Bild in der Aufnahmezeit als unveränderlich angesehen werden kann. Wenn man von einer Wärmekonvektion durch das umgebene Medium Luft absieht, wird dieses Problem, physikalisch betrachtet, durch die instationäre Wärmeleitung beschrieben. Formelmäßig wird sie durch die Fouriersche Differentialgleichung erfaßt:

$$\frac{\partial \Delta T}{\partial t} = a \nabla^2 \Delta T \quad (3.9)$$

Gl. (3.9) beschreibt das Temperaturfeld in seinem zeitlichen und örtlichen Verlauf. Die Variable a steht für die Temperaturleitfähigkeit, sie hängt über die Definition

$$a = \frac{\lambda}{\rho \cdot c} \quad (3.10)$$

mit der Wärmeleitfähigkeit λ , der spezifischen Dichte ρ und der spezifischen Wärmekapazität c des Mediums zusammen. Die Temperaturleitfähigkeit ist ein Maß für die Fortpflanzungsgeschwindigkeit einer Temperaturveränderung in einem Körper.

Durch die Verwendung eines sehr dünnen Targets, d.h. die Ausdehnung des Targets kann in einer Ortskoordinatenrichtung vernachlässigt werden, und unter der Annahme einer rotationssymmetrischen Quellenverteilung auf einem homogenen und isotropen Körper läßt sich die Beschreibung auf den eindimensionalen Fall beschränken:

$$\frac{\partial \Delta T}{\partial t} = a \frac{\partial^2 \Delta T}{\partial x^2} \quad (3.11)$$

Diese Differentialgleichung läßt sich nach der Methode der Quellpunkte lösen (Elsner 1985). Zu Beginn wird eine Variablensubstitution durchgeführt:

$$\xi = \frac{x}{\sqrt{4at}} \quad (3.12)$$

Durch Gl. (3.12) werden die Variablen x und t zu einer dimensionslosen Variablen ξ zusammengefaßt. Die Substitution der neuen Variablen ξ in der Gl. (3.11) führt diese in die einfache Differentialgleichung

$$\frac{d^2 \Delta T}{d\xi^2} + 2\xi \frac{d\Delta T}{d\xi} = 0 \quad (3.13)$$

über, deren Lösung durch den Ansatz

$$\Delta T(x,t) = A + B \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^\xi e^{-\xi^2} d\xi \quad (3.14)$$

gegeben ist. Da auch die Ableitung von $\Delta T(x,t)$ eine partikuläre Lösung ist, folgt Gl. (3.15) als weitere Lösung.

$$\Delta T(x,t) = D \frac{1}{\sqrt{\pi}} \frac{e^{-\frac{(x-s)^2}{4at}}}{\sqrt{4at}} \quad (3.15)$$

Zur Verallgemeinerung der Lösung wurde mit s eine Koordinatentransformation vorgenommen. Die Konstante D ist ein Maß für die im Körper gespeicherte Wärme. Die Lösung (3.15) gilt für alle diejenigen Fälle, bei denen die Ausbreitung einer örtlich an der

Stelle s zugeführten Wärme verfolgt werden soll. Für eine beliebige diskrete Temperaturverteilung $\Delta T_a(s)$ zum Zeitpunkt $t = 0$ muß Gl. (3.15) über alle Stellen s_i aufsummiert werden.

$$\Delta T(x, t) = \sum_i \frac{1}{\sqrt{\pi}} D_i \frac{e^{-\frac{(x-s)^2}{4at}}}{\sqrt{4at}} \quad (3.16)$$

Beim Übergang zu einer kontinuierlichen Temperaturverteilung $\Delta T_a(s)$, also bei der Annahme unendlich vieler lokaler Erwärmungen, muß der Summenausdruck durch die Integraldarstellung Gl. (3.17) ersetzt werden, d.h. für D_i muß die differentiell kleine Größe $\Delta T(s) ds$ eingeführt werden.

$$\Delta T(x, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{\sqrt{\pi}} \Delta T(s) \frac{e^{-\frac{(x-s)^2}{4at}}}{\sqrt{4at}} ds \quad (3.17)$$

$\Delta T(s)$ ist mit der Anfangstemperaturverteilung $\Delta T_a(s) = \Delta T(x, t = 0)$ identisch.

Eine Methode dieses Integral zu lösen, ist die numerisch-graphische nach Binder-Schmidt (Elsner 1985). Bei ihr wird der Körper in Elementarbereiche unterteilt, deren Temperatur zur Zeit $t + \Delta t$ aus den Werten der Temperatur zur Zeit t bestimmbar ist. Die Differentialgleichung geht dabei in eine Differenzgleichung als Näherungsgleichung über. Das Differenzenverfahren beruht darauf die kontinuierlich veränderlichen Größen x und t durch diskret veränderliche Werte

$$\begin{aligned} x_n &= x_0 + n\Delta x \\ t_k &= t_0 + k\Delta t \end{aligned} \quad (3.18)$$

zu ersetzen. Ist die Temperaturverteilung zu einer beliebigen Zeit t_k bekannt, kann nach der Vorschrift Gl. (3.19) der Temperaturverlauf zum nachfolgenden Zeitpunkt t_{k+1} aus den Temperaturwerten der eigenen und der benachbarten Schichten berechnet werden. Alle späteren Zeitpunkte sind durch schrittweises Fortsetzen der Gl. (3.19) zu errechnen.

$$\Delta T_{n,k+1} = \Delta T_{n,k} + \frac{a\Delta t}{(\Delta x)^2} (\Delta T_{n+1,k} + \Delta T_{n-1,k} - 2\Delta T_{n,k}) \quad (3.19)$$

Ergibt die Wahl der Orts- und Zeitintervalle

$$\frac{2a\Delta t}{(\Delta x)^2} = 1 \quad (3.20)$$

vereinfacht sich Gl. (3.19) zu

$$\Delta T_{n,k+1} = \frac{\Delta T_{n+1,k} + \Delta T_{n-1,k}}{2}. \quad (3.21)$$

Im Abschnitt 3.1.2 hatte sich Mylar im Vergleich zu Teflon als das geeignetere Targetmaterial gezeigt. Daher ist unter Verwendung von Gl. (3.20) und (3.21) in Abb. 3.3 der relative Temperaturverlauf $\Delta T/T_{max}$ für Mylar zu verschiedenen Zeitpunkten aufgetragen worden. Für die Anfangstemperaturverteilung wurde eine Gaußverteilung mit einem Mittelpunkt bei $x = 0$ mm angenommen. Die Temperaturleitfähigkeit a beträgt bei Mylar $1.8 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$.

In Abb. 3.3 kann man deutlich das "Zerfließen" der Gaußverteilung erkennen. Für die Bildaufnahme ist die Zeitspanne von ungefähr 5.3 s interessant. Diese Zeit benötigt nämlich die Thermokamera, um ein Bild höchster Auflösung aufzunehmen. Der Temperaturverlauf bei $t = 0$ s und $t = 7.5$ s ist nahezu deckungsgleich. Das bedeutet, daß das Thermobild während der Aufnahmezeit auf dem Mylartarget als invariant angenommen werden kann. Eine Vernachlässigung der Wärmekonvektion bei $t = 60$ s und $t = 300$ s im Medium Luft ist nicht mehr gegeben.

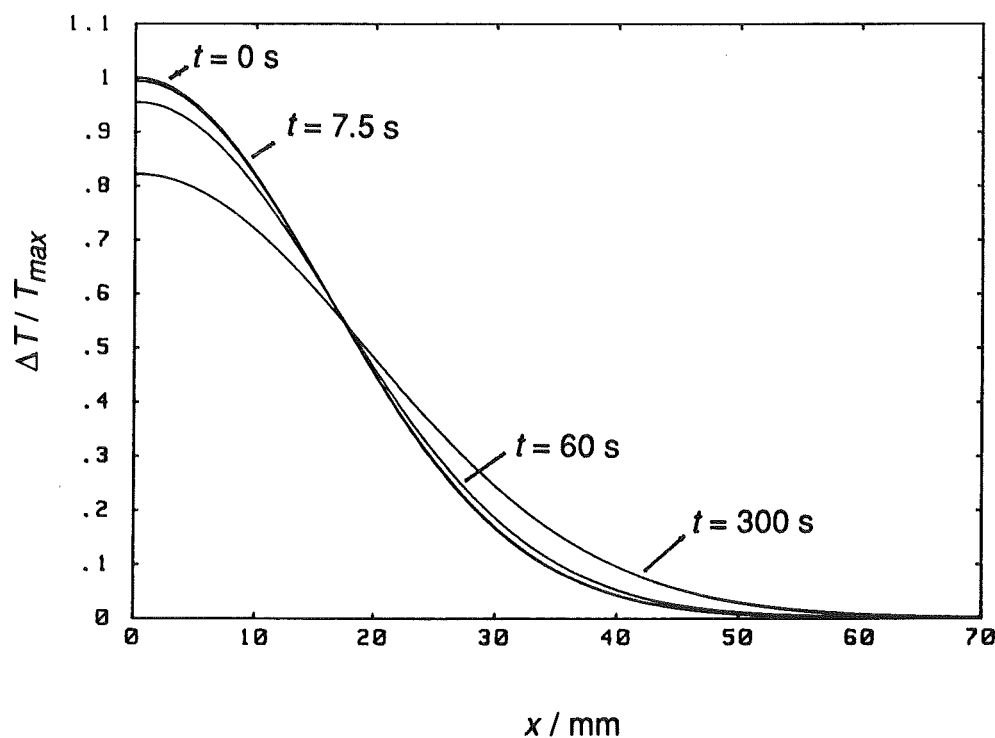


Abb. 3.3 Instationäre Wärmeleitung bei Mylar

3.1.4 Materialübersicht

bei Raumtemperatur	Teflon: (Polytetrafluor- äthylen)	Mylar: (Polyäthylen- terephthalat)	EGS 102, der Firma Ferrozell: (glasfaserverstärktes Epoxidharz)
ϵ_r bei $f = 140$ GHz	2.07 (Afsar 1987)	3.35 (Sobel <i>et al.</i> 1961)	4.3 ± 0.05 (eigene Messung)
$\tan \delta$ bei $f = 140$ GHz	$5.5 \cdot 10^{-4}$ (Afsar 1987)	0.01 (Sobel <i>et al.</i> 1961)	0.02 ± 0.01 (eigene Messung)
$c / \text{Jkg}^{-1}\text{K}^{-1}$	100 (Saechtling Daten 1992)	1100 (VDI)	920 (Schätzwert)
ρ / kgm^{-3}	$2.20 \cdot 10^3$ (VDI)	$1.38 \cdot 10^3$ (VDI)	$1.75 \cdot 10^3$ (Ferozell)
$a / 10^{-6} \text{m}^2\text{s}^{-1}$	0.11-0.21 (VDI)	0.18 (VDI)	0.19 (Schätzwert)

Tabelle 3.1 Materialübersicht

Die Berechnungen in Kapitel 3.1.2 und Kapitel 3.1.3 zeigen, daß Mylar das geeignete Targetmaterial ist. Für ein Mylartarget errechnet sich die resonante Dicke für ein 140 GHz Gyrotron nach Gl. (3.1) mit $N = 1$ und der Permittivität ϵ_r aus Tabelle 3.1 zu $d = 0.585$ mm. Eine Folie dieser Stärke war nicht zu erhalten.

Als Ersatz wurde daher auf glasfaserverstärktes Epoxidharz der Firma *Ferozell* zurückgegriffen. Zur Bestimmung des Verlustwinkels $\tan \delta$ und der dielektrischen Konstante ϵ_r wurde eine Probe mit der Dicke $d = 1.04$ mm auf einem skalaren quasioptischen Netzwerkanalysator nach Maßler (1993) ausgemessen und mit analytisch

ermittelten Werten verglichen (Nickel und Thumm 1991). Die auf diese Weise gefundenen Werte sind in Tabelle 3.1 zu finden. Das Meßergebnis und die theoretische Berechnung sind in Abb. 3.4 zu sehen. Für $N = 2$ erkennt man eine Resonanzstelle bei ungefähr $f = 139$ GHz mit $S_{11} = -22.5$ dB. Das Target eignet sich somit für ein 140 GHz Gyrotron. Die Differenz zwischen der theoretischen Berechnung und der Messung liegt in der Struktur des glasfaserverstärkten Epoxidharzes. Die theoretische Kurve ist unter der Annahme eines homogenen und isotropen Mediums berechnet. Die speziellen Voraussetzungen sind aber bei dem hier verwendeten Material nur näherungsweise gegeben. Die resonante Dicke dieses Materials für 140 GHz liegt damit nach Gl. (3.1) mit $N = 1$ bei $d = 0.52$ mm. Das tatsächlich eingesetzte Targetmaterial hatte eine Dicke von ungefähr $d = 0.58$ mm. Diese Dickendifferenz bedeutet eine Erniedrigung der Resonanzfrequenz. Um die Rückreflexionen des Targets zu mindern, wurde dieses in der Horizontalen um einen Winkel von 2° zur Strahlachse gedreht. Diese Maßnahme bedeutet für das Absorptions- und Transmissionsverhalten keine nennenswerte Veränderung gegenüber dem nicht gedrehten Fall.

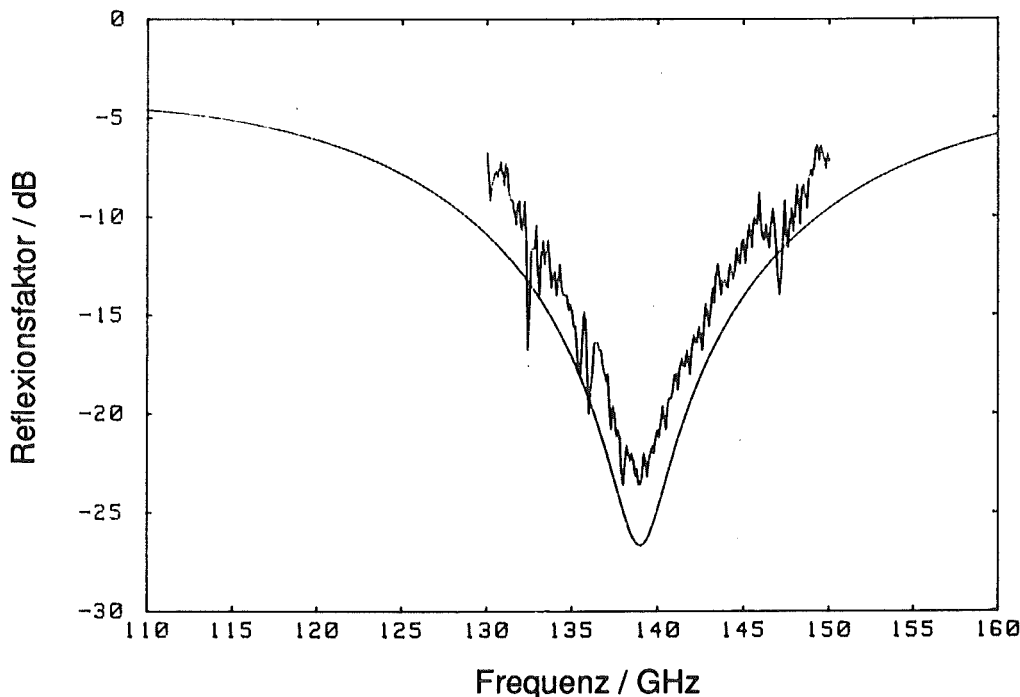


Abb. 3.4 Gemessener Reflexionsfaktor von EGS102 ($\epsilon_r = 4.3$, $\tan \delta = 0.02$, $d = 1.04$ mm)

Für die Temperaturleitfähigkeit kann nur ein Schätzwert von $a = 0.19 \cdot 10^{-6}$ m²/s angegeben werden. Dieser Wert kommt dem von Mylar nach Tabelle 3.1 sehr nahe.

3.2 Thermokamera

Die verwendete Infrarot-Kamera (*JTG-3210* der Firma *Jeol*) erfaßt die Infrarotstrahlung von der Oberfläche eines Objektes und mißt quantitativ die Temperaturverteilung über dieser Oberfläche. In Tabelle 3.2 sind die wichtigsten technischen Daten der Thermokamera zusammengestellt.

