
Untersuchung verschiedener Elektrodengeometrien für Strahlpositionsmonitore im Rahmen des FAIR Projektes der GSI

Felix Wolfheimer, Thomas Weiland

Institut für Theorie Elektromagnetischer Felder, TU Darmstadt

1 Einleitung

Auf Anfrage der GSI wurden vom Institut TEMF Simulationen zu den im Rahmen des FAIR Projekts geplanten Strahlpositionsmonitoren durchgeführt. Diese sollen zur transversalen Positionsbestimmung sowie zur Geschwindigkeitsmessung nichtrelativistischer Teilchenstrahlen mit $\beta \approx 0,08 \dots 0,37$ eingesetzt werden.

Insbesondere war die Frage, ob die bereits für das LHC Projekt des CERN entwickelten Elektroden auch für den geplanten Beschleuniger der GSI geeignet sind, von besonderem Interesse, da sich durch eine Verwendung dieser bereits in der Fertigung befindlichen Bauform Synergieeffekte ausnutzen lassen, welche zu einer erheblichen Kosteneinsparung führen könnten.

Mit Hilfe der vom Institut TEMF durchgeführten Simulationen sind Aussagen über die Linearität der transversalen Positionsbestimmung, welche mit verschiedenen Bauformen zu erwarten ist, sowie über die Genauigkeit der Geschwindigkeitsmessung möglich. Die Ergebnisse sollen in diesem Bericht, nach einer kurzen Beschreibung der interessierenden Größen und einer genauen Beschreibung der Simulationsparameter, vorgestellt werden. Alle Ergebnisse wurden mit Hilfe des kommerziellen Simulationsprogramms CST Particle StudioTM erhalten.

2 Transversale Positionsbestimmung

Die transversale Positionsbestimmung eines Teilchenstrahls erfolgt über die an vier einander gegenüberliegenden Elektroden abgegriffene Spannungssignale. Die für die Positionsbestimmung in horizontaler und vertikaler Richtung verwendeten Messgrößen sind (vgl. Abbildung 1):

$$x_n := \frac{U_x^{(2)}(f) - U_x^{(1)}(f)}{U_x^{(2)}(f) + U_x^{(1)}(f)} \quad \text{sowie} \quad y_n := \frac{U_y^{(2)}(f) - U_y^{(1)}(f)}{U_y^{(2)}(f) + U_y^{(1)}(f)}, \quad (1)$$

wobei f die Frequenz bezeichnet, bei der die Spannungsamplituden ausgewertet werden. Aufgrund der Abhängigkeit aller vier Spannungssignale von der transversalen Position des Strahles $(x_{\text{pos}}, y_{\text{pos}})$ sind auch x_n und y_n Funktionen dieser Größen und es gilt

$$x_n = g_1(x_{\text{pos}}, y_{\text{pos}}, f) \quad \text{sowie} \quad y_n = g_2(x_{\text{pos}}, y_{\text{pos}}, f), \quad (2)$$

wobei g_1 und g_2 im Allgemeinen nichtlineare Funktionen von $x_{\text{pos}}, y_{\text{pos}}$ und der Frequenz f sind.

Nahe der Achse des Strahlrohres kann näherungsweise ein linearer Zusammenhang gemäß

$$x_{\text{pos}} \approx K(f) \cdot x_n \quad \text{bzw.} \quad y_{\text{pos}} \approx K(f) \cdot y_n \quad (3)$$

angenommen werden. Der Koeffizient $K(f)$ ist definiert gemäß

$$K(f) := \left. \frac{\partial x_{\text{pos}}}{\partial x_n} \right|_{x_{\text{pos}}, y_{\text{pos}}=0} = \left. \frac{\partial y_{\text{pos}}}{\partial y_n} \right|_{x_{\text{pos}}, y_{\text{pos}}=0}. \quad (4)$$

Wie stark sich die Nichtlinearität in Gleichung (2) äußert, kann durch die Verwendung der Beziehung (3) zur Positionsbestimmung und einen Vergleich der berechneten Strahlposition mit der tatsächlichen Position beurteilt werden.

3 Geschwindigkeitsmessung

Die Messung der mittleren Geschwindigkeit eines Teilchenpaketes kann über die Messung der Zeit erfolgen, die das Teilchenpaket benötigt, um die Strecke zwischen zwei Positionsmonitoren zurückzulegen („Time-To-Fly“), falls das Teilchenpaket entlang dieser Strecke nicht beschleunigt wird. Diese Zeit wird mit Hilfe markanter Punkte der an den beiden beteiligten Positionsmonitoren abgegriffenen Spannungsverläufe berechnet. Häufig werden dazu die Zeitpunkte der Nulldurchgänge der gemessenen Spannungsverläufe gewählt. Um die Zeitmessungen bewerten zu können, ist es daher wichtig zu untersuchen, wie der Zeitpunkt des Nulldurchgangs der Spannungsverläufe von der transversalen Strahlposition abhängt. Da die Zeitachsen der Simulationen unabhängig von der transversalen Strahlposition sind, konnte diese Untersuchung direkt mit Hilfe der erhaltenen Simulationsergebnisse durchgeführt werden.

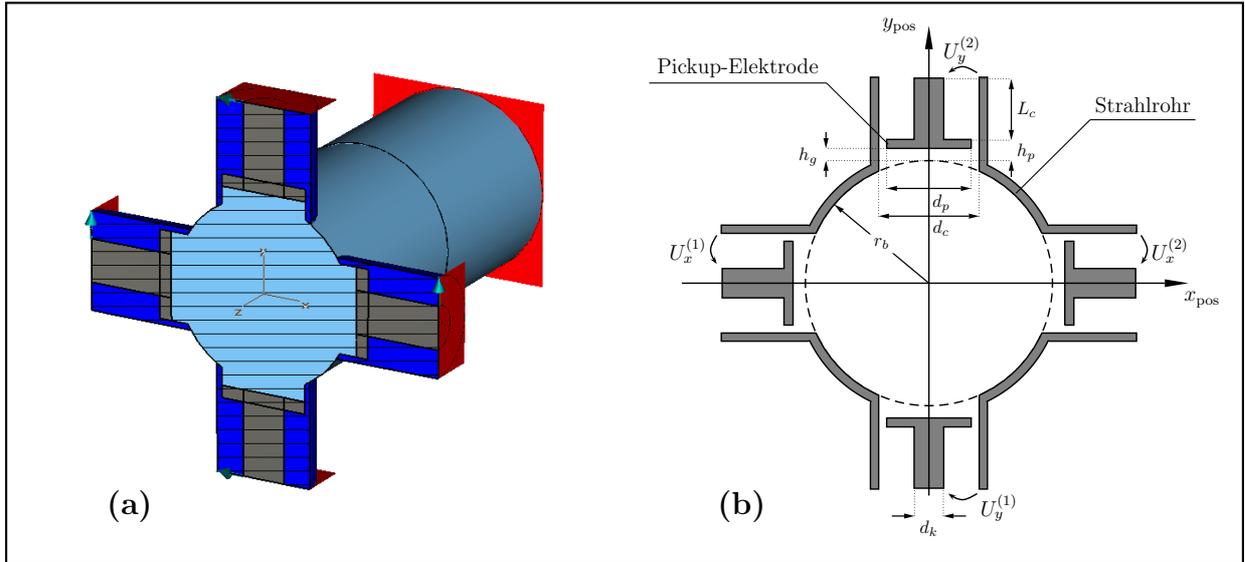


Abbildung 2: Die Abbildungen zeigen die zweite untersuchte Bauf orm. (a) zeigt das in CST Particle StudioTM erstellte Modell (b) zeigt einen Querschnitt durch die Anordnung mit Bemaßung.

Größe	Wert
r_b	15,0mm (25mm)
d_p	14,4mm (24mm)
d_c	16,2mm (27mm)
h_p	3,0mm (5mm)
L_c	12,0mm (20mm)
h_g	0mm .. 2,0mm

Tabelle 1: Geometrieparameter für die durchgeführten Simulationen. Die in Klammern gesetzten Werte geben die entsprechenden Dimensionen für die LHC-Geometrie an. Der fehlende Parameter d_k wurde so gewählt, dass der Koaxialleiter, an welchem das Spannungssignal abgegriffen wird, eine Impedanz von $50\Omega m^{-1}$ besitzt.

angenommen. Die Gesamtladung wurde für alle Simulationen zu $q=0,7C$ angenommen und die longitudinale Ausdehnung wurde zu $\sigma_z = \sigma_t \cdot \beta \cdot c_0$ mit $\sigma_t = 0,15ns$ gesetzt. Die Geschwindigkeit des Teilchenpakets wurde im Bereich von $\beta = 0,1$ bis $\beta = 0,3$ variiert. Für die Abmessungen in der Geometrie wurden die Werte in Tabelle 1 gewählt. Das Ma-

terial des Strahlrohres wurde als ideal elektrisch leitfähig modelliert. Die Materialfüllung des Strahlrohres wurde als ideales Vakuum angenommen.

Die Gitterauflösung wurde derart gewählt, dass sich im Bereich der Elektroden ein feineres Gitter als an den Außenrändern des Rechengebietes ergab. Um die Abhängigkeit der berechneten Spannungssignale von der Gitterauflösung zu untersuchen, wurden die Simulationen mit drei verschiedenen Gitterauflösungen durchgeführt (ca. 170.000 Gitterzellen, ca. 0,7Mio Gitterzellen und ca. 1,8Mio Gitterzellen). Das Gitter wurde jeweils proportional verfeinert bzw. vergrößert. Abbildung 3 zeigt das Gitter für die feinste Diskretisierung. Es zeigte sich bei den Simulationen, dass die Simulationsergebnisse für die interessieren-