Temperaturmeßbereich	-40 bis 2000° C (3 Bereiche, automatische Bereichsumschaltung)
Spektralbereich	8 bis 13 µm
Bildaufnahmezeit	Normal 1.3 s, 5.3 s für verbesserten S/N, 0.6 s bei schneller Abtastung
Temperaturauflösung	0.025° C oder besser
Optische Abtastung	230 Linien/Bild für Wärmebilder (115 Linien/Bild in 0.6 s Frame time)
Sichtfeld	25° (H) x 23° (V)

Tabelle 3.2 Technische Daten der Infrarot-Kamera *JTG-3210*

Zum Aufbau der Thermokamera:

Die Thermokamera tastet die Infrarotstrahlen eines Objektes ab, fokussiert sie, wandelt sie unter Anwendung eines Infrarotdetektors in elektrische Signale um, und setzt das elektrische Signal in Temperaturwerte um. Der Vorgang ist ähnlich dem einer TV-Kamera. Der Unterschied besteht darin, daß die TV-Kamera aktives Licht gebraucht (von einem Objekt reflektiertes) und die Thermokamera passives (von einem Objekt ausgestrahltes). Die TV-Kamera tastet mit Hilfe einer Kameraröhre oder eines CCD ab, die Thermokamera

hingegen mechanisch, da der Infrarotdetektor ein einzelnes Element ist. Die Intensität der Infrarotstrahlung ändert sich nicht proportional mit der Temperatur. Zusätzlich ändert sich die Empfindlichkeit des Infrarotdetektors mit der Umgebungstemperatur. Zur korrekten Messung der Temperatur eines Objektes wird daher die Infrarotstrahlenintensität mit der einer Referenz-Temperaturquelle verglichen und linear korrigiert.

Über ein IEEE 488(GP-IB)-Interface werden die Bildpunkte der Thermoaufnahmen von der Thermokamera an einen Rechner der HP 9000/300 Serie übertragen. Die Formatgröße zur Bildübertragung besteht aus 57500 Bytes für die Bildpunkte (250 Bytes x 230 Linien) und 29 Bytes für Bildparameter.

3.3 Absorber

Verwendet man EGS102 als Targetmaterial, so muß der Absorber nach Gl. (3.2) mehr als 88% der Strahlleistung des Gyrotrons (bei $\epsilon_r = 4.3$ und $\tan\delta = 0.03$ für das Targetmaterial) auffangen. Das beste Absorbermaterial für diese hohe Leistung ist nicht entflammbarer Kalksandstein. Verwendet man nur diese Steine, so wird die Meßbox allerdings sehr schwer. Daher wurde auf eine Kombination aus Stein und Holz ausgewichen, deren Anordnung in Abb. 3.5 zu sehen ist.

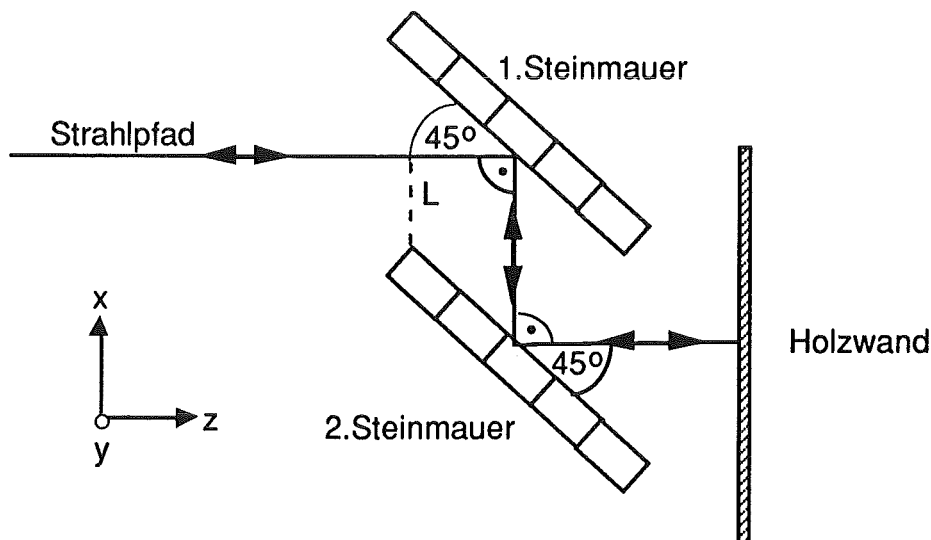


Abb. 3.5 Schematischer Weg des Gaußschen Strahles im Absorber (Draufsicht)

In dieser Anordnung bilden zwei parallele Kalksandsteinmauern, die vom Strahl unter 45° getroffen werden, den Hauptabsorber. Die anschließende Holzwand "schluckt" die noch verbleibende Restleistung und verhindert damit Reflexionen an der Metallwand.

Beide Materialien wurden mit einem skalaren quasioptischen Netzwerkanalysator nach Maßler (1993) hinsichtlich ihres Reflexionsverhaltens vermessen. Das Testsignal des skalaren quasioptischen Netzwerkanalysators ist ein linear polarisierter Gaußscher Strahl, dessen elektrische Feldkomponente parallel zur x -Achse ausgerichtet ist.

Im Bereich um 140 GHz wurde für eine Steinmauer bei einer transversalen Anordnung im Strahlengang ein Rückreflexionsfaktor von weniger als -17 dB ermittelt. Durch Drehen der Mauer um 45° in der x,z -Ebene, wie in Abb. 3.5, verringert sich der Rückreflexionsfaktor der Gesamtanordnung auf unter -30 dB.

Um das Streu- und Reflexionsverhalten einer um 45° gedrehten Mauer beurteilen zu können, wurde diese gemessen und mit einer Referenzmessung (Spiegel anstelle der Steinmauer) verglichen. Der Empfangspegel der Reflexionsmessung für die Steinmauer ist in Abb. 3.6 und für den Spiegel in Abb. 3.7 zu sehen; jeweils über einem Winkelbereich von $\pm 20^\circ$ der Hauptreflexionsrichtung.

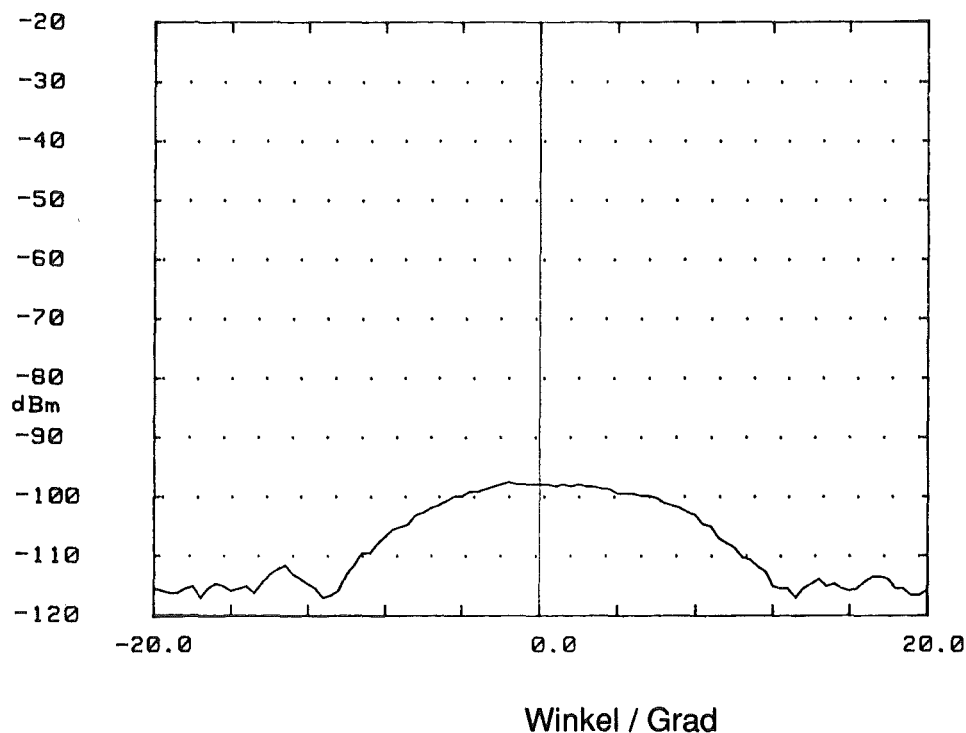


Abb. 3.6 Reflexionsmessung einer in der x,z -Ebene um 45° gedrehten Steinmauer (E-Vektor parallel zur x -Achse)

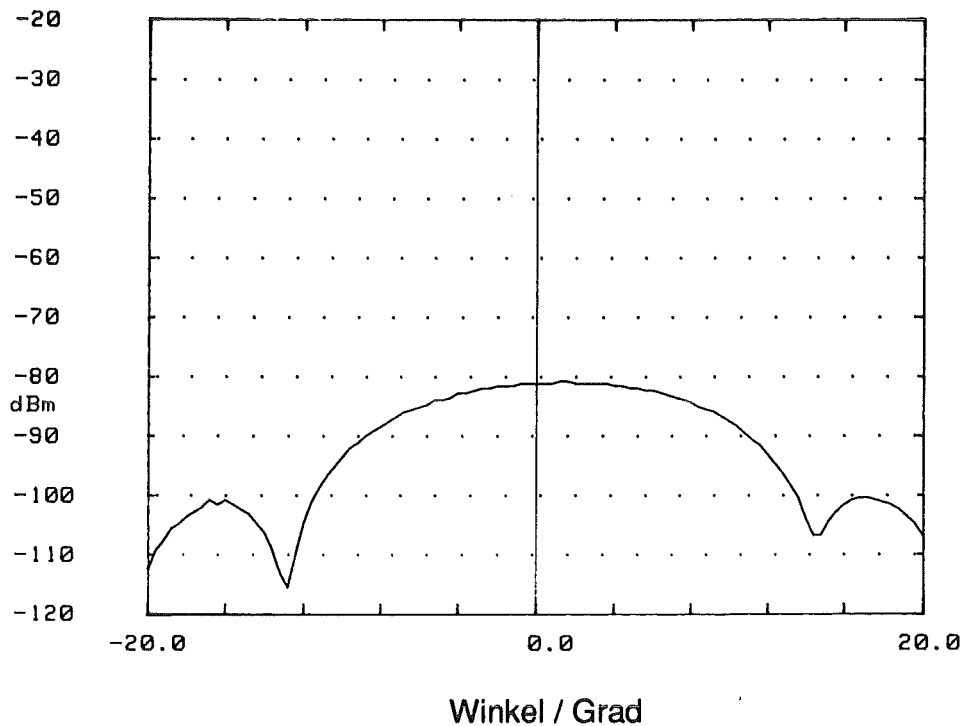


Abb. 3.6 Reflexionsmessung eines in der x,z -Ebene um 45° gedrehten Spiegels (E-Vektor parallel zur x -Achse)

Aus der Differenz der Meßwerte beider Diagramme läßt sich eine annähernd konstante Dämpfung von 17 dB durch die Steinmauer ablesen. Der konstante Wert weist auf eine geringe Streuungstendenz der Mauer hin.

Für den zur z -Richtung transversalen Abstand $2L$ der parallelen Steinmauern ist der Strahlradius am "Eingang" des Absorbers entscheidend. Bei einer Entfernung der Mauern vom Fenster von ungefähr 2000 mm beträgt der Mindestabstand für L unter Annahme der Soll-Strahlparameter $2w(z) = 123$ mm. In der Meßbox ist der Abstand $L \geq 250$ mm.

3.4 Meßbox

Auf den folgenden Seiten sind die Konstruktionszeichnungen für die Seitenansicht (Abb. 3.7) und Draufsicht (Abb. 3.8) der Meßanordnung in der Meßbox zu finden.

Die Meßbox wurde aus Aluminiumblechen und -winkeln aufgebaut, um die Umgebung vor der HF-Strahlung zu schützen. Zusätzlich dichtete man in der Box Überlappungen von

Blechen und Winkeln und kleine Öffnungen mit Aluminiumklebebändern ab. Die Seitenwände wurden mit Absorbermatten ausgekleidet, um Reflexionen von Infrarot-Strahlung an den Metallwänden zu verhindern, die ansonsten die Messungen verfälschen könnten. Der Boden wurde mit Holzplatten belegt.

Aus der Größe des Absorbers und der Forderung, Thermoaufnahmen bis $z = 1500$ mm zu ermöglichen, ergab sich eine Gesamtlänge der Meßbox von 2745 mm.

Das System aus Target und Thermokamera wurde starr auf einem "Holzschlitten" befestigt, der auf Schienen bewegt werden kann.

Die Halterungen und die Rahmen der beiden Targets wurden ebenfalls aus Holz angefertigt, um Reflexionen so gering wie nur möglich zu halten.

Für Bildaufnahmen von $z \approx 0$ mm bis zu ca. $z = 300$ mm wurde ein kleineres Target mit einer speziellen Halterung verwendet. Um den gleichen Abstand zwischen Target und Thermokamera zu gewährleisten, wurde die Kamera beim Targetwechsel ebenfalls 300 mm nach vorne versetzt. Die Anordnung mit dem kleineren Target ist gestrichelt dargestellt. In beiden Zeichnungen ist das in Kapitel 3.1.4 beschriebene Schrägstellen des Targets (um 2° zur Schiene) und folgerichtig das der Thermokamera nicht berücksichtigt.

Da für die Wärmebilderaufnahme der "Holzschlitten" mit Target und Thermokamera bis ganz an das Fenster gefahren wird, wurde das Verhalten der Kamera im Magnetfeld des Gyrotrons untersucht. Der Betrieb der Kamera wurde bei verschiedenen Abständen vom Gyrotronmittelpunkt getestet. Dabei konnte für ein einwandfreies Funktionieren eine Mindestentfernung von 1300 mm ermittelt werden. Mit diesem Ergebnis und einem Blickwinkel der Kamera auf das Target von 45° ergibt sich ein Abstand der Kamera von 757 mm zu der z-Achse. In der Meßbox beträgt er sogar 850 mm.

Zum Schutz vor schädlicher HF-Strahlung muß für die Kamera ein Sicherheitsabstand zur z-Achse eingehalten werden. Dazu wird das gleiche Kriterium wie bei der Bestimmung der Targetgröße in Kapitel 3.1.1 verwendet. Für die Meßanordnung beträgt der theoretische Wert nach Gl. (2.4) $2w(1500 \text{ mm} + 850 \text{ mm}) = 143 \text{ mm}$. Der tatsächliche Abstand mit 850 mm ist weit größer.