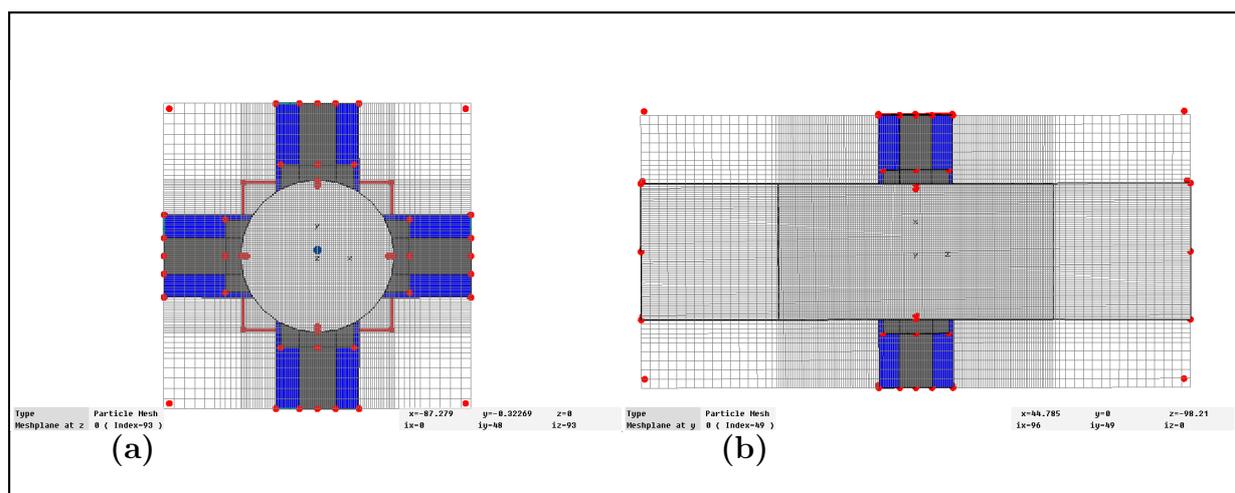


Abbildung 3: Die Abbildungen zeigen das verwendete Rechengitter für die maximale Auflösung (ca. 1,8Mio Gitterzellen).

den Größen bei einer Auflösung mit 0,7Mio Gitterzellen und 1,8Mio Gitterzellen praktisch übereinstimmen und somit angenommen werden kann, dass die Werte auskonvergiert sind. Die Berechnung der Spannungen $U_x^{(1)}$, $U_x^{(2)}$, $U_y^{(1)}$ und $U_y^{(2)}$ aus der Feldverteilung erfolgte mit Hilfe von Spannungsmonitoren (=Auswertung des Linienintegrals der elektrischen Feldstärke). Die Auswertung der Ausdrücke in Gleichung (1) erfolgte für die Frequenzen 325MHz, 650MHz und 975MHz anhand des Frequenzspektrums der Spannungsverläufe $U_x^{(1)}$, $U_x^{(2)}$, $U_y^{(1)}$ und $U_y^{(2)}$. Diese speziellen Frequenzen wurden gewählt, da sie die ersten harmonischen der durch die Teilchenpakete im realen Betrieb erzeugten Spannungssignale darstellen (325MHz ist die Wiederholfrequenz, mit der sich Teilchenpakete an den Positionsmonitoren vorbei bewegen).

5.1 Simulationsergebnisse

5.1.1 Geschwindigkeitsmessung

Für eine Geschwindigkeitsmessung mit Hilfe des Nulldurchgangs der gemessenen Spannungssignale ist eine Untersuchung darüber notwendig, wie stark der Zeitpunkt des Nulldurchgangs von der transversalen Position des Strahles abhängt. Es zeigte sich bei allen untersuchten Geometrien, dass die Variation dieses Zeitpunktes nur sehr gering von der transversalen Strahlposition abhängt. Für keine der untersuchten Konfigurationen ergab sich eine Variation dieses Zeitpunktes von mehr als 5ps gegenüber dem Fall der idealen Strahlposition ($x_{\text{pos}} = 0, y_{\text{pos}} = 0$). Abbildung 4 zeigt die Zeitsignale für die in Abbildung 1 dargestellte Geometrie für $\beta = 0,2$. Es ist ersichtlich, dass das Signal abhängig von der Strahlposition zwar verformt wird, aber der Zeitpunkt des Nulldurchgangs in sehr guter Näherung konstant bleibt.