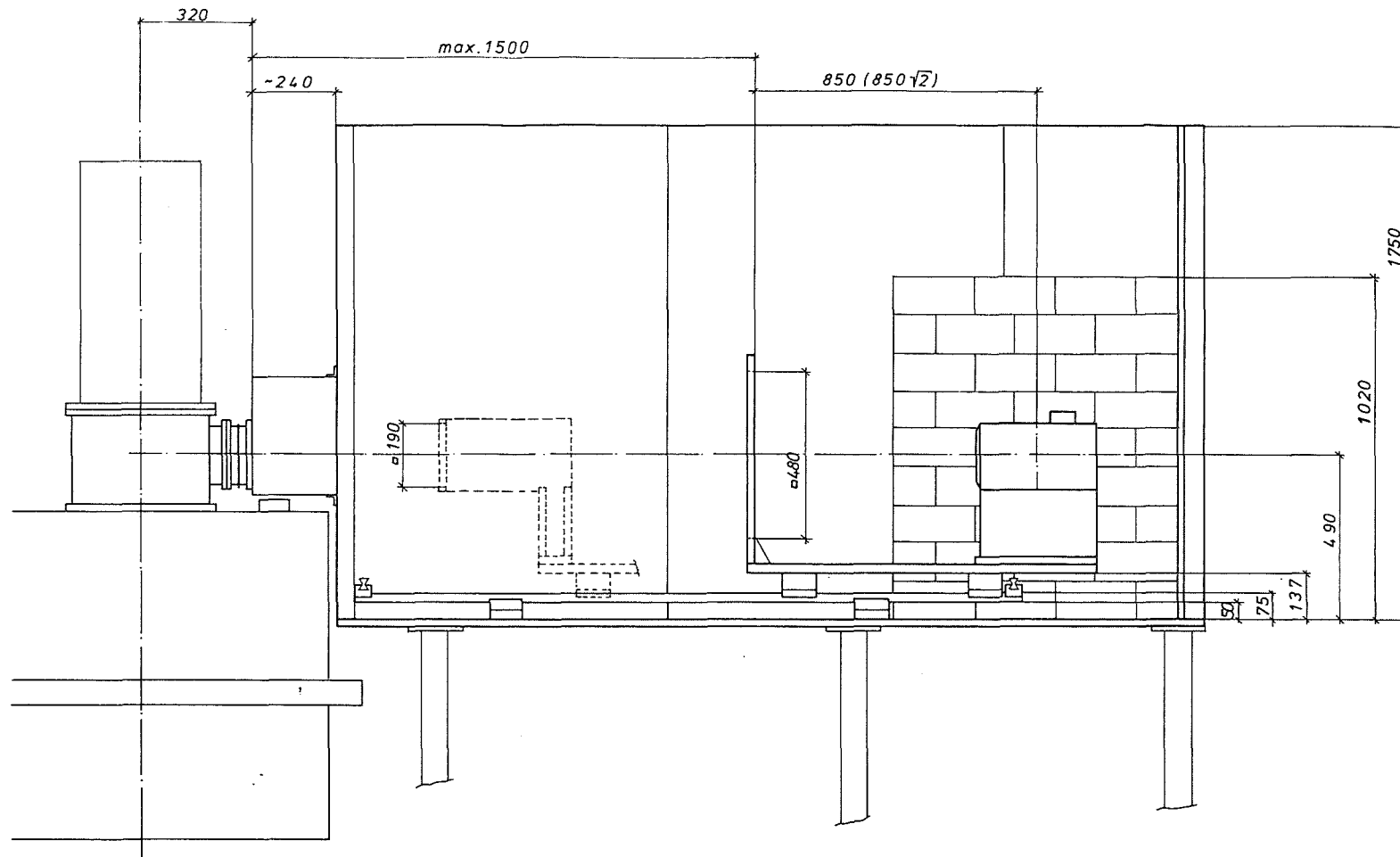


Abb. 3.7 Konstruktionszeichnung der Meßanordnung in der Meßbox am TE_{10,4} Gyrotron (Seitenansicht)

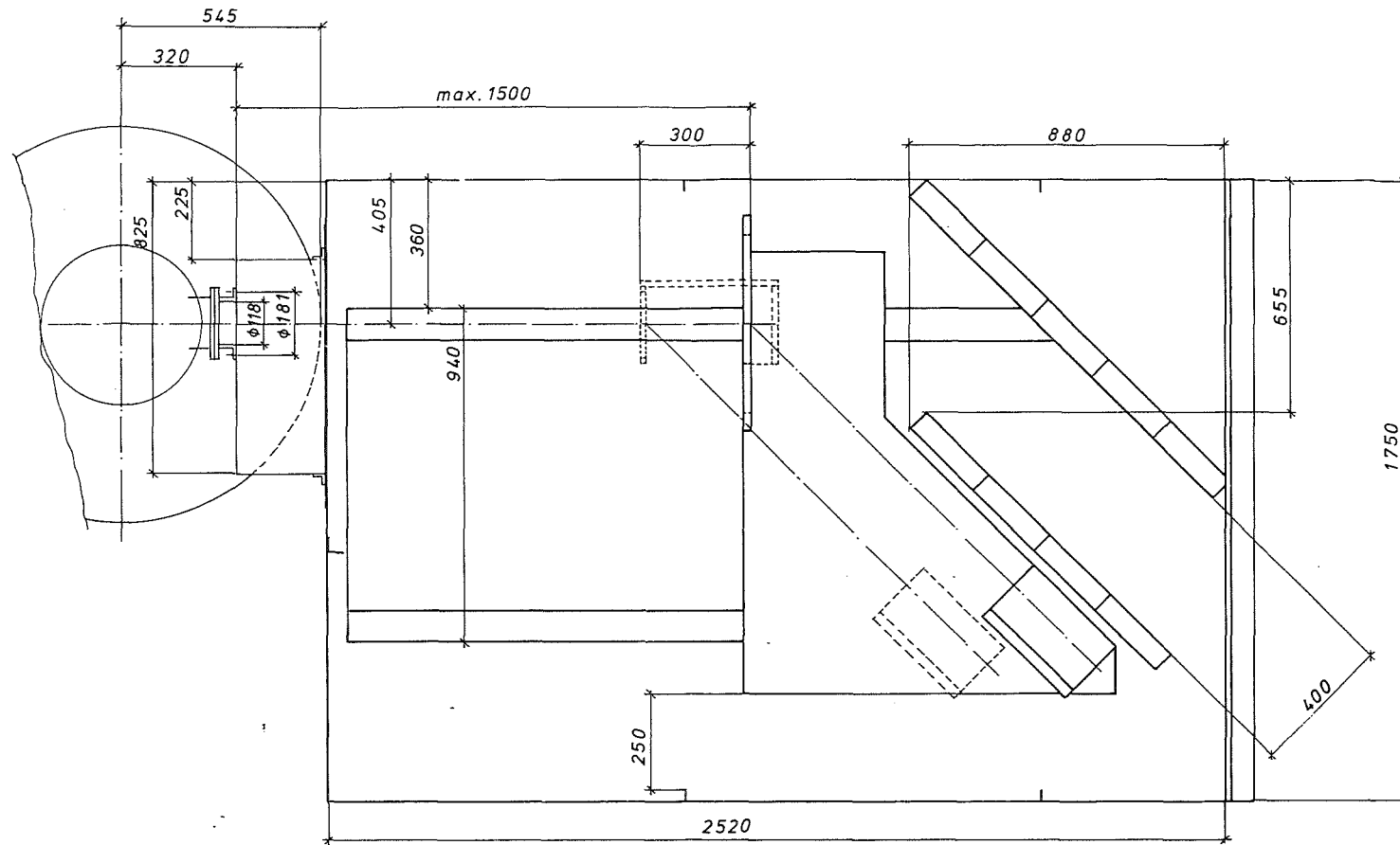


Abb. 3.8 Konstruktionszeichnung der Meßanordnung in der Meßbox am $TE_{10,4}$ Gyrotron (Draufsicht)

4. Auswerteverfahren

Will man den Millimeterwellen-Ausgangsstrahl eines Hochleistungsgyrotrons auf die Strahlparameter eines fundamentalen Gaußschen Strahles untersuchen, so muß an die Wärmebilder mehrerer Orte z jeweils eine Gaußverteilung angepaßt werden. Da die Wärmebilder eine Leistungsdichteverteilung darstellen, muß die anzupassende Gaußverteilung ebenfalls eine Leistungsdichteverteilung sein. Die zu einem Gaußschen Strahl mit einfachem Astigmatismus passende Funktion lautet:

$$Gau\beta(x, y, z) = A \cdot e^{-\frac{2 \cdot ((x - m_x(z)) \cdot \cos \varphi + (y - m_y(z)) \cdot \sin \varphi)^2}{w_1^2(z)} - \frac{2 \cdot ((y - m_y(z)) \cdot \cos \varphi - (x - m_x(z)) \cdot \sin \varphi)^2}{w_2^2(z)}} \quad (4.1)$$

Dabei steht die Variable A für eine beliebige Amplitude, m_x und m_y für die Mittelpunkte, w_1 und w_2 für die Strahlradien und φ für einen Verkippungswinkel der Verteilung gegenüber der Horizontalen.

Aus den Strahlradien aller Wärmebilder wird der Strahlradiusverlauf errechnet. Die Strahlachse ergibt sich aus den Mittelpunkten der einzelnen Verteilungen. Um die Parameter der Gaußverteilung in Gl. (4.1) in einem Wärmebild zu ermitteln, wurden zwei Verfahren entwickelt. Beide Verfahren sind unter der Annahme entstanden, daß der Ausgangsstrahl in hohem Maße einem $TEM_{0,0}$ entspricht und nur geringe Leistungsanteile in höheren TEM-Moden besitzt.

Zuvor wird aber das dabei zugrunde gelegte Koordinatensystem beschrieben.

4.1 Koordinatensystem

In Abb. 4.1 ist das Koordinatensystem eingezeichnet, das bei der Auswertung der Thermoaufnahmen verwendet wurde. Um das Koordinatensystem möglichst einfach zu definieren, wurde festgelegt, daß die z -Achse durch den Mittelpunkt des Gyrotronfensters verläuft, während sich die x, y -Ebene parallel zur Fensterfläche befindet. Der Ursprung des Koordinatensystems liegt im Mittelpunkt der Fensterfläche. Beim Entwurf der Röhre

wurde versucht, die Strahlachse des Sollstrahles und die z-Achse in Übereinstimmung zu bringen.

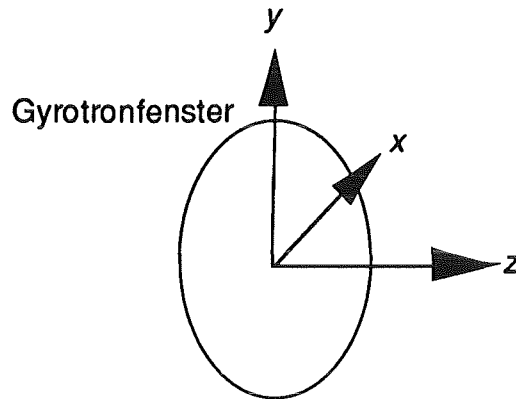


Abb. 4.1 Koordinatensystem

4.2 Methode der kleinsten Quadrate

Beim ersten Verfahren wird zunächst die allgemeine Form $G(x,y)$ des einfach astigmatischen Gaußschen Strahles anstelle der speziellen Darstellung in Gl. (4.1) verwendet:

$$G(x,y) = e^{ax^2+by^2+cxy+dx+ey+f} \quad (4.2)$$

Die Parameter a und b beeinflussen im wesentlichen die Strahlradien, c den Verkippungswinkel und d und e die Mittelpunkte der Verteilung. Die Amplitude wird durch den Parameter f bestimmt.

Die allgemeine Form der Gaußverteilung wird für den Anpassungsvorgang verwendet. Die diskrete Meßwerteverteilung der Wärmebilder wird dabei mit $Meßwerte_{i,k}$ bezeichnet.

Zur Vereinfachung des Anpassungsvorgangs wird auf die Verteilung Gl. (4.2) die In-Funktion angewandt. Dadurch erhält man eine Potenzreihe zweiten Grades. Die Meßwerteverteilung $Meßwerte_{i,k}$ wird ebenfalls logarithmiert. Damit ergeben sich folgende "neue" Verteilungen:

$$\ln\{G(x,y)\} = g(x,y) = ax^2 + by^2 + cxy + dx + ey + f \quad (4.3)$$

$$\ln\{Me\beta werte_{i,k}\} = me\beta werte_{i,k} \quad (4.4)$$

Zur optimalen Anpassung von $g(x,y)$ an die "neue" Me\beta werteverteilung $me\beta werte_{i,k}$ wird die Methode der kleinsten Quadrate nach C.F. Gau\beta (Bronstein 1985) angewandt. Darin wird zur Ermittlung der Parameter a, b, c, d, e, f der quadratische Fehler

$$\sum_i \sum_k (g(x_i, y_k) - me\beta werte_{i,k})^2 \quad (4.5)$$

minimiert. Dies geschieht, indem zun\ac hst Gl. (4.5) nach jedem Parameter abgeleitet wird. Die 6 abgeleiteten Gleichungen werden zur Findung des Minimums gleich null gesetzt. Durch geschicktes Umformen l\ac h\ss t sich daraus das lineare Gleichungssystem (4.6) aufbauen, wobei die Definition $\sum_i \sum_k Z(x_i, y_k) = [Z(x_i, y_k)]$ benutzt wird.

$$\begin{aligned} a[x_i^3 y_k] + b[x_i y_k^3] + c[x_i^2 y_k^2] + d[x_i^2 y_k] + e[x_i y_k^2] + f[x_i y_k] &= [me\beta werte_{i,k} x_i y_k] \\ a[x_i^4] + b[x_i^2 y_k^2] + c[x_i^3 y_k] + d[x_i^3] + e[x_i^2 y_k] + f[x_i^2] &= [me\beta werte_{i,k} x_i^2] \\ a[x_i^3] + b[x_i y_k^2] + c[x_i^2 y_k] + d[x_i^2] + e[x_i y_k] + f[x_i] &= [me\beta werte_{i,k} x_i] \\ a[x_i^2] + b[y_k^2] + c[x_i y_k] + d[x_i] + e[y_k] + f[1] &= [me\beta werte_{i,k}] \\ a[x_i^2 y_k^2] + b[y_k^4] + c[x_i y_k^3] + d[x_i y_k^2] + e[y_k^3] + f[y_k^2] &= [me\beta werte_{i,k} y_k^2] \\ a[x_i^2 y_k] + b[y_k^3] + c[x_i y_k^2] + d[x_i y_k] + e[y_k^2] + f[y_k] &= [me\beta werte_{i,k} y_k] \end{aligned} \quad (4.6)$$

Das Gleichungssystem besteht aus 6 Gleichungen, d.h. bei 6 gesuchten Parametern besitzt das Gleichungssystem genau eine L\osung. Bei der Findung dieser L\osung wurde das Verfahren nach Gau\beta-Jordan verwendet. Somit wurde die Gau\betaverteilung in Gl (4.2) ermittelt.

Um im n\ac hsten Schritt die Parameter w_1, w_2, m_x, m_y und φ der Verteilung in Gl. (4.1) zu erhalten, wird Gl. (4.1) logarithmiert und so umgeformt, da\beta der folgende Koeffizientenvergleich mit der Potenzreihe $g(x,y)$ durchgef\ac hrt werden kann:

$$a = -\frac{2}{w_1^2(z)w_2^2(z)} [w_2^2(z)\cos^2 \varphi + w_1^2(z)\sin^2 \varphi] \quad (4.7)$$

$$b = -\frac{2}{w_1^2(z)w_2^2(z)} [w_2^2(z)\sin^2 \varphi + w_1^2(z)\cos^2 \varphi] \quad (4.8)$$

$$c = -\frac{4}{w_1^2(z)w_2^2(z)} \cos \varphi \sin \varphi [w_2^2(z) - w_1^2(z)] \quad (4.9)$$

$$d = \frac{4}{w_1^2(z)w_2^2(z)} m_x(z) [w_2^2(z) \cos^2 \varphi + w_1^2(z) \sin^2 \varphi] - \frac{4}{w_1^2(z)w_2^2(z)} m_y(z) [\cos \varphi \sin \varphi (w_1^2(z) - w_2^2(z))] \quad (4.10)$$

$$e = -\frac{4}{w_1^2(z)w_2^2(z)} m_x(z) [\cos \varphi \sin \varphi (w_1^2(z) - w_2^2(z))] + \frac{4}{w_1^2(z)w_2^2(z)} m_y(z) [w_2^2(z) \sin^2 \varphi + w_1^2(z) \cos^2 \varphi] \quad (4.11)$$

$$f = \frac{-2}{w_1^2(z)} (m_x(z) \cos \varphi + m_y(z) \sin \varphi)^2 - \frac{2}{w_2^2(z)} (m_y(z) \cos \varphi - m_x(z) \sin \varphi)^2 + \ln A \quad (4.12)$$

Die Gleichungen (4.7) bis (4.12) stellen ein nichtlineares Gleichungssystem dar. Da aber nicht alle 6 Parameter in jeweils allen 6 Gleichungen gleichzeitig vorhanden sind, lassen sich die ersten drei Gleichungen (4.7), (4.8) und (4.9) zu einem eigenständigen Gleichungssystem zusammenfassen. Allerdings ist dieses immer noch nichtlinear. Hier bietet sich aber die Möglichkeit an, dieses System auf iterative Weise durch die Wahl möglichst guter Startwerte zu lösen. Diese Startwerte erhält man, indem die Gl. (4.7) und (4.8) zunächst mit einem Winkel $\varphi = 0^\circ$ nach w_1 und w_2 aufgelöst werden. Im nächsten Schritt bestimmt man aus Gl. (4.13) einen Startwinkel φ_0 :

$$\varphi_0 = \frac{1}{2} \arcsin \left(\frac{cw_1^2(z)w_2^2(z)}{2(w_1^2(z) - w_2^2(z))} \right) \quad (4.13)$$

Mit diesem Startwinkel werden nun w_1 und w_2 wiederum neu berechnet und danach aus Gl. (4.13) ein neuer Winkel φ . Dies wiederholt sich nun solange bis die Änderungen des Winkel φ unterhalb eines bestimmten Wertes liegen.