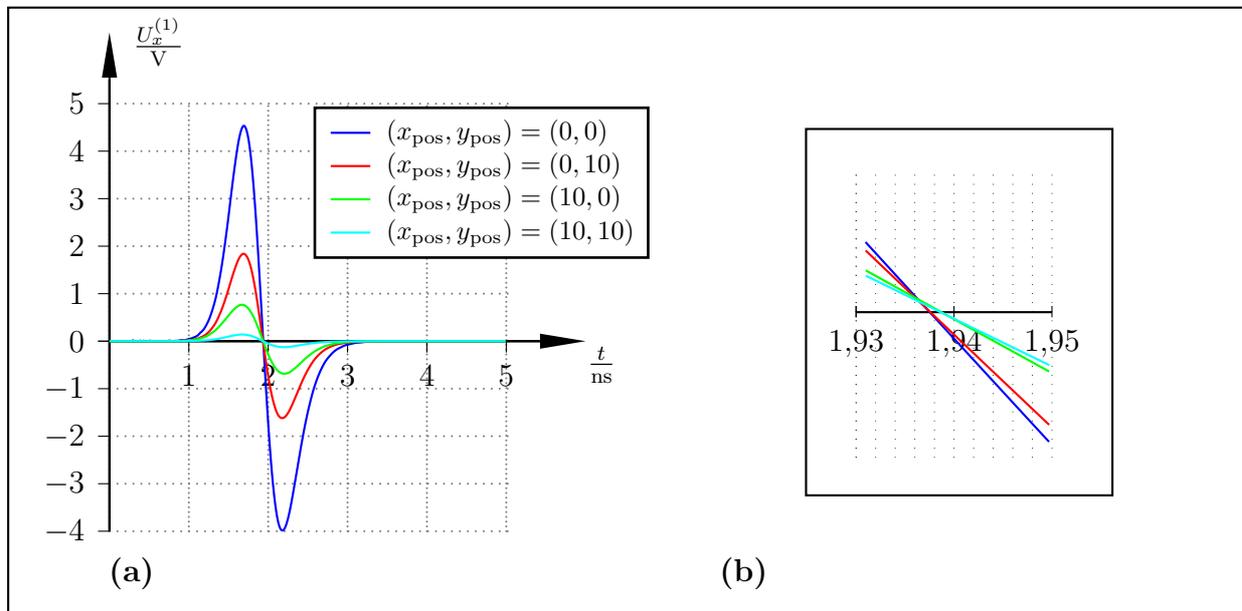


Abbildung 4: (a) zeigt die Zeitsignale, welche an einem der Koaxialleiter abgegriffen wurden für unterschiedliche transversale Positionen des Strahles. (b) zeigt die Nulldurchgänge der Kurven aus (a).

5.1.2 Transversale Positionsbestimmung

Zunächst soll die Frequenzabhängigkeit des Parameters $K(f)$ in Gleichung (3) gezeigt werden. Dazu wurden Simulationen mit unterschiedlicher transversaler Strahlposition durchgeführt. Das Frequenzspektrum wurde an der Stelle $f = 325\text{MHz}$ sowie ganzzahligen Viel-

fachen dieser Frequenz ausgewertet und die entsprechenden Werte von x_n und y_n gemäß den Gleichungen (1) berechnet. An den sich ergebenden Verlauf von x_n wurde ein Polynom vom Grade p angepasst¹. Aus diesem Polynom kann dann schließlich durch Auswertung von Gleichung (4) der Koeffizient $K(f)$ berechnet werden. Anschließend wurde mit dem erhaltenen Wert gemäß Gleichung (3) wiederum die Position ausgerechnet. Der Fehler gegenüber der tatsächlichen Position des Strahles liefert ein Maß dafür, wie stark die Terme höherer Ordnung den Zusammenhang von x_n und y_n mit x_{pos} sowie y_{pos} beeinflussen. Abbildung 5(a) bis (c) zeigt die Ergebnisse für verschiedene Geschwindigkeiten des Teilchenstrahles für die Geometrie gemäß Abbildung 1. Abbildung 5(d) zeigt die Abhängigkeit der Kurven von der Diskretisierung. Es zeigte sich, dass die Ergebnisse für eine Diskretisierung mit ca. 700.000 Gitterzellen praktisch auskonvergiert sind. Die Kurven in den übrigen Abbildungen wurden daher aus den Simulationsergebnissen für diese Gitterauflösung generiert.

Abbildung 8 zeigt die Ergebnisse für die in Abbildung 2 dargestellte Geometrie mit planaren Elektrodenflächen für $\beta = 0, 2$, wobei der Parameter h_g , welcher den Abstand der Elektrodenfläche von dem Strahlrohr bezeichnet (siehe Abbildung 2), von 0mm bis 2mm variiert wurde.

Wie bereits bei den entsprechenden Untersuchungen für die LHC-Geometrie zeigt sich auch hier die starke Frequenzabhängigkeit des Parameters $K(f)$. Eine Abhängigkeit von dem Geometrieparameter h_g ist hingegen kaum zu erkennen.

Im direkten Vergleich mit den entsprechenden Ergebnissen, welche für die LHC-Geometrie erhalten wurden, ergibt sich für die Abhängigkeit der Größen x_n und y_n von x_{pos} sowie y_{pos} das gleiche Verhalten wie in Abbildung 7 zu erkennen. Obwohl die Grafiken in Abbildungen 8 und 7 allesamt nur Ergebnisse für den Fall $\beta = 0, 2$ beinhalten, sind die getroffenen Aussagen gleichermaßen für den Fall $\beta = 0, 3$ gültig, welcher ebenfalls untersucht wurde.

Obleich die Abhängigkeit der Größen x_n und y_n von x_{pos} sowie y_{pos} im untersuchten Bereich praktisch invariant gegenüber dem Parameter h_g ist, weisen die Verläufe von $U_x^{(1)}$, $U_x^{(2)}$, $U_y^{(1)}$ und $U_y^{(2)}$ bzw. deren Frequenzspektren eine starke Abhängigkeit von h_g auf, wie in Abbildung 8 gezeigt ist. Offenbar hängt der Signalpegel, welcher am Koaxialkabel abgegriffen werden kann stark von h_g ab, und wird umso kleiner je größer h_g gewählt wird. Eine Erklärung für diesen Effekt kann wie folgt gegeben werden. Wenn die Pickup-Elektrode gegenüber dem Strahlrohr um die Länge h_g nach hinten verschoben wird, dann entsteht vor der Elektrodenfläche ein kurzer Rundhohlleiter (siehe Abbildung 9), welcher von dem elektromagnetischen Feld bis zu dem Auftreffen auf die Elektrode durchquert werden muss. In der in Abbildung 9 eingefügten Tabelle sind die drei Eigenmoden niedrigster Grenzfrequenz für den Hohlleiter aufgetragen. Da die betrachteten Frequenzen weit unterhalb dieser Grenzfrequenzen liegen, ist eine schlechte Einkopplung des elektromagnetischen Feldes und somit auch schwächere Spannungssignale am Ausgang zu erwarten.

¹Im Rahmen der durchgeführten Berechnungen wurde $p = 7$ gewählt.

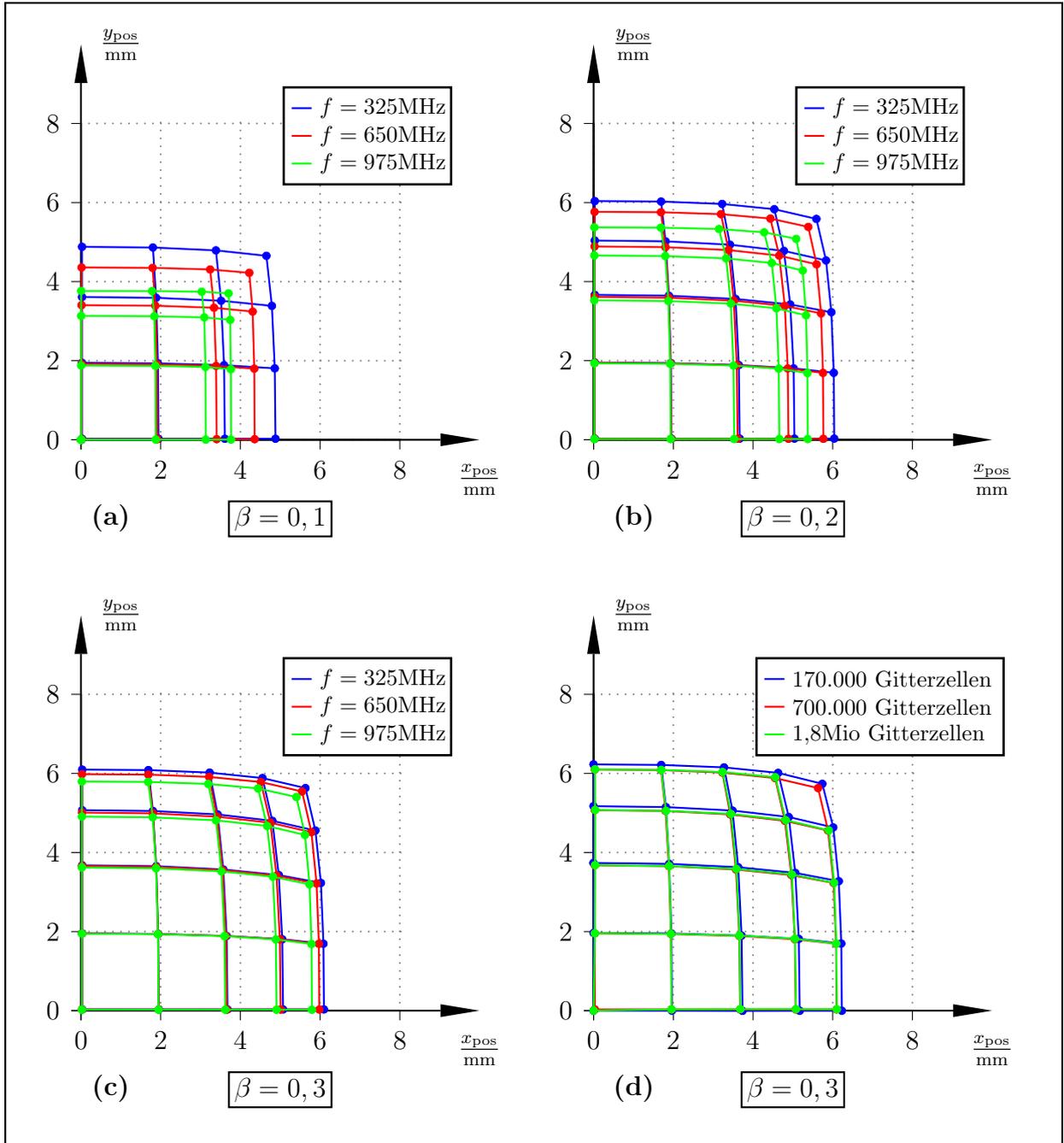


Abbildung 5: Die Abbildungen (a) bis (c) zeigen die Frequenzabhängigkeit des Parameters $K(f)$ für verschiedene Geschwindigkeiten des Teilchenstrahls. Es ergibt sich, dass für höhere Frequenzen der Zusammenhang zwischen x_n , y_n und x_{pos} sowie y_{pos} stärker nichtlinear wird als für die Grundfrequenz 325MHz. Zudem ist ersichtlich, dass sich dieser Effekt für Teilchenstrahlen mit niedriger Geschwindigkeit deutlicher bemerkbar macht. Abbildung (d) zeigt den Einfluss der räumlichen Diskretisierung auf das Ergebnis. Die Kurven für 700.000 Gitterzellen und 1,8Mio Gitterzellen sind praktisch identisch. Alle Ergebnisse wurden für die in Abbildung 1 gezeigte Geometrie erhalten.