Leider kann das Argument in Gl. (4.13) betragsmäßig größer als 1 werden, so daß Gl. (4.13) nicht mehr auflösbar ist. Es kann der Fall eintreten, daß sich die Arcussinus-Funktion in einem instabilen Bereich befindet und das Iterationsverfahren nicht konvergiert. Dieses Problem tritt ab einem Winkel φ von ungefähr 20° auf. Man kann dieses Problem lösen, indem man das Koordinatensystem schrittweise um einen

bestimmten Winkel γ dreht, bis das Iterationsverfahren wieder konvergiert. Dadurch ergeben sich neue Parameter a', b', c', d', e', f' :

$$a' = a \cos^2 \gamma + b \sin^2 \gamma - c \sin \gamma \cos \gamma \quad (4.14)$$

$$b' = a \sin^2 \gamma + b \cos^2 \gamma + c \sin \gamma \cos \gamma \quad (4.15)$$

$$c' = 2a \cos \gamma \sin \gamma - 2b \cos \gamma \sin \gamma + c(\cos^2 \gamma - \sin^2 \gamma) \quad (4.16)$$

$$d' = d \cos \gamma - e \sin \gamma \quad (4.17)$$

$$e' = d \sin \gamma + e \cos \gamma \quad (4.18)$$

$$f' = f \quad (4.19)$$

Wenn soweit zurückgedreht wird, daß der verbleibende Differenzwinkel zum tatsächlichen Verkippungswinkel φ weniger als 10° beträgt, können bei der Iteration Rechenschritte eingespart werden. Daher wird der Winkel $\gamma = 10^\circ$ gesetzt. Somit sind bereits der Verkippungswinkel φ und die beiden Strahlradien w_1 und w_2 ermittelt. Werden diese in Gl. (4.10) und (4.11) eingesetzt, erhält man für die Mittelpunkte m_x und m_y ein lineares Gleichungssystem, das wieder mit den Gauß-Jordan-Verfahren gelöst wird. Zum Schluß muß die Gl. (4.12) nach A entwickelt werden. Durch die Drehung des Koordinatensystems gegenüber dem ursprünglichen müssen die gefundenen Mittelpunkte m_x und m_y wieder zurückgedreht werden.

Nachteil:

Das oben dargestellte Verfahren wurde programmiert und bezüglich seiner Empfindlichkeit gegenüber Störungen untersucht. Bei Vorgabe einer idealen Gauß- anstelle der Meßwertverteilung ermittelte das Programm die Parameter der Normalverteilung fehlerfrei. Bei der Auswertung einer speziellen Verteilung erkannte man, daß durch das Logarithmieren der Werte zu Beginn des Verfahrens eine zu starke Gewichtung zugunsten kleinerer Werte vorgenommen wird. Dies hat zur Folge, daß kleinere Meßwerte den Anpassungsvorgang, der auf der Minimierung des quadratischen Fehlers in Gl. (4.5) basiert, dominieren. In den Thermoaufnahmen können kleine Rauschamplituden nicht vermieden werden. Das Verfahren würde diese zu stark anheben und die Auswertung damit verfälschen. Aus diesem Grunde wurde versucht, ein zweites Verfahren zu entwickeln.

4.3 Wirkungsgradverfahren

Das zweite Verfahren bedient sich im wesentlichen eines Wirkungsgradquotienten, welcher die Kreuzkorrelation zweier Verteilungen beschreibt. Durch Maximieren dieses Wirkungsgrades wird eine optimal an eine Meßwertverteilung angepaßte Gaußverteilung ermittelt. Diese Methodik wurde bereits von Kuznezov und Malygin (1991) vorgestellt. In dieser Ausarbeitung wird eine andere Definition des Wirkungsgrades hergeleitet.

Ausgangspunkt ist die Verwandtschaft zweier komplexer Funktionen Ψ_1 und Ψ_2 , die sich wie folgt darstellen läßt (Kogelnik 1964, Joyce und DeLoach 1984, Lesurf 1990):

$$\langle \Psi_1 | \Psi_2 \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \Psi_1^*(x, y, z) \cdot \Psi_2(x, y, z) dx dy \quad (4.20)$$

Besitzen beide Verteilungen den gleichen Phasenwinkel, so ist der Übergang zur reellen Darstellung erlaubt. Somit erhält man für zwei elektrische Feldstärkeverteilungen:

$$\langle E_1 | E_2 \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} E_1(x, y, z) \cdot E_2(x, y, z) dx dy \quad (4.21)$$

In unserem Falle ist die Forderung nach Phasengleichheit näherungsweise erfüllt, solange wir uns im Fernfeld oder in der Strahlteile des Gaußschen Millimeterstrahles befinden. In diesen Bereichen besitzt der Strahl eine annähernd sphärische Phasenfront. Das obige Integral vergleicht zwei Feldverteilungen miteinander. In den Wärmebildern liegen aber keine Feld- sondern Leistungsdichteverteilungen vor, so daß folgender Übergang notwendig ist:

$$E \sim \sqrt{S} \quad (4.22)$$

Für den Vergleich zweier Leistungsdichteverteilungen muß Gl. (4.21) quadriert werden. Daraus ergibt sich mit Gl. (4.22):

$$\langle \sqrt{S_1} | \sqrt{S_2} \rangle^2 \sim \left(\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \sqrt{S_1(x, y, z)} \cdot \sqrt{S_2(x, y, z)} dx dy \right)^2 \quad (4.23)$$

Wenn beide Leistungsdichten auf ihre Einheitsleistung normiert werden, erhält man den Wirkungsgrad $\eta(z)$ (Tran *et al.* 1993, Lesurf 1990):

$$\eta(z) = \frac{\left(\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \sqrt{S_1(x,y,z)} \cdot \sqrt{S_2(x,y,z)} dx dy \right)^2}{\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} S_1(x,y,z) dx dy \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} S_2(x,y,z) dx dy} \quad (4.24)$$

Im vorliegenden Fall lautet der Wirkungsgrad $\eta(z)$ für eine diskrete Meßwerteverteilung (S_1 := diskrete Meßwerteverteilung; S_2 := Gaußverteilung):

$$\eta(z) = \frac{\left(\sum_i \sum_k \sqrt{\text{Meßwerte}_{i,k} \cdot \text{Gauß}(x_i, y_k, z)} \Delta x \Delta y \right)^2}{\sum_i \sum_k \text{Meßwerte}_{i,k} \Delta x \Delta y \cdot \frac{\pi}{2} w_1 w_2} \quad (4.25)$$

Zunächst aber werden die Mittelpunkte m_x und m_y der Gaußverteilung aus den Meßwerten ermittelt. Bei einer Normalverteilung sind die Orte der Mittelwerte identisch mit den Mittelpunkten. Im eindimensionalen Fall wird der Mittelwert nach Wolf (1982) für eine normierte Dichtenverteilung $f(x)$ mit

$$m_x = \bar{x} = \int_{-\infty}^{+\infty} x \cdot f(x) dx \quad (4.26)$$

bestimmt. Da die Meßwerteverteilung nicht normiert ist, wird der Mittelwert wie folgt errechnet:

$$m_x = \bar{x} = \frac{\sum_k x \cdot \text{Meßwerte}_{i,k} \Delta x}{\sum_k \text{Meßwerte}_{i,k} \Delta x} \quad (4.27)$$

Bei der Ermittlung des zweidimensionalen Mittelpunktes der Gaußverteilung wird nun folgendermaßen vorgegangen:

Das Wärmebild wird in horizontale und vertikale Schnitte zerlegt. Unter der Annahme nahezu gaußverteilter Meßwerte stellt jeder horizontale und vertikale Schnitt wieder eine Gaußverteilung dar. Für jeden Schnitt wird sein eindimensionaler Mittelwert gleich Mittelpunkt nach Gl. (4.27) berechnet. Anschließend wird durch die Mittelpunkte der horizontalen und vertikalen Schnitte jeweils eine Ausgleichsgerade gelegt. Bestimmt werden die Geraden über die Methode der kleinsten Quadrate. Der Schnittpunkt der Ausgleichsgeraden ist der Mittelpunkt der zweidimensionalen Gaußverteilung.

Für Berechnungen bei einem Verkippungswinkel von $\varphi = 0^\circ$, ergibt sich bei diesem Verfahren keine Lösung, da man in y -Richtung eine Gerade mit unendlicher Steigung

erhält. Die Lage der beiden Geraden zueinander ist durch den Verkippungswinkel φ der Verteilung festgelegt. Dadurch ist es möglich mit Hilfe beider Ausgleichsgeraden diesen Verkippungswinkel φ zu berechnen. Die Steigung der Geraden für die Schnitte mit konstantem y lautet:

$$M_1 = -\frac{\cos \varphi \sin \varphi (w_2^2 - w_1^2)}{w_2^2 \cos^2 \varphi + w_1^2 \sin^2 \varphi} \quad (4.28)$$

Für die Gerade mit konstantem x :

$$M_2 = -\frac{\cos \varphi \sin \varphi (w_2^2 - w_1^2)}{w_2^2 \sin^2 \varphi + w_1^2 \cos^2 \varphi} \quad (4.29)$$

Zur Vereinfachung der Schreibweise wird folgende Abkürzung in Gl. (4.28) und (4.29) eingeführt:

$$V = \frac{w_2^2}{w_1^2} \quad (4.30)$$

Löst man Gl. (4.28) nach V auf und setzt die Steigungen M_1 und M_2 zueinander ins Verhältnis, bekommt man zwei Gleichungen mit zwei Unbekannten:

$$V = \frac{2M_1 \sin^2 \varphi - 2 \sin 2\varphi}{-2M_1 \cos^2 \varphi - \sin 2\varphi} \quad (4.31)$$

$$\tan^2 \varphi = \frac{M_2 - M_1 V}{M_1 - M_2 V} \quad (4.32)$$

Gl. (4.31) in Gl. (4.32) eingesetzt, ergibt Gl. (4.33), deren Nullstelle in φ den gesuchten Verkippungswinkel ergibt:

$$\begin{aligned} & (M_1 \tan^2 \varphi - M_2)(-2M_1 \cos^2 \varphi - \sin 2\varphi) + \\ & (M_2 \tan^2 \varphi - M_1)(-2M_1 \sin^2 \varphi + \sin 2\varphi) = 0 \end{aligned} \quad (4.33)$$

Der Sonderfall $M_1 = M_2$ ist in Gl. (4.33) nicht lösbar, da er auf den nicht lösbaren Widerspruch $\cos^2 \varphi + \sin^2 \varphi = 0$ führt. Dieser Fall tritt bei einem kreisförmigen Querschnitt ein, für den es keinen ausgezeichneten Winkel gibt.

An dieser Stelle wird zur Berechnung der Strahlradien w_1 und w_2 der Wirkungsgradquotient $\eta(z)$ maximiert. Der Wirkungsgrad hat in Abhängigkeit von w_1 und w_2 genau ein

Maximum. Um die Strahlradian zu ermitteln, wird für w_1 und w_2 mit einem Schätzwert begonnen. Danach wird w_1 beibehalten und w_2 solange verändert, bis ein Maximum im Wirkungsgrad gefunden ist. Im nächsten Schritt wird der ausgerechnete Wert für w_2 festgehalten und w_1 variiert. Um die gefundenen Werte zu bestätigen, wird die Umgebung der zuletzt errechneten Strahlradian w_1 und w_2 auf den Wirkungsgrad untersucht.

An dieser Stelle könnte auch der Verkippungswinkel φ unter Beibehaltung aller anderen Parameter durch Maximieren des Wirkungsgrades überprüft werden. Bei Veränderung müßte man aber wieder iterativ zwischen der Berechnung der Strahlradian und des Verkippungswinkels wechseln, bis ein absolutes Maximum gefunden wäre.

Mit dem Wirkungsgrad besitzt man eine prozentuale Aussage, wieviel Leistung in der untersuchten Verteilung gaußverteilt ist.

Die Amplitude des Gaußschen Strahles wird bei diesem Verfahren nicht ermittelt, da im Wirkungsgrad Gl. (4.24) auf ihre Einheitsleistung normierte Verteilungen verwendet werden.

4.4 Meßwerteaufbereitung

Die Thermobilder des Ausgangsstrahles werden nicht direkt in Temperaturwerten an den Rechner weitergegeben. Es wird eine Zahl des ASCII-Zeichencodes, d.h. ganze Zahlen zwischen 0 und 255, für einen Bildpunkt übermittelt. Aus diesen Zahlen werden die entsprechenden Temperaturwerte über eine lineare Beziehung, die sich aus einer Mitteltemperatur und einem Temperaturbereich ergibt, bestimmt. Für die Ermittlung der Strahlparameter ist es aber durch die lineare Beziehung nicht notwendig diese ASCII-Zahlen in Temperaturwerte umzurechnen.

Die Größe des übertragenen Thermobildes beträgt 57500 Bildpunkte, die sich auf 230 Zeilen mal 250 Spalten verteilen. Bei der Auswertung werden nur 230 Zeilen mal 247 Spalten berücksichtigt. In den restlichen Spalten wird die Temperaturskala im rechten Teil des Bildes mit übertragen.

Der errechnete Temperaturwert ist die Summe aus der Temperaturerhöhung durch den Strahl und der Raumtemperatur des Targetmaterials. Vor einer Auswertung der Wärmebilder muß die Raumtemperatur von der Temperaturverteilung abgezogen werden.

Der Ausgangsstrahl des Gyrotrons bildet sich nicht auf das ganze Target ab. Nur der vom Strahl erwärmte Bereich wird zur Auswertung herangezogen. Dies geschieht folgendermaßen:

Durch den Maximalwert in der Meßwerteverteilung werden horizontale und vertikale Schnitte gelegt. Vom Maximalwert ausgehend sucht man auf diesen Linien in beiden Richtungen die erste Stelle mit dem Zahlenwert 0. Durch diese Punkte werden dann parallel zum Bildrand die neuen Grenzen des Bildes gezogen.

4.4.1 Optische Verzerrung

Wie bereits in Kapitel 3 dargestellt, handelt man sich bei der Bildaufnahme eine optische Verzerrung durch die seitliche Ansicht des Targets ein, die bei der späteren Auswertung korrigiert werden muß. Die Beziehung zwischen dem aufgenommenen, verzerrten und dem realen Bild soll in diesem Abschnitt hergeleitet werden. In Abb. 4.2 ist dazu ein horizontaler Schnitt durch die Ebene Thermokamera-Bild skizziert:

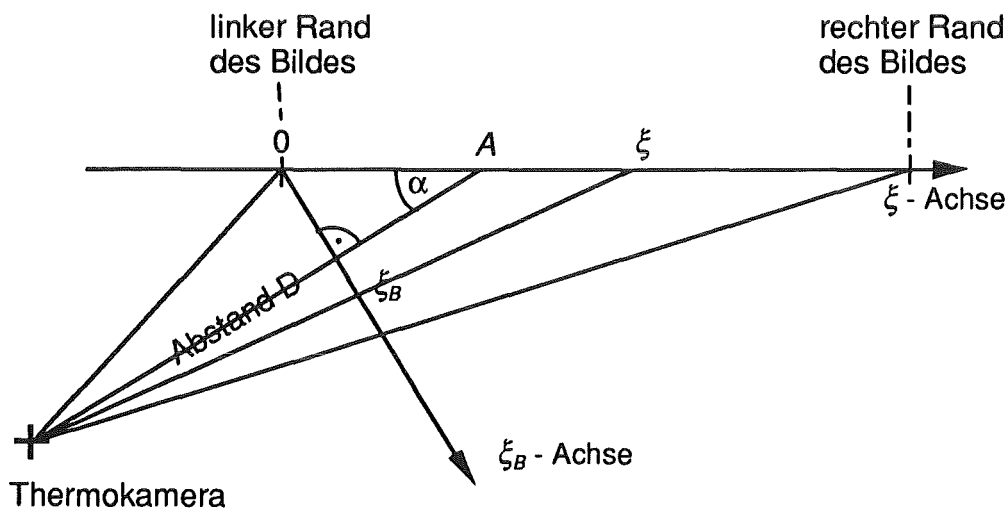


Abb. 4.2 Anordnung zur horizontalen optischen Verzerrung

Dabei wird die endliche Ausdehnung der Thermokamera vernachlässigt und durch ein Kreuz links unten dargestellt. Das Target befindet sich auf der ξ -Achse. Linker und rechter Rand des Bildes werden durch den Schwinkel der Kamera, der in der horizontalen Ebene

25° beträgt, festgelegt. Das Target liegt vollständig zwischen dem linken und dem rechten Bildrand. Der mittlere Sehstrahl der Kamera trifft unter dem Blickwinkel α im Punkt A auf die ξ -Achse. Der Abstand zwischen der Kamera und dem Punkt A wird mit D bezeichnet. Das aber tatsächlich aufgenommene Bild befindet sich auf der ξ_B -Achse. Die Nullpunkte der ξ - und ξ_B -Achse fallen mit ihrem gemeinsamen Schnittpunkt zusammen.

Die Abbildungsvorschrift, die das verzerrte Bild in das unverzerrte zurückwandelt, sieht wie folgt aus:

$$\xi = \xi_B \frac{D - A \cos \alpha}{D \sin \alpha - \xi_B \cos \alpha} \quad (4.35)$$

In der realen Meßanordnung beträgt der Abstand D der Kamera von der ξ -Achse 1144 mm und ihr mittlerer Sehstrahl trifft die Achse unter dem Blickwinkel $\alpha = 48^\circ$ im Punkt A bei $\xi = 284$ mm. Mit diesen Werten wurde Abb. 4.3 errechnet. Deutlich ist die Nichtlinearität der Abbildungsvorschrift Gl. (4.35) zu erkennen. Im Wertebereich von 0 bis ungefähr 260 mm auf der ξ_B -Achse kann Gl. (4.35) durch die lineare Gl. (4.36) angenähert werden.

$$\xi = \frac{\xi_B}{\sin \alpha} \quad (4.36)$$

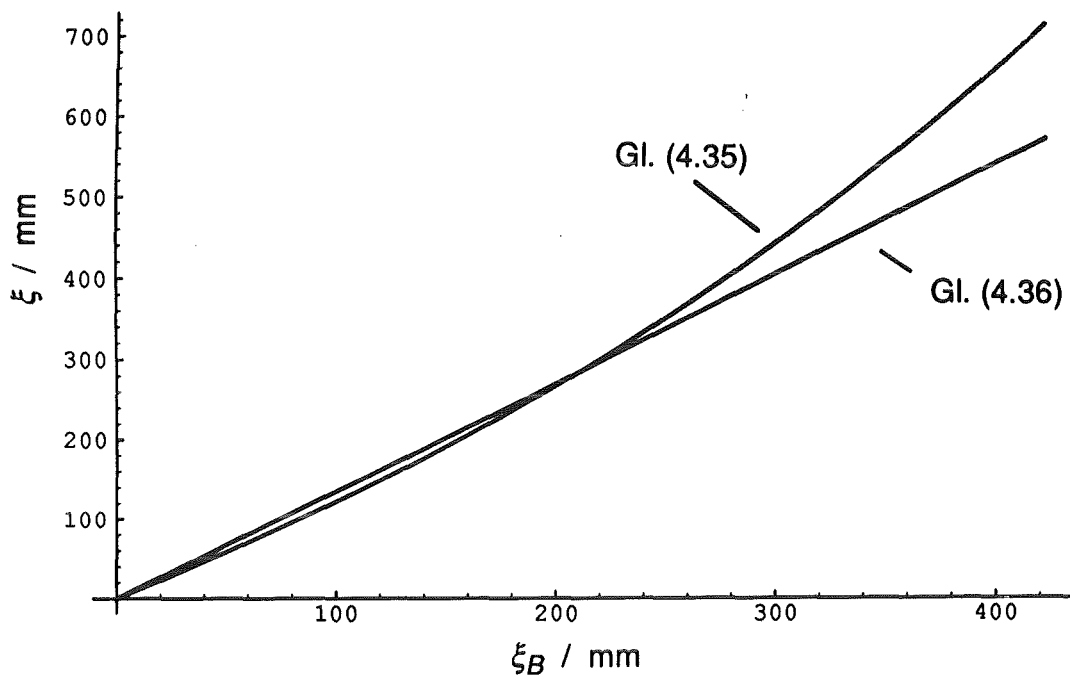


Abb. 4.3 Optische Verzerrung in horizontaler Richtung

Nicht nur auf der horizontalen Achse, in unserem Falle der x -Achse, muß eine optische Verzerrung berücksichtigt werden, sondern auch für die vertikale, der y -Achse. In Abb. 4.4 ist ein vertikaler Schnitt durch die Anordnung Kamera-Bild skizziert, auch hierbei wurde die endliche Ausdehnung der Kamera vernachlässigt.

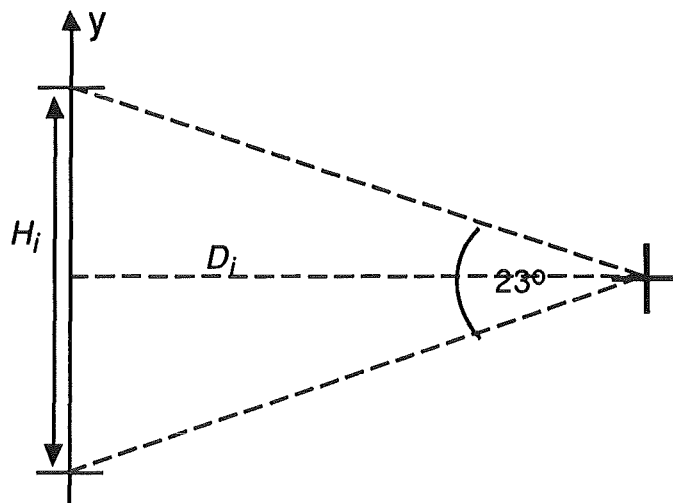


Abb. 4.4 Vertikale Bildansicht durch die Thermokamera

Der mittlere Sehstrahl trifft im Abstand D_i auf das Target, das sich auf der y -Achse befindet. Der vertikale Blickwinkel von 23° legt die Bildhöhe H_i fest.

Hier ist die optische Verzerrung nicht für jede Linie im Bild gleich, sie hängt für jede Linie von der unterschiedlichen Bildhöhe H_i bei konstanter Bildpunkteanzahl ab. Die Bildhöhe H_i ergibt sich aus der unterschiedlichen Wegstrecke D_i zu:

$$H_i = 2D_i \tan \frac{23^\circ}{2} \quad (4.37)$$

In der Thermoaufnahme kommt diese optische Verzerrung durch eine Stauchung der Strecken in y -Richtung mit wachsendem ξ zum Ausdruck. Die Zeile in der Mitte des Bildes bleibt dabei unverändert und wird bei der vertikalen Bildentzerrung als Bezugsgerade verwendet.

4.4.2 Längenermittlung

Die Thermokamera übermittelt eine Menge von Bildpunkten, denen ein physikalisch sinnvolles Koordinatensystem zugeordnet werden muß. Die Zuordnung des Koordinatensystems Abb. 4.1 geschieht folgendermaßen:

Auf der ξ_B -Achse in Abb. 4.2 besitzt ein Bildpunkt eine Länge von 1.7 mm. Die tatsächliche Länge auf der x -Achse muß über die Gl. (4.35) errechnet werden.

Für die y -Richtung beträgt die Länge eines Punktes bei einem Abstand von 1144 mm für die Mitte des Bildes 2.0 mm.

Die räumliche Ausdehnung eines Bildpunktes machte es notwendig, einen Bildpunkt durch seinen Bildmittelpunkt örtlich festzulegen.

4.4.3 Bestimmung des Koordinatenmittelpunktes

Die Aufnahme punktförmiger Wärmequellen zur Bestimmung der exakten Lage des Bildmittelpunktes erwies sich aufgrund der bestehenden Unschärfe bei thermischen Vorgängen als sehr schwierig. Mit Hilfe von aufgeklebten Absorberteilen wurden die Achsen und der Mittelpunkt des Koordinatensystems in Abb. 4.1 auf dem Target markiert. Die Absorberteile verhinderten, daß die abgeklebten Stellen sich so stark wie das daneben liegende Targetmaterial erwärmten, so daß die Position der Absorberteile und damit des Koordinatensystems mit Hilfe der Cursorfunktion auf dem Bildschirm abgelesen werden konnte. Für den Mittelpunkt ergaben sich folgende Werte, bezogen auf die Mitte des linken Bildrandes:

$$x_0 = 285.9 \text{ mm}; \quad y_0 = -15.2 \text{ mm}$$

5 Ergebnisse

5.1 Meßergebnisse

Wie bereits in Kapitel 4 erwähnt, muß zur Ermittlung der Strahlparameter eines fundamentalen Gaußschen Strahles eine Auswertung der Thermoaufnahmen an mehreren Orten im Abstand z vom Fenster stattfinden.

Um von gleichen Aufnahmebedingungen bei allen Thermobildern ausgehen zu können, wurden die Einstellungen der Thermokamera (z.B. Mitteltemperatur und Temperaturbereich) an jeder Position z beibehalten. Die ins Target eingebrachte Strahlungsenergie des Gyrotrons wurde an jedem Aufnahmeort verändert, um die eingestellte Temperaturspanne der Thermokamera optimal auszunutzen. Dies erreicht man, indem bei konstanten Gyrotronparametern, wie Pulslänge, Beschleunigungsspannung, usw., die Anzahl der Pulse variiert wird.

Eine unterschiedliche Anzahl von Pulsen hat auf die Berechnung der Strahlradien keinen Einfluß, da sich die unterschiedliche eingestrahlte Energie als linearer Faktor in der Amplitude der Gaußverteilung niederschlägt und die Auswertung auf der Basis normierter Verteilungen erfolgt.

Die Wahl der Mitteltemperatur wurde in Abhängigkeit von der aktuellen Raumtemperatur und dem eingestellten Temperaturbereich getroffen. So wurde die Mitteltemperatur zu 28 °C und der Temperaturbereich zu 10 °C gewählt. Bei der Wahl des Temperaturbereiches muß darauf geachtet werden, daß durch möglichst kleine Temperaturänderungen $\tan\delta$ als konstant angenommen werden kann. Solange thermische Ausgleichsvorgänge nicht zu berücksichtigen sind, besteht bei konstantem $\tan\delta$ ein linearer Zusammenhang zwischen der zeitlich versetzt eingebrachten Strahlungsenergie und der Temperaturerhöhung des Targetmaterials. Zusätzlich erhöht ein zu starkes Erwärmen des Targets die Abkühlzeit zwischen den einzelnen Aufnahmen. Außerdem erwärmt eine große Pulszahl des Gyrotrons die Meßbox so sehr, daß ein Ansteigen der Raumtemperatur nicht zu vermeiden ist.

Im Abstand $z = 380$ mm vom Fenster wurden bei unterschiedlicher Gyrotronpulsanzahl die jeweiligen Maximaltemperaturen auf dem Target gemessen. Nach der Subtraktion der Raumtemperatur ist in Abb. 5.1 eine deutliche lineare Aussteuerung der Temperaturerhöhung durch die Pulsanzahl zu erkennen. Das erlaubt eine unterschiedliche Bestrahlungsleistung für die einzelnen Targetpositionen.

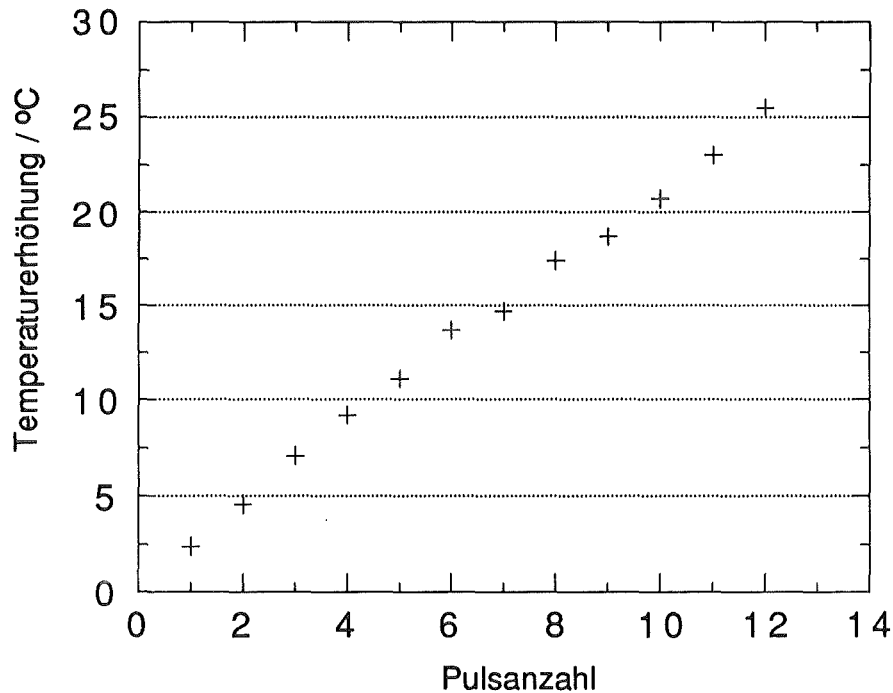


Abb. 5.1 Temperaturerhöhung bei variabler Pulsanzahl, $z = 380$ mm

In Abb. 5.2 ist das Höhenlinienbild einer Thermoaufnahme bei $z = 380$ mm, die mit 3 Gyrotronpulsen erzeugt wurde, zu sehen. Sie stellt eine lineare Abbildung der Temperaturwerte dar. Die Abstände zwischen den einzelnen Linien sind dabei konstant und betragen 5% der Differenz zwischen dem minimalen und maximalen Temperaturwert. Das Bild ist näherungsweise mit der Gl. (4.35) optisch entzerrt worden, d. h. die x -Achse ist um den Faktor 1.35 gestreckt. Es ist deutlich eine Gaußverteilung mit einem leichten Nebenzipfel nach unten zu sehen.

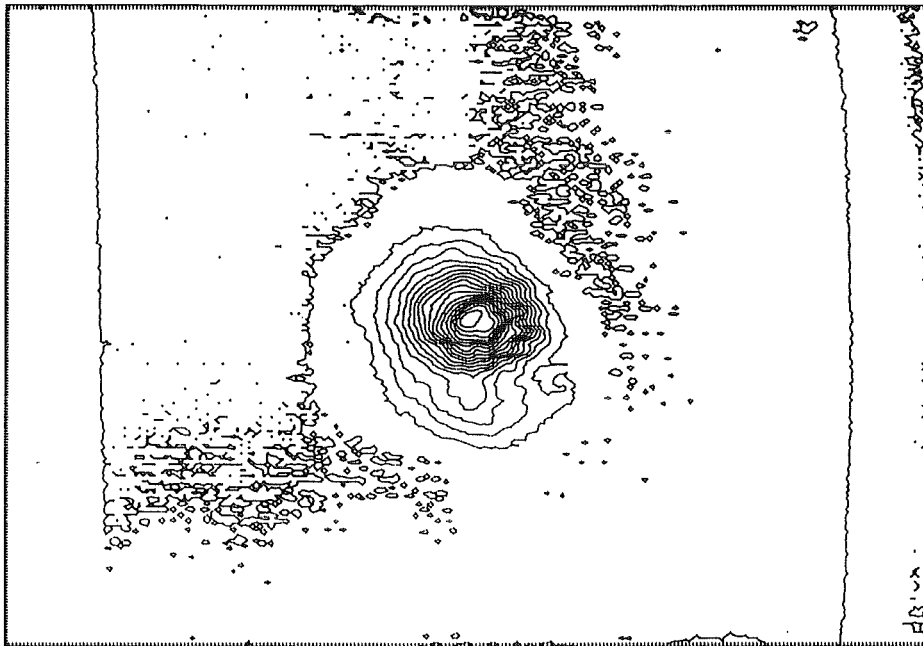


Abb. 5.2 Höhenlinienbild einer Thermoaufnahme bei $z = 380$ mm. Das Bild ist in der Horizontalen näherungsweise optisch entzerrt, d.h. es ist um den Faktor 1.35 gestreckt worden.

Die 4 nachfolgenden Abbildungen 5.3a bis 5.3d zeigen eine Abfolge von Thermoaufnahmen in Reliefdarstellung, wobei der Abstand z vom Fenster von Darstellung zu Darstellung größer wird. Alle Bilder wurden mit der gleichen eingestrahnten Leistung erzeugt, lediglich der Temperaturbereich wurde der maximalen Temperatur angepaßt.

Hier kann nachvollzogen werden, wie mit wachsendem Abstand die Temperaturverteilung sich immer mehr verbreitert bzw. wie die Strahlradian immer mehr zunehmen. In Abb. 5.3d ist durch den gewählten Temperaturbereich das Untergrundrauschen bereits deutlich zu erkennen.