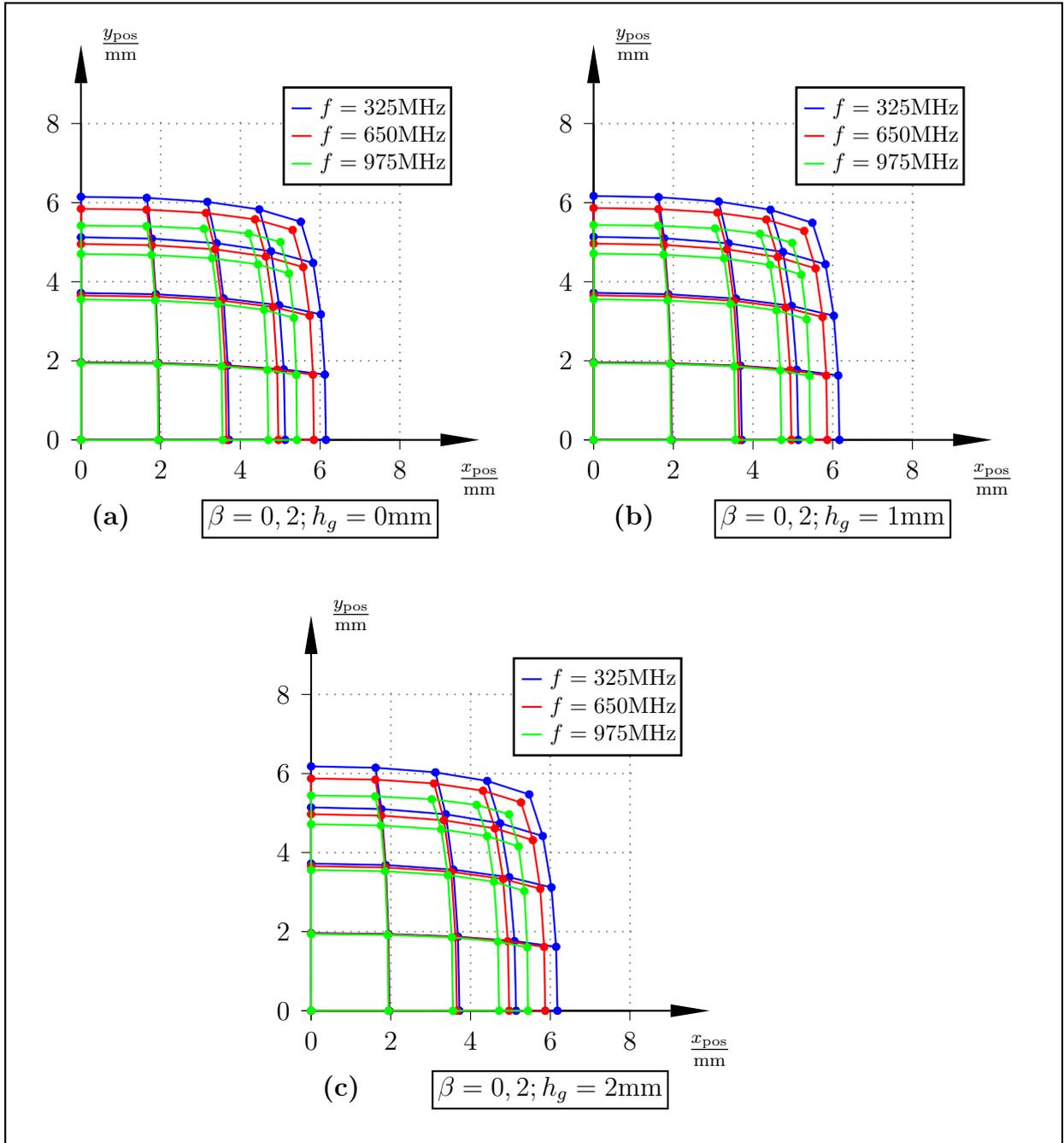


Abbildung 6: Abbildungen (a) bis (c) zeigen die Frequenzabhängigkeit des Parameters $K(f)$ für $\beta = 0, 2$ für unterschiedliche Werte des Parameters h_g . Es zeigt sich, dass dieser im untersuchten Bereich praktisch keinen Einfluss auf den Verlauf der Kurven besitzt.