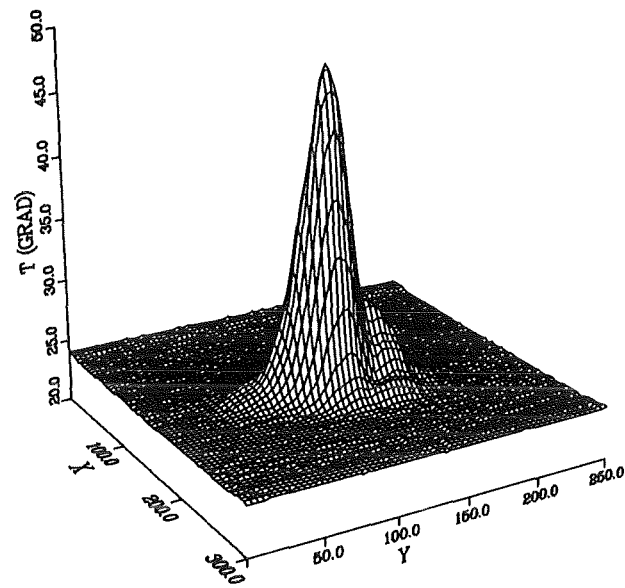


Abb. 5.3a Reliefdarstellung einer Thermoaufnahme bei $z = 380$ mm

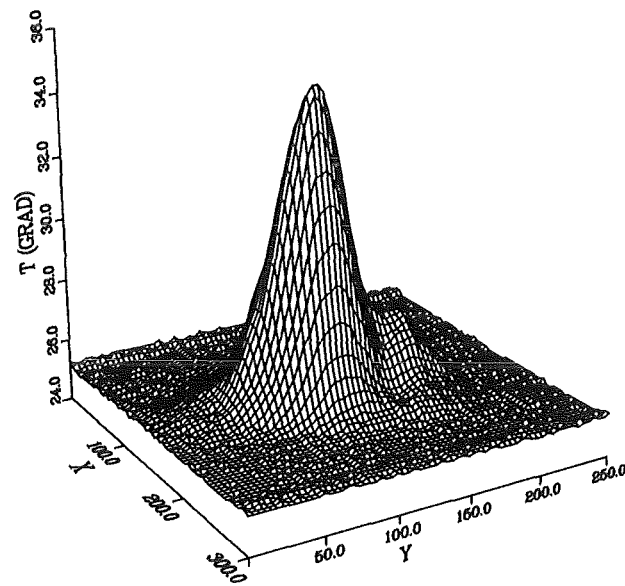


Abb. 5.3b Reliefdarstellung einer Thermoaufnahme bei $z = 660$ mm

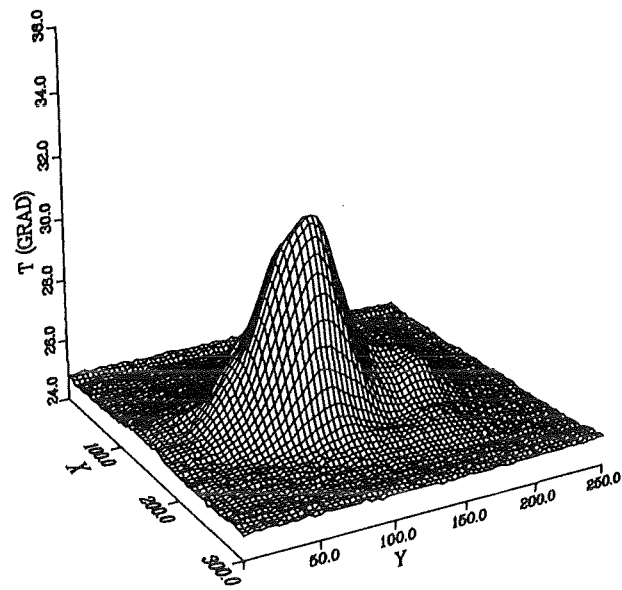


Abb. 5.3c Reliefdarstellung einer Thermoaufnahme bei $z = 830$ mm

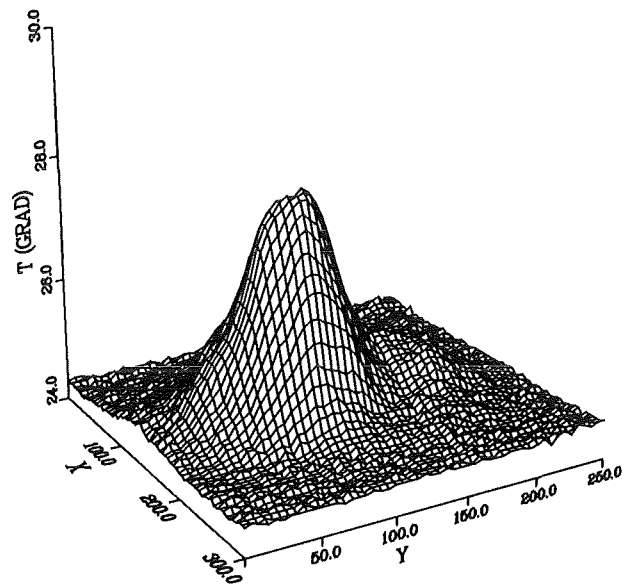


Abb. 5.3d Reliefdarstellung einer Thermoaufnahme bei $z = 1000$ mm

Bei der Auswertung der Thermoaufnahmen gilt es zunächst die Raumtemperatur zu berücksichtigen. Im Verlauf einer Meßreihe zeigte sich, daß die Raumtemperaturverteilung innerhalb der Meßbox nicht homogen ist. Daher versuchte man einen sinnvollen Wert für die Raumtemperatur aus horizontalen und vertikalen Schnitten in den Thermobildern abzulesen. Die Schnitte wurden so ins Bild gelegt, daß sie durch den Ort mit dem maximalen Wert führten. In Abb. 5.4 ist ein solcher horizontaler Querschnitt in Zeile 114 durch ein Bild bei $z = 380$ mm gelegt. In diesem Fall beträgt die Raumtemperatur 24.5 °C. Dieser Wert befindet sich zwischen der Strahlabbildung und dem linken und rechten Rand des Targetrahmens. Durch die Inhomogenität der Raumtemperatur konnten beim Subtrahieren negative Zahlenwerte in der Meßwerteverteilung auftreten, die zu null gesetzt wurden.

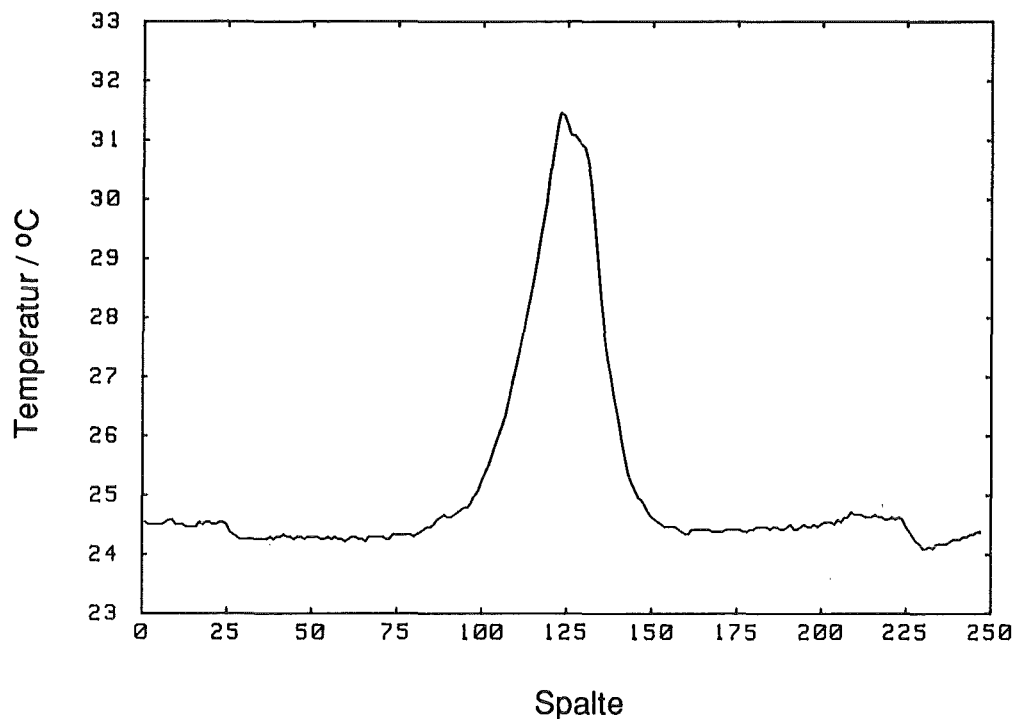


Abb. 5.4 Schnitt durch ein Thermobild in Zeile 114 bei $z = 380$ mm

Der Mittelpunkt der anzupassenden Gaußverteilung wurde zunächst über die Mittelwerte der Zeilen und Spalten berechnet. Die aufgenommene Temperaturverteilung besitzt, wie man in Abb. 5.2 sieht, einen Nebenzipfel nach unten. Dieser bewirkt eine deutliche Verschiebung des Mittelpunktes gegenüber der aus den Abb. 5.2 und 5.4 zu erwartenden Lage. Eine rein optische Überprüfung lies erkennen, daß eine an dieser Stelle überlagerte Gaußverteilung nicht die optimale Lösung darstellt. Daher wurde hier das Verfahren

geändert. Für den Mittelpunkt wurde nicht ein errechneter Schwerpunkt eingesetzt, sondern der Ort des Maximalwertes. Im Idealfall müßten alle Orte maximaler Temperatur auf einer Achse liegen. Um Ungenauigkeiten bei der Bestimmung dieser Orte und mögliche andere Fehlerquellen so klein wie möglich zu halten, wurde eine Ausgleichsgerade durch diese Punkte gelegt. Diese ist auch gleichzeitig die Geradengleichung der neuen Strahlachse. Die Aufnahme bei $z = 85$ mm kann nicht berücksichtigt werden, da sie sich nicht weit genug im Fernfeld befindet. Die Mittelpunkte der Gaußverteilungen werden über diese Ausgleichsgerade berechnet.

Die Orte der maximalen Temperatur in den jeweiligen Thermoaufnahmen und die daraus errechnete Strahlachse in x - und y -Richtung sind in Abb. 5.5 über dem Abstand z vom Fenster aufgetragen. Hier muß nochmals (siehe Kapitel 4.1) erwähnt werden, daß die z -Achse dabei durch den Mittelpunkt des Fensters führt. Die Strahlachse des Soll-Strahles ist mit der Achse $x = 0$ und $y = 0$ identisch.

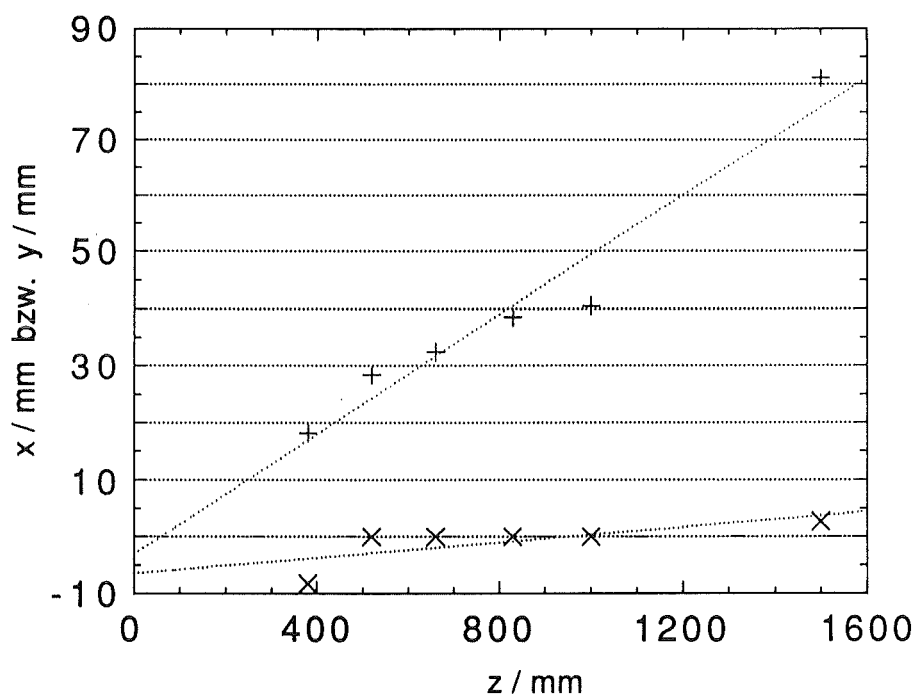


Abb. 5.5 Strahlachse in x - und y -Richtung. Mit "x" sind die Orte der Maximaltemperatur in x -Richtung und mit "+" die Orte in y -Richtung gekennzeichnet. Die beiden punktierten Geraden sind die Ausgleichsgeraden durch diese Punkte und die reale Strahlachse. Die Soll-Strahlachse ist $x = 0$ und $y = 0$.

In y -Richtung ist ein Ansteigen des Strahles mit einem Steigungswinkel von ungefähr 3° zu erkennen, während in x -Richtung der Strahl keine nennenswerte Ablenkung (ungefähr 0.4°) besitzt. Die Lage der y -Geraden wird am stärksten durch den Mittelpunkt der Aufnahme bei $z = 1500$ mm bestimmt, ohne ihn wäre die Steigung der Geraden wesentlich schwächer. Die Abweichung von der Soll-Strahlachse kann durch die um ca. 7 mm tiefere Lage der Antenne als beim Entwurf des Gyrotrons vorgesehen erklärt werden. In der x -Richtung liegen 4 Punkte auf der Ursprungsgeraden, die restlichen Punkte können als Ausreißer betrachtet werden.

Für verschiedene z -Werte hat ein allgemein astigmatischer Gaußscher Strahl in den Strahlquerschnitten Ellipsen mit unterschiedlichem Verkippungswinkel φ für konstante Leistungsdichte. Aus den verschiedenen Thermoaufnahmen ist ersichtlich, daß der Verkippungswinkel φ konstant ist und in guter Näherung gleich 0° gesetzt werden kann. Da für die weitere Untersuchung lediglich ein einfach astigmatischer Gaußscher Millimeterwellenstrahl (Verkippungswinkel $\varphi = 0^\circ$) zu berücksichtigen ist, vereinfacht sich Gl. (4.1) zu:

$$Gau\beta(x, y, z) = \frac{1}{\frac{\pi}{2} w_x(z) w_y(z)} e^{-\frac{2(x-m_x(z))^2}{w_x^2(z)} - \frac{2(y-m_y(z))^2}{w_y^2(z)}} \quad (5.1)$$

Gl. (5.1) ist in dieser Schreibweise bereits auf die Einheitsleistung normiert; für den Wirkungsgrad $\eta(z)$ bedeutet dies:

$$\eta(z) = \frac{\left(\sum_i \sum_k \sqrt{\text{Me\sswerte}_{i,k} \cdot Gau\beta(x_i, y_k, z)} \Delta x \Delta y \right)^2}{\sum_i \sum_k \text{Me\sswerte}_{i,k} \Delta x \Delta y} \quad (5.2)$$

Durch Maximierung des Wirkungsgrades erhält man die Strahlradien w_x und w_y . In Abb. 5.6 sind die von 7 Bildern errechneten Werte eingetragen. Zusätzlich ist noch der Verlauf des Soll-Strahlradius eingetragen, er soll bei $z = 120$ mm eine Strahltaile von $w_0 = 22.4$ mm besitzen. Die realen Strahlparameter wurden wie folgt ermittelt:

$$w_{0x} = (6.0 \pm 1.0) \text{ mm} \quad \text{bei } z_{0x} = (-201 \pm 149) \text{ mm} \quad (5.3)$$

$$w_{0y} = (5.9 \pm 0.5) \text{ mm} \quad \text{bei } z_{0y} = (-192 \pm 104) \text{ mm} \quad (5.4)$$

Die Toleranzen wurden durch eine Fehlerabschätzung bestimmt. Als Hauptfehlerquelle wurde hierbei die Inhomogenität der Raumtemperatur zugrunde gelegt (siehe Kapitel 5.2 Fehlerabschätzung). Im Rahmen dieser Meßunsicherheit läßt sich abschließend feststellen, daß das Modengemisch im Ausgangsstrahl vorwiegend aus der stigmatischen Gaußschen Grundwelle besteht. Ferner kann die Aussage getroffen werden, daß die Strahltaile nicht, wie gewünscht, außerhalb des Gyrotrons liegt, sondern innerhalb der Röhre. Der Strahl divergiert wesentlich stärker als der Soll-Strahl. Die Genauigkeit, mit der der Ort der Strahltaile ermittelt wurde, wäre höher ausgefallen, wenn die Strahltaile sich im Bereich der Aufnahmeorte bzw. außerhalb des Gyrotrons befunden hätte. Bemerkenswert ist aber die Tatsache, daß die Werte der Strahlradien für den Ist- und Soll-Strahl im Fenster nahezu identisch sind. Im Fenster bildet sich daher die Wärmeverteilung aus, die bei der Konstruktion angenommen wurde.

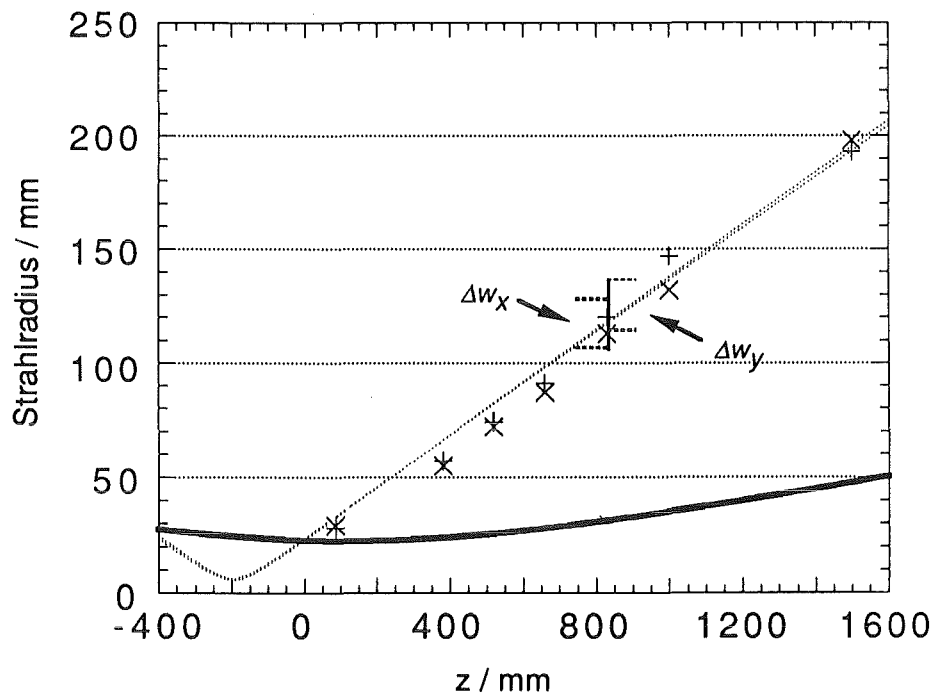


Abb. 5.6 Verlauf der Strahlradien w_x ("x") und w_y ("+") über z .

Die beiden punktierten Kurven zeigen den Strahlverlauf mit den Parametern nach Gl. (5.3) und (5.4), die durchgezogene Linie den Verlauf des Soll-Strahles. Für die Werte bei $z = 830$ mm sind die Toleranzbereiche der Fehlerabschätzung in Kapitel 5.2 eingetragen.

Durch die stärkere Divergenz des Ist-Strahles gegenüber dem Soll-Strahl kam der Verdacht auf, daß der letzte Spiegel des quasioptischen Wandlers nur mit dem halben Krümmungsradius gefertigt worden ist. Ein Nachmessen dieses Spiegels bei einer späteren Demontage der Gyrotronröhre bestätigte diesen Verdacht.

Die Wirkungsgrade $\eta(z)$ der einzelnen Strahlschnitte sind in Abb. 5.7 über dem Abstand vom Fenster dargestellt. Der mittlere Wirkungsgrad η der Schnitte bei $z = 380$ mm, $z = 520$ mm, $z = 660$ mm, $z = 830$ mm und $z = 1000$ mm beträgt 94.5 %. Tendentiell nimmt der Wirkungsgrad mit wachsendem Abstand z vom Fenster ab. Der Grund liegt in der starken Divergenz des Ist-Strahles. Durch diese bildet sich der Strahl ab einem bestimmten Abstand z nicht mehr vollständig auf dem Target ab und kann bei der Auswertung nur noch zu einem Teil erfaßt werden.

Das gilt in hohem Maße für die Thermoaufnahme bei $z = 1500$ mm. Daher wird sie zur Berechnung des mittleren Wirkungsgrades nicht herangezogen. In Abb. 5.7 ist ihr Wert in Klammern eingezeichnet.

Ebenfalls in Klammern ist der Wert für $z = 85$ mm, da sich bei der Auswertung dieser Thermoaufnahme eine starke Abhängigkeit des Wirkungsgrades von der zugrunde gelegten Raumtemperatur zeigte (siehe Kapitel 5.2 Fehlerabschätzung).

Für die Anwendung des Wirkungsgrades muß die Voraussetzung erfüllt sein, daß sich das Target im Fernfeld oder nahe der Strahlteile des Gaußschen Strahles befindet. Bei der Aufnahme bei $z = 85$ mm ist dies nicht mehr gewährleistet. Darin kann eine mögliche Erklärung für den schlechten Wirkungsgrad liegen.

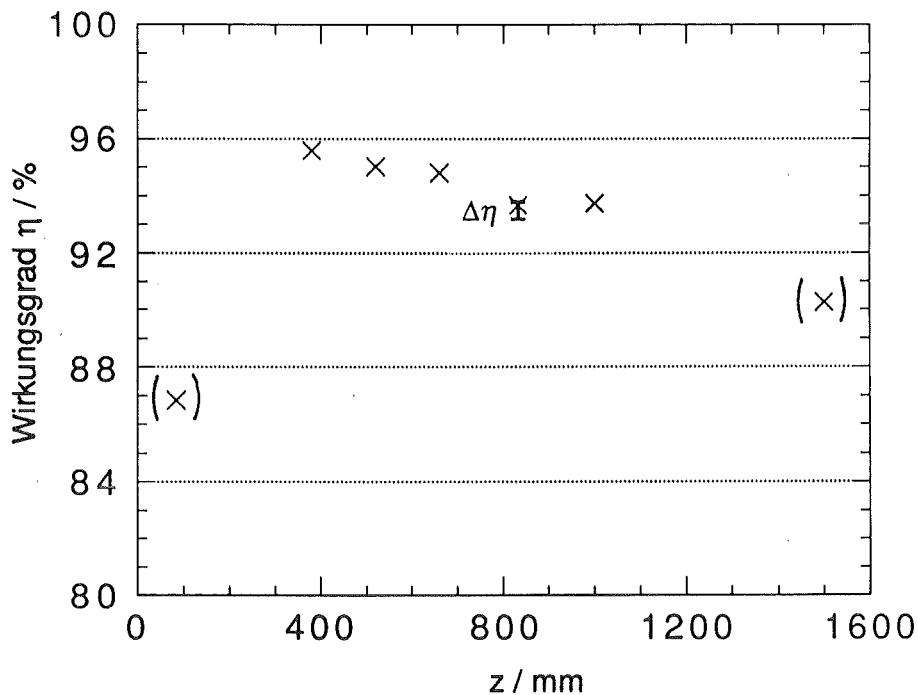


Abb. 5.7 Wirkungsgrad $\eta(z)$. Der mittlere Wirkungsgrad aus diesen Schnitten beträgt 94.5%. Die in Klammer eingetragenen Werte wurden dabei nicht berück­sichtigt. Für $z = 830$ mm ist der Toleranzbereich der Fehlerabschätzung aus Kapitel 5.2 eingetragen.

5.2 Fehlerabschätzung

Als Hauptfehlerquelle bei den Messungen ist die überlagerte Raumtemperatur (T_R) zu nennen. Infolge der inhomogenen Temperaturverteilung in der Meßkammer lag jeder Messung unweigerlich eine schwer zu beeinflussende Rauschgröße zugrunde.

Mit T_{RA} wird die Raumtemperatur in ASCII-Zahlen gekennzeichnet. Wie bereits erwähnt (siehe Kapitel 4.4), wurde die Auswertung nicht anhand von Temperaturwerten vorgenommen, sondern mit den übermittelten Zahlen des ASCII-Codes. Alle Fehlerangaben in diesem Abschnitt sind als absolute Veränderungen zu verstehen.

Der Einfluß der Raumtemperatur soll am Beispiel der Thermoaufnahme bei $z = 830$ mm verdeutlicht werden.

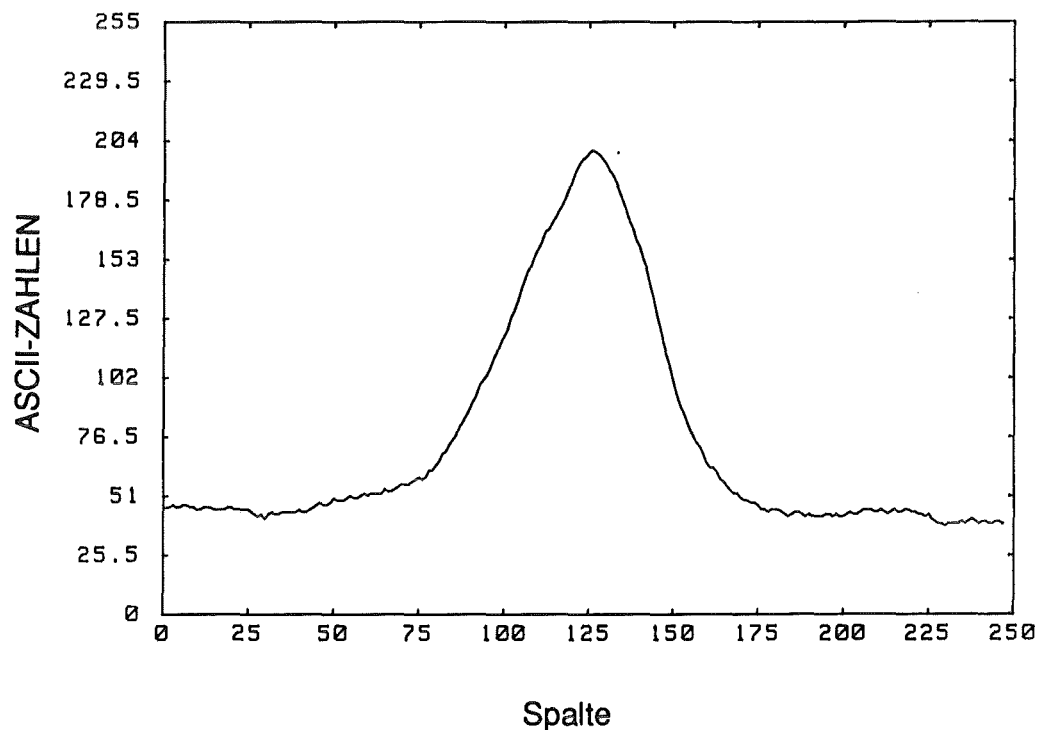


Abb. 5.8 Horizontaler Schnitt durch das Thermobild bei $z = 830$ mm in Zeile 104

Zur Berechnung des Strahlradius in Abb. 5.6 wurde aus dem Bildquerschnitt in Abb. 5.8 eine T_{RA} von 44 (entspricht $T_R = 24.5$ °C) ermittelt. Bei T_{RA} von 46, welches einer Temperaturerhöhung von ungefähr 0.08 °C entspricht, erniedrigt sich der Strahlradius w_x von 113 mm auf 106 mm, gleich -6.2 %, und w_y von 120 mm auf 111 mm, gleich -7.5 %. Bei $T_{RA} = 42$ ändert sich w_x um $+10.6$ % und w_y um $+10.8$ %.

Für den Wirkungsgrad ergibt sich bei $T_{RA} = 46$ keine nennenswerte Veränderung, bei $T_{RA} = 42$ eine Verschlechterung um 0.5 %. Diese Abschätzung der Werte wurde an den Bildern bei $z = 85$ mm und bei $z = 1500$ mm wiederholt, siehe Tabelle 5.1.

$z = 85 \text{ mm},$ $T_{RA} = 52$ $(T_R = 24.8 \text{ }^\circ\text{C})$	$w_x = 29 \text{ mm}$	$w_y = 28 \text{ mm}$	$\eta = 86.8 \%$
$\Delta T_{RA} = +2$	-10.3 %	-14.3 %	+4.9 %
$\Delta T_{RA} = -2$	+34.5 %	+25 %	-33.8 %
$z = 1500 \text{ mm},$ $T_{RA} = 39$ $(T_R = 24.3 \text{ }^\circ\text{C})$	$w_x = 198 \text{ mm}$	$w_y = 193 \text{ mm}$	$\eta = 90.3 \%$
$\Delta T_{RA} = +2$	-10.6 %	-4.1 %	+1.2 %
$\Delta T_{RA} = -2$	+10.1 %	+3.6 %	-1.1 %

Tabelle 5.1 Prozentuale Abweichungen bei Variation der Raumtemperatur

Zur Bestimmung des realen Strahlverlaufs, in Abhängigkeit von z , wurden die Strahlprofile im Abstand $z = 85 \text{ mm}$, $z = 830 \text{ mm}$ und $z = 1500 \text{ mm}$ verwendet. Hierbei wurde im Rahmen der errechneten Fehlerschranken mögliche Verläufe nach Gl. (2.4) durch diese Punkte gelegt. Durch Mittelung der errechneten Grenzwerte für Tailenradien und -orte ergaben sich die Werte in Gl. (5.3) und (5.4). Die aus den übrigen Aufnahmen bei $z = 380 \text{ mm}$, $z = 520 \text{ mm}$, $z = 660 \text{ mm}$ und $z = 1000 \text{ mm}$ ermittelten Strahlparameter dienten lediglich zur Kontrolle.

Ein weitere Fehlerquelle kann bei der Übertragung der Längen bzw. Abständen in der Bildpunktemenge auf reale Längenmaße entstehen. In Kapitel 4 wurde bereits beschrieben,

auf welche Weise die Längenmaße errechnet werden. Um eine Überprüfung dieser Verfahren vornehmen zu können, wurde die Meßanordnung aus Kapitel 3 modifiziert. In die Rahmenhalterung des Targets wurden je 3 Silberdrähte erst in horizontaler und dann in vertikaler Richtung eingespannt. Diese Drähte wurden mit einer Stromquelle erhitzt, so daß sie sich von der Umgebung thermisch abhoben. In Abb. 5.9 sind die Höhenliniendarstellungen von Aufnahmen der erwärmten Drähte zu sehen.

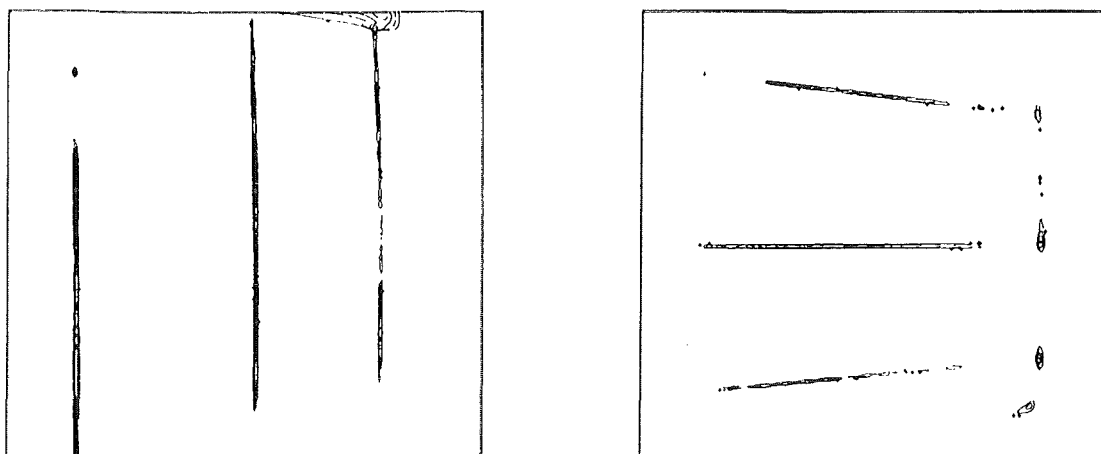


Abb. 5.9 Höhenliniendarstellung erwärmter Drähte zur Längenbestimmung

Wie man erkennt, werden die in Wirklichkeit im linken Bild annähernd in gleichem Abstand und im rechten annähernd parallel gespannten Drähte durch den schrägen Blickwinkel der Kamera in beiden Richtungen verzerrt abgebildet. Über entsprechende Querschnitte in den aufgenommenen Bildern können die bekannten Abstände zwischen den Silberdrähten wieder rückerrechnet und mit den wirklichen Werten verglichen werden. Leider erhält man aufgrund der allen thermischen Vorgängen eigenen Unschärfe keine scharfkantigen Schnitte durch die Drähte, so daß eine Resttoleranz weiterhin verbleibt. Die Abstände im linken Bild betragen in Wirklichkeit 217 mm und 192 mm. Aus dem Querschnittsbild wurden sie zu 224 mm und 198 mm bestimmt. Im rechten Bild beträgt der obere Abstand 153 mm und der untere 138 mm, aus mehreren Schnittbildern wurden die Abstände zu 155 mm und 131 mm bestimmt.

Desweiteren wurde untersucht, inwieweit die Genauigkeit bei der Bestimmung der Mittelpunkte für die Gaußverteilung auf die Berechnung der Strahlparameter Einfluß nimmt. Dazu wurde wieder exemplarisch die Thermoaufnahme bei $z = 830$ mm herangezogen. Der über die definierte Strahlachsengerade errechnete Mittelpunkt lag in

diesem Bild bei $m_x = 285.1$ mm und $m_y = 25.4$ mm, bezogen auf die Mitte des linken Bildrandes. Für eine Fehlerabschätzung wurde eine Abweichung vom Mittelpunkt, die mindestens einem Bildpunkt entspricht, angenommen.

In Tabelle 5.2 sind die auftretenden prozentualen Veränderungen für diagonale Abweichungen eingetragen:

$z = 830$ mm	$w_x = 113$ mm	$w_y = 120$ mm	$\eta = 93.7$ %
$T_{RA} = 44$			
$m_x = 281$ mm	0 %	0 %	+1.0 %
$m_y = 23$ mm			
$m_x = 281$ mm	0 %	0 %	+0.2 %
$m_y = 23$ mm			
$m_x = 289$ mm	+0.9 %	0 %	-0.4 %
$m_y = 23$ mm			
$m_x = 289$ mm	+0.9 %	0 %	-1.3 %
$m_y = 28$ mm			

Tabelle 5.2 Toleranzen durch Mittelpunktverschiebung

Tabelle 5.2 zeigt, daß die Berechnung der Strahlradien und des Wirkungsgrades eine geringe Empfindlichkeit für die genaue Lage der Mittelpunkte besitzt. Der Fehler kann gegenüber den Veränderungen bei der Bestimmung der T_R vernachlässigt werden.

5.3 Niederleistungsmessung

Bereits vor der Aufnahme von Wärmebildern des Ausgangsstrahles mit der Thermokamera, sind am Institut für Plasmaforschung der Universität Stuttgart am quasioptischen Wandler Niederleistungsmessungen durchgeführt worden (Pretterebner 1994). Diese Messungen wurden zum Vergleich herangezogen. In Abb. 5.10 ist das Ergebnis einer solchen Messung im Abstand 1000 mm vom Fenster dargestellt.

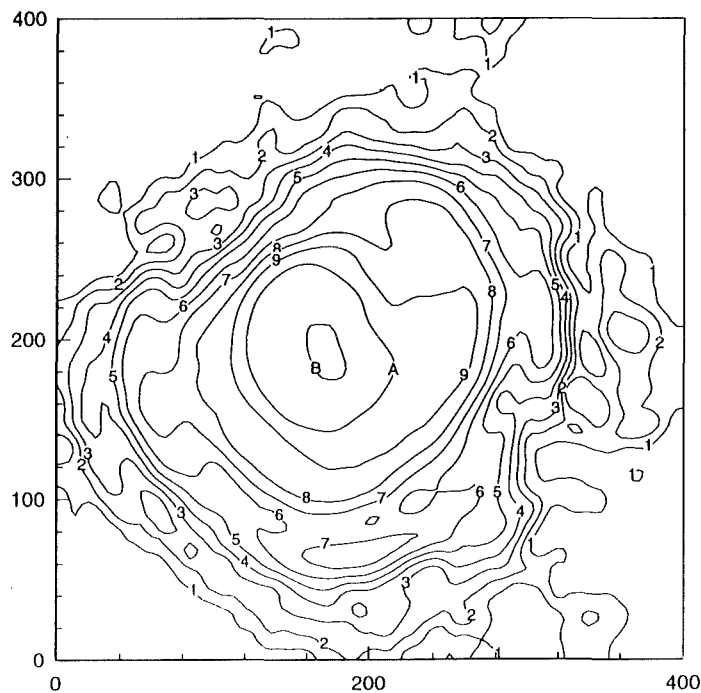


Abb. 5.10 Niederleistungsmessung bei $z = 1000$ mm. Der Abstand zwischen den einzelnen Höhenlinien beträgt 3 dB.

Die einzelnen Höhenlinien stellen 3 dB-Stufen dar. Ermittelt wird die Verteilung, indem die Feldstärke des Ausgangsstrahles mit einem Detektor Zeile für Zeile gemessen wird. Das Koordinatensystem dieser Bilder ist allerdings nicht identisch mit dem der Thermo- aufnahmen. Zum Vergleich wurde ein Wärmebild, das bei einer vergleichbaren Distanz vom Fenster aufgenommen wurde, entsprechend dem Koordinatensystem der Niederlei- tungsmessung ausgerichtet (Abb. 5.11). Das näherungsweise optisch entzerrte Höhen- linienbild der Thermoaufnahme stellt eine lineare Abbildung der Temperaturwerte dar. Die Abstände zwischen den einzelnen Linien sind dabei konstant und betragen 15% der Differenz zwischen dem minimalen und maximalen Temperaturwert. Die äußerste Linie entspricht dabei 15% dieser Temperaturspanne.

Zwischen beiden Aufnahmen ist eine sehr gute Übereinstimmung zu erkennen. Deutlich ist der Nebenzipfel und die leichte Eindellung des Strahles rechts oberhalb des Zentrums zu sehen. Die mit beiden Verfahren erzielte gute Übereinstimmung läßt den hohen Nutzen des Thermomeßverfahrens für die Praxis erkennen. Mit ihm kann vorort unter realen Betriebsbedingungen eine Beurteilung des Gyrotronausgangsstrahles vorgenommen werden.

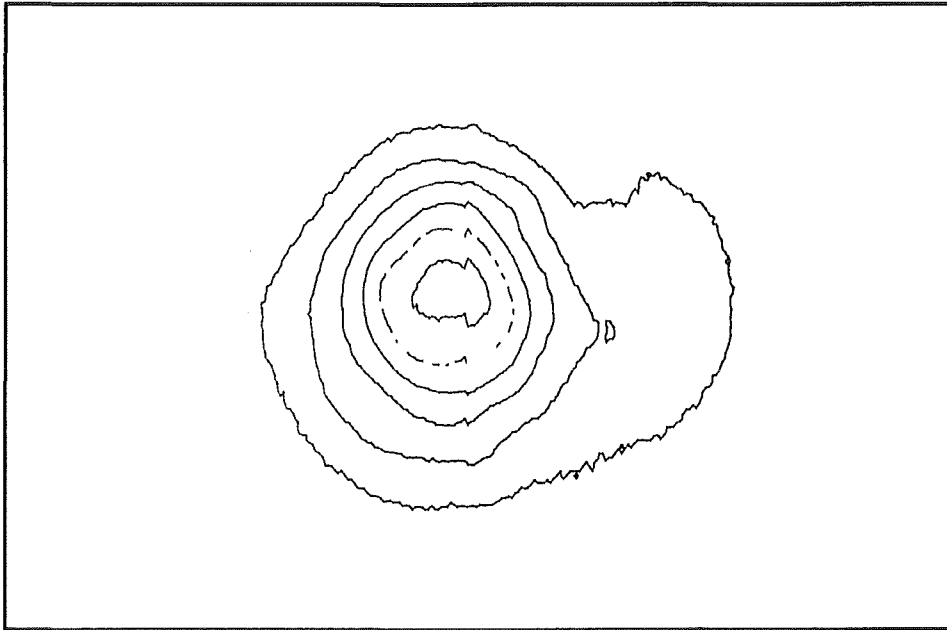


Abb. 5.11 Transformierte Höhenliniendarstellung der Thermoaufnahme bei $z = 1000$ mm. Die Aufnahme ist dabei näherungsweise in der Vertikalen optisch entzerrt. Die äußerste Linie stellt 15% der in der Aufnahme vorhandenen Temperaturdifferenz dar.

6. Zusammenfassung

Ziel dieser Diplomarbeit war ein Verfahren zur Beurteilung der Qualität des Ausgangsstrahles eines Gyrotrons mit quasioptischem Wandler zu entwickeln. Bei diesem neuartigen Röhrentyp sollte mit Hilfe einer verbesserten Vlasov-Antenne und eines anschließenden Spiegelsystems der im überdimensionalen Gyrotronresonator erzeugte TE-Arbeitsmodus in den $TEM_{0,0}$ -Modus umgewandelt werden. In welchem Umfang und wie gut diese Wandlung realisiert wurde, sollte durch die Bestimmung der Strahlparameter überprüft werden.

Dazu wurde ein Meßsystem, das aus einer dünnen, schwach verlustbehafteten, dielektrischen Scheibe und einer Thermokamera bestand, im Strahlengang aufgebaut. Die vom Strahl auf der Scheibe erzeugten Wärmebilder wurden von der seitlich angeordneten Kamera aufgenommen. An das auf der Scheibe entstandene Temperaturprofil wurde mittels Rechner eine Leistungsdichteverteilung des Gaußschen Grundmodes angepaßt. Die Anpassung erfolgte durch Maximieren eines Wirkungsgrades Gl. (4.25). Aus den Strahlparametern, die aus Thermoaufnahmen in verschiedenen Abständen gewonnen wurden, wurde der Verlauf des Gaußschen Millimeterwellenstrahles bestimmt.

Bei der Anwendung in der Praxis bestätigte sich durch Vergleich von Soll- und Ist-Strahl die Notwendigkeit eines solchen Verfahrens. Für eine möglichst effiziente Leistungsübertragung mit Hilfe einer Spiegelleitung ist die genaue Kenntnis der Strahlparameter notwendig, da nur ein dem Strahl angepaßtes Spiegelsystem geringe Verluste ermöglicht. Die während dieser Arbeit an einer $TE_{10,4}$ -Röhre durchgeführten Messungen ergaben eine deutliche Abweichung der geplanten von den realen Strahlparametern. So wurde eine erheblich stärkere Divergenz des Ist-Strahles gegenüber dem Soll-Strahl festgestellt. Dank dieser Erkenntnis konnte ein Herstellungsfehler im Spiegelsystem des quasioptischen Wandlers erkannt werden.

Im Rahmen der Fehlerabschätzungen ergab sich, daß der Freiraumstrahl mit einem durchschnittlichen Wirkungsgrad von ungefähr 94.5 % aus einer stigmatischen Gaußschen Grundwelle besteht.

Der Gedanke, den Freiraumstrahl als Wärmebild auf einer schwach verlustbehafteten dielektrischen Scheibe abzubilden, hat sich als einfache und mit geringem zeitlichem Aufwand verbundene Alternative zur Niederleistungsmessung erwiesen (siehe Kapitel 5.3).

Ausblick:

Zur Beseitigung der größten Meßunsicherheit, die sich aus dem überlagerten Raumtemperaturprofil ergibt, sollte bei zukünftigen Messungen auf vorherige Kalibrier-
aufnahmen nicht verzichtet werden.

Um Nullpunktsfehler zu vermeiden, sollte auf eine genauere Bestimmung des verwendeten Koordinatensystems geachtet werden. Damit könnte man die Lage der Strahlachse genauer angeben.

Eine genaue Bestimmung des Blickwinkels der Kamera und deren Abstand zum Target ist für die exakte Korrektur der optischen Verzerrung notwendig. Zu deren Überprüfung und eventuellen Nachjustierung sollte eine Eichmessung durchgeführt werden.

Durch den Einsatz eines Targetmaterials mit bekannten Parametern wäre es möglich, aus den Temperaturwerten des erzeugten Wärmebildes die Strahlleistung des Gyrotrons zu bestimmen.

Eine Erweiterung des Meßsystems zur Phasenanalyse des Ausgangsstrahles könnte Thema einer späteren Diplomarbeit sein. Dadurch wäre man auch in der Lage höhere Gaußsche Moden zu untersuchen.

Literaturverzeichnis

Afsar, M. N., 1987, Precision millimeter-wave measurements of complex refractive index, complex dielectric permittivity, and loss tangent of common polymers, *IEEE Trans. on Instrumentation and Measurement*, **36**, 530-536.

Arnaud, J. A., Kogelnik, H., 1969, Gaussian light beams with general astigmatism, *Applied Optics*, **8**, 1687-1693.

Borie, E., 1993, Computations of radio-frequency behaviour, in Edgcombe, C. (Hrsg.), *Gyrotron Oscillators - Their Principles and Practice*, Kapitel 3, London: Taylor and Francis, 45-86.

Bronstein, I. N., Semendjajew, K. A., 1985, *Taschenbuch der Mathematik*, 22. Auflage, Frankfurt/Main: Harri Deutsch, 787.

Elsner, N., 1985, *Grundlagen der Technischen Thermodynamik*, Braunschweig: Vieweg, 460-485.

Ferrozell, Produktinformation zu technischen Laminaten der Firma Ferrozell GmbH, Augsburg.

Goldsmith, P. F., 1982, Quasi-optical techniques at millimeter and submillimeter wavelengths, in Button, K. J., *Infrared and Millimeter Waves*, Band 6, Kapitel 5, New York: Academic Press, 277-343.

Joyce, W. B., DeLoach, B. C., 1984, Alignment of Gaussian beams, *Applied Optics*, **23**, 4187-4196.

Jeol, 1987, Handbuch der Thermokameras JTG-3110/3210, Tokyo, Japan.

Kogelnik, H., 1964, Coupling and conversion coefficients for optical modes, in Quasi-optics, *Microwave Research Institute Symposia Series*, Band 14, New York: Polytechnic Press, 333-347.

Kuznezov, S. O., Malygin, V. I., 1991, Determination of gyrotron wave beam parameters, *Int. J. of Infrared and Millimeter Waves*, **12**, 1241-1252.

Lesurf, J. C. G., 1990, *Millimetre-wave Optics, Devices and Systems*, Bristol: Adam Hilger, 11-15.

Liao, S., 1988, *Microwave electron-tube devices*, Englewood Cliffs: Prentice Hall.

Maßler, H., 1993, *Untersuchung von Oberflächenstrukturen zur Vergrößerung der Bandbreite von Hochleistungsfenstern für Millimeterwellen*, Diplomarbeit am Institut für Höchsthfrequenztechnik und Elektronik der Universität Fridericiana Karlsruhe, auch als gleichnamiger KfK Bericht 5249, Dez. 1993, am Kernforschungszentrum Karlsruhe erschienen.

Möbius, A., Thumm, M., 1993, Gyrotron output launchers and output tapers, in Edgcombe, C. (Hrsg.), *Gyrotron Oscillators - Their Principles and Practice*, Kapitel 7, London: Taylor and Francis, 179-208.

Möbius, A., 1994, persönliche Mitteilung.

Nickel, H.-U., Thumm, M., 1991, Plane transverse waveguide windows - Survey of formulas for reflection, transmission, and absorption, 16th International Conference on Infrared and Millimeter Waves, Lausanne, Schweiz, Conf. Digest, SPIE **1576**, 444-445.

Nickel, H.-U., 1994, *Hochfrequenztechnische Aspekte zur Entwicklung von Millimeterwellenfentern für Gyrotrons hoher Leistung*, Dissertation an der Fakultät Elektrotechnik der Universität Fridericiana Karlsruhe, in Vorbereitung.

Pretterebner, J., Möbius, A., Thumm, M., 1992, Improvement of quasi-optical mode converters by launching an appropriate mixture of modes, 17th International Conference on Infrared and Millimeter Waves, Pasadena, California, Conf. Digest, SPIE **1929**, 40-41.

Pretterebner, J., 1994. Die Meßergebnisse wurden freundlicherweise von Herrn Dipl.-Ing. J. Pretterebner zur Verfügung gestellt.

Saechtling, H., 1992, *Kunststoff-Taschenbuch*, 25. Auflage, München: Hanser Verlag.

Sobel, F., Wentworth, F. L., Wiltse, J. C., 1961, Quasi-optical surface waveguide and other components for the 100 to 300 Gc region, *IRE Trans. on Microwave Theory and Techniques*, **9**, 512-518.

Tran, M. Q., Cao, H., Hogge, J. Ph., Kasperek, W., Tran, T. M., Paris, P. J., 1993, Properties of diffraction gratings used as output couplers in a quasi-optical gyrotron, *Applied Physics*, **73**, 2089-2102.

VDI-Autorenkollektiv, 1988, *VDI-Wärmeatlas*, Düsseldorf: VDI-Verlag.

Vlasov, S. N., Zagryadskaya, L. I., Petelin, M., 1975, Transformation of a whispering gallery mode, propagating in a circular waveguide, into beam of waves, *Radio Engineering and Electron Physics*, **20**, 14-17.

Wolf, H., 1982, *Nachrichtenübertragung*, Berlin: Springer, 37.