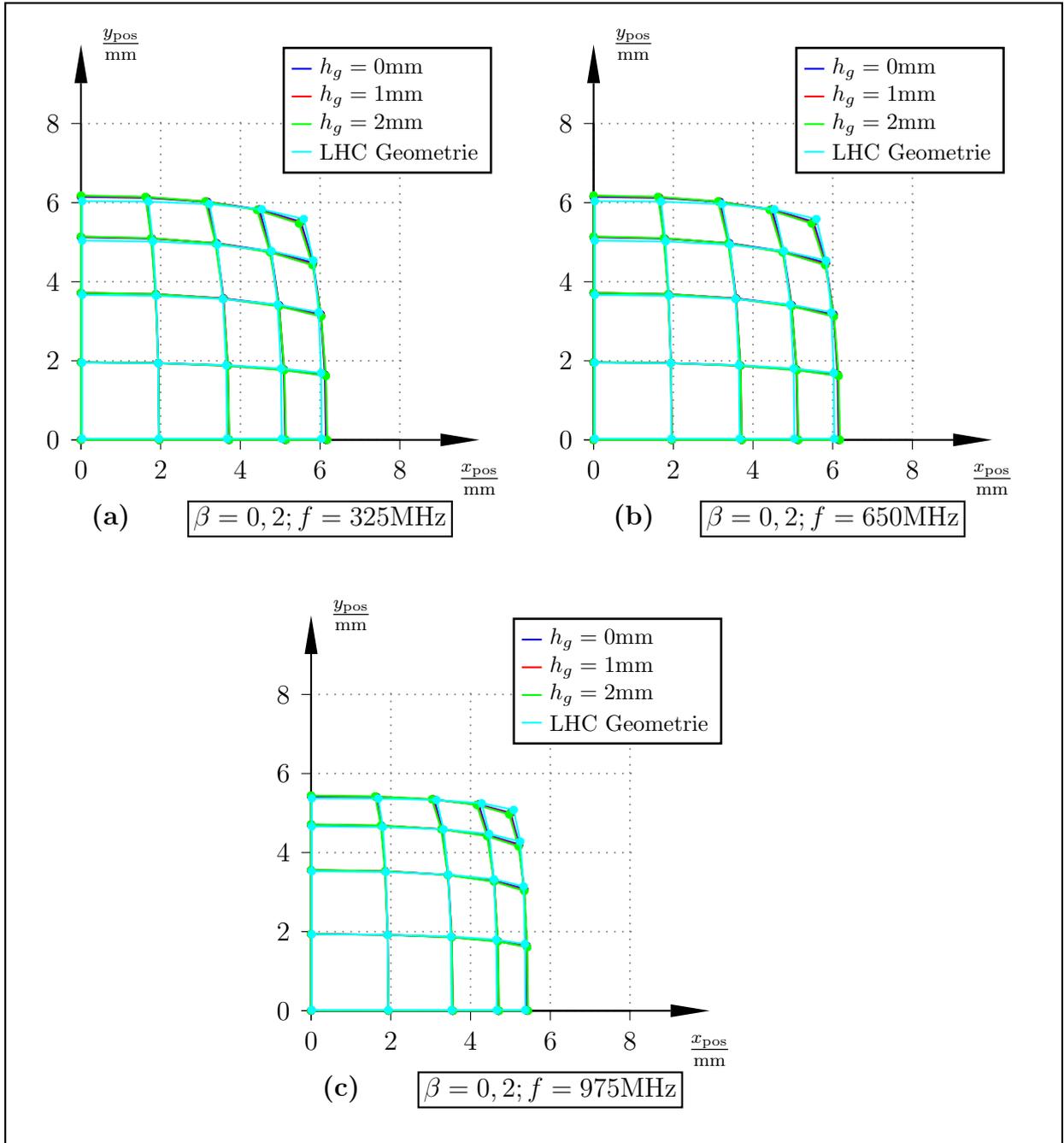


Abbildung 7: Abbildungen (a) bis (c) zeigen im direkten Vergleich die sich nach Gleichung (3) ergebenden Kurven für die untersuchten Geometrien. Die Kurven zeigen für die betrachteten Frequenzen keine signifikante Abhängigkeit von den Geometrievariationen.

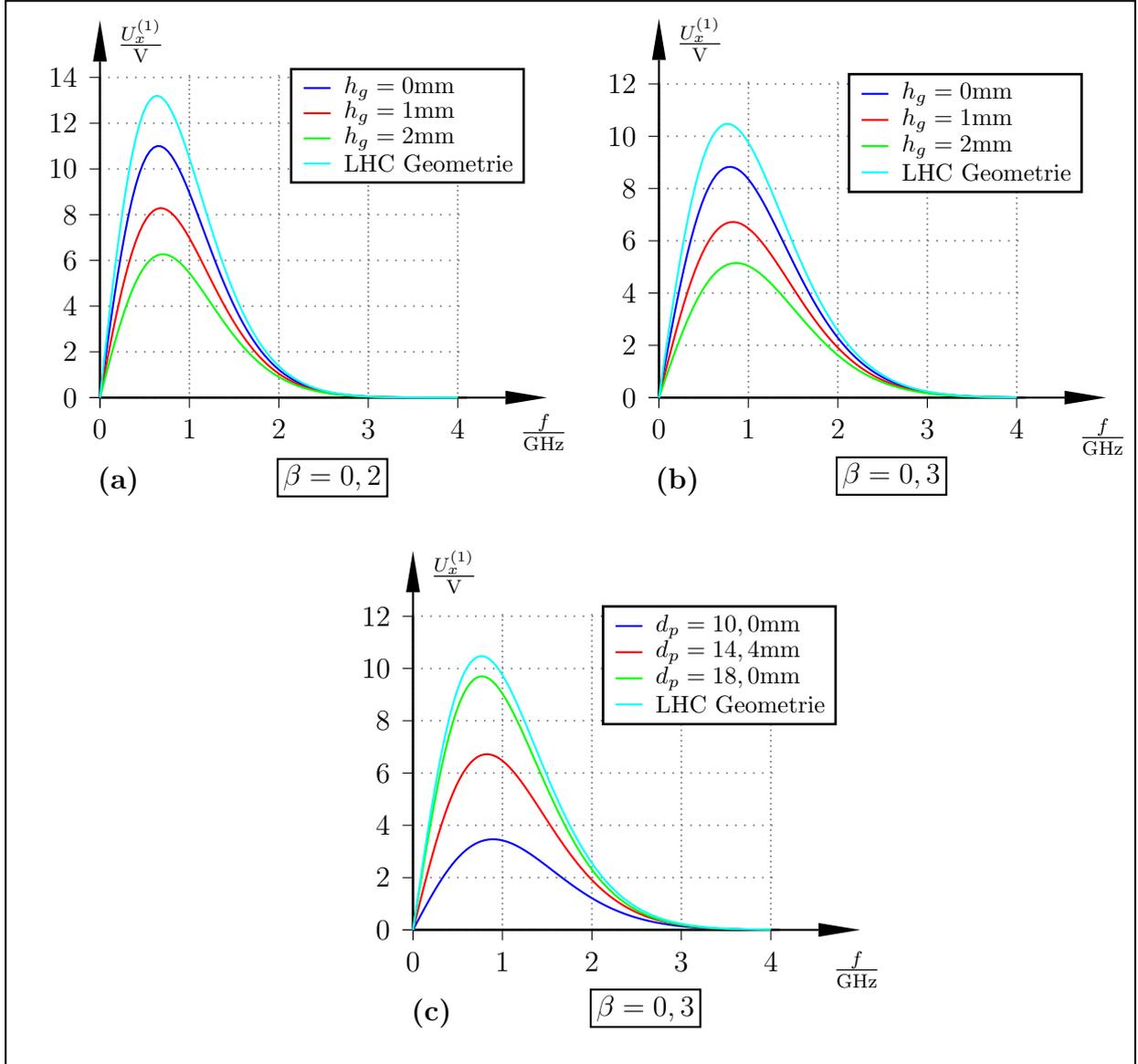


Abbildung 8: Abbildungen (a) und (b) zeigen das Frequenzspektrum des Spannungssignals $U_x^{(1)}$. Die starke Abhängigkeit des Spektrums von dem Geometrieparameter h_g ist zu erkennen. Im Vergleich zur LHC-Geometrie ist das an den Ausgängen erhaltene Signal etwas schwächer. Abbildung (c) zeigt die Abhängigkeit des Spektrums von dem Durchmesser d_p der Pickup Elektroden für $h_g = 1$. Für diese Simulationen wurden die Werte von d_c und d_k dem Wert von d_p angepasst, d.h. proportional der Änderung von d_p verkleinert bzw. vergrößert. Wie zu erwarten zeigt sich auch hier der Effekt wie bereits in Abbildung (a) und (b). Das Ausgangssignal wird schwächer, wenn der Durchmesser der Pickup-Elektroden verkleinert wird und entsprechend größer bei einer Vergrößerung des Durchmessers. Alle Ergebnisse wurden für die Strahlposition $x_{pos} = 0$, $y_{pos} = 0$ erhalten.

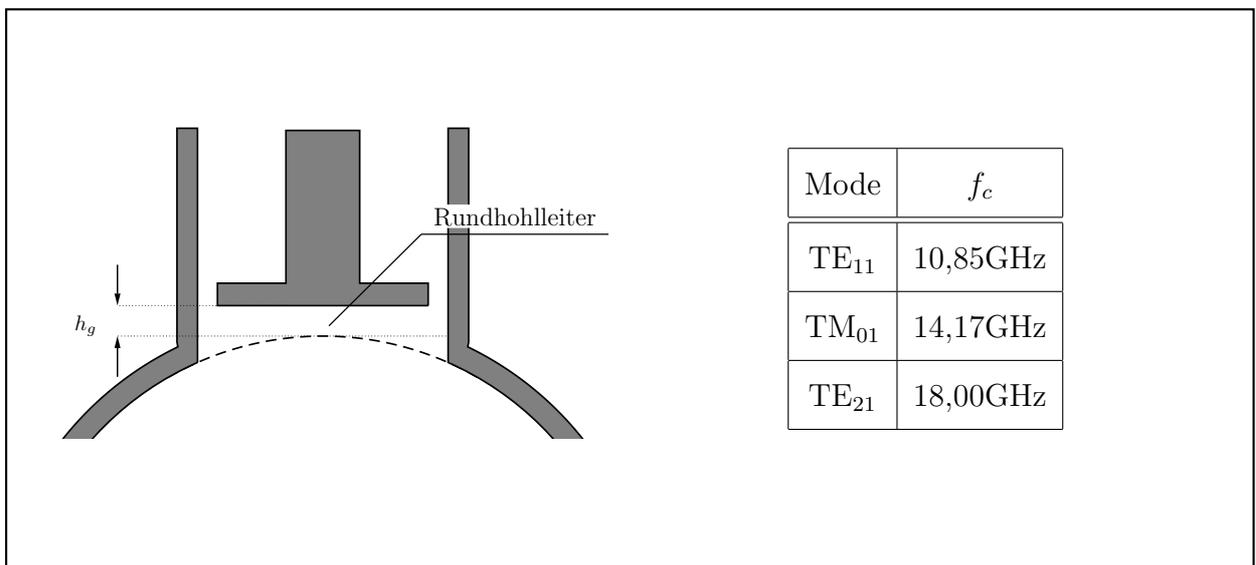


Abbildung 9